

# 水平方向渦度方程式を用いた底面流速の 半直接解法と橋脚周りの局所洗掘解析

A SEMI-DIRECT COMPUTATION METHOD OF BED SURFACE VELOCITY BY  
HORIZONTAL VORTICITY FOR ESTIMATING LOCAL SCOURING AROUND A PIER

内田龍彦<sup>1</sup>・福岡捷二<sup>2</sup>

Tatsuhiko UCHIDA and Shoji FUKUOKA

<sup>1</sup>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)

<sup>2</sup>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 practical and reliable model for flows and bed variations around structures are highly required to check the safety degree of river structures against local scouring. This study proposes a semi-direct computation method of a bed surface velocity distribution by horizontal vorticity and water surface flow. The important advantages of the method are the ability to compute vertical velocity distribution due to non-hydrostatic pressure distribution such as horseshoe vortex at the base of a pier, and little dependence of the vertical velocity distribution function on computation of bed surface velocity. The model is composed of continuity equation for depth averaged flow, depth-integrated momentum equations and a turbulence energy transport equation with vertical velocity distributions, depth-integrated horizontal vorticity equations, water surface velocity equations and non-equilibrium sediment transport equations. The adequacy of the model is discussed through the comparisons with the experimental results for flows and bed variations around a pier.

**Key Words:** *bed surface velocity, non-hydrostatic pressure distribution, water surface flow equation, horizontal vorticity equation, local scour, horseshoe vortex*

## 1. 序論

河川構造物前面や河道湾曲部の外岸などの水衝部では、被災を受ける危険性が高く、洪水時の洗掘に対する安全性を照査することが喫緊の課題となっている。このためには、洪水による流量、水位の場所的時間変化や砂州の移動に伴う流砂境界条件の変化を考慮に入れ、いつ・どこで危険な状態となるのかを検討できる実用性の高い河床変動解析モデルが求められる。

橋脚前面の馬蹄形渦による局所洗掘は最も代表的な水衝部の局所洗掘問題であり、古くから多くの研究者により洗掘深の予測式が提案されてきた<sup>1)</sup>。近年では、馬蹄形渦の発生要因である橋脚前面の鉛直圧力分布の非平衡性による下降流を再現するために、非静水圧分布の三次元数値解析モデルを用いることによって、局所洗掘過程が説明できるようになってきた<sup>2-5)</sup>。しかし、河川洪水流やそれによる河床変動解析には、三次元解析モデルは計算負荷、計算技術の両面で未だ困難である。このため、河川の河床変動予測において最も重要な技術的課題のひとつは、平面二次元流解析モデルの枠組みの中でどのように流れの三次元性を考慮するかである。

流れの三次元性を考慮した二次元解析法もしくは準三

次元解析法については、主として湾曲・蛇行流路の二次流を対象として多くの研究がされてきた<sup>6-14)</sup>。この中には、実用的な河床変動解析のための平衡状態の湾曲二次流強度を用いる方法<sup>6)</sup>、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<sup>7,8)</sup>、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<sup>9,10)</sup>が含まれる。また、一般的な流速鉛直分布の評価のために、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水深平均流の方程式と連立して解く準三次元解析法<sup>11-14)</sup>が提案されている。これらは、モデル導出の面から図-1に示すように区分分けされ、静水圧分布を仮定した三次元方程式を目的に応じて効率的に解くモデルと言える。しかし、水衝部の局所洗掘は、構造物前面の鉛直圧力分布の非平衡性に起因する流れによって生じるため、洗掘深予測のためには、静水圧分布の仮定をモデル開発の出発点とする従来の水深積分モデルには限界がある。

福岡ら<sup>15)</sup>は実用的な洗掘解法の構築を目的として、局所流を解く代わりに局所流によって生じる流砂の非平衡運動を非平衡流砂量式で考慮することによって、実験の橋脚周辺の局所洗掘現象の再現を可能としている。この場合は、底面せん断応力分布を生じさせる流れ機構の一部を非平衡流砂量式で考慮しなくてはならず、洗掘現象に応じて非平衡パラメータを設定する必要があるなどの

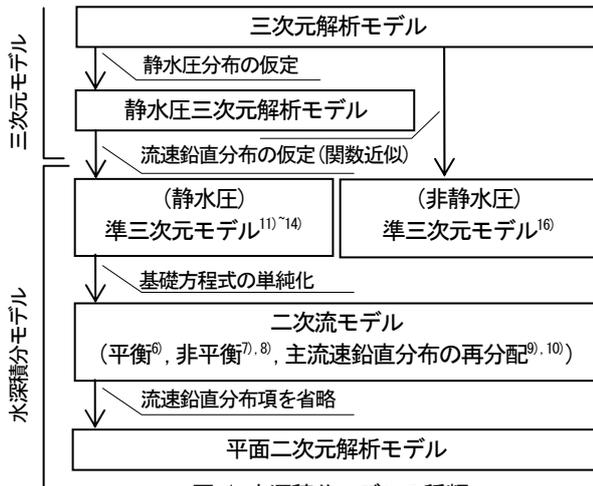


図-1 水深積分モデルの種類

課題がある。

著者らは、このようなこれまでの局所洗掘解析モデルの課題を克服するために、図-1に示すように静水圧分布の仮定をせずに流速分布を記述する方程式を導くために、渦度方程式を用いた準三次元解析法を提案した<sup>16)</sup>。この手法では、流速鉛直分布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、合流による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複雑な流れの三次元構造を評価できることが明らかとなっている。本研究では、河床高が場所的に大きく変化する局所洗掘解析のために、この手法を応用した河床近傍流速の半直接解析法を構築する。そして、橋脚周りの局所洗掘実験<sup>17)</sup>に適用し、本解析法の妥当性を検証する。

## 2. 河床面流速の半直接解法と局所洗掘解法

### (1) 渦度を用いた河床面流速の半直接解法の枠組み

渦度方程式を用いた河床近傍流速の解析法を検討する。図-2のような河床勾配が急変する段落ち直下では、河床勾配急変部で剥離が生じ、底面近傍に逆流を伴う流速鉛直分布となることが知られている。Non-slipの河床面より僅かに上の面( $z = \alpha_b$ ,  $\alpha_b/h \ll 1$ )を底面とし、渦度 $\omega_y$ を底面から水面まで積分した水深積分渦度 $\Omega_y h$ は、水表面流速 $u_{sx}$ と底面流速 $u_{bx}$ の差 $\delta u_x$ と水深積分鉛直方向流速 $Wh$ の場所的变化を用いて式(1)で表わされる。

$$\Omega_y h = \delta u_x - \partial Wh / \partial x \quad (1)$$

ここで、流れの水平方向スケール $L_0$ 、鉛直方向スケール $h_0$ とすると、連続式から、水平方向流速 $U_0$ に対する鉛直方向流速 $W_0$ の比 $W_0/U_0$ は $h_0/L_0$ に比例する。このため、式(1)の右辺第一項に対する第二項の比は $(h_0/L_0)^2$ に比例し、浅い流れにおいて、式(1)の第二項は省略できる。また、この仮定による誤差は、後述する水深平均の流速や渦度の基礎方程式において、二次の相関項に含まれることから、解析結果に与える影響は小さいと考えられる。したがって、河川流などの開水路流において底面流速 $u_{bx}$ は水深積分渦度 $\Omega_y h$ と水表面流速 $u_{sx}$ を用いて計算できると考

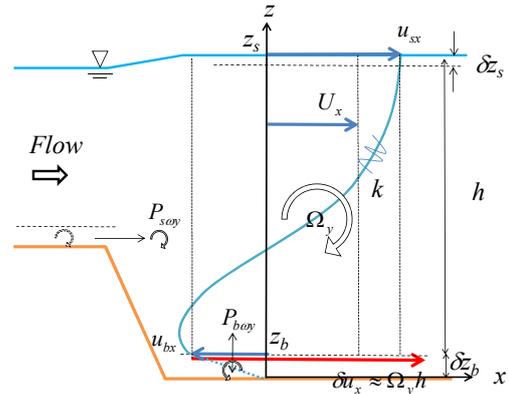


図-2 渦度を用いた河床面流速の半直接解法

えられ、本研究では式(1)の第二項は省略する。流速鉛直分布形を水深積分渦度のみから決定する場合<sup>16)</sup>、水表面流速は流速鉛直分布関数に依存することになるため、河床勾配が急変する箇所などの複雑な流速鉛直分布を有する場合は、河床面流速が適切に評価できないと考えられる。水表面流速を解けば、第二項を省略した式(1)から、直接河床面流速を評価することができるため、効率的な河床変動解析を可能とすると考えられる。図-2に渦度を用いた河床面流速の半直接解法を示す。河床面流速は、水深積分渦度と水表面流速から求まるが、水深積分渦度の輸送を考慮するためには、水深平均流速場が必要である。さらに、流速鉛直分布が場所ごとに異なることから、乱れの非平衡性を考慮している。以下に提案する河床面流速解法の詳細を示す。

### (2) 流速鉛直分布と基礎方程式

#### a) 流速鉛直分布

図-2に示すように、non-slip条件が課される面より僅かに上の面( $z = \alpha_b$ ,  $\alpha_b/h \ll 1$ )を底面とし<sup>16)</sup>、その上の流速鉛直分布を式(2)の多項式で近似する。

$$u'_i = u_i - U_i = \Delta u_i (12\eta^3 - 12\eta^2 + 1) - \delta u_i (4\eta^3 - 3\eta^2) \quad (2)$$

ここに、 $i, j = 1, 2$  ( $xy$ 方向)、 $u_i$ :  $i$ 方向流速、 $U_i$ :  $i$ 方向水深平均流速、 $\Delta u_i = u_{si} - U_i$ 、 $\delta u_i = u_{si} - u_{bi}$ 、 $u_{si}$ : 水面流速、 $u_{bi}$ : 底面流速、 $\eta = (z_s - z)/h$ 、 $z_s$ : 水位、 $h$ : 水深、である。平衡状態の表面流速 $u_{sei} = U_i + \delta u_i/3$ とすれば、流速鉛直分布の二次曲線<sup>16)</sup>が得られ、さらに渦度が平衡状態にあるとき、等流の二次曲線流速分布となる。

#### b) 水表面流速の運動方程式

水面直下の極薄い層 $\delta z_s$ を考え、水面の曲率を無視すれば、水表面の運動学的境界条件と力学的境界条件を用いて、式(3)の水表面流速の運動方程式が得られる。

$$\frac{\partial u_{si}}{\partial t} + u_{sj} \frac{\partial u_{si}}{\partial x_j} = -g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} + P_{si} \quad (3)$$

ここに、 $P_{si}$ は $\delta z_s$ の下面に作用する $i$ 方向せん断応力である。このせん断応力をブシネスク近似で表現し、式(2)の流速分布を用いると、式(4)が得られる。

$$P_{si} = \frac{2\nu_i}{h^2} \{12(u_{sei} - u_{si}) - \delta u_i\} \quad (4)$$

ここで、式(4)の導出の際には、水表面近傍の渦動粘性係

数が水深平均渦動粘性係数に比例するとし、等流状態において $u_{st}=u_{set}$ となるように比例係数を定めている。

### c) 水深平均流速の運動方程式と連続式

デカルト座標系で任意の境界形状を考慮するため、基礎方程式は、固体部分を含む計算格子において流体部分で積分して導かれている<sup>18)</sup>。以下に水深平均流速の運動方程式と連続式を示す。

$$\frac{\partial \lambda h}{\partial t} + \frac{\partial U_j \cdot \lambda h}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \lambda U_i h}{\lambda h \partial t} + \frac{\partial \lambda U_i U_j h}{\lambda h \partial x_j} = -g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} - \frac{\tau_{0i}}{h} - \frac{\tau_{swi}}{R_{sw}} + \frac{\partial \lambda h \tau_{ij}}{\lambda h \partial x_j} \quad (6)$$

ここに、 $\lambda$ は流体占有率(固体部分以外の領域の割合)、 $\tau_{0i}$ は底面せん断応力、 $\tau_{ij}$ は格子境界の流体部分に働く水平応力テンソルである。固体部分と流体の境界に働く成分は $\tau_{sw}$ (壁面せん断応力)の項で評価されている。 $\tau_{sw}$ は壁面のマニングの粗度係数を用いて評価される<sup>16)</sup>。 $\tau_{ij}$ は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であり、式(7)で表わす。

$$\tau_{ij} = 2\nu_t S_{ij} - \overline{u_i' u_j'} - 2/3 \cdot \delta_{ij} \cdot k \quad (7)$$

ここに、 $\delta_{ij}$ : 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、 $\nu_t$ : 水深平均渦動粘性係数である。上付きのバーは水深平均を表しており、式(7)の右辺第2項は、式(2)を用いて式(8)で表わされる。

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{13\Delta u_i \Delta u_j - 2\Delta u_i \delta u_j - 2\delta u_j \Delta u_i + 3\delta u_i \delta u_j}{35} \quad (8)$$

### d) 水深平均乱れエネルギーの輸送方程式

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1方程式モデル<sup>16),19),20)</sup>を導入する。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{h\lambda} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{vh\lambda}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \frac{D_{sw}}{R_{sw}} + P_k - \varepsilon \quad (9)$$

ここに、 $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ 、 $\varepsilon = C_\varepsilon k^3 / \Delta$ である。乱れスケール $\Delta$ とモデル定数は、灘岡・八木<sup>20)</sup>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である<sup>16)</sup>。生成項 $P_k$ は、流速鉛直分布による乱れの生産を考慮するため、式(2)を用いて近似的に水深積分した式(10)で評価する。

$$\frac{P_k}{\nu_t} = 2 \left( S_{ij}^2 + \frac{13}{35} \Delta S_{ij}^2 - \frac{4}{35} \Delta S_{ij} \delta S_{ij} + \frac{3}{35} \delta S_{ij}^2 \right) + \frac{4C_h}{5h^2} (8\Delta u_i^2 - 7\Delta u_i \delta u_i + 2\delta u_i^2) \quad (10)$$

ここに、 $\delta S_{ij}$ 、 $\Delta S_{ij}$ :  $\delta u_i$ 、 $\Delta u_i$ に関する水平方向ひずみ速度テンソルである。 $C_h$ は、平衡状態において通常のゼロ方程式モデルの渦動粘性係数 $\nu_{te} = \alpha C_b u_b h$ 、 $\alpha = \kappa^6$ となるように $C_h = 9(\alpha C_b)^4 / C_\mu^3$ を用いる。

### e) 水深平均渦度方程式

水面と底面の流速差 $\delta u_i$ は、前述のように水深平均鉛直方向流速の場所的変化が小さいと仮定して水深平均渦度から計算する。水深平均渦度 $\Omega_i$ は、水平方向の渦度方程式を水深積分した式(11)で記述される。

$$\frac{\partial \Omega_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_k} = \frac{ER_{\sigma i}}{h} + \frac{P_{\omega i}}{h} + \frac{\partial \lambda h D_{\omega ij}}{\lambda h \partial x_j} \quad (11)$$

ここに、 $ER_{\sigma}$ は水面と河床面に垂直な渦度の回転、 $D_{\omega ij}$ は水平方向の渦度の回転、伸縮、混合であり、それぞれ式(12),(13)で表現される。

$$ER_{\sigma i} = u_{si} \omega_{s\sigma} - u_{bi} \omega_{b\sigma} \quad (12)$$

$$D_{\omega ij} = U_i \Omega_j + \overline{\omega'_j u'_i} - \overline{\omega'_i u'_j} + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_j} \quad (13)$$

ここに、 $\omega_{s\sigma}$ 、 $\omega_{b\sigma}$ はそれぞれ $u_{si}$ 、 $u_{bi}$ の回転で評価する。渦度と流速鉛直分布に関する二次相関項は、渦度の鉛直分布を水面で渦度ゼロの直線分布で近似した場合に相当する式(14)で評価する。

$$\overline{\omega'_i u'_j} = -\Omega_i \left( \frac{\delta u_j}{10} + \frac{\Delta u_j}{5} \right) \quad (14)$$

### (3) 底面条件

#### a) 底面せん断応力

底面せん断応力 $\tau_b$ は一般に、河床近傍流速 $u_b$ と抵抗係数 $c_b$ を用いて式(15)で評価される。

$$\tau_b = c_b^2 u_b^2 \quad (15)$$

等流状態の流速分布より、 $c_b$ は水深平均流速公式と式(16)の関係にある。

$$c_b = C_0 / (1 - 2C_0 / \kappa), \quad \tau_b = C_0^2 U^2 \quad (16)$$

ここに、 $\kappa$ : カルマン定数(=0.41)であり、 $C_0$ は相当粗度 $k_s$ を用いた平均流速公式( $1/C_0 = 6.0 + \ln(h/k_s)/\kappa$ )により決定する。式(15),(16)は等流状態を仮定して導かれたものであり、底面流速と乱れが場所ごとにことなる局所洗掘現象に適用するには問題があると考えられる。そこで、底面せん断応力は、底面レイノルズ応力をブシネスク近似で表現した式(17)で評価する。

$$\tau_b = c_v \nu_{tb} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_b = \frac{\nu_{tb}}{\nu_{te}} \left\{ c_v \nu_{te} \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_b \right\} = \frac{\nu_{tb} c_b u_b}{\alpha h} \quad (17)$$

ここに、 $c_v \nu_{tb}$ : 底面の渦動粘性係数、 $\nu_{tb}$ : 水深平均換算した底面の渦動粘性係数、 $\nu_{te}$ : 等流状態の水深平均渦動粘性係数である。 $\nu_{tb}$ は底面近傍で生産されるものと周囲から輸送されるものの最大値とする。

$$\nu_{tb} = \max(\alpha^2 h^2 \omega_b, \nu_{te}, \nu_t) \quad (18)$$

ここに、 $\omega_b^2 = \omega_{bi}^2$ 、 $\omega_{bi}$ : 底面近傍*i*方向渦度であり、 $\omega_{bi} = 2\Omega_i$ 、 $\nu_t$ : 水深平均渦動粘性係数である。

#### b) 渦度の生産項

式(11)の渦度の生成項は、底面の薄い層からの渦度の供給を表している。平坦河床においては、生成項は底面近傍の乱流拡散による正味の渦度フラックスのみである( $P_{ba}$ )。河床勾配急変部では、図-2に示すように剥離によって底面の薄い層から渦度が供給される( $P_{sai}$ )ため、渦度の生成項を式(19)で表わす。

$$P_{\sigma i} = P_{ba i} + P_{sai}, \quad P_{ba i} = C_{\rho\omega} \nu_{tb} \frac{\omega_{bei} - \omega_{bi}}{h} \quad (19)$$

ここに、 $\omega_{bei}$ :  $u_{bi}$ に対する平衡状態の底面近傍渦度、 $\omega_{bi} = -6c_b \varepsilon_{ij} u_{bj} / \kappa h$ である。 $P_{sai}$ は勾配急変部において、薄い層 $\varepsilon$ の渦度の積分値が $\varepsilon$ の平均流速で輸送されるとして

式(20)で表わす。

$$P_{sax}\Delta x = \begin{cases} |u_{by}/2| \cdot (-u_{by}) & (-u_{by}\delta z_y > \tan\phi|u_{by}|) \\ 0 & (-u_{by}\delta z_y < \tan\phi|u_{by}|) \end{cases} \quad (20)$$

$$P_{say}\Delta y = \begin{cases} |u_{bx}/2| \cdot (+u_{bx}) & (-u_{bx}\delta z_x > \tan\phi|u_{bx}|) \\ 0 & (-u_{bx}\delta z_x < \tan\phi|u_{bx}|) \end{cases}$$

ここに、 $\Delta x, \Delta y$  :  $x, y$ 方向計算格子間隔、 $\delta z_x, \delta z_y$  : 流れ方向の $x, y$ 方向河床勾配の計算格子辺りの変化、 $\tan\phi$  : 剥離限界角度(1/5)である。

#### (4) 河床変動解析法と数値解析法

河床変動解析には、流砂の連続式、平衡流砂量式、非平衡流砂量式を用いる。平衡流砂量式には、Meyer-Peter & Müller式<sup>1)</sup>を用いる。非平衡流砂量式には、橋脚周辺複雑な底面流速場に適用するため、流砂量の流下方向変化が砂粒子の移動距離間の河床砂と流砂の交換で表わされるとした福岡・山坂の式<sup>2)</sup>に流体力による流砂の方向変化項を付加した改良式<sup>15)</sup>を用いる。ここでは、掃流砂の非平衡性が局所洗掘解析に及ぼす影響を検討するために、非平衡流砂量式の緩和係数 $\kappa_B$  (もしくは、粒子の平均移動距離の逆数 $1/L$ )を定数 $1/\kappa_B=100d$ で与えた場合と平衡流砂量式を用いる場合( $1/\kappa_B=0$ )で計算結果を比較する。また、限界掃流力、掃流力及び流砂量方向は斜面勾配の影響を考慮し<sup>2)</sup>、水中安息角以上の斜面が形成されると瞬時にスライドが生じるとしている。

水深積分流速の基礎方程式(4),(5)の解法には保存型CIP解法を採用している<sup>18)</sup>。水表面の運動方程式(2)、水深積分された乱れエネルギーの輸送方程式(8)および渦度方程式(11)については格子平均値のみを解く。河床変動解析も含め、すべての基礎方程式は時間前進陽解法によって解かれている。

### 3. 橋脚周辺の局所洗掘解析

#### (1) 実験条件と計算条件

構築した底面流速解法の局所洗掘解析への妥当性を検証するため、円柱橋脚周辺の局所洗掘に対して詳細な計測が行われた福岡らの実験<sup>17)</sup>に本解析モデルを適用する。実験には、幅1.5m、全長27.5mの移動床直線水路、直径0.20mの円柱橋脚、一様粒径 $d=0.80 \times 10^{-3}$ mの河床砂が用いられている。実験では、動的平衡状態において詳細な検討がなされているが、この条件では小規模河床波が発達しており、局所洗掘に対する解析法の妥当性の検証が困難と考えられるため、ここでは、流量 $66.0 \times 10^{-3}$ m<sup>3</sup>/s、で行われた実験開始30分を対象とする。これは、実験結果より、この時間までに洗掘孔は十分発達しているが、河床波は未だほとんど発達していないためである。なお、実験では、 $Fr=0.4$ と比較的大きい。

計算領域は、橋脚上流に3m、下流に4mの水路幅全区间であり、0.025mの一様正方形格子で分割する。上流端

では流量とその場所の水理量に応じた平衡流砂量を与え、下流端水位は橋脚周辺で実験の水位と概ね一致するように与え、河床高を固定している。抵抗係数 $c_b$ は、相当粗度 $k_s=2d$ を用いた平均流速公式より $C_0$ を求め、式(16)で与える。局所洗掘解析法の検討を行うため、以下の条件で計算を行い、計算結果を比較する。Run1は、前章で構築した局所洗掘解析法、Run2は水表面流速を解かない場合( $u_{si}=u_{sei}=U_t+\delta u/3$ )、Run3は非平衡流砂量式を解かない場合( $1/\kappa_B=0$ )である。いずれの計算も固定床において十分な時間計算を行った後、移動床計算を実験の通水時間行い、実験結果と比較する。

#### (2) 実験結果と解析結果の比較

図-3, 4にそれぞれRun1, 2の水面と底面流速場の比較を示す。計算流速は、60秒平均値を示している。実験結果は、水路全体が動的平衡状態に達した後の計測値<sup>17)</sup>であり、河床は全体的に2cm程度低下している。橋脚上流面では馬蹄形渦が発達することによって底面流速が放射状に発散し、局所洗掘を発生させている。計算結果は実験結果と比べると、上流面における逆流が大きい。これは、式(1)において鉛直方向流速の水深積分値の流下方向変化を無視した仮定によるものと考えられる。即ち、洗掘孔内においては水深の場所的变化が大きく、鉛直方向流速も発生しやすいため、渦度の一部は鉛直流速の項に寄与し、水表面と河床面の流速差は小さくなる。しかし、直上流の流速の大きさ以外においては、Run 1, 2の計算結果ともに実験結果を再現し、これまでに非静水圧三次元解析<sup>2)-5)</sup>でしか表現できなかった馬蹄形渦の特徴を説明できている。橋脚前面の馬蹄形渦の平均構造は、渦運動から見ると、図-5に示すように接近流速の水平方向渦度の伸長作用と回転作用という水平方向の流れと渦度の水深平均構造によって支配される。このため、水深平均渦度方程式によって比較的捉えやすい流れであり、水面流速を解かない簡易的な底面流速の計算法Run2であっても、橋脚前面の底面流速場は表現できるものと考えられる。一方、橋脚背後の剥離域は、実験結果では、水面付近で大きく、河床面付近で小さい。河床面流速の収束点では上昇流が生じ、水面流速を見ると上昇流が生じている箇所を中心に放射状の流れが生じている。これは、図-5に示すように鉛直方向の渦度の回転運動(式(12))に誘発されるものである。このため、水表面流速を解かないRun2では、水表面と河床面の流速とその回転が適切に表現できないため、橋脚背後の流れ構造が説明できないと考えられる。一方、水表面流速を直接解くRun1では鉛直方向の渦度の回転運動に誘発される橋脚背後の剥離を伴う複雑な流れ構造を良く捉えている。

図-6に30分後の洗掘形状、図-7, 8にそれぞれ橋脚中心の縦断、横断河床形状の実験結果とRun1~3の比較を示す。従来の水深積分モデルでは、縮流による加速と流線の曲がりによる二次流によって引き起こされる橋脚側面の洗掘については説明可能であったが、橋脚上流面頂

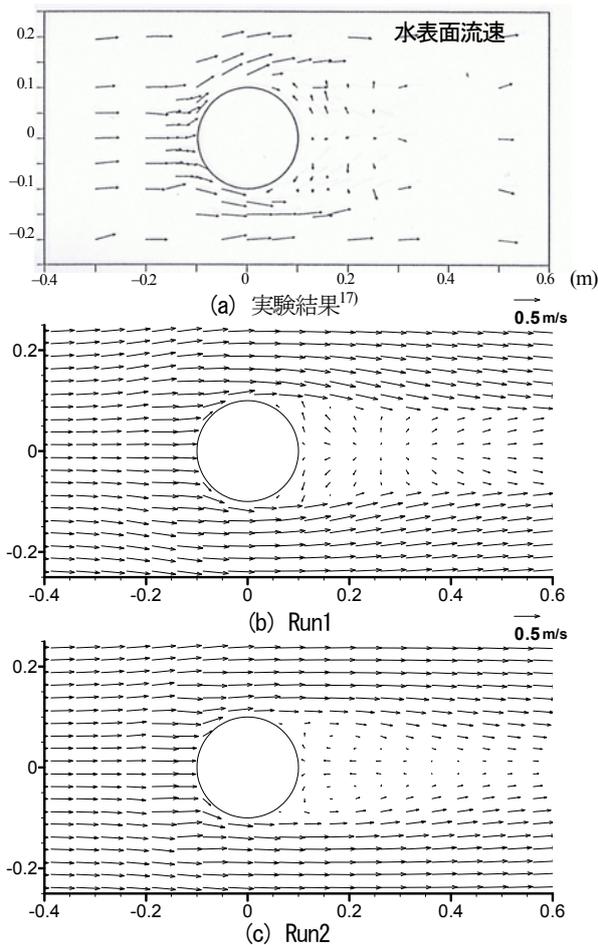


図-3 水表面流速の比較

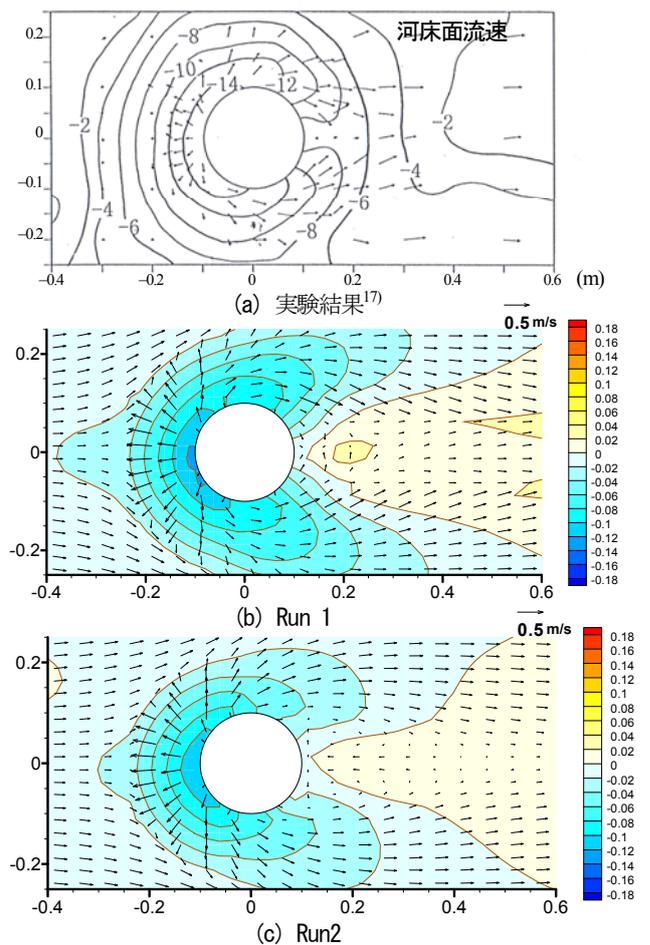


図-4 河床近傍流速の比較

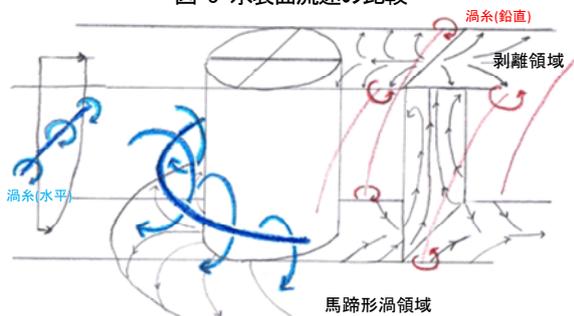


図-5 橋脚周辺の渦構造と流速場

部の洗掘を説明することは困難であった<sup>15)</sup>。図-6から本解析法では、三次元解析結果<sup>3)-5)</sup>と同様に、馬蹄形渦による橋脚上流側の同心円状の洗掘形状を表現できている。また、図-7, 8から上流面と側面の洗掘孔形状は実験結果の特徴を捉えている。非平衡流砂量式を用いたRun1, 2は、実験結果に比べてやや洗掘深が浅く、その分洗掘孔範囲が小さめに計算されている。平衡流砂量式を用いたRun3では、流砂量の場所的変化が大きくなるため、Run1, 2よりも洗掘量が大きくなり、結果として実験結果を再現している。これは、後述するように河床面上の滑動運動を想定した非平衡流砂量式では、橋脚周辺の複雑な土砂の移動形態を十分に説明できていないためと考えられ、流砂の非平衡流運動を考慮することを否定するもので無い。しかし、馬蹄形渦による底面流速場を適切に解くことによって、平衡流砂量式でも洗掘を説明でき

ることは着目すべき点である。ただし、Run3では上流面頂部が局部的に洗掘されているのに対し、実験結果では最深部が橋脚上流面全体に広がり、橋脚中心付近を中心とした同心円状に洗掘が広がっている。このような洗掘孔の広がりや下流方向への移動は、Run1, 2の計算結果から、非平衡流砂量式を導入することで説明できることが分かる。

一方、橋脚背後では、いずれの計算結果も実験結果に比べて洗掘孔が発達していない。Run1, 3では、橋脚背後の底面流速の収束点に小さな堆積域が形成されている。底面流速の収束点では、図-5に示したように上昇流が生じるため、砂粒子は堆積せずに、浮遊し下流へ輸送される。このため、橋脚背後の洗掘・堆積形状の再現性を高めるにはこのような砂粒子の運動形態を考慮することが重要と考えられる。しかし、本解析法は、水深積分モデルに基づく解法でありながら水衝部の馬蹄形渦による洗掘を説明でき、洗掘に対する河川構造物の安全性の検討に有力な手法になると考えられる。

#### 4. 結論

本研究では、局所洗掘解析のために、底面流速を水深積分法と水表面流速から半直接的に計算する底面流速解法を構築し、円柱橋脚周りの局所洗掘解法を検討した。本研究で得られた主要な結論を示す。

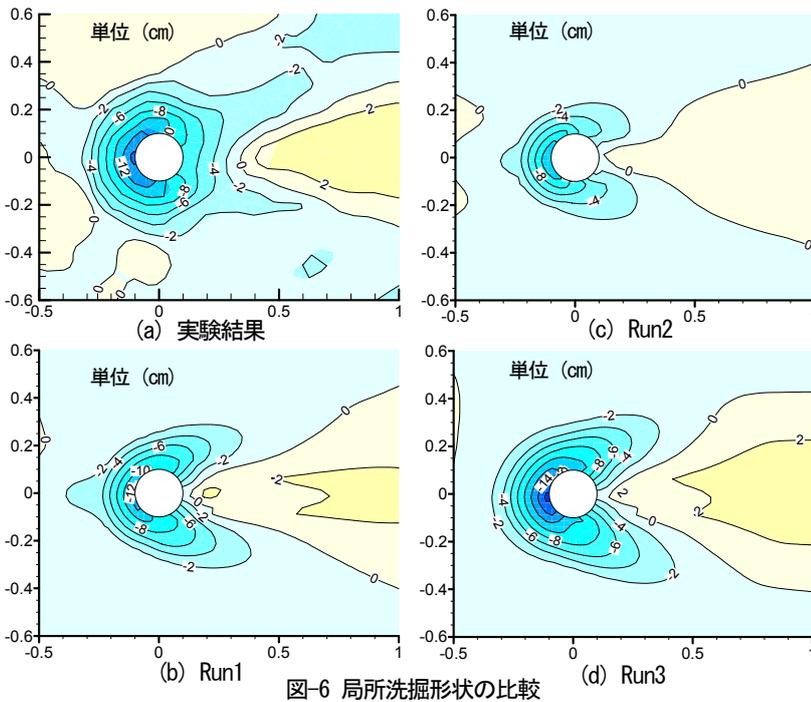


図-6 局所洗掘形状の比較

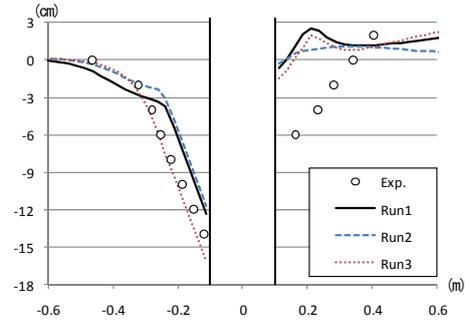


図-7 橋脚中心の縦断河床形状の比較

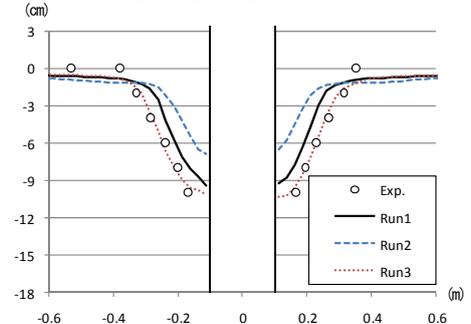


図-8 橋脚中心の横断河床形状の比較

- 1) 本研究で提案する底面流速解法は、円柱橋脚上流面の馬蹄形渦による底面流速場と背後の剥離領域の鉛直方向渦度の回転に誘発される複雑な流れ場を再現し、実験で生じた橋脚周りの局所洗掘を説明できる。
- 2) 橋脚前面の馬蹄形渦の平均構造は、渦運動から見ると、水平方向の流れと渦の水深平均構造による単純な発生機構であるため、水表面流を解かなくても底面流速場を説明でき、河川構造物の安全性の検討に重要な馬蹄形渦によって生じる洗掘孔計算が可能である。
- 3) 底面流速場を適切に計算すれば、平衡流砂量式を用いても、橋脚前面の局所洗掘現象を概ね説明できる。しかし、流砂方向の洗掘孔の伸びや移動を考慮するには非平衡流砂量式が必要である。

謝辞：本研究の一部は、平成21年度科学研究費補助金若手研究(B) (課題番号：21760390、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る。

#### 参考文献

- 1) 水理公式集[平成11年版], 土木学会編, 丸善, 2001.
- 2) Olsen, N. R. B. and Melaen, M. C.: Three-dimensional numerical calculation of scour around cylinders, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, No.119, No.9, pp.1048-1054, 1993.
- 3) Olsen, N. R. B. and Kjellesvig, H. M.: Three dimensional numerical flow modeling for estimation of maximum local scour depth, *Journal of Hydraulic Research, IAHR*, 36(4), pp.579-590, 1998.
- 4) 長田信寿, 細田尚, 中藤達昭, 村本嘉雄: 円柱周りの流れと局所洗掘現象の3次元数値解析, *水工学論文集*, 第45巻, pp.427-432, 2001.
- 5) Roulund, A., Sumer, B.M., Fredsøe, J. and Michelsen, J.: Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile, *Journal of Fluid Mechanics*, 534, pp.351-401, 2005.
- 6) 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.
- 7) Finnie, J., Donnell, B., Letter, J., and Bernard, R.S.: Secondary flow correction for depth-averaged flow calculations, *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, Vol.125, No.7, pp.848-863, 1999.

- 8) 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.
- 9) 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.
- 10) 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.
- 11) 石川忠晴, 鈴木研司, 田中昌宏: 開水路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.
- 12) 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.
- 13) Jin Y.-C. and Steffler, P.M.: Predicting flow in curved open channels by depth-averaged method, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.119, No.1, pp.109-124, 1993.
- 14) Yeh, K.-C. and Kennedy, J.F.: Moment model of nonuniform channel-bend flow. I: fixed beds, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.119, No.7, pp.776-795, 1993.
- 15) 福岡捷二, 富田邦裕, 堀田哲夫, 宮川朝浩: 橋脚まわりの局所洗掘推定のため実用的数値シミュレーションの開発, *土木学会論文集*, No.497/II-28, pp.71-79, 1994.
- 16) 内田龍彦, 福岡捷二: 浅水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, *水工学論文集*, 第53巻, pp.1081-1086, 2009.
- 17) 福岡捷二, 宮川朝浩, 飛石勝: 円柱橋脚まわりの流れ, 河床変動と流体力, *水工学論文集*, Vol.41, pp.729-734, 1997.
- 18) 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.
- 19) Rodi, W.: Turbulence models and their application in hydraulics, 2nd ed., *IAHR*, The Netherlands, 1984.
- 20) 瀬岡和夫, 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.
- 21) 福岡捷二, 山坂昌成: 直線流路の交互砂州, 第27回水理講演会論文集, pp.703-708, 1983.
- 22) 福岡捷二, 渡辺明英, 萱場祐一, 曾田英揮: ベーン工が漸続的に配置された河道わん曲部の流れと河床形状, *土木学会論文集*, No.479/II-25, pp.61-70, 1993.

(2009. 9. 30 受付)