スパン方向すきまをもつ粗さ要素を超える 乱流境界層の組織構造 (VITA 法による解析)

大坂 英雄^{*1}, 望月 信介^{*1}, 王 凱 建^{*2}

Coherent Structures of a Turbulent Boundary Layer Formed by Spanwise Gaps between Roughness Elements (Analysis with VITA Method)

Hideo OSAKA, Shinsuke MOCHIZUKI and Kaijian WANG

Conditional averages of longitudinal and normal velocities and of their products have been obtained with the VITA analysis for a centerline development of a boundary layer flow through a gap in an isolated wall-mounted roughness element. All measurements were made for a ratio of roughness height to boundary layer thickness 0.135 at a Reynolds Number of 3 300, based on obstacle height and free stream velocity. It is inferred that conditional averaged patterns and higher-order moments are significantly affected by the difference of gap size G . In particular, the gap width effect on the peak ratio, mean event frequency and mean consecutive time for both accelerating and decelerating events at $X/G=0$ is completely contrary to those at $X/G=4$. The higher-order moments show the reverse tendency at the $Y/\delta \approx 0.14$ border.

Key Words: Turbulent Boundary Layer, Gap Flow, Coherent Structure, VITA Method

1. 緒 言

著者らは既報⁽¹⁾⁽²⁾において、スパン方向すきまをもつ粗さ要素を超える乱流境界層の中心断面の平均流および乱流特性を報告した。この中で、ギャップ幅 G と流れ場の変形の程度との関係を調べ、ギャップ寸法を3種類に分類できること、ギャップ幅 G で無次元化すると変形の下流方向変化の傾向は類似となること等を明らかにした。これより、本流れ場における大渦の尺度はギャップ寸法に依存することがわかる。

一方、ギャップ幅の変化は当然組織構造のうち、エゼクション、スweep等の事象⁽³⁾にも影響を与えるであろう。したがって、速度および長さのスケールとして何を選択すれば適切であるかといった問題が想起される。もちろん、渦構造は三次元の空間スケールをもつ⁽⁴⁾ので、組織構造を詳細に調べるには空間領域にわたり議論するのが望ましい。そのためには、まず時間平均乱流量を調べ、次にそれを基礎として組織構造を検討することが順序であろう。著者らはこのような考

えに従い、平均速度場の空間構造を調べ⁽⁵⁾、次に三次元乱流場を検討⁽⁶⁾しつつある。しかしながら、本流れ場は中心付近のスパン方向ひずみ速度が流れ場全体に主要な役割を果たしていることが著者らの研究⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁵⁾でわかっている。そこで、中心断面に限定して組織構造を調べ、二次元乱流境界層の結果との比較から、ギャップ幅の影響を明らかにすることも意義がある。また大きい尺度の渦構造は乱流拡散項とも密接な関係がある⁽⁷⁾ため、変動速度のモーメントや三重速度相関項を調べる必要がある。これらを明らかにすることは、レイノルズ応力の輸送方程式中の項と大渦構造とを関連づけて議論する一助になるものと考えられる。

本研究と密接に関連する報告は、ギャップ流れでは Schofield ら⁽⁶⁾(6種類のギャップ寸法で中心断面平均速度場を解析)によるもの、Logan ら⁽⁹⁾(5種類のギャップ寸法でスパン方向特性と可視化の実験)によるものがある程度である。組織構造については多く、VITA 法による解析は Blackwelder-Kaplan⁽³⁾により、4象限解析は Lu-Willmarth⁽¹⁰⁾により開発された。以後、特に乱流境界層の構造の解明に広く利用されている。工学上の興味からは、流体機械の空力性能に及ぼす不均一流の影響、各種構造物群周りのブリード流あるいはICパッケージの一樣冷却等に関連してい

* 1994年8月18日 第72期全国大会講演会において講演、原稿受付 1995年2月20日。

^{*1} 正員, 山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台 2557)。

^{*2} 正員, 山口大学大学院。

る。

以上のことをふまえ、ギャップをもつ粗さ要素高さが乱流境界層以下の寸法について、4種類のギャップ幅が乱流境界層の中心断面における組織構造に及ぼす影響を明らかにすることを試みる。なお、本報告ではVITA法による解析を利用するため、高せん断層の出現の強度(加速・減速過程のピーク値および継続時間)、

Fig. 1 Flow field for the centre line section, nomenclature and coordinate system

頻度(発生周波数)に関する情報を検討する。

2. 実験装置および方法

2.1 流れ場および実験条件 測定平板は0.91 m幅, 6 m長さのベークライト製で, 平板前縁から150 mmの位置に直径1.2 mmのトリッピングワイヤを設置している。図1に流れ場の概要, 主要記号および座標系を示す。スパン方向中心にギャップ幅 G をもつ粗さ要素は, 高さ $H=5$ mm, 流れ方向幅 $W=5$ mmの正方形角柱である。この粗さ要素は平板前縁から2 mの位置に設置された。この位置の粗さ要素を設置しないときの境界層厚さ δ_0 は, 主流速度 $U_1=10$ m/s, 主流乱れ強さ0.3%, 零圧力こう配下で37 mmである。したがって, レイノルズ数は, $U_1 H/\nu \approx 3300$, $U_1 \delta_0/\nu \approx 24500$ である。ギャップ高さは $H/\delta_0 \approx 0.135$ に限定され, ギャップ幅 G は $\delta_0/8$, $\delta_0/4$, $\delta_0/2$ および

Fig. 2 Conditionally averaged patterns of u -component at $x/G=0$ for 4 gaps

δ_0 の4種類である。

2.2 測定方法 主流中の静圧は粗さ要素を設置後、流れ方向に一定となるように調整した。測定はX形プローブ(直径4 μm , 長さ1.25 mmの受感部をもつ)と定温度形熱線流速計とを用いた。熱線からの信号はパーソナルコンピュータでA-D変換(サンプリング周波数10 kHz, 10 s取得)後、必要とするデータ処理を施した。組織構造の検出として採用したVITA法⁽³⁾は、著者らの予備実験⁽¹¹⁾(滑面境界層でも同様の値を得た)で決定した検出基準の任意定数(しきい値 $k=1.0$, 平均化時間 $T^*=20$, 検出基準位置 $y^+=yu_\tau/\nu=15$, y は測定平板から垂直に測った距離, u_τ は摩擦速度)を用いた。なお、三次元境界層では抽出基準の検討が困難であるため、従来の検討にならって行った。高次モーメントの測定における不確かさが問題となるが、壁近傍の位置 $y/\delta=0.04$ で $\bar{u}^2$ および $\bar{v}^2$ の不確

かさの相対値はそれぞれ1.7%および11%程度である。

3. 結果および考察

3.1 集合平均波形

(1) ギャップ幅 G による変化 図2は $x/G=0$ 断面における u 成分の集合平板波形で、境界層内の代表高さについて壁近傍から層外端までの範囲を示す。縦軸は集合平均 $\bar{u}$ を局所のrms値で無次元化し、横軸は検出基準時刻からの遅れ時間 $t(t^+=tu_\tau^2/\nu)$ で示す。 $G=\delta_0/8$ の場合、 $y^+=15$ (検出基準位置)で減速過程(エゼクションに対応)のピークが見られるが、加速過程(スweepに対応)のピークはほとんど見られない。同様のパターンは $y/\delta=0.25$ まで存在する。 $G=\delta_0/4$ の場合、 $y^+=15$ では減速および加速過程の両者の事象が生じているが、減速過程のピークが卓越して

Fig. 3 Conditionally averaged patterns of u -component at $x/G=4$ for 4 gaps

いる。壁から離れるにつれ減速過程のみ生じ、およそ $y/\delta=0.2$ まで見られる。 $G=\delta_0/8$ と $\delta_0/4$ の場合、中心断面の壁近傍で平均速度の最大増速位置が $x/G < 0$ (ギャップ内部)にあるため、減速過程の事象が卓越する。一方、 $G=\delta_0/2$ と δ_0 の場合、 $y^+=15$ で減速過程より加速過程の事象が卓越する。壁から上方に向かい、加速過程のパターンのみが生じ、 $y/\delta=0.5$ 付近まで見られる。この両者の場合は平均速度の最大増速位置が $x/G > 0$ (ギャップの下流)にあるため加速過程の事象が卓越する。これは既報⁽²⁾で述べた u_{rms} 成分が二次元流れと比べ減少していることからわかる。以上のように、 $x/G=0$ の位置における集合平均波形がギャップ寸法により2大別できるのは、壁近傍における平均速度の最大増速位置がギャップ下流端を境に上流か下流であるかが重要である。

図3は $x/G=4$ 断面における u 成分集合平均波形である。 $x/G=4$ 断面はすべてのギャップ幅の場合、平均速度の変形の程度が最大であり、かつレイノルズせん断応力値も最大である⁽¹⁾⁽²⁾位置として選択した。 $G=\delta_0/8$ の場合、 $y^+=15$ で検出基準時刻の前後で加速過程のみ生じる特異なパターンを示す。これは Andreopoulos ら⁽¹²⁾が報告している平板乱流境界層の粘性底層中で生じるパターンと類似している。本流れ場では平均速度の二次元流れからの減速が最大であるため、運動量のスパン方向輸送が生じ、中心断面の運動

量の減少とそれを補うための上方領域の高速流体の下方への輸送によりこのパターンが生じたものと解釈される。 $G=\delta_0/4$ の場合、 $y^+=15$ では $x/G=0$ での減速過程が卓越するパターンから加速過程が卓越するパターンに移行している。この場合も $G=\delta_0/8$ の場合と同様、減速過程の事象が弱体化しており、上述したスパン方向運動量の輸送が重要な役割を担っている。なお、 y 方向には $y/\delta=0.25$ の範囲まで同様のパターンが生じている。 $G=\delta_0/2$ および δ_0 の場合、 $y^+=15$ では減速および加速過程の両者が生じており、ギャップ幅 G が大きくなるにつれ減速過程の事象の役割が著しくなっている。しかしながら、依然として加速過程が卓越している。このように、平均速度の二次元流れからの減速が最大である $x/G=4$ の断面では、すべてのギャップ幅の場合加速過程が卓越し、 $G=\delta_0/8$ の場合を除き、ギャップ幅が大きいほど加速過程のピークが大き

(2) 流れ方向変化 ギャップの影響が最も顕著に現れる $y^+=15$ の位置の集合平均波形を比較してみる。図4は u 成分の集合平均波形で、 $x/G=0$ から各ギャップ幅での測定最下流位置までの4断面について示している。 $x/G=0$ では $G=\delta_0/8$ と $G=\delta_0/4$ の場合減速過程のピーク値が、一方 $G=\delta_0/2$ と δ_0 の場合加速過程のピーク値が大きい。減速および加速過程の継続時間は、ギャップ幅が大きいほど長い。これより、ギャップによる変形を受けた流れ場に生成する壁近傍の渦構造は、その強度、例えばひずみ速度の大きさあるいは平均渦度はギャップ幅により系統的に変化しないが、寸法はギャップ幅の増加につれ増加すると解釈できる。 $x/G=1$ では、ギャップ幅によらず減速および加速過程のピーク値はほぼ同じである。しかしながら、ピーク値の大きさはギャップ幅の増加につれ増加する。 $x/G=4$ では、 $3 \cdot 1(1)$ でも述べたように $G=\delta_0/8$ の場合減速過程が見られない。減速過程は $G=\delta_0/4$ では見られ、ギャップ幅の増加につれ減速過程のピーク値が増加する。一方、加速過程のピーク値はギャップ幅によらずほぼ同様である。測定最下流断面では、ギャップ幅によらず集合平均波形はほぼ相似となっている。このように、 u 成分集合平均波形は流れ方向位置により特徴的な分布の変化を示す。これは既報⁽¹⁾で述べた局所摩擦係数 C_f の結果を参照すると以下のように予想ができる。ギャップをもつ粗さ要素により $x/G=0$ から1の範囲では壁近傍の平均速度が増速となる。そこでは u 成分集合平均波形の減速過程が卓越しており、元の二次元流れの状態に戻ろうとする。しかし、ギャップによる変形が大きいため $x/G=4$ で平均

Fig. 4 Streamwise variation of conditionally averaged pattern of u -component at $y^+=15$

Fig. 5 Conditionally averaged pattern of v - and uv -component at $x/G=4$ for 4 gaps

速度が二次元流れから最も減速するまで C_f の値はアンダシュートする。そのため、そこでは加速過程が卓越し再び元の二次元流れの状態に移行する。

図5は $x/G=4$ における y 方向乱れ成分 v および uv 相関成分の集合平均波形を示す。結果は壁に近い $y/\delta=0.08 (y^+=32)$ のものを示す。 v 成分については、おおまかに見て検出基準時刻をはさみ、 $t<0$ で正の値、 $t>0$ で負の値を取り、 u 成分の分布傾向と逆である。ただし、検出方法のジッタリング等でギャップ幅による分布傾向を明りょうに見ることはできない。また uv 相関成分については、およそ $t<0$ で負、 $t>0$ で正のゆるやかなピークを取るようである。このように u 成分集合平均波形と比べ、 v および uv 相関成分の集合平均波形からは詳細に述べるのは難しい。したがって、測定および解析は全条件について実施しているが、結果の報告は図5のみに絞った。

3.2 u 成分集合平均波形の特徴

(1) ピーク比 図6はピーク比 R_{plu} のギャップ幅に対する変化を示す。ピーク比 R_{plu} は発生事象の強度を表す目安となる⁽¹³⁾のもので、加速過程と減速過程のピーク高 $[(\tilde{u}/u_{rms})_{a,max}]$ と $[(\tilde{u}/u_{rms})_{d,max}]$ の比と定義する。図6中の2-Dの実線は本流れ場の二次元流れの結果で、 $R_{plu} \approx 0.89$ である。 $x/G=0$ では、 $G=\delta_0/8$ と $G=\delta_0/4$ の場合 $R_{plu} < 0.89$ 、 $G=\delta_0/2$ と $G=\delta_0$ の場合 $R_{plu} > 0.89$ を示す。これは加速過程のピーク値の差によるものである。 $G=\delta_0/8$ の場合、 $R_{plu} \approx 0.2$ と極めて小さい値であるが、これはギャップによる縮流からすでに減速過程に転じたためであり、同様のことは $G=\delta_0/4$ の場合も予想される。一方、 $G=\delta_0/2$ の場合 $R_{plu} \approx 2$ の最大値を取るが、これは縮流による増速過程にあり、上方から下降流が生じた(スweep過程に類似)ためである。この結果は乱れ強さの小さい流体塊が下降し u_{rms}/U_1 分布が抑制されたこと⁽²⁾からも推察できる。 $x/G=1$ ではすべてのギャップ幅の R_{plu} の値

Fig. 6 Peak ratio

Fig. 7 Mean event frequency non-dimensionalized with inner and outer variables

は一定で、二次元流れの結果に近い。詳細に見ると、ギャップ幅が小さいほど、減速および加速過程のピーク値が小さい。 $x/G=4$ では、ギャップ幅が小さいほど R_{plu} の値が大きい。この系統的变化は減速過程のピーク値の変化がギャップ幅により著しい変化を示すためである。この位置は既報⁽²⁾で示したように乱れ強さの3成分とも、壁から離れた位置でピークとなる分布を示す。測定最下流位置になると、すべてのギャップ幅の R_{plu} の値はほぼ一定値(およそ1.0)を取り、二次元流れに近い若干高い。この位置ではギャップ幅によらず、減速および加速過程のピーク値はほぼ同程度である。

(2) 平均発生周期 ギャップ幅の差により流れ

場の中に生じた構造の変化を、卓越した組織構造の発生頻度から調べてみる。図7は事象平均発生周期 T_b を外部尺度 (U_1, δ) と内部尺度 ($u_\tau, \nu/u_\tau$) とを用いて無次元化した周期 $T = T_b U_1 / \delta$ と $T^+ = T_b u_\tau^2 / \nu$ のギャップ幅に対する変化を示す。図7中には本流れ場の二次元流れで得られた $T=9.5$ と $T^+=375$ の結果を実線で示している。まず T の分布について見る。 $x/G=0$ では、すべてのギャップ幅で $T < 9.5$ であり、二次元流れの結果よりも小さい。ただギャップ幅の増加につれ T の値は増加する。 T の値が二次元流れのものと比べ小さいのは、組織構造を示す渦の寸法が減少したか、あるいは渦構造の強度が弱くなったためであろう。 $x/G=1$ では、すべてのギャップ幅で T の値が $x/G=0$ と比べ若干大きくなっている。 $x/G=4$ では、ギャップ寸法が小さいほど T の値は大きく、 $G=\delta_0/8$ と $G=\delta_0/4$ の場合の T は二次元流れと比べ大きい。これは減速過程の強度およびスケールの変化が著しいためで、 $G=\delta_0/8$ の場合など壁面の逆圧力こう配の増加から予想される。測定最下流位置では、すべてのギャップ幅の場合 $T \approx 4.5$ と二次元流れのそれのおよそ $1/2$ となっている。この理由は不明であるが、乱流レイノルズ数の効果、異なる事象の検出による平滑化等、考慮すべき問題である。次に T^+ の分布について見る。 $x/G=0$ では、すべてのギャップ幅の場合二次元流れの T^+ の値よりも小さい。しかしながら、ギャップ幅の増加につれ T^+ の値は増加している。 $x/G=1$ から4の領域では、すべてのギャップ幅の T^+ の値は $x/G=0$ より減少する。これは事象の発生頻度が著しく大きくなったとも解釈できるが、むしろ既報⁽¹⁾で述べた C_f の変化、つまり内層の代表速度スケール u_τ の変化が著しいため T^+ の減少として生じたものであ

ろう。なお、ギャップ幅の増加につれ T^+ の値は増加する。このギャップ幅の増加に対する T と T^+ の変化傾向が逆となるのは今の所説明が困難である。これには T^+ に対する ν/u_τ 、 T に対する δ の物理的役割がギャップ幅に対して説明できる必要がある。測定最下流位置ではすべてのギャップ幅の場合二次元流れの T^+ の値に近い。測定最下流における T と T^+ の値の二次元流れのそれらとの差を見ると、ギャップにより変形を受けた壁面近くの流れ場は元の状態に早く移行することを示している。

(3) 事象継続時間 大きい渦構造の流れ方向の尺度を調べるため、事象継続時間を評価した。図8および図9は事象の加速継続時間 T_a (加速パターンの継続する時間範囲) と減速継続時間 T_d (減速パターンの継続する時間範囲) を外部尺度で無次元化し、ギャップ幅に対して示す。まず加速継続時間について見る。 $x/G=0$ では、ギャップ幅が大きくなるにつれ $T_a U_1 / \delta$ の値は増加していくが、 $G=\delta_0/8$ と $G=\delta_0/4$ の場合は二次元流れの場合の結果(1.7)と比べ小さく、一方 $G=\delta_0/2$ と δ_0 の場合は大きい。これは加速過程のピーク値が2大別できることと対応する。 $x/G=1$ では、 $G=\delta_0/8$ と $\delta_0/4$ の結果は $x/G=0$ の場合より増加するのに対し、 $G=\delta_0/2$ と δ_0 の値は減少する。これにより、 $G=\delta_0$ の場合を除き、いずれのギャップ幅でも二次元流れの値と比べ $T_a U_1 / \delta$ の値は小さい。 $x/G=4$ では $G \leq \delta_0/2$ のギャップ幅の結果は上流と比べ増加する。 $T_a U_1 / \delta$ の値はギャップ幅に対し系統的に変化し、いずれも二次元流れの値と比べ大きい。測定最下流位置では、すべてのギャップ幅において $T_a U_1 / \delta$ の値はおよそ1で一定となる。次に減速継続時間について見る。 $x/G=0$ では、ギャップ幅の増加につれ $T_d U_1 / \delta$ の値

Fig. 8 Mean sequence time for acceleration event

Fig. 9 Mean sequence time for deceleration event

が増加し、加速継続時間の傾向と同様である。しかしながら、二次元流れの $T_d U_1 / \delta$ の値(1.8)と比べ、 $G \leq \delta_0 / 2$ のギャップの場合小さい。 $x/G=1$ では、 $G=\delta_0/8$ と $\delta_0/4$ の場合 $T_d U_1 / \delta$ の値は $x/G=0$ のそれらと比べ増加するが、 $G=\delta_0/2$ と δ_0 の場合は逆に減少している。ただし、ギャップ幅が大きいほど $T_d U_1 / \delta$ の値は大きい。 $x/G=4$ では、集合平均波形からわかるように $G=\delta_0/8$ の場合、 $T_d U_1 / \delta$ の値は零である。しかしながら、 $G \geq \delta_0/2$ のギャップの場合おおまかに見て $T_d U_1 / \delta$ の値は二次元流れのそれと同様である。測定最下流断面では、すべてのギャップ幅の場合 $T_d U_1 / \delta \approx 0.7$ で二次元の結果と比べ著しく小さい。

3.3 統計量

(1) ひずみ度および偏平度 高次モーメントはエネルギー含有渦の挙動と関連することが知られているため、ギャップ幅の変化による大渦の尺度の変化が生じている本流れ場について、ひずみ度および偏平度の値を調べてみる。図10は $x/G=4$ における u 成分のひずみ度 $S(u)$ および偏平度 $F(u)$ の分布を示す。図10中の実線は二次元流れの結果で Andreopoulos の結果⁽¹²⁾とほぼ同様である。まず $S(u)$ 分布について見る。 $y/\delta \approx 0.14$ (レイノルズせん断応力が最大となる位置⁽²⁾)を境に、分布傾向が異なる。 $y/\delta < 0.14$ では二次元流れと比べ $S(u)$ の値は増加、一方 $y/\delta > 0.14$ では減少しており、スパン方向運動量輸送のため、壁近くの平均速度が減速過程にあることと対応する。二次元流れとの差はギャップ寸法が小さいほど大きく、既報⁽²⁾で示した stress bore の構造⁽¹⁴⁾と対応するものと

Fig. 10 Skewness and Flatness factor of u -component at $x/G=4$

考えられる。外層における分布はギャップ幅により値は若干差があるが、 $G=\delta_0/2$ のものを除き $S(u)$ の絶対値が小さい。次に $F(u)$ 分布について見る。 $G=\delta_0$ の場合を除いて、やはり $y/\delta \approx 0.14$ を境にして $F(u)$ の分布が変化する。 $y/\delta < 0.14$ では $F(u)$ の値は二次元流れと比べ小さくなり、一方 $y/\delta > 0.14$ では増加する。この増加はギャップ幅が小さいほど大きい値を取る。外層では $G=\delta_0/2$ の場合を除き、 $F(u)$ の値は二次元流れのそれより小さい。

(2) 三重速度相関 ギャップ幅の変化による乱流拡散機構における大渦構造の役割の変化を見るため、変動速度の三重速度相関分布を調べてみる。図11は $x/G=4$ における $-\overline{u^3}/U_1^3$ 分布で、外部尺度で無次元化している。図11中の実線は二次元流れの結果で、Erm ら⁽¹⁵⁾のものと一致している。分布を見ると、ギャップ幅によらず stress bore の機構⁽¹⁴⁾に対応した変化を示しており、 u_{rms}/U_1 分布がピークを取る位置⁽²⁾を境に傾向が異なっている。すなわち、 $G=\delta_0/8$ と $\delta_0/4$ では、 $y/\delta < 0.14$ で $-\overline{u^3}/U_1^3 < 0$ を示しており、 $u > 0$

Fig. 11 Triple velocity correlation profile of $-\overline{u^3}/U_1^3$

Fig. 12 Triple velocity correlation profile of $-\overline{uv^2}/U_1^3$

の事象が優勢である。この $u > 0$ の事象が優勢であるのは、 $G = \delta_0/2$ と δ_0 の場合も同様である。このようにギャップ高さ以下の領域では、すべてのギャップ幅の場合、平均速度の二次元流れからの減速を補うための上方の高速流体の下降による事象が優勢となるためである。なお、 $-\overline{u^3}/U_1^3$ のピーク値は $G = \delta_0/4$ のとき最大となっているが、これは u_{rms}/U_1 のピーク値も $G = \delta_0/4$ のとき最大を示した⁽²⁾ことと対応するものである。 $y/\delta > 0.14$ の範囲で $-\overline{u^3}/U_1^3 > 0$ となり $u < 0$ の事象が優勢となるのは、通常平均速度こう配による乱れの拡散のためである。次に、図 12 は $x/G = 4$ における $-\overline{uv^2}/U_1^3$ の分布を示す。これは v 変動成分によるレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の流束と解釈される。したがって、乱流拡散項を通じて $-\overline{uv}$ の収支に寄与するため、乱流境界層のエントレインメント率と関連が深い。結果を見ると、 $y/\delta < 0.14$ では $-\overline{uv^2}/U_1^3 < 0$ 、したがって $v < 0$ の下降の輸送事象が優勢であり、一方 $y/\delta > 0.14$ では $-\overline{uv^2}/U_1^3 > 0$ 、したがって $v > 0$ の上向きの輸送事象が優勢である。この結果と前述の $-\overline{u^3}/U_1^3$ 分布の結果とをまとめてみると、 $y/\delta < 0.14$ の領域では $u > 0$ 、 $v < 0$ のスweep的事象を卓越し、一方 $y/\delta > 0.14$ の領域では $u < 0$ 、 $v > 0$ のエжекシヨンの事象が卓越するのがわかる。なお、 $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 分布のピーク値は $G = \delta_0/8$ のとき最大である。ところで、K 形粗面流の壁近傍では、 $-\overline{uv^2}/U_1^3$ の符号の逆転が見られることが知られている⁽¹⁶⁾。これによると、 $-\overline{uv}$ の $v < 0$ の事象による輸送が優勢であり、本結果と同じ傾向である。

4. 結 言

ギャップをもつ粗さ要素高さが $H/\delta_0 \approx 0.135$ に限定された場合のそれを超えて発達する乱流境界層について、4 種類のギャップ幅が中心断面の組織構造に及ぼす影響について実験を行った。本測定範囲内で以下のことが明らかとなった。

(1) VITA 法による u 成分集合平均波形は、ギャップ幅の変化に対し、流れ方向位置により特徴的分布を示す。すなわち、 $x/G = 0$ では壁近傍の平均速度の

最大増速位置の差により、 $G = \delta_0/8$ と $\delta_0/4$ では減速過程の事象が卓越し、一方 $G = \delta_0/2$ と δ_0 では加速過程が優勢となる。 $x/G = 4$ では減速過程に差が見られ、ギャップ寸法が小さいほど減速過程の事象のピーク値の絶対値は減少する。

(2) 集合平均波形の特徴であるピーク比、事象平均発生周期および事象継続時間のギャップ幅に対する分布傾向は、 $x/G = 0$ と $x/G = 4$ の位置では逆となる。

(3) 流れ場の変形が最大である $x/G = 4$ における $S(u)$ および $F(u)$ の値は、 $y/\delta \approx 0.14$ を境に分布傾向が異なる。この位置より壁面側で二次元流れの値と比べ $S(u)$ は増加、 $F(u)$ は減少、一方上方側で $S(u)$ は減少、 $F(u)$ は増加する。これは平均速度の減速を補うようにスweep的事象が優勢となるためである。

(4) 三重速度相関も $y/\delta \approx 0.14$ を境に値が正、負の逆の傾向を取る。これはエжекシヨンおよびスweep的事象の存在から推察できる。

文 献

- (1) 大坂・望月・前田, 機論, 57-543, B(1991), 3765-3772.
- (2) 大坂・望月・小林, 機論, 59-566, B(1993), 3063-3070.
- (3) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, 76-1(1976), 89-112.
- (4) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow* (1976), 120, Cambridge Univ. Press.
- (5) 大坂・王・望月, 機論投稿中 (No. 95-0121)
- (6) 大坂・王・望月, 機論投稿予定
- (7) Rotta, J. C., *Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow*, *Prog. Aero. Sci.*, 3II, (1962), 143.
- (8) Schofield, W. H. and Logan, E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 112-1(1990), 376-385.
- (9) Logan, E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 107-3(1985), 385-391.
- (10) Lu, S. S. and Willmarth, W. W., *J. Fluid Mech.*, 60-3(1973), 481-511.
- (11) 大坂・望月・西, 機論, 52-481, B(1986), 3224-3272.
- (12) Andreopoulos, J., ほか2名, *Exp. Fluids*, 2(1984), 7-16.
- (13) 大坂・望月・佐藤, 機論, 55-517, B(1989), 2694-2701.
- (14) Andreopoulos, J. and Wood, D. H., *J. Fluid Mech.*, 118(1982), 143-164.
- (15) Erm, L. P. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 230(1991), 1-44.
- (16) Bandyopadhyay, P. R. and Watson, R. D., *Phys. Fluids*, 31(1988), 1877-1883.