

対向直円管を有する矩形管路内の乱流構造解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 佐藤 誉之^{*1}Numerical Analysis of Developing Turbulent Structure
in Simulated Rod Bundles

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Takayuki SATO

A numerical analysis has been performed on developing turbulent flow in simulated rod bundles. The ratio of pitch represented by two rod centers to rod diameter is 1.2 and Reynolds number is 20.0×10^4 . The shape of the simulated rod bundle is that two of half-rods set in a rectangular-section duct. In calculation, an algebraic stress model was adopted in order to predict Reynolds stresses precisely, and the boundary-fitted coordinate system was introduced to set boundary conditions easily. Calculated results were compared with the experimental data available. The calculated profiles of secondary flow and Reynolds stresses in rod bundles are shown in this study. As a result of this calculation, it was found that the present method can predict the distributions of primary mean velocity and turbulent energy well. Moreover, the distributions of wall shear stress along the each wall and secondary flow are obtained without great discrepancy. In calculation, secondary flow is observed not only near corner regions but also near the central region of the duct. The calculated intensity of secondary flow appeared near the central region is small compared to that of corner regions. Although there are a few points of discrepancy with the experimental data, the present method is applicable to turbulent flow having a complex cross-sectional shape.

Key Words: Numerical Analysis, Nuclear Reactor, Secondary Flow, Turbulent Flow, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

原子炉炉心においては、燃料が充てんされた直円管が、三角形配列、あるいは正方形配列をもって管群路を構成する流路を形成している。この管群路内を冷却材となる軽水、重水、液体ナトリウムなどが流れ、燃料が充てんされた円管と冷却材との間に熱交換が行われる。したがって、冷却材との間に交換される熱流束を正確に見積もり、円管表面温度を誤差なく予測することが、原子炉の安全性、効率化等から必要不可欠となる。しかも、この温度予測は、速度場の正確な流動挙動の把握の上に成り立つものである。この意味から、管群路内の流動挙動については原子力工学の分野より実験、計算の両面から多くの報告がなされている。

特に、この種の管群路流れは、非円形断面管路の代表的な流れであり、第2種二次流れが発生し、その流速分布、温度分布等に少なからぬ影響をもたらすため、二次流れは多くの報告例の中で言及されている。しかし、その二次流れ流動パターン、強度を明りょうに示

した測定結果は報告されていない。例えば、Trupp-Azad⁽¹⁾は、正三角形状に配列された直円管群内の流れを対象に、その配列間隔を変化させ系統的な実験を行っている。このとき円管配列間隔を P 、円管直径を D とすると $P/D=1.2 \sim 1.5$ の範囲で、各種レイノルズ応力を含む詳細な実験を報告している。彼らは、それらの実験結果を基に二次流れ強度は、混合平均速度の 0.5% 程度で、3個の円管の中心点を結んだ線で囲まれる内部空間を 6 等配した空間に、それぞれ 1 個の二次流れが生成されることを予測している。Carajiles-cov-Todreas⁽²⁾は、 $P/D=1.123$ の円管群路にてレーザドップラーフロードリフトを用いて実験を行った。彼らは、測定系の不確かさを考慮して、二次流れは混合平均速度の 0.67% 以下であろうと予測している。また、Kjellstrom⁽³⁾は混合平均度の 0.8% 程度であることを $P/D=1.217$ の流れ場にて報告している。

数値解析も数多く報告され、Trupp-Aly⁽⁴⁾は、一方程式乱流モデルと、実験より得られた混合長距離、ならびに Launder-Ying⁽⁵⁾ モデルを用い、 $P/D=1.123 \sim 1.35$ の流れ場に対し、6 等配した空間に 1 個の二次流れを予測しているが、その値は混合平均速度の 1.6% と、推測されている実験値に比較して高い値を示している。Bartzis-Todreas⁽⁶⁾ も Trupp-Aly⁽⁴⁾ と同様な解

* 平成 7 年 5 月 26 日 第 32 回伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成 6 年 9 月 14 日。

*¹ 正員、宇都宮大学工学部 (321 宇都宮市石井町 2753)。

析を行い、 $P/D=1.124$ の流れに対し最大二次流れ強度は、混合平均速度の 0.5% 程度と、推測されている実験値に近い値を示すものの、6 等配された空間に 3 個の渦を予測している。Gosman-Rapley⁽⁷⁾ は、Launder-Ying⁽⁵⁾ モデルを用い、代数応力モデルとして、二次流れの最大値を混合平均速度の 1% 程度で予測し 6 等配された空間に 1 個の渦を予測している。こうした状況にあって、著者ら⁽⁸⁾ は、Trupp-Azad⁽¹⁾ の実験を対象に、代数応力モデルを用い、正三角形配列をなす円管群路を三次元管路として数値解析を行い、最大二次流れ強度は混合平均速度の 0.6% で 6 等配された空間に 1 個の二次流れを予測した。このことは、実験から予測された結果と符合する結果となった。

以上は、三角形状に配列された管群流路に対する報告例であるが、平行に配列された管群路に対する実験、ならびに数値解析も同時に報告されている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。特に Seale⁽¹¹⁾ は、長い円管を三角形状に配列し管群路を構成することは、その精度確保のうえから非常に難しく、その形状誤差が二次流れに影響を及ぼすであろうことを考え、矩形管路の相対する 2 壁面に、半円断面を有する直管を固定して管群路を構成した。彼は、二次流れに対し、直円管の間隔が最小になる領域近傍を除いて、その速度成分を測定している。三角形配列管群路と異なり、Seale の実験の場合、直交する壁面で構成されるコーナ部を有するため、二次流れは特徴的な分布を示す。一方、Demuren⁽¹²⁾ は、Seale の実験を対象に、Naot-Rodi⁽¹³⁾ モデルを用いて数値解析を行い、完全発達乱流の二次流れの予測、各特性量の比較を行っている。計算結果は、円管間隔が最小距離を取る領域にて、コーナ部に生成される二次流れ強度と同程度の二次流れを予測している。この Demuren の予測は、著者ら⁽⁸⁾ の Trupp-Azad⁽¹⁾ の実験を対象とした結果と異なるものである。

そこで本研究においては、二次流ればかりでなく、乱流特性量についても測定を行った Seale⁽¹¹⁾ の実験を対象に、その乱流構造を数値予測し両結果の差異分析を通して、第 2 種二次流れ強度、流動パターン、乱流特性量について知見を深めることを目的とする。解析に際しては、実際に即し、また第 2 種二次流れの発達挙動についても理解を深める意味から助走区間を有する三次元流路として計算を行うこととした。このとき、境界条件の設定が容易な境界適合座標系を導入し数値解析を行うこととした。

2. 記号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2'$, ζ : 経験定数

D	: 円管直径
D_h	: 水力直径
k	: 乱流エネルギー
L	: 特性距離
P	: 円管中心の間隔
P_k	: 乱流エネルギー生成
Re	: レイノルズ数 = $U_b D_h / \nu$
U_i	: i 方向時間平均速度成分
u_i	: i 方向変動速度成分
U_b	: 混合平均速度
U_t	: 摩擦速度
$U_{1\max}$: 流路断面内主流方向最大速度
X_i	: i 方向座標軸
θ	: X_2 軸からの角度
ε	: 乱流散逸
π_{ij}	: 圧力・ひずみ相関項
ρ	: 密度
τ_w	: 壁面せん断応力

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 図 1 に Seale⁽¹¹⁾ の実験装置概略図と座標系を示す。高転換軽水炉や高速炉における円管群配列は、充てんを密にするため正三角形配列、あるいは正方形配列を採用している。Seale⁽¹¹⁾ の実験は正方形配列に相当するが、彼は長い円管を正方形状に配列し管群路を構成することは、その精度確保のうえから非常に難しく、その形状誤差が二次流れに影響を及ぼすであろうことを考え、矩形管路の相対する 2 壁面に、半円断面を有する直管を固定して管群路を構成した。したがって、直円管路が正方形配列をもつ

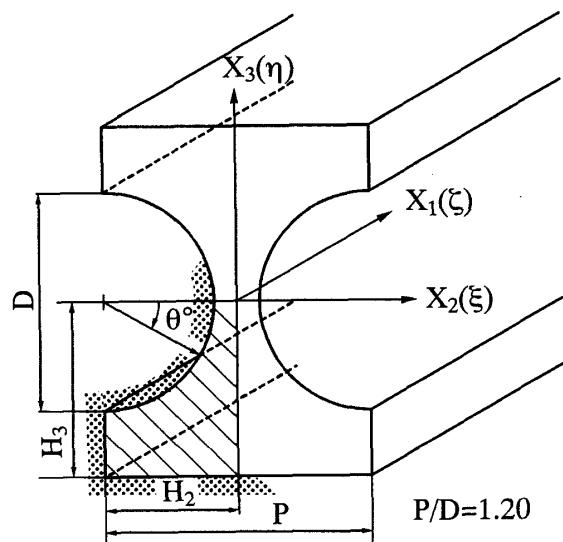


図 1 計算対象空間および座標系

て多数配列された一般的な管群路ではなく、上下壁、左右壁を有した直管路を構成している。この種の流れを規定する P/D は 1.2 である。

実験解析においては、その対称性を考慮し図1に示す斜線部を対象に計測が行われている。測定は、混合平均速度 U_b 、水力直径 D_h にて代表したレイノルズ数で $0.828 \times 10^5 \sim 34.67 \times 10^5$ の範囲で行っている。ここでは、実験データの豊富な 2.0×10^5 の流れ場を対象とした。作動流体には空気を用い、熱線流速計にて乱流計測を行っている。流れ場には水力直径の 120 倍の助走区間を設け、完全発達乱流として測定を行っている。座標系は、直交座標系にて主流方向を X_1 、水平方向を X_2 、垂直方向を X_3 と定義した。図1中の ξ , η , ζ は計算平面上の座標系を示している。

3・2 レイノルズ応力方程式 各レイノルズ応力を正確に扱う意味より、解析にあたってはレイノルズ応力方程式を解くことを考える。レイノルズ応力方程式の厳密式は次式にて示される。

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

表 1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

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

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

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。従来の代数応力方程式モデルでは、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⁽¹⁴⁾近似を用いてモデル化を行った。この Rodi 近似を用いることにより計算の簡便性、経済性が得られる反面、代数応力モデルとなり、近接空間での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。

レイノルズ応力方程式中のモデル化された圧力・ひずみ相関項、ならびに定数系を表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。この項のモデル化に関しては別報⁽¹⁵⁾にて詳述した。

散逸項は、高レイノルズ数流れ場で、局所等方性を仮定することにより次式のようにモデル化される。

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もつ。

支配方程式の計算平面上への変換は次の数学定理により変換される。

$$\frac{\partial}{\partial X_i} = \frac{\partial \xi}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad \dots \quad (3)$$

上式中 ξ , η , ζ は、変換された計算平面での座標軸で

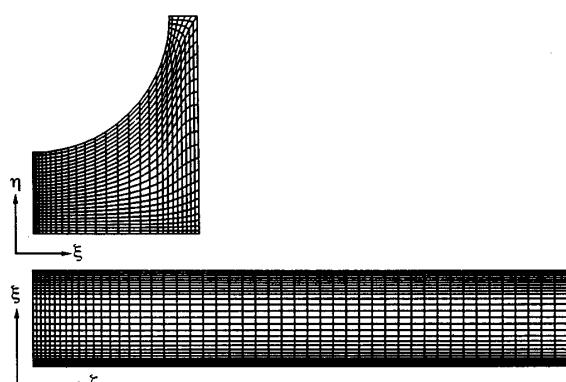


図 2 計算格子

あり図2の座標系にて定義される。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⁽¹⁶⁾。

3・4 数値解析 計算に際しては、系の対称性を考慮し図1の斜線で示す管路断面の1/4断面にて解析を行った。計算においても実験とほぼ同一長さの $123D_h$ に相当する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27、 X_2 軸方向に27、流れ方向に50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。計算レイノルズ数は、実験と同じ 2.0×10^5 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なため $k = U_b \times 10^{-5}$ 、 $\varepsilon = k^{3/2}/D_h$ 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への配置は、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扱い解析を行った。

4. 結果と考察

実験結果と計算結果を比較する際には、完全発達乱流領域にあたる $120D_h$ における計算結果を実験結果と比較した。

4・1 平均速度場の比較 図3に主流方向速度 U_1 の実験、計算結果との比較を示す。両結果とも流路断面内主流方向最大速度 $U_{1\max}$ にて無次元化している。実験結果より明らかなように最大速度は管路中心部ではなく、左右対称軸(X_3 軸)上の水平壁面側に存在することがわかる。計算結果は、多少実験結果を大きめに予測するものの、同様の傾向を示し比較的良好に実験

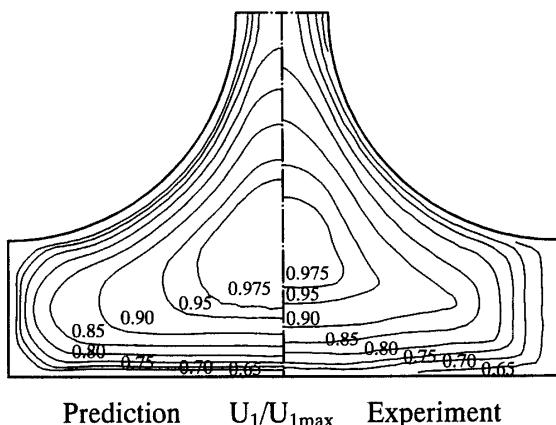


図3 主流方向速度等値線比較

値を予測している。計算等値線分布の垂直壁側コーナ部近傍において、わずかな等値線のひずみが認められるが、これは第2種二次流れにより誘起されたものと解釈される。

図4にその第2種二次流れベクトル線図の計算結果を示す。図4の計算結果よりコーナ部に向かう二次流れが認められる。コーナ部に向かった二次流れは、コーナ部を境に円管壁、水平壁、垂直壁に沿って流れる分岐流れを形成するが、垂直壁に沿った流れは、当該壁面のほぼ中央部にて合流し、大きな二次流れに抑圧された形で、二次流れを形成している。コーナ部よりいくぶん離れた円管壁、水平壁面近傍にて二次流れは最大値を示していることがわかる。一方、これら明りょうな二次流れとは別に左右対称軸の $X_3/H_3 = -0.4$ 程度からその対称軸に沿って上昇流が存在し、対向する円管壁面に沿う下降流とから、反時計回りの二次流れが生成されている。しかし、その強度は非常に微弱である。

Demuren⁽¹²⁾も乱流モデルにNaot-Rodi⁽¹³⁾モデルを用いた代数応力モデルとして計算を行っている。彼の計算結果と比較すると、コーナ部に生成される二次流れは、本解析結果とほぼ同様の流動パターンを示すものの、 $X_3/H_3 = 0 \sim -0.34$ の領域にて反時計回りのコーナ部に生成される二次流れ強度とほぼ同程度の明りょうな二次流れを予測しており、本解析結果と、その強度、発生位置において異なっている。Demurenの示した二次流れベクトル図にはベクトル強度が明示されていないため定量値は言及できない。

このような差異要因は、おもに乱流モデルによるものと思われる。いずれの解析手法も代数応力モデルとして計算を行っている点は共通しているが、Naot-

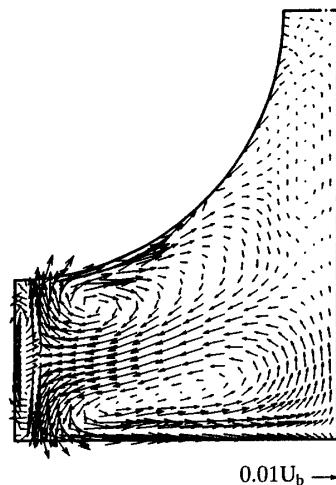


図4 第2種二次流れベクトル

Rodi モデルは計算の安定性を図る意味より、垂直応力、せん断応力成分の代数式に含まれる断面方向速度こう配項を渦動粘性係数の概念を導入して簡略化している。本提示モデルは、これらの項の簡略化は行わずモデル構築している点が、乱流モデルの相違点として指摘できる。一方、数値解析手法に関し、Demuren は、輸送方程式を放物形方程式とし、すべての項を中心差分にて離散化し、流路断面に 40×40 の計算格子を用

い解析している。これらの点は、同時に本数値解析手法と異なる点として指摘できる。計算格子数の観点から、本解析では Demuren のそれより少ないが、前述した $X_3/H_3 = 0 \sim -0.34$ の領域以外は、垂直壁面近傍の特徴的な二次流れ挙動も含め、彼らの流动パターンと同様な結果を示しており、本解析格子数でも現象を捕そくしているものと思われる。

図 5, 6 に水平方向平均速度、および垂直方向平均速度の実験結果との比較を示す。図 5, 6 の平均速度は、平均摩擦速度 \overline{U}_t にて無次元化してある。図 5 の水平方向速度を比較すると、提示された実験結果の中で最大値は、 $X_2/H_2 = -0.71$ の水平壁、円管壁近傍に認められるが計算結果もほぼ同様な値を予測している。一方、 $X_2/H_2 = -0.89$ の実験結果において、計算結果は $X_3/H_3 = -0.8$ 近傍にて実験値と符号が異なり実験値を再現するには至っていない。しかし、この点を除けば計算結果は比較的良好に実験値を予測している。また、図 6 に示す垂直方向平均速度比較より $X_3/H_3 = -0.29, -0.42$ にて計算値は実験値より小さく差が認められるものの、それ以外の領域においては比較的良好に実験値を予測している。

前述のように Demuren は、 $X_3/H_3 = 0 \sim -0.34$ の領域にて反時計回りの、コーナ部に生成される二次流れ強度とほぼ同程度の明りょうな二次流れを数値予測し

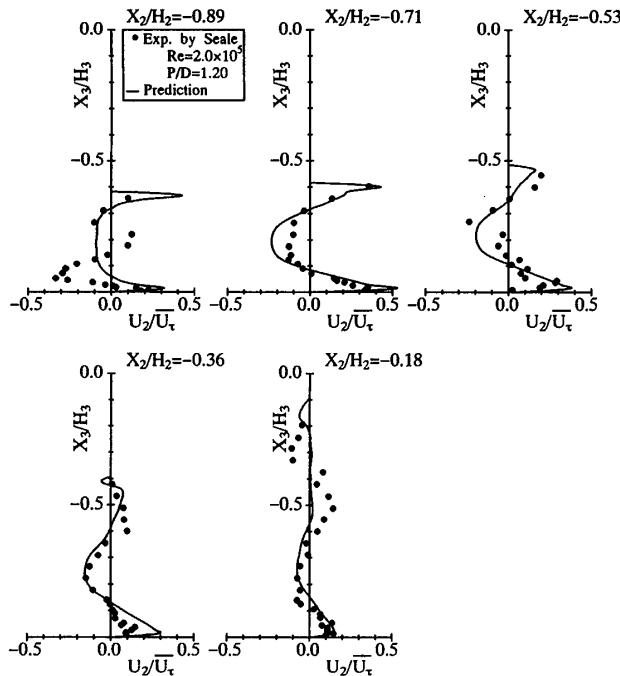


図 5 水平方向平均速度の比較

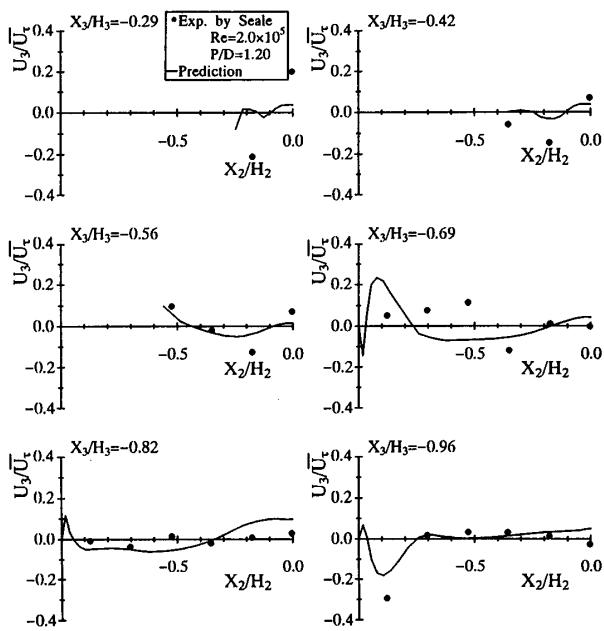


図 6 垂直方向平均速度の比較

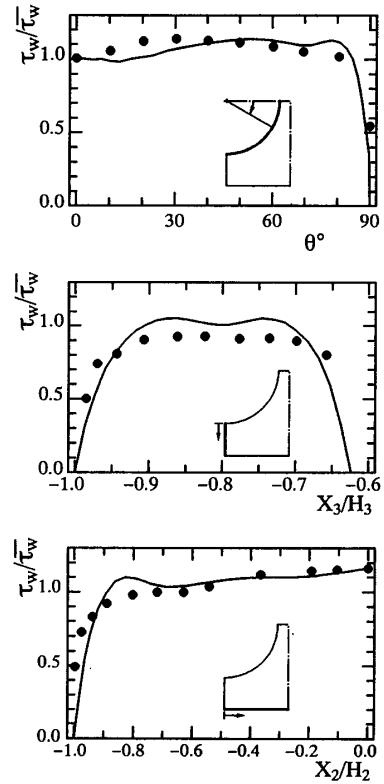


図 7 壁面せん断応力の比較

ている。もし、この種の二次流れが存在するのであれば、この領域にて垂直方向平均速度が計測されるものと思われるが、Seale は、 $X_3/H_3 = -0.29 \sim -0.96$ での測定結果を示すのみで、Demuren の予測した二次流れの存在を明らかにすることはできない。したがって、本解析結果が予測したようなわずかな強度を有する二次流れが存在するのか、Demuren が予測したような明りような二次流れが存在するのかは、さらなる検討が必要であろう。

図 7 は、壁面せん断応力値の実験との比較を示したものである。各値は、平均壁面せん断応力値で無次元化した。図 7 の上から円管壁面、垂直壁面、水平壁面に沿う壁面せん断応力分布の比較を示す。円管壁の $\theta = 80^\circ$ 近傍、水平壁の $X_2/H_2 = -0.85$ 近傍にて計算結果は極大値を示しているが、これは、図 4 に示した二次流れベクトル線図より明らかのように、強度の大きな二次流れにより主流方向等速度線が壁面近傍に移流される結果、速度こう配値が大きくなり極大値を取るものと解釈される。水平壁面上においては、計算と実験値に差異が認められるが、円管壁面では比較的良好に実験値を予測している。また、垂直壁面のほぼ中央位置にて、計算値は極小値を取る分布を示しているが、これは、逆に二次流れにより壁面近傍の遅い流体が、左右対称軸に向かって移流される結果誘起されたものと理解できる。実験結果はこの傾向と符合する結果を示してはいないが、必ずしも計算結果が不合理な解とは思えない。

4・2 変動速度場の比較 図 8 は、乱流エネルギー等価線の両結果の比較を示したものである。各値は平均摩擦速度 U_τ にて無次元化してある。実験結果よりその最大値は、水平壁面および円管壁面近傍の中央部に存在することがわかる。また 1.5 の等価線が

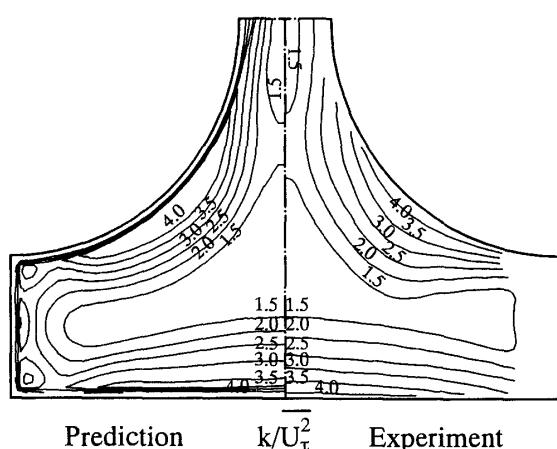


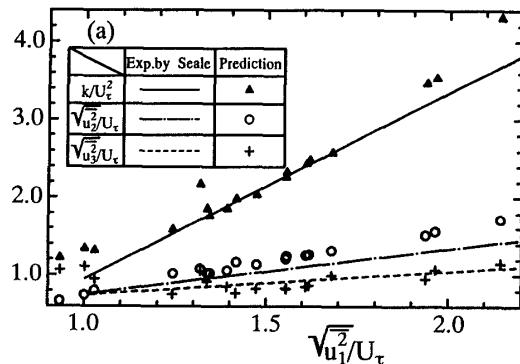
図 8 乱流エネルギー等価線図比較

左右対称軸から垂直壁近傍まで延びていることが特徴として指摘できるが、計算結果もほぼ同様の結果を示しており、解析手法の妥当性を示している。

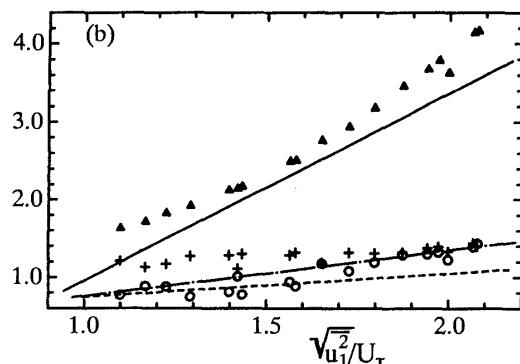
図 9 は、主流方向、水平方向、垂直方向変動速度値の非等方性を実験と比較したものである。図 9 の上図および下図は、それぞれ水平壁面、円管壁面に立てた垂線上に沿って算出した各方向変動速度値、ならびに乱流エネルギー値を、横軸に主流方向変動速度を取って整理した結果である。図 9 中、実線、破線は Seale によって提示されたもので、実験値をプロットして得られた近似直線を示している。各近似式は以下のように示される。なお、各値は垂線を立てた位置の局所な摩擦速度 U_τ にて無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} k/U_\tau^2 &= 2.40(\sqrt{u_1^2}/U_\tau) - 1.44 \\ \sqrt{u_2^2}/U_\tau &= 0.587(\sqrt{u_1^2}/U_\tau) + 0.167 \\ \sqrt{u_3^2}/U_\tau &= 0.303(\sqrt{u_1^2}/U_\tau) + 0.441 \end{aligned} \right\} \cdots \cdots \cdots \quad (4)$$

$\sqrt{u_1^2}/U_\tau = 1.0$ においては、各変動速度には大きな差はない、等方的な流れが形成され、逆に壁面近傍に当たる $\sqrt{u_1^2}/U_\tau = 2.2$ 近傍においては、非等方的な流れが支配的であることがわかる。実験結果では、壁面近



(a) 水平壁面の垂線に沿う分布



(b) 円管壁面の垂線に沿う分布

図 9 垂直応力の非等方性比較

傍において $\sqrt{\bar{u}_1^2} > \sqrt{\bar{u}_2^2} > \sqrt{\bar{u}_3^2}$ の関係が、円管壁面、水平壁面近傍にて成立している。計算結果は、水平壁面では実験の近似式と比較的良好に一致しているものの、円管壁面近傍においては差異が認められる。

この差異要因は以下のように説明される。図 10 は、各垂直応力の計算結果を示したものである。水平壁面近傍における各応力の等値線に注目すると、各応力とも壁面にはほぼ平行な等値線分布を取り、壁面から離れるにつれ減少する傾向を示し、かつ $\sqrt{\bar{u}_1^2} > \sqrt{\bar{u}_2^2} > \sqrt{\bar{u}_3^2}$ の関係を満足している。一方、円管壁面の等値線に着目すると、各応力の最大値を示す位置が異なり、水平壁面とは異なる関係が推察される。すなわち、今 \bar{u}_1^2 の等値ライン上に沿った \bar{u}_2^2, \bar{u}_3^2 の値を考えてみると $\theta < 45^\circ$ の範囲では \bar{u}_3^2 が、この範囲側において最大値を取ることにより、 $\sqrt{\bar{u}_1^2} > \sqrt{\bar{u}_3^2} > \sqrt{\bar{u}_2^2}$ の関係が成り立つ。逆にコーナ側に当たる $\theta > 45^\circ$ においては、 \bar{u}_2^2 がこの範囲にて最大値を取ることにより $\sqrt{\bar{u}_1^2} > \sqrt{\bar{u}_2^2} > \sqrt{\bar{u}_3^2}$ の関係が成り立つ。円管壁面でのいずれの関係も、同じ \bar{u}_1^2 の値で成立している。したがって、計算結果は円管壁面近傍において Seale が示した近似式とは必ずしも一致しないものと解釈される。

図 11 に、実験においては計測されていないが、計算

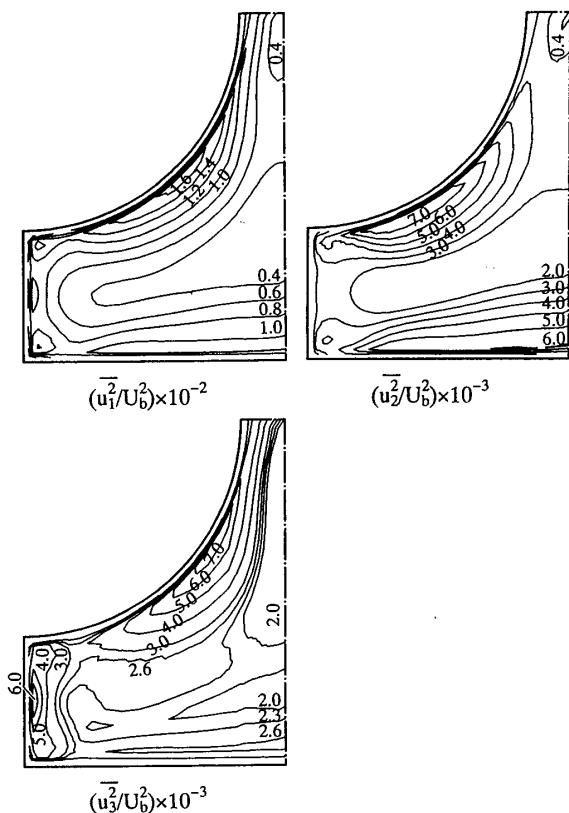


図 10 垂直応力等値線分布

結果の各せん断応力分布を示す。せん断応力 $\bar{u}_1 \bar{u}_2$ は垂直壁と円管壁近傍にて、せん断応力 $\bar{u}_1 \bar{u}_3$ は水平壁面と円管壁近傍にて最大値を取ることがわかる。また、せん断応力 $\bar{u}_2 \bar{u}_3$ は、円管壁面近傍にて比較的大きな最大値を示し、異符号領域を形成することがその特徴として指摘できる。

4・3 第2種二次流れの発達 次に第2種二次流れの発達挙動を計算結果より考察する。図 12 に、助走区間内での第2種二次流れの発達挙動の計算結果を示す。完全発達乱流域に相当する $X_1 = 120D_h$ における

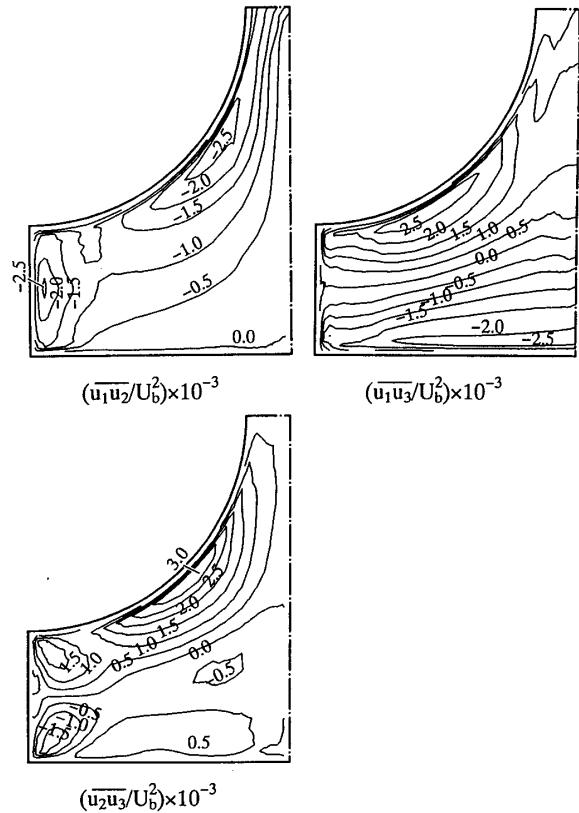


図 11 せん断応力等値線分布

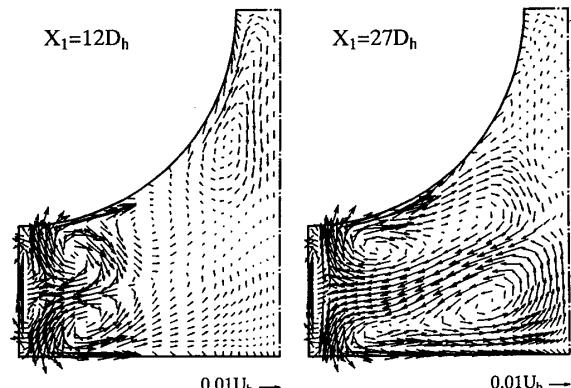


図 12 第2種二次流れ発達挙動

計算結果は、すでに提示したので $X_1=12D_h$, $27D_h$ における結果を示す。 $X_1=27D_h$ は、流路内で主流方向速度が最大値を示す位置であり壁面より発達した境界層が互いに干渉し合う位置に相当する。 $12D_h$ の位置においては、すでにコーナ部に二次流れの生成が認められる。特徴的な現象として指摘できるのは、管路中心部の二次流れである。図 4 に示した完全発達領域における第 2 種二次流れと比較すると、 $12D_h$ においては、その回転方向は逆で、その二次流れ強度も比較的大きな値を示している。この領域での二次流れは、さらに流れが発達するに従って減衰し、 $27D_h$ に至っては、非常に微弱な二次流れとなるとともに、 $12D_h$ とは逆方向の流れを形成することが理解できる。以上のように、計算結果は、この種の管群路内流路の二次流れが複雑な発達挙動を示すことを示唆している。

5. 結 論

矩形管路の相対する 2 壁面に、半円断面を有する直管を固定して管群路を構成した流れ場を対象に、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、この種の流れ場の乱流構造について実験を行った Seale⁽¹¹⁾ の計測結果と比較し、差異分析を行うと同時に、その乱流構造について検討し以下の結論を得た。

(1) 計算結果の主流方向平均速度は、流路中心部においてわずかに高い値を示し実験と異なるが、それ以外の領域においては比較的実験値を良好に予測している。

(2) 実験より提示された第 2 種二次流れ強度を、一部符号が逆な領域が存在するものの比較的良好に予測することができた。ただし、本計算結果は管路中心側領域に非常に微弱な二次流れを予測した。

(3) 計算結果より、管路中心側の第 2 種二次流れは、流路入口近傍にて時計回りの明りような渦を形成するが、流れの発達に従い減衰し、反時計回りの微弱な二次流れに遷移する。

(4) 本解析手法は、乱流エネルギー等值線分布を比較的良好に予測することができた。

(5) 本解析手法は、実験に示された各垂直応力の近似式を水平壁面において良好に予測するものの、円管壁面においては差が認められる結果となった。これは、垂直応力 $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ が円管壁面近傍にて、異なる位置で最大値を取ることに起因している。

文 献

- (1) Trupp, A. C. and Azad, R. S., *Nucl. Eng. Des.*, **32**(1975), 47-84.
- (2) Carajilescov, P. and Todreas, N., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **98**(1976), 262-268.
- (3) Kjellstrom, B., *AB Atomenergi, Rep.*, AE-RV-196(1971).
- (4) Trupp, A. C. and Aly. A. M. M., *Mech. Eng. Rep.*, ER25. 18, The University of Manitoba, Canada, (1972).
- (5) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3-2**(1973), 115-121.
- (6) Bartzis, J. G. and Todreas, N. E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **101**(1979), 628-634.
- (7) Gosma, A. D. and Rapley, C. W., *Recent Advances in Numerical Methods in Fluids*, (1980) 335-399, Pineridge Press.
- (8) 杉山・秋山・斎藤・佐藤, 機論, **60**-578, B(1994), 3272-3279.
- (9) Rehme, K., *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, (1988), 1705-1711, Elsevier Science Publishing Co.
- (10) Seale, W. J., *Nucl. Eng. Des.*, **54**(1979), 183-195.
- (11) Seale, W. J., *J. Fluid Mech.*, **123**(1982), 399-423.
- (12) Demuren, A. O., *AIAA*, **29-4**(1991), 531-537.
- (13) Naot, D. and Rodi, W., *ASCE, J. Hydraul. Div.*, **108**(1982), 948-968.
- (14) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (15) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (16) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, **57**-539, B(1991), 2269-2276.