



Title	軸流ターボ機械のハブ周辺における流れ
Author(s)	有江, 幹男; 木谷, 勝; 田村, 尚敬; 宮部, 博幸; 菊地, 隆志; 大高, 義人
Citation	北海道大學工學部研究報告, 87, 23-37
Issue Date	1978-06-05
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/41468">http://hdl.handle.net/2115/41468</a>
Type	bulletin (article)
File Information	87_23-38.pdf



[Instructions for use](#)

## 軸流ターボ機械のハブ周辺における流れ

有江幹男\* 木谷 勝\* 田村尚敬\*  
宮部博幸\*\* 菊地隆志\*\*\* 大高義人\*\*\*\*  
(昭和52年9月30日受理)

### Thick Turbulent Boundary Layer along the Model Hub of Axial-Flow Turbomachines

Mikio ARIE            Masaru KIYA            Hisataka TAMURA  
Hiroyuki MIYABE    Takashi KIKUCHI    Yoshito OHTAKA  
(Received September 30, 1977)

#### Abstract

Measurements of pressure distributions, mean velocity profiles and turbulence intensity were made in thick turbulent boundary layers near the conical tails of two model hubs of axial-flow turbomachines. Mean streamline patterns and pressure-recovery effectiveness in a diffuser which is formed between the conical tail of the hub and the circular duct wall are clarified on the basis of the measured velocity and static pressure distributions. The thick boundary layer is characterized by significant variation in the direction of velocity vector across the boundary layer and an abnormally low level of turbulence near the surface of the hub. The flow-angle variation is associated with a strong interaction between the boundary layer and the surrounding potential flow, whereas the changes in the turbulent structure appear to be the consequence of the transverse surface curvature.

A potential-flow analysis based on the technique of distributing vortex rings along the surface of the hub yielded a pressure distribution in good agreement with the measured distributions up to about a half of the conical tail of the hub. The theoretical pressure distribution was used to calculate the boundary-layer characteristics by a semi-empirical procedure to obtain a fairly good agreement between theory and experiment in the region described above.

#### 1. 緒 言

近時、換気装置あるいは産業用としてターボ式流体機械の果す役割はきわめて大きなものになりつつある。その中でも大流量用として主流を占めているのが軸流ターボ機械である。軸流ターボ機械の性能を規定する主な要素として、翼列内の流動損失およびディフューザ部分における損失があげられる。本論文は、円管ダクトとハブとの間に形成される環状ディフューザ内の流

\* 機械工学科流体工学第一講座

\*\* 東洋エンジニアリング株式会社

\*\*\* 株式会社荏原製作所

\*\*\*\* 川崎重工業株式会社

動特性を把握することを目的として行なわれた実験的研究の結果について述べたものであり、あわせてハブ表面に沿う圧力分布および乱流境界層特性に対する理論解析を行なって実験結果と比較し、理論解析の適用可能性についても検討を加えてある。

十分な広がりをもつ流れの中におかれた軸対称物体表面の圧力分布および境界層特性については、従来から多数の研究が蓄積されているけれども、軸流ターボ機械のハブのようにダクトの中に設置された物体に対する研究は比較的少ない。古屋ら<sup>1)</sup>によるハブの回転部分に発達する三次元ねじれ境界層の詳細な測定においても、ハブ後半のディフューザ部分の乱流境界層特性についてはふれられていない。Patelら<sup>2)</sup>はハブと類似の形状をもつ軸対称物体の尾部における厚い乱流境界層の特性を実験的に求めているが、周囲の流れが十分な広がりをもつ場合を対象としているため、その結果を直接軸流ターボ機械のハブ後半の流れに適用することは困難である。軸流ターボ機械の設計におけるハブによる損失の評価は、ハブの抵抗係数の形で行なわれるのが普通である。すなわち、ハブ全体の損失水頭を  $h$ 、ハブの十分上流におけるダクト内の平均流速を  $C_1$  とするとき  $\zeta = h / \{C_1^2 / (2g)\}$  であり、その値が各種形状のハブについてハブ比の関数として実験的に与えられている<sup>3)</sup>。これらの資料にもとづいて  $\zeta$  の小さなハブ形状を近似的に求めることができる。しかし、これらのデータを詳細にみると  $\zeta$  はレイノルズ数の変化に対して不規則に変化しており、ハブ表面における境界層の特性、剥離および後流の状態の変化に対して鋭敏であることを示唆している。したがってハブ表面の境界層とくにディフューザ部分の境界層特性を明らかにしておくことは、基礎的な設計資料を求める上で重要なものといわなければならない。

## 2. 実験装置および方法

### 2.1 供試風路

供試風路は内径 330 mm、平行部の長さ 3 m の滑らかな円管ダクトで、各種プローブの設定状態の確認を容易にするため、ハブ模型を設置する部分（以下試験部とよぶ）は 1 m にわたって肉厚 10 mm の透明アクリルパイプとしてある (Fig. 1 参照)。また、各部の接合部分にははめ合せフランジを用いて空気のもれを防ぐとともに中心軸のずれが起らないように設計されている。試験部にはピトー管および熱線プローブの移動用スリット、トラバース装置の移動用レール、ハブ模型固定のためのスクリーン・カップリングおよび風路壁面静圧測定用の圧力孔（直径 1 mm）が適当な間隔で設けられている。ターボファンにより縮流部から流入した空気はメッシュ 20 の整流金網 3 枚を通過した後、円管ダクト部分に流入する。ターボファンの直前には長さ 200 mm の格子を設置し、ファン動翼に起因する旋回流れの上流側への伝播を防止してある。試験部内の流速はファン吐出口に設けられた絞り装置によって調整することができる。また、ハブ模型の上流側 325 mm の位置に設けたピトー管（直径 1 mm）の動圧を常に監視し、測定中の試験部内流速を一定に保った。

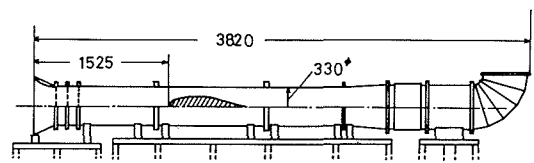


Fig. 1. Model hub installed in air tunnel.

### 2.2 ハブ模型

ハブ模型として採用した 2 種類の軸対称物体の形状を Fig. 2 および Table 1 に示す。これらの形状は実用に供されている軸流送風機のハブを参考にして決定したものである。両模型（以下 M1, M2 と略称）はともに一樣流中に吹出しが存在するときの軸対称半無限物体の頭部とこれに滑らかに接続される円筒部および円錐形後部から構成されている。円錐部の頂角  $2\phi$  は M1

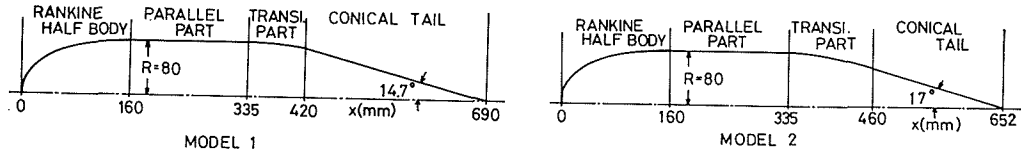


Fig. 2. Shape of model hub. Units in mm.  $L=690$  mm for model 1 and  $L=652$  mm for model 2. Radius  $R=80$  mm for both models.

で  $29.4^\circ$ 、M2 で  $34^\circ$  であり、円筒部と円錐部とは滑らかな曲線によって結ばれている。Fig. 2 から明らかなように、先端部から円錐部入口までの長さは両模型とも共通で  $335$  mm である。模型表面には適当な間隔で直径  $0.8$  mm の静圧孔を設けてあり、これらの静圧孔からの圧力は模型とダクトの間を結ぶ薄い翼型の内部を通して圧力測定装置に導かれる。ハブ模型の試験部への取付けにあたってその中心軸が流路中心軸に一致させなければならない。そのため、模型の長さ方向の3断面について円周方向に  $120^\circ$  おきに3個の静圧孔を設け、各断面において測定される三つの圧力が等しくなるように模型を固定している6本のピアノ線の長さを調整した。

### 2.3 プロープおよび移動装置

模型の円筒部における平均速度分布は矩形全圧管（先端部外側寸法  $1.5$  mm  $\times$   $0.51$  mm、開口部寸法  $1.2$  mm  $\times$   $0.3$  mm）を用い、その壁面静圧との差圧を水柱で精度  $1/10$  mm のベツ型マノメタおよび圧力変換器に導いて測定した。境界層内部の乱流成分およびハブ円錐部での平均速度分布は定温度型熱線風速計によって測定した。各プロープの移動は可動範囲  $170$  mm、精度  $1/20$  mm の移動装置によって行なった。ハブの表面に垂直な方向にプロープを移動させうるように、移動装置全体が試験部中心軸に平行に設けられたレールに対し  $20^\circ$  まで回転可能となっている。Fig. 3 に測定時における試験部の状態を示してある。

Table 1. Coordinates of model hubs. Coordinates for model 2 in the range  $0-0.245$  as in model 1.

Model 1		Model 2	
$x/L$	$r/R$	$x/L$	$r/R$
0.0	0.0	0.245	1.000
0.015	0.406	0.429	1.000
0.029	0.550	0.521	1.000
0.044	0.650	0.552	0.988
0.058	0.725	0.582	0.956
0.073	0.788	0.613	0.913
0.087	0.831	0.629	0.888
0.101	0.869	0.644	0.863
0.116	0.900	0.660	0.831
0.145	0.938	0.675	0.800
0.174	0.963	0.690	0.763
0.203	0.988	0.706	0.738
0.232	1.000	0.736	0.656
0.486	1.000	0.767	0.594
0.536	0.988	0.844	0.388
0.565	0.956	0.920	0.200
0.580	0.938	1.000	0.0
0.594	0.913		
0.601	0.900		
0.609	0.881		
0.623	0.850		
0.652	0.788		
0.725	0.625		
0.797	0.456		
0.870	0.288		
0.942	0.125		
1.000	0.0		

## 3. 実験結果および考察

### 3.1 風路試験部における流れの特性

模型設置以前の風路試験部における流れ方向への圧力分布はほぼ直線的であった。以下の実験結果の記述にあたって、ダクトの軸方向座標  $x$  の原点を模型先端位置にとり、基準圧力として

は  $x = -325$  mm における壁面静圧を採用する。この位置における平均流速  $U_{ref}$  は 12.0 m/s であり、実験中これを一定に保持している。試験部における境界層厚さは約 80 mm であり、境界層内の速度分布は  $U/u_\tau = 5.62 \log_{10}(Yu_\tau/\nu) + 5.0$  の形の壁法則によく一致した。ここに、 $u_\tau$  は摩擦速度、 $\nu$  は流体の動粘性係数、 $Y$  はダクト壁面からの垂直距離、 $U$  は平均速度である。

### 3.2 模型表面および流路壁上の圧力分布

Fig. 4 および Fig. 5 はハブ表面および試験部流路壁面上の圧力分布を示す。

図中 TW の記号があるのは、模型の頭部に先端より  $x = 35$  mm の位置に直径 0.7 mm のピアノ線をリング状に取り付けてトリッピング・ワイヤとしたときの状態を示している。これは実際の軸流機械のハブ表面に沿う境界層は乱流となっていることを考慮し、トリッピング・ワイヤの設置によって模型表面の境界層を強制的に乱流に遷移させることを意図したものである。後に示すように、トリッピング・ワイヤの存在によって模型表面の境界層のうち層流であった部分は乱流に遷移していることは確実であるが、物体表面の圧力分布に顕著な影響を及ぼすには至っていない。 $x/L = 0.4 \sim 0.5$  の範囲で模型表面の圧力分布に急激な変化が現われるのは、この付近で模型表面の曲率が急変しているためである。模型表面の圧力と流路壁の圧力が等しくなるのは流れが流路軸にほぼ平行になる模型の円筒部付近に限られており、他の部分においては流線の曲率のために両圧力分布は大幅に異っている。M1, M2 の場合とも後部円錐に相当するディフューザ部分で圧力の急激な回復がみられ境界層の剥離は生じていない。なお、模型の円錐部後縁から下流における流路中心線上での圧力は、後縁直前における圧力から流路壁圧力に等しい圧力まで比較的急速な降下を示す。この領域は模型表面の拘束を離れた後縁近傍の境界層内の流れが、急速な運動量の交換によって後流型の速度分布をもつ流れに移行する過程に対応する。

### 3.3 模型表面の境界層特性

ピトー全圧管および I 型熱線プローブを用いてハブ表面に発達する境界層の平均速度分布および乱流成分の分布を測定した。ただし、模型の円錐部においては境界層外縁付近の速度ベクトルの方向は物体表面の接線方向とかなり相違するので(最

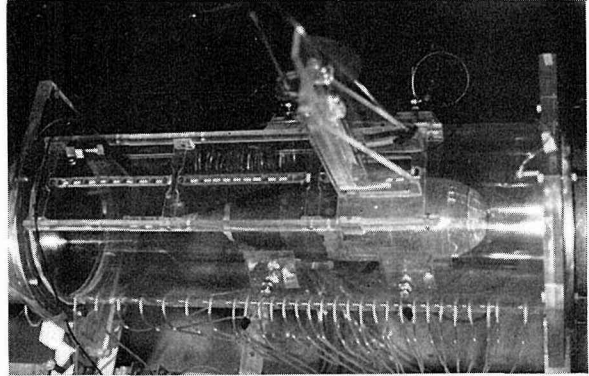


Fig. 3. General view of experimental apparatus: model hub, traversing mechanism and static pressure taps.

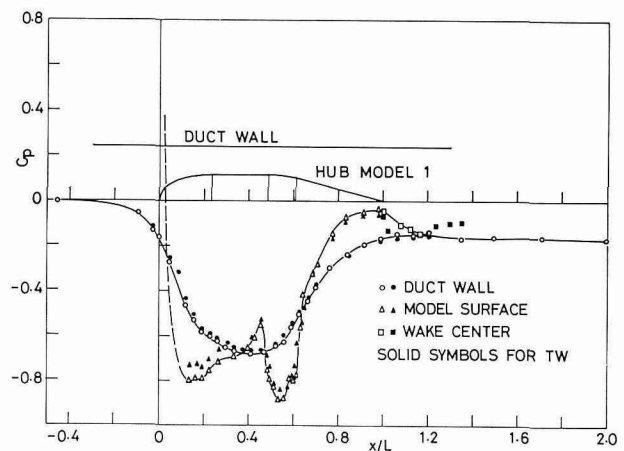


Fig. 4. Pressure distributions along model hub 1 and duct wall. Pressure coefficient  $C_p$  is based on the static pressure at the duct wall 325 mm upstream of the front stagnation point of the model and the main-flow dynamic pressure at the same location.

大で  $30^\circ$  程度), ピトー管の方向を模型表面に平行に保って移動させた場合, 必ずしも模型表面に平行な速度成分を求めることはできない。そのため, 模型の円筒部ではピトー全圧管による速度分布の測定を実施したが, 円錐部については I 型熱線プローブによって速度ベクトルの絶対値  $Q$  を測定した。したがって, 以下に示す境界層内の速度分布は絶対速度の分布を表わすものである。

Fig. 6 および Fig. 7 は M2 の表面に沿う境界層の速度分布を示す。トリッピング・ワイアがないと

きのハブ円筒部における境界層は層流であり, 円筒部の曲率半径に比較して境界層厚さが小さい(約 2 mm) ため, Fig. 6 にみるように速度分布は Blasius の理論曲線とよく一致している。Fig. 5 から明らかなように, 円筒部においても下流方向にかなり大きな圧力勾配が存在するが, この程度の圧力勾配では境界層の速度分布に顕著な影響をおよぼすには致らない。また, M1 においてトリッピング・ワイアのない場合  $x/L=0.58\sim 0.69$  の範囲に剝離泡 (Separation bubble) の存在することが観測された。表面流の可視化によって求められた剝離泡の長さ  $L_s$  は約 66 mm である。剝離泡の大きさについては剝離点での境界層外縁速度  $U_s$  および排除厚さ  $\delta_s^*$  を用いて  $U_s \delta_s^*/\nu > 500$ ,  $L_s/\delta_s^* < 10^2$  のとき短剝離泡;  $U_s \delta_s^*/\nu < 500$ ,  $L_s/\delta_s^* > 10^2$  のとき長剝離泡とする分類が行なわれている。M1 について観測された剝離泡では  $U_s \delta_s^*/\nu \approx 890$ ,  $L_s/\delta_s^* \approx 83$  であるから, これは短剝離泡の範ちゅうに入る。なお, 剝離泡を含む  $x/L=0.638$  および  $0.664$  の位置において  $y < 11$  mm の範囲内で 300~400 Hz の周波数をもつ正弦波状の速度変動が観測された。M1 にトリッピング・ワイアを設置した場合および M2 についてはトリッピング・ワイアの有無にかかわらずこのような剝離泡および正弦波状速度変動は認められなかった。

模型後半の円錐部における乱流境界層速度分布

は M1, M2 についてともに  $x/L > 0.85$  の範囲で変曲点のある形状を示す。このことから  $x/L$  が 1 に近い領域では模型表面のせん断応力が直接関与する領域は近似的に速度分布の変曲点より内側に限定されており, その外側ではむしろ後流的な流れの構造をもつことを示している。Coles<sup>4)</sup> の速度分布則に即していえば,  $x/L$  が 1 に近い範囲では後流関数項が対数項よりも卓越し形状因

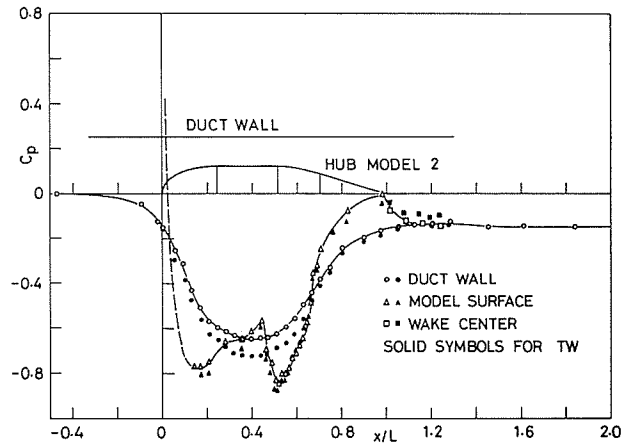


Fig. 5. Pressure distributions along model hub 2 and duct wall. Definition of  $C_p$  as in Fig. 4.

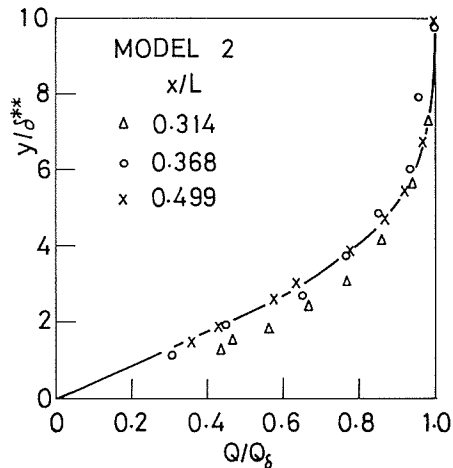


Fig. 6. Dimensionless plot of boundary-layer velocity profile on the parallel part of model 2.

—, theory due to Blasius.  $Q$  = total velocity in boundary layer,  $Q_s$  = total velocity at the outer edge of boundary layer,  $y$  = normal distance from surface,  $\delta_s^{**}$  = momentum thickness (see Eq. (2)).

子  $II$  が大きいことになる。なお、模型表面の曲率変化および圧力変化が急激であるため、各  $x/L$  の位置における速度分布の間に簡単な相似関係を求めることは困難であった。Fig. 8 には M2 の後流中における速度分布を示してある。トリッピング・ワイヤによる乱流境界層の厚さの増大および速度欠損量の増加に対応して、後流中における速度欠損量もトリッピング・ワイヤ設置時の方が顕著である。

Fig. 9 は境界層外縁の速度  $Q_s$  の  $x$  方向への変化を示す。M1 でトリッピング・ワイヤがないときの  $Q_s$  は  $x/L=0.55\sim 0.65$  の範囲で他の場合に比較して急激に変化し、この領域での剥離

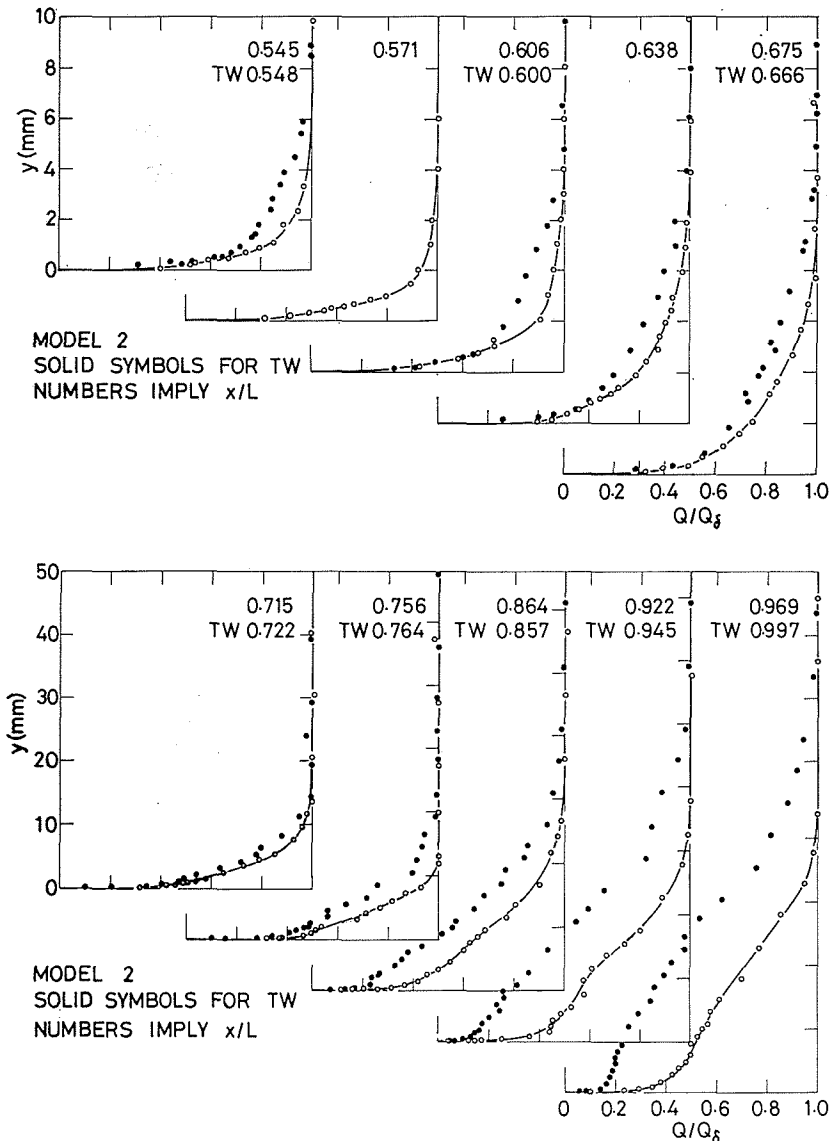


Fig. 7. Development of turbulent boundary layer along model 2. TW implies a tripping wire 0.7 mm diameter attached to the model surface 35 mm downstream of the front stagnation point. Definition of  $Q$ ,  $Q_s$  and  $y$  as in Fig. 6.

泡の有無との関連を示唆している。とくにこの領域においてトリッピング・ワイヤを設置した場合の方が  $Q_s$  が減少していることは注目に値する。Fig. 10, 11 および 12 は M2 に対する境界層厚さ  $\delta$ 、排除厚さ  $\delta^*$ 、運動量厚さ  $\delta^{**}$  の下流方向への変化過程を示す。ここに

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{Q}{Q_s}\right) dn \quad (1)$$

$$\delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{Q}{Q_s} \left(1 - \frac{Q}{Q_s}\right) dn \quad (2)$$

であって、 $n$  は模型表面に垂直な方向の長さを表わす。なお、Fig. 11 には模型表面の曲率を含めた形で定義される排除厚さ

$$\delta_{ax}^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{Q}{Q_s}\right) \frac{r}{r_0} dn \quad (3)$$

の分布もあわせて示してある。ここに、 $r_0$  は模型表面の曲率半径、 $r$  は模型表面の接線と中心軸とのなす角を  $\theta$  とするとき  $r = r_0 + n \cos \theta$  である。トリッピング・ワイヤによる円錐部での境界層厚さの増大が他の部分に比較して著しい。また、 $\delta/r_0$  および  $\delta^*/r_0$  の値は円錐部後半において 1 に比較してきわめて大きいから、境界層特性におよぼす曲率の影響が顕著となる。 $r_0$  に比較して境界層厚さが小さい領域では  $\delta^*$  と  $\delta_{ax}^*$  とはほぼ同一であるが、円錐部後半では両者の間に大きな差が生ずる。物理的な見地からすれば表面曲率の影響を含めて排除厚さおよび運動量厚さを定めるのが合理的であるが、運動量積分法を用いる近似解法によって  $r_0$  に比較して厚い乱流境界層を取り扱う場合にはこのような定義が必ずしも最適であるとは限らない。例えば  $1/r_0$  がきわめて大きくなる円錐の端部付近においては  $\delta_{ax}^*$  の値が境界層厚さ  $\delta$  よりも大きくなることありうる<sup>2)</sup>。Fig. 13 に M1 および M2 に対する形状係数  $H = (\delta^*/\delta^{**})$  の変化を示す。トリッピング・ワイヤがないときの M1 の  $x/L = 0.57 \sim 0.70$  の範囲における  $H$  の分布は他の場合とは大幅に異なっており、前述の剥離泡の形成に対応している。すなわち剥離泡の発生とこれに伴う境界層の遷移によって排除厚さ  $\delta^*$  は大幅に増大するが、運動量厚さ  $\delta^{**}$  の増加は小さいから、この領域における形状係数が増加するのである。

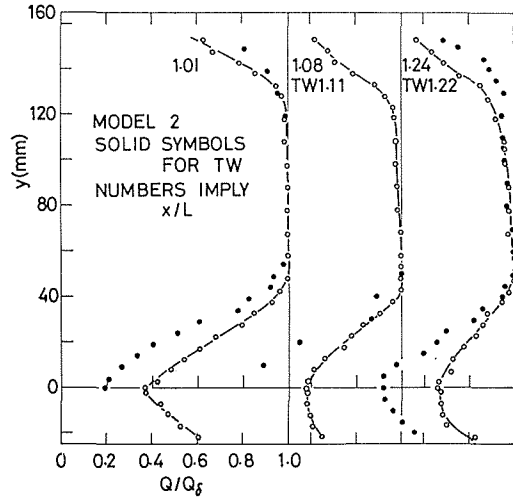


Fig. 8. Velocity profile in the near wake of model 2.  $y$  is normal distance from the axis of the hub. Definition of  $Q$  and  $Q_s$  as in Fig. 6.

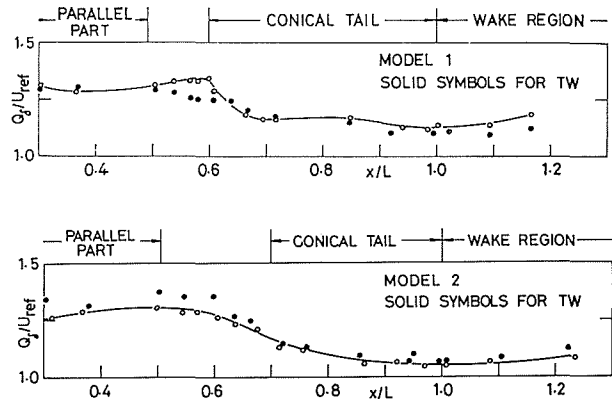


Fig. 9. Variation of outer-edge velocity of boundary layer along the model surface.

$U_{ref}$  = mainstream velocity 325 mm upstream of the front stagnation point.  $Q_s$  as in Fig. 6.



円錐部後半における  $\delta/r_0$  の大きな軸対称乱流境界層による粘性せん断応力を正確に求めることは困難である。Patel<sup>5)</sup> の運動量積分式を用いた近似解法においても、二次元乱流境界層に対する Thompson<sup>6)</sup> の実験式が表面曲率の影響を形式的に含めた形で使用されているにとどまる。非平衡状態にある厚い軸対称乱流境界層の速度分布に対する壁法則、あるいは局所摩擦応力に対する実験式などはいまだに明確にされていない。しかし、Patel ら<sup>2)</sup> がプレストン管を用いて測定した円錐部での局所摩擦応力分布は、二次元乱流境界層に対する Clauser チャートおよび Thompson の実験式から求められるものと比較的よく一致する。したがって、二次元乱流境界層

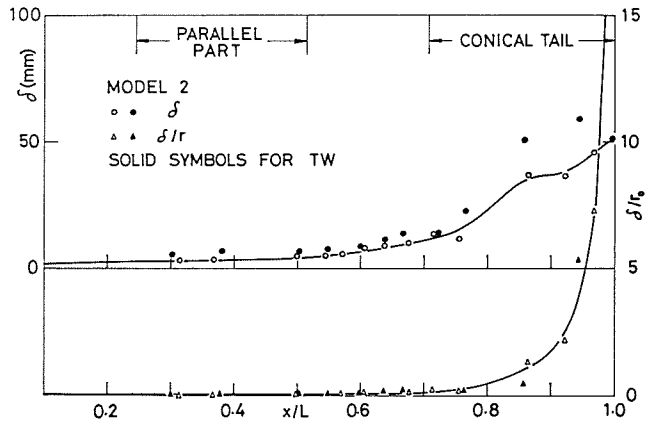


Fig. 10. Variation of boundary-layer thickness on model 2.

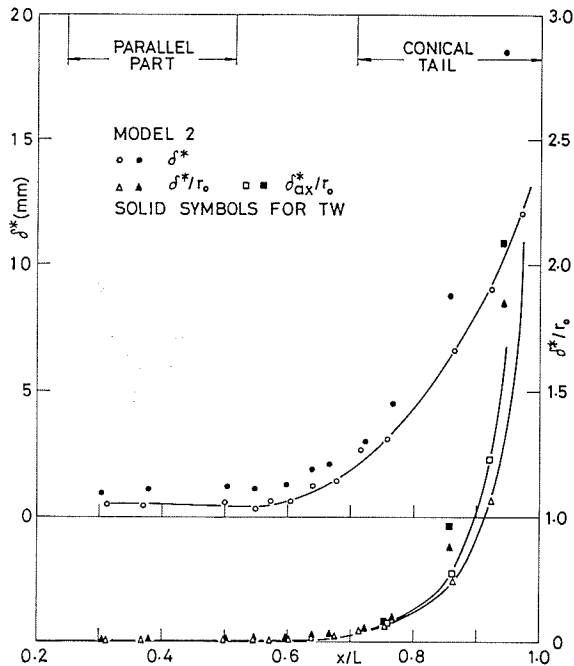


Fig. 11. Variation of displacement thicknesses  $\delta^*$  and  $\delta^*_{ax}$  of boundary layer along model 2.  $\delta^*_{ax}$  includes the effect of transverse curvature of the model (see Eq. (3)).  $r_0$  = radius of transverse curvature of the model.

についてこれらと同等の精度をもつ Ludwig-Tillmann の経験式：

$$C_f = 0.246 \times 10^{-0.678H} \times \left( \frac{U_\delta \delta^{**}}{\nu} \right)^{-0.268} \quad (4)$$

を用いて局所摩擦応力  $C_f$  を計算しても過大な誤差が含まれることはないと思われる。 $C_f$  に対する計算結果を Fig. 14 に示してある。M1 において  $x/L=0.6$  の付近で剥離泡が存在するから、この近傍に  $C_f < 0$  となる領域がなければならない。しかし、この領域における速度分布の測定精度がわるく、 $H$  および  $\delta^{**}$  の正確な評価が困難なことおよび式 (4) が剥離泡のある領域では適用できないことなどのために、剥離泡が存在するはずの領域においても  $C_f < 0$  となっていない。

模型の円筒部から円錐部にいたる平均流のパターンを見やすい形とするために、この領域における流れ分布を求めた。模型表面から垂直に  $n$  軸をとり、表面に平行な方向における速度成分を  $u$  とすれば、流れ関数  $\psi$  は

$$\begin{aligned} \psi &= \int_0^n u r dn \\ &= \int_0^n u (r_0 + n \cos \theta) dn \quad (5) \end{aligned}$$

で定義できる。いうまでもなく、 $dn$  の部分を通過する流量は  $2\pi (d\psi/dn) dn$  で与えられる。本実験においては速度ベクトルの絶対値が求められているだけであるから、まず実測された速度を  $u$  と仮定して式 (5) を用いて近似的流れ分布を求める。これらの流れの傾斜角から模型表面に対する接線方向の速度成分を求め、式 (1) によってさらに流れ分布を定める。この操作を流れ分布が変化しなくなるまで反復する。Fig. 15 はこのようにして求められた流れ分布を示す。ただし、図中の  $\psi$  は  $x=200$  mm の位置における境界層内の流量  $C$  を基準として  $C/(2\pi)$  によって無次元化されている。Fig. 15 には境界層厚さの変化もあわせて示してある。M1 では境界層外縁がほぼ流れと一致するのに対し、M2 では流れと交差しているから、境界層内への外部流体のとりこみは後者の方が顕著であることがわかる。

境界層内の乱れの分布を Fig. 16 および Fig. 17 に示す。本実験で測定された乱れは平均速度ベクトル方向の乱れであって、円錐部後半においては模型の表面に沿う方向の成分とは一般に

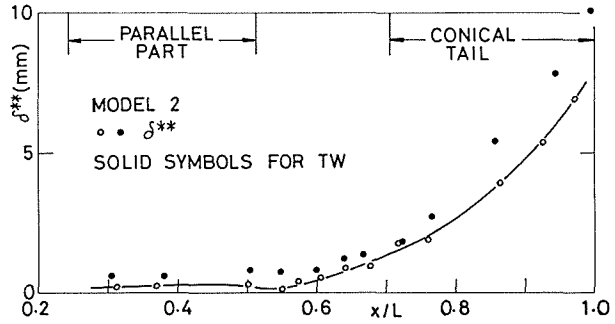


Fig. 12. Variation of momentum thickness  $\delta^{**}$  of boundary layer along model 2. See Eq. (2).

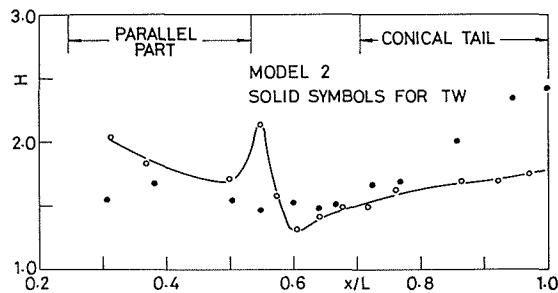
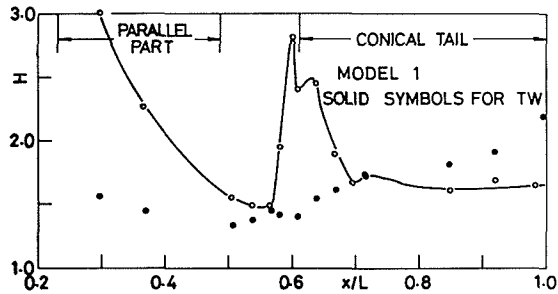


Fig. 13. Variation of shape factor  $H (= \delta^*/\delta^{**})$ .

一致しない。そのため、乱れの実効値についてとくに $\sqrt{q'^2}$ の記号を用いている。模型の円筒部および円錐部前半における乱れの分布は、二次元乱流境界層のそれと大差ないが、円錐部の後半では乱れの最大値が模型表面からかなり離れた位置に現われている。トリッピング・ワイアを取り付けたとき、円錐の後縁付近での表面近くの乱れが著るしく小さくなることは注目に値する。同様の傾向が Patel ら<sup>2)</sup>の測定結果においても認められる。

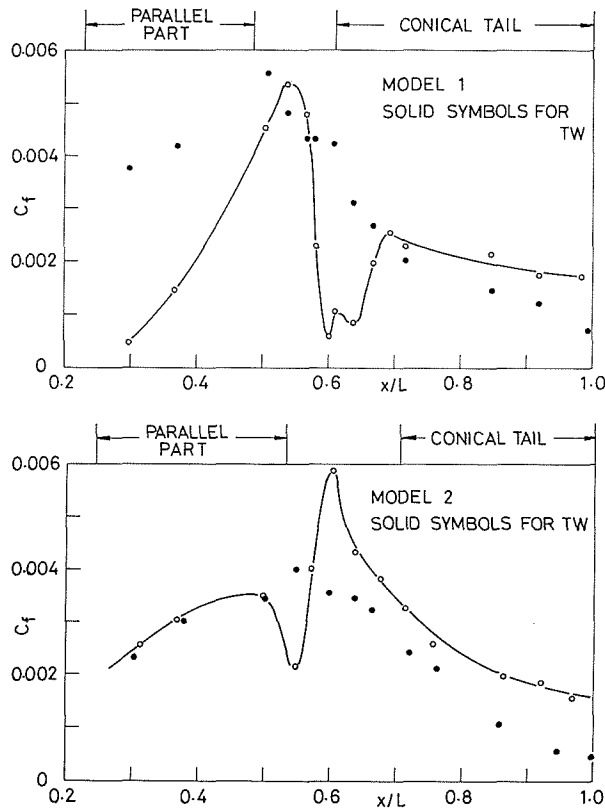


Fig. 14. Variation of shear-stress coefficient  $c_f$ .  $c_f$  is defined as the shear stress divided by the dynamic pressure at the outer edge of boundary layer.

### 3.4 円錐部におけるディフューザ有効度

ハブ後半の円錐部はディフューザを構成しているのので、その有効度（圧力回復効率）を求めておく。ディフューザ入口における平均流速を  $V_1$ 、断面積を  $A_1$ 、圧力を  $p_1$ 、出口における断面積を  $A_2$ 、圧力を  $p_2$  とすれば、圧力回復係数  $C_p$  および有効度  $\varepsilon$  は次式によって定義される：

$$C_p = (p_2 - p_1) / \left( \frac{1}{2} \rho V_1^2 \right) \quad (6)$$

$$\varepsilon = C_p / \{1 - (A_1^2 / A_2^2)\} \quad (7)$$

ディフューザ入口としてハブの円筒部の終端（M1, M2ともに先端から335 mmの位置）をとりディフューザ出口は円錐部後縁とした。静圧は入口および出口断面において一定ではないので、対応する位置でのハブ表面およびダクト壁面における静圧の平均値をもって  $\varepsilon$  を算定してある。有効度はトリッピング・ワイアの有無にかかわらず、M1では0.82、M2では0.88であり、これ

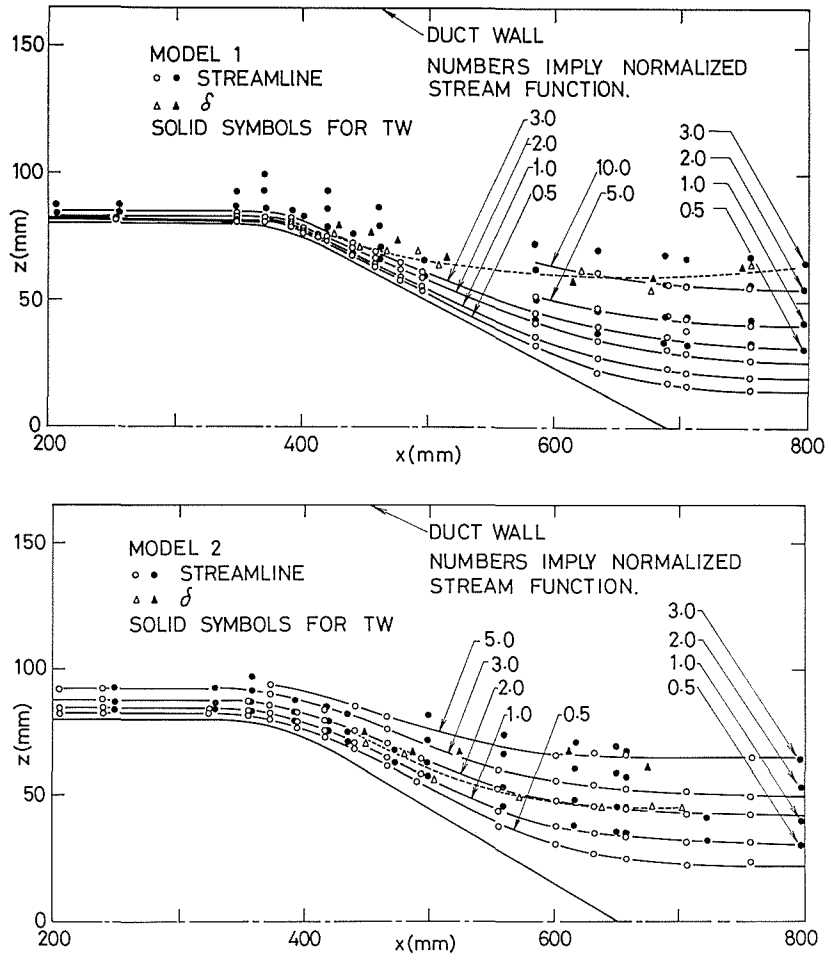


Fig. 15. Flow patterns in the conical tail of the model. Stream function is defined by Eq. (5). Numbers in figures imply the value of stream function divided by  $C/(2\pi)$ , where  $C$  is the flow rate within the boundary layer at  $x=200$  mm.

に対応する圧力回復係数はそれぞれ  $C_p=0.34$  (M1) および  $0.36$  (M2) である。

ディフューザの有効度は、入口における境界層の排除厚さによって影響されることはよく知られている。 $\varepsilon$  と排除厚さとの関係を系統的に明らかにするために、 $x=245$  mm の位置にリングを取り付けその高さを  $0.5\sim 5$  mm の範囲に変化させて  $\varepsilon$  の変化を調べた。 $\varepsilon$  をディフューザ入口における排除厚さの関数として実験結果を Fig. 18 にまとめて示してあるが、 $\delta^*/R \leq 0.02$  であれば、 $\varepsilon$  は  $\delta^*$  の影響を受けないことがわかる。M1の方がM2よりも広がり角が小さいにもかかわらず有効度が小さいのは、ディフューザ部分の長さの増加による摩擦損失の増大にもとづくものである。なお、前述の圧力回復係数の値は、円錐面をもつ環状ディフューザについて求められている数値とよく一致している<sup>7)</sup>。また、ハブ全体の抵抗係数に対する実験結果によれば、円錐部の長さとの比が2.0のとき抵抗係数が最小となる。この比の値がM1では1.98、M2では2.22となるから、ハブ全体の抵抗係数としてはM1の方がより小さな値をとる可能性がある。

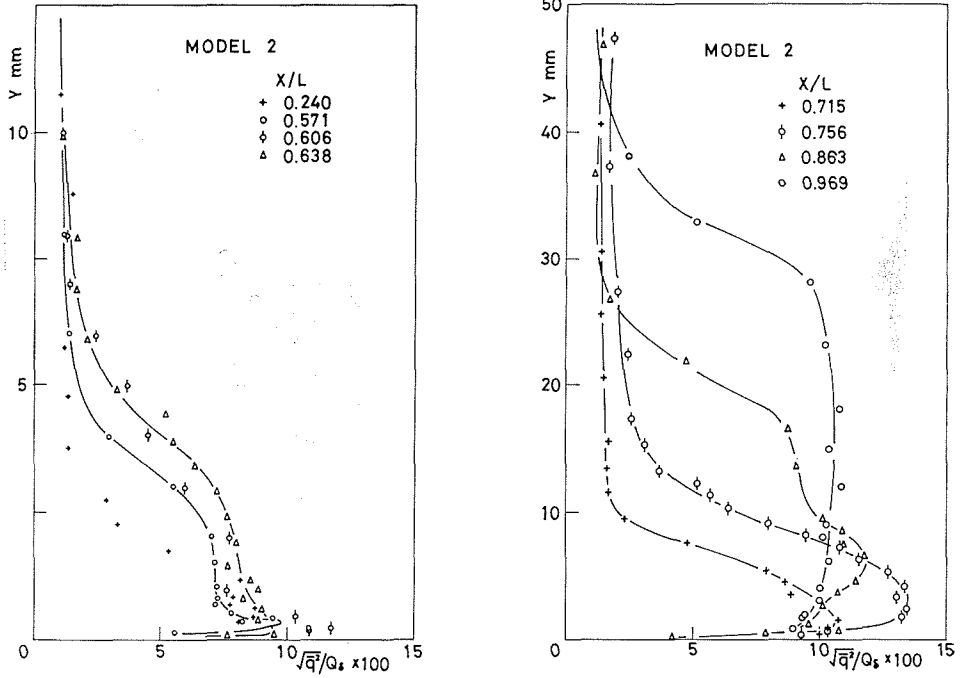


Fig. 16. Distribution of turbulence intensity in boundary layer along model 2 without the tripping wire.  $\sqrt{q^2}$  implies the root-mean-square value of turbulence fluctuation in the direction of total velocity.  $Q_s$  as in Fig. 6.

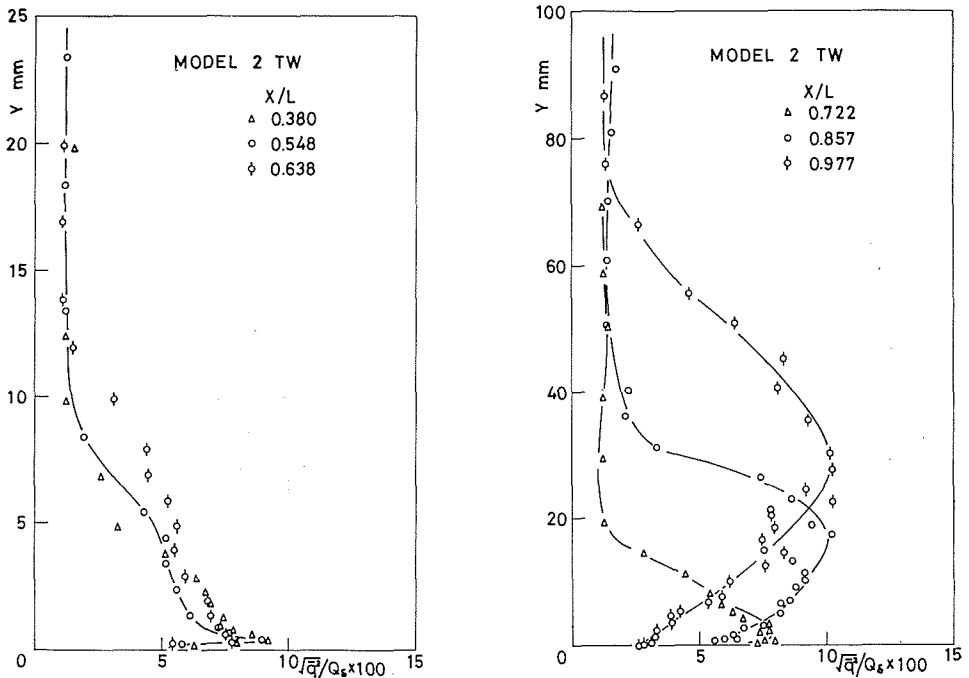


Fig. 17. Distribution of turbulence intensity in boundary layer along model 2 with the tripping wire installed.  $\sqrt{q^2}$  and  $Q_s$  as in Fig. 16.

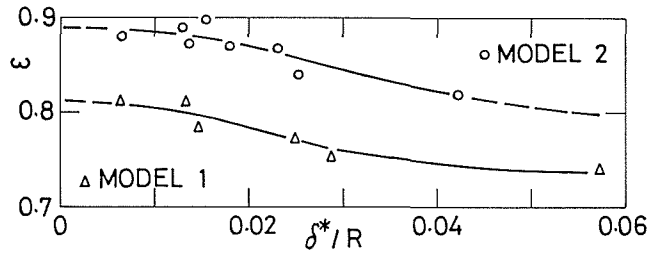


Fig. 18. Variation of pressure-recovery effectiveness in conical part of the models as a function of displacement thickness at the end of parallel part of the models. See Eqs. (6) and (7).

#### 4. 理論解析の試み

これまで述べてきたように、ハブ表面の境界層は流れ方向に急激な正および負の圧力勾配を受けるとともに、表面曲率の変化を伴う非平衡乱流境界層となっているため、これまで明確な計算方式が確立されていない。しかし、ハブ表面の圧力分布および境界層特性を理論的に予測することができれば、適切なハブ形状の設計を行なう上できわめて有効である。本章ではハブ周辺の流れに対する一解析を試み、その適用可能性について検討を加える。

まず、軸対称非圧縮性ポテンシャル流れの仮定のもとにハブ表面の速度分布および圧力分布を算定し、この圧力分布にもとづいてハブ表面に沿う乱流境界層の特性を求める。ハブ先端から表面に沿って  $s$  軸、中心軸方向に  $x$  軸、 $x$  軸と垂直方向に  $r$  軸をとり、表面上の任意の点における単位法線ベクトルを  $n_s$ 、その  $r$  および  $x$  方向の成分を  $n_r$ 、 $n_x$  とする。ハブ表面に渦環を分布させその強さを適当に定めることによってハブ周辺のポテンシャル流れを求めることができる。ハブに  $x$  方向へ  $u_0$  の速度をもつ一様流があたるとき、ハブ表面での境界条件を満足する渦環の強さ  $\gamma(s)$  は次の Fredholm 型第1種積分方程式を満足しなければならない：

$$\int_s \gamma(s') \left\{ V_x(s, s') n_x + V_r(s, s') n_r \right\} ds' = -u_0 n_x \quad (8)$$

ここに、 $V_x(s, s')$  および  $V_r(s, s')$  は  $s'$  の位置にある単位強さの渦環によって  $s$  の位置に誘起される  $x$  および  $r$  方向の速度成分であり、 $s = s(r, x)$ 、 $s' = s'(r', x')$  とするとき

$$V_x = (4\pi)^{-1} \left\{ (x-x')^2 + (r+r')^2 \right\}^{-1/2} \left\{ \left( \frac{r+r'}{r} k^2 - 2 \right) \frac{E_k}{1-k^2} + 2K_k \right\} \quad (9a)$$

$$V_r = (4\pi r)^{-1} \left\{ (x-x')^2 + (r+r')^2 \right\}^{-1/2} \left( \frac{2-k^2}{1-k^2} E_k - 2K_k \right) \quad (9b)$$

$$k^2 = 4rr' \left\{ (x-x')^2 + (r+r')^2 \right\}^{-1/2} \quad (9c)$$

で与えられる。ここに、 $K_k$  および  $E_k$  はそれぞれ  $k$  を母数とする第1種および第2種完全楕円積分である。式(8)はスプライン・フィット法を適用して数値的に解くことができる<sup>8)</sup>。スプライン・フィット法を適用して式(8)の積分を数値的に実行するとき、 $s = s'$  の点で被積分関数の特異性が現われることがこの解法における問題点の一つであるが、本計算では被積分関数の特異点での挙動を調べ、ここでの積分を解析的に実行する方法を採用した。山口ら<sup>8)</sup>は特異積分を数値的な外挿によって求めているが、基本的な例として一様流中にある球の表面での速度分布を計算してみたところ、本計算方式の方が山口らによるものよりも厳密解に近い結果を与えることがわかった。

Fig. 19 は理論的に計算された M1 表面の圧力分布を実験結果と比較して示したものである。理論と実験との全般的な一致は良好であるが実験結果にみられる  $x/L=0.45$  の近傍での圧力係数の極大値が理論曲線では現われていない。この部分は表面曲率の急変部に対応していることから、表面形状を座標におきかえる際に曲率変化を正確に表現できなかったためと思われる。ハブの後縁は尖点であるため理論計算では特異点になる。この困難をさける目的で後縁近傍を適当な半径の球面でおきかえたため後縁がよどみ点となり圧力係数が 1 にまで回復している。その結果として円錐部後半における理論と実験の差違が大きくなる。理論圧力分布を用いてハブ表面での乱流境界層特性を Patel<sup>5)</sup> の計算方式によって求めた結果を Fig. 20 に示してある。計算は M1 でトリッピング・ワイヤのある場合を対象とし、 $x/L=0.22$  の位置における乱流境界層に対する実験値を初期値として採用した。境界層厚さについては  $x/L=0.8$  付近まで理論と実験とのよい一致がみられるが、局所摩擦係数および形状係数については  $x/L \leq 0.6$  の範囲ではほぼ満足すべき結果を得るにすぎない。ただし、境界層計算の前提となるハブ表面の圧力分布として実測値を採用すれば、円錐部後半についても妥当な境界層特性を求めうる可能性がある。これらの理論計算結果から、境界層および後流による排除効果を計算過程に含めなければ、円錐部後半における圧力分布および境界層特性を精度よく求めることができないことがわかる。排除効果を含めた計算方式の確立は今後の重要な研究課題である。

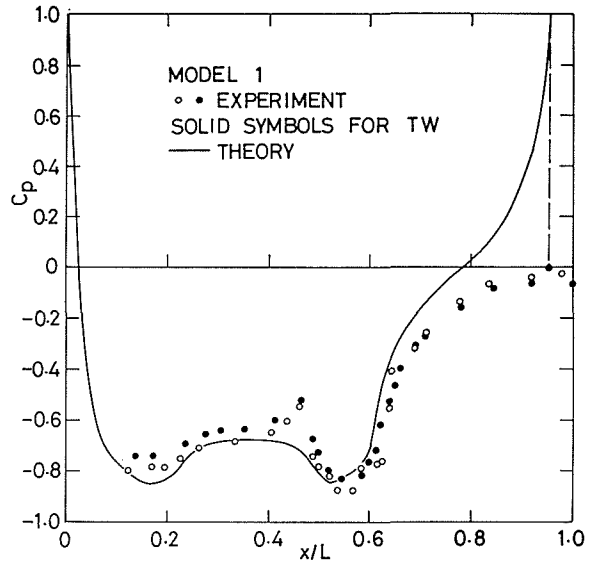


Fig. 19. Comparison between theory and experiment for pressure distribution along the surface of model 1.

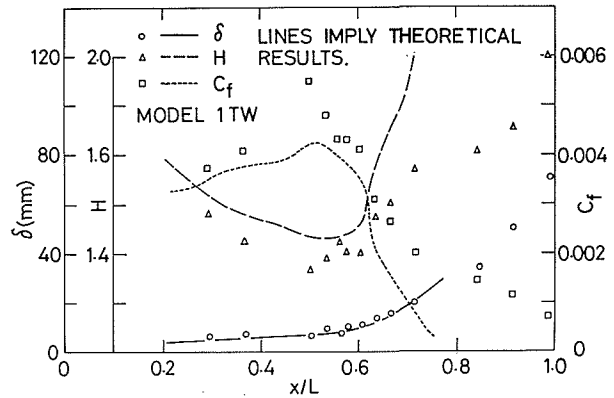


Fig. 20. Comparison between theory and experiment for turbulent boundary layer characteristics in the case of model 1 with the tripping wire installed.

## 5. 結 言

本論文では、軸流ターボ機械のハブ周辺の流れを解明することを目的として、ハブおよび円管ダクト表面の圧力分布、ハブ表面での軸対称乱流境界層の平均流および乱流特性、ハブ周辺の流線パターンおよびハブ後半の円錐部におけるディフューザ有効度を実験的に求めた。これらの

実験結果によって、ハブによる流体のエネルギー損失に重要な寄与をなす円錐部での流動特性を明確に理解することができる。また、ハブ表面での圧力分布を求めるための軸対称ポテンシャル流れの解析を行ない、円錐部後半を除けば実験と比較的よく一致する結果の得られることを示した。理論圧力分布を用いて計算されたハブ表面の乱流境界層特性は、円錐部後半より上流側の領域において実験とよい一致をみた。最後に、円錐部後半での流動特性をより正確に求めるための理論計算の改良方向を示唆した。

本研究における実験装置の製作について援助を受けた山崎輝夫、山保敏幸両技官に謝意を表す。また、本研究は文部省科学研究費（総合研究 A）の援助を受けて行なわれたものであることを付記する。

#### 文 献

- 1) 古屋・中村・川地：日本機械学会論文集, 32 (昭41), 234, p. 257.
- 2) Patel, V. C., Nakayama, A. and Damian, R.: J. Fluid Mech., 63 (1974), 2, p. 345.
- 3) 生井：送風機と圧縮機 (昭35), p. 232, 朝倉書店.
- 4) Coles, D.: J. Fluid Mech., 1 (1956), 1, p. 191.
- 5) Patel, V. C.: Aeron. Quart., 25 (1974), 1, p. 47.
- 6) Thompson, B. G. J.: ARC R & M 3463 (1965).
- 7) 妹尾：内部流れ学と流体機械 (昭48), p. 65, 養賢堂.
- 8) 山口・井上・生井：日本機械学会論文集, 43 (昭52), 372, p. 2993.