

一般底面流速解析法と非平衡粗面抵抗則に基づく水深積分型二相流解析法の適合性の検討

内田 龍彦¹・福岡 捷二²

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

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

²フェロー 中央大学研究開発機構教授 (同上)

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

洪水や津波による流れと土砂輸送を適切に評価できる解析法が求められている。本研究では流砂系方程式に基づいて、既往の河床変動解析法に用いられてきた仮定と課題を整理し、流れ系と流砂系の二相流解析法の役割を論じている。次に、実用性の高い改良型水深積分モデル(BVC 法)と非平衡粗面抵抗則に基づいた新たな二相流解析法を提案している。流砂系モデルでは底面近傍の高濃度の掃流砂から主計算領域の浮遊砂を一体的に取り扱っている。開発した二相流解析法を段波が移動床上を通過する場合に適用し、実験結果と既往の河床変動解析法を含む種々の解析法と比較し、本解析法の適合性を検証するとともに、今後の課題について検討している。

Key Words: two-phase model, bedload, suspended sediment, dynamic wall law

1. 序論

従来の河床変動解析に用いられてきた流砂量式や浮遊砂量式¹⁾⁻⁵⁾は、流れと流砂運動の平衡状態を仮定して導かれているため、様々な条件に対応することが難しい。例えば、流砂量式では、離脱、流送、堆積などの流砂運動の異なる過程が押し込められ、流れの作用は底面せん断応力もしくは摩擦速度で代表される^{1), 5)}。これは、従来の断面平均化された水理量を計算する場合にはそれほど問題とならなかった。しかし、流れの鉛直構造や底面近傍の流速場の解析が必要とされるような場合には、このような仮定は精度的に整合しなくなり、流れと河床変動の計算全体で見たときには、河床変動解析が弱点となる。

本研究では、流砂系の方程式から、従来の河床変動解析に用いられてきた仮定と課題を整理し、流れ系と流砂系の方程式を解く二相流解析法の必要性を議論する。そして、非平衡粗面抵抗則(DWL)を用いた準三次元解析法(BVC-DWL 法)⁶⁾に基づいた二相流解析法を構築し、段波による激しい土砂移動現象⁷⁾に対して適用し、検証する。

2. 従来の河床変動解析法と二相流解析法

流砂系の連続式に基づく河床変動解析法の取り纏めは Garcia³⁾に詳しいが、ここでは既往の平衡流砂量式、非平衡流砂量式に基づく河床変動解析法と二相流解析法の比較に着目して検討する。土砂についてその運動形態に応じて、河床砂、掃流砂、浮遊砂に分けると、連続式はそれぞれ式(1), (2), (3)で表される³⁾。

$$C_B \frac{\partial z_B}{\partial t} = D - P \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta^s}{\partial t} + \frac{\partial q_B}{\partial x} = D^s - P^s - D + P \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_a h}{\partial t} + \frac{\partial C_a U h}{\partial x} = -D^s + P^s \quad (3)$$

ここに、 C_B : 河床砂の土砂濃度、 z_B : 河床高さ、 D 、 P : 掃流砂に関する堆積量、離脱量、 δ^s : 掫流砂層厚に掃流砂濃度を乗じた見かけの掃流砂層厚、 q_B : 掫流砂量、 D^s 、 P^s : 浮遊砂に関する沈降量と浮上量、 C_a : 水深平均土砂濃度、 U : 水深平均流速、である。式(1), (2)を足すと、式(4)が得られる³⁾。

$$C_B \frac{\partial z_B}{\partial t} + \frac{\partial \delta^s}{\partial t} + \frac{\partial q_B}{\partial x} = D^s - P^s \quad (4)$$

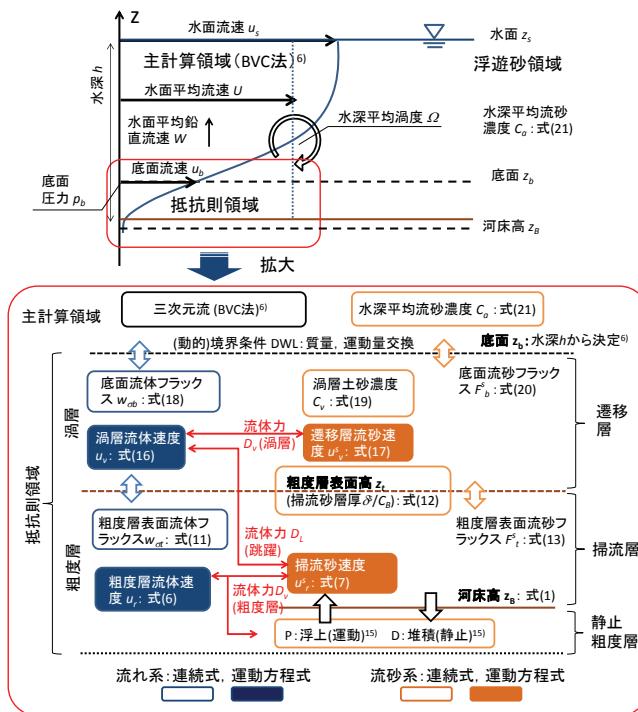


図-1 一般底面流速解析法と非平衡粗面抵抗則に基づく二相流解析法の未知量と方程式群の模式図

式(4)は竹林ら⁸⁾の掃流砂層モデルにおいて河床位方程式と呼ばれるものであり、第二項を省略すれば、浮遊砂を考慮した場合の河床高の時間変化の式となる。従来の河床変動解析では式(4)の流砂量に平衡流砂量を用いてきた¹⁾⁻⁵⁾。掃流砂層モデル⁸⁾では、式(4)から平衡流砂量式を用いて掃流砂層厚が求められている。掃流砂の連続式は、以下に示すように非平衡掃流砂量の算定に用いられてきた。簡単のために、掃流砂のみを考える。式(2)において、粒子運動の緩和距離を L とし、掃流砂の堆積量が局所流砂量、離脱量が局所水理量で表されるとすると、非平衡流砂量式(5)が得られる¹⁾⁻⁵⁾。

$$\frac{\partial \delta^s}{\partial t} + \frac{\partial q_B}{\partial x} = \frac{q_{Be} - q_B}{L} \quad (5)$$

ここに、 q_{Be} ：平衡流砂量である。なお、 q_B を全流砂量として、 L が運動形態によるとすれば、式(5)は浮遊砂を含めた非平衡掃流砂量式とみることもできる⁴⁾。掃流砂の連続式(5)もしくは(2)で解かれるのは掃流砂体積であるため、式(5)に基づく非平衡流砂量は掃流砂の流速について平衡状態を仮定している。即ち、 L には粒子の加速減速の効果も含まれておらず、流れが等流状態においてのみ step length に一致する。内田・福岡⁹⁾は掃流砂の運動量保存式に基づく非平衡流砂量式を導出しているが、連続式を省略しているために、緩和距離 L の設定や掃流砂層厚の算定に平衡状態の場合の関係式が用いられるなどの課題を残している。一方、長田ら¹⁰⁾はラグランジュ型の非平衡流砂モデルを提案している。この解析法では、粒子の運動方程式に基づいていたために粒子運動に関し

てかなり精緻に扱われるが、step length の評価方法の他に、掃流力が大きい場合において掃流砂量が増加する場合の掃流砂体積の時間変化や粒子間応力の取り扱いなどに課題があると考えられる。

流れ系、流砂系それぞれについて、連続式と運動方程式を相互作用力を考慮して解く二相流解析^{5), 11)-13)}は、上記の非平衡流砂運動などについて力学的に評価できる可能性がある。二相流解析では後述するように様々な Closure model が必要となるが、中でも掃流砂に関する堆積量、離脱量と粒子系と流れ系の相互作用項の評価が重要である。これらは、従来の水深積分型二相流解析法では、水深平均流速と抵抗則に基づく底面せん断応力を用いて評価されてきた¹¹⁾。底面近傍で生じる流砂運動を表現するためには、流れの鉛直構造と底面近傍の非平衡性を考慮することが重要と考えられるが、著者らの知る限りこれらを考慮できる水深積分型の二相流モデルは存在しない。なお、水深積分型でないより精緻な二相流モデルには、流砂系を連続体としたオイラー型¹²⁾、個別の粒子を解析するラグランジュ型^{5), 13)}の解析法があり、前者は乱れを含む流体と流砂、流砂と流砂の相互作用の表現方法が検討され、後者は実験では検証が難しい現象の解明に期待されている。

3. 解析方法

本解析法は BVC-DWL 法⁶⁾に基づく二相流解析法である。流砂系の運動は流砂密度によって鉛直方向に区分される¹²⁾ことから、流れ系の計算領域である、主計算領域、渦層領域、粗度層領域において異なる流砂系モデルを導入する。基礎方程式の未知数と基礎方程式を図-1 に示す。粗度層内では高濃度の掃流砂層を仮定し、粒子間応力(骨格応力)が支配的であるとした二相流モデル¹¹⁾を導入する。ここでは、濃度を一定と仮定し、連続式によりその厚さを決定する¹¹⁾。渦層内では流れの乱れによって砂が巻き上げられ、激しく運動する遷移層を仮定する。このため、粒子間の応力は接触力ではなく、乱流運動により生じる(運動量交換)とした二相流モデルを導入する。渦層厚は流れ系モデルにより定義される⁶⁾ため、土砂の連続式により濃度を決定する。主計算領域は巻きあがられた土砂が流体と一緒に運動する浮遊砂層とし、運動方程式を解かずに従来の浮遊砂の輸送方程式から水深平均浮遊砂濃度を解く。以下に各層の方程式の詳細を示す。

(1) 粗度層-掃流砂層

導入する二相流モデルは、層間の質量、運動量交換項以外、従来の水深積分型の二相流モデル¹¹⁾と同様である。運動方程式は、流れ系、流砂系においてそれぞれ、

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial x} + w_{\sigma} \frac{\partial u_r}{\partial z} = -g \frac{\partial \zeta_b}{\partial x} \\ + \frac{\lambda_v \tau_t - \gamma_B D'_r - D'_{r0}}{\rho \lambda_B \delta z_r} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \delta^s u_r^s}{\partial t} + \frac{\partial \delta^s u_r^s u_r^s}{\partial x} = -\frac{g \delta^s}{1+s} \left(\frac{\partial \zeta_b + \zeta_B}{\partial x} \right) \\ + \frac{C_v \tau_t^s - C_B \tau_B^s + \gamma_B D'_r + (1-\gamma_B) D'_L}{\rho_s} \quad (7)$$

と表される。ここに、 u_r, w_{σ} : 粗度層の流体速度の水平、鉛直フラックス成分、 ζ_b : 底面のピエゾ水頭($\zeta_b = p_b/\rho g + z_b$)、 p_b : 底面圧力、 z_b : 底面高さ、 $\lambda_v = 1 - C_v$ 、 $\lambda_B = 1 - C_B$ 、 C_v : 湍層土砂濃度、 C_B : 静止土砂濃度($=0.6$)、 δz_r : 粗度層厚、 δ^s/C_B : 掃流砂層厚($=\delta z_r - \delta z_0$)、 δz_0 : 静止状態の粗度層厚($=k_s$)、 u_t^s : 掃流砂速度、 ζ_B : 掃流砂層の粒子間圧力のピエゾ水頭($\zeta_B = sg\delta^s + z_B$)、 z_B : 静止河床高、 τ_B^s : 掃流砂層底面のせん断応力($=\mu_d g \delta^s$)、 μ_d : 動摩擦係数($=0.5$)である。粗度層上面の流体間せん断応力 τ_t は粒子による乱れ生産、減衰を無視した水流のみの場合の局所平衡モデル⁶⁾で与える。粗度層上面の粒子間せん断応力 τ_t^s は、移流成分も加えた次式で評価する。

$$\frac{\tau_t^s}{\rho_s} = -F_t^s u_t^s + v_u^s \left(\frac{\partial u^s}{\partial z} \right)_t \quad (8)$$

ここに、 F_t^s : 掃流砂層と遷移層間の粒子フラックス、 u_t^s : 掃流砂層上面の速度であり、遷移層粒子流速を用いて重み付き平均で求める。第二項は簡単のため、渦層で密度が小さいことから粒子衝突応力を無視し、底面の流れの渦動粘性係数 v_{tb} を用いて $v_{tb} = v_u^s$ とし、勾配項は流れ系と同じモデル⁶⁾で評価する。粗度層の形状抵抗項は、粗度層における相対速度を用いて、

$$D'_r + D'_{r0} = C_B \delta z_r \frac{3 \rho C_D}{4d} |u_r - u_r^s| (u_r - u_r^s) \quad (9)$$

と表す。ここに、 D'_r, D'_{r0} : 掃流砂層、粗度層における形状抵抗であり、抗力係数 C_D には粒子密度の影響を考慮した Di Felice の式¹⁴⁾を用いる。粒子系運動方程式(7)における流体力項は掃流砂の一部が跳躍運動により渦層流体からの流体力 D'_L を受けているとしている。 D'_r は式(9)の粗度層全形状抵抗と粗度層厚と掃流砂層厚の比で評価する。 D'_L は流体流速 u_r を渦層流速 u_v を用いて式(10)で評価し、式(9)から計算する。

$$u_r = (c_L / c_v) u_v, \quad 1/c_v = Ar + \ln(z_v / k_s) / \kappa \quad (10)$$

ここに、 c_L については平衡状態の解が既往の流砂量式¹³⁾の範囲内で実験結果を再現するように、 $c_L=12$ としている。また、第一項と第二項の重み γ_B は、掃流砂層厚と粒径を用い、 $\gamma_B=\min(0.6, \delta^s/(\delta^s+C_B d))$ とした。掃流砂モデルにおいてはこのようにいくつかの試験的なモデルが導

入されており、今後詳細な数値実験^{5,13)}などを用いて検証していく必要がある。

粗度層表面流体フラックスと掃流砂層厚は、それぞれ流れ系、流砂系の連続式(11),(12)により求める。

$$\frac{\partial \lambda_B \delta z_r}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_B \delta z_r u_r}{\partial x} + \lambda_t w_{\sigma} + \lambda_B \frac{\partial z_B}{\partial t} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \delta^s}{\partial t} + \frac{\partial \delta^s u_r^s}{\partial x} + C_B \frac{\partial z_B}{\partial t} + F_t^s = 0 \quad (12)$$

掃流砂層と遷移層間の土砂フラックスは、移流による土砂の浮上を表現するため、粗度層表面の流体フラックス w_{σ} を考慮し、

$$F_t^s = C_t (w_{\sigma} - w_0) - v_u^s \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)_t \quad (13)$$

と表す。ここに、 w_0 : 沈降速度である。第二項の評価には、乱流拡散係数に流れ系の渦動粘性係数を用い、流れのせん断応力の場合⁵⁾と同様に、

$$v_u^s \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)_t = v_{tb} \frac{C_v - C_B}{h} \quad (14)$$

と表現する。掃流砂層表面の土砂濃度 C_t は、

$$C_t = (1-a)C_v + aC_B \quad (15)$$

と表す。重み係数 a は平衡状態における解が従来の浮遊砂の基準面濃度式¹³⁾の範囲内において、本実験結果から $a=0.05$ とした。河床面 z_B の移動速度は河床砂の連続式(1)を用いて計算される。 D, P については、Greco et al.¹¹⁾と同様に、Seminara et al.¹⁵⁾の式より計算する。 P の算定に用いる掃流力は、重力を含め、粗度層内に供給される全運動量とした。図-1 および式形からも分かるように、本解析において、 z_B の時間変化は土砂の離脱量、堆積量の差というよりむしろ静止状態にある粒子と運動状態にある粒子の間に定義される破壊面の移動である。このため、この面の移動速度の評価には土砂内の応力状態を考慮した評価法が必要であり、掃流砂モデルの精緻化と合わせて今後の課題である。

(2) 渦層-遷移層

流れ系、流砂系の運動方程式はそれぞれ、式(16), (17)で表される。

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} + u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + w_{\sigma} \frac{\partial u_v}{\partial z} = -g \frac{\partial \zeta_b}{\partial x} \\ + \frac{\lambda_b \tau_b - \lambda_v \tau_t - D'_v - (1-\gamma_B) D'_L}{\rho \lambda_v \delta z_b} \quad (16)$$

$$\frac{\partial C_v \delta z_b u_v^s}{\partial t} + \frac{\partial C_v \delta z_b u_v^s u_v^s}{\partial x} = -\frac{g C_v \delta z_b}{1+s} \frac{\partial \zeta_b}{\partial x} \\ + \frac{C_b \tau_b^s - C_v \tau_t^s + D'_v}{\rho_s} \quad (17)$$

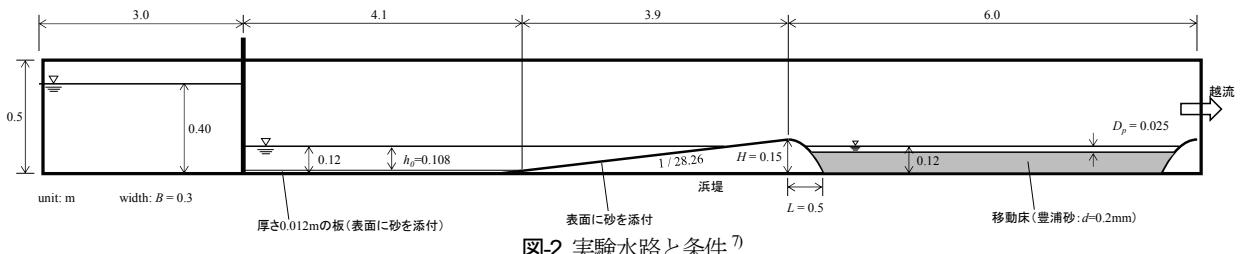


図-2 実験水路と条件⁷⁾

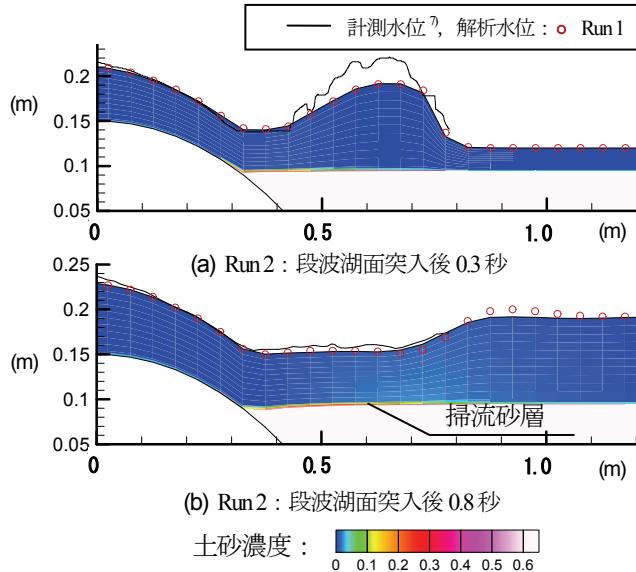


図-3 段波突入直後の浜堤直下の本解析法(Run 2), 従来の解析法(Run 1)による解析結果と実測結果⁷⁾の比較

ここに, u_b , w_{σ} : 渦層の流体速度の水平, 鉛直フラックス成分, $\lambda_b = 1 - C_b$, C_b : 底面土砂濃度, τ_b : 底面せん断応力, δz_b : 渦層厚, u_v^t : 遷移層土砂速度, τ_b^s : 底面の土砂せん断応力である。式(17)は式(7)とほぼ同形であるが, 式(17)には粒子間の衝突応力(ζ_B の項)は含まれず, 単純化されている。式(16), (17)の流体力項は粗度層の場合と同様に式(9)に基づいて求める。底面の流体間, 粒子間底面せん断応力 τ_b , τ_b^s は粗度層上面 z_t の場合と同様に求める。

底面流体フラックス $w_{\sigma b}$ と遷移層内の土砂濃度 C_v は, それぞれ流れ系, 流砂系の連続式(18), (19)により求める。

$$\frac{\partial \lambda_b \delta z_b}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_b \delta z_b u_v}{\partial x} + \lambda_b w_{\sigma b} - \lambda_t w_{\sigma t} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial C_v \delta z_b}{\partial t} + \frac{\partial C_v \delta z_b u_v^t}{\partial x} + F_b^s - F_t^s = 0 \quad (19)$$

ここに, F_b^s は底面を通過する鉛直土砂フラックスであり, 掃流砂層表面の場合と同様に,

$$F_b^s = C_b (w_{\sigma b} - w_0) - v_{nb} \frac{C_b - C_v}{h} \quad (20)$$

と表す。

(3) 主計算領域-浮遊砂層

この領域では, 粒子濃度は極めて薄いとし, 粒子運動の遅れや流れとの相互作用は考慮しない。このため, 運



写真-1 段波突入直後(t=0.3sec.)の段波フロント形状⁷⁾

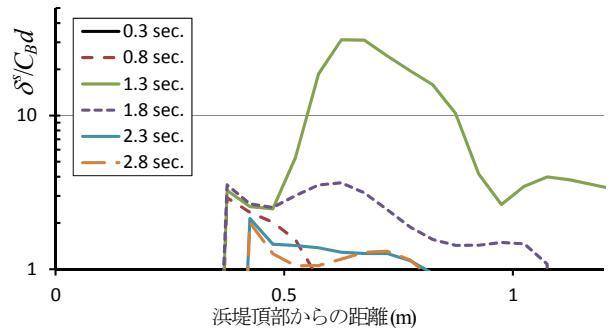


図-4 本解析結果(Run 3)における段波突入直後の掃流層厚δ分布の時間変化

動方程式は流れ系のみで解かれる。流れ系の流速分布は BVC-DWL 法⁶⁾を用いて計算する。この解析法は、底面の非平衡粗面抵抗則を用いて、主計算領域の流速と圧力の鉛直分布について、渦度方程式や水深積分された鉛直方向運動方程式などを用いて評価する水深積分モデルである。詳細は既往の文献を参照されたい⁶⁾。流砂系では、水深平均土砂濃度 C_a の輸送方程式を解く。

$$\frac{\partial C_a h}{\partial t} + \frac{\partial C_a h U}{\partial x} - F_b^s = 0 \quad (21)$$

ここに、水平拡散項は簡単のため省略している。底面土砂濃度 C_b は流速分布の影響などを考慮せずに、 C_a を用いて簡易的に Lane-Kalinske の分布¹⁾より求め、式(20)より F_b^s を評価する。

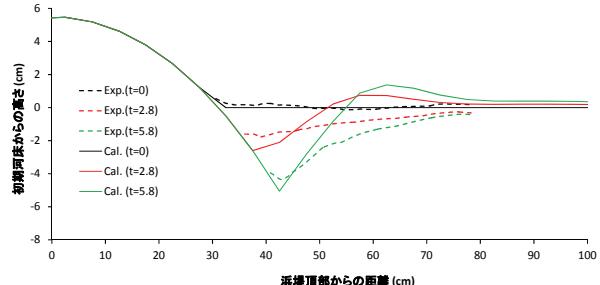
4. 段波による土砂移動と河床変動解析

段波による激しい土砂移動を伴う河床変動現象⁷⁾に本解析法を適用し、検証する。実験⁷⁾は沿岸湖沼に突入する津波による地形変化現象を調べるために行われたもので、図-2 に示すように、ゲート下流に固定床の浜堤を設け、その背後に初期水深を有する移動床部分が設置されている。計算は、下流端を自由放流にし、図-2 の条件で $k_s=0.8d$ として行う。本研究では、段波が湖面に到

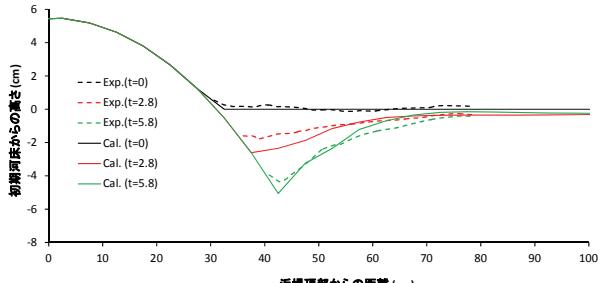
達した時刻を $t=0$ とし、BVC-DWL 法と非平衡掃流砂量式⁹⁾を用いた解析(Run 1)と本解析法(Run 2)を比較する。

図-3 は、段波が湖面に到達した 0.3 秒後の解析結果と実測結果の水面の比較である。写真-1 に示すように、実験では段波が湖面に突入した直後に水流が跳ね上がり、巻き波型碎波により空気塊を多量に巻き込んでフロントを形成し、それに伴い土砂が浮上している様子が観察されている⁷⁾。Run 1, 2 の解析結果ともに実験結果と比べると水位上昇量が小さく、Run 2 では土砂はあまり舞い上がってない。この主な原因是、本解析法では空気混入を考慮していないためと考えられる。一方、段波先端部が通過した後の 0.8 秒後を見ると、本解析結果は実験水面形を概ね再現できている。浜堤直下の高速領域では河床が急激に低下し、掃流砂層厚が増加しており、従来の河床変動解析法を用いた解析結果 Run 1 よりもやや水面形の再現性が向上している。図-4 に示すように、本解析結果において段波突入直後の掃流砂層厚 δ は時空間的に激しく変動する。このような掃流砂層厚の変化に伴う急激な河床変動や流砂運動に伴う流れの抵抗増加は従来の河床変動解析法では表現できない点である。ただし、掃流砂層と静止河床の境界である河床高 z_B の定義については曖昧さを残しており、モデルの妥当性と合わせてさらに検討する必要がある。

図-5 は段波が湖面に突入した 2.8 秒後、5.8 秒後の河床形状の比較である。Run 1 の解析結果は浜堤直下の洗掘を再現できているが、その下流では実験に比べて大きな堆積域が生じている。これは今回の解析では浮遊砂を考慮しておらず、結果として緩和距離 L が実現現象よりも短くなっているためである。これらを考慮することによって解析結果は改善できると考えられるが、この解析の枠組み⁹⁾においては緩和距離 L は浮上量、堆積量に関係すること、式(4)で掃流砂層厚 δ の時間変化を無視して浮遊砂を考慮する場合は浮上量をダブルカウントしてしまう等の課題がある。本解析結果 Run 2 は、Run 1 に比べて実験結果に近い洗掘形状を示している。しかしながら、計算結果は、洗掘深、堆積域が実験結果よりやや大きく、2.8 秒後の洗掘形状が下に凸の形状となっているなど、実験結果との相違がみられる。図-6 (a) に本解析法(Run 2)における 2.8 秒後の底面、渦層(遷移層)の土砂濃度および底面 z_b 、粗度層(掃流層)表面 z_t を通過する流体、流砂フラックスを示す。図-6 (a)より、渦層(遷移層)内の土砂濃度は土砂の堆積域を中心に大きくなっているのに対し、底面土砂濃度は緩やかに上昇する。図-6 (b)より、式(13)、(20)の第一項の底面、粗度層表面のフラックスは沈降速度と比較して小さくなく、上昇流による土砂浮上量は無視できないことが分かる。しかし、本解析においては、図-6 (c)から分かるように、式(13)、(20)の第二項の乱流拡散による土砂輸送量が底面、粗度層表面のフラックス

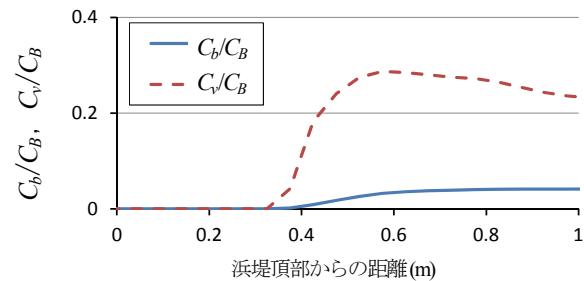


(a) Run 1 : BVC-DWL と従来の非平衡流砂量式⁹⁾

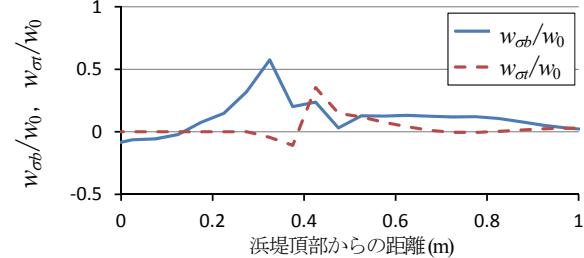


(b) Run 2 : 本解析法

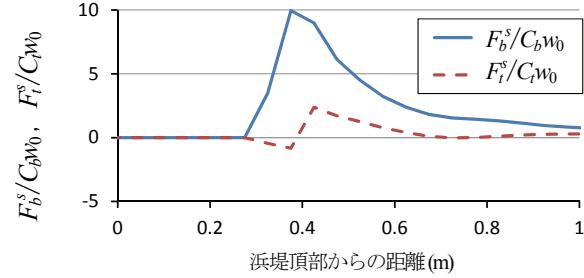
図-5 浜堤直下の河床変動の実験結果⁷⁾と本解析法(Run 2)、従来の解析法⁹⁾(Run 1)の解析結果の比較



(a) 底面と渦層内の土砂濃度



(b) 底面と粗度層表面を通過するフラックス



(c) 底面と粗度層表面を通過する流砂フラックス

図-6 本解析法(Run 3)における土砂濃度と底面 z_b 、粗度層表面 z_t を通過する流体、流砂フラックス (2.8 秒後)

に比べてかなり大きくなっている。したがって、図-5(b)に示した河床形状の差は、掃流砂モデルの他に、底面近傍の乱流現象の評価法にも課題があると考えられる。

5. 結論

本研究で得られた主要な結論を以下に示す。

- (1) 本研究では流砂系の三つの連続式を用い、従来の河床変動解析法において掃流砂の連続式が簡略化されていることを明らかにし、流れ系と流砂系からなる二相流解析の役割を示した。
- (2) 非平衡粗面抵抗則を用いた底面流速解析法に基づき、土砂密度に応じて鉛直方向に異なる流砂系モデルを導入した、水深積分型の新しい二相流モデルを構築した。本解析法では掃流砂から浮遊砂の遷移には鉛直方向流速が考慮され、流砂運動は流砂系の連続式と流れ系との相互作用項を含む運動方程式により記述される。
- (3) 本解析法を段波が浜堤を越流する場合の河床変動に適用した結果、本解析法は掃流砂層厚の変化に伴う急激な河床変動や流砂による抵抗増加を考慮でき、従来法に比べて実験結果の説明力が向上することと、本二相流モデルによる河床変動解析の今後の具体的課題を示した。

謝辞：段波による土砂移動と河床変動解析への適用に対し、東北大学大学院工学研究科田中仁教授、同三戸部佑太助教には貴重な実験データを提供いただいた。本研究の一部は、科学研究費補助金基盤研究(C)（課題番号：26420505、代表：内田龍彦）の助成を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 土木学会：水理公式集、平成11年度版、2001。
- 2) 福岡捷二：洪水の水理と河道の設計法、森北出版、2005。
- 3) Garcia, M. H.: Sedimentation engineering: Processes, management, modeling and practice, ASCE, Reston, VA, 2008.
- 4) Wu, W.: Computational River Dynamics, Taylor & Francis Group, London, UK, 2008.
- 5) 後藤仁志：数値流砂水理学—粒子法による混相流と粒状体の計算力学ー、森北出版、2004。
- 6) 内田龍彦、福岡捷二：非平衡粗面抵抗則を用いた一般底面流速解析法の導出と局所三次元流れへの適用、土木学会論文集 B1(水工学)、Vol. 71, No. 2, pp.43-62, 2015.
- 7) 三戸部佑太、今井健太郎、平川雄太、会田俊介、高橋智幸：沿岸湖沼に突入する津波による地形変化に関する水理実験、土木学会論文集 B2(海岸工学)、Vol. 71, No. 2 pp. I_235-I_240, 2015.
- 8) 竹林洋史、中元達也、藤田正治：粘着性・非粘着性河床材料混在場における土砂輸送特性 -トシレサップ川を対象として-, 京都大学防災研究所年報、第52号B, pp.637-645, 2009.
- 9) 内田龍彦、福岡捷二：底面流速解法による連続する水没水制群を有する流れと河床変動の解析、土木学会論文集、B1, Vol. 67, No. 1, pp.16-29, 2011.
- 10) 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.
- 11) Greco, M., Iervolino, M., Leopardi, A., and Vacca, A. : A twophase model for fast geomorphic shallow flows, *International Journal of Sediment Research*, 27(4), pp.409-425, 2012.
- 12) Kranenburg, W.M., Hsu, T.J., and Ribberink, J.S.: Two-phase modeling of sheet-flow beneath waves and its dependence on grain size and streaming, *Advances in Water Resources*, 72, pp. 57-70, 2014.
- 13) 福田朝生、福岡捷二：土石流水路実験結果を用いた数値移動床水路による高濃度粒子群と水流の力学的相互作用の検討、土木学会論文集 B1(水工学)、Vol.72, No.4, pp. I_859-I_864, 2016.
- 14) Di Felice, R.: The voidage function for fluid-particle interaction systems. *International Journal on Multiphase Flow*, 20, pp.153-159, 1994.
- 15) Seminara, G., Solari, L. and Parker, G.: Bedload on arbitrary sloping beds. Part 1: Failure of the Bagnold hypothesis, *Water Resources Research*, 38 (11), pp. 1249-1271, 2002.

(2016.9.30受付)

DEPTH INTEGRATED TWO-PHASE MODEL BASED ON THE GENERAL BOTTOM VELOCITY COMPUTATION METHOD AND DYNAMIC WALL LAW

Tatsuhiko UCHIDA and Shoji FUKUOKA

A reliable calculation method for fluid and sediment motions during flood and tsunami events is required. First, this paper indicated about limitations and issues of the conventional bed variation analysis method with a requirement for two phase model by using governing equations for sediment phase. Then, a new depth integrated two-phase model was proposed based on general Bottom Velocity Computation method with Dynamic rough Wall Law (BVC-DWL). The method was applied to the experiment on dam break flow over movable bed. The calculation results with the present model and the conventional method were compared with the experimental results, indicating the future issues of the present model.