

対向壁に粗面を有する正方形断面管内乱流の数値解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 松本 将師^{*1}
平田 賢^{*2}, 二宮 尚^{*1}Numerical Analysis of Fully Developed Turbulent Flow
in a Square Duct with Two Roughened Facing WallsHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA, Masashi MATSUMOTO,
Masaru HIRATA and Nao NINOMIYA

A numerical analysis has been performed on fully developed turbulent flow in a square duct with two roughened facing walls using an algebraic stress model. The calculated results were compared with the experimental data and other published numerical results. In a smooth duct, as is well known, a pair of vortices is observed in a quadrant of the duct cross section. In this rough duct, however, both the present method and the experiment indicated formation of only one vortex in a quadrant. Moreover, the present method can predict more accurately the location of the center of secondary flow than other numerical methods. The calculated results of the distributions of normal stresses and turbulent energy are in reasonably good agreement with the experimental data. However, the different sign region of the shear stress, which is generated by the secondary flow of the second kind, is not shown in the present calculated results.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Reynolds Stress Model, Square Duct, Rough Wall

1. 緒 言

流路内に粗面あるいは、突起を設けることは、最も代表的な伝熱促進技術であるため、粗面壁面突起に関する研究は、数多く報告されている。一方、乱流場の非円形断面形状流路には、圧力こう配が原因で発生する二次流れとは、その発生要因を異にする第2種二次流れが存在し、その主流方向速度等値線をひずませる結果、その流動特性、伝熱特性に少なからぬ影響を与える。この第2種二次流れは、乱流の非等方性に起因して発生し、その非等方性乱流は、壁面性状により大きく左右される。したがって、第2種二次流れ、各レイノルズ応力成分が、壁面性状に大きく依存するであろうことは、容易に推測される。しかし、この第2種二次流れが生じるようなアスペクト比の小さいく形流路で、壁面に粗面を持つ場合の研究は比較的少ない。

実験解析の立場から、Launder-Ying⁽¹⁾は、四面粗面を持つ正方形断面流路において、藤田らは、対向二面に粗面を持つ正方形断面流路⁽²⁾、および、一面に粗面を持つ場合の正方形断面流路⁽³⁾において、乱流応力場

を含め平均速度場を測定し報告している。Humphrey-Whitelaw⁽⁴⁾も、粗面状態は異なるが、一面に粗面を設けた正方形断面管内流の乱流計測を行っている。また、最近、廣田ら⁽⁵⁾は、一面粗面の場合における正方形断面管内流の伝熱特性について詳細な実験を行い、乱流熱流束の生成分布などについても言及している。

一方、数値計算において、粗面を扱った報告例としては、Hanjalic-Launder⁽⁶⁾のレイノルズ応力方程式を用いた解析はあるが、二次元乱流として解析しており第2種二次流れの発生については言及していない。また、Demuren-Rodi⁽⁷⁾は、Hinze⁽⁸⁾の行ったアスペクト比5の長方形断面管路の下壁面を粗面とした実験を対象に、彼らの示したレイノルズ応力モデルを用いて主流方向速度等値線図を予測しているが、乱流応力分布などに関する報告はなされていない。この点、Fujita-Yokosawa-Hirota-Nagata⁽⁹⁾は、Launder-Ying⁽¹⁰⁾の非等方性乱流モデルを用いて、対向二面に粗面を有する正方形断面管路⁽²⁾を対象として、第2種二次流れ、レイノルズ応力成分などを含め実験結果と比較検討している。

著者らは、これまで代表的なレイノルズ応力モデルを取り上げ、その得失を明らかにし⁽¹¹⁾、それらの結果を踏まえて、圧力・ひずみ相関を導出する際の制約条

* 原稿受付 平成4年9月8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)。

件の一部に改良を加え、新たなモデルを提示し⁽¹²⁾正方形断面⁽¹³⁾、三角形断面⁽¹⁴⁾、だ円断面管路内⁽¹⁵⁾の助走区間発達乱流について解析を行ってきた。本提示モデルは、Fujita らの使用したモデルとは異なること、また、前述のように粗面壁を持つ管内流を扱った数値解析例は少ないことを考慮すると、本提示モデルにて、粗面を持つ管内流の解析をし、実験結果、数値解析結果と比較することにより、本提示モデルの特徴を明らかにすることは、意義あるものと考えられる。

そこで、本研究では、著者らの示した乱流モデルを用いて、藤田ら⁽²⁾の行った対向二面に粗面を有する正方形断面管内流の実験を対象とし、それらの実験結果、および Fujita ら⁽⁹⁾の示した数値解析結果を比較しながら、本モデルの妥当性、特徴について考察することを目的とする。

2. 記 号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', c_\mu, \zeta$: 経験定数

D_h : 水力直径

$f(L/x_w)$: 壁の影響を示す関数

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_k : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $U_b D_b / \nu$

$\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度分布

U_b : 混合平均速度

U_s : 流路断面中心速度

U_τ : 摩擦速度

x_i : i 方向座標軸

y : 壁面からの垂直距離

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

ν_t : 渦動粘性係数 $= c_\mu k^2 / \varepsilon$

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

τ_w : 壁面せん断応力

3. 解 析 方 法

3.1 計算対象実験 計算対象とした藤田ら⁽²⁾の実験装置の概略図、および座標系を図1に示す。正方形断面の一辺長は50 mm、管路長さは4500 mmの流路を形成している。流路の対向する二面では全長にわたり図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。レイノルズ数は、代表速度に混合平

均速度 U_b 、代表寸法に水力直径 D_h を用いて、 $Re = U_b D_h / \nu = 6.5 \times 10^4$ で行っている。また、測定位置は、流路出口断面から約10 mm上流で、熱線流速計により測定を行っている。この位置は、 $89.8 D_h$ に相当する位置であり、完全発達領域と考えられる。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 軸と直交する上下の断面に設けてある。計算領域は、系の対称性を考えて1/4断面として計算を行った。

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。

$$\begin{aligned} \frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = & - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \\ & P_{ij}; \text{production} \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ & \pi_{ij}; \text{pressure-strain correlation} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right] \\ & \text{Diff}_{ij}; \text{diffusion} \\ & - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \\ & \varepsilon_{ij}; \text{dissipation} \\ & \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

数値計算のうえで特に障害となるのは、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、これらの項に対しては、各項を省略し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⁽¹⁶⁾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、四次相関テンソルに付与される制約条件を一部改良し、モデ

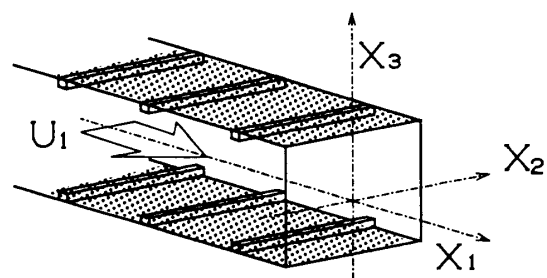


図1 計算対象空間および座標系

ル構築を行った。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⁽¹²⁾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 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て1/4断面として計算を行った。レイノルズ数は実験を踏襲し $Re = 6.5 \times 10^4$, 流れは完全発達流れとして計算を行う。

数値解析においては, スタッガード格子系を用い, 有限体積法により各方程式の離散化を行った。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 については, PLDS(セル Peclet 数のべき乗で表現される差分スキーム)をおのおの使用した。圧力については, 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 法を用いて計算を行った。計算格子数に関しては, 1/4断面内で 20×20 の等間隔格子とした。同様な計算を行っている Fujita ら⁽⁹⁾の計算格子数は, 11×11 の等間隔格子である。

境界条件として特に問題となるのは, 乱流エネルギー, 乱流散逸に対する境界条件であるが, これらに対しては, 壁面近傍で壁法則が成立するものとし, かつ

表1 圧力-ひずみ相関項のモデル化

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

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}$$

$$P_i = -\overline{u_i u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_i}$$

$$D_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}$$

表2 圧力-ひずみ相関項の定数系

c_1'	c_2'	ζ'	c_1'	c_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

局所平衡が成立することを仮定して壁関数として与えている。Fujita ら⁽⁹⁾は, 粗面に対する境界条件として, 次の壁法則を実験より導出し, 計算を行っている。

$$\frac{U_i}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_i y}{\nu} \right) - 8.4 \dots\dots\dots (3)$$

本計算においても, 上式と同様の式を用いて粗面上の乱流エネルギー, 乱流散逸の境界条件を設定した。滑面壁に対しては, 普遍定数5.5の対数速度分布より設定している。

4. 結果と考察

4.1 平均速度場の比較 図2は, 主流方向等値線の Fujita ら⁽⁹⁾の計算結果, 藤田ら⁽²⁾の実験結果, および本モデルによる計算結果を比較したものである。おのおのの値は, 流路断面中心速度 U_s で無次元化して表示してある。また, 図2中の下部の点線は粗面壁粗さ要素の高さを示してある。一般に, 4壁面とも滑面流路において, 主流方向速度等値線は, 対角線対称分布となり, その等値線はコーナ部に突き出した分布となる。本計算の場合には対角線対称とはならず, 滑面近傍にて等値線が密な分布となり, また, その等値線の突出しも顕著には現れていない。そのことは, Fujita ら⁽⁹⁾の計算結果においても同様に認められる。また, 実験結果よりわかるように等値線の一部は粗面壁に平行な分布を呈するが, Fujita らの計算結果はこの傾向を示さず, 実験結果とはその分布を異にしているのに対し, 本計算結果は, 実験結果を再現する分布となっている。しかし, その絶対値を比較すると本モデルは, 管路中心部近傍にて実験値の結果と大きな差が認められるのに対し, Fujita らの結果は, この領域においても比較的良好に実験値を予測している。

図3は, 第2種二次流れベクトルの各計算結果, お

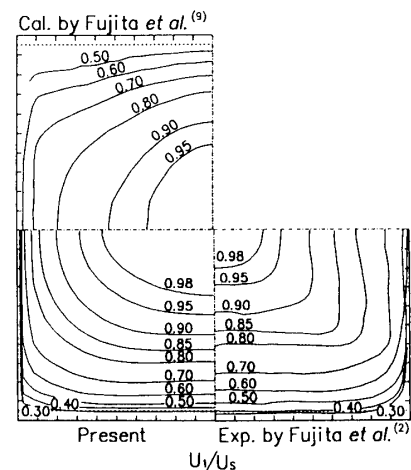


図2 主流方向速度等値線比較

よび実験結果を比較したものである。滑面壁で覆われた正方形断面流路において、この第2種二次流れは、流路中心→コーナ部→流路対称軸→流路中心という流動パターンで、流路1/4断面内に対角線をはさんで二つの渦を形成することが知られている。しかし、対向壁に粗面を有する場合には、実験結果に示されるように一つの渦が観察される。その流動パターンは、流路中心→粗面壁→滑面壁→コーナ部→流路中心というパターンを示し滑面流路とは大きく異なっている。しかもその渦中心は、滑面壁に片寄って、第2種二次流れを形成していることが特徴としてあげられる。これらの特徴を各計算結果と比較すると、Fujitaらの計算結果は、その流動パターンは同様な傾向を示すが、渦中心位置は異なっている。一方、本計算結果は、渦中心位置、流動パターンとも実験結果と近い値を示している。また、その絶対値を比較すると、Fujitaらの解析手法はその値を小さく見積もる傾向にある。

また、実験結果と計算結果とで大きく異なる点として、粗面壁近傍での二次流れベクトル値の相違があげられる。この点に関し、藤田ら⁽²⁾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、大きな値を持つ二次流れベクトルが観察されるものと言及している。したがって、粗さ要素の設定してある位置での第2種二次流れベクトル分布は、その全体的な渦形状は変化しないものの、粗面壁近傍のベクトル分布は、図3のそれと異なってくるものと考えられる。一方、計算においては、その解析手法に起因するように、一様粗面を持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な大きな値をとることはない。このように、粗面壁近傍の二次流れの値には、両者に差があるが、滑面壁

では、本計算結果、実験結果とも比較的大きな値を持つことは共通しており、この種の流れに特徴的な現象と思われる。

4.2 変動速度場の比較 図4に、乱流エネルギーの等値線の比較図を示す。実験結果からわかるように、乱流エネルギーは、粗面壁で大きな値を持ちながら管路中心部に向かって減少している。滑面流路において、乱流エネルギーの等値線は、対角線上に沿ってコーナ部に極端に突き出した分布を示すが、本解析流れの場合には、滑面管路のような特徴的な等値線は認められない。Fujitaらの計算結果、ならびに本計算結果と実験結果を比較すると、Fujitaらの計算結果では、管路中心部等値線の値に実験との差が認められ、本計算結果のほうが比較的良好に予測していることがわかる。

図5は、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の等値線を各解析結果と比較したものである。実験結果、および本計算結果とも零ラインの等値線をはさんで異符号領域が認められ

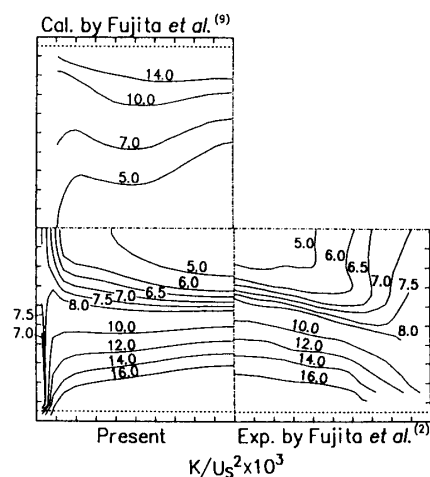


図4 乱流エネルギー等値線比較

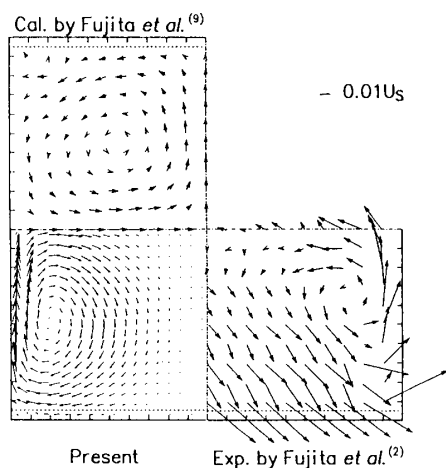


図3 第2種二次流れベクトル比較

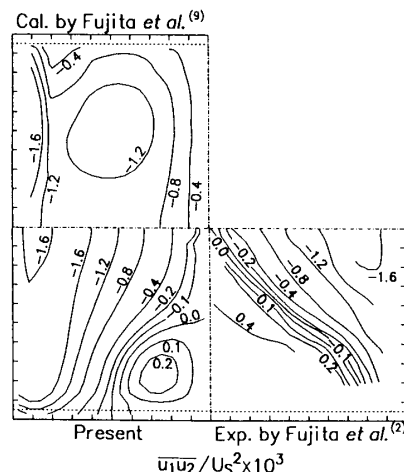


図5 せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 等値線比較

る。これに対し、Fujita らの計算結果には、この異符号領域は認められない。本計算で使用したモデル化されたレイノルズ応力方程式より、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ を書き下すと次のように示される。ただし、問題を明確にするため、垂流方向速度は小さいものとして無視した。

$$\begin{aligned} -\overline{u_1 u_2} &= \left[\frac{P_k}{\varepsilon} - c_1 + \frac{k}{\varepsilon} (1 + 3\beta) \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right] \\ &= \left[\frac{k}{\varepsilon} (1 - \alpha - \beta) \overline{u_2^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{k}{\varepsilon} (4\beta + \alpha) \overline{u_1^2} + \frac{\zeta k^2}{\varepsilon} \right] \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここで

$$\alpha = \frac{4c_2 + 10}{11}, \quad \beta = \frac{-(2 + 3c_2)}{11}$$

一方、Fujita らの計算方法においては、次のように示される。

$$-\overline{u_1 u_2} = \nu_t \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \dots\dots\dots (5)$$

以上の式よりわかるように、 $\overline{u_1 u_2}$ は速度こう配 $\partial U_1 / \partial x_2$ を含む形として表現され、その速度こう配の符号変化により異符号領域を形成すると解釈される。すなわち左右対軸 (x_3 軸) 近傍の主流方向速度等値線が、第2種二次流れより大きくひずまされることにより、この異符号領域は発生する。前述したように Fujita らの主流方向速度等値線は、図2に示すように粗面壁に平行となる部分がなく、速度こう配 $\partial U_1 / \partial x_2$ の値の符号は、左右対称軸近傍にて逆転することはない。したがってせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 分布に異符号領域は現れてこない。この点、本計算結果は、異符号領域の大きさに差はあるものの、比較的妥当な値を示している。

また、Fujita らの計算結果において、-1.2 の等値

線は、島を形成する分布となっており実験結果と異なる。これは、乱流モデルに起因しているものと思われる。

図6は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 分布を各解析結果と比較したものである。実験結果を見ると、等値線は粗面壁で最大値を持ち管中心部へ向かって発達し、滑面壁側にて $\overline{u_1 u_2}$ 分布同様の異符号領域を形成する。この異符号領域の発生は、先に説明したと同様に理解される。ただし、 $\overline{u_1 u_3}$ 分布の場合には速度こう配 $\partial U_1 / \partial x_3$ の値の符号変化により発生する。この実験結果と、各計算結果を比較すると、いずれの計算結果においても、この異符号領域の発生を予測していない。これは、第2種二次流れによる主流方向速度等値線のひずみ程度が少ないためであり、第2種二次流れ強度を正確に予測することが必要であることを示唆している。この異符号領域の発生を除けば、その等値線の絶対値は、両計算結果とも、実験と大差なく予測している。

図7は、垂直応力の差 ($\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}$) の等値線分を各解析結果と比較したものである。この垂直応力の差は、せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ とともに、第2種二次流れを誘起させる要因となる応力成分である。滑面壁で覆われた滑面流路では、対角線と一致した零ラインの等値線は、本実験結果では、滑面壁に片寄った分布となり、粗面壁と平行な変動成分 $\overline{u_2^2}$ が、広範な領域にわたり大きな値を持つことをうかがわせる。これら実験結果と本計算結果とを比較すると、本計算結果は、粗面壁側で実験値より大きな値を持っているが、滑面壁では比較的妥当な値を示している。また、先に説明した零ラインの位置は実験同様、滑面壁側に寄った分布となり妥当な結果を示している。

これに対し、Fujita らの計算結果を実験結果と比較

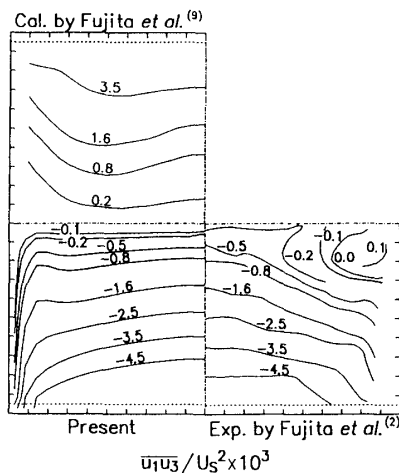


図6 せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 等値線比較

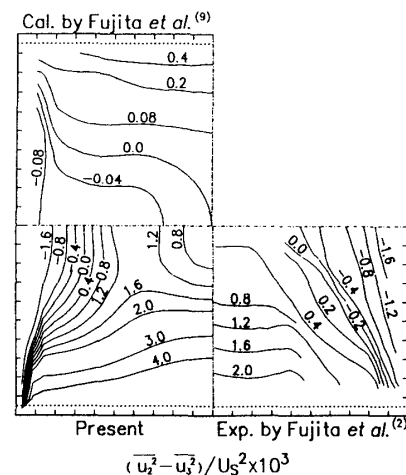


図7 垂直応力の差 ($\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}$) 等値線比較

すると、零ライン等値線が滑面壁に寄ることはなく、また、その絶対値は実験値のそれと比較すると1オーダー低い値を示している。これは、乱流モデルにLaunder-Ying⁽¹⁰⁾モデルを用いていることに起因するものであり同様なモデルを用いて滑面流路内乱流解析を行ったNakayama-Chow-Sharma⁽¹⁷⁾も同様な結果を報告している。また、これが主に乱流モデルの定数系に大きく影響されることも同時に解析している。

図8は、主流方向速度変動 $\overline{u_1^2}$ の実験結果、計算結果とを比較したものである。Fujitaらの計算結果には速度変動成分 $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ の等値線分布は示されていないため、ここでは、本計算結果との比較を行った。実験結果の等値線分布は、乱流エネルギー分布とよく似た分布となっている。計算結果と比較すると、計算結果においては、粗面壁近傍の等値線は、コーナ部まで延びた分布をしているのに対し、実験では、島状分布となっている点が異なっている。管中心部領域においては、0.06の等値線が計算、実験ともに認められる。全体的に、計算は管中心部領域まで比較的良好に実験

値を捕捉している。

図9は、粗面壁に平行な速度変動成分 $\overline{u_2^2}$ の等値線図を実験結果と比較したものである。実験結果より、粗面壁近傍で最大値を持ち、滑面壁上下対称軸近傍で、0.05の等値線を確認することができるが、計算結果もほぼ同様の傾向を示し、絶対値についても大差なく比較的良好に実験結果を予測している。また、実験、計算ともその等値線は、粗面壁と平行な等値線部を持ちながら大きく張り出していることより、速度変動 $\overline{u_2^2}$ の影響が広範にわたることがうかがい知れる。

図10は、滑面壁と平行な速度変動 $\overline{u_3^2}$ の等値線を、実験結果と比較したものである。一般に、滑面壁で覆われた滑面流路においては、 $\overline{u_3^2}$ の変動方向に直交する壁が存在するため、その変動は抑制される結果、 $\overline{u_3^2}$ 最大値は、 x_3 軸に平行な壁面で最大値を持つ。しかし、本解析流れのような場合、その最大値は実験、計算結果とも粗面壁側に現れ、滑面流路の場合の結果と大きく異なっている。これは、粗面壁に設けられた粗さ要素により $\overline{u_3^2}$ 成分が生成されたためと考えられる。同

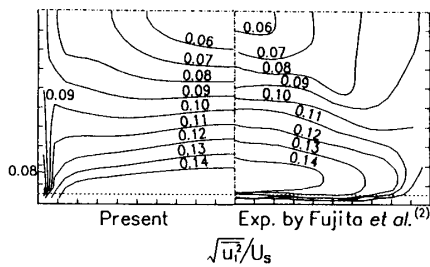


図8 垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 等値線比較

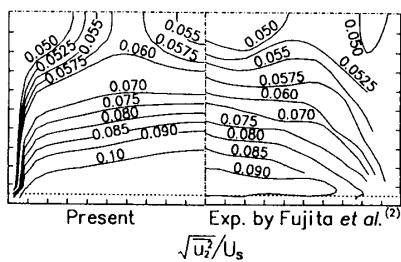


図9 垂直応力 $\overline{u_2^2}$ 等値線比較比較

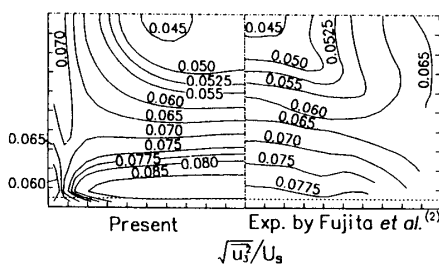


図10 垂直応力 $\overline{u_3^2}$ 等値線比較比較

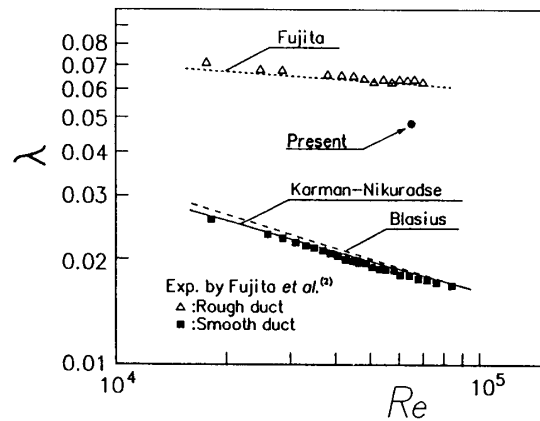


図11 管摩擦係数比較

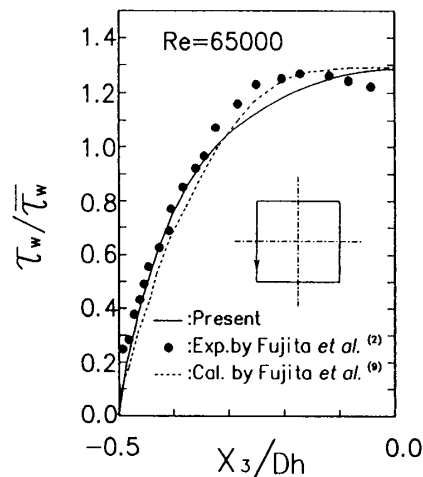


図12 壁面せん断応力分布比較

様に, ここでは, $\overline{u_2^2}$ も生成されるが, $\overline{u_2^2}$ の場合には, その速度変動を抑制するものはない. したがって, $\overline{u_2^2}$ の最大値と, $\overline{u_3^2}$ の最大値を, 図 9, 10 より比較すると実験, 計算結果とも $\overline{u_2^2}$ のほうがその値は大きい. 実験結果の等値線分布, またその絶対値を計算結果と比較すると, 管中心部近傍では, 両者の結果に 0.045 の等値ラインを認めることができ, また位置は異なるが, 滑面壁で 0.065 の値も同様に存在し, 計算結果は比較的良好に実験値を再現していると考えられる.

また, $\overline{u_3^2}$ 等値線分布を, 図 9 に示す $\overline{u_2^2}$ の分布と比較すると, その分布は比較的似た分布形状を示している. これは, 先に述べたように粗さ要素により $\overline{u_2^2}$ が粗面壁で生成されるためと解釈される. ただし, 速度変動 $\overline{u_3^2}$ の場合は, 粗面壁ばかりでなく, 滑面壁でも生成が行われ, 滑面壁で $\overline{u_2^2}$ より高い値を示す領域を形成する.

4.3 管摩擦係数, 壁面せん断応力分布の比較

図 11 は, 平均摩擦係数 λ を実験値と比較した結果である. 平均摩擦係数は, 実験の場合と同様, 次式により導出した.

$$\lambda = D_h \left(\frac{dP}{dx_1} \right) / \left(\frac{1}{2} \rho U_b^2 \right)$$

計算結果は, Blasius の管摩擦係数値, あるいは, 藤田らの行った滑面流路の実験値より高い値を示すが, 本解析流路の実験値 $\lambda=0.06$ より小さい $\lambda=0.0482$ の値を示した. このような差異を生む要因としては, 計算の際, 一樣粗面壁を仮定して解析していることが一つには挙げられる.

図 12 は, 対向粗面流路の滑面壁上の壁面せん断応力 τ_w の実験結果, Fujita らの計算結果, および本計算結果を比較したものである. τ_w は, 当該壁面における τ_w の積分平均値 $\overline{\tau_w}$ にて無次元表示してある. 実験結果に特徴的な現象として $x_3/D_h=0.0$ 近傍で τ_w は減少傾向を示していることが挙げられる. これは, 第 2 種二次流れに起因するものである. 滑面壁近傍を流れる第 2 種二次流れにより $x_3/D_h=0.0$ 近傍には, 速度の遅い流体が流入することになる. この結果, ここの速度こう配値は小さくなり, τ_w は減少傾向を示すことになる. 前述したように, 両計算結果とも, せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の異符号領域を予測できていない. このことから, この領域での第 2 種二次流れを正確に予測していないことが容易に類推される. したがって, せん断応力 τ_w の減少傾向を両計算結果とも予測できるまでには至っていない. しかし, この領域を除けば, 比較的良好に壁面せん断応力値を予測している.

壁面近傍乱流を正確に予測しようとする場合には,

低レイノルズ形乱流モデルが必要となるが, 本解析流れに適用するとすると, その粗さ要素形状を考慮しなければならない, その解析は難しいものとなる. この点, 本解析手法は, 表面粗さを対数速度分布を通して壁関数に反映させる, 高レイノルズ形非等方性乱流モデルであり, 比較的簡便に表面粗さを考慮することができる. また, 以上の計算結果が示すように, その流動挙動も, 実験と大差なく予測することは可能であり, 本解析手法は, 比較的簡便な方法で表面粗さによる乱流挙動を予測でき, 工学的にも有効な一手法であると考えられる.

5. 結 論

対向する二面に粗面を有する正方形断面管内流の完全発達乱流を対象に, 著者らの提示した乱流モデルを用い, 平均速度場, 各レイノルズ応力, および管摩擦係数などの数値予測を行い, その結果を藤田ら⁽²⁾の実験結果, Fujita ら⁽⁹⁾の計算結果と比較することより次の結論をた.

(1) 主流方向速度等値線図に関し, 本解析手法は, 管中心部近傍での差異はあるものの, 等値線分布形状などを比較的良好に再現している.

(2) 本計算によると, この種の流れに特徴的な第 2 種二次流れは, 滑面流路に発生するそれとは異なり, 正方形断面の 1/4 断面領域内に一つの渦が形成され, 流路中心→粗面壁→コーナ部→管路中心の流動パターンをとる. またその渦中心位置は, 滑面壁に片寄る結果となるが, これは実験結果とも符合する結果となった.

(3) せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1 u_3}$ の等値線図は, 主流方向速度等値線が第 2 種二次流れによりひずまされる結果, 異符号領域を形成するが, 本解析手法では, $\overline{u_1 u_2}$ のそれは予測可能であるが, $\overline{u_1 u_3}$ については予測していない. この $\overline{u_1 u_3}$ の異符号領域を予測するためには, 第 2 種二次流れの強度を正確に予測することが必要である.

(4) 垂直応力 $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ および乱流エネルギーの等値線図を, 本解析手法は比較的良好に予測することができた. このとき, 各垂直応力の等値線図は, 似た分布形状となることが特徴的であり, また, $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ の最大値は粗面壁近傍にて認められる.

(5) 表面粗さによる流動への影響を, 代数応力モデルと壁関数を用いた比較的簡便な解析手法により予測することが可能であることを示し, その一手法を提示した.

文 献

- (1) Launder, B. E. and Ying, W. H. , *Heat Fluid Flow*, **54-2** (1972), 289.
- (2) 藤田・横沢・岩田・高浜, 機論, **52-482**, B (1986), 3491-3497.
- (3) 藤田・横沢・広田・西垣, 機論, **53-492**, B (1987), 2370-2376.
- (4) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H. , *Turbulent Shear Flows*, **2** (1980), 174-188, Springer-Verlag, Berlin.
- (5) 廣田・藤田・横沢・鏡味・室伏, 機論, **58-548**, B (1992), 1200-1208.
- (6) Hanjalic, K. and Launder B. E. , *J. Fluid Mech.* , **52** (1972), 609-638.
- (7) Demuren, A. O. and Rodi, W. , *J. Fluid Mech.* , **140** (1984), 189-222.
- (8) Hinze, J. O. , *Appl. Sci. Res.* , **28** (1973), 453-454.
- (9) Fujita, H. , Yokosawa, H. , Hirota, M. and Nagata, C., *Chem. Eng. Comm.*, **74** (1988), 95-110.
- (10) Launder, B. E. and Ying, W. H. , *Heat Fluid Flow*, **3-2** (1973), 115-121.
- (11) 秋山・河村・芹沢・杉山・功刀・西脇, 機論, **55-510**, B (1989), 351-357.
- (12) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56-531**, B (1990), 3328-3335.
- (13) 杉山・秋山・柴田, 機論, **57-535**, B (1991), 1044-1050.
- (14) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, **57-541**, B (1991), 2943-2949.
- (15) 杉山・秋山・二宮・斉藤・平田, 機論, **58-554**, B (1992), 2995-3002.
- (16) Rodi, W. , *Z. Angew. Math. Mech.* , **56** (1976), 219-221.
- (17) Nakayama, A. , Chow, W. L. and Sharma, D. , *J. Fluid Mech.* , **128** (1983), 199-217.