

UDC 629.76.025.17:
533.695.7:
629.7.018.1

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-490

サイド・ジェットのパケット尾翼におよぼす
影響の超音速風洞実験

外立政隆・清水福壽

1977年2月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

サイド・ジェットのロケット尾翼におよぼす 影響の超音速風洞実験*

外 立 政 隆** ・ 清 水 福 壽**

Experimental Investigation of the Effects of Side Jet on a Tail-fin of a Rocket in Supersonic Flow

By Masataka HASHIDATE and Fukuji SHIMIZU

ABSTRACT

This paper describes the results of a test performed on the aerodynamic effects of a jet flow from the surface of a rocket on its tail-fin surface.

In order to investigate these effects, pressure distribution on the tail-fin, pitot-pressure distribution and velocity vector distribution at the jet-core cross section were measured in a supersonic wind tunnel.

From the measured data, it was concluded that;

1. The side jet ejected in the direction producing the pitch motion induces a pair of vortices at a point downstream from the jet nozzle, while the side jet ejected in the direction producing the roll motion induces only one large scale vortex.
2. In both cases, distortion of the pressure field on the tail-fin is due to the vortex or the vortices downstream of the jet nozzle.

1. ま え が き

有翼ロケットの飛しょう実験や風洞実験によると翼の上流側で機軸に対し直角に噴射したジェットの反動力は静止気体中に噴射したときの推力より見かけ上減少する現象が見られる^{1,2)}特にロケットのロール姿勢を制御するためにジェットを噴射すると、目標とする制御方向とは逆の動作を行なうことさえあることが報告されている^{3,4)}。この現象はサイド・ジェットによって誘起される流れがロケット胴体や尾翼と干渉するためと思われるが、干渉の大きさや干渉力発生のメカニズムはまだ十分明らかにされているとは云えない。

超音速気流中で平板翼の表面からサイド・ジェットを噴射して、噴射口の上流・下流の流れ場を研究した論文が今まで多数報告されているが、そのほとんどが噴射口

の近傍（上流で噴射口径の40倍、下流で100倍以下）の流れに関するものである^{5,6,7)}

一般に、超音速気流中へ主流に垂直にジェットを噴射したとき、噴射口の上流で一様流より圧力が高く、下流では低くなる。平板翼の場合、干渉のおよぶ範囲は主流マッハ数、主流動圧、ジェットマッハ数、ジェット動圧等により異なるが、概ね上流側で噴射口径の30倍、下流で100倍以下と云われている（文献5）。その干渉力は上流と下流で逆になるが下流側の方がやや大きな値となることも報告されている（文献8）。またローリングモーメントの生じる方向にジェットを噴射して、噴射口の遙か下流に位置する尾翼への影響を調べた力試験報告によると、胴体より尾翼に大きな干渉力が発生することが明らかにされている（文献4）。

筆者等は1975年に尾翼の上流側でピッチングモーメントの生じる方向にジェットを噴射し、ロケット模型に生じる干渉空気を6分力天秤で計測した（文献2）。その結果、主流マッハ数1.4～1.8、噴射圧力50～60 kg

* 昭和51年11月13日 受付

** 空気力学第二部

／ cm^2 の実験範囲で供試模型に生じる干渉空気力はジェットによる噴射推力の約30%の大きさとなり、噴射推力を打ち消す方向に生じることを明らかにした。しかし、この実験は模型に内装した天秤で干渉力を計測したものであり、翼面上の細部にわたる圧力分布やジェット下流に生じる渦と干渉圧力の関係までは解明できなかった。

そこで、今回の風洞実験では図1に示すように尾翼の

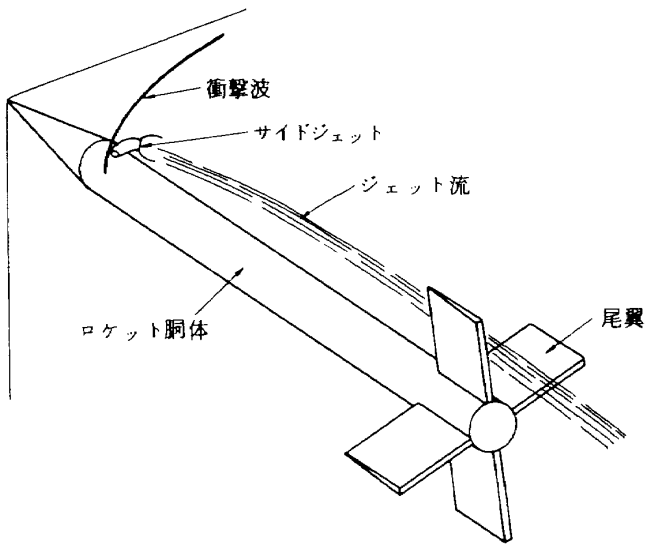


図1 サイド・ジェットのロケット尾翼におよぼす影響の概略図

遙か上流で機軸に対し直角方向（ピッチングまたはローリングモーメントの生じる方向）に窒素ガスを噴射し、尾翼面上に生じる干渉圧力分布及びジェット下流に発生する渦流を測定し、干渉力発生のメカニズムを解明することを目的とした。今までに下記の実験項目を行ない有効なデータを得たので報告する。

- (1) シュリーレン写真によるジェット径路の観察。
- (2) ビトー管によるビトー圧の測定。
- (3) 主流マッハ数 ($M_\infty = 1.5 \sim 1.7$)、ジェット噴射総圧 ($p_{0j} = 50 \sim 75 \text{ kg/cm}^2$) の影響。
- (4) ジェットノズルと翼の位相角 ϕ ($-90^\circ \sim 90^\circ$)、間隔 L ($240 \text{ mm} \sim 555 \text{ mm}$) の影響。
- (5) ジェット噴射口マッハ数 ($M_{ej} = 1.0 \sim 4.04$) の影響。
- (6) 噴射方向（ピッチングモーメント及びローリングモーメントの生じる方向）の影響。
- (7) 翼型（矩型翼、後退翼）の違いによる影響。
- (8) ジェット下流のコア断面における速度ベクトルの測定。

2. 記 号

A_{ej}	: 噴射口面積 $A_{ej} = \pi d_{ej}^2 / 4 \times 10^2 (\text{cm}^2)$
d_{ej}	: 噴射口直径 (mm)
d_j^*	: 噴射口スロート直径 (3.0 mm)
C_{IT}	: ΔC_{pj} によって生じる干渉ローリングモーメントの総和 (cm^3)
C_p	: 圧力係数 $C_p = (p - p_\infty) / q_\infty$
C_{pT}	: 圧力孔で囲まれた ΔC_{pj} の積分値 $C_{pT} = \int_{S_e} \Delta C_{pj} dS_e (\text{cm}^2)$
F_{tj}	: ジェット推力 $F_{tj} = A_{ej} [(1 + r_j M_{ej}^2) p_{ej} - p_\infty] (\text{kg})$
F_{wj}	: ジェットにより翼に生じる総干渉力 (kg)
L	: ジェットノズルと翼の間隔 (mm)
M	: マッハ数
p	: 静圧 (kg/cm^2)
p_a	: 大気圧 (kg/cm^2)
\bar{p}_{eb}	: 噴射口周囲の平均圧力 $\bar{p}_{eb} = \frac{2}{3} p_{t\infty}$ (kg/cm^2)
p_0	: 総圧 (kg/cm^2)
$p(\text{off})$: ジェット [off] 時の翼面圧力 (kg/cm^2)
$p(\text{on})$: ジェット [on] 時の翼面圧力 (kg/cm^2)
p_t	: ビトー圧 (kg/cm^2)
$p_t(\text{off})$: ジェット [off] 時のビトー圧 (kg/cm^2)
$p_t(\text{on})$: ジェット [on] 時のビトー圧 (kg/cm^2)
q	: 動圧 $q = \frac{\gamma M^2 p}{2} (\text{kg/cm}^2)$
r_b	: 胴体半径 (cm)
R_{wj}	: ジェットにより翼に生じる総干渉ローリングモーメント ($\text{kg} \cdot \text{cm}$)
S_e	: 圧力孔で囲まれた部分の翼面積 (図44) (cm^2)
S_w	: 翼面の全面積 (cm^2)
x	: 噴射口中心を基点とした主流方向の距離 (mm)
x_0	: 噴射口中心からマッハ・ディスク中心までの距離 (図15) (mm)
x_w	: 翼前縁を基準とした翼弦方向の距離 (cm)
y	: 噴射口を基準とした主流に直角方向の距離 (mm)
y_h	: ジェット流及びダミージェットの高さ (図21) (mm)
y_0	: 噴射口からジェットの噴射方向に測ったマッハ・ディスク中心までの距離 (図15) (mm)
y_w	: 胴体表面を基準にして前縁に平行な圧力孔列

の距離 (cm)

y'_w : 胴体表面を基準として翼巾方向の距離 (cm)

r : 比熱比

ΔC_{pj} : 翼上面と下面の C'_{pj} の差

$$\Delta C_{pj} = \Delta C'_{pj}(\text{上面}) - \Delta C'_{pj}(\text{下面})$$

$\Delta C'_{pj}$: ジェットによる翼片面の圧力干渉量

$$\Delta C'_{pj} = (p_{(\text{on})} - p_{(\text{off})}) / q_\infty$$

Δp_{tj} : ジェットによるピトー圧干渉量

$$\Delta p_{tj} = (p_{t(\text{on})} - p_{t(\text{off})}) / q_\infty$$

θ : 主流に対する傾き角 (度)

ϕ : ジェットノズルと翼の位相角 (図 26, 55) (度)

添字

∞ : 主流を示す

j : ジェット流を示す

e_j : ジェット噴射口の値を示す

圧力表示 …… 特に明示のないときは絶対圧表示

($\text{kg}/\text{cm}^2 \text{ abs}$) である。

3. 模 型

模型は図 2, 3 に示すように半頂角 10° の円錐状頭部; ノズルと翼との位相角 ϕ , 間隔 L を調整する直径 80 mm の中間胴; 中間胴に内装する小型圧力切換弁 (スキャニ・バルブ); 及び内径 0.6 mm の圧力孔を最大 48 個をもつ尾翼より成る。

ノズルは頭部肩より下流 7 mm に位置し, 図 4 に示すようにスロート直径 3 mm (断面積 0.0706 cm^2) の音速ノズル ($M_{ej} = 1.0$), 超音速ノズル ($M_{ej} = 2.55, M_{ej} = 4.04$) の 4 種類を製作した。なおノズルの各断面はすべて円型である。中間胴はノズルと翼との間隔 L を 50 mm おきに調整し, かつ位相角 ϕ を 15° おきに設定できる構造とした。また, スキャニ・バルブ 1 台を胴体に内装し (図 5) 最高 48 点の圧力を計測することができる。

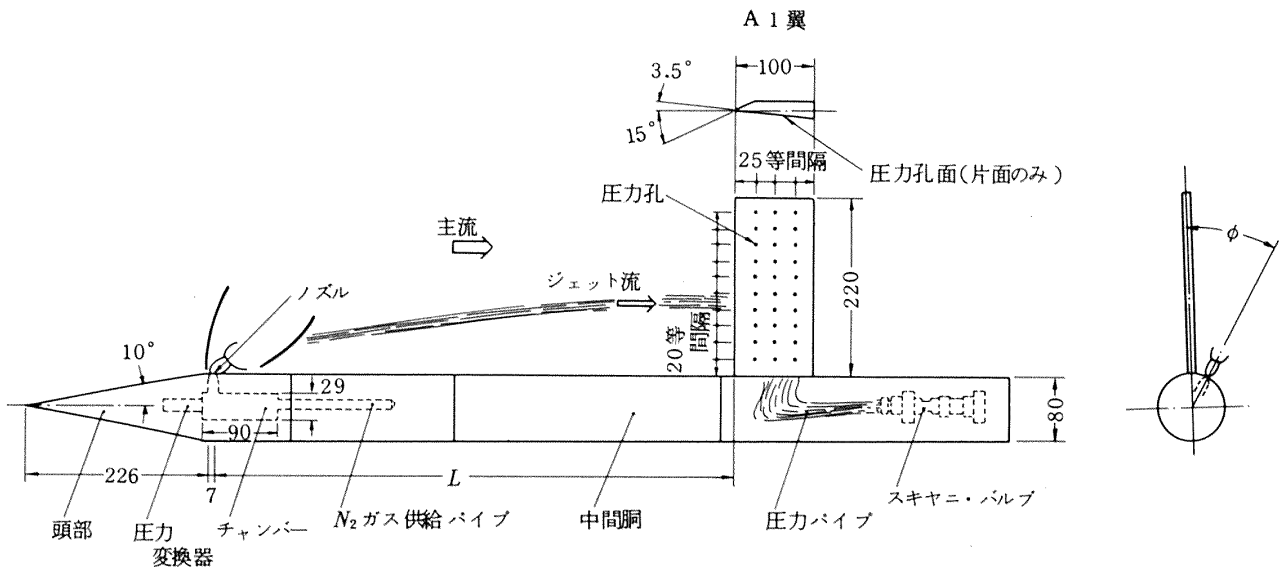


図 2 模 型 (単位 mm)

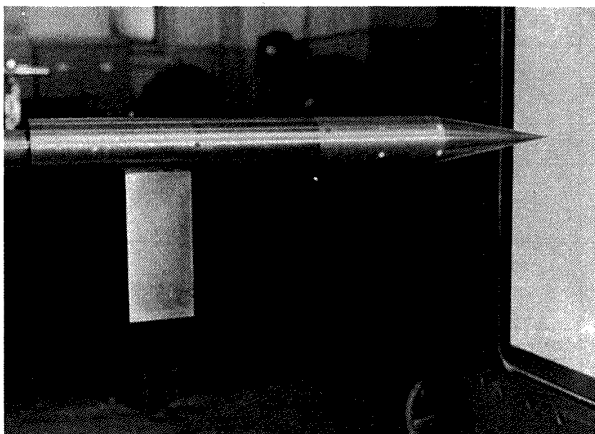


図 3 模型写真

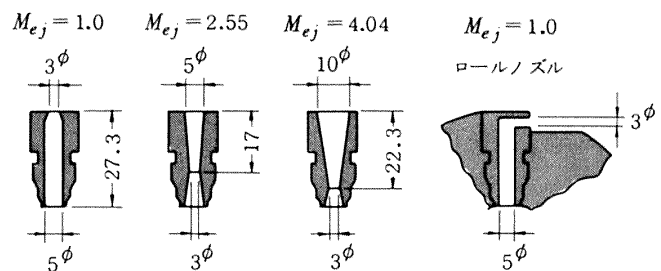


図 4 ジェットノズル (単位 mm)

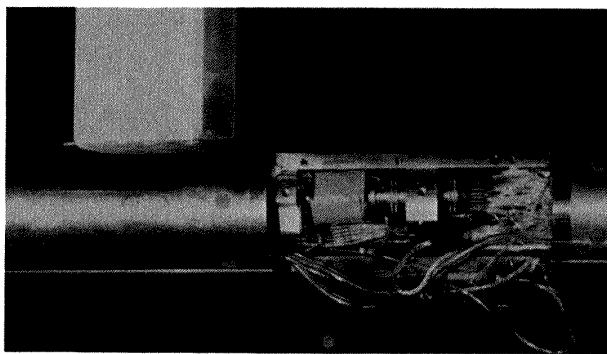


図5 胴体に内装されたスキャニ・バルブ

圧力孔付き尾翼は矩型翼 A 1 (図 2) と矩型翼 A 2, 後退翼 B, C (図 6) の 4 種類を製作した。A 1 翼はこの一連の実験の初期の段階で製作したもので図 2 に示すように、片面のみに圧力孔 30 点を持ち、圧力孔を有する面は機軸に対し 3.5° の角度を持つくさび型断面をなし、その表面はなめらかに仕上げられている。また、裏面は圧力導管を埋設するため、前縁 25 mm まで 15° のくさび断面、その下流は厚さ 7 mm の平板で出来ている。

A 1 翼は片面のみに圧力孔を持ち、翼の上下面の圧力分布を求めるためには、後で記述するように同位相角の

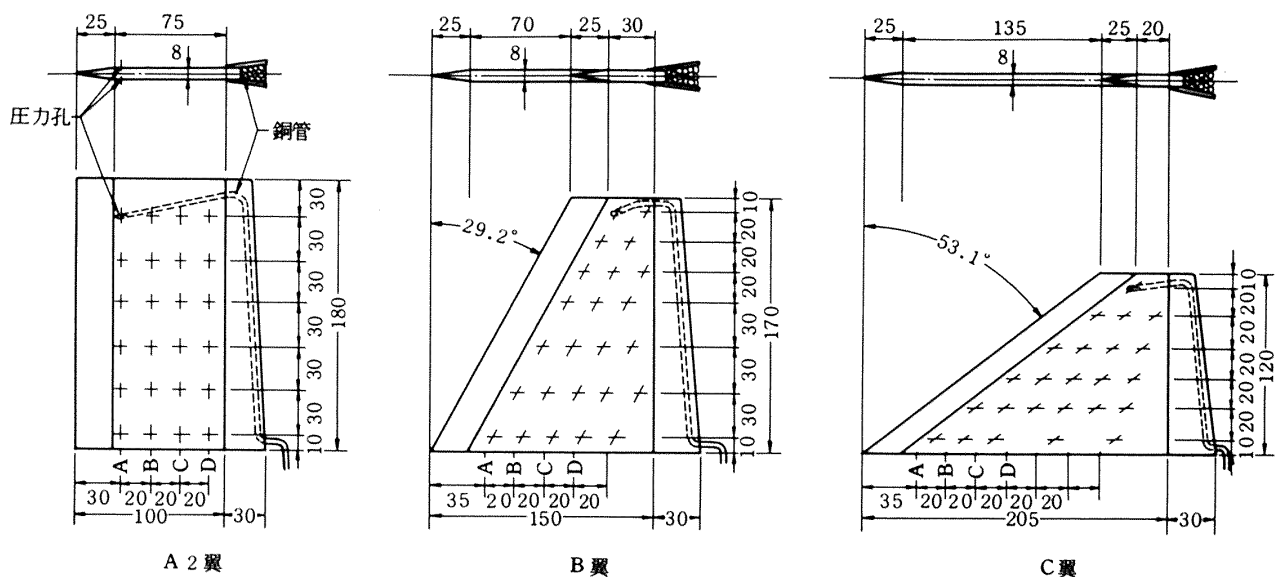


図6 両面圧力孔尾翼 (単位 mm)

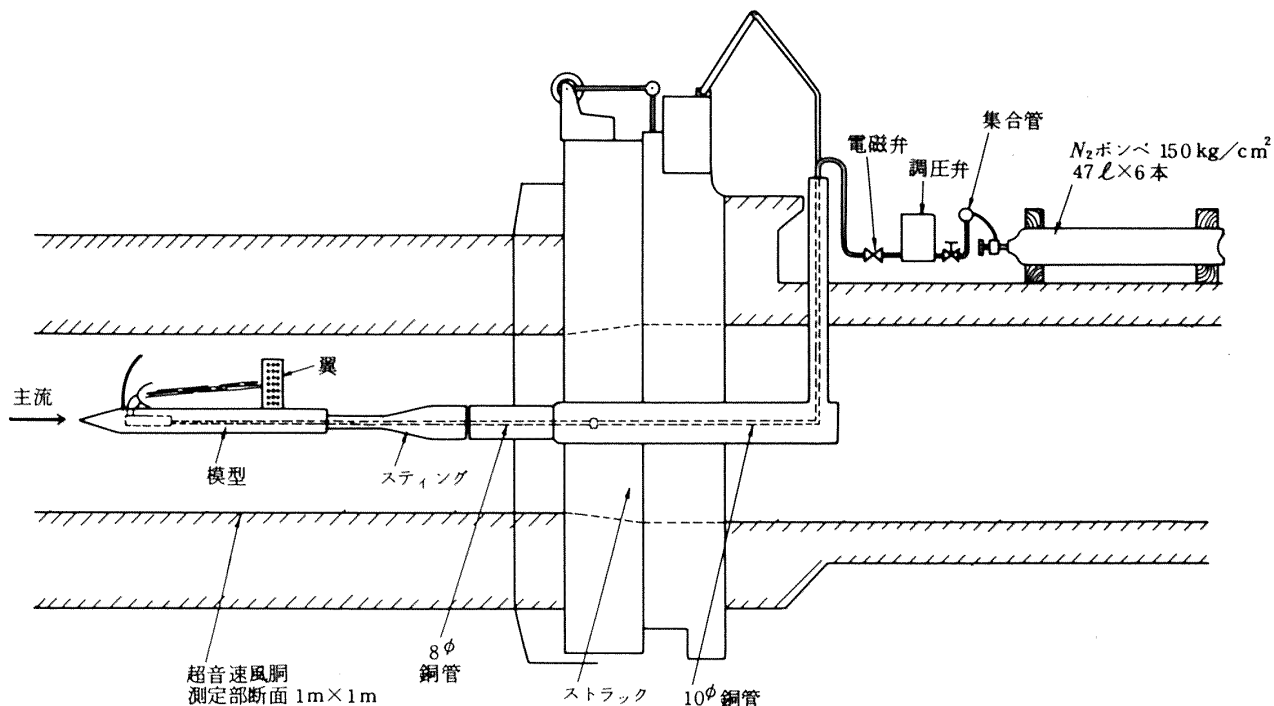


図7 高圧窒素ガス供給要領

正と負の実験を行なわなければならなかった。そこで、次に製作したA2, B, C翼は上下面圧力を1回の実験で得られるように、両面に溝を切り内径 0.6 mm, 外径 1.2 mm の銅管を埋設して接着剤で固め、最後に、所定の両面对称の位置に内径 0.6 mm の圧力孔を表面に直角にあけた。また、A2, B, C翼の翼弦、翼巾方向の寸法はA1翼の実験で得たデータを基に次のように決めた。

- (1) 正負の干渉量が互に打ち消し合って、全体の干渉量が小さくなるような寸法(A2翼)
- (2) 正の干渉のみが生じるような寸法(C翼)
- (3) A2翼とC翼の中間の寸法(B翼)。

各翼共、圧力導管の内径が小さいため、圧力孔からスキヤニ・バルブまでの距離は短い方が望ましい。

そこで銅管とビニール管を含めた管全長を 50 cm 以下に押えた。

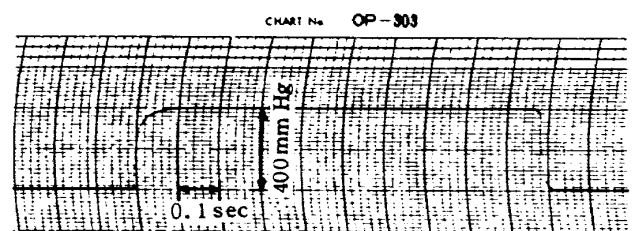
噴射ガスは図7に示すように $150 \text{ kg/cm}^2 \text{ G}$, 47ℓ容積の窒素ガスボンベ6本を風洞上部に設置し、集合管、調圧弁、電磁弁を介して一定流量を模型内に供給している。模型内のジェット・チャンバーは内径 29 mm, 長さ 90 mm の円筒型で、ノズルスロートとの断面積比が 93.5 倍であり、十分なよどみ状態の得られる構造となっている。また、噴射ノズル付近に小型圧力変換器を取り付け、常時よどみ圧力を計測している(図2)。

4. 圧力計測精度

実験は当所 1 m × 1 m 吹出式超音速風洞⁹⁾を使用して行

なった。この種の実験は被測定圧力が微少であり(水銀柱で数十ミリメートル)、かつ約4秒間に48点の圧力を計測するため、計測精度の維持、向上に細心の注意を払う必要がある。

まず、スキヤニ・バルブの駆動開始時間を決めるため、図8に示す導管の圧力遅れ試験を行なった。試験は実験時と同程度の約 400 mm Hg の負圧を圧力孔に瞬時に加え計測装置の最終出力をペンレコーダに記録した。結果は最も長い全管長 50 cm の圧力孔で約 100 msec の遅れであった。この結果は1970年に行なわれた橋原等の実験¹⁰⁾及び酒井等の実験¹¹⁾とほぼ一致し妥当な値である。そこ



導管の圧力遅れ

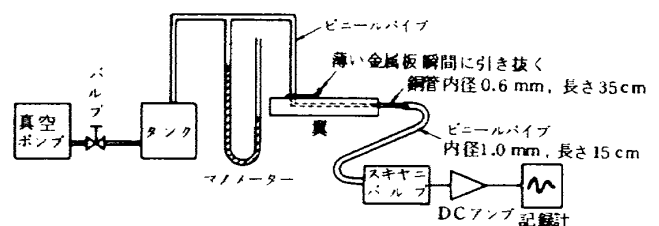


図8 圧力遅れの試験要領

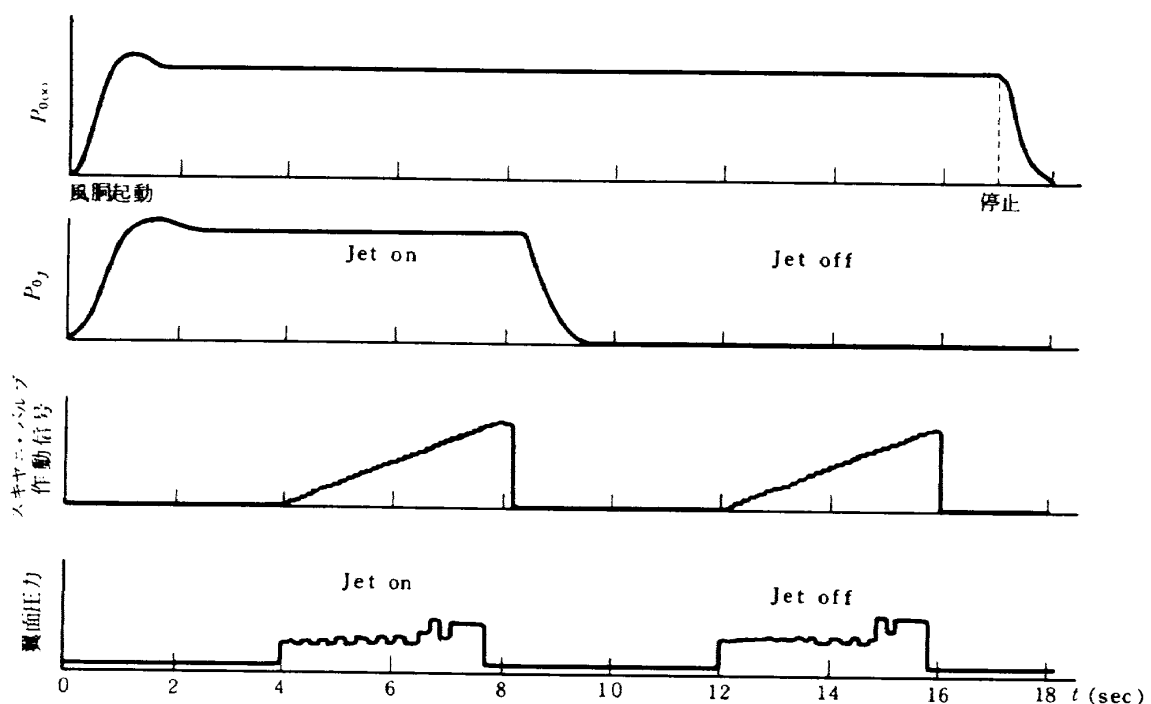


図9 主流総圧 $P_{0\infty}$, ジェット噴射総圧 P_{0j} とスキヤニ・バルブの作動時刻との関係

で今回の実験では、図9に示すように、十分な圧力伝達時間を取って気流の確立後約2秒経過してからスキヤニ・バルブを駆動した。したがって、圧力遅れによる誤差は無視できると見ている。

圧力計測精度を調べるため、実験の初期の段階においてスキヤニ・バルブの47ポートに風胴壁の静圧を接続し、一方このパイプより分岐した圧力をデジタルmanoメータに入れて両者の計測値を比較した。その結果を図10に示す。この図はデジタルmanoメータの計測値を基準にしてスキヤニ・バルブの計測値の偏差を18ラン分プロットしたものである。圧力計測系の総合誤差は $\pm 0.5\%$ (静圧で約 $\pm 2\text{ mm Hg}$) 以下と見てよい。

次に、この誤差の原因を調べるため、風胴壁の静圧を周波数特性の良い圧力変換器で計測した。これを図11に示す。約10 Hzの振動成分が4 mm Hg p-p、約400 Hzの振動成分が約10 mm Hg p-p含まれている。この振動成分のうち、400 Hzの成分は増幅器のフィルターで除去しているから、残りの10 Hzの成分が上記の誤差の主な原因と考えられる。

図12はA2翼を取付けて、迎角 0° でジェット[off]時の上下面の圧力係数分布($C_p = (P_{\text{off}} - P_\infty)/q_\infty$)を10ラン分プロットしたものである。図中A~Dは図6に示すように翼前縁より順次圧力孔列につけた符号である。全般的に見ると、上下面の圧力分布はほぼ同じ傾向を示し、再現性のよいデータと云える。また、各圧力孔における計測値のバラツキは大きいところで $C_p = 0.01$ (約

5.0 mm Hg) 程度であり、大部分の点ではその半分以下である。実際の実験において、計測誤差は主流の総圧、マッハ数の乱れ、上流からの衝撃波の干渉、計測装置の

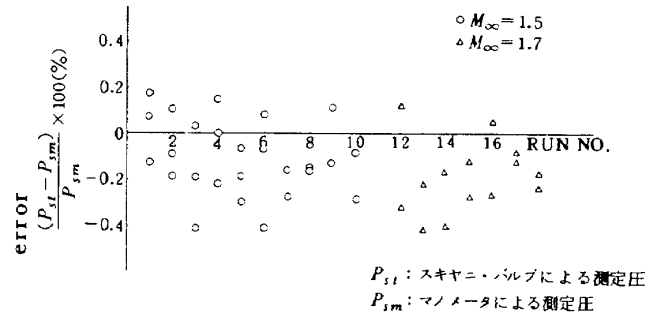


図10 圧力計測誤差の1例

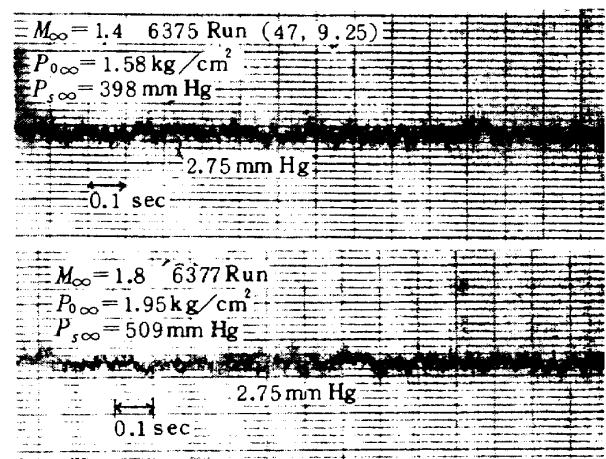


図11 主流静圧の振動成分

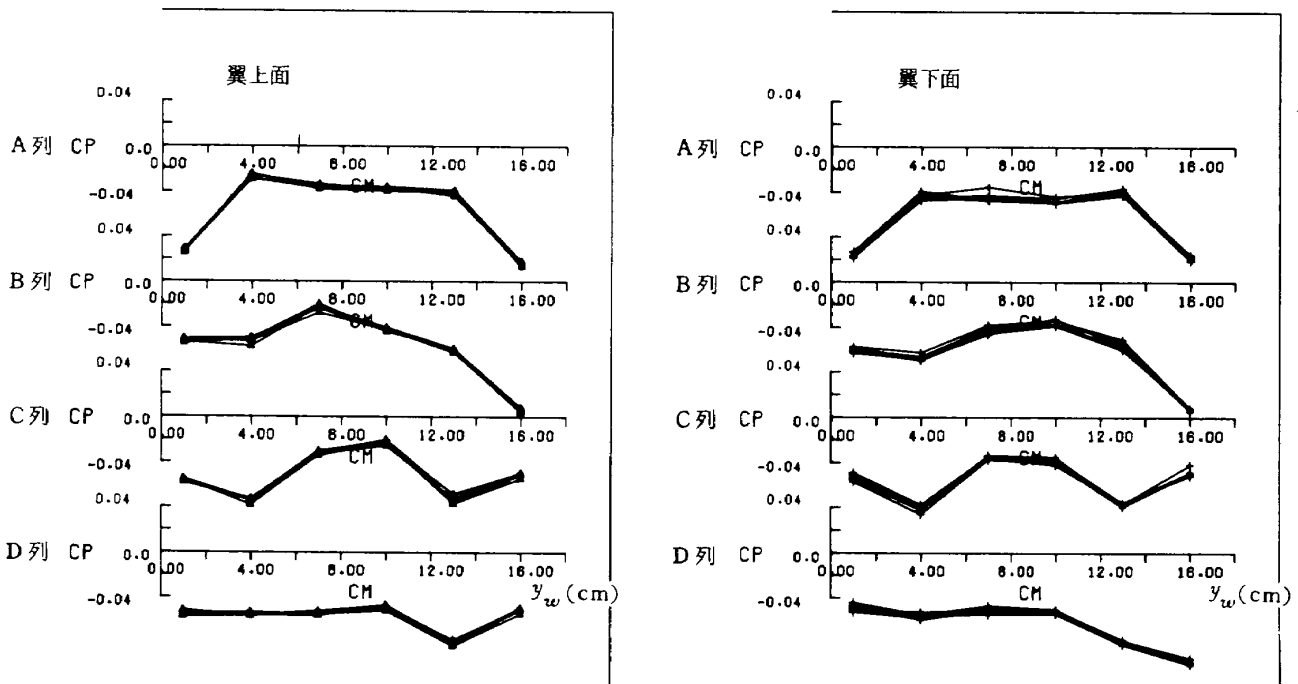


図12 翼面圧力係数の計測値バラツキ A2翼 $M_\infty=1.5$, Jet off, 10ラン分

ドリフト、ノイズ等により生じる。それ等の誤差を打ち消し精度を高めるために1ラン中にジェット[on]と[off]のデータを取り、その差をジェットによる干渉量とした。

5. 実験結果

5.1 シュリーレン写真によるジェット流の観察

ジェットを噴射したときの噴射口近傍の流れを対象とした研究は今までに多数報告されている。^{5,6,12,13)} それらを参考にして、筆者等の行った実験のジェット流と上記の文献に見られる理論及び実験結果との比較を試みる。

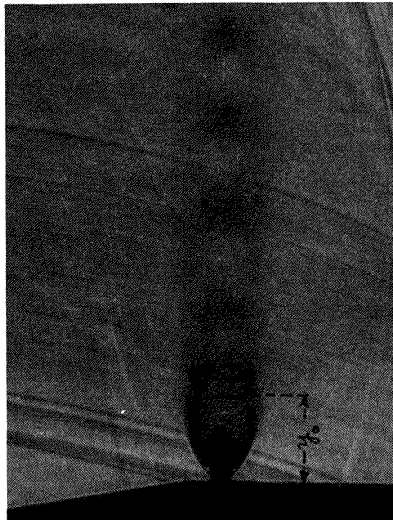
まず、主流のない大気中に噴射したジェット流のシュリーレン写真を図13に示す。一般にジェットノズルの噴射口における圧力を P_{ej} 、ガスを受け入れる側の周囲圧力を P_∞ (大気圧の場合は P_a とする)とすれば $P_{ej}/P_\infty = 1.0$ で適正膨脹、 $P_{ej}/P_\infty < 1.0$ で過膨脹、 $P_{ej}/P_\infty > 1.0$ で不足膨脹と云う。今回製作した3種類のノズルから、噴射総圧 P_{0j} 25, 50, 75 kg/cm²で大気圧に噴射したときの P_{ej}/P_a の値を表1に示す。ただし、ジェット流はノズル内を等エントロピーで膨脹すると仮定している。実験回数の最も多い $P_{0j} = 50 \text{ kg/cm}^2$ の場合を見ると、噴射口マッハ数 $M_{ej} = 1.0$ で極度の不足膨脹、 $M_{ej} = 2.55$ で若干な不足膨脹、 $M_{ej} = 4.04$ で過膨脹となる。

図13で $M_{ej} = 1.0$ と $M_{ej} = 2.55$ の噴射口近傍の写真に見られるように、不足膨脹のジェット流は噴射口を出ると急速に拡がり、いわゆる樽状衝撃波(バレル・ショック)が出来る。流れが膨らみきった後に垂直衝撃波(マッハ・ディスク)が現われ、その上流側(噴射口側)でマッハ数は非常に大きな値となり、下流側では亜音速となる。噴射総圧 P_{0j} が一定の場合、 M_{ej} の大きいほどマッハ・ディスクは遠方に出来る。また過膨脹の流れは $M_{ej} = 4.04$ の写真例に見られるように、噴射口を出ると狭められる傾向となり、マッハ・ディスクの位置は噴射口に近づく。

超音速気流中へ主流に垂直にジェットを噴射したときジェット流は主流の運動量のため、急速に下流に曲げられる。噴射総圧 50 kg/cm²、主流マッハ数 1.5 で3種類

表 1

$P_{0j} \backslash M_{ej}$	P_{ej}/P_a ($P_a = 1.03 \text{ kg/cm}^2$)		
	1.0	2.55	4.04
25 kg/cm ²	12.8	1.31	0.15
50 kg/cm ²	25.6	2.63	0.30
75 kg/cm ²	38.4	3.94	0.45



a 音速ノズル

$$M_{ej} = 1.0$$

$$P_{0j} = 69.0 \text{ kg/cm}^2$$

$$\frac{P_j^*}{P_a} = 35.4$$

$$\frac{y_0}{d_j^*} = 5.6$$

$$\frac{D_j}{d_j^*} = 5.4$$



b 超音速ノズル

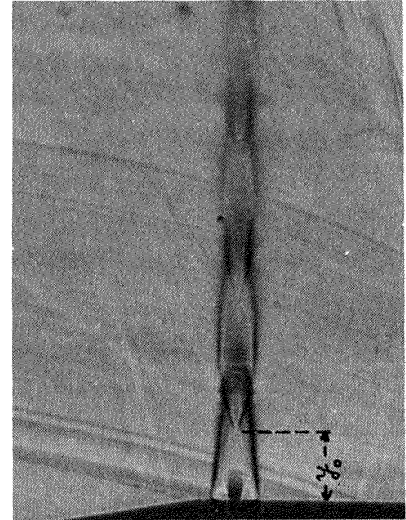
$$M_{ej} = 2.55$$

$$P_{0j} = 69.0 \text{ kg/cm}^2$$

$$\frac{P_j^*}{P_a} = 35.4$$

$$\frac{P_{ej}}{P_a} = 3.6$$

$$\frac{y_0}{d_j^*} = 7.4$$



c 超音速ノズル

$$M_{ej} = 4.04$$

$$P_{0j} = 69.4 \text{ kg/cm}^2$$

$$\frac{P_j^*}{P_a} = 35.5$$

$$\frac{P_{ej}}{P_a} = 0.42$$

$$\frac{y_0}{d_j^*} = 3.0$$

図 13 静止気体(大気)中に噴射したジェット

のノズルから噴射したときのシュリーレン写真を図14に示す。ここで、ジェット流の各部分のマッハ数、圧力及びマッハ・ディスクの中心までの距離を図15に示すように定める。

1970年に行なわれたF, S, Billig等¹³⁾の研究によれば、超音速気流中へジェットを噴射したとき、噴射口からマッハ・ディスクの中心までの y 方向の距離 y_0 、及び主流によって下流に曲げられる x 方向の距離 x_0 は噴射口スロート断面の直径 d_j^* で除して無次元化し、次式で与えられるとしている。

$$y_0/d_j^* = M_{ej}^{1/4} \left(\frac{P_j^*}{\bar{P}_{eb}} \right)^{1/2} \quad (1)$$

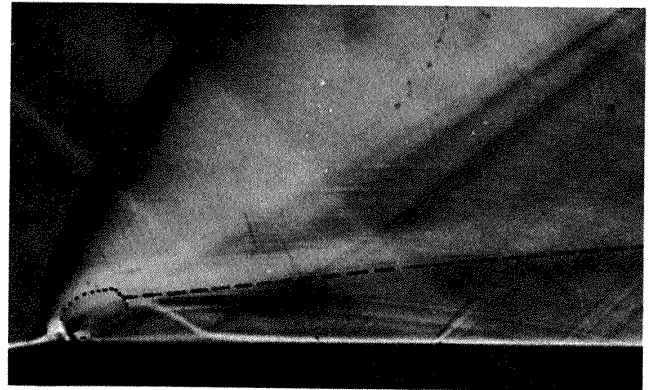
$$x_0/y_0 = 1.25 \left[1 - \exp \left(-\frac{M_\infty}{M_{ej}} \right) \right] \quad (2)$$

彼等は“effective back pressure = \bar{P}_{eb} ”というパラメータを提案し、この \bar{P}_{eb} はジェット流周囲の平均圧力で主流のピトー圧 $P_{t\infty}$ の $2/3$ 倍の値であるとしている。彼等は $\bar{P}_{eb} = 2/3 P_{t\infty}$ をもちい実験値と(1)式を比較し、かなりよい一致を得ている。

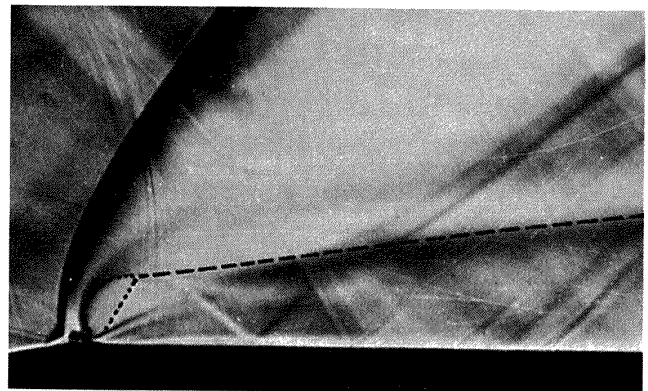
筆者等も図13、図14に示すシュリーレン写真からマッハ・ディスクの中心位置を読み取り、(1)、(2)式と比較した。その結果を図16、図17に示す。図16の横軸はシュリーレン写真より読み取ったマッハ・ディスクの距離 y_0/d_j^* 、縦軸は(1)式の右辺の計算値を示す。 \bar{P}_{eb} の値は主流のないとき大気圧 P_a に等しいとし、超音速気流中に噴射したときは主流総圧、主流マッハ数からピトー圧 $P_{t\infty}$ を計算し、その値を $2/3$ 倍した。

図16に示すように、実験結果は主流の有無にかかわらず、 $M_{ej}=4.04$ のケースを除いて(1)式とよく一致する。図中◇印で示す $M_{ej}=4.04$ の場合、ジェット・ノズル内の流れが噴射口まで等エントロピーで膨脹すると仮定すれば、噴射口における圧力は $P_{ej}=0.43 \text{ kg/cm}^2$ となる。出口の周囲圧が $P_a=1.03 \text{ kg/cm}^2$ であるから $P_{ej}/P_\infty=0.42$ となり、流れは過膨脹となる。そこで、実際のノズル内の流れは図18に示すように、ジェット流の静圧が大気圧に等しい $P_j=P_a=1.03 \text{ kg/cm}^2$ になるまで膨脹を続け、その点以後で内壁から剝離するのではないかと考えられる。いま、ノズル内の流れが $P_j=1.03 \text{ kg/cm}^2$ に成るまで膨脹すると仮定して、その点のマッハ数と噴射口出口からの距離 y_0' を計算すると $M_j=3.43$ 、 $y_0'=7.7 \text{ mm}$ となる。この3.43の数値を(1)式の M_{ej} に代入し、マッハ・ディスクまでの距離を $y_0+y_0'=22.0 \text{ mm}$ として、図16に再度プロットすると◇印となり他のデータと同様理論値とよく一致する。

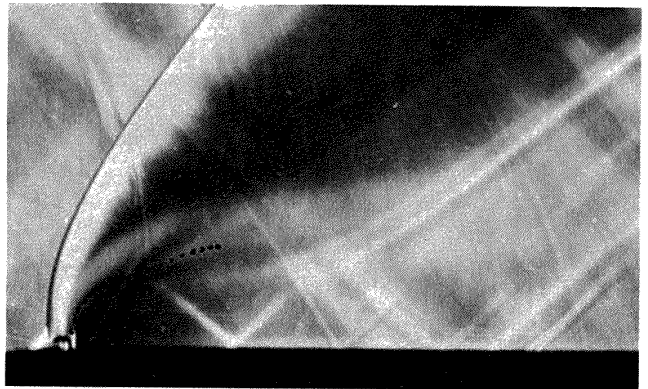
超音速気流中 ($M_\infty=1.4\sim 1.7$) に $M_{ej}=1.0$ で噴射し



a 音速ノズル $M_{ej}=1.0$ $P_{0j}=49.9 \text{ kg/cm}^2$



b 超音速ノズル $M_{ej}=2.55$ $P_{0j}=51.8 \text{ kg/cm}^2$



c 超音速ノズル $M_{ej}=4.04$ $P_{0j}=48.0 \text{ kg/cm}^2$

図14 超音速流中へのジェット噴射
主流条件 $M_\infty=1.51$, $P_{0\infty}=1.62 \text{ kg/cm}^2$

たときの y_0/d_j^* の実験値は(1)式とよく一致する、しかし、 $M_{ej}=2.55$ で噴射したときの実験値は(1)式より若干右側にずれる傾向となる。この傾向はBillig等の実験でも同様の結果を得ている。今回行なった実験範囲で \bar{P}_{eb} の値を計算すると表2となる。各マッハ数でほぼ大気圧に等しくなり、マッハ・ディスクの位置は大気圧に噴射したときと同程度の値になることが理解できる。全般的に見て、Billig等の実験は平板翼から噴射しているのに対し、

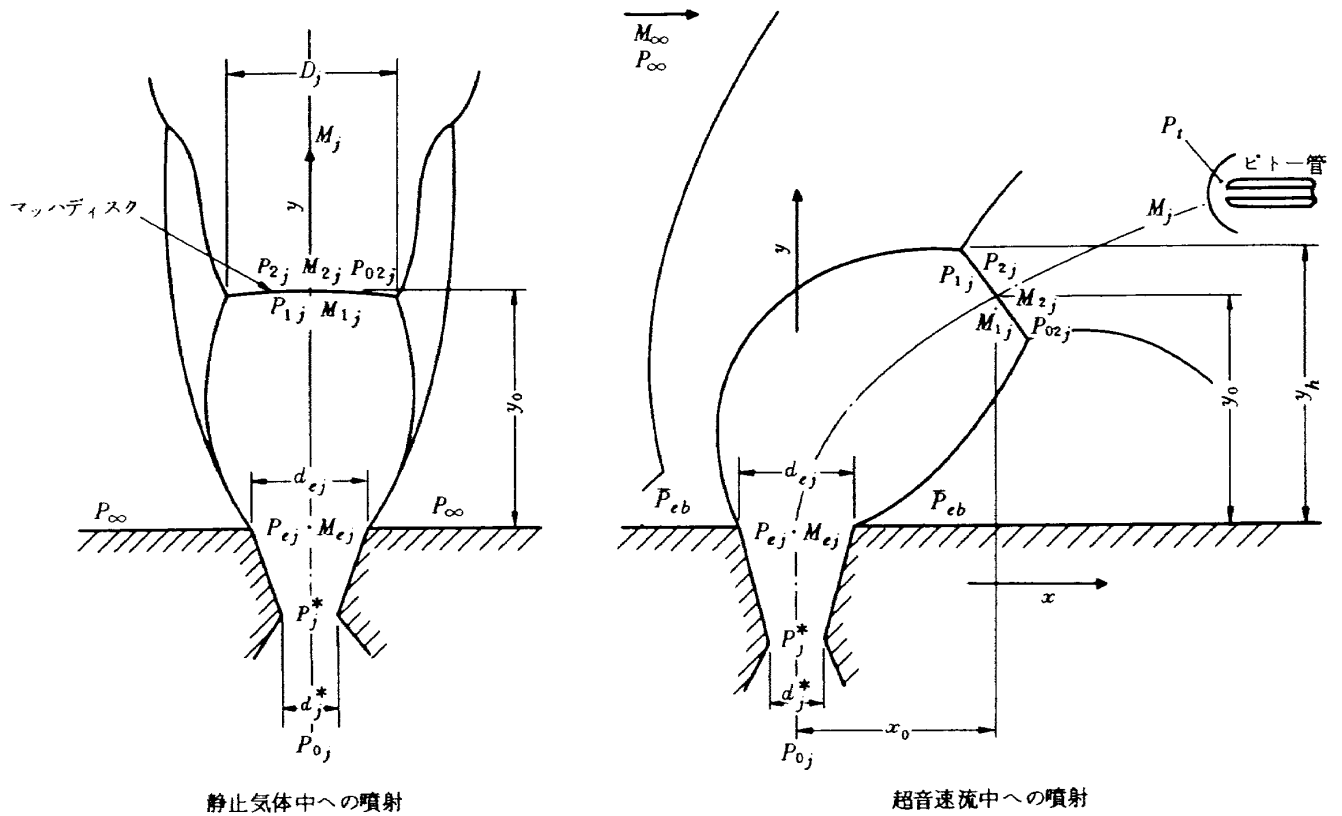


図15 ジェット流各部の圧力、マッハ数の記号

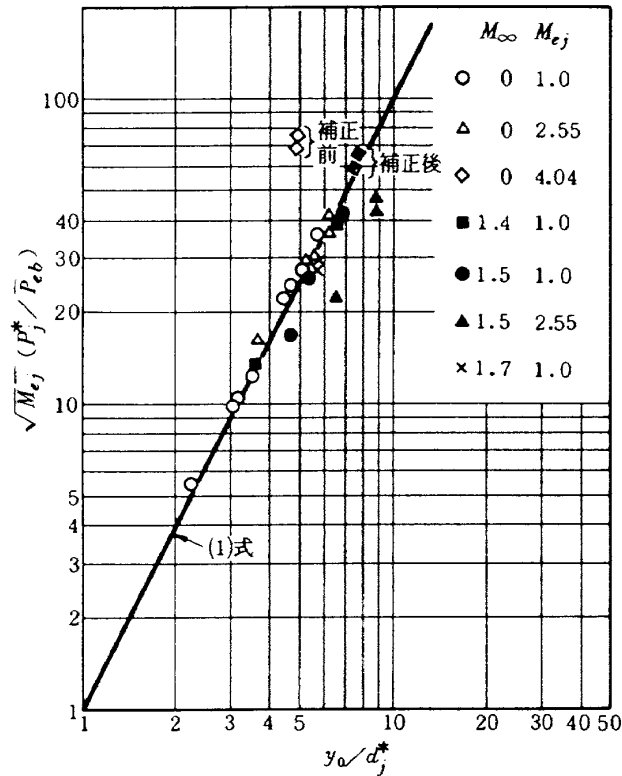


図16 音速点圧力 P_j^* 、噴射口マッハ数 M_{ej} とマッハ・ディスクまでの距離の関係

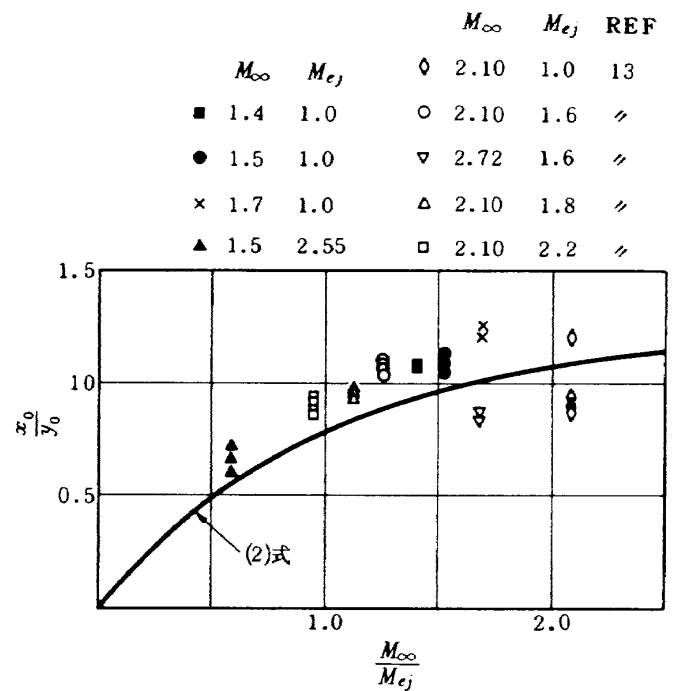
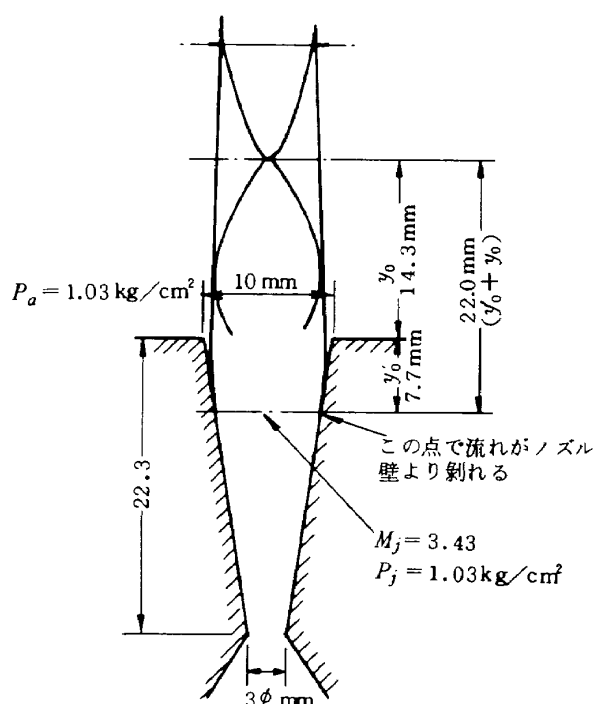


図17 $\frac{M_\infty}{M_{ej}}$ と $\frac{x_0}{y_0}$ の関係



$$P_{0j} = 69.4 \text{ kg/cm}^2$$

図 18 $M_{ej} = 4.04$ ノズル内流の推定図

表 2 \bar{P}_{eb} の計算値

P \ M_∞	1.4	1.5	1.7
$P_{0\infty}$ kg/cm ²	1.55	1.60	1.80
$P_{t\infty}$ kg/cm ²	1.48	1.48	1.54
\bar{P}_{eb} kg/cm ²	0.98	0.98	1.02

筆者等の実験はロケット模型頭部の一様流静圧より低いところで噴射している違いがあるにもかかわらずよく一致する。

次に、図17にジェット流が主流によって傾く割合 α_0/y_0 とマッハ数比 M_∞/M_{ej} の関係を示す。筆者等の実験データが少ないので Billig 等のデータも引用した。実験結果はシュリーレン写真の読み取り誤差も重なって(2)式とよく一致するとは云えない。しかし、Billig 等の実験データのバラツキも大きいので筆者等の実験結果は、ほぼ妥当な値であると見てよい。

マッハ・ディスクの下流のジェット径路(コアの中心の径路)まで扱った論文は今までに若干見られるが、確立したモデルはまだ見あたらないように思われる。そこで、径路を求める各方法は是非を論ずることは別の機会に譲るとして、ここでは1969年に行なわれた R. C. Orth 等の研究報告¹²⁾で提案されている式を引用して、筆者等の実験との比較を試みる。

Orth 等はジェット径路を表わす式として次式を導いている。

$$\frac{d\alpha}{dS} = -\frac{C_D \sin^2 \alpha}{2.5 \pi} \frac{\rho_\infty u_\infty^2}{\rho_{ej} u_{ej}^2} \frac{\rho_j}{\rho_{ej}} (2.25 + 0.22 S)^3 \quad (3)$$

但し S : ジェット径路を d_{ej} で無次元化した量

α : ジェット径路の主流に対する傾き角

C_D : ジェット素子に働く主流の抵抗係数

$$C_D = 1.2 + (M_\infty \sin \alpha)^2 \quad 0 < M_\infty \sin \alpha < 1$$

$$C_D = 1.06 + 1.14 (M_\infty \sin \alpha)^{-3} \quad M_\infty \sin \alpha \geq 1$$

ρ_{ej} : 噴射口における密度

u_{ej} : 噴射口における速度

ρ_∞ : 主流の密度

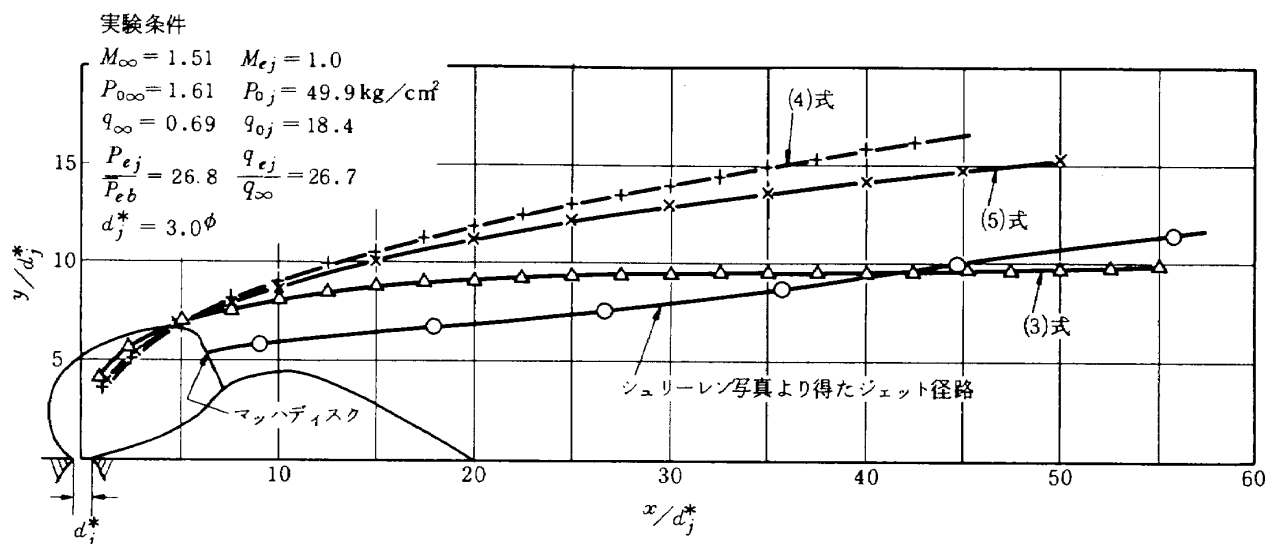


図 19 噴射口近傍のジェット径路 $M_\infty = 1.51$, $M_{ej} = 1.0$

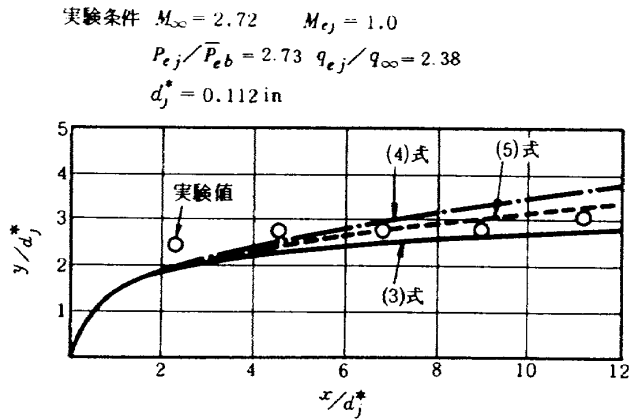


図 20 R.C, Orth 等の実験値と計算値の比較

u_∞ : 主流の速度

ρ_j : ジェット流の任意の点の密度

ρ_j は S と共に変化するが、ここでは噴射口における値に同じと仮定して、実験時の諸数値を(3)式に代入しレンゲクッタ法により解くと図19の△印となる。○印はシュリーレン写真の明暗の境界を読み取った実験値である。Orth 等も論文で引用している、G. N, Abramovich の文献⁽¹⁴⁾によれば、超音速流に噴射したジェット流の径路は(4), (5)式で示されると云う。

$$\frac{y}{d_j^*} = \left(\frac{q_{ej}}{q_\infty} \cdot \frac{x}{d_j^*} \right)^{0.394} \quad (4)$$

$$\frac{y}{d_j^*} = \left(\frac{q_{ej}}{q_\infty} \right)^{0.434} \left(\frac{x}{d_j^*} \right)^{0.333} \quad (5)$$

(4), (5)式の計算値を図19に示し、実験値と比較する。Orth 等の実験は $M_\infty = 2.72$, $q_{ej}/q_\infty = 2.38$, $P_{ej}/\bar{P}_{eb} = 2.73$ の条件で行なって図20に示す程度に(3), (4), (5)式の

計算値と一致している。これに対し、筆者等の実験は $M_\infty = 1.5$, $q_{ej}/q_\infty = 26.7$, $P_{ej}/\bar{P}_{eb} = 26.8$ で彼等の実験と大巾に異なる条件で行なったものであり、噴射口の近傍でよく一致するとは云えないが、巨視的に見てほぼ妥当なジェット流を構成していると云える。

噴射口のはるか下流 ($x/d_j^* > 100$) のジェット流を調べた研究は見あたらない。尾翼への影響は噴射口近傍よりむしろ $x/d_j^* > 100$ の流れ場を知ることが重要である。筆者等はジェットの下流に筒型ピトー管を挿入し、ピトー圧分布を計測してジェットコアの位置を調べた。まず、ジェットのないときの超音速気流のピトー圧 $P_{t(off)}$ を計測し、次に、ジェットを噴射して同位置におけるピトー圧 $P_{t(on)}$ を計測した。両者の差をジェットによるピトー圧干渉量 ΔP_{tj} として次式で定義した。

$$\Delta P_{tj} = (P_{t(on)} - P_{t(off)}) / q_\infty \quad (6)$$

主な実験における噴射口下流の ΔP_{tj} 分布を図21に示す。 $x/d_j^* < 80$ の範囲の曲線はシュリーレン写真より読み取ったコア中心の径路、 $x/d_j^* = 91$ と $x/d_j^* = 143$ における ΔP_{tj} 分布はピトー管による計測値、 $x/d_j^* = 135$ の曲線はA1翼の前縁に生じる離脱衝撃波のスケッチ図である (A1翼の前縁は図2に示すように半頂角 15° のくさび型断面であり、 $M_\infty = 1.5$ で図22に示すシュリーレン写真が得られる)。それぞれの結果は図21に示すようによく一致する。主流マッハ数 M_∞ 、ジェットの噴射口マッハ数 M_{ej} が一定のとき、ジェットのコアはマッハ・デスクの位置を起点として、主流に対しほぼ同じ勾配で胴体より離れてゆく。 M_{ej} が大きくなるとコア径路の勾配は若干大き目となり、 M_∞ が大きくなると若干小さ目とな

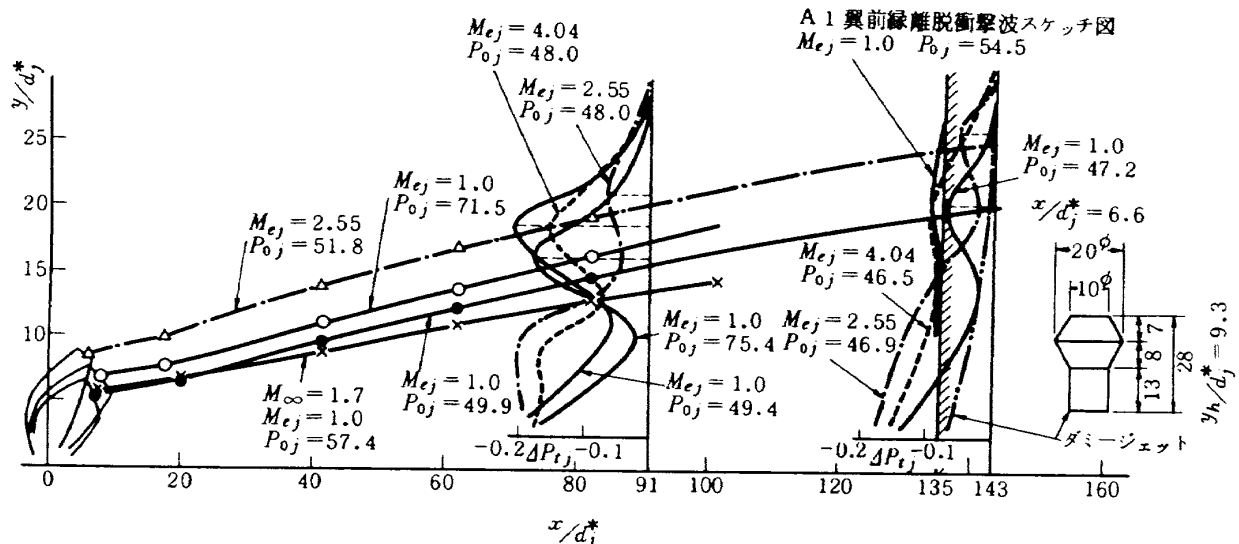


図 21 翼付近のジェット径路とピトー圧干渉量 ΔP_{tj} 分布 ($\phi = 0^\circ$)
 (×印以外の主流マッハ数はすべて $M_\infty = 1.5$ である)

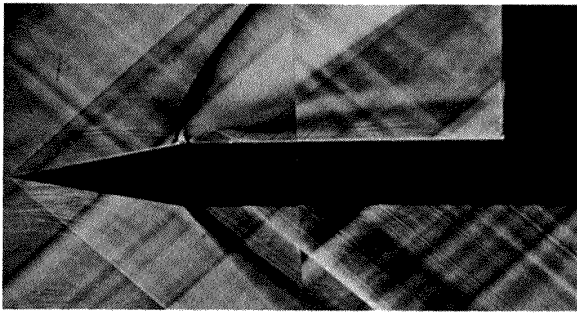


図 22 翼前縁離脱衝撃波のシュリーレン写真
 $M_\infty=1.5$ $P_{0j}=54.5 \text{ kg/cm}^2$ $M_{ej}=1.0$
 $x/d_j^*=135$

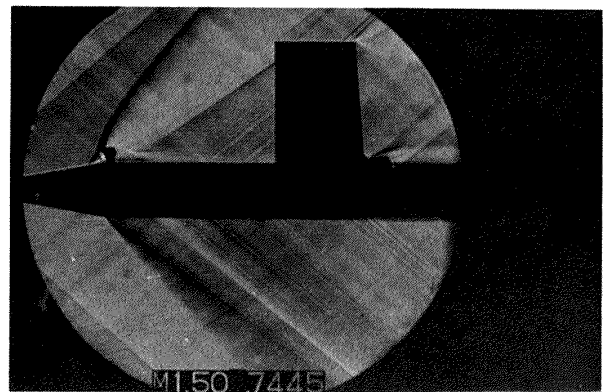


図 23 ダミージェットシュリーレン写真

る。マッハ・ディスクの位置は P_{0j} , \bar{P}_{eb} , M_{ej} , M_∞ が決まれば前述したように推定できるので, M_{ej}/M_∞ 及び q_{ej}/q_∞ のマッハ・ディスク以後の勾配へ寄与する関係を明らかにすれば, ジェットコアの径路は計算できるものと思われる。

ジェット下流のピトー圧が低下する原因として, 1) ジェットのバレル・ショックと同程度の体積を持つ障害物が存在するために生じる主流の総圧低下, 2) ジェット流がマッハ・ディスクを通過するとき生じる圧力損失のため, コア内部の総圧が低下する, 等が考えられる。1) に起因する総圧低下を調べるために図 21 の右端に示すダミージェットをノズル位置に取付け, ΔP_{tj} 分布を計測すると図 21 の $x/d_j^*=143$ に示す 2 点鎖線となる。明らかにジェットを噴射したときより総圧低下量は少ない。一方, ダミージェットによって出来る衝撃波のシュリーレン写真 (図 23) を見るとジェットを噴射したとき (図 22) よりやや強めの前縁衝撃波が観測される。これは, ジェットを噴射したときのバレル・ショックの高さ (y_h/d_j^*) が 8.2 であるのに対し, 図 21 のダミージェットの長さ (y_h/d_j^*) が 9.3 ($d_j^*=3.0$ として計算する) と大き目となるためである。ダミージェットがジェットのバレル・ショックより大きいにもかかわらず図 21 の右端に示すようにピトー圧低下量 ΔP_{tj} はダミージェットの方が小さい。したがって, ジェット下流の総圧低下の原因は 1) に起因する量以外に, 2) に起因する影響も大きいものと考えられる。そこで, ジェットコア内部の流れがどのようになっているか検討を試みる。

ジェット流の各部のマッハ数, 圧力の記号を図 15 に示す通りとし, ここでは $M_{ej}=1.0$ の場合について論ずる。ジェット流と主流の混合がなく, ジェット流内は一次元的で等エントロピー流であると仮定すれば, マッハ・ディスク直前のマッハ数 M_{1j} , 圧力 P_{1j} と P_{0j} の関係は次

式で与えられる。

$$\frac{P_{0j}}{P_{1j}} = \left(1 + \frac{r-1}{2} M_{1j}^2\right)^{\frac{1}{r-1}} \quad (7)$$

また, マッハ・ディスクの前後で Rankine-Hugoniot の関係式が成立すると仮定するとマッハ・ディスク直後のマッハ数 M_{2j} , 圧力 P_{2j} , P_{02j} は次式で与えられる。

$$M_{2j}^2 = \frac{1 + \frac{r-1}{2} M_{1j}^2}{r M_{1j}^2 - \frac{r-1}{2}} \quad (8)$$

$$\frac{P_{2j}}{P_{1j}} = 1 + \frac{2r}{r+1} (M_{1j}^2 - 1) \quad (9)$$

$$\frac{P_{02j}}{P_{1j}} = \left(\frac{r+1}{2} M_{1j}^2\right) \left(\frac{r+1}{2r M_{1j}^2 - r + 1}\right)^{\frac{1}{r-1}} \quad (10)$$

ここで, マッハ・ディスクはその直後の圧力が周囲の圧力と等しくなる位置に出来るから $P_{2j} = \bar{P}_{eb}$ と置くと (7) 式, (9) 式から M_{1j} を求めることが出来る, M_{1j} が決まれば (7) 式, (8) 式, (10) 式から P_{1j} , M_{2j} , P_{02j} を計算できる。これ等の計算値の 1 例を表 3 に示す。当然のことながら, マッハ・ディスクの下流ではマッハ数・総圧共一様流より低くなっている。

実際に超音速気流中へジェットを噴射したときの流れは一次元的な流れとならず, 噴射口の周囲圧も上流側で主流総圧に近い値であり, 下流側では主流静圧より低くなる。また, ジェット流は噴射口を出ると急速に下流方向に曲げられ, 主流と混合しながら, 渦流を形成してゆく複雑な流れ場になっていると考えられる。さらに, コア内部の流れはマッハ・ディスク直後で一様流と比べてマッハ数・総圧共に低くなっているが, 下流に行くに従って周囲からエネルギーを受けて徐々に一様流に回復してゆくものと考えられる。

ここで, 尾翼の位置する $x/d_j^*=135$ 付近のジェットコア内部のマッハ数を推定する。図 24 に示す半頂角 20°

表 3

マッハディスク 直 前	直 後	一様流
$P_{0j} = 49.9 \text{ kg/cm}^2$	$P_{02j} = 1.10 \text{ kg/cm}^2$	$P_{0\infty} = 1.60 \text{ kg/cm}^2$
$P_{1j} = 0.02 \text{ kg/cm}^2$	$P_{2j} = 0.98 \text{ kg/cm}^2$	$P_{\infty} = 0.43 \text{ kg/cm}^2$
$M_{1j} = 6.4$	$M_{2j} = 0.40$	$M_{\infty} = 1.51$

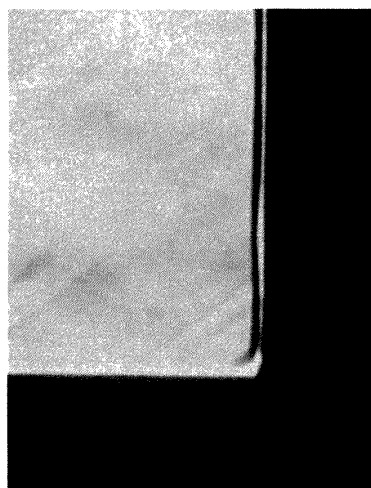
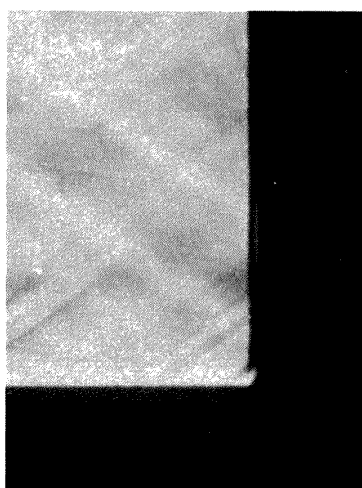
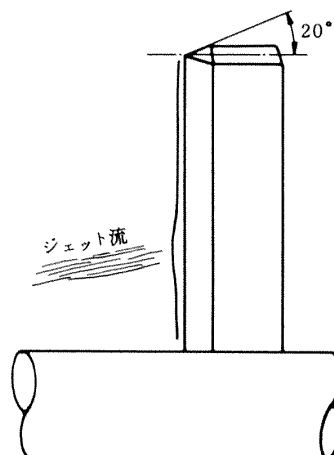

 (a) $M_{\infty} = 1.70$

 (b) $M_{\infty} = 1.80$


図 24 半頂角20度のくさび翼前縁離脱衝撃波のシュリーレン写真

のくさび翼前縁に出来る衝撃波の離脱距離はコアと交叉する部分で大きくなる。シュリーレン写真でこの部分の離脱距離を計測すると主流マッハ数が1.70のとき、コア中心部 3.7 mm、コアより離れたところで 3.0 mm となる。また、主流マッハ数を1.80にすると、離脱距離はコア中心で 2.7 mm、コアより離れたところで 1.9 mm となる（半頂角 20° のくさび翼の離脱限界マッハ数は 1.84 である）。主流のマッハ数 1.7～1.8 付近において、マッハ数の微少変化に対し、離脱距離は反比例すると考えられる。前記の計測値から一様流中で主流マッハ数が 0.1 増したために離脱距離は約 1.0 mm 前縁に付づいている。また、コア中心と、コアより離れた一様流のところの離脱距離の差は約 0.7 mm である。したがって、コア中心のマッハ数は一様流に比べおよそ 0.07 マッハ低くなっていると推定できる。一方、この附近の静圧は噴射口から十分離れているので一様流の値に回復していると見てよい。そこで、コア中心部のピトー圧 $P_{t(\text{on})}$ と P_{∞} よりコア中心部のマッハ数を計算すると、やはり、一様流より 0.06 マッハ低くなっている。

5.2 ピッチングモーメントの生じる方向に噴射したときの翼面圧力への影響

図 25 は超音速気流中でサイド・ジェットを噴射しない

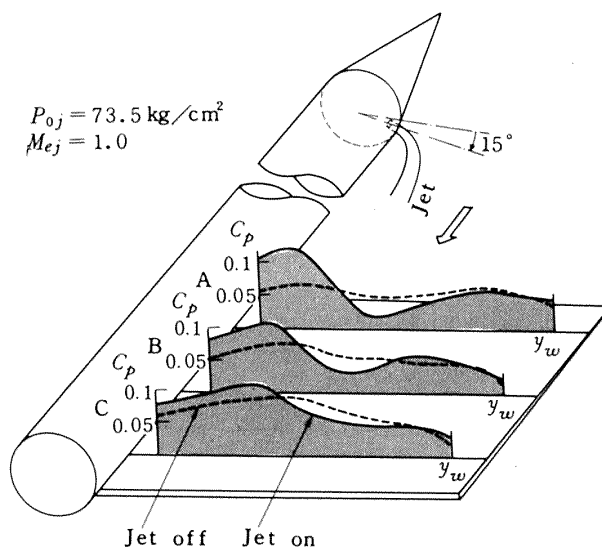


図 25 ジェット噴射有・無の圧力分布

ときの翼面圧力分布（点線）がジェットを噴射することにより大きく変わる（実線）概念図を示している（A 1 翼使用の 1 例）。ここで点線と実線の差はジェットによる影響と見ることができから翼片面への圧力干渉量 $\Delta C'_{pj}$ を次式で定義する。

$$\Delta C'_{pj} = (P_{(\text{on})} - P_{(\text{off})}) / q_{\infty} \quad (11)$$

なお、ジェットと翼の相対関係は図26に示すようにジェットノズルの中心より翼前縁までの間隔を L 。気流の下流側より見て（翼を基準とする）時計方向を位相角 ϕ の正とした。 $\phi = \pm 15^\circ$ 、 $\pm 30^\circ$ のときの $\Delta C'_{pj}$ を図27、28に示す。横軸は胴体外周からの距離 y_w 、縦軸は $\Delta C'_{pj}$ を示し、A、B、Cは図26に示す前縁からの圧力孔列A、B、Cを示す。

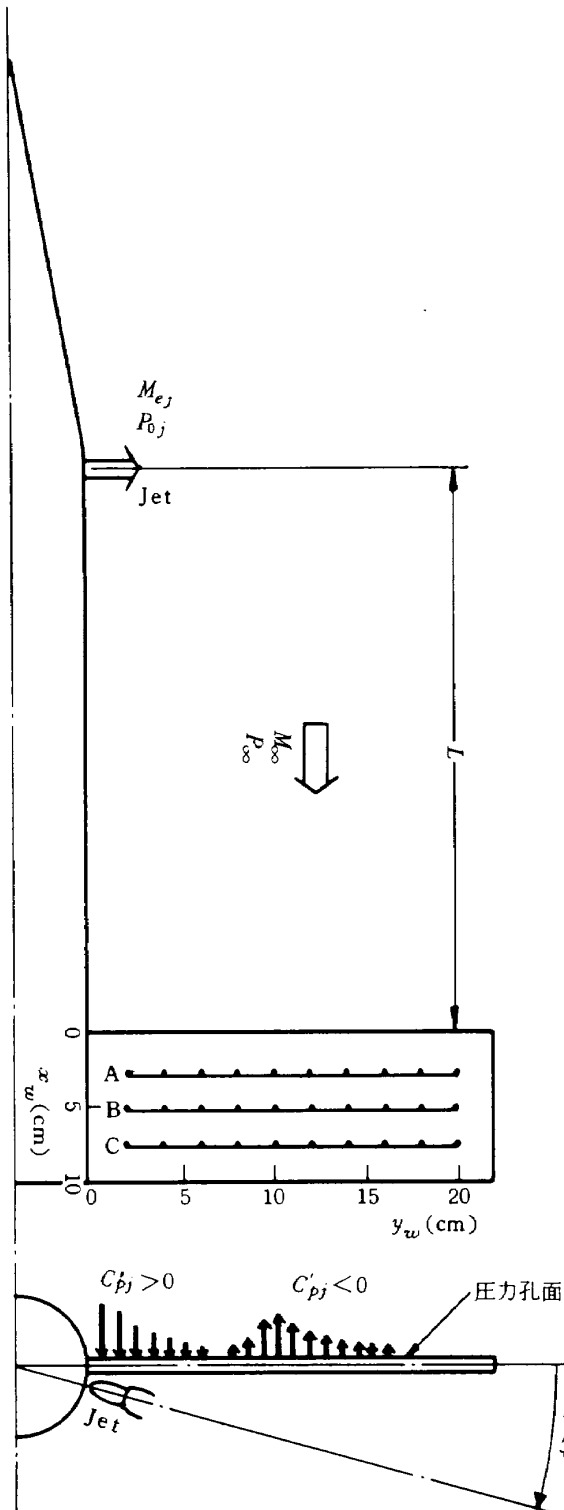


図26 翼とジェットの位相角 ϕ 、間隔 L の関係

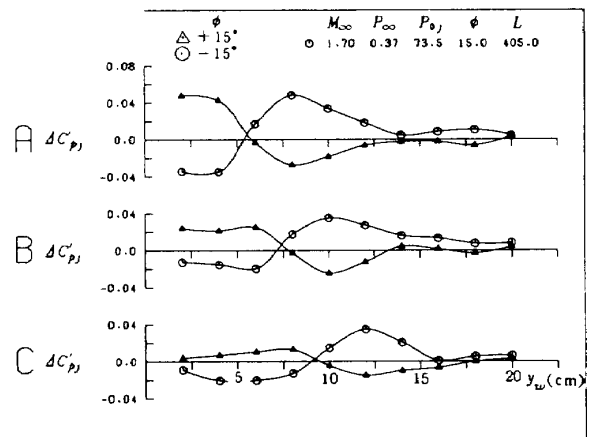


図27 $\phi = \pm 15^\circ$ の $\Delta C'_{pj}$ 分布
A 1翼 $M_{ej} = 1.0$

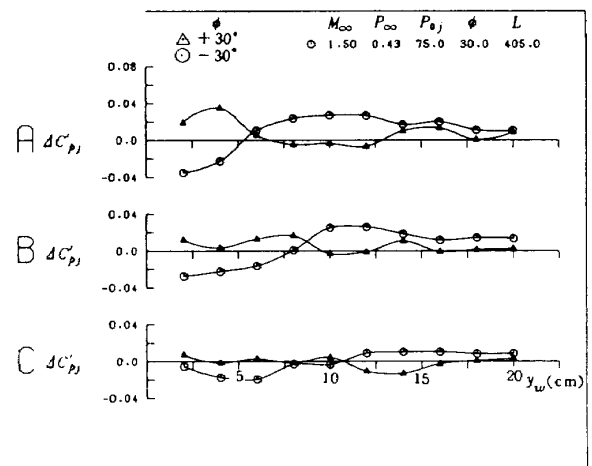


図28 $\phi = \pm 30^\circ$ の $\Delta C'_{pj}$ 分布
A 1翼 $M_{ej} = 1.0$

$\Delta C'_{pj}$ の特徴的性質は

- (1) ϕ が正のとき、 $\Delta C'_{pj}$ は胴体近くで正、中間で負、翼端ではほぼ零となる。また、 ϕ が負のとき、 $\Delta C'_{pj}$ は絶対値がほぼ同じで符号が逆転する。
 - (2) C'_{pj} の最大値及び零値の軌跡は胴体側の前縁より生じるマッハ・ラインにほぼ平行となる（図29(b)、図34参照）
 - (3) $\Delta C'_{pj}$ の最大値は翼の後縁ほど小さな値となる。
- これ等の性質は主流マッハ数 M_∞ 、噴射総圧 P_{0j} 、位相角 ϕ 、間隔 L 、噴射口マッハ数 M_{ej} 等のパラメータを変えても、定性的に保たれる。

次にジェット流がその中心線を含む主流方向の平面に対し、左右対称であると仮定すれば $\phi = +15^\circ$ （ Δ 印）と $\phi = -15^\circ$ （ \circ 印）の $\Delta C'_{pj}$ 分布は上下対称なくさび翼の上面、下面の $\Delta C'_{pj}$ 分布と見なすことができる。このことは後に示す両面同時計測のA 2翼模型の圧力分布及びジェット後流の速度ベクトル測定の結果から妥当で

あることが証明された。

さて翼に働く力は上, 下面の圧力差であるから, 上面 $\Delta C'_{pj}$ ($\phi > 0$ のときの $\Delta C'_{pj}$) より下面 $\Delta C'_{pj}$ ($\phi < 0$ のときの $\Delta C'_{pj}$) を引いた量を翼に働くジェットの圧力干渉量 ΔC_{pj} として次式で定義する。

$$\Delta C_{pj} = \Delta C'_{pj} (\text{上面}) - \Delta C'_{pj} (\text{下面}) \quad (12)$$

ΔC_{pj} の正の領域で翼に作用する力は翼を押下げる方向に働き, ΔC_{pj} の負の領域では翼を押上げる方向に働く (図26参照)。

以下各実験ごとに ΔC_{pj} を求め, ϕ , P_{0j} , L , M_{ej} 等の干渉量への影響について記述する。なお, 今回行った実験の主流レイノルズ数は $2.5 \times 10^7/\text{m}$ である。

5.2.1 位相角 ϕ の影響

図29～32に $M_\infty = 1.5 \sim 1.7$, $P_{0j} = 54 \sim 75 \text{ kg/cm}^2$ で $\phi = 15^\circ \sim 45^\circ$ の ΔC_{pj} 分布を, また, 代表的ケースの等圧線分布を図29(b)に示す。 ΔC_{pj} は定性的に見て胴体寄りで正, 翼中間で負, 翼端ではほぼ零となる。また ΔC_{pj} の最大値, 最小値は翼の前縁付近にあり, ϕ が小さいほど大きくなる。但し $\phi = 0^\circ$ 付近で ΔC_{pj} は翼全域で小さくなる (図37参照)。図29～32に示すように今回の実験範囲において ϕ をパラメータとしたときの ΔC_{pj} への影響は他のパラメータ (M_∞ , P_{0j} , L , M_{ej}) に比べ格段に大きいことが明らかになった。

5.2.2 主流マッハ数 M_∞ の影響

M_∞ の影響は図29と図30, 図31と図32の同一位相角 ϕ のデータを比較することによって可能であるが, 煩雑であるので典型的なケースを図33にプロットして比較す

る。図に示されるように $M_\infty = 1.5$ を基準にすると $M_\infty = 1.7$ の ΔC_{pj} は絶対量がわずかに小さ目となり, かつピーク値, 零値とも胴体側に寄る。ここで $\Delta C_{pj} = 0$ の軌跡のみをプロットすると図34となる。 $\Delta C_{pj} = 0$ の軌跡 (負のピーク値の軌跡も同様) は翼前縁の胴体寄り角より出るマッハラインとほぼ平行となる。また各軌跡を翼前縁まで延長し, y_w 方向の各軌跡の差のみに着眼すると同一条件におけるジェットコア中心の位置の差にほぼ等しい。この事は ΔC_{pj} 分布はジェットコアと密接な関連のあることを示している。図34でジェットコア中心の位置と軌跡の延長点の違いは後の速度ベクトルの測定の項で論じる。さて M_∞ による ΔC_{pj} への影響であるが, 今回の実験では $M_\infty = 1.5$ と $M_\infty = 1.7$ で主流動圧が異なる (M_∞

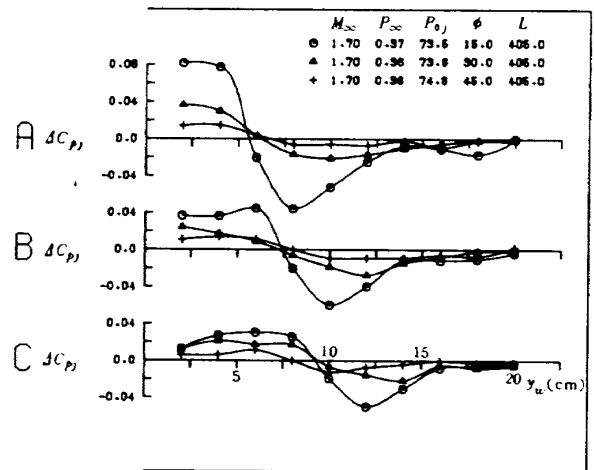


図29(a) 位相角 ϕ の影響 $M_\infty = 1.7$ $P_{0j} = 73.5 \sim 74.8 \text{ kg/cm}^2$ A 1翼 $M_{ej} = 1.0$

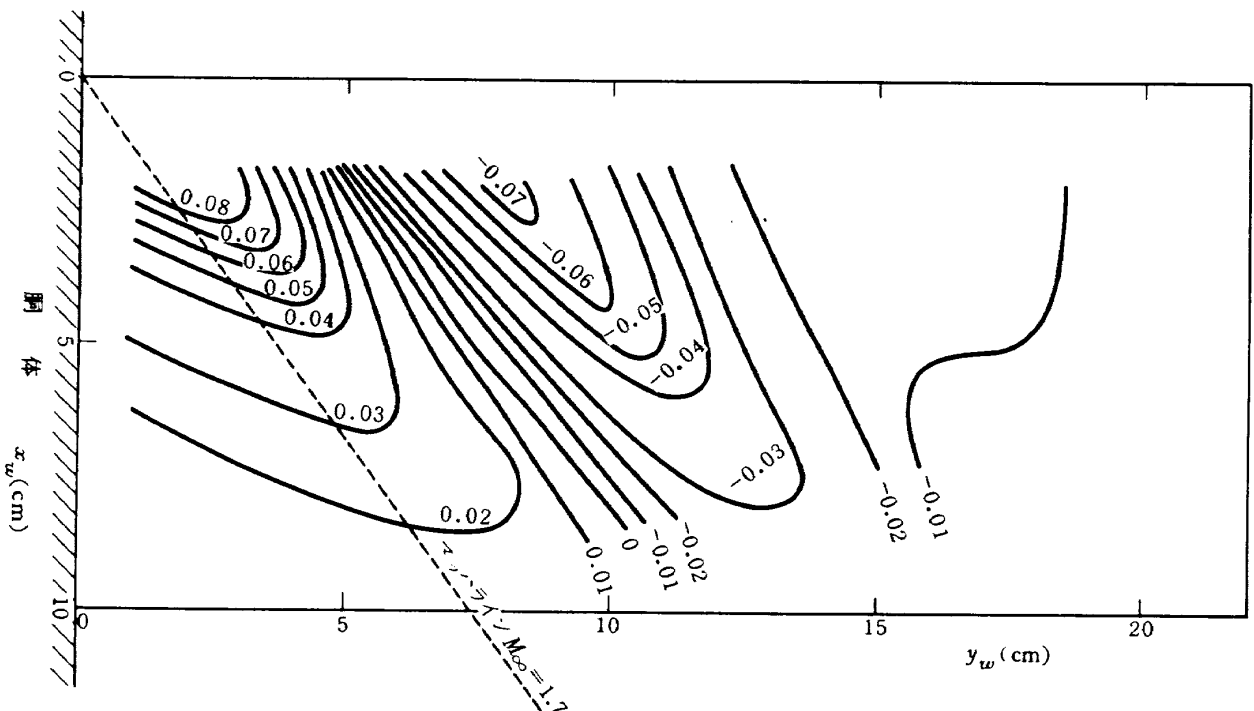


図29(b) ΔC_{pj} 等圧分布図の1例. $M_\infty = 1.7$ $M_{ej} = 1.0$ $\phi = 15^\circ$ $P_{0j} = 73.5 \text{ kg/cm}^2$ $L = 405 \text{ mm}$

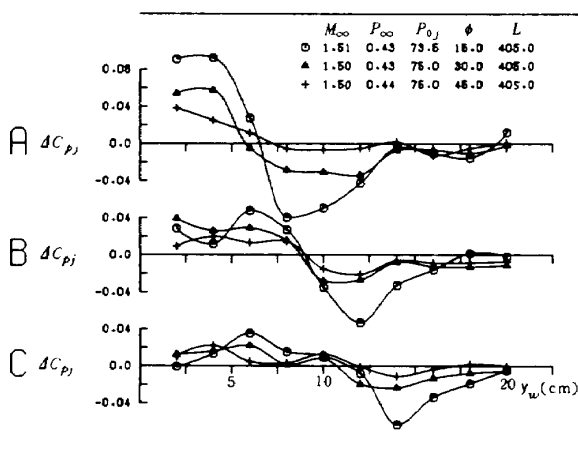


図 30 位相角 ϕ の影響 $M_\infty=1.5$ $P_{0j}=73.5 \sim 75.0 \text{ kg/cm}^2$ A 1 翼 $M_{ej}=1.0$

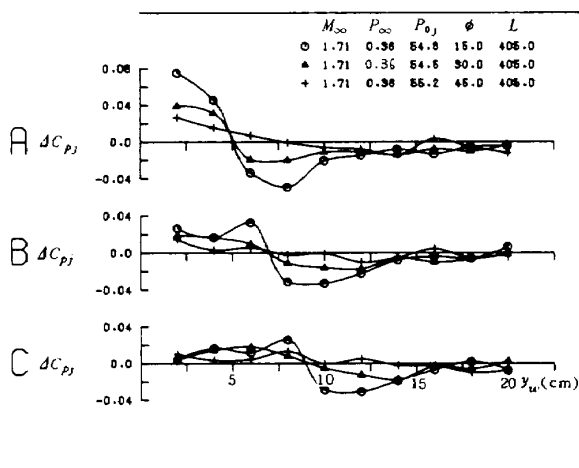


図 31 位相角 ϕ の影響 $M_\infty=1.7$ $P_{0j}=54.5 \sim 55.2 \text{ kg/cm}^2$ A 1 翼 $M_{ej}=1.0$

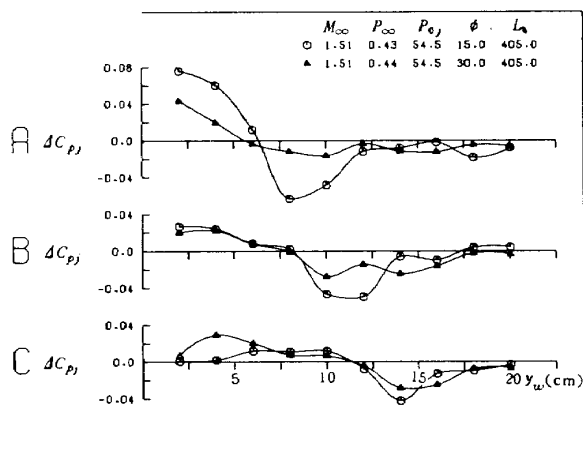


図 32 位相角 ϕ の影響 $M_\infty=1.5$ $P_{0j}=54.5 \text{ kg/cm}^2$ A 1 翼 $M_{ej}=1.0$

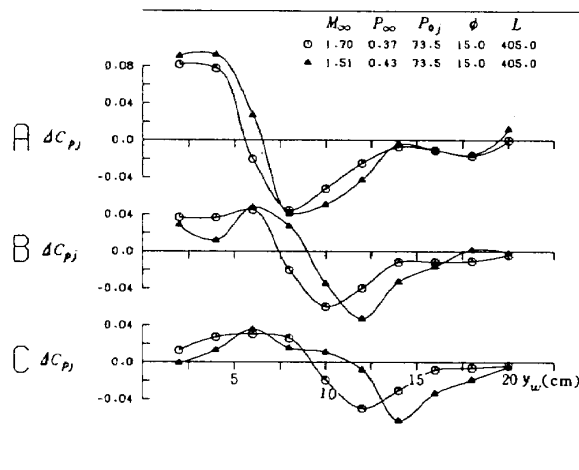


図 33 主流マッハ数 M_∞ の影響

$=1.5$ で $q_\infty=0.69$, $M_\infty=1.7$ で $q_\infty=0.73$) ために起因するものと本来の M_∞ のみによるものと重ね合さって生じていると考えられる。しかし後で記述するが、翼面全域を積分した、圧力干渉では正、負の ΔC_{pj} が打消し合う効果もあって、 M_∞ の異なることによる翼全体への影響は小さい。

5.2.3 ジェット噴射総圧 P_{0j} の影響

P_{0j} の影響も図 29 と図 31, 図 30 と図 32 を比較することによって可能であるが典型的なケースの ΔC_{pj} を図 35 に、 $\Delta C_{pj}=0$ の軌跡を図 34 に示す。定性的に見て P_{0j} が大きいほど ΔC_{pj} の絶対値は大きくなり、 $\Delta C_{pj}>0$ の領域が広がる。また P_{0j} を変えたときの $\Delta C_{pj}=0$ の軌跡の変化量はジェットコア中心の変化量とほぼ等しくなり (図 34), P_{0j} の影響もジェットコアと密接に関連があると云える。

5.2.4 ジェットノズルと翼との間隔 L の影響

$M_\infty=1.7$, $P_{0j}=54 \text{ kg/cm}^2$, $M_{ej}=1.0$ でジェットノズルと翼との間隔 L を 405 mm, 455 mm, 535 mm の 3 通りに変えたときの ΔC_{pj} 分布を図 36 に示す。 L が大きくなると $\Delta C_{pj}>0$ の領域が若干拡がり、絶対値がわずかに小さくなる。この原因はジェットコアが下流ほど胴体より離れるためである。しかし、コアが胴体より離れる勾配は図 21 に示す $x/d_j^*=60 \sim 135$ (180 ~ 405 mm) の範囲より、 $x/d_j^*=151 \sim 178$ (455 ~ 535 mm) 付近では小さくなっているものと思われる。今後さらに広い範囲の測定が必要である。

5.2.5 噴射口マッハ数 M_{ej} の影響

$M_\infty=1.5$, $P_{0j}=50 \text{ kg/cm}^2$ で図 4 に示す $M_{ej}=1.0$, 2.55, 4.04 の 3 種類のノズルを使い M_{ej} を変えたときの ΔC_{pj} 分布を図 37, 38 に示す。この実験より両面に圧力孔を設けた A 2 翼を使ったので ΔC_{pj} 分布は A ~ D の

4列となり、また $\phi=0^\circ$ の ΔC_{pj} も得られるようになった。

図37に示すように $\phi=0^\circ$ の ΔC_{pj} は翼全域で小さい。ジェットコアが直接翼面に当たっているにもかかわらず、干渉量の小さいことは注目値する。図38の $M_{ej}=1.0$ 、 $\phi=15^\circ$ の ΔC_{pj} 分布(A2翼)と図32の $\phi=15^\circ$ の ΔC_{pj} 分布(A1翼)を比較すると、A2翼の ΔC_{pj} が若干小

さな値になっているが、これは P_{0j} 、 L が異なるためであり、両図の ΔC_{pj} 分布は定性的によく一致している。

さて、 M_{ej} を変えたときの ΔC_{pj} の影響は図38に示すように ΔC_{pj} の絶対値では大差なく、 $\Delta C_{pj}>0$ となる領域が若干変わる程度である。また図38のA列において $M_{ej}=1.0$ と $M_{ej}=2.55$ の ΔC_{pj} の曲線が横軸と交叉する位置の差が約12 mmであり、図21で $M_{ej}=2.55$ (▲

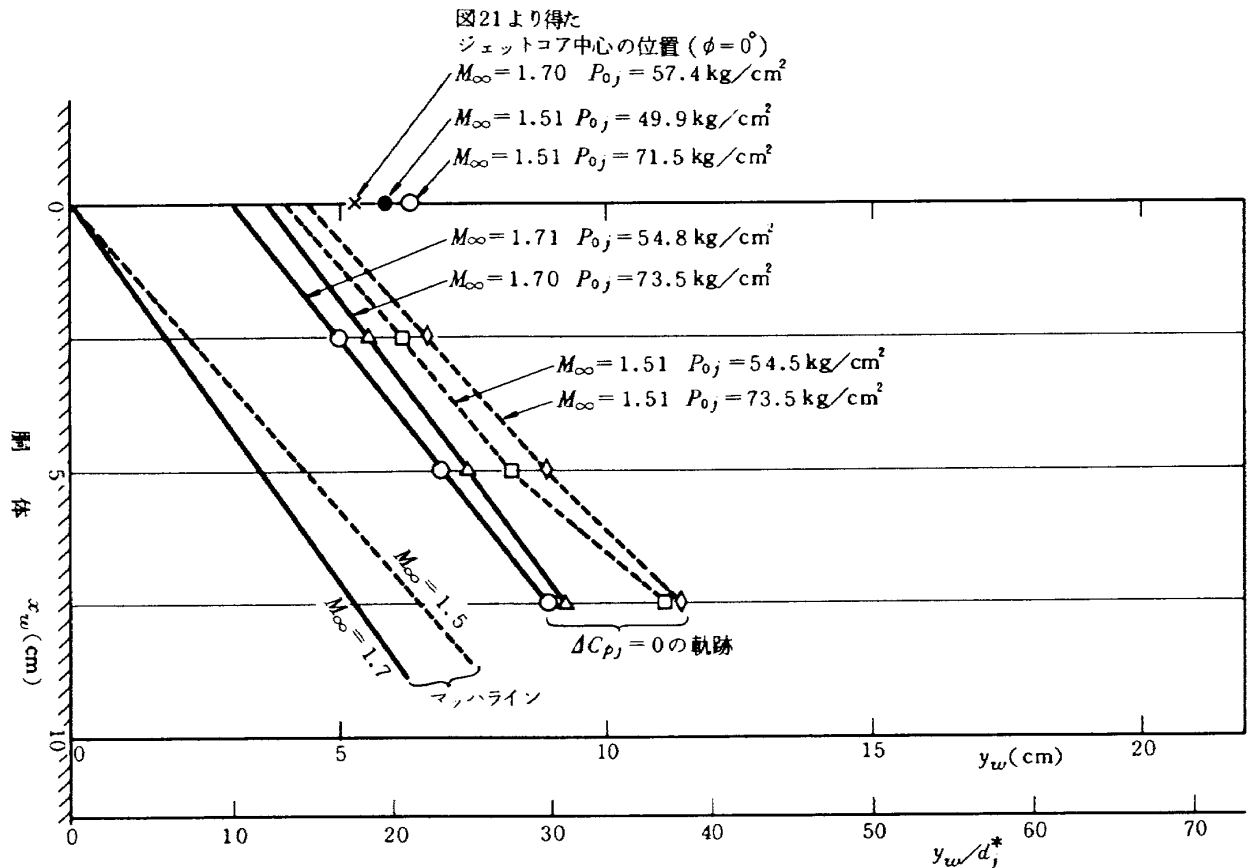


図34 翼面上の $\Delta C_{pj}=0$ の軌跡 $\phi=15^\circ$

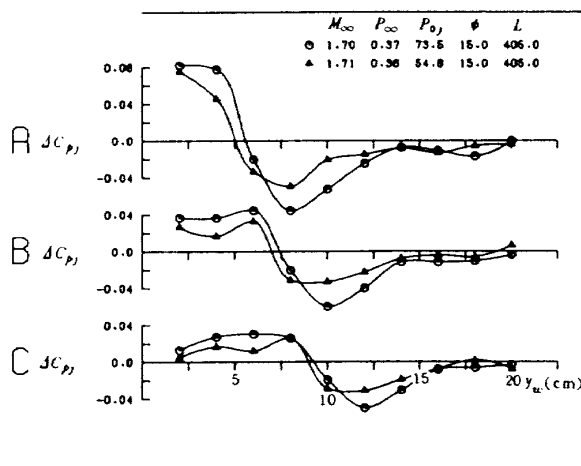


図35 噴射総圧 P_{0j} の影響

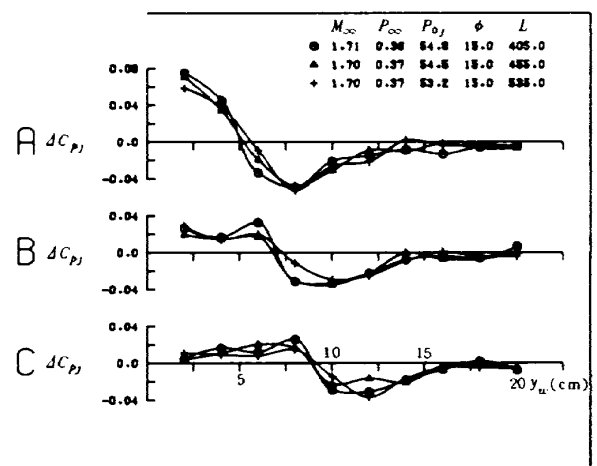


図36 ジェットノズルと翼の間隔 L の影響 $M_{ej}=1.0$

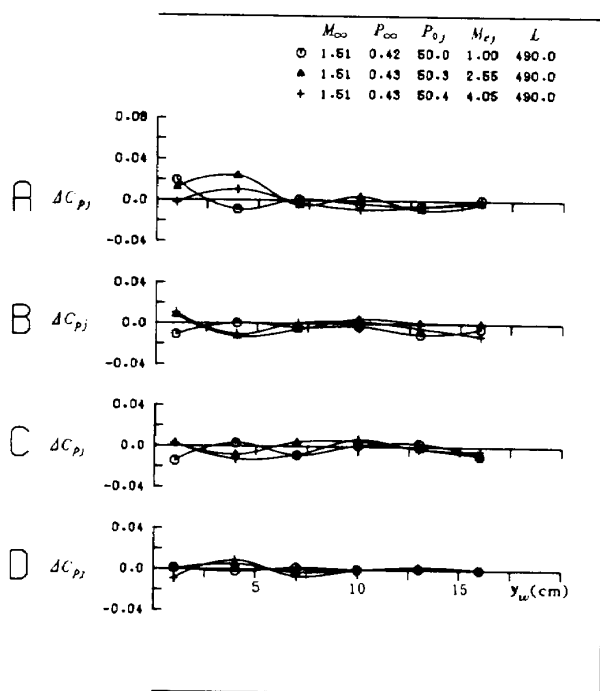


図 37 噴射口マッハ数 M_{ej} の影響 $\phi = 0^\circ$
A 2 翼

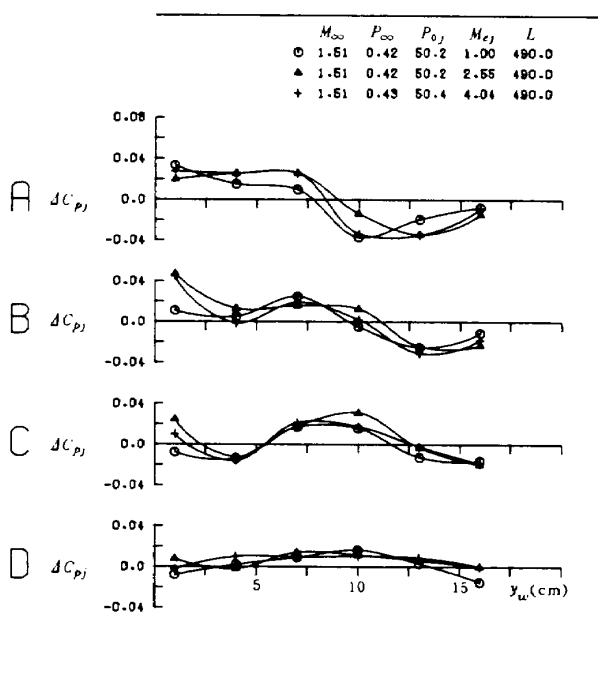


図 38 噴射口マッハ数 M_{ej} の影響 $\phi = 15^\circ$
A 2 翼

印)と $M_{ej} = 1.0$ (●印)のコア中心の差が約 15 mm であるから、ここでもジェット径路と ΔC_{pj} 分布は対応していると云える。

5.2.6 ダミージェットによる影響

ジェットの噴射ノズルの位置に、 $P_{0j} = 75 \text{ kg/cm}^2$ で噴射したとき生じるバレル・ショックより若干大きな干

渉のダミージェット (図 21 右端参照) を取り付け ΔC_{pj} 分布を計測すると図 39 となる (図 23 のシュリーレン写真参照)。 ϕ のすべての範囲で翼の全域にわたって干渉力はほとんど生じない。

5.2.7 翼型による影響

$M_\infty = 1.5$, $P_{0j} = 50 \text{ kg/cm}^2$ で B, C 後退翼 (図 6 参照) を取付けたときの ΔC_{pj} 分布を図 40~43 に、また代表的ケースの等圧線分布を図 42(b) に示す。C 翼模型は A 1 翼の実験結果を基に正の干渉 ($\Delta C_{pj} > 0$) のみを生じる型に寸法を決めた。したがって翼面全域に正の ΔC_{pj} が現われることが予想されたが、図 38 (A 2 矩型翼) と図 42 (C 翼) の ΔC_{pj} を比較しても明らかなように C 翼は予想通り、ほぼ翼全域にわたり正の ΔC_{pj} を生じることが明らかになった。特に図 41 と図 43 の $\phi = 30^\circ$ の B, C 翼を比較すると、C 翼の前縁付近で ΔC_{pj} が大きく現われることは注目値する。またこの ΔC_{pj} 分布は $M_{ej} = 1.0, 2.55, 4.04$ の 3 通りとも同じ傾向に再現されていることから信頼性の高いデータであると判断している。前記の C 翼の特徴は図 42(a) の模型図に示されるように $M_\infty = 1.5$ で亜音速前縁となることが原因と思われる。

5.2.8 各翼の平均圧力干渉量及び平均干渉ローリングモーメントの比較

各翼に発生するジェットの干渉力及びその干渉力によって生じるローリングモーメントを比較するため、各翼の圧力孔で囲まれた部分 (図 44 の斜線を施した部分) の ΔC_{pj} を面積分し、積分面積で除して 1 cm^2 に働く平均圧

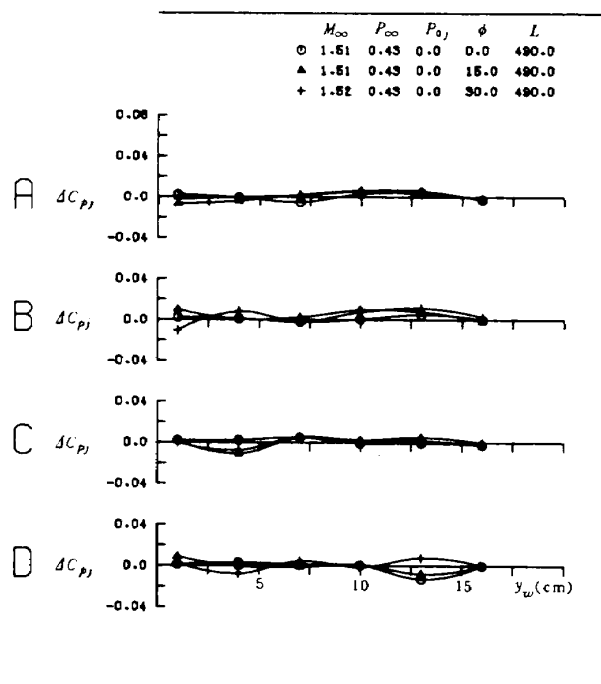
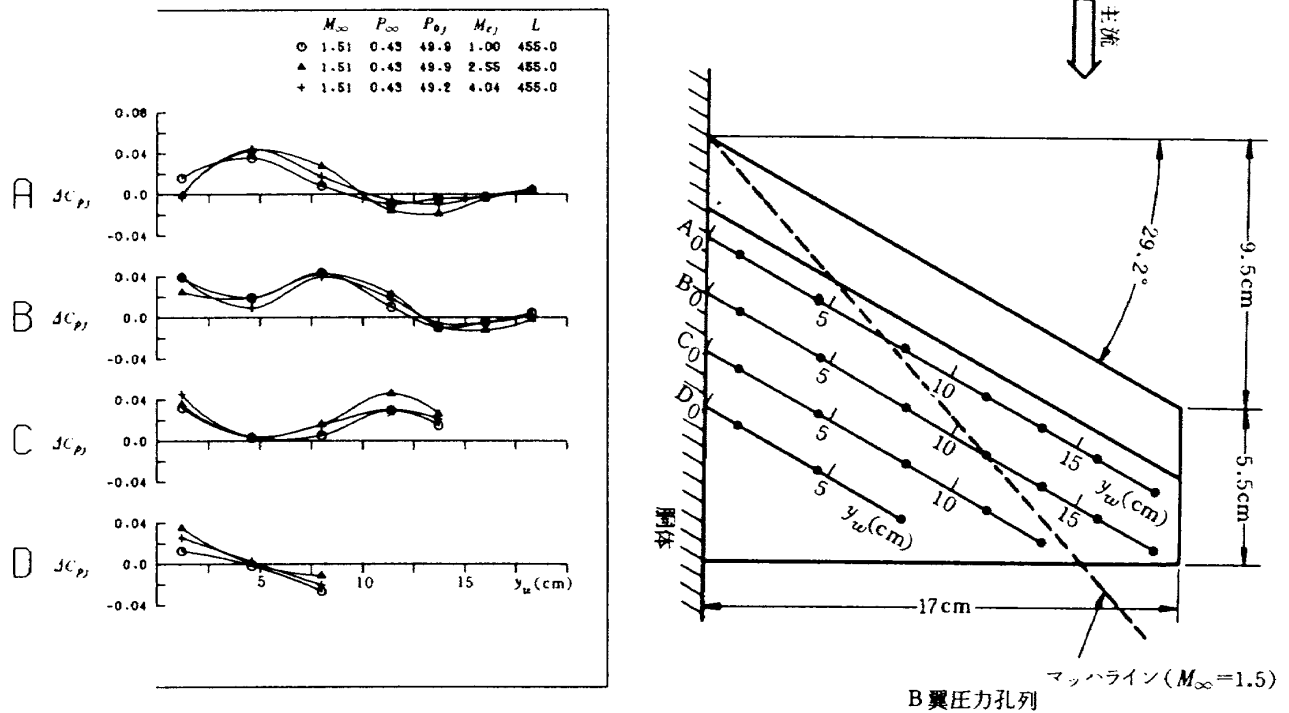
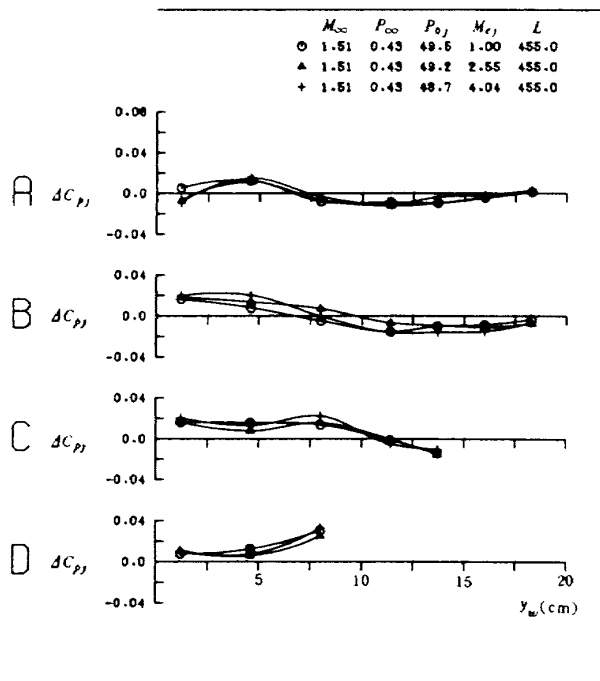


図 39 ダミージェットによる影響 (ダミージェット寸法 図 32 参照) A 2 翼


 図 40 翼型による影響 (B 翼) $\phi = 15^\circ$

 図 41 翼型による影響 (B 翼) $\phi = 30^\circ$

力干渉量を求める。まず、積分精度を高めるために各圧力孔列 (前縁に平行な圧力孔) の ΔC_{pj} 分布を多項式で近似して各圧力孔間を 5 mm 間隔に補間値を求め、次に胴体から等距離にある帯状の ΔC_{pj} を翼弦方向 (x_w 方向) に積分し、さらに翼巾方向 (y'_w 方向) に積分する。斜線で囲む面積に生じる圧力干渉量の総和 C_{pT} 及び干渉ローリングモーメントの総和 C_{IT} は次式で表わされる。

$$C_{pT} = \int_{y'_w} \int_{x_w} \Delta C_{pj} dx_w \cdot dy'_w \quad (\text{cm}^2) \quad (13)$$

$$C_{IT} = \int_{y'_w} ((y'_w + r_b) \int_{x_w} \Delta C_{pj} dx_w) dy'_w \quad (\text{cm}^3) \quad (14)$$

この C_{pT} 、 C_{IT} をそれぞれの積分面積 S_e で除して 1 cm^2 あたりに働く平均圧力干渉量及び平均干渉ローリングモーメントを求めこれを図 45～48 に示す。

A 1 翼の場合 (図 45, 46) ϕ の効果が最も大きく、 P_{0j} 、 M_∞ 、 L の効果は顕著でない。また ϕ の広い範囲で C_{pT}/S_e 、 C_{IT}/S_e が負となることは正より負の干渉量が多いことを示している。

図 29～31 に示すように、A 1 翼の翼端で ΔC_{pj} はほぼ零となる。したがって、翼巾がこれ以上大きくなっても C_{pT}/S_e または C_{IT}/S_e は大巾に変化しないものと考えられる。逆に翼巾を縮小してジェットコアの到達点と翼端の位置が同程度になるとき、 C_{pT}/S_e 、 C_{IT}/S_e は

正の方向に大きく移動する(図47, 48参照)。このような翼巾のとき, P_{0j} , M_{ej} , q_∞ の影響も大きく現われるものと推測できる。翼全体の干渉量を考えるとき, 翼巾とジェットコアの関係が非常に重要と云える。

ここで, 比較的干渉量の大きいC翼の干渉量を試算して見る。図47, 図48の $C_{pT}/S_e \cdot C_{lT}/S_e$ が翼面全域に働くと仮定すると総干渉力 F_{wj} , 総干渉ローリングモーメント R_{wj} は次式で計算できる。

$$F_{wj} = \left(\frac{C_{pT}}{S_e} \right) \times q_\infty \times S_w \quad (\text{kg}) \quad (15)$$

$$R_{wj} = \left(\frac{C_{lT}}{S_e} \right) \times q_\infty \times S_w \quad (\text{kg} \cdot \text{cm}) \quad (16)$$

一方, ジェットの噴射推力は(17)式から求められる。

$$F_{tj} = A_{ej} \{ (1 + \gamma_j M_{ej}^2) P_{ej} - P_\infty \} \quad (\text{kg}) \quad (17)$$

C翼で $M_{ej} = 1.0$ の場合, 図47, 48から平均干渉量及び平均干渉ローリングモーメントを求めると $\phi = 30^\circ$ のとき $C_{pT}/S_e = 0.022$, $C_{lT}/S_e = 0.22 \text{ cm}$ となり, $\phi = 45^\circ$ のとき, $C_{pT}/S_e = 0.007$, $C_{lT}/S_e = 0.058 \text{ cm}$ となる。主流マッハ数が $M_\infty = 1.5$ のとき $q_\infty = 0.69 \text{ kg/cm}^2$ であるから, それぞれの値を(15)(16)式に代入して

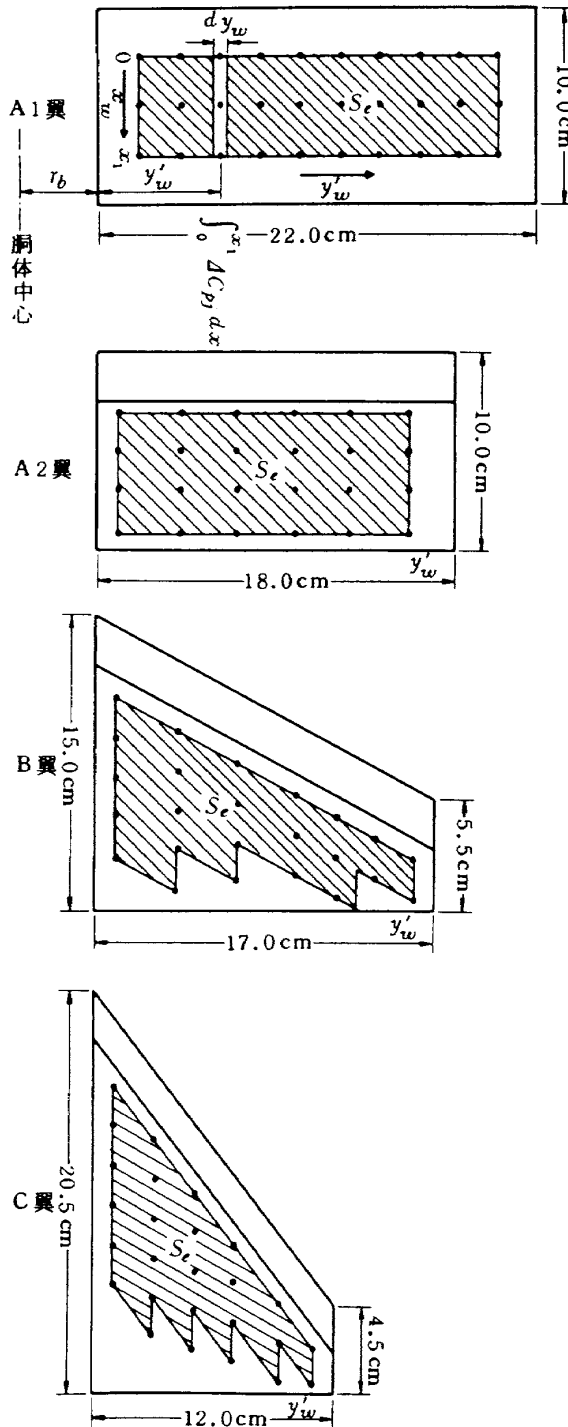


図44 各翼の ΔC_{pj} 積分面積 S_e

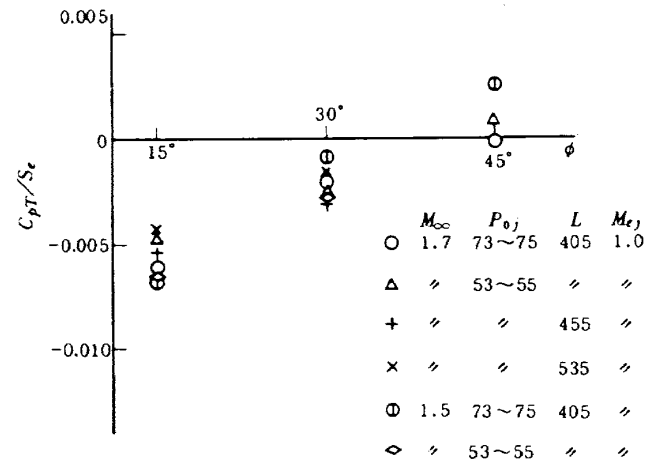


図45 A1翼 1 cm^2 あたりに働く平均圧力干渉量 C_{pT}/S_e

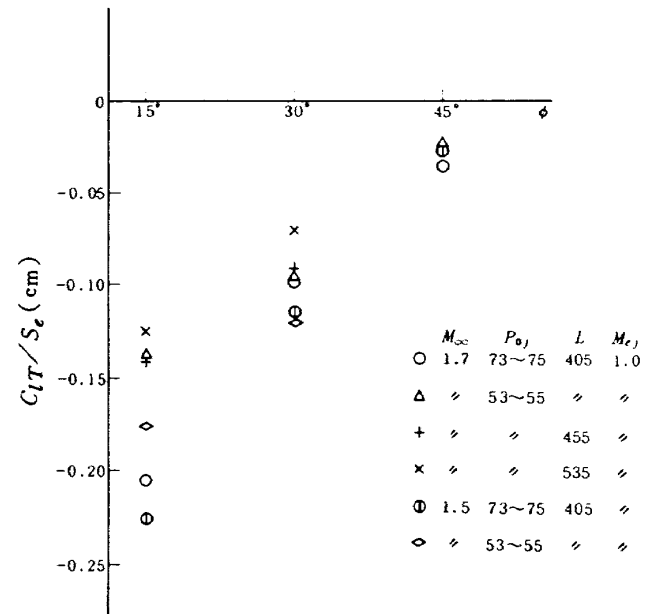


図46 A1翼 1 cm^2 あたりに働く平均干渉ローリングモーメント C_{lT}/S_e

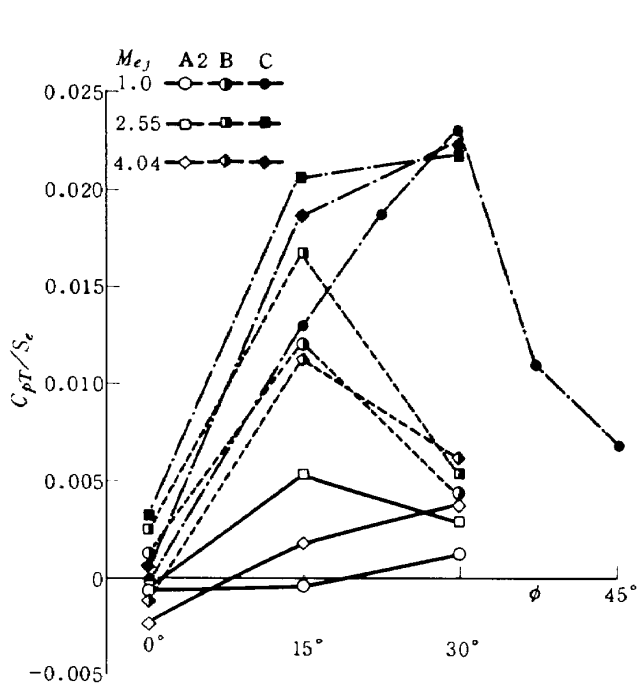


図 47 A 2 B, C 翼 1 cm^2 あたりに働く平均圧力干渉量 C_{PT}/S_e $M_\infty=1.5$ $P_{0j}=48\sim 50 \text{ kg/cm}^2$

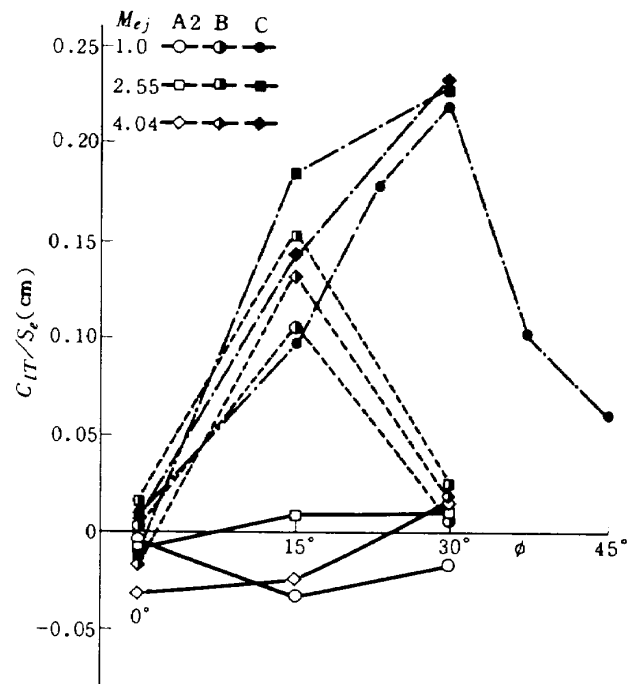


図 48 A 2 B, C 翼 1 cm^2 あたりに働く平均干渉ローリングモーメント C_{IT}/S_e $M_\infty=1.5$ $P_{0j}=48\sim 50 \text{ kg/cm}^2$

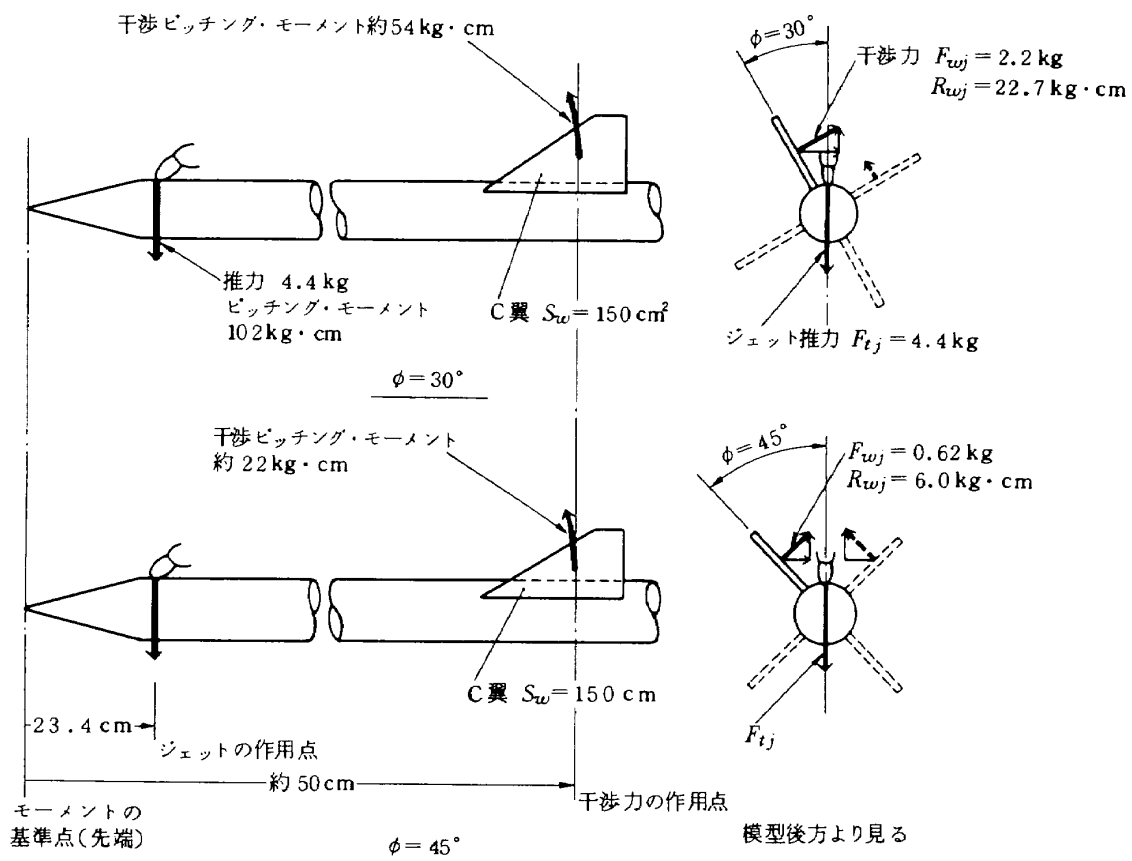


図 49 干渉力の大きさと作用方向 C 翼, $\phi=30^\circ, \phi=45^\circ$ のとき

計算すると図49に示す干渉力となる。一方、噴射推力は $P_{0j} = 50 \text{ kg/cm}^2$, $P_{\infty} = 0.43 \text{ kg/cm}^2$, $M_{ej} = 1.0$, $A_{ej} = 0.0706 \text{ cm}^2$, $r = 1.4$ のとき(17)式から $F_{tj} = 4.4 \text{ kg}$ となる。図に示すように1枚あたりの尾翼に生じる干渉力は翼面に垂直な方向の成分で $F_{wj} = 2.2 \text{ kg}$ となり、このために生じるローリングモーメントが $R_{wj} = 22.7 \text{ kg cm}$ となる ($\phi = 30^\circ$ のとき)。また先端まわりのピッチングモーメントはジェットの噴射方向の力の成分と作用点から先端までの距離を乗じて求めると、 $\phi = 30^\circ$ のとき約 54 kg cm , $\phi = 45^\circ$ のとき約 22 kg cm となる。一般にロケットは 90° おきに4枚の尾翼を有するから、ジェット流を挟んだ他の1枚の翼にも ϕ に応じた干渉力を生じる(図49参照)。 $\phi = 45^\circ$ のとき2枚に同じ干渉力を生じるはずであるから、2枚の合計が約 1.2 kg (先端まわりのピッチングモーメントで約 44 kg cm) となり、ジェットによる推力と逆の方向に働く。当然のことなが

ら、 $\phi = 45^\circ$ のとき、2枚の翼に生じるローリングモーメントは互に打消し合って小さくなる。一般にロケットの姿勢制御において、 $\phi = 15^\circ \sim 30^\circ$ の範囲でジェットの噴射することは行なわれない。 $\phi = 45^\circ$ または 90° が实际的である。さらに実際の飛行中を想定した場合、噴射口付近の干渉と尾翼の干渉の重ね合わされた力がロケットに働き、作用点もノズルと尾翼の中間附近となり(文献2参照)、重心とのかね合でピッチング・モーメントへの干渉は複雑になる。この項の実験は $\phi = 0^\circ \sim 45^\circ$ の範囲でピッチング方向に噴射したときのジェット流と翼の干渉の基本的な関係を明らかにしたものである。

5.2.9 ジェットを噴射したときのピトー圧干渉量

ΔP_{tj} 及び気流の速度ベクトルの測定

ジェットを噴射してその下流に図50に示す楕型ピトー管を挿入し、コアを含む断面のピトー圧干渉量 ΔP_{tj} 及び気流の速度ベクトルを測定すると図51, 52となる。

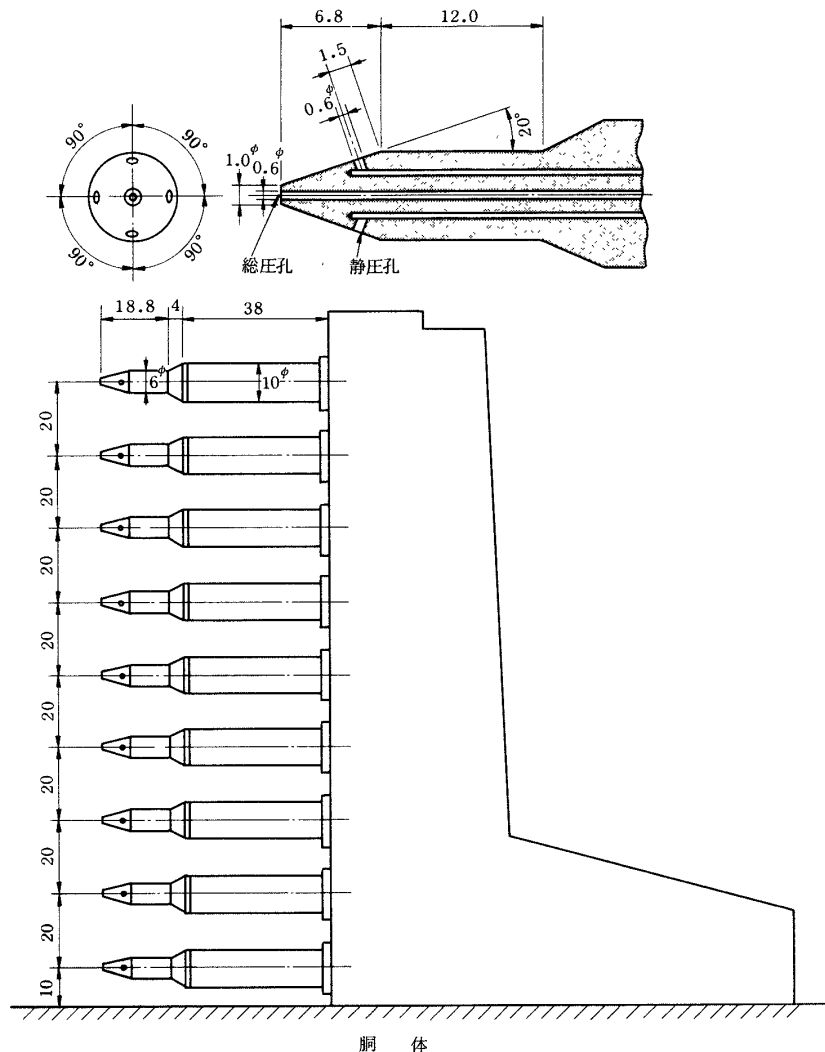


図50 楕型ピトー管(単位 mm)

まず、ビトー圧は全域でジェットのないときより低くなり、特にジェットコアが到達する部分とその胴体に近い部分で総圧低下量が大きくなる。図 52 に示すように ΔP_{tj} の等圧分布は $M_{ej} = 1.0$ でコア部分が傘状に拡がり広い範囲に及ぶのに対し、胴体寄りでは狭い範囲にとどまる。 $M_{ej} = 2.55$ ではコアの部分が狭く、胴体寄りが広範囲でかつ圧力低下量も大きくなる。これ等の原因は噴射口のジェットの広がり図 13 に示すように $M_{ej} = 1.0$ では胴体寄りよりもマッハ・ディスクの部分が大きくなっているのに対し、 $M_{ej} = 2.55$ では噴射口に近い部分が大きく、マッハ・ディスクが小さいためと考えられる。 ΔP_{tj} 分布は噴射口におけるバレル・ショックの形状に影響されるものと推定できる。また、 $L = 430 \text{ mm}$ の位置において、ジェットコア中心部のマッハ数は $M_{ej} = 1.0$ のとき一様流より約 0.06 低く (5.1 項参照)、 $M_{ej} = 2.55$ のとき 0.03 ~ 0.04 程度低くなっていると推定できる。

次に、図 50 に示すビトー管の円錐状頭部 (半頂角 20°) に 90° おきに圧力孔を設け、このビトー管を傾いた気流

の中に置くと 4 個の圧力孔に傾き角に対応した圧力が現われる。傾き角が小さいとき (5° 以下) 圧力変化から逆に気流の速度ベクトルを知ることができる。図 51, 図 52 のベクトル分布は図 50 のビトー管で測定したベクトル図である。噴射総圧 P_{0j} 、噴射口とビトー管先端の間隔 L 、噴射口マッハ数 M_{ej} 等々異なるにもかかわらず、いずれも、コア中心付近に渦中心を持つ一対の渦が観測される。このベクトル図で ϕ 軸に直角方向の速度成分は ϕ 軸の位置に翼があるときの翼面と気流の傾き角と見ることができる。そこで、この傾き角 θ より平板翼の前縁付近に生じる圧力分布を計算し、その 1 例を圧力孔の測定値と比較するため図 53 に点線で示す。圧力孔より実測した ΔC_{pj} 分布の傾向と実によく一致する。したがって、ジェットによって翼面に生じる圧力変化は主にジェット下流の渦によって生じる気流の局所的な傾き角 θ に比例することが明らかになった。このことから図 34 で $M_\infty = 1.51$ 、 $P_{0j} = 54.5 \text{ kg/cm}^2$ 、 $\phi = 15^\circ$ の $\Delta C_{pj} = 0$ の軌跡 (口印) が同じ条件 ($P_{0j} = 49.9 \text{ kg/cm}^2$ で若干低い) の

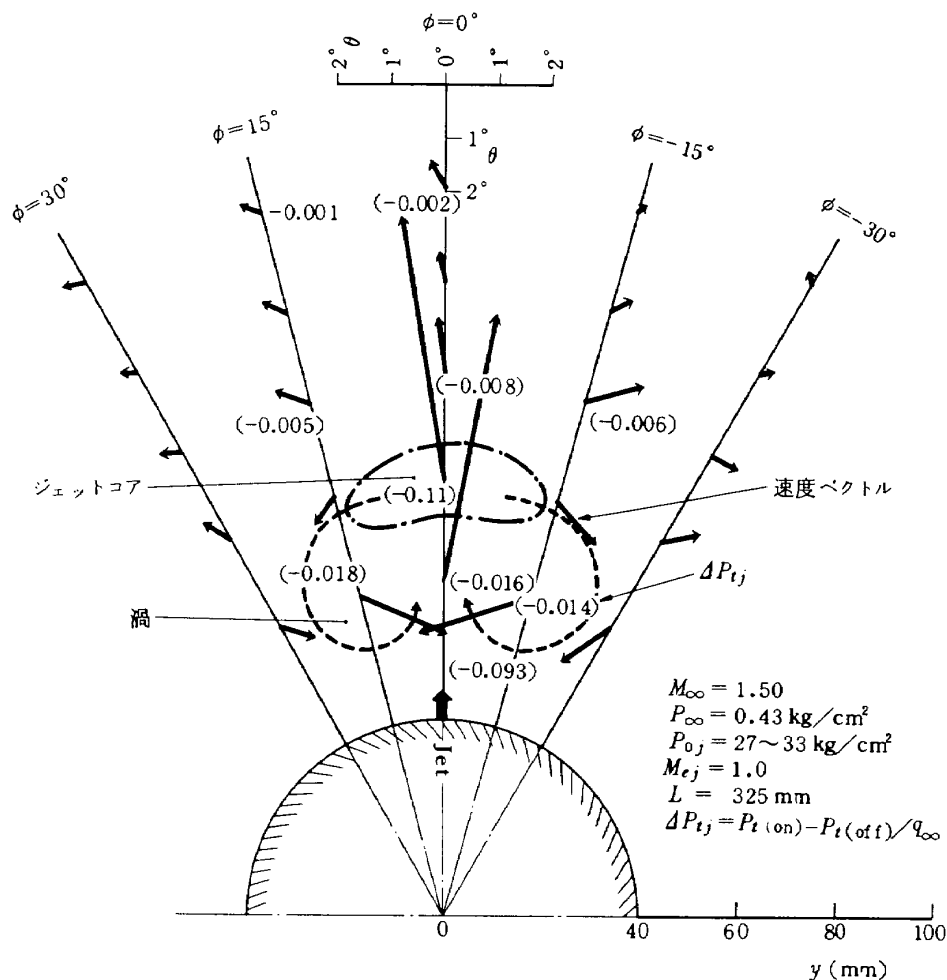


図 51 ビッチング方向に噴射したときの速度ベクトルとビトー圧 ΔP_{tj} 分布

ジェットコア中心の到達点(●印)より10~15mm胴体寄りとなる理由は図52で左側の図($M_{ej}=1.0$)のコア中心の位置と $\phi=15^\circ$ の軸に直角方向の速度成分が零となる位置の差で十分説明できる。さらに、気流の傾き角が一定の場合、超音速前縁のA翼より亜音速前縁となるC翼の方が圧力変化が大きくなることより、C翼の ΔC_{pj} が大きくなることも納得できる。

また、ジェットコアのピトー圧分布が図52に示すように、上に凸の変型楕円であるため、コアのシュリーレン写真撮影のとき、コア中心を通る光線は図54に示すように上側に曲げられる。このため、シュリーレン写真の明暗の境界がコア中心からずれることが考えられる。図21でシュリーレン写真より読み取ったコアの径路とピトー圧のピーク値のずれはコアが変型しているためと考えられる。

ここで、コア付近の総圧低下がもとで速度ベクトルの計測誤差が生じるので若干の検討を試みる。比較的総圧低下量の大きい $\phi=15^\circ$ のコア付近(図52参照)の ΔP_{tj} は $-0.04 \sim -0.05$ で、およそ7~8mmごとに0.01づつ変化している。ピトー管の左右または上下一対の圧力孔の間隔は約5mm(図50)であるから、左右または上下の圧力孔で ΔP_{tj} の差はおよそ $0.006 (=0.0042 \text{ kg/cm}^2)$ 程度と見てよい。たとえば図52の $\phi=15^\circ$ の胴体より3番目のベクトルのところにピトー管を挿入した場合、 $\phi=15^\circ$ の ϕ 軸方向の圧力孔では上側の圧力が高く下側が低くなる。また ϕ 軸と直角の方向の圧力孔では右側(コア中心側)が低く、反対側が高くなる。この $\Delta P_{tj}=0.006$ の値を気流の傾き角 θ に換算すればおよそ 0.1° となり、 ϕ 軸方向ではベクトルを延ばす方向に、 ϕ 軸と直角方向では縮める方向に作用するが、実測ベクトルの $1/10$ 以下

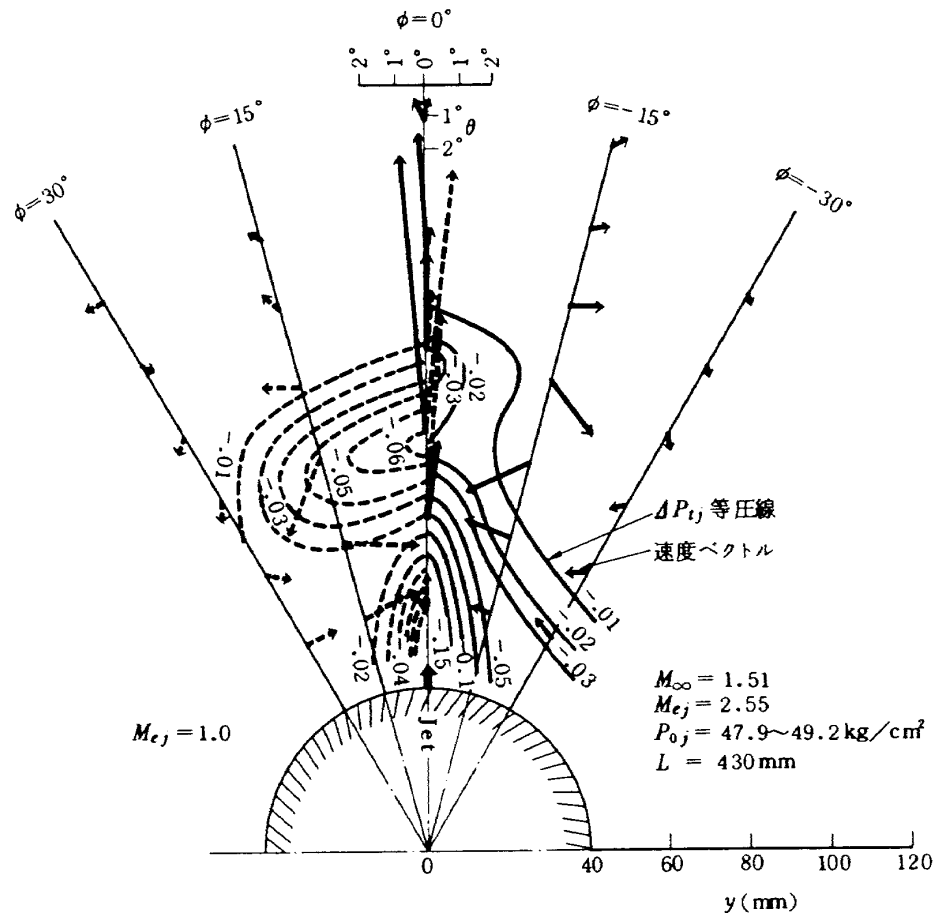


図52 速度ベクトルとピトー圧 ΔP_{tj} 分布
鎖線 $M_{ej}=1.0$ 実線 $M_{ej}=2.55$

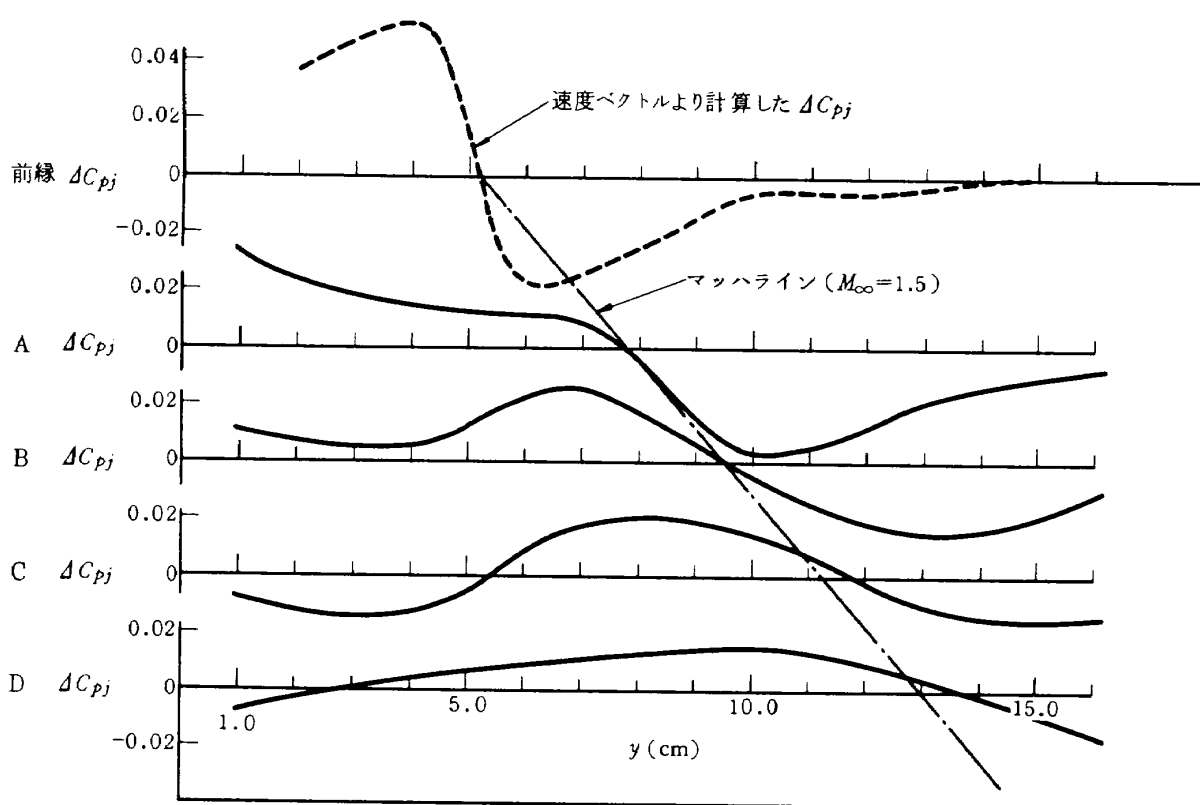


図 53 ビトー管で計測した気流の傾き角(θ)より前縁付近の ΔC_{pj} を計算し圧力孔の測定値と比較する
($M_{ej}=1.0$ $\phi=15^\circ$)

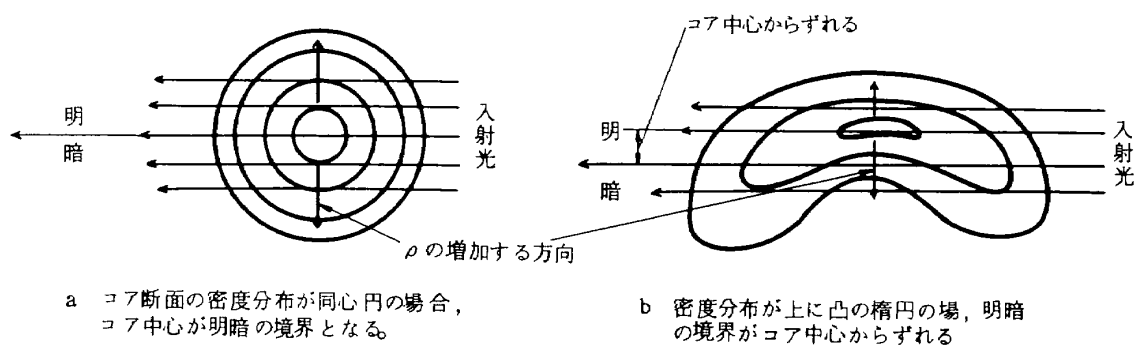


図 54 コア内を通過した光線の曲がる方向

であり無視することにする。

5.3 ローリングモーメントの生じる方向に噴射したときの翼面圧力への影響

前項でピッチングモーメントの生じる方向に噴射したときの主流条件、ジェット条件、ジェットと翼の相対関係と翼面への干渉圧力の影響を明らかにした。

この項では矩形翼 A 2 をもちい、主流マッハ数 $M_\infty=1.5$ 、ジェットの噴射総圧 $P_{0j}=50 \text{ kg/cm}^2$ 、噴射口マッハ数 $M_{ej}=1.0$ でローリングモーメントの生じる方向に噴射したときの尾翼への影響について記述する。図 4 に噴射ノズル図を、図 55 に翼とジェットの噴射方向の関

係を示し、図 56、57 に ΔC_{pj} の実験結果を示す。ローリングモーメントの生じる方向に噴射したときの ΔC_{pj} 分布の特徴的な性質は下記の通りとなる。

- (1) $\phi < -90^\circ$, $\phi > 0^\circ$ の範囲で、胴体寄りの広い領域が正となる。
- (2) $-75^\circ < \phi < -60^\circ$ 付近では、胴体寄りの領域で負、翼中間で正、翼端で負となる。この傾向は噴射口と翼の間隔 L が小さい程、つまり噴射口に近い程、強く現われる。
- (3) $-45^\circ < \phi < -15^\circ$ 付近では、ピッチングモーメントの生じる方向に噴射したときの $\phi=15^\circ$ 付近の

ΔC_{pj} 分布と同じ傾向となる。

- (4) L が小さい程、つまり噴射口に近い程、 ΔC_{pj} の絶対値は大きくなる。

次に 5.2.8 項で記述したと同様に、 ΔC_{pj} を面積分して C_{pT}/S_e 、 C_{iT}/S_e を求め、これを図 58、図 59 に示す。 C_{pT}/S_e は ϕ の全域で正となり、ジェットによる干渉圧力は翼全体で考えると上面で高く、下面で低くなる。

したがって、干渉力は翼を押下げる方向に働く。 C_{iT}/S_e は $\phi = -20^\circ \sim -60^\circ$ の範囲で負、その他の範囲で正となるが、 L 、 ϕ により大きく変化する複雑な干渉パターンとなる。

ここで、 $\phi = 0^\circ$ のとき、この翼に発生する干渉ローリングモーメントを計算する。5.2.8 項で記述したように総干渉ローリングモーメントは (16) 式で計算すると R_{wj}

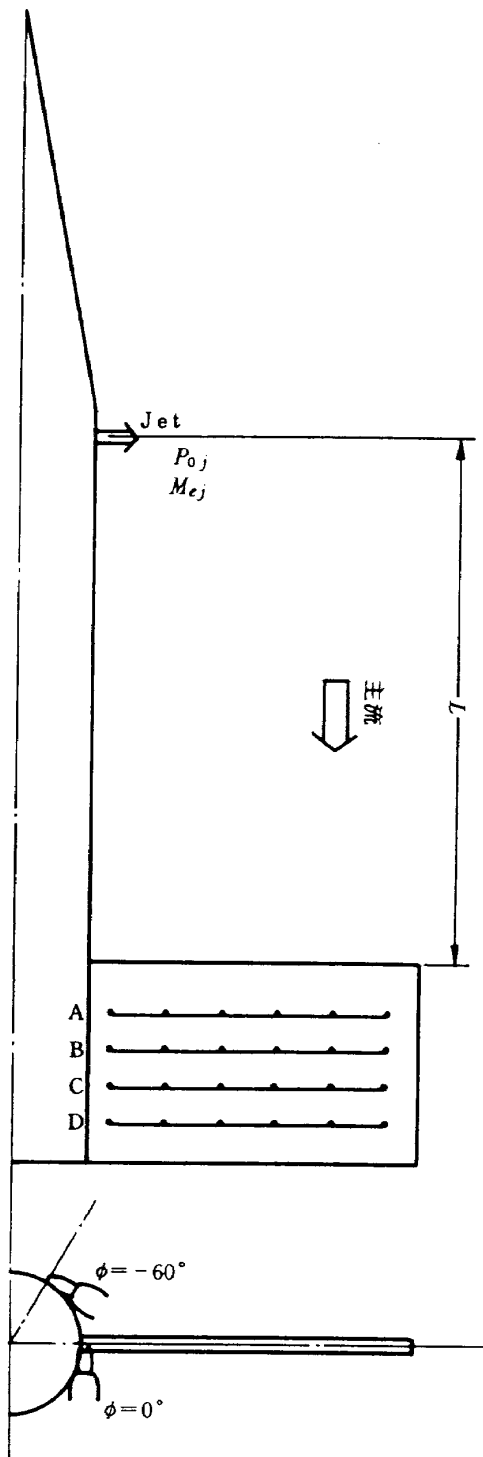


図 55 ローリング方向噴射と位相角の関係

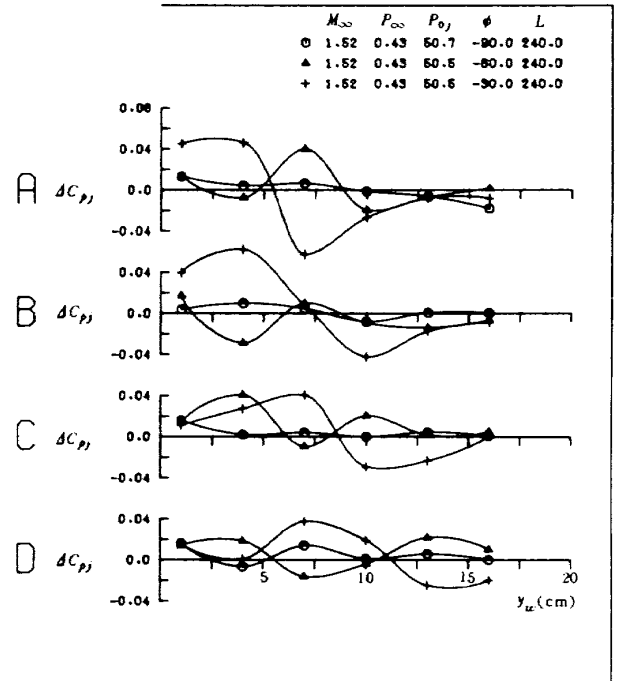


図 56(a) ローリング方向に噴射したときの ΔC_{pj} 分布位相角 ($\phi = -90^\circ \sim -30^\circ$) の影響 $L = 240$ mm

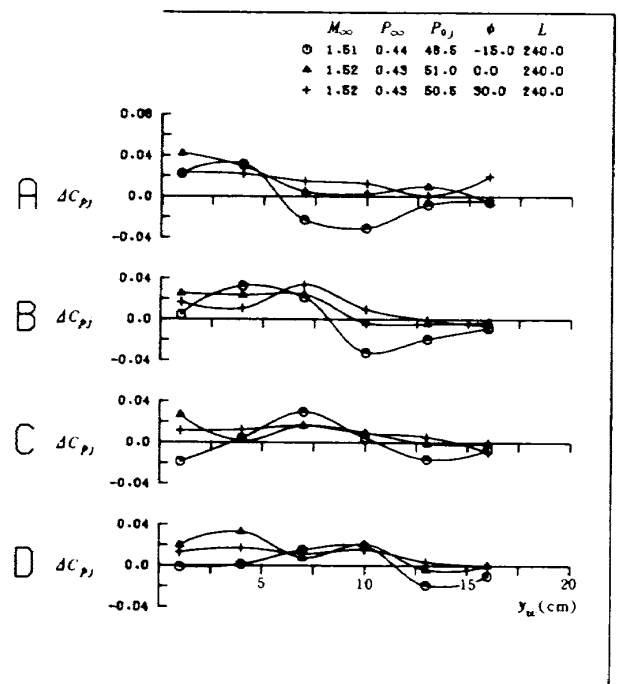


図 56(b) ローリング方向に噴射したときの ΔC_{pj} 分布位相角 ($\phi = -15^\circ \sim 30^\circ$) の影響 $L = 240$ mm

$=10.1 \text{ kg} \cdot \text{cm}$ となる。一方、ジェット推力によるローリングモーメントは(17)式の F_{tj} に胴体中心からノズルまでの距離を掛けて計算すると $17.6 \text{ kg} \cdot \text{cm}$ となる。それぞれの力の作用する方向を図59の右下に示す。明らかに干渉モーメントは推力によるモーメントを打ち消す方向に発生している。一般に、ロケットは十字型に4枚の尾翼を有するから、 90° ずれた翼にも同程度の干渉モーメントが発生する($L=490 \text{ mm}$ の場合)。したがって、2枚の翼の合計した干渉モーメントがジェットによるモーメントを打ち消す場合も起る可能性が十分考えられる。今回の実験は矩形翼A2を使用した、後退翼Cを使用すればさらに大きな干渉モーメントが発生するであろうことが5.2.8項の結果から推定できる。

5.3.1 ローリングモーメントの生じる方向に噴射し

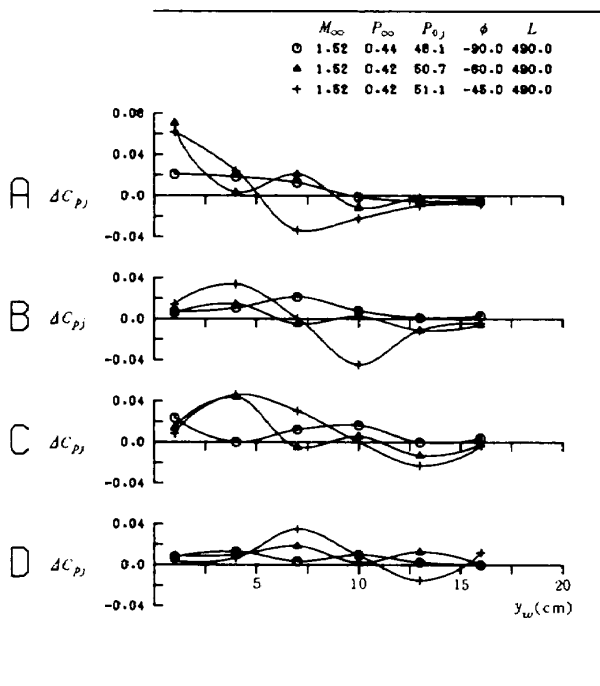


図 57(a) ローリング方向に噴射したときの ΔC_{pj} 分布位相角 ($\phi = -90^\circ \sim -45^\circ$) の影響 $L=490 \text{ mm}$

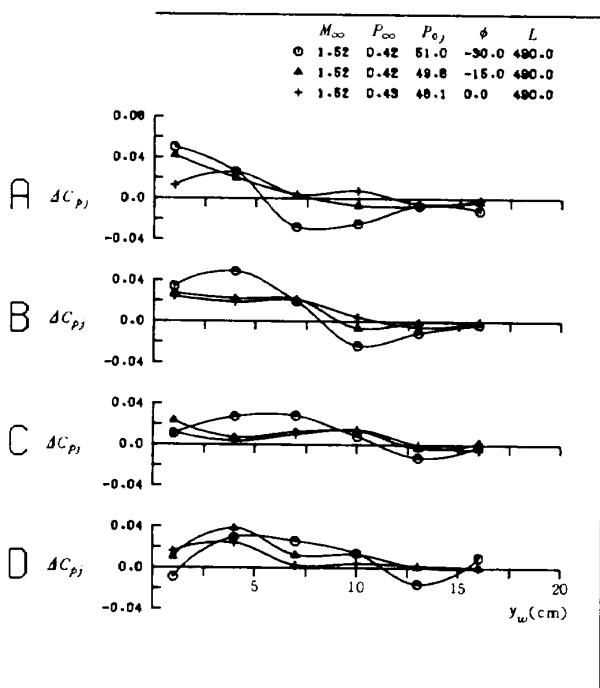


図 57(b) ローリング方向に噴射したときの ΔC_{pj} 分布位相角 ($\phi = -30^\circ \sim 0^\circ$) の影響 $L=490 \text{ mm}$

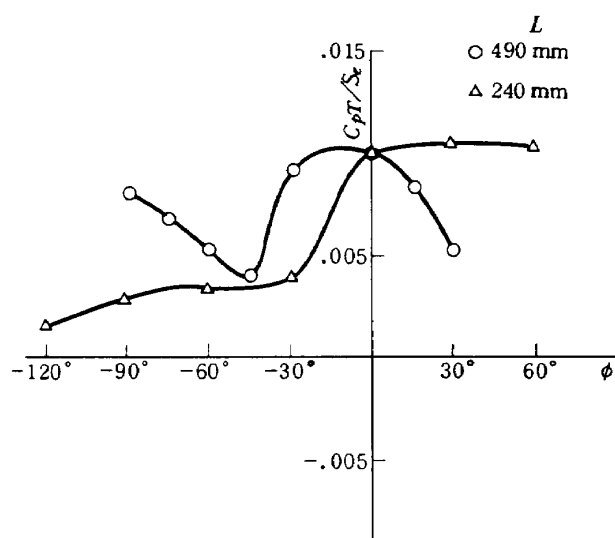


図 58 ローリング方向に噴射したとき 1 cm^2 あたりに働く平均圧力干渉量 C_{pT}/S_e
 $P_{0j}=48.0 \sim 50.5 \text{ kg/cm}^2$ $M_{ej}=1.0$ $M_\infty=1.5$

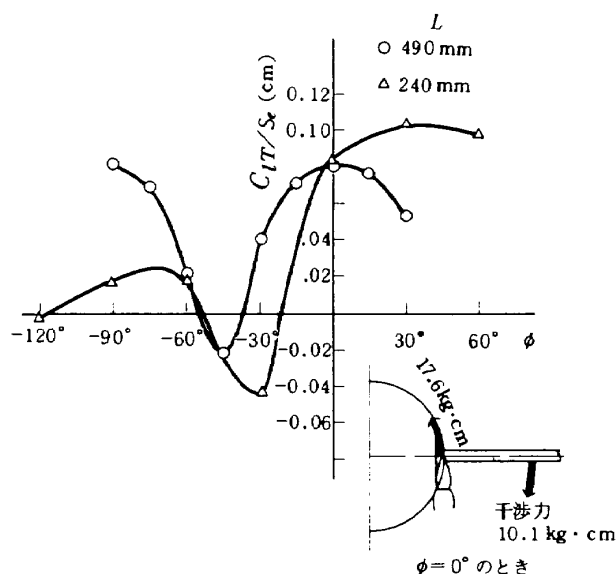


図 59 ローリング方向に噴射したとき 1 cm^2 あたりに働く平均干渉ローリングモーメント C_{lT}/S_e
 $P_{0j}=48.0 \sim 50.5 \text{ kg/cm}^2$ $M_{ej}=1.0$ $M_\infty=1.5$

たときのパケット速度ベクトルとピット圧 ΔP_{tj} 分布

図60にローリングモーメントの生じる方向に噴射したときのパケット速度ベクトルとピット圧 ΔP_{tj} 分布を示す。

注目すべき性質はピッチングモーメントの生じる方向に噴射したときと異なり、1個の大きな渦が発生する。このベクトル図より、 ϕ 軸に直角方向の速度成分を求めると図57の ΔC_{pj} 分布と定性的に一致する。このことは5.2.9で記述したように、 ΔC_{pj} は渦による気流の局所的な傾き角 θ に比例するという結果を再度確認することになった。

さてこの渦の発達は次のように考えられる。ジェットの噴射口を出た流れは図60に示すように胴体表面を這うようにして膨張する。したがって、胴体寄りで主流の運動量が小さく、上側で大きくなっている。当然、上側では主流に押されてジェットのウェークに流れ込む気流が多くなり、反時計方向にまわる1個の渦が発生するものと考えられる。ジェット流が胴体から離れるとピッチング方向に噴射したときと同様コアの下側で時計方向の弱い渦が発生し、この影響が $\phi = -60^\circ$ 付近の胴体寄りでは ΔC_{pj} が負となる現象の原因と考えられる。今後この部分のデータを増して解明する必要がある。

6. むすび

この風洞実験は翼の上流側でパケット模型の機軸に対し直角にピッチングまたはローリングモーメントの生じる方向に窒素ガスを噴射し、ジェット流の尾翼への影響

を解明したものである。今までに行なった実験で解明出来た主な点は次の通りである。

- (1) サイド・ジェットの尾翼への影響はジェットコアとそのまわりに生じる渦流に密接な関係がある。ジェットノズルより遙か下流 ($L/d_j^* > 100$) に位置する尾翼への圧力干渉は主に渦による気流の局所的な傾き角に比例して発生する。
- (2) 翼面上でジェットによる圧力干渉量 ΔC_{pj} のピーク値及びゼロ値の軌跡は胴体側前縁端より翼端方向に出るマッハラインにほぼ平行となる。
- (3) 圧力干渉量 ΔC_{pj} はジェットコアに近い程、噴射総圧 P_{0j} が大きい程、噴射口と翼の間隔 L が小さい程大きい。
- (4) ピッチングモーメントの生じる方向に噴射したとき、ジェット下流に1対の渦が生じるが、ローリングモーメントの生じる方向に噴射したとき、対とならず1個の大きな渦が発生する。この渦によって生じる干渉ローリングモーメントは広い位相角の範囲で推力によるローリングモーメントを打ち消す方向に働く。
- (5) 翼全体に働く干渉力 (圧力干渉量の積分値) は翼端がコア中心よりわずかに内側に位置し、かつ、後退翼のときに最も大きい。

この種の実験はパラメータが多く、どの項目もさらに詳細なデータの追加を必要とする。特にジェット下流の渦の発達過程を調べるための速度ベクトルの測定が必要である。

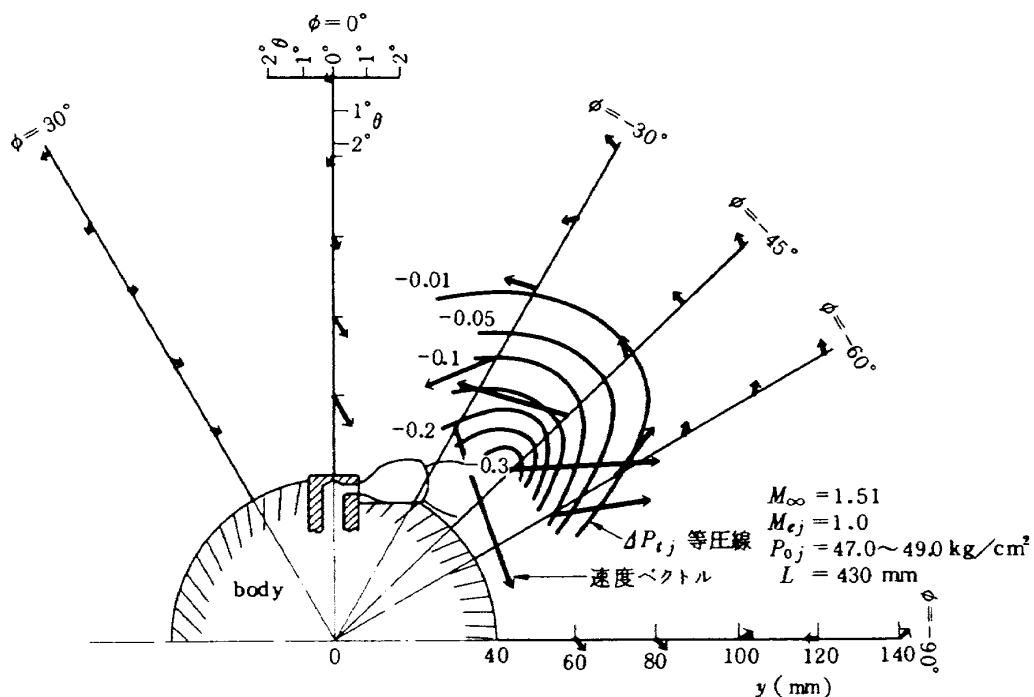


図60 ローリング方向に噴射したときのパケット速度ベクトルとピット圧 ΔP_{tj} 分布

終りに、この実験を行なうにあたって種々のご指導をいただいた東京大学辛島桂一助教授、当所超音速風洞計測研究室の谷橋室長、制御研究室の河本巖室長に感謝の意を表します。また、計測方法の精度向上で関根英夫技官に協力いただいたことを特記します。風洞運転には超音速風洞制御研究室、計測研究室及び遷音速風洞制御第一研究室の方々の協力をいただいたことを付記します。

文 献

- 1) 谷・高島・関根・中村：「ロケット模型の動安定微係数の測定」，航空宇宙技術研究所 TM-221，1972 年 5 月。
- 2) 外立：「有翼ロケットのサイド・ジェット超音速風洞実験」，航空宇宙技術研究所 TM-280，1975 年 7 月。
- 3) 毛利：「ガスジェットによるロケットのロール制御について」，航空宇宙技術研究所 TM-256，1974 年 5 月。
- 4) 谷・他：「風洞試験による姿勢制御用ガスジェットのロケットに及ぼすロールトルクの研究」，航空宇宙技術研究所，宇宙開発事業団研究報告，昭和 47 年 5 月。
- 5) R. W. Cubbison, B. H. Anderson and J. J. Ward; Surface Pressure Distribution with a Sonic Jet Normal to Adjacent Flat Surfaces at Mach 2.92 to 6.4, NASA TND-580 (1961).
- 6) E. E. Zukoski and F. W. Spaid; Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow, AIAA J. Vol. 2, No.10, 1689 ~ 1694 (1964).
- 7) 河村・関・岩崎：「超音速における側方二次噴射に関する実験的研究」，東京大学，宇宙航空研究所報告，第 5 巻，第 3 号，1969 年 7 月。
- 8) J. J. Janos; Loads Induced on a Flat-Plate Wing by an Air Jet Exhausting Perpendicularly through the Wing and Normal to a Freestream Flow of Mach Number 2.0, NASA TND-649 (1961).
- 9) 航空技術研究所空気力学第二部，「1 m × 1 m 吹出式超音速風洞の計画と構造」，航空技術研究所報告 TR-26，1962 年 2 月。
- 10) 榊原・関根：「超小型圧力切換弁による高速自動圧力計測」，航技研ニュース，1970 年 8 月 No 135。
- 11) 酒井・他：「自動圧力計測について」，日本航空宇宙学会誌，第 19 巻，第 209 号，1971 年。
- 12) R. C. Orth, J. A. Schetz and F. S. Billig; The Interaction and Penetration of Gaseous Jets in Supersonic Flow, NASA CR-1386 (1969).
- 13) F. S. Billig, R. C. Orth and M. Lasky; A Unified Analysis of Gaseous Jet Penetration, AIAA J. Vol. 9, No. 6, 1048 ~ 1057 (1971).
- 14) G. N. Abramovich; The Theory of Turbulent Jets, (Massachusetts Institute of Technology Press, Cambridge, Mass., 1963), Chap. 12, Sec. 4.

既 刊 報 告

- | | | | |
|--------|---|----------|-------------------------------------|
| TR-480 | 二次元非圧縮層流剝離流の粘性-非粘性干渉を含めた近似計算法
An Approximate Calculation Method of Two-Dimensional Incompressible Laminar Separated Flow Including Viscous-Inviscid Interaction. | 1976年12月 | 石田 洋治 |
| TR-481 | 有限要素法による二次元熱伝導計算とタービン翼およびディスクの熱応力解析
Analysis of Temperature Distribution and Thermal Stress by The Finite Element Method and Application to Turbine Blade and Disk | 1976年12月 | 松末勝利・吉田 豊明
橋本良作・小河 昭紀
磯部 俊夫 |
| TR-482 | 航空機用ジェットエンジンの研究開発
(第1期成果報告)
Research and Development of the Turbo Fan Engine (The First Phase, FJR 710) | 1977年 1月 | 原 動 機 部 |
| TR-483 | 油圧式ソフトサーボ機構の実験的研究
Eeperimental Study on a Hydraulic Soft Servomechanism | 1977年 1月 | 池 谷 光 榮・梶 井 誠 |
| TR-484 | 構造用鋼S20Cおよび低温用鋼KT50Q薄板き裂材の破壊挙動について
Fracture Characteristics of Cracked Thin Sheet of S20C Mild Steel and KT50Q LOW Temperature Structural Steel | 1977年 1月 | 浜 口 泰 止 |
| TR-485 | 手動制御時の人間オペレータの進み動作の実験的検討
Experimental Investigation of the Lead Operations of the Human Operators in Manual Control Tracking Tasks | 1977年 1月 | 田 中 敬 司 |
| TR-486 | 航空機の動揺のり心地に関する一実験
An Experimental Investigation on the Riding Qualities of Aircraft | 1977年 1月 | 幸尾 治朗・斎藤 秀夫
矢沢 健司・塚野 雄吉
小野 孝次 |
| TR-487 | ロータの不平衡あいによって生ずるジェットエンジンの振動の研究(第1報)
Research on Turbo-jet Engine Vibration Induced by Rotor Unbalance (1st Rep) | 1977年 2月 | 宮地 敏雄・星谷 昌二
祖父江 靖 |
| TR-488 | ロータの不平衡あいによって生ずるジェットエンジンの振動の研究(第2報)
Research on Turbo-jet Engine Vibration Induced by Rotor Unbalance (2nd Report) | 1977年 2月 | 宮地 敏雄・星谷 昌二
祖父江 靖 |
| TR-489 | 二次元翼まわりの非粘性圧縮流の数値計算
Numerical Calculation of Compressible Inviscid Flows about Airfoils | 1977年 2月 | 石黒登美子 |

航空宇宙技術研究所報告490号

昭和52年2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 共 進
東京都杉並区久我山4-1-7(羽田ビル)
