

波状壁面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}Numerical Simulation of Turbulent Flow in a Channel
with Large-Amplitude Wavy Surfaces

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Ken YANAGISAWA

The main purpose of this work is to calculate the developing turbulent structure for flow over large-amplitude wavy surfaces. In the calculation, an algebraic Reynolds stress model and a boundary-fitted coordinate system are applied to a turbulent flow in a channel containing wavy wall, in order to precisely solve the anisotropic turbulence. This turbulent flow is complicated, involving accelerated, separated and recirculating flows. The calculated results are compared with the experimental mean and the fluctuating velocities for the flow over a solid sinusoidal wave surface having a wavelength of 50.8 mm and a wave amplitude of 5.08 mm. For this flow, the experimental results show a large separated region. The present method predicts the locations of separation and reattachment without much discrepancy. The present model has been found to simulate characteristic features of the flow, but it has a tendency to show the different profiles near the wavy surface and to overestimate the value of the mean velocity. For the streamwise velocity fluctuation, the calculated results show similar profiles except at near-wall region. Moreover, a cross sectional view shows that with this method, we can see how the secondary flow and the separated region develop. The calculated results show that a large variation of the secondary flow is generated close to the corner region of the wavy surface as a result of the pressure gradient.

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

1. 緒 言

管路壁面が周期波状形状を有する流れ場は、圧力こう配が繰返し変化することよりその流動場は大きく変化する。こうした流れ場はいくつかの分野にて興味ある現象を提示している。例えば河川工学の分野からは間欠的に河川水面に形成されるボイルと波状河床との相関が研究されている⁽¹⁾。また、圧力損出の低減を図りながら伝熱促進の向上を意図する手段として、流体工学、伝熱工学の分野からもこうした波状壁面を有する管路の研究は数多く報告されている。また、こうした波状壁面管路は、その圧力こう配の大きさによっては、はく離、再付着現象を誘起し流れはさらに複雑となる。乱流場においてはその乱流構造にも大きく影響を及ぼすことになる。

この種の波状壁面管路を対象とした乱流実験は古くは, Stanton ら⁽²⁾ によりその静圧分布が報告されている。近年においては Zilker らにより系統的な計測が行われ、はく離流がない場合⁽³⁾、はく離流を伴う場合⁽⁴⁾ の流れについて壁面せん断応力分布、静圧分布が

報告されている。また、熱伝達特性を評価する意味から乱流特性量まで計測した結果も報告されている。はく離を伴う流れに対しては土方・森・石黒⁽⁵⁾ が、さらに、Buckles-Hanratty-Adrian⁽⁶⁾ もはく離を伴う流れ場を対象にレーザ流速計を用い乱流場計測結果を報告している。土方らの実験の場合、円形管路に円弧形状をした突起が等間隔に配置され波長 λ 、振幅 a とすると $2a/\lambda=0.06$ 程度であるのに対し、Buckles らは $2a/\lambda=0.2$ と一波長に対して振幅が大きく、したがって圧力こう配が周期的に大きく変化する点に実験の特徴がある。また Buckles ら⁽⁶⁾ は、波状壁と対向する平板壁面も含めて乱流計測を行っている。最近では、波状壁面と対向する平板壁面上の乱流構造と熱伝達との関係を明らかにする目的より、佐野・浅古⁽⁷⁾、Miyake-Nakashima⁽⁸⁾ により乱流計測結果が報告されている。

一方、数値計算に関しては Patel-Chon-Yoon⁽⁹⁾ の報告が挙げられる。彼らは、はく離のある場合、ない場合の流れを対象に粘性底層、遷移領域では一方程式モデルを、それ以外の領域では二方程式モデルを用いて解析する二層乱流モデルを用い解析している。解析結果は Frederick Hanratty⁽¹⁰⁾ および Kuzan⁽¹¹⁾ らの実験値と比較検討しているが時間平均速度、静圧分布が主であり、変動速度成分に関する比較は示されてい

* 原稿受付 1996 年 11 月 13 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。

ない。また、彼らの計算は二次元管路として解析している。太田・梶島・三宅⁽¹²⁾はLESを用い $2a/\lambda=0.047$ で、はく離のない流れ場を対象に計算を行っている。波状壁面近傍の乱流エネルギーが流路面積が大きくなるにつれ増大することを特徴的な現象として指摘している。

以上の研究経緯から三次元乱流場として、応力場まで計算した報告例は少ない。また圧力こう配が大きく変化する流れは、はく離現象を伴いさらに複雑な乱流場を形成する。そこで、本解析においては比較的大きなはく離を形成しているBuckles-Hanratty-Adrian⁽⁶⁾の実験を対象に三次元乱流構造解析を行うことを目的とする。前述のように彼らの計測は波状壁と対向する平板壁も含めて計測していることより、計算も両壁の結果を比較することとする。乱流モデルとしてはレイノルズ輸送方程式の対流、拡散項を代数式でモデル化した代数応力モデルを、数値解析に際しては境界条件の設定が容易な境界適合座標を導入して三次元乱流場として解析した。

2. おもな記号

- a : 波状形状の振幅
 $c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', \zeta, \zeta^*, \zeta'$: 経験定数
 D_h : 入口直管部の水力直径
 $f(L/X_w)$: 壁の影響を示す関数
 H : 管路高さ
 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 : 波状壁に沿う静圧
 P_0 : 最大振幅点における波状壁静圧
 Re : レイノルズ数 $= U_b(H/2)/\nu$
 $\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力
 U_i : i 方向時間平均速度成分
 U_b : X_3 に沿う主流方向平均速度
 U_m : 流入口断面での主流方向平均速度
 X_i : i 方向座標軸
 ε : 乱流散逸
 λ : 波状形状の一周期長さ
 ν : 動粘性係数
 π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項
 ρ : 密度
 ψ : 流れ関数 $= \int U_1 dX_3$

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 数値解析対象としたBuckles-Hanratty-Adrian⁽⁶⁾の実験管路概略図を座標系とともに図1に示す。上壁は平板より、下壁は波状壁面より構成され直管部の管路高さは47.4 mm、管路幅は610 mmの長方形断面を有している。波状形状は波長 $\lambda=50.8$ mm、振幅 $a=5.08$ mmの余弦曲線を有し下壁面に10波長分設定されている。測定は8, 9番の波形の最大振幅を示す位置間にてレーザドップラー流速計にて行われている。このときのレイノルズ数は主流方向平均速度 U_b 、流路高さの半分 $H/2$ を用いて $Re=12\,000$ である。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。 X_3 軸の原点は波状壁の最下点の位置としている。

3.2 レイノルズ応力輸送方程式 乱れの非等方性をより正確に予測するためレイノルズ応力輸送方程式を解くものとする。輸送方程式の厳密式は次式のように示される。

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

数値計算の際に、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⁽¹³⁾近似を適用しモデル化を行った。さらにモデル化のうえで特に問題となる圧力・ひずみ相関項、ならびにその定数については表1, 2に示した。その導出、決定に関する詳細については別報⁽¹⁴⁾にて詳述した。

3.3 境界適合座標 境界適合座標系による計算

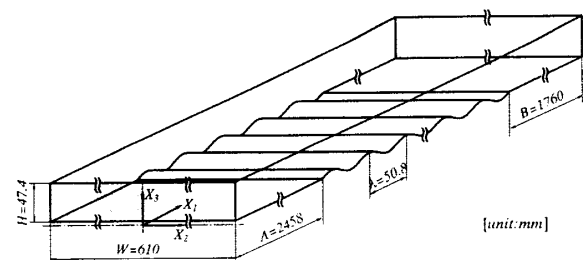


Fig.1 The test section and definition of coordinate system

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る。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。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。

$$\frac{\partial}{\partial X_i} = \frac{\partial \xi}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad \dots\dots (2)$$

上式中 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸を示している。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⁽¹⁵⁾。

3.4 数値解析 計算に際しては、10組の波状壁面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1/2断面とした。計算格子数は断面内で 33×19 、主流方向に301の計188727点とした。波状

壁管路の計算格子を図2に示す。図2中の ξ, η, ζ は計算平面上の、すなわち各方向の格子に沿う座標軸を示している。実験において波状壁に流入するまでの入口助走区間の長さは示されていないが、完全発達流を流入させたことを報告していることより、計算では波状壁管路上流部に水力直径 D_h の40倍の長さを設けた。また波状管路部下流には $20D_h$ の直管路を設けた。本解析では高レイノルズ数形の乱流モデルを用いているため乱流エネルギー、および乱流散逸方程式の境界条件には壁関数を用いた。入口助走管路への流入条件は実験においても不明であるため、乱流エネルギー、乱流散逸の値は $k = U_b^2 \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon = k^{3/2}/D_h$ と小さな値を設定し解析を行った。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各計算諸量の格子点配置は、変化の大きな壁面近傍にて密になるよう不等間隔格子とし Regular Grid 法によった。支配方程式中の対流項差分近似は、QUICK (三次精度の風上差分) を使用し、主流方向拡散項の省略のない三次元だ円形方程式として解析した。

4. 結果と考察

4.1 実験結果との比較 図3は流れ関数 ψ の計算、実験等値線を比較した結果である。測定は、8, 9番の波形の最大振幅を示す位置間にて行われており、計算も同位置にて比較した。 X_1 の原点は図1に示したように管路入口に設定してあるが、以下の実験結果との比較の際は便宜的に8番めの波形の最大振幅位置を原点に表記した。また、実験との直接比較はできない

Table 1 Modeling of the pressure strain correlation terms

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\bar{u}_i \bar{u}_j - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$C_1 = C_1^* + C_1' f \left(\frac{L}{X_w} \right) \quad C_2 = C_2^* + C_2' f \left(\frac{L}{X_w} \right) \quad \zeta = \zeta^* + \zeta' f \left(\frac{L}{X_w} \right)$
$P_{ij} = -\bar{u}_i \bar{u}_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad D_{ij} = -\bar{u}_i \bar{u}_k \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$	
$P_k = -\bar{u}_k \bar{u}_i \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \quad f \left(\frac{L}{X_w} \right) = \frac{C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{3}{4}}}{\kappa \epsilon X_w}$	

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

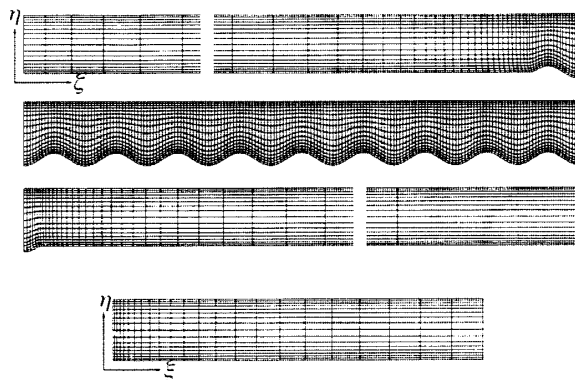


Fig. 2 Computational mesh

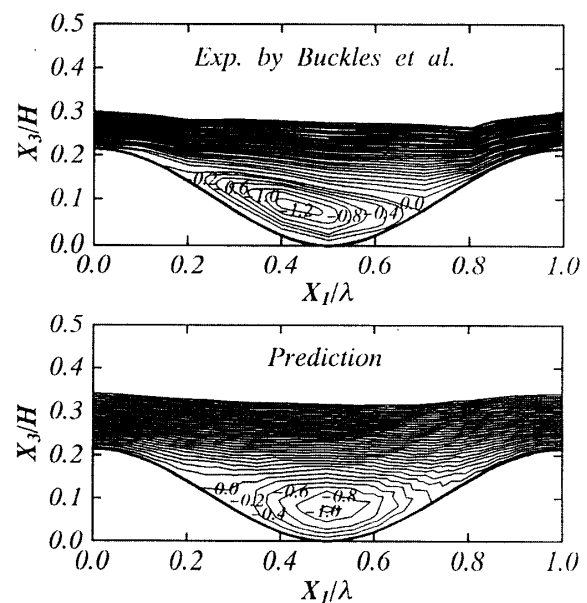


Fig. 3 Comparison of streamline map

が、計算結果より求めた流れベクトル図を図4に示す。図4は上壁も含め流れ場全体にわたるベクトル図を示している。図3の $\phi=0.0$ ラインから上の等値線は $\Delta\phi=5$ 刻みにて両結果とも示してある。実験、計算ともはく離領域を形成する。実験では $X_1/\lambda=0.14$

にはく離点が $X_1/\lambda=0.69$ の点で再付着点が認められるが、計算ではそれぞれ0.23, 0.71に認められ比較的良好に予測する結果となった。しかし、 $\phi=0$ のライン、はく離循環領域の大きさ、その渦中心に関しては実験値と異なる。

こうしたはく離現象は、波状壁に沿う圧力こう配と深くかかわり合う。図5は波状壁に沿う静圧分布を実

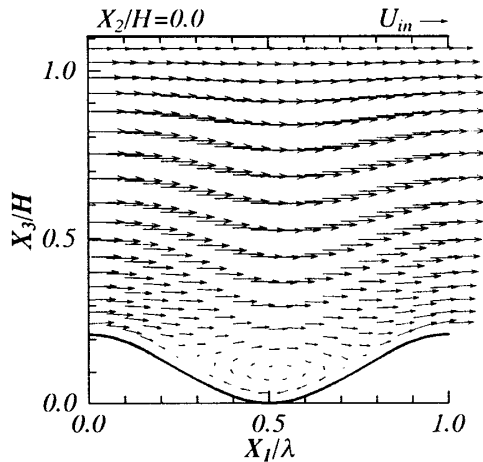


Fig. 4 Calculated result of streamwise vector

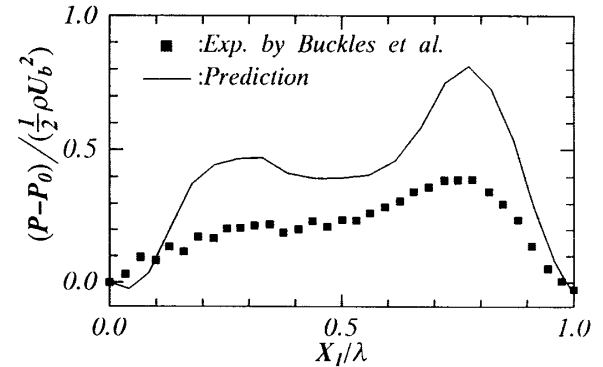


Fig. 5 Comparison of time-averaged pressure distribution

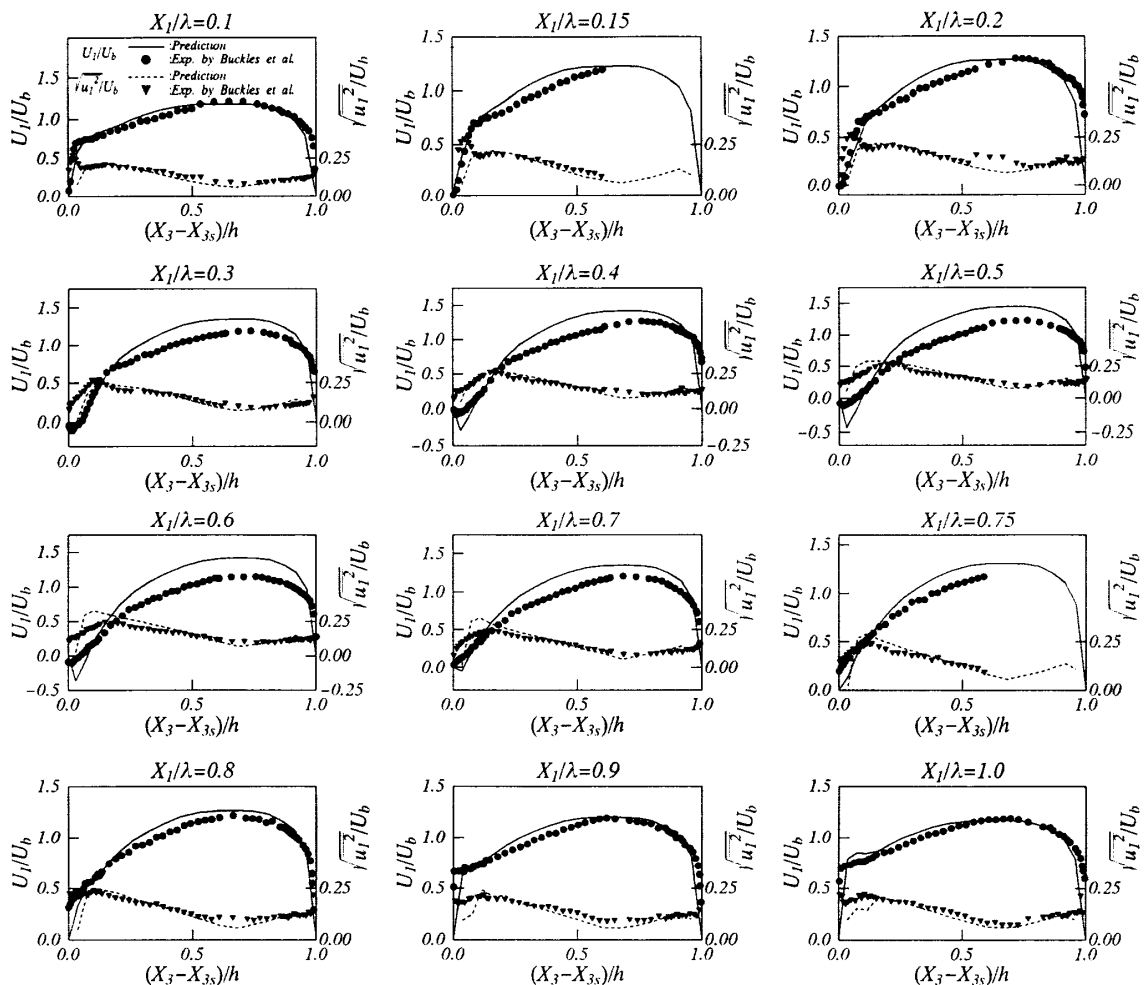


Fig. 6 Comparisons of streamwise mean-velocity and streamwise normal stress

験と計算とで比較した結果である。計算では二つの明りょうなピーク値が認められるが、実験では計算ほど顕著ではない。一つめのピークは流路が拡大することによる圧力上昇であり、二つめのピークは次の波状壁より流れが減速されることに起因する圧力上昇と解釈される。計算ではこれらのピーク位置は、はく離点、再付着点と符合する位置を示している。

図6は左右対称軸 ($X_2=0.0$) 上の流れ方向に沿った主流方向速度、主流方向垂直応力を X_1/λ の各位置において比較した結果である。図6中 X_{3s} は X_3 軸方向の波状壁位置を示し以下の式にて示される。

$$X_{3s} = a + a \cos \frac{2\pi X_1}{\lambda} \dots\dots\dots (3)$$

各値は、実験同様 U_b にて無次元化した。また、 h は上壁と波状壁間隔を示し $h = H + a - X_{3s}$ にて示される。主流方向速度を比較すると、流れ方向のどの位置においても管路中心部領域にて計算は実験値を多少大きく予測する結果となった。一方、上壁平板側においては比較的实验値を予測している。また $X_1/\lambda = 0.1, 0.15, 0.2, 0.3$ における実験速度分布は、波状壁面近傍にて速度こう配が大きく変化するが、計算も $X_1/\lambda = 0.3$ の位置を除いて比較的这一特徴を再現している。こうした結果は波状壁近傍では強いせん断層が存在することを示している。はく離領域において計算値は、その逆流速度を比較的大きく予測していることを $X_1/\lambda = 0.4, 0.5, 0.6$ の比較結果より理解できる。再付着点以降の領域では、流れは加速されることより波状壁近傍の速度は大きな値をもつことが両結果の $X_1/\lambda = 0.9, 1.0$ にて確認できる。この位置では計算も速度こう配が波状壁近傍で大きく変化する位置が顕著に認められ $X_1/\lambda = 0.1, 0.15, 0.2, 0.3$ の実験値で認められた現象と同様な現象を示す。この後、流れは流路拡大領域に流入するが実験、計算とも拡大領域部に流入するとこの大きな速度こう配変化は緩和されるものの、 $X_1/\lambda = 0.1, 0.15, 0.2, 0.3$ の位置に履歴として残るものと解釈される。

次に主流方向垂直応力について比較する。 $X_1/\lambda = 0.1, 0.15, 0.2$ の実験結果と比較すると波状壁面近傍にて鋭いピークをもち最大値をとった後、減少する傾向を示すが計算ではこうした壁面近傍での鋭いピークをもった分布を予測するには至らなかった。こうした差異要因の一つとして、乱流エネルギー、散逸の境界条件として使用した壁関数を指摘できる。すなわち、逆圧力こう配より流れは減速され主流方向垂直応力は増加することになるが、こうした現象を現状の壁関数では考慮することはできない。したがって、粗さ要素を

対数速度分布の普遍定数に加味するように圧力こう配に関しても同様な考えに立って壁関数に加味することが必要であると思われる。

$X_1/\lambda = 0.3$ から 0.75 までの、はく離領域では、前述の鋭いピーク値を有する分布とは異なり壁面から離れた領域に最大値が現れることになるが、計算は比較的良好にこうした分布を予測する結果となった。このようにその最大値が壁面から離れて認められるのは、はく離せん断層による影響であり、したがってはく離点、再付着点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。再付着点以降に相当する $X_1/\lambda = 0.8, 0.9, 1.0$ の壁面近傍では増加傾向を示すが $X_1/\lambda = 0.1, 0.15, 0.2$ にて認められたほど大きな値は示さない。これは圧力降下による加速流が垂直応力の生成を抑制することに起因するものと解釈される。

4.2 不変量解析 レイノルズ応力成分を計算していることより、各断面における不変量を算出することが可能であり、こうした波状壁を有する管路における乱流状態を知るため不変量解析を行った。図7は $X_1/\lambda = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.0$ の各流路断面における結果を示したものである。ここで非等方テンソル不変量は以下のように定義される。

$$II = -b_{ij}b_{ij}/2 \dots\dots\dots (4)$$

$$III = b_{ij}b_{jk}b_{ki}/3 \dots\dots\dots (5)$$

上式中 b_{ij} は非等方性を示すパラメータであり次のように示される。

$$b_{ij} = \left(\frac{u_i u_j}{2k} - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) \dots\dots\dots (6)$$

$X_1/\lambda = 0.1$ は、はく離点手前に位置する断面であるが原点近傍から軸対称拡大状態にいくつかの点が点在することより、この断面では主流方向の乱れが断面方向の乱れに比較して相対的に小さな乱流構造をもつことを示している。こうした流れは軸対称拡大管路に特徴的な現象であるが本解析の流れも同様の挙動を示している。さらに第3不変量IIIが広い範囲で認められることも特徴的な現象として指摘できる。はく離領域に相当する $X_1/\lambda = 0.3, 0.5$ では軸対称拡大状態にあった点は減少し、軸対称拡大状態と軸対称収縮状態との間に多くの点が確認され非等方性乱流が支配的であることがわかる。 $X_1/\lambda = 0.7$ は再付着点近傍に相当するが、軸対称収縮状態側の原点近傍にいくつかの点が存在し等方性乱流に近い乱れが生成されている。 $X_1/\lambda = 0.9, 1.0$ は再付着点後流で、加速領域に相当する。両断面における結果を $X_1/\lambda = 0.7$ における結果と比較すると、軸対称収縮状態側に多くの点が移動している様子がうかがえる。したがって、この領域では主流方向の

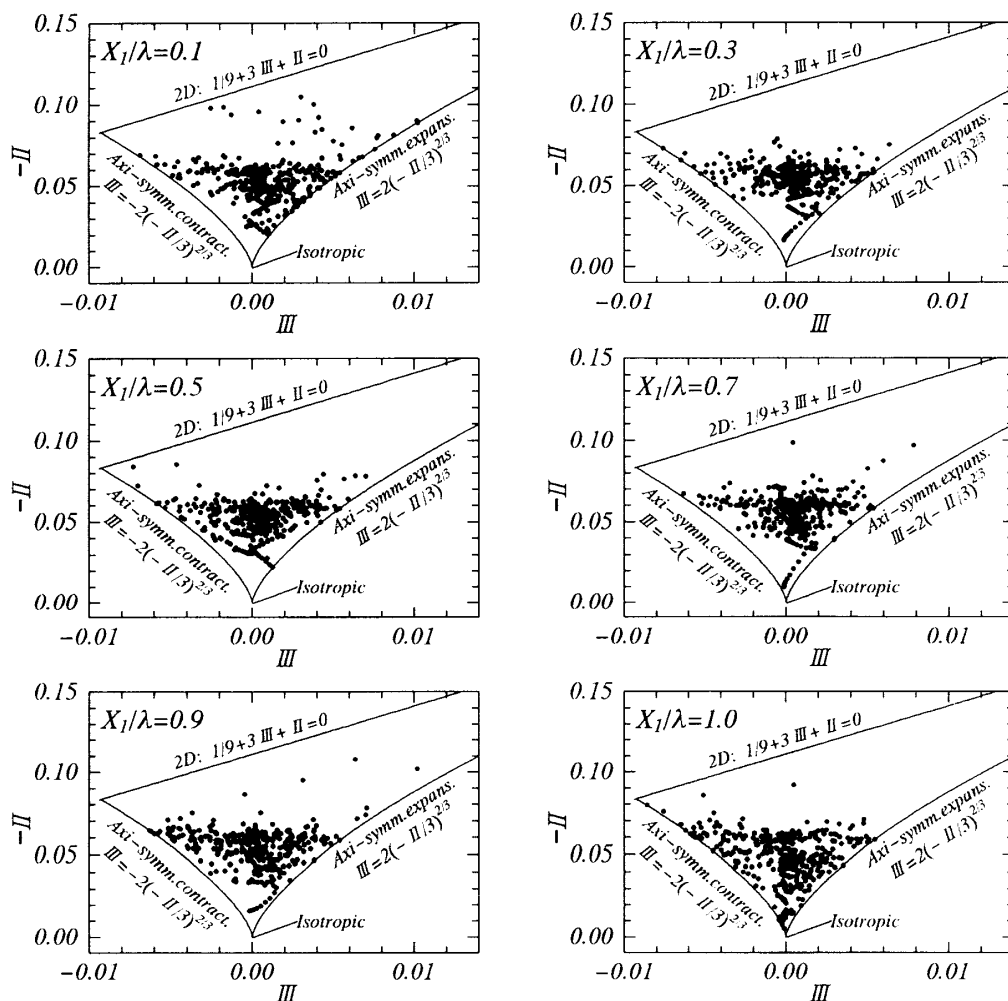


Fig. 7 Calculated result of invariant map

乱れが断面方向の乱れに比較して相対的に大きな乱流構造をもつものと解釈される。こうした軸対称収縮状態側への移行は $X_1/\lambda=1.0$ にてさらに顕著に認められる。同時に等方性乱流領域も形成されることがその分布より理解できる。

4・3 二次流れ流動挙動 図8は流れに直交する断面での二次流れ分布の計算結果を示したものである。不変量解析の際に示した断面と同じ $X_1/\lambda=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.0$ における位置でのベクトル図を示した。また、図8中点線で示したラインは主流方向速度が零値を示すラインであり、底壁面と零ラインとで挟まれた領域は、はく離領域を示している。

$X_1/\lambda=0.1$ では波状壁面近傍に強い下降流が全体にわたり存在する。また、管路側壁近傍には側壁に沿って上昇流が形成され時計回りの渦の存在が特徴的な流れとして指摘できる。この渦は周期形状変化より誘起された圧力こう配変化による第1種二次流れと解釈される。はく離領域に相当する $X_1/\lambda=0.3$ 断面に至ると

波状壁面側で上昇流が形成されるが、側壁近傍では複雑な渦を形成している。また、この断面の側壁近くでは、はく離領域がいくつかの領域として点在するが、これは側壁側の渦により比較的速い流体が波状壁面に移流されるためと解釈される。したがって側壁渦の非定常変化によりはく離点位置は大きく影響されるものと思われる。

$X_1/\lambda=0.5$ は波状壁の最下点に相当し、大きな値を有する二次流れは断面中央部では認められなくなるが、側壁側では時計回りの渦と対をなす反時計回りの渦が側壁より離れた領域に認められる。この反時計回りの渦は底壁面に衝突した後、底壁面に沿う流れを形成し他の位置とは異なる流動を示す。また、側壁に生成される二次流れは断面中央部まで到達することなく減衰しており、断面中央部への二次流れ自体の影響は小さいものと思われる。一方、はく離領域に着目すると、底壁面に沿い全体にわたり形成されており $X_1/\lambda=0.3$ と比較すると安定した、はく離領域が存在して

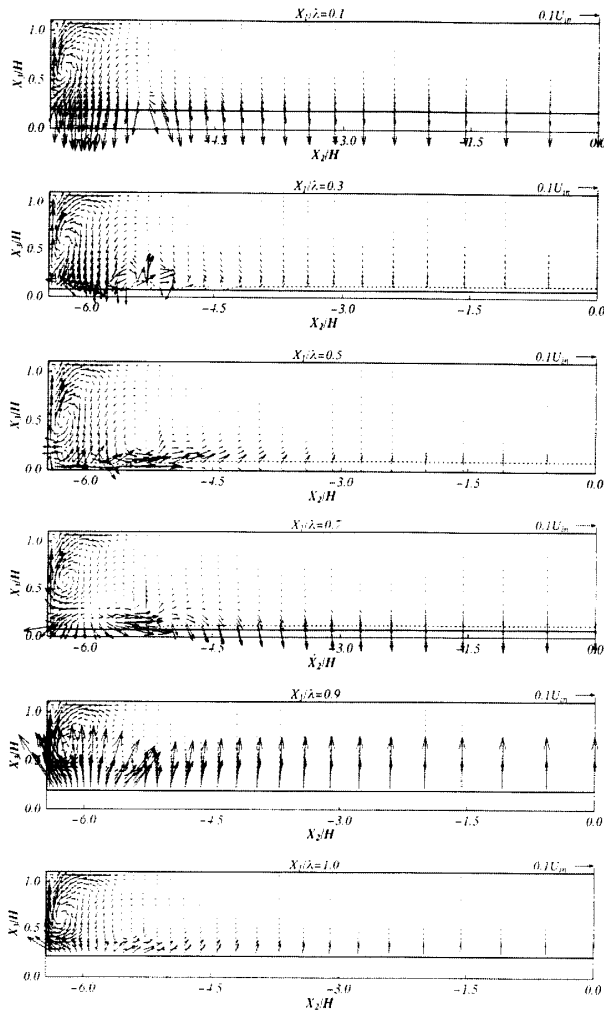


Fig. 8 Developing behavior of secondary flow

いる。

再付着点近傍に位置する $X_1/\lambda=0.7$ では、大きな値を有する下降流が支配的である。同時に側壁近傍では $X_1/\lambda=0.5$ 断面にて認められた一対の渦がより明りょうに確認できる。はく離点近傍の渦よりその値は大きく、したがって側壁渦の断面中央部方向へ影響する領域も広い。またこの断面では、はく離領域は側壁まで到達せず、側壁の渦対による影響が大きいことを示している。同時に $X_1/\lambda=0.3$ 断面同様、はく離領域は側壁渦により影響されるものと推察される。

$X_1/\lambda=0.9$ 断面では流れは加速領域に入り、二次流れは波状壁に沿って流れるため上昇流に転ずる。上昇流は比較的大きな値を有するが、側壁近傍の渦はこの上昇流より底壁面近傍にて影響されるものの消滅することなく存在する。その後、この上昇流は最大振幅の位置に相当する $X_1/\lambda=1.0$ 断面で大きく減衰する。一方、側壁に形成された渦は減衰することなく一対の渦対を形成している。

流れの二次元性を確保するため、管路アスペクト比を大きくとり側壁の影響を抑制することが各種実験にて行われているが、この二次元性に関し本解析流れを考察すると、側壁の渦対自体が断面中央部まで大きく影響を及ぼすことは少ないが、側壁渦対の非定常変化より側壁はく離領域は影響を受け、その影響が断面中央部へ影響を及ぼすものと思われる。特にこの傾向は、はく離点、再付着点にて顕著なものと推察される。

5. 結 論

周期的な波状壁面を有し、はく離、再付着現象を伴う三次元管路を対象に代数応力モデル、境界適合座標系を用いその乱流構造を予測することより以下の結論を得た。

(1) 計算は、はく離点、再付着点を比較的良好に予測するが循環領域、その中心位置は実験と異なる。

(2) 主流方向速度、主流方向垂直応力分布の特徴的現象を比較的良好に予測するが、減速領域での波状壁近傍における主流方向垂直応力の鋭いピーク値を予測するに至らなかった。

(3) 不変量解析よりはく離上流側では、軸対称拡大状態に再付着点下流では逆に軸対称収縮状態の乱流構造に変化することを示した。また最大振幅断面では等方性乱流が存在する。

(4) 三次元流動解析より断面内二次流れ挙動を明らかにした。断面中央部では上昇流、下降流が流れ方向に発達し側壁近傍では渦対を形成する。この渦対は流れ方向に大きく変化するが、渦対自体の断面中心部への影響は小さい。

(5) 断面内に生成されるはく離領域は、側壁渦対の移流効果の影響を受け、この影響が断面中央部のはく離領域に影響を及ぼす。特にこのことははく離、再付着点近傍で顕著である。

文 献

- (1) Mierlo, M. C. L. M. and Ruiter, J. C. C., *Delft Hydraul. Lab.*, Rep. Q789 (1988).
- (2) Stanton, T., Marshall, D. and Houghton, R., *Proc. R. Soc., Ser. A*, **137** (1932), 283.
- (3) Zilker, D. P., Cook, G. W. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, **82** (1977), 29-51.
- (4) Zilker, D. P. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, **90** (1979), 257-271.
- (5) 土方邦夫・森 康夫・石黒 博, 機論, **50**-458, B (1984), 2555-2562.
- (6) Buckles, J., Hanratty, T. J. and Adrian, R. J., *J. Fluid Mech.*, **140** (1984), 27-44.
- (7) 佐野正利・浅古 豊, 機論, **57**-541, B (1991), 2962-2969.
- (8) Miyake, Y. and Nakashima, N., *Near-Wall Turbulent Flows*, (1993), 447-456, Elsevier Science Publishers.

- (9) Patel, V. C., Chou, J. T. and Yoon, J. Y., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **113** (1991), 579-586.
- (10) Frederick, K. A. and Hanratty, T. J., *Exp. Fluids*, **6** (1988), 477-486.
- (11) Kuzan, J. D., Ph. D. Thesis, Dept. of Chemical Engi., Unive. of Illinois, (1986).
- (12) 太田貴志・梶島岳夫・三宅 裕, 第9回数値流体力学シンポジウム講論集, (1995), 175-176.
- (13) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56** (1976), 219-221.
- (14) 杉山 均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, **56**-531, B (1990), 3328-3335.
- (15) 杉山 均・秋山光庸・平田 賢・上野智志, 機論, **57**-539, B (1991), 2269-2276.
-