

## d 形粗面上の境界層の統計的性質

望月 信介\*・坂本 雅己\*\*・大坂 英雄\*

### Statistical Characteristics of a Turbulent Boundary Layer over a d-type Rough Surface

Shinsuke MOCHIZUKI, Masami SAKAMOTO and Hideo OSAKA

#### Abstract

Measurements have been made to study the statistical characteristics of a turbulent boundary layer over a d-type rough surface at a momentum thickness Reynolds number of  $R_\theta \approx 5000$  at which the skin friction coefficient took a constant value. Results showed that both the skewness and flatness factors of the three components of the fluctuating velocity for the outer layer in the present rough boundary layer were significantly different from those of smooth surface turbulent boundary layer. The spectra of  $u$ ,  $v$ ,  $w$  and  $uv$  show the inertial subrange relation ( $\sim k^{-5/3}$ ) were the same in the present wall flow as that of the smooth wall flow. In the space time correlation,  $R_{uu}(\Delta x)$  is smaller than that of the smooth wall flow when the detection point is close to the wall, contraversely  $R_{uu}(\Delta x)$  is larger and  $R_{uv}(\Delta x)$  is smaller than those of the smooth wall flow when the fixed point is the outer layer. From the results mentioned above, it can be suggested that almost the same organized structure found in the smooth wall boundary layer exists in this flow.

#### 1. まえがき

d 形粗面上の流れは、粗さ要素間によんだ領域を形成し、粗さの代表高さが管の内径、あるいは境界層厚さに依存する流れ場である<sup>1)</sup>。Morris<sup>2)</sup>、Knight と MacDonald<sup>3)</sup>はこの流れ場を、その性質が滑面流に近いことから擬滑面流 (quasi-smooth-flow) と分類している。Perry ら<sup>4)</sup>、Wood と Antonia<sup>5)</sup>は、この d 形粗面上に発達する乱流境界層が Rotta<sup>6)</sup>の示した自己保存の条件の 1 つを満足しうことを示唆した。また大坂らは、既報<sup>7)8)</sup>において浮動片要素を用いた壁面摩擦抵抗の直接測定や各種方程式の収支に関する測定より、この流れ場が自己保存の条件を厳密に満足することを明らかにした。

さらに、d 形粗面上の乱流境界層の局所摩擦抵抗係数が滑面流における値より高く、乱流特性も滑面流と異なる部分のあることを示している。また、d 形粗面

上の流れでは溝内部から大きなスケールでの流体の周期的な放出の存在することが Townsend<sup>9)</sup>により推測されている。このようなことをふまえると、エネルギー収支に関連する乱流渦の挙動や組織構造の存在の有無といった問題に興味を持たれる。これらに対する情報は、統計量を調べることにより得られるものと思われる。しかし、d 形粗面上に発達した乱流境界層の統計量に関しては Wood と Antonia<sup>5)</sup>、Liu<sup>10)</sup>らにより若干調べられているものの、それらは十分なものではない。

本研究は、運動量厚さに基づくレイノルズ数が  $R_\theta \approx 5000$  の零圧力勾配下に発達した d 形粗面乱流境界層の各種統計量を詳細に調べ、エネルギー含有渦と言われる大渦やエネルギー散逸に関連する小渦等の乱流渦の性質を調べることを目的とする。また、本結果を滑面流で得られた結果と比較することにより本流れ場の特徴を明らかにし、さらに組織構造に関する情報も若干求めた。

\*機械工学科

\*\*徳山工業高等専門学校

## 2. 実験装置および方法

実験に用いた風洞の測定部は高さ約300mm, 幅500mm, 長さ4mであり, 上壁面は任意の圧力勾配が得られるよう可撓式となっている。粗面平板は粗さ要素高さ  $kr$ , 要素幅  $b$  および溝部の幅  $w$  がいずれも 3mm で, 二次元矩形断面要素から成るピッチ比  $\lambda/kr$  ( $\lambda$  はピッチ) = 2 の d 形粗面である。本実験では, この粗さ要素を厚さ 18mm のベークライト製平板上に機械加工により製作した粗面平板を用いた。座標系は粗さ要素先端から流れ方向に  $x$ , 粗さ要素頂点から平板の垂直上方に  $y_1$ , そしてスパン方向に  $z$  をとる右手系とした。また,  $y_1$  に原点補正量  $d$  を加えたものを  $y$  ( $y = y_1 + d$ ) とした。実験は単位レイノルズ数  $U_1/\nu = 10^6 \text{m}^{-1}$  ( $\nu$  は動粘度) で行った。この時, 主流速度  $U_1 = 15 \text{m/s}$ , 主流の乱れ強さ 0.2% であり, 主な測定対象位置は  $x = 1825.5 \text{mm}$  の溝部中央である。また, この位置での運動量厚さ  $\theta$  に基づくレイノルズ数  $R_\theta \approx 5000$ , 境界層厚さ  $\delta \approx 40 \text{mm}$  であった。

各変動速度成分の測定は, 受感部長さ 1mm, 直径 5

$\mu\text{m}$  のタングステン線を用いた I および X 型プローブによる定温度型熱線流速計で行った。熱線流速計から得られた速度信号の統計的処理は, 市販のデジタル解析装置 (三栄測器 7T08) を用いて行った。

## 3. 結果および考察

### 3.1 確率密度分布, 歪み度および扁平度

まず各変動速度成分の確率密度分布についてみてみる。Fig. 1 および 2 にそれぞれ変動速度成分  $u$  ( $x$  方向成分) および  $v$  ( $y$  方向成分) の内層, 外層を含めた 10箇所の位置における結果を示す。それぞれの縦軸は確率密度関数を示し, 横軸は r.m.s. 値 (実効値) によって無次元化を行った。まず  $u$  成分についてみると, 最も壁近傍の  $y/\delta = 0.025$  ではピークが負の方へわずかに片寄った分布となっている。しかし, 外層および層外端にむかい分布およびそのピークは正の方へ片寄ったものとなる。また  $y/\delta > 0.5$  の範囲では分布の裾の部分の広がりが大きく, ピーク値が大きな尖った分布形状となっており, その傾向は  $y/\delta = 0.75$  と  $0.9$  で顕著である。 $v$  成分についてみると, 層内全域を通して負の

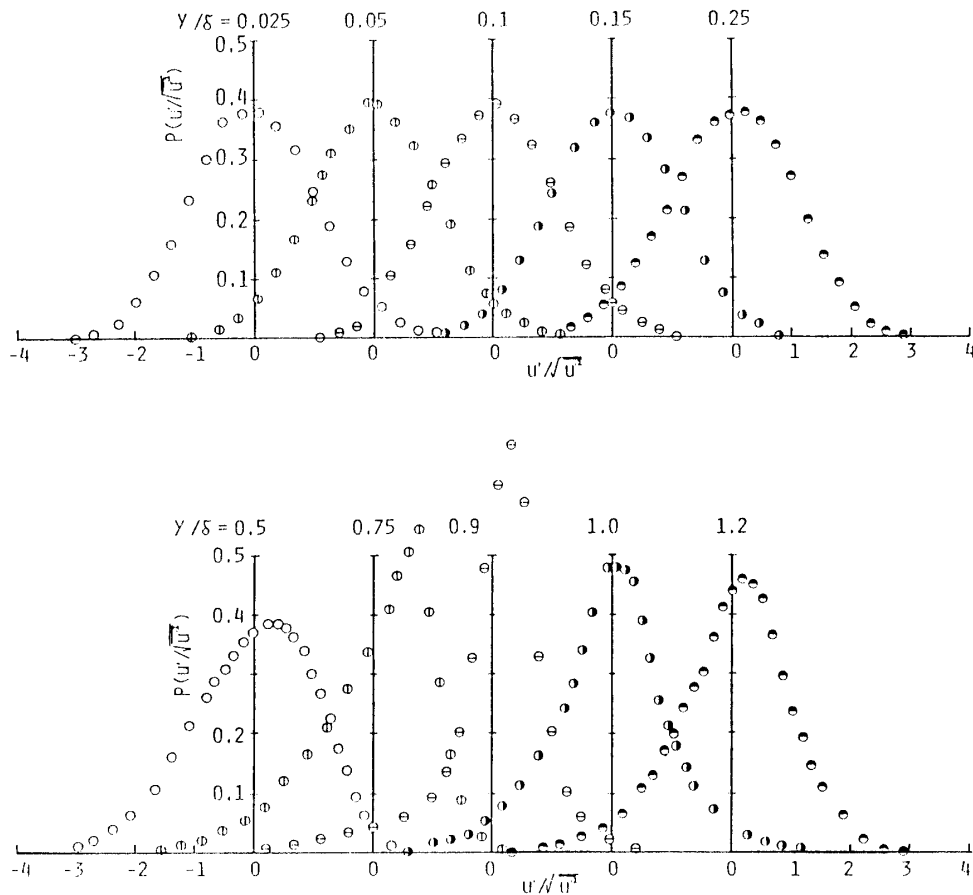


Fig.1 Probability density distribution of  $u$ -fluctuating component

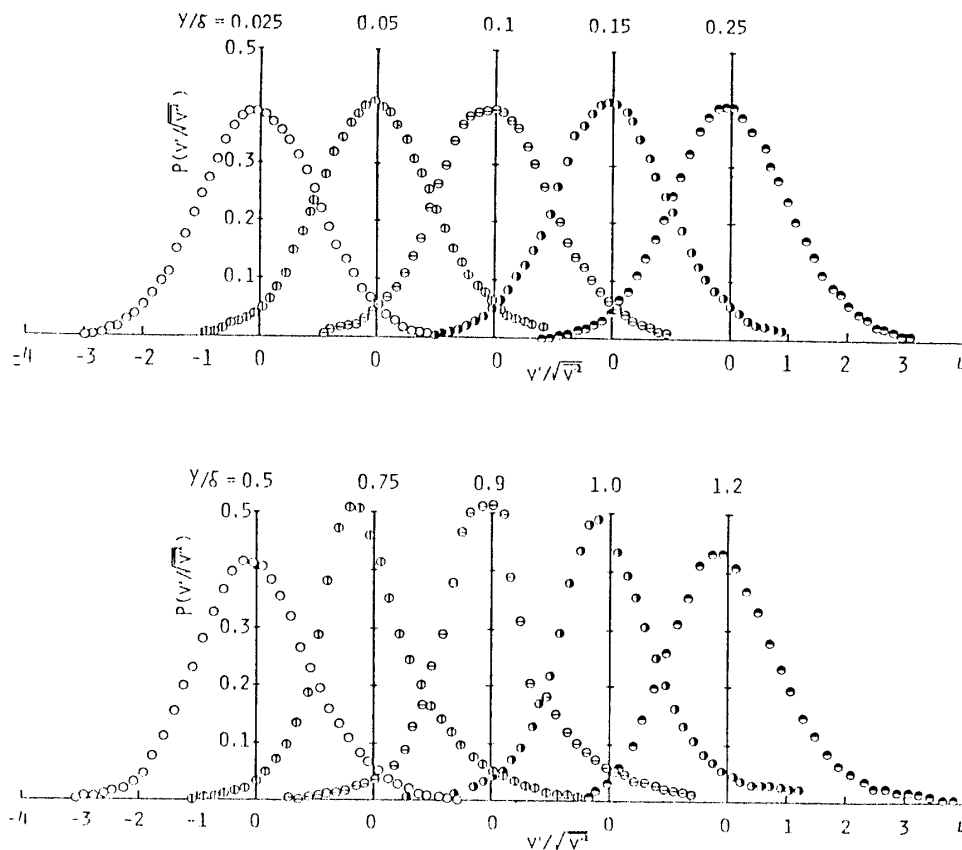


Fig.2 Probability density distribution of v-fluctuating component

方へ片寄った分布傾向になっており、それは特に  $y/\delta = 0.75$  と  $0.9$  で顕著である。u成分と同様に外層の  $y/\delta > 0.5$  では裾の部分の広がりが大きく、ピーク値の大きな尖った分布形状となっている。

これまでに述べた確率密度分布の形状について詳しく調べるために高次モーメントである歪み度および扁平度を求めてみる。確率変数を  $\eta(t)$  とした場合、その歪み度および扁平度は下式(1)および(2)により定義される。

$$S(\eta) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \eta^3 P(\eta) d\eta}{[\int_{-\infty}^{\infty} (\eta - \mu)^2 P(\eta) d\eta]^{3/2}} \dots\dots\dots(1)$$

$$F(\eta) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \eta^4 P(\eta) d\eta}{[\int_{-\infty}^{\infty} (\eta - \mu)^2 P(\eta) d\eta]^{4/2}} \dots\dots\dots(2)$$

ここで  $P(\eta)$  は確率密度関数を示し、 $\mu$  は平均値であり下式(3)により示される。

$$\mu = \int_{-\infty}^{\infty} \eta P(\eta) d\eta \dots\dots\dots(3)$$

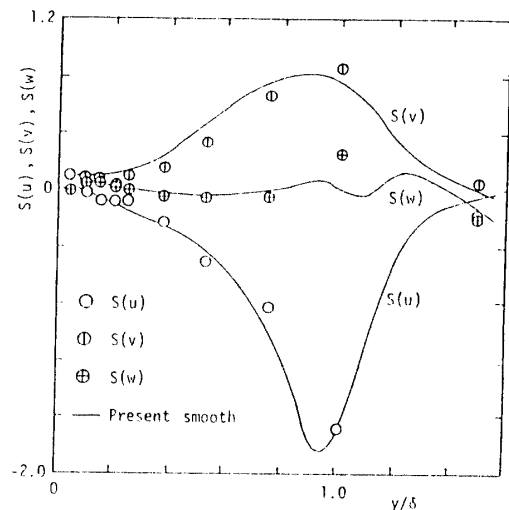


Fig.3 Skewness factor

Gauss 分布においては、 $S(\eta) = 0$ 、 $F(\eta) = 3$  である。Fig. 3 は w 成分 (z 方向変動速度成分) も含めた各変動速度成分の歪み度分布を示す。図中の実線は本実験室で得られた滑面流の結果を示す。S(u) についてみると、 $y/\delta < 0.1$  の範囲で正の値をとり、滑面流と同様の結果となっている。これについては Wood と

Antonia<sup>9)</sup>により高速流体の Sweep によるものという解釈がなされており、本流れ場においても同様のことが推測できる。また  $0.1 < y/\delta < 1.0$  の範囲では  $S(u)$  は負の値をとり、 $y/\delta \approx 1.0$  で極小値をとっている。これは外層の乱流バルジによる間欠性のためと推測される。この分布傾向は滑面流においても見られるが、本結果は極小値を示す  $y/\delta$  の位置が滑面流のそれよりも大きいようである。 $S(v)$  についてみると、測定した  $y/\delta > 0.025$  の範囲で正の値をとり、滑面流と同様の結果となっている。これは低速流体の ejection によるものと解釈される。 $S(v)$  分布の場合層内全域で正の値をとり、 $y/\delta \approx 1.0$  で極大値を持つ分布となっている。この場合も  $u$  成分と同様に乱流バルジによる間欠性のためと推測され、極大値をとる  $y/\delta$  の位置も滑面流と比べ大きいようである。 $S(w)$  についてみると、ほぼ層内全域で  $S(w) = 0$  であるが、 $y/\delta \approx 1.0$  付近で正の値をとり、滑面流での結果とは異っている。Fig. 4 に各変動速度成分の扁平度の分布を示す。図中の実線は Fig. 3 と同様に滑面流の結果を示す。 $F(u)$  についてみると、 $y/\delta < 0.6$  の範囲で Gauss 分布の示す  $F(u) \approx 3$  となっている。 $0.8 < y/\delta < 1.1$  の範囲では 3 よりも大きな値をとり、 $y/\delta \approx 0.9$  で極大値の  $F(u) \approx 9$  となっている。この分布傾向は滑面流と同様であるが、極大値を示す  $y/\delta$  の位置が滑面流と比べわずかに大きい。これと同様の結果は Liu ら<sup>10)</sup>による channel 流の実験でも得られている。 $F(v)$  についてみると、 $y/\delta \leq 0.5$  の範囲で  $F(v) \approx 3$  となっている。また  $0.5 < y/\delta < 1.1$  の範囲でそれよりも大きな値をとり、 $y/\delta \approx 0.9$  で滑面流よりわずかに大きい極大値  $F(v) \approx 4$  をとっている。 $F(w)$  についてみると、 $y/\delta \leq 0.5$  の範囲で  $F(w) \approx 3$  をとり、 $0.5 < y/\delta < 1.1$  の範囲でそれよりも大きい値をとる。極大値は  $y/\delta \approx 1.0$  で  $F(w) \approx 7$  であり滑面流のそれのおよそ 2 倍となっている。以上述べてきたように、各変動速度成分の歪み度および扁平度の分布傾向はともに滑面

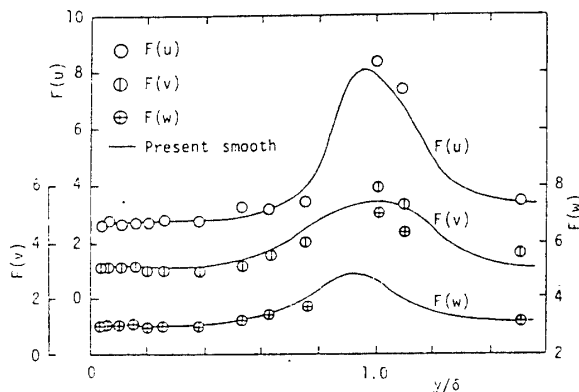


Fig. 4 Flatness factor

流のものとはほぼ同様であるが、外層の間欠領域の結果に差異が見られることがわかった。これは外層における乱流バルジの形状あるいは寸法が滑面流と異なることによるものと思われる。また、壁近傍 ( $y/\delta < 0.2$ ) の  $S(u)$  と  $S(v)$  の分布から、本流れ場においても滑面流と同様のバースト現象<sup>11)</sup>の存在が推測される。

### 3.2 自己相関係数および一次元エネルギースペクトル分布

Fig. 5 に層内の 5 箇所の位置における  $u$  および  $v$  成分の自己相関係数の分布を示す。なお、それぞれの相関係数は下式(4)により表わされる。

$$\left. \begin{aligned} R_{uu} &= \overline{u(x) \cdot u(x, t)} / u_{rms}^2 \\ R_{vv} &= \overline{v(x) \cdot v(x, t)} / v_{rms}^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

$R_{uu}$  についてみると、ゼロクロス時刻は  $y/\delta = 0.25$  の位置で最も大きく、およそ  $t = 6.5ms$  である。一方  $R_{vv}$  についてみると、ゼロクロス時刻は  $y/\delta = 0.45$  で最も大きく、およそ  $t = 2ms$  である。またここに示した層内のすべての位置で  $R_{vv}$  は  $R_{uu}$  よりも小さなゼロクロス時刻を示している。Fig. 6 は、 $u$ 、 $v$  および  $w$  成分と  $uv$  成分の一次元エネルギースペクトル分布を示す。図には層内の代表的な 3 箇所における結果を横軸の波数  $k$  に対して示した。 $u$ 、 $v$  および  $w$  成分についての分布をみると、 $y/\delta$  により分布はそれほど変化していないことがわかる。しかし、最も壁近傍の  $y/\delta = 0.0375$  では低波数領域でのスペクトル密度は他の  $y/\delta$  の位置に比べ小となっている。一方高波数領域でのスペクトル密度は大きく、散逸的傾向を示している。また、通常の滑面流と同様に慣性小領域を示す  $-5/3$  乗則が成立する領域が本粗面流の結果にもみられる。 $uv$  成分についてみると、 $y/\delta$  により分布形状が大きく変化し、壁近傍で低波数領域におけるスペクトル密度が小さく、高波数領域におけるそれが大きい散逸的傾向を示している。

### 3.3 時空間相関係数

壁近傍から間欠領域における乱流渦の時空間構造を調べるため、 $u$  変動速度成分の時空間相関係数について調べてみる。 $u$  変動速度成分の時空間相関係数は下式(6)で表わされる。

$$R_{uu}(\Delta x, T) = \frac{\overline{u(x_0, t_0) \cdot u(x_0 + \Delta x, t_0 + \Delta t)}}{u_{rms}(x_0) \cdot u_{rms}(x_0 + \Delta x)} \dots\dots\dots(6)$$

ここで  $x_0$  および  $t_0$  は固定プローブの座標と時刻を示す。また  $t$  は時間遅れであり、 $T = tU/\delta$  ( $U$  は  $x_0$  における局所流速) で示される。測定は移動プローブを固定プローブと同一の高さで流れ方向に移動することにより

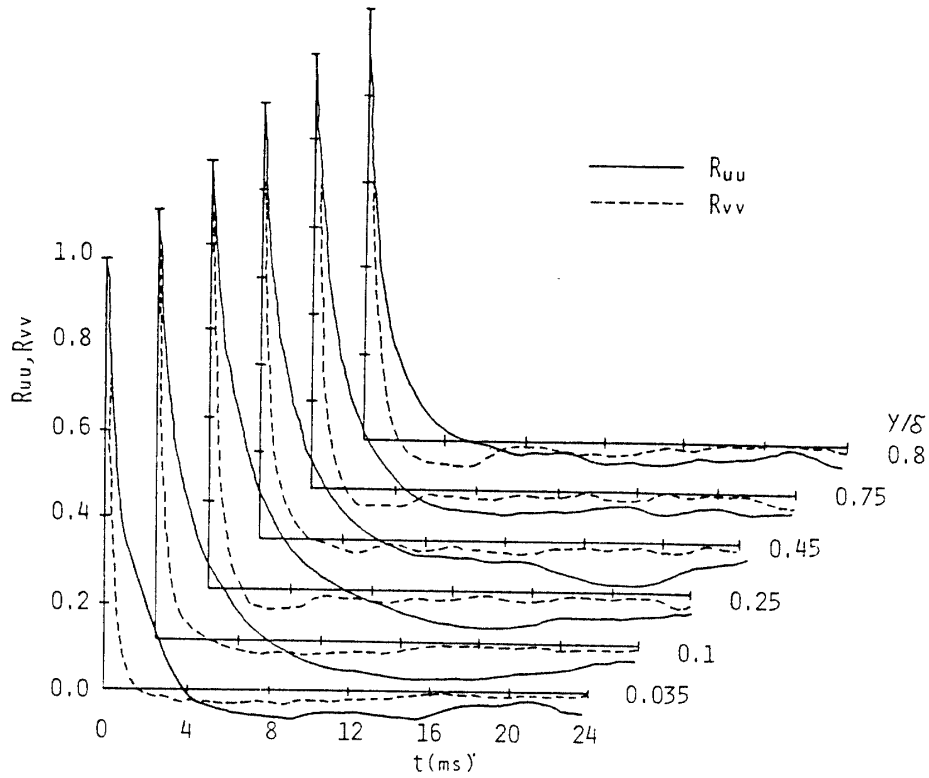


Fig.5 Auto-correlation of u- and v- fluctuating components

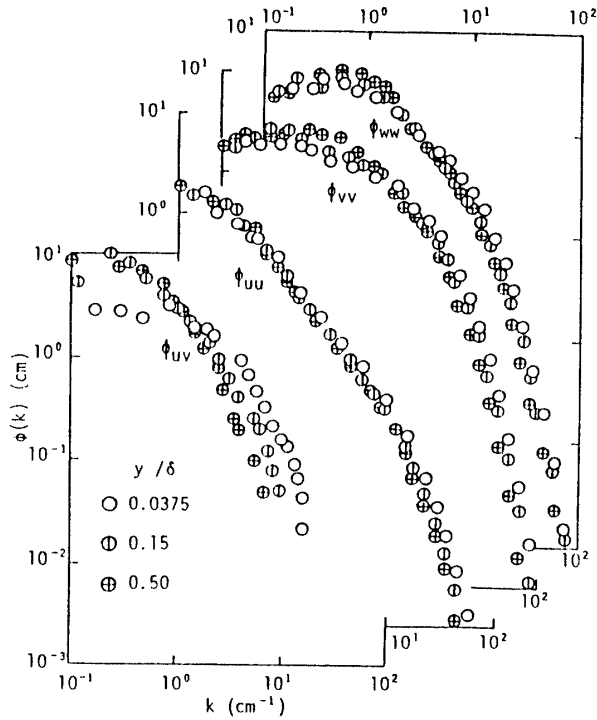


Fig.6 Spectra of u-, v- and w- fluctuating components and uv-component

行った。この場合、上流側のプローブが下流側のプローブに及ぼす影響が小さいことを予備実験により確かめた。Fig. 7に固定プローブを  $y/\delta=0.025, 0.25$  および  $0.75$  に置いた場合の結果を示す。それぞれの位置の  $R_{uu}$  の結果を Blackwelder ら<sup>12)</sup> にならい、2組の指数減衰曲線の和として示す。すなわち、これらは大・小2種類の渦の存在を示すと説明されており、図中の実線が大渦の、破線が小渦の減衰曲線を示す。3つの位置における結果とも大渦の減衰割合は小渦のそれに比べて1オーダー小さく、滑面流の結果<sup>12)</sup>と同様である。小渦についてみると、その寄与する時間領域は  $y/\delta=0.75$  で  $T=2$ ,  $y/\delta=0.25$  で  $T=1.5$ ,  $y/\delta=0.025$  で  $T=0.75$  となっている。大渦の減衰割合についてみるため  $R_{uu}=e^{-T}$  となる時刻を調べると、外層の  $y/\delta=0.75$  で  $T=7.96$ , 壁近傍  $y/\delta=0.025$  で  $T=1.87$  となっている。また、乱流渦のうち大渦の寄与する割合を示すとされている  $T=0$  での大渦の減衰曲線がとる値は、外層の  $y/\delta=0.75$  で  $0.8$ , 壁近傍の  $y/\delta=0.025$  で  $0.56$  となっている。以上述べたような結果から、外層においては大渦の寄与の割合が大きいことがわかる。また逆に言えば、壁近傍においては小渦の寄与する割合が大きく、より散逸的であると言える。しかし、この大渦の寄与する割合は滑面の結果と比較した場合、同程度である。

次に、 $x, y$  および  $z$  方向の2点間による相互相関から乱流渦の空間構造を調べた。ここで  $R_{uu}(\Delta x)$  は自己相関からテイラーの仮説を用いて、一方  $R_{uu}(\Delta y)$ ,  $R_{uu}(\Delta z)$  ((2)式の  $\Delta x$  をそれぞれ  $\Delta y, \Delta z$  として求める。) は2本のI型プローブを  $\Delta y, \Delta z$  だけ隔てて求めた。Fig. 8に  $y/\delta=0.025, 0.25$  および  $0.75$  に固定プローブを置いた場合の結果を示す。図中  $y/\delta=0.025$  と  $0.75$  の結果には Grant の滑面流における結果<sup>13)</sup>を示す。壁近傍の  $y/\delta=0.025$  についてみると、 $R_{uu}(\Delta x)$  の分布の広がり  $R_{uu}(\Delta y), R_{uu}(\Delta z)$  に比べて大きい  $\Delta x$  が小さい範囲では滑面流よりも値が小さくなっている。このことは前述のように散逸的傾向が強いことと対応している。 $R_{uu}(\Delta y)$  は滑面流の結果と大差が無く、 $\Delta y$  の正負の領域で非対称な分布となっている。 $R_{uu}(\Delta z)$  は分布の広がり  $R_{uu}(\Delta x)$  に比べて最も狭く、滑面流の結果と大差無いものとなっている。次に  $y/\delta=0.25$  についてみると、 $R_{uu}(\Delta x), R_{uu}(\Delta z)$  は壁近傍の結果と比べやや分布の広がりが大きくなるものとなっている。また  $R_{uu}(\Delta y)$  は  $\Delta y$  の正負の領域で対称な分布となっている。外層の  $y/\delta=0.75$  についてみると、 $R_{uu}(\Delta x)$  は滑面流の結果よりもかなり大きい値を取り、 $R_{uu}(\Delta z)$  はそれよりもかなり小さい値をとる。一方、 $R_{uu}(\Delta y)$  は滑面流とほぼ等しい値

となっている。図示してはいないが、ここで示した結果を用いて等相関線図を描いてみた。その結果、最大相関を連ねた線は壁に対し約  $23^\circ$  の傾き角を持ち、相関線は外層にまで広がっていた。このことから本流れ場においても流れ方向に前傾した組織構造の存在を推測できるが、その傾き角は滑面流での結果である  $18^\circ$ <sup>14)</sup> と比べ大きなものである。

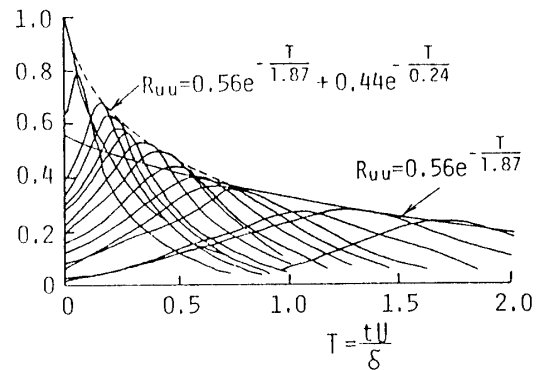
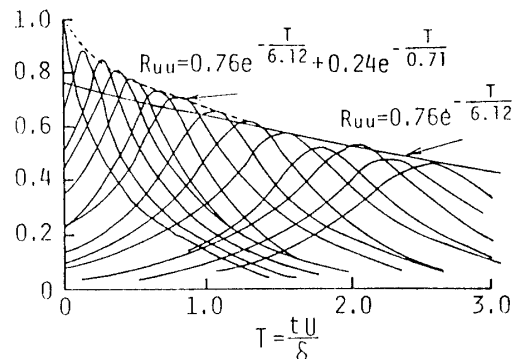
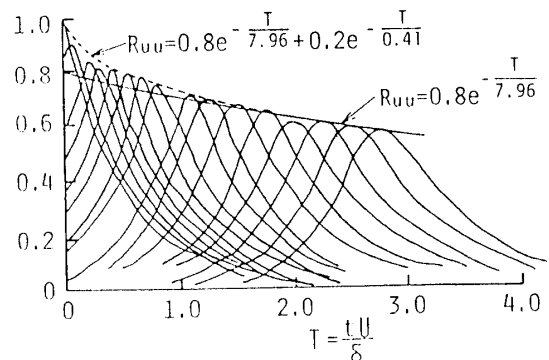
(a)  $y/\delta=0.025$ (b)  $y/\delta=0.25$ (c)  $y/\delta=0.75$ 

Fig.7 Space time correlations

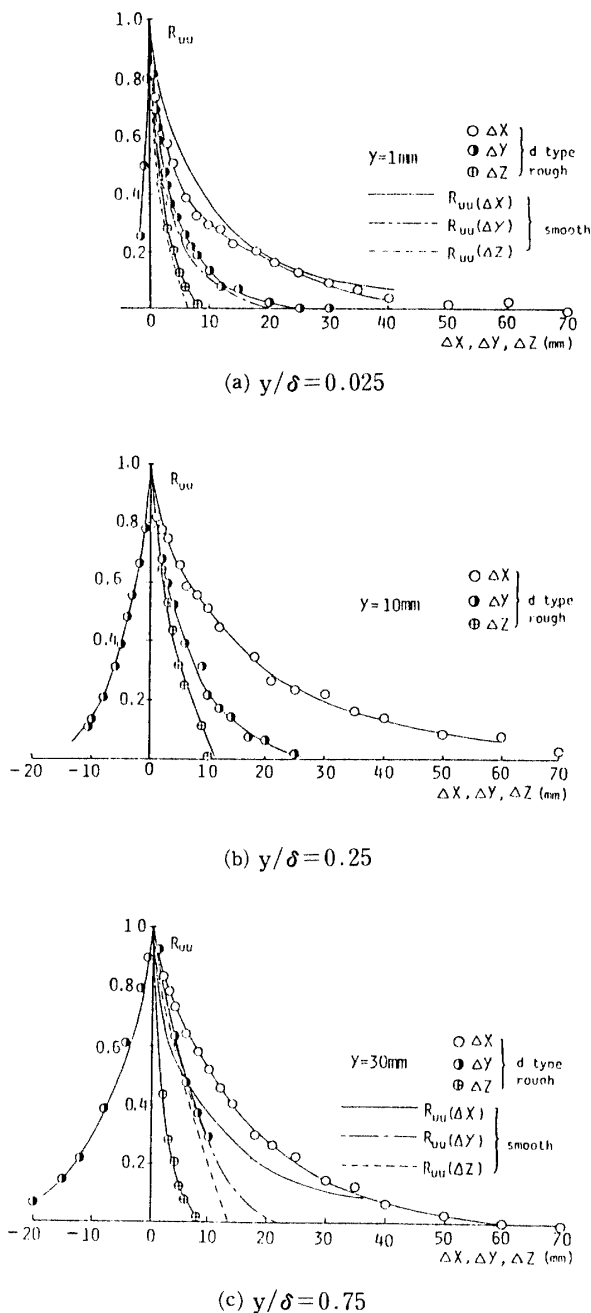


Fig. 8 Spatial correlations

### 3.4 乱れの尺度

これまでの結果から、本流れ場での乱流渦の尺度は滑面流のものとは異なっていることが予想される。そこで大渦、小渦といった各乱流渦の尺度について調べてみる。ここでは大渦の尺度を示すと言われる積分特性距離  $L$ 、そしてエネルギー散逸率と関連した小渦の尺度を示すと言われるテイラーの微分尺度  $\lambda$  とコルモゴロフの散逸尺度  $l_\epsilon$  について求めた。 $L$ 、 $\lambda$  および  $l_\epsilon$  は下式(7)に従って求めた。

$$L = U \int_0^{t_\infty} R_{uu}(t) dt$$

$$\lambda = \left( 15 \nu \frac{\overline{u^2}}{\epsilon} \right)^{1/2}$$

$$l_\epsilon = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}$$

.....(7)

ここで  $U$  は局所流速、 $t_\infty$  はゼロクロス時刻である。また  $\epsilon$  は散逸率であり、等方性の仮説から  $\epsilon = 15 \nu \overline{(\partial u / \partial x)^2}$  として、テイラーの仮説  $\partial u / \partial x = -1/U (\partial u / \partial t)$  を使用して求めた。Fig. 9 に本滑面流および  $k$  形粗面流の積分特性距離の結果を合わせて示す。積分特性距離についてみると、本粗面は内層 ( $y/\delta \leq 0.2$ ) で滑面流の結果と一致した分布を示すが、 $k$  形粗面流の結果よりは大きい。一方外層 ( $y/\delta > 0.2$ ) では、層内を通して  $L/\delta \approx 0.4$  であり、層外端で滑面流よりも大きな値をとる。従って、層外端および外層において滑面流と大渦の尺度が異なっていることがわかる。次にテイラーの微分尺度についてみると、内層および層外端を除き層内で  $\lambda/\delta = 0.07$  のほぼ一定となっている。またコルモゴロフの散逸尺度は壁近傍から層外縁に向かい増加傾向を示し、 $l_\epsilon/\delta \approx 0.002 \sim 0.004$  の値をとる。以上示した各乱流渦の尺度の比を求めると、 $\lambda/L \approx 1/5$ 、 $l_\epsilon/L \approx 1/50 \sim 1/100$  であり、ほぼ滑面流の値と等しい。この関係は乱流レイノルズ数  $u_{rms} \cdot L/\nu$  の値に依存することが知られており<sup>15)</sup>、本流れ場においても渦の尺度がこの値により規定できることを示している。

### 4. まとめ

$d$  形粗面上に発達した乱流境界層の構造を調べるため、統計的解析を行い、以下に示す点を明らかにした。  
 (1) 歪み度および扁平度の分布において、本粗面と滑面流との差異は外層領域 ( $y/\delta > 0.2$ ) で見られることがわかった。このことは空間相互相関および積分特性距離の測定から、外層の間欠領域の乱流渦に対する大渦の寄与の程度が滑面流の場合よりも大きいことによるものと推測される。  
 (2) 一次元エネルギースペクトルの測定から、本粗面流においても滑面流と同様に慣性小領域が存在する。  
 (3) 空間相互相関の測定から、壁近傍に固定点がある場合、 $R_{uu}(\Delta x)$  は滑面流よりも小さいことが分った。また外層に固定点がある場合、 $R_{uu}(\Delta x)$  は滑面流よりも小さく、一方  $R_{uu}(\Delta z)$  も滑面流よりも大きい。

(4)歪み度, 扁平度の分布および空間相互相関を用いて描いた等相関線図から, 本粗面流においても滑面流の場合と類似の組織構造が存在することが推察される。

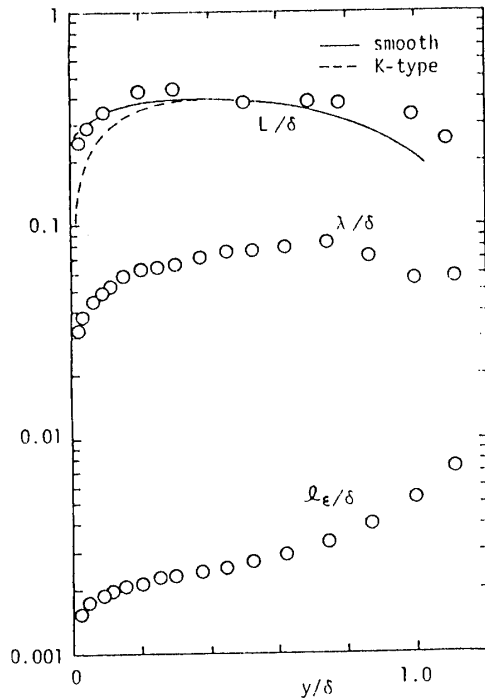


Fig.9 Scale of turbulent eddy

#### 参考文献

- (1) 中村・大坂, “工科系流体力学”, 179, 共立出版 (1985).
- (2) H. M., Morris, ASCE HY 7, 85, 43(1959).
- (3) D. W. Knight and J. A. MacDnald, ASCE HY 6, 675 (1979).
- (4) A. E. Perry, W. H. schofield and P. N. Joubert, J. Fluid Mech, 37- 2, 383 (1969).
- (5) D. H. Wood and R. A. Antonia, ASCE J. Appl. Mech., 95, 591 (1975).
- (6) J. C. Rotta, (大路訳), 乱流, 岩波書店, (1975).
- (7) 大坂・他3名, 山口大学工学部研究報告, 33- 1, (1982).
- (8) 影山, 大坂, 西野, 山口大学工学部研究報告, 33- 1, (1982).
- (9) A. A. Townsend, The structure of Turbulent shear Flow, 2 nd ed., Cambridge Univ. Press, (1976).
- (10) C. K. Liu, S. J. Kline and J. P. Johnston, “An Experimental Study of Turbulent Boundary layer on Rough Walls”, Stanford Univ., (1966).
- (11) S. J. Kline, 他3名, J. Fluid Mech., 30- 4, 741 (1967).
- (12) R. F. Blackwelder and L. S. G. Kovaszny., Phys. Fluids 15- 9, 1545 (1972).
- (13) H. L. Grant, J. Fluid Mech., 4, 149(1958).
- (14) G. L. Brown and A. S. W. Thomas, Phys. Fluids, 20-10, S243 (1977).
- (15) H. Tennekes and J. L. Lumley, “A First Course in Turbulence”, MIT Press, (1972).

(昭和61年10月14日受理)