

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 (集合平均波形とベクトル線図)

望月 信介*・大坂 英雄*

Streamwise Vortical Structure associated with the Bursting Phenomenon in a d-Type Rough Wall Boundary Layer (Conditional averaged velocity signals and velocity vector plots)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

Three-dimensional spatial structure associated with the bursting phenomenon in a d-type rough wall turbulent boundary layer was investigated with the VITA technique. The conditional averaged signals of the three velocity components and the Reynolds shear stress were obtained at 28 locations in the cross stream section. These time dependent data were used to draw velocity vector plots in physical coordinate of x-y and x-z planes. The ejection process is associated with a pair of streamwise vortical motion which spanwise scale is about 50 viscous wall units. The Reynolds shear stress is mainly produced at the symmetrical plane of the vortical motion, $z^+ = 0$. While the sweep process is associated with large-scale vortical structure which is characterized by intense spanwise component.

1. 緒 言

著者らはこれまで低レイノルズ数における d 形粗面境界層の組織構造を VITA 法を用いて解析し、バースト現象の存在とそのレイノルズ応力生成における重要性を示した⁽¹⁾。また 4 象限分割法を用いた解析結果⁽²⁾を加えることにより、本流れ場においては層内全域でエжекション過程が優勢であることを明かにした。しかし、そのバースト現象の時空間構造は報告しておらず、その三次元構造や発生メカニズム^{(3)~(5)}については不明のままである。

滑面流の研究において、バースト現象の発生は縦渦構造の存在と密接に関連することが実験的研究^{(6)~(8)}及び LES による数値シミュレーション^{(9)~(11)}によって数多く報告されてきた。またこの構造は条件付平均操作によって、hairpin 構造と関連する渦対構造であることが

示唆され、そのスパン方向寸法の普遍性を利用したシミュレーションもいくつか行われている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。一方、粗面流においては先駆的研究として Grass が砂礫粗面上の流れを研究し、壁面の種類によらずエжекション過程の存在を示し⁽¹⁴⁾、Raupach は 4 象限分割法の結果から k 形粗面流におけるスイープ過程の優勢を報告している⁽¹⁵⁾。また大振幅変動事象の寄与の重要性に注目した解析⁽¹⁶⁾や、高次モーメント量の考察から輸送に支配的な渦構造の推測が試みられている⁽¹⁷⁾。しかしながら、d 形粗面流の組織構造についての研究は著者らの報告⁽¹⁾⁽²⁾の他には見あたらない。したがってこれまで粗面上の流れにおいてバースト現象に伴う三次元渦構造を調べたものはなく、その渦構造モデルや発生メカニズムは不明のままである。これらの事柄を明らかにすることは、エネルギー散逸過程における組織構造の役割及び輸送の制御の可能性を知る上で重要と考えられる。

そこで本研究においては、 $Re_\theta \approx 800$ の低レイノルズ数の d 形粗面境界層において VITA 法を用いた解析を行

*機械工学科

い、渦構造の移動時間を考慮してバースト現象の時空間三次元構造の観察を試み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 d 形粗面平板は、一辺が 3 mm の矩形断面要素がピッチ比 2 で周期的に配列した ($kr=w=b=3\text{mm}$, kr は粗さ要素高さ, w は溝部幅, b は要素幅) 二次元矩形粗面平板である⁽¹⁸⁾. 各変動速度成分の測定には、定温度型熱線流速計及び線径 $d=5\mu\text{m}$, センサー長さ $\ell=1\text{mm}$ のタングステン線による X 型プローブを用いた. センサー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, ν は動粘度) $=10$ であり, その空間分解能は極めて良好である⁽¹⁹⁾. 実験レイノルズ数は滑面流と同じ壁面摩擦抵抗係数の値をとる運動量厚さに基づくレイノルズ数が $R_\theta \approx 800$ 一定とした. この時, 主流速度 $U_1=3.6\text{m/s}$, 境界層厚さ $\delta=36\text{mm}$ であった. また実験は零圧力勾配下で, 主流の乱れ強さ 0.2% 以下で行われた.

2.2 条件付抽出法

Fig. 1 に座標系及び条件付解析を実施した測定点を示す. 条件付抽出法には VITA 法⁽²⁰⁾を採用し, その検出条件に含まれる任意定数はそれぞれ検出基準位置 $y^+ (= y u_\tau / \nu) = 36$, しきい値 $k=0.8$ 及び平均化時間 $T^+ (= T u_\tau^2 / \nu) = 20$ とした⁽²¹⁾. またこれに検出条件として検出時刻において $du/dt > 0$ を付け加えた. z 方向の測定は $z^+ < 150$ ($z / \delta < 0.5$) の範囲の 7 点において実施した. この範囲の決定は, 縦渦構造のスパン方向寸法が平均的に $\lambda_z^+ (= \lambda_z u_\tau / \nu) \sim 100$ ⁽⁷⁾ であること, 大規模三次元構造のスパン方向寸法がおおよそ 0.5δ である⁽²²⁾⁽²³⁾ という滑面流における観察に基づく. また $\lambda_z^+ \sim 100$ の結果から y 方向寸法は $50\nu / u_\tau$ と予測されるため, y 方向の測定は $y^+ < 100$ ($y / \delta < 0.3$) の範囲の 4 点で実施した. それぞれ $y^+ = 17$ はバッファ領域, $y^+ = 36$ は対数領域の下限及び $y^+ = 97$ は対数領域の上限に対応する. 本実験においてスパン方向の測定は, 集合平均の結果が z^+ 面に対し対称となることを確認後, $z^+ > 0$ の範囲のみで行った. なお, 無次元バースト発生周波数は $f_b \delta / U_1 = 0.0088$ であった. これは同程度のレイノルズ数における滑面流の結果 $f_b \delta / U_1 = 0.0072$ と比べて大きく, C_f がほぼ等しいにもかかわらず d 形粗面流と滑面流との構造の差異を示す結果の 1 つである.

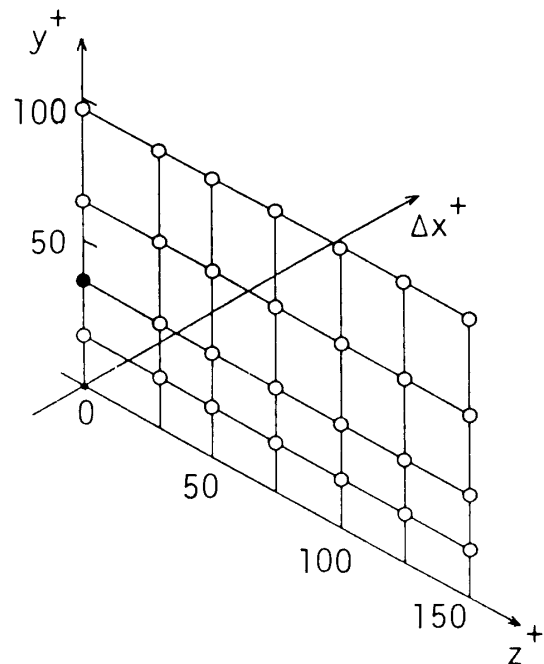


Fig. 1 Coordinate system and the measurement locations in the conditional sampling analysis. (A fill dot denotes a detection point.)

3. 結果及び考察

3.1 集合平均波形

Fig. 2 ~ Fig. 5 はそれぞれスパン方向位置における各成分の集合平均波形を y 方向の 4 箇所の高さについて示す. \bar{u} , \bar{v} 及び \bar{w} 成分については局所位置の r.m.s. 値で無次元化し, $\bar{u}\bar{v}$ 成分についてはレイノルズ応力 $-\bar{u}\bar{v}$ を差し引いた後に局所の $u_{\text{rms}} \cdot v_{\text{rms}}$ で無次元化した. 波形の表示は遅れ時間 $t = -40 \sim 40\text{ms}$ について行い, その範囲はおおよそ 4δ の流れ方向距離に相当する.

\bar{u} 成分についてみると, 検出基準位置の $y^+ = 36, z^+ = 0$ においてエジェクション過程からスイープ過程に至る一連のバースト事象⁽¹⁾が観察される. $t < 0$ (エジェクション過程) と $t > 0$ (スイープ過程) における分布の比較から, 本流れ場においては振幅及び継続時間においてエジェクション過程が優勢であることがわかる. 内層における 4 象限分割法の結果からは, エジェクション過程はその発生頻度においても優勢であることを報告している⁽²⁾. $z^+ = 0$ の y 方向位置の分布をみてみると, $y^+ = 17 \sim 97$ の全ての範囲で類似の分布が観察できる. しかし壁面から遠ざかるに従い, エジェクション過程からスイープ過程へと移行する時刻(ゼロクロス時刻)は早くなっている. これは一連の事象が壁面に対し傾

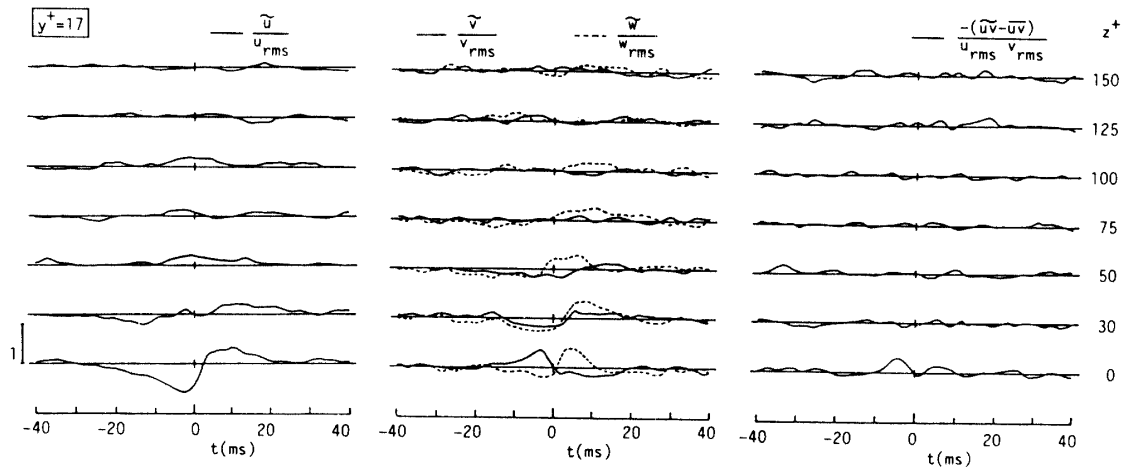


Fig. 2 Conditional averaged signals as a function of z^+ at $y^+=17$.

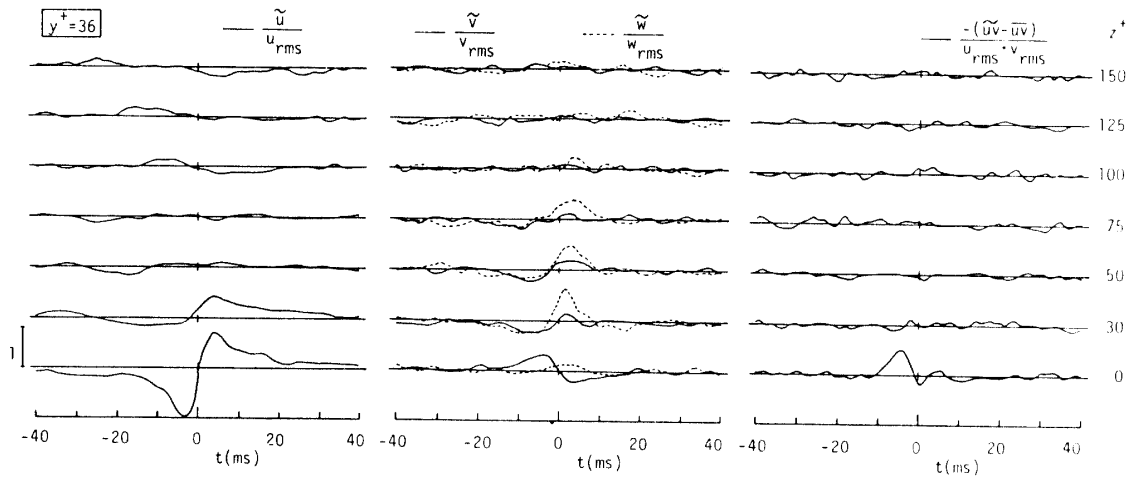


Fig. 3 Conditional averaged signals as a function of z^+ at $y^+=36$.

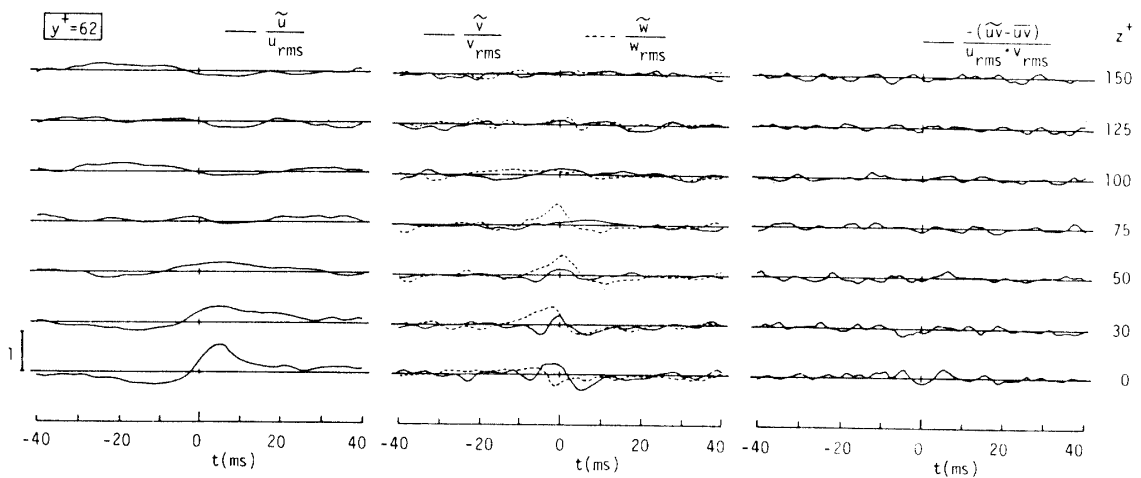


Fig. 4 Conditional averaged signals as a function of z^+ at $y^+=62$.

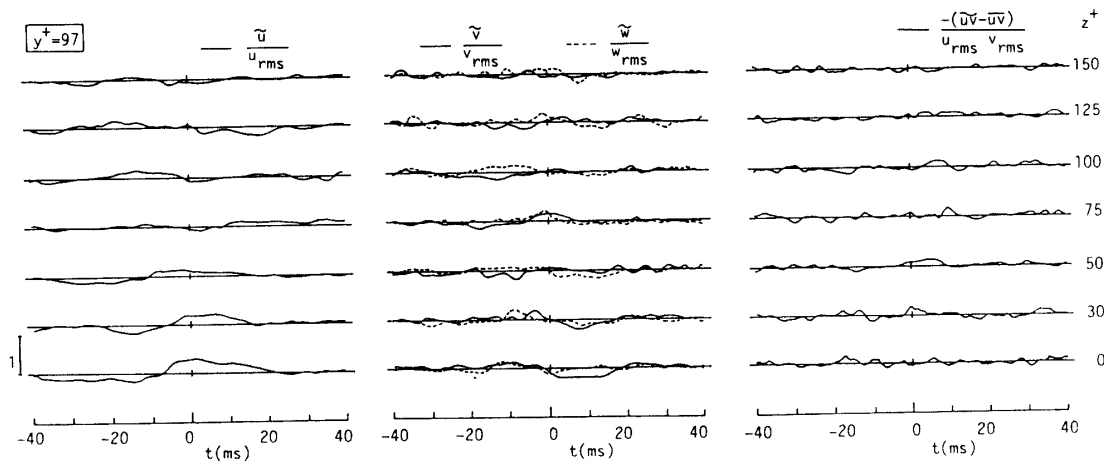
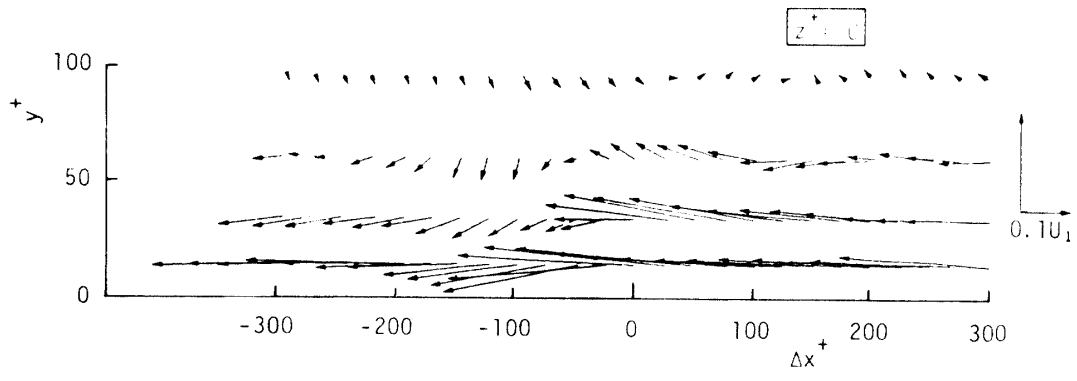


Fig. 5 Conditional averaged signals as a function of z^+ at $y^+=97$.

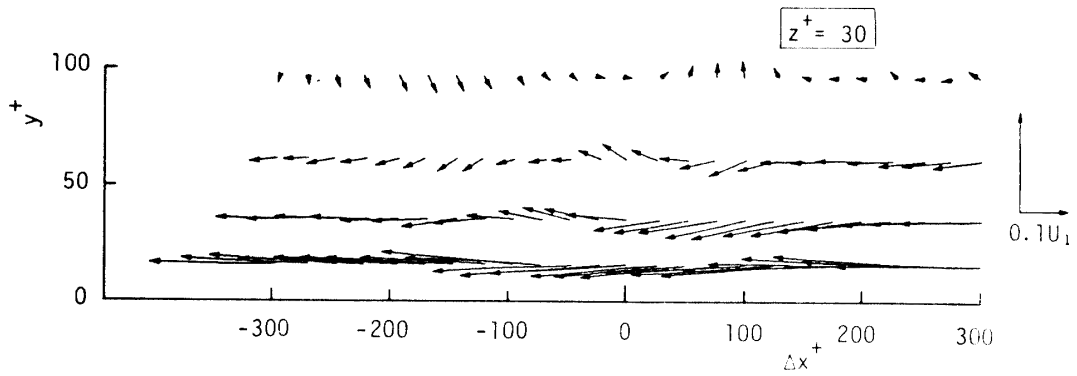
斜した構造をもって通過したことを示す結果であり、ゼロクロス時刻と局所速度を用いて算出したその傾斜角度はおよそ 24.5° である。 y^+ 一定でスパン方向位置の分布をみると、 y^+ によらず $z^+=0\sim 50$ の範囲で類似の分布を観察できる。 $z^+>0$ の各スパン方向位置におけるゼロクロス時刻の値から、一連の事象は $x-z$ 平面においてはVの字形状をもつ構造と関連すると想像され、このことは滑面流においても観察されている⁽²⁰⁾。しかし y 方向の場合と同様にして求めたVの字の狭角は 5.4° であり、 $R_\theta=2550$ の滑面流における値 $20\sim 30^\circ$ ⁽²⁰⁾と比べかなり小さい。

\bar{v} 成分についてみると、 $y^+=36$ 、 $z^+=0$ において $t<0$ で $\bar{v}>0$ (上昇流)、 $t>0$ で $\bar{v}<0$ (下降流)の分布が観察され、それぞれの時刻における事象が低速の流体塊が噴出するエジェクション過程 ($\bar{u}<0$ 、 $\bar{v}>0$)と高速の流体塊が壁近傍に侵入するスイープ過程 ($\bar{u}>0$ 、 $\bar{v}<0$)とに対応することが明かである。前述のエジェクション過程の優勢は \bar{v} 成分分布の振幅においてもみられる。同じ位置において \bar{w} 成分の分布はほぼ零である。 $z^+=0$ 面は対称面であることを考慮すると、これは実験データの信頼性を示す結果と考えられる。 $z^+=0$ 面の y 方向分布をみると、 \bar{v} 成分は $y^+=17\sim 97$ の範囲で同位相の分布が観察され、それらのゼロクロス時刻は y^+ によらずほぼ同時刻となっている。 $y^+=97$ においては、 \bar{v} 成分分布は時刻の経過につれ負 \rightarrow 正 \rightarrow 負の複雑な挙動を示す。これはバースト発生以前に高速の流体塊と低速の流体塊の干渉により生じた高せん断層で観察される低周波振動⁽²³⁾と対応するものと想像される。一方 \bar{w} 成分の分布には目立つ変化はみられない。次にスパン方向位置についてみると、 $y^+=36$ 、 $z^+>0$ の \bar{v} 成

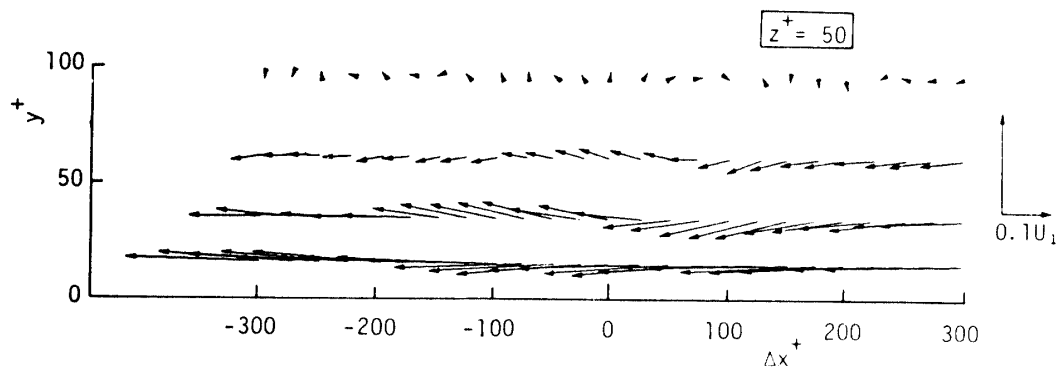
分は $t<0$ で $\bar{v}<0$ (下降流)、 $t>0$ で $\bar{v}>0$ (上昇流)となっており、これは $z^+=0$ の分布とは全く逆位相の結果である。 \bar{u} 成分の結果を考慮すると、 $t<0$ では内向き相互作用過程 ($\bar{u}<0$ 、 $\bar{v}<0$)、 $t>0$ では外向き相互作用過程 ($\bar{u}>0$ 、 $\bar{v}>0$)を示すものと判断される。この分布は $y^+=17$ においてもみられる。このことから、 $z^+=0$ 面における低速流体塊の噴出はそのすぐ隣のスパン方向位置における低速流体塊の下降を伴うことがわかる。 \bar{w} 成分のスパン方向変化をみると、 $z^+>0$ の範囲では $z^+=0$ の分布とはかなり異なっている。 $y^+=36$ の結果を参照すると、 $z^+=30\sim 100$ の範囲において、 $t<0$ で $\bar{w}<0$ (検出点に向かう流れ)、 $t>0$ で $\bar{w}>0$ (検出点からスパン方向へ遠ざかる流れ)となっている。 $t>0$ で $\bar{w}>0$ の分布の振幅は比較的大きく (最大で局所 w_{rms} の0.8倍)、 $z^+=125$ 付近までの広い範囲でみられる。このことから、 $z^+=0$ 面のスイープ過程はそのスパン方向位置に強いスパン方向の運動量輸送を伴うことがわかる。 $y^+=17$ においてもそれと類似のパターンが観察される。このようにエジェクション過程及びスイープ過程の両事象は $z^+=0$ 面の近傍にスパン方向の流体塊の輸送を伴い、それがみられるスパン方向範囲はエジェクション過程において比較的狭く、スイープ過程において比較的広がっている。壁近傍におけるスパン方向の流体塊の輸送は、壁面を運動量吸い込みとして、あるいは渦度供給源の役割として議論する際に重要と考えられる⁽²⁵⁾。最近リブレット上の乱流抵抗低減に関して、スパン方向の流体塊の輸送の抑制がその低減を生じさせると報告されている⁽²⁶⁾。一方、 $y^+=62$ 、 97 の \bar{w} 分布をみると、 $y^+=17$ 、 36 のものとは 180° 位相が異なっている。すなわち、 $t<0$ で $\bar{w}>0$ 、 $t>0$ で $\bar{w}<0$ の分布となっ



(a) $z^+ = 0$ plane



(b) $z^+ = 30$ plane



(c) $z^+ = 50$ plane

Fig. 6 Velocity vector plots in x-y plane.
(Velocity vectors are observed in a reference coordinate moving with $0.8U_{1,}$)

ている。また $y^+=62$ においては、 $\bar{w} > 0$ の比較的振幅の大きい分布が $y^+=36$ でエジェクション過程が観察される $t < 0$ の範囲でみられる。上述の \bar{v} 及び \bar{w} 成分の分布から、エジェクション過程及びスweep過程は両事象とも流れ方向の渦度を持つ構造と密接に関連することが想像できる。集合平均した渦度 $\bar{\omega}_x (= \partial \bar{w} / \partial y - \partial \bar{v} / \partial z)$ を考慮すれば、エジェクション過程は上流からみて時計方向の回転を持つ縦渦構造と関連し、その中心は $z^+=0 \sim 30$, $y^+=36 \sim 62$ の間にあることが予想できる。一方スweep過程は上流からみて反時計方向の回転を持つ大規模な縦渦構造と関連し、その中心は $z^+=0 \sim 50$, $y^+=36 \sim 62$ の間にあることが予想される。

\bar{uv} 成分の分布についてみると、 $z^+=0$ においては $y^+=17 \sim 62$ の範囲にバースト現象の一連の過程に対応する2つのピークが観察される。したがってレイノルズ応力生成に対しバーストの発生が重要であることがわかる。 \bar{uv} 成分においてもエジェクション過程に対応するピーク値が局所 $u_{rms} \cdot v_{rms}$ の0.8倍と優勢となっている。一方 $z^+ > 0$ の範囲ではピーク値は全くみられない。このことは本流れ場において、バースト発生に伴うレイノルズ応力生成のほとんどがエジェクション過程と関連する前述の縦渦構造の中央面 ($z^+=0$ 面) で生じることを示している。

3.2 ベクトル線図

前節においては集合平均波形の観察から事象の物理的形状の把握を試みた。しかし組織構造は三次元の空間構造を持つため、その物理的形状を把握するには構造とともに移動する座標における運動学的観察が不可避である⁽²²⁾と思われる。そこで大渦の対流速度で移動しながら観察した $x-y$ 平面及び $x-z$ 平面におけるベクトル線図を描き考察してみる。Fig. 6 (a)~(c) は $x-y$ 平面ベクトル線図を $z^+=0 \sim 50$ の範囲の代表的な3断面について示す。ここで大渦の対流速度は二点相関により求めた値 $Uc=0.8U_1$ を用いた。なおこれを求める際には Taylor の凍結乱流の仮説を利用しなければならないが、その使用の妥当性はすでに報告している⁽²⁷⁾。横軸は Taylor の仮説を利用して物理座標に変換しており、その表示範囲は $\Delta x^+ = -300 \sim 300$ ($\Delta x / \delta = -1.0 \sim 1.0$) となっている。 $z^+=0$ 面の結果をみると、下流側 ($\Delta x^+ > 0$) において $y^+ \leq 62$ の範囲で上向きベクトルがみられる。一方、上流側 ($\Delta x^+ < 0$) において $y^+ \leq 97$ の範囲で下向きベクトルがみられ、スweep過程は外層にその発生の起点を持つように思える。また $\Delta x^+=0$, $y^+=62 \sim 97$ 付近には乱流バルジ背面で予想さ

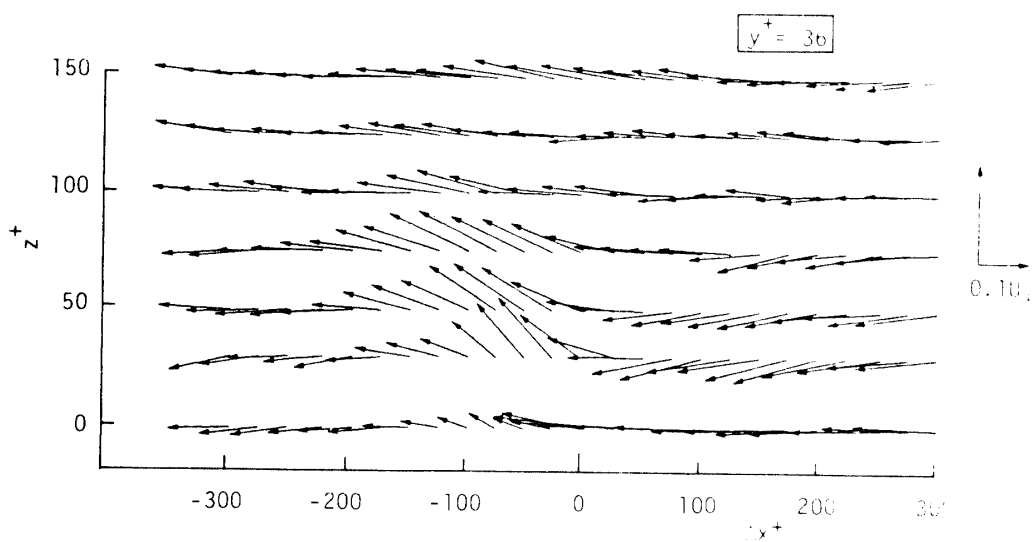
れている鞍部点流れ⁽²⁸⁾が存在するようにみえる。このことから、スweep過程とエジェクション過程の境界に沿って流体塊は強い引き延ばし作用を受けることがわかる。またこれはバーストの発生を含めた組織構造の運動に関して、明確な定義をもつ臨界点解析⁽²³⁾を用いた説明の可能性を示す結果である。 $z^+=30$ の面では、下流において $y^+ \leq 62$ の範囲に下向きベクトル、上流において $y^+ \leq 97$ の範囲に下向きベクトルがみられる。 $z^+=0$ 面でエジェクション過程のみみられる下流位置では、 $z^+=30$ の面においてすでにベクトルは上向きから下向きへと変化している。 $z^+=50$ の面では、下流において $y^+ \leq 62$ の範囲に下向きベクトル、上流において $y^+ \leq 62$ の範囲に上向きベクトルがみられ、 $z^+=0$ 面とは逆の結果となっている。

Fig. 7 (a) (b) はそれぞれ $y^+=36$ 及び 62 における $x-z$ 平面ベクトル線図を示す。ベクトルの表示は $x-y$ 平面の場合と同じ方法である。検出点のある $y^+=36$ の面では、下流において $z^+=30 \sim 75$ の範囲に $z^+=0$ 面に向かうベクトル、上流において $z^+=30 \sim 100$ の範囲に $z^+=0$ 面から遠ざかる比較的大きな成分を持つベクトルがみられる。 $z^+=0$ 面でエジェクション過程に対応する下流では $z^+ \leq 50$ の範囲にスパン方向の流れを伴うことがわかる。一方 $z^+=0$ 面でスweep過程に対応する上流では比較的大きなスパン方向の流れを伴うことがわかる。 $y^+=62$ の面では、下流において $z^+=30 \sim 75$ の範囲に $z^+=0$ 面から遠ざかるベクトル、上流において $z^+=0$ 面に向かうベクトルがみられる。下流におけるスパン方向に遠ざかる流れは $y^+=36$ の上流で観察された比較的大きなベクトルと類似である。これらのスパン方向の強い速度成分は本研究で議論している縦渦構造の渦度成分を増加させる成分として重要と考えられる。またその位置では $\bar{u} > 0$, $\bar{v} < 0$ のスweep過程となっており、バーストの発生及び各過程の進行に対してスweep過程がその原因であると説明しているいくつかの考え⁽³⁾⁻⁽⁵⁾を支持するようである。

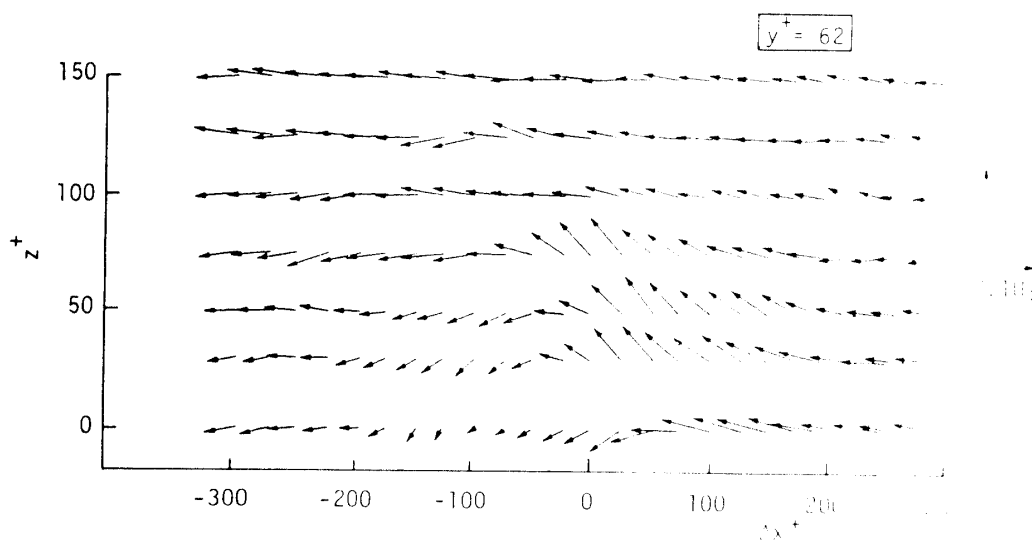
4. 結 言

$Re \approx 800$ の低レイノルズ数の d 形粗面境界層のバースト現象に伴う三次元時空間構造を VITA 法を用いて解析し、各成分の集合平均波形及びベクトル線図から以下に示す結言を得た。

(1) \bar{u} , \bar{v} 及び \bar{w} 成分集合平均波形を $y-z$ 平面内28点において詳細に調べ、バースト発生に伴う各事象の時空間構造を明らかにした。



(a) $y^+ = 36$ plane



(b) $y^+ = 62$ plane

Fig. 7 Velocity vector plots in x-z plane.

(Velocity vectors observed in a reference coordinate moving with $0.8U_1$.)

(2) エジェクション過程はその寸法が $50\nu / u_\tau$ 程度の縦渦構造と密接に関連することが示された。またバースト発生に伴うレイノルズ応力生成のほとんどは、この縦渦構造の対称面 ($z^+=0$ 面) において生じている。
 (3) スweep過程はその寸法が $100\nu / u_\tau$ 程度の大規模な縦渦構造と関連することが示された。またスweep過程に伴う強いスパン方向の流体塊の輸送が観察され

た。

文 献

- 1) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 39-2, (1989), 1. または, 大坂・望月, 機論, 52-481, B(1986), 3244.
- 2) 大坂・他2名, 機論, 53-485, B(1987), 27.
- 3) Offen, G.R. and Kline, S.J., J.Fluid Mech., 70(1975), 209.

- 4) Praturi,A.K. and Brodkey,R.S., J.Fluid Mech., 89(1978), 251.
- 5) Kim,J., Phys Fluids, 28(1985), 52.
- 6) Bakewell,H.P. and Lumley,J.L., Phys Fluids, 10(1967), 1880.
- 7) Blackwelder,R.F. and Eckelmann,H., J.FluidMech., 94(1979), 577.
- 8) Gupta,A.K. 他2名, J.Fluid Mech., 50(1971), 493.
- 9) Moin,P. and Kim,J., J.Fluid Mech., 155(1985), 441.
- 10) 三宅・梶島, 機論, 51-469, B(1985), 2846.
- 11) Lyons,S.L., 他2名, AIChE J., 35-12(1989), 1962.
- 12) 笠木・他2名, 機論, 51-467, B(1985), 2272.
- 13) Coles,D.E., Lehigh Workshop on Coherent Structure in Turbulent Boundary Layer,(1978), 462.
- 14) Grass.A.J., J.Fluid Mech., 50(1971), 223.
- 15) Raupach.M.R., J.Fluid Mech., 108(1981), 363.
- 16) Sabot,J., 他2名, Phys.Fluids, 20-10(1977), s150.
- 17) Bandyopadhyay,P.R. and Watson,R.D., Phys Fluids, 31-7(1988), 1877.
- 18) 大坂・他3名, 山口大学工学部研究報告, 33-1, (1982), 9. または, 大坂・他2名, 機論, 50-458, B(1984), 2299.
- 19) Ligrani,P.M. and Bradshaw,P., Exp.Fluids, 5(1987), 407.
- 20) Blackwelder,R.F. and Kaplan,R.E., J. Fluid Mech., 76-1(1976), 89.
- 21) 大坂・他2名, 機論, 52-481, B(1986), 3224.
- 22) 種子田, なかれ, 1(1982), 29.
- 23) Cantwell,B.J., Ann. Rev. Fluid Mech., 13(1981), 457.
- 24) Kim,H.T., 他2名, J.Fluid Mech., 50-1(1971), 133.
- 25) Lighthill,M.J., Laminer Boundary Layer,(ed. Rosenhead), Oxford,(1963).
- 26) Choi,K.-S., J.Fluid Mech., 208(1989), 417.
- 27) 大坂・他2名, 機論, 50-458, B(1984), 2571.
- 28) Kovasznay,L.S.G., 他2名, J.Fluid Mech., 41(1970), 283.

(平成2年4月2日受理)