

遡上津波の戻り流れによる護岸法先洗掘のグリッドレス解析

後藤 仁志* ・ 酒井 哲郎** ・ 林 稔***
織田 晃治**** ・ 五十里 洋行****

海岸護岸の天端を大きく越波するような津波が来襲すると、越波後の戻り流れも大規模となり、護岸前面の移動床に落下流が衝突して、急激な洗掘を生じることが危惧される。一連の現象は、水面の激しい変動、落下流による急激な混合、水衝の形成と洗掘の発達という急変流下の移動床問題であり、既往の移動床計算の枠組みでは対応が容易ではない。本稿では、水面の激しい変化に柔軟に対応できる MPS 法に侵食モデルを組み込んで、落下流による護岸前面侵食の時間発展過程の数値シミュレーションを実施する。シミュレーション結果は、既往の水理実験の示す最大洗掘深の時間変化特性をほぼ良好に説明するものであった。

1. 緒 言

設計波高を越える大津波が海岸護岸に来襲すると、大量の水塊が天端を越えて陸地斜面上を遡上するので、引き波時には継続的で大規模な戻り流れが生じる。戻り流れが護岸部に到達すると、急激な落差の影響でナップが形成され、ナップの先端が護岸前面の砂面を叩いて、水衝部に顕著かつ急激な洗掘孔が発現する。この種の現象は発生頻度こそ高くはないが、一旦発生すると甚大な被害に直結するので、海岸保全施設としての護岸の機能の評価においても危機管理上の重要検討項目である。

大規模越波後の戻り流れによる護岸法先洗掘に関しては、早くからその危険に対する認識があり、主として水理実験による検討が行われている。西村・堀川 (1979) は、水理実験に基づき、現象の一連のプロセスを、打ち上げ、越波、遡上、戻り流れのサブプロセスに分けて整理し、打ち上げ時に生じる護岸法先部の 1 次洗掘と比較すると戻り流れの落下による 2 次洗掘の規模が大きくなることを指摘している。ところで、この種の現象では、洗掘孔が護岸前面に限定されるにもかかわらず、洗掘原因となる戻り流れが長波によって駆動されるので、水平方向に十分な距離を確保できる造波水槽を用いる必要がある。また、通常の室内実験で十分な護岸の落差を確保することは必ずしも容易ではない。したがって、実現象との相似性に配慮しつつ、水理実験的なアプローチを行うには、大規模な実験装置が必要となる。野口ら (1997) は、全長 135 m、高さ 5.3 m の大型水槽を用いて、水理実験を実施し、戻り流れにより形成される洗掘孔内部に見られる定在渦のスケールと洗掘深を結びつけるなど、簡便な洗掘深推定の検討を行った。

このように、実験を主体とするアプローチによって現象を定量的に明らかにするには、特別な大型実験装置の利用が前提条件となり、研究環境の制約を受ける。そこ

で、戻り流れによる流況再現に議論の焦点を当てて、解析対象領域を護岸とその前面の移動床に限定した。数理モデルの構築ができれば、この種の問題の検討に有効であることが期待できる。津波遡上・越波に関しては、近年発展の目覚ましい自由表面流の数値解析法 (VOF 法、CIP、MPS 法等) が有効に機能することは広く認知されつつあるが、戻り流れにより生じる流速場を直接評価して、移動床過程を計算し、洗掘深を推定する詳細な数値モデルは存在しない。

本稿で対象とする越波後の引き波時に生じるナップ形成と護岸前面洗掘はとりわけ複雑で、水塊の運動と護岸前面の地盤変形を一体化したインタラクティブな解析が可能な数値モデルが不可欠となる。そこで、本稿では、自由表面流の解析手法として注目を集めつつある MPS 法に適用性のある砂面侵食モデルを新たに構築し、土砂粒子群で構成された護岸前面砂地盤が落下流の水撃により侵食される過程を時間発展的に数値シミュレーションする。

2. 数値解析の概要

(1) MPS 法

MPS 法 (Koshizuka・Oka, 1996) では、計算領域に配置された多数の粒子 (計算点) 間の相互作用として基礎式の各項が離散化されるため、計算格子が不要である。まず、均一で質量が変化しない粒子を用い、粒子数を一定に保つことで、質量保存 (連続式) は厳密に満足され、粒子数密度 (単位体積あたりの粒子数) を一定値 n_0 に保つことにより、非圧縮条件が満足される。

一方、運動方程式 (Navier-Stokes 式)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \cdots \cdots (1)$$

($\mathbf{u}$: 流速ベクトル, p : 圧力, ρ : 流体の密度, $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル, ν : 渦動粘性係数) については、粒子周囲の影響円内の他の粒子との相互作用を通じて離散化される (越塚, 1997)。移流項は粒子移動の追跡を通じて計算されるため、移流項の差分化に起因する数値拡散が生じ

* 正 会 員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻

** フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻

*** 正 会 員 工修 和歌山県 西牟婁振興局建設部

**** 学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻

ない。

粒子 i の圧力項 (gradient) および粘性項 (Laplacian) は、

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|r_j - r_i|^2} (r_j - r_i) \cdot w(|r_j - r_i|) \right\} \dots \dots \dots (2)$$

$$\nu \langle \nabla^2 u \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (u_j - u_i) w(|r_j - r_i|) \dots \dots \dots (3)$$

のように、粒子周囲の影響円内の他の粒子との相互作用としてモデル化される (D_0 : 次元数, λ : モデル定数). 粒子間相互作用が生じる範囲 (影響円) は、重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e - r}{r} & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \dots \dots \dots (4)$$

により規定される (Koshizuka・Oka, 1996). また、粒子数密度は重み関数を用いて

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|r_i - r_j|) \dots \dots \dots (5)$$

と定義される。なお、MPS 法の詳細に関しては、越塚 (1997) による解説が有用である。

(2) 侵食モデル

MPS 法では、粒子を配列して固定境界壁を作成するが、個々の粒子の属性 (水、固定壁、砂等) は、粒子に付けられたフラッグにより認識されている。属性ごとに異なった処理を要する場合には、フラッグを参照して分岐処理が行われる。したがって、フラッグを変えれば、壁が水に突然変質することも容易である。

このような粒子法の境界処理の柔軟性を生かして、侵食を簡易に表現するには、4 種類の粒子 (i) 水と直接接する壁粒子、 $\Xi_i=0$; ii) ダミー壁粒子、 $\Xi_i=1$; iii) 水粒子、 $\Xi_i=2$; iv) 土砂粒子、 $\Xi_i=3$) を用いる。粒子法では、固定壁は数層の粒子配列により構成される。固定壁の表層 ($\Xi_i=0$) では圧力の更新計算を実施するが、座標の更新は行わない。ダミー壁粒子 ($\Xi_i=1$) は、固定壁表層での計算過程で数密度が適正に計算されるように配置されるもので、圧力および座標の更新は行われない。

移動床は初期には固定壁粒子で構成されているが、固定壁表層粒子の近傍流速

$$u_b = \frac{\sum_{\Xi_i=2} w_i(r_i) \{ u(r_i) \cos \theta - \nu(r_i) \sin \theta \}}{\sum_{\Xi_i=2} w_i(r_i)} \dots \dots \dots (6)$$

$$\nu_b = \frac{\sum_{\Xi_i=2} w_i(r_i) \{ u(r_i) \sin \theta + \nu(r_i) \cos \theta \}}{\sum_{\Xi_i=2} w_i(r_i)} \dots \dots \dots (7)$$

$$w_i(r) = \begin{cases} 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \dots \dots \dots (8)$$

(θ : 斜面傾斜角) がある条件を満たすと、固定壁粒子

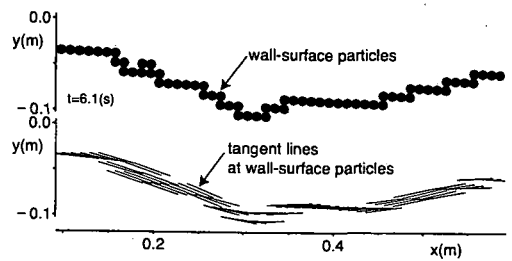


図-1 斜面傾斜角の算定

と周囲の壁粒子との連結が断たれて、土砂粒子へと変質し、pick-up される。なお、斜面傾斜角の算定については、局所的な凹凸の影響が緩和されるように、影響円内の壁面表層粒子の座標を直線回帰して局所勾配を算定した。壁面表層粒子配列と個々の粒子における傾斜角 q の算定結果の一例を図-1 に示す。

壁粒子の pick-up に関しては、2 つの要因を想定する。第 1 は、表層せん断による pick-up (表層面に平行な底面近傍流速成分による効果) であり、第 2 は、表層に衝突する水流の衝撃による pick-up (表層面に垂直な底面近傍流速成分による効果) である。上記の 2 種の pick-up が生じる限界状態に関しては、限界値を底面近傍流速と直結する簡便な取り扱いを行った (後藤ら, 2002)。

表層せん断による pick-up については、

$$\text{if } (\overline{u_b} > u_{bcr} \text{ and } \Xi_i=0) \text{ then } \Xi_i=3 \dots \dots (9)$$

$$\overline{u} = \frac{1}{N_k + 1} \sum_{k=N_k/2}^{N_k/2} u(t + k\Delta t) \dots \dots \dots (10)$$

一方、水流の衝撃による pick-up に関しては、

$$\text{if } \left[\begin{array}{c} \overline{\nu_b}(t + \Delta t) - \overline{\nu_b}(t) > \nu_{bcr} \\ \text{and} \\ \Xi_i=0 \end{array} \right] \text{ then } \Xi_i=3 \dots \dots (11)$$

$$\nu_{bcr} = (F_{col} \cdot \Delta t / \rho)_{cr} \dots \dots \dots (12)$$

によってフラッグ処理を行う (u_{bcr} : せん断による移動限界流速; F_{col} : 衝突衝撃力に相当し、 ν_{bcr} : 単位体積当たり水による衝撃力を速度次元量に変換した指標)。

なお、せん断による土砂層破壊の閾値については、 $u_{bcr}=0.8 \text{ m/s}$ とした。この値は、浅い流れ (水深 0.3 m 程度) の下での通常の締め固め度の弱粘土質土の許容限界流速が、Lane (1955) の水理実験により 0.84 m/s と評価されていることとよい対応を示している。一方、水撃による侵食に関しては、既往の実験値がなく、閾値 ν_{bcr} を経験的に決定せざるを得ない。後藤ら (2002) は、河川堤防の裏法侵食のシミュレーションで、侵食域の時間的变化の再現性の観点からチューニングを実施し、 $\nu_{bcr}=$

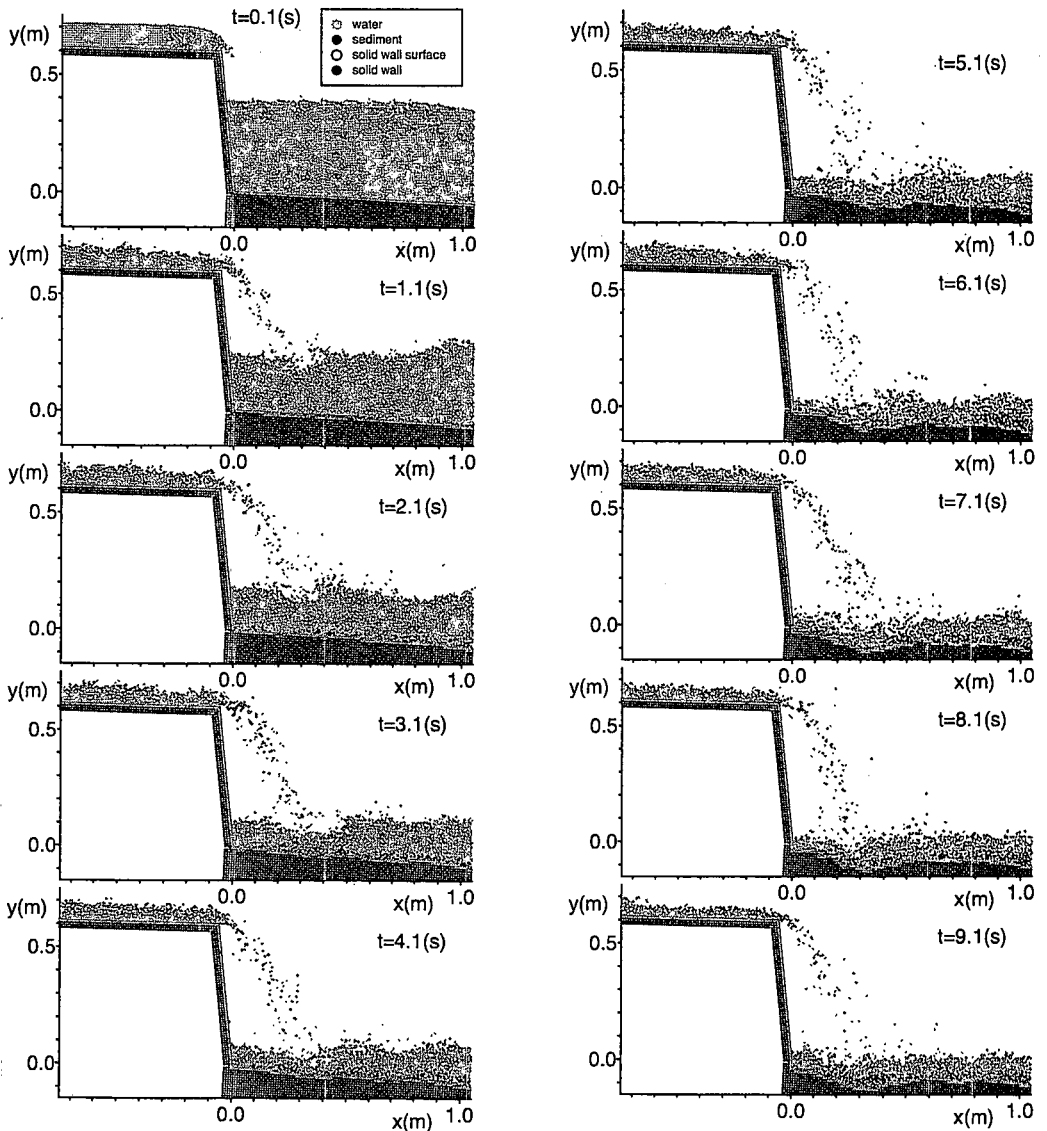


図-2 戻り流れによる護岸前面の洗掘過程

0.9 m/sを見いだしているの、ここでも同様の値を用いた。また、pick-upは、瞬間的に生じるのではなく、限界流速以上の状態がある程度持続して生じることを考慮して、式中の底面近傍流速についてはMPS法の計算時間間隔の10倍程度の時間（ 10^{-2} 秒のオーダー）の平均流速を用いている。

なお、水と直接接触する壁粒子では常に圧力の更新計算が必要であるから、表層構成粒子がpick-upされると、その背後に存在するダミー壁粒子を新たな表層構成粒子に再定義する必要が生じる。これに関しては、pick-upされた粒子の周囲粒子を検索し、フラッグ処理

$$\text{if } (|r_j - r_i| \leq r_e \cdot d \text{ and } \mathcal{E}_j = 1) \text{ then } \mathcal{E}_j = 0 \cdots (13)$$

を実施して対応した。底面近傍流速評価に要する時間平均幅に関しては、表層せん断によるpick-upに対しては、 $N_k = 50$ 、水流の衝撃によるpick-upに対しては、 $N_k = 10$ とした。

3. 落下流による護岸前面侵食過程

計算対象は、野口ら（1997）の水利実験と同様に、1/40勾配の陸上斜面前面に落差0.6 mの護岸を挟んで1/20勾配の移動床砂面が接続する地形条件の下に、陸上斜面端部から水利実験と同様の $0.033 \text{ m}^2/\text{s}$ の単位幅流量の落下流が生じる条件で行った。また、護岸前面の水深の時系列が実験結果と一致するように、1/20勾配の移動床砂面の端部（護岸から約2 m下流側）で流出を制御し

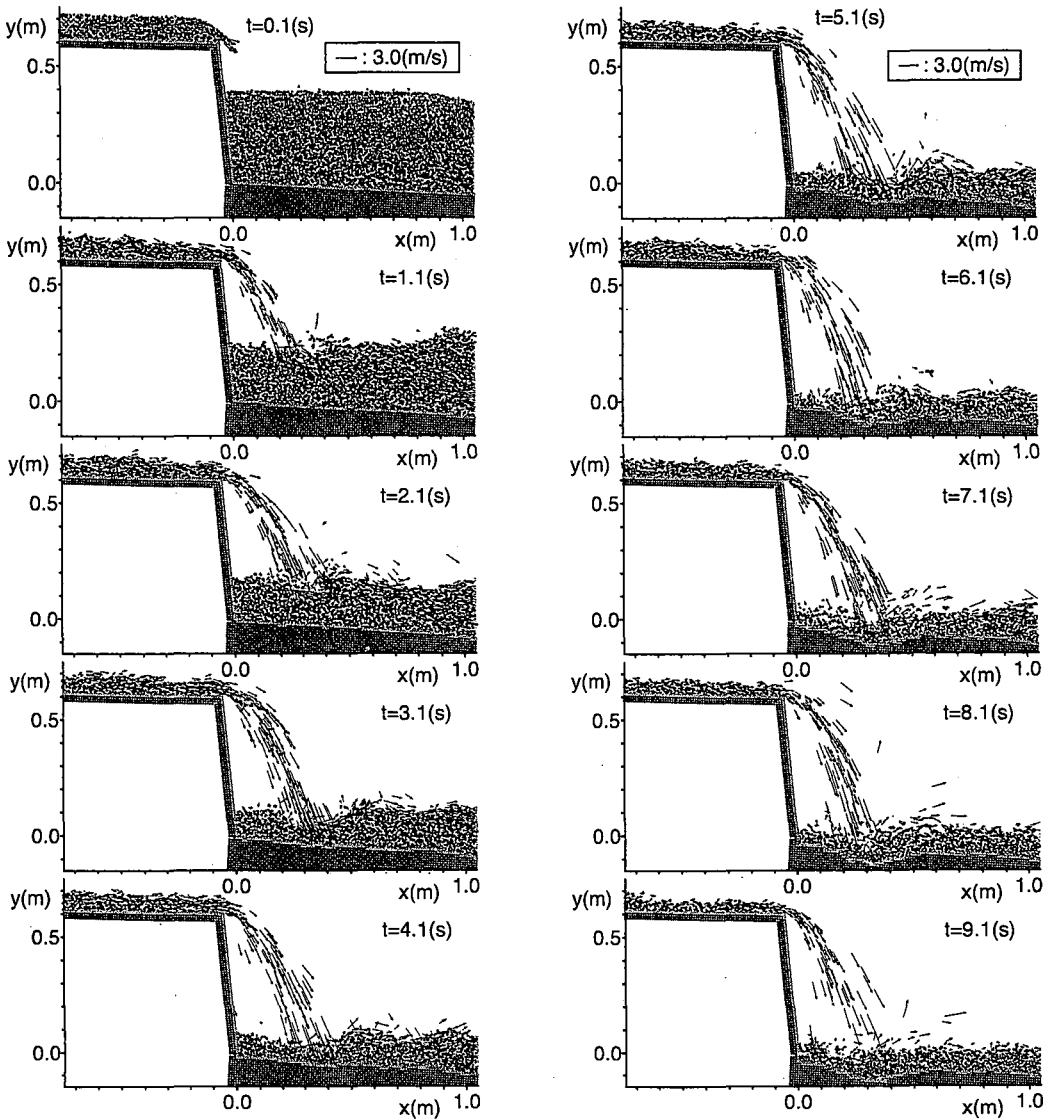


図-3 戻り流れによる護岸前面の洗掘過程の流速場

た。護岸前面の砂地盤は比重 2.65 の粒子を規則配列して構成され、地盤表層近傍流速が閾値を越えると離脱して水流中に放出される。粒子径は $d=0.01$ m、粒子総数は約 18,500 である。モデル定数(相互作用を規定する影響域の半径と水面判定のための定数)については、Koshizuka・Oka (1996) による標準的推奨値: $r_e=2.1d$ for gradient, $r_e=3.1d$ for Laplacian, $\beta=0.97$ を用いた。

図-2 に計算結果のスナップショットを、図-3 にスナップショットと同時刻の流速ベクトルを示す。被り水深の比較的大きい初期 ($t=1.1$ s) には、ナップの着水点近傍で水面低下が生じるのみで、砂面表層の顕著な移動は見られないが、引き波に対応した水位低下に伴って戻り流れの底面近傍流速が増加し、表層せん断による pick-

up が生じる ($t=2.1, 3.1$ s)。さらに水位低下が進行するにしたがって、落下流が砂面を直撃するようになり、底面近傍流速が増加する。これに伴って、水衝部に深掘れが発達していく ($t=4.1-7.1$ s)。終盤に近い時刻 $t=9.1$ s を見ると、洗掘孔内部に pick-up された土砂粒子が多く残留しており、落下流の流量低下により、水流による冲向きの輸送能力が低下すると、これらの土砂粒子が沈降・堆積し、洗掘孔の埋め戻しに貢献する。

図-4 は、移動床部の最大洗掘深 D_s について、野口ら (1997) の実験結果と本シミュレーションの結果を比較したものである。図中には、護岸直上における流量 q の時系列を併示したが、流量の平均値および変動レベルがほぼ良好に再現されており、洗掘の駆動力については水理

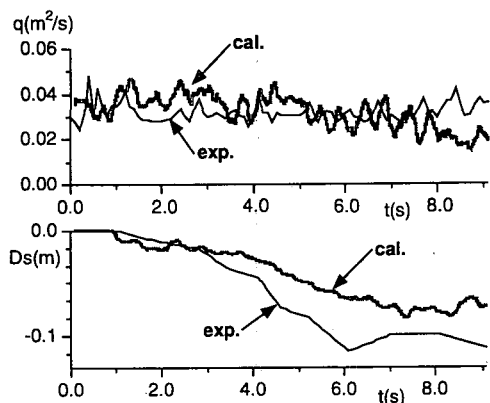


図-4 最大洗掘の時間変化

実験に対応した再現が成されていることが確認できる。本シミュレーションにより見積もられる洗掘深は、水理実験よりも発達が緩やかで、規模も20%程度小さくなっているが、一旦最大値をとった後の埋め戻し傾向など、定性的な面では概ね良好な一致が確認できた。

4. 結 語

本稿では、大規模な越波後の引き波時に、護岸前面で生じるナップ形成と護岸前面移動床の洗掘についての数値予測の枠組みを提示するため、簡易侵食モデルを組み込んだMPS法による数値シミュレーションを実施した。一連の現象の極めて複雑な特性が、水塊の運動と護岸前面の移動床侵食を一体化した粒子法型のモデルによって、統一的にシミュレーションされた。本稿で用いた侵食モデルは、再堆積等を考慮せず、土砂相の運動機構を簡略化して取り扱っているが、既往の水理実験による最大洗掘深の時間変化との対応も大略的には良好と言えるものであり、侵食による地盤面の低下が地形変化に支配的な現象では、一定の有効性が示された。

ただし、シミュレーションでは洗掘は緩やかに進展し、最大洗掘深も水理実験より20%程度小さくなり、定量的な面での一致には、改善の余地が残されている。

この不一致の原因の一つは、シミュレーションモデルにおけるナップの再現性に求められる。スナップショットや流速ベクトルからも明らかのように、落水水脈は速やかに分散し、比較的広範囲に飛散している。現実には、薄い水脈が維持されて水衝が固定され、水撃の集中で、深掘れが促進するものと考えられる。本稿のMPS法では、表面張力をモデル化していないので、薄い水脈を維持することが困難で、落水水脈の分散が過大に評価されているが、表面張力の適切なモデル化を行えば、ナップの再現性が向上し、水衝に作用する水撃についても適正な再現を行うことが可能になると考えられる。

実現象の忠実な再現と言う観点からすると、落水に起因する問題では、気泡の混入が付随する。気泡が流れに与える影響を適切に表現できるモデルが必要であろう。具体的には、気液二相流モデルおよび粒子スケール以下の乱流モデル(Gotohら, 2001)の導入などを通じて、実現象に対しての説明力に富んだモデルへと深化させる必要がある。

参 考 文 献

- 越塚誠一 (1997): 数値流体力学, インテリジェントエンジニアリングシリーズ, 培風館, p. 223.
- 後藤仁志, 林 稔, 織田晃治, 酒井哲郎 (2002): 越流水による河川堤防侵食過程のグリッドレス解析, 水工学論文集, 第46巻, pp. 439-444.
- 西村仁嗣, 堀川清司 (1979): 遡上津波の戻り流れによる護岸法先の洗掘, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 210-214.
- 野口賢二・佐藤慎司・田中茂信 (1997): 津波遡上による護岸越波および前面洗掘の大規模模型実験, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 296-300.
- Gotoh, H., T. Shibahara, and T. Sakai, (2001): Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method—Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering—, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 9 No. 4, pp. 339-347.
- Koshizuka, S. and Y. Oka (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434.
- Lane, E. W. (1953): Progress report on studies on the design of stable channels by Bureau of Reclamation, *Proc. ASCE*, Sep., 280.