

研究論文

1141. リブ付き粗面壁を有する正方形断面180°曲がり管路
流れの3次元乱流解析杉山 均^{1,*}, 渡辺 智力²*Numerical Analysis of Developing Turbulent Flow in a U-bend of
Strong Curvature with Rib-Roughened Walls*

Hitoshi SUGIYAMA and Chiriki WATANABE

Numerical analysis has been performed for three-dimensional developing turbulent flow in the U-bend of strong curvature with rib-roughened walls by using an algebraic Reynolds stress model. In this calculation, the 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. Calculated results of mean velocity and Reynolds stresses are compared with the experimental data in order to examine the validity of the presented numerical method and the algebraic Reynolds stress model. It has been pointed out as a characteristic feature from the experimental result that the maximum velocity appears near the inner wall of curved duct, which phenomenon is not recognized in mild curved duct. The present method could predict such velocity profiles correctly and reproduce the separated flow generated near the outlet cross section of curved duct. Adding to this, calculated results show clearly that the generation of maximum velocity near a inner wall is caused by pressure driven secondary flow which moves to inner wall from outer wall along symmetrical axis. As for the comparison of Reynolds stresses, the present turbulent model relatively predicts the experimental data well except for the flow separated region which is located near the outlet cross section of curved duct.

KEYWORDS: numerical analysis, turbulent flow, secondary flow, three dimensional flow, separation, roughened wall, algebraic Reynolds stress model

I. 緒 言

原子炉装置は複雑形状管路により構築された巨大構造物であり、将来的な新型原子炉では、より複雑な流路形状で構成される可能性がある。特に、新型ガス炉ではガスタービンの使用も考えられている。こうしたガスタービン翼内に設けられる冷却流路も複雑形状管路の代表的な一つであり、粗面壁を有し、かつ急峻な曲がり管路により構成される。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が、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、はく離再付着現象、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。したがって、粗面壁を有し、かつ急峻な曲がりをもつ管路内の流れは、複雑乱流に代表される流れの一つでもある。

こうした粗面壁を有する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 ら⁴⁾は、回転する急峻な90°曲がり管路内流れを対象に、レーザー流速計を用いて、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、粗面壁を有する曲がり流路を対象に、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、レーザー流速計を用い比較的詳細に報告している。さらに Iacovides ら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

¹ 宇都宮大学大学院工学研究科エネルギー環境科学専攻(Energy and Environ. Sci., Graduate School of Eng., Utsunomiya Univ.)

² 日立ホーム・アンド・ライフ・ソリューション(株)(Hitachi Home & Life Solutions, Inc.)

(2002年 8月21日 受理; 2002年 10月11日 査読通過)

* 著者連絡先: Tel. & Fax. 028-689-6031,
E-mail: sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp

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-Raisee⁷⁾は、温度場も含め標準的な2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 ら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、 $k-\omega$ 2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、粗面壁を有する曲がり管路内流れに関する研究は、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少ないのが現状である。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、回転する流路内の乱流計測結果も示しているが、本研究では、第1段階として静止した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。

II. 解析手法

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 Fig. 1 に示す。Iacovides らは、作動流体に水を用い、レーザー・ドップラー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1辺長さ D が 50 mm 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、1辺長さが 5 mm の正方形断面リブを9列、50 mm 間隔で周期配列することにより形成される。したがって、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

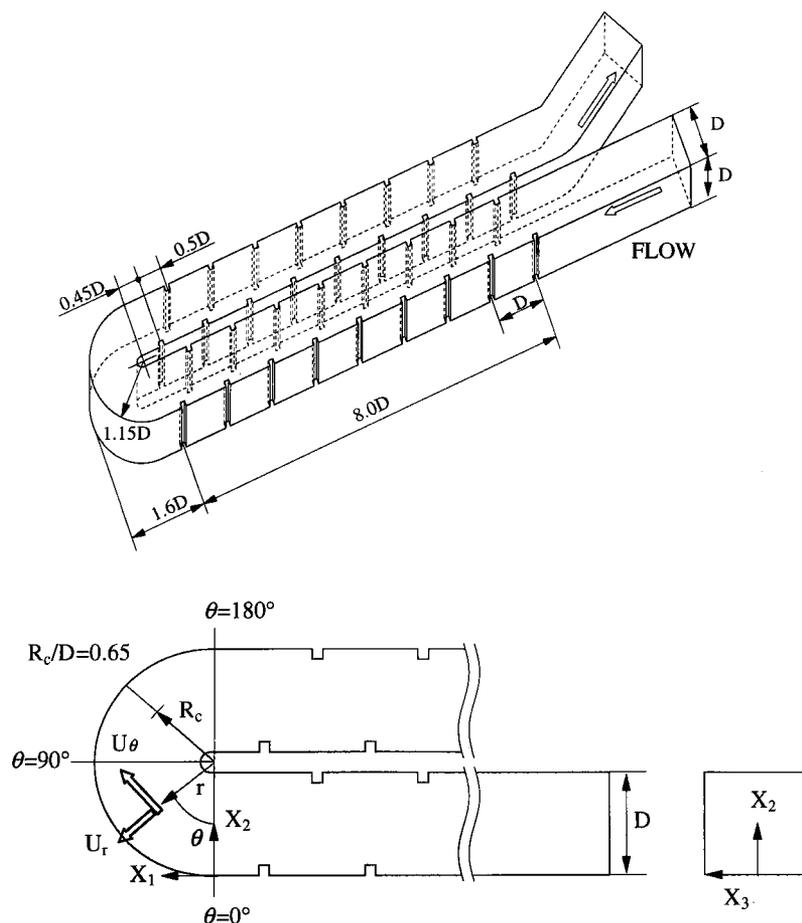


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus and definition of coordinate system

される。回転を与える場合には、この流路を直径 840 mm の回転円盤上に設置し全体を回転させる。

座標系は、Fig. 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 $\theta=0^\circ$ 断面の外壁面中央点とした。

2. レイノルズ応力輸送方程式

流れ場の非等方性を再現し各レイノルズ応力を正確に予測する意味より、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。

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

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、右辺の拡散項に対しては、Rodi¹⁰⁾ 近似を用いてモデル化を行った。この近似より輸送方程式は、微分形式から代数形式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も事実である。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、基本的に Launder-Reece-Rodi¹¹⁾ モデルを用い、4 次相関テンソルの制約条件に改良を加え再構築したモデルを用いた。モデル定数に関しては、単純せん断応力流れ、壁面近傍流れに適用し定数決定を行った。この項のモデル化、ならびに定数系に関しては別報¹²⁾ にて詳述した。

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。

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

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 Fig. 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° ごと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定し、入口部に $3.5D$ 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、 $k/U_b^2 = 1 \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon = k^{3/2}/D$ 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、出口境界条件は自由流出条件とした。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 法によった。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。

III. 結果と考察

1. 平均速度分布の比較

Fig. 3 に上下対称軸上 ($X_3/D = 0$) での主流方向速度の実験との比較結果を示す。実験、計算値とも断面内平均速度にて無次元化した。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

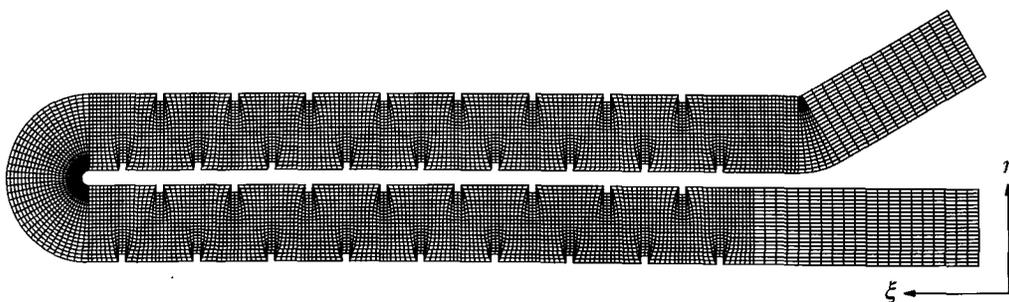


Fig. 2 Computational mesh layout

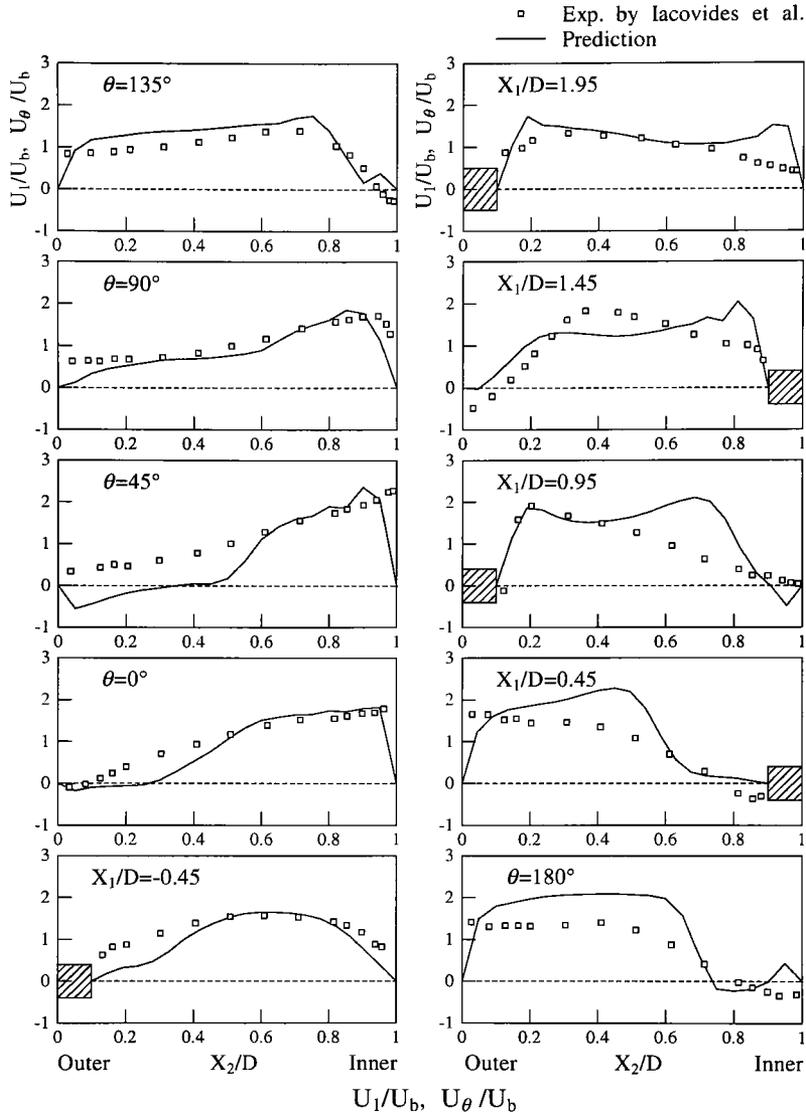


Fig. 3 Comparison of streamwise velocity on symmetrical plane

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内側に偏る。この傾向は、曲がり管路入口部の $\theta = 0^\circ$ 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、比較的急な曲がり有するいくつかの実験においても報告されている¹³⁾。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。この外壁でののはく離領域は、 $\theta = 45^\circ$ 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好に予測している。 $\theta = 180^\circ$ の曲がり管路出口断面に至ると、実験は内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、内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 $X_1/D = 0.45 \sim 1.45$ 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内側に生成され、特徴的現象であることを指摘したが、こうした分布は2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、Fig. 4にその2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、2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2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2次流れは、曲がり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2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、本解析では、この圧力勾配による2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。

以上のように、本解析で対象とした流れ場では2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、急峻な曲がり起因することも、その要因の一つであるが、上流直管路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2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2次流れを形成することが理解できる。こうした複雑な2次流れにより伝熱促進が図られるものと推察できる。

2. レイノルズ応力分布の比較

Fig. 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わかる。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° 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。

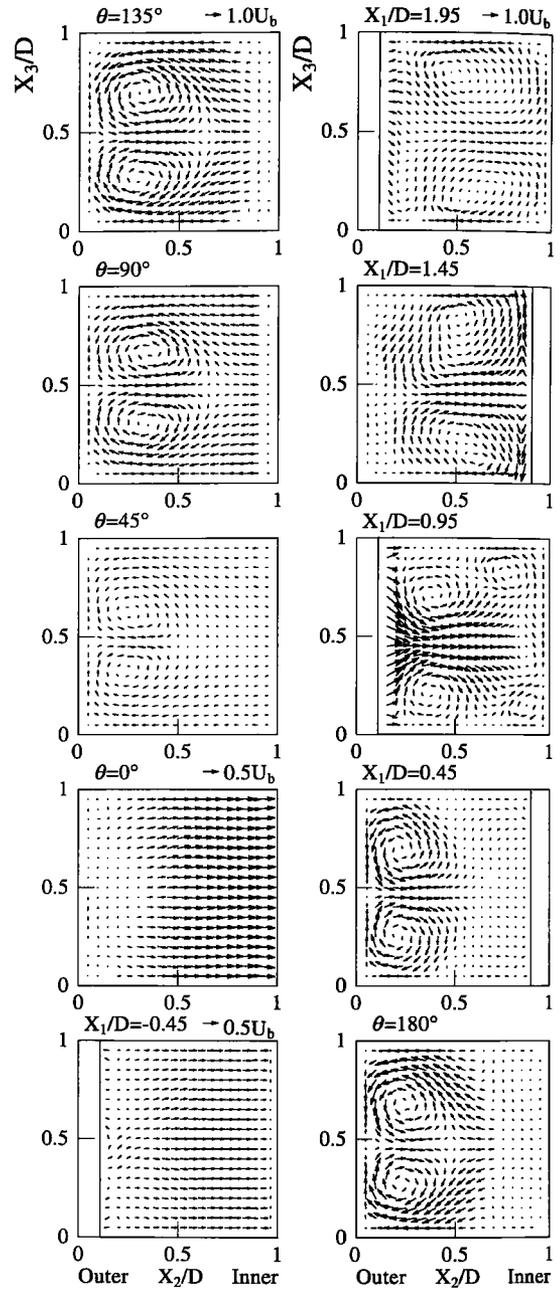


Fig. 4 Calculated results of secondary flow

Fig. 6は曲がり管路出口 $\theta = 180^\circ$ 断面から、下流直管路におけるせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 分布を比較した結果である。せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ は、 $\theta = 180^\circ$ 断面では小さな値を有するが、下流に行くに従い、異符号領域を形成し、その絶対値は増加する傾向にあることが実験結果からわかる。これに対し計算は、全体的に実験値と異なる分布を示している。曲がり管路出口断面からは、比較的大きなはく離流れが形成され、その後の流れに大きく影響するが、計算はこうしたはく離領域における速度分布を子細に予測していないことが、せん断応力を正確に予測できない差異要因と思われる。

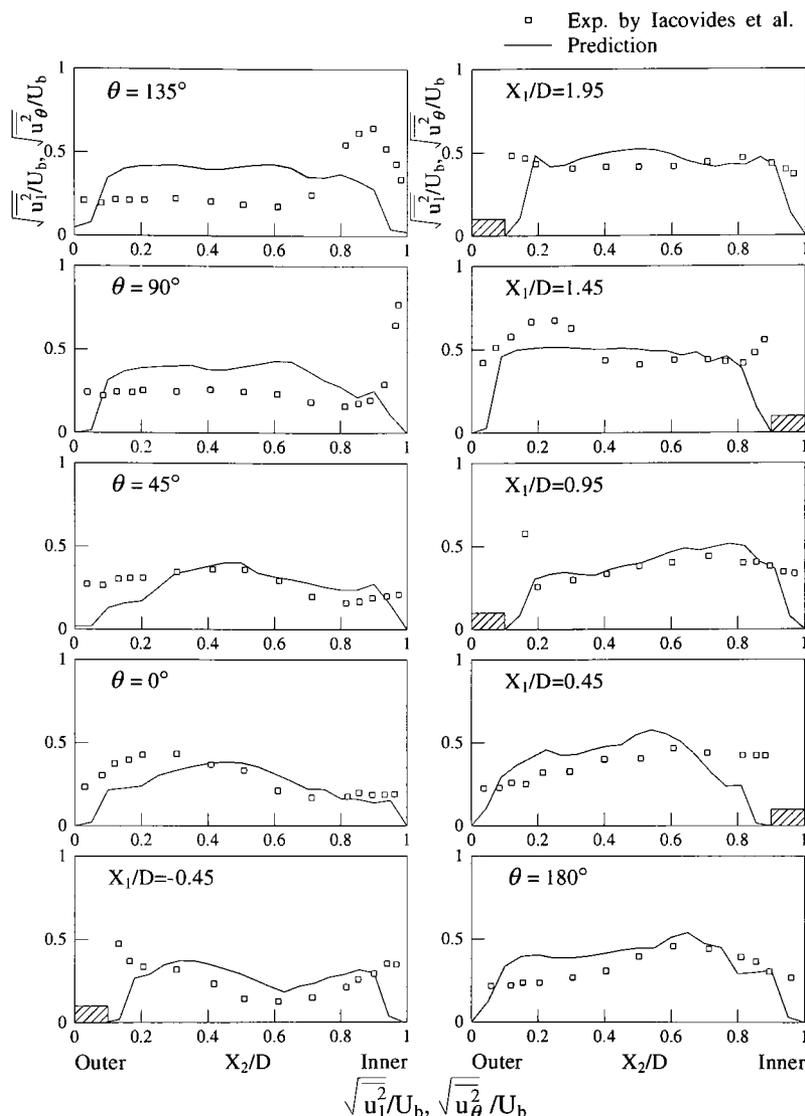


Fig. 5 Comparison of streamwise fluctuating velocity on symmetrical plane

る。こうしたはく離流を伴う場合、はく離点、はく離再付着点の位置を正確に予測できないと、速度分布は実際と大きく異なり、せん断応力分布に影響が現れるものと考えられる。

Fig. 7~9は、それぞれ、さらに下流断面における主流方向垂直応力、水平方向垂直応力およびせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の実験結果との比較結果である。比較断面はいずれの場合にも $X_1/D=6.95$ 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番目のリップに相当する。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、Fig. 6に示したせん断応力の比較結果と、この領域におけるせん断応力の比較結果を比べると、計算はより実験値を良好に再現している。一方、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ップ近傍で

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。

IV. 結 論

管路の対向壁にリップ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。解析結果を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に予測した。
- (2) 曲がり管路内で形成される2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2次流れとは、まったく異なる

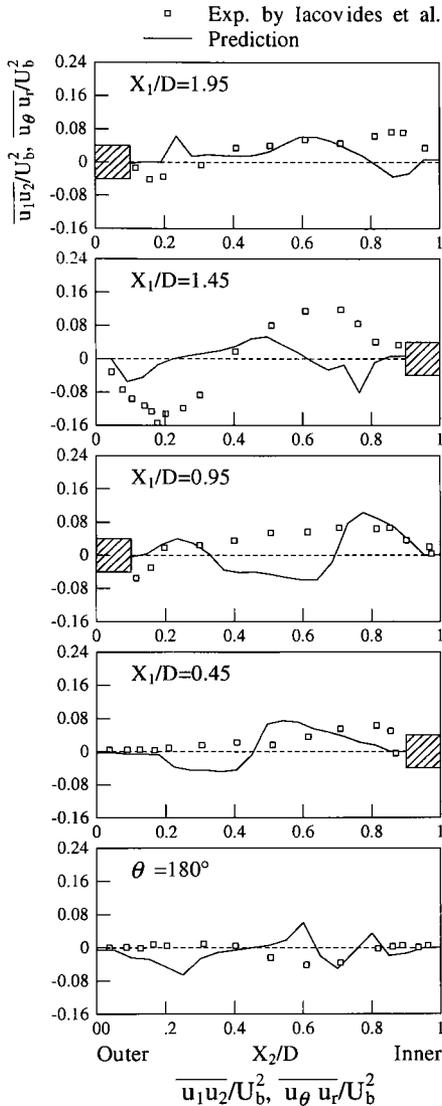


Fig. 6 Comparison of shear stress

ることを予測した。これは、急峻な曲がりに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、比較的その分布を再現した。
- (4) 曲がり管路出口近傍のせん断応力分布を、計算は良好に予測していない。これは曲がり管路出口近傍では、はく離流が形成され、そのはく離点、再付着点を正確に予測していないことに起因する。したがって、その影響が減少する下流領域では、計算は実験値に近いせん断応力を予測する。
- (5) 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。

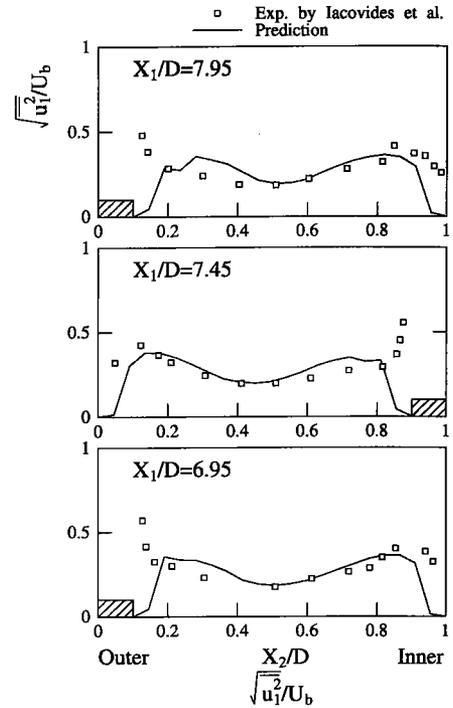


Fig. 7 Comparison of streamwise fluctuating velocity in downstream

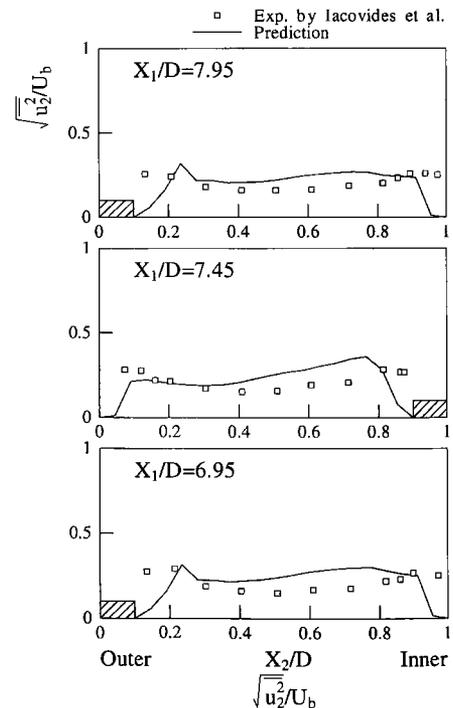


Fig. 8 Comparison of horizontal fluctuating velocity in downstream

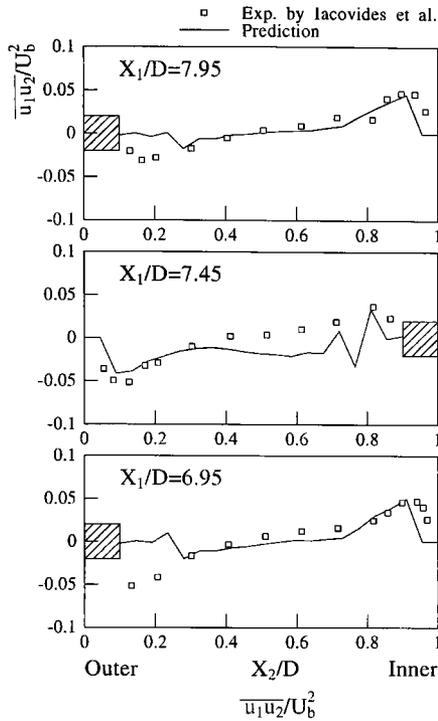


Fig. 9 Comparison of shear stress in downstream

〔記号〕

- D : 正方形断面の1辺長さ
- 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 : レイノルズ数 $U_b D / \nu$
- U_θ, U_r : θ, r 方向時間平均速度

- u_θ, u_r : θ, r 方向時間速度変動
- $\overline{u_i u_j}$: 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
- ε : 乱流散逸
- ν : 動粘性係数
- θ : 曲がり角度

— 参考文献 —

- 1) J. C. Han, J. S. Park, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31**[1], 183~195 (1988).
- 2) R. Kiml, S. Mochizuki, A. Murata, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **123**, 675~681 (2001).
- 3) S. V. Ekkad, J. C. Han, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **40**[11], 2525~2537 (1997).
- 4) S. S. Hsieh, P. J. Chen, H. J. Chin, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **121**, 725~734 (1999).
- 5) H. Iacovides, D. C. Jackson, G. Kelemenis, B. E. Launder, Y. M. Yuan, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 3*, Elsevier, 561~570 (1996).
- 6) H. Iacovides, D. C. Jackson, B. E. Launder, Y. M. Yuan, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **19**, 151~159 (1999).
- 7) H. Iacovides, M. Raisee, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20**, 320~328 (1999).
- 8) Y. J. Jang, H.C. Chen, J. C. Han, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **123**, 563~575 (2001).
- 9) Y. L. Lin, T. I. P. Shih, M. A. Stephens, M. K. Chyu, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **123**, 219~232 (2001).
- 10) W. Rodi, *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**, 219~221 (1976).
- 11) B. E. Launder, G. J. Reece, W. Rodi, *J. Fluid Mech.*, **68**, 537~566 (1975).
- 12) 杉山 均, 秋山光庸, 佐藤誉之, 原子力誌, **39**[7], 582~592 (1997).
- 13) 須藤浩三, 高見敏弘, ターボ機械, **20**[12], 33~38 (1991).