

浅水流方程式と渦度方程式を連立した準三次元モデルの提案と開水路合流部への適用

A QUASI-3D MODEL USING SHALLOW WATER EQUATIONS AND HORIZONTAL VORTICITY EQUATIONS FOR FLOWS IN A CHANNEL CONFLUENCE

内田龍彦¹・福岡捷二²

Tatsuhiko UCHIDA and Shoji FUKUOKA

¹正会員 博(工) 中央大学研究開発機構准教授 (〒112-8551 東京都文京区春日1-13-27)

²フェロー会員 工博 Ph.D. 中央大学研究開発機構教授 (同上)

A safety degree of a river in Japan will be significantly reduced by the global warming. There is a pressing need to check the safety degree of rivers, especially in channel confluence sections, in which several problems will be occurred during floods such as water level rising and bed scouring. So a practical and reliable model for flows and bed variations in channel junctions are highly required. This study proposes a new methodology of computing a flow with non-equilibrium vertical velocity distributions in channel confluences by depth-integrated equations. First, we introduce depth-integrated momentum equations and a turbulence energy transport equation with terms of deviation component velocities from the depth averaged value by using a parabolic velocity distribution. Then, depth-integrated horizontal vorticity equations are derived to evaluate the deviation component velocities. The adequacy of the model is discussed through the comparisons with the experimental results (Weber *et al.*, 2001) for flows in a channel confluence.

Key Words: quasi-3D model, non-equilibrium velocity distribution, channel confluence, horizontal vorticity equation, turbulence energy equation, deviation component velocity

1. 序論

地球温暖化により洪水危険度は増加し、治水安全度が著しく低下することが予測されており、その適応策についての議論がされている¹⁾。河川合流部では、洪水時には水位の上昇や河床の洗掘・堆積などの治水上の様々な問題が生じる²⁾ため、合流部の安全性の照査は喫緊の課題の一つである。このためには信頼性、実用性の高い合流部の流れと河床変動解析モデルが求められる。

河川合流に関する研究は固定床(水路)と移動床(水路)に大別できる。前者に関して、支流の湾曲と剥離に伴う三次元乱流構造³⁾⁴⁾や河床高の異なる流れの混合機構⁵⁾⁶⁾等が行われている。合流部の流れの解析に関する研究は、Taylor⁷⁾の運動量保存則に基づく水位上昇の一次元解析を嚆矢とするようである。一方、板倉⁸⁾は、合流部の流れを主流路が有限の幅を持つ支流路の流れの噴流拡散現象として取り扱ったモデルを提案している。運動方程式に基づく河川合流部の流れの数値解析に関する先駆的研究の一つにMcguirk and Rodi⁹⁾の研究がある。この解析⁹⁾では、水面が固定され、基礎方程式には水深積分の運動方程式と連続式、乱流モデルには $k-\epsilon$ モデルが用いられている。合流部流れに対して、乱流モデルの高度化に

よって二次元解析モデルの精度向上を図った興味深い試み¹⁰⁾もあるが、本質的には二次流などの流れの三次元性に起因する運動量交換を考慮する必要があると考えられる。特に、河床変動解析に応用するためには底面付近の流速評価が重要となる。これらの流れの特性は、三次元解析モデルにより、ある程度再現できることが知られている¹¹⁾¹²⁾。近年では、河床高の異なる流れの混合による複雑な非定常乱流を観察するために、LESも用いられるようになってきた¹³⁾。

しかし、合流部の河床変動に関しては、実験的研究¹⁴⁾¹⁶⁾はあるものの、解析手法を検討した例は少ない¹⁷⁾¹⁹⁾。この理由のひとつには、前述の合流部の流れの三次元解析モデルは河床変動解析のための時間積分を行うには計算負荷が大きいことが考えられる。即ち、三次元解析モデルでは、鉛直方向に計算格子を設けることに加え、圧力のポアソン方程式を解く必要があるため、計算負荷が二次元解析モデルに比べて著しく大きくなる。さらに、洪水流計算のように、水深の場所的、時間的变化が大きく計算領域のドライベッド領域が変化する場での三次元計算では、一般に水面の評価や水面と河床の境界条件が難しいことも一因であろう。

本研究では、洪水時の河床変動解析への応用を考え、水深積分モデルの枠組みの中で、合流部の流れの三次元

性を考慮するために、渦度方程式を導入した準三次元解析手法を提案する。そして、合流部の流れの実験結果⁴⁾と比較し、本解析法の妥当性を検証する。

2. 浅水流方程式と渦度方程式を連立した新しい準三次元解析法

(1) 既往の水深積分モデルと本解析モデルの特徴

前述のように、洪水流もしくは洪水時の河床変動の三次元解析は実用上困難であるため、これまでに湾曲・蛇行水路の遠心力二次流場を対象として、流速鉛直分布を考慮に入れた水深積分モデルの検討が行われてきた。特に、河床変動解析においては底面流速の評価が重要であり、Engelund²⁰⁾の湾曲二次流場の底面流速評価法は、局所的な流線曲率を用いることにより簡易に底面流速の評価可能なため、二次元河床変動計算に広く用いられている²¹⁾²²⁾。現在までに、蛇行流路における二次流の発達・減衰を考慮するための非平衡モデル²³⁾²⁵⁾、さらに主流方向の流速分布と二次流の相互作用を考慮できるモデル²⁶⁾²⁷⁾が提案されてきた。一般的な流れ場における流速鉛直分布の評価のためには、運動方程式から導かれる流速鉛直分布に関する方程式を解く手法²⁸⁾³¹⁾が提案されている(本論文では、このような解析手法を準三次元解析法と呼ぶことにする)。これまでの水深積分モデルの改良は、静水圧分布を近似した流れの方程式を目的に応じて単純化したモデルと言える。しかし、静水圧分布を近似した流れの方程式では、衝突流による構造物前面の下降流等の圧力の非平衡性に起因する流れが表現できないため、水平方向の渦が減衰し、洗掘深を小さく見積もることがある。即ち、水衝部や合流部等の河床洗掘が著しく、洗掘被害の危険性の高い個所では、圧力の非平衡性に起因する水平方向の渦の発達が無視できなくなる。このため、洗掘深予測のためには、静水圧分布の仮定が大きな問題となり、これをモデル開発の出発点とする従来の考え方には限界があると考えられる。構造物前面の圧力の非平衡性に起因する流れやそれによる局所洗掘は、三次元解析法により再現できることが知られている³²⁾が、前述のように洪水流やそれによる河床変動解析への応用は困難であろう。

このようなこれまでの水深積分モデルの課題を克服するために、水平方向の渦度方程式を用いて鉛直方向の流速分布を決定する準三次元モデルを提案する。湾曲や蛇行流路の二次流を表現するための渦度方程式の導入は常套手段のひとつともいえ、新しい考えではなく、例えば前述²³⁾²⁵⁾の二次流の発達・減衰を評価する方程式としてもよく用いられる。しかし、これまでの研究では単純化された流下方向の渦度方程式が用いられているため、渦度の伸縮・回転を考慮することができない。これに対して本研究では、水衝部や合流部等の加速・減速のある流れ場を解析するため、水深平均流速場の基礎方程式に加えて、水平な二方向の渦度方程式を連立して解くことによって、このような渦運動を記述できるようにしている。

また、従来の準三次元解析法²⁸⁾³¹⁾と異なり、流速鉛直分布に関する方程式の導出に静水圧分布の近似を必要としないことに特徴がある。

(2) 流速鉛直分布

本研究ではnon-slip条件が課される面より僅かに上の面($z=\alpha$, $\alpha/h \ll 1$)を河床面と仮定したslip-velocityモデル²⁰⁾を用いて、流速鉛直分布を多項式で近似する。水深平均流速 U_i と底面のslip-velocityの u_{bi} を用い、水面における流速鉛直勾配がゼロの条件を課せば、水深平均流速 U_i からの偏差成分 u'_i の鉛直分布式(1)が得られる。

$$u'_i = u_i - U_i = \frac{\delta u_i}{2} (1 - 3\eta^2) \quad (1)$$

ここに、 $i, j=1, 2$ (x, y 方向)、 u_i : i 方向流速、 U_i : i 方向水深平均流速、 $\delta u_i = U_i - u_{bi}$ 、 u_{bi} : 底面流速、 $\eta = (z_s - z)/h$ 、 z_s : 水位、 h : 水深、である。なお、式(1)では水面流速 u_{si} は $u_{si} = U_i + \delta u_i/2$ と表わされる。

等流状態の流速分布を考察する。せん断応力 τ_{zi} を分子粘性係数 ν_m と渦動粘性係数 ν_t の和 ν を用いてブジネスク近似で表現すると式(2)が得られる。

$$\tau_{zi} = \tau_{0i} \eta = \nu \frac{du'_i}{dz} \eta = \frac{3\nu \delta u_i}{h} \eta \quad (2)$$

ここに、 τ_{0i} : 底面せん断力の i 方向成分であり、式(3)で表わす。

$$\tau_{0i} = C_0^2 U_i \sqrt{U_j^2} = c_b^2 u_{bi} \sqrt{u_{bj}^2} \quad (3)$$

したがって、等流状態における δu_i は式(4)で与えられる。

$$\delta u_i = C_0^2 U_i \sqrt{U_j^2} \frac{h}{3\nu} = c_b^2 u_{bi} \sqrt{u_{bj}^2} \frac{h}{3\nu} \quad (4)$$

ν に対数分布則の水深平均の渦動粘性係数値 $\nu_t = \alpha u_* h$ ($\alpha = \kappa/6$, κ : カルマン定数、 u_* : 摩擦速度)を用いると、 c_b は、 C_0 と以下の関係にある。

$$c_b = C_0 / (1 - 2C_0 / \kappa) \quad (5)$$

等流状態における底面流速 u_{bi} と底面せん断応力 τ_{0i} の関係式(3)が成立すると仮定すれば、水深平均流速の抵抗則と式(5)を用いて底面せん断力を計算できる。本研究では、マンニングの粗度係数を用いて C_0 を式(6)で表わす。

$$C_0^2 = g n^2 / h^{1/3} \quad (6)$$

(3) 水深積分流速の基礎方程式

水深平均流速 U_i からの偏差成分 u'_i の鉛直分布式(1)を用いた水深積分流速の基礎方程式を以下に示す。本研究では、デカルト座標系で任意の境界形状を考慮するため、基礎方程式には流体占有率 λ が考慮されている³³⁾。

$$\frac{\partial \lambda h}{\partial t} + \frac{\partial U_j \cdot \lambda h}{\partial x_j} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \lambda U_i h}{\lambda h \partial t} + \frac{\partial \lambda U_i U_j h}{\lambda h \partial x_j} = -g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} - \frac{\tau_{0i}}{h} - \frac{\tau_{swi}}{R_{sw}} + \frac{\partial \lambda h \tau_{ij}}{\lambda h \partial x_j} \quad (8)$$

右辺第3項は壁面せん断応力項であり、壁面のマンニングの粗度係数を用いて、式(9)で評価する。

$$\tau_{swi} = gn_{sw}^2 / R_{sw}^{1/3} \cdot U_i \sqrt{U_j^2}, \quad R_{sw} = \alpha x \delta y \lambda / S_{sw} \quad (9)$$

ここに、 S_{sw} : コントロールボリュームの側壁の長さ(潤辺)である。 τ_{ij} は分子粘性、モデル化する乱流混合及び水深平均流速からの偏差成分による運動量交換による水平応力テンソルの水深平均値であり、コントロールボリュームの流体部分に作用する。乱流混合を渦粘性モデルで表わせば、式(10)で表わすことができる。

$$\tau_{ij} = 2\nu S_{ij} - \delta u_i \delta u_j / 5 - 2/3 \cdot \delta_{ij} \cdot k \quad (10)$$

ここに、 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ、 k : 水深平均の乱れエネルギー、 S_{ij} : 水平方向のひずみ速度テンソルであり、式(11)で定義される。

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

多くの二次元浅水流モデルでは、渦動粘性係数 ν_t に対数分布則の水深平均の渦動粘性係数値が用いられる。このゼロ方程式モデルは、底面から生成される3次元な乱れエネルギーと粘性消散が局所平衡状態にあるとしたときの水深平均流のLESモデルとも言える³⁴⁾が、鉛直方向の流速分布の変形がある場合には、乱れエネルギーの局所平衡の仮定に基づくゼロ方程式モデルは十分でない。本研究では、二次元浅水流方程式を用いた乱流解析によく用いられている以下の1方程式モデル³⁵⁾⁻³⁸⁾を導入する。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{h\lambda} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu h \lambda}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \frac{D_{sw}}{R_{sw}} + P_k - \varepsilon \quad (12)$$

ここに、 $\nu = \nu_m + C_\mu k^2 / \varepsilon$ 、 $\varepsilon = C_\varepsilon k^3 / \Delta$ である。乱れスケール Δ とモデル定数は、灘岡・八木³⁶⁾が用いた標準値、 $C_\mu = 0.09$ 、 $C_\varepsilon / \Delta = 1.7/h$ をそのまま適用した。 D_{sw} は壁面上の乱れエネルギーの生産と拡散を表し、乱れエネルギーの壁条件³⁵⁾を用いて、式(13)で表わす。

$$D_{sw} = \frac{\tau_{swi}^2 R_{sw}}{3\nu} - \nu \frac{k - k_{sw}}{2R_{sw}}, \quad k_{sw}^2 = \frac{\tau_{swi}^2}{C_\mu} \quad (13)$$

水深積分モデルにおける乱れエネルギーの生産項の評価には、水平方向流速のひずみ速度テンソルによる成分に加えて、底面せん断力による乱れエネルギー生産分が別途考慮されることが多い^{9),10),19),35)-38)}。本研究では鉛直方向の流速分布を考慮するために以下に示すように評価する。生成項 P_k は、鉛直方向流速を無視した三次元場のひずみ速度テンソルの大きさを水面と河床高の場所的变化が小さいとして式(1)を用いて近似的に水深積分した式(14)で評価する。

$$\frac{P_k}{\nu} = 2 \left(S_{ij}^2 + \frac{1}{5} \delta S_{ij}^2 \right) + C_h \left(\frac{\delta u_i}{h} \right)^2 \quad (14)$$

ここに、 δS_{ij} は δu_i に関する水平方向ひずみ速度テンソルであり、式(15)で定義される。

$$\delta S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \delta u_j}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

式(14)の第2項は鉛直方向の流速分布による乱れの生産を表しており、式(1)の流速分布を積分すれば $C_h=3$ が得ら

れるが、本研究では平衡状態において通常のゼロ方程式モデルと等価となるように $C_h=9(\alpha C_\varepsilon)^4 / C_\mu^3 \approx 2.25$ を用いる。

(4) 流速鉛直分布の評価法と水深積分渦度の基礎方程式

前節で示したように、本研究では水深平均流速と底面流速の差 δu_i によって流速鉛直分布が評価されている。

式(1)とStokesの定理を用いれば、 δu_i は渦度の水深積分値を用いて式(16)で表わされる。

$$\delta u_i = \frac{2}{3} \left(\varepsilon_{ij3} \Omega_j h + \frac{\partial W h}{\partial x_i} \right) \quad (16)$$

ここに、 ε_{ij3} : エディトンのイプシロン ($\varepsilon_{123} = -\varepsilon_{213} = 1$, $\varepsilon_{113} = \varepsilon_{223} = 0$)、 Ω_j : j 方向の水深平均渦度である。 W は水深平均された鉛直方向流速であるが、本研究では無視している。第二項は δu_i を空間的に平均化し、特に壁面近傍で二次流を減衰させる役割を持つと考えられるため、第二項の評価法とその効果の検討は今後の課題とする。

水深平均渦度 Ω_i は、水平方向の渦度方程式を水深積分した式(17)で記述できる。

$$\frac{\partial \lambda \Omega_i h}{\lambda \partial t} + \frac{\partial \lambda U_j \Omega_i h}{\lambda \partial x_j} = ER_i + P_{\omega i} + \frac{\partial \lambda h D_{\omega j}}{\lambda \partial x_j} \quad (17)$$

$D_{\omega j}$ は水平方向の渦度の混合であり、式(18)で表わす。

$$D_{\omega j} = \frac{\nu}{\sigma_\omega} \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_j} + \frac{\delta u_j \Omega_i}{4} \quad (18)$$

ここに、渦度の鉛直分布は水面でゼロとする直線分布(式(1)の微分形)としている。 ER_i は i 方向の渦度に関する伸縮、回転項であり、式(19)で表現される。

$$ER_i = \Omega_j \frac{\partial U_i h}{\partial x_j} - \Omega_j \left(u_{si} \frac{\partial z_s}{\partial x_j} - u_{bi} \frac{\partial z_b}{\partial x_j} \right) - \frac{\Omega_j h}{4} \frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} + \frac{3}{2} \delta u_i \left(\Omega_z - \frac{\delta \omega_z}{4} \right) \quad (19)$$

ここに、 Ω_z 、 $\delta \omega_z$ は、それぞれ U_b 、 δu_i に対する鉛直方向の渦度であり、式(20)で定義される。

$$\Omega_z = \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y}, \quad \delta \omega_z = \frac{\partial \delta u_y}{\partial x} - \frac{\partial \delta u_x}{\partial y} \quad (20)$$

一方、 $P_{\omega i}$ は渦度の生産項であり、鉛直方向の渦度の拡散項の水深積分値である。水面を介した渦度の交換が無いとすれば、生産項は拡散によるSlip-Velocityの定義面を通過する渦度フラックスである。河床面の渦度勾配を、河床面渦度 $2\Omega_i$ と底面せん断力を渦度換算した平衡状態の河床面渦度 $2\Omega_{ei}$ を用いて表現し、渦動粘性係数の壁法則³⁵⁾を用いれば、生産項は式(21)で近似できる。

$$P_{\omega i} = 2C_{p\omega} \nu_{b0} \frac{\Omega_{ei} - \Omega_i}{h}, \quad \Omega_{ei} = -\frac{3c_b \varepsilon_{ij3} u_{bj}}{\kappa h} \quad (21)$$

ここに、 ν_{b0} は水深積分値に換算した底面極近傍の渦動粘性係数であり、底面近傍では乱れが平衡状態にあると仮定し、式(22)で表わす。

$$\nu_{b0} = (\alpha h)^2 2\sqrt{\Omega_{bi}^2}, \quad \Omega_{bi}^2 = \max(\Omega_i^2, \Omega_{ei}^2) \quad (22)$$

$C_{p\omega}$ は係数であり、ここではslip-velocityの定義面におけ

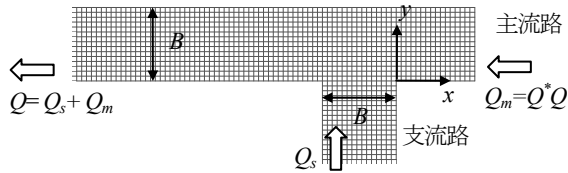


図-1 合流付近の計算格子

る渦動粘性係数を用いた $C_{p\omega} = \kappa \alpha$ を与える. 式(17)の渦度の水平拡散に関する係数 σ_ω は $\sigma_\omega = 1.0$ とする.

(5) 数値解析法

水深積分流速の基礎方程式(7),(8)の解法には保存型CIP解法を応用した内田らの方法³³⁾を採用している. この手法では, 質量と運動量の保存性を保証しつつ移流項を高精度に解析できるだけでなく, 物理量の方向積分値を解くことになるため, 水深や流速以外の量が評価しやすく, 複雑な境界条件への適用性を増していることに利点がある. また, 一般にCIP法ではstaggered格子で流速とその方向微分値が連立されて解かれるが, この手法では, 計算格子 ij において, 格子の交点の値 (点値), xy 方向の格子一辺にわたる平均値 (線平均値), 格子内にわたる平均値 (面平均値) が同時に解かれるため, 水深や流速の補間を行わずに質量と運動量の輸送が評価できる. 詳細は文献³³⁾を参照されたい.

一方, 水深積分された乱れエネルギーの輸送方程式(12)と渦度方程式(17)については, 上述の解法を用いず, 格子平均値のみを解くこととしている. これは, これらの基礎方程式(12),(17)において拡散項や生産項のモデルの精度が運動方程式(8)のそれに比べて低いと考えられることと, 水深平均場を決定づける(7),(8)が対象とする流れ場を支配していると考えられるためである.

3. 開水路合流部の流れへの適用と検証

(1) 計算条件

本解析モデルの河川合流部の三次元流れへの妥当性を検証するため, 比較的大きい実験水路を用いて詳細な計測が行われたWeberらの実験⁴⁾に本解析モデルを適用する. この実験データはWeb上で公開されており, 再現計算については, 既にHuangら¹²⁾によって, 三次元乱流モデルを用いて行われている. 実験は, 図-1に示す主流路と同幅 ($B=0.914\text{m}$) の支流路が垂直に主流路に合流する水路において, 主流路下流端の水位と流量一定 ($Q=0.170\text{ m}^3/\text{s}$) の条件で, 全流量に対する主流路上流の流量比 Q^* を変えて実験が行われている. 詳細については文献⁴⁾を参照にされたい. 計算の境界条件には, それぞれの水路の上流端で実験流量を与え, 合流部での平均的な水位が実験と合うように下流端水位を決定している. 図-1に用いた計算メッシュの合流部付近を示す. メッシュスケールは水路幅の1/15である. 合流部直下の剥離により, 変動を伴う計算結果が得られたが, ここでは実験結果と比較するため60秒間の平均値を計算結果とする.

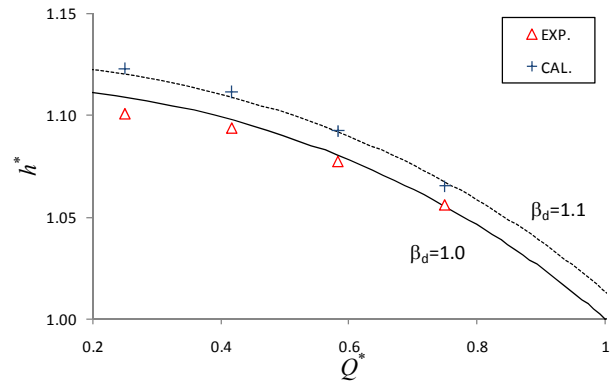


図-2 合流による水位堰上げ量の比較

(2) 合流による水位堰上げ量の検証

Taylor⁷⁾と同様に底面と側壁のせん断力を無視し, 支流路から主流の運動量を持たずに流入すると仮定すれば, 主流路における運動量保存則から式(23)が得られる.

$$Q^{*2} = h^* \left(1 - \frac{h^{*2} - 1}{2\beta_d F_d^2} \right) \frac{\beta_d}{\beta_u} \quad (23)$$

ここに, $h^* = h_u/h_d$, h_u, h_d : 主流路における合流部上流, 下流の水深, β_u, β_d : 主流路における合流部上流, 下流の運動量補正係数(ただし, $\beta_u = 1$), F_d : 主流路における合流部下流のFr数 ($F_d^2 = Q^2/gB^2h_d^3$) である.

図-2に, 合流部の水深上昇量に関する実験結果⁴⁾, 式(23)による一次元解析結果 ($F_d=0.35$: 実験値) と計算結果の比較を示す. Q^* が大きい領域で実験結果と一次元解析結果が一致していることから, 壁面せん断力が流れの抵抗にほとんど影響しない実験であることが分かる. Q^* が小さい領域では, 支流路の流れが水面勾配によって主流方向の運動量を持って流入するようになるため, 実験結果は一次元解析結果よりも小さくなる. 一方, 本解析モデルによる合流部の水位堰上げ量は, 運動量保存を満足するスキーム³³⁾を用いているにもかかわらず, $\beta_d = 1.0$ の一次元解析結果よりも大きい. 実験結果と比較すると, Q^* が小さくなるほど合流による堰上げ量を大きめに見積もっている. この主たる原因は, 後述するように, 解析結果が実験結果と比較して剥離域が大きく, 下流の流速分布の回復が十分でないためである(即ち, $\beta_d > 1.0$ となる). しかし, 実験結果と計算結果の水位堰上げ量の差は小さく, 実河川においては, 底面せん断力や樹木群等の大きな抵抗要素によって流速分布が回復しやすく, Q^* が小さい条件で角度を持って支流路から流入することはほとんどないと考えられることから, 本モデルによって河道合流部の水位堰上げ量は十分な精度で予測できると言える.

(3) 水面形と流速分布の比較

図-3, 4にそれぞれ $Q^* = 0.750, 0.417$ の場合の水面形, 水深平均と底面流速分布の比較を示す. ここでは, 距離と水深を水路幅で, 流速を主流部下流の水深平均流速で無次元化している. 実験の底面流速分布は主流路上流で計

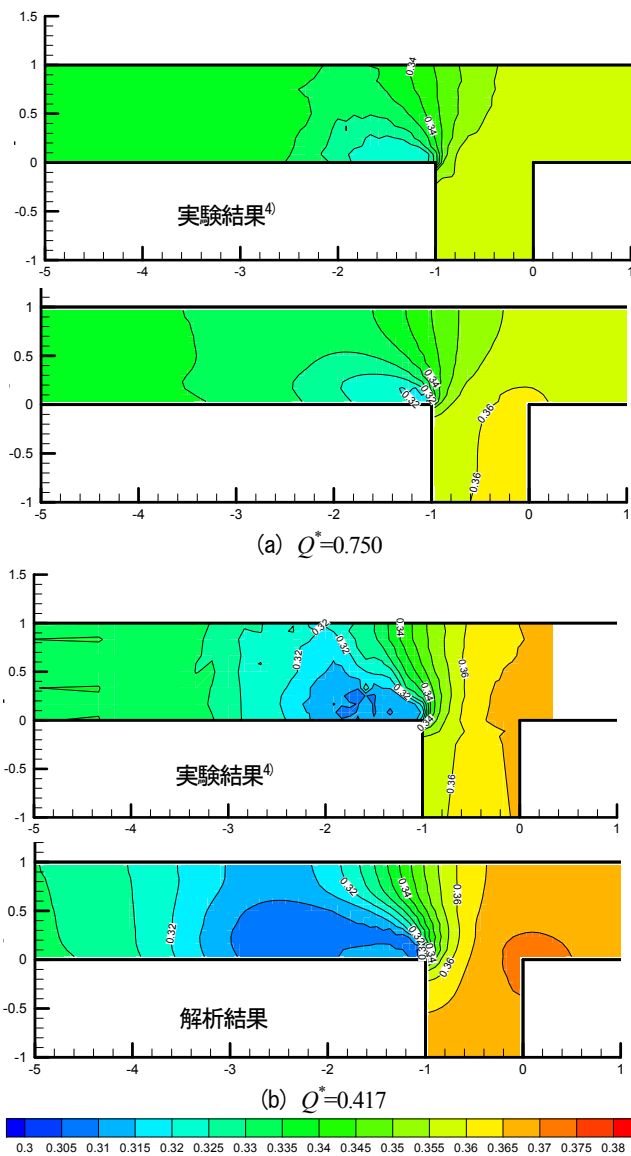


図-3 合流部付近の水面形との比較

算の底面流速とほぼ等しくなる高さを選んでいく。合流部の流れの特徴は以下のである。合流部直下では剥離が生じ、水位が低下する。水位低下量、範囲ともに Q^* が小さくなるほど大きくなる。二次流構造では、主流路と支流路の流れが逆方向に曲げられる結果、反対方向の二次流が形成される。流量比 Q^* が大きくなると、支流路の二次流が発達する結果、合流部直下では底面流速が水深平均流速に比べて主流路左岸側へ曲げられる。また、合流部の剥離と流れの加速による渦の伸長・回転作用の結果、下流では底面流速が相対的に大きくなり、 Q^* が小さくなると水深平均流速よりも底面流速の方が大きくなる。これは、流れの縮流効果と合わせて合流部直下の土砂輸送量を急増させる一因となると考えられる。

図-4より水深平均流速と底面流速ベクトルの関係を見ると、それらの大きさの比やなす角度が場所ごとに大きく異なっており、従来の単純化された二次流モデルの適用は困難であることが分かる。本解析モデルは、このような複雑な合流部の流れの特徴について説明できている。剥離領域に着目すると、解析結果は実験結果⁴⁾と比べて、

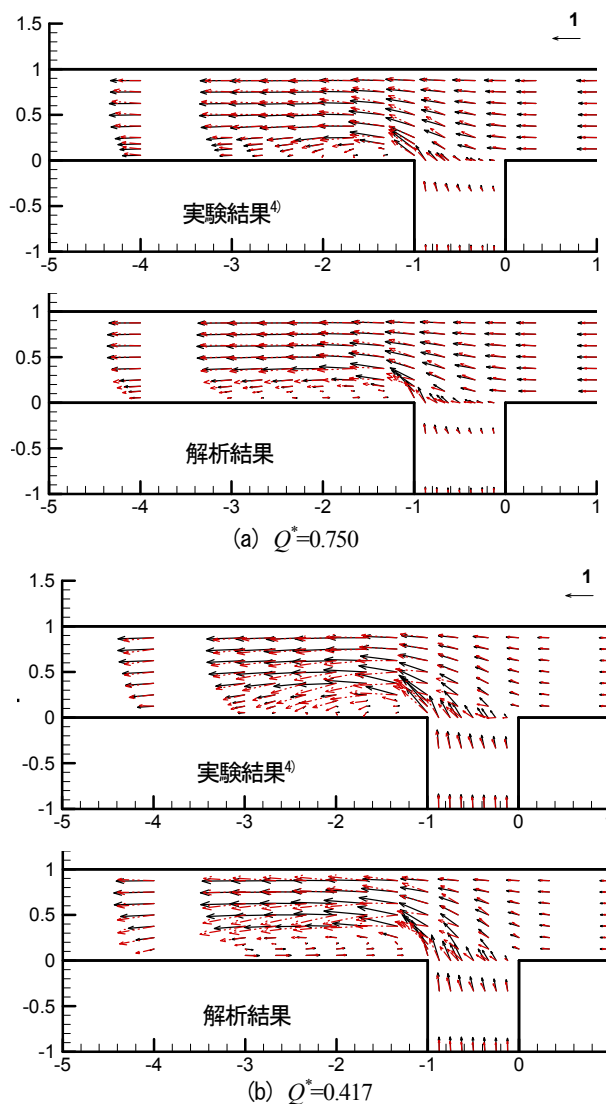


図-4 水深平均流速と底面流速の比較

(黒実線：水深平均流速，赤2点鎖線：底面流速)

図-3より合流部の水位低下の量、範囲が共に大きく、図-4より合流部直下の剥離領域が大きい。これは、解析モデルが剥離を伴う合流部の流れの混合効果を小さめに見積もっていることを示している。Huang^ら¹²⁾の三次元乱流モデルによる解析結果では剥離領域の大きさは実験程度であるが、剥離領域より上流($-1 < x$)では本解析モデルの解析結果と同様であった。この原因には、解析モデルにおいて流速鉛直分布を単調な二次曲線で近似しており、高次の成分による流体混合と乱れの生産が十分でないこと、鉛直方向流速を考慮せずに底面流速を算出していることが考えられる。合流部の剥離を伴う複雑な流れに対して、流速鉛直分布の解像度を方程式の数を増やさずに上げることは困難であることと、河床変動解析のためには底面流速を評価することが重要であることから、流速鉛直分布による流体混合や乱れの生産項の評価方法の改良が、渦度方程式の生産項評価とともに課題である。しかし、河川合流部において、大きな剥離を有することはほとんどなく、本解析モデルは河川合流部の流れの実用的解析手法として有効と考えられる。

4. 結論

本論文では浅水流方程式と水平方向の渦度方程式を連立することによって、合流部の流れの三次元性と乱れを評価する新しい準三次元モデルを提案した。本解析モデルは、合流による水位上昇量、主流路と支流路の二次流や合流直下で底面流速が大きくなる等の合流部における特徴的な流れの三次元構造を評価できることを明らかにした。本解析モデルは、流れの三次元構造を渦度方程式によって静水圧分布の仮定なしに評価できるため、非静水圧成分が水深平均場へ大きな影響を与える場合や水深方向に複数の二次流セルが存在する複雑な流れを除いて応用可能と考えられ、開水路の実用的な三次元乱流解析法として有力な手法に成り得ると考える。ただし、本論文では想定した単純な流速鉛直分布から求まる係数をそのまま用いている点、鉛直方向流速を無視している点、流速鉛直分布の高次の成分による流体混合を十分に考慮できていない点などいくつか課題を残している。今後はこれらの課題について更なる検討を行うとともに河川合流部の河床変動解析へ応用する予定である。

謝辞：本研究の一部は、平成20年度科学研究費補助金若手研究(B) (課題番号：19760341, 代表：内田龍彦) の支援によって行われた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 社会資本整備審議会：水災害分野における地球温暖化に伴う気候変化への適応策のあり方について，国土交通省，2008。
- 2) 福岡捷二：洪水流の水利と河道の設計法，森北出版，2005。
- 3) 藤田一郎，河村三郎：開水路合流部流れの三次元構造，水工学論文集，第34巻，pp.301-306，1990。
- 4) Weber, L.J., Schumate, E.D. and Mawer, N.: Experiments on flow at a 90° open-channel junction, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.127, No.5, 2001.
- 5) Best, J.L. and Roy, A.G.: Mixing-layer distortion at the confluence of channel of different depth, *Nature*, Vol.350, pp.411-413, 1991.
- 6) Biron, P., Best, J.L. and Roy, A.G.: Effects of bed discordance on flow dynamics at open channel confluence, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.122, No.12, 1996.
- 7) Taylor, E. H.: Flow characteristics at rectangular open-channel junctions, *Trans., ASCE*, Vol. 109, Paper No. 2223, pp.893-902, 1944.
- 8) 板倉忠興：河川合流点における流れの機構の研究，水理講演会講演集，第16巻，pp.7-12，1972。
- 9) Mcguirk, J.J. and Rodi, W.: A depth-averaged mathematical model for the near field of side discharges into open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.86, part 4, pp.761-781, 1978.
- 10) 木村一郎，細田尚，村本嘉雄，櫻井寿之：開水路横流入部における渦運動の数値シミュレーション，水工学論文集，第41巻，pp.717-722，1997。
- 11) Weerakoon, S.B., Tamai, N.: Three-dimensional calculation of flow in river confluences using boundary-fitted coordinate, *Journal of Hydrosience and Hydraulic Engineering*, Vol.7, No.1, pp.51-62, 1989.
- 12) Huang, J., Weber, L.J. and G. L. Yong: Three-dimensional numerical study of flows in open-channel junctions, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.128, No.3, pp.268-280, 2002.
- 13) Bradbrook, K.L., Lane, S.N., Richards, K.S. Biron, P.M. and Roy, A.G.: Large eddy simulation of periodic flow characteristics at river channel confluence, *Journal of Hydraulic Research*, 41(2), pp.153-165, 2000.
- 14) Best, J.L.: Sediment transport and bed morphology at river channel

- confluences, *Sedimentology*, 35, pp.481-498, 1988.
- 15) Weerakoon, S.B., Tamai, N., Kawahara, Y.: Bed Topography, bed shear stress distribution and velocity field in a confluence *Proceedings of hydraulic engineering, JSCE*, No.34, pp.307-313, 1990.
- 16) 佐藤耕治，渡邊康玄，横山洋，中津川 誠：分岐合流部を含む河道における砂州の影響，水工学論文集，第46巻，pp.719-724，2002。
- 17) 河村三郎：河川合流部における河床変動，土木学会年次学術講演会講演概要集，第2部，第27巻，pp.183-186，1972。
- 18) 福岡捷二，五十嵐崇博，西村達也，宮崎節夫：河川合流部の洪水流と河床変動の非定常三次元解析，水工学論文集，第39巻，pp.435-440，1995。
- 19) 舛屋繁和，清水康行，舛甚甲介：河川合流点における非定常乱流モデルを用いた河床変動解析，応用力学論文集，Vol.9，pp.1007-1014，2006。
- 20) Englund, F.: Flow and bed topography in channel bends, *Journal of hydraulics division, Proc. of ASCE*, Vol.100, HY11, pp.1631-1648, 1974.
- 21) 西本直史，清水康行，青木敬三：流線の曲率を考慮した蛇行水路の河床変動計算，土木学会論文集，No.456/II-21，pp.11-20，1992。
- 22) Jia, Y. and Wang, S. S. Y.: Numerical model for channel flow and morphological change studies, *Journal of hydraulic engineering, ASCE*, Vol. 125, No.9, pp.924-933, 1999.
- 23) 池田駿介，西村達也：砂床蛇行河川の三次元流れと河床形状，土木学会論文集，第369号/II-5，pp.99-108，1986。
- 24) Finnie, J., Donnell, B., Letter, J., and Bernard, R.S.: Secondary flow correction for depth-averaged flow calculations, *J. Eng. Mech., ASCE*, Vol.125, No.7, pp.848-863, 1999.
- 25) 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2次元流モデル，水工学論文集，第44巻，pp.587-592，2000。
- 26) Blanckaert, K. and de Vriend, H. J.: Nonlinear modeling of mean flow redistribution in curved open channels, *Water Resources Research*, Vol.39, No.12, 1375, doi:10.1029/2003WR002068, 2003.
- 27) 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。
- 28) 石川忠晴，鈴木研司，田中昌宏：開水路流の準三次元法に関する基礎的研究，土木学会論文集，第375号/II-6，pp.181-189，1986。
- 29) 福岡捷二，渡辺明英，西村達也：水制工の配置法の研究，土木学会論文集，No.443/II-18，pp.27-36，1992。
- 30) Jin Y.-C. and Steffler, P.M.: Predicting flow in curved open channels by depth-averaged method, *J. Hydraul. Eng., ASCE*, Vol.119, No.1, pp.109-124, 1993.
- 31) Yeh, K.-C. and Kennedy, J.F.: Moment model of nonuniform channel-bend flow. I: fixed beds, *J. Hydraul. Eng., ASCE*, Vol.119, No.7, pp.776-795, 1993.
- 32) 長田信寿，細田尚，村本嘉雄，中藤達昭：3次元移動座標系・非平衡流砂モデルによる水制周辺の河床変動解析，土木学会論文集，No.684/II-56，pp.21-34，2001。
- 33) 内田龍彦，河原能久：地形変化を有する二次元浅水流の保存型CIP陽解法，応用力学論文集，Vol.9，pp.917-924，2006。
- 34) Hinterberger, C., Fröhlich, J. and Rodi, W.: Three-dimensional and depth-averaged large-eddy simulations of some shallow water flows, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.133, No.8, pp.857-872, 2007.
- 35) Rodi, W.: Turbulence models and their application in hydraulics, 2nd ed., *IAHR*, The Netherlands, 1984.
- 36) 瀧岡和夫，八木宏：浅い水域の乱流場に関する数値解析モデルの開発と沿岸流場への適用，土木学会論文集，No.473/II-24，pp.25-34，1993。
- 37) 清水義弘，辻本哲郎，小葉竹重機：平衡植生流れと浮遊砂輸送に関する数値計算，水工学論文集，第41巻，pp.845-850，1997。
- 38) 中山恵介，堀川康志，江島敬三：樹木群を考慮した浅水流モデル，水工学論文集，第44巻，pp.801-806，1999。

(2008. 9. 30 受付)