平板上の突起より発達する乱流くさびの構造の研究*

一 宮 昌 司^{*1}, 中 瀬 敬 之^{*1}, 福富 純一郎^{*1}
山 名 克 巳^{*2}, 福 永 雅 昭^{*3}Structure of a Turbulence Wedge Developed
from a Single Roughness Element on a Flat PlateMasashi ICHIMIYA, Yoshiyuki NAKASE, Junichiro FUKUTOMI,
Katsumi YAMANA and Masaaki FUKUNAGA

A turbulence wedge which develops downstream from a single roughness element placed in a laminar boundary layer on a flat plate is experimentally investigated. Mean and fluctuating velocities and the intermittency factor were measured. Contours of the wedge and its development in the normal and spanwise directions were clarified by drawing intermittency contour lines. The mean properties inside of the wedge just behind the roughness did not reach fully developed turbulence, and they gradually developed in the downstream direction. The contour of the wedge is not formed by straight lines very near or far from the roughness, and the extent of the wedge in which the lines are straight is limited. Just behind the roughness, distributions of the mean and fluctuating velocities are complicatedly distorted, so the existence of several vortices is presumed. The intermittency contour lines in the section normal to the flow are also presented.

Key Words: Turbulence, Boundary Layer, Transition, Single Roughness Element, Turbulence Wedge, Streamwise Vortex, Intermittency Factor

1. ま え が き

平板層流境界層遷移の問題は古くから多くの研究がなされているが、その詳細には不明な点が多い⁽¹⁾⁽²⁾。平板境界層の遷移は外的かく乱の受容 (receptivity)⁽³⁾、線形 Tollmien-Schlichting 波の伝ばと増幅、その三次元化、かく乱の非線形成長領域、不規則速度変動を示す乱流はん点の発生と成長、合体、完全乱流化と進むとされている。この方向の研究は自然現象としての理想的遷移過程を解明しようとするものであるが、他方、遷移過程をどのように制御できるかを調べて、遷移現象の解明と工学的問題の解決に寄与しようとする研究がある⁽⁴⁾。この方向の研究は抵抗、伝熱の点から翼(航空機、ガスタービン翼、コンプレッサ翼)や船体、車体の境界層遷移の予測や制御が重要で、特に最近ではガスタービンの性能や⁽⁵⁾、騒音⁽⁶⁾に関連して重要視されている。

遷移の制御には遷移を遅らせることを目的とするものと早めることを目的とするものがある。前者の代表

は谷による層流翼形で、後者は非常に各種の方法があるがその一つに突起による方法がある。突起にも二次元的なトリップワイヤや突起列、1個の突起などがあるが、本研究は1個の突起による遷移、特に乱流くさび(turbulence wedge)の発達を調べたものである。この突起の遷移に対する影響は境界層の受容性の観点から遷移に関するワークショップの中でも検討されている⁽⁷⁾。

歴史的にはこの研究は Gregory-Walker の研究に始まり⁽⁸⁾、突起周囲の馬てい形渦と突起直後のらせん渦(随伴渦)が見いだされた。Schubauer-Klebanoff は乱流くさびは中心に乱流域を間欠的な乱流域が取り囲むことを明らかにし、各領域の広がり角を測定してくさびの輪郭線を示した⁽⁹⁾。以後乱流遷移を発生させるための突起の条件が求められ⁽¹⁰⁾、くさびの広がり角⁽¹¹⁾⁽¹²⁾や輪郭線⁽¹²⁾⁽¹³⁾についてデータの追加がなされたが、これらにおいては輪郭などの定義が明らかでない。くさび内の速度分布についても測定がなされたが、少ない断面で不十分である^{(10)(12)~(18)}。突起付近の渦については、突起直後の2種類の渦に加えて、下流ではその外側に新たに一対の縦渦が出現し、内側の2種類の渦は次第に減衰することや⁽¹⁴⁾、突起直後のくさび内部でもいくつかの渦対の存在が示された⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾。ま

* 原稿受付 平成4年5月25日。

^{*1} 正員、徳島大学工学部 (〒770 徳島市南常三島町2-1)。^{*2} 正員、三井造船(株) (〒706 玉野市玉3-1-1)。^{*3} 学生員、徳島大学大学院。

た突起直後の渦放出の周波数も測定されたが⁽¹⁵⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾、突起直後の渦状態が変化する位置などについては何ら示されていない。Tani は乱流遷移の展望で、突起による遷移についても述べている⁽¹⁹⁾。なお層流境界層中の突起とは異なるが、乱流境界層を突き抜ける円柱直後では円柱を取り囲む首飾り渦（馬てい形渦）、円柱の上端や側面からの随伴渦、円柱直後の双子渦が存在して、それらは下流で合体して一対の縦渦を生じるという報告がある⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。

これまで主に、平板上の乱流くさびが調べられてきたが、三次元の場合の一つには軸流中で回転する円筒上に突起を設置して流れ方向速度成分と円周方向速度成分が測定され、くさびの基本特性や回転の影響などを明らかにしたものがある^{(22)~(26)}。

本研究では平板上の乱流くさびについて条件を明確に示して比較的突起近くにおける基本的なデータを提供し、また間欠係数の等値線を描いて、明りょうな定義に基づくくさびの輪郭や広がり角も示した。

主 な 記 号

d, k : 突起直径 $d=2\text{ mm}$ と高さ $k=2\text{ mm}$

U, u : x 方向の平均速度成分と変動速度成分

u' : u の rms 値 $=\sqrt{u'^2}$

U_e : 局所境界層外主流速度

x, y, z : 座標系 (図 1)

X, Y, Z : 無次元座標 [$X=(x-x_k)/k$, $Y=y/k$,

$Z=z/d$, x_k : 突起設置位置 $=100\text{ mm}$]

γ : 間欠係数

δ : 境界層厚さ ($U/U_e=0.995$ で定義)

δ^*, θ : 排除厚さと運動量厚さ

H : 形状係数 $=\delta^*/\theta$

その他の記号については、その都度定義する。

2. 実験装置と測定方法

使用した実験装置は全長約 8 m の吹出し形風洞で、測定部は断面 $400 \times 150\text{ mm}$ 、測定板は全長 2 m のベークライト平板である。それに向かい合う板の傾きを調整して圧力こう配をほぼ零にした。前縁付近では速度分布は Blasius 分布である。実験は平板前縁での基準風速 U_m に基づく単位レイノルズ数 U_m/ν を $5 \times 10^5\text{ m}^{-1}$ ($U_m \approx 7.5\text{ m/s}$) として行った。このときの主流の乱れ強さは測定部入口断面全域において 0.18% 以下である。なお、Tani らは遷移に及ぼす突起の条件には主流の乱れ強さは関係しないと述べている⁽¹⁰⁾。

図 1 に座標系と乱流くさびの模式図を示す。突起は

直径 2 mm、高さ 2 mm の円柱形で、これを平板中心線 ($z=0\text{ mm}$) 上の前縁から 100 mm の位置に設置した。突起を設置していないときのこの位置の境界層は層流で、その厚さは約 2.2 mm であり、突起高さ k はほぼ境界層厚さの程度である。また k と $y=k$ での風速 u_k に基づく突起レイノルズ数は 996 であり、突起の位置から乱流くさびが発達する条件は満たされている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

測定には受感部長さ 1 mm、直径 $5\text{ }\mu\text{m}$ のタングステン線の I 形熱線プローブを用いた。後述のように本流れ場では縦渦が生じていると予想され、I 形プローブは速度の x 成分のみならず y 成分をも感受するが、後者は前者に比べて小さくその影響は無視できるものとして従来と同様に特に補正は行わなかった⁽¹⁰⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。

熱線風速計の出力はサンプリング周波数 5 kHz、サンプリング期間約 13 s で A-D 変換された。de Bruin は 1 s のデータをアナログ平均したようだが⁽¹⁶⁾、これよりは十分長い。間欠係数を得るためにまず瞬時の流れが乱流であるか非乱流であるかを判定する識別関数を求めるが、これには流れ方向の瞬時速度の一次の時間微分係数を用い、なおかつしきい値を適切に設定することにより妥当な識別ができるようにした⁽²⁶⁾。

3. 実験結果と考察

3.1 乱流くさびの下流への発達 本節ではまず乱流くさびの下流への発達の様相を、くさびの中心線 ($Z=0$) に沿って調べた結果について述べる。

図は略すが、流れ方向平均速度 U/U_e の分布は Klebanoff の乱流境界層における平均速度分布⁽²⁷⁾ (以下 K 分布とする) と比較すると $X=25, 50$ では壁面近くで K 分布より減速して、壁面から遠い位置で

図 1 座標系、突起形状および乱流くさび

増速しているという層流形に近い分布であった。これは突起位置からあまり離れていないので、十分に乱流境界層が発達していないのであろう。X=75になるとK分布に近づき出し、下流に向かってK分布と一致する範囲が広がる。X=550では壁のごく近くでもかなりK分布に近いものであった。

図2に δ , δ^* , θ , H の分布を示す。 δ と H については突起を設置していないときの分布も示した。突起がないときは $x=1300\text{ mm}$ ($Re_x = U_e \cdot x/\nu \approx 6.5 \times 10^5$) 付近まで境界層は層流に維持されるが、その下流から自然遷移が発生し、 $x=1500\text{ mm}$ を過ぎると境界層は急速に厚くなる。突起を設置すると $Z=0$ 上の境界層は突起直後から厚く、排除厚さ、運動量厚さはなめらかに増加している。突起があるときの H は $X=25, 50$ においては1.7より大きく、平均量については乱流くさびの中でもまだ十分な乱流境界層が発達していないことを示すが、 $X=50$ を過ぎると急速に減少して下流に向かって徐々に零圧力こう配下の乱流境界層とみなし得る値に近づき、 $X=850$ ではほぼ発達した乱流境界層とみなせよう。この位置は突起設置位置よりもその位置での層流境界層厚さの約770倍下流であるから、平均量が十分に発達した乱流に達するまでに約700~800倍の距離が必要なことになる。後述の間欠係数の X - Z 平面内の等値線(図6参照)からわかるように乱流くさびは突起位置から形成されているが、本図の形状係数と前述の平均速度分布より突起のごく直後のくさび内部では境界層は十分に発達した乱流までには達していないことがわかる。

図3に対数速度分布を示す。摩擦速度 u_τ はLudwig-Tillmann公式から得たが、突起近くの $X \leq 150$ では $yu_\tau/\nu \leq 7$ における測定点の速度こう配から得た。 $X=25$ では後流成分の特徴がなく、 $X=50$ では対数法則の直線とは大きく離れている。 $X=75, 100$ ではやや対数法則に近づく。 $X=150$ では壁から最も

遠くの測定点では後流成分の特徴が出現するが対数域はまだ存在しない。 $X=550$ では対数法則にかなり近くなり、850, 900ではほぼ対数法則に乗り、後流成分もはっきりと現れている。これらの変化は前述の平均速度とK分布の比較にも対応している。

図4は間欠係数の中心断面($Z=0$ での X - Y 平面)での等値線を示す。図4中の破線は $X^{0.8}$ の式で、通常の乱流境界層の発達を表す。図2の δ と対照してみると、等値線・本境界層は共に通常の乱流境界層と同じ割合で層厚さ方向に発達し、 $\gamma=0.1, 0.2, \dots, 0.9$ いずれの等値線も境界層内に含まれていることがわかる。 $X=75$ を境に等値線の Y の値の増加率が小さくなる。すなわち乱流が発達途上ならば乱流領域・間欠領域の境界層厚さ方向への発達も早いと言える。なお壁近くに $\gamma=0.9$ の線が現れるのは粘性の作用によって乱れが抑制されるためである。

図5は間欠係数が0.5となる Z の位置を $Y=0.25$ と2.5の二つの高さにおいて示したものである。乱流くさびと周囲の層流領域との境界には間欠的な乱流領域が存在するから、くさび界面の明確な定義はないようだが、 $\gamma=0.5$ の線はくさびのスパン方向広がりの一つの目安を与える。 $X=450, Y=0.25$ での $Z \geq 0$ およ

図3 対数速度分布

図2 境界層厚さ、排除厚さ、運動量厚さおよび形状係数

図4 間欠係数の等値線(等値線の値は上から $\gamma=0.1, 0.2, \dots, 0.9$ である)

び $X \geq 500$ ではいずれの高さでもくさびの外側と思われる位置でも乱れており、 $\gamma=0.5$ となる Z は存在しなかった。くさびはいずれも中心線に関してほぼ対称であり、 $\gamma=0.5$ の線は $X=200$ 付近までは直線であるが、それよりも下流ではわずかに曲線状となる。 $X \leq 200$ の両側境界の 2 本の直線を上流に延長した交点からくさびの仮想原点を定めたが、突起頂点よりも壁近くの $Y=0.25$ における仮想原点は突起位置に一致しているが、頂点よりも高い $Y=2.5$ における仮想原点は $X=55$ であった。なお仮想原点での中心線と、片側の $\gamma=0.5$ の直線のなす角（くさび頂点の半角）は $Y=0.25$ で 4.8° 、 $Y=2.5$ で 6.0° であった。この半角について Schubauer ら⁽⁹⁾ は乱流域が 6.4° 、間欠域が 10.6° 、また Fraser ら⁽¹²⁾ は乱流域が 4.6° 、間欠域が 9.1° と報告しているが、各領域の境界線の定め方やそれらの平板からの高さが明記されていない。なお Schubauer らの突起レイノルズ数も不明だが、実験条件から試算するとおよそ 5000 と推定される。Fraser らのそれは 910 であり、本実験の値に近い。また Mochizuki も可視化写真からくさび広がり角を求め、流速との関係を示しているが⁽¹¹⁾、これも高さが不明である。

突起付近でのくさびの広がり方をさらに詳しく調べるために、突起近くの 6 断面にて間欠係数が 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 となる位置を $Y=0.25, 1.5, 2.5$ において $Z \geq 0$ のみについて示したものが図 6 である。 $\gamma=0.1$ および 0.9 はプロット点間を線で結び見やすくしてある。いずれの高さにおいても、 $X \leq 75$ では等値線は直線にならず、 $X \geq 75$ では直線である。すなわちくさびの両側の輪郭線は突起に近くても遠くても直線ではなく、直線になるのは $X=75 \sim 200$ の範囲である。Gibbings らは比較的下流にわたってくさびの広がり

図 5 乱流くさびの広がり ($\gamma=0.5$)

を示しているが⁽¹³⁾、くさびが直線的に広がるのは $X \approx 100 \sim 500$ の範囲である。

3.2 乱流くさびの特性のスパン方向への変化

本節では乱流くさびの特性のスパン方向への変化を調べるために突起下流の $X=25, 50, 75, 100, 150, 200$ の 6 断面における測定結果の特徴を述べる。 $X=50$ でくさび中心軸に関し良い対称性があったので他の断面では $Z \geq 0$ についてのみ測定を行った。

3.2.1 平均速度 図 7 に Y をパラメータとした平均速度のスパン方向への分布の一部を示す。 $X=25$ では壁近くのくさび中心付近で複雑に波打った分布となっており、実験点を滑らかに結んだほうがよいように見えるが、 Z によって各 Y の凹凸の傾向は良く対応しているのでこれは誤差ではなくて実際に図 7 中に線で結んだようになっているのであろう。くさび内に縦渦が多数存在すると仮定すれば、縦渦によって低速流体が流入する位置では流れ方向速度は減少し、また高速流体が流入する位置では速度は増加するから、 $Y=0.1, 0.2$ での分布がこのように複雑にゆがむことは説明ができる。 $Y=0.5, 1$ では縦渦の影響は弱まっている。 $Y=2$ では速度はほとんど一定である。 $Z \geq 3$ ではいずれの高さにおいても上述のような波打ちは弱まる。 $X=50$ にも $Y \leq 1$ において $X=25$ のような波打ちが多数あって、縦渦が依然多数存在することが予想される。図は略すが $X=75$ の分布もくさび内で複雑にゆがんでいた。 $X=100$ ではくさび内での分布がなめらかになる。これは多数の縦渦が $X=100$ では消滅していることを示唆する。 $X=200$ では $Y=0.1, 0.2$,

図 6 乱流くさびの広がり ($\gamma=0.1, 0.3, \dots, 0.9$)

0.5の分布において、 $Z=0$ よりも $Z=10$ で速度が増加しており、 $Z=20$ ではその周辺よりも速度が低下している。これは回転円筒上の乱流くさびでもその存在が認められた、くさびとその外側の層流領域との両側の界面に存在する一対の縦渦によるためと仮定すれば説明できる^{(22)~(25)}。3・1節で示したように $X \leq 75$ ではくさび内の乱流境界層はまだ発達途上であるが、この区間ではくさび内に多数の縦渦が存在することが推測され、これよりも下流ではくさび界面に一対の縦渦が存在するようである。

図8に平均速度の等値線を示す。 $X=25$ の $Z \geq 4$ では等値線はほぼ平行で、この領域はくさびの外側の層流領域である。 $X=50$ では図7と同様に、流体の持ち上げ・押し下げの状況が良く現れている。また Z の負側の分布は正側とかなり良い対称性を示し、速度分布、渦構造はくさび中心に関して良く対称がとれていると言えよう。 $X \geq 100$ では、くさび内部の等値線の細かいゆがみはまったくない。

以上述べてきたような $X \leq 75$ でのくさび内の多数の縦渦はまきがきで述べたような突起周りの馬てい形渦や端面からはく離渦、不安定化の過程で生じる縦渦⁽²⁸⁾、さらに乱れの不均一によるPrandtlの第2種の二次流れなどによると考えられる。突起による渦は時間周期性を持つと考えられるので、これを調べるために $X=25$ で壁近くの $Y=0.15$ と突起頂点高さの $Y=1$ という二つの高さでパワースペクトルを描いたのが図9である。 $Y=0.15$ 、1共に $Z \leq 3.5$ では約440 Hzとその倍調波の約880 Hzにピークが見られ、突起から周期的に渦が放出されていることを示す。くさび外

の $Z=15$ では特にピークは認められない。

パワースペクトルのピークは $X=50$ でも約440 Hzのみが認められ、 $X \geq 75$ ではまったく認められなかった。この $X=25, 50$ における約440, 880 Hzのピークが明白に認められるおおよその範囲を描くと図10のようになり、これは突起からの周期的渦が通過する領域を示すと考えられる。 $X=25$ では Z が0から3.5にわたって途中の一部を除いてピークが認められる。 $X=50$ ではピークが見られる範囲が複雑な形状をしており、また $Z=0, 3, 6$ ではまったくピークは見られ

図8 平均速度の等値線（等値線の値は上から $U/U_e=0.995, 0.9, 0.8, \dots, 0.1$ である）

図7 平均速度分布（スパン方向への分布）

図9 パワースペクトル

ない。

図 11 に $X=50, 200$ での $\delta, \delta^*, \theta, H$ のスパン方向への分布を示す。 $X=50$ では境界層はくさび中心 ($Z=0$) よりも $Z=\pm 2$ 付近のほうが厚い。 $X=200$ では δ はくさび中心で最大であり、外側に行くにしたがって減少する。くさび界面で δ は急激に減少してくさび外の層流領域ではほぼ一定である。

3・2・2 変動速度 図 12 に変動速度強度のスパン方向への分布を示す。 $X=25, 50$ ではくさび内での分布がきわめて変動しており、平均速度において考察したようにくさび内に縦渦が多数存在することを示唆している。また $X=50$ での Z の正側と負側の対称性も十分良い。 $X \geq 100$ ではくさび内部の凹凸もなくなり、特に下流に行くほどくさび界面で分布にピークが見られる。これは一対の縦渦によって壁近くの乱れの大きい流体が持ち上げられたためと推測される。突起直後では多数の縦渦が存在したが、下流ではこのように一対の縦渦となる。平均速度ではこの縦渦による影響ははっきりとは認識されないが、本図の変動速度にはその影響は明りように現れる。

次に図 13 に変動速度の等値線を詳しく示す。 $X=$

50 では $Y \approx 1.5$ を境に $u'/U_e \leq 0.06$ と $u'/U_e \geq 0.07$ の等値線間にはまったく対照的な傾向が見られる。すなわち $Z=0$ において 0.06 以下の等値線はくぼむが、0.07 以上の等値線はふくらむ。これは $Y \leq 1.5$ では壁近くの乱れの大きい流体が持ち上げられることを表すが、 $Y \geq 1.5$ では壁から遠くの乱れの小さい流体が押し下げられることを表す。 $X=200$ になると、 $u'/U_e \leq 0.07$ の等値線は $Z=0$ で多少ふくらむ。また $X=100$ では $Z \approx 6.5$ において、 $X=200$ では $Z \approx 14$ において、変動の値の大きい等値線が壁から遠ざかる方向にふくらむが、これは図 12 の変動速度で見られ、くさび界面の一対の縦渦のためであろうと推測したくさび界面のピークに対応したものである。

以上のように、平均・変動速度分布は $X=50$ から 100 の間で傾向が変化する。 $X=50, 75, 100$ は突起設置位置よりもその位置の層流境界層厚さのそれぞれ約 45, 68, 90 倍下流であるから、実際に速度分布の傾向が変化するの約 50~80 倍にわたる範囲においてであろう。

3・2・3 間欠構造の特性 図 14 は間欠係数の等値線で、各 6 断面において乱流くさびを主流に垂直に切

図 10 パワースペクトルのピークが観察される範囲

図 11 境界層厚さ、排除厚さ、運動量厚さおよび形状係数

図 12 変動速度分布 (スパン方向への分布)

断した形状を示している。回転円筒上のくさびについては一つの下流断面において等値線を示し、円筒回転による影響を考察したものがあるが⁽²⁶⁾、これ以外では γ の等値線を示した例はないようである。 $X=25$ では

図 13 変動速度の等値線（等値線の値は上から $u'/U_e=0.01, 0.02, \dots$ である）

くさびの外側に等値線が複雑にふくらんでいる。また $X=25, 50$ では中心で等値線はくぼむ。すなわち中心のほうが同じ Y に対し間欠係数が小さい。またこの $25, 50$ での間欠係数の等値線は平均速度の等値線のようにくさび内部で複雑にゆがんではない。 $X=100, 150, 200$ では形状はほとんど同じであり、スパン方向界面における等値線は壁面に垂直に近い。等値線の密度を $X=150$ では $0.4 \leq \gamma \leq 0.9$ の等値線について、 $X=200$ では $0.2 \leq \gamma \leq 0.9$ について調べると、くさび界面におけるスパン方向の密度のほうが $Z=0$ における境界層厚さ方向の密度よりも大きく、くさび内の乱流状態からくさび外の層流状態に変化するこう配は Y 方向よりもスパン方向のほうが急激である。周囲の非乱流流体をくさび内に取り込む作用が、くさびの Y 方向界面・スパン方向界面において行われていると思われるが、これは界面に回転（渦）が存在して取り込みを行っていると思われる。すなわちこの回転のスケールはスパン方向のほうが小さいことがわかる。

4. あとがき

圧力こう配のない平板層流境界層中で発生する乱流くさびの諸特性を詳細に測定し、以下の結論を得た。

(1) 乱流くさびの中心線上では平均量が十分に発

図 14 間欠係数の等値線（等値線の値は上から $\gamma=0.1, 0.2, \dots, 0.9$ である）

達した乱流に達するまで突起設置位置での層流境界層厚さの約 700~800 倍必要である。

(2) 乱流くさびの中心断面の間欠係数の等値線は、くさびは通常の乱流境界層と同じ割合で下流に向かって境界層厚さ方向へ発達することを示す。

(3) 壁からの距離が一定な平面の γ の等値線は、くさびのスパン方向への発達が突起直後は直線的には広がらず、少し下流で直線的に広がり、さらに下流では再び直線ではなくなることを示す。

(4) 突起直後ではくさび内で平均・変動速度分布が複雑にゆがみ、突起直後に多数の渦が存在していることが推測された。下流での分布はくさびと外側の層流領域との両側界面に存在していると報告されている一対の縦渦によって説明できた。

(5) 突起からある程度下流に進むと、主流に垂直な平面における間欠係数の等値線形状は、流れ方向位置によらずほぼ相似形になる。

本研究完成後、Klebanoff らの研究が発表されたが⁽²⁹⁾、熱線の波形の詳細が主に論じられ、間欠係数分布などは測定されていない。著者らの結果との比較検討は今後の課題である。

本研究の遂行には名古屋大学 中村育雄教授、岐阜大学 山下新太郎教授のご指導を賜り、データ処理には名古屋大学 櫛田武廣助手・角田博之博士のご協力を得た。また徳島大学・桑内忠昭技官、徳島大学大学院生 乃生芳尚氏・三原隆氏、徳島大学学生 増本直樹氏・沼野智光氏からは多くのご協力をいただいた。厚くお礼申し上げる。

文 献

- (1) 例えば, Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., (1979), 449, McGraw-Hill.
- (2) Narasimha, R., *Prog. Aerosp. Sci.*, **22**(1985), 29.
- (3) Kerschen, E. J., *Appl. Mech. Rev.*, **43**-5(1990), S150.
- (4) Gad-el-Hak, M., *Appl. Mech. Rev.*, **42**-10(1989), 261.
- (5) Mayle, R. E., *Trans. ASME, J. Turbomach.*, **113**(1991), 509.
- (6) Lauchle, G. C., *Appl. Mech. Rev.*, **44**-12(1991), 517.
- (7) Morkovin, M. V., *Instability and Transition*, **1**(1990), 265, Springer-Verlag.
- (8) Gregory, N. and Walker, W. S., *ARC Rep. Mem.*, No. 2779-1(1951), 1.
- (9) Schubauer, G. B. and Klebanoff, P. S., *NACA Tech. Rep.*, No. 1289(1956), 1.
- (10) Tani, I., ほか 3 名, *Aeronaut. Res. Inst., Univ. Tokyo Rep.*, No. 375(1962), 129.
- (11) Mochizuki, M., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **16**-5(1961), 995.
- (12) Fraser, C. J. and Milne, J. S., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **2**-4(1980), 165.
- (13) Gibbings, J. C., ほか 2 名, *Aeronaut. J.*, **90**-899(1986), 357.
- (14) Mochizuki, M., *Natur. Sci. Rep. Ochanomizu Univ.*, **12**-2(1961), 87.
- (15) Gupta, A. K., *Phys. Fluids*, **23**-1(1980), 221.
- (16) de Bruin, A. C., *Laminar - Turbulent Transition*, Toulouse, (1990), 645, Springer-Verlag.
- (17) Motohashi, T., ほか 3 名, *Boundary Layer Stability and Transition to Turbulence, Proc. 1st ASME-JSME Fluids Eng. Conf.*, Portland, (1991), 179.
- (18) 本橋・ほか 3 名, 第 23 回乱流シンポジウム講演論文集, (1991), 136.
- (19) Tani, I., *Proc. Indian Acad. Sci. (Eng. Sci.)*, **4**-2(1981), 219.
- (20) 河村・ほか 4 名, *機論*, **50**-450, B(1984), 332.
- (21) 河村・ほか 3 名, *機論*, **50**-452, B(1984), 1034.
- (22) 山下・ほか 2 名, *機論*, **53**-488, B(1987), 1167.
- (23) Yamashita, S., ほか 2 名, *AIAA Paper*, No. 88-3762-CP (1988).
- (24) 山下・ほか 3 名, *機論*, **56**-525, B(1990), 1348.
- (25) Yamashita, S., ほか 3 名, *Proc. 2nd KSME-JSME Fluids Eng. Conf.*, Seoul, **1**(1990), 190.
- (26) 山下・ほか 2 名, *機論*, **56**-532, B(1990), 3688.
- (27) Klebanoff, P. S., *NACA Tech. Rep.*, No. 1247(1955), 1135.
- (28) Riley, J. J. and Gad-el-Hak, M., *Frontiers in Fluid Mechanics*, (1985), 123, Springer-Verlag.
- (29) Klebanoff, P. S., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **237**(1992), 101.