

N 分散相二流体モデルに基づく干潟土壤の粒径別挙動 及び地下水面の数値解析

高橋俊之¹・新井 洋²・陸田秀実³・土井康明⁴

本論文は, Euler 型及び Lagrange 型固液二相流モデルの利点を融合した N 分散相二流体モデルを用いて, 干潟を模擬した一様勾配のモデル地形における干潟特有の物理現象の再現を行ったものである。干潟特有の物理現象として, 干出・冠水プロセス, 浮遊砂や掃流砂の発生などが挙げられるが, 生物の生息に対しては潮汐変動に伴う土壤中の地下水の挙動や高波浪による土壤の流出などが重要な物理過程となる。N 分散相二流体モデルに改良を加えた結果, これらの物理現象の定性的な再現性が確認できた。

1. はじめに

干潟土壤中のシルト粘土含有量と底生生物との間には高い相関があることが指摘されており (李ら, 1999), 干潟土壤中に適度なシルト粘土が含まれることが重要である。しかしながら, 干潟の設計条件としての土壤粒度組成の決定方法や設計手法は現状では確立されておらず, 人工海浜の設計における設計条件を使用しているのが現状である。したがって, 干潟域の地形変化や土壤粒径別の挙動シミュレーション技法を開発することは干潟造成において非常に重要となる。

干潟の物理過程は大小さまざまな現象が混在する混相流場として捉えることができる。既往の混相流解析において, Euler 型固液二相流モデル (ECOMSED, 2004) は現地スケールにおける大規模領域を対象とした計算によく適用されるが, 大小さまざまな相互作用を考慮することが困難であり, 詳細な相互作用を考慮した力学運動を扱うことができない。これに対して Lagrange 型固液二相流モデル (後藤ら, 2002) は界面追跡といった小空間スケールの詳細な物理過程を追跡する際に有効であるが, 現地スケールへ適用するには現段階では難しい状況である。

Tomiyama ら (2001) が提案した (N+2) -Field Model (以下, NP2) は Euler 型を基本とし, これらの Euler 型及び Lagrange 型固液二相流モデルを補集合として包含するハイブリッド法である。著者ら (2005) は, NP2 モデルを参考に, 干潟土壤を粒子分散相, 液体を連続液相とした N 分散相二流体モデルを提案し, 本モデルによってメソスケールの流れの素過程から大規模体

系流れまで扱うことができ, さらに干潟域における干潟特有の干出・冠水プロセスや粒径別挙動を追跡できることを確認している。しかしながら, 地形勾配・波浪外力の影響・地下水の挙動・高波浪による地形変化など, 干潟生物の生息域に影響を与えと考えられる要素については検討されていない。

本研究の目的は, こうした干潟生物への影響要因として重要となる波浪外力を新たに考慮した上で, N 分散相二流体モデルを用いた干潟域の流動計算を行い, 干潟域の地形変化及び粒径別挙動への影響, 地下水の挙動について定性的な再現性の確認を行うことである。

2. 数値計算手法

(1) 格子系

計算格子は図-1 に示すとおり, 不透水境界面を計算領域下端 (固定) とし, 不透水境界に沿った形状で鉛直方向の格子を設定した。計算領域上端は潮位振幅よりも十分高い位置において計算領域上端 (固定) として設定した。したがって, 潮位面及び土壤境界面はこれらの計算領域内で変動する移動境界面とした。

計算領域内においては, 連続気相, 連続液相, 粒子分散相の 3 相が存在することとなる。解析対象が干潟域であり, 潮汐振幅に伴う干潟土壤の干出・冠水が繰り返されることから, 冠水時は領域Ⅰから領域Ⅲまでの 3 つの領域が存在し, Ⅰは気相領域, Ⅱ及びⅢは液相と粒子分散相が混在する混合領域として捉えられる。干出時には冠水時と同様の 3 つの領域が存在し, これらに加えて粒子分散相と気相のみの固相領域Ⅳが新たに出現することとなる。

(2) 相体積率 α

粒子分散相と連続液相の相体積率 α は, それぞれ添え字 dm ($m=1, 2, 3$), L を用いると以下のとおり表される。

1 正 会 員 修(工) 復建調査設計株式会社環境技術部
2 学生会員 広島大学大学院工学研究科社会環境システム専攻
3 正 会 員 博(工) 広島大学助教授大学院工学研究科社会環境システム専攻
4 正 会 員 工博 広島大学教授大学院工学研究科社会環境システム専攻

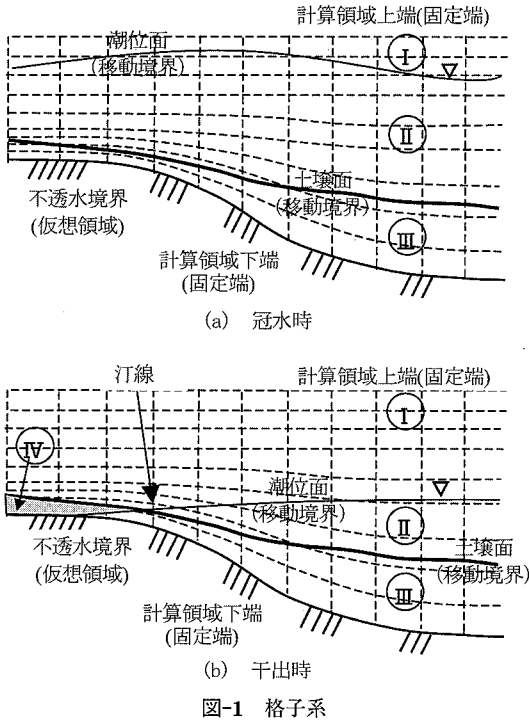


図-1 格子系

$$\alpha_L = \begin{cases} 1 & \text{液相} \\ 0 & \text{粒子分散相} \end{cases} \quad (1)$$

$$\sum_{m=1}^N \alpha_{dm} = \begin{cases} 0 & \text{液相} \\ 1 & \text{粒子分散相} \end{cases} \quad (2)$$

また、連続液相と粒子分散相の間には以下の関係式が常に成り立つ。なお、図-1 (b) に示すとおり、干出時には潮位の低下に伴って干潟土壌が干出する領域では、連続気相 G は連続液相と補完関係にあるとし、液相相体積率の変動分だけ仮想的に気相相体積率が進入出するとした。

$$\alpha_L + \sum_{m=1}^N \alpha_{dm} + \alpha_G = 1 \quad (3)$$

(3) 支配方程式

N 分散相二流体モデルの支配方程式は式 (4) ~ (7) に示す粒子分散相及び連続液相の質量保存式、運動量保存式によって表される。解析においては、静水圧近似を仮定した準三次元モデルとして扱った。

$$\frac{\partial \alpha_{dm}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_{dm} V_{dm}) = R_{dm} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_L V_L) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial V_{dm}}{\partial t} + V_{dm} \cdot \nabla V_{dm} = -\frac{1}{\rho_{dm}} \nabla P + F_{\mu dm} + g - \frac{1}{\rho_{dm} \alpha_{dm}} (M_{Ldm} + M_{rdm} + M_{Rm}) \quad (6)$$

$$\frac{\partial V_L}{\partial t} + V_L \cdot \nabla V_L = -\frac{1}{\rho_L} \nabla P + F_{\mu L} + F_s + g + \frac{1}{\rho_L \alpha_L} \sum_{m=1}^N (M_{Ldm} + M_{rdm}) \quad (7)$$

ここに、 V_{dm} 、 V_L はそれぞれ粒子分散相・連続液相の流速、 R_{dm} は分散相間における分裂・合体による正味の体積輸送、 M_{Ldm} は抗力・仮想質量力などの分散相・連続液相間の相間運動量輸送項、 M_{rdm} は分散相から連続液相への正味の体積輸送に伴う運動量輸送、 M_{Rm} は分散相間の合体・分裂に伴う正味の体積輸送に伴う運動量輸送（無視）、 $F_{\mu L}$ は粘性拡散項、 F_s は表面張力項、 g は重力加速度である。なお、本研究では、N 種類の分散相及び連続液相の相互作用としては、抗力・仮想質量力などの分散相・連続液相の相間運動量輸送項 M_{Ldm} のみ考慮することとした。なお、粒子間相互作用については、室内実験による設定が必要であるが、現時点では透過係数を用いて簡略化した。

(4) 連続液相・粒子分散相間相互作用項

連続液相・粒子分散相の相間相互作用項は式 (8) に示すとおりであり、流体抵抗係数は Wen・Yu (1966)、Ergun (1952) による式 (9) を用いた。

$$M_{Ldm} = \gamma \beta (V_{dm} - V_L) \quad (8)$$

$$\beta = \frac{\nu(1-\alpha_L)}{d_p^2 \alpha_L} [150(1-\alpha_L) + 1.75 Re_p] : (\alpha_L \leq 0.8)$$

$$\frac{3}{4} C_D \frac{\nu(1-\alpha_L)}{d_p^2} \alpha_L^{-2.7} Re_p : (\alpha_L > 0.8) \quad (9)$$

$$Re_p = \frac{|V_{dm} - V_L| \alpha_L d_p}{\nu} \quad (10)$$

ここに、 γ は相互作用係数、 β は流体抵抗係数、 C_D は単一球の抵抗係数、 d_p は粒径、 ν は粘性係数である。

(5) 波浪外力

波浪外力の算定は、緩勾配方程式をもとに 1 時間毎の波高、周期、波向を算定し、式 (11) に示すラディエーションストレスとして、連続液相の支配方程式の右辺項に追加した。なお、ラディエーションストレスは定常状態を仮定した波 1 周期の時間平均応力であることから、潮汐変動の時間スケールにおいて一定値として与える。

$$R_i = \frac{1}{\rho_L (\zeta + h)} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} \quad (11)$$

ここに、 S_{ij} はラディエーションストレス、 ζ は平均水面からの水位変動量、 h は水深である。また、 S_{ij} は

波浪変形計算により得られた波高, 周期, 波向の平面分布より, 以下の式を用いて算定する.

$$S_{xx} = E \left\{ \left(\frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) + \frac{C_g}{C} \cos^2 \alpha \right\} \dots \dots \dots (12)$$

$$S_{yy} = E \left\{ \left(\frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) + \frac{C_g}{C} \sin^2 \alpha \right\} \dots \dots \dots (13)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = E \frac{C_g}{C} \sin \alpha \cos \alpha \dots \dots \dots (14)$$

$$E = \frac{1}{8} \rho_L g H^2, C = \frac{gT}{2\pi} \tanh kh, C_g = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2h}{\sinh 2kh} \right) \dots \dots \dots (15)$$

ここに, S_{xx} , S_{yy} , S_{xy} はラディエーションストレス項, E は波のエネルギー, C, C_g は波速及び群速度, α は波向角度, H は波高, T は周期, k は波数である.

(6) 海底面の追跡

土壌界面の追跡においては式 (16) に示すとおり, 粒子分散相の相体積率に対する保存型移流方程式によって追跡可能である.

$$\frac{\partial \langle \alpha \rangle}{\partial t} + \sum_{m=1}^N \nabla \cdot (\alpha_{dm} V_{dm}) = 0 \dots \dots \dots (16)$$

ここに, $\langle \alpha \rangle = \sum_{m=1}^N \alpha_{dm}$ である.

(7) 地下水位の追跡

支配方程式は静水圧近似のもとで準三次元モデルとして扱うことから, 連続液相の流速は潮汐変動による水面勾配が主たる駆動力となる. 一方, 粒子分散相においても同様の仮定の下で取り扱うことができる. したがって, 地下水位に対しても水面と同様の連続式が成り立つとして, 地下水位 η_{dm} は式 (17) を用いて時空間的に追跡した.

$$\frac{\partial \eta_{dm}}{\partial t} + \nabla V_{dm} = 0 \dots \dots \dots (17)$$

3. 数値計算結果

(1) 計算地形

計算地形は図-2 に示すとおり, 一様勾配 1/500 のモデル地形を設定した. 格子分割は $20 \times 20 \times 30$ とし, 水平格子間隔 50 m, 鉛直方向は 10 cm ~ 20 cm に分割した. また, 計算領域上端は $Z(m) = +2.0$ m の位置に設定した.

(2) 計算条件

計算ケースは表-1 に示すとおりであり, 潮汐のみの場合, 常時波浪を作用させた場合, 一時的に高波浪が作用する場合について計算を行った. 潮汐は周期 12 時間, 振幅 2.0 m として計算領域の沖側で与えた. 計算領域の東西では自由流入・流出, 北側 (岸側) では固定とした.

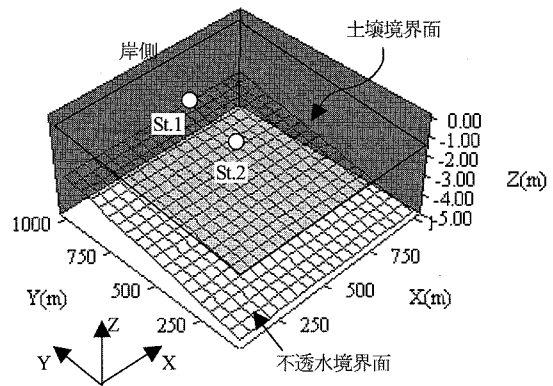


図-2 モデル地形

表-1 計算ケース

Case	地形勾配	外力条件
1	1/500	潮汐のみ
2	1/500	潮汐+常時波浪
3	1/500	潮汐+常時波浪+高波浪(4日目のみ)

土壌については, 細砂 ($d1$): 0.5 mm, シルト ($d2$): 0.075 mm, 粘土 ($d3$): 0.005 mm の 3 種類の粒径を設定し, 土壌密度はいずれも $2,650 \text{ kg/m}^3$, 初期の土壌相体積率はそれぞれ細砂 ($d1$): 0.7, シルト ($d2$): 0.2, 粘土 ($d3$): 0.1 とした.

計算時間は内部モード 20.0s, 外部モード 4.0s とし, いずれのケースも計算期間は 7 日間 (14 周期) として, スピンアップ期間約 2.5 日で潮汐振幅 2.0 m に達するようにした.

波浪外力について, 常時波浪は有義波高 0.15 m, 有義波周期 1.2 s, 高波浪は有義波高 0.5 m, 有義波周期 2.5 s の不規則波を入射波とした. 波の入射角は y 軸から時計回りを正として 30° とした. これらの条件の下, 波浪変形計算より得られた波高, 周期, 波向の平面分布を 1 時間毎に更新した. なお, 高波浪を作用させる場合は, 計算初期から常時波浪を作用させて, 4 日目のみ 2 潮汐だけ作用させ, 5 日目からは再度常時波浪を作用させた. また, 図-2 に示すとおり, モニタリングポイント (St.1 及び St.2) を初期土壌境界面付近に設定した.

(3) 計算結果

図-3 は case1 及び case2 について 14 周期目上げ潮最強時の土壌境界面の鳥瞰図を示したものである. いずれも粒子分散相の相体積率の総和が 0.45 以上の粒子分散相の境界面を示しており, 潮汐のみが作用する case1 では, 汀線に平行な凸凹面が形成され, 岸沖方向に汀線が移動することによる土壌の集積がわかる. 常時波浪が作用する case2 では, 土壌界面の凸凹が不規則に分布するようになり, 波浪外力によって土壌境界面の起伏に変化

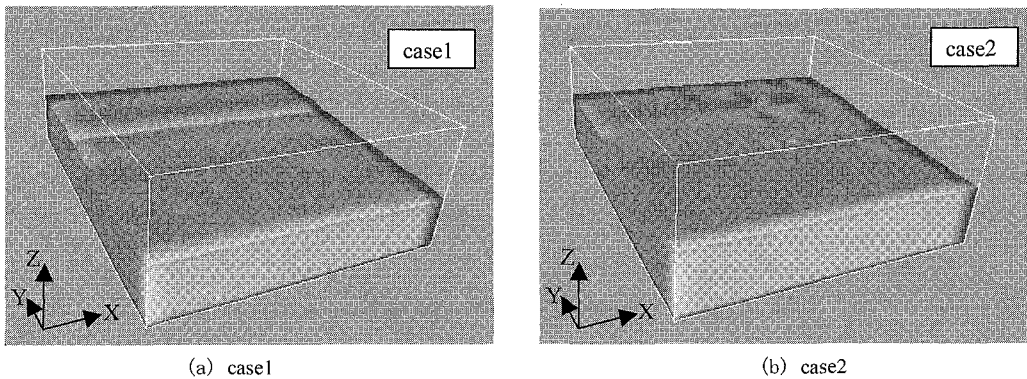


図-3 土壌界面の鳥瞰図 (14 周期目：上げ潮最強時)

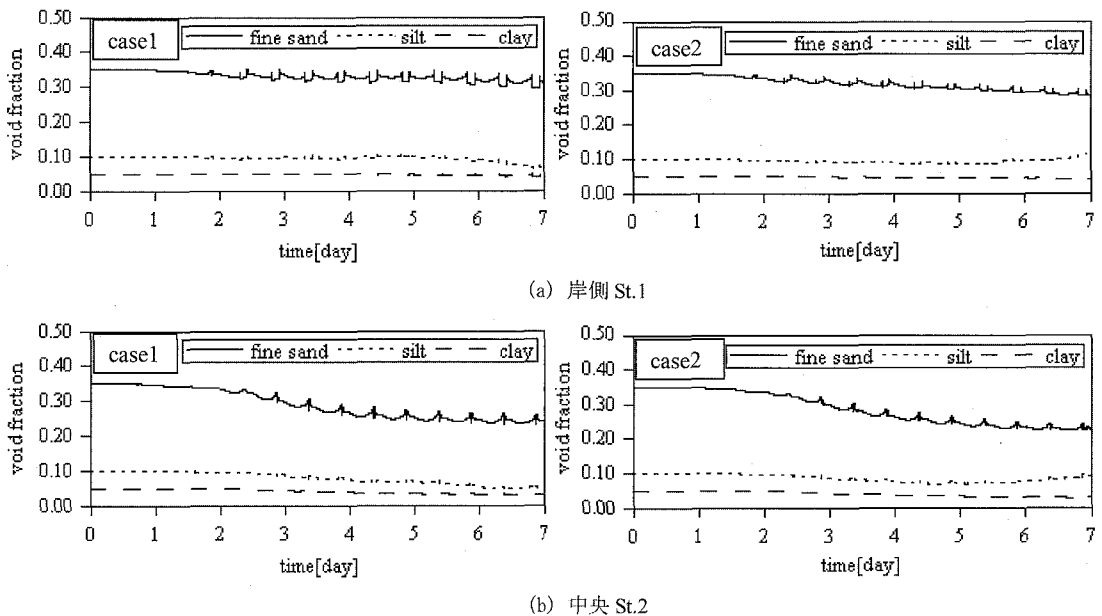


図-4 粒子分散相相体積率の時系列変化

が生じることが分かる。

図-4 は粒径別の分散相相体積率の時系列変化である。case1 及び case2 ともに干出に伴って間欠的に分散相相体積率が変動している。潮汐のみが作用する case1 では細砂、シルト、粘土ともに減少傾向であり、岸側 St.1 よりも中央 St.2 において減少傾向が大きい。これに対して、潮汐に加えて常時波浪を作用させた case2 では、粒径別に挙動が異なっており、細砂及び粘土は減少傾向であるが、シルトは岸側 St.1 及び中央 St.2 において、一旦減少した後、増加傾向となっている。

図-5 は case3 において高波浪が作用する 4 日目以降における分散相相体積率の変動率 $\Delta\alpha_{dm}$ を示しており、式 (18) に示すとおり定義した。これより、case3 に示される相体積率の変動率は、高波浪が作用した 4 日目以

降に減少率が大きくなり、常時波浪になる 5 日目以降もその影響が継続する。

$$\Delta\alpha_{dm} = (\alpha_{dm} - \alpha_{dm_ini}) / \alpha_{dm_ini} \quad \cdots \cdots (18)$$

ここに、 α_{dm_ini} は初期の分散相相体積率である。

図-6 は干潮時における計算領域中央の地下水面と土壌境界面の岸沖断面図を示したものである。地下水面の追跡は上述した式 (17) を用いている。これより、干出域の地下水面は土壌境界面を中心に土壌表面に分布している。今回は粒子分散相相体積率 α_{dm} の初期設定においてシルト ($d2$)・粘土 ($d3$) が 3 割を占めており、砂泥質な土壌と捉えることができる。実際の干潟における地下水位は、地形勾配、地盤高、潮位及び土壌の粒径との関係によって決定されるが、干潟表面は干潮時において

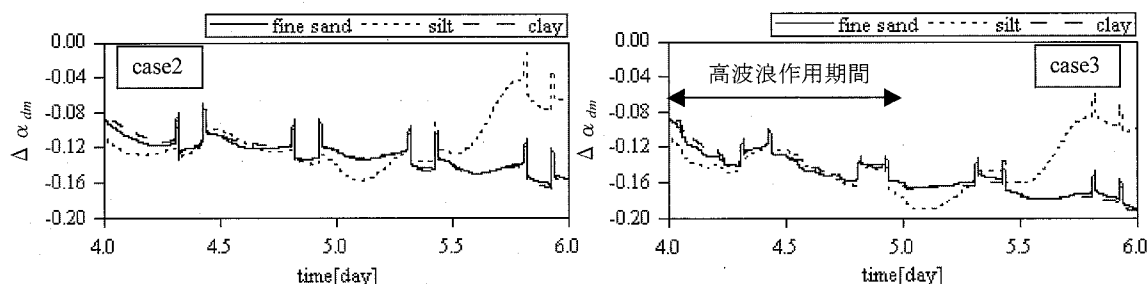


図-5 高波浪作用後の粒子分散相相体積率の変動率 (岸側 St.1)

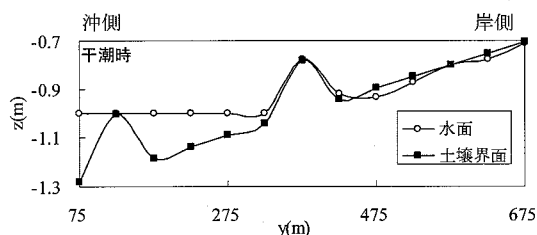


図-6 case2 における水面・土壌界面の位置関係

も潮溜まりが形成されるなど、地下水位は表面付近に維持されることを踏まえると、干出域での地下水位の計算結果は、定性的ではあるが干潟表面に維持される地下水位の分布状況を示していると考えられる。

4. 結 論

N 分散相二流体モデルを用いた干潟域の流動計算を行い、干潟域の地形変化及び粒径別挙動への影響、地下水の挙動について数値解析を行った。

本研究の主な結論は以下のとおりである。

- 水平格子間隔 50 m, 鉛直格子サイズ 10 cm 程度で解析可能であり、干潟における土壌の粒径別挙動の追跡が可能となった。
- 干出に伴う干潟面での地下水位を時空間的に把握することが可能となった。

- 高波浪によって粒子分散相の相体積率は減少し、高波浪終了後もその影響は継続する。

なお、今後はさらに大規模領域での計算を行うとともに、現地データとの検証も行う必要がある。

謝辞：本研究は科学研究費補助金（課題番号：16760411）の助成によるものであり、ここに謝意を表す。

参 考 文 献

- 後藤仁志・林 稔・酒井哲郎(2002)：固液二相流型粒子法による大規模土砂崩壊に伴う水面波の発生過程の数値解析, No.719/II -61, pp. 31-45.
- 陸田秀実・高橋俊之・土井康明(2005)：N 分散相二流体モデルによる干潟域の流動・地形変化の数値解析, 海岸工学論文集, 第52巻, pp. 431-435.
- 李正奎・西嶋渉・岡田光正(1999)：干潟造成における立地選定と土壌構造を決定する因子に関する研究, 水環境学会誌, Vol.2243, pp. 1206-1209.
- Ergun, S.(1952)：Fluid flow through packed columns, Chem. Eng. Prog., 48, pp. 89-94.
- ECOMSED (2004)：HydroQual, Inc, Environmental Hydrodynamic & Sediment Transport, http://hydroqual.com/ehst_ecomsed.html
- Tomiya, A. and Shimada, N. (2001)：(NP+2) -Field modeling for bubbly flow simulation, Comp. Fluid Dynamics J., 9-4, pp. 418-426.
- Wen, C. Y. and Yu, Y. H.(1966)：Mechanics of fluidization, Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., 6, pp. 100-111.