スパン方向すきまをもつ粗さ要素により 変形を受けた乱流境界層* (第1報, 中心断面における平均流特性)

大坂 英雄^{*1}, 望月 信介^{*1}, 前田 直哉^{*2}

Turbulent Boundary Layer Formed by Spanwise Gaps between Roughness Element (1st Report, Mean Flow Quantities along the Centerline)

Hideo OSAKA, Shinsuke MOCHIZUKI and Naoya MAEDA

The centerline development of a turbulent boundary layer flow through a gap in an isolated wall-mounted roughness element has been studied experimentally. The effect of gap size was examined at a Reynolds number of 3300, based on obstacle height and free stream velocity. The magnitude of the distortion produced by the gap varies with gap size, but the downstream tendency of the mean velocity profile is almost similar, independent of gap size. Mean flow properties show maximum distortions at about four gap sizes downstream of the gap. Well downstream of the gap, it is shown that all three centerline flows are similar, and are different from that of undisturbed flow.

Key Words: Turbulent Boundary Layer, Gap Flow, Mean Flow Properties, Distortion, Equilibrium State

1. 緒 言

本研究の目的は, スパン方向すきま(以下, 簡単のためギャップと呼ぶ)のある二次元粗さ要素を超えて発達する乱流境界層の平均流および乱流特性を調べ, 三次元流場の詳細を明らかにすることにある。本報は第1段階として, 中心断面における平均流特性を取扱う。

この種の研究は, スパン方向ひずみ率がかく乱として導入された流れ場の応答に関する問題としてクラウザーの提案⁽¹⁾と関連する。すなわち, 乱流境界層内の内部乱流混合メカニズムの理解の手助けとなる。一方, 工学的興味からは, ジェットエンジンの空力性能に及ぼす不均一流の影響, 建造物の風荷重に対するブリード流の影響, 各種 IC パッケージの冷却に関係した伝熱工学の問題, あるいは河川底の抵抗や砂れきの堆積に関する保全などに関連して重要である。また, 三次元乱流モデルの構築に必要な基礎データの集積という観点からも意義があるものと思われる。

関連研究をあげると, ギャップをもつ流れに関して,

まず Schofield ら⁽²⁾は6種のギャップをもつ乱流境界層の実験を行い, 変形から再調整過程を含む流れ場の中心断面特性を明らかにした。Logan ら⁽³⁾は5種のギャップをもつ乱流境界層において, スパン方向断面特性の測定と壁面上の流れの可視化観察を行い, 流れ方向渦度方程式から二次流れの効果を説明している。さらに, Schofield ら⁽⁴⁾は複数の粗さ要素からなる種々の配列をもつギャップ流について実験している。二次元物体によるかく乱からの応答については, Counihan⁽⁵⁾, Klebanoff ら⁽⁶⁾, Clauser⁽¹¹⁾ および Bradshaw ら⁽⁷⁾による研究がある。一方, 三次元物体によりかく乱を受けた流れ場に対し, Castro ら⁽⁸⁾は壁面の粗度の効果を明らかにし, また Hunt ら⁽⁹⁾はトポロジーの概念を導入し, 可視化により得られたパターンの解釈を試みている。以上とりあげた研究では, 主として再付着点距離, 平均速度および変動速度成分がピーク値をとる位置および非かく乱流への弛緩距離が議論されている。ところが上述した報告の結果の間には必ずしも一致した見解が得られていない。この理由は, かく乱粗さ要素の高さと幅の比, 流れ場のスケールと粗さ要素との比, スケーリングパラメータのとり方, 主流乱れ強さの程度などに依存するものと思われる。さらに風洞測定部寸法と粗さ要素の大きさとの

* 平成3年4月1日 第68期通常総会講演会において講演, 原稿受付 平成3年5月7日。

^{*1} 正員, 山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台)。

^{*2} 学生員, 山口大学大学院。

比も無視することはできない。

そこで、本報では上述のことをふまえ、粗さ要素高さがそれがないときの乱流境界層厚さの内層以下の寸法の場合をとりあげ、三種のギャップ寸法が乱流境界層の発達に及ぼす影響を中心断面の平均流特性から明らかにする。

2. 実験装置および方法

2.1 測定平板および流れ場 測定平板は風洞吹出し口(寸法は0.91 m 幅×0.4 m 高さ)の底面より上方(絞り部出口境界層厚さの約5倍)に水平に設置した。平板の寸法は0.91 m 幅、長さ6 m で、材質はベークライト製である。乱流境界層の実現のため、平板前縁からの距離 X_0 が150 mm の位置に、直径1.2 mm のトリッピングワイヤをはりつけている。図1は流れ場の概要、主要記号および座標系を示す。スパン方向中心にすきまをもつ粗さ要素は、高さ $H=5$ mm、幅 $W=5$ mm の正方形角柱で、流れと直角に壁面に付着して設置した。ギャップ端面の直角度には十分注意を払った。粗さ要素は $X_0=2$ m 位置に配置されている。

2.2 実験条件および測定方法 供試乱流境界層は主流速度 $U_1=10$ m/s、主流乱れ強さ0.3%、零圧力こう配下において作成された。粗さ要素設置位置における初期境界層厚さ δ_0 (粗さ要素を設置しないときの値)は37 mm である。

表1は実験条件を示す。粗さ要素の高さ H と δ_0 との比は $H/\delta_0=0.135$ に限定された。この値は粗さ要素の高さをその位置の境界層の内層以下の寸法とするためである。3種類の実験条件は粗さ要素のスパン方向すきまの寸法 G の値を変化させたもので、 $G/\delta_0=1/4$ 、 $1/2$ および1とした。本研究と同種の実験⁽²⁾で、各流れ方向位置の結果を整理するため粗さ要素高さ H を用いている。しかし、本流れ場では H/δ_0 の値を1種類に固定し、ギャップの流れ場に与える効果を調べよう

図1 流れ場の概要、主要記号および座標系

としている。したがって、 H の代わりにギャップ寸法 G の値を用いて結果を整理することにした。このまとめ方に対し、上述の実験⁽²⁾の議論⁽¹⁰⁾でも提案されている。測定範囲はスパン方向中心断面($Z=0$, Z はスパン方向距離)に限定した。流れ方向の範囲は表1に示すように、条件1～3についてそれぞれ $X \leq 300G$ 、 $200G$ および $100G$ (X は粗さ要素後面からの流れ方向距離)の範囲である。測定について述べると、主流中の静圧は粗さ要素設置後流れ方向に一定(零圧力こう配)となるように測定部天井を調整した。壁面圧力の測定は壁面の中心断面に沿って設けられた直径0.8 mm の圧力孔から読んだ。読取りには1/1 000 mm 精度のデジタル圧力計を用いた。平均速度はピトー管と熱線流速計の両者を用いた。熱線流速計は直径4 μ m、長さ1.25 mm のタングステン線をセンサとするX形プローブを利用した。熱線からの信号は、すべてパーソナルコンピュータによりA-D変換後、必要とする平均および乱流量にデータ処理された。壁面摩擦応力 C_f の評価はクラウドレー線図法⁽¹¹⁾を用いてなされた。中心断面の平均速度分布は、クラウドレーの分布形で表示された壁法則とよく一致しており、本方法による C_f の評価は妥当であると判断した。

3. 結果および考察

3.1 壁面圧力分布 図2は無次元圧力分布 $C_p = (P_w - P_0)/(\rho U_1^2/2)$ (C_p は圧力係数、 P_w は壁面圧力、

表1 実験条件

	G (mm)	G/δ_0	G/H	measuring range
Case 1	9.25	1/4	1.85	0 to 300G(555H)
Case 2	18.5	1/2	3.7	0 to 200G(277.5H)
Case 3	37	1	7.4	0 to 100G(138.75H)

図2 壁面圧力分布

P_0 は基準静圧, ρ は空気密度, U_1 は主流速度) の流れ方向変化を示す。まずギャップの上流域 ($X/G < 0$) をみると, 3種類のギャップの条件の場合, C_p の値がすでに正の値を示し, 流れの変形過程が始まっていることがわかる。その C_p の値は $X/G=0$ に近づくにつれ上昇し, ギャップ寸法が小さい場合ほど上昇した C_p の値は高い。 $G=\delta_0/4$ と $\delta_0/2$ の場合, C_p の値は $X/G=-1$ で減少に転じている。 $X/G=0$ (粗さ要素下流端位置) の位置では, すべてのギャップ寸法の場合, C_p の値は最小値をとっている。その最小値の値はギャップ寸法が小さいほど低い。ギャップの下流域をみると, $X/G=0$ での C_p の最小値から $X/G=5\sim 10$ の間に C_p の値は急増加しほぼ零の値まで回復する。ただ, $G=\delta_0$ の場合のみは, $X/G=4\sim 10$ の間で C_p の値が $C_p=0$ の線からオーバーシュートしている。 $X/G=25$ から下流の位置で, すべての条件の場合, $C_p=0$ に近い値をとる。ギャップをもつ粗さ要素の C_p 分布への影響は, ギャップの上流および下流へ同程度の範囲に及ぼされるが, 下流域の C_p の減少が上流域の C_p の増加よりも絶対値が大きい。

3.2 平均速度分布 図3(a), (b)および図3(c)は3種類の条件の場合の境界層内速度分布を示す。縦軸は速度比 (U は層内の平均速度), 横軸は壁面からの距離 y を境界層厚さ δ で無次元化している。図3中の実線は粗さ要素設置位置における非かく乱流 (粗さ要素を設置しないとき) の場合の平均速度分布である。 $G=\delta_0/4$ の場合 [図3(a)] について述べる。 $X/G=0$ で速度分布はすでに変形し, 内層から外層内

側の範囲で増速している。これはギャップの側端からの流れのはく離による縮流効果のためである。このため外層では速度分布に変曲点がみられる。 $X/G=1$ では, 壁近傍で速度分布は減速しており, 縮流からすでに拡大流へと変化している。このように壁近傍の流れの応答性が早いことがわかる。しかし, $y/\delta=0.15\sim 0.4$ の外層内側ではやはり増速を示している。 $X/G=2$ では, 壁近傍での減速の程度とそれを示す範囲が増加し, 拡大流として発達しているのがわかる。 $X/G=4$ で壁近くの減速が最大で, 減速領域の速度分布に変曲点がみられる。 $X/G=6$ になると, 壁面側の減速領域はさらに広がるが, 減速の程度は減少し始める。これは壁

 (b) $G=\delta_0/2$ の場合

 (a) $G=\delta_0/4$ の場合

 (c) $G=\delta_0$ の場合

図3 平均速度分布の流れ方向変化

面近傍におけるスパン方向ひずみ率により新しく生成された内部境界層⁽²⁾の生成および発達の影響を示すものであろう。 $X/G=10$ から下流の断面では、壁面側の減速域の範囲は増加し続ける。ただし、 $X/G=75$ 断面になると、壁面近傍の速度は非かく乱流の値にまで近く回復するが、それより上方の範囲でいぜんとして減速傾向を示す。測定最下流断面の $X/G=300$ では、平均速度分布は層内全域を通じて非かく乱流に近くなるが、いぜんとして異なる。次に、図3(b)の $G=\delta_0/2$ の場合について述べる。 $X/G=0$ で、速度分布はギャップ端からの流れのはく離による縮流効果のため、境界層の下側1/2の領域で増速している。増速の程度は $G=\delta_0/4$ の場合より小さい。 $X/G=1$ では壁近傍で速度分布は減速に転じ、その減速の程度が $X/G=4$ で最大となる。このとき、減速領域の速度分布には変曲点がみられる。この位置から下流における速度分布の傾向は $G=\delta_0/4$ の場合と同様であるが、減速の程度、それを示す層内の範囲がやや異なる。測定最下流断面の $X/G=200$ でも、速度分布は非かく乱流のそれとはいぜんとして異なる。図3(c)の $G=\delta_0$ の場合について述べる。この場合も、 $X/G=0$ で速度分布が壁近傍で増速すること、その後 $X/G=1$ で減速に転じ、その減速の程度が $X/G=4$ で最大となること、さらに下流に向かい減速の程度が減少しつつ、それを示す範囲が層内上方に拡大することなど、他の条件の場合と同様の傾向を示す。また、測定最下流断面の $X/G=100$ の速度分布は、非かく乱流のそれと異なっている。

三種の条件の平均速度分布を、上述した結果を参照して代表的な流れ方向断面について比較してみる。図4はその速度分布の比較を示したものである。粗さ要素開始位置($X/G=0$)についてみると、すべてのギャ

ップ寸法の速度分布とも非かく乱流のそれに対し増速の傾向を示している。増速の程度はギャップ寸法が小さいほど大きい。Schofieldらの結果⁽²⁾は、測定最上流断面でギャップ寸法が $G/\delta_0 \approx 0.54$ の場合、同様の結果を示していた。しかし、 $G/\delta_0 \approx 0.11$ の場合には壁面近傍で減速の分布を示しており、ギャップ寸法がかなり小さい場合、異なる流れ場を呈するようである。速度分布の変形が最も大きい $X/G=4$ について比較すると、すべてのギャップ寸法の条件の速度分布は壁近くで減速しているが、その減速の程度はギャップ寸法が小さいほど大きい。しかし、 $y/\delta > 0.25$ の範囲では、逆にギャップ寸法が小さいほどわずかではあるが速度が大きい。それぞれのギャップ寸法の条件における測定最下流断面で速度分布を比較すると、すべてのギャップ寸法の速度分布はほぼ相似性を示している。しかし、非かく乱流の分布とは異なり、この値より増速傾向の速度分布を示す。これに対し、Schofieldらの結果⁽²⁾はギャップ寸法により必ずしも十分下流断面とはいえない位置で比較しているが、いずれも非かく乱流のそれに比べ速度分布は減速の傾向を示している。

3・3 平均速度場の特性値 図5は壁面摩擦抵抗係数 $C_f (=2\tau_w/\rho U_1^2)$ 、 τ_w は壁面摩擦応力)の流れ方向変化と運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 R_θ に対する変化を示す。まず、 C_f の X/G に対する変化から述べる。 C_f 分布の全体の傾向はギャップ寸法により異なっている。すなわち、 $X/G=0$ ではすべてのギャップ寸法の場合の C_f は最大値をとるが、 $X/G=4$ まで急減少し、そこで C_f は最小値をとる。この C_f の最小値はギャップ寸法が小さいほど低く、速度分布の変形の程度とよく対応している。ここから下流に向かい C_f の値は増加し、いったん最下流の値と比べややオーバーシュートする。ここで増加傾向を示す範囲はギャッ

図4 ギャップ寸法による平均速度分布の変化

図5 局所壁面摩擦係数

プ寸法が小さいほど広い。下流位置で C_f の値はほぼ一定となるが、その漸近値はギャップ寸法が小さいほど高い。上述したギャップ寸法による C_f 分布の差は、平均速度分布の変化から推測できるように、流れ場の変化と対応するものである。この C_f の傾向は Schofield らの結果⁽²⁾ と同様である。次に C_f のレイノルズ数に対する変化をみる。図5中、実線は二次元乱流境界層の場合の Kármán-Schoenherr の式⁽¹²⁾ である。すべてのギャップ寸法の場合、最上流位置 (R_0 が小さい) の C_f の値は実線と比べ大きい。これはギャップ側端からの流れのはく離による縮流から生じる増速と対応している。 R_0 数の増加につれ、すべてのギャップ寸法の C_f の値は実線より減少し、それぞれのギャップ寸法に対応してあるレイノルズ数の位置で最小値をとる。この位置はもちろん前述したように、速度分布の変形が最大である $X/G=4$ の位置に一致している。さらに R_0 数の増加に対し、 C_f 分布は最小値から増加し、その後ゆるやかに実線に近づくようにみえる。ただし、本実験の範囲内では C_f の値は回復せず、実線と比べ低い C_f の値で落ち着くようである。この漸近値はギャップ寸法が小さいほど高い。

図6は3種のギャップ寸法に対する境界層厚さ δ および運動量厚さ θ の流れ方向発達を示す。 δ の変化の様子をみると、 $X/G=0$ ですべてのギャップ寸法の場合最小値をとっている。この後 $X/G=10$ 付近まで各ギャップ寸法の場合の δ の値は急増加する。さらに下流に向かい各条件の δ の分布はほぼ同様の発達率 $d\delta/dx$ で増加していくが、測定最下流断面では $G=\delta_0/2$ の δ の結果が最も高い値を示している。次に θ の変化の様子をみると、やはり $X/G=0$ ですべての条件の θ の分布は最小値をとる。その最小値の値はギャップ寸法が小さいほど小さい。この後 $X/G=10$ 付近まで δ の分布と同様、すべてのギャップ寸法の θ の値

図6 境界層厚さおよび運動量厚さ

は急増加する。さらに下流に向かい θ は増加していくが、その値の増加率 $d\theta/dx$ はギャップ寸法が小さいほど小さい。この運動量厚さの流れ方向変化は平均速度分布の変化からおおよそ推測できる。次に平均速度分布の特徴を表す形状係数 $H=\delta^*/\theta$ (δ^* は排除厚さ) およびクラウザーの形状係数 $G_c^{(11)}$ の分布を調べてみる。図7は H および G_c の値の流れ方向変化を示す。まず H の分布からみる。この値は速度分布の変形の有益な指標であり、圧力こう配の効果あるいはかく乱の効果を表すのに適している。圧力こう配が零の平板乱流境界層では、 H の値はおおよそ $1.3\sim 1.4^{(11)}$ をとる。 $X/G=0$ ですべてのギャップ寸法の H の値は極小値をとっており、その値はギャップ寸法が小さいほど小さい。その後、 H が最大値をとる $X/G=4$ まで急増加する。この H の最大値はギャップ寸法が小さいほど大きい。さらに下流に向かい H の分布は減少していくが、その分布傾向はすべてのギャップ寸法の場合同様である。また測定最下流断面における H の値はすべてのギャップ寸法ともおおよそ 1.36 であり、上流における流れ場の変形の程度によらず等しい。次に G_c の分布をみる。この G_c の値はかく乱流の解析において、変形過程、回復過程の有益な指標であることが知られており⁽¹¹⁾、圧力こう配零の非かく乱乱流境界層では $G_c \approx 6.8$ である。 $X/G=0$ の位置では、すべてのギャップ寸法で G_c の値は最小値をとっており、速度分布が増速を示していることと対応している。下流に向かうにつれ、 $X/G=4$ で最大値をとるまで G_c の値は増加していき、速度分布の変形が壁面側で大きい減速を示すこの位置で、それぞれのギャップ寸法の G_c の値は 10 以上の大きい値をとる。この最大値はギャップ寸法が小さいほど大きい。この位置から下流に向かい G_c の値は減少するが、決して非かく乱流の値よりアンダーシュートすることはない。測定最下流位置でギャップ寸法によらず $G_c \approx 7.0$ の値に漸近している。Schofield らの結果⁽²⁾ は本実験と同程度のギャップ寸法の場合同

図7 形状係数およびクラウザーの形状係数

様の傾向を示している。

3.4 かく乱の影響 図8は次式で示す無次元エントレインメント率の分布である。

$$\frac{E}{U_1} = \frac{1}{U_1} \frac{dQ}{dx} = \frac{1}{U_1} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} U dy = F(H_{\delta-\delta^*})$$

$$= 0.0306 (H_{\delta-\delta^*} - 3.0)^{-0.6169} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、エントレインメント率は $E = dQ/dx$ であり、 Q は体積流量である。また $H_{\delta-\delta^*} = (\delta - \delta^*)/\theta$ で、 δ^* は排除厚さである。図8中実線は通常の圧力こう配が零の平板乱流境界層で知られた関係式⁽¹³⁾を示す。また図8中の記号Sは計算評価した最上流位置を示し、矢印は流れ方向の位置を明らかにするために付加した。結果をみると、ギャップ寸法が $G = \delta_0/4$ と $\delta_0/2$ の場合、最初の位置 ($X/G=1$) で負のエントレインメント率を示す。これは $X/G=0$ で増速傾向を示した速度分布が $X/G=1$ では減速に転じてることと対応している。したがって、ここではスパン方向の運動量輸送が生じていることが推測される。その後下流に向かい、 E/U_1 の値は増加し、 $X/G=4$ の速度の変形が最大の位置でエントレインメント率も極大値をとる。この E/U_1 の値が極大となるのは、壁近傍での速度の減速が大きくなるものの、境界層厚さが増加したためである。一方、 $G = \delta_0$ の場合、最初の位置で正のエントレインメント率を示している。これはこの位置は速度分布が増速から減速に移行する位置であるが、その変化に比べ境界層厚さの増加の影響が大きいことによる。その後下流に向かい、減速の増加に伴い E/U_1 の値は減少する。次に、 $G = \delta_0/4$ と $\delta_0/2$ の場合、 $X/G=4$ から10までの範囲で、速度分布の減速に伴い E/U_1 の

図8 エントレインメント率の変化

値は減少する。これよりさらに下流に向かい、 E/U_1 の値は若干の増加を示した後実線に近くなる。この E/U_1 の値の増加は、この領域では境界層厚さの発達通常は通常であるのに対し、壁近くの速度分布の減速が減少していくためである。 $G = \delta_0$ の場合、 $X/G=4$ の位置で E/U_1 の値は最小値をとった後、 $X/G=10$ の位置まで増加する。その後下流に向かい、 E/U_1 の値は実線と比べ若干大きい値をとりながら漸減少していく。 $X/G=4$ で E/U_1 の値が最小値をとるのは、 $G = \delta_0$ の場合には速度の減速に対し境界層厚さの増加が著しくはないためである。また、下流領域で E/U_1 の値が若干増加傾向を示すのは、境界層厚さが通常を発達するのに対し速度分布の減速が減少するためである。以上述べたように、速度分布の変化や境界層厚さの変化からエントレインメント率の変化を推測するのが可能であり、さらにギャップ寸法の差による流れ場の変形の程度が理解できる。

図9は内部境界層の発達の様子を示したものである。Townsendの解析⁽¹⁴⁾によると、粗さ要素の急変化がある圧力こう配零の乱流境界層では、内部境界層厚さ δ_i は次式で示される。

$$\frac{\delta_i}{z} \left\{ \log e \left(\frac{\delta_i}{z} \right) - 1 \right\} = 2\chi^2 \frac{x}{z} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $z = \nu / \{u_\tau \exp(\chi A)\}$ で局所壁面長さ尺度、 u_τ は摩擦速度、 χ はカルマン定数、 A は壁法則の定数および ν は動粘度である。さて内部境界層は通常、かく乱を受けた速度分布が非かく乱流の分布と融合する壁からの距離として定義される。この内部境界層の発達を調べることは、かく乱を受けた流れ場で、壁近くの乱流構造はスケールが小さく流れ場の条件に早く適合するように変化するため、変形を受けた流れの弛緩過程を表す目安として考えることができる。結果をみる

図9 内部境界層の発達

図 10 運動エネルギー差の下流方向変化

と、ギャップ寸法の差により内部境界層厚さの大きさおよび発達割合が異なっている。すなわち、ギャップ寸法が小さいほど δ_i/z の値が無次元流れ方向距離 X/z によらず大きい、下流方向への発達割合は小さい。これはギャップ寸法の差による流れ場の縮流、拡大の程度、したがってスパン方向運動量輸送による変形の程度と関連して δ_i/z の大きさが変化することを示す。また δ_i/z の下流方向への発達割合は流れ場に与えたかく乱の寸法の差により、したがってかく乱の時間スケールの差により変化することを示すものである。なお、Townsendの結果と比較すると、すべてのギャップ寸法の場合の内部境界層の厚さはいずれも上回っている。しかし、下流への発達傾向はおおよそ式(2)により推定できるようである。

図10は平均運動エネルギーを境界層内全域にわたり積分した量の非かく乱流の場合の値に対するギャップをもつ流れの差を示したものである。図10中の縦軸は次式で定義した運動エネルギー差 ΔE を示す。

$$\Delta E = \int_0^1 \left\{ \left(\frac{U}{U_1} \right)^2 / \left(\frac{U}{U_1} \right)_N^2 - 1 \right\} d\left(\frac{y}{\delta} \right) \dots \dots (3)$$

ここで、下添字 N は非かく乱流の場合を示す。この ΔE の値の流れ方向変化から、かく乱を受けた流れ場の非かく乱流への弛緩過程を調べることができる。結果をみると、 $X/G=0$ の位置では縮流による速度分布の増速のため、すべてのギャップ寸法の場合 ΔE の値は正の最大値をとっている。下流に向かい ΔE の値は急減少していくが、 $G=\delta_0/2$ と δ_0 の場合 $X/G=4$ の位置で、一方 $G=\delta_0/4$ の場合 $X/G=6$ の位置で極小値(負の値)をとる。これは速度分布の変形あるいは減速が最大となる位置にほぼ対応している。この範囲の流れ方向位置で、すべてのギャップ寸法の場合の ΔE の値は正から負にアンダーシュートしている。その後、 ΔE の値は下流に向かい徐々に増加していき、負から正の値に転ずる。この負から正に転ずる距離 X/G の値は、ギャップ寸法が小さいほど大きい。測定

最下流位置で、すべてのギャップ寸法の場合 ΔE の値は正であり、かつほぼ同程度の値となっている。これから判断して、平均速度分布はギャップによる変形を受け、非かく乱流のそれとは異なる分布に移行した可能性がある。なお、測定最下流におけるそれぞれのギャップ寸法の ΔE の値がほぼ同程度の値をとることは、ギャップの十分下流においては平均流場はギャップによる変形の程度には無関係に、類似の挙動である平衡状態に漸近することを示すものと思われる。このことは図4で示した測定最下流位置の平均速度分布の比較の結果が支持している。

4. 結 論

三種のギャップ寸法が乱流境界層の発達に及ぼす影響を調べるため、中心断面の平均流特性について実験を行った。得られた結果を要約すると次のとおりである。

(1) 平均速度分布はギャップによる変形を受け、ギャップ寸法が小さいほど受けた変形の程度が大きい。それは、 $X/G=4$ 位置の平均速度の減速、 C_f の最小値の大きさ、 G_c の最大値の大きさおよび δ_i/z の値の大きさなどのギャップ寸法による差として生じる。

(2) ギャップにより受けた平均速度分布の変形の下流方向変化の傾向は、ギャップ寸法によらず類似している。すなわち、 $X/G=0$ の位置で増速し、その後減速に転じ $X/G=4$ の位置で減速の程度が最大となる。さらに下流に向かい徐々に減速の程度が減少し、測定最下流位置で非かく乱流の速度分布より増速した相似分布となる。

(3) C_f , H および G_c 分布も平均速度分布の変化によく対応した分布傾向を示す。ただし、測定最下流位置における各値はギャップ寸法により差がある。

(4) エントレインメント率、内部境界層厚さの下流方向変化および運動エネルギーの境界層内積分量の変化から、ギャップによるかく乱を受けた乱流境界層の弛緩過程を調べた。これより、測定最下流位置において非かく乱流とは異なる漸近分布に移行した可能性がある。

文 献

- (1) Clauser, F. H., *Adv. Appl. Mech.*, IV(1956), 1.
- (2) Schofield, W. H., ほか2名, *J. Fluids Eng.*, **103**-1(1981), 97.
- (3) Logan, E., ほか2名, *J. Fluids Eng.*, **107**-3(1985), 385.
- (4) Schofield, W. H. and Logan, E., *J. Fluids Eng.*, **112**-1(1990), 376.
- (5) Counihan, J., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **64**(1974), 529.
- (6) Klebanoff, P. S. and Diehl, Z. W., *NACA Tech Note*,

- 2475(1951).
- (7) Bradshaw, P. and Wong, F. Y. F., *J. Fluid Mech.*, **52** (1972), 113.
- (8) Castro, I. P. and Robins, A. G., *J. Fluid Mech.*, **79** (1977), 307.
- (9) Hunt, J. C. R., ほか3名, *J. Fluids Mech.*, **86**(1978), 179.
- (10) Castro, I. P., *J. Fluid Eng.*, **103**(1981), 372.
- (11) Clauser, F. H., *J. Aeronaut. Sci.*, **21**(1954), 91.
- (12) 例えば, 中村・大坂, 工科系流体力学, (1985), 169, 共立出版.
- (13) Cebeci, T. and Bradshaw, P., *Momentum Transfer in Boundary Layers*, (1977), 193, McGraw-Hill.
- (14) Townsend, A. A., *Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd Ed., (1976), 308, Cambridge Univ. Press.
-