

粗面壁を有する正方形断面管内乱流の熱流動解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
松 本 将 師^{*1}, 平 田 賢^{*2}Numerical Analysis of Forced Convection Heat Transfer
for Turbulent Flow in a Square Duct with a Rough WallHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Masashi MATSUMOTO and Masaru HIRATA

Experimental and numerical studies of heat transfer for turbulent flow in noncircular duct with rough wall are few and far between. In this study, numerical analysis has been carried out on heat transfer for a developing turbulent flow in a square duct with a rough wall using Reynolds stress model and turbulent heat flux model. Calculated results are compared with the experimental data available. The present method can predict well the mean flow distribution and temperature distribution distorted by the secondary flow of the second kind. From calculations, the similarity which appeared between the mean flow distribution and temperature distribution is not observed near the smooth wall facing the rough wall, while it is observed from the experiment. Although the local Nusselt number of smooth walls are underestimated by the present method, the production terms of the normal stress $\overline{u_3^2}$, shear stress $\overline{u_1 u_3}$ and turbulent heat flux $\overline{u_3 T'}$ are in good agreement with the experimental data.

Key Words: Numerical Analysis, Heat Transfer, Turbulent Flow, Reynolds Stress, Turbulent Heat Flux, Rough Wall

1. 緒 言

流路内に粗面壁,あるいは突起物を設けることは伝熱促進を図る最も代表的な手法である。乱流場にこの粗面壁を設けることは,乱れの非等方性を助長し流動場を変化させ,しいては,伝熱機構に少なからぬ影響を及ぼすであろうことを,容易に推察させる。特に,非円形断面をもつ流路においては,乱れの非等方性により第2種二次流れが発生することが知られており,流路壁に設けた粗面,滑面壁の構成の違いにより,その強度,流動パターンは大きく変化する。

この粗面壁を有する流路における乱流構造に関して,藤田らは,正方形断面管路⁽¹⁾,長方形断面管路⁽²⁾を対象に系統的な実験を行い第2種二次流れ,レイノルズ応力も含めた詳細な測定結果を提示し,その乱流構造を明らかにしている。さらに,廣田ら⁽³⁾は,温度場におけるこの種の研究が,粗面壁上の熱伝達率向上にその主たる関心が払われ,流路断面全体にわたる温度場特性が,二次流れの影響も考慮したうえで把握されていないことを指摘し,粗面壁を有する管路内の熱

流動現象を実験的に解析した。彼らは,平均温度場の特性について,多くを言及しているが,温度場の非等方性を特徴づける乱流熱流束の生成についても一部言及している。粗面壁を有する管路において,温度場までも解析した報告例は少なく,彼らの測定結果は貴重な結果を提示している。

これらの実験解析に対して,第2種二次流れをも含めた数値解析に関する研究も報告されている。Fujita-Yokosawa-Hirota-Nagata⁽⁴⁾は,Lauder-Ying⁽⁵⁾の非等方性乱流モデルを用いて,対向する壁面が粗面の正方形断面管路⁽¹⁾を対象として,第2種二次流れ,レイノルズ応力成分の一部を実験結果と比較している。しかし,彼らの予測した第2種二次流れベクトルと実験結果のそれとの間には,差異が認められる。こうした状況を踏まえ,著者ら⁽⁶⁾⁽⁷⁾も,粗面壁を有する管路内乱流を対象に数値解析を行い解析手法の特徴を明らかにした。このとき,乱流モデルとしては,レイノルズ応力方程式中の圧力・ひずみ相関項の一部に改良を加えた非等方性乱流モデルでありFujitaらが用いたLauder-Yingモデルとは異なる。しかし,以上の数値解析例は,粗面壁を有する速度場を対象としたものであり,温度場における熱伝達現象を乱流熱流束も含め詳細に数値予測した報告例は見あたらない。

* 平成6年5月18日 第31回伝熱シンポジウムにおいて講演,原稿受付 平成6年2月1日。

*¹ 正員,宇都宮大学工学部(〒321 宇都宮市石井町2753)。

*² 正員,芝浦工業大学システム工学部(〒330 大宮市深作307)。

そこで、本研究では、廣田ら⁽³⁾の示した一面に粗面壁をもつ正方形断面管内の乱流熱伝達実験を対象に、数値解析を行い、実験と比較することにより解析手法の妥当性、乱流熱伝達現象について考察することを目的とする。このとき、速度場、温度場における乱れの非等方性をより正確に扱うため、速度場に対してはレイノルズ応力モデルを、温度場に対しては、乱流熱流束モデルを用いて解析する。解析に際しては、実験と同様助走区間を設け発達乱流問題として解析を行った。

2. 記 号

- a : 温度伝導率
 B : 正方形断面一辺長さ D の半分
 $C_1, C_2, C_1^*, C_1', C_2^*, C_2', \zeta, C_{1T}, C_{2T}, C_{1T}^*, C_{2T}^*, C_{1T}', C_{2T}', C_{1T,w}, C_{2T,w}$: 経験定数
 D_h : 水力直径
 k : 乱流エネルギー
 L : 特性距離
 Nu : 局所ヌッセルト数 $= q_w D_h / \lambda (T_w - T)$
 P_k : 乱流エネルギー生成
 q_w : 局所壁面熱流束
 Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$
 T : 平均温度
 T' : 変動温度
 $\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力
 $\overline{u_i T'}$: 乱流熱流束
 U_i : i 方向時間平均速度成分
 U^* : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w / \rho}$
 x_i : i 方向座標軸
 y : 壁面からの垂直距離
 ε : 乱流散逸
 Θ : 温度差 $= T_w - T$
 ν : 粘性係数
 π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項
 π_{iT} : 圧力・温度こう配相関項
 ρ : 密度
 τ_w : 壁面せん断応力
- 添 字
 b : 断面内の平均値
 s : 流路中心での値
 w : 壁面での値

3. 解 析 手 法

3.1 計算対象実験 数値解析の対象とした廣田ら⁽³⁾の実験装置の概略図、および座標軸を図1に示

す。測定流路は一辺の長さ 50 mm の正方形断面をもつ全長 4 770 mm の流路である。流路の底面壁には、全長にわたり図1に示すように正方形断面(1 mm×1 mm)の黄銅製の角柱を流れに直交する向きに 10 mm 間隔で配置してある。加熱条件は、等温加熱とし全流路長さの下流部分 1 750 mm が加熱流路に相当している。レイノルズ数は $Re = U_b D_h / \nu = 6.5 \times 10^4$ である。また、測定位置は流れが十分発達していると考えられる流路出口断面から 100 mm 上流(粗さ要素から 5 mm 下流)で熱線流速計、抵抗温度計により測定している。

座標系は、主流方向を X_1 軸、これと直交する向きを亜流方向とし、 X_2, X_3 軸と定義している。粗さ要素は X_3 軸と直交する下面に設置してある。

3.2 レイノルズ応力方程式 レイノルズ応力方程式の厳密式は次式で示される。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right\} \\ & - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

上式において、右辺第1項は生成項、第2項は圧力・ひずみ相関項、第3項は拡散項、第4項は散逸項を表している。数値計算のうえで特に障害となるのが、左辺第1項の対流項、ならびに右辺第3項の拡散項である。従来のモデルでは、これらの項に対して各項を省略してモデル化を行っているが、対流項、拡散項の影響を多少とも考慮する意味より Rodi⁽⁸⁾ 近似を用いてモデル化を行った。この Rodi 近似を用いることにより計算の簡便性、経済性が得られる反面、代数応力モデルとなり、近接空間での物理量の相互依存性が薄れる作用があるという問題を内包するのも事実である。

レイノルズ応力方程式をモデル化する際に問題となる圧力・ひずみ相関項のモデル化に際しては、四次相

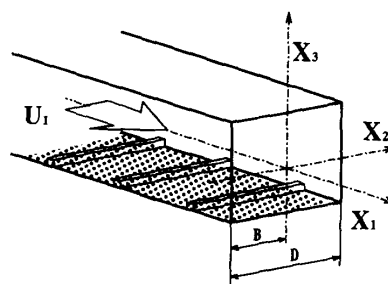


図1 計算対象空間および座標系

関テンソルに付与される制約条件を一部改良しモデル構築を行っている。改良することにより新たな定数が導出され、実験値をより多く考慮することができる。モデル化された圧力・ひずみ相関項ならびに定数系を表1, 2に示す。モデル導出、モデル定数決定手法については、別報⁽⁹⁾にて詳述した。表1中、 $\pi_{ij,1}$ は純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は、平均流による影響を、 $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。また、 $f(L/x_w)$ は、壁の影響を示す関数で壁面近傍で1、壁から離れるにつれて零に近づく。 x_w は壁面からの垂直距離を示している。

散逸項は、高レイノルズ数流れ場で、局所等方性を仮定することにより次式のようにモデル化される。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \dots\dots\dots (2)$$

3.3 乱流熱流束方程式 乱流熱流束方程式の厳密形は次のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i T'}}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_j} \frac{\partial T'}{\partial x_j} + \overline{u_j T'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \\ & + \frac{p}{\rho} \frac{\partial T'}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i u_j T'} + \frac{p}{\rho} T' \delta_{ij} \right) \\ & - (\nu + a) \frac{\partial T'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

上式において、右辺の各項は、第1項より生成項、圧力・温度こう配相関項、拡散項、散逸項の各項を表している。対流項、拡散項に対しては、レイノルズ応力方程式同様、Rodi⁽⁸⁾近似を拡張しモデル化する。ただし、このとき、温度変動に対する生産と散逸とが等しいことを仮定してモデル化を行う。圧力・温度こう配相関項を構成する各要素は表3に示すようにモデル化する。純粋な乱れによる影響 $\pi_{ij,1}$ 平均流の影響を含む項 $\pi_{ij,2}$ のモデル化は、Launder⁽¹⁰⁾により提唱されたもの

を用いた。表4には、用いた定数系を示す。式(3)、右辺第4項のモデル化に際しては、流れが高レイノルズ数で、局所等方性が成立するものと仮定し省略した。

3.4 数値解析 計算領域は、図1に示す領域のうち系の対称性を考慮し1/2断面として計算を行った。レイノルズ数は、実験を踏襲し $Re = 6.5 \times 10^4$ である。流れは発達流れとして $102.8D_h$ の助走区間距離を設け計算を行う。温度場は実験同様、入口より $61.3D_h$ の位置より等温加熱の条件を与える。計算格子数は、1/2断面に 12×22 、助走区間に120の格子を設定した。

数値解析手法には、スタッガート格子系を用い、有限体積法により各方程式の離散化を行った。慣性項の差分スキームは速度成分について QUICK (三次精度の風上差分)、乱流特性量の k, ε の対流項については PLDS (セル Peclet 数のべき乗で表現されるスキーム) をおのおの使用した。圧力解法については、連続の式より圧力補正式を導き、連続の式を満足するように速度および圧力の補正を行う SIMPLE 法を用いた。計算手順は、最初に応力方程式を解き、次に速度成分を算出した後、圧力補正式を解いて速度および圧力を補正する。その後、乱流特性量 k, ε を解いて1回の計算を終了する。これを収束条件を満足するまで繰返す。収束条件としては、 k 方程式をサンプルとして、方程式の誤差が、 k の生成項の 10^{-5} 以下になることを目安とした。

粗面壁の乱流特性量 k, ε の境界条件として Fujita ら⁽⁴⁾ は、実験結果より次の対数速度分布を導出し、この式より壁関数を再定義し境界条件を設定している。

$$\frac{U_1}{U^*} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U^* y}{\nu} \right) - 8.4 \dots\dots\dots (4)$$

廣田らの実験解析においても、その粗さ要素の形状、

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{j,1}$	$-c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{j,2}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8c_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{j,w}]$	$c_1 = c_1^* + c_1' f \left(\frac{L}{X_w} \right), c_2 = c_2^* + c_2' f \left(\frac{L}{X_w} \right), \zeta = \zeta^* + \zeta' f \left(\frac{L}{X_w} \right)$

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

$$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_k}{\partial x_l}$$

表2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.40	0.44	-0.16	-0.35	0.21	-0.10

表3 圧力・温度こう配相関項のモデル化

$\pi_{i,T,1}$	$-c_{1T} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i T'} - c_{1T}' \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \overline{u_j T'}$
$\pi_{i,T,2}$	$c_{2T} \overline{u_j T'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - c_{2T}' \overline{u_j T'} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}$
$\pi_{i,T,w}$	$c_{1T} = c_{1T}^* \left\{ 1 + c_{1T,w} f \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\}$ $c_{1T}' = c_{1T}'^* \left\{ 1 + c_{1T,w} f \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\}$ $c_{2T} = c_{2T}^* \left\{ 1 + c_{2T,w} f \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\}$ $c_{2T}' = c_{2T}'^* \left\{ 1 + c_{2T,w} f \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\}$

表4 圧力・温度こう配相関項の定数系

c_{1T}^*	$c_{1T}'^*$	c_{2T}^*	$c_{2T}'^*$	$c_{1T,w}$	$c_{2T,w}$
3.9	-2.5	0.8	0.2	0.25	-0.46

配置間隔は変わっていないことから、本計算の場合も上式を用いて、粗壁面の乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件を設定し計算を行った。

4. 結果と考察

計算に際しては、前述のよう助走区間をもつ発達流れとして計算を行った。以下に示す実験結果との比較においては、実験結果にならい $93.3D_h$ の位置における結果と比較している。

4・1 平均速度場の比較 図2は、主流方向速度等値線の廣田ら⁽³⁾の実験結果、および本計算結果を比較したものである。各等値線は、管路断面中心速度 U_s で無次元化し表示してある。また、図2中の下部の点線は粗面壁の粗さ要素高さを示している。実験結果より、粗面壁に対向する滑面壁側の等値線は、 X_3 軸近傍にて中心部にくぼんだ分布を示しているのに対して、粗面壁側の等値線は、滑面壁側ほどの等値線のひずみは認められず、壁面と平行な分布を示している。また、主流方向速度の最大速度の位置は、管中心よりやや上方に位置する。さらに、流体は抵抗の少ない粗面と対向する滑面壁側を多く流れる結果、滑面壁側にてその等値線は密な分布となっている。計算結果の等値線分布において、これらの現象について比較検討すると、その傾向は再現していることが理解できる。しかし、等値線のひずみ程度、絶対値等に差が認められる。

図3は、第2種二次流れベクトル図を両結果で比較したものである。図3に示すように、一面に粗面壁をもつ場合には、左右対称軸(X_3 軸)→粗面壁→粗面壁に隣接する滑面壁→粗面壁に対向する滑面壁→左右対称軸という流動パターンを示し、正方形断面内では、二つの大きな渦が形成されることになる。この大きな流動パターンは両結果で共通しているが、計算におい

て粗面壁に対向する滑面壁のコーナ部にて小さな渦が形成されていることがわかる。これは、粗面壁の乱れにより誘起される二次流れとは異なり、滑面壁コーナ部の乱れにより誘起されたものと解釈される。実験において、コーナ部近傍のベクトルのうち、コーナ部へ向かうベクトルは認められるが循環流を形成するまでには至っていない。また、ここに示した加熱流路における第2種二次流れ分布は、等温場におけるそれとほとんど差は認められない⁽¹¹⁾。

図4は、粗面壁と対向する滑面壁上における局所壁面せん断応力、局所壁面熱流束分布を実験と計算とで比較したものである。各分布は、当該壁面上の積分平均値 $\overline{q_w}$, $\overline{\tau_w}$ にてそれぞれ無次元化してある。実験において熱流束分布は $X_2/B=0.5$ 近傍にて最大値を示すが、計算結果もほぼ同様の結果を示している。一方、壁面せん断応力について比較すると、実験結果は、熱流束分布と同様 $X_2/B=0.5$ 近傍にて最大値を取り、その

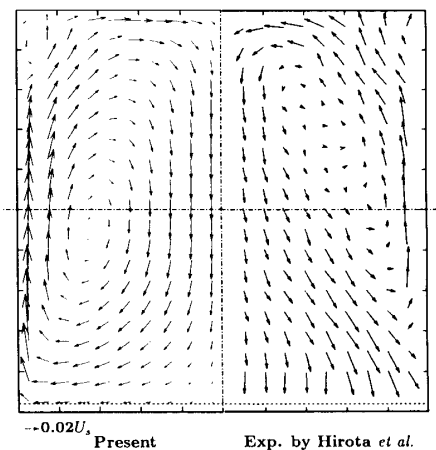


図3 第2種二次流れベクトル比較

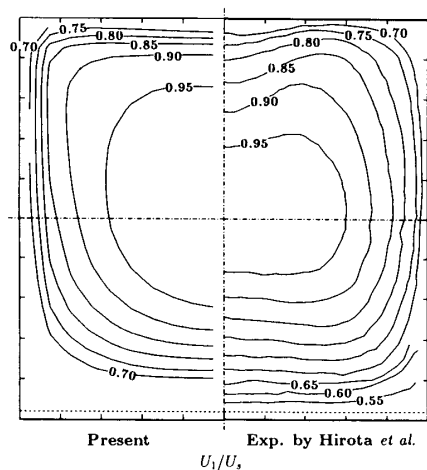


図2 主流方向速度等値線比較

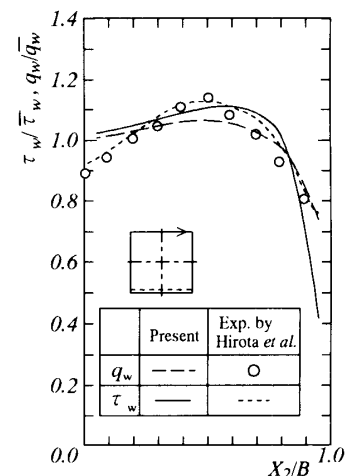


図4 滑壁面上の壁面せん断応力、壁面熱流束比較

分布も熱流束分布と類似の分布を示している。計算結果は、その最大値を示す位置は多少異なるものの、比較的良好にせん断応力分布を捕捉している。

著者らは既報⁽¹²⁾において、本解析対象と同一形状で等温場における粗面壁を有する管路内乱流の解析結果を報告した。このとき、せん断応力分布は $X_2/B=0.9$ 近傍にて鋭いピークを有する最大値を示し、この最大値の発生が、粗面壁に対向する滑面壁コーナ部のわずかな領域に生ずる第2種二次流れに起因することにも同時に報告した。しかし、本解析の加熱場において、コーナ部におけるわずかな二次流れは予測するものの、せん断応力分布の $X_2/B=0.9$ 近傍における最大値は認められなかった。この差異は、1/2断面内の計算格子数が、等温場において 20×40 であったのに対し、本解析の場合は、 12×22 と比較的小さい格子数によることに起因していると思われる。

図5は、 X_3 軸に平行な側壁上における局所壁面せん断応力、壁面熱流束分布を比較したものである。図4同様、当該壁面の積分平均値にて無次元化してある。壁面熱流束分布を比較すると、両結果ともその最大値を示す位置は X_3/B の負側に位置し、計算結果は、その値も実験値と大差なく予測していることがわかる。一方、壁面せん断応力分布について比較すると、計算結果は、 X_3/B が負の領域では実験値を比較的良好に予測しているが、 X_3/B が正の領域では、 $X_3/B=0.8$ 近傍に至るまで高い値を保持し、実験結果のせん断応力分布とは異なる結果を示している。

4.2 平均温度場の比較 図6は、平均温度等値線の実験結果、および本計算結果を比較したものである。各等値線は、壁面温度と管路断面中心温度との差 θ_s で無次元化し表示してある。実験結果より、等値線

は、粗面に対向する滑面近傍にて内側にくぼみ、粗面壁側で平行な等値線分布を示すなど主流速度分布と同じ定性的特徴を示している。しかし、主流速度分布の最大値が管中心よりやや上方に位置する傾向が示しているのに対し、温度分布の場合は下方に位置する傾向を示し異なっている。以上のような実験における特徴的な傾向を、計算結果は比較的良好に予測している。計算結果においてその等値線を、主流方向速度のそれと比較すると、第2種二次流れによる等値線のひずみは温度場のほうが顕著に現れている。

図7は、粗面に対向する滑面壁、および側壁面におけるヌッセルト数分布の両結果を比較したものである。計算結果は、実験値を下まわる結果となっているが、側壁面上では管中心部より下方にて最大値をとること、粗面壁と対向する滑面壁では、 $X_2/B=0.4 \sim 0.6$ の範囲で最大値を示すことなどは共通しておりその傾向は一致している。このように傾向は一致するものの、

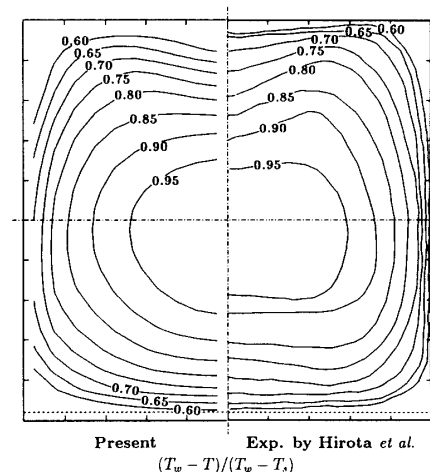


図6 平均温度等値線比較

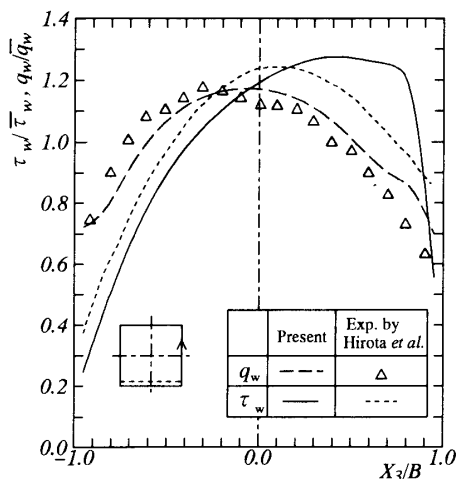


図5 側壁面上の壁面せん断応力、壁面熱流束比較

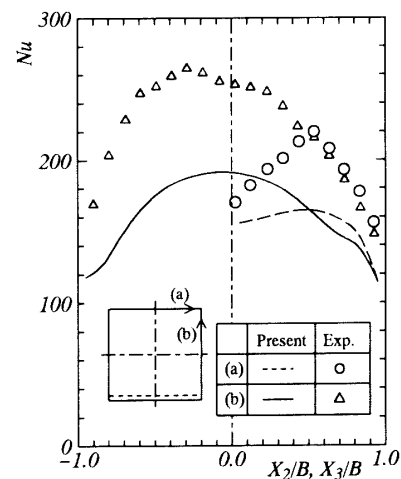
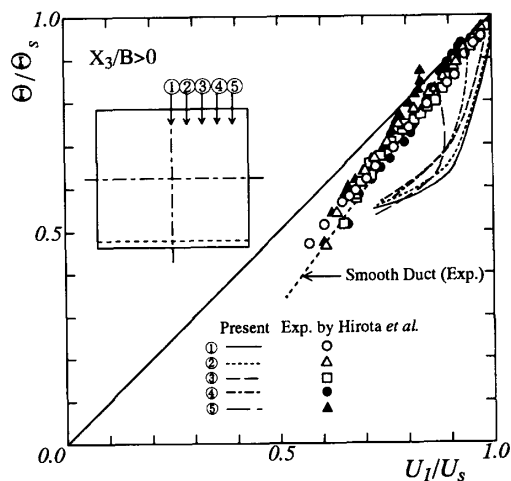


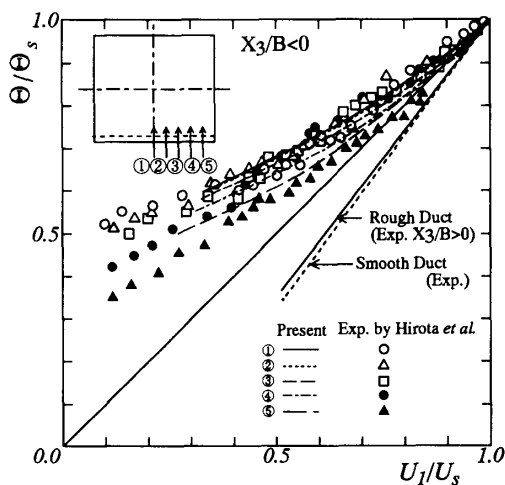
図7 ヌッセルト数分布比較

その値に差が認められるが、この差異要因の一つとして、計算は一様粗面を仮定して計算している点を指摘できる。

図8は、流路内の平均温度場と平均速度場との相似性を検討するため、同一位置で得られた U_1/U_s と θ/θ_s との相関図を両結果にて比較したものである。図8中(a)は粗面壁に対向する滑面壁側での比較、図8(b)は粗面壁側での比較結果である。また、図8中 Smooth duct で示された点線は、周囲が滑面壁流路の場合の実験結果を、Rough duct で示された実線は周囲が粗面壁流路の場合の実験結果を示している。図8において、速度場と温度場との分布が完全に一致する場合に、 U_1/U_s と θ/θ_s の値は等しくなり対角線上に分布することになる。したがって、 θ/θ_s の分布が対角線近傍に位置し U_1/U_s との相関が高いほど、温度場と速度場との相似性が強いと考えられる。図8(a)



(a) 粗面壁に対向する滑面壁側



(b) 粗面壁側

図8 U_1/U_s と θ/θ_s の相関

より実験においては対角線より多少離れるが1本の直線上に集中しており、温度場、速度場の相関は Smooth duct の場合と同程度に高いことが理解できる。この結果に対し計算結果は、対角線より大きく離れた結果になっており、実験結果とその相似性について異なる結果となった。この差異要因として、図6より理解されるように主流方向速度の二次流れによる等値線のひずみが、温度分布のそれより小さいことが指摘できる。一方、図8(b)において両結果を比較すると計算結果は比較的良好に実験値と符号しており、粗面壁側の領域において比較的強い非相関性が存在することがわかる。また、粗面壁に近い領域においては θ/θ_s 値のほうが全般的に大きく、これより乱れによる運動量輸送に比べ熱輸送のほうが劣ることを推察できる。

4.3 変動速度場の比較 図9は、垂直応力 $\overline{u_3^2}$ 、せん断応力 $-\overline{u_1 u_3}$ の粗面壁流路、滑面壁流路の等温場、および加熱場における実験、計算の両結果を比較したものである。両結果とも X_3 軸上に沿った応力分布である。これらのレイノルズ応力は、粗面壁、および粗面に対向する滑面壁からの熱と運動量輸送に大きな影響をもつ応力である。実験結果より、 $\overline{u_3^2}$ 、 $-\overline{u_1 u_3}$ と滑面流路の4倍以上と非常に大きく運動量交換が活発であることをうかがい知ることができる。また、粗面壁流路にて、せん断応力 $-\overline{u_1 u_3}$ は X_3/B が正の領域にて負の値をもつことが特徴的な点として挙げられる。一方、計算結果はこれらの傾向、およびその値を比較的良好に予測しており、乱流モデルの妥当性を示すものと思われる。

図10は、垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_3^2}$ の生成項 P_{11} 、 P_{33} を両結果にて比較したものである。図10中の P_{11} 、 P_{33} は実験にて以下のように定義されている。

$$P_{11} = -2 \left(\overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} + \overline{u_1^2} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} \right) \frac{D_h}{U_b^3} \quad \dots\dots (5)$$

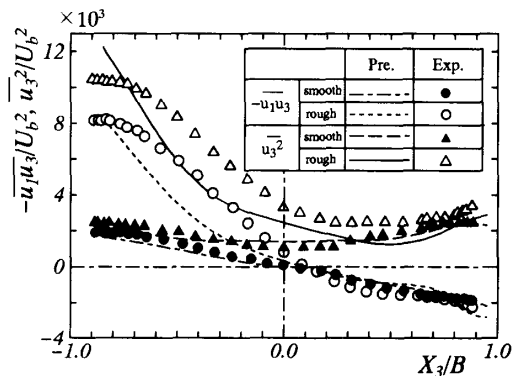


図9 $-\overline{u_1 u_3}$ 、 $\overline{u_3^2}$ 分布比較

$$P_{33} = -2 \overline{u_3^2} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} \frac{D_h}{U_b^3} \dots\dots\dots (6)$$

計算においても上式の定義に従って、その値を算出した。計算結果は P_{11} を比較的良好に予測しているが、 P_{33} の値は粗面壁近傍にて逆の傾向を示している。この差異は、以下のように説明される。実験においては、図3に示す二次流れのベクトル図より明かなように X_3 軸に沿って、二次流れ強度は、粗面壁近傍に近づくにつれ大きくなり、したがって $\partial U_3 / \partial X_3$ は正值を取る。この結果 P_{33} は負の値を取り、 u_3^2 の生成、しいては伝熱促進を抑制する方向に作用することになる。一方、計算結果の二次流れベクトルは、粗面壁近傍に近づくにつれ減速され、 $\partial U_3 / \partial X_3$ は実験結果の場合とは、逆の負符号を取り、この結果 P_{33} は正值を取ることとなる。このように、 P_{33} 値の実験結果との差異は X_2 軸上の二次流れ挙動の差に起因するものと思われる。実験における二次流れ挙動に関し、藤田ら⁽¹¹⁾は、実験において流れは完全発達流と考えられるが、角柱形状粗さ要素近傍では、流れは局所的に変化しているものと考えられ、その影響により実験では大きな値をもつ二次流れベクトルが測定されるものと言及している。一方、計算においては、その解析手法に起因するように、一様粗面をもつ壁面を想定して計算を行っているため、壁面近傍にて実験値のように大きな値を取ることはしない。

図11は、せん断応力 $-\overline{u_1 u_3}$ の生成項を構成する各項の値を計算結果と比較したものである。その生成項は以下のように定義される。

$$P_{13} = \left(\overline{u_3^2} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} + \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} \right) \frac{D_h}{U_b^3}$$

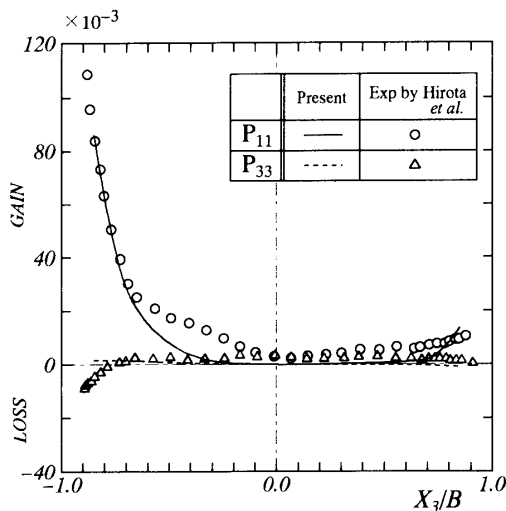


図10 垂直応力 $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_3^2}$ の生成項比較

$$+ \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} \overline{u_1^2} \frac{\partial U_3}{\partial X_1} \frac{D_h}{U_b^3} \dots\dots\dots (7)$$

上式における左辺第1項、第2項、第3項をそれぞれ廣田らの実験にならって $P1$, $P2$, $P3$ として図11中では示してある。実験における $P2$ 値と計算値とが逆の符号を取ることに、あるいは、計算において $P3$ は、ほぼ零の値を取るのに対し、実験値は粗面壁近傍で有限値を示すのは、先に示した粗さ要素近傍の流れの違いによるものと解釈される。実験において $P2$, $P3$ の値は $P1$ の値の10%程度と比較的大きな値をもつが、互いに異符号をもつため、せん断応力 $-\overline{u_1 u_3}$ の生成には影響を及ぼさず、実質的に $P1$ のみが生成に寄与することになる。この点に関しては、計算結果は同じ結論を示している。また計算結果の $P1$ 値は、粗面壁近傍にて実験値より高い値を示すが、比較的良好に実験結果を捕捉しているものと思われる。

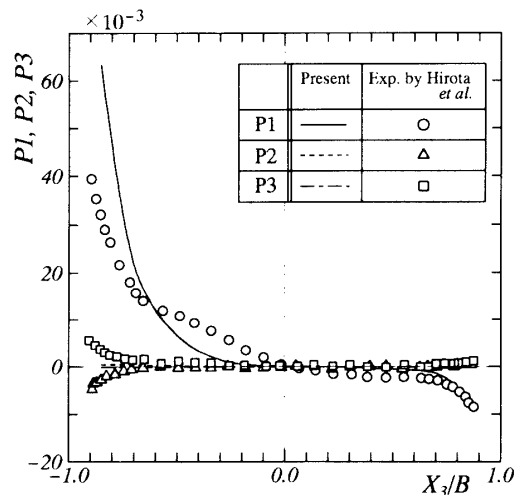


図11 せん断応力 $-\overline{u_1 u_3}$ の生成項比較

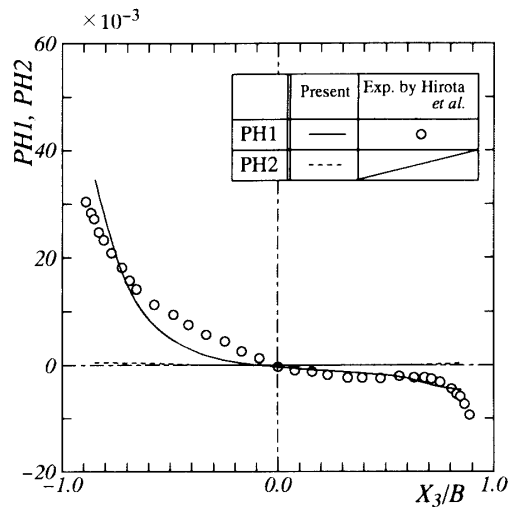
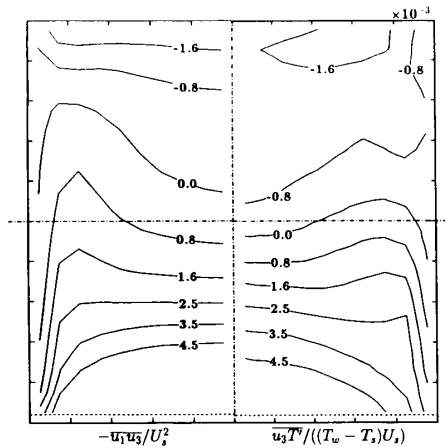


図12 乱流熱流束 $u_3 T'$ の生成項比較

図 13 $\overline{u_3 T'}$, $-\overline{u_1 u_3}$ の等値線分布比較

4.4 変動温度場の比較 粗面壁近傍における熱輸送は、乱流熱流束 $\overline{u_3 T'}$ に大きく支配される。一般に乱流熱流束 $\overline{u_3 T'}$ の生成項は次のように定義される。

$$P_{3T} = -\left(\overline{u_3^2} \frac{\partial T}{\partial X_3} + \overline{u_3 T'} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} + \overline{u_1 u_3} \frac{\partial T}{\partial X_1} + \overline{u_1 T'} \frac{\partial U_3}{\partial X_1} \right) \frac{D_h}{u_b^2 \theta_b} \dots \dots \dots (8)$$

上式において、廣田らにならって右辺第 1 項より PH1, PH2, PH3, PH4 として各項を示す。

図 12 は、 X_3 軸上における、乱流熱流束 $\overline{u_3 T'}$ の生成項の PH1 を実験と比較したものである。また計算結果の PH2 も同時に示す。計算においては、PH3, PH4 は完全発達領域に相当するためほぼ零値を示し、 $\overline{u_3 T'}$ の生成に寄与するのは PH1, PH2 となる。PH2 は、図 11 に示す P2 同様、わずかに正值を有し乱流熱流束 $\overline{u_3 T'}$ の生成に寄与するものの、PH1 ほど支配的ではない。計算結果は、比較的良好に PH1 を予測している。

また、この乱流熱流束 $\overline{u_3 T'}$ と、速度場におけるレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_3}$ とは、粗面壁からの運動量輸送、熱輸送に大きな影響を及ぼす。図 13 は、この両者の計算等値線分布を比較したものである。定量的な比較をすると両者にて差異が認められ、厳密な意味で相似性が成り立っているとはいえないが、両分布とも、零ラインを挟んで異符号領域を示し、定性的には同様な傾向を示している。数値解析においては、速度場、温度場に使用したモデルの整合性という問題についても検討が必要と思われるが、輸送の物理的意味が共通することを解析結果は示唆しているものと考えられる。

5. 結 論

一面に粗面壁をもち、等温加熱された正方形断面管内流の熱伝達現象を対象に、レイノルズ応力モデル、乱流熱流束モデルを用い、速度場、温度場の数値予測を行った。計算に際しては、助走区間を有する発達乱流として解析を行った。計算結果は、廣田ら⁽³⁾の実験結果と比較検討することより次の結論を得た。

(1) 速度場、温度場の相関を示す U_1/U_s と θ/θ_s との相関図において、計算は、粗面壁に対向する滑面壁においても非相似性を示す結果となり実験と異なる結果となった。

(2) 粗面流路の各滑面壁上の局所ヌッセルト数を、計算は、その値を小さく見積もる結果となったが、ヌッセルト数分布の特徴的な傾向は捕捉している。実験と異なる結果となった一要因として、計算においては、一様粗面として計算している点を指摘できる。

(3) 左右対称軸上における垂直応力 $\overline{u_3^2}$ の生成項 P_{33} 、せん断応力 $-\overline{u_1 u_3}$ の生成項を構成する P2 値において、計算は、実験値と逆符号値を取る結果となったが、これは左右対称軸上に沿う第 2 種二次流れの挙動の差に起因している。

(4) 粗面壁近傍では、乱流熱流束 $\overline{u_3 T'}$ の生成が活発であり、粗面による伝熱促進効果を示している。この乱流熱流束の生成項を構成する項のうち、PH1 が支配的であり、計算は比較的良好にこの項を予測している。

文 献

- (1) 藤田・横沢・岩田・高浜, 機論, **52**-482, B(1986), 3491-3497.
- (2) 藤田・広田・横沢・長谷川, 機論, **54**-504, B(1988), 2002-2008.
- (3) 廣田・藤田・横沢・鏡味・室伏, 機論, **58**-548, B(1992), 1200-1208.
- (4) Fujita, H., Yokosawa, H., Hirota, M. and Nagata, C., *Chem. Eng. Comm.*, **74**(1988), 95-110.
- (5) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3**-2 (1973), 115-121.
- (6) 杉山・秋山・松本・平田・二宮, 機論, **59**-561, B(1993), 1502-1509.
- (7) 杉山・秋山・松本・古沢・平田, 機論, **59**-568, B(1993), 3781-3788.
- (8) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (9) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (10) Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, **67**(1975), 569-581.
- (11) 藤田・横沢・広田・西垣, 機論, **53**-492, B(1987), 2370-2376.
- (12) 杉山・秋山・松本・平田・二宮, 機論, **59**-561, B(1993), 1510-1517.