高精度MPS法とDEMによる サンドリップル形成過程の数値シミュレーション

原田 英治¹・五十里 洋行²・後藤 仁志³
清水 裕真⁴・居村 光孝⁵・松本 昌展⁶

¹正会員 京都大学准教授 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 CクラスターC1棟)
E-mail: harada@particle.kuciv.kyoto-u.ac.jp

²正会員 京都大学助教 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 CクラスターC1棟)
E-mail: ikari@particle.kuciv.kyoto-u.ac.jp

³正会員 京都大学教授 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 CクラスターC1棟)
E-mail: gotoh@particle.kuciv.kyoto-u.ac.jp

⁴学生会員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 日本学術振興会特別研究員 (〒615-8540 京都市西京区
京都大学桂4 CクラスターC1棟)
E-mail: shimizu.yuma.84s@st.kyoto-u.ac.jp

⁵学生会員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 CクラスターC1棟)
E-mail: imura.mitsutaka.52r@st.kyoto-u.ac.jp

⁶学生会員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 CクラスターC1棟)
E-mail: matsumoto.masanobu.22z@st.kyoto-u.ac.jp

沿岸域の海底砂面には種々のスケールの砂漣が観察される。振動流場を対象とした砂漣形成機構については多くの研究が進められてきたが、砕波点以浅の複雑な波動場における砂漣の発達機構は、実験計測や数値シミュレーションの実施が困難であるため十分な理解には至っていない。本研究では自由水面の解析に有効なMPS (Moving Particle Semi-implicit) 法より砕波による複雑な自由水面を追跡し、移動床起伏の追跡には個別要素法 (DEM: Distinct Element Method) を採用した数値シミュレーションから砕波帯以浅の砂漣形成機構を検討し、移動床の間隙水が砂漣の凹凸の発達に及ぼす影響を計算力学的観点から明らかにした。

Key Words : MPS, DEM, surf zone, sand ripple, pore water

1. はじめに

砕波帯以浅での砂漣は、複雑な流れ場の下で形成されるため凹凸発達過程を把握することは容易ではないが、凹凸レベルの理解は海浜変形・海岸浸食予測において不可欠である。砂漣形成に関して、これまで室内実験や野外観察を含めて多くの実験データが集められ、凹凸形成に寄与する諸物理量の考察がなされてきたが、これらの多くは振動流装置によるものであり、自由水面の影響は考慮されていない。

本研究では、自由表面を有した砕波帯以浅の波打帯における微地形の発達過程を対象にするため、自由水面および移動床境界の取り扱いが重要となる。そこで、波動場を自由表面流の解析に有効な粒子法の一つであるMPS¹⁾法にて解析し、rippleの発達過程の追跡にはDEM²⁾を基礎とする数値移動床³⁾を用いる。これらをカップリングしたDEM-MPS⁴⁾法を用いて砕波帯から波打帯でのrolling-grain rippleの形成過程の2D数値シミュレーションを

実施する。本研究では実現現象を模した勾配が1/20の移動床に規則波を繰り返し入射させることによって、波打帯における砂漣の形成・発達過程の再現を試みる。なお、本研究では計算負荷と計算領域の関係からrolling-grain rippleを対象とするが、数値シミュレーションによってrolling-grain rippleの発達過程を追跡するので、野外観察や室内で実験することが困難な間隙流れや砂層内部の構造を詳細に把握することが可能である。特に、移動床内部のDEM粒子には流体力が作用せず、粒子間力のみが駆動力となるように設定したシミュレーションを実施し、rippleの発達に対する間隙流の効果を示す。

2. 数値解析手法の概要

本研究では、後藤ら⁴⁾のtwo-way型二相流モデルであるDEM-MPS法 (Model3) を適用する。当モデルでは、固相と液相を異なる離散化空間にて解くことで両相の粒子の重なりが許容され、各離散化空間は、両相の運動量差

から求められる固相・液相間相互作用力と液相計算時に液相空間へ固相の密度等の物理量を反映させた混相粒子の導入により接続される。

混相粒子を導入した液相の支配方程式は、

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} + \bar{\rho} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_l = 0 \quad (1)$$

$$\bar{\rho} \frac{D\bar{\mathbf{u}}_l}{Dt} = -\nabla \bar{p} + \bar{\mu} \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_l + \bar{\rho} \mathbf{g} + \mathbf{F}_{\text{int}} \quad (2)$$

$$\bar{\mu} = \mu_l \left(1 - \sum \phi_{sl}\right) + \sum \mu_s \phi_{sl} \quad (3)$$

$$\bar{\rho} = \rho_l \left(1 - \sum \phi_{sl}\right) + \sum \rho_s \phi_{sl} \quad (4)$$

$$\bar{\mathbf{u}}_l = (\mathbf{u}_s + \mathbf{r}_{sl} \times \boldsymbol{\omega}_s) \phi_{sl} + \mathbf{u}_l (1 - \phi_{sl}); \mathbf{r}_{sl} = \mathbf{r}_l - \mathbf{r}_s \quad (5)$$

$$\mathbf{F}_{\text{int}} = \sum \frac{\rho_s (\mathbf{u}_s + \mathbf{r}_{sl} \times \boldsymbol{\omega}_s) - \bar{\rho} \bar{\mathbf{u}}_l}{\Delta t} \quad (6)$$

である。ここに、 ρ ：密度、 $\mathbf{u}$ ：速度ベクトル、 p ：圧力、 μ ：粘性係数、 $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル、 $\mathbf{F}_{\text{int}}$ ：固相・液相間相互作用力ベクトル、 ϕ_{sl} ：液相粒子における固相粒子の体積占有率、 $\mathbf{r}$ ：位置ベクトル、 $\boldsymbol{\omega}$ ：角速度である。添字 l, s は、それぞれ液相、固相粒子を表す。本研究では、これらを高精度粒子法（MPS-HS-HL-ECS-GC-DS法^{5), 6), 7), 8)}以下、本稿では高精度MPS法）を用いて離散化する。

一方、固相の支配方程式は、

$$m_s \frac{d\mathbf{u}_s}{dt} = \int_V \left(\bar{\rho} \frac{D\bar{\mathbf{u}}_l}{Dt} - \mathbf{F}_{\text{int}} \right) dV + \mathbf{f}_{\text{colp}} \quad (7)$$

$$I_s \frac{d\boldsymbol{\omega}_s}{dt} = \int_V \mathbf{r}_{sl} \times \left(\bar{\rho} \frac{D\bar{\mathbf{u}}_l}{Dt} - \mathbf{F}_{\text{int}} \right) dV + \mathbf{T}_{\text{colp}} \quad (8)$$

である。ここに、 m ：質量、 I ：慣性モーメント、 $\mathbf{f}_{\text{colp}}$ ：固相粒子間衝突力ベクトル、 $\mathbf{T}_{\text{colp}}$ ：固相粒子間衝突力によるトルクである。なお、式(7)および(8)では、表記の煩雑さを避けるために、式(3), (4), (6)のような Σ ではなく $\int$ を使用して記載した。

3. サンドリップル形成過程の数値シミュレーション

(1) 個別要素法のモデル定数の設定

DEMの粒子間相互作用力はバネダッシュポットモデルから計算される。各パラメータ推定はヘルツの弾性接触理論に基づいて行われ、モデル定数は振動流下での漂砂シミュレーションにて得られた半周期漂砂量と mobility number の関係が既往の実験結果を良好に再現するように決定した。モデル定数設定に用いた計算領域は高さ2.0cm、幅6.0cmの2次元閉管路であり、そこに粒径1.0mmのMPS水粒子を充填し、底部に粒径1.0mm、比重

図-1 半周期漂砂量と mobility number

図-2 計算条件

2.65 の DEM 粒子を用いて層厚 1.0cm の移動床を配置した。また、計算領域の上下面は固定境界とし、水平方向には周期境界条件を課した。振動流の境界層外縁流速をパラメータとした周期 3.6s の振動流作用下で半周期漂砂量を計測した。シミュレーションによる半周期漂砂量と mobility number の関係を、既往の実験結果と併せて図-1 に示す。なお、mobility number は次式で定義され無次元量である。

$$\Theta = \frac{0.5U^2}{(\sigma - 1)gd} \quad (9)$$

ここに、 U ：境界層外縁流速振幅、 σ ：粒子比重、 g ：重力加速度、 d ：固相粒子径である。本研究で対象とした固相粒子特性と近い移動床材料を用いた Sawamoto・Yamashita⁹⁾の実験結果（比重2.65、粒径0.7mm以上のデータ）と比較すると、本シミュレーション結果に良好な再現性が確認される。

(2) 計算条件

図-2に示す計算領域の左側 $0.0\text{m} < x < 1.15\text{m}$ が造波領域であり、造波領域での初期水深は5.0cmである。移動床斜面に打ち寄せる入射波が十分に発達するように造波領域は決定した。移動床部は、粒径1.0mm、比重2.65のDEM粒子から構成され、移動床の斜面勾配は1/20である。

図-3 ripple凹凸の時空間分布 [(a) 間隙流考慮有り (b) 間隙流考慮無し]

図-4 水軌道直径 d_0 と波長 λ との関係 (観測結果との比較)

周期0.7s、波高1.5cmの規則波を移動床に作用させて、rippleの形成過程を追跡する。シミュレーションで用いたMPS粒子およびDEM粒子の数はそれぞれ85,970個および15,843個である。なお、本計算条件では、碎波帯以浅の領域にシートフローが発生しないことは別途確認している。

(3) rippleの波長の再現性

シミュレーションによって得られたripple形状の妥当性を確認するため、移動床表面DEM粒子座標の時空間分布から波長を計測し既往の観測結果と比較する。図-3(a)にrippleの時空間の発達過程であるカラーコンター図を示す。これは初期の移動床表面である $y'=0.0\text{m}$ に対して各表面DEM粒子の y' 座標の正負の値をそれぞれ赤青色で表示し、さらにrippleのクレストおよびトラフのレベルを各色の濃淡表示にてカラーバーを作成し、得られたカラーバーを時々刻々並べたものである。このカラーコンターより時間経過によるrippleの発生および消失、その遷移過程が確認される。碎波点 ($x'=0.6\text{m}$) 以浅では

図-5 移動床表面と内部の概念図

時刻 $t=20.0\text{s}$ 以降、rippleの凹凸の発達が概ね平衡状態とみなせる。平衡状態で形成された5つのrippleに注目して水軌道直径 d_0 とripple波長 λ および波形勾配 λ/η の関係を既往の観測結果 (Inman^[10],1957) と併せて図-4に示す。Inmanは、微小振幅波理論を仮定して、次式にて水軌道直径 d_0 を算定している。

$$u_m = \frac{\sigma H}{2 \sinh(kh)} \quad (10)$$

図-6 砂層表層DEM粒子の水平移動速度に関する時空間分布 [(a) 間隙流考慮有り (b) 間隙流考慮無し]

図-7 砂層表層DEM粒子の鉛直移動速度に関する時空間分布 [(a) 間隙流考慮有り (b) 間隙流考慮無し]

$$d_0 = \frac{u_m T}{\pi} = \frac{\sigma H T}{2\pi \sinh(kh)} \quad (11)$$

ここに、 u_m ：境界層外縁最大流速、 σ ：角周波数、 k ：波数、 H ：波高、 h ：水深、 T ：周期である。シミュレーション結果は、微小振幅波理論を仮定して求めた d_0 およびシミュレーションで計測された d_0 に対するripple波長 λ をプロットした。シミュレーションの d_0 は浅水変形によって波形が非対称であり微小振幅波理論のそれと比較して異なる水軌道を呈するが、双方の値に顕著な違いは一つの計測 ($\lambda=4.1\text{cm}$)を除いて認められなかった。

4. サンドリップル形成に対する間隙流の効果

(1) 間隙流の取り扱い

ripple形成に対する間隙流の影響を検討するため間隙流の有無を計算上で再現する。概念図を図-5に示す。表層に存在するDEM粒子を移動床表層と定義し、それ以下のDEM粒子と水粒子を移動床内部とみなす。間隙流

を考慮しないケースの再現は、移動床内部の水粒子を移動させないことで表現される。移動床内部のDEM粒子は流体力がかからないため、粒子間力のみが駆動力となり、間隙流のないケースが再現される。

(2) ripple凹凸の時空間分布

間隙流を考慮した場合としない場合のrippleの凹凸の発達過程の時空間分布をそれぞれ図-3(a)、図-3(b)に示す。なお、入射波の遡上端と碎波点はそれぞれ、間隙流を考慮した場合： $x'=1.17\text{m}$ 、 $x'=0.6\text{m}$ 、間隙流を考慮しない場合： $x'=1.07\text{m}$ 、 $x'=0.5\text{m}$ であった。図-3から、間隙流を考慮しない場合は凹凸はほとんど形成されず、間隙流がrippleの凹凸形成に強く影響を及ぼすことが理解できる。

(3) 移動床表層 DEM 粒子の移動速度

$x'-y'$ 座標系で計測した表層DEM粒子移動速度ベクトル $u_p=(u_p, v_p)$ に関する時空間分布をそれぞれ図-6と図-7に示す。間隙流を考慮した場合 (図-6(a)、図-7(a)) としな

図-8 DEM粒子に作用する流体力及び流速ベクトル [(左)x方向成分(右)y方向成分]

図-9 移動床表層の渦度に関する時空間分布 [(a)間隙流考慮有り (b)間隙流考慮無し]

い場合（図-6(b), 図-7(b)）の比較から、間隙流による活発な移動床表層DEM粒子の運動がうかがえる。また、図-6(a)を見ると、 x' 軸に沿って赤と黄からなる筋と青と水色からなる筋の右肩上がりの縞模様が確認できる。これは、それぞれ寄せ波と引き波による移動床表層DEM粒子の運動と理解できる。また、青と水色で着色された領域の占有率が高く、寄せ波の時間帯よりも引き波の時間帯が長く継続する非対称波形の波による力が移動床斜面に作用していることが分かる。なお、間隙流を考慮しない場合では、DEM粒子移動の認められる領域は僅かであり、図-6(a)で示したような縞模様は示されない。

(4) 移動床内部のDEM粒子に働く流体力の分布

図-8に間隙流を考慮した場合のDEM粒子に作用する流体力の水平成分 F_{xint} （図-8(a)）および鉛直成分 F_{yint} （図-8(b)）を示す。表示範囲は、rippleの発達が概ね平衡と見なせる時刻 $t=20.0$ s以降の代表点 $t=20.2$ sと $t=20.3$ sにおける7.0cm区間（ $1.90\text{m} \leq x \leq 1.97\text{m}$ あるいは $0.75\text{m} \leq x' \leq 0.82\text{m}$ ）に絞った。また、水粒子はドットにより表示し、流速ベクトルを併示した。なお、間隙流を考慮しない場合、移動床内部のDEM粒子は流体力を受けないため図示していない。砕波後の時刻 $t=20.3$ sの $1.94\text{m} \leq x \leq 1.96\text{m}$ （ $0.79\text{m} \leq x' \leq 0.81\text{m}$ ）には、移動床内部のDEM粒子は大きな流体力の分布が確認できる。鉛直方向成分 F_{yint} の分

布は全体的に黄色で着色されているが、これは浮力の効果による。

(5) 移動床表層付近の渦構造

境界層付近の乱れと ripple の凹凸の関係を、渦度の観点から考察する。間隙流を考慮する場合としない場合の、移動床表層付近の渦度の時空間発達過程のカラーコンター図をそれぞれ図-9(a), 図-9(b)に示す。ここでは、表層DEM粒子の中心座標から水平方向に前後一粒子分の検査領域を設定し、この検査領域の中に含まれる水粒子の中で、表層DEM粒子の中心 y 座標よりも高くかつそれに最も近接する水粒子を表層水粒子として定義した。間隙流を考慮しない場合の渦度は、考慮する場合と比較して高い値の分布を示す。間隙流を考慮する場合、流体と移動床DEM粒子の運動量の交換範囲が広く、境界層付近の流速の分布に大きな勾配が発現し難い。一方、間隙流を考慮しない場合は、流体と運動量の交換対象となる移動床DEM粒子が移動床表層DEM粒子に限定される。そのため、移動床表層付近では大きな勾配を持った流速分布が生じ、強い渦度の分布を示したと考えられる。なお、砕波後の移動床表層では間隙流考慮の有無に関わらず、砕波による固液間の運動量交換の促進によって、顕著な渦度の分布が確認できる。

図-10 DEM粒子平均重複距離の時系列

(6) DEM粒子間重複距離

$1.90\text{m} \leq x \leq 1.97\text{m}$ ($0.75\text{m} \leq x' \leq 0.82\text{m}$) の範囲の隣接DEM粒子間の平均重複距離の時系列を図-10に示す。間隙流を考慮しない場合は間隙流を考慮した場合と比較してDEM粒子一つあたりの平均重複距離の値が大きく、DEM粒子同士の噛み合わせが強いことが理解できる。流体と移動床DEM粒子間の運動量交換が活発化することで、移動床の骨格構造が緩み、移動床構成材料が流動し易い状況になる機構が考察される。

5. おわりに

碎波帯から波打帯で発生する sand ripple の形成過程を流砂水理学的観点から検討するため、高精度 MPS 法とDEM 法のカップリングモデルを用いて数値シミュレーションを実施した。DEM-MPS 法による移動床計算の再現性について、漂砂過程および ripple 形状から確認した後、移動床内部の間隙流が ripple 形成過程に及ぼす影響を DEM 粒子の運動および DEM 粒子に作用する流体力から検討した。その結果、移動床表層 DEM 粒子群の流

動化促進に対する間隙流の貢献が浮き彫りとなり、ripple の凹凸形成に対する間隙流の重要性が明らかとなった。今後の課題としては、詳細な検討のためのモデルの3次元化やDEM粒子の高解像度化が挙げられる。

参考文献

- 1) Kondo, M., Koshizuka, S.: Improvement of Stability in Moving Particle Semi-Implicit method, *International Journal for Numerical Method sin Fluids*, 65, pp.638-654, 2011.
- 2) Cundall, P. A., and Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique*, Vol.29, No.1, pp.47-65, 1979.
- 3) 後藤仁志: 数値流砂水理学, 森北出版株式会社, 223p, 2004.
- 4) 後藤仁志, 鶴田修己, 原田英治, 五十里洋行, 久保田博貴: 固液混相流解析のためのDEM-MPS連成手法の提案, 海岸工学論文集, Vol.68, No.2, pp.1_21-1_25, 2012.
- 5) Khayyer, A. and Gotoh, H.: Modified Moving Particle Semi-implicit methods for the prediction of 2D wave impact pressure, *Coastal Eng.*, Vol.56(4), pp.419-440, 2009.
- 6) Khayyer, A. and Gotoh, H.: A higher order Laplacian model for enhancement and stabilization of pressure calculation by the MPS method, *Appl. Ocean Res.*, Vol.32, pp.124-131, 2010.
- 7) Khayyer, A. and Gotoh, H.: Enhancement of stability and accuracy of the moving particle semi-implicit method, *J. Comput. Phys.*, Vol.230, pp.3093-3118, 2011.
- 8) Tsuruta, N., Khayyer, A. and Gotoh, H.: A short note on dynamic stabilization of moving particle semi-implicit method, *Comput. Fluids*, Vol.82, pp.158-164, 2013.
- 9) Sawamoto, M. and Yamashita, T.: Sediment transport rate due to wave action., *J. Hydrosoci. and Hydr. Engrg.*, Tokyo, Japan, 4(1), pp. 1-15, 1986.
- 10) John R. Dingle and Douglas L. Inman: WAVE-FORMED RIPPLES IN NEARSHORE SANDS, pp. 2109-2126, 1976.

(2017.3.15 受付)

NUMERICAL SIMULATION OF RIPPLE FORMATION PROCESS BY DEM-MPS COUPLING METHOD

Eiji HARADA, Hiroyuki IKARI, Hitoshi GOTOH
Yuma SHIMIZU, Mitsutaka IMURA and Masanobu MATSUMOTO

Investigation of sand ripple forming process on a seabed of inshore area is indispensable to understand the structure of the boundary layer. In addition, the shape of the sand ripple is of significant concern as the roughness of the seabed when the coastal morphodynamics is discussed. However the mechanism of the ripple formation is still not fully revealed. This will be due to the quite difficulty in implementation of measurement or simulation under complex boundary condition by the wave breaking. In this study, the ripple formation process is reproduced by coupling of enhanced MPS method, which is superior to simulate violent free surface flow, and DEM method, which has a distinct advantage of tracking movable bed. Furthermore, the ripple formation process is discussed in terms of the effect of pore flow.