

UDC 629.735.45.016.84:
629.735.035.6.035.53

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-211

ジェット・フラップ・ロータのホバ特性
に関する一模型実験

古茂田真幸	岡 遠一
高沢金吾	戸田亘洋

1970 年 9 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報

- | | | | |
|---------|---|-----------|---|
| TR-191 | Nearly-Free-Molecule-Flow の物体の抵抗
Drag Measurement in Nearly-Free-Molecule
Flow Regime | 1970年2月 | 恩地 瑛, 山本 稀義 |
| TR-192T | Transient Couette Flow of Rarefied Binary
Gas Mixtures | Mar. 1970 | Kathuhisa Koura |
| TR-193 | サーボ弁の非線形流量特性を考慮した油圧サ
ーボ系のシミュレーション研究
Simulation Study of Hydraulic Servo Sys-
tem with Consideration of non-linear
flow characteristic of Servo Valve | 1970年3月 | 興石 肇, 鈴木 崇弘
中村 光義 |
| TR-194 | 直接式誘導法を用いた誘導システムの誤差
—観測および制御システムの誤差の影響—
Guidance Errors
—The Effects of the Navigation and
Control Systems on the Guided Tra-
jectories— | 1970年5月 | 松島 弘一, 新田 慶治
大坪 孔治, 志 甫 徹 |
| TR-195 | 箱型主翼構造のひずみ分布とたわみに関する
計算と実験
Results of Strain and Deflection Measure-
ments Carried out on Model Wings and
their Comparison with Calculated Results | 1970年5月 | 久能 和夫 |
| TR-196 | 回転式動安定測定装置による遷音速試験
Dynamic Stability Test in Transonic Wind
Tunnel Rotary System | 1970年5月 | 小橋安次郎, 河野 長正
西 武徳, 宮沢 政文 |
| TR-197T | Wind Tunnel Investigations of the STOL
Airplane, with Attention to the Relations
between the Aerodynamic Characteristics
and the Wake Structure | May. 1970 | Norio Inumaru
Kiyomi Kitamura
Nagakatsu Kawahata
Hitoshi Takahashi
Tomoaki Suzuki |
| TR-198 | 低マッハ数における翼型の翼型抗力の計算
A Calculation of the Profile Drag of Airfoils
at Low Mach Numbers | 1970年5月 | 河崎 俊夫, 石田 洋治 |
| TR-199 | 鈍い頭部を有する円筒物体まわりの超音速流
れ
Supersonic Flow Fields around Cylindrical
Bodies With Blunt Nose | 1970年6月 | 河本 巖 |
| TR-200 | フライングテストベッドの高度制御システム
の検討 (II) シミュレーションによる二,
三の問題点の検討
Analytical and Simulation Studies on the
Height Control System of Flying Test
Bed (II) on Some Problems | 1970年6月 | 堀川 勇壮, 甲斐 忠夫 |
| TR-201 | FA-200改機の風洞試験 (III) 地面効果
Low Speed Wind Tunnel Tests of the FA
-200-XS Airplane Model Influenced
with Ground Effects | 1970年7月 | 広末 健一, 高橋 宏
小野 孝次, 桑野 尚明 |
| TR-202 | 過酸化水素分解ロケットモータの実験
The Experimental Investigation of Mono-
propellant Hydrogen Peroxide Reactor | 1970年7月 | 清水 昭紀, 種村 利春 |
| TR-203 | 固体ロケット・多分力テストスタンドの精度
について
On the Accuracy of the Multi-Component
Test Stand | 1970年7月 | 石井 進一, 小田 晃三
鎮西 信夫, 引地 豊三
工藤 賢司 |
| TR-204 | ジェットエンジン燃焼器の燃焼性能の研究
Investigation of Combustion Performance
of Turbojet Combustor | 1970年7月 | 大塚 貞吉, 堀内 正司
本間 幸吉 |
| TR-205 | 差分法による2次元非定常ノズル流の数値計
算
Finite Difference Calculations of Two-
dimensional Nonsteady Nozzle Flows | 1970年8月 | 石黒 登美子 |

ジェット・フラップ・ロータのホバ特性 に関する一模型実験*

古茂田真幸** 岡 遠一**
高沢金吾** 戸田亘洋***

A Model Test on the Hovering Performance of Jet-Flapped Rotor

Masaki KOMODA, Tohichi OKA, Kingo TAKASAWA and Nobuhiro TODA

A model test is conducted to investigate the hovering performance of jet-flapped rotors with special attention to the comparison with that predicted theoretically. The model rotor, 1.6m in diameter, can be driven by a DC motor, as well as by compressed air exhausted from slit-type jet nozzles and deflected with tabs, both being located along the outboard trailing edge of each blade. The jet-augmented thrusts and torques are measured for given sets of rotor rpm and mass flow rate. Except for the fact that considerably smaller rates of mass flow are measured than predicted, which is attributable to pressure loss within the nozzle area, the general dependence of measured thrust and torque coefficients upon mass flow and rotor rpm exhibits acceptable agreement with theoretical predictions based on the annular momentum theory in conjunction with two-dimensional jet-flapped airfoil theory.

1. ま え が き

通常のヘリコプタにおいては、発動機の出力は一連の歯車列を介してロータ軸に伝達されてそれを回転駆動している。これに対して、ロータ・ブレードの翼端付近から加圧空気ないしは燃焼ガスを噴出させることによって回転駆動する型式のヘリコプタがある。実用化されたものとしてはフランス Sud 社の SO 1221 (通称 Djinn) が有名である¹⁾が、ほかにも実験機としてアメリカ Hughes 社の XV-9A 等があり、最近ドイツ Dornier 社でも DO 132 の名称で試作が行なわれている。これらのロータ型式は“ジェット駆動ロータ”と呼ばれる。Djinn 等が開発された時期は、従来のレシプロ発動機に代ってガス・タービン発動機がヘリコプタ用原動機として採用され始めた時期である。タービン発動機を使用するために発動機とロータとの間の減速比が増大し、減速歯車列の所要重量が増加するという欠点と、タービン発動機によって大流量の加圧空気が比較的得易いという利点とがジェット駆動ロータ開発の動機となったものと想像される。

その後、ヘリコプタ技術の進歩に伴って、一方ではロータ翼端速度が漸増し、他方発動機単位出力あたりの歯車列重量が漸減するとともに、ジェット駆動ロータに認められていた当初の利点は影が薄れ、本来その欠点であった低推進効率のために以後の大きな発展が見られなかったのであろう。ジェット駆動ロータ型式の将来について、歯車列を用いた駆動型式と比較して次のような考察がなされている。第一はヘリコプタ大型化の限界に関してである。翼端速度、円板荷重、および馬力荷重が現在の値からそれほど大幅に変化できないものとすれば、大型化に伴ってロータ回転数は低下し、逆にロータ・トルクは比較的急激に増加する。歯車列の重量がその設計トルクに左右されるとすれば、機体の大型化に伴って歯車列の重量増加が再び障害になって来る可能性がある²⁾。第二は Stowed あるいは Stopped Rotor 等、高速ヘリコプタ用ロータとの関連である。ガス・タービン発動機の出力回転数は比較的狭い範囲に限定されているから、一定の減速比に対して設計された歯車列によってロータ回転数を大幅に制御することは困難であって、流体継手の特性を有するジェット駆動ロータが有効となる。

上記のジェット駆動ロータとは別に、実用機として成功はしなかったけれども Dorand^{1),3)}によって提案さ

* 昭和45年7月23日受付

** 飛行実験部

*** 空気力学第2部

れた“ジェット・フラップ・ロータ”がある。これはブレード翼端のみでなく、その後縁に沿ってジェット・ノズルを設け、噴出空気によって駆動トルクを得るとともにコレクティブおよびサイクリックの制御を行なうことを目的としたものである。これらの制御は、後縁に設けられたブーツの内圧を変化させてそれを伸縮させ、ジェットの偏向角を制御することによって行なわれる。一般に前進飛行中のロータには、前進側と後退側との間に動圧の不均衡が存在するから、ブレードの回転方位角に対してその断面有効迎角を調整して横揺れモーメントを打ち消す必要がある。この調整はスウオッシュ・プレートと呼ばれる機構を介して行なわれるから、一般にはロータの一回転毎の周波数成分の制御しか行なうことができない。したがって各スパン位置での断面有効迎角は一回転毎に大きく変動し、平均的な断面揚抗比が低下せざるを得ない。後退側でジェット・フラップを作動して大きな断面揚力係数を実現し、全体としての揚抗比を高めようとするのがジェット・フラップ・ロータの一つの主眼である。一回転ごとの周波数成分のみでなく、任意波形のサイクリック制御をジェット・フラップ効果によって与え、ロータ・ブレードの振動を抑制することもできよう。

ジェット・フラップ・ロータないしはジェット駆動ロータについては、実験的あるいは解析的な報告がいくつかなされているが³¹⁻⁷⁾、一般的な解析法を裏付ける実験的資料は比較的少ない。

以上のような諸点を考慮し、いわゆるジェット・フラップ効果がロータ特性にどのような影響を与えるのか、また計算によってそれらがどの程度予測しうるものなのか、という点に注目して模型実験を行なった。変数の数を減らすためにまずホバ状態のみを考えることにした。模型の強度上プリナム圧が制限されて十分な流量が得られず、実験点のほとんどは完全なジェット駆動状態に到らなかったが、これは上記の目的を損なうものではない。なお、実験点と比較するための計算式は、上記の文献等を参考にして導いたもので、付録A, B, Cにまとめて示してある。

2. 記 号

A	: ブレード・ダクト断面積, (cm^2)
A_j	: ブレード・ノズル断面積, (cm^2)
B	: ブレード翼端損失係数
b	: ブレード枚数 (= 2)
c	: ブレード弦長, (cm)

C_f	: 摩擦係数
c_l	: 断面揚力係数
$C_{m,0.05}$: 流量係数, (14)式
C_j	: 局所モーメント係数, (B.6)式
C_p	: パワ係数
C_{pa}	: 空気源による付加パワ係数, (15)式
C_q	: トルク係数, (2)式
C_T	: スラスト係数, (1)式
c_p	: 空気の定圧比熱
g	: 重力加速度
h	: エンタルピ, (m^2/sec^2)
k_w	: 圧力損失による流量低下比
l	: ダクト内面周長, (cm)
l_N	: 後縁板偏向部長さ, (cm)
M	: マッハ数
P_a	: 空気源による付加パワ, ($\text{kg} \cdot \text{m}/\text{sec}$)
p	: 圧力, (kg/cm^2)
Q	: トルク, ($\text{kg} \cdot \text{m}$)
q	: 放熱流量, (m^2/sec^2)
R	: ロータ半径, (m)
R^*	: 気体定数
r	: ロータ・ブレード半径方向位置, (m)
T	: スラスト, あるいは温度, (kg) あるいは($^{\circ}\text{K}$)
t_N	: ブレード・ノズル高さ, (cm)
u	: ダクト内流速, (m/sec)
v	: ロータ誘導吹下し速度, (m/sec)
V_j	: 噴出速度, (m/sec)
w	: 重量流量, (kg/sec)
α	: 断面有効迎角, (rad)
β_b	: ブレードのフラップ角, (deg)
γ	: 空気の比熱比
δ_s	: ブレード平均形状抵抗係数
θ	: ブレード・ピッチ角, (deg , あるいは rad)
ρ	: 空気密度, ($\text{kg sec}^2/\text{m}^4$)
σ	: ロータ・ソリディティ比 = $bc/(\pi R)$
τ	: 後縁板偏向角, (deg あるいは rad)
Ω	: ロータ回転角速度, (rad/sec)

添字

A	: “周囲”
E	: “外部流”
I	: “内部流”
i	: “誘導” および番号
J	: “ノズル出口”
N	: “ノズル入口”

T : “ノズル入口直前のダクト部”

R : “ブレード付根でのダクト部”

P : “プリナム”

3. 模型および実験装置

ロータ模型および実験装置は図1および図2に示すようなものである。圧縮空気は航技研大型低速風洞の付帯設備である取出口から、内径約30cm ϕ 、長さ約4mの空気タンクを介して模型プリナム室に導かれる。

流量の調節はこの空気タンク出口の閉止弁を手動操作することにより行なわれる。閉止弁とプリナム室との間に直読式温度計およびノズル型流量計があり、またプリナム室にはプリナム圧測定用の静圧孔がある。

プリナム室に入った空気は中空ロータ回転軸に明けてある長孔を経てロータ・ハブに到り、ビニール管製の可撓継手を通して一定断面のブレード・ダクトに導かれる。ダクト形状、ノズル形状、およびジェット偏向用後縁板の形状を図3に示す。

ロータは半径0.8m、弦長8cm、断面NACA 0020、振り下げおよびテーパーなしの金属製ブレード2枚を有する。各ブレードの75%スパン位置から翼端側に、各40%長さのスリット型ノズル(4か所)があり、ジェットを偏向させるときには図3に示すような後縁板がビス留めされる。スリット高さ(間隙)はシム調整が可能である。

ロータは圧縮空気以外に、模型に内蔵された750wattの直流モータによっても駆動される。モータ部をロータ軸から切離すためにクラッチが設けられている。ロータ・スラストおよびロータ・トルクは、それぞれひずみゲージを貼付した板ばね式の内蔵スラスト計およびトルク計によって計測され、また各ブレードのフラップ角度はフラッピング・ヒンジの位置に取付けられたポテンショ・メータの出力をスリップ・リングを介して取り出し計測される。図1に示す位置に取付けられたフォト・セルによって、照明光をブレードが遮蔽する回数を計数してロータ回転数を計測する。

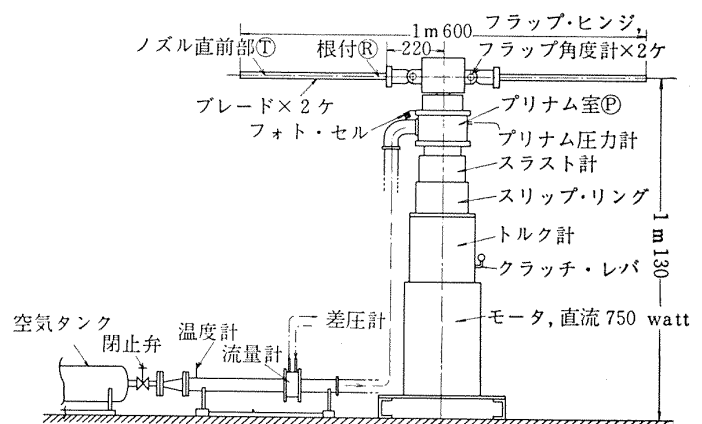


図1 実験装置

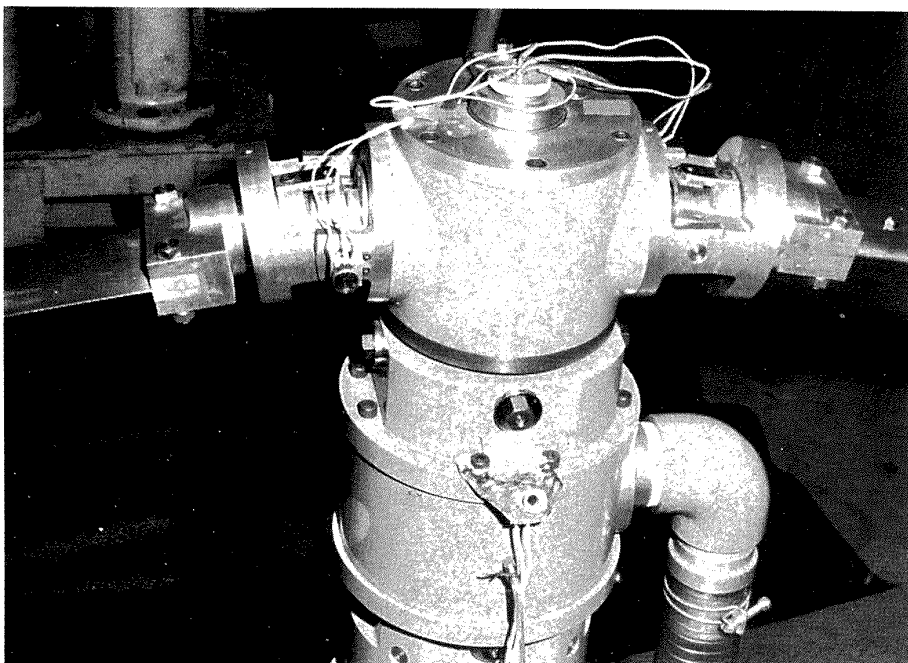


図2 ロータ模型

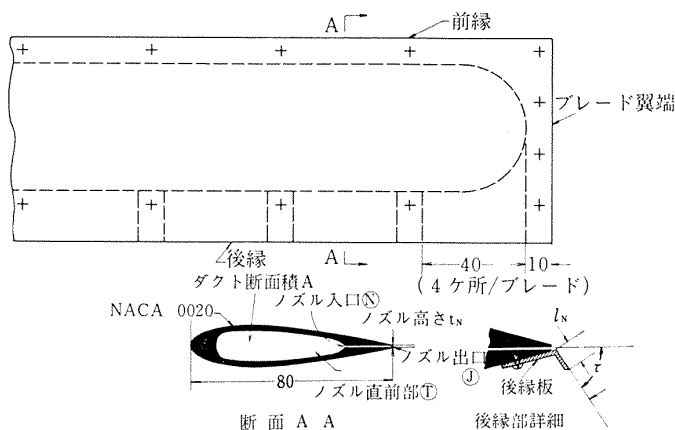


図3 ブレード翼端部の詳細

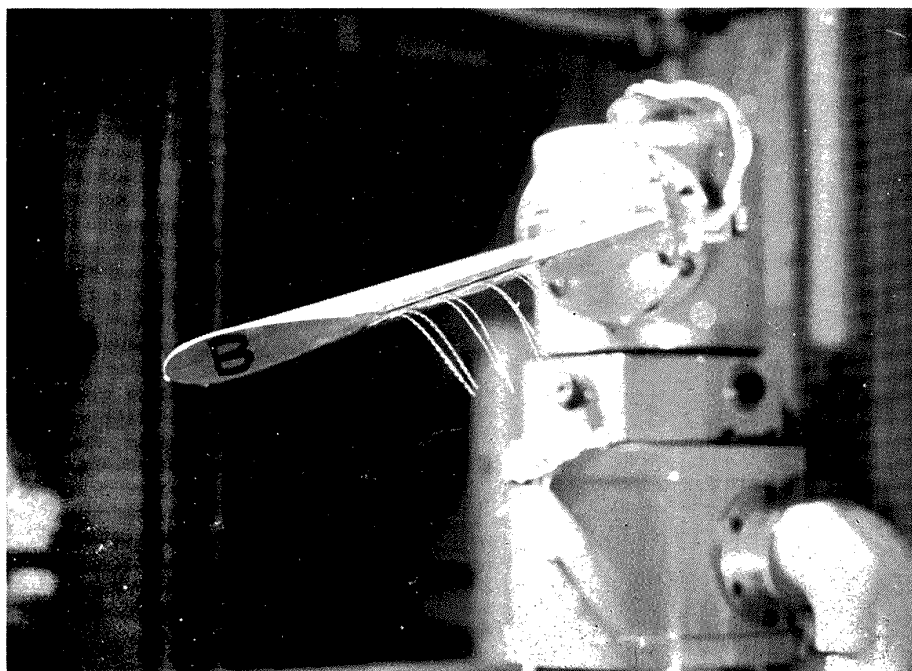
4. 実験方法と結果

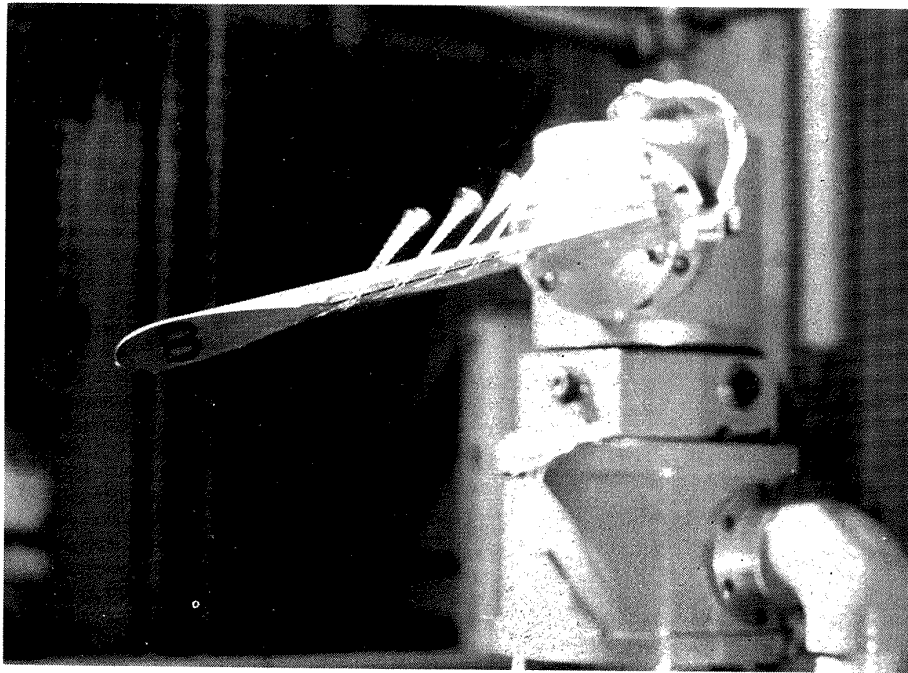
実験は、スリット高さ $l_N = 0.05 \text{ cm}$; 後縁板偏向部長さ $l_N = 0.2 \text{ cm}, 0.5 \text{ cm}, 1.0 \text{ cm}$, 偏向角 $\tau = 0^\circ, 13^\circ, 38^\circ, 63^\circ$; 目標ロータ回転数 $\text{rpm} = 480, 600, 720, 840, 960$ (翼端速度に換算して $\Omega R = 40 \text{ m/s}, 50 \text{ m/s}, 60 \text{ m/s}, 70 \text{ m/s}, 80 \text{ m/s}$); ピッチ角 $\theta = -2^\circ, 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 12^\circ, 16^\circ$; プリナム圧 $p_p = 1.0 \sim 1.6 \text{ kg/cm}^2$; について行なった。

ある後縁板 (l_N, τ) およびあるピッチ角 (θ) の組合せに対して目標回転数 (rpm) を一つ選び、まずモータのみによって駆動し、ロータ・スラスト (T), ロータ・トルク (Q), フラップ角 (β_B), プリナム圧 (p_p), 重量流量 (w) および回転数 (rpm) を記録する。次に同じ目標

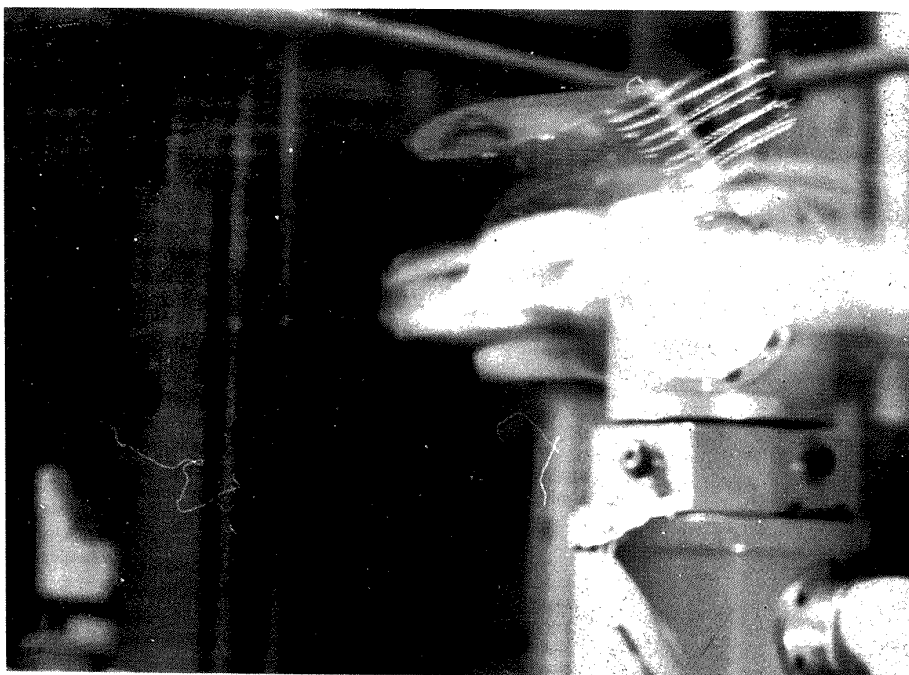
ロータ回転数に対して所定のプリナム圧 p_p が生ずるように空気閉止弁とモータ入力とを同時に調節し、同様の記録を行なった。

図4は、後縁板によってジェットが偏向される有様をブレード後縁に貼付した気流糸によって示した写真の例である。一般に噴出速度 V_j の大きいほど (プリナム圧の高いほど) コアンダ効果によるジェットの偏向状態は落着いており、本実験の範囲では後縁板偏向部分の長さ l_N は偏向の性質に影響を与えなかった。図4(a), (b) はブレードが回転していない状態、また図4(c), (d) は回転中のブレードをストロボで同期させて見た状態である。これらの写真、あるいは目視検査の結果から、少なくとも $\tau = 0^\circ, 13^\circ, 38^\circ$ では後縁にお

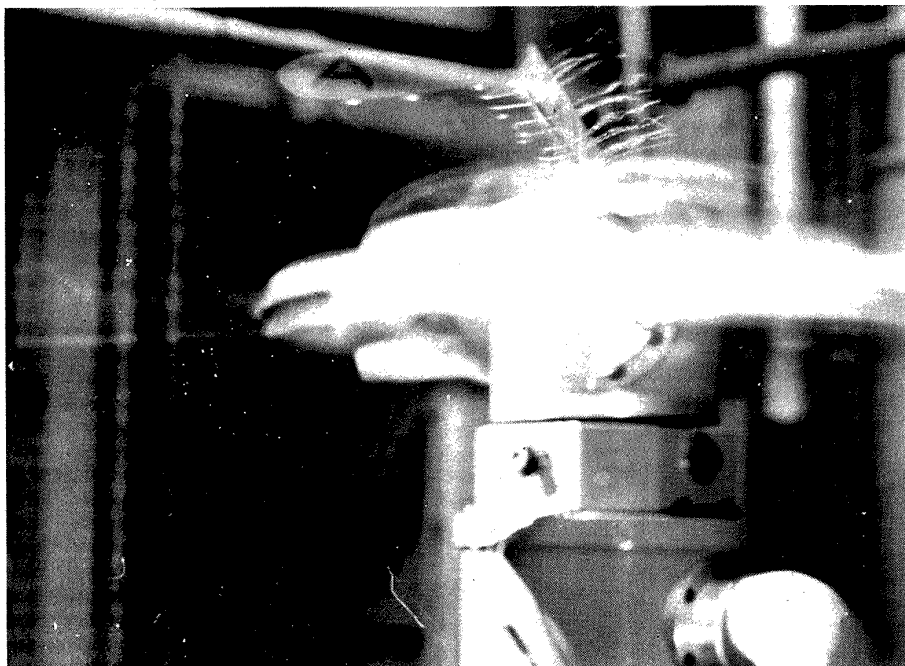
図4 ジェット偏向の有様 (a) $\text{rpm} = 0, p_p/p_A = 1.0$



(b) $\text{rpm} = 0$, $p_p/p_A > 1.1$



(c) $\text{rpm} = 600$, $p_p/p_A > 1.1$, $l_N = 0.5\text{cm}$, $\tau = 38^\circ$

(d) $\text{rpm} \approx 600$, $p_p/p_A > 1.1$, $l_N = 1.0 \text{ cm}$, $\tau = 63^\circ$

けるジェットの出線条件は満足されていたと判断される。特に回転中の $\tau = 63^\circ$ の場合には気流系の動きは激しく、後縁での出線条件が満足されていたか否かは疑わしい。上記の理由によって、図6以降のデータは $l_N = 0.2 \text{ cm}$; $\tau = 0^\circ, 13^\circ, 38^\circ$ のものに限定してある。

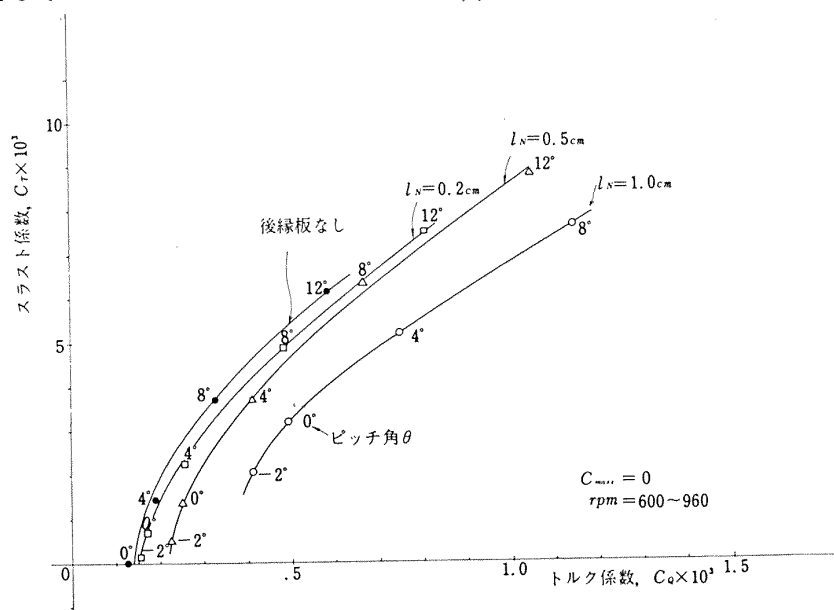
図5はジェットを噴出させない場合の後縁板の効果を $C_T \cdot C_Q$ 面で示したものである。ここでスラスト係数 C_T およびトルク係数 C_Q は、計測されたスラストおよびトルクを T, Q として

$$C_T \equiv \frac{T}{\rho_A \pi R^2 (\Omega R)^2} \quad (1)$$

$$C_Q \equiv \frac{Q}{\rho_A \pi R^2 (\Omega R)^2 \cdot R} \quad (2)$$

で定義されるものである。

図6は、計測された重量流量 w を、ロータ回転数をパラメータとしてブリナム圧に対して示したものの一例である。一般に流量にはピッチ角、および後縁板偏向角によって有意な変動は認められなかった。

図5 後縁板の効果 ($\tau = 38^\circ$)

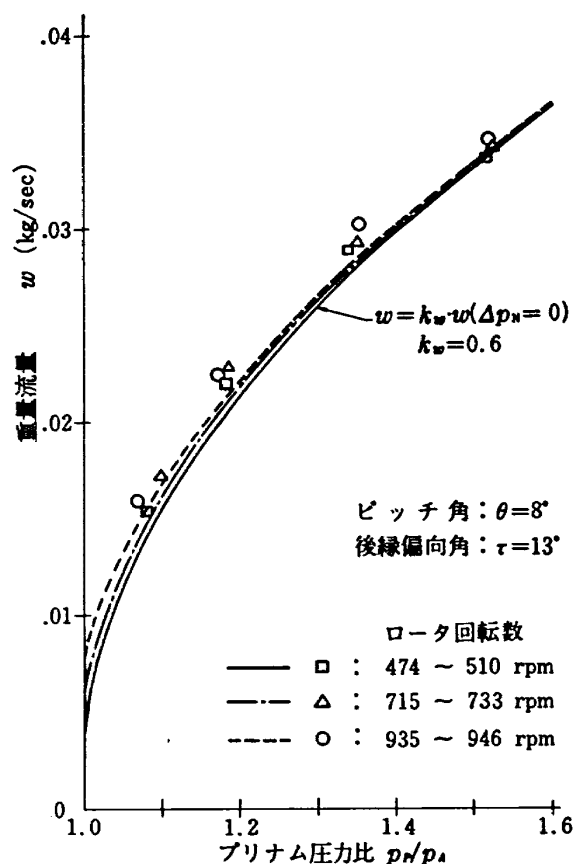


図6 プリナム圧と流量

図7は、図6と同じ場合について C_T , C_Q をプリナム圧に対して図示したものである。

図8～図13は本実験結果の主要部であって、得られた C_T , C_Q を流量係数 C_{mass} に対して示すものである。ただし流量係数は計測された流量 w を

$$C_{mass} \equiv \frac{w/g}{\rho_a \pi R^2 (\Omega R)} \quad (3)$$

の形で無次元化したものである。図8, 図9, 図10は偏向角 τ の効果を見るためのものであり, 図10～図13を比較すればピッチ角 θ の影響がみられる。

図14は, 図12, 図10, 図13の結果を $C_T \cdot C_Q$ 面で表示したものである。

5. 検 討

図6, 図8～図14には, それぞれ実験値と比較するための計算値が実線で記入してある。

図6中の実験値を図A.1(付録A参照)と比較すると, 同じプリナム圧に対して計測された流量がかなり小さな値を示している。本実験においては各ブレードごとに, (全ノズル面積)/(ブレード・ダクト断面積) =

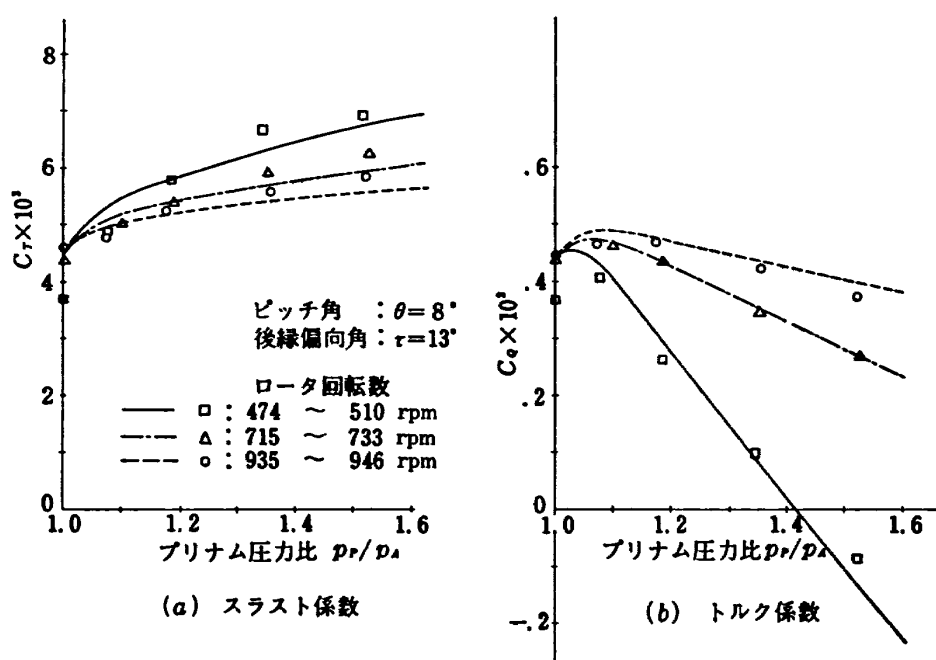
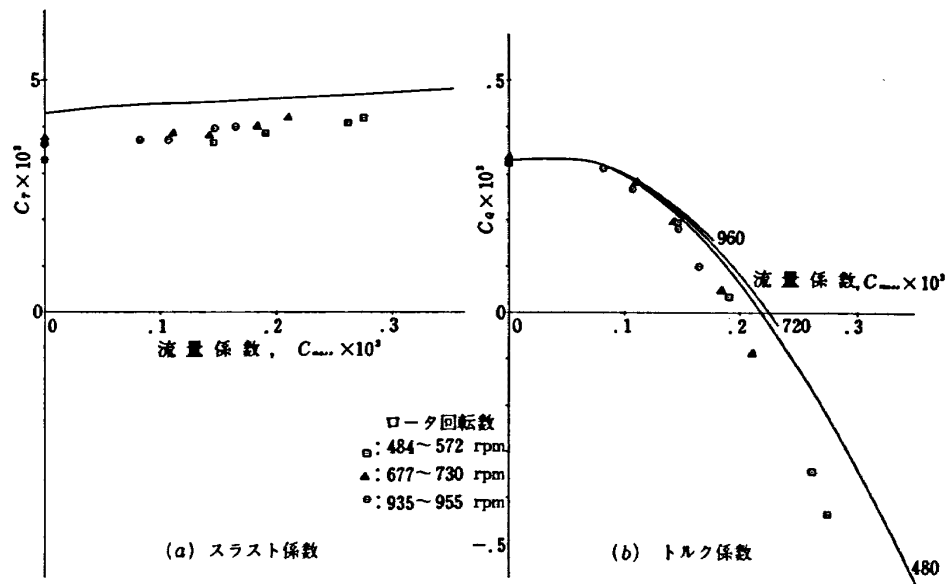
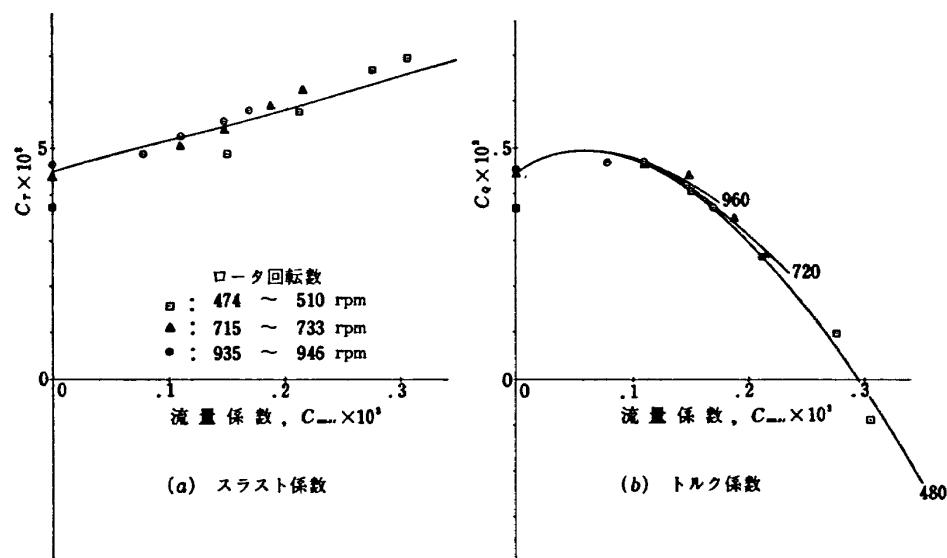


図7 プリナム圧による推力及びトルクの変化

図8 C_{mass} に対する C_T, C_Q ($\theta = 8^\circ, \tau = 0^\circ$)図9 C_{mass} に対する C_T, C_Q ($\theta = 8^\circ, \tau = 13^\circ$)

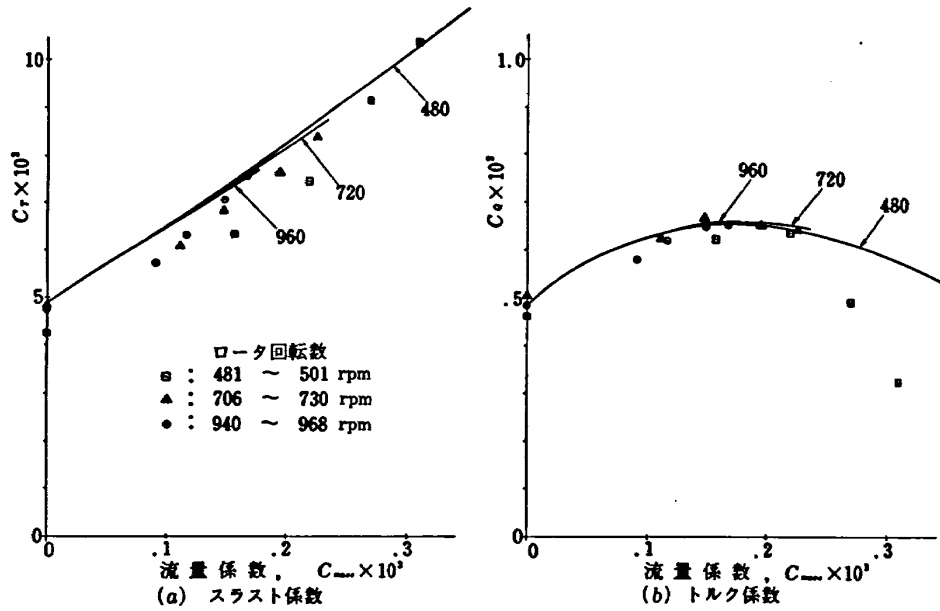


図10 C_{mass} に対する C_T, C_Q ($\theta=8^\circ, \tau=38^\circ$)

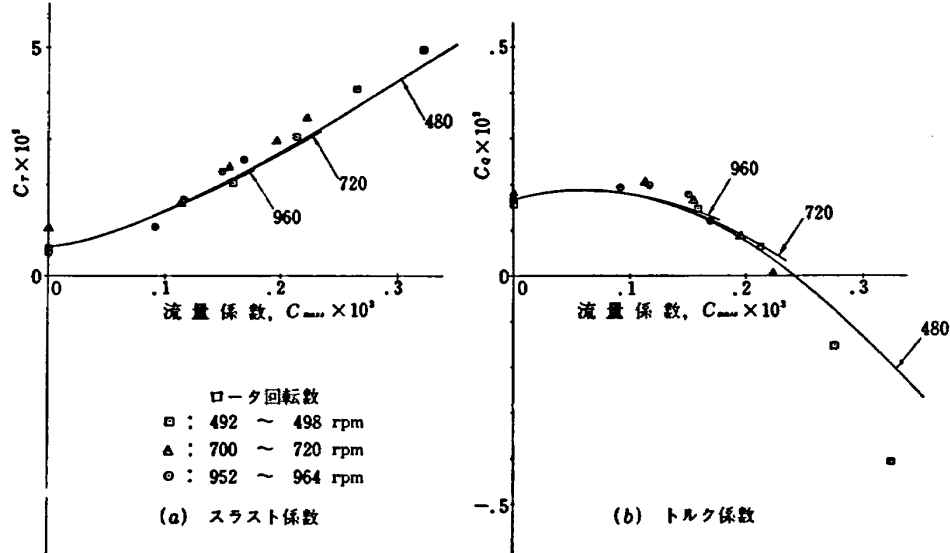
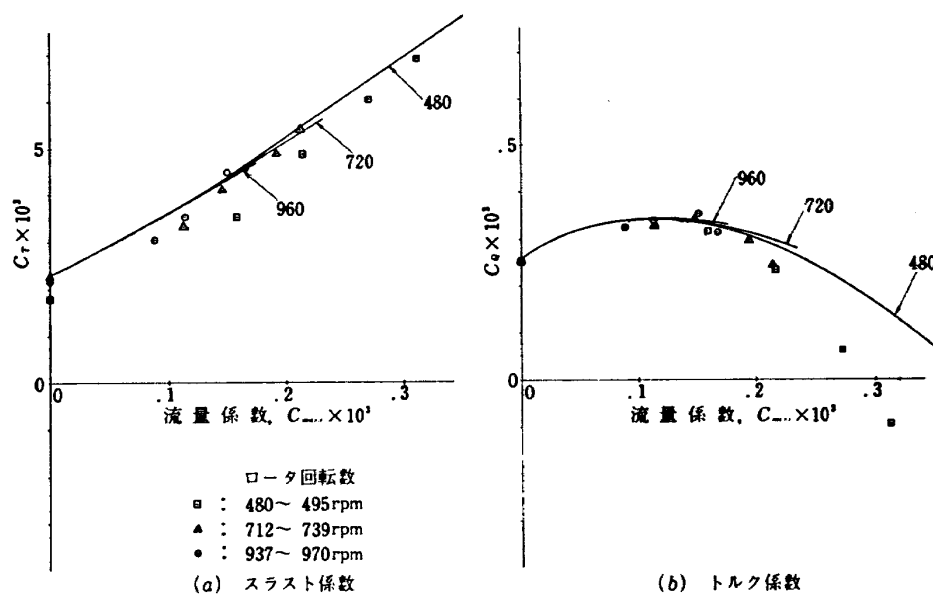
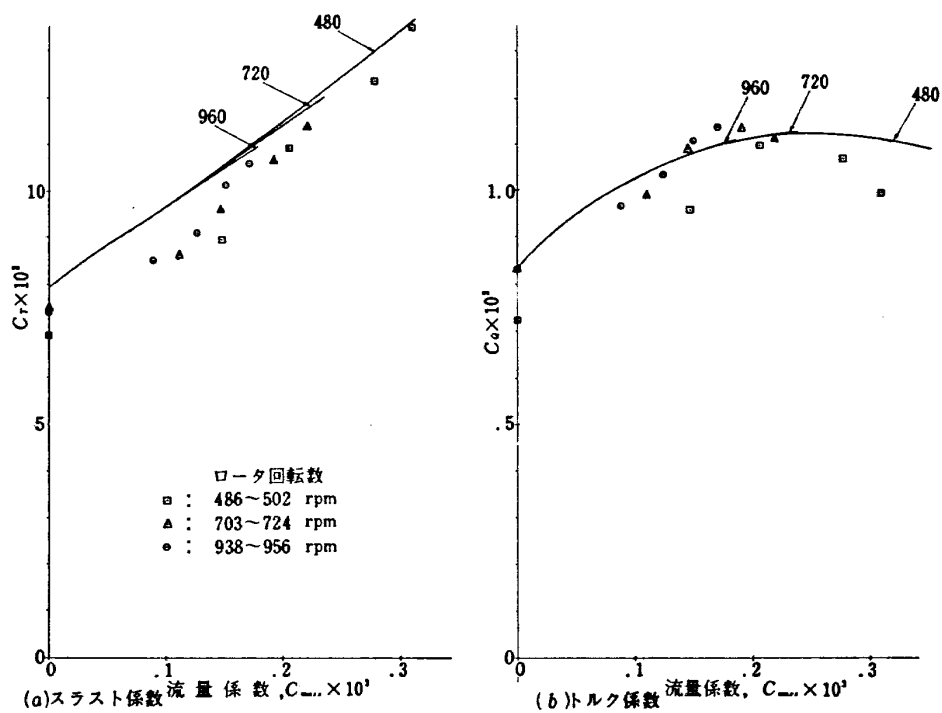
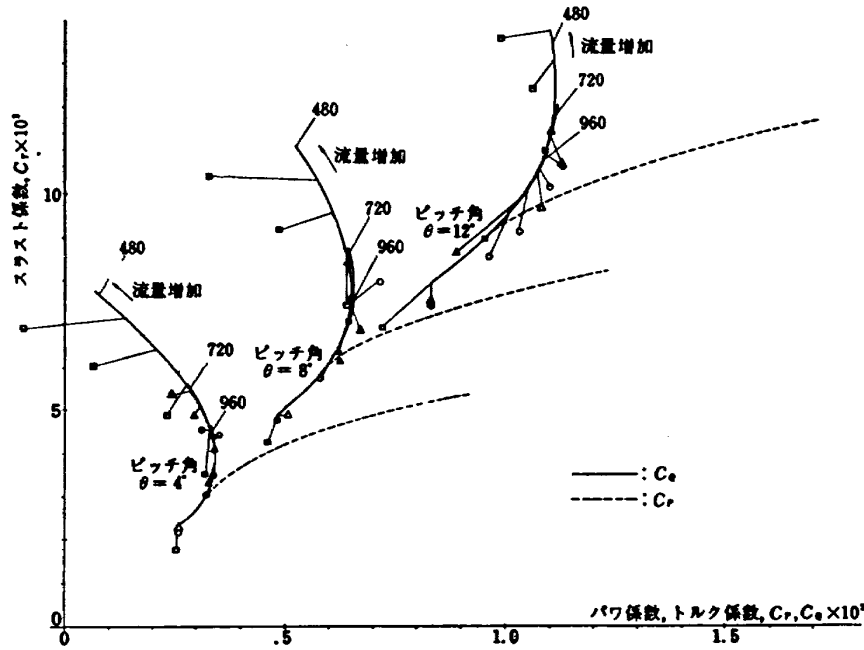


図11 C_{mass} に対する C_T, C_Q ($\theta=0^\circ, \tau=38^\circ$)

図12 C_{mass} に対する C_T, C_Q ($\theta = 4^\circ, \tau = 38^\circ$)図13 C_{mass} に対する C_T, C_Q ($\theta = 12^\circ, \tau = 38^\circ$)


 図14 $C_T \cdot C_Q, C_T \cdot C_P$ 極線図 ($\tau = 38^\circ$)

0.16程度であり、 $(A_j/A)^2 < 1$ の条件が満たされている。さらにプリナム温度 T_p も同囲温度 T_a にほぼひとしいから、ダクト内部での圧力損失、温度損失は無視できると考えられる。これに反し、模型ブレードの工作上、スリット型ノズルの奥行が比較的長く、ノズル内でかなり大きな圧力損失が生じ、このために流量の実験値が低下したものと考えられる。図6中の計算値は

$$\frac{w}{g} = k_w \cdot b \cdot \sum_{i=1}^n \frac{w_i}{g} \quad (4)$$

を用いたものである。ここで $b = 2$ はブレード枚数、 w_i/g は i 番目のノズルごとに (A.33) の関係が損失なし ($\Delta p_n = 0$) に成り立ったとして得られる流量、すなわち

$$\frac{w_i}{g} = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_a(A_j)_i}{\sqrt{2h_r}} \sqrt{\left(\frac{p_r}{p_a}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\left(1 + \frac{(Qr_r)_i^2}{2h_r} \left(\frac{p_r}{p_a}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right) \right]} \quad (5)$$

である。ここで $(A_j)_i$ はノズル一個の出口面積、 $(r_r)_i$ はそのノズル中央点の半径方向位置である。(4)中の k_w は図A.3中の $w(\Delta p_n > 0)/w(\Delta p_n = 0)$ と同じようにノズル損失による流量の低下比を表わすもので、図6においては $k_w = 0.6$ の場合を示してある。本実験の範囲では、流量に対するプリナム圧およびロータ回転数の効果は、一定の k_w を用いてもほぼ正しく表現されたとみてよい。

図7における計算値は、(B.7)、(B.10) (付録B参照)

で得られるスラスト T 、トルク Q 、を(1)、(2)によって無次元表示したものである。ただし、(B.7) (B.10) を評価するのに必要な (B.9)、(B.12) および (B.6) に現われる w/g には上記のようにして(4)から求められる値を用い、また同様に V_j にはノズル損失がないとして (A.34) から求められる値の k_w 倍を用いている。(B.7)、(B.10)の各項を係数の形で分解してみれば、

$$C_T = C_{Tz} + C_{Tn} \quad (6)$$

$$C_Q = C_{Qz0} + C_{Qz1} + C_{Qz2} + C_{Qzm} \quad (7)$$

とかくとき、(B.8)、(B.9)、(B.11)、(B.12) 等から

$$C_{Tz} = \frac{\sigma}{2} \int_0^{\theta} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot c_r \cdot d\left(\frac{r}{R}\right) \quad (8)$$

$$C_{Tn} = \frac{\sigma}{2} \sum_{i=1}^n \left[\left(\frac{r_r}{R}\right)^2 \left(\frac{\Delta r}{R}\right)_i (C_j)_i \right] \cdot \sin(\theta + \tau) \quad (9)$$

$$C_{Qz0} = \frac{\sigma}{2} \frac{\delta_0}{4} \quad (10)$$

$$C_{Qz1} = \frac{\sigma}{2} \int_0^{\theta} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot c_r \cdot \frac{v}{QR} \cdot d\left(\frac{r}{R}\right) \quad (11)$$

$$C_{qic} = \frac{\sigma}{2} \sum_{i=1}^4 \left[\left(\frac{r_i}{R} \right)^2 \left(\frac{\Delta r}{R} \right)_i (C_{ji})_i \left(\frac{Q r_i}{V_j} \right)_i \right] \quad (12)$$

$$C_{qim} = -\frac{\sigma}{2} \sum_{i=1}^4 \left[\left(\frac{r_i}{R} \right)^2 \left(\frac{\Delta r}{R} \right)_i (C_{ji})_i \right] \cdot \cos(\theta + \tau) \quad (13)$$

になる。ここで σ はロータ・ソリディティ比、 B は翼端損失係数、 r_{Ti} 、 Δr_i は第 i 番目ノズル中央点の半径位置およびそのノズル幅、 $(C_{ji})_i$ は (B.6) で与えられる第 i 番目ノズルのモーメント係数である。(B.1) ~ (B.5) からわかるように、断面揚力係数 c_i および誘導吹下し速度比 $v/(\Omega R)$ は回転速度 Ω を陽に含まないで、 C_{ji} 、 r/R 、 θ 、 τ のみによって定まる。したがって、外部流による C_{TE} 、内部流による C_{Ti} 、誘導トルク C_{qei} およびジェット反力による C_{qim} は、ロータ回転数およびプリナム圧の影響を $(C_{ji})_i$ の分布を介してのみ受ける。(A.33)、(A.34) からわかるように、各ノズルごとに流量 $(w/g)_i$ と $(V_j)_i$ とはロータ回転速度 Ω をパラメータとして一対一に対応するから、(12)中の $(V_j)_i$ は $(C_{ji})_i$ と Ω との関数である。したがって、コリオリ・トルク係数 C_{qic} は、 $(C_{ji})_i$ のみならず Ω の影響を直接受けることがわかる。図7における計算値は、簡単のために $B=1$ として求めたものに、ジェット効果を含まない後縁板の効果を図5から読み取って C_T 、 C_q を補正したものであるが、プリナム圧およびロータ回転数の効果については実験値との一致は比較的良いと考えられる。

図8～図13における計算値は、(4)から求めた流量を(3)によって無次元化して、それに対応する C_T 、 C_q をプロットしたものである。(B.6)を用いて(3)を書き直せば、

$$C_{mass} = \frac{\sigma}{2} \sum_{i=1}^4 \left[(C_{ji})_i \left(\frac{Q r_i}{V_j} \right)_i \left(\frac{\Delta r}{R} \right)_i \left(\frac{r_i}{R} \right)_i \right] \quad (14)$$

となる。流量係数 C_{mass} を固定した上で、ロータ回転数の異なる二つの状態を考える。(3)によって流量 w は Ω に比例するが、一方密度変化を無視すれば噴出速度 V_j もまた流量に比例するはずであって、(14)中の $[(Q r_i)/V_j]_i$ は一定値を保つ。したがって、(14)からわかるように第1近似としてはロータ回転数を変化させても C_{mass} を固定しておけば $(C_{ji})_i$ もほぼ一定に保たれる。図8～図13における計算値および実験値が、ロータ回転数によらずほぼ一本の曲線上に集まるのは以上の理由による。本実験では模型の寸法が小さく、 $(Q r_i)$ の値は高々 80 m/sec であった。このために遠心力によるダクト内部の圧力上昇は小さく、ロータ回転数の変動に基づく密度変化は無視できたが、より大きな

翼端速度のロータについては回転数による C_T 、 C_q の変化は C_{mass} に対してプロットした図の上でもより顕著に現れることが予想される。

ピッチ角 θ 、及び後縁角 τ の組合せによっては、実験値と計算値との間に若干の相違がみられる。この原因の一つは、計算値における誘導吹下し速度分布の算定誤差によるものと考えられるが、精密な吹下し分布の測定が困難であったために推測の域を出ない。なお C_T の計算における翼端損失については簡単のため $B=1$ を用いた。 C_{mass} の大きい部分で特に目立つように、 $C_{mass} \cdot C_T$ 面では実験値が大きめに、また $C_{mass} \cdot C_q$ 面では実験値が小さめに出現している。これは C_T 、 C_q の計算値において $(C_{ji})_i$ を小さく見積り過ぎたことによるものである。前述のように、 V_j の計算値は損失がないとした場合の値の k_w 倍を用いているが、図A.3からわかるように、実際は密度変化のために $V_j(\Delta p_N > 0)/V_j(\Delta p_N = 0) > k_w$ であるからである。以上の事柄を考慮するとき、ジェット・フラップ・ロータのホバ時における推力、トルク特性は計算によってほぼ正確に推定されることがわかる。

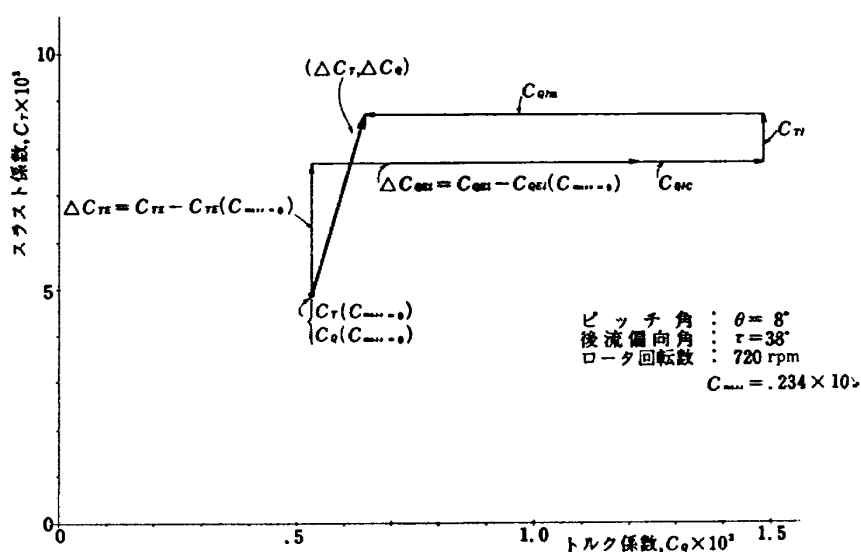
図14における $C_T \cdot C_q$ 極線図の意味をわかり易くするために、図15にはジェットによる C_T 、 C_q の変動分、すなわち $\Delta C_{TE} \equiv C_{TE} - C_{TE}(C_{mass} = 0)$ 、 C_{Ti} 、 $\Delta C_{qei} \equiv C_{qei} - C_{qei}(C_{mass} = 0)$ 、 C_{qic} 、 C_{qim} をベクトル的に例示してある。一般にジェットの効果は、図5に示したような基本ロータ ($C_{mass} = 0$) に較べて C_T を増加させる。これに伴って、 C_{mass} の小さなときには C_q も増加するが、ある C_{mass} 以上では C_q は減少する方向に向かう。図14中の破線は、空気源による全付加パワ $P_a \equiv b \sum_{i=1}^4 (P_a)_i$ (付録C. 参照) を係数の形

$$C_{Pa} \equiv \frac{P_a}{\rho_a \pi R^2 (\Omega R)^3} \quad (15)$$

で表わしたときの $C_T \cdot (C_q + C_{Pa})$ 極線図を表わしている。(C.4) の関係を用いれば

$$C_{Pa} = \frac{1}{2} \frac{\sigma}{2} \sum_{i=1}^4 (C_{ji})_i \left(\frac{r_i}{R} \right)_i \left(\frac{\Delta r}{R} \right)_i \left[\left(\frac{V_j}{Q r_i} \right)_i - \left(\frac{Q r_i}{V_j} \right)_i \right] \quad (16)$$

とかける。もちろん(16)はダクトおよびノズル損失がないとしたときにのみ成立するから、(16)で表わされる C_{Pa} は付加パワ係数の実現可能な下限を表わすものである。(16)をみれば、前述したのと同じ理由で、ロータ回転数の変化によるジェット内の密度変化を無視する限り、 C_{Pa} は流量係数 C_{mass} に対してほぼ一義的に定まることがわかる。ロータのトルク係数はそのパ



付録 A. 流量と噴出速度

A.1 ブレード・ダクト内の流れ

ブレード付根㊸とノズル直前部㊹(図1参照)との間で、ダクト断面積 A が一定であるとすれば、時間的に定常な流れについての運動方程式

$$u \frac{du}{dr} - Qr^2 = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{2} u^2 \frac{C_f l}{A} \quad (\text{A.1})$$

$$2uQ = f(r)/(A\rho) \quad (\text{A.2})$$

が得られる。ここで $\rho(r)$, $p(r)$, $u(r)$ は半径 r 断面での平均密度、圧力、流速であり、 Q はロータ回転角速度、 C_f はダクト内面の摩擦係数、 l はダクト内面周長、 $f(r)$ は単位長さ当りのダクト内壁が流体におよぼす回転方位角方向の力であって、コリオリ力と釣り合うものである。気体定数を R^* , 比熱比を γ , 半径 r 断面での温度およびマッハ数を $T(r)$, $M(r)$ とすれば、

$$p = R^* \rho T \quad (\text{A.3})$$

$$M^2 = u^2/(\gamma R^* T) \quad (\text{A.4})$$

である。ダクト内面に沿って検査面をとれば、 $[r, r+dr]$ の区間をある時刻に占めた流体部分単位質量流量当りのエネルギーの釣り合い式

$$dh + dq + d[u^2 + (Qr)^2]/2 = d(Qr)^2 \quad (\text{A.5})$$

が得られる。ここで $h \equiv c_p T \equiv [\gamma R^*/(\gamma-1)] T$ はエンタルピー、 dq はダクト壁面への放熱流量である。(A.5) 左辺第3項は運動エネルギーの増加分、同右辺は壁面圧合力 $f(r)$ によってなされた仕事である。さらに、 w を重量流量とすれば、連続の条件は

$$\rho u = w/(g \cdot A) = \text{const.} \quad (\text{A.6})$$

で与えられる。(A.1), (A.3)~(A.6)を整理して、 u , M に関する微分方程式

$$\frac{du}{u} = \frac{M^2}{1-M^2} \left[-\left(\frac{Q}{u}\right)^2 r - (\gamma-1) \frac{Q'}{u^2} + \gamma \frac{C_f l}{2A} \right] dr \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{dM}{M} = \frac{M^2}{1-M^2} \left[-\frac{\gamma+1}{2} \left(\frac{Q}{u}\right)^2 r - \frac{\gamma-1}{2} (1+\gamma M^2) \frac{Q'}{u^2} + \gamma \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \frac{C_f l}{2A} \right] dr \quad (\text{A.8})$$

が得られる。ただし $Q' = dQ/dr$ である。

プリナム室㊺とブレード付根㊸との間で損失がないとすれば、

$$T_r/T_a = h_r/h_a = 1 + [(\gamma-1)/2] M_a^2 \quad (\text{A.9})$$

$$p_r/p_a = 1 + [(\gamma-1)/2] M_a^2 \quad (\text{A.10})$$

$$u_a^2 = \gamma R^* T_a M_a^2 \quad (\text{A.11})$$

等の関係がある。一般に、与えられたブレード諸元、および損失の性質 q' , C_f , 並びにプリナムでの状態に対して、(A.9)~(A.11)の条件下に(A.7), (A.8)が積分され、(A.3), (A.4), (A.6)を用いることによってダクト内の流れが一個の未知量(例えば M_a)を含んで定められる。この未知量はノズルでの条件によって定まるから流れが全体として確定する。

特別な場合として $q' = C_f = 0$ とする。さらに $(A_r/A)^2 \ll 1$ とすれば、ダクト内で $M^2 \ll 1$ と考えて差支えないから、(A.7), (A.8) から直ちに

$$(u/u_a)^{\frac{1}{\gamma-1}} = (M/M_a)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{A.12})$$

となり、再び(A.7), (A.8)を用いて

$$u/u_a = 1 + [(Qr)^2/(2h_a)]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{A.13})$$

$$M/M_a = 1 + [(Qr)^2/(2h_a)]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (\text{A.14})$$

が得られる。(A.3), (A.4), (A.6)を用いれば

$$\rho/\rho_a = 1 + [(Qr)^2/(2h_a)]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{A.15})$$

$$p/p_a = 1 + [(Qr)^2/(2h_a)]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.16})$$

$$T/T_a = 1 + (Qr)^2/(2h_a) \quad (\text{A.17})$$

である。ここで、 $M^2 \ll 1$ の仮定の下では(A.9)から $h_a \equiv h_r$, $T_a \equiv T_r$, したがって $p_a = p_r$ 等とみなしてよい。

A.2 ノズルの条件

ダクト内のノズル直前部㊹とノズル入口㊺(図3参照)との間で等エントロピー変化を仮定すれば、総圧一定の条件

$$p_r \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_r^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = p_a \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.18})$$

および連続の条件

$$w/g = A_r \rho_r u_r = A_a \rho_a V_a \quad (\text{A.19})$$

から、ノズル入口の前後でのマッハ数が

$$M_a^2 = \frac{2}{\gamma-1} \frac{(p_r/p_a)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{1 - (A_r/A)^2 (p_r/p_a)^{\frac{1}{\gamma}}} \quad (\text{A.20})$$

$$\approx \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_r}{p_a}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] ; (A_r/A)^2 \ll 1$$

$$M_r^2 = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{A_r}{A}\right)^2 \frac{(p_r/p_a)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(\frac{p_r}{p_a}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[1 - \frac{(A_r/A)^2}{(p_r/p_a)^{\frac{1}{\gamma}}} \right]} \quad (\text{A.21})$$

$$= \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{A_j}{A} \right)^2 \left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1; (A_j/A)^2 < 1$$

のように定まる。ただし A_j はノズル断面積である。

ノズル入口⑨とノズル出口⑩との間の圧力損失を次のように考える。本模型のスリット型ノズルは、スリット高さ t_n が一定のものであるから、⑨⑩間で (A. 1), (A. 5) 同様に

$$V \frac{dV}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} - \frac{1}{2} V^2 \frac{C_f}{t_n} \quad (\text{A. 22})$$

$$dh + d\left(\frac{V^2}{2}\right) = 0 \quad (\text{A. 23})$$

の関係がなりたつ。もちろんノズル内でのブレード、スパン方向の流れは無視している。(A. 7), (A. 8) を求めたと同様の手順で

$$\frac{dM^2}{M^2} = 2 \frac{\gamma M^2}{1-M^2} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right] \frac{C_f}{t_n} dy \quad (\text{A. 24})$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\gamma M^2}{1-M^2} \left[1 + (\gamma-1) M^2 \right] \frac{C_f}{t_n} dy \quad (\text{A. 25})$$

$$\frac{dT}{T} = -\frac{\gamma M^2}{1-M^2} (\gamma-1) M^2 \frac{C_f}{t_n} dy \quad (\text{A. 26})$$

等が得られる。(A. 24) から、 C_f , t_n が与えられれば M の変化が知れるが、(A. 24), (A. 25) から $(C_f/t_n) dy$ を消去して積分すれば⑨と⑩との圧力比が

$$\frac{p_n}{p_r} \left(= \frac{p_n}{p_a} \right) = \frac{M_j}{M_n} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_n^2}} \quad (\text{A. 27})$$

与えられるから、ここでは C_f の代りに圧力損失 Δp_n $\equiv p_n - p_j = p_n - p_a$ をパラメタとして考える。同様に

$$\frac{T_n}{T_j} = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_n^2} = \frac{(p_n/p_a)^2}{(M_j/M_n)^2} \quad (\text{A. 28})$$

とかける。

(A. 27) から M_j を解き、(A. 20a) を代入すれば

$$M_j^2 = \frac{\left[1 + 4 \left(\frac{p_n}{p_a} \right)^2 \left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right] \right]^{\frac{1}{2}} - 1}{\gamma-1} \quad (\text{A. 29})$$

であって、ここに (A. 16) を用いれば

$$\left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left[1 + \frac{(\Omega r_r)^2}{2 h_p} \right] \cdot \frac{(p_r/p_a)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{(p_n/p_a)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (\text{A. 30})$$

である。ただし r_r はノズル中心の半径位置である。

A. 3 流量と噴出速度

流量は

$$\frac{w}{g} = A_j \rho V_j = A_j p_a \sqrt{\frac{\gamma}{R^* T_j}} M_j \quad (\text{A. 31})$$

で、また噴出速度は

$$V_j = \sqrt{\gamma R^* T_j} M_j \quad (\text{A. 32})$$

で与えられる。 $T_j = T_p \cdot (T_r/T_p) \cdot (T_n/T_r) \cdot (T_j/T_n)$ とかくとき、(A. 17), (A. 28), (A. 29), (A. 20a) 等によってこの右辺各項は圧力比で書けるから、これを (A. 31), (A. 32) に代入して以下の表式が得られる。

$$\frac{(w/g)}{\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{A_j p_a}{\sqrt{2 h_p}}} = 2 \left[\frac{\left(\frac{p_n}{p_a} \right)^2 \left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right]}{1 + \frac{(\Omega r_r)^2}{2 h_p}} \right]^{1/2} \quad (\text{A. 33})$$

$$\frac{V_j}{\sqrt{2 h_p}} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + 4 \left(\frac{p_n}{p_a} \right)^2 \left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right]} - 1 \right] \times \left[\frac{1 + \frac{(\Omega r_r)^2}{2 h_p}}{\left(\frac{p_n}{p_a} \right)^2 \left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\left(\frac{p_r}{p_n} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right]} \right]^{1/2} \quad (\text{A. 34})$$

(A. 30), (A. 33), (A. 34) から、プリナム温度 h_p , プリナム圧力比 p_r/p_a , ノズル損失圧力比 $\Delta p_n/p_a = (p_n/p_a) - 1$ が与えられれば流量および噴出速度が求められる。図 A. 1 および図 A. 2 には、ノズル損失のない場合 ($\Delta p_n = 0$) の w , V_j をプリナム圧力比に対して示してある。図 A. 3 には $\Omega = 0$ の場合について、ノズル損失による流量(実線)および噴出速度(破線)の低下を、それぞれ理想状態で得られるものとの比で示してある。

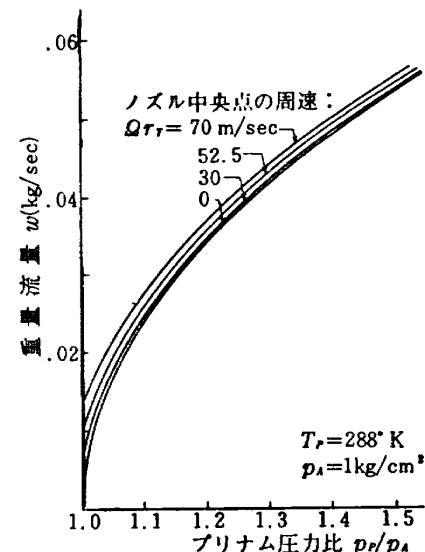
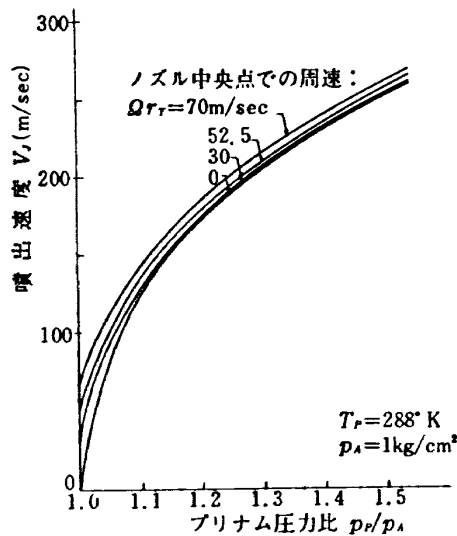
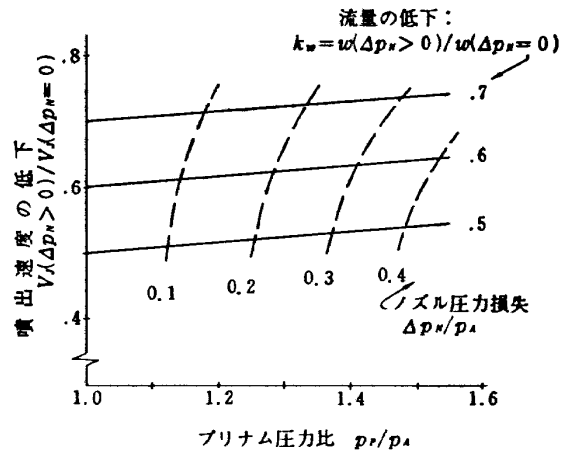


図 A. 1 理想状態での流量



図A.2 理想状態での噴出速度

図A.3 ノズル損失による流量及び噴出速度の低下 ($Q=0$)

付録B. ジェット・フラップ・ロータのスラストおよびトルク

ロータ面での吹下し分布は、いわゆる環状モーメント理論によって求める。すなわち、ブレード要素 $[r, r+dr]$ の支える推力を翼素理論とモーメント理論とで求め、これを等置して次式をうる。

$$\frac{v(r)}{\Omega r} = \frac{\sigma C_{ia}}{16} \left[\sqrt{1 + \frac{32}{\sigma C_{ia}} \frac{r}{R} \left(\theta + \frac{C_{ir}}{C_{ia}} \tau \right)} - 1 \right] \quad (\text{B.1})$$

ここで $v(r)$ は半径 r 位置での誘導吹下し速度、 $\sigma = bc/(\pi R)$ はロータ・ソリディティ比 (b はブレード枚数、 c はブレード弦長)、 θ はピッチ角、 C_{ia} 、 C_{ir} はジェット・フラップ効果のある二次元揚力係数の迎角 α およびジェット偏向角 τ による徴係数である。本計算においては

$$C_i = C_{ia}(C_j) \cdot \alpha + C_{ir}(C_j) \cdot \tau \quad (\text{B.2})$$

$$\alpha = \theta - v(r)/(\Omega r) \quad (\text{B.3})$$

と書くとき、

$$C_{ia} = 2\pi \left[1 - \left(l_n \frac{C_j}{4\beta} - 1 \right) \left\{ \frac{C_j}{4\pi} + \left(\frac{C_j}{4\pi} \right)^2 \right\} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$C_{ir} = 2\sqrt{\pi} C_j \left[1 - \frac{1}{2} \frac{C_j}{4\pi} l_n \frac{C_j}{4\beta} - \frac{1}{8} \left(\frac{C_j}{4\pi} \right)^2 \left\{ \left(l_n \frac{C_j}{4\beta} \right)^2 + 4 \left(l_n \frac{C_j}{4\beta} \right) - 4 \right\} \right] \quad (\text{B.5})$$

の表式⁸⁾を用いた。ここで $\beta = 4 \times 2.71828^{0.577216}$ であり、また C_j は噴流の局所モーメント係数であって、各ノズルごとに

$$(C_j)_i = \left[\frac{\frac{w}{g} \cdot V_j}{\frac{1}{2} \rho_a (\Omega r)^2 \cdot c \cdot \Delta r} \right]_i \quad (\text{B.6})$$

で定義される。ただし Δr はそのノズルのスパン方向の長さ、 c はブレード弦長、 i はノズル番号である。

ロータの全スラストを T 、そのうちジェット・フラップ効果を含んだ外部流れによる部分を T_e 、ジェットの運動量反力として生ずる部分を T_i 、とすれば

$$T = T_e + T_i \quad (\text{B.7})$$

$$T_e = \int_0^{2\pi} \frac{b}{2} \rho_a (\Omega r)^2 c C_i dr \quad (\text{B.8})$$

$$T_i = b \cdot \sum_i \left[\frac{w}{g} V_j \sin(\theta + \tau) \right]_i \quad (\text{B.9})$$

である。ここで B は翼端損失係数である。

同様に、ロータ回転軸に生ずる (必要とされる) トルク Q を

$$Q = Q_e + Q_i \quad (\text{B.10})$$

とかくとき、

$$Q_e = Q_{e0} + \int_0^{2\pi} \frac{b}{2} \rho_a (\Omega r)^2 c_i c \frac{v}{\Omega r} r dr \quad (\text{B.11})$$

は外部流れによるものであって、特に (B.11) 第1項はプロファイル・トルク、第2項は誘導トルクである。

$$Q_i = Q_{ic} + Q_{im} = b \cdot \sum_i \left[\frac{w}{g} \left\{ \Omega r_i^2 - V_j \cos(\theta + \tau) \cdot r_i \right\} \right]_i \quad (\text{B.12})$$

は内部流れによるトルク成分であって、第1項 Q_c はコリオリ力に基づく減速トルク、第2項 Q_m はジェット運動量に基づく加速トルクである。なおジェットの存在によって前縁に生ずる付加的な負圧による理論上の加速トルクは、 $1 - \cos(\theta + \tau)$ の程度である⁹⁾ から便宜上プロファイル・トルク Q_{e0} に含めて処理するものとする。

付録 C. 空気源による付加パワ

重量流量 w のジェットが流れているとき、空気源の供給している付加パワ（断熱パワ）は各ノズルごとに

$$(P_a)_i = \left(\frac{w}{g}\right)_i (h_p - (h_j)_i) \quad (\text{C.1})$$

である。ここで

$$\begin{aligned} h_p - (h_j)_i &= h_p [1 - (T_j)_i / T_p] \\ &= h_p [1 - (T_j / T_p)_i \{T_N / T_j\}_i \{T_j / T_N\}_i] \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

であるが、ダクトおよびノズル内で損失のない場合を考えれば、 $(A_j/A)^2 \ll 1$ のとき、(A.17) 等から

$$(P_a)_i = \left(\frac{w}{g}\right)_i \cdot h_p \cdot \left[1 - \left(\frac{p_p}{p_A}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] \quad (\text{C.3})$$

とかける。同じ理想状態を仮定すれば、(A.34) から p_p/p_A を消去してもわかるように

$$(P_a)_i = \left(\frac{w}{g}\right)_i \cdot \frac{(V_j)_i^2 - (Q r_T)_i^2}{2} \quad (\text{C.4})$$

ともかける。もちろん $(P_a)_i$ のうち大気中に捨てられたパワ $(w/g)_i \cdot [(V_j)_i - (Q r_T)_i]^2 / 2$ を除いた残り、すなわち

$$(P_i)_i = \left(\frac{w}{g}\right)_i (Q r_T)_i [(V_j)_i - (Q r_T)_i] \quad (\text{C.5})$$

のみが加(減)速トルク $(Q_i)_i$ としてロータに仕事をなす。(B.12)参照)

- | | | | |
|--------|--|----------|------------------------|
| TR-206 | 航空機の横操縦を行なう人間の動特性についてのシミュレータ実験（1自由度の場合）
A Simulator Experiment to Investigate Human Behavior in Tracking Tasks | 1970年8月 | 別府護郎, 坂井紀穂
吉田純一 |
| TR-207 | 境界層内圧力変動による板の振動解析（I）
——周辺単純支持板——
Response Analysis of the Simply Supported Plate to Boundary Layer Pressure Fluctuations | 1970年9月 | 藤森義典 |
| TR-208 | ガスタービン燃焼器
Gas Turbine Combustors | 1970年9月 | 鈴木邦男, 田丸卓隆
堀内正司, 斎藤 |
| TR-209 | フライングテストベッド用偏向ジェットパイプの模型実験
Mode Test on Deflected Jet Pipes of NAL Flying Test Bed | 1970年10月 | 田辺義 |
| TR-210 | 自由飛行模型 FFM-10 の空力特性について
On the Aerodynamic Characteristics of a Free Flight Model FFM-10 | 1970年8月 | 河崎俊夫, 斎藤秀夫
河本巖 |

航空宇宙技術研究所報告211号

昭和45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)千182

印刷所 一誠社総合印刷株式会社
東京都武蔵野市御殿山1-6-10
