

1. 緒言 正方形流路内の乱流には、乱流応力の非等方性に起因して二次流れが発生する。伝熱促進の一手法として壁面を粗面化した流路では、粗面の乱流促進効果と二次流れの対流輸送効果が速度・温度場に重畳するため、その特性は複雑になる。こうした流路の壁面粗度を流路途中で急変させた場合、流路内には速度場と温度場が新たな壁面条件に対する平衡状態へ徐々に移行する弛緩過程が出現する。この様な壁面粗度の急変に対する速度場の応答に関しては、境界層⁽¹⁾や二次元流路⁽²⁾における報告がなされているが、二次流れを伴う複雑な乱流の弛緩過程に関しては、温度場は言うに及ばず速度場についても不明の点が多い⁽³⁾。そこで著者は、壁面の一部が粗面から滑面へ急変する正方形流路内の強制対流乱流熱伝達において、速度場と温度場の弛緩過程を実験的に明らかにすることを試みた。本報では、とくに平均場と乱流熱流束の変化を中心に報告する。

2. 実験装置 流路は辺長 $D = 50 \text{ mm}$ の正方形断面をもつ全長 5070 mm の直線流路であり、その下流部分 2450 mm の全壁面(アルミニウム製)を水蒸気で $T_w = 100^\circ\text{C}$ に加熱した。図1に示すように、流路前半部の 4370 mm では上下面に高さ 1 mm ピッチ 10 mm のリブを設け、後半部の 700 mm は全壁面とも平滑面と構成した。本報では前者を粗面流路、後者を滑面流路と呼ぶ。測定断面は粗滑接合部から $2D \sim 12D$ 下流の4断面に設定し、加熱流路直前のレイノルズ数 6.5×10^4 で測定を行った。座標系は図の様に定め、各軸方向の平均速度を U_i 、変動速度を u_i ($i=1, 2, 3$)と表す。 X_1 軸の原点は粗滑接合部である。流体は室温空気であり、X形熱線と1形冷線を組み合わせたプローブを用いて図に示す1/4断面において速度温度同時測定を行った。

3. 実験結果

3.1 平均場の特性 図2は二次流れの X_1 軸方向変化である。(a)の Rough duct とは粗滑接合部直前の断面(リブ間の中間断面)における結果であり、完全発達した粗面流路内乱流の分布⁽⁴⁾に一致している。一方、図(f)の Smooth duct は完全発達した滑面流路の結果⁽⁵⁾であり、本流路内の流れが到達する最終状態に相

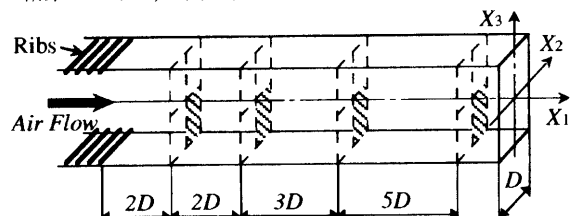


Figure 1 Measuring cross sections

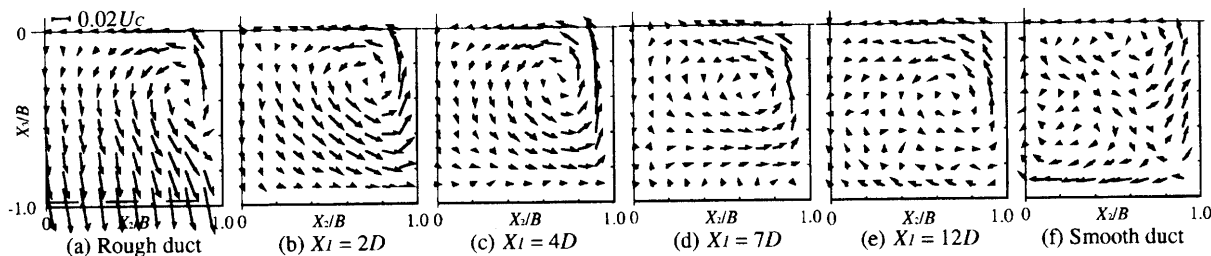
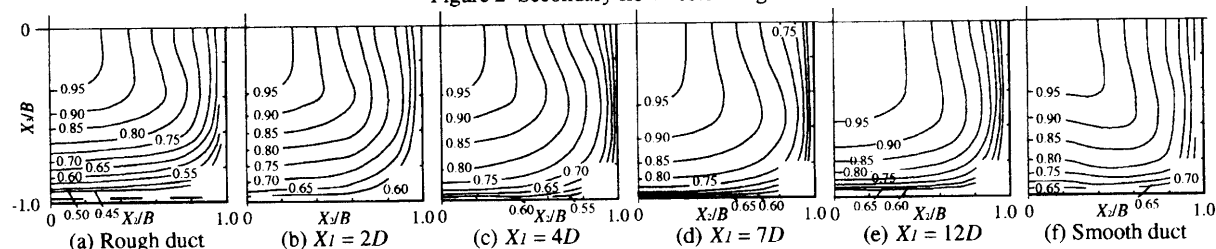


Figure 2 Secondary flow vector diagrams

Figure 3 Mean temperature $(T - T_w)/(T_c - T_w)$

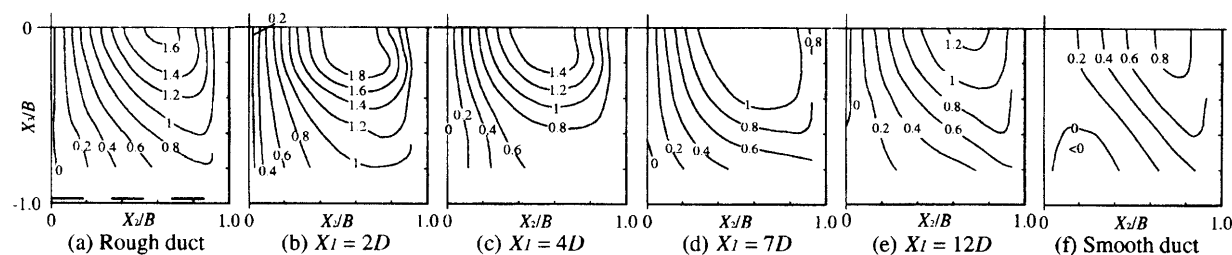
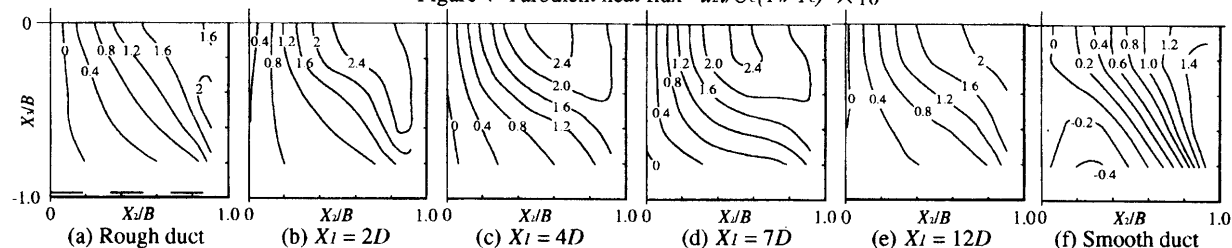
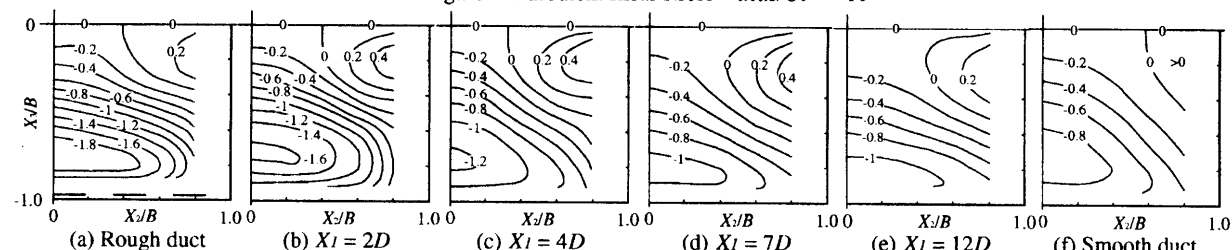
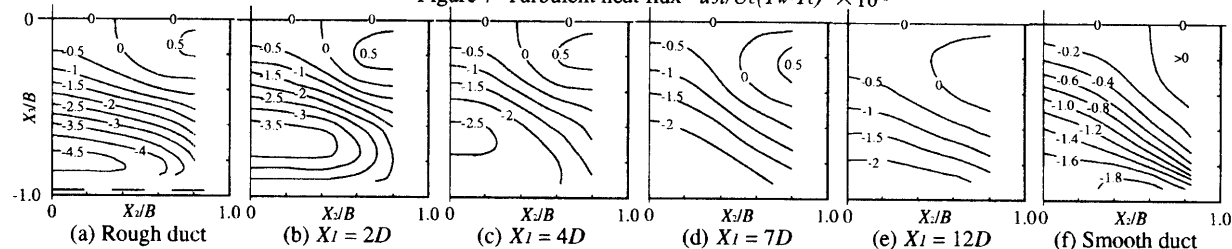
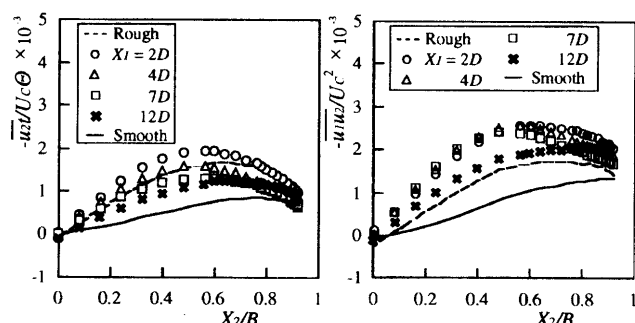
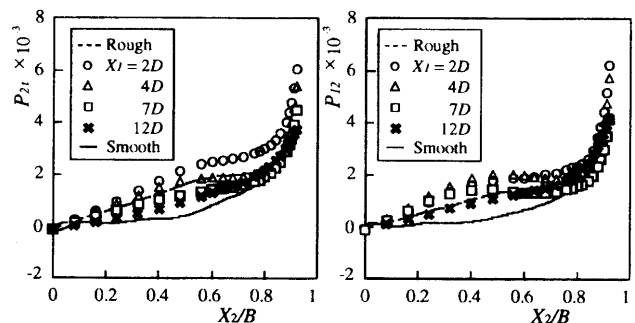
当する。図(a)では下面が粗面壁に対応する。(a)の粗面流路では側壁($X_2/B = 1$)近傍で大規模な縦渦が観察され、滑面壁への接続後も最下流断面である $X_1 = 12D$ まで類似なパターンが維持されている。しかし、 $X_1 = 7D$ 以降のコーナー付近には、滑面流路に特有なコーナーに向かう二次流れが現れ始めている。

図3に平均温度 T の等値線分布を示す。 T の分布は上記の縦渦の影響を反映しており、いずれの測定断面でも等温度線は側壁付近で流路中心に向かってくぼみ、下面付近では逆に壁面に向かって張り出す傾向が認められる。 $X_1 = 12D$ では側壁付近の等値線の歪みはやや弱まっているが、図(f)の滑面流路における分布には一致していない。なお、主流速度 U_1 も T と定性的に類似の分布を示すことを確認した。

3.2 乱流熱流束と乱流せん断応力 X_2 軸方向(側壁に垂直方向)への乱流熱流束 $\overline{u_1 u_2}$ とそれに対応した乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の分布を図4と5に示す。粗面流路の側壁近傍では $\overline{u_1 u_2}$ とともに滑面流路の値を上回っており、粗面の影響が粗面壁から比較的遠いこの領域にまで及ぶことが分かる。滑面への接続後、 $X_1 = 2D$ では両者とも側壁近傍で粗面流路の値を上回る「オーバーシュート」が生じている。 $\overline{u_1 u_2}$ のオーバーシュートは $X_1 = 4D$ 以降で消滅しているが、 $\overline{u_1 u_2}$ は $X_1 = 12D$ までオーバーシュートが維持されている。この様な $\overline{u_1 u_2}$ と $\overline{u_1 u_2}$ の変化について詳細に比較するために、 X_2 軸上における両者の分布を図6に示した。 $\overline{u_1 u_2}$ のオーバーシュートは $X_1 = 12D$ で弱まるものの、 X_2 軸上全範囲において観察される。一方、 $\overline{u_1 u_2}$ のオーバーシュートは $X_1 = 2D$ のみで観察され、その割合も $\overline{u_1 u_2}$ に比べて全般に小さい。また、同一測定断面で比較した場合、 $\overline{u_1 u_2}$ は $\overline{u_1 u_2}$ に比べて滑面流路に近い値を示している。このことより、壁面粗度の急変後、 $\overline{u_1 u_2}$ は $\overline{u_1 u_2}$ よりも短い距離で滑面流路の分布に達すると予想される。

図7と8は $\overline{u_1 u_2}$ と $\overline{u_1 u_2}$ の分布である。粗面流路の下面付近では $\overline{u_1 u_2}$ と $\overline{u_1 u_2}$ とともに滑面流路の2倍以上の値に達しており、粗面の乱流促進効果に対応している。滑面への接続後、 $\overline{u_1 u_2}$ と $\overline{u_1 u_2}$ はともに下流方向へ単調に減少しており、 $\overline{u_1 u_2}$ と $\overline{u_1 u_2}$ に見られたオーバーシュートは観察されない。また、 X_3 軸上の分布を比較したところ、上記と同様に $\overline{u_1 u_2}$ は $\overline{u_1 u_2}$ よりも滑面流路に近い値を示す傾向が認められた。同様の関係は $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ の間にも観察されたことから、変動温度場の壁面粗度急変に対する変化は、対応する変動速度諸量の変化に比べて早く、より短い距離で新たな平衡状態に達すると考えられる。

次に、 $\overline{u_1 u_2}$ と $\overline{u_1 u_2}$ に現れたオーバーシュートの原因について検討するために、 X_2 軸上において両者の生成項(それぞれ P_{21} および P_{12} と記す)を比較した。 X_2 軸上では、 P_{21} と P_{12} は寄与の小さ


Figure 4 Turbulent heat flux $-u_2t/U_c(T_w-T_c) \times 10^3$

Figure 5 Turbulent shear stress $-u_1u_2/U_c^2 \times 10^3$

Figure 7 Turbulent heat flux $-u_3t/U_c(T_w-T_c) \times 10^3$

Figure 8 Turbulent shear stress $-u_1u_3/U_c^2 \times 10^3$

Figure 6 $-u_2t$ (left) and $-u_1u_2$ (right) on X_2 -axis

Figure 9 Production of P_{21} (left) and P_{12} (right) on X_2 -axis

い $\partial U_2/\partial X_2$ と $\partial U_3/\partial X_3$ に関する項を除くと次のように書ける.

$$P_{21} = -u_2^2 \frac{\partial T}{\partial X_2} \quad P_{12} = -u_2^2 \frac{\partial U_1}{\partial X_2} \quad (1)$$

図 9 に P_{21} と P_{12} の分布を示す. P_{12} は $X_1=2D \sim 7D$ で粗面流路の値を上回り, $X_1=12D$ で粗面流路の値とほぼ一致する. 一方, P_{21} は $X_1=2D$ で粗面流路の値を上回るものの, $X_1=7D, 12D$ では粗面流路の値以下になる. こうした生成項の分布特性は, 図 6 に示した $\overline{u_2t}$ と $\overline{u_1u_2}$ の分布によく対応していることから, これらに見られた壁面粗度急変後のオーバーシュートは生成の増大により生じたと考えられる. 式(1)から明らかなように P_{21} と P_{12} の差異は $\partial T/\partial X_2$ と $\partial U_1/\partial X_2$ の差異により生じる. 壁面粗度急変後の両者の挙動に差異が生じる詳細な理由については今後検討が必要であるが, 二次元流路では粗滑接合部付近で圧力が単調に変化せず, 特異な分布を示すことが報告されている⁽²⁾. U_1 はこうした圧力変化の影響を直接受けるため $\partial U_1/\partial X_2$ も局所的に増大し得るが, $\partial T/\partial X_2$ は $\partial U_1/\partial X_2$ に比べて圧力の影響を受けにくい. その結果 P_{21} と P_{12} の分布に違いが生じ, 壁面粗度急変後における $\overline{u_2t}$ と $\overline{u_1u_2}$ の挙動に差異をもたらすと考えられる.

4. 結言 壁面の一部が粗面から滑面に急変する正方形流路内の乱流熱伝達において, 速度場と温度場の特性を実験的に調べた. その結果, 壁面粗度の急変後, 乱流熱流束と乱流せん断応力ともに粗面流路の値をオーバーシュートするが, 前者は後者に比べて早く最終的な滑面流路の分布に到達することが明らかとなった.

本研究の一部はスズキ財団の研究助成により行われた. ここに記して謝意を表する.

文献 (1) Antonia, R.A. and R.E. Luxton, R.E., J. Fluid Mech., 53 (1972) 737. (2) 宮田・他 2 名, 機論, 52 (1986) 2382. (3) 廣田・他 3 名, 機論, 67 (2001) 637. (4) 廣田・他 4 名, 機論, 67 (2001) 154. (5) Hirota, M., et al., Int. J. Heat Fluid Flow, 18 (1997) 170.