CFD-DEM 連成解析による Suffusion の数値シミュレーション

NUMERICAL SIMULATION OF SUFFUSION USING COUPLED CFD-DEM

家守 乙葉[1]・笠間 清伸[2]・李 洋[3]・八尋 裕一[4]・Louis GE[5]
Otoha KEMORI, Kiyonobu KASAMA, Yang LI, Yuichi YAHIRO, Louis GE

[1] 九州大学大学院（〒819-0395　福岡市西区元岡 744 番地ウエスト 2 号館 11 階 1110 号室）
National Taiwan University（No.1, Sec.4, Roosevelt Rd., Taipei 10617, Taiwan）
E-mail: kemori.otoha.041@s.kyushu-u.ac.jp
[2] 九州大学大学院工学研究院（〒819-0395　福岡市西区元岡 744 番地ウエスト 2 号館 11 階 1128 号室）
E-mail: kasama.kiyonobu.898@m.kyushu-u.ac.jp
[3] 九州大学大学院工学研究院（〒819-0395　福岡市西区元岡 744 番地ウエスト 2 号館 11 階 1111 号室）
E-mail: li.yang.168@m.kyushu-u.ac.jp
[4] 九州大学（〒819-0395　福岡市西区元岡 744 番地ウエスト 2 号館 11 階 1111 号室）
[5] National Taiwan University（No.1, Sec.4, Roosevelt Rd., Taipei 10617, Taiwan）
E-mail: louisge@ntu.edu.tw

***Key Words**: internal erosion, suffusion, cfd-dem simulation*

1. はじめに

現在，気候変動に伴う豪雨の激甚化により河川水位が長時間上昇することで，河川堤防が決壊する事例が増加している．河川堤防の決壊に対する安全性評価において，堤防内部の浸透流により土粒子が侵食する現象である内部侵食のメカニズム解明は極めて重要である．内部侵食現象の一種である Suffusion は，粗粒子が形成する骨格の間隙を浸透流により細粒分が移動する現象である [1)]．本現象は，局所的な間隙率や透水性の変化を招き，最終的に堤防の決壊に至る要因になるが，その内部の微視的な侵食プロセスはいまだ不明な点が多い．そこで本文では，Computational Fluid Dynamics と Discrete Element Method の連成解析（以下，CFD-DEM 連成解析）を用いて，Suffusion の解析を実施した．特に，解析時の境界条件が粗粒子の間隙率分布，間隙内の流速分布および細粒子の侵食挙動に及ぼす影響について比較・検討を行った．

2. 解析概要

本研究では，Hexagon 製のソフトウェア scFLOW を用いて局所体積平均法に基づく Navier-Stokes 方程式を解くことにより，土粒子間を流れる流体の流速場を算出した．流体の連続式および運動方程式を式(1), (2)に，DEM 解析で使用する粒子の並進運動および回転運動の方程式を式(3), (4)に示す [2)]．

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon u_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \varepsilon \rho_f u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon \rho_f u_j u_i)}{\partial x_j} = -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial (\varepsilon \tau_{ij})}{\partial x_j} + F_{p,i} \tag{2}$$

（ε：間隙率，t：時間，u_i：流体の速度，ρ_f：流体の密度，p：流体圧力，τ_{ij}：粘性応力，$F_{p,i}$：粒子による抗力）

$$m_k \frac{dv_{k,i}}{dt} = \sum F_{c,i}^k - V_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + F_{f,i}^k + F_{e,i}^k \tag{3}$$

$$I_k \frac{d\omega_{k,i}}{dt} = \sum T_{c,i}^k + T_{f,i}^k \tag{4}$$

（k：粒子番号，m_k：粒子質量，$v_{k,i}$：粒子速度，$F_{c,i}^k$：粒子間力，V_k：粒子体積，$F_{f,i}^k$：流体抗力，

$F_{e,i}^k$：外力，I_k：粒子の慣性モーメント，$\omega_{k,i}$：粒子の角速度，$T_{c,i}^k$：粒子間トルク，$T_{f,i}^k$：流体からのトルク）

ここで，流体から粒子に作用するトルク$T_{f,i}^k$については，以下の Dennis モデル [3]を用いて評価した．

$$T_{f,i}^k = -2.01 d_k^3 \mu_f \omega_{k,i} \left(1 + 0.201 \frac{\rho_f |\omega_{k,i}| d_k^2}{4\mu_f}\right) \quad (5)$$

(μ_f：流体の粘性係数，d_k：粒子の粒径)

式(2)の抵抗項$F_{p,i}$および式(3)の流体力項$F_{f,i}^k$は，流体粒子間の運動量の連成項である．本研究では，流体—粒子間の相互作用力$F_{f,i}^k$を評価するため，式(6)から式(10)に示す Ergun–Wen/Yu[4),5)]のハイブリッドモデルを採用した．本モデルは拡張された Darcy 則に基づいており，標準的な粘性抵抗に加えて慣性抵抗を考慮しているため，高流速の流体場に対しても適用可能であるという特徴を持つ．

$$F_{f,i}^k = \frac{\beta}{1-\varepsilon}(u_i - v_{k,i})V_k \quad (6)$$

$$\beta = (1-\varphi)\beta_{ergun} + \varphi\beta_{wen-yu} \quad (7)$$

$$\begin{cases} \beta_{ergun} = 150\dfrac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon}\dfrac{\mu_f}{d_k^2} + 1.75(1-\varepsilon)\dfrac{\rho_f}{d_k}|u_i - v_{k,i}|, \\ (\varepsilon \le 0.8) \\ \beta_{wen-yu} = \dfrac{3}{4}C_d\dfrac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{d_k}\rho_f|u_i - v_{k,i}|\varepsilon^{-2.65}, \\ (\varepsilon > 0.8) \end{cases} \quad (8)$$

$$\varphi = \frac{arctan[150 \times 0.75\{0.2 - (1-\varepsilon)\}]}{\pi} + 0.5 \quad (9)$$

$$C_d = \begin{cases} \dfrac{24}{Re_p}\left(1 + 0.15 Re_p^{0.687}\right), \ if\ Re_p \le 1000 \\ 0.44, \ if\ Re_p > 1000 \end{cases} \quad (10)$$

(C_d：抵抗係数，Re_p：粒子レイノルズ数)

式(8)に示すように，β_{ergun}の第 1 項は粘性抵抗を表し，第 2 項は慣性抵抗を表している．これに対して，β_{wen-yu}は主に慣性抵抗によって支配される．したがって，高間隙率かつ高流速の条件下では慣性抵抗の影響が支配的となる一方，低間隙率では粘性抵抗の寄与がより顕著になる．

CFD-DEM 連成解析の解析フローを図-1 に示す．まず，CFD 解析により流体場の物理量を求め，その結果を用いて粒子に作用する流体力$F_{f,i}^k$を算出した．DEM 解析では，この$F_{f,i}^k$を外力として運動方程式を解き，更新された粒子情報を CFD 解析の抵抗力項$F_{p,i}$として反映させる．このサイクルを反復することで CFD-DEM の連成解析を実施した．

解析モデルを図-2 に示す．事前に実施した実験 [6)]と同サイズの供試体 (100×100×1500 mm) をモデル化した場合，計算負荷が極めて大きくなるため，本解析では 30×30×45 mm の領域を解析対象とした．なお，上部 200 mm の領域は，細粒子投入時の反発や挙動の乱れを収束させ動態を安定させるため，下部 50 mm の領域は実験の基礎地盤寸法に準拠し幾何学的整合性を担保するためにそれぞれ設けた．流体解析の境界条件として，下端に流入境界，上端に開放境界を設定した．流体解析の時間増分は 0.002 s とし，流体解析の解像度は 1.3 mm とした．これらは計算の安定性と実用的な計算負荷のバランスを考慮した予備解析，および局所平均流体モデルのメッシュサイズに関する制限条件の検討に基づいて選定した最適値である．また，流体物性は常温の水を想定し，

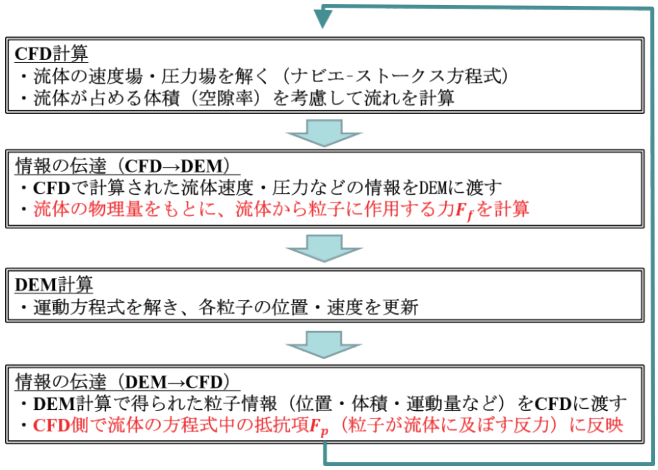


図-1 解析フロー

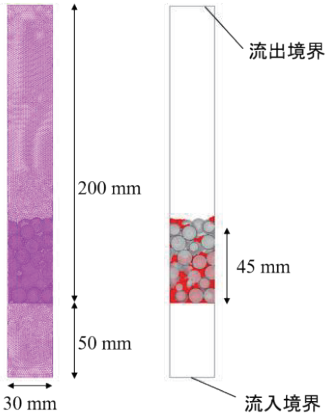


図-2 解析モデル

表-1 計算条件

名前	粗粒子	細粒子
密度(kg/m³)		2462
形状	球	
直径(mm)	10.506	1.0
質量割合(%)	80	20
要素数	46	9375
摩擦係数		0.4
回転抵抗係数		0.2
ヤング率(kPa)		200

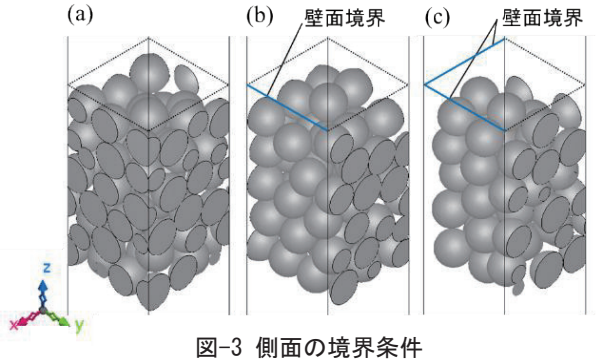


図-3 側面の境界条件

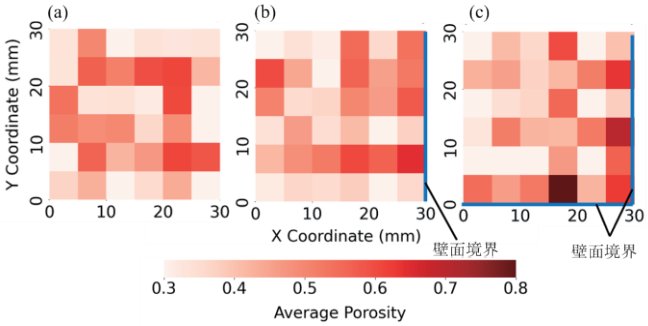


図-4 局所間隙率の比較

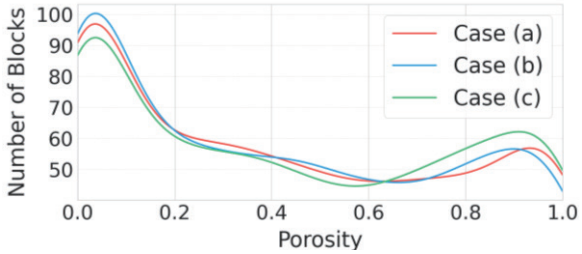


図-5 間隙率のカーネル密度推定（ブロックサイズ:3 mm）

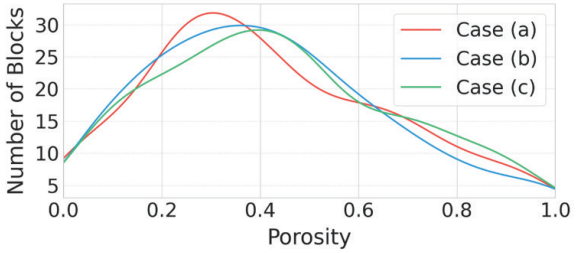


図-6 間隙率のカーネル密度推定（ブロックサイズ:5 mm）

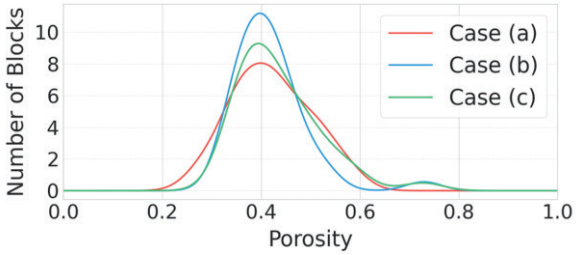


図-7 間隙率のカーネル密度推定（ブロックサイズ:10 mm）

密度を 1000 kg/m³, 粘性係数を 1.0×10^{-3} Pa·s とした．

表-1 に計算条件を示す．本解析では，比較対象である実験で用いられた球形のガラスビーズ材料を忠実に再現するため，粗粒子・細粒子ともに真球としてモデル化した．粗粒子と細粒子の質量割合は 8:2 に設定[7]し，粒径比を約 10:1 に設定した．この粒度条件は，Kenny and Lau[8]が提案した内部安定指標（粒径Dから $4D$の粒子質量含有率Hと粒径Dの質量通過百分率Fに基づく判定）より，内部侵食が生じやすい内部不安定な材料に分類される．各パラメータは事前に実施した実験結果を元に設定し，ヤング率に関しては計算負荷を考慮して通常値より低い値を設定した．また，摩擦係数および回転抵抗係数については，複数の値を用いたパラメータスタディに基づき，実験の侵食挙動を最もよく再現する値を採用した．本解析では，内部侵食を生じる粒子は細粒子のみであると仮定し，領域内の粗粒子を固定し，その表面を固定壁面として扱った．つまり，粗粒子表面では流速を境界上でゼロとする条件（ノースリップ条件）を設定した．

3. 解析条件

壁面条件が侵食挙動に与える影響を考慮するため，**図-3** のように側面の境界条件が異なる 3 ケースを設定した．まず，物理的な壁面を表す境界（以下，壁面境界とよぶ）として，壁面上ではノースリップ条件を設定する．この壁面境界を用いて，(a)全側面において壁面境界が存在しない条件（つまり壁面での流速が存在する条件），(b)1 面を壁面境界とした条件，(c)隣接する 2 面を壁面境界とした条件，の計 3 条件において解析を実施した．なお，全ケースにおいて粒子は境界を通過することはない．各ケースにおける粗粒子数は，(a)46, (b)44, (c)41 とした．これらの粗粒子座標は，実験と同サイズの容器内へ粗粒子を自然堆積させたモデルから，各境界条件に対応する領域を抽出して決定したものであり，このモデルにおける粒子配置の不均一性により，各境界条件間で個数に僅かな差異が生じている．細粒子の初期充填にあたっては，配置された粗粒子の骨格上部から全細粒子を投入し，粒子配置が安定するまで低流速の流体を流入させることで初期解析モデルを構築した．

図-4 に，粗粒子のみの充填状態における各境界条件の鉛直方向で平均化した間隙率を示す．算出にあたっては，z=55~95 mm の領域を 5×5×5 mm のブロックに分割し，各ブロック内の間隙率を算出後，鉛直方向に平均化した．図より，壁面境界を有する(b)および(c)では，(a)と比較して間隙率が高いことが分かる．特に，間隙率 0.7 を超えるブロックの割合は，(a)15.3%に対し，(c)では 18.4%であり，(a)と比較して高間隙領域が相対的に約 20%増加した．

図-5, 6, 7 に 3 つの境界条件における間隙率のカーネル密度推定曲線 [9]を示す．ここで，カーネル密度

推定は，有限個の標本データから未知の確率密度関数をノンパラメトリックに推定する手法である．データ数をn，各ブロックの測定値をx_iとすると，ある間隙率xにおける確率密度$\hat{f}(x)$は次式で定義される．

$$\hat{f}(x) = \frac{1}{nh}\sum_{i=1}^{n} K\left(\frac{x-x_i}{h}\right) \quad (11)$$

ここで，hは分布の滑らかさを制御するバンド幅である．また，$K(u)$は各データ点に配置する重み関数であり，本解析では次式に示すガウスカーネル（標準正規分布の確率密度関数）を採用した．

$$K(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \quad (12)$$

なお，**図-5** はブロックサイズを一辺 3 mm，**図-6** は一辺 5 mm，**図-7** は一辺 10 mm の立方体として算出した．3 つの図を比較すると，**図-5, 7** では境界条件の違いによる間隙率分布の差異が不明瞭であるのに対し，**図-6** では境界条件による差異がより顕著である．これは，一辺 3 mm の場合には，サイズが過小であるために空隙率 0.0 付近および 1.0 付近の極端な分布に二極化し，粒子配置のばらつきが卓越したためであり，一辺 10 mm の場合には，局所的な間隙率の不均一性が過度に平均化されたためと考えられる．以上より，本解析のスケールに対しては，一辺 5 mm のブロックサイズが適切であると判断した．

一辺 5 mm のブロックサイズにおける間隙率分布（**図-6**）において，境界条件(a)では，間隙率約 0.3 でブロック数がピークに達するのに対し，(b)および(c)では分布のピークがそれぞれ約 0.4 および 0.45 へと高間隙側にシフトしている．特に，間隙率が 0.6 以上の高間隙領域においては，(a)と比較して，(c)のブロック数が多く推移した．

4. 解析結果

図-8 に流入流速の増大に伴う局所流速のカーネル密度推定曲線の推移を示す．ここで，局所流速は各ブロックにおける流速の最大値である．図より，すべての境界条件において，流入流速の増大に伴い，局所流速の平均値が(a)34.4→100.7 mm/s，(b)32.7→99.0 mm/s，(c)29.8→87.9 mm/s，と増大した．また，標準偏差も(a)19.1→48.2, (b)16.3→55.6, (c)15.7→42.9 へと増加した．これらの結果から，流入流速v_{in} =7.5 mm/s の段階では，流速の分布範囲が狭く特定の流速域に明瞭なピークを有しており，水流が比較的均一に分散していることが示唆される．一方で，v_{in} =15.0，22.5 mm/s と上昇するにつれて，分布のピークは低くなり，高流速側へと大きく広がることで分布のばらつきが増大する挙動を示した．これは，流入流速の上昇に伴って流速分布の不均一性が発達し，一部のブロックにおいて局所的な高流速領域が顕著に形成され始めたことを示している．

図-9 に流入流速v_{in} =22.5 mm/s における各境界条件のヒストグラムを示す．ここで，局所流速には各ブロック内における流速の最大値を採用した．図より，局所流速が 200 mm/s を超える高流速ブロックの割合を比較すると，(a)2.8%，(b)6.2%，(c)1.5%であった．これより，(b)は他の条件に比べて高流速領域を示すブロックが多く分布する傾向が確認された．一方，(c)においては，局所流速が 200 mm/s を超える高流速ブロックの割合は最も少ない結果となった．

図-10 に各境界条件における流速のコンター図を示す．境界条件(a)では 100 mm/s 以上の流速を持つ領域が広く分布しているものの，150 mm/s を超える

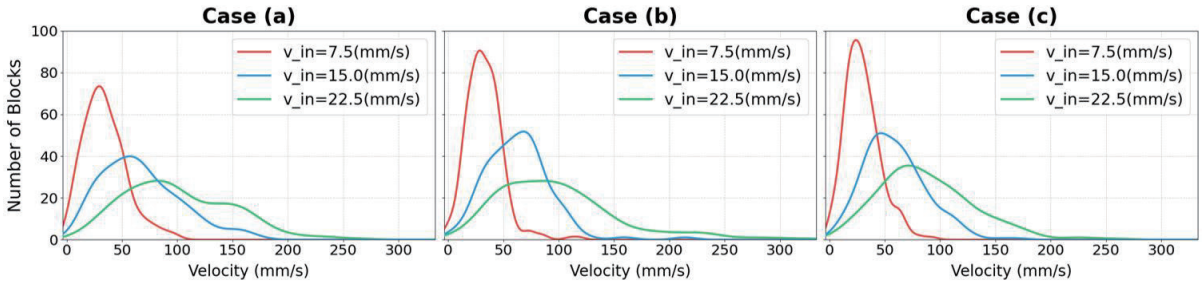


図-8 流入流速の上昇に伴う局所流速分布の推移

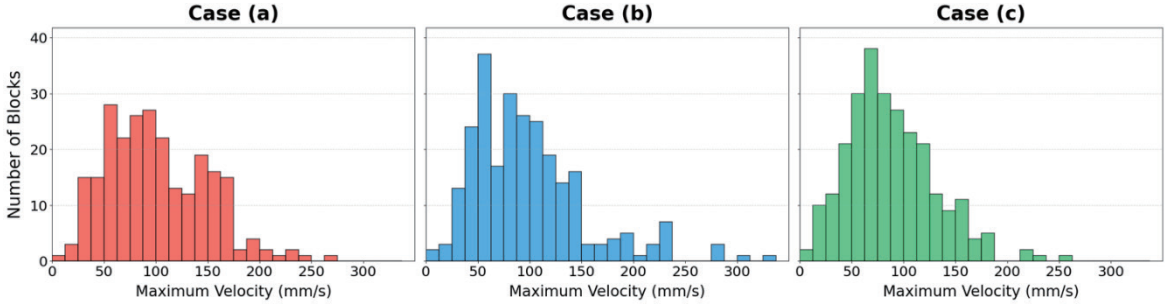


図-9 v_{in} =22.5 mm/s における各境界条件の局所流速分布

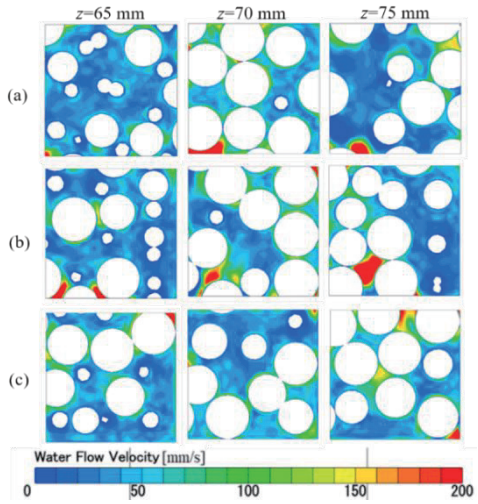


図-10 流速コンター図

ような極端な高流速領域は少なかった．これに対し，(b)では，100 mm/s 以上の流速領域の広がりは(a)ほど顕著でないものの，150 mm/s を超える高流速領域が局所的に偏在する傾向が見られた．一方(c)では，他条件に比べて流速の分布に明瞭な偏りが認められず，150 mm/s 以上の高流速領域が極めて少ない上に，それらが広範囲に分散して存在していた．

Suffusion 発達期における各境界条件の流線分布を**図-11** に，細粒子の鉛直方向の速度分布を**図-12** に示す．なお，**図-11** では細粒子を，**図-12** では粗粒子および関心領域外の細粒子を非表示とした．本研究では「細粒子が自身の粒径（1 mm）以上の鉛直上向き変位を生じた時点」を Suffusion の発生と定義した．

境界条件(a)では，流入流速v_{in} =18.9 mm/s において細粒子が 1 mm 以上上昇し，最大で 25 mm/s と流体の流入流速を超える粒子速度が確認された．上記定義に基づき，(a)ではv_{in} =18.9 mm/s において Suffusion が発生したと判定した．一方，(b)ではv_{in} =18.4 mm/s，(c)ではv_{in} =18.1 mm/s において Suffusion が発生し，いずれも(a)よりも低い流入流速で発生に至った．Suffusion 発生時の最大粒子速度は(b)150 mm/s，(c)40 mm/s に達し，特に(b)では他条件に比べて極めて大きな値を示した．Suffusion 発生領域は**図-11** における局所流速の大きい領域と一致しており，局所的な高流速が Suffusion の発生を促進することが示された．

図-13 に流入流速の増大に伴う鉛直上向きに移動した細粒子数を示す．図より，最終的な総流出粒子数を比較すると，(b)は 528 個であり，(a)の 124 個，(c)の 74 個に対して圧倒的に多い値を示した．また，低流速段階における粒子数の増加率は各ケースともに緩やかであったが，(b)では流入流速が 19.88 mm/s，(a)では 21.75 mm/s を超えた付近から，Suffusion 粒子

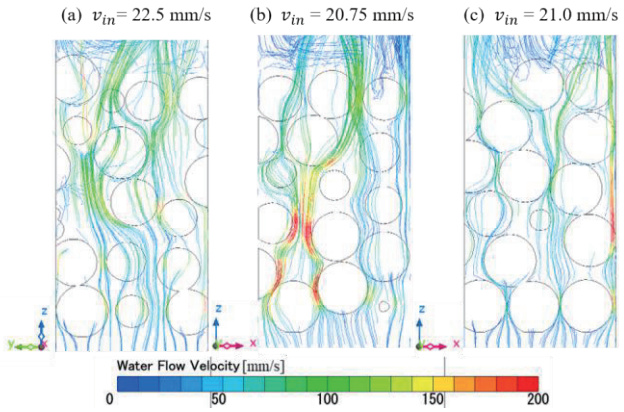


図-11 各境界条件における流線分布

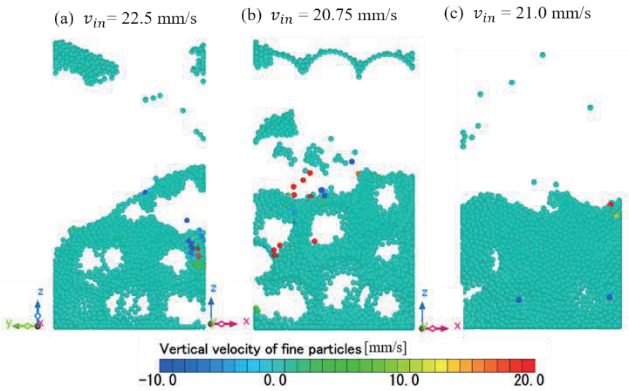


図-12 各境界条件における細粒子の鉛直方向速度

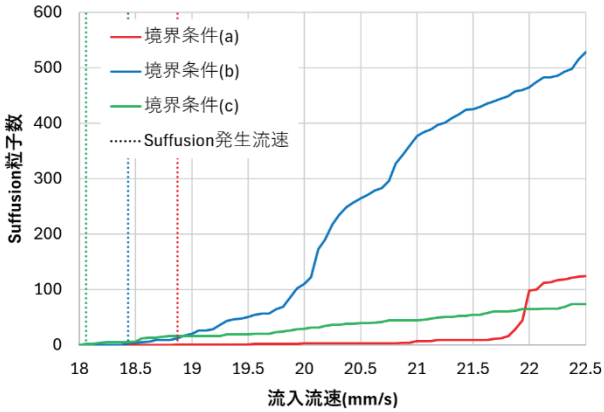


図-13 流入流速の増大に伴う Suffusion 発生粒子数の推

数が急激に増加する傾向が確認された．一方で，(c)においては全過程を通じて粒子数の顕著な急増はみられず，一定の増加傾向を示した．

境界条件(b)における Suffusion 発生粒子数の急増メカニズムを検証するため，流入流速の増大に伴う Suffusion 発生粒子数および最大局所流速の推移を**図-14** に示す．図より，本解析における細粒子の流出挙動は，流入流速の増大に伴って異なる 3 つのフェーズに区分されることが判明した．まず，(i)初期流出期において，v_{in} =18.44mm/s で Suffusion が発生し始めた．この範囲における局所流速の平均変化率は 14.34 であり，新規発生粒子数は最大 17 個，総流出粒子数は 86 個で，発生ペースは 59.7 個/(mm/s)であ

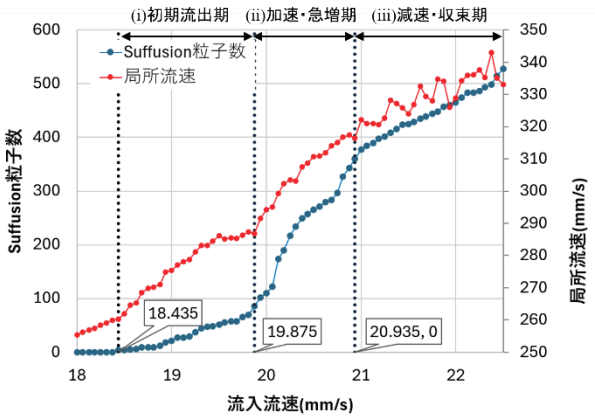


図-14 流入流速の増大に伴う局所流速および Suffusion 発生粒子数の推移（境界条件(b)）

った．その後，v_{in} =19.88 mm/s を超えると，(ii)加速・急増期となり，現象が急変した．局所流速の傾きは 28.26 と(i)の約 2.0 倍へと急上昇するとともに，新規発生粒子数は最大 51 個となった．この範囲内での総流出粒子数は 274 個で，その発生ペース 258.5 個/(mm/s)は(i)の約 4.3 倍に達した．その後，(iii)減速・収束期に入ると，局所流速の傾きは 12.60 へと減速し，再び緩やかな推移に戻り，新規発生粒子数は最大 17 個，総流出粒子数は 168 個，発生ペースは 107.7 個/(mm/s)へと減少した．これは，(ii)において細粒子が大量に移動，流出したことで水みちが形成され，移動可能な粒子数が減少したためと考えられる．

5. 結論

本研究では，CFD-DEM 連成解析を用いて境界条件が地盤内の間隙率分布，流況および Suffusion 現象に及ぼす影響を評価した．本論文で得られた知見は以下の通りである．

1) 壁面境界の有無およびその配置が地盤内の間隙率分布に差異をもたらすことを明らかにした．壁面境界を持つ条件では，高間隙領域の割合が壁面境界を持たない条件と比較して，相対的に約 20%増加することが確認された．
2) 壁面境界の設定は，流況に大きな影響を与える．最大流速が 200 mm/s を超える高流速ブロックの割合は，壁面境界なしの条件(a)で 2.8%，一面壁面境界条件(b)で 6.2%，二面壁面条件(c)で 1.5%であった．(c)では，他条件に比べて流速分布に明瞭な偏りが認められず，150 mm/s 以上の高流速領域が広範囲に分散して存在しており，局所的な流速上昇が抑制されることが示された．
3) Suffusion の発生は，地盤内に生じる局所的な高流速に起因する．(b)では，水流が特定の領域へ集中したことで，局所的な高流速領域が発達し，Suffusion 発生粒子数は 528 個となった．一方(c)では，水流が広く分散したことによって，細粒子の移動を引き起こす局所的な高流速領域が発達しにくくなったことで，Suffusion 発生粒子数は 74 個と抑制された．
4) 細粒子の流出挙動は，流入流速の増大に伴い，3 つのフェーズに区分されることが判明した．まず，初期流出期で単粒子が移動を開始し，続く加速・急増期では，局所流速の急激な上昇に伴い，粒子が連鎖的に流出し，水みちが形成された．最後の減速・収束期では，移動可能な粒子数が減少した結果，このフェーズ内の流出粒子数は減少した．

本研究では実験のモデル化を最優先としたため粗粒径に約 10 mm を採用したが，実地盤のスケールとの差異を考慮すると，粒子の小粒径化は今後の重要な課題である．今後は，本解析手法をベースとして，より実地盤に近い条件での検討へと発展させていく．

参考文献

1) Bui, T.S., Gelet, R. and Marot, D.: Modelling of internal erosion based on mixture theory: General framework and a case study of soil suffusion, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 43(15), pp. 2407–2430, 2019.
2) 酒井幹夫，山田祥徳，茂渡悠介：付着力を考慮した DEM 粗視化モデルによる流動層の数値解析，粉体工学会誌，第 47 巻，pp.522-530, 2010.
3) Norouzi, H.R., Zarghami, R., Sotudeh-Gharebagh, R. and Mostoufi, N.: Coupled CFD-DEM modeling: Formulation, implementation and application to multiphase flows, John Wiley & Sons, Chichester, 2016.
4) Ergun, S.: Fluid flow through packed columns, Chemical Engineering Progress, 48, pp. 89-94, 1952.
5) Wen, C.Y. and Yu, Y.H.: Mechanics of fluidization, Chemical Engineering Progress Symposium Series, 62, pp. 100-111, 1966.
6) 家守乙葉：地盤の内部侵食過程の可視化に関する実験的研究，九州大学 工学部卒業論文, 2024. (Unpublished)
7) 遠山弘毅：鉛直上向き浸透流による土の内部侵食に関する基礎実験，東京工業大学学士特定課題研究，2020. (Unpublished)
8) Kenny, T.C. and Lau, D.: Internal stability of granular filters, Canadian Geotechnical Journal, 22, pp. 215-225, 1985.
9) Silverman, B.W.: Density estimation for statistics and data analysis, Chapman and Hall/CRC, 1986.

（2026. 5. 29　受付）