

DEM 法と VOF 法を用いた粒状体構造物の破壊シミュレーション

伊藤 一教*・東江 隆夫**・勝井 秀博***

1. 緒 言

海岸・海洋構造物に信頼性設計を適用する場合, 構造物の破壊モードの特定が重要である。また, 信頼性設計に限らず施工時の構造物は低耐力かつ不安定であるため大変形を生じやすい。よって, 構造物の大変形解析は合理的な設計や安全な施工において必要である。構造物の大変形を取り扱う手法の一つに Cundall ら (1979) の個別要素法 (DEM) がある。この手法は剛体と見なした個別の要素をバネとダッシュポットで連結させることによって構造物の変形を破壊まで計算する手法である。海岸工学の分野でも対象とする現象はそれぞれ異なるが, 小田ら (1990), 松見・泉 (1992), 後藤ら (1994) 荒木・出口 (1997) などによって DEM を用いた研究が報告されている。

本研究は海岸・海洋構造物の破壊モード解析の基礎研究として, 捨石潜堤などの粒状体構造物を対象とした破壊シミュレーションを実施した。構造物の変形には DEM を, 流体解析には VOF を用い, 水理模型実験と比較することによって数値計算の妥当性を検討した。

2. 破壊シミュレーション

破壊シミュレーションはポーラスメディア法を用いた VOF と DEM を併用して行った。流体解析は柳山ら (1990) の方法を基に磯部ら (1999) によって開発されている数値波動水路を用いた。この手法の基礎方程式は多孔質体における非圧縮流れに拡張された連続式とナビエ・ストークス方程式であり, 自由表面における運動学的境界条件については, VOF 値 F に関する移流方程式を用いる。また, 多孔質体が流体に与える抵抗力 (R_x, R_z) を式 (1) (2) で与える。ここに, (δ_x, δ_z) はセルサイズ, (u, w) は水平, 鉛直流速, C_D は抵抗係数, γ_x と γ_z は x, z に関する面積透過率である。また, 本手法では多孔質体の空隙率 γ_0 と付加質量係数 C_M を用いて計算する。

$$R_x = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\delta_x} (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \dots\dots\dots (1)$$

$$R_z = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\delta_z} (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \dots\dots\dots (2)$$

粒状体の解析は各要素間の作用力をバネ・ダッシュポットで表現する DEM (伯野 (1997)) を用いた。粒状体を構成する個別要素は球剛体とした。運動方程式は式 (3), (4), (5) である。

$$(M_i + M_i') \ddot{u}_p = \sum_j [F_x]_{ij} + [f_x]_i \dots\dots\dots (3)$$

$$(M_i + M_i') \ddot{w}_p = \sum_j [F_z]_{ij} + [f_z]_i + v_i (\rho_p - \rho) g \dots\dots\dots (4)$$

$$(I_i + I_i') \ddot{\omega}_p = \sum_j [M]_{ij} \dots\dots\dots (5)$$

ここで, M_i は粒状体の質量, I_i は慣性モーメント, M_i' , I_i' は付加質量および付加慣性モーメント, u_p, w_p, ω は粒状体の水平, 鉛直速度と角速度であり, $\dot{}$ は時間微分を示している。式 (3), (4) の右辺第一項は粒子 i が他の粒子や水底などから受ける力の水平・鉛直成分であり, 式 (5) の右辺第一項は粒子 i の中心周りの回転モーメントの総和である。また, 式 (3), (4) の右辺第二項は粒子 i に作用する流体力の水平・鉛直成分であり, 式 (4) の右辺第三項は重力と浮力である。

$$F_d = \frac{1}{2} \rho A C_D U_D |U_D| \dots\dots\dots (6)$$

$$F_i = \rho V C_M \dot{U}_D \dots\dots\dots (7)$$

$$F_l = \frac{1}{2} \rho A C_L U_D^2 \dots\dots\dots (8)$$

粒子に作用する流体力は次式のモリソン式により算出する。ここで, F_d は抗力, F_i は慣性力, F_l は揚力, ρ_p は粒子の密度, ρ は流体の密度, A は投影面積, C_D 抗力係数, U_D は粒子と流体の相対速度ベクトル, V は粒子の体積, C_M は慣性力係数, $\dot{U}_D$ は加速度ベクトル, C_L は揚力係数である。本解析の加速度ベクトルは流体の加速度ベクトルを用いた。

計算の手順は, 粒状体構造物を多孔質体として流体解析を実施し, 式 (6), (7) および (8) を用いて流体力を算出する。次に式 (7), (8) を陽に時間積分して

* 正 会 員 工 修 大成建設(株)技術研究所
** 正 会 員 M.S. 大成建設(株)技術研究所
*** フェロー 工 博 大成建設(株)技術研究所

粒子の運動を計算し、多孔質の諸量を変化させて次の時刻の流体解析をおこなう。

3. 水理模型実験

水理模型実験は直径 17 ミリ、比重 2.45 のガラス粒子を用いて粒状体構造物の変形実験を実施した。図-1 は実験装置の概要図であり、水槽中央にはガラス粒子を 8 層積み上げ粒状体構造物を配置した。ただし最下層は粒子を固定した。また、容量式波高計、電磁流速計を用いて水位、流速を測定した。

水槽の左端には吸引式造波機を設置した。本装置は、装置内の空気を吸引し水柱 H を発生させ、バルブを開放することにより水槽内に碎波を伴う強い流れを発生させるものである。これにより、水深程度の波高を有する孤立波的な波が発生し、碎波により段波が発生する。図-2 に、その様子を示す。

4. DEM パラメタの検討

DEM は、個々の粒子をバネ・ダッシュポットで接続して粒子間の作用力を算出する。バネ・ダッシュポットは粒子間の法線方向と接線方向に配置する。本手法はバネ定数と減衰定数が粒子の運動を支配するため、その選定が重要である。また、陽解法で解くため計算時間間隔 Δt も十分小さくする必要がある。

ここでは、法線方向のバネ定数はガラスの物性値から $k=3.5 \times 10^7 \text{ N/m}$ とし、ガラス粒子を自由落下させガラス面で反発させる実験により、実験結果を再現できる減衰定数 $1.5 \times 10^2 \text{ Ns/m}$ を決めた。また、 Δt は一自由度のバネ・ダッシュポット系の固有周期以下 ($\Delta t=1 \times 10^{-6} \text{ s}$) とした。

DEM では要素間の相対変位および相対速度を用いて

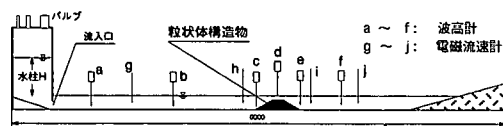


図-1 実験装置の概要図

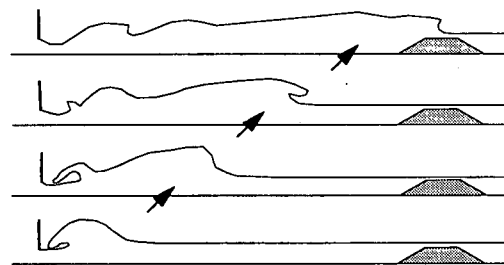


図-2 実験の状況図

粒子間の作用力を計算する。図-3 に示すように、固定粒子に向かって粒子が落下し時刻 $T=t+\Delta t$ で接触する場合、相対距離の変化量として δz を、相対速度として $w(t+\Delta t)$ を用いることになる。この場合、 Δt が大きいと δz は接触以前の距離 $\delta z''$ を含み、相対速度は $w(t')$ に比べ大きな値となるため誤差が生じる。 Δt が十分小さければこの誤差は無視できるが、 Δt を小さくすると計算時間が長くなる。そこで、 Δt をより大きくとるため粒子接触時の相対距離の変化量を $\delta z'$ とし、相対速度を $w(t)$ と $w(t+\Delta t)$ から $w(t')$ に補正する簡便な方法を検討した。図-4 は、粒子接触時の距離および速度の補正効果を示したものである。両補正をした場合には Δt に関係なく実験値を再現しているが、補正をしない場合には粒子の反発の軌跡が表現できていない。この結果より粒子接触時の補正効果が確認でき、この補正によって固有周期以下の範囲であれば Δt を 1 オーダー程度大きく採用できることがわかる。本実験のように潜堤状に粒子を積み上げた場合には、初期状態においてすべての粒子が接触しているため、この補正効果はないが、ひとたび粒子が非接触状態になり再接触する場合に効果がある。

つぎに、ガラス粒子の摩擦を検討するため、ガラス粒子によって作成した斜面を一つの粒子が移動する実験を行い計算と比較した (図-5)。

計算では一要素の落下実験によるバネ定数および減衰係数を用い、再現計算を行った。この際、ガラス粒子の摩擦係数を変化させてみた。その結果、法線方向のバネ・ダッシュポットのみでの計算結果が実験結果を再現した。ただし今回は、球の回転については実験結果との比較を行わなかった。この結果より、以下の計算では、法線方向のバネ・ダッシュポットのみを用いて数値計算を行った。

5. 数値シミュレーションと実験結果の比較

(1) 水位および流速の比較

図-6 は水柱 $H=60 \text{ cm}$ の場合の数値計算と実験の水位および流速の比較である。上段から測点 b 、 c の水位、測点 h の水平流速を示す。測点 b では碎波直前の孤立波

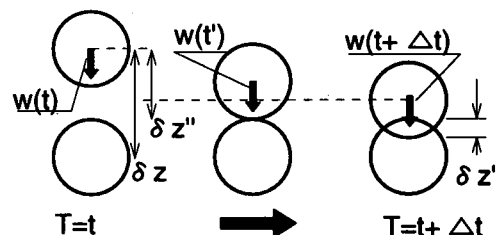


図-3 要素接触時の説明図

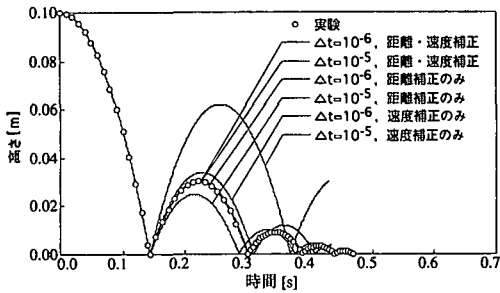


図-4 距離・速度補正の比較図

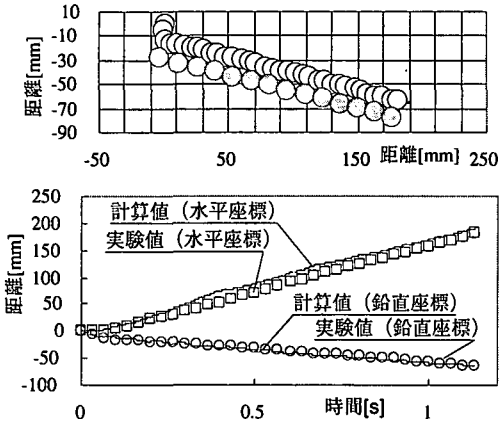


図-5 粒状体斜面の移動計算結果

が計測されており計算結果は良く一致している。測点cでは碎波後の段波が発生し計算結果も良く対応している。構造物前面に配置した測点hの水平流速は $t=1.3$ 秒付近の碎波に伴う流速変動は一致していないが、1.4秒以降の流れを再現している。これより、複雑な現象であっても本数値計算によって再現できることがわかる。

次に粒状体構造物内の浸透流を検討する。浸透流の計測は固定した粒状体構造物内に染料を流し、染料のビデオ画像を解析して水平浸透流速の目安を得た。また、それと同時に構造物天端における水平流速をプロベラ流速計で計測した。図-7は流体解析結果と実験結果の比較である。図中には、 $\gamma_v=0.1, 0.4, C_M=1.0, 2.0, C_D=0.5$ を組み合わせて計算結果を示した。これらの値は円柱の値や中村ら(1982, 1983), 岩田・水谷(1989)および水谷ら(1991)による球体に対する実験結果を参考にした。実験では、構造物天端上で最大水平流速0.86 cm/sが発生し、浸透流の最大値はおよそ半分の0.35 cm/s程度であった。計算では $\gamma_v=0.4, C_M=2.0, C_D=0.5$ の場合が比較的一致した。

(2) 粒状体構造物の破壊計算と実験の比較

図-8は、実験の破壊過程をビデオ画像からトレースした結果である。粒子の動きは水槽幅方向にバラツキが

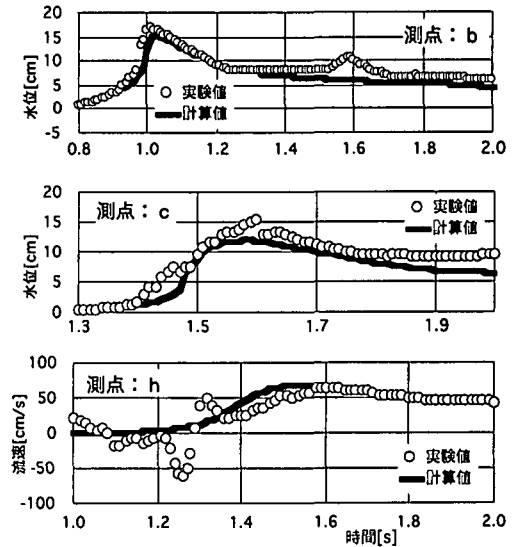


図-6 数値計算と実験の水位・流速の比較

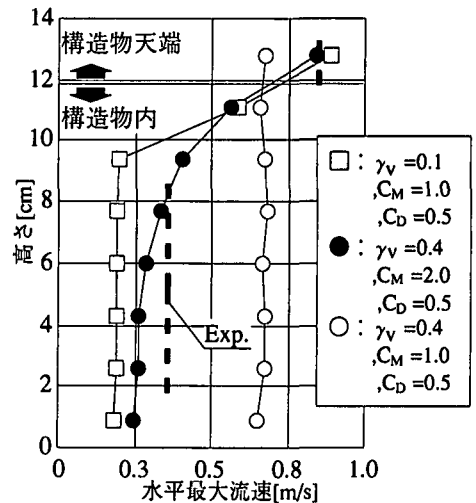


図-7 浸透流の計算結果と実験結果の比較

あるため各図で粒子数は異なるが、破壊過程が把握できる。また、ビデオ画面内で検知できた水位と碎波に伴う空気巻き込みをハッチングで示した。図面はビデオによって粒子が移動を開始した時刻から0.2秒間隔で示した。図において流れは左から右へ進む。図中の粒子直径は17 mmであり、水平鉛直方向のスケールも示した。図より、粒子の移動は碎波による波の突っ込み時に始まるが、著しい粒子の移動は碎波後の水面勾配の大きい時間帯に発生している。その傾向は水柱Hが大きいほど顕著である。

図-9は数値計算の結果である。計算条件は、水柱 $H=60$ cm, $\gamma_v=0.4$, バネ定数と減衰定数は前述の実験結果

を用い、VOFの計算時間間隔は $1 \times 10^{-5} \sim 10^{-3} \text{ s}$ で、DEMの計算時間間隔は $1 \times 10^{-6} \text{ s}$ とした。また、流体力の諸係数は浸透流の実験結果と中村ら(1982)、水谷ら(1991)の実験結果を参考に $C_M=2.0$ 、 $C_D=2.0$ 、 $C_D=0.5$ 、 $C_L=0.5$ とし、波力に用いる C_D は法面に配置された粒子に対しては0.5を、天端や構造物内の粒子に対しては0.25として計算した。また、揚力は表層粒子のみに作用させた。粒子間の作用力は法線方向のみ考慮した。図中の時刻 t は粒子が移動を開始した時刻から1.9秒間である。図中の粒子直径は17 mmであり、水平鉛直方向のスケールも示した。

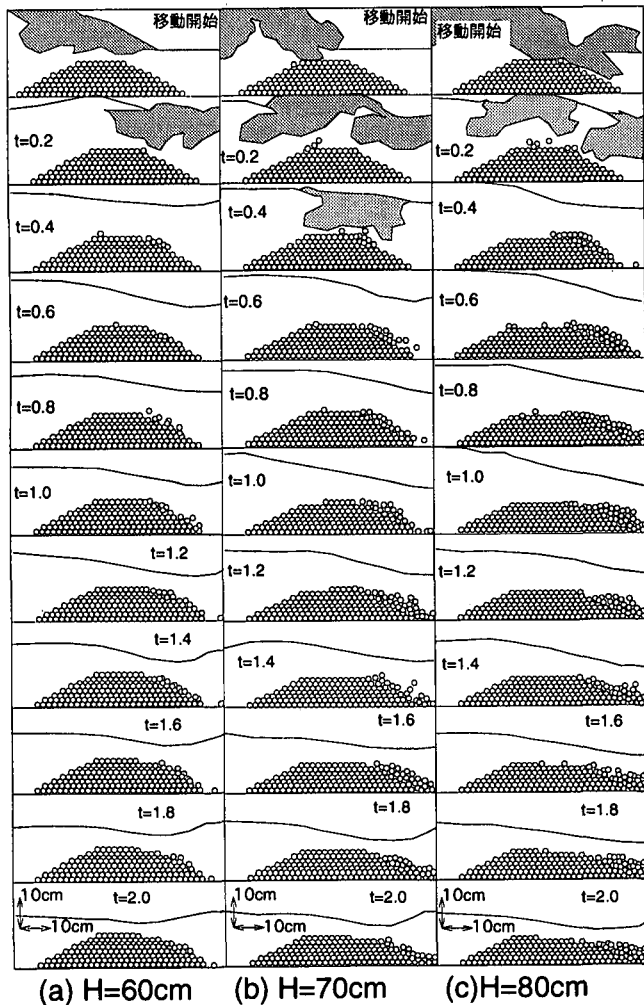
図より、計算結果は最初に粒子が動き出してから0.4秒後以降に著しく変形している。また、右側法肩および表層から崩れている。これらのことは実験の結果と一致している。しかし、計算結果は $t=0.2$ 秒で左法肩が右側に

押し出され、全体として破壊規模は過大評価である。

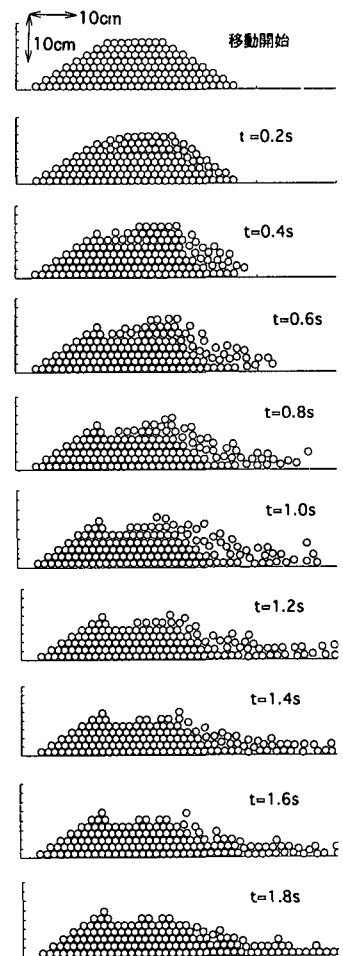
この理由としては、浸透流速が過大評価になっていること、モリソン式による流体力評価が不適切であること、粒子の摩擦や回転を考慮していないことが考えられる。

変形計算途中の構造物内の鉛直流速は0.1 m/s以下と小さいが、水平流速は約0.5~0.6 m/sで浸透流実験の結果より大きかった。そのため、水平力が過大に作用したと考えられ、左から右に粒子が押し出されたと考えられる。このことから、浸透流の再現性が重要であることがわかる。

次に、表層の球体に対してモリソン式の適用性が高いことを水谷ら(1991)らが報告している。しかし、構造物内の粒子に対するモリソン式の適用性は不明である。中立粒子を構造物内に配置して粒子周辺の浸透流を観察すると、粒子の周辺で細かな渦が流れの上下流側で確認



図—8 破壊過程の実験結果



図—9 数値計算による破壊過程 ($H=60 \text{ cm}$)

できる。このことから、構造物内の粒子に対するモリソン式の適用が流体力の算定に影響を及ぼしている可能性も考えられ、この点に関する検討が今後必要になると考える。

さらに、本計算では粒子の摩擦や回転を無視したため、粒子の挙動が忠実に再現できていない可能性がある。そこで、接線方向のバネ・ダッシュポットを考慮し粒子間の摩擦係数を0.05, 0.02, 0.01として計算した。その結果、摩擦の効果が大きく崩壊には至らなかった。このことは、ガラス粒子の場合には摩擦の寄与が小さいことを示している。また、法面や突出した粒子では外力によって回転運動が生じる。本計算では、回転を考慮していないため、今後検討しなければならない。

6. 結 論

DEMとVOFを用いた粒状体構造物の破壊シミュレーションを実施し実験と比較した。その結果、破壊過程は定性的に再現できたが、破壊規模は過大評価となり、細部にわたる再現はできなかった。本研究によりDEMとVOFによる数値計算の可能性を示すことができた。そして、計算精度を向上させるためには、構造物内の流速場の精度、モリソン式の適用性などの検討が今後の課題として残された。

参 考 文 献

荒木進歩・出口一郎 (1997): 捨石防波堤の断面変形に関する研

究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 531-535.

磯部雅彦・高橋重雄・余 錫平他 (1999): 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究—VOF法基本プログラムの作成—, 海洋開発論文集, 第15巻, pp. 321-326.

岩田好一郎・水谷法美 (1991): 没水球体に作用する波力の特性に関する研究, 土木学会論文集, 第406号/II-11, pp. 215-224.

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.

後藤仁志・酒井哲郎・富永圭司・豊田泰晴 (1994): 変動波圧を受ける海底地盤の挙動の数値模擬への個別要素法の応用, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 596-600.

嶺山 勉・阿部宣行・鹿島遼一 (1990): ポーラスモデルによる透過性構造物周辺の非線形波動解析, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 554-558.

中村廣昭・池田駿介・高柳 聡 (1982): 正弦振動流中に置かれた球に作用する流体力, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 443-446.

中村廣昭・池田駿介・大八木崇 (1983): 正弦振動流中に置かれた球に作用する流体力 (続報), 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 381-384.

伯野元彦 (1997): 破壊のシミュレーション, 森北出版, pp. 14-25.

松見吉晴・泉 一幸 (1992): 底開式バージによる投入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. 966-970.

水谷法美・岩田好一郎・T. M. Rufin, Jr, 倉田克彦 (1991): 幅広潜堤上の被覆材に作用する波力の特性と移動限界に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 591-595.

Cundall, P. A. and O. D. L. Strack (1979): A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique* 29, No. 29, pp. 47-65.