平行平板クエット乱流に及ぼす低レイノルズ数の効果*

鬼頭修己^{*1}, 中林功一^{*1}, 西村太志^{*2}

Low-Reynolds Number Effects on Plane Turbulent Couette Flow

Osami KITO, Koichi NAKABAYASHI and Futoshi NISHIMURA

Measurements of time-mean velocity, turbulence intensities (u' , v') and Reynolds shear stress in plane turbulent Couette flow have been made in the range of $3\,000 \leq 2hU_b/\nu \leq 20\,000$ (U_b , moving belt speed; $2h$, channel height). The main objective of this work is to study the effects of low-Reynolds number on the turbulent Couette flow. Particular importance is that its effect on the law of the wall can be estimated only from the Couette flow experiment. Low-Reynolds number effects are shown as follows; additive constant of the law of the wall B , a coefficient of defect law and the maximum turbulence intensity u'/u_* (u_* , friction velocity) decrease as the Reynolds number decreases. From the skewness- and flatness-factors and four quadrant analysis of the fluctuating velocity, the turbulence structure of the Couette flow can be deduced. Except for close to the wall ($y^+ \leq 12$), where the structure is the same as that of the Poiseuille flow, the sweep event becomes more important than in the Poiseuille flow. The central region has a similar structure as a uniformly sheared flow

Key Words: Turbulent Flow, Turbulence, Plane Couette Flow, Low-Reynolds Number Effects, Law of the Wall, Turbulence Intensity, Defect Law, Four Quadrant Analysis

1. 緒 論

平板クエット乱流の速度分布則や乱れ特性については Reichardt⁽¹⁾ や Robertson-Johnson⁽²⁾ の先駆的研究以降, 実験的研究報告はあまりされていない⁽³⁾. これまでの報告によれば, クエット乱流は壁領域においてはポアズイユ乱流とほぼ同じであるが, 乱流コア部ではポアズイユ乱流と著しく相違すること, さらに長い二点縦相関をもっていることが明らかにされてきた. 最近では, 直接数値シミュレーション(DNS)により, クエット乱流に現れる大規模な縦渦構造や, 乱れの詳細な構造に研究が向けられている⁽⁴⁾⁽⁵⁾.

クエット形の流れはジャーナル軸受のように, 工業的には狭いすきま内の流れとして現れることが多く, 低レイノルズ数域のものが多い. しかしながら, これまでの研究では速度分布等に及ぼす低レイノルズ数の影響については調べられていない. 本研究では, 低レイノルズ数域も含め広いレイノルズ数の範囲 $3\,000 \leq Re_b (=2hU_b/\nu) \leq 20\,000$ で実験的に速度分布, 乱れ特

性に及ぼすレイノルズ数の影響を解明する.

具体的には以下の三点について検討する.

(1) 壁法則に及ぼすレイノルズ数の影響

壁領域でクエット乱流と類似の流れをもつポアズイユ流の速度を壁変数を用いて表すと⁽⁶⁾

$$U^+ (= U/u_*) = f_1(y^+, Re^*, \mu) \dots \dots \dots (1)$$

ここで,

$$Re^* (= u_* h/\nu), \mu \left[= \frac{u_*^2 \{ (1/\rho) \cdot (d\tau/dy) \}}{\nu/u_*} \right].$$

μ は無次元せん断応力こう配である. ポアズイユ流れでは, $Re^* = -\mu$ の関係があるため, 通常, U^+ の分布は Re^* のみに依存するとしている. しかし, 実際は Re^* を変えると, Re^* , μ がともに変化するため, 二つのパラメータの影響が混合して現れ, Re^* だけの影響を知ることができなかった. クエット乱流では $d\tau^+/dy^+ = 0$ のため $\mu \rightarrow \infty$ であり, U^+ は

$$U^+ = f_2(y^+, Re^*) \dots \dots \dots (2)$$

と表され, U^+ の分布は, Re^* のみに依存する. よってクエット乱流の Re^* 依存性を調査することにより, 壁法則に及ぼす Re^* の影響を調べることができる.

(2) 乱流コア部の流れに及ぼすレイノルズ数の影響

乱流コア部の速度は, 欠損則で表される. 欠損則に

* 原稿受付 1998年2月12日.

^{*1} 正員, 名古屋工業大学機械工学科 (☎ 466-8555 名古屋市昭和区御器所町).^{*2} 学生員, 名古屋工業大学大学院.

及ぼす Re^* の影響から、乱流コア部の Re^* の依存性を考察する。

(3) 乱れ統計諸量分布に及ぼすレイノルズ数の影響と乱れ構造

乱れ統計量(乱れ強さ, 相関係数, スキューネス, フラットネス, 四象限分解)から, 高次統計量に現れる Re^* の影響と乱れ構造の特徴を調べる。

2. 記 号

A^+ : Van Driest damping factor

C_f : 摩擦係数 [式(3)]

$2h$: 流路高さ

K_1 : 無次元渦動粘度 $= \nu_t / 2hu_*$

Re^*, Re_b, Re_c^* : レイノルズ数

$$\left(\frac{hu_*}{\nu}, \frac{2hU_b}{\nu}, \frac{2h \cdot 2U_c}{\nu} \right)$$

R_s : 速度欠損則のこう配 [式(10)]

U : 時間平均速度

U_b : ベルト速度

U_c : $y=h$ での速度

u_* : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w / \rho}$

(u', v') : (x, y) 方向変動速度成分

κ : カルマン定数

ν : 動粘度

ν_t : 渦動粘度

τ_w : 壁面せん断応力

添 字

+ : u_*, ν で無次元化した無次元量

3. 実験装置と実験方法

図1に実験装置の概略を示す。流路の壁面は片側がアクリル樹脂製の固定壁, もう一方がポリウレタン製の移動壁になっている。座標は, 流路入口より流れ方向に x 軸, 静止壁から垂直方向に y 軸, 流路中央より

Fig. 1 Experimental apparatus

スパン方向に z 軸とした。 U_b はベルト速度である。空気は送風機により流路入口に送られる。流路入口にはせん断流発生格子が取り付けられており, これにより流れが短い距離 ($x/2h \approx 50$) で完全発達したクエット乱流(本実験装置で平均速度分布, 乱れ強さ分布はこれより下流方向に変化しないことを確かめた)になるようにしてある。流路高さ $2h$ は 47 mm と 27 mm であり, アスペクト比はそれぞれ 18.7, 32.6 である。中林ら⁽⁷⁾によれば, $x/2h \geq 60$ で平均速度, 乱れ強さは下流方向に変化しない発達した流れが得られると報告しているが, ここではこの条件も考慮し, 測定を $x/2h = 90.2(2h=47 \text{ mm})$ あるいは $x/2h = 157.0(2h=27 \text{ mm})$ の断面で行った。速度の測定は I 形および X 形熱線プローブを用いて行った。I 形熱線プローブの受感部は, 直径 5 μm , 長さ 0.8 mm であり, X 形熱線プローブの受感部は, 直径 3 μm , 長さ 0.5 mm, 間隔 0.5 mm のものを用い, 熱線流速計からの出力は, 12 bit の A-D 変換器により 10 kHz で 120 s 間サンプリングした。その後, データをワークステーションで処理して, 平均速度や乱れ統計量等を求めた。壁面せん断応力 τ_w は, 測定された速度分布が壁近傍の普遍分布に $2 \leq y^+ \leq 8$ の範囲で一致するように決定した⁽⁸⁾。本研究の実験条件を表1に示す。

4. 実験結果

4.1 壁面摩擦係数 図2は次式(3)で定義される壁面摩擦係数である。

Table 1 Experimental conditions

Re_b	20000	15000	10000	7000	5000	3000
Re^*	253.3	192.3	138.2	100.5	73.4	50.1

Fig. 2 Wall friction coefficient

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_b^2} \dots\dots\dots (3)$$

図2中の実線は層流の場合の理論式

$$C_f = \frac{2}{Re_b} \dots\dots\dots (4)$$

を表し、破線は Robertson-Johnson⁽²⁾ の乱流の経験式

$$C_f = 2\{0.095/\log(Re_b/4)\}^2 \dots\dots\dots (5)$$

である。本実験の結果は低レイノルズ数まで、この経験式によく一致している。Tillmark-Alfredsson⁽⁹⁾によるとクエット流れの乱流への遷移レイノルズ数は、 $Re_b=1440\pm40$ である。本実験の最小のレイノルズ数($Re_b=3000$)はこの遷移レイノルズ数のおよそ2倍で完全乱流である。

4.2 平均速度分布

4.2.1 領域分け 速度分布の領域分けをするため $y^+(dU^+/dy^+)$ の y^+ に対する分布を図3に示す。粘性底層($y^+=U^+$)、対数則[式(9)]、速度欠損則[式(10)]を y^+ で微分し、両辺に y^+ を掛けるとそれぞれ次式を得る。

$$y^+ \frac{dU^+}{dy^+} = y^+ \quad (\text{粘性底層}) \dots\dots\dots (6)$$

$$y^+ \frac{dU^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa} \quad (\text{対数則}) \dots\dots\dots (7)$$

$$y^+ \frac{dU^+}{dy^+} = \frac{R_s}{Re^*} y^+ \quad (\text{欠損則}) \dots\dots\dots (8)$$

図3中の線分は、式(6)~(8)の関係を $Re_b=5000$ の実験結果に合うように描いたものである。これらの線分と実測結果が一致する範囲から、図3中に示すように流れを直線領域、バッファ領域、対数領域、速度欠損領域に分けることができる。データにはばらつきがあるが、 $Re_b=5000$ の場合、 $42 \leq y^+ \leq 60$ の範囲に対数領域が存在することがわかる。 $Re_b=3000$ では、対数則の式(7)に対応するのは $y^+ \approx 40$ 近傍の狭い範

囲に限られており、 $Re_b=3000$ は対数領域が存在する下限である。

4.2.2 壁法則 図4は壁変数で無次元化した平均速度分布である。 $y^+ > 40$ で、いずれのレイノルズ数に対しても対数速度分布

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \dots\dots\dots (9)$$

が成り立つ。図3から対数領域を求め、その範囲で式(9)に最小二乗近似した結果、対数領域のカルマン定数 κ は本実験のすべての条件で0.40である。しかし、 B はレイノルズ数により若干変化する。

図5は対数則の付加定数 B をレイノルズ数 Re^* に対してプロットしたものである。図5中には比較のため Patel-Head⁽¹⁰⁾ による平板ポアズイユ流れの結果、および円管ポアズイユ流れの結果(一点鎖線)が示してある。ポアズイユ流れでは、 Re^* が小さくなるにつれ B は大きくなる。一方、クエット流れでは Re^* が小さくなると B は小さくなる。クエット流れでの壁法則は、式(2)からわかるように Re^* のみに依存するため、この B の減少は壁法則に対する低レイノルズ数の影響であると結論づけられる。 $Re^* \geq 200$ では、 B はレイノルズ数によらず、 $B=5.5 \sim 5.7$ である。ポ

Fig. 4 Law of the wall

Fig. 3 $y^+ dU^+/dy^+$

Fig. 5 B vs Re^*

アズイユ流れで、 Re^* 低下により B が増大するのは、式(1)に示したパラメータ Re^* 、 μ のうち、 μ の影響であることが中林ら⁽¹¹⁾ により報告されている。クエット流れにおいて、低レイノルズ数の影響により B が低下するのは、バッファ領域の流れが低レイノルズ数効果により変化するためであることが、図3の $y^+ dU^+/dy^+$ 分布から推測できる。すなわち、 $5 \leq y^+ \leq 60$ のバッファ領域で、 $Re_b \geq 7000$ の分布はほぼ同じであることが、これより低いレイノルズ数ではこの分布より下にずれる。ずれ始める y^+ の下限は、 Re_b が下がるにつれ小さくなり、低レイノルズ数の影響が y^+ の小さい範囲に拡大していることがわかる。バッファ領域の流れは Van Driest damping factor A^+ の値⁽¹¹⁾ により特徴づけられるので、次に A^+ のレイノルズ数依存性を調べてみよう。図6は A^+ を Re^* に対してプロットしたものである。比較のため図6中には Huffman-Bradshaw⁽¹²⁾ のポアズイユ流れの結果も示してある。彼らは、レイノルズ数が低くなるとポアズイユ流れの A^+ は大きくなり、これがせん断応力こう配 (dr^+/dy^+) に依存していると報告している。これに対し、クエット流れでは、 Re^* が小さくなると A^+ も小さくなる。 A^+ と B の Re^* 依存性は同じ傾向であるが、それは A^+ と B が密接に関係しているためである。 A^+ と B の結果から、壁法則が低レイノルズ数の影響を受ける臨界レイノルズ数 Re^* はおよそ200であることがわかる。

4・2・3 速度欠損則 乱流コア部では後に示すように渦動粘度 ν_t が y 方向に一定となるので、速度分布は次式で示す速度欠損則で表される。

$$\frac{U_c - U}{u_*} = \frac{1}{1/Re^* + K_1} \left(1 - \frac{y}{h}\right) = R_s \left(1 - \frac{y}{h}\right) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 $R_s = 1/(1/Re^* + K_1) = (u_*/h)^{-1} / (dU/dy)^{-1}$ である。 R_s は欠損則表示した場合の速度こう配であり、

平均速度せん断の時間スケールに対する代表的な乱れの時間スケールの割合⁽¹³⁾ を表す。 R_s が大きいほど、乱れに及ぼす速度こう配の影響は大きい。図7は測定結果を速度欠損表示したものである。いずれの Re^* においても流路中央部に欠損則に従う領域が見られる。欠損則のこう配 R_s は Re^* により異なっている。このこう配 R_s を図8に Re^* に対してプロットする。研究者によりデータ間に大きな相違が見られる。特に Robertson-Johnson⁽²⁾ の結果は、他の研究者の傾向と逆に Re^* の増大とともに R_s が低下しているが、現在のところその理由は不明である。しかし Robertson-Johnson の結果を除けば、全体として R_s は Re^* とともに増大している。特に $Re^* \leq 250$ では、DNS の結果を含め著者らの結果は、 R_s は Re^* とともに増大することを支持している。 $Re^* > 500$ では R_s は一定値に近づくようであるが、データ数が少なくその傾向については明確にはわからない。このように Re^* とともに R_s が増大することは、レイノルズ数が大きいほど乱れに及ぼす平均速度せん断の影響が強くなることを表している。式(10)からわかるように R_s の Re^* 依存性は、 Re^* が大きい場合、 K_1 の Re^* による変化に基づいている。

Fig. 7 Defect law

 Fig. 6 A^+ vs Re^*

 Fig. 8 R_s vs Re^*

Fig. 9 Eddy kinematic viscosity

Fig. 10 Distribution of K_1

4.3 渦動粘度 図9に無次元渦動粘度 $K_1 = \nu_t / (2hu_*)$ の分布を示す。図9中の実線は対数領域で成立する式

$$\frac{\nu_t}{2hu_*} = \kappa \left(\frac{y}{2h} \right) \dots \dots \dots (11)$$

を示す。壁領域での K_1 の分布は、従来の壁乱流に対して得られている結果と同じである。乱流コア部では K_1 は $(y/2h)$ に対し一定となる。この K_1 を K_{1c} とおく。クエット流れでは K_{1c} より Re^* により変わるの次式のように表される。

$$\frac{\nu_t}{2hu_*} = K_{1c} = f_3(Re^*) \dots \dots \dots (12)$$

一方、ポアズイユ流れでは、乱流コア部の分布は、レイノルズ数に独立な一定値になっており、その値はクエット流れのものより小さい。以上の K_{1c} の Re^* 依存性を図10に示す。ポアズイユ流れの K_{1c} は Re^* によらない一定値 ($K_{1c} = 0.031 \sim 0.035$) である。一方、クエット流れの K_{1c} は Re^* の増加に対して減少する。この結果は、クエット流れのコア部の乱れが平均せん断強さ R_s の影響を受けるためである。 K_{1c} と R_s のあいだには、 $\nu_t dU/dy = -\overline{uv} = u_*^2$ から得られる

Fig. 11 $-\overline{u^+ v^+} dU^+/dy^+$

$$K_{1c} = \frac{0.5}{R_s} \dots \dots \dots (13)$$

の関係がある。よって、 R_s が Re^* とともに増大するにつれ、 K_{1c} は低下する。

4.4 乱れ強さおよび高次統計量 図11に乱れエネルギーの生成の y^+ に対する分布を示す。ここでレイノルズ応力 $-\overline{u^+ v^+}$ は $-\overline{u^+ v^+} = 1 - dU^+/dy^+$ から算出した。ポアズイユ流れでは、 Re^* により乱れ生成の分布形状が比較的大きく変化する。これはポアズイユ流れでの乱れエネルギー生成が

$$-\overline{u^+ v^+} \frac{dU^+}{dy^+} = \left(1 - \frac{y^+}{Re^*} \right) \frac{dU^+}{dy^+} - \left(\frac{dU^+}{dy^+} \right)^2 \dots \dots \dots (14)$$

のように表され、式中に Re^* が陽に現れるためである。これに対し、クエット流れでは分布形状の Re^* 依存性が小さい。これは、クエット流れでの乱れエネルギー生成は式(14)で $Re^* \rightarrow \infty$ とした

$$-\overline{u^+ v^+} \frac{dU^+}{dy^+} = - \left(\frac{dU^+}{dy^+} - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{1}{4} \dots \dots \dots (15)$$

で表されるので、 Re^* の影響は U^+ の Re^* 依存性を通してのみ現れるためである。式(14)、(15)よりポアズイユ流れの乱れ生成項 $-\overline{u^+ v^+} dU^+/dy^+$ の最大値が0.25以下⁽¹⁴⁾であり、クエット流れの場合の最大値が0.25であることがわかる。クエット流れの本実験結果においてもこのことが確かめられたが、最大値を与える y^+ の位置はレイノルズ数によらず $y^+ = 12$ である。クエット流れでは、 $Re_b \geq 7000$ の分布は Re_b によらずほぼ同じであるが、これより低いレイノルズ数では、ある y^+ の値 ($Re_b = 3000$ では $y^+ = 18$) より大きいところで、高レイノルズ数の場合より乱れ生成が減少している。このことは低レイノルズ数の影響がバッファ領域内の乱れの生成に現れていることを示している。

図12は乱れ強さ u' の分布を壁変数で表示したも

 Fig. 12 Turbulence intensity (u')

 Fig. 14 Turbulence intensity (v')

 Fig. 13 Maximum values of u'/u_*

 Fig. 15 Correlation of $-\overline{uw}/u'v'$

のである。クエット流れでは、レイノルズ数による分布形状の変化は小さい。 $y^+ \leq 60$ では、 u'/u_* は $y^+ \approx 14$ にピークをもつ凸形に分布しているが、 $y^+ \geq 60$ では、 u'/u_* は約 2.0 の一定値(プラトー)である。このプラトー領域は、 $y^+ \geq 60$ の壁領域と乱流コア部に広がっている。ポアズイユ流れでは、鬼頭・中林⁽¹⁵⁾ によると、 u'/u_* の分布はクエット流れとは異なり、 $y^+ \geq 30$ で Re^* に強く依存する。しかし、 Re^* が 1500 より大きくなると、壁領域の分布はクエット流れの分布に近づき、 Re^* 依存性はなくなる。これは、ポアズイユ流れにおいても Re^* が大きくなれば、 $|\mu| = Re^*$ の関係より $|\mu|$ が大きくなるため、せん断応力こう配の影響が u'/u_* の分布に現れなくなり、クエット流れの分布に近づくためである。壁近く ($y^+ \approx 14$) のピークに注目すると、ピークの値はクエット流れ、ポアズイユ流れのいずれもレイノルズ数とともに増大する(図 13)。クエット流れでは $Re^* \geq 150$ でほぼ一定値 $u'/u_* \approx 2.85$ になる。ポアズイユ流れでは、 Re^* とともに漸増しているが、その値はクエット流れより低い。同じ Re^* でポアズイユ流れよりクエット流れの乱れ強さが大きい理由の一つは、図 11 に示したように、クエット流れの乱れエネルギー生成がポアズイユ

流れのものより大きいためである。クエット流れで u'/u_* のピーク値が低レイノルズ数領域で低下する理由は現段階では不明である。

図 14 に壁変数で無次元化した乱れ強さ v' を示す。著者らのクエット流れの実験結果は、 $y^+ \geq 40$ で Bech⁽¹⁶⁾ や Komminaho⁽⁵⁾ の DNS のデータに一致し、この範囲で信頼できる。クエット流れの分布形状はレイノルズ数に依存しない。 $y^+ > 60$ では $v'/u_* \approx 1.16$ の一定値(プラトー)に近づく。一方、ポアズイユ流れではレイノルズ数により v' の分布が異なり、 Re_c^* が増加するにつれ、流路中央の乱流コア部を除きクエット流れの分布に近づく。ポアズイユ流れに対する Wei-Willmarth⁽¹⁷⁾ の最大レイノルズ数 ($Re_c^* = 158\,320$, $Re^* = 1\,608$) の分布と本実験のクエット流れの分布はほぼ同一である。

図 15 に相関係数 $R_{12}[-\overline{uw}/(u'v')]$ を示す。クエット流れでは壁近くをのぞいて流路にわたりほぼ一定値になっており、均質な乱れ構造となっている。この一定値は、本実験では $R_{12} \approx 0.44$ であり、ポアズイユ流れの場合の $0.1 < y/2h < 0.3$ での一定値およびクエット流れの DNS の Bech⁽¹⁶⁾ や Komminaho⁽⁵⁾ の値に近い。流路中央部での相関係数を、プラトーの

領域での乱れ強さと式(13)を用いて算出すると,

$$R_{12} = \frac{-\overline{uv}}{u'v'} = 2K_{1c} \cdot R_s \frac{1}{u'^+ v'^+} = 0.43 \dots \dots (16)$$

となる. この値は Tavoularis-Karnik の一様せん断乱流の場合の値⁽¹⁸⁾ ($R_{12}=0.45\sim0.47$) に近く, 乱流コア部の乱れ構造は, 一様せん断流の場合と類似していると考えられる. El Telbany-Reynolds⁽¹³⁾ の結果は $R_{12}=0.7$ 程度であり, 他のものに比べて大きい. これは彼らの使用した実験流路の長さが短く, 流れが完全発達に達していなかったためである.

図 16 と図 17 に速度 u のスキューネスファクタ $S(u)$ およびフラットネスファクタ $F(u)$ をそれぞれ示す. 図 16, 17 中には Kim ら⁽¹⁹⁾ と黒田の DNS⁽²⁰⁾ の結果, そして著者らの行ったポアズイユ流れとクエット流れの実験結果を示してある. $S(u), F(u)$ ともに実験結果は, DNS と壁面近傍までよく一致しているので, 測定精度は壁面近傍まで十分よい. Bech ら⁽¹⁶⁾ が述べているように, u'/u_* が最大になる位置とスキューネスが零およびフラットネスが最大になる位置が同じになることは本実験でも確かめられた. クエット流れとポアズイユ流れの $S(u), F(u)$ の分布を比べると, $y^+ \leq 12$ では両者はほぼ同一分布である. $y^+ \geq 12$

では両者に違いが現れる. クエット流れの $S(u)$ について見ると, $y^+ > 70$ で $S(u) \approx 0$ になっている. $y^+ \leq 70$ では, ばらつきはあるが Re^* の低下にともない, $S(u)$ の値はわずかに増加する. ポアズイユ流れではこれとは反対に $S(u)$ は低下するが, これは中林ら⁽²¹⁾ によれば μ の影響である. 壁近傍の $y^+ > 60$ で壁乱流の $S(u)$ はイゼクションにより負となるが, クエット流れではポアズイユ流れに比較し, その程度が小さい. これは, クエット流れでは流路全体にわたり乱れ生成があり, 乱流コア部で乱れが活発なため, 流路中央部からのスweepが相対的に大きいためである. 次に $F(u)$ について見ると, $F(u)$ の分布に Re^* の違いははっきり現れていない. $y^+ \geq 40$ で $F(u) \approx 2.7 \sim 2.8$ で一定である. ポアズイユ流れの分布が Re^* によって異なるのは, μ の影響である.

図 18 と図 19 に速度 v のスキューネスファクタ $S(v)$ およびフラットネスファクタ $F(v)$ の分布をそれぞれ示す. 著者らのポアズイユ流れの実験結果と Kim ら⁽¹⁹⁾ および黒田⁽²⁰⁾ の DNS の結果との比較から, 壁面近傍では DNS と実験は大きくずれているが, $y^+ > 60$ では両者は一致しており $S(v), F(v)$ の測定は信頼できることがわかる. クエット流れの DNS の結

Fig. 16 Skewness factor of u

Fig. 18 Skewness factor of v

Fig. 17 Flatness factor of u

Fig. 19 Flatness factor of v

 Fig. 20 Fractional contributions of Q_2 , Q_4 motions to $-uv$

果は、 $y^+ > 50$ で $S(v) \approx 0$ であるが、本実験結果は $y^+ > 60$ で正の値から零に漸近している。この領域では $F(v) \approx 3.2$ になっており、変動速度の確率密度分布はガウス分布に近い。 $y^+ > 60$ ではクエット流れの $S(v)$ はポアズイユ流れと比較すると、ポアズイユ流れの $S(v)$ より小さい。クエット流れの $S(v)$ の値がポアズイユ流れの値より小さく、零に近いことは、クエット流れではポアズイユ流れよりスweepが重要であることを示している。 $S(v)$ について、Bech^ら(16)のDNSの分布は壁から中央に向かい、負から零に漸近しているが、著者らの結果は $y^+ > 40$ で正から零に漸近していて、負の値にはならない。この理由は不明である。

以上の結果をまとめると、クエット流れの乱れ構造は壁近傍 ($y^+ \leq 12$) でポアズイユ流れとほぼ同じであるが、 $y^+ \geq 12$ ではポアズイユ流れよりスweep運動が強い。 $y^+ \geq 60$ では u, v の確率密度分布がガウス分布に近いことを示している。

図 20 に四象限分解で得られたレイノルズ応力への第 2, 第 4 象限からの寄与率 $Q_2(= \overline{uv} u / \overline{uv})$, $Q_4(= \overline{uv} v / \overline{uv})$ を示す。結果は局所のレイノルズ応力で無次元化してある。Kim^ら(19)のポアズイユ流れの結果も示す。クエット流れでは、壁から中央に向かってイゼクション(第 2 象限)の寄与は減少し、逆にスweep(第 4 象限)の寄与はわずかに増大している。これはスキューネスやフラットネスで考察したことを裏付けている。また、本実験結果では各象限の分布に対するレイノルズ数の依存性は小さい。この分布の傾向はBech^ら(16)と同じであるが、値は少し異なる図 21 に四象限分解で得られた各象限の発生頻度を示す。クエット流れの結果はレイノルズ数にも y^+ にも依存せず、一定の値になった。

 Fig. 21 Frequency of Q_2 , Q_4 motions

5. 結 論

(1) 壁法則に及ぼす低レイノルズ数の影響は、レイノルズ数が小さくなると κ は一定のまま、付加定数 B が小さくなる。バッファ領域にレイノルズ数の影響が現れるためである。

(2) 速度欠損則に及ぼす低レイノルズ数の影響は、係数 R_s が Re^* とともに増加する。 R_s に反比例の関係の無次元渦動粘度 K_{1c} は Re^* が大きくなるにつれ低下する。

(3) 相関係数 R_{12} は流路中央で 0.43 である。これより流路中央部の乱れ構造は一樣せん断流に近い。

(4) クエット流れもポアズイユ流れも u'/u_* の最大値はレイノルズ数が大きくなると増大する。その最大値はポアズイユ流れよりもクエット流れのほうが大きい。クエット流れの乱れ強さは $y^+ > 60$ で一定 ($u'/u_* \approx 2.0$, $v'/u_* \approx 1.16$) になり、レイノルズ数依存性はない。

(5) スキューネスファクタ、フラットネスファクタおよび四象限分解の結果から、クエット流れの乱れ構造は $y^+ < 12$ ではポアズイユ流れと同じであるが、 $y^+ \geq 12$ ではスweep運動がポアズイユに比較し強くなる。 $y^+ > 60$ では変動速度の確率密度はガウス分布に近い。

文 献

- Reichardt, H., Gesetzmässigkeiten der geradlinigen turbulenten Couetteströmung, *Max Plank Institute für Strömungs forschung*, Mitteilung, Nr. 22 (1959).
- Robertson, J. M. and Johnson, H. F., Turbulence Structure in Plane Couette Flow, *ASCE J. Eng. Mech. Div.*, **96** (1970), 1171-1182.
- El Telbany, M. M. M. and Reynolds, A. J., The Structure of Turbulent Plane Couette Flow, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **104**(1982), 367-372.
- Lee, M. J. and Kim, J., The Structure of Turbulence in a Simulated Plane Couette Flow, *Proc. 8th Symp.*

- Turbulent Shear Flow*, (1991), 5-3-1-5-3-6.
- (5) Komminaho, J., Lundblad, A. and Johansson, A. V., Very Large Structures in Plane Turbulent Couette Flow, *J. Fluid Mech.*, **320** (1996), 259-285.
 - (6) El Telbany, M. M. M. and Reynolds, A. J., Velocity Distributions in Plane Turbulent Channel Flows, *J. Fluid Mech.*, **100**, part 1 (1980), 1-29.
 - (7) 中林功一・鬼頭修己・岩田裕司・加藤英司・上原年, 乱流潤滑に関する基礎研究(第1報 平板間乱流クエット流), 機論, **54**-499, B(1988), 547-552.
 - (8) Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, M., Effects of Adverse Pressure Gradients on Mean Flows and Turbulence Statistics, *Proc. 8th Symp. Turbulent Shear Flow*, (1991), 2-3-1-2-3-6.
 - (9) Tillmark, N. and Alfredsson, P. H., Experiments on Transition in Plane Couette Flow, *J. Fluid Mech.*, **235** (1992), 89-102.
 - (10) Patel, V. C. and Head, M. R., Some Observations on Skin Friction and Velocity Profiles in Fully Developed Pipe and Channel Flows, *J. Fluid Mech.*, **38** (1969), 181-201.
 - (11) 中林功一・鬼頭修己・加藤義孝, クエット・ポアズイユ形乱流の平均速度分布, 機論, **61**-589, B(1995), 3122-3129.
 - (12) Huffman, G. D. and Bradshaw, P., A Note on Von Kármán's Constant in Low Reynolds Number Turbulent Flows, *J. Fluid Mech.*, **53** (1972), 45-60.
 - (13) 中林功一・鬼頭修己・足立昌俊・池谷徹, 平行平板間乱流クエット流れの乱れ構造, 機論, **60**-578, B(1994), 3249-3255.
 - (14) Antonia, R. A., Teitel, M., Kim, J. and Browne, L. W. B., Low-Reynolds-Number Effects in Fully developed Turbulent Channel Flow, *J. Fluid Mech.*, **236** (1992), 579-605.
 - (15) 鬼頭修己・中林功一, 発達チャンネル乱流の乱れ特性に及ぼすレイノルズ数の効果, 機論, **59**-564, B(1993), 2443-2449.
 - (16) Bech, K. H., Tillmark, N., Alfredsson, P. H. and Andersson, H. I., An Investigation of Turbulent Plane Couette Flow at Low Reynolds Numbers, *J. Fluid Mech.*, **286** (1995), 291-325.
 - (17) Wei, T. and Willmarth, W. W., Reynolds-Number Effects on the Structure of a Turbulent Channel Flow, *J. Fluid Mech.*, **204** (1989), 57-95.
 - (18) Tavoularis, S. and Karnik, U., Further Experiments on the Evolution of Turbulent Stresses and Scales in Uniformly Sheared Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **204** (1989), 457-478.
 - (19) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., Turbulence Statics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number, *J. Fluid Mech.*, **177** (1987), 133-166.
 - (20) 黒田明慈, クエット・ポアズイユ乱流の直接数値シミュレーション, 東京大学博士論文, (1990).
 - (21) 中林功一・鬼頭修己・加藤義孝, クエット・ポアズイユ形乱流の乱れ統計量(第2報, 高次統計量), 機論, **64**-626, B(1998), 3279-3285.
 - (22) El Telbany, M. M. M. and Reynolds, A. J., Turbulence in Plane Channel Flows, *J. Fluid Mech.*, **111** (1982), 283-318.
 - (23) Hussain, A. K. M. F. and Reynolds, W. C., Measurements in Fully Developed Turbulent Channel Flow, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **97** (1975), 568-580.
 - (24) Laufer, J., Investigation of Turbulent Flow in a Two-Dimensional Channel, *NACA Rep.*, 1053 (1951).
 - (25) 堀内潔, 総合研究(A) (No. 02302043), DNS データベースリスト.
 - (26) 三宅裕・梶島岳夫, 回転流路の乱流の数値解析(第2報 乱れの生成におけるコリオリ力の影響), 機論, **52**-474, B(1986), 765-771.