

周期配列の正方形断面粗さ要素を有する 三次元管路内の乱流構造解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
柳 沢 健^{*2}, 佐 藤 誉 之^{*3}

Numerical Analysis of Three-Dimensional Turbulent Structure in a Periodically-Ribbed Channel

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Ken YANAGISAWA and Takayuki SATO

This paper presents a numerical analysis to investigate three-dimensional turbulent structure and fluid flow behavior in a rectangular channel flow with streamwise-periodic ribs mounted on facing walls. In the calculation, an algebraic Reynolds stress model together with boundary-fitted coordinate system is applied to a periodically ribbed channel in order to solve the accelerated, separated and recirculating flows. The calculated results are compared with the experimental results available to examine the validity of the present method. As a result of this calculation, it was found that the present method predicted well the distributions of mean flow velocity and reattachment length. Moreover, the calculated results of turbulent energy and shear stress are in good agreement with the experimental data. Although it seems that the convection term of the Reynolds stress equation has an effect on the distributions of Reynolds stresses in this periodically ribbed channel flow, an algebraic Reynolds stress model, in which convection and diffusion terms are transformed from the differential form to algebraic form, predicts the experimental results of Reynolds stresses with little discrepancy. As regards the secondary flow, calculated flow patterns differ with the experimental results. In calculation, large variations of secondary flow direction are predicted along the streamwise direction whereas the experimental results show an unchanged flow pattern in both regions with and without recirculating flow.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Separation, Periodically Ribbed, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

管路内壁に粗さ要素を周期的に配列することにより流れが大きく変化することは容易に推察される。特に、この変化は乱流場にて興味ある現象を誘起する。例えば、粗さ要素を流れと平行、あるいは直交する方向のいずれかに設置することにより流れは大きく異なることが知られている。前者の場合にはリブレット粗面壁による摩擦抵抗軽減の問題⁽¹⁾を、後者の場合にははく離、再付着を伴う複雑乱流構造の問題を提起している。本解析においては、特に後者の乱流場を対象とした。

流れに直交する方向に周期配列をもつ粗さ要素を設け粗面壁を形成し、三次元管路内流れとして実験報告をしている例は比較的少ないが、藤田ら⁽²⁾⁽³⁾は、系統

的な実験を行い完全発達領域における乱流構造を明らかにしている。彼らの実験において粗さ要素高さは、矩形流路断面を形成する最短辺の2%程度で、断面内に形成される二次流れは非等方性乱流により誘起される第2種二次流れであることを報告している。これに対し、Liou-Wu-Chang⁽⁴⁾は、矩形断面管路の上下壁に11列の正方形断面を有する粗さ要素を周期配列し、三次元管路内の乱流構造を報告している。このとき、粗さ要素高さは、管路上下壁間隔の13%と比較的高い粗さ要素を配列している。彼らは、時間平均速度分布、レイノルズ応力分布、二次流れベクトル等をレーザドップラー流速計を用い比較的詳細に報告している。同時に彼らは、上下壁に1列⁽⁵⁾、および2列⁽⁶⁾の粗さ要素のみを設けた場合の結果も報告している。また、Drain-Martin⁽⁷⁾もレーザドップラー流速計によりこの種の周期配列の粗さ要素を有する管路の乱流計測を行っているが、二次元乱流場である。

以上の実験解析に対し、数値解析も報告されている。著者ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾は、藤田らの粗面壁を有する管路を対

* 原稿受付 1995年9月1日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。

^{*2} 宇都宮大学大学院。

^{*3} 花王(株) (〒321-34 栃木県芳賀郡市貝町赤羽 2606)。

象にレイノルズ応力方程式中の対流、拡散項を代数式にて表現した代数レイノルズ応力モデルを用い、その乱流構造を各レイノルズ応力を実験と比較することにより明らかにした。その際、粗さ要素形状は直接考慮することなく、実験より示された対数速度分布を壁関数と併用し、乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件を通して粗さ要素を間接的に考慮する計算手法⁽¹⁰⁾により解析している。したがって、計算においては一様粗面を仮定したことになる。

一方、狩野・小林・石原⁽¹¹⁾はLES(Large Eddy Simulation)より周期粗さ要素を有する管路を対象に、乱流場および温度場の解析を行っている。Fusegi⁽¹²⁾、Fodemski⁽¹³⁾は $k-\varepsilon$ 二方程式モデルを用いて狩野らと同様乱流場、温度場の解析を行っている。また、Liou-Hwang-Chen⁽¹⁴⁾は、代数応力モデル、ならびに乱流散逸方程式の生成項に曲げられた流線の影響を加味し、Drain-Martin⁽⁷⁾の実験を対象に数値解析を行っているが、再付着点距離を短く予測することを報告している。Liouら⁽¹⁴⁾は代数応力モデルを用いているが、レイノルズ応力成分までの比較は行っていない。このことは他の解析結果においても同様である。また、多くの場合二次元乱流場として解析している。

そこで、三次元流れ場としてレイノルズ応力までも詳細に測定しているLiou-Wu-Chang⁽⁴⁾の実験を対象に、周期境界条件を課すことなく、全粗さ要素を含む三次元管路として解析し、この種の流れ場の乱流構造、ならびに粗さ要素間に生成される二次流れ挙動等を実験値と比較しながら、その挙動を明らかにしていくことを目的とする。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⁽¹⁵⁾を用いるが、Liouら⁽¹⁴⁾が用いたモデルとは異なる。さらに、粗さ要素形状を計算に加味することが必要となるが、これに対しては境界適合座標を導入することとした。

2. 記 号

- A : 長辺長の半分
- B : 短辺長の半分
- $c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', \zeta$: 経験定数
- D_h : 水力直径
- $f(L/x_w)$: 壁の影響を示す関数
- H : 粗さ要素の高さ
- k : 乱流エネルギー
- L : 特性距離
- P_k : 乱流エネルギー生成
- P_i : 粗さ要素の間隔

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

$u_i u_j$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_b : 断面主流方向平均速度

W : 粗さ要素の厚さ

X_i : i 方向座標軸

ε : 乱流散逸

ν : 動粘性係数

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 数値解析対象としたLiou-Wu-Chang⁽⁴⁾の粗面壁を有する管路、座標系を図1に示す。測定流路は、短辺30 mm、長辺60 mm(縦横比2)の長方形断面をもつ全長900 mmの流路である。管路全長は水力直径($D_h=40$ mm)の22.5倍に相当している。流路底面、および上壁面には図1に示すように正方形断面(4 mm×4 mm)の角柱を流れに直交する向きに40 mm間隔で周期配置してある。正方形断面の角柱は上下壁を1組として11組配列し、最初の角柱は管路入口より100 mm下流に設置している。レイノルズ数は、代表速度に断面主流方向平均速度、代表寸法に水力直径 D_h を用い $Re=U_b D_h / \nu=3.3 \times 10^4$ である。また、計測位置は、最も下流の粗さ要素にあたる10, 11番の粗さ要素間隔において、レーザドップラー流速計により乱流測定を行っている。

座標系は、図1に示すように主流方向を X_1 軸、これと直交する向きを、 X_2, X_3 軸と定義している。また、図1中の $X_1(\xi)$ は物理座標軸 X_1 が計算座標軸 ξ に変換されることを意味し便宜的に表記した。各軸方向の平均速度は U_i 、変動速度成分は u_i として表す。粗さ要素は $X_3/B=\pm 1.0$ に相当する面に設置してある。

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

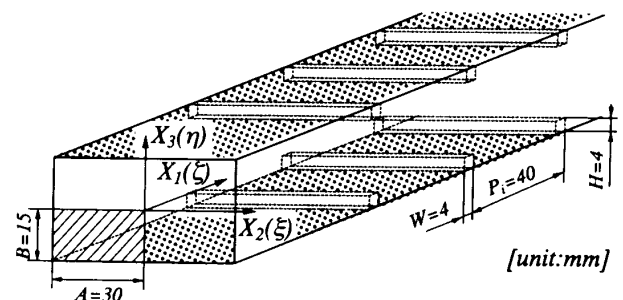


Fig.1 The test section and definition of coordinate system

応力輸送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。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⁽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。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_k} \right) \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i} \right) - \frac{\partial}{\partial X_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} \right. \\ & \left. + \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right\} - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_k} \dots\dots (1) \end{aligned}$$

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⁽¹⁵⁾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。

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

Table 1 Modelling of the pressure-strain correlation terms

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij})$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} (P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij}) + \zeta k (\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}) - \frac{8C_2 - 2}{11} (D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij})$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$C_1 = C_1^* + C_1' f(\frac{L}{X_w}) \quad C_2 = C_2^* + C_2' f(\frac{L}{X_w})$ $\zeta = \zeta^* + \zeta' f(\frac{L}{X_w})$
$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k}$ $P_k = -\overline{u_i u_i} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_i}$	$D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_i}$ $f(\frac{L}{X_w}) = \frac{C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{4}}}{\kappa \varepsilon X_w}$

Table 2 Constants in the pressure-strain correlation terms

C_1^*	C_2^*	ζ^*	C_1'	C_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

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。本提示のような非等方性乱流モデルは複雑乱流場に適用してはじめて、その真価を発揮するものであり、この意味から複雑境界に正確に境界条件を設定できる境界適合座標系の導入は不可欠である。

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。

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

上式中 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸であり図1の座標系にて定義される。上式を用いた各方程式の変換法、変換により導出される輸送方程式、反変速度、計量テンソルなどは別報にて詳述した⁽¹⁷⁾。

3・4 数値解析 計算に際しては、より実際の流れ場を予測する意味より11組の粗さ要素を含め三次元管路として計算を行った。計算領域は、図1に示す長方形断面のうち系の対称性を考慮し斜線部にて示す1/4断面とした。計算格子数は、1/4断面で25×15、主流方向に362の計135750点とした。粗さ要素の設置位置、レイノルズ数は実験と同一としたが、管路全長を実験の22.5 D_h より長めの30 D_h とした。このときの計算格子を図2に示す。図2に、入口近傍、管路途中、出口近傍での格子配列、ならびに横断面での計算格子を示した。乱流エネルギー k 、および乱流散逸 ε の壁面での境界条件には壁関数を用い、その流入条件は、実験に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。また、管路出口には自由流出条件を設定し周期境界条件を課すことなく

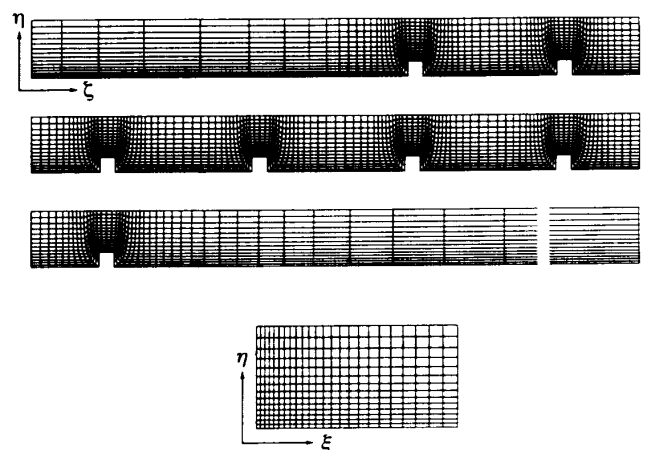


Fig. 2 Computational mesh

流れ場全体を解析した。

4. 結果と考察

以下に Liou-Wu-Chang⁽⁴⁾ の実験結果と本解析結果との比較を示す。Liou-Wu-Chang⁽⁴⁾ は、10, 11 組の粗さ要素間での時間平均速度、乱流特性量等を示しており、本解析においても同位置において比較検討した。

4.1 平均速度場の比較 図3は主流方向速度等値線の実験、計算結果を比較したものである。比較位置は $X_2=0.0$ の断面であり X_2 - X_3 断面にて左右対称軸に相当している。各等値線は断面主流方向平均速度 U_b で無次元化し表示してある。図3中の左側の粗さ要素が10組めの粗さ要素に相当する。

実験結果より10組めの粗さ要素後流部にはく離領域が形成されること、粗さ要素により縮流部が形成され上下対称軸の $X_3/B=0.0$ 近傍に主流方向速度の最大値が存在することを特徴的な現象として指摘できる。計算結果もその値に差はあるものの同様な結果を示しているが、計算の場合、その最大値は $X_3/B=0.0$ に相当する対称軸より離れた位置に認められる。また、再付着点は、実験において $X_1/H=3.5 \pm 0.2$ と報告しているのに対し、計算では $X_1/H=3.5$ であり良好にその位置を予測している。この再付着点距離は、周期配列された粗さ要素間隔に大きく影響されるものと思われる。

図4は上下壁面に垂直方向の時間平均速度等値線を比較した結果である。比較位置は図5に示した主流方向速度分布と同位置である。実験結果より、上壁より上下対称軸に延びた零ラインが2本認められ、上流側より負、正、負の順にて領域が形成されていることをその特徴として指摘できる。これは、10組めの粗さ要素より上下対称軸に向かう垂直方向速度が生成され、粗さ要素を通過後、横断面積の増加により上壁に向かう垂直方向速度が形成される。その後11組めの粗さ要素に近づくにつれ、逆に上下対称軸の流路中心部に向かう垂直方向速度が生成されることを示している。一方、計算結果においても、2本の零ラインが認められ異符号領域を形成しており、その傾向は共通している。また、零ラインにて分割された領域における絶対値の最大を比較すると、計算結果のほうが比較的大きな値を予測しており実験と異なる。

図5は、 $X_2=0.0$ 断面での流れ状態をベクトル図にて比較した結果である。10組めの粗さ要素の後流部にはく離領域が認められたが、11組めの粗さ要素の前面側にはそのような領域は存在しないことが両結果より認められる。計算結果はく離領域内において実験と比較し大きなベクトル値を有すること、また11組めの粗さ要素のコーナ部より管中心部に向かう流れが

素より上下対称軸に向かう垂直方向速度が生成され、粗さ要素を通過後、横断面積の増加により上壁に向かう垂直方向速度が形成される。その後11組めの粗さ要素に近づくにつれ、逆に上下対称軸の流路中心部に向かう垂直方向速度が生成されることを示している。一方、計算結果においても、2本の零ラインが認められ異符号領域を形成しており、その傾向は共通している。また、零ラインにて分割された領域における絶対値の最大を比較すると、計算結果のほうが比較的大きな値を予測しており実験と異なる。

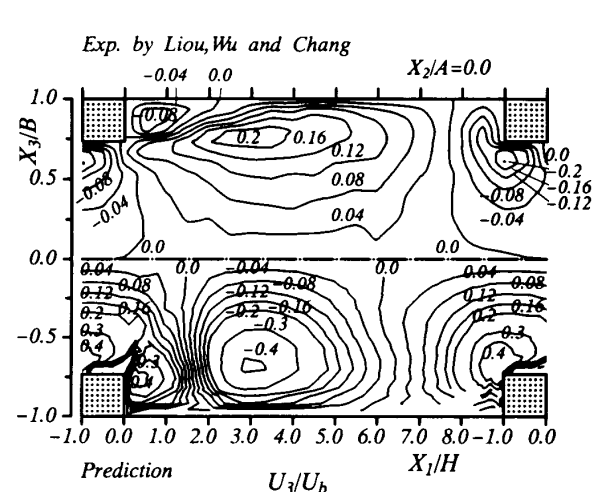


Fig. 4 Comparison of transverse mean-velocity contours

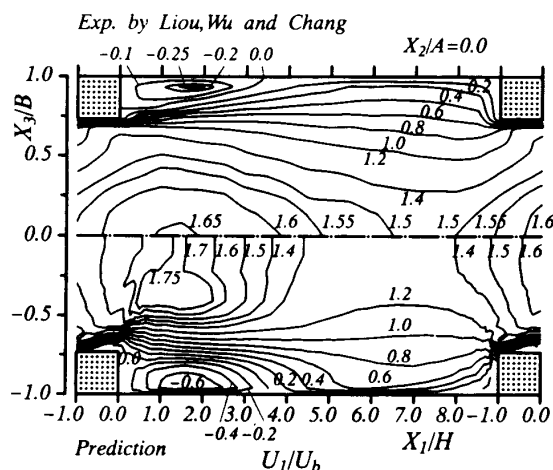


Fig. 3 Comparison of streamwise mean-velocity contours

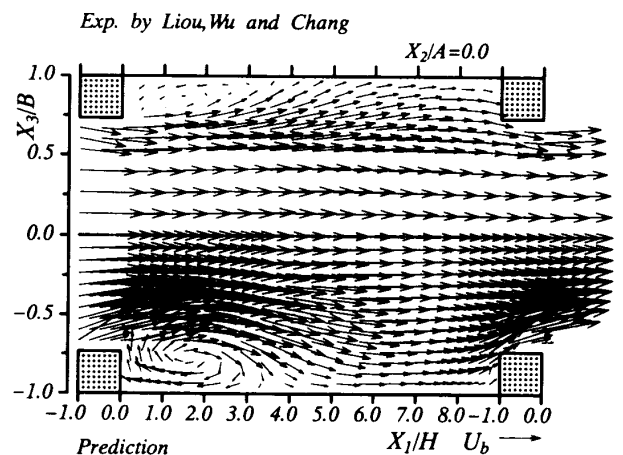


Fig. 5 Comparison of mean flow pattern in terms of velocity vectors

生成されているが、計算結果のほうがより大きな角度で管中心部に向かう流れを形成していることが理解できる。

以上は、流れに沿った X_1 - X_3 断面における比較を示したが、流れと直交する X_2 - X_3 断面での主流方向速度を比較した結果を図6に示す。 $X_1/H=2.0$ 断面は、はく離領域に含まれる断面であり、 $X_1/H=7.0$ 断面はさらに下流に位置しはく離領域には含まれない断面である。 $X_1/H=2.0$ 断面を比較すると計算は、 $X_3/B=0.0$ のライン下方に最大主流方向速度の等値線が認められ実験と異なる結果を示しているが、これは図4に示したように下壁面に向かう速度により高速の流体が移流された結果と解釈される。計算は零ライン位置を比較的良好に予測するものの底壁面、管中心部にて高い値を示し実験と異なる。一方、 $X_1/H=7.0$ 断面にて計算は、値に差はあるものの最大主流方向速度の存在する位置、等値線分布を比較的良好に予測している。

4.2 変動速度場の比較 図7に乱流エネルギーの計算、実験結果の比較を示す。値は断面主流方向平均速度にて無次元化してある。その最大値は両結果と

も壁面より離れた粗さ要素の後流部に生成され、この位置は図3に示した主流方向速度等値線が密に分布する位置に相当している。その値は計算のほうが多少小さな値を取っている。一方、その最小値に着目すると計算は、10組めの粗さ要素後面、底壁面近傍、11組め粗さ要素の前面、および管中心部近傍に0.02の等値線が認められる。一方、実験においては10組めの粗さ要素後面、上壁面近傍で同程度の値を有し類似しているが、粗さ要素の前面、および管中心部近傍にて計算結果の最小値より比較的高い値が認められ、計算と異なる。

図8は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の計算、実験結果を比較したものである。せん断応力に関しても乱流エネルギー同様、粗さ要素後流部の壁面より離れた位置に、その絶対値の最大が認められる。また、計算において粗さ要素後流部近傍に顕著な異符号領域が認められるが、実験においても明瞭でないものの零ラインを挟んで異符号領域が認められる。せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ は、垂直

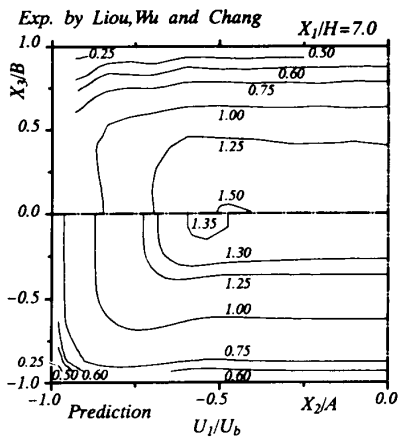
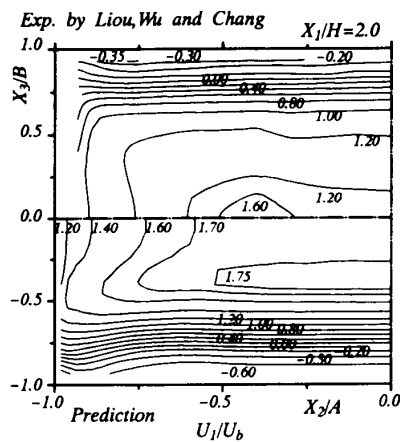


Fig. 6 Comparison of streamwise mean-velocity contours in X_2 - X_3 plane

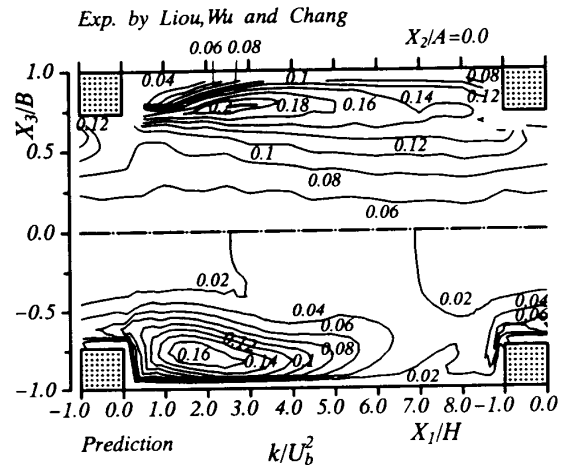


Fig. 7 Comparison of turbulent kinetic energy

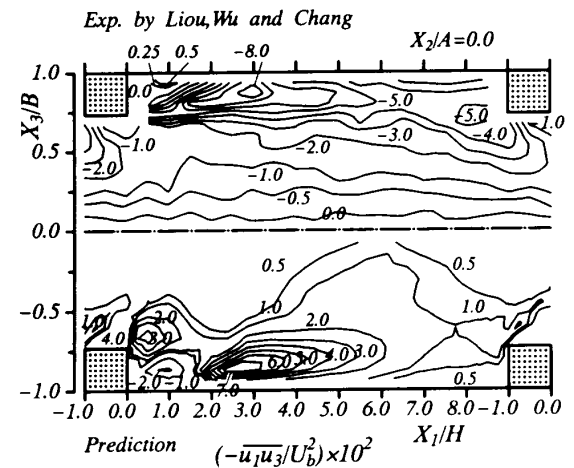


Fig. 8 Comparison of shear stress $\overline{u_1 u_3}$

方向への運動量輸送が行われる結果生成される応力と解釈され、壁面からの運動量、熱輸送に大きく影響を及ぼす応力と解釈される。したがって、熱輸送を伴う流れ場の場合には、再付着点近傍より多少上流側において最も高い熱伝達を示すものと思われる。

図9は、主流方向変動速度 $\overline{u_1^2}$ 、垂直方向変動速度 $\overline{u_3^2}$ の計算、実験結果を比較したものである。計算結果は、粗さ要素上面に相当する $X_1/H = -1.0, 0.0$ の位置にて実験より小さな値を示し異なるものの、はく離領域を含む粗さ要素後流においては、比較的良好に実験値を予測している。また、両結果において主流方向変動速度と、垂直方向変動速度分布とは、はく離領域内にて比較的相似な分布を示している。また、はく離再付着点が存在する $X_1/H = 3.0, 4.0$ の位置にて両変動速度とも大きな値を示しており、三次元的に運動量交

換が活発に行われていることを示唆している。さらに次の粗さ要素に近づくにつれ、はく離領域でのピーク値を有する特徴的な分布は両結果とも減衰していくが、 $X_1/H = 8.0$ において計算は実験値を小さく予測する結果となった。

以上は、流れに沿った X_1 - X_3 断面における変動速度値を示したが、流れと直交する X_2 - X_3 断面での各垂直応力分布を次に比較する。結果を図10に示す。はく離領域を含む $X_1/H = 2.0$ 断面にて比較している。実験結果の各垂直応力の最大値に着目すると、いずれの垂直応力においても上壁面からわずかに離れた領域にて最大値を示している。またその値は $\overline{u_1^2} > \overline{u_2^2}$ 、 $\overline{u_1^2} > \overline{u_3^2}$ の関係にある。これは、圧力-ひずみ相関項を通して主流方向変動速度が、断面方向変動速度に再配分されることに起因している。こうした特徴的傾向は計算結果においても認められる。一方、実験結果と異なる点としては、垂直応力 $\overline{u_2^2}$ の実験結果において上下対称軸の側壁の近傍にて0.16の等値線が認められるのに対し、計算では認められないこと、 $\overline{u_3^2}$ の最大値は実験より小さくコーナ部により近い領域にて観察されることを指摘できる。

本解析のようにはく離を伴い断面内での対流の影響も大きい流れ場に対し、レイノルズ応力輸送方程式の対流項、拡散項を代数式にてモデル化した本代数応力モデルが、どの程度実験値を予測可能か興味のあるところであるが、以上示したように各レイノルズ応力を比較的良好に予測し代数応力モデルでも、この種の流れの乱流構造を予測することが可能である。その理由については、レイノルズ応力輸送方程式を構成する各項の評価に基づく検討が必要と思われるが、類推するに生成項の寄与が大きく、したがって生成項を正確に

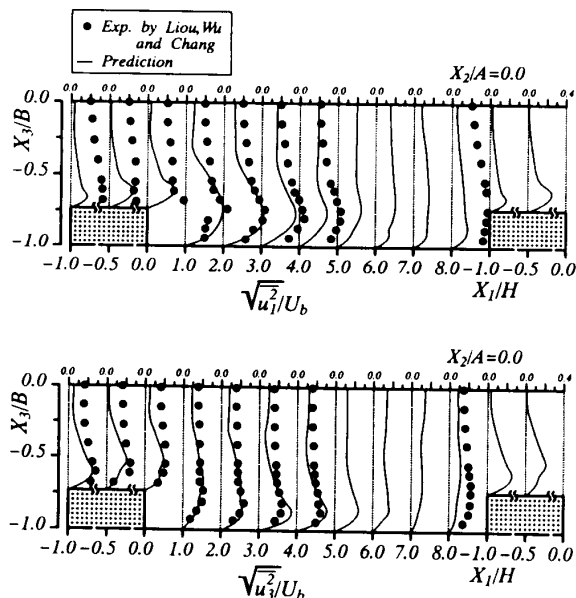


Fig. 9 Comparison of normal stresses

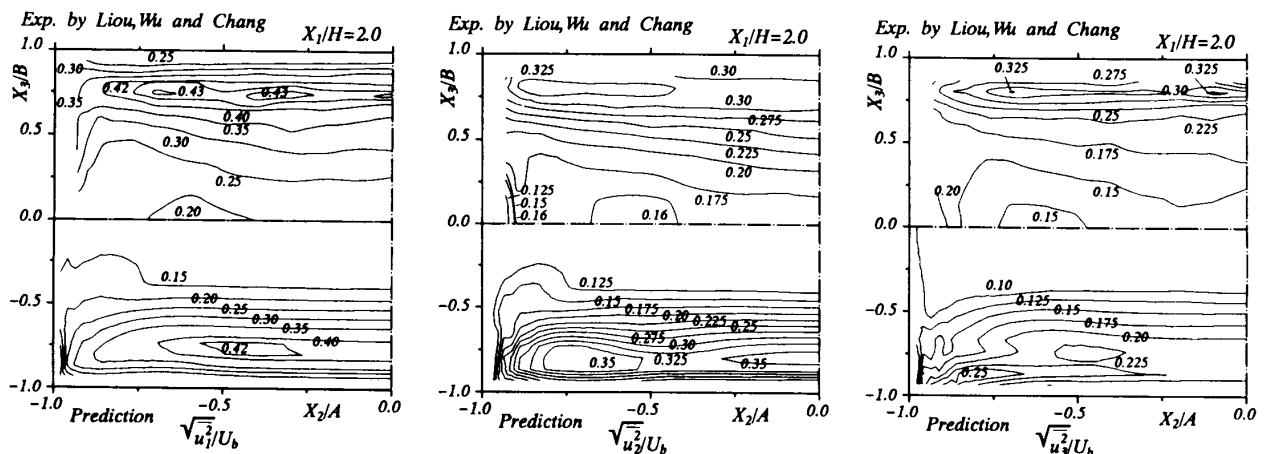


Fig. 10 Comparison of streamwise, transverse and spanwise normal stresses in X_2 X_3 plane

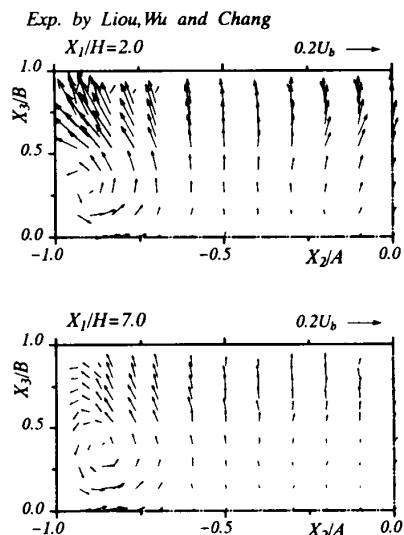


Fig. 11 Experimental results of secondary flow vectors

表現している代数応力モデルでも比較的良好に予測し得るものと考えられる。

4.3 二次流れの比較 次に周期配列された粗さ要素後流に生成される二次流れ挙動について検討を加えた。図 11 には、 $X_1/H=2.0, 7.0$ 断面における二次流れベクトルの実験結果を、図 12 には粗さ要素間に位置する $X_1/H=-0.5, 1.0, 2.0, 3.4, 5.7, 7.0$ の各断面、最終粗さ要素を通過し、出口側直管の途中に相当する $X_1=13.73D_h$ 、および管路出口に相当する $X_1=30.0D_h$ での二次流れベクトルを示す。

図 11 の実験結果より二次流れベクトルは、大きなもので断面主流方向平均速度の 20% にも及んでいることがわかる。藤田ら⁽²⁾ は、粗さ要素の高さを矩形流路断面を形成する最短辺の 2% 程度に設定し二次流れの計測を行い、断面内に形成される最大二次流れは、断面中心速度の約 6% 程度で、非等方性乱流により誘起される第 2 種二次流れであることを報告している。これに対し本解析の場合、粗さ要素の高さは管路上下壁間隔の 13% と大きく、かつ、その強度は、前述のように大きいことより、ここに示す二次流れは第 1 種二次流れであると思われる。管路高さに対する粗さ要素高さの比が増加するにつれ、第 2 種二次流れが第 1 種二次流れへと遷移していくと解釈したほうが妥当と思われる。しかし Liou-Wu-Chang⁽⁴⁾ は、藤田ら⁽²⁾ と同様な第 2 種二次流れであると報告している。

図 12 に示す計算結果の二次流れは、流れ方向に沿って大きく複雑に変化することがうかがえる。粗さ要素の上面に相当する $X_1/H=-0.5$ では、二次流れは管中心部に向かって誘起される、その最大値は $0.44U_b$ と大きな値を示す。はく離領域に相当する $X_1/H=1.0$

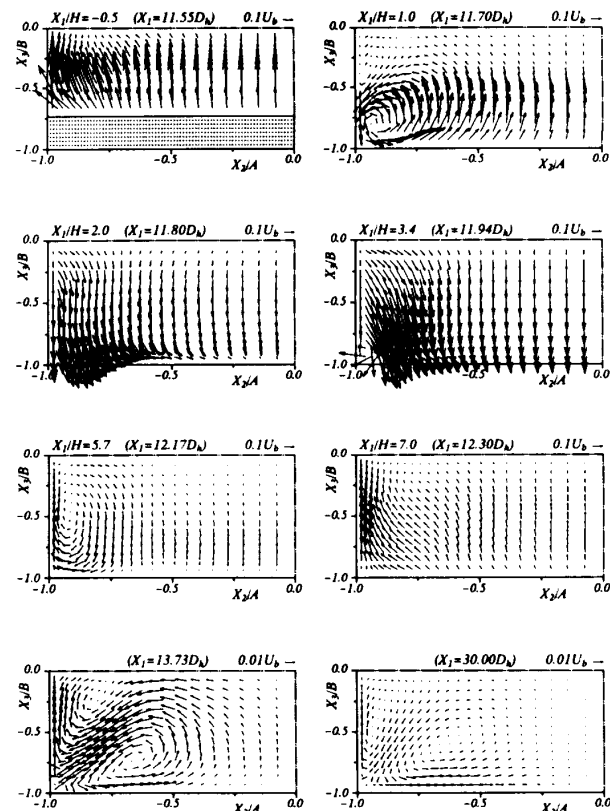


Fig. 12 Calculated results of secondary flow vectors

においては、管中心部に向かう上昇流が減衰しつつも認められ、またコーナ部に向かう流れも同時に形成されている。さらに下流の $X_1/H=2.0$ にて、二次流れは大きく変化し、その方向を反転し底壁面に向かう二次流れが断面全体を占めるようになる。こうした急激な流れの変化は、圧力こう配により励起されたものと解釈される。さらに下流の再付着点近傍に相当する $X_1/H=3.4$ では、底壁面に向かう下降流は増速され、その後、 $X_1/H=5.7$ の断面に至って減衰し、管路側壁近傍に時計回りの循環流を形成する。 $X_1/H=7.0$ の位置は 11 組めの粗さ要素手前に位置し、その粗さ要素が存在するため、二次流れはその方向を再度反転し管中心部に向かう上昇流が全体にわたり支配的となる。その際、比較的強度の強い二次流れが側壁に沿って生成されており、特徴的である。粗さ要素通過後、流れは徐々にこの種の非円形断面管路に特徴的な第 2 種二次流れへと遷移するものと考えられる。 $X_1=13.73D_h$ ではその徴候が認められる。管路出口部に相当する $X_1=30.0D_h$ では、第 2 種二次流れがコーナ部に認められ、そのパターン、強度とも粗さ要素間に生成される二次流れとは大きく異なる。従来、この種の流れに対し第 1 種から第 2 種への、あるいは逆の場合の二次流れ遷移を予測した例は、著者の知る限り報告されていないが、

以上に示す結果は、こうした遷移挙動を本解析手法は予測し得ることを示唆している。

図 11 に示した実験結果を、図 12 に示す計算結果と同一断面にて比較すると、大きく異なることがわかる。実験結果のはく離領域に相当する $X_1/H=2.0$ においては、壁面に向かう二次流れと、コーナ部に向かう二次流れが混在する流動パターンを示しているが、はく離領域から抜け出た後も、その値は減衰するものの流動パターンは変化することはない。この実験における流動パターンは、計算の $X_1/H=5.7$ 断面の結果と類似はしているが、前述のように計算の二次流れ挙動は大きく変化し、同一二次流れパターンを保持することはない。

5. 結 論

正方形断面を有する粗さ要素を周期配列した矩形管路内乱流を対象に、代数応力モデル、および境界適合座標系を用いてその非等方性乱流構造の解析を行った。解析結果は、Liou-Wu-Chang⁽⁴⁾ が報告した実験結果と比較することより以下の結論を得た。

(1) 本解析手法は主流方向、および垂直方向平均速度等値線を比較的良好に予測するが、主流方向速度の最大値は、管中心位置より離れた領域に存在する。これは、壁面に向かう二次流れに起因する。

(2) 再付着点は、実験にて $X_1/H=3.5\pm0.2$ であるのに対し、計算では $X_1/H=3.5$ と良好にその位置を予測している。

(3) 乱流エネルギー、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の最大値は、粗さ要素後流の再付着点位置より上流で、壁面より離れた領域において認められるが、計算においてもこの傾向を捕そくしている。

(4) 計算にて二次流れは、はく離領域内、下流側粗さ要素近傍にてその流れ方向を変化させながら、複

雑な様相を呈するが、実験の二次流れは、はく離領域内・外にてその流動パターンを変化させることなく、計算結果と異なるパターンを示した。

(5) 本解析のようにはく離領域を含み、対流の影響も無視できない非等方性乱流場においても、代数応力モデルは比較的良好にレイノルズ応力成分を予測することが可能である。

文 献

- (1) Walsh, M. J., *AIAA Paper*, 82-0169(1982).
- (2) 藤田秀臣・横沢肇・岩田彰太郎・高浜平七郎, 機論, 52-482, B(1986), 3491-3497.
- (3) 藤田秀臣・横沢肇・広田真史・西垣聡, 機論, 53-429, B(1987), 2370-2376.
- (4) Liou, T.-M., Wu, Y.-Y and Chang, Y., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 115(1993), 109-114.
- (5) Liou, T. M. and Kao, C.-F., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 110(1988), 373-379.
- (6) Liou, T.-M., Chang, Y. and Hwang, D.-W., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 112(1990), 302-310.
- (7) Drain, L. E. and Martin, S., *Proc. Int. Conf. Laser Anemometry Adv. Appl.*, (1985), 99-112.
- (8) 杉山均・秋山光庸・松本将師・平田賢・二宮尚, 機論, 59-561, B(1993), 1502-1509.
- (9) 杉山均・秋山光庸・松本将師・平田賢・二宮尚, 機論, 59-561, B(1993), 1510-1517.
- (10) Demuren, A. O. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, 140(1984), 189-222.
- (11) 狩野正徳・小林敏雄・石原智男, 機論, 50-449, B(1984), 257-264.
- (12) Fusegi, T., *Proc. ASME/JSME Thermal Eng. Conf.*, (1995), 327-334.
- (13) Fedemski, T. R., *Proc. 2nd Int. Symp. Transport Phenomena Turbulent Flow*, (1987), 867-880.
- (14) Liou, T. M., Hwang, J.-J. and Chen, S.-H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 36(1993), 507-517.
- (15) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, 56-531, B(1990), 3328-3335.
- (16) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, 56(1976), 219-221.
- (17) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志, 機論, 57-539, B(1991), 2269-2276.