

周期配列突起を有する 180° 曲がり管路内の乱流数値解析

Computation of turbulent flow through U-bend with rib-roughened surfaces

杉山 均, 宇都宮大学工学研究科, 〒321-8585 宇都宮市陽東 7-1-2, E-mail: sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp
渡辺 智力, 宇都宮大学工学研究科, 〒321-8585 宇都宮市陽東 7-1-2, E-mail: chiriki@ace.ees.utsunomiya-u.ac.jp
Hitoshi SUGIYAMA, Grad. School of Eng., Utsunomiya Univ., 7-1-2 Yoto, Utsunomiya, 321-8585, JAPAN
Chiriki WATANABE, Grad. School of Eng., Utsunomiya Univ., 7-1-2 Yoto, Utsunomiya, 321-8585, JAPAN

Numerical analysis has been performed for three-dimensional developing turbulent flow in a U-bend of strong curvature with rib-roughened walls by using an algebraic Reynolds stress model. This squared sectioned U-bend has been applied for coolant passage employed in rotating gas turbine blades. Special attention is paid for the developing turbulent flow in U-bend without rotation in this study. In this calculation, an algebraic Reynolds stress model is adopted in order to predict precisely Reynolds stresses and boundary fitted-coordinate system is introduced as the method for coordinate transformation to set exactly boundary conditions along complicated shape in rib-roughened walls

1. 緒 論

タービン翼の冷却問題は、ガスタービン性能、材料の疲労寿命に直接的に影響する因子であり、多くの研究が報告されている^{(1),(2)}。一般にタービン動翼の冷却方法は、冷却媒体をタービン翼表面に吹き出す膜冷却と、タービン翼内に設けられた内部流路内での強制対流冷却とに分類される。本解析の場合、後者の流れ場を対象とした。後者の場合、その内部流路形状は 180° 急峻に曲がった流路形状を呈し、かつ、伝熱促進を意図する意味から微小リブを周期配列することにより構成される粗面壁が設けられる。こうした流れ場では、離れ再付着現象、さらにタービン翼回転によるコリオリ力、遠心力の相互干渉現象が互いに関連し流れは複雑に変化する。また、多くの場合こうした流路が適用される流れは、乱流でかつ非等方性の強い乱流場であることを考慮すると、その流れはさらに複雑化する。従って、タービン翼内の冷却流路流れは、複雑乱流に代表される流れの一つである。

こうしたタービン翼内の冷却流路を対象とした実験の多くは、温度場を対象とし局所ヌセルト数分布などの計測結果を示している。例えば、Ekkad ら⁽³⁾は 4 種類の突起形状を対象に感温液晶を用い、突起が設けられた粗面壁上のヌセルト数分布を測定している。一方、速度場に関して Hsieh Chen Chin⁽⁴⁾は、回転する急峻な 90° 曲がり管路内流れを対象に、レーザ流速計を用いて、速度場における乱流特性量を含めた乱流計測結果を報告している。Hsieh ら⁽⁴⁾が滑面壁を対象としたのに対し、Iacovides ら⁽⁵⁾は、粗面壁を有する冷却流路流れを対象に、レイノルズ応力を含めた乱流計測結果を静止状態と回転のある場合について、レーザ流速計を用い比較的詳細に報告している。さらに Iacovides Jackson Launder Yuan⁽⁶⁾は、粗面壁を形成するリブの配置を変えた場合の乱流計測結果も報告している。こうした回転する冷却流路内の乱流特性量を正確に測定することは容易でなく、この種の乱流計測結果が報告されたのは最近である。

数値解析に関しても、いくつかの解析結果が報告されている。粗面壁を有する急峻な曲がり管路内の流れを対象に Iacovides Raisee⁽⁷⁾は温度場も含め標準的な二方程式乱流モデル、レイノルズ応力輸送方程式モデルを用いて解析している。後者のモデルに対しては低レイノルズ数型乱流モデルを適用し、その優位性を報告している。Jang Chen Han⁽⁸⁾は粗面壁を構成するリブが流れに対し 60° 傾いた場合の流れを対象に、Iacovides らと同様に温度場も含めレイノルズ応

力輸送方程式に低レイノルズ数型乱流モデルを導入し解析を行っている。同時に粗面壁上のヌセルト数分布を実験値と比較している。リブ断面形状は、多くの場合、矩形断面であるが、Lin ら⁽⁹⁾は矩形断面の 90° 交差角部を曲面で面取りしたリブを対象に、k-ε 二方程式モデルを用いて、ヌセルト数分布を示している。

以上のようにタービン翼内の冷却流路に関する研究は実験、数値解析ともに比較的多くの結果が報告され、その多くが温度場における解析であるのに対し、レイノルズ応力分布まで実験と詳細に比較している例は、計測結果が少ないこともあり比較的少ない。そこで、本研究では最近報告された Iacovides ら⁽⁵⁾の実験を対象に、レイノルズ応力輸送方程式の対流、拡散項を代数式化した代数応力モデルを用い数値解析を行う。解析結果は実験値と比較し、その適用限界を明らかにすると同時に、その流動挙動について新たな知見を得ることを目的とする。Iacovides ら⁽⁵⁾は、回転する冷却流路内の乱流計測結果も示しているが、本研究では、第一段階として静止した冷却流路を対象に実験値との比較を詳細に行いモデルの特性を明らかにする。

2. おもな記号

- D : 正方形断面の一边長さ
- k : 乱流エネルギー
- P : 壁面静圧
- R_c : 曲がり管の曲率半径
- Re_c : レイノルズ数 $U_b D / \nu$
- U_θ, U_r : , r 方向時間平均速度
- u_θ, u_r : , r 方向時間速度変動
- $\overline{uu_j}$: レイノルズ応力
- U_b : 断面内の主流方向平均速度
- U_i : i 軸方向の時間平均速度
- X_i : 直交座標系における i 方向座標軸
- : 乱流散逸
- : 動粘性係数
- : 曲がり角度

3. 解析手法

3.1 計算対象実験

解析対象とした Iacovides ら⁽⁵⁾の実験装置概略図,ならびに計算座標系を図1に示す. Iacovides らは, 作動流体に水を用いレーザ・ドップラ流速計を用いて粗面壁を有する冷却流路内の乱流計測を行った. 管路は一辺長さ D が 50mm の正方形断面形状を有する直線管路と曲がり管路とから構成されている. 粗面壁は, 直線管路の左右壁面に, 一辺長が 5mm の正方形断面リブを9列, 50mm 間隔で周期配列することにより形成される. 従って, リブが配置された領域の全長は $8D$ となる. 曲がり部は, 曲率半径 $R_c = 0.65D$ の急峻な 180° 曲がり流路で構成される. 回転を与える場合には, この流路を直径 840mm の回転円盤上に設置し全体を回転させる. 計測は曲がり部, 上流直管部, 下流直管部にて行っている. 座標系は, 図1に示すように直管部においては直交座標系を, 曲がり管路部においては円筒座標系を便宜的に用いた. 直交座標系では主流方向を X_1 , 粗面壁に対し垂直方向を X_2 , 深さ方向を X_3 とした. 座標原点は曲がり管路入口に相当する $=0^\circ$ 断面の外壁面中央点とした.

3.2 レイノルズ応力輸送方程式

流れ場の非等方性を正確再現し各レイノルズ応力を予測するに扱う意味より, 解析にあたってはレイノルズ応力輸送方程式を解くことを考える. レイノルズ応力輸送方程式の厳密式は以下のように示される.

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

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. 数値計算を実行する上で障害となる左辺の対流項, 拡散項に対しては $Rodi^{(10)}$ 近似を用いてモデル化を

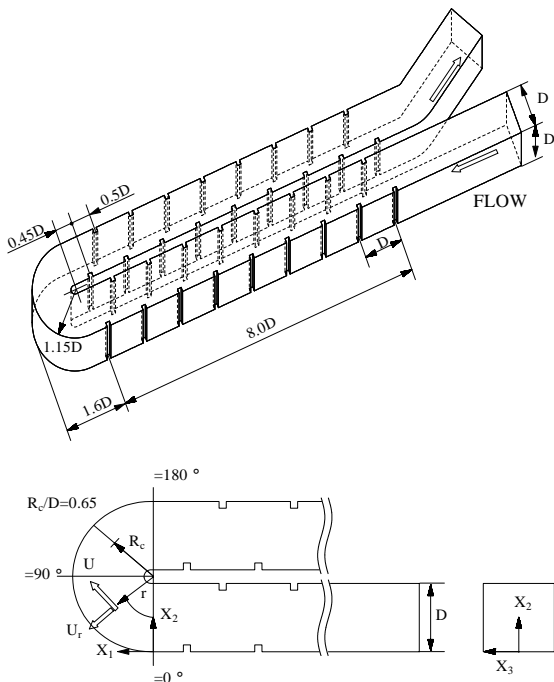


Fig.1 Schematic drawings of experimental apparatus and definition of coordinate system

行った. この近似より輸送方程式は, 微分式形から代数式形に変換されることになり計算負荷の低減に寄与する. 反面, 微分方程式にて関係づけられた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事実である. レイノルズ応力輸送方程式の圧力・ひずみ相関項のモデル化も問題となるが, この項のモデル化, ならびに定数系に関しては別報⁽¹¹⁾にて詳述した.

3.3 境界適合座標系

複雑形状流路を対象とする場合, 形状に沿って境界条件を設定することが必要となる. 本解析においては境界適合座標系を適用した. 境界適合座標系は, 物理平面上の解析領域を計算領域へ座標変換し計算平面上にて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持つ. 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. 式中の ξ, η, ζ は, 変換された計算座標上での座標軸を示す.

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

3.4 数値解析

計算対象領域は, 正方形断面の全断面を対象とした. 管路全体にわたる計算格子配列を図2に示す. 計算格子数は流れ方向に446, 断面方向に 21×21 を設定している. 曲がり管路部においては曲がり角5度毎に計算格子を設けた. 管路流入口から最上流部に位置するリブまでの距離は, 論文にて明記されていないため, 論文に示された流路管路図から算出し $3.5D$ の直管を設けた. 最下流部に位置するリブの後流に設けられた管路も同様に算出し, その形状も実験管路を踏襲した. 管路流入断面における境界条件については, 速度に関しては一様流速分布を与え, 乱流エネルギー, 乱流散逸値に関しては, 実験でも明記されていないため $k/U_b^2 = 1 \times 10^{-5}$, $\varepsilon = k^{3/2}/D$ と小さな値を流入条件として課した. 壁面における乱流エネルギー, 乱流散逸の境界条件は壁関数を用い, 出口境界条件はノイマン条件とした. 式の離散化は有限差分近似より行い計算諸量の格子点配置は Regular Grid 法に依った. 支配方程式の対流項差分近似は QUICK 法を使用した. 計算レイノルズ数は実験と同じ $Re=100,000$ である.

4. 結果と考察

4.1 平均速度分布の比較

図3に上下対称平面上 ($X_3/D=0$) での主流方向速度の実験との比較結果を示す. 比較は10断面にて比較し, 図中の横軸はリブが設けられた壁面からの垂直距離を表し, 曲がり部外壁 (Outer) から曲がり部内壁 (Inner) に向かう方向を常に正にとって比較した. $X_1/D = -0.45$ は, 曲がり管路入口断面から上流部に向かって最初に設置された外壁側リブに相当している. 一方, $X_1/D = 0.45$ は, 曲がり管路出口断面

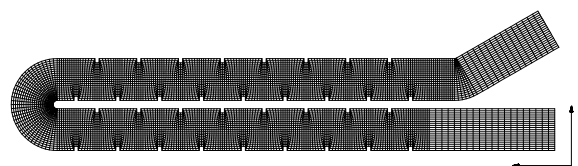


Fig.2 Computational mesh layout

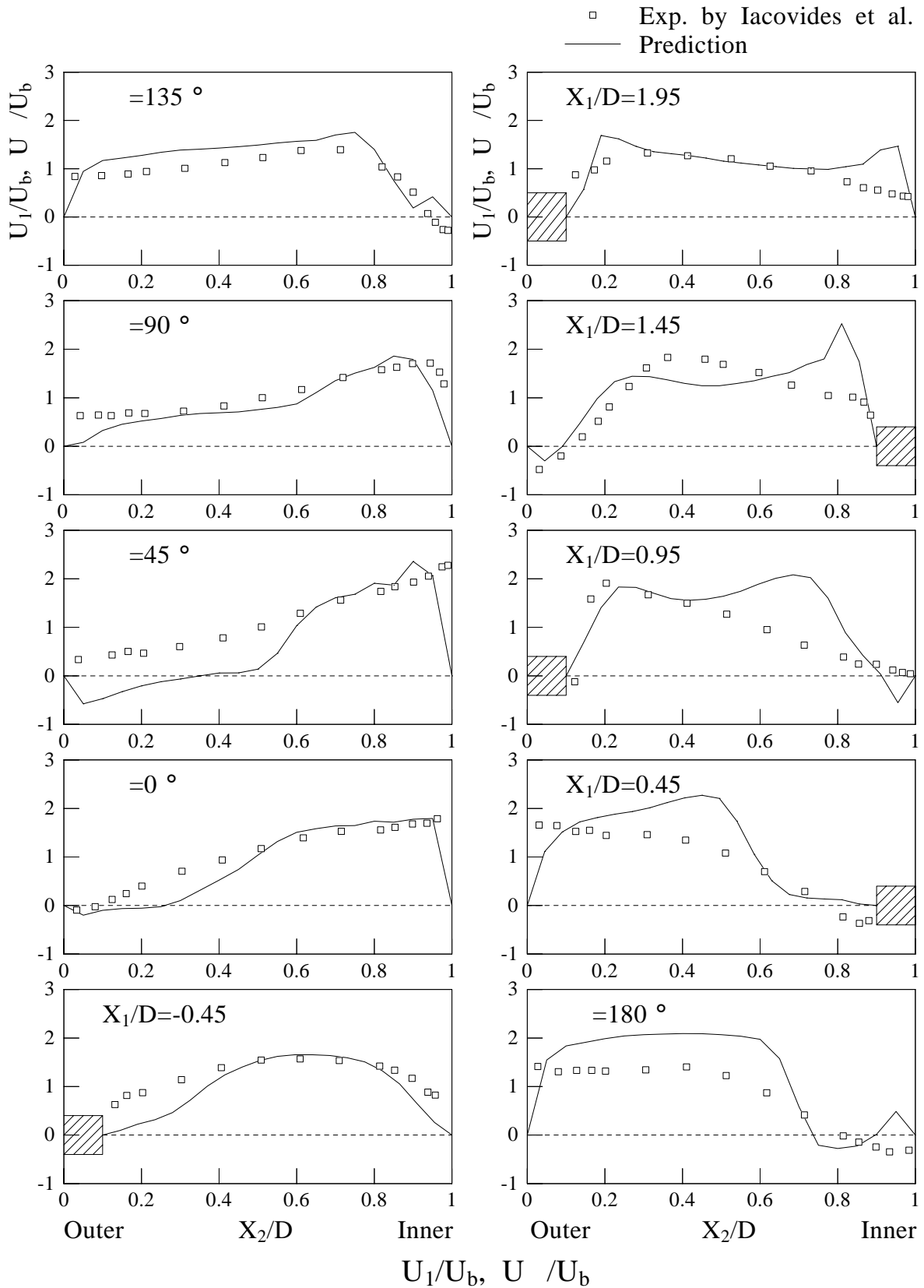


Fig.3 Comparison of streamwise velocity on symmetrical plane

から下流に設置された最初のリブ位置に相当し、 $X_1/D = 0.95, 1.45, 1.95$ は、それぞれ第 2, 3, 4 番のリブに相当している。

$X_1/D = -0.45$ 断面の両結果とも、リブの存在によりその

最大主流方向速度は Inner 側に偏る。この傾向は、曲がり管路入口部の $= 0^\circ$ 断面においても顕著に認められる。これは、曲がり管路に流入した流れが、急峻な曲がり外壁の存在により減速され、その結果、外壁で高い圧力が生成されるた

めである。こうした特徴的現象は、比較的急な曲がり角を有するいくつかの実験においても報告されている^(1,2)。こうした外壁での高い圧力は外壁近傍の流れにも影響し、実験では外壁近傍で僅かな、はく離領域を形成しているが、計算も同様なはく離現象を再現している。この外壁でははく離領域は、 $\theta = 45^\circ$ 断面に至ると実験では消滅するが、計算ではより顕著なはく離領域を予測する。

内壁側で最大主流方向速度を有する分布は、曲がり管路部でも保持され $\theta = 135^\circ$ 断面でも認められる。これまで曲がり管路で報告されている主流方向速度分布は、曲がり角が進むにつれ遠心力の増加により、その最大速度位置は外壁側に移動することが報告されているが、こうした現象は認められず、本解析のような急峻な曲がり角を有する流れに特有な現象と考えられる。計算結果は、こうした実験結果の速度分布を比較的良く予測している。 $\theta = 180^\circ$ の曲がり管路出口断面に至ると、実験は Inner 壁で明瞭なはく離領域を形成する。計算結果もこうしたはく離流れを再現しているが、Inner 壁から僅かに離れた領域で形成され実験の速度分布とは異なる。この断面では、このはく離領域の存在により、最大主流方向速度の位置は、曲がり管路の外壁に移動する。出口直管部では、曲がり管路部と比較すると実験との差異が認められる。特に $X_1/D = 0.45$ から 1.45 断面で顕著である。これは、曲がり管路出口近傍に形成される、はく離領域を計算は正確に予測していない点に起因すると思われる。さらに下流の $X_1/D = 1.95$ 断面での速度分布の差異が小さくなるのは、このはく離領域の影響が小さくなるためと解釈される。

曲がり管路部において、最大主流方向速度は Inner 側に生成され、特徴的現象であることを指摘したが、こうした分布は二次流れと強い相関を持つ。実験での計測結果は提示されておらず直接比較はできないが、図4にその二次流れ分布の計算結果を示す。 $X_1/D = -0.45$, $\theta = 0^\circ$ 断面では、二次流れ分布を明確にするためベクトルスケールが他の断面と異なる。 $\theta = 0^\circ$ 断面で外壁から内壁へ向かう二次流れが形成されているのは、外壁側に生成された高い圧力に起因している。一般的な曲がり管路では、この圧力勾配による二次流れは、曲がり角が進むにつれ遠心力に抑制され、上下対称軸上を内壁から外壁に向かう二次流れを形成し、最大主流方向速度は外壁側に移行することになるが、この圧力勾配による二次流れは減衰することなく、むしろその強度を強めながら発達する。この結果、最大主流方向速度は内壁側に留まることとなる。以上の様に、本解析で対象とした流れ場では二次流れ、主流方向速度とも、曲がり角が緩やかな一般的な曲がり管路では認められない特徴的な分布を示す。こうした現象が、急峻な曲がり角に起因することも、その要因の一つであるが、上流直管部の左右壁に設けられた粗面壁も大きく影響しているものと考えられる。さらに、この圧力勾配による二次流れは、曲がり管路下流の直管部に流入しても消滅することなく存在する。しかし、はく離流との干渉により複雑な二次流れを形成することが理解できる。こうした複雑な二次流れにより伝熱促進が図られるものと推察できる。

4.2 垂直応力分布の比較

図5に主流方向の垂直応力を実験と比較した結果を示す。実験結果から主流方向垂直応力は、曲がり管路に流入すると外壁側で僅かな増加傾向を示し、曲がり角が進むにつれ内壁側で、顕著なピーク値を有する分布へと変化していくことが解る。曲がり管路の流入部近傍では、計算は実験値を再現するが、 $\theta = 90^\circ, 135^\circ$ 断面の内壁側の最大値を計算値は予測していない。また、下流直管路における実験値と比較

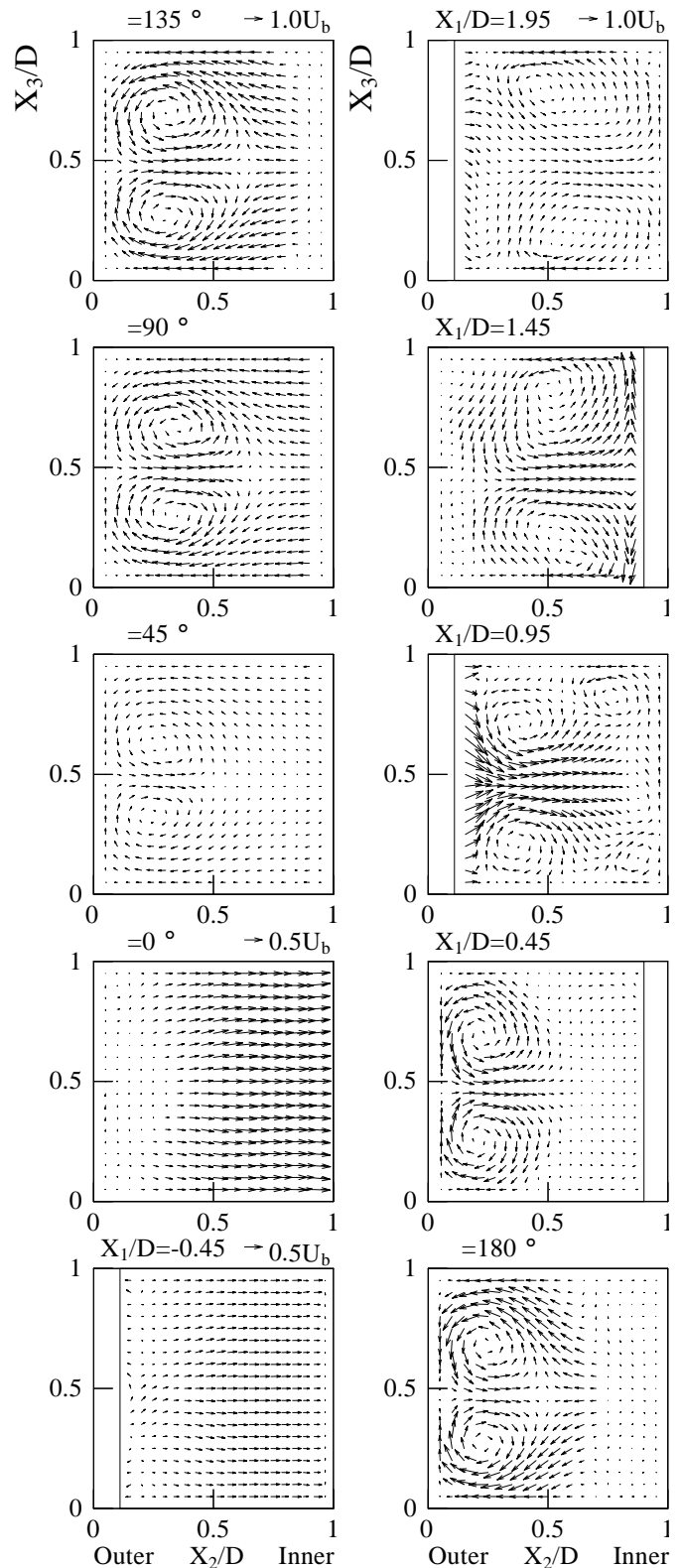


Fig.4 Calculated results of secondary flow

すると、計算は壁面近傍での値を正確に再現してはいないものの、その領域以外では比較的その分布を捕らえている。こうした壁面近傍での実験値との差異要因として、乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件として使用している壁関数を指摘できる。

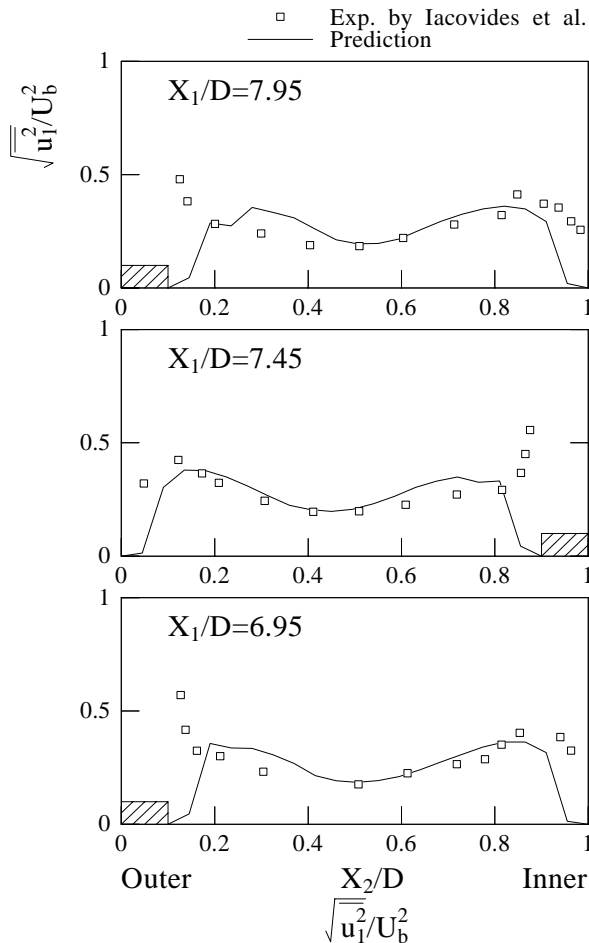


Fig.6 Comparison of streamwise fluctuating velocity in downstream

図 6, 7 は, それぞれ, さらに下流断面における主流方向垂直応力, 水平方向垂直応力の実験結果との比較結果である. 比較断面は何れの場合にも $X_1/D=6.95$ 以降であり, この位置は曲がり管路出口から下流に沿って数えて 14 番目のリブに相当する. この領域まで達すると, 曲がり管路出口近傍に生成されたはく離領域の影響は減少し, 垂直応力分布に関し, 計算は水平方向垂直応力を比較的再現しているのに対し, 主流方向垂直応力に関してはリブ近傍でのピーク値を予測していないことが理解できる. この点を除けば, 計算は比較的妥当な垂直応力分布を予測している.

5. 結 論

管路の対向壁にリブを千鳥状に設けた粗面壁と, 急峻な曲がり角を有する U 字形状曲がり正方形断面管路を対象に, その乱流挙動の数値解析を試みた. 解析結果は測定結果と比較することより以下の結論を得た.

(1) 曲がり管路における主流方向速度は, 内壁側で最大速度を有する特徴的な分布を形成する. また, 曲がり管路出口断面の内壁側ではく離流れを形成する. 計算結果はこうした現象を比較的良好的に予測した.

(2) 曲がり管路内で形成される二次流れは, 上下対称軸上を外壁から内壁へと移動し, 曲がり角が比較的緩やかな管路で形成される二次流れとは, まったく異なることを予測した.

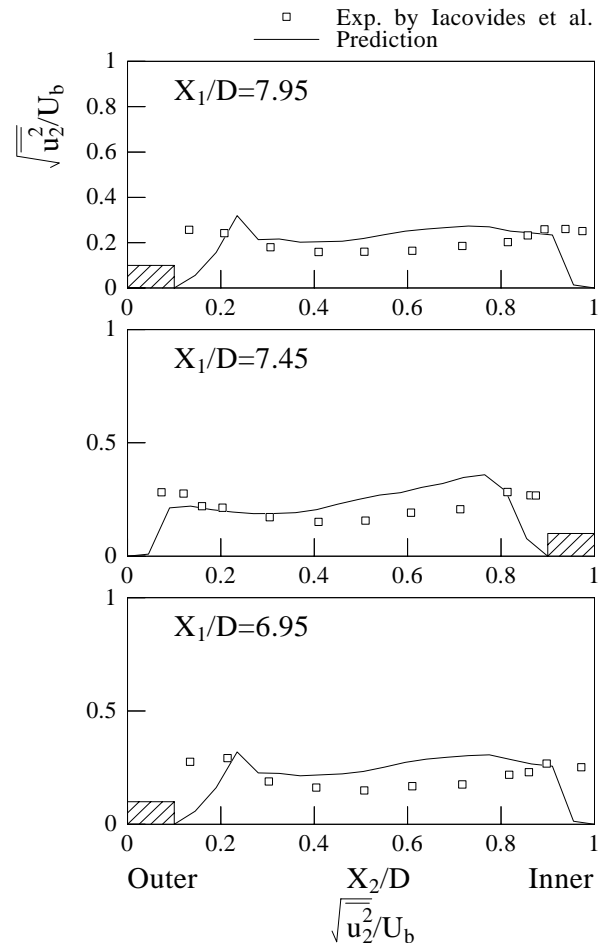


Fig.7 Comparison of horizontal fluctuating velocity in downstream

これは, 急峻な曲がり角より生成される外壁の高い圧力に起因する.

(3) 主流方向垂直応力は曲がり角が進むにつれて, 内壁側でピーク状の最大値を示すが, 計算はこのピーク値を予測するには至らなかった. この点を除くと, 比較的その分布を予測した.

(4) いくつかの点で実験値と差はあるが, 粗面を有する急峻な曲がり管路内の複雑乱流を代数応力モデルにて予測可能であることを示した.

6. 参 考 文 献

- (1) Han, J.C. and Park, J.S., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31-1 (1988), 183-195.
- (2) Kiml, R., Mochizuki, S. and Murata, A., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 123 (2001), 675-681.
- (3) Ekkad, S. V. and Han, J.-C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40-11 (1997), 2525-2537.
- (4) Hsieh, S.-S., Chen, P.-J., and Chin, H.-J., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 121 (1999), 725-734.
- (5) Iacovides, H., Jackson, D.C., Kelemenis, G., Launder, B.E. and Yuan, Y.-M., *Eng. Turbulence Modelling and Experiments* 3, (1996), 561-570.

- (6) Iacovides, H., Jackson, D.C., Launder, B.E. and Yuan, Y.-M., *Exp. Thermal and Fluid Science*, 19 (1999), 151-159.
- (7) Iacovides, H. and Raisee, M., *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, 20 (1999), 320-328..
- (8) Jang, Y.-J., Chen, H.-C. and Han, J.-C., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 123 (2001), 563-575.
- (9) Lin, Y.-L., Shih, T.-I.-P., Stephens, M.A. and Chyu, M.K., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 123 (2001), 219-232.
- (10) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, 56 (1976), 219 – 221.
- (11) 杉山 均・秋山光庸・芹沢寿行, *機論*, 56-531, B (1999), 3328 - 3335.
- (12) 須藤浩三・高見敏弘, *夕一ボ機械*, 20-12 (1991), 33-38.