

[論文]

航空用低圧タービン翼面境界層のバイパス遷移に関する研究

船崎 健一*¹ 谷口 英夫*² 酒井 宏*³

Experimental Study on Bypass Transition of Boundary Layer on a Low Pressure Turbine Airfoil

Ken-ichi FUNAZAKI, Hideo TANIGUCHI and Hiroshi SAKAI

This paper presents experimental results on bypass transition of the boundary layer on the low-pressure turbine airfoil, and examines the sensitivity of this transition process to freestream turbulence and Reynolds number. Hot-wire probe measurements are performed on the suction side of low-pressure linear turbine blades at three Reynolds numbers and three levels of freestream turbulence conditions. The results of this experimental study show that the location of boundary layer separation does not strongly depend on the freestream turbulence level. However, as the freestream turbulence level increases, the size of separation bubble becomes small and the location of turbulent transition moves upstream. The size of separation bubble becomes small as Reynolds number increases. At freestream turbulence intensity of 1%, the velocity fluctuation due to Kelvin-Helmholtz instability is observed clearly in the shear layer of the separation bubble.

Keywords : Aeroengine, Low-Pressure Turbine, Experiment, Bypass Transition, Separation Bubble

1. 緒言

層流と乱流では、熱や物質の輸送が異なるため熱伝達率、壁面摩擦力や空力抵抗などが大きく変化する。そのため層流から乱流への遷移は、工学的に重要な現象であるが、未だ未解明な部分が多い。

主流乱れが比較的小さい場合(1%未満)、二次元的な擾乱であるT-S(Tollmien Schlichting)波が、下流に伝播する過程で三次元的に不安定化し、最終的に乱流に達する遷移現象(自然遷移)が発生する。それに対して主流乱れが1%を超える場合では、T-S波の発生、成長という過程を経ずに乱流スポットが生成されるバイパス遷移が起きる。このバイパス遷移では、縦長なストリーク構造の発生が実験的、数値解析で示

されており、ストリーク構造が崩壊して乱流スポットが生成されるという遷移シナリオが支持されている^{(1)~(3)}。

ターボ機械内部の流れ場は、高い主流乱れ、動静翼干渉による周期的な速度変動や強い圧力勾配によって複雑で非定常になっている。特に上流静翼からのwakeの非定常効果に多くの関心が寄せられており、実験、数値計算の両面から調査されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。この周期的なwake通過が負圧面に発達するはく離泡と干渉し、はく離泡を抑制するという研究結果が報告されている。このような例からも明らかのように、ターボ機械内部の翼面上境界層の遷移はバイパス遷移が主だと考えられる。翼面境界層のバイパス遷移に関する過去の実験的研究の多くは、平板に圧力勾配をつけた状態で計測が行われており⁽⁶⁾、そのため実際のターボ機械で使われている翼を用いて詳細な境界層計測を行っている例は数少ない。しかし、はく離を伴う流れ場の遷移を考え

* 1 岩手大学 工学部
E-mail : funazaki@iwate-u.ac.jp

* 2 岩手大学 工学部

* 3 岩手大学 大学院 工学研究科
原稿受付日 平成21年12月28日

際には曲率は重要であるにもかかわらず、翼面の曲率効果については平板試験では再現できないなど平板を用いた試験で得られる知見には限りがある。また、高い主流乱れが存在する中での遷移予測精度は、タービン翼の開発、設計にとって重要であるにもかかわらず曲率の効果、主流乱れなどが複合的に存在する条件下で十分には検討されていない状況にある。今後より深い現象理解と遷移予測の精度向上には、様々な大きさの主流乱れ及びレイノルズ数条件下での詳細な境界層計測を通じて、バイパス遷移に関する知見を蓄積していくことが必要である。

本研究では航空用低圧タービン翼の拡大モデルを研究対象とし、主流乱れ、レイノルズ数をパラメータにし、これらが乱流遷移に与える影響を調べ、はく離による遷移、バイパス遷移の詳細な過程を調査することを目的にしている。

2. 主な記号

- C : コード長 (mm)
- C_x : 軸コード長 (mm)
- H : 形状係数
- Re : レイノルズ数 (CU_{out}/ν)
- Re_{δ^*} : レイノルズ数 ($\delta^* U_e/\nu$)
- Tu : 主流乱れ (%)
- \bar{U}_1 : 主流の時間平均速度 (m/s)
- U_c : セン断層中心の速度 (m/s)
- U_e : 境界層外縁速度 (m/s)
- U_{out} : 出口平均流速 (m/s)
- $u'_1(t)$: 主流の速度変動 (m/s)
- u_1 : 主流の速度変動のRMS値 (m/s)
- u_{rms} : 速度変動のRMS値 (m/s)
- α : 無次元角波数
- $\hat{\alpha}$: 有次元角波数 (rad/m)
- β_1 : 流入角
- β_2 : 流出角
- δ : 境界層厚さ (mm)

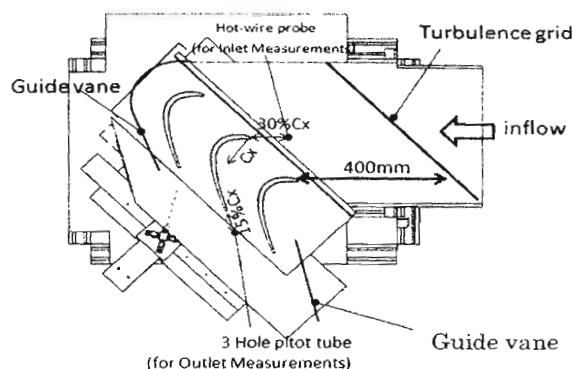


Fig. 1 Schematic test section

Table 1 Airfoil geometry and cascade configuration

| | |
|-----------------------------|----------|
| Actual chord length C | 308 mm |
| Axial chord length C_x | 270 mm |
| Span length | 300 mm |
| Pitch length | 240 mm |
| Inlet flow angle β_1 | 45 deg. |
| Outlet flow angle β_2 | -60 deg. |

- δ^* : 排除厚さ (mm)
- θ : 運動量厚さ (mm)
- $\hat{\lambda}$: 有次元波長 (m)
- ν : 動粘度 (m^2/s)

3. 実験装置・計測手法

3-1 供試部・計測手法

本実験で用いた風洞はゲッチングン型回流風洞であり、風洞の吹き出し口は600 mm×600 mmである。実験に用いた翼列試験装置をFig. 1に示す。アクリル製のダクトが風洞吹き出し口の内側に入るように設置されており、ダクト部の流路断面寸法は520 mm×340 mmである。実験対象は航空用エンジン低圧タービン翼を大型にした翼であり、大型にすることで翼面境界層の高解像度計測を可能にしている。Table 1に供試翼の概要を示す。実験装置の翼列はアルミ製の低圧タービン翼3枚で構成されており、周期性を持たせるために両サイドにガイドが設置されている。また、実験装置は中心翼の前縁

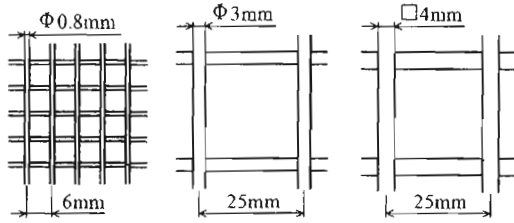


Fig. 2 Turbulence grid

を中心に流入角を変えることができるようになっている。今回の実験では設計流入角である45°(インシデンス0°)に翼列を設置している。

本研究におけるレイノルズ数 Re は、代表長さに翼コード長 C をとり、代表速度に翼前縁から115% C_x 下流の位置での出口平均流速で定義している。出口平均流速はミッドスパン上を三孔ピトー管を用いてピッチ方向にトラバースし、1流路分の速度の平均を出口平均流速としている。扱う流れ場の動圧が低いため、本研究では高精度な圧力変換器が必要であった。使用した圧力トランスデューサはSetra社製のモデル265で精度は±0.625 Paであるため、低動圧でもある程度の精度で計測ができる。サンプリング周波数は300 Hzでデータ数1,024取得している。

主流乱れは翼列前縁から30% C_x 流れ方向上流で熱線を用いて計測している。サンプリング周波数10 kHzで、データ数204,800を取得している。乱流格子は翼前縁から400 mm上流に設置し、翼前縁と平行になるように設置している。何種類かの乱流格子を用いることで主流乱れを変えている。Fig. 2に実験で使用した乱流格子のサイズを示す。また、各乱流格子の主流乱れ u_1/\bar{U}_1 、積分時間スケール T_E 、積分長さスケール Λ_E 、Micro時間スケール τ_E 、Micro長さスケール λ_E をTable 2に示す。なお、各スケールは次式により算出している⁽⁷⁾。

$$T_E = \int_0^\infty R_E(t) dt \quad \dots(1)$$

$$\Lambda_E = \bar{U}_1 T_E \quad \dots(2)$$

Table 2 Freestream turbulence intensity, time scale and length scale

| Freestream turbulence intensity (T_u) [%] | 1.1 | 3.2 | 5.1 |
|---|----------|----------|---------|
| Integral time scale (s) | 0.00631 | 0.00272 | 0.00271 |
| Integral length scale (m) | 0.0174 | 0.00627 | 0.00757 |
| Micro time scale (s) | 0.000388 | 0.000768 | 0.00134 |
| Micro length scale (m) | 0.00107 | 0.00177 | 0.00374 |

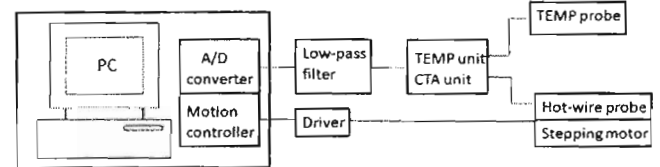


Fig. 3 Overview of measurement system

$$\frac{1}{\tau_E^2} = \frac{2\pi^2}{u_1^2} \int_0^\infty n^2 E_1(n) dn \quad \dots(3)$$

$$\lambda_E = \bar{U}_1 \tau_E \quad \dots(4)$$

$$R_E(t) = \frac{u_1'(t')u_1'(t'-t)}{u_1^2} \quad \dots(5)$$

$$E_1(n) = \frac{1}{T} \left| \int_{-\infty}^\infty u_1'(t) \exp(-i2\pi nt) dt \right|^2 \quad \dots(6)$$

境界層計測には二軸のトラバース装置を用いて行っており、(三枚翼の)翼列中央の翼の負圧面境界層を計測している。境界層計測のシステムをFig. 3に示す。境界層の自動計測を行うため、 $x/C_x=0.50$ と $x/C_x=0.90$ の地点をトラバース装置で探索し、その地点の座標データを記録する。そのデータと翼形状の点列データとを照らし合わせることで計測座標系を決定している。また境界層計測には、DANTEC社製I型熱線プローブ55P11と定温度型熱線流速計システムKANOMAX社製MODEL1011を使用している。熱線プローブは流速だけでなく周囲温度によっても出力電圧変化するため、温度測定プローブを用いて計測時の温度を測定し、後処理で温度補償を行っている⁽⁸⁾(付録参照)。

トラバース装置に使用しているステッピングモーターのドライバから数十kHz帯域のノイズ

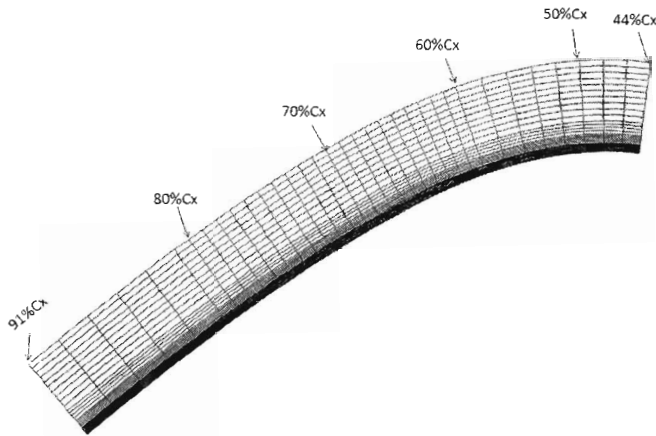


Fig. 4 Hot-wire probe location for the boundary layer measurement

の発生が確認されたため、そのノイズ低減のために、CTAからの出力をローパスフィルターを介してデータを取得している。ローパスフィルターのカット周波数は10 kHzである。また、境界層計測を行う前に熱線出力に対する校正試験を行い、校正データは自然スプライン曲線で近似している。各計測位置についてサンプリング周波数10 kHzでデータ数204,800を取得している。Fig. 4に境界層計測格子を示す。計測位置は $x/C_x=0.46 \sim x/C_x=0.91$ 間を34点、法線方向 $y=0.2 \text{ mm} \sim y=30 \text{ mm}$ 間を40点である。流れ方向、法線方向への移動はトラバース装置によって自動制御され、流れ方向に60% C_x までは2% C_x 刻み、81% C_x までは1% C_x 刻み、91% C_x までを2% C_x 刻みで、法線方向に3 mmまでは0.1 mm刻み、5 mmまでは0.5 mm刻み、10 mmまでは1 mm刻み、30 mmまでを2 mm刻みでトラバースしている。はく離泡が存在する領域及びその近傍では軸方向に計測間隔を狭めている。

3-2 データ処理と試験条件

時間平均速度 \bar{u} および速度変動 u_{rms} は次式により算出している。

$$\bar{u}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i \quad \dots(7)$$

Table 3 Experimental condition

| Re | Freestream turbulence intensity Tu |
|---------|--------------------------------------|
| 130,000 | 1% |
| | 3% |
| | 5% |
| 210,000 | 5% |
| 300,000 | 5% |

$$\bar{u} = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k \bar{u}_j \quad \dots(8)$$

$$u_{rms} = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u}_j)^2}{n}} \quad \dots(9)$$

分割処理する際の区間内データ数 n は4,096とし、データ取得数 $N (=204,800)$ とは $n = N/k$ の関係にある。ここで k はアンサンブル平均の数を表し、本研究では50としている。データ数 n ごとに求めた乱れ度を分割処理した分だけ平均し、乱れ度としている。このような分割処理を行うのは、風洞特有の低周波(10 Hz未満)の脈動の影響を軽減するためである。

排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ 、形状係数 H はそれぞれ次式を用いて算出した。

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_e}\right) dy \quad \dots(10)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_e} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_e}\right) dy \quad \dots(11)$$

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad \dots(12)$$

ここで δ は境界層外縁を表し、各流れ方向位置での最大流速 U_e が得られる位置とした。

周波数解析には、高速フーリエ変換(FFT)を用いた。窓関数には、Hanning Windowを用いている。全データ数102,400に対して、4,096データのFFT解析を25回行い、それらの結果を平均してパワースペクトルを求めデシベル値で整理している。サンプリング周波数が10 kHzであるので周波数分解能は約2.4 Hzである。

試験はレイノルズ数 Re と主流乱れ Tu の二つ

をパラメータにして境界層計測を行っている。試験条件をTable 3に示す。

4. 結果及び考察

Fig. 5はレイノルズ数 $Re=130,000$ の条件での時間平均した境界層速度分布のコンター図と u_{rms} の最大値における速度の時間履歴である。図中の速度の時間履歴は2秒間におけるものである。剥離泡は低速度領域として現れる。はく離開始点は主流乱れに関わらず $60\% C_x$ 付近である。はく離点の前後では、翼面に沿った距離に対する排除厚さの増加割合が変化し、はく離点下流ではその割合が大きくなる。また、壁面近傍における速度変動のRMS値は、翼前縁からはく離点までは増加するが、はく離点を過ぎたところでいったん減少に転じ、その後再び増加する。本研究では、このような挙動が観察されたところをはく離開始点としている。黒丸で示した位置は、各無次元コード長において速度変動のRMS値が一番高い値を示した所である。図より、はく離泡の外縁に沿って速度変動のRMS値が高いことが分かる。主流乱れが増加するにつれて、低速領域であるはく離泡の高さが縮小し、時間平均的な再付着点の位置(図中 rp の位置)が上流に移動していく。主流乱れ $Tu=1\%$ の条件の速度波形をみると、計測最上流では大きな変動は見られないが、下流に向かうにつれて速度変動の振幅が大きくなっていく。また、はく離泡の最大高さ付近では速度波形の谷の部分で高周波の速度変動が観察される。YarasらのLESの結果⁽⁹⁾によると、はく離泡最大高さから周期的にスケールの大きな渦の放出が行われていることが示されており、振幅の大きな速度変動はこれに起因するものと考えられる。一方、速度波形の谷の部分で観察された高周波の速度変動は、後述する速度変動のFFT解析のところでも触れるが、はく離せん断層の不安定性に起

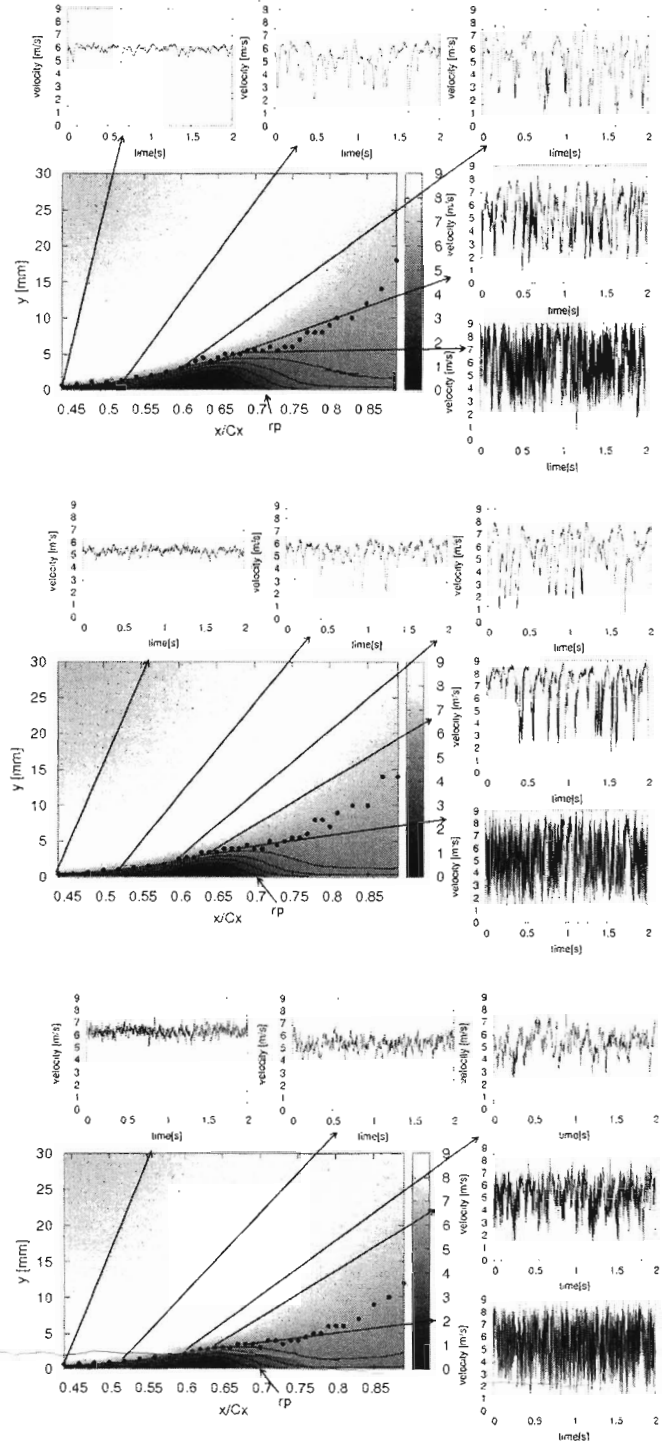


Fig. 5 Time-averaged velocity contours and velocity time history for $Re=130,000$
(top : $Tu=1\%$, middle : $Tu=3\%$,
bottom : $Tu=5\%$)

因したものである。主流乱れが増加していくと、計測最上流から高周波の速度変動が現れ、下流に向かうにしたがい徐々に高周波変動の割

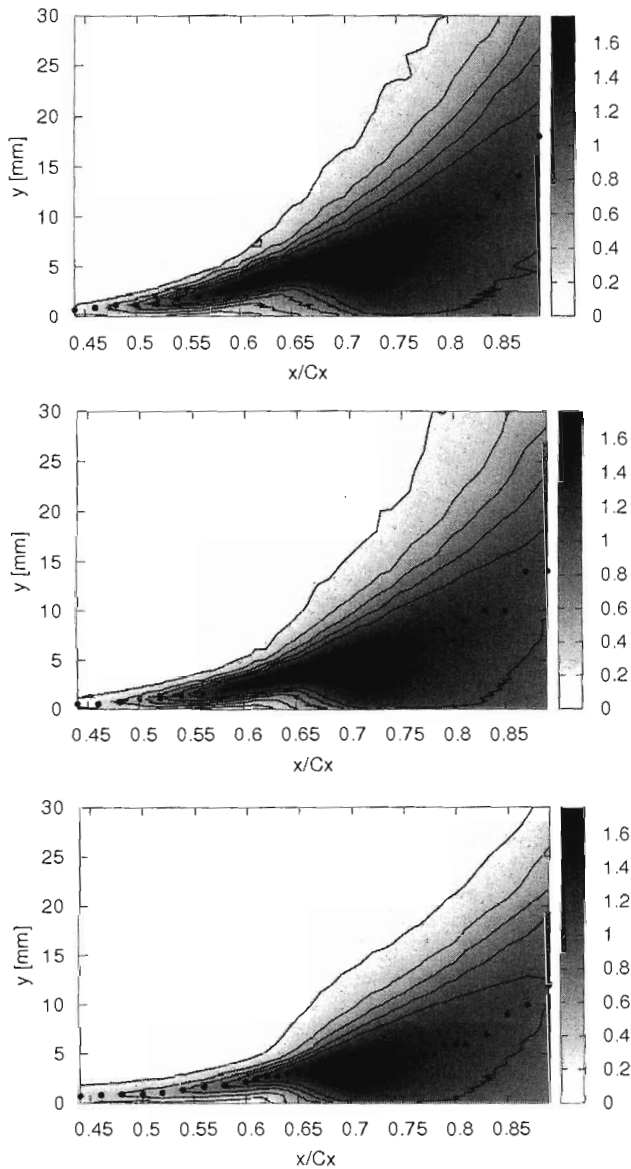


Fig. 6 Time-averaged velocity fluctuation contours for $Re=130,000$
(top : $Tu=1\%$, middle : $Tu=3\%$,
bottom : $Tu=5\%$)

合が増加していくことが観察される。

Fig. 6 はレイノルズ数 $Re=130,000$ の条件での速度変動のRMSコンター図である。主流乱れが低い条件では、はく離せん断層内の速度のRMS値が高い値を示しているのに対して、主流乱れが高くなるとRMS値の増加が抑えられる。FFT解析でも示すが、低主流乱れでは、はく離泡外縁ではK-H (Kelvin-Helmholtz) 不安定性が存在し、渦の巻き上がり挙動が強く表れるため

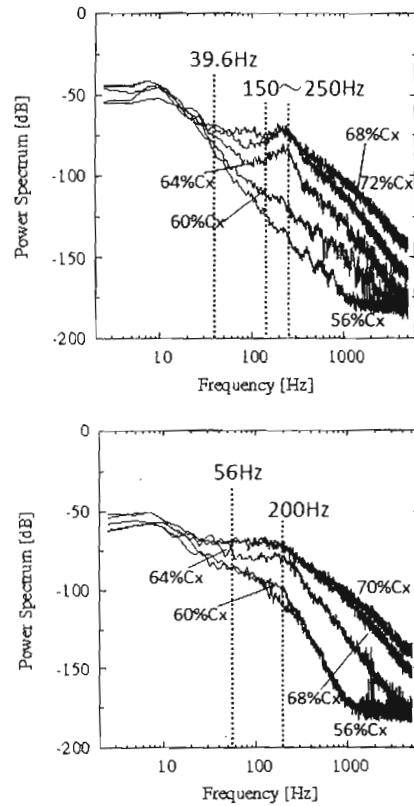


Fig. 7 Spectra of velocity fluctuation at peak locations of urms distributions for $Re=130,000$
(top : $Tu=1\%$, bottom : $Tu=5\%$)

RMS値が高い。また、はく離泡の最大高さ直後から急激に高さ方向にRMS値が増加し、乱流に遷移している。はく離泡最大高さ直後のRMS値の高い値は、はく離泡から放出される周期的な渦の影響だと考えられる。

図中黒丸で示した位置における速度変動の周波数解析結果をFig. 7に示す。主流乱れ $Tu=1\%$ では、200 Hz付近に特徴的なピークが見られ、このピーク周波数でのパワースペクトルが流れ方向に行くにしたがい大きくなっていく。この特徴的なピークを調べるために、Walkerによって提案されているT-S波の予測周波数(式(13))を用いて求めた⁽¹¹⁾。 U_e は境界層外縁の速度、 Re_{δ^*} は排除厚さに基づくレイノルズ数である。予測最大周波数は39.6 (Hz)となりピークと一致していない。また、自由せん断層の速度プロファイル $U(y) = \tanh(y)$ と仮定した場合、不安

定となる無次元角波数 α は $0 < \alpha < 1$ であるので、K-H不安定性に關与する周波数は式(14)から求めることができる。 U_c は剥離せん断層の中心の速度、 $\hat{\lambda}$ は有次元波長である。この式から求められる周波数は175 Hzとなりピークとほぼ一致している。低主流乱れでは、はく離泡による遷移には非粘性的なK-H不安定が關与していることがうかがえる。Brianら⁽¹⁰⁾の粗い格子を用いたDNSの結果では、はく離前のせん層にT-S波の存在が示されているが、今回の実験条件では確認できなかった。

$$f = \frac{3.2U_c^2}{2\pi Re_{\delta^*}^{3/2}} \quad \dots(13)$$

$$\hat{\alpha} = \frac{\alpha}{L}, \quad \hat{\lambda} = \frac{2\pi}{\hat{\alpha}}, \quad f = \frac{U_c}{\hat{\lambda}} \quad \dots(14)$$

Fig. 7を見ると、流れ方向に向かうにしたがい低い周波数のパワースペクトルも大きくなっていく。主流乱れが高い条件では、低い条件に比べK-H不安定を示すような特徴的なピークがなくなり、前縁からすでに低周波数のパワースペクトルが大きい。

排除厚さ、運動量厚さ、形状係数をFig. 8、Fig. 9に示す。 $x/C_x=0.5$ までは主流乱れに関わらず排除厚さがほぼ同じ値を示している。更に流れ方向に向かうと、主流乱れの増加に伴い、排除厚さのピークが減少していき、排除厚さは小さくなっていく。また、主流乱れの増加に伴い、はく離泡の最大高さが減少するということが排除厚さから推察できる。形状係数のピークを遷移開始点とした場合、主流乱れ $Tu=1\%$ での遷移開始点は $61\% C_x$ 、 $Tu=3\%$ では $63\% C_x$ 、 $Tu=5\%$ では $61\% C_x$ であった。主流乱れが大きくなると遷移開始点は上流側に移動すると予想されるが、今回の実験においては、主流乱れの大小に対して、遷移開始点の位置には大きな違いは観察されなかった。

RMS値を各流れ方向の地点での最大値で無次

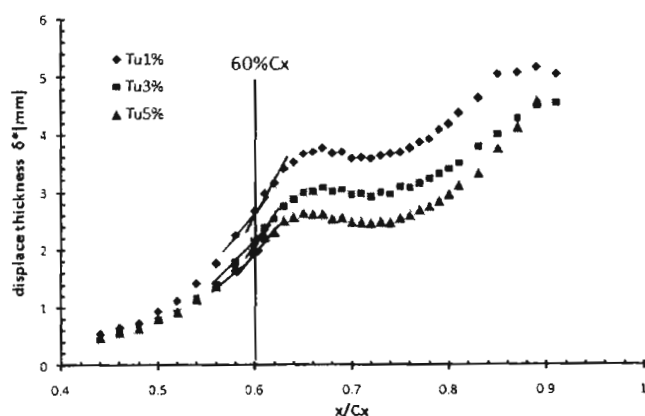


Fig. 8 Displacement thickness for $Re=130,000$

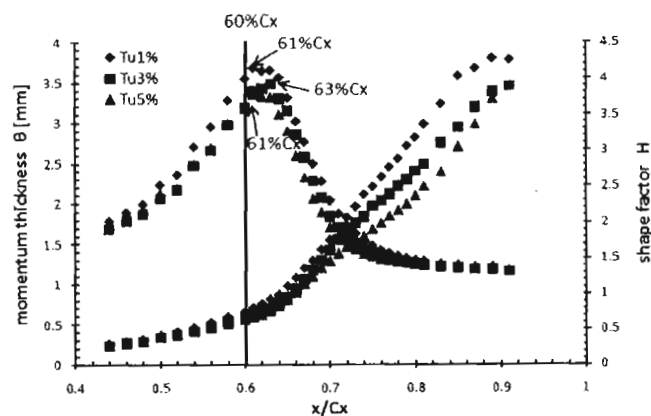


Fig. 9 Momentum thickness and shape factor for $Re=130,000$

元化し、高さを排除厚さで無次元化したものをFig.10に示す。主流乱れ5%の条件では、 $y/\delta^*=1.4$ 付近に極大値を持つ特徴的な分布を示している。Heronらの研究⁽¹¹⁾においても同様な位置にピークが現れる結果が得られている。この分布はKlebanoff modeに似た分布をしており、ストリーク構造を示唆するものである。

Fig.11は主流乱れ5%でのレイノルズ数 $Re=210,000$ と $Re=300,000$ の時間平均した速度コンター図である。レイノルズ数が大きくなるとはく離泡の大きさは小さくなるのが分かる。このはく離泡のサイズが小さくなった原因は2つ考えられる。1つはレイノルズ数効果であり、もう1つは主流乱れの効果である。レイノルズ

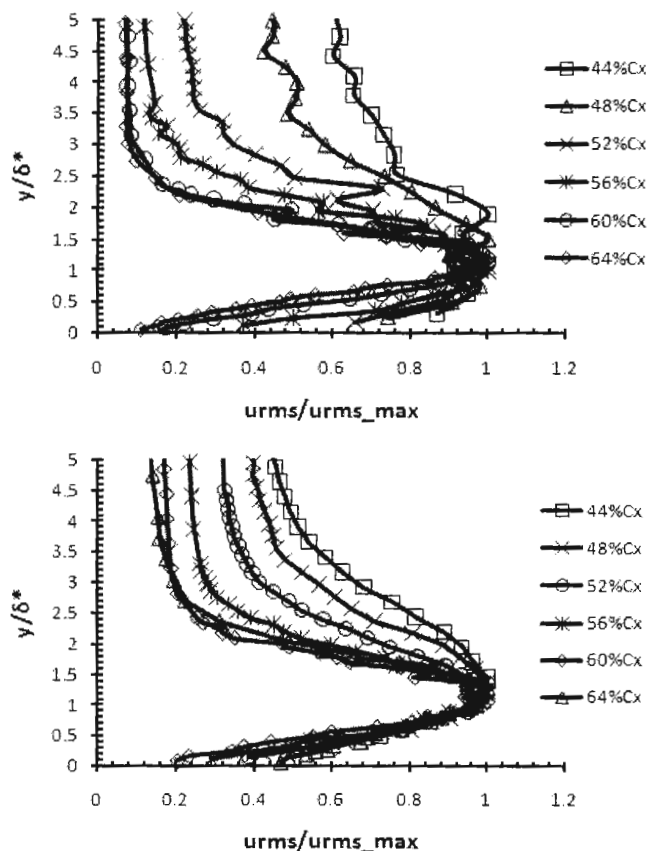


Fig.10 Distribution of urms for Re=210,000 (top : Tu=1%, bottom : Tu=5%)

数が大きくなると境界層自体が薄くなるため、はく離泡も相対的にサイズが小さくなる可以考虑することができる。一方、Fig.10のRe=210,000、Tu=5%の場合の速度変動RMSの分布においては、はく離点上流からストリーク構造の存在を示唆する結果が得られており、このストリーク構造がはく離せん断層においてバイパス遷移を誘発し、再付着を早めたためにはく離泡が小さくなったものとも考えられる。Fig.11のRe=300,000の場合では、さらにはく離泡が小さくなっており、レイノルズ数がさらに増加した場合は、はく離せずに乱流に遷移(付着境界層のバイパス遷移)するものと考えられる。

5. 結言

I型熱線プローブを用いて、主流乱れとレイノルズ数Reをパラメータにして翼負圧面の境界

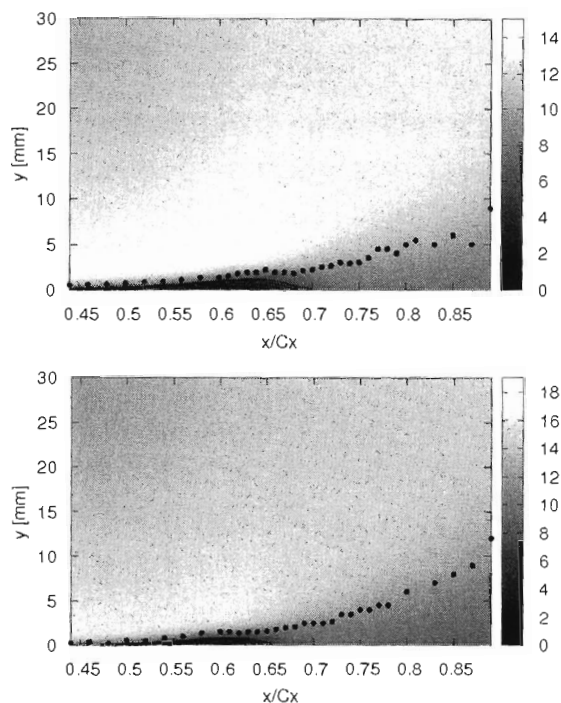


Fig.11 Time-averaged velocity contour for Tu=5% (top : Re=210,000, bottom : Re=300,000)

層計測を行った。得られた結果を要約すると、以下のとおりである。

- 主流乱れが増加してもはく離開始点は変化しない。
- 主流乱れの増加に伴って、はく離泡が高さ方向に縮小するが、遷移位置についてはあまり変化が見られなかった。
- レイノルズ数Re=130,000および主流乱れ1%では、はく離せん断層においてK-H不安定が観察され、それが成長して乱流遷移に至る過程が観察された。主流乱れを増加させると、K-H不安定は不明瞭になり、はく離せん断層においてバイパス遷移している過程が観察された。本研究で行ったレイノルズ数および主流乱れの範囲では、TS波は観察されなかった。
- レイノルズ数の増加に伴ってはく離泡は高さ方向に小さくなる。これは、レイノルズ数効果と主流乱れによるバイパス遷移が原因であると考えられる。

[付録]

熱線流速計の温度補償方法について

定温度型熱線流速計の出力電圧 V と流速 U の間の関係は一般にKingの式と呼ばれる式(A.1)で表される。

$$V^2 = (A + BU^m)(T - T_a) \quad \dots(A.1)$$

ここで A 、 B は流体によって決まる定数、 m は流速およびセンサ形状によって決まる定数、 T はセンサ表面温度、 T_a はセンサ周囲の流体温度である。式(A.1)において流体温度 T_a が $T_a + \Delta T_a$ に変化したとき、その時の出力電圧 V' は式(A.2)のようになる。

$$\begin{aligned} V'^2 &= (A + BU^m)\{T - (T_a + \Delta T_a)\} \\ &= (A + BU^m)(T - T_a) \left(1 - \frac{\Delta T_a}{T - T_a}\right) \\ &= V^2 \left(1 - \frac{\Delta T_a}{T - T_a}\right) \quad \dots(A.2) \end{aligned}$$

一方、センサ動作時の抵抗値と冷抵抗値には次式の関係がある。

$$R_H = R_C \{1 + \alpha(T - T_a)\} \quad \dots(A.3)$$

ここで R_H はセンサ動作抵抗、 R_C はセンサの冷抵抗、 α は温度係数である。また、 α は次式で与えられる。

$$\alpha = \frac{\alpha_v}{1 + \alpha_v T_a} \quad \dots(A.4)$$

α_v はプローブ固有の温度係数である。 $R_H / R_C = \gamma$ とおくと式(A.3)は、

$$T - T_a = \frac{\gamma - 1}{\alpha} \quad \dots(A.5)$$

式(A.2)、(A.5)より

$$\frac{V^2}{V'^2} = \frac{1}{1 - \frac{\Delta T_a}{T - T_a}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma - 1 - \alpha \Delta T_a} \quad \dots(A.6)$$

$$\frac{V}{V'} = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma - 1 - \alpha \Delta T_a}} \quad \dots(A.7)$$

熱線プローブはタングステン線を使用しており、その際は $\gamma = 1.5$ となる。したがって、熱線較正時の気温から ΔT_a 変化しているときに取得された出力電圧 V' は、次の関係式を用いることによって熱線較正時における出力電圧 V に変換することができる。

$$V = V' \sqrt{\frac{0.5}{0.5 - \alpha \Delta T_a}} \quad \dots(A.8)$$

<参考文献>

- (1) M.I.Yaras, An Experimental Study of Artificially-Generated Turbulent Spots Under Strong Favorable Pressure Gradients and Free-stream Turbulence, Journal of Fluids Engineering Trans. ASME, Vol.129 (2007), 563
- (2) M. MATSUBARA, P. H. ALFREDSSON, Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.430 (2001), 149
- (3) R. G. Jacobs, P. A. Durbin, Simulation of bypass transition, Journal of Fluid Mechanics, Vol.428 (2001), 185
- (4) 船崎健一・田中望・菊池護, 航空エンジン用低圧タービンの高負荷化に関する研究“(高負荷・超高負荷状態における遷移挙動の時空間図理解)”, 日本機械学会論文集(B編), 74-747 (2008), 2301
- (5) 末綱秀明・他4名, 翼列干渉に影響された低圧タービン翼列の大規模乱流解析による性能解析, 第21回数値流体力学シンポジウム(2007), F10-1
- (6) J. H. M. FRANSSON, M. MATSUBARA, P. H. ALFREDSSON, Transition induced by free-stream turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.527 (2005), 1
- (7) 中林功一・鬼頭修己, 大学院のための流体力学(2002), 103, コロナ社
- (8) 飯田明由, 熱線流速計による乱流計測, 噴流工学, 19-3 (2002), 24
- (9) Stephen K. Roberts, Metin I.Yaras, Large-Eddy Simulation of Transition in a Separation Bubble, Journal of Fluids Engineering Trans. ASME, Vol.128 (2006), 232
- (10) Brian R. McAuliffe, Metin I. Yaras, Numerical Study of Instability Mechanisms Leading to Transition in Separation Bubbles, Journal of Turbomachinery Trans. ASME, Vol.130 (2008), 021006-1
- (11) D. Hernon, E. J. Walsh, D. M. McEligot, Instantaneous fluctuation velocity and skewness distributions upstream of transition onset, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.28 (2007), 1272