

水中投入粒子群挙動および誘起流動過程

原田英治¹・青木伸一²・後藤仁志³・細田 尚⁴

人工島等の埋立造成や防波堤基礎部の構築に際しては, 一般的に底開式の土運船からの土砂や碎石の投入方法が採られるので, 水中への粒子群投入による誘起流動および粒子群の堆積過程の基礎的な検討は重要である. 本稿では, ホッパーから水中へ投入されたガラス粒子群挙動を対象として, 個別要素法を用いた Euler-Lagrange 型固液混相流モデルによる数値シミュレーションによる粒子群挙動追跡を実施するとともに, 簡易水理実験を実施し, 数値モデルの妥当性を検討した.

1. はじめに

埋立地や人工干潟の造成には, 底開式バージ船を用いた捨石・浚渫土砂投入方法が一般的に実施されているが, 工事水域の拡大および大水深化や施工方法の多様化に対応した迅速かつ円滑な作業工程の検討といった要求に応えるには, バージ船から投入した捨石・土砂の沈降・堆積過程の高精度予測が不可欠である. それには, 固体粒子群の離散的な挙動および固体粒子群によって誘起される混相乱流場を適切に取り扱える数値シミュレーションが有力なツールになり得ることに疑念はなく, この種のシミュレーションを対象とした研究は従来より活発に進められている.

投入粒子群の離散挙動は, 個別要素法型のモデルで追跡するのが都合が良いとの観点から, 小田ら (1990, 1992) や松見ら (1992) による研究や, 最近では後藤ら (2003) の DEM-MPS 法によって水中投入粒子群の沈降・堆積過程のシミュレーション例があるが, 混相乱流場については十分な評価がなされていない. 一方, 混相乱流を考慮した粒子群沈降過程を対象とした研究には, 玉井 (1994) による二流体モデルを基礎とした $k-\epsilon$ 乱流モデルや灘岡ら (1996) の GAL-LES モデルによる数値シミュレーションがあるが, 投入粒子群の堆積過程や粒子群沈降による誘起流が自由水表面へ与える影響については示されていない.

本研究では, 水槽上部に設置したホッパーに充填されたガラス粒子群を瞬時に水中に投入する簡易水理実験を実施する. また, 固相粒子群挙動の追跡に対して個別要素法型の粒状体モデルを使用し, 混相乱流評価については混相流を対象に修正された $k-\epsilon$ 乱流モデル (峯村・鐘, 1998) を参考にした Euler-Lagrange 型固液混相流モデルによる数値シミュレーションを実施して, 実験と

数値シミュレーションの双方から水中に投入された粒子群挙動と誘起流動過程および粒子群堆積形状の概形について検討した.

2. シミュレーションの概要

(1) 固相のモデル

個々の粒子運動は, 隣接粒子との接触力に起因する並進および回転の運動方程式

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = -V_p \nabla P + m\mathbf{g} + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_D \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$I \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \mathbf{T}_p \quad \dots\dots\dots (2)$$

で記述される. ここに m : 粒子質量, $\mathbf{u}_p$: 粒子速度, t : 時間, V_p : 粒子体積, P : 圧力, $\mathbf{F}_p$: 粒子間相互作用力, $\mathbf{F}_D$: 固液相相互作用力, I : 慣性モーメント, $\boldsymbol{\omega}_p$: 粒子角速度, $\mathbf{T}_p$: 接触力によるトルクの総和, $\mathbf{g}$: 重力加速度である.

固液相相互作用力 $\mathbf{F}_D$ は抗力のみによって評価し, 川口ら (1995) を参考に各流体計算セル中の空隙率に応じて高濃度域に対しては, Ergun の式, 低濃度域に対しては Wen・Yu の式

$$\mathbf{F}_D = \beta (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \quad \beta = \begin{cases} \frac{\mu(1-\alpha_f)}{d^2 \alpha_f^2} [150(1-\alpha_f) + 1.75 Re_p] & \text{for } \dots \alpha_f \leq 0.8 \\ \frac{3}{4} C_D \frac{\mu(1-\alpha_f)}{d^2} \alpha_f^{-2.7} Re_p & \text{for } \dots \alpha_f > 0.8 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$Re_p = \frac{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| \alpha_f d}{\nu} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.678}) & \dots Re_p \leq 1000 \\ 0.43 & \dots Re_p > 1000 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

を用いて評価した. ここに, $\mathbf{u}_f$: 流体速度, α_f : 流体相の体積率, μ : 粘性係数, d : 粒子径, C_D : 抵抗係数動粘性係数である. 粒子間相互作用力, $\mathbf{F}_p$ は, 図-1 に示すように接触粒子間の法線および接線方向に配置された

1 正 会 員 工 博 豊田工業高等専門学校助教授 環境都市工学科
2 正 会 員 工 博 豊橋技術科学大学教授 建設工学系
3 正 会 員 工 博 京都大学助教授 工学研究科都市環境工学専攻
4 正 会 員 工 博 京都大学教授 工学研究科都市社会工学専攻

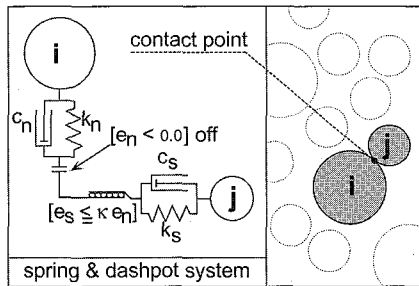


図-1 粒子間相互作用力モデル

弾性スプリング (k_n , k_s) および粘性ダッシュポット (c_n , c_s) によって評価される。また、非粘着性材料を対象としていることから、法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントを、接線方向には一定の限界を越える力が作用すると滑動するジョイント (動摩擦係数 $\kappa=0.577$) をそれぞれ配置した。なお、粒子間相互作用力の詳細については後藤ら (2000) を参照されたい。本稿で用いた弾性スプリングおよび粘性ダッシュポットは、後藤ら (2001) の設定法に準拠し、実験結果を良好に再現するように $k_n=254.35$ N/m, $k_s=97.82$ N/m, $c_n=0.46$ Ns/m, $c_s=0.28$ Ns/m と設定した。

(2) 液相のモデル

流れ場は、非圧縮性流体の局所平均流れの連続式および運動方程式

$$\frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_f \mathbf{u}_f) = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \alpha_f \mathbf{u}_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \alpha_f \mathbf{u}_f \mathbf{u}_f) = \\ -\alpha_f \nabla P + \rho \alpha_f \mathbf{g} \\ + \nabla \cdot \alpha_f (\tau_l + \tau_{Re}) - \mathbf{F}_D \quad (7) \end{aligned}$$

$$\tau_l + \tau_{Re} = (\mu + \mu_t) [\nabla \mathbf{u}_f + (\nabla \mathbf{u}_f)^T]$$

により評価する。ここに、 τ_l : 応力テンソル, τ_{Re} : 乱流応力テンソル, μ_t : 乱流粘性係数, ρ : 水の密度, T : 転置を意味する添字である。また、乱流粘性係数は峯村・鐘 (1995) を参考に混相流を対象に修正された標準型の k - ε 乱流モデルによる評価としたが、粒子混入による乱れへの影響は考慮していない。液相のモデルの詳細については原田ら (2004) を参照されたい。

(3) 数値解法

本計算は、Euler 型の流れ計算と Lagrange 型の粒子運動計算の two-way 法による反復計算である。流れ場の支配方程式の離散化にはスタガード格子による有限体積法を採用し、HSMAC 法 (Hirt・Cook, 1972) によって各計算時間ステップの流体運動を計算した。なお、移流項の空間差分近似には上流差分法を使用した。

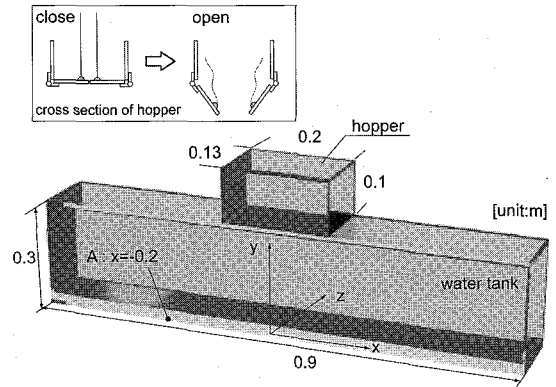


図-2 実験装置概略およびホッパー部の構造

3. 水理実験と数値シミュレーションの比較

(1) 実験装置・方法

実験は幅 0.9 m, 高さ 0.3 m, 奥行き 0.13 m の水槽中央上部に幅 0.2 m, 高さ 0.1 m, 奥行き 0.13 m のホッパーを接続した簡便な装置を用いて実施した (図-2 参照)。なお、ホッパー下部には蝶盤を用いてホッパー中央部で開口するアクリル製扉が接合されており、扉の内側にはホッパーに充填したガラス粒子群の重量を支えるための釣り糸が図-2 に示すように強力に接着固定されている。実験は、ホッパーに充填された全質量約 1 kg の直径 5 mm, 比重 2.5 の均一球形ガラスビーズ群が水深 $h_0=0.17$ m の静水中に投入される過程を実験装置の側面からデジタルビデオカメラを用いて記録し、撮影画像を PC に取り込み粒子群挙動および激しい水面変動を伴う誘起流動と堆積過程を観察した。

(2) 計算条件

計算領域は図-2 に示した実験装置の単位奥行き幅の二次元水槽であり、ホッパーには 660 個の粒子を配置し、粒子の投影面積がほぼ実験と計算で等しくなるよう配慮した。なお、水流挙動はおおよそ 38,000 個の質量を持たないマーカー粒子を用いて可視化のために利用した。また、壁面では壁関数法を用いて乱れエネルギー k とエネルギー散逸率 ε の境界条件を与え、対数領域の流速分布は滑面乱流を想定した。なお、乱れエネルギーの初期値として計算領域全体に運動エネルギーの 3%, エネルギー散逸率は、乱れの長さスケールを水槽幅の 1% として与えた。

(3) 粒子群沈降および誘起流動過程

図-3 に水中投入粒子群および誘起流動過程の実験およびシミュレーション結果を示す。ただし、実験のホッパー部であるアクリル製扉の開閉を本数値シミュレーションでは正確に再現しておらず、実験で観察された最終

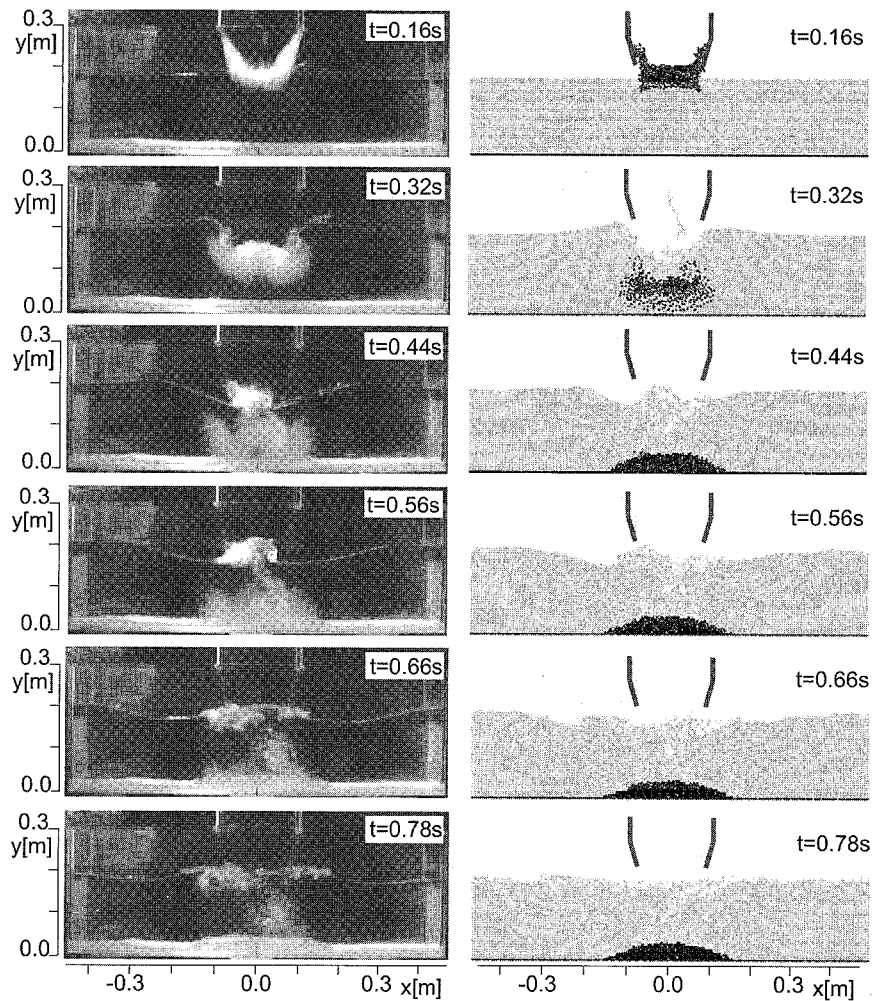


図-3 水中投入粒子群挙動と誘起流動過程の実験画像（左）およびシミュレーション結果（右）

の亚克力製扉の開口幅を計測し、その状態を投入粒子と同一粒径、比重 1.3 の固定粒子を用いて模擬した。

実験と数値シミュレーションの各時刻の水面形状は、粒子投入によって水位上昇を伴い大きく左右に押し出された水塊（時刻 $t=0.32$ s）が、粒子群沈降に連れて水槽中央部に押し戻され、激しく衝突し急激な水位上昇（時刻 $t=0.44$ – 0.56 s）を示しており、概ね良好に一致した。また、図-2 に示した A 点での定点観測した水位 h の時系列（図-4 参照）でも実験結果と数値シミュレーションの双方は水位変化の推移に類似した傾向を示しており、本論文で使用した数値シミュレーションコードの流れ場に対する一定の再現性が窺える。一方、投入粒子群の数値シミュレーションの沈降過程は実験と比較して沈降速度が速く、粒子群の拡がりの程度が小さい。これらは、ホッパー部の開閉扉の正確な再現が数値シミュ

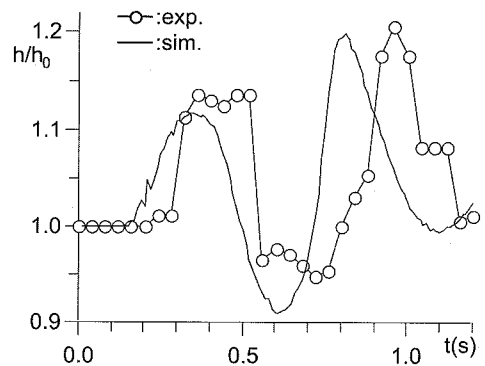


図-4 A 点における水位の時系列

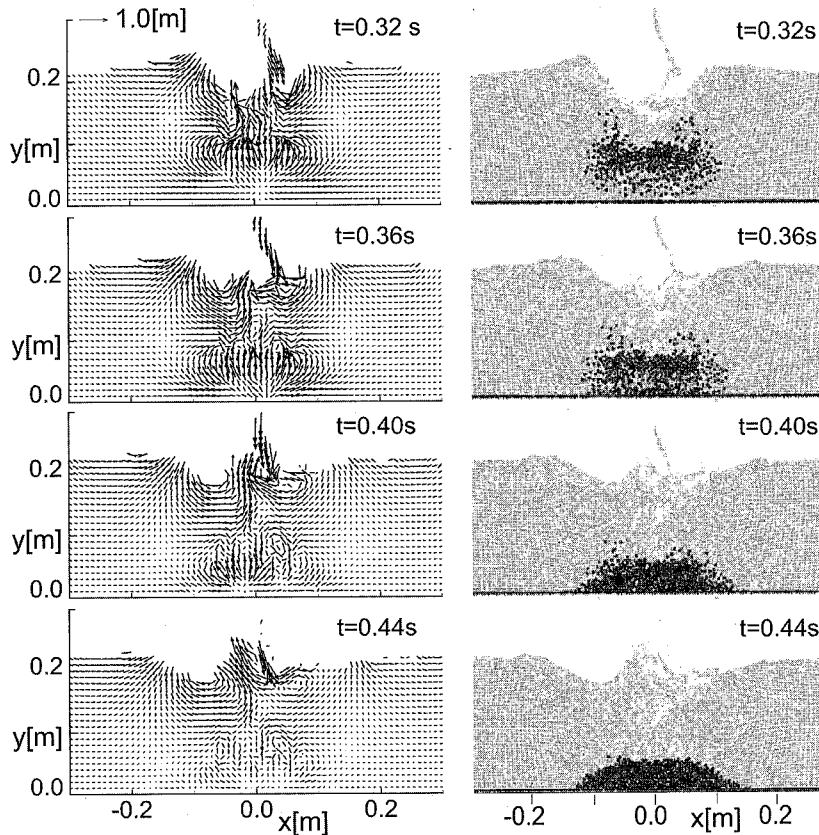


図-5 誘起流の速度ベクトル(左)と水中投入粒子群の瞬間像(右)

レーションでなされていないことや、二次元計算による奥行き方向の粒子分布や、固液間相互作用力の評価が原因であると考えられる。また、粒子群の堆積形状は、やや数値シミュレーションの堆積高さが高く盛り上がった形状になっているものの、堆積幅は双方とも0.32 m程度と良好に一致した。

投入粒子群の沈降による誘起流の速度ベクトルを瞬間像と併せて図-5に示す。何れの時刻にも粒子群上部付近では、 $x=0.0$ mを境に左右からの水塊の高速流入による衝突によって激しい水面変動が見受けられる。また、分散しつつ沈降する粒子群中に比較的速い上昇流の形成が窺える。上昇流は、粒子濃度が高い粒子群中央部付近が特に速く、低濃度になる粒子群の境界近傍では粒子群を包み込むように上昇する流れが示され、粒子群の下方周縁部では $x=0.0$ mを境に左右外側へ向かう流れが確認できる。この流れは、図-3の実験画像の時刻 $t=0.32$ – 0.44 sに示された粒子群の $x=0.0$ m付近が凹み、外縁部で粒子群が分散されている状況を裏付けている。粒子群が堆積しつつある時刻 $t=0.40$ s以降、上昇流は次第に減少し、粒子堆積層上部近傍に複数の小規模

渦が形成される様子が見て取れる。粒子群の堆積がほぼ完了する時刻 $t=0.44$ sでも堆積層上部に小規模渦の存在が認められる。

沈降粒子群の内部構造を検討するため粒子間相互作用力分布を図-6に示す。なお、ここでは移動粒子と固定壁粒子との接触力については示していない。時刻 $t=0.32$ sおよび時刻 $t=0.36$ sの双方に、およそ $x=\pm 0.05$ mの範囲で顕著な粒子間力の分布が確認できる。この付近では、図-5で示したように粒子群内部に速い上昇流が存在し、それに伴って流速の空間的変動も大きくなっている。さらに、粒子濃度が高いこともあり、粒子間衝突が発生しやすい状況にあると考えられる。また、粒子群の中央部から周縁部に向かうにしたがって、粒子群が分散し、低濃度になるため粒子間衝突が発生し難く $|x| > 0.1$ mの領域では粒子間力は確認されない。なお、図-6より、粒子群の沈降中に粒子間衝突が発生していることが明瞭に確認できるが、粒子間衝突は粒子運動に変動を与えると同時に流れ場にも影響を与えるため、混相乱流の評価には粒子間相互作用力の検討が重要であることが窺える。

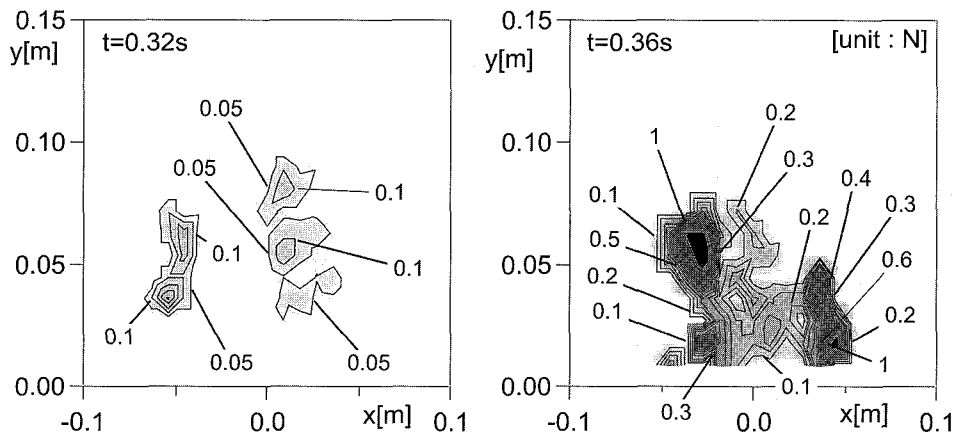


図-6 粒子間相互作用力分布

4. おわりに

本研究では、ホッパーより投入されたガラス粒子群の沈降・堆積過程およびそれによる誘起流動過程を対象とした水理実験および粒子群運動追跡に個別要素法型粒状体モデルを使用した Euler-Lagrange 型固液混相流モデルによる数値シミュレーションを実施した。数値シミュレーションでは、粒子投入条件が実験を忠実に模擬できておらず、粒子群挙動の実験結果の再現性は不十分であったが、沈降粒子による誘起流動は良好に再現した。また、流速ベクトルおよび粒子間力分布の検討から沈降粒子群の分散機構の一部を示した。

今後、粒子混入による乱れの変化を考慮した数値シミュレーションの実施や乱れの時空間構造を模擬できるモデルへの拡張を検討したい。

参 考 文 献

- 小田一紀・重松孝昌・氏本浩介 (1990) : DEM 法と MAC 法の併用による粒子群の沈降分散挙動のシミュレーション, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 759-763.
- 小田一紀・重松孝昌・大西信幸・井上雅夫 (1992) : 改良型 DE-MAC 法による粒子群の沈降・分散挙動の解析, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 971-975.
- 川口寿裕・田中敏嗣・辻 裕 (1995) : 離散要素法による 2 次元流

動層の数値シミュレーション (噴流層の場合: 2 次元モデルと 3 次元モデルの比較), 機論 B, 61 巻, 589 号, pp. 3169-3175.

後藤仁志・原田英治・酒井哲郎 (2000) : 数値移動床による混合粒径流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第 44 巻, pp. 665-670.

後藤仁志・原田英治・酒井哲郎 (2001) : 個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化, 土木学会論文集, No. 691/II-57, pp. 159-164.

後藤仁志・林 稔・安藤 怜・酒井哲郎 (2003) : 固液混相流解析のための DEM-MPS 法の構築, 水工学論文集, 第 47 巻, pp. 547-552.

玉井昌宏 (1994) : 分散相誘起型混相流の流動・乱流構造に関する研究, 大阪大学学位論文, pp. 46-70.

灘岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏 (1996) : 新しい固相モデルに基づく固体-流体混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, No. 533/II-34, pp. 61-73.

原田英治・細田 尚・後藤仁志 (2004) : Euler-Lagrange カップリングモデルによる捨石堰の崩壊過程の計算力学的研究, 土木学会論文集, No. 775/II-69, pp. 45-54.

松見吉晴・泉 一幸 (1992) : 底開式バージによる捨石群の堆積形状に関する予測モデル, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 966-971.

峯村吉寿・鐘 原 (1998) : 固液混相乱流時のエルボを含む管路壁面摩擦量の数値予測, 機論 B, 64 巻, 624 号, pp. 2450-2457.

Hirt, C. W. and J. L. Cook (1972) : Calculating three-dimensional flows around structures and over rough terrain, J. Comp. Phys., Vol. 10, pp. 324-340.