

圧力勾配下における周期的後流通過が平板境界層バイパス遷移に与える効果 (主流乱れが共存する場合)

小藪 栄太郎 (岩手大院)

船崎 健一 (岩手大工)

高橋 潤 (岩手大院)

1 緒言

航空エンジンや産業用ガスタービンなどのターボ機械内での流れ場は、動静翼列間の空力学干渉現象により周期的に変動する非定常流になっている。特に、上流側翼列からの周期的な後流は、下流側翼列翼上の境界層遷移を促進するなどの効果により、定常流中として予測した値と異なる翼列空力性能をもたらすと考えられている。そのため、高性能・高効率化、高信頼性を目指すターボ機械の開発には、周期的な後流通過の影響を受ける翼面境界層の動的挙動の把握が強く求められおり、現在までに多くの関連する研究例が報告されている。例えば、Halsteadら⁽¹⁾は、大型低速回転試験機を用いて、圧縮機および低圧タービン翼の翼面境界層と後流との干渉現象を翼表面センサーなどを用いて調べている。また翼列試験の例として、直線翼列上流に後流発生装置を設置して非定常流中における翼列性能を計測した船崎ら⁽²⁾、Addison, Hodson⁽³⁾、Shulte, Hodson⁽⁴⁾の研究などが挙げられる。一方、Funazaki, Koyabu⁽⁵⁾は、翼表面を模擬するための平板翼モデルを用い、傾斜板の適用により計測面上に加速・減速流を発生させた状態で、順・逆圧力勾配下での後流通過による境界層バイパス遷移過程を調べた。なお、バイパス遷移とは一般に二次元不安定波発生を伴わない遷移である。これらの平板翼を用いた試験から、後流通過周波数および後流発生装置の円柱の移動方向が境界層バイパス遷移にかなりの影響を及ぼすことが明らかになった。さらに、実機モデルや翼列を用いた試験では計測が困難な後流通過に伴う境界層の動的挙動に関する情報、具体的には、乱流スポットの初生や減速領域で急激な成長過程等についての貴重な知見を得た。しかし、この実験では主流乱れの効果に関しては十分には調べられていなかった。実際のガスタービンでの動翼列入口における主流乱れは3~5%程度と推測されるため⁽⁶⁾、主流乱れを伴う場合の周期的後流の効果をはっきりとすることは工学的に重要である。

本研究では、主流乱れが後流通過による境界層バ

イパス遷移過程に与える影響を、熱線プローブによる詳細な速度計測を通じて明らかにする。実験では、前報⁽⁵⁾と同様に実際の翼面上圧力分布を模擬した加速・減速流中の平板境界層を対象に、乱流格子の種類を変えて主流乱れの効果を解明する。また、後流発生用円柱直径を変えることにより、後流特性の違いがバイパス遷移に与える影響も調べる。

2 実験方法

2.1 実験装置

図1は、供試部概観を示す。この供試部は、風洞絞りノズルの下流側に設置されている。本研究では、供試翼としてアクリル製の平板翼を用いる。平板翼は供試ダクト(断面:高さ300mm×幅200mm)の平均高さの位置に水平に設置されている。翼先端部は楕円形(長軸:75mm,短軸:15mm)である。平板翼の計測面の対向面には、ダクト上板に2枚の傾斜板を組み合わせた加減速装置を取り付けて流れを加速・減速させて、平板境界層上で船崎ら⁽²⁾が使用し

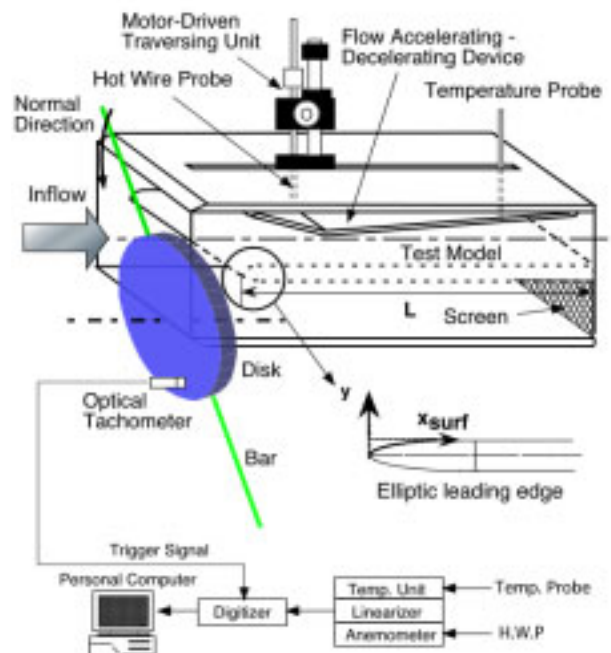


図1 供試部概観と計測システム

たタービン翼負圧面上の圧力分布の再現を試みた。加減速装置は平板翼上側にしか取り付けられていないため、そのままでは流れが平板翼に平行に流入しない。そのため、図のように平板翼下側の下流に流量調節用の網を取り付け、入口流れが平板翼にほぼ平行に流入するようにした。油膜法による流れの可視化により、平板翼の先端がよどみ線になることを確認している。平板翼上流側に設置された後流発生装置は、後流発生用円柱(直径5mm, 3mm)、回転円盤(直径400mm)、誘導モータおよびモータと直結の無段階変速器からなる。円柱は回転円盤の外周に最大6本まで取り付け可能であり、回転円盤が静止状態での円柱中心軸が、平板翼よどみ線と平行になるように設置した。また円盤の回転数は900～1500rpmの間で自由に設定でき、回転数は接触式回転計で計測した。今回の計測では全て回転数を1200rpmに限定した。供試ダクト先端部と上流側ダクトとの間には10mm程度の間隙を設け、風洞内壁で発達した境界層の影響が供試部に及ばないように配慮した。

2・2 計測システムおよびデータ処理法

非定常境界層計測システム(図1下参照)は、プローブおよび定温度型熱線流速計、熱線プローブの温度補償ユニット、A/D変換器そしてトリガー信号を発生する光電式回転検出器から構成される。熱線プローブはコンピュータ制御の電動トラバースに取り付け、原点は注意深く平板部表面に十分に近づけた位置としている。計測範囲は、どちらも不等間隔で流れ方向(x_{surf})に21点、高さ方向(y)には x_{surf} 方向各点毎に20点の範囲で計測する。後流発生装置の円盤の回転と同期したパルスを送り信号として、熱線流速計からの信号を、サンプリング周波数50kHzでサンプリングする。このように取得された流速の生データ u_k ($k=1, 2, \dots, 100$)をハードディスクに記録し、位相平均速度 u および位相平均乱れ度 Tu を以下の式で算出した。

$$u(x_{surf}, y; t_j) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_k(x_{surf}, y; t_j) \quad (1)$$

$$Tu(x_{surf}, y; t_j) = \frac{\sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (u_k(x_{surf}, y; t_j) - u(x_{surf}, y; t_j))^2}}{U_e(x_{surf})} \quad (2)$$

ここで $U_e(x_{surf})$ は境界層外縁速度である。次に位相平均速度 u を用い、後流の影響を受けて時間的に変化する位相平均した排除厚さ δ_1 、運動量厚さ δ_2 、エ

ネルギ散逸厚さ δ_3 及び形状係数 H_{12} を以下の式で求めた。

$$\delta_1(x_{surf}; t_j) = \int_0^{\delta(x_{surf}; t_j)} \left(1 - \frac{u(x_{surf}, y; t_j)}{U_e(x_{surf}; t_j)} \right) dy \quad (3)$$

$$\delta_2(x_{surf}; t_j) = \int_0^{\delta(x_{surf}; t_j)} \frac{u(x_{surf}, y; t_j)}{U_e(x_{surf}; t_j)} \left(1 - \frac{u(x_{surf}, y; t_j)}{U_e(x_{surf}; t_j)} \right) dy \quad (4)$$

$$\delta_3(x_{surf}; t_j) = \int_0^{\delta(x_{surf}; t_j)} \frac{u(x_{surf}, y; t_j)}{U_e(x_{surf}; t_j)} \left(1 - \left(\frac{u(x_{surf}, y; t_j)}{U_e(x_{surf}; t_j)} \right)^2 \right) dy \quad (5)$$

$$H_{12}(x_{surf}; t_j) = \delta_1(x_{surf}; t_j) / \delta_2(x_{surf}; t_j) \quad (6)$$

ここで $\delta(x_{surf}; t_j)$ は位相平均した瞬間的な境界層厚さで、高さ方向にトラバースしたときに最大流速となる点の高さと定義する。

2・3 試験条件

後流通過の影響を受ける平板翼まわりの非定常流れ場に関するパラメータは、入口速度に基づくレイノルズ数 Re と後流の影響を示すストローハル数(無次元周波数) S である。

$$Re = \frac{U_{in} L}{\nu} \quad (7) \quad S = \frac{fL}{U_{in}} = \frac{m_c}{60} \frac{L}{U_{in}} \quad (8)$$

ここで U_{in} : 入口速度(=20m/s)、 L : 平板翼長さ(=1.075m)、 f : 後流通過周波数(=1/T、 T : 後流通過周期)、 n : 後流発生装置の回転数(=1200rpm)、 n_c : 円柱本数(=2)、 ν : 動粘性係数である。式(7)、(8)より $Re=1.4 \times 10^6$ 、 $S=2.15$ となる。なお、本研究では図1に示す方向に後流発生装置の回転円盤を回転させる(Normal Rotationと呼ぶ)。これにより、本試験装置では周期的後流とタービン翼負圧面上境界層との干渉に対応する状況を再現している。

2・4 静圧係数

図2は平板翼表面で計測した静圧係数 C_p および、ポテンシャル流解析コード計算した静圧係数を示す。なお、図2には、今回の研究で参考にしたタービン翼表面上の静圧係数⁽²⁾も示す。ここで、静圧係数 C_p は次式で算出される。

$$C_p = \frac{p_0 - p}{\frac{1}{2} \rho U_{in}^2} (U_e(x_{surf}) / U_{in})^2 \quad (9)$$

表 1 乱流格子

	Grid1	Grid2	Grid3
Wire Diameter (D)	0.8mm	1.2mm	1.9mm
Mesh Width (M)	5.0mm	9.0mm	10.0mm
Degree of Openness	0.71	0.75	0.66
M/d	6.25	7.50	5.26
Tu	1.01%	1.42%	1.94%
Le,ave	4.4mm	4.6mm	6.1mm

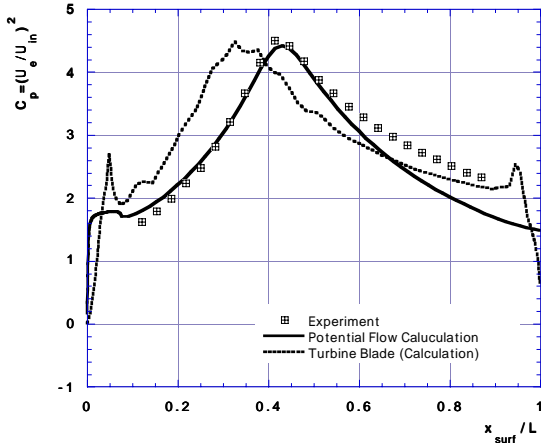


図 2 平板翼面上圧力分布

ここで、 $U_e(x_{surf})$ は表面圧力から求めた、平板翼面上での静圧係数はポテンシャル流解析結果とかなりよい一致を示しているが、減速領域 $x_{surf}/L=0.6$ 以降から差異が顕在化している。これは、加減速装置上での境界層成長による排除効果等が原因と考えられる。

2.5 主流の減衰特性

2.5.1 格子乱流の特性

表 1 には、本研究で用いた 3 種類の乱流格子の諸元及び得られた主流乱れ強さを示す。ここで、表中の主流乱れ ($Tu = \sqrt{u'^2} / U_{in}$, u'^2 は熱線流速計で計測された変動速度の自乗平均値) は、乱流格子から 250mm 下流 (平板翼前縁近傍) で計測された値である。また、各乱流格子で得られた主流乱れ度の流れ方向への減衰状況から、主流乱れの長さスケール L_e の計測区間 ($x_{surf}/L=0.15 \sim 0.7$) での平均 $L_{e,ave}$ を算出した。長さスケールは次式で評価される⁽⁹⁾。

$$L_e = -(\overline{u'^2})^{3/2} / \left(U_{in} \cdot \left(\frac{d\overline{u'^2}}{dx} \right) \right) \quad (10)$$

なお、乱流格子を使用しない場合の主流乱れは 0.6% である。

2.5.2 円柱後流の特性

今回の研究で使用した移動円柱の後流特性を、平板翼前縁から 200mm 上流で計測し、それらのデータから位相平均速度と乱れ度を算出した。その結果を図 3 に示す。円柱径の増加と共に速度欠損および乱れ度のピーク値が増加し、速度および乱れ度波形における後流部の幅も増大する。また、乱流格子の違いにより、後流間の乱れ度も 0.6% から 2% へと増加する。しかし、速度欠損や乱れ度のピーク値は、主流乱れの影響をほとんど受けていない。

船崎ら^{(7),(8)}は、後流内乱れ度分布で 4% 以上の乱

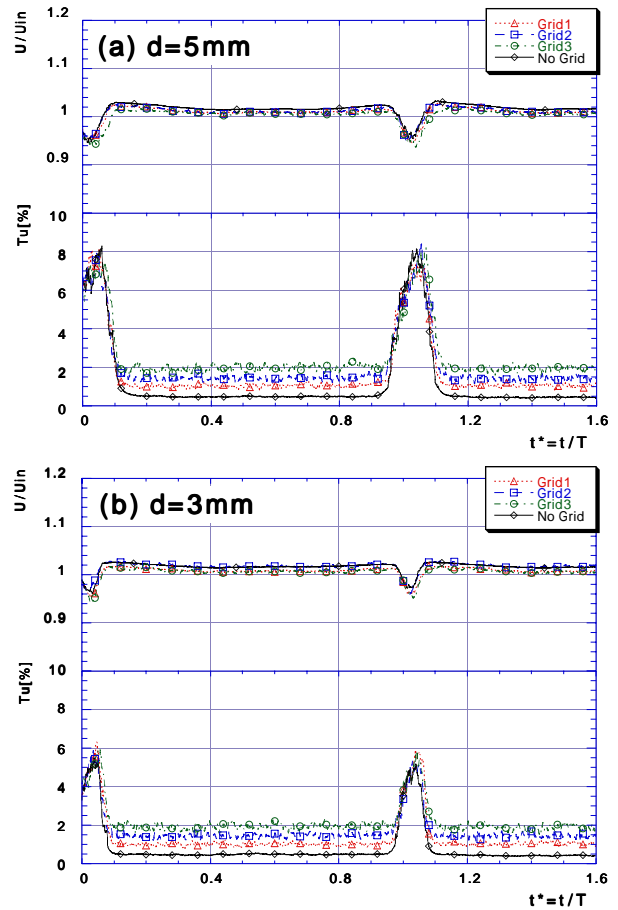


図 3 移動円柱下流での速度及び乱れ度

れ度が持続する時間を後流持続時間 τ_w として定義した。その定義に基づくと、円柱径 $d=5\text{mm}$, 3mm について、それぞれ約 $\tau_w=4\text{ms}$, 3ms である。

3 実験結果

3.1 定常境界層計測

図 4 は、定常流における境界層内での時間平均乱れ度分布を基に、主流乱れが境界層遷移に与える効果を示している。主流乱れが小さい No Grid の場合には、境界層内での乱れ度分布から、順圧力勾配の範囲 ($x_{surf}/L < 0.45$) では層流状態であり、逆圧力勾配域で壁面近傍での乱れ度のピークが生じ ($x_{surf}/L = 0.486$)、急激に遷移が進行している。計測部入口での主流乱れが 1% 程度の Grid 1 の場合、

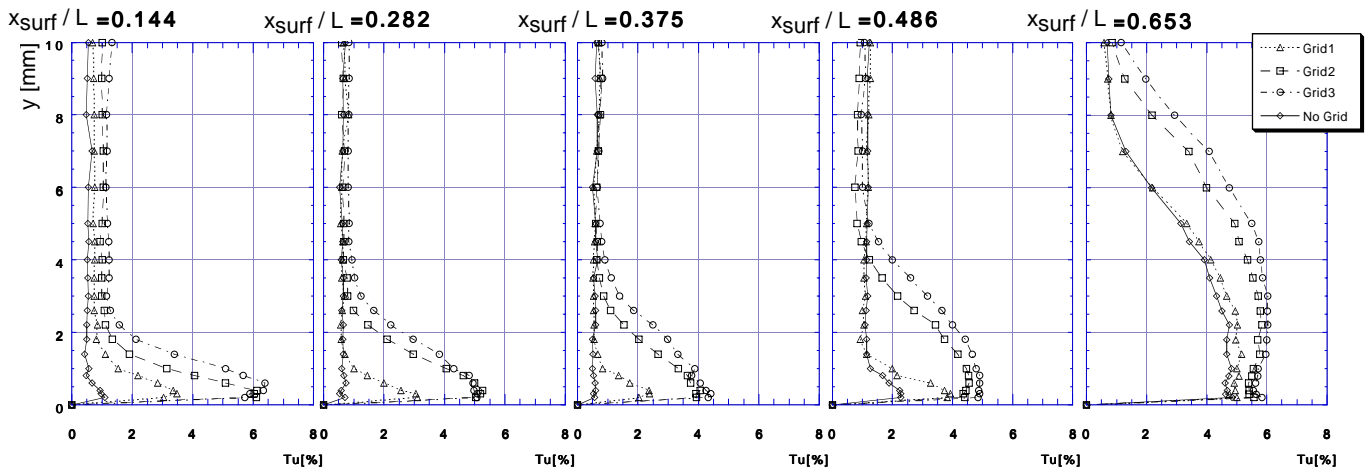


図4 定常流における境界層内乱れ度分布

最上流計測点 ($x_{surf}/L = 0.144$) で既に乱れ度のピークが発生しているが、順圧力勾配の効果により遷移は抑制され、乱れ度の高い領域の高さ方向への成長は見られない。その後、No Gridの場合と同様に、逆圧力勾配領域で急激に遷移が進行している。供試部入口主流乱れ度が約1.5%及び2%であるGrid 2及びGrid 3の場合、最上流計測点で境界層遷移がある程度進んでいるため、順圧力勾配下でも境界層はかなり遷移が進んだ状態であると見なせる。

3.2 非定常境界層計測

3.2.1 乱流格子を装着しない場合

($Tu=0.6\%$)

図5の中央には、周期的後流通過の影響下において壁面近傍 ($y=0.2\text{ mm}$) で計測した位相平均乱れ度の時間的空間的变化(上: $d = 5\text{ mm}$, 下: $d = 3\text{ mm}$)を示す。ここで、 $2\% \leq Tu \leq 6\%$ までを等値線で、 $6\% \leq Tu \leq 10\%$ までをハッチング領域で表す。横軸は平板翼前縁からの無次元距離、縦軸は後流通過周期で無次元化した時間を表す。また、各図左側には上流側の加速領域の3カ所 ($x_{surf}/L = 0.190, 0.324, 0.421$) および右側には下流側の減速領域の3カ所 ($x_{surf}/L = 0.514, 0.560, 0.653$) で計測された乱れ度の時間的变化も示す。なお、時空間図上には流体粒子が平板上を主流速度の88%および50%で移動する軌跡を破線で示している。これらの速度は、乱流スポット前縁及び後縁の移動速度に対応している。図5の円柱径5mmの場合及び3mmの場合のいずれも、円柱後流により周期的に誘発された高乱れ度領域 (Wake-Induced Turbulence zone, 以下WIT領域と記す) は、下流方向にその領域を広げていき、その挙動は単独の乱流スポットの成長過程とほぼ一致していることが、時空間図上での破線とWIT領域の前縁線・後縁線との一致で確認できる。このことは、

WIT領域の実体が乱流スポットであり、それが後流通過にほぼ同期する形で出現していることを示しており、前報の報告⁽⁵⁾と同様、スポットの存在を示す位相平均処理前の生データの変動波形は、位相平均処理後の高乱れ度領域間とにわずかな時間差が認められたものの、ほぼ一致する事を確認している。

円柱径の違いは、実際のターボ機械内での動静翼間隔を変化させることに類似の効果を生むと考えられる。平板翼を用いた今回の試験結果では、図5中左側の波形の比較からわかるように、円柱径を変えることにより順圧力勾配下でのWIT領域の持続時間及び乱れ度の値に差異が現れている。全般的な印象としては両者の違いは大きくはないが、後述するように、損失の指標となるエネルギー散逸厚さで評価すると、円柱径の違いによる有意差が確認できる。

定常流計測の結果で確認されたように、逆圧力勾配下の $x_{surf}/L = 0.48$ 付近から、WIT領域間に別の高乱れ度領域が定常的に存在している。この高乱れ度領域は、逆圧力勾配における境界層の自然遷移に起因すると考えられる (Naturally Induced Turbulence zone, 以下NIT領域と記す)。NIT領域は定常流計測 (3.1節) で観測した遷移開始点とほぼ一致しており、その点では後流通過の影響は見られない。しかし、図5を詳細に見ると、WIT領域がNIT領域に干渉する時点 (図中の円 A_1 及び A_2 で囲まれる付近) から、新たな高乱れ度領域が出現している。この領域は、逆圧力勾配場に進行したWIT領域の前縁付近から現れているように見えるため、WIT領域前縁部が逆圧力勾配の効果で活性化 (もしくは乱流スポットを誘発) した結果と推測できるが、WIT領域とNIT領域との干渉効果とも考えられ、更なる調査が必要である。また、一時的に乱れ度が低い領域 (図中の円 B_1 及び B_2 で囲まれる付近または乱れ度の時間

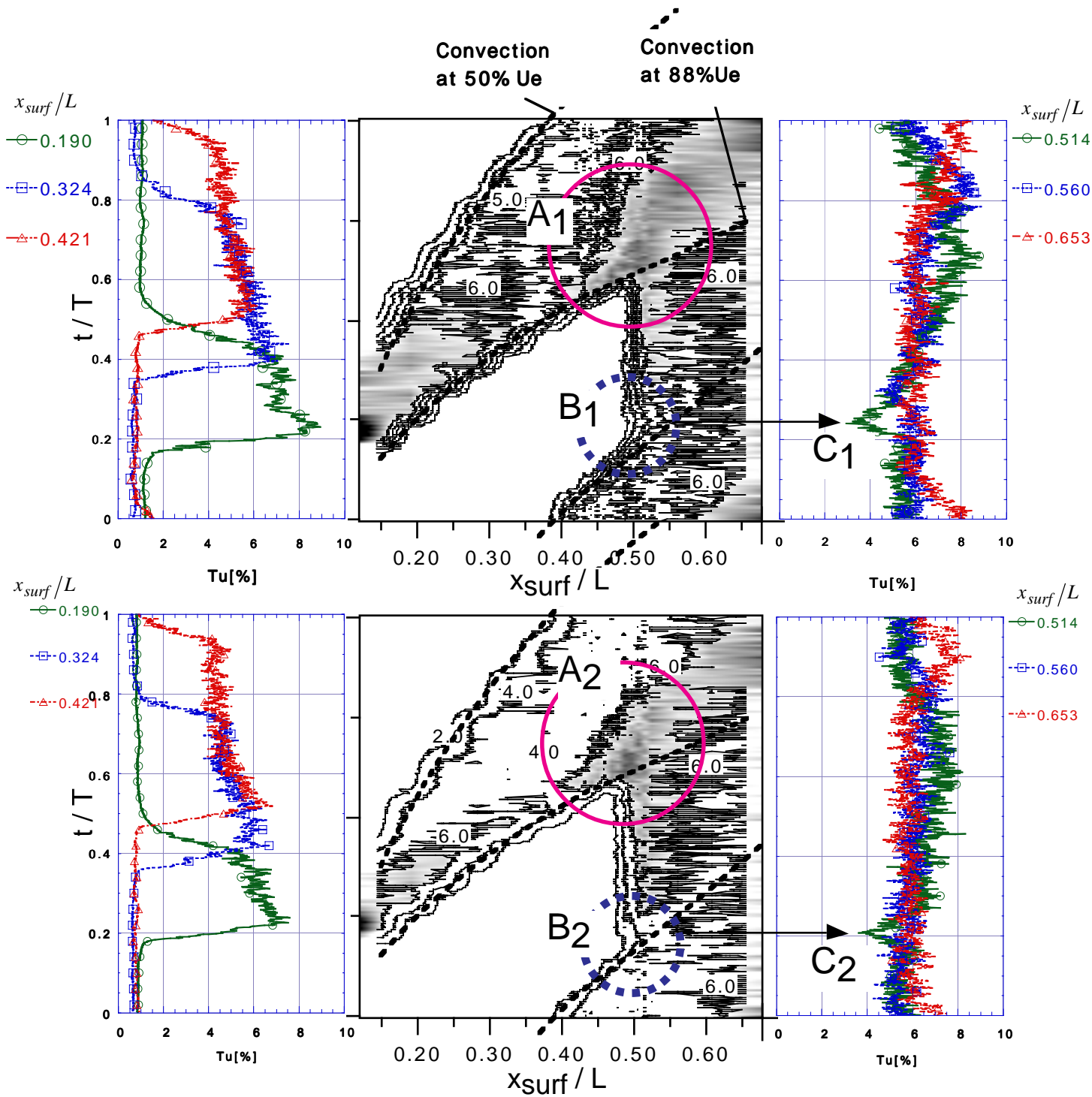


図5 主流乱れが小さい場合の周期的後流通過の影響を受ける壁面近傍乱れ度の時間的-空間的成長過程（上： $d = 5\text{mm}$ ，下： $d = 3\text{mm}$ ）

変化の C_1 及び C_2 の時点)がWIT領域の通過後に現れている。これはカーム領域(Calmed Region)の効果⁽¹⁾⁽⁵⁾である。カーム領域の広がり程度は 5mm の場合の方が円柱径が 3mm の場合よりも若干大きい。

3.2.2 乱流格子を装着した場合

図6には、乱流格子Grid 1を装着した状態で壁面近傍($y=0.2\text{mm}$)において計測した位相平均乱れ度の時間的-空間的变化及び合計7カ所の計測点にお

ける位相平均形状係数の時間的变化を示す。円柱直径は 5mm である。なお、次式で定義される局所速度変動を算出し、図中に正の速度変動を有する領域に陰影を付けた。これにより、乱れ度だけでは把握が困難な高乱れ度下においても、後流通過や乱流スポット等の影響が識別可能になる。

$$u'(x_{surf};t)/U_e = \left(u(x_{surf};t) - \frac{1}{T} \int_0^T u(x_{surf};t) dt \right) / U_e \quad (11)$$

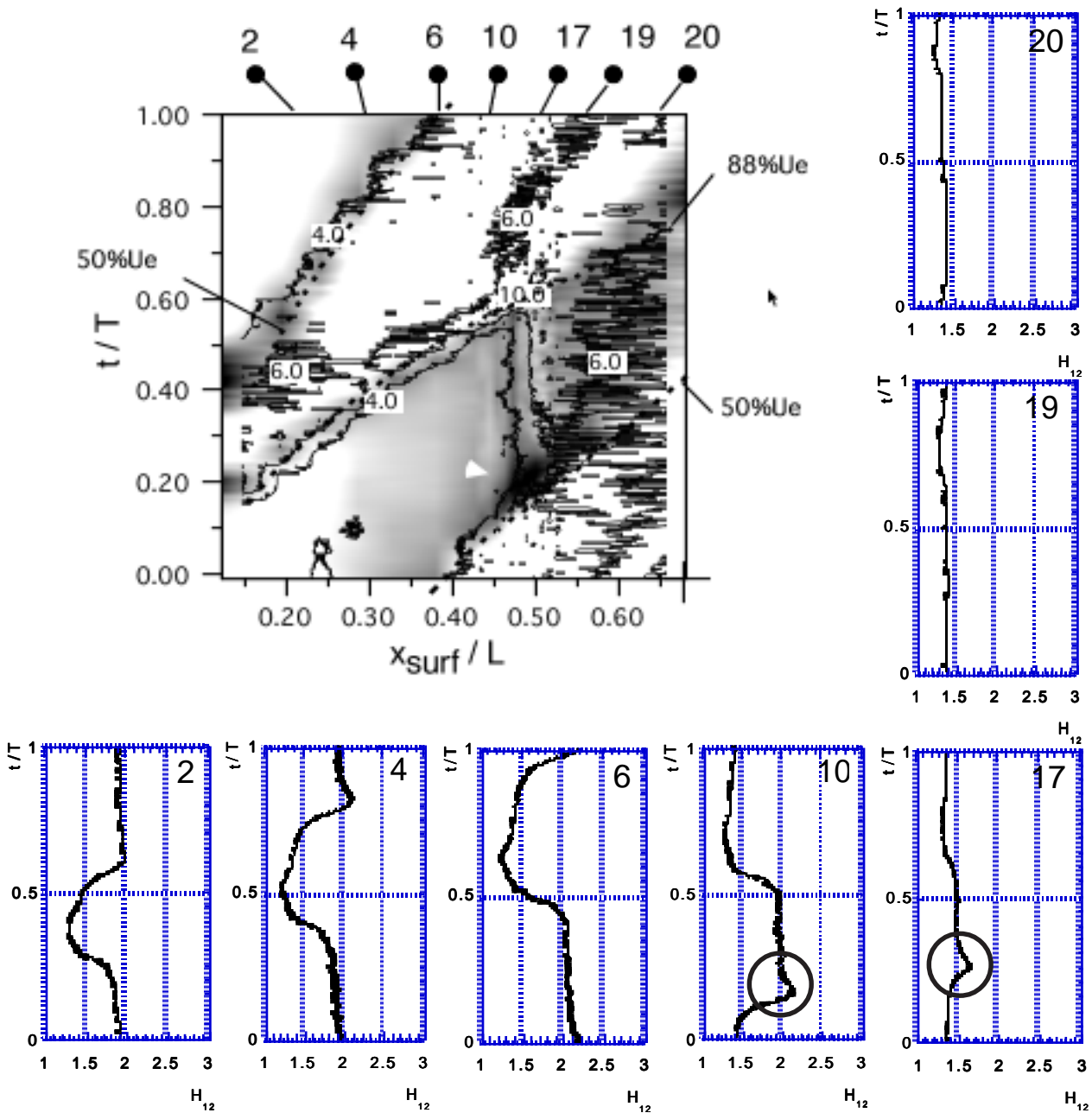


図6 入口主流乱れが1.0% (Grid 1) の場合の周期的後流通の影響を受ける壁面近傍乱れ度, 速度変動及び位相平均形状係数 (d = 5mm)

Grid 1の乱流格子の場合, 計測部入口での主流乱れが1.0%と相対的に低いこともあり, WIT領域やNIT領域の出現の様相には前述の乱流格子なしの場合と大きな差異は見られない. 位相平均形状係数の時間的変化で見た場合, 後流及びそれに付随して発生する乱流スポットの効果により境界層が乱流状態 ($H_{12} = 1.4$) に達し, その後後流の影響の受けないレベルにまで回復している. また, 乱流状態の持続時間は下流側に行くにつれ拡大している. また, 計測点10及び17では, ○で囲んだ箇所のように, カーム領域の効果によって形状係数が増加する瞬間も現れている. そして, さらに下流側に進むにつれ境界

層遷移は急激に進行し, 計測点19では後流通の痕跡すら確認できなくなっている.

図7には, 乱流格子Grid 3を装着した状態で壁面近傍 ($y=0.2$ mm) において計測した位相平均乱れ度の時間的空間的変化及び合計7カ所の計測点における位相平均形状係数の時間的変化を示す. 形状係数を見ても明らかな通り, この場合の境界層は乱流状態へ遷移が進行しており, そのため計測点10では, 後流通の痕跡を僅かに確認できる程度であることから, この場合の境界層遷移は主流乱れが支配的な効果を有していると言える. ただし, 詳細に時空間図及び形状係数を観測すると, くさび上に拡大するWIT領域の存在を確認できる. また, 計測点2及び4

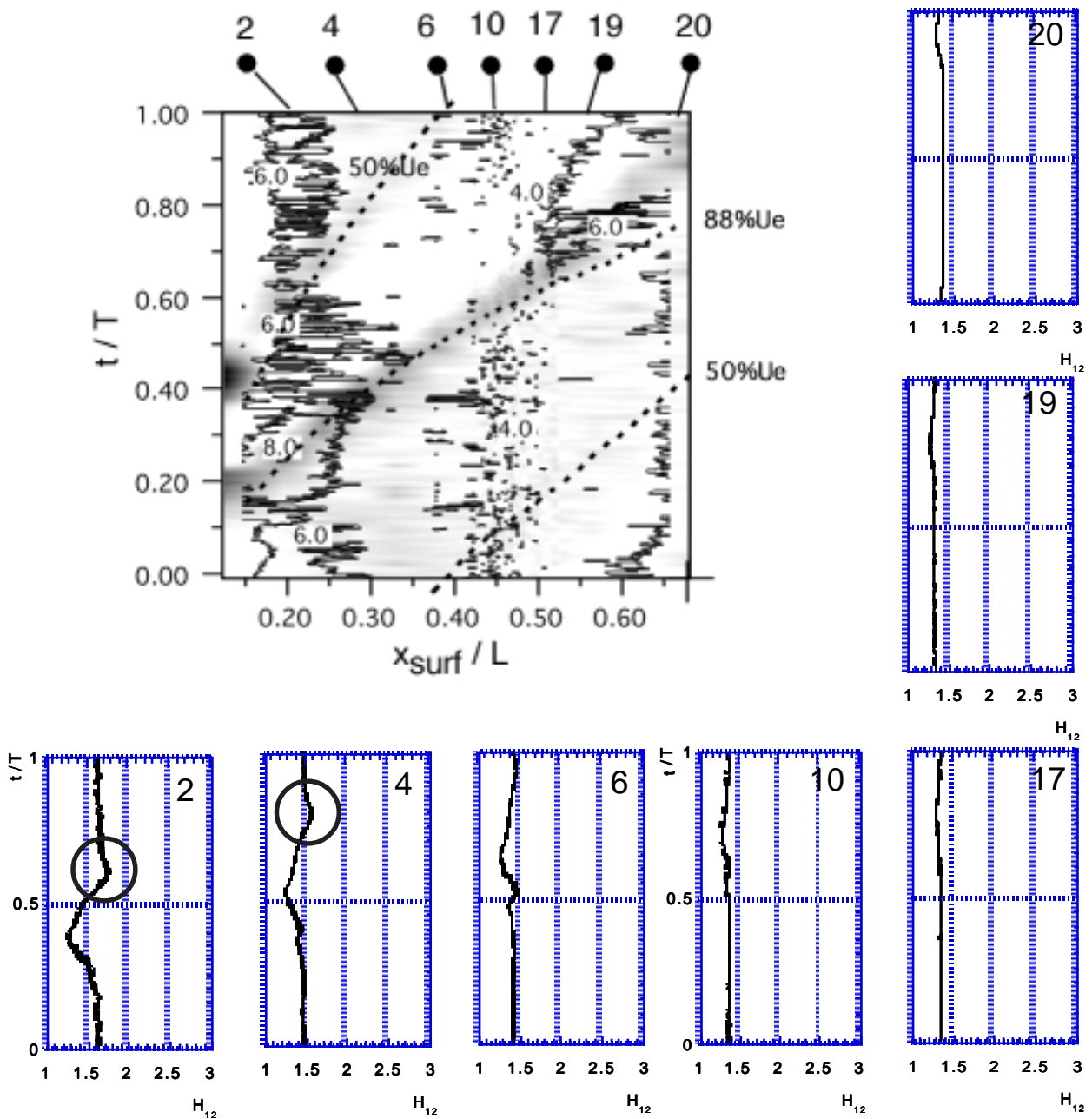


図7 入口主流乱れが1.9% (Grid 3) の場合の周期的後流通過の影響を受ける境界層内乱れ度，速度変動及び位相平均形状係数 (d = 5mm)

では形状係数が増加する瞬間も存在している。このことは、ある程度境界層の遷移が進行した状態であっても、周期的後流の通過により乱流スポットが誘発されうることを示しているが、その場合の乱流スポットの発生機構や詳細な構造については不明な点が多く、今後の研究課題の一つである。

3.2.3 時間平均エネルギー散逸厚さ

図8に、後流通過周期間で平均したエネルギー散逸厚さの流れ方向への変化を、乱流格子なしGrid 2及びGrid 3を装着した場合のそれぞれについて示す。なお、エネルギー散逸厚さは、境界層内で発生した空力的損失の大きさを表す指標の一つと見なす

ことができる。主流乱れが0.6% (No Grid) の場合、順圧力勾配下でのエネルギー散逸厚さは、直径5mmの円柱からの後流通過の影響を受ける場合が、直径3mmの円柱後流の影響を受ける場合よりも若干大きい。後流通過時間の差異の影響が関係していると思われる。逆圧力勾配下 ($x_{surf}/L > 0.45$) ではエネルギー散逸厚さは急激に増加している。このときには、円柱径の違いによる厚みへの影響はほとんど見られない。後流の影響を受けない場合のエネルギー散逸厚さは、後流通過の影響を受けた場合の厚みよりも小さく、その差は逆圧力勾配下で明瞭に観測されている。一方、主流乱れが約1.5% (Grid 2) の場合、境界層遷移過程は主流乱れが支配的な影響

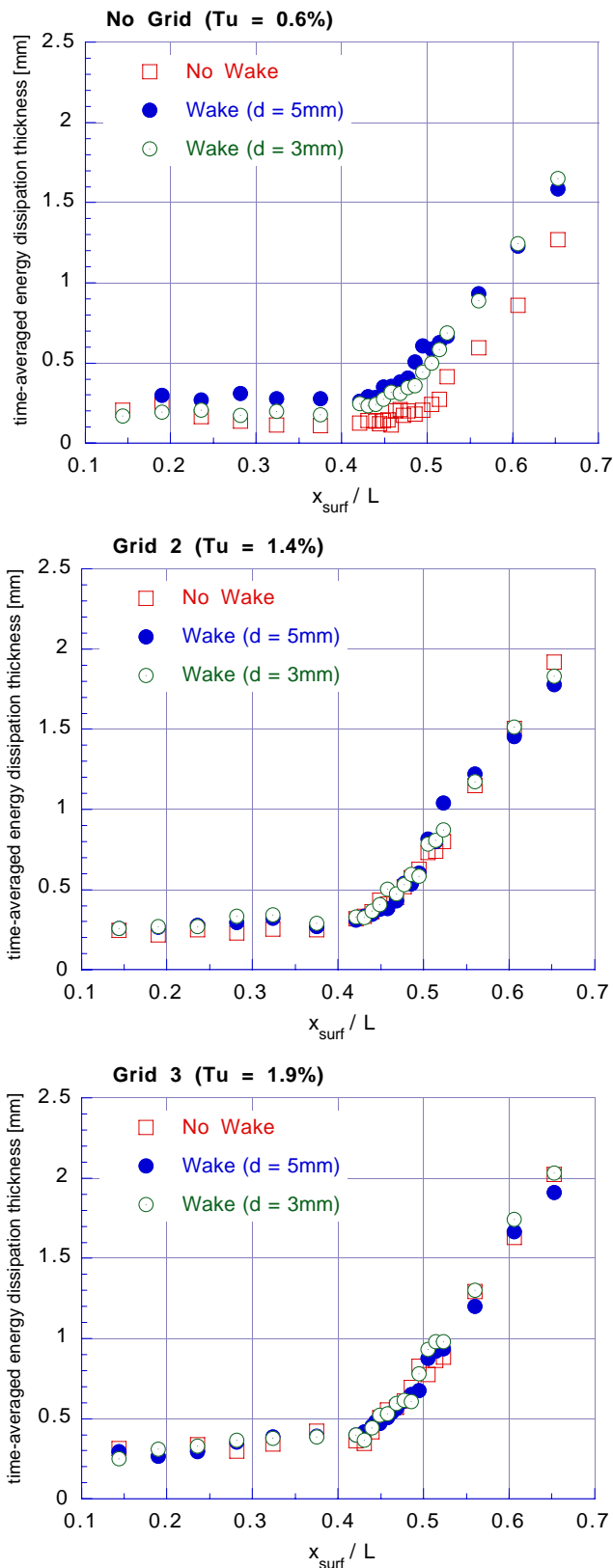


図8 時間平均エネルギー散逸厚さに与える主流乱れの効果
(上: No Grid, 中: Grid 2, 下: Grid 3)

力を有し、平均エネルギー散逸厚さは、順圧力勾配領域を除き後流通過の有無に関わらず3つのデータ群はほぼ一致している。この傾向は、主流乱れが約

2%のGrid 3の場合により顕著である。以上のことから、主流乱れによって境界層遷移過程が決定されていることがわかる。また、エネルギー厚さの流れ方向への増加率を見た場合、主流乱れが小さいNo gridの場合には、順圧力勾配の効果により、厚みの増加の割合は抑制される傾向にあるが、主流乱れが大きくなるにつれて、順圧力勾配下でも厚みの増加傾向が確認できる。

4 結 言

周期的後流による境界層バイパス遷移過程に対する主流乱れ増加の効果を、熱線プローブによる詳細な速度計測を通じて明らかにした。順圧力勾配領域で後流通過により誘発された乱流スポットは、下流方向にその領域を広げるが、主流乱れの増加に伴う効果で、その傾向は相対的に低下する。そして逆圧力勾配領域では、後流通過に加えて後流間で乱流スポットが発達する。得られた知見をまとめると、以下ようになる。

(1) 主流乱れが小さい場合、後流通過により誘発された高乱れ度領域を時空間図で表現し、その前縁部、後縁部の移動速度を調べた。その結果、それらの移動速度は単独の乱流スポットの移動速度とほぼ一致した。このことから、高乱れ度領域の実体は、後流通過に同期して生じた乱流スポットと考えることができる。

(2) 後流発生用円柱の直径の違い、即ち、後流特性の違いによるバイパス遷移過程への影響の差異は、低主流乱れの時に比較的顕著に現れた。その差異は主流乱れの増加とともに小さくなっていく。

(3) 定常流中の逆圧力勾配領域で確認された急激な遷移現象は、後流通過の影響を受ける場合でも、定常流とほぼ同じように後流が誘発した高乱れ度領域の間で発生しており、後流通過が定常的遷移現象に与える影響は全体としては小さい。ただし、後流通過により一時的に乱れ度が抑制される領域(カーム領域)が現れ、主流乱れの効果が比較的小さい場合(1%程度)の場合も同様にカーム領域が現れた。カーム領域は円柱径の大きさにも依存し、形状係数でもその傾向が確認された。

(4) 主流乱れ度の増加とともに後流通過によるバイパス遷移への影響力は相対的に低下し、主流乱れがバイパス遷移過程において支配的な影響因子になる。ただし、乱れ度の時空間図を詳細にみると、主流乱れが高い場合でも周期的後流の通過により乱流スポットが誘発されていることがわかった。

謝 辞

本研究で使用した装置の製作に当たっては,岩手大学工学部機械工学科齊藤二三技術職員,工作センター佐々木圭一技術職員にご尽力いただいた.ここに感謝の意を表す.

参考文献

- (1) Halstead, D.E., et al., Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol.119, 1997, pp.114-127
- (2) 船崎, 手塚, 田沼, 日本ガスタービン学会誌, Vol.27, No.3, 1999, pp.177-185
- (3) Addison, J.S., Hodson, H.P., Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol.112, 1990, pp.206-214.
- (4) Schulte, V., Hodson, H.P., AIAA 94-2931, 1994
- (5) Funazaki, K., Koyabu, E., Trans. ASME, Journal of Turbomachinery Vol.121, pp.333-340, 1999
- (6) Funazaki, K., Yokota, M., Yamawaki, S., Trans. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 119, 1997, pp.292-301
- (7) 船崎, 山下, 山脇, 渡邊, 機論(B編), 61-581, 1995, pp.267-274
- (8) 船崎, 目黒, 山脇, 山下, 機論(B編), 59-558, 1993, pp.41-49
- (9) Hancock, P.E., Bradshaw, P., ASME J. Fluid Engineering, Vol.105, 1983, pp.284-289