

# 周期的後流による平板境界層の遷移に関する研究 (熱線流速計による境界層計測)

岩手大学工学部 船崎 健一  
〃 大学院 北澤 貴

## Abstract

Detailed measurements by use of a hot-wire anemometry are performed about boundary layers on a flat plate that is subjected to incident periodic wakes. The objective of this study is to examine whether the velocity fluctuation associated with the wake passage, so-called negative jet, might have any effects on the wake-induced boundary layer transition. A spoked-wheel type wake-generator is used to generate periodic wakes coming from upstream blades in turbomachines. Directions of the negative jet with respect to the plate surface can be changed by changing the direction of rotation of the wake-generator. A noticeable difference in time-resolved transitional behavior then appears due to the change in the rotation direction. In the case of the normal rotation of the wake-generator where the negative jet is directed toward the plate surface, wake-induced turbulent regions occurs quickly in the boundary layer beneath the wake. On the contrary, in the case of the reverse rotation where the negative jet is direction away from the plate surface, wake-induced turbulent regions do not appear until the wake moves far downstream from the leading edge. Effects of the direction of the negative jet upon the boundary layer are also confirmed by checking the boundary layer characteristics, i. e., shape factor. In general, the negative jet associated with the normal rotation case tends to cause earlier transition than that in the reverse rotation case does.

## 1. 緒言

著者らは、ガスタービン内のタービン翼表面の境界層遷移に影響を与える種々の因子、特に、周期的後流と主流乱れについて研究を行い、境界層遷移モデルを提唱した。これらの研究では、回転する円盤外周に取り付けられた円柱が流れを横切るタイプの後流発生器 (spoked-wheel-type wake generator) を用い、これにより発生する後流が供試平板表面に相対的に衝突する方向に円盤を回転することにより、タービン翼背面の境界層の状態をシミュレートしていた。一方、著者らは、この円盤の回転方向を逆方向に回転すると (この場合の供試平板表面は圧縮機背面に相当する)、同じ供試平板表面での熱伝達率が正回転の場合と比べかなり低下し、周期的後流による境界層の遷移が遅れることを確認した<sup>(1)</sup>。そして、この現象には、後流通過に伴う局所的な速度変化が関与している可能性を、時間的加速パラメータ (temporal acceleration parameter) を導入する事で示した<sup>(2)</sup>。以上のように、周期的後流が境界層遷移に及ぼす影響の程度が、タービン翼と圧縮機翼とで異なる可能性がある、というのが著者らの見解であるが、このことは圧縮機翼の境界層遷移の予測や、その性能予測にとり重要な意味を持つため、その妥当性をさらに議論するには、同一流動条件で後流発生器の回転方向を変えた場合の境界層の詳細な計測データが不可欠である。

今回の研究では、正回転、および逆回転する後流発生器からの周期的後流の影響を受ける平板境界層をI型熱線プローブを使用して計測し、そのデータから境界層の非定常および時間平均特性 (形状係数など) を算出した。また、ほぼ一定の圧力勾配 (加速流) 下での計測も行い、圧力勾配が平板境界層の強制遷移に与える影響も調べた。

(平成7年6月23日原稿受付)

2. 実験方法

2.1 実験装置

図1に実験装置の概観を示す<sup>(2)</sup>。図2には、供試平板及び熱線プローブによる計測状況を示す。供試平板はアクリル製で、全長1000mm、幅200mm、厚み10mmで、先端には角度20°のエッジがついている。測定面側の平板中心線をはさんで千鳥状に、圧力分布を計測するための静圧孔が設

けられている。この供試平板は全長1500mm、流路断面300mm(高さ)×200mm(幅)の供試ダクト内に収納されている。供試ダクト自身は直接には収縮ノズルに接続されておらず、ダクト先端から境界層が発達するため、供試ダクト内に発生する境界層の排除効果による流れの加速は十分小さいものと考えられる。境界層計測は単線熱線プローブを用いて行われる。熱線プローブ先端の位

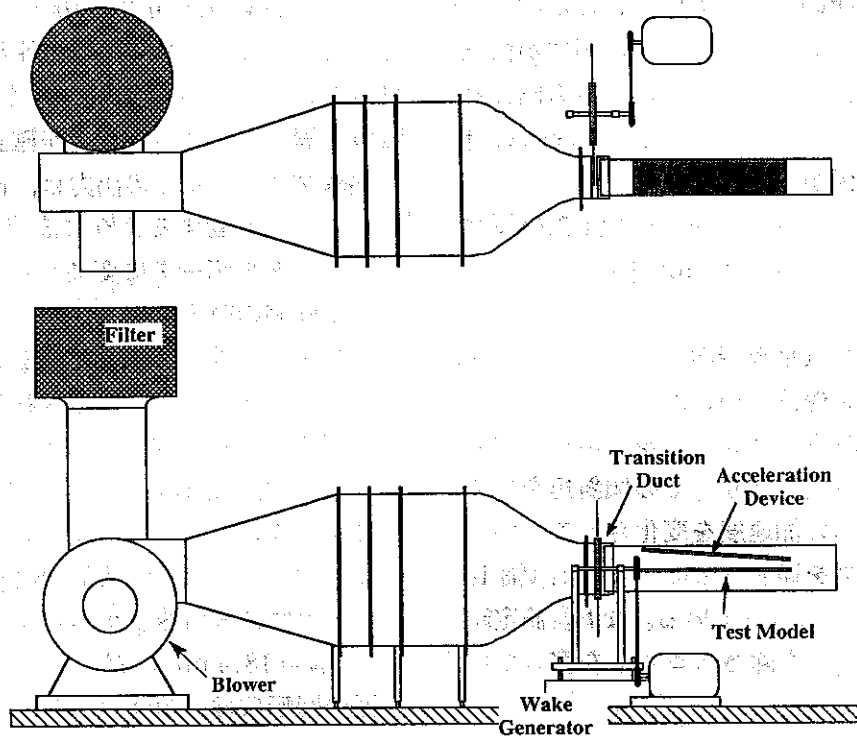


図1 実験装置概観

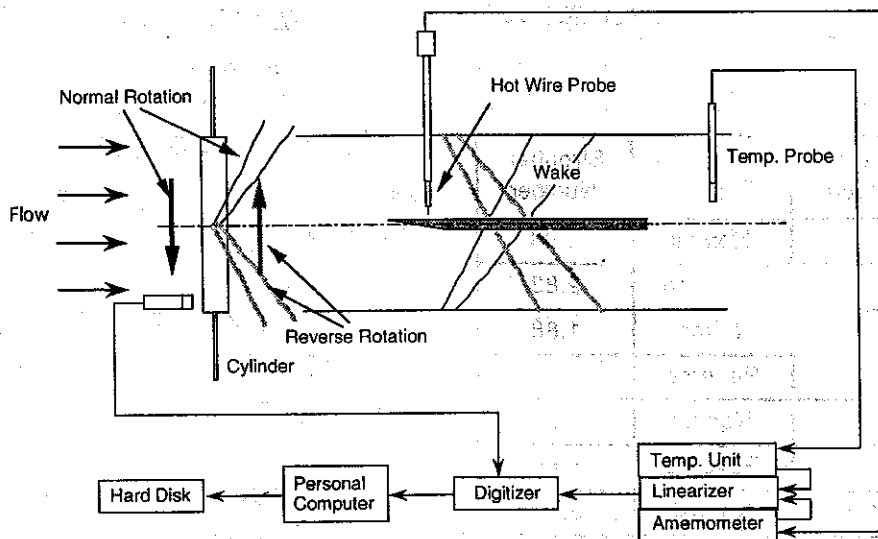


図2 計測システム

置決めには、二軸制御トラバース装置を用い、トラバース装置を水平方向に移動することで、流れ方向数カ所での境界層計測を行う。なお、計測部での主流乱れは約0.5%である。

後流発生器は、直径400mmの円盤の外周に長さ250mm、直径5mmのステンレス棒を取り付けたもので、変速機付きのモータで回転させる構造になっている。円盤の回転軸を供試平板と同一水平面上に置くことにより、供試平板表面に影響を与える後流が平板のスパン方向にはほぼ同時に作用する。後流発生器の回転方向を、円柱が供試平板の計測面方向に接近または遠ざかる方向に移動するように変えることにより、後流と平板の計測対象表面との関係が、(1)タービン翼背面(これを正回転 normal rotation と呼ぶ) (2)圧縮機翼背面(これを逆回転 reverse rotation と呼ぶ)、の状態になる。

供試ダクトの上面(平板表面との対向面)には、流れ方向への加速を得るための傾斜板(全長1000mm、幅200mm、厚み6mmのアルミニウム製の平板)が取り付け可能であり、その傾斜角を変えることで流れ方向への加速度を変化させる。傾斜板には熱線プローブを通すためのスロット(幅10mm)が長手方向に設けられている。なお、測定時には、プローブ挿入部を除きスロットを塞いでいる。

## 2.2 計測方法

各計測点における熱線プローブトラバースの原点設定は、プローブ先端を目視で確認しながら十分に平板表面に近づけ、ほぼ接触したと思われる

位置を原点としている。しかし、平板前縁近傍では、入口レイノルズ数が高いこともあり、境界層厚みはかなり薄いため、原点設定の際の誤差が境界層特性の評価に大きく影響することが考えられる。そこで、平板前縁近傍では、上で述べた原点を仮の原点とし、実際に計測した定常流の速度データを基に原点位置を補正している。計測点は、流れ方向  $x/L=0.05\sim0.7$  の範囲に合計11点の場所を設定し、それぞれの場所において、高さ方向に20点 ( $y/L=0.2\times 10^{-3}\sim0.01$  の範囲) である。このようにして得られた平板前縁での定常速度分布は、Blasius 相似解とよく一致しており、層流境界層になっていることが確認された。

熱線プローブからの出力は、後流発生器の回転に同期して作動するように設定したA/D変換器でデジタルデータに変換される。1点の計測点毎に100個の時系列データ(1個のサイズはサンプリング周波数50KHzで2Kワード)が取得され、ハードディスクに転送される。

## 2.3 実験条件

平板入口速度  $U_{in}$  は20m/sに固定する。このとき入口レイノルズ数は  $Re_L = U_{in}L/\nu = 1.33\times 10^6$  である。ただし、加速装置を装着した際に、所定値に入口速度が達しなかった場合があった ( $U_{in}=18.4$  m/s,  $Re_L=1.22\times 10^6$ )。後流発生器の回転数は1130rpm、円柱本数は2,3および6本である。実験条件を表1に示す。ここで、後流通過ストローハル数  $S$ 、加速度パラメータ  $K$  は次式で与えられる。

$$S = fL / U_{in} = (nn_c / 60) L / U_{in} \quad (1)$$

$$K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU_e}{dx} \quad (2)$$

周期的後流による境界層の遷移開始が自然遷移開始点よりも上流に位置することから<sup>(3)</sup>、本研究での計測対象範囲は、平板前縁付近から数百mm下流までである。この場合、実機への応用の立場から入口レイノルズ数を比較的高く設定しているため、境界層が非常に薄く、前縁近傍 ( $x/L=0.0\sim0.3$ ) でのデータはかなり大きな不確かさを含む。

## 3. 実験結果

### 3.1 データ処理

熱線プローブからの速度データ  $v_i(t_j)$  ( $j=1,$

表1 実験条件

case	Acceleration Parameter	Direction of Rotation	Strouhal Number
1	0	Normal	2.83
2	0	Reverse	2.83
3	0	Normal	1.88
4	0	Reverse	1.88
5	0	Normal	5.65
6	0	Reverse	5.65
7	$0.45\times 10^{-6}$	Normal	3.07
8	$0.45\times 10^{-6}$	Reverse	3.07

…，2048) から，各計測点でのアンサンブル平均速度  $\bar{v}(t_j)$  及び乱れ度  $Tu(t_j)$  は次式で計算される。

$$\bar{v}(t_j) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k v_i(t_j) \quad (3)$$

$$Tu(t_j) = \sqrt{\frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k [v_i(t_j) - \bar{v}(t_j)]^2} / U_\infty \quad (4)$$

また，アンサンブル平均速度から，各瞬間での境界層に関する各特性値（排除厚さ，運動量厚さ，エネルギー散逸厚さ）を算出する。

$$\delta_1(t_j) = \int_0^{\delta(t_j)} \left(1 - \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)}\right) dy \quad (5)$$

$$\delta_2(t_j) = \int_0^{\delta(t_j)} \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)} \left(1 - \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)}\right) dy \quad (6)$$

$$\delta_3(t_j) = \int_0^{\delta(t_j)} \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)} \left(1 - \left(\frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)}\right)^2\right) dy \quad (7)$$

非定常流における境界層では，その厚みや境界層外縁速度を定常流の場合と同じようには定義できない。そこで，本研究では，計測範囲内 ( $y/L = 0.2 \times 10^{-3} \sim 0.01$ ) における最大速度を境界層外縁速度  $U_e(t_j)$  とし，これが観測された位置を境界層厚み  $\delta(t_j)$  と定義する。また，形状係数は

$$H_{12}(t_j) = \delta_1(t_j) / \delta_2(t_j) \quad (8)$$

で算出する。

### 3.2 後流モデル

周期的後流による境界層の強制遷移の過程を観測する際に，後流自身の乱れと後流によって誘発された乱れとを分離することは容易ではない。そこで，後流の乱れ度を表す式（後流モデル）を導入して，両者の識別を試みる。

船崎らは，円柱からの後流内の乱れ度分布を次のようにモデル化した<sup>(4)</sup>。

$$Tu(t) = \max \left[ Tu_b, Tu_{\max} \exp\left(-\ln 2 \left(\frac{t}{\tau_{1/2}}\right)^2\right) \right] \quad (9)$$

ここで，

$$\begin{aligned} \tau_{1/2} &= \frac{1.5b_{1/2}}{U_m \cos \lambda_m} \\ b_{1/2} &= 0.308 \sqrt{C_d d(x+l)} / \cos \lambda_m, \\ \cos \lambda_m &= \tan^{-1}(U_{in} / U_m) \end{aligned} \quad (10)$$

これを基に，任意の計測点  $x$  における乱れ度の時間変化を，乱流パッチ（後流通過により誘発された乱れの領域，後流自身を含む）の移動を考慮して次式の様に表す。

$$Tu(x,t) = \max \left[ Tu_b, Tu_{\max} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\ln 2 \left( \frac{t - \left( t_0 + \frac{x - x_0}{\beta_F U_{in}} \right)}{\tau_{1/2}} \right)^2 \right\} \right] \quad (11)$$

ここで， $\beta_F$  は，乱流パッチ前縁の伝播速度と  $U_{in}$  との比を表す。また， $x_0, t_0$  は，式(9)と平板前縁近傍での乱れ度の波形が一致するように決定される。

### 3.3 非定常乱れ度分布

図3, 4には，壁近傍 ( $y/L = 0.0002$  及び  $y/L = 0.010$ ) における乱れ度分布の変化および式(11)で与えられる後流モデルを，正回転，逆回転それぞれについて示す。正回転の場合，平板前縁近傍  $x/L = 0.05$  の乱れ度は後流モデルとほぼ一致しているが（壁から離れた  $y/L = 0.010$  でのデータ参照），僅かながらモデルよりも乱れの持続時間が長く，後流の下で乱流スポット群が発生しているものと思われる。 $x/L = 0.20$  で計測された壁近傍の乱れ度は，後流モデルよりも乱流状態の持続時間が長くなっており，境界層内での乱流スポット群の成長が確認される。一方，逆回転の場合，平板前縁近傍の乱れ度は後流モデルと一致しており，乱流スポット群の発生は確認できないが，下流側  $x/L = 0.2$  付近でようやくその存在が顕在化してくる。図4（逆回転）で特徴的な点としては，後流も含めた乱れ領域の前縁の伝播速度  $\beta_F U_{in}$  が正回転の場合よりも遅いこと ( $\beta_F = 0.9$ )，下流側に行くにつれ壁から離れた位置での乱れ度の持続時間が短くなっている（後流が細くなっている）ことが挙げられる。このことは図5でより鮮明に表されている。図5では， $x/L = 0.20$  において観測された，平板表面から10 mmまでの乱れ度の時間的変化を示す。正回転と逆回転とで乱れ度の持続時間にかなりの差が見られるが，特に平板表面から離れた位置での乱れ度の持続時間の著しい違いに留意されたい。このような現象は後流内の相対的速度による乱れエネルギーの輸送効果として理解できる。乱れエネルギーの輸送現象は，後流内の相対的速度即ち negative jet によっ

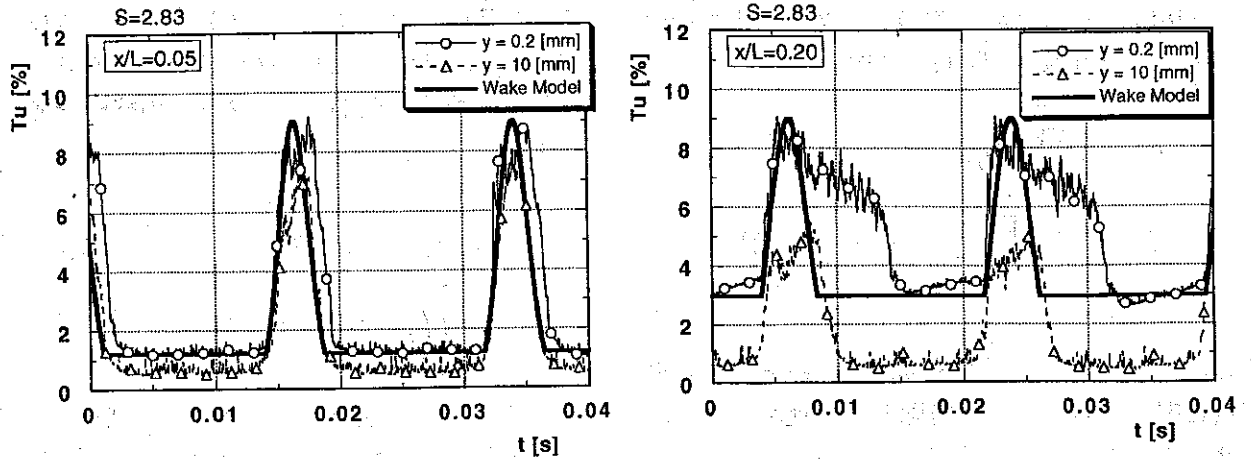


図3 正回転時の壁近傍での乱れ度の時間的変化と後流モデル (左)  $x/L=0.05$  (右)  $x/L=0.20$

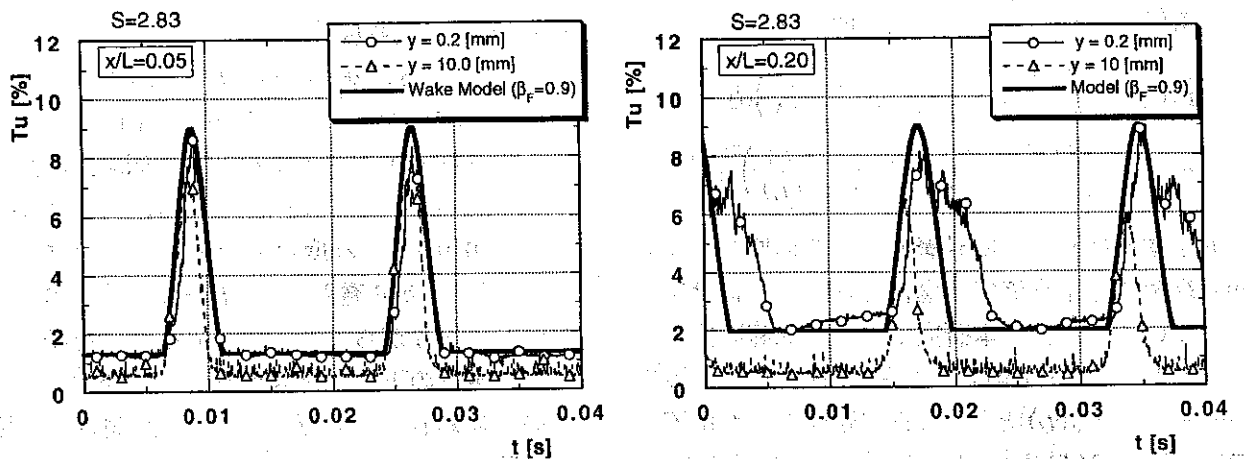


図4 逆回転時の壁近傍での乱れ度の時間的変化と後流モデル (左)  $x/L=0.05$  (右)  $x/L=0.20$

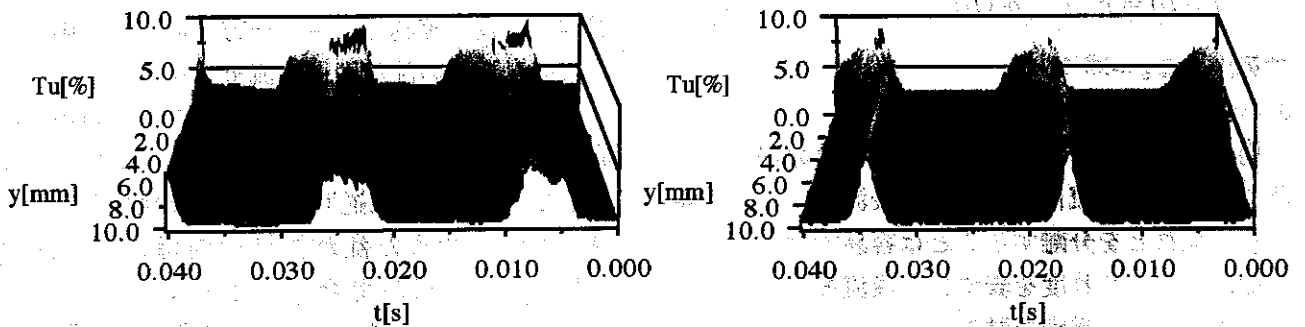


図5 壁近傍での乱れ度の時間的変化  $x/L=0.20$  (左) 正回転 (右) 逆回転

て、乱れエネルギーが翼腹面から翼背面へ運ばれる、とされる現象であり、既に Kerrebrock, Mikolajczak<sup>(5)</sup> や Hodson<sup>(6)</sup> によってその存在が明らかにされている。しかし、境界層の強制遷移との関連で議論されたことはなく、これは今回の研究の知見の一つである。

図6には、 $x/L=0.50$ での乱れ度の時間変化を示す(逆回転)。後流による高乱れ度の部分(W)と後流によって誘発された乱流スポット群(S)による高乱れ度の部分とが分離し始めている状況がわか

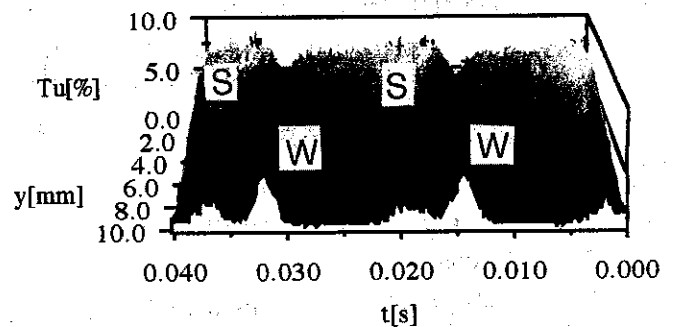


図6 逆回転時の壁近傍での乱れ度の時間的変化  $x/L=0.50$

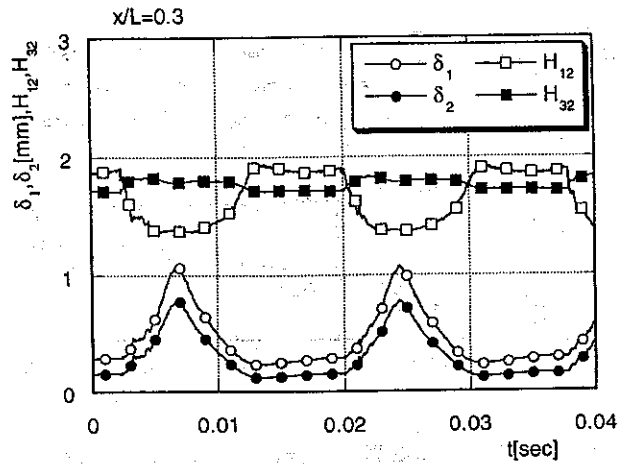
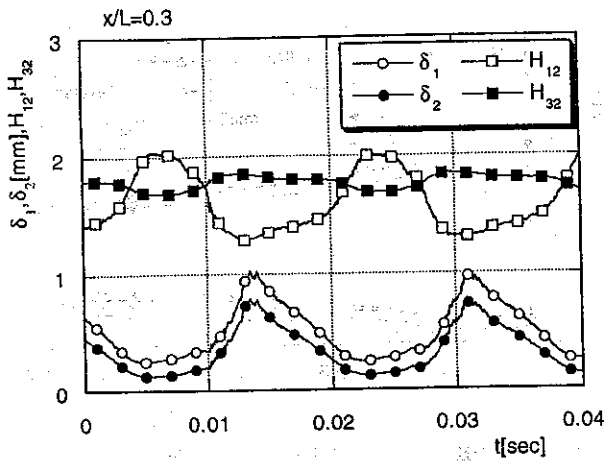


図7 境界層特性の時間的变化  $x/L=0.30$  (左) 正回転 (右) 逆回転

る。この現象は、後流の移動速度と乱流スポット群の移動速度との違いにより鮮明になり、後流による壁面近傍での乱れ度への寄与はさらに小さくなる。このことが、Walkerが圧縮機翼背面で観測した、後流と乱流スポット群との分離現象<sup>(7)</sup>に対応するものと思われる。即ち、Walkerは、圧縮機翼背面で計測した非定常速度分布の結果から、後流による乱れ度の高い領域の出現とそれに続く境界層内の乱れ度の高い領域の出現とにかなりの時間遅れがあることを示し、このことから後流内の乱れ度と乱流スポット群の発生とは直接の関係はない、と主張した。しかし、今回の実験でも明らかになったように、著者をはじめとした多くの研究者の考えの通り、後流内の強い乱れにより境界層内に乱流スポットが発生している。従って、Walkerの実験では、negative jetを移送速度とする後流内の乱れエネルギーの輸送現象により、圧縮機翼背面(本研究での逆回転時に相当)での翼表面近傍乱れ度へ後流自身の寄与が減少し、その結果後流と乱流スポット群とが独立しているように観測されたものと判断できる。

### 3.4 境界層特性

図7に排除厚さ、運動量厚さ、形状係数等の時間的变化を、正回転、逆回転の場合について示す( $x/L=0.30$ )。後流及び発生した乱流スポット群が通過する間は境界層は乱流状態に達し、また排除厚さ、運動量厚さも増加しているが、正回転の方がそれらの時間は長い。図8~10には、時間平均された特性値の流れ方向への変化を示す。平均化すると回転方向による違いは明確ではないが、

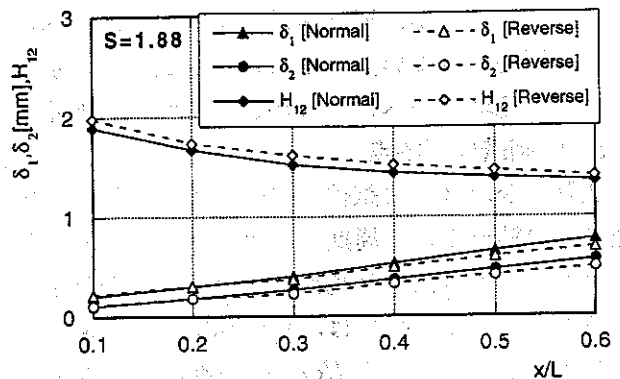


図8 時間平均境界層特性の流れ方向への変化  $S=1.88$

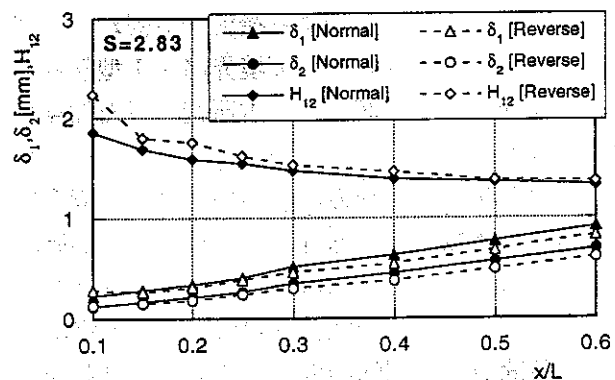


図9 時間平均境界層特性の流れ方向への変化  $S=2.83$

逆回転の方が強制遷移が緩やかに起きていることがわかる。

### 3.5 圧力勾配の効果

図11には、流れ方向に加速が存在するときの、時間平均境界層特性の変化を示す。加速により排除厚さや運動量厚さは、加速のない場合よりも小

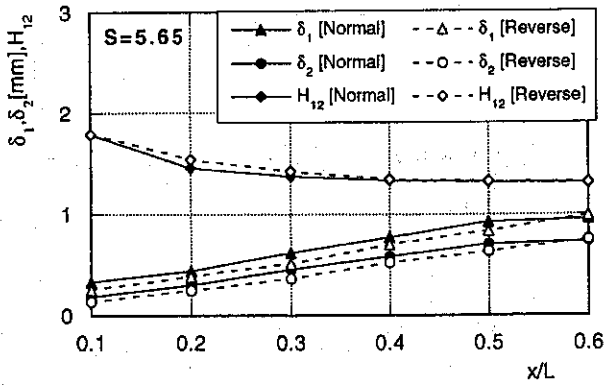


図10 時間平均境界層特性の流れ方向への変化  
S = 5.65

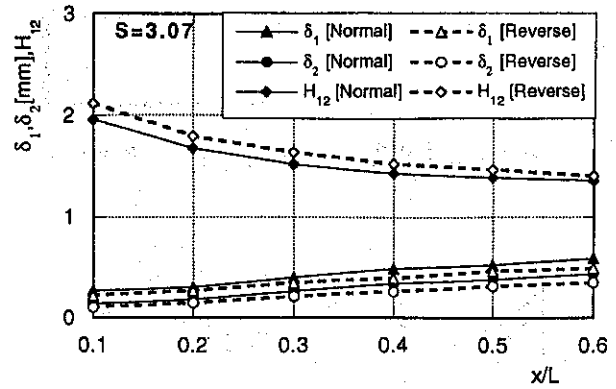


図11 加速場での時間平均境界層特性の流れ方向への変化 S = 3.07

さくなっているが、形状係数に関しては、加速の効果は鮮明ではない。しかし、全般的には、加速により乱流境界層への遷移が遅れる傾向にある。

3.6 強制遷移開始点

北澤<sup>(8)</sup>が、今回の試験と同一の条件で行った伝熱試験の結果では、周期的後流の通過による強制境界層遷移点（後流と乱流スポット群とが分離する位置、として定義）は、正回転では運動量厚さに基づくレイノルズ数  $Re_\theta$  が約 180、逆回転では約 220 のところであった。この値は、加速がある場合でもほとんど変化しなかった。

4. 結論

正回転、および逆回転する後流発生器からの周期的後流の影響を受ける平板境界層を I 型熱線プローブを使用して計測した。本研究で得た知見は以下の通りである。

- (1) 後流発生器の回転方向の違いにより、境界層内の乱れ領域の成長過程に明らかな違いが確認された。即ち、正回転の場合（このとき計測面がタービン翼背面の状況に対応）の乱れ領域の持続時間が、逆回転の場合（このとき計測面が

圧縮機翼背面の状況に対応）の乱れ領域の持続時間よりも長く、強制遷移の進行が早く完了する。

- (2) 逆回転の場合、円柱からの後流は次第に乱れの持続時間が減少していく（特に壁面近傍において）。このことが、(1)で述べた乱れ領域の持続時間の違いの原因である。

参考文献

- (1) 船崎, 北澤, 第 26 回乱流シンポジウム講演論文集, 1994, pp.282-285
- (2) 船崎, 北澤, 渡邊, 機論 B, 61 巻 583 号, 1995, pp. 874-881
- (3) 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 59-558, 1993, pp.357-365
- (4) 船崎, 山下, 山脇, ガスタービン学会誌, 20-80, 1993, pp. 77-83
- (5) Kerrebrock, Mikolajczak, J. Eng. for Power, 1970, pp.359-370
- (6) Hodson, H. P., ASME Paper 84-GT-189, 1984
- (7) Walker, G. J., J. Turbomachinery, 115, 1993, pp.207-217
- (8) 北澤, 岩手大学大学院修士論文, 1995