あらさの異なる二平面の接合面上に発達する 流れ場に関する実験*

坂本 雅己**, 福永 恭一**, 大坂 英雄***

An Experimental Study of the Flow Field Developing on the Plane Wall with Lateral Roughness Discontinuities

by Masami SAKAMOTO, Kyoichi FUKUNAGA, and Hideo OSAKA

Measurements of time-mean properties of the turbulent boundary layer developing on the plane wall with lateral roughness discontinuities has been made. Results are summarized as follows: The spanwise non-uniformity of the boundary layer characteristics was caused due to the discontinuity of wall shear stress in the regions of spanwise transition from rough to smooth wall-condition, and this tendency still remains in the downstream direction. Owing to the evaluation of the energy thickness, a degree of spanwise non-uniformity increases to the downstream direction, and for the rough wall parts it arises largely.

Key Words: Boundary Layer, Mean Velocity, Turbulence Intensity, Spanwise Variation, Lateral Roughness Discontinuities

1. 緒 言

本研究は粗面と滑面の平面が流れに並行でスパン方向に接合して配置された平面上に発達する流れ場について、平均量特性を実験的に明らかにすることを目的とする。

この種の流れ場は大気境界層下の地形の変化、河岸段丘の流れ、あるいは粗滑面が共存するダクト内流れに見られ、工学上重要である。この場合、それぞれの壁面条件で規定される流れ場が干渉しスパン方向に付加の変形を受けるため、境界層がスパン方向に不均一となり、したがって流れ方向渦が生成することが予想される。しかしながら、三次元流場における壁面せん断応力の正確な評価が難しいため、このような流れ場を研究した例はきわめて少なく、わずかに粗面と滑面を交互に配置した場合のダクト流で Hinze⁽¹⁾⁽²⁾ が、また境界層で Wang ら⁽³⁾ が行った報告がある。

そこで本実験では、第1段階として滑面とd形粗面⁽⁴⁾とを並列配置した平面上の境界層の発達を調べ

るため、平均速度および乱れ強さのスパン方向分布を比較的上流断面に限り測定した。この測定値からスパン方向不均一性の程度を見積もること、および代表断面の分布の流れ方向変化を調べることにより、本流れ場の特徴を明らかにした。

2. 実験装置および方法

本実験に用いた風洞はノズル出口寸法が高さ300mm×幅400mmで、主流の乱れ強さは約0.4%である。測定平板の形状、座標系および主要記号を図1に示す。測定平板は全幅が400mm、全長3.8mで、前縁

図1 測定平板の形状、座標系および主要記号

* 昭和60年3月31日 第62期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和59年10月29日。

** 正員、徳山工業高等専門学校 (〒745 徳山市久米高城3538)。

*** 正員、山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台2557)。

部はくさび形である。前縁から下流の 60 mm の範囲が滑面であり、 $x=58$ mm 位置に $\phi 0.3$ mm のトリップワイヤを設置した。その後測定部の半幅 (200 mm) を粗面、他方を滑面とする平板に接続している。粗面部 (以後 R 部と略す) はあらさ要素高さ 3 mm、要素幅 6 mm [ピッチ比 3 の d 形粗面⁽⁴⁾] の二次元く形要素から構成され、あらさ要素の頂点が滑面部 (以後 S 部と略す) の平面と一致するように配置されている。この時 R 部と S 部との接合部 (幾何学的境界面、すなわち $z=0$ mm 面で以後 GB 面と略す) の高さは同一となるように注意深く微調整を行った。

座標は GB 面の平板前縁位置を原点にとった直角座標系を用いている。実験は主流速度 $U_e \approx 10.5$ m/s (この時 $\nu = 1.45 \times 10^{-5} \sim 1.56 \times 10^{-5}$ m²/s) で行った。測定範囲は比較的上流の $x=100 \sim 1400$ mm 位置とし、そのうち代表として 7 箇所の位置について、スパン方向に $z = \pm 150$ mm の範囲にわたり測定を行った。R 部上の流れはあらさ要素の近傍 (特に $y < 1$ mm) では、あらさ要素に相対的な位置により変化するため⁽⁵⁾、測定した流れ方向位置は、あらさ要素の中央とした。平均速度および乱れ強さの測定はピトー管と I 形プローブを用いた定温度熱線流速計を併用して行った。

なお後述するが、S 部および R 部とも $z = \pm 130$ mm 位置をそれぞれ二次元的領域の基準位置と定めた。以下の図 5 はこの位置の境界層厚さ δ_r (R 部) と δ_s (S 部) とを用いて算出している。

3. 結果および考察

3.1 境界層内スパン方向分布 図 2 は代表として $x=200$ mm と 1000 mm 位置における境界層内平均速度の x 方向成分 U/U_e の分布を示す。 $x=200$ mm 位置の結果では、S 部と R 部で二次元的領域の値を比較すると、各 y の高さにおいて S 部の速度が大きい。ただし最も壁近傍の $y=0.225$ mm の場合は逆の傾向を示す。境界層外端ではスパン方向位置によらず一様な速度分布を示している。一方 GB 面付近では速度分布は R 部から S 部に向かって増速していくが、その傾向は単調ではなく R 部で著しく増加し GB 面で分布の極大値 (以後山と呼ぶ) をとった後、S 部でいったん極小値 (以後谷と呼ぶ) をとり、再び増加して二次元的領域の値に漸近していく。このように平均速度分布は GB 面付近で特にスパン方向に不均一性を示す。

下流の $x=1000$ mm 位置についてみると、速度分布のスパン方向不均一性が維持されているのがわかる。しかしスパン方向の不均一性を示す範囲が上流位置よりもさらに広がり、速度分布の極大値、極小値を

とるスパン方向位置が複数現れている。前述の GB 面の分布の山はこの流れ方向位置になると各 y の高さによりスパン方向位置がずれている。したがって GB 面は平均速度のスパン方向こう配 $\partial U / \partial z$ が零の断面とはなっていない。以上述べたことから、壁面せん断応力の不連続が存在すると運動量のスパン方向輸送が生じ、したがって平均速度分布はスパン方向に不均一性を示す。また、そのスパン方向不均一性が流れ方向に維持されており、流れ方向に軸をもつ渦が生成していることが考えられる。

図 3 (a) (b) は平均速度分布と同じ位置における境界層内の x 方向乱れ強さ u_{rms}/U_e のスパン方向分布である。 $x=200$ mm 位置の結果をみると、二次元的領域の値は $y \geq 0.75$ mm の範囲では、R 部の乱れ強さが S 部のそれよりも高く、平均速度分布の傾向と逆対応を示している。なお、 $y \leq 0.5$ mm の範囲の傾向は上述のものと逆となっているが、これはあらさ要素に相対的な位置の差による分布の傾向⁽⁵⁾ を反映している。

(a) $x=200$ mm

(b) $x=1000$ mm

図 2 境界層内速度のスパン方向分布

GB 面付近では、乱れ強さは R 部から S 部に向かって減少していくが、その傾向は平均速度分布より複雑な分布を示している。しかし平均速度分布でみられた山をとるスパン方向位置は乱れ強さ分布が極小値をとる GB 面位置と対応している。ただ谷の位置は対応が不めいりようである。

下流の $x=1000$ mm 位置では、乱れ強さ分布のおおまかな傾向は上流位置との $y>0.75$ mm の範囲の分布と類似しており、平均速度と同様流れ方向にスパン方向不均一性が維持されている。また GB 面付近の乱れ強さの極小値および極大値をとるスパン方向位置が各 y の高さによりわずかに異なっており、これは平均速度分布の場合にもすでに述べた。このように乱れ強さ分布に対しても、壁面せん断応力の不連続が存在すると、スパン方向不均一性が生じ、その傾向が下流に維持されている。

つぎに運動量厚さ θ の流れ方向変化について調べてみる。図 4 は θ のスパン方向分布を示す。ここで θ は原点補正量⁽⁴⁾を施していない。二次元的領域における θ の値を比較すると、R 部のほうが S 部よりも大きい。また θ のスパン方向分布も不均一性を示しており、

それは平均速度分布の変化と逆対応しているのがわかる。さらに下流へ行くにつれてスパン方向分布の不均一性が維持され、かつその分布の変動が大きくなっているようである。

つぎに境界層内分布のスパン方向不均一性の程度を、エネルギー厚さの比較から調べてみる。三次元流におけるエネルギー積分式を導出し、スパン方向の平均速度成分 W を小さいと仮定（予備実験において W/U_e の値は 5% 以下を確認）すれば、第 1 近似として x 方向のエネルギー厚さ θ^* を見積もることにより、境界層内の運動エネルギーの減少割合を評価することができるものと思われる。そこで、下式に示す量、すなわち各スパン方向断面のエネルギー厚さの二次元的領域の基準位置のそれとの差の比を求めてみた。

$$\left. \begin{aligned} \text{粗面側: } \frac{\theta_z^* - \theta_r^*}{\theta_r^*}, \quad \text{滑面側: } \frac{\theta_z^* - \theta_s^*}{\theta_s^*} \\ \theta^* = \int_0^s \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U^2}{U_e^2} \right) dy \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで、下添字の z は各スパン方向位置、 r および s はそれぞれ二次元的領域の粗面および滑面の基準位置を示す。図 5 に示す結果は、 $|z| \leq 70$ mm の範囲に限り示している。これは測定最下流断面における境界層厚さのおよそ 2 倍に相当するスパン方向の範囲であり、粗面と滑面上の流れの干渉が著しく大きい範囲に限り調べている。R 部では、すべての流れ方向位置で $\theta_z^* < \theta_r^*$ となっており、局所位置のエネルギー厚さが基準位置のそれよりも常に小さい。一方、S 部は R 部の傾

 (a) $x=200$ mm

 (b) $x=1000$ mm

図 3 境界層内乱れ強さのスパン方向分布

図 4 境界層特性値

図 5 局所位置のエネルギー厚さの基準位置のそれに対する差

向と全く逆であり、 $\theta_z^* > \theta_s^*$ となっている。図5中に示す $(\theta_z^* - \theta_s^*)/\theta_{zs}^*$ の面積は下流に行くにつれ若干増加しており、それぞれR部およびS部とも二次元的な領域の基準値からのずれが増大していることを示す。このずれの程度はR部のほうがS部より大きく、壁面せん断応力の不連続から生じる流れ場の変化に与える影響はR部に大きく生じるものと思われる。

3.2 代表断面の流れ方向分布 これまで各スパン方向位置で特性量が不均一性を示すことを述べてきたが、ここでは代表断面について調べてみる。図6はGB面とそれぞれR部とS部との二次元的領域 ($z = \pm 130$ mm) について、平均速度分布の結果を示す。各分布は運動量厚さで距離を無次元化すると、下流位置でほぼ1本の曲線にまとまり相似性を示すことがわかる。特に興味深いのはGB面の結果であり、壁面せん断応力の不連続性から、スパン方向分布が不均一性を示すにもかかわらず速度分布が二次元の滑面の場合のKlebanoffの結果⁽⁸⁾(図6中実線)にきわめて近いことである。なおR部の結果はd形粗面乱流境界層の速度分布⁽⁴⁾とほぼ同様である。試みにこの速度分布を用いて運動量厚さ θ を求め、運動量積分方程式から得られる $C_f = 2 \cdot d\theta/dx$ により局所の壁面摩擦抵抗係数 C_f を評価してレイノルズ数 $Re_\theta (= U_e \cdot \theta/\nu)$ に対して描いたところ、S部およびGB面の結果は滑面のKármán-Schoenherrの式⁽⁹⁾とかなり良く一致していた。

つぎに乱れ強さ分布について調べたものを図7に示す。S部の基準位置の乱れ強さは下流位置でKlebanoffの結果⁽⁸⁾と一致しており二次元流とみなしてもよいが、他の代表断面の結果はこれと異なる分布傾向を示している。GB面の分布を見ると $y/\theta \leq 6$ の範囲でKlebanoffの結果よりやや大きく、一方 $y/\theta >$

6の範囲でほぼ一致しており、 y/θ の小さい壁面近傍で壁面せん断応力の不連続による影響が生じているようである。R部の基準位置の分布について見ると $y/\theta \leq 6$ の範囲でKlebanoffの結果より大きく、一方 $y/\theta > 6$ でそれより小さい値を示している。ただこの分布傾向はd形粗面乱流境界層の分布⁽⁴⁾と似た傾向にある。

4. 結 論

粗面と滑面とがスパン方向に接合された平面上に発達する流れ場において、平均量分布を測定し以下のことを明らかにした。

(1) 粗面部と滑面部との壁面せん断応力の値の不連続性により、接合平面上の境界層はスパン方向に不均一性を示し、平均速度および乱れ強さ分布にその影響が現れている。

(2) エネルギ厚さの局所位置の値と二次元的領域の基準位置の値との差によりスパン方向不均一性の程度を調べると、粗面部および滑面部とも下流に向かい不均一性の程度が増大する。またその影響は粗面部のほうに大きく現れるようである。

(3) 境界層がスパン方向に不均一性を示す場合の代表断面の平均量分布の流れ方向変化の特徴を調べた。これより幾何学的境界面の平均速度分布は滑面の結果と極めて近いが、乱れ強さ分布は $y/\theta \leq 6$ の範囲で滑面の結果よりやや大きい。

本研究の遂行に際し、有益なご教示と入手し難い論文を提供していただいた谷一郎 東大名誉教授に深く

図6 代表断面の平均速度分布

図7 代表断面の乱れ強さ分布

感謝致します。また本研究の一部は文部省科研費の援助をいただいた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Hinze, J. O., *Phys. Fluids, Suppl.* (1967), S 122.
 - (2) Hinze, J. O., *Appl. Sci. Res.*, 28-4 (1973), 453.
 - (3) Wang, H. and Nickerson, E. C., *Rep. Fluid Dyn. Diff. Lab., Colorado State Univ.*, (1972).
 - (4) 大坂・ほか 2 名, 機論, 50-458, B (昭 59), 2299.
 - (5) 大坂・ほか 4 名, 機講論, No.835-4 (昭 58-11), 70.
 - (6) 古屋・ほか 3 名, 機論, 45-393, B (昭 54), 618.
 - (7) 谷, なか, 2-2 (昭 58), 160.
 - (8) Klebanoff, P. S., *NACA Tech. Rep.*, 1 247 (1955).
 - (9) たとえば Hopkins, E. J. and Inouye, M., *AIAA J.*, 9-6, (1971), 993.
-