

複断面河道湾曲部の水平組織渦および 2次流に関する研究

STUDY ON THE SECONDARY FLOW IN CURVED COMPOUND CHANNEL

池田駿介¹・福元正武²・花村斉³・河村一弘⁴

Syunsuke IKEDA, Masatake FUKUMOTO, Tadashi HANAMURA and Kazuhiro KAWAMURA

¹フェロー会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

²正会員 修士(工) 運輸省第3港湾建設局 (〒650-0024 兵庫県神戸市中央区海岸通 29 番地)

³学士(工) 富士通株式会社 (〒100-8211 東京都千代田区丸の内 1-6-1)

⁴学生員 学士(工) 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻

The laboratory tests were performed to analyse the flow in curved compound channel with small relative depth. It was found that the horizontal vortices appear at the junction of a main channel and flood plains in the outside area and the secondary flows by centrifugal forces appear in a main channel.

Next, in order to simulate flow in curved compound channel, numerical computations were performed by employing one equation model as turbulent model. The result agrees well with the experiments in the middle of a main channel or flood plains, but not with the experiments at the junction of a main channel and flood plains in the outside area. To simulate the flow more accurately it was found that the effect of horizontal organized vortex must be considered. The numerical computation has revealed that flow in curved compound channel with flood plains consists of three circulating cells induced by centrifugal forces.

Key Words : curved compound channel, horizontal organized vortex, secondary flow, centrifugal force, one equation turbulence model

1. 序論

複断面河道においては低水路・高水敷の水深差に起因する底面せん断力の差により横断方向に主流速差が生じ、低水路・高水敷境界部は複雑な流況を呈する。直線複断面の低水路・高水敷境界部では、間欠的に上昇する斜昇流の存在¹⁾や、高水敷水深が低水路水深に比べ浅い場合には周期的な水平大規模組織渦(以下、水平渦と呼ぶ)が発生し、横断方向の運動量輸送に大きな影響を与えることが知られており^{2),3),4)}、数値計算でも再現されている⁵⁾。

湾曲部の水理は古くから研究が行われており、遠心力に起因する2次流(第1種の2次流)が発生し、横断方向運動量輸送や河床変動に大きな影響を及ぼす^{6),7)}。

複断面湾曲流れでは、直線複断面水路における斜昇流・水平渦と湾曲水路で現れる2次流が組み合わさった複雑な流れ場が形成されることが予想される。今本ら⁸⁾

や富永ら⁹⁾は、複断面湾曲水路で実験を行い、遠心力に起因する2次流が存在することを明らかにしている。しかしこれらは低水路・高水敷境界部に発生する水平渦の影響を考慮していない。また、杉山ら¹⁰⁾は今本らの実験結果⁸⁾を対象に、乱れの非等方性が強い流れ場に有用な代数応力方程式モデルを用いた数値計算を行っているが、代数応力方程式モデルでは水平渦の影響を直接求めることができない。先に著者ら¹¹⁾は、直線複断面流れを対象として、2次元LESの一種であるSDS-2DHモデル¹²⁾を用いた数値解析を行い、相対水深が小さい場合には水平渦を良好に再現できることを示した。このモデルは、乱れを大規模で組織的な水平渦構造と水深スケール以下の等方的乱れとに分離して前者は直接計算で求め、後者は1方程式モデルで表現するというものである。その結果、横断方向運動量輸送は大部分が水平渦によるものであることを報告している。このように相対水深が小さい場合には水平渦は流れ場を支配す

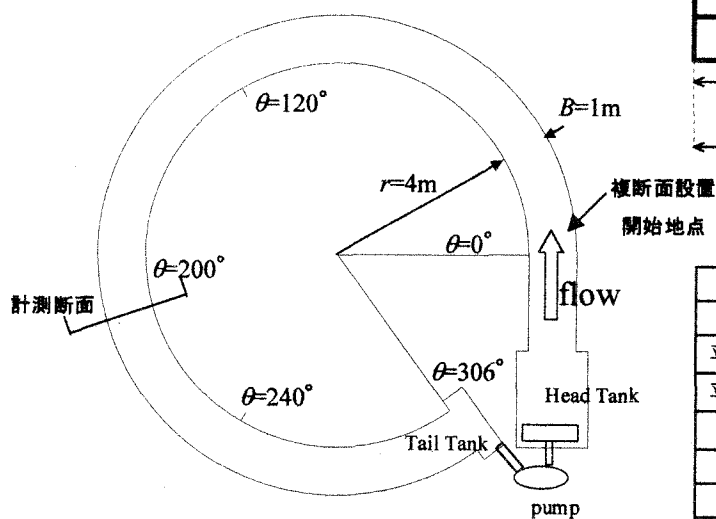


図-1 実験水路の概念図

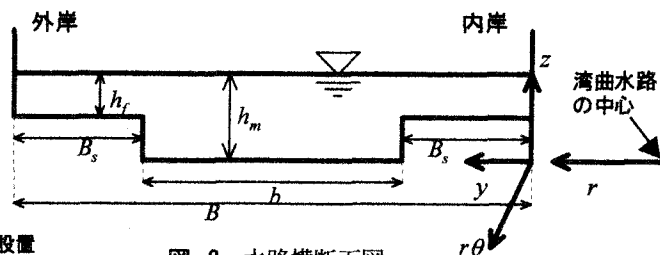


図-2 水路横断面図

表-1 実験条件

Case名		A1	A2	A3
流量	Q (l/s)	17.9	22.1	37.7
平均低水路水深	h_m (cm)	6.5	7.5	10.0
平均高水敷水深	h_f (cm)	1.5	2.5	5.0
相対水深	h_f/h_m	0.231	0.333	0.500
断面平均水深	U (cm/s)	25.3	33.9	42.4
低水路幅	b (cm)	70.0	70.0	70.0
片側高水敷幅	B_s (cm)	15.0	15.0	15.0

ることから、その影響を精度良く定量化するには複断面湾曲水路においても水平渦を考慮した流れのシミュレーションモデルを構築する必要がある。

このように複雑な複断面湾曲流れ場を対象に、まず実験を行い、遠心力に起因する2次流や水平渦などの流れ場の構造を把握し、次に乱流モデルとして1方程式モデルを用いた数値解析を行い、実験と比較・検討を行う。本研究では、数値解析についてはその第1段階として、流下方向に平衡状態にある完全発達域の横断面内の遠心力に起因する2次流および水深平均主流速分布について取り扱う。

2. 複断面湾曲流れの実験

(1) 実験概要

実験は、中心曲率半径450cm、水路幅100cm、湾曲角306°の固定勾配長方形断面水路を使用し(図-1)、水路の両側に側壁となるベニヤ板と底面となる粗砂から構成される高水敷を設置した。用いた水路の水路床勾配は1/500、底面粗度は1mmである。流れはポンプによって循環している。水路横断面図および記号の定義を図-2に示す。座標軸は、水路内岸で低水路底面と同じ高さの点を基準に、流下方向に $r\theta$ 軸、横断方向に y 軸、鉛直方向に z 軸を取る。計測断面は複断面開始地点から12m下流(湾曲部入口から200°)の横断面とした。

表-1に実験条件を示す。実験は水深を系統的に3ケース変えて行った。以下の説明では相対水深が小さいケースとしてCase A1を、相対水深が大きいケースとしてCase A3を代表として用いる。

(2) 測定項目

水平渦の周期計測は、電磁流速計(KENEK社製)を用いて外岸側および内岸側の低水路・高水敷境界部において、20Hzで2048個のデータを採取して流速変動のスペクトル解析を行い、周期計測を行った。

水平成分時間平均流速はピトー管を用いて、横断方向に4.0～11.0cm間隔、鉛直方向に0.5～1.0cm間隔で計測した。測定方法は計測する地点で絹糸を流し、その方向にピトー管の向きを合わせ、流速とピトー管が流下方向となす角度を測定し、ピトー管で得られた流速の絶対値とその角度から時間平均の主流方向流速 u_θ と横断方向流速 u_r を求めた⁹⁾。

(3) 水平大規模組織渦

写真-1は水表面付近の流れの可視化写真である。可視化粒子には塩化ビニル粒子(平均粒径140 μ m、比重1.4)を使用した。

外岸側の低水路・高水敷境界部では、両ケースとも水平渦の発生が見られる。直線複断面開水路においては、Case A3のような相対水深が大きい場合には斜昇流の影響が強くなり、明瞭な水平渦は見られなかったが¹¹⁾、湾曲複断面水路で水平渦が存在しうるのは、遠心力に起因する2次流が外岸側の境界部手前付近で下降流となり⁹⁾、斜昇流を抑制するためであると考えられる。

内岸側の低水路・高水敷境界部においては、Case A1では水平渦をよく確認できなかったが、Case A3で時計回りの渦と反時計回りの渦が混在していることが確認された。これは、底面からの上向きの2次流によって遅い運動量が間欠的に水表面に持ち上げられ、後の図-4で見られるように、主流の速度分布に極小値が現れるためであると説明される。



a) Case A1 (外岸側)



b) Case A1 (内岸側)



c) Case A3 (外岸側)



d) Case A3 (内岸側)

写真-1 水表面付近の流況の可視化 (流れは上から下)

図-3は、低水路・高水敷境界部での流速変動パワースペクトルを示している。スペクトルのピーク形状から、外岸側ではCase A1では水平渦が規則的に発生し、Case A3では水平渦の発生がやや不規則になっている。これは相対水深が大きいと斜昇流などによる乱れが卓越するためである。内岸側ではCase A1ではほとんどピークが見られないが、Case A3の場合には1Hz程度のピークを持つ周期変動が計測された。これは前述の間欠的な上昇流と水平渦によるものと考えられ目視観測の結果と一致する。

今実験で発生した水平渦の周期は2~3秒程度で、著者らが行った直線複断面開水路の実験^{11),14)}で発生した水平渦の周期(約5秒)より短い。しかし、線形不安定解析¹⁹⁾で得られた理論発生周期に近い値を示しており、基本的には、直線複断面水路で生じる水平渦と同じメカニズムにより発生していると考えられる。

3. 数値計算概要

(1) 基礎方程式の枠組み

次に、流れの解析の概要を述べる。ここで対象とする流れは、湾曲流れにおいて流下方向に変化しない平衡状態(完全発達域)の流れであり、水平渦成分について

は取り扱わない。運動方程式においては鉛直方向の流れは側岸近傍を除いて微小として静水圧近似を施している。基礎方程式を以下に記す。

運動方程式:

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + w \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(2\nu_t \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_t \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + w \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\nu_t \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_t \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right) \right] + \frac{2}{r} \left[\nu_t \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3)$$

連続方程式:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

乱れエネルギー方程式:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + u_r \frac{\partial K}{\partial r} + w \frac{\partial K}{\partial z} = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial z} \right) \right] + G - \varepsilon \quad (5)$$

ここに、 r : 半径、 t : 時間、 u_θ, u_r, w : それぞれ流下方向 $r\theta$ 、横断方向 y 、鉛直方向 z の時間平均流速、 K : 乱れエネルギー、 p : 圧力、 ρ : 流体密度、 g : 重力加速度、 ν_t :

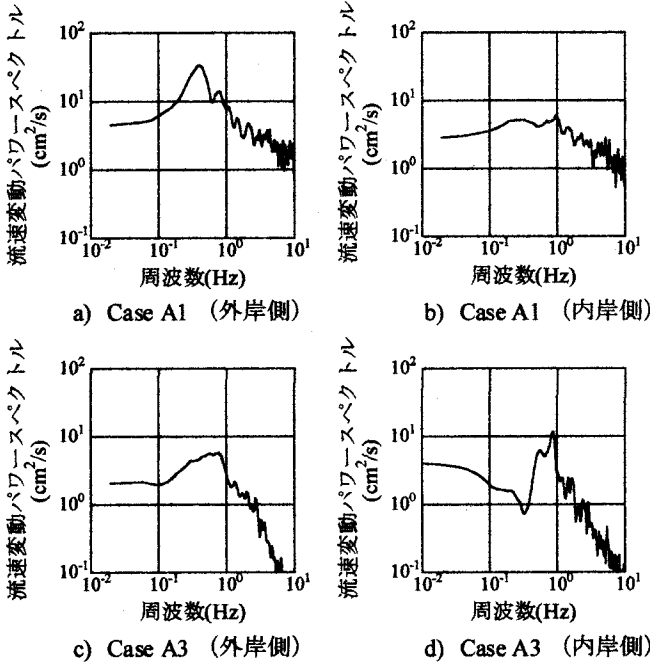


図-3 流速変動パワースペクトル

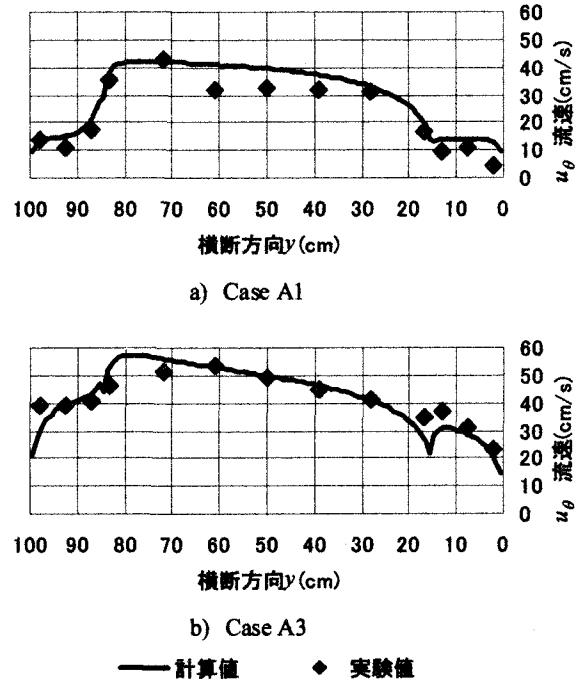


図-4 水深平均流速分布（主流）

渦動粘性係数, σ_t : 乱流モデル係数(=1.0), G : 乱れエネルギーの生産項, ε : 乱れエネルギーの散逸項である. 乱れエネルギーの生産項, 散逸項は, それぞれ次式で表される.

$$G = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (6)$$

$$\varepsilon = C_d \frac{K^{3/2}}{l} \quad (7)$$

ここに, C_d : 乱流モデル係数(=0.17), l : 乱れの特性距離である. 渦動粘性係数 ν_t は次式で表される.

$$\nu_t = \beta \sqrt{K} l \quad (8)$$

ここに, β : 乱流モデル係数(=0.53)である.

将来, 次の段階として水平渦を取り扱う予定であるので, 従来から水平渦を取り扱うのに適切な1方程式モデルを採用した^{11), 12)}. 従来の解析では, 乱れの特性距離 l の分布形として鉛直方向に対し, その地点の水深に比例した一様値が用いられている^{11), 12)}. しかし壁面付近では, 乱れの特性距離 l は小さくなるので, 今回の解析では次式のように壁からの距離に比例するようにした. この理由は2次流を精度良く取り扱うためである.

$$l = \begin{cases} \frac{a}{b} z & \left(\frac{z}{h} < b \right) \\ ah & \left(\frac{z}{h} > b \right) \end{cases} \quad \begin{pmatrix} a = 0.1 \\ b = 0.3 \end{pmatrix} \quad (9)$$

ここに, h : 水深である.

(2) 計算条件

計算における各水理量は, Case A1およびCase A3の実験条件に一致させた. 計算領域は, 計算格子幅 $\Delta y = 0.01\text{m}$, $\Delta z = 0.0025 \sim 0.005\text{m}$ とし, 時間ステップは $\Delta t = 0.005$ 秒とした.

境界条件は側壁では主流速 u_θ , 乱れエネルギー K については壁関数を用い, 横断方向流速 u_r および鉛直方向流速 w は no-slip 条件とした. 水面では主流速 u_θ , 横断方向流速 u_r , 乱れエネルギー K は勾配ゼロの条件を用い, 鉛直方向流速 w は, 次の運動学的条件を用いた.

$$w = \frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_r \frac{\partial \eta}{\partial r} \quad (10)$$

ここに, η : 水位である.

初期値として主流速 u_θ は対数則, 2次流はゼロ, 渦動粘性係数 ν_t は, 次式

$$\nu_t = \frac{\kappa}{6} u_* h \quad (11)$$

を用いて, 直線複断面水路で10秒間計算させた値を用いた. ここに κ : Karman定数(=0.4), u_* : 摩擦速度($=\sqrt{ghI}$, I : 水面勾配)である. その結果を元に乱れエネルギー K は次式の値を初期値とした.

$$K = \left(\frac{\nu_t}{\beta l} \right)^2 \quad (12)$$

4. 計算結果

(1) 水深平均流速分布（実験との比較）

図-4は, 水深平均された時間平均主流流速分布を示

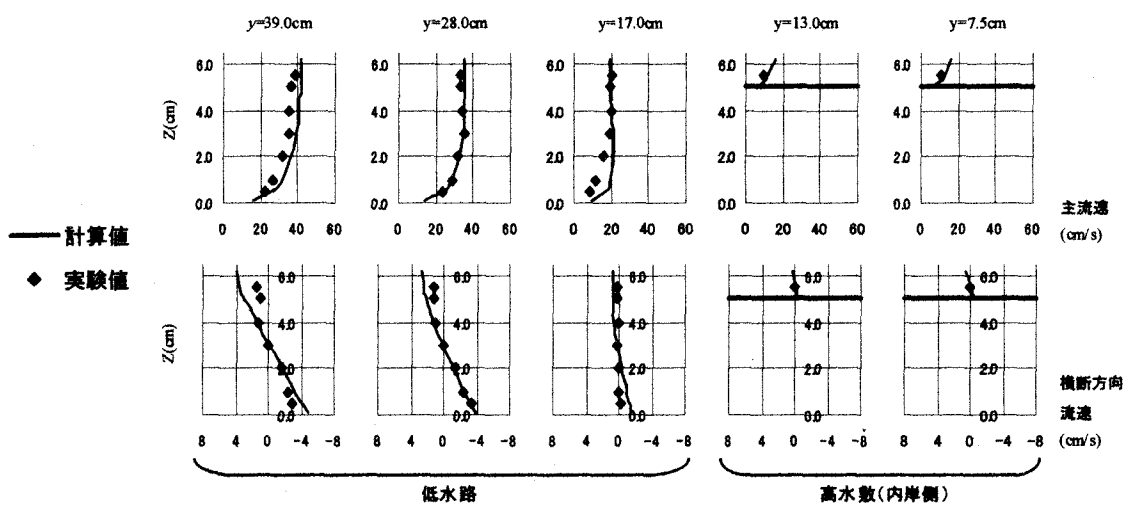
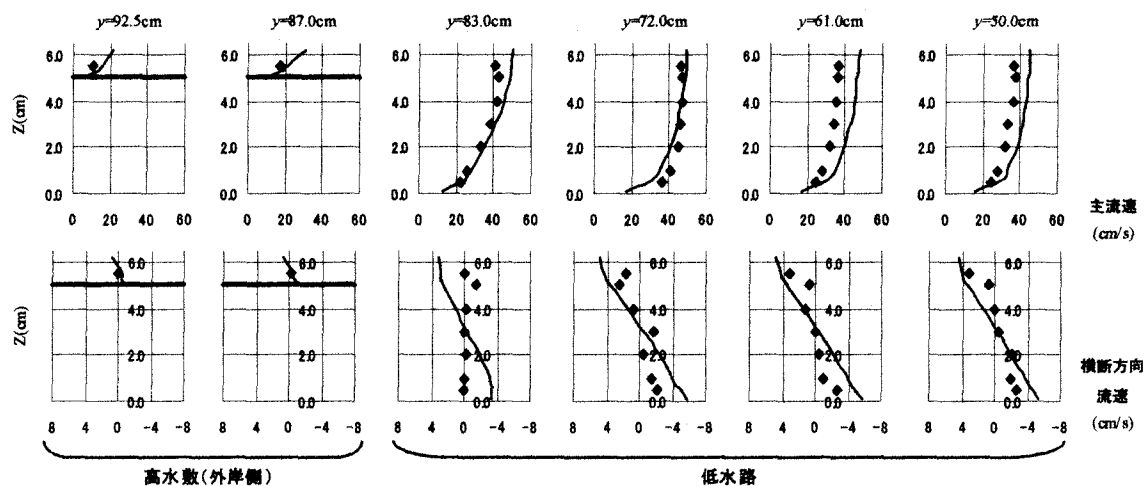


図-5 主流速と横断方向流速の鉛直分布 (Case A1)

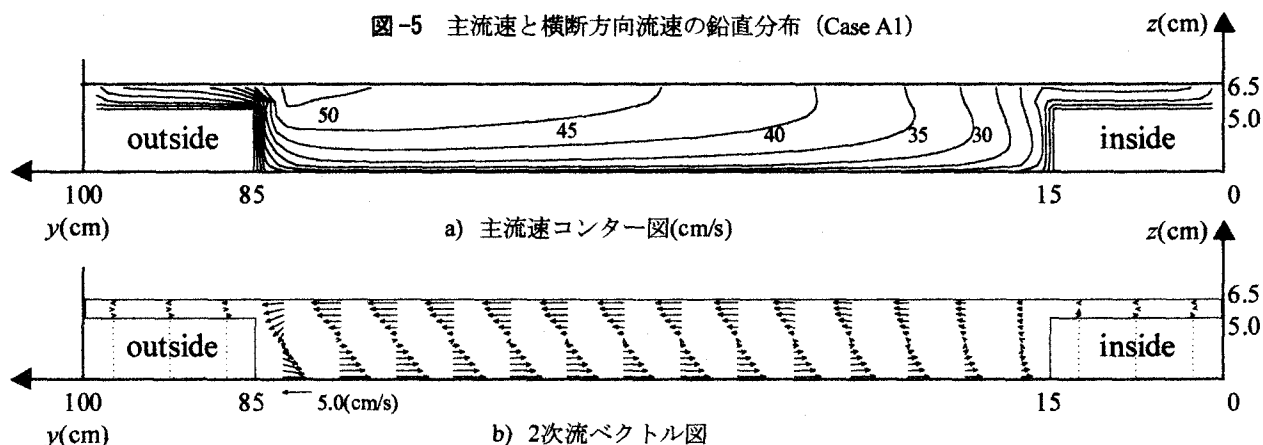


図-6 主流速コンター図と2次流ベクトル図 (Case A1)

しており、実線が計算値を、黒点が実験値を表している。実験値は加重平均法により水深平均値を算出した。この図より、Case A1の低水路中央部で若干過小評価が見られるものの、分布形はおおむね一致している。Case A3では外岸側の低水路・高水敷境界部付近で実験結果はなだらかな分布形をしており、流速のピークが低水路側によっているのに対し、計算結果は分布形の変化が急で不連続な形を示しており、流速のピークは境界付近に見られる。外岸側境界部付近では遠心力に起因

する2次流の幅が縮小するものの、2次流による横断方向へのネットの運動量輸送により主流速が大きくなる。実験ではこの場所で水平渦が発達し、運動量を拡散させて分布形をなだらかにするが、今回の数値計算では水平渦を取り扱っていないので、外岸境界付近で計算結果と実験値の不一致が生じたものと判断される。

一方、内岸側の低水路・高水敷境界部付近では、実験結果および計算結果ともに遠心力に起因する上向きの2次流により、底面からの遅い運動量が水面に持ち上げ

られたため、流速が低下する部分が見られる。しかし、計算結果の方がより流速低下の傾向が現れており、これも水平渦の拡散効果が考慮されていないためである。

(2) 時間平均流の鉛直分布(実験との比較)

図-5は、Case A1の主流速 u_y と横断方向流速 u_x の横断方向各位置における鉛直分布である。分布形を見ると、低水路中央部($y=61\text{cm}$ 付近)から内岸側($y=28\text{cm}$ 付近)にかけて計算結果は概ね実験結果を再現している。また、この図から高水敷上でも循環流が形成されることがわかる。

しかし低水路外岸側付近($y=83\sim 61\text{cm}$)では、計算結果と実験結果が良好に一致していない。その理由として考えられるのは、実験では水平渦によって横断方向に運動量が輸送されているためであること、および複断面流れ場に生じる斜昇流によるものと思われる。斜昇流は乱れの非等方性により生じる第2種の2次流であるので本計算では再現されていない。この現象は、今本ら⁸⁾の複断面湾曲流れの実験でも確認されている。

(3) 主流速コンター図と2次流ベクトル図

図-6に、Case A1の主流速コンター図と2次流ベクトル図(数値計算結果)を示す。

主流速コンター図を見ると、遠心力に起因する2次流により主流速 u_y のピークが外岸側に移動している。これは単断面湾曲流れで生じる現象と同じである。

次に、2次流ベクトル図では低水路内において遠心力に起因する2次流は、低水路外岸側で速い下降流が狭い範囲で生じ、低水路内岸側で遅い上昇流が広い範囲で生じていることがわかる。このことから、底面付近の外岸側から内岸側に向かう2次流は、内岸側に向かうにつれて流速が小さくなっていく。また、両側に高水敷を持つ複断面湾曲流れでは高水敷も含めて全部で3個の循環流セルが生じている。

5. 結論

複断面湾曲流れに関して、実験と数値計算を行い、以下の結論を得た。

1. 複断面湾曲開水路の流れは、遠心力に起因する2次流が発生し、外岸側の低水路・高水敷境界部付近では水平渦が発生するという複雑な流れ場である。
2. 外岸側の低水路・高水敷境界部に発生する水平渦は相対水深が小さい場合は、周期的に発生するが、相対水深が大きくなるとやや不規則性を増す。しかし、直線複断面開水路では水平渦が見られなくなるような大きな水深の場合でも、それが存在し

うることがわかった。

3. 湾曲水路を対象として1方程式型乱流モデルを用いて流れの数値解析を行った。その結果、水平渦の影響が強い低水路・高水敷境界部を除いて流れ場を再現できた。

謝辞:本研究は、文部省科学研究費基盤研究A(2)(研究代表者:池田駿介、課題番号:11305035)の補助を受け行われたものである。記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 今本博健, 久下俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B-2, pp.1-15, 1973.
- 2) 木下良作: 航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, No.345/II-1, pp.1-19, 1984.
- 3) Chu, V. H., Wu, J. H. and Khayat, R. E.: Stability of transverse shear flows in shallow open channels, J. Hydraul. Eng., ASCE, Vol.117, pp.1370-1388, 1991.
- 4) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H.: Study on generation of periodical large surface eddies in a composite flow, Water Resour. Res., AGU, Vol.22, No.7, pp.699-704, 1996.
- 5) Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y.: 3-D computations of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by using non-linear $k-\epsilon$ model, JHHE, Vol.17, No.2, pp.87-96, 1999.
- 6) Leschziner, M. A. and Rodi, W.: Calculation of strongly curved open channel flow, J. Hyd. Div., ASCE, Vol.105, HY10, pp.1297-1314, 1979.
- 7) 吉川秀夫, 池田駿介, 北川明: 湾曲水路の河床変化について, 土木学会論文報告集, No.251, pp.65-75, 1976.
- 8) 今本博健, 石垣泰輔, 藤沢寛: 複断面湾曲開水路流れの水理特性について(1), 京都大学防災研究所年報, 第25号B-2, pp.529-543, 1981.
- 9) 富永晃宏, 長尾正志: 複断面開水路湾曲部の流れ構造, 応用力学論文集, Vol.1, pp.693-700, 1998.
- 10) 杉山均, 秋山光庸, 田中美恵子: 複断面曲がり開水路流れの水理特性に関する研究, 土木学会応用力学論文集, Vol.1, pp.683-692, 1998.
- 11) 池田駿介, 佐野貴之, 福元正武, 河村一弘: 複断面開水路に生じる大規模組織渦と浮遊砂輸送, 土木学会論文集, No.656/II-52, pp.135-144, 2000.
- 12) 灘岡和夫, 八木宏: SDS&2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論文集, No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
- 13) 柳津家久, 鬼束幸樹, 相良幸輝: 複断面開水路流における高水敷水深の変化が乱流構造に及ぼす影響, ながれ, 日本流体力学会, 18-4, pp.228-237, 1999.
- 14) 池田駿介, 空閑健: 直線複断面開水路流れに発生する大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.91-102, 1997.
- 15) 池田駿介, 太田賢一, 長谷川洋: 側岸部植生境界の周期渦の発生機構, 土木学会論文集, No.443/II-18, pp.47-54, 1992.

(2000.10.2 受付)