

低レイノルズ数における d 形粗面境界層の構造 (高次モーメントと大振幅変動事象)

望月 信介*, 大坂 英雄*

Structure of a d-type Rough Wall Turbulent Boundary Layer at a Low Reynolds Number (Higher order moments and violent events)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

Some properties associated with the large eddy structures of a d-type rough wall turbulent boundary layer at a momentum thickness Reynolds number $R_\theta \approx 800$ have been examined experimentally. The higher order moments and the contribution of violent events to the Reynolds shear stress are measured and compared with the results of both smooth and k-type rough wall flow as well as a d-type rough wall flow at a high Reynolds number $R_\theta = 5000$.

The low Reynolds number effect in the outer layer, which in general enlarges the contorted surface of the viscous super-layer, is found even in the present rough wall flow. The examination about the triple velocity products shows that the Reynolds shear stress flux due to the ejection event has a large portion of turbulent energy transport in the outer layer of the present flow. From the comparison among results of three different types of measuring flat plate surface, significant differences are found in the distribution of the ratio of fractional contributions of the violent ejection to the stress to those of the violent sweep and also in the distribution of the ratio of mean frequency of those events.

1. 緒 言

著者らは低レイノルズ数 ($R_\theta \approx 800$) の d 形粗面境界層の組織構造を VITA 法による解析及び間欠係数分布等から調べ、高レイノルズ数の d 形粗面流及び滑面流との間に差異がみられることを報告した⁽¹⁾。また滑面流と類似のバースト現象は認められるもののエジェクション過程に顕著な差異がみられることを述べ、さらに外層の間欠構造 (乱流バルジ) に特徴がみられることを予測した。

低レイノルズ数の境界層について組織構造の観点から研究したものには Murlis ら⁽²⁾、Andreopoulos ら⁽³⁾

のものがある。Murlis ら⁽²⁾の研究においては viscous super-layer のレイノルズ数への依存性が詳しく調べられている。また最近では Spalart⁽⁴⁾が直接数値シミュレーションから極めて低いレイノルズ数の範囲の興味深い結果を報告している。一方粗面流では Bandyopadhyay^{(5),(6)}、Grass⁽⁷⁾が研究しているが、低レイノルズ数の効果に注目した考察は行っていない。

滑面流における報告及び前報での結果を参照すると、大渦構造を定量的に調べることにより d 形粗面流の特徴や低レイノルズ数の効果が明確になるものと思われ、そのことにより平均量特性^{(8),(9)}へのレイノルズ数の効果や組織構造の役割についても議論できるものと思われる。そのためにはレイノルズ応力のフラックス項を含む高次モーメント量や大振幅変動の事象によるレイノルズ応力への寄与等を調べるのが適当と考えられる。

* 機械工学科

そこで本研究では大渦構造と対応するこれらの諸量を調べ, 低レイノルズ数 ($R_\theta \approx 800$) のd形粗面境界層の特性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

風洞及び測定平板は前報⁽¹⁾と同じものである。d形粗面平板の形状は, 粗さ要素高さ kr , 粗さ要素幅 b 及び溝部の幅 w がいずれも3mmでピッチ比 $(b+w)/kr$ が2の二次元粗面である。各速度成分の測定には定温度型熱線流速計とX型熱線プローブを用いた。センサーとしては受感部長さ $l = 1\text{mm}$ を残して銅メッキされた直径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を使用した。本実験においてセンサー長さに基づくレイノルズ数は $l^+ (= l u_\tau / \nu) \approx 10$ であり, その空間分解能は極めて良好である⁽¹⁰⁾。計測及び解析は, 実時間信号処理装置(株三栄測器製7T07)と大型計算機(山口大学計算機センター ACOS850)により行った。実験条件は運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (= \theta U_1 / \nu) \approx 800$ とした。この時, 主な測定対象位置は粗さ前縁部からの距離 $x = 946\text{mm}$ の溝部中央とし, 主流速度 $U_1 \approx 3.6\text{m/s}$, 境界層厚さ $\delta \approx 32\text{mm}$ であった。また実験はすべて零圧力勾配, 主流の乱れ強さ0.2%の下で行われた。

2.2 4象限分割法⁽¹¹⁾

4象限分割法は瞬時速度成分 u 及び v を $u-v$ 平面の4つの象限に分割し, 瞬時レイノルズ応力への寄与をホールサイズ H に対して示すものである。その時, 各象限からのレイノルズ応力への寄与率は下式(1)で定義される。

$$\frac{-(\overline{uv})_i(H)}{|\overline{uv}|} = \frac{-1}{|\overline{uv}|} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u v(t) S_i(t, H) dt \quad \dots\dots(1)$$

ここで間欠係数 $S_i(t, H)$ は以下の様に決定される。

$$S_i(t, H) = \begin{cases} 1 & : |uv(t)| > H \cdot u_{rms} \cdot v_{rms} \\ & \text{で } i \text{ 象限の時} \\ 0 & : \text{その他} \end{cases}$$

ここで u_{rms} 及び v_{rms} は u 及び v の実行値である。また各象限は1象限から4象限について外向き相互作用過程 ($u > 0, v > 0$)、エジェクション過程 ($u < 0, v > 0$)、内向き相互作用過程 ($u < 0, v < 0$) 及びスweep過程 ($u > 0, v < 0$) と呼ばれている⁽¹¹⁾。このうち2象限と4象限はともにレイノルズ応力に対し正の寄与をなす。本実験では活発な渦構造と対応し, レイノルズ応力

重要な寄与をなす大振幅変動の事象(violent event)⁽¹²⁾のみに注目し, ホールサイズを $H = 4$ とした。

3. 結果及び考察

3.1 確率密度分布関数

まず確率密度分布関数と大渦構造さらには組織構造との対応について調べてみる。Fig. 1は u 成分確率密度分布関数である。図には層内の10箇所についての結

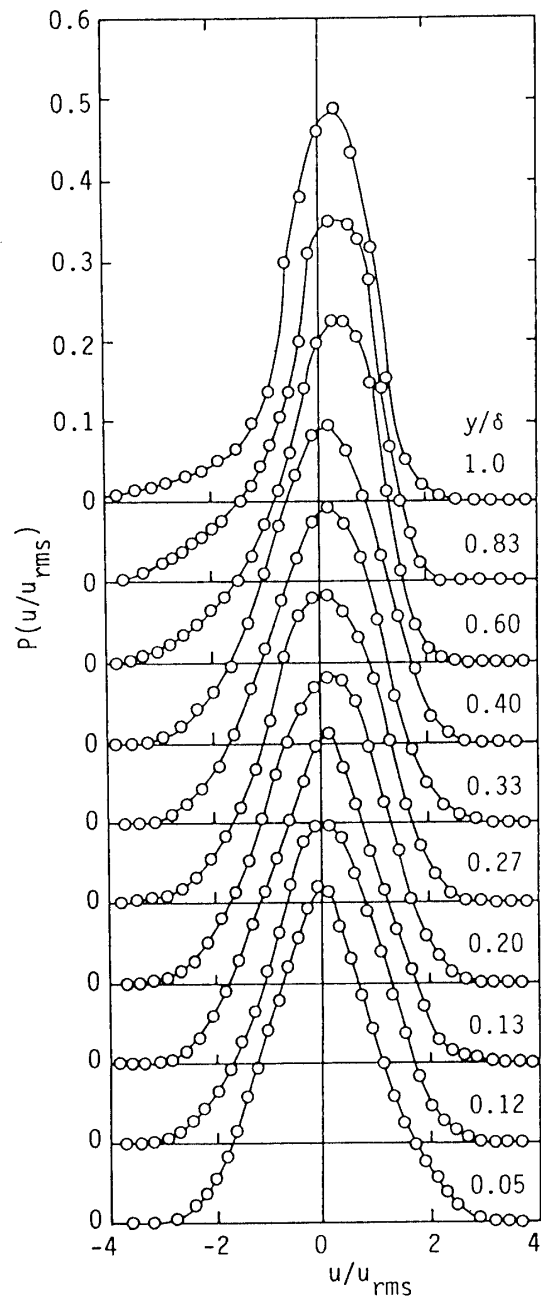


Fig. 1 Probability distribution function of the streamwise velocity component.

果を規格化して表示した。壁近傍の $y/\delta=0.05$ ではほぼガウス分布に近いが、若干正の側の裾の部分で広がりが大きく、やや非対称な分布となっている。これは壁近傍で正の高振幅で間欠的な事象の存在と対応し、この位置でバースト事象のスweep過程⁽¹⁾の挙動に注意する必要があることを示している。対数速度分布の見られた $y/\delta=0.12\sim 0.2$ の範囲⁽⁶⁾では対称性の良い分布となっている。一方外層では負の側の裾の部分が大きく、一方正の側が小さい非対称性の強い分布となっている。また y/δ の増加につれピーク値は大きくなり、正の側に移動している。この非対称性は乱流バルジの通過によって発生する間欠的な信号によるものと考えられる。間欠的に存在する乱流域での負の大振幅の事象は分布の負側の裾の広がりに対応しているといえる。Fig. 2 は v 成分確率密度分布関数を示す。壁近傍の $y/\delta=0.05$ では正側の裾の広がりが若干大きい分布となっている。このことはこの位置で $v > 0$ の高振幅の事象、したがってエжекション過程が優勢になることを意味し、前述の u 成分の結果とは相反するように思われる。しかし VITA 法による集合平均波形⁽¹⁾、レイノルズ応力値（時間平均量）はむしろ v 成分への依存度が大きいことから、この位置ではエжекション過程の挙動に注目すべきと思われる。また d 形粗面上では溝内部の流体の放出と壁近傍での組織構造との干渉が存在するものと予想され、これらの関係を考慮した実験を行うことが望まれる。 $y/\delta=0.12\sim 0.2$ の範囲では u 成分と同様対称性の良い分布となっている。外層では正側の裾の部分の広がりが、ピーク値が若干負の側に移動した非対称な分布となる。 u 成分の結果を考慮すると、この非対称性は乱流バルジの通過にともないそのバック部分での乱流流体の壁面から遠ざかる運動、つまりエжекション過程⁽¹³⁾によるものと推察される。以上のことから、大渦による確率密度分布関数への影響は壁近傍と外層の両方でみられ、それらは壁近傍ではバースト現象と関連する事象に、一方外層では乱流バルジの通過により生じるものと予想される。

3.2 高次モーメント

大渦構造による影響を定量的にとらえ、他の流れ場の結果と比較してその特徴をみるため高次モーメント量を調べてみる。まず u 及び v 成分の確率密度分布関数の歪み度及び偏平度についてみる。Fig. 3 は歪み度の層内の分布を示す。図中の実線は $Re=5000$ の d 形粗面流の結果⁽¹⁴⁾である。 $S(u)$ は壁近傍で正の小さい値をとる。Wood ら⁽¹⁵⁾は d 形粗面上で同様な結果を報告し、バースト事象のスweep過程によるものと

述べている。内層では $S(u)$ は約 -0.2 の負の値をとり、外層では層外端に向かい次第に負の大きな値となっている。 $Re=5000$ の d 形粗面流の結果と比較すると、内層で若干負の値が大きく、外層（特に層外端付近）で負の値が小さくなっている。 $S(v)$ は壁近傍から内層にかけて $0.2\sim 0.3$ の正の値をとり、外層で層外端に向かって次第に大きな値をとっている。 $Re=5000$ の d 形粗面流の結果と比較すると、内層で正の値がかなり大きく、外層でも同様に正の値が大きい。 $S(u)$

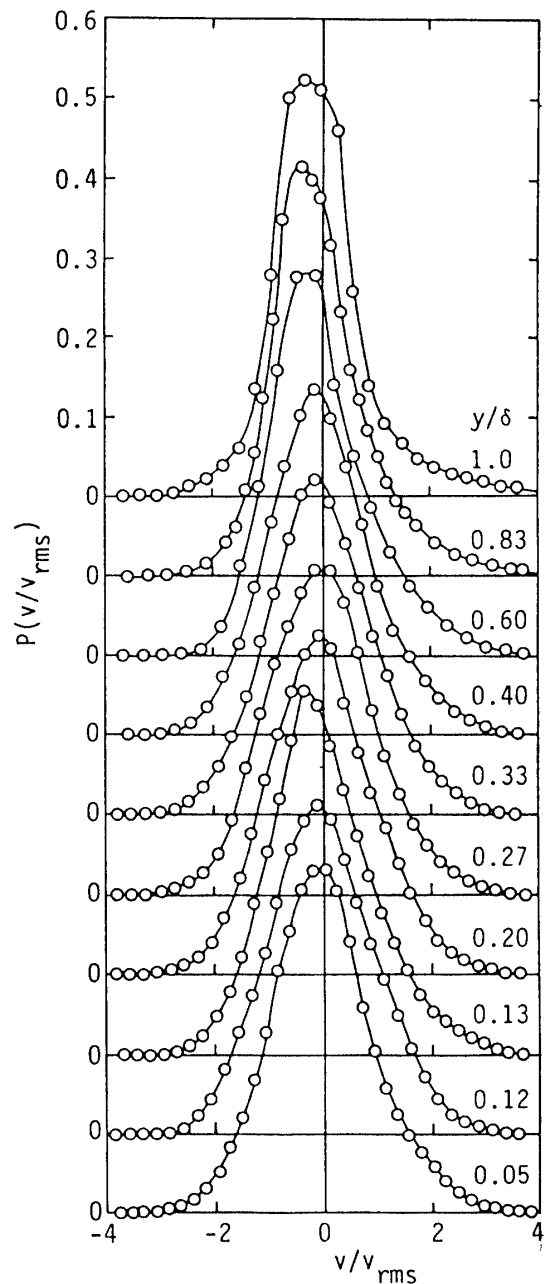


Fig. 2 Probability distribution function of the transverse velocity component.

及び $S(v)$ 分布の結果から、低レイノルズ数になったことにより内層でエジェクション過程が優勢になることが予想され、それは前報の VITA 法による結果⁽¹⁾と対応するものである。また歪み度のガウス分布の値からの大きなずれは間欠的な大振幅の事象によることから、層外端付近の乱流域の間欠性が小さく、乱流バルジのバック部分が壁面に対しより立ち上がった形状（壁面に対する傾斜角が大きい）を持つことが、それぞれ $S(u)$, $S(v)$ の結果から推測される。この推測は間欠係数分布の変化、エントレイメント率の増加⁽¹⁾にも対応するものと考えられる。Fig. 4 は偏平度分布を示す。 $F(u)$ は内層からその外端にかけてガウス分布がとる値 3 と等しい値をとり、外層では層外端に向かい次第に正の大きな値となる。 $R_\theta=5000$ の d 形粗面流の結果と比較すると、外層でかなり値が小さい。 $F(v)$ も $F(u)$ とほぼ同様な変化を示すが、その絶対値は層内全体にわたり $F(u)$ よりも常に大きい。 $R_\theta=5000$ の d 形粗面流の結果と比較すると、外層で値が若干小さくなっている。これらの偏平度の値による比較からも、低レイノルズ数になったことで外層の乱流域の間欠性が小さくなることが予想される。また $F(v)$ より、乱流バルジのバック部分でのエジェクション過程はより間欠的に、そして強さを増すようである。さらにこれに伴い、スーパーレイヤの起伏の変化が大きくなっていると考えられる。

歪み度及び偏平度の分布の比較からレイノルズ数の減少に対する大渦構造の変化が説明された。またこの結果から乱流エネルギー方程式の中に現れる三重速度相関の値に変化がみられることが十分予想される。乱流エネルギー方程式中では各量の勾配が重要であるが、ここでは流れ場の特徴をとらえることが目的なので各量の値そのものを調べ、また滑面流との比較を行ってみる。 Fig. 5 は $-\overline{u^3}$ と $\overline{u^2v}$ の分布を示す。 図中の実線は $R_\theta=791$ の滑面流の結果⁽²⁾である。 $-\overline{u^3}$ 及び $\overline{u^2v}$ の分布ともに内層で値が小さく、 $y/\delta=0.6\sim 0.8$ で最大値をとる分布を示す。滑面流の結果と比較すると最大値はほぼ同じであるが、それをとる位置は本流れ場では y/δ の大きい方へ移動している。それに伴い、層外端でこれらの値は大きくなっている。一方、内層における比較は滑面流におけるデータが無くてできない。 Fig. 6 は $\overline{v^3}$ と $-\overline{uv^2}$ の結果を示す。 $-\overline{uv^2}$ は v 変動成分によるレイノルズ応力のフラックスを示し、平均流構造への大渦構造の役割をみるうえで最も重要であると考えられる。 $-\overline{uv^2}$ 成分の分布は内層外端で値が小さく、 $y/\delta=0.6\sim 0.8$ で最大値をとっている。 $\overline{v^3}$ 成分の分布はやや壁面よりの $y/\delta=0.4$ で最大値をとる。滑面流の分布と

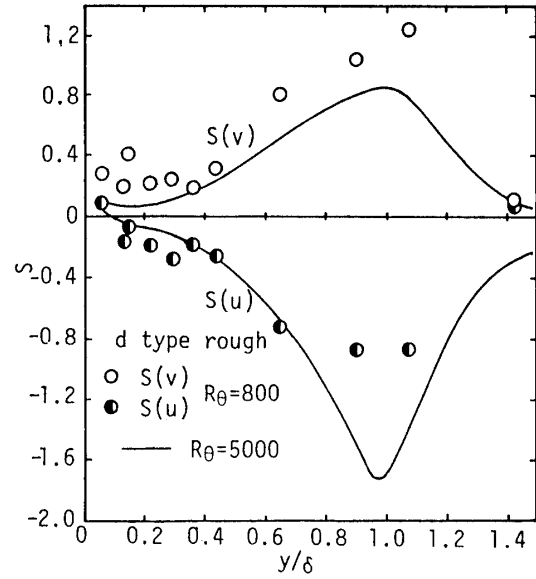


Fig. 3 Distributions of the skewness factor.

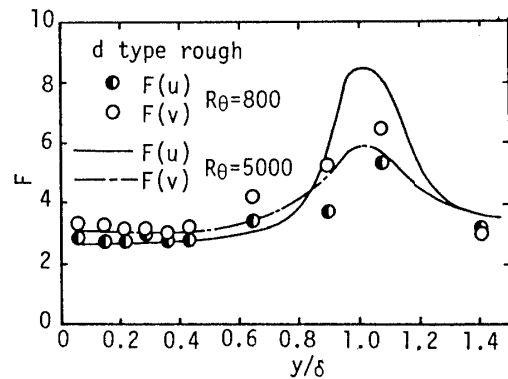


Fig. 4 Distributions of the flatness factor.

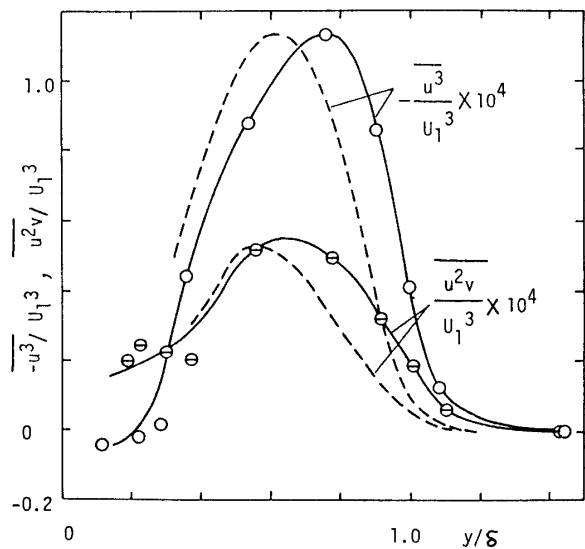


Fig. 5 Distributions of the triple velocity product. ($-\overline{u^3}$ and $\overline{u^2v}$ components.)

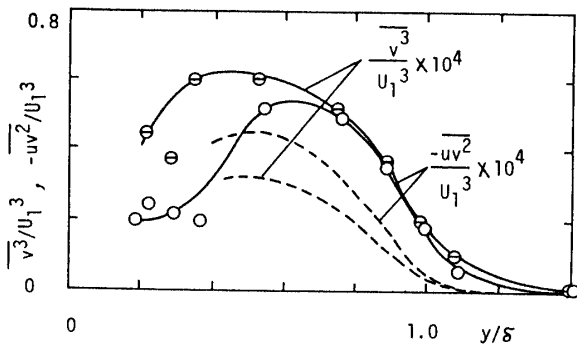


Fig. 6 Distributions of the triple velocity product. ($\overline{v^3}$ and $-\overline{uv^2}$ components.)

比較すると、いずれの分布も外層でかなり値が大きい。これは歪み度及び偏平度の結果から $v > 0$ の高振幅の事象によると判断される。これらのことにより v 変動成分による $\overline{v^2}$ 及び $-\overline{uv}$ の輸送が大きく、本流れ場で大渦の役割が卓越していることがわかる。一方内層では Fig. 5 と同様に滑面流でのデータが無く比較できない。

3.3 大振幅の変動による事象 (H = 4)

レイノルズ数が低下することにより大渦の挙動が目立つようになるため、それらを抽出してその働きをみることによって低レイノルズ数の特徴を明らかにできるものと思われる。ここでは4象限分割法を用いて大振幅変動の2象限と4象限の事象を抽出し、他の流れ場との比較を行ってみる。VITA法の結果⁽¹⁾及び歪み度の考察から、流れ場固有の特徴は2象限と4象限のレイノルズ応力への寄与の割合により説明されるように思われる。そこでまず寄与率の比について調べてみる。Fig. 7は大振幅変動の事象の寄与率の比を滑面流 ($R_\theta = 4300$)⁽¹⁷⁾とk形粗面流(粗さレイノルズ数 $kru_\tau/\nu = 427$)⁽¹⁶⁾の結果を合わせて示す。本粗面流では $(\overline{uv})_2/(\overline{uv})_4$ の値は壁近傍と内層ではほぼ1程度であるが、外層では層外端に向かい急激に増加し、外層ではエжекション過程が圧倒的に優勢となっている。滑面流ではデータが少ないが、 $(\overline{uv})_2/(\overline{uv})_4$ の値は層内でほぼ10の値をとるようであり、エжекション過程が優勢であるといえる。一方k形粗面流では $(\overline{uv})_2/(\overline{uv})_4$ の値は壁近傍できわめて小さい値をとり、壁近傍と内層でスweep過程が優勢となっている。しかし外層では層外端に向かいその値は増加し、そこではエжекション過程が優勢であることがわかる。壁近傍及び内層で表面の異なる3種の流れにみられるこの様な差は、壁面摩擦抵抗係数の大きさの違いに関連する重要な事柄と思わ

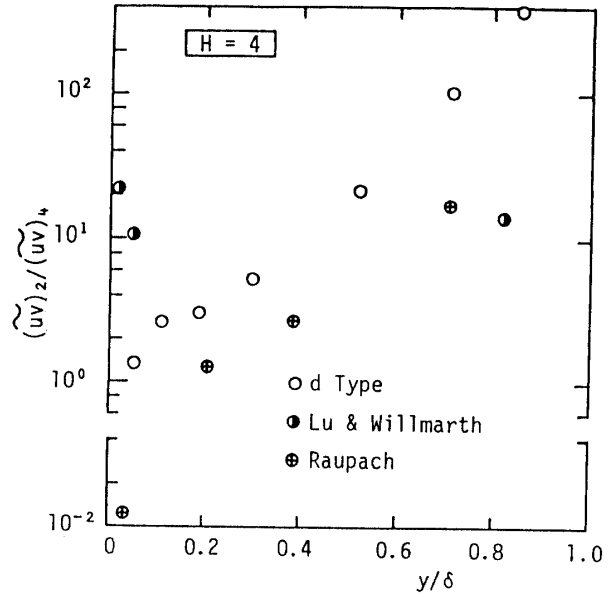


Fig. 7 Ratio of the contribution of the violent ejection event to that of the violent sweep event.

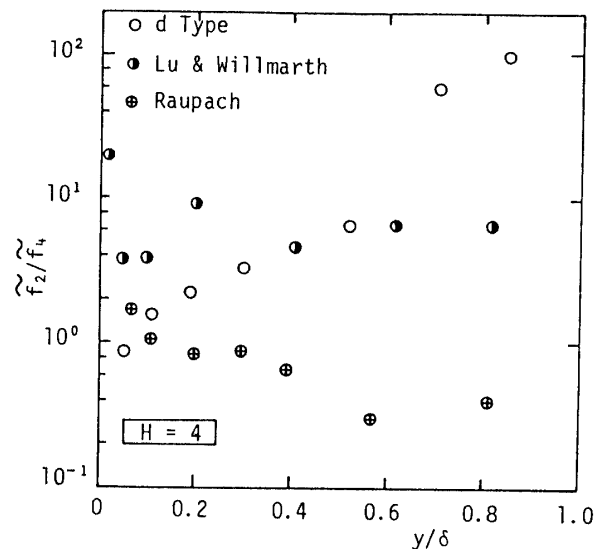


Fig. 8 Ratio of the mean frequency of the violent ejection event to that of the violent sweep event.

れる。Andreopoulosら⁽¹⁷⁾、Bandyopadhyay⁽⁶⁾は三次元粗さ粗面上でスweep過程が優勢となることを報告している。またBandyopadhyay⁽⁶⁾はそれをnecklace渦による壁近傍の輸送機構から説明している。本d形粗面流の場合、上述の様に依然としてエжекション過程が優勢であり、壁近傍でhairpin渦⁽¹⁸⁾が卓越していると考えられる。次に事象平均発生周波数の比を Fig. 8に示す。本粗面流では内層で \bar{f}_2/\bar{f}_4 の値はほぼ1をと

り, 外層では層外端に向かい急増加して, 2象限の平均発生頻度が圧倒的となる. 滑面流では \bar{f}_2/\bar{f}_4 の値は壁近傍でやや大きい10の値をとるが, 層内ではほぼ5の一定値をとるようである. k形粗面流では \bar{f}_2/\bar{f}_4 の値は壁近傍で本粗面流と同様にほぼ1となっているが, 外層では層外端に向かい減少し, 発生周波数ではむしろスイープ過程が優勢である. このことはエジェクション過程とスイープ過程とで1事象当りのレイノルズ応力発生への寄与率に相当の差があることを意味している. 以上述べたことから, 大振幅変動の事象の寄与率及び平均発生周波数の比を調べ, 他の流れ場と比較することにより, それらに流れ場の種類による相当の差異のあることがわかった.

次にこれまで調べてきた大振幅変動の事象の空間的スケール及び壁近傍のバースト現象とのかかわり合いをみるため, その事象平均発生周波数を調べてみる. Fig. 9は外部尺度で無次元化した2象限及び4象限の大振幅変動の事象の平均発生周波数を示す. 壁近傍では2象限及び4象限の無次元平均発生周波数は0.04であり, 長さスケールに換算すると境界層厚さの20程度程度のスケールであることがわかる. VITA法で得られた無次元バースト発生周波数は $f_b \delta / U_1 = 0.089^{(1)}$ であるので, バースト事象の発生との比率は約1:2となる. 2象限は層外端に向かい増加し, 4象限は内層ではほぼ一定値をとった後層外端に向かい増加する傾向を示す.

最後に大規模構造を可視化することにより, そのスケールを調べ, 4象限分割法で得られた事象との対応を調べてみる. Fig. 10はスモークワイヤ法により可視化された本流れ場の横断面写真である. 写真の流れ方向中央が本実験の測定の対象断面である. 写真から境界層厚さの2倍程度の流れ方向スケールをもつ乱流バルジが観察される. また乱流バルジの形状が丸みを帯びており輪郭がはっきりしていることから, 中程度のレイノルズ数の形象よりもHeadら⁽¹⁸⁾により得られている低レイノルズ数の滑面流の可視化写真に似ている. したがって外層においては滑面流と類似の低レイノルズ数の効果が生じていることが予想できる. さらに層外端付近においても乱流領域の幅が広いことは, 間欠係数分布及び $S(u)$ の結果と対応するものと考えられる. ここでは図に示されるように乱流バルジの長さ L を100枚の写真から読み取り, その平均通過時間の逆数の値を算出した. 外部尺度で無次元化したその値は $\bar{L}/\delta = 0.28$ であった. この値は外層の $y/\delta = 0.85$ で得られた2象限の大振幅変動の事象の無次元平均発生周波数 $\bar{f}_2 \delta / U_1 = 0.29$ と非常によく対応している. この理由

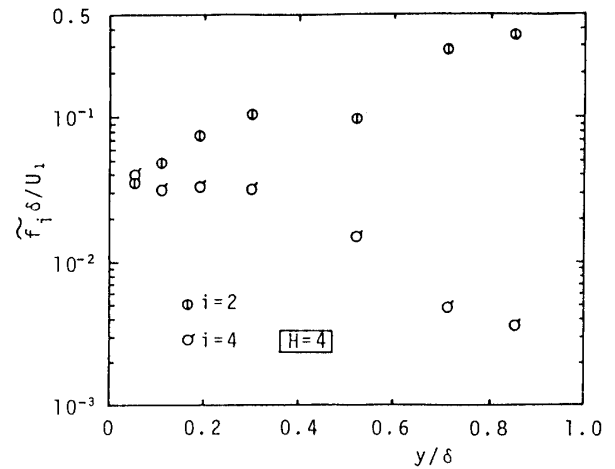


Fig. 9 Mean frequency of the violent events.

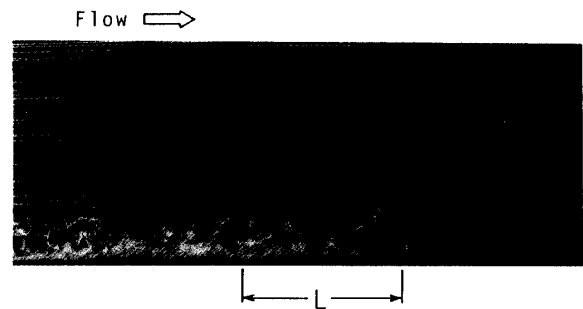


Fig. 10 Flow visualization of large scale structures with the smoke wire method.

としては, 乱流バルジのバックでみられる強いエジェクション運動⁽¹³⁾が卓越しているためと考えられる. また排除厚さ δ^* で無次元化した値 \bar{L}/δ^* はおよそ20であり, 種子田の結果⁽¹⁹⁾ともよく一致する.

4. 結 言

低レイノルズ数 ($R_\theta \approx 800$) のd形粗面境界層の構造を, 特に高次モーメント量と大振幅変動の事象に注目して解析することにより以下の結論を得た.

- (1) u 及び v 成分の確率密度分布関数を調べ, 大渦構造との対応を述べた. 分布の形状に対しては, 壁近傍ではバースト現象と, 一方外層では乱流バルジとの関連が注目される事柄として考えられる.
- (2) 歪み度及び偏平度分布を調べ, 高レイノルズ数のd形粗面流の結果と比較することにより, 外層の分布に大きな差がみられることがわかった. また, それはスーパーレイヤの起伏が大きくなったことによるもの

と予想された。

(3) 三重速度相関の主要な項を調べ、同程度の滑面流の結果と比較することにより、それらの分布に差がみられることがわかった。それは特に v 変動成分による $\overline{v^2}$ 及びレイノルズ応力のフラックス項において顕著であり、本流れ場で大渦の役割が卓越していることが示された。

(4) 大振幅変動の事象の寄与率及び平均発生周波数の比から、本流れ場では外層でエジェクション過程が圧倒的に優勢であることがわかった。またそれらを他の流れ場と比較することにより、滑面流及びk形粗面流との間に明確な差があることが示された。さらに2象限の外層で得られた平均発生周波数は可視化写真から読み取られた乱流バルジの平均通過時間の逆数とよく一致していた。

参 考 文 献

- 1) 望月・西・大坂, 山口大学工学部研究報告, 39-2, 1, (1989).
- 2) J.Murlis, H.M. Tsai and P.Bradshaw, J.Fluid Mech., 122,13, (1982).
- 3) J.Andreopoulos, 他3名, Exp.Fluids, 2-1,7, (1984).
- 4) P.R.Spalart, J.Fluid Mech., 187,61, (1988).
- 5) P.R.Bandyopadhyay, J.Fluid Mech., 180,231, (1987)
- 6) P.R.Bandyopadhyay and R.D.Watson, Phys. Fluids, 31-7,1877, (1988).
- 7) A.J.Grass, J.Fluid Mech., 50-2,233, (1971).
- 8) 望月・西・大坂, 山口大学工学部研究報告, 38-2,,11, (1988).
- 9) 望月・西・大坂, 山口大学工学部研究報告, 39-1,,1, (1988).
- 10) P.M.Ligrani and P.Bradshaw, Exp. Fluids,5,407, (1987).
- 11) S.S.Lu and W.W.Willmarth, J.Fluid Mech.,60-3,481, (1973).
- 12) J.Sabot, I.Saleh and G.Comte-Bellot, Phys. Fluids, 20-10, s150, (1977).
- 13) 佐野・平山, 機論, 51-472,B,4170, (1985).
- 14) 望月・坂本・大坂, 山口大学工学部研究報告, 37-2,1, (1987).
- 15) D.H.Wood and R.A.Antonia, Trans.ASME, Ser.E, 42-3,591, (1975).
- 16) M.R.Raupach, J.Fluid Mech., 108,363, (1981).
- 17) M.R.Head and P.Bandyopadhyay, J.Fluid Mech.,107,297, (1981).
- 18) J.Andreopoulos and P.Bradshaw, Boundary-Layer Meteorology,20,201, (1981).
- 19) 種子田, なかれ, 1-1,29, (1982).

(平成元年3月22日受理)