

d形粗面境界層におけるバースト現象と関連した縦渦構造 (三次元渦構造の変化パターンと集合平均渦度)

望月信介*・大坂英雄*

Streamwise Vortical Structure Associated with the Bursting Phenomenon in a d-Type Rough Wall Boundary Layer (Spatial Distribution of Three-dimensional Vortical Structure and Conditional Averaged Vorticities)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

Three-dimensional vortical structure associated with the bursting phenomenon in the near-wall region of a d-type rough wall boundary layer has been investigated experimentally. Velocity vector plot in several cross stream sections and conditional averaged vorticity contours were obtained from three velocity components conditionally averaged with the VITA technique.

The ejection process is closely related to a pair of streamwise vortices which spanwise spacing is about 100 viscous wall units. The existence of the vortex pair suggests that the bursting phenomenon of the present rough flow can be fairly explained by means of the hairpin vortex model. While, the sweep process is concerned with large scale three-dimensional vortical structure which induces intense spanwise momentum transfer near the wall.

1. 緒言

著者らは既報において、d形粗面境界層の内層をVITA法を用いて解析し、バースト現象に関連する三次元渦構造を調査した⁽¹⁾。これにおいて、エジェクション過程はスパン方向スケールがおおよそ100倍の粘性長さを持つ縦渦構造と、一方スイープ過程は大規模な三次元渦構造と関連することを集合平均波形及びベクトル線図から推測した。

これまで滑面壁上の数多くの研究において、バースト現象と縦渦構造との関連が明らかにされ^{(2)~(4)}、縦渦構造が壁近傍の乱れの生成に重要な役割を果たすこと及びそのスパン方向スケールがおおよそ100倍の粘性長さであることが一致した意見として受け入れられている。この縦渦構造の存在は、多くの場合ヘアピン渦モデル

による説明がなされ⁽⁵⁾⁽⁶⁾、一連のバースト現象のメカニズムのモデル化において重要な役割を果たしている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。一方、渦構造の物理的解釈は渦度の評価から得られると考えられる。しかし、一般に変動渦度の測定は困難であり、実験結果により得られた例は極めて少ない⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。また粗面壁上においては、バースト現象の存在⁽¹¹⁾、高次モーメント量による輸送に支配的な渦構造の予測⁽¹²⁾がなされているが、バースト現象に関連する三次元渦構造の詳細な調査はみられない。これらの壁面乱流の乱れ生成メカニズムと支配的渦構造モデルの関連を明らかにすることは、熱伝達促進や抵抗減少といった制御の試みにおいて、あるいは乱流モデル確立において基礎となるデータを提供するという点で工学的及び流体力学的に重要な意義を持つ。

本報告では、既報で示した集合平均速度から流れ方向と直角な断面内のベクトル線図及び集合平均渦度の評価を行う。それらの結果を基に、d形粗面境界層の乱れの生成メカニズム及び輸送に支配的な渦構造の三

*機械工学科

次元形象を調べることを目的とする。

2. 実験装置及び方法

d形粗面は、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 でピッチ比 $(b+w)/kr$ が 2 の二次元矩形粗面である。測定位置は、粗さ要素先端から測った距離 $x = 946\text{ mm}$ の溝部中央とした。実験条件は、局所摩擦抵抗係数が滑面境界層のものとはほぼ同じ値をとる運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (= \theta U_1 / \nu)$, U_1 は主流速度, ν は動粘度) $= 800$ 一定とした。実験はすべて零圧力勾配及び主流の乱れ強さは 0.2% 以下の下で行われた。

各速度成分の測定は、熱線流速計と受感部長さ $\ell = 1\text{ mm}$ 及び直径 $d = 5\ \mu\text{m}$ のタングステン線を用いた X 型熱線プローブにより行った。受感部長さに基づくレイノルズ数は $\ell^+ (= \ell u_\tau / \nu, u_\tau$ 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⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。バースト現象の検出には VITA 法を採用した。その検出基準に含まれる任意パラメータは予備実験⁽¹⁵⁾から、しきい値 $k = 0.8$, 無次元平均化時間 $T^+ (= T u_\tau^2 / \nu) = 20$, 検出基準位置 $y^+ (= y u_\tau / \nu) = 36$ 及び平均化個数 $N = 250$ とした。 $y^+ = 36$ はバッファ層の外端で、流れ方向の乱れ強さがほぼ最大値をとる位置に対応する⁽¹⁶⁾。集合平均渦度の算出は下式 (1) により行った。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\omega}_x &= \partial \tilde{w} / \partial y - \partial \tilde{v} / \partial z \\ \tilde{\omega}_y &= \partial \tilde{u} / \partial z - \partial \tilde{w} / \partial x \\ \tilde{\omega}_z &= \partial \tilde{v} / \partial x - \partial \tilde{u} / \partial y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 \tilde{u} , \tilde{v} 及び \tilde{w} は x , y 及び z 方向の各変動速度

成分の集合平均値である。各微係数の算出は、あらかじめ $y-z$ 平面内の 28 点において得られた集合平均速度のデータから平面最小二乗法により空間間隔にして $10\nu / u_\tau$ のメッシュデータを求め、各点を挟む 2 点間の差分をとることにより行った。本流れ場におけるコルモゴロフの長さ尺度はおよそ $15\nu / u_\tau$ であり、メッシュデータ間隔は十分小さいものと判断した。

3. 結果及び考察

3.1 集合平均波形によるベクトル線図

Fig. 1 に $y^+ = 36$ における各集合平均波形のスパン方向分布を再掲し、既報で述べた主たる結果のみ書き述べておく。 \tilde{u} 成分についてみると、検出点 ($z^+ = 0$) において時刻の経過につれ $\tilde{u} < 0$ から $\tilde{u} > 0$ へのエジェクション過程からスイープ過程への変化として説明されている一連のバースト現象に対応した波形が観察される。本流れ場における波形の特徴は、 $\tilde{u} < 0$ のエジェクション過程に対応した部分の減速の程度が大きいことである。スパン方向位置 ($z^+ > 0$) においては、 $z^+ = 0$ と類似の波形分布が $z^+ \leq 50$ の範囲で見られる。 \tilde{v} 成分についてみると、検出点 ($z^+ = 0$) において $\tilde{v} > 0$ (上昇流) から $\tilde{v} < 0$ (下降流) の変化を示し、前述の \tilde{u} 成分の変化がエジェクション過程からスイープ過程と対応することが明かとなる。一方、スパン方向位置においては $\tilde{v} < 0$ (下降流) から $\tilde{v} > 0$ (上昇流) という $z^+ = 0$ のものとは位相が 180° 異なる変化を示し、それは $z^+ = 0 \sim 30$ に強い流れ方向渦度の存在を示唆している。 \tilde{w} 成分についてみると、検出点 ($z^+ = 0$) においては

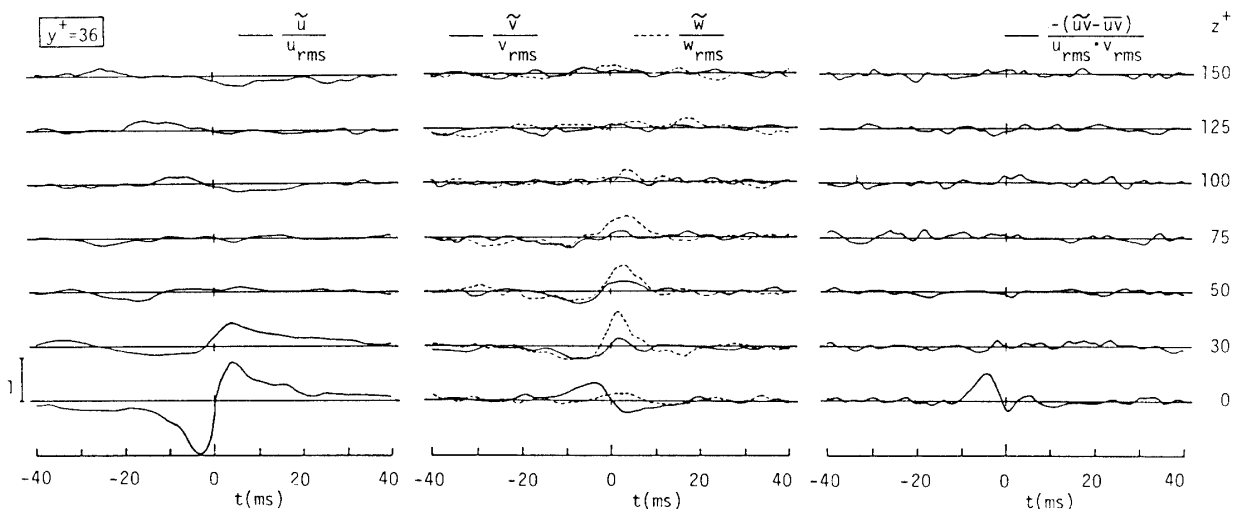


Fig. 1 Conditional averaged signals as a function of z^+ at $y^+ = 36$.

$\tilde{w} \approx 0$ であり, $z^+ = 0$ 面が対称面であることを裏付けている. スパン方向位置においては, $\tilde{w} < 0$ からかなり大きい振幅を持つ ($\tilde{w}_{\max} \approx 0.8 w_{\text{rms}}$) $\tilde{w} > 0$ へと変化している. $\tilde{u}\tilde{v}$ 成分についてみると, 検出点 ($z^+ = 0$) においてエジェクション過程に対応するピーク値が観察され, その最大値は $0.8 u_{\text{rms}} \cdot v_{\text{rms}}$ (局所の $-\overline{uv}$ のおよそ 2.5 倍) とスイープ過程のものに比べかなり大きい. 以上のことから既報において, 本流れ場においてはエジェクション過程が卓越すること, レイノルズ応力生成とバースト現象との関連は重要であること等を述べた.

一例として Fig. 1 に示した集合平均速度データに基づき, ベクトル線図を描いてみる. Fig. 2 はその結果を $y-z$ 平面ベクトル線図の変化パターンとして示したものである. これにより, 一連のバースト現象の時空間構造を明らかにできるものと思われる. 表示に際しては, まず \tilde{v}, \tilde{w} の時系列データをテイラーの仮説を利用して空間データとし, 上流から下流をみたときの $y-z$ 平面内のベクトル線図を描いた. ここでテイラーの仮説の本流れ場の壁近傍における使用の妥当性についてはすでに検討している⁽¹⁷⁾. なお表示ベクトル成分は見やすさのため $\sqrt{\tilde{v}^2 + \tilde{w}^2} > 0.005 U_1$ のもののみとした. 表示位置は, 検出点から測った距離 Δx にして $\Delta x^+ (= \Delta x \cdot u_\tau / \nu) = -188 \sim 188$ ($\Delta x / \delta = -0.6 \sim 0.6$) の範囲内の代表的な 9 つの断面とした. $\Delta x > 0$ の下流側はエジェクション過程, $\Delta x < 0$ の上流側はスイープ過程に対応する. また興味ある事柄として \tilde{u} 成分との対応を見るため, 加速 ($\tilde{u} > 0$) 及び減速 ($\tilde{u} < 0$) を各測定点にそれぞれ A 及び D の記号で表示した. なお記号の上を示す上付バーは $|\tilde{u}| / u_{\text{rms}} < 0.2$ であることを示す. 9 断面における結果を下流側から上流側へ順を追ってみていく. 最も下流位置の $\Delta x^+ = 188$ では, $y^+ \leq 36, 0 < z^+ \leq 75$ の範囲に z^+ の負の方向で下向きのベクトル成分, $y^+ > 36, 0 < z^+ \leq 75$ の範囲に z^+ の正の方向で下向きのベクトル成分がみられる. $z^+ = 0$ 面での上昇流を示すベクトル成分は小さいが, それは上流から下流側を見て時計方向の回転を有する流れのように見える. そのスパン方向スケールは $75\nu / u_\tau$ 程度である. この断面において検出点 ($z^+ = 0, y^+ = 36$) 近傍は $\tilde{u} < 0$ の減速となっている. $\Delta x^+ = 142$ 断面では, $y^+ \approx 50, z^+ \approx 20$ を中心として上流から下流側を見て時計方向回転の流れが確認される. その寸法はおよそ $50\nu / u_\tau$ と下流のものに比べ小さい. 検出点 ($z^+ = 0, y^+ = 36$) 近傍は $\tilde{u} < 0$ の減速となっているが, $z^+ = 0$ 面における上昇流を示すベクトル成分は依然として小さい. 次の $\Delta x^+ = 95$ はエジェクション過程の代表断面であり, この断面の $y^+ = 36$ は \tilde{u} が負のピーク値をとる時刻

($\Delta t = -6\text{ms}$) に対応する. この断面では $z^+ = 0$ 面における上昇流を示すベクトル成分を含め, $y^+ \approx 50, z^+ \approx 20$ を中心として上流から下流側を見て時計方向回転の流れが明確にみられ, 縦渦構造の存在が確認される. その寸法はおよそ $50\nu / u_\tau$ である. このとき, $y^+ = 62$ にスパン方向に正の強い流れが $z^+ \leq 75$ の広い範囲にみられる. また, $y^+ = 97, z^+ = 0$ では $\tilde{u} > 0$ の加速領域がすでに存在し, $y^+ = 62, z^+ = 0$ に “high shear layer” の存在が推測される. このことから, 減速-加速領域が干渉し, 瞬時速度分布に変曲点を生じさせる “high shear layer” の発生は縦渦構造のすぐ上方であることがわかる. $\Delta x^+ = 47$ 断面においても下流断面でみられた縦渦構造が観察されるが, 中心位置は $y^+ \approx 25, z^+ \approx 20$ と下方に移動し, 寸法が $35\nu / u_\tau$ と小さくなっている. $\Delta x^+ = 47 \sim 188$ の範囲で観察された縦渦構造が同一のものであると考えると, その形状は下流ほど中心位置が高い傾斜した構造で, 寸法が大きいことが推測される. これはこの縦渦構造が Townsend の提案した “Double-cone eddy”⁽¹⁸⁾ や滑面流において議論されてきたヘアピン渦⁽⁵⁾ と類似であることを意味している. $y^+ = 62$ にはスパン方向に正の強い流れが $z^+ \leq 125$ のかなり広い範囲に存在し, これは後述のスイープ過程においてみられるものに似ている. $y^+ \geq 62$ の範囲では $\tilde{u} > 0$ の加速が占める領域が広がる. したがって, この断面においてはエジェクション過程 ($y^+ \leq 36$ の範囲) とスイープ過程に類似の事象 ($y^+ \geq 62$ の範囲) が同時に存在することがわかる. $\Delta x^+ = 0$ 断面では, 縦渦構造は $y^+ \leq 36, z^+ \leq 30$ の範囲でみられ, その寸法はさらに小さくなっている. また, $\tilde{u} < 0$ の減速領域は $y^+ = 17, z^+ = 0$ 近傍のわずかな領域のみにみられる. この断面においては, スパン方向に正の強いベクトル成分が $y^+ = 36 \sim 62$ のやや広い範囲に存在し, $y^+ \geq 62$ の $z^+ = 0$ 近傍はすべて加速領域となっている. $\Delta x^+ = -47$ 断面では, $\Delta x^+ = 0$ 断面でみられたスパン方向に正のベクトル成分がやや下方の $y^+ = 17 \sim 36$ の範囲に移動している. $z^+ = 0$ 断面では $\tilde{u} > 0$ の加速及び下降流 ($\tilde{v} < 0$) を示す下向きのベクトル成分により, スイープ過程が生じていることが明らかである. $\Delta x^+ = -95$ はスイープ過程における代表断面であり, この断面の $y^+ = 36$ において \tilde{u} は正のピーク値をとる. $y^+ = 17 \sim 36$ の範囲に, $\Delta x^+ = -47$ 断面でみられたスパン方向に正のベクトル成分がみられる. $z^+ = 0$ 近傍は加速 ($\tilde{u} > 0$) と下降流 ($\tilde{v} < 0$) により, スイープ過程を示す分布となっている. $\Delta x^+ = -142$ 断面では $\tilde{u} > 0$ の加速を示す領域及びスパン方向に正のベクトル成分は依然として存在するが, ベクトル成分の大きさは小さくなっている. 最も上流の $\Delta x^+ = -188$ 断面

では、 $z^+ = 0$ 近傍の加速領域を示す領域は依然としてみられるものの、ベクトル成分はかなり小さくなっている。

3.2 三次元渦構造

ここでバースト現象に関連する三次元渦構造を明らかにするため、Fig. 2で述べた結果のうちエジェクション過程とスイープ過程の代表断面である $\Delta x^+ = 95$ と $\Delta x^+ = -95$ について詳細に調べてみる。Fig. 3は $\Delta x^+ = 95$ 断面における $y-z$ 平面ベクトル線図と $y^+ = 36$ の高さにおける各集合平均速度の方向分布である。検出点近傍に上流から下流側を見て時計方向回転の縦渦構造が確認できる。その寸法はおよそ $50\nu / u_\tau$ である。 $z^+ = 0$ 面は対称面であることを考慮すると、その中央が吹き上げとなる縦渦対の存在が推測できる。このことから低速流体塊の上昇を示すエジェクション過程は縦渦構造の中央で生じることが予想される。滑面流の研究において、この縦渦対はヘアピン渦の根幹部であるという考えが最も多くの支持を得ている⁽⁶⁾⁽¹⁹⁾。し

たがって、d形粗面境界層においてもヘアピン渦モデルと一連のバースト現象との関連が重要であると推測される。一方、この同じ断面内の $y^+ = 97$ にはスイープ過程と類似の分布がみられ、エジェクション過程とスイープ過程は同時に存在することを示唆している。下方に示した集合平均速度分布から、縦渦構造の方向スケールは $\lambda_z^+ \sim 100$ であることがわかる。

Fig. 4は $\Delta x^+ = -95$ 断面の結果を示す。 $z^+ = 0$ 近傍の $\tilde{u} > 0$ の加速をともなう下降流と壁近く ($y^+ = 17 \sim 36$) の $z^+ \leq 125$ の広い範囲に方向に正の強い流れが観察できる。これはスイープ過程が高い運動量を持つ下降流と壁近傍における方向への輸送をともなうことを表し、Kimにより述べられている Splatting⁽²⁰⁾ と類似の現象であるものと思われる。この現象は $z^+ = 0$ 面の下降流が壁の存在により向きを変え、方向へ運動量輸送を行うようにみえる。またこれらのことはスイープ過程も三次元の大きいスケールの渦構造からなることを意味している。但し、集合平均速度分布から得られるその方向スケールは

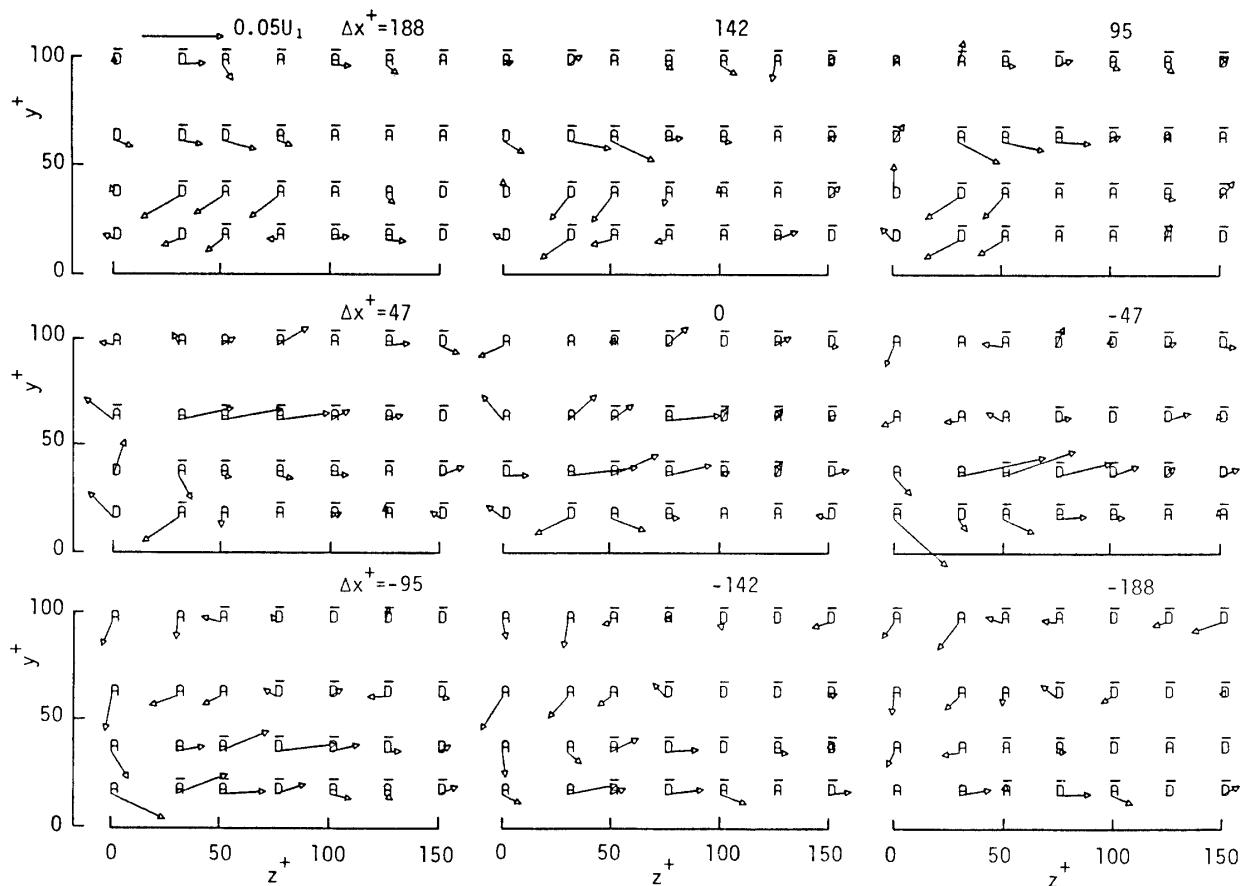


Fig. 2 Sequence of velocity vector plot in the cross stream section obtained from conditional averaged velocities.

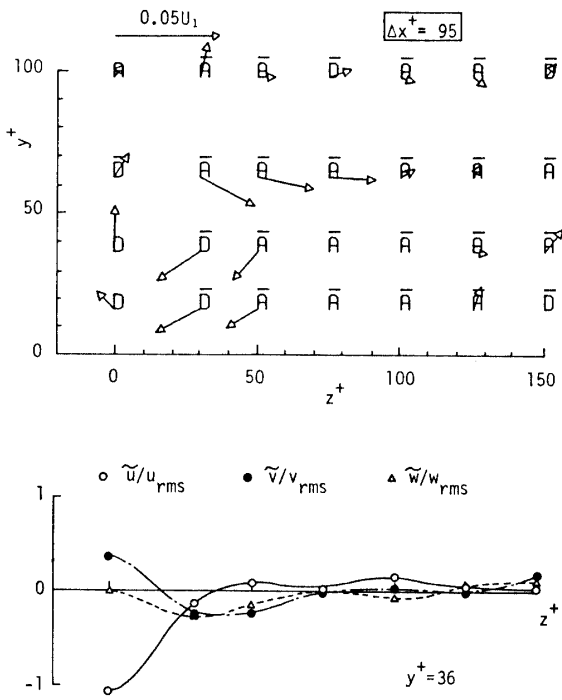


Fig. 3 Velocity vector plot and conditional averaged velocity distributions in the cross stream section at $\Delta x^+ = 95$.

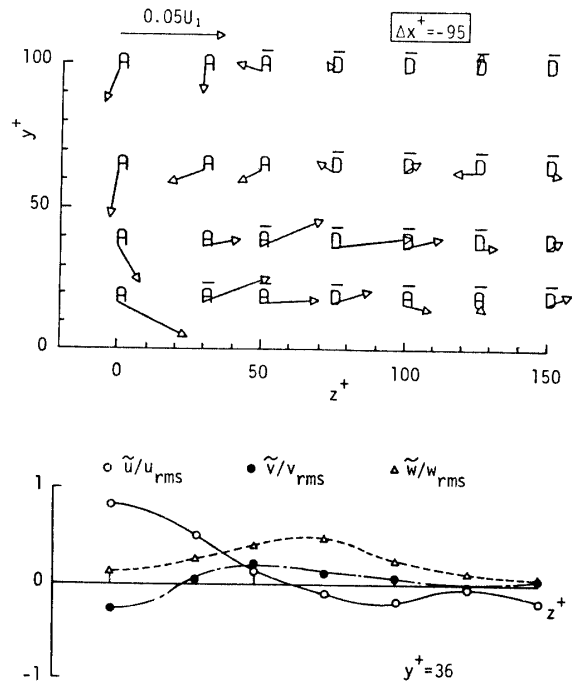


Fig. 4 Velocity vector plot and conditional averaged velocity distributions in the cross stream section at $\Delta x^+ = -95$.

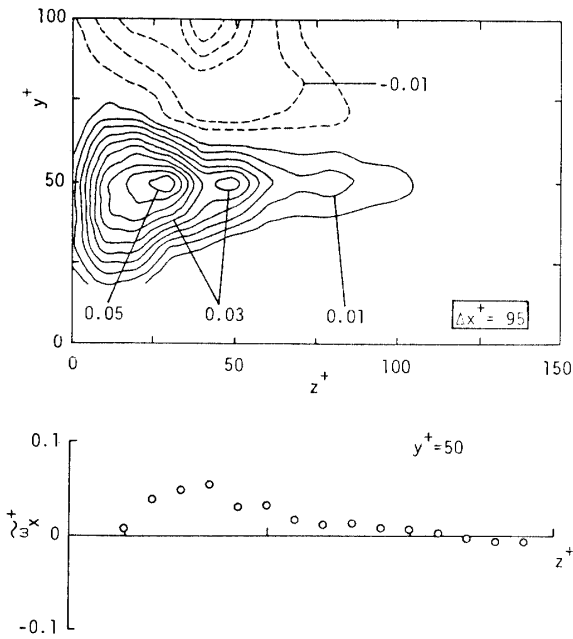


Fig. 5 Conditional averaged streamwise vorticity distributions in the cross stream section at $\Delta x^+ = 95$.

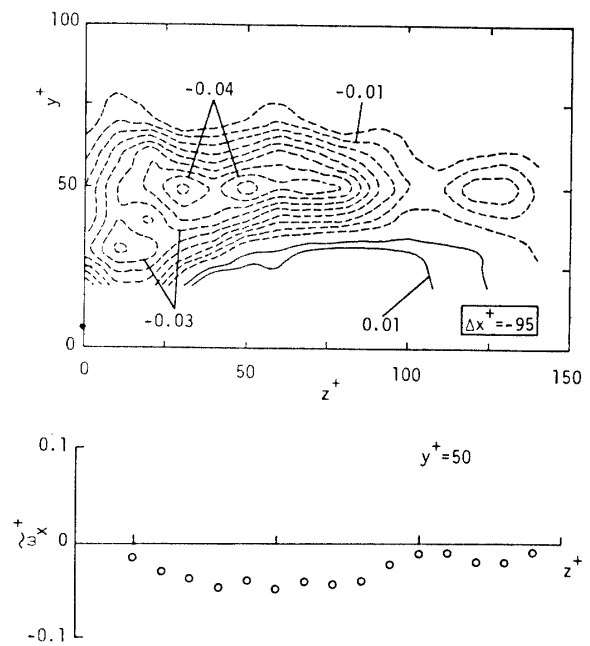


Fig. 6 Conditional averaged streamwise vorticity distributions in the cross stream section at $\Delta x^+ = -95$.

100ν / u_τと前述のエжекション過程に関連する縦渦構造のものよりもかなり大きい。

3.3 集合平均渦度

渦構造の物理的解釈は渦度を調べることにより得られると考えられる。ここでは集合平均速度のデータをもとに集合平均渦度を求めてみる。Fig. 5は、エжекション過程の代表であるΔx⁺=95断面の流れ方向集合平均渦度の等値線図とy⁺=50の高さにおけるそのスパン方向分布を示す。等値線に示す数字は、内部尺度で無次元化した値 $\tilde{\omega}_{x^+}$ ($=\tilde{\omega}_x \nu / u_{\tau}^2$)の大きさである。z⁺≒25, y⁺≒50を中心として正の渦度分布がみられ、縦渦構造の存在が確認できる。寸法は $\tilde{\omega}_{x^+}=0.01$ の等値線を基準にすると、およそ50ν / u_τである。したがって、エжекション過程と関連する縦渦構造のスパン方向スケールはλ_z⁺≒100であることが渦度分布からも予想できる。これは従来の滑面流で観察された低速ストリークの間隔と同じである⁽²⁾⁽⁷⁾。最大値は $(\tilde{\omega}_{x^+})_{\max}=0.05$ であり、Kastrinakisらが滑面流の壁近傍で測定した $(\overline{\omega_{x^2}})^{1/2} \nu / u_{\tau}^2 \sim 0.1$ の半分のである。Fig. 6はスイープ過程の代表であるΔx⁺=-95断面の結果である。 $\tilde{\omega}_{x^+}$ の等値線図をみると、z⁺≒50, y⁺≒50を中心として負の渦度分布がみられる。寸法は $\tilde{\omega}_{x^+}=0.01$ の等値線を基準にすると、およそ100ν / u_τとエжекション過程のもの比べると特にスパン方向に規模が大きい。最小値は $(\tilde{\omega}_{x^+})_{\min}=-0.04$ である。

Fig. 7は検出点のあるy⁺=36のx-z断面において、壁面に垂直方向の成分 $\tilde{\omega}_{y^+}$ の等値線図である。Δx⁺> 0, z⁺≦50の縦渦構造の観察された範囲に $\tilde{\omega}_{y^+}> 0$ の強い渦度が分布している。したがって、その範囲の渦度ベクトル成分はx軸に対して角度をなすことがわかる。z⁺=20, y⁺=36で流れ方向の数点で算出したその傾斜角度 $\phi = \tan^{-1}(\tilde{\omega}_y / \tilde{\omega}_x)$ は20~25°であり、最大相関をとる角度の23.5°⁽²¹⁾にほぼ等しい。このことは縦渦構造がHeadらの示したヘアピン渦の根幹部のように傾斜した形状⁽⁶⁾を持つことを示している。最大値はΔx⁺=100, z⁺=20にあり、その大きさは $(\tilde{\omega}_{y^+})_{\max}=0.022$ である。二次元平行流においてはレイノルズ応力のy方向の勾配が下式(2)のように説明されている⁽²²⁾。

$$\partial(-\overline{uv}) / \partial y = \overline{v\omega_z} - \overline{w\omega_y} \dots\dots\dots(2)$$

右辺の第1項はvによる ω_z の輸送、第2項は渦のストレッチによる力として理解されている。集合平均量 \tilde{w} と $\tilde{\omega}_y$ の結果の対応をみると、 $-\overline{uv}$ にピーク値が見られるエжекション過程の代表であるΔx⁺=95断面において $\tilde{w}< 0$, $\tilde{\omega}_y> 0$ となっている。(2)式は時間平均量の記述であるから、 \tilde{w} 及び $\tilde{\omega}_y$ の結果の考察からは

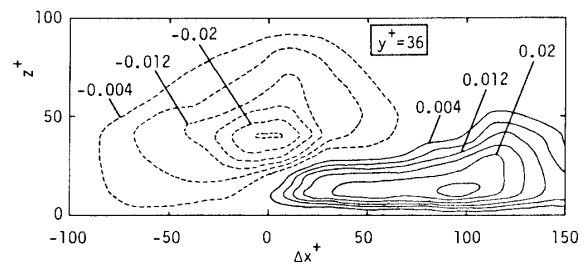


Fig. 7 Conditional averaged transverse vorticity distribution in the x-z plane at y⁺=36.

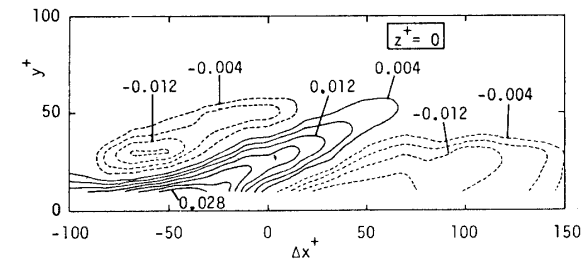


Fig. 8 Conditional averaged spanwise vorticity distribution in the x-y plane at z⁺=0.

あくまでも推測となるが、この位置で $-\overline{uv}$ の生成に対し $-\overline{w\omega_y}$ の効果が重要な部分を占めるのではないかと考えられる。一方、上流側には $\tilde{\omega}_y< 0$ の領域がみられる。その分布範囲はスパン方向に広く、最小値もz⁺=40付近の検出点から遠ざかった位置にある。

Fig. 8は対称断面であるz⁺=0のx-y平面におけるスパン方向集合平均渦度 $\tilde{\omega}_{z^+}$ の等値線図を示す。図の中央付近に $\tilde{\omega}_{z^+}> 0$ の傾斜した分布がみられる。その角度はおよそ24°であり、これも最大相関の角度とはほぼ等しい。そのすぐ上流側には $\tilde{\omega}_{z^+}< 0$ の領域がある。なお、この結果の中にヘアピン渦の頭部を示すような分布は見られない。

4. 結 言

d形粗面境界層の壁近傍においてVITA法により得られた集合平均速度のデータを解析し、以下に述べる結言を得た。

- (1) \tilde{u} , \tilde{v} 及び \tilde{w} の集合平均速度データから流れ方向の数断面における一連のy-z平面ベクトル線図を調べ、バースト現象に関連する三次元渦構造の形状やその時空間配置を明らかにした。また、それらの渦構造を集合平均渦度の評価から詳細に調査した。
- (2) エжекション過程はヘアピン渦の根幹部と考え

られる縦渦対と関連することが予想される。そのスパン方向スケールは $\lambda_z^+ \sim 100$ であり、従来の滑面流の壁近傍で観察された低速ストリークの間隔と同じである。(3) スワイプ過程は、スパン方向に強い運動量輸送をともなう大規模な三次元渦構造と関連することが推測される。

文 献

- 1) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 41-1, 1, (1990)
- 2) Blackwelder, R. F. and Eckelman, H., J. Fluid Mech., 94-3, 577, (1979)
- 3) Smith, C. R. and Schwartz, S. P., Phys. Fluids, 6-3, 641, (1983)
- 4) Hogenes, J. H. A. and Hanratty, T. J., J. Fluid Mech., 124, 363, (1982)
- 5) Head, M. R. and Bandyopadhyay, P., J. Fluid Mech., 107, 297, (1981)
- 6) Kim, H. T.,ほか2名, J. Fluid Mech., 50-1, 133, (1971)
- 7) Kline, S. J.,ほか3名, J. Fluid Mech., 30-4, 741, (1967)
- 8) Acarlar, M. S. and Smith, C. R., J. Fluid Mech., 175, 43, (1987)
- 9) Kastrinakis, E. G. and Eckelmann, H., J. Fluid Mech., 137, 165, (1983)
- 10) 笠木, ほか2名, 機論, 51-467B, 2272, (1985)
- 11) Grass, A. J., J. Fluid Mech., 50-2, 233, (1971)
- 12) Bandyopadhyay, P. R. and Watson, R. D., Phys. Fluids, 31-7, 1877, (1988)
- 13) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, 5, 407, (1987)
- 14) Johansson, A. V. and Alfredsson, P. H., J. Fluid Mech., 137, 409, (1983)
- 15) 大坂, ほか2名, 機論, 52-481B, 3224, (1986)
- 16) 大坂, ほか2名, 機論, 51-470B, 3102, (1985)
- 17) 大坂, ほか2名, 機論, 50-458B, 2571, (1984)
- 18) Townsend, A. A., "The Structure of Turbulent Shear Flow", Cambridge Univ. Press, 2nd ed., 156, (1976)
- 19) M. M. Rogers and P. Moin, J. Fluid Mech., 176, 33, (1987)
- 20) Kim, J., Phys. Fluids, 28, 52, (1985)
- 21) 大坂・望月, 機論, 52-481B, 3244, (1986)
- 22) Tennekes, H. and Lumley, J. L., "A First Course in Turbulence", MIT Press, 78, (1972)
(平成2年9月5日受理)