発達チャネル乱流の乱れ特性に及ぼすレイノルズ数の効果*

鬼頭 修己^{*1}, 中林 功一^{*1}

Reynolds Number Effect on Turbulent Characteristics of Fully Developed Turbulent Channel Flow

Osami KITOH and Koichi NAKABAYASHI

Effect of the Reynolds number on turbulent characteristics is studied, using the data reported so far for fully developed turbulent channel flows. The data show that the turbulent intensity and the Reynolds stress distributions normalized by the friction velocity depend on the Reynolds number Re^* if Re^* is not too high. If Re^* exceeds a given value, the distributions approach asymptotic curves within the wall region. This means that there exists the law of the wall for turbulent quantities. The conditions under which the law holds differ for the mean velocity and the turbulent quantities. Regime diagrams of turbulence are presented, which clearly indicate the Reynolds number dependence of turbulent quantities. The Re^* dependence is considered in relation to the turbulent velocity scale, inactive motion and the wall-blocking effect.

Key Words: Fluid Dynamics, Turbulence, Turbulent Flow, Internal Flow, Channel Flow, Reynolds Number, Wall Scaling, Dimensional Analysis, Turbulent Intensity, Reynolds Stress

1. ま え が き

発達したチャネル乱流は、平板上の乱流境界層の流れとともに最も単純な系の乱流であり、今までに多くの研究がなされてきた。これらの研究により、種々の基本的な壁乱流の構造が明らかにされ、他の複雑な系の乱流の理解に役立っている。このうち、壁乱流の速度分布について広く知られている法則は、壁法則と速度欠損則である。多くの実験により、速度分布は壁近くの内層あるいは壁領域と、壁の影響を受けない壁から離れた外層またはコア領域に分類され、それぞれの層や領域においてこれらの法則が成立することが明らかにされた。これらの法則は、レイノルズ数に依存しない普遍則である。流れの内部においてこれらの法則が成立する領域区分と、その区分がレイノルズ数によりどう変わることが明らかにされている。

一方、乱れ特性（ここでは乱れ強さとレイノルズ応力を示す）についても、多くの実験や数値計算結果があるものの、速度分布で得られているような法則性や流路内の乱れ特性の領域区分が明らかにされてお

ず、乱れ特性に及ぼす粘性長さスケール(δ_v)やチャネル幅 d の影響に関する理解が十分深まっているとはいえない。

本報では、初めに乱れ特性に及ぼす無次元変数・パラメータを次元解析により調べ、これらの量の変化に伴い乱れの特徴がどのように変わるかを考察する。次に、内外の研究者により得られているチャネル乱流の乱れ特性のデータを次元解析から得られた結果を用いて整理し、乱れ特性が流れ領域内でどのように区分され、その領域区分がレイノルズ数の変化によりどのように変わるかを明らかにする。速度分布に対して今までに知られている領域区分と、ここで得られた乱れ特性に対して得られた区分を比較することにより、乱流構造に及ぼすレイノルズ数の影響を調べる。

2. 記 号

d : チャネル幅の半分

U_c : チャネル中央の流速

U_m : 断面平均流速

$U^+ = U/u_*$ (U : 管軸方向速度)

u', v' : 管軸方向, 壁に垂直方向変動速度

u, v : u', v' の実効値

u_* : 摩擦速度 $= (\tau_w/\rho)^{1/2}$

* 原稿受付 平成5年2月10日。

*¹ 正員, 名古屋工業大学機械工学科(〒466 名古屋市昭和区御器所町)。

u_{*L} : 局所摩擦速度 $= (\tau/\rho)^{1/2}$

$Re = 2U_m d/\nu$
 $Re_0 = 2U_c d/\nu$
 $Re^* = u_* d/\nu$ } レイノルズ数

y : 壁からの距離

$y^+ = y/\delta_v$

δ_v : 粘性長さスケール $= \nu/u_*$

ν : 動粘度

τ : 局所せん断応力

τ_w : 壁面せん断応力

ρ : 密度

3. 次元解析による考察

発達したチャネル流の乱れ強さ u は、次式に示す四つの変数の関数として表される。

$$u = f(y, \nu, u_*, d) \dots \dots \dots (1)$$

同様の式が v についても成り立つが、以下では u のみについて記述する。壁領域の流れに対しては u_* と ν を独立次元として採用するのが合理的なので、式(1)の無次元表示は、

$$\frac{u}{u_*} = \phi\left(\frac{y}{\delta_v}, \frac{d}{\delta_v}\right) = \phi(y^+, Re^*) \dots \dots \dots (2)$$

上式は、乱れ強さの分布を u/u_* と y^+ の関係で表すと、その形状はレイノルズ数 Re^* に依存することを示す。式(2)は Re^* が十分に大きい場合、関数 ϕ は Re^* に依存しなくなるので、次式のようになる。

$$\frac{u}{u_*} = \phi(y^+) \dots \dots \dots (3)$$

これは、 ϕ がもはや Re^* に依存しない普遍関数で、乱れ強さ分布形状が普遍分布形状であることを示す。式(3)を速度分布に関する壁法則にならって、乱れ強さに関する壁法則と呼ぼう。式(3)で、 y^+ が十分に大きい位置では ϕ は y^+ に依存しなくなる。ゆえに

$$\frac{u}{u_*} = A = \text{一定} \dots \dots \dots (4)$$

この式は、乱れ強さ u/u_* が y^+ によらず一定となる領域なので、これが成立する領域をプラトー領域という⁽¹⁾。

式(2)のように、 u/u_* の分布形状に Re^* の影響が現れる理由の一つに、乱れ速度スケールの Re^* 依存性がある。チャネル内のせん断応力分布は、 $\tau = \tau_w(1 - y/d)$ の直線分布となるが、これを壁変数を用いて無次元表示すれば、

$$\tau^+ = \frac{\tau}{\tau_w} = 1 - \frac{y^+}{Re^*} \dots \dots \dots (5)$$

これより、同じ y^+ の値の位置でも τ^+ の値は Re^* に依存する。特に Re^* が小さい場合には、 y^+ が小さく

ても τ^+ は壁面からの値 1 からの変化量が無視できない。すなわち壁近傍でも $\tau^+ \approx 1$ とおけない。このせん断応力の変化に応じて乱れの速度スケールも変化すると考え、速度スケールとして $u_* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ の代わりに局所のせん断応力 τ を用いた局所摩擦速度 $u_{*L} = (\tau/\rho)^{1/2}$ を用いるほうが都合がよい場合もある。 u_* と u_{*L} の間には、

$$\frac{u_*}{u_{*L}} = \frac{1}{(1 - y^+/Re^*)^{1/2}} \dots \dots \dots (6)$$

の関係があるので、これを式(2)に用いると、

$$\frac{u}{u_{*L}} = \frac{u}{u_*} \cdot \frac{1}{(1 - y^+/Re^*)^{1/2}} \dots \dots \dots (7)$$

上式は、せん断応力 τ^+ の変化に伴う速度スケールの変化を考慮した表現である。もし乱れ強さの速度スケールがせん断応力のみに規定されるとすれば、 u/u_* に対する式(2)と異なり、 u/u_{*L} の y^+ に対する分布形状は Re^* に依存しないことになる。

レイノルズ応力に対してもまったく同様に展開することにより、 u_* を用いる無次元式は、

$$\frac{-\overline{u'v'}}{u_*^2} = \phi(y^+, Re^*) \dots \dots \dots (8)$$

u_{*L} を用いる無次元式は

$$\frac{-\overline{u'v'}}{u_{*L}^2} = \frac{\phi(y^+, Re^*)}{1 - y^+/Re^*} \dots \dots \dots (9)$$

となる。

式(9)が Re^* に依存しない関係式となることを次に示そう。レイノルズ応力は、壁変数を用いると次式のように表される。

$$\frac{-\overline{u'v'}}{u_*^2} = 1 - \frac{y^+}{Re^*} \frac{dU^+}{dy^+} \dots \dots \dots (10)$$

これより、速度分布が壁法則、 $U^+ = \Phi(y^+)$ に従っている場合でも、式(8)の関係式は Re^* に依存することがわかる。式(10)の両辺を $(1 - y^+/Re^*)$ で割れば、次式を得る。

$$\frac{-\overline{u'v'}}{u_{*L}^2} = 1 - \frac{dU^+/dy^+}{1 - y^+/Re^*} \dots \dots \dots (11)$$

上式で、 $y^+/Re^* \ll 1$ であれば、

$$\frac{-\overline{u'v'}}{u_{*L}^2} \approx 1 - \frac{dU^+}{dy^+} \dots \dots \dots (12)$$

また、 $y^+/Re^* \ll 1$ が成立しない領域であれば、 $dU^+/dy^+ \ll 1$ なので

$$\frac{-\overline{u'v'}}{u_{*L}^2} \approx 1 \dots \dots \dots (13)$$

ゆえに、式(12)、(13)より $-\overline{u'v'}/u_{*L}^2$ はいずれの場合も Re^* に依存しないので、式(11)は Re^* によらない普遍分布形となることを表している。

4. 乱れ強さとその領域区分

チャネル流の乱れ強さ u, v の断面内分布は、今までに熱線風速計, LDV, トレーサ法により実験的に数多く測定されてきた。また最近では低レイノルズ数の場合に対し DNS による結果も報告されている。ここではこれら報告された多くの結果から代表的な測定結果を選び、乱れ特性に及ぼすレイノルズ数の影響を考察する。表 1 は、ここで採用した結果と測定条件等をまとめたものである。

乱れ特性に対するレイノルズ数の影響について、最近 Wei-Willmarth⁽²⁾ と Antonia ら⁽³⁾ は、過去の実験結果と彼ら自身の詳しい実験結果から、従来成立すると考えられてきた壁領域における乱れ強さ分布に対する壁法則、式(3)が $3\,000 < Re_0 < 40\,000$ の範囲では成立せず、レイノルズ数が異なるとその分布形状が変わることを示した。3章で示したように、低レイノルズ数領域における乱れ分布形状が Re^* に依存することは、式(2)からわかるように当然としても、平均速度分布が対数普遍則をもつような比較的高いレイノルズ数 ($Re \geq 10\,000$)⁽⁴⁾ においてもレイノルズ数に依存しない普遍的な分布が得られないことは、乱れに対し速度分布とは異なる特有の構造が存在していることを示している。彼らはこのレイノルズ数依存性が、壁近くの渦ストレッチング、反対壁からのイゼクション流体の侵入およびインアクティブ運動の作用に基づくものと推論している。

ここでは、レイノルズ数依存性を式(2)と式(7)に示すように u_* と u_{*L} を用いた整理法と領域区分図を用いて考察する。

図 1 は、 u/u_* の y^+ に対する分布を種々の Re^* に対して示したものである。 $y^+ \leq 15$ では、データに若干のばらつきがあるが、分布形状の Re^* による系統的变化はみられない。これは、この領域では粘性が支配的であるためである⁽²⁾。 $y^+ > 15$ では、 Re^* により分布

形状が変わり、 Re^* が大きいほど u/u_* の値も大きくなる。 Re^* が大きくなるにつれ、分布形状は 1 本の曲線 ($15 < y^+ \leq 60$ では $\square$ —, $60 < y^+$ では $\blacklozenge$ —) に漸近してゆく。この漸近線が、 Re^* を無限に大きくしたときの乱れ強さに関する壁法則の分布、式(3)を表している。この曲線は、 y^+ が大きいところで式(4)で示すように、 u/u_* が一定となるプラトー領域をもつ。図 1 より、 $y^+ \geq 80$ がこの領域に対応する。実験結果より一定値は $A \approx 2.4$ である。このプラトー領域では、次元解析からわかるように、乱れ強さは粘性スケール δ_v にも、外部スケール (チャネル幅の半分) d にも依存しない。プラトー領域を超えて y^+ を大きくすると、 u/u_* が低下し、その分布形状には Re^* の依存性が現れる。この領域では、乱れが外部スケール d の影響を受けるためである。

上記の乱れ強さ分布の特徴を用い、過去の実測データをまとめると、乱れ強さの領域区分とその Re^* による変化を得ることができる。図 2 はその結果を示す。図 2 中の斜線は、各領域の境界を表す。また (○) は式(3)の壁法則が成立する y^+ の上限を示している。図 2 から、乱れ強さの分布は、(1)粘性支配領域、(2)遷移領域 (部分的に粘性が影響)、(3)プラトー領域、(4) Re^* 依存領域 (外部スケールが影響) の四つの領域に区分して示すことができる。

領域区分図から、乱れ強さ分布に及ぼす Re^* の影響は定性的に次のように述べることができる。 $Re^* < 10^3$ では、領域は二つだけで特徴的变化はない。

$Re^* > 10^3$ では、遷移領域が現れ、さらに $Re^* > (1.5 \sim 2.5) \times 10^3$ ではプラトー領域が現れる。これ以上の Re^* では特徴的变化がない。現在のところ $Re^* > 10^3$ での実験データが少ないので領域内の境界線には不確かな点が残っており、この方面のデータの蓄積が望まれる。

上記の領域区分の仕方は、形式上、速度分布の領域

表 1 本論文で用いた乱れ特性のデータ

Source		Re	Re^*	Key
EL Telbany & Reynolds [1]	H.W.	64600	1470	$\square$
Wei & Willmarth [2]	LDV	5940+	169	$\circ$
		29828+	714	$\bullet$
		45552+	989	$\odot$
		79164+	1608	$\ominus$
Konishi [6]	H.W.	3700	128	$\triangle$
		5500	185	$\blacktriangle$
		114000+	2500++	$\diamond$
Comte-Bellot [7]	H.W.	460000+	8400++	$\blacklozenge$
		5600	180	---
Kim et al. [12]	DNS			

+ ; $Re=Re_0$, ++ ; Estimated value

図 1 u/u_* の y^+ に対する分布

区分と同じである。速度分布を壁変数 U^+ と y^+ でまとめた場合の領域区分の境界を図2中に線で表し、乱れ強さの区分と比較した。壁領域とコア領域の境界 $y/d=0.2$ を破線で、バッファ領域の上限 $y^+=70$ を二点鎖線で表す。速度分布に対する粘性支配領域は $y^+ \leq 5$ なので図2の範囲の外となり示されていない。破線と二点鎖線で囲まれる領域が対数則領域である。速度と乱れ強さ領域区分の間の最も著しい違いは、外部スケール d の影響範囲にある。速度分布では、破線より y^+ が大きいところが d の影響範囲であるが、乱れ強さでは、図2中ABCの境界(斜線で示す)より上がこれに対応する。これから、乱れ強さ分布は、速度よりも外部スケールの影響を受ける範囲が広いことがわかる。この結果、両者の領域は一致しない。図2より、 $350 < Re^* < (1 \sim 1.5) \times 10^3$ では、速度分布からみれば、対数速度分布が現れる高レイノルズ数乱流といえるが、乱れ分布からみれば、壁近くまで外部スケールの影響が現れる低レイノルズ数乱流の特性をもっているといえる。

壁近くの乱れ構造は、乱流の組織構造に関連があり、壁乱流の理解に重要である。このうちバースト過程は乱れエネルギー生成に重要な役割をもっており、今までに詳しく調べられてきた。特にバースト周期のスケールリングについては、現象の本質を知るうえで重要であるので諸説が提案されている。歴史的にみても、初期には外部スケールリングでまとめられるとする説が有力であったが、その後内部スケールリングのほうがよくまとまるという説が有力になっている。最近 Shah-Antonia⁽⁵⁾ は、チャネル流れに対し $180 < Re^* < 1400$ の範囲でバースト周期を調べ、これが外部と内部の混

合スケールリングに支配されていると結論づけた。この結果は図2の領域区分図からも推定される。すなわち、この Re^* の範囲では、壁近傍の乱れには δ_v, d 両方のスケールが影響を与えている。図2によれば、壁近傍の乱れに及ぼすスケールが Re^* の値により、 $Re^* < (1.5 \sim 2) \times 10^3$ では混合スケール、 $Re^* > (1.5 \sim 2) \times 10^3$ では内部スケールと変わるので、バースト周期のスケールも Re^* により上記のように変化すると推定される。

図3は、 v/u_* の分布を y^+ に対して示したものである。 v の測定精度は、 u 成分のそれに比較し低い。例えば、熱線風速計を用いる場合、X形熱線の寸法、2本の熱線の間隔⁽⁶⁾により、空間分解能、流れとプロングの干渉等、特性が変わり、測定値が異なることがある。このことは特に乱れスケールが小さい高レイノルズ数流れとか壁近くの流れに顕著に現れる。図3に示した従来の結果でも、 $Re^* > 1600$ の場合、LDVを用いた Wei-Willmarth⁽²⁾ と熱線風速計を用いた、

Comte-Bellot⁽⁷⁾ および El Telbany-Reynolds⁽¹¹⁾ の結果に差がみられ、 u/u_* の場合のような領域区分図が描けない。 $Re^* > 1000$ での正確な v の分布測定が望まれる。

v/u_* の分布は、 y^+ が小さい範囲 ($y^+ < 15$) においても u/u_* の場合と異なり、1本の曲線にまともらず Re^* の影響がみられる。しかし Re^* が700以上において、 $y^+ < 50$ では1本の線上にまとまる傾向がある。

Re^* が700以下では、どの y^+ の位置においても Re^* 依存性があり、 y^+ が同じであれば、 Re^* の増大につれ v/u_* が大きくなる。 Re^* が大きい場合、 $y^+ > 70$ でプラトー領域らしい分布がみられるが、研究者間のデータの違いがあるため、この領域が存在する Re^* の下限値は特定できず $900 \sim 1600$ の間と考えられる。壁近傍で v/u_* が y^+ のみの関数にならないのは、この領域で v' の乱れ成分に対し粘性が唯一の支配的な量

図2 乱れ強さ u の領域区分

図3 v/u_* の y^+ に対する分布

でないことを示している。 v' は壁近傍において、粘性よりも壁の遮へい効果に強く影響を受ける。連続の式から v' は、

$$\frac{v'}{u_*} = - \int_0^{y^+} \frac{\partial(u'/u_*)}{\partial x^+} dy^+ - \int_0^{y^+} \frac{\partial(w'/u_*)}{\partial z^+} dy^+ \dots\dots\dots (14)$$

とおける。ここで w' はスパン方向(z)の変動速度である。Monin-Spalart⁽⁸⁾の数値解析の結果より、 $\partial(w'/u_*)/\partial z^+ \gg \partial(u'/u_*)/\partial x^+$ とおけるので、

$$\frac{v'}{u_*} \doteq - \int_0^{y^+} \frac{\partial(w'/u_*)}{\partial z^+} dy^+ \dots\dots\dots (15)$$

上式で、 $\partial(w'/u_*)/\partial z^+$ 、すなわち (w'/u_*) のスパン方向への構造が Re^* に独立で内部スケールのみで規定されるならば (v/u_*) は y^+ のみの関数となり、 v/u_* が Re^* に依存しない分布形となる。 w' 成分のスパン方向への構造に関する知見はまだ十分得られておらず詳細は不明であるが、乱流境界層の内層におけるスパン方向の積分スケール Λ_z のレイノルズ数依存性を調べたWark-Nagib⁽⁹⁾の結果によれば、 Λ_z は外部スケール(運動量厚さ)で整理できるとしている。彼らの結果を受け入れれば、壁近くの v/u_* 分布に Re^* 依存性が現れることになる。

Re^* による乱れ強さ v/u_* の領域区分を図4に示す。実験データの研究者間の不一致、データ不足のため、 $Re^* > 700$ では明確な領域区分が困難である。図4中の $Re^* > 700$ での境界線(帯)は図3のデータから推測したものである。 u/u_* に対する領域図(図2)と図4を比較すると、両者は異なっており、流れ方向と壁に垂直方向の乱れの特性に違いがあることがわかる。最も著しい違いは、 $y^+ < 15$ での粘性支配領域の有無で

図4 乱れ強さ v の領域区分

ある。また、 v/u_* のプラトー領域は u/u_* のそれよりもいくぶん広いようである。

u, v を局所摩擦速度 u_{*L} を用いてまとめたのが図5, 6である。 u_{*L} のスケリングは、考えている場所におけるせん断応力発生機構に関連しているので、スケールの意味は場所によって異なる。 τ は $y^+ < 15$ では粘性が、 $y^+ > 15$ ではレイノルズ応力が支配的となるので、 u_{*L} はそれぞれの範囲で粘性、レイノルズ応力に関連する速度スケールを表している。

図5は u/u_{*L} の分布を種々の Re^* に対して示したものである。 $y^+ < 15$ では、 u/u_{*L} は Re^* によらず1本の曲線上に乗り、この範囲では粘性が支配的である。 $Re^* > 15$ では、 Re^* ごとの分布曲線の分散が図1の u/u_* の場合に比べて小さくなっているが、 Re^* の依存性が明らかにみられる。これは、 u がレイノルズ応力だけでなく、他の乱れ機構からも影響を受けていることを表している。Townsend⁽¹⁰⁾は乱流境界層の内層における乱れには、レイノルズ応力生成に寄与するアクティブ運動とこれに寄与しないインアクティブ運動があることを示した。インアクティブ運動は、外層の速度変動から生じるゆっくりとした圧力変動が内層に引き起こす低周波の変動速度で、壁面に平行な運動の

図5 u/u_{*L} の y^+ に対する分布

図6 v/u_{*L} の y^+ に対する分布

図7 $-\overline{u'v'}/u_*^2$ の y^+ に対する分布

ためレイノルズ応力に寄与しない⁽¹¹⁾。Wei-Willmarth⁽²⁾ は、 u' のスペクトルを調べ、 $y^+=125$ の地点で Re^* の増大に伴う u/u_* の増加は低周波の変動成分の増加によって生じていることを明らかにし、これがインアクティブ運動によるものと推定している。よって、図5での Re^* 依存性は、インアクティブ運動によるものと考えられる。

図6は、 v/u_{*L} の分布を示す。 $y^+ < 20 \sim 30$ では前述のように v' は粘性の支配を強く受けていないため1本の曲線にまとまらない。 $y^+ > 30$ では、Wei-Willmarth⁽²⁾ の $Re^*=1608$ を除いていずれの Re^* に対しても狭い帯状の領域（斜線部）の中に分布しており、 v' がレイノルズ応力生成機構に強く関連していることがわかる。帯状の領域からはずれるのは、 $y/d > 0.3$ のコア部に相当する範囲で、ここでの長さスケールが d となるので $y^+ = (y/\delta_v)$ では整理できない。

5. レイノルズ応力分布

図7は $-\overline{u'v'}/u_*^2$ の y^+ に対する分布を種々の Re^* に対して示したものである。式(10)に示したように、この分布は、 Re^* 依存性がある。ただし $Re^* > 700$ ではプラトー領域がみられる。このことは式(10)で $y^+/Re^* \ll 1$ かつ $y^+ \gg 1$ の場合 $-\overline{u'v'}/u_*^2$ が y^+ に依存しないことからわかる。

図8は、 $-\overline{u'v'}$ を u_{*L}^2 で無次元化した分布である。実験データに若干のばらつきはあるが、すべての Re^* に対し、 $-\overline{u'v'}/u_{*L}^2$ の分布は1本の曲線で表され、3章で示したように Re^* に依存しない分布形状であることがわかる。 $y^+ \geq 200$ では、この値は1になる。これより、 τ への粘性の影響は $y^+ \geq 200$ でなくなると考えてよい。

6. 結 論

今までに報告されている、完全発達チャネル乱流の乱れ特性のデータを用いて、乱れに及ぼすレイノルズ数の効果を考察した。その結果以下のことが明らかに

図8 $-\overline{u'v'}/u_{*L}^2$ の y^+ に対する分布

なった。

速度と長さスケールとして u_* と δ_v を用いた乱れ特性の分布から以下の点がわかった。

(1) u/u_* , v/u_* , $-\overline{u'v'}/u_*^2$ の分布において、 Re^* が十分大きい場合、 y^+ の大きい領域にプラトー領域がある。

(2) 壁近傍において u/u_* は粘性に支配され普遍分布となるが、 v/u_* は、壁の遮へい効果に支配され、 Re^* に依存する分布となる。 $-\overline{u'v'}/u_*^2$ は、 Re^* が小さい領域では、たとえ速度分布が壁法則に従っていても、 Re^* に依存する。

速度スケールとして u_* の代わりに u_{*L} を用いる整理法から以下の点がわかった。

(3) $y/d < 0.3$ かつ $y^+ > 30$ では、 v/u_{*L} , $-\overline{u'v'}/u_{*L}^2$ は、 Re^* に依存しない分布であり、 v' や $\overline{u'v'}$ はおもにアクティブ運動に関連する量である。しかし u/u_{*L} には Re^* 依存性があり、この量にはインアクティブ運動の寄与がある。

u と v の領域区分から以下の点がわかった。

(4) u と v の領域区分は、粘性支配領域、 Re^* 依存領域、プラトー領域いずれも互いに一致しない。

(5) u のプラトー領域は、速度分布の対数領域より狭い。したがって、速度分布では、 δ_v , d のスケールに依存しない領域でも、乱れ特性には、これらスケールの影響が現れることがある。

文 献

- (1) EL Telbany, M. M. M. and Reynolds, A. J., *J. Fluid Mech.*, **111** (1981), 283.
- (2) Wei, T. and Willmarth, W. W., *J. Fluid Mech.*, **204** (1989), 57.
- (3) Antonia, R. A., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, **236** (1992), 579.
- (4) 中林・ほか3名, 機論, **59**-558, B(1993), 389.
- (5) Shah, D. A. and Antonia, R. A., *Rhys. Fluids*, **A1-2** (1989), 318.
- (6) 小西, 名工大修士論文, (1991), 53.
- (7) Comte-Bellot, G., *Publicut. Sci. et Tech. du Ministre de l' Air*, No. 419 (1965).

- (8) Moin, P. and Spalart, P. R., *Advances in Turbulence*, (1989), 11, Hemisphere Pub. Corp.
 - (9) Wark, C. E. and Nagib, A. M., *J. Fluid Mech.*, **230** (1991), 183.
 - (10) Townsend, A. A., *J. Fluid Mech.*, **11** (1961), 97.
 - (11) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flows*, (1976), 154, Cambridge Univ. Press.
 - (12) Kim, J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **177** (1987), 133.
-