

主流乱れと後流の影響を受ける
非定常平板境界層に関する研究岩手大工 船崎 健一
岩手大院 山下 嘉宏
IHI 山脇 栄道

Abstract

Detailed experimental studies are conducted to investigate the effects of incident wakes generated by moving circular cylinders on transitional boundary layers on a flat plate in simulated flow conditions of aero-engines. In this paper, main purpose of this study is to develop a transition model of boundary layers under the influence of upstream wakes as well as free-stream turbulence, which is finally to be applied to turbine cooling design.

Measurements are made on heat transfer distributions along the flat plate which is subjected to the incoming periodic wakes with various wake conditions and also free-stream turbulence generated by several types of turbulence grids. The obtained data are then compared with the transition model and it follows that the proposed transition model yields reasonable results.

1. 緒言

航空エンジンなどのターボ機械内における後流と翼列との干渉について、それが翼面境界層遷移に与える影響に関する研究が、近年著者らを含む多くの研究者によって盛んに行われ、干渉効果のメカニズムの解明が進んでいる⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。また、これに関連するいくつかの優れた解説もなされている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。著者らの研究では、上流側翼列を模した移動円柱からの周期的な後流を用いて、圧力勾配がなく主流乱れ度の小さな平板境界層の遷移が後流によってどのように影響を受けるかを、熱伝達特性計測および境界層計測を通じて明らかにし、後流による強制遷移モデルを提示した⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。また、

著者らは、強制遷移モデルで重要となる後流持続時間および強制遷移開始点に関する実用的な式の検討を行っている⁽⁹⁾。

以上の研究から、主流乱れの小さな場合での後流による平板境界層の強制遷移に関する理解がかなり進んだと思われるが、実際のターボ機械内での現象に遷移モデルを適用する場合に重要となる主流乱れや圧力勾配等の効果が未検討のままである。これらの効果についての重要性と現在までの知見については Mayle⁽⁴⁾や Walker⁽⁵⁾に詳しいが*1、後流効果が共存する場合の検討については今後の課題とされている。

今回の研究では、主流乱れと後流とが共存する流れ場において、平板境界層の遷移がどのように影響を受けるかを実験的に明らかにする。同様の研究は Mayle, Dullenkopf⁽¹⁾がすでに行っているが、直接主流乱れ度を変化させた実験は行っておらず、また、後流持続時間や強制遷移開始点を求めるための見通しのよい方法を提示することなく、データごとの fitting からこれらの値を求めるなど、不備な点も多い。著者らは、今回の実験で得たデータおよび先に展開したモデル、実験式等を用いて、主流乱れを含む流れ場での後流による強制遷移モデルを検討する。

主な記号

- h : 熱伝達率
 L : 代表長さ (平板長さ)
 n, n_c : 乱流スポット発生率または後流発生器回転数, 円柱本数
 Re : Reynolds 数 ($= U_\infty L / \nu$)
 Re_x : 局所 Reynolds 数 ($= U(x)x / \nu$)

1 Mayle は主流乱れ度の小さな条件で得られた遷移に関する情報は、ガスタービンの設計には実質上役に立たないとしているが、Walker はこの見解に異を唱えている。

Re_θ : 運動量厚さに基づく Reynolds 数
 ($= U(x)\theta/\nu$)

Re_λ : 遷移長さに基づく Reynolds 数
 ($= U(x)\lambda/\nu$)

S : ストロークル数 ($= L/\tau U_\infty$)

Tu : 主流乱れ度 [%]

Tu_{max} : 後流内乱れ度分布の最大値 [%]

U, U_∞ : 主流速度, 入口一様流速

x : 流れ方向の座標

θ : 境界層運動量厚さ

λ : 遷移長さに関するパラメータ
 ($= x_{\gamma=0.75} - x_{\gamma=0.25}$)

λ_θ : 加速パラメータ ($= (\theta^2/\nu)dU/dx$)

ν : 動粘度

τ : 後流通過周期

$\tau_{1/2}$: 後流内速度分布の半値幅

$\bar{\tau}_w$: 後流持続時間

$\bar{\tau}_w$: 無次元後流持続時間 ($\tau_w U_\infty/L$)

添字

L : 層流境界層, N : 自然遷移

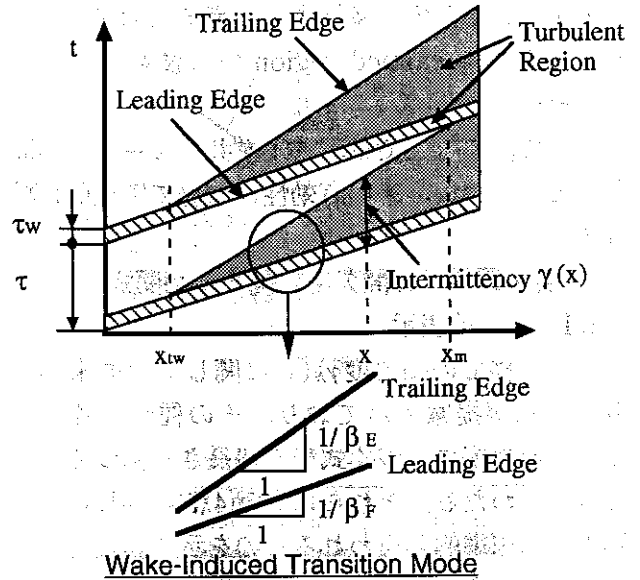
T : 乱流境界層, t : 自然遷移点

w : 強制遷移点, w : 強制遷移

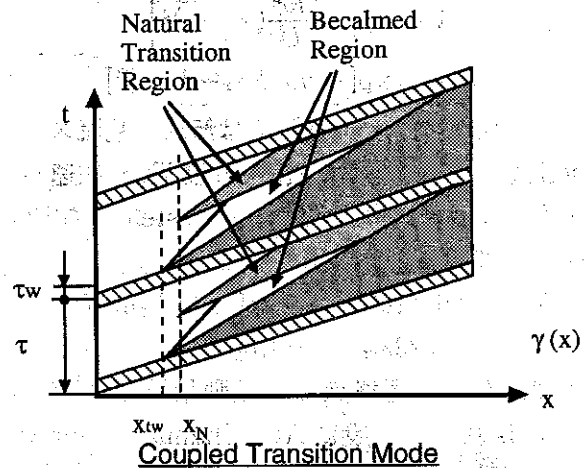
2. 後流による境界層強制遷移モデル(主流乱れを考慮した場合)

2.1 自然遷移と強制遷移が共存する場合の間欠度

図1に、後流のみが存在する場合の時空間上の強制遷移状況図(a)および自然遷移と強制遷移とが共存する場合の遷移状況図(b)をそれぞれ示す。さて、境界層遷移における流れ方向間欠度分布に関する議論では、Emmonsのモデル⁽¹⁰⁾が用いられることが多い。しかし、本論文では、議論を見通しよくするため、間欠度を「ある場所(x)での境界層計測全サンプルのうち、乱流状態に対応するサンプル数」と定義する。この定義は、ある瞬間の境界層の状態を調べたとき、境界層が乱流である確率に他ならない。そこで、自然遷移だけが存在する場合(事象N)の確率(即ち間欠度)を $\gamma_N(x)$ とし、後流による強制遷移だけが存在する場合(事象W)の確率(間欠度)を $\gamma_W(x)$ とする。このとき、事象Nと事象Wとの独立性を仮定すると、自然遷移と強制遷移とが共存する状態(共存モード)での乱流である確率 $\gamma(x)$ は、次式で表される。



後流による強制遷移



自然遷移と強制遷移との共存

図1 境界層遷移状況図

$$\gamma(x) = 1 - (1 - \gamma_N(x))(1 - \gamma_W(x)) \quad (1)$$

実際には、事象Nと事象Wとは完全には独立ではなく、例えばPfeilら⁽¹¹⁾が指摘しているように、becalmed regionと呼ばれる乱流スポットの発生しない状態が、後流通過によって境界層内に発生した乱流領域に付随して発生する⁽³⁾など、互いの干渉効果が存在する。この becalmed regionの発生には、乱流領域の移動速度と Tollmien-Schlichting 波の伝播速度 ($0.29 U_\infty$) との違いが関係するが、主流乱れ度がある程度大きくなると、遷移が Tollmien-Schlichting 波を伴わない、いわ

ゆる Bypass 遷移に移行すると考えられる⁽⁴⁾。これに応じて becalmed region の影響も小さくなると期待できる。

そこで、本論文では、式(1)を共存モードでの間欠度として用い、その有効性について実験的に検証する。

2.2 自然遷移での間欠度に関する相関式

2.2.1 一般的表示

自然遷移での間欠度 $\gamma_N(x)$ に関しては従来より多くの式が提案されており、その種類も乱流スポット発生率に基づく式や遷移長さに基づく式など多岐にわたる。それらは文献(4)(5)に詳しいが、以下では標準的と思われるものを示す。

Dhawan, Narasimha⁽¹²⁾によれば、 $\gamma_N(x)$ は乱流スポットの発生率 n を用いて次のように表される。

$$\begin{aligned}\gamma_N(x) &= 1 - \exp\left[-\frac{\tilde{n}\sigma}{U}(x-x_t)^2\right] \\ &\equiv 1 - \exp\left[-\tilde{n}\sigma(Re_x - Re_{xt})^2\right] \quad (2)\end{aligned}$$

ここで、 σ は定数、 $\tilde{n} = n\nu^2/U^3$ は無次元乱流スポット発生率である。 $\tilde{n}\sigma$ は主流乱れ度 Tu や加速パラメータ λ_{ot} などに影響を受ける。Gostelow ら⁽¹³⁾は $\tilde{n}\sigma$ に対して次式を提案している。

$$\begin{aligned}\tilde{n}\sigma &= 0.86 \times 10^{-3} Re_{ot}^3 \exp[2.134 \lambda_{ot} \ln(Tu) \\ &\quad - 59.23 \lambda_{ot} - 0.564 \ln(Tu)] \quad (3)\end{aligned}$$

ここで、 Re_{ot} は遷移点での運動量厚さに関する Reynolds 数で、一般に Abu-Ghannam, Shaw⁽¹⁴⁾の次式が用いられる。

$$Re_{ot} = 163 + \exp(6.91 - Tu) \quad (4)$$

一方、Mayle⁽⁴⁾は以下の式を提案している。

$$\tilde{n}\sigma = 1.5 \times 10^{-11} Tu^{7/4}, Re_{ot} = 400 Tu^{-5/9} \quad (5)$$

2.2.2 圧力勾配のない場合

圧力勾配のない場合の間欠度としては、Dhawan, Narasimha の次式が知られている。

$$\gamma_N(x) = 1 - \exp\left[-0.421 \frac{(Re_x - Re_{xt})^2}{Re_x^2}\right] \quad (6)$$

ここで、 Re_x は遷移長さに関するパラメータ λ (間欠度が 0.25 から 0.75 となる点間の距離) に基づく Reynolds 数であり、Dhawan, Narasimha は式(7)を、Narasimha は式(8)を提示している。

$$Re_x = 5 Re_{xt}^{0.8} \quad (7)$$

$$Re_x = 9 Re_{xt}^{3/4} \quad (8)$$

2.3 実用的方法

前節では、相関式に基づく自然遷移での間欠度推定方法を検討した。一方、最近では $k-\epsilon$ 乱流モデルによる遷移境界層解析⁽¹⁵⁾も一般的な手法として設計等に用いられている。さて、今回の研究では、自然遷移での間欠度を求める手法の検討そのものが目的ではなく、何らかの方法でその間欠度が既知となればよい。その一つの方法として、境界層解析コードまたは実験により、乱流境界層(主流乱れ度大の場合)、層流境界層(主流乱れ度小の場合)および遷移境界層(考えている流れ場での主流乱れ度の場合)を数値的/実験的に算出し、それらから間欠度を割り出すことを以下に検討する。

遷移境界層での熱伝達率 $h(x)$ は、乱流、層流境界層での熱伝達率 $h_T(x)$ 、 $h_L(x)$ および間欠度 $\gamma_N(x)$ を用いて、

$$h(x) = (1 - \gamma_N(x))h_L(x) + \gamma_N(x)h_T(x) \quad (9)$$

で表される。この関係より、間欠度 $\gamma_N(x)$ は次のように決定される。

$$\gamma_N(x) = \frac{h(x) - h_L(x)}{h_T(x) - h_L(x)} \quad (10)$$

2.4 後流による強制遷移での間欠度

既報で示した強制遷移での間欠度モデル⁽⁹⁾を、主流速度が変化する場合に拡張する。即ち、

$$\gamma_w(x) = \min[1, \Gamma_w(x)]$$

$$\Gamma_w(x) = S \left(\frac{1}{\beta_E} - \frac{1}{\beta_F} \right) \int_{x=x_{tw}}^x \frac{U_\infty}{U(x')} \frac{dx'}{L} + \frac{S_w}{S}, \quad x \geq x_{tw} \quad (11)$$

$$\Gamma_w(x) = \frac{S_w}{S}, x \leq x_{tw}, S = \frac{L}{\tau U_\infty}, S_w = \frac{L}{\tau_w U_\infty}$$

ここで、 β_E 、 β_F は後流によって境界層内に発生した乱流領域の後縁、前縁の移動速度と主流速度との比であり、それぞれ 0.55、1 である⁽⁶⁾⁽⁸⁾。 x_{tw} は後流による強制遷移開始点であり、無次元後流持続時間 τ_w を用いて次式から算出する。

$$Re_{otw} = 163 + \exp(4.83 - 30.8 \tau_w) \quad (12)$$

なお、後流持続時間は、ある点上で後流自身の乱れ(4%以上)が持続する時間を表し、次式で与えられる。

$$\tau_w = 3.36 \tau_{1/2} \sqrt{-\ln\left(\frac{4}{Tu_{max}}\right)} \quad (13)$$

3. 実験

3.1 実験装置

実験装置は、乱流格子を除き前報⁽⁹⁾と基本的には同じものを使用したもので、詳細は略す。図2には、供試平板とその座標系を、前方で移動する円柱および乱流格子との位置関係とともに示す。なお、主流乱れを発生させるための乱流格子は3種類あり、それぞれ収縮ノズル出口面に取り付けられる。格子の構成、発生する乱れ強さについては表1に示した。

実験では、移動円柱からの周期的な後流および主流乱れの影響を受ける平板境界層について、熱流束 q_{wall} 一定の条件での熱伝達率 h および後流内の乱れ度分布を計測する。熱伝達率は次式で与えられる。

$$h = \frac{q_{wall}}{T_{wall} - T_{\infty}} \quad (14)$$

ここで、 T_{wall} は平板上温度、 T_{∞} は主流温度である。乱れ度分布は、熱線流速計からの信号を A/D 変換した $v_i(t_j)$ を用いて、その集合分散(ensemble variance) から決定する。即ち、

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

$$\bar{v}(t_j) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k v_i(t_j) \quad (15)$$

ここで、サンプリング周波数は 50 KHz である。

3.2 実験結果

3.2.1 主流乱れを含む流れ場での後流内流れ度分布

以下では、円柱本数 n_c を 3 本に固定し、主流速度を 20, 30 および 40 m/s ($Re = 1.3 \times 10^6, 2.0 \times 10^6, 2.7 \times 10^6$)、後流発生器の回転数 n を 900, 1260 および 1500 rpm と変化させる。

図3には後流内乱れ度分布の計測例を、前報で示した評価式⁽⁹⁾

$$Tu = \max[Tu_b, Tu_{max} \exp(-0.354(t/\tau_{1/2})^2)] \quad (16)$$

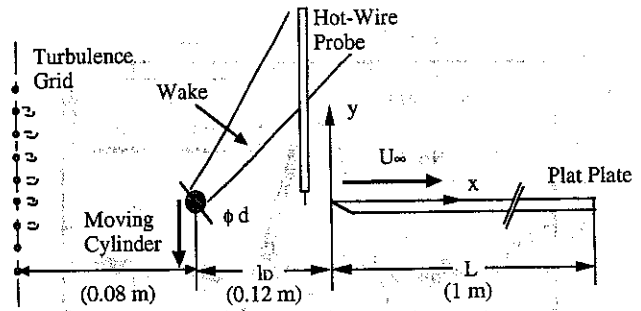
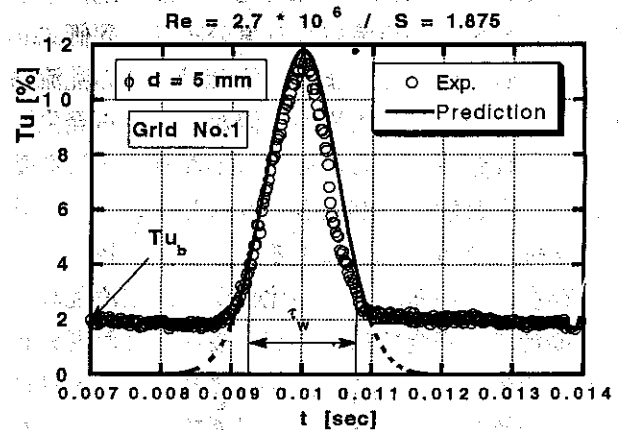


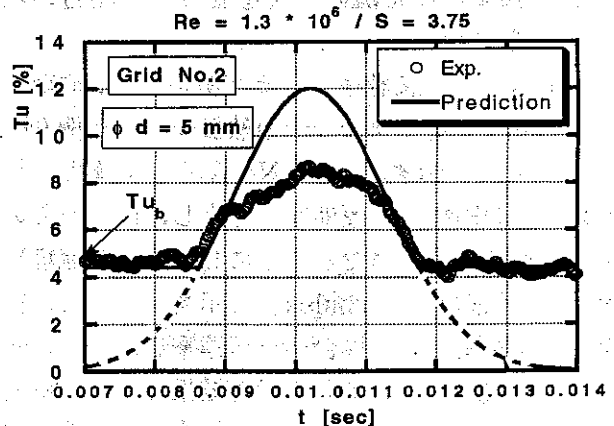
図2 供試平板と座標系

表1 乱流格子の構成と乱れ強さ

Grid No.	Configuration	Turbulence Intensity
1	screen mesh #5	1.5 - 2.0 %
2	Cylinder phi 5	4.0 - 5.0 %
3	Cylinder phi 5 + screen mesh #5	3.0 - 4.0 %

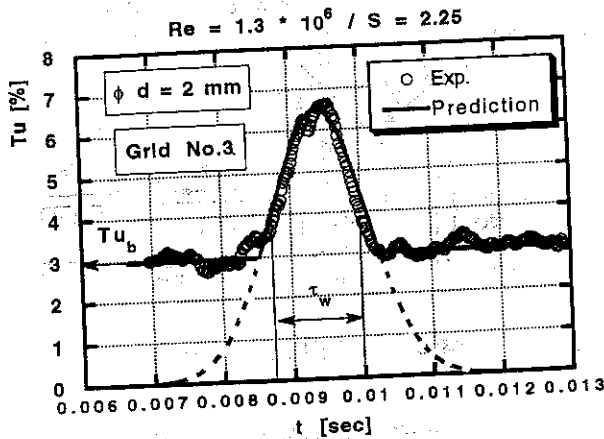


(a) Grid No. 1 / phi d = 5 mm



(b) Grid No. 2 / phi d = 5 mm

図3 円柱後流内の乱れ度分布



(c) Grid No. 3 / $\phi d = 2 \text{ mm}$
 図3 円柱後流内の乱れ度分布

と比較して示す。ここで、 Tu_b は乱れ度分布がほぼ平坦になったところでの乱れ度で、主流乱れ度に相当する。なお、乱れ度の最大値 Tu_{max} は主流乱れ度の小さな場合 ($Tu_b \sim 0.6\%$) で得られた測定値を用いている。Grid No.1 および No.3 の乱流格子を使用した場合の後流内乱れ度分布は、評価式(10)とよく一致している。また、Grid No.2 の乱流格子を使用した場合、大規模な渦がそこから発生するため、移動円柱からの後流もかなりの影響を受け、主流乱れ度分布が大きく変形しているが、分布を詳細にみると式(10)による評価値と一致する部分が存在している。以上の比較から、主流乱れが強い場合には完全ではないが、後流内乱れ度分布を表す際の Tu_{max} には、主流乱れ度の影響を受けて場合の値を利用することが可能であることがわかる。

3.2.2 周期的な後流の影響を受けない場合の熱伝達率

図4, 5には乱流格子を替えて計測した、周期的後流の影響を受けない場合の熱伝達率分布例 ($Re = 1.3 \times 10^6$) を示す。(図中 No Wake)。また、後流発生器の円柱を平板前方に固定し、円柱からの後流が常時平板に当たるようにして得た乱流境界層での熱伝達率 (Turbulent) も示す。さらに、後流の影響を受けない場合の熱伝達率を、式(4), (6), (7)および式(9)を用いて評価した結果も図中に併記してある。なお、Grid No.2 の場合には、境界層が温度計測点上流から乱流に遷移していた。ここで求めた間欠度 γ_N を共存遷移モード (式(1)) に対

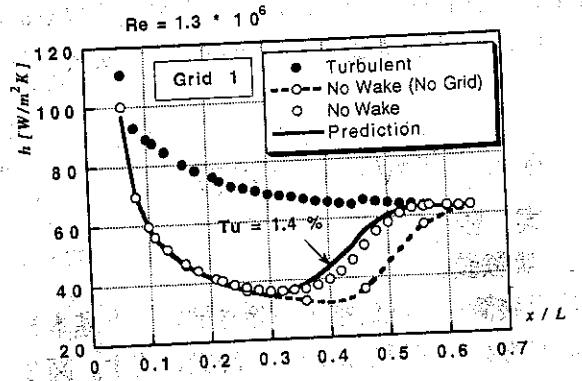


図4 周期的後流の影響がない場合 (Grid No.1)

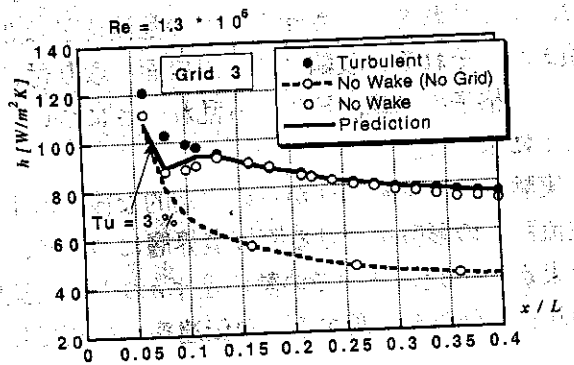


図5 周期的後流の影響がない場合 (Grid No.3)

して用いる。

3.2.3 後流影響下での時間平均熱伝達率

Grid No.1 の場合 図6, 7には $Re = 1.3 \times 10^6$ 場合に円盤回転数 900, 1260 および 1500 rpm と相当する Strouhal 数について得た時間平均熱伝達率分布を示す。これらの図には乱流格子がない場合の結果 (no grid) も示してある。また、式に式(6)および式(11)を代入して、共存遷移モードの間欠度 $\gamma(x)$ を算出し、

$$h(x) = (1 - \gamma(x))h_L(x) + \gamma(x)h_T(x)$$

で時間平均熱伝達率を推定した結果も併せて示す。この Reynolds 数の場合、自然遷移は $x/L \sim 0.3$ 開始する一方、後流による強制遷移はそれよりかなり上流 ($x/L \sim 0.05$) で始まるため、共存モードでの間欠度は主として強制遷移モードで決まる。従って、自然遷移と後流による強制遷移が互いに独立であるならば、Grid No.1 と周期的な後流のみの影響を受ける No Grid の結果はの大部分が一致することになる。さて、乱流を装着しない場合には、実験結果および評価

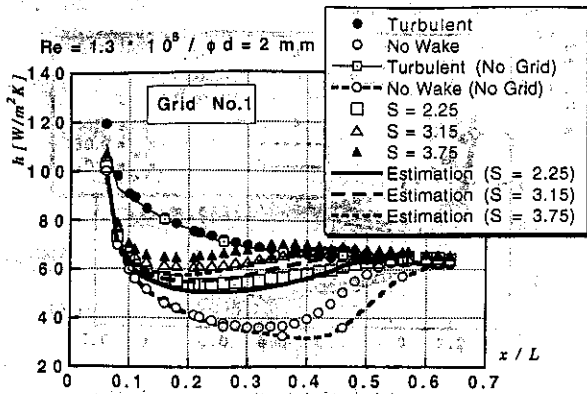


図6 時間平均熱伝達 ($Re = 1.3 \times 10^6$, $d = 2\text{mm}$, Grid No.1)

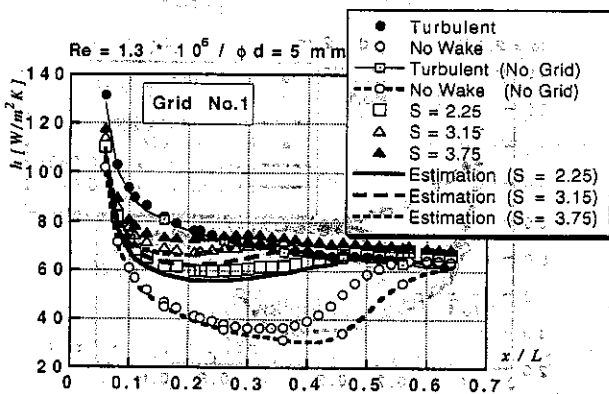
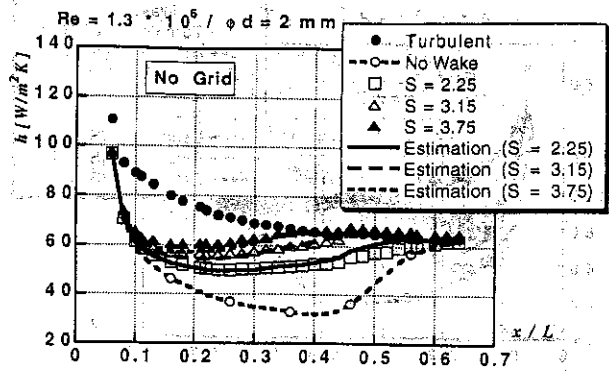
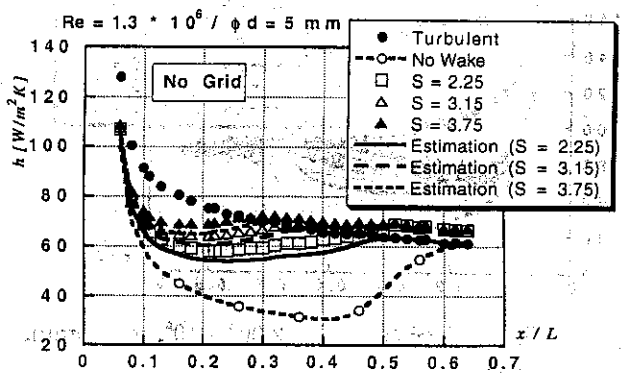


図7 時間平均熱伝達 ($Re = 1.3 \times 10^6$, $d = 2\text{mm}$, Grid No.1)



は全般的によく一致している。ただし、共存遷移モードでの遷移終了後で得られた熱伝達率が乱流境界層のそれを若干上回る場合があり、その影響で評価値と実験値とがわずかに異なる状況が発生している。一方、Grid No.1を装着した場合には、とくに高 Strouhal 数の場合に実験値と評価値との差が顕在化してくる傾向にある。この差の原因として考えられる要因の一つとして、後流による強制遷移と自然遷移とが独立でない、即ち相互干渉効果の存在が考えられるが、これについては後で考察する。

図8, 9には $Re = 2.0 \times 10^6$ の場合での時間平均熱伝達率分布を示す。この Reynolds 数の場合、自然遷移は $x/L \sim 0.15$ で開始しており、後流の効果と自然遷移とが共に間欠度全体に影響を与えている。この場合も上での例と同様に、乱流格子を装着しない場合には、実験結果および評価値とは全般的によく一致するが、Grid No.1を装着した場合には、とくに高 Strouhal 数の場合での差が比較的大きい。この差は円柱径が大きいほど顕著である。

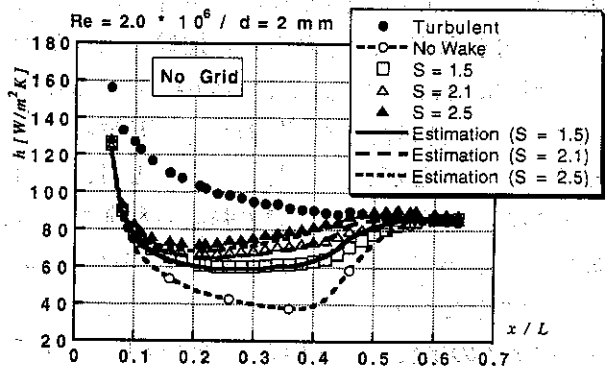
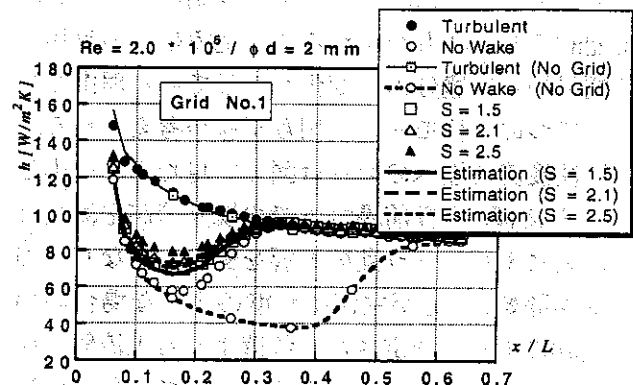


図8 時間平均熱伝達 ($Re = 2.00 \times 10^6$, $d = 2\text{mm}$, Grid No.1)

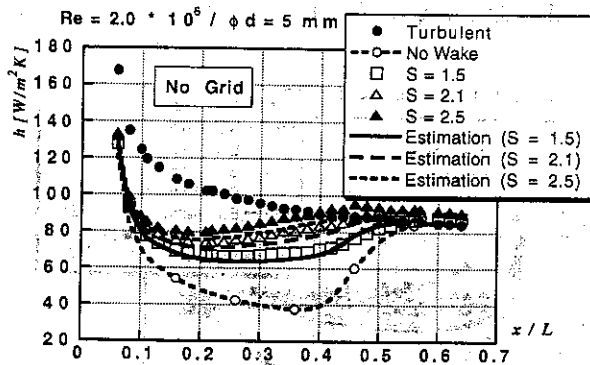
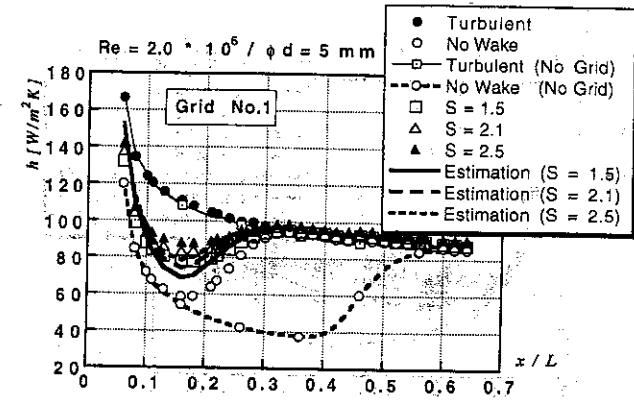


図9 時間平均熱伝達 (Re = 2.00 * 10⁶, d = 5mm, Grid No.1)

上で見たように、後流による強制遷移モードが支配的であるにもかかわらず、乱流格子の有無で時間平均熱伝達分布に変化が生じている理由として、二つの遷移モードの相互干渉が考えられる。(円柱後流特性への影響は図3で見たように小さい)。例えば、平板前縁付近での境界層が主流乱れの効果によりじょう乱の影響を受け易くなり、強制遷移開始点 x_{tw} が主流乱れ度の小さな場合の相関式(12)によって推定される位置よりも上流側に移動したと考えることができる。そこで、最も極端な場合として、 $x_{tw} = 0.0$ とおいた場合の時間平均熱伝達分布を算定し、先の結果と比較した。その結果を図10, 11に示す。これらの図から、 $x_{tw} = 0.0$ とおいた場合の評価結果のほうが実験値にかなり近くなることがわかった。このことは、主流乱れ度が無視しえない状況での強制遷移開始点は、境界層の開始点 ($x = 0.0$) にすることが妥当であること意味している。

Grid No.3の場合 図12には、 $Re = 1.3 \times 10^6$ での時間平均熱伝達率分布を示す。上での議論に従い、 $x_{tw} = 0.0$ として熱伝達率を評価した。図5で示

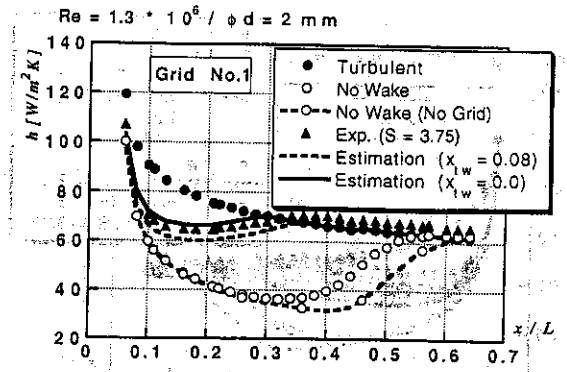


図10 強制遷移開始点の効果 (Re = 1.3 * 10⁶, d = 2mm)

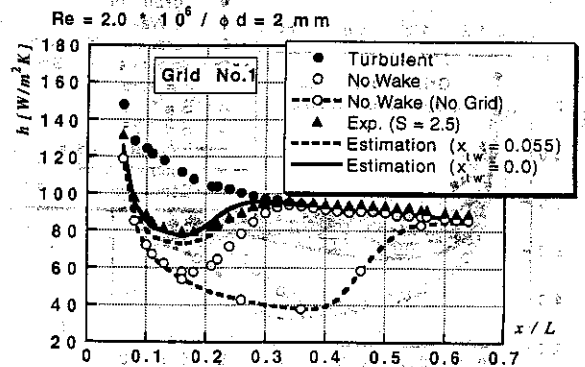


図11 強制遷移開始点の効果 (Re = 2.00 * 10⁶, d = 2mm)

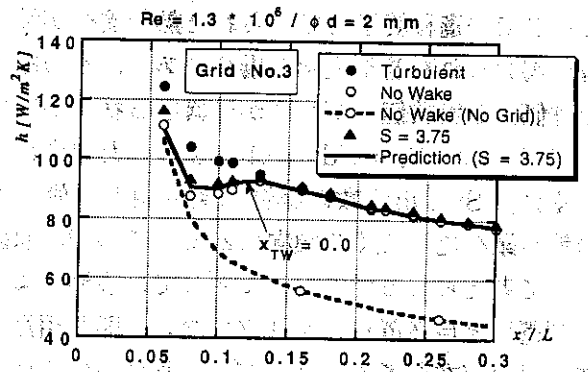


図12 時間平均熱伝達 (Re = 1.3 * 10⁶, d = 5mm, Grid No.3)

したように、Grid No.3の乱流格子の場合には、定常流での遷移が速やかに終了しているため、後流による遷移の効果は明瞭には現れず、わずかに後流による熱伝達率の上昇が認められる程度である。この場合でも、本論文で提示した評価法は、実験結果とよく一致する結果を与えていることがわかる。

4. 結 言

上流からの周期的な後流および主流乱れの影響を受ける平板境界層上での熱伝達特性に関する実験的研究を行うとともに、両者の影響によって引き起こされる遷移モードが共存する場合の間欠度モデルを提案した。実験結果と遷移モデルによる評価値との比較により得た結果を以下にまとめる。

- (1) 後流による強制遷移モードと自然遷移モードとは、必ずしも独立でないことが実験的に示された。
- (2) 両遷移モードの独立性の仮定に基づく遷移モデルを用いた場合、定性的には実験値に近い結果が得られるが、定量的には若干の差異が生ずる。
- (3) 主流乱れ度は、後流による強制遷移開始点の位置を上流側にシフトさせる傾向にある。この点を補正すると、遷移モデルでの定量的予測がある程度可能となる。

参考文献

- (1) Mayle, R. E., and Dullenkopf, K., J. Turbomachinery, Vol. 112, 1989, 188
- (2) Addison, J. S., and Hodson, H. P., J. Turbomachinery, Vol. 112, 1990, 206
- (3) Orth, U., ASME Paper 92-GT-283, 1992
- (4) Mayle, R. E., J. Turbomachinery, Vol. 113, 1991, 509
- (5) Walker, G. J., ASME Paper 92-GT-301, 1992
- (6) 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 58-549, B(1992), 1401
- (7) 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 58-550, B(1992), 1761
- (8) 船崎, 目黒, 山脇, 山下, 機論, 58-558, B(1993), 357
- (9) 船崎, 目黒, 山下, 山脇, ガスタービン秋季講演会講演論文集(長崎), 1992, 113
- (10) Emmons, H. W., J. Aero. Sci., Vol. 18, 1951, 490
- (11) Pheil, H., Herbst, R., and Schroder, T., J. Eng. Power, Vol. 105, 1983, 23
- (12) Dhawan, S., and Narasimha, R., J. Fluid Mech., Vol. 3, 1958, 418
- (13) Gostelow, J. P., Blunden, A. R., and Walker, G. J., ASME Paper 92-GT-380, 1992
- (14) Abu-Ghannam, B. J., and Shaw, R., J. Mech. Eng. Sci., Vol. 22, 1980, 213
- (15) ビスワス, 福山, 荒木, 日本ガスタービン学会誌, 20-77, 1992, 68