

流れと平行な突起を有する長方形断面管路内の乱流構造解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
山 中 和 典^{*1}, 平 田 賢^{*2}Numerical Analysis of Fully Developed Turbulent Flow
in Rectangular Duct with Longitudinal Roughness ElementHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Kazunori YAMANAKA and Masaru HIRATA

A numerical analysis has been performed on developing turbulent flow in a rectangular duct of aspect ratio 2.25: 1, two of whose long-side walls were roughened. Roughness elements with trapezoidal cross section were located along the streamwise direction. In the calculation, an algebraic stress model was adopted in order to predict Reynolds stresses precisely, and a boundary-fitted coordinate system was introduced to briefly set the boundary conditions. Calculated results were compared with the experimental data available. As a result of this calculation, it was found that the present method could predict streamwise velocity and secondary flow well. The intensity of the secondary flow near the longitudinal roughness element was greater than that in the corner region. This phenomenon strongly suggests that a duct with a longitudinal roughness element is applicable for promoting heat and mass transfer without increasing pressure drop.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Reynolds Stress Model, Rectangular Duct, Rough Wall, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

管路壁面に粗面,あるいは突起物を設けることは,その方策が比較的簡便であることより,伝熱促進を図る最も代表的な手法である。しかし,管路壁に設置される粗面壁の占める割合,あるいは,突起物の配列の仕方により,その流動様式は大きく変化する。このように粗面壁,あるいは突起物の設置により流動様式が複雑化する一要因として,この種の非円形断面管路に特徴的な第2種二次流れの存在が指摘できる。この第2種二次流れは,圧力こう配により誘起される二次流れとはその発生機構を異にするものであり,非等方性乱れの空間不均一性により誘起される。したがって,粗面壁により生成される乱流特性量が,その流動挙動を大きく支配するであろうことは容易に推察される。このことは,伝熱特性の向上を図るには,これらの乱流特性量を的確に把握することが不可欠であることを示唆している。

このように,粗面壁,突起物を有する非円形流路内

乱流に関する研究は,工学的にも研究のうえからも有意義なものと思われるが,この種の研究は,実験,数値解析,いずれの分野においても比較的少ない⁽¹⁾⁽²⁾。藤田ら⁽³⁾⁽⁴⁾は,この点に着目し,粗面壁を有する管内乱流現象について,正方形断面管路,長方形断面管路を対象に,系統的な実験を行い第2種二次流れパターン,乱流応力成分等について多くの興味深い知見を提示している。一方,Nezu-Nakagawa⁽⁵⁾らは,直線河川の河床に形成される縦すじ(Sand Ridge)群の生成機構を解明する意味より,流れ方向と平行に台形突起を配列した管路内の乱流計測を行っている。この縦すじ群生成に関しては,粗面,滑面壁の配列と,それに誘起される第2種二次流れが相互に関連し,興味ある問題を提起していることより,いくつかの実験が報告されている⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

こうした状況を踏まえて,著者らは,粗面壁を有する正方形断面管路⁽⁸⁾,および長辺壁が粗面を有する長方形断面管路⁽⁹⁾内乱流を対象に数値解析を行い,藤田ら⁽³⁾⁽⁴⁾の実験結果と比較検討し,乱流モデル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⁽¹⁰⁾を用いた。

また,藤田らの実験は,流れ方向と直交する方向に

* 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5年10月12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)。

正方形断面をもつ突起物を等間隔に配置しているのに対し Nezu-Nakagawa⁽⁵⁾ は、流れ方向と平行に台形断面を有する突起物を設けており、その乱流構造は、同じ粗面壁を有する流れ場であっても両者で大きく異なる。そこで、本研究においては Nezu-Nakagawa⁽⁵⁾ の実験を対象に、その乱流構造を予測し、両結果の差異分析を行うと同時に、この種の流動挙動について知見を深めることを目的とする。藤田らの実験を対象とした計算においては、粗面壁を一樣粗面と仮定し、完全発達領域にて解析を行ったが、本研究の場合は、台形突起形状を正確に取扱う意味より境界適合座標系を用い、助走区間を有する三次元流路として解くこととした。

2. 記 号

a : 短辺長の半分

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

D_h : 水力直径

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_k : 乱流エネルギー生成

$\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_b : 混合平均速度

$U_{\max}$: 流路断面最大速度

U_τ : 摩擦速度

X_i : i 方向座標軸

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 図1に、計算対象とした管路の概略図および計算座標系を示す。主流方向を X_1 、

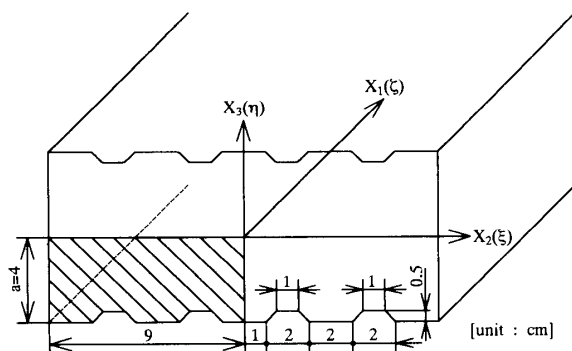


図1 計算対象空間および座標系

断面方向を X_2, X_3 と定義した。図1中の ξ, η, ζ は、計算平面上の座標系である。Nezu-Nakagawa⁽⁵⁾ の実験においては、図1に示すとおり縦8 cm、横18 cmのく形断面を有し、流れ方向に6 mの助走区間距離を設けている。粗さ要素は、台形断面を有する突起にて模擬し、流れ方向と平行で、上下壁に対称に設けられている。作動流体としては空気を用い、熱線流速計にて乱流計測を行っている。測定位置は、入口より4.8 m下流に当たる位置であり、流路入口にトリッピングワイヤを設けて、完全発達状態として測定したことを報告している。実験レイノルズ数 Re は、代表長さに縦軸の半分を、代表速度に主流方向の最大速度を取って $Re=1.3 \times 10^4$ である。

計算に際しては、系の対称性を考慮して、図1の斜線部に示す1/4断面にて解析する。実験を踏襲する意味より計算においても、助走区間距離を設けて三次元計算を行うこととした。その際助走区間距離は、水力直径 D_h の100倍を設け、完全発達乱流となるようにした。計算格子数は $\xi \times \eta \times \zeta = 35 \times 35 \times 50$ とした。計算時の計算格子を図2に示す。

3.2 レイノルズ応力方程式 各レイノルズ応力を正確に扱う意味より、解析にあたってはレイノルズ応力方程式を解くことを考える。レイノルズ応力方程式の厳密式は次式にて示される。

$$\begin{aligned} \frac{Du_i u_j}{Dt} = & - \underbrace{\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}_{\text{Production}} \\ & + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Pressure-strain correlation}} \\ & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right]}_{\text{Diffusion}} \\ & - \underbrace{2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\text{Dissipation}} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

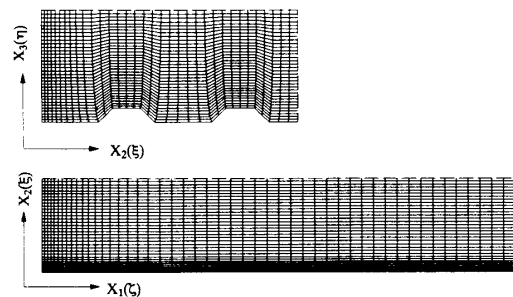


図2 計算格子

上式を直接的に解くことは不可能であり、何らかのモデル化が必要となる。数値計算のうえで、特に障害となるのが左辺の対流項、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⁽¹¹⁾ 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もの事実である。

レイノルズ応力方程式中の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。表1, 2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にて1、壁から離れるにつれ零に近づく。 x_w は、壁面からの垂直距離を示している。この項のモデル化に関しては別報⁽¹⁰⁾ にて詳述した。

散逸項は、高レイノルズ数流れ場で、局所等方向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 境界適合座標 境界適合座標系による計算手法は、物理平面上の解析領域を計算領域へと座標変換し計算平面上で支配方程式を解く手法であり、境界条件の設定、方程式の離散化が容易な反面、変換された支配方程式が複雑になるという特徴をもつ。あらかじめ計算格子を直交させ計算の安定性、収束の向上を図る意味より、ポアソン形の方程式を解き格子生成を

行う手法⁽¹²⁾ も提示されているが、ここでは使用していない。

支配方程式の計算平面上への変換は次の数学定理より変換される。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial \xi}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \dots\dots\dots (3)$$

上式中 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸を示す。上式を用いた各方程式の変換法、変換により導出される、反変速度、計量テンソル等は、別報にて詳述した⁽¹³⁾。

3.4 数値解析 計算領域は、図1に示したように、系の対称性を考慮し1/4断面とした。計算におけるレイノルズ数は、実験値と同様 $Re = 1.3 \times 10^4$ とした。乱流エネルギー、および乱流散逸方程式の境界条件は、壁関数を用いた。入口条件は、実験においても不明であるため $k = U_b \times 10^{-5}$, $\varepsilon = k^{3/2}/D_h$ と小さな値を設定し解析を行った。 U_b はバルク速度を示す。出口境界条件は、ノイマン条件として計算を行った。式の離散化は、有限差分近似により行い計算諸量の格子点配置は、Regular Grid 法によった。支配方程式の対流項差分近似はQUICK(三次精度の風上差分)を使用した。

4. 結果と考察

計算では、助走区間距離として $100D_h$ の長さを行っている。実験結果と比較する際には、完全発達乱流領域の結果と比較する意味より $95D_h$ における結果を実験結果と比較している。以下に示す図は、すべてこの位置における結果である。この位置が、完全発達領域

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

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

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

$$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_i}$$

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

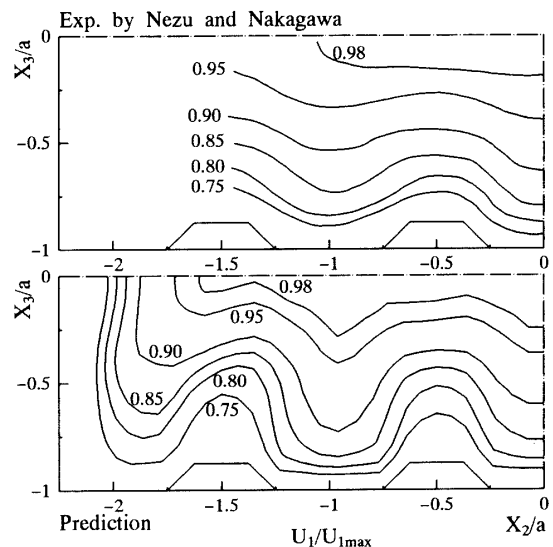


図3 主流方向速度等値線比較

域にあることは、管路中心主流方向速度の発達より確認した。また、各値は断面内最大主流速度 $U_{1\max}$ にて無次元表示してある。

4・1 平均速度場の比較 図3に主流方向速度等値線の実験、計算結果との比較を示す。実験において特徴的なことは、突起部にて主流方向等値線が上部に向かって大きくひずんでいること、ならびに突起部においては低速流が大きな領域を占めるのに対して、底壁面上においては、高速流が支配的であることがうかがえる。これらの特徴は、計算においても同様に認められる。

また、実験では、コーナ部領域までの計測は行っておらず不明であるが、計算結果によれば、コーナ部に近い突起部における等値線は、右上部に向かう等値線のひずみが認められる。これら主流方向速度等値線のひずみは、第2種二次流れに起因するものと考えられる。

図4に、この第2種二次流れの実験、計算結果を示す。実験は、図4のように管路中心部に近い突起部右側領域のみで測定を行っている。実験結果より、二次流れは、底壁面上を突起部に向かって流れ、突起部に到達した後、上下対称軸に向かう上昇流を形成している。この後二次流れは、上下対称軸に沿って断面中心部に向かって流れ、断面中心部から底壁面に向かう下降流となり、大きな循環流を形成している。計算結果においても、この二次流れ流動パターンを良好に予測している。その渦中心位置も、比較的良好に予測しているものと思われる。一方、計算結果における特徴的な点としては、次のような点が指摘できる。コーナ部近傍で、コーナ部に向かう二次流れが存在している点、

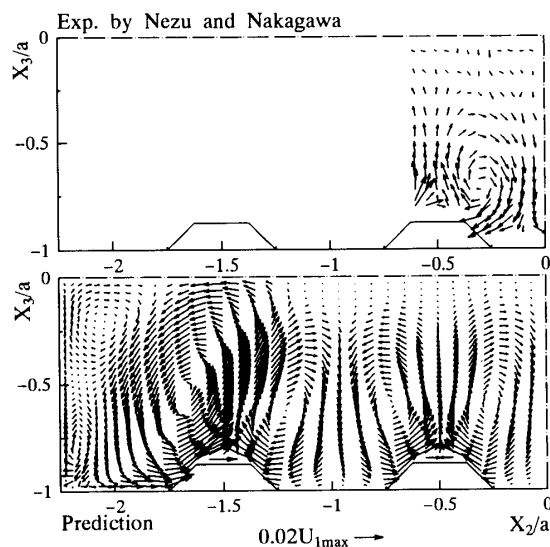


図4 第2種二次流れベクトル比較

コーナ側突起部近傍に生成される二次流れのほうが、中心側突起部のそれより大きな値をもつ点。両突起部近傍の二次流れは、コーナ部に発生する二次流れ強度より大きい点等が指摘できる。これらの現象のうち、コーナ側突起部近傍における二次流れのほうが、中心部側突起部のそれより大きな値をもつのは、コーナ部により発生する二次流れが重畳されるためと解釈される。これらの結果は、わずかな突起を設けることより、二次流れ強度は助長され、熱輸送、物質移動等を目的とするような場合、有効な方策となり得ることを示唆している。

次に、二次流れを構成する水平方向速度成分 U_2 、垂直方向速度成分 U_3 について $X_2/a = -0.05, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$ の位置における実験値、および計算値を比較する。 $-0.3, -0.4, -0.5$ の位置は、突起部に相当する。図5に U_2 に関する、図6に U_3 に関する結果を示す。いずれの比較図においても、計算値は、実験値を大きく外れることなく、最大値、傾向も含め比較的良好に予測しているものと考えられる。ただし、水平方向速度 U_2 の、 $X_2/a = -0.5$ の値に注目すると計算結果は、突起上面近傍にて、実験結果と

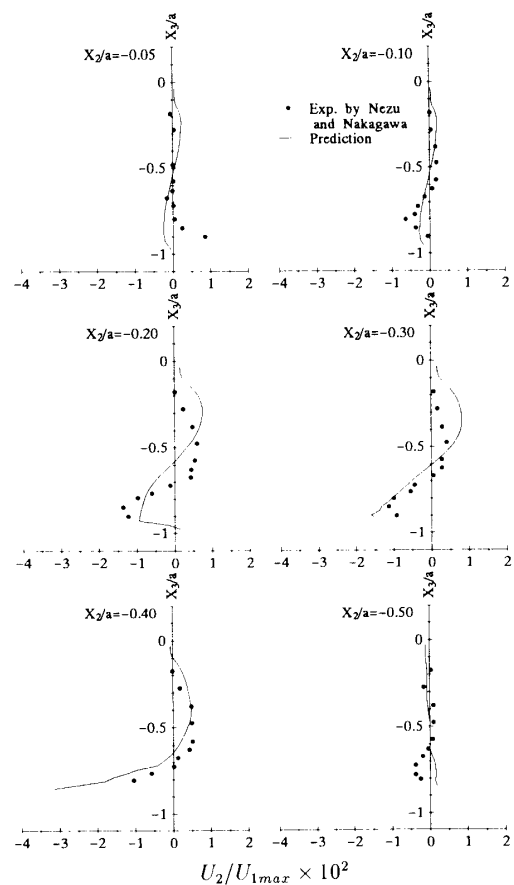


図5 水平速度 U_2 分布比較

逆の傾向を示しており、実験結果と異なる。

図7は、摩擦速度 U_τ を比較したものである。実験において、摩擦速度は、以下の対数分布則により導出している。式中 y は壁面からの垂直距離を示す。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = 5.75 \log \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) + 5.5 \dots \dots \dots (4)$$

計算においても、実験を踏襲して上式より値を算出し比較した。摩擦速度は、平均摩擦速度 $\overline{U_\tau}$ にて無次元化してある。実験では、突起中央部にて最小値を取り、左右対称軸に向かって単調に増加する結果となっている。計算は、これらの傾向が顕著に現れる結果となっ

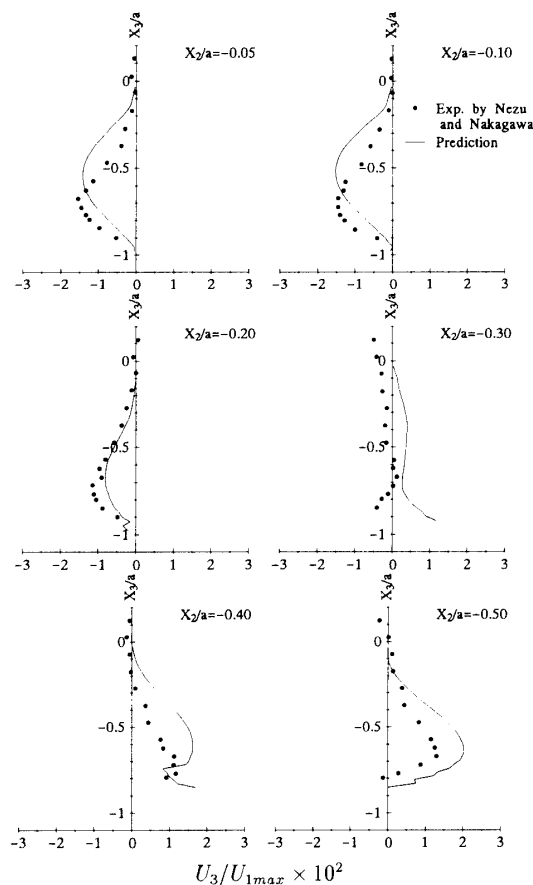


図6 垂直速度 U_3 分布比較

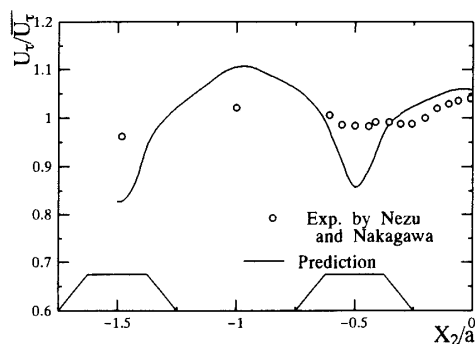


図7 摩擦速度分布の比較

た。突起部上でせん断応力は小さく、底壁面上において大きい結果を示しているが、このことは、先に示した主流方向速度分布にて、突起部上では速度こう配が小さく、逆に底壁面上においては大きくなることとも符合している。

4.2 変動速度場の比較 図8に乱流エネルギー等値線図の計算結果を示す。実験結果には示されておらず、実験と直接比較することはできない。特徴的なこととして、突起上部における等値線が、二次流れの上昇流により大きくひずんでいること、乱流エネルギーの最大値が、管路側壁、底壁面に存在することなどが指摘できる。さらに、コーナ側突起上部に0.5の等値ラインが認められるが、これは先に示した二次流れベクトル図より理解できるように強い二次流れにより輸送されたものと解釈される。

第2種二次流れの発生機構については、種々の説明が成されているが⁽¹⁴⁾、よく引用される説明として渦度輸送方程式を用いた説がある。これによれば、発生機構に大きく寄与するものは、断面方向垂直応力の差、 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})$ 、およびせん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ のこう配値であり、したがって、これらの値が種々の実験にて提示されている。図9には、この垂直応力の差 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})$ の等値線の計算結果を、図10には、 $X_2/a = -0.0, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$ の位置における実験値、および計算値を比較した図を示す。前述のように $-0.3, -0.4, -0.5$ の位置は突起部に相当している。

図9の、計算結果より比較的大きな値が、突起上部、底壁面、および符号は異なるが管路側壁面にて認められる。この垂直応力の差が大きい領域にて二次流れ強度は強くなることはなく、二次流れの生成要因が、これらの等値線のこう配値であることより、密な等値線が存在する領域にて、二次流れは最大強度をもつものと解釈される。また、突起部の左右領域に、零ラインの等値線が存在するが、この領域では $\overline{u_2^2} < \overline{u_3^2}$ であることを意味しており、二次流れにより値の小さい $\overline{u_2^2}$ が運び込まれたものと推測される。図8に示すように、

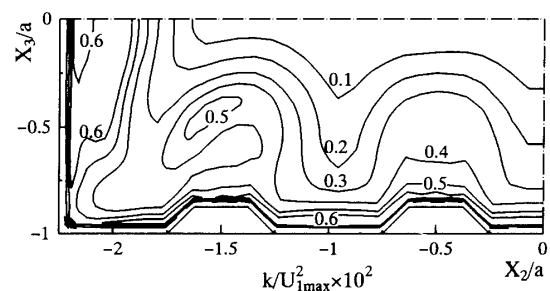


図8 乱流エネルギー等値線計算結果

底壁面上の大きな乱流エネルギーの二次流れによる、突起部への搬送量は小さく、むしろ底壁面から離れた領域におけるエネルギー輸送のほうが卓越しているものと考えられる。

図 10 には、垂直応力差の局所値を両結果にて比較したが、 $X_2/a = -0.3, -0.4$ の位置における計算結果は、台形突起上部近傍にて負の領域をもち、実験結果と異なっている。この領域は、図 9 の等値線図に示したように零ラインの内部に相当している。このように台形突起近傍にて負の領域をもつのは、値の小さな $\overline{u_2^2}$ が二次流れにより運び込まれるためと推測される。

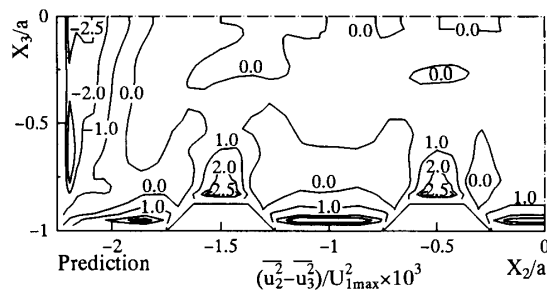


図 9 垂直応力差 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})$ の計算結果

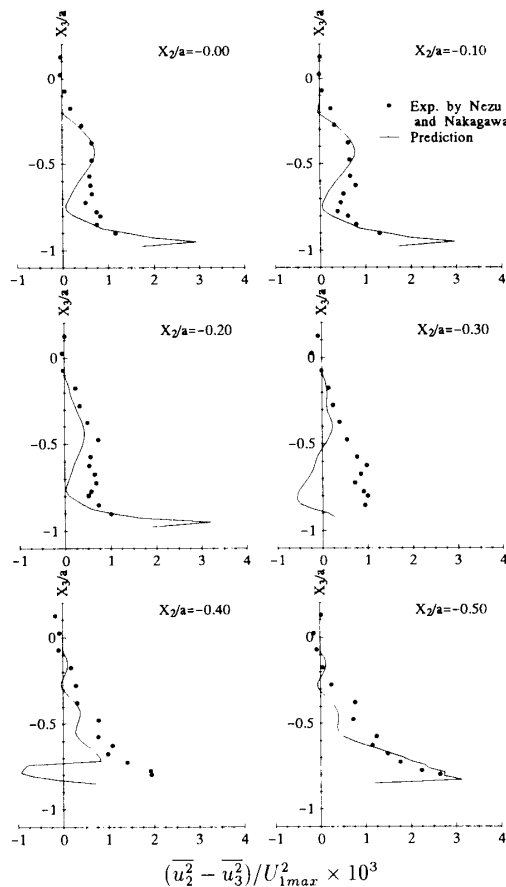


図 10 垂直応力差 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})$ 分布比較

この位置を除く、他の位置においては、多少実験値とは異なるものの、比較的良好に計算結果は実験値を予測しているものと思われる。

4.3 セン断応力場の比較 図 11 に、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線計算結果を示す。また、その局所値を両結果にて比較したものを、図 12 に示す。 $X_2/a = -0.05, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$ の位置における実験値、および計算値を比較した。図 11 の計算結果より、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ は、底壁面上にて大きな値を示し、突起上部においては顕著に高い値は認められないことがわかる。また、その最大値は、両突起にて挟まれた領域に

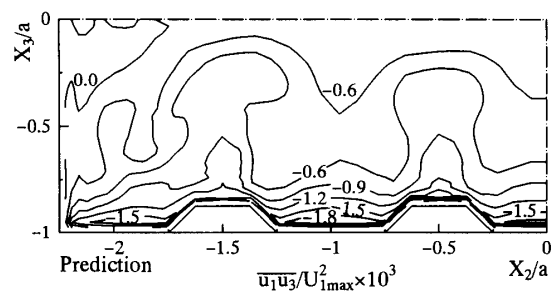


図 11 セン断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の計算結果

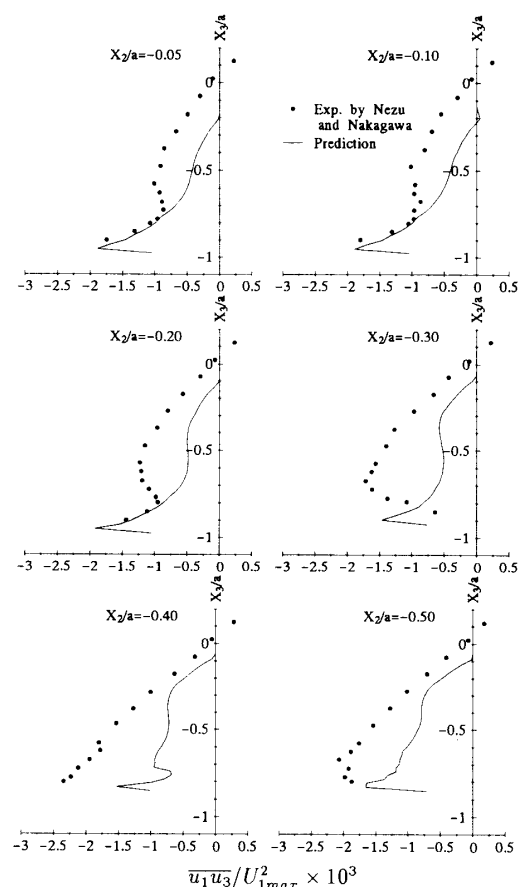
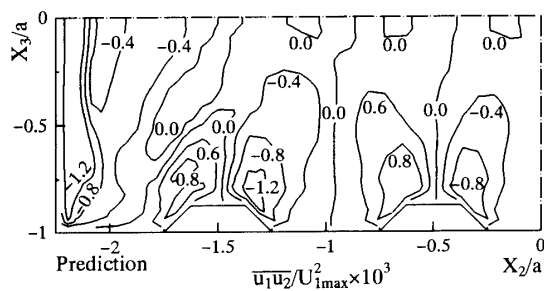
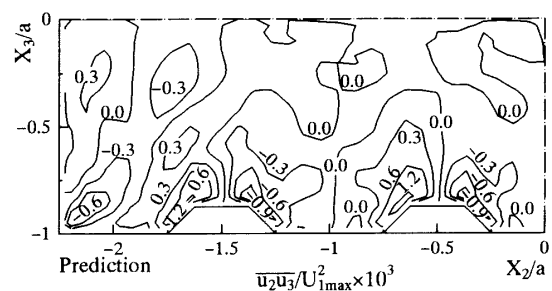
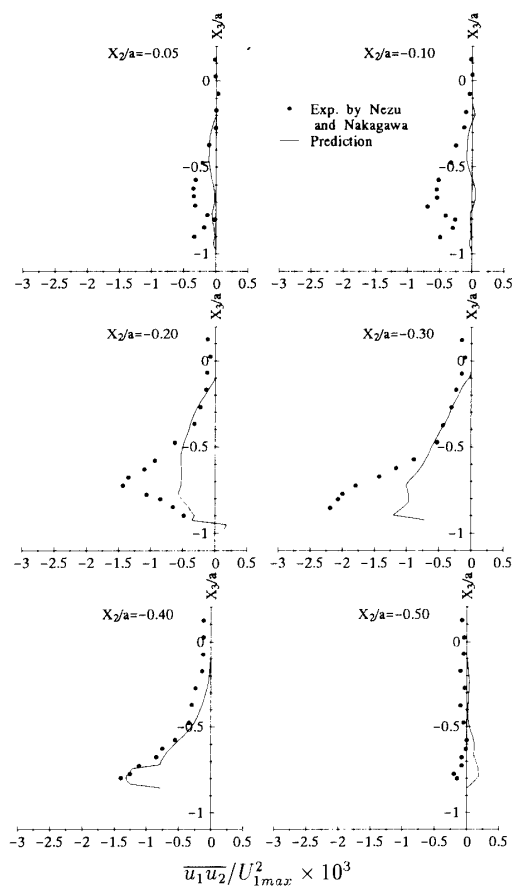
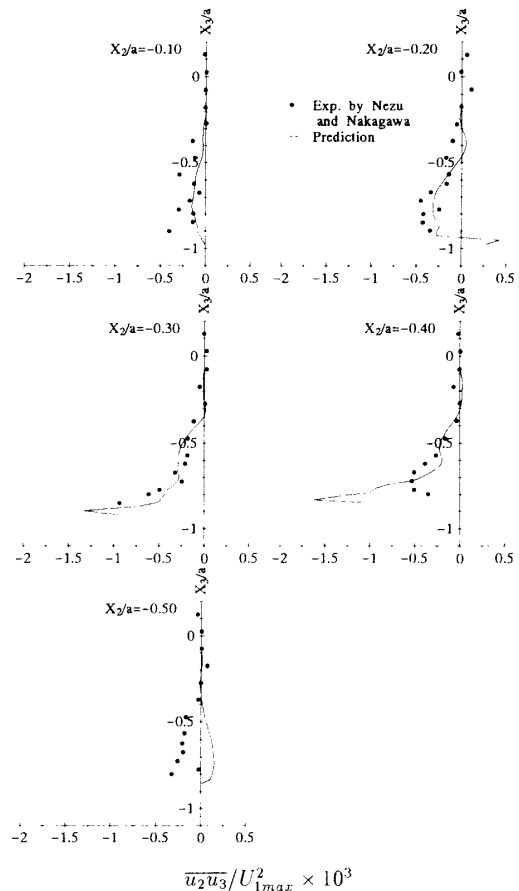


図 12 セン断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 分布の比較

て観察される。せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ は、底壁面より上下対称軸に向かって発達し、二次流れによりその等値線は大きくひずまされることとなる。このとき、底壁面上の比較的高い値は、二次流れにより突起上部にまで輸送されることはなく、むしろ底壁面より離れた位置におけるせん断応力のほうが、その等値線の湾曲程度から突起部に輸送されている様子を知ることができる。次に、図 12 により、その両結果を比較すると、計算は $X_2/a = -0.05 \sim -0.2$ の底壁面に沿う領域においては、壁面近傍にて実験値と比較的良好な一致を示しているが、 $X_2/a = -0.3$ からの突起部に相当する領域では、

逆に壁面近傍での一致はよくないことがわかる。また、両結果にて大きく異なる点として、計算においてはその絶対値の最大値は、底壁面上に認められるのに対し、実験においては、突起部に相当する $X_2/a = -0.4$ の位置に認められる点が指摘できる。せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ が Boussinesq の仮説により、渦動粘性係数と速度こう配 $\partial U_1 / \partial X_3$ との積にて示されること、図 3 に示す主流方向速度分布を考慮すると、その最大値は、速度こう配の大きい底壁面上に現れるものと考えられる。

図 13 にせん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線の計算結果を示す。また、その局所値を比較した結果を図 14 に示す。

図 13 せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の計算結果図 15 せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ の計算結果図 14 せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 分布の比較図 16 せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ 分布の比較

$X_2/a = -0.05, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$ の位置における実験値, および計算値を比較した。図 13 の等値線よりわかるようにせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の値は, 管路側壁において, その絶対値は最大値を示し X_2 軸に沿って発達している。底壁面上, および突起上部にて, この値は小さいが, 両突起の左右部において, 比較的大きな絶対値を取りながら相似形の異符号領域を形成しているのが特徴的である。また, 両結果の値を図 14 より比較すると, 計算結果は, 実験値に比べ値を小さく予測する傾向にある。また, $X_2/a = -0.05 \sim -0.5$ の領域に限れば, この領域での絶対値の最大値は $-0.3 \sim -0.4$ の範囲に, 両結果とも認められるが, その大きさについては差が認められた。

図 15 に, 垂直応力の差とともに二次流れ発生要因となる, せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ の等値線図の計算結果を示す。同時に, 図 16 にはその局所値を $X_2/a = -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$ の位置において比較した結果を示す。図 15 の計算結果より, 高いせん断応力値は, コーナ部, および両突起の左右部近傍に認められることがわかる。突起左右部の等値線分布は, せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ のように, その両側にて比較的高い値をもちつつ, 相似形の異符号領域を形成していることが特徴的な点として指摘できる。また, 管路コーナ部にて, $-0.3, -0.6$ の等値ラインが対角線に沿うように放射状に発達しているが, これは正方形断面管路内乱流においても認められる。図 16 より, その値を比較すると, 実験値には, ばらつきが認められ計算結果と異なっているが, 一般に, このせん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ は, 他のレイノルズ応力と比較すると, その値自体が 1 オーダ程度小さく, また, 測定自体も非常に難しいことを考慮すれば, 計算は, $X_2/a = -0.5$ における結果を除いて, 実験値を比較的良好に捕捉しているものと考えられる。

5. 結 論

長方形断面管路の上下壁に, 流れ方向と平行に台形断面を有する突起物を設け, 粗面壁を構成した, Nezu-Nakagawa⁽⁵⁾ の実験を対象に, レイノルズ応力モデル, 境界適合座標系を用いて, 三次元流路として解析を行った。時間平均速度, 第 2 種二次流れ, およびレイノルズ応力分布等について実験結果と比較検討することにより以下の結論を得た。

(1) 流れ方向と平行に台形断面突起を設けた管路

においては, 底壁面上で主流方向速度の高速流と二次流れの下降流, 突起上部で, 主流方向速度の低速流と上昇流が実験, 計算ともに認められ, この種の流れを特徴づけている。

(2) 側壁側の突起部近傍に生成される二次流れのほうは, 中心部側の突起部に生成される二次流れより, その強度は大きい。これは, 側壁側突起近傍に生成される二次流れには, コーナ部より発生する二次流れが重畳されるためと解釈される。

(3) 両突起部に発生する二次流れ強度は, コーナ部のそれより大きな値をもつ。これは, 熱輸送, 物質移動等を目的とする管路においては, この種のわずかな突起を設けることが有効であることを示唆している。

(4) 本解析対象とした突起形状においては, 底壁面上の乱流特性値が, 二次流れにより搬送される量は少なく, むしろ, 底壁面よりいくぶん離れた領域における特性量の輸送のほうに卓越している。

(5) 時間平均速度, 二次流れ, レイノルズ応力値を比較的良好に予測でき, レイノルズ応力モデル, 境界適合座標系による本解析手法の妥当性を確認できた。

文 献

- (1) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H., *Turbulent Shear Flows*, 2 (1980), 174-188, Springer-Verlag.
- (2) Fujita, H., Yokosawa, H., Hirota, M. and Nagata, C., *Chem. Eng. Comm.*, 74 (1988), 95-110.
- (3) 藤田・横沢・岩田・高沢, 機論, 52-482, B (1986), 3491-3497.
- (4) 藤田・広田・横沢・長谷川, 機論, 54-504, B (1988), 2002-2008.
- (5) Nezu, I. and Nakagawa, H., *J. Hydraul. Eng. ASCE*, 110-2 (1987), 173-193.
- (6) Muller, A., *Proc. 18th Conf. IAHR*, No. B. A. 3 (1979), 19-24.
- (7) 村本・河田・布村, 京大防災研究所年報, 20-B-2 (1977), 451-474.
- (8) 杉山・秋山・松本・平田・二宮, 機論, 59-561, B (1993), 1502-1509.
- (9) 杉山・秋山・松本・古沢・平田, 機論, 59-568, B (1993), 3781-3788.
- (10) 杉山・秋山・芦沢, 機論, 56-531, B (1990), 3323-3335.
- (11) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, 56 (1976), 219-221.
- (12) Mastin, C. W. and Thompson, J. F., *Number. Math.*, 29 (1978), 397-407.
- (13) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, 57-539, B (1991), 2269-2276.
- (14) Demuren, A. O. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, 140 (1984), 189-222.