

正方形断面を有する曲がり管路内乱流の平均速度場解析*

(第1種二次流れ, 第2種二次流れの遷移挙動の予測)

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
山 中 和 典^{*2}, 佐 藤 誉 之^{*1}

Numerical Analysis of Developing Turbulent Flow in a Square-Sectioned Bend (Prediction of Turbulent Flow with the Secondary Flow of the First and the Second Kind)

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Kazunori YAMANAKA and Takayuki SATO

A numerical analysis has been performed on developing turbulent flow in a square-sectioned 180 deg bend. The ratio of bend mean radius of curvature to hydraulic diameter is 3.35 and straight ducts of 31 hydraulic diameter long are attached to the inlet and outlet planes of the bend. In 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 boundary conditions. Calculated results were compared with the experimental data available. Moreover, the transition from the secondary flow of the second kind to that of the first kind and vice versa are examined. It was found that the present method predicted the mean flow velocity with a minimum at 90 deg of bend without much discrepancy. In a straight duct of a bend inlet, the secondary flow of the second kind transforms into that of the first kind at 1.0~1.6 hydraulic diameter upstream from the bend inlet. In contrast, in a straight duct of a bend outlet, the secondary flow of the first kind is accelerated downstream from bend outlet by increasing the pressure gradient of the square cross section. After this acceleration, the secondary flow of the first kind decays and gradually transforms into the secondary flow of the second kind.

Key Words: Numerical Analysis, Secondary Flow, Turbulent Flow, Square-Sectioned 180-Deg Bend, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

正方形断面を有する曲がり管路は, 各種流体輸送はもとより, 熱交換器, 原子炉用蒸気発生器, 化学反応装置, 冷却装置など機械工学の分野に限ることなく利用され, 円形断面を有する曲がり管路とともに工業的に重要な管路要素の一つである。また, この種の管路が活用される流れ場の多くは乱流である。この意味から, 正方形断面管路内乱流に関する研究は, 円形断面曲がり管路とともに, 実験的にも解析的にも多くの研究が報告されている。

Humphrey-Whitelaw-Yee⁽¹⁾ は, 曲がり半径比 2.3(水力直径に対する曲がり流路中心までの半径比)の比較的曲がりのきつい正方形断面を有する 90° 曲がり管路を対象に, レーザドップラー流速計による測定を行っている。曲がり入口には完全発達乱流を流入させ, 遠心力により発生する二次流れは混合平均速度の 28% に達すること, この二次流れによる曲がり外壁側での乱れの非等方性が, 二次元曲がり管内乱流の場合と比較して, 等方的になることを報告している。

Taylor-Whitelaw-Yianneskis⁽²⁾ は, 曲がり入口に流入する速度分布による影響を明らかにする意味より, 曲がり入口に水力直径の 7.5 倍の助走区間を設けた 90° 曲がり管を対象に, 層流, 乱流の発達しつつある流れを流入させ実験を行った。その結果二次流れ強度は層流の場合, 混合平均速度の 0.6 倍, 乱流の場合 0.4 倍となることを示し, このことが曲がり入口における境界層厚さに起因することを明らかにした。

これら 90° 曲がり管路に対して Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ は, 180° 曲がり管路を対象に曲がり入口, 出口部に水力直径の 31 倍の直管を設けて実験を行っている。その結果, 曲がり角 90° における主流方向速度分布の一領域に, 速度が大きく減少する領域が存在すること, 同一位置において主流方向変動速度は逆に増加することを報告している。

一方, 正方形断面曲がり管路内乱流に関する数値計算は, 乱流モデルを用いたいくつかの結果が報告されている。特に Choi-Iacovides-Launder⁽⁴⁾ は $k-\varepsilon$ 2 方程式モデル, および代数応力モデルを用いて Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ の指摘した曲がり角 90° における主流方向速度の減少, 主流方向速度変動の増加現象の予測を試みた。その結果, 代数応力モデルのほうが勝るものの実験との一致は不十分であることを報告し

* 原稿受付 平成 6 年 5 月 16 日。

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

^{*2} 日立製作所 (〒101 東京都千代田区神田駿河台 4-6)。

ている。

以上のように、正方形断面曲がり管路には、いくつかの特徴的な現象が報告されているが、この種の管路は、さらに興味ある現象を内包している。すなわち、曲がり入口直管部に生成される第2種二次流れは、曲がり部に流入すると第1種二次流れに遷移し、その後出口直管部において、再度、第2種二次流れへと遷移するであろうという曲がり円管路には見られない複雑な流動を示す点である。そこで、本研究においてはChang-Humphrey-Modavi⁽³⁾の実験を対象に、その実験の中で報告された主流方向速度の減少を数値予測するとともに、第1種、第2種二次流れの遷移挙動についても予測を試み、新たな知見を得ることを目的とする。乱流モデルとしては、代数応力モデルを用いて解析する。本代数応力モデルは、レイノルズ応力輸送方程式中の圧力・ひずみ相関項に、改良を加えたモデル⁽⁵⁾であり、Choi-Iacovides-Launder⁽⁴⁾の使用したモデルとは異なる。

これまで多くの乱流モデルと、その乱流モデルを適用した解析例が種々提示されているが、第1種、第2種二次流れの共存を数値予測し、その遷移流動挙動について報告されている解析は、著者の知る限りにおいて報告されていない。したがって、本レイノルズ応力モデルによって、それらの現象をどの程度予測できるのかを見極めることは、乱流モデルの妥当性、はん用性を検討するうえでも重要な点であると思われる。また、計算に際しては三次元流路として解析するが、境界条件の設定が容易な境界適合座標系を導入し解析を行うこととする。

2. おもな記号

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

D_h : 水力直径

De : ディーン数 $= Re\sqrt{D_h/2R_c}$

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P : 時間平均圧力

R_c : 曲がり流路中心位置までの半径

r : 流路内の任意な位置までの半径

r_i : 内壁面までの半径

r_o : 外壁面までの半径

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

$U_{1\max}$: 流路断面内主流方向最大速度

U_b : 混合平均速度

U_r : 円筒座標上の半径方向時間平均速度

U_θ : 円筒座標上の円周方向時間平均速度

X_i : 直交座標系での i 方向座標軸

θ : 曲がり入口からの曲がり角度

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 解析対象とした Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾の実験装置の概略図、ならびに座標系を図1に示す。 U_θ, U_r は主流方向、半径方向の速度を示している。流路断面は、一辺が4.45 cmの正方形断面であり、入口、出口部には水力直径の31倍に当たる正方形断面直管が接続されており、曲がり半径比は3.35と比較的曲がりのきつい流路を形成している。実験に際しては、作動流体に水を用い、レーザドップラー流速計にて、時間平均速度、ならびに乱流特性量の測定を、曲がり部ならびに直管部に行っている。混合平均速度、水力直径を用いたレイノルズ数は56700であり、ディーン数は $De=21900$ である。

3.2 レイノルズ応力方程式 レイノルズ応力方程式の厳密式は次式にて示される。

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

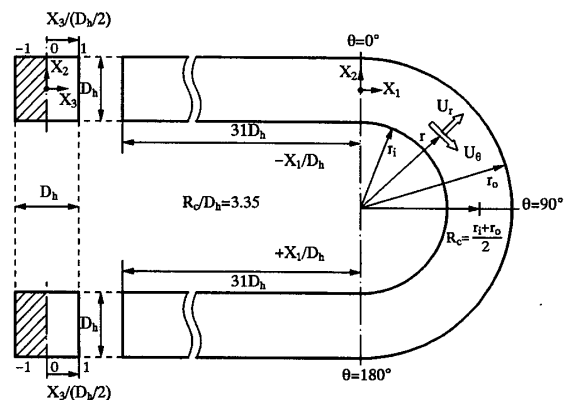


図1 計算対象空間および座標系

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⁽⁶⁾近似を用いてモデル化を行った。

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、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。この項を含むレイノルズ応力輸送方程式のモデル化に関しては別報⁽⁵⁾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。

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

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⁽⁷⁾。

3.4 数値解析 計算に際しては、系の対称性を考慮し図1の斜線で示す正方形断面の1/2断面にて解析を行った。計算においても実験と同一長さの助走区間を設け計算を行った。図2にその計算格子を示す。 X_3 軸方向に21、 X_2 軸方向に41、流れ方向に144の計算格子を配列した。計算格子には不等間隔格子を用いて、変化の急な領域には密に設定した。図2中の ξ, η, ζ は計算平面上での座標系を示している。計算レイノルズ数は、実験と同じ56700である。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。乱流エネルギー、乱流散逸の入口条件は、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。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、Regular Grid法によった。支配方程式の対流項差分近傍はQUICK(三次精度の風上差分)を使用した。また、数値解析に際しては支配方程式を三次元だ円形方程式として扱い解析を行った。

4. 結果と考察

Chang-Humphrey-Modavi⁽⁸⁾は、入口直管部に相当する $X_1 = -1.0D_h$ 、曲がり部 $\theta = 3, 45, 90, 177^\circ$ 、そして出口直管部の $X_1 = 5.0D_h, 20.0D_h$ の各位置において、時間平均速度、ならびにレイノルズ応力の測定を行っている。これらの測定結果のうち、本解析においては緒言に述べた主旨に沿って平均速度場のみについて比較検討を行う。

4.1 平均速度場の比較 図3に、 $X_1 = -1.0D_h$ における主流方向、断面方向速度の実験、計算結果との比較を示す。計算結果は、実験同様、主流方向最大速度 U_{1max} にて無次元化し比較した。図4は、同一位置における、主流方向速度等値線、および二次流れベクトル図の計算結果を示す。図3より計算は、主流方向速度を比較的良好に予測しているものの、断面方向速度には差異が認められる。計算においては、図4に示すベクトル図より、この位置で、ほぼ左右対称の第2

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

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

$$P_{ij} = -\bar{u}_i \bar{u}_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\bar{u}_i \bar{u}_k \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

$$P_k = -\bar{u}_k \bar{u}_l \frac{\partial U_k}{\partial x_l}$$

表2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.40	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.10

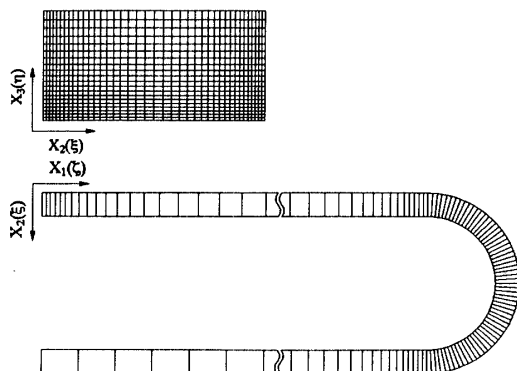


図2 計算格子

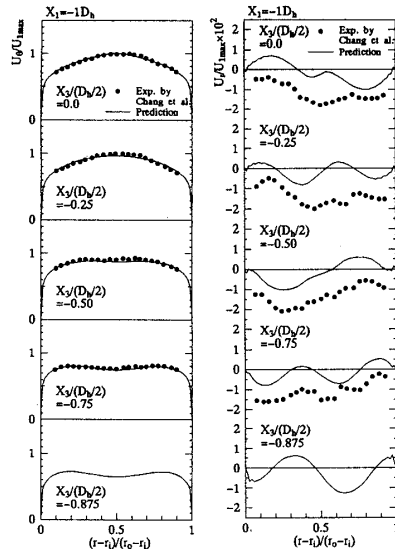


図 3 $X_1 = -1.0D_h$ における時間平均速度比較

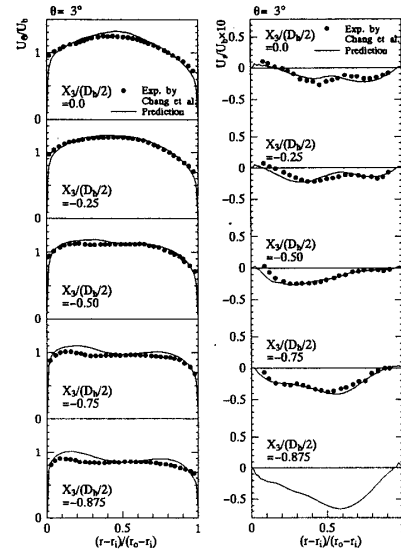


図 5 $\theta = 3^\circ$ における時間平均速度比較

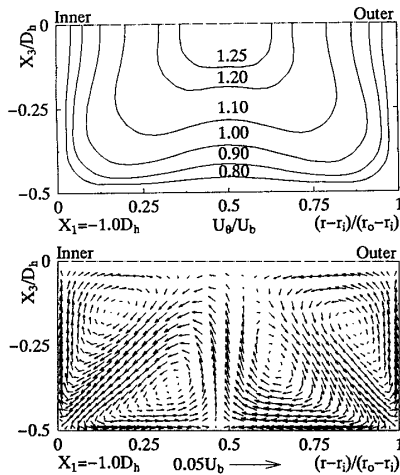


図 4 $X_1 = -1.0D_h$ における計算結果

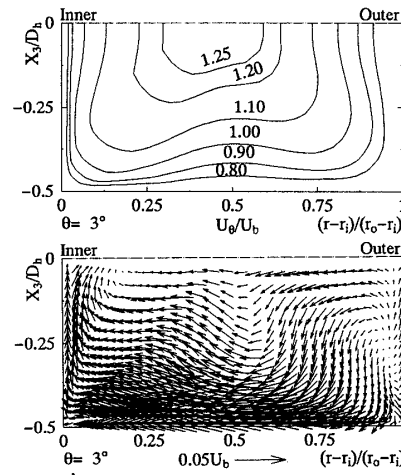


図 6 $\theta = 3^\circ$ における計算結果

種二次流れを予測しているが、実験結果はいずれの位置においても負符号を示しており、外壁から内壁に向かう一方方向の第2種二次流れが存在することを示している。

図5は、曲がり部に相当する $\theta = 3^\circ$ における円周方向速度、半径方向速度の実験、計算とを比較した結果である。各値は混合平均速度にて無次元化している。また図6に、同一位置における主流方向速度等値線、ベクトル図の計算結果を示す。図5より計算は良好に両速度分布を予測している。図6に示す計算結果より、この位置では外壁面から内壁面に向かう、比較的強度の大きな二次流れが存在することが理解できる。これは、きつい曲がり壁面より、曲がり入口近傍の外壁面側に高い圧力が存在することに起因している。このことは、後に詳述する実験、計算の二次流れ強度より、

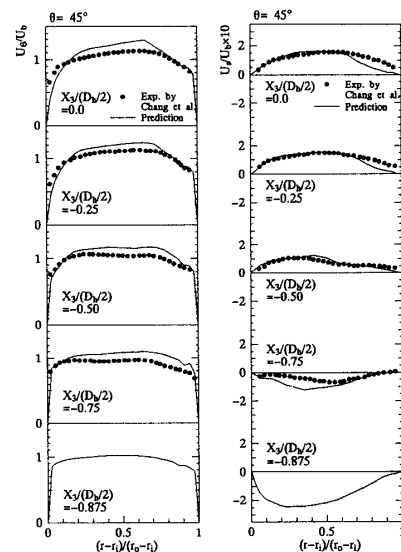


図 7 $\theta = 45^\circ$ における時間平均速度比較

この位置における二次流れは、圧力こう配に誘起される第1種二次流れと解釈される。

図7は、曲がり部 $\theta=45^\circ$ における円周方向速度、半径方向速度の実験、計算とを比較した結果である。各値は混合平均速度にて無次元化している。また、図8は、同一位置における主流方向速度等値線、ベクトル図の計算結果である。この位置では、1.25の主流方向速度等値ラインが外壁側に寄っていることから、外力としての遠心力により半径方向速度が上下対称軸 (X_2 軸) に沿って内壁から外壁に向かって流れる。この流れの発生により、底壁面近傍においては外壁から内壁に向かって流れ、大きな1個の渦を形成することが実験、計算より理解できる。図7より、計算結果は、比較的良好に実験を予測していることがわかる。

図9は、曲がり部 $\theta=90^\circ$ における円周方向速度、半径方向速度の実験、計算とを比較した結果である。

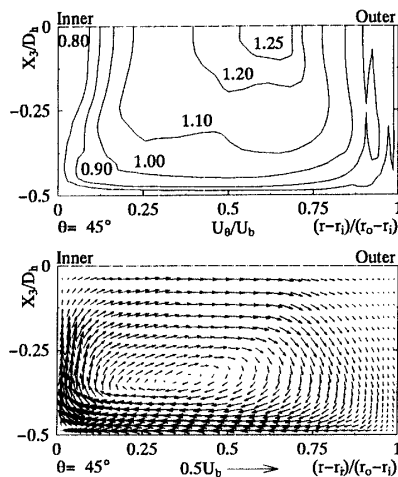


図8 $\theta=45^\circ$ における計算結果

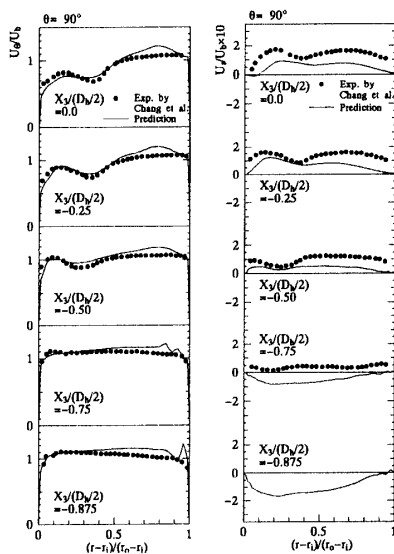


図9 $\theta=90^\circ$ における時間平均速度比較

図10は、同一位置における円周方向速度等値線、ベクトル図の計算結果である。この位置において、Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾は、上下対称軸 (X_2 軸) に沿った円周方向速度分布の $(r-r_i)/(r_o-r_i)=0.4$ 近傍にて、速度は大きく減衰し極小値を取ることを特徴的な現象として指摘している。Choi-Iacovides-Launder⁽⁴⁾は、この現象を $k-\epsilon$ 2 方程式乱流モデル、代数応力モデルを用いて解析しているが、実験値を良好に予測するには至らなかった。この円周方向の速度の減少は、壁面近傍の低流速流体が、二次流れにより流路中心方向に移動することに起因するためと解釈され、彼らは、この現象を予測するには、二次流れを正確に予測することが必要であることを指摘している。図9より、本計算結果は、比較的良好に、この円周方向速度の減衰現象を予測しているものと思われる。また、半径方向速度分布においても、一部、符号が異なる結果を示すものの比較的良好に実験値を予測しており、本解析手法の妥当性を示しているものと思われる。また、図10の計算結果より、壁面近傍の0.9の等速度ラインが、二次流れに沿って、側壁面から流路中心方向に向かって大きく張り出していることがわかる。

図11は、曲がり部 $\theta=177^\circ$ における円周方向速度、半径方向速度の実験、計算とを比較した結果である。図12は、同一位置における円周方向速度等値線、ベクトル図の計算結果である。円周方向速度分布にて、底壁面に近づくにつれ、実験と計算との差は大きくなっており、計算では壁面近傍においても比較的大きな円周方向速度が存在するのが特徴的である。このことは、図12に示す計算結果の速度等値線から明らかである。一方、半径方向速度分布においても底壁面近傍での実験値との差が大きく、計算値は実験値を小さく予測している。また、図6, 8, 10, 12の二次流れベクトル図の

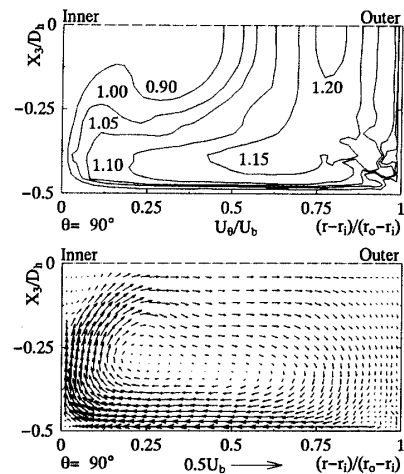
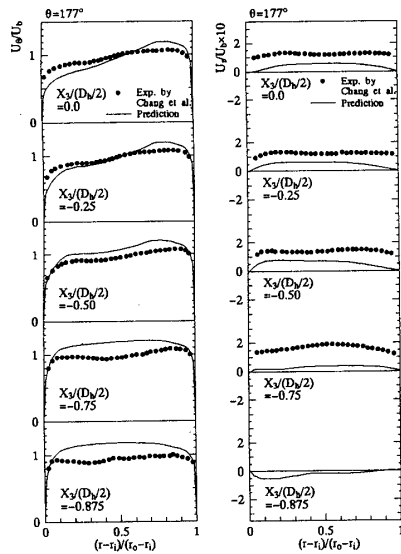
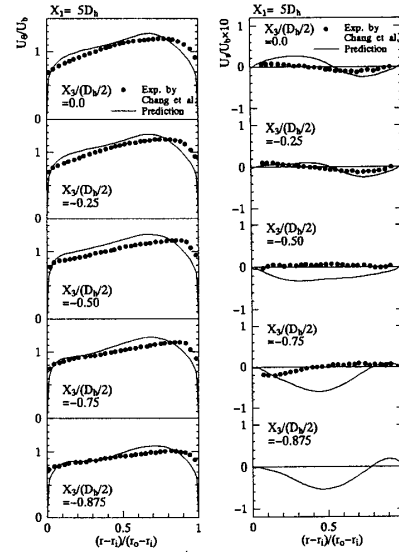
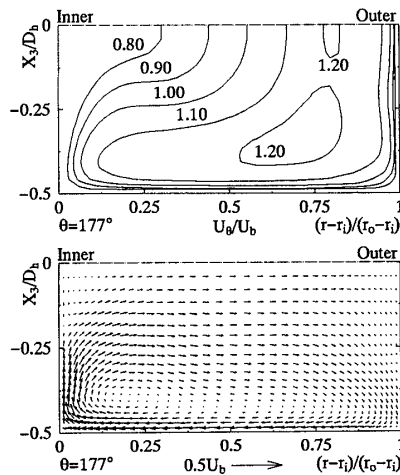
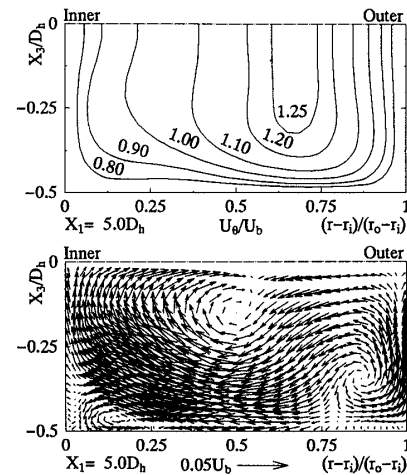


図10 $\theta=90^\circ$ における計算結果

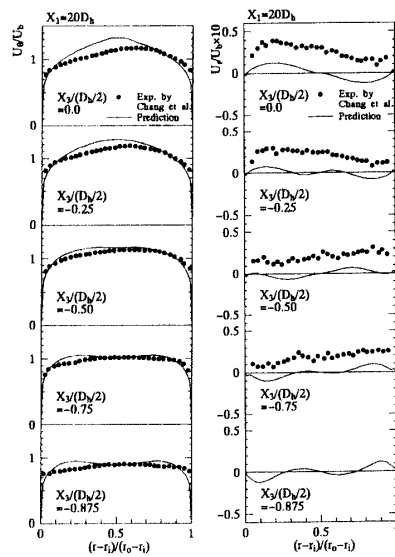
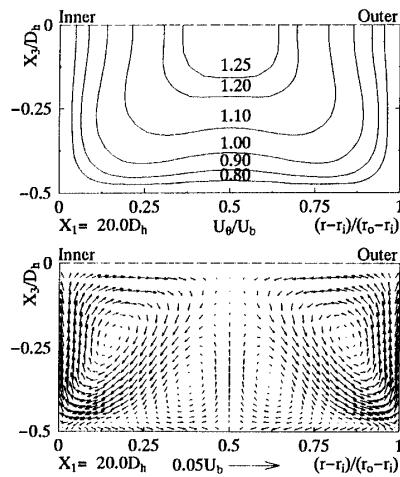
図 11 $\theta=177^\circ$ における時間平均速度比較図 13 $X_1=5.0D_h$ における時間平均速度比較図 12 $\theta=177^\circ$ における計算結果図 14 $X_1=5.5D_h$ における計算結果

計算結果, および計算結果のデータベースから, 二次流れは $\theta=54^\circ$ にて最も大きな強度を示し, その後減衰する傾向を示す。

図 13 は, 曲がり流路出口より $5.0 D_h$ 下流に位置する直管部における主流方向, 断面方向速度の実験, 計算との比較結果を示したものである。計算結果は, 実験同様, 混合平均速度にて無次元化し比較した。図 14 は, 同一位置における, 主流方向速度等値線, および二次流れベクトル図の計算結果を示している。計算結果は, 主流方向速度分布を比較的良好に予測しているものの, 断面方向速度分布には多少差異が認められる。実験結果における断面方向速度の絶対値は, 最大でも 2% 程度と非常に小さく, この位置での第 2 種二次流れの存在をうかがわせるが, 図 14 に示す計算結果の二次流れのベクトル図からは, 比較的大きな強度をもつ二次流れが存在し, 正方形流路に特有な第 2 種

二次流れとは大きくかけ離れた複雑な様相を呈していることが明らかである。むしろ, この領域は, 計算結果より第 1 種二次流れから, 第 2 種二次流れへの遷移領域と解釈される。

図 15 は, 曲がり流路出口より $20.0 D_h$ 下流に位置する直管部における主流方向, 断面方向速度の実験, 計算との比較結果を示したものである。計算結果は, 実験同様, 混合平均速度にて無次元化した。図 16 は, 同一位置における, 主流方向速度等値線, および二次流れベクトル図の計算結果を示している。先に示した $X_1=5.0D_h$ における結果同様, 計算は主流方向速度分布を比較的良好に予測しているが, 断面方向速度分布に関しては, 実験値より小さな値を予測している。実験の断面方向速度は, 負符号を取ることなく内壁から外壁に向かう一方向の速度が, かなりの領域を占めることがわかる。しかし, 図 16 に示す計算結果からは,

図 15 $X_1 = 20.0D_h$ における時間平均速度比較図 16 $X_1 = 20.0D_h$ における計算結果

コーナ部と流路中心部を結ぶ対角線を挟み、対称な渦を形成する第2種二次流れとは、その対称性を多少異にするものの、第2種二次流れが観察される。

4.2 第1種二次流れ、第2種二次流れの遷移

第2種二次流れを予測するには、乱れの非等方性を正確に予測することが必要であり、これまでにいくつかの非等方性乱流モデルが提唱されている⁽⁸⁾⁽⁹⁾。しかし、多くの場合、第1種、第2種二次流れのいずれかを扱った報告であり、実際、Choi-Iacovides-Lauder⁽⁴⁾はレイノルズ応力モデルを用いて解析しているが、彼らの使用したモデルはGibson-Lauder⁽¹⁰⁾モデルで、このモデルでは第2種二次流れは生成されないことが報告されている⁽¹¹⁾。

同一流れ場にて、第1種、第2種二次流れを同時に解析した例はないことから、本研究においては両者の二次流れの予測を試みた。図17は、入口直管部から曲

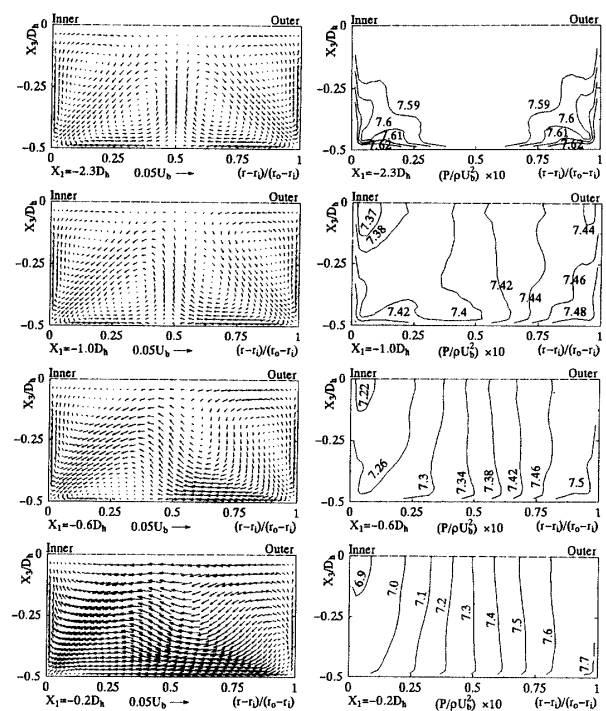


図 17 曲がり入口部における二次流れの遷移

がり流路に流入する際の二次流れ挙動の計算結果を示している。断面内圧力分布も同時に示した。 $X_1 = -2.3D_h$ にて、圧力分布は左右対称で、2対の第2種二次流れが認められる。 $X_1 = -1.0D_h$ においては、曲がりの影響が圧力分布に反映され外壁コーナ部に高い値が認められる。しかし二次流れはその渦形を保持していることより、この位置では、圧力こう配は変化するものの、乱れの非等方性による二次流れ生成のほうが勝っていることを示唆している。しかし、 $X_1 = -0.6D_h$ においては、二次流れはその渦形の対称性を崩し始め、圧力こう配と、乱れの非等方性による二次流れ生成がきつ抗していることをうかがわせる。さらに下流の $X_1 = -0.2D_h$ においては、圧力分布は外壁で高く内壁で低い曲がり流路に典型的な分布を呈し、第1種二次流れが外壁より内壁に向かって生成されている。以上より、第2種から第1種への遷移は $X_1 = -1.0 \sim -0.6D_h$ の範囲にて完了し、曲がり入口ですでに第1種二次流れへと遷移した流れが曲がり部に流入することになる。この直管部の二次流れが、曲がり部二次流れ強度に影響を及ぼすことは明らかであり、したがって、曲がり部の二次流れ強度を実験と差異なく予測するには、直管部からの二次流れを正確に把握することが重要であることを示唆している。

図18は、曲がり流路出口より直管部に流入する際の第1種から第2種二次流れへの遷移挙動の計算結果を示したものである。 $X_1 = 0.2D_h$ においては、曲がり

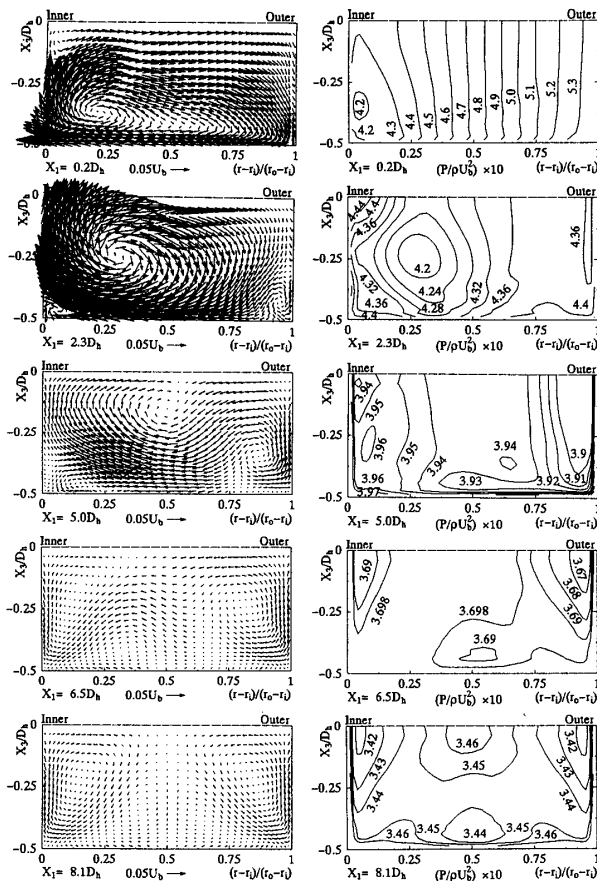


図 18 曲がり出口部における二次流れの遷移

流路に形成された二次流れと同様な流動パターンを示す流れが存在している。この第1種二次流れは、さらに下流の $X_1=2.3D_h$ では、減衰することなく、逆に増速されていることが理解できる。これは、その圧力分布より理解されるように、内壁コーナ部領域において、圧力は、下流方向に進むに従い上昇し、逆圧力こう配が誘起される。その結果、主流方向速度は減速され、一方、流路断面内では大きな圧力こう配が形成される結果、二次流れがこの領域にて加速されるものと解釈される。この二次流れの出口直管部における加速現象は、この種の曲がり管路に特徴的な現象と解釈される。しかし、この二次流れも $X_1=5.0D_h, 6.5D_h$ においては減衰され、非等方性乱流による二次流れ生成が卓越する様子が認められる。 $X_1=8.1D_h$ の位置において、圧力は左右対称となり、第2種二次流れが形成されるものの、その流動パターンの対称性は入口のそれとは異なる。この流動パターンは図16に示す $X_1=20D_h$ にても観察されることより、第2種二次流れの回復には、相当の助走区間が必要であることが推察される。

5. 結 論

正方形断面を有する曲がり流路を対象に、対流項、拡散項を代数式にて置き換えた代数レイノルズ応力モデル、ならび境界適合座標系を用いて三次元乱流場の数値解析を行った。解析結果は、比較的詳細な実験を行った Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ の実験と比較し、差異分析を行うと同時に、二次流れの遷移挙動について検討し以下の結論を得た。

(1) 特徴的な現象として、実験より指摘された、曲がり角 90° における円周方向速度分布の速度減少を良好に予測することができた。

(2) 直管部の断面方向速度分布にて、計算と実験とに大きな差が認められるが、曲がり流路部では比較的良好に実験値を予測している。

(3) 計算結果より圧力分布は、曲がり入口上流部 $1.6D_h$ 程度から曲がりの影響を受け圧力分布の対称性が崩れるが、圧力こう配による二次流れ生成と、乱れの非等方性による生成が互いにきつ抗するのは上流部 $1.0\sim 0.6D_h$ 程度の範囲である。

(4) 計算結果より、曲がり出口直管部にて第1種二次流れは一度増速された後、第2種二次流れへと遷移する。その際、圧力こう配、乱れの非等方性による二次流れの生成が共存する領域は $X_1=5.0\sim 6.5D_h$ の範囲である。

(5) 代数応力モデルと、境界適合座標系とを導入した、本解析手法により、第1種、第2種二次流れを予測することが可能であり、本解析手法、および乱流モデルの妥当性、はん用性を示した。

文 献

- (1) Humphrey, J. A. C., Whitelaw, J. H. and Yee, G., *J. Fluid Mech.*, **103** (1981), 443-463.
- (2) Taylor, M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **104** (1982), 350-359.
- (3) Chang, S. M., Humphrey, J. A. C. and Modavi, A., *Phys. Chem. Hydrodyn.*, **3** (1983), 243-269.
- (4) Choi, D., Iacovides, H. and Launder, B. E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **111** (1989), 59-68.
- (5) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B (1990), 3328-3335.
- (6) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56** (1976), 219-221.
- (7) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, **57**-539, B (1991), 2269-2276.
- (8) Launder, B. E., Reece, G. J. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, **68** (1975), 537-566.
- (9) Speziale, C. G., *J. Fluid Mech.*, **178** (1987), 459-475.
- (10) Gibson, M. M. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, **86** (1978), 491-511.
- (11) Leslie, D. C., *J. Fluid Mech.*, **98** (1980), 435-448.