

急な湾曲部を有する開水路三次元乱流構造に関する 数値シミュレーション

Numerical simulations of 3D turbulence structures in open channel with a sharp bend

滝本慎二*・木村一郎**・清水康行***・細田尚****

Shinji TAKIMOTO and Ichiro KIMURA and Yasuyuki SHIMIZU and Takashi HOSODA

*学生会員 工学 北海道大学大学院 工学研究科 北方圏環境政策工学専攻 (〒 060-8628 札幌市北区北 13 条西 8 丁目)

**正会員 工博 北海道大学大学院准教授 工学研究科 (〒 060-8628 札幌市北区北 13 条西 8 丁目)

***正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科 (〒 060-8628 札幌市北区北 13 条西 8 丁目)

****正会員 工博 京都大学大学院教授 工学研究科 都市社会工学専攻 (〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂)

The turbulent flow structures in river bends are characterized by the generation of the secondary current of 1st kind. The secondary current is an important factor for sediment transport. Therefore, the bed topography in rivers is closely affected by the secondary currents. In order to predict the bed deformation in the river bends, the flow and the turbulent properties of the river bends have to be clarified satisfactory. However, due to the complicated flow properties, the prediction of the structure of the flow in the river bends is difficult. In previous researches, it is shown that 3D computational method based on a non-linear RANS model is effective and efficient tool for this kind of problems. However, the applicability of the model to flows with a sharp bend has not been clarified yet. In case of sharp bends, more complicated flow pattern, such as flow separation, is generated. In this study, a non-linear RANS model is applied to the sharp curved open channel flows studied experimentally by Blanckaert(2002). The computational results are also compared with the LES results by van Balen (2008). The accuracy of the computational results with non-linear RANS is shown generally competitive with LES result. Considering the computational efficiency, it is pointed out that the RANS approach is a practical tool for prediction of open channel flows with a sharp bend.

Key Words : sharp bend, secondary flow, outer bank cell, RANS, LES

1. はじめに

蛇行河川などに一般的に見られる開水路湾曲流は、遠心力に起因する第一種二次流の発生に特徴付けられる。二次流は河岸浸食や堆積に関して重要な要素であり、湾曲部で河床変動にも深く関係する。湾曲部の河床変動を予測するには、湾曲部の流れや乱流特性について解明しなければならない。しかし、湾曲部の流れは複雑で、その構造を予測するのは容易ではない。現在では、二次流の発生のメカニズムやその河床変動などに及ぼす影響については多くの研究が進められている¹⁾²⁾。ところで、外岸側の水面にはある条件の下で第一種二次流とは逆向きの渦が発生することが知られている。本研究ではこの渦を外岸セルと呼ぶことにする。この外岸セルは第一種二次流に比べて規模は小さいが、外岸に極めて近傍に発生するため、河岸浸食に及ぼす影響は無視できないことが予想され、防災や河川環境を考える上で重要な現象と考えられる。

外岸セルは流れが層流の場合にも発生することが知られており、この場合の発生原因は第一種二次流と同じく遠心力の働きによるものである。すなわち、外岸付近の主流流速の鉛直分布が水面付近で逆勾配となり、

遠心力の強度が水面付近で小さくなることに起因する。乱流の場合の外岸セルの発生メカニズムはさらに複雑となり、Blanckaert et al(2004)³⁾は、遠心力と乱流の非等方性の双方が寄与することを実験的に示している。

既往の研究では、木村ら (2008)⁴⁾の RANS による、Booij(2003)⁵⁾が行なった緩湾曲水路における湾曲流実験を対象とした計算がなされている。しかし、実際の河川には湾曲部が緩い勾配ものあれば、急な勾配の河川の存在する。急な湾曲部では流速分布が急激に変化し、条件によっては流れの剥離が生じるなど、流況は複雑となる。このような流れ場に対する乱流モデルの適用性は、未だ十分検討されているとはいえない。そこで、本研究では、曲率半径を小さくした急な湾曲をもつ開水路を対象とした計算を中心として、断面流況の検討を行なう。

2. 緩湾曲水路を対象とした既往の研究

木村ら (2008)⁴⁾は非線形の RANS により、Booij (2003)⁵⁾が行なった図-1 に示す緩湾曲水路の湾曲流実験を対象とした計算を行なった。緩湾曲水路の概要として、曲率半径 $R = 4.1\text{m}$ 、水路幅 $B = 0.5\text{m}$ 、平

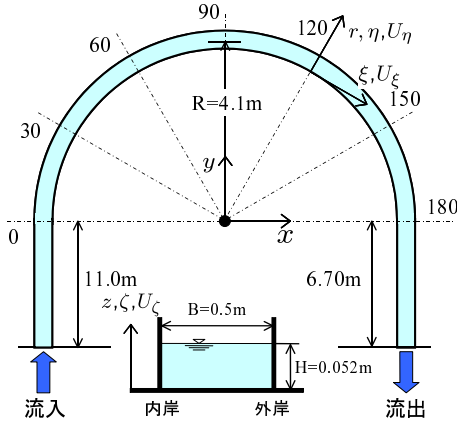


図-1 Booij(2003)の実験における緩湾水路の概要

均流速 $U_{av} = 0.20\text{m/s}$, 平均水深 $H = 0.052\text{m}$ であり, Reynolds 数 $Re = \frac{U_{av}H}{\nu} = 10.0 \times 10^3$, Froude 数 $Fr = \frac{U_{av}}{\sqrt{gH}} = 10.29$ である .

図-3 は, 木村ら (2008)⁴⁾ の行なった計算結果であり, $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ 断面の流況を外岸付近について示したものである . 第一種二次流と外岸セルが再現されており, 実験結果との良好な一致が報告されている .

3. 急湾曲水路を対象とした Blanckaert (2002) による実験の概要

Blanckaert(2002)⁶⁾ は図-2 に示す急湾曲開水路を用いて湾曲流実験を行なった . 急湾曲水路の概要として, 曲率半径 $R = 1.7\text{m}$, 水路幅 $B = 1.3\text{m}$, 平均水深 $H = 0.159\text{m}$, 流量 $Q = 89\text{l/s}$ であり, 平均流速 $U_{av} = 0.43\text{m/s}$, Reynolds 数 $Re = \frac{U_{av}H}{\nu} = 68.4 \times 10^3$, Froude 数 $Fr = \frac{U_{av}}{\sqrt{gH}} = 0.34$ である .

図-4 は急湾曲開水路において, $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ 断面における流況の計測結果であり, 外岸付近について示している . 左下の時計周りの渦は第一種二次流であり, 外岸の水面近傍には半時計周りの外岸セルが形成されている様子がわかる . なお, 底面付近の流速には異常に大きい値が見られており, この点については, 計測誤差の可能性があるが, 詳細は不明である .

4. 数値解析法

4.1 基礎式

本研究における数値解析モデルの基礎式は, 流速ベクトルの反変成分に関する移動一般曲線座標系における三次元流れの式である . 移動座標系とするのは, 水面の変動に適合する格子を用いるためである . 基礎式は次に示す連続式, 運動方程式, k - ε 方程式からなる .

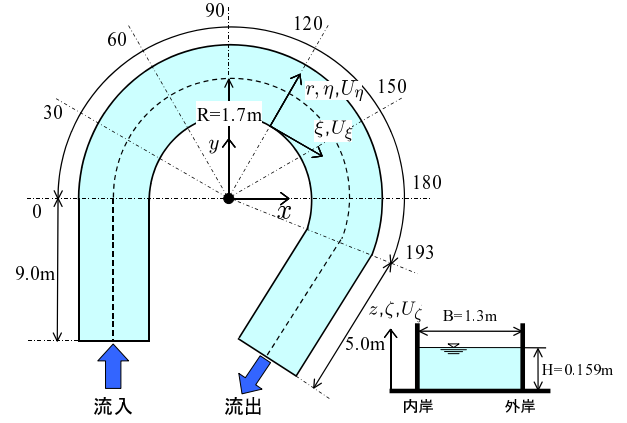


図-2 Blanckaert(2002)の実験における急湾曲水路の概要

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial V^\alpha \sqrt{g}}{\partial \xi^\alpha} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V^i}{\partial t} + \nabla_j [V^i (V^j - W^j)] \\ + V^i \nabla_j W^j + V^j \nabla_j W^i \\ = F^i - \frac{1}{\rho} g^{ij} \nabla_j p \\ + \nabla_j \left[-v^i v^j \right] + 2\nu \nabla_j S^{ij} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla_j [k (V^j - W^j)] + k \nabla_j W^j \\ = -g_{il} \overline{v^l v^j} \nabla_j V^i - \varepsilon \\ + \nabla_j \left[\left(\frac{D_t}{\sigma_k} + \nu \right) g^{ij} \nabla_i k \right] \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla_j [\varepsilon (V^j - W^j)] + \varepsilon \nabla_j W^j \\ = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} g_{il} \overline{v^l v^j} \nabla_j V^i - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \\ + \nabla_j \left[\left(\frac{D_t}{\sigma_k} + \nu \right) g^{ij} \nabla_i \varepsilon \right] \end{aligned} \quad (4)$$

ここに, ξ^j : 計算空間の空間座標, t : 時間, V^j : 流速ベクトルの反変成分, W^j : 格子移動速度ベクトルの反変成分, v^j : 乱れ速度ベクトルの反変成分, p : 圧力, ν : 動粘性係数, ρ : 流体の密度, $\overline{v^l v^j}$: レイノルズ応力の反変成分, k : 乱れエネルギー, ε : 乱れエネルギー散逸率, F^j : 重力ベクトルの反変成分をそれぞれ表す . g_{ij} , g^{ij} は計量テンソルの共変成分及び反変成分であり, 次のような関係がある .

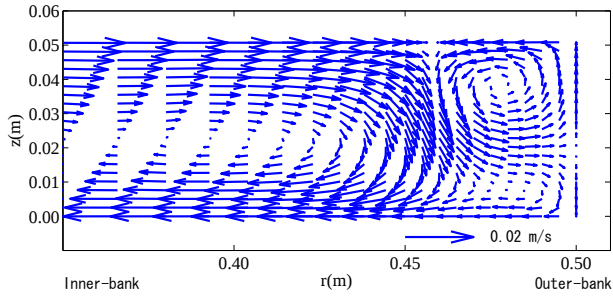
$$g_{ij} = \frac{\partial x^k}{\partial \xi^i} \frac{\partial x^l}{\partial \xi^j} \delta_{kl}, g^{ij} = \frac{\partial \xi^i}{\partial x^k} \frac{\partial \xi^j}{\partial x^l} \delta^{kl}, g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k \quad (5)$$

ここに, δ_{kl} , δ^{kl} , δ_i^k はクロネッカーのデルタ, x^j はデカルト座標系を表す . また,

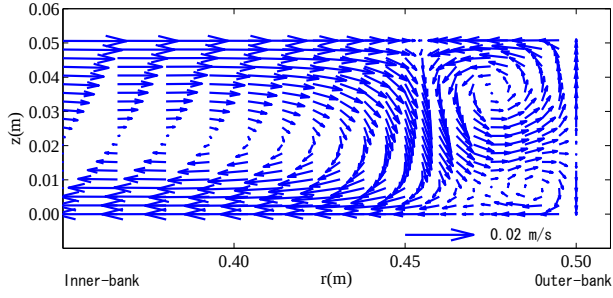
$$g = \det[g_{ij}] \quad (6)$$

である . さらに, ∇_j は共変微分を表し, 例えば, あるベクトルの反変成分 A^k に関しては, 次のようになる .

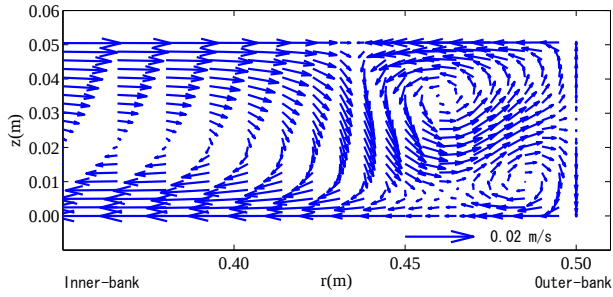
$$\nabla_i A^k = \partial A^k / \partial \xi^i + A^j \Gamma_{ij}^k \quad (7)$$



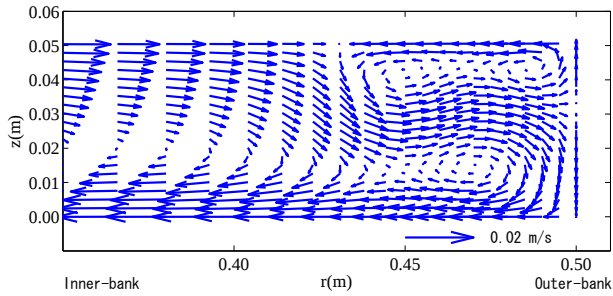
(1) 30° 断面



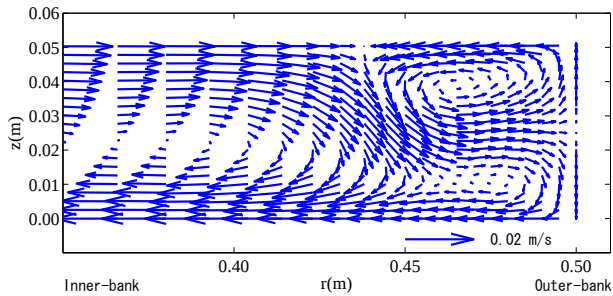
(2) 60° 断面



(3) 90° 断面



(4) 120° 断面



(5) 150° 断面

図-3 木村らの RANS によって計算した緩湾曲水路の各断面の外岸部の断面流況 (Booij(2003) の実験を再現)

ここに, Γ_{ij}^k はクリストッフェルの記号 (接続の係数) であり, 次式で計算される.

$$\Gamma_{ij}^k = \begin{bmatrix} k \\ i \quad j \end{bmatrix} = \frac{1}{2} g^{km} \left(\frac{\partial g_{jm}}{\partial \xi^i} + \frac{\partial g_{im}}{\partial \xi^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial \xi^m} \right) = \frac{\partial \xi^k}{\partial x^p} \frac{\partial^2 x^p}{\partial \xi^i \partial \xi^j} \quad (8)$$

なお, 流速ベクトルの反変成分 (V^k) と直交成分 (U^k) は次の関係 (chain rule) により変換される.

$$V^i = \frac{\partial \xi^i}{\partial x^j} U^j, \quad U^i = \frac{\partial x^i}{\partial \xi^j} V^j \quad (9)$$

4.2 乱流モデル

乱流モデルとしては, Hosoda(2007)⁷⁾ による二次非線形 $k-\varepsilon$ モデルを用いた. 二次非線形 $k-\varepsilon$ モデルの一般座標系における構成則を次に示す.

$$-\overline{v^i v^j} = D_t S^{ij} - \frac{2}{3} k g^{ij} - \frac{k}{\varepsilon} D_t (\alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 + \alpha_3 Q_3) \quad (10)$$

$$D_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

$$Q_1 = S^{i\alpha} g_{\alpha l} \Omega^{lj} + S^{j\beta} g_{\beta l} \Omega^{li} \quad (12)$$

$$Q_2 = S^{i\alpha} g_{\alpha l} S^{lj} - S^{k\alpha} g_{\alpha m} S^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} / 3 \quad (13)$$

$$Q_3 = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha l} \Omega^{lj} - \Omega^{k\alpha} g_{\alpha m} \Omega^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} / 3 \quad (14)$$

$$S^{ij} = g^{j\alpha} \nabla_\alpha V^i + g^{i\alpha} \nabla_\alpha V^j \quad (15)$$

$$\Omega^{ij} = g^{j\alpha} \nabla_\alpha V^i - g^{i\alpha} \nabla_\alpha V^j \quad (16)$$

モデル係数は, ストレインパラメータ S と, ローテーションパラメータ Ω の次のような関数で与える.

$$\alpha_1 = -0.1325 f_M \quad (17)$$

$$\alpha_2 = 0.0675 f_M \quad (18)$$

$$\alpha_3 = -0.0675 f_M \quad (19)$$

$$f_M = (1 + m_{ds} S^2 + m_{d\Omega} \Omega^2) \quad (20)$$

$$c_\mu = c_{\mu O} (1 + c_{ns} S^2 + c_{n\Omega} \Omega^2 / D_\mu) \quad (21)$$

$$D_\mu = 1 + c_{ds} S^2 + c_{d\Omega} S^2 + c_{ds\omega} S \Omega + c_{ds1} S^4 + c_{ds\Omega1} \Omega^4 + c_{ds\Omega1} S^2 \Omega \quad (22)$$

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S^{i\alpha} g_{\alpha j} S^{j\beta} g_{\beta i}} \quad (23)$$

$$\Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega^{i\alpha} g_{\alpha j} \Omega^{j\beta} g_{\beta i}} \quad (24)$$

ここに, モデル定数としては, $m_{ds} = m_{d\Omega} = 0.01$, $c_{ns} = 0.0028$, $c_{n\Omega} = 0.007$, $c_{ds} = 0.0085$, $c_{d\Omega} = 0.004$, $c_{ds\Omega} = -0.003$, $c_{ds1} = 0.00005$, $c_{d\Omega1} = 0.00005$, $c_{ds\Omega1} = 0.00025$ を用いる. モデル関数や定数の同定については文献⁷⁾を参照されたい.

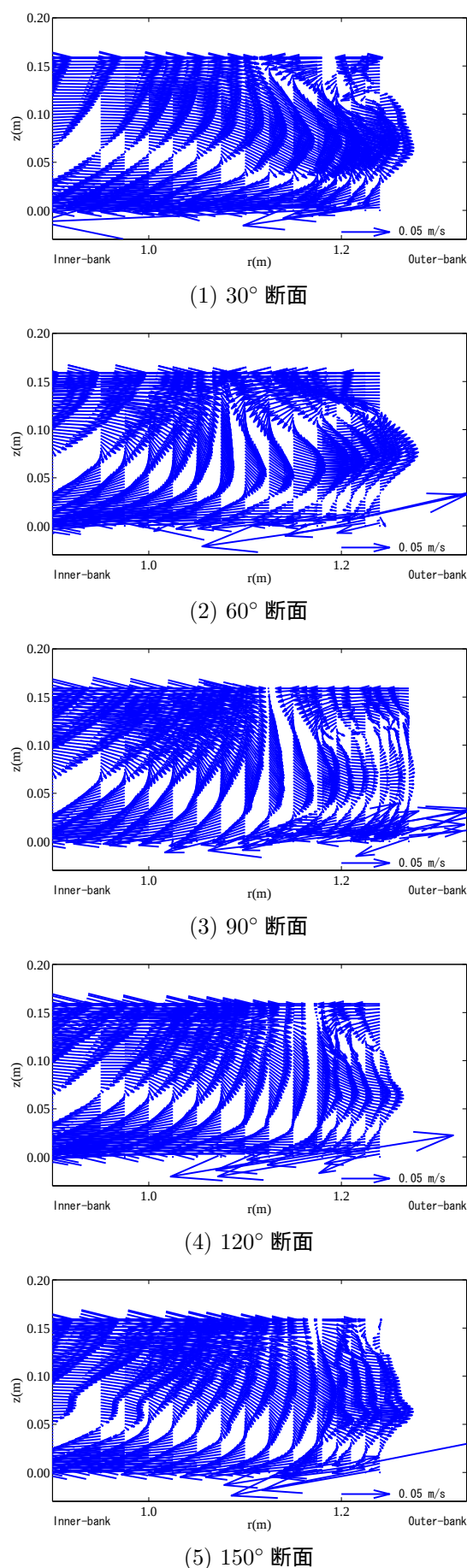


図-4 Blanckaert(2002)の実験における急湾曲水路の各断面の外岸部の断面流況

4.3 計算スキーム

計算法はスタガード格子上の有限体積法とし、完全陽解法で計算を進めた。運動方程式の移流項の離散化には QUICK を、 k および ε 方程式の移流項には Hybrid 法を用いた。時間積分には二次の Adams Bashforth 法を用い、圧力は時間ステップ毎に SOLA アルゴリズムと同様の収束計算により求めた。壁面の k と ε については壁関数法で与え、壁面近傍の流速は対数則で評価することとした。自由水面変動量は運動学的条件より求め、水面変動量に応じて内部の格子位置を時間ステップごとに移動させた。計算法の詳細は既報の文献⁸⁾を参照されたい。

5. 計算結果と考察

5.1 計算領域の設定と計算手順

(1) 計算手順

計算は Blanckaert(2002)⁶⁾の実験結果の再現を目指して行なう。手順としては、計算の上流端条件を求めるため、直線部分のみを対象に周期境界条件を用いた予備計算を行い、十分発達した直線水路の流況を求めた。そして、直線水路における予備計算により得られた流速と k , ε の値を U 字型領域の上流端に与え、流れがほぼ定常となるまで計算を行った。

(2) 計算格子の検討

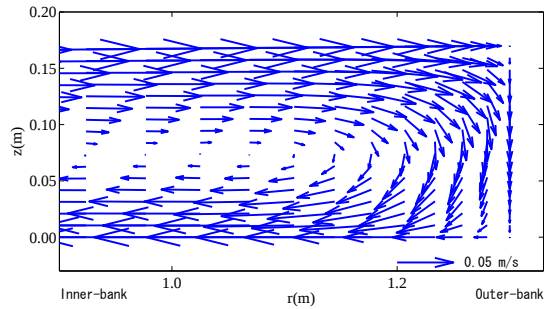
計算領域を設定するにあたり予備検討として、計算格子の検討を行なった。計算格子は主流方向、鉛直方向の格子数を固定し、横断方向のみを 3 通りに変化させ、それぞれの計算結果を比較する。表-1 は本研究で比較検討を行なった計算格子である。図-5、図-6 は、それぞれの計算格子を用いて計算した結果であり、例として、120° 断面の外岸付近の流況と 3 つの流速成分 U_ξ , U_η , U_ζ の鉛直方向の分布について示したものである。

図-5 によると、Grid 2, Grid 3 では外岸セルが再現されているが、格子数の少ない Grid 1 では再現されていないことから、Grid 1 は断面の流況を検討する上で解像度が明らかに不足している。また、図-6 によると、 U_ζ では、外岸付近において、計算値はばらつきがあるため計算格子の差による判断は難しいが、 U_ξ , U_η によると、Grid 1, Grid 2, Grid 3 はほぼ実験による計測結果を良く再現できている。しかし、 U_η の外岸部 (0.95B) の水面付近をみると、Grid 1 の流速は正の値を示している。一般に外岸セルが現れる位置の流速 U_η は負の値を取ることが知られているため、この結果からも、Grid 1 による計算結果は外岸セルを再現していないことがわかる。また、Grid 2 と Grid 3 の差は小さい。

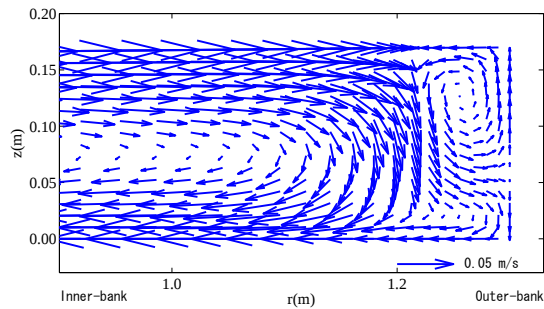
以上の比較検討の結果、本研究で採用する計算格子は、断面流況において実験による計測結果を再現することができ、かつ計算の負荷が小さい、Grid 2 を採用することとする。なお、 $y^+ (= \frac{U_* \Delta y}{\nu})$, Δy : 外岸近

表-1 計算格子の検討

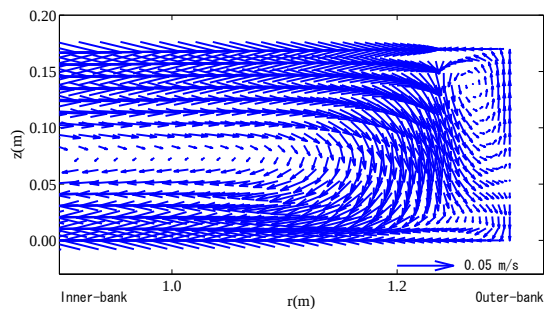
	主流方向 (ξ)	横断方向 (η)	鉛直方向 (ζ)
Grid 1	84	30	16
Grid 2	84	50	16
Grid 3	84	100	16



(1) Grid 1



(2) Grid 2



(3) Grid 3

図-5 各計算格子における 120° 断面の外岸部の流況

傍の格子幅)の平均値は約 80 であり, $k-\varepsilon$ モデルを採用するに当たり妥当であると考えられる。

(3) 計算領域の設定

急湾曲水路を対象とした計算において, 本研究で採用した計算格子 (Grid 2) の平面図を図-7 に示す. 計算格子数は主流方向 (ξ 方向), 横断方向 (η 方向), 鉛直方向 (ζ 方向) それぞれ, $84 \times 50 \times 16$ であり, 総計算格子数は 67,200 である. なお, 横断方向については, 河岸に近づくほど格子幅を等比級数的に小さくしている。

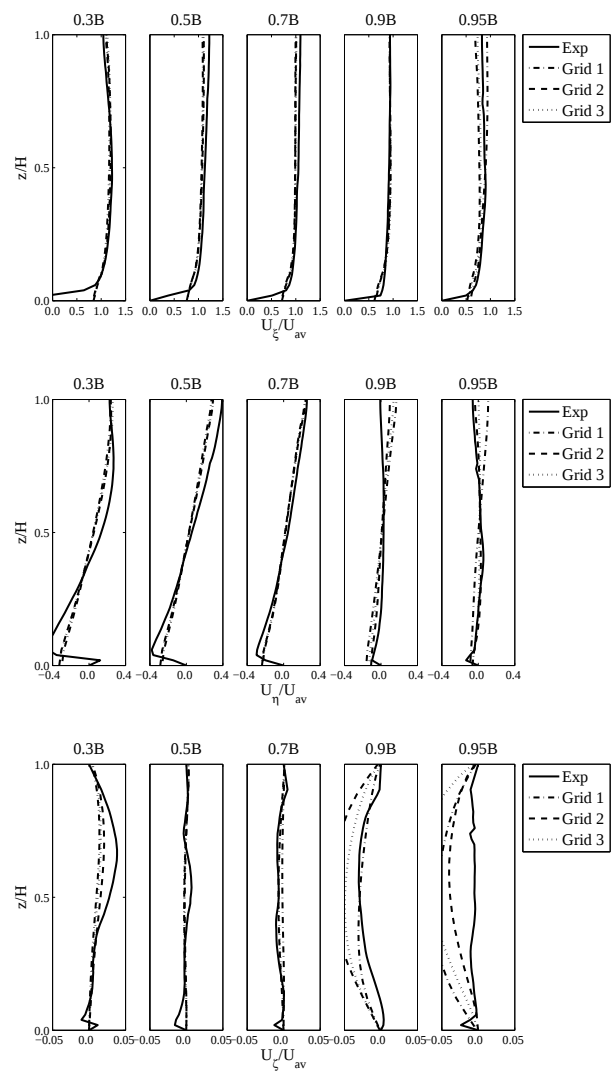


図-6 各計算格子における 120° 断面の流速成分

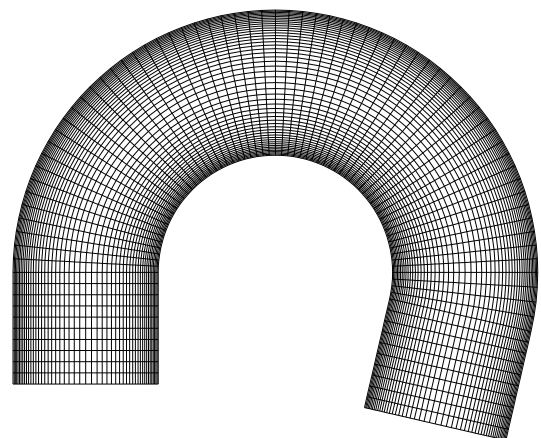


図-7 急湾曲水路を対象とした計算における平面内の計算格子

5.2 二次流の形状の比較

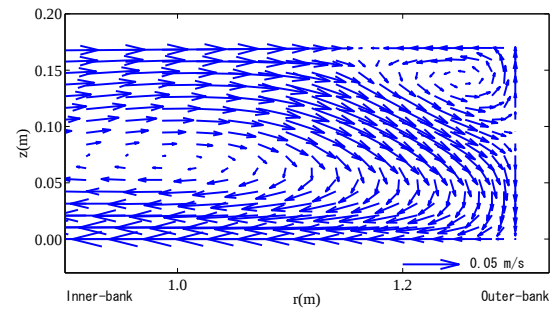
(1) Blanckaert(2002)の実験による計測結果と計算結果の比較

図-8は本研究において非線形 RANS モデルを用いて計算された断面内流速ベクトルであり、 30° 、 60° 、 90° 、 120° 、 150° の各断面の外岸付近 ($r > 0.9\text{m}$) について示している。第一種二次流と外岸セルがいずれの断面でも再現されている。この結果と、図-4 に示した Blanckaert(2002)⁶⁾の実験結果との比較を、主に外岸セルの特性に着目して次に行う。まず、 30° の断面では、コーナー付近の外岸セルが両者に確認され、その発生位置はほぼ一致している。また、その形状はいずれも若干横長である。次に、 60° の断面では実験結果では渦が横長の形状を保ったまま発達し、その中心位置は若干下方に移動している。一方、計算結果では渦の形状が円系に近くなっている点は実験結果と異なるが、その中心位置が若干下がっている点は実験と一致する。 90° 、 120° 、 150° の各断面の実験結果では、外岸セルが下流に行くにつれて次第に外岸側に移動し、規模も小さくなっていく様子が見られる。数値計算結果は渦の外岸セルの形状が実験結果と比較して若干縦長であるが、それ以外の特性は実験結果と良好に一致している。

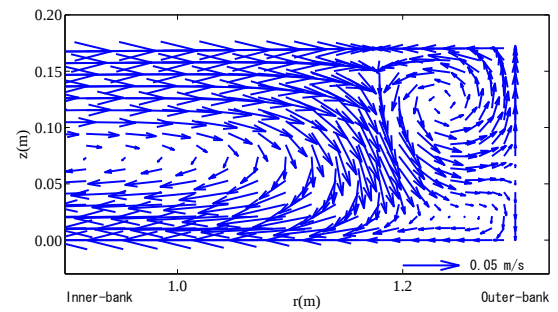
(2) 緩湾曲水路と急湾曲水路の比較

木村ら⁴⁾の緩湾曲水路における計算結果(図-3)と本研究の急湾曲水路における計算結果(図-8)の断面流況を比較すると、緩湾曲水路について、 30° 断面では、円形の外岸セルが現れており、 60° 断面ではあまり変化は見られないが、 90° 断面へ流れが進むと、外岸セルは内岸側に移動し、 120° 、 150° 断面へ流れが進むにつれて、水平方向に伸びた楕円形に変化する傾向が見られる。これは右下に存在する第一種二次流が拡大することにより、外岸セルが水面へと押し寄せられ、形状が扁平になると考えられる。一方、急湾曲水路の断面流況は、5.1 (1) で述べたように、 30° 断面では円形だった外岸セルは、 60° 断面では一旦発達拡大を見せるが、流れが進むにつれて、外岸側に押し寄せられ、縮小変化する傾向が見られる。両者にこのような違いが見れるのは、緩湾曲水路と急湾曲水路の間の流れの構造が異なるためだと考えられる。

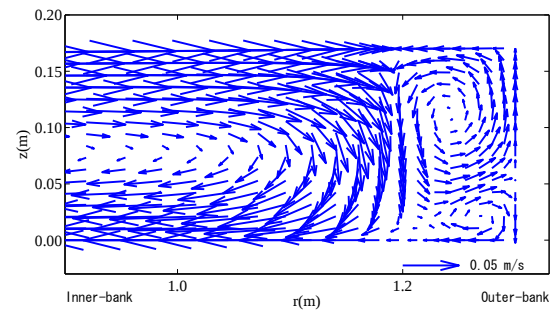
この点を検討するため、図-9、図-10 に緩湾曲水路、急湾曲水路のそれぞれの水面における主流流速のベクトルと流速の大きさのコンター図を示した。図によると、緩湾曲水路の流速は、直線区間では中央付近がもっとも速くなっているが、湾曲部に進入すると中央より外岸側に最大流速が現れ、以降は一様に分布して流れていることがわかる。しかし、急湾曲水路の流速は、流れが湾曲部に進入すると内岸側に最大流速が現れているが、湾曲が急勾配であるため、徐々に内岸側から離れ、外岸側に流れが進んでいく。



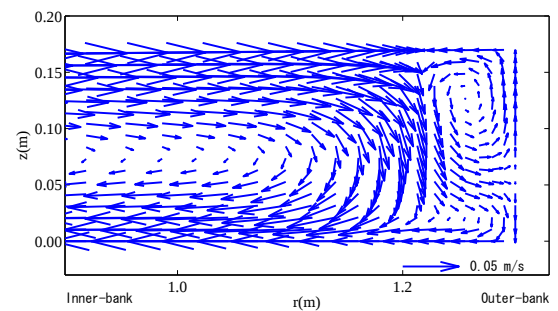
(1) 30° 断面



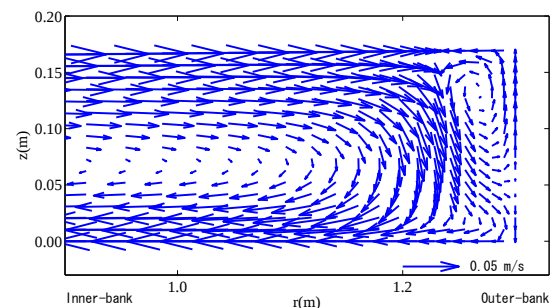
(2) 60° 断面



(3) 90° 断面



(4) 120° 断面



(5) 150° 断面

図-8 RANS によって計算した急湾曲水路の各断面の外岸部の断面流況

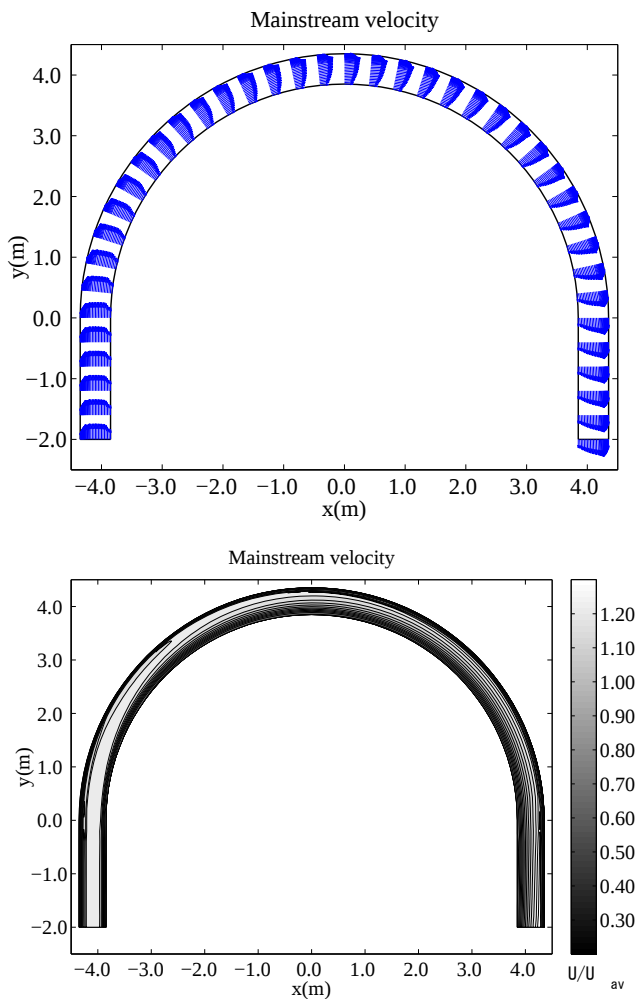


図-9 RANS によって計算した緩湾曲水路の水面の流速ベクトルと流速の大きさのコンター

このように緩湾曲水路では流速は緩やかに変化し、一様に分布していくが、急湾曲水路では流速は一様に変化せず、各断面における流速の変化が大きいことが特徴となる。

以上のことから考えると、緩湾曲水路では、流れが緩やかに変化し一様に分布していたために、外岸セルは 30° 、 60° 断面では余り変化は見られず、 90° 、 120° 、 150° 断面へ進むと若干形状は変わるものの、セルの縮小は起こらないと考えられる。しかし、急湾曲水路では、湾曲が急勾配であるため、各断面における流速の変化が大きく、外岸セルは 30° 、 60° 断面では一旦発達するものの、 60° を越えたあたりから流れが外岸側に向くために、 90° 、 120° 、 150° 断面では、外岸セルが外岸側に押し寄せられるため、セルの縮小が起きると考えられる。

(3) RANS と LES の比較

図-11 は van Balen et al(2008)⁹⁾ が同様の条件の下で、LES によって計算した断面流況であり、 30° 、 60° 、 90° 、 120° 、 150° 断面の流況を外岸付近について示している。この LES の計算の概要として、計算格子数

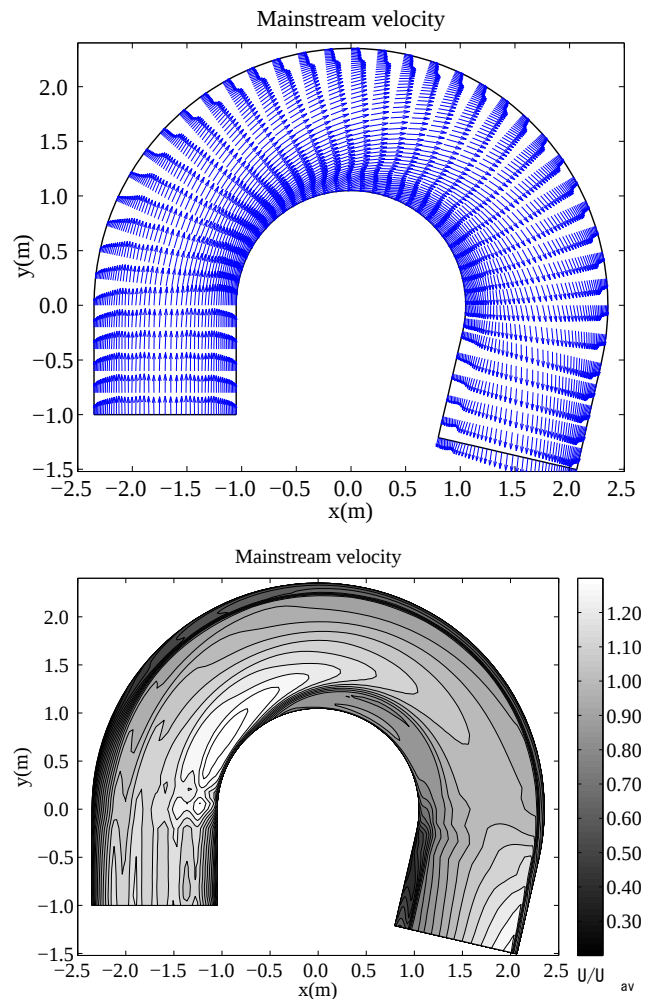


図-10 RANS によって計算した急湾曲水路の水面の流速ベクトルと流速の大きさのコンター

は主流方向 (ξ 方向)、横断方向 (η 方向)、鉛直方向 (ζ 方向)それぞれ、 $1260 \times 192 \times 24$ で、総計算格子数は 5,806,080 であり、SGS モデルにはスマゴリンスキーモデルが用いられている。

van Balen et al(2008)⁹⁾ の LES による計算結果 (図-11) と本研究の RANS による計算結果 (図-8) を比較すると、LES による計算結果については、まず、 30° 断面では、外岸セルの発生位置は RANS によるものと一致しているが、形状は円形ではなく扁平であり、大きさは実験結果に比べて大きい。次に、 60° 断面では、外岸セルの発達拡大は RANS のものと同様であるが、 90° 、 120° 、 150° 断面と流れが進むと、LES の計算結果では外岸セルが消失している。RANS による計算結果では、5.2 (1) に述べたように、実験により計測された断面流況をよく再現できているため、RANS による計算結果は LES に比べて、外岸セルの再現性は大きい。さらに本研究では、RANS は LES に比べて、総計算格子数は約 $1/85$ であり、計算負荷も小さいことから、実務上でも優位性が高いと考えられる。

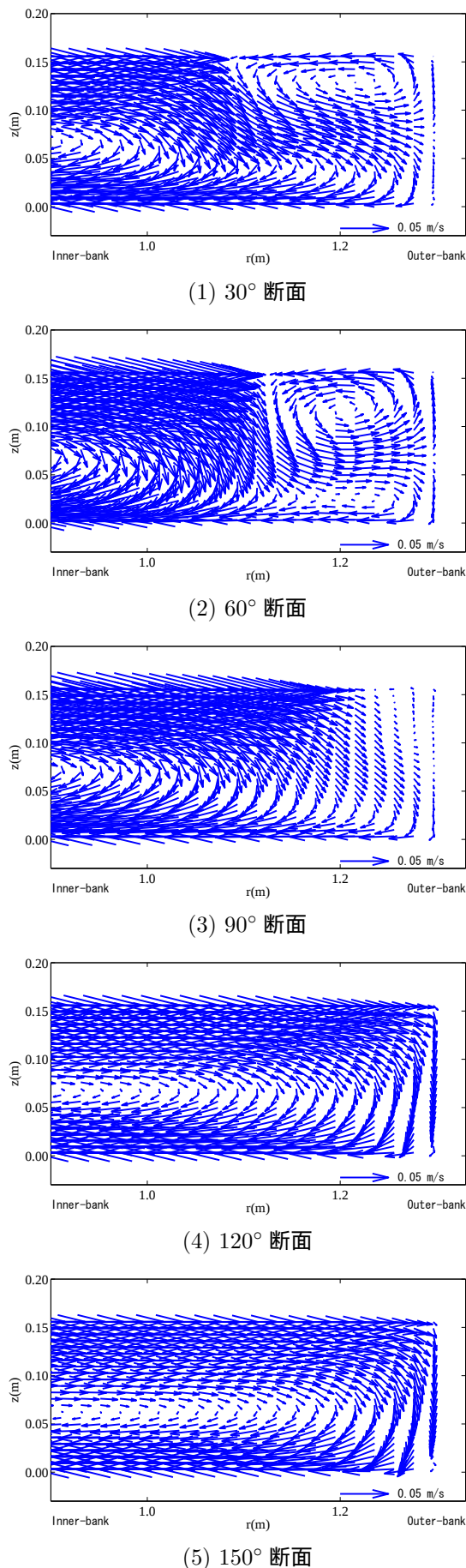


図-11 van Balen(2008) の LES によって計算した急湾曲水路の各断面の外岸部の断面流況

5.3 断面内の流速，レイノルズ応力の分布

(1) 流速分布

図-12，図-13 は 60° ， 120° 断面において，3 つの流速成分 U_ξ ， U_η ， U_ζ について，Blanckaert(2002)⁶⁾ の実験による計測結果 (Exp) と本研究の RANS による計算結果 (RANS)，そして，van Balen(2008)⁹⁾ の LES による計算結果 (LES) を比較したものである。

まず， U_ξ については，RANS，LES の計算結果は， 60° ， 120° 断面において計測結果と良く一致していることがわかる。

次に， U_η については，RANS，LES の計算結果は， 60° 断面では計測結果とほぼ一致している。 120° 断面では，外岸部 ($0.95B$) の水面付近を見てみると，計測結果，RANS による計算結果では流速 U_η は負の値を示しているが，LES による計算結果では正の値を示している。一般に，外岸セルの発生位置である水面付近の U_η は負の値を取ることから，5.1 (1) に述べたように，LES による計算結果において， 120° 断面では外岸セルは消失していることがわかる。

そして， U_ζ については，RANS，LES の計算結果は， 60° ， 120° 断面においていずれも，計測結果と一致していないように見える。しかし， U_ζ の値そのものが U_ξ ， U_η に比べて 1～2 オーダー小さいため，計算結果と計測結果の値の絶対値はある程度適合していると考えられる。

(2) レイノルズ応力の分布

図-14，図-15 は 60° ， 120° 断面において，レイノルズ応力 $\overline{uv}$ ， $\overline{vw}$ ， $\overline{wu}$ の分布を，Blanckaert(2002)⁶⁾ の実験による計測結果 (Exp) と本研究の RANS による計算結果 (RANS)，そして，van Balen(2008)⁹⁾ の LES による計算結果 (LES) について比較したものである。

実験結果と RANS と LES の計算結果には，一部において，内岸側と外岸側にばらつきが見られる。これについて内岸側では，主流方向の流速が湾曲部において減速し，複雑な乱流構造を形成するため，また外岸側では，外岸セルの発生に伴い複雑な乱流構造を形成するため，レイノルズ応力の再現性が低下したと考えられる。また，モデルによる再現性の相違が最も顕著にみられるのは $\overline{uv}$ 成分である。この成分について外岸側の分布の再現性は RANS が若干良好である。一方， 120° の断面内岸側では LES と実験結果が比較的良好な一致を示しているのに対し，RANS による再現性は低い。このことから，今回の RANS モデルは外岸セルの再現性は比較的優れているが，内岸側の流況の再現性が低いことが予想される。この部分は図-8 でも示されているように，下流に進むにつれて流速が急激に低下する領域であり，急な湾曲部の特徴を示す領域の一つである。この点の再現性の向上は今後の課題である。

その他の $\overline{vw}$ ， $\overline{wu}$ 成分については RANS，LES と同様に実験結果を比較的良好に再現している。

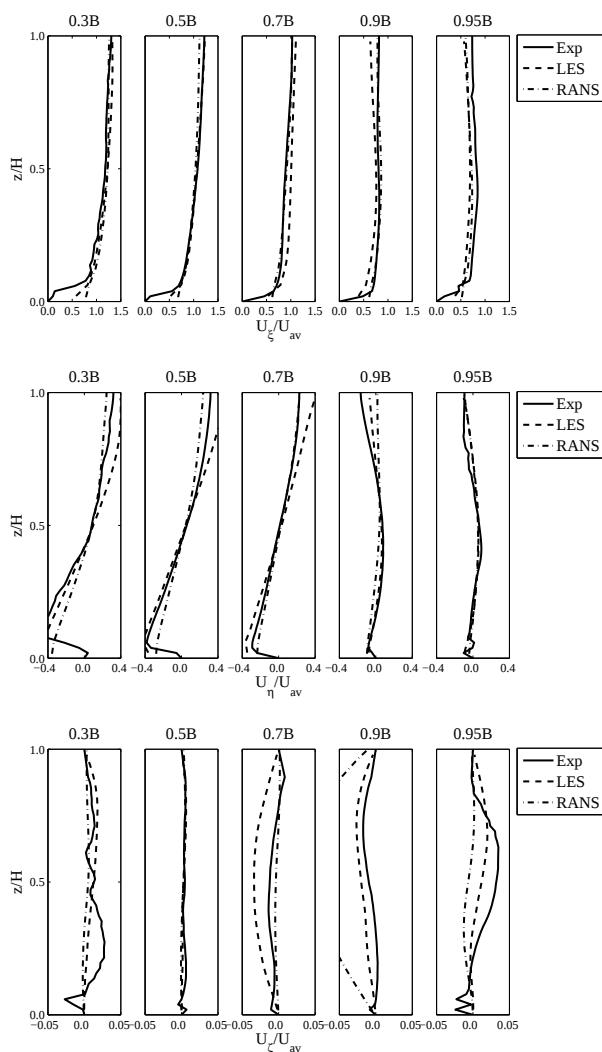


図-12 60°断面の流速成分

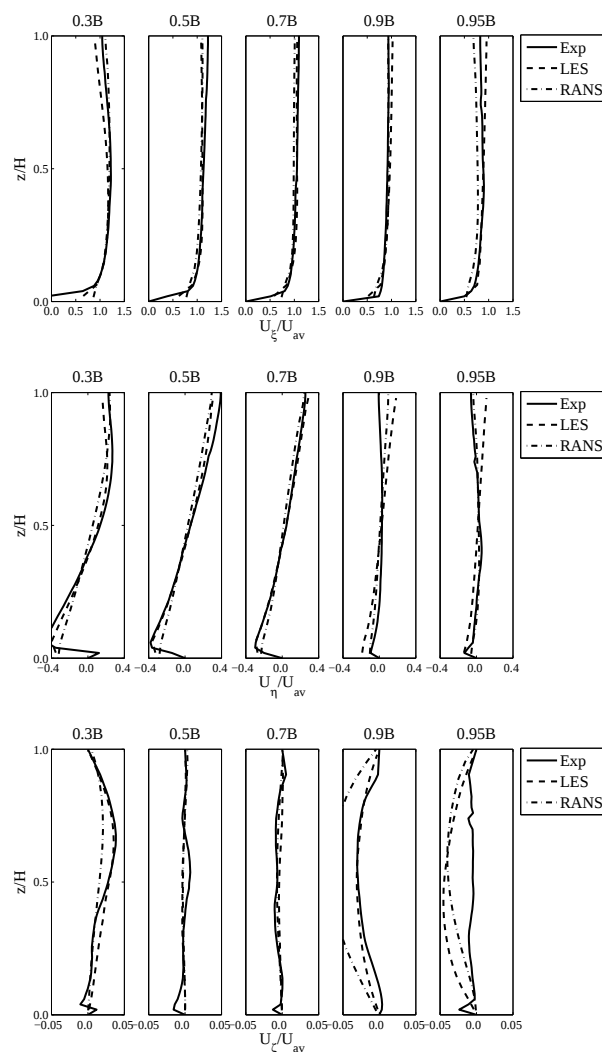


図-13 120°断面の流速成分

6. おわりに

本研究は、急な湾曲部を有する開水路を対象として、RANSによる計算を行ない、主に外岸セルの再現性に着目して検討を行ったものである。主な結果は次の通りである。

1. 急湾曲水路を対象とした RANS による計算結果と Blanckaert(2002)⁶⁾の実験による計測結果において、30°、60°、90°、120°、150°断面の外岸セルの形状変化はほぼ再現することができた。
2. 緩湾曲水路と急湾曲水路における流れの特性を明らかにし、流れに伴う断面流況の発達の違いを検討した結果、緩湾曲水路の外岸セルは流れが進むにつれて、扁平な形状を成していくのに対し、急湾曲水路の外岸セルは流れが進むと、一旦発達拡大を見せるが、さらに下流に進むと、湾曲が急であるため、主流の最大流速点が外岸側に移動し、これに伴って外岸セルも外岸側に押し寄せられ、縮小していくことがわかった。
3. RANS による結果と既往の LES の結果を比較し

たところ、LES では主流流速分布の変化に伴う外岸セルの縮小を過剰に評価し、下流域の外岸セルの構造を再現できていなかったが、RANS ではこの点を良好に再現できた。計算格子数は RANS は LES より 2 オーダー程度小さく、計算機負荷が格段に小さい点を考慮すると、RANS の工学的有用性が示されたといえる。

4. RANS モデルでは内岸側の低流速部のレイノルズ応力の再現性が低いことが示されたため、この点に着目したモデルの改良が必要である。

今後は乱流モデルの改良をさらに進めるとともに、外岸の粗度や外岸勾配が外岸セルに及ぼす影響などについても検討を進めたい。

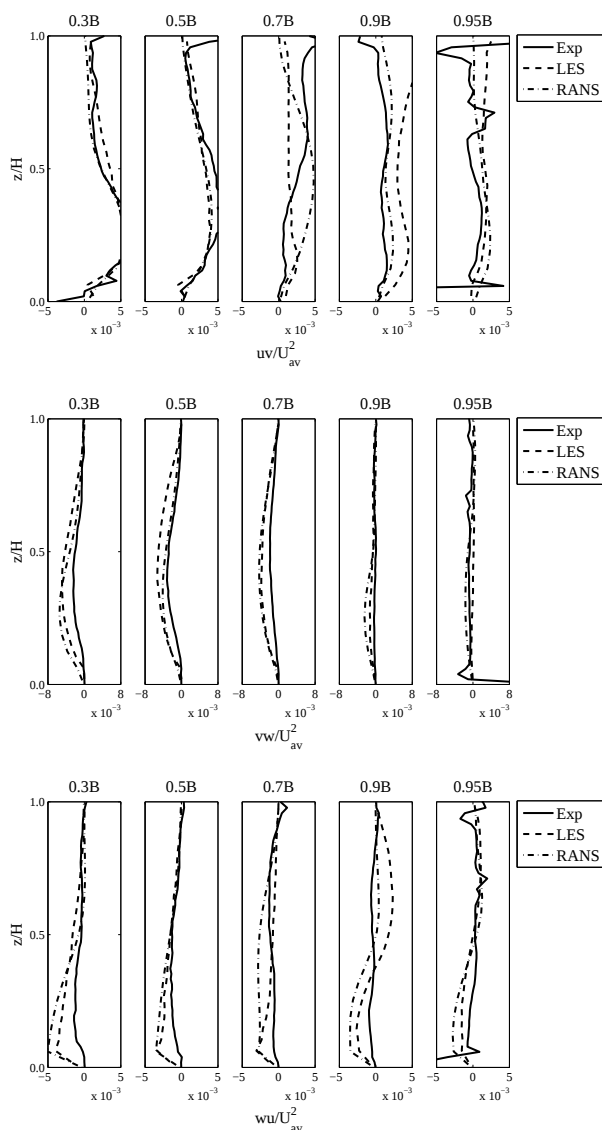


図-14 60°断面のレイノルズ応力分布

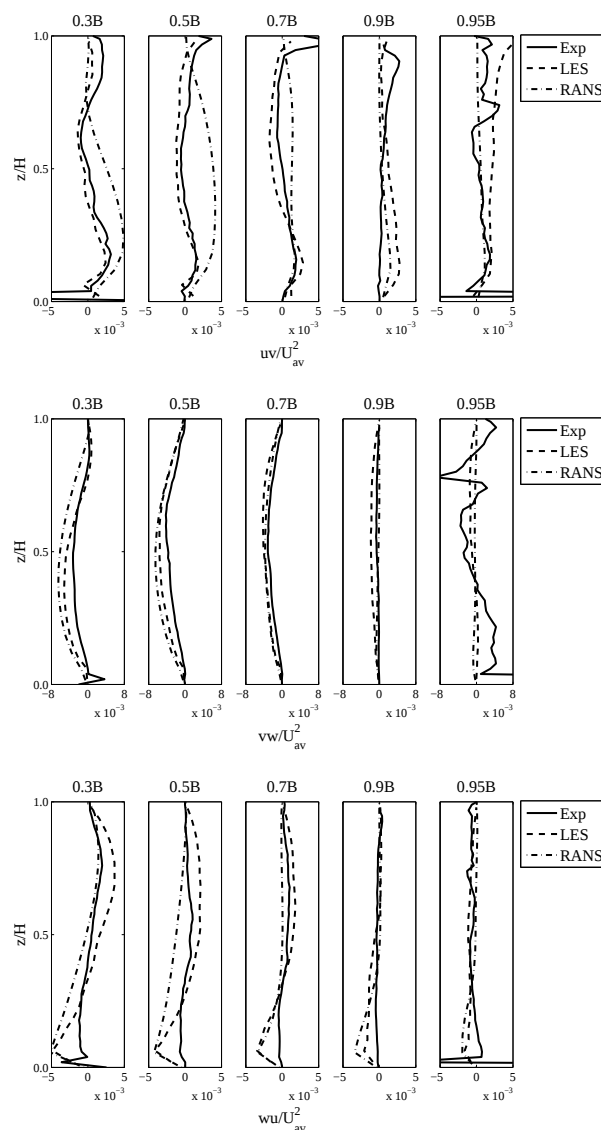


図-15 120°断面のレイノルズ応力分布

謝辞

本研究を進めるにあたり、ローザンヌ工科大学 K. Blanckaert 氏より実験データの提供を受けるとともに、数々の有益なご助言をいただいた。また、デルフト工科大学 W. van Balen 氏より LES の計算結果の提供を受けるとともに、多くのご助言をいただいた。そして、デルフト工科大学 Wim S.J. Uijttewaai 氏より、多くのご助言をいただいた。ここに記して深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 1) Rozovskii.: Flow of water in bends of open channels, Oldbourne Press, London, 1961.
- 2) Blanckaert, K.: Flow and turbulence in sharp open-channel bends, PhD thesis 2545, Ecole Polytechnique Federale
- 3) Blanckaert, K. and de Vriend, H. J. : Secondary flow in sharp open-channel bends, *J. Fluid Mech.*, Vol.498, pp.353-380, 2004.
- 4) 木村一郎, Wim S.J. Uijttewaai, 細田尚, Wim van

Balen : RANS モデルによる開水路湾曲部における外岸セルの再現性, 水工学論文集, Vol.52, pp.1009-1014, 2008.

- 5) Booij, R. : Measurements and large eddy simulations of the flows in some curved flumes, *J. of Turbulence*, Vol. 4, pp.1-17, 2003.
- 6) Blanckaert, K.:Secondary currents measured in sharp open-channel bends. *Proc. RiverFlow 2002*, Eds. Bonusmar & Zech, Vol I, pp.117-125, 2002.
- 7) Hosoda, T., Ali, M. S. and Kimura, I.: A non-linear $k-\varepsilon$ model to predict the spatial change of turbulent structures in large scale vortices, *J. of Applied Mech.*, JSCE, Vol.10, pp.723-732, 2007.
- 8) 木村一郎, 細田尚, 音田慎一郎: 橋脚による堰き上げ効果の再現性に着目した数値解析モデルの比較, 水工学論文集, Vol.49, pp.559-564, 2005.
- 9) Wim van Balen, and Wim S.J. Uijttewaai, and Blanckaert, K : LES and RANS computations of schematizes river bends, *Proc. RiverFlow 2008*, Vol. 1, pp109-117, 2008.

(2009 年 4 月 9 日 受付)