

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

NACA0012 翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響

徳川 直子, 高木 正平, 上田 良穂, 井門 敦志

2006年2月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

宇宙航空研究開発機構研究開発報告
JAXA Research and Development Report

NACA0012 翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響

Influence of the External Disturbances on Natural Transition
in Boundary Layers on NACA0012 Airfoil

徳川 直子*¹ 高木 正平*¹ 上田 良稻*² 井門 敦志*³
Naoko TOKUGAWA Shohei TAKAGI Yoshine UEDA Atsushi IDO

*¹ 総合技術研究本部 空気力学研究グループ
Aerodynamics Research Group, Institute of Aerospace Technology

*² 東京ビジネスサービス株式会社
Tokyo Business Service Co., Ltd.

*³ 鉄道総合技術研究所
Railway Technical Research Institute

2006年2月
February 2006

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

NACA0012 翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響*

徳川 直子*¹, 高木 正平*¹, 上田 良穂*², 井門 敦志*³

Influence of the External Disturbances on Natural Transition in Boundary Layers on NACA0012 Airfoil *

Naoko TOKUGAWA *¹, Shohei TAKAGI *¹, Yoshine UEDA *², Atsushi IDO *³

Abstract

A series of experimental investigations have been carried out to examine the influence of free-stream turbulence and acoustic noise on laminar-to-turbulent transition in boundary layers on an NACA0012 airfoil. The quantitative evaluation of the influence on the total growth rate N of the most amplified disturbance obtained from the e^N method at the transition location is made in an empirical relation between the total growth rate N and both the residual turbulence Tu and the sound pressure level SPL . Consequently, the transition location is detected as a linear equation $N=C_{Tu} \times \ln(Tu) + C_{SPL} \times SPL + C$ for not only 2-D case with zero angles of both sweep and attack but also 3-D case with non-zero angles of both sweep and attack, though each coefficient in N depends on geometrical configuration of airfoil such as cross-sectional shape and swept angle. Accuracy of predicted chord length is expected to be improved 10% by use of the obtained empirical relation. Surface temperature measurement technique by use of infrared camera is shown to be efficient and useful for transition detection in low subsonic flow. Usefulness is also shown in visualizing cross-flow stationary vortices growing in 3-D boundary layer.

Key words: Boundary-layer transition, Transition prediction, e^N -method, Free-stream turbulence, Acoustic noise, Infrared image technique

概 要

e^N 法を用いた二次元及び三次元境界層の乱流遷移位置の予測において外乱の影響を定量的に評価するため、一様流の残留乱れ Tu および騒音レベル SPL と遷移位置における攪乱の空間増幅率 N の相関関係を実験的に調べた。気流特性が異なる3つの風洞で同一の矩形翼 NACA0012 模型の遷移計測を実施した。その結果、模型を二次元と三次元形態のどちらに設置しても、 N は Tu の対数と SPL の一次関数で表されるが、外乱に対する感度は翼断面や後退角に依存することがわかった。この相関関係を用いることにより二次元の場合には遷移位置の予測精度が翼弦長の10%程度向上することが期待される。また低亜音速境界層の遷移位置検出手法として、赤外線カメラを用いた表面温度分布計測が有効であり、横流れ定在渦も可視化可能であることを示した。

1. 緒 論

航空機の設計において抵抗値の推算は非常に重要であるが、境界層が層流から乱流へ遷移する位置の予測精度が不十分なため、摩擦抵抗を正確に予測することは出来ていない。遷移位置の予測を困難にしている大きな原因

の一つに、遷移位置が、気流に残留する残留乱れや騒音、あるいは物体の表面粗さなどの外乱に依存することが挙げられる。外乱によって境界層を遷移へ導く不安定攪乱の初期振幅が決定されるため、例えば、静止流体中を飛行する実機に比べ一様流中の変動が大きい風洞では遷移位置が上流へ移動することが一般的に知られている。こ

* 平成17年12月12日受付 (received 12 December, 2005)

*¹ 総合技術研究本部 空気力学研究グループ

(Aerodynamics Research Group, Institute of Aerospace Technology)

*² 東京ビジネスサービス株式会社

(Tokyo Business Service Co., Ltd.)

*³ 鉄道総合技術研究所

(Railway Technical Research Institute)

のような外乱の影響があるために、実機の遷移位置を予測する場合だけでなく、予測コードを検証する場合にも、実験的に検出される遷移位置に不確定さが残ってしまう。この問題を解決するには、遷移位置に対する外乱の影響を定量的に評価し、予測に反映することが必要不可欠である。

外乱の影響を遷移予測に反映する手法には、一様流中の変動が境界層内に受容されて生成される不安定攪乱の初期振幅と外乱の振幅比で定義される受容係数を決定する方法と、遷移位置と外乱の大きさの関係を直接定式化する方法の2つがある。前者については理論的、実験的な研究が進んできているが実用には至っていないように思われる¹⁴⁾。一方後者は、前者に比べ物理的な機構を十分反映はしていないが、非常に簡便であるという利点を持つ。現在、遷移予測において最もよく用いられている e^N 法^{5,6)}では、不安定攪乱の局所振幅 A と初期振幅 A_0 の比で定義される攪乱の空間増幅率 $N=\log(A/A_0)$ がある値を越えた点を遷移位置と定義して予測するものであるが、遷移位置における N 値について外乱の影響を反映させる幾つかの提案が行われている。外乱としては一様流中の変動以外にも表面粗さについて調べられている^{7,8)}。一様流中の変動と N の関係で最もよく知られているのは、Mackによって提案された平板境界層が遷移する位置における N と残留乱れ Tu の関係式^{9,10)}である。一方、騒音レベル SPL と遷移位置における N の関係も、超音速流に対して幾つか提案されており^{11,12)}、超音速流においても円錐境界層の遷移に対するデータベースが構築されている¹³⁾。著者らは、一様流中の変動に含まれる残留乱れと騒音の両者の影響が同時に評価されていないことに着目し、迎角および後退角を持たない二次元のNACA0015翼境界層の遷移に対する式を提案した¹⁴⁾。複数の外乱要素を考慮することによって遷移予測の精度が向上されたが、この関係式が任意の翼型に対しても適用できるかは不明である。また境界層が二次元の場合と三次元の場合では、支配的な不安定機構が異なるため、外乱と遷移位置における N 値の関係も大きく異なると推測される。

そこで、本研究の目的は、NACA0015に対して得られた残留乱れおよび騒音が遷移位置における N 値に及ぼす影響を示す関係式が他の翼断面をもつ二次元翼に対して適用できるのか、また後退翼上の三次元境界層に対しても適用できるのかを調べることである。そのために、一様流中で変動の特性が異なる3つの風洞において矩形のNACA0012翼上に発達する境界層の自然遷移過程を、後退角および迎角を持たない二次元形態と後退角および迎角をもつ三次元形態についてそれぞれ計測した。模型の表面粗さを一定とするため、いずれの風洞でも同一の模型を用いた。計測手法も、風洞ごとの差異を取り除くた

めに統一した。遷移位置の判定には、熱線流速計とプレストン管の他に赤外線カメラを用いて表面温度計測を行った。表面温度計測は、遷移位置を面で判定できるだけでなく、計測時間も大幅に短縮することができる。またオイルフローやナフタレン昇華法と異なり塗布物が不要なため、流れに及ぼす影響がない。表面温度計測による遷移位置検出は、これまで層流と乱流に大きな回復温度の差が生じる超音速流や極超音速流に限られてきたが、近年カメラや画像処理技術の発達に伴い亜音速の境界層でも可能になっている¹⁵⁻¹⁷⁾。低亜音速流に対して定量的な遷移判定が可能であることが示されれば、供試体表面の加工が困難な飛行試験への適用などが期待される^{16,17)}。以下において、表面温度計測による遷移位置検出の有効性を定量的に示した後、二次元形態および三次元形態の矩形翼境界層の遷移位置における N 値を、残留乱れおよび騒音と比較する。

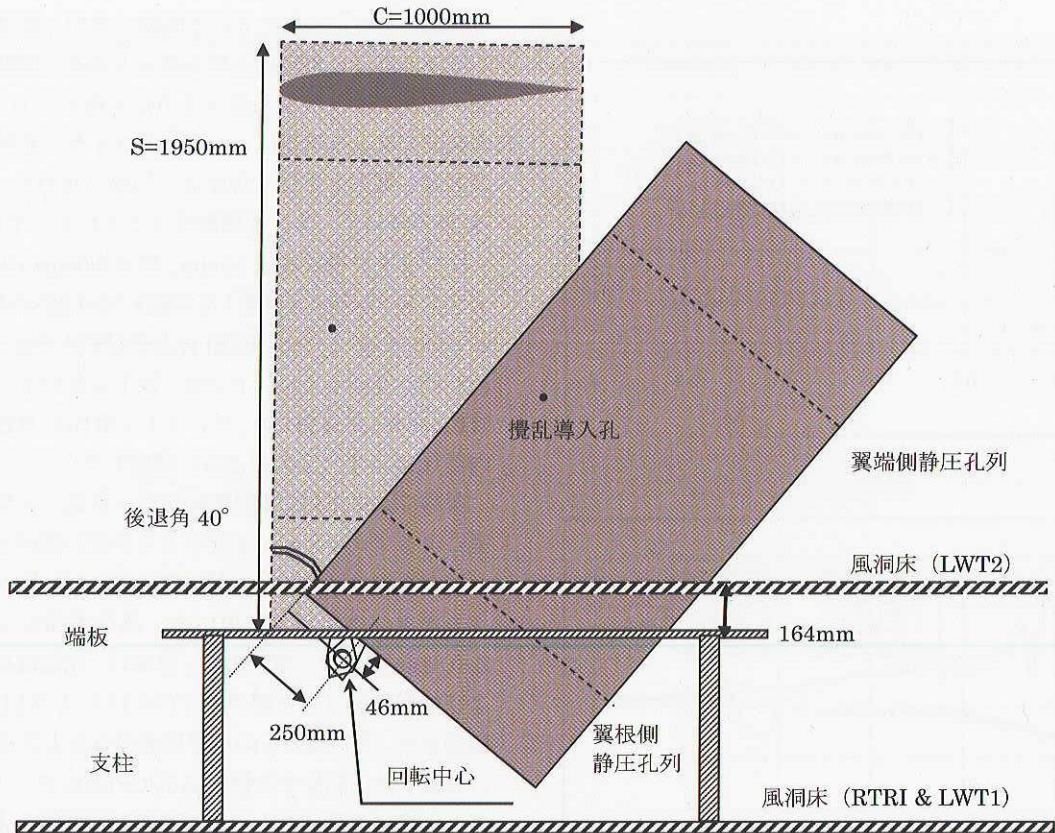
2. 実験装置および方法

実験は、鉄道総合技術研究所の大型低騒音風洞 (Large-scale low-noise wind tunnel of Railway Technical Research Institute; 以下 RTRI と略称)、宇宙航空研究開発機構の6.5m × 5.5m 低速風洞 (6.5m × 5.5m Low-speed wind tunnel; 以下 LWT1) および2m × 2m 低速風洞 (2m × 2m Low-speed wind tunnel; LWT2) の3つの風洞において実施した^{15,18,21)}。

二次元翼型 NACA0012 (翼弦長 $C=1\text{m}$, 翼幅 $S=1.95\text{m}$) およびその設置状況を図1(a)に示す。模型の表面は C-FRP 製で、内部は150mm 間隔のリブ構造となっている。前縁を原点とする模型の翼弦位置 $X/C=0.2$ 、翼根端を原点とする翼幅位置 $Y/C=1.00$ の位置には、人工的な非常常攪乱を導入するために直径0.5mmの微細孔が空いており、その内側にはスピーカが設置されている。また $Y/C=0.375$ および $Y/C=1.575$ には、各46ポートの静圧孔が空いている。

後退角および迎角を持たない二次元形態の場合、模型は風洞床面から700mmの高さに置かれた端板上に鉛直に設置された。一方、後退角および迎角を持つ三次元形態の場合には、翼弦位置 $X/C=0.25$ 、 $Y/C=-0.046$ の翼根部に取り付けられたピボットを中心に40°傾けた状態で設置した。LWT2においては測定部の高さが低いため、ターンテーブルを下ろし端板が風洞床面より164mm下方となるように模型および端板を設置し、開口部は仮設の床で塞いだ。仮設床は、模型と風洞床との間の隙間が後退角を取らない場合と取った場合で異なるため、それぞれの形態に応じて変更した。模型の迎角 α は風洞床面のターンテーブルを回転させることによって変化させ、 $\alpha=0^\circ$ は二次元形態において上下面で静圧分布のずれが最小と

(a) 模型



(b) ミニチュア・トラバース装置

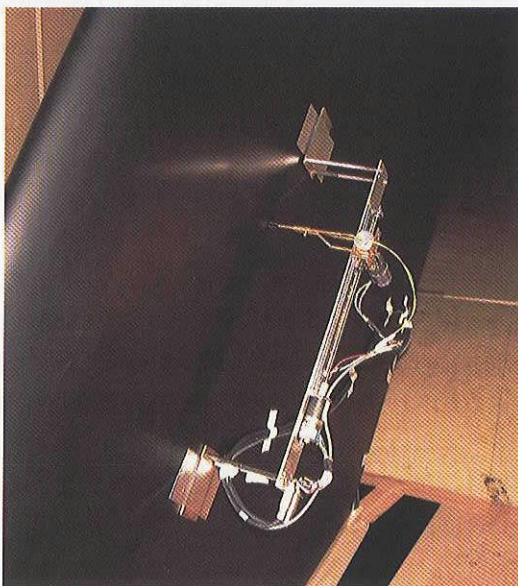


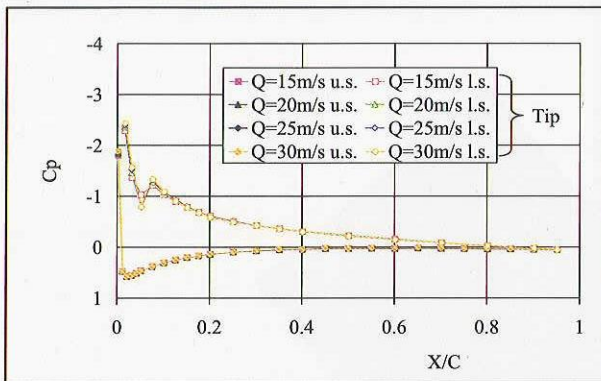
図1 装置

なる角度で定義した。各風洞における静圧分布の計測方法は、文献14の通りである。後退角 $\Delta=40^\circ$ をとった三次元形態の場合は、遷移を計測する上面側において、横流れ不安定の増幅を促進するために $\alpha = -12^\circ$ に設置した。

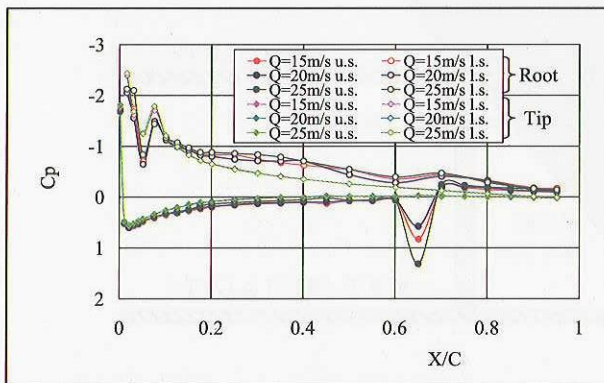
その結果として大きな逆圧力勾配の生じる下面には、剥離を防ぐため $X/C=0.03$ または $X/C=0.075$ にトリッピングワイヤを前縁に平行に設置した。トリッピングワイヤ直後の静圧分布にはその影響が顕著に表れているが、大規模な剥離は生じていないことが確認された (図2(a))。

前述の通り、遷移位置の検出には、赤外線カメラ、熱線流速計およびプレストン管を用いた。赤外線カメラは、LWT2 における二次元形態の計測には NEC 三栄製 TH1101 を、それ以外の場合には日本アビオニクス製 TVS-8502 を用いた。TH1101 は、HgCdTe の赤外線検出器を持ち、測定波長は $8 \sim 13 \mu\text{m}$ 、 $-50^\circ\text{C} \sim 2000^\circ\text{C}$ の温度を分解能 0.2°C で計測可能である。一方、TVS-8502 は、InSbFPA の赤外線検出器を持ち、測定波長は $3.5 \sim 5.1 \mu\text{m}$ 、 $-40^\circ\text{C} \sim 900^\circ\text{C}$ の温度を分解能 0.025°C で計測可能である。温度は、黒体放射による較正試験で得られた係数を用いてカメラ内部で較正された値を採用し、試験毎には特に較正を行わなかった。本論文の目的である遷移位置の検出には相対的な温度分布が重要であり、温度の絶対値には高い精度を要求しないためである。カメラは、RTRI および LWT2 においては、観測窓のすぐ外側に設置したが、ガラスによる赤外線の吸収を防ぐため、開放した小穴をもつ木製窓を用いた。LWT1 においては観測窓のガラスを取り外せないため、風路内に風防を取り付け、その内部にカメラを設置した。カメラはいずれの風洞に

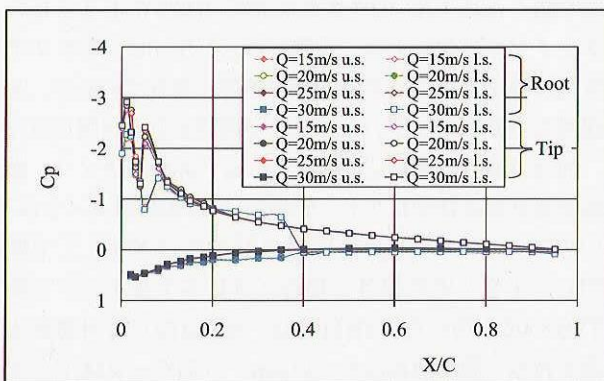
(a) RTRI



(b) LWT1



(c) LWT2

図2 $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$ の三次元形態における圧力分布

においても翼弦に対し平行に、そして計測面に対しほぼ垂直に設置した。カメラと模型は2m程度離れているため、画角は 15° 程度と非常に小さい。また、模型表面を黒色に塗装し、風洞内の照明を消灯することによって模型表面における反射の影響を最小限、かつ試験条件によらず一定になるように工夫した。境界層の状態を判定するには層流状態と乱流状態との間に温度差を生じさせる必要があるが、亜音速の自然状態では超音速流のように回復温度による温度差が生じないため、気流と模型の間に人工的に温度差を生じさせる必要がある。温度差を生じさせ

る方法として、これまでに送風機の冷却を瞬間的に停止し気流の温度を急激に上昇させる方法や、模型表面の内側に面状ヒーターを内蔵する方法が報告されている²²⁾。本試験ではより簡便に、ヘア・ドライヤーを用いて、模型表面を気流より 10°C 程度高く均等に暖めた。計測範囲は、無風時にマーカーを撮影することによって確認した。

プレストン管は外径1.0mm、内径0.6mm（以下においてプレストン管Aと呼称）を翼幅 $Y/C=1.325$ の位置で、翼弦方向に移動させた。RTRIおよびLWT1では、検証のため形状の異なるプレストン管（以下においてプレストン管Bと呼称）を追加した。プレストン管Bは、外径0.56mm、内径0.3mmで、 $Y/C=1.265$ に設置した。

遷移位置検出用のI型熱線プローブは、トラバース装置によるブロックageを避けるため薄い板の上に直接プローブを取り付けた貼り付け型とし、センサーは $5\mu\text{m}$ のメッキタングステンを用いた。模型表面からの高さは $Z=0.8\text{mm}$ でほぼ一定である。熱線は、定温度型流速計および線形化器（ユキ電子製CTA-011およびLIN-011）で駆動させ、その出力を局所平均流速 U およびその変動 u' に分離した。貼付する位置は $Y/C=1.295$ で、プレストン管と同様に移動させた。また横流れ定在渦および進行波の波長を調べるため、三次元形態の場合にミニチュア・トラバース装置でストレート型熱線プローブを移動させた（図1(b)）。熱線の駆動には、遷移位置検出用の貼り付け型プローブと同型の定温度型流速計および線形化器を用いた。トラバース装置は、幅350mm、高さ35mmで、ブロックageの影響を小さくするため、翼表面から高さ80mmに設置した。ステッピング・モータをマイクロ・コンピュータで制御することによってスパン方向および境界層方向に駆動可能である。

3. 遷移予測計算方法

後退角および迎角を持たない二次元翼境界層流についてはポテンシャル流を仮定し、今井の等角写像法²³⁾を用いて求めた圧力分布から、Kaups&Cebeciの境界層計算コード²⁴⁾を用いて境界層内の流速分布を計算した。一方後退角 $\Lambda=40^\circ$ および迎角 $\alpha=-12^\circ$ を持つ三次元境界層については、実験で計測された圧力分布を用いて、同じ境界層計算コードを適用し遷移計測位置における流速分布を算出した。その理由は、前述の通り前縁近傍にトリッピングワイヤを設置しているため設定した後退角と迎角に基づいてポテンシャル流の仮定から計算される圧力分布は実験結果と一致しない可能性があるため、また翼模型の設置形態に起因して翼幅方向に圧力勾配が生じているためである。図2(b)に示す通り、LWT1では2つの翼幅断面において計測した圧力分布が異なり、翼幅方向にやや圧力勾配を持つことが明らかである。RTRIにお

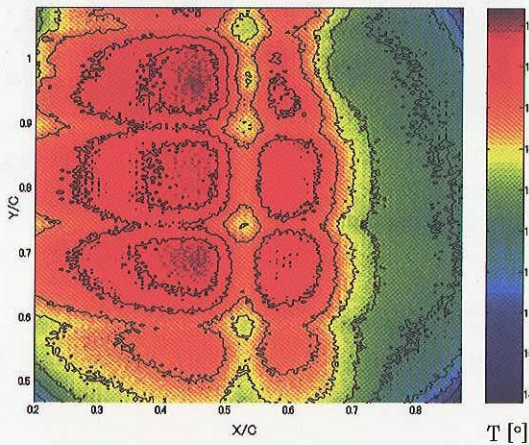
いては翼端側の圧力分布しか計測していないが、設置形態がLWT1と同一であり、また翼端側の圧力分布(図2(a))がLWT1と一致することから表面全体の圧力分布がLWT1と一致すると仮定した。LWT2においては、模型の設置状況が他の風洞と大きく異なるため、対応した実験から得られた圧力分布(図2(c))を基に境界層分布を別途計算した。なお、LWT1では $X/C > 0.6$ 、LWT2では $X/C > 0.4$ の翼根側における圧力分布が急激に変化し、翼端側と異なる分布を示しているのは、後縁部がLWT1では端板の、LWT2では風洞床の下側に入っているため、特にLWT2では風洞床下方では無風なので $C_p=0$ で一定となっている(図2(b),(c))。

N 値を算出するにあたり、宇宙航空研究開発機構において開発された e^N コード^{6,7)}を用いた。このコードは、以後便宜上LSTABと呼称する。LSTABは、圧縮性線形安定論に基づいており、局所平行流の近似を採用している。また攪乱の増幅率は、局所的に最大の増幅率を連ねるenvelope法を用いて算出した。

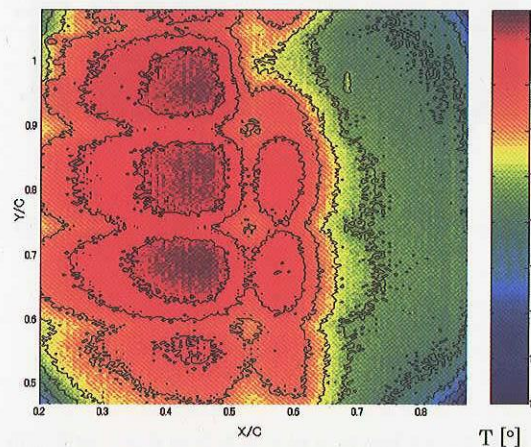
4. 赤外線カメラを用いた表面温度分布計測による遷移位置の判定

模型表面を加熱し、温度分布がほぼ一様であることを確認した後、通風を開始した。その結果、どの流速でも上流で高温、下流では低温となった(図3)^{25,26)}。一様流速 Q の増加に伴い、温度が減少する位置は上流側に移動した。また、一様流速が高い場合には静圧孔を起点として発生する低温の楔領域が観測された。これらの結果から上下流の温度差は、層流と乱流における熱伝達の差によるものであると考えられる^{16,25,26)}。表面にどのような温度分布が形成されるかは、表面および気流の温度分布、物体への熱伝導等に依存するが、気流への熱伝達のみと仮定すると以下の様に考察される。低亜音速においては、温度 T_∞ の気流によって温度 T_s 、面積 S の表面から奪われる熱量 ΔQ_w は局所熱伝達率 h_x を用いて以下の通りに表される。

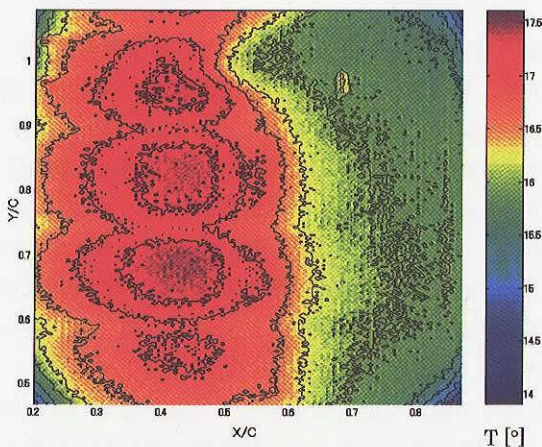
(a1) RTRI : $Q=15\text{m/s}$



(a2) RTRI : $Q=20\text{m/s}$



(a3) RTRI : $Q=25\text{m/s}$



(a4) RTRI : $Q=30\text{m/s}$

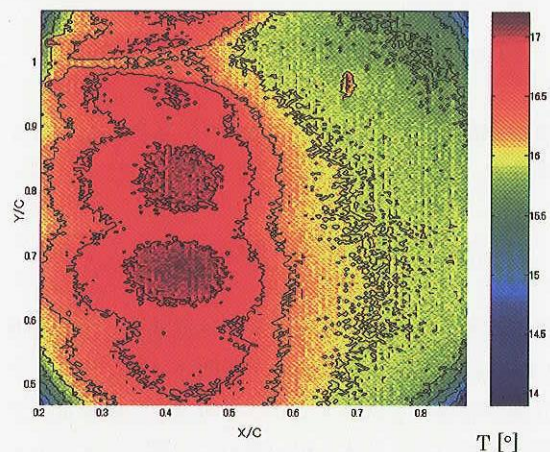


図3 二次元形態における表面温度分布

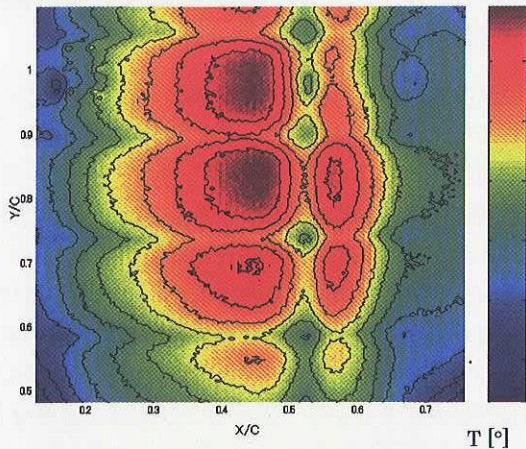
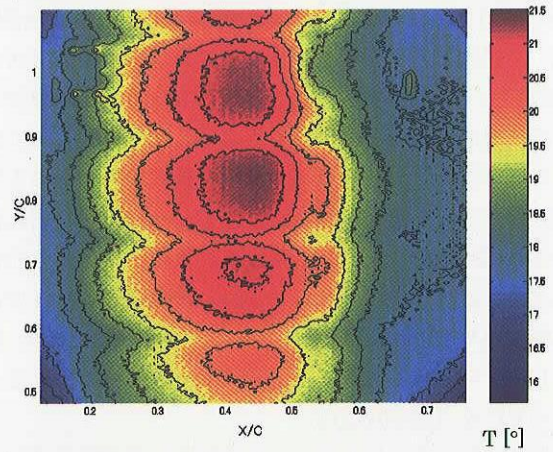
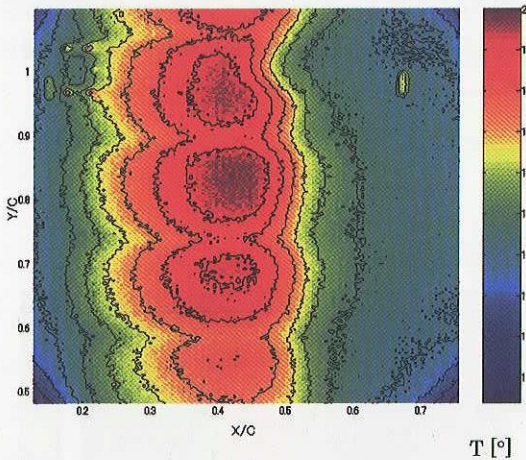
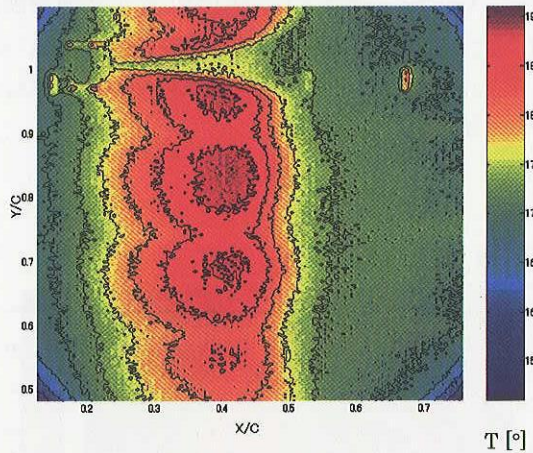
(b1) LWT1 : $Q=15\text{m/s}$ (b2) LWT1 : $Q=20\text{m/s}$ (b3) LWT1 : $Q=25\text{m/s}$ (b4) LWT1 : $Q=30\text{m/s}$ 

図3 二次元形態における表面温度分布 (続き)

$$\Delta Q_w = h_x S \{T_\infty - T_s\}$$

この熱量全てで表面が冷却されたとすると、表面温度の低下 ΔT_s は、物体の密度 ρ 、比熱 c 、体積 $S\Delta z$ から

$$\Delta T_s = \Delta Q_w / \rho c S \Delta z = h_x \{T_\infty - T_s\} / \rho c \Delta z,$$

となる。流れが層流の場合、局所熱伝達率 h_x は、ヌッセルト数 N_u 、代表長さ L を用いて、

$$h_x = \{N_u \cdot \Delta Q_w / S\} / L / \{\partial T / \partial z\}_{\text{wall}},$$

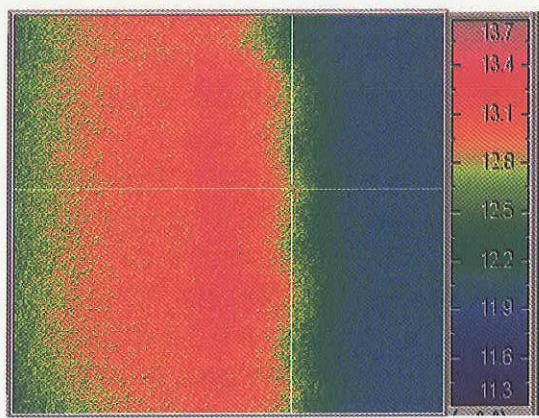
と表される。乱流の場合は、壁面熱流速が、壁面温度勾配 $\{\partial T / \partial z\}_{\text{wall}}$ だけでなく渦の不規則な運動に伴って生じる乱流熱流速にも依存するが、その効果は壁面近傍では無視できるので、上式を用い得る。一般に、ヌッセルト数 N_u と摩擦係数の関係は複雑だが、プラントル数 $Pr=1$

で相似則 (レイノルズ・アナロジー) が成り立つとすると、

$$\Delta T_s \propto h_x \propto N_{ux} = Pr \cdot Re \cdot C_F / 2,$$

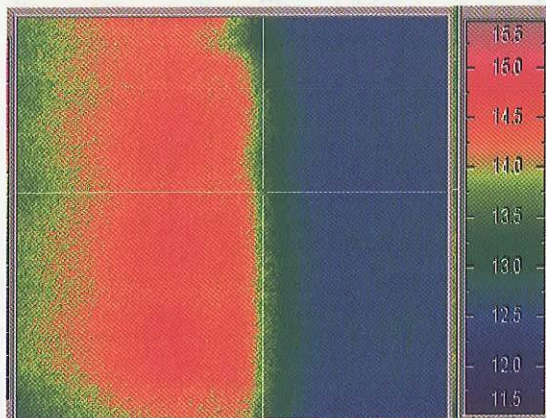
となり、最終的に表面に生じる温度差は摩擦係数 C_F に比例することが示される。従って表面温度の変化から遷移位置が定量的に判定可能である。本実験で取得された表面温度分布には翼幅方向に等間隔の低温領域が観測されたが、これは模型を形成する構造材によって表面の熱が奪われたためと考えられる。LWT2における2次元形態の分布にはこれら構造材の影響が現れていないのは使用した赤外線カメラ (TH1101) の分解能が低いためと考えられるが、乱流楔の発生や遷移位置の変化は捉えていることから分解能の低さは遷移位置の検出においては問題ないと判断した。これら乱流楔領域や構造材の影響を避けるため、構造材の間の領域で表面温度 T の分布を調べ

(c1) LWT2 : $Q=15\text{m/s}$



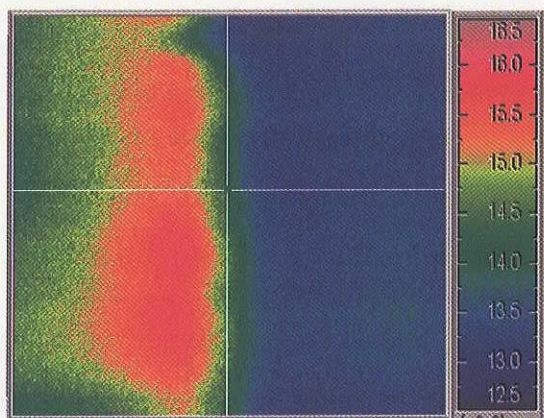
$0.267 < X/C < 0.831, 1.029 < Y/C < 1.696$

(c2) LWT2 : $Q=20\text{m/s}$



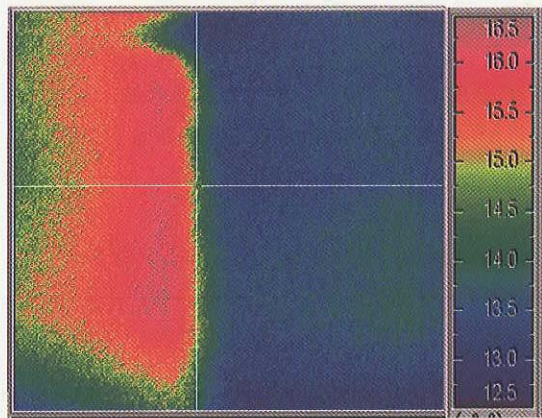
$0.267 < X/C < 0.831, 1.029 < Y/C < 1.696$

(c3) LWT2 : $Q=25\text{m/s}$



$0.267 < X/C < 0.831, 1.029 < Y/C < 1.696$

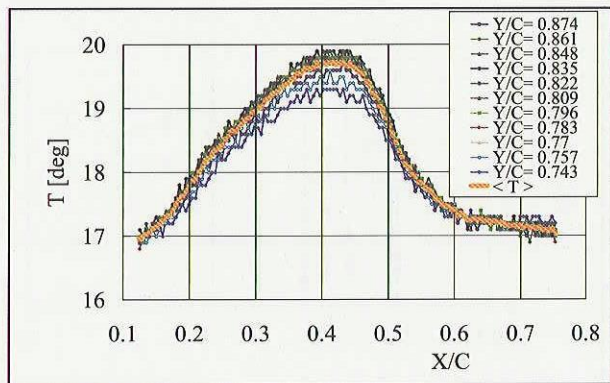
(c4) LWT2 : $Q=30\text{m/s}$



$0.267 < X/C < 0.831, 1.029 < Y/C < 1.696$

図3 二次元形態における表面温度分布 (続き)

(a) 二次元性の確認



(B) 時間変化

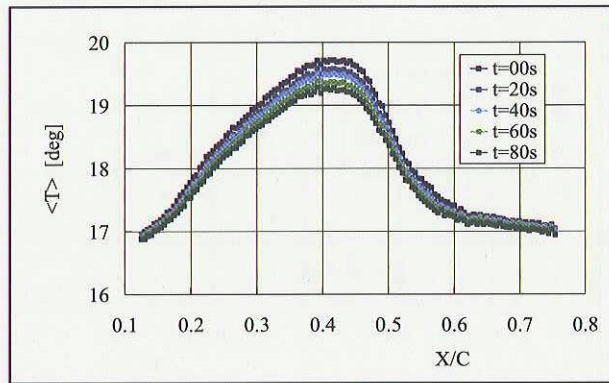


図4 二次元形態における表面温度分布 (LWT1 : $Q=25\text{m/s}$)

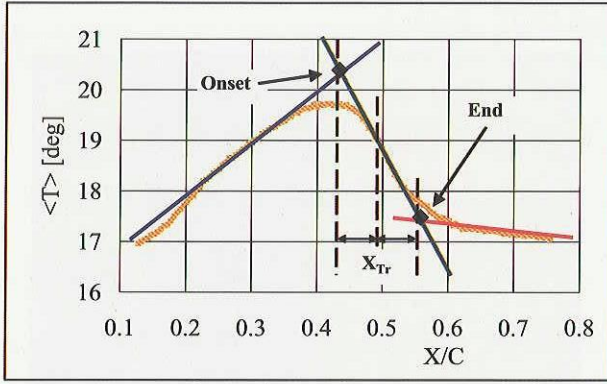
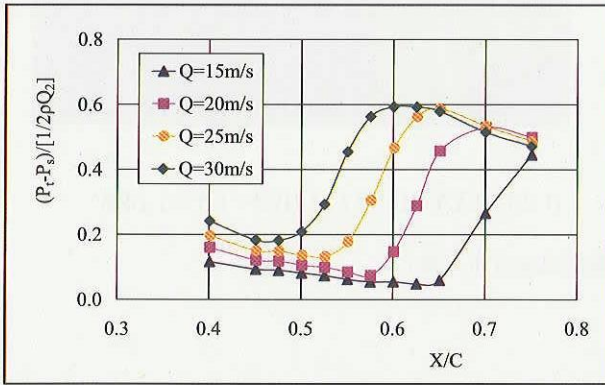


図5 二次元形態における表面温度分布に基づく遷移位置の決定 (LWT1: $Q=25\text{m/s}$)

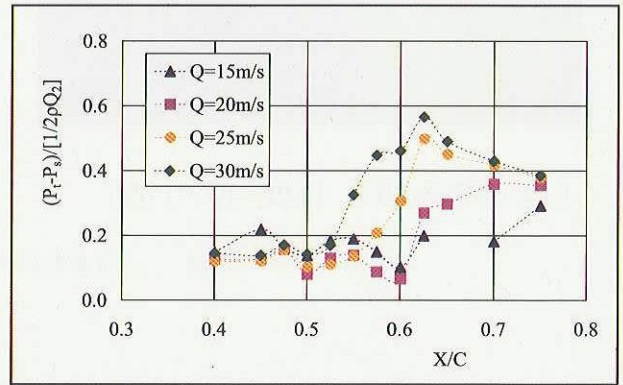
た。図4(a)に $Q=25\text{m/s}$ のLWT1において、一様流速が安定してからの時刻 $t=0$ の翼弦方向の表面温度分布を、翼幅 $Y/C=0.013$ 毎に調べた結果を示す。図から明らかなように、表示した領域の両端 ($Y/C=0.743$, $Y/C=0.757$ および $Y/C=0.874$) では若干ずれているものの、温度分布の誤差は3%程度でありほぼ一様と見なせる。今後は、この

ようにほぼ一様と見なせる翼幅範囲の温度を翼幅方向に平均した値 $\langle T \rangle$ について議論する。次に、表面温度分布の時間変化を調べた。 $t=0$ 秒から $t=80$ 秒まで、20秒毎に平均温度分布を追跡した。その結果、図4(b)から明らかなように温度分布は形状を一定に保ったまま低下していた。そこで一様流速が静定するまでの過渡的な速度場による温度変化の影響は無視できると考えられる。従って遷移点が加熱温度や観測時間に敏感ではなく、適宜取得された表面温度分布から求めれば良いことがわかった。以上の結果から、翼幅方向に平均した表面温度分布を、層流と思われる高温領域、遷移領域と思われる温度勾配の急激な領域および乱流と思われる低温領域の3つに分け、それぞれの分布を近似した直線の交点を遷移の開始点 (Onset) および終了点 (End), そしてその中点を遷移点 X_{Tr}/C と定義した (図5)。遷移位置の定義は、Onset を用いることが多いが、本論文では文献14での定義を踏襲した^{14, 26)}。この定義を採用することによって、熱線流速計による遷移点の検出が容易になることを後に述べる。なお、 $X/C=0.5$ 近傍には翼幅方向の構造材が通っており、流速によっては表面温度の低下が観測されたが、それぞ

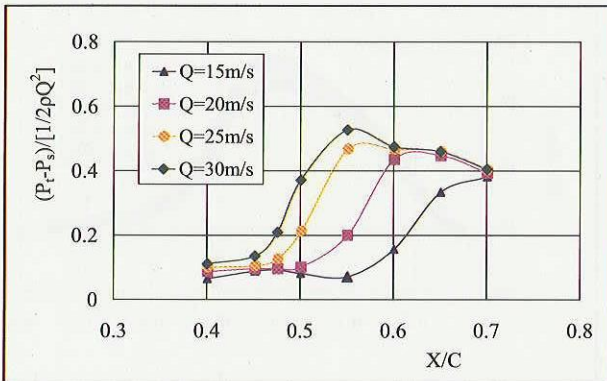
(a1) RTRI: 無次元動圧分布 (プレストン管A)



(a2) RTRI: 無次元動圧分布 (プレストン管B)



(a3) LWT1: 無次元動圧分布 (プレストン管A)



(a4) LWT1: 無次元動圧分布 (プレストン管B)

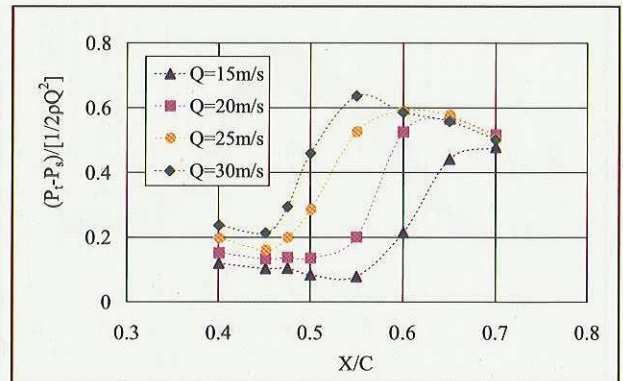
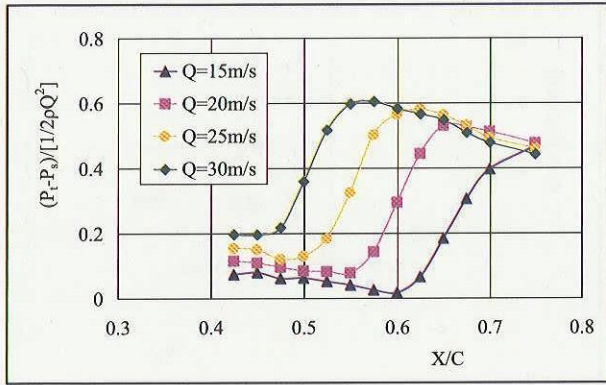
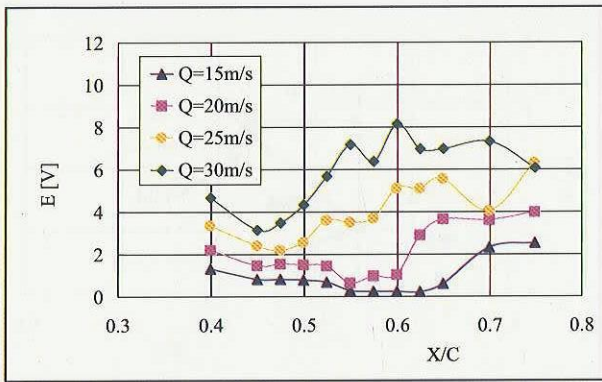


図6 プレストン管および熱線流速計の出力分布

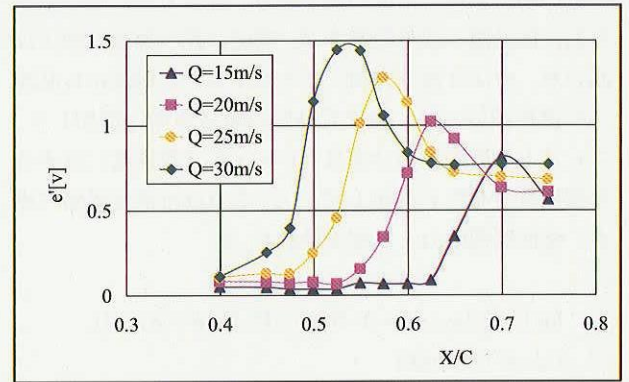
(a5) LWT2：無次元動圧分布（プレストン管A）



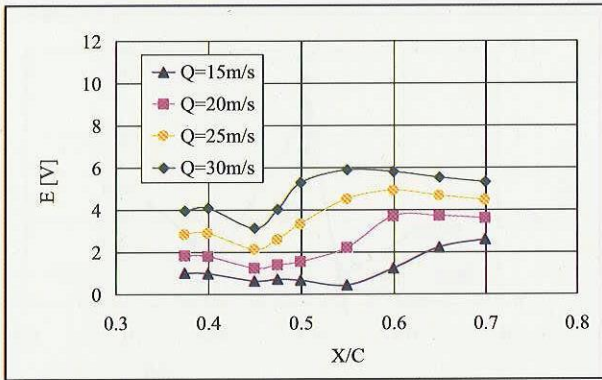
(b1) RTRI：局所平均流速分布



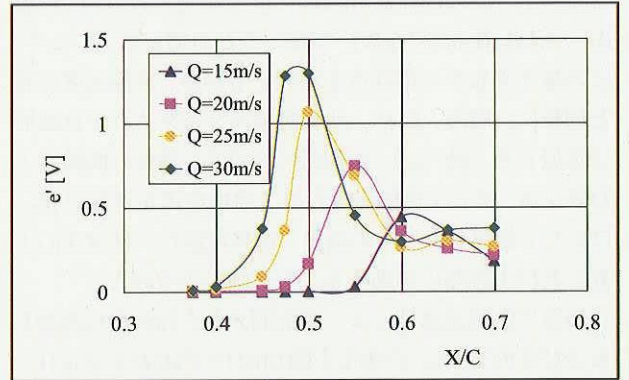
(c1) RTRI：局所流速変動分布



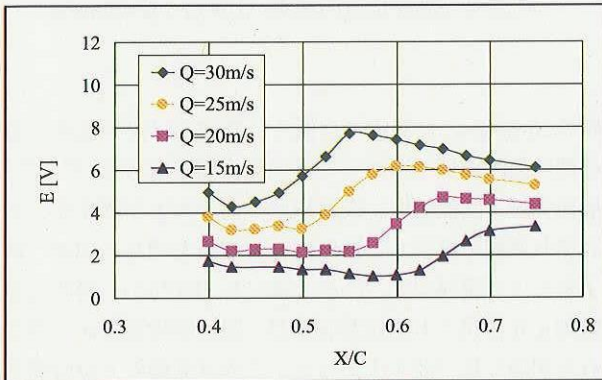
(b2) LWT1：局所平均流速分布



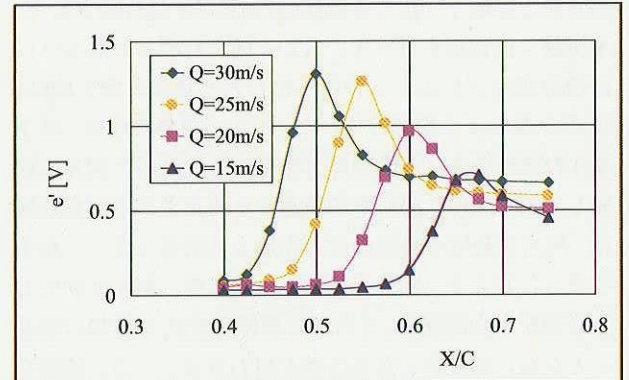
(c2) LWT1：局所流速変動分布



(b3) LWT2：局所平均流速分布



(c3) LWT2：局所流速変動分布



れの領域の温度分布を直線的に近似することによって、その影響は除外された。

次に、プレストン管による遷移位置検出について述べる。一様流速 Q を一定とし、翼弦方向の局所動圧($P_t - P_s$)の変化を一様流の動圧 $1/2\rho Q^2$ で無次元化して調べた(図6(a1)~(a5))。 P_t はプレストン管で計測される総圧、 P_s は測定点での静圧、 ρ は密度である。それぞれの分布の形状は定性的に一致していた。RTRIにおけるプレストン管Bの出力がやや散乱していたが、これは模型への貼り付け方にムラがあったこととプレストン管が細く定常圧力を得るための時間遅れがあるにも関わらず計測時間が短かったためと考えられる。そこで遷移位置の検出にはプレストン管Aの結果のみを用いた。無次元動圧は、前縁に近い層流領域では低い値を取り、翼弦方向にやや減少した。後縁側の乱流領域では、層流に比べ無次元動圧は高いが、やはり翼弦方向にやや減少した。層流から乱流への遷移領域では、無次元動圧の値は急激に増加した。プレストン管の出力分布は、レイノルズ数速度に対する摩擦係数分布²⁷⁾に類似していた。これは乱流境界層の場合、壁面摩擦応力 τ と摩擦係数 C_f は、

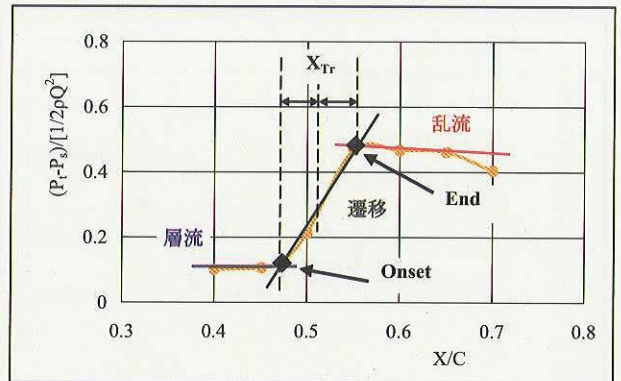
$$\log[\tau d^2 / \{4\rho v^2\}] = A + B \log[(P_t - P_s) d^2 / \{4\rho v^2\}],$$

$$C_f = \tau / \{1/2\rho Q^2\}$$

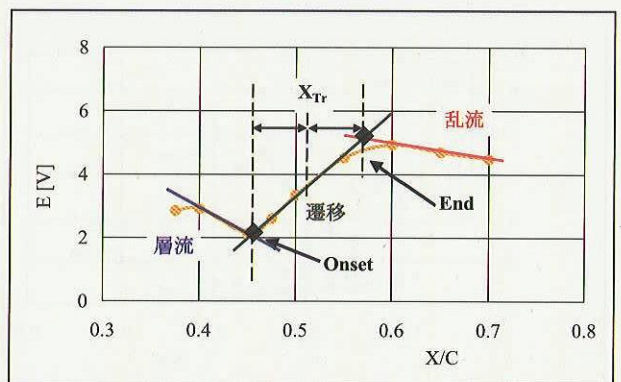
(v は動粘性係数)として得られるからである。このときプレストン管の内径が外径 d の45~70%であれば、係数 $A = -1.451, B = 0.883$ を用いて良いことが知られている²⁸⁾。この様な分布から遷移点を定義するため、表面温度分布と同様に、層流、遷移、乱流領域の分布をそれぞれ線形で近似した(図7(a))。近似線の交点を、遷移の開始および終了点、そして開始および終了点の中点を遷移点 X_{Tr}/C として定義した。その結果、遷移位置が一様流速の上昇と共に上流側に移動することが確かめられた。

最後に熱線流速計によって計測された局所平均流速 U およびその変動 u' の変化を図6(b1)~(b3)および(c1)~(c3)に示す。局所平均流速 U は、 $\tau = \mu \partial U / \partial y$ から摩擦係数 C_f に変換可能である。特に張付型プローブの場合、高さが十分低く一定であれば、計測量は τ に比例するが、本実験では較正を行っていない。図より明らかなように U の分布はプレストン管から得られた無次元動圧同様、 C_f の分布とよく類似していた。そこで遷移の開始、終了および遷移点を、表面温度分布や無次元動圧と同様に決定した(図7(b))。局所平均流速から検出される遷移位置は、無次元動圧と表面温度分布による結果とよく一致するように見える。前述の通り、表面温度、無次元動圧および局所平均流速は、それぞれ摩擦係数 C_f に変換可能なことから、両者の一致は当然と思われる。一方、流速変

(a) 無次元動圧に基づく遷移位置の決定



(b) 局所平均流速に基づく遷移位置の決定



(c) 局所流速変動に基づく遷移位置の決定

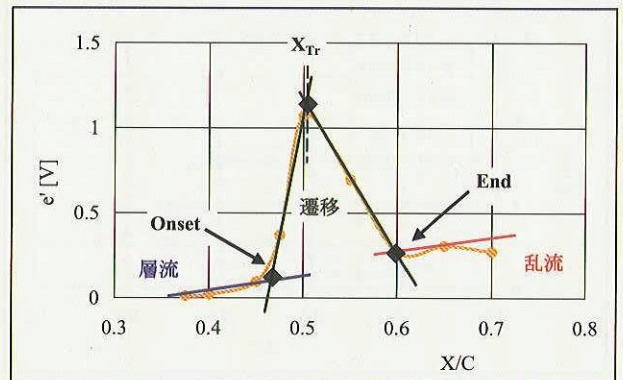


図7 プレストン管および熱線流速計を用いた計測結果に基づく遷移位置の決定 (LWT1: $Q=25\text{m/s}$)

動のRMS値 u' は層流では低く、乱流では高い値を、その間の遷移領域ではさらに高い極大値を取った。そこで、層流領域、乱流領域、遷移領域の前半および後半を、それぞれ直線で近似し、近似直線の交点を遷移の開始、終了点および遷移点 X_{Tr}/C と定義した(図7(c))。局所流速変動 u' から得られた遷移領域は、局所平均流速から得られた領域に比べ若干広がった。これは変動の方が時間平

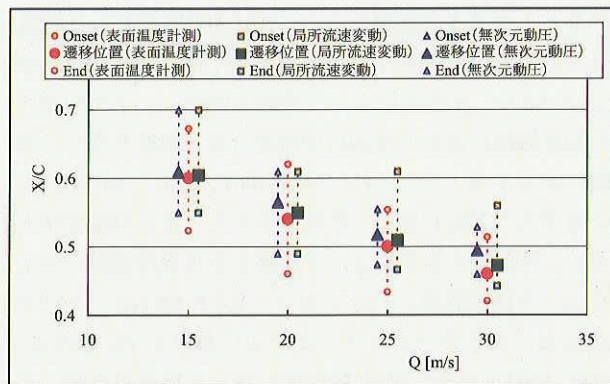


図8 各計測手法によって検出された遷移位置の比較 (LWT1)

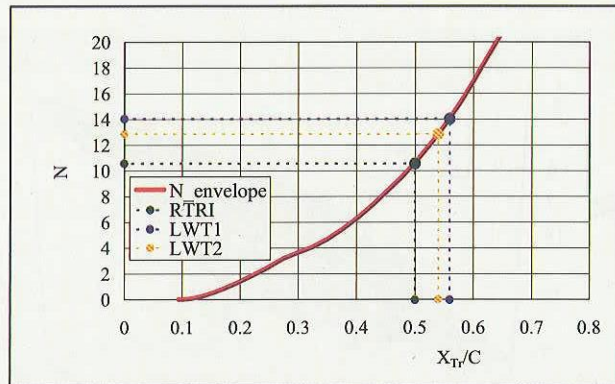


図10 各遷移位置におけるN値の算出 (Q=25m/s)

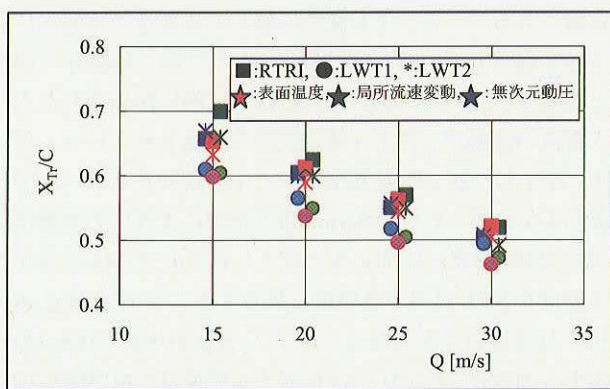


図9 二次元形態の各流速における遷移位置の比較

均量に比べ不安定波の振幅増加などに対し高感度であることに起因していると考えられる。ところでRTRIにおいては、局所平均流速 (図6(b1)) が散乱しており、遷移位置の決定が困難であった。局所平均流速から検出される遷移位置は、計測する高さに敏感でプローブの設置状況によってデータがやや散乱する傾向にあった。それに対し、局所流速変動も高さには依存するが、遷移点近傍で急激に出力が増加するため、遷移点の検出が比較的容易である (図6(c1))。そこで、表面温度分布から検出された遷移位置を、無次元動圧および局所流速変動によって検出された遷移位置を比較した (図8)。図8から、3つの計測手法を用いて検出される遷移点はよく一致することが明らかとなった。遷移位置の誤差はどの計測手法でも5%以内と思われる。一方、3つの計測手法による誤差は3%以内と、各計測手法による誤差と同程度であることから、赤外線カメラを用いた表面温度分布から遷移点を検出する方法が有効であることが確認された。またこの結果から、表面温度計測から検出される遷移位置が、表面を加熱したことによる影響、例えば表面温度の非一様性や上流の温度場の影響をほとんど受けていないこともわかった。

5. 二次元形態における遷移位置と外乱の関係

図9に示す通り、3つの風洞で、4種類の一樣流速15、20、25、30m/sにおいて、 $\Lambda=0^\circ$ 、 $\alpha=0^\circ$ の二次元形態に設置された場合に3つの計測手法によって決定された遷移位置を比較した。記号の形と色はそれぞれ風洞と計測方法の違いを表している。いずれの風洞においても一樣流速が速いほど遷移位置が前縁側へ前進する傾向にあった。また、一樣流速が同じ場合、3つの風洞における遷移位置を比較すると、LWT1が最も上流側であるのに対し、RTRIにおける遷移位置が最も下流側であった。そこで前述の遷移予測コードLSTABを用いて計算されたN値曲線を用いて、実験から求めた遷移位置 X_{tr}/C におけるN値を求めた (図10)。得られたNは9~20の範囲に分布した。この結果はNACA0015に対して得られた結果とはほぼ一致するが¹⁴⁾、平板境界層に対して一般に知られている値12~14より広い範囲に分布していることになる。この原因は、数値的な安定解析に安定化に作用する壁面曲率の効果が含まれていないこと、外乱が比較的高い条件のデータが含まれていること、遷移位置の定義を一般に用いられる遷移の開始点でなく変動が最大となる点としたため遷移位置が後方となったことなど、相反する2つの影響が寄与したと考えられる。

各風洞および一樣流速において得られたNを、一樣流中に含まれる残留乱れ Tu および騒音レベル SPL と比較する。各風洞における一樣流中に含まれる Tu および SPL は文献14に示した通りである。Nが指数関数的に増幅する攪乱の増幅率を示していることから、攪乱の初期攪乱の振幅を決定する残留乱れ Tu のNに対する寄与は対数的であると考えられる。一方、 SPL は音圧の対数であることから、Nに対する寄与は線形的と考えられる。そこで、各風洞および一樣流速における $\ln(Tu)$ 、 SPL に対するNの値を三次元プロットした (図11)。遷移位置に対する計測手法によるばらつきは計測誤差であると考え、

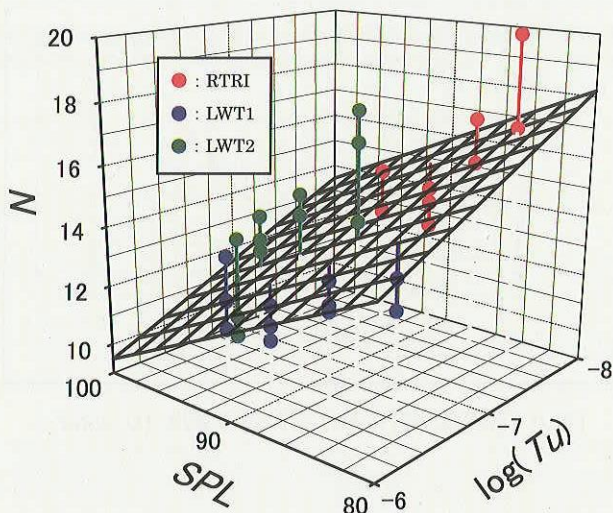


図11 二次元形態における N 値と外乱の比較

図11では3つ全ての計測手法によって検出された遷移位置から算出される N 値をそれぞれプロットした。遷移位置における N に対する残留乱れと騒音の影響を同時に評価するため、 $\ln(Tu)$ および SPL に対する N の変化を示す面を最小二乗近似で求めた。前述の通り、 N の値は $\ln(Tu)$ と SPL の変化に対して線形に応答すると予測されるので、三次元プロットにおいて平面を仮定した。その結果、 N と Tu および SPL の関係が

$$N = -2.01 \times \ln(Tu) - 0.23 \times SPL + 20.92$$

と表されることがわかった (図11中格子状斜面)。またこの最小二乗近似平面からデータまでの誤差を直線で示した。直線の長さが短いことから、この近似が有効であることがわかる。定量的に評価するため、実験的に得られた N 値とその最小二乗近似平面の差の二乗和を N 値の二乗和で無次元化した値の平方根を算出した結果 $[\sum_i \{(N_i - N_{fit,i})^2\} / \sum_i \{N_i^2\}]^{1/2} = 0.08$ となり、遷移位置における N 値の誤差は0.8程度であった。この誤差を図10に示すような N 値曲線から翼弦位置に換算すると、0.02Cの誤差と小さいことが確認された。得られた関係式は、NACA0015に対して得られた式 $N = -1.32 \times \ln(Tu) - 0.003 \times SPL + 6.57^{14)}$ と同じ $\ln(Tu)$ と SPL に対する一次関数であった。しかし Tu と SPL 、それぞれに対する感度は異なっていた。従って、NACA0015に対して得られた式を、そのまま任意の翼型に適用することはできないことが示された。

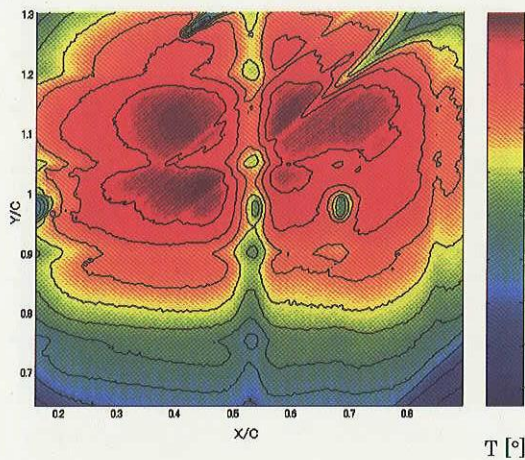
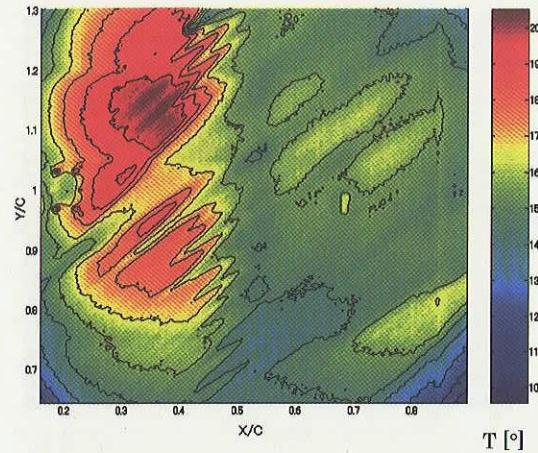
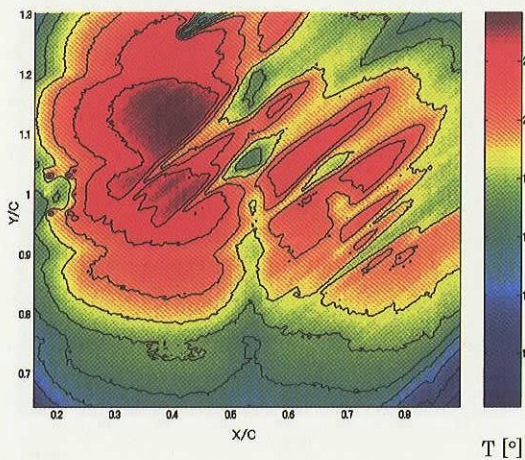
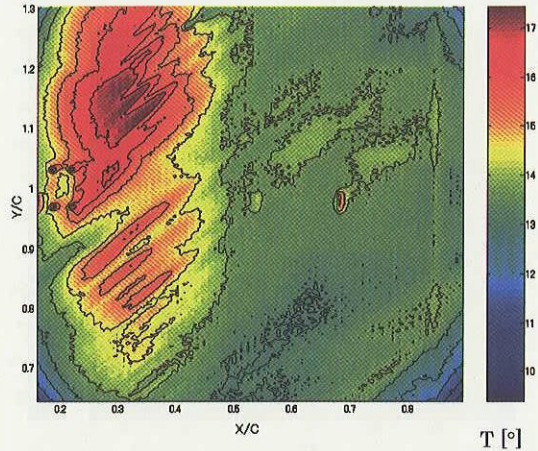
感度が翼形状によって異なる原因を以下に考察する。感度が異なる原因として、遷移を支配する不安定機構が

異なることがまず挙げられる。NACA0015において攪乱は、翼前縁に近い順圧力勾配の領域で粘性型 (Tollmien-Schlichting) 不安定によって増幅を開始し、下流の逆圧力勾配領域に進むと変曲点型流速分布の影響を受けて急激に成長する。それに対しNACA0012では下流領域における逆圧力勾配が弱く、粘性型不安定による増幅領域が長い。粘性型不安定によって遷移する境界層遷移に対しては、平板境界層について $N = -2.4 \times \ln(Tu) - 8.43$ が最もよく知られている⁹⁾。この式における Tu 感度は、NACA0015よりもNACA0012に対して得られた値に近く、圧力勾配が大きいほど Tu に対する感度は大きいように見える。 Tu 感度は圧力勾配あるいはそれに深く関係する遷移を導く不安定機構に依存する可能性が高いことが示唆される。一方、圧力変動に対しては粘性型不安定によって遷移している二次元翼について、 $N = -\ln(As) - 0.9$ と提案されている¹⁰⁾。ここで As は人工的に印加された人工攪乱の振幅で、無次元流速変動で定義されている。一方、 SPL は、 $20 \mu Pa$ を基準とした圧力変動をデシベルで表示している。そしてBernoulliの定理により圧力変動は流速変動の2乗に比例すると考えられるので、 As に対する感度を SPL に対する感度に換算するには $1/(40 \log_{10} e)$ 倍すれば良いことになる。従って $-\ln(As) \propto 1/(40 \log_{10} e) SPL \approx 0.06 SPL$ となり、 As に対する感度はNACA0012の SPL に対する感度よりもNACA0015の値に近く、遷移の不安定機構に依存しているようには見えない。また圧力変動の受容過程は、表面粗度に強く依存することが知られており¹¹⁾、 SPL に対する感度も表面粗度に依存する可能性が高いことが示唆される。しかしそれぞれの表面粗度が不明であるため、その関連性をこれ以上明確にすることはできなかった。

次に、この関係式を用いることによって遷移位置の予測精度がどの程度向上するか考察する。試験を実施した3つの風洞で一樣流速が一定の条件を比較した場合、残留乱れは最大0.12%、騒音は5.9dB程度の幅に分布していた¹⁴⁾。この差を、上式を用いて N 値に換算すると4程度となる。さらにこの幅を図10に示すような N 値曲線から翼弦位置に換算すると、0.1Cの誤差に対応することがわかる。従って、上式によって残留乱れおよび騒音の影響を考慮すると、考慮しない場合に比べ遷移位置の予測精度が0.1C向上すると言える。

6. 三次元形態における遷移位置と外乱の関係

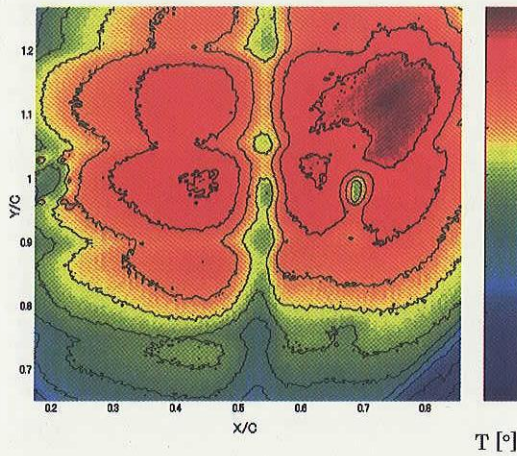
次に後退角 $\Lambda = 40^\circ$ および迎角 $\alpha = -12^\circ$ をもつ三次元形態をとった場合の表面温度分布を図12に示す。二次元形態をとった場合と同様に一樣流速を上げるに従って、遷移を示す温度勾配が急激な領域は前縁側へ移動した。ただしその表面温度分布によって示される遷移パターンは

(a1) RTRI : $Q=15\text{m/s}$ (a3) RTRI : $Q=25\text{m/s}$ (a2) RTRI : $Q=20\text{m/s}$ (a4) RTRI : $Q=30\text{m/s}$ 図 12 $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$ の三次元形態における表面温度分布

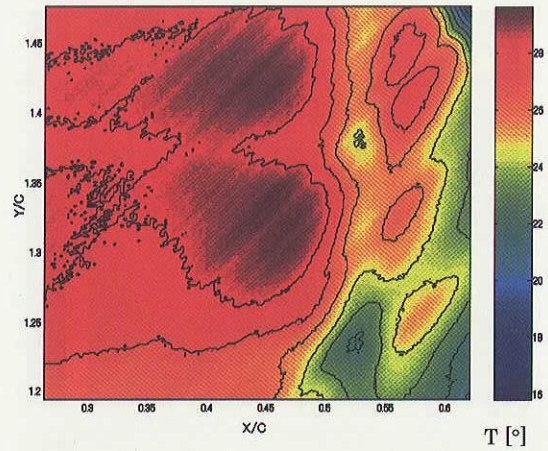
二次元形態の場合とは大きく異なっていた。三次元形態では、一様流とほぼ平行な楔状の高温領域が不規則に観測され、その数が一様流速とともに増加した。これらは前縁近傍の粗度に起因する乱流楔と思われる。三次元境界層においては、saw-toothと呼ばれるこのような特徴的な遷移パターンが観測されることが知られている²⁹⁾。なお $X/C=0.5$ 近傍に観測される低温領域は、二次元形態の場合に述べた通り、模型内部の構造部材の影響によるものと考えられる。一方 $Q=20\text{m/s}$ では、 $X/C=0.3$ 付近に縞状の周期的な温度分布が観測された (図 13(a))^{25, 26)}。ここで波長が明確になるように、図 13(a)では図 13(b)に示す菱形領域 (各辺は前縁および主流と平行) を、各翼幅位置の始点を揃えて表示してある。図中の X_{\min} は、表示する翼弦位置の最小位置で、ここでは $X_{\min}/C=0.294$ である。図から明らかなように、 $X/C=0.32$ では、その波長が 10mm 程度であることが示された (図 13(a))。この構造は、遷移を支配する横流れ不安定の定在渦に起因すると

考えられる。そこで熱線プローブを翼幅方向にトラバースさせ、流速分布を計測した。その結果、局所平均流速分布は波状に変化し縦渦構造が形成されていることが確認された (図 14(a))。その波長は 10mm 程度であり、表面温度分布から観測された波長と一致した。またその縦渦構造により形成される平均流速分布は境界層の外縁近傍から模型表面に近づくにつれ、位相が 90° 程度ずれていることが確認された。後退円柱上の三次元境界層における横流れ定在渦によって生じる位相差は、境界層の厚み方向に 120° から 150° 程度と、非常に大きな値をとることが知られている³⁰⁾。従って、今回の計測で計測された定在渦は横流れ不安定によるものと考えられる。さらにこの縞状構造の発生機構を調べるため、横流れ進行波を励起するよう $X/C=0.2$ の攪乱導入孔より、非定常攪乱を導入し、その振幅と位相を $X/C=0.3$ において翼幅方向に追跡した。人工攪乱の周波数は、線形安定論より最大増幅が予測される周波数に近い 80Hz とした。その結果、

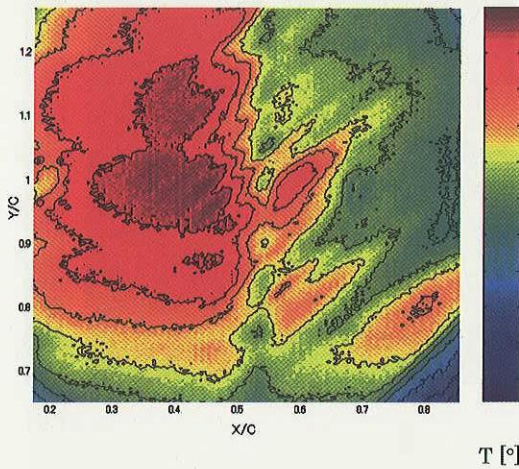
(b1) LWT1 : $Q=15\text{m/s}$



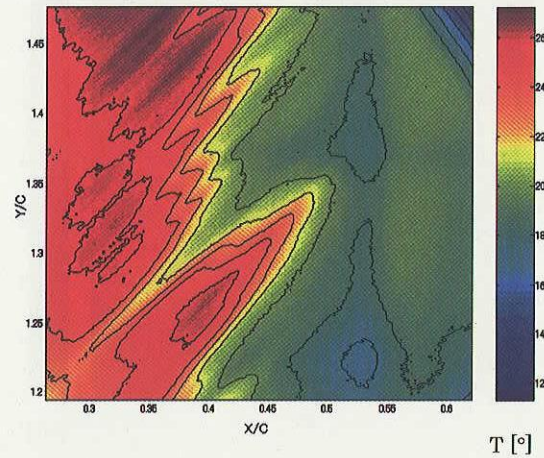
(c1) LWT2 : $Q=20\text{m/s}$



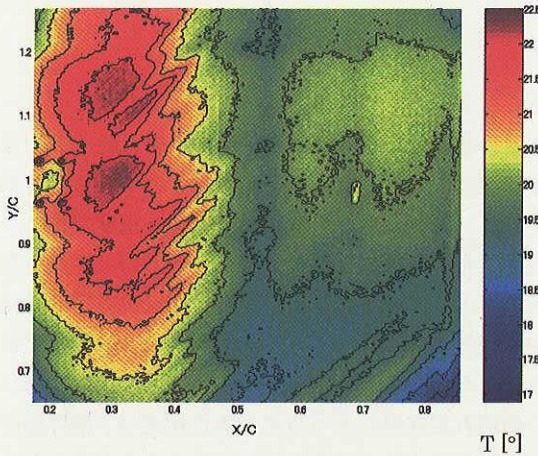
(b2) LWT1 : $Q=20\text{m/s}$



(c2) LWT2 : $Q=25\text{m/s}$



(b3) LWT1 : $Q=25\text{m/s}$



(c3) LWT2 : $Q=30\text{m/s}$

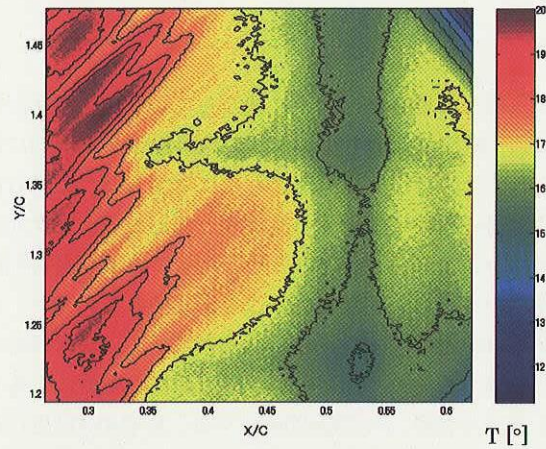
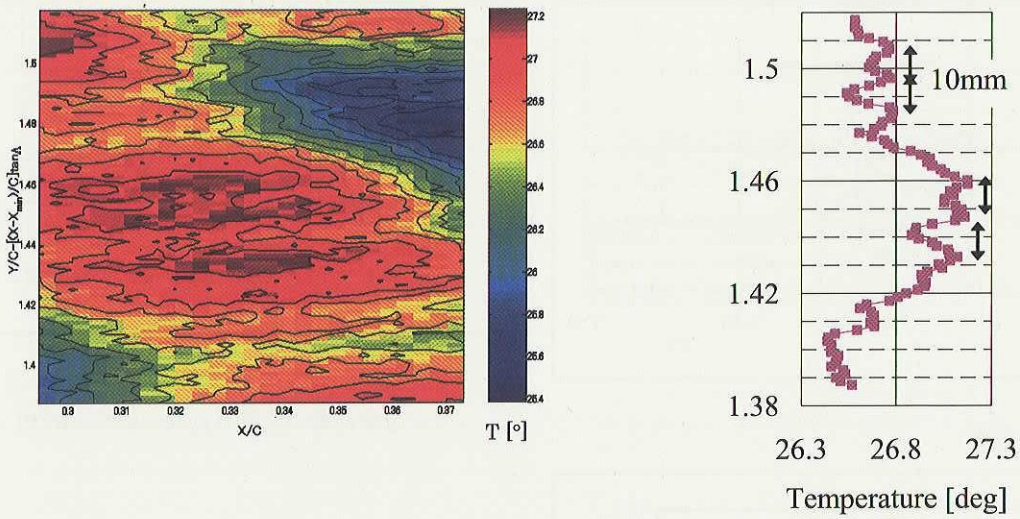


図12 $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$ の三次元形態における表面温度分布 (続き)

非常常攪乱の波長も10mm程度で、可視化された縦渦構造と一致した(図14(b))。非常常攪乱を導入した翼幅位置は、表面温度分布に周期的な構造が現れた位置とは異なるが、観測する翼弦位置が等しければ、発達する横流

れ定在渦と進行波の波長はほぼ一致することが予測される³⁰⁾。数値的に予測される波長は、局所的な翼弦方向の無次元波数 α_r 、境界層厚さ δ および翼弦方向からの波数ベクトルの角度 ψ から15.7mmと算出されている。この

(a) 表面温度分布



(b)

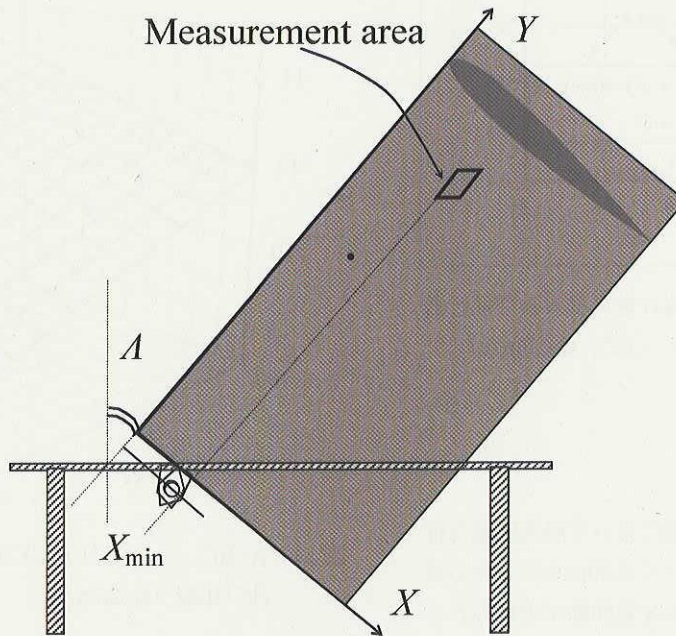


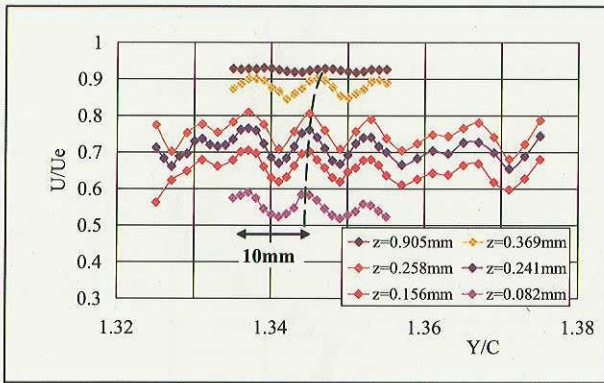
図 13 $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$ の三次元形態における表面温度分布と計測範囲

値は実測結果に近い。従って表面温度分布で観測された周期的な構造は横流れ定在渦に起因するものと同定される。このように垂音速境界層において、横流れ定在渦に起因する周期的な表面温度分布の観測に成功した例は極めて少ない³⁾。

二次元形態の場合と同様に後退翼の表面温度分布から遷移位置 X_{Tr}/C 求めた。温度分布を層流と思われる高温領域、遷移領域と思われる温度下降領域および乱流と思われる低温領域に分別し、それぞれの領域における温度分布を線形近似した直線の交点を遷移の開始および終了点として、その中点を遷移位置 X_{Tr}/C と定義した (図15)。

ただし図 12 に示した遷移パターンから明らかなように、三次元形態では二次元性が悪く、乱流楔も発生している。そこで、自然遷移によって遷移位置が最も下流となっていると見なせる部分について、翼幅方向の温度分布を平均化した。対応する N 値は $Q=25\text{m/s}$ の場合についてのみ算出した。流速を 25m/s に限定した理由は、以下の通りである。 $Q=15\text{m/s}$ および 20m/s では層流から遷移領域への変化を定性的には捉えられるものの、乱流と判定される領域が十分観測されていなかった。翼弦位置が大きい領域で低温となっているが、境界層が乱流へ遷移したためではなく、通風前の加熱が足りなかったためと考えら

(a) 局所平均流速



(b) 局所流速変動

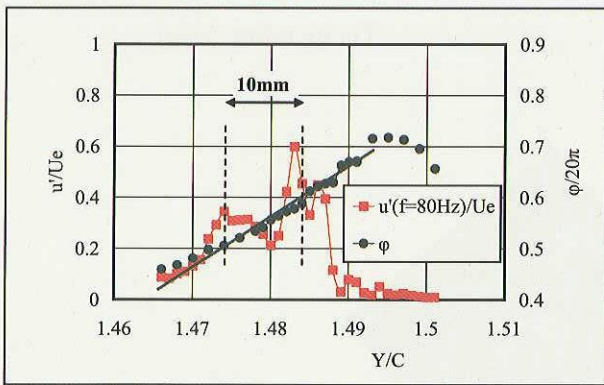


図14 $X/C=0.3$ に観測される横流れ定在渦および進行波攪乱 (LWT2: $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$, $Q=20\text{m/s}$)

れる。逆に $Q=30\text{m/s}$ では、LWT2において層流領域を捉えていなかった。RTRIのみについては 30m/s における遷移位置を検出できたが、対応する N 値曲線が求められなかった。上述したようにRTRIでは翼端側の圧力分布しか計測しておらず、同等の圧力分布が得られるLWT1では計測自体を行っていないため、境界層分布を数値的に求められなかったのである。算出された $Q=25\text{m/s}$ の遷移位置における N 値と、残留乱れ Tu および騒音レベル SPL の関係を調べたため、二次元形態の場合と同じようにデータを三次元プロットし、その最小二乗近似面を求めた(図16; 最小二乗近似面は図中格子状斜面)。その結果、二次元形態の場合と同じように、三次元形態の場合にも三者の相関が一次関数、

$$N = -0.95 \times \ln(Tu) + 0.15 \times SPL - 8.43$$

と表されることが示された。しかし、 Tu と SPL 、それぞれに対する感度は二次元形態だけでなくNACA0015に対

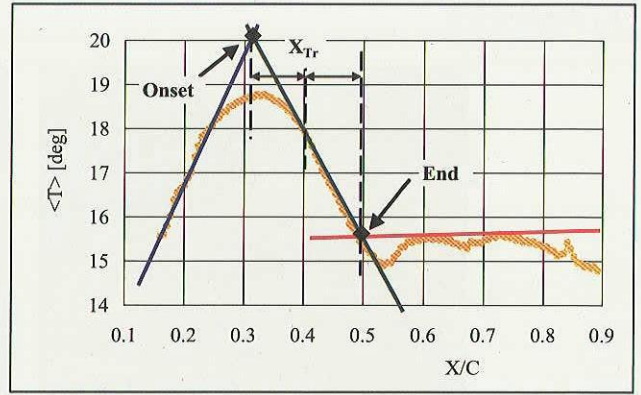


図15 $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$ の三次元形態における表面温度分布に基づく遷移位置の決定 (RTRI: $Q=25\text{m/s}$)

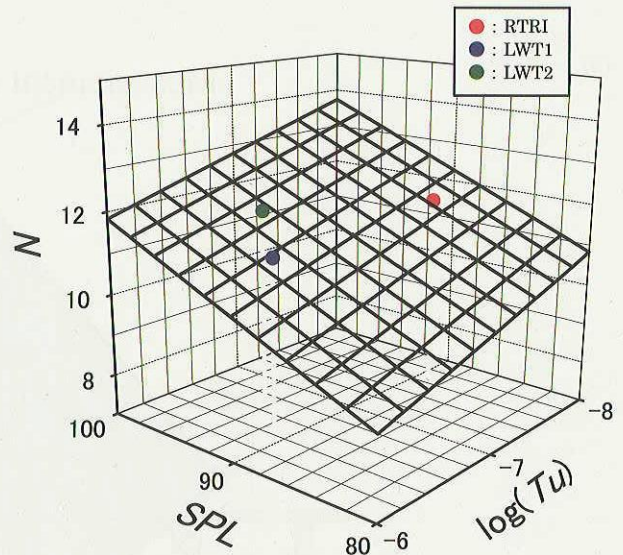


図16 $\Lambda=40^\circ$, $\alpha=-12^\circ$ の三次元形態における N 値と外乱の比較 ($Q=25\text{m/s}$)

して得られた値とも異なっていた。従って、やはりNACA0015に対して得られた式をそのまま任意の翼型に適用することはできないことが確認された。そして Tu に対する感度は二次元形態の場合に比べ低かった。この差は二次元形態の場合に対する考察と同様に遷移を導く不安定性の違いに起因していると推測される。進行波型の攪乱のみが増幅する二次元境界層に対し、三次元境界層で支配的となる横流れ不安定では進行波型攪乱の振幅は定在型攪乱に比べ一般的に小さいことから、 Tu に対する感度が低いと考えられる。一方、騒音による遷移の促進効果は二次元形態の場合に比べ低減していた。一般に、三次元境界層の遷移は二次元境界層に比べ騒音に対する

感度が低いことが知られており^{32,33)}、定性的な傾向は過去の実験結果と一致した。しかし、その低減効果は予想以上に大きく現れ、感度が正の値をとってしまった。これは騒音レベルが高いほど遷移が遅れることを意味し、周知の実験結果と定性的に一致しない。この原因として、データ数が少ないこと、遷移パターンの二次元性が悪いこと、また安定解計算に壁面および流線の曲率の効果が含まれていないことが影響している可能性がある。いずれにしても三次元形態に対する感度については検討する必要があるように思われる。

7. 結 論

後退角と迎角を持たない二次元形態、および後退角と迎角を持つ三次元形態をとるNACA0012矩形翼の遷移位置を調べた。その過程では、赤外線カメラを用いた表面温度分布計測が低亜音速境界層の遷移位置を検出手法として有効であり、三次元形態をとった場合には、遷移の初期段階において横流れ定在渦に起因する筋状の周期的な温度分布も観測可能であることを示した。

遷移位置における空間増幅率 N と残留乱れ Tu および騒音レベル SPL との関係を調べた結果、それらの関係が、二次元形態の場合は $N = -2.01 \times \ln(Tu) - 0.23 \times SPL + 20.92$ 、となりNACA0015の場合と同様に $\ln(Tu)$ と SPL の一次関数で表されることを示した。この関係式を用いることにより、遷移位置の予測精度が0.1C程度向上することが見込まれることから、今後活用されることが期待される。

一方、外乱 Tu あるいは SPL に対する感度は、翼断面の形状や形態に依存して異なり、NACA0015に対して得られた関係式を任意の翼型にそのまま適用することはできないことがわかった。任意の翼断面あるいは形態について遷移位置を予測するには、個々の外乱に対する感度を決定する要因あるいは規則性を解明する必要があるが、本試験では、それを決定するに至らなかった。この問題は、今後の課題である。

謝 辞

本研究に協力していただいた宇宙航空研究開発機構空気力学研究グループ西沢啓研究員、跡部隆主任研究員、同航空プログラムグループ超音速チーム吉田憲司リーダー、ならびに元都立科学技術大学大学院生大森達也氏（現川崎重工業株式会社）に深く感謝の意を表す。

参考文献

- 1) W. S. Saric, H. L. Reed & E. J. Kerschen : Boundary-Layer Receptivity, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **34** (2002) 291-319.
- 2) M. Nishioka & M. V. Morkovin : Boundary-layer Receptivity to Unsteady Pressure Gradients: Experiments and Overview, *J. Fluid Mech.* **171** (1986) 219-261.
- 3) W. S. Saric, W. Wei & B. K. Rasmussen : Effect of Leading Edge on Sound Receptivity, *Laminar -Turbulent Transition. V* (ed. R. Kobayashi, Springer-Verlag, 1995) 413-420.
- 4) M. Choudhari & C. L. Streett : Theoretical Prediction of Boundary-Layer Receptivity, AIAA paper 94-2223 (1994).
- 5) K. Yoshida, Y. Ishida, M. Noguchi, H. Ogoshi & K. Inagaki : Experimental and Numerical Analysis of Laminar Flow Control at Mach 1.4, AIAA Paper No. 99-3655 (1999).
- 6) K. Yoshida, H. Ogoshi, Y. Ishida & Noguchi : Numerical Study on Transition Prediction method and Experimental Study on Effect of Supersonic Laminar Flow Control, Government-Industry Specific Joint Research on "The Advanced Aircraft Component Technologies", NAL-SP-31 (1996) 59-79.
- 7) J. D. Crouch : Variable N-Factor Method for Transition Prediction in Three-Dimensional Boundary Layers, *AIAA J.* **38** (2000) 211-216.
- 8) J. D. Crouch, V.S. Kosorygin & L. L. Ng : Modeling the effects of Step on Boundary-Layer Transition, will be appear in *Laminar - Turbulent Transition VIII* (Springer-Verlag, 2005).
- 9) L. M. Mack : Transition Prediction and Linear Stability Theory, AGARD Conf. Proc. No.224 (1977) 1-1-22.
- 10) H. L. Dryden : Transition from Laminar to *Turbulent Flow, Turbulent Flow and Heat Transfer* (edited by C. C. Lin, Princeton Univ. Press, 1959) 1-74.
- 11) V. S. Kosorygin : Observations on Receptivity, Stability and Transition of 2-D Laminar Boundary Layers, NAL SP-47 (2000) 57-60.
- 12) H.S. Kanner & J.A. Schetz : The Evolution of an Acoustic Disturbance up to Transition in the Boundary-layer on an Airfoil, AIAA Paper No. 99-3791 (1999).
- 13) N. S. Dougherty & D. F. Fisher : Boundary Layer Transition on a 10-degree Cone: Wind Tunnel/Flight Data Correlation, AIAA paper No. 80-0154 (1980).
- 14) 徳川直子, 高木正平, 跡部 隆, 井門敦志, 小濱泰昭: 二次元翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響, *ながれ* **22** (2003) 485-497.
- 15) C. P. van Dam, S. M. Los, S. J. Miley, L. P. Yip, D. W.

- Banks, V. E. Roback & A. Bertelrud : Analysis of In-Flight Boundary-Layer State Measurements on a Subsonic Transport Wing in High-Lift Configuration, AIAA-paper No. 95-3911 (1995).
- 16) 徳川直子, 高木正平, 大森達也: 赤外線カメラを用いた低亜音速境界層遷移計測, NAL-SP-54 (2001) 57-60.
- 17) 横川 譲, 青木良尚, 星野秀雄, 室田勝一, 野中修, 吉田憲司, 上田良穂, 石川敬掲: 低速風洞における非断熱全機模型上の遷移計測, JAXA-RR-04-018 (2005).
- 18) 井門敦志, 善田康雄, 近藤善彦, 松村 豪, 鈴木実, 北川敏樹: 大型低騒音風洞の基本性能, 鉄道総研報告 **13** (1999) 5-10.
- 19) 海老沼幸成, 戸田亘洋, 白井正孝, 馬場滋夫, 吉田典生: 大型低速風洞の特性試験 (1) 気流検定試験, NAL TM-334 (1977).
- 20) 日本の低速風洞, 可視化情報 **14** Suppl. (1994) 164-165.
- 21) 高橋 侖: 突風風洞の気流測定について, NAL TM-239 (1973).
- 22) A. Quast : Detection of Transition by Infrared Image Technique, ICIASF' 87 Record, IEEE Publication CH 2449-7/87/0000-0125, pp.125-134.
- 23) 今井 功: 任意翼型の理論, 日本航空宇宙学会誌, **9** (1942) 865-875.
- 24) K. Kaups & T. Cebeci: Compressible Laminar Boundary Layers with Suction on Swept and Tapered Wings, *J. Aircraft* **14** (1977) 661-667.
- 25) 徳川直子, 高木正平: 表面温度による低亜音速境界層の遷移位置の可視化, ながれ, **24** (2005) 577-578.
- 26) 徳川直子, 高木正平, 上田良穂, 井門敦志: 矩形翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響, ながれ, **24** (2005) 629-639.
- 27) 日本流体力学会 「流体力学ハンドブック」 (丸善, 1987) 229.
- 28) 小松安雄: プレストン管による乱流表面摩擦応力の測定, 東大航空研集報 **1** (1958) 164-178.
- 29) E.B. White, W. S. Saric, R. D. Gladden & P. M. Gabet: Stages of Swept Wing Transition, AIAA Paper No. 2001-0271 (2001).
- 30) N. Itoh: Development of Wedge-Shaped Disturbances Originating from a Point Source in a Three-Dimensional Boundary Layer, *Fluid Dyn. Res.* **18** (1996) 337-354.
- 31) Y. P. Kohama : Three-dimensional Boundary layer study, *Current Science*, **79** (2000) 800-807.
- 32) R. H. Radeztsky Jr., M. S. Reibert & W. S. Saric : Effect of isolated micron-sized roughness on transition in swept wing flows, *AIAA J.* **37** (1999) 1371-1377.
- 33) S. Takagi, W. S. Saric, R.H. Radeztsky, S. A. Spencer & D. J. Orr : Effect of Sound and Micro-Sized Roughness on Crossflow Dominated Transition, *Bulletin of the American Physical Society*, **36** (1991) 2630.

宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-05-017

発行 平成 18 年 2 月 23 日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1

URL: <http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 株式会社 実業公報社

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1

TEL : 029-868-2079 FAX : 029-868-2956

© 2006 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。

