

UDC 533.6.013.125:
533.692:
533.6.011.3

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-299

遷音速における二次元翼の抵抗発散

神 谷 信 彦

1973 年 1 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|--|-----------|--------------------------------------|
| TR-282 | 高温タービン試験設備およびその計測装置
On the High Temperature Turbine Test Facilities and the Data Processing System | 1972年 6月 | 原動機部 |
| TR-283 | エンジン特性の実時間シミュレーション(I)
(装置および特性)
Real-time Simulation of Jet Engines with Digital Computer (I)
(Fabrication and Characteristics of the Simulator) | 1972年 7月 | 西尾健二, 杉山七契
越沼威, 橋本武
大畑敏美, 市川英夫 |
| TR-284 | 高 dn 値における玉軸受の性能に関する研究
Study on Performance of Ball Bearings at High dn Values | 1972年 5月 | 宮川行雄, 関 勝美
横山正幸 |
| TR-285 | 高温固体潤滑剤としての一酸化鉛 (PbO) に
関する基礎的研究
Study on Lead Monoxide as Solid Lubri-
cant for High Temperatures | 1972年 5月 | 宮川行雄, 西村 允
安部 亘 |
| TR-286T | An Investigation of Secondary Injection
Thrust Vector Control | May, 1972 | Tatsuo YAMANAKA |
| TR-287 | 内面加熱を受ける中空円筒の非定常熱応力
Transient Thermal Stresses of the Hollow
Cylinder Subjected Uniform Inner Heating | 1972年 5月 | 江川幸一, 竹中幸彦 |
| TR-288 | 低アスペクト比後退角片持平板翼の遷音速お
よび超音速のフラッタ特性
The Transonic and Supersonic Flutter
Characteristics of Low Aspect Ratio
Sweptback Thin Cantilerer | 1972年 5月 | 中井暎一, 森田甫之
菊地孝男, 高橋 美
東久保正年 |
| TR-289T | Transient Hypersonic Leading-Edge Flow | Jun. 1972 | Katsuhisa KOURA |
| TR-290 | 二自由度回転駆動検出型ジャイロの研究
Study of a Rotary-drive Vibratory-output
Two-degree-of-freedom Gyro | 1972年 7月 | 山田 博 |
| TR-291 | はり板結合構造物の振動 (III)
On the Natural Vibration of Plate-Beam
Combination Structures (III) | 1972年 7月 | 塙 武敏, 林 洋一
多田保夫, 戸田 勸
日下和夫 |
| TR-292 | 翼型の非圧縮乱流ウェーク流の近似計算法
—対称ウェーク流の場合—
An Approximate Calculation Method of
Incompressible Turbulent Wakes behind
Aerofoils—Symmetrical Wake Flow
Case— | 1972年 7月 | 石田洋治 |
| TR-293 | き裂先端塑性域に線形な応力分布のある弾塑
性モデルの解析
An Elastic-Plastic Analysis of a Crack with
Linearly Distributed Stress in the Plastic
Zone | 1972年 8月 | 寺田博之 |
| TR-294 | ジェットフラップを持つ高揚力機の地面効果
Effect of Ground Proximity on the Longi-
tudinal Aerodynamic Characteristics of an
Airplane with a Jet-Flapped High Lift
Wing | 1972年 8月 | 遠藤 浩, 高橋 宏
中谷輝臣, 綿貫忠晴 |
| TR-295 | 自機搭載型軌道保持システムのための軌道決
定と制御
Orbit Determination and Control Method
for Self-Contained Station-Keeping Sys-
tems | 1972年 8月 | 松島弘一 |
| TR-296 | 航空用ガスタービン燃焼器のライナ壁面の冷
却
Liner Cooling of the Aeronautical Gas
Turbine Combustor | 1972年 8月 | 相波哲朗 |

目 次

1. ま え が き	3
2. 歴史的背景	4
3. 研究の方針と対象	9
3.1 過去の研究の問題点, 研究の方針	9
3.2 研究の対象, 範囲	9
4. 実 験	10
4.1 実験の目的	10
4.2 実験装置および測定範囲	10
4.3 翼 型	11
4.4 実験結果	17
5. 抵抗発散	19
5.1 定 義	19
5.2 設計上の要求	19
5.3 抵抗発散のおこる原因	20
6. 翼の抵抗発散性能を支配するパラメータについて	22
6.1 物理的考察	22
6.2 亜音速線型理論	22
6.3 パラメータ F について	23
7. 良い上面圧力分布について	32
7.1 良い上面圧力分布設計の指針	32
7.2 実験による裏付け	34
7.3 x_s/c , Γ および F_D の限界	39
7.3.1 概 説	39
7.3.2 drag creep が大きくなりすぎてはならないという条件から定まる限界	39
7.3.3 境界層がはく離してはならないという条件から定まる限界	41
8. 上面の局所超音速領域の圧力分布について	45
8.1 上面の局所超音速領域の圧力分布の特性を表わすパラメータ F_s について	45
8.2 上面局所超音速領域の圧力分布と抵抗発散マッハ数との関係	46
9. 低速翼理論と遷音速圧力分布との関連性について	48
9.1 概 説	48
9.2 Sinnot の理輸について	50
9.3 上面局所超音速領域の圧力分布 I	50
9.4 上面局所超音速領域の圧力分布 II	55

10. 抵抗発散性能の良い翼型の開発	59
10.1 概説	59
10.2 開発の指針	59
10.3 開発の指針の特徴	61
11. 翼型の設計例	62
12. 結語	65
あ と が き	65
参 考 文 献	65
付録 A 1 (M_{DD}, τ, C_L) 空間において最良の抵抗発散性能を示す曲面について	106
A 2 揚力が小さい場合の最良圧力分布 (試論)	106

遷音速における二次元翼の抵抗発散*

神 谷 信 彦**

On the Drag Divergence of Two-Dimensional Airfoils at Transonic Speeds

Nobuhiko KAMIYA

The subject of this paper is an experimental and theoretical investigation of the drag-divergence on two-dimensional airfoils, as one of the fundamental studies of a wing which allows economical cruise at high subsonic speeds.

First the historical background of this subject is reviewed, and several problems to be solved in this paper are pointed out. Secondly, the pressure distributions which airfoils of good drag-divergence characteristics should necessarily have are discussed. A predominant parameter, F , which determines the drag-divergence characteristics of airfoils is found. The introduction of F is the main point of this paper.

F is defined as the ratio of the mean pressure on the upper surface of an airfoil at the drag-divergence Mach number to the stagnation pressure of the free stream. In contrast with the work of the investigators at NPL of the United Kingdom, in which the importance of local properties such as the curvature distributions near the leading edge is emphasized, in this paper the importance of the quantity representing the overall characteristics of airfoils, such as F , is emphasized. The pressure distributions, which the airfoils of good drag-divergence characteristics should necessarily have, are deduced by use of the parameter F . In order for an airfoil to have good drag-divergence characteristics, the following conditions should be satisfied at the drag-divergence Mach number:

1. The shock wave on the upper surface should be located as far downstream as possible,
2. The pressure distribution upstream of the shock wave on the upper surface should be peaky, and
3. A rear loading pattern should exist downstream of the shock wave on the upper surface

These conclusions have been confirmed by the present experiments.

It is shown that the drag-divergence characteristics improve as the thickness near the leading edge decreases. This conclusion is in some sense different from the common one that a large leading edge radius is one of the main features of the peaky sections.

A method is proposed for the development of airfoils of good drag-divergence characteristics based on the results of the investigations mentioned above. Using this method, airfoils are obtained which have drag-divergence Mach number between 0.05 and 0.07 higher than that of NACA 64₁-212, a typical roof-top type airfoil, at the same values of the lift coefficient and the thickness ratio.

摘 要

高亜音速において最も経済的な巡航を与えるような翼を求めるための基礎研究として、二次元翼の抵抗発散性能を論じる。

はじめに過去の研究を概観し、この論文において解決すべき問題点をいくつか指摘する。

* 昭和47年9月2日受付

** 空気力学第二部

次に翼の抵抗発散性能という言葉の意味を明確にする。また、抵抗発散性能の良い翼型はどのような圧力分布を持つべきかを論じ、翼の抵抗発散性能を実質的に支配するパラメータ F を見出す。この F の導入がこの論文の主眼である。

F は抵抗発散マッハ数における翼の上面圧力の平均値と総圧との比で表わされる。前縁付近の曲率分布のような、翼の局所的な特性の重要性を強調した NPL の Pearcy らの議論とは対照的に、この論文においては F のような翼の全体的特性を表わす量の重要性が強調される。抵抗発散性能の良い翼型が持つべき圧力分布は、この全体的な量 F を用いて演えき的に求められる。すなわち、良い抵抗発散性能をもつためには、翼は抵抗発散マッハ数において、

1. 衝撃波がなるべく下流にあり
2. 衝撃波の上流に peaky 圧力分布を持ち
3. 衝撃波の下流に rear loading を持つ

ような上面圧力分布を持つことが望ましい。この結論は実験によって確かめられる。

大きな前縁半径は一般に peaky 翼の特徴とされているが、この論文では一般に前縁半径が小さいほど翼の抵抗発散性能が良いことを示す。また、遷音速圧力分布と低速圧力分布との関連を明らかにする。

以上の研究に基づき、抵抗発散性能の良い翼型の開発指針を提案する。この指針にしたがって roof top 翼 NACA 64₁-212 に比し、同じ揚力係数において抵抗発散マッハ数が 0.05~0.07 高い、同じ厚み比の翼を設計することができた。

記号

c	翼弦長
C_D	抵抗係数
C_{DS}	D_S/cq
C_L	揚力係数
C_{LI}	低速における揚力係数
C_p	翼面上の圧力係数
C_{p^*}	音速点における圧力係数
C_{pI}	翼面上の低速圧力係数
ΔC_{pI}	図 4 において定義される C_{pI} の差
C_{pIL}	下面と上面の C_{pI} の差
C_T	翼の厚み分布に関連するパラメータ、式 (8) によって定義される
C_{TL}	翼の前半部の C_T に対する寄与、式 (27) によって定義される
C_{TT}	翼の後半部の C_T に対する寄与、式 (28) に

よって定義される

D	抵抗
D_S	衝撃波抵抗
f	翼上面における p/p_0 の平均値
F	M_{DD} における f
F_D	M_{DD} における x_2 より下流の上面 p/p_0 の平均値
F_L	M_{DD} における下面の p/p_0 の平均値
F_S	図 51 の曲線 B で示される仮想的圧力分布における上面 p/p_0 の平均値
F_U	M_{DD} における x_S より上流の上面 p/p_0 の平均値
g	実現し得る最大の M_{DD} は τ と C_L の関数である。この関係を $M_{DD}=g(\tau, C_L)$ であらわす。
G	上記 $M_{DD}=(\tau, C_L)$ を M_{DD} に関して陰な形にかきなおしたものを $G(M_{DD}, \tau, C_L)=0$ とする。
H	後縁における境界層の抽除厚と運動量厚の比
L	揚力
M	翼面上の局所的マッハ数
M_{Cr}	臨界マッハ数
M_{DD}	抵抗発散マッハ数
M_{LD}	揚力発散マッハ数; $dC_L/dM_\infty=0$ がなりたつ M_∞
M_∞	一様流マッハ数
$M_{\infty 1}$	図 53 において、×印によって示される圧力分布に対応する一様流マッハ数
p	翼面上の圧力
p_S	M_{DD} における上面衝撃波直前の圧力、 M_{DD} における p_1 の値 図 16 によって定義される
p_T	後縁における圧力
p_0	総圧
p_1	上面衝撃波直前の圧力
p_2	M_{DD} における衝撃波位置直後の圧力、図 16 によって定義される
p_∞	一様流の圧力
q	一様流の動圧
R_{LE}	翼の前縁半径
R_N	レイノルズ数
t	局所的な翼の厚み
$T(x)$	$t=c\tau T(x)$ によって無次元化された局所的翼の厚み
U	非圧縮流における翼面上の流速

- U_∞ 非圧縮流における一様流の速さ
 - x 前縁を原点とする, 気流方向の座標
 - x_S M_{DD} における衝撃波位置の x 座標, 図 16 によって定義される
 - x_{tr} 境界層の遷移点における x の値
 - x_2 図 16 によって定義される x 座標
 - z 気流に直角方向の座標
 - Δz 図 4 において定義される z の差
 - α 翼の迎角
 - β $\sqrt{1-M_\infty^2}$
 - γ 流体の比熱比
 - Γ 局所超音速領域の p/p_0 分布の形を表わすパラメータ, 式 (30) によって定義される
 - ε M_∞ の微小変化をあらわす微小量
 - ε_{90} 90% 翼弦長位置の翼面の勾配から定義した後縁角
 - θ 翼表面が一様流となす角
 - ξ x 座標をあらわす積分変数
 - τ 翼の厚み比
 - φ 翼後縁における $d(p/p_0)/(x/c)$ の値
 - Φ 9.4 において定義される, 上面局所超音速領域における目標圧力分布
 - Ψ 9.4 において定義される, Prandtl-Glauert 則を用いて計算された翼上面の p/p_0 分布
 - ω Prandtl-Meyer 関数
- 添字
- DD M_{DD} における値
 - I 非圧縮流における値
 - $P-G$ Prandtl-Glauert 理論による計算値

1. まえがき

最近の大型の民間航空機はほとんど高亜音速で飛行しているが, これは高亜音速飛行の高い経済性に由来している。航空機の経済性を支配する range parameter $M_\infty L/D$ (M_∞ は一様流マッハ数, L は揚力, D は抵抗) は一様流マッハ数と共に増大して, 高亜音速におけるあるマッハ数で極大値に達する (図 1)。最も高い経済性はこの極大のごく近傍で得られる。range parameter が極大に達した後下がりをはじめのは, 図 1 に示すように, この付近から抵抗係数 C_D が急激に増加しはじめるからである。この抵抗係数の急激な増加を抵抗発散と呼び, これがおこりはじめる一様流マッハ数を抵抗発散マッハ数と呼ぶ。抵抗発散マッハ数を図 1 の点線のようにおくと, range parameter の極大も右にずれ, 極大値も大きくなる。

これによって航空機の直接運航費を下げることができる。抵抗発散マッハ数を大きくすることの重要性はここにあるのである。

図 2 に航空機の各種の設計パラメータの変更により, 直接運航費 DOC がどのように変化するかを一つの高亜音速機の例について計算したものを示す¹⁾。図 2 に示すものの中では, 抵抗発散マッハ数を 0.1 減じた場合の DOC の増加が最も大きい。この計算によると, 抵抗発散マッハ数を 0.01 増加させると DOC は約 1.5% 減少する。

Boeing 727 クラスの旅客機において, 就航から解体までの期間にかかる直接運航費の総額の典型的な値は約 100 億円である。したがって, 抵抗発散マッハ数を 0.01 増加させることにより, 1 機当たり約 1.5 億円程度の節約になるわけである。航空機の抵抗発散は主翼の抵抗発散によるものである。したがって, 抵抗発散マッハ数の高い翼型を開発することは非常に重要な課題である。

この論文においては, 翼の抵抗発散性能を支配するパラメータを見出し, 抵抗発散性能の良い翼型はどのような圧力分布をもつべきかを明らかにする。また, この結果にもとづいた翼型開発の指針を提案する。この指針に従って何枚かの翼を設計し, その抵抗発散性能を NACA 641-212 の性能と比較することによって

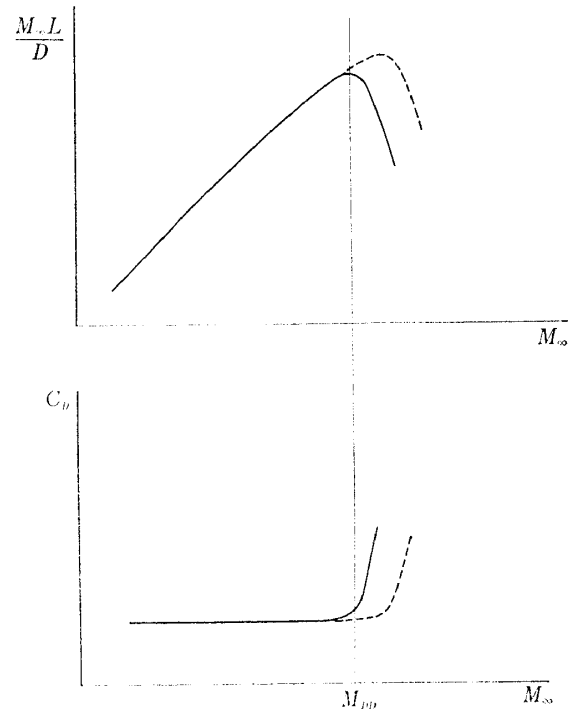


図 1 range parameter と一様流マッハ数との関係

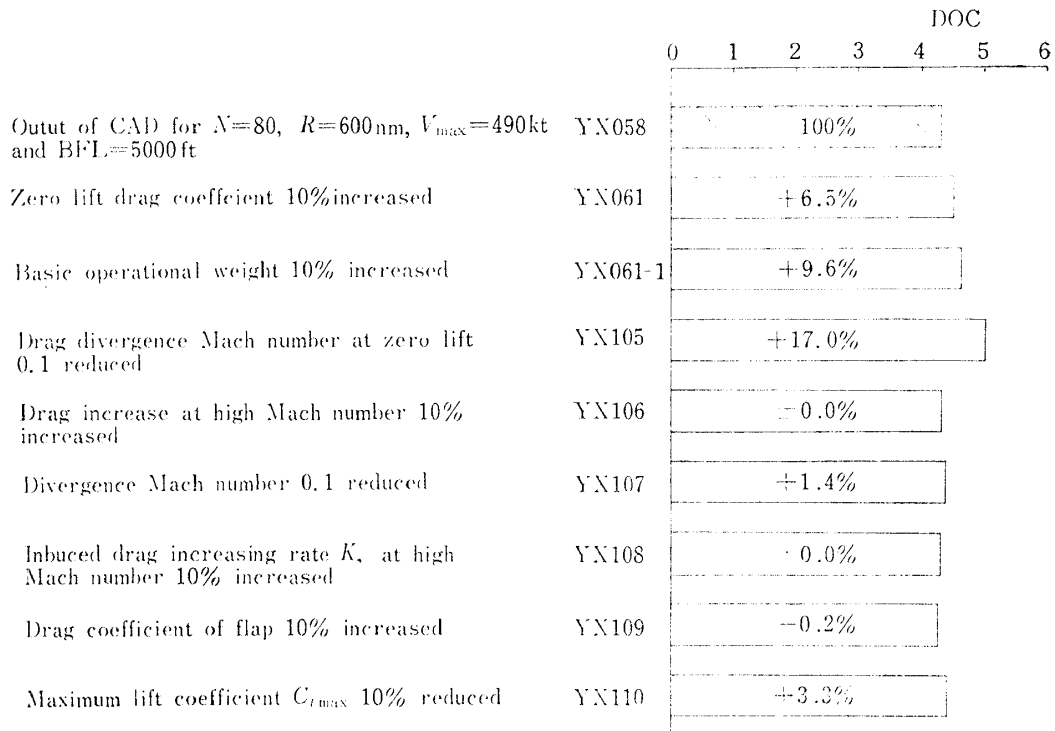


図 2 設計パラメータの変化が DOC に及ぼす影響 (文献 1)

著者の考え方を裏付ける。

2. 歴史的背景

1960 年 ICAS において Pearcy²⁾ が peaky 翼を示すまでは、抵抗発散マッハ数 M_{DD} を増すためには、翼面上の最大マッハ数が 1 になるような一様流マッハ数、すなわち臨界マッハ数 M_{Cr} を増せば良いという考え方が一般的で、与えられた揚力、厚み比のもとでは、roof top 翼がもっとも高い M_{DD} を与えると考えられていた。Pearcy は、 M_{Cr} は低くても M_{DD} は roof top 翼よりも高い翼が存在することを示した。それがいわゆる peaky 翼である。この章ではこの peaky 翼を含めて、これまでの抵抗発散に関する研究をふり返ってみる。

Nitzberg & Crandall³⁾ によれば、翼上面の衝撃波が crest (図 3 の C 点、翼上面の一様流に対する傾きが零になる点) に達するか、あるいは crest の後にはじめて衝撃波が発生するような一様流マッハ数から抵抗の急増がおこる。図 3 に示すように crest の前方の上面圧力は翼に抵抗として働き、crest から後縁までの圧力は翼に推力として働く。衝撃波が crest を通り越したということは、crest の後に圧力の低い超音速領域が広がり、推力が減ったということである。

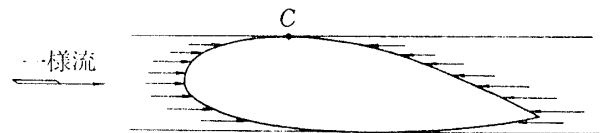


図 3 crest の説明

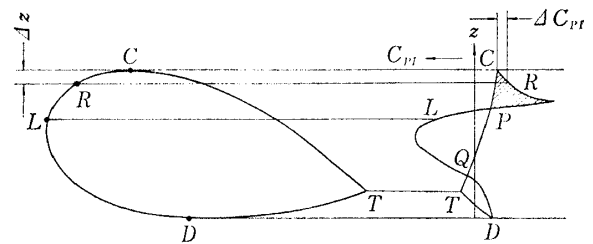


図 4 気流に直角方向の圧力分布

crest の前方の圧力による抵抗を考え合せると、これは抵抗が増したということを意味する。この条件は shock-at-crest condition と呼ばれている。

Sinnott⁴⁾ によれば、Prandtl-Glauert 則によって求めた crest における p/p_0 が 0.515 になるような一様流マッハ数は、上記 shock-at-crest condition によって求めた M_{DD} と一致する。この Sinnott の criterion を用いて多くの翼の M_{DD} を計算して実験値と比較すると、多くの場合両者は良く一致するが、

少数の例外があることを Pearcey²⁾ は見出した。

Pearcey は多くのデータを解析して、翼の抵抗増加の振舞を次の3つのグループに大別した。上記計算値とほぼ同じ M_{DD} をもつグループ、それより高い M_{DD} をもつグループ、その計算値より低い一様流マッハ数から抵抗が上がりはじめるグループの3種である。図4に示すように、一様流に直角方向にとられた上面の低速圧力分布の型、および一様流方向にとられた通常の上面低速圧力分布の型によって上記3種のグループは特徴づけられる。

図4には一様流に直角方向の圧力分布の例を模式的に示す。図中 L は前縁、 T は後縁、 C は crest を示す。曲線 PLQP に囲まれる面積は抵抗を示し、drag loop と呼ばれる。曲線 CPRC および QTDQ で囲まれる面積は翼に局所的に働く推力を示し、suction look と呼ばれる。両者の面積の差が抵抗係数に等しい。点 R については後に説明する。

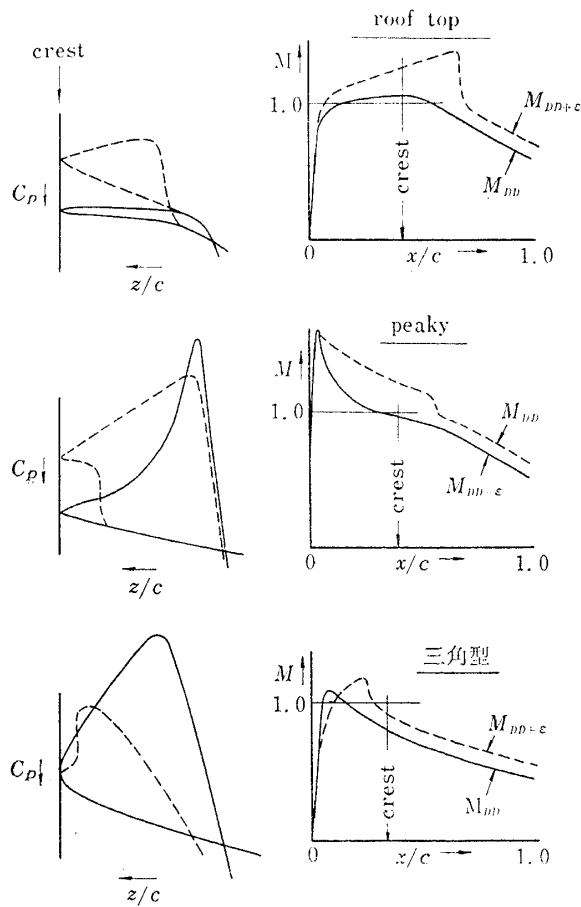


図 5(a) roof top 圧力分布, peaky 圧力分布, 三角型圧力分布 (文献 2)

図5(a)に上記3種のグループを特徴づける圧力分布の型を示す。左側に図4の斜線で示される上面の suction loop を、右側に上面の気流方向の圧力分布を示す。点線は遷音速圧力分布を、実線は低速圧力分布に Prandtl-Glauert 則を適用して求めた値を示す。 M_{DD} は抵抗発散マッハ数における値を示し、 $M_{DD} \pm \epsilon$ は M_{DD} より幾分大きい、あるいは小さい一様流マッハ数における値を示す。 M は局所マッハ数、 z は気流と直角方向の距離を示す。実線は Prandtl-Glauert 則を適用したものであるが、suction loop の形など、定性的には、低速圧力分布と変わらないと考えられる。

Sinnott の計算法が実験と合うのは同図のいちばん上に示される roof top 圧力分布である。Sinnott の方法で計算した場合よりも高い M_{DD} をもつのは同図真中に示される peaky 圧力分布であり、この名は同図左に実線で示されるような低速圧力分布の型に由来し

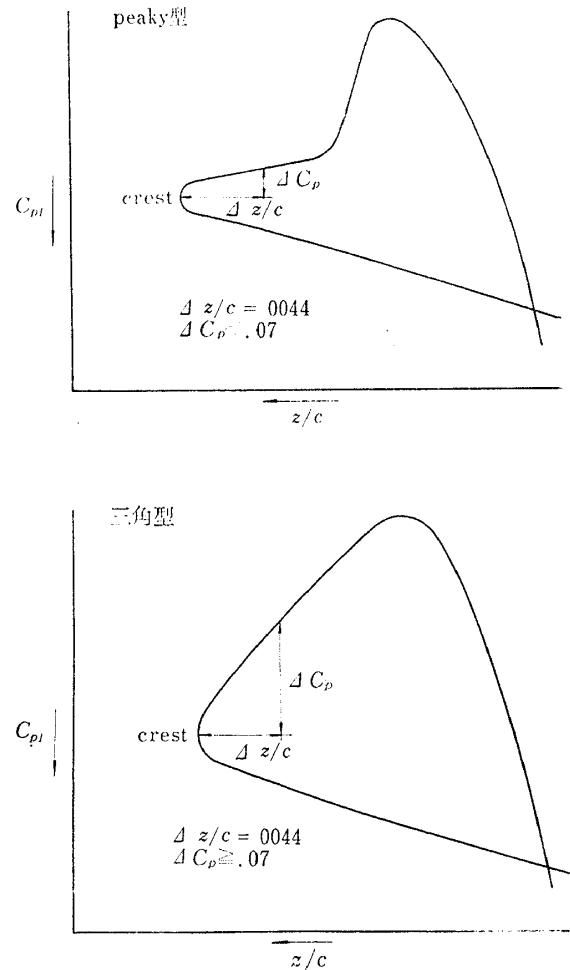


図 5(b) peaky 圧力分布と三角型圧力分布の相違

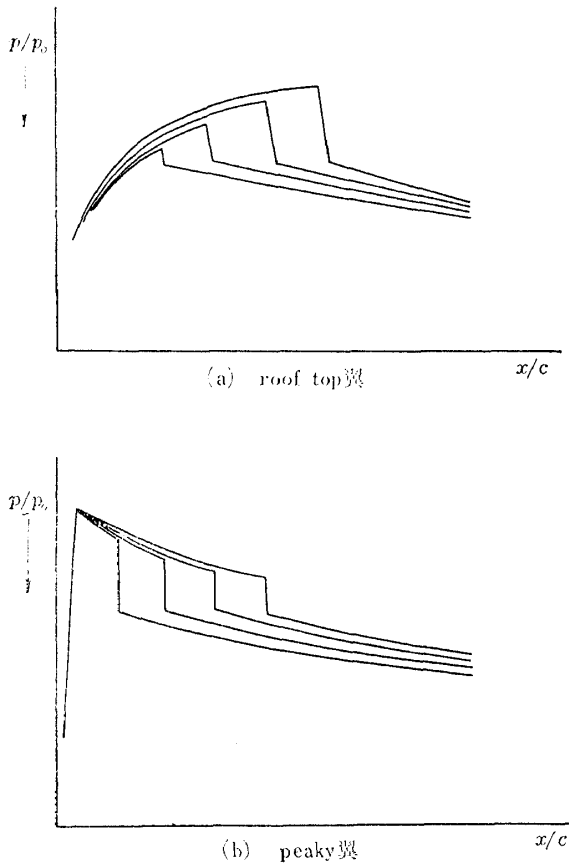


図 6 peaky 翼の M_{DD} が高い理由の説明

ている。(上述のように実線で示されている圧力分布は定性的には低速圧力分布と同じである。) Sinnott の計算値よりも前に抵抗増加がおこりはじめるのは同図下段に示される三角型圧力分布である。これも同図左に実線で示される低速圧力分布が三角形に近いことに由来している。peaky 圧力分布と三角型圧力分布との相異は厚み方向の低速圧力分布にある。図 4 において、crest の x 座標と低速圧力係数をそれぞれ Z_C , C_{pIC} とし、翼面上 crest と前縁との任意の点 R の座標、低速圧力係数をそれぞれ x_R , C_{pIR} とする。また $\Delta z = z_C - z_R$, $\Delta C_{pI} = C_{pIC} - C_{pIR}$ とする。文献 5) によると、ある翼について $\Delta z/c = 0.0044$ の場合に $\Delta C_{pI} > 0.07$ であれば、その低速圧力分布は三角型であり、Sinnott の方法によって計算された M_{DD} よりも低い一様流マッハ数からその翼の抵抗係数はあがりだす。図 5(b) に peaky 圧力分布と三角型圧力分布との相異を図形的に説明する。ここで注意しなければならないのは、これは翼型を分類しているのではなく、圧力分布を分類しているということである。いかなる翼型も迎角を増していくと、最終的には三角型の

圧力分布をもつのである⁵⁾。

Pearcey²⁾ によれば、peaky 圧力分布をもつ翼の M_{DD} が高いのは次の理由による。roof top 翼を含む従来の多くの翼型 (ここでいう roof top 翼型とは、設計点において roof top 圧力分布をもつ翼型という意味である。また後に出て来る peaky 翼も、設計迎角における低速圧力分布が、peaky 型であるという意味である。off design point においては、いわゆる roof top 翼でも peaky 圧力分布をもち得るし、逆に peaky 翼でも roof top 型の圧力分布をもち得る。そして、この論文でそれらの翼型の振舞について記述する場合には、特にことわらない限り、設計迎角における振舞を示すものである。) の遷音速圧力分布は図 6 (a) に示すように右上がりであり、一様流マッハ数の増加に伴って衝撃波が後退すると共にその強さが増し、3 ページに述べたように、衝撃波が crest を越えると同時に抵抗発散がおこる。一方 peaky 翼におい

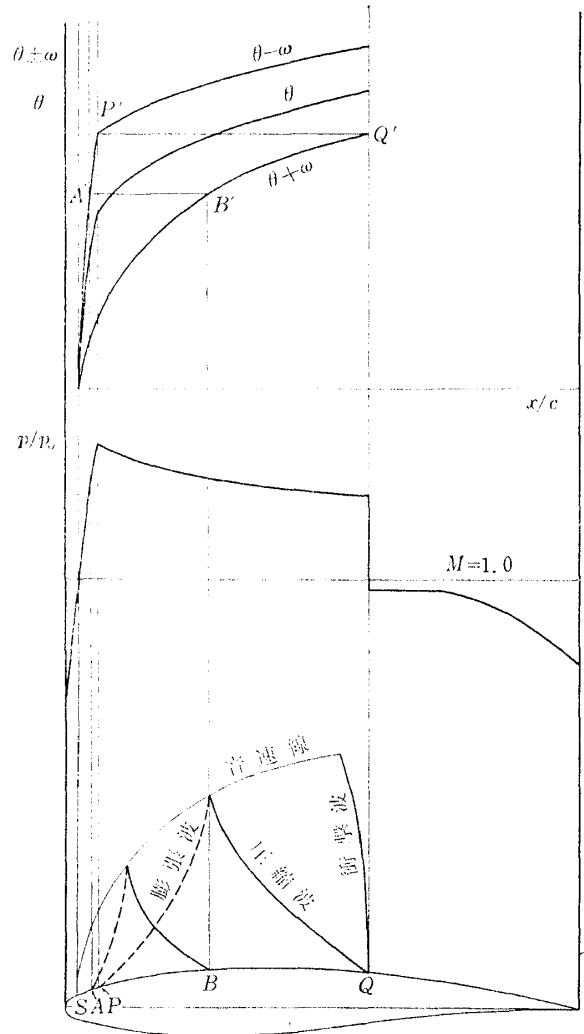


図 7 局所超音速領域内の流れ場

ては、遷音速の圧力分布は同図 (b) に示す様に右下がりであり、衝撃波が crest を越えても弱く保たれ、抵抗発散はおくれる、言い方を変えると、peaky 翼の M_{DD} が高いのは、局所超音速領域における等エントロピー圧縮によって衝撃波を弱め、(理想的には全くなくして) 衝撃波抵抗の急増を遅らせるからである。

peaky 翼設計の本質を以下に簡単に述べる。まず前縁付近において適当な値の圧力ピークを達成し、このピークの位置 (図7の点 P) において前縁の高い曲率を急激に後の方の低い値に変化させることが大切である。点 P より上流の高い曲率の部分から出た膨張波は音速線で反射されて圧縮波として翼面に入射してくる。点 P の後では曲率が小さいので、翼面から出る膨張波よりも入射圧縮波のほうが多く、等エントロピー圧縮が実現される。

最も有効な等エントロピー圧縮は図7に示すように、曲率の急変点 P から出た膨張波が音速線で反射して生じた圧縮波が、丁度衝撃波の足もとに入射する場合である。こうすることによって、図7の SP (S は音速点) 間の高い曲率の部分から出た膨張波が音速線で反射して生じた圧縮波は、すべて衝撃波を弱めるのに用いられたことになる。

実験と修正を繰り返すことによりこの有効な等エントロピー圧縮を実現するために、Pearcey は図7の上段に示されるようなグラフを利用した。翼面の接線が気流方向となす角を θ とし、翼面上の Prandtl-Meyer 関数を ω とし x/c を横軸に、 $\theta - \omega, \theta, \theta + \omega$ を縦軸にプロットしたものである。翼面上 A 点から出た膨張波が音速線で反射して B 点に入射するものとするれば、特性曲線の理輸により、 $(\theta - \omega)_A = (\theta + \omega)_B$ である。

まずある翼型に関する実験圧力分布を同図のようにプロットし、点 B における入射圧縮波を適当に修正しようと思ったら、同図 B' 点から水平線をひき、 $\theta - \omega$ 曲線との交点 A' を求める。その x 位置 A 点の翼型を適当に修正すればよいということになる。 A 点から出た膨張波は音速線で反射されて、 B 点におい

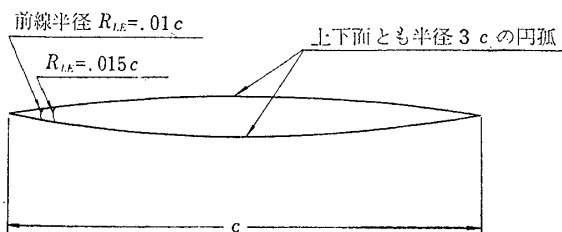


図8 Graham が用いた翼型 (文献 6)

て圧縮波として入射するからである。

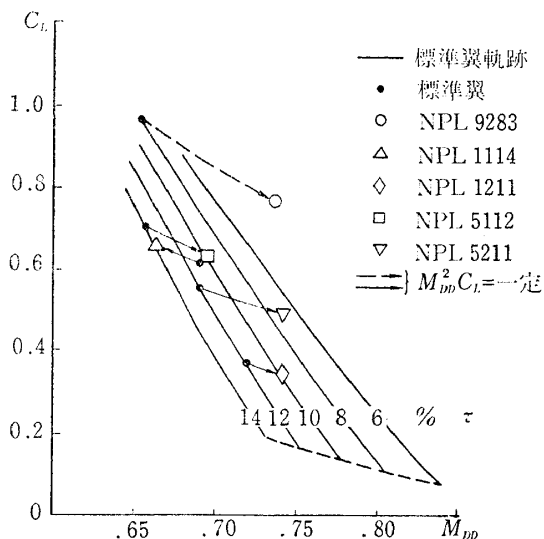
peaky 翼はこのように曲率の大きい前縁付近から出る膨張波が大きな役割をはたすため、前縁付近の翼型の設計はきわめてたいせつであり、この付近の翼型のわずかな変化が翼の全体的性能に大きな影響を与える可能性がある²⁾。

Graham^{6),7)} は、円弧翼の前縁を小さな円弧で丸めた図8に示すような翼について実験を行ない、前縁半径の変化によって局所超音速領域の圧力分布は大きくは変化しないことを示した。

大きな前縁半径は、peaky 翼の特徴とされている⁹⁾。Graham は図8に示す翼型についての実験から、また Wilby⁹⁾ は曲率が連続的に変化した、より実用的な翼型についての実験から、前縁半径の増加は必ずしも圧力抵抗の増加を意味せず、場合によっては逆に圧力抵抗が減少することを示した。さらに Wilby は数種の同じ前縁半径の翼の実験から、高曲率の前縁部を下流の低曲率部につなげる方法によって、圧力抵抗が異なることを示した。

Wilby はさらに他の文献¹⁰⁾ において、前縁付近の圧縮流の圧力分布を、非圧縮流の圧力分布から求めることを試み、彼の用いた翼型についてはある程度成功した。またその方法を利用して、前縁付近の形が速度ピークの発達におよぼす影響をしらべた。

peaky 翼に関する以上の研究をもとにして、 $\theta \pm \omega$ を用いる上記の修正法により、Pearcey¹¹⁾ は従来の roof top 翼よりも M_{DD} が高い翼を得た。例を図9に示す。図中実線は、40% 翼弦長の位置まで roof top



●は矢印で結ばれた翼と τ , $M_{DD}^2 C_D$ を同じくする標準翼

図9 Pearcey が開発した翼型の性能例 (文献 11)

で、以後後縁まで直線的に圧力上昇するような翼のシリーズに関する理論値¹²⁾を示す。理論は、Sinnot の方法を改良し、Prandtl-Glauert 変換の代りに Kármán-Tsien 則を適用したものである。同じ厚み比、同じ揚力係数の標準翼に比し、 M_{DD} が最高 0.05 ほど高い翼 (NPL 9283) が得られた。

以上が Pearcey に始まる英国 NPL における peaky 翼に関する研究である。これを要約すると、遷音速領域においては、局所超音速領域における等エントロピー圧縮によって衝撃波を弱めることにより、理想的には衝撃波をなくすことにより、 M_{DD} を高くすることができる。そのような peaky 翼を設計するには、まず前縁付近の適当な形によって前縁ピークをつくり、そのあとで曲率を急激に小さくして等エントロピー圧縮を得る。前縁付近の形は特にたいせつで、この部分のわずかな差によって M_{DD} の値が大幅に変化する可能性がある。Pearcey は実験と修正を繰り返すことにより、従来の翼より M_{DD} の高い翼型を得た。

M_{DD} を高くする手段として、peaky 圧力分布以外に提案されているのは、rear loading 圧力分布^{12,13)}である。 M_{DD} に関して Sinnot の計算法が成立するものとすれば、crest における圧力係数を変化させないで後縁付近に loading をもつようにすれば、 M_{DD} は同じで揚力係数を増すことが出来る。図 14(e) に点線で示される圧力分布は rear loading の一つの例である。

米国では peaky 翼の研究は主に航空機会社によってなされており、その状況はほとんど発表されていないが、Whitcomb によって提案された supercritical airfoil^{14)~17)} が注目されている。この翼型は図 10 に示すような平らな上面と大きなキャンバーのついた後縁が特徴である。圧力分布の詳細は不明であるが、等エントロピー圧縮は用いられているようである。Whitcomb の考えによると、抵抗発散は、衝撃波による境界層のはく離によって生じる。平らな上面によって衝撃波の発達をおくらせ、境界層のはく離をおさえ抵抗発散をおくらせる。彼はこの考え方をを用いて M_{DD} が従来のものより約 18% 高く、離着陸性能もよい翼型を得た。この supercritical wing についてはすでに実機テストも行なわれた。

以上の翼の抵抗発散マッハ数 M_{DD} を高めることを目標にしたこれまでの研究を概観した。翼の抵抗発散現象は、局所超音速領域、衝撃波、衝撃波境界層干渉を含む複雑な流れによって支配されており、このような流れを解く理論はまだつられていない。したがっ

て上述の研究はほとんど実験的なものである。

次に翼のまわりの遷音速流に関するこれまでの理論的研究についてごく簡単に述べる。揚力をもつ頭の丸い翼型のまわりの衝撃波を伴う高亜音速流は、おもに 1950 年代に完成された解析的方法、および Sinnot の半経験的方法では解くことができず、最近になって Magnus & Yoshihara¹⁸⁾、Steger & Lomax¹⁹⁾ および Krupp & Murman²⁰⁾ によって数値的に解かれた。計算結果と Stivers²¹⁾ による実験値との比較を図 11 に示す。理論値は上面の衝撃波位置を除き、ほぼ実験値に近いと考えられる。

遷音速において衝撃波を伴わずかつ揚力をもつ翼型は、Boelstoel & Uijlenhoet²²⁾、高梨²³⁾、および

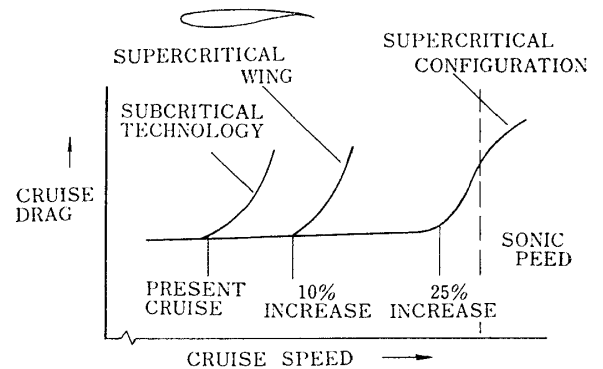


図 10 Supercritical Wing (文献 15)

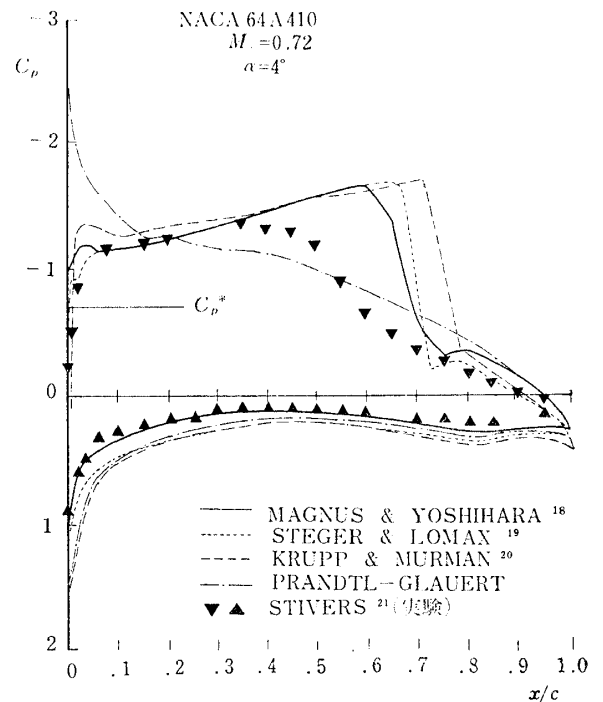


図 11 衝撃波を伴う遷音速流の理論計算と実験結果との比較

Garabedian & Korn²⁴⁾ 等によってホドグラフ法を用いて求められている。また、非常に弱い衝撃波しか伴わず、ほぼ理論値通りの圧力分布をもつ流れも実際に得られている²³⁾。

これらの理論的研究を抵抗発散の研究にいかに関与させるかは今後の研究課題である。これらの理論については後に第9章においても再びふれる。

3. 研究の方針と対象

3.1 過去の研究の問題点, 研究の方針

前章においては翼の抵抗発散に関連するこれまでの研究を概観したが、これらの研究は決して完成されたものではなく、いくつかの問題点が残っている。

第一の問題点は、良い抵抗発散性能をもつ翼はどのような圧力分布をもつべきかが明らかにされていないことである。第二にどの論文においても問題の設定にあいまいな点があり、研究の目的が必ずしも明確にされていない。第三に良い抵抗発散性能をもつ翼の設計法が与えられていない。以上の問題点を解決することをこの研究の目標とする。以下に各問題点を順を追って説明する。

最大の問題点は、peaky 翼は抵抗発散性能が良い、rear loading をもつ翼は良い、あるいは supercritical wing は良い等の議論はあるが、抵抗発散性能の良い翼は何であるかという議論がないことである。peaky 翼が良いという議論から良い翼は peaky 翼であるという結論はでてこない。しかし設計上最も重要な点は、良い抵抗発散性能をもつ翼はどのような圧力分布をもつべきかということである。peaky 翼の良さ、rear loading をもつ翼の良さ、あるいは supercritical wing の良さも、この点が解決されてはじめてその意味が明らかになるはずである。

第二にどの論文においても問題の設定がきわめてあいまいである。例えば M_{DD} をなるべく高くするという要求は、「与えられた揚力係数 および 厚み比のもとで」というような前提をつけてはじめて意味をもってくるのであるが、このような前提が、もちろん周知のこととしてではあろうが抜けている。周知のことであるから省略してもよさそうに思われるが、しかしやはりその結果種々の議論があいまいになっているようである。

たとえば、peaky 翼が高い M_{DD} を与えるのは、局所超音速領域における等エントロピー圧縮によって衝撃波が弱められるからであると Pearcey は説明している。この議論をつきつめると、衝撃波を全くなくす

ことができれば最高の M_{DD} を得ることができるという結論になる。これは、有限な強さの衝撃波を含む流れによって支配される抵抗発散現象を、衝撃波を伴わない流れから予測できるということの意味しており、明らかに矛盾がある。一步ゆずって「衝撃波を弱めることによって peaky 翼の M_{DD} が高くなる」ことを認めたとしても、「与えられた厚み比と揚力係数のもとで」はたしてそうなのかどうか必ずしも明確に説明されていない。このように議論があいまいになるのを避けるために、翼の抵抗発散性能に関する設計上の要求およびその前提を明確にする必要がある。

第三に、従来の研究においては、与えられた設計条件のもとで抵抗発散性能の良い翼型を設計する方法が与えられていない。図 5(b) に示す Pearcey の三角型圧力分布の criterion, あるいは図 7 に示す $\theta \pm \omega$, $\theta \sim x/c$ 図等を利用するにしても、設計条件に適合した翼型を得るまでの具体的なプロセスは明らかでない。また、Graham^{6,7)}, Wilby^{9,10)} らの研究は、前縁の形についてある程度の示唆は与えるが設計条件との関連は不明である。Nieuwland²⁵⁻²⁷⁾, 高梨²³⁾, Korn²⁴⁾ 等のホドグラフ法によって、遷音速において衝撃波を伴わない翼型の設計は可能であるが、衝撃波を含む抵抗発散現象を取り扱うことはできない。

この論文においては、まず抵抗発散マッハ数の定義、翼の抵抗発散性能に関する設計上の要求およびその前提を明確にする。次に抵抗発散性能の良い翼はどのような圧力分布をもつべきかということを理論的に考察し、得られた結論を実験により確かめる。また、低速圧力分布と遷音速圧力分布との関係を実験的に明らかにする。この結果にもとずいて翼型開発の指針を提案する。最後にこの指針に従って数枚の翼型を設計し、その抵抗発散性能を NACA 64-212 の性能と比較することによって著者の考え方を裏付ける。

実験は、低速圧力分布と遷音速圧力分布との関係を求める目的、および開発の指針に従って設計した翼型の性能を確かめる目的で行なわれた。したがって、それぞれの章で実験の目的に応じた翼型、実験装置、および実験結果を説明するのが自然であるが、抵抗発散マッハ数を定義する際の説明、および抵抗発散性能の良い翼がもつべき圧力分布に関する著者の理論の裏付けにもこの実験結果を用いているので、実験に関する説明は次章でまとめて行なうことにする。

3.2 研究の対象, 範囲

与えられた厚み比 τ , 揚力係数 C_L のもとで抵抗発散マッハ数 M_{DD} をなるべく大きくするということが

この研究の主題である。しかし、 M_{DD} を大きくするといっても、 M_{DD} が高くありさえすればどんな形をした物体であってもよいというわけではもちろんない。求める翼型が満足すべき条件というものがあるはずである。ここでは「翼に働くオーバー・オールな力に影響を及ぼすようなはく離が翼面上に存在しないこと」という条件だけをつけて M_{DD} を高くする問題を考察することにする。

実験結果についても、翼面上にはく離が存在しないものだけを採用し、はく離が存在する場合の結果は除外しなければならない。翼に働く全体力に影響を及ぼすはく離としては、失速に伴う前縁はく離、後縁はく離、および衝撃波によるはく離がある。ここでは失速が生じるような大きな迎角における実験は行なっていないので、前縁はく離は一応問題にしないことにする。後縁はく離が生ずるような場合には、抵抗の急増がおこりはじめる前に、だらだらとした抵抗の漸増が観測される²⁾。このような場合は除外した。また衝撃波によるはく離によっては、揚力係数の急減がおこる²⁸⁾。抵抗発散前にこれがおこるようなものは実験データから除外した。

巡航時の経済性に関連して抵抗発散を論じている以上、翼の抵抗係数 C_D の値は当然重要な要素であって、これが小さいほど望ましいことは言うまでもない。しかし、これをも含めて論じると問題が非常に複雑になるので、ここでは C_D の値については論じないことにして、はく離に関する上述の条件だけをつけて M_{DD} を高くする問題を考察することにする。この条件によって、例えば blunt な後縁をもつ翼のようにはく離に伴う異常に高い抵抗係数をもつ翼は当然除外される。以下においていちいちことわらないが、この条件を常に前提として抵抗発散を論じる。

主翼の遷音速性能に関連して翼の抵抗発散性能を論じている以上、揚力のない翼を論じるのは意味がない。したがってこの論文では、ある程度の揚力をもつ翼のみを取り扱うことにする。

後に第5章において述べるように、翼の抵抗発散は翼面上の衝撃波の発達に伴う衝撃波抵抗の急増によるものである。揚力をもつ翼の下面の平均マッハ数は上

面に比べて低いので、下面の衝撃波は上面に比し非常に弱くすることができる。揚力係数がある程度以上の場合には下面を適当に設計すれば、 M_{DD} において下面衝撃波の抵抗係数に対する寄与は無視し得るようにすることができる。そのような場合には、衝撃波抵抗は上面の衝撃波だけによって生じる。この論文においては、このように抵抗発散が上面の衝撃波のみによって生じる場合だけを取り扱う。(106 ページの付録A2を参照)

4. 実験

4.1 実験の目的

第9章において、翼の低速圧力分布と遷音速圧力分布との関係を論じる。この関係を実験的に基礎づけるために数枚の翼型を設計して実験を行なった。また第10章においては、抵抗発散性能の良い翼型の開発指針を提案する。この指針に従って数枚の翼型を設計して実験を行ない、その抵抗発散性能を第11章において NACA 64₁-212 と比較する。

これらの実験に用いた翼型、実験装置、および実験結果については、それぞれの章で説明するのが自然である。しかし、第5章において抵抗発散マッハ数を定義する際の説明、および第6章、第7章において論じた、抵抗発散性能の良い翼がもつべき圧力分布に関する著者の理論の裏付けにもこの実験結果を用いているので、実験に関する説明はこの章でまとめて行なうことにする。

4.2 実験装置および測定範囲

実験は航技研の 100 mm×400 mm の吹出式遷音速二次元風洞において行なった。測定部は、上下は開口比 4% の有溝壁、左右は固体壁であり、模型位置に直径 200 mm のガラス窓をもっている。模型は翼弦長 100 mm で翼幅は風洞の幅に等しい。図 12 に示される構造をしており、左右の窓ガラスに腕をさしこんで固定している。上下面中央部に圧力孔をあけて圧力分布を測定して、これを積分することによって揚力係数を求める。

翼後縁より翼弦長の 3 倍下流の位置に橢型ピトー管および静圧管をおき、伴流中の静圧および総圧を測定

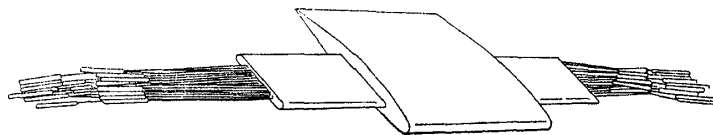


図 12 使用した模型の概観図

して、文献 29) の方法によって抵抗を計算する。櫛型ピトー管の概要は図 13 に示す。総圧は約 1.7 気圧であり、測定したマッハ数範囲は 0.5~0.93, レイノルズ数範囲は $1.6 \sim 2.4 \times 10^6$ である。迎角は $0^\circ \sim 6^\circ$ の範囲で測定した。

4.3 翼型

実験を行なった翼型およびその低速における圧力分布は図 14 に示す。模型名のうちたとえば 712-705-12 のようにハイフンでつながれた 3 組の数字から成るものは、はじめの 712 は M_{DD} の設計値が 0.712 であることを示し、次の 705 は設計揚力係数が 0.705

であることを示し、最後の 12 は厚み比が 0.12 であることを示す。ただし 780-450-12 だけは例外で、これは揚力係数の値が 0.450 の場合の M_{DD} の実験値 0.780 を用いてこの名前をつけた。名前の最後に M のついている模型は、 M のつかない模型 (たとえば 64₁A 012M の場合は NACA 64₁A 012) と厚み分布が同じでキャンバーが異なる模型をあらわす。10-65-13-628-13 は高梨²⁹⁾ によって設計された揚力をもつ shock free 翼である。

模型は全部で 15 枚あり、2 枚が厚み比 15%, 1 枚が 10.4% で、他はすべて厚み比 12% である。模型

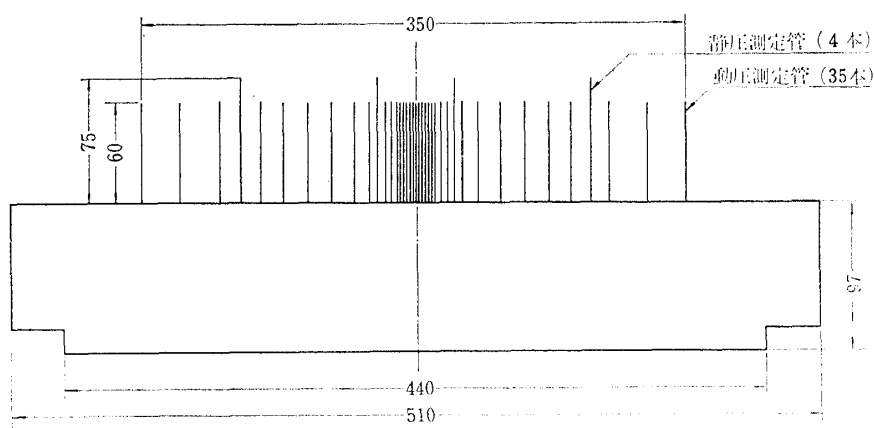
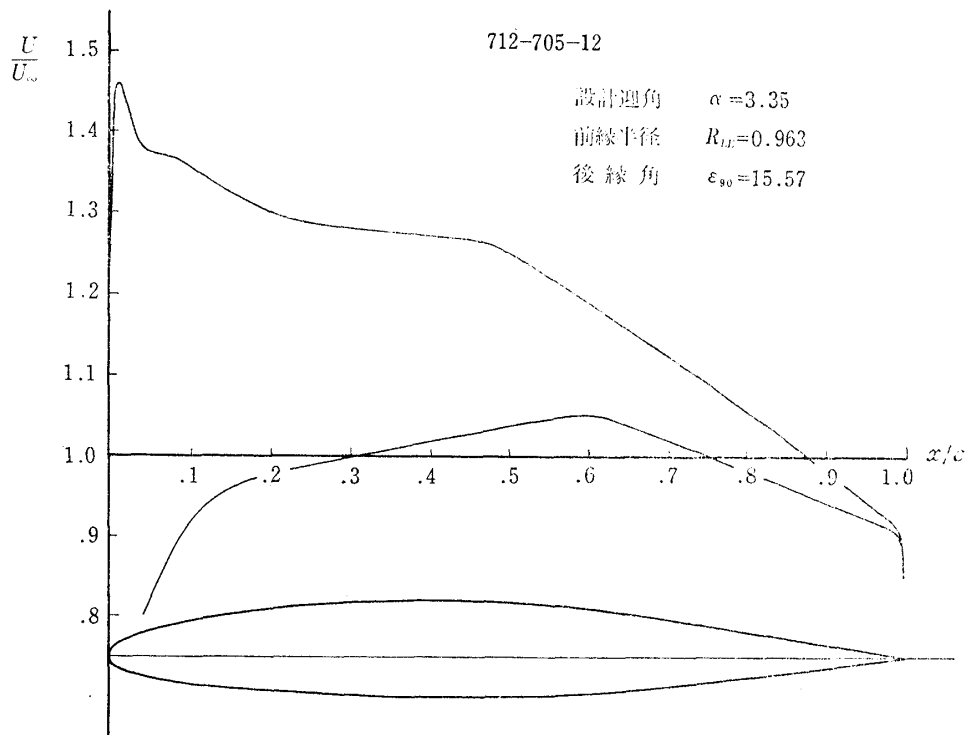


図 13 抵抗測定に用いたピトー管の概念図



(a)

図 14 使用した模型の翼型と低速における速度分布

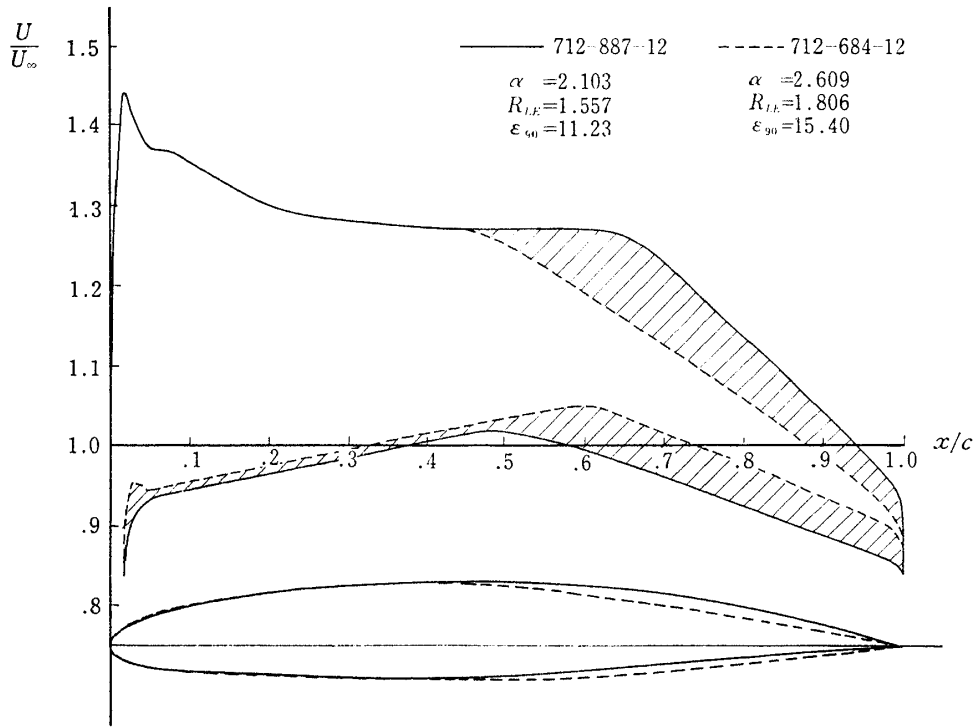


図 14 (b)

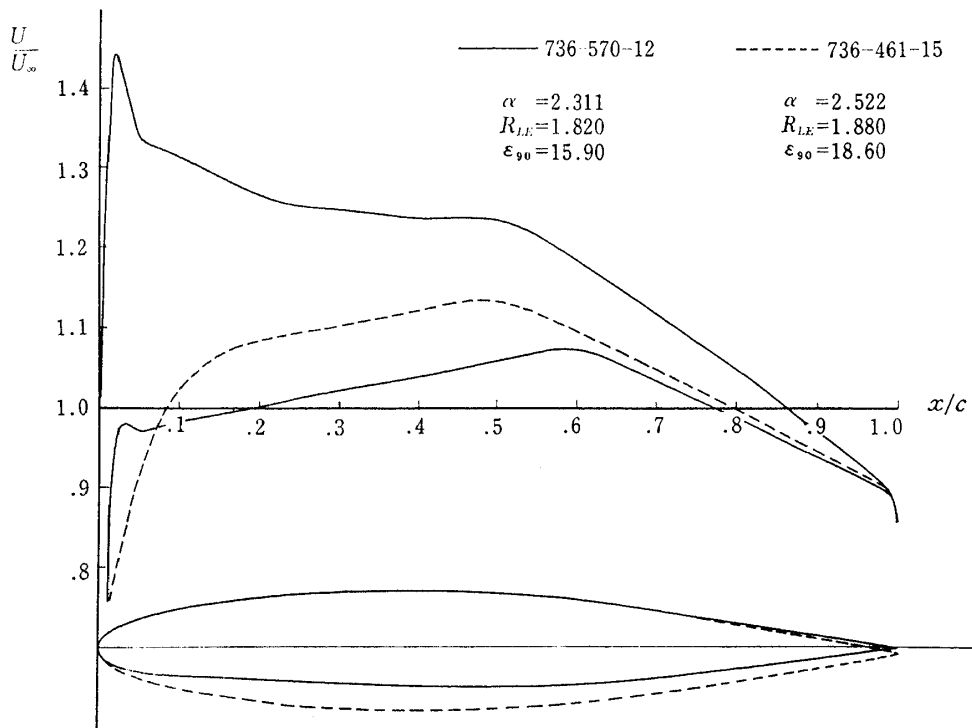


図 14 (c)

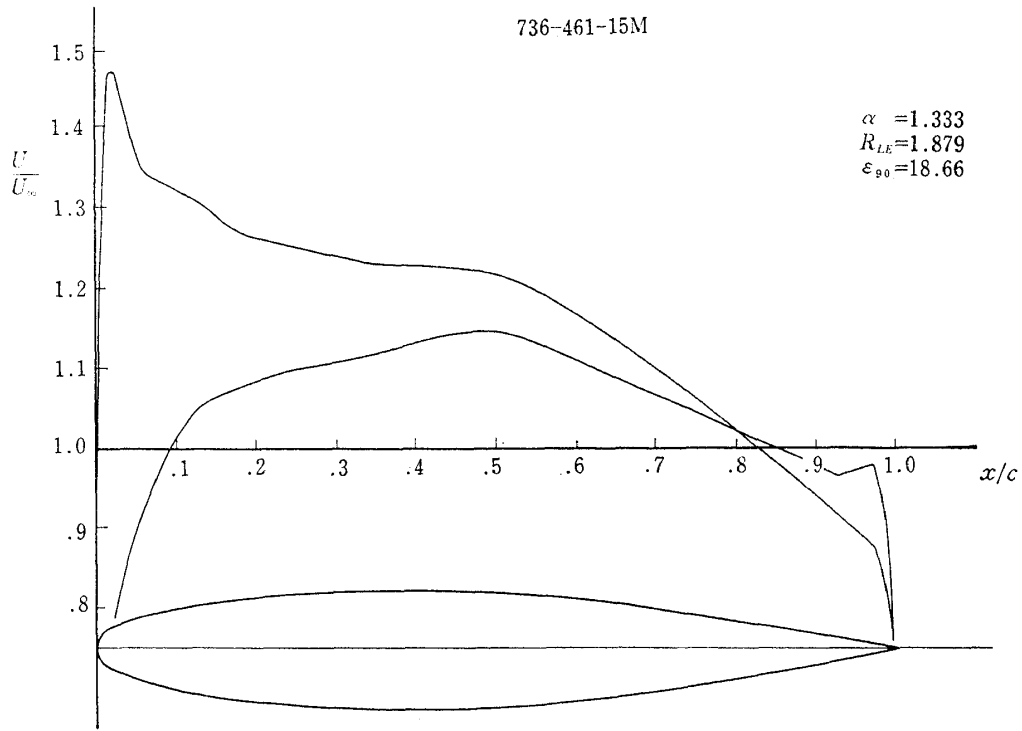


図 14 (d)

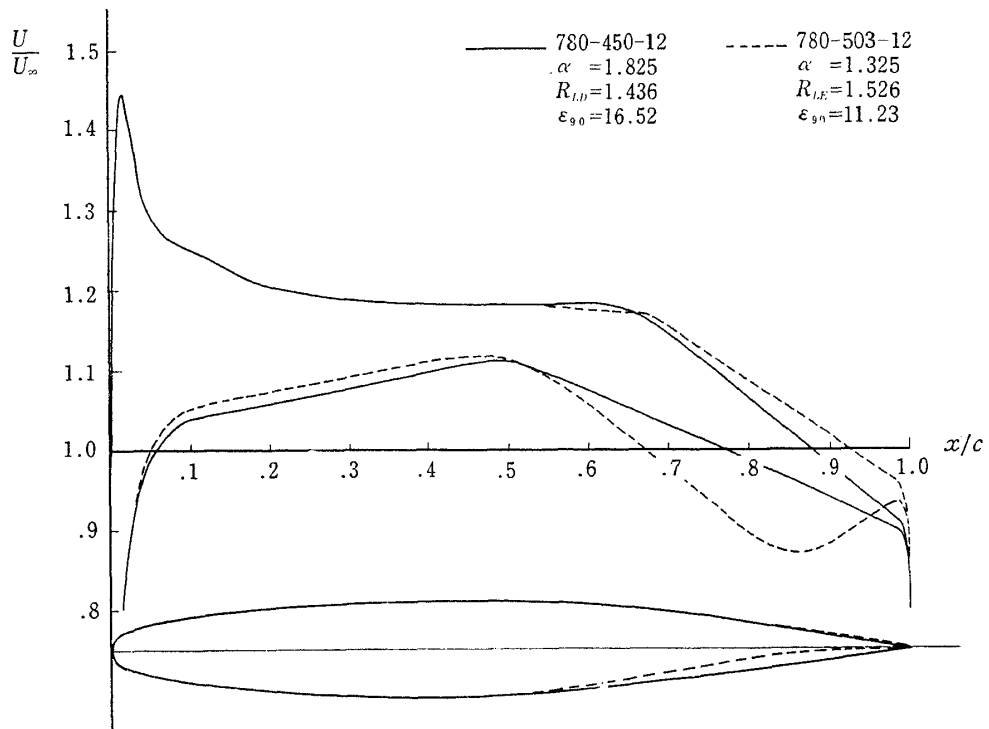


図 14 (e)

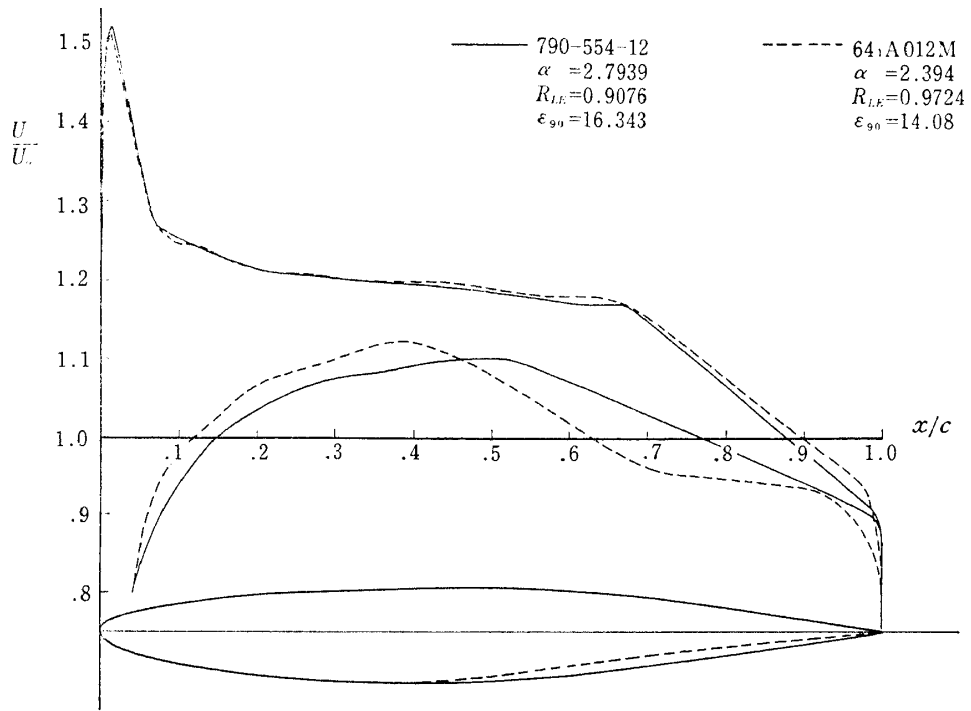


図 14 (f)

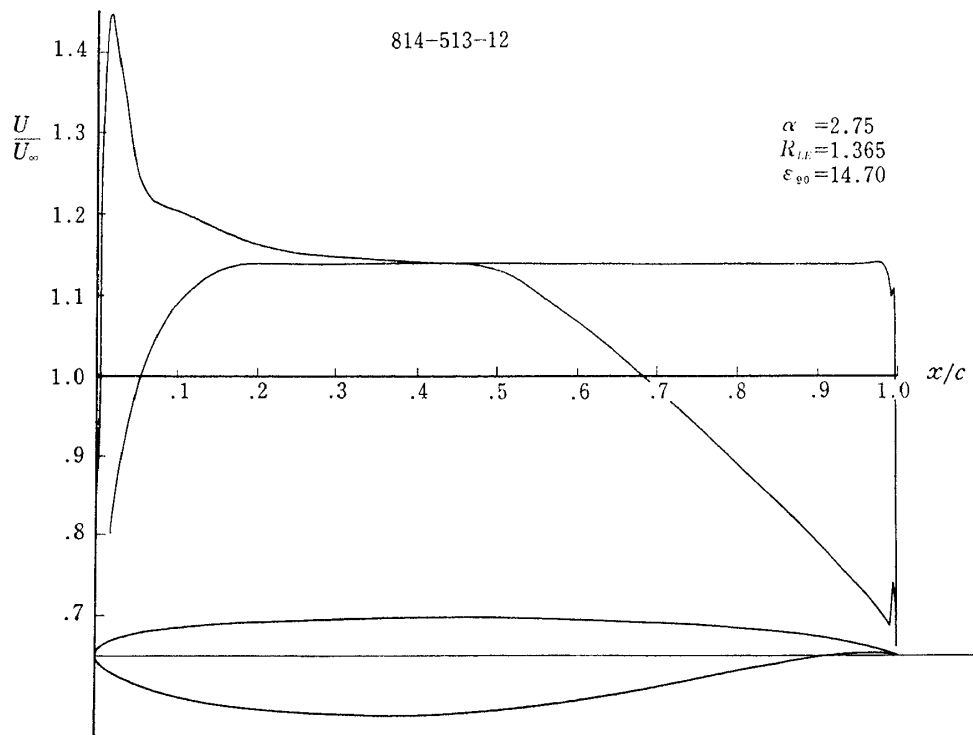


図 14 (g)

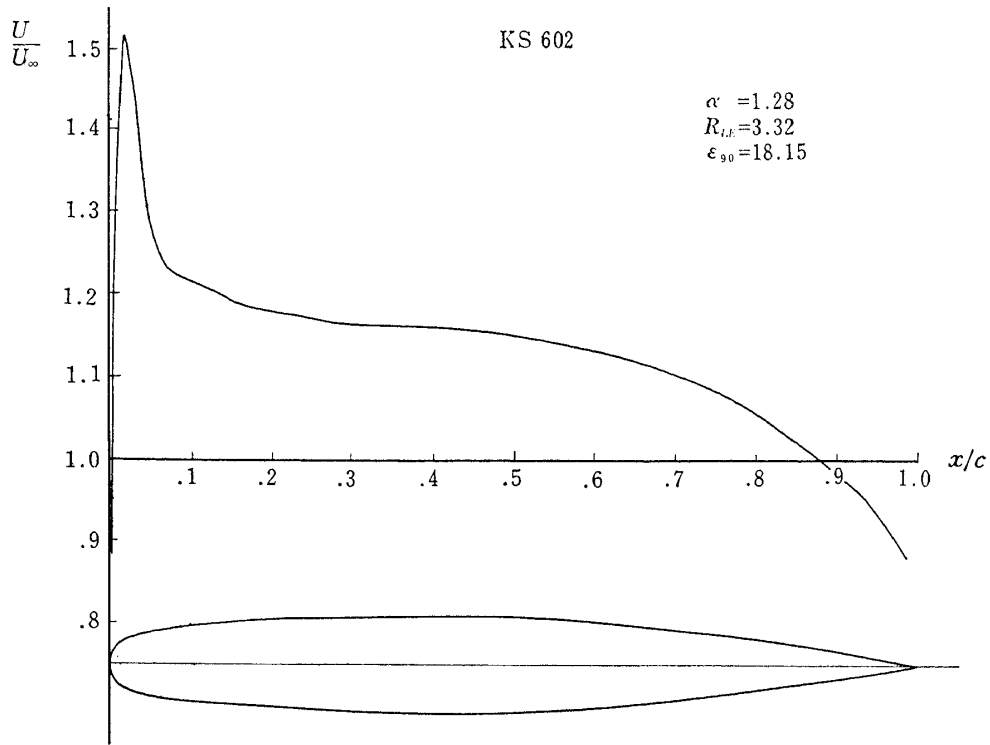


図 14 (h)

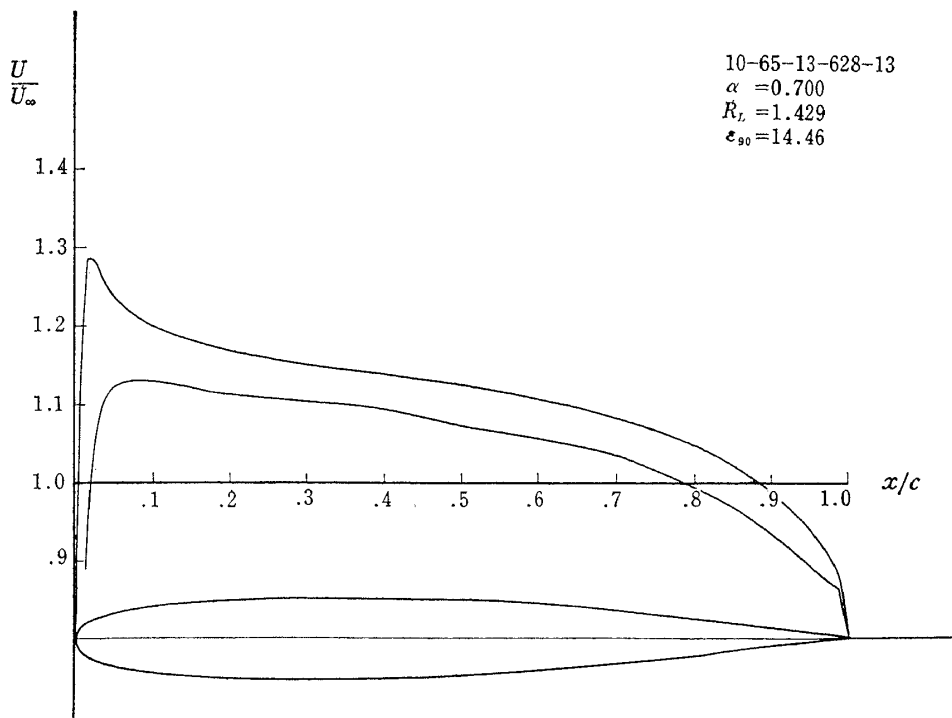


図 14 (i)

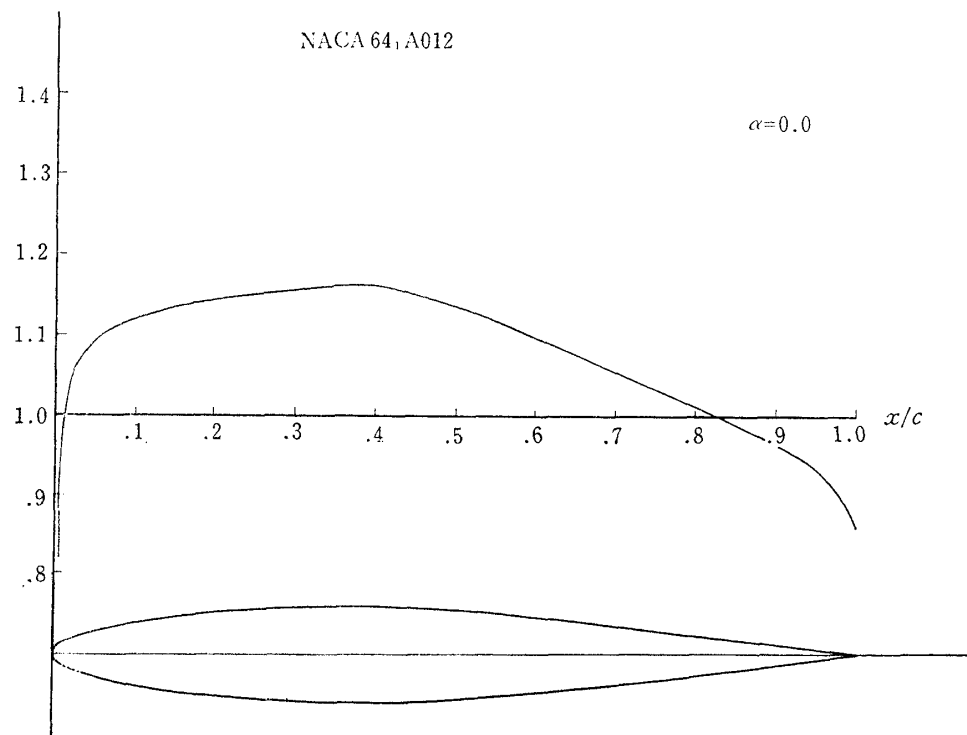


図 14 (j)

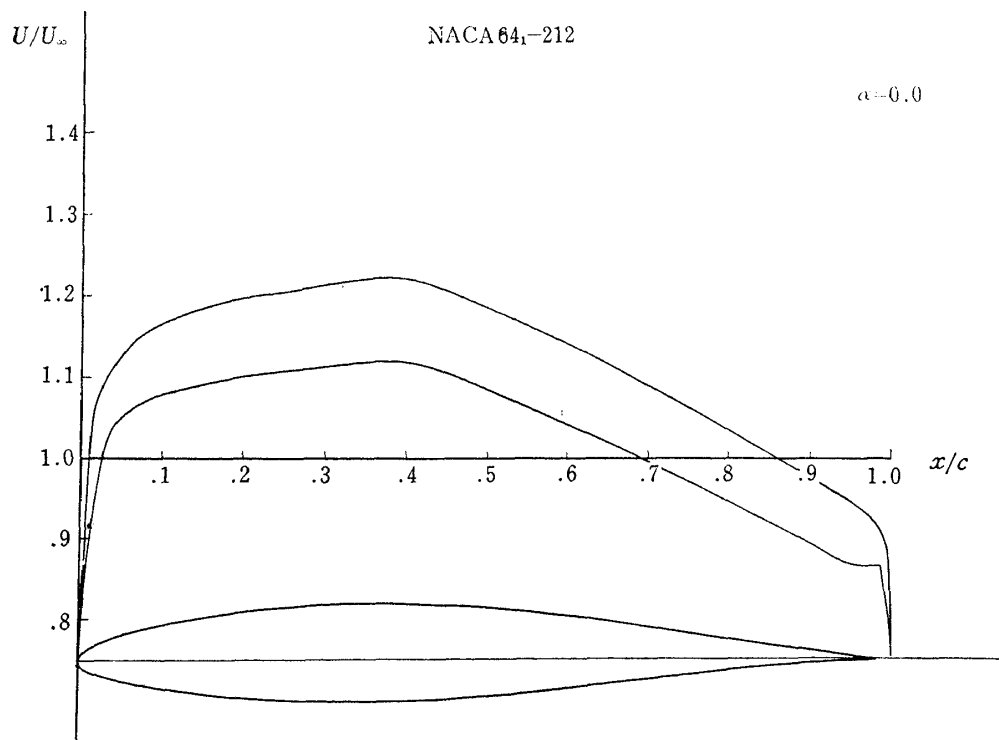


図 14 (k)

には一般に境界層を遷移させる目的で # 400 のカーボラダムを 2% 翼弦長の幅で、翼幅方向には約 15 個/mm の密度で塗布している。ディフェニールを昇華剤として用いて遷移をたしかめた。実験を行った翼型の名称、前縁半径、後縁角、23 ページの式 (8) で定義される C_T 、および表面粗さを塗布した位置を表 1 に示す。

4.4 実験結果

図 15 に NACA 64₁A 012 に関する NACA のデータ³⁰⁾と本実験によるものとを比較する。両結果はほぼ一致している。

得られた実験結果のすべてを 68~105 ページの図 75, 76, 77 に示す。図 75 に $C_L \sim M_\infty$ 曲線を、図 76 に $C_D \sim M_\infty$ 曲線を示す。図 76 には各迎角における臨界マッハ数 M_{Cr} および抵抗発散マッハ数 M_{DD} をそれぞれ棒印および矢印によって示す。翼型および迎角によっては M_{Cr} または M_{DD} を記入していない場合がある。それは M_{Cr} が実験した M_∞ 範囲の外にある場合および M_{DD} を定めることができなかった

場合である。(M_{DD} の定義については次章第一節を参照のこと。) 図 77 には翼弦長方向の p/p_0 分布を示す。実験した一様流マッハ数は、図の右側に大きいほうから並べてある。また同図に M_{DD} における衝撃波直前の p/p_0 (これを p_s/x_0 とする。) を衝撃波位置 x_s/c に対して太い丸印によってプロットする。衝撃波直前の p/p_0 は図 16 の点 S によって求める。一般に M_∞ が M_{DD} と完全に一致するような実験はないので、 M_{DD} における値はその前後の一様流マッハ数における実験値から内そうまたは外そうによって求める。 M_{DD} より小さな一様流マッハ数においては衝撃波が弱いので、その圧力分布は衝撃波近傍においても丸みをおびている。このため p_s/p_0 を確定できない場合も多かった。32 ページの図 30 には各翼の p_s/p_0 を衝撃波位置 x_s/c に対してプロットする。 p_s/p_0 はほぼ 0.35~0.45 の範囲内に入っており、 M_{DD} においては衝撃波はすでにかかなり強いことがわかる。

表 1

模 型 名	前縁半径 (% c)	C_T	後 縁 角 (°)	表面粗さ位置	
				上面 (% c)	下面 (% c)
712-705-12	0.964	-1.964	15.6	1~3	1~3
712-684-12	1.806	-1.806	15.4	1~3	1~3
712-887-12	1.557	-1.557	11.2	64~66	54~56
736-570-12	1.820	-1.820	15.9	1~3	1~3
736-461-15	1.880	-1.880	18.6	1~3	1~3
736-461-15M	1.880	-1.880	18.6	39~41	49~51
780-450-12	1.436	-1.436	16.5	1~3	1~3
780-503-12	1.526	-1.526	11.2	39~41	49~51
814-513-12	1.365	-1.365	14.7	34~36	49~51
790-554-12	0.908	-1.908	16.3	39~41	44~46
64 ₁ A 012M	0.994	-1.994	14.1	39~41	44~46
NACA 64 ₁ A 012	0.994	-1.994	14.1	ナ シ	ナ シ
NACA 64 ₁ -212	1.040	-1.040	12.7	39~41	44~46
KS 602	3.321	-1.331	18.0	1~3	1~3
10-65-13-628-13	1.418	-1.418	14.5	39~41	44~46

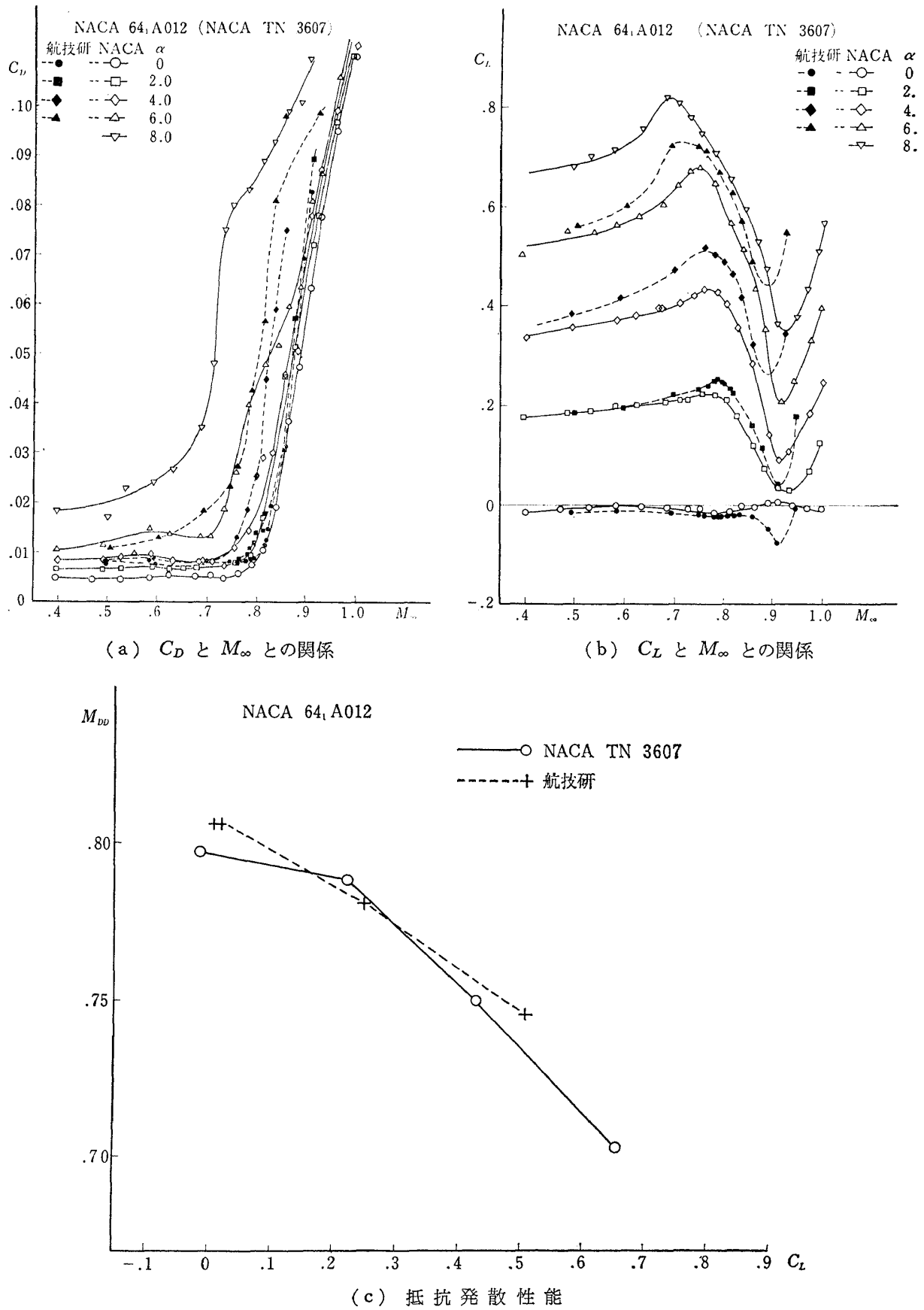


図 15 NACA 64₁ A 012 の本研究における測定結果と NACA における測定結果との比較

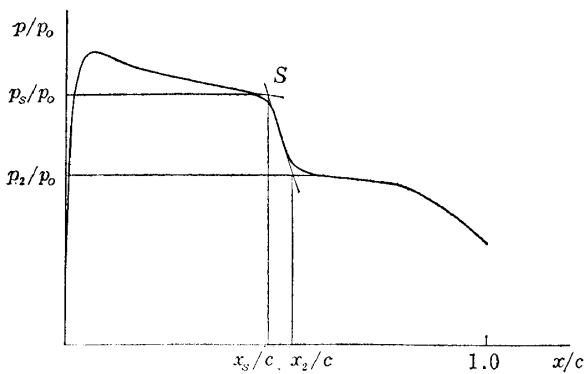


図 16 p_s/p_0 , x_s/x_0 , p_2/p_0 および x_2/c の決定法

5. 抵抗発散

5.1 定義

翼のまわりの一様流マッハ数が臨界マッハ数を越えると局所超音速領域ができて、翼面上に衝撃波が発生する。この衝撃波の存在によって、翼の抵抗係数は subcritical の場合より増加するが、その増加のしかたは大きくわけて三通りある。その三通りの場合の代表的な圧力分布および抵抗係数の変化を 736-570-12 について説明する。

第一は図 77 (d) の $\alpha=2^\circ$ の場合のように一様流マッハ数が臨界マッハ数を越えてからしばらく衝撃波が弱い場合である。この場合は図 76(d) に示されるように、臨界マッハ数を越えてもしばらくは抵抗係数はほとんど変化せず、それから急に増加しはじめる。第二は図 77(d) の $\alpha=3.45$ の場合のように衝撃波が第一の場合よりやや強い場合である。一様流マッハ数が臨界マッハ数を越えると、図 76(d) に示すように、抵抗係数はしばらくはゆるやかに増加し、それから急に増加しはじめる。この抵抗係数の急激な増加がおこる前のゆるやかな増加は drag creep と呼ばれる。第三の場合は $\alpha=5^\circ$ におけるように臨界マッハ数を越えるとすぐかなり強い衝撃波が発生する場合である。一様流マッハ数が臨界マッハ数を越えると、抵抗係数ははじめからかなりな勾配で上がり、特に急激に抵抗係数があがりはじめる一様流マッハ数をこの場合は定義しにくい。

第一、第二の場合の抵抗係数の急激な増加を抵抗発散と呼び、抵抗発散がおこるような一様流マッハ数を抵抗発散マッハ数と呼び M_{DD} であらわす。急激な増加とはいっても細かい目でみると、図 76 に示すように抵抗係数は一様流マッハ数に対して、 M_{DD} において折線的に変化するのではなく曲線的に変化してお

り、上記 M_{DD} は一意的には定義できず、その定義は文献によって幾分異なっている。

抵抗発散マッハ数の定義はおもに二通りある。一つは dC_D/dM_∞ がある値 (例えば 0.1 または 0.05) になるような一様流マッハ数 M_∞ を M_{DD} とする場合であり、他は抵抗係数が subcritical な値の延長からずればじめる M_∞ を M_{DD} とするものである。いずれの場合も、実験結果から計算された M_{DD} の値は、データを読む人によってわずかではあるが異なるが、そのばらつきは前者による定義のほうが少ない。この論文では前者の定義をとり、 $dC_D/dM_\infty=0.1$ が成り立つような一様流マッハ数を M_{DD} の実験値とする。

航空機の経済性に関連して抵抗発散を論じている以上、上記によって定義された M_{DD} がいくら高くても、臨界マッハ数 M_{Cr} と M_{DD} との間に大きな drag creep が存在するような場合には実用に適しているとは云えない。ここでは drag creep を含めて M_{Cr} から M_{DD} にいたるまでの C_D の増加が 0.0025 を越えるものは除外した。

5.2 設計上の要求

抵抗発散に関する設計上の要求は、その設計条件によって種々の異なる形をとってあらわれる。抵抗発散マッハ数を M_{DD} 、揚力係数を C_L 、翼の厚み比を τ とした場合、例えば、

1. τ, C_L を与えて M_{DD} をなるべく大きくする。
2. M_{DD}, C_L " τ "
3. M_{DD}, τ " C_L "
4. $\tau, M_{DD}^2 C_L$ " M_{DD} "

などが最も一般的な要求であろう。これらはそれぞれ別々な問題ではなく、以下に示すように「抵抗発散性能」をよくするという一つの問題の別な側面であると考えられる。

与えられた τ, C_L のもとで実現できる最大の M_{DD} は τ, C_L の関数であり、この関数は

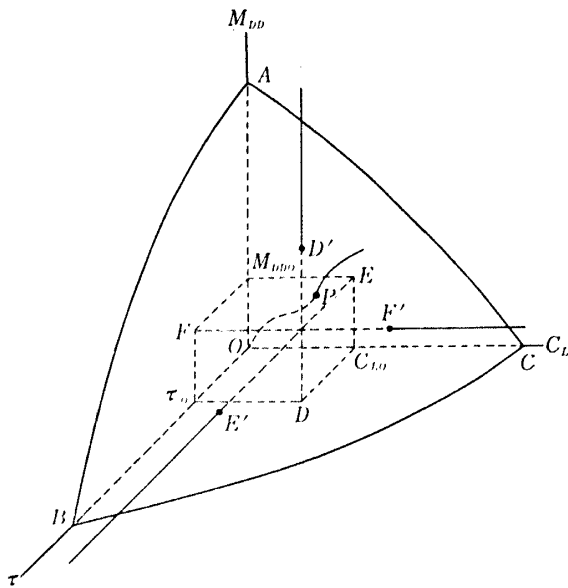
$$M_{DD}=g(\tau, C_L) \quad (1)$$

または

$$G(M_{DD}, \tau, C_L)=0 \quad (2)$$

であらわされる。式 (2) は図 17* に示すように M_{DD}, τ, C_L 空間に一つの曲面を与える。この曲面上の一点 P の座標を $(M_{DD1}, \tau_1, C_{L1})$ とする。 M_{DD1}

* 図 17 における原点の座標は、 $M_{DD}=\tau=C_L=0$ ではなく各成分とも適当な正の値をもつものとする。 $M_{DD}, \tau, C_L \rightarrow 0$ の極限の場合については付録 A1 で論ずる。

図 17 (M_{DD}, τ, C_L) 空間

は定義により $\tau = \tau_1$, $C_L = C_{L1}$ という条件のもとで実現できる最大の M_{DD} である。次に $M_{DD} = M_{DD1}$, $C_L = C_{L1}$ という条件のもとで実現できる最大の厚み比 τ_{max} について考察する。もし τ_{max} が τ_1 でないとすると、定義により、

$$\tau_{max} > \tau_1.$$

M_{DD1} は $\tau = \tau_{max}$, $C_L = C_{L1}$ という条件のもとに実現されることは明らかであるから、

$$g(\tau_1, C_{L1}) = M_{DD1} \leq g(\tau_{max}, C_{L1}) \quad (3)$$

式 (3) は $C_L = C_{L1}$ という条件のもとで翼を厚くしても、実現し得る最大の M_{DD} は低くはならないことを示しており明らかにおかしい。したがって τ_1 は $M_{DD} = M_{DD1}$, $C_L = C_{L1}$ という条件のもとで実現できる最大の τ であるといえる。同様に C_{L1} は $M_{DD} = M_{DD1}$, $\tau = \tau_1$ という条件のもとで実現できる最大の C_L であり、また M_{DD1} は $\tau = \tau_1$, $M_{DD}^2 C_L = M_{DD}^2 C_{L1}$ という条件のもとで実現できる最大の M_{DD} である。

したがって、与えられた τ, C_L をそれぞれ τ_0, C_{L0} とすると、上記の要求 1 は図 17 の直線 DD' と曲面 ABC との交点 D' を求めるということと同義である。要求 2 も同様に、たとえば直線 EE' と曲面 ABC との交点 E' を求めることと同義である。要求 3, 4 についても同様で、上記の抵抗発散性能に関する設計上の要求はすべて、与えられた設計条件をあらわす曲線と曲面 ABC との交点で示される抵抗発散性能を実現することと同義であるといえる。この意味で上記の 4 通りの要求はすべて一つの設計上の要求のそれぞれ異

なる側面であると考えられることができる。

またこれらの要求は最大値問題を解くことを要求しているが、最大にすべき量は、1 の場合は M_{DD} , 2 の場合は τ というように与えられた設計条件によって異なってくる。しかし次章に示すように、これは設計条件のとり方にかかわらず、式 (4) で示されるようなただ一つのパラメータ F の最小値問題に実質的には帰着することができ、問題は非常にわかりやすかつ取り扱いやすくなる。

$$F = \frac{1}{c} \int_0^c \left(\frac{p}{p_0} \right)_{DD} dx = \left(\frac{p}{p_0} \right)_{DD} \quad (4)$$

ここで c は翼弦長、 p は翼上面の局所圧力、 p_0 は総圧、添字 DD は M_{DD} における値、 x は翼前縁からの距離、上の横線は翼上面における平均値を示す。言葉であらわすと、 F は M_{DD} における翼上面の p/p_0 の平均値である。 F については次章で詳細に論じる。

5.3 抵抗発散のおこる原因

抵抗発散が衝撃波抵抗の急増によるものであって、衝撃波の発達に伴うはく離によるものではないということは、文献 (31), (32) に述べられている。文献 (31) においては、 M_{DD} は衝撃波によるはく離がじめて生じる一様流マッハ数より低いことが示されている。これは抵抗発散がはく離によるものではなく、衝撃波抵抗によるものであることをはっきり示している。また、文献 (32) には、境界層制御によって、衝撃波によるはく離を抑制したら、抵抗がかえって大きくなる場合があると述べられている。これははく離によって抵抗が増加するどころか、かえって減少する場合があることを示し、いずれも上の結論を支持している。ここでは別の観点からこのことを裏付けてみる。

Pearcey²⁸⁾ によると、衝撃波による境界層のはく離の影響は後縁における圧力係数 C_{pT} に敏感に現われる。例として図 18 に迎角一定の場合について、 C_{pT} を一様流マッハ数 M_∞ に対してプロットする。ある一様流マッハ数から C_{pT} が急激に低下しているが、Pearcey²⁸⁾ によればこれははく離の影響によって生じる現象である。衝撃波が強くなって、その後で境界層がはく離すると、その後にはく離がさらに強くなるとバブルは発達して、その下流端は後縁を越えてその下流に広がる。後縁がバブル内に含まれるようになると、バブル内での圧力勾配は少ないので、後縁の圧力は衝撃波直後の圧力に近ずき、はく離がない場合に比べて低くなる。はく離が強くと、バブルが大きいほどバブル内の圧力勾配は小さくなり、 C_{pT}

は低くなる。これが、図 18 における C_{pT} の急激な低下の原因である。図 18 において、 M_{DD} の前後の実験点を A, B とし、はく離の影響が大きくなりはじめた一様流マッハ数付近の点を E, F とする。

点 E, F に対応する圧力分布をプロットして、はく

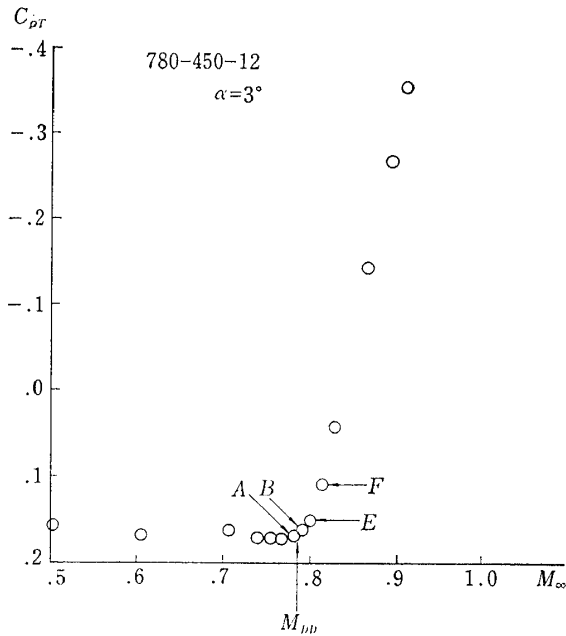


図 18 後縁における圧力係数 C_{pT} と一様流マッハ数との関係

離が圧力分布におよぼす影響をしらべたのが図 19 である。縦軸には圧力係数 C_p を横軸には流れに直角方向の座標をとる。同図点線に示されるように C_{pT} の低下がはく離が強い場合の圧力分布の特徴である。後縁の近傍の圧力係数もそれに伴って低くなる。そのために前縁付近の drag loop が大きくなり、下面の suction loop が小さくなっている。同図において上面の suction loop も減少しているが、これははく離の影響の特徴である C_{pT} の減少に伴って変化したものではなく、明らかに衝撃波の後退によるものである。

図 18 に示す M_{DD} の前後の点 A, B に対応する圧力分布をプロットしたのが図 20 である。図 19 の E, F に示されるような C_{pT} の変化はほとんど見られない。したがって drag loop の増加、下面の suction loop の減少はほとんどない。B の場合は A に比較して圧力抵抗係数はたしかに大きくなっているが、それは衝撃波の後退に伴う上面 suction loop の減少によるものである。これは M_{DD} 前後の圧力抵抗の上昇は衝撃波抵抗の増加によるものであって、境界層のはく離によるものではないという上記 Pearcey の議論を裏付けている。

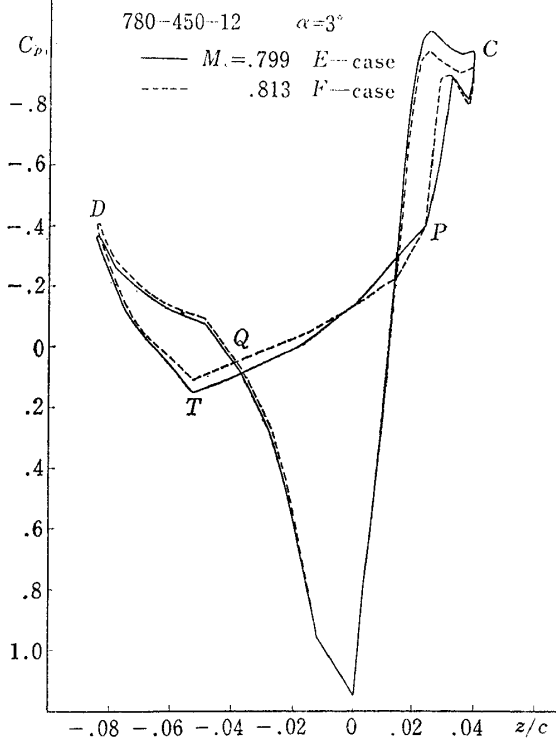


図 19 境界層のはく離を伴う場合の、気流に直角方向の圧力分布

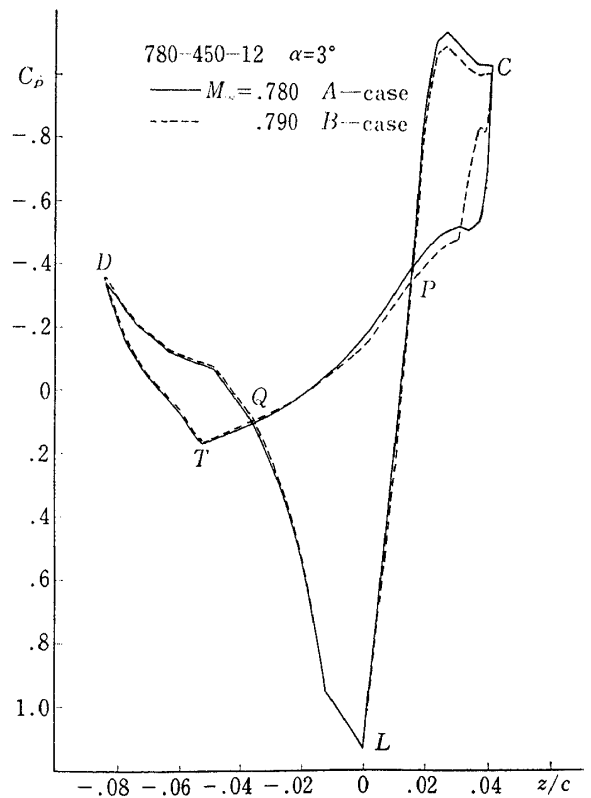


図 20 M_{DD} の前後における、気流に直角方向の圧力分布

6. 翼の抵抗発散性能を支配するパラメータについて

6.1 物理的考察

低速においては、与えられた性能をもつ翼を設計する際には、まず圧力分布を定め、それを実現するような翼型を求める。遷音速においても、与えられた条件のもとでできるだけよい性能をもつ翼を設計する場合、やはりまずどのような圧力分布をもつべきかということを考え、それを目標にして翼型を求めるというのが順序であろう。以下にこの目標にすべき圧力分布について考察する。

抵抗発散は第5章で述べたように翼面上の衝撃波の発達に伴う衝撃波抵抗の急増によるものである。翼は一般に揚力もち、下面に比し非常に弱くすることができる。揚力係数がある程度以上の場合には下面を適当に設計すれば、 M_{DD} において下面の衝撃波の抵抗係数に対する寄与は無視し得るようにすることができる。そのような場合には、抵抗発散は上面の衝撃波だけによって生じる。この論文においてはこのように抵抗発散が上面の衝撃波のみによって生じる場合だけを取扱う。

一様流マッハ数が低く、上面の平均マッハ数がじゅうぶん低いときには、一般に翼面上に衝撃波は存在せず、したがって衝撃波抵抗もない。一様流マッハ数がある程度高くなり、翼上面の平均マッハ数がたとえば1.3位になったら、翼面上あるいは翼後縁に必ず衝撃波が存在し、それに伴う衝撃波抵抗があるはずである。したがって翼上面における衝撃波の発達と翼上面の平均マッハ数との間には密接な関係があるといえる。翼上面の平均マッハ数の代わりに翼上面の p/p_0 の平均値を用いても同様な議論がなりたつ。

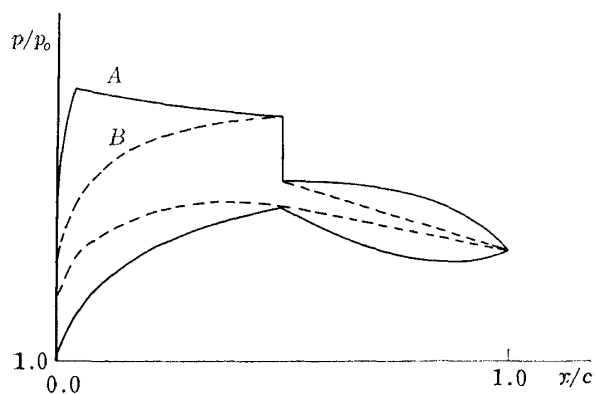


図 21 τ, M_{DD} が同じで F が異なる二枚の翼の p/p_0 分布の例

翼の抵抗発散は上面の衝撃波によって生じ、上面の衝撃波の発達と翼上面の p/p_0 の平均値とは密接な関係がある。したがって翼の抵抗発散性能と、20 ページの式 (4) で定義される M_{DD} における翼上面の p/p_0 の平均値 F とは密接な関係があるのではないかと著者は考えた*。

例として同じ M_{DD} において F が異なる同じ厚み比の翼 A, B を考える。翼 A のほうが翼 B よりも F が小さいとする。両翼の M_{DD} における p/p_0 分布は模型的に示すと図 21 のようになり、実線で示される F の小さい翼 A のほうが、点線で示される翼 B よりも同じ M_{DD}, τ において大きな揚力係数を持つことができ、したがって抵抗発散性能がすぐれていると考えられる。ここでは M_{DD}, τ を一定にして C_L の大小を論じており、5.2 節の要求 3 において、 C_L をなるべく大きくするには F を小さくすればよいという推論がこれから得られる。要求 1, 2, 4 についても同様な議論によって、与えられた設計条件のもとで、ともかく F を小さくしさえすれば翼の抵抗発散性能が良くなることが推論される。

6.2 節においては上記の議論に関連して亜音速線型理論について詳細に述べる。6.3 節においては 6.2 節の結果を用いて上記の推論をより精密にし、さらにその正しさを実験的に証明する。

6.2 亜音速線型理論

前節においては M_{DD} における上面の p/p_0 の平均値 F が翼の抵抗発散性能と密接に関連しているということを物理的考察に基づいて予想した。ここでは任意の一様流マッハ数における翼上面の p/p_0 の平均値がどのようなパラメータに支配されているかを線型理論の範囲内で考察する。

翼上面の局所的な圧力 p は次式で表わされる。

$$\frac{p}{p_0} = \frac{p_\infty}{p_0} + \frac{q}{p_0} C_p = \frac{p_\infty}{p_0} + \frac{q}{p_0} \frac{C_{pI}}{\beta} \quad (5)$$

$$C_{pI} = -\frac{\tau c}{\pi} \int_0^c \frac{T'(\xi)}{x-\xi} d\xi - \frac{c_{pIL}}{2} \quad (6)$$

* 翼上面の平均マッハ数ではなく、 p/p_0 の平均値 F をとったのは、 F のほうが翼の抵抗発散性能をあらわす重要なパラメータである揚力係数 C_L との関連がより直接的だからである。たとえば M_{DD} における下面の p/p_0 の平均値を F_L とすると C_L は F と F_L を用いて次式のように表わされる。

$$C_L = (F_L - F) \times p_0 / q$$

ここで p_0 は総圧、 q は一様流の動圧である。

ここで p_0 は総圧, p_∞ は一様流圧力, q は一様流動圧, C_p は圧力係数, $C_{pI} = \beta C_p$, $\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}$, M_∞ は一様流マッハ数, τ は翼の厚み比, c は翼弦長, π は円周率をあらわし, 翼の厚み t の分布は,

$$t = c\tau T(x)$$

であらわされるとする。 $T(x)$ は最大値が 1 であるような関数である。 C_{pIL} は下面と上面の C_{pI} の差をあらわす。式 (6) の第 1 項は翼の厚み分布に依存する項であり, 第 2 項は揚力分布による項である。

上面の p/p_0 の平均値, すなわち上面に加わる下向きの力を cp_0 で割ったものを f とすると次式が成立する。

$$\begin{aligned} f &\equiv \frac{1}{c} \int_0^c \left(\frac{p}{p_0} \right) dx = \frac{p_\infty}{p_0} + \frac{q\tau}{p_0\beta} C_T - \frac{q}{2p_0} C_L \\ &= \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left(1 + \frac{\gamma M_\infty^2}{2\sqrt{1-M_\infty^2}} \tau C_T \right. \\ &\quad \left. - \frac{\gamma M_\infty^2}{4} C_L \right) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで

$$C_T = -\frac{c}{\pi} \int_0^c \frac{T(\xi)}{\xi(c-\xi)} d\xi \quad (8)$$

さらに,

$$\begin{aligned} C_L &= \frac{C_{LI}}{\beta} \\ C_{LI} &= \frac{1}{c} \int_0^c C_{pIL} dx \end{aligned}$$

という関係を用いている。また γ は流体の比熱比である。

式 (7) は, f は M_∞ , τC_T および C_L の関数であるということを示している。あるいは式 (7) は M_∞ , C_L , τC_T および f の間に存在する一つの間接関係を表わしているとも考えることもできる。

f を M_∞ , τ , C_L でそれぞれ偏微分すると,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial M_\infty} \right)_{\tau C_T, C_L} = \left(\frac{p_\infty}{p_0} \right)' + \left(\frac{q}{p_0\beta} \right)' \tau C_T - \left(\frac{q}{2p_0} \right)' C_L$$

ここで ' は M_∞ に関する微分を表わす。

$$\left(\frac{p_\infty}{p_0} \right)' < 0, \left(\frac{q}{p_0} \right)' > 0, \left(\frac{1}{\beta} \right)' > 0, C_T < 0, C_L > 0$$

によって

$$\left(\frac{\partial f}{\partial M_\infty} \right)_{\tau C_T, C_L} < 0 \quad (9)$$

また,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{M_\infty, C_L, C_T} \left(= \frac{q}{p_0\beta} C_T \right) < 0 \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial C_L} \right)_{M_\infty, \tau C_T} \left(= -\frac{q}{2p_0} \right) < 0 \quad (11)$$

次に C_T の M_∞, τ, C_L による微分を考える。偏微分方程式の理論によって,

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial M_\infty} \right)_{\tau, C_L, f} = - \left(\frac{\partial f}{\partial M_\infty} \right)_{\tau C_T, C_L} \left/ \left(\frac{\partial f}{\partial C_T} \right)_{M_\infty, \tau, C_L} \right. \quad (12)$$

また,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial C_T} \right)_{M_\infty, \tau, C_L} = \frac{q\tau}{p_0\beta} > 0 \quad (13)$$

式 (9), (12), (13) によって,

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial M_\infty} \right)_{\tau, C_L, f} > 0 \quad (14)$$

同様に,

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial \tau} \right)_{M_\infty, C_L, f} > 0 \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial C_L} \right)_{M_\infty, \tau, f} > 0 \quad (16)$$

式 (7) を臨界マッハ数より低い一様流マッハ数において実験値と比較したのが図 22 である。図 22(a) においては τC_T および C_L 一定で f の M_{DD} に対する変化の理論値を実験値と比較している。実験値については, τC_T を等しくする翼型のデータだけを用いるべきであるが, τC_T を等しくする翼型はほとんどないので, 同図においてはある狭い範囲に入っている τC_T をもつ翼型のデータを用いた。線が太いのは, 実験値にばらつきがあることを示している。理論と実験はよく合っている。同図はまた式 (9) が成立すること, すなわち τC_T および C_L 一定で f が小さいほど M_∞ が大きくなることをはっきり示している。同様に図 22(c) は式 (7) および (11) が成立することを示している。図 22(b) は,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial (\tau C_T)} \right)_{M_\infty, C_L} > 0 \quad (17)$$

を実験的に示している。式 (7) により,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{C_T, M_\infty, C_L} &= \left(\frac{\partial f}{\partial (\tau C_T)} \right)_{M_\infty, C_L} \left(\frac{\partial (\tau C_T)}{\partial \tau} \right)_{C_T} \\ &= \left(\frac{\partial f}{\partial (\tau C_T)} \right)_{M_\infty, C_L} C_T \end{aligned} \quad (18)$$

が成立するが, 式 (17) および $C_T < 0$ から, 式 (10) が実際にも成立することが間接的に示された。

以上によって臨界マッハ数よりじゅうぶん低い一様流マッハ数においては, 式 (7) および (9)~(11) が成立することが実験によって示された。

6.3 パラメータ F について

局所超音速領域をもつ遷音速流においては, 前節で述べた亜音速線型理論はもちろん成立しない。しかし亜音速線型理論によって得られた結論がすべて全く役

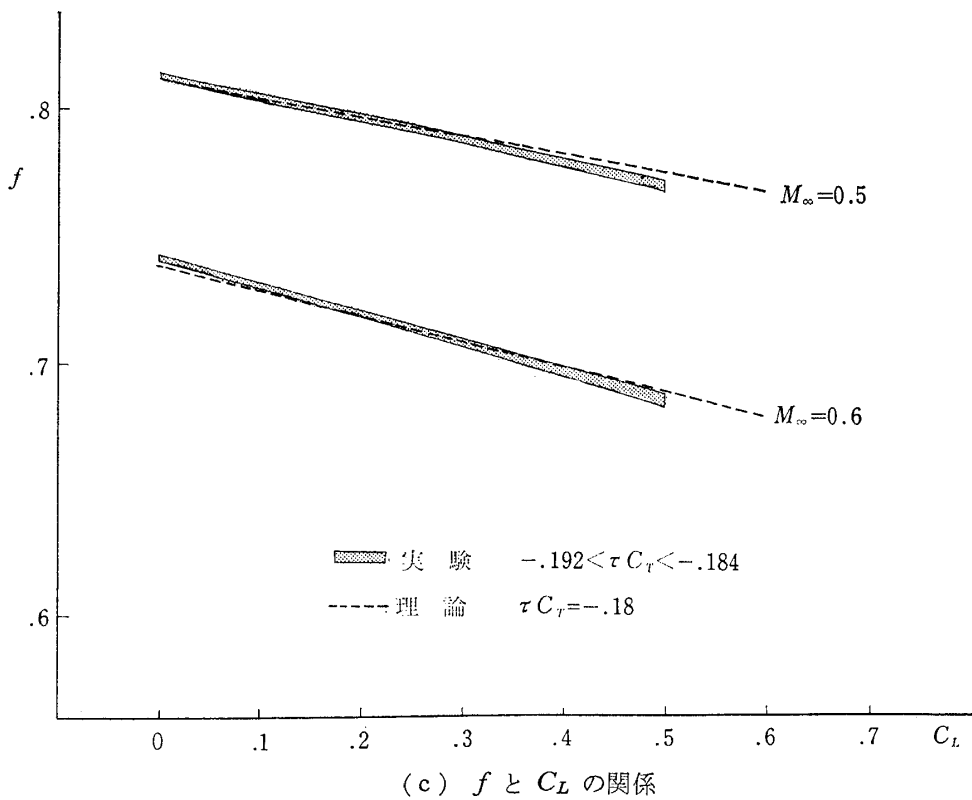
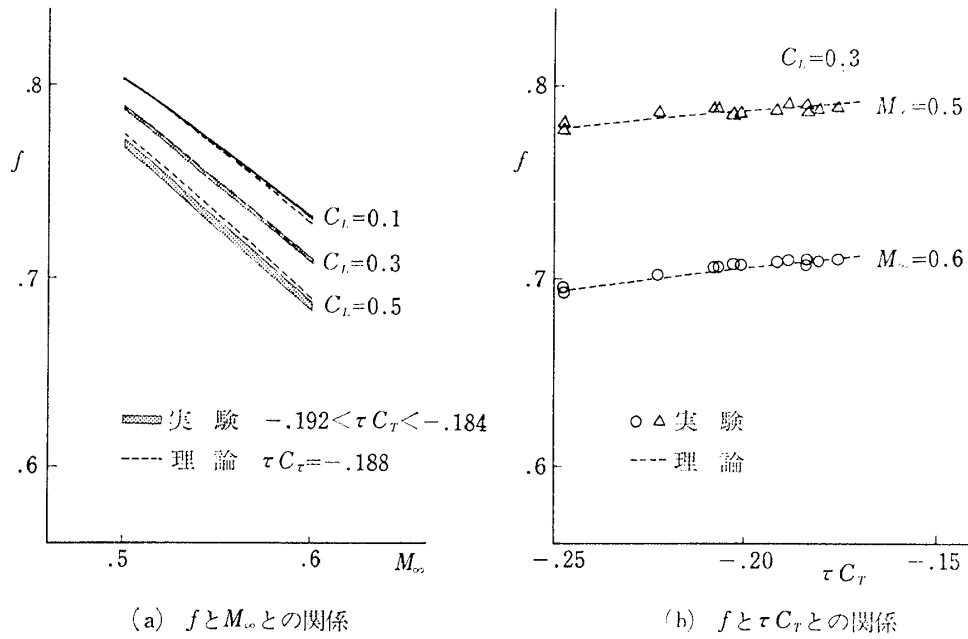


図 22 完全亜音速流における f と M_∞ , τC_T および C_L との関係, 実験値と理論値の比較

に立たないというわけではなく、定性的には上記の議論がそのまま成立するような事象もあるであろう。ここでは前節の理論によって得られた f に関する性質のうち、いくつかのものは遷音速においても定性的に成立することを予想し、実験的にその予想をたしかめる。

まず式 (7) はそのまま成立しないが、 f が M_∞ , τC_T および C_L の関数であるという事実は成立すると考える。すなわち

$$f = f(M_\infty, \tau C_T, C_L) \quad (19)$$

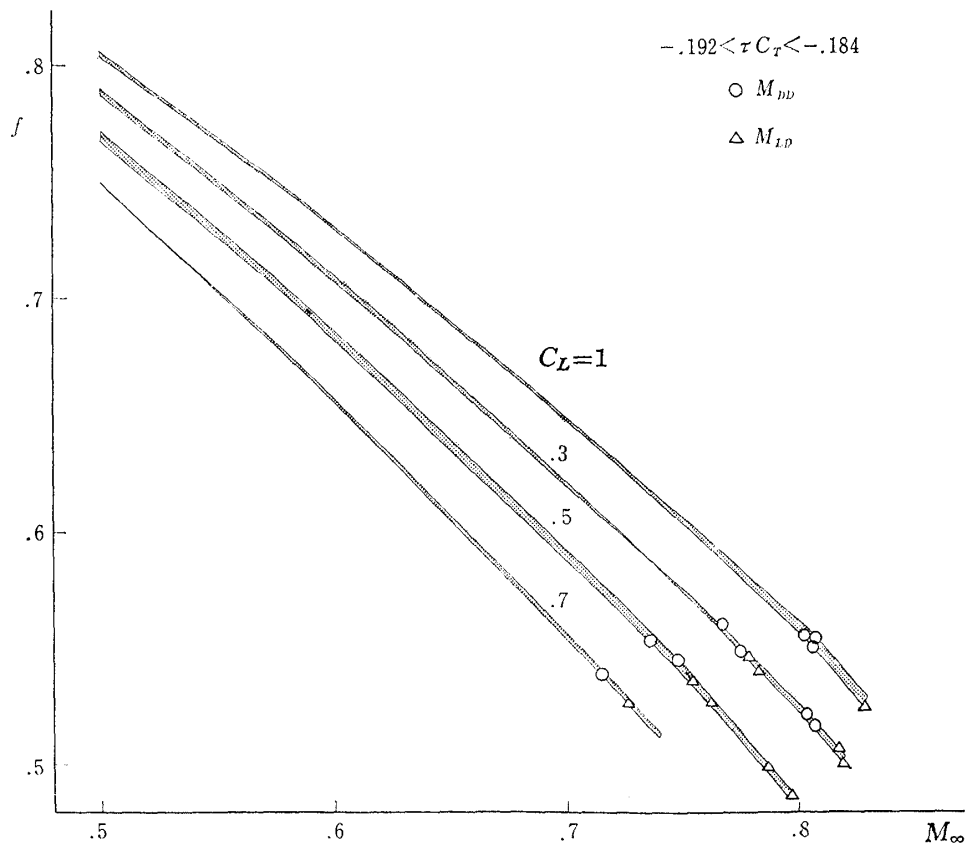
また式 (9)~(11) (かっこ内の等式を除く) および式 (14)~(16) の不等式もそのまま成立すると考える。

図 23~25 は、一様流マッハ数が揚力発散マッハ数 M_{LD} より低い場合には、遷音速においても式 (9)~(11) が成立することを実験的に示す。図 23, 図 25 においては、同じ τC_T をもつ翼のデータのみを比較すべきであるが、実際には同じ τC_T をもつ翼は少ないので、ある狭い範囲に入っている τC_T をもつ何枚かの翼についての実験データを比較している。

図 23 においては、 τC_T が上述の意味で近似的に一

定の場合について C_L をパラメータとして f と M_∞ との関係をプロットする。実験は迎角を一定にして一様流マッハ数を変化させて行なうので、 C_L 一定というデータは直接は得られない。したがって図 23 は、種々の迎角について行なった実験値から補間によって求めたものである。線の太さはデータのばらつきを示している。特に抵抗発散マッハ数 M_{DD} における値を丸印で、揚力発散マッハ数 M_{LD} における値を三角印でプロットしている。図 23 は式 (19), および (9) が遷音速においても、一様流マッハ数が M_{LD} より低い場合には近似的に成立するということを実験的に示している。 $f \sim M_\infty$ の関係においては M_{DD} も特別な一様流マッハ数ではなく、 M_{DD} における値も同じ曲線の上に乗っていることを注意しておく。図 24 には M_∞ , C_L をパラメータとして、 f を τC_T に対してプロットする。黒く塗りつぶしてあるデータは M_∞ が M_{LD} より大きい場合を示している。図 24 は式 (10) が遷音速においても成立することを、前節の図 22(b) に関する説明と同様に間接的に証明している。

図 25 には τC_T が上述の意味で近似的に一定な場



(a)

図 23 遷音速における f と M_∞ との関係

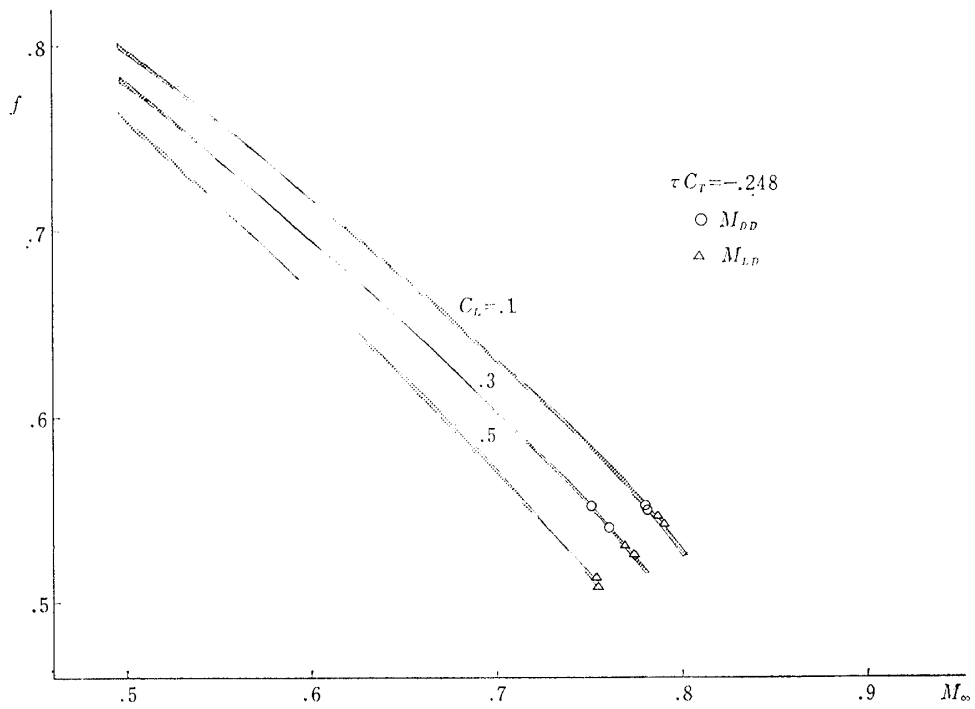


図 23 (b)

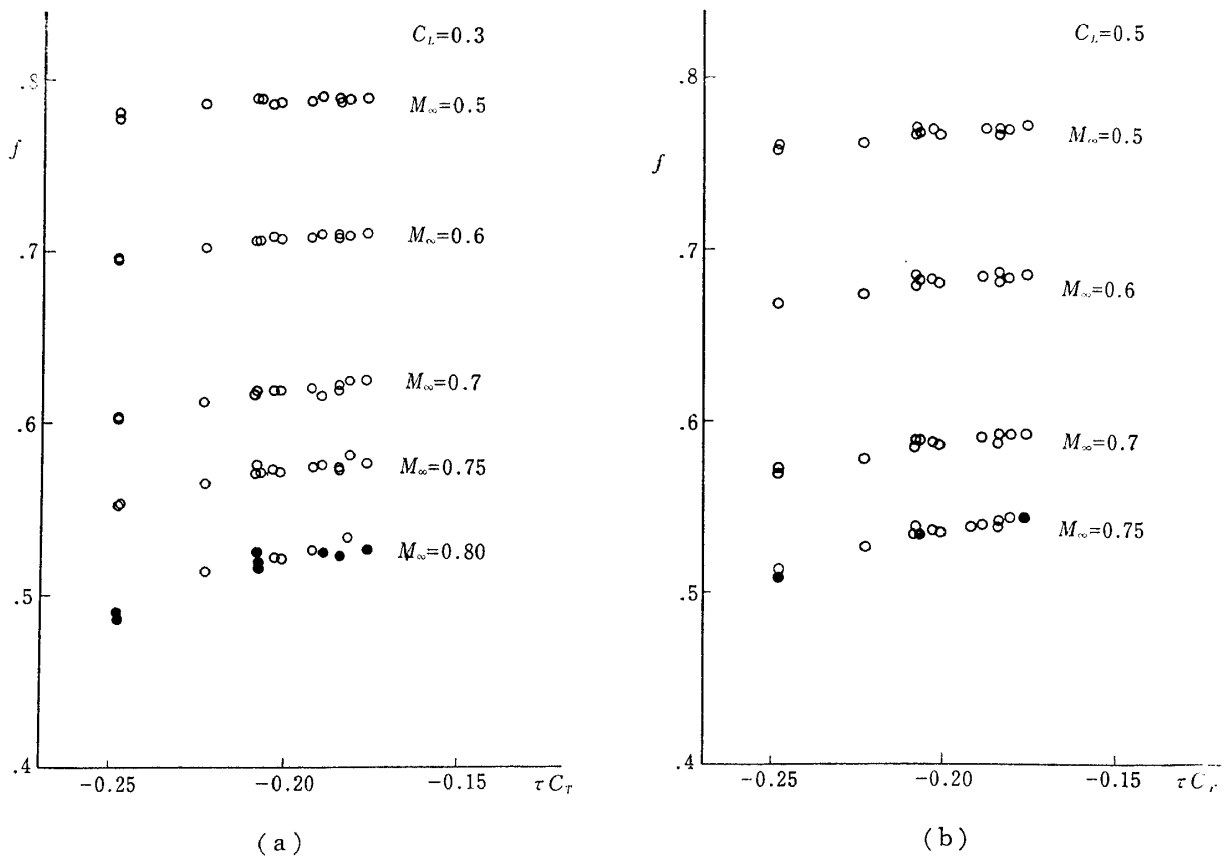


図 24 遷音速における f と τC_T との関係

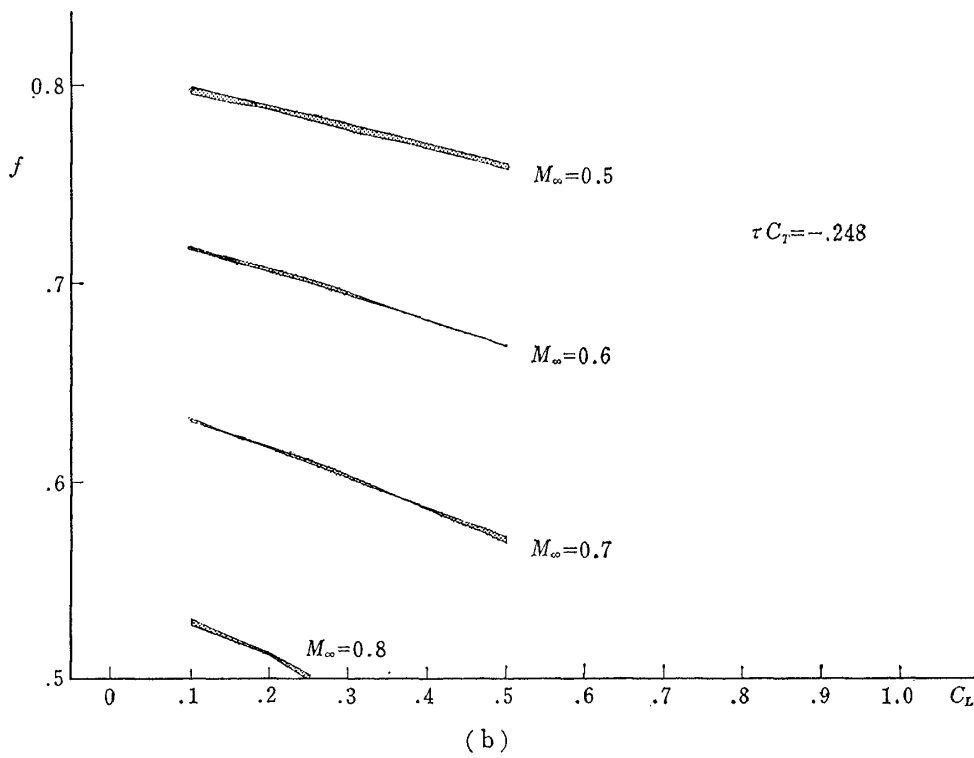
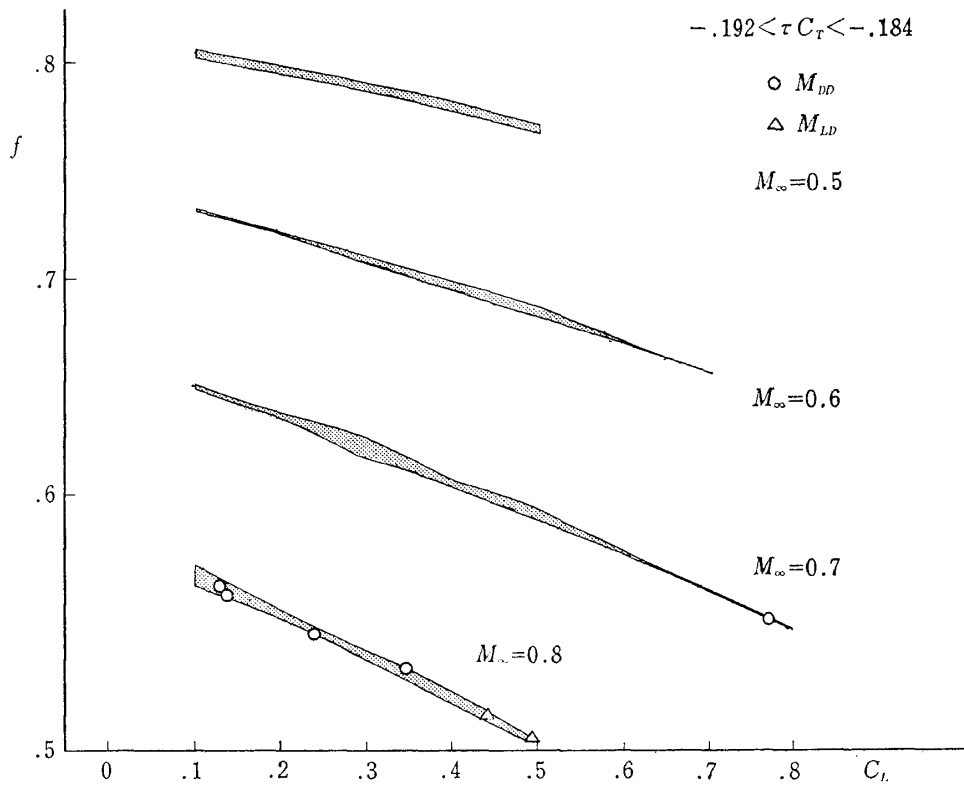


図 25 遷音速における f と C_L との関係

合について、 M_∞ をパラメータとして f と C_L の関係をプロットする。図 23 と同様に M_{DD} における値を丸印で、 M_{LD} における値を三角印でプロットしている。図 25 は式 (11) が遷音速において近似的に成立することを証明している。

図 26~28 においては、式 (14)~(16) が遷音速においても成立することを実験的に示す。黒く塗りつぶしてあるデータは、 M_∞ が M_{LD} より大きい場合を示している。図 26 は各翼について与えられた f, C_L における M_∞ を実験値から補間によって求め、その値を翼ごとに定まる C_T に対してプロットしたものである。ばらつきはあるが、式 (14) が遷音速においても近似的に成立するということが図 26 は示している。 M_{LD} より小さい M_∞ (したがって M_{DD} は含まれる。) だけをとると、図 26 のばらつきは小さくなり、式 (14) はより正確に成り立っていることがわかる。同図の矢印は、文献 33) に記載されている NACA の翼型のうち、厚み比 12% の対称翼についての C_T 範囲を示している。この実験に用いた翼の C_T 範囲は NACA の翼型の C_T 範囲よりも広い。したがって、この実験は厚み分布に関しては特殊な翼型だけを集めたわけではないことを同図は示している。

式 (15) を直接実験的に示すためには、与えられた M_∞, C_L において f が同じになり、かつ τ, C_T が異なるような何枚かの翼型について実験しなければなら

ない。このような実験は行っていないので、ここでは式 (13) を実験的に証明する。式 (14)~(16) を導いた過程から明らかなように、式 (13) を証明すれば間接的に式 (14)~(16) を証明したことになる。与えられた M_∞, C_L における f の値を実験値から補間によって求め、その値を各翼ごとに定まる C_T に対してプロットしたのが図 27 である。ばらつきはあるが、

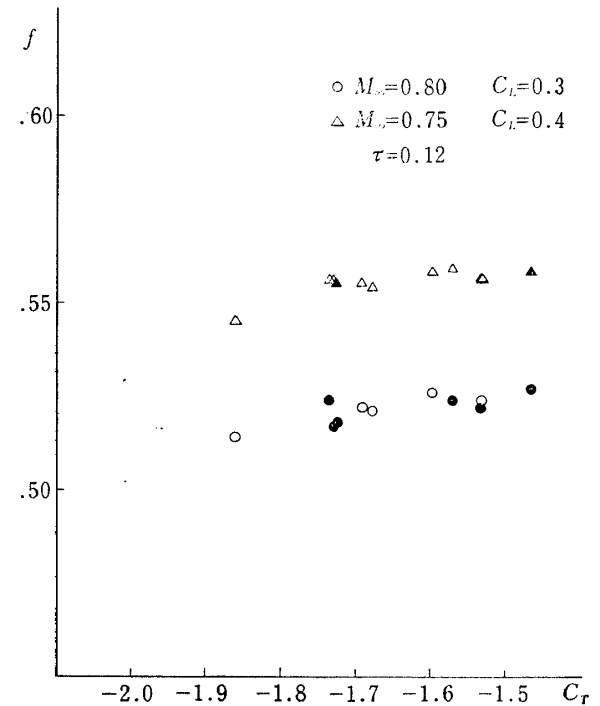


図 27 遷音速における f と C_T と関係

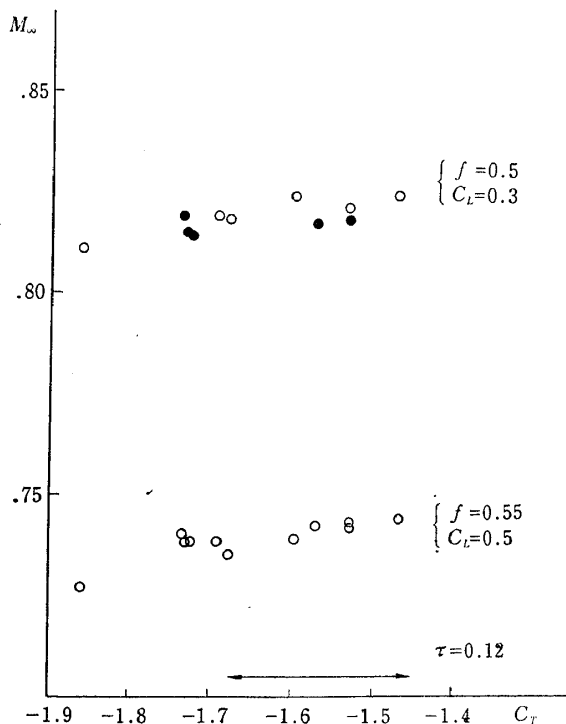


図 26 遷音速における M_∞ と C_T との関係

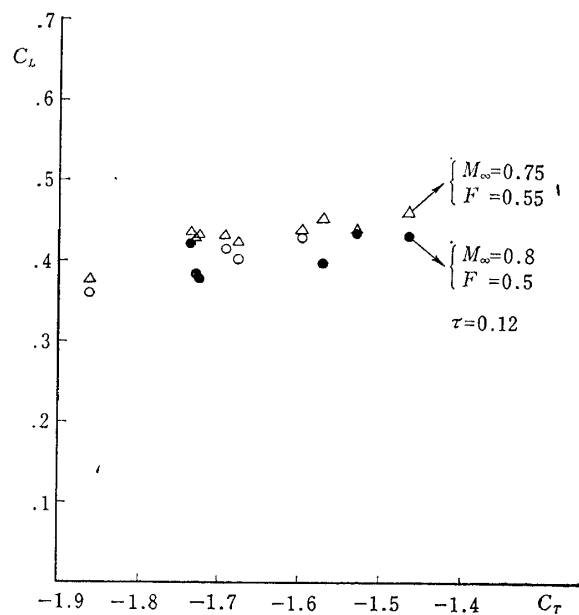


図 28 遷音速における C_L と C_T との関係

式 (13) が遷音速においても成立することを同図は示している。

図 26 が式 (14) を証明しているのと同様に図 28 は式 (16) を証明している。

以上によって、式 (19), (9)~(11), (14)~(16) が、一様流マッハ数が揚力発散マッハ数より小さい場合には、遷音速においても近似的に成立していることを実験によって示した。特に、 M_{DD} はこの場合特別な意味をもたず、 M_∞ が M_{DD} に等しくても同じ関係式が成立していることが示された。したがって、 M_{DD} における f を F とかくと次式が成立する。

$$F = F(M_{DD}, \tau C_T, C_L) \quad (20)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial M_{DD}} \right)_{\tau C_T, C_L} < 0 \quad (21)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \tau} \right)_{M_{DD}, C_L, C_T} < 0 \quad (22)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial C_L} \right)_{M_{DD}, \tau C_T} < 0 \quad (23)$$

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial M_{DD}} \right)_{\tau, C_L, F} > 0 \quad (24)$$

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial \tau} \right)_{M_{DD}, C_L, F} > 0 \quad (25)$$

$$\left(\frac{\partial C_T}{\partial C_L} \right)_{M_{DD}, \tau, F} > 0 \quad (26)$$

式 (20)~(26) の示す意味を考察しよう。式 (20) は、 F , M_{DD} , τ , C_L , C_T の 5 個のパラメータはそれぞれ独立ではなく、それらの間の一つの関係式が成立していることを示す。

τ および C_T を等しくする無数の翼型を考える。 τ , および厚み分布が等しく、キャンパーのみが異なる無数の翼型はその一つの例である。揚力係数 C_L を与えると各翼型の M_{DD} がそれに対応して定まり、式 (20) により F も定まる。 C_L に対応する M_{DD} , F の値は翼型ごとに異なっているが、式 (21) により F の小さい翼型ほど M_{DD} は大きく抵抗発散性能は良いといえる。すなわち、 C_T を同じくする翼型については、5.2 節の要求 1 は、与えられた τ , C_L のもとで F をなるべく小さくするという事と同義である。

要求 2 および 3 も、与えられた条件のもとに F を小さくすることと同義であるということが、 C_T を等しくする翼型については式 (22) および (23) を用いて同様に証明できる。要求 4 についても同様である。結局、 C_T を同じくする翼型については、5.2 節述べた抵抗発散性能を良くするという問題はすべて、与えられた条件のもとに F をなるべく小さくするという問題に帰着されることがわかった。

次に抵抗発散性能に対する C_T の影響を考察する。 τ は等しいが C_T の異なる無数の翼型を考える。各翼型について C_L を与えるとそれに対応して M_{DD} が定まり、したがって式 (20) により F が定まる。無数の翼の中からは与えられた F をもつ翼だけを取り出すと式 (24) により、 C_T の大きい翼ほど M_{DD} が大きく抵抗発散性能がすぐれている。すなわち、 F が一定の場合には 5.2 節の要求 1 は、与えられた τ , C_L のもとで C_T をなるべく大きくするという事と同義である。式 (25), (26) を用いると、結局、 F が一定の場合には、5.2 節の要求はすべて、与えられた条件のもとに C_T をなるべく大きくするという問題に帰着されることが結論される。式 (8) から明らかのように C_T は翼の前後縁がやせている翼ほど大きい。したがって、翼の厚み分布については、前後縁がやせている翼ほど抵抗発散性能がすぐれていると結論される。

翼の前縁をやせる効果と、後縁をやせる効果とを比較するために、翼の前半部および後半部の C_T に対する寄与をそれぞれ C_{TL} , C_{TT} であらわし、次のように定義する。

$$C_{TL} = -\frac{c}{\pi} \int_0^{\frac{c}{2}} \frac{T(\xi)}{\xi(c-\xi)} d\xi \quad (27)$$

$$C_{TT} = -\frac{c}{\pi} \int_{\frac{c}{2}}^c \frac{T(\xi)}{\xi(c-\xi)} d\xi \quad (28)$$

前縁をやせた影響と、後縁をやせさせた影響とを別々にしらべるために、 M_∞ , τ , C_L 一定の条件のもとで、 f と C_{TL} , f と C_{TT} との実験的關係を図 29(a) (b) に示す。 C_{TT} の変化による f の変化はほとんどみられないが、 C_{TL} を増すと f が増加する傾向ははっきり現われている。これは C_{TL} の絶対値は C_{TT} の絶対値の 3 倍程度あることから予想されるように、抵抗発散性能に関する厚み分布の影響は、前半部の厚み分布が支配していることを示している。そして前後縁の中でも特に前縁がやせているほうが、したがって前縁半径が小さいほうが良いという結論が得られる。これは peaky 翼の特徴の一つは比較的大きな前縁半径であるとする NPL⁸⁾ の議論と相容れないものである。本論文においては M_{DD} における上面 p/p_0 の平均値 F (あるいは上面の p/p_0 分布) が一定という条件のもとでの前縁半径の変化の影響を考えている。一方 NPL の Graham⁷⁾ や Wilby⁹⁾ は、前縁半径を大きくしても必ずしも圧力抵抗が増加しないということを実験的に示しているが、彼等の議論において

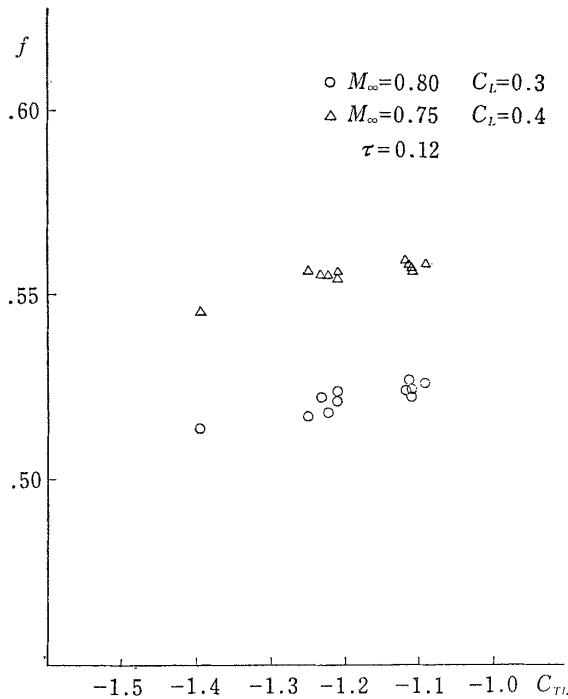


図 29 (a) 遷音速における f と C_{TL} との関係

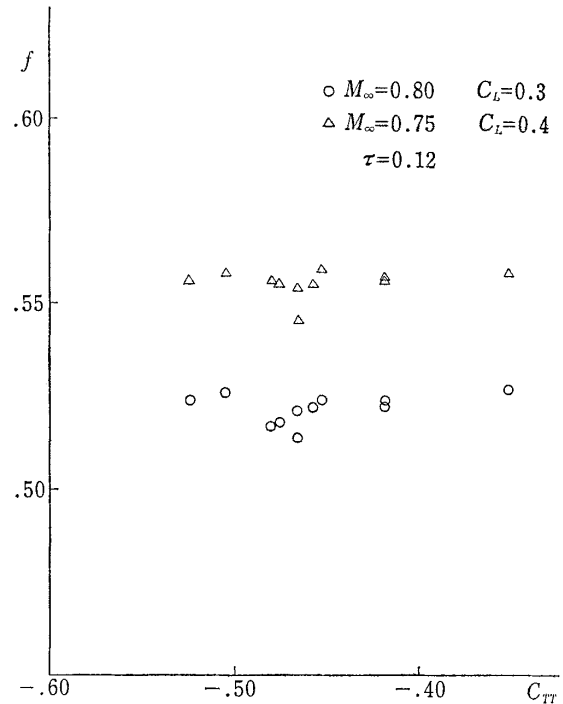


図 29 (b) 遷音速における f と C_{TT} との関係

は、前縁半径の変化とともに上面の p/p_0 分布、したがって F も変化している。この点に彼等の議論のあいまいさがあるのである。

以上によって、翼の抵抗発散性能は、二つのパラメータ F および C_T によって支配されることが結論される。 F は M_{DD} における上面の p/p_0 分布の特徴を示すパラメータで、これが小さいほど翼の性能が良い。 C_T は翼の前後縁のやせ具合を示すパラメータで前後縁、特に前縁がやせているほど C_T は大きく抵抗発散性能は良い。

35 ページの図 35 には、 F を M_{DD} における衝撃波位置に対してプロットしてある。同図に示されるように、第 4 章に示した実験における F はほぼ 0.49~0.58 の範囲内にあり、その変動幅は約 0.09 である。図 23 に示されるように 0.75~0.8 付近の一樣流マッハ数においては、

$$\frac{\partial f}{\partial M_{\infty}} \doteq -1.0$$

である。式 (20) を導いた際の説明から明らかなように、ここで f を F で、 M_{∞} を M_{DD} で置きかえることができるので、

$$\frac{\partial F}{\partial M_{DD}} \doteq -1.0$$

が成立する。この式は、 F の変化に基づく M_{DD} の

変化量は、 F の変化量と絶対値がほぼ等しいことを示している。したがって第 4 章に示した実験における F の変動幅と、その F の変動に基づく M_{DD} の変動幅はほぼ等しく、その値は共に約 0.09 である。一方 C_T の変動に基づく M_{DD} の変動幅は、図 26 に示されるように約 0.02 であり、 F の変動に基づくもの約 1/4~1/5 にすぎない。これは、翼の抵抗発散性能を支配する二つのパラメータ F 、 C_T を比較すると、 F のほうがより支配的であることを示している。

翼の厚み分布を定めても、キャンバーあるいは迎角を変化させることによって、翼上面の圧力分布は自由に变化させることができる。したがって翼上面の圧力分布から定まるパラメータ F と、翼の厚み分布から定まるパラメータ C_T は独立に変化させることができる。

以上、翼の抵抗発散性能は二つのパラメータ F および C_T によって支配されることが、特に F のほうがより支配的であることを示した。したがって、翼の抵抗発散性能を良くするためには、まず F を小さくしなければならない。 F は M_{DD} における上面の p/p_0 分布から定まるので、翼の抵抗発散性能を良くするためには、 F の小さい上面圧力分布を求めなければならない。この意味で、 F の小さい上面圧力分布を

「良い上面圧力（または p/p_0 分布）」と呼び、与えられた設計条件のもとに実現し得る最小の F をもつ上面圧力分布を「最良の上面圧力（または p/p_0 分布）」と呼びことにする。これらはいずれも M_{DD} における圧力分布である。

翼の抵抗発散性能を良くするためには、まず「良い上面 p/p_0 分布」を求め、次に良い厚み分布を求めて C_T を大きくする必要がある。60 ページの図 71 には M_{DD} における上面 p/p_0 分布および厚み比が同じで、厚み分布したがって C_T が異なる 2 枚の翼型の p/p_0 分布を示す。54 ページの図 64 にはその厚み分布が示されている。712-705-12 のほうが 712-684-12 に比べて前縁半径が小さい。 C_T はそれぞれ -1.572 および -1.725 で、前縁半径の小さい 712-705-12 のほうが大きい。図 71 においては、両者の下面の p/p_0 分布が異なっている。したがって、上面の p/p_0 分布が与えられたとした場合、 C_T は下面の p/p_0 分布を支配していると考えられる。そして、たとえば C_T が小さく、前縁が太っているほど下面の圧力分布は前縁付近の圧力が低い peaky 型になり、下面に局所超音速領域が存在する場合には、下面の衝撃波は弱くなると考えられる。（付録 A2 参照）

第 3 章で述べたように、この論文においては、下面の衝撃波を無視できるほど弱い場合だけを取り扱う。揚力係数がじゅうぶん大きい場合には、下面の平均マッハ数は低いので、下面の圧力分布を常識的な範囲で自由に与えても、下面の衝撃波は無視できるほど弱いであろう。しかし、揚力係数がある程度以下になると、下面の平均マッハ数も高くなり、下面衝撃波を無視できるほど弱くするためには下面の圧力分布を自由に与えられなくなるであろう。そのような場合には C_T も自由に变化させられない。したがって、 C_T が大きいほど翼の抵抗発散性能が良いというこの章の結論にも、 M_{DD} における下面の衝撃波が無視できるほど弱い限りにおいてという条件でつくのである。揚力係数がどの程度であればじゅうぶん大きいと言えるかは、最良の上面圧力分布が求まった上でなければわからないはずであり、したがって現在は不明である。この点について 106 ページの付録 A2 において試論を述べる。

M_{DD} における上面 p/p_0 分布が与えられているとすると、 C_T は下面の p/p_0 分布を与えることによって定まる。後に第 10 章に示すよう、下面の p/p_0 分布を適当に与えて C_T を小さくすることは容易である。これに比較して、 F の小さい M_{DD} における上

面 p/p_0 分布を得ることは非常に困難である。また F が翼の抵抗発散性能に及ぼす影響は C_T のそれに比し格段に大きい。したがって、第 5 章 2 節に述べた設計上の要求を実現するという問題は、その困難さの大部分は F の小さい上面 p/p_0 分布を求めることにあり、 F を小さくすることによってその大部分が解決されるという二つの意味において実質的には与えられた条件のもとで F を最小にするという、 F の最小値問題に帰着する。したがって設計条件のとり方によって最大にするものが異なるという不便もなく、設計条件がどんなものであっても、 M_{DD} における翼上面の p/p_0 の平均値 F を小さくすることだけを考えればよいことになり、問題は非常にとり扱いやすくなる。また、 F は上面の p/p_0 分布によって定まる。したがって F を小さくするということが、良い上面 p/p_0 分布を実現することによって達成される。その意味で、抵抗発散性能の良い翼を求めるということは良い上面 p/p_0 分布を求めるということと実質的に同じである。

F の導入はこの研究の主眼である。peaky 翼設計に際しては、前縁付近における圧力ピークを達成し、このピークの位置において前縁の高い曲率を急激に後方の低い曲率に変化させることがたいせつであることを Pearcey²⁾ は述べている。彼はこの意味で、前縁付近の曲率分布のような翼の局所的な特性の重要性を強調した。これに対して、ここで導入され、この論文において重要な役割をはたす F は翼の全体的特性を表わしている点がその特徴である。次章においては、「良い上面 p/p_0 分布」をこの全体的量を用いて演えきに求める。

これまでにパラメータ F の重要性を強調し、翼の抵抗発散性能は実質的にはパラメータ F によって支配されること、与えられた設計条件のもとに最良の抵抗発散性能を求めることは、同じ条件のもとに最低の F を求めることと実質的に同じであることを述べてきた。しかしここでは、たとえば M_{DD} の 0.001 程度の変化を問題にするようなこまかい意味で F の重要性を強調しているのではない。図 23 に示されるように、 M_{DD} の実験値は、完全に一本の曲線に乗らずに 0.001 の数倍程度のばらつきがある。したがって、 F をなるべく低くするということが、 M_{DD} を 0.01 程度以上高めようとする場合の設計指針として役に立つのであって、 M_{DD} を 0.001 の数倍程度高めようとする場合の設計指針になるかどうかはわからない。

この論文においては、翼の抵抗発散性能の良否を論

じる場合には、 M_{DD} にして 0.001 の数倍程度のこまかに良否は問題にせず、0.01 程度以上の大ざっぱな意味での良否だけを論じることにする。したがって、いちいちことわらないが、以下の各章において得られた結論はすべて、このような前提のもとに得られたものである。

7. 良い上面圧力分布について

7.1 良い上面圧力分布設計の指針

前章では、上面の圧力分布に関しては、 M_{DD} における p/p_0 の平均値 F が小さいほど翼の抵抗発散性能が良いことを示した。また、 F の小さい上面圧力分布を良い上面圧力分布と呼ぶことにした。この章では、この意味において良い。すなわち F が比較的低い上面 p/p_0 分布について考察する。

F を小さくするためには翼の各点の p/p_0 を小さくすれば良いわけであるが、これは無制限に小さくするわけにはいかない。極端に高い揚力係数の場合（たとえば 1.0 以上）を除いて、前縁のごく近傍によどみ点が存在するので、前縁における p/p_0 は一般に高く 1 に近い。次に衝撃波の直前、直後の p/p_0 も制限をうける。5.1 節における M_{DD} の定義から明らかのように、 M_{DD} における衝撃波抵抗係数（翼に働く衝撃波抵抗を D_S とすると、衝撃流抵抗係数 C_{DS} は、 $C_{DS}=D_S/cq$ であらされる。ここで c は翼弦長、 q は一様流の動圧である。）はたかだか 0.003 の

程度であり、衝撃波はこれに対応してあまりつよくなものでなければならない。実際図 30 に示すように M_{DD} における衝撃波直前の p/p_0 は、 x_S/c によって定まるある狭い範囲に入っている。したがって衝撃波直前の p/p_0 はあまり低くはなり得ない。その限界がたとえば図 31 の点 S_1 であらわされるものであるとする。衝撃波直後の圧力は衝撃波直前の圧力に対応してきまるもので、それがたとえば同図の点 S_2 であらわされるものであるとする。

さらに、後縁における P/P_0 は翼で適当な後縁角をもつという条件からやはり勝手な値をとることは許されず、たとえば同図の P_T/P_0 のような値をもたなければならない。

結局、前縁、衝撃波前後、および後縁の P/P_0 の値が図 31 に示すような値に essentially におさえられた条件のもとで F をなるべく小さくしなければならないことがわかる。翼面上にはく離があててはならないという条件も合わせて考えることはいうまでもない。

図 31 において、衝撃波位置を x_S/c 、衝撃波より上流の p/p_0 の平均値を F_U 、衝撃波より下流の p/p_0 の平均値を F_D とすると、次式が成立する。

$$F = \frac{x_S}{c} F_U + \frac{c-x_S}{c} F_D \quad (29)$$

式 (29) は F が、衝撃波位置 x_S/c 、衝撃波より上流の p/p_0 の平均値 F_U 、および衝撃波より下流の

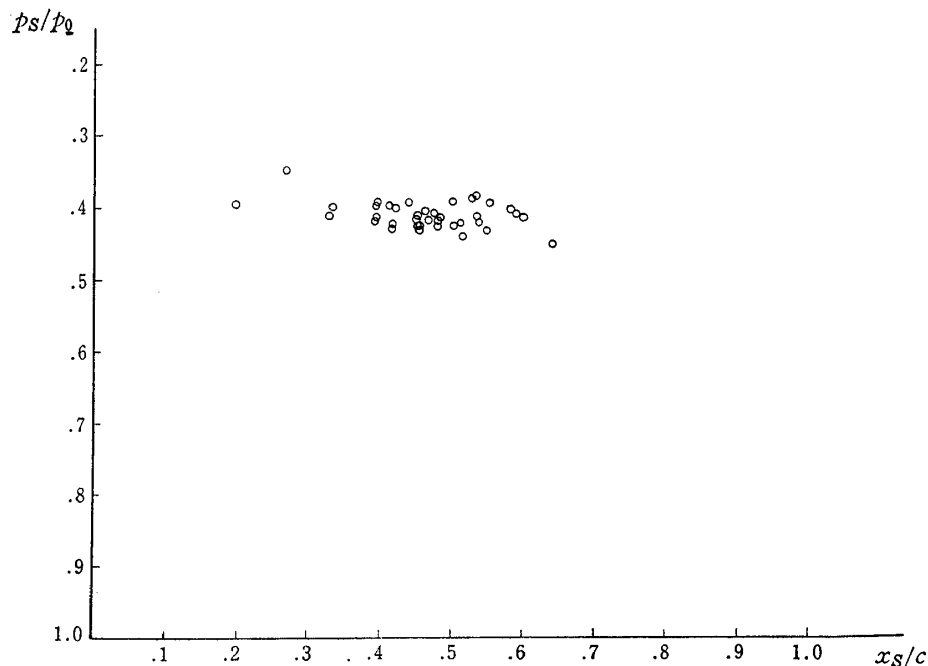


図 30 M_{DD} における衝撃波直前の圧力比 p_s/p_0 と衝撃波位置との関係

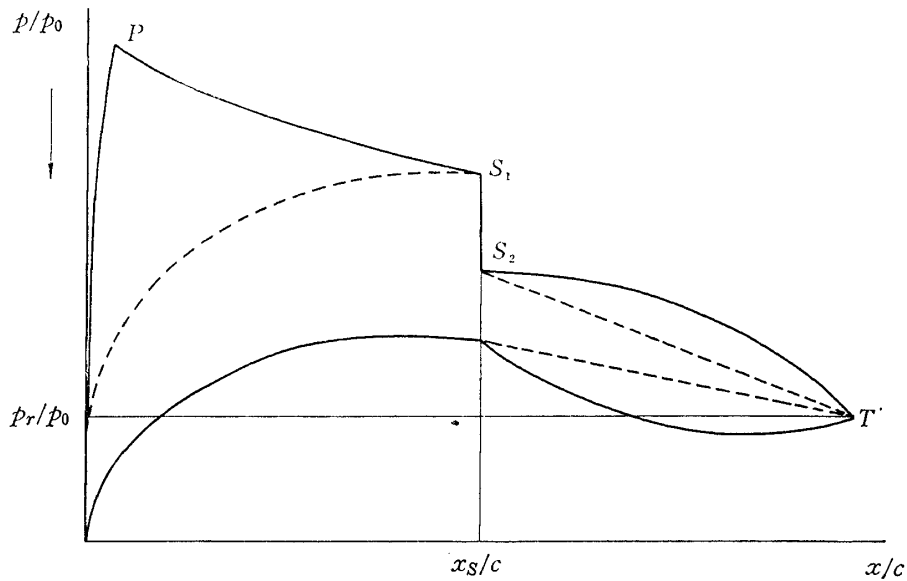


図 31 M_{DD} における p/p_0 分布の模型図

p/p_0 の平均値 F_D によって決定されることを示している。以下に圧力分布の変化が x_s/c , F_U , F_D の変化を通じて F にどのような影響を及ぼすかを論じる。

まず衝撃波位置 x_s/c について論じる。 M_{DD} においては衝撃波前方に圧力の低い局所超音速領域が広がっており、一般に $F_U < F_D$ である。したがって F_U , F_D 一定で衝撃波位置を変化させることが可能であるならば、 x_s/c が大きく衝撃波が下流にあるほど F は低い。たとえば図 32 において A, B とともに M_{DD} における p/p_0 分布とするならば、 x_s/c の大きい A のほうが F は低い。しかし衝撃波があまり後退しすぎると、衝撃波直前の低い圧力から後縁における高い圧力までの圧力上昇に境界層が耐えきれず、はく離が生じてしまう。したがって境界層のはく離を生じない範囲で、衝撃波はなるべく下流に位置したほうが一般に望ましいといえる。

次に衝撃波上流の p/p_0 の平均値 F_U について論じる。 x_s , F_D 一定で F_U を変化させることが可能であるならば、(たとえば衝撃波位置および衝撃波より下流の p/p_0 分布が一定であるならば、 x_s/c , F_D 一定である。) F_U が小さいほど F が小さいことは式 (29) から明らかである。

$$\Gamma = F_U - \frac{ps}{p_0} \quad (30)$$

によって Γ を定義すると、当然

$$F_U = \frac{ps}{p_0} + \Gamma \quad (31)$$

である。 ps/p_0 はいま essentially に constant と仮

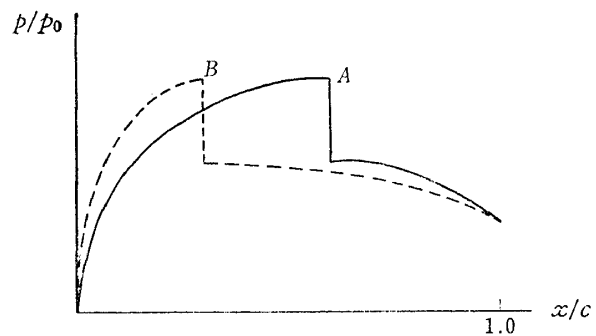


図 32 x_s/c が異なる二つの p/p_0 分布の例

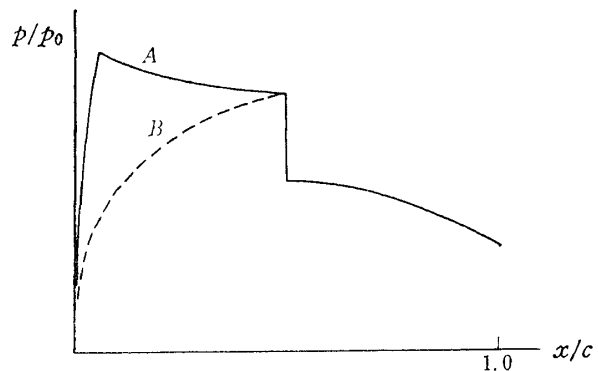


図 33 Γ が異なる二つの p/p_0 分布の例

定してあるので、 F_U は Γ によって支配される。

図 33 には ps/p_0 が等しく形が異なる二つの局所超音速領域の p/p_0 分布, A, B を模型的に示す。A, B は ps/p_0 は同じなのであるから、異なるのは Γ である。 Γ が大きい場合には局所超音速領域の p/p_0 の勾配は一般に負で、圧力の低いほうを上を描く通常

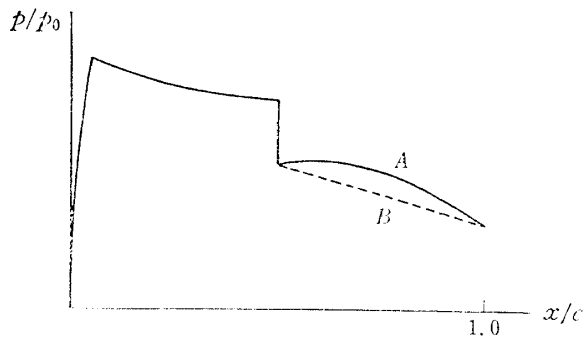


図 34 F_D が異なる二つの p/p_0 分布の例

の圧力分布の描きかたをすると、同図のBに示すように右上がりの圧力分布をもつ。 Γ が小さい場合には、前縁近傍に最低圧力点を持ち、その点から衝撃波まで **gradually** な圧力上昇を示すのが一般的である。通常の圧力分布の描きかたをすると、同図のAに示すように局所超音速領域の大部分で右下がりの圧力分布をもつ。このような局所超音速領域の圧力分布を「右下がり圧力分布」と呼ぶことにする。また、 Γ が小さいほどこの右下がりの勾配は大きくなる。このように Γ は局所超音速領域の p/p_0 分布の形を表わすパラメータであると考えられる。

p_s/p_0 一定で Γ を変化させることができるならば、式 (31) から明らかなように、 Γ が小さいほど F_U したがって F が小さい。たとえば図 33 において A, B ともに M_{DD} における p/p_0 分布とするならば、右下がり圧力分布をもつ A のほうが Γ が小さく、したがって F が小さい。

最後に衝撃波下流の p/p_0 の平均値 F_D について論じる。 x_s, F_U 一定で (たとえば衝撃波位置および衝撃波位置より上流の上面 p/p_0 分布が一定であれば、 x_s, F_U 一定である。) F_D を変化させることができるならば、 F_D が小さいほど F が小さいことは式 (29) から明らかである。図 31 において S_2 および p_{tr}/p_0 を **essentially** にうごかさずに F_D を小さくするためには、境界層のくは離をひきおこさない範囲で、なるべく上にふくらんだ圧力分布をもつことが望ましい。亜音速翼理論においては、厚み分布を一定にして上面の圧力分布を上にくらませると、下面の圧力分布は下にふくらみ、後縁付近で大きな揚力をもつ、後縁付近の厚みをへらすと、その揚力はさらに大きくなる。後に第 9 章において述べるように、衝撃波の下流の圧力分布は亜音速翼理論によって近似的に計算し得る。したがって遷音速においても、上面の p/p_0 分布を上にくらませると、後縁付近で大きな揚力を

もつ、これが rear loading である。たとえば図 34 において A, B ともに M_{DD} における p/p_0 分布とすると、A のほうが B よりも F_D したがって F が小さくかつ大きな rear loading をもっている。

以上を要約すると

- A1. F_U, F_D 一定の場合には、衝撃波位置は後にあるほど F は小さい。
- A2. $X_s/C, F_D$ 一定の場合には、勾配の大きい右下がり圧力分布ほど F は小さい。
- A3. $X_s/C, F_U$ 一定の場合には、rear loading が大きいほど F は小さい。

与えられた条件のもとに、最も低い F を与える圧力分布を定量的に求める方法は現在はない。ここでは圧力分布を定量的に問題にしているのではない。 F の小さい圧力分布を得るための定性的な設計指針を求めることがこの章の目的である。「良い」という言葉を F が小さいという意味で用いたとして、たとえば、衝撃波が上流側にある場合と下流側にある場合とどちらが良いか、右下がり圧力分布と右上がり圧力分布とどちらが良いか、あるいは rear loading が大きい場合と小さい場合とどちらが良いか等が問題である。上記 A1 においては、「 F_U, F_D 一定」という条件のもとで衝撃波は下流にあるほど良いとしているが、「 F_U, F_D 一定」という条件を取り除いても A1 は成立するのではないかと著者は考えた。A2 および A3 についても同様な推論を行なって、著者は F の低い、すなわち抵抗発散性能の良い翼型の設計指針として次の 3 項が成立することを予想した。

設計指針: F を小さくするためには M_{DD} において

- B1. 上面衝撃波はなるべく下流にあること
- B2. 上面衝撃波の上流ではなるべく勾配の大きい右下がり圧力分布をもつこと
- B3. 上面衝撃波の下流ではなるべく大きな rear loading をもつこと

この指針の妥当性を確かめるには実験による裏付けが必要である。次節においてこの点を論じる。

ここで定義した「右下がり圧力分布」は Pearcey 流に呼べば「peaky 圧力分布」である。以後この二つのことばを同じ意味に用いる。特に右下がりの勾配を強調したい場合には「右下がり圧力分布」を用いるが、たとえば結論などにおいてはより一般性のある「peaky 圧力分布」を用いることにする。

7.2 実験による裏付け

前節の終りに 3 項からなる設計の指針を与えた。こ

の節ではこの指針の妥当性を実験的に考察する。前節において示した p/p_0 分布はすべて模型的なもので、衝撃波の厚みもなく、衝撃波位置も明確であった。しかし測定された圧力分布においては、衝撃波は厚みをもち、衝撃波位置は一意的には定められない。この論文においては、衝撃波位置 x_s/c 、衝撃波直前の圧力比 p_s/p_0 、衝撃波直後の圧力比 p_2/p_0 を図 16 に模型的に示すように定義する。 F_U, F の実験値は前節の定義に従って計算した値を用いたが、 F_D の実験値としては、 x_s/c より下流の p/p_0 の平均値ではなく、図 16 に示す x_2/c より下流の p/p_0 の平均値をとった。したがって F_D の実験値を用いると式 (29) は厳密には成立せず、 F は次式によって表わされる。

$$F = \frac{x_s}{c} F_U + \frac{1-x_2}{c} F_D + \frac{1}{c} \int_{x_s}^{x_2} \left(\frac{p}{p_0} \right)_{DD} dx \quad (32)$$

ここで添字 DD は M_{DD} における上面の値を意味している。前節の議論は式 (32) の右辺の第 3 項を小さいとして省略したことと同じである。

7.1 節の A1 が成立しても B1 は必ずしも成立しない。 F_U, F_D を一定にしたまま x_s/c を変化させることが常に可能であるとは言えないからである。

与えられた x_s/c を衝撃波位置としてもつような

無数の M_{DD} における上面 p/p_0 分布を考える。その中には図 33 の A に示すように F_U の小さい右下がりの圧力分布もあるであろうし、同図の B に示すように F_U の大きい右上がりの圧力分布もあるであろう。また、22 ページの図 21 の A に示すように rear loading が大きく F_D の小さい圧力分布もあるであろうし、同図の B に示すように rear loading が小さく F_D の大きい圧力分布もあるであろう。したがって F も大きい場合と小さい場合があるであろう。このように種々ある圧力分布の中で最低の F を与える圧力分布が最も望ましい圧力分布である。この最低の F が x_s/c が増すとともに減少するならば、 x_s/c を増すほど低い F を実現できることになり、設計の指針 B1 は妥当であると言える。

この点を確かめるために、第 4 章で述べた実験によって得られた F を x_s/c に対してプロットしたのが図 35 である。ばらつきがあるのは、上述のように x_s/c を同じくする、 M_{DD} における上面 p/p_0 分布にも、 F が大きい分布と小さい分布があるからである。点線で示される F の最低値は、 x_s/c が増すと共に減少している。 M_{DD} における上面衝撃波を後退させるほど、実現し得る F の最低値は減少することしたがって設計の指針 B1 は妥当であることをこの図

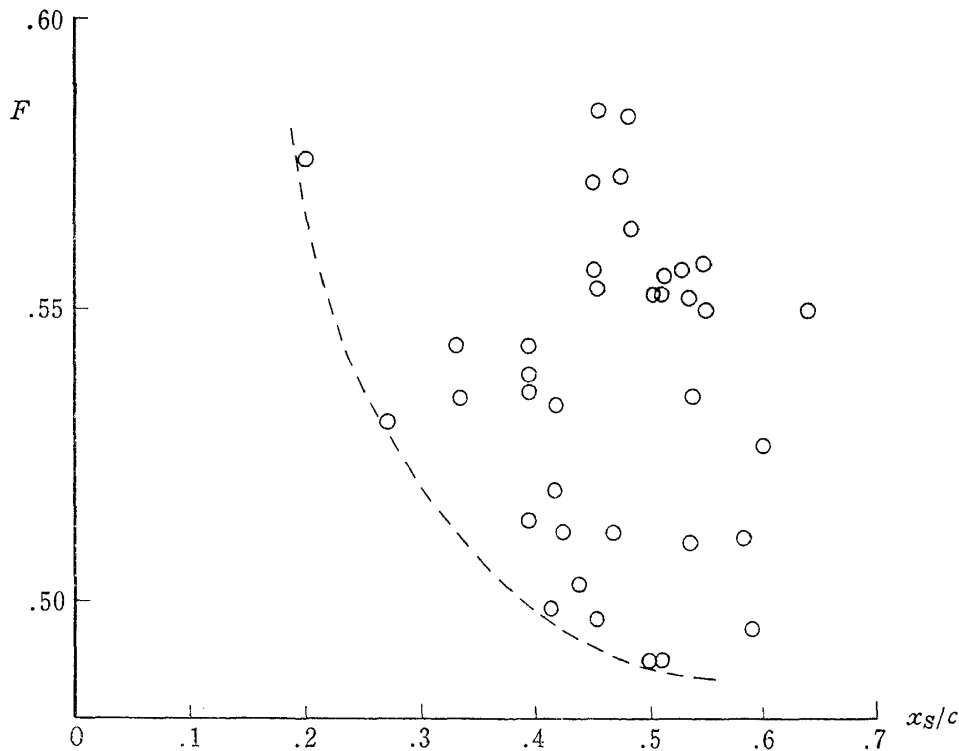


図 35 F と M_{DD} における衝撃波位置 x_s/c との関係

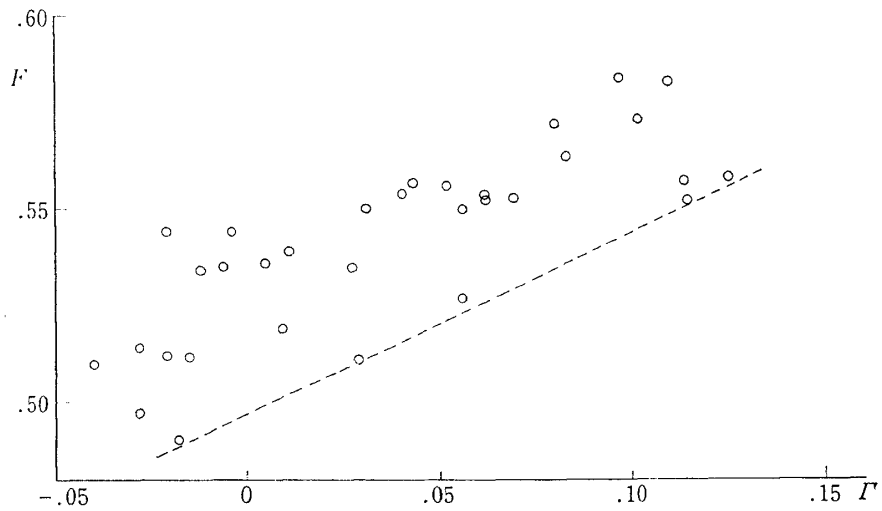


図 36 F と局所超音速領域の p/p_0 分布の形を示すパラメータ Γ との関係

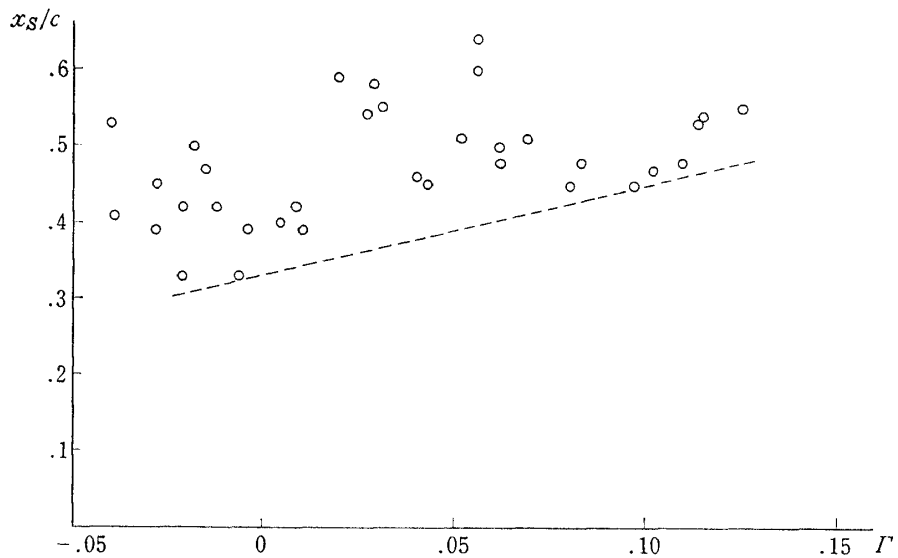


図 37 M_{DD} における衝撃波位置 x_s/c と局所超音速領域における p/p_0 分布の形を示すパラメータ Γ との関係

は示している。

図 36 には F を Γ に対してプロットしている。点線で示される F の最低値は Γ が減少するとともに減少している。これは勾配が大きく Γ の小さい右下がり圧力分布ほど、小さな F が得られること、したがって設計 B2 の指針が妥当であることを示している。

参考のために、図 37 に M_{DD} における x_s/c の実験値を Γ に対してプロットする。点線で示される x_s/c の最大値は Γ が減少するとともに減少している。これは圧力分布の右下がりの勾配を大きくすると衝撃波は前進する傾向があることを示している。したがって、図 38 の A に示すような右下がり圧力分布

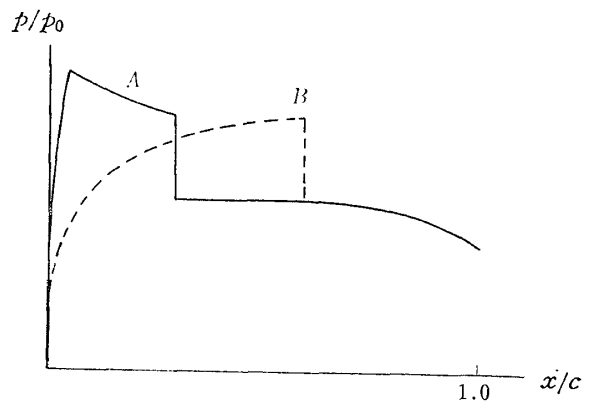


図 38 前方に衝撃波をもつ右下がり p/p_0 分布と後方に衝撃波をもつ右上がり p/p_0 分布の例

は、同図Bに示す右上がり圧力分布に比し、 Γ の減少によって F は減るか、 x_s/c の減少によって F は増す。差引き AB どちらの F が小さいかは図 37からは判定できない。図 36は、局所超音速領域の p/p_0 分布を右下がりになると、 F を増加させる要因も存在するが、 Γ の減少による F の減少が支配的であって、結果として F が減少することを示している。

図 39には F を F_D に対してプロットしている。点線で示される F の最低値は F_D の減少とともに減少している。これは衝撃波下流の p/p_0 分布が上にふ

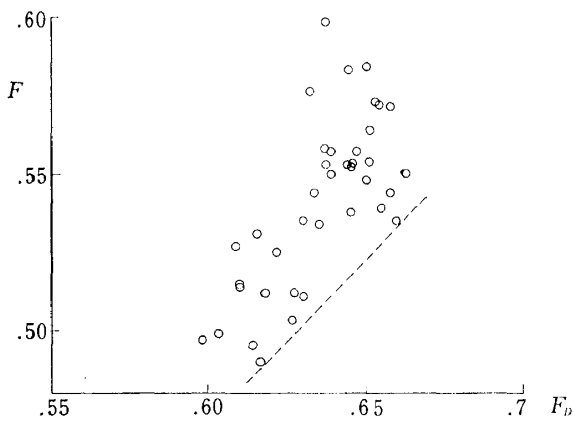


図 39 F と衝撃波より下流の p/p_0 の平均値 F_D との関係

くらし、rear loading が大きいほど F が小さいこと、したがって設計の指針 B3が妥当であることを示している。

以上前節で述べた設計の指針 B1, B2, B3が妥当であることを実験を用いて示した。

これまでの議論においては上面の衝撃波が複数存在する場合を除いている。しかしその場合でも最も下流の衝撃波位置を x_s/c とすると、上述の議論はすべてそのまま適用することができ、複数の衝撃波が存在する場合を特に取り扱う必要がないことがわかる。

右下がり圧力分布と右上がり圧力分布、および rear loading 圧力分布とそうでない圧力分布を比較して、上記設計の指針の正しさを圧力分布の上から確かめたのが図 40~43である。図 40には同じ厚み比と揚力係数をもち M_{DD} の異なる右下がり圧力分布を持つ翼と右上がり圧力分布を持つ翼とを比較する。右下がり圧力分布を持つ翼のほうが F が低く、 M_{DD} も 0.04高い。 F が低い理由は明らかに右下がり圧力分布によるものであり、上記の説明と一致している。図 41には τ , M_{DD} が同じで C_L の異なる右下がり圧力分布をもつ翼と右上がり圧力分布をもつ翼とを示す。右下がり圧力分布をもつ翼はやはり F が低く、 C_L も 0.217高い。

図 42には同じ τ , C_L で M_{DD} の異なる rear load-

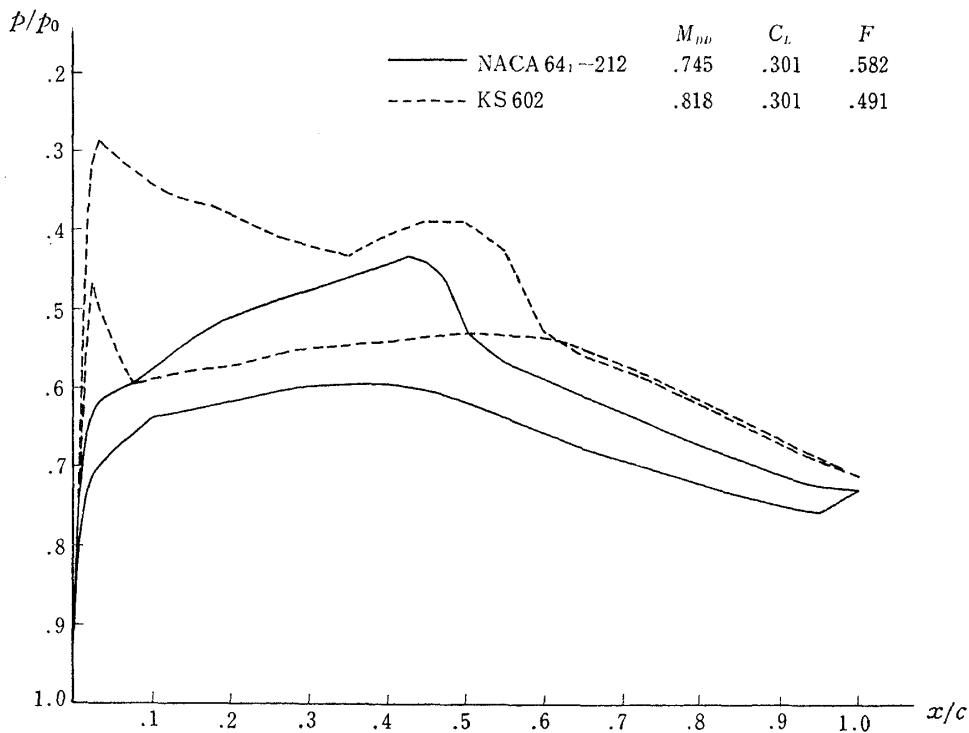


図 40 右下がり圧力分布と右上がり圧力分布との比較: τ, C_L が等しく M_{DD} が異なる場合

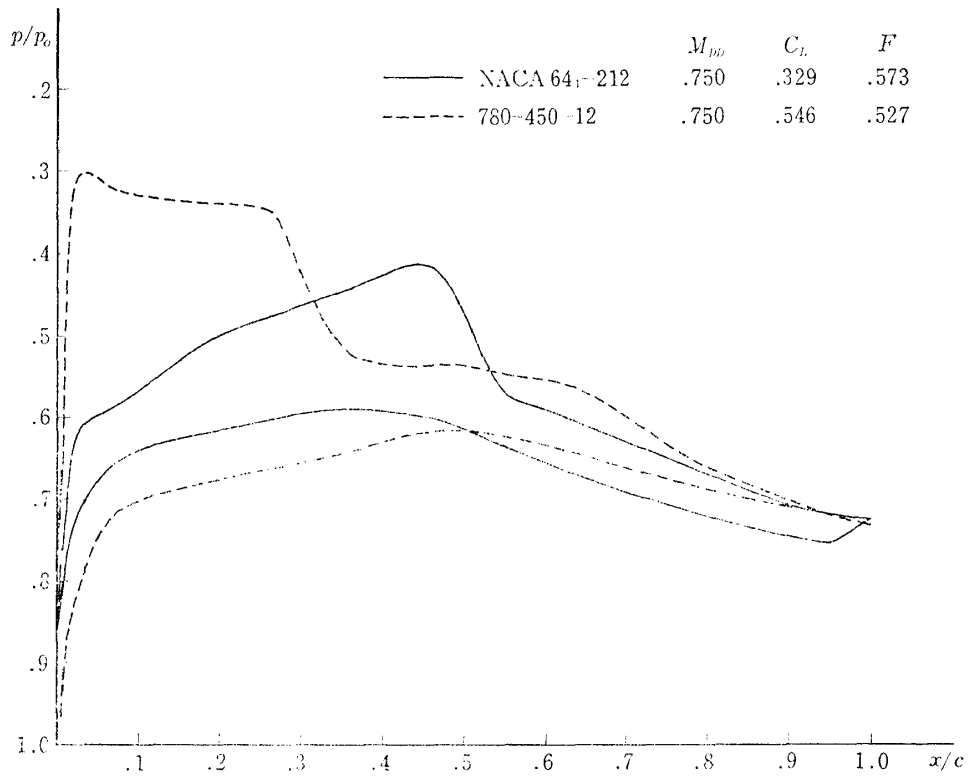


図 41 右下がり圧力分布と右上がり圧力分布との比較: M_{DD}, τ が等しく C_L が異なる場合

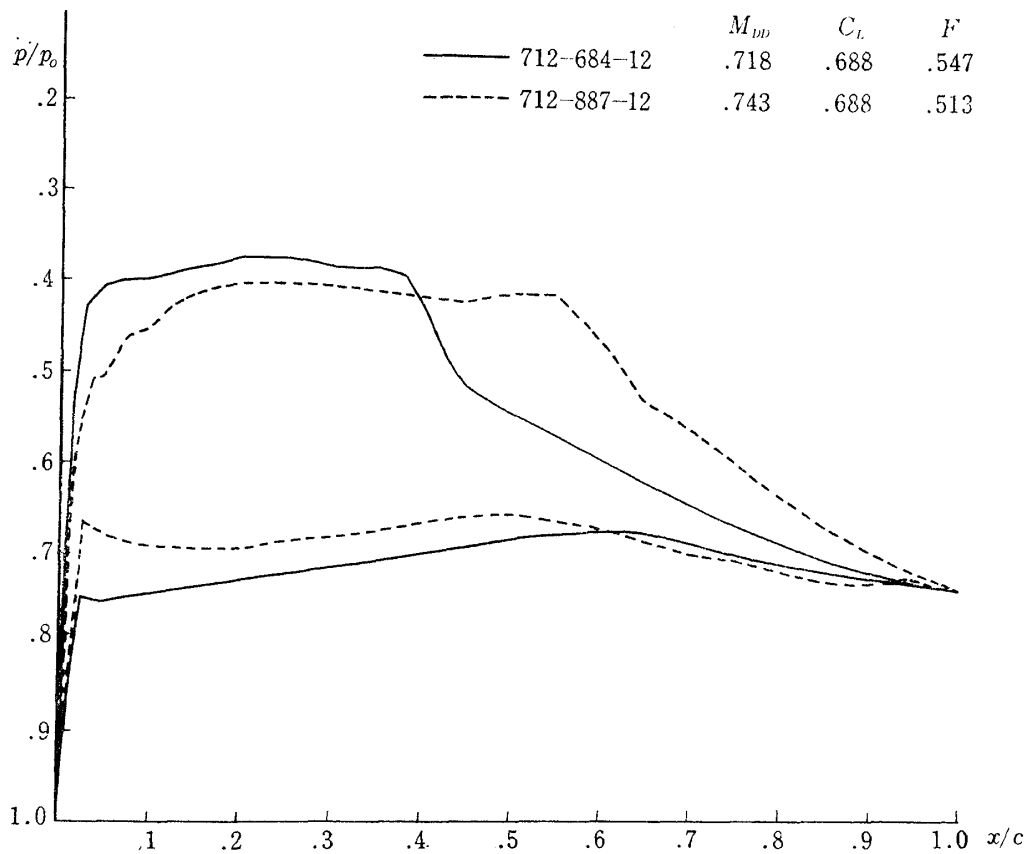


図 42 rear loading が大きい場合と小さい場合の圧力分布の比較: τ, C_L が等しく M_{DD} が異なる場合

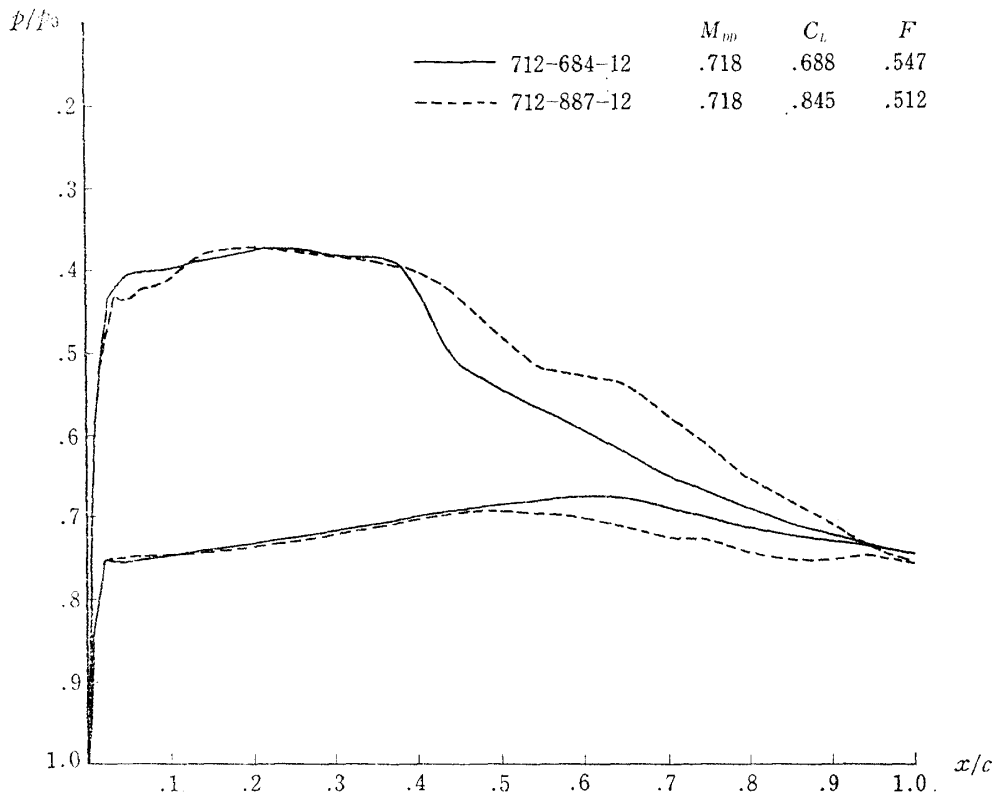


図 43 rear loading が大きい場合と小さい場合の圧力分布の比較: M_{DD}, τ が等しく C_L が異なる場合

ing をもつ翼とそうでない翼を比較し, 図 43 では同じ τ, M_{DD} で C_L の異なる場合を比較する。いずれも後縁付近の上面圧力分布が上にふくらんでおり, F もそのぶんだけ小さくなっており, M_{DD} または C_L もそれに対応して高くなっている。

7.3 $x_s/c, \Gamma$ および F_D の限界

7.3.1 概説

第6章においては F が小さいほど翼の抵抗発散性能が良いことを示した。前節においては, M_{DD} における上面の衝撃波位置 x_s/c が大きいほど, 上面局所超音速領域における右下がりの勾配が大きかったが Γ が小さいほど, また衝撃波より下流の p/p_0 の平均値 F_D が小さいほど, F は小さくなることを示した。しかし衝撃波位置は任意に後退させることはできず, x_s/c には上限が存在する。同様に Γ, F_D にも下限が存在する。これらの限界を与えるものが二つある。一つは 5.1 節で述べた drag creep が大きくなりすぎてはならないという制約であり, 他は境界層がはく離してはならないという制約である。

7.3.2 drag creep が大きくなりすぎてはならないという条件から定まる限界

図 44 には, KS 602 の $\alpha=2^\circ$ の場合の上面 p/p_0

分布を種々の一様流マッハ数についてプロットしている。92 ページの図 77 (i) に示す分布の中から上面に関するものだけを取り出してわかりやすく描いたものである。各 p/p_0 分布ごとにそれに対応する一様流マッハ数を記入している。迎角を一定にして一様流マッハ数を増加させていくと, 同図に示すように翼上面の衝撃波は次第に後退する。衝撃波直前の圧力 p_1/p_0 を衝撃波位置に対してプロットして得られる曲線を, p_1 locus と呼ぶことにする。その例を図 44 に示す。翼の迎角を増していくと図 77 (i) に示すようにその前縁ピークの圧力は低くなり, p_1 locus もそれに伴って低いほうに移動し, それに対応する衝撃波は強くなる。迎角が増して p_1 locus が低くなりすぎると, 一様流マッハ数がを過ぎるとともに衝撃波は急激に発達し, これに伴って抵抗係数の増加も大きく, $C_D \sim M_\infty$ 曲線は図 76 (i) の $\alpha=4^\circ$ の場合のように顕著な creep を示し, その翼はもう実用に適さない。したがって翼が実用に適するにはこの p_1 locus が低すぎてはならない。図 44 に示すように peaky 翼においては p_1 locus と M_{DD} における圧力分布 (a) とは近いので, M_{DD} における局所超音速領域の p/p_0 のレベルが低すぎると, p_1 locus も低くなりすぎ,

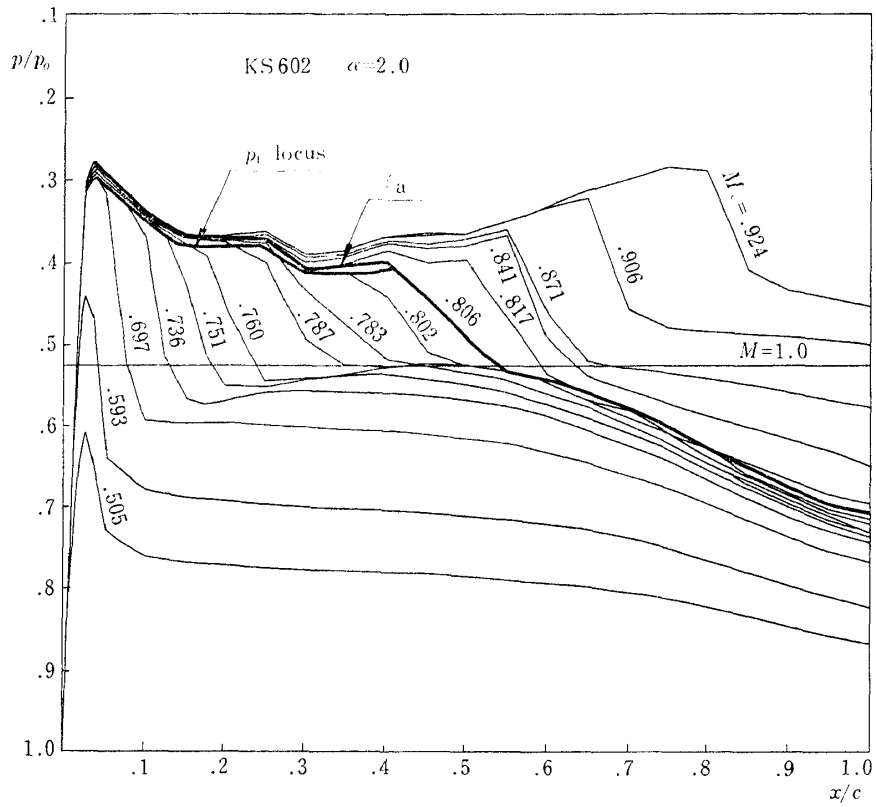


図 44 p_1 locus の説明

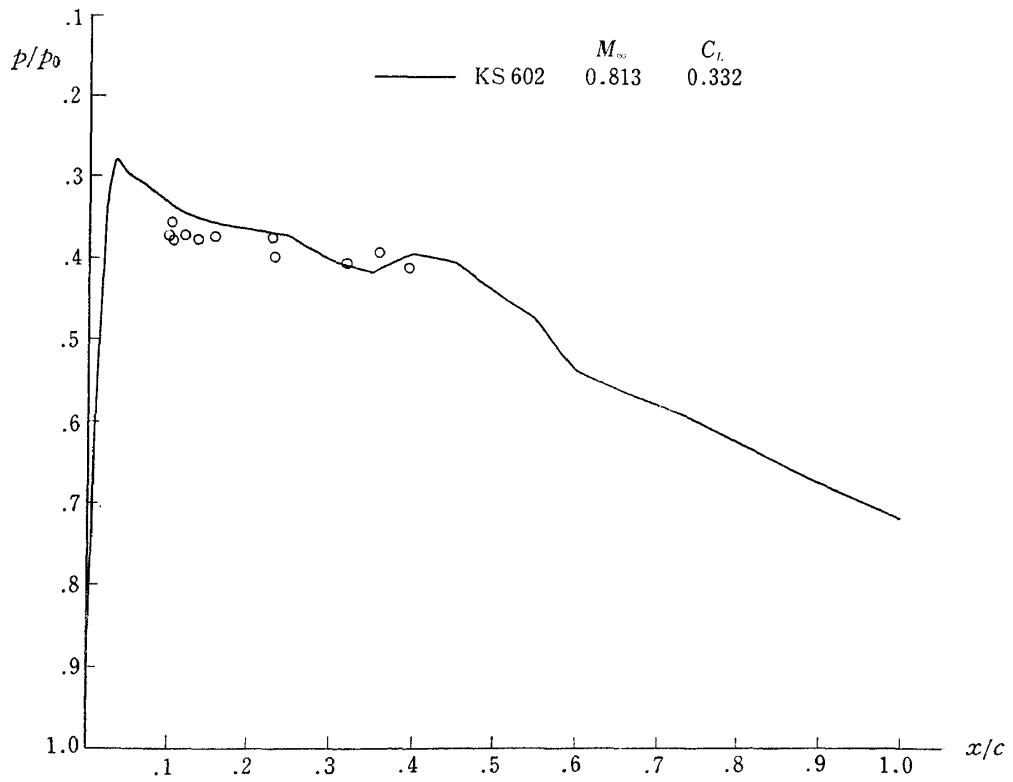


図 45 C_D が M_{Cr} における値より 0.0025 大きい場合の衝撃波直前の p/p_0

drag creep が大きくなって実用に適さない。したがって翼が実用に適するには M_{DD} における p/p_0 分布もあまり低くなることはできない。

drag creep の大きな場合について、臨界マッハ数を越えてからの抵抗係数の増加が 0.0025 である場合の衝撃波直前の p_1/p_0 をその位置に対してプロットしたものが図45である。これは衝撃波直前の圧力 p_1/p_0 がこれ以下になると、衝撃波の発達に伴う drag creep が大きくなりすぎて実用に向かないという一つの限界を、ばらつきはあるが大ざっぱに示している。すなわち p_1 locus がこのレベルよりも低いような迎角においては衝撃波が強くなりすぎて大きな drag creep をひきおこし、実用に向かない。 p_1 locus と M_{DD} における p/p_0 分布とは近いので、これはまた M_{DD} における p/p_0 分布の下限の大ざっぱなめやすを与えている。このように、実用に適するためには M_{DD} より低い一様流マッハ数における drag creep があまり大きくてはならないという条件から、局所超音速領域の p/p_0 の下限が定まる。同じ図に KS 602 の $\alpha=2^\circ$ の M_{DD} における p/p_0 分布を示す。この図は、ここに示す p/p_0 分布は大ざっぱな意味では最良の p/p_0 分布にかなり近いことを推察させる。

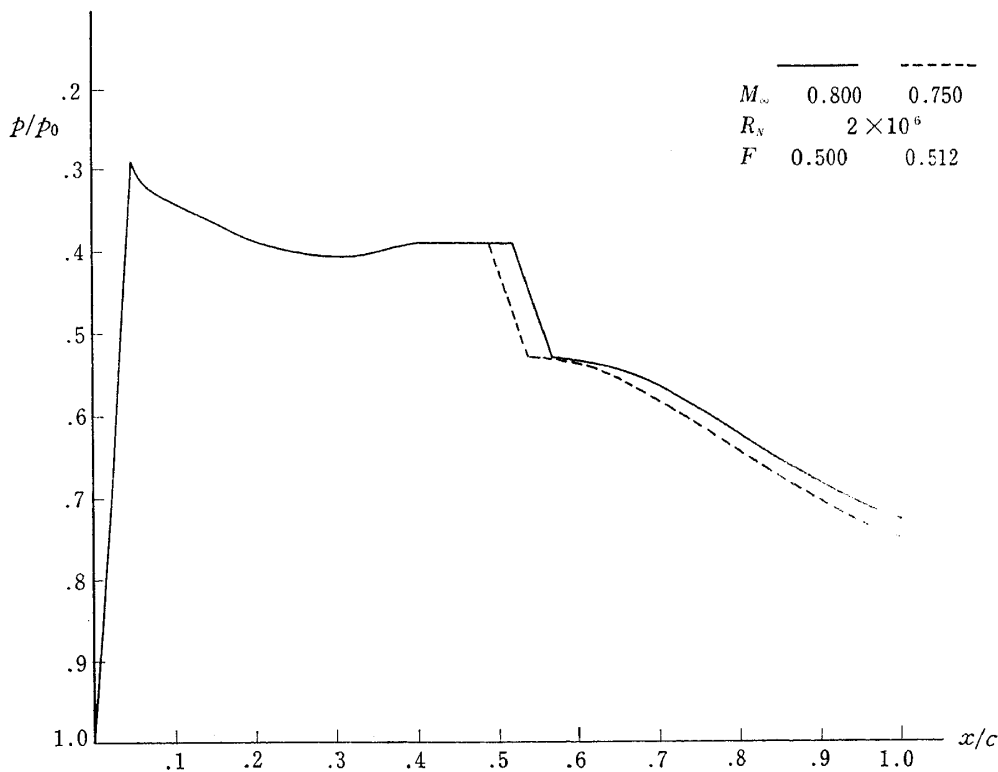
7.3.3 境界層がはく離してはならないという条件から定まる限界

境界層のはく離があってはならないという条件からも局所超音速領域の p/p_0 のレベル、衝撃波位置および rear loading の大きさが制限をうける。

局所超音速領域においていくつかの仮想的な p/p_0 分布を仮定し、境界層のはく離を生じない範囲でなるべく小さな F を与えるような、衝撃波より下流の p/p_0 分布を計算してみた。

局所超音速領域の p/p_0 分布としては図 46 に示すようなものを仮定した。これをどのように決めたかは、ここではあまり重要な問題ではないので説明は省略する。

衝撃波の位置はなるべく後にあるほうが良いわけであるが、これについては、後に説明する。衝撃波直後の p/p_0 は直前の p/p_0 の値に大きく depend はせず Sinnot³⁴⁾ によれば、これは 0.51~0.53 の範囲にほぼ入る。この実験においても M_{DD} における衝撃波直後の p/p_0 は図 47 に示すようにほぼ 0.52~0.55 の範囲に入っている。ここでは図 46 に示すように、衝撃波直後の p/p_0 を 0.53 と仮定する。後縁角が適当な値をもつように、後縁の非圧縮流における圧力



(a) 一様流マッハ数の影響

図 46 剥離を伴わずに最低の f を与える圧力分布

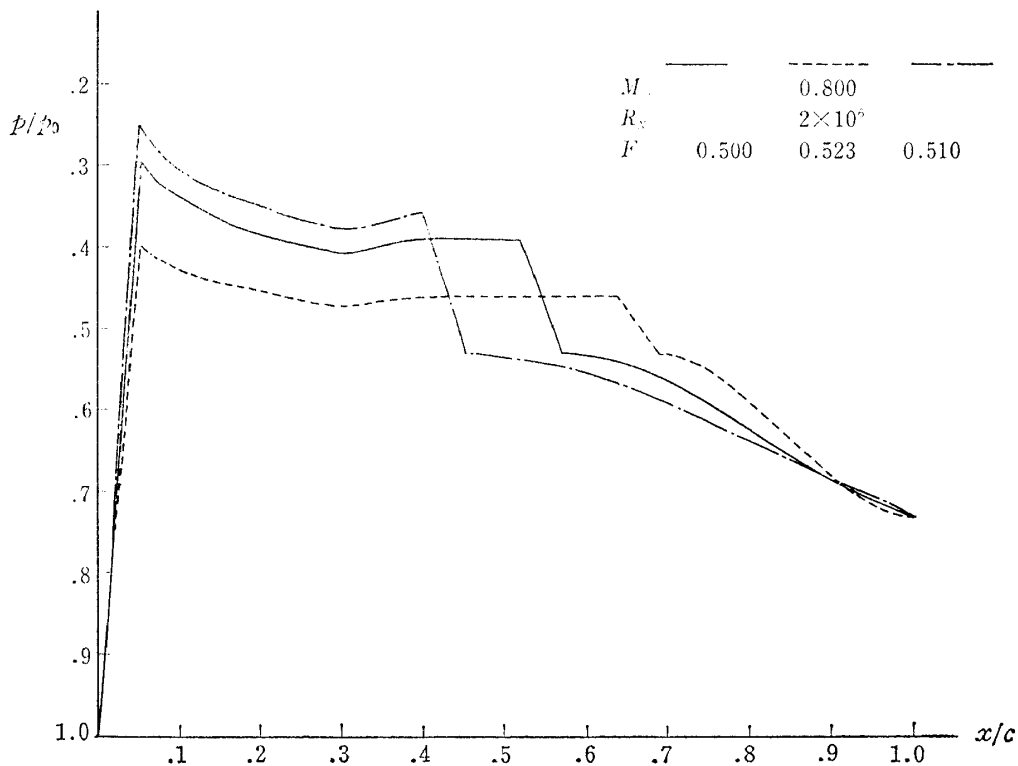


図 46 (b) 局所超音速領域圧力分布の影響

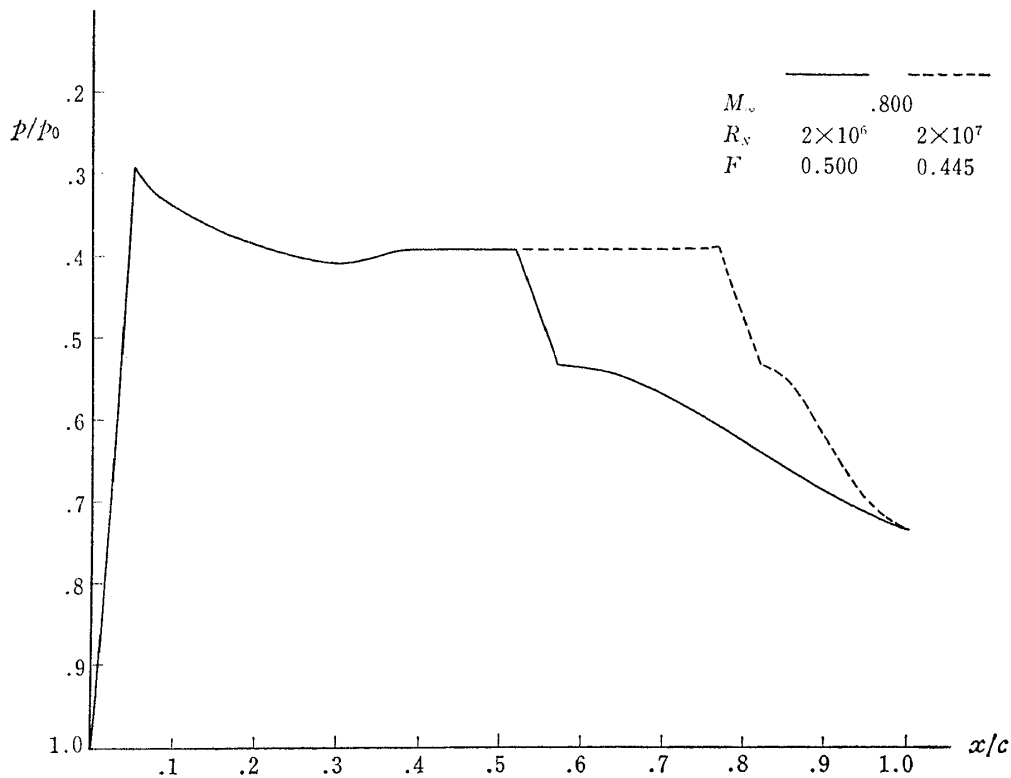


図 46 (c) レイノルズ数の影響

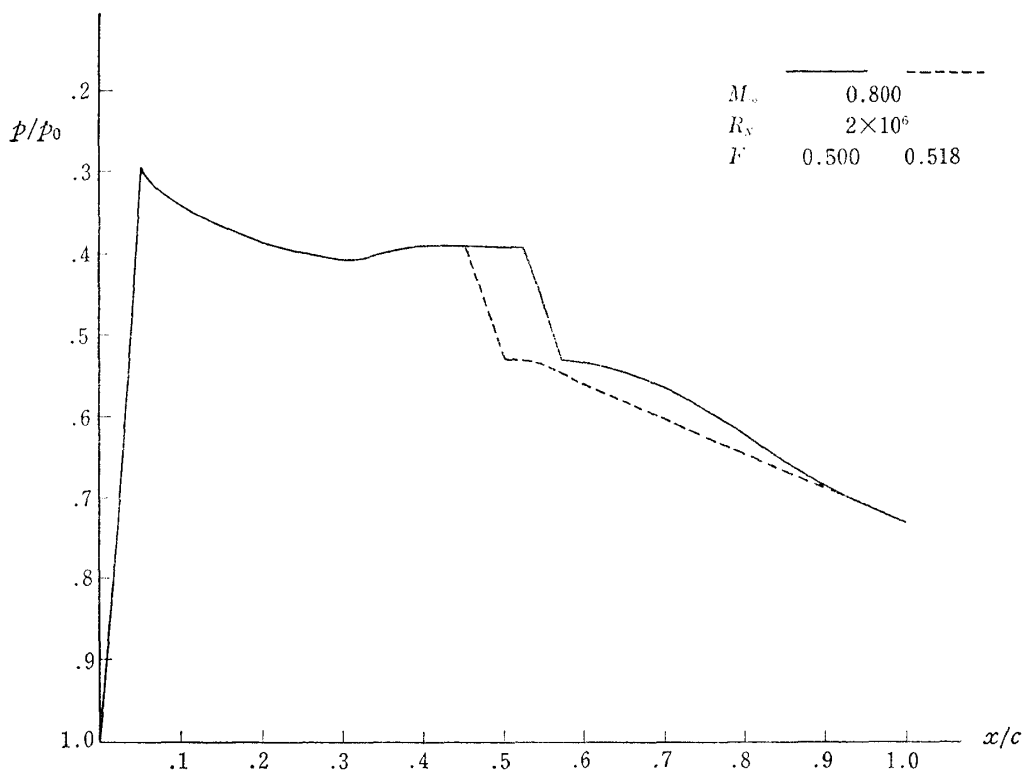


図 46 (d) 衝撃波の下流の圧力分布の影響

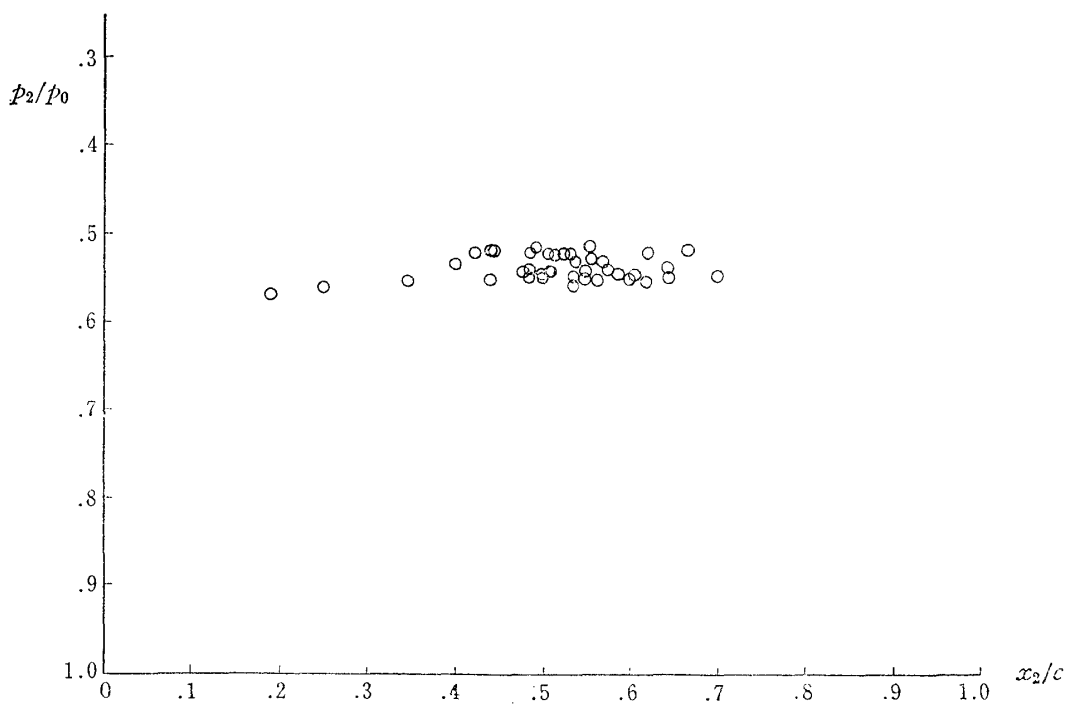


図 47 衝撃波直後の圧力比 p_2/p_0 と x 座標 x_2/c との関係

係数を 0.15 と仮定し、亜音速一様流の場合の後縁圧力は、それから Prandtl-Glauert 変換によって得られる値をとるものとする。衝撃波直後においては $dp/dx = 0$ とし、衝撃波と後縁との間の圧力分布は、後縁における圧力勾配をパラメータとする 1 パラメータ属の曲線群で表わされるものとする。後縁における境界層の拙除厚と運動量厚の比で表わされる form parameter $H \leq 2$ という条件のもとで、曲線群の中から p/p_0 の平均が最も低い曲線を、境界層に関する石田³⁵⁾ のプログラムを用いて、HITAC 5020 によって求めた。乱流境界層においてははく離なしという条件が定量的にどのようにあらわされるか明らかでないので、その代わりに上記 $H \leq 2$ という条件のもとに計算を行なった。衝撃波の厚さは翼面上で 5% 翼弦長とした。これはそれより薄くすると、境界層の厚みが計算上発散してしまうからである。ここでの議論は定量的なものではなく、以下に示すように定性的なものである。このような大ざっぱな計算を行なった。またこれから得られる結論も以下に示すように理にかなったものである。衝撃波位置は下流にあるほど F が小さくなって望ましいが、あまり後縁に近くすると、それより下流の圧力分布をどのようにしても後縁において $H > 2$ となってしまう。ここでは $H \leq 2$ の範囲で最も後縁に近い衝撃波位置をとった。

一様流マッハ数 $M_\infty = 0.8$ 、レイノルズ数 $R_N = 2 \times 10^6$ 、遷移点 $x_{tr} = 0.4c$ とし、衝撃波と後縁との間の p/p_0 分布に三次曲線を用いた計算値を基本圧力分布として、図 46 において実線であらわし、一様流マッハ数、レイノルズ数等のパラメータが異なる場合の圧力分布を点線で示し、これらの変化に伴う抵抗発散性能の得失を比較する。

衝撃波と後縁との間の三次曲線は

$$\frac{p}{p_0} = A \left(\frac{x}{c} \right)^3 + B \left(\frac{x}{c} \right)^2 + C \left(\frac{x}{c} \right) + D \quad (33)$$

で表わされ、係数 A, B, C, D は次の条件から求められる。

衝撃波位置において

$$\frac{p}{p_0} = 0.53, \quad \frac{d(p/p_0)}{d(x/c)} = 0 \quad (34)$$

後縁において

$$\frac{p}{p_0} = \frac{p_\infty}{p_0} + 0.15 \frac{q}{p_0 \beta}, \quad \frac{d(p/p_0)}{d(x/c)} = \varphi \quad (35)$$

ここで P_∞ は一様流の圧力、 q は一様流動圧、 $\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}$ 、 M_∞ は一様流マッハ数である。後縁に

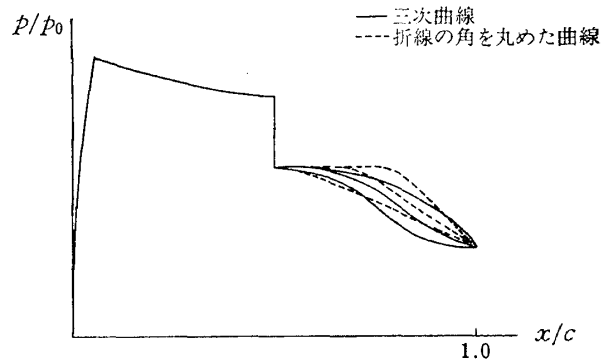


図 48 圧力分布のファミリーの例

おける p/p_0 分布の勾配 φ をパラメータとして種々に変化させると図 48 に実線で示すような曲線群が得られる。各曲線について境界層の計算を行ない、その中から後縁において $H = 2$ を与える曲線だけをえらんだ。

図 46(a) においては一様流マッハ数の影響をしらべる。一様流マッハ数が高いほど後縁の圧力は低く、その影響で衝撃波位置がやや後退しても後縁はく離は生じない。

図 46(b) においては、いろいろな p/p_0 のレベルをもつ局所超音速領域の p/p_0 分布を与えて、境界層のはく離を生じない範囲で最も低い F をもつような、衝撃波より下流の p/p_0 分布を計算した。同図から明らかのように後縁をはく離なしに保つためには、局所超音速領域の p/p_0 のレベルが低いほど衝撃波は前進しなければならない。 F を最小にするような局所超音速領域の p/p_0 のレベルが存在し、 p/p_0 のレベルがそれより高いと、レベルの高い効果が卓越して F が高くなり、 p/p_0 のレベルがそれより低いと、衝撃波が前進する効果が卓越してやはり F が高くなるということを示している。drag creep があまり大きくてはならないという条件から、 M_{DD} にお

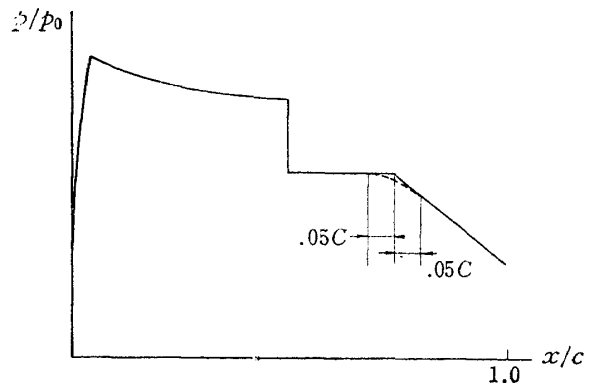


図 49 折線の角をまるめた圧力分布の説明図

る局所超音速領域の p/p_0 のレベルの下限が定まるということを7.3.2において示したが図46(b)は、後縁ではなく離してはならないという条件と F が小さいほど望ましいという条件からも、局所超音速領域の p/p_0 のレベルの下限が定まることを示している。

図46(c)においてはレイノルズ数の影響をしらべる。レイノルズ数を大きくすることにより衝撃波を後退させかつ後縁付近の圧力回復を大きくすることができ、その分だけ F を小さくすることができることがわかる。

図49の実線で示されるような折線的圧力分布の角を点線のように丸めた圧力分布について境界層の計算を行なった。実線は式(34)から定まる水平な直線および式(35)から定まる右下がりの直線から成っている。点線は式(33)と同様に三次曲線で与えられ、その係数は両端において p/p_0 およびその x/c による微分を与えて計算した。式(35)で表わされる φ をパラメータとして求めた曲線群は図48に点線で示されるようなものである。同図に実線で示される三次曲線についてと同様な計算を行ない、結果を図46(d)に比較した。図中点線で示される分布は、折線の角を丸めたものである。後縁付近は、直線的圧力上昇よりも、変曲点をもつような圧力上昇の方がすぐれていることをこの図は示している。

8. 上面の局所超音速領域の圧力分布について

8.1 上面の局所超音速領域の圧力分布の特性を表わすパラメータ F_S について

第6章において、翼の抵抗発散性能は実質的には M_{DD} における上面の p/p_0 分布によって支配されることを示した。したがって良い抵抗発散性能をもつ翼

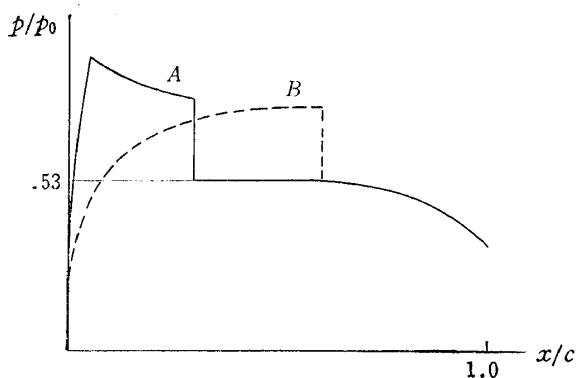


図50 F を等しくする二つの上面 p/p_0 分布の例

型をさがすことと、 M_{DD} における良い上面 p/p_0 分布をさがすことは実質的に同等である。 M_{DD} における上面 p/p_0 分布のうち、衝撃波より後の部分を望む分布にするのは、後に第9章2節に述べるように比較的容易であるが、局所超音速領域を望む分布にするのは非常にむずかしい。したがって良い抵抗発散性能を求める際の困難さの大部分は、上面局所超音速領域における良い圧力分布を求めることにあるといえる。ここでは、上面の局所超音速領域の圧力分布の良否を支配するパラメータを論じる。

図50に F が等しい、二つの M_{DD} における上面 p/p_0 分布を模型的に示す。翼Bの衝撃波の下流では、A、Bともに同じ p/p_0 分布であるとする。翼Bは翼Aと比較すると F_U が大きいことにより F が大きくなる効果と、 x_S/c が大きくなることにより F が小さくなる効果とが相殺して、全体として F が翼Aと等しくなっている。したがって、後縁付近の p/p_0 分布が同じ場合に同じ F を与えるという意味で、A、Bの局所超音速領域の p/p_0 分布はともに同程度であると考えることができる。局所超音速領域の p/p_0 分布の F に対する寄与は式(29)の第一項で表わされる。この項の翼AおよびBに関する値を比較すると明らかに

$$\left(\frac{x_S}{c} F_U\right)_A < \left(\frac{x_S}{c} F_U\right)_B$$

ここで添字 A, B はそれぞれ翼AおよびBに関する値を示す。局所超音速領域の圧力分布の良否を判定するパラメータは、図50のA、Bについては、同じ F を与えるという意味で同じ値にならなければならない。したがって $(x_S/c)F_U$ はこのパラメータとして不適である。

F には衝撃波より上流の圧力分布の影響も、下流の圧力分布の影響も含まれている。しかし、局所超音速領域の圧力分布の良否を判定するパラメータとしては、衝撃波より下流の圧力分布の影響を含まないような量が必要であろう。

M_{DD} における衝撃波直後の p/p_0 の値は図47に示すようにほぼ0.52~0.55の範囲に入っている。ここでは、 $p/p_0=0.53$ がなりたつ点の x/c を衝撃波直後の位置とし、この点より下流の p/p_0 の値が一定値0.53であるような仮想的な圧力分布を考える。例えば p/p_0 分布が図51の曲線Aであらわされているとすると、曲線Bがこの仮想的な圧力分布である。この曲線は衝撃波より前方の p/p_0 分布の相違は示すが、後方 p/p_0 の分布の相違は含まない。この曲線B

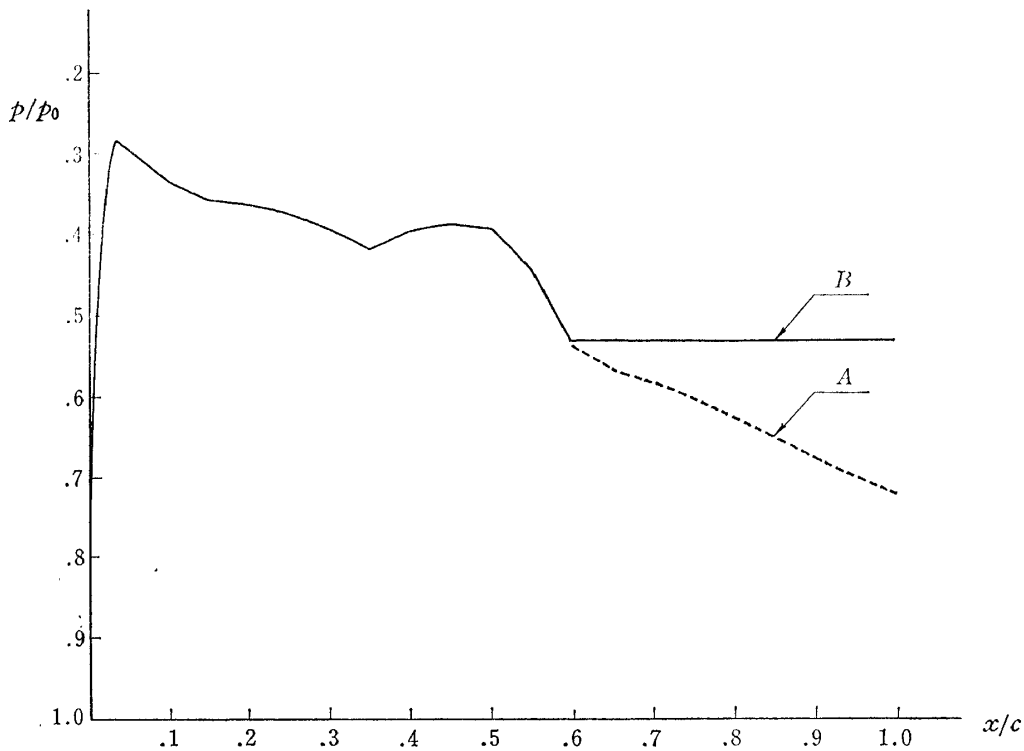


図 51 F_S を定義するための仮想的圧力分布

について、式 (4) と同様に、

$$F_S = \frac{1}{c} \int_0^c \left(\frac{p}{p_0} \right)_{DD} dx \quad (36)$$

によって F_S を定義すると、 F_S は衝撃波より前方の p/p_0 分布の影響を含むが、衝撃波より下流の p/p_0 分布の影響は含まないパラメータになっている。

図 52 に F を F_S に対してプロットしている。 F_S を定めた場合の F の最低値は F_S の減少と共に減少している。これは、 F_S の小さい圧力分布ほど F を小さくできることを示している。このように小さい F を与えるという意味で、 F_S の小さい圧力分布を良い上面局所超音速領域の圧力分布であると言うことにする。

F_S が小さいほど小さな F が得られること、および、 F の小さい圧力分布を求めることの困難さの大部分は後に第 9 章に述べるように良い上面局所超音速領域圧力分布を求めることにあること、等により、良い上面 p/p_0 分布をさがす問題は実質的には上面局所超音速領域の p/p_0 分布をさがす問題に帰着される。

8.2 上面局所超音速領域の圧力分布と抵抗発散マッハ数との関係

この節においては、前節で定義した上面局所超音速領域の良い p/p_0 分布が翼の厚み比や前縁半径等の設

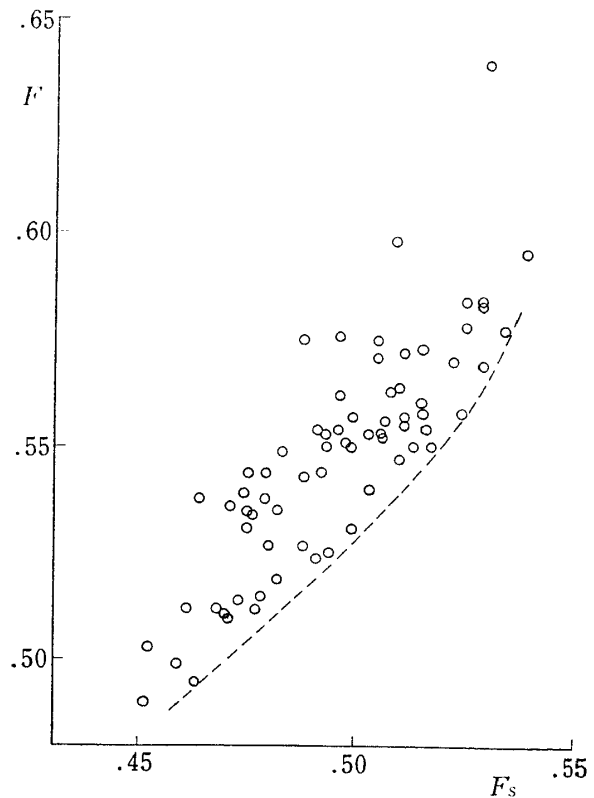


図 52 F と局所超音速領域圧力分布の良否を示すパラメータ F_S との関係

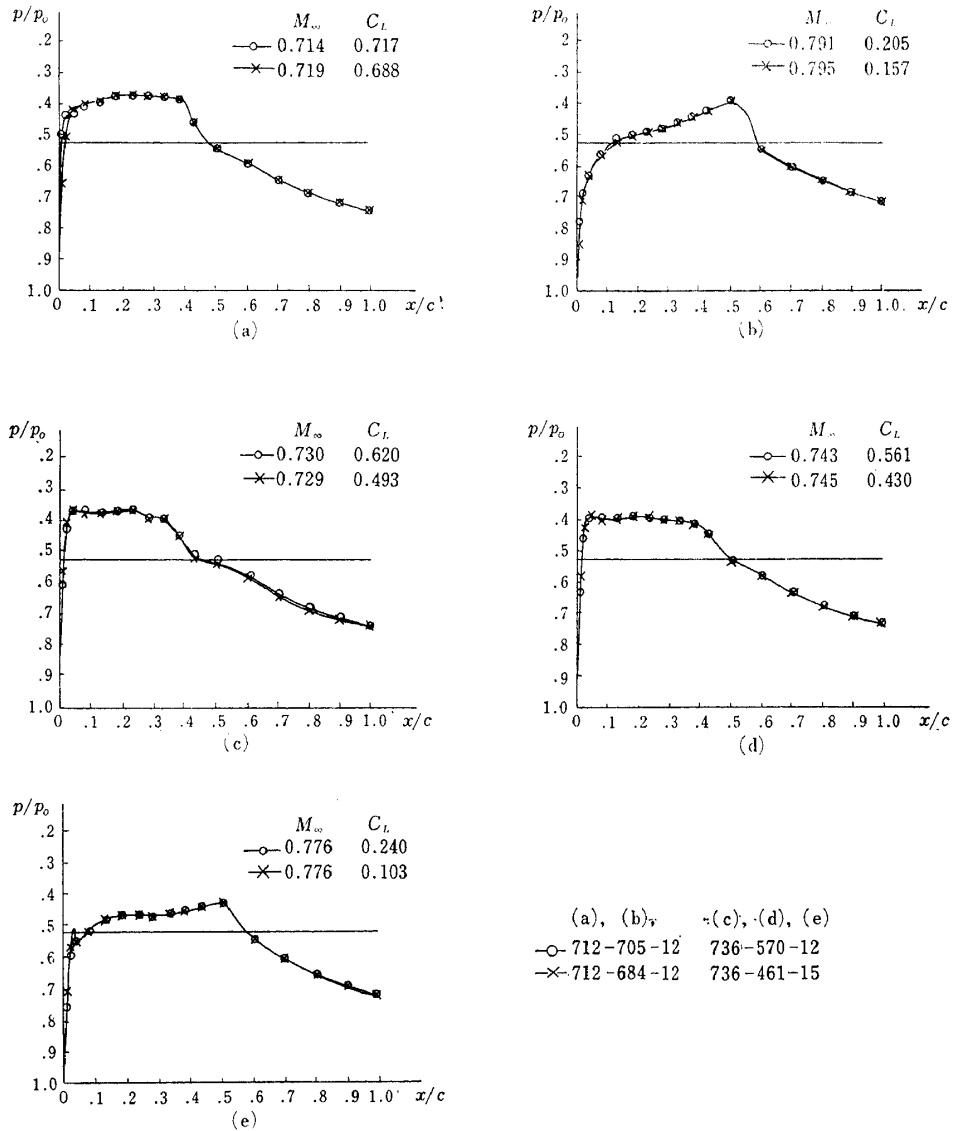


図 53 遷音速において同じ上面局所超音速領域の p/p_0 分布をもつ二つの翼型の例

計条件によって異なるかどうかを実験を用いて考察する。

図 53 には上面局所超音速領域の p/p_0 分布をほとんど同じにする二つの相異なる翼型の p/p_0 分布を示す。○印は M_{DD} に対応するものであり、×印はこれとほとんど同じ p/p_0 分布を他の翼の実験データの中からさがしてプロットしたものである。図中 712-684-12 は図 64 に示すように 712-705-12 と厚み比が同じで前縁半径が異なる。736-461-15 は図 14 (c) に示すように 736-570-12 と厚み比が異なっている。図 53 において、×印の圧力分布に対応する一様流マッハ数、揚力係数をそれぞれ $M_{\infty 1}, C_{L1}$ とすると、 $M_{\infty 1}$ は必ずしも M_{DD} ではない。 $M_{\infty 1}$ を横軸に、揚力係数 C_{L1} におけるそれらの翼の M_{DD} を縦軸にプロットしたのが図 54 である。 $M_{\infty 1}$ と M_{DD} との差

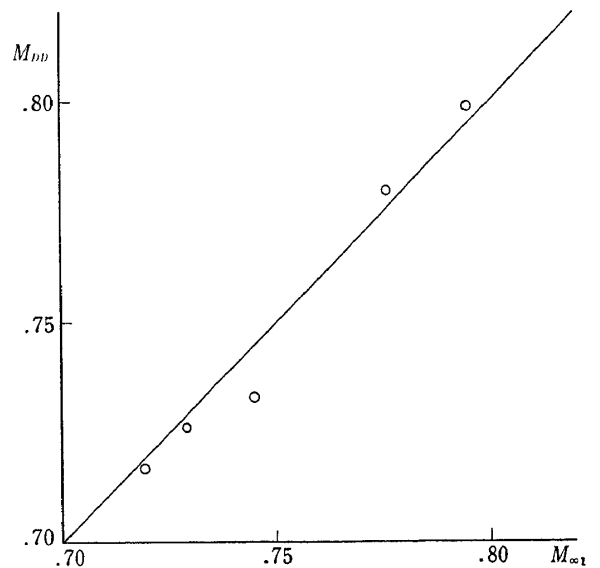


図 54 M_{DD} と $M_{\infty 1}$ との関係

はほぼ 0.003~0.004 の程度であり、ごく小さいことが示されている。両図から、ある翼の M_{DD} における上面局所超音速領域の p/p_0 分布を他の設計条件のもとに実現すると、その p/p_0 分布の得られた一様流マッハ数は、近似的にやはり M_{DD} になっていることが推論される。

9. 低速翼理論と遷音速圧力分布との関連性について

9.1 概説

抵抗発散性能の最も良い翼は、 M_{DD} において rear loading を伴う peaky 圧力分布をもつということを第 7 章に示した。このような圧力分布を与えて翼型を設計する理論的方法があれば問題ないのであるが、第 2 章に示したようにそのような方法は存在しない。したがって抵抗発散性能の良い翼型を設計するには実験の助けを借りなければならない。翼型の設計の役に立つ理論としては大ざっぱに言って次の 3 通りが考えられる。

- A. 亜音速翼理論
- B. ホドグラフ法を用いて、shook free 翼を設計する方法
- C. 衝撃波を含む流れを解く理論

上面に局所超音速領域および衝撃波をもち、下面が完全に亜音速であるような前縁の丸い翼を設計する立場から、上記 3 通りの方法を以下に比較する。

A. 亜音速翼理論

Sinnot³⁴⁾ によると、上面の衝撃波と後縁の間および下面の圧力分布は Prandtl-Glauert 則を用いて低速圧力分布から簡単に計算することができる。低速翼理論はすでに確立されており、圧力分布を与えて翼型を設計することはきわめて容易である。従って翼の圧力分布のうち、上記 Sinnot の理論が使える部分については設計は容易である。残る局所超音速領域の圧力分布と低速圧力分布との対応がつけば、翼の設計は、粘性の影響を無視すれば、低速翼理論だけを用いて可能となる。低速圧力分布と翼型、翼型と遷音速圧力分布とは 1 対 1 に対応する。したがって、低速圧力分布と遷音速圧力分布とも 1 対 1 に対応するはずであるが、この対応関係を見出すことは容易ではない。

この論文においては、上記の対応関係のごく一部分として、上面の低速圧力分布を同じくする二つの翼型の遷音速における上面圧力分布は等しいということを実験的に示す。さらに上面の衝撃波と後縁との間および下面の圧力分布については、Sinnot の理論が近似

的に成立するということを実験的に示す。

亜音速翼理論の特長は、圧力分布の亜音速部分については良い近似が得られること、ほとんど任意の圧力分布を与え得ること、計算時間が非常に短いこと（河崎³⁶⁾ の方法を用いると、72 点において圧力を与えて翼型を一枚計算するのに要する時間は HITAC 5020 F を用いて約 20 秒程度である。）などであり、欠点は局所超音速領域の圧力分布との対応がつけにくいことである。

B. ホドグラフ法

ホドグラフ法を用いて shock free 翼を設計する方法には、Nieuwland²⁵⁻²⁷⁾、高梨²³⁾、Korn²⁴⁾ 等の方法がある。これは圧力分布を与えて翼型を求めるのではなく、翼型と圧力分布は同時に求まる。いくつかのパラメータを変えることによって圧力分布を系統的に変えることができる。計算された圧力分布は shock free であり、 M_{DD} における衝撃波を含む圧力分布とは図 55 に示すように異なっている。したがって衝撃波を含む流れの局所超音速領域の圧力分布をこの理論から求めることはできない。しかし、 M_{DD} における局所超音速領域の圧力分布と shock free 圧力分布との対応は、上記の低速圧力分布との対応よりもつけやすいであろう。この事実、および方法が確立されており、計算プログラムの入手が容易であることがこの方法の特長である。欠点は局所超音速領域の圧力分布を直接求めることができないこと、圧力分布を低速理論ほど任意に与えられないこと、および、計算時間が低速理論に比し長いことである。たとえば高梨の方法による計算時間は、HITAC 5020 F を用いて 1 case 約 2 時間である。

C. 衝撃波を含む流れを解く理論

揚力をもつ前縁の丸い翼型のまわりの衝撃波を含む流れを解く方法としては、Magnus & Yoshihara¹⁸⁾、Steger & Lomax¹⁹⁾、Krupp & Murman²⁰⁾ などの数値解がある。長所は局所超音速領域の圧力分布をかなり正確に与えることができることであり、短所は、圧力分布を与えて翼を求めることができないこと、計算プログラムの入手が困難であることおよび計算に時間がかかることなどである。たとえば Krupp & Murman の方法による計算時間は、IBM 360-44 を用いて 1 case 15 分~1 時間の範囲である。

以上述べたように、上記 3 通りの理論は一長一短であり、善悪の順序はつけられない。この論文においては、第一の亜音速翼理論を用いた翼型の設計を取り扱うことにする。低速圧力分布と遷音速における圧力分

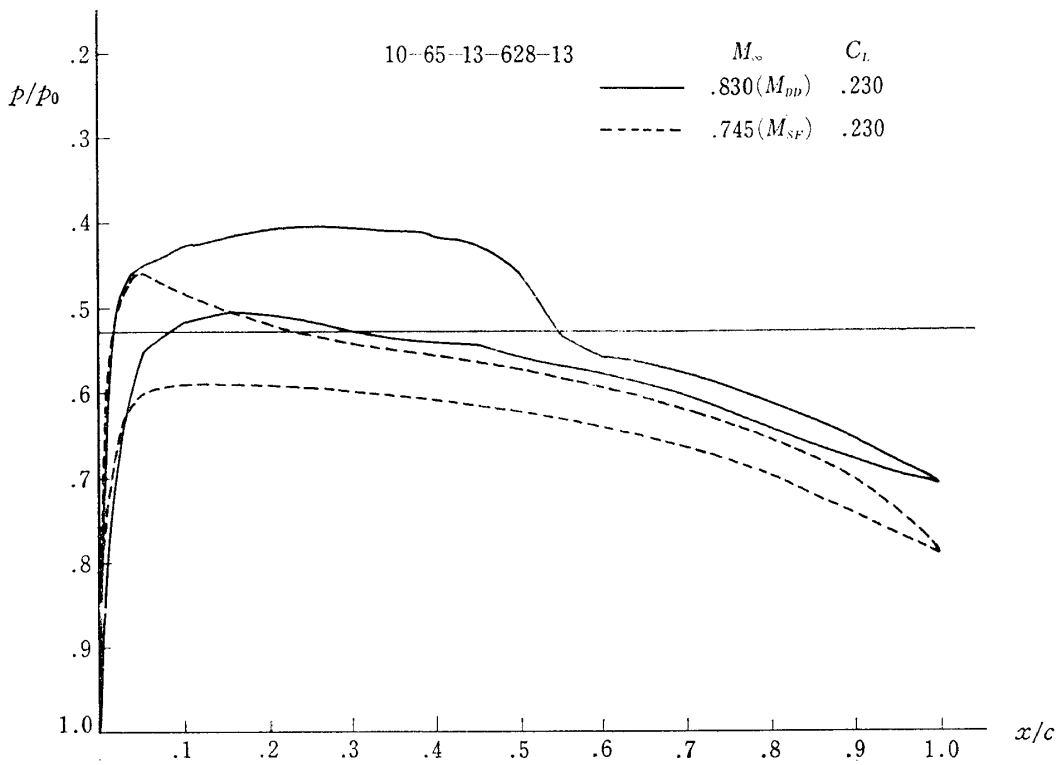


図 55 Shock free 翼の Shock free 流における p/p_0 分布と M_{DD} における p/p_0 分布との比較

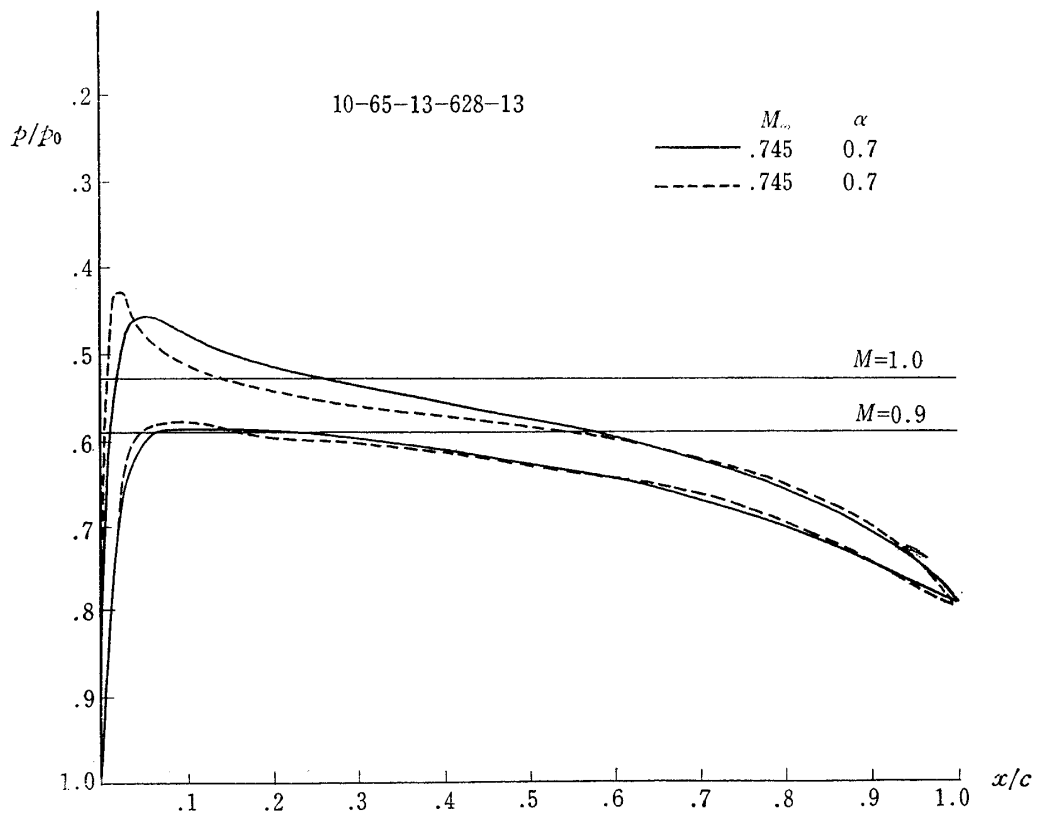


図 56 Prandtl-Glauert の理論による計算値と shock free の厳密解との比較

布の対応に関する実験結果を以下の各節に示す。次章においてはこの結果を用いて、抵抗発散性能の良い翼の設計を試みる。

9.2 Sinnot の理論について

前節と同様に、上面に衝撃波を伴う局所超音速領域をもち、下面が完全に亜音速であるような流れを考える。上面の衝撃波と後縁の間、および下面の圧力分布について、前節で述べた Sinnot³⁵⁾ の理論が成立するかどうかを理論的、実験的にしらべる。

衝撃波を含んだ遷音速流の厳密解は現在まだ存在しないが、第2章に示したようにいくつかの数値解はある。図 11 に、Prandtl-Glauert 則による計算値をこれらの数値解と比較している。下面はこれらの数値解とよく合っており、上面も衝撃波の後には比較的よく一致している。

衝撃波を伴わない遷音速流については高梨の厳密解があるので、それを Prandtl-Glauert 則による計算値と図 56 において比較した。上面の局所マッハ数が 0.9 以下のところ、および亜音速の下面で両者は非常によく合っている。以上の事実は、Sinnot の考え方は非粘性の範囲では近似的に正しいことを推察させる。

実際の流れにおいては、境界層の存在によって、特に後縁付近の圧力分布が影響を受け、低速においても非粘性理論で計算したものと異なってくる。境界層の影響もマッハ数によって異なるので単純に Sinnot の

考えが境界層を含む実際の流れにそのまま適用できるとは思えないが、一応迎角一定という条件のもとに、一樣流マッハ数が約 0.5 における圧力分布および M_{DD} における圧力分布を、Prandtl-Glauert 変換を用いて非圧縮圧力分布に変換して比較したのが図 57 である。下面の圧力分布はほとんど一致し、下面については Sinnot の考え方が正しいことがわかる。上面の衝撃波の下流の圧力分布も定量的にはやや誤差が大きい、定性的には Sinnot の考え方が正しく、特に低速で rear loading をつければ、高速でもつくことがわかる。

以上によって、下面の流れが完全に亜音速である場合には、上面の衝撃波と後縁の間、および下面の圧力分布は、低速圧力分布から Prandtl-Glauert 変換を用いて求められたものに近似的に等しいと考えられる。境界層の影響を入れて計算すれば精度はさらに高まるであろう。

したがって、上面の衝撃波の下流と下面については、望ましい圧力分布をもつ翼型を設計することはきわめて容易である。

9.3 上面局所超音速領域の圧力分布 I

局所超音速領域の圧力分布は、前節のように亜音速理論による圧縮性補正を適用することができず、遷音速圧力分布の中でも最も計算がむずかしい。ここでは上面の低速圧力分布を同じくする二つの翼型は、遷音

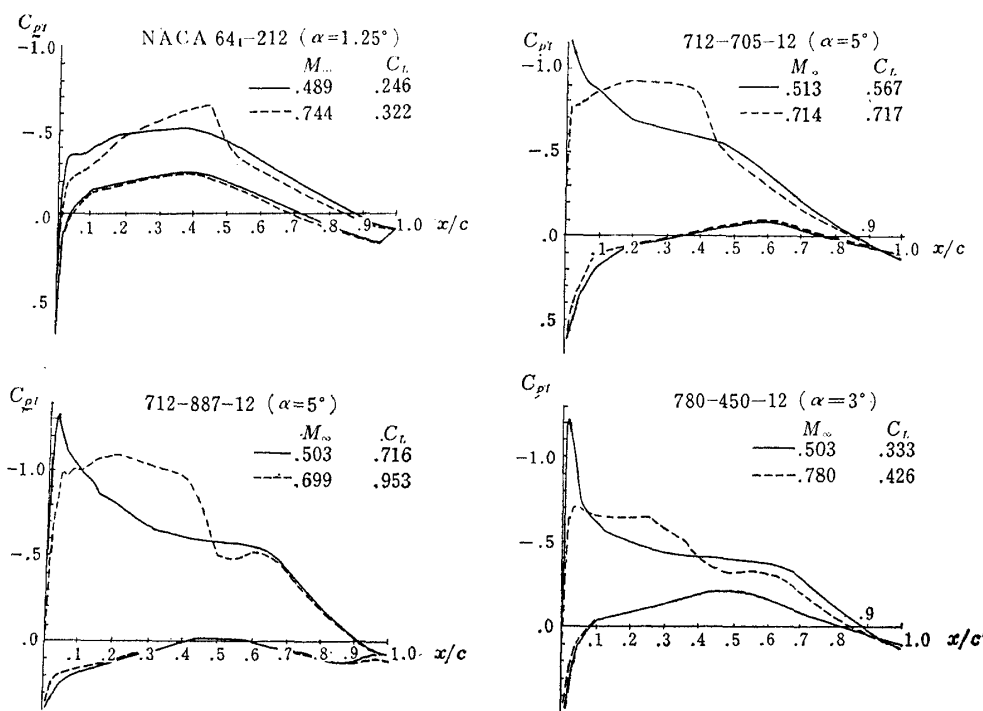


図 57 Prandtl-Glauert の理論による計算と遷音速における実験圧力分布との比較

速においてほぼ同じ局所超音速領域の圧力分布をもつということを実験的に示す。

736-570-12 と 736-461-15 は上面の低速圧力分布が同じで厚み比が異なるものである。図 58 にその上面低速圧力分布を、図 59 に上面遷音速圧力分布を示す。図 59(a) に示す揚力係数は図 58(a) に示す低速揚力係数に Prandtl-Glauert の圧縮性補正を行ったものである。同図 (b), (c), (d) についても同様である。図 59 における上面圧力分布は、厚み比が異なるにもかかわらず、ほぼ同じである。

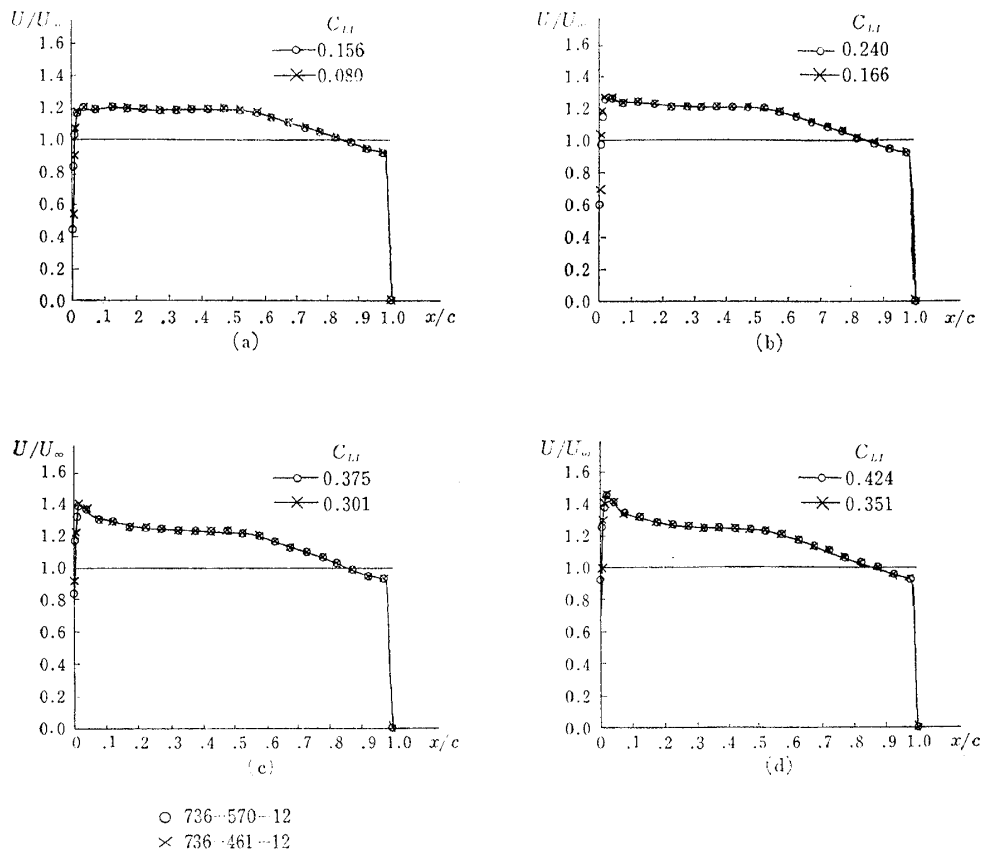
712-705-12 と 712-648-12 は上面の低速圧力分布および厚み比が同じで、前縁付近の下面の低速圧力分布（したがって前縁半径）が異なる場合である。図 60 に低速圧力分布、図 61 に遷音速圧力分布を示す。両者の関係は図 58 と図 59 の関係と同様である。両翼の遷音速圧力分布は前縁付近がわずかに異なるが、全般的にはほぼ等しい。

780-503-12 の上面低速圧力分布は、780-450-12 の上面低速圧力分布の前縁から 55% 翼弦長より後の部分を変化させて、rear loading をもたせたものである。

図 62 には低速圧力分布、図 63 にはそれに対応する遷音速圧力分布を示す。図 63 における両翼の衝撃波より上流の p/p_0 分布はほとんど等しい。ある翼の衝撃波を伴う遷音速圧力分布を考える。この翼の衝撃波の下流の低速圧力分布を modify しても（衝撃波の下流の翼形を modify するのではなく、図 62 に示すように低速圧力分布を modify するのである。したがって衝撃波より上流の翼形もわずかに変化はする。）、衝撃波より上流の p/p_0 分布はほとんど変化しないということを図 62 および図 63 は示している。

以上によって、翼の遷音速における上面の局所超音速領域の圧力分布は、その部分の低速における上面圧力分布によってほぼ決定されること、すなわち、低速におけるその部分の上面圧力分布を同じくする二枚の翼型は、遷音速においてもほぼ同じ局所超音速領域の圧力分布をもつことが示された。図 58, 60, 62 における低速圧力分布には、peaky 型ばかりでなく、roof top 型の圧力分布も含まれていることに注意すべきである。

低速圧力分布を同じくする翼型の高速圧力分布がほ



○ 736-570-12
 × 736-461-12
 図 58 上面の C_{pI} 分布を同じくする厚み比の異なる二つの翼型の種々な低速揚力係数における C_{pI} 分布

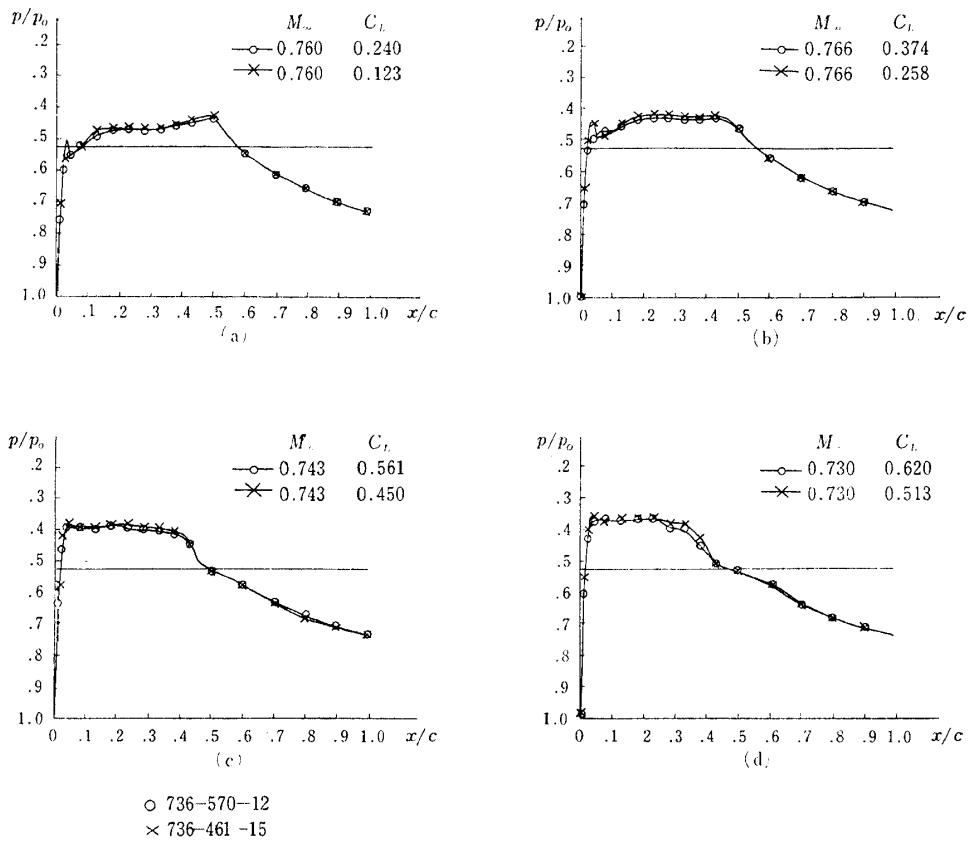


図 59 前図 C_{pI} に対応する遷音速 p/p_0 分布の比較

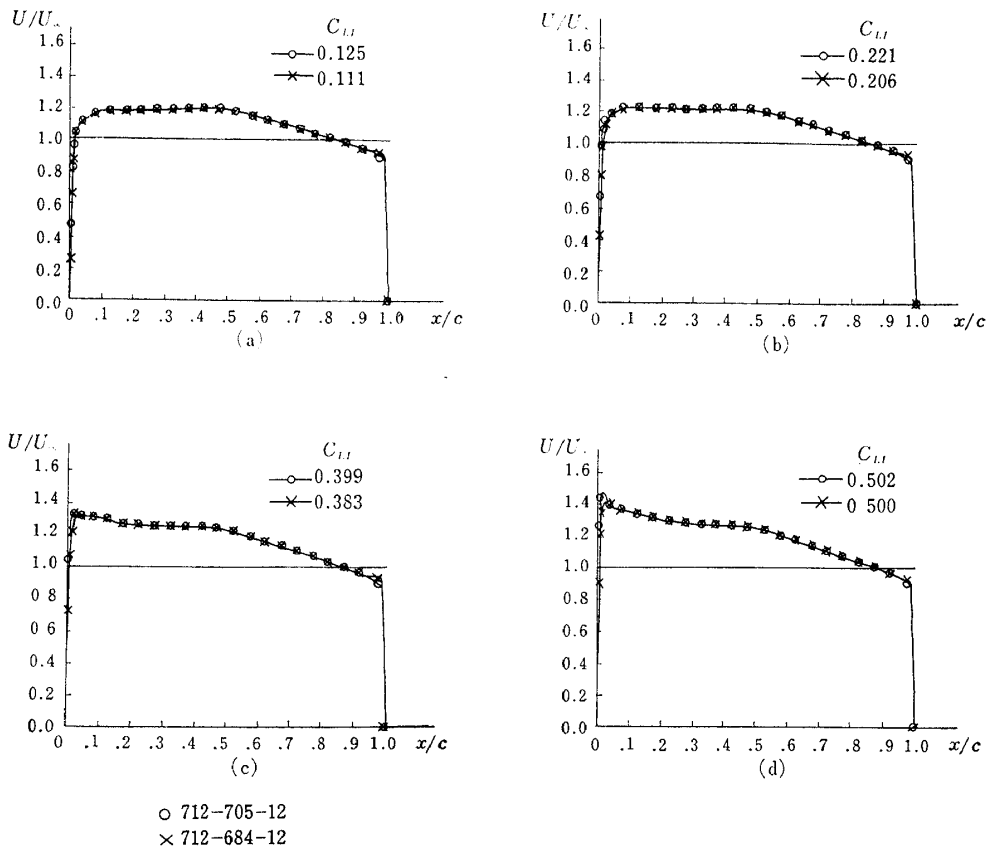


図 60 上面の C_{pI} 分布および厚み比を同じくする前縁半径の異なる二つの翼型の種々な低速揚力係数における C_{pI} 分布

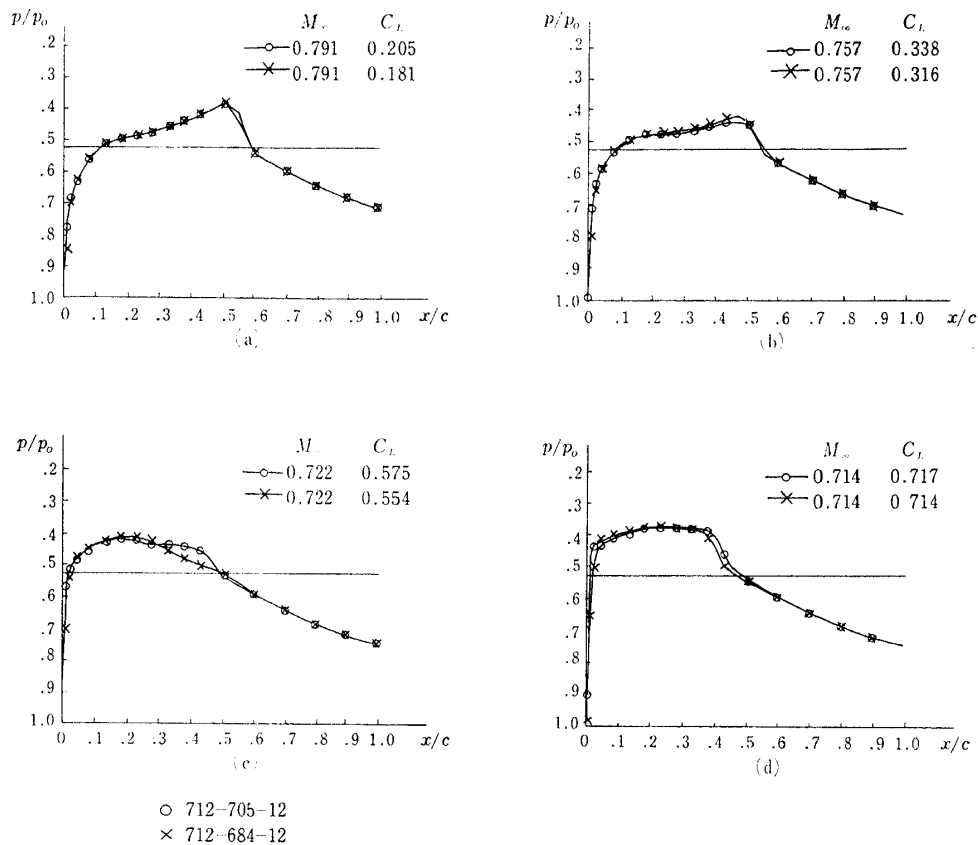


図 61 前図 C_{pI} 分布に対応する遷音速 p/p_0 分布の比較

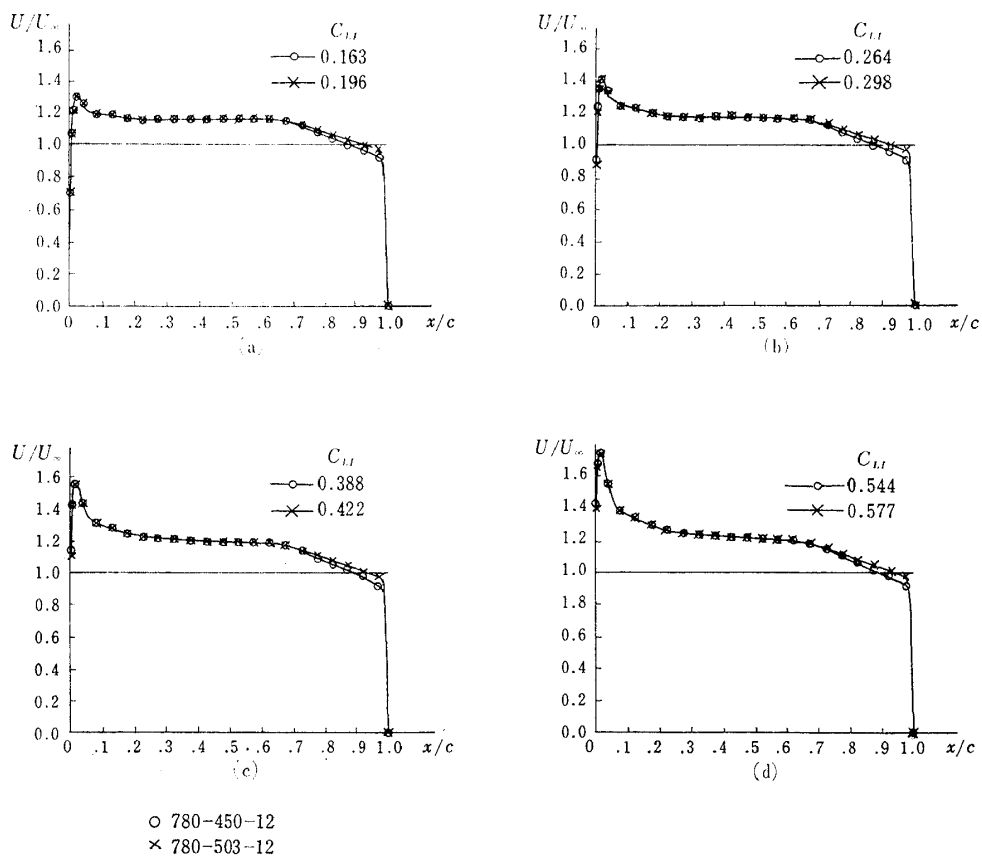


図 62 55% より前方の上面 C_{pI} 分布および厚み比を等しくする二つの翼型の種々な低速揚力係数における C_{pI} 分布

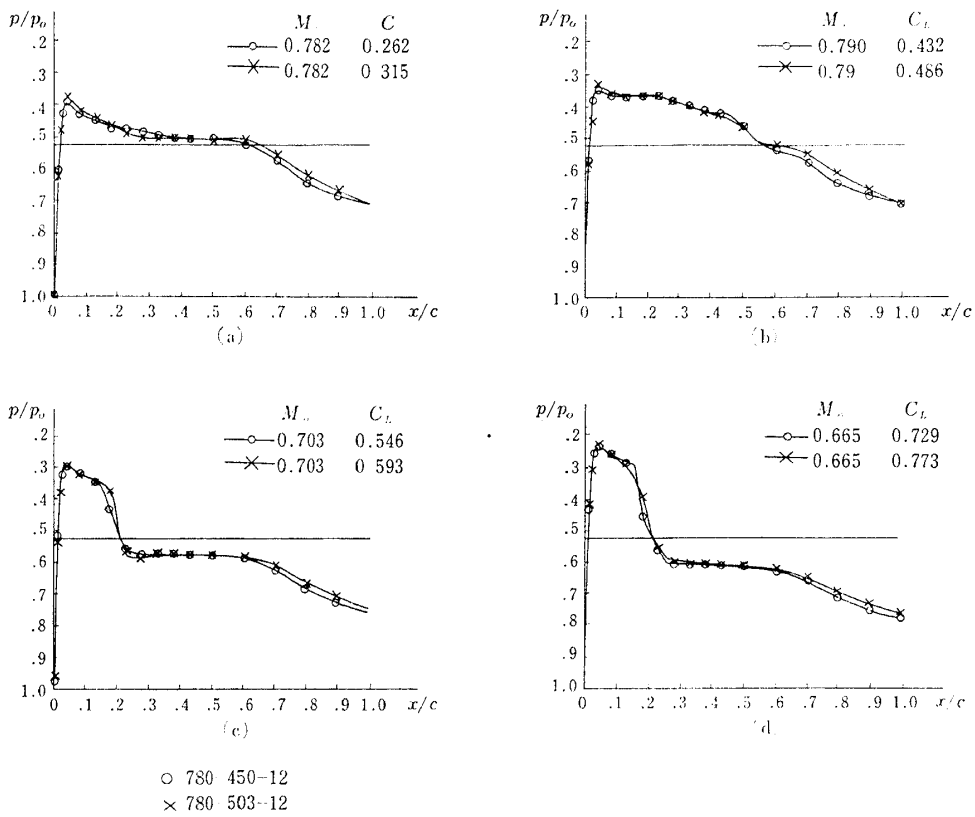


図 63 前図 C_{pI} 分布に対応する遷音速 p/p_0 分布の比較

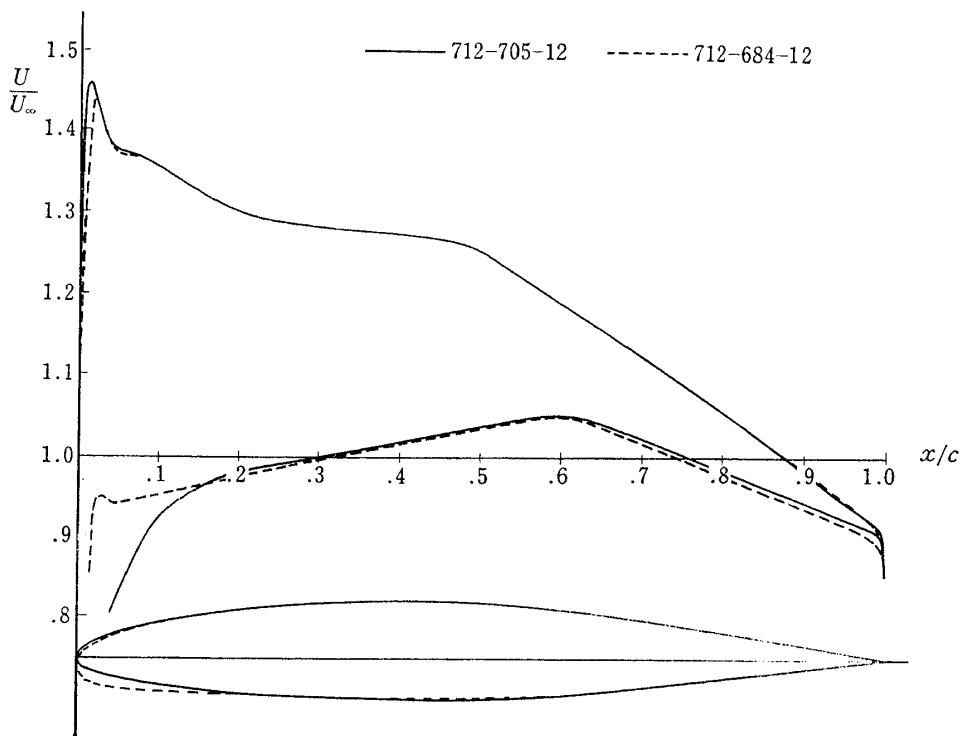


図 64 712-705-12 および 712-684-12 の翼型および低速圧力分布の比較

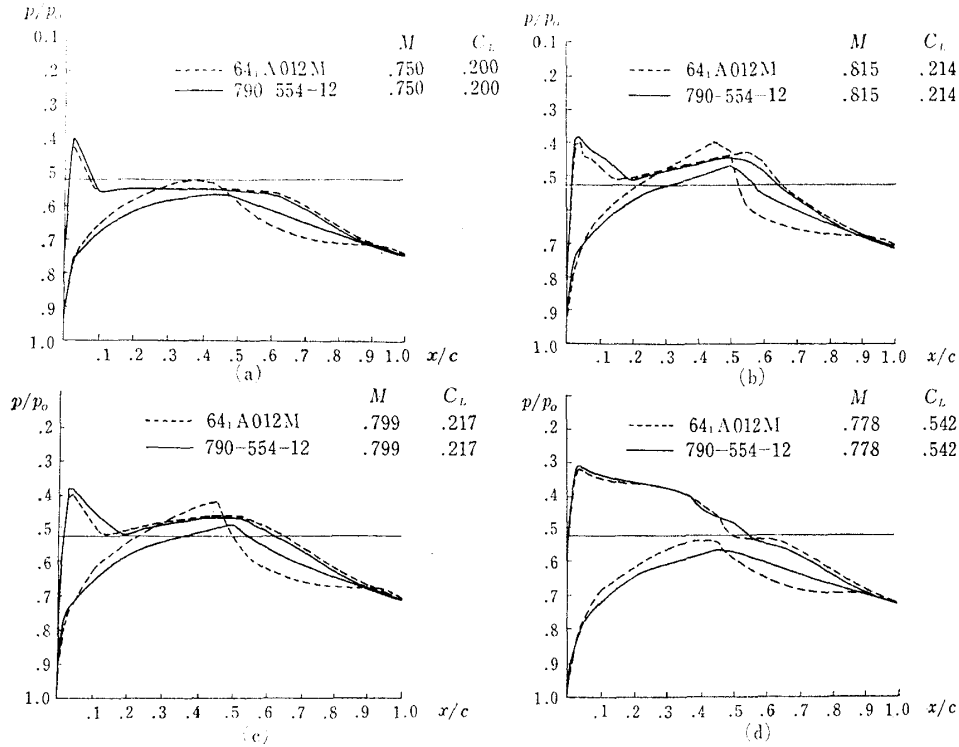


図 65 上面の形と厚み比を等しくする二つの異型の遷音速圧力分布の比較

とんど同じである理由を以下に考察する。

736-570-12 と 736-461-12, 780-450-12 と 780-503-12 をそれぞれ重ね合わせて描いたものが図 14 (c) および (e) である。712-705-12 と 712-684-12 は図 64 に描いた。いずれも上面前半部の形がよく類似している。

超音速線型理論においては上下両面の圧力分布は独立であり、またある点の圧力はそれより下流の点の影響をうけない。遷音速においても、上面の局所超音速領域の圧力分布は、衝撃波の下流や下面の形に対して独立性が高いことが予想される。これは、翼の厚み分布もキャンパーも、それ自体ではあまり重要な意味をもたず、上面の衝撃波前方の形だけが上面の局所超音速領域の圧力分布を決定するというを意味している。このことを以下に実験的にたしかめてみる。

図 14(f) に示すように、peaky 翼 790-554-12 と同じ上面座標および厚み比をもち、厚み分布が典型的な roof top 翼 NACA 641A012 に等しいような翼 641A012M を製作し、上面の圧力分布を同じ M_∞ , C_L における 790-554-12 の上面圧力分布と比較したのが図 65 である。下面の圧力分布は互いに非常に異なっているが、上面の圧力分布はほぼ一致している。これによって、遷音速における上面の圧力分布は、上面の形によって近似的に決定されることが示された。

図 14(c), 図 14 (e) および図 64 に示したように、

二つの翼の上面の C_{pI} 分布が等しいと上面の形がほぼ等しい。したがって上面の遷音速圧力分布もほぼ等しくなる。これが上面 C_{pI} 分布を等しくする二つの翼型の上面遷音速圧力分布がほぼ等しくなる理由であると思われる。

上記は、図 59, 61, 63, 65 に比較されている二つの圧力分布の差を無視する程度の近似的な意味における議論であることを注意しておく。

9.4 上面局所超音速領域の圧力分布 II

第 6 章において、翼の抵抗発散性能は M_{DD} における上面の p/p_0 分布によって essentially に支配されることを示した。したがって良い翼型をさがすことは、 M_{DD} における良い、すなわち F の低い上面の p/p_0 分布をさがすことと同義である。すなわち、ある設計条件のもとで良い上面 p/p_0 分布を実現できたとなると、これはこの設計条件のもとで良い翼型を得たということと同じことである。前節で述べた事実は、実験的に得られたある良い p/p_0 分布を、同じ M_∞ において他の設計条件のもとに実現するのに役に立つ。ここでは実験的に得られたある良い p/p_0 分布を他の M_∞ において実現することを考える。この章のはじめに述べたように遷音速における完全な翼理論はないので、これを実現するには実験と修正の繰り返しが必要であろう。この繰り返しの第一ステップとして試みた設計法を以下に説明する。

翼Aの $M_\infty=M_A$, $C_L=C_{LA}$ における上面 p/p_0 分布を模型的に図 66 (a) に示す。この分布の局所超音速部分 Φ を $M_\infty=M_B$ において実現する翼を設計するのが最終目標である。

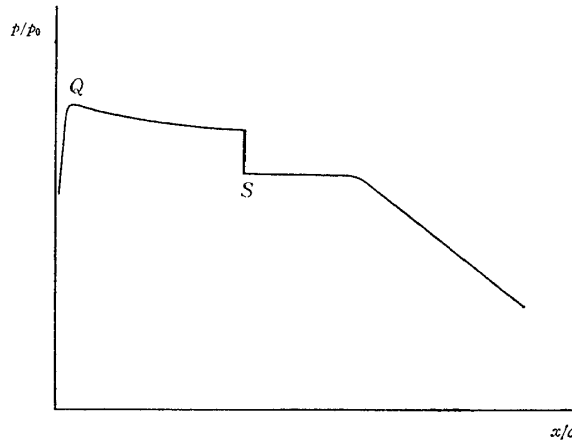
低速翼理論および Prandtl-Glauert 則を用いて、翼Aの $M_\infty=M_A$, $C_L=C_{LA}$ における上面 p/p_0 分布 Ψ を計算する。これはもちろん実験値とは異なる。 $M_\infty=M_B$ における上面 p/p_0 分布の Prandtl-Glauert 則による計算値が Ψ と等しい翼 C を考える。任意の翼弦位置における、翼AおよびCの上面低速圧力係数をそれぞれ C_{pIA} および C_{pIC} とすると、次式が

成り立つ。

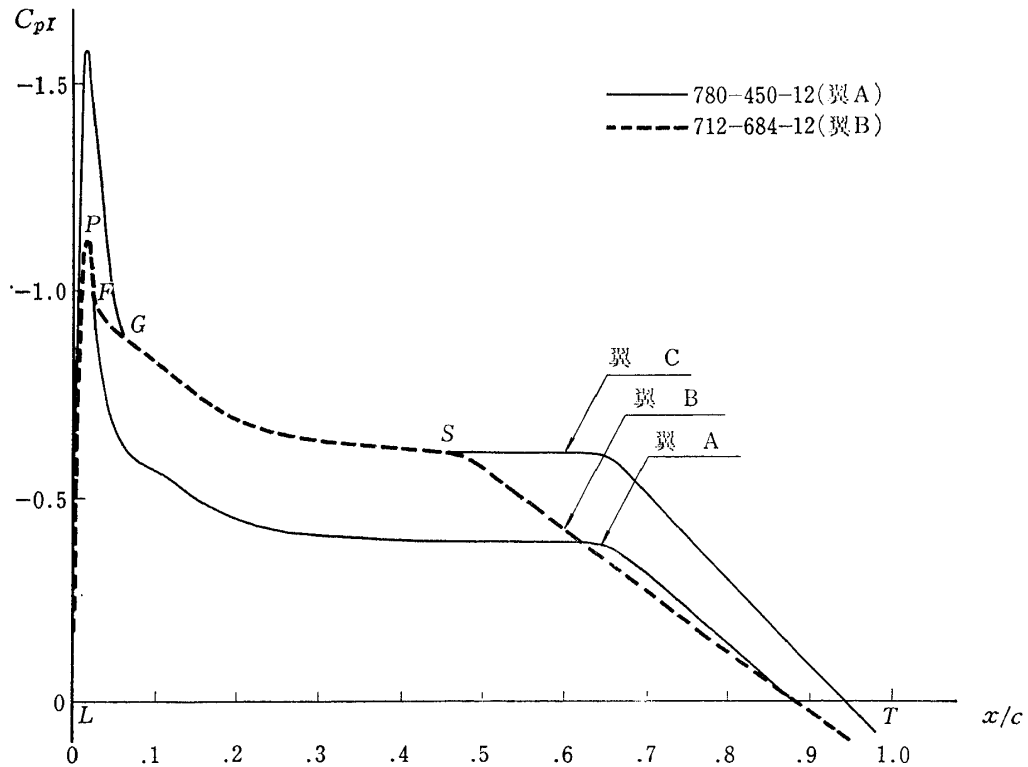
$$\frac{p_{\infty A}}{p_0} + \frac{q_A}{p_0} \frac{C_{pIA}}{\beta_A} = \frac{p_{\infty B}}{P_0} + \frac{q_B}{P_0} \frac{C_{pIC}}{\beta_B} = \left(\frac{p}{p_0} \right)_{P-G} \quad (37)$$

ここで、 p_0 は総圧、 p_∞ は一様流静圧、 q は一様流動圧を示す。 $\beta = \sqrt{1-M_\infty^2}$ である。添字 A は M_A , B は M_B に関する値を、 $P-G$ は Prandtl-Glauert 則による計算値を示す。

C_{pIA} 分布および C_{pIC} 分布を図 66(b) の細い実線で示す。前縁ピークを含む LPF 部分の低速圧力分



(a) 目標 p/p_0 分布の模型図



(b) 設計 C_{pI} 分布の説明

図 66 翼型設計法の説明

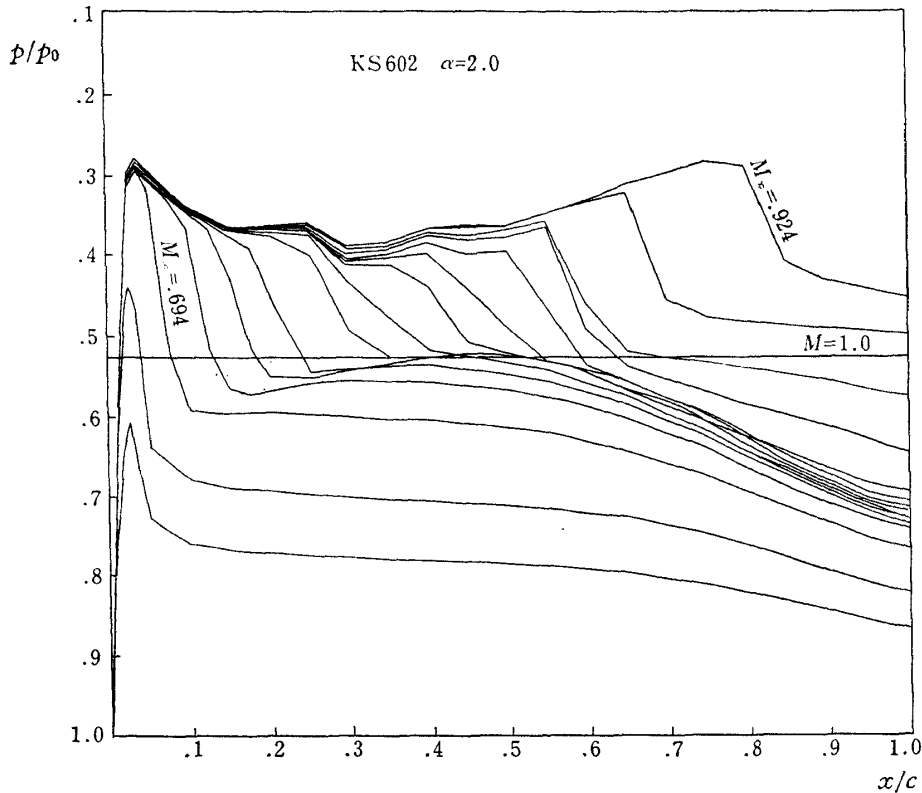


図 67 局所的マッハ数凍結の例

布を翼Aと同じくし、GS間の低速圧力分布Cを翼と同じくする翼Bを考え同図に太い点線で示す。この翼Bを、実験と修正の繰り返しの第一ステップに用いる翼として採用した。ST間および下面の低速圧力分布は設計条件に応じて適当に与えてよい。ここで翼Bの厚み比をきめると低速における揚力係数がほぼ定まり、逆に低速における揚力係数をきめると、翼の厚み比がほぼ定まる。点Gの位置はややあいまいであるが、実験と修正の繰り返しの第一ステップと考えれば許されるであろう。同図に示した C_{pI} 分布は実際の設計例である。

数式を用いると翼Bの低速圧力分布 C_{pIB} は次のようにあらわされる。図66(b)において

$$\text{LPF 間: } C_{pIB} = C_{pIA} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \text{GS 間: } \frac{p_{\infty B}}{p_0} + \frac{q_B}{p_0} \frac{C_{pIB}}{\beta_B} &= \frac{p_{\infty A}}{p_0} + \frac{q_A}{P_0} \frac{C_{pIA}}{\beta_A} \\ &= \left(\frac{P}{P_0} \right)_{P-G} \quad (39) \end{aligned}$$

ST間および下面：設計条件に応じて適当に。 C_{pIB} を上記のように定めた理由を以下に述べる。

与えられた局所超音速領域の p/p_0 分布 Φ を完全に実現することは不可能であるので、図66(a)の点Qで示される前縁付近の圧力ピークのレベルおよび衝撃

波位置を Φ と合わせることを考えた。

図67によると、迎角一定なpeaky翼の前縁ピークの高さは、一様流マッハ数のかなり長い範囲にわたってほぼ一定である。この現象は局所的マッハ数凍結と呼ばれる。この最小圧力は主として前縁付近の上面低速圧力分布によって決定されると考えて式(38)を用いた。これによってかなの一様流マッハ数範囲にわたってピークの高さが目標 p/p_0 分布 Φ と同じになることを期待した。

Sinnot⁵⁵⁾の理論によれば、図66の点Sの局所超音速領域側において、

$$\frac{p_A}{p_0} = \frac{p_B}{p_0}$$

および式(39)が成立するならば、翼Aの $M_{\infty} = M_A$ における衝撃波位置と翼Bの $M_{\infty} = M_B$ における衝撃波位置は一致する。これが式(39)を用いた理由である。

780-450-12*の $M_{DD} = 0.780$, $C_L = 0.450$ における上面の局所超音速領域の p/p_0 分布を目標 p/p_0 分

* この翼は佐藤⁵⁷⁾による翼104の $\alpha = 3^\circ$ の上面低速圧力分布の前半部を用いて設計した翼型である。

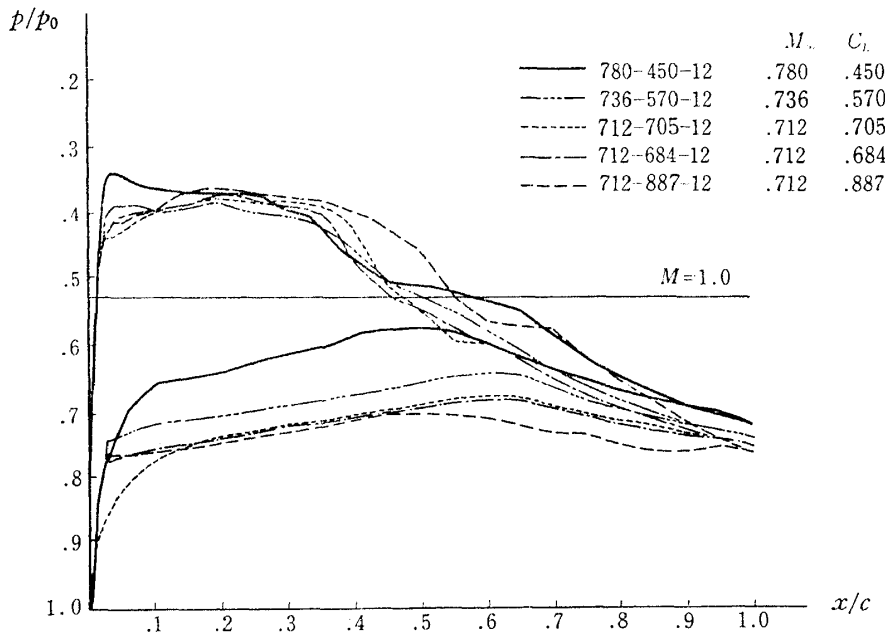


図 68 設計 M_∞, C_L における p/p_0 分布

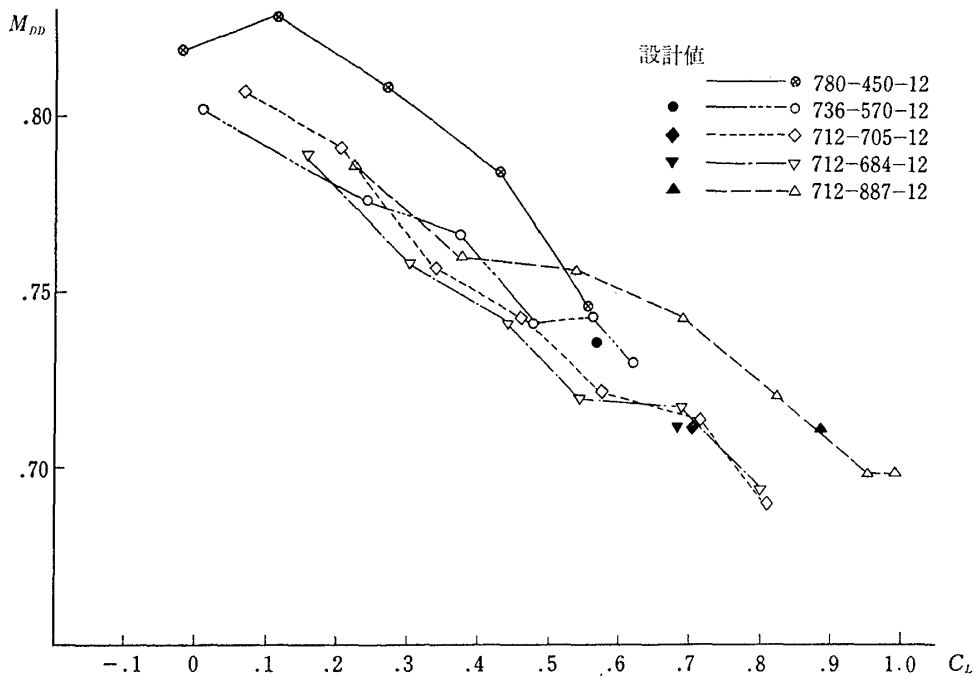


図 69 設計 M_{DD}, C_L と実験値との比較

布 Φ として、上記の方法で低速圧力分布を与え、河崎³⁶⁾の方法を用いて何枚かの翼を設計し実験した。これらの翼型の名前は、例えば 712-705-12 のように 2 つのハイフンでつながれた 3 組の数字から成っている。はじめの 712 は上記 M_B 、すなわち設計マッハ数が 0.712 であることを示している。次の 705 は与えられた低速圧力分布から求められる低速揚力係数に $1/\sqrt{1-M_B^2}$ をかけたものが 0.705 であることを意

味し、これを設計揚力係数とする。最後の数字 12 は厚み比が 0.12 であることを示している。

設計マッハ数、揚力係数において得られた上面局所超音速領域の p/p_0 分布を図 68 に示す。いずれも前縁付近のピークが目標値よりもやや低いが、全体的にみると目標値に近い p/p_0 分布を示している。

図 69 に図 68 に示した翼の $M_{DD} \sim C_L$ 曲線、および M_{DD}, C_L の設計値をプロットする。いずれの

翼も設計値に非常に近い抵抗発散性能をもっており、図 68 の圧力分布と考え合せて、この節に述べた設計法は、実験と修正の繰り返しの第 1 ステップとしてはかなり成功したと考えられる。

10. 抵抗発散性能の良い翼型の開発

10.1 概説

前章で述べたように、抵抗発散性能の良い翼型を設計するには実験の助けが必要である。実験が必要であるという意味で開発という言葉を用いることにする。翼型の開発に関して、この論文において得られた結論を以下に述べる。

1. 適当な値の揚力係数 (106 ページの付録 A2 を参照) を持つ翼の抵抗発散性能は、下面の設計が正しければ、 M_{DD} における上面の p/p_0 分布によって実質的に支配される。したがって良い翼型を探す事と良い上面 p/p_0 分布を探す事とは同等である。
2. M_{DD} における上面の p/p_0 の平均値 F が小さい翼ほど良い。
3. 前後縁はやせている翼ほど良い。
4. M_{DD} における上面圧力に関しては
 - (a) 衝撃波の位置はなるべく後にあることが望ましい。
 - (b) 衝撃波の前方は peaky 圧力分布が良い。
 - (c) 衝撃波の後では、境界層がはく離しない範囲で rear loading が大きいほど望ましい。

5. ある翼 A の $C_L=C_{LA}$, $M_\infty=M_{\infty A}$ における上面局所超音速領域の p/p_0 分布が、それと異なる翼 B の $C_L=C_{LB}$, $M_\infty=M_{\infty B}$ におけるものとほとんど同じであるとする。もし $M_{\infty A}$ が翼 A の抵抗発散マッハ数であるならば、 $M_{\infty B}$ も翼 B の抵抗発散マッハ数にごく近いと思われる。
6. M_{DD} において、下面の衝撃波はないか、あっても非常に弱いことが望ましい。

10.2 開発の指針

以下に開発の具体的な指針を提案する。これは翼の設計条件によって異なる場合があるので、必要な場合には条件ごとに分けて記述する。設計条件としては次の 3 通りを考える。

- A. τ, C_L を与えて M_{DD} をなるべく大きくする。
- B. M_{DD}, C_L を与えて τ をなるべく大きくする。
- C. M_{DD}, τ を与えて C_L をなるべく大きくする。

開発の指針

STEP 1.

前節の 1~6 を考慮に入れながら、良い抵抗発散性能をもつと思われる翼型を数多く実験する。これは系統試験であってもよいし、あるいはある原理に従って何枚か翼をつくるのであってもよい。

STEP 2.

STEP 1 において実験した翼型の中から良い抵抗発散性能をもつ翼をえらびだす。8.1 節で述べたように、これは M_{DD} における良い上面局所超音速領域の p/p_0 分布をえらびだすことと同等である。このため

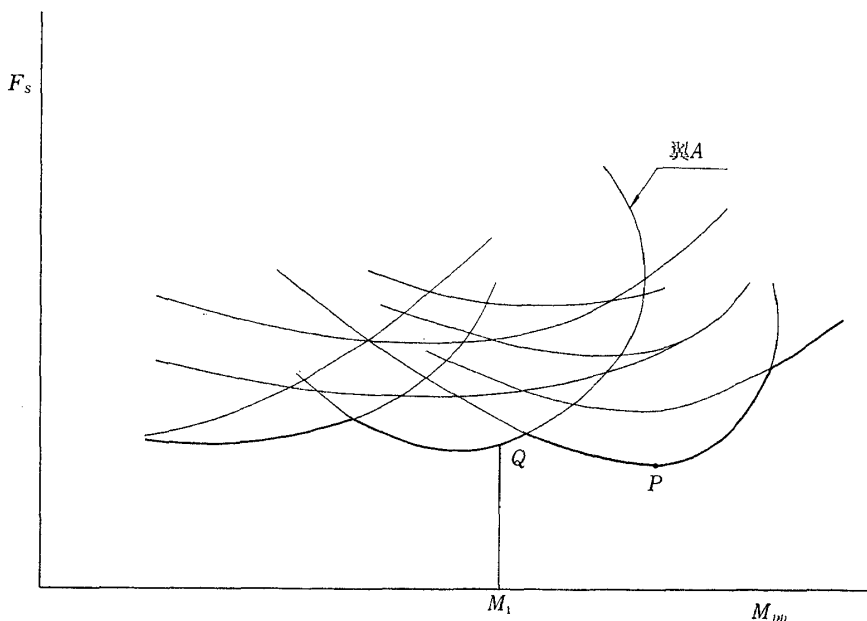


図 70 F_s と M_{DD} の関係の例の模型図

には、8.1 節で説明した F_S を用いて各翼ごとに $F_S \sim M_{DD}$ 曲線を図 70 に示すようにえがく。図中点 P は全実験における最良の、すなわち最低の F_S をもつ局所超音速領域 p/p_0 分布に対応し、太実線は各マッハ数ごとの最良の局所超音速領域 p/p_0 分布に対応している。

STEP 3.

STEP 2 において探した良い局所超音速領域の p/p_0 分布と同じ p/p_0 分布を、たとえばある設計一様流マッハ数のもとに実現する。そうすると 8.2 で述べたように、設計マッハ数はほぼ M_{DD} であり、従って M_{DD} におけるよい p/p_0 分布をもつと期待される。

そのようにするためには二通りのプロセスが考えられる。第一は図 70 の点 P に対応する全実験中の最良の局所超音速領域 p/p_0 分布を与えられた設計条件のもとに実現するものである。この場合には最良の圧力分布が得られるが、これを得るまでのプロセスは簡単ではなく、実験と修正の繰り返しを必要とする。第二は太線上の一点に対応する圧力分布を同じ M_{DD} に

おいて実現するものである。この場合に得られる圧力分布は、点 P に対応するものほど良くはないが、9.3 節に示した実験事実を用いると簡単に計算することができる。

STEP 3-1.

まず簡単な第二の場合から、上記 A, B, C の設計条件ごとに記述する。

B-case

簡単な B の場合から説明する。 M_{DD} , C_L の設計値を M_1, C_{L1} とする。 $M_{DD}=M_1$ において、図 70 の翼 A の点 Q に対応する遷音速圧力分布の衝撃波位置を x_s とした場合、前縁から x_s までは点 Q に対応する低速上面圧力分布を与える。こうすることによって $M_\infty=M_1$ においては同図の点 Q に対応する局所超音速領域 p/p_0 分布を得ることができる。 x_s より下流の上面および下面全体については、境界層のはく離をひきおこさない範囲内なるべく大きな rear loading をもつように、前後縁をなるべくやせさせるように、かつ $C_{LI}=\sqrt{1-M_1^2} C_{L1}$ だけの揚力係数をもつように適当に低速圧力分布を与え、上記 x_s よ

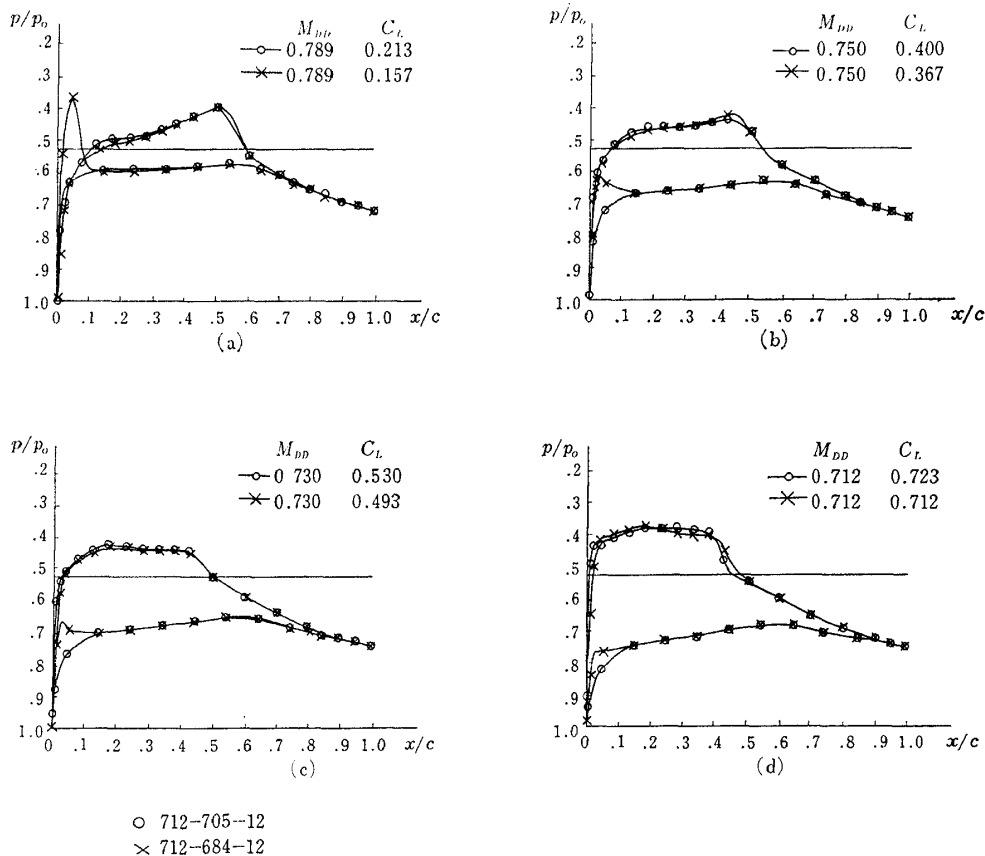


図 71 翼の抵抗発散性能に対する前縁半径の影響

り上流の上面低速圧力分布と合わせて翼型を計算すればよい。厚み比は計算の結果求められるものである。

上面の p/p_0 分布を変化させずに前後縁をやせさせるためには、下面の前後縁付近の C_{pI} を高くすればよい。

712-705-12 は 712-684-12 と上面 C_{pI} 分布がほとんど同じで、下面の前縁付近の C_{pI} を図 64 に示すように高くしたものである。前縁は図に示すようにやせている。これによって、上面 C_{pI} 分布および厚み比が一定で揚力係数を増すことができる。同じ M_{DD} における p/p_0 分布を図 71 に示す。上面の p/p_0 分布はほとんど同じであるが、下面の圧力分布は C_{pI} 分布と同様に異なっている。同図においては、712-705-12 のほうが前縁付近における揚力の増加分だけ同じ M_{DD} における揚力係数が高くなっており、前後縁をやせさせることの効果がはっきり示されている。

このように、上面の局所超音速領域の p/p_0 分布を変えずに前縁付近をやせさせることは容易である。後縁付近については Sinnot の理論により上面下面とも低速理論が使えるので、設計条件に合う範囲でやせさせるのはやはり容易である。

C-case

C の場合には、上記 B の場合と同じ上面の低速圧力分布をまず与える。下面の低速圧力分布を適当に与えて、計算した翼型の厚み比が設計値になるようにする。揚力係数は計算の結果定まる。

A-case

A の場合には、適当に M_{DD} の値をとり、B の場合と同じ操作を行ない、求められた厚み比が設計値になるようにする。このときの M_{DD} が最大の M_{DD} である。

STEP 3-2.

次に簡単ではないが、成功すれば上記第二の場合よりも更にすぐれた性能が得られると期待できる第一の場合について説明する。

この場合には確立された方法はなく、実験と修正の繰り返しに頼らざるを得ない。図 70 の点 P に対応する遷音速圧力分布の衝撃波位置を x_s とする。この論文においては、この繰り返しの第 1 ステップとして 9.4 節に示した設計法を用いて、前縁と x_s との間の上面低速圧力分布を与えた。 x_s と後縁との間および下面については、上記第二の場合と全く同様に低速圧力分布を与えて翼型を計算した。

以上下面は完全に亜音速として論じてきた。しかし揚力係数が小さい場合には、下面の平均マッハ数もか

なり高くなり、下面を完全に亜音速にすることが必ずしも可能ではない。そのような場合にも、設計マッハ数において下面の衝撃波による抵抗が上面のそれに比べて無視できるほど弱いことが何らかの方法によってわかれば、上記と全く同様な方法を用いて翼を設計してよい。あるいは、上面と同様に衝撃波の弱い「良い下面 p/p_0 分布」を実験結果の中から探して、これを上面と同じ方法で実現させることによっても、下面が完全亜音速でない翼型を設計することができる。

10.3 開発の指針の特徴

前節で述べた開発のプロセスの長所と短所を以下に論じる。

長所:

STEP 2 においては上面の p/p_0 しか考慮しないので、STEP 1 の実験においては翼の厚み比はあまり重要な意味をもたない。たとえば翼の厚み比をすべて一定としてもよいし、あるいは厚み比にこだわらずに実験を行なってもよい。いずれにしても、実用上必要と思われる厚み比の範囲をすべてカバーする必要はなく、それをカバーする場合に比し実験する翼の枚数は格段に少なくてすむ。

短所:

上記はいわば大ざっぱな方針である。翼の上面圧力分布に関しては、良い抵抗発散性能をもつためには M_{DD} において F の小さい上面 p/p_0 分布をもてばよいという前提の上に上記方針はなりたっている。しかし第 6 章の終りに述べたように、この前提は M_{DD} の値にして 0.01 程度以上の抵抗発散性能の変化を問題にする場合になりたつものであって、 M_{DD} にして 0.001 の数倍程度のこまかい変化を問題にする場合にはなりたつかどうかはわからない。したがって上記方針も、 M_{DD} を 0.01 程度以上高めようとする場合に役にたつ大ざっぱなものである。

また STEP 3 においては F_s が最も小さい p/p_0 分布をえらび、それに rear loading をつけることを考えた。第 8 章においては、 F_s が小さいほど F を小さくし得るということを述べたが、それはある条件のもとで最低の F を与えるような上面 p/p_0 分布の F_s もその条件のもとで最低であるというような厳密な意味で言っているのではない。 F_s が小さいほど F を小さくし得る傾向があり、したがって設計の指針として F_s を小さくしたほうが良いという程度の意味で述べているのである。したがって F_s は最小でなくても、rear loading をつけた状態では F が最小になるような局所超音速領域 p/p_0 分布があり得る。したが

って詳細な実験を行なう場合には、 F_S 最小に限らず F_S の小さいいくつかの p/p_0 分布をえらび、それに rear loading をつけたものの中から最小の F をえらぶようにしたほうが良いであろう。

11. 翼型の設計例

前章で述べた方針に従って翼を数枚設計し実験を行なった。STEP 1 に対応する翼型は 780-450-12 および KS 602 の 2 枚である。STEP 1 においては、本来翼型の性能はあらかじめはわからず、実験を行なってはじめてわかるはずのものである。またその設計法も明確なものがあるわけではない。(明確な設計法があれば、そもそも STEP 1 は必要がないであろう。) したがって STEP 1 における設計法の詳細をここで論じるのはあまり意味がないと思われるので、以下にごく簡単に説明する。780-450-12 は佐藤³⁷⁾ による翼 104 の $\alpha=3^\circ$ の上面低速圧力分布の前半部を用いて設計された翼型である。KS 602 は文献 38) に述べられている KS 601 を修正して後縁角を小さくしたもので、 $M_\infty=0.8$, $\alpha=2^\circ$ において上面に peaky 分布をもつように設計されたものである。

両翼の $F_S \sim M_{DD}$ 曲線を図 72 に示す。同図の点

P および Q にそれぞれ対応する、780-450-12 および KS 602 の上面局所超音速領域の p/p_0 分布を目標分布として、前章の STEP 3 に述べた方法を用いて抵抗発散性能が良いと思われる翼型を数枚設計し実験した。STEP 3-2 においては、実験と修正の繰り返しのプロセスの第 1 ステップとして 9.4 の方法によって翼型を設計し、実験結果によるその修正は行なわなかった。

目標 p/p_0 分布を図 73 に実線で示す。あらたに設計した翼の設計マッハ数、揚力係数における上面 p/p_0 分布を同図に点線および破線で示す。またこれらの翼の $M_{DD} \sim C_L$ 曲線および M_{DD} , C_L の設計値を図 74 に示す。図 73(a) の 780-503-12 は、780-450-12 の C_{pI} 分布の後縁の近傍を modify したもので $M_{DD}=0.78$ で目標 p/p_0 分布をもつように STEP 3-1 C-case の方法を用いて設計した。712-887-12 は、780-450-12 よりも揚力係数がかなり高いところで目標 p/p_0 分布をもち、かつ比較的大きな rear loading をもつように、STEP 3-2 の方法で設計した。790-554-12 は、KS 602 よりも高い揚力係数のところで目標 p/p_0 分布をもつように、STEP 3-2 の方法で設計した。

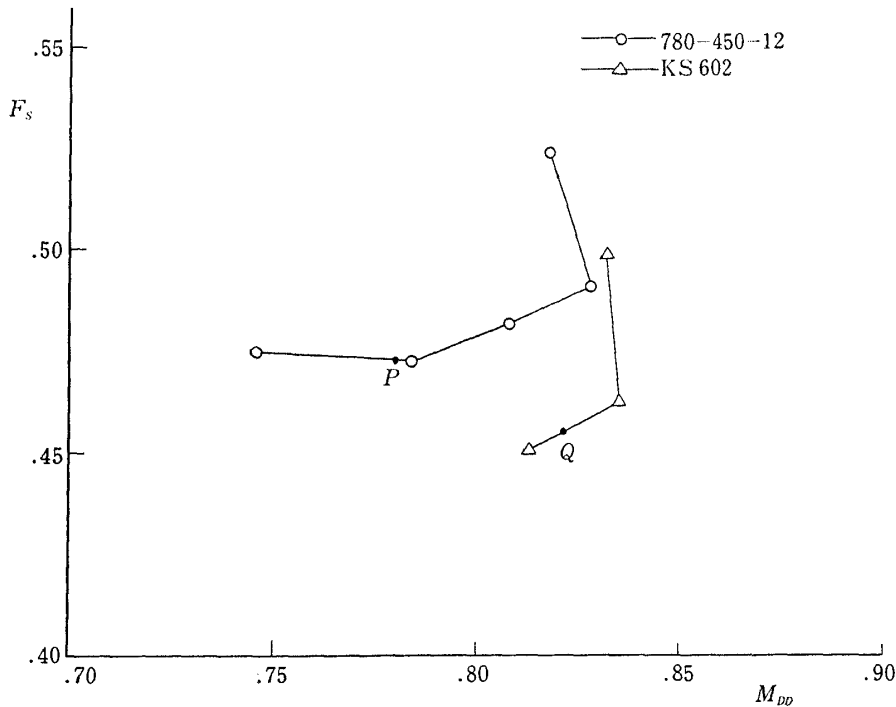


図 72 KS 602, 780-450-12 の F_S と M_{DD} との関係

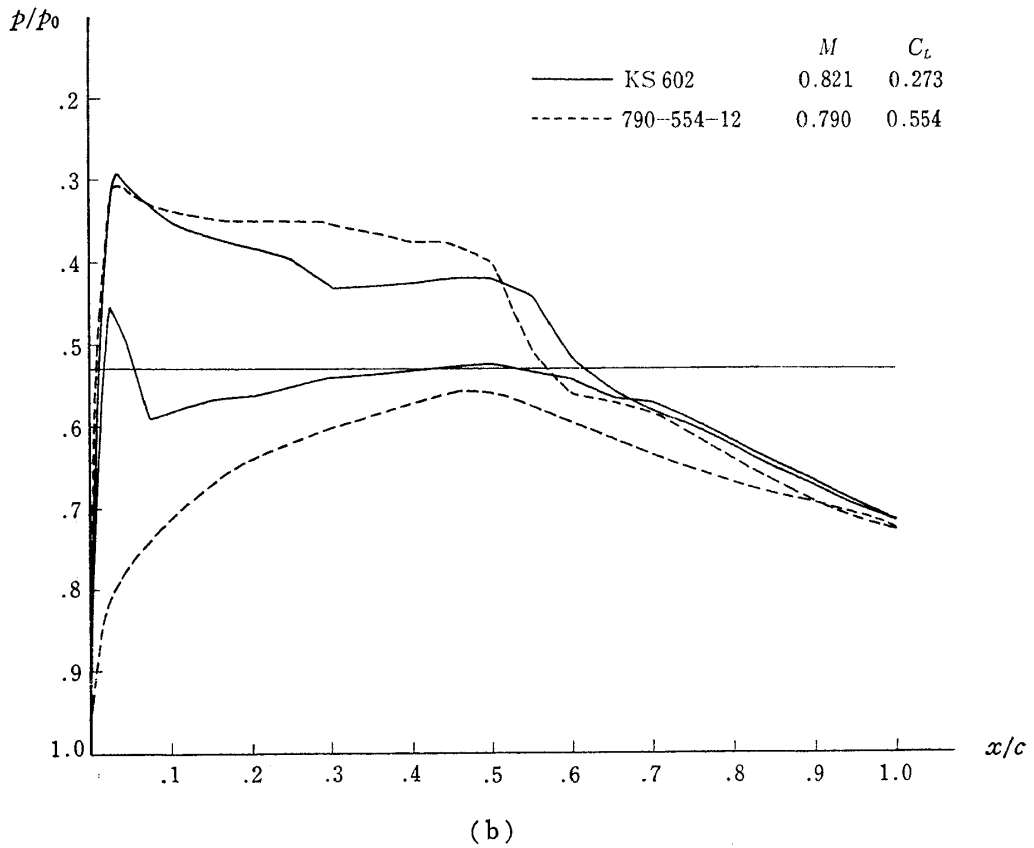
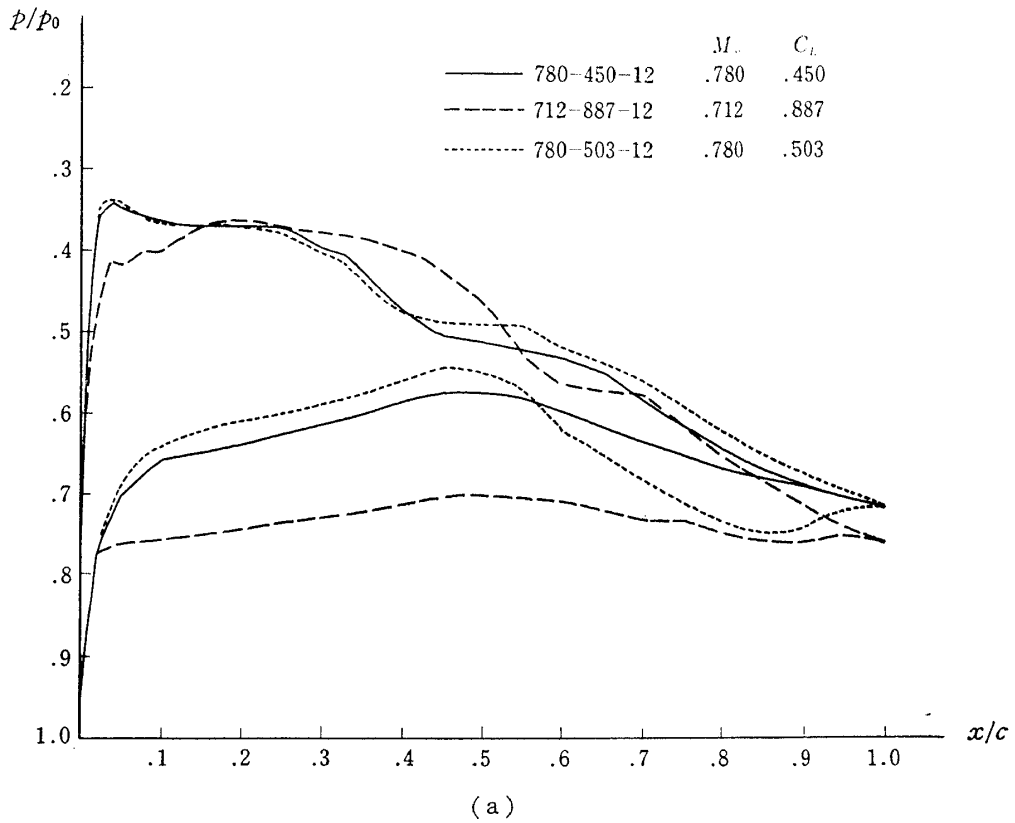


図 73 開発の方針に沿って設計された翼型の設計 M_∞, C_L における p/p_0 分布と目標 p/p_0 分布との比較

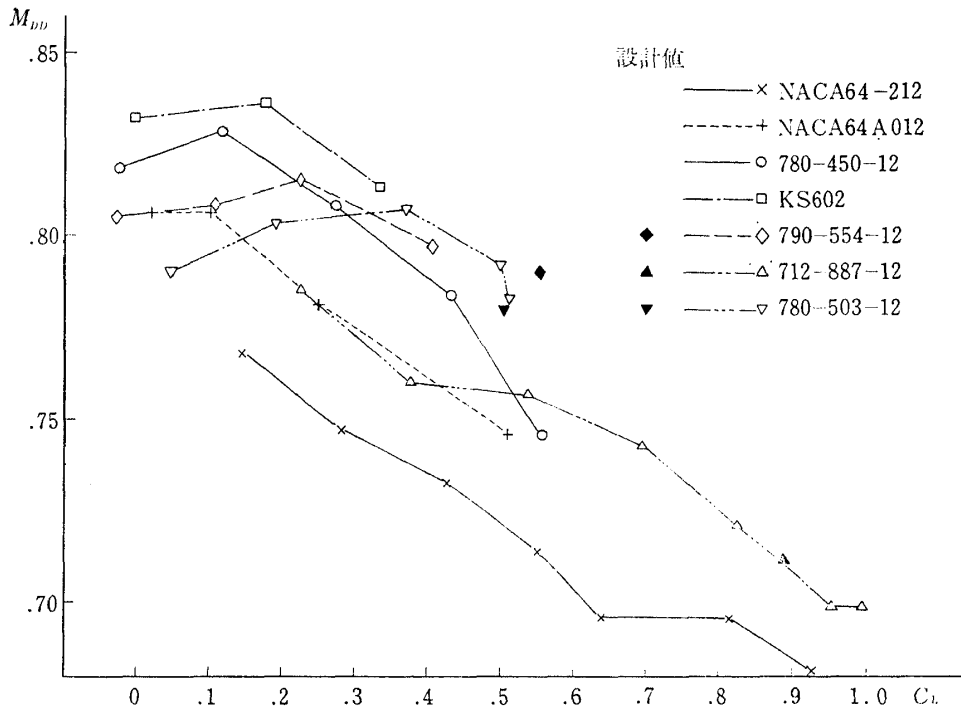


図 74 本研究において得られた抵抗発散性能の良い翼型の $M_{DD} \sim C_L$ 曲線およびその NACA 64₁-212 との比較

図 74 において、780-503-12 および 712-887-12 の $M_{DD} \sim C_L$ 曲線は設計値のごく近傍を通過しており、この方法が成功したことを示している。790-554-12 は、設計揚力係数において drag creep が起こって M_{DD} が定義できなかった。これは図 73(b) に示すように設計マッハ数、揚力係数における上面局所超音速領域の p/p_0 のレベルが目標値より低かったためである。

図 73(a)、および図 58~63 から明らかなように、第 10 章の STEP 3-1 の方法によって設計した場合には、目標圧力分布を正確に実現できる。これに対して図 73(a)、(b) および図 68 に示されるように、第 10 章の STEP 3-2 の方法によって設計した場合には、目標分布を近似的には実現できるが、その精度は STEP 3-1 の方法を用いる場合に比べるとややおちる。また $M_{DD} \sim C_L$ 曲線は、図 74 および図 69 に示されるように、設計値のごく近傍を通る場合が多いが、790-554-12 の場合のように、drag creep のために設計揚力係数において M_{DD} を定義できない場合がある。STEP 3-2 の方法で設計した翼型に何らかの方法で修正を加えれば、目標圧力分布により近い圧力分布が得られるであろうが、実験と修正の繰り返しは時間がかかる。したがって、設計マッハ数において満足

すべき実験圧力分布が存在するならば、それを目標圧力分布として STEP 3-1 の方法で設計するほうが確実である。設計マッハ数において満足すべき実験圧力分布が存在しない場合にのみ STEP 3-2 の方法は用いられるべきである。

図 74 に比較のために NACA 64₁-212 および NACA 64₁ A 012 の $M_{DD} \sim C_L$ 曲線を示す。第 2 章において述べたように、Pearcey は 40% 翼弦長位置まで roof top で以後縁まで直線的に圧力上昇しているような低速上面圧力分布をもつ翼のシリーズを標準翼として、標準翼の性能と彼の開発した peaky 翼の性能とを比較した。彼は同じ厚み比、揚力係数において標準翼よりも 0.05 高い M_{DD} を持つ翼を得た。典型的な roof top 翼であって、Pearcey の標準翼と同様に 40% 翼弦長位置まで roof top であること、NACA の 6-series は多くの高亜音速機に用いられていること等が NACA 64₁ A 212 を選んだ理由である。NACA の 6-series に属する対称翼であること、NACA における風洞実験のデータがあり、この研究に用いた風洞の信頼性を確かめるのに用いられること等が NACA 64₁ A 012 を選んだ理由である。図 74 は、 C_L が比較的小さい ($C_L < 0.5$) 場合には、キャンバーのついた roof

top 翼 NACA 64₁-212 よりも対称翼 NACA 64₁A 012 のほうが同じ C_L における M_{DD} が高いことを示している。

前章の STEP 1-3 を適用することにより、同じ厚み比、揚力係数において、キャンバーのついた roop top 翼 NACA 64₁-212 よりも $C_L < 0.7$ の範囲で M_{DD} が約 0.05~0.07 高い翼が得られたことを図 74 は示している。また、対称翼 NACA 64₁A 012 と比較すると、これらの翼は $C_L < 0.5$ において M_{DD} が約 0.04 高い。

図 74 における翼型の厚み比はすべて 12% である。しかし、STEP 3-1 を用いることにより、 F が同じであるという意味で図 74 に示す翼型と同程度の抵抗発散性能をもつ一般の厚み比の翼型を容易に設計することが可能である。

12. 結 語

1. 従来は、peaky 翼は抵抗発散性能が良い、rear loading をもつ翼は抵抗発散性能が良いという研究があったが、逆に抵抗発散性能が良い翼はどのような圧力分布をもつべきかという議論はほとんどなかった。peaky 翼が良いという議論から、良い翼は peaky 翼であるという結論は出てこない。しかし最も重要な点は抵抗発散性能が良い翼はどのような圧力分布を持つべきかということである。peaky 翼の良さ、rear loading をもつ翼の良さもこの点が解決されてはじめて理解できることである。この論文においてはこの点を研究し、翼の抵抗発散性能がすぐれているためには、 M_{DD} において

1. 上面衝撃波はなるべく後にあること
2. 上面衝撃波の上流では peaky 圧力分布をもつこと
3. 上面衝撃波の下流では rear loading をもつこと

が望ましいという結論を得た

2. 翼の抵抗発散性能は、 M_{DD} における上面の p/p_0 の平均値 F 、および厚み分布（特に前後縁のやせ具合）を示すパラメータ C_T の二つのパラメータによって支配されている。 F は小さいほど良く、 C_T は大きいほど良い。ある設計条件のもとで、適当に厚み分布をえらんで C_T を大きくすることは比較的容易であるので、最良の抵抗発散性能を得るという問題は、与えられた設計条件のもとでパラメータ F を最小にするという問題に実質的には帰着される。

3. この F の導入がこの論文の主眼である。前縁

付近の曲率分布のような、翼の局所的な特性を表わす量の重要性を強調した Pearcey の議論とは対照的に、この論文においては F のような翼の全体的特性を表わす量の重要性が強調される。上記 1. における圧力分布に関する結論も、この F を用いて演えき的に導いたものである。

4. 翼の抵抗発散性能を支配するパラメータ F は、 M_{DD} における上面の p/p_0 分布によって定まる。したがって翼の抵抗発散性能も M_{DD} における翼の p/p_0 分布によって定まり、抵抗発散性能の良い翼をさがすことは、 M_{DD} における良い (F の低い) p/p_0 分布をさがすことと実質的に同等である。

5. パラメータ C_T は F に比べれば翼の抵抗発散に対する影響は小さいが、その値が大きいくほど翼の抵抗発散性能は良い。前後縁特に前縁付近がやせていて、したがって前縁半径が小さい翼ほど C_T は大きくすぐれている。これは大きな前縁半径が peaky 翼の特徴であるとしている英国 NPL の議論と異なる点である。

6. 上記の研究結果に基づいて抵抗発散性能の良い翼型開発の指針を与えた。

7. 上記指針にしたがって抵抗発散性能の良い翼型の設計を試みた。同じ厚み比、揚力係数において、典型的な roop top 翼 NACA 64₁-212 に比して M_{DD} が約 0.05~0.07、対称翼 NACA 64₁-012 に比して M_{DD} が約 0.04 高い翼型が得られた。

あとがき

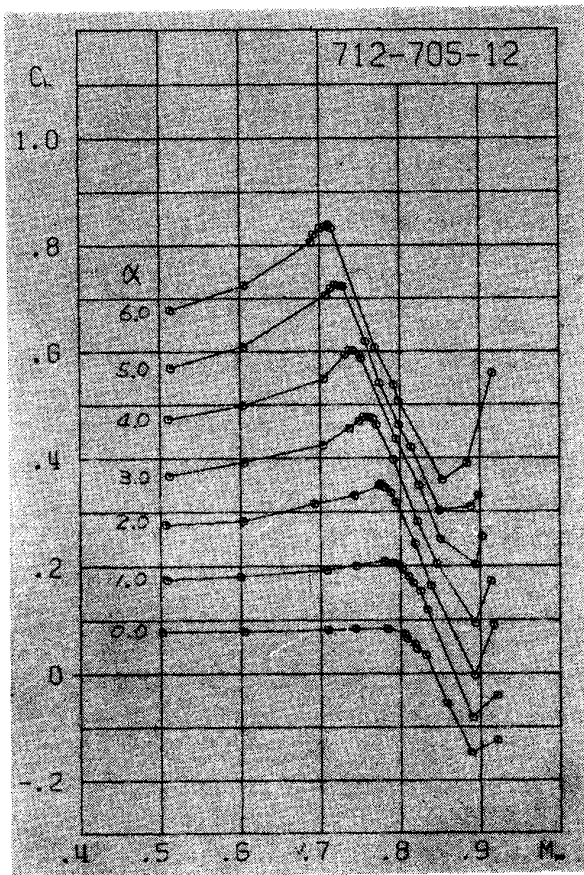
東京大学の河村竜馬教授には、本研究を行なうについて種々有益な御教示を賜わった。ここに謹んで謝意を表する次第である。また実験の遂行、データ整理について御協力いただいた航空宇宙技術研究所の西武徳、伊藤 忠、瀬川晋策、小此木時雄の 4 技官にも深く感謝する。

参 考 文 献

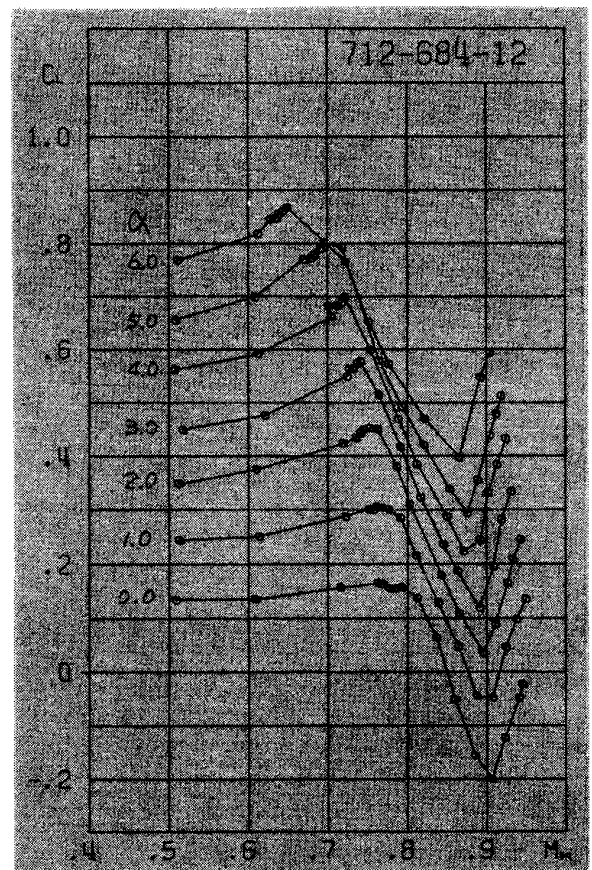
- 1) J. Kondo: Application of Computer Techniques to Aircraft Design Problems, ICAS Paper No. 70-28, Sept. 1970.
- 2) H.H. Pearcey: The Aerodynamic Design of Section Shapes for Swept Wings, Advances in Aeronautical Sciences Vol. 3, 1962, pp. 277-322.
- 3) G.E. Nitzberg and S. Crandall: A Study of Flow Changes Associated with Airfoil Section Drag Rise at Supercritical Speeds, NACA TN

- 1813, Feb. 1949.
- 4) C.S. Sinnott: Theoretical Prediction of the Transonic Characteristics of Airfoils, J.A.S. March, 1962.
 - 5) Royal Aeronautical Society, Transonic Data Memorandum 6407, A Method of Estimating Drag Rise Mach Number for Two-Dimensional Aerofoil Sections, July. 1964.
 - 6) W.J. Graham: The Flow about a Family of Simple, Blunt and Sharp Leading Edged, Two-Dimensional Aerofoils at Transonic and Low-Supersonic Speeds. NPL Aero Rept. 1189, 1966.
 - 7) W.J. Graham: The Pressure Drag due to Blunt Leading Edges on Two-Dimensional Aerofoils at Transonic and Low-Supersonic Speeds. NPL Aero Rept. 1151, 1965.
 - 8) NPL Year Report. 1963.
 - 9) P.G. Wilby: The Pressure Drag of an Aerofoil with Six Different Round Leading Edges at Transonic and Low-Supersonic Speeds. ARC C.P. 921, 1967.
 - 10) P.G. Wilby and N. Thomson: Leading Edge Supersonic Velocity Peaks and the Determination of the Velocity Distribution on an Aerofoil in a Sonic Stream.
 - 11) H.H. Pearcey: Some Problems and Features of Transonic Aerodynamics, ICAS Paper No. 70-14, Sept. 1970.
 - 12) Royal Aeronautical Society, Engineering Sciences Data No. 67009, Transonic Data Memorandum, Drag-Rise Mach Number of Aerofoils having a Specified Form of Upper-Surface Pressure Distribution: Charts and Comments on Design, Jan. 1967.
 - 13) A.B. Haines: Recent Research into Some Aerodynamic Design Problems of Subsonic Transport Aircraft, ICAS Paper No. 68-10, 1968.
 - 14) B.K. Thomas Jr.: New Wing Promises Design Breakthrough, Aviation Week & Space Technology, July 24, 1967.
 - 15) D.A. Brown: Advanced Airfoils Studied for Transports, Aviation Week & Space Technology, June 22, 1970.
 - 16) Supercritical Wing Begins Flight Test, Aviation Week & Space Technology, Dec. 7, 1970.
 - 17) L.T. Goodman: Transports, A Paper Prepared for Presentation at the Twelfth Anglo-American Aeronautical Conference, Alberta, July 1971.
 - 18) R. Magnus & H. Yoshihara: Inviscid Transonic Flow over Airfoils, AIAA Paper No. 70-47, Jan. 1970.
 - 19) J.L. Steger and H. Lomax: Numerical Calculation of Transonic Flow about Two-Dimensional Airfoils by Relaxation Procedures, AIAA Paper No. 71-569, June 1971.
 - 20) J.A. Krupp and E.M. Murman: The Numerical Calculation of Steady Transonic Flows Past Thin Lifting Airfoils and Slender Bodies, AIAA Paper No. 71-566, June 1971.
 - 21) Stivers, L.S., Jr.: Effects of Subsonic Mach Numbers of the Forces and Pressure Distributions on Four NACA 64-Series Airfoil Sections at Angles of Attack as High as 28°. NACA TN 3162, 1954.
 - 22) Boerstoeel and Uijlenhoet: Lifting Aerofoils with Supercritical Shock Free Flow, NLR MP 70015 U.
 - 23) 高梨 進, 揚力をもつ翼型まわりの遷音速連続の一解法, 航空宇宙技術研究所報告 TR 出版予定
 - 24) P.R. Garabedian and D.G. Korn: Numerical Design of Transonic Airfoils. Numerical Solution of Partial Differential Equations-11, 1971.
 - 25) G.Y. Nieuwland: The Computation by Light hill's Method of Transonic Potential Flow around a Family of a Quasi-Elliptical Aerofoils, NLR-TR T 83, Sept. 1964.
 - 26) G.Y. Nieuwland: Theoretical Design of Shock Free, Transonic Flow around Aerofoil Sections, Aerospace Proceedings 1966, pp. 207-228.
 - 27) G.Y. Nieuwland: Transonic Potential Flow around a Family of Quasi-Elliptical Aerofoil Sections, NLR-TR T 172, July, 1967.
 - 28) H.H. Pearcey: Some Effects of Shock-induced Separation of Turbulent Boundary-Layers in Transonic Flow Past Aerofoils, Paper No. 9, Boundary Layer Effects in Aerodynamics, Apr. 1955.
 - 29) C.N.H. Lock, W.F. Hilton and S. Goldstein: Determination of Profile Drag at High Speeds by a Pitot Traverse Method, R & M 1971, Sept. 1940.
 - 30) B.N. Daley and R.S. Dick, Effect of Thickness, Camber, and Thickness Distribution on Airfoil Characteristics at Mach Numbers up to 1.0, NACA TN 3607, March 1956.
 - 31) D. W. Holder, H.H. Pearcey, G.E. Gadd, and J. Seddon: The Interaction Between Shock Waves and Boundary Layers with a note on The Effects of the Interaction on Performance of Supersonic Intakes, A.R.C. CP 180, Feb. 1954.
 - 32) H.H. Pearcey: Shock Induced Separation and its Prevention by Design and Boundary Layer Control, 1960.
 - 33) I.H. Abbott and A.E. von Doenhoff Theory

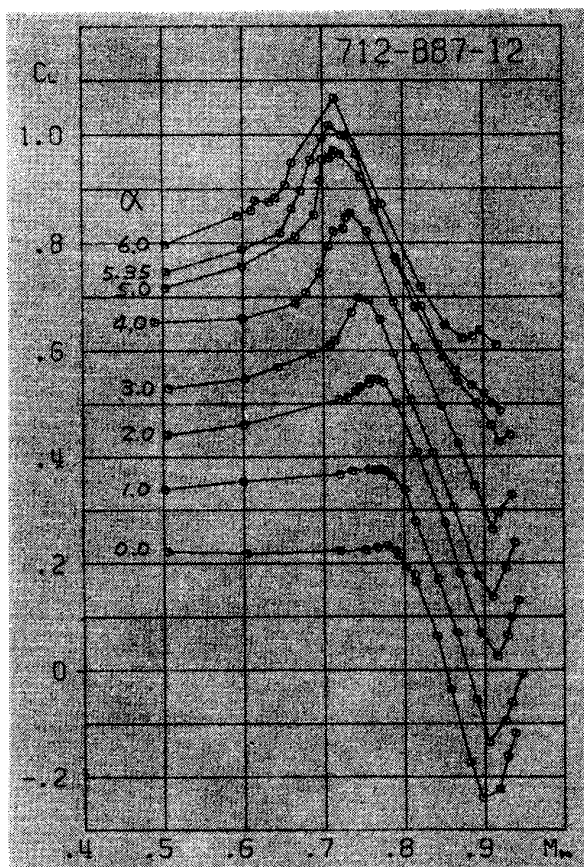
- of Wing Sections, Mc Graw-Hill, 1949.
- 34) C.S. Sinnott: Review and Extension of Transonic Aerofoil Theory, R&M 3156, Oct. 1958.
- 35) 石田洋治, 圧縮性流れにおける翼型の翼型抗力の計算, 航空宇宙技術研究所報告 TR-253, 1971年 11月
- 36) 河崎俊夫, 翼型および翼列のまわりのポテンシャル流について, 運研究報告, 1-4 (1951) pp. 127-136.
- 37) 佐藤淳造, 遷音速用翼型の一改良, 航空宇宙技術研究所 昭和43年度研究発表会前刷
- 38) 神谷信彦, ビーキー翼型に関する予備実験, 日本航空宇宙学会 飛行機シンポジウム前刷, 昭和43年11月



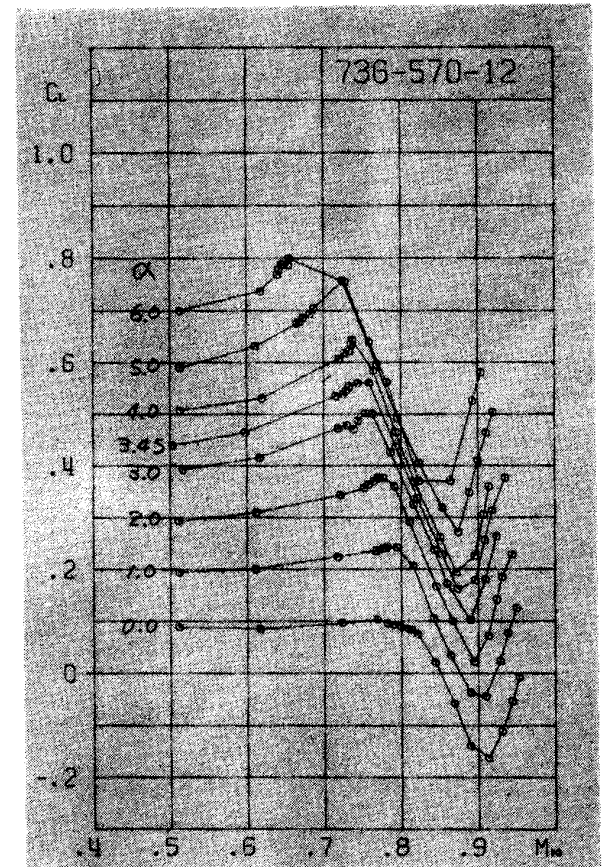
(a)



(b)



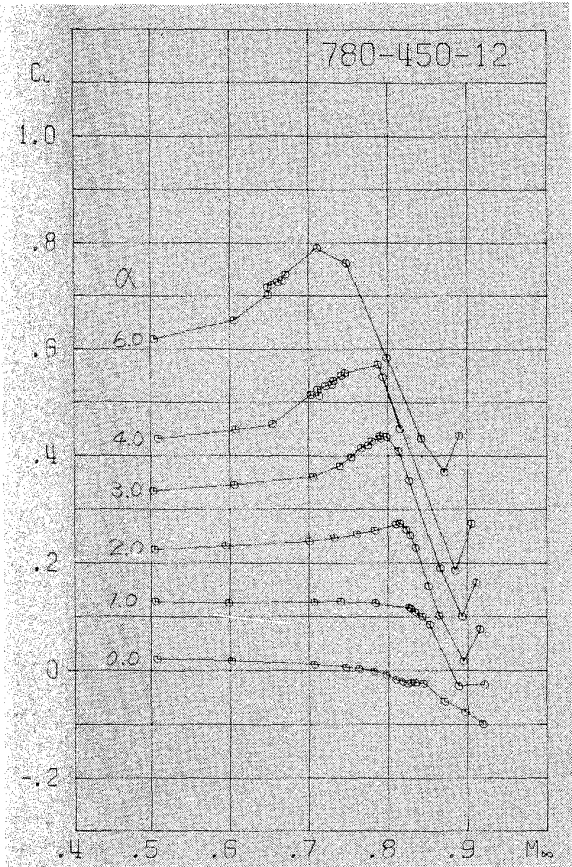
(c)



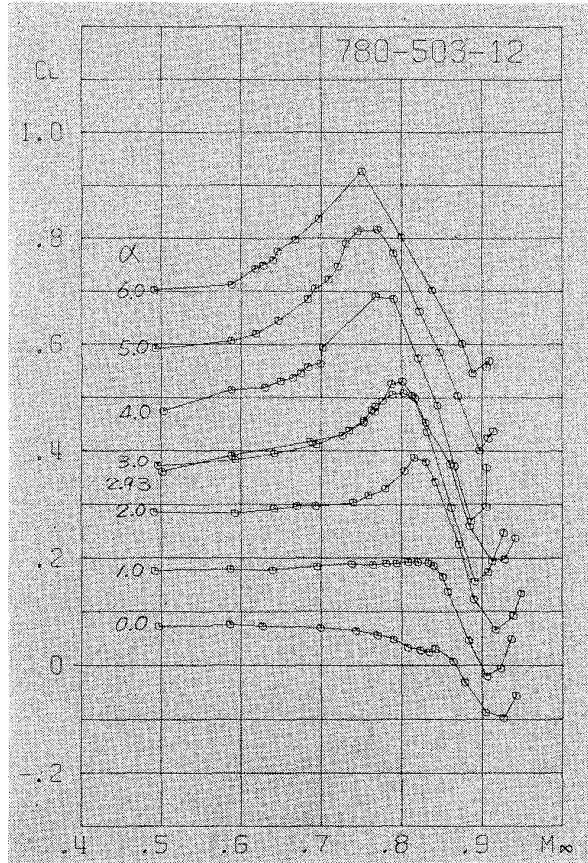
(d)

(1)

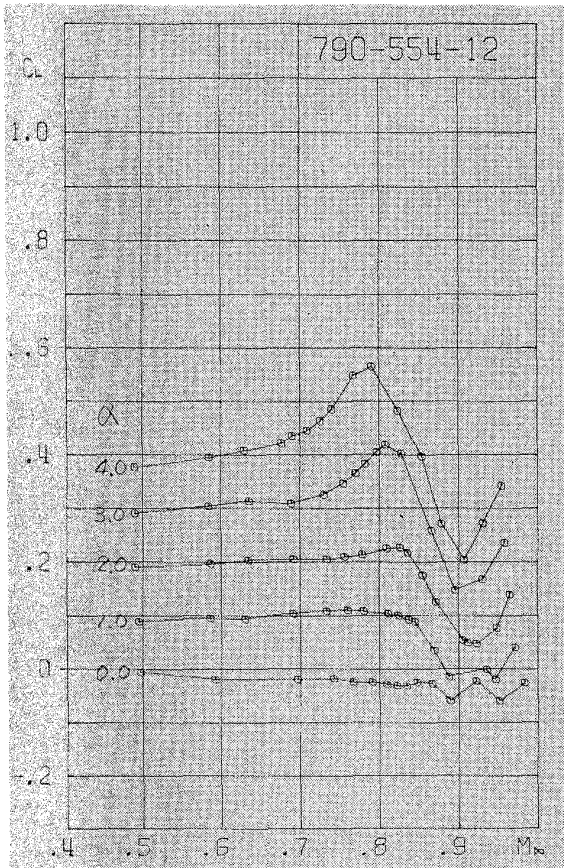
図 75 揚力係数の測定結果、一様流マッハ数との関係



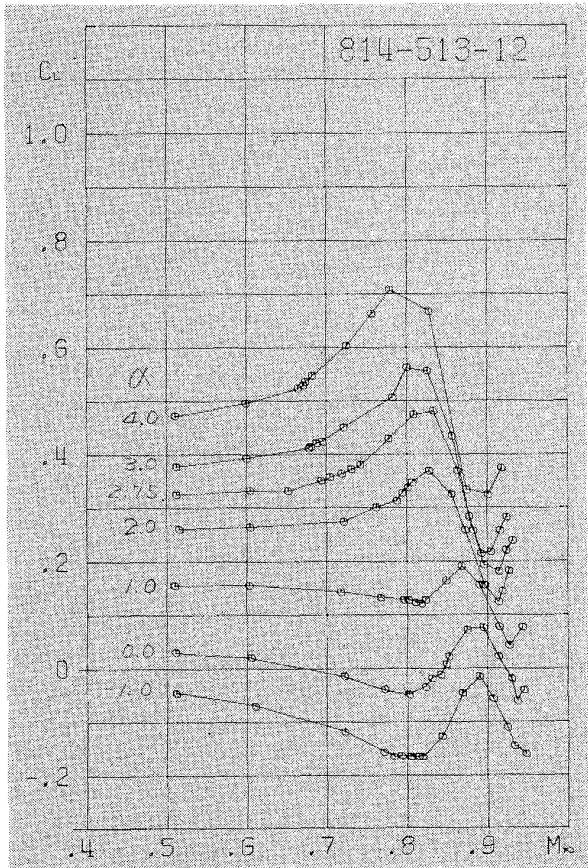
(e)



(f)

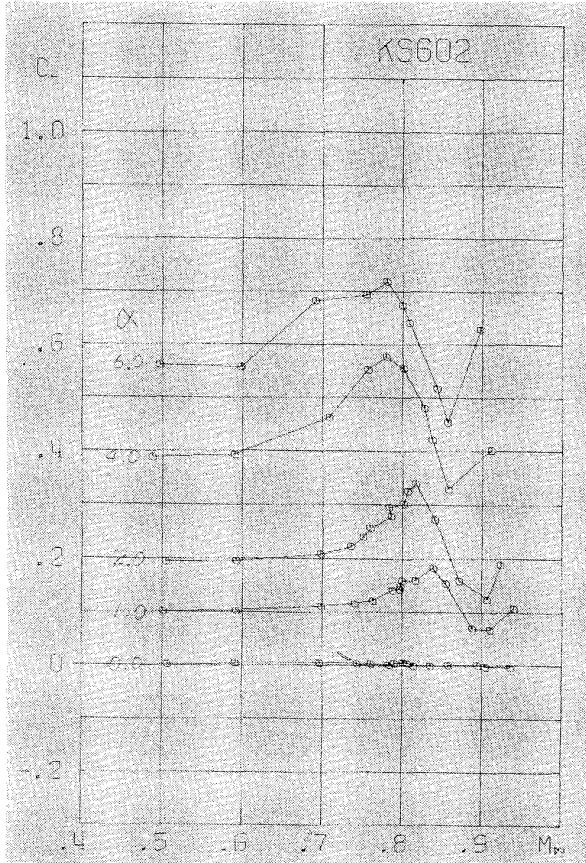


(g)

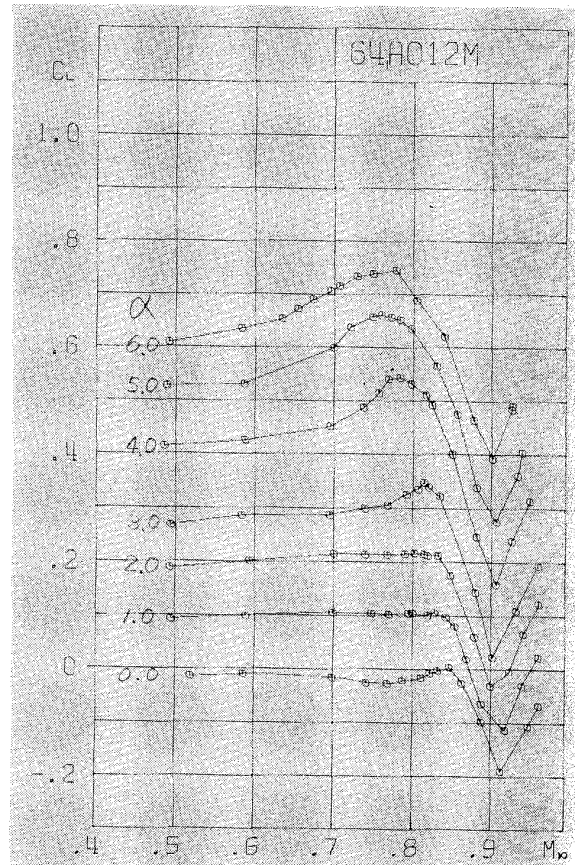


(h)

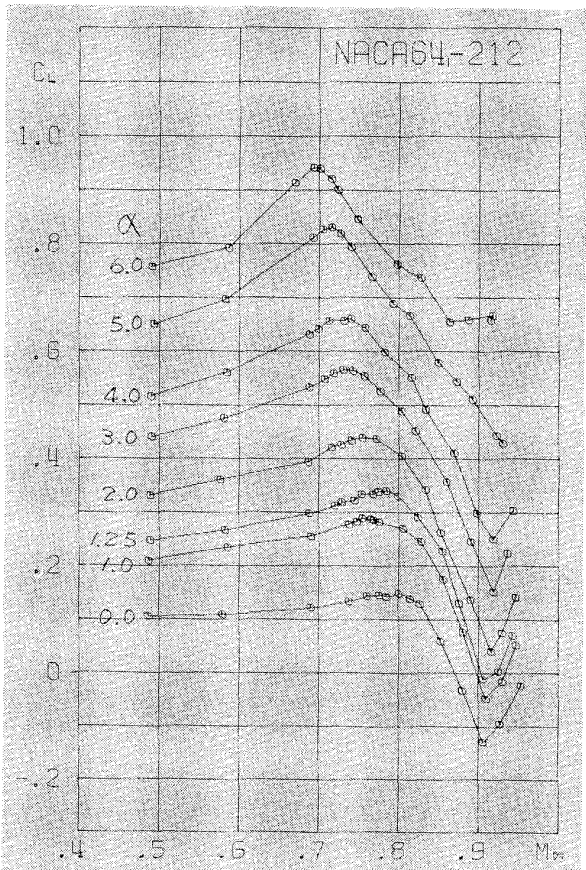
図 75 (2)



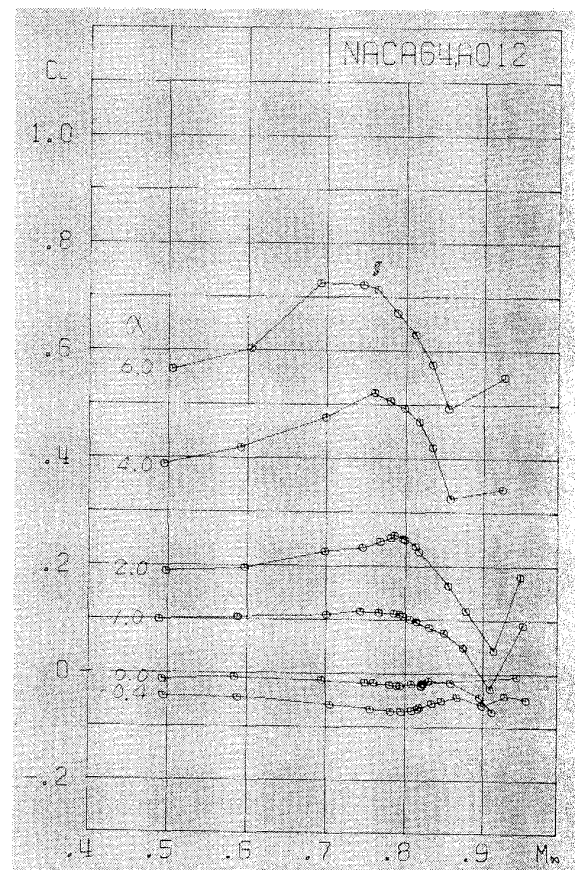
(i)



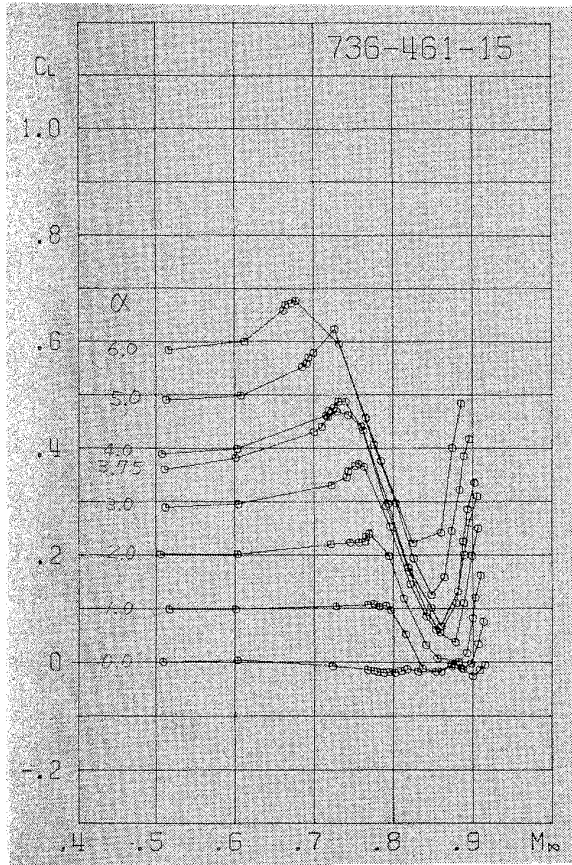
(j)



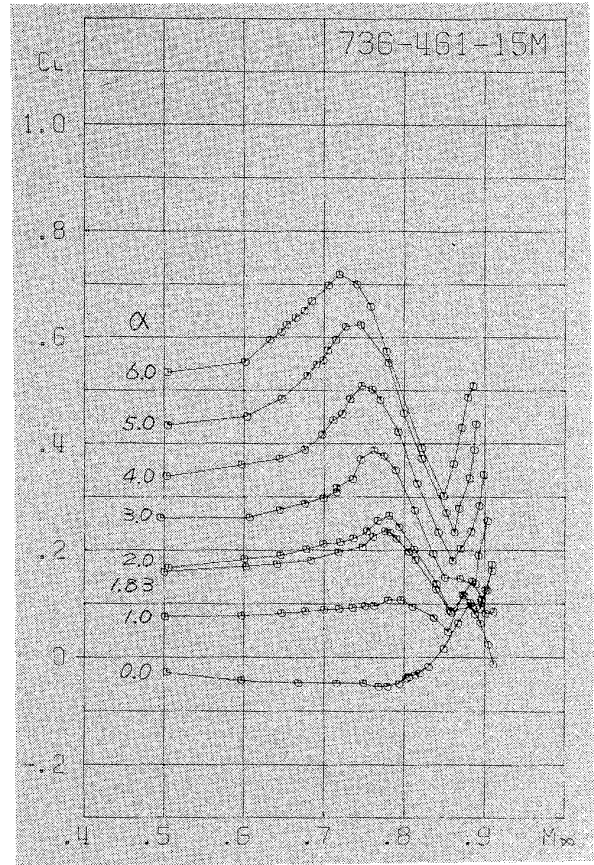
(k)



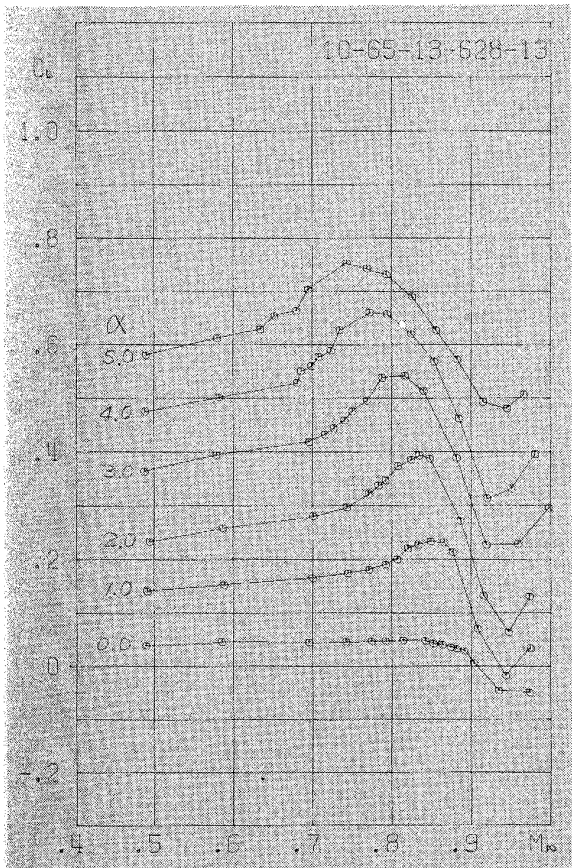
(l)



(m)

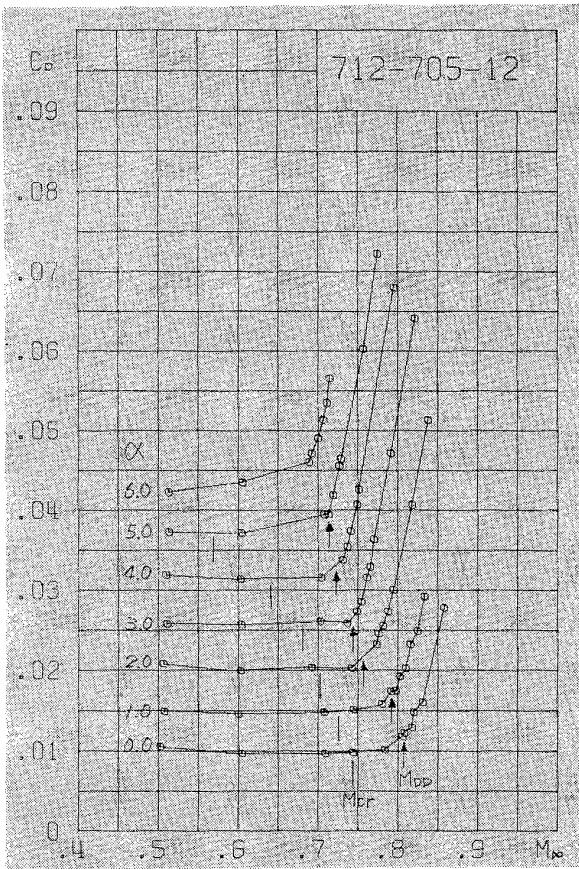


(n)

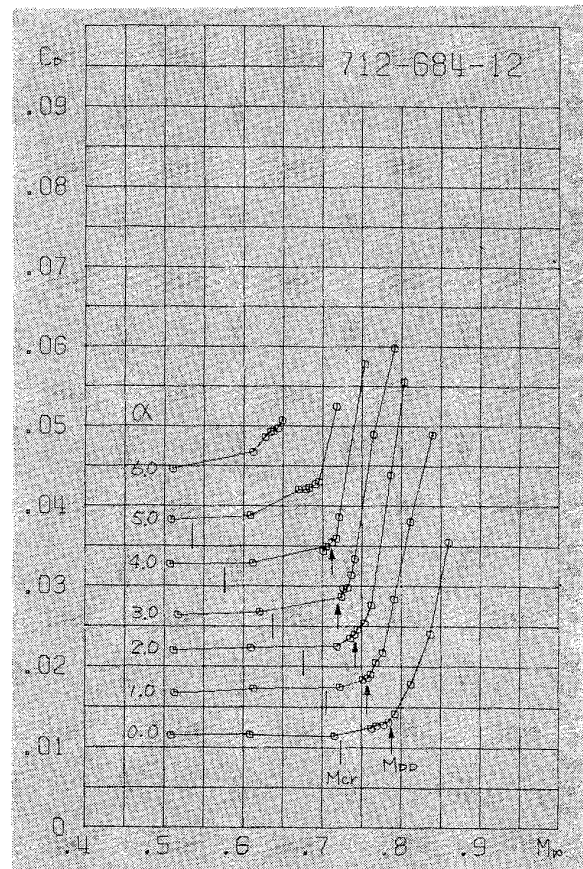


(o)

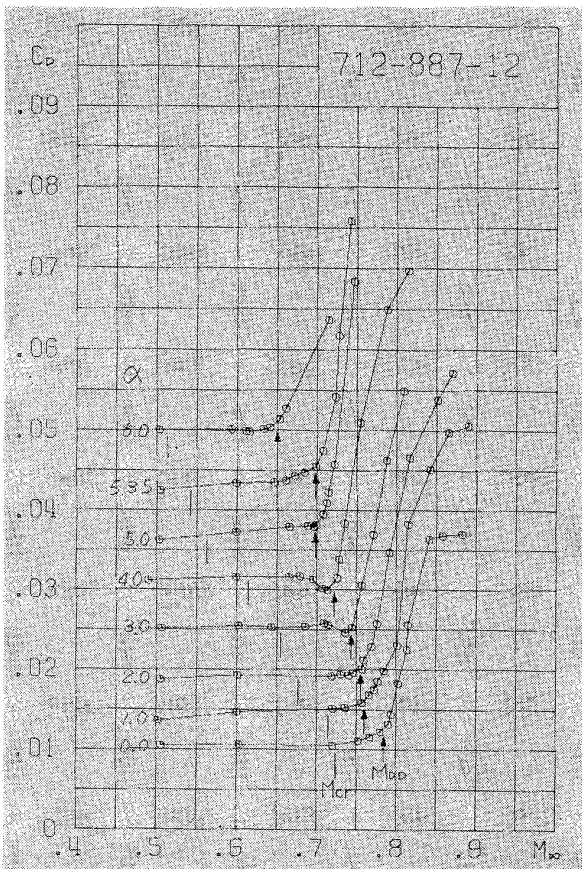
図 75 (4)



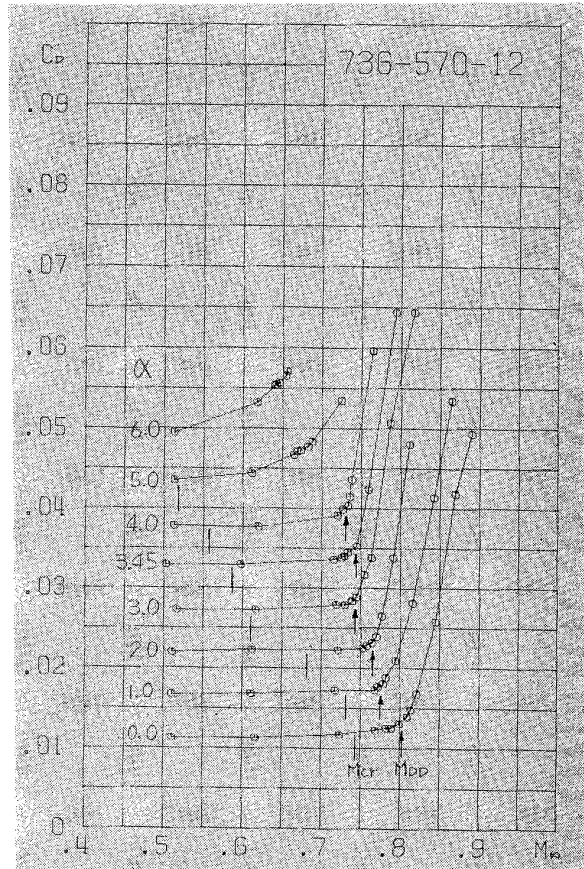
(a)



(b)



(c)

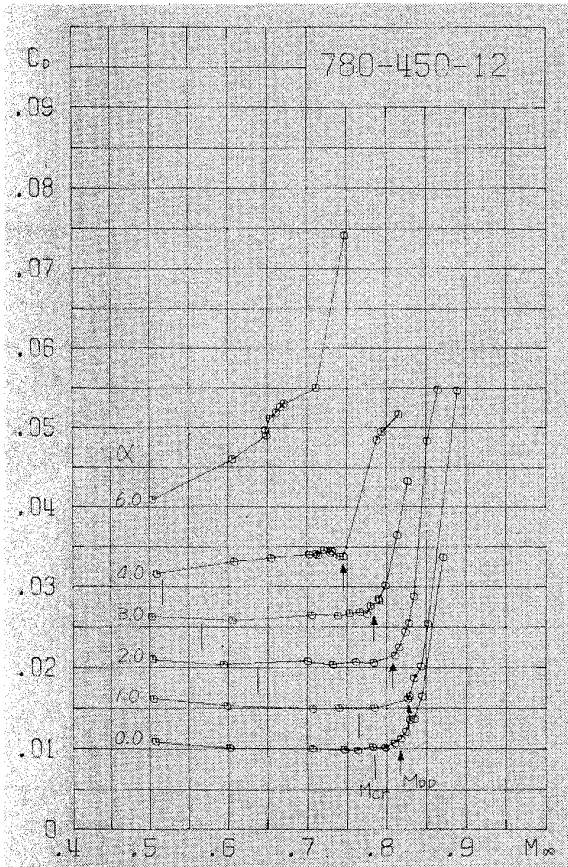


(d)

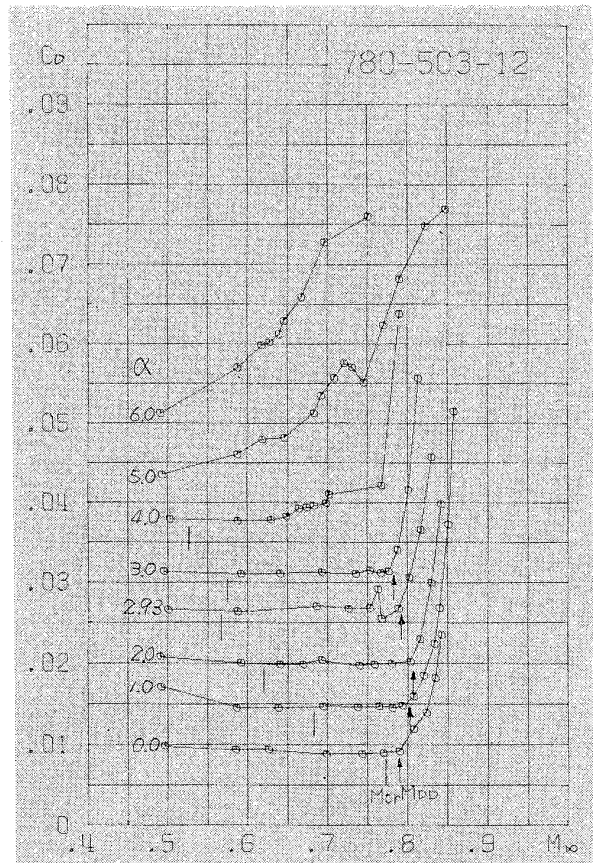
(1)

図 76 抵抗係数の測定結果，一様流マッハ数との関係

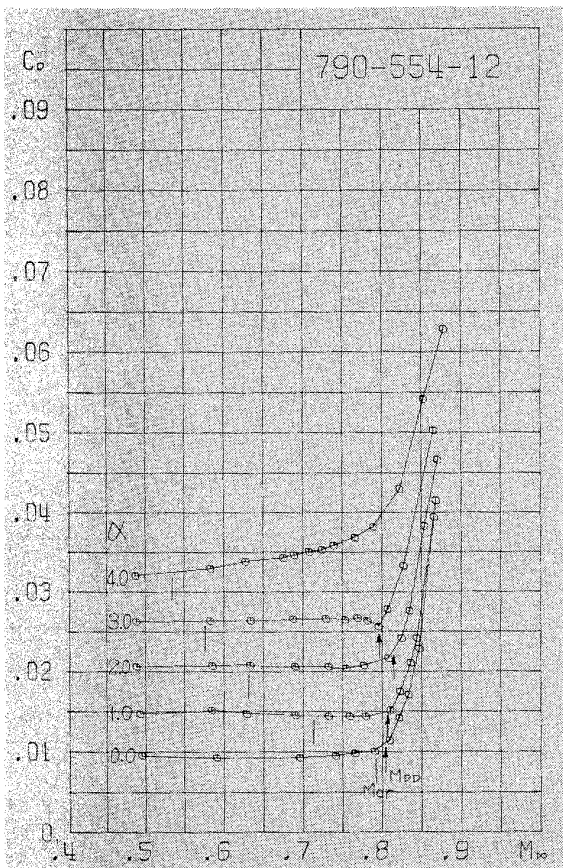
(C_D の原点は迎角が増すごとに 0.005 移動させてある)



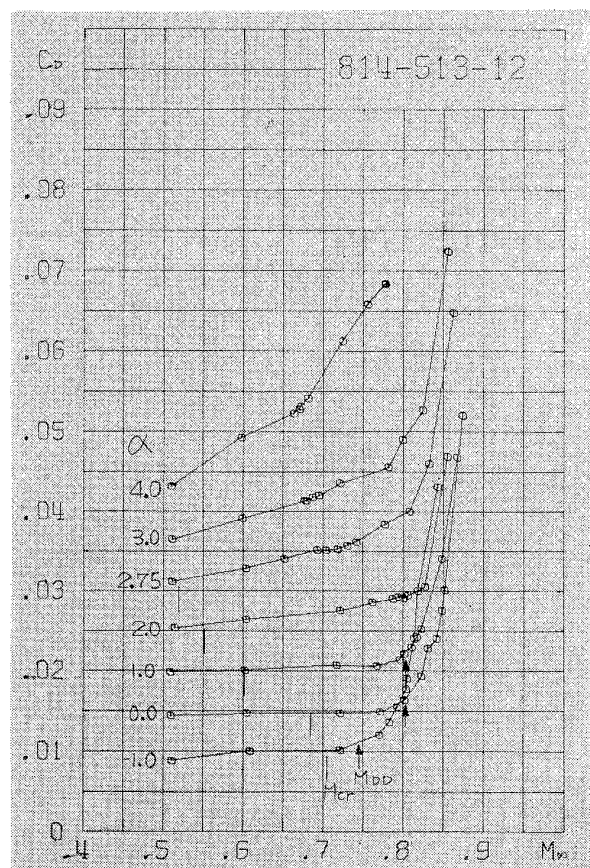
(e)



(f)

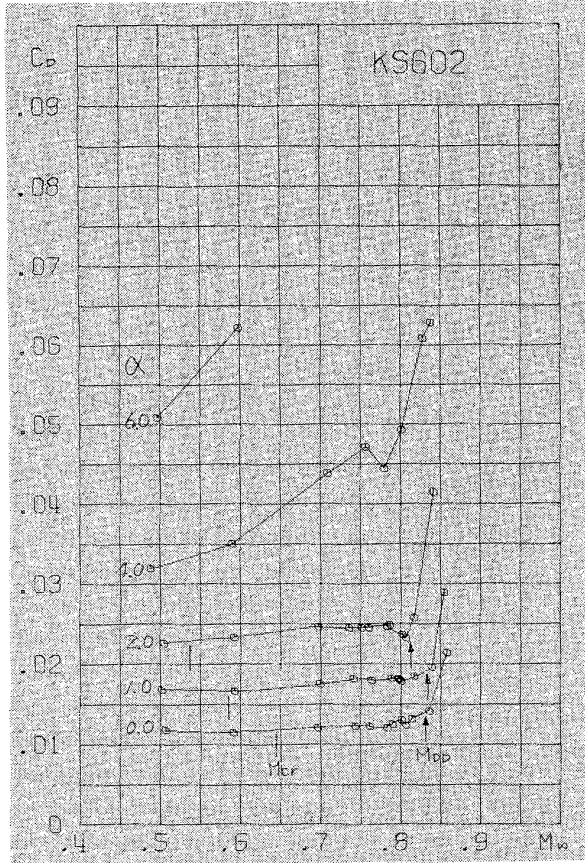


(g)

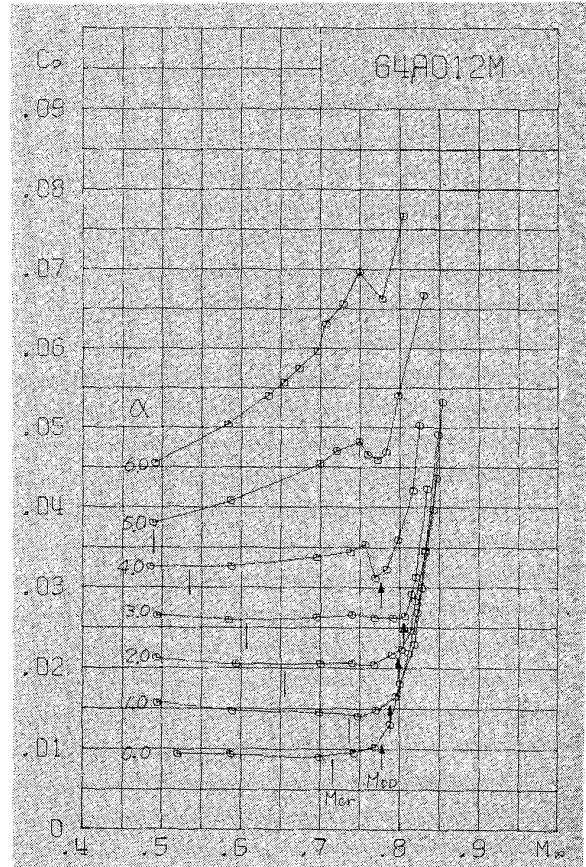


(h)

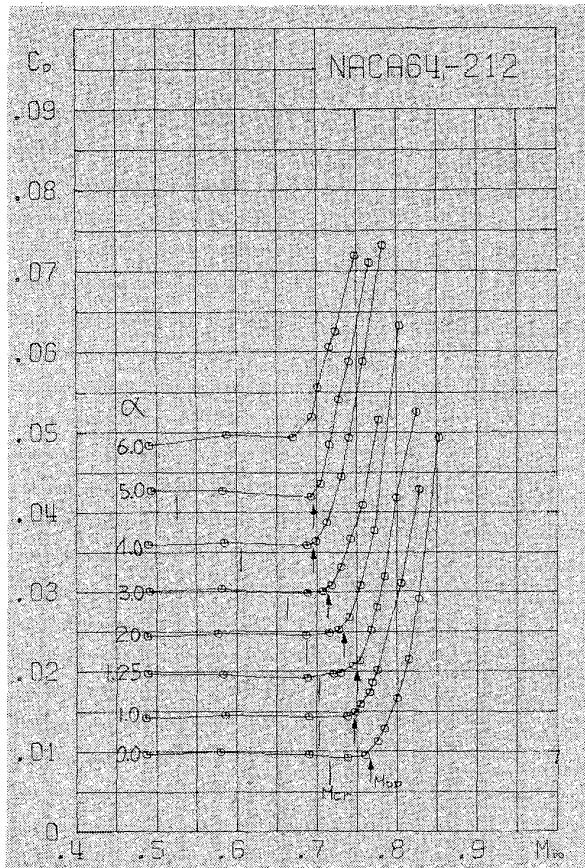
図 76 (2)



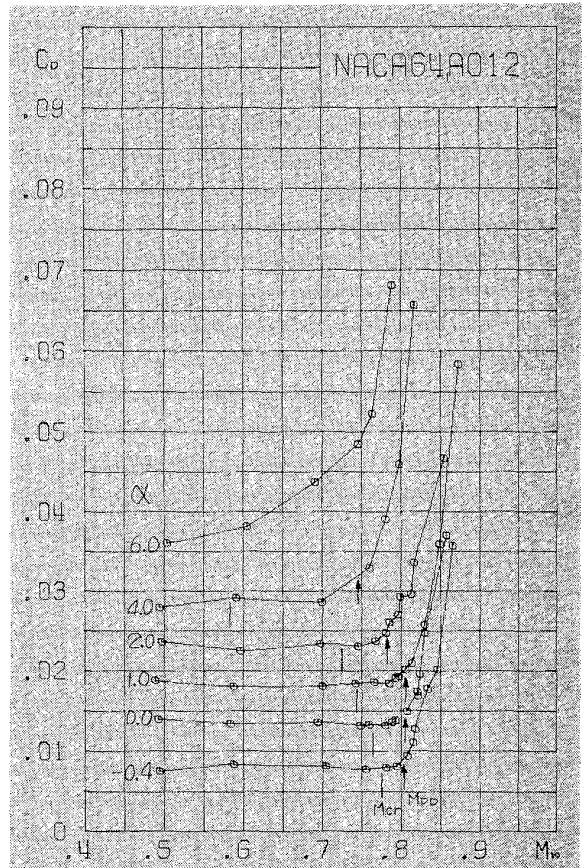
(i)



(j)

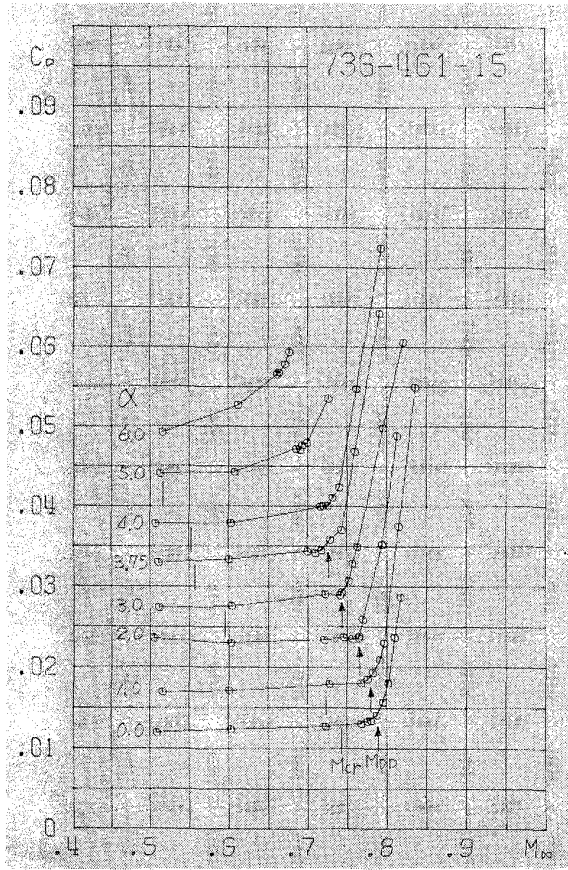


(k)

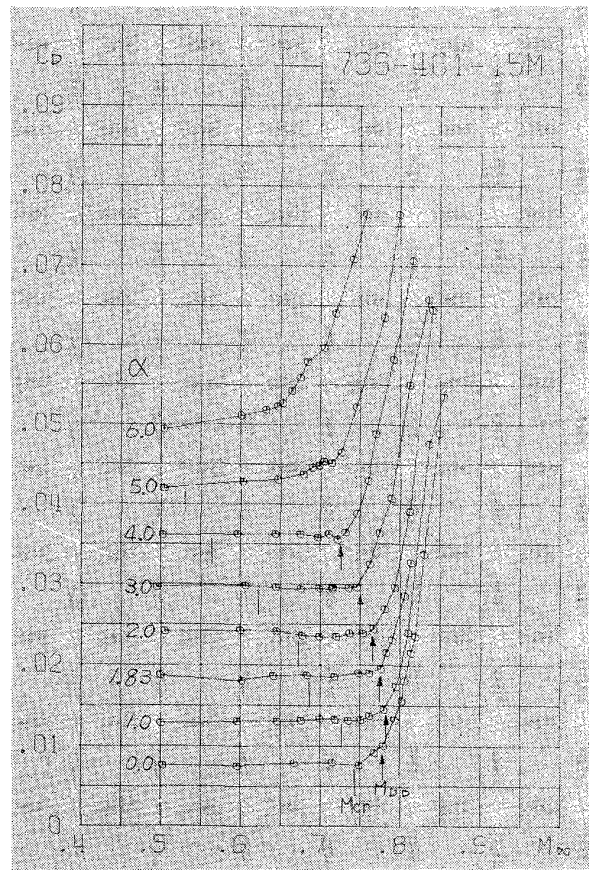


(l)

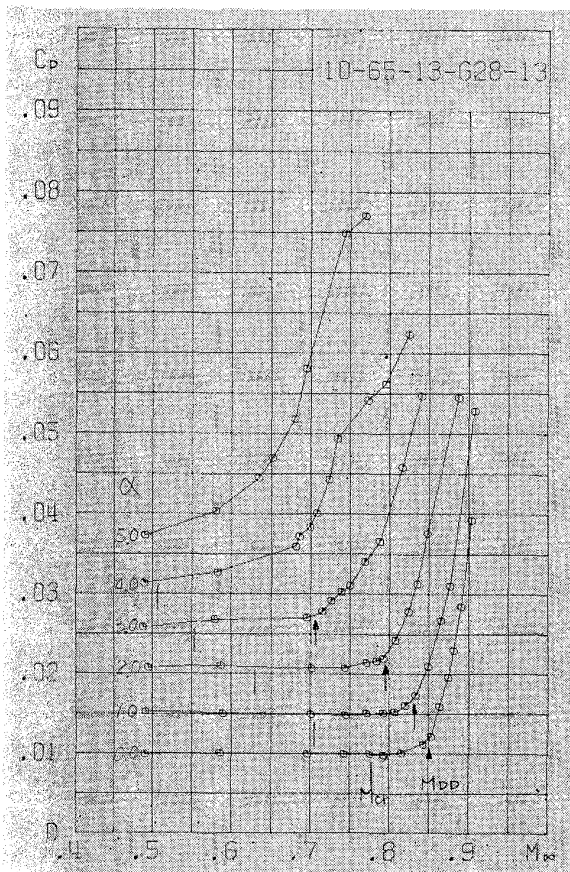
図 76 (3)



(m)

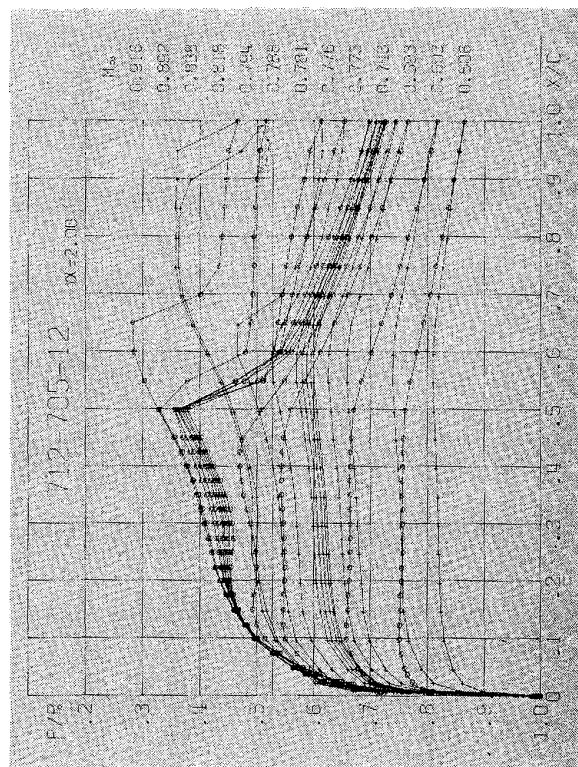
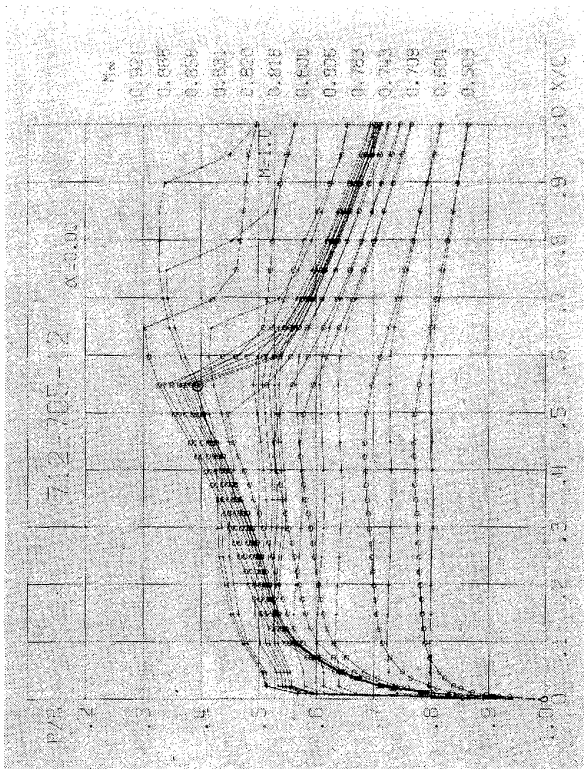
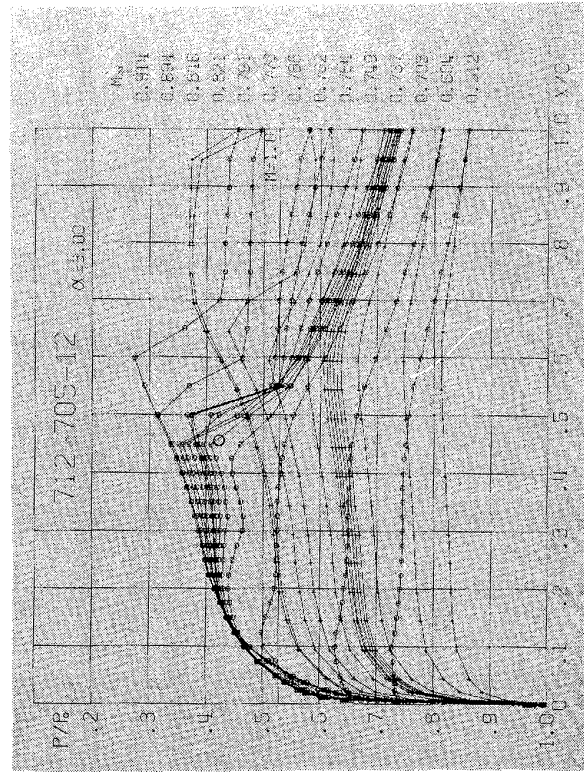
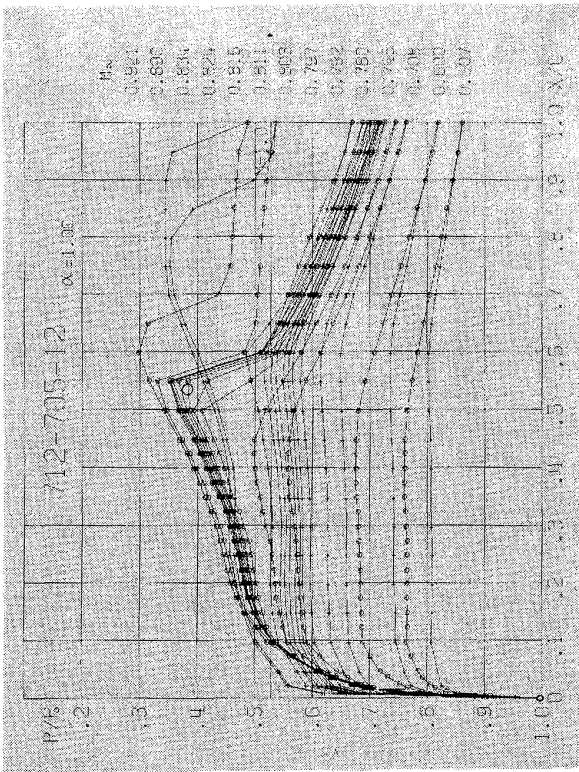


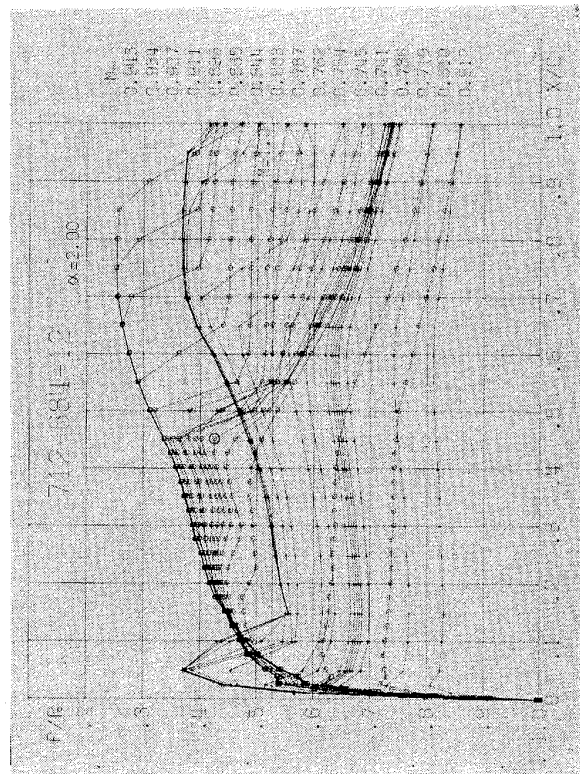
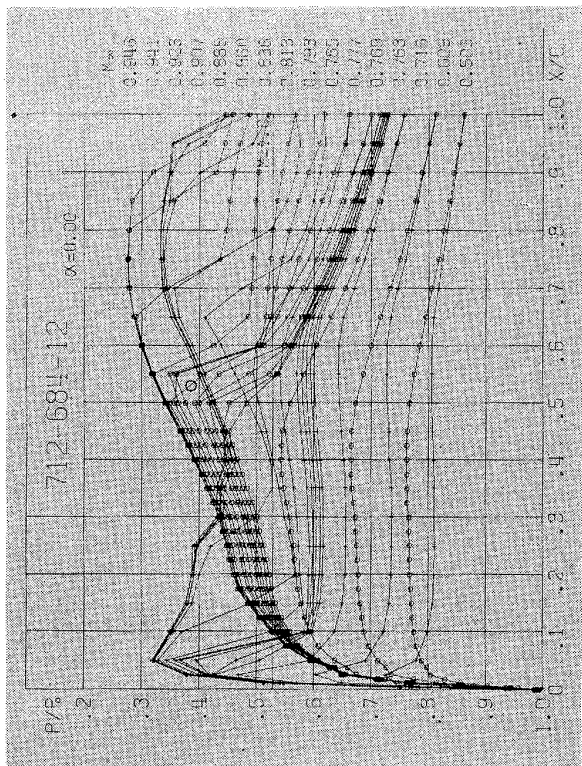
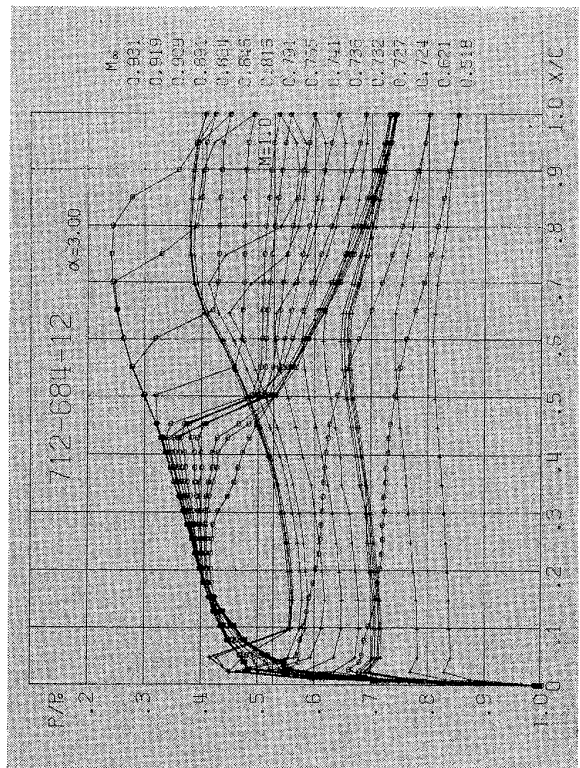
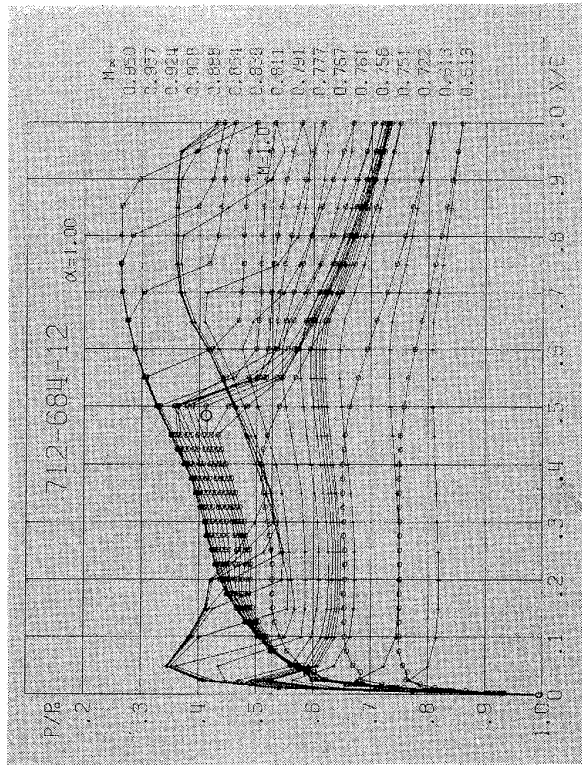
(n)



(o)

図 76 (4)





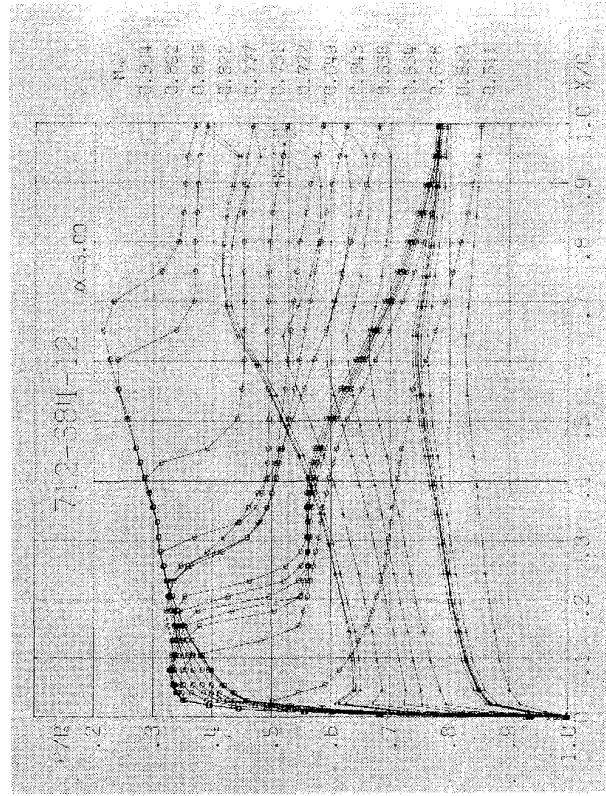
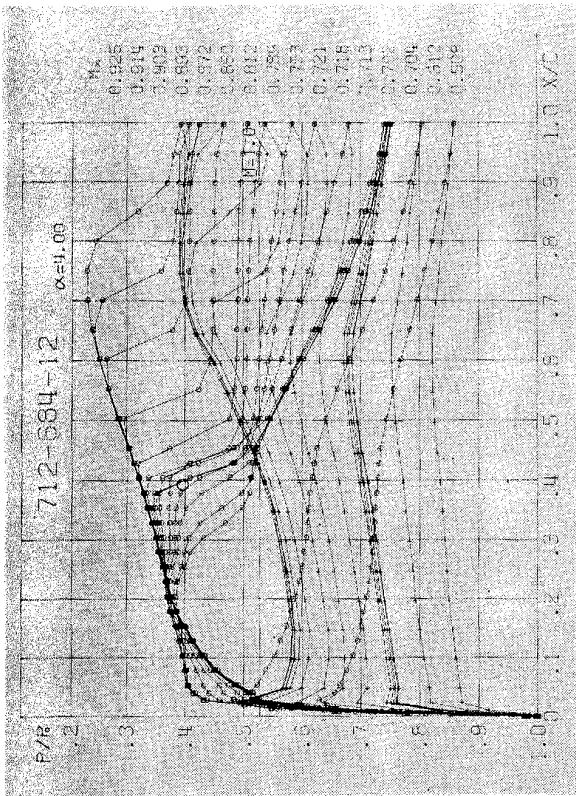
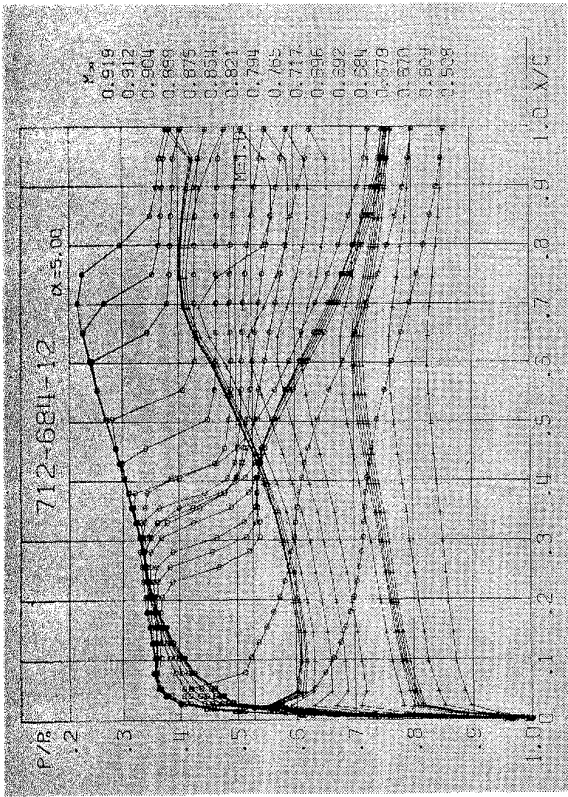
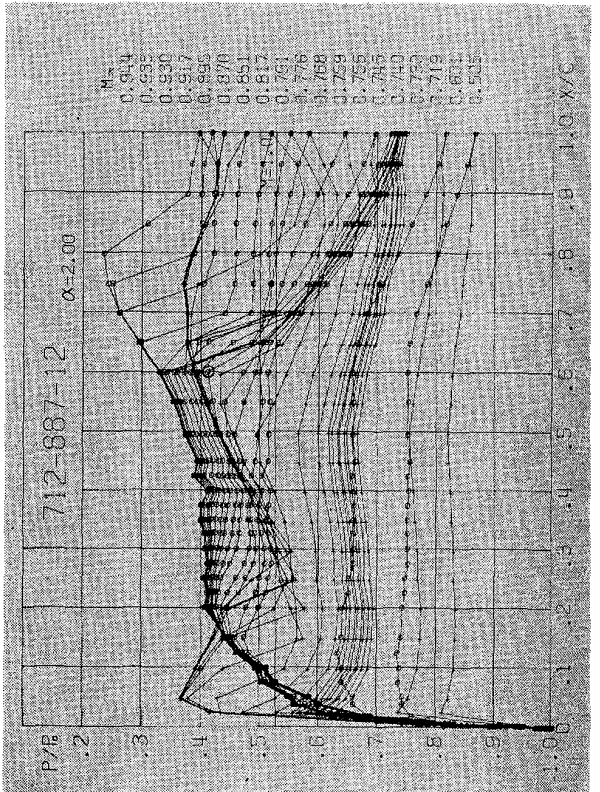
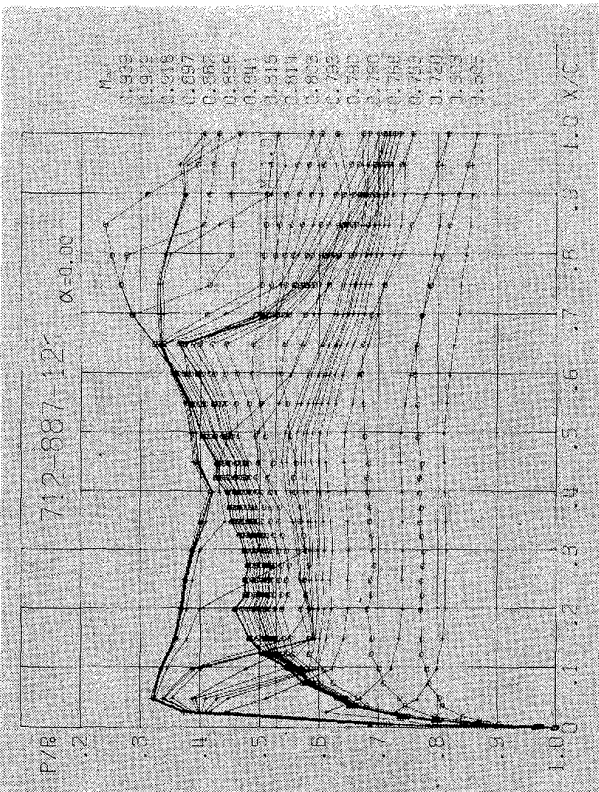
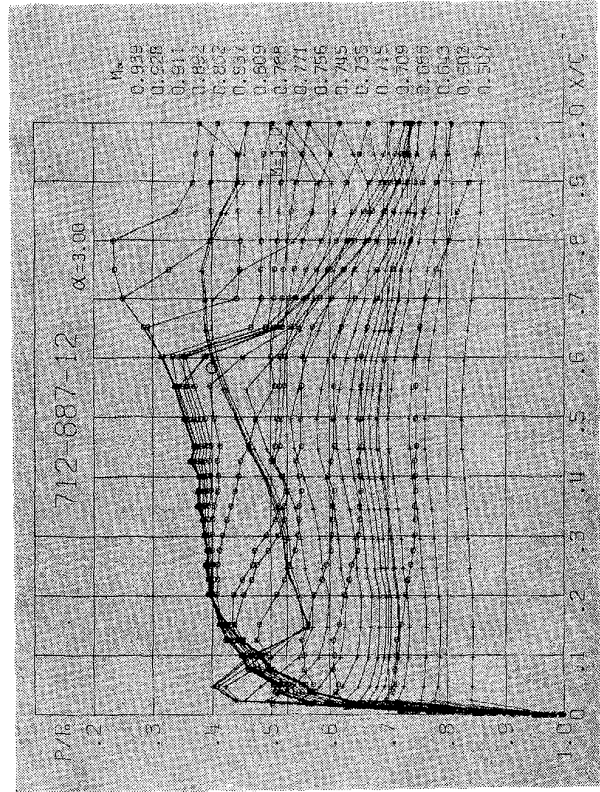
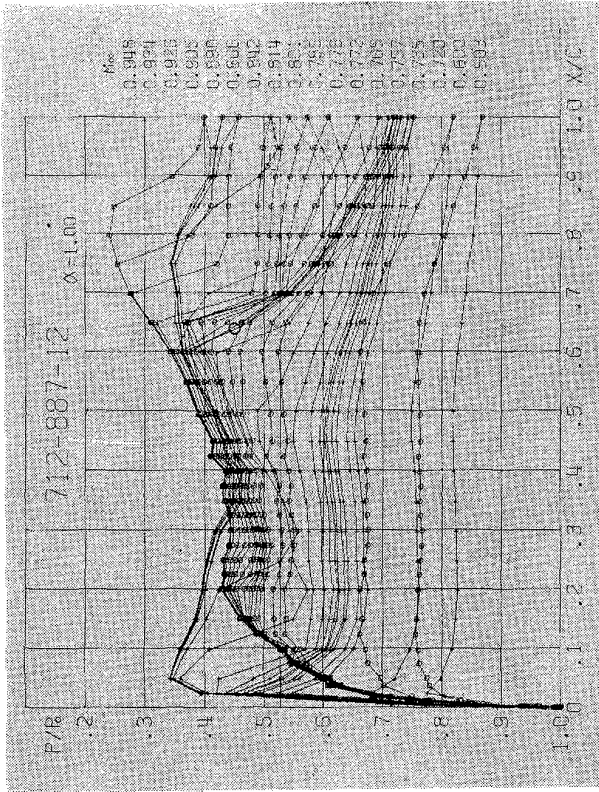


図 77(b)-2



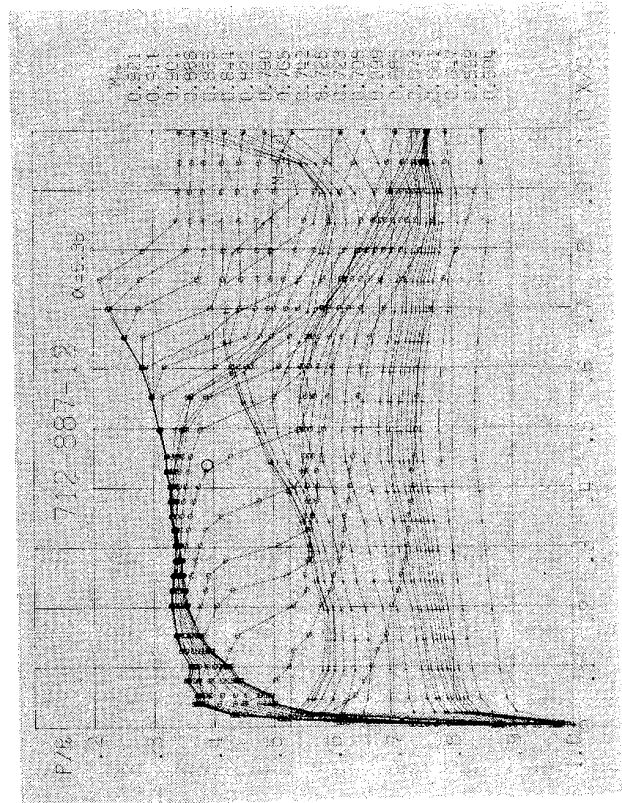
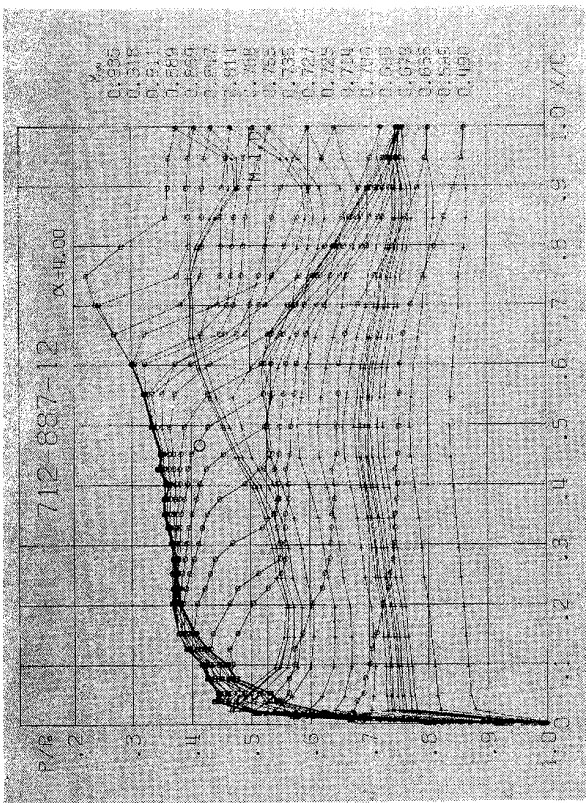
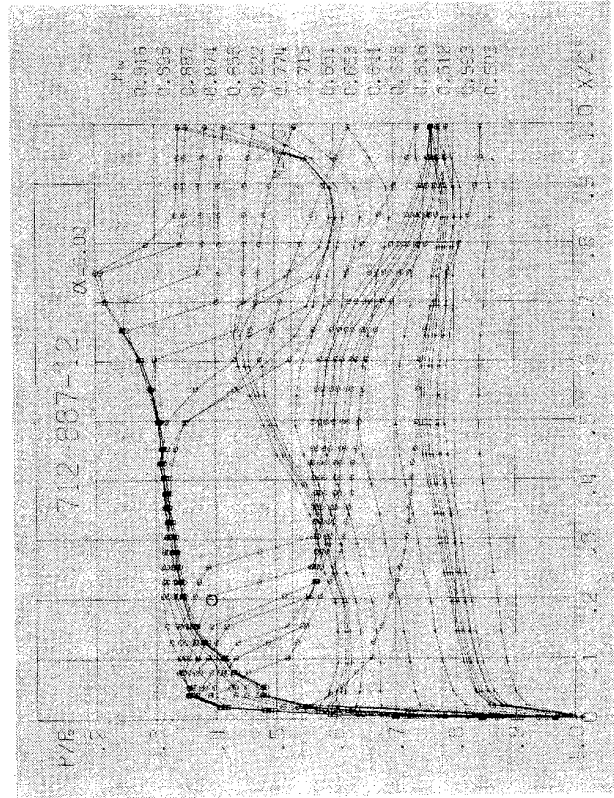
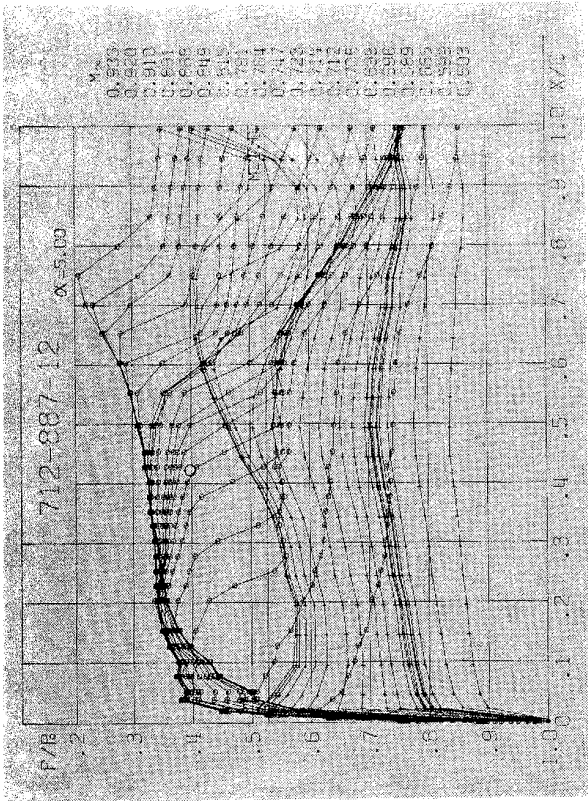
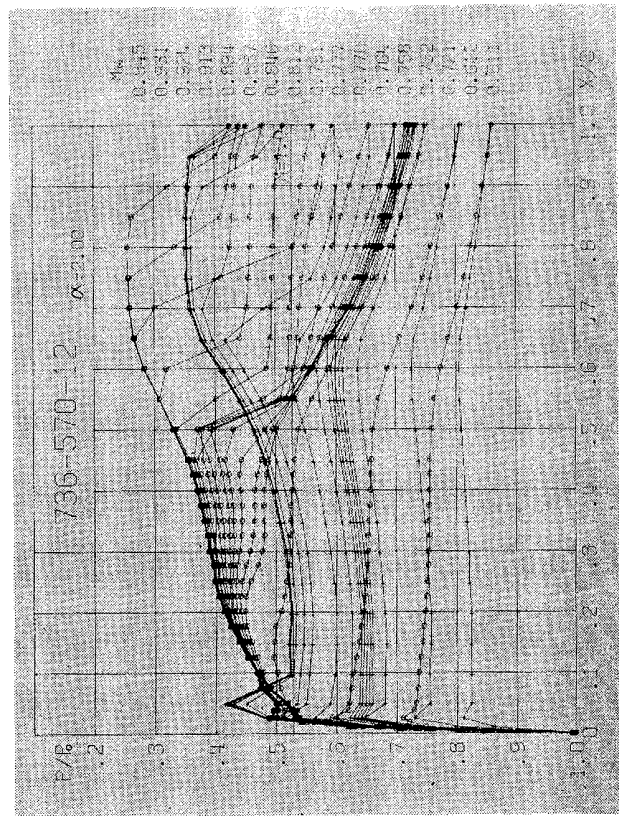
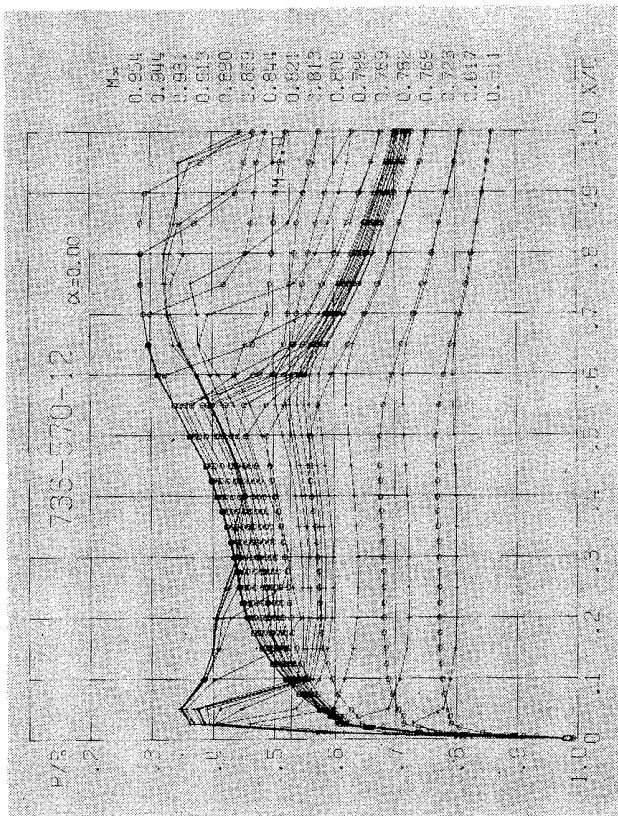
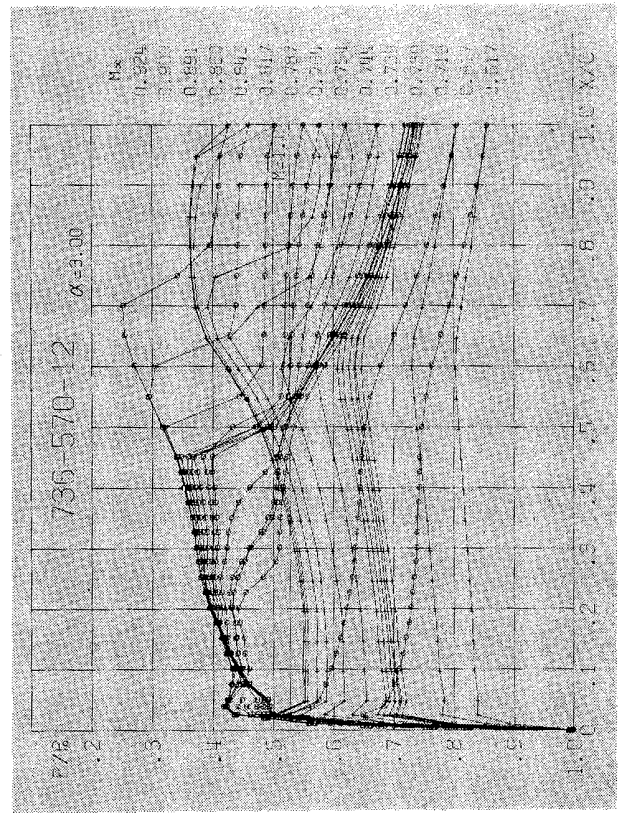
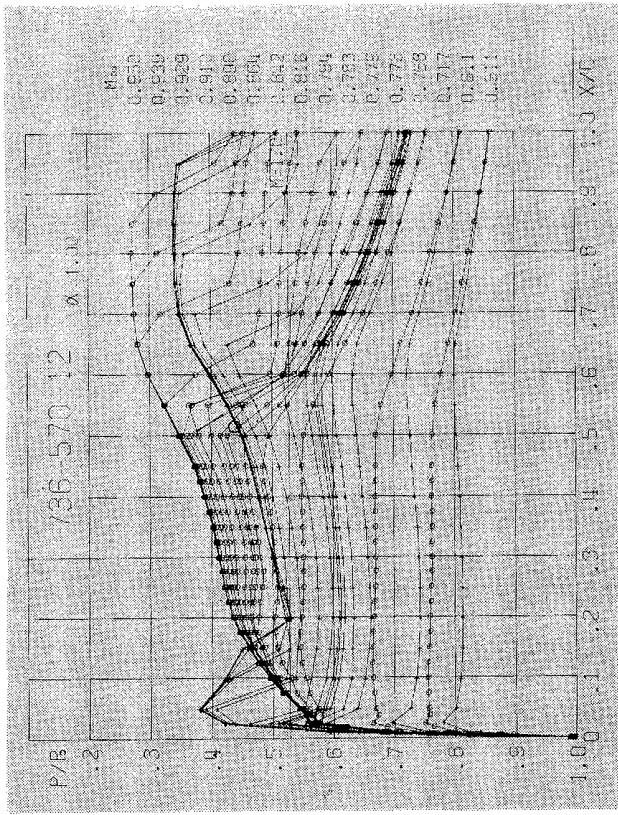


図 77 (c)-2



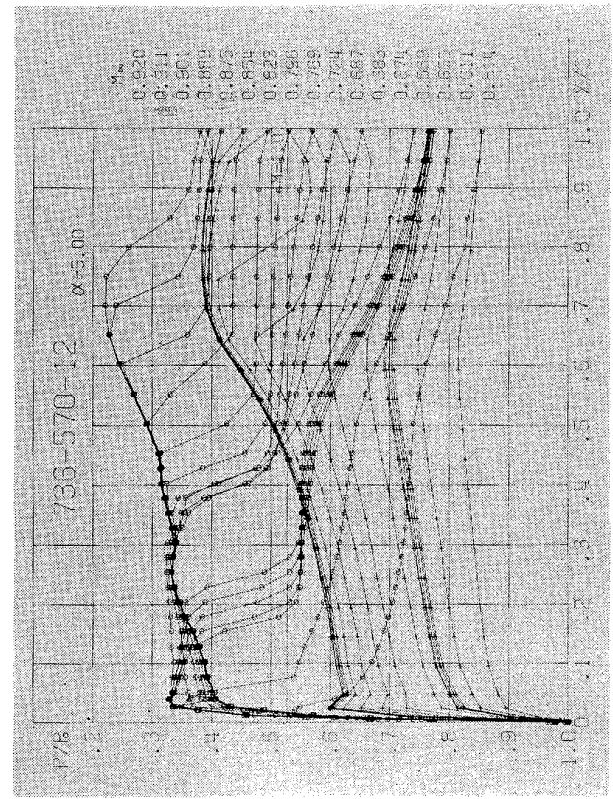
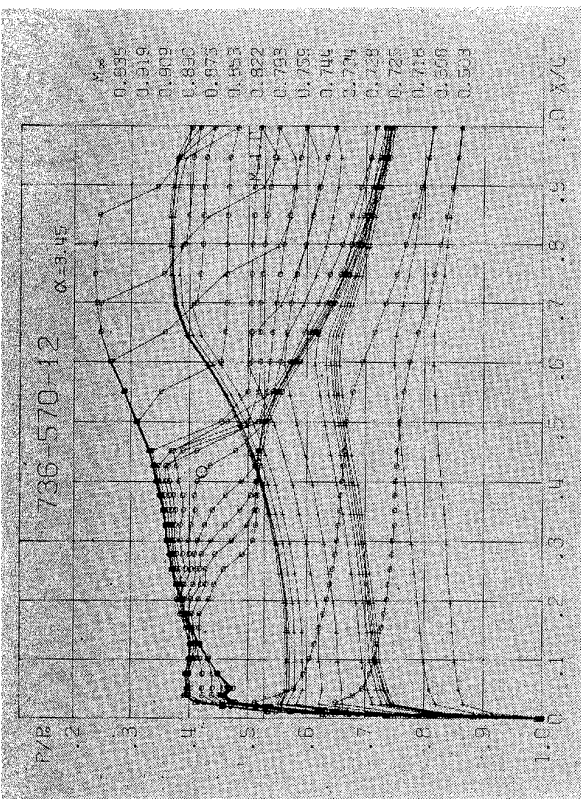
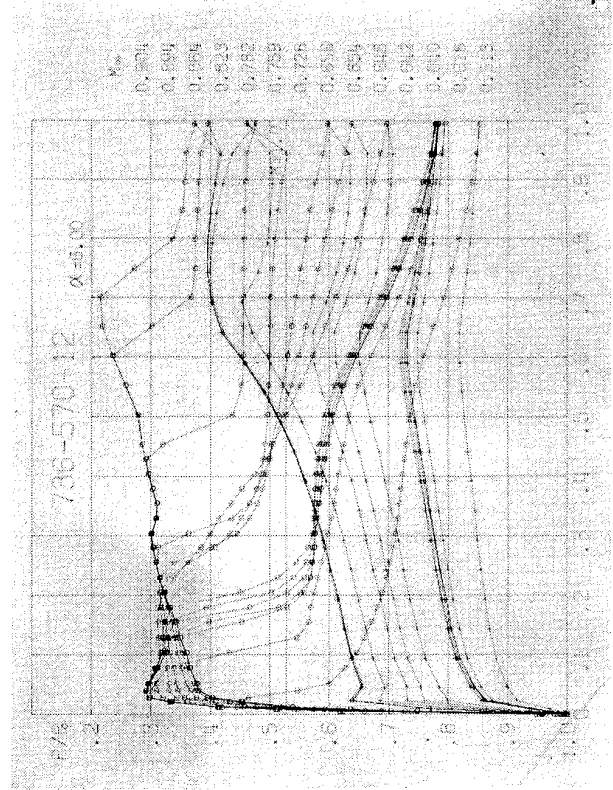
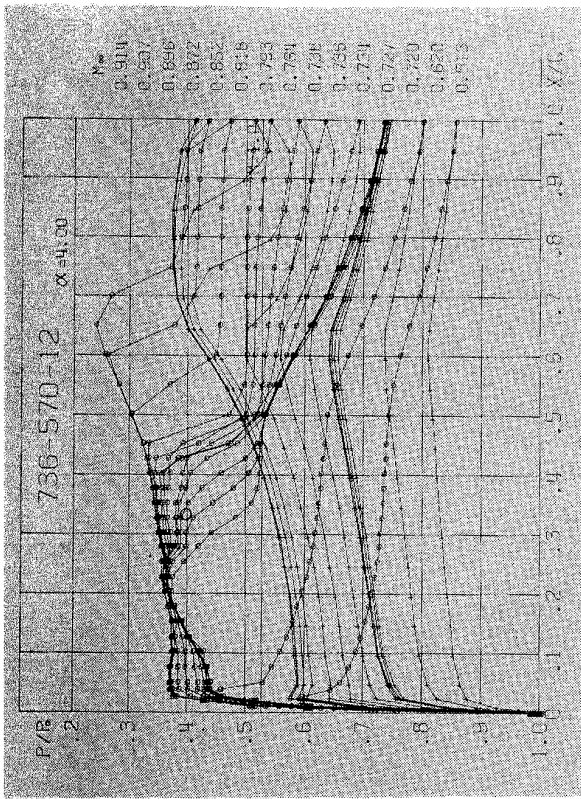
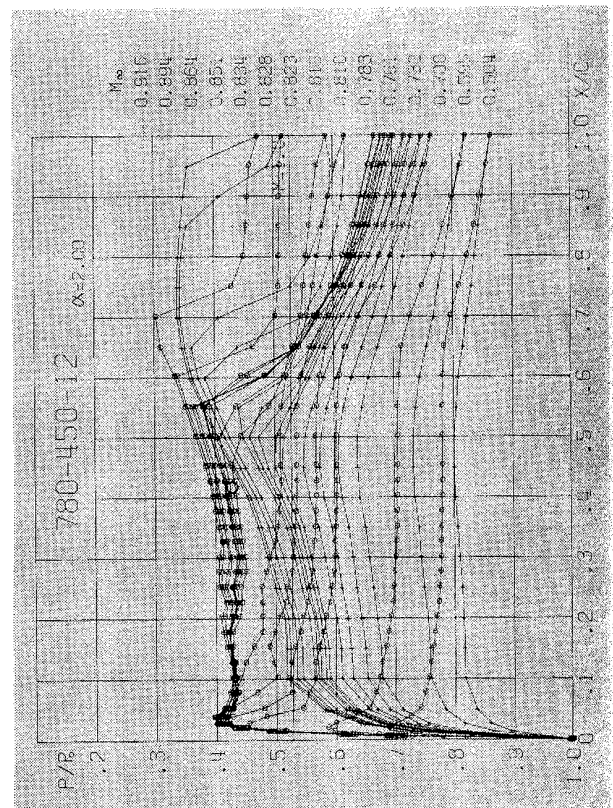
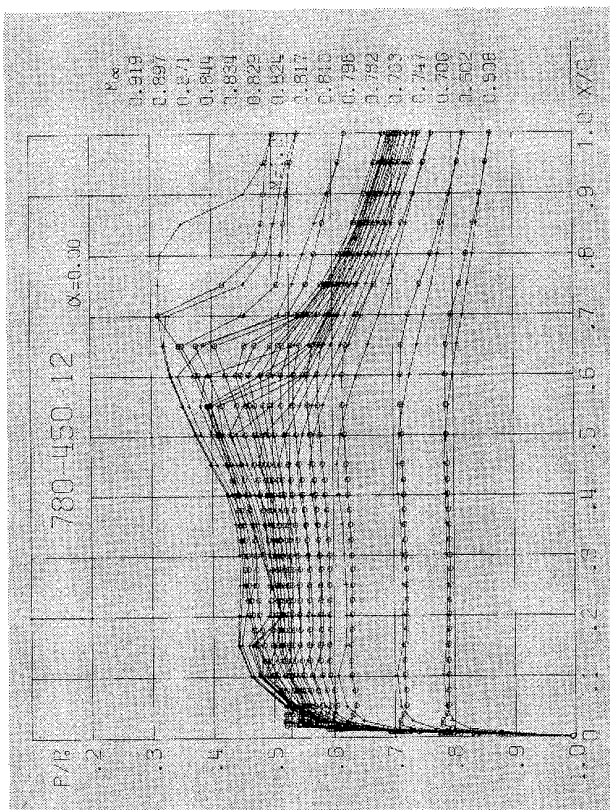
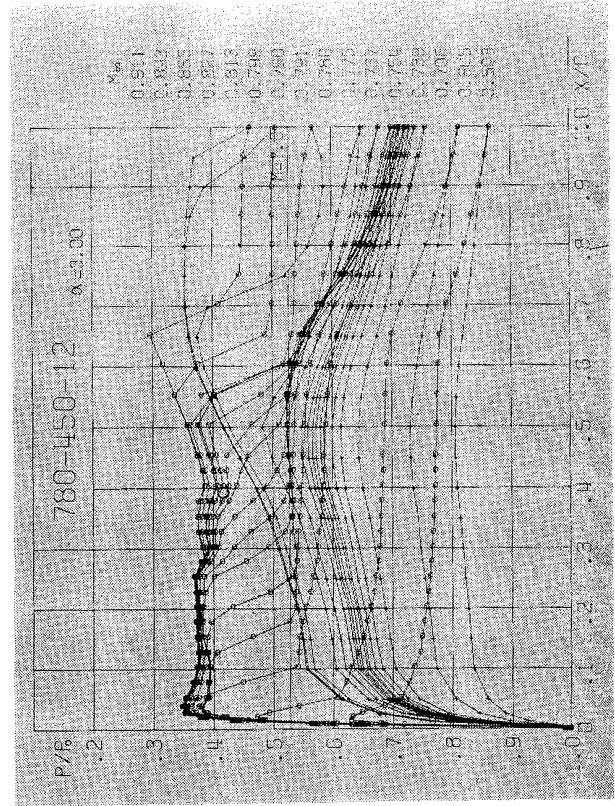
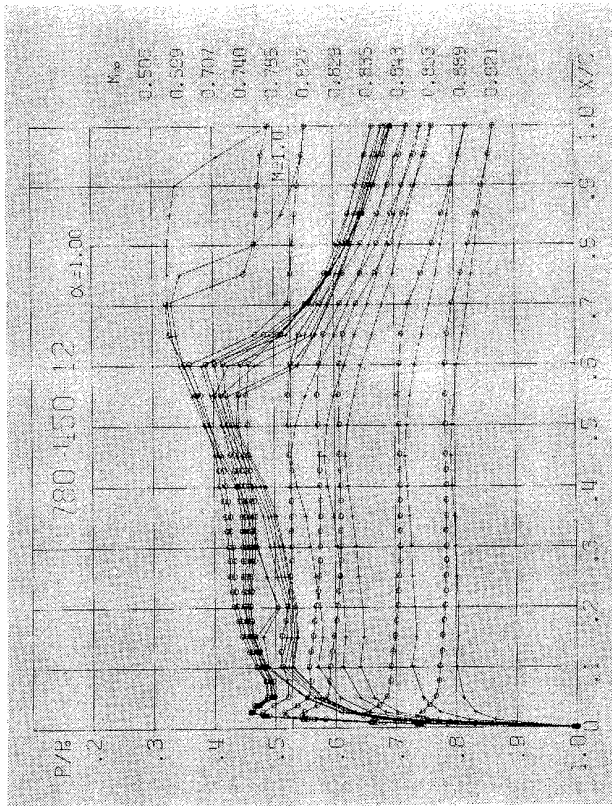


図 77 (d)-2



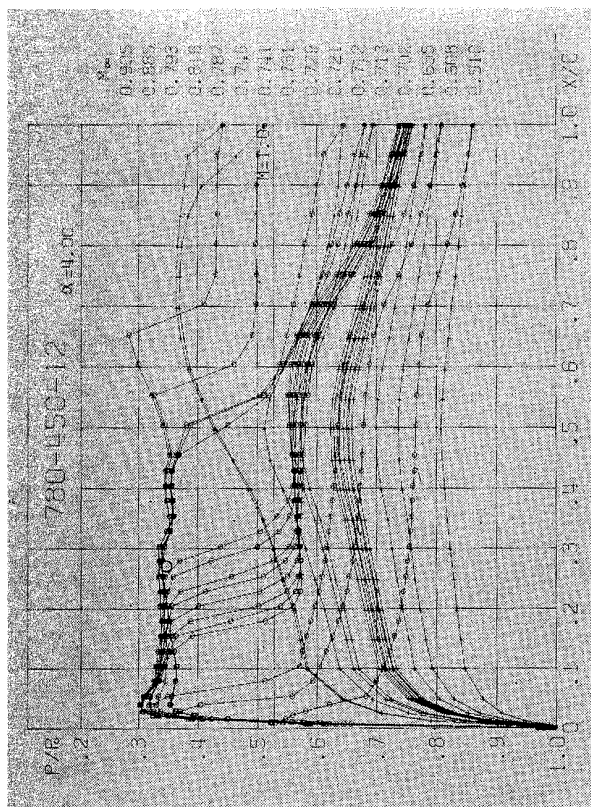
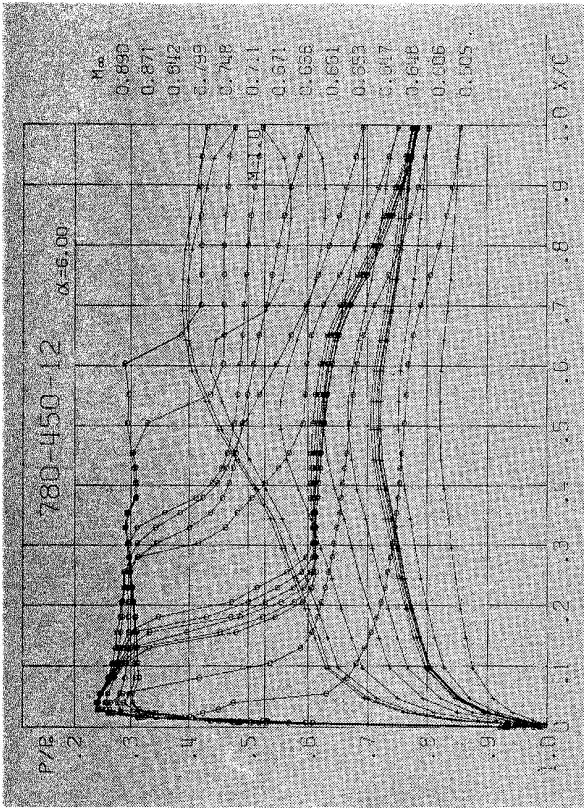
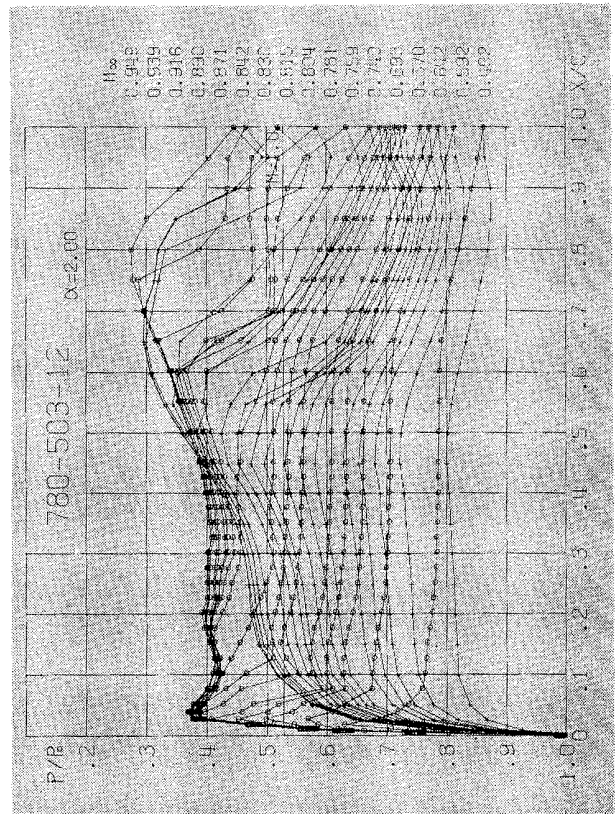
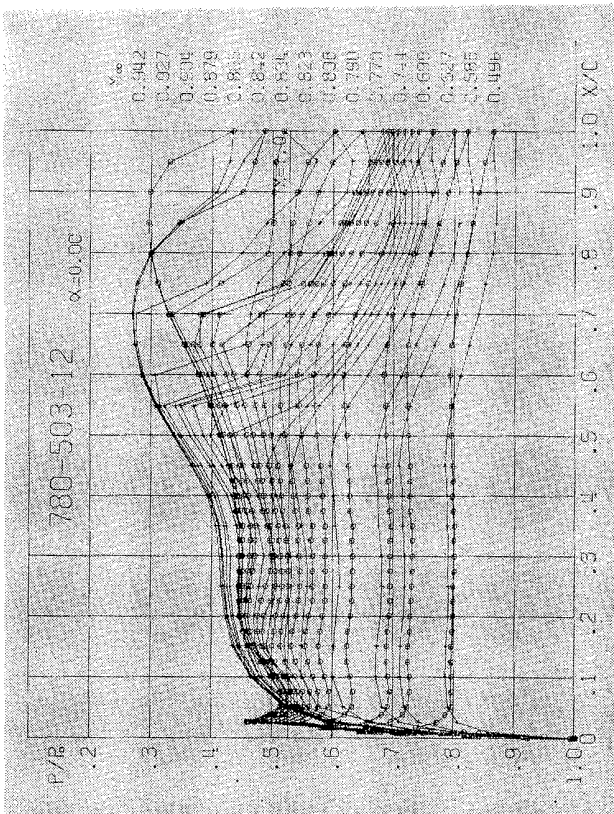
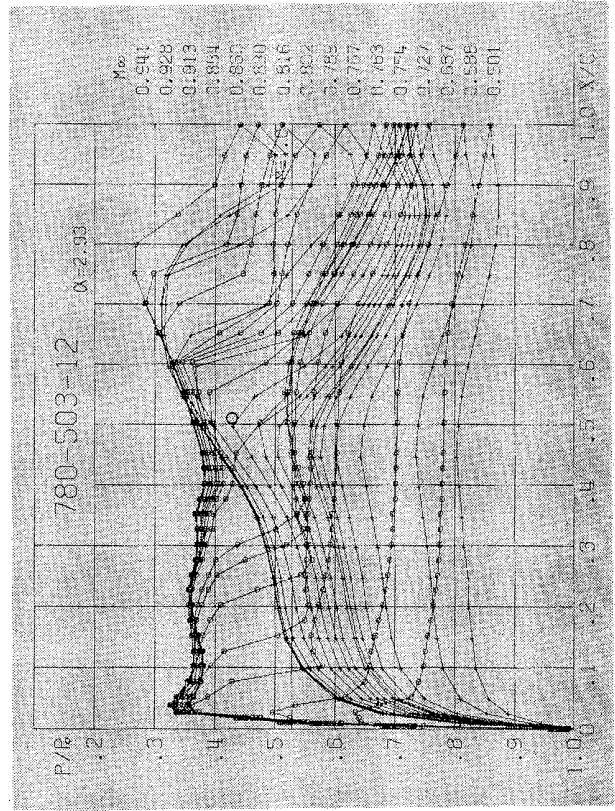
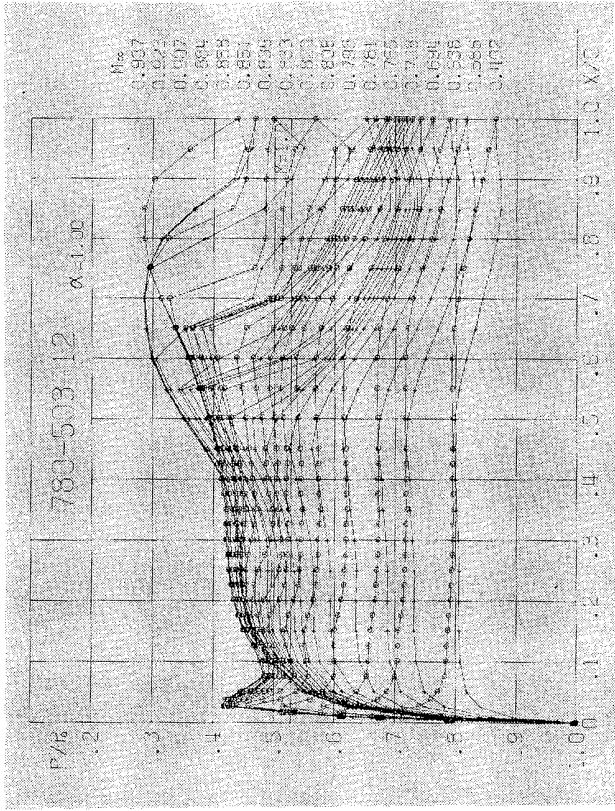


図 77 (e)-2



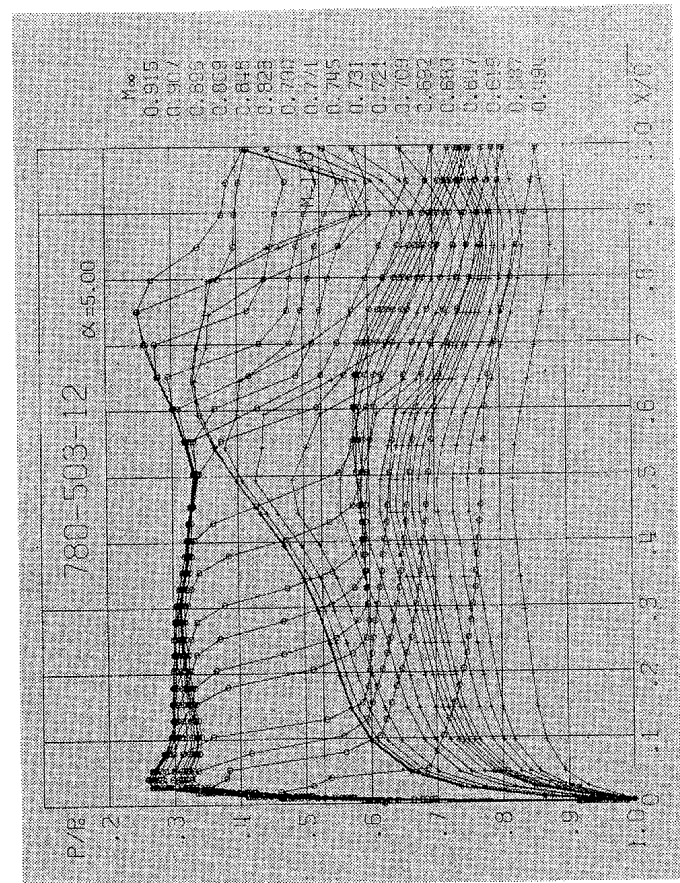
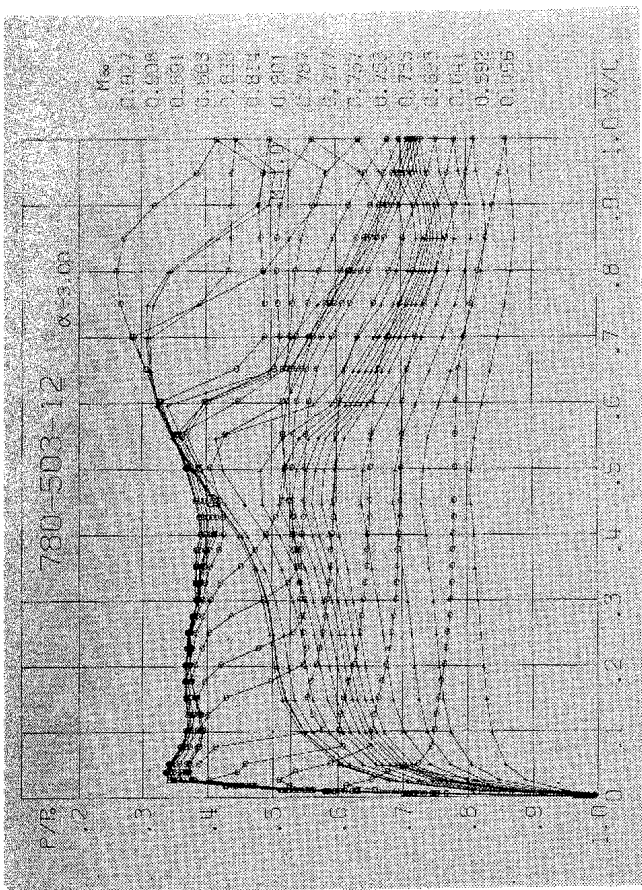
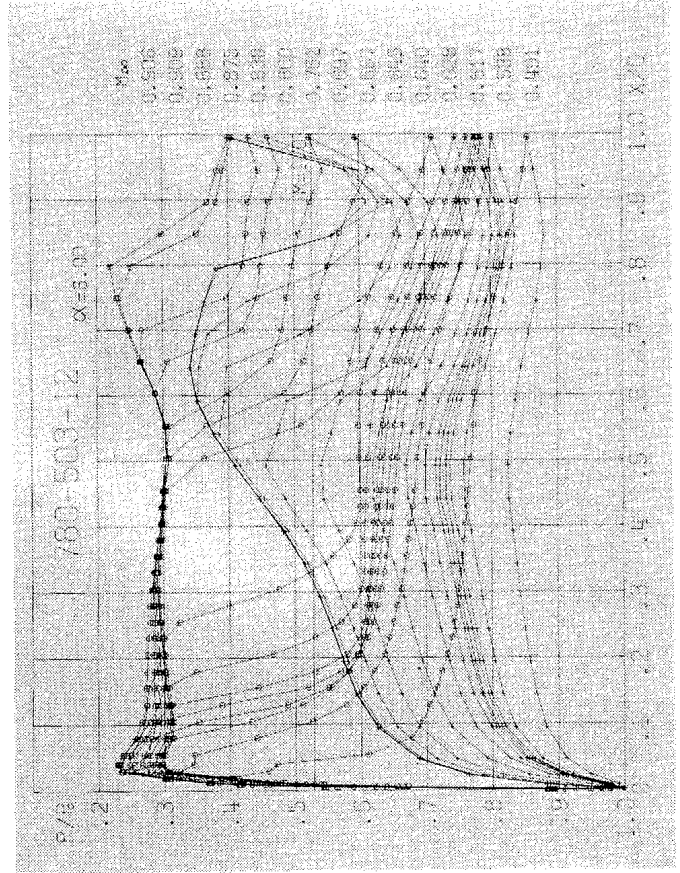
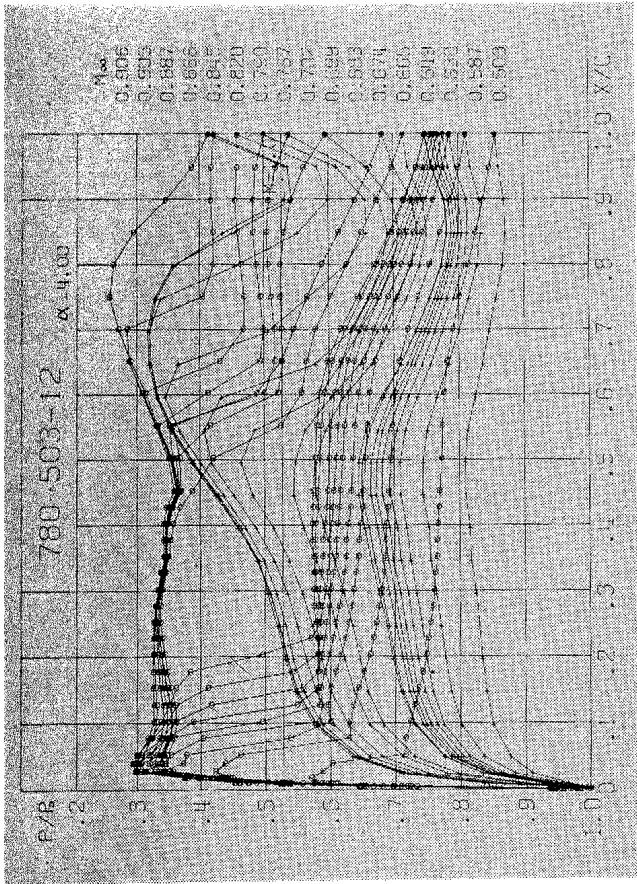
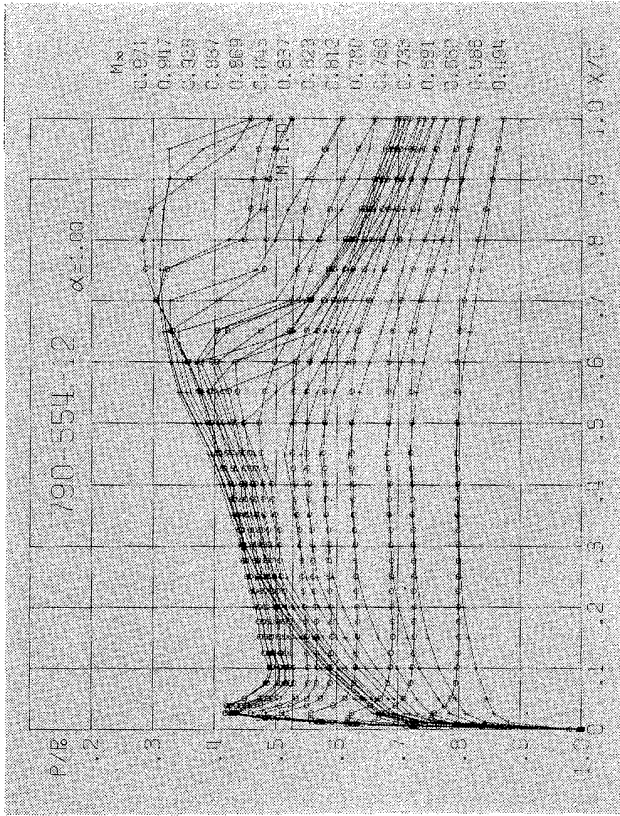
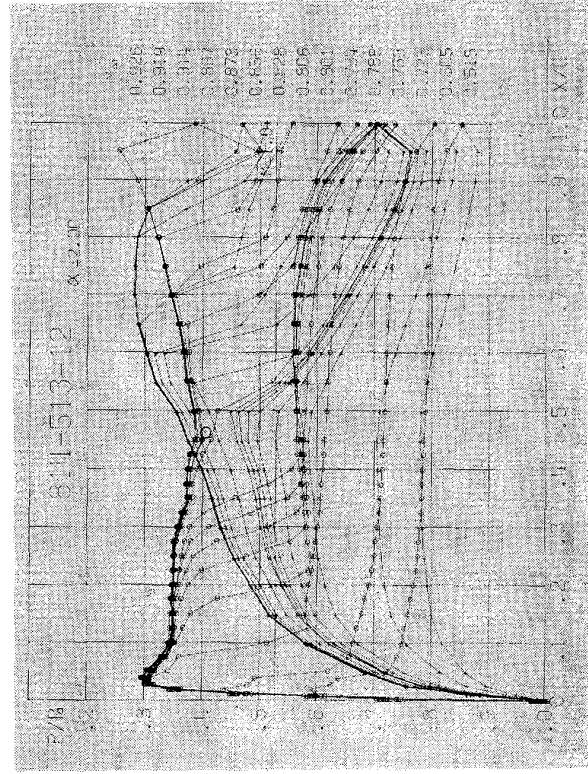
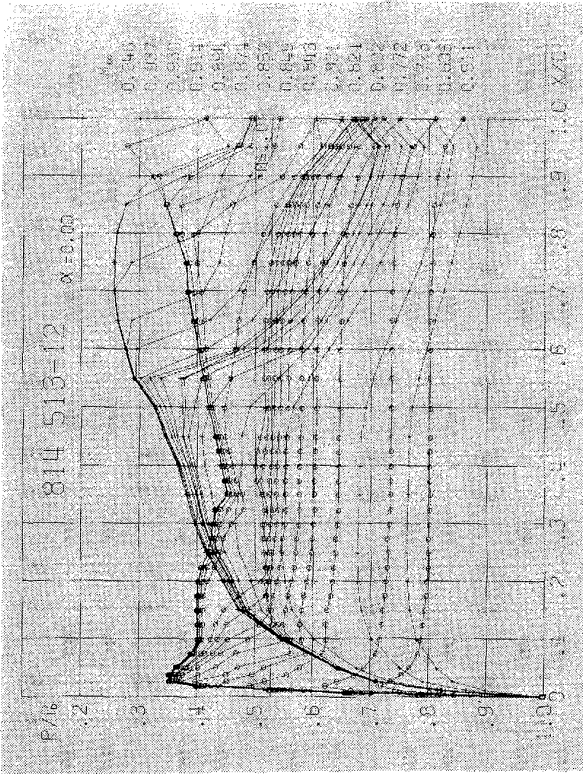


図 77 (f)-2





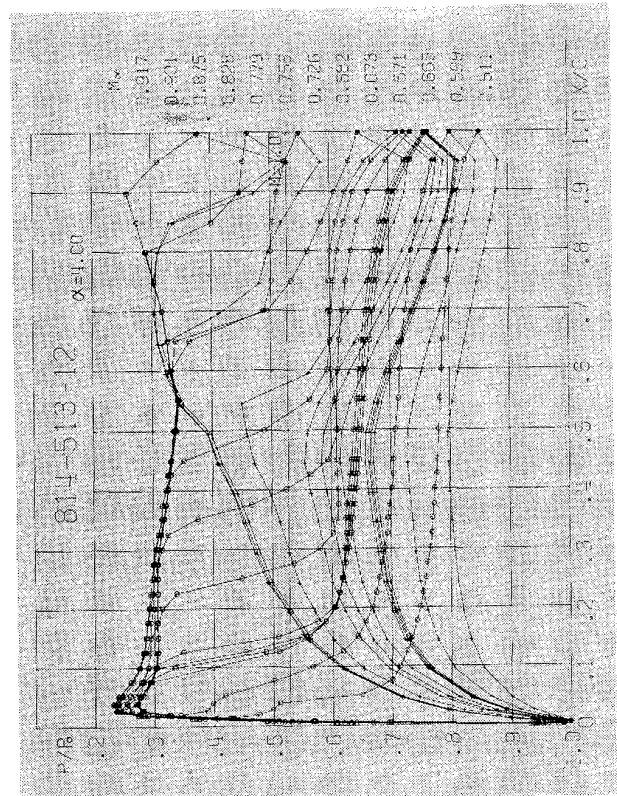
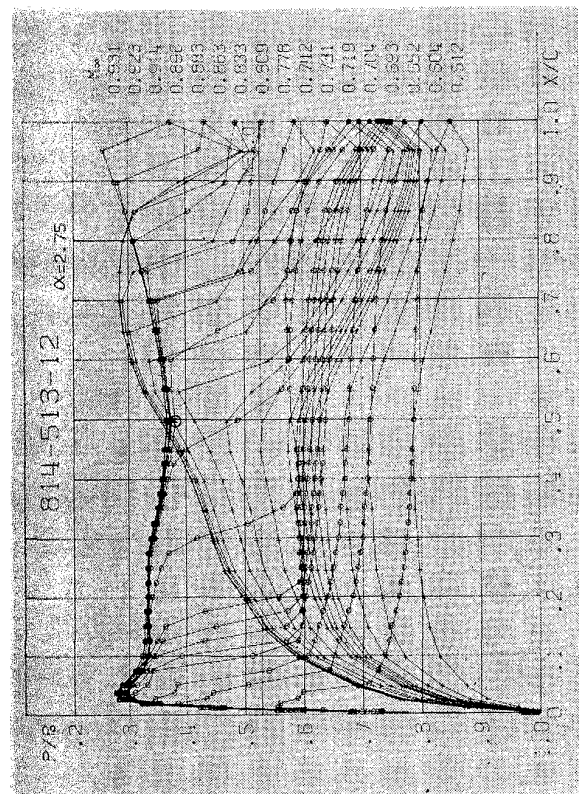
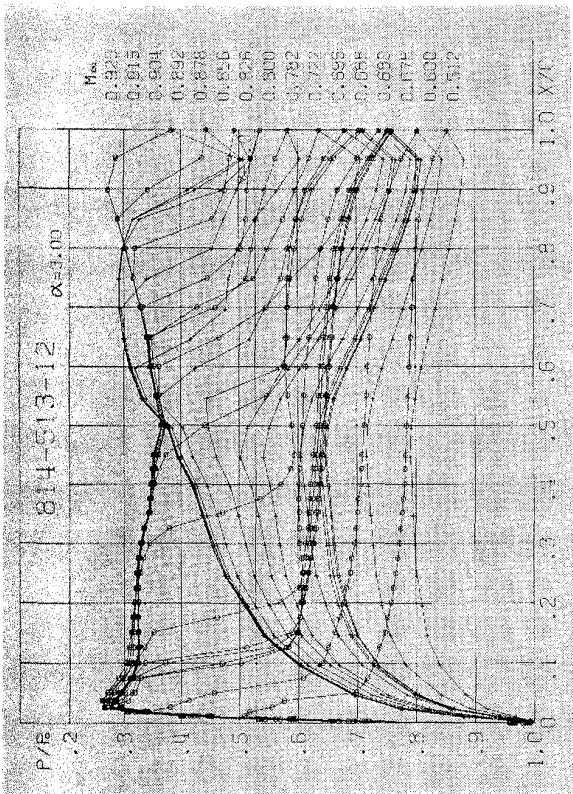
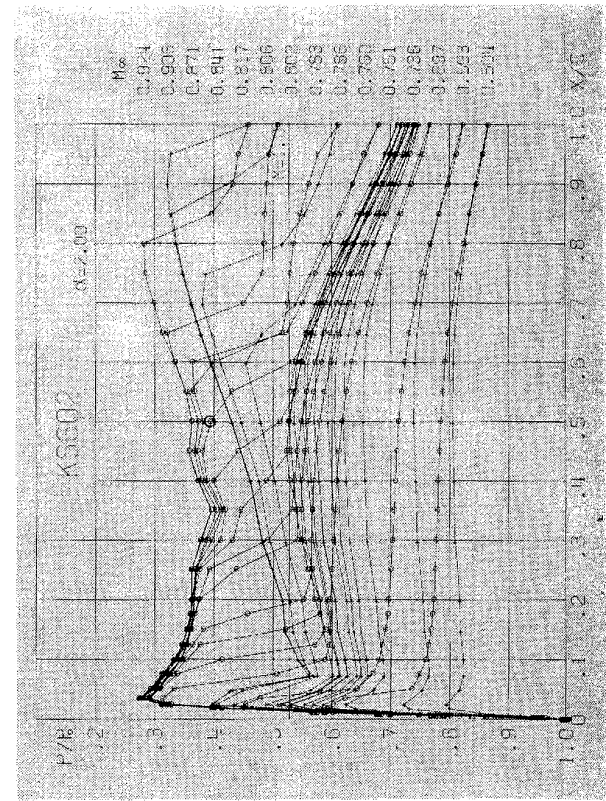
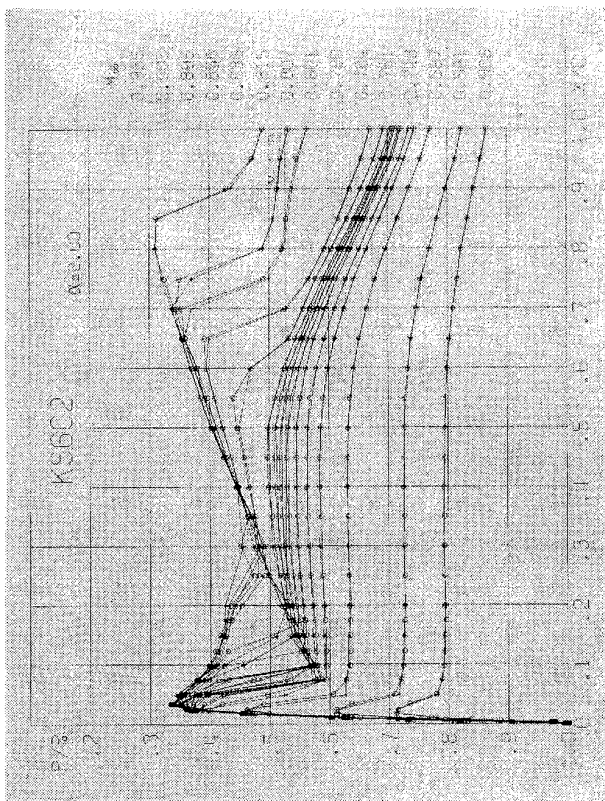
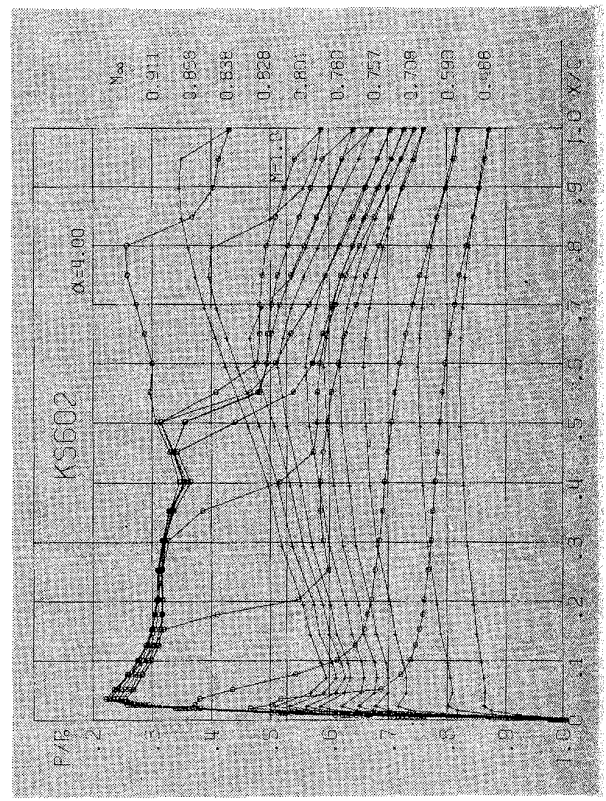
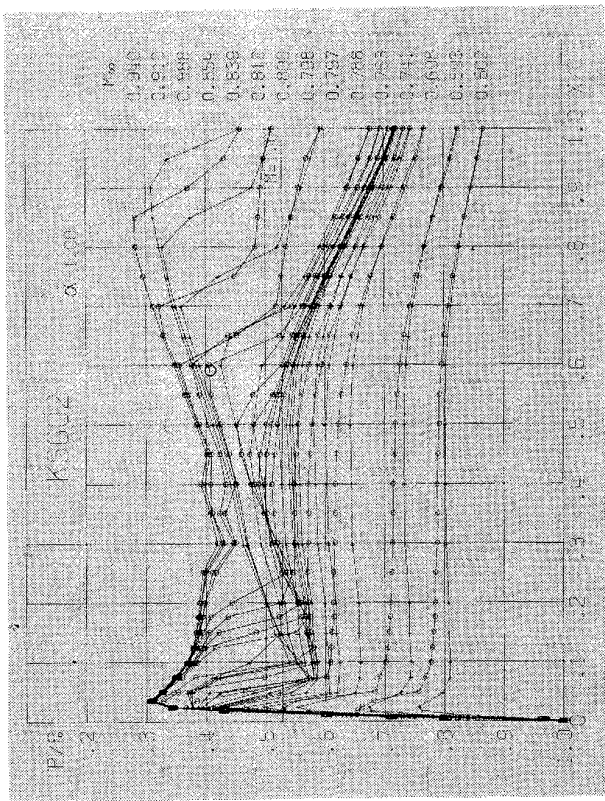


図 77 (h)-2



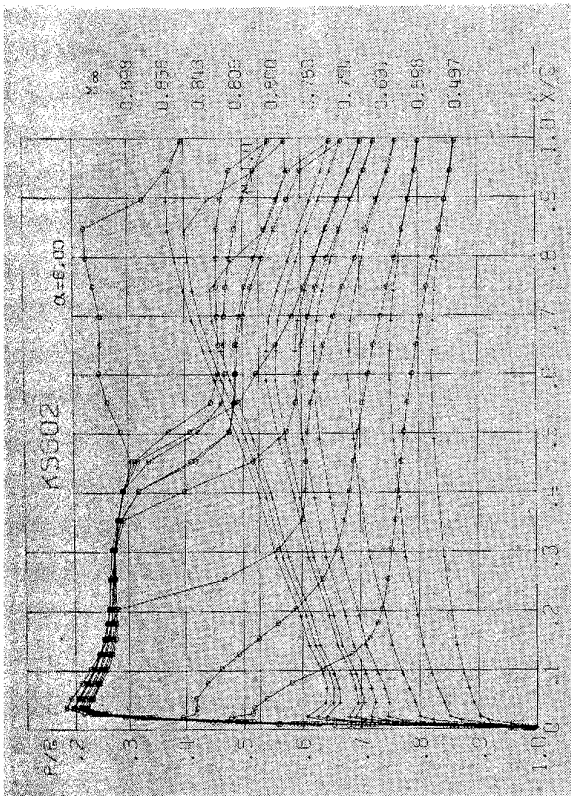
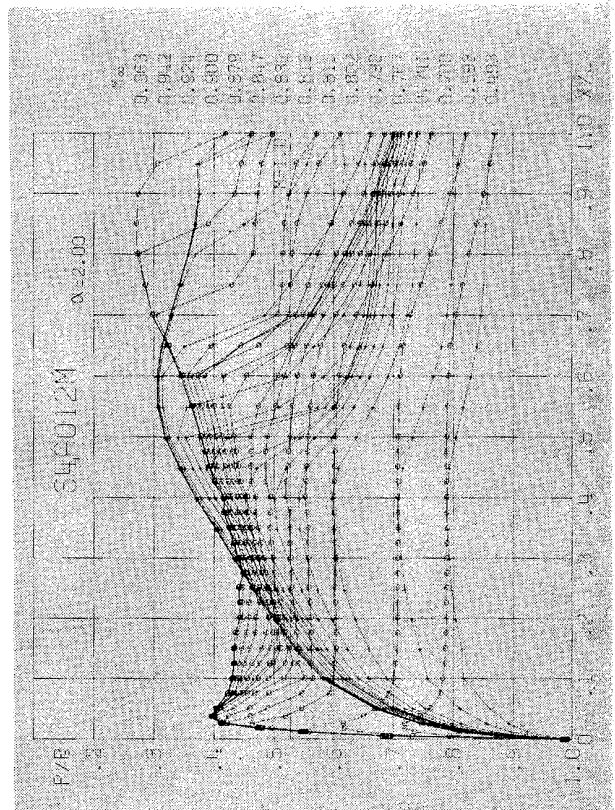
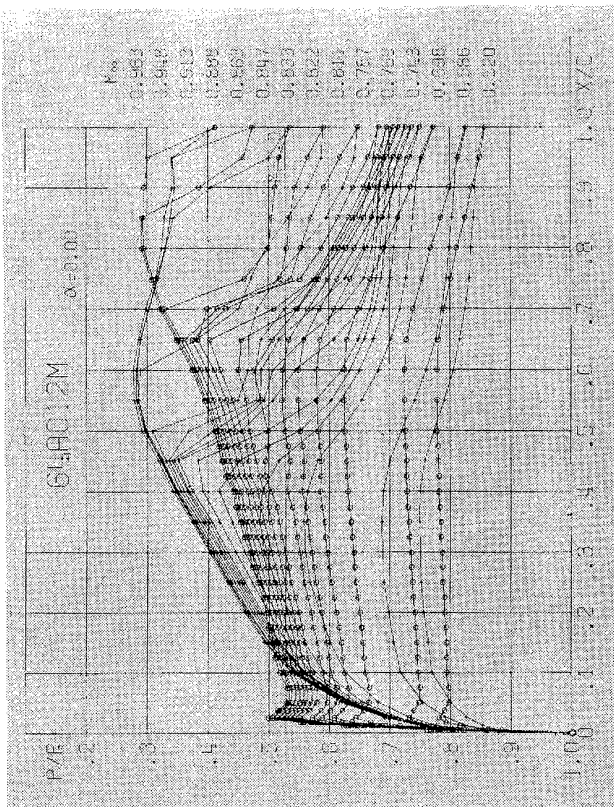
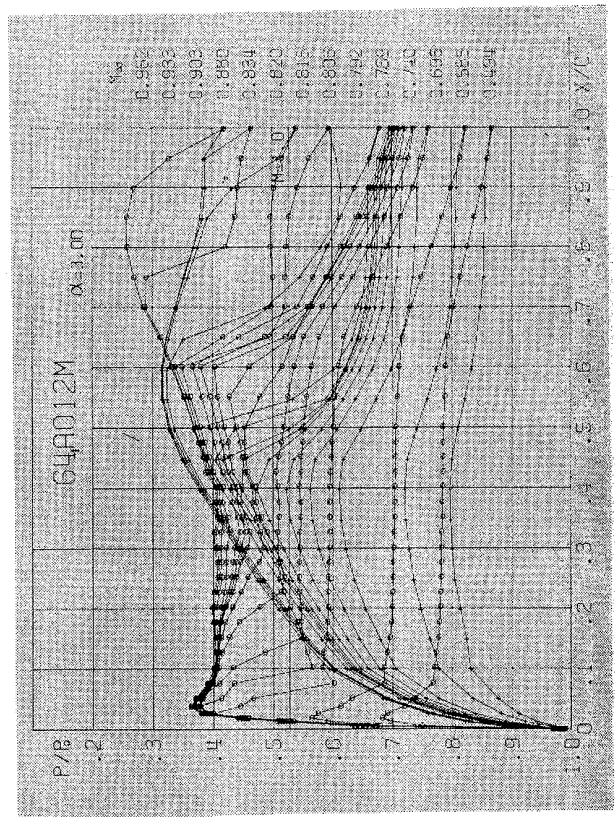
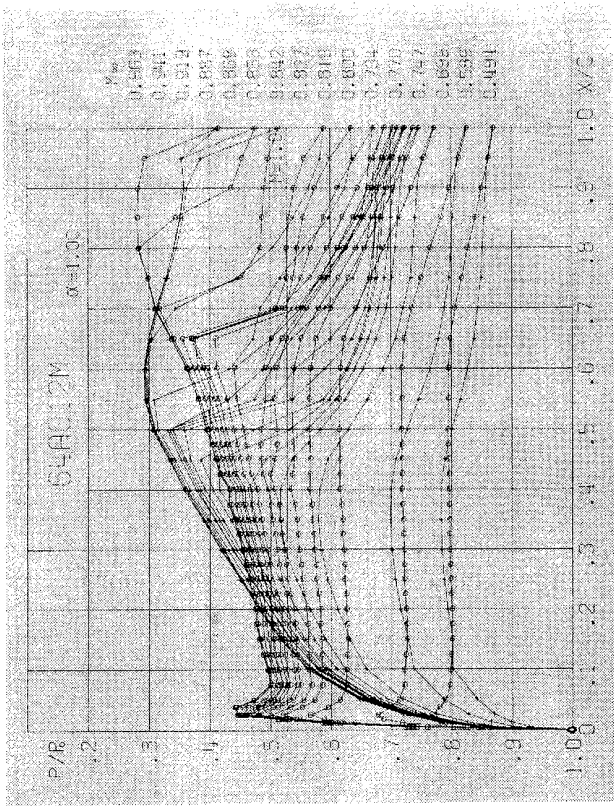


図 77 (i)-2



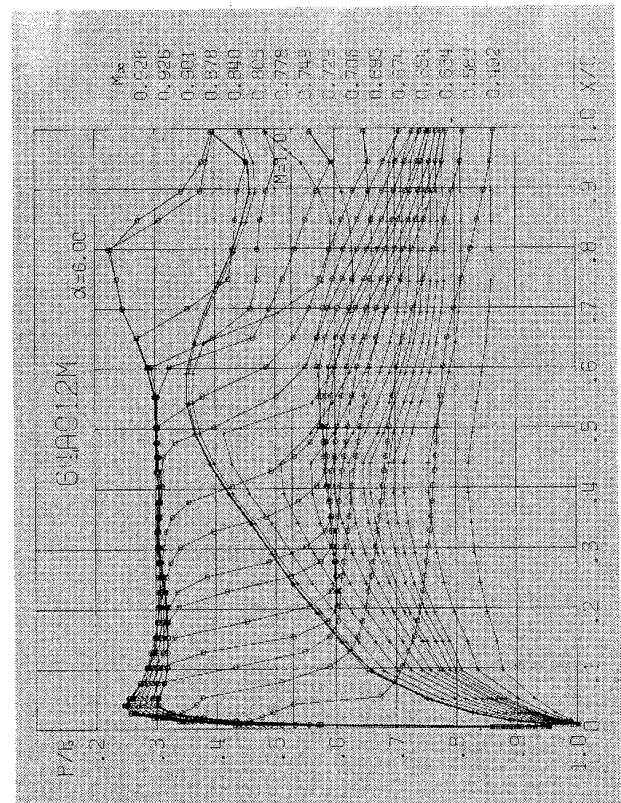
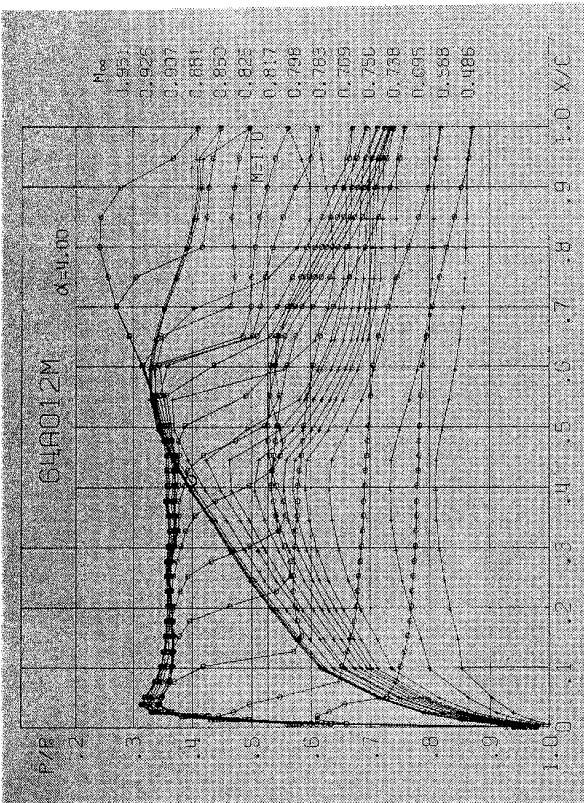
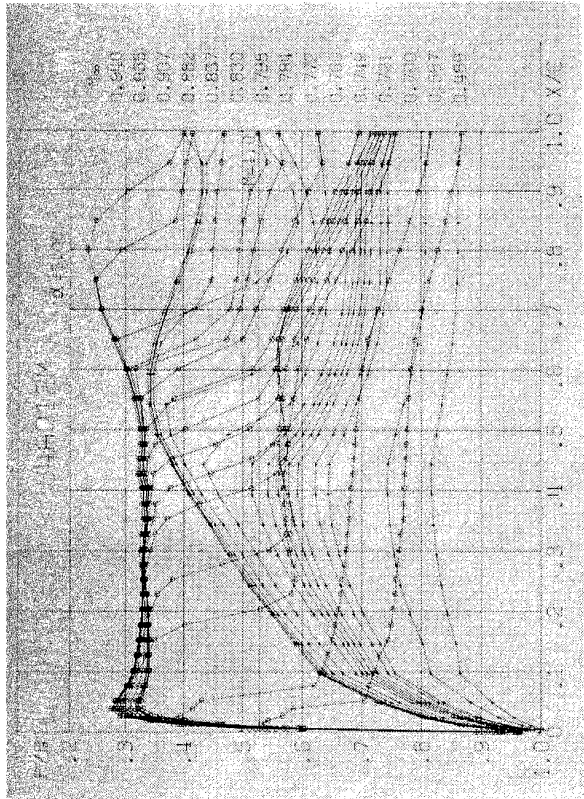
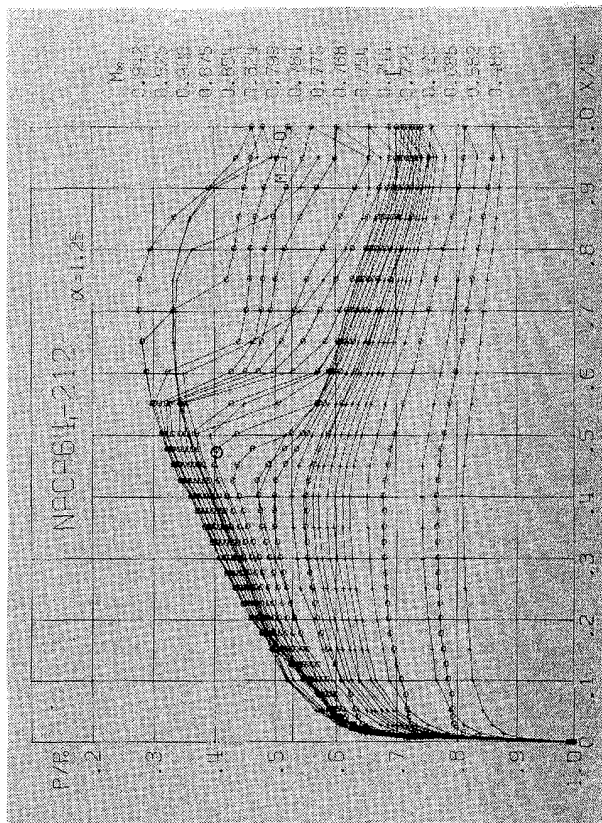
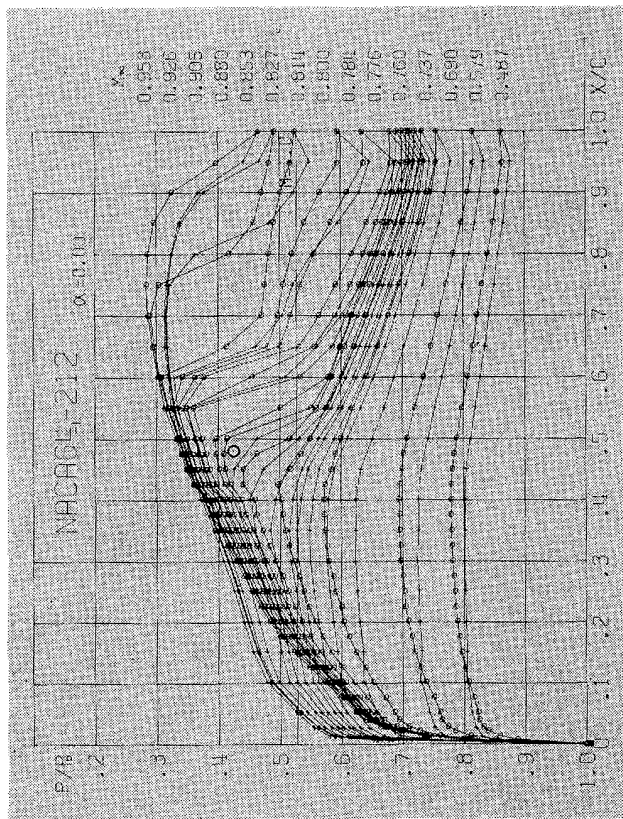
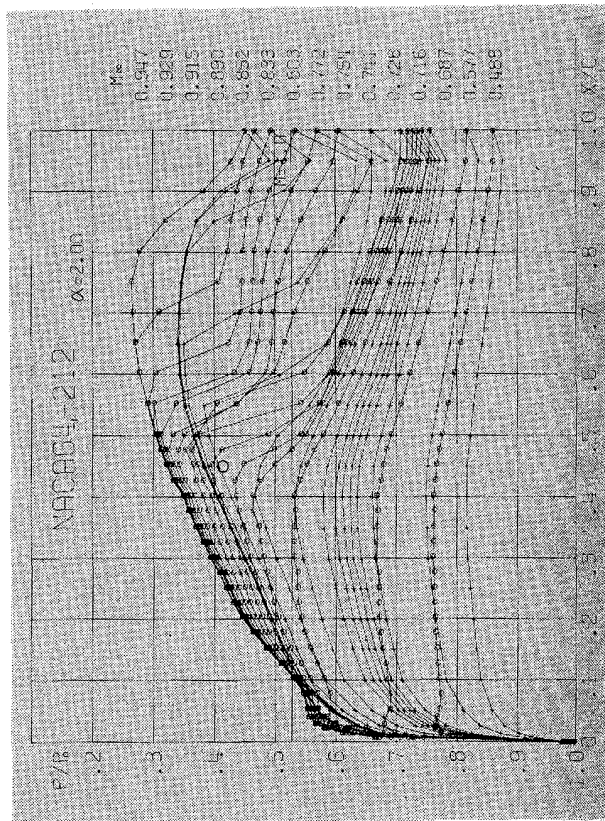
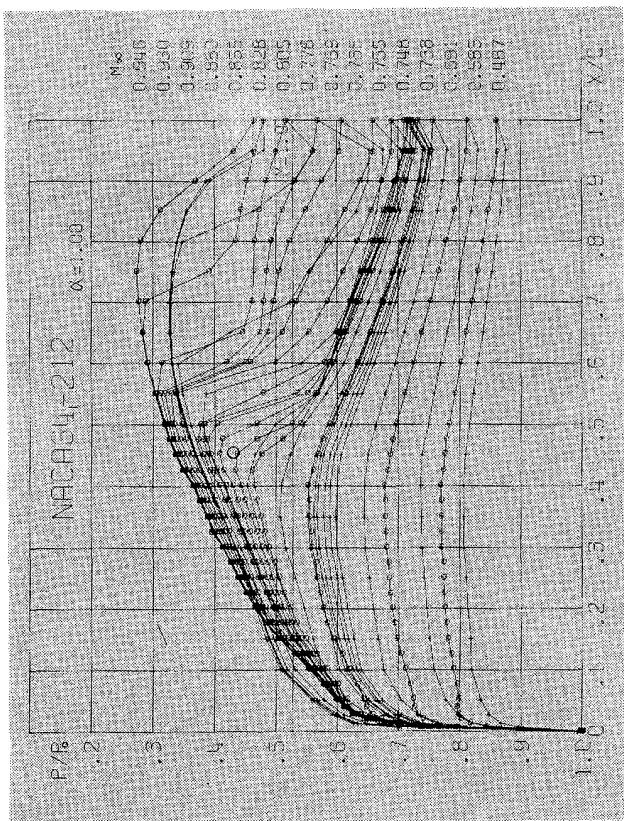


図 77 (j)-2



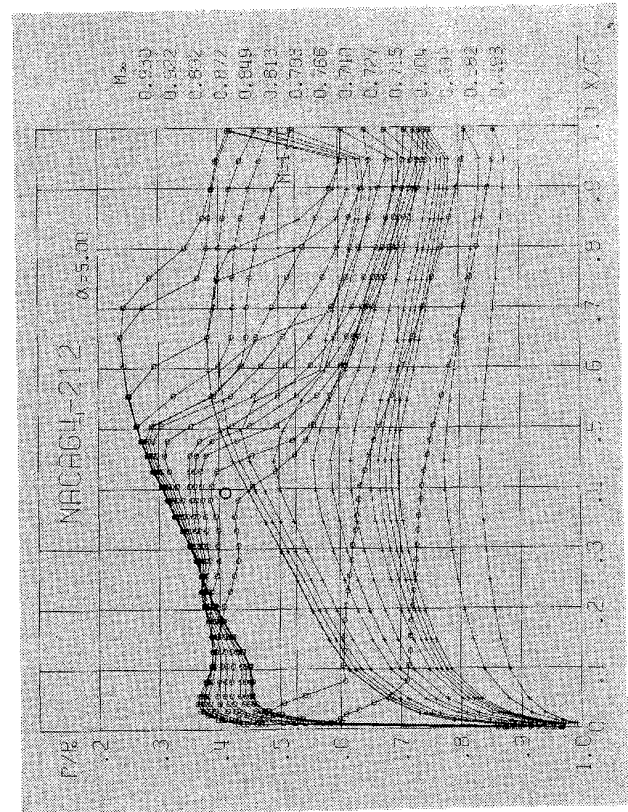
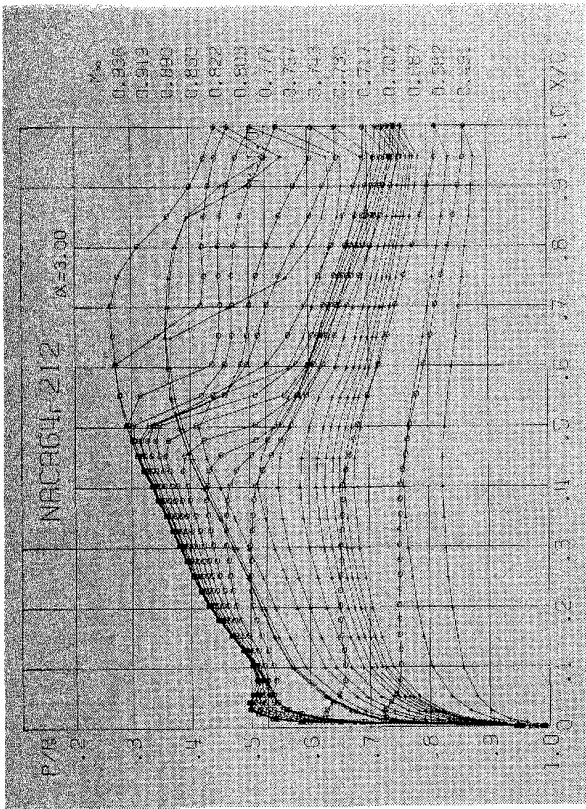
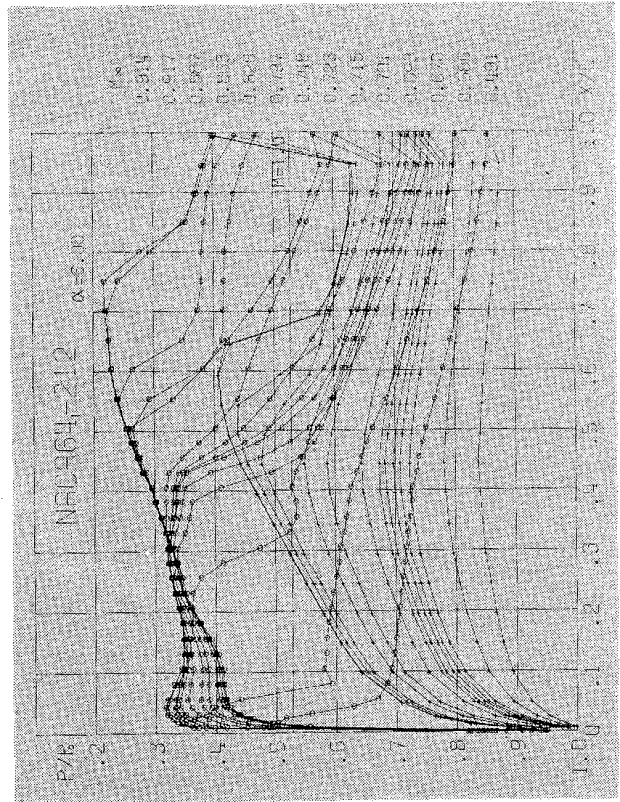
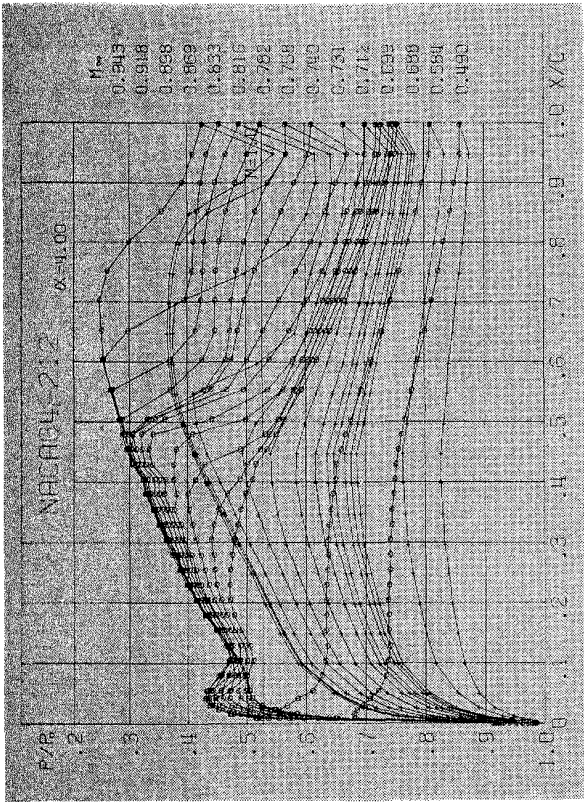
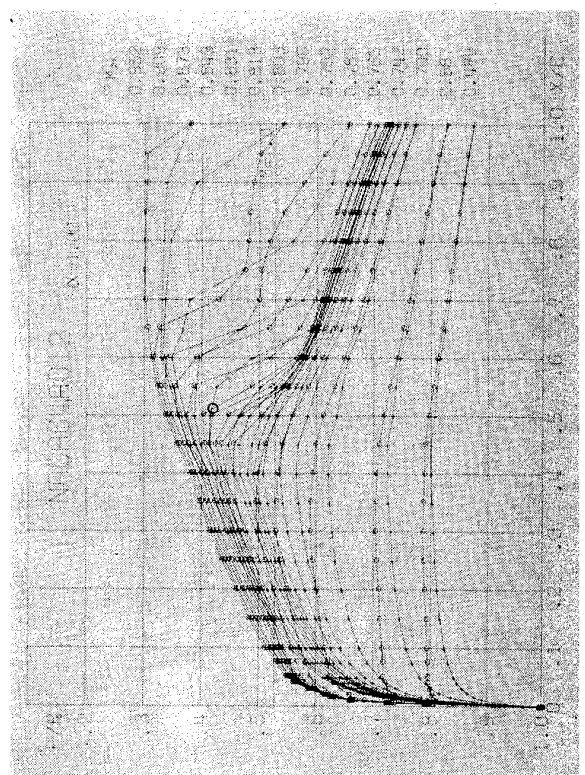
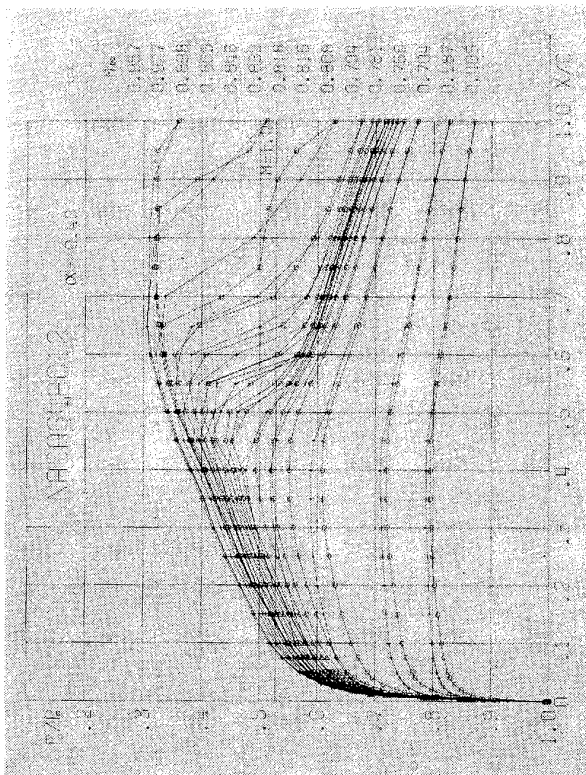
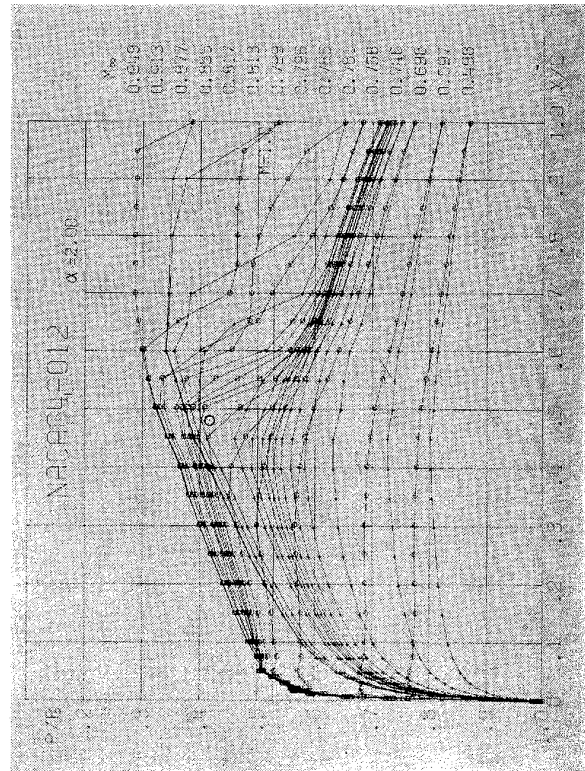
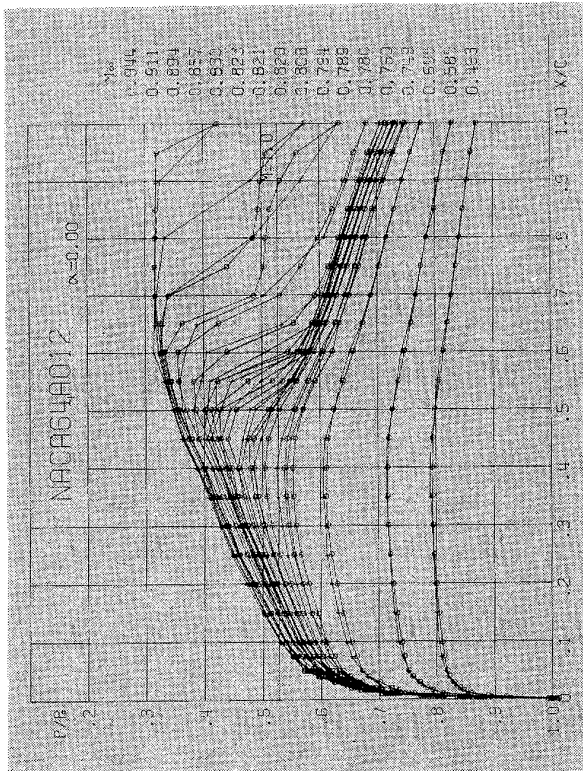


図 77 (k)-2



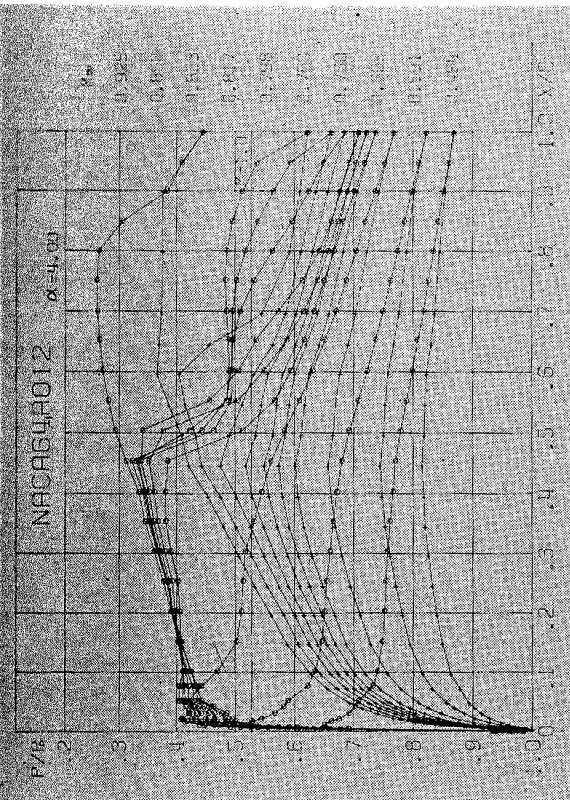
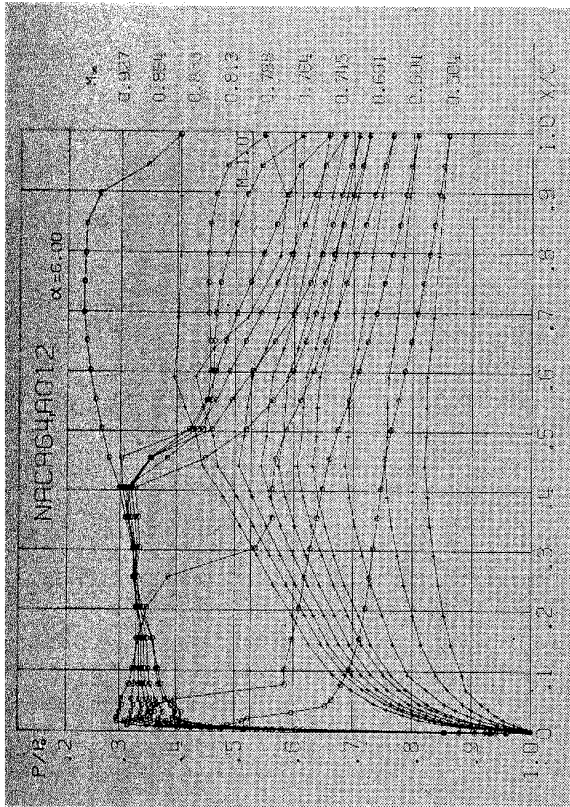
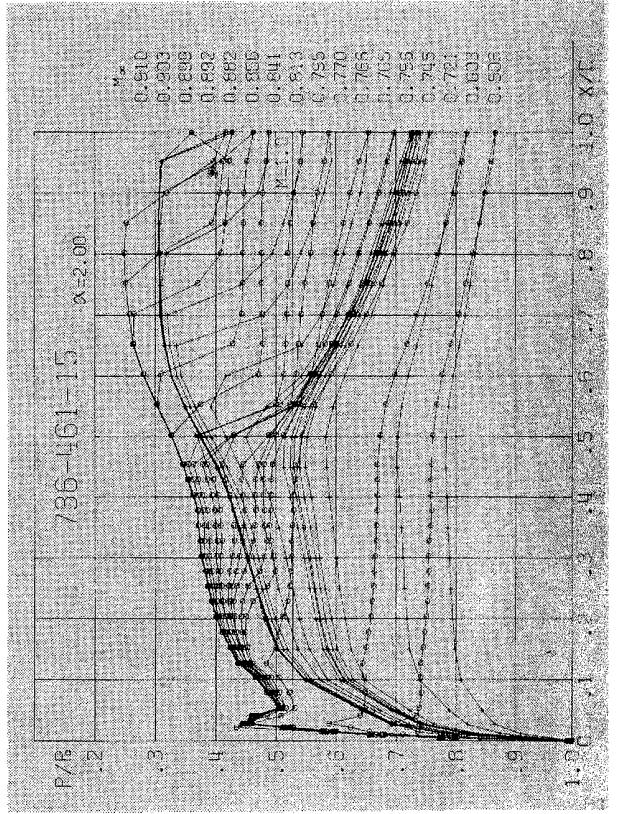
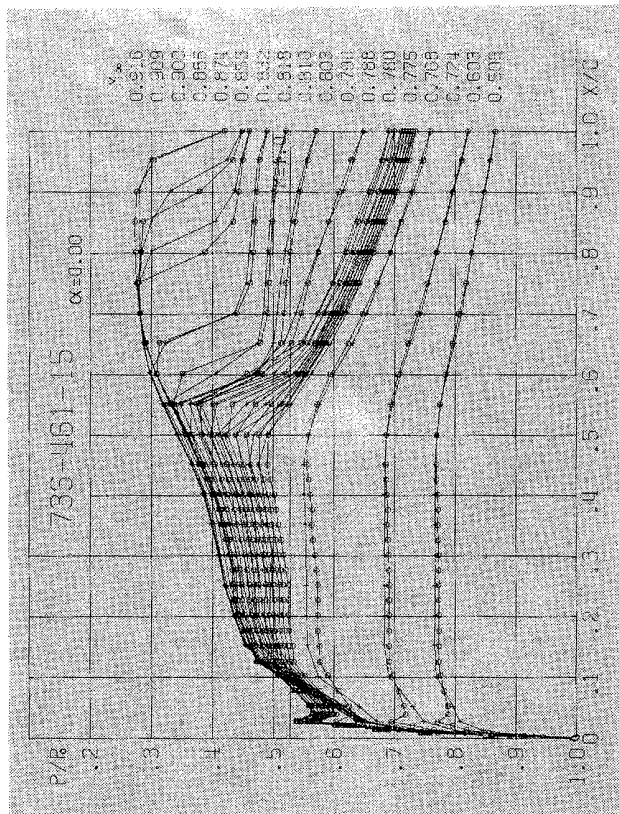
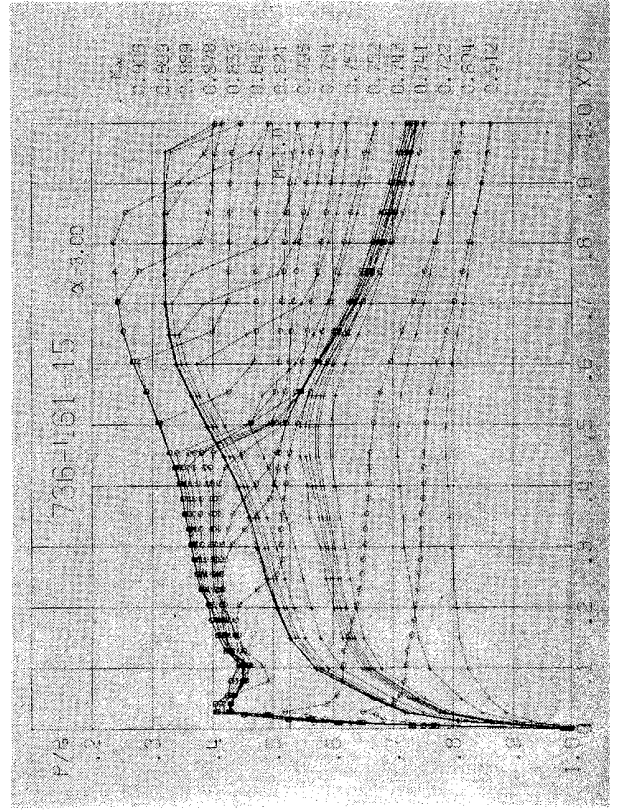
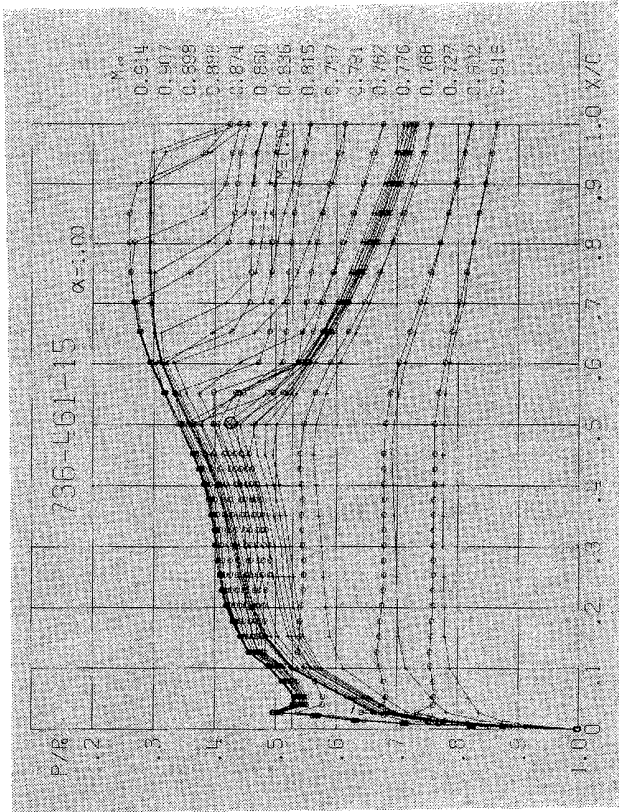


図 77 (1)-2



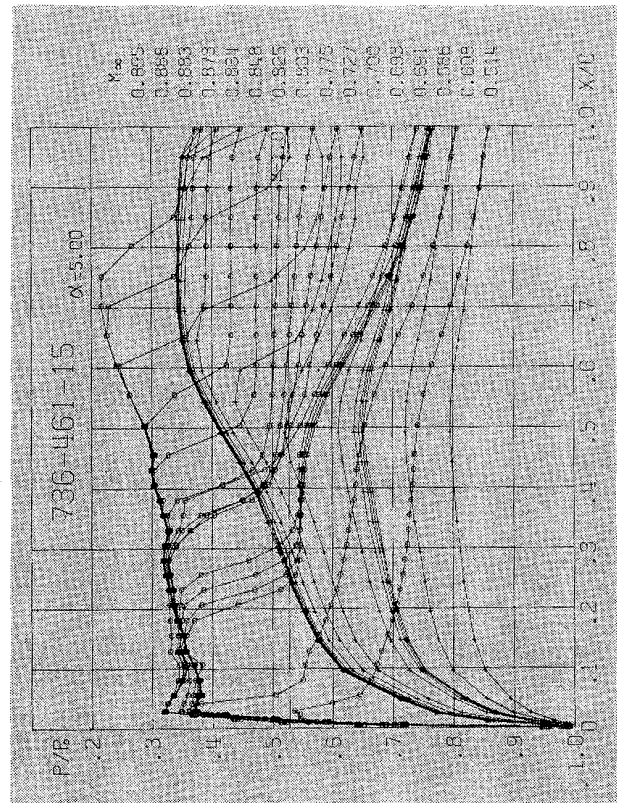
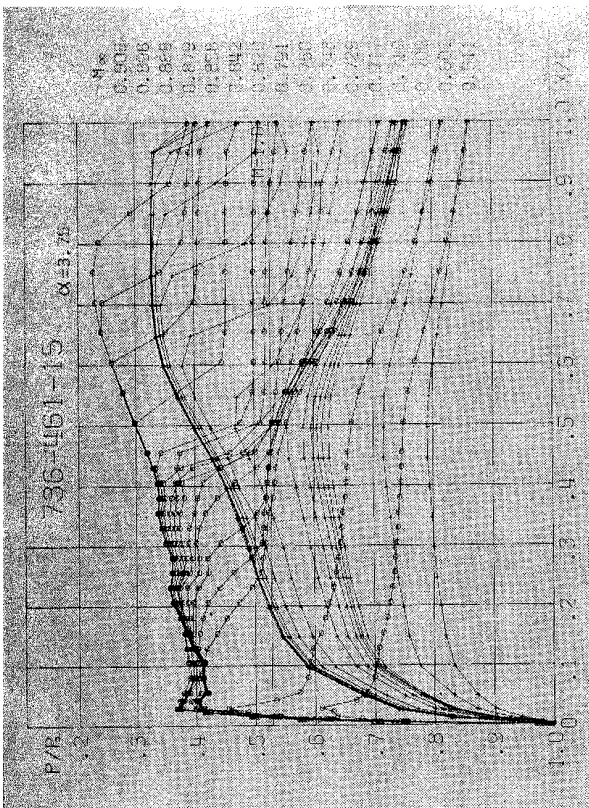
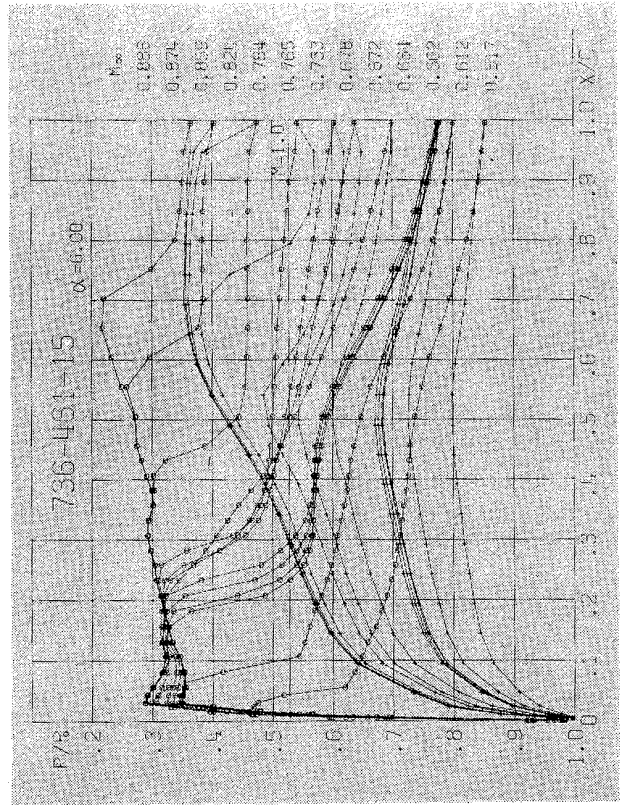
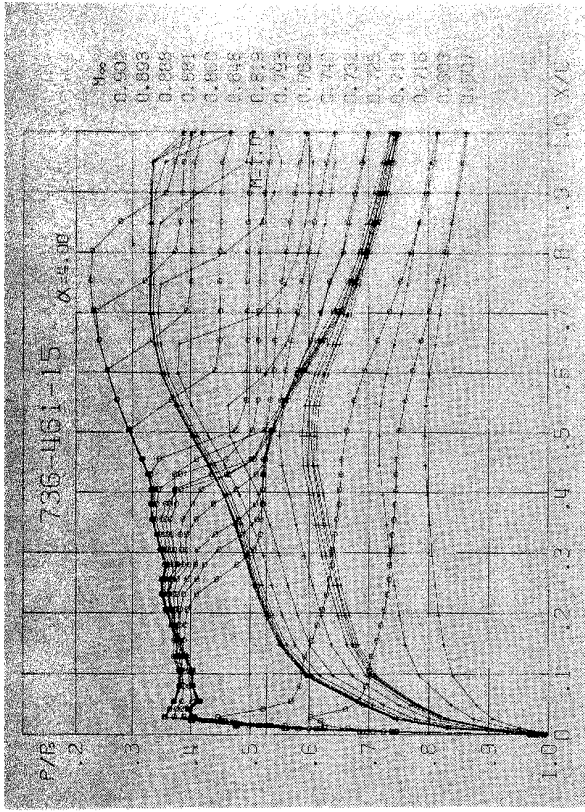
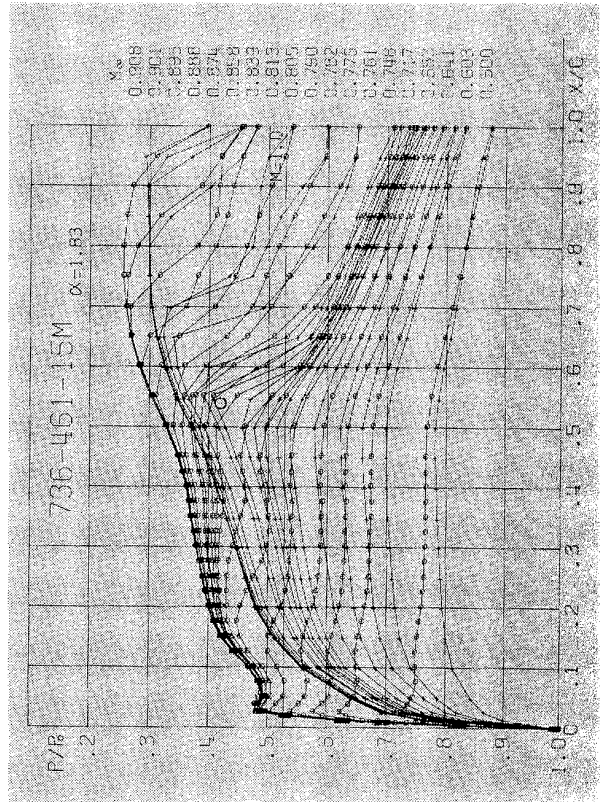
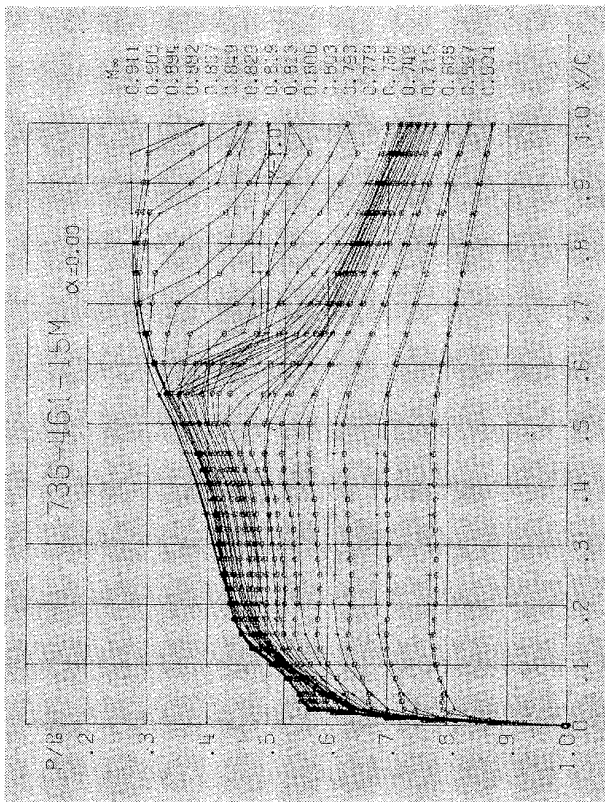
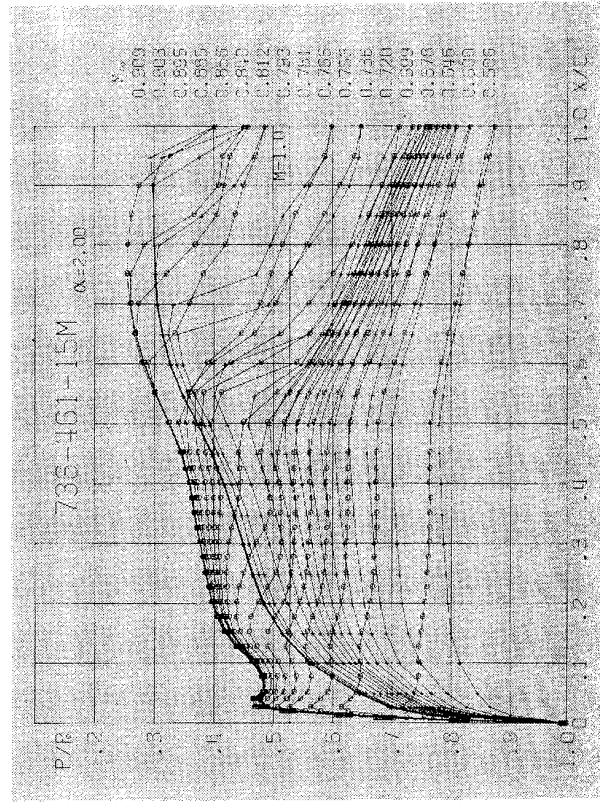
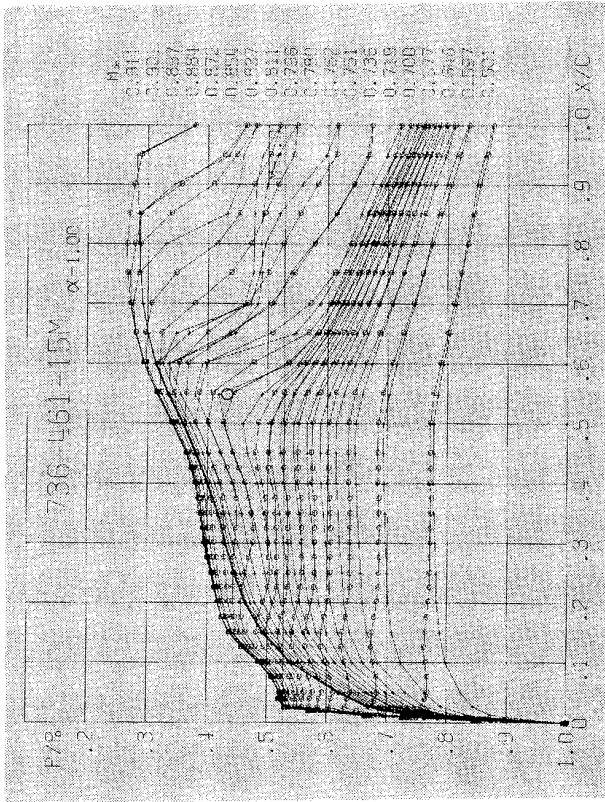


図 77 (m)-2



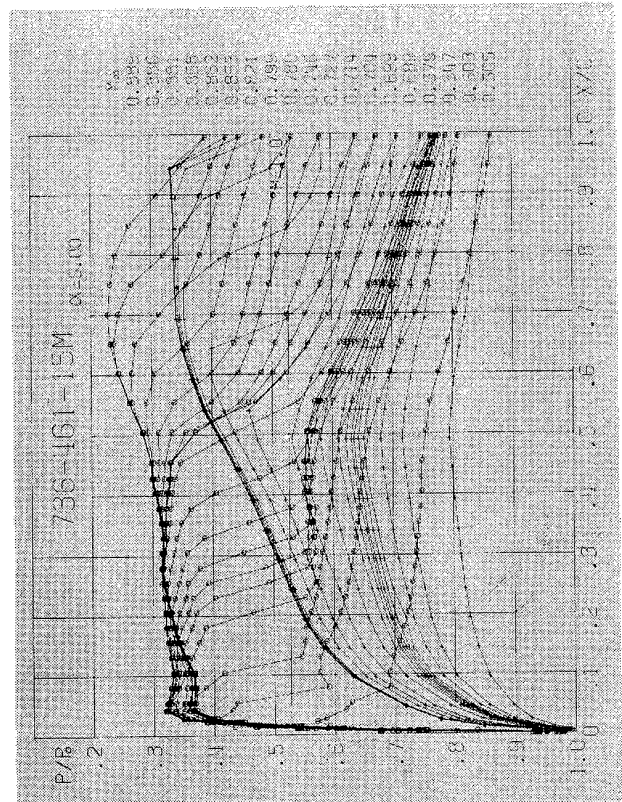
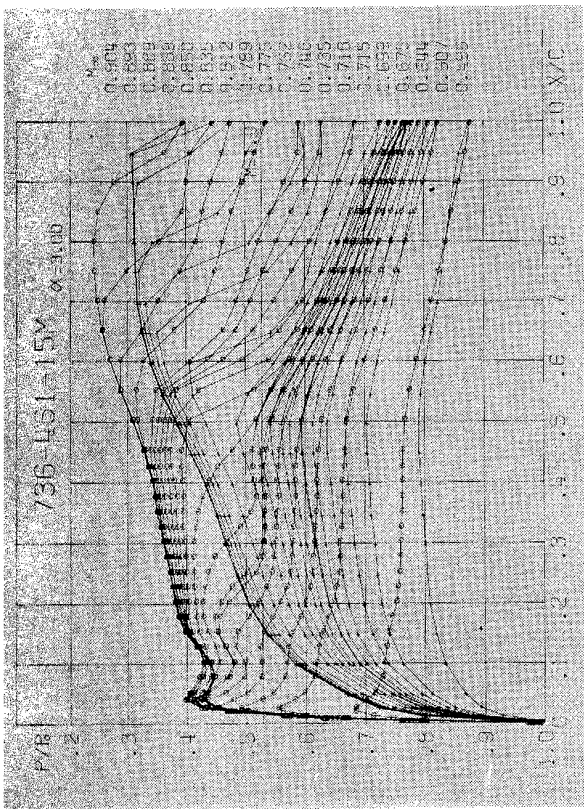
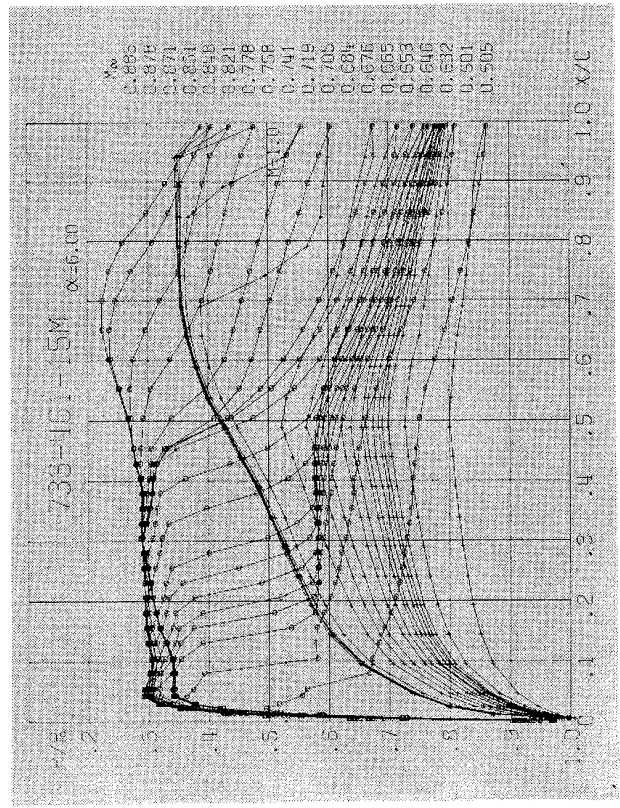
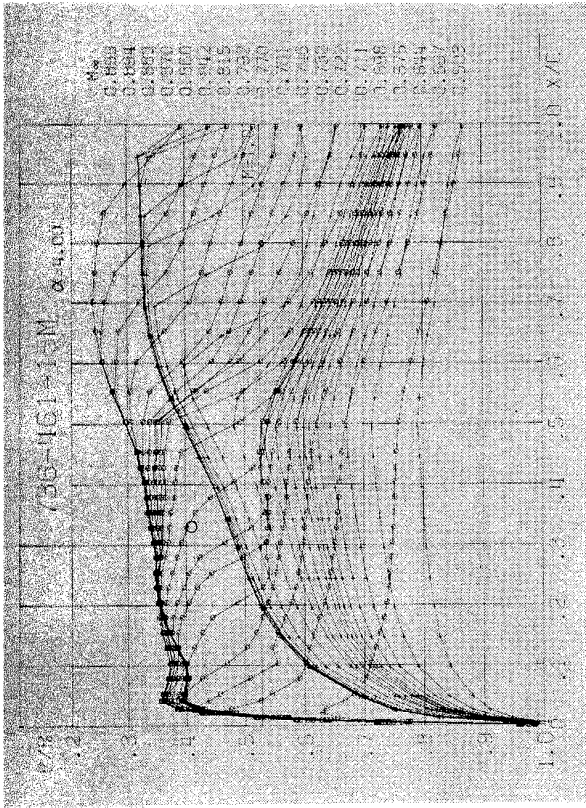
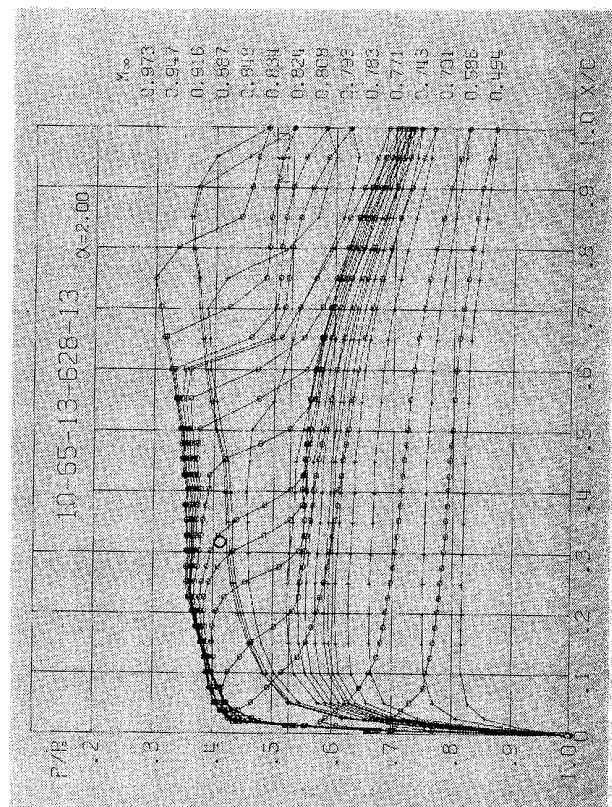
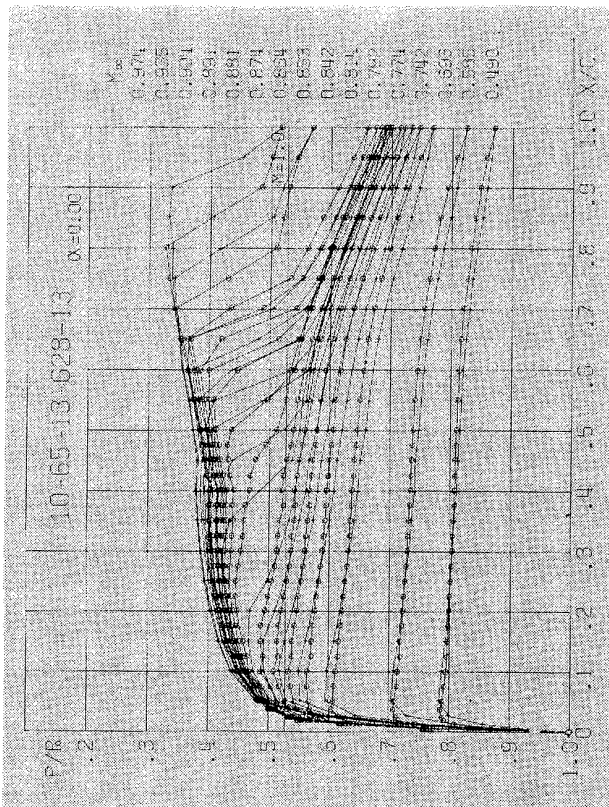
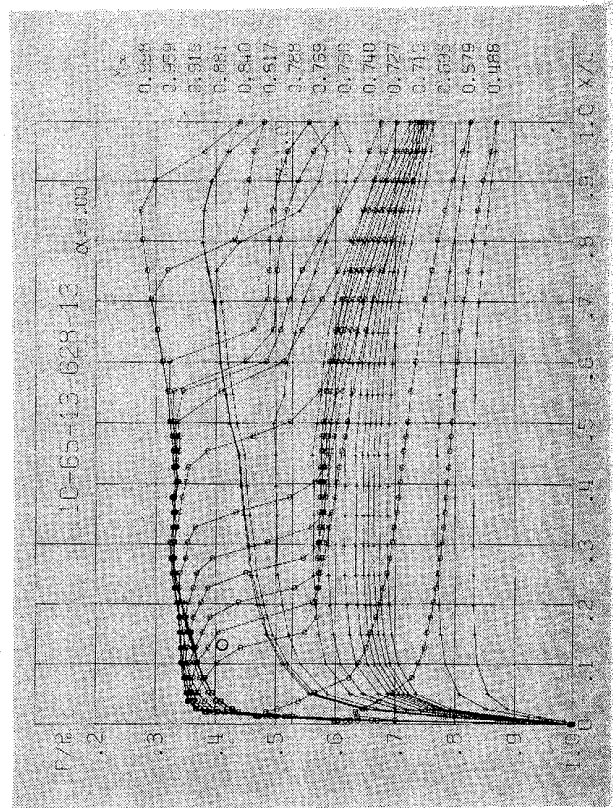
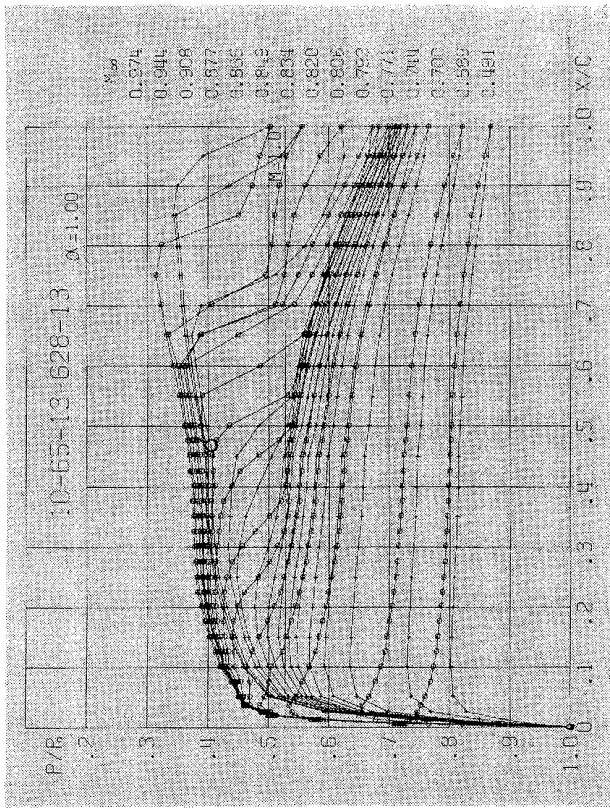


図 77 (n)-2



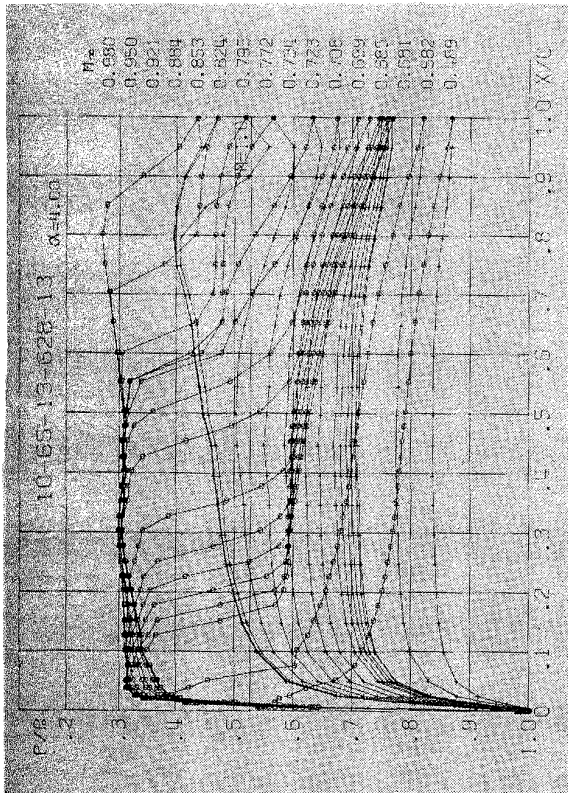
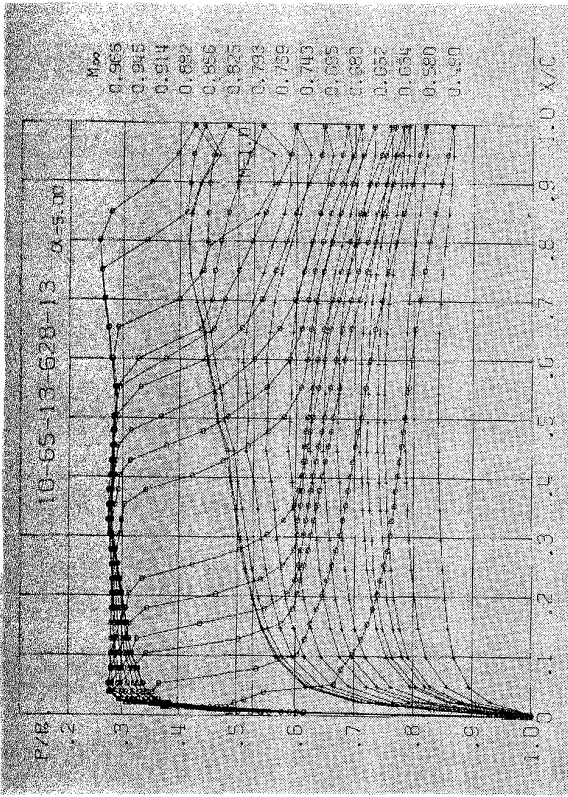


図 77 (o)-2

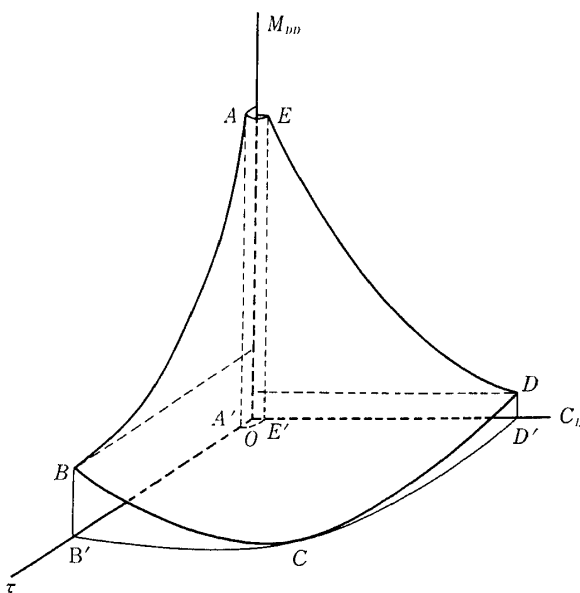
付 録

A 1 (M_{DD}, τ, C_L) 空間において最良の抵抗発散性能を示す曲面について

5.2 において、図 17 中の曲面は最良の抵抗発散性能を示す曲面であると述べた。図中の点 O は問題に応じて適当にとればよく、たとえば $M_{DD}=0.65$, $C_L=0.1$, $\tau=0.08$ の点を O と定めれば、実用上興味のある領域はほとんど図の中に含まれるであろう。しかし理論的にはもっと広い領域が抵抗発散研究の対象になるであろう。

一様流マッハ数がたとえば 0.2 であると、局所音速点の圧力係数は -17.1 であり、迎角を大きくしていても、局所速度が音速に達する前に翼面上にはく離がおこることは明らかである。したがってこのような低い一様流マッハ数ではく離を伴わずに抵抗発散が生じることはあり得ない。ここではく離を伴わない翼の抵抗発散のみを問題にしているのであるから、このような低い一様流マッハ数は問題の対称にはならない。したがってこのような意味で問題の対称となる最低のマッハ数があるはずである。それを M とすると、 $M_{DD} > M$ の領域が研究の対象になる。

抵抗発散の研究の対象となる最低マッハ数は翼の厚み比によって異なる。厚み比 τ を与えると、それに対応して最低マッハ数が一つ定まる。それを M_τ とする。 τ, M_τ および、その M_τ を与えるような揚力係数によって、 M_{DD}, τ, C_L 空間に一つの点が定まる。

図 A-1 (M_{DD}, τ, C_L) 空間

τ が変化するとその点が移動して一つの曲線をえがく。それが図 A1 の曲線 BCD である。 M は M_τ の最小値であり、点 C は M に対応している。

流れに平行におかれた平板は抵抗発散を伴わない。したがって $\tau=0$, $C_L=0$ の場合には、 M_{DD} の最大値というものも存在せず、最良の抵抗発散性能という言葉は意味をもたない。同様に $\tau=0$, $C_L=0$ の近傍にある τ, C_L 領域内では、抵抗発散がおこらないようにすることが可能であり、最良の抵抗発散性能という言葉は意味をもたないであろう。

結局 M_{DD}, τ, C_L 空間において、最良抵抗発散性能を示す曲面は図 A1 のように表わすことができる。点 O は、 $(M, 0, 0)$ で表わされる点である。曲面 ABCDEA が最良抵抗発散性能を表わす。点 A, B, D, E の τ, C_L 平面への射影を A', B', D', E' で表わす。点 C は τ, C_L 平面上にある。 τ, C_L 平面において、曲線 $B'C'D'$ の外側の点においては、衝撃波抵抗がある程度大きくなる前にはく離が生じてまい、ここで問題にしているようなはく離なしの抵抗発散はおこらない。曲線 $A'E'$ の内側の領域においては、抵抗発散を生じさせないようにすることが可能であり、この領域で M_{DD} をなるべく大きくするという意味はなくなってくる。結局 A', B', C', D', E', A' 内でのみ M_{DD} を大きくするということが問題になる。抵抗発散性能を最良にするとは、このような曲面 ABCDEA 上の一点を実現するということである。

A 2. 揚力係数が小さい場合の最良圧力分布 (試論)

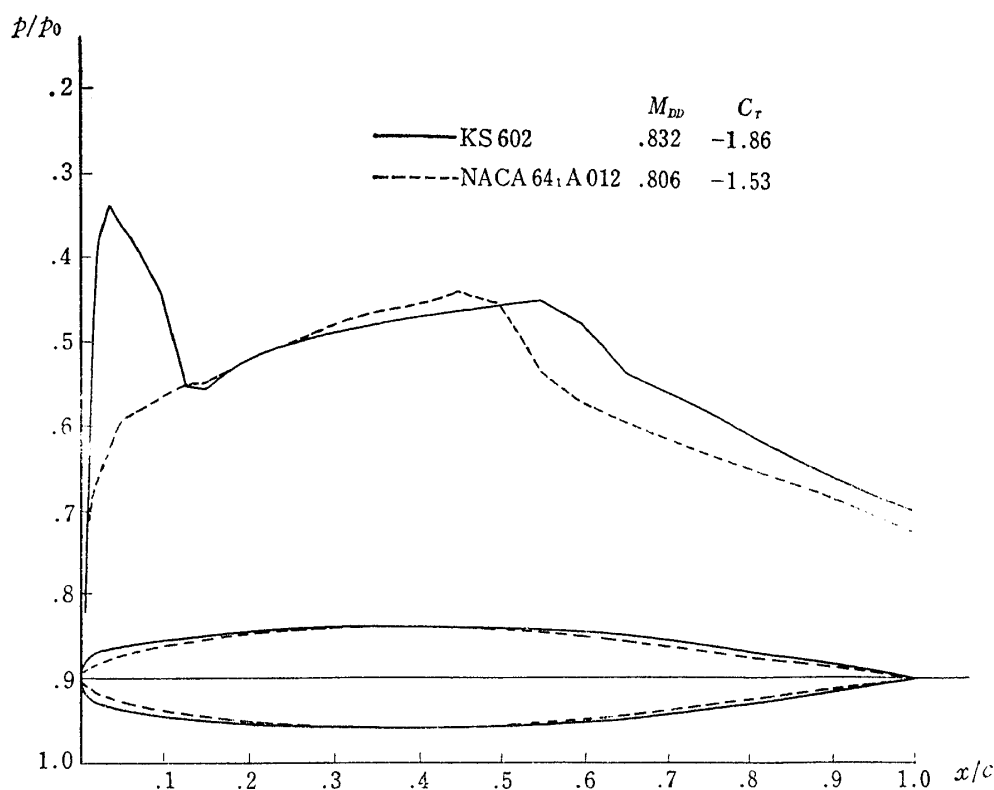
A 2.1 概説

主論文においては、上面の衝撃波が抵抗発散性能を支配する場合だけを取り扱った。これは揚力係数がある程度以上大きく、上面衝撃波が抵抗発散をひきおこすほど強くても、下面の衝撃波は無視できるほど弱い場合になりつつことである。揚力係数がある程度より小さい場合には、上面の衝撃波が抵抗発散をおこすほど強くなった場合、下面の衝撃波も無視し得ないほど強くなっている。このような場合の最良圧力分布をここで論じる。主論文と異なり、この A2 における議論には実験の裏付けがほとんどない。したがって以下の議論はあくまでも試論である。

まずはじめに、証明なしに次の大きな仮定をたてる。

仮定 A:

厚み比 τ が与えられた場合、 $C_L=0$ において最も

図 A-2 対称翼の翼型および M_{DD} における p/p_0 分布

高い M_{DD} を与える翼型は対称翼である。

以下に得られる結論はすべて「仮定Aが成立したとして」という条件付の結論である。

I. $C_L=0$ の場合には仮定Aにより対称翼のみを論じてよい。第6章および第7章においては、上面の p/p_0 分布だけを論じた。ここは上下両面の p/p_0 分布は同じであるので、やはり上面の p/p_0 分布について論じれば充分である。上面 p/p_0 分布についてこれまでに述べた結論はこの場合にも同様に成立することは容易にわかる。すなわち、

F が小さいほど抵抗発散性能は良い

F を小さくするためには、

1. 衝撃波はなるべく後にあること
2. 衝撃波の前方で peaky 圧力分布をもつこと
3. 衝撃波の下流の圧力のレベルが低いこと（圧力の低いほうを上にする通常の圧力分布の描きかたをした場合上にふくらんだ圧力分布であること）

が望ましい。

非対称翼においては、 τ 、および厚み分布を一定にしてもキャンバーを適当に変化させることによって翼型を変化させることができた。しかし対称翼の場合に

は、 τ 一定で翼面上の圧力分布を変化させるためには翼の厚み分布を変化させる必要がある、したがって C_T は一般に一定に保つことはできない。たとえば peaky 圧力分布を実現するためには、翼の前縁半径は大きい必要がある。また、後縁付近の圧力レベルをさげると後縁付近は太り、後縁角は大きくなる。（後縁付近の圧力のレベルをさらに下げると後縁も blunt になり、実用に適さなくなる。）結局、上記 1, 2, 3 により特徴づけられる圧力分布を実現するためには、すなわち F を小さくするためには、前後縁付近を太らせて C_T を小さくする必要がある。従って F を小さくすることによって得られた効果は、 C_T を小さくすることによって部分的に相殺される。しかし、第6章に示したように翼の抵抗発散に関しては、 C_T は F に比し二次的な影響しかもたないので、 F の減少の効果は C_T の減少の効果より卓越し、結局 F を小さくしたほうが M_{DD} は大きくなる。

図 A2 に対称翼の翼型および M_{DD} における圧力分布の例を示す。前縁付近に圧力ピークをもつ KS 602 のほうが roof top 翼 NACA 641A 012 に比し前後縁付近が太っていて C_T が小さいにも拘らず M_{DD} が高い。これは上記の説明と一致している。

II. 揚力係数が小さい場合には、図 62, 63 に関する 51 ページの説明から推論されるように、最良の対称翼の衝撃波の下流に rear loading をつけることによって、 $M_{DD} \tau$ を essentially に変えることなしに揚力をもつことができると思われる。この場合、後縁角が小さく、後縁付近がやせた翼型にしたほうが大きな揚力係数を持ち得ることは明らかである。 M_{DD} , τ を essentially に変えることなしに、rear loading だけでもち得る最大の揚力係数を C_{L1} とする。 $C_L = C_{L1}$ の場合の p/p_0 分布を図 A3(a) に模型的に示す。

$C_L < C_{L1}$ の場合には、最良の翼は次の特徴をもつ。

1. 揚力は rear loading だけでもつ
2. 上下両面とも peaky 圧力分布をもち、前縁半径は大きい。

III. C_L が上記 C_{L1} を越えた場合には、揚力を rear loading だけでもたせることはできず、局所超音速領域においても揚力をもつ必要がある。このためには下面の p/p_0 レベルを上げればよい。揚力係数が小さい場合には M_{DD} における下面の p/p_0 の平均値 F_L もかなり小さく、下面の衝撃波の前方をやはり peaky 分布にしないと下面の衝撃波は強いものになるであろう。下面の衝撃波は弱いほうが良いことは明らかであるので、下面も peaky 分布にする必要が

ある。したがって前縁半径はやはり大きい。しかし揚力係数が小さい場合には、下面を peaky 分布にしても、 M_{DD} における下面の衝撃波の強さは無視できないほど強いであろう。 C_L がある程度以上大きい場合には、下面衝撃波は無視し得るほど弱くし得るであろう。このように、下面の衝撃波の強さを無視できる最低の揚力係数を C_{L2} とする。 $C_L = C_{L2}$ における p/p_0 分布を図 A3(b) に模型的に示す。

$C_{L1} < C_L < C_{L2}$ の場合には、上下両面とも peaky 圧力分布をもち前縁半径が大きいことが望ましい。また、下面の衝撃波の強さは無視できない。

IV. 揚力係数がさらに大きくなって C_{L2} を越えた場合には、下面の衝撃波はすでにじゅうぶん弱く無視できるので、これ以上弱くすることを考える必要はない。 $C_L > C_{L2}$ の場合には、前縁半径を小さくして C_T を大きくすることが有利である。前縁半径をじゅうぶん小さくし得る最低の揚力係数を C_{L3} とする。 $C_L = C_{L3}$ における p/p_0 分布の例を図 A3(c) に模型的に示す。

$C_{L2} < C_L < C_{L3}$ の場合の最良の翼においては、

1. 下面の衝撃波は無視できるほど小さい。
2. 下面の前縁付近の p/p_0 のレベルは比較的低く、前縁半径は比較的大きい。

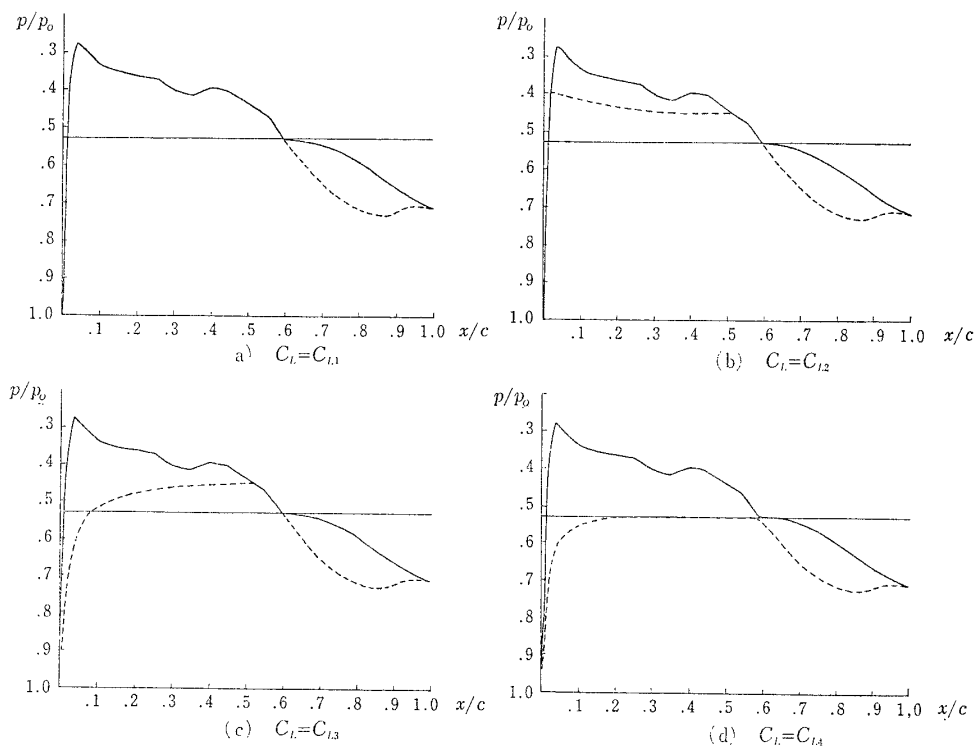


図 A-3 臨界揚力係数における圧力分布の型

V. $C_L = C_{L3}$ の場合には下面に局所超音速領域が存在し、無視できるほど弱いものではあるが下面に衝撃波が存在する。 C_L が更に大きくなると、下面を完全亜音速流にすることができる。前縁半径がじゅうぶん小さく、下面が完全亜音速流になり得るような C_L の下限を C_{L4} とする。この場合の p/p_0 分布の例を図 A3(d) に模型的に示す。

$C_{L3} < C_L < C_{L4}$ の場合の最良の翼においては、

1. 下面にまだ局所超音速領域は残るが
2. 前縁半径はじゅうぶん小さい

VI. 揚力係数がさらに増して $C_L > C_{L4}$ になると、下面の設計を適当に行うと、

1. 下面は完全亜音速流で
2. 前縁半径はじゅうぶん小さい

翼を得ることができる。

A 2.2

A 2.1 において定義された臨界揚力係数 C_{L1} , C_{L2} , C_{L3} , C_{L4} の値は、最良の p/p_0 分布が求まってはじめて決定できるものであり、現在の段階では不明である。しかしここでは次の仮定のもとにその大ざっぱな値を求めてみた。

仮定

1. 上面の局所超音速領域の p/p_0 分布は、この研究で得られた最良の p/p_0 分布と同じであるとする。(図A3における上面局所超音速領域の p/p_0 分布にはこれを用いている。)
2. rear loading のみによって得られる揚力係数の

限界を 0.1 とする。

3. 衝撃波直前の p/p_0 が 0.45 以上の場合には、衝撃波抵抗は無視し得るものとする。
4. 前縁半径は翼の厚み分布から定まる。翼の厚み分布は、上下両面の p/p_0 の平均値 p_+/p_0 の分布と関連が深い。前縁半径が小さいためには、特に前縁付近の p_+/p_0 が高いことが望ましい。ここでは p_+/p_0 の分布が peaky 型にならないことを、前縁半径がじゅうぶん小さいことのためやすにする。

上記の仮定のもとに各臨界揚力係数における上下両面の p/p_0 分布を模型的に描いたのが図 A3 である。

この図においては、

$$C_{L1} = 0.1$$

$$C_{L2} = 0.2$$

$$C_{L3} = 0.3$$

$$C_{L4} = 0.4$$

がその大ざっぱな値である。

第6章の結論が適用できるのは $C_L > C_{L3}$ の場合である。 $C_{L2} < C_L < C_{L3}$ においては、 C_T が大きいほどよいという結論は適用されないが、 F が小さいほど良いという結論は適用できる。従って C_T の影響を小さいとして省略すれば、第6章の結論は $C_L > C_{L2}$ の場合に適用できる。

第7章で得られた結論は $C_L > 0$ のすべての場合に適用できる。

TR-299 正誤表

	正	誤
17 頁 表1の3列目 (C_T の欄)	-1.572	-1.964
	-1.725	-1.806
	-1.735	-1.557
	-1.729	-1.820
	-1.655	-1.880
	-1.655	-1.880
	-1.678	-1.436
	-1.692	-1.526
	-1.684	-1.365
	-1.598	-1.908
	-1.531	-1.994
	-1.531	-1.994
	-1.466	-1.040
	-1.861	-1.331
	-1.746	-1.418

- | | |
|--|---|
| <p>TR-297 Green 関数を二次元ラプラス方程式に適用した解法による冷却のタービン翼の温度分布の計算 (境界条件として温度勾配を与える場合)
A Calculation of Temperature Distribution by Applying Green's Function to a Two-Dimensional Laplace's Equations. (The Case in which the Temperature Gradients on the Boundary are given)</p> | <p>1972年8月 西村英明, 白井 弘</p> |
| <p>TR-255T The Study on the Motion of an Artificial Satellite in the Earth's Gravitational Field</p> | <p>Aug. 1972 Sumio Takeuchi
Koichi Matsushima</p> |
| <p>TR-298 航空機用対気速度計の位置誤差について
Experiment on Airspeed Calibration Procedures</p> | <p>1973年1月 幸尾治朗, 岡 遠一
塚野雄吉, 矢沢健司
小野孝次</p> |

航空宇宙技術研究所報告 299 号

昭和 48 年 1 月 発行

発行所	航空宇宙技術研究所 東京都調布市深大寺町 1880 電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表) 182
印刷所	株式会社 東京プレス 東京都板橋区桜川 2-27-12

Printed in Japan

This document is provided by JAXA.