

低レイノルズ数における d 形粗面境界層の乱流構造

望月 信介*・西 茂夫**・大坂 英雄*

Turbulence Properties of the Boundary Layer Over a d-type Rough Surface at a Low Reynolds Number

Shinsuke MOCHIZUKI, Shigeo NISHI and Hideo OSAKA

Abstract

Turbulence properties of the boundary layer over a d-type rough surface at a low Reynolds number with $R_\theta \approx 800$ have been investigated experimentally. The data obtained are non-dimensionalized using both inner variables and outer one, and primarily compared with that of the smooth wall flow at almost the same low Reynolds number.

It is shown that both v_{rms}/u_τ and w_{rms}/u_τ are large in magnitude compared with those of the smooth wall flow, as non-dimensionalized with the inner variables, and that there exists the constant stress layer in the inner layer. Even in the present flow with a low Reynolds number, the rate of turbulent energy production is balanced by the rate of turbulent dissipation for the inner layer, that is, the energy equilibrium state is established. It can be found from the estimation of each turbulence scales that the ratios of both Taylor's microscale to integral scale and Kolmogorov's scale to integral scale increase with decreasing the Reynolds number.

1. 緒 言

著者らは前報⁽¹⁾において、局所摩擦抵抗係数が滑面流とほぼ同じ値をとる $R_\theta \approx 800$ の d 形粗面乱流境界層の平均流構造について報告した。その報告の中で主に次に示す 3 つのことを結論として述べた。すなわち、後流強さの値は滑面流のそれよりも大きい値をとること、内部尺度で表わした速度分布は滑面流と同じ対数則が成立するものの粗さ関数は零ではなく、依然として差が見られること、対数速度分布の成立する上限の高さ L^* は内部尺度で無次元化した場合 R_θ の減少に対し減少する傾向を示すが、外部尺度で無次元化した場合 R_θ

の減少に対し増加する傾向を示すことである。

一般にレイノルズ数の影響は平均流構造よりもむしろ乱流構造において明確に現われることが予想される。しかし前報⁽¹⁾で報告した内容には乱流構造についての結果は記されていない。そこで本報告では $R_\theta \approx 800$ の d 形粗面乱流境界層の乱流構造について、以下に示すような興味ある事柄を調べてみた。すなわち、内部および外部尺度を用いて各乱れ強さとレイノルズ応力を調べ、滑面流との差及びレイノルズ数の影響を明確にする。次に、乱れ運動エネルギー収支を調べ、局所平衡性の成立の可否を確かめる。さらに、各乱れの尺度の評価から、レイノルズ数のそれらに与える影響を調べることである。以下の節で、これらの事柄を低レイノルズ数の滑面流や高レイノルズ数の d 形粗面流の結果との比較から検討していく。

*機械工学科

**広島工業大学機械工学科

2. 実験装置および方法

実験装置および実験条件は前報⁽¹⁾と同じであるので説明を省略する。但し、実験条件のうち主なものを Table 1 に示しておく。各速度成分の計測には I 型および X 型熱線プローブと定温度型熱線流速計を用いた。それぞれのプローブには、線径 5 μm、受感部長さ 1 mm のタングステン線を熱線として使用している。その受感部長さ l に基づくレイノルズ数 $l^+ (= l \cdot u_\tau / \nu, u_\tau$ は摩擦速度、 ν は動粘度) はおよそ 10 であり、空間分解能は極めて良好である⁽²⁾。乱れ強さおよびレイノルズ応力の読み取りには掛け算器、R.M.S. 計および積分器 (積分時間 24 秒) を使用した。また、乱れ運動エネルギー方程式の各項において、エネルギー散逸率 $\epsilon = 1/2 \nu (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)^2$ は等方性乱流の定義と Taylor の仮説を利用して、以下に示す式に従って求めた⁽³⁾。

$$\epsilon = 15\nu \frac{1}{U^2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \quad (1)$$

ここで U は局所平均流速であり、流れ方向変動速度成分の時間微分 $\partial u / \partial t$ は微分器 (折り返し周波数 4 kHz) を用いて求めた。また乱れの尺度のうち、積分特性距離の算出に利用した自己相関係数の測定には、実時間信号処理解析装置 (株三栄測器製 7 T 0 8) を使用した。

Table 1 Boundary layer parameters

U_1	3.6 (m/s)
$R_\theta = (\theta U_1 / \nu)$	800
δ	30 (mm)
C_f	0.0046
Error in origin	0.11 (mm)
Free stream turbulence level	0.2 (%)

3. 実験結果および考察

3.1 乱れ強さおよびレイノルズ応力

Fig. 1 に乱れ強さの 3 成分を内部尺度 (摩擦速度 u_τ と粘性長さ ν / u_τ) を用いて示す。u, v および w 成分はそれぞれ流れ方向、壁面に垂直方向およびスパン方向の変動速度成分である。また添字 rms はそれらの実効値である。図中には比較のため、 $R_\theta = 800$ における本滑面流の結果と $R_\theta = 1340$ における Purtell らの滑面流の結果⁽⁴⁾をあわせて示す。 $R_\theta = 800$ の、d 形粗面流の結果は、 v_{rms} / u_τ と w_{rms} / u_τ の分布が $y^+ < 250$ の範囲で本滑

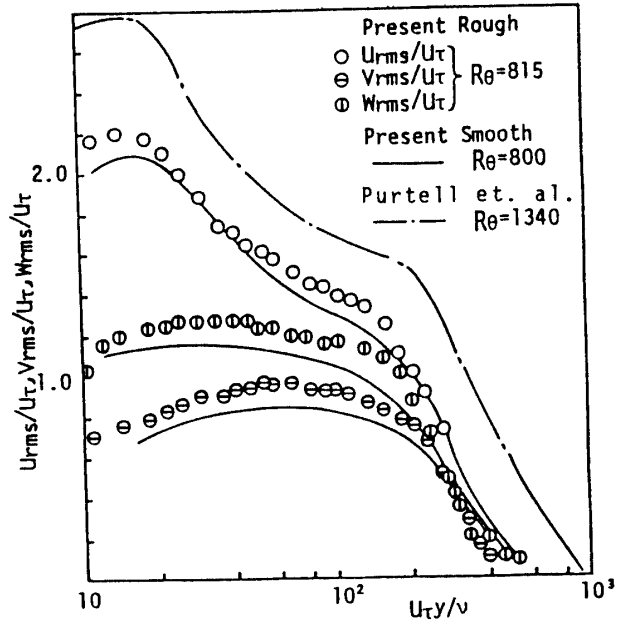


Fig. 1 Distribution of the turbulent intensities with inner variables.

面流の結果に比べ 10~15% 大きい。一方 u_{rms} / u_τ の分布は本滑面流とほぼ同様であり、 $y^+ = 15$ でその最大値をとっている。その $y^+ = 15$ の位置は、高レイノルズ数の滑面流において乱れ運動エネルギーの生成項 $-\overline{uv} \partial U / \partial y$ が最大となる位置であり⁽⁵⁾、最近ではバースト現象との関連が指摘されている⁽⁶⁾。粘性の効果が強くなった低レイノルズ数の d 形粗面流においても、ここで示されるように最大値をとる位置 y^+ の値が変化しないのは興味深い。一方、Purtell らの滑面流の結果⁽⁴⁾と比較した場合、分布に大きな差が見られる。これは Purtell らの結果⁽⁴⁾が $R_\theta = 1340$ であり本結果の $R_\theta = 800$ と比べてかなり大きく、特にこのようなレイノルズ数の範囲では変化が著しく⁽⁷⁾、これによる差が生じたものと考えられる。Fig. 2 に内部尺度で表わしたレイノルズ剪断応力の分布を示す。分布は $y^+ \leq 80$ の範囲で $-\overline{uv} / u_\tau^2 = 1$ となっている。このことは低レイノルズ数の d 形粗面流においても一定応力層が存在することを示し、対数速度分布の成立⁽¹⁾の裏付けとなっている。しかしこの結果を本粗面流の高レイノルズ数 ($R_\theta = 5000$) の結果と比較した場合、内部尺度で表わした場合の一定応力層の成立する範囲は狭くなっている。これはレイノルズ数が減少した場合、内部尺度を用いて無次元化した流れ場の尺度が減少したためと考えられる。

次に外部尺度を用いて乱れ強さおよびレイノルズ剪断応力の分布を調べてみた。Fig. 3 に乱れ強さの 3 成分の分布を示す。この場合、外部尺度としては長さの尺度にロッタの尺度、速度の尺度として摩擦速度 u_τ を

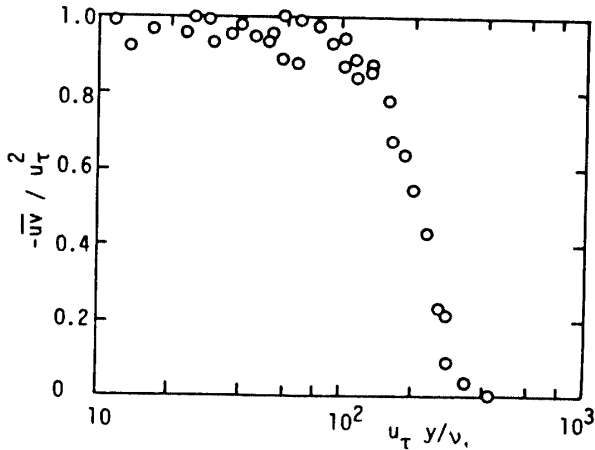


Fig. 2 Distribution of the Reynolds shear stress with inner variable.

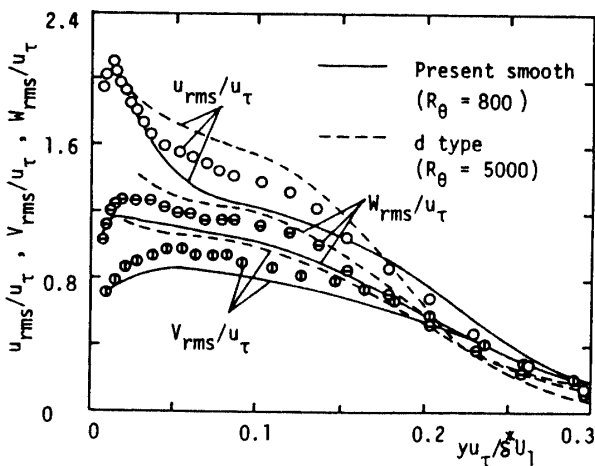


Fig. 3 Distribution of the turbulent intensities with outer variables, that is Rotta's scale.

用いた。ロッタの尺度は $\delta^* U_1 / u_\tau$ (δ^* は排除厚さ) として表わされ、速度欠損法則を規格化して表示する尺度³⁾である。図中の実線は $R_\theta = 800$ の本滑面流の結果、破線は $R_\theta = 5000$ のd形粗面流の結果である。低レイノルズ数のd形粗面流の結果をみると、 u_{rms}/u_τ は壁面近傍で急しゅんな最大値を持つ分布となっている。 v_{rms}/u_τ の分布は $yu_\tau/\delta^*U_1 \leq 0.05$ の広い範囲で壁面に向い減少する傾向を示し、一方 w_{rms}/u_τ は壁面近傍で y の減少とともに急減少している。高レイノルズ数の $R_\theta = 5000$ の本粗面流の結果と比較すると、壁面近傍における v_{rms}/u_τ , w_{rms}/u_τ の値の y の減少に伴う減少傾向は、 yu_τ/δ^*U_1 の高い位置から生じている。このことはレイノルズ数の減少により粘性の影響する壁近傍の領域が厚くなったことによるものと考えられる。また3成分とも高レイノルズ数の本粗面流の分布と比べて小さい分布をとり、レイノルズ数の減少により乱れが抑制さ

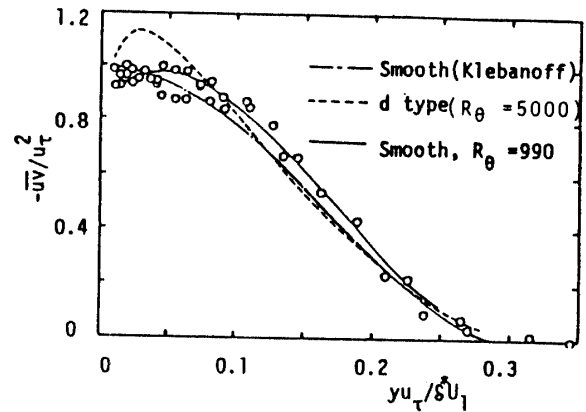


Fig. 4 Distribution of the Reynolds shear stress with outer variables, that is Rotta's scale.

れていることがわかる。一方、低レイノルズ数の本滑面流と比較してみると、この結果は3成分とも大きい値をとっている。しかし、 v_{rms}/u_τ , w_{rms}/u_τ が壁面近傍で減少する分布傾向などに大きな差は見られない。外部尺度を用いて表わした乱れ強さの分布から、レイノルズ数の減少による乱れへの影響が明らかになった。また同程度のレイノルズ数の滑面流の結果(従って同程度の局所摩擦抵抗係数をとる滑面流の結果)と比較した場合、d形粗面流の結果は乱れ強さが大きいことがわかった。Fig. 4は外部尺度を用いて表わしたレイノルズ剪断応力分布を示す。図中の実線は低レイノルズ数 $R_\theta = 990$ の滑面流の結果⁹⁾である。また図中の破線および一点鎖線はそれぞれ高レイノルズ数のd形粗面流⁹⁾と滑面流⁵⁾の結果を示す。本結果と低レイノルズ数の滑面流の結果を比較すると、両者は良く一致している。このことからレイノルズ数が同程度に低い時、d形粗面流と滑面流とで局所摩擦抵抗係数がほぼ同一ならば、 u_τ と δ^*U_1/u_τ で表わしたレイノルズ剪断応力分布はほぼ等しいことがわかる。一方、高レイノルズ数のd形粗面流の結果と比較した場合、本結果は壁近傍の $yu_\tau/\delta^*U_1 < 0.07$ の範囲で小さい。この分布の差はレイノルズ数の減少により乱れの生成が抑制されていることを示すものである。

3.2 乱れ運動エネルギー収支

3.1節の結果により、乱流特性にレイノルズ数の影響が現われていることがわかった。このように粘性の影響が強くなった流れ場においても局所平衡の条件⁽¹⁰⁾が成り立つのかどうかといった点に興味を持たれる。そこで、ここでは乱れ運動エネルギー収支の生成項と散逸項について調べてみた。二次元乱流境界層における乱れ運動エネルギー収支に関する方程式は下式(2)のように示される⁽³⁾。

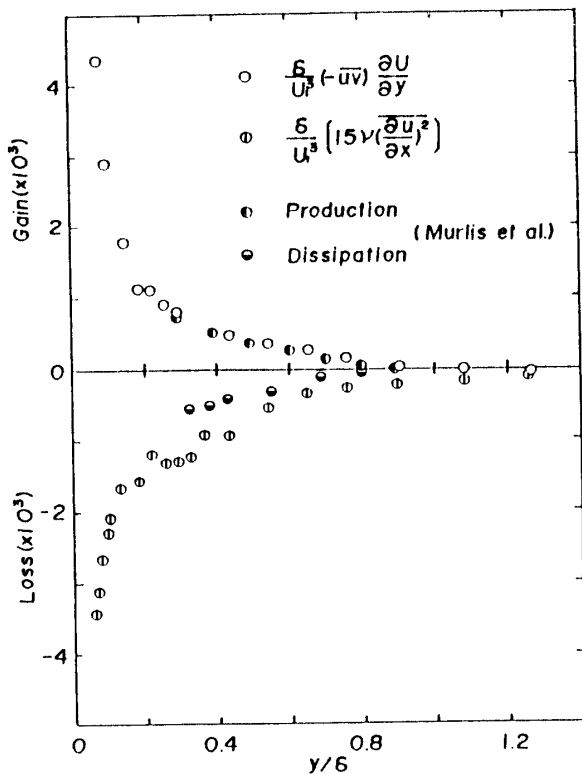


Fig. 5 Production and dissipation terms of turbulent energy.

$$\frac{1}{2} \left(U \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial x} + v \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial y} \right) + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} + (\overline{u^2} - \overline{v^2}) \frac{\partial U}{\partial x} \quad \text{[AF] [PR]}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{q^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) v - \frac{\nu}{2} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} - \nu \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} \right] + \epsilon \quad \text{[DF] [DS]}$$

$$= 0 \quad (2)$$

それぞれの項はその下に [] で記した略記号で示しているが、それらは AF; 対流項, PR; 生成項, DF; 拡張項, DS; 散逸項と呼ばれている。生成項は平均流の運動エネルギーを乱れ運動エネルギーに変換する働きをし、散逸項は乱れ運動エネルギーを熱へと変換する働きをするものである。なお、Townsend は壁面乱流において、生成項と散逸項が釣り合うという局所平衡の考えを基に対数速度分布を導いている⁽¹⁰⁾。Fig. 5 に生成項と散逸項を δ と U_1 を用いて無次元化して示す。ただし $(\overline{u^2} - \overline{v^2}) \partial U / \partial x$ は [PR] 項に対する寄与率が 5% 以下なので考慮していない。図中に $R_\theta = 1112$ の Murlis らの滑面流の結果⁽¹¹⁾をあわせて示す。本結果は $y/\delta < 0.2$ の範囲において生成項と散逸項の大きさがほぼ等しい局所平衡の状態⁽¹⁰⁾となっているのがわかる。同様のことが $R_\theta = 5000$ の d 形粗面流においても著者らにより確認されている⁽⁹⁾。従ってこれらのことから、この範囲のレイノルズ数の d 形粗面流において局所平衡の状態

が成立するものと推測でき、対数則成立の裏付けとなるものである。本結果を $y/\delta < 0.35$ の範囲で滑面流の結果と比較した場合、生成項の大きさがほぼ等しいのに対し、散逸項は大きくなっている。このことから、同程度のレイノルズ数の滑面流と比べて d 形粗面流は散逸的傾向が強いことがわかり、小スケールの渦の乱流運動エネルギーへの寄与が大きいものと予想される。この散逸項の差は拡張項の差によって生ずるものと考えられる。ただし、圧力拡張項 $\partial(\overline{q^2 \cdot p})/\partial y$ は考慮していない。その理由としては、外部尺度で表わした滑面流と d 形粗面流の速度分布に差が見られないこと⁽¹⁾、乱れ強さの分布から $\partial \overline{v q^2} / \partial y$ の役割が大きいことが推測されることがあげられる。また後者の理由については、乱流渦塊のうち大渦の役割が顕著となることが考えられ、外層における乱流-非乱流の間欠度の分布に差があるものと考えられる。Murlis ら⁽¹¹⁾は低レイノルズ数の外層領域で、拡張項が生成項と同程度になることを指摘している。

3.3 各乱れの尺度

これまでの結果から、乱流渦塊のうちの大渦、小渦のそれぞれの役割がレイノルズ数の影響により変化していることが予想された。そこで、ここでは各乱れの尺度について調べてみた。Fig. 6 は各乱れの尺度を外部尺度の δ を用いて無次元化して示す。まず大渦の尺度を示す積分特性距離についてみる。積分特性距離は下式(3)で定義される⁽¹²⁾。

$$L = U \int_0^{t_\infty} Ruu(t) dt \quad (3)$$

ここで U は局所平均流速、 $Ruu(t)$ は自己相関係数であり、 t_∞ はゼロクロス時刻 ($Ruu(t)$ が零となる最小の時間遅れ) とした。図中の実線および破線はそれぞれ高レイノルズ数の本滑面流と d 形粗面流の結果⁽¹³⁾である。本結果は高レイノルズ数の滑面流および d 形粗面流の結果に比べてほぼ層内全域で小さい。大まかに層内の平均的な値をとると、本結果は $L/\delta = 0.3$ であるのに対し、高レイノルズ数の d 形粗面流の結果は $L/\delta = 0.4$ であった。この結果はエネルギー含有渦の尺度が低レイノルズ数の場合小さいことを表わし、乱流運動エネルギーに対する大渦の寄与の割合が相対的に小さくなったことに対応している。但し、ここでは低レイノルズ数の滑面流の結果との比較がないので、粗面壁の影響とレイノルズ数の影響を分離して説明できない。次にエネルギー散逸と結びつくテイラーの微分尺度について調べてみる。テイラーの微分尺度 λ は下式(4)により定義される⁽¹²⁾。

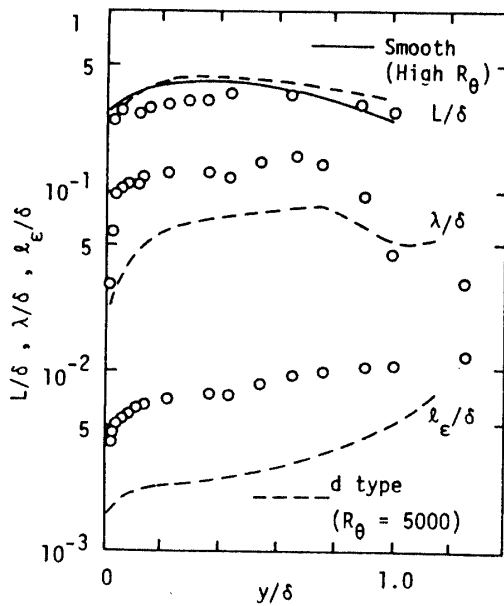


Fig. 6 Several turbulent eddy scales.

$$\lambda = \left(\frac{15\nu \overline{u^2}}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (4)$$

低レイノルズ数の $R_\theta \approx 800$ の結果は層内の大部分で $\lambda/\delta \approx 0.12$ の値をとっている。これよに対して高レイノルズ数の $R_\theta \approx 5000$ のd形粗面流の結果は $\lambda/\delta \approx 0.075$ となっている⁽¹³⁾。これらの結果は乱流運動エネルギーのカスケード過程の幅が低レイノルズ数の場合、狭くなっていることを示している⁽¹²⁾。最後に乱流渦塊の最小スケールであるkolmogorovの散逸尺度をみってみる。kolmogorovの散逸尺度 l_ε は下式(5)により定義される⁽¹²⁾。

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

低レイノルズ数の本結果は外部尺度を用いて表わした場合、層内を通して $l_\varepsilon/\delta = 0.005 \sim 0.1$ と高レイノルズ数のd形粗面流の結果よりもかなり大きい。このことはテイラーの微分尺度において述べたように、低レイノルズ数の場合カスケード過程の幅が狭くなったことを示している。換言すれば低レイノルズ数の本流れ場が小さな尺度の乱れ(coarse small-scale structure)⁽¹²⁾ となっていると言えよう。それぞれの乱れの尺度の比をとると、高レイノルズ数のd形粗面流の結果 $\lambda/L \approx 1/5$ 、 $l_\varepsilon/L \approx 1/50 \sim 1/100$ ⁽¹³⁾ に対し、低レイノルズ数の本結果は $\lambda/L \approx 1/3$ 、 $l_\varepsilon/L \approx 1/30 \sim 1/60$ と大きくなっている。

4. 結 論

局所摩擦抵抗係数が滑面流とほぼ等しい値をとる低

レイノルズ数 $R_\theta \approx 800$ のd形粗面流の乱流構造を調べ、以下のような結果を得た。

- (1) 内部尺度で表わした u_{rms} の分布は同程度の低レイノルズ数滑面流の結果と比較すると差がみられず、最大値をとる位置は $y^+ = 15$ で等しい。 v_{rms} 、 w_{rms} の分布は $y^+ < 250$ の範囲で滑面流の結果よりも大きい値をとる。一方、外部尺度で表わした乱れ強さの分布を高レイノルズ数のd形粗面流および低レイノルズ数の滑面流の結果と比較し、レイノルズ数の影響およびd形粗面流の特徴が明らかとなった。
- (2) 内部尺度で表わしたレイノルズ数剪断応力分布から、低レイノルズ数のd形粗面流においても一定応力層が存在することが明らかとなった。外部尺度で表わしたレイノルズ数剪断応力分布の高レイノルズ数の場合の結果との比較から、レイノルズ数の減少により乱れの生成が抑制されていることが推測される。
- (3) 乱れ運動エネルギー収支のうち生成項と散逸項を調べるにより、低レイノルズ数のd形粗面流においても局所平衡の状態が成立することが明らかとなった。
- (4) 各乱れの尺度を調べるにより、レイノルズ数の減少は本乱流場の乱れエネルギーのカスケード過程における波数帯の幅を狭めていることがわかった。このことから、低レイノルズ数の本流れ場が小さな尺度の乱れ(coarse small-scale structure) となっているものと推測される。

参 考 文 献

- 1) 望月・西・大坂, 山口大学工学部研究報告, 38-2, 11 (1988)
- 2) P. M. Ligrani and P. Bradshaw, Exp. in Fluids, 5, 407 (1987)
- 3) J. C. Rotta, "Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow" Prog. Aeron. Sci. Vol.2, Pergamon Press (1962)
- 4) L. P. Purtell, P. S. Klebanoff and F. T. Buckley, Phys. Fluids, 24-5, 802 (1981)
- 5) P. S. Klebanoff, NACA Tech Note, 1248, 1138 (1955)
- 6) H. T. Kim, S. J. Kline and W. C. Reynolds, J. Fluid Mech., 50-1, 133 (1971)
- 7) D. E. Coles, J. Fluid Mech., 61-2, 191 (1956)
- 8) C. S. Subramanian and R. A. Antonia, Int. J. Heat and Mass Transf., 24-11, 1833 (1981)
- 9) 大坂・中村・影山, 機論, 50-458, 2299 (1984)
- 10) A. A. Townsend, "The structure of turbulent

- shear flow", 2nd edition, Cambridge Univ. Press, (1976)
- 11) J. Murlis, H. M. Tsai and P. Bradshaw, J. Fluid Mech., 122, 13 (1982)
- 12) H. Tennekes and J. L. Lumley, "A FIRST COURSE IN TURBULENCE", The MIT Press, (1972)
- 13) 大坂・影山・小山, 機論, 50-458, 2571 (1984)
(昭和63年2月17日受理)