

正方形断面を有する S 字形管路内乱流の応力場解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 村上 泰隆^{*2}Numerical Analysis of Developing Turbulent Structure
in S-Shaped Duct

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Yasutaka MURAKAMI

Numerical simulation has been performed for developing turbulent flow in S-shaped duct with a square section at a Reynolds number of 4×10^4 . The S-duct was formed from two 22.5 degree bends with 40 mm hydraulic diameter and 280 mm mean radius of curvature. Straight ducts with hydraulic diameters of 7.5 and 50 are attached to the inlet and outlet planes of the S-duct, respectively. In calculation, an algebraic Reynolds stress model was adopted in order to predict anisotropic turbulent flow precisely, and a boundary-fitted coordinate system was introduced for coordinate transformation. The calculated results were compared with the experimental data using a laser Doppler velocimeter. In particular, the distributions of Reynolds stresses are compared in this report. As a result of comparison with the experimental data, it was found that the present method can accurately predict contours of streamwise normal stress which show the active generation of turbulence near the outer wall of the second bend. Moreover, it was clarified by estimating the production term that the high value of streamwise normal stress near the outer wall of the second bend is responsible for the velocity gradient of streamwise mean velocity with respect to the radial direction. The profiles of other normal stresses and shear stress are also predicted using the anisotropic turbulent model without great discrepancy.

Key Words: Numerical Analysis, Secondary Flow, Turbulent Flow, S-Shaped Duct, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

S 字形を有する管路は、その曲率中心位置が流れを挟んで両側に位置することより、単一曲率中心を有する曲がり管路とはその流動挙動は大きく異なる。こうした S 字形管路は圧力損失の低減を図りながら流れ方向を変換する継手管路として機械工学の分野にて活用されているのみならず、航空機用エンジンへの空気導入部としても利用され航空工学からも興味をもたれている⁽¹⁾。また、自然環境問題として蛇行する河川は S 字形を呈した代表的流れ場であり、その蛇行形成は二次流れによる土砂のたい積と強い相関を有することより、自由水面を有する曲がり開水路の研究は土木工学の分野よりいくつかの研究が報告されている⁽²⁾。

こうした S 字形管路に対し系統的な実験を Taylor-Whitelaw-Yianneskis⁽³⁾⁽⁴⁾ は行っている。すなわち断面形状を円形⁽³⁾、正方形断面⁽⁴⁾ に分類し各断面に対して層流、乱流の流れ場をレーザドップラー流速計より計測を行い、各流れ場の特徴を明らかにし

た。特に正方形断面を有する S 字形曲がり管路に対しては 6 成分のレイノルズ応力のうち 4 成分の応力分布の計測結果を報告している。また、S 字形管路がいくつか組合された波状管路内の流れを Shimizu-Futaki-Martin⁽⁵⁾ は解析している。彼らは時間平均速度、二次流れ挙動をレーザドップラー流速計、タフト法より測定し管路の圧力損失は断面形状に大きく影響されることを報告している。さらに Rojas-Whitelaw-Yianneskis⁽⁶⁾ は S 字形管路で断面形状が流れ方向に拡大するディフューザ管路を対象にレーザドップラー流速計を用いて詳細な乱流計測結果を報告している。

一方、この種の実験解析に対し、数値解析例の多くは 90, 180°曲がり管路に代表されるように単一曲率中心を有する曲がり管路の解析例がほとんどであり S 字形管路に関する報告例は少ないようである。そこで著者ら⁽⁷⁾ は Taylor-Whitelaw-Yianneskis⁽⁴⁾ の行った正方形断面を有する S 字形管路を対象に代数応力モデル、境界適合座標系を用い数値解析を行い、特に時間平均速度場における結果を比較すると同時に、S 字形管路で生成された第 1 種二次流れが、出口直管部にて第 2 種二次流れへと遷移する流動挙動について検討を加えた。その結果、解析結果は比較的良

* 原稿受付 1996 年 5 月 8 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。

好に実験速度分布を予測するとともに、第1種二次流れは出口直管部に流入するとその強度を減衰し、曲がり出口から水力直径の18倍程度下流にて第2種二次流れに遷移することを明らかにした。

以上の研究経緯から本研究は Taylor-Whitelaw-Yianneskis⁽⁴⁾の実験を対象に、レイノルズ応力場の実験値との差異分析を行い乱流モデルの特徴を明らかにすると同時に、実験にて測定されていないレイノルズ応力成分に対し計算結果を提示することにより応力場の現象を明らかにすることを目的とする。

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_b : 断面内の主流方向平均速度

u_r : 円筒座標上の半径方向変動速度

u_z : 円筒座標上の深さ方向変動速度

u_θ : 円筒座標上の円周方向変動速度

X_i : 直交座標系での i 方向座標軸

θ : 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 Taylor-Whitelaw-Yianneskis⁽⁴⁾の実験装置概略図、ならびに座標系を図1に示す。実験管路は曲がり角 22.5° で内壁曲率半径 $r_i = 260$ mm、外壁曲率半径 $r_o = 300$ mm の曲がり管路を、流れをはさんで両側に曲率中心が位置するように接続したS形状管路と、水力直径 D_h の7.5倍に相当する入口直管路、50倍に相当する出口直管路より構成されている。管路断面は一辺が40 mm の正方形断面を構成している。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乱流特性量の測定を曲がり部にて行っている。測定断面は図1中に示した①～⑤断面であり①断面はS字曲

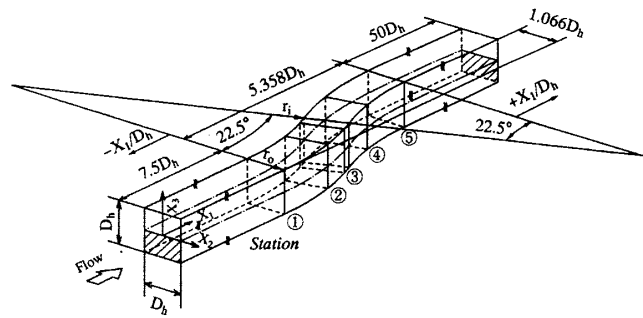


Fig. 1 S-Shaped duct and definition of coordinate system

がり入口、②断面はS字曲がり入口から 13.5° の位置、③断面は 20.5° の位置、④断面はS字曲がり出口から上流部に向かって 13.5° の位置、⑤断面はS字曲がり出口に相当している。レイノルズ数は $Re = 40\,000$ 、デーン数は $De = 10\,690$ である。座標系は主流方向を X_1 軸、断面方向を X_2, X_3 とし原点は断面中心とした。曲がり部においては便宜的に円筒座標系に従うものとした。したがって u_θ, u_r, u_z は主流方向、半径方向、深さ方向 (X_3 軸方向) の各速度変動成分を表している。

3.2 レイノルズ応力輸送方程式 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。

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

数値計算の際に、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⁾ 近似を適用しモデル化を行った。さらにモデル化のうえで特に問題となる圧力・ひずみ相関項、ならびにその定数については表1, 2に示した。その導出、決定に関する詳細については別報⁽⁹⁾ に詳述した。

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。 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸を示している。

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

式(2)を用いた方程式の変換法, 変換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⁽¹⁰⁾.

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1/2断面にて解析を行った. 曲がり入口, 出口部には Taylor らの実験と同じ距離を有する助走区間を設け計算を行った. 計算格子は X_3 軸方向に 21, X_2 軸方向に 41, 流れ方向に 130 の格

Table 1 Modelling of the pressure-strain correlation terms

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

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

子を配列し, 流れが急激に変化する壁面近傍, S 字形状曲がり部にて格子間隔が密になるよう配慮した. 計算時のレイノルズ数は実験と同じ 40 000 である. 本解析では高レイノルズ数形の乱流モデルを用いているため乱流エネルギー, 乱流散逸方程式の境界条件には壁関数を用いた. 入口助走管路への流入条件は実験においても不明なため, 乱流エネルギー, 乱流散逸値は $k = U_b^2 \times 10^{-5}$, $\varepsilon = k^{3/2}/D_h$ 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. 支配方程式中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扱い解析を行った.

4. 結果と考察

4・1 垂直応力場における比較 図2に S 字形状曲がり部における主流方向垂直応力等値線を両解析にて比較した結果を示す. 各等値線は実験にならい断面内の主流方向平均速度 U_b にて無次元化した. S 字形状管路入口部に相当する $\theta = 0^\circ$ 断面にて計算は 0.1 の等値線領域を大きく予測するものの下壁面に 1.0 の最大値を実験同様予測している. この断面において主流方向速度等値線は, 外壁に生成される高い圧力より等

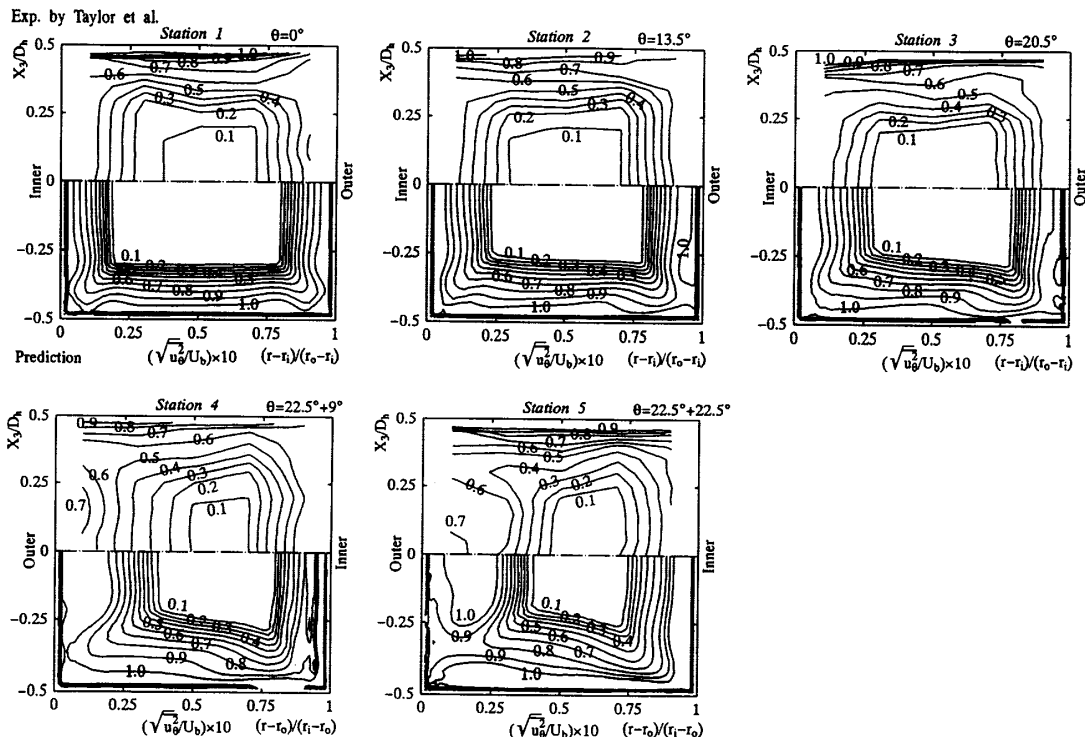


Fig. 2 Comparison of streamwise normal stress

値線が内壁側に移動する現象が実験⁽⁴⁾、計算⁽⁷⁾より観察されたが、主流方向垂直応力に関して、この傾向は顕著に認められない。ただし計算結果の等値線より明らかなように両コーナ部への等値線の突出しは、主流方向速度等値線分布と同様に認められる。その突出しは主流方向速度等値線より顕著であることより、垂直応力は上流に設置された直管路にて生成された第2種二次流れに大きく影響されているものと解釈されがちであるが、むしろこうした傾向は、その生成項に起因するものと解釈される。この点を明らかにするため、図3にこの断面における主流方向垂直応力の生成項 $Pr(\overline{u_\theta^2})$ [式(3)に定義] を算出した結果を等値線分布として示す。図3より明らかなようにコーナ部における等値線分布は図2のそれと類似の分布を示し等値線の突出しが生成項に大きく起因することを示している。すなわち、第2種二次流れによる直接的な移流効果よりも、第2種二次流れにより歪まされた三次元平均速度場から生み出される主流方向垂直応力の生成項に大きく支配される。

$\theta=13.5^\circ$ 断面に至ると二次流れの生成により、その等値線分布の対称性が崩れてくることが予測されるが、計算結果のほうがこの傾向が顕著である。既報⁽⁷⁾にて報告したように、この断面に至っては、主流方向速度等値線は内壁側に移動した分布を実験、計算とも示すが、主流方向垂直応力分布はこの傾向を顕著に示すことはない。このことは外壁の高い圧力により主流方向垂直応力は影響を受けにくいことを示唆している。さらに下流の $\theta=20.5^\circ$ 断面では、実験等値線は外壁側に寄った分布を示しているが、これは曲がり管路に特徴的な二次流れに起因するものと解釈される。計算結果もほぼ同様な分布を示しており解析手法の妥当性を示すものと思われる。

第2の曲がり管路に流入し、その入口から曲がり角 9° の位置に相当する $\theta=22.5^\circ+9^\circ$ 断面に進むと、その

等値線は大きく変化する。実験結果より外壁近傍にて $0.6, 0.7$ の値が認められ比較的乱れの大きな領域が存在することが認められるが、計算結果も同様な傾向を示している。このことは $22.5^\circ+22.5^\circ$ 断面でも同様に認められる。ただし、計算結果はこの傾向がより顕著であり実験より大きな値を予測している。こうした現象の生成要因について以下に検討する。曲がり部における主流方向垂直応力の生成項を $Pr(\overline{u_\theta^2})$ とし、その厳密式は以下のように示される。

$$Pr(\overline{u_\theta^2}) = -2\overline{u_\theta u_r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - 2\overline{u_\theta^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{U_r}{r} \right) - 2\overline{u_\theta u_z} \frac{\partial U_\theta}{\partial z} \quad (3)$$

上式の各項を $\theta=20.5^\circ, 22.5^\circ, 22.5^\circ+9^\circ, 22.5^\circ+22.5^\circ$ の4断面にて算出した結果を図4に示す。各値は断面内平均速度、水力直径にて無次元化している。計算結果より内外壁近傍にて大きな値を示すのは右辺第1項であり $\theta=22.5^\circ+22.5^\circ$ 断面の外壁近傍で、その値は壁から離れた領域においても大きな値を示している。このことより第2の曲がり管路における外壁側での乱れの大きな領域は右辺第1項、主流方向速度の半径方向変化に大きく影響されることが理解できる。第2の曲がり管路外壁では主流方向速度は流れ方向に減速されることが実験、計算からも確認できるが、右辺第2項の等値線からは主流方向変動速度の生成には寄与しないことが理解できる。また、底壁面での乱流生成に関しては右辺3項、4項が支配的であることが理解できる。

図5は半径方向垂直応力の等値線分布を比較した結果である。 $\theta=0^\circ$ 断面ではほぼ対称形の等値線分布を両結果とも示し、上下壁面に比較的高い値が存在する。半径方向垂直応力は内外壁によりその生成が抑制されるため、上下壁面近傍にて大きな値を有することになる。 $\theta=13.5^\circ$ 断面では等値線分布に大きな変化は認められないが、計算結果は内壁側の底壁面近傍にて最大値が認められる。内壁側に寄った形でその最大値が存在するのは底壁面に沿って外壁より内壁に向かって生成される強い二次流れによる移流効果と解釈される。また、内壁側での等値線間隔が外壁のそれと比較して粗になっていることも上下対称軸上を内壁から外壁に向かって流れる二次流れによるものと解釈される。実験結果の内壁側の等値線も同様な傾向を示している。こうした傾向は、 $\theta=20.5^\circ$ 断面に至るとさらに顕著となる。この断面における実験結果を計算結果と比較すると、計算は底壁面の最大値を高く予測するものの比較的良好的にその分布を予測している。

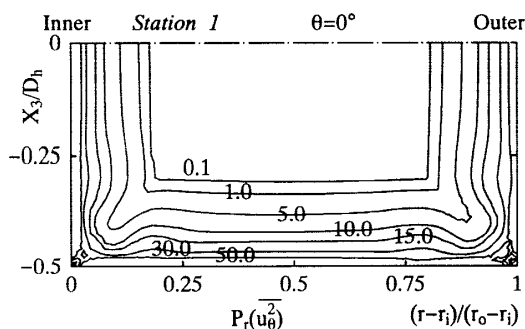


Fig. 3 Calculated profiles of production term for streamwise normal stress at bend inlet

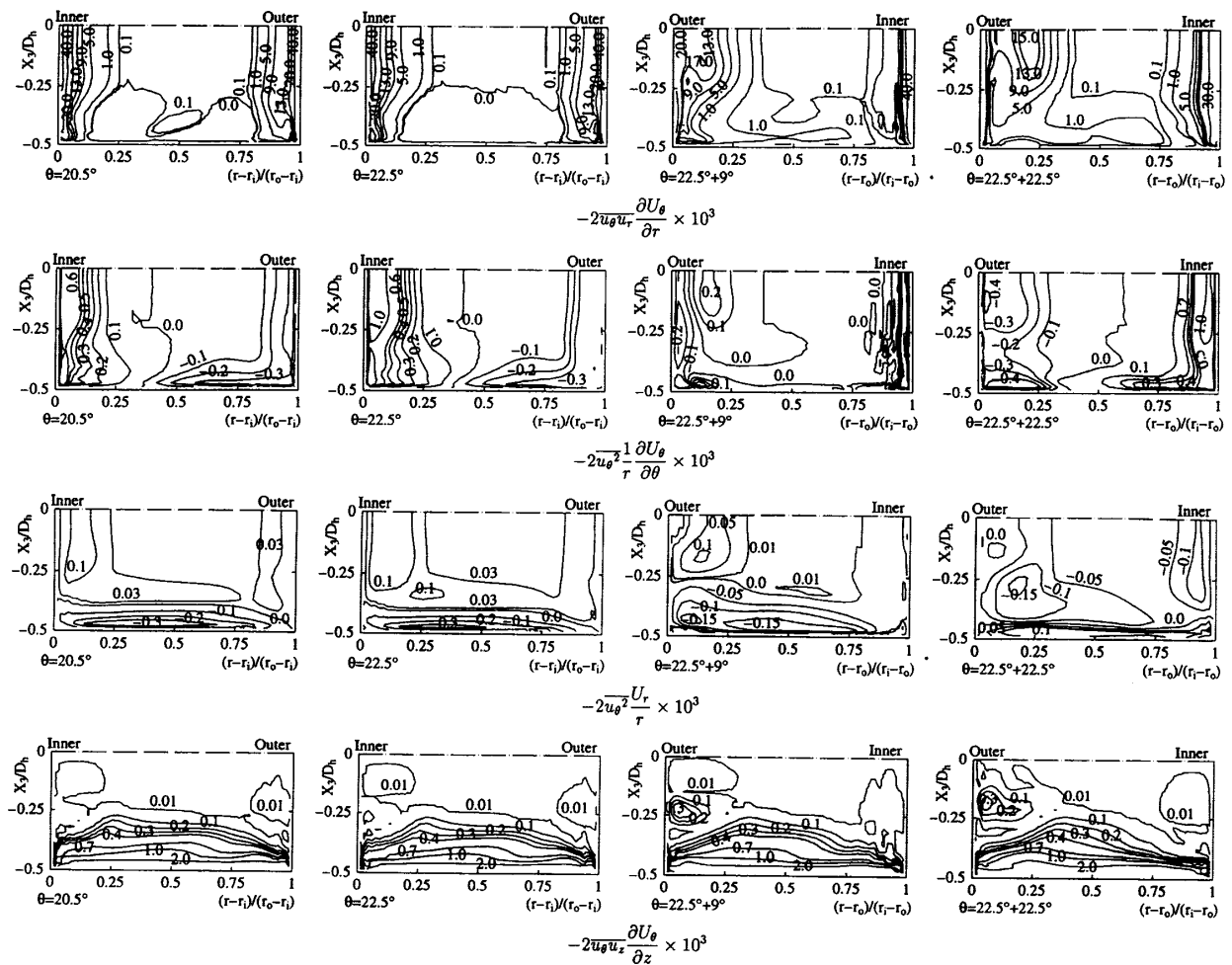


Fig. 4 Calculated profiles of production term for streamwise normal stress

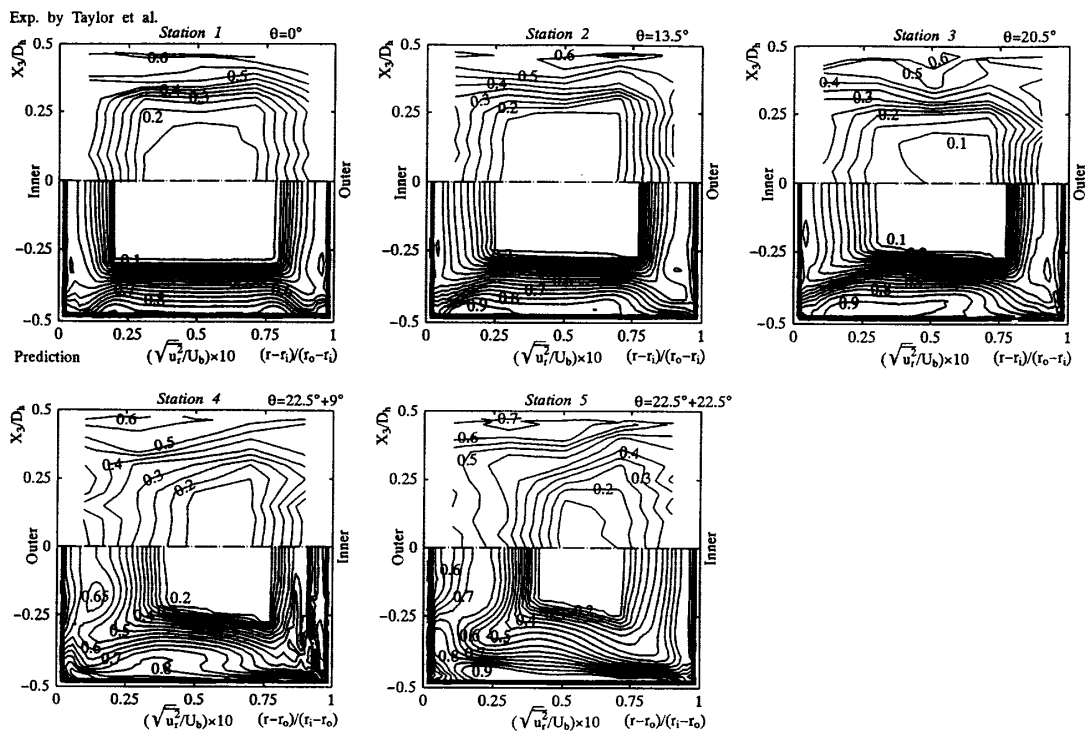


Fig. 5 Comparison of radial normal stress

第2の曲がり管路に流入するとその等値線はさらに複雑になる。 $\theta=22.5^\circ+9^\circ$ 断面の計算結果より、外壁側で比較的高い値が生成されていることがわかる。実験においては計算ほど明りょうに高い値は認められないが、同様な現象を呈している。これは主流方向垂直応力分布と類似の傾向である。曲がり出口部での $\theta=22.5^\circ+22.5^\circ$ 断面の計算結果より、底壁面での最大値ほどではないが外壁側では、 $\theta=22.5^\circ+9^\circ$ 断面よりさらに高い値が生成されており実験においても認められる。

図6は内外壁に平行な方向の垂直応力分布を比較した結果である。半径方向垂直応力とは対照的に、内外壁近傍にて高い値を、上下壁近傍にて小さな値を取る分布となる。この傾向はいずれの断面においても認められる。計算結果より $\theta=13.5^\circ$ 断面では、内壁側に比較して外壁側に高い値が大きな領域を占めて存在するが、 $\theta=20.5^\circ$ 断面に至るとむしろ内壁側での増加が顕著となる。第2の曲がり管路に流入すると、第1の曲がり管路では内壁に相当し、第2の曲がり管路では外壁に相当する壁面側にて高い値の領域が大きく形成される。 $\theta=22.5^\circ+9^\circ$ 断面における二次流れは第1の曲がり管路での二次流れが、その方向を変換するには至らず、外壁側の上下対称軸近傍では外壁から内壁に向かう二次流れが存在している⁽⁷⁾。この移流効果によっても、垂直応力 $\overline{u_z^2}$ 値の大きな領域が形成されることになるものと解釈される。実験結果は壁面近傍を除く

管路中心部近傍での等値線のみを示す結果となっている。 X_3 軸に沿う局所な位置で実験との定量比較を行った結果を図7に示す。壁面近傍での値は比較できないがそれ以外の領域では比較的良好に予測している。

4.2 セン断応力場における比較 図8はせん断応力 $\overline{u_{\theta r}}$ の等値線をS形状管路部にて比較した結果である。 $\theta=0^\circ$ 断面の実験結果より明らかなようにせん断応力 $\overline{u_{\theta r}}$ は内外壁から管中心部に向かって発達する等値分布を示し、その符号は内壁と外壁とで異符号を取りほぼ左右対称な分布となる。計算もこの傾向を示し実験等値線分布を比較的良好に予測している。 $\theta=13.5^\circ$ 断面では、対称性は崩れ外壁側にて絶対値の高い値が生成されることが実験結果より指摘できる。この点に関して計算結果も同様な結果を示しているが、計算は底壁面側でも絶対値の大きな値を予測している。 $\theta=20.5^\circ$ の断面に至ると計算は外壁近傍での等値線分布を比較的良好に予測しているが、内壁側でも比較的高い値を示し実験とは異なる。第2の曲がり管路に流入すると $\theta=20.5^\circ+9^\circ$ 断面における両結果より理解されるように外壁側で高い値が大きな領域にて認められる。外壁側にて高い値が認められるのは垂直応力分布と同様である。こうした傾向は $\theta=22.5^\circ+22.5^\circ$ 断面ではより顕著に認められる。こうした現象の発生要因について次に考察を加える。せん断応力 $\overline{u_{\theta r}}$ の生成項の厳密式を円筒座標を用いて求めると以下のように示される。

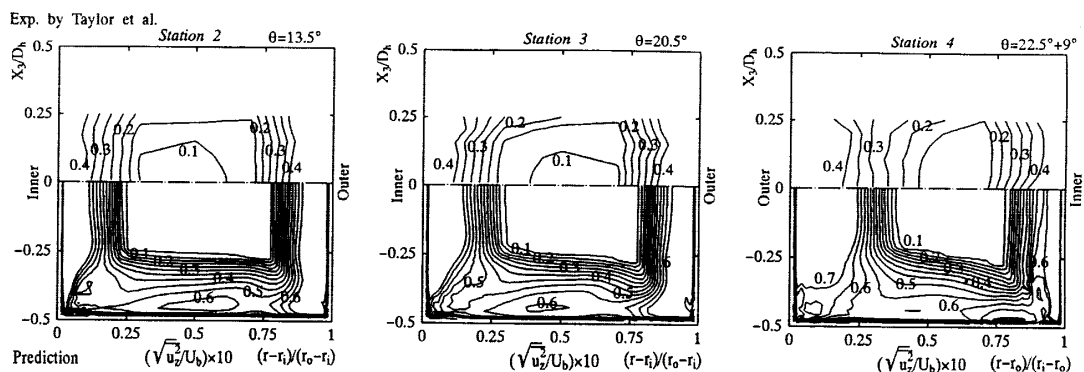


Fig. 6 Comparison of spanwise normal stress

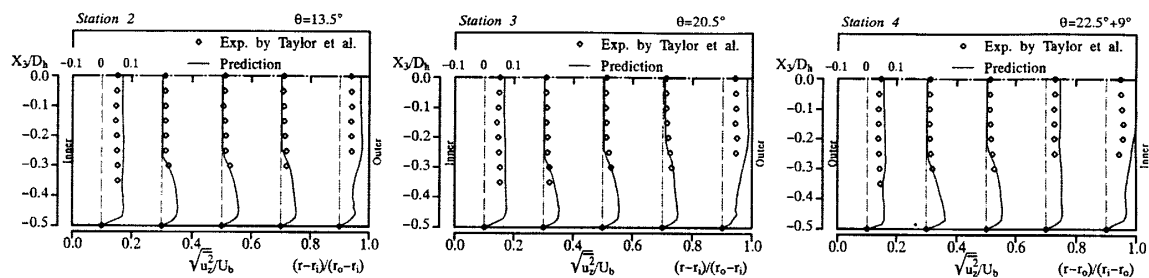


Fig. 7 Comparison of spanwise normal stress along X_3 axis

$$\begin{aligned}
 Pr(\overline{u_\theta u_r}) &= -\overline{u_r^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - \overline{u_\theta u_r} \left(\frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{U_r}{r} \right) \\
 &\quad - \frac{\overline{u_\theta^2}}{r} \left(-\frac{\partial U_r}{\partial \theta} - U_\theta \right) - \overline{u_r u_z} \frac{\partial U_\theta}{\partial z} - \overline{u_\theta u_z} \frac{\partial U_r}{\partial z} \\
 &\quad \dots\dots\dots (4)
 \end{aligned}$$

計算結果を用いて各項の値を評価すると内外壁面近傍にて最も大きな絶対値を示すのは右辺第1項であった。そのほかに第2項、第3項も内外壁近傍にて大きな絶対値を示すがその値は第1項と比較すると1オーダー程度小さな値を示した。第4項から第8項までの値

はおもに底壁面近傍にて値を有しており、その中でも第7項が他の項と比較して大きな値をもち支配的であった。第7項を第1項の絶対値と比較するとやはり1オーダー程度小さな値を示す結果となった。以上の結果よりせん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ が第2の曲がり管路外壁で大きな値を有する領域を形成するのは、主流方向速度の半径方向変化に起因しているものと解釈される。

実験ではせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ 、 $\overline{u_r u_z}$ の等値線は計測されておらず計算結果と比較することはできないが、これらのせん断応力分布を明らかにするため図9、10にせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ 、 $\overline{u_r u_z}$ の計算結果等値線を示す。提

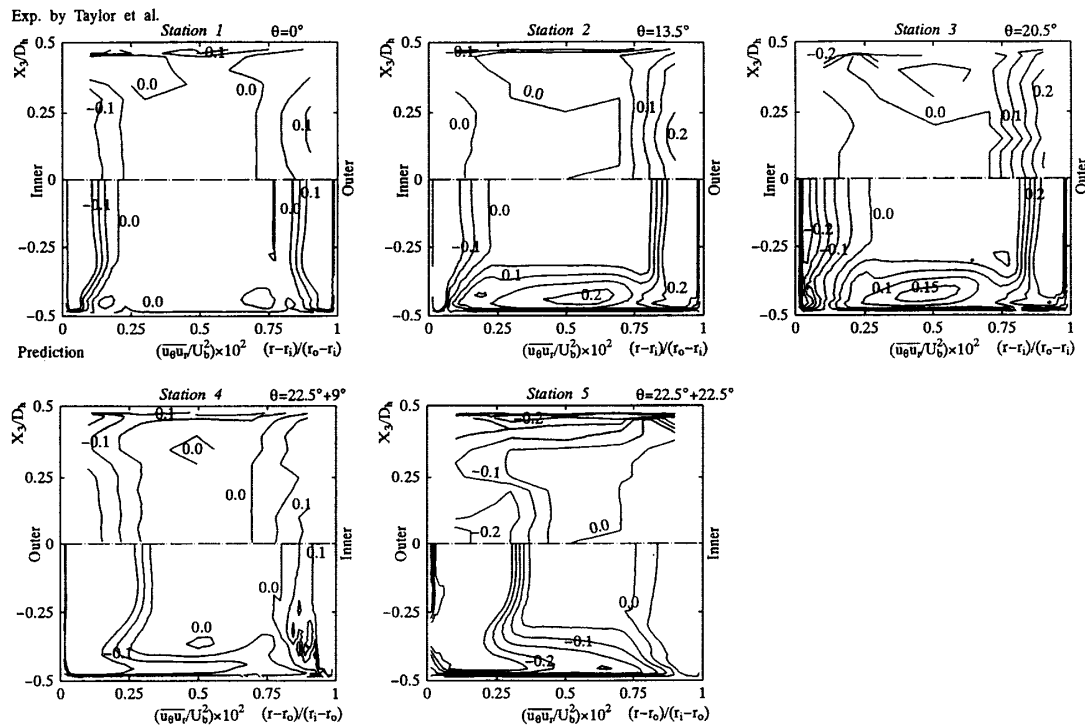


Fig. 8 Comparison of shear stress $\overline{u_\theta u_r}$

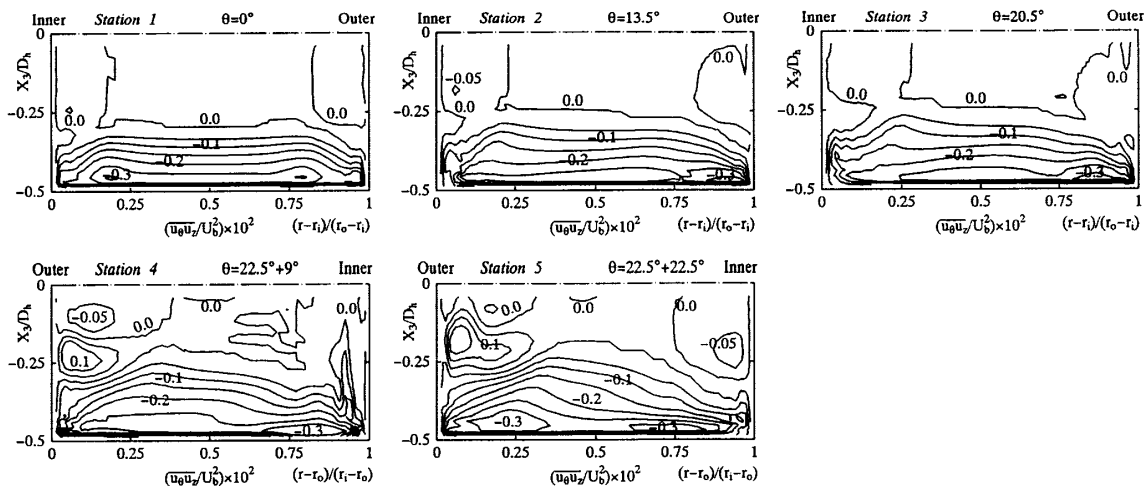
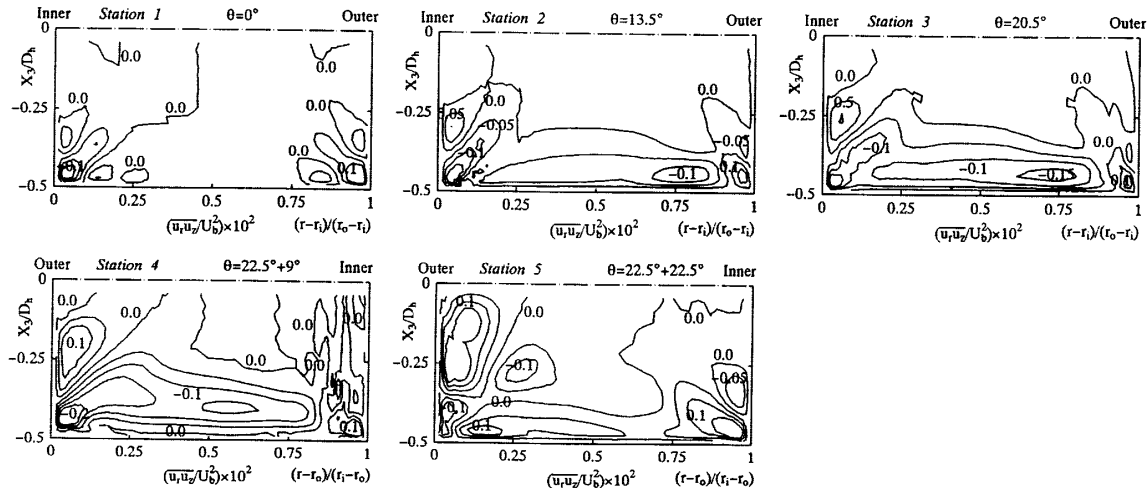


Fig. 9 Calculated result of shear stress $\overline{u_\theta u_z}$

Fig. 10 Calculated result of shear stress $\overline{u_r u_z}$

示断面は実験にて示された曲がり角と同一とた。図9の $\theta=0^\circ$ よりせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ は底壁面近傍で最大値を取り管中心部に向かって底壁面と平行な等値線分布となるが、第1の曲がり管路に流入するとその対称性は崩れ、絶対値の最大は底壁面の外壁側に生成されることがその特徴として指摘できる。一方、内壁側では零ラインが曲がり角が進むにつれてその領域を拡大し、第2の曲がり管路に流入すると零ラインを挟んで正值のせん断応力を形成する。この傾向は第2の曲がり管路の曲がり角が進むにつれ顕著であり、S形状管路出口部にて大きな領域を占有することになる。

せん断応力 $\overline{u_r u_z}$ は、完全発達した正方形断面管路においては管中心とコーナ部を結ぶ対角線に関し対称となる分布⁽¹¹⁾を有するが、 $\theta=0^\circ$ 断面の内壁側ではその対称性が崩れ曲がりの影響を受けていることがわかる。また、 $\theta=13.5^\circ$ 、 20.5° 断面から特徴的な現象とし、せん断応力 $\overline{u_r u_z}$ の絶対値の最大は底壁面の外壁側に生成されることを指摘できる。この点はせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ と共通している。しかし、第2の曲がり部に流入するとその最大値は第2の曲がり管路の外壁コーナ部に生成されせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ とは異なる。第2の曲がり管路での等値線分布より、その変化は外壁側において顕著であり零ラインを挟んだ異符号領域が大きく変化する様子が計算結果より理解できる。

5. 結 論

正方形断面を有するS形状管路を対象に、三次元乱流場の数値解析を行い以下の結論を得た。

(1) 主流方向垂直応力は、第2の曲がり管路に流入するとその外壁側で大きな乱れを生成することになるが、本解析手法はこの傾向を比較的良好に予測し

た。

(2) 第2の曲がり管路外壁での主流方向垂直応力の乱れ生成は、半径方向の主流方向速度こう配に起因することをその生成項を評価することにより明らかにした。

(3) 半径方向垂直応力、深さ方向の垂直応力分布を本解析手法は比較的良好に予測した。

(4) せん断応力 $\overline{u_\theta u_r}$ も第2の曲がり管の外壁近傍で大きな値を示すが、計算も同様な結果を示した。この生成は半径方向の主流方向速度こう配に起因する。

(5) 実験では示されていないせん断応力 $\overline{u_\theta u_z}$ 、 $\overline{u_r u_z}$ を数値解析から予測した。

文 献

- (1) Bansod, P. and Bradshaw, P., *Aeronaut. Q.*, **23**(1972), 131-140.
- (2) Shiono, K. and Knight D. W., *J. Fluid Mech.*, **222**(1991), 617-646.
- (3) Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *NASA Contract. Rep.*, 3759(1984).
- (4) Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *NASA Contract. Rep.*, 3550((1982).
- (5) Shimizu, Y., Futaki, Y. and Maetin, C. S., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **114**(1992), 593-600.
- (6) Rojas, J., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *Three Dimensional Flow Phenomena in Fluid Machinery*, (1985), FED-32, ASME.
- (7) 杉山均・秋山光庸・村上泰隆, 機論, **63**-607, B (1997), 840-848.
- (8) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (9) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (10) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志, 機論, **57** 539, B (1991), 2269-2276.
- (11) Brundrett, E. and Baines, W. D., *J. Fluid Mech.*, **19** (1964), 375-394.