k 形粗面上の乱流境界層の平均量特性*

大坂 英雄^{*1}, 亀田 孝嗣^{*2}, 望月 信介^{*1}Mean Flow Quantities for the Turbulent Boundary Layer
over a k-Type Rough Wall

Hideo OSAKA, Takatsugu KAMEDA and Shinsuke MOCHIZUKI

Measurement of the mean flow quantities of turbulent boundary layer over two-dimensional spanwise groove with pitch ratio of 4, namely k-type rough wall has been made. The wall shear stress was determined from the direct measurement method with a floating element device. It is observed that the value of skin friction coefficient c_f is much larger than those of both the smooth wall and d-type rough wall flows, and is dependent of the relative roughness. Mean velocity and streamwise turbulent intensity profiles normalized with the outer variables are not similar, so the present k-type rough wall flow is not self-preserving. However, the logarithmic velocity profile having the same slope as that in the smooth wall flow is confirmed if the error in origin is considered. Roughness function correlates with $u_\tau d_0/\nu$ in a k-type rough wall, but the behavior of roughness function differs from that in the d-type rough wall. The tendency of wake strength vs. $u_\tau \delta/\nu$ in a k-type rough wall is remarkably different from those in both a smooth wall and a d-type rough wall flows.

Key Words: Boundary Layer, k-Type Rough Wall, Direct Measurement, Mean Flow Quantities

1. 緒 言

本研究の目的は、二次元矩形粗面要素がピッチ比4で流れ方向に周期的に配列されたk形粗面上の乱流境界層について、その平均量特性を明らかにすることである。

一般に粗面要素形状は多種多様で、突起の形、大きさ、配列および分布状態に依存して流動抵抗が変化することはよく知られている⁽¹⁾⁽²⁾。一方、滑面と粗面との相違は粗さレイノルズ数 $u_\tau k/\nu$ (u_τ は摩擦速度, k は突起の平均高さ, ν は動粘度) で規定⁽³⁾ されてきており, $u_\tau k/\nu > 70$ で完全粗面と分類されている。さらに粗面のうち二次元矩形粗面上の流れは, Moore⁽⁴⁾, Morris⁽⁵⁾, Perry ら⁽⁶⁾ により調べられ, d形粗面とk形粗面とに分類できることが明らかとなっている⁽⁶⁾。ここでd形粗面⁽⁷⁾⁽⁸⁾ は粗さレイノルズ数で規定できず, 粗さ関数が流れ場の大規模構造の尺度に依存するのに対し, k形粗面⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ は粗さレイノルズ数で規定できるものとして分類されている。これらの分類は溝内渦の挙動(渦放出, 渦の安定性および三次元性等), 溝

内部流と粗面要素上部の流れとの干渉が関係することは, Knight-Macdonald⁽¹¹⁾, 古屋・藤田の一連の研究⁽²⁾⁽¹²⁾, Townsendの成書⁽¹³⁾ 等から推察できるものである。

ところが, d形粗面流については著者ら⁽⁸⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾, Tani⁽¹⁶⁾ の研究により詳細が明らかとなってきたが, k形粗面流については多くの報告⁽⁹⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾ があるにもかかわらず, 不明な点が多い。これはk形粗面流の場合, 粗面要素近傍の流れ場の擬周期性が弱く, かつ溝内部の渦の数が粗面形状により変化することなどに起因して測定が難しいことが考えられるが, 最も欠けていたことは壁面の抵抗の測定が間接方法に依存してきたことである。このため, k形粗面流については対数速度分布の成立の実証すらなされておらず, スケーリング則の適用も直接測定から評価した摩擦速度を用いた内部変数によるものは皆無に近い⁽¹⁰⁾⁽¹⁹⁾。したがって, 壁面せん断応力の直接測定による評価とそれを用いた粗面流特有の原点補正量の算出を行い, k形粗面上の乱流境界層の構造を再吟味することは意義がある。

以上のことをふまえ, 本報告ではピッチ比4のk形粗面上の乱流境界層について, 浮動片要素応力測定装置を用いて壁面せん断応力を直接測定した。この結果

* 原稿受付 1997年5月20日。

*¹ 正員, 山口大学工学部 (〒755 8611 宇部市常盤台 2557)。*² 正員, 山口大学大学院。

を基礎として平均速度分布および流れ方向乱れ強さ分布の全体的特徴を調べ、同一風洞による滑面流とd形粗面流の結果と比較する。なお、本報告でピッチ比4に限定したのは、壁面せん断応力を直接測定するため後述の浮動片要素の直径と粗面要素の寸法との比を考慮したためである。

2. 実験装置および方法

2.1 風洞および流れ場 実験に用いた風洞の測定部は長さ4 m、幅0.5 mで、測定部入口高さは0.26 mである。測定粗面平板は長さ4 m、厚さ22.5 mmのベークライト板を用いて整形されており(詳細は2.2節参照)、平板前縁部には170 mmの範囲にわたり滑面部をもち、その先端には厚さ1 mm(先端部はだ円形状)、長さ30 mmのアルミニウム板が接続されている。また、遷移促進のため前縁より流れ方向に30 mmの位置に直径0.7 mmのトリップワイヤを設けた。図1に流れ場の概要、座標系および主要記号を示す。座標系は平板上流部の粗さ要素開始位置から流れ方向距離を x 、粗さ要素頂点から高さ方向距離を y_T とし、 y_T に原点補正量 d_0 (直接測定によって得られた局所壁面摩擦抵抗係数 c_f を用いて算出した摩擦速度 u_τ を基礎として、古屋・藤田の方法により評価⁽²⁰⁾⁽²¹⁾)を施した高さ方向距離を $y(=y_T+d_0)$ とする。なお、境界層厚さ δ は平均速度 U が $0.995 U_1$ (U_1 は主流速度)となる y の値である。境界層の二次元性は $x=2\,644.5$ mmの位置の $y_T=2$ mmの高さでスパン方向に $z=\pm 100$ mmの範囲にわたり5 mm間隔で調べられ、平均速度の最大変動値は1%以内であり良好であった。

2.2 供試k形粗面 本実験に用いたk形粗面は正方形断面をもつリブがピッチ比4 [$(b+w)/k=4$: k は粗さ要素高さ、 w は粗さ要素幅、 b は溝部幅]の間隔で並んでいる粗面である。これは厚さ22.5 mmのベークライト板に 3×3 mmのリブが12 mmのピ

ッチで測定部幅500 mm全域にわたって規則的に機械加工されている(図1)。加工の際、粗さ要素の高さ、間隔および角部の形状の不均一性に十分注意が払われた。また、平板最上流部の滑面部からの流れが粗面部に滑らかに流入するように、滑面部と粗さ要素頂点の高さは揃えてある。

2.3 測定方法 平均速度および流れ方向乱れ強さの測定にはI形熱線プローブと定温度熱線流速計を使用した。使用した熱線センサは、受感部長さ $\ell=0.62$ mm、直径 $d_w=3.1$ μm のタングステン線である。熱線のアスペクト比は $\ell/d_w=200$ 、本流れ条件のときの受感部長さに基づくレイノルズ数 $\ell^+(=u_\tau \ell/\nu)$ 、 ν は動粘度)は30以下であり、方向特性および空間分解能は良好であった⁽²²⁾。熱線流速計からの信号はパーソナルコンピュータによりA-D変換(サンプリング周波数と取込み時間はそれぞれ10 kHz、10 s)後、演算処理された。

壁面せん断応力の測定には浮動片要素応力測定装置を使用した。なお、測定原理および検定方法については著者らの文献⁽²³⁾⁽²⁴⁾を参照されたい。図2には直径60 mmの浮動片要素と粗さ要素との配置関係を示す。浮動片要素とその周囲板はアルミニウム合金を用いて精密に機械加工され、浮動片要素上における粗さ要素は中心線に対称となるように配置された。浮動片要素の周囲板は、その形状に合わせてすきま0.25 mmの間隔を保つように整形した。浮動片要素の粗さ要素と周囲板の粗さ要素との相対高さは、0~5 μm の範囲に入るように調整された。この装置からの出力信号は積分器を用いて20 sの平均値として求めた。

すべての測定において、流れ方向(x 方向)およびスパン方向(z 方向)の無次元圧力係数は $\pm 0.25\%$ 以内に調整され、そのとき主流乱れ強さは0.3%であった。平均速度および流れ方向乱れ強さの測定は、単位レイノルズ数 $U_1/\nu=6.0\times 10^5 \text{ m}^{-1}$ ($U_1\approx 9$ m/s)の条件で $x=226.5\sim 2\,644.5$ mmの範囲で行った。浮動片要素応力測定装置は、 $x=946.5$ mmおよび $1\,978.5$ mm(浮動

Fig. 1 Schematic flow field, coordinate system and nomenclature

Fig. 2 Floating element size and roughness element configuration

片要素中心位置)の2箇所に設置し、壁面せん断応力の測定は、単位レイノルズ数が $U_1/\nu = 3.0 \times 10^5 \sim 10 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ の範囲にわたり行われた。なお、摩擦速度を用いた平均量分布の議論においては、その位置で単位レイノルズ数を変化させて得られたデータを基礎とした。

3. 結果および考察

3・1 全体的流れ場 図3に $x = 232.5 \sim 2644.5 \text{ mm}$ の範囲における外部尺度 (U_1, δ) で無次元化された平均速度分布を示す。図3中 [a] では1ピッチ間における粗さ要素中央部および溝部中央部の分布の比較を示し、[b] および [c] では流れ方向13断面における溝部中央部の分布を示している。まず [a] についてみると、粗さ要素中央部と溝部中央部における分布は、外部尺度で無次元化した場合ほぼ相似であることがわかる。ここで、図示していないが粗さ要素に対する相対位置の差異が境界層特性値に及ぼす影響について系統的に詳しく調べたところ、平均速度分布に対し x 方向の相対位置による差は、図示した $x = 1984.5 \text{ mm}$ 付近では $y/\delta \leq 0.073$ ($y/\delta \leq 5 \text{ mm}$)、一方後述される流れ方向乱れ強さ分布に対して $y/\delta \leq 0.087$ ($y/\delta \leq 6 \text{ mm}$) の範囲内に限られ、しかもその差異は小さく擬周期的であった。これより、流れ場の全体的な発達の様子を見るには、代表位置の分布を用いて

Fig. 3 Mean velocity profiles on a k-type rough wall

も差し支えないものと判断できる。そこで代表として溝部中央部における平均速度分布を流れ方向に調べてみる(図3中 [b] および [c])。分布は、流れ方向に徐々に変化しており、相似性を示していない。これより、零圧力こう配下の本k形粗面上の乱流境界層はRottaの規範⁽²⁵⁾から推測されるように自己保存性を示さない。

図4に平均速度分布から得られた境界層厚さ δ および形状係数 H の x 方向変化を示す。また、図4中には比較のため同一風洞で得られたd形粗面流⁽⁸⁾ および滑面流の結果(以後、比較に用いるのはすべて同一風洞の結果である)も合わせて示す。ここで、比較のため x 方向距離の原点は、それぞれの平板上流部の粗さ要素開始位置および滑面平板前縁部(トリップワイヤを設置)をとっている。本k形粗面流の境界層厚さ δ は測定範囲内において $\bar{x}^{0.92}$ ($\bar{x} = x - x_0$, x_0 は仮想原点)に比例し、図4中に示していないが同一ピッチ比で測定を行ったLiuら⁽²⁶⁾の結果($\propto \bar{x}^{0.67}$)と異なった指数の値である。これは本実験が後述するように完全粗面領域で行われたのに対し、彼らの実験は遷移粗さ領域から完全粗面領域の範囲にわたって行われたためと推測される。また、本結果はd形粗面流($\propto \bar{x}^1$)および滑面流($\propto \bar{x}^{0.79}$)と異なった指数の値を示す。このように自己保存流であるd形粗面流は指数の値が1を示しているが、本k形粗面流ではその条件を満足していないことがわかる。次に、形状係数 H についてみる。本k形粗面流の H の値は、 x 方向への変化が大きく(本測定範囲内で $H = 2.17$ から 1.74 の値に変化)、かつその値はd形粗面流($H \approx 1.44$)および滑面流($H = 1.44 \sim 1.37$)のものに比べ著しく大きい。これは、零圧力こう配下の滑面流の場合に対応させて考えてみると、流れ場が遷移領域に近いことを意味し

Fig. 4 Boundary layer thickness and shape factor

Fig. 5 Local skin friction coefficient

Fig. 6 Comparison of mean velocity profile normalized with the outer variables among three flow fields

Fig. 7 Logarithmic velocity profiles on a k-type, a d-type rough walls and a smooth wall

ている⁽²⁷⁾。しかしながら、本k形粗面流は後述するように完全乱流域であることに注意されたい。なおk形粗面流において H の値が大きくなる傾向は、古屋・藤田⁽²¹⁾による二次元針金粗面上の乱流境界層におても同様にみられる。

3・2 局所壁面摩擦抵抗係数 図5は直接測定装置を用いて測定された局所壁面摩擦抵抗係数 c_f の運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (=U_1\theta/\nu)$ に対する結果を示す。また、図5中には比較のため同一ピッチ比でなされた他研究者の間接法による結果⁽⁹⁾⁽²⁶⁾、d形粗面流⁽⁸⁾および滑面流⁽²⁴⁾の直接測定装置を用いて測定された結果も合わせて示している。本k形粗面流の c_f の R_θ 数に対する分布傾向は、d形粗面流および滑面流のものと異なり、かつその値は著しく大きい。本k形粗面流では R_θ 数の変化に対し U_1k/ν ＝一定または k/δ ＝一定の条件ごとに c_f の曲線群が引けることがわかる。このように本k形粗面流は相対粗さ k/δ 、あるいは x/k の値に依存した流れ場であるこ

とがわかる。さらに詳細に本粗面流の結果についてみると、 k/δ ＝一定の条件における c_f の値は R_θ 数に対しほとんど変化していない領域、すなわち完全粗面領域が存在している。この領域は、粗さレイノルズ数が $u_\tau k/\nu > 70$ の範囲に対応⁽³⁾している。次に、本結果と同一ピッチ比の他研究者の結果を比較すると、本結果とAntoniaらの結果⁽⁹⁾はほぼ一致しているが、Liuらの結果⁽²⁶⁾は本結果と比べて著しく小さい値を示す。この差異は、ほぼ同じ相対粗さの値であるにもかかわらず、本結果は完全粗面領域で、Liuらは遷移粗さ領域で測定がなされたために生じたのであろう。一方k形粗面流の c_f がd形粗面流のそれと著しく異なるのは、粗面要素間内の溝部内渦の挙動に関係していることが予想⁽²⁾される。これについては別報⁽²⁸⁾で報告する準備を進めている。

3・3 平均速度分布の特徴 ここでは、完全粗面領域の平均量分布のみに限った議論をする。図6およ

び図7にそれぞれ外部尺度および内部尺度で無次元化された平均速度分布および対数速度分布を示す。図6, 7中には比較のため、同一ピッチ比の他研究者の結果⁽⁹⁾⁽²⁶⁾, d 形粗面流および滑面流の結果も合せて示す。ここで分布の比較は完全粗面領域に限定したため、本粗面流の k/δ の値と Liu らの値⁽²⁶⁾ は異なっている(本結果: $k/\delta \approx 0.044$, Liu ら: $k/\delta \approx 0.108$)。図6についてみると、本 k 形粗面流の分布は他研究者⁽⁹⁾⁽²⁶⁾ の結果といくぶん異なっているが、分布傾向は等しい。一方本 k 形粗面流の分布は、d 形粗面流および滑面流の結果と著しく異なり、層内全域で前二者の流れと比べ速度の減速が大きく相似とはならない。この分布の差異は、前述の H の値からも推測される。これは本 k 形粗面流において図5で示したように壁面摩擦抵抗が著しく大きいため、境界層内の平均運動エネルギーが消費される量が多いことを示すものである。

次に、図7の対数速度分布について調べてみる。ここで、摩擦速度 u_τ は直接測定により求めた c_f から算出した。本 k 形粗面流は、適切な原点補正量 d_0 が施されることにより d 形粗面流および滑面流と同様に対数直線部が存在し、その傾きはそれらと同じ 5.62 の値、したがってカルマン定数の値も同じとなる。一方、滑面流と粗面流との差異は滑面流の対数速度分布からの下方への平行移動量として示される粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ によって表示される。これは壁面抵抗の増加と関連して評価されている。 $\Delta U/u_\tau$ の値についてみると、本 k 形粗面流は c_f 分布から予想されるように、d 形粗面流よりも大きい値である。従来、k 形粗面流では $\Delta U/u_\tau$ と粗さレイノルズ数 $u_\tau k/\nu$ との関係が成立することが知られており⁽⁶⁾、それは式(1)で表示される。

$$\Delta U/u_\tau = 5.6 \log(u_\tau k/\nu) + C \quad \text{.....(1)}$$

図示していないが本 k 形粗面流においても式(1)の関係が成立しており定数項 C は $C=0.46$ であった。一方 d 形粗面流では、 $\Delta U/u_\tau$ は $u_\tau k/\nu$ よりむしろ原点補正量 d_0 に基づくレイノルズ数 $u_\tau d_0/\nu$ との関係が

成立することが知られており⁽⁷⁾⁽⁸⁾、同一風洞で得られた d 形粗面流の関係式⁽⁶⁾ は式(2)で表示される。

$$\Delta U/u_\tau = 5.5 \log(u_\tau d_0/\nu) - 0.8 \quad \text{.....(2)}$$

本報告では $\Delta U/u_\tau$ の値について k 形粗面流および d 形粗面流に対し共通の尺度と考えられる原点補正量 d_0 による比較を行う。図8に $\Delta U/u_\tau$ の $u_\tau d_0/\nu$ に対する結果を示す。図8中には比較のため、同一ピッチ比の他研究者の結果⁽⁹⁾⁽²⁶⁾ および d 形粗面流の結果も合せて示す。本 k 形粗面流においても、 $\Delta U/u_\tau$ と $\log(u_\tau d_0/\nu)$ との間にはほぼ直線関係があり、実験式としては下式が得られた。

$$\Delta U/u_\tau = 5.1 \log(u_\tau d_0/\nu) + 3.3 \quad \text{.....(3)}$$

この式(3)に対して、他研究者の結果は良好に一致していた。一方式(3)の傾きの値は d 形粗面流の結果(5.5)と若干異なっており、また切片の値も差異がみられる。したがって、k 形粗面流および d 形粗面流の区別を明確にするためには、 $\Delta U/u_\tau$ と $u_\tau d_0/\nu$ の関係の表示が有効であることがわかる。図9に粗さパラメータ z_0 と原点補正量 d_0 との関係を示す。 z_0 は下式の関係を用いて算出した。

$$z_0 = (\nu/u_\tau) \exp[\kappa(\Delta U/u_\tau - A)] \quad (A=5.0) \quad \text{.....(4)}$$

図9中には比較のため d 形粗面流の結果も合せて示す。また、 z_0 および d_0 に付随した k および d の添字はそれぞれ k 形粗面流および d 形粗面流の結果を示すものである。本 k 形粗面流は d_0 とは無関係に $z_0 \approx 0.466$ mm の一定値を示す。また、d 形粗面流において z_0 の値は d_0 の増加に伴い直線的に増加している。これより粗面流の区別に対して、k 形粗面流では z_0 の値は x 方向に一定である⁽⁹⁾ のに対し、d 形粗面流では z_0 の値は x 方向にわずかながら増加する⁽⁸⁾ として理解される。

次に乱流境界層の外層構造と関連する後流パラメータ Π の $\delta^+ (=u_\tau \delta/\nu)$ に対する依存性について調べてみる。図10にその結果を示す。ここで Π は、後流成

Fig. 8 Roughness Function

Fig. 9 Roughness parameter

Fig. 10 Wake parameter

Fig. 11 Velocity defect profiles on a k-type, a d-type rough walls and a smooth wall

分と対数直線部との最大のずれを示す後流強さ $\Delta U_1/u_\tau$ を用いて下式のように示される。

$$\Pi = (\kappa/2)(\Delta U_1/u_\tau) \quad \dots\dots\dots (5)$$

図 10 中の実線は Coles の滑面流の場合の式⁽²⁹⁾

$$\Pi = 0.62 - 1.21 \exp(-\delta^+/290) \quad \dots\dots\dots (6)$$

であり、図 10 中には d 形粗面流および滑面流の結果も合わせて示す。本 k 形粗面流は、 δ^+ が増加すると $\delta^+ \approx 2000$ 付近まで増加し、その後減少して高い δ^+ の値で $\Pi = 0.50$ に漸近する傾向を示す。d 形粗面流の結果は、本 k 形粗面流と分布傾向は同様であるが、それに比べ高い値を保ちながら変化している。一方滑面流の結果は、Coles の関係と一致しており、高い δ^+ で $\Pi = 0.62$ に漸近する傾向を示す。このように高い δ^+ の値における Π の漸近値はそれぞれの流れ場の大規模渦構造の役割によってその値は異なる。

図 11 は高 R_θ 数において Rotta の表示⁽³⁰⁾ に従い速度欠損法則を調べたものである。ここで、摩擦速度 u_τ は直接測定により求めた c_f から算出した。図 11

Fig. 12 Additive constant in velocity defect law

Fig. 13 Streamwise turbulent intensity profiles on a k-type rough wall

中の実線は従来零圧力こう配下の滑面乱流境界層に対し用いられている式

$$(U_1 - U)/u_\tau = -5.62 \log(y/\Delta) + K$$

$$[\Delta = \delta^* U_1/u_\tau, K = -0.9] \quad \dots\dots\dots (7)$$

を示す。本 k 形粗面流においても対数直線部が存在するのは明らかである。定数項 K の値についてみると本 k 形粗面流、d 形粗面流および滑面流の値はそれぞれ -0.51 、 -0.07 および -0.12 であり、個々の流れ場によって K の値が異なっている。そこで K と δ^+ との関係を調べ、図 12 に示す。本 k 形粗面流、d 形粗面流および滑面流の結果は δ^+ に対し異なる変化傾向を示している。これは境界層の大規模渦構造に対し、平均速度分布が敏感に応答することを裏づけている。

る⁽³¹⁾。この定数項 K の値の変化は古屋・藤田⁽²¹⁾ の二次元針金粗面上の流れ場においてもピッチ比により異なることが確認されている。

3・4 流れ方向乱れ強さ分布の特徴 図 13 に $x = 232.5 \sim 2644.5$ mm の範囲における外部尺度で無次元化された流れ方向乱れ強さ分布 $u_{rms}/U_1 \sim y/\delta$ を示す。図 13 中 [a] では 1 ピッチ間における粗さ要素中央部および溝部中央部の分布の比較を示し、[b] および [c] では流れ方向 13 断面の溝部中央部の分布を示す。まず [a] についてみると、粗さ要素中央部と溝部中央部における分布は、外部尺度で無次元化されたときほぼ相似であることがわかる。そこで代表として溝部中央部における乱れ強さ分布を流れ方向に調べてみる(図 13 中 [b] および [c])。分布は、平均速度分布と同様流れ方向に徐々に変化しており、自己保存とはならない。図 14 に高 R_θ 数における外部尺度で無次元化された流れ方向乱れ強さ分布を示す。図 14 中下段では横軸を境界層厚さ δ で無次元化した分布を、一方上段では横軸を長さスケールとして Rotta の尺度 Δ ⁽³²⁾ で無次元化した分布を示す。また図 14 中には比較のため、同一ピッチ比の他研究者の結果⁽⁹⁾⁽²⁶⁾、d 形粗面流および滑面流の分布を合せて示す。下図および上図の結果とも、本 k 形粗面流の乱れ強さ u_{rms}/U_1 分布と他研究者の結果は相似性を示していないが、内層領域での u_{rms}/U_1 の値はほぼ同程度であることがわかる。この分布の差異は境界層厚さ δ の定

義の差および c_f の値の精度により生じたものであろう。一方 k 形粗面流の u_{rms}/U_1 の値は層内全域で、d 形粗面流および滑面流のものに比べ著しく大きい値をとり、分布傾向も異なる。これは k 形粗面流は他の流れ場と比べ、図 6 で示したように層内全域で平均運動エネルギーの欠損が著しく大きいため、乱れエネルギーの生成率が大きくなることを意味⁽³³⁾する。このことは Antonia らの k 形粗面流のエネルギー収支の結果⁽³⁴⁾でもみられる。

次に内部尺度で無次元化された流れ方向乱れ強さの分布 $u_{rms}/u_\tau \sim y^+$ について調べる。図 15 にその結果を示す。図 15 中には比較のため、同一ピッチ比の他研究者の結果⁽⁹⁾⁽²⁶⁾、d 形粗面流および滑面流の結果を合せて示す。本 k 形粗面流の u_{rms}/u_τ 分布と他研究者の結果は相似性を示していない。この差異は、 c_f の値の精度および R_θ 数の差異によるものであろう。一方 k 形粗面流の分布は、d 形粗面流および滑面流とは相似な分布形状をとらない。d 形粗面流および滑面流の分布は、 $y^+ = 15$ 付近の壁近傍でピーク値をとるのに対し、k 形粗面流の分布は著しいピーク値を示さない。しかも u_{rms}/u_τ の最大値が三者の分布ともおよそ 2 であり、他の流れ場と比べ著しく小さい。

4. 結 言

ピッチ比 4 の k 形粗面上の乱流境界層について、壁面せん断応力を直接測定し、その値を基礎として平均速度および流れ方向乱れ強さ分布の全体的特徴を調べた。また d 形粗面流および滑面流の結果と比較し、以下の結論を得た。

(1) 局所壁面摩擦抵抗係数 c_f を直接測定により求めた。本 k 形粗面流の c_f の値は相対粗さ k/δ の値

Fig. 14 Comparison of streamwise turbulent intensity profile normalized with the outer variables among three flow fields

Fig. 15 Comparison of streamwise turbulent intensity profile normalized with the wall variables among three flow fields

に依存し、滑面流およびd形粗面流の分布傾向とは異なる。

(2) 零圧力こう配下のk形粗面流は自己保存性を示さない。また境界層特性値は、d形粗面流および滑面流の結果と異なる変化傾向を示す。

(3) 外部尺度による平均速度分布は、他の流れ場と比べ層内全域で著しい減速がみられる。また対数直線部が存在し、その傾きは他の流れ場と同じ値をとる。粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ は $u_\tau d_0/\nu$ に対し直線的関係がある。ただ、d形粗面流との差異はその傾きおよび定数項の値に生じる。後流パラメータ Π の δ^+ に対する関係は、本k形粗面流、d形粗面流および滑面流でそれぞれ異なる。

(4) 外部尺度で無次元化した流れ方向乱れ強さ分布は、d形粗面流および滑面流の結果と比較し、層内全域で大きい値を示す。また内部尺度で無次元化した分布は、d形粗面流および滑面流のものと著しく異なり、壁近傍でピークを示さない。

文 献

- (1) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, (1979), 585, McGraw Hill.
- (2) 古屋善正・藤田秀臣, 機誌, **71**-588(1968), 131-137.
- (3) Nikuradse, J., *Strömungsgesetze in Rauhen Röhren*, Forschungshefte, 361, VDI; *NACA Tech Mem.*, 1292(1933).
- (4) Moore, W. L., 例えば, 藤田秀臣, 名古屋大学博士論文, (1968).
- (5) Morris, H. H., *Proc. Am. Soc. Civ. Eng., J. Div.*, **85**-HY 7(1959), 43-62.
- (6) Perry, A. E., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **37**-2(1969), 383-413.
- (7) Wood, D. H. and Antonia, R. A., *Trans. ASME, Ser. E.*, **42**-3(1975), 591-596.
- (8) 大坂英雄・ほか2名, 機論, **50**-458, B(1984), 2299-2306.
- (9) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., *J. Fluid Mech.*, **48**-4(1971), 721-761.
- (10) Pineau, F., ほか3名, *AIAA Paper*, No 87-0357(1987).
- (11) Knight, D. W. and Macdonald, J. A., *Proc. Am. Soc. Civ. Eng., J. Div.*, **105**-HY 6(1979), 675-690.
- (12) 古屋善正・ほか2名, 機論, **33**-255(1977), 1761-1768.
- (13) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed., (1976), 142, Cambridge Univ. Press.
- (14) 大坂英雄・ほか2名, 機論, **50**-458, B(1984), 2571-2578.
- (15) 大坂英雄・ほか2名, 機論, **52**-478, B(1986), 2360-2366.
- (16) Tani, I., *Perspectives in Turbulence Studies*, (1987), 223-249, Springer-Verlag.
- (17) Bandyopadhyay, P. R., *J. Fluid Mech.*, **180**(1987), 231-266.
- (18) 岡本史紀・ほか4名, 機論, **61**-587, B(1995), 2499-2505.
- (19) Yaglom, A. M., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11**(1979), 505-540.
- (20) 古屋善正・藤田秀臣, 機論, **32**-237(1966), 725-733.
- (21) 古屋善正・ほか2名, 機論, **33**-250(1967), 939-946.
- (22) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, **5**(1987), 407-417.
- (23) 古屋善正・ほか3名, 機論, **40**-339(1974), 3054-3060.
- (24) 大坂英雄・ほか2名, 機論, **62**-598, B(1996), 2230-2237.
- (25) Rotta, J. C., *Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow*, *Prog. Aerosp. Sci.*, **11**(1962), 122.
- (26) Liu, C. K., ほか2名, An Experimental Study of Turbulent Boundary Layer on Rough Wall, *Stanford Univ. Mech. Eng. Rep.*, MD-15(1966).
- (27) 例えば, 文献(1)の641ページ.
- (28) 亀田孝嗣・ほか2名, 機論, No. 971(1997), 188-189.
- (29) Coles, D. E., *Perspectives in Turbulence Studies*, (1987), 93-114, Springer-Verlag.
- (30) 例えば, 文献(25)の100ページ.
- (31) Falco, R. E., *Phys. Fluids.*, **20**-10(1977), S 124-S 132.
- (32) 例えば, 文献(25)の106ページ.
- (33) 例えば, 文献(25)の294ページ.
- (34) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., *Phys. Fluids*, **14**-5(1971), 1027-1029.