

正方形断面を有する曲がり管路内乱流の応力場解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
山 中 和 典^{*2}, 佐 藤 誉 之^{*1}Numerical Analysis of Reynolds Stresses for Developing Turbulent Flow
in Square-Sectioned BendHitoshi 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 31 hydraulic diameters long extend from 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. Special attention is paid to the distributions of Reynolds stresses in the square-sectioned duct and bend. The present method can predict well the measured sharp spike in streamwise velocity fluctuations near symmetry at 90 deg. Contrary to this agreement, rapid decrease of the radial velocity fluctuations at the same location in the experimental results is not predicted well by the present method. Although there are a few discrepancies, calculated results are in good agreement with the experimental data. Judging from these comparisons it is confirmed that the present method including the turbulent model is applicable for this complicated flow.

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

1. 緒 言

曲がり管路は、その流路内に凸面壁と凹面壁を有し、従来より、凹壁には応力場を増大させる不安定効果が凸壁には逆に応力場を減少させる安定効果が作用することが知られている⁽¹⁾。また、曲がり管路はその流路断面形状からも流れ場は少なからぬ影響を受ける。例えば、正方形断面曲がり管路には、曲がり入口直管部に第2種二次流れが生成され、曲がり部に流入することより第1種二次流れへと遷移する。このような流れは、円形断面を有する曲がり管路には認められず、正方形断面曲がり管路に特有な現象と解釈される。このような、興味ある現象を有するのみならず、曲がり管路は工業的に重要な管路要素の一つであることより、実験的にも解析的にも多くの研究結果が報告されている⁽²⁾。

著者らは、これらの研究のうち、正方形断面を有する180°曲がり管路内の流動挙動を対象に数値解析を行った⁽⁴⁾。計算対象としてはレーザ・ドップラ流速計にて詳細に流れ場を解析したChang-Humphrey-

Modavi⁽³⁾の実験を対象とした。計算の際には、実験同様水力直径の31倍の直管を曲がり入口、出口部に設け計算を行った。Changらは、特徴的な現象として、主流方向速度分布が曲がり角90°の一領域にて、大きく減速することを報告しているが、計算は比較的良好にこの主流方向速度の減速を予測した。同様にChoi-Iacovides-Launder⁽⁵⁾は $k-\epsilon$ 二方程式モデル、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°での主流方向速度減速の予測を試みているが実験との一致は不十分であることを報告している。

同時に、著者らは代数応力モデルを用いて、第2種二次流れから、第1種二次流れの遷移、また逆の場合の遷移についても数値解析を行い、この種の遷移挙動について新たな知見を示した⁽⁴⁾。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、いくつかの複雑な現象が重畳する乱流場での乱流モデルの妥当性、はん用性を検討した例は少なく、この意味より2種の二次流れが共存する流れを数値予測しておくことは重要な点であると思われる。

さらに、Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾は、レイノルズ応力分布についても詳細に報告している。特徴的

* 原稿受付 平成6年8月4日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} (株)日立製作所 (〒101 東京都千代田区神田駿河台 4-6)。

な現象として先に指摘した曲がり角 90° における主流方向速度の減速が発生する位置において、主流方向変動速度は増加し、逆に半径方向変動速度は減少することを報告している。また、曲がり部だけでなく入口、出口直管部における応力分布についても提示している。

そこで、本研究では、Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ の示した応力場の結果と本解析結果との比較を通して、本乱流モデル、解析手法の妥当性について明らかにすると同時に、応力場の特徴的な現象についても検討を加えることを目的とする。入口直管部での応力場の比較には、 Re 数は異なるが Melling-Whitelaw⁽⁶⁾ の実験結果との比較も同時に行う。使用した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⁽⁷⁾ であり、Choi-Iacovides-Launder⁽⁵⁾ モデルとは異なる。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た。

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 : デイーン数 $Re\sqrt{D_h/2R_c}$

L : 特性距離

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 $U_b D_h / \nu$

$U_{\max}$: 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

u_r : 円筒座標上の半径方向変動速度

u_θ : 円筒座標上の円周方向変動速度

u_z : 円筒座標上の奥行き方向変動速度

X_i : 直交座標系での i 方向座標軸

z : 円筒座標上の奥行き方向座標

θ : 曲がり入口からの曲がり角度

ν : 粘性係数

ρ : 密度

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 図1に Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ の実験装置概略図、ならびに座標系を示す。 X_1 は直交座標系での定義であるが、便宜的に曲がり

入口から上流側を $-X_1/D_h$ で、曲がり出口部から下流側を $+X_1/D_h$ にて示した。曲がり流路は、一辺が 4.45 cm の正方形断面を有し、曲がり入口、出口部には水力直径の 31 倍相当の直管が接続され、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。実験では、作動流体に水を用い、レーザ・ドップラ流速計にて、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て行っている。混合平均速度、水力直径を用いた Re 数は 56 700、 De 数は $De=21\,900$ 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。

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

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⁽⁸⁾ 近似を用いてモデルを行った。

また、レイノルズ応力輸送方程式中の圧力・ひずみ相関項に関しては表1に示すモデル化を行った。定数系に関しては表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

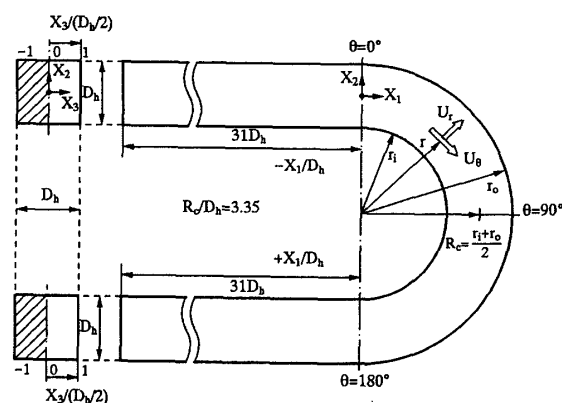


図1 計算対象空間および座標系

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⁽⁷⁾にて詳述した。

3.3 数値解析 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座標変換し計算平面上で支配方程式を解く手法である。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。

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

上式中 ξ, η, ζ は、計算平面での座標軸を示す。上式による変換法、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詳述した⁽⁹⁾。

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。計算でも実験と同じ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 Re 数は、実験と同じ 56 700 である。乱流エネルギー k 、および乱流散逸 ε の境界条件には、壁関数を用い k, ε の入口条件は、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。

4. 結果と考察

4.1 曲がり入口側直管部における比較 Chang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ は曲がり入口直前に相当する $X_1 = -1.0D_h$ での速度変動値を示しているが、これらの値を比較する前に、Melling-Whitelaw⁽⁶⁾ の正方形断面管路内乱流の応力場について比較する。彼らは、 Re 数 42 000、流路入口より $36.8D_h$ の位置でレーザドップラー速度計にて各レイノルズ応力を詳細に測定している。 Re 数は異なるが曲がり入口の影響が認められない $X_1 = -2.7D_h$ (流路入口から $28.3D_h$ に相当) での計算結果を比較することより、直管部の計算結果が定性的、定量的に妥当なものであるかについて検討を加える。

図 3、4 に主流方向速度等値線、第 2 種二次流れベクトルを比較した結果を示す。各値は、実験同様、流路断面内最大主流方向速度、すなわち管路中心部流速にて無次元化してある。計算結果は速度等値線分布を比較的良好に予測し、また、二次流れ分布も対角線を挟んで一対の渦が両結果にて認められる。

図 5~8 は、乱流エネルギー、主流方向変動速度、水平方向変動速度、せん断応力 $u_1 u_3$ の等値線を比較し

表 1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

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

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$$

$$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l}$$

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

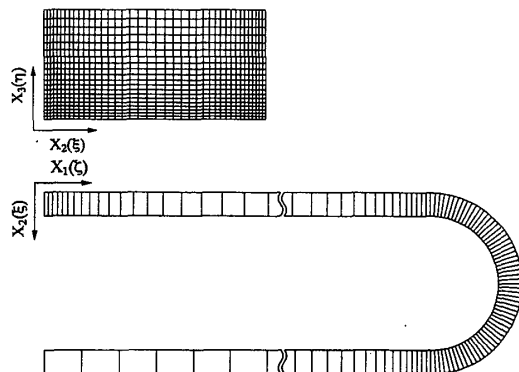


図 2 計算格子

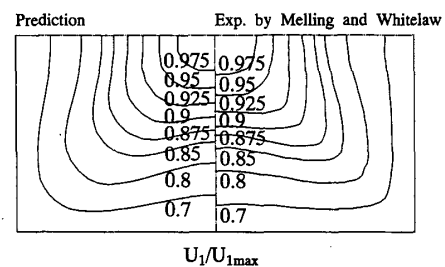


図 3 主流方向時間平均速度比較

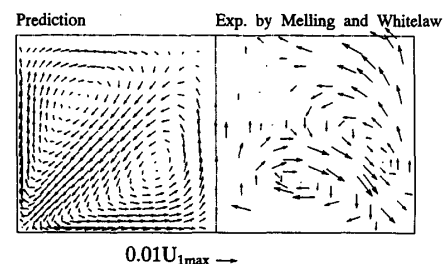


図 4 第 2 種二次流れ比較

た結果である。乱流エネルギー、主流方向変動速度の実験結果にてコーナ部に突出した等値線が特徴的であり、その程度は主流方向速度のそれより顕著である。計算はこれらの特徴的な現象を比較的良好に予測している。これに対し、水平方向速度変動分布を比較すると水平方向壁面に沿って高い値が存在することは両結果で共通しているが、管路中心部においては差が認められる。一方、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 分布を比較すると、実験結果において零ラインを挟んで異符号領域が認められたが、計算結果は、その値、分布とも比較的良好に

予測している。この異符号領域の発生は、主流方向速度等値線の第2種二次流れによるひずみに起因するものである。以上の結果より、本計算は、正方形断面管路内乱流の特徴的な現象を定量的にほぼ予測し、解析手法、乱流モデルの妥当性を示唆している。

図9は、 $X_1 = -1.0D_h$ でのChang-Humphrey-Modaviの実験との比較を示したもので、混合平均速度にて無次元化してある。図10はその変動速度 $\overline{u_\theta^2}$, $\overline{u_r^2}$ 分布を理解しやすいよう等値線分布で示した計算結果である。図9より計算は、定量的にも定性的にも良好に各変動速度を予測している。また、図10に示す等値線分布より、左右対称軸 $[(r-r_i)/(r_o-r_i)=0.5]$ に関する等値線分布の対称性が崩れ始めていることより、曲がり部入口の影響が現れ始めていることが推察される。

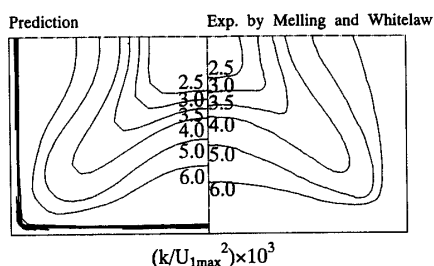


図5 乱流エネルギー比較

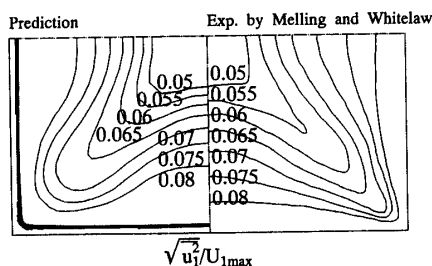


図6 主流方向変動速度比較

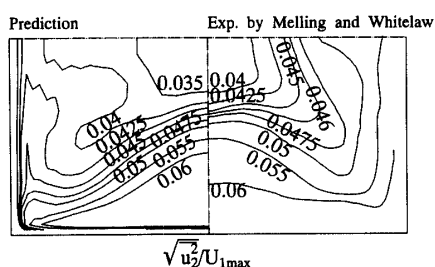


図7 水平方向変動速度比較

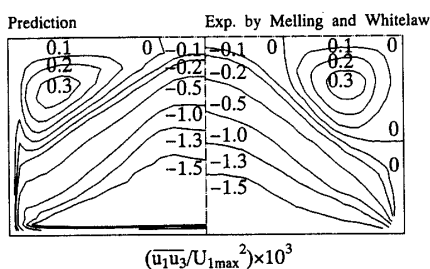
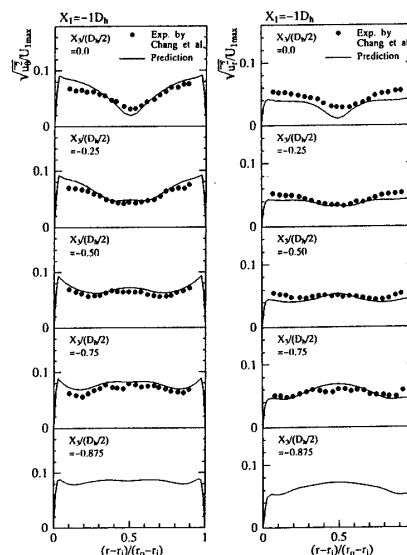
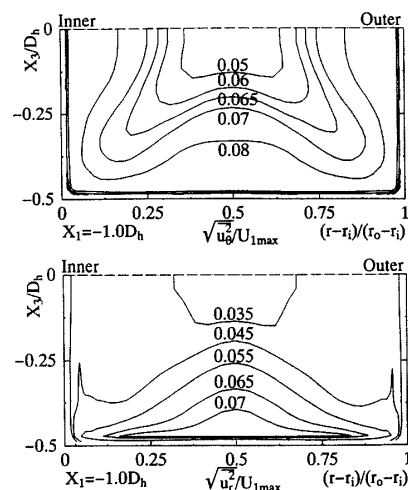
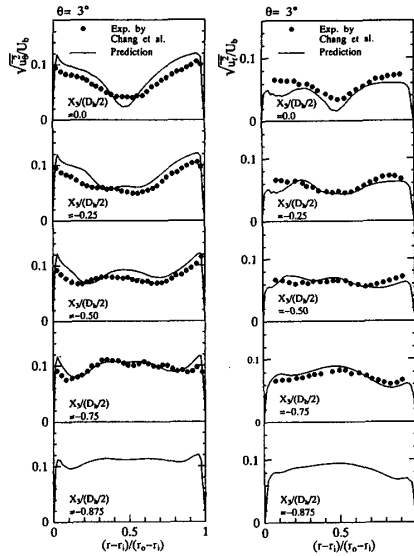
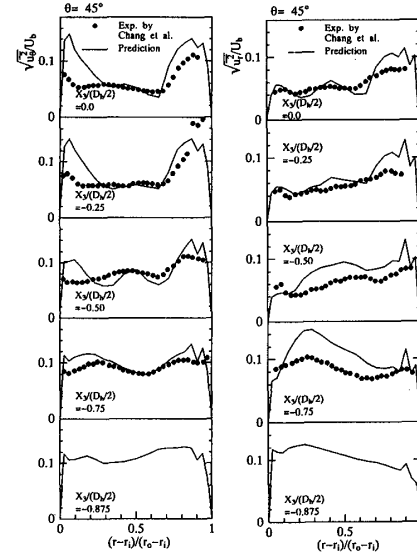
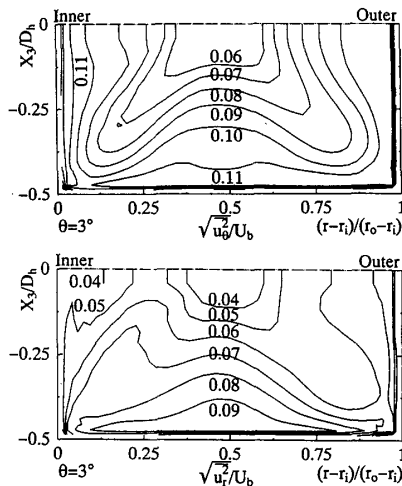
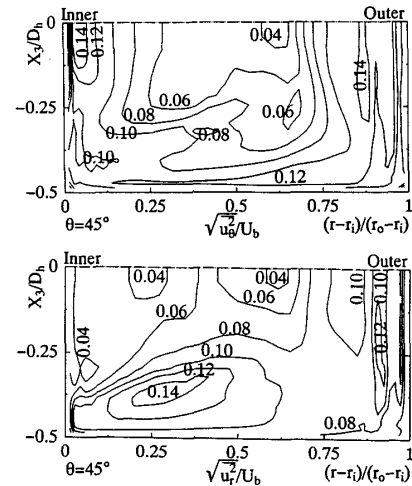


図8 せん断応力比較

図9 $X_1 = -1.0D_h$ における変動速度比較図10 $X_1 = -1.0D_h$ における計算結果

図 11 $\theta=3^\circ$ における変動速度比較図 13 $\theta=45^\circ$ における変動速度比較図 12 $\theta=3^\circ$ における計算結果図 14 $\theta=45^\circ$ における計算結果

4.2 曲がり部における垂直応力場比較 図 11 は、曲がり角 $\theta=3^\circ$ における円周方向変動速度、半径方向変動速度の実験、計算とを比較した結果である。図 12 は、計算結果より算出した各変動値の等値線分布を同時に示す。各値は混合平均速度にて無次元化している。実験結果と比較すると、計算結果は比較的良好に実験値を予測していることがわかる。また、図 12 より等値線分布が内壁側に移動した分布を示すのは、外壁から内壁に向かう二次流れに起因するものであり、底壁面に沿う内壁側において強い二次流れが存在することを既報⁽⁴⁾にて示した。この二次流れの存在が、図 11 の $\overline{u_\theta'^2}$ 分布、 $X_3/(D_h/2)=0.75$ 、 $(r-r_i)/(r_o-r_i)=0.1$ 近傍においてその値を減少させている。

図 13 は、曲がり角 $\theta=45^\circ$ における円周方向変動速度、半径方向変動速度の実験、計算とを比較した結果

である。また、図 14 は、同一位置における各変動速度の等値線分布を計算より求めた結果である。図 13 より実験結果と大きく異なる点として、 $\overline{u_\theta'^2}$ 分布の上下対称軸上 ($X_3=0.0$)、およびその近傍における内壁側の値を、計算は大きく予測する傾向にあることを指摘できる。一般に、曲がり部を有する二次元乱流場において、レイノルズ応力値は、外壁近傍にて高く、逆に内壁近傍にて減少することが報告されているが⁽¹⁾、本計算結果は逆の傾向を示す結果となった。このことは、以下のように解釈される。いま、 $\overline{u_\theta'^2}$ の生成項を $Pr(\overline{u_\theta'^2})$ とすると次式のように示される

$$Pr(\overline{u_\theta'^2}) = -2\overline{u_\theta u_r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - \frac{2\overline{u_\theta^2}}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} - \frac{2\overline{u_\theta^2} U_r}{r} - 2\overline{u_\theta u_z} \frac{\partial U_\theta}{\partial z} \dots\dots\dots (3)$$

上式中、右辺第1項に含まれる $\overline{u_\theta u_r}$ の内壁近傍での値は、後述の図19に示すように $\overline{u_\theta^2}$ に比べ小さく、また半径方向速度 U_r は U_θ に比較し1オーダー程度小さい。さらに、上下対称軸に相当する位置では、右辺第4項は零となる。したがって、 $\overline{u_\theta^2}$ の生成に関しては右辺第2項が支配的である。曲がり角 $\theta=45^\circ$ においては遠心力による二次流れ生成強度は大きく、内壁側の上下対称軸近傍には、この二次流れにより内壁に沿う速度の遅い流体が運び込まれることになる。この結果 $\partial U_\theta / \partial \theta$ が負符号をもって大きく変化することより、内壁側においても大きな生成を示すものと推察される。

また、図14に示す $\overline{u_r^2}$ の分布より、0.14のラインが、内壁側コーナ部に向かって延びているが、これは二次流れによる移流効果によるものである。図13の

$\overline{u_r^2}$ 分布にて、 $X_3/(D_h/2)=-0.75$, $(r-r_i)/(r_o-r_i)=0.2$ 近傍において $\overline{u_r^2}$ の値が実験、計算とも増加し最大値を示すのは、この移流効果によるものと解釈される。

図15は、曲がり角 $\theta=90^\circ$ での円周方向変動速度、半径方向変動速度の実験、計算とを比較した結果である。図16は、同一位置での各変動速度の等値線分布の計算結果である。この位置においてChang-Humphrey-Modavi⁽³⁾ は、上下対称軸に沿った $\overline{u_\theta^2}$ 分布において、 $(r-r_i)/(r_o-r_i)=0.4$ の位置にて、円周方向変動速度は大きく増加し極大値を取ることを、逆に半径方向変動速度 $\overline{u_r^2}$ 分布は、この位置にて減少傾向を示し極小値を取ることを、その特徴的な現象として指摘している。Choi-Iacovides-Launder⁽⁵⁾ は、この現象を $k-\epsilon$ 乱流モデル、ならびに代数応力モデルを用いて解

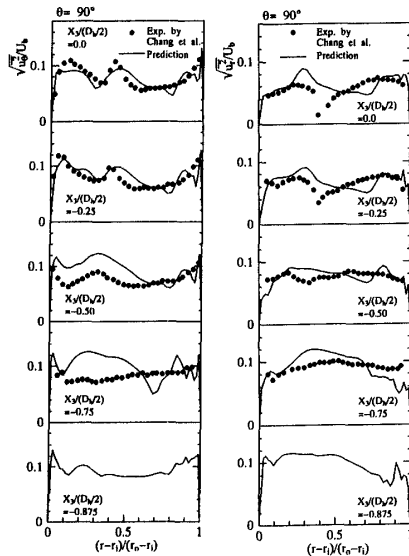


図15 $\theta=90^\circ$ における変動速度比較

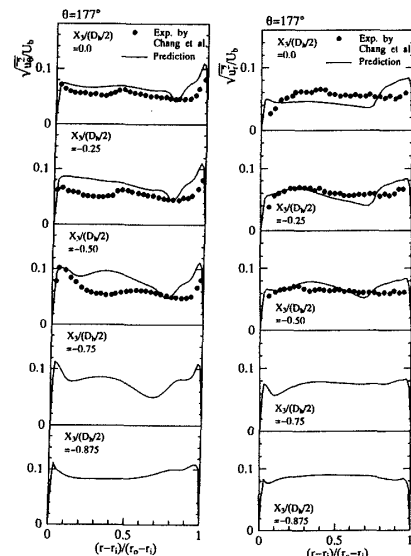


図17 $\theta=177^\circ$ における変動速度比較

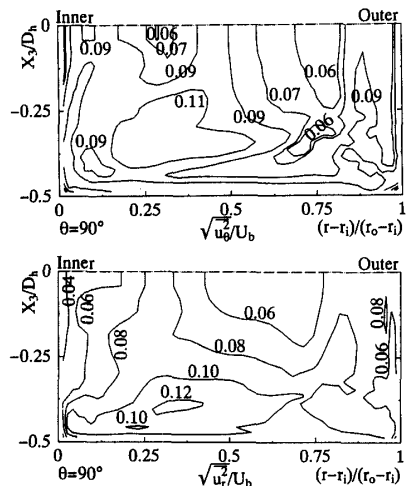


図16 $\theta=90^\circ$ における計算結果

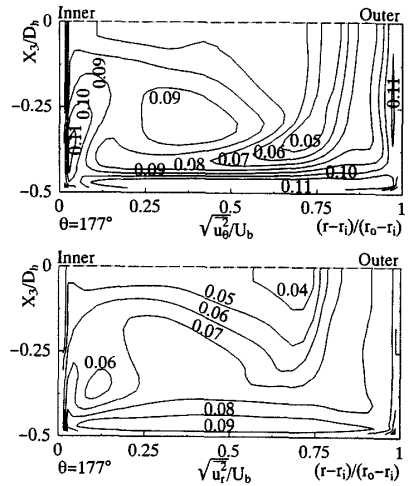


図18 $\theta=177^\circ$ における計算結果

析しているが、それらの特徴的な現象を良好に予測するには至っていない。図 15 に示す結果より、本解析手法は、 $\overline{u_\theta^2}$ の増加現象は良好に予測するものの、 $\overline{u_r^2}$ の減少に関しては予測するには至らなかった。これは以下のような理由によるものと解釈される。いま、 $\overline{u_r^2}$ の生成項を $P_r(\overline{u_r^2})$ とすると次のように示される。

$$P_r(\overline{u_r^2}) = -2\overline{u_r^2} \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{2\overline{u_\theta u_r}}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{2\overline{u_\theta u_r} U_\theta}{r} - 2\overline{u_r u_z} \frac{\partial U_r}{\partial z} \dots\dots\dots (4)$$

上式を、上下対称軸上の $(r-r_i)/(r_o-r_i)=0.4$ 近傍に適用することを考える。第 1 項めは、 U_r 分布が 0.4 に向かって減少することより⁽⁴⁾、0.4 に近づくにつれ

正の符号をもって増大し、 $\overline{u_r^2}$ の生成に正の寄与をもたらす。一方、 U_r 分布は 0.4 を過ぎると増大することより⁽⁴⁾、第 1 項は 0.4 を過ぎると負の符号をもって減少し $\overline{u_r^2}$ の生成には負の寄与を示す。 $\overline{u_\theta u_r}$ の値は、後に示す図 20 よりこの領域にて負の小さな値を計算値は示すことより、第 3 項は $\overline{u_r^2}$ の生成に負の寄与を示す。また $\partial U_r/\partial \theta$ は、計算では負の値を示すことより、第 2 項も負の寄与を示すことになる。したがって、第 2、第 3 項が減少傾向を示す項と考えられるが、このうち第 2 項に含まれる $\partial U_r/\partial \theta$ が支配的である。計算では、この $\partial U_r/\partial \theta$ の変化が小さく $\overline{u_r^2}$ の減少を顕著には予測できなかったものと解釈される。

図 17 は、曲がり角 $\theta=177^\circ$ における $\overline{u_\theta^2}$ 、 $\overline{u_r^2}$ の実験、計算とを比較した結果である。図 18 は、同一位置における各変動速度の等値線分布を計算結果より求め

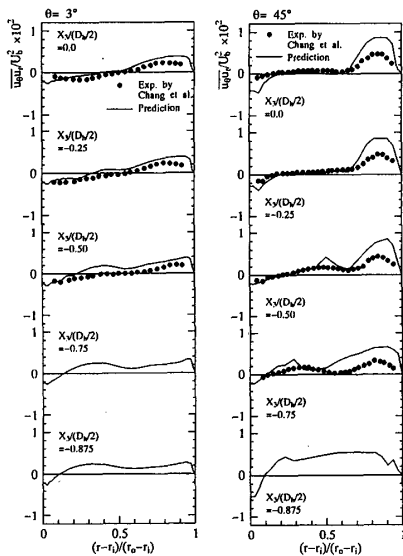


図 19 $\theta=3, 45^\circ$ におけるせん断応力比較

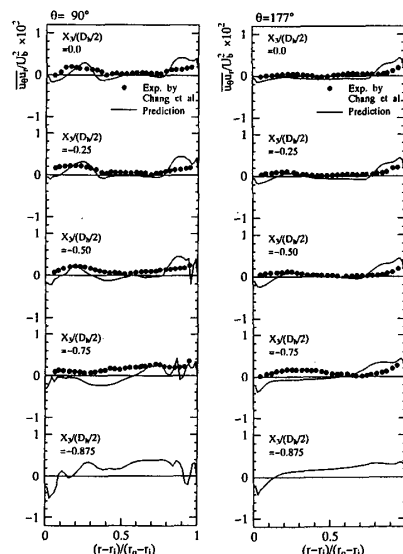


図 20 $\theta=90, 177^\circ$ におけるせん断応力比較

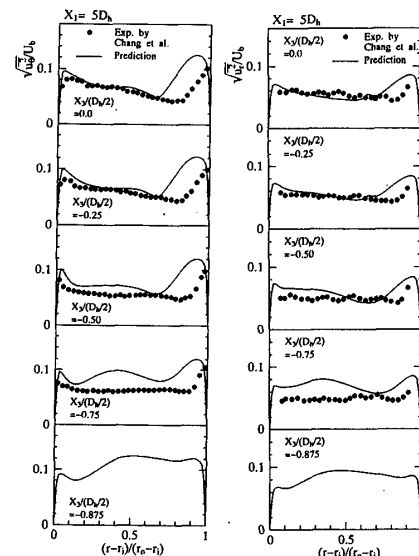


図 21 $X_1=5.0D_h$ における変動速度比較

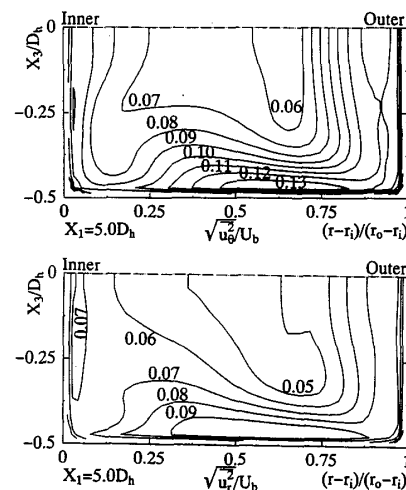
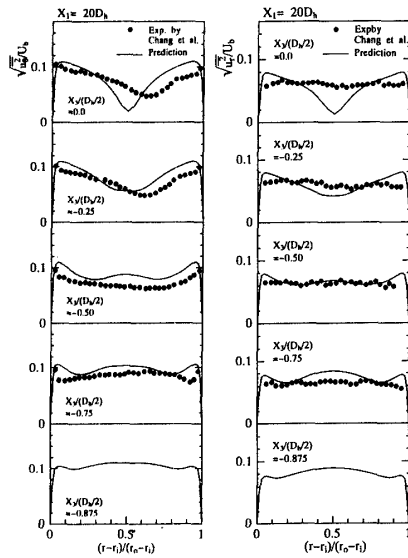
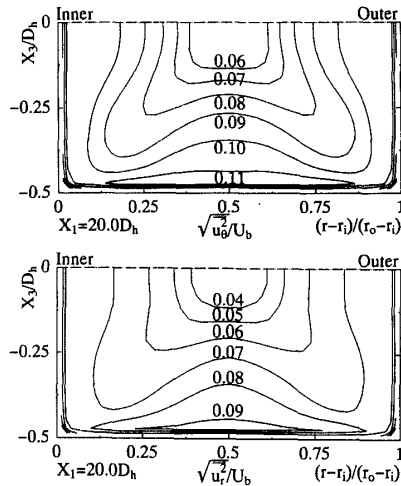


図 22 $X_1=5.0D_h$ における計算結果

図 23 $X_1=20.0D_h$ における変動速度比較図 24 $X_1=20.0D_h$ における計算結果

たものである。この位置においても計算結果は比較的良好に実験値を予測していることが理解できる。また、図 18 に示す等値線分布より、曲がり入口における等値線分布と比較し大きく異なることが理解され二次流れの移流効果が大いことをうかがわせる。

4.3 曲がり部におけるせん断応力比較 図 19 に $\theta=3, 45^\circ$ でのせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ の実験、計算両結果の比較を、図 20 に $\theta=90, 177^\circ$ におけるせん断応力の両結果の比較を示す。計算結果は、一部異なる結果を示すところはあるものの比較的良好にせん断応力分布を予測している。また、このせん断応力分布の特徴として内壁側にて負符号を取り、外壁側にて正符号を取ることを指摘できるが、これは、せん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ の生成項を構成する各項のうち $-\overline{u_r^2}(\partial U_\theta/\partial r)$ の項に起因するものと考えられる。すなわち $\partial U_\theta/\partial r$ の値は

内壁側、外壁側にてそれぞれ正符号、負符号を示すことになるからである。

4.4 曲がり出口側直管部における比較 図 21 は、曲がり流路出口から $X_1=5.0D_h$ 下流における $\overline{u_\theta^2}$, $\overline{u_r^2}$ の実験、計算とを比較した結果である。図 22 は、同一位置における各変動速度の等値線分布を計算結果より求めたものである。実験結果よりいずれの変動速度においても外壁側に近づくにつれ急な変化を伴い、大きな値を示すが、計算結果においてもほぼ同様な傾向を示しており、比較的良好に実験値を予測しているものと考えられる。また、図 22 よりこの領域では、左右対称軸に関して対称分布を形成しておらず曲がり出口部による影響が反映されている。

図 23 は、曲がり流路出口からさらに下流の $X_1=20D_h$ における $\overline{u_\theta^2}$, $\overline{u_r^2}$ の実験、計算とを比較した結果である。図 24 は、同一位置における各変動速度の等値線分布を計算結果より求めたものである。 $X_3=0.0$ における分布にて実験と計算とで差が認められる。計算結果は左右対称形の分布を示すのに対して、実験結果は曲がり部の影響がいくぶん反映された結果を示している。図 24 よりこの領域で、計算等値線分布は左右対称形となっており、変動速度成分について曲がり部の影響は少ないものと考えられるが、既報⁽⁴⁾にて示したように二次流れは、この位置でも、管路中心とコーナ部とを結ぶ対角線を挟んで対称形とはならず、二次流れも含めた流れ場の回復を考慮するとかなりの助走区間が必要なものと思われる。

5. 結 論

正方形断面を有する曲がり流路を対象に、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い Melling-Whitelaw, Chang-Humphrey-Modavi の応力場における実験結果と比較検討し以下の結論を得た。

(1) 本解析手法は、曲がり入口直管部にてレイノルズ応力分布、第 2 種二次流れを比較的良好に予測し直管管路における乱流モデル、解析手法の妥当性を確認した。

(2) 曲がり角 45° の $\overline{u_\theta^2}$ 分布にて計算は、内壁側の上下対称軸にて大きな値を示し実験と異なるが、これは、その生成項を構成する $\partial U_\theta/\partial \theta$ の値に大きく影響されるためと推察される。

(3) 実験より特徴的な現象と指摘された、曲がり角 90° における円周方向変動速度分布の増加現象を良好に予測することができた。しかし半径方向変動速度の減少分布は良好に予測するには至らなかった。

(4) 曲がり部でのせん断応力分布 $\overline{u_{\theta} u_r}$ は, 内壁側にて負符号を示し, 外壁側にて正符号を取るが計算は定性的にも定量的にも比較的良好に実験を予測している。

(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, 直管部, 曲がり部でのレイノルズ応力分布の予測は可能であり, 解析手法, 乱流モデルの妥当性, はん用性を示した。

文 献

- (1) Eskinazi S. and Yeh H., *J. Aeronaut. Soc.*, **23**-23(1956), 23-75.
- (2) Humphrey, J. A. C., Whitelaw, J. H. and Yee, G., *J. Fluid Mech.*, **103**(1981), 443-463.
- (3) Chang, S. M., Humphrey, J. A. C. and Modavi, A., *Physico Chem. Hydrodyn.*, **3**(1983), 243-269.
- (4) 杉山・秋山・山中・佐藤, 機論, **61**-581, B(1995), 48-55.
- (5) Choi, D., Iacovides H. and Launder B. E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **111**(1989), 59-68.
- (6) Melling, A. and Whitelaw J. H., *J. Fluid Mech.*, **78**(1976), 289-315.
- (7) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (8) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (9) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, **57**-539, B(1991), 2269-2276.