

洪水流による物部川河口礫州の開口と変形機構 に関する研究

OPENING AND DEFORMATION MECHANISM OF THE MONOBE RIVER MOUTH BAR COMPOSED OF GRAVEL AND COBBLES DUE TO FLOOD FLOWS

竹村吉晴¹・久保宜之²・岡田将治³・福岡捷二⁴

Yoshiharu TAKEMURA, Takayuki KUBO, Shoji OKADA and Shoji FUKUOKA

¹正会員 博士（工学） 中央大学研究開発機構（〒112-8551 東京都文京区春日1-13-27）

²正会員 国土交通省 四国地方整備局 高知河川国道事務所（〒780-8023 高知県高知市六泉寺町96-7）

³正会員 博士（工学） 高知工業高等専門学校（〒783-8508 高知県南国市物部乙200-1）

⁴フェロー 工博 Ph.D. 中央大学研究開発機構（〒112-8551 東京都文京区春日1-13-27）

The bar at the Monobe River mouth composed of gravel and cobbles narrows the width at the outlet to the sea. The July 2018 flood greatly enlarged the opening width of the river mouth and formed a spit-like depositional landforms at the coastal area. The sediment transport of gravel particles and cobbles are essentially non-equilibrium phenomena due to the influence of the unevenness of bed surface configurations and the local bed gradients. This paper proposes an analysis method that can demonstrate three-dimensional flood currents and non-equilibrium motion of gravel particles and cobbles by improving the bed variation analysis method for stony-bed rivers and combining it with the Q3D-FEBS. Moreover, it is shown that the proposed analysis method can explain the opening and deformation mechanism of the river mouth bar than the conventional analysis method based on the equilibrium bed load formula.

Key Words : flood flows, river mouth gravel bar, Monobe River, Q3D-FEBS, non-equilibrium sediment transport, threshold of non-uniform sediment motion

1. 序論

物部川の河口には、2～100mm程度の石礫を主材料とする砂州（河口礫州）が発達し、頻繁に河口を閉塞する。観測史上2番目に大きな洪水となった平成30年7月洪水では、河口礫州の開口幅が大きく拡大し、河口域では小規模な砂嘴状の堆積地形が形成された（図-1）。河口礫州の適正な管理に向けて現象解明が求められている。

門田ら¹⁾は、三次元 $k-\epsilon$ モデルに基づいて、物部川河口礫州の洪水流による開口と波浪による再形成について検討している。河床変動解析では、砂礫を対象とした平衡流砂量式を準用しているが、観測データとの比較がなされておらず、その適用性は不明である。砂礫に比べて、石礫は流れの変化に対する応答が遅く、局所的な河床勾配の影響を受けやすい。流れ場や地形が複雑に変化する河口礫州周辺においては、石礫の非平衡運動が河床変動の算定精度に与える影響を無視できないものと考えられ

る。また、粒度分布の幅が広い石礫河川の土砂移動には、大粒径粒子が重要な役割を果たし、砂礫河川の土砂移動とは大きく異なる²⁾。河床に流れに耐え得る大粒径粒子が存在する場合は、その背後に小粒径粒子が留まることで土砂移動が抑制される。一方、大粒径粒子が運動を開始すると、小粒径粒子も流れにさらされ、活発な土砂移動が生じる。Egiazaroff式に代表される従来の混合粒径の限界掃流力の算定法では、粒径比について一つの限界掃流力が与えられるため、河床表層の状態により変化する石礫の移動限界を適切に説明できないものと考えられる。



(a) 平成30年6月13日11時



(b) 平成30年7月18日11時

図-1 平成30年7月洪水前後の物部川河口部の衛星画像

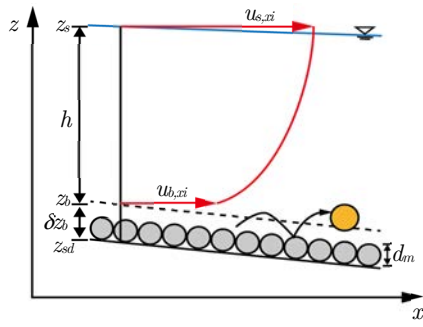


図-2 Q3D-FEBSの流速鉛直分布

長田・福岡³⁾が提案した石礫河川の河床変動解析法(以下、石礫モデルと呼ぶ)は、河床表層粒子の高さ分布を計算することで、河床表層の状態に応じた各粒径の移動限界の変化を考慮して、石礫の非平衡運動を解析することができる。石礫モデルは、石礫河川の土砂移動や河床変動の本質を捉えた解析法であるが、河床表層粒子の高さ分布の計算法には曖昧な点がある。

本研究では、石礫モデルの河床表層粒子の高さ分布の計算法を修正し、石礫モデルと著者ら⁴⁾の開発した非静水圧準三次元解析法(Q3D-FEBS)を組み合わせた洪水流・河床変動解析法を構築する。そして、観測水面形や河口礫州の測量データに基づいて、本解析法により、平成30年7月洪水による物部川河口礫州の開口と変形機構をどの程度説明できるか検討する。さらに、砂礫河川を対象とした従来の平衡流砂量式を用いた洪水流・河床変動解析法と本解析法による結果を比較し、流砂の非平衡性や河床表層の状態に応じた石礫の移動限界の評価の重要性について明らかにする。

2. Q3D-FEBSと石礫モデルに基づいた洪水流・河床変動解析法の構築

(1) Q3D-FEBSと石礫モデルの概要

Q3D-FEBSでは、図-2に示すように水平方向流速の鉛直分布を式(1)に示す三次多項式で近似する。

$$u_{xi} = (u_{sxi} - U_{xi}) \cdot (12\eta^3 - 12\eta^2 + 1) + (u_{sxi} - u_{bxi}) \cdot (-4\eta^3 + 3\eta^2) + U_{xi} \quad (1)$$

ここに、 $i = 1, 2$ ($x_1 = x, x_2 = y$)、 u_{xi} : x_i 方向の流速、 u_{sxi} : x_i 方向の水面流速、 u_{bxi} : x_i 方向の底面流速、 U_{xi} : x_i 方向の水深平均流速、 $\eta = (z_s - z)/h$ 、 z_s : 水位、 h : 水深である。そして、水深平均の連続式と運動方程式に加え、水面と底面上の運動方程式を解析することにより、平面二次元解析の枠組みにおいて、洪水流の三次元流れと圧力分布を求める解析法である。

石礫モデルは、式(2)、式(4)に示す非平衡状態における流砂の連続式と粒子の運動方程式を基礎方程式とする。

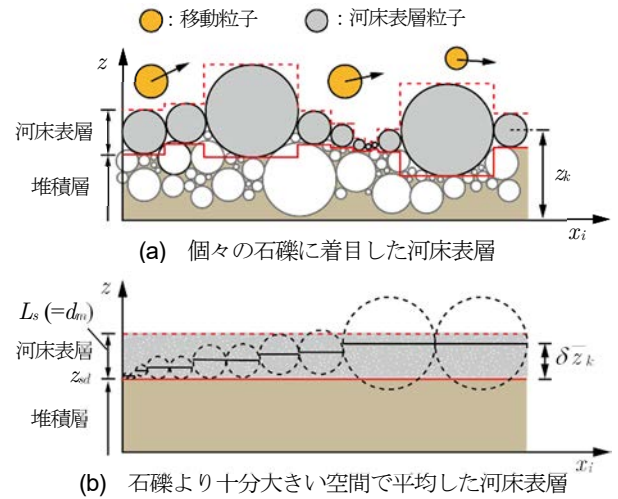


図-3 河床表層の定義

$$\frac{\partial V_k}{\partial t} + \frac{\partial q_{bk,xi}}{\partial x_i} = P_k - D_k \quad (2)$$

$$P_k = \varepsilon_p \frac{p_k}{\alpha_2 d_k^2} \left(\frac{\alpha_3 d_k^3}{T_{pk}} \right), D_k = \frac{V_k}{T_{dk}} \quad (3)$$

ここに、 $i = 1, 2$ ($x_1 = x, x_2 = y$)、 V_k : 粒径 d_k の単位面積あたりの流砂体積、 $q_{bk,xi} (= \bar{u}_{pk,xi} \cdot V_k)$: 粒径 d_k の x_i 方向の単位幅流砂量、 $\bar{u}_{pk,xi}$: 粒径 d_k の x_i 方向の平均移動速度、 P_k : 単位面積・単位時間あたりに河床表層から離脱する粒径 d_k の土砂量(粒径 d_k の離脱率)、 D_k : 単位面積・単位時間あたりに河床表層に堆積する粒径 d_k の土砂量(粒径 d_k の堆積率)、 α_2, α_3 : 球の形状係数($=\pi/4, \pi/6$)、 T_{pk} : 粒径 d_k が河床表層から離脱するのに要する時間、 T_{dk} : 粒径 d_k の平均移動時間である。 T_{pk} と T_{dk} の計算方法は、長田・福岡³⁾を参照されたい。また、本研究では $\varepsilon_p = 0.018$ としている。

$$(\rho_s + \rho C_m) \alpha_3 d_k^3 \frac{du_{pk,xi}}{dt} = -\alpha_3 d_k^3 \left(\rho g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} + \frac{\partial p'_b}{\partial x_i} \right)$$

$$\rho_s \alpha_3 d_k^3 g_{xi} + \frac{\rho C_D \alpha_2 d_k^2}{2} u_{rk,xi} \sqrt{u_{rk,xi}^2} \quad (4)$$

$$u_{f,xi} = \frac{u_{b,xi}}{\sqrt{u_{b,xi}^2}} \cdot u_* \frac{1}{\kappa} \log \left(30.2 \frac{z - z_{sd}}{d_r} \right) \quad (5)$$

ここに、 $i, j = 1, 2, 3$ ($x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$)、 g_{xi} : 重力ベクトル $(0, 0, g)$ 、 g : 重力加速度、 ρ : 水の密度、 ρ_s : 砂の密度、 $u_{pk,xi}$: 粒径 d_k の x_i 方向の移動速度、 $u_{rk,xi} (= u_{f,xi} - u_{pk,xi})$: 水と粒径 d_k の x_i 方向の相対速度、 p'_b : 底面の非静水圧、 u_* : 摩擦速度、 z_{sd} : 砂面高、 d_r : 代表粒径、 κ : カルマン乗数($=0.41$)、 C_m : 仮想質量係数($=0.5$)、 C_D : 抗力係数($=0.4$)である。 $\bar{u}_{pk,xi}$ は、河床の縦横断勾配を考慮して平均粒径を敷き詰めた模擬河床を作成し、式(4)を用いたSaltation解析を行うことで算定する。

(2) 河床表層の定義と河床表層粒子の高さ分布の計算法

石礫モデルは、河床表層粒子の高さ分布を各粒径の平均高さを中心とした正規分布で与える。以下では、各粒

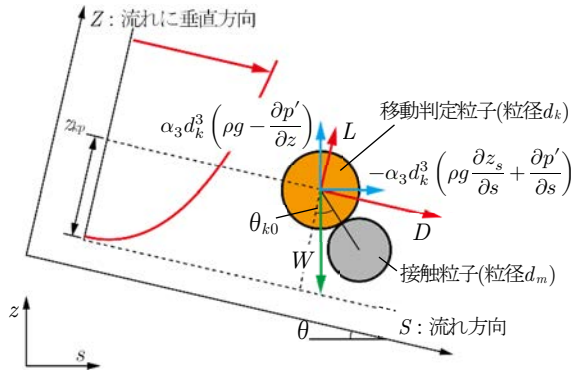


図4 移動判定粒子に作用する流体力

径の河床表層粒子の平均高さの計算法について考える。

図-3(a)に示す河床表層粒子の頂部と底部に接する赤の点線と実線で囲まれた領域を河床表層と定義する。河床表層を石礫より十分大きい空間 $\Delta x \Delta y$ で平均（空間平均）すると図-3(b)になる。本研究では、図-3(b)の河床表層より下層を堆積層、河床表層と堆積層の境界面を砂面高 z_{sd} と定義する。図-3(b)の空間平均した河床表層の厚さ L_s は、河床表層における粒径 d_k の割合を p_k とすれば式(6)のように計算でき、平均粒径 d_m となる。

$$L_s = \sum_{k_{max}} (d_k \cdot p_k) = d_m \quad (6)$$

ここに、 k_{max} ：粒径階の数である。次に、砂面高 z_{sd} を基準として、図-3(a)に示す粒径 d_k の河床表層粒子の空間平均高さ $\delta \bar{z}_k$ を定義する。

$$\delta \bar{z}_k = \frac{1}{n_k} \sum_{n_k} (z_k - z_{sd}) \quad (7)$$

ここに、 n_k ：粒径 d_k の河床表層粒子の数、 z_k ：粒径 d_k の河床表層粒子の重心位置の高さである。式(7)の時間微分をとり、 $\delta \bar{z}_k$ に関する方程式を導くと式(8)になる。

$$\frac{\partial \delta \bar{z}_k}{\partial t} = -\frac{\delta \bar{z}_k}{n_k} \frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{1}{n_k} \sum_{n_k} \frac{\partial z_k}{\partial t} - \frac{\partial z_{sd}}{\partial t} \quad (8)$$

粒径 d_k の鉛直方向の平均移動速度を表す式(8)の右辺第二項を $(P_k - D_k)/p_k \cdot (1 - \bar{\lambda})$ と表現し、石礫の形状を球で仮定して、 n_k を $p_k \Delta x \Delta y L_s \cdot (1 - \bar{\lambda}) / (\alpha_3 d_k^3)$ と表現すれば、式(8)は式(9)のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta \bar{z}_k}{\partial t} = & -\frac{\delta \bar{z}_k}{p_k} \frac{\partial p_k}{\partial t} - \frac{\delta \bar{z}_k}{L_s} \frac{\partial L_s}{\partial t} + \frac{\delta \bar{z}_k}{(1 - \bar{\lambda})} \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial t} \\ & - \frac{1}{p_k \cdot (1 - \bar{\lambda})} (P_k - D_k) - \frac{\partial z_{sd}}{\partial t} \end{aligned} \quad (9)$$

ここに、 $\bar{\lambda}$ ：河床表層の平均空隙率である。従来の石礫モデルでは、式(9)の右辺第四項のみが考慮され、河床表層における粒度分布の変化等の影響が無視されていた。一方、式(9)の全ての項を考慮することは現段階では難しく、本研究では $\partial L_s / \partial t = 0$ 、 $\partial \bar{\lambda} / \partial t = 0$ ($\bar{\lambda} = 1 - \alpha_3 / \alpha_2$) を仮定して、式(9)を簡略化した式(10)を解析することとした。

$$\frac{\partial \delta \bar{z}_k}{\partial t} = -\frac{\delta \bar{z}_k}{p_k} \frac{\partial p_k}{\partial t} - \frac{\alpha_2}{\alpha_3} \frac{(P_k - D_k)}{p_k} - \frac{\partial z_{sd}}{\partial t} \quad (10)$$

このとき、砂面高 z_{sd} と河床表層における粒径 d_k の存在

割合 p_k は、式(11)、式(12)によりそれぞれ計算される。

$$\frac{\partial z_{sd}}{\partial t} = -\frac{\alpha_2}{\alpha_3} \sum_{k_{max}} (P_k - D_k) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_k}{\partial t} = & -\frac{1}{L_s} \frac{\alpha_2}{\alpha_3} (P_k - D_k) - \frac{p_k|_{z_{sd}}}{L_s} \frac{\partial z_{sd}}{\partial t} \\ \frac{\partial z_{sd}}{\partial t} \geq 0 \quad & p_k|_{z_{sd}} = p_k \quad \frac{\partial z_{sd}}{\partial t} < 0 \quad p_k|_{z_{sd}} = p_{k0} \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、 p_{k0} ：堆積層における粒径 d_k の割合である。

(3) 各粒径の移動限界の算定法

移動判定粒子に作用する流体力を図-4のように考え、モーメントのつり合い式を導くと式(13)になる。

$$\frac{W \sin \theta + F_S}{W \cos \theta - F_Z} = \tan \theta_{k0} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} F_S = & -\left(\rho g \frac{\partial z_s}{\partial s} + \frac{\partial p'}{\partial s} \right) \alpha_3 d_k^3 \cos \theta \\ & - \left(\rho g - \frac{\partial p'}{\partial z} \right) \alpha_3 d_k^3 \sin \theta + \varepsilon \rho \frac{1}{2} C_D \alpha_2 d_k^2 u_f^2 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} F_Z = & -\left(\rho g \frac{\partial z_s}{\partial s} + \frac{\partial p'}{\partial s} \right) \alpha_3 d_k^3 \sin \theta \\ & + \left(\rho g - \frac{\partial p'}{\partial z} \right) \alpha_3 d_k^3 \cos \theta + \varepsilon \rho \frac{1}{2} C_L \alpha_2 d_k^2 u_f^2 \end{aligned} \quad (15)$$

ここに、 $W = \rho \alpha_3 d_k^3 g$ 、 ε ：遮蔽係数(=0.4)、 C_L ：揚力係数(=0.4)、 $\tan \theta_{k0}$ ：粒径 d_k の静止摩擦係数である。式(13)の左辺が $\tan \theta_{k0}$ を上回った場合に、粒径 d_k が河床表層から離脱するものとし、式(3)から離脱率を計算する。 $\tan \theta_{k0}$ は、鈴木ら⁵⁾を参考に式(16)で与えることとした。

$$\tan \theta_{k0} = 1 / \sqrt{(d_k / d_m)^2 - 1} \quad (16)$$

移動判定粒子に作用する抗力と揚力は、重心位置の流速 u_f を式(5)に示した対数分布則から与えて評価する。石礫モデルでは、河床表層粒子の重心位置の高さ分布を各粒径の平均高さ周りに式(17)、式(18)のように与える。

$$f(z'_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{z'^k_2}{2} \right), z'_k = \frac{z - \bar{z}_k}{\sigma_k \delta \bar{z}_k} \quad (17)$$

$$\sigma_k = \min \left\{ 0.435 + \exp \left(-6 \frac{d_k}{d_m} \right), 0.6 \right\} \quad (18)$$

ここに、 $f(z'_k)$ ：粒径 d_k の河床表層粒子の重心位置の高さに関する確率密度関数である。粒径 d_k の移動判定粒子の重心位置の高さ $z = z_{kp}$ は、一様粒径でかつ平坦河床の場合（式(3)において、河床勾配と圧力勾配の影響が無視できる場合）に石礫が河床表層から離脱する限界の無次元掃流力が 0.046 となるように $z'_k = 2$ の高さ ($z_{kp} = (1 + 2\sigma_k) \delta \bar{z}_k + z_{sd}$) を選んだ。

修正Egiazaroff式⁹⁾に代表される従来の混合粒径の限界掃流力の算定法では、一様粒径の場合に比べて、粒径比 d_k / d_m が大きい粒径ほど動き易く、粒径比 d_k / d_m が小さい粒径ほど動きにくくすることで混合粒径の移動限界を表現している。しかし、粒径比 d_k / d_m のみでは、河床表層の状態に応じて変化する石礫の移動限界を適切に表せない

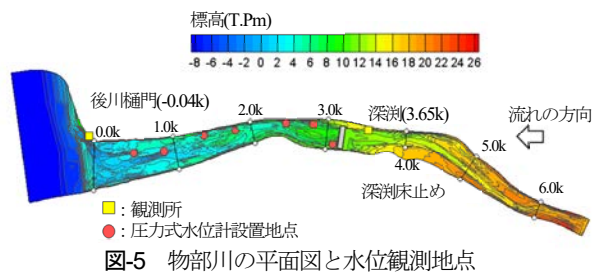


図-5 物部川の平面図と水位観測地点

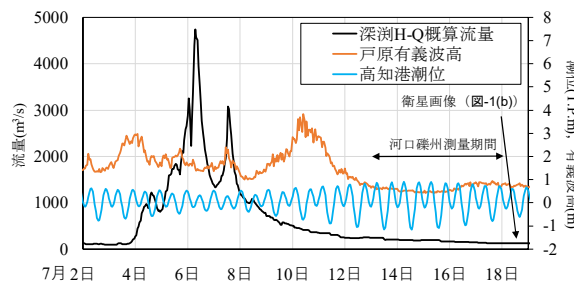
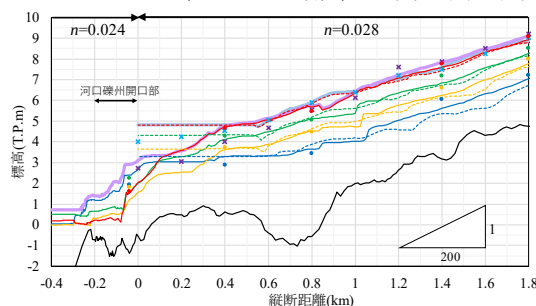
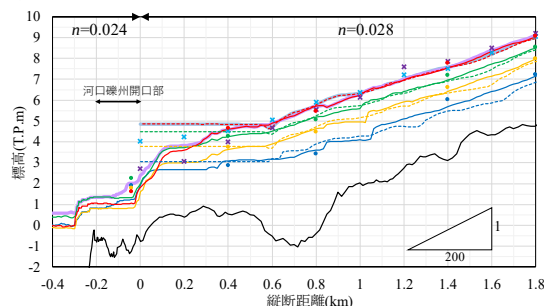


図-6 平成30年7月洪水の深淵(3.65km)の観測流量ハイドログラフ、高知港の潮位、戸原観測所の有義波高



(a) 本解析法



(b) 従来法

図-9 平成30年7月洪水の増水期における観測水面形と解析水面形の比較

いものと考えられる。本手法では、河床表層における各粒径平均高さ $\delta \bar{z}_k$ を式(10)から求めることで、粒径比 d_k/d_m に加え、河床表層の高い位置にある粒径($\delta \bar{z}_k/L_s \rightarrow 1$)ほど動き易く、低い位置にある粒径($\delta \bar{z}_k/L_s \rightarrow 0$)ほど動きにくくなることを考慮して各粒径の移動限界を算定する。

3. 平成30年7月洪水による物部川河口礫州の開口

と変形機構の解析

(1) 平成30年7月洪水の概要と解析条件

図-5は、物部川の平面図と水位観測点を示す。平成30年7月洪水では、●の地点で水位データが得られている。図-6は、深淵(3.65km)の観測流量ハイドログラフ(H-Q換算値)、高知港の潮位と戸原観測所の有義波高である。洪水終了後の7月13日～18日の間に河口礫州の詳細な測量が実施されている。平成30年7月洪水開始時(7月4日)から7月13日の期間では2～3mの有義波高が生じている。

計算区間は、6.0km～河口から約800mの沖合までとした。上下流端の境界条件には深淵(3.65km)の水位ハイドログラフと高知港の潮位ハイドログラフを与えた。河床

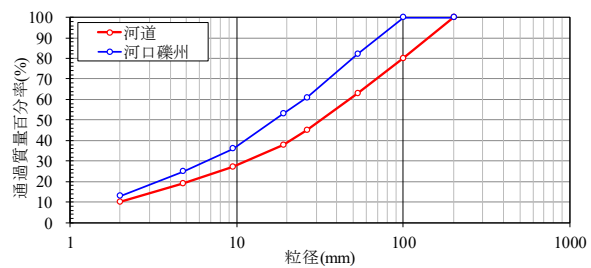


図-7 解析に用いた粒度分布

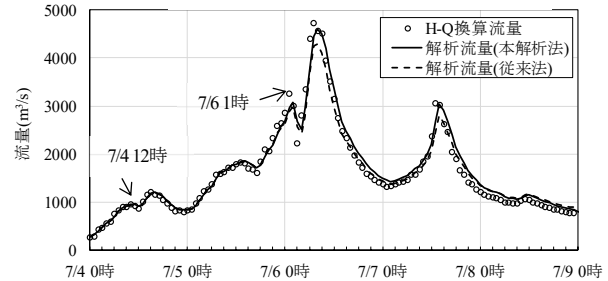


図-8 平成30年7月洪水の深淵(3.65k)の観測流量ハイドログラフと解析流量ハイドログラフの比較

変動解析では、図-7に示す粒度分布を使用した。プロット間の粒径集団の挙動は、その中の最大粒径で代表されるものとし各粒径の存在割合を設定した。例えば、200mmの存在割合は、200mmと100mmの通過百分率の差で与えた。また本解析法では、代表粒径 d_r を d_{80} とし、計算初期の各粒径の河床表層粒子の平均高さ $\delta \bar{z}_k$ は $0.5 L_s$ とした。初期地形は、平成30年3月の定期横断測量と平成30年5月25日に実施された河口礫州の測量結果、平成28年12月の浅深測量結果に基づいて作成した。側岸侵食は、隣接する計算格子間の勾配が安息角(30°)を超える場合、高い方の計算格子の地盤高を低下させ、その分の土砂を崩落土砂として、式(2)の流砂の連続式に考慮した。

(2) 物部川河口礫州の開口と変形機構の解析

図-8と図-9は、本解析法と従来法による深淵(3.65km)の流量ハイドログラフと水面形の解析結果と実測値の比較である。従来法では、各粒径の限界掃流力の計算に修正Egiazaroff式、掃流砂の計算には平衡流砂量式である芦田・道上式⁹⁾を用いている。0.4kmより上流区間では、両解析法ともに解析水面形は観測水面形を良好に説明できている。また、両解析法ともに深淵(3.65km)の解析流量ハイドログラフは実測値とほぼ一致する。これに対し、河口礫州の影響を受ける0.4kmより下流区間では、本解

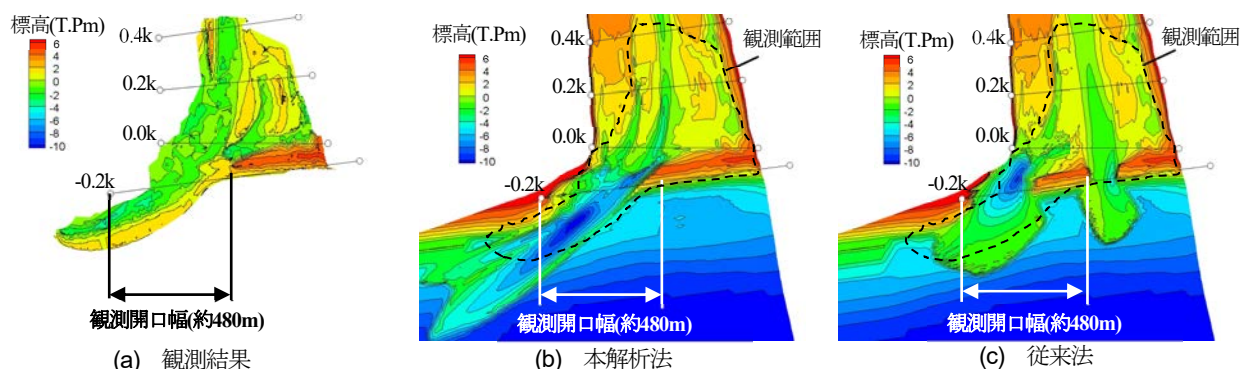


図-10 平成30年7月洪水後の物部川河口部の観測地形コンターと解析地形コンターの比較

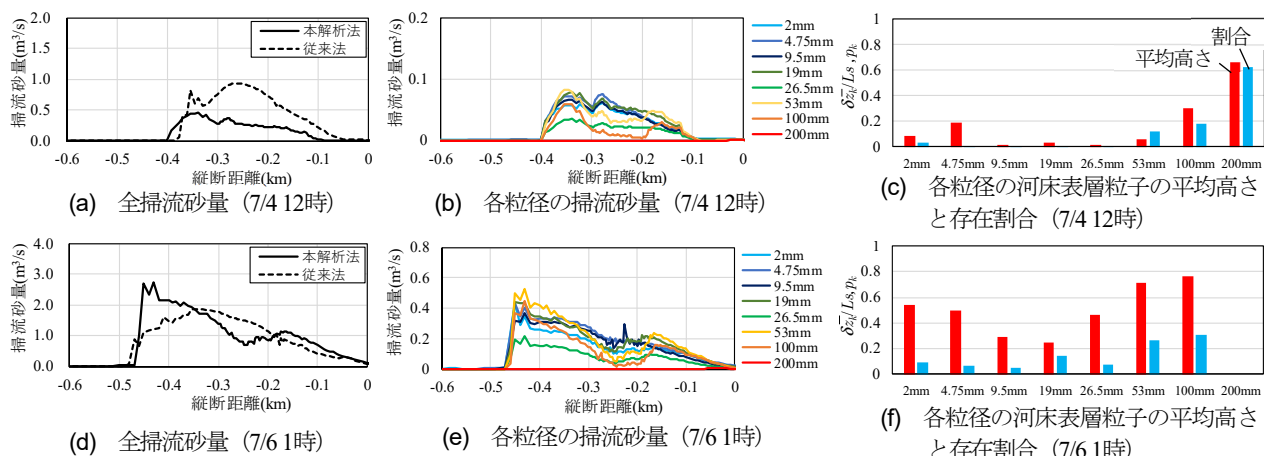


図-11 河口礫州開口部における本解析法と従来法による全掃流砂量、本解析法による各粒径の掃流砂量、開口部主流位置での各粒径の河床表層粒子の平均高さ と存在割合

析法と従来法の解析水面形に明白な違いが見られる。

図-10は、洪水後の河口部の観測地形コンター（7月13日～18日）と本解析法と従来法による解析地形コンターの比較である。図-10(a)に示すように、平成30年7月洪水では河口礫州の開口幅が約480mまで拡大し、河口礫州の形状が大きく変形した。図-9(b)の緑と赤の実線で示す従来法の解析水面形に着目する。0.0km～0.4km区間で水面形が交差するのが分かる。これは、図-10(c)に示すように、従来法では開口幅が実測に比べかなり狭く計算され、洪水ピークの前に洪水流が河口礫州の中央部を越流し、その上流河道の水位が低下したためである。従来法に比べて、図-10(b)の本解析法は、河口礫州の開口幅や河口域での礫州形状の再現性が高いことが分かる。図-10(a)の実測に比べて、本解析法は河口域での礫州の高さが低く、沖合方向に伸びた形状になっている。平成30年7月洪水から河口礫州の測量期間までに高波浪が生じていることから（図-6）、今後、波浪の影響も考慮してさらなる検討が必要である。図-9に示した0.4kmより下流区間の本解析法と従来法による解析最大水位と痕跡水位を比較する。本解析法の解析最大水位は、痕跡水位より全体的に高いものの、痕跡水位の縦断分布の特徴を良く捉えている。従来法の解析最大水位は、上述の理由から、河口礫州上流で水位が堰き上がり、開口部の位置する右岸側の痕跡水位の縦断分布形を説明できていない。

次に、洪水流による河口礫州の開口と変形機構に対す

る石礫の移動限界や流砂の非平衡性の影響について検討する。図-11は、図-9の青と緑の解析水面形と同時刻（7/4 12時、7/6 1時）において、河口礫州開口部での本解析法と従来法による全掃流砂量、本解析法による各粒径の掃流砂量、開口部主流位置での河床表層における砂面高を基準とした各粒径の河床表層粒子の平均高さ $\delta \bar{z}_k$ と存在割合 p_k を示したものである。図-11(c)と(f)では、 $\delta \bar{z}_k$ を河床表層の厚さ L_s で無次元化し、 p_k とともに縦軸に示している。図-11(a)と(d)に示すように、本解析法による全掃流砂量は、7/4 12時では従来法の半分程度の大きさとなるが、7/6 1時では従来法と同程度の大きさになる。7/4 12時の洪水流量は1000 m^3/s 程度であり、図-11(b)に示すように200mmの粒径は解析上動かない。このため、図-11(c)に示すように、本解析法では、小さな粒径が河床表層の低い位置にあり移動を抑制されるため、全掃流砂量が小さくなった。これに対し、7/6 1時には全粒径が移動状態となり、図-11(f)に示すように、図-11(c)の7/4 12時に比べて、小さな粒径が河床表層の高い位置に現れ移動し易くなったため、全掃流砂量が増大した。なお、図-11(e)と(f)で200mmの掃流砂量、河床表層粒子の高さと存在割合の値が0なのは、開口部の拡大により、河口礫州だった場所が主流位置に変化したためである。このような石礫の移動限界の影響は、図-9に示した河口部の解析水面形の時間変化にも表れている。本解析法と従来法による7/4 12時の青の解析水面形を比較すると、0.4kmよ

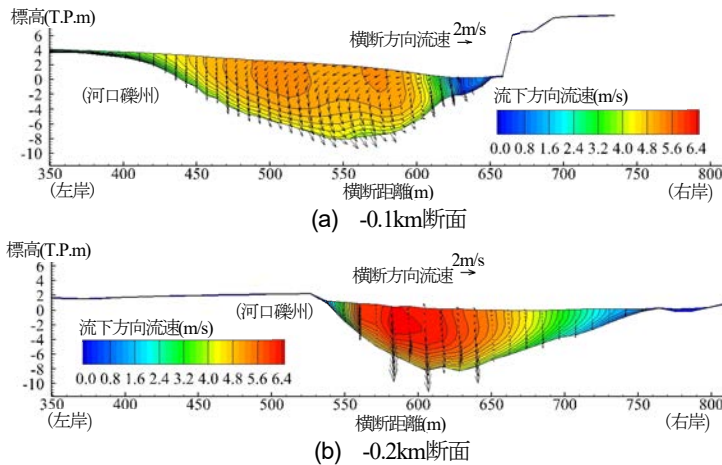


図-12 本解析法による平成30年7月洪水ピーク時における
-0.1km断面と-0.2km断面の流速分布

り下流区間において、本解析法の水位は従来法に比べて高く計算されているが、7/6 1時の緑の解析水面形を比較するとその関係は逆転している。今回は0.4kmより下流の観測水位は後川樋門(-0.04k)のみであり、解析結果の妥当性を検証するには水位情報が不足している。今後、詳細な水位観測に基づいて現象の解明を行う必要がある。

図-12は、本解析法による洪水ピーク付近の-0.1kmと-0.2km断面の流速分布を示す。開口部では縦断的に流れが加速され、河口礫州の上流側では開口部に向かう流れにより、強い二次流構造が形成される(図-12(a))。図-13は、本解析法の解析結果から、●を出発地点として石礫粒子(2mm, 100mm)の軌跡を調べたものである。大粒径粒子ほど斜面勾配の影響を強く受けることが分かる。河口礫州上の大粒径粒子の運動は、流砂の非平衡性を高め開口幅の拡大を促進する(点線黒丸Iの付近)。また、河口域では大粒径粒子が礫州に沿って輸送される傾向にあり、図-10(a)に示した砂嘴状の礫州形状の形成に大きく影響したものと考えられる(点線黒丸IIの付近)。

このように、洪水流による物部川河口礫州の開口と変形機構を説明するには、石礫の非平衡運動や移動限界を適切に評価する必要がある。砂礫河川を対象とした従来の河床変動解析法では現象を十分に説明できない。石礫河川の土砂移動、河床変動の算定精度向上は、治水と環境の両面から喫緊の課題であり、今後、本解析法で省略した河床表層の厚さや空隙率の変化等について考慮することで、より実態に即した解析が行えると考えている。

4. 結論

本研究では、石礫モデルの河床表層粒子の平均高さの計算法を修正し、Q3D-FEBSと石礫モデルを組み合わせ

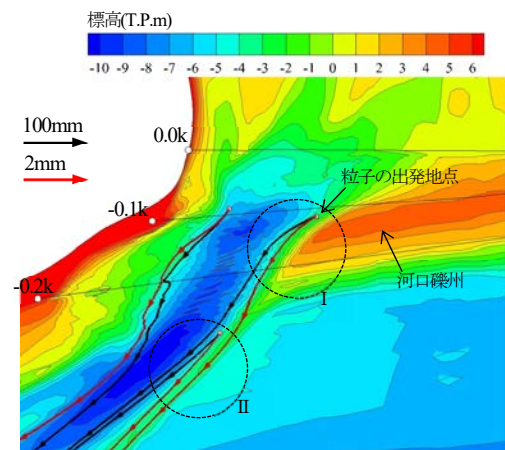


図-13 本解析法による平成30年7月洪水ピーク時
における河口礫州開口部の石礫粒子の軌跡

た洪水流・河床変動解析法を構築した。本解析法を物部川における平成30年7月洪水に適用し、砂礫河川を対象とした従来の河床変動解析法に比べ、河口部の水面形、河口礫州の開口幅や変形後の礫州形状を良好に説明できることを明らかにした。

その上で、石礫で構成された物部川河口礫州の洪水流による開口と変形機構を説明するためには、三次元流れや局所的な河床勾配の影響を受ける石礫の非平衡運動と河床表層の状態により変化する石礫の移動限界を適切に評価することが重要であることを示した。

参考文献

- 1) 門田章宏, 石本千春, 中野晋, 鈴木幸一: 物部川河口部の閉塞要因と河口砂州の形成・破壊に関する解析, 水工学論文集, 第52巻, pp.601-609, 2008.
- 2) 福岡捷二: 石礫河川の移動床水理の諸問題と解決への道筋, 水工学に関する夏季研修会講義集Aコース, pp.1-25, 2008.
- 3) 長田健吾, 福岡捷二: 石礫河川の河床変動機構と表層石礫の凹凸分布に着目した二次元河床変動解析法, 土木学会論文集B1, Vol.68, pp.1-20, 2012.
- 4) 竹村吉晴, 福岡捷二: 波状跳水・完全跳水及びその減勢区間における境界面(水面・底面)上の流れの方程式を用いた非静水压準三次元解析(Q3D-FEBS), 土木学会論文集B1(水工学), Vol.75, No.1, pp.61-80, 2019.
- 5) 鈴木幸一, 門田章宏, 山本裕規: 各粒径砂礫への掃流力と限界掃流力の補正を考慮した粒径別掃流砂量の推定, 土木学会論文集, N0.621, II-47, pp.91-99, 1999.
- 6) 芦田和男, 道上正規: 移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, Vol.206, pp.59-69, 1972.

(2020. 4. 2受付)