

VITA 法による d 形粗面境界層の組織構造

(低レイノルズ数の場合)

望月 信介*・大坂 英雄*

Analysis of the Coherent Structure of a d-Type Rough Wall Boundary Layer with the VITA Technique

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

Conditional averages of the longitudinal, normal velocities and their products have been obtained using the VITA technique in a turbulent boundary layer over a d-type rough surface at a momentum thickness Reynolds number of $R_\theta \doteq 800$. It is shown that the ensemble averaged patterns reflect both the well known ejection and sweep events, even in the present low Reynolds number flow. Both ejections and sweeps made a strong, intermittent contribution to the Reynolds stress and the turbulence production. Near the wall, the ejection phase plays a predominant role. The normalized averaged bursting frequency is considerably larger for the present rough wall flow than the smooth wall flow at almost the same Reynolds number. It is inferred from the increase of both the width of the intermittent region and the entrainment rate that the width of the highly irregular interface between turbulent and non-turbulent flow fields increases with a decreasing Reynolds number.

1. 緒 言

著者らは既報において局所摩擦抵抗係数 C_f の値が滑面流と同じとなる $R_\theta \doteq 800$ の d 形粗面境界層の平均速度及び乱流量について報告した⁽¹⁾⁽²⁾。そこでは特に滑面流との差異及び低レイノルズ数の影響について興味を持たれた。低レイノルズ数の影響は粘性の効果を相対的に増加させるため、粘性底層と境界層外端のスーパーレイヤーとの厚みを厚くすると考えられる。従ってその壁面近傍の乱れの生成に寄与するバースト現象や外層のエントレイメント機構に関連する乱流バルジへの影響が予想される。バースト現象については、特にその発生頻度及び強度といった事柄に変化が生じること

が推測される。

低レイノルズ数の滑面流の構造において、乱流構造については Murlis ら⁽³⁾、Subramanian ら⁽⁴⁾、Andreopoulous ら⁽⁵⁾及び Antonia ら⁽⁶⁾によって調べられている。一方低レイノルズ数の範囲の粗面流については、Grass⁽⁷⁾、Bandyopadphay⁽⁸⁾及び著者ら⁽¹⁾⁽²⁾の報告がある。しかし Grass⁽⁷⁾及び Bandyopadphay⁽⁸⁾の研究ではレイノルズ数の影響について注目しておらず、一方著者らの報告⁽¹⁾⁽²⁾では平均量のみにとどまっていた。このため低レイノルズ数の粗面流についても、乱流運動エネルギーの輸送に役割をはたす大渦についてその機構を明らかにすることが望まれる。これについては、壁近傍の乱れの生成に寄与するバースト現象及び外層でのエントレイメント機構を調べるのが重要であると思われる。

本実験では $R_\theta \doteq 800$ の d 形粗面境界層についてその

*機械工学科

発生頻度及び集合平均分布を求めた。また間欠係数及びエントレイメント率を求めることにより、エントレイメント機構(乱流パルジ)に関する調査を行った。これらのことにより本粗面流の組織構造を詳細にし、滑面流及び高レイノルズ数のd形粗面流の結果との比較から、本流れ場の特徴及び低レイノルズ数の効果を明らかにすることを目的とする。

2. 実験装置及び方法

2.1 実験装置及び条件

実験に用いた風洞及び測定平板は既報⁽¹⁾⁽²⁾と同じである。粗面は粗さ要素高さ kr 、要素幅 b 及び溝部の幅 w がいずれも 3 mm の矩形要素がピッチ比 2 で連続した d 形粗面である。実験はすべて零圧力勾配下で発達した乱流境界層の運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (= \theta U_1/\nu, \nu$ は動粘度) ≈ 800 の流れ場で行われた。このレイノルズ数において局所摩擦抵抗係数 C_f は滑面流とほぼ同じ値をとる⁽⁹⁾。またこの時、主流速度 $U_1 \approx 3.6\text{ m/s}$ 、境界層厚さ $\delta \approx 32\text{ mm}$ であり、主流の乱れ強さは 0.2% 以下であった。

各速度成分の測定には I 型及び X 型熱線プローブと定温度型熱線流速計を用いた。この場合に使用した熱線の受感部長さ l に基づくレイノルズ数 $l^+ (= l u_\tau/\nu, u_\tau$ は摩擦速度) ≈ 10 であり、その空間分解能は極めて良好である⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。信号解析は熱線流速計からの信号を一旦アナログデータレコーダに記録し、AD 変換(サンプリング周波数 4 kHz で 25 秒間収納)を行った後に大型計算機で後述の方法に従い行った。

2.2 VITA 法

VITA 法⁽¹²⁾を使用する際にはその検出基準に含まれる任意定数の値の選定が問題となる⁽¹³⁾。本実験では予備実験⁽¹³⁾に基づき、しきい値 $K=0.8$ 、無次元平均化時間 $T^+ (= T u_\tau/\nu) = 20$ とし、さらに検出時刻において $dt/dt > 0$ を条件として加えた。また検出位置は v_{rms} 値がほぼ最大となる $y^+ (= y u_\tau/\nu) = 36$ ⁽²⁾ とした。なおこの検出位置に関しては、滑面流でしばしば使用される $y^+ = 15$ 付近 ($y^+ = 17$) とした場合も同様の結果を得た⁽¹⁴⁾。以上の条件からなる VITA 法の検出条件を満す時バースト現象が発生した⁽¹²⁾と判断し、そのときの集合平均波形と平均発生周波数を求めた。その場合検出時刻は検出条件を満す時間の中央とした。

3. 結果及び考察

3.1 8点同時測定による流れ方向速度成分

結果を述べる前に層内のどのような位置で測定を行ったかを示しておく。Fig. 1 には対数速度分布と今回測定を行った位置 (A~J) を示し、Table 1 にはそれぞれについての選択理由を示しておいた。本実験ではバースト事象のような組織構造を空間的に捕えるため層内 8ヶ所における流れ方向速度成分の同時測定を行っている。Fig. 2 はそれにより得た u 変動速度成分の原波形を示す。ここで図の縦軸は任意目盛りである。いずれの位置においても高周波成分が比較的少なく、低周波成分の際立つ波形となっている。特徴的な波形パターンとしてゆるやかに減速した後に急加速するパターンが観察でき、それは壁近く ($y^+ = 8.9$) から外層 ($y^+ =$

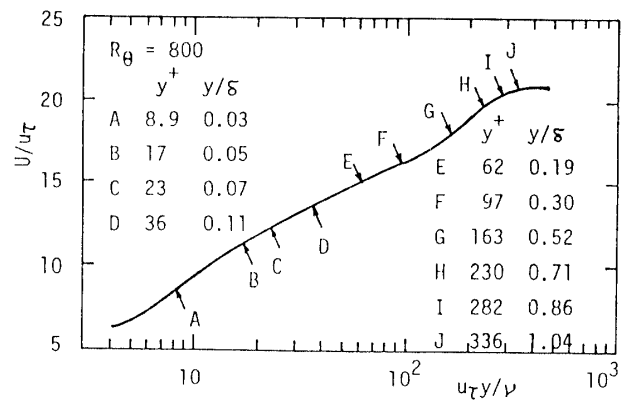


Fig. 1 Mean velocity profile and indication of the measured locations ($R_\theta=800$).

Table 1 List of the measured locations.

	y^+	y/δ	Contents
A	8.9	0.03	Buffer layer
B	17	0.05	Buffer layer
C	23	0.07	Buffer layer
D	36	0.11	Lower limit of logarithmic layer and dection point
E	62	0.19	Logarithmic layer
F	97	0.30	Upper limit of logarithmic layer
G	163	0.52	
H	230	0.71	Outer layer
I	282	0.86	$y/\delta \approx 0.8$ where an intermittency factor γ takes a value of 0.5
J	336	1.04	

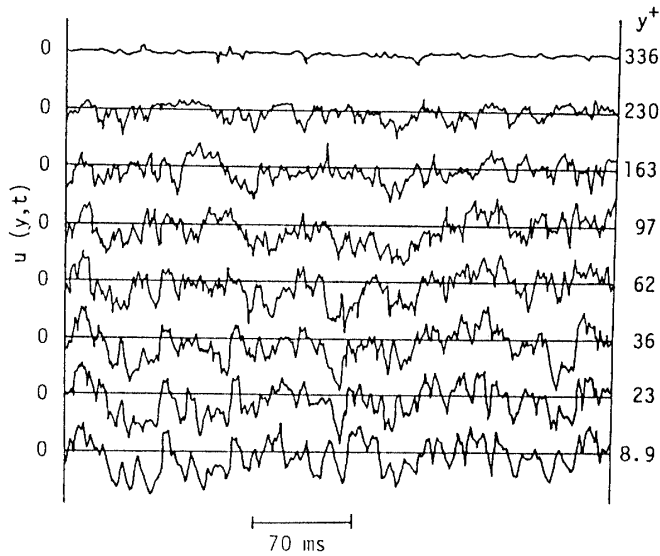


Fig. 2 Instantaneous streamwise velocities with simultaneous measurement at eight points.

230) にわたっての広い範囲にほぼ同時刻に存在している。このことから層全体にわたり強い相関を持つような大渦の存在を観察できる。その平均の周期はおよそ100msであり、長さスケールにして境界層厚さ δ の5~10倍の流れ方向寸法⁽¹⁵⁾であると推定される。また内層では $u < 0$ の高振幅の分布が目立ち、そこで u 成分のスキューネスが負の分布をとることと関連するものと思われる。

3.2 条件付集合平均分布

Fig. 3はVITA法により得られた層内の各位置における u 変動成分の集合平均波形である。それらの分布はそれぞれの局所位置における u_{rms} 値で無次元化し、検出時刻の前後40msについて描いた。なおこれらの集合平均波形を求める際には238個の事象を用いた。この平均個数 N の影響についても予備実験を行って調べ、 $N > 90$ では集合平均波形に差が見られないことを確認している⁽¹³⁾。検出位置の $y^+ = 36$ の結果についてみると、ゆるやかな減速に始まり、ひき続いて急加速し、再びゆるやかな減速に至るという分布が見られる。このことは滑面流で見られるエジェクションからスイープへの一連のバースト現象⁽¹²⁾⁽¹⁶⁾と対応しており、本粗面流においても類似の構造が存在するものと思われる。他の位置での結果についてみると、外層を含む $y^+ \leq 163$ の広い範囲で類似した分布が見られる。しかし、減速から加速へと変化する時刻は壁面から遠ざかるに従い遅

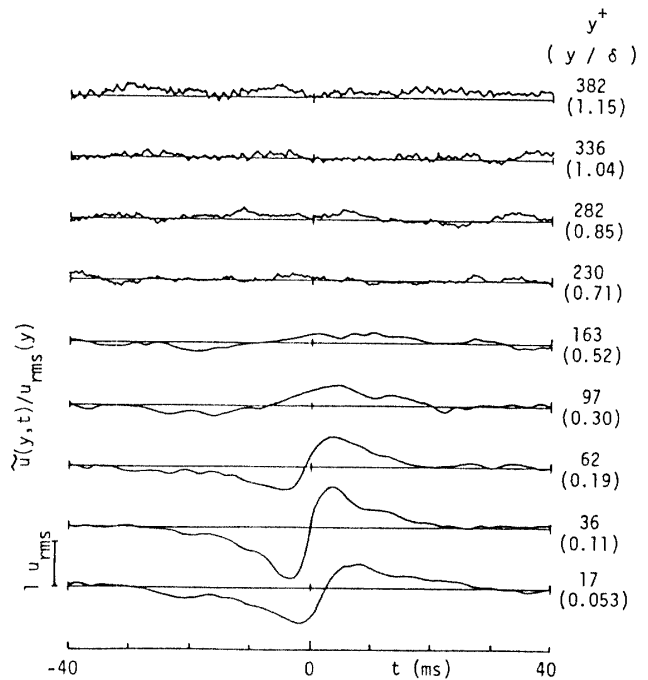


Fig. 3 Conditional averaged streamwise velocities as a function of y . (in case of $\partial u / \partial t > 0$)

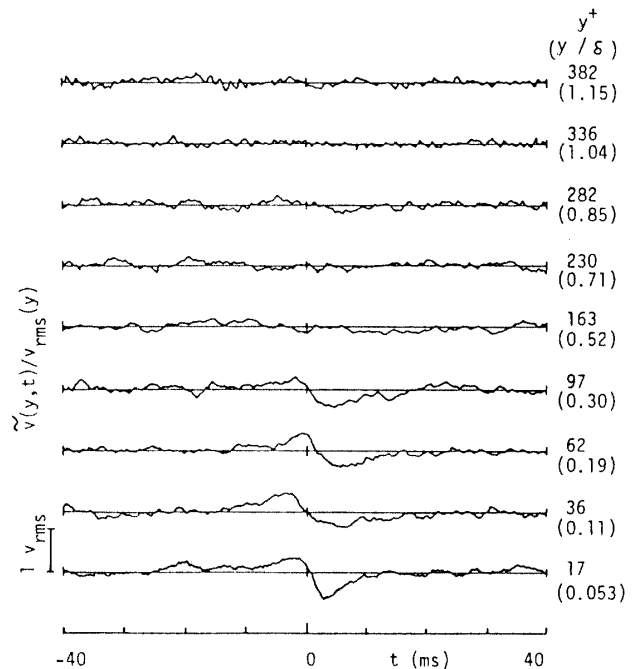


Fig. 4 Conditional averaged normal velocities as a function of y . (in case of $\partial u / \partial t > 0$)

くなっている。このことは一連の構造が壁面に対して前傾した姿勢で通過することを示すものと思われ、空間相関係数のゼロクロス時刻と局所速度により求めたその傾斜角は24.5°であった。この角度は高レイノルズ数のd形粗面流でのそれ(18°⁽¹⁷⁾)よりもやや大きい。Fig. 4はv変動速度成分の集合平均波形を示す。各集合平均波形は局所位置の v_{rms} 値で無次元化している。 $y^+ = 36$ の結果をみてみると、 $\tilde{u} < 0$ の $t < 0$ で $\tilde{v} > 0$ 、 $\tilde{u} > 0$ の $t > 0$ で $\tilde{v} < 0$ となっている。この結果から低速の流体塊が上昇するエжекション過程に続く高速の流体塊の壁面に向かっての吹きおろしという滑面境界層上で見られる一連のバースト現象⁽¹⁸⁾が本粗面流においても同様に発生していることがわかる。また他の位置の結果をみてみると、u成分と同様に $y^+ \leq 163$ の範囲で類似の分布が見られる。しかしそれらの分布は \tilde{u} 成分とは異なり、いずれの分布のゼロクロス時刻もほぼ $t = 0$ msとなっている。このことは \tilde{u} 成分の減速及び加速が局所の圧力勾配等⁽¹⁹⁾の他の原因で生じる可能性のあることを示すものと思われる。Fig. 5はuv成分の集合平均波形を示す。分布はそれぞれuv相関の集合平均値 \overline{uv} を局所位置の $u_{rms} \cdot v_{rms}$ で無次元化した。 $y^+ = 36$ での分布をみてみると、 $t = 0$ ms前後にエжекション過程とスイープ過程に対応するピークが見られる。それらの最大値はそれぞれエжекション過程で $0.8u_{rms} \cdot v_{rms}$ ($\cong 2.5 |\overline{uv}|$)、スイープ過程で $0.5u_{rms} \cdot v_{rms}$ ($\cong 1.5 |\overline{uv}|$)である。このことから低レイノルズ数のd形粗面流においてもバースト現象とレイノルズ応力との関連が重要であることがわかり、従って乱流運動エネルギー生成へのバースト現象の役割も卓越していると考えられる。またエжекション過程におけるピーク値がスイープ過程におけるものよりも大きいことから、本d形粗面流ではエжекション過程が優勢であることがわかる。他の位置での分布を見ると、 $y^+ \leq 97$ の範囲で類似のパターンが見られる。 \tilde{u} 成分との間で関連した分布の見られた $y^+ = 163$ の位置で \overline{uv} のピークが見られないのは、 \overline{uv} 成分がuとvの位相のずれに強く依存するため⁽¹²⁾と考えられる。

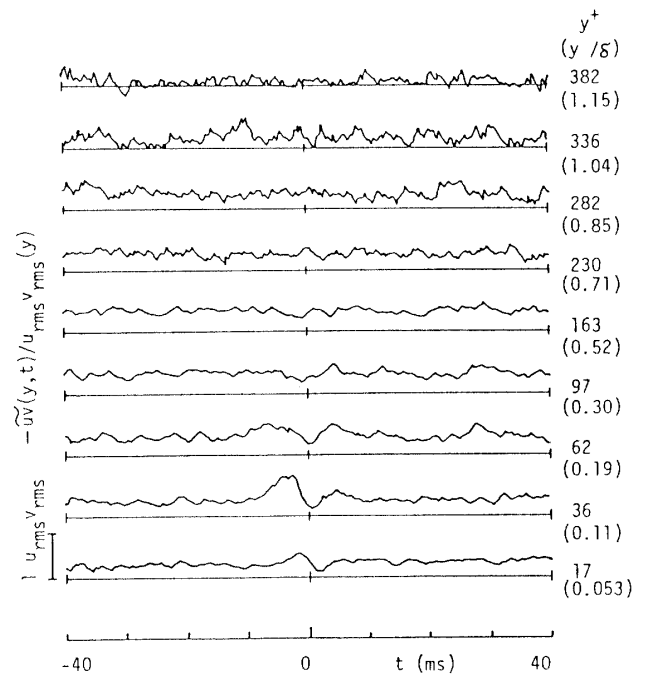


Fig. 5 Conditional averaged signals of uv component as a function of y. (in case of $\partial u / \partial t > 0$)

ここで本流れ場の特徴を明らかにするため、他の流れ場で得られた結果との比較を行ってみる。Fig. 6はu成分の集合平均波形を他の結果と比較したものである。それぞれの分布はしきい値Kの差による影響を除去するため $\sqrt{K} \cdot u_{rms}$ で無次元化し、外部時間尺度 U_1 / δ で無次元化した遅れ時間に対して示した。また図中の(A)~(D)のそれぞれの結果の実験条件はTable 2に示す。図中(A)の本d形粗面流の結果をみると他の結果に比べて減速の始まる時刻が早く、かつ $\tilde{u} > 0$ のピーク値より $\tilde{u} < 0$ のピーク値が大きいことがわかる。一方高レイノルズ数のd形粗面流の分布は $\tilde{u} < 0$ のピークよりも $\tilde{u} > 0$ のピークが優勢となっている。この結果は \overline{uv} 成分の分布について述べたことと対応しており、エжекション過程が優勢であることが低レイノルズ数のd形粗面流の特徴と考えられる。そのことはd形粗面流につい

Table 2 Comparison of the detection criterion for each result in Fig. 6.

	Experimentalists	$R\theta$	Detection location y^+	Threshold level K	Averaging time T^+	Wall surface type
(A)	Author's	800	36	1.0	20	d type
(B)	Blackwelder et al.	2550	15	1.2	10	Smooth
(C)	Andreopoulos et al.	2620	28	1.2	10	Smooth
(D)	Author's	5000	15	1.0	10	d type

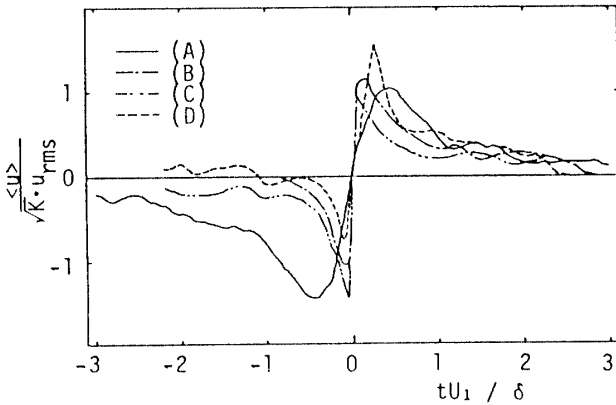


Fig. 6 Comparison of the conditional averaged profile of the streamwise fluctuating velocity component.

でのTownsendの推測⁽²⁰⁾を支持するものと思われる。また本結果は他の結果と比べ $tU_1/\delta = 0$ 付近の加速の程度がゆるやかである。これは低レイノルズ数になったことにより、乱流運動エネルギーの生成に寄与する尺度の渦が際立つようになったことを示すものである。

次にバースト平均発生周波数の結果を比較してみる。本d形粗面流でのバースト平均発生周波数 F_b は外部及び内部尺度でそれぞれ無次元化すると $F_b \delta / U_1 = 0.089$ 及び $F_b \nu / u_{\tau}^2 = 0.0056$ である。一方検出基準を同じとして $R_\theta = 1000$ における本滑面流で得た結果はそれぞれ $F_b \delta / U_1 = 0.072$ 及び $F_b \nu / u_{\tau}^2 = 0.0039$ であった。両者を比較すると本粗面流の無次元バースト平均発生周波数はいずれの場合とも滑面流のそれよりも大きく、上述したバースト事象がより頻繁に発生していることを示

している。このことは本流れ場の乱れ強さ分布が同程度の R_θ 数の滑面流のそれよりも大きいこと⁽²⁾からも裏付けられる。

3.3 大規模渦構造

前節の結果より内層から外層にかけてレイノルズ応力と強い関連を持つバースト現象を示す構造が存在することがわかった。ここではその空間構造を調べるため、Fig. 7に示すように集合平均速度分布と時間平均速度分布との差により構造を考察してみる。集合平均速度分布は $t = -30 \sim 30$ ms の範囲について 3 ms ごとに描いた。図中の実線は時間平均速度分布である。結果をみると、 $y^+ \geq 200$ の範囲ではいずれの時刻においても 2 つの分布の間に差は見られない。 $t = -30$ ms から時刻を追って調べていく。 $t = -30$ ms の $y^+ = 100 \sim 150$ の範囲において集合平均速度が時間平均速度よりも遅い（以下減速と呼ぶ）領域が現われる。その領域は $t = 0$ ms までの間、時間の経過につれ壁近くに移動し、その減速の程度は増加していく。一方 $t = -9$ ms の $y^+ = 100 \sim 150$ の範囲に集合平均速度が時間平均速度よりも速い（以下加速と呼ぶ）領域が生じ、これも時間の経過につれ壁近くに拡大していく。 $t = -9 \sim 0$ ms では前述した加速と減速領域との共存により、集合平均速度分布は $y^+ \approx 50$ に強い剪断をとともなう変曲点を持つ分布となっている。 $t = 3$ ms では $y^+ = 170 \sim 150$ の範囲で加速の状態となり、従って集合平均速度分布は壁近くで強い速度勾配を持つ分布となっている。その後時間の経過につれ集合平均速度分布は時間平均速度分布に漸近していく。ここで観察された一連の過程は滑面上の境界層のものと極めて類似しており、速度分布に変

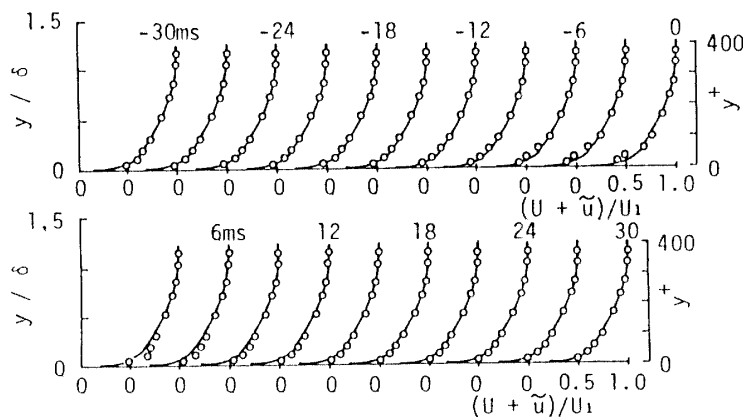


Fig. 7 Comparison between conditional averaged velocity profiles and the conventional mean velocity profile.

曲点の見られた y^+ の位置もほぼ同じであった。しかし本粗面流の場合の減速の生じる時刻は滑面流に比べて早い時刻に生じている⁽¹²⁾。

前述の VITA 法を用いた調査から、本 d 形粗面流の内層から外層にかけての広い範囲に相関の強い構造が存在し、それは壁面に対し 24.5° の傾斜角を持つことがわかった。これらのことから本流れ場においても、Brown らの示した大渦モデル⁽¹⁷⁾ を推測できそうである。そこで二点相関を測定することにより大渦の挙動について調べてみた。Fig. 8 は壁面に対し 24.5° 傾いた線上における局所速度と渦塊の対流速度との相対速度差を示す。

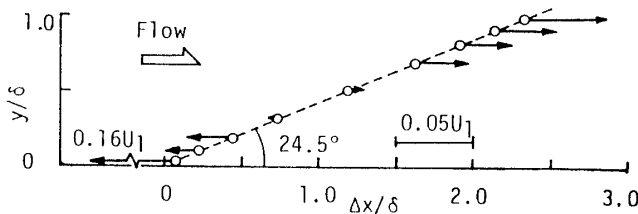


Fig. 8 Relative velocity difference between the local mean velocity and the convection velocity at several locations aligned by degree of 24.5 with the wall.

ここで対流速度 U_c はプローブの二点間の隔たり Δx とそれらの相関係数が最大値をとる遅れ時間 τ から $U_c = \Delta x / \tau$ として求めた。図から $y/\delta \approx 0.4$ を中心として回転速度成分を持つ大渦の存在を推測することができる。 $y/\delta \approx 0.4$ という位置は後述の間欠係数が $\gamma = 1$ の値から減少し始める位置であり、興味深い。本実験の結果は壁近くで $0.16U_1$ という大きな相対速度差 (減速) を示し、前述のエジェクション過程が優勢であることと関連するものと思われる。

3.4 間欠係数とエントレイメント率

ここでは間欠係数とエントレイメント率を求めた。間欠係数とはある点での全時間に対する乱流の占める時間割合を意味する。本実験では乱流と非乱流の区別を下式(1)により行った。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 \geq 0.05 \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} \quad (1)$$

この条件を満足する時乱流と判断し、これに Murlis ら⁽³⁾ による wholesale 法を用いて間欠係数 γ を算出した。その場合のホールドタイムは 0.25ms (コルモゴロフのマイクロスケールの $5 \sim 10$ 倍) とし、データのサンプリング周波数を 20kHz とした。Fig. 9 にはその結果を

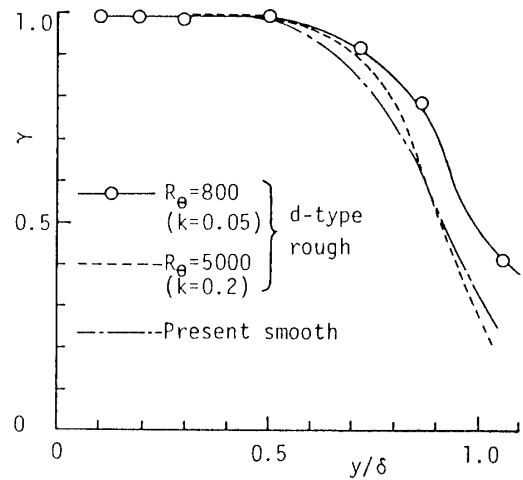


Fig. 9 Intermittency factor.

高レイノルズ数 ($R_\theta = 5000$) の d 形粗面流及び滑面流の結果とを合わせて示す。本粗面流では $y/\delta > 0.5$ の範囲で γ の値が他結果よりも大きく、 $\gamma = 0.5$ をとる乱流パルジの平均界面位置 \bar{Y}/δ は大きくなっている。この結果は流れ場が低レイノルズ数の流れとなったことにより (粘性の効果のため)、乱流パルジの起伏が大きくなり、スーパーレイヤーの厚みが厚くなったことによるものと解釈される。このことは壁面での影響は外層及び外端には直接現われないというこれまでの解釈⁽²¹⁾ とは逆の結果を与えており興味深い。

低レイノルズ数の効果は非乱流の流体を境界層中に巻き込むエントレイメント機構に顕著な影響を及ぼすものと思われる⁽³⁾。ここでエントレイメント率を $E = dQ/dx$ (Q はエントレイメント流量)、形状係数を $H_{\delta-\delta^*} = (\delta - \delta^*)/\theta$ (δ^* は排除厚さ) と定義する。これらに関して Cebeci ら⁽²²⁾ は Head の結果を参考にして以下の実験式を与えている。

$$\begin{aligned} \frac{E}{U_1} &= \frac{1}{U_1} \frac{dQ}{dx} = \frac{1}{U_1} \frac{dQ}{dx} \int_0^\delta U dy \\ &= F(H_{\delta-\delta^*}) = 0.0306 (H_{\delta-\delta^*} - 3.0)^{-0.6169} \quad (2) \end{aligned}$$

Fig. 10 はエントレイメント率を示す。図中の実線は (2) 式を示す。低レイノルズ数の本粗面流の結果はいずれも (2) 式の関係よりも大きな値をとっている。高レイノルズ数 ($R_\theta = 5000$) の d 形粗面流及び本滑面流の結果が実線と一致することを考慮すると、この変化は低レイノルズ数の効果として生じたものと考えるのは妥当であろう。このため、前述の乱流パルジの起伏の変化の説明と対応づけて考えることができる。

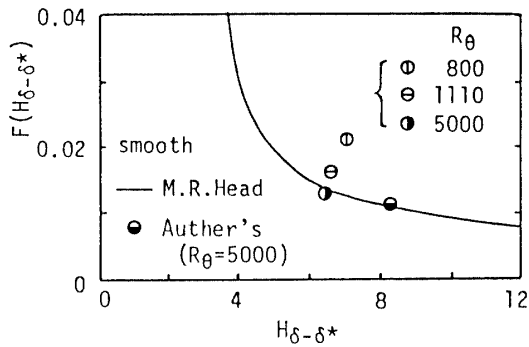


Fig.10 Entrainment rate.

4. 結 言

局所摩擦抵抗係数が滑面流のそれとほぼ等しい値をとる運動量厚さに基づくレイノルズ数 $R_\theta \approx 800$ の d 形粗面境界層を VITA 法を用いて調べ、以下に示すような結果を得た。

- (1) 層内全領域の 8 点における u 変動速度成分の同時測定の結果から、層全体にわたり相関を持つような大渦構造の存在を示した。
- (2) \bar{u} , \bar{v} 及び \overline{uv} 成分の集合平均波形から、低レイノルズ数の d 形粗面流においても滑面流と類似のバースト現象を示す構造が存在することがわかった。本粗面流の結果はエジェクション過程が優勢であることを示し、このことは本流れ場の特徴であると推測できる。
- (3) \overline{uv} 成分の集合平均波形から低レイノルズ数の d 形粗面流においてもバースト事象とレイノルズ応力との関係を示す機構が重要であることがわかった。無次元バースト平均発生周波数は同程度のレイノルズ数の滑面流の値よりも大きく、従って本粗面流の場合バースト現象がより頻繁に生じることを示した。
- (4) VITA 法による解析と二点相関の測定により、本粗面流において壁面に対し 24.5° の前傾角を持つ渦構造の存在を推測した。
- (5) 間欠係数とエントレイメント率の結果から、低レイノルズ数の効果は外層の乱流バルジの起伏の大きさを大きくし、スーパーレイヤーの厚みを厚くすると推測された。

参 考 文 献

- 1) 望月, 他 2 名, 山口大学工学部研究報告, 38-2, 11, (1988).
- 2) 望月, 他 2 名, 山口大学工学部研究報告, 39-1, 1, (1988).
- 3) Murlis, J., 他 2 名, J. Fluid Mech, 122, 13, (1982).
- 4) Subramanian, C.S. and Antonia, R.A., Int. J. Heat Mass Transf., 24-11, (1981).
- 5) Andreopoulos, J., 他 2 名, Exp. Fluids, 2-1, 7, (1984).
- 6) Antonia, R.A., 他 3 名, J. Fluid Mech., 121, 123, (1982).
- 7) Grass, A.J., J. Fluid Mech., 50-2, 233, (1971).
- 8) Bandyopadhyay, P.R., J. Fluid Mech., 180, 231, (1987).
- 9) 大坂, 他 3 名, 山口大学工学部研究報告, 33-1, 9, (1982).
- 10) Blackwelder, R.F. and Haritonidis, J.H., J. Fluid Mech., 132, 87, (1983).
- 11) Ligrani, P.M. and Bardshaw, P., Exp. Fluids, 5, 407, (1987).
- 12) Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E., J. Fluid Mech., 76-1, 89, (1976).
- 13) 大坂, 他 2 名, 機論 B, 52-481, 3224, (1986).
- 14) 西, 他 2 名, 広島工業大学研究紀要, 22-26, 195, (1988).
- 15) Cantwell, B.J., Ann. Rev. Fluid Mech., 13, 457, (1981).
- 16) Kline, S. J., 他 3 名, J. Fluid Mech., 30-4, 741, (1967).
- 17) Brown, G. L. and Thomas, A.S.W., Phys. Fluids, 20-10, S243, (1977).
- 18) Kim, H.T., 他 2 名, J. Fluid Mech., J. Fluid Mech., 34-4, 133, (1971).
- 19) Kim, J., Phys. Fluids, 28-1, 52, (1985).
- 20) Townsend, A.A., "The Structure of Turbulent Shear Flow", Cambridge Univ. Press, 143, (1976).
- 21) Hinze, J. O., "Turbulence", McGraw-Hill, 2nd edn, (1975).
- 22) Cebeci, T. and Bradshaw, P., "Momentum Transfer in Boundary Layers", McGraw-Hill, 193, (1977).

(昭和63年9月17日受理)

1) 望月, 他 2 名, 山口大学工学部研究報告, 38-2,