

粒子法による三次元数値波動水槽の開発

後藤仁志*・五十里洋行**・酒井哲郎***

本稿では, 粒子法に基づいて 3 次元数値波動水槽を構築する。粒子法の離散化は粒子間距離を指標としているので, 2 次元モデルを 3 次元に拡張することは比較的容易であるが, 2 次元固定壁条件を 3 次元場に単純に適用すると dry-wet 境界で漏水が発生する。本稿では, 漏水の発生原因を明らかにし, 漏水を阻止するために 2 層型の固定壁境界条件を導入した。開発された 3 次元コードは, 一様斜面上の巻波型砕波とその後の遡上過程に適用され, Plunging jet や波峰背後の表面流速場の奥行き方向の非一様性など, 砕波現象に内在する 3 次元性の一端が示された。

1. はじめに

Navier-Stokes 式 (ないしは Reynolds 方程式) を時間発展的に解く数値波動の方法論は, 高速化・低廉化を続けるハードウェアに支えられ, 近年進歩が著しい。特に VOF 法に基づく数値波動水路 CADMAS-SURF (磯部ら, 1999) が急速に普及し, 海岸構造物の設計のための波動場の物理情報 (波圧, 流速) の予測にも活用される段階になりつつある。構造物の信頼性設計を念頭に置くと極値的大波浪による外力の評価が鍵となる。この種の条件下では砕波・越波といった水塊分裂と複雑な水面のトポロジーが必然であるが, 水塊分裂への robustness に関しては, 粒子法に代表される計算格子を用いない Lagrange 法が特に有効に機能する。従来の粒子法による砕波・越波シミュレーションは鉛直 2 次元場において実施されてきたが, 実現象においては 3 次元性が顕在化する場面も少なくない。砕波帯内乱流場では斜降渦等の 3 次元組織渦の存在が知られており, これらの渦構造により担われる乱流輸送が砕波帯内部の漂砂現象の支配要因である。さらに, 乱流機構を動粘性係数の評価に押し込んだ (科学的な見地からは rough な) 取り扱いを採用したとしても, 平均流としての顕著な 3 次元性が問題となる事例は多い。例えば, 構造物設計の実務面では, 防波堤先端部周辺の消波ブロックの被災など, 海岸構造物周辺の境界条件の 3 次元性が卓越する場での波浪場の予測が求められている。

開発すべき技術の焦点は, 水面の追跡である。砕波については, ジェットの生成とブレイクアップ, その後の飛沫の生成といった水塊分裂に対して, robustness に優れたモデルを開発することが, 計算力学的なアプローチの鍵である。著者らはこのような観点から, ここ 5 年余り Lagrange 型の粒子法を用いた自由表面流モデルの

開発に努めてきた。鉛直 2 次元場を対象として, 一様斜面上の砕波・遡上 (Gotoh and Sakai, 1999), 固液 2 相流 (後藤・Fredsoe, 1999), 浮体と砕波の相互作用 (後藤ら, 2001), SPS (sub-particle-scale) 乱流モデル (Gotoh ら, 2001) などの MPS (moving particle semi-implicit) 法 (Koshizuka ら, 1995) のサブモデルを開発してきた。しかし, 現実の場は 3 次元であり, 工学的な観点だけでなく, 計算科学的な観点から砕波を取り扱うにも, 3 次元コードは不可欠である。

そこで本稿では, MPS 法に基づく著者らのコードを 3 次元に拡張し, 一様斜面上の砕波・遡上過程のシミュレーションを実施する。MPS 法では, Navier-Stokes 式の各項が粒子間の相互作用としてモデル化されるので, 2 次元コードから 3 次元コードへの拡張は原理的には単純であるが, 2 次元固定壁条件を 3 次元場に単純に適用すると dry-wet 境界で漏水が発生する。本稿では, 漏水の発生原因を明らかにし, 漏水を阻止するために 2 層型の固定壁境界条件を導入する。

2. MPS 法の概要

支配方程式は Navier-Stokes 式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \cdots \cdots (1)$$

である ($\mathbf{u}$: 流速ベクトル, p : 圧力, ρ : 流体の密度, $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル, ν : 渦動粘性係数)。MPS 法では, 計算領域に配置された多数の粒子 (計算点) 間の相互作用として, 基礎式の各項が離散化される。均一で質量が変化しない粒子を用い, 粒子数密度 (単位体積あたりの粒子数) を一定値 n_0 に保つことにより, 非圧縮条件が満足される。

粒子 i の圧力項 (gradient) および粘性項 (Laplacian) は,

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right\} \cdots \cdots (2)$$

* 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
** 学生会員 工修 京都大学大学院博士後期課程都市環境工学専攻
*** フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科都市環境工学専攻

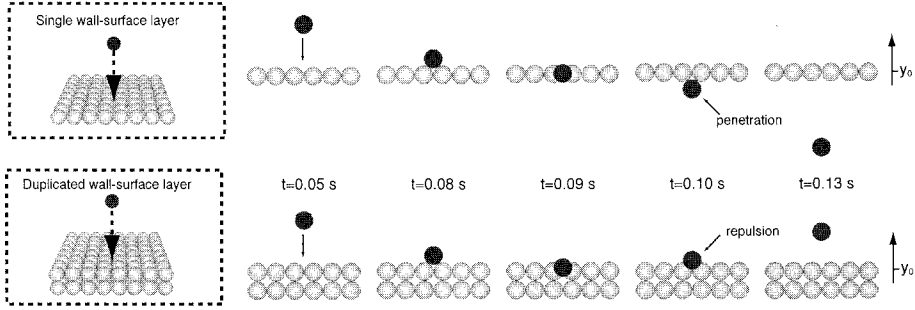


図-1 落下水滴の固定壁との衝突

$$\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \dots\dots\dots (3)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \dots\dots\dots (4)$$

のように、粒子周囲の影響球内の他の粒子との相互作用としてモデル化される (D_0 :次元数, λ :モデル定数). 粒子間相互作用が生じる範囲(影響球)は、重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

により規定される. また、粒子数密度は重み関数を用いて

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \dots\dots\dots (6)$$

と定義される.

MPS法では、粒子数密度の条件式

$$n_i^* < \beta \cdot n_0 \dots\dots\dots (7)$$

を満足する粒子を自由表面粒子と判定し、圧力 $p = 0$ を与える.

3. 固定壁境界条件の改良

粒子法においては、流体の運動方程式の各項(圧力勾配項, 粘性項等)が粒子間の距離を指標として離散化されているので、2次元モデルから3次元モデルへの拡張が原理的には容易である. ただし、現実には3次元シミュレーションが実行されるには、2次元場と3次元場の粒子数密度の相違に起因する技術的問題, すなわち『固定壁の dry-wet 境界に発生する漏水』への対応が不可欠である. 粒子法による非圧縮性流体計算では、粒子数密度が常に一定に保たれるように圧力値が制御されている. したがって、流体粒子が固定壁に接近すると、数密度が上昇して固定壁粒子の圧力が増加し、流体粒子が押し返される. この制御は2次元を基準に考案されたものであり、固定壁粒子の空隙率が大きい3次元配列で、液相の粒子数密度が比較的小さい遡上域の先端部(dry-wet

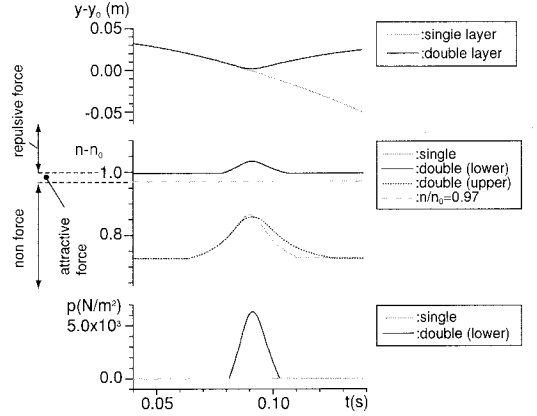


図-2 衝突過程における粒子数密度と圧力

境界)では、固定壁から液相への反発力が発現せず、流体粒子が固定壁を貫通する現象が生じる.

この問題とその解決法を端的に示すため、3次元場における落下水滴(液相計算粒子1個)の固定壁との衝突過程の計算結果を図-1に示す. 図中には、従来の固定壁境界(1層型)と2層型の固定壁境界の結果が示されている. 図中に示した壁粒子は圧力計算の対象となる表層粒子のみであり、背後のダミー粒子は表示していない. 粒子径は $d = 1.0 \text{ cm}$, 水滴の密度は 1.0 g/cm^3 であり、固定壁中心から高さ $4d$ の地点からの自由落下を対象とした. 従来の1層型固定壁では、水滴の貫通が生じているが、改良された2層型固定壁は、水滴を跳ね返した.

図-2は、自由落下した水滴の固定壁との衝突過程における固定壁表層粒子の粒子数密度および圧力の時系列を示している. 上図は落下水滴の高さ y を、中図は固定壁表層粒子の粒子数密度 n を、下図は固定壁表層粒子の圧力 p を示している. 図中の y_0 : 固定壁表層粒子の中心の高さ, n_0 : 基準粒子数密度である. $n/n_0 = 0.97$ は自由水面判定条件に相当し, $n/n_0 < 0.97$ の範囲では固定壁は水滴に力を及ぼさず, $0.97 < n/n_0 < 1.0$ の範囲では固定壁への吸引力が作用し, $1.0 < n/n_0$ では固定壁からの反発力が作用する. 水滴の落下に伴って生じる固定

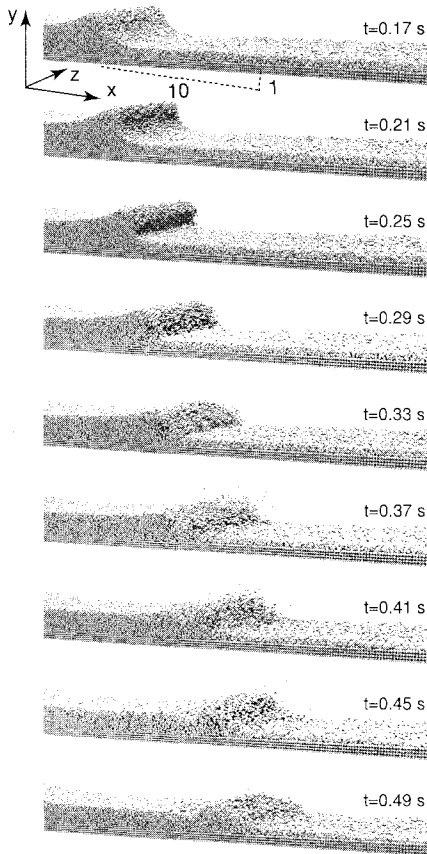


図-3 一様斜面上の砕波・遡上過程

壁表層粒子の粒子数密度の増加は1層型固定壁と2層型の固定壁の第1層粒子においては $n/n_0 < 0.97$ の範囲に留まり、水滴への反発力は発現しない。一方、2層型の固定壁の第2層粒子においては粒子数密度が $1.0 < n/n_0$ の範囲に入り、圧力が急増して水滴を反発させていることが理解できる。なお、この問題は水粒子が少ないdry-wet境界に限定された問題であり、水粒子数が多くなると水粒子と接する固定壁の第1層粒子において常に $1.0 < n/n_0$ の条件を満足するようになり、従来の1層型固定壁でも漏水は生じない。

4. 3次元数値波動水槽

開発された3次元コードに基づき、数値造波水槽を構築し、1/10勾配の一樣斜面上の巻波型砕波および遡上のシミュレーションを実施した。計算領域は室内実験のスケールであり、全長80.0 cm（水平区間20.0 cm，斜面60.0 cm）であり、水平区間の静水深は4.0 cmである。沖側の水路端に設けた造波板（すなわち鉛直移動壁）で、波高1.96 cm，周期0.777 sの規則波（長尾ら（1997）による水理実験と同様）を造波した。計算に用いた粒子

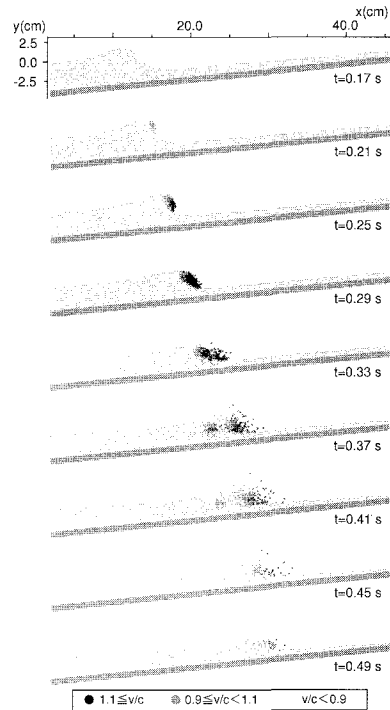


図-4 一様斜面上の砕波・遡上過程（側面）

径は2.0 mmで、総粒子数は約180,000個である。なお、側方を周期境界として側壁による抵抗の影響を除去した。

図-3は、plunging jetの発生直前からボア状の遡上に至るまでの過程のスナップショットである。造波板は y - z 平面と平行な姿勢を保って運動させて、造波条件は奥行き方向に一樣としたが、plunging jetの発生には奥行き方向のずれが認められる。その後のjetの着水や2次jetの発生、飛沫の発生等にも同様の奥行き方向の非一様性が見られる。

図-4および図-5は、図-3の各スナップショットの側面図および平面図である。波峰付近の表層粒子の運動が把握し易いように、波速に対する粒子の速度を3つのカテゴリーに分けて表示している。図-4を見ると、時刻 $t = 0.21$ sには plunging jetの発生とともに波峰前面で流速が波速と同レベルに達している。時刻 $t = 0.25$ sおよび $t = 0.29$ sには plunging jetの落下が進行し、jetの先端がさらに高速で運動している。時刻 $t = 0.33$ sには plunging jetが着水し、飛沫が発生するのに伴って高速域が水平方向に伸ばされている。時刻 $t = 0.37$ sには2次波峰の形成とその前面での plunging jetの着水が生じており、主波峰の砕波に起因する高速域と2次波峰の砕波に起因する高速域の間に低速域が出現している。その後、ボア状の遡上に移行すると、高速域は次第に不鮮明化する。

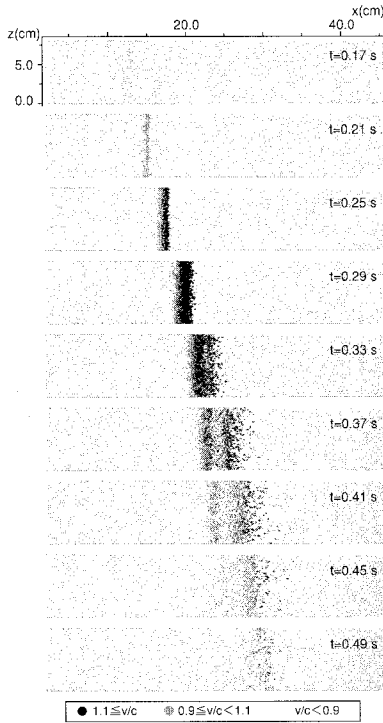


図-5 一様斜面上の碎波・遡上過程（平面）

図-5によると、高速域が带状に分布し、図-4に見られた粒子速度の特性が概して奥行き方向に一様であることが分かる。plunging jet の発生の時点(時刻 $t = 0.21$ s)では奥行き方向の非一様性は顕著ではないが、jet の落下および着水が進行するにつれて、次第に高速域の縁が乱されて、高速の粒子がばらつくようになる。時刻 $t = 0.37$ sには図-4に見られた主波峰と2次波峰に起因する高速域に相当する2本の帯の存在が確認できるが、2次波峰の高速域の前縁は大きく乱されている。このことは、碎波の3次元組織構造の一端を示したものと理解できる。

図-6は、 $x = 5.0$ cmの断面での流速分布を示している。図中の流速成分 u, v は x 方向および y 方向の成分を示しており、シミュレーション結果に基づく流速の評価は、奥行き方向にアンサンブル平均して行っている。シミュレーション結果は、計算領域の(z 方向の)幅が $w = 2.0$ cmの場合と $w = 8.0$ cmの場合について示した。図中には、長尾ら(1997)のPIVによる計測結果も併記した。

計算領域幅が狭い $w = 2.0$ cmの場合には、水表面付近での実験データとの乖離が大きいが、計算領域幅を増加させると実験値との一致が改善されることが理解できる。計算領域幅 $w = 8.0$ cmの場合の分布形は概ね実験値と一致するものの、 u 成分が僅かに実験値より小さく、

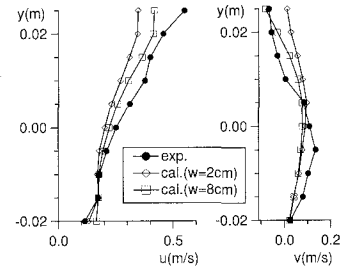


図-6 平均流速分布（実験との比較）

v 成分については静水深 ($y = 0.00$ cm) 以上の領域で過大で、静水深以下の領域で過小な評価となって、分布形の湾曲は実験値より小さくなる傾向が確認できる。

最後に、場の3次元構造の一端をより明瞭に示すため、波峰の背後の流速分布の組織構造の抽出を試みた。図の下方に示した領域の表層付近の粒子について、粒子周囲(粒子を中心とする粒径の7倍の矩形セル内)の局所平均鉛直流速と粒子流速の鉛直成分の差を求めて、水面付近から深さ方向に厚さ0.4 cmの3つの層について示したのが、図-7である。このように、波峰背後に組織的な上昇流と下降流が存在することは明瞭に示されたが、これ自体がNadaokaら(1989)の斜降渦に相当する3次元構造か否かは判然とはしない。本稿の計算にはSPS乱流モデル(Gotohら, 2001, 2003)が組み込まれていないので、PSと言えども乱流場の定量的な議論は不可能である。しかし、Navier-Stokes式を基礎とする計算(PSにおける乱流粘性の評価が不十分なモデル)でも、3次元性に起因する組織構造の一端が計算されることは興味深い。

5. おわりに

本研究では、3次元MPS法により数値波動水槽を構築した。2次元の固定壁の条件を3次元に適用すると固定壁上のdry-wet境界で漏水が発生するので、漏水を阻止するために、2層型の固定壁境界条件を導入した。開発された3次元コードを用いて、一様斜面上の巻波型碎波とその後の遡上過程がシミュレーションされた。奥行き方向に一様な境界条件においてもplunging jetの挙動や波峰背後の表面流速場は奥行き方向に一様ではなく、碎波の3次元組織構造の一端が示されたものと理解できる。

以下に今後の課題を整理する。(1) 海岸構造物の設計実務のためには、防波堤の端部など波と流れの複雑な干渉が問題となる領域における碎波および越波の解析を行う必要があり、多方向不規則造波境界の開発が求められる。斜め入射の取り扱いについても検討が必要である。(2) 波圧推定も構造物の設計実務にとって重要な事項

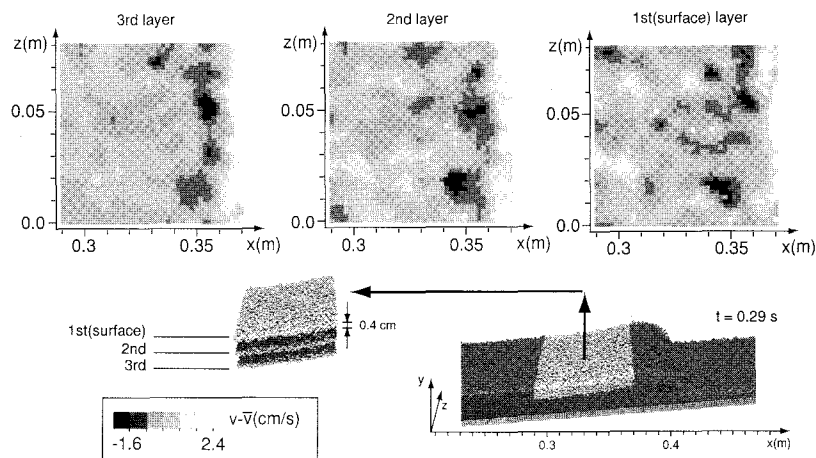


図-7 波峰背後の組織構造

である。大波浪の波圧の評価には、混入空気の圧縮性を考慮した取り扱いが必要で、気液二相流モデル（五十里ら, 2004）の適用が必要となる。（3）複雑な境界条件におけるシミュレーションは、計算粒子数を増大させるので、並列計算の開発が必要となる。（4）科学的な面では、斜降渦等の3次元組織渦を含む碎波帯内乱流場のシミュレーションが必要であるが、これにはSPS乱流モデル（Gotohら, 2001, 2003）を3次元に拡張しなければならない。

参考文献

- 五十里洋行・後藤仁志・酒井哲郎(2004)：気液二相流型粒子法による碎波過程の数値シミュレーション，海岸工学論文集，第51巻，pp. 111-115.
- 磯部雅彦・高橋重雄・余錫平・榊山勉・藤間功司・蔭勤・秋山実・大山洋志（1999）：数値波動水路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.
- 後藤仁志・Jørgen Fredsøe(1999)：Lagrange型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析，海岸工学論文集，第46巻，pp. 986-990.
- 後藤仁志・酒井哲郎・林稔・安藤怜(2001)：構造物下面への接岸浮遊物の潜込過程のLagrange型シミュレーション，海岸工学論文集，第48巻，pp. 816-820.
- 長尾昌朋・新井信一・上岡充男(1997)：PTVとPIVを組み合わせた碎波帯の流速分布測定，海岸工学論文集，第44巻，pp. 116-120.
- Gotoh, H. and T. Sakai (1999): Lagrangian Simulation of Breaking Waves using Particle Method, Coast. Eng. J., 41, 3&4, pp. 303-326.
- Gotoh, H., T. Shibahara, and T. Sakai (2001): Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering, Comp. Fluid Dyn. J., 9, 4, pp. 339-347.
- Gotoh, H., M. Hayashi, T. Sakai, and K. Oda (2003): Numerical model of wave breaking by Lagrangian particle method with sub-particle-scale turbulence model, Proc. APAC, 2003, Makuhari-Japan, paper on CD-ROM.
- Koshizuka, S., H. Tamako, and Y. Oka (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, Comp. Fluid Dyn. J., 4: 29-46.
- Nadaoka, K., M. Hino, and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., 204, pp. 359-387.