

粗面開水路乱流場における第二種二次流に起因する三次元的な流れ構造と浮遊砂の運動

福島 千乃¹・高嶽 裕也²・福岡 捷二³

¹学生会員 中央大学大学院 理工学研究科 (〒112-8551 東京都文京区春日 1-13-27)

E-mail: a18.esbm@g.chuo-u.ac.jp(Corresponding Author)

²正会員 中央大学研究開発機構 (同上)

E-mail: ytakakuwa099@g.chuo-u.ac.jp

³フェロー 中央大学研究開発機構 (同上)

E-mail: sfuku@tamacc.chuo-u.ac.jp.

第二種二次流は実河川のどこにでも存在し得るもので、遠心力に起因する第一種二次流と共存していると考えられる。したがって、第二種二次流は浮遊砂運動や河岸付近の洗掘をはじめとする土砂の移動形態に大きな影響を与えている。しかし、実河川において第二種二次流の重要性はほとんど注目されておらず、第二種二次流に関する基礎研究と応用研究の展開が待たれている。本研究は、このような背景の中で、第二種二次流の役割を明らかにするため、まずはアスペクト比が小さく第二種二次流が卓越する粗面開水路乱流場において数値実験を行った。これより、粗面開水路場の二次流速度は滑面開水路のものより大きくなること、粒子の運動は瞬間的な流速に大きく影響され運動していること等が明らかにされ、また、既往の実験結果との対応が示されている。

Key Words: secondary flow of second kind, suspended sediment, bed roughness, bursting

1. 序論

断面内の二次流が弱ければ、流れの三次元的な重要性はそれほど強くはない。すなわち、三次元的な流れの重要性は二次流の大きさ、分布と密接に関係している。実河川の流れは常に三次元的であるため、二次流の基本的な構造や役割を明らかにすることは、河川工学分野の技術発展にとって重要な課題であると考えられる。

第二種二次流は、乱れの不均一性から発生することから、河床波の存在、低水路と高水敷の境界の存在による複断面水理現象等、河道のどこにおいても発生する水深スケールの流れ構造であり、川幅スケールで起こる第一種二次流と共存していると考えられる。実際に、Thome¹⁾や Nezu et al.²⁾は、観測結果から実河川において第二種二次流が発生することを示唆しており、第二種二次流は河岸付近の洗掘をはじめとする土砂の移動形態や、河岸侵食に影響を与えていると考えられる。しかし、プラントルの第二種二次流は狭い実験水路のみの結果で示されてきており、その後の研究もプラントルの図示の範囲をほとんど超えられなかったことから、実河川におい

て第二種二次流の重要性は等閑視されてきたように思う。

また、乱れによる浮遊砂の運動機構について、例えば、野口³⁾はアスペクト比(b/h)が1の滑面開水路においてPIV解析を行い、粒子・流体間の相互作用、流体の平均流・乱流特性、粒子挙動の特性について検討している。また、鷲津ら⁴⁾は、アスペクト比(b/h)が2.5の開水路において移動床実験を行い、粒子の水平・鉛直方向の移動速度と濃度の水深方向分布について検討を行っている。しかし、浮遊粒子の運動とejection、第二種二次流の関係について検討した既往研究は著者らが知る限り存在していない。

さらに、粒子に働く流体力の観測は極めて難しいことから土粒子と流体の相互作用については未解明な点が多い。

このような背景から、河川の流れや移動床問題との関連で、第二種二次流を基礎と応用の両面からの研究が必要と考える。そのために本研究では、個々の粒子と粒子周りの詳細な流れ場を解くことの可能なArbitrary Particle Multiphase(APM)法⁵⁾を用いて、第二種二次流が卓越する粗面開水路乱流場の三次元的な流れの時間平均構造、及び、粒子の運動とその周囲の流体の関係について数値実験により調べ、これまで明らかにされてきた実験事実と

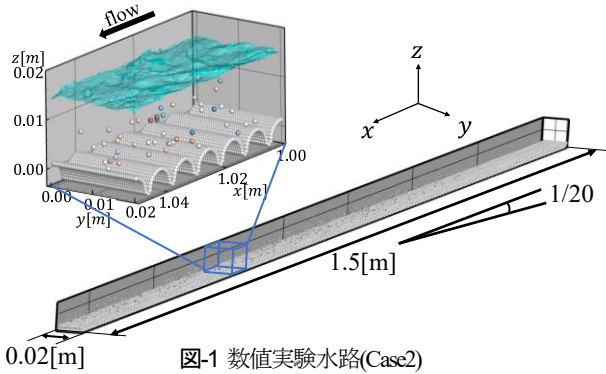


図-1 数値実験水路(Case2)

表-1 水理量

	Case1	Case2	
Q: 流量	0.170	0.170	l/s
R: 径深	5.87	5.87	mm
h: 水深	14.2	14.2	mm
H: 水位	14.9	14.9	mm
b/h: アスペクト比	1.41	1.41	-
r = d _r /2: 粗度要素半径	4.00	4.00	mm
l: 粗度要素間隔	0.20	0.20	mm
h/r: 相対水深	3.55	3.55	-
U _{mean} =Q/(b×h): 平均流速	59.9	59.9	cm/s
U _{max} : 時間平均した主流速の最大値	84.5	84.0	cm/s
U _* (=√gRI): 摩擦速度	5.36	5.36	cm/s
Re(= U _{mean} R/ν): バルクレイノルズ数	3510	3510	-
Re _p (= (U _{mean} -ū _p)d/ν): 粒子レイノルズ数	-	5	-
Fr(= U _{mean} /√gR): フルード数	2.50	2.50	-

表-2 解析パラメータ

流体計算格子サイズ(Δ)	0.00025	m
粒径と流体計算格子幅の比(d/Δ)	4	-
計算格子幅とサブセル幅の比(Δ/Δ _{subcell})	6	-
流体運動解析の刻み時間	2.0×10 ⁻⁵	s
粒子運動解析の刻み時間	2.0×10 ⁻⁷	s
水の密度	1000	kg/m ³
粒子の密度	1200	kg/m ³
Smagorinsky定数	0.173	-
縦弾性係数	2.0×10 ⁴	kg/cm ²
ポアソン比	0.388	-
反発係数	0.5	-
摩擦係数	0.38	-

比較することにより、本解析結果の妥当性と新たに得られた知見を示す。

2. 数値実験概要

(1) 数値実験条件

図-1に示す、底面に直径 2r=8mm の円柱粗度要素を敷き詰めた長さ 1.50m, 幅 0.02m, 勾配 1/20 の一様な直線水路に定常流(0.171 l/s)を供給した。座標軸は、流れ方向に x 軸, 横断方向に y 軸, 垂直上向きに z 軸をとる。解析は、全部で 2 ケース行った。Case1 は粒子が存在しない clear flow, Case2 では、時間平均した鉛直上向き流速と粒子の沈降速度 w₀(= 0.03 [m/s])を比較し、粒子が浮遊運動をするように、比重 1.2 で直径 d=1mm の球形粒子群を 0.20m ≤ x ≤ 0.60m の範囲にランダムに投入した(供給粒子量 9.8×10⁻⁸ m³/s)。粒子の初速度には、粒子重心座標から一番近い流速評価点の流速を与え、流れに追従するようにした。本研究では Rodi et al.⁹⁾ の手法を参考に、水路上流端(x=0.00m)に、粗度要素 20 個分と上流端から十分に離

れた位置(x=0.16m)での流速を時々刻々与えた。これにより、境界層の発達する距離を短くするとともに、浮遊粒子の運動が水路長に依存しなくなると考えている。また、下流端(x=1.50m)には一つ上流側の評価点の流速を与え、下流端水深を制御した。乱流のデータは、柵津の手法⁷⁾に倣い、流れ場が十分に発達した後、4.0×10⁴ごとに 8 秒間計測した。表-1に解析で得られた水理量を示す。

(2) 解析手法

本解析は、Fukuoka ら⁹⁾による APM 法を用いて、流れと粒子をそれぞれ Euler 的, Lagrange 的に解く。流れの解析は、LES である。基礎式を以下に示す。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1a)$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(\nu + \nu_{SGS})S_{ij}\} \quad (1b)$$

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

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (1d)$$

ここに、u_i: グリッドスケールの i 方向流速(i, j=1~3), P: 圧力と SGS 応力の等方成分の和, g_i: 重力加速度の i 方向成分, ρ: 密度, ν: 動粘性係数, ν_{SGS}: SGS 乱流粘性係数, S_{ij}: ひずみ速度テンソル, Δ: 計算格子幅, C_s: Smagorinsky 定数(C_s=0.173)である。また、計算格子内の粒子と流体の境界には、一流体モデルを適用し、粒子運動が流れに及ぼす影響を考慮している。自由水面は、VOF 法を用いて評価している。

流れの中の粒子の運動は以下の並進と回転の運動方程式で記述する。

$$m\ddot{\mathbf{r}}_g = m\mathbf{g} + \mathbf{F}_f + \mathbf{F}_c \quad (2a)$$

$$\mathbf{I}_r \dot{\boldsymbol{\omega}}_r = \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{N}_f + \mathbf{N}_c) - \boldsymbol{\omega}_r \times \mathbf{I}_r \boldsymbol{\omega}_r \quad (2b)$$

ここに、m: 粒子の質量, r_g: 粒子の重心位置ベクトル, g: 重力加速度ベクトル, F_f: 粒子の作用する流体ベクトル, F_c: 粒子に作用する接触力の和のベクトル, ω_r: 粒子の角速度テンソル, N_f: 粒子に作用する流体力に伴うトルク, N_c: 粒子に作用する接触力に伴うトルク, ドット記号: 時間に関する一回微分, I_r: 粒子の慣性テンソルである。粒子に作用する接触力は個別要素法を用いて評価している。また、粒子に作用する流体力は、粒子より小さな計算格子を用いて、粒子周りの詳細な流れ場から得られる運動方程式(1b)の圧力勾配項, せん断応力勾配項を体積積分することにより算出している。Fukuda and Fukuoka⁹⁾の検討結果に基づき、計算負荷との兼ね合いから、d/Δ= 4 とした。表-2に解析パラメータを示す。

3. 数値実験結果

(1) 流れの時系列データと bursting 現象

a) 底面近傍の流速の時系列データと bursting 現象

図-2 に、粒子投入前の流れ(Case1)の水路中央かつ底面近傍の地点 A(図-7)における主流速、鉛直方向流速及び瞬間レイノルズ応力 $-u'w'$ の1秒間の時系列データを示す。 u と w はおおむね逆位相であり、これに伴い瞬間レイノルズ応力 $-u'w'$ はおおむね正の値をとる。また、瞬間レイノルズ応力 $-u'w'$ が正の値を取る瞬間は ejection または sweep が起きている。ここで、ejection は底面近傍から水路中心に向かって遅い流体塊が輸送される現象、sweep は水路中心から底面近傍に向かって速い流体塊が輸送される現象をさす。

次に、禰津・中川⁹⁾の手法に倣い、ejection, sweep を検出し、これらの発生頻度について検討した。図-3 に Case1 の地点 A における u' と w' の時系列データを4象限区分した図を示す。計測した8秒間中に起きた ejection の回数は227回、sweep の回数は278回である。これより、ejection の発生周期 \bar{T}_e は0.035[s]、sweep の発生周期 \bar{T}_s は0.029[s]となる。また、中川・祢津¹⁰⁾は、開水路場における \bar{T}_e と \bar{T}_s について次式(3)が成り立つとしている。

$$\frac{\bar{T}_e \cdot U_{max}}{h} \approx \frac{\bar{T}_s \cdot U_{max}}{h} \approx (1.5 \sim 3.0) \quad (3)$$

本研究で得られた値を式(3)に適応すると、 $\bar{T}_e \cdot U_{max}/h = 2.08$ 、 $\bar{T}_s \cdot U_{max}/h = 1.73$ となり、中川・祢津¹⁰⁾の値とよく一致した。このことから、本研究結果は、開水路乱流における実現象をよく再現していると言える。

b) 側壁近傍の流速の時系列データと bursting 現象

前項で示すように、ejection は底面近傍から水路中心に向かって遅い流体塊が輸送される現象($u' < 0, w' > 0$)、sweep は水路中心から底面近傍に向かって早い流体塊が輸送される現象($u' > 0, w' < 0$)と定義される¹¹⁾。著者らは、これらに加え、側壁から水路中央に向かって低流速塊が輸送される ejection や、水路中央から側壁に向かって高流速塊が輸送される sweep も存在し、これらは乱れの生成・輸送に関係すると考えた。以下、本項の ejection, sweep は、右岸側壁に対して垂直に発生する ejection と sweep を指し、これらについて検討する。

図-4 は、粒子投入前の流れ(Case1)の側壁近傍かつ水深の5割程度の高さの地点 B(図-7)における主流速、横断方向流速及び瞬間レイノルズ応力 $-u'v'$ の1秒間の時系列データを示す。前節で示した u と w と同様に、 u と v はおおむね逆位相であり、これに伴い瞬間レイノルズ応力 $-u'v'$ はおおむね正の値をとる。

図-5 に Case1 の地点 B における u' と v' の時系列データを4象限区分した図を示す。前項と同様に禰津・中川⁹⁾の手法を倣い、ejection 及び sweep を検出する。

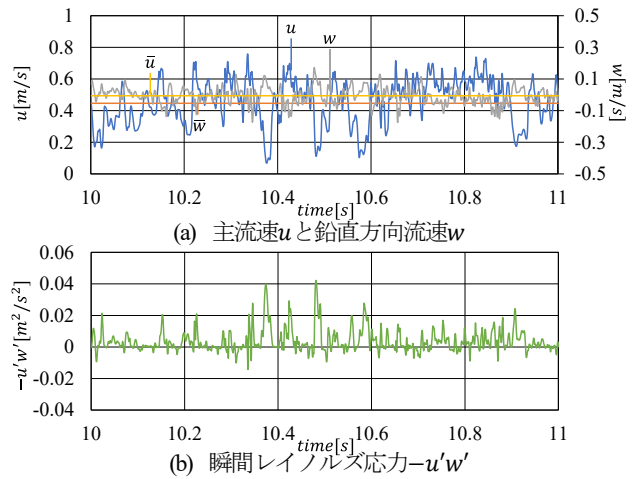


図-2 底面近傍における流速と瞬間レイノルズ応力の時系列データ(Case1)

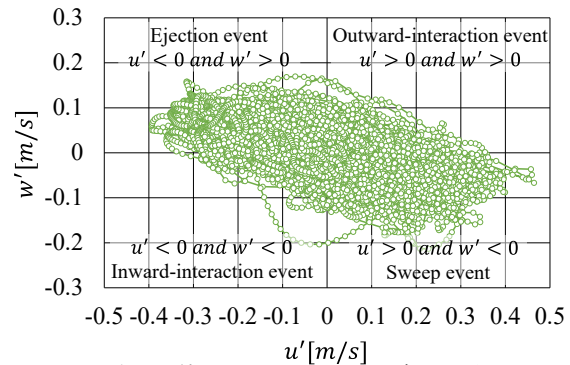


図-3 底面近傍における u' と w' の四象限区分(Case1)

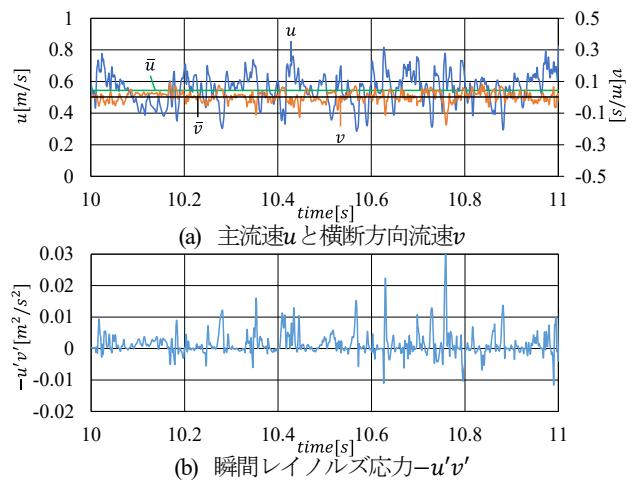


図-4 底面近傍における流速と瞬間レイノルズ応力の時系列データ(Case1)

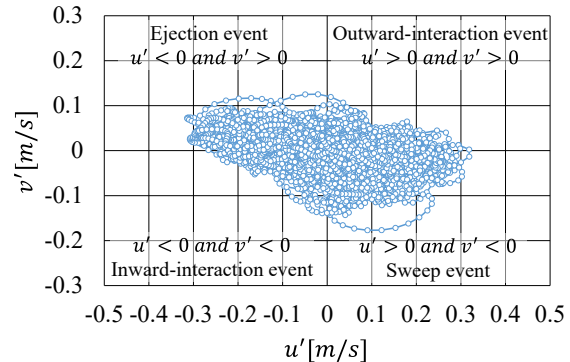


図-5 側壁近傍における u' と v' の四象限区分(Case1)

計測した 8 秒間中に起きた ejection の回数は 266 回, sweep の回数は 365 回である. これより, ejection の発生周期 T_e は 0.03[s], sweep の発生周期 T_s は 0.022[s] となる.

このように, 側壁近傍では底面近傍と同様の現象が起きており, これが乱れの生成や流れの抵抗等に影響を及ぼしていることを本章第三節で示す.

(2) 主流と二次流の時間平均構造

図-6 に, 粒子投入前の流れ(Case1)の水路中心線沿いの断面($y/b=1/2$)とごく側壁に近い断面($y/b=1/16$)における主流速の縦断面分布を示す. 横断位置に関わらず粗度と粗度の間の領域では, 一つ上流側の粗度要素を乗り越えた流れが次の粗度要素の前面に衝突し, 逆流が生じ, 渦が形成される. 粗度要素は, 粗度要素近傍の主流速分布を歪ませるが, それより高い位置の流体に及ぼす影響は小さく, 主流速分布の縦断的な変化は小さい.

図-7, 8 に, 粒子投入前の流れ(Case1)の主流速と二次流速の横断面分布を示す. 断面の位置は図-6 に示す. 粗度頂部の断面 I 及び粗度谷部の断面 II では, 底面コーナーから水路中央に向かう Bottom Secondary Flow(BSF)及び底面コーナーから側壁沿いを上昇する Outer Secondary Flow(OSF)が明瞭に確認できる. これら二次流により, 側壁沿い水面近傍の遅い運動量が水路中央近傍に輸送され, 水路中央近傍の速い運動量が底面コーナーに向かって輸送されるため, 主流速分布は歪む. 主流速の分布は底面の粗度要素近傍を除き縦断的にほとんど変化しない.

次に粗度要素近傍における二次流速の縦断変化について検討する. 粗度前面には, 一つ上流側の粗度要素を乗り越えた流れが衝突し, 粗度谷部に向かって潜り込む流れと粗度要素を乗り越える流れに分かれる. 粗度谷部に近い断面の断面 III では, 粗度谷部に潜り込む流れと BSF の下向き成分が重なり合い, 底面コーナーにおいて強い下向きの流速が発生する. 一方, 粗度頂部に近い断面 IV では, 粗度要素を乗り越える流れが OSF の上向き成分と重なることで, 底面コーナーにおいて強い上昇流が発生する. このことから, 最大主流速に対する二次流速の最大値 $|\overline{sv}_{max}|/U_{max}$ は 0.129 と滑面開水路乱流場 ($|\overline{sv}_{max}|/U_{max} = 0.015 \sim 0.03$)¹¹⁾ に比べて 4~8 倍程度大きくなる. このような粗面開水路乱流場での大きな二次流速は, 実河川でも重要な役割を果たしていると考えられる. 図-9 は, Case1 の壁面近くの粗度近傍の流線に着目した二次流の構造を示す. 底面コーナーでは BSF の下降成分が発生しているため, 流線は粗度谷部へ潜り込み, その後, 水路中央向かう. 滑面水路における二次流は明確に二次元構造を持つが¹¹⁾, このように, 粗面開水路における, 粗度要素近傍の第二種二次流は, 複雑な三次元構造を形成している.

(3) 粒子の運動と周囲の流体運動の関係

図-10 に Case2 の底面近傍を二次流の作用で横断方向へ移動し, $t=14.912$ [s] で静止する粒子の軌跡を示す. 図-10 の底面近傍の粒子は図-9 の三次元的な二次流構造に対し

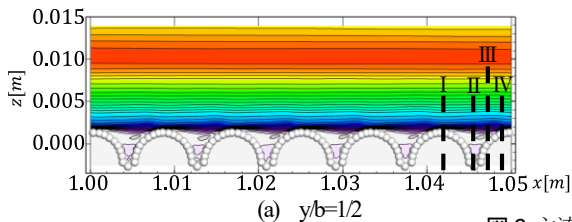


図-6 主流速の縦断面分布(Case1)

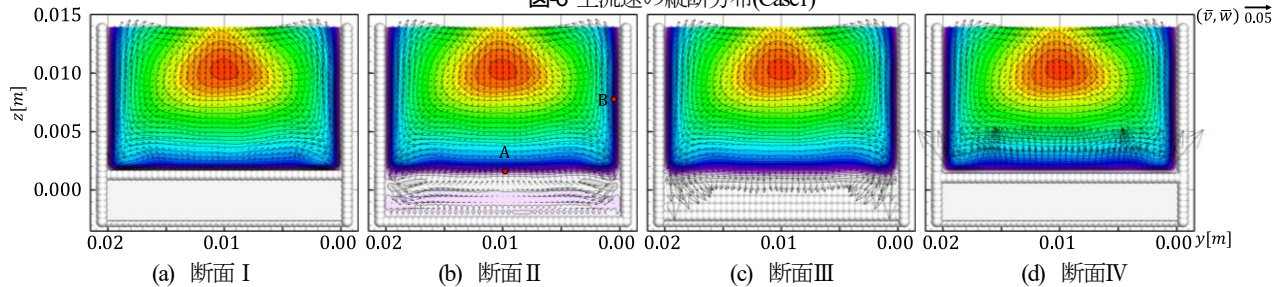
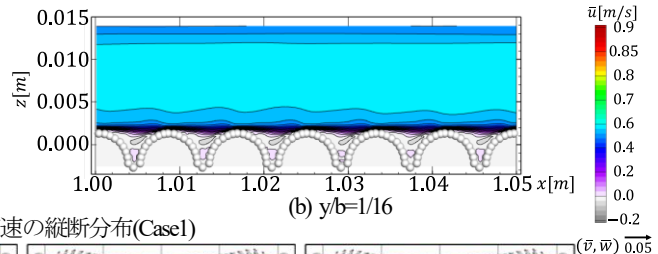


図-7 主流速の横断面分布(Case1)

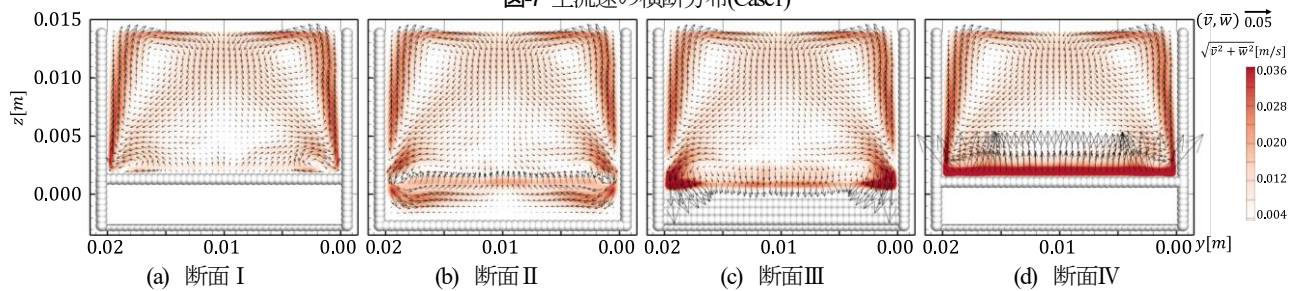


図-8 二次流速の横断面分布(Case1)

て追従するように移動しており、二次流の時間平均構造と粒子の運動が密接に関係している。

図-11 にある瞬間に水路の上流から下流に向かって見た図を示す。粒子は、 $0.75m \leq x \leq 1.5m$ の間にあるもののみを表示し、粒子の色は粒子の鉛直方向速度(w_p)を示している。また、水に対する粒子の体積割合は約 0.11%である。時間平均した二次流構造(図-8)は前節で示したように、側壁近傍では大きな上向き流速が発生しているが、水路中央近傍では鉛直上向き流速はほとんど発生しない。しかし、粒子は、側壁近傍だけでなく、水路中央近傍においても浮遊している。

図-12 に Case2 の断面 II の $y/b=1/2$ 及び $y/b=1/25$ における時間平均流速、粒子の時間平均速度及び粒子の瞬間速度を示す。これにより、粒子の浮遊運動には、流速の時間平均値だけではなく、瞬間的な流速が大きく影響していることがわかる。したがって、以下では、粒子とその周囲の瞬間的な流れ構造の関係进行分析する。

a) 粒子運動と周囲の鉛直方向流速の関係

図-13, -14 に運動をする粒子とその周囲の流れの瞬間的な流速を示す。コンターは着目粒子の縦断位置における鉛直方向流速の横断面分布である。また、緑色の粒子 A は側壁沿いを上昇する粒子、黄色の粒子 B は水路中央近傍を上昇する粒子である。側壁沿いでは、断続的に強い鉛直上向きの流速を持った流体塊が存在する。図-13 に示すように、粒子 A は強い鉛直方向流速を持つ流体塊中に存在し、右岸側壁付近を上昇し、水面近傍まで到達するのが確認できる。水路中央近傍では、強い鉛直方向流速を持つ流体塊は水面近傍まで到達せず、粒子 B は図-14 に示すように、水深の 7 割程度までしか上昇しない。

このような上昇流体塊と粒子の浮遊運動の関係性は、鷺津ら⁴⁾の実験においても見られる。

b) 粒子運動と bursting 現象の関係

次に、このような運動を行う粒子と乱れの指標である ejection, sweep の関係について検討を行う。

図-3 に示すように、ejection と sweep は outward-interaction と inward-interaction よりも頻度が高く、強度も大きいことから、本研究では、野口⁹⁾の手法を参考に、瞬間レイノルズ応力 $-u'w'$ を以下のように場合分けし、ejection と sweep を区別した。

$$-u'w' \text{ bursting} = \begin{cases} 0 & : u' > 0 \text{ and } w' > 0 \\ -u'w' & : u' < 0 \text{ and } w' > 0 \\ 0 & : u' < 0 \text{ and } w' < 0 \\ u'w' & : u' > 0 \text{ and } w' < 0 \end{cases} \quad (4)$$

図-15, -16 に粒子 A, 粒子 B と周囲の ejection, sweep の発生位置を示す。赤い領域は ejection が発生している領域を表し、青い領域は sweep が発生している領域を示している。水路中央近傍で上昇する粒子 B の周囲では ejection が見られるのに対し、側壁近傍で上昇する粒子 A の周囲では ejection が見られない。これにより、水路中

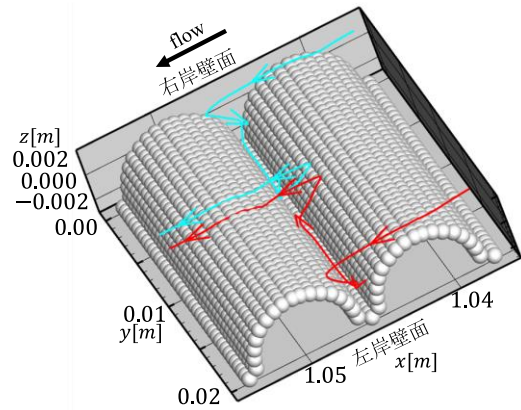


図-9 粗度要素近傍の三次元的な二次流構造(Case1)

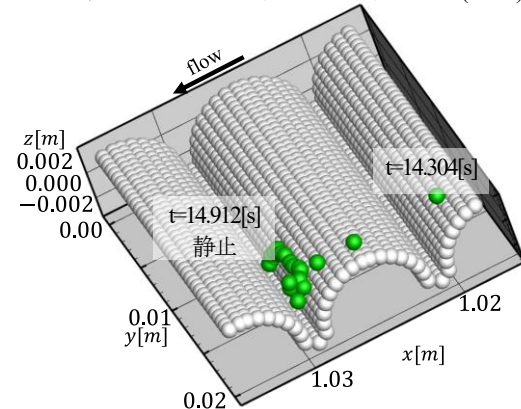


図-10 粗度要素近傍を移動する粒子(Case2)

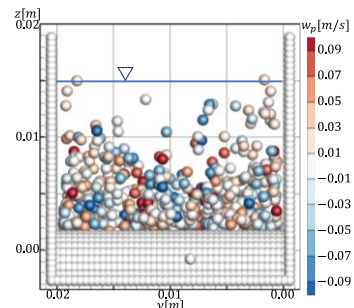


図-11 水路を上流から下流に向かって見た図(Case2)

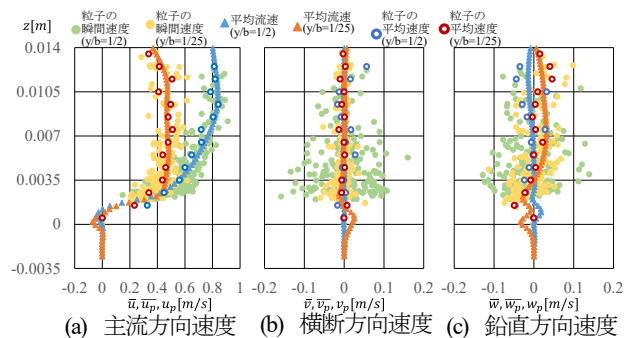


図-12 断面 II の粒子の瞬間速度、平均速度及び平均流速(Case2)

中央近傍で上昇する粒子は乱れによる ejection の影響により浮遊する一方、側壁近傍の粒子は主として二次流の OSF により浮遊していると考えられる。

このような粒子が ejection により上昇する現象は、野口³⁾による、ejection の発生する個所の上部において浮遊砂濃度が増加することに対応している。

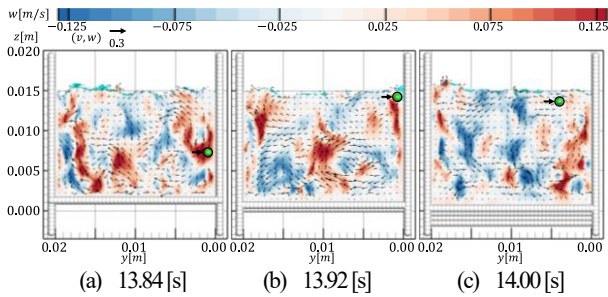


図-13 側壁沿いを上昇する粒子 A と鉛直方向流速(Case2)

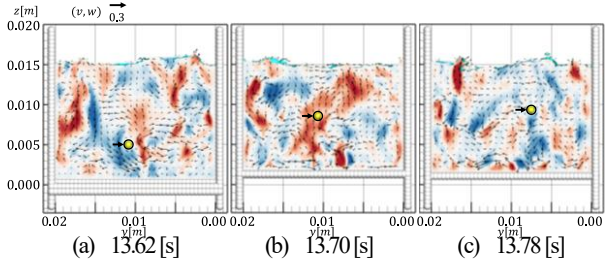


図-14 水路中央を上昇する粒子 B と鉛直方向流速(Case2)

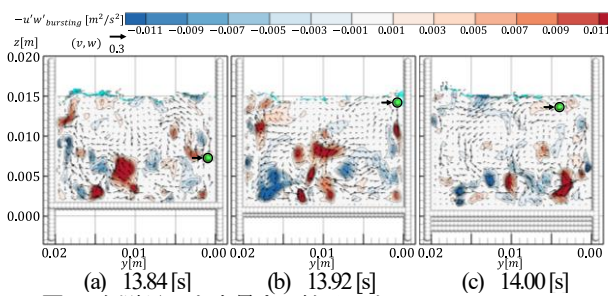


図-15 側壁沿いを上昇する粒子 A と ejection, sweep(Case2)

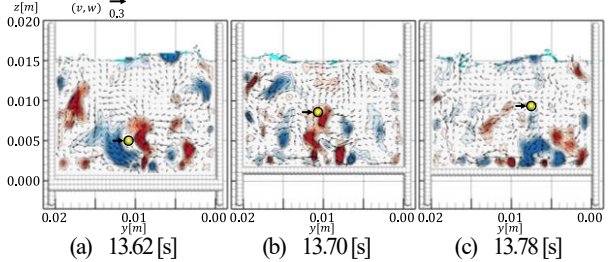


図-16 水路中央を上昇する粒子 B と ejection, sweep(Case2)

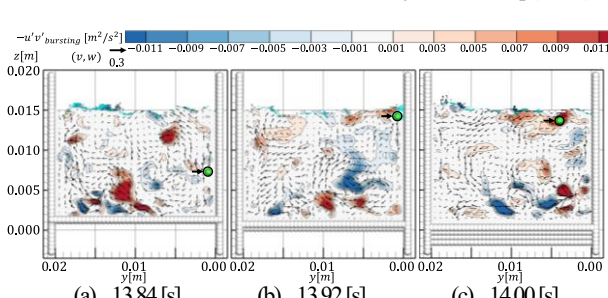


図-17 側壁沿いを上昇する粒子 A と右岸側壁に対して垂直に発生する ejection, sweep(Case2)

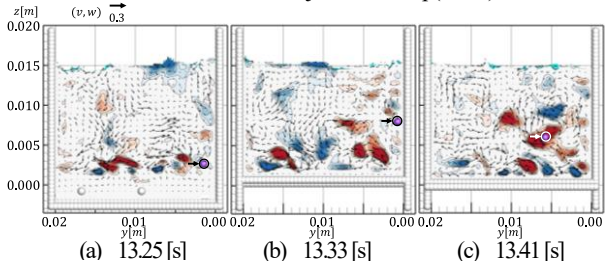


図-18 水路中央に向かって輸送される粒子 C と右岸側壁に対して垂直に発生する ejection, sweep(Case2)

c) 粒子運動と右岸側壁から水路中央に向かって発生する bursting 現象の関係

第三章一節二項で示した右岸側壁に対して垂直に発生する bursting 現象と粒子の運動について検討する. 前項と同様に以下の式のように場合分けをし, 右岸側壁から垂直に発生する ejection と sweep を区別する.

$$-u'v'_{bursting} = \begin{cases} 0 & : u' > 0 \text{ and } v' > 0 \\ -u'v' & : u' < 0 \text{ and } v' > 0 \\ 0 & : u' < 0 \text{ and } v' < 0 \\ u'v' & : u' > 0 \text{ and } v' < 0 \end{cases} \quad (5)$$

図-17, -18 に粒子 A, 粒子 C と周囲の右岸側壁に対して垂直に発生する ejection, sweep の発生位置を示す. 紫色の粒子 C は右岸側壁沿いから水路中央に向かって輸送される粒子である. 赤い領域は ejection が発生している領域, 青い領域は sweep が発生している領域である. 粒子 A の周囲では, ejection 及び sweep は存在せず, 粒子は水面まで到達する. 一方, 粒子 C は水深の 5 割ほどの高さで, ejection の中に取り込まれ, 水路中央に向かって輸送される. このように, 水路側壁近傍では, 側壁に対して垂直に発生する bursting 現象が浮遊砂の運動に影響を及ぼしている.

4. 結論

本研究では, 第二種二次流が卓越する粗面開水路乱流場において三次元の数値実験を行い, 流れの三次元構造と浮遊砂運動について調べ, これまで明らかにされている実験事実と対比し, 以下の結果を得た.

- ① 本研究で得られた ejection 及び sweep の発生頻度と水深, 最大主流速の関係が中川・潮津¹⁰⁾の研究で得られたものとよく対応することを確認した.
 - ② 鷲津ら⁴⁾の実験で確認されたような, 強い上昇流体塊中に粒子が存在しながら浮遊する現象が, 本研究の解析結果でも確認された.
 - ③ 粒子の瞬間速度は大きくばらついており, 粒子は流速の時間平均値だけでなく, 瞬間値に大きく影響を受けて運動することを明確に示した.
- さらに, 本研究で得られた新たな知見を以下に示す.
- ④ 本研究で用いた数値実験水路では, 粗度要素近傍で特有の三次元の時間平均流れ構造を有する.
 - ⑤ 粗度要素前面に衝突した流れは, 粗度谷部に潜り込む流れと粗度要素を乗り越える流れに分かれ, これらが OSF や BSF と重なり合い, 二次流速は滑面開水路に比べ, 著しく大きくなる.
 - ⑥ 側壁付近の粒子は, OSF により水面近傍まで上昇する一方, 水路中央近傍の粒子は, ejection により上昇するが, 水深の 7 割程度までしか到達しない.
 - ⑦ ejection や sweep は底面に垂直だけでなく, 側壁対

して垂直に発生するものも存在する。側壁に対して垂直に発生する *ejection* や *sweep* は側壁沿いの粒子の運動に影響を与える。

今後は、粒子の密度や大きさが二次流と乱れ構造に及ぼす影響を明らかにするとともに、河床波が存在する水路や、低水路と高水敷を持つ複断面水路での第二種二次流に起因する流れの三次元構造、土砂移動を検討し、実河川の土砂移動の理解につなげることを考えている。

謝辞：本研究の遂行にあたり、九州大学スーパーコンピューターITO の重点支援制度による支援をいただいた。ここに感謝の意を表する。

REFERENCES

- 1) Thorne, C. R. : Processes of bank erosion in river channels, University of East Anglia Library, 1978.
- 2) Nezu, I., Tominaga, A., and Nakagawa, H.: Field measurements of secondary currents in straight rivers, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.119, Issue.5, 1993.
- 3) 野口和則：開水路浮遊砂流れにおける粒子・流体の相互作用と組織乱流の変化に関する研究，京都大学博士論文，2010。[Noguchi, K.: Study on particle-fluid interactions and changes in organizational turbulence in open channel suspended sediment flows, Kyoto University, Ph. D. thesis, 2010.]
- 4) 鷺津明季，帆足拓海，関根正人：粒子追跡法及びPIV解析による流砂理論の再構築に向けた実験的検討，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.78，No.2，I_973-1978，2022。[Washizu, A. Hoash, T. Sekine, M.: Experimental study toward the unified theory of bed material load using particle tracking method and PIV analysis, *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 78, No.2, I_973-1978, 2022.]
- 5) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T. : Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel, *Advances in Water Resources*, vol.72, pp.84-96, 2014.
- 6) Rodi, W., Constantinescu, G. and Stoesser, T.: Large-Eddy Simulation in Hydraulics, IAHR Monographs, CRC Press, Taylor & Francis Group, London, UK, 2013.
- 7) 禰津家久：開水路乱流の乱れ強度に関する研究，土木学会論文報告集, vol.261, pp.67-76, 1977。[Nezu, I.: Turbulence intensities in open channel flows, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineers*, vol.261, pp.67-76, 1977.]
- 8) Fukuda, T. and Fukuoka, S.: Interface-resolved large eddy simulations of hyperconcentrated flows using spheres and gravel particles, *Advances in Water Resources*, vol.129, pp.297-310, 2019
- 9) 禰津家久，中川博次：開水路乱流の組織だった構造の検出基準について，第25回水理講演会論文集，pp.439-445，1981。[Nezu, I. and Nakagawa, H.: Detection criterion of coherent structures in turbulent open-channel flow, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineers*, Vol.25, pp.439-445, 1981.]
- 10) 中川博次，禰津家久：せん断乱流の bursting 現象とその物理モデル，第22回水理講演会論文集，pp.29-36，1978。[Nakagawa, H. and Nezu, I.: Bursting phenomenon in a turbulent shear flow and its physical model, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineers*, Vol.22, pp.29-36, 1978.]
- 11) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR Monographs, CRC Press, Rotterdam, The Netherlands, 1993.

(Received May 31, 2024)

(Accepted September 15, 2024)

THREE-DIMENSIONAL FLOW STRUCTURE AND SUSPENDED SEDIMENT MOTION DUE TO SECONDARY FLOW OF THE SECOND KIND IN A ROUGH-SURFACE OPEN CHANNEL TURBULENT FLOW FIELD

Yukino FUKUSHIMA, Yuya TAKAKUWA and Shoji FUKUOKA

Secondary flow of the second kind is ubiquitous in real rivers and is considered to coexist with secondary flow of the first kind caused by centrifugal forces. Therefore, Secondary flow of the second kind may have a significant influence on sediment transport patterns, including scouring near riverbanks. However, the importance of Secondary flow of the second kind has not been paid much attention in actual rivers, and they have been neglected. In this study, in order to clarify the importance and role of secondary flow, numerical experiments were conducted in a rough open channel turbulent flow field with a small aspect ratio, where secondary flow is dominant. The results indicate that the secondary flow velocity in a rough-surface open channel is much larger than that in a smooth-surface open channel, and that the motion of particles is greatly influenced by the instantaneous flow velocity.