MPS法高次Laplacianモデルの改良と鉛直噴流による洗掘過程の数値解析

Development of Improved Higher Order Laplacian Model and Numerical Simulation on Scouring due to Submerged Jet

五十里洋行¹・後藤仁志²・吉永健二³・反保朋也⁴

Hiroyuki IKARI, Hitoshi GOTOH, Kenji YOSHINAGA and Tomoya TANBO

A rubble mound or subjacent sand ground of a composite breakwater can be scoured by a tsunami overtopping. Hence, it is indispensable to examine a scouring due to overtopping water for making a damage prediction of composite breakwater. Although a particle method is suitable for simulating this scouring process, small conductivity in a sand layer at sea bottom can bring a numerical instability in an interaction term between fluid and sand. Therefore, in this study, the higher order Laplacian model has been improved for a more stable calculation, and the applicability of the model is examined through a numerical test on scouring process due to submerged impinging jet.

1. はじめに

大規模津波による混成防波堤の越流洗掘型被災においては、防波堤越流水によるマウンドおよび砂地盤の洗掘が被災状況を大きく左右するので、防波堤前後の水位やそれに伴って変動する洗掘孔の深さ・形状の予測が重要になる。有川ら(2013)は、水理実験により越流洗掘による防波堤の破壊モードの検討を行い、一方で、後藤ら(2013)は、粒子法を適用した数値解析により本被災過程の再現計算を実施している。ただし、後藤らのモデルにおける砂地盤は、地盤表面形状の時系列変化は考慮されているものの、砂地盤内応力の変化は扱っていないため、洗掘深が大きくなった際に発生する支持力不足による防波堤の破壊は記述できない。より精度良く被災予測を行うためには、地盤変形と流体-地盤連成を同時に解く必要がある。しかし、流体-地盤連成計算に一般的に用いられる相互作用項において、海底砂地盤に用いられる 10^{-2}cm/s オーダー以下の透水係数では、地盤内に重ねて配置される流体計算点において、圧力擾乱に起因する粒子の微小振動により相対速度が大きくなって相互作用力が過大となり、数値不安定が生じ易い。そこで、本稿では、MPS法の高次Laplacianモデル(Khayyer・Gotoh, 2010)を改良して流体計算をさらに安定化させ、津波越流洗掘過程に適用する前段階のテストケースとして、鉛直噴流による水中地盤洗掘シミュレーションを実施して、本モデルの適用性を検討する。

2. 数値解析の概要

(1) 流体解析の概要

流体の運動方程式は、

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\gamma \nabla p_l + \mu \nabla^2 \mathbf{u}_l + \rho_l \mathbf{g} - D_{ls}(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_s) \quad \cdots (1)$$

$$D_{ls} = \frac{\gamma^2 \rho_l |g|}{k_c} \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

である (γ : 間隙率, ρ : 密度, $\mathbf{u}$: 速度, μ : 粘性係数, $\mathbf{g}$: 重力加速度, k_c : 透水係数, 添字 l, s はそれぞれ液相および固相を表す)。本稿では、上式をMPS法(Koshizuka・Oka, 1996)を用いて解くが、高精度計算を実施するために、HS法, ECS法(Khayyer・Gotoh, 2011)、およびDynamic Stabilizer(Tsurutaら, 2013)を導入する。

(2) 改良型高次Laplacianモデルの導出

本稿では、上記の高精度モデルに加えて、改良型の高次Laplacianモデル(HL)を適用する。まず、スカラーの物理量 ϕ の1次のTaylor展開式

$$\phi_j = \phi_i + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_i x_{ij} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_i y_{ij}; x_{ij} = x_j - x_i \quad \cdots \cdots (3)$$

の両辺に、 $\int \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} d\mathbf{r}$ を掛け、右辺第1項を移項すると、

$$\begin{aligned} \int (\phi_j - \phi_i) \left(\frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dx + \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dy \right) = \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_i \int \left(x_{ij} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dx + x_{ij} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dy \right) + \cdots (4) \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_i \int \left(y_{ij} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dx + y_{ij} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dy \right) \end{aligned}$$

となる ($\mathbf{r}_{ij} = (x_{ij}, y_{ij})$: 相対位置ベクトル, w : 重み関数)。

1 正会員 博(工) 京都大学助教工学研究科社会基盤工学専攻
2 正会員 博(工) 京都大学教授工学研究科社会基盤工学専攻
3 工修 新日鉄住金ソリューションズ株式会社
4 学生会員 京都大学大学院社会基盤工学専攻

すなわち、粒子 i の位置における勾配ベクトルは、

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \end{pmatrix}_i = - \int (\phi_j - \phi_i) C_i \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} d\mathbf{r} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$C_i = \begin{pmatrix} - \int \frac{\partial w}{\partial r} \frac{x_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|} dx & - \int \frac{\partial w}{\partial r} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dx \\ - \int \frac{\partial w}{\partial r} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} dy & - \int \frac{\partial w}{\partial r} \frac{y_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|} dy \end{pmatrix}^{-1} \quad \dots (5)$$

となり、これを離散化すれば以下の勾配モデルを得る。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = - \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \phi_j C_i \nabla_{ij} w_{ij} = - \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \phi_j C_i \frac{\partial w}{\partial r} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \quad \dots (7)$$

$$C_i = \begin{pmatrix} - \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{x_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|} & - \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \\ - \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} & - \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\partial w}{\partial r} \frac{y_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|} \end{pmatrix}^{-1} \quad \dots (8)$$

さらに、(7) 式の発散を取れば、以下の改良型Laplacianモデルが得られる。

$$\begin{aligned} \langle \nabla^2 \phi \rangle_i &= \nabla_i \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i \\ &= \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \nabla_{ij} \phi_j \cdot C_i \nabla_{ij} w_{ij} + \phi_j \nabla_{ij} \cdot (C_i \nabla_{ij} w_{ij}) \right\} \quad \dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nabla_i &= \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x_i} & \frac{\partial}{\partial y_i} \end{pmatrix}; \nabla_{ij} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x_{ij}} & \frac{\partial}{\partial y_{ij}} \end{pmatrix} \\ \therefore \nabla_i &= \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x_{ij}} \frac{\partial x_{ij}}{\partial x_i} & \frac{\partial}{\partial y_{ij}} \frac{\partial y_{ij}}{\partial x_i} \\ \frac{\partial}{\partial x_{ij}} \frac{\partial x_{ij}}{\partial y_i} & \frac{\partial}{\partial y_{ij}} \frac{\partial y_{ij}}{\partial y_i} \end{pmatrix} = -\nabla_{ij} \quad \dots (10) \end{aligned}$$

ここで、表記の煩雑さを避けるために、テンソル C_i を成分表示 $C_{\alpha\beta}$ のまま書くと、右辺第1項は、

$$\begin{aligned} \nabla \phi_{ij} \cdot C_i \nabla_{ij} w_{ij} &= \frac{\partial \phi_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial x_{ij}} \left(C_{11} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial x_{ij}} + C_{12} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial y_{ij}} \right) \\ &+ \frac{\partial \phi_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial y_{ij}} \left(C_{21} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial x_{ij}} + C_{22} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial y_{ij}} \right) \\ &= \frac{\phi_{ij} - \phi_i}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \left(C_{11} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + C_{12} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \right) \quad \dots (11) \\ &+ \frac{\phi_{ij} - \phi_i}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \left(C_{21} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + C_{22} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \right) \\ &= - \frac{2\phi_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \left\{ C_{11} x_{ij}^2 + (C_{12} + C_{21}) x_{ij} y_{ij} + C_{22} y_{ij}^2 \right\} \end{aligned}$$

となり、 ϕ_{ij} を除く右辺第2項は、

$$\begin{aligned} &\nabla_{ij} \cdot (C_i \nabla_{ij} w_{ij}) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_{ij}} \left(C_{11} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial x_{ij}} + C_{12} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial y_{ij}} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y_{ij}} \left(C_{21} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial x_{ij}} + C_{22} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial y_{ij}} \right) \\ &= \frac{\partial C_{11}}{\partial x_{ij}} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + C_{11} \frac{x_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial r_{ij}^2} + C_{11} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|} \\ &- C_{11} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} + \frac{\partial C_{12}}{\partial x_{ij}} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + C_{12} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial r_{ij}^2} \\ &- C_{12} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} + \frac{\partial C_{21}}{\partial y_{ij}} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + C_{21} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial r_{ij}^2} \\ &- C_{21} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{x_{ij} y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} + \frac{\partial C_{22}}{\partial y_{ij}} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + C_{22} \frac{y_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial r_{ij}^2} \\ &+ C_{22} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|} - C_{22} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \frac{y_{ij}^2}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \\ &= \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial r_{ij}^2} - \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \right) \left\{ C_{11} x_{ij}^2 + (C_{12} + C_{21}) x_{ij} y_{ij} + C_{22} y_{ij}^2 \right\} \\ &+ \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} (C_{11} + C_{22}) + \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \left(\frac{\partial C_{11}}{\partial x_{ij}} + \frac{\partial C_{21}}{\partial y_{ij}} \right) \\ &+ \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \left(\frac{\partial C_{12}}{\partial x_{ij}} + \frac{\partial C_{22}}{\partial y_{ij}} \right) \\ &= \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial r_{ij}^2} - \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} \right) \left\{ C_{11} x_{ij}^2 + (C_{12} + C_{21}) x_{ij} y_{ij} + C_{22} y_{ij}^2 \right\} \\ &+ \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} (C_{11} + C_{22}) - \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} (C_{11} x_{ij} + C_{21} y_{ij}) \\ &- \frac{y_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \frac{\partial w_{ij}}{\partial r_{ij}} (C_{12} x_{ij} + C_{22} y_{ij}) \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

となる。ここで、上式の誘導には、

$$\frac{\partial C_{\alpha\beta}}{\partial x_{ij}} = \frac{\partial C_{\alpha\beta}}{\partial r_{ij}} \frac{\partial r_{ij}}{\partial x_{ij}} = \frac{0 - C_{\alpha\beta}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} = - \frac{C_{\alpha\beta} x_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \quad \dots (13)$$

を用いた。

なお、重み関数については、従来型 (Koshizuka・Oka, 1996) ではなく、Wendland型関数 (Wendland, 1995)

$$w(r) = \begin{cases} \left(1 - \frac{r}{r_e}\right)^4 \left(1 + 4 \frac{r}{r_e}\right) & (0 < r \leq r_e) \\ 0 & (r > r_e) \end{cases} \quad \dots (14)$$

を適用する (r_e : 影響半径)。これは、従来型よりも圧力擾乱抑制の効果が得られたためである。

本稿では、Khayyer・Gotoh (2011) の高精度勾配モデル (GC) をA型と呼び、(7) 式の勾配モデルをB型と呼ぶ。また、(7) 式は、周囲粒子の偏在化の影響を補正し

た勾配モデルとなっており, (9) 式も, 従来のHLより同様の点が補正されたと言える。

(3) 砂地盤変形解析

砂地盤は, 弾塑性体として扱う。砂粒子の運動方程式は,

$$(1-\gamma)\rho_s \frac{Du_s}{Dt} = -\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - (1-\gamma)\nabla p_l + (1-\gamma)\rho_s \mathbf{g} + D_{ls}(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_s) \quad \dots (15)$$

である。ここで, $\boldsymbol{\sigma}$: 応力テンソル (圧縮が正) であり, 応力テンソルの時間微分は, 回転に対して客観性のある Jaumann 応力速度を導入して

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \boldsymbol{\omega} \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\omega} + \lambda_e \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) + 2\mu_e \dot{\boldsymbol{\epsilon}} - (\lambda_e \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p) + 2\mu_e \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p) \quad \dots (16)$$

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}} = -\frac{1}{2} \left\{ \nabla \mathbf{u}_s + (\nabla \mathbf{u}_s)^T \right\} \quad \dots (17)$$

$$\boldsymbol{\omega} = -\frac{1}{2} \left\{ \nabla \mathbf{u}_s - (\nabla \mathbf{u}_s)^T \right\} \quad \dots (18)$$

と書ける (λ_e, μ_e : ラメの定数, $\text{tr}(\boldsymbol{\epsilon})$: 体積ひずみ, $\mathbf{I}$: 単位テンソル, $\boldsymbol{\epsilon}_p$: 塑性ひずみ)。これを用いて, (15) 式の右辺第1項は, 計算ステップ k を明示して書くと,

$$\begin{aligned} -\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} &= -\nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}^{k-1} + \dot{\boldsymbol{\sigma}}^k \Delta t) \\ &= -\nabla \cdot \left\{ \boldsymbol{\sigma}^{k-1} + (\boldsymbol{\omega}^k \boldsymbol{\sigma}^{k-1} - \boldsymbol{\sigma}^{k-1} \boldsymbol{\omega}^k) \Delta t \right\} \\ &\quad - \nabla \cdot \left\{ \lambda_e \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^k) \mathbf{I} + 2\mu_e \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^k \right\} \Delta t \\ &\quad + \nabla \cdot \left\{ \lambda_e \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p^k) \mathbf{I} + 2\mu_e \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p^k \right\} \Delta t \\ &= -\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^* + \left\{ \mu_e \nabla^2 \mathbf{u}_s^k - (\mu_e + \lambda_e) \nabla \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^k) \right\} \Delta t \\ &\dots \dots \dots (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}^* &= \boldsymbol{\sigma}^{k-1} + (\boldsymbol{\omega}^k \boldsymbol{\sigma}^{k-1} - \boldsymbol{\sigma}^{k-1} \boldsymbol{\omega}^k) \Delta t \\ &\quad - (\lambda_e \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p^k) \mathbf{I} + 2\mu_e \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p^k) \Delta t \end{aligned} \quad \dots (20)$$

と変形される。

塑性ひずみについては, 簡単のために弾完全塑性モデルに従って算出する。すなわち, 全ひずみ増分 $\{d\boldsymbol{\epsilon}\}$ が弾性ひずみ増分 $\{d\boldsymbol{\epsilon}_e\}$ と塑性ひずみ増分 $\{d\boldsymbol{\epsilon}_p\}$ の和で表されると仮定し, 塑性ひずみ増分を以下の流れ則によって与える。

$$\{d\boldsymbol{\epsilon}_p\} = d\Lambda \frac{\partial g_e}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}} \quad \dots (21)$$

$$d\Lambda = \frac{\left(\frac{\partial f}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}} \right)^T [D_e] \{d\boldsymbol{\epsilon}\}}{\left(\frac{\partial f}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}} \right)^T [D_e] \frac{\partial g_e}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}}} \quad \dots (22)$$

ここで, f : 降伏関数, g_e : 塑性ポテンシャル関数, $[D_e]$: 弾性マトリクスであり, 降伏関数および塑性ポテンシャル関数には, Drucker-Prager 式を適用した。

図-1 水粒子の運動エネルギー

図-2 水槽底部の圧力時系列

図-3 底面圧力値の発生確率分布

3. モデルの検証

本章では, 圧力勾配項にA型のGCを適用し, 圧力の Poisson 方程式の左辺に標準型のHLを適用する従来型の組み合わせと, 前章に記述したB型のGCと改良型HLをそれぞれ同様の箇所に適用する本モデルを, 基礎的な計算を通じて比較検証する。なお, モデルとしては, GC-A型+改良型HLなどの組み合わせも考えられるが, ここでは, 最も効果のあったGC-B型+改良型HLのみ言及する。

(1) 静水状態での圧力変動

まず, 幅0.5 [m] の水槽に水深0.2 [m] として, これを粒子径0.005 [m] で解像し, 10秒間重力のみを作用させた。図-1は, 全水粒子の運動エネルギーの和を時系列で示したものである。重力以外の外力は作用させていないので, 理想的には常にゼロになるべきであるが, 圧力擾乱による過剰な座標修正により, 粒子の非物理的な挙動が不可避である。ただし, 従来型モデルでは, $t=0.6$ [s] から右肩上がりに運動エネルギーが増加し始め, $t=3.0$ [s] でその増加傾向は収まるものの, 0.008 [N·m] 程度でほぼ一定に推移するのに対し, 本モデルでは, 従

図-4 振動重力条件下における圧力時系列

来型モデルの5%程度の値であり、大幅に運動エネルギーの増加が抑制されている。図-2に、水槽中央底部の圧力時系列を理論値で無次元化して示す。どちらのモデルも平均値は変わらないが、従来型と比較して本モデルの圧力ノイズの振幅は明確に小さく、粒子の非物理的な運動が抑制されていることの裏付けとなっている。図-3は、各時間ステップにおける底面圧力値を $4.0 \text{ [N/m}^2\text{]}$ の間隔で分割された値域に対する発生確率分布として示したものである。それぞれのモデルの標準偏差は、従来型で $14.33 \text{ [N/m}^2\text{]}$ （無次元値で0.007）、本モデルで $5.30 \text{ [N/m}^2\text{]}$ （無次元値で0.003）であり、本モデルが高い確率で理論値前後の値となることが確認できる。

(2) 振動重力条件下での圧力変動

次に、仮想的に重力を増減させた場合の圧力ノイズの発生について検証を行う。仮想的な振動重力は、以下の式で与えた。

$$g(t) = 2.0g_0 + 0.4g_0 \sin \frac{2\pi t}{T} \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 $g_0 = 9.8 \text{ [m/s}^2\text{]}$ 、 T : 振動周期 ($= 0.01 \text{ [s]}$) である。本計算では、水深を 0.1 [m] 、粒子径を 0.005 [m] とした。図-4に、水槽底面における圧力時系列を示す。上図は、 $t = 0.000 \sim 0.001 \text{ [s]}$ を拡大したものであるが、計算開始直後は両モデルともに理論値と比較して圧力値は小さくなるが、本モデルのほうが若干早く漸近する。下図は、 $0.21 \text{ [s]} < t < 0.29 \text{ [s]}$ での圧力値である。 $t = 0.23 \text{ [s]}$ までは、両モデルともに理論値に良好に一致するが、それ以降では従来型で圧力ノイズが明瞭に現れているのに対し、本モデルでは継続して良好な一致が見られている。時間の経過とともに、粒子配置が計算開始時の規則的な配列から不規則に変化した影響がこのような結果の差となって現れた。

なお、従来の重み関数では、B型のGCと改良型HLを組

図-5 計算領域模式図

表-1 地盤パラメータ

弾性係数 $[\text{kN/m}^2]$	1.5×10^4
粘着力 $[\text{kN/m}^2]$	0.0
内部摩擦角 $[\text{deg}]$	40.0
砂粒子密度 $[\text{kg/m}^3]$	2.65×10^3
ポアソン比	0.3
ダイレイタンシー角 $[\text{deg}]$	0.0
間隙率	0.4
透水係数 $[\text{cm/s}]$	2.0×10^{-2}

み合わせて用いても、このように効果的に圧力擾乱を抑制することはできなかった。

4. 鉛直噴流による洗掘過程

津波による越流洗掘型の防波堤破壊過程のシミュレーションを実施するためには、落下流による砂地盤の洗掘が適切に再現できなければならない。そこで、本章では、赤司・斉藤（1980）により実施された水面下の鉛直噴流による砂地盤洗掘実験を比較対象として、本数値モデルの適用性の検討を行う。

図-5に、計算領域の模式図を示す。幅 B の噴出口から下方に一定の噴出流速 u_0 ($u_0/\sqrt{gB} = 1.67$)で流入を行う。噴出口から初期砂面までの距離 h は、 $h/B = 5$ とした。これらは、赤司・斉藤と同様に設定している。計算領域左右端は、自由流出とした。粒子径は、 0.025 [m] である。砂地盤に関するパラメータは、表-1に示す通りである。

図-6に、計算結果の瞬間像を示す。流体は流速ベクトルで示している。噴出口より鉛直下方に向かった流れが砂地盤表面に衝突して軸対称に左右に分かれ、左右端上方に向かう様子が確認できる。また、流れの剪断力により噴出口直下の砂地盤粒子の側壁側への移動が見られる。図-7に、計算結果の洗掘形状を赤司・斉藤の水理実験結果と併せて示す。洗掘の進行と洗掘孔端部での砂堆の形成が明瞭に現れている。最大洗掘深に関しては、両時刻ともに概ね良好に実験結果と一致しているが、砂堆頂位置については、計算結果がやや中央に寄っている。また、さらに時間が経過した後の洗掘深は実験結果ほど大きくならなかった。これは、本計算においては粒子径

図-6 鉛直噴流による洗掘過程

以下の大きさの微細な砂粒の運動を取り扱っておらず、また、二次元計算による運動の自由度の制限から実際よりも移動距離が小さく評価されたためと考えられる。

5. おわりに

本稿では、異なるタイプのGradient Correctionを導出し、それを用いて高次Laplacianモデルの改良を行った。両者

図-7 洗掘形状の比較

を組み合わせたモデルについて、基礎的検証を行った結果、従来の組み合わせと比較して、圧力ノイズのレベルはより小さくなり、また、それに伴って、粒子の微小な非物理的運動を抑制する効果が確認された。鉛直噴流による水中砂地盤の洗掘過程の計算においては、流体の衝突による洗掘の進行と、砂堆部の形成が良好に再現されたが、既往の水理実験結果と比較すると、砂粒子の移動において再現が不十分な点が見られた。解像度を上げることである程度は解決できると思われるが、計算負荷の問題があるので、現実的には粒子径以下の砂粒の移動を考慮できるサブモデルの導入が望ましいと思われる。

参考文献

- 赤司信義・齊藤 隆 (1980) : 鉛直噴流による洗掘に関する研究, 土木学会論文報告集, 第298号, pp. 53-62.
- 有川太郎・佐藤昌治・下迫健一郎・富田孝史・廉 慶喜・丹羽竜也 (2013) : 津波越流時における混成堤の被災メカニズムと腹付工の効果, 港湾空港技術研究所資料, No.1269, 37p.
- 後藤仁志・五十里洋行・原口和靖・中島 寿・殿最浩司・石井倫生 (2013) : 混成防波堤の越流破壊解析と対策工検討のための粒子法型数値波動水槽の開発, 土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. 881-885.
- Khayyer, A. and H. Gotoh (2010) : A higher order Laplacian model for enhancement and stabilization of pressure calculation by the MPS method, Applied Ocean Res., Vol. 32, pp. 124-131.
- Khayyer, A. and H. Gotoh (2011) : Enhancement of stability and accuracy of the moving particle semi-implicit method, J. Comput. Phys., Vol. 230, pp. 3093-3118.
- Koshizuka, S. and Y. Oka (1996) : Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nucl. Sci. Eng., Vol. 123, pp. 421-434.
- Tsuruta, N., A. Khayyer and H. Gotoh (2013) : A short note on dynamic stabilization of moving particle semi-implicit method, Comput. Fluids, Vol. 82, pp. 158-164.
- Wendland, H. (1995) : Piecewise polynomial, positive definite and compactly supported radial functions of minimal degree, Adv. Comput. Math., Vol. 4, pp. 389-396.