

密度保存型シフティングを用いた SPH(2) による 非一様な間隙率分布を有する浸透流解析

Simulation of seepage flow through porous media
using SPH(2) with the density-conserving particle shifting

辻 勲平¹⁾ 藤岡 秀二郎²⁾ 森川 Daniel³⁾ 浅井光輝⁴⁾
Kumpei Tsuji, Shujiro Fujioka, Daniel Morikawa and Mitsuteru Asai

¹⁾博 (工) 東北大学 大学院工学研究科 助教 (〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06, E-mail: kumpei.tsuji.el@tohoku.ac.jp)

²⁾修 (工) 九州大学大学院 工学府土木工学専攻 (〒 819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail: s-fujioka@doc.kyushu-u.ac.jp)

³⁾博 (工) 海洋研究開発機構 (〒 236-0001 横浜市金沢区昭和町 3173 番 25, E-mail: morikawad@jamstec.go.jp)

⁴⁾博 (工) 九州大学大学院 工学研究院 准教授 (〒 819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail: asai@doc.kyushu-u.ac.jp)

The accuracy of particle methods such as SPH and MPS significantly depends on the irregularity of particle arrangements. In recent years, particle shifting techniques have been proposed to regulate particle arrangements, and high-accuracy particle methods, such as SPH(2), can be computed with high accuracy even for irregular configurations. However, for seepage flow through porous media or multiphase flow problems involving particles, it is difficult to define a particle representative volume consistent with a porosity distribution varying in time and space while distributing the particles in an optimal configuration. This paper proposes a new particle shifting technique for volume conservation and homogenization of particle arrangements for seepage flow problems through porous media. This technique can be combined with SPH(2) to achieve high-precision seepage flow simulation.

Key Words : Particle method, SPH(2), Seepage flow, Particle Shifting, Density-based PS

1. 緒言

土砂災害は流体・地盤・構造物が渾然一体となり、大変形を伴う流動過程・不連続な破壊を示す混相流現象であり、この表現性能に長けた粒子法は有用な解析ツールとなり得る。中でも、著者らは SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) と DEM (Discrete Element Method) を用いた流体-地盤-構造連成シミュレータを提案してきた [1]。しかし、従来の粒子法が抱える計算精度の問題から、定量的な検証には課題が残されている。粒子法の精度は粒子配置の乱れに強く影響を受けることが指摘されている [2]。粒子の運動を Lagrange 記述で表現する特性上、乱れた粒子配置になることは免れず、精度低下が必然と起きてしまう。それに対し、近年では粒子配置の乱れを解消する粒子再配列法 PS (Particle Shifting) [3,4] や、たとえ乱れた粒子配置であっても高精度な演算が可能な高精度粒子法 SPH(2)[2] が提案されている。今後、土砂を含んだ混相流問題を精度良く解くためには、時空間変化する土砂の間隙率分布に整合した粒子の代表体積を定義しながら、理想的な粒子配置を実現することが必須となる。本研究では、流体のみで構成される自由表面流れの範疇で提案されてきた密度保存型 PS (DPS: Density-based PS) [5] を浸透流問題まで適用可能なように定式化を見直し、高精度粒子法 SPH(2) と併用した高精度混相流解析の実現を目指す。本稿では、浸透流問題における SPH(2) の精度検証、多孔質体を透過する浸透流解析における流体体積の保存性と圧力計算の安定性について議論した。

2. 計算手法

(1) ALE 記述に基づく流体の支配方程式

本研究では、任意の粒子移動を扱うことができる ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) 記述を採用した。ALE 記述は物理速度とは独立して粒子の移動速度を表す輸送速度を任意に定義できるため、粒子再配列による粒子配置の補正技術を加えることができる。ALE 記述を適用する支配方程式として、流体のみの自由表面流れと多孔質体内部の浸透流の運動を統一して記述可能な以下の Darcy-Brinkman 方程式と、非圧縮性流体の質量保存則を採用した。

$$\frac{\partial \mathbf{v}_D}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \nabla \mathbf{v}_D = \frac{C_r}{\varepsilon} \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu_E \nabla^2 \mathbf{v}_D + \mathbf{f}_d + \mathbf{g} \right) \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_D = 0 \quad (2)$$

ここで、 t は時間、 ρ_0 は流体の基準密度 (水の場合、 $1.0[\text{g}/\text{cm}^3]$)、 p は圧力、 $\mathbf{g}$ は重力加速度を示す。 $\mathbf{c}$ は ALE 記述における輸送速度を $\mathbf{w}$ 、物理速度 (実流速) を $\mathbf{v}_f$ としたときに、 $\mathbf{c} = \mathbf{v}_f - \mathbf{w}$ と定義される相対速度である。 $\mathbf{v}_D$ は Darcy 流速を示しており、実流速 $\mathbf{v}_f$ との関係は周辺の間隙率 ε を用いて、 $\mathbf{v}_D = \varepsilon \mathbf{v}_f$ と表される。また、 C_r と ν_E はそれぞれ慣性係数と有効動粘性係数を示しており、間隙率 ε を用いて以下のように示される。

$$C_r = 1 + 0.34 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \quad (3)$$

$$\nu_E = \frac{\nu_f + \nu_T}{\varepsilon} \quad (4)$$

ここで、 ν_f は流体の動粘性係数、 ν_T は Smagorinsky モデルから得られる渦粘性を示す。式 (1) の右辺第三項 f_d は、流体が多孔質体を透過する際に受ける抵抗力であり、Forchheimer 則から以下の式で示される。

$$f_d = -\alpha \frac{\nu_f(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3 D_{50}^2} \mathbf{v}_D - \beta \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3 D_{50}} |\mathbf{v}_D| \mathbf{v}_D \quad (5)$$

ここで、 D_{50} は多孔質体を構成する粒状体の平均粒径である。また、 α および β はそれぞれ線形、非線形抵抗力項における経験パラメータを示しており、様々な値が提案されている。これには、 $\alpha = 150, \beta = 1.75$ の Ergun のモデル [6] が頻用されているものの、Losada ら [7] がまとめているように、これらのパラメータは実験条件や対象の多孔質体の種類に応じて、広い範囲の値が提案されており、適切な値を選択することは難しい。本研究では、多孔質体を透過する流れに対して、Du Plessis [8] によって解析的に導出された以下の線形・非線形パラメータを使用する。

$$\alpha = \frac{41\varepsilon^2}{\zeta^{2/3}(1-\zeta^{1/3})(1-\zeta^{2/3})}; \quad \beta = \frac{\varepsilon^2}{(1-\zeta^{2/3})^2} \quad (6)$$

ここで、 $\zeta = 1 - \varepsilon$ である。

(2) 粒子法による浸透流解析

本研究では、前述した支配方程式を SPH 法を用いて空間離散化して解き進める。SPH 法は対象とする連続体を有限個の粒子を用いて表現し、各粒子の物理量 ϕ およびその微分値 $\nabla\phi, \nabla^2\phi$ は近傍粒子が持つ物理量の重み付き平均を用いた以下の式から求められる。

$$\langle\phi\rangle_i = \sum_{j \in \mathbb{S}_i} V_j \phi_j w_{ij} \quad (7)$$

$$\langle\nabla\phi\rangle_i^{(0)} = \sum_{j \in \mathbb{S}_i} V_j \phi_{ij} \nabla w_{ij} \quad (8)$$

$$\langle\nabla^2\phi\rangle_i^{(0)} = 2 \sum_{j \in \mathbb{S}_i} V_j \frac{\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla w_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \phi_{ij} \quad (9)$$

$$\mathbb{S}_i = \{ j = 1, 2, \dots, N_{\text{SPH}} \mid r_e > |\mathbf{r}_{ij}| \wedge j \neq i \wedge \mathbf{x}_j \in \Omega_{\text{SPH}} \} \quad (10)$$

ここで、 $\mathbb{S}_i$ は着目粒子 i の影響半径内に含まれる粒子の集合を示している。また、 $V, \mathbf{r}_{ij}$ はそれぞれ、粒子の代表体積と相対位置ベクトルを示し、 $\phi_{ij} = \phi_j - \phi_i$ である。なお、上付き添字 () 内の数字は理論的な精度次数を示している [2]。一般的な SPH では、空間解像度を表す粒子径（初期粒子間隔 d_x ）は変化しない。ただし本研究では、土砂と流体の重複を許容し経験則による相互作用力の算出を行う非解像型連成 [1] を行うため、間隙を透過する際の体積保存性の観点から、着目する流体粒子周辺の間隙率分布に整合した見かけの体積変化を許容する必要がある。そこで、流体粒子の質量 m_f は一

定とし、その密度を見かけの密度 $\bar{\rho}_f = \varepsilon_f \rho_f$ へと更新、浸透時の見かけの体積変化 $V' = m_f / \bar{\rho}_f$ を表現することで全体の体積保存性を期待する。ただし、見かけの体積変化を考慮するこの手法では、SPH の影響域内の 1 近傍粒子あたりの影響度合は強くなるとともに近傍粒子数が減少することから、粒子配置の乱れに伴う精度低下と不安定化が助長されてしまう。そこで、Taylor 展開の 2 次の項までを満足する 2 階微分モデルを使用し、粒子配置の乱れや粗密が生じても高精度な演算を可能とする SPH(2) [2] を採用する。本研究では、SPH(2) における空間 1 次・2 次精度の勾配モデル及び 2 階微分モデルを導入した。なお、既知関数の微分値の理論解と SPH(2) による近似解との誤差検証を通し、浸透流解析でも SPH(2) が従来法より優れた高次の収束性を有することを確認した。紙面の都合上、本項目の詳細は口頭発表で述べるとともに、SPH(2) の定式化は文献 [2] を参照されたい。

(3) ISPH

本研究では、流体に非圧縮性を仮定したうえで、ISPH (Incompressible SPH) に基づいて時間発展を解く。ISPH は、射影法に従い、以下のように支配方程式 (1) を予測ステップと修正ステップの二段階に分け、速度は陽的に、圧力は陰的に求める半陰解法型の計算スキームになっている。

$$\mathbf{v}_D^* = \mathbf{v}_D^N + \Delta t \left\{ \frac{\varepsilon^N}{C_r} (\nu_E \nabla^2 \mathbf{v}_D^N + f_d^N + \mathbf{g}) - \mathbf{c}^N \cdot \nabla \mathbf{v}_D^N \right\} \quad (11)$$

$$\mathbf{v}_D^{N+1} = \mathbf{v}_D^* - \Delta t \frac{\varepsilon^N}{C_r} \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p^{N+1} \right) \quad (12)$$

ここで、上付き添字 $N, *, N+1$ はそれぞれ、現在、予測、次の計算ステップを示している。ここで、式 (12) の両辺の発散を取り、式 (2) を考慮すると、次の圧力 Poisson 方程式が得られる。

$$\nabla^2 p^{N+1} = \frac{C_r \rho_0}{\varepsilon^N \Delta t} \nabla \cdot \mathbf{v}_D^* \quad (13)$$

この圧力 Poisson 方程式を BiCGstab 法などの線形ソルバーで求解することで、次ステップの圧力 p^{N+1} を求めることができる。そして、式 (12) にしたがって、Darcy 流速を得る。ALE 記述では、以下の輸送速度を用いた粒子の位置更新を行う。

$$\mathbf{x}^{N+1} = \mathbf{x}^N + \Delta t \mathbf{w}^{N+1}. \quad (14)$$

ここで、 $\mathbf{w}^{N+1} = \mathbf{v}_D^{N+1} / \varepsilon$ とすると Lagrange 記述、 $\mathbf{w}^{N+1} = \mathbf{0}$ とすると Euler 記述となる。本研究の ALE 記述では、後述する粒子再配列によるシフトベクトル $\delta \mathbf{r}^{\text{shift}}$ を考慮した以下の輸送速度を用いることとした。

$$\mathbf{w}^{N+1} = \frac{\mathbf{v}_D^{N+1}}{\varepsilon} + \frac{1}{\Delta t} \delta \mathbf{r}^{\text{shift}} \quad (15)$$

なお、ALE 記述に伴って式 (11) の予測ステップでは、以下の相対速度 $\mathbf{c}$ を用いて求めた移流項を考慮する。

$$\mathbf{c}^{N+1} = \frac{\mathbf{v}_D^{N+1}}{\varepsilon} - \mathbf{w}^{N+1} = -\frac{1}{\Delta t} \delta \mathbf{r}^{\text{shift}} \quad (16)$$

(4) 安定化 ISPH 法

従来の ISPH では、Lagrange 記述に従う粒子の運動によって粒子分布が乱れやすく、密度誤差の増大、体積保存性および圧力計算の安定性が失われやすい。これに対し、圧力 Poisson 方程式におけるソース項に密度誤差を緩和する人工的な安定化項を付与して体積保存性を改善する安定化 ISPH が提案されている [9]。Tsuji ら [1] は、浸透流解析に適用するために、間隙率 ε を用いた以下の式を用いた。

$$\langle \nabla^2 p^{N+1} \rangle_i = \frac{C_{r,i}}{\varepsilon_i} \left\{ \frac{\rho_0}{\Delta t} \langle \nabla \cdot \mathbf{v}_D^* \rangle_i + \underbrace{\gamma \frac{\varepsilon_i \rho_0 - \langle \rho^N \rangle_i}{\Delta t^2}}_{\text{安定化項}} \right\} \quad (17)$$

ここで、 γ は安定化項の強度を決定する安定化パラメータであり、解析条件に応じて通常 $0 < \gamma \ll 1.0$ の値が経験的に使用される。この安定化項は、圧力等の力学的な場に直接影響を与えることで、密度・体積の保存性の改善、圧力計算の安定化を図ることをができる。ただし、不適切な安定化パラメータを設定した場合、非物理的な圧力擾乱を招くため、このような安定化手法は極力排除するのが望ましい。そのため、本研究では後述するように、力学的な場に直接影響を与えず体積保存性を確保する新たな密度保存型粒子再配列法を提案することとした。

(5) 粒子再配列法

本研究では、粒子再配列法による粒子シフト $\delta \mathbf{r}_i^{\text{shift}}$ として、Matsunaga ら [10] や Wang ら [11] を参考に、粒子分布の均等化・分散化を行う粒子分散項 $\delta \mathbf{r}_i^{\text{dist}}$ および体積保存性能を期待する体積保存項 $\delta \mathbf{r}_i^{\text{vol}}$ を併用する。

$$\delta \mathbf{r}_i^{\text{shift}} = \delta \mathbf{r}_i^{\text{dist}} + \delta \mathbf{r}_i^{\text{vol}} \quad (18)$$

a) 粒子分散項： $\delta \mathbf{r}_i^{\text{dist}}$

まず、粒子配置の均等化を行う粒子分散項 $\delta \mathbf{r}_i^{\text{dist}}$ には、Fick の拡散則に基づき定式化された PS(Particle Shifting)[3] を採用した。特に、影響半径内の粒子の欠損・偏在化が必然的に生じる自由表面近傍に関しては、不自然な粒子拡散を防ぐため、自由表面の法線ベクトル $\mathbf{n}$ を用いて粒子シフトを制御する OPS(Optimized PS)[4,12] を適用した。

$$\delta \mathbf{r}_i^{\text{dist}} = \min \left(\delta \mathbf{r}_i^{\text{OPS}}, \frac{d_x}{10} \frac{\delta \mathbf{r}_i^{\text{OPS}}}{|\delta \mathbf{r}_i^{\text{OPS}}|} \right) \quad (19)$$

$$\delta \mathbf{r}_i^{\text{OPS}} = \begin{cases} -\sigma_i C_{\text{dist}} d_x^2 (\mathbf{I} - \mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_i) \nabla C_i & (i \in \Omega_{\text{FS}}) \\ -C_{\text{dist}} d_x^2 \nabla C_i & (i \in \Omega_{\text{FV}} \cup \Omega_{\text{IN}}) \\ \mathbf{0} & (i \in \Omega_{\text{SP}}) \end{cases} \quad (20)$$

ここで、 C_{dist} は PS の強さを決定するパラメータであり、本研究では $C_{\text{dist}} = 0.1$ とした。また、 C は粒子分布濃度、 ∇C はその勾配を表し、モデル定数 $R_p = 0.2$ and $n_p = 4$ の人工斥力を考慮した以下の式で表される。

$$\nabla C_i = \sum_{j \in \mathbb{S}_i} V_j \zeta_{ij} \tilde{\nabla} w_{ij}, \quad (21)$$

$$\zeta_{ij} = 1 + R_p \left\{ \frac{w_{ij}}{w(d_x)} \right\}^{n_p}. \quad (22)$$

b) 体積保存項：一般化 DPS の提案

安定化 ISPH 法などの体積保存技術を用いず OPS を適用した場合には、解析時間が進むにつれて体積が著しく膨張することが確認されている [12]。近年、粒子再配列法の枠組みで流体の体積を長期的に保存するスキームがいくつか提案されているものの [5,10,11]、これらは純粋な流体からなる自由表面流れにのみ適用されており、多孔質体を透過する浸透流問題に対する適用性は不明瞭である。そこで本研究では、浸透流問題に適用可能なように、時空間変化する間隙率分布に整合した見かけの体積変化に追従できるような定式化を施し体積保存型粒子再配列（一般化 DPS）を提案する。これは、既往の研究 [5,10,11] を参考に、圧縮性流体の状態方程式から着想を得た定式化となっている。

$$\delta \mathbf{r}_i^{\text{vol}} = \min \left(\delta \mathbf{r}_i^{\text{GDPS}}, \frac{d_x}{10} \frac{\delta \mathbf{r}_i^{\text{GDPS}}}{|\delta \mathbf{r}_i^{\text{GDPS}}|} \right) \quad (23)$$

$$\delta \mathbf{r}_i^{\text{GDPS}} = \begin{cases} -\sigma_i C_{\text{vol}} d_x^2 (\mathbf{I} - \mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_i) \nabla \psi_i & (i \in \Omega_{\text{FS}}) \\ -C_{\text{vol}} d_x^2 \nabla \psi_i & (i \notin \Omega_{\text{FS}}) \end{cases} \quad (24)$$

ここで、 C_{vol} は体積保存項によるシフト強度を決定するパラメータであり、 $C_{\text{vol}} = 0.1$ と設定した。また、スカラー関数 ψ は状態方程式における数値圧力を表しており、着目粒子 i の属性に応じて以下の式のように定義した。

$$\nabla \psi_i = \sum_{j \in \mathbb{S}_i} V_j (\psi_j - \psi_i) \zeta_{ij} \tilde{\nabla} w_{ij} \quad (25)$$

$$\psi_i = \begin{cases} 0 & (i \in \Omega_{\text{FS}}) \\ \max \left(\frac{\langle \rho \rangle_i}{\varepsilon_i \rho_0} - 1, 0 \right) & (i \in \Omega_{\text{FV}}) \\ \frac{\langle \rho \rangle_i}{\varepsilon_i \rho_0} - 1 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (26)$$

ここで、 $\varepsilon_i \rho_0$ は多孔質体内部での見かけの流体密度を表す。つまり、この体積保存項 $\delta \mathbf{r}_i^{\text{vol}}$ は、着目粒子の位置における間隙率 ε_i に整合した見かけの密度 $\varepsilon_i \rho_0$ になるような数値圧力勾配 $\nabla \psi_i$ に従って、粒子が移動するような仕組みとなっている。

3. 多孔質体浸透後の静水圧問題での検証

提案する粒子再配列法と高精度粒子法 SPH(2) を併用した高精度浸透流解析の精度検証として、図-1 に示すような多孔質体を含む静水圧問題を設定した。この問題では、底部に多孔質体を設置した水槽を用意し、多孔質体と同じ高さの水塊を上方から落下させ、その透水過程および静水圧状態での圧力計算の安定性と体積保存性能を確認する。なお、多孔質体の間隙率を ε_0 （本研究では $\varepsilon_0 = 0.5$ ）とした場合、投下後の静水圧状態における理論水面高さ H_{th} は次式の通りである。

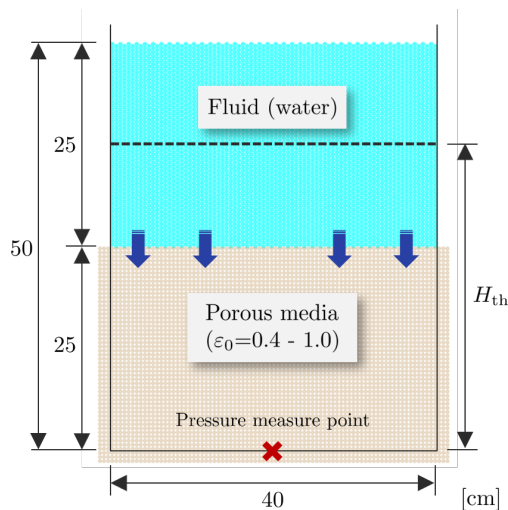


図-1 多孔質体を含む静水圧問題での解析モデル

$$H_{th} = H_0 + H_0(1 - \varepsilon_0). \quad (27)$$

ここでは、(a)ISPH + OPS, (b) 安定化 ISPH + OPS, (c)ISPH + OPS + 一般化 DPS の3ケースを比較し、それぞれの圧力計算の安定性と体積保存性の特徴を把握した。なお、(b) 安定化 ISPH+OPS のケースでは、安定化パラメータ γ を 0.0001, 0.001, 0.01 の3ケースを実施し、安定化パラメータ γ の大きさによる計算結果の差異を調査した。

解析結果として、図-2 には圧力分布および次式で表される密度誤差分布を時系列変化で示している。

$$\text{Error}_{\text{dens}} = \frac{\varepsilon_i \rho_0 - \langle \rho \rangle_i}{\varepsilon_i \rho_0} \times 100 [\%] \quad (28)$$

また、図-3 には水槽底部中央に設置した計測点における圧力と、自由表面の高さの時刻歴をグラフにまとめた。(A)ISPH+OPS の場合は人工的な安定化項を含まないことから、圧力の空間分布は概ね安定している。ただし、OPS による粒子配置の“均等化”の効果が卓越したことが原因と考えられる流体体積の著しい膨張が発生し水位が上昇、それに伴い非物理的な圧力上昇が生じていることが確認できる。一方で、(B) 安定化 ISPH+OPS の場合、今回の解析条件においては安定化パラメータ $\gamma = 0.001$ の場合、自由表面の高さは理論水位 $H_{th} = 37.5[\text{cm}]$ と一致している。ただし、圧力振動が常時発生していることが図-3 から確認できる。また、それよりも大きな安定化パラメータ $\gamma = 0.01$ の場合も水位は理論値とほぼ一致しているものの、より激しい圧力振動が発生している。一方で、小さな $\gamma = 0.0001$ の場合は、圧力擾乱が比較的小さく抑えられているものの、水位は理論値よりも上昇した位置で停滞しており、流体体積が保存できていないことがわかる。これら (A)(B) に対し、提案手法である (C)ISPH+OPS+一般化 DPS の場合、非物理的な安定化項を含まないことから圧力擾乱は他の解析ケースよりも遥かに少なく、パラメータの調整を必要とせずとも長時間の体積保存性を有していることがわかる。

4. 多孔質体を透過する水中崩壊実験との比較

次に、多孔質体を透過する水柱崩壊実験 [13] の再現解析を実施した。図-4 の計算モデルのように、幅約 90cm の水槽の中央に幅 29cm の多孔質体（間隙率 $\varepsilon_0 = 0.49$ ）が設置されており、左側に設置した水柱が崩壊し、多孔質体を透過する。解析ケースは、前述の静水圧問題と同様に、(a)ISPH + OPS, (b) 安定化 ISPH + OPS ($\gamma = 0.001$), (c)ISPH + OPS + 一般化 DPS の3ケースを実施した。それぞれの解析ケースによる結果のうち、圧力分布を図-5 に、密度誤差分布を図-6 に示した。なお、これら図中の白い四角のプロットは、実験 [13] で観察された水面形状を表している。静水圧問題と同様に、体積保存機能がない (a) の場合、圧力は安定して計算できているものの、経時的に密度誤差が累積し、水柱崩壊 10 秒後の静水圧状態では、理論水位よりも高い水位となっていることから、著しい体積膨張を確認できる。また、人工的な安定化項を含んだ (b) では、密度誤差分布が少なくなり体積保存性が良くなる一方で、多孔質体透過中に激しい圧力擾乱が生じている。対して、提案手法である (c) では多孔質体透過中および静水圧状態においても密度誤差分布は $\pm 3\%$ には収まり、圧力分布も常時安定していることが確認できた。前述の静水圧問題での検証と併せても、従来手法に比べて、人工的な安定化項を排除し粒子再配列法の範疇で体積保存性を確保した提案手法が、激しい自由表面変形を含む浸透流問題に対しても長時間の体積保存性・圧力計算の安定性の両面で優位であることを示せたと考えられる。

5. 結言

本研究では、近年提案された体積保存型粒子再配列法 [5,10,11] に対し、浸透流解析における見かけの体積変化までを考慮した再定式化を行った一般化 DPS を提案し、粒子配置の均等化を行う OPS[4] および高精度粒子法 SPH(2)[2] と併用した高精度浸透流解析手法を開発した。そして、多孔質体を含む静水圧問題の解析および水柱崩壊実験との比較を実施し、パラメータの精緻な事前調整が必須となる安定化 ISPH 法と比較して、提案手法が体積保存性と圧力の安定性の両面で優位であることを確認した。今後は、土粒子の移動を DEM で表現する混相流ソルバー [1] に提案手法を適用し、土石流や地盤の内部侵食現象など間隙率の激しい時空間変化を伴う固液混相流問題を対象とした数値シミュレーションを進める予定である。

謝辞: 本研究は JSPS 科研費 21J12338, 23K19132, JP23KK0182 および一般財団法人防災研究協会 若手研究者研究助成金による助成を受けたものです。

参考文献

- [1] Tsuji, K., Asai, M., and Kasama, K.: Seepage failure prediction of breakwater using an unresolved isph-dem coupling method enriched with terzaghi's critical hydraulic gradient, *Adv. Model. Simul. Eng. Sci.*, Vol.10, No.1, 2023.
- [2] Asai, M., Fujioka, S., Saeki, Y., Morikawa, D. S., and Tsuji, K.: A class of second-derivatives in the

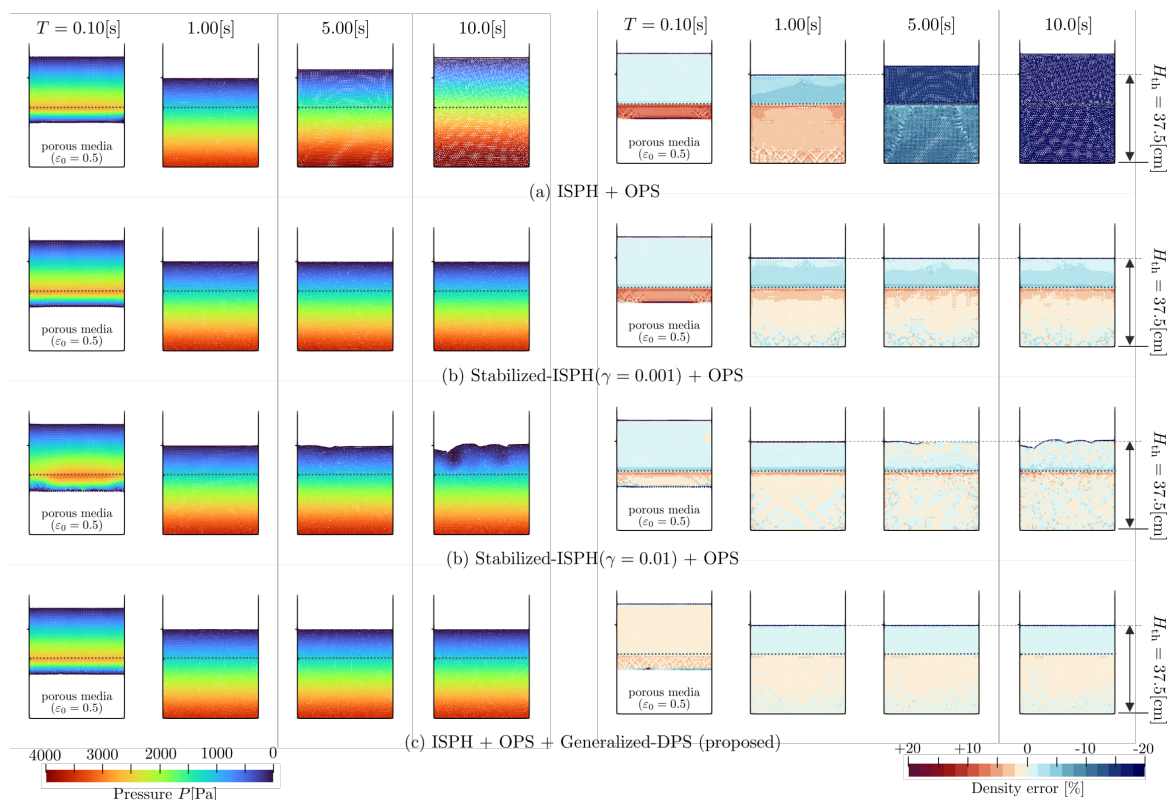


図-2 多孔質体への透水過程および静水圧状態（左：圧力分布，右：密度誤差分布）

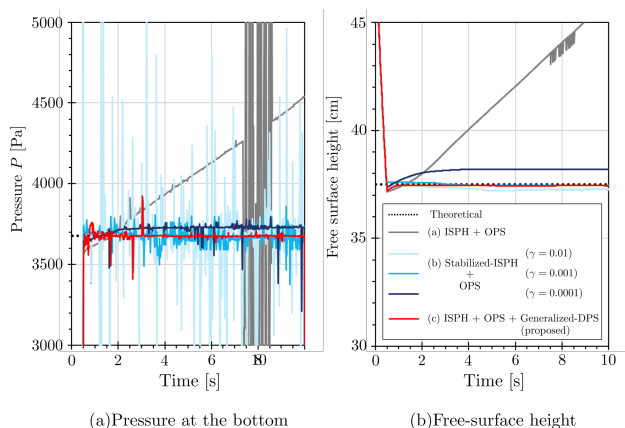


図-3 多孔質体への透水過程および静水圧状態における圧力と自由表面高さの時刻歴

Smoothed Particle Hydrodynamics with 2nd-order accuracy and its application to incompressible flow simulations, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol.415, pp.116203, 2023.

- [3] Lind, S. J., Xu, R., Stansby, P. K., and Rogers, B. D.: Incompressible smoothed particle hydrodynamics for free-surface flows: A generalised diffusion-based algorithm for stability and validations for impulsive flows and propagating waves, *J. Comput. Phys.*, Vol.231, No.4, pp.1499–1523, 2012.
- [4] Khayyer, A., Gotoh, H., and Shimizu, Y.: Comparative study on accuracy and conservation properties of

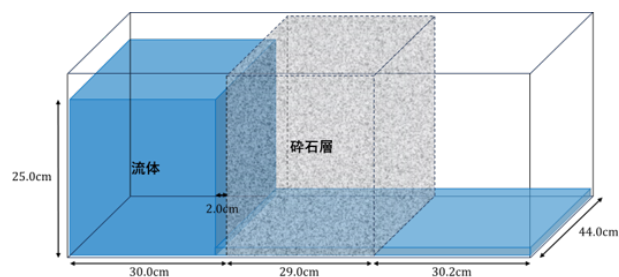


図-4 多孔質体を透過する水柱崩壊実験 (Liu et al., 1999[13]) : 再現解析モデル概要

two particle regularization schemes and proposal of an optimized particle shifting scheme in ISPH context, *J. Comput. Phys.*, Vol.332, pp.236–256, 2017.

- [5] Morikawa, D. S., Tsuji, K., and Asai, M.: Corrected ALE-SPH with novel Neumann boundary condition and density-based particle shifting technique, *J. Comput. Phys.*: X, Vol.17, pp.100125, 2023.
- [6] Ergun, S.: Fluid flow through packed columns, *Chem. Eng. Prog.*, Vol.48, No.2, pp.89, 1952.
- [7] Losada, I. J., Lara, J. L., and del Jesus, M.: Modeling the interaction of water waves with porous coastal structures, *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, Vol.142, No.6, pp.03116003, 2016.
- [8] De Plessis, J.: Analytical quantification of coefficients in the Ergun equation for fluid friction in packed beds, *Transp. Porous Media*, Vol.16, pp.189–207, 1994.

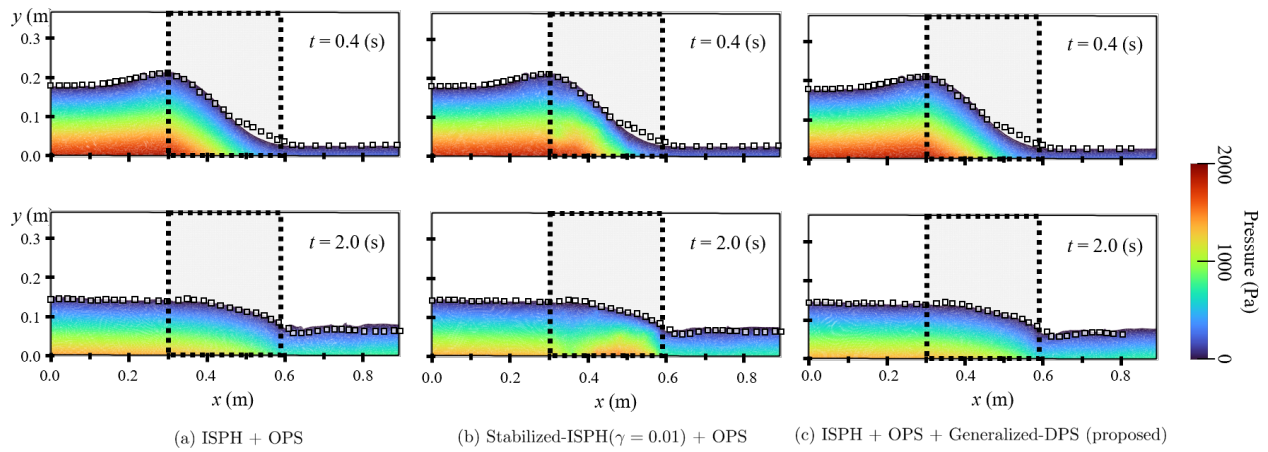


図-5 多孔質体を透過する水柱崩壊解析における圧力分布の時系列変化 (□ : Liu et al. による実験 [13])

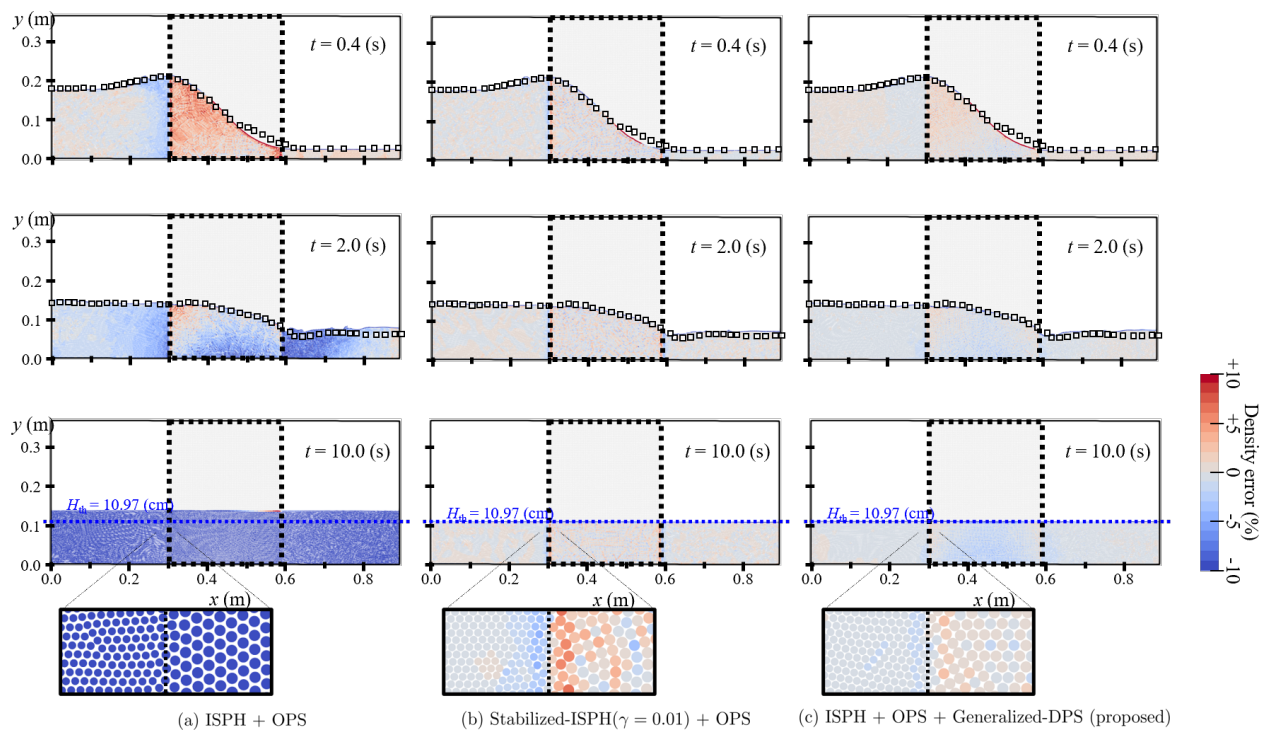


図-6 多孔質体を透過する水柱崩壊解析における密度誤差分布の時系列変化 (□ : Liu et al. による実験 [13])

- [9] Asai, M., Aly, A. M., Sonoda, Y., Sakai, Y., et al.: A stabilized incompressible sph method by relaxing the density invariance condition, *J. Appl. Math.*, Vol.2012, 2012.
- [10] Matsunaga, T. and Koshizuka, S.: Stabilized LSMPS method for complex free-surface flow simulation, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol.389, pp.114416, 2022.
- [11] Wang, Z., Matsumoto, T., Duan, G., and Matsunaga, T.: Compact moving particle semi-implicit method for incompressible free-surface flow, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol.414, pp.116168, 2023.
- [12] Khayyer, A., Shimizu, Y., Gotoh, T., and Gotoh, H.: Enhanced resolution of the continuity equation in explicit weakly compressible sph simulations of incompressible free - surface fluid flows, *Appl. Math. Modell.*, Vol.116, pp.84–121, 2023.
- [13] Liu, P. L.-F., Lin, P., Chang, K.-A., and Sakakiyama, T.: Numerical modeling of wave interaction with porous structures, *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, Vol.125, No.6, pp.322–330, 1999.