

# 矩形管内旋回流れの LES アスペクト比の影響

## Large Eddy Simulation of Swirling Flows in a Rectangular Channel - Effects of the Aspect Ratios -

松崎和愛, 熊大工, 〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1, E-mail: mzaki@gpo.kumamoto-u.ac.jp  
 宗像瑞恵, 熊大工, 〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1, E-mail: munekata@gpo.kumamoto-u.ac.jp  
 大庭英樹, 熊大工, 〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1, E-mail: ohba@gpo.kumamoto-u.ac.jp  
 Kazuyoshi MATSUZAKI, Dept. of Mechanical Eng., Kumamoto Univ., 2-39-1Kurokami, Kumamoto 860-8555, Japan  
 Mizue MUNEKATA, Dept. of Mechanical Eng., Kumamoto Univ., 2-39-1Kurokami, Kumamoto 860-8555, Japan  
 Hideki OHBA, Dept. of Mechanical Eng., Kumamoto Univ., 2-39-1Kurokami, Kumamoto 860-8555, Japan

A swirling flow is significant one of flows in many industrial fields. Therefore, many studies on the swirling flow have been performed. However, most of them were concerned with the swirling pipe flows with circular section, though swirling flows with non-circular section appeared in many situations. In this study, we paid attention to the swirling flows with non-circular section and have investigated those in a rectangular channel experimentally and numerically. In this paper, numerical investigation of the swirling flow was performed using a large eddy simulation (LES) in order to clarify effects of the aspect ratios on the flow field in the rectangular channel.

### 1. はじめに

非円形断面を有するパイプラインは工業上多々見受けられ、これらの内部流動は円形のものに比べて、2次流れ等の発生により複雑なものとなる。ところで、複数のバンド部を通過した流れや軸流送風機、水車などの流体機械から流出する流れは一方向に旋回することが多く、このような流れが管路内に流入すると旋回流れ特有の振動現象により管路全体が振動し、ときには管路が破損することもある<sup>(1)</sup>。したがって、非円形断面を有する管内旋回流れの特性を把握することは、流体機械や各種プラントの設計および性能向上に大変重要であると考えられる。

本研究は非円形断面を有する管路内旋回流れの挙動を明らかにすることを目的とし、これまでアスペクト比 1.3 の矩形管内旋回流れを対象とし調査を進めてきた。実験では、単一傾斜熱線および LDV による 3 次元流れ場の測定<sup>(2),(3)</sup>、可視化による渦の振れ回り現象の観察などを行った<sup>(3)</sup>。また、数値解析では、Large Eddy Simulation を適用しその有効性を検討した<sup>(4),(5)</sup>。本報告では、Large Eddy Simulation を用いて、矩形管のアスペクト比が流れ場に及ぼす影響を数値的に調査し、その結果について報告する。

### 2. 矩形管内旋回流れモデル

図 1 に本研究が対象とする矩形管内旋回流れモデルの概略図を示す。矩形管の高さを  $L_y$ 、矩形管の幅を  $L_z$  とするとアスペクト比  $AR = L_z / L_y$  で定義される。流れ方向長さは  $10L_y$  設けた。このモデルは  $AR=1$  の西原ら<sup>(6)</sup>のモデルを参考としている。矩形管側壁下部より流体は流入し、その中で旋回流れを形成し、端面は閉じているので、一方向のみ流出する。流入部の詳細および座標系は図 1 に示す通りである。

### 3. 数値解析法

流れの支配方程式は、以下に示す非圧縮粘性流体を仮定し空間フィルターを施した連続の式と Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

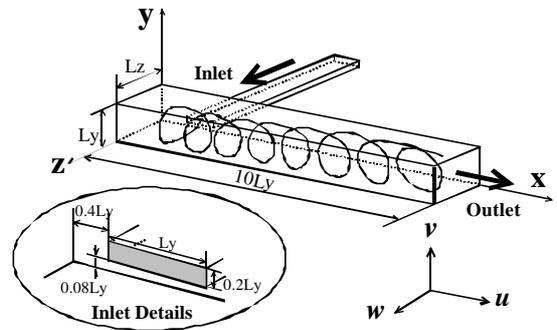


Fig.1 Swirling flow model in this study

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{t}_{ij}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial}{\partial x_j} (2\bar{D}_{ij}) \quad (2)$$

ここで、 $\bar{u}_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) は格子フィルター化された  $x_i$  方向の速度成分、 $\bar{p}$  は静圧、 $\text{Re}$  はレイノルズ数であり、ひずみ速度テンソル  $\bar{D}_{ij}$  は以下ようになる。

$$\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

式(2)左辺の  $\bar{t}_{ij}$  は

$$\bar{t}_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i u_j \quad (4)$$

であり、フィルターによって粗視化された流れにおける残余応力を示す。この応力に対して、Smagorinsky モデルを適用すると、

$$\bar{t}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{d}_{ij} \bar{t}_{kk} = -2(C_s \Delta f)^2 |D| \bar{D}_{ij} \quad (5)$$

$$|D| = \sqrt{2 \bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij}}, \quad \Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$$

$$f = \{1 - \exp(-x^+ / 25)\} \cdot \{1 - \exp(-y^+ / 25)\} \cdot \{1 - \exp(-z^+ / 25)\}$$

となる。ここで、 $C_s$  は Smagorinsky 定数、 $\bar{D}_{ij}$  は格子フィルター幅、 $f$  は van Driest 型の減衰関数を 3 次元的に拡張したも

Table1 Computational conditions

AR	$N_x$	$N_y$	$N_z$	$Re_v$	$Re_m$
1.0	601	61	61	$6.2 \times 10^4$	$1.2 \times 10^4$
1.3	601	61	65	$6.2 \times 10^4$	$1.1 \times 10^4$
1.5	601	61	75	$6.2 \times 10^4$	$9.9 \times 10^3$
1.7	601	61	85	$6.2 \times 10^4$	$9.2 \times 10^3$

のである．減衰関数  $f$  に含まれる壁座標を求める際、壁面せん断応力を求める必要がある．本研究では、各壁面に作用する全壁面せん断応力を近傍の格子点からの速度こう配より算出し、それをすべての壁面について積分することで全壁面せん断力を求め、それを全壁面の表面積で除することにより、各時刻の壁面せん断応力を算出した．また、Smagorinsky 定数  $C_s$  は 0.07 とした<sup>(5)</sup>．

方程式の離散化は有限差分法に基づき、速度と圧力のカップリングには Fractional Step 法を用いた．空間項の離散化はすべて 2 次精度中心差分で近似し、時間進行は対流項と渦粘性係数を含む項を 3 次精度 Adams-Bashforth 法、粘性項は 2 次精度 Crank-Nicolson 法を用いた．速度、圧力の反復法には SLOR 法を用い、収束判定は最小自乗残差でそれぞれ  $10^{-7}$ 、 $10^{-3}$  以下とした．格子は壁面で密になるよう代数的に生成し、変数配置は Staggered 格子を採用した．

速度の境界条件は、壁面で滑り無し条件、流入は一様流を与え、流出境界では以下に示す Sommerfeld の放射条件（対流速度は矩形管断面平均速度  $U_m$  で与えた）を課した．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + U_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6)$$

上式において、空間微分は 2 次精度差分スキームで近似した．圧力の境界条件は、壁面および流入口でノイマン条件を課し、流出境界では、 $i=1$  とした式(1) を  $x$  方向 Navier-Stokes 方程式に代入して得られる次式で与えた（ただし、粘性項および渦粘性項は省略した）．

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -(\bar{u} - U_m) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (7)$$

上式の右辺の空間微分項は 2 次精度差分スキームで近似した．

計算レイノルズ数は、矩形管高さ  $L_y$  および平均流入速度  $V_{in}$  に基づくレイノルズ数  $Re_v=62,000$  とした．アスペクト比 AR は 1.0, 1.3, 1.5, 1.7 の 4 種類変化させて計算を行った．このときそれぞれのアスペクト比に対する水力直径および矩形管断面平均速度  $U_m$  に基づくレイノルズ数  $Re_m$  は、 $1.2 \times 10^4$  (AR=1.0),  $1.1 \times 10^4$  (AR=1.3),  $9.9 \times 10^3$  (AR=1.5),  $9.2 \times 10^3$  (AR=1.7) であった．格子数は、表 1 に示すように  $x, y$  方向の格子数は固定し、 $z$  方向の格子数を AR とともに変化させた．無次元時間刻みは 0.001 とし、時間平均は流れが十分発達したと思われるところから無次元時間 150 とった．

#### 4. 結果および考察

##### 4.1 本計算の有効性

ここでは、本計算の有効性を実験値と比較することにより検討を行う．図 2 に AR=1.3 における本計算結果と LDV および単一傾斜熱線による計測結果を示す．これは、 $z/L_y=0.65$  断面におけるいくつかの  $x$  方向位置での  $y$  方向の平均速度分布である．図 2(a)~(c) はそれぞれ矩形管断面平均速度  $U_m$  で無次元化した  $x, y, z$  方向平均速度  $U, V, W$  の分布である．白抜きシンボルが LDV ( $Re_m=1.1 \times 10^4$ ) の結果、青塗りシンボルが単一傾斜熱線の結果 ( $Re_m=2.3 \times 10^4$ )、実線が本解析結果を示す．これらの分布を見ると、本計算結果と実験値との一致は全体的に良好であり、本解析結果の有効性が伺える．しかしながら、図 2(a) を見ると、実測では  $x/L_y=7.0$  の位置まで管路中心付近で逆流が見られるが、本解析結果では  $x/L_y=$

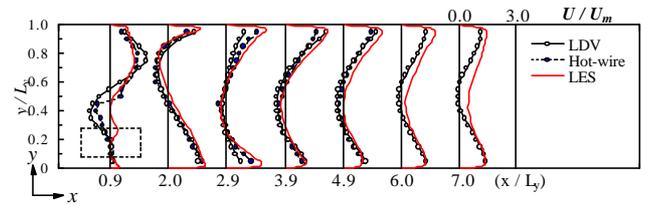
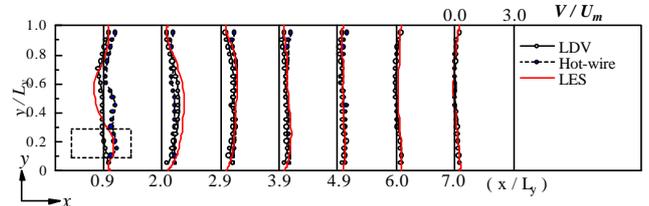
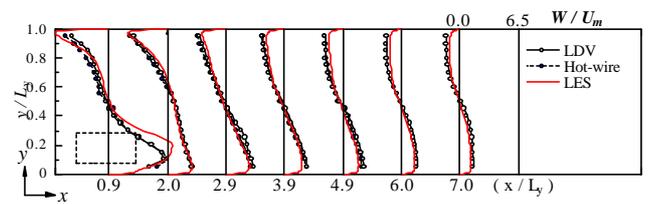
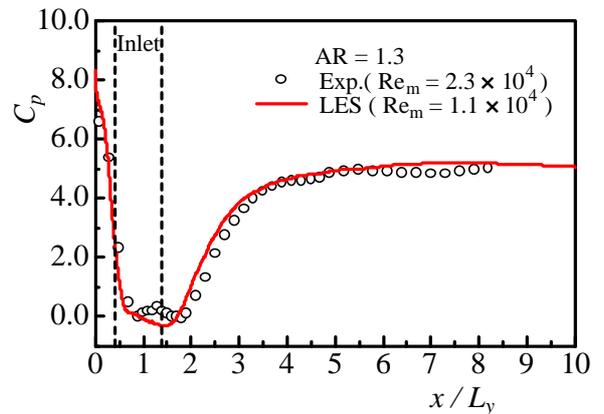
(a) Streamwise velocity  $U$ (b) Vertical velocity  $V$ (c) Spanwise velocity  $W$ Fig.2 Mean velocity distributions normalized by  $U_m$ 

Fig.3 Distribution of wall pressure coefficient

4.9 までしかその逆流を示していない．この逆流は旋回速度による遠心効果に起因する逆流であると考えられ、図 2(c) からわかるように、本解析結果は下流側で実測値より旋回速度を小さく見積もったため、このような逆流領域の差が生じたと考えられる．つまり、本解析結果は旋回強さの減衰を早く見積もったものと思われる．

図 3 は、AR=1.3 での  $y/L_y=1.0, z/L_y=0.65$  (矩形管上壁) における壁面圧力係数  $C_p$  の  $x$  方向分布である． $C_p$  は以下の式で算出した．

$$C_p = \left( \bar{p} - \bar{p}_{ref} \right) / \frac{1}{2} \rho U_m^2 \quad (8)$$

ここで、 $\bar{p}_{ref}$  は  $x/L_y=0.9$  での圧力である．シンボルが実測値 ( $Re_m=2.3 \times 10^4$ ) であり、実線が本解析結果である．この図を見ると、 $Re_m$  は異なるものの、両者の一致は良好である． $C_p$  はおおそ  $x/L_y=2 \sim 4$  にかけて急激に上昇し、その後ほぼ一定値に落ち着く．

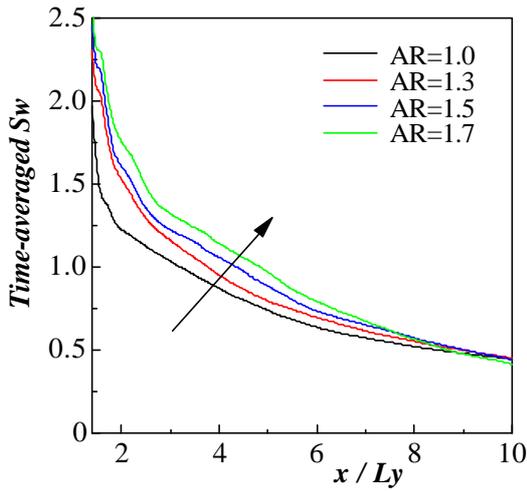


Fig.4 Distributions of time-averaged swirl intensity

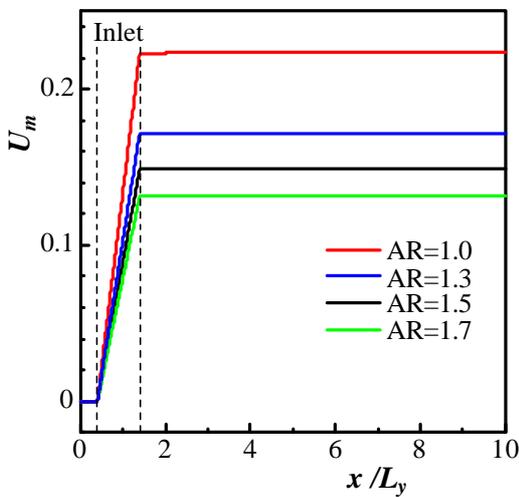


Fig.5 Distributions of sectional mean velocity  $U_m$

以上のことから、本解析結果は十分な精度で対象とする矩形管内旋回流れを再現しているものと考えられる。

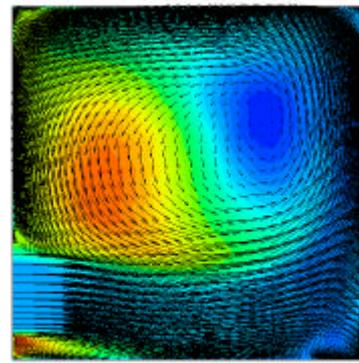
#### 4. 2 アスペクト比が流れ場に及ぼす影響

図4にアスペクト比の違いによる旋回強さの時間平均値の  $x$  方向分布を示す。瞬間旋回強さ  $Sw$  は以下のように定義される。

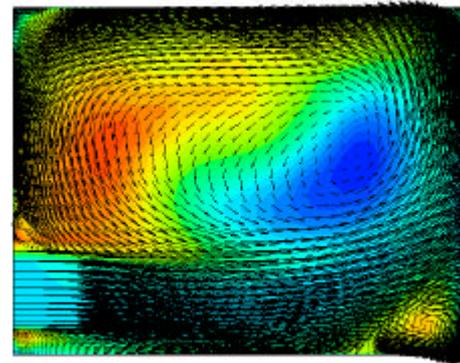
$$Sw(x, t) = \iint \sqrt{v^2 + w^2} dydz / \int u dydz \quad (9)$$

上式の旋回強さの定義は、図5に各アスペクト比による  $U_m$  の  $x$  方向分布を示すが、 $0 < x/L_y < 0.4$  の範囲（ここは循環領域を形成すると考えられる）で  $U_m \approx 0$  となり、上式では旋回強さを定義できない。また、流入口位置に相当する  $0.4 < x/L_y < 1.4$  では  $U_m$  は急激に増加し、 $x/L_y > 1.4$  で  $U_m$  は各々一定値に落ち着く。したがって、本流れ場での式(9)の適用範囲は  $x/L_y > 1.4$  であると考えられる。図4の分布を見ると、アスペクト比の増加に伴う断面平均流量の減少および初期回転トルクの増大に起因して、アスペクト比が大きくなると、旋回強さが小さくなるが、下流側ではその差が小さくなるのが分かる。また、旋回強さは流入口近傍で急激に減少し、その後なだらかに減少することがわかる。

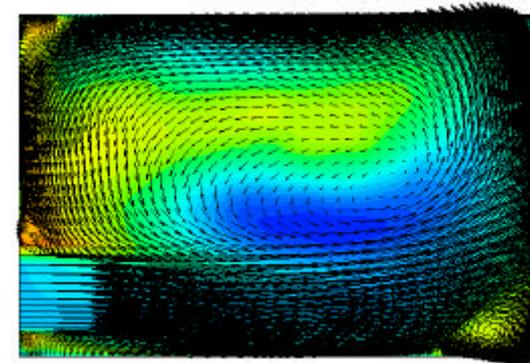
図6にアスペクト比の違いによる  $x/L_y = 0.9$  における  $y$ - $z$  断面の平均速度場を示す。図は、速度ベクトルと軸方向速度



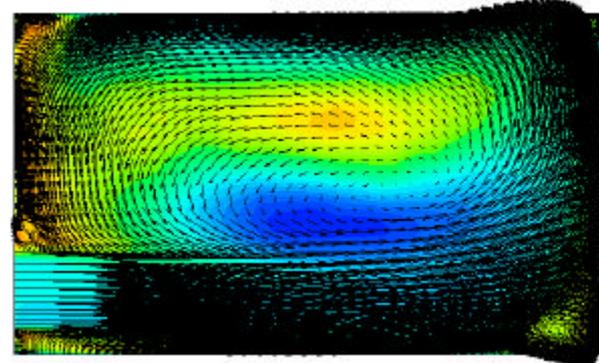
(a) AR = 1.0



(b) AR = 1.3



(c) AR = 1.5



(d) AR = 1.7

Fig.6 Mean velocity fields in the  $y$ - $z$  plane at  $x/L_y = 0.9$

の等値線（色塗り）を重ねたものである。色塗りはその断面内の最小 最大値間を 25 等分し、Blue ~ Red で値が大きく

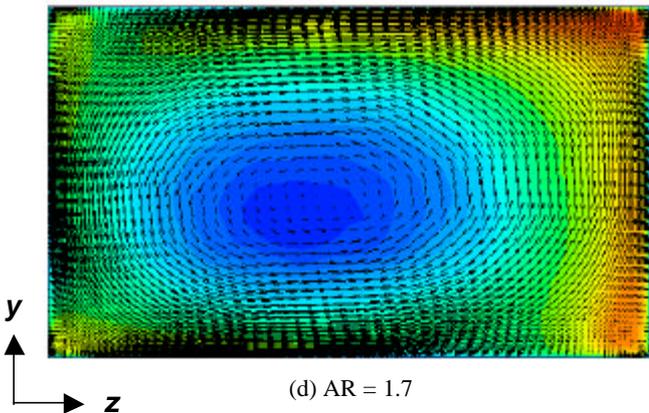
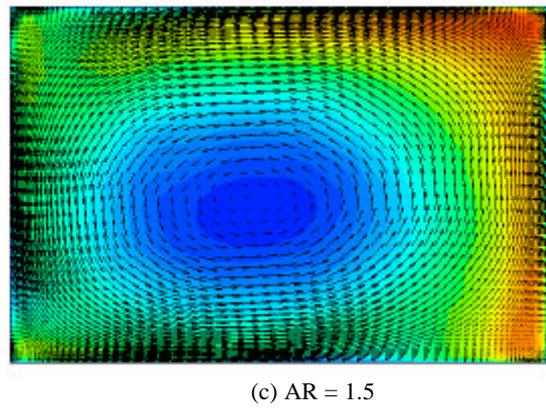
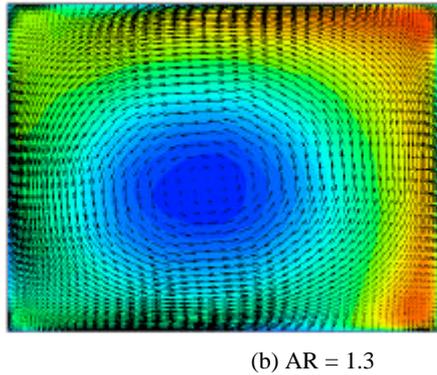
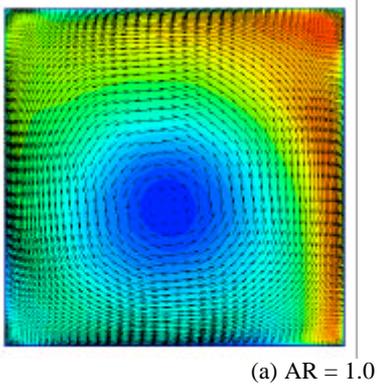


Fig.7 Mean velocity fields in the y-z plane at  $x/L_y = 3.9$

なる。これらの分布を見ると、アスペクト比によって渦心の位置が異なった旋回渦が生成されていることが分かる。渦心は、AR = 1.0で流入口の対角の位置にあるが、アスペクト比が大きくなるにつれ渦心は、流入流れにより生成されるせん

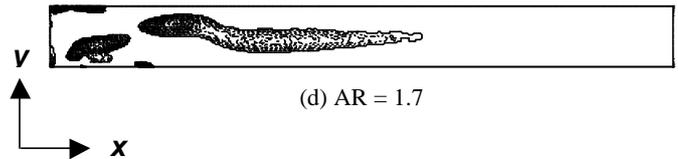
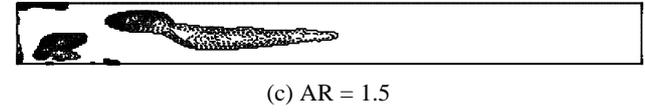
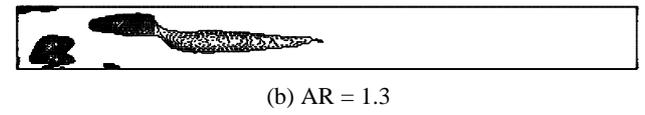
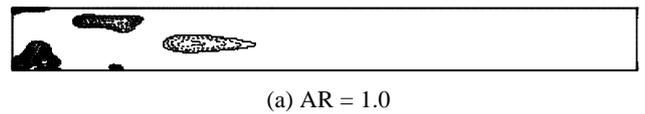


Fig.8 Contours of  $u < 0$  in the x-y plane

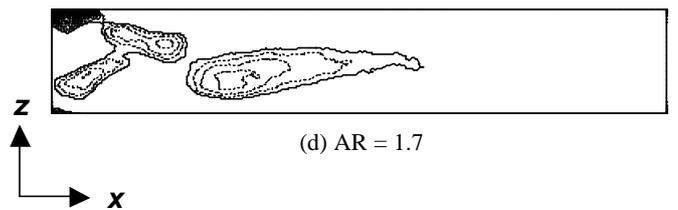
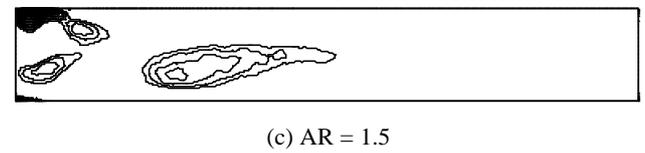
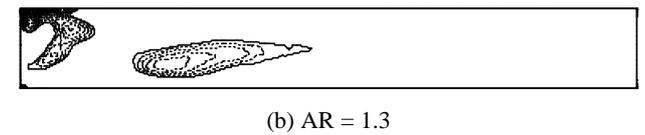
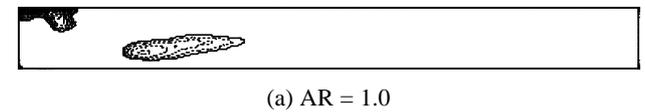


Fig.9 Contours of  $u < 0$  in the x-z plane

断層位置に近づき、それに伴い逆流領域も増大している。また、流入口の反対側のコーナーにできる2次渦はAR=1.0の場合に小さくなっている。

図7に、図6と同様の  $x/L_y = 3.9$  の平均速度場を示す。これを見ると、旋回渦心は、すべてのアスペクト比において、ほぼ断面中央に位置していることがわかる。しかしながら、軸方向速度分布を見ると、対角線について対称とはいえず、この断面では流入口と反対側の管壁側に高速領域が存在する。図示は省略するが、対角線についての軸方向速度分布の非対称性は下流側でも、特にAR=1.0において顕著である。本旋回流れ場においては、旋回速度成分対称性は、流入してから比較的短い距離で達成されるが、軸方向に速度分布は長い距離が必要であると推察される。つまり、本研究が対象とするような非対称流入による旋回流れでは、対称な速度分布

を達成するには、流入してからかなりの距離を要し、その距離はアスペクト比が小さいほど大きいと考えられる。

図 8,9 にそれぞれ  $x-y$ ,  $x-z$  中央断面における  $u < 0$  の等値線図を示す。この図から、アスペクト比が大きくなるほど、逆流領域は大きく、下流まで伸びることが分かる。図 8 から分かるように、逆流領域は流入口近傍で大きなねじりを伴い、その後断面中位置付近で下流側へまっすぐ伸びる。

## 5. むすび

本研究は、非円形断面を有する管内旋回流れの流動特性を明らかにすること目的として、その典型である矩形管内旋回流れの数値シミュレーションを Large Eddy Simulation を用いて行った。今回は、矩形管のアスペクト比を数種類変化させ、その平均流れ場に対する影響を調査し、以下のことが明らかになった。

- (1) 本研究の Large Eddy Simulation は、矩形管内旋回流れの特徴を十分に再現し、その有効性が確認された。
- (2) アスペクト比により初期に生成される旋回渦の渦心の位置が異なるが、下流側ではほぼ管中央に位置し同心円状の旋回流を形成する。しかしながら、平均軸方向速度分布には非対称性が残る。
- (3) アスペクト比が大きくなるにつれ、旋回強さは大きくなる。それに伴い、逆流領域も大きくなり、より下流まで伸びる。

今後の課題としては、乱流量、渦の振れ回りのなどの非定常性の検討、Dynamic SGS モデルの導入などが挙げられる。

## 参考文献

- (1) 須藤浩三, 高見敏弘, “ ベンド内の旋回流れ ”, 機械学会論文集 ( B 編 ), Vol.60, No.570 (1994), pp.464-472.
- (2) MATSUZAKI, K. et al., “Measurement of swirling flow in a rectangular channel”, Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, (1999), FEDSM99-6795.
- (3) MATSUZAKI, K. et al., “A Study on Swirling Flows in a Rectangular Channel (LDV measurement, Flow Visualization and Large Eddy Simulation)”, Journal of Thermal Science, Vol.10, No.3 (2001), pp.205-210.
- (4) MATSUZAKI, K. et al., “Large eddy simulation of swirling flows in a rectangular channel”, Proceedings of ASME FEDSM'01, 2001 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM2001-18003.
- (5) 松崎和愛, 宗像瑞恵, 大庭英樹, “ 矩形管内過渡旋回流れの渦振れ回り挙動 ”, 可視化情報学会論文集, Vol.21 No.5 (2001), pp. 79-85.
- (6) 西原義寛, 小林敏雄, 森西洋平, “ 熱線風速計による矩形管内旋回乱流の測定 ”, 東京大学生産研究, Vol.40, No.1 (1988), pp.55-58.