日本機械学会論文集(B編)
63巻608号(1997-4)

論文 No.96-0359

長方形断面を有する90°曲がり管路内乱流の応力場解析*

杉山 均*1, 秋山光庸*1
藤田 修*2, 村上泰隆*2

Numerical Analysis of Reynolds Stress for Turbulent Flow Developing in a Rectangular-Sectioned 90 Degree Bend

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Osamu FUJITA and Yasutaka MURAKAMI

A numerical study has been performed on turbulent flow developing in a 90 deg curved duct of retangular cross section and an aspect ratio of 6. The ratio of bend mean radius of curvature to hydraulic diameter is 2.04 and straight ducts of 7.5 and 25.5 width are attached to the inlet and outlet of the bend, respectively. In addition to this straight duct, two-dimensional lateral contraction of the wind tunnel with an area ratio of 6 is considered as the numerical domain as well as the experimental apparatus. Calculated results were compared with the experimental data measured for Reynolds stress components in detail. In this calculation, an algebraic Reynolds stress model was adopted in order to predict anisotropic turbulence precisely, and a boundary-fitted coordinate system was introduced as the method of coordinate transformation. As a result of this examination, the present method can predict normal and shear stresses distributions of the inlet straight duct but cannot reproduce the characteristic destabilizing effect and shows an increase in the turbulence intensity close to the outer wall in the curved duct. The discrepancy may be caused by use of the wall function as the boundary condition. In the outlet straight duct, the calculated value of normal and shear stresses are smaller than those of the experiments.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Reynolds Stress, Rectangular-Sectioned 90 Degree Bend, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒　言

曲がり管路内の乱流構造に関しては実験，数値解析の両面から数多くの研究が報告されている．流路断面形状を長方形断面に限定するとこの種の乱流場に関する解析は大別して二次元乱流場，三次元乱流場に分類できる．二次元乱流場に関しては，古くはWilcken[1]により凹凸壁面の乱流境界層の計測が報告されている．三次元乱流場を対象とした実験の多くは正方形断面曲がり管内乱流に関するものであり，代表的な実験として180°曲がりで，曲がり半径比3.35(水力直径D_hに対する曲がり流路中心までの半径比R_c)の管路を対象に乱流計測を行ったChang-Humphrey-Modavi[2]，あるいは90°曲がり管路を対象にレーザドップラー流速計による乱流測定を行ったHumphrey-Whitelaw-Yee[3]らの実験が挙げられる．特にChangら[2]の実験は乱流モデル評価のためのベンチマーク問題として数値計算の分野から数多く引用されChoi-Iacovides-Launder[4], Sotiropoulos-Patel[5]らにより数値解析結果が報告されている．彼らの計算結果を実験と比較すると，実験より特徴的現象として指摘されている曲がり角90°における主流方向速度の一領域における減速分布を良好に予測しているとはいい難い．そこで著者ら[6]も彼らの実験を対象に三次元乱流計算を行ったが，その特徴的現象を比較的良好に予測した．同時にレイノルズ応力分布についても詳細に比較検討し比較的良好に予測することが可能であることを示した[7]．

一方，断面縦横比が比較的大きな長方形断面を有する曲がり管路には，曲がり部にて主流方向速度の最大位置が内壁側に寄ること，またこうした速度分布よりTaylor-Görtler渦の生成などが興味ある現象として報告されている．Muck-Hoffmann-Bradshaw[8], Hunt-Joubert[9]は，それぞれ断面縦横比が6, 13.2で曲がり半径比が11.4, 53.8の比較的曲がりの緩やかな長方形断面管路を対象に計測を行いTaylor-Görtler渦の存在を報告している．Kobayashiら[10]は従来の乱流計測結果が1点二重相関値に限られていることより1点三重相関値，四重相関値，ならびにそれらの相関値を支配する輸送方程式の収支について報告している．最近Kim-Patel[11]は断面縦横比6.0で90°曲がり管路を対象に，5成分のレイノルズ応力成分を，二次流れとともにいくつかの測定断面にて詳細に報告し

* 原稿受付 1996年3月14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.

NII-Electronic Library Service

ている．同時に，こうした乱流計測結果を乱流モデル，数値解析手法の検証データとして活用することを提案している．そこで著者ら[12]は彼らの提案に呼応する意味から三次元乱流計算を行い平均速度場における結果を報告した．その結果流入部に設置された縮流風洞により生成される渦対，曲がり部における速度分布を比較的良好に予測することを示したが，計算は曲がり外壁側に Taylor-Görtler 渦の存在を示唆する結果を示し，この点で実験と異なる結果を示した．

以上のような研究状況にあって，本研究においては平均速度場における比較に引き続き，Kim-Patel[11]の実験を対象に，彼らの応力場における計測結果と計算結果の差異分析を行うことを目的とする．その際解析手法の得失，妥当性について検証するとともに断面縦横比の大きな曲がり管路内の乱流構造について考察を加え新たな知見を得ることを試みる．

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 $=D_0D_h/2\nu\sqrt{D_h/2(r_i+0.5H)}$

H：流路幅

k：乱流エネルギー

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_0D_h/ν

U_0：$X_1/H=-4.5$ 断面での主流方向速度

U_1：主流方向時間平均速度

u_r：円筒座標上の半径方向速度変動

u_θ：円筒座標上の円周方向速度変動

u_z：円筒座標上の深さ方向速度変動

$\overline{u_iu_j}$：レイノルズ応力

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　Kim-Patel[11]の実験装置概略図，ならびに座標系を図1に示す．実験装置は上流側より流入入口部に正方形断面を有する二次元縮流風洞，断面縦横比6で全長が流路幅 $H(H=20.3\text{ mm})$ の7.5倍に相当する入口直管，曲がり半径比2.04の90°曲がり管路，全長が流路幅の25.5倍に相当する出口直管部より構成されている．作動流体には空気を用い，ピトー管，熱線流速計により乱流計測を行っている．代表長さに H，代表速度に曲がり上流部に相当する $X_1/H=-4.5$ での主流速度を用いたレイノルズ数は224 000，ディーン数は $De=95\,000$ である．計算結果は曲がり上流部にあたる $X_1/H=-4.5, -0.5$ の断面，曲がり部 $\theta=45°$ 断面，曲がり下流部の $X_1/H=0.5$ の計4断面にて報告している．

座標系は直管路では直交座標系を曲がり管路においては円筒座標系を用いた．直管路では主流方向を X_1，断面方向を X_2, X_3 軸とし曲がり管部では主流方向速度変動 u_θ，半径方向速度変動を u_r，X_3 軸に平行な速度変動を u_z とし，断面内の原点は内壁側の最下点とした．また曲がり下流直管部においては便宜的に主流方向を X_1 軸とし，曲がり下流部を正符号に曲がり上流部を負符号とし，その位置を示した．

3·2 レイノルズ応力方程式　レイノルズ応力輸送方程式の厳密式は次式のように示される．

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

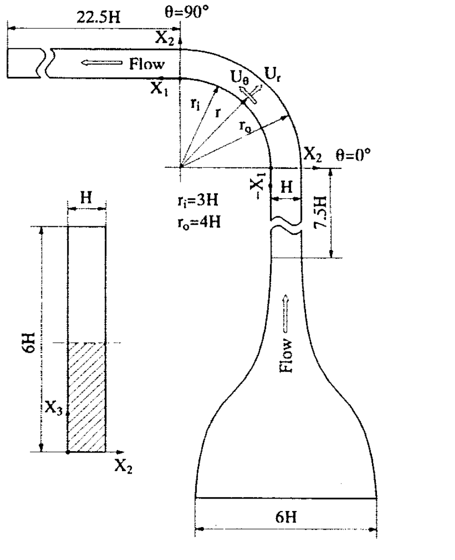

Fig. 1　Curved-wall wind tunnel and definition of coordinate system

NII-Electronic Library Service

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[13] 近似を適用しモデル化を行った．また，上式中モデル化の際問題となる圧力・ひずみ相関項，およびその定数系を表 1，2 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[14] にて詳述した．

3・3 数値解析 計算に際しては，境界条件の設定が容易な境界適合座標系を用いた．したがって，レイノルズ輸送方程式を含む各支配方程式は座標変換し変換された計算平面上にて解を求めることになる．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，計量テンソル等は別報にて詳述した[15]．解析領域は系の対称性を考慮し図 1 の斜線部に示す 1/2 断面とし，曲がり出口下流には実験より長めの全長 $45H$ の直管路を設け解析を行うこととした．計算格子は X_3 軸方向に 21，X_2 軸方向に 41，流れ方向に 108 の計算格子を配列した．乱流エネルギー，および乱流散逸方程式の境界条件には高レイノルズ形二方程式モデルを使用しているため壁関数を用い乱流エネルギー，乱流散逸の入口条件は，実験でも不明であるため，$k=U_0^2\times10^{-5}$，$\varepsilon=k^{3/2}/D_h$ と小さな値を設定し解析を行った．計算レイノルズ数は実験と同一とした．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似は 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解析を行った．

Table 1 Modelling of the pressure-strain correlation terms

$\pi_{ij,1}+\pi_{ji,1}$	$-C_1\frac{\varepsilon}{k}(\overline{u_iu_j}-\frac{2}{3}k\delta_{ij})$
$\pi_{ij,2}+\pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2+8}{11}(P_{ij}-\frac{2}{3}P_k\delta_{ij})+\zeta k(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i})$ $-\frac{8C_2-2}{11}(D_{ij}-\frac{2}{3}P_k\delta_{ij})$
$[\pi_{ij}+\pi_{ji}]_w$	$C_1=C_1^*+C_1'f(\frac{L}{X_w})$ $C_2=C_2^*+C_2'f(\frac{L}{X_w})$ $\zeta=\zeta^*+\zeta'f(\frac{L}{X_w})$
$P_{ij}=-\overline{u_iu_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k}-\overline{u_ju_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k}$ $D_{ij}=-\overline{u_iu_k}\frac{\partial U_k}{\partial x_j}-\overline{u_ju_k}\frac{\partial U_k}{\partial x_i}$	
$P_k=-\overline{u_ku_l}\frac{\partial U_k}{\partial x_l}$ $f\left(\frac{L}{X_w}\right)=\frac{C_\mu^{\frac{3}{4}}}{\kappa}\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}\frac{1}{X_w}$	

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

4. 結果と考察

4・1 垂直応力分布の比較 図 2 は主流方向速度変動の各断面における値を比較した結果を示している．両結果とも $X_1/H=-4.5$ 断面の境界層外縁での主流方向速度 U_0 にて値を無次元化している．$X_1/H=-0.5$ 断面の底壁面近傍に相当する $X_3/H=0.25$ の線上において，実験値はその中央部に凸状の分布を示しているが，これは管路流入部に設置された二次元縮流風洞より生成された渦対に起因するものであるが計算では顕著には認められない．この領域にて差はあるものの計算は直管路にて比較的良好に実験値を予測している．

曲がり管路に流入すると，計算は内壁側の分布を比較的良好に予測するものの，外壁側で実験値を小さく予測し差が認められる．曲がり管路の上下対称軸上の $X_3/H=3.0$ に着目すると，実験結果は外壁で大きく内壁で小さな値を示しているが，これは二次元曲がり管路に特徴的な現象であり，以下のように説明される．曲がり部における主流方向変動速度の生成項を $Pr(\overline{u_\theta^2})$ とすると厳密式は以下のように示される．

$$Pr(\overline{u_\theta^2})-2\overline{u_\theta u_r}\frac{\partial U_\theta}{\partial r}-2\overline{u_\theta^2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial U_\theta}{\partial \theta}+\frac{U_r}{r}\right)$$
$$-2\overline{u_\theta u_r}\frac{\partial U_\theta}{\partial Z}\cdots\cdots(2)$$

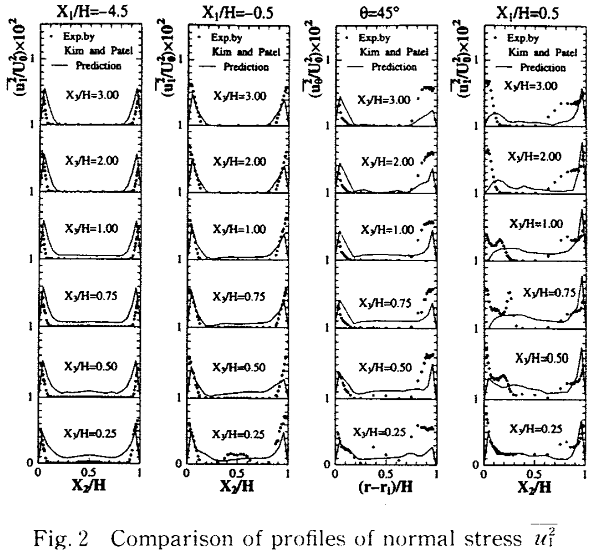

Fig. 2 Comparison of profiles of normal stress $\overline{u_1^2}$

NII-Electronic Library Service

管路の上下対称軸上においては主流方向速度の Z 軸方向の変化はなく零である．また主流方向速度の流れ方向に変化は少なく，断面方向速度 U_r は小さいことを仮定すると上式は簡略化され次のように示される．

$$Pr(\overline{u_\theta^2}) \fallingdotseq -2\overline{u_\theta u_r}\frac{\partial U_\theta}{\partial r} \quad \cdots\cdots(3)$$

次に上式中に表れるせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ の生成項の厳密式を円筒座標上にて求めると次のように示される．

$$Pr(\overline{u_\theta u_r}) = -\overline{u_r^2}\frac{\partial U_\theta}{\partial r} - \overline{u_\theta u_r}\left(\frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{U_r}{r}\right) - \frac{\overline{u_\theta^2}}{r}\left(\frac{\partial U_r}{\partial \theta} - U_\theta\right) - \overline{u_r u_z}\frac{\partial U_\theta}{\partial Z} - \overline{u_\theta u_z}\frac{\partial U_r}{\partial Z} \quad \cdots\cdots(4)$$

上式に先の仮定を適用するとさらに簡略化されて以下のように示される．

$$Pr(\overline{u_\theta u_r}) \fallingdotseq \overline{u_r^2}\frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{\overline{u_\theta^2}}{r}U_\theta \quad \cdots\cdots(5)$$

ここで式(3)中のせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ が式(5)に示される生成項により代表されるものと仮定して主流方向速度変動の生成項を書き改めると次式のように示される．

$$Pr(\overline{u_\theta^2}) \fallingdotseq 2\overline{u_r^2}\left(\frac{\partial U_\theta}{\partial r}\right)^2 - 2\frac{\overline{u_\theta^2}}{r}U_\theta\frac{\partial U_\theta}{\partial r} \quad \cdots\cdots(6)$$

上式第1項はつねに正値を有することにより，その大小は第2項に含まれる主流方向速度の半径方向速度こう配値により左右される．この値は管路上下対称軸上の内壁側にて正の外壁側にて負の値を取ることより内壁では乱れが抑制され，逆に外壁側においては乱れの生成が促進されるものと解釈される．

本解析では代数応力モデルを用い前述の各応力の生成項をモデル化することなく厳密に加味していることを考慮すると，実験との差異要因の一つとして境界条件として使用している壁関数の外壁面での設定条件を指摘できる．Moser-Moin[16] の DNS の計算結果，あるいは Richmond-Patel[17] が示しているように，外壁側の対数速度分布は普遍定数 $C=5.5$ より小さな値に変化する．C の値を小さく取ることは粗面壁を設定することに相当し，したがって外壁側の応力値を大きくすることが可能であると思われる．

曲がり出口直管部の $X_1/H=0.5$ 断面では，曲がり管路とは逆に内壁側にて計算は実験値を小さく予測する結果となった．また，実験値は波状の特徴的分布を示しており，これは内壁側の主流方向速度分布と強い相関を有している．既報[12] に示したように内壁側の主流方向速度分布を良好に予測できないことが内壁の速度変動値を小さく見積もる結果になったものと解釈される．

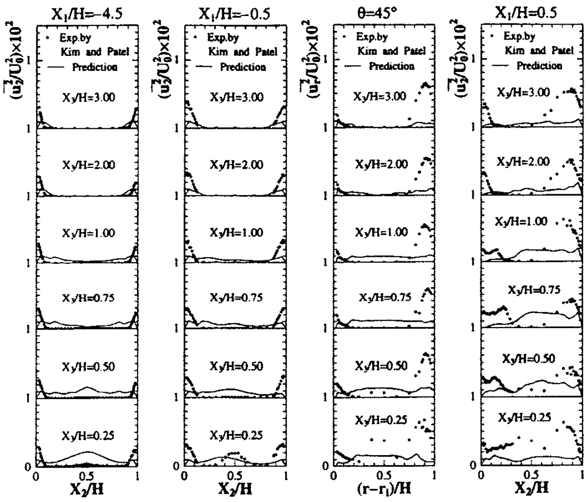

Fig. 3　Comparison of profiles of normal stress $\overline{u_2^2}$

図3は半径方向速度変動値を比較した結果を示す．曲がり管路部での半径方向速度変動値に着目すると，主流方向変動速度同様外壁で比較的大きな値を示している．曲がり部上下対称軸上の半径方向速度変動の生成項を先に導出した手法を踏襲し導出すると以下のように示される．

$$Pr(\overline{u_r^2}) \fallingdotseq -2\overline{u_r^2}\frac{\partial U_\theta}{\partial r}\frac{U_\theta}{r} + 2\overline{u_\theta^2}\left(\frac{U_\theta}{r}\right)^2 \quad \cdots\cdots(7)$$

上式から明らかなように右辺第1項に含まれる主流方向速度こう配値は外壁側で負の値を有することより，外壁側は内壁に比べ大きな値を有するものと解釈される．また，外壁での実験値に注目すると，その値は主流方向速度変動とほぼ同レベルの値を示しているが，半径方向速度変動は外壁の存在よりその乱れが抑制される結果，その値は主流方向速度変動値と比較して小さくなるものと解釈される．この半径方向速度変動が，内外壁より抑制され $\overline{u_1^2} > \overline{u_2^2}$ となる傾向は曲がり入口直管部において顕著に認められ，計算もこの傾向を捕そくしている．以上の点から，曲がり管路での半径方向速度変動値の実験値は大きな値を示し過ぎているように思える．曲がり外壁における速度変動値の増大を計算は予測するには至らなかったが前述の壁関数の設定条件の変更より改善されるものと思われる．

図4は深さ方向に相当する速度変動 $\overline{u_3^2}$ 分布を比較した結果である．曲がり入口直管部にて，計算は比較的良好に実験値を予測し二次元管路にて報告されている $\overline{u_1^2} > \overline{u_3^2} > \overline{u_2^2}$ の関係を上下対称軸上で両結果とも満足している．曲がり管路に流入すると他の垂直応力

NII-Electronic Library Service

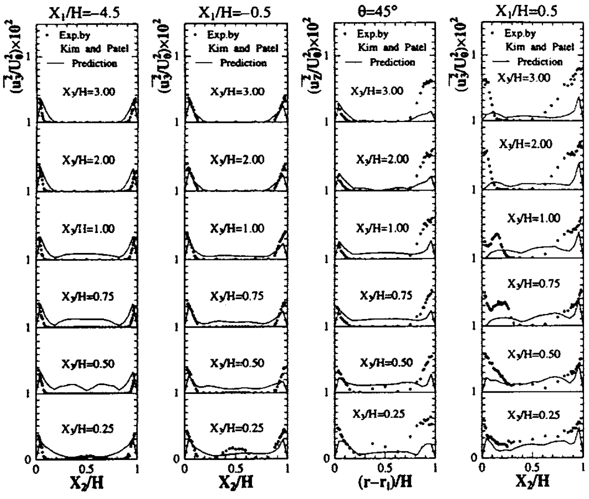

Fig. 4 Comparison of profiles of normal stress $\overline{u_3^2}$

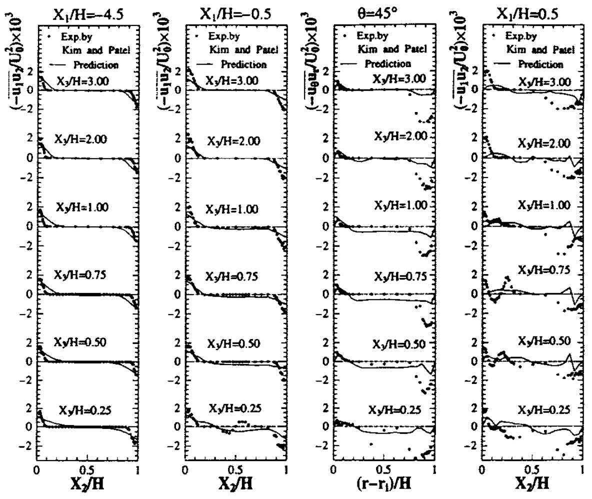

Fig. 6 Comparison of profiles of shear stress $\overline{u_1u_2}$

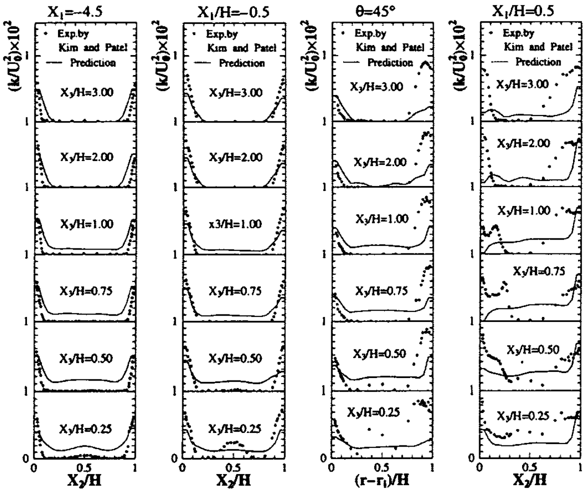

Fig. 5 Comparison of profiles of turbulent kinetic energy

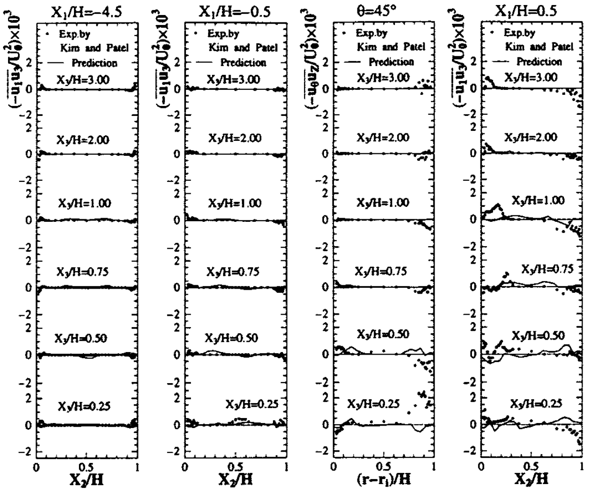

Fig. 7 Comparison of profiles of shear stress $\overline{u_1u_3}$

分布同様，外壁で実験値は大きな値を示すが，計算は実験値を再現するには至っていない．先に示した生成項の解析からすると，上下対称軸上での深さ方向速度変動の生成項は，$U_2=0$ であることよりその生成項は零となる．したがって，その速度変動は圧力・ひずみ相関項より生成されることになる．圧力・ひずみ相関項中には，乱流エネルギーの生成項を含むためその分布は，乱流エネルギー分布と相似な分布を示すものと解釈される．曲がり出口直管部では，管路中央部の内壁側において計算は値を小さく予測しており実験と異なる．

図5は乱流エネルギーの両結果を比較したものであるが曲がり管路の外壁側，曲がり出口直管部の内壁側にて計算値は実験値を小さく予測する結果となった．曲がり管路外壁における実験値との差異要因の一つとしては，前述のように壁関数の普遍定数の選定を指摘することができる．

4·2 せん断応力分布の比較 図6はせん断応力 $\overline{u_1u_2}$ 分布を比較した結果である．速度こう配 $\partial U_1/\partial X_2$ の符号が内外壁では，それぞれ正，負の符号を取るためせん断応力は内外壁にて相異なる符号を示している．計算は曲がり直管部において比較的良好にその分布を予測している．曲がり部に流入すると実験結果は外壁側にて絶対値の大きな値を示しているが，計算は傾向は予測するものの定量的な一致は認められない．曲がり出口直後に相当する直管部では，実験，計算とも複雑な分布を取ることが理解できる．定量的な一致まではまだ不十分であるが，おおかたの傾向は予測しているものと考えられる．

図7はせん断応力 $\overline{u_1u_3}$ 分布の比較結果である．理論上このせん断応力は，上下対称軸の $X_3/H=3.0$ 上で零値を有するため計算では境界条件を零に設定し，

NII-Electronic Library Service

したがって計算結果はこの線上にて値はもたない．実験では，必ずしもこの線上で零とはならず，ばらつきが認められる．この傾向は特に曲がり管出口直管部にて顕著である．またこのせん断応力は，せん断応力 $\overline{u_1u_2}$ と比較すると絶対値の小さな値を取り，入口直管部においては変動は少ない．曲がり部，出口直管部においては比較的大きな変化が認められるが，これは二次流れにより主流方向速度がひずまされる結果である．曲がり管路部，出口直管部では計算値は実験値と，その符号を異にする傾向にあり，特に外壁側にてその傾向が認められる．例えば曲がり角 45°，$X_3/H=0.25$ の外壁側ではその差が顕著である．こうした差異要因がどのようなパラメータにより影響されるのかを検討する．せん断応力 $\overline{u_1u_3}$ の曲がり部における生成項は厳密式として以下のように示される．

$$Pr(\overline{u_\theta u_z})=-\overline{u_z^2}\frac{\partial U_\theta}{\partial Z}-\overline{u_\theta u_z}\left(\frac{\partial U_z}{\partial Z}+\frac{\partial U_\theta}{r\partial Z}+\frac{U_r}{r}\right)-\overline{u_\theta u_r}\frac{\partial U_z}{\partial r}-\overline{u_r u_z}\frac{\partial U_\theta}{\partial r}\quad\cdots\cdots(8)$$

底壁面近傍にて比較的大きな値を示すのは右辺第1項，第6項と推察され，したがって主流方向速度の r 方向，Z 方向へのこう配値が支配的パラメータと考えられる．第1項めは底壁面に沿ってつねに負の値を示し，第6項めはせん断応力 $\overline{u_ru_z}$ の符号に左右される．したがって，曲がり角 45°，$X_3/H=0.25$ の外壁側で計算値が負の値を示すのは第1項の寄与が大きい結果と解釈される．

4・3　$X_1/H=0.5$ 断面コーナ部における比較

Kim らは曲がり部，底壁面の影響を受け複雑な三次元流動挙動を示す計測結果を，曲がり管路出口直後に相当する $X_1/H=0.5$ 断面のコーナ部近傍領域にて示している．そこでこれらの結果についても比較検討を加えた．図8に，この領域における主流方向速度，および乱流特性量を比較した結果を示す．図8中鎖線は負の等値線を示している．主流方向速度分布に注目すると実験結果は，内壁より比較的低速の流体が管路中央部へ移流される分布となっているが，計算も同様な傾向を示している．ただし 0.7 の等値線分布を考慮すると計算のほうが大きく張り出し，内壁近傍に大きな低速領域を占めていることが実験と異なる．Kim らは乱流エネルギー分布に関し，内壁側の $X_3/H=0.8$ ～0.9 の領域にて大きな値が認められることを報告しているが，計算では認められない．計算ではこの領域は速度のかなり小さい領域で占められる結果，主流方向速度こう配が小さく，乱流エネルギーの生成が抑制されたものと解釈される．また，せん断応力 $\overline{u_1u_2}$，$\overline{u_1u_3}$ 分布に関しては，主流方向速度等値線が二次流れにより大きくひずまされる結果，せん断応力分布に異符号領域が認められることを Kim らはその特徴として報告している．実験結果よりいずれのせん断応力分布においても内壁側の壁面近傍にて負の領域が存在し異符号領域の存在が認められる．せん断応力 $\overline{u_1u_2}$ に関しては実験，計算とも底壁面に負の領域が存在するのは共通しているが，計算では内壁近傍にて負の領域は認められない．また，せん断応力 $\overline{u_1u_3}$ に関しては，両結果とも内壁近傍において負の領域が認められ，また底壁面は正の領域で占められておりその傾向は，比較的類似の分布を示している．

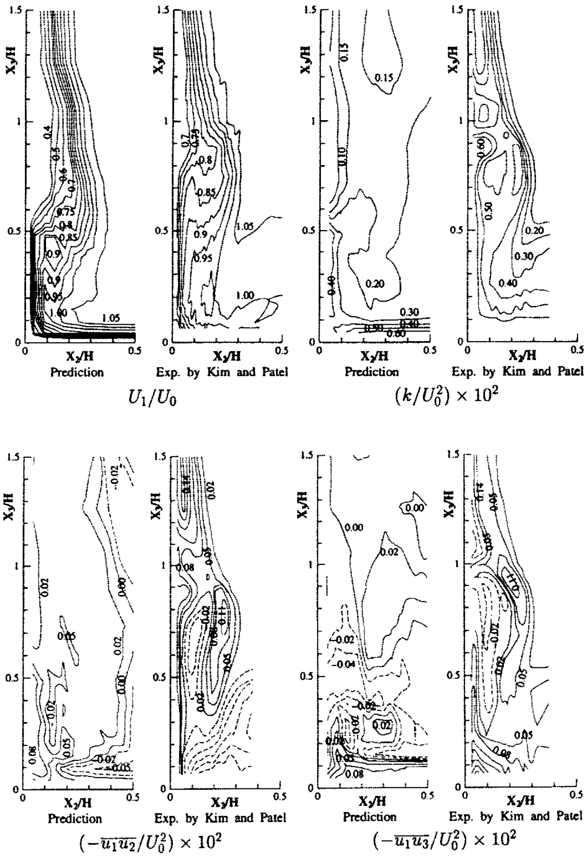

Fig. 8　Comparison of vortex on the convex wall at $X_1/H=0.5$

5. 結　　論

断面縦横比 6.0 の長方形断面を有する 90° 曲がり管路を対象に，代数レイノルズ応力モデル，および境界適合座標系を用い三次元乱流場の数値解析を行った．解析結果は，速度変動場における実験と比較し以下の結論を得た．

NII-Electronic Library Service

（1） 本解析手法は入口直管部においては，垂直応力，せん断応力とも比較的良好に予測している．

（2） 曲がり部において，計算は内壁側の垂直応力，せん断応力を比較的良好に予測しているが，外壁側では実験値を小さく予測する結果となった．この差異要因の一つとして外壁における壁関数の設定を指摘することができる．

（3） 曲がり部下流の出口直管部では，計算は内壁側で垂直応力，せん断応力を小さく見積もるが，これは内壁側での主流方向速度こう配を小さく予測することに起因する．

本研究を行うに際しPatel教授，Kim博士からは有益なご助言を受けるとともに，実験データの供与を受けた．ここに記して謝意を表す．

文 献

（1） Wilcken, H., *NASA TT-F-11*(1930).
（2） Chang, S. M., Humphrey, J. A. C. and Modavi, A., *Phys. Chem. Hydrodyn.*, **3**(1983), 243-269.
（3） Humphrey, J. A. C., Whitelaw, J. H. and Yee, G., *J. Fluid Mech.*, **103**(1981), 443-463.
（4） Choi, D., Iacovides H. and Launder B. E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **111**(1989), 59-68.
（5） Sotiropoulos, F. and Patel, V. C., *Near-Wall Turbulent Flow*, (1993), 987-997, Elsevier Science.
（6） 杉山均・秋山光庸・山中和典・佐藤誉之, 機論, **61**-581, B(1995), 48-55.
（7） 杉山均・秋山光庸・山中和典・佐藤誉之, 機論, **61**-584, B(1995), 1301-1309.
（8） Muck, K. C., Hoffman, P. H. and Bradshaw, P., *J. Fluid Mech.*, **161**(1985), 347-369.
（9） Hunt, I. A. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, **91**(1979), 633-659.
（10） Kobayashi, M., Maekawa, H., Yakano, T., Uchiyama, N., Kubota, M. and Kobayashi, Y., *JSME Int. J.*, **32**-3, II(1989), 324-331.
（11） Kim, W. J. and Patel, V. C., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **116**(1994), 45-52.
（12） 杉山均・秋山光庸・藤田修, 機論, **63**-606, B(1997), 521-528.
（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.
（16） Moser, R. D. and Moin, P., *J. Fluid Mech.*, **175**(1987), 479-510.
（17） Richmond, M. and Patel, V. C., *AIAA J.*, **29**-6(1991), 895-902.

NII-Electronic Library Service