

二次流を伴う開水路乱流場の数値解析手法と その河川工学への応用

Computational models for open channel flows with secondary currents and
their applications to river engineering

木村 一郎¹
Ichiro KIMURA

¹北海道大学 工学研究科 准教授

要 旨

本研究は第一種二次流を伴う河川流に関する数値解析手法について検討を行ったものである。第一種二次流は、河川湾曲部や剥離部、ワンドなどの凹部などの流線の曲がりを伴う場において、遠心力の作用によって生じる断面内の循環流である。第一種二次流は主流方向の流速分布を変化させ、流れの抵抗則に影響を及ぼすのみでなく、流砂の移動過程にも強く関係し、河床変動、特に湾曲部深掘れや砂州形成などに支配的な影響を及ぼす。

二次流は鉛直面内に生じる循環流であるから、河川工学の分野で多用される通常の平面二次元モデルでは再現できない。本研究では、二次流を考慮した平面二次元モデル（準三次元モデルとも呼ばれる）と、三次元モデルを用いて、二次流を伴う代表的な流れ場の再現計算を試みるものである。

検討の対象とする流れ場は、開水路湾曲部および側岸に平面キャビティを伴う流れ場である。前者について三次元乱流モデルを用いて側岸近傍のが外岸セルの再現性に着目して検討を実施する。後者については二次流を考慮した平面二次元モデルを用い、流れ構造と浮遊砂堆積過程について再現計算を行う。さらに、流線の曲がりに対する二次流発達の遅れのモデル化や、二次流に伴う流速分布の変化を考慮したモデル化などについても検討を実施する。

《キーワード：蛇行河川；第一種二次流；開水路流れ；数値解析；ワンド》

第一部 二次流を考慮した平面二次元モデルを用いた河川ワンドの流動浮遊砂解析

1. はじめに

近年、河川における環境機能の重要度がますます注目され、特に都市河川においては人間活動における憩いの場としての機能とともに、貴重な生物生息空間としての機能向上が求められている。このような目的のなかで進められる多自然川づくりでは、河道内に多様な空間を創造することをその基本とする。この一貫として、河川岸岸に人工ワンドを設ける試みが各地で進められている。人工ワンドの設計にあたっては、治水面への影響を十分考慮しつつ、河川環境に寄与する機能を十分に発揮する形状、規模とすることが基本となるが、それと同時に、洪水などのインパクトに対してワンドおよびその周辺の地形が中長期的に安定し、ワンド本来の機能が将来にわたって継続的に発揮されることも重要である。

一般に、河道における中、小スケールの地形変動の実務レベルの予測には、計算機負荷や予測精度を考慮して平面二次元モデルが用いられることが多い。ワンドおよびその周辺における地形変動の予測にも平面二次元モデルが有用と考えられるが、その際、ワンド内に発生する循環流とそれに伴う二次流（第1種二次流）に留意しなければならない。循環流に伴う二次流は底面付近の物質を循環の中心に寄せる働きがあり、Tea-pot効果（ティーポットの茶葉がポットの中心に寄り集まる現象）と呼ばれることもある。二次流は三次元的な流れ構造であるため、これを平面二次元モデルに反映させるためには何らかのモデル化が必要である。すでに掃流砂輸送については二次の効果を長谷川式¹⁾で評価することが一般的に行われ、その有用性が広く検証されている²⁾。これに対して、浮流砂に対する二次流のモデル化については適用例が少ない。人工ワンドが設置される地点が河川中下流域の比較的浮遊砂の影響が大きい箇所であることを考慮すれば、二次流の影響を考慮した浮遊砂輸送モデルの検討が重要と考えられる。

一方、二次流は平面二次元モデルで計算される水深平均流速分布を直接変形させ、これが間接的に流砂輸送に影響を及ぼすという効果も考えられる。この効果を取り込むには二次流が流れに及ぼす影響をモデル化することが必要である。このようなモデルについては、Kalkwijk & de Vriend (1980)³⁾が流線座標において初めて提案して以来、直交座標系及び一般曲線座標系への拡張⁴⁾、流線の曲がりと二次流発達のラグを考慮したモデル⁴⁾、二次流に伴う流速分布の変化を考慮したモデル^{5),6)}などが提案され、高性能化が進んでいる（ここに、ラグとは流線の曲がりに対する二次流発達の遅れを意味する。以下、これを単に「ラグ」と称する。）しかしながら、これらを実際の河川流へ適用した例は少なく、今後種々の条件でモデルの妥当性を検証していく必要がある。

本研究は、二次流を考慮した平面二次元モデルにおける循環流場での浮遊砂、および平均流速の再現性を検討するものである。まず、単純なドーナツ型の水路に剛体回転流場を与え、浮遊砂輸送特性を検証する。次に河川ワンドを模した矩形平面キャビティ内の流れと浮遊砂輸送特性について、実験結果との比較を通じて検討する。用いる平面二次元モデルは次の4通りとする。

- ・二次流の影響を考慮しない平面二次元モデル
- ・二次流の影響を考慮するがラグは考慮しないモデル
- ・二次流の影響と共に、ラグも考慮するモデル
- ・二次流の影響と共に、ラグ、および二次流による流速分布の変形を考慮するモデル

2. 数値解析法

(1) 基礎式

本研究における数値解析モデルの基礎式は、水深積分された平面2次元空間における次のような連続式、運動方程式、浮遊砂輸送式、河床連続式より構成される。デカルト座標系における基礎式は次のように記述される⁷⁾。

[連続式]

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

[主流方向運動方程式]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial \beta u M}{\partial x} + \frac{\partial \beta v M}{\partial y} + gh \frac{\partial (h + z_b)}{\partial x} \\ & = gh \sin \theta - \frac{\tau_{bx}}{\rho} + \frac{\partial -\overline{u'^2} h}{\partial x} + \frac{\partial -\overline{u'v'} h}{\partial y} + v \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + S_{cx} \end{aligned} \quad (2)$$

[横断方向運動方程式]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \beta u N}{\partial x} + \frac{\partial \beta v N}{\partial y} + gh \frac{\partial (h + z_b)}{\partial y} \\ & = -\frac{\tau_{by}}{\rho} + \frac{\partial -\overline{v'u'h}}{\partial x} + \frac{\partial -\overline{v'^2} h}{\partial y} + v \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} + S_{cy} \end{aligned} \quad (3)$$

[浮遊砂輸送方程式]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\overline{ch}) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{cuh}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{cvh}) = w_0 (c_{be} - c_b) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \left(D_{LS} \cos^2 \theta_f \frac{\partial \overline{c}}{\partial x} + D_{LS} \sin \theta_f \cos \theta_f \frac{\partial \overline{c}}{\partial y} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ h \left(D_{LS} \sin \theta_f \cos \theta_f \frac{\partial \overline{c}}{\partial x} + D_{LS} \sin^2 \theta_f \frac{\partial \overline{c}}{\partial y} \right) \right\} + S_{cs} \end{aligned} \quad (4)$$

[河床の連続式]

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-\lambda} (q_{su} - w_0 c_b) = 0 \quad (5)$$

ここに、 (x, y) 空間座標、 t : 時間、 h : 水深、 (u, v) : 水深平均流速ベクトルの (x, y) 方向成分、 (M, N) : フラックスの (x, y) 方向成分 (hu, hv) で定義される、 (u', v') : 乱れ速度の (x, y) 方向成分、 $-\overline{u'u'}$: 水深平均されたレイノルズ応力テンソル、 ν : 動粘性係数、 $\sin \theta$: 水路勾配、 f : 摩擦損失係数 (後述のようにレイノルズ数の関数として与える)、 (τ_{bx}, τ_{by}) : 底面摩擦ベクトル、 β : 運動量補正係数、 c : 浮遊砂の水深平均濃度、 z_b : 河床高、 w_0 : 浮遊砂の沈降速度、 λ : 河床材料の空隙率 ($\lambda = 0.5$ とした)、 D_{LS} : 浮遊砂の分散係数、 θ_f : 流線と x 軸のなす角度、 (D_x, D_y) : (x, y) 方向の渦動粘性係数、 (τ_{bx}, τ_{by}) : 底面摩擦ベクトルの (x, y) 方向成分、 q_{su} : 河床面からの砂粒子浮上量、 S_{cx}, S_{cy}, S_{cs} : 二次流の効果を表す付加項、 c_b : 河床近傍の浮遊砂濃度を表わす。底面せん断応力は、次式で評価する。

$$\tau_{bx} = \frac{f \rho u}{2} \sqrt{u^2 + v^2}; \quad \tau_{by} = \frac{f \rho v}{2} \sqrt{u^2 + v^2} \quad (6)$$

ここに、摩擦損失係数 f は局所的なレイノルズ数 $Re' = uh/\nu$ を用いて、次のように評価する。

$$f = \frac{6}{R_e'} \quad (R_e' \leq 430) \quad (7a)$$

$$\sqrt{\frac{2}{f}} = A_s - \frac{1}{\kappa} \left[1 - \ln \left(R_e' - \sqrt{\frac{f}{2}} \right) \right] \quad (R_e' > 430) \quad (7b)$$

ここに、 $\kappa = 0.41$ (カルマン定数)、 $A_s = 5.5$ とした。水深平均レイノルズ応力テンソルはゼロ方程式モデルより、

$$-\overline{u_i' u_j'} = D_h \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad D_h = \alpha h u_* \quad (8)$$

とした。ここに α : 定数 ($\alpha = 0.2$ とした)、 u_* : 局所的な摩擦速度 ($\sqrt{f(u^2 + v^2)/2}$)、 k : 水深積分された乱れエネルギーである。なお、 k については Nezu & Nakagawa⁸⁾ によって提案された乱れエネルギーの経験則、

$$\frac{k}{u_*^2} = 4.78 \exp \left(-2 \frac{z}{h} \right) \quad (9)$$

を水深積分することによって得られる次式で評価した。

$$k = 2.07 u_*^2 \quad (10)$$

$\sin \theta_f$ および $\cos \theta_f$ は次式で計算される。

$$\sin \theta_f = \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}}, \quad \cos \theta_f = \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad (11)$$

浮遊砂分散係数は次式で評価する。

$$D_{LS} = 5.93 h u_* \quad (12)$$

浮遊砂浮上項 q_{su} 及び底面付近浮遊砂濃度 c_b は、

$$q_{su} = w_0 c_{be}, \quad c_b = \frac{\beta \bar{c}}{1 - e^{-\beta}}, \quad \beta = \frac{w_0 h}{\varepsilon_s} \quad (13)$$

ここに、 ε_s は鉛直方向の渦動拡散係数であり、鉛直方向の渦動粘性係数と等しいと仮定し、次式で与える。

$$\varepsilon_s = \frac{\gamma \kappa u_* h}{6} \quad (14)$$

ここに、 γ は定数 ($\gamma = 1.0$ を用いた)、 κ は前出のカルマン定数である。式(13)、(14)から β は次式となる。

$$\beta = \frac{w_0 h}{\varepsilon_s} = \frac{6 w_0 h}{\gamma \kappa u_* h} = \frac{15 w_0}{u_*} \quad (15)$$

式(13)における c_{be} は基準面濃度を表わしており、次の芦田・道上の式で評価する。

$$c_{be} = 0.025 \left\{ \frac{g(\zeta_0)}{\zeta_0} - G(\zeta_0) \right\} \quad (16)$$

ここに，次の関係を用いている．

$$\zeta_0 = \frac{4w_0}{3u_*}, \quad g(\zeta_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-0.5\zeta_0^2), \quad G(\zeta_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\zeta_0}^{\infty} \exp(-0.5\zeta^2) d\zeta \quad (17)$$

運動方程式及び浮遊砂輸送方程式における二次流による付加項， S_{cx} , S_{cy} , S_{cs} は，次のように表わされる⁴⁾．

$$S_{cx} = C_{sn} \left[\frac{\partial \bar{u}_x A_n h \sin 2\theta}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}_x A_n h \cos 2\theta}{\partial y} \right] + C_{n2} \left[-\frac{\partial A_n^2 h \sin^2 \theta}{\partial x} + \frac{\partial A_n^2 h \cos \theta \sin \theta}{\partial y} \right] \quad (18)$$

$$S_{cy} = C_{sn} \left[-\frac{\partial \bar{u}_x A_n h \cos 2\theta}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}_x A_n h \sin 2\theta}{\partial y} \right] + C_{n2} \left[\frac{\partial A_n^2 h \sin \theta \cos \theta}{\partial x} - \frac{\partial A_n^2 h \cos^2 \theta}{\partial y} \right] \quad (19)$$

$$S_{cs} = C_{cn} \left[-\frac{\partial A_n \bar{c} h \sin \theta}{\partial x} + \frac{\partial A_n \bar{c} h \cos \theta}{\partial y} \right] \quad (20)$$

(2) モデル係数 A_n の評価⁴⁾

A_n の評価にあたり，まず，流線方向流速 u_s と流線に直交する方向の流速 u_n を次のように表わす．

$$u_s = \bar{u}_s \cdot f_s(\zeta), \quad u_n = A_n \cdot f_n(\zeta), \quad \zeta = \frac{z - z_b}{h} \quad (21)$$

ここに， \bar{u}_s , \bar{u}_n : u_s , u_n の水深平均値である．また， $f_s(\zeta)$, $f_n(\zeta)$ は流速分布形を表わす関数である．これより， A_n は二次流の強度を表わすことがわかる．

i) ラグを無視する場合：

$$A_n = \frac{\bar{u}_s h}{R} \quad (22)$$

とする．ここに， R は流線の曲率半径を表わす．

ii) ラグを考慮する場合：

細田らは水深積分渦度方程式から A_n に関する次のような輸送方程式を導出した．

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\lambda A_n] + \frac{\partial}{\partial x} [u_x |_s u_n |_s - u_x |_b u_n |_b] + \frac{\partial}{\partial y} [u_y |_s u_n |_s - u_y |_b u_n |_b] - \frac{1}{R} [u_s^2 |_s - u_s^2 |_b] \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\tau_{zn}}{\rho} \right]_s - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\tau_{zn}}{\rho} \right]_b + \alpha h u_* \lambda \left[\frac{\partial^2 A_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_n}{\partial y^2} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

ここに， $|_s$, $|_b$ はそれぞれ水面及び底面の値を表わす．ここで， λ は渦度の拡散係数に係る係数であり，運動方程式の渦動粘性係数のよりも若干大きい0.5を採用する． λ , u_n , u_s の具体的な表記や右辺第1,2項の表現は流速分布形の仮定によって異なり，詳細は文献^{4),5),6)}を参照されたい．

(3) モデル係数 C_{sn}, C_{n2}, C_{cn} の評価

流速分布を式(21)で表し、浮遊砂の鉛直分布を、

$$c = \bar{c} f_c(\zeta) \quad (24)$$

とする。 $f_c(\zeta)$ は指数分布を仮定し、次のようにおく。

$$c_b = \frac{\beta e^{-\beta\zeta}}{1 - e^{-\beta}}, \quad \beta = \frac{15w_0}{u_*} \quad (25)$$

式(21)(24)により、流速及び浮遊砂の二次の分布係数を次のように定義する。

$$C_{s2} = \int_0^1 f_s(\zeta)^2 d\zeta \quad (26)$$

$$C_{sn} = \int_0^1 f_s(\zeta) f_n(\zeta) d\zeta \quad (27)$$

$$C_{n2} = \int_0^1 f_n(\zeta)^2 d\zeta \quad (28)$$

$$C_{cn} = \int_0^1 f_c(\zeta) f_n(\zeta) d\zeta \quad (29)$$

C_{s2} は1とし、他の3つの係数については次のようなモデルが提案されている。

i) Engelundモデル⁹⁾を用いる場合⁴⁾

ii) 二次流発生に伴う流速分布変化を考慮する場合^{5,6)}

このうち、ii)は二次流の発生による流速分布のdipなどを考慮するものであり、より高い再現性が期待されるが、モデルの導出過程は複雑となる。両モデルの詳細については文献^{4),5),6)}を参照されたい。

(4) 本研究で用いるモデル

本研究では次の4通りの平面二次元モデルを用いる。

Model I: 二次流を考慮しないモデル

Model II: 二次流を考慮するがラグは無視する。流速分布にはEngelundモデルを用いる。

Model III: 二次流を考慮しラグも考慮する。流速分布はEngelundモデルを用いる。

Model IV: 二次を考慮しラグも考慮する。流速分布には二次流による分布形変化を考慮する。

(5) 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、時間積分には二次Adams Bashforth法を用いた。

4. 計算結果と考察

(1) 検証Case A: 単純剛体回転流場の浮遊砂輸送

最初に極力単純化した回転流場としてドーナツ状水路に剛体回転流を与えた場合の浮遊砂輸送現象を考える。図-1に流れ場の平面図と計算格子を示す。これに角速度 $\omega = 0.5$ (rad/sec)、水深 $h = 1$ (cm)の定常循環流を与え、初期浮遊砂濃度を5%として浮遊砂輸送と河床変動を計算する。本計算では基礎式を細田ら⁴⁾にならう、一般曲線座標系に変換した上で用いる。

図-2は計算開始後 $t = 10$ (sec)における河床高を4つのモデルで比較したものである。いずれの条件でも堆積は軸対称に生じている。二次流効果を考慮したModel - では堆積が水路中心部に集中して生じていることから、いわゆるTea-pot効果が再現されていることが確認できる。図-3は河床高の半径に

沿う分布を示したものである。

Model I-IIIの結果では河床高の最大値が内岸近傍で生じており、特にModel I では水路中心付近の河床が高くなっている。これに対し、Model II では内岸から少し離れた箇所でピークが見られる。この変化は、二次流に伴う流速分布の変化がもたらしたものと考えられる。なお、Case Aは極力単純化した状況下でのモデル比較を主眼としており、実現象の再現性の検討は次のCase Bに譲る。

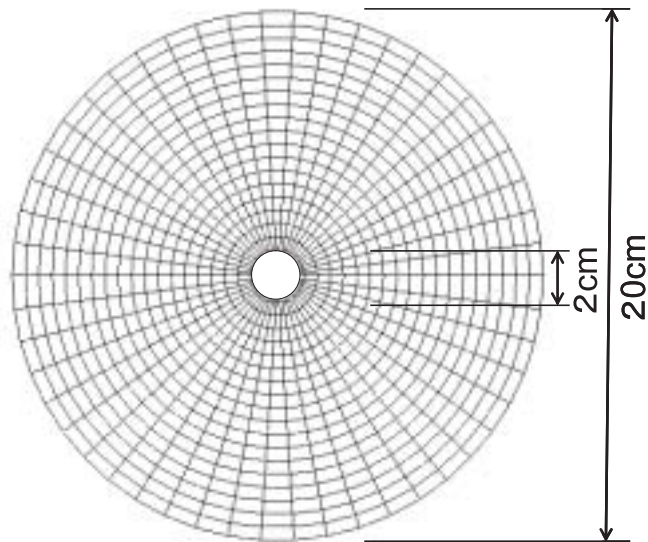


図 - 1 検証Case A(単純剛体回転場)の流れ場と計算格子

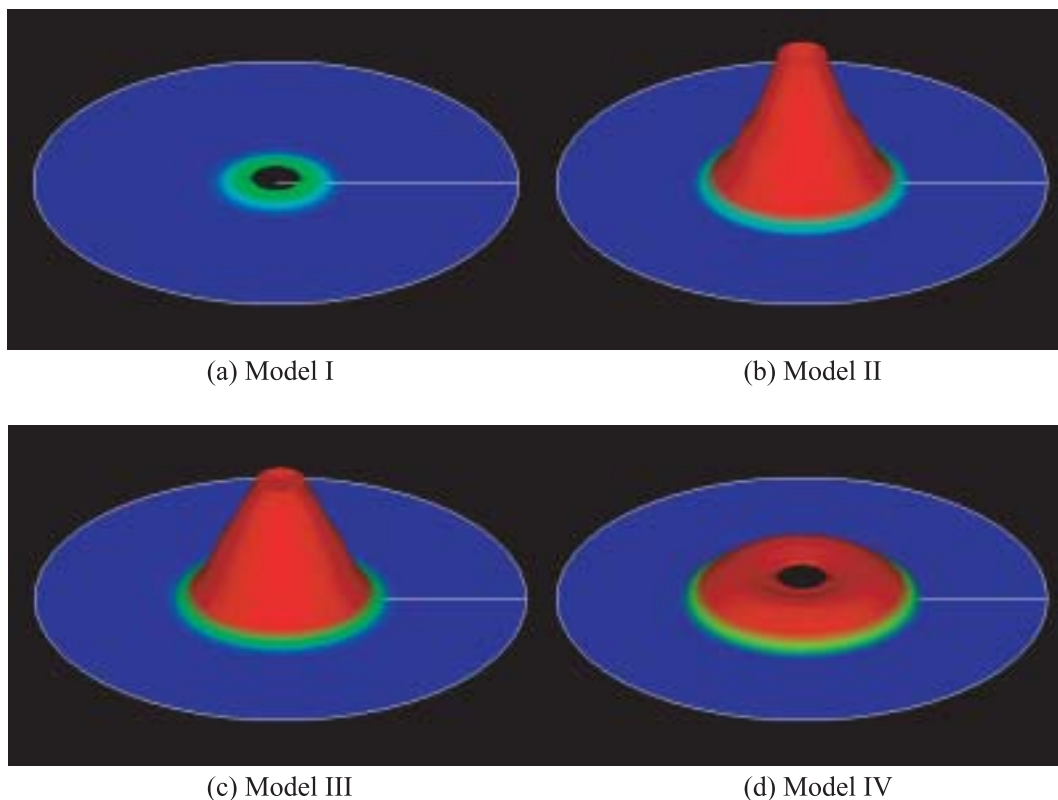


図 - 2 Case Aによる堆積パターンの比較(t=10sec)

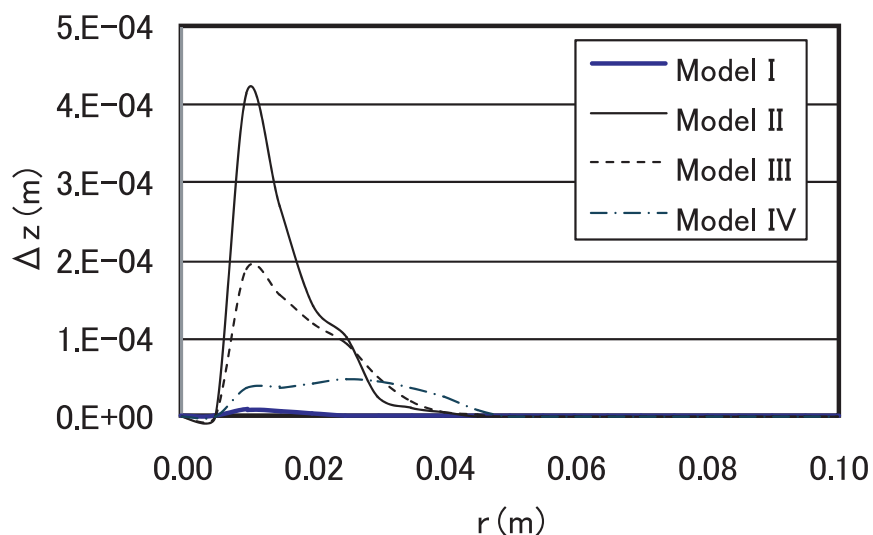


図 - 3 Case Aによる半径上の河床高分布の比較

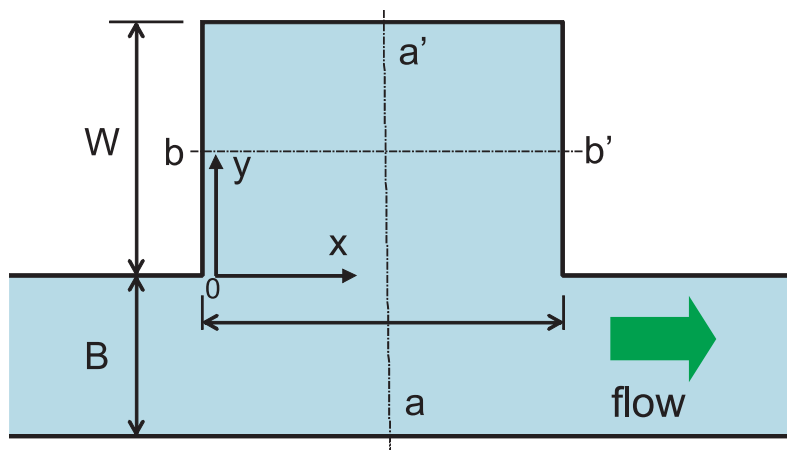


図 - 4 Case Bの流れ場の平面図

表 - 1 Case Bにおける実験の水理条件

	Run 1	Run 2
L (cm)	22.5	22.5
B (cm)	10.0	25.0
W (cm)	15.0	15.0
Channel slope	1/1000	1/1000
U_0 (cm/s)	23.0	31.4
h (cm)	1.0	1.5
Re	2300	4925
Fr	0.73	0.82
C_0 (%)		0.05
D (?m)		81
ρ_s (kg/m ³)		1210

L,B,W: scale of cavity (see Fig.4), U_0 : mean velocity in main channel, h: mean depth, Re: Reynolds number, Fr: Froude number, C_0 : inlet concentration of suspended sediment, D: mean diameter of the particle, ρ_s : density of the particle.



図 - 5 キャビティ内大規模渦の様子
(露光時間1(sec))

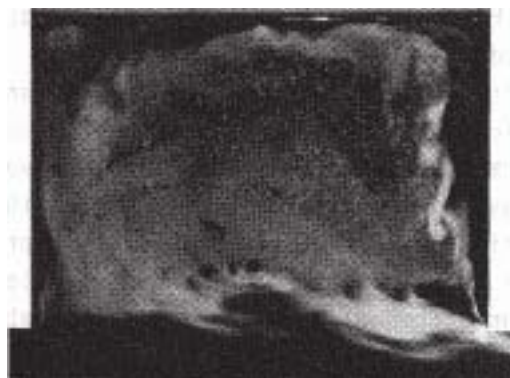


図 - 6 界面の周期渦の様子
(露光時間0.01(sec))

(2) 検証Case B: 側岸に矩形キャビティを有する流れ

a) 流れ場の概要, 実験条件, 計算条件

河川ワンドを単純化したモデルとして、開水路側岸に矩形の平面キャビティが存在する場合を考える。対象とする流れ場の平面図を図 - 4に示す。このような流れ場に関する研究はこれまでも数多く行われている^{10),11)}。Kimuraら¹²⁾はキャビティ内の定常的循環流とともに、主水路・キャビティ界面におけるせん断不安定に起因する周期的な大規模渦とそれに伴う水面振動が流れ場を特徴づけること、水面振動と大規模渦の共鳴現象がフルード数に依存することなどを実験的、数値解析的に示した。また、キャビティ内の浮遊砂輸送特性に関する研究としては、実験による堆積パターンの分類と平面二次モデルによる再現計算の試みなどが報告されている⁷⁾。

Case Bの計算は、著者らによって行われた実験と同条件で行うものとする。表 - 1に実験における水路のスケールと水理条件を示す。実験は2つの水理条件の下で行われ、Run 1では流れ場のみが計測され、Run 2では浮遊砂堆積状況のみが計測されている。図-5,6はRun 1の流れ場をアルミニウム粉末を水面に散布して可視化し、露光時間をそれぞれ1.0(sec)、0.01(sec)として写真撮影を行ったものであり、図 - 5にはキャビティ内の定常循環流が、図 - 6には界面の周期渦が撮影されている。なお、流れは1秒以上の周期成分を含む非定常場であり、図 - 5が時間平均流を捉えているわけではないことに注意を要する。

浮遊砂の卓越する流れ場を形成するため、Run 2では、浮遊砂のモデルとして砂の代わりに平均粒径 $d=81\mu\text{m}$ 、比重 $s=1.21$ の塩化ビニル粉末を用いている。Rubeyの式を用いると、この粒子の沈降速度は $w_0 = 0.42(\text{cm/s})$ となる。実験においては、この粒子を少量の界面活性剤とともにあらかじめ水とよく混合しておき、主流域における浮遊砂体積濃度は0.05(%)となるよう、水路上流から一様に流入させた。

数値計算におけるキャビティ周辺の計算格子を図 - 7に示す。数値計算はRun 1では初期条件より200(sec)間進め、初期条件の影響のない流れ場を得た。なお、計算結果は周期的な渦の発振と水面振動を伴う非定常流場となった。Run 2では最初に流れ場の計算のみを200(sec)間進め、十分に発達した流況を得た後、浮遊砂を投入し、さらに200(sec)間の計算を進めた。

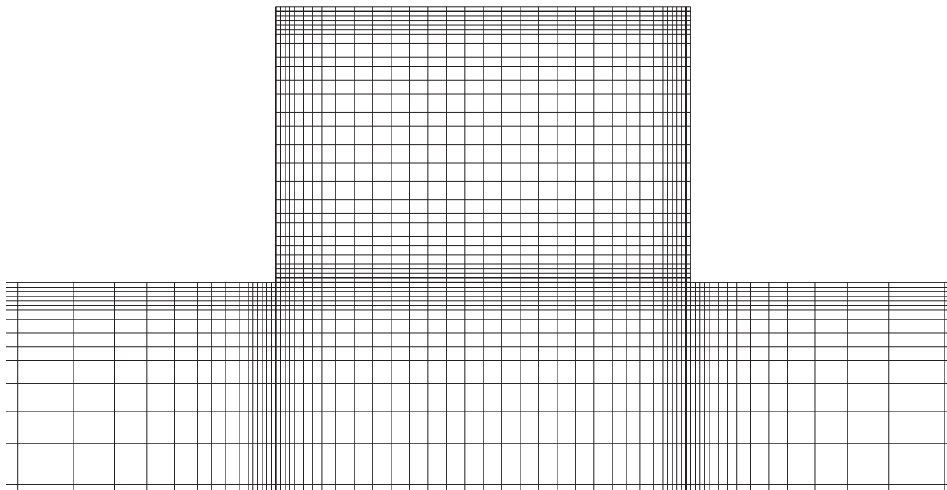


図 - 7 Case Bにおけるキャビティ付近の計算格子

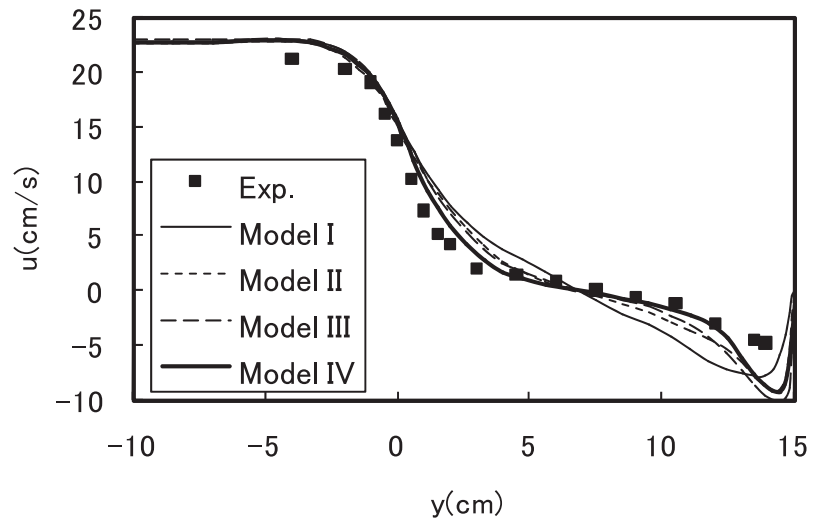


図 - 8 Run 1におけるa-a'断面の流速分布の比較

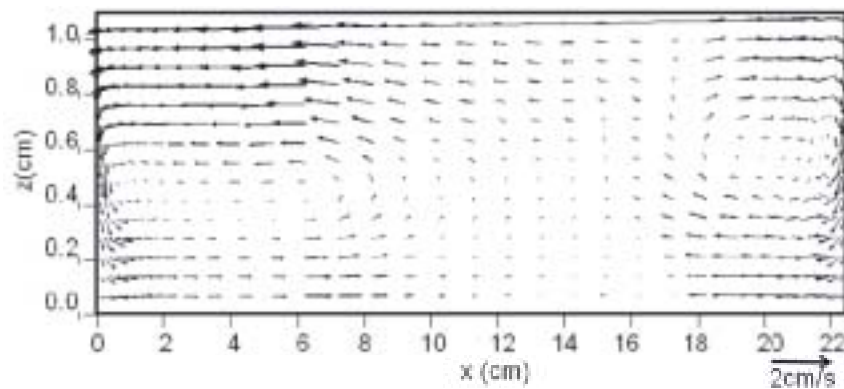


図 - 9 Run 1におけるb-b'鉛直断面の流速ベクトル (Model による数値計算結果)

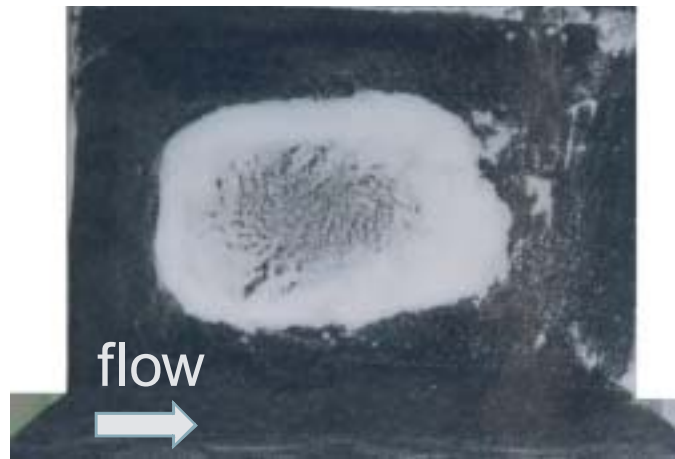


図 - 10 Run 2の実験における浮遊砂堆積状況

b) 計算結果の考察

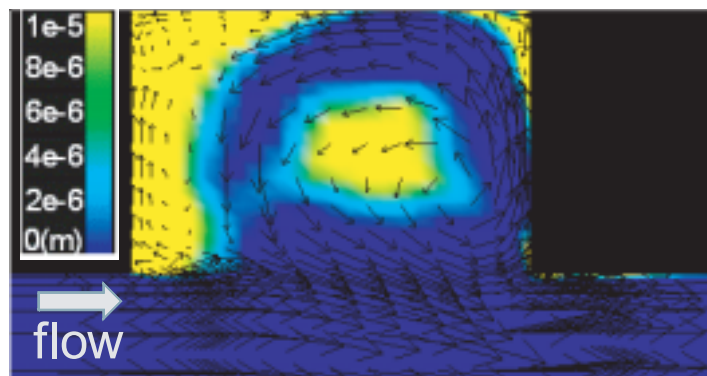
図 - 8は、Run 1におけるa-a'断面（図 - 4参照）のx方向流速の分布を実験結果と4つのモデルによる計算結果で比較したもので、実験値は水深の midpoint で計測され、計算値は水深平均値を示している。まず、Model Iの結果がキャビティ内の循環流を過大に評価していることに気付く。これより、二次流の発生は循環流の流速を減衰させる効果があることが予想される。二次流を考慮したモデルは実験の流速分布をいずれも良好に再現しており、特にModel は外岸付近を除いて、実験結果と極めて良い一致を示している。

図 - 9は、Model の計算結果から描いたb-b'（図 - 4参照）に沿う鉛直断面における流速ベクトルを示したものである。この流速ベクトルは、数値解析によって直接得られる水深平均流速から、式(21)を用いて、 s, n 方向の流速を求め、これを x, y 方向に変換した後、三次元の連続式により鉛直方向の流速を求めることによって描くことができる。この図には左右に逆回りの一組の渦が見られ、二次流が明確に捉えられていることを示している。

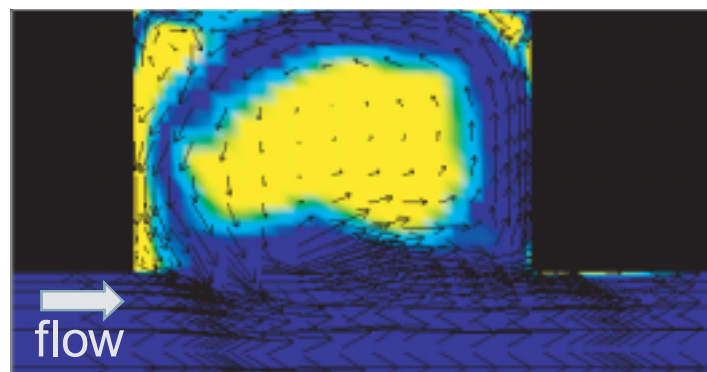
図 - 10は、Run 2の実験結果において、浮遊砂投入開始後 $t=100$ (sec)における堆積の様子を写真撮影したものである。浮遊砂の堆積はキャビティ内の中央付近のほぼ長方形の領域に生じている。計算結果では、Model を用いた場合、計算が不安定となり解を得ることができなかった。これは、界面に周期的に発生する大規模渦周辺で二次流による付加項が急激に変化するためである。剥離渦のような非定常現象周辺では、二次流が十分発達する前に剥離渦が消滅し、二次流も減衰すると考えられるため、ラグを考慮したモデル化が不可欠となることを示唆している。

図 - 11は、Model , , を用いて計算された浮遊砂堆積パターンを河床変動計算開始後 $t=100$ (sec)の時点で示したものである。いずれの計算結果においても、堆積域がキャビティの中央付近（循環の中心付近）に生じている点では定性的に一致するが、その面積が異なる。注目すべき点は、二次流を用いたモデルの方が堆積域が大きくなっている点である。二次流はTea-pot効果により堆積域をキャビティの中央に集中させる効果があるが、それとともに、図 - 8に示すように循環流そのものの強度を低下させる効果も有している。Case Bは、Case Aのような強制的な循環流場（Tea-pot内の循環流もこれに属する）と異なり、界面のせん断力に誘起された受動的な循環流場である。このような場合、堆積域は二次流による堆積域集中効果と循環流の減衰効果の相乗効果により決定されると考えられ、単純なTea-pot効果から予想される堆積特性とは異なる結果となる。堆積域について実験結果と比較すると、Model の結果は明らかに堆積域が過大であり、Model の結果は実験の堆積域を比較的良好に再現している。しかし、Model , の結果では実験ではみられなかったキャビティ上流側側壁付近に堆積がみられ、特にModel の結果はこの部分の堆積量が大きい。この実験結果との相違点については今後さらに検討を

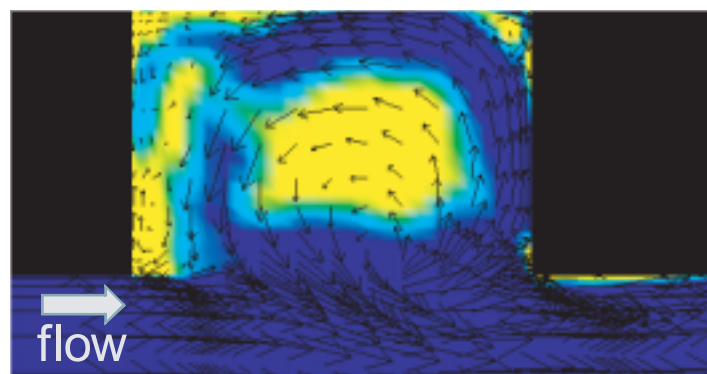
要する．以上を総合すると，Model I による堆積特性が実験と最も一致していると考えられる．



(a) Model I



(b) Model III



(c) Model IV

図 - 11 Case Bにおける各モデルの堆積状況の比較(t=100(s))

5. まとめ

本研究は，ワンド内の流れのような循環流を有する開水路流れにおいて，二次流とそれに伴う浮遊砂輸送の変化を考慮できる平面二次元モデルについて検討を行ったものである．主な成果を次にまとめる．

- 1) 平面二次元モデルとして，二次流の効果の有無，ラグの考慮の有無，二次流に伴う流速変化を考慮するか否かで異なる4通りのモデルを単純剛体回転場に適用した結果，二次流を含むモデルはいずれも回転中心付近に堆積を生じさせること（Tea-pot効果）が確認された．
- 2) 側岸にキャビティを有する流れ場の循環流の生成について4つのモデルを比較したところ，ラグと流速分布変化の双方を考慮した二次流効果導入モデルが最も良好に実験の流速分布と一致した．
- 3) 二次流効果を考慮したモデルでは，仮定した流速分布形と連続式を解くことでキャビティ内鉛直断

面に逆回りの一對の渦が確認され、定性的に二次流を再現できることを確認した。

- 4) キャビティ内の浮遊砂堆積パターンについて実験と比較した結果、ラグと流速分布変化の双方を考慮した二次流効果導入平面二次元モデルが最も実験結果と一致した。

今回は主にモデルの定性的再現性の相違に視点を置いて検討を実施したが、今後はモデルの定量的な精度の検証を実験結果との比較を通じて行っていく必要がある。

参考文献

- 1) 長谷川和義：沖積蛇行の平面および河床形状に関する基礎的研究，北海道大学学位論文，1983。（和文論文）
- 2) 清水他：河岸侵食と自由蛇行の数値計算，水工学論文集，第40巻，pp.921-926, 1996。（邦文論文）
- 3) Kalkwijk, J. P. & de Vriend, H. J.: Computation of the flow in shallow river bends, J. Hydraulic Res., IAHR, Vol.18, No.4, pp.327-342, 1980。（英文論文）
- 4) 細田尚，長田信寿，岩田通明，木村一郎：一般座標系での主流と2次流の遅れを考慮した平面二次元モデル，水工学論文集，第44巻，pp.587-592, 2000。（邦文論文）
- 5) 音田慎一郎，細田尚，木村一郎：一般座標系での主流の流速分布変化を考慮した湾曲流の水深積分モデルとその検証，水工学論文集，第49巻，pp.553-558, 2005。（邦文論文）
- 6) 音田慎一郎，細田尚，木村一郎：一般座標系での湾曲流の水深積分モデルの改良とその検証について，水工学論文集，第50巻，pp.769-774, 2006。（邦文論文）
- 7) Kimura, I., Hosoda, T. & Onda, S.: Fundamental properties of suspended sediment transport in open channel flows with a side cavity. Proceedings of RCEM 2007, Enschede, Netherlands, Balkema Publishers, pp.-, 2007。（英文論文）
- 8) Nezu, I. & Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR Monograph, Belkema, Rotterdam, Netherlands, 1993。（英文書籍）
- 9) Engelund, F.: Flow and bed topography in channel bends, Proc. ASCE, Vol.100, HY11, pp.1631-1648, 1974。（英文論文）
- 10) 門谷健，藤田一郎，椿涼太：開水路サイドキャビティ流れにおける水面振動の発生要因に関する検討，水工学論文集第52巻，pp.757-762, 2008。（邦文論文）
- 11) 富永晃宏，佐々木高士，郭緯：堀川の潮汐流動に伴う流量特性と河岸凹部の流れ構造の現地観測，水工学論文集第52巻，pp.781-786, 2008。（邦文論文）
- 12) Kimura, I. & Hosoda, T.: Fundamental properties of flows in open channels with dead zone. J. Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.123(2), pp.98-107, 1997。（英文論文）

第二部 急な湾曲部を有する開水路流の三次元数値シミュレーション

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⁾。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 al²⁾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)³⁾のRANSによる、Booi(2003)⁴⁾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のものもあれば、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。

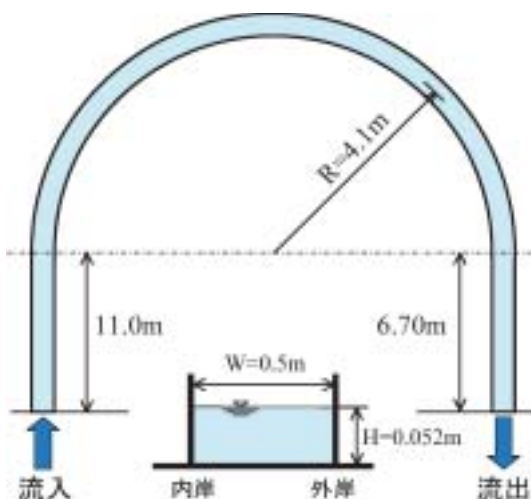


図 - 1 Booi(2003)の実験における緩湾曲水路

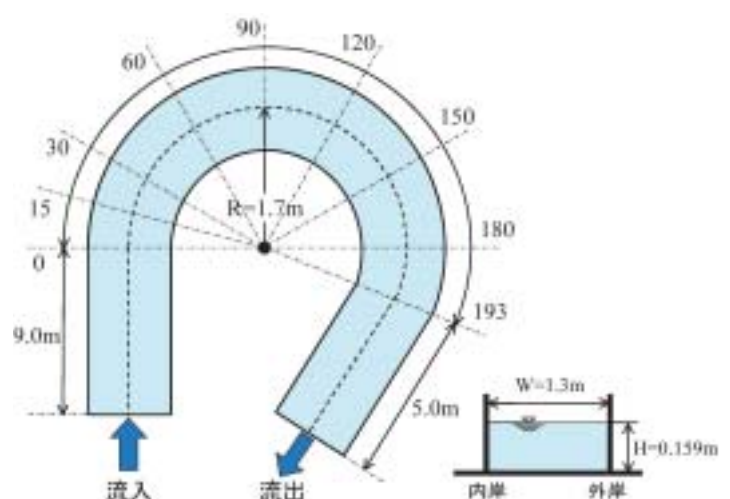
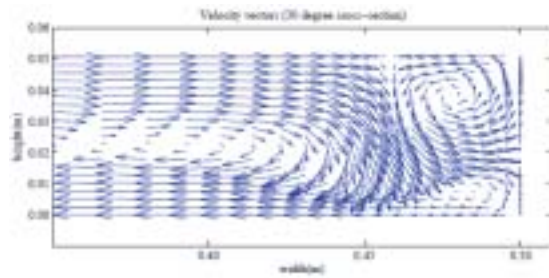


図 - 2 Blanckaert(2002)の実験における急湾曲水路

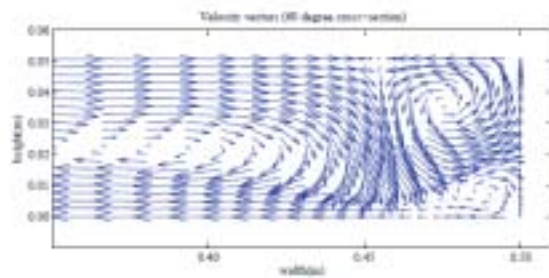
2. 緩湾曲水路を対象とした既往の研究

木村ら(2008)³⁾は非線形のRANSにより、Booi(2003)⁴⁾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、曲率半径は $R = 4.1$ (m)、水路幅は $B = 50$ (cm)、

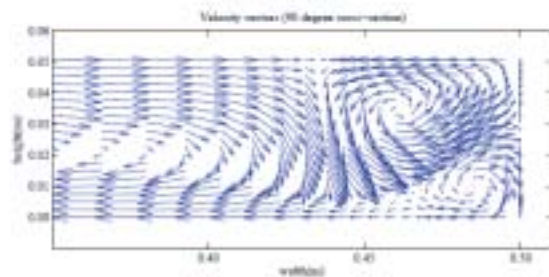
平均流速 $U_{av} = 20$ (cm/s), 平均水深 $H = 5.0$ (cm) であり, Reynolds数は $Re = 10000$, Froude数は $Fr = 0.29$ である.



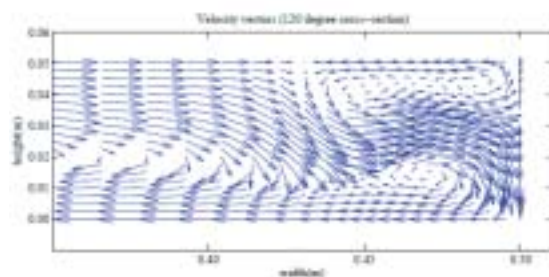
(1) 30° 断面



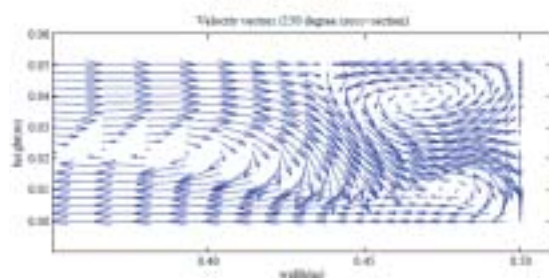
(2) 60° 断面



(3) 90° 断面

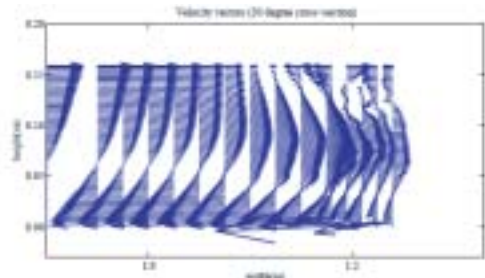


(4) 120° 断面

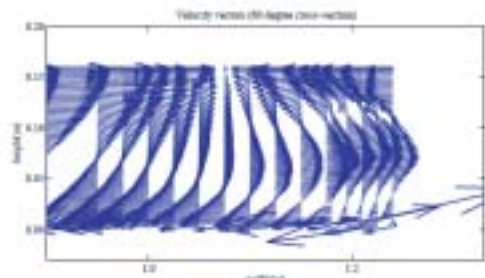


(5) 150° 断面

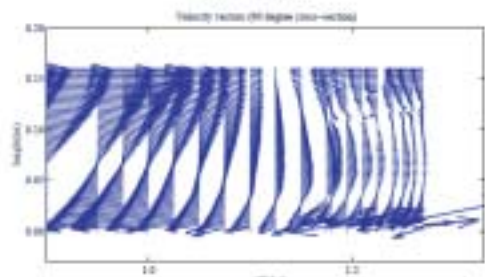
図 - 3 Booiijの実験の再現計算



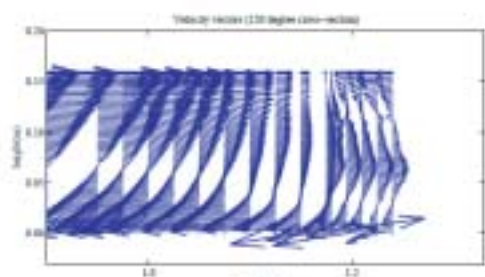
(1) 30° 断面



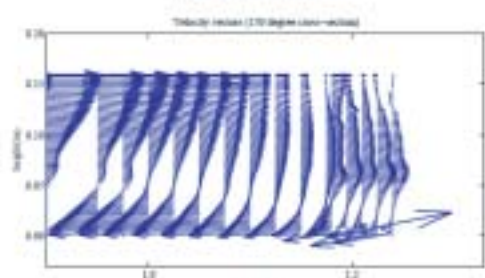
(2) 60° 断面



(3) 90° 断面



(4) 120° 断面



(5) 150° 断面

図 - 4 Blankaertの実験における断面流速の状況

図 - 3は、木村ら(2008)³⁾の行なった計算結果であり、30°、60°、90°、120°、150°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)⁵⁾は図 - 2示す急湾曲開水路を用いて湾曲流実験を行なった。湾曲部の曲率半径はR=1.7(m)、水路幅はB=1.3(m)、平均水深はH=0.15(m)、流量はQ=89(l/s)であり、Reynolds数はRe=68.4×103、Froude数はFr=0.34である。

図 - 4は急湾曲開水路において、30°、60°、90°、120°、150°の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。

4. 数値解析法

(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。

[連続式]

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

[運動方程式]

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

[k-ε方程式]

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

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

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、 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わす。 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。

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

ここに、 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．

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

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．

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

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．

$$V^i = \left(\partial \xi^i / \partial x^j \right) \cdot U^j, \quad U^i = \left(\partial x^i / \partial \xi^j \right) \cdot V^j \quad (9)$$

(2) 乱流モデル

乱流モデルとしては，標準型 k-εモデル，二次非線形 k-εモデル，三次非線形 k-εモデルについて検討を行っている．二次，三次非線形モデルの構成則を次に示す．

a) 二次非線形モデル

二次非線形 k-εモデルの一般曲線座標系における構成則を次に示す．

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

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

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

$$Q_2 = S^{i\alpha} g_{\alpha l} S^{lj} - \frac{1}{3} S^{k\alpha} g_{\alpha m} S^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} \quad (13)$$

$$Q_3 = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha l} \Omega^{lj} - \frac{1}{3} \Omega^{k\alpha} g_{\alpha m} \Omega^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} \quad (14)$$

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

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．

$$\alpha_1 = -0.1325 f_M, \quad \alpha_2 = 0.0675 f_M, \quad \alpha_3 = -0.0675 f_M \quad (16)$$

$$f_M = \frac{1}{1 + m_{ds} S^2 + m_{d\Omega} \Omega^2} \quad (17)$$

$$c_\mu = c_{\mu 0} \frac{1 + c_{ns} S^2 + c_{n\Omega} \Omega^2}{D_\mu} \quad (18a)$$

$$D_\mu = 1 + c_{ds} S^2 + c_{d\Omega} \Omega^2 + c_{ds\Omega} S\Omega + c_{ds1} S^4 + c_{d\Omega 1} \Omega^4 + c_{ds\Omega 1} S^2 \Omega^2 \quad (18b)$$

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S^{i\alpha} g_{\alpha j} S^{j\beta} g_{\beta i}}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega^{i\alpha} g_{\alpha j} \Omega^{j\beta} g_{\beta i}} \quad (19)$$

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⁶⁾を参照されたい。

b) 三次非線形モデル

三次非線形モデルの構成則は、式(10)の右辺にさらに次の三次非線形項を付加したものである。

$$-\frac{k^2}{\varepsilon^2} \nu_t (C_4 T_A^{ij} + C_5 T_B^{ij}) \quad (20)$$

ここに、

$$T_A^{ij} = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha k} S^{k\beta} g_{\beta l} S^{lj} - S^{i\alpha} g_{\alpha k} S^{k\beta} g_{\beta l} \Omega^{lj} \quad (21a)$$

$$T_B^{ij} = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha k} \Omega^{k\beta} g_{\beta l} S^{lj} + S^{i\alpha} g_{\alpha k} \Omega^{k\beta} g_{\beta l} \Omega^{lj} - \frac{2}{3} S^{m\alpha} g_{\alpha n} \Omega^{n\beta} g_{\beta o} \Omega^{o\gamma} g_{\gamma m} g^{ij} \quad (21b)$$

である。係数 C_4 、 C_5 については、幾通りかのテスト計算の結果から、次の関数を用いる。

$$C_4 = 0, \quad C_5 = +0.01 f_M \quad (22)$$

(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⁷⁾を参照されたい。

表 - 1 検討した3つの計算格子の格子セル数

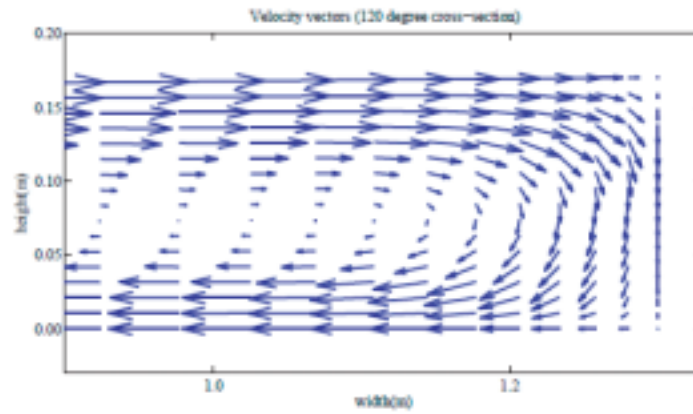
	主流方向 (x)	横断方向 (y)	鉛直方向 (z)
Grid 1	84	30	16
Grid 2	84	50	16
Grid 3	84	100	16

5. 計算結果と考察

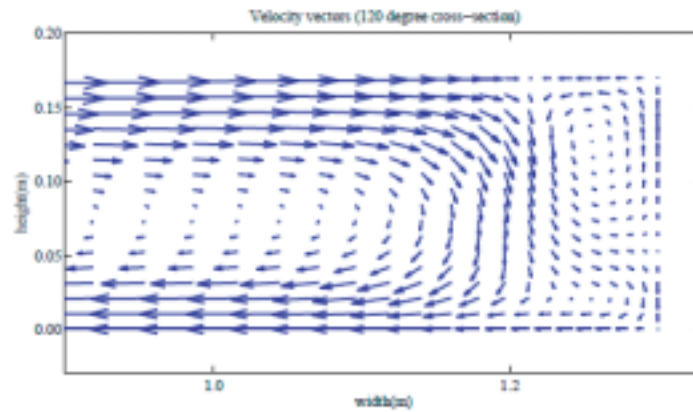
(1) 計算領域の設定と計算手順

a) 計算格子の検討

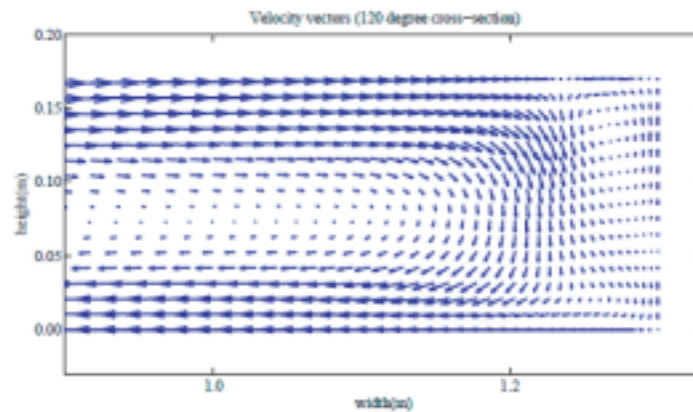
計算領域を設定するにあたり予備検討として、計算格子の検討を行なった。計算格子は主流方向、鉛直方向の格子数を固定し、横断方向のみを3通りに変化させ、それぞれの計算結果を比較する。表 - 1は本研究で比較検討を行なった計算格子である。図 - 5、図 - 6は、それぞれの計算格子を用いて計算した結果であり、例として、 120° 断面の外岸付近の流況と3つの流速成分 U 、 V 、 W の鉛直方向の分布について示したものである。



(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

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, W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, V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, Vの外岸部(0.95W)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V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．

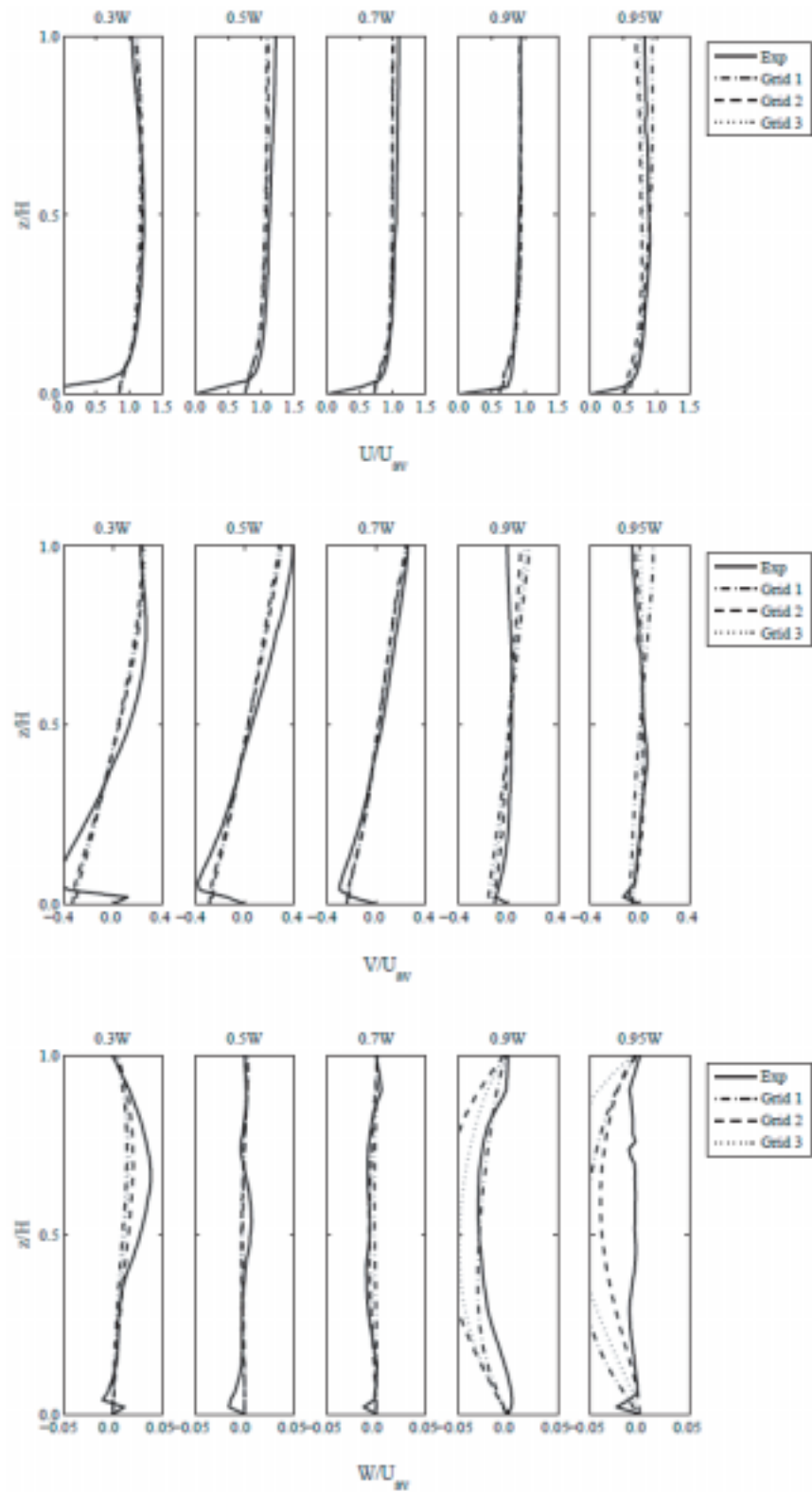


図 - 6 各計算格子における120°断面の流速成分

b) 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(x方向)、横断方向(y方向)、鉛直方向(z方向)それぞれ、 84×5016 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。

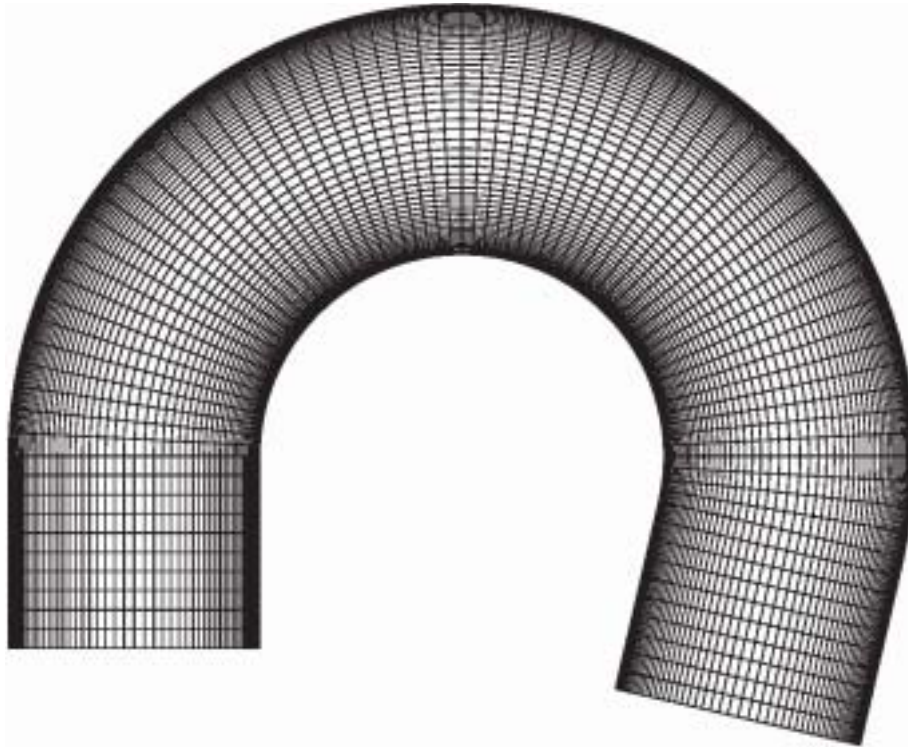


図-7 急湾曲水路を対象とした計算における平面内の計算格子

c) 計算手順

計算はBlanckaert(2002)⁹⁾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。

図-8は本研究でRANSによって計算した結果であり、 30° 、 60° 、 90° 、 120° 、 150° 断面の流況を外岸付近について示したものである。図によると、円形の外岸セルが 30° 断面で現れており、 60° 断面へ流れが進むと外岸セルは発達し拡大されることがわかる。しかし、さらに流れが進み、 90° 、 120° 、 150° 断面へ進むと、流れによって外岸側へと押し寄せられ、徐々にその形状は縮小していく傾向が見られる。

(2) 二次流の形状の比較

a) 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($y > 0.9\text{m}$)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)⁹⁾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° 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°

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形に近づい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°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わかる。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。

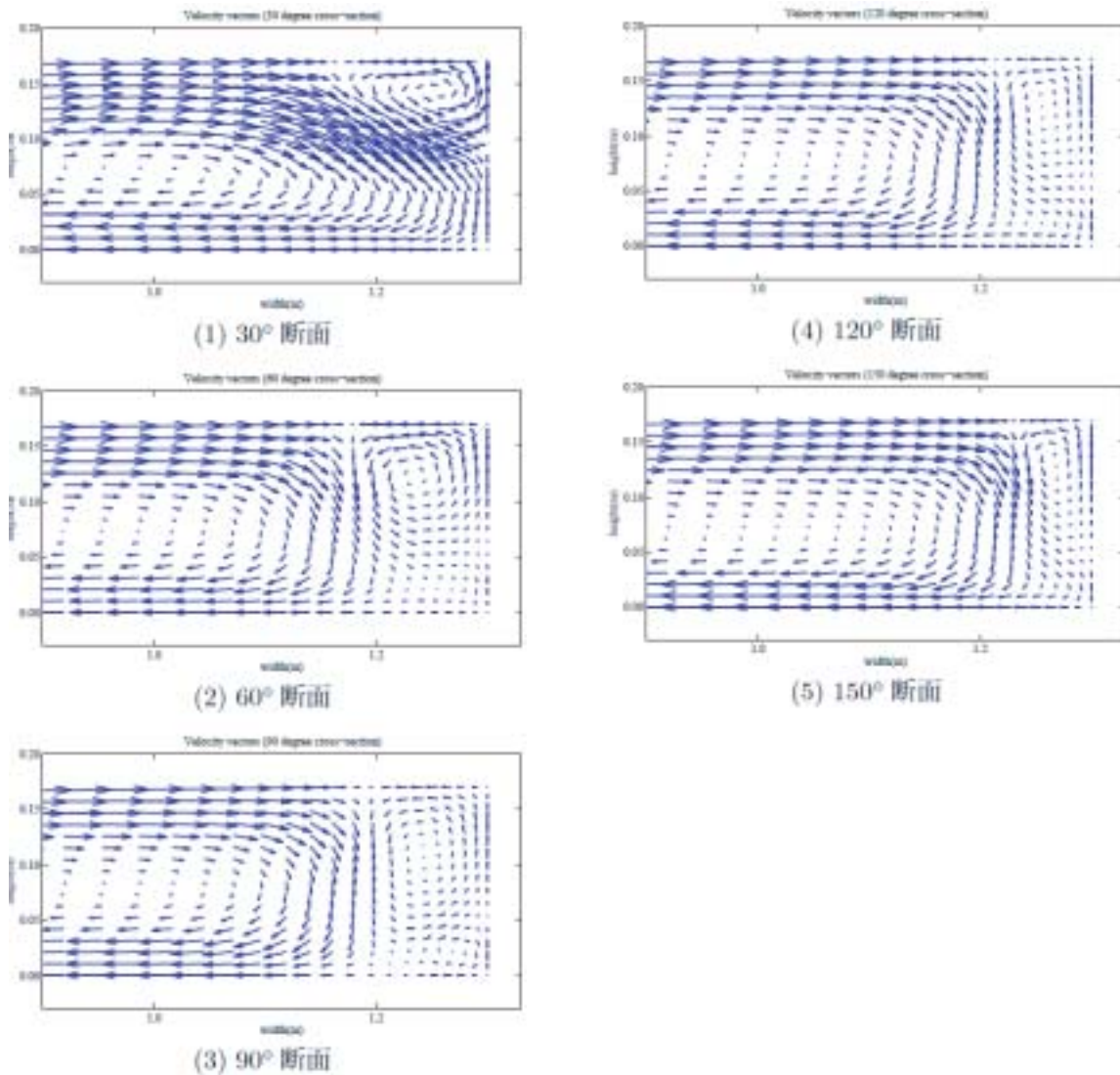


図 - 8 RANSによって計算した急湾曲水路の各断面の外岸部の断面流況

b) 緩湾曲水路と急湾曲水路の比較

木村ら³⁾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)c)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現れるのは、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。

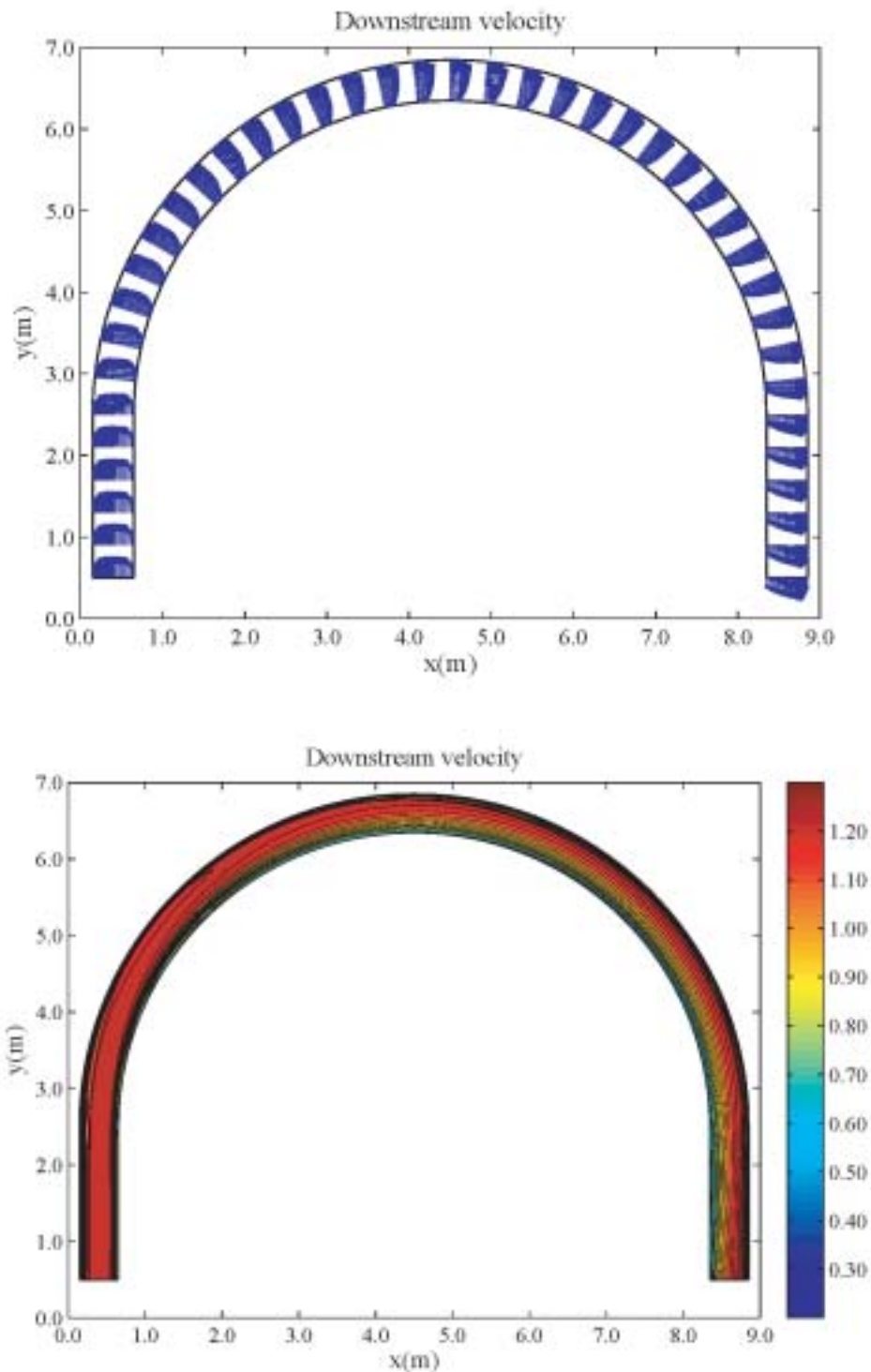


図 - 9 RANS によって計算した緩湾曲水路の水面の流速ベクトルと流速の大きさのコンター

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。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。

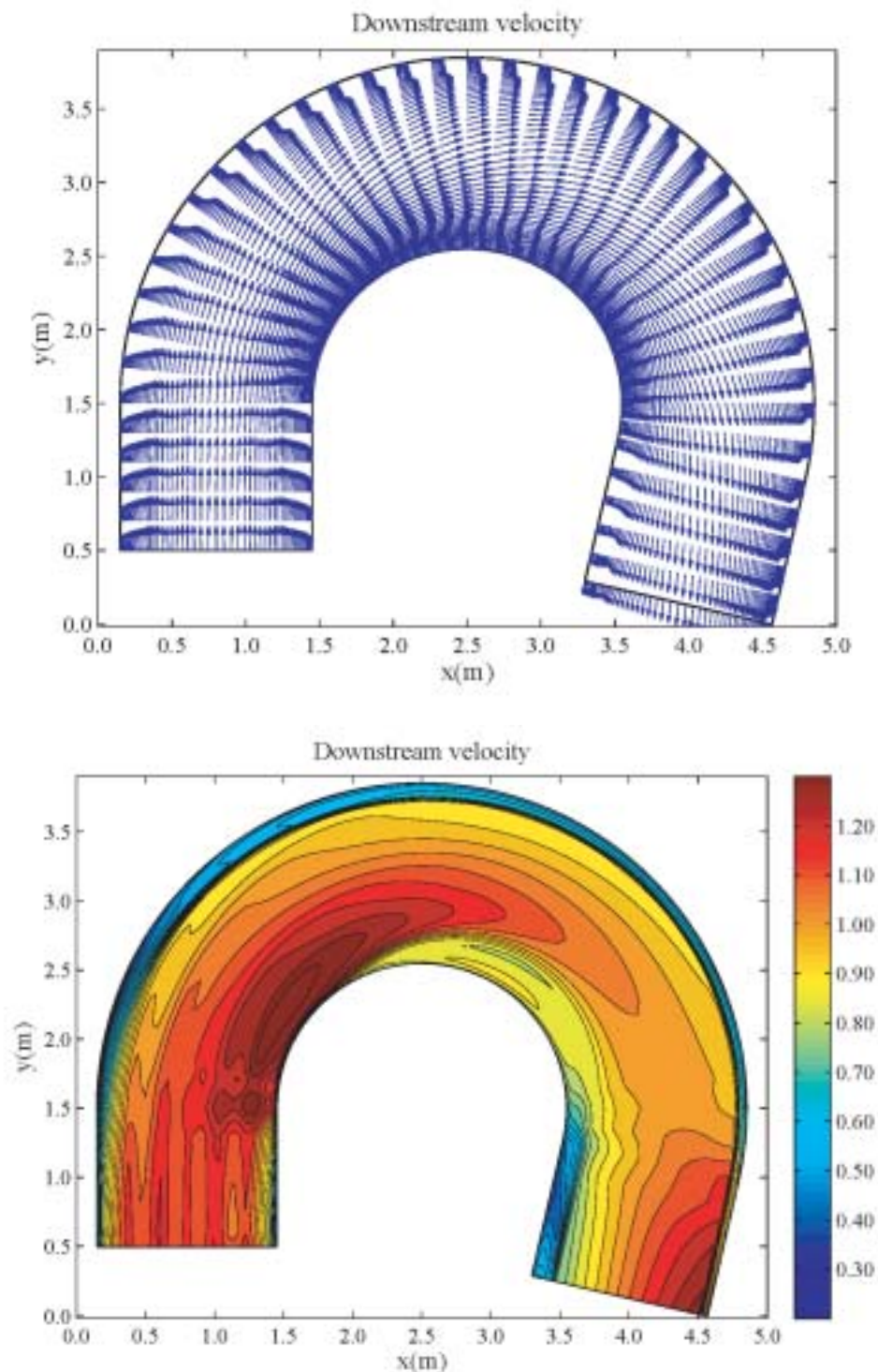


図 - 10 RANS によって計算した急湾曲水路の水面の流速ベクトルと流速の大きさのコンター

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° 断面では一旦発達はあるものの、 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、セルの縮小が起こると考えられる。

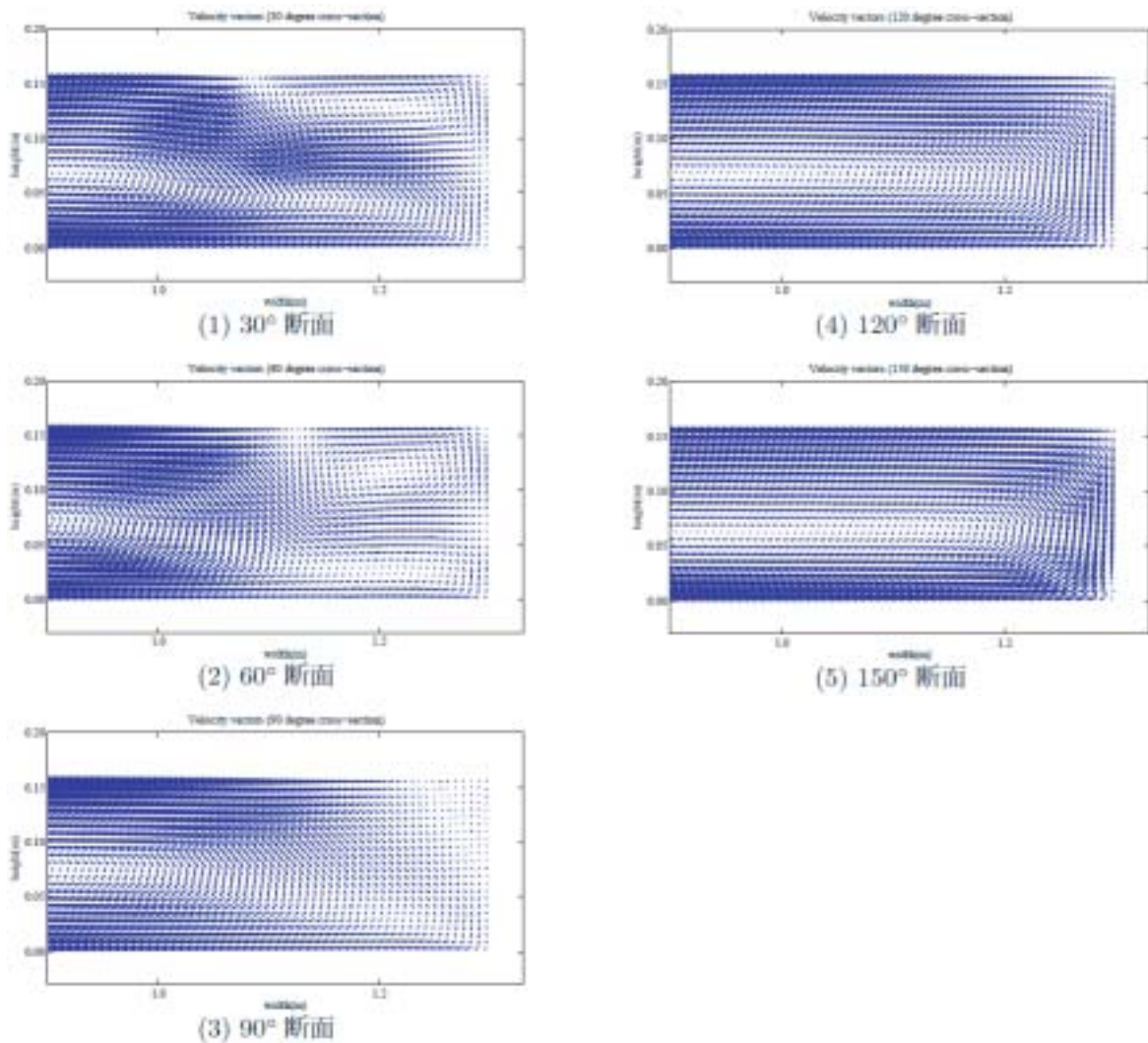


図 - 11 van Balen(2008)のLES によって計算した急湾曲水路の各断面の外岸部の断面流況

(3) RANSとLESの比較

a) 2次流の再現性の比較

図 - 11はvan Balen et al (2008)⁸⁾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、計算格子数は主流方向(x方向)、横断方向(y方向)、鉛直方向(z方向)それぞれ、1260×192×24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)⁸⁾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)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。

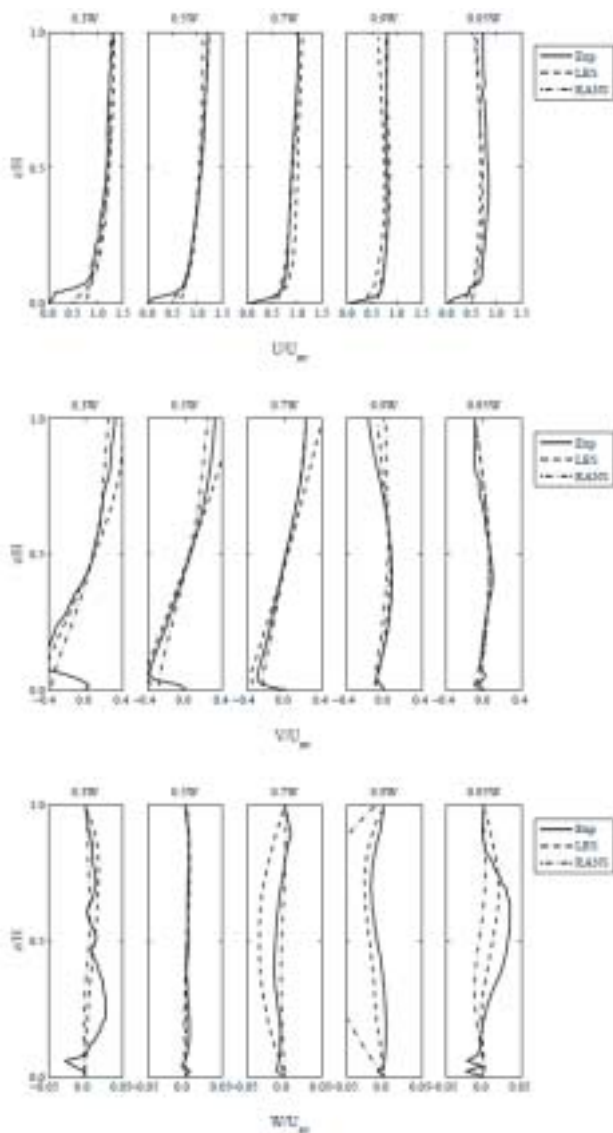


図 - 12 60°断面の流速分布

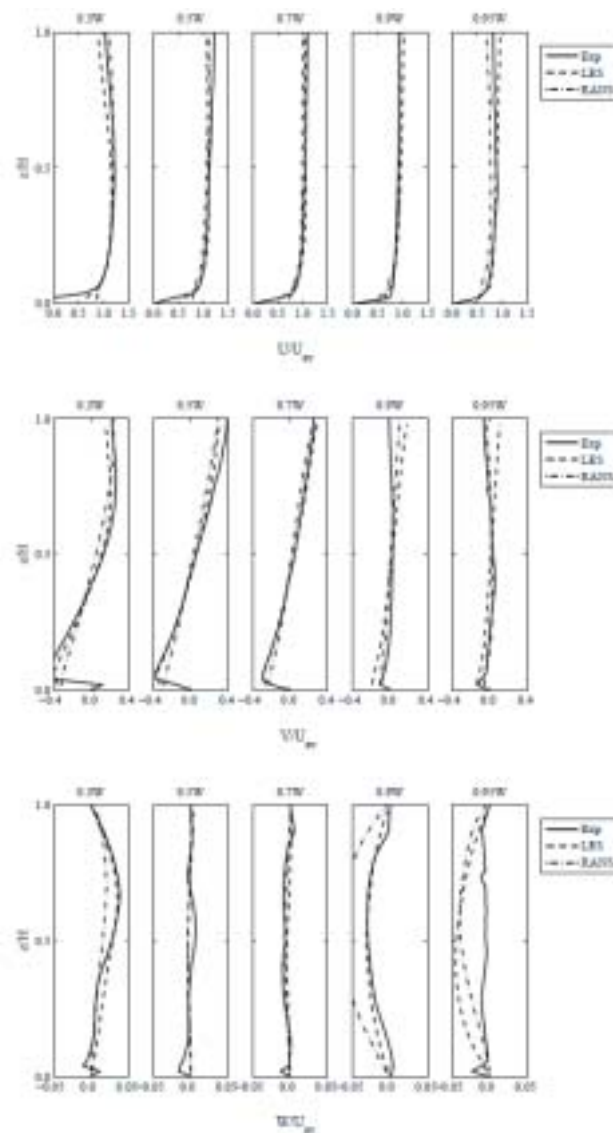


図 - 13 120°断面の流速分布

b) 断面内の流速分布

図 - 12, 図 - 13は60°, 120°断面において, 3つの流速成分U, V, Wについて, Blancaer(2002)⁵⁾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 Baler(2008)⁸⁾のLESによる計算結果(LES)を比較したものである.

まず, U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, V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°の断面では, 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V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Vは負の値を取ることから, 5(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, W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ないように見える. しかし, Wの値そのものがU, V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.

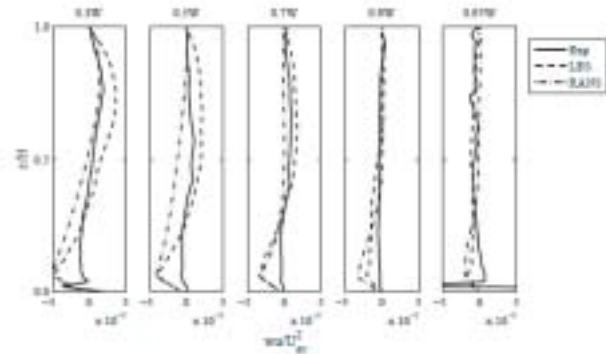
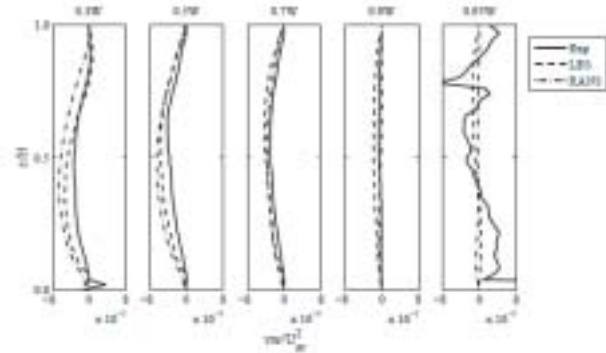
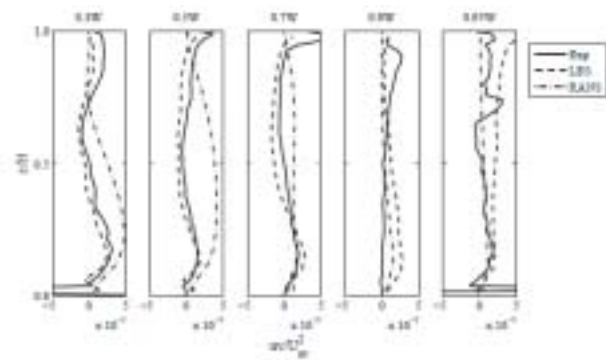
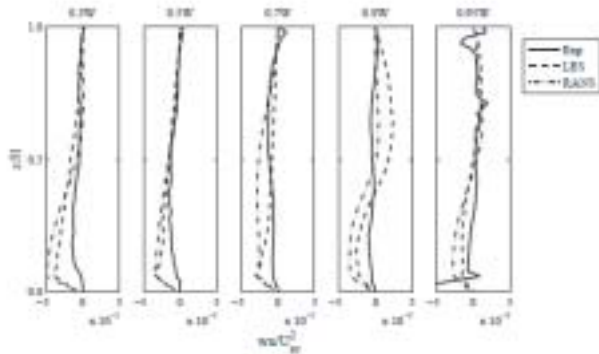
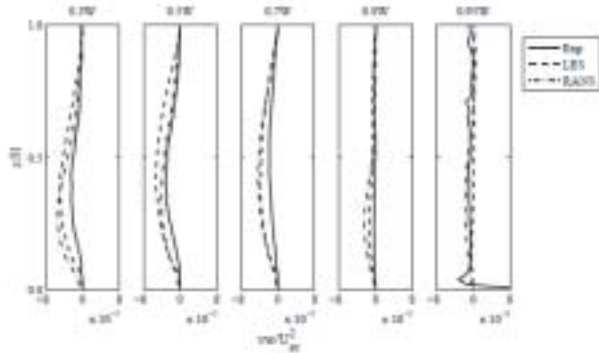
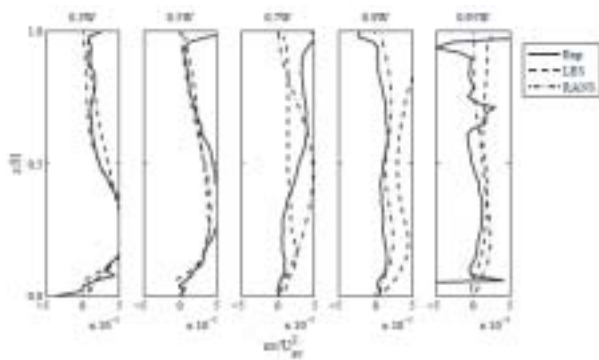


図 - 14 60°断面のレイノルズ応力分布

図 - 15 120°断面のレイノルズ応力分布

(4) 断面内の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 uv , vw , wu の分布を, Blanckaert(2002)⁵⁾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 Baler(2008)⁸⁾のLESによる計算結果(LES)について比較したものである。

モデルによる再現性の相違が最も顕著にみられるのは 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 vw , wu 成分についてはRANS, LESは同様に実験結果を比較的良好に再現していると考えられる。

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注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)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形状を明らかにし、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、湾曲が急勾配であるため、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、下流行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の場合、LESより2オーダー程度小さいく、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。

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) 例 え ば、Blanckaert, K.: Flow and turbulence in sharp open-channel bends, PhD thesis 2545, Ecole Polytechnique Federale Lausanne, Switzerland, 2002. (英文論文)
- 2) Blanckaert, K. and de Vriend, H. J.: Secondary flow in sharp open-channel bends, J. Fluid Mech., Vol.498, pp.353-380, 2004. (英文論文)
- 3) 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. (和文論文)
- 4) Booij, R.: Measurements and large eddy simulations of the flows in some curved flumes, J. of Turbulence, Vol. 4, pp.1-17, 2003. (英文論文)
- 5) Blanckaert, K.: Secondary currents measured in sharp open-channel bends. Proc. RiverFlow 2002, Eds. Bonusmar & Zech, Vol I, pp.117-125, 2002. (英文論文)
- 6) Hosoda, T., Ali, M. S. and Kimura, I.: A non-linear $k\text{-}\epsilon$ model to predict the spatial change of turbulent structures in large scale vortices, J. of Applied Mech., JSCE, Vol.10, pp.723-732, 2007(英文論文)
- 7) 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. (和文論文)
- 8) 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. (英文論文)