

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-148

吹出しフラップ翼の高揚力特性

小橋安次郎・宮沢政文・西 武徳

1968 年 9 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 資 料

TM-101	低圧環境下における固体ロケットモータの性能	1967年3月	望月昌, 斎藤信 五代富文, 伊藤克 湯沢克宜
TM-102	弾性支持片持板の振動	1967年3月	埴武敏, 築地恒 越出慎一, 林洋一
TM-103	結合梁の振動について	1967年3月	築地恒夫, 林洋一
TM-104	平板翼模型の固有振動モードの測定	1967年4月	中井暎一, 森田甫之
TM-105	非定常境界層方程式を含む放物型微積分方程式の数値解法	1967年4月	関口清子
TM-106	動安定微係数測定用風洞天秤について	1967年5月	高島一明, 榊原盛三 原亘利, 北出大三 金成正好
TM-107	プロペラ後流偏向型 STOL 機の風洞試験 (II)	1967年6月	犬丸矩夫, 岡部祐二郎 北村清美, 川幡長勝 高橋 侔, 木村友昭
TM-108	インダクタンス型小型圧力変換器の試作とその応用	1967年7月	長洲秀夫, 柳沢三憲
TM-109	ロケットの飛しょう径路計算のためのプログラム	1967年7月	戸川隼人, 石黒登美子
TM-110	二次元スラットおよびスロツテッドフラップの実験的研究 (I)	1967年8月	犬丸矩夫, 北村清美 川幡長勝
TM-111	リフトジェット VTOL 機の離陸径路に関する近似解	1967年8月	西村博史
TM-112	極超音速風洞用ベブル加熱器の特性	1967年8月	橋爪 宏, 橋本 登
TM-113	リフトジェットエンジン試験設備 (II)	1967年9月	森田光男, 岩部柱相 関根静雄, 武田克己
TM-114	五段遷音速軸流圧縮機の空力設計	1967年9月	藤井昭一, 松木正勝 五味光男
TM-115	燃料蒸発管に関する研究 (I)	1967年9月	大塚貞吉, 鈴木邦男 田丸 卓, 乙幡安雄
TM-116	高負荷燃焼器の空気孔からの流れについて (I)	1967年9月	鈴木邦男, 相波哲朗
TM-117	ロケット用テレメータ機上装置の集積回路化	1967年9月	新田慶治, 松崎良継
TM-118	操縦桿レート信号によるアイアンバード制御の安定効果とパイロットのモデルについて	1967年9月	村上 力, 真柳光美
TM-119	ペーン型気流方向検出器の特性	1967年11月	田畑浄治, 松島弘一 成田健一, 塚本憲男
TM-120	円錐管レンズの設計とその応用	1967年11月	山中龍夫, 奥 祖澄男
TM-121	大きなマトリクスの逆行列計算および連立一次方程式の計算のためのプログラミング技術	1967年11月	戸川隼人, 戸川保子
TM-122	NAL-7-P ロケットの強度および燃焼試験結果	1967年11月	竹中幸彦, 古田敏康 小川欽一, 朝田洋雄 豊原恒彦, 五代富文 湯沢克宜, 伊藤克弥 西村 久男
TM-123	“NAL-16-31” および “NAL-25-31” 二段ロケットの振動試験	1967年11月	中井暎一, 古関昌次 田寺 一, 高木俊朗 安藤泰勝, 森田甫之 峯岸正勝, 菊地孝男 太田 幹雄
TM-124	吹出式超音速風洞の集合洞圧力制御について	1967年12月	外立政隆, 近藤洋史 原 亘利

吹出しフラップ翼の高揚力特性*

小橋安次郎**・宮沢政文**・西 武徳**

On High-Lift Characteristics of A Wing with Blowing Flap

By Yasujiro KOBASHI, Masafumi MIYAZAWA,
and Takenori NISHI

Wind tunnel tests were carried out on a rectangular wing with a blowing flap which has a 1 m span, 0.6 m chord and 0.25 flap-chord ratio, to get forces and pressure distributions at free stream velocities from 25 m/s to 35 m/s, flap angles from 0° to 90°, blowing parameter C_J from 0 to 1.0 and Reynolds numbers based on wing chord length from 1.0 to 1.4×10^6 . Experimental results show typical overall characteristics of this kind of wing such as lift increase by blowing, and the minimum jet reaction (or momentum) necessary to prevent separation on the flap surface. The most important blowing parameter in studies of "boundary layer control" and "circulation control" is discussed, and in this report the jet reaction coefficient C_J is adopted instead of the momentum coefficient C_μ . Care should be taken when tests are carried out under high pressure ratios. It is found that this type of flapped wing attains considerable high lift with a small amount of blowing. If blowing is applied to the leading edge as well as the trailing flap, lift increments are expected to be larger and the stalling angle increased.

1. 序 論

航空機の低速時における高揚力の問題には従来各方面から大きな関心が寄せられ、多くの研究がなされてきた。特に最近では STOL 機の開発や高速機の出現に伴って、これらの離着陸性能を向上させる必要に迫られ、高揚力装置の研究は一層注目されるようになって来た。

フラップは古くから用いられている高揚力装置の一つであり、その種類にもよるが、これによってかなり高い揚力係数を得ることができる。しかし、構造的に最も簡単な平板フラップの場合、フラップ角をある程度とると、翼面に沿う圧力上昇が大きくなるために流れがはく離してしまい、フラップはその本来の機能を果たすことができなくなる。

任意の大きなフラップ角度において流れを翼面に付着させて、いわゆる古典的なポテンシャル流による揚力を実際に得ようという試みがなされ、境界層制御の問題として注目を集めている。吸込みによる境界層制

御は抵抗を減少させるのに有効であるが、構造的にも技術的にも難しく、揚力増加にも限度があるため高揚力装置としては余り用いられない。これに反して、高速の空気をフラップ頭部付近から吹出す吹出しフラップ (Jet-Augmented Flap, Blowing Flap) は、構造的に簡単な上大きな揚力増加を実現できる。

この際フラップそのものの頭部から空気を吹出す純粋な flap blowing と、フラップに隣接した主翼側から吹出す shroud blowing の二つのタイプが考えられる。一般的に言って、吹出し空気はいわゆる Coanda 効果によってフラップ頭部の曲面に沿って流れるので、この両者による差異は小さいと考えられるが、この点に関する研究は従来殆ど行なわれていない。文献 [12] の実験結果によれば、フラップ角が 60° 位になると、両者の違いが現われ、プロペラ後流のあるとき純粋な flap blowing の方が優れている。しかしこの実験のレイノルズ数は低く、またいくつかの条件の下でこの結論が引き出されているため、これをそのまま一般の場合にあてはめることはできないだろう。

本装置は1963年から64年にわたって計画・製作したもので、予備試験を繰返した後1965年に風洞試験を行った。この段階で上記二つのタイプの得失を判断す

* 昭和43年7月18日受付

** 空気力学第二部

る資料はなく、模型製作上の理由からわれわれは shroud flap を採用した。以下本論文で論じ、あるいは引用・比較・考察しているのはすべてこのタイプの吹出しフラップ翼である。

吹出しフラップの研究に於て最も重要な相似パラメータは吹出し空気の運動量である。この空気の運動量増加と共に揚力は急激に上昇するが、ある点まで達すると増加率が落ちる現象が見られる。この屈折点までの領域を境界層制御 (Boundary Layer Control, BLC) と呼び、流れはここで再び翼面に付着し、揚力はポテンシャル理論による計算値とほぼ等しくなる。BLC の範囲内では高速の吹出し空気の持つエネルギーは、はく離した流れを翼面に付着せしめるために費され、この後の吹出し空気は、翼まわりの循環を増加させる働きをする。この領域を循環制御 (Circulation Control, CC) と呼び、また BLC と CC の接続点を臨界点と呼ぶことにする。この臨界点は、翼型、翼面の粗さ、レイノルズ数、アスペクト比、吹出しスリットの厚み等多くの条件やパラメータの影響を受けるため、これを理論的に推定することは非常に困難であり、従って個々の場合について実験的に求めて行く以外に方法はない。

筆者等は以上の点を考慮しつつ、吹出しフラップ付翼模型の風洞試験を行なった。まず最も重要な相似パラメータである吹出し空気の運動量について考察し、さらにこの模型の臨界点を求め、他の多くの実験データと比較した。実験は3分力試験と圧力分布測定の方を行ない、この型の高揚力装置の主要な特性を求めた。ここでは得られた実験結果を示し、さらに残された問題について検討する。

2. 記 号

c : 翼弦長
 c_F : フラップ弦長
 s : 翼 幅
 S_W : 翼面積
 AR : アスペクト比
 AR^* : 有効アスペクト比
 h : 吹出しノズル間隔
 η : フラップ角
 α : 迎 角
 U_∞ : 一様流速度
 M : マッハ数
 ρ : 空気密度 [kg/sec²/m⁴]
 p : 静 圧 [kg/m²]

T : 絶対温度 [°K]
 u_j : ノズル出口の吹出し空気速度
 u_j' : 等エントロピー変化を仮定したときの吹出し空気速度
 m : 単位時間当りの吹出し空気量 [kg/sec]
 S_j : ノズル出口面積
 S_j' : 等エントロピー変化を仮定したときの仮想出口面積
 a : 音 速
 Re : 一様流のレイノルズ数、基準長さは翼弦長
 μ : 等エントロピー変化を仮定したときの仮想出口における吹出し空気の運動量, $(m/g)u_j'$
 J : 吹出し空気の反力 (静止推力)
 C_μ : 運動量係数 $\left[(m/g)u_j' / \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 S_W \right]$
 C_J : 反力係数 $\left(J / \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 S_W \right)$
 $C_{J \text{ crit}}$: 流れのはく離を防ぐのに必要な反力係数
 C_Q : 流量係数 $[(m/g) / \rho_\infty U_\infty S_W]$
 C_L : 揚力係数
 C_D : 抵抗係数
 $C_{m1/4}$: 縦揺れ (ピッチング) モーメント係数, 1/4 弦長点まわりで頭上げを正とする。
 ΔC_L : 揚力増加, $C_L(C_J) - C_L(C_J=0)$
 C_p : 圧力係数
 e : 有効推力比
 γ : 空気の比熱比 (=1.4)
 R : ガス定数 (=286.8 m²/sec²·°K)
 g : 重力加速度 (=9.8 m/sec²)
 α_0 : 無揚力角
 C_{LA} : ポテンシャル流が実現したとき空力的に決まる揚力
 ΔC_{Lj} : 吹出し空気の揚力への寄与分

添 字

∞ : 一様流
 D : ダクト内の状態, ノズル出口における貯気槽状態
 j : ノズル出口の条件
 j' : 等エントロピー変化を仮定したときの仮想出口における条件
 $*$: ノズル出口の臨界状態, 有効(アスペクト比)
 crit : 流れが翼面に付着してポテンシャル流が実現した状態 (BLC と CC の境界)

3. 試験装置

ノズル間隔比: $h/c=0.88 \times 10^{-3}$

フラップ弦長比: $c_F/c=0.25$

1) 風洞

航空宇宙技術研究所 2m×2m 遷音速風洞 (低速にて実験)

多孔壁ハーフ・モデル・カートおよび5分力ハーフ・モデル・カート用外挿式天秤を使用

2) 模型

翼型: NACA 64-210

翼弦長: $c=0.6\text{ m}$

翼幅: $s=1\text{ m}$

吹出しノズル間隔: $h=0.527\text{ mm}$ (測定平均値)

なお、主翼およびフラップ表面には 46 個の静圧孔を設けてあり、これによって翼面上の圧力分布を測定することができる。ノズルは先細の音速ノズル (Convergent Nozzle) である。吹出しノズルの間隔を一定に保つためにスペーサーを翼幅方向に 20 cm 間隔で全部で 5 個配置してある。

3) 試験装置

試験装置の概略を図 2 に示す。吹出し空気は高圧空気源 (20 kg/cm^2) より導き、これを調圧弁によって任

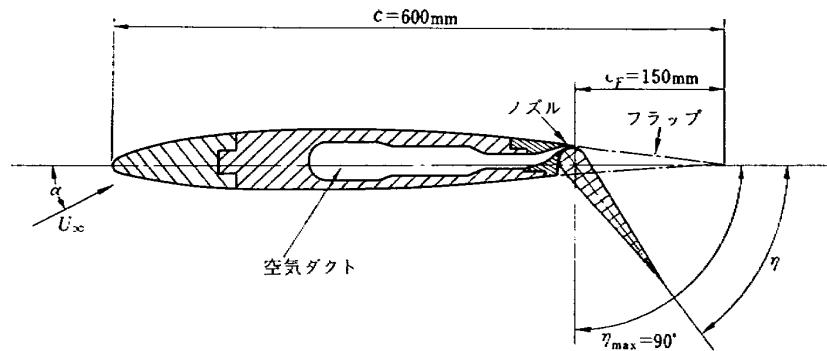


図 1 模型見取図

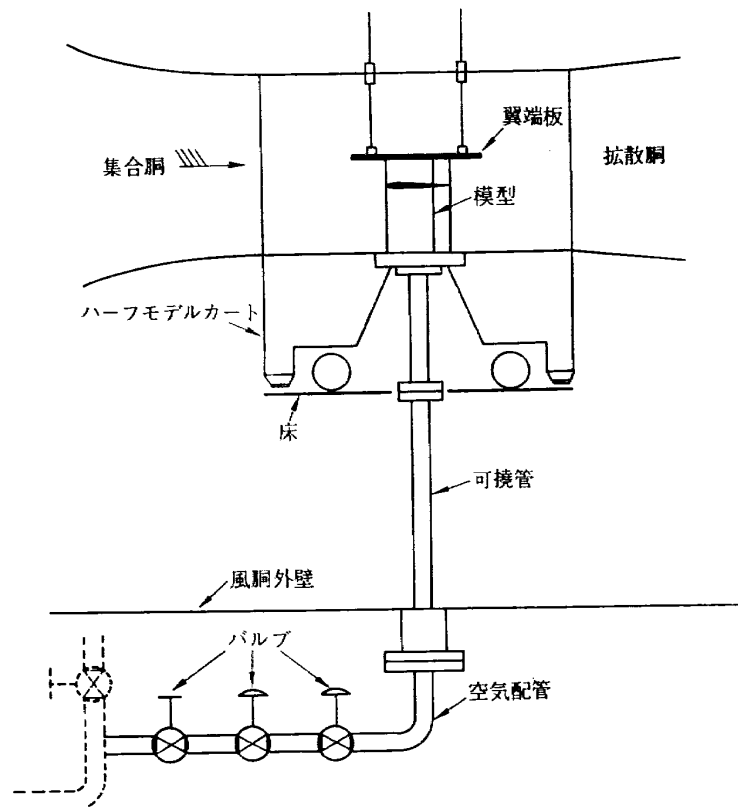


図 2 試験装置配管図

意圧力に落した上で模型内ダクトに送る。実際に使用した最高圧力は絶対圧で 4 kg/cm^2 弱であった。

模型は翼端の一方をカート床面の回転板に取り付け、他方の翼端に端板をつけてある。これは翼模型の

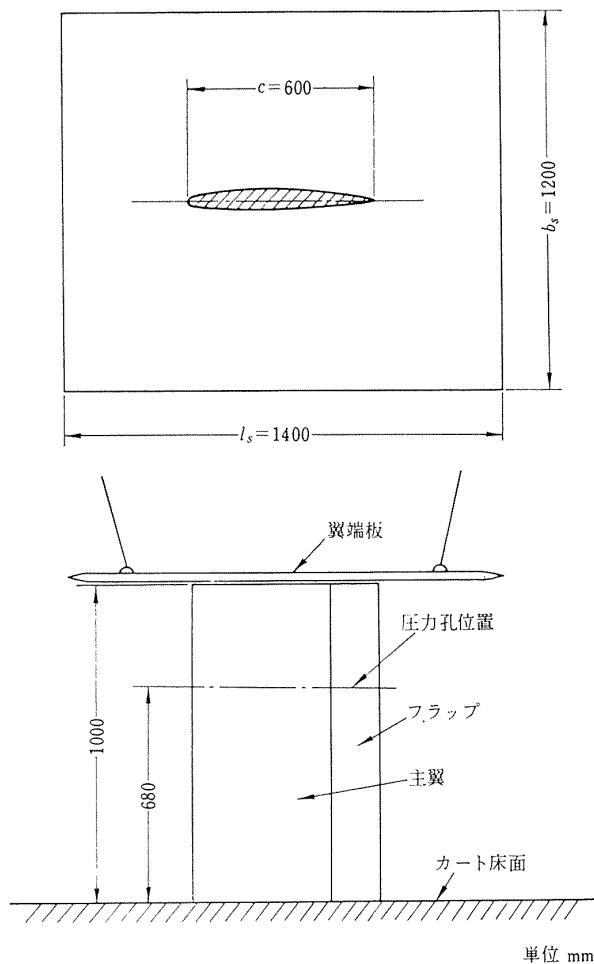


図3 翼端板概略図

単位 mm

表1 実験条件

η	U_∞ m/sec	C_J	p_D/p_∞	Re
$0^\circ \sim 60^\circ$	33~35	0~0.3	1.0~2.6	1.4×10^6
$75^\circ \sim 90^\circ$	25~26	0~1.0	1.0~3.7	1.0×10^6

但し、 Re 数の基準長さ：翼弦長 $c=0.6 \text{ m}$

幾何学的アスペクト比が小さいので、3次元性の影響をなるべく小さくするためである。端板によってどの程度の2次元性が得られるかについて、カート床面の問題と共に後に検討する。また端板は独立して風洞壁に取り付け、翼端との間に $0.5 \sim 1 \text{ mm}$ の間隔をあけて、端板との接触によって翼に外力が加わらないようにしてある。圧力分布測定用の静圧孔は床面より 0.68 m の位置に、フラップ部も含めて46個あけてある。圧力孔から導かれた銅パイプはまとめて翼端板の上に固定し、風洞壁の外側に取出される。これは天秤出力に影響をおよぼすので、3分力試験の際は圧力導管を全部切断して翼に別の外力が加わらないよう配慮した。このようにして取り出された静圧は連通管式マンノメータとトランス・デューサーを併用して測定した。

なお、風洞試験に入る前に予備試験を行なって噴流の速度分布および運動量分布を測定し、翼幅方向の一様性を検定した。風洞試験時における実験条件の概要は表1に示す通りである。また使用した天秤は垂直力 500 kg 、軸力 100 kg の容量をもつ。本実験は低速で行なったが、翼面積が大きく、最大出力は容量の $1/3$ 以上に達しているので天秤精度の上で問題はない。

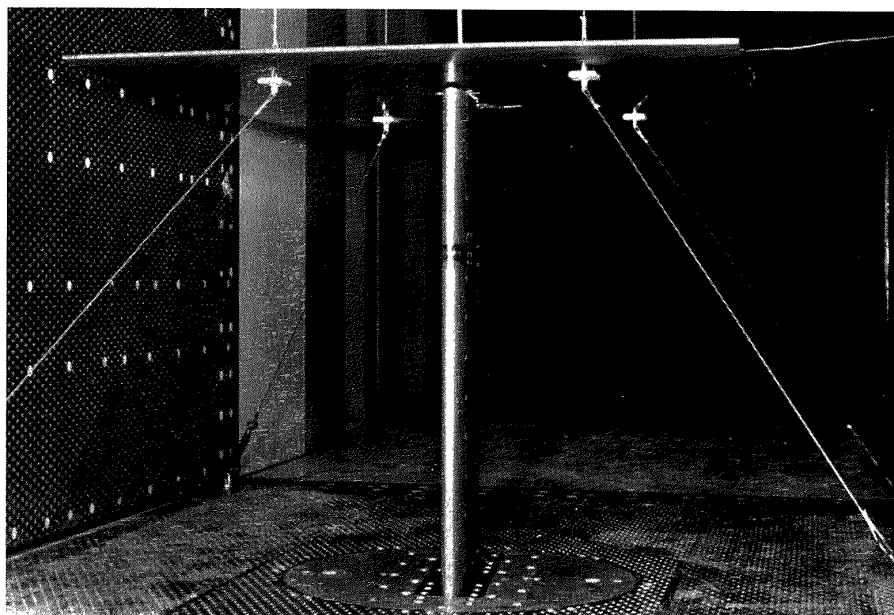


図4 風洞内模型取付図

4. 主要パラメータの決定

吹出しフラップ翼において最も重要な無次元パラメータは噴流の運動量係数 C_μ である。(本報告では後に述べる理由により反力係数 C_J を用いたが、両者の差は小さい。)これはフラップ面上ではく離れた流れに供給されそこで消費される運動量を表わすもので、初め Poissan-Quinton によって導入された。現在までの研究によれば、吹出しフラップ翼の高揚力特性は使用する噴流の圧力比、流量、ノズル間隔比 (h/c) などによらず、概ねこの運動量係数によって決定されることが明らかになっている。

フラップ角をある程度とると、フラップ面上の流れは大きな圧力勾配に抗することができずはく離するが、このはく離流の中に高速の噴流を吹き込むと、流れは失った運動量を回復して揚力が急激に増加する。これが境界層制御 (BLC) の領域である。流れがフラップ面に完全に付着していわゆるポテンシャル流が実現すると、ここで揚力は理論計算値にほぼ等しくなる。このポテンシャル流が実現するのに必要な噴流の運動量係数を $C_{\mu \text{ crit}}$ (あるいは $C_{J \text{ crit}}$) と名づけ、それ以後の領域を循環制御 (CC) と呼ぶ。従って $C_{\mu \text{ crit}}$ ($C_{J \text{ crit}}$) は BLC と CC の二つの領域の接点として求められる。

主要パラメータは次のようにして求められる。

1) 運動量係数 C_μ

噴流の運動量係数 C_μ は次式で定義される量である。

$$C_\mu = \frac{\left(\frac{m}{g}\right)u_j'}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 S_W} \quad (1)$$

ここに S_W は翼面積である。三次元翼の場合、全翼

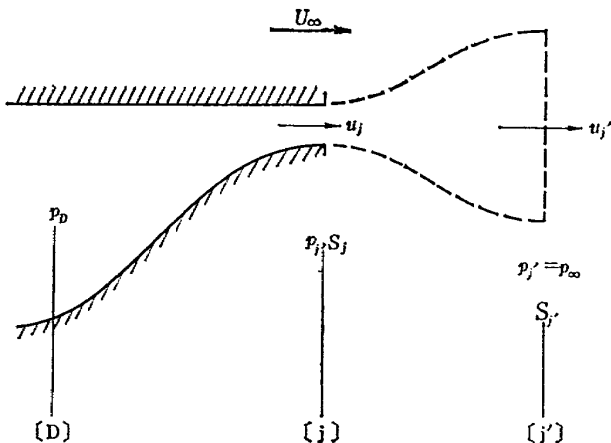


図5 吹出しノズル概略図

面積を基準にとる場合と吹出しフラップのついている翼幅部分の翼面積を基準にする場合とがある。ここで用いた模型は翼幅方向全域にわたって吹出しを行なっているもので、両者を区別する必要はない。 u_j' は、吹出し空気が p_D から p_∞ まで等エントロピー変化をすると仮定したとき、その仮想出口において得られる仮想速度である。ノズルは先細管であるから p_D をどんなに高く上げても出口における速度 u_j は音速を越えることはできない。 u_j が音速に達するといわゆる臨界状態(*)になる。 u_j が亜音速の時、 $[j]$ と $[j']$ が一致し、 $p_j = p_{j'} \approx p_\infty$, $u_j = u_{j'}$, $S_j = S_{j'}$ となる。

(a) 噴流速度が亜音速のとき, $M_j < 1$

$$1 \leq \frac{p_D}{p_\infty} < 1.893, \quad p_j \approx p_\infty$$

$$\frac{m}{g} = \rho_j u_j S_j, \quad u_j \equiv u_{j'} \quad (2)$$

(1) および (2) の両式より、

$$C_\mu = \frac{S_j}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 S_W} \rho_j u_j^2 \quad (3)$$

等エントロピー流の計算により、

$$\rho_j u_j^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} p_\infty \left[\left(\frac{p_D}{p_\infty} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (4)$$

$$\therefore C_\mu = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \frac{h}{c} \frac{2\gamma}{\gamma-1} p_\infty \left[\left(\frac{p_D}{p_\infty} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (5)$$

(b) 噴流速度が音速のとき, $M_j = M^* \equiv 1$

$$\frac{p_D}{p_\infty} \geq 1.893, \quad p_j = p^* = 0.5283 p_D \geq p_{j'} (\approx p_\infty)$$

この時ノズル出口がスロートになって臨界状態に達し、ここでの噴流速度は音速に保たれる。仮想出口における流量はこのスロート部の流量に等しい。よって、

$$\frac{m}{g} = \rho_{j'} u_{j'} S_{j'} = \rho^* a^* S_j \quad (6)$$

となる。臨界状態の関係式より、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\rho^*}{\rho_D} &= \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \\ \frac{a^*}{a_D} &= \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\therefore \frac{m}{g} = \rho_D a_D S_j \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (8)$$

一方等エントロピー流の計算により、仮想出口における速度は次式で表わされる。

$$u_{j'} = a_D \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$\therefore \left(\frac{m}{g}\right)u_j' = \gamma \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} \times S_j p_D \left[1 - \left(\frac{p_\infty}{p_D}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

よって (1), (10) 両式より,

$$C_\mu = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \frac{h}{c} \gamma \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} \times p_\infty \frac{p_D}{p_\infty} \left[1 - \left(\frac{p_\infty}{p_D}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

となる。(11) 式が C_μ の理論計算値である。実験の

ときは、流量を測定して求められる m/g と (9) 式によって理論的に求められる u_j' とによって計算する。したがって C_μ の値を直接実験によって確かめることはできない。

上に求めた理論式に定数および実験条件を入れて計算した結果を図 6 に示した。ここでは便宜上、一様流の条件として地表における標準大気および $U_\infty = 40$ m/sec, さらに $h/c = 0.88 \times 10^{-3}$ を入れて計算し、 p_D/p_∞ を横軸にとってグラフにしてある。実験条件が異なる場合、このグラフより読み取った値に上の条

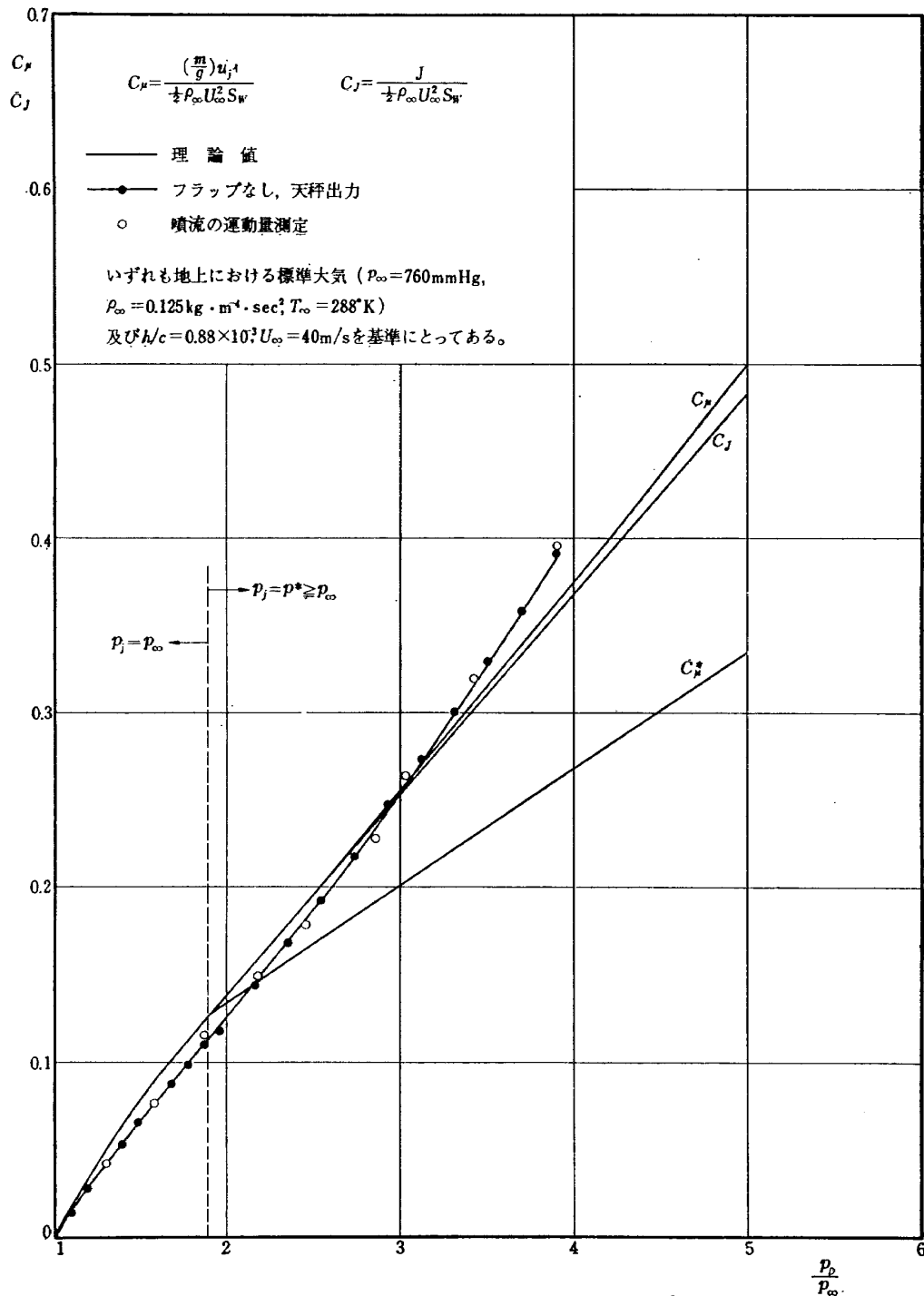


図 6 主要パラメータの決定: C_μ , C_J

件との比をかけることによって C_μ を求めることができる。

2) 反力係数 (静止推力係数)

噴流の反力係数は、ノズル出口における噴流の運動量に一樣流との圧力差を加えた量を表わすもので、ロケットの推力係数と同一である。実験的には、フラップを取りはずして無風状態で噴流を吹出し、天秤出力を測定することによって求まる。

(a) 噴流速度が亜音速のとき, $M_j < 1$

ノズル出口の圧力と一樣流圧力との間に差がない ($p_j \cong p_\infty$) ので、ノズル出口の運動量と反力は一致する。即ち $C_J \equiv C_\mu$ となる。

(b) 噴流速度が音速のとき, $M_j = M^* \equiv 1$

$$\frac{p_D}{p_\infty} \geq 1.893, \quad p_j = p^* = 0.5283 p_D (\geq p_\infty)$$

圧力比 p_D/p_∞ が 1.893 に達すると、噴流はノズル出口において臨界状態に達し、速度は音速のまま保たれる。しかし流量は p_D の増加と共に増加するので、ノズル出口の運動量は増加する。この時、ノズル出口の圧力 $p_j (= p^*)$ と一樣流圧力 p_∞ との間には圧力差が生じるから全反力は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} J &= \mu^* + \Delta J \\ &= \frac{m}{g} a^* + (p^* - p_\infty) S_j \\ \mu^* &\equiv \frac{m}{g} a^*, \quad \Delta J \equiv (p^* - p_\infty) S_j \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mu^* &= p^* a^{*2} S_j = \rho_D a_D^2 S_j \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ &= \rho \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} S_j p_D \\ \therefore C_\mu^* &= \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} \frac{h}{c} \rho \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} p_\infty \frac{p_D}{p_\infty} \end{aligned} \quad (13)$$

一方,

$$p^* = p_j = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} p_D$$

であるから,

$$\begin{aligned} \Delta J &= (p^* - p_\infty) S_j = p_\infty \left(\frac{p^*}{p_\infty} - 1 \right) S_j \\ &= p_\infty \left[\left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{p_D}{p_\infty} - 1 \right] S_j \\ \therefore \Delta C_J &= \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} \frac{h}{c} p_\infty \left[\left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{p_D}{p_\infty} - 1 \right] \end{aligned} \quad (14)$$

(13) および (14) より、次式が得られる。

$$C_J = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} \frac{h}{c} p_\infty \left[(\gamma+1) \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{p_D}{p_\infty} - 1 \right] \quad (15)$$

以上の理論計算式に C_μ の場合とまったく同じ定数および実験条件を入れて計算した結果を C_μ と共に図 6 に示してある。 C_μ^* は (13) 式を計算したものであり、参考のために示した。また比較のため実験結果も示してある。

[C_μ , C_J の検討および実測値について]

図 6 より明らかなように、圧力比 p_D/p_∞ が臨界値を越えると C_μ は常に C_J より大きくなる。これは C_μ の計算の際等エントロピー変化を仮定するため、仮想の壁が流体に圧力をおよぼすことになり、これが噴流の運動量増加に寄与するものである。両者の理論上の差は圧力比 $p_D/p_\infty = 5$ のとき 3% であり、普通の実験で用いる圧力比の範囲内では問題にならない。

ここで理論的に求めた C_J は J.S. Attinello が文献 [7] (pp. 478~480) で簡単に触れている $(C_\mu)^*$ のことであり、われわれの C_μ が彼の $(C_\mu)_j$ に相当する。彼は、高い圧力比においては実用上 $(C_\mu)^*$ 即ち C_J を用いるのがよいと示唆している。

今回の実験では、まず無風時にフラップを取りはずして噴流を吹き出し、天秤によって直接推力を計測して C_J を求めた。また確認のため、フラップ後方の運動量をも測定し、この実験結果を図 6 に示してあるが、両者はよく一致している。本報告ではこの実測によって求めた C_J を用いてデータを整理してある。

一般に用いられる C_μ を決めるのにはまず流量を求め、それに理論計算による速度をかけ合せて求めなければならないが、十分な精度で流量を測定することは容易でなく、したがって C_μ を正確に定めるのは難しい。これに反して C_J は無風時の天秤出力によって求まる量であるから、実験的に容易にかつ正確に定めることができる。臨界圧力比以上の状態で実験するときこのような厄介な問題が生じるので、注意深い研究者 (例えば F. Thomas, 文献 [1]) は常に臨界圧力比以下 ($p_D/p_\infty \leq 1.893$) で実験を行ない、 C_μ の値を大きくするときは一様流の速度を下げる方法をとっている。実際問題としてわれわれが一般に実験する圧力比の範囲内では、 C_μ と C_J の差はごくわずかであり、両者はほぼ一致していると考えて差支えない。

唯、ノズル出口において噴流が実際に持っている運動量可変量 (圧力+運動量) を表わすものは C_J であり、またこの種の高揚力装置が高い圧力比で用いられ

る可能性もあるので、Attinello も示唆する如く、 C_μ よりむしろ C_J を用いるのが好ましい。以上の理由から、また理論的一貫性を保つため、本報告ではすべて C_J を用いてデータを整理した。

3) 流量係数 C_Q

定義により、

$$C_Q = \frac{\frac{m}{g}}{\rho_\infty U_\infty S_W} \quad (16)$$

(a) 噴流速度が亜音速のとき、 $M_j < 1$

$$1 \leq \frac{p_D}{p_\infty} < 1.893, \quad p_j \simeq p_\infty$$

$$\frac{m}{g} = \rho_j u_j S_j$$

$$\therefore C_Q = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty} \frac{h}{c} \rho_j u_j \quad (17)$$

等エントロピー流の計算により、

$$\rho_j u_j = \frac{\gamma}{a_D} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{\frac{1}{2}} p_\infty \frac{p_D}{p_\infty}$$

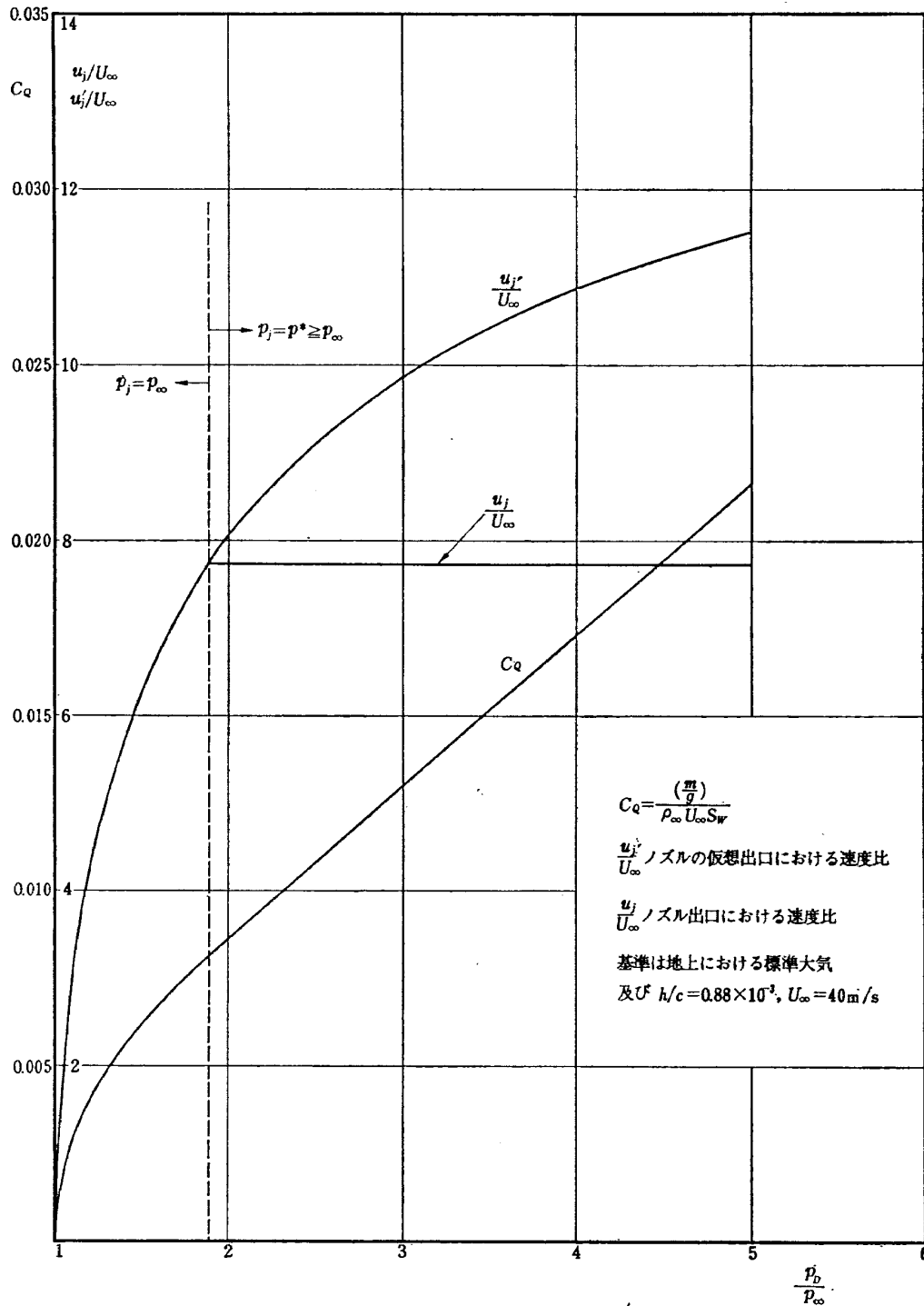


図7 主要パラメータの決定: C_Q , $\frac{u_j'}{U_\infty}$, $\frac{u_j}{U_\infty}$

$$\times \left[\left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

$$\therefore C_Q = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty} \frac{h}{c} \frac{\gamma}{a_D} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{\frac{1}{2}} \times p_\infty \frac{p_D}{p_\infty} \left[\left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

(b) 噴流速度が音速のとき, $M_j = M^* \equiv 1$

$$\frac{p_D}{p_\infty} \geq 1.893, \quad p_j = p^* = 0.5283 p_D (\geq p_\infty)$$

$$\frac{m}{g} = \rho_j u_j S_j = \rho^* a^* S_j'$$

$$\therefore C_Q = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty} \frac{h}{c} \rho^* a^* \quad (20)$$

等エントロピー流の計算により,

$$\begin{aligned} \rho^* a^* &= \rho_D a_D \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \\ &= \frac{\gamma}{a_D} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} p_\infty \frac{p_D}{p_\infty} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\therefore C_Q = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty} \frac{h}{c} \frac{\gamma}{a_D} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} p_\infty \frac{p_D}{p_\infty} \quad (22)$$

上の理論式に、一樣流の条件として C_μ, C_J と同じく地上における標準大気および $U_\infty = 40 \text{ m/sec}$ を入れて計算し、その結果を図7に示した。この際ダクト内の空気の温度は一樣流の温度と等しいと考え、標準大気の値を用いている。実験によれば、ダクト内の状態量は圧力の変化と共に等温変化していると考えてよく、またその温度は外気（一樣流）温度とほぼ等しいと考えて差支えない。

4) 速度比 $u_j'/U_\infty, u_j/U_\infty$

噴流の速度と一樣流の速度との比を速度比と名づける。ノズル出口以後にも等エントロピー変化を仮定した仮想出口における速度 u_j' に対して、圧力比の如何に拘らず次式が成立つ。

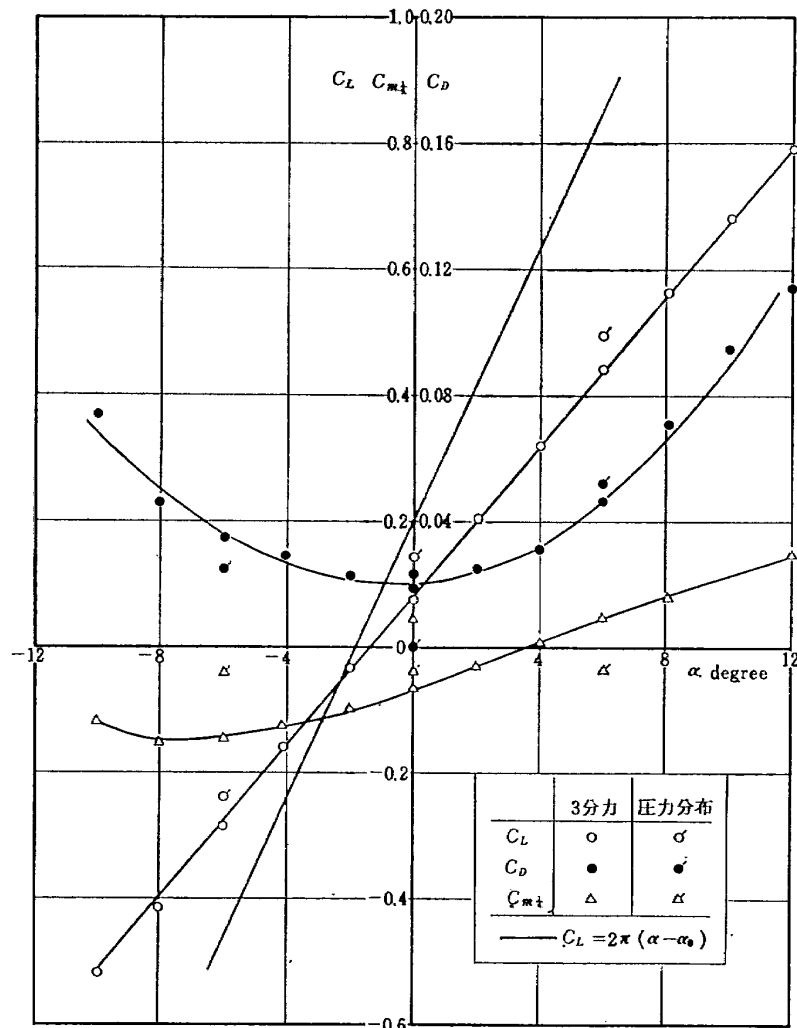


図8 3分力試験（端板付, $C_J=0$ ）

$$\frac{u_j'}{U_\infty} = \frac{a_D}{U_\infty} \left(\frac{2}{r-1} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{r-1}{r}} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \frac{C_\mu}{C_Q} \quad (23)$$

一方、実際のノズル出口における噴流速度の比は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} 1 \leq \frac{p_D}{p_\infty} < 1.893; \quad \frac{u_j}{U_\infty} &\equiv \frac{u_j'}{U_\infty}, \quad (23) \text{ 式} \\ \frac{p_D}{p_\infty} \geq 1.893; \quad \frac{u_j}{U_\infty} &= \frac{a^*}{U_\infty} = \frac{a_D}{U_\infty} \left(\frac{2}{r+1} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

上の理論式に C_Q の場合と全く同じ条件を入れて計算した結果を C_Q と共に図 7 に示してある。

以上 4 つの相似パラメータを理論的に導き、計算例をグラフに示した。実験条件が異なる場合は、基準にした条件に対する比をかけることによってそれぞれの係数を求めることができる。 C_Q および $u_j'/U_\infty, u_j/U_\infty$ はこの種のジェット・フラップの全体的な高揚力特性を考える際はあまり重要でないが、境界層制御の機構や過程を調べるときは重要なパラメータとなる。したがって理論値と共に実測値も求めておくのが望ましい。また、圧力比が臨界値を越えたときのこれら諸パラメータの扱い方も十分検討する必要があると思われる。

5. 実験結果及び考察

本実験に入る前に予備試験を行ない、翼模型の特性、翼端板効果、フラップ表面の摩擦抵抗による推力の損失などを調べた。まず翼型自身の 3 分力特性を測定し、得られた結果を図 8 に示してある。3 分力試験によるものと共に、圧力分布試験結果から図式積分によって求めた値も参考のために示した。(この場合、圧力分布より求めた抵抗には勿論摩擦抵抗は含まれていない。) この比較によれば、揚力および抵抗についてはほぼ両者の一致が見られる。縦揺れモーメントにおける両者の相違は、模型に直接取付けられた可撓管による影響が 3 分力試験に出るためと推定される。

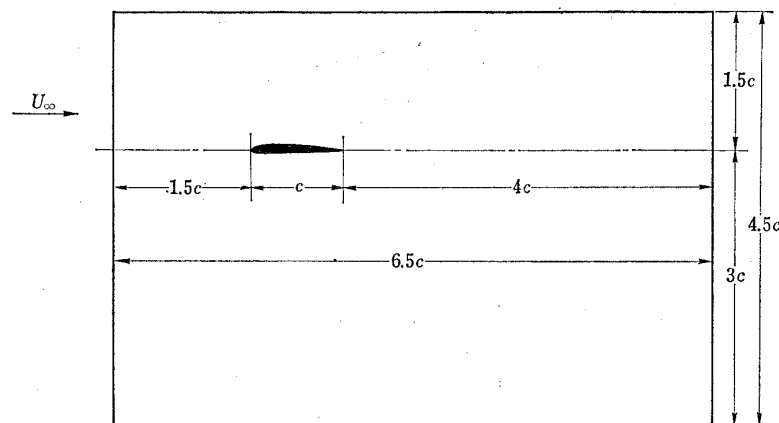
図 8 のグラフ中に記入した $C_L = 2\pi(\alpha - \alpha_0)$ は純 2 次元理論値 ($AR = \infty$) である。無揚力角 α_0 は薄翼理論によっても求められるが、NACA 翼型の特性から直接求められ (文献 [10])、

$$\alpha_i = 0, \quad C_{li} = 0.2$$

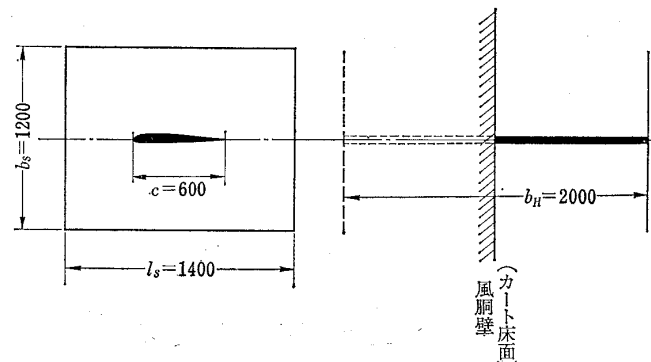
$$\therefore \alpha_0 = -1.82^\circ \quad (25)$$

となる。

翼端板は翼面の流れに 2 次元性を与えるために取付



(a) 好ましい翼端板の大きさ, 文献[3]



(b) 本実験に用いた翼端板, 単位 mm

図 9 翼 端 板

けるもので、これによって翼幅方向の負荷分布が一樣に保たれるようにする。今回の実験では、圧力分布は図3に示したごとくカート床面から翼幅のほぼ2/3の高さの位置で測定した。圧力分布より求めた力と天秤出力の結果がかなりよい一致を示していることは、翼幅方向の負荷分布がほぼ一樣に保たれているものと見てよい。

吹出しフラップ翼の実験においてどの位の大きさの翼端板をつければ十分であるのか、一般に決定することは難しい。A. Anscombe と J. Williams(文献[3])は一応の基準として図9(a)に示すような寸法を提唱している。一方 Schlichting および Truckenbrodt(文献[8], Bd. II) は、端板効果による幾何学的アスペクト比と有効アスペクト比との関係を次の経験式で表わしている。記号は図9(b)に示したものをを用いる。

$$AR^* = AR \left[1 + \frac{1}{2} \frac{b_s}{l_s} \left(\frac{l_s}{c} \right)^2 \right] \quad (26)$$

この経験式によって計算すれば、Anscombe および Williams の提唱する場合については $AR^* \cong 15.6AR$ と

なる。即ち端板によって有効アスペクト比はもとの幾何学的アスペクト比のほぼ15倍に増大されることになり、この程度にアスペクト比が拡大されれば十分2次元翼と見なすことができると思われる。

本実験の翼模型はハーフ・カートをを用いて図9(b)のように取付けたので、丁度鏡像の部分と合せて一對の端板を持った模型となる筈である。この翼模型について有効アスペクト比を(26)式によって計算してみると、

$$AR = \frac{10}{3}, \quad AR^* = \frac{10}{3} AR \cong 11.1 \quad (27)$$

となる。即ちアスペクト比11の翼の丁度半分を気流中に置いて実験していることになる訳である。ところが図8に示した3分力試験結果から、 $C_{La} = 3.46 \text{ rad}^{-1} = 2\pi \times 0.55$ が得られ、この値は Scholz(文献[6])の理論計算によれば $AR = 3.7$ の矩型翼に相当する。明らかにこの実測値は(27)の計算値より遙かに小さい。この原因は、翼端と翼端板との間にわずかながら隙間(0.5~1. mm)があること、および使用した遷音速風洞

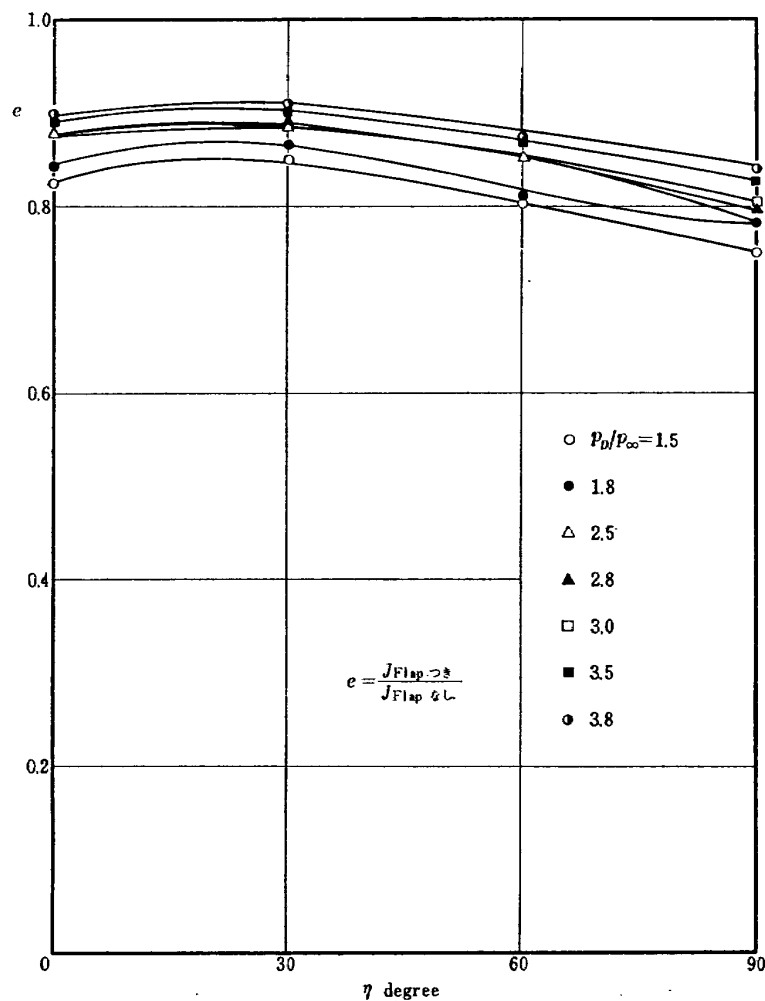


図10 有効推力比 e

用ハーフ・カートに求められるべきものである。上記計算の際は風洞壁即ちカート床面を固定壁と見なしたが、実際の床面は20%開孔比の多孔壁となっているため、固定壁を境界にして鏡像の模型と気流を考える方法は適用できなくなる。即ち、カート床面が反射板としての機能を果たしていなかったことになる訳である。以下ここでは実験結果の有効アスペクト比をすべての基準にしている。なお、使用した翼型NACA 64-210の純2次元特性は文献[10]に詳しく記されている。

推力または反力は、吹出し出口において噴流の持っている運動量可変量（完全に運動量に変わりうる量）と考えられるが、このうち何割かの量はフラップ面上の粘性摩擦のために失われる。これを測定したのが図10

である。ここに有効推力比 e は次式にて定義される。運動量損失率は $1-e$ で表わされる。

$$e = \frac{J(\text{フラップ付})}{J(\text{フラップなし})} \quad (28)$$

この実験結果によれば、有効推力比は圧力比 p_D/p_∞ の高い程大きくなりフラップ角によっても影響を受ける。狭い間隔のノズルから吹出される噴流は、そのすぐ近くに曲面の固定壁がある場合、曲面に沿って流れる性質があり、Coanda 効果と呼ばれる。噴流が非圧縮2次元乱流の場合、円柱の一点から吹出された噴流は角変位でほぼ 180° 位まで壁に付着することが知られている。（但しこれは吹出し出口間隔が十分小さく、レイノルズ数が十分大きい場合である。文献 [7] pp.

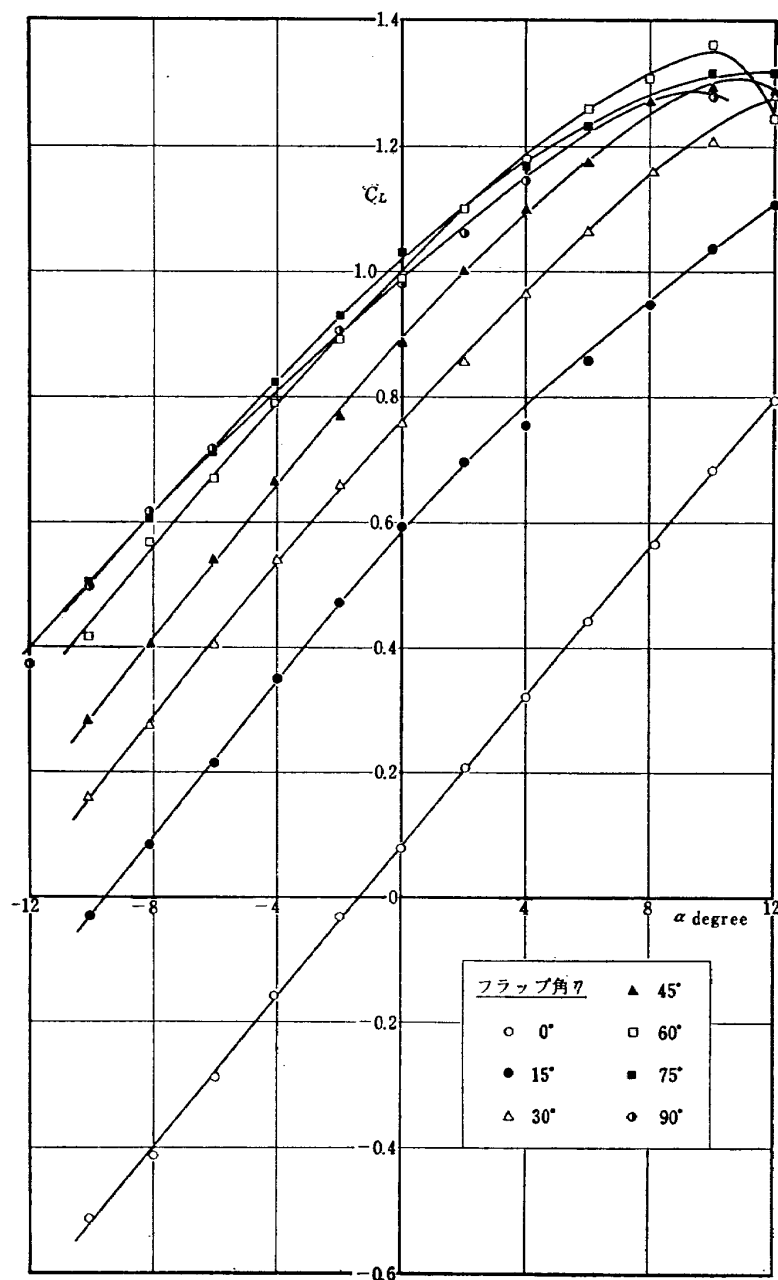
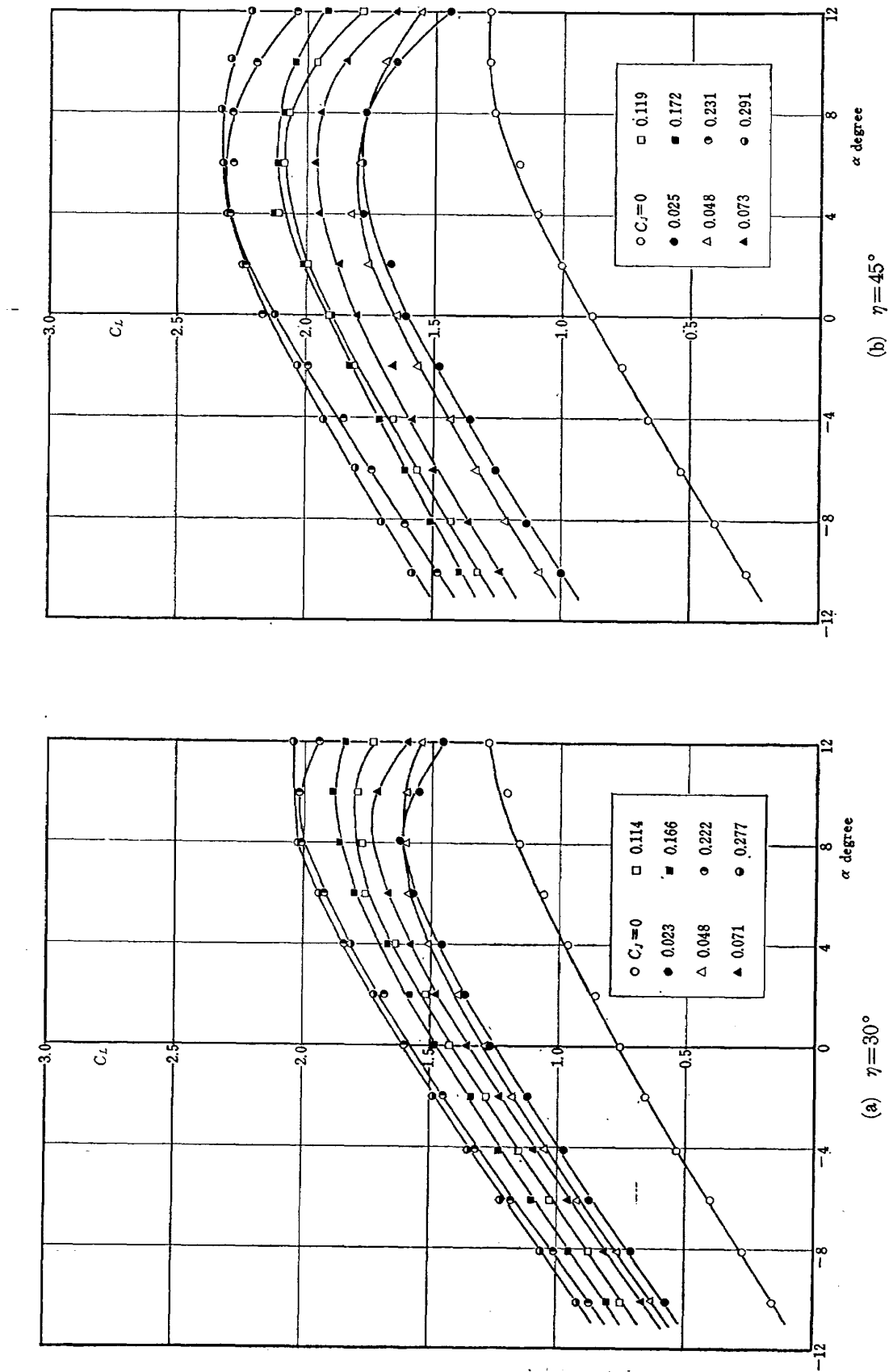
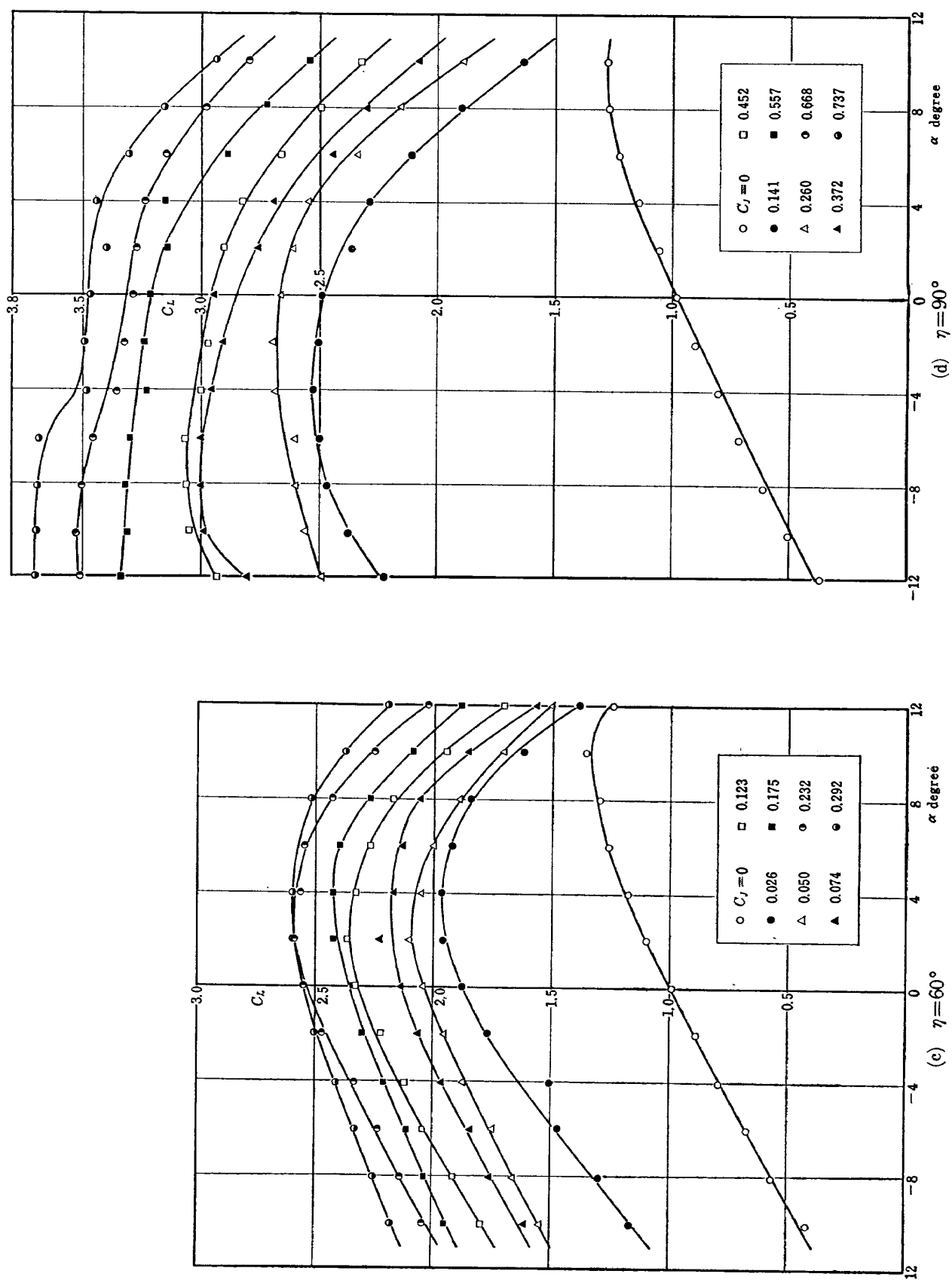


図 11 $C_L \sim \alpha$ 曲線 ($C_J=0$ のとき)

図 12 $C_L \sim \alpha$ 曲線

図 12 $C_L \sim \alpha$ 曲線

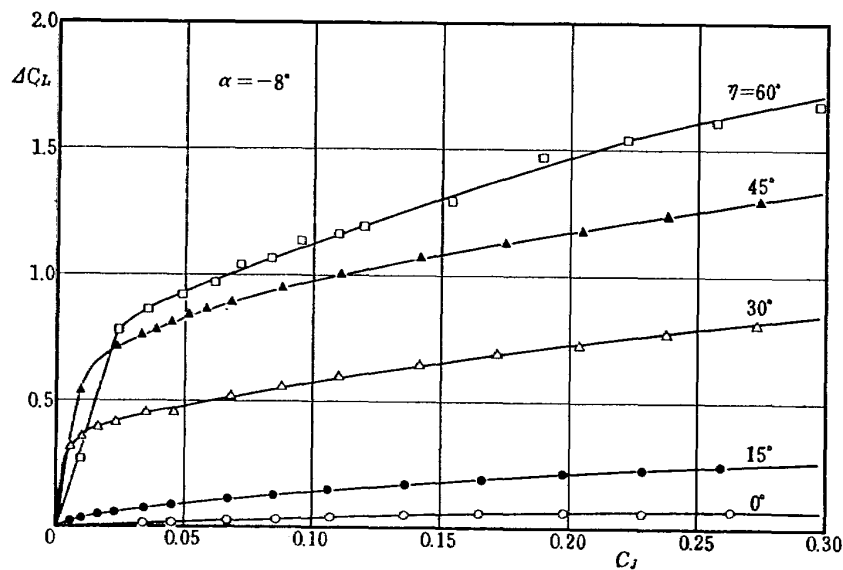
232～264.)本実験の場合、噴流はフラップ面上の圧縮流れであるから上記のことは適用できないが、実験結果から見て、流れは十分大きなフラップ角まで付着していることが分る。

圧力比、フラップ角を通しての有効推力比の平均はほぼ85%、したがって損失率は15%である。これは文献【1】(フラップ弦長比 25.7%, 翼型 NACA 0010)の実測の値ともよく合っている。

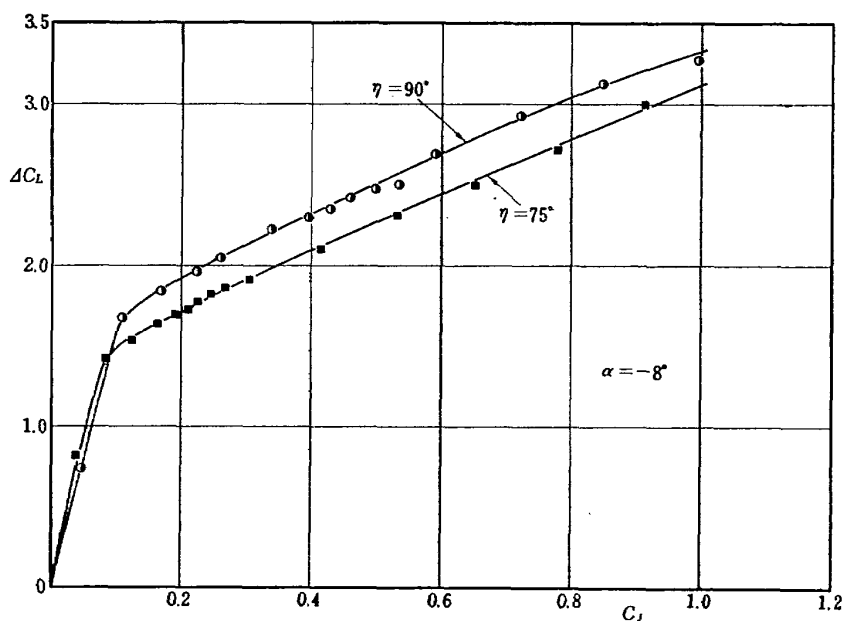
風洞試験結果は図 11 より図 18 に示してある。図 11 は吹出しを行なわないときの揚力-迎角曲線である。このグラフから明らかなように、普通のフラップはほぼ $\eta=45^\circ$ 位が限界でそれ以上フラップ角度を増して

も効果のないことが分る。

噴流を吹出したときの揚力増加の様子を図 12 に示した。フラップ角を増して行くと、それにしたがって得られる最大揚力係数は大きくなって行くが、一方で最大揚力角(失速角)は小さくなる。 $\eta=90^\circ$ では負の迎角で最大揚力が得られ、揚力曲線はかなり不安定な傾向を示す。また C_J が小さい範囲は C_J の増加と共に急激に C_L が増加するが、 C_J の値が大きくなるにしたがって C_L の増加率は減少する。この傾向は C_J を横軸にして整理し直してみると一層はっきりする。なおこの翼模型は $AR^*\cong 3.7$ であるが、アスペクト比がさらに大きくなれば当然得られる最大揚力係数も大



(a) $\eta=0^\circ\sim 60^\circ$



(b) $\eta=75^\circ\sim 90^\circ$

図 13 吹出しによる揚力増加

きくなる筈である。

つぎに揚力増加と C_J との関係をはっきりさせるために、フラップ角をパラメータにして C_J の値を細かくとって実験した結果を図 13 に示す。ここに、 $\Delta C_L = C_L(\eta, C_J) - C_L(\eta, C_J=0)$ である。このグラフを見れば、BLC と CC の領域はかなりはっきり分るが、両者の境界は一般に報告されている程きれいに唯一点として求まるものではなく、ある程度の幅を持っている。図 13 は迎角 $\alpha = -8^\circ$ の場合について求めた結果である。ここで -8° を選んだのは、フラップ角の大きい場合、 C_J を増加させてなお翼面上でのはく離を防ぐためには迎角をなるべく小さくする必要があるからである。この場合、少なくとも $\eta = 75^\circ$ 迄は流れがはく離していないと見なすことができる。フラップ面上の流れのはく離を防ぐのに必要な反力係数 $C_{J \text{ crit}}$

はこのグラフの屈折点 (BLC と CC の接点) として求めることができるが、この値は概ね翼の迎角にはよらないことが知られている。

こうして求めた $C_{J \text{ crit}}$ の値を他の実験結果と比較したのが図 14 である。各データとも条件が違い、あるいはその明確でないものもあるが、 $C_{J \text{ crit}}$ の値に直接大きな影響をおよぼすものは主としてアスペクト比であることが分る。本実験の $C_{J \text{ crit}}$ がかなり小さな値であるのも有効アスペクト比が小さいことによるものである。ONERA の実験結果を基にして Poisson-Quinton と Lepage (文献 [7]) は、2次元吹出しフラップ翼における $C_{J \text{ crit}}$ ($C_{\mu \text{ crit}}$) を次の経験式で表わしている。

$$C_{J \text{ crit}} = 0.015 \tan \eta \quad (29)$$

この経験式はわれわれの実験結果 ($AR^* = 3.7$) とよ

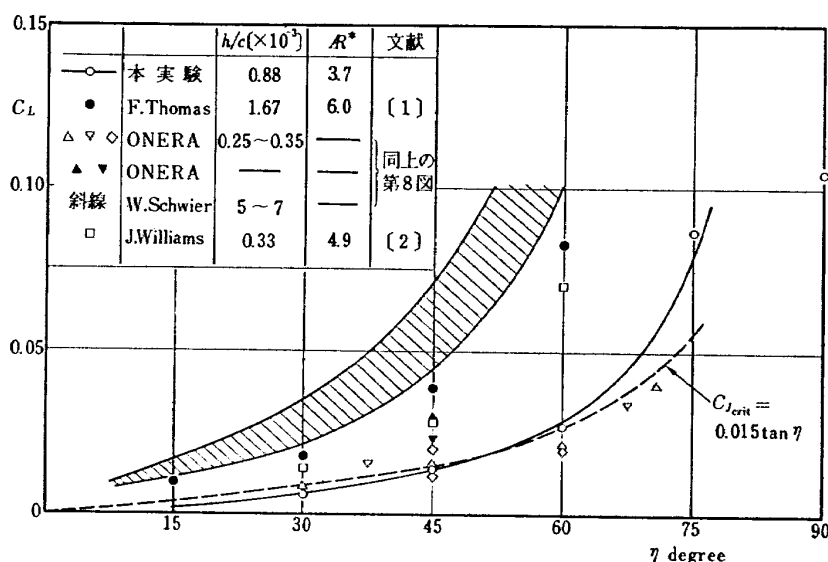


図 14 $C_{J \text{ crit}} \sim \eta$

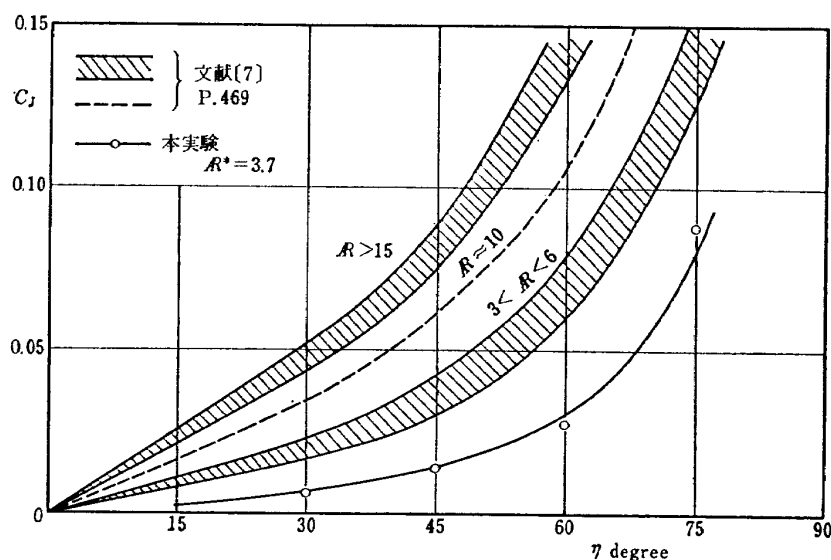


図 15 $C_{J \text{ crit}}$ の推定

く合うが、他のデータと比較してみると、かなり低い値を示すことが分る。これは ONERA の実験が恐らくはアスペクト比の小さな翼模型について行なわれたことによるものと思われるが、この点のデータは示されていないので確かなことは分らない。

図 15 に $C_{J\text{crit}}$ とフラップ角 η との関係が示されているが、これは比較のために文献 [7] から引用したものである。これによって、後退角 $0^\circ \sim 45^\circ$ 、フラップ弦長比 $0.25 \sim 0.40$ 、迎角が失速角に達しない範囲において $C_{J\text{crit}}$ の大まかな推定をすることができる。但しこのグラフに示されている C_J の基準面積は、吹出しフラップのある部分の翼面積である。なお比較のために本実験のデータも同時に示してある。

$C_{J\text{crit}}$ は、すでに述べたように、流れが翼面に付着していわゆるポテンシャル流が実現するのに必要な吹出し空気の供給量を表わすものである。そこでこのような状態に達した時の揚力を理論的に推定し、実験によって得られた $C_{L\text{crit}}$ と比較してみたのが図 16 である。図中の実測値は図 13 と同様に $\alpha = -8^\circ$ の実験結果を示し、 $C_L(C_J=0)$ は吹出しをしない時の各フラップ角における揚力を、また $C_{L\text{crit}}$ は吹出し空気が $C_{J\text{crit}}$ に達したとき得られた揚力をそれぞれ示す。

一方このときの揚力 $C_{L\text{crit}}$ を理論的に推定したのが図中の曲線である。取扱いを簡単にするため、この模型を舵角のある 2 次元平板翼と考え、ポテンシャル流の厳密解を求める。次に実験結果による「反り」と「アスペクト比」の影響を考慮に入れ、各フラップ角お

よび $\alpha = -8^\circ$ における揚力を計算する。これに吹出し空気の反力による寄与をつけ加える。

まず舵角のある純 2 次元平板翼のポテンシャル解を求める方法は、Schwartz-Christoffel 変換式を用いた厳密解（文献 [11] 参照）および Glauert の薄翼理論（文献 [8] 参照）が考えられるが、ここでは前者を用いた。フラップ角が 45° 乃至 60° 位までは後者の近似理論で十分正しいが、それ以上になると誤差が大きくなる。Schwartz-Christoffel の方法による厳密解は薄翼理論に比べて計算が多小面倒であるが、フラップ角の大小に拘らず正確な値が求まる。計算結果を次に示す。

$$\left. \begin{aligned} \eta = 0^\circ: C_L &= 2\pi \sin \alpha \\ 15^\circ: C_L &= 2\pi \sin(\alpha + 9.1^\circ) \\ 30^\circ: C_L &= 2\pi(0.990) \sin(\alpha + 18.2^\circ) \\ 45^\circ: C_L &= 2\pi(0.978) \sin(\alpha + 27.2^\circ) \\ 60^\circ: C_L &= 2\pi(0.959) \sin(\alpha + 36.0^\circ) \\ 75^\circ: C_L &= 2\pi(0.938) \sin(\alpha + 44.6^\circ) \\ 90^\circ: C_L &= 2\pi(0.911) \sin(\alpha + 52.9^\circ) \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

これは平板翼の純 2 次元 ($AR = \infty$) 理論値であるから、次に「反り」と「アスペクト比」の影響を考える。フラップ角 $\eta = 0^\circ$ のときの実験結果によれば、

$$\left. \begin{aligned} \text{無揚力角 } \alpha_0 &\approx -1.4^\circ \\ \text{揚力傾斜 } C_{L\alpha} &= 0.55 \times 2\pi \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

である。この結果を (30) 式の各々に適用して修正すると、われわれの模型に対するポテンシャル解が求まる。これを C_{LA} と記せば、次の結果が得られる。

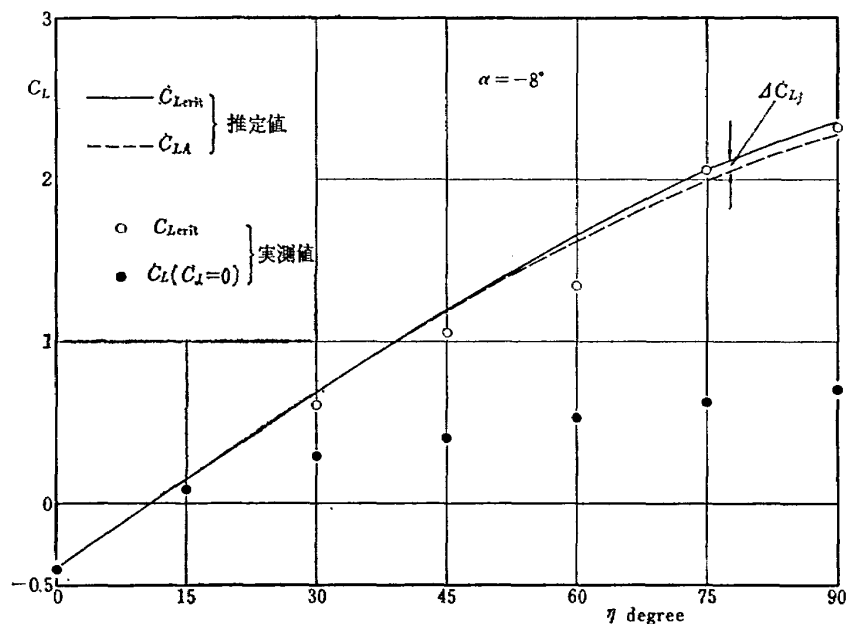
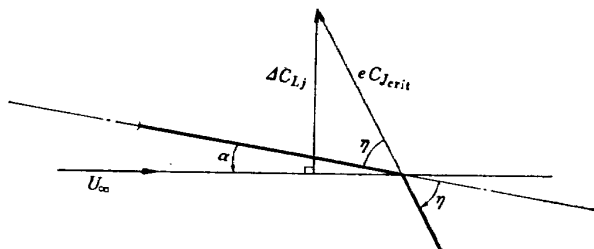


図 16 $C_{L\text{crit}} \sim \eta$

$$\left. \begin{aligned}
 \eta = 0^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.550)\sin(\alpha + 1.4^\circ) \\
 15^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.550)\sin(\alpha + 10.5^\circ) \\
 30^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.545)\sin(\alpha + 19.6^\circ) \\
 45^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.538)\sin(\alpha + 28.6^\circ) \\
 60^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.527)\sin(\alpha + 37.4^\circ) \\
 75^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.516)\sin(\alpha + 46.0^\circ) \\
 90^\circ: C_{LA} &= 2\pi(0.501)\sin(\alpha + 54.3^\circ)
 \end{aligned} \right\} (32)$$



上に求めた揚力は、流れが翼に付着してポテンシャル流が実現したことによって得られる揚力である。実際はフラップ面上に吹出される噴流の反力が直接揚力に寄与するので、これを加えなければならない。この寄与分を ΔC_{Lj} とすれば次の関係式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned}
 C_{L \text{ crit}} &= C_{LA} + \Delta C_{Lj} \\
 \Delta C_{Lj} &= e C_{J \text{ crit}} \sin(\eta + \alpha)
 \end{aligned} \right\} (33)$$

ここに e は (28) で定義されるもので、図 10 より各フラップ角における概略の値を定めることができる。 $C_{J \text{ crit}}$ も実験によって求められる量で図 14 に示されている。こうして (32) および (33) の両式より各フラップ角と迎角における $C_{L \text{ crit}}$ を推定することができ、 $\alpha = -8^\circ$ についての計算結果が図 16 に推定値として示されている。これより、全翼面、フラップ面に付着した流れを実現するのに必要な吹出し空気の運動量、すなわち $C_{J \text{ crit}}$ はかなり小さいため揚力への寄与分 ΔC_{Lj} も僅少であることが分る。実験結果と推定値を比較してみると、両者はかなりよい一致を示している。

なお参考のために、3分力試験によって得られた C_L と C_D を圧力分布試験による結果と比較して図 17 に示した。圧力分布試験による C_L と C_D は、翼面上の圧力分布を図式積分して求めたものであり、抵抗に摩擦抵抗は含まれていない。図式積分する際当然かなりの誤差が含まれてくるので、それを考慮に入れば両者の試験結果はよく合っていると見てよい。

次に圧力分布の測定結果を図 18 に示す。フラップ角 $\eta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 、の各々について迎角 $\alpha = 0^\circ$ および -6° の時の実測結果である。 $\eta = 0^\circ$ の時は翼型の特性をチェックするために測定したもの

で、吹出しは行っていない。このとき簡単な計算によって翼面上の圧力分布を推定できるのでこれを比較のために示した。計算には文献【10】の資料および近似計算法を用いた。それによれば翼面上の各点の速度、したがって圧力係数は、翼型の (1) 基本厚み、(2) 平均矢高曲線、(3) 揚力増加の各々の項の寄与によって決定される。(1) と (2) は使用した翼型から求め、(3) を求める際必要になる $f(\alpha) = C_l - C_{li}$ は3分力試験結果を用いて計算した。図 18 の (a) と (b) から明らかなように、このようにして求めた計算値と実験結果はよく合っていることが分る。この計算法は近似理論であり、特に後縁付近の圧力分布を正確に与えないので、ここではほぼ $x/c \cong 0.90$ から後縁までは外挿した曲線を用いた。

フラップ角 30° から 90° までの各場合について吹出しを行ない、はく離した流れが付着し、さらに超循環 (Supercirculation) のために翼面負荷が増加して行く様子を調べた (図 18 (c)~(j))。3分力試験によっても確かめられたように、ごくわずかな吹出し量で流れは翼面に付着することが認められる。主翼とフラップの接続部では高速の噴流のために圧力係数が著しく大きくなり、グラフにのらないものが多い。またフラップ角 $\eta = 90^\circ$ 、迎角 $\alpha = 0^\circ$ (i) の場合、吹出し空気量が大きいためにフラップ前後の流れが翼面に付着しているときに前縁付近の流れがはく離している現象が見られる。これらの結果から、迎角、フラップ角、吹出し空気量の組合せによって、最も有効に高揚力を得るための条件を決めることができる。

5. 結 語

吹出しフラップ翼の高揚力特性を調べる目的で風洞試験を行ない、3分力および圧力分布の実験結果を得た。

吹出しによる揚力増加、翼面に流れを付着させるのに必要な吹出し量 ($C_{J \text{ crit}}$)、また境界層制御 (BLC) と循環制御 (CC) の区別など全体の特性については良好な結果が得られた。

縦揺れモーメントは、実験装置そのものの不備 (吹出し空気を送る配管、揚力と抵抗には影響なし) から信頼性が少ないのでここには報告していない。しかし吹出しによる縦安定の変化は重要な問題であり、今後なお追求すべきであると思われる。

われわれは当研究所の遷音速風洞用ハーフ・モデル・カートを用いて実験したが、このカートの床面が多孔壁になっているため、翼模型の端板効果や2次元性の

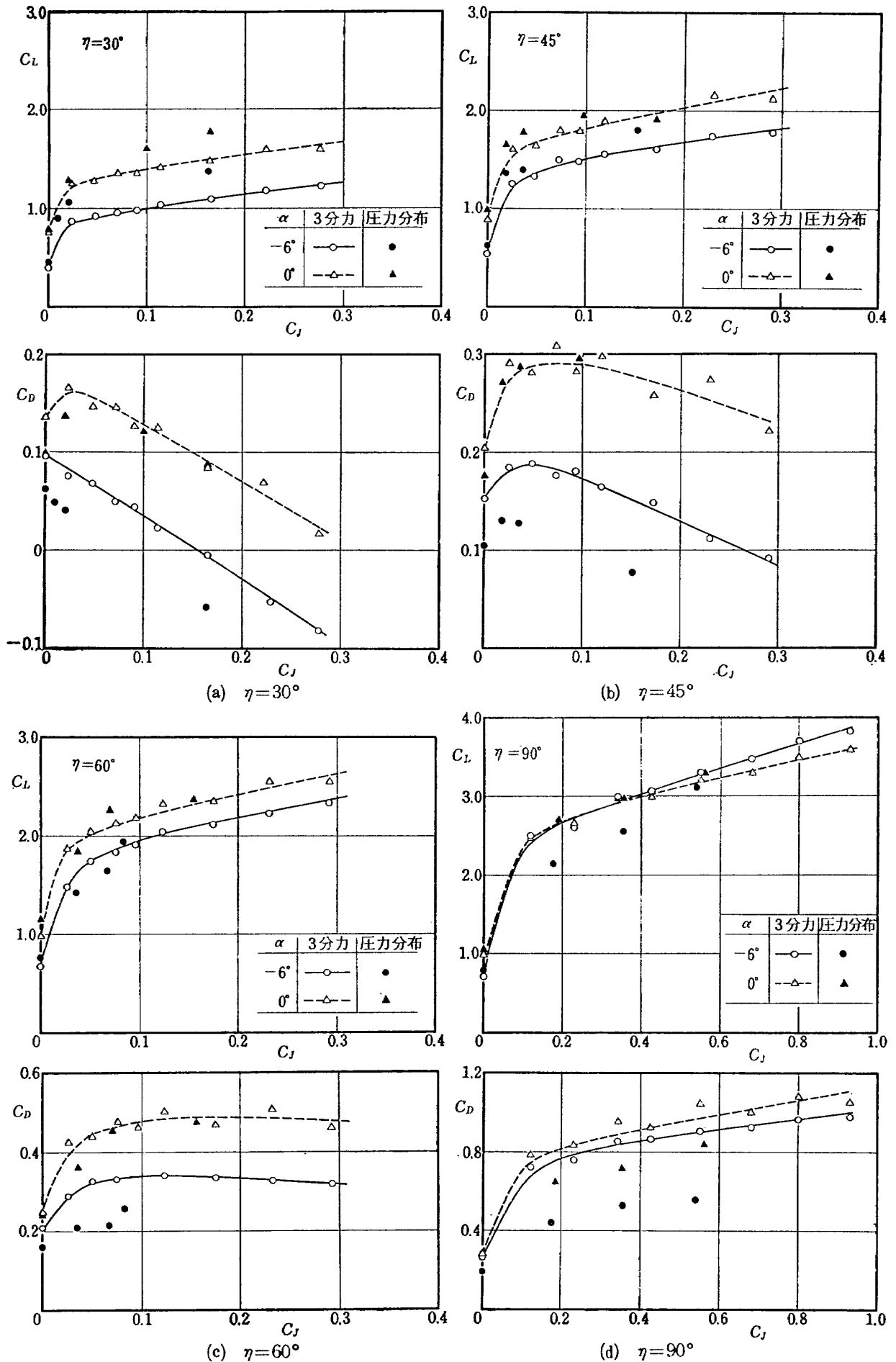


図 17 3分力, 圧力分布両試験による比較

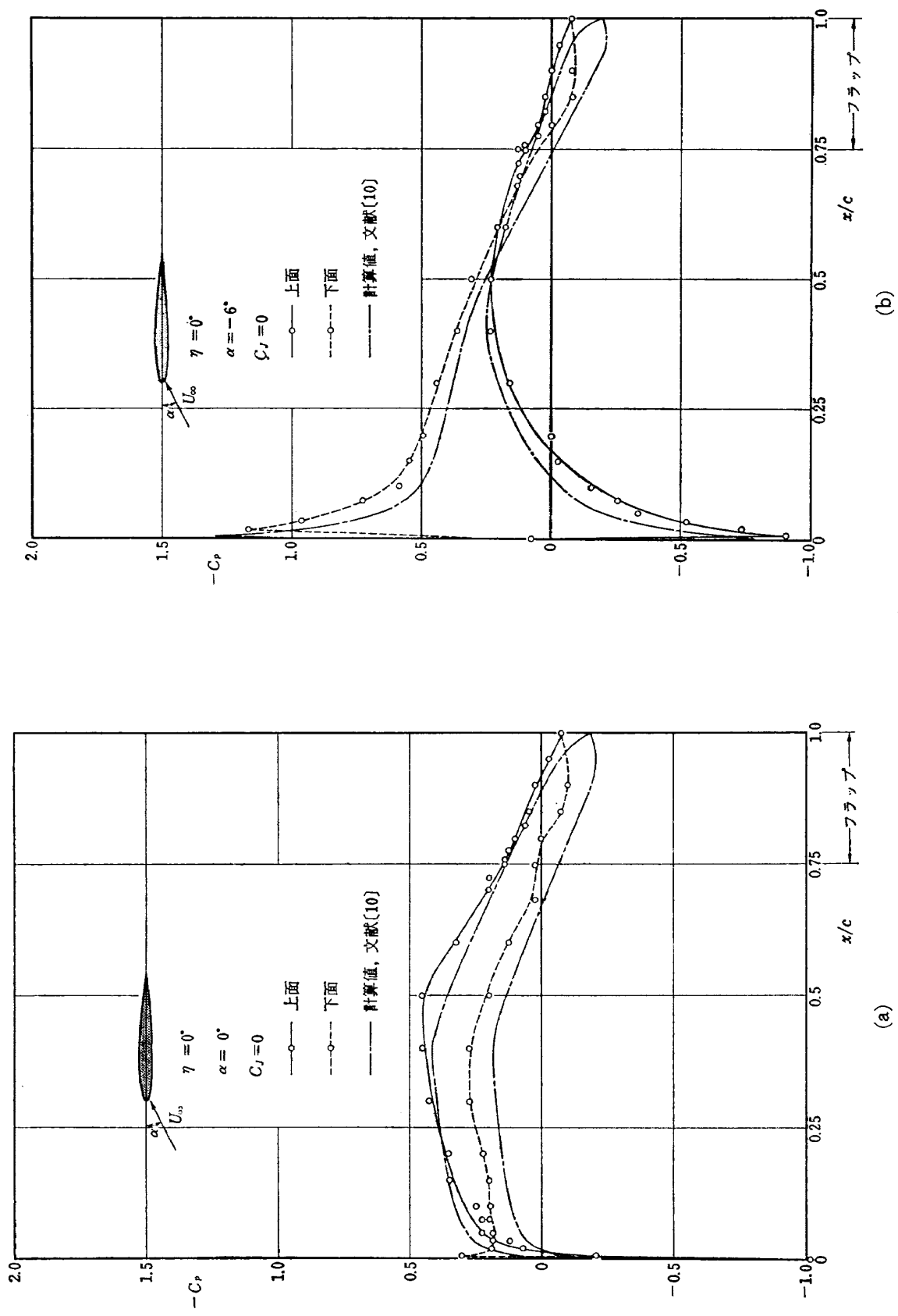


図 18 圧力分布試験

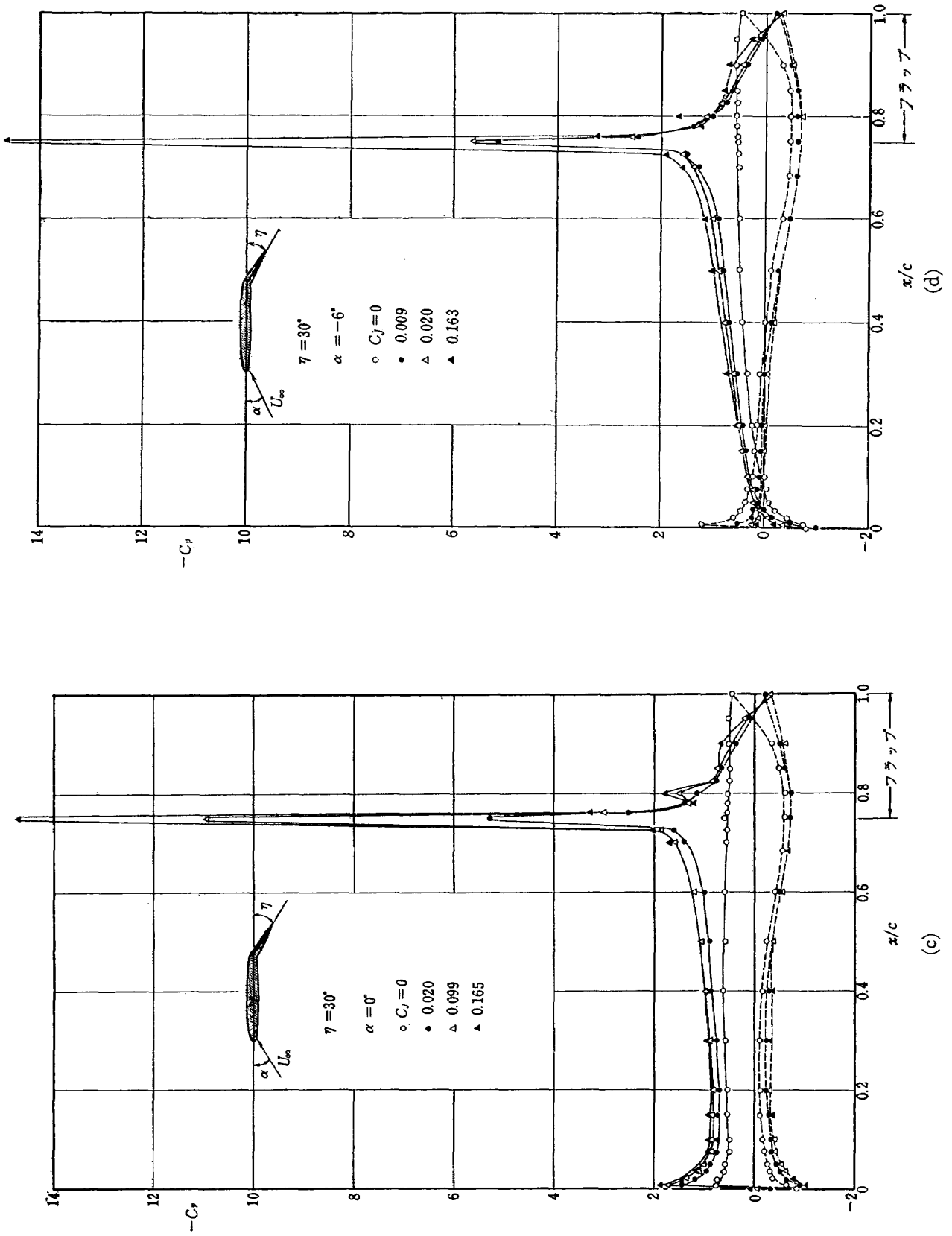


図 18 圧力分布試験

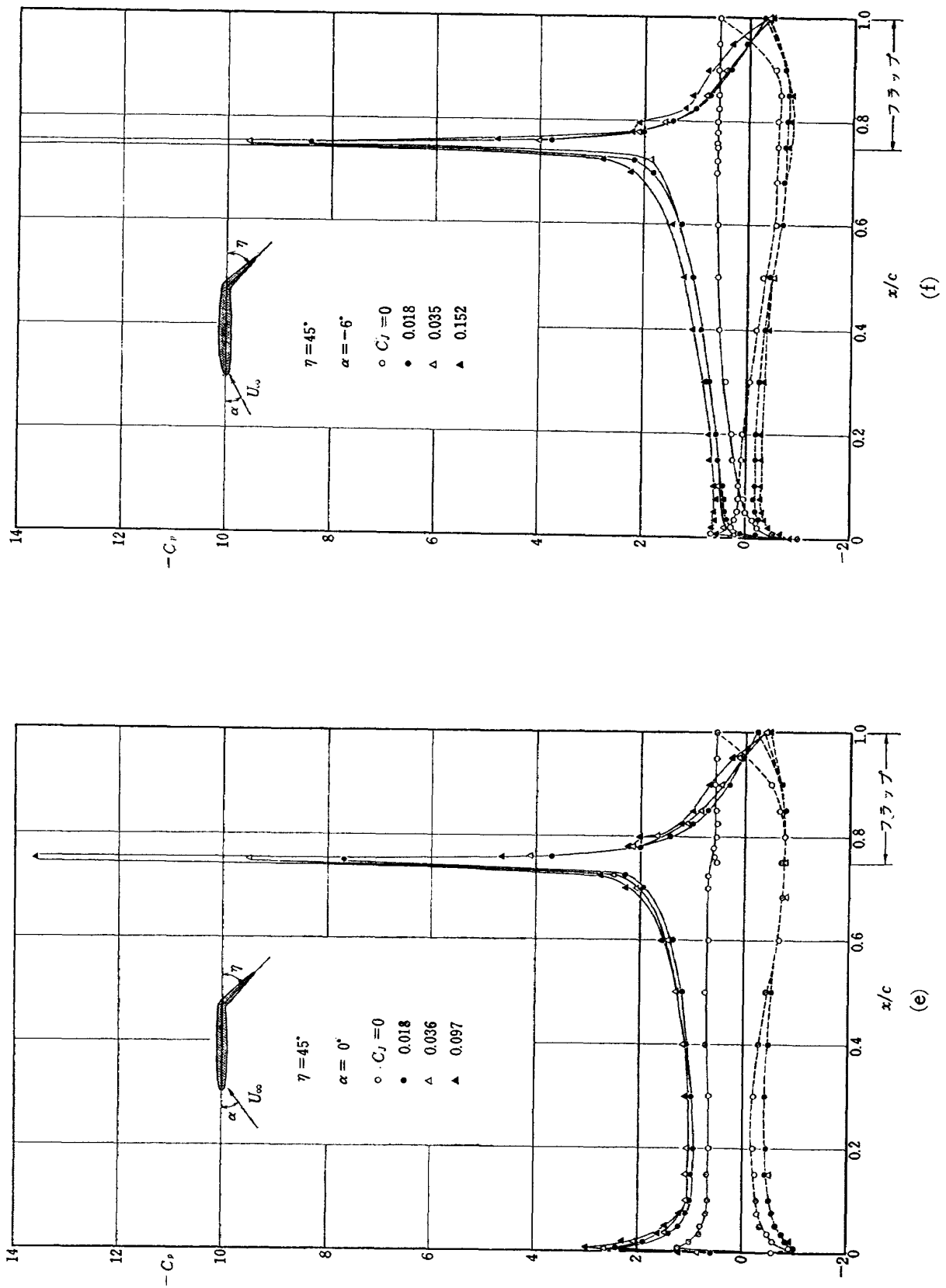


図 18 圧力分布試験

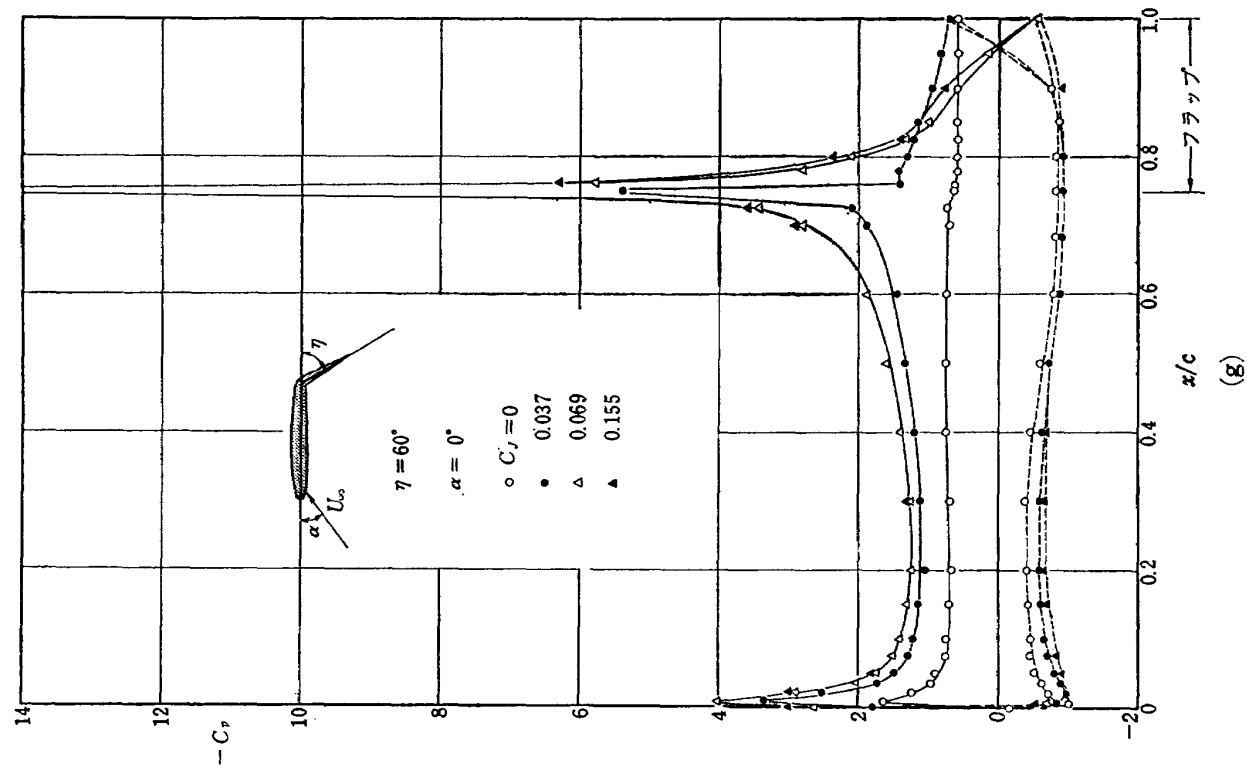
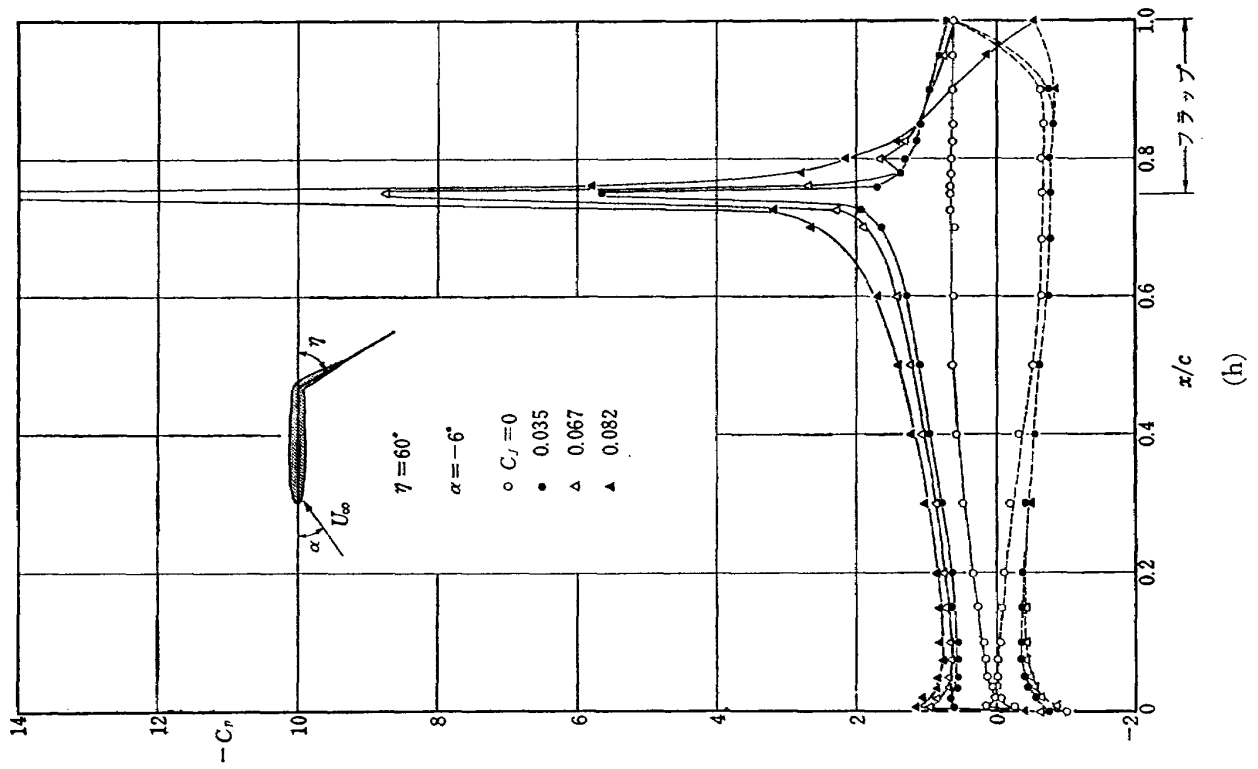
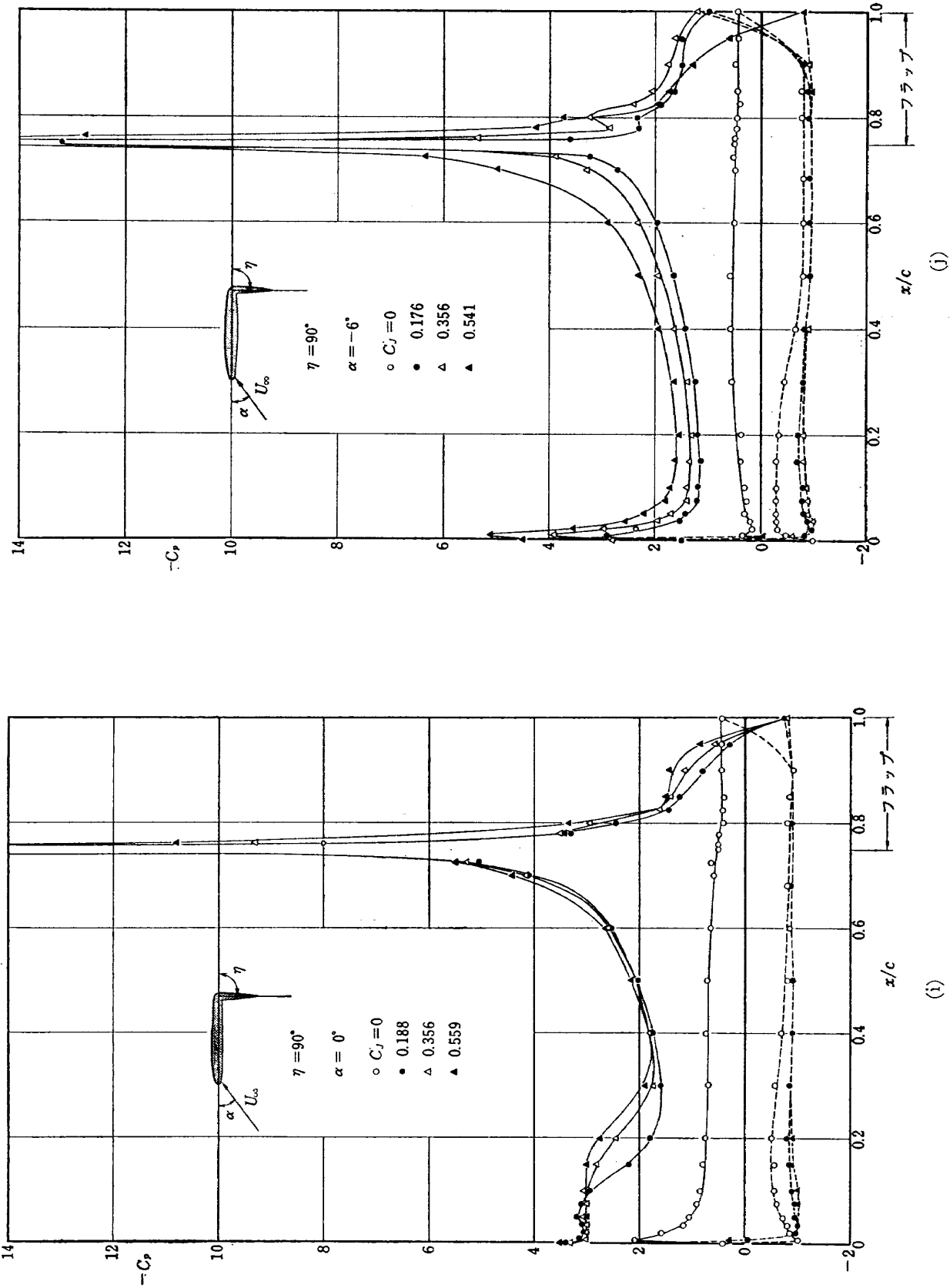


図 18 圧力分布試験



第 18 図 圧力分布試験

問題に関して疑問点が残されている。その他風洞壁の影響, 吹出しフラップ翼の実験技術の問題などなお検討する余地があろう。

フラップ面上における流れのはく離を防ぐのに必要な吹出し量 $C_{J\text{crit}}$ は種々の実験条件に左右されるが, 就中, 翼のアスペクト比の影響を最も強く受ける。また, 揚力の増加量そのものもアスペクト比によって大きく左右される。しかし, 純2次元翼 ($AR=\infty$) に関するデータがなく, また $C_{J\text{crit}}$ を決定する有力な理論も現在のところ提出されていない。今後は解析と共に純2次元翼の実験を行ない, その上でアスペクト比その他の影響を明らかにして行く必要があると思われる。

われわれは吹出しフラップ翼の研究で最も重要な運動量パラメータについて考察し, C_μ の代りに C_J を用いた。一般に実験を行なう圧力比の範囲では, 両者の差は無視できる程小さい。しかし圧力比が大きくなるとこの差が大きくなり, C_μ を用いるのは不適当になる。実際問題として, 吹出しノズルの間隔はごく小さく十分精度よく製作することは難しいので, この吹出しパラメータは理論値より実測値を用いるのが望ましい。実験, 実用いずれの場合にも, この問題について前もって十分に検討しておくべきである。

今回の実験でも示されたように, 吹出しフラップ翼はわずかな吹出し量でかなりの高揚力を得ることができ, しかも機構が簡単であるという利点を持っている。さらに, フラップにおける吹出しと共に前縁での吹出しを併せて行なえば, 前縁はく離を防ぎつつ高揚力を得ることができ, かつ失速角を増加させることができるので理想的な高揚力装置になるはずである。これらは理論解析, 実験ともに今後大いに研究さるべき課題であらう。

文 献

- 1) F. Thomas; Untersuchungen über die Erhöhung des Auftriebes von Tragflügeln mittels Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen. Z. Flugwiss. Bd. 10, Heft 2, S. 46-65, 1962.
- 2) J. Williams and A.J. Alexander; Pressure-Plotting Measurement on an 8 per cent Thick Aerofoil with Trailing-Edge Flap Blowing. ARC R&M 3087, 1956.
- 3) A. Anscombe and J. Williams; Some Comments on High-Lift Testing in Wind Tunnels with Particular Reference to Jet-Blowing Models. J. Roy. Aero. Soc. Vol. 61, pp. 529-540, 1957.
- 4) D.A. Spence; The Lift on a Thin Aerofoil with a Jet-Augmented Flap. Aero. Quart. Vol. 9, pp. 287-299, 1958.
- 5) D.A. Spence; The Lift Coefficient of a Thin, Jet Flapped wing. Proc. Roy. Soc., A. Vol. 238, pp. 46-68, 1956.
- 6) N. Scholz; Beiträge zur Theorie der tragenden Fläche. Ing.-Arch. Bd. 18, S. 84-105, 1950.
- 7) G.V. Lachmann; Boundary Layer and Flow Control. Vol. 1, Pergamon Press, 1961.
- 8) H. Schlichting und E. Truckenbrodt; Aerodynamik des Flugzeuges. Bd. 1 u. 2, Springer-Verlag, 1960-1962.
- 9) H. W. Liepman and A. Roshko; Elements of Gasdynamics. John Wiley & Sons, Inc., 1957.
- 10) I.H. Abbott and A.E. v. Doenhoff; Theory of Wing Sections. Dover Publications, Inc., 1959.
- 11) 守屋富次郎; 「空気力学序論」培風館, 1959.
- 12) Shizuo Kikuhara and Masaya Kazu; Preprint of International Congress on Subsonic Aerodynamics, New York, 1967.

TM-125	航技研 1m×1m 吹出式超音速風洞におけるハーフモデル試験について	1968年 2 月	石原久蔵, 原 亘利 榊原盛三, 関根英夫
TM-127	2024-T3 アルミニウム合金の 3-bay 有孔補強平板の軸荷重による疲労特性	1968年 4 月	飯田宗四郎, 猿本光明 斎藤信一郎
TM-130	リフトエンジンの自然吸込みについて	1968年 4 月	近藤 博, 大城章一郎
TM-131	遷音速タービン翼列二次元試験 (Ⅲ)	1968年 5 月	近藤 博, 義田光弘 山崎紀雄, 古川 昇
TM-132	行列の最小固有値の一計算法	1968年 5 月	戸川隼人, 戸川保子
TM-133	フィラメント・ワインディング円筒の強度特性に関する研究	1968年 5 月	竹中幸彦, 齊藤浩一 古田敏康, 川島矩一郎 三本木茂夫, 小川鉦一雄 越出慎一, 朝田洋彦 熊倉郁夫, 大竹邦彦
TM-134	AGARD 標準模型 HB-1, HB-2 の超音速風洞試験	1968年 5 月	齊藤秀夫, 石原久蔵 原 亘利, 野田順一 関根英夫
TM-135	歪ゲージの自己加熱による歪ドリフト	1968年 5 月	小川鉦一, 遠藤修司
TM-136	“NAL-16・31” および “NAL-25・31” 二段ロケット結合部の曲げ剛性試験	1968年 5 月	中井暎一, 飯田宗四郎 高木俊朗, 安藤泰勝 菊地孝男
TM-137	ロケットの三次元の運動の方程式および HITAC 5020 による軌道計算のためのプログラム	1968年 5 月	毛利 浩
TM-138	片持板の振動解析に関する考察	1968年 6 月	埴 武敏, 越出慎一 林 洋一
TM-139	薄板構造の疲れき裂伝ば実験	1968年 6 月	竹内和之, 野原利雄 飯田宗四郎
TM-140	二次元スラットおよびスロッチッドフラップの実験的研究 (Ⅱ)	1968年 7 月	犬丸矩夫, 北村清美
TM-141	超音速二次元翼列予備実験風洞について	1968年 7 月	近藤 博, 坂口 一 八山 優, 高森 晋
TM-142	二次元スラットおよびスロッチッドフラップの実験的研究 (Ⅲ)	1968年 7 月	犬丸矩夫, 高橋 俣
TM-143	端面一体巻きフィラメント・ワインディング容器の静圧強度および疲れ強度	1968年 8 月	竹中幸彦, 朝田洋雄 野口義男
TM-144	真ひずみ計の試作	1968年 8 月	竹中幸彦, 朝田洋雄 野口義男
TM-145	スピンを伴うロケットの運動を計算するプログラム	1968年 8 月	戸川隼人, 石黒登美子 山本浩通
TM-146	双発STOL機の飛行試験 (実用運用包囲線および離着陸特性)	1968年 8 月	幸尾治朗, 岡 遠一 塚野雄吉, 鎌田幸男 小野孝次
TM-147	浮動振子型加速計の試作	1968年 9 月	大月正男, 鈴木孝雄 円居繁治

注：欠番は配布先を限定したもの

航空宇宙技術研究所資料148号

昭和 43 年 9 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)44-9171(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