

## d 型粗面乱流境界層の乱流特性

影山 芳郎\*・大坂 英雄\*・西野 敏明\*\*

### Turbulence Quantities of a Turbulent Boundary Layer over a d-type Rough Surface

Yoshiro KAGEYAMA, Hideo OSAKA and Toshiaki NISHINO

#### Abstract

Turbulent quantities of a fully developed turbulent boundary layer over a d-type rough surface with a zero pressure gradient are described. This surface roughness is characterized by regular two-dimensional elements of square cross section placed one element width apart, with the cavity flow between elements. All measurements have been made under a constant unit Reynolds number  $U_1/\nu = 1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ . Mean velocity, turbulent intensity, Reynolds shear stress, correlation and spectral density are measured and a balance of the momentum equation and the mean flow- and turbulent-kinetic energy equations is estimated. The results are compared with those obtained over a smooth surface and over the k-type surface roughness.

#### 1. まえがき

d 型粗面上に発達する乱流境界層は, Perry<sup>1)</sup>, Wood & Antonia<sup>2)</sup> により Rotta の厳密な自己保存の条件<sup>3)</sup> を満足する流れ場であると指摘されている。また, この流れ場は滑面上の流れの性質を多く残しているといわれ<sup>3)</sup>, 一方, Townsend<sup>4)</sup> により示唆されているように外部流と溝内部の渦との干渉の問題があり, 粗面流的要素も多く残されているものと思われる。

しかしながら, この流れの問題に関して十分な実験的確認が得られているとはいえない。本研究は d 型粗面乱流境界層の分布の特徴を実験的に明らかにすることを目的とする。

一般に, 粗面に沿う流れの研究は流体力学, 伝熱工学及び水工学上重要な問題の 1 つであり, また境界層の遷移や乱流機構の解明にも役割を演ずるものと思われる。粗面形状にはその大きさ, 形, 分布状態など多種多様なものがあるが, その研究は従来 Nikuradse の砂粒粗面, Schlichting<sup>6)</sup> の等価砂粒粗面の概念に見られるように, 主として k 型粗面 (粗さ要素高さが長さの代表尺度となる粗面) に限られてきたといつてよい。他方, Morris<sup>6)</sup> と Knight & MacDonald<sup>7)</sup> により擬

滑面流 (quasi-smooth flow) と分類されている d 型粗面 (粗面流においても, 流れ場の代表長さ尺度が流れ場の長さ尺度, 例えば直径や境界層厚さで支配される粗面) の流れについても若干調べられている。本研究と関連した d 型粗面流の研究についてみると, Perry<sup>1)</sup> は粗面を形状, 性質により, d 型, k 型と分類し, 零及び逆圧力勾配下の平板境界層の乱流特性を測定している。また Wood & Antonia<sup>2)</sup> は零圧力勾配下の d 型粗面乱流境界層について, 各乱流量の測定を行ない, 滑面及び k 型粗面流との類似あるいは相異点を指摘している。しかしながら, Yaglom<sup>8)</sup> のコメントに代表されるように repeated square rib 上の流れの信頼のおける詳細な測定値はいぜんとして少ない。

そこで本研究では, d 型粗面乱流境界層の平均流, 各乱流量, 相関及びスペクトルを詳細に測定し, その結果を用いて各種方程式の収支を評価する。これより, 滑面及び k 型粗面流の結果と比較し, d 型粗面流の特徴を明らかにする。

#### 2. 実験装置及び方法

用いた風洞及び測定部は前報<sup>9)</sup> と同様であるので省略する。測定平板は, Fig. 1 に示すように厚さ 18 mm のベークライト板からなり, 粗面形状は repeated square rib により構成され,  $K_r = B = W = 3 \text{ mm}$ , ピッ

\* 機械工学科

\*\* 広島県立尾道工業高等学校

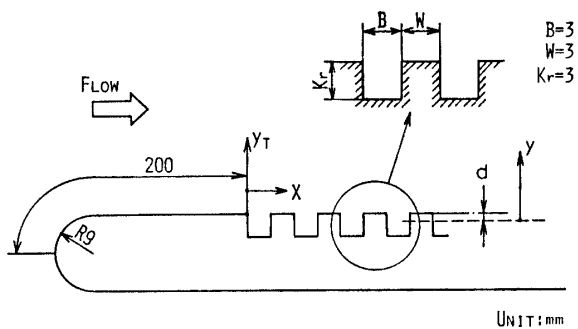


Fig. 1 Measuring plate, coordinate and nomenclature.

チ 6 mm に機械加工されている。前縁部は、半径 9 mm の半円形状に仕上げられており、前方岐点より 200 mm の範囲は滑面である。座標は図に示す通りであるが、 $y_T$  は粗さ要素の頂点から測った距離、 $d$  は原点補正量<sup>1)</sup>、 $y$  は原点補正を考慮した垂直距離である。全ての測定は零圧力勾配下において、単位レイノルズ数  $Re = U_1/\nu = 1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  (主流速度  $U_1 \approx 15 \text{ m/s}$ ) の一定値のもとで行なった。測定は  $x = 1825 \text{ mm}$  に限って行ない、ピトー管及び I 型熱線プローブを用いて平均速度を、X 型熱線プローブを用いて各乱れ成分及びレイノルズ剪断応力を測定した。壁面剪断応力は前報<sup>10)</sup> の浮動片要素測定装置を用いた直接測定より評価したものを用いた。散逸の評価は自作の微分器の出力 (例えば  $\partial u/\partial t$ ) から、Taylor の仮説を用いて算出した。相関及びスペクトルは、I 型及び X 型熱線プローブからの信号を実時間解析処理装置及び周波数解析器を用いて処理した。時間空間相関は 2 本のプローブの 1 本を固定位置に設置し、他方を流れ方向に移動させ、両者からの信号を前述の実時間処理装置を用いて処理した。

ここで、個々の粗さ要素の相対位置において、平均速度及び乱れ成分が、どの程度異なるかについて調べた結果を Fig. 2 に示す。縦軸は  $y_T/\delta$  ( $\delta$ : 境界層厚さ)、横軸は各々平均速度の  $x$  方向成分と乱れ強さの  $x$  方向成分を示す。  $U/U_1$  の分布を見ると、粗さ要素の相対位置によらず分布はほぼ一本の曲線上に乗っていることがわかる。また  $u_{rms}/U_1$  分布は、多少のパラッキは見られるものの、その分布は層内を通じてほぼ一本の曲線上に乗っている。この結果より、通常のピトー管及び熱線を用いた測定法では、粗さ要素の極めて近傍を除いて粗さ要素の相対位置による差を見出すことはできない。したがって本報では、代表として十分発達した  $d$  型粗面乱流境界層が成立している  $x = 1825 \text{ mm}$  位置 (この位置は粗さ要素間のほぼ中央) の測定結果に限って検討する。

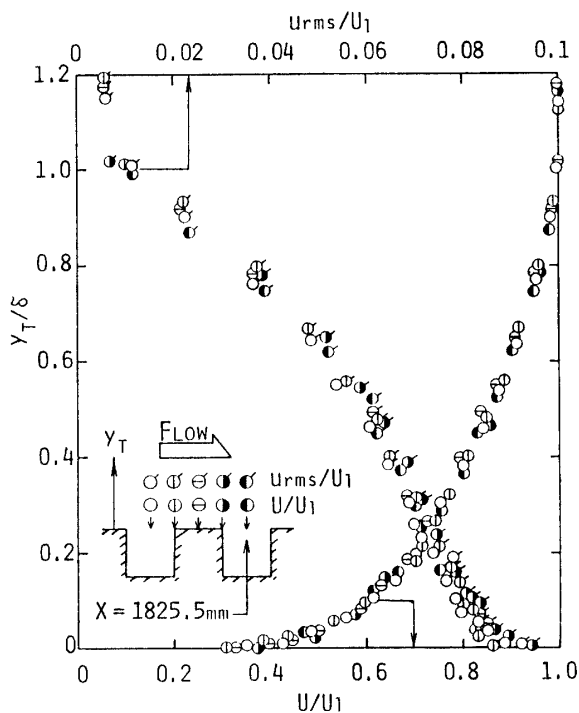


Fig. 2 Mean velocity and turbulent intensity distribution at various relative positions of the roughness element.

### 3. 実験結果及び考察

#### 3.1 平均流及び乱流特性分布

Fig. 3 は本粗面流について、対数速度分布が成立するかどうか検討したものである。  $u_r$  は直接測定<sup>10)</sup> より評価したものであり、原点補正量  $d$  は、古屋・藤田法<sup>11)</sup> ( $F$ - $F$ 法,  $d = 0.17 \text{ mm}$ ) 及び Monin & Yaglom<sup>12)</sup> 法 ( $M$ - $Y$ 法,  $d = 0.25 \text{ mm}$ ) より算出したものを用いている。図中実験は、Sarnecki<sup>13)</sup> の定数 (5.5, 5.4) を用いた滑面の式を示す。結果を見ると、 $F$ - $F$ 法、 $M$ - $Y$ 法により算出した原点補正量を用いたいずれの分布

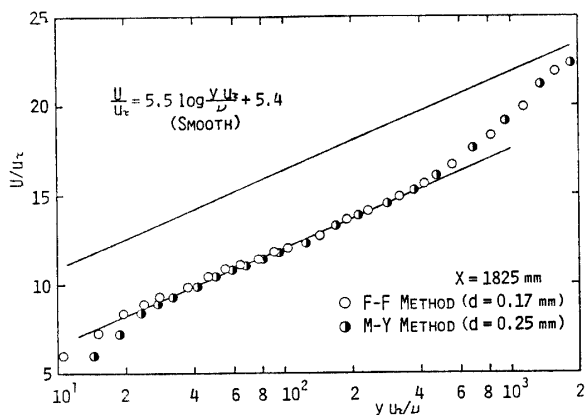


Fig. 3 Law of the wall.

も、滑面のものと同じ傾きを持つ対数直線部が存在しているが、粗さ関数が  $\Delta U/u_\tau \approx 4.3$  だけ下方に平行移動している。この平行移動量は、それだけ粘性底層の厚さが薄くなったと解釈することができる。この結果は、適当な原点補正量を考慮すれば、本粗面流の場合でも滑面の場合と同様、壁法則が成立することを意味する。

Fig. 4 は乱れ強さの3成分とレイノルズ剪断応力を摩擦速度  $u_\tau$  と  $\Delta = \delta^* U_1/\nu$  ( $\delta^*$ : 排除厚さ) で無次元化し、滑面の結果と比較したものを示す。図中実線は

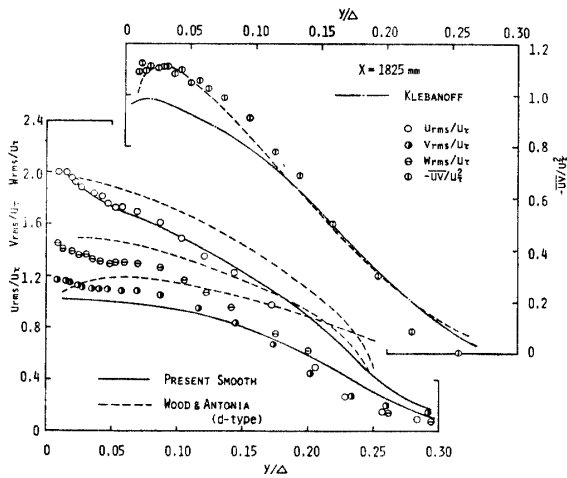


Fig. 4 Turbulent intensities and Reynolds shear stress.

本滑面の結果<sup>14)</sup>、破線は Wood & Antonia の d 型粗面の結果、また一点鎖線は Klebanoff<sup>15)</sup> の滑面の結果を示す。まず乱れ強さ3成分について見ると、 $u_{rms}/u_\tau$ ,  $w_{rms}/u_\tau$  成分は  $y/\Delta < 0.15$  で本滑面の結果とほぼ同一であるが、 $v_{rms}/u_\tau$  成分は  $y/\Delta < 0.15$  で滑面の結果よりもやや大きい値を取る。これは d 型粗面の分布の特徴を示すものと思われるが、この原因は  $v$  変動の壁面による抑制の減少と溝内部からの放出渦の存在のためと思われる。これは、Monin & Yaglom の推論である“ $y \gg K$ , の場合、対数速度分布の傾き  $A=1/k_0$  ( $k_0$  はカルマン定数) 及び速度変動の特性量  $u_{rms}/u_\tau$ ,  $v_{rms}/u_\tau$  が滑面の値と等しくならなければならない”<sup>12)</sup> とする考え方とは異なる結果である。

レイノルズ剪断応力  $-\overline{uv}/u_\tau^2$  は、 $y/\Delta < 0.15$  で滑面の Klebanoff の結果に比べ大きな値を示し、Wood & Antonia<sup>2)</sup> の d 型粗面の結果とよい一致を示す。この領域でレイノルズ剪断応力が大きな値を取る理由は、 $v$  変動の増大によるレイノルズ剪断応力の生成項  $\overline{v^2} \partial U/\partial y$  の増大のためと思われる。乱流量に関して結果をまとめると、d 型粗面流の分布は滑面のものに比

べて  $v$  変動が大きいということに集約できる。

次に乱流特性量について調べてみる。Fig. 5 は Bradshaw の一方程式モデル<sup>16)</sup> に用いられる構造パラメータ  $a_1 = -\overline{uv}/q^2$  を示したものである。図中の破

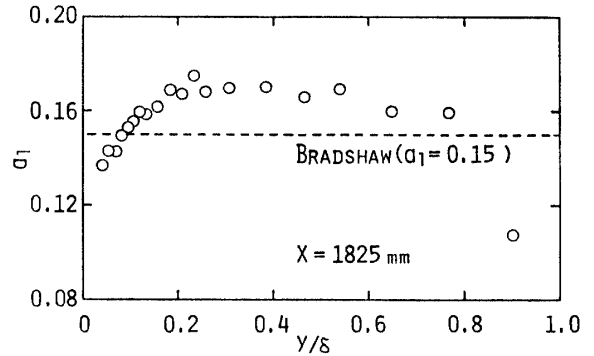


Fig. 5  $a_1 = -\overline{uv}/q^2$ .

線は、Bradshaw が用いた滑面の結果の  $a_1=0.15$  を示したものである。  $0.2 < y/\delta < 0.5$  で  $a_1 \approx 0.17$  のほぼ一定値を取る。これに対し、Antonia & Luxton<sup>17)</sup> の k 型粗面の結果は  $a_1=0.11 \sim 0.12$  である。この差の原因は、今のところ明らかではない。

Fig. 6 は混合距離  $l = \sqrt{|\overline{uv}| / \partial U/\partial y}$  の分布を示す。分布は滑面の場合と同様、傾きが  $k_0=0.41$  の直線  $l=0.41y$  の線上に乗っている。さらに、 $y/\delta > 0.2$  で  $l/\delta \approx 0.08$  であり、これは Klebanoff<sup>15)</sup> の滑面の結果と一致しており、Antonia & Luxton<sup>17)</sup> の k 型粗面の場合の、 $l/\delta \approx 0.085$  と極めて近い。

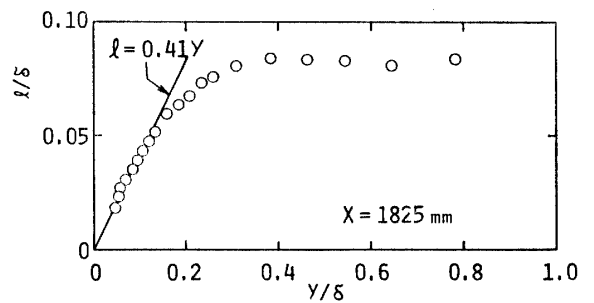


Fig. 6 Mixing length.

Fig. 7 は、渦動粘性係数  $\nu_\tau (= \sqrt{|\overline{uv}| / \partial U/\partial y})$  の層内分布を示す。図中の破線は Klebanoff の滑面の結果であるが、本結果は  $y/\delta < 0.2$  でよく一致している。以上2つの特性量 (混合距離, 渦動粘性係数) の結果について、滑面のものとの差異を見出すことはできない。

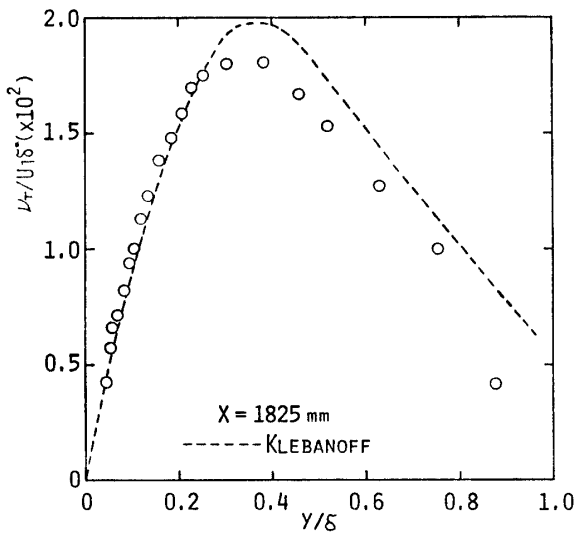


Fig. 7 Eddy viscosity.

3.2 各方程式の収支

Fig. 8 は下式の運動方程式 (1) の各項の値を評価したものを示す。

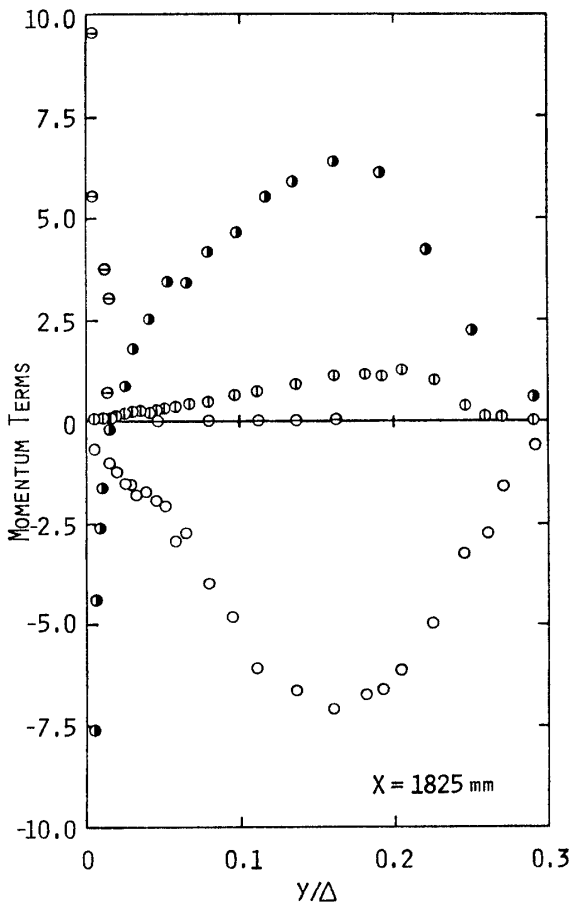


Fig. 8 Momentum balance.

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}v}{\partial y} - \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

[図中, ○ ⊕ 無視 ⊖ ●]

ここで  $\partial(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)/\partial x$  の項は微小のため評価していない。なお縦軸は  $\Delta/u^2$  で無次元化し、横軸は  $\Delta$  で無次元化されている。層内の大部分の領域で慣性項  $U \times (\partial U/\partial x)$  とレイノルズ剪断応力勾配項  $(\partial \bar{u}v/\partial y)$  が卓越し、釣り合っている。これは図に示していないが、本滑面の結果とほぼ同様である。ただ  $V(\partial U/\partial y)$  は外層域で滑面のものより大きい。粘性項  $\nu \partial^2 U/\partial y^2$  は壁近傍において大きく、レイノルズ剪断応力勾配項と釣り合っている。このことは平行流近似を仮定すれば得られる結果である。全体的に見て分布の傾向は滑面の場合と同様である。

Fig. 9 は下式の平均流運動エネルギー方程式の各項を評価したものである。

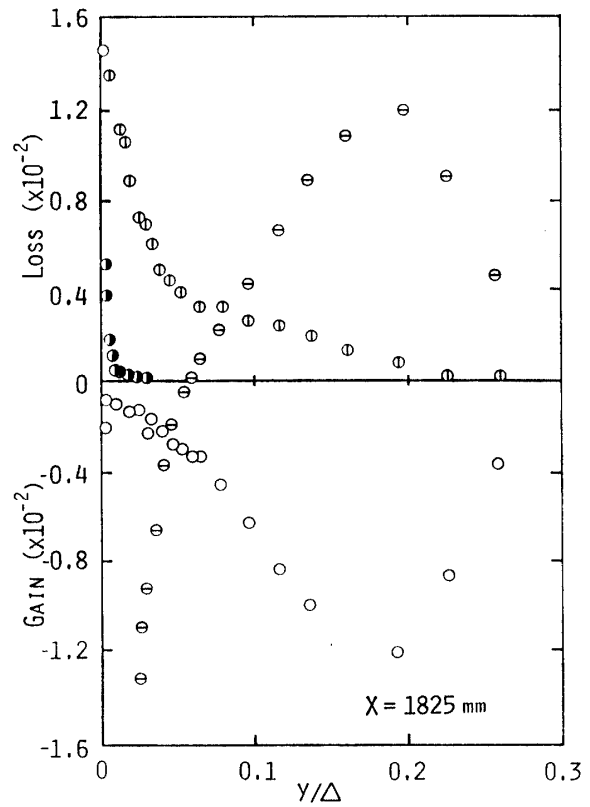


Fig. 9 Mean kinetic energy balance.

$$\frac{1}{2} \left( U \frac{\partial U^2}{\partial x} + V \frac{\partial U^2}{\partial y} \right) - (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) \frac{\partial U}{\partial x} - \bar{u}v \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} [U(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)] + \frac{\partial}{\partial y} (U\bar{u}v) - \frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 U^2}{\partial y^2} + \nu \left( \frac{\partial U}{\partial y^2} \right) = 0$$

[図中, ○ ⊕ ⊖ ●]

なお各項は  $\Delta/u^2$  で無次元化されている。分布をみると外層域では対流項と輸送項が釣り合っている。一方内層域 ( $y/\Delta < 0.03$ ) では輸送項と生成項が釣り合っている。その内  $\partial[U(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)]/\partial x$  及び  $(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)\partial U/\partial x$  の項の寄与は全体の 1% 以下である。直接散逸は直観に反し、壁のごく近傍で大きな寄与をなしていることがわかる。全体的には、滑面の結果と分布傾向は類似しているが、 $k$  型粗面の結果<sup>17)</sup> とは大いに異なる。

Fig. 10 は下式の乱れ運動エネルギー方程式の各項を評価し、その収支を調べたものである。

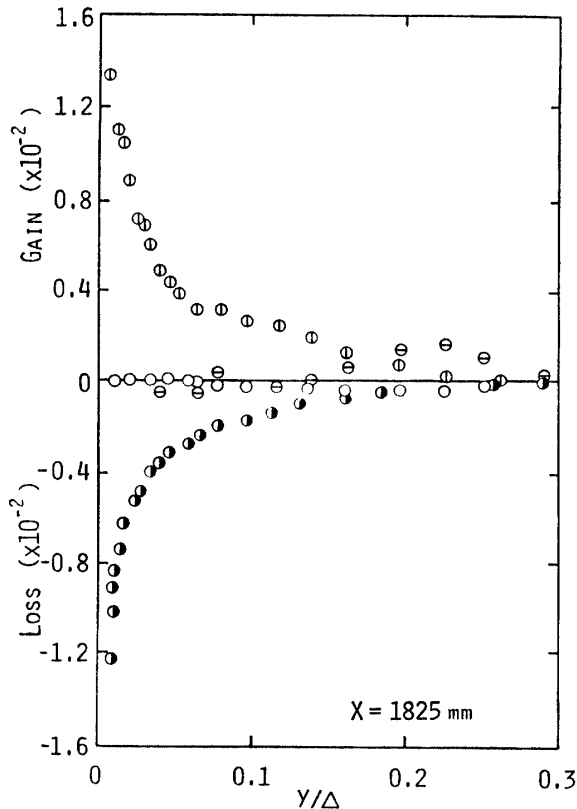


Fig. 10 Turbulent kinetic energy balance.

$$\frac{1}{2} \left( U \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial y} \right) + (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) \frac{\partial U}{\partial x} + \bar{u}\bar{v} \frac{\partial U}{\partial y}$$

[ 図中,  $\bigcirc$   $\ominus$  ]

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( \frac{q^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) v - \frac{\nu}{2} \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial y} - \nu \frac{\partial U}{\partial y} \right] + \epsilon = 0$$

$\ominus$   $\bullet$  ]

ただし  $\bar{p}v$  は測定していない。  $q^2v/2$  は等方性の仮定より  $(3/4)(\bar{u}^2v + \bar{v}^2v)$  として評価し、散逸項  $\epsilon$  は  $(\partial u/\partial y)^2$  を測定し Taylor の仮説を用いて  $15\nu(\partial u/\partial x)^2$  として求めた。なお各項は  $\Delta/u^2$  で無次元化されている。図より内層域で生成項と散逸項が釣り合っており、局所平衡状態にあることがわかる。生成項を見る

と滑面の結果 (図に示していない)<sup>15)</sup> とほとんど一致している。しかし  $k$  型粗面のもの<sup>17)</sup> に比べるとはるかに小さく、分布傾向も異なる。対流項及び拡散項は層の厚さの 1/2 以上の領域で寄与し、両者はほぼ釣り合っている。なお生成項のうち、  $(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)\partial U/\partial x$  の占める割合は 5% に満たない。全体的にみて、分布は滑面の結果と傾向は近いが、 $k$  型粗面の結果とは大いに異なる。

### 3.3 相関及びスペクトル

Fig. 11 は  $u$  変動及び  $v$  変動速度の自己相関  $R_{uu}$ ,  $R_{vv}$  の層内変化を示したものである。  $R_{uu}$  と  $R_{vv}$  を

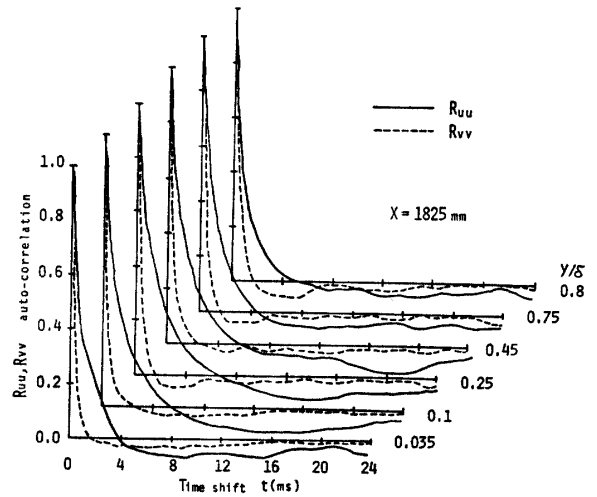


Fig. 11 Auto-correlation of  $u$ - and  $v$ - fluctuating components.

比較すると、層内全域において  $R_{uu}$  は  $R_{vv}$  より大きな zero cross 時間遅れを待ち、渦スケールが比較的大きいことが分る。さらに  $R_{uu}$ ,  $R_{vv}$  とともに内層領域の方が比較的大きな zero cross 時間遅れを待つ。相関値の第 2 のピーク値はバースト周期と関連する<sup>18)</sup> と言われているが、本分布においては第 2 のピークは明確でなく、相関値よりバーストの存在及びバースト周期を明らかにすることはできなかった。

次に、 $u, v$  変動成分の相関  $R_{uv}$  の層内分布を Fig. 12 に示す。時間遅れ零のとき、  $R_{uv}$  の値は壁近傍から層外端に近い  $0.425 \sim 0.33$  へと減少傾向にあるが、Antonia & Luxton<sup>17)</sup> の滑面の結果及び  $k$  型粗面の結果と同程度の値であり、かつ同様の傾向を示している。また Antonia & Luxton によれば  $R_{uv}$  のピークを取る時間遅れが零では生じなく、わずかにずれることが報告されているが、本実験においても  $0.1$  ms 程度の時間遅れの時にピークをとっていた。この原因は今の

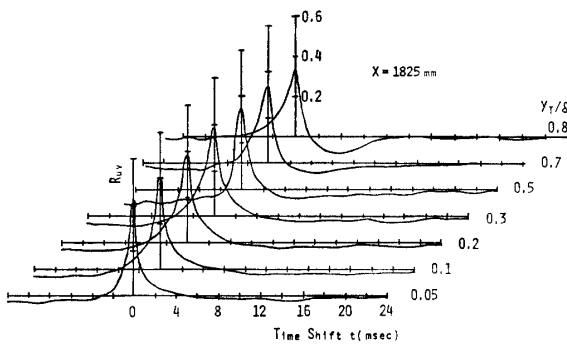


Fig. 12 Cross-correlation.

所明らかではない。  $R_{uv}$  の分布は層外端に近づくにつれて、時間遅れが正と負の領域で非対称性が認められるようになる。これは層外端付近で見られるエントレイメントの影響により生じた結果であると思われる。

$R_{uu}$ ,  $R_{vv}$ ,  $R_{uv}$  の zero cross 時間遅れを Antonia & Luxton の滑面及び  $k$  型粗面<sup>17)</sup> の結果 ( $R_e = \delta U_1 / \nu = 2 \times 10^4$ ) と比較してみると、本実験 ( $\delta U_1 / \nu \approx 4 \times 10^4$ ) の  $R_{uu}$ ,  $R_{vv}$ ,  $R_{uv}$  の場合の値はともに滑面のそのの 1/4,  $k$  型粗面のそのの 1/2 程度の値となっている。

Fig. 13 は  $u, v, w$  成分の一次元パワースペクトルと  $\overline{uv}$  のコ・スペクトルを、 $y_T$  の 3 箇所 ( $y_T/\delta = 0.0375, 0.15, 0.5$ ) について示したものである。  $\phi_{11}, \phi_{22}, \phi_{33}$  の分布とも壁近傍から外層の領域でまとまった分布をしている。波数域で見ると、慣性小領域を示す  $-5/3$  乗則がいずれの分布とも成立しているのがわかる。また壁近傍の  $y_T/\delta = 0.0375$  の値は他の位置のものに比べ高周波数域でスペクトルが大であり、散逸的傾向にあることを示している。一方コ・スペクトル  $\phi_{12}$  の分布は層内の位置による変化がより顕著に現われており、かつ  $-5/3$  乗に比例する領域も存在している。全体として滑面の場合ほど層内の位置による差はないが、またそれとの差異はそれほど明白ではない。

Fig. 14 は、前述の自己相関  $R_{uu}$  を用いて算出した積分特性距離  $L (= U \int_0^{T_0} R_{uu} dt)$  の層内変化を示したものである。積分特性距離はおおむね瞬間的に一体として動く流体塊の尺度というほどの意味を持つものである。分布を見ると、 $0.4 < y/\delta < 0.8$  で  $L/\delta = 0.4$  を示し、Antonia & Luxton により報告されている滑面 (図中実線) 及び  $k$  型粗面 (図中破線)<sup>17)</sup> とほぼ同程度の値を持つ。ただし壁近傍においては、 $k$  型粗面の分布と傾向が一致している。さらに滑面及び  $k$  型粗面の結果は、層外端に近づくにつれてその値が漸減しているが、本実験ではその傾向は明らかではない。

Fig. 15 (a), (b), (c) は各々  $y_T = 30, 10, 1$  mm におけ

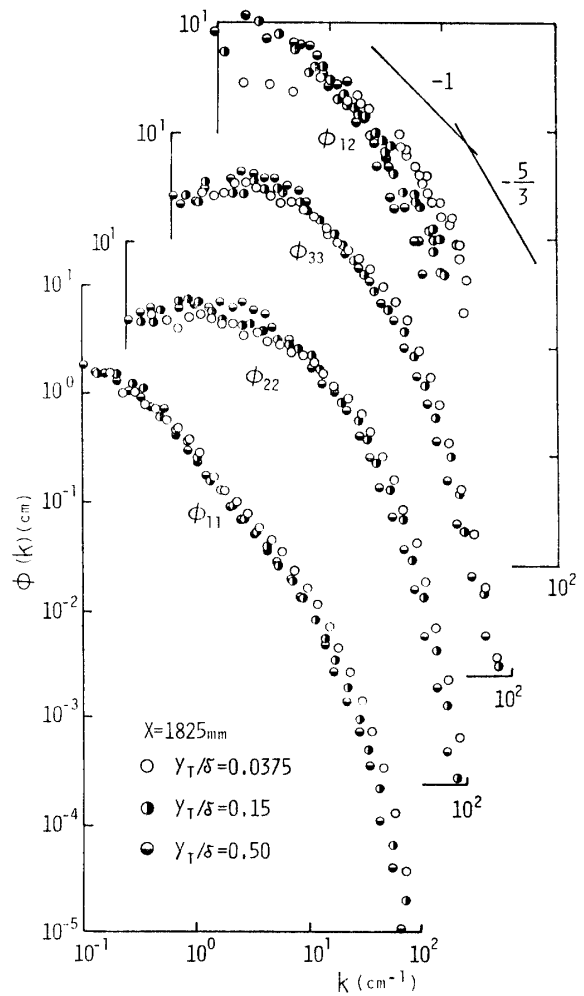


Fig. 13 Spectra of  $u$ -,  $v$ - and  $w$ - fluctuating components and  $\overline{uv}$  component.

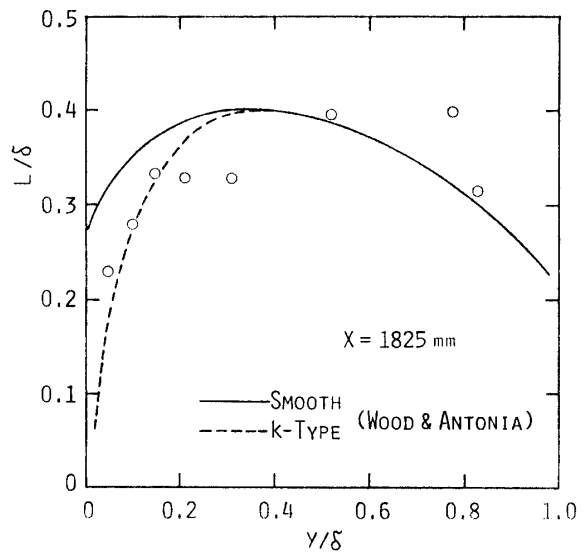


Fig. 14 Integral length scale.

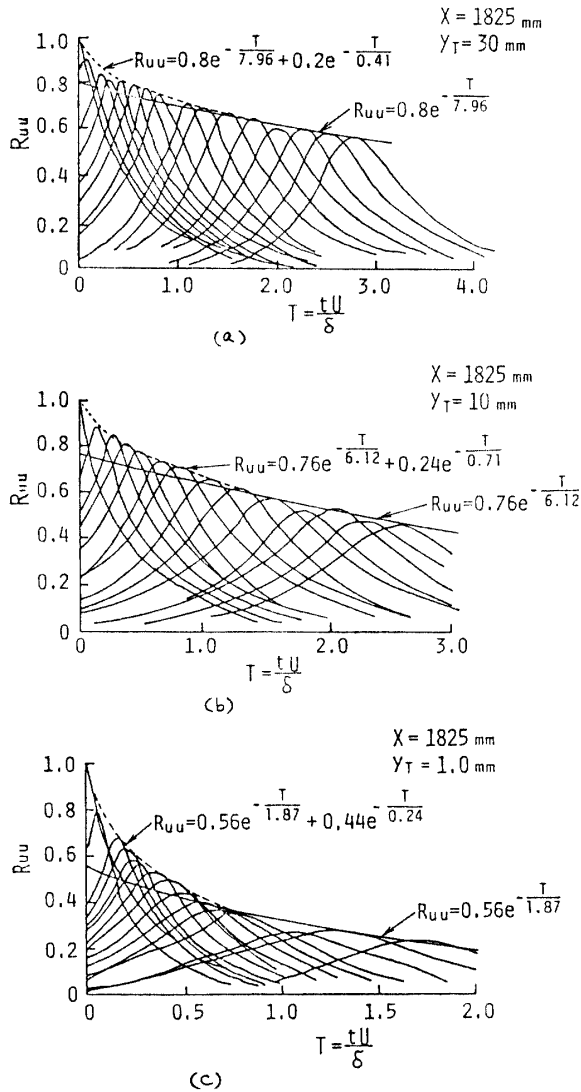


Fig. 15 Space-time correlation.

(a)  $y_T = 30$  mm, (b)  $y_T = 10$  mm, (c)  $y_T = 1.0$  mm

る時間空間相関を測定した結果を示したものである。なお横軸は無次元時間  $T = tU/\delta$  で示しており、 $t$  は時間遅れ、 $U$  は固定位置での局所平均速度である。図中各々の包絡線は下式のような 2 組の対数減衰曲線の和として表わされる。

$$y_T = 1 \text{ mm} \cdots R_{uu} = 0.56 e^{-\frac{T}{1.87}} + 0.44 e^{-\frac{T}{0.235}}$$

$$y_T = 10 \text{ mm} \cdots R_{uu} = 0.76 e^{-\frac{T}{6.12}} + 0.24 e^{-\frac{T}{0.722}}$$

$$y_T = 30 \text{ mm} \cdots R_{uu} = 0.8 e^{-\frac{T}{7.958}} + 0.2 e^{-\frac{T}{4.04}}$$

この時定数は滑面上の境界層において Kovaszny ら<sup>19)</sup>により大小 2 種類の渦塊の存在を示すものであると指摘されており、図中破線が小渦、実線が大渦の減衰曲線を示している。壁近傍 ( $y_T = 1$  mm) 位置の小渦を示す時定数は  $-1/0.235$  であり、他の位置に比べ

小渦の減少割合が大きいことを示している。全ての場合を Klebanoff<sup>15)</sup> の滑面の結果と比較すると、本実験の方が包絡線の減少割合が大きく渦の減衰が早いようである。相関がピーク値を持つ時間遅れを 2 本のプローブ間距離で除したものとして定義される対流速度は、 $y_T = 1$  mm で  $0.46U_1$ 、 $y_T = 10$  mm で  $0.67U_1$ 、 $y_T = 30$  mm で  $0.93U_1$  であり、それぞれの高さ  $y_T$  における局所速度の約 98% の値を持つ。これより渦が平均速度よりわずかに遅い速度で対流移動していることがわかる。局所速度の約 98% という値は Kovaszny らの滑面の結果とよく一致しており、 $d$  型粗面乱流境界層においても Taylor の仮説の成立を裏付けるものと思われる。

#### 4. まとめ

repeated square rib からなる  $d$  型粗面上に発達する乱流境界層に関して、 $x = 1825$  mm 断面の平均速度、各乱流量、相関、及びスペクトルの測定を行ない、その結果を用いて運動及びエネルギー方程式の収支を評価し、滑面及び  $k$  型との差異を比較し、以下のような結果を得た。

(i)  $d$  型粗面上の平均速度分布は、適当な原点補正量を考慮すれば滑面と同じ傾きを持つ対数直線領域を持つ。

(ii) 乱れ強さ  $u_{rms}/u_\tau$ 、 $w_{rms}/u_\tau$  は  $y_T/d < 0.15$  で本滑面の結果と一致するが、 $v_{rms}/u_\tau$  は同領域で本滑面の結果より大きい。これは  $d$  型粗面の特徴を示すものであると思われる。またレイノルズ剪断応力  $-\overline{uv}/u_\tau^2$  は  $y_T/d < 0.15$  で Klebanoff の滑面の結果と比較してやや大きく、Wood & Antonia の  $d$  型粗面の結果とよく一致する。

(iii) 構造パラメータ  $a_1$  の値は約 0.17 であり、滑面の結果よりやや大きい。混合距離  $l$  及び渦動粘性係数  $\nu_T$  は滑面の結果とよく一致し、両者の差異は明らかではない。

(iv) 運動方程式の評価において、層内全域で対流項とレイノルズ剪断応力項が卓越し、かつ釣り合っている。壁近傍では粘性項  $\nu \partial^2 U/\partial y^2$  が大きく  $\partial \overline{uv}/\partial y$  と釣り合う。

(v) 平均流運動エネルギー方程式の収支を見ると、外層域で対流項と輸送項が卓越し、釣り合い、内層域で生成項と輸送項が釣り合う。壁近傍では直観と異なり直接散逸が大きい。一方乱れ運動エネルギー方程式の収支について見ると、内層域で生成項と散逸項が釣り合い、局所平衡性が成立している。その生成項の大きさ

は滑面のものとはほぼ同様である。対流項と拡散項は外層領域でほぼ釣り合い、収支に寄与する。以上を全体的に見ると、滑面の各収支の分布傾向とよく類似しているが、 $k$ 型粗面の結果とは大いに異なる。

(vi) 自己相関  $R_{uu}$  は  $R_{vv}$  に比べ zero cross 時間遅れが大きい。相互相関  $R_{uv}$  は壁近傍から外層に向い時間遅れ零での値が約 0.4 から 0.3 の値に漸減する。またその最大値は Antonia & Luxton の結果と同様、時間遅れが零の時に生じなく、約 0.1 ms 程度ずれる。

(vii) 各乱流成分のパワースペクトルは、いずれも慣性小領域を示す  $-5/3$  乗則が成立する。壁近傍 ( $y_r/\delta=0.0375$ ) では、高波数域でスペクトルが大きく、散逸の傾向を示す。

#### 参 考 文 献

- 1) A. E. Perry, W. H. Schofield and P. N. Joubert: *J. Fluid Mech.*, **37**-2, 383, (1969)
- 2) D. H. Wood and R. A. Antonia,: *ASME J. Appl. Mech.*, **95**, 591 (1975)
- 3) J. C. Rotta (大路訳: 乱流, 岩波書店, (1975))
- 4) A. A. Townsend: *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, (1976)
- 5) H. Schlichting: *Boundary Layer Theory*, 7th ed, McGraw Hill, (1979)
- 6) Morris, H. M.: *ASCE HY7*, **85**, 43 (1959)
- 7) D. W. Knight and J. A. MacDonald: *ASCE HY6*, 675 (1979)
- 8) A. M. Yaglom: *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11** (1979)
- 9) 大坂他 3 名: 山口大学工学部研究報告, **33**-1, (1982)
- 10) 平野: 山口大学工学部 昭和 54 年度修士論文
- 11) 古屋, 藤田, 中島: *機論*, **33**-250, 939 (1967)
- 12) A. S. Monin and A. M. Yaglom: *Statistical Fluid Mechanics*, 1, The MIT Press (1973)
- 13) 例えば Thompson, B. G. J.: *Rep. & Mem., ARC*, No. 3463 (1965)
- 14) 文献 10)
- 15) P. S. Klebanoff: *NACA TN 1247* (1955)
- 16) Bradshaw, P. and Unsworth, K.: *I. C. Aero Rep.* 74-02, (1974)
- 17) R. A. Antonia and R. E. Luxton: *J. Fluid Mech.*, **53**, 737 (1972)
- 18) K. N. Rao, R. Narasimha and M. A. Badri Narayanan: *J. Fluid Mech.*, **48**, 339 (1971)
- 19) R. F. Blackwelder and L. S. G. Kovaszny: *Physics of Fluids*, **15**-9, 1545, (1972)

(昭和 57 年 4 月 15 日 受理)