

粒子法型数値波動水槽における極值的越波再現のための 補助造波境界の開発

後藤仁志*・五十里洋行**・西出俊亮***・山田嘉晴****
殿最浩司*****・目見田 哲*****・望月貴文*****

本稿では、不規則波の作用下での沿岸道路護岸の極值的越波過程の再現を目的として、粒子法型数値波動水槽に補助造波境界を導入する。低天端化と越波量抑制を同時に満足する断面形状として、海側への張り出し部を有する護岸断面を計算対象とし、不規則波浪場における水理実験によって得られた越波過程のデータを用いて、補助造波境界の有効性を検証する。激しい飛沫の発生による再現に有効な粒子法は、計算負荷の問題から長時間にわたる継続的な不規則波の再現には適さないが、護岸からの反射波の再現を目的とした補助造波境界の導入によって、極值的越波発生の際に焦点を絞った再現計算が可能となった。

1. はじめに

沿岸道路周辺の自然景観は重要な観光資源であり、搭乗者の視界を確保して道路のアメニティーを向上させるためには波返し工の低天端化が望ましい。その一方、低天端化は越波量の増大を招き、時化の際の道路の走行安全性に危惧を生じさせる。視界の確保と越波量の抑制の両者を満足するには、効果的消波のための道路護岸断面の適切な選択が重要となる。道路面に海側への張り出し部を有する護岸断面では、護岸壁面に沿った越波水脈の上昇が張り出し部に阻止されて、効果的に越波量が低減される。よって、低天端条件での越波量の低減が期待できる。しかし、この種の護岸形態では、従来の直立護岸において水脈の上昇と飛散によって消散されていたエネルギーの一部が温存されたまま沖側への反射波（戻り流れを含む）となるため、入射波との干渉によって直立護岸では生じないような極值的短時間越波量を生じる可能性が懸念される。したがって、この種の護岸形式の導入に先立って、不規則波浪場における越波事象を詳細に検討する必要がある。

大量の飛沫を伴うような極值的越波過程の再現には、水塊分裂に対して安定して機能する粒子法が有効であるが、粒子法は他の CFD の緒手法と同様に、Boussinesq 方程式に代表される水深積分型のモデルと比較すると計算負荷が大きく、単 CPU 環境で不規則波浪場を長時間

に互って追跡するには適していない。そこで、本稿では、極值的越波発生の際に焦点を絞り、直前の来襲波の反射波に関連する水位上昇を表現するための補助造波境界を護岸の底脚部に設ける方法を提案し、不規則波を対象とした水理実験で得られた極值的越波の発生過程に対する再現性を検証する。

2. 護岸越波過程の水理実験

(1) 実験装置と実験条件

水理実験は、図-1 に示す全長 50.0 m の造波水槽で実施した。幾何スケール 1/50 の護岸模型（図-2）を法先水深 3.2 cm で設置し、護岸前面の海底地形は勾配 1/20 の一様斜面とした。護岸形状は片持ちの張り出し部を有する護岸と重力式直立護岸である。沖側の様水深部の水深は、0.522 m（現地スケールで 26.1 m）である。波浪条件は、日本海沿岸の冬季風浪を対象に、沖波周期 1.64 s（現地換算 11.57 s）、沖波波高 0.158 m（現地換算 7.89

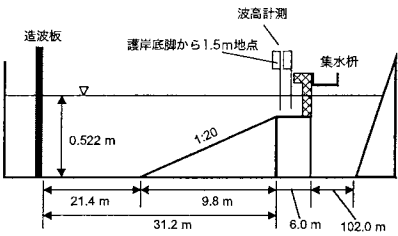


図-1 造波水槽

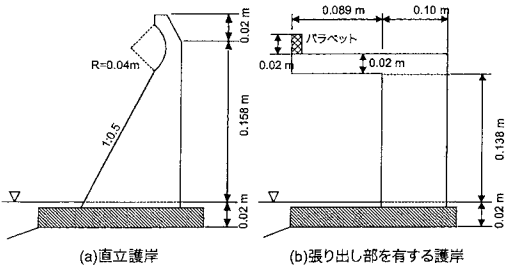


図-2 護岸模型

* 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	
*** 正会員		福井県土木部政策推進グループ	主任
**** 正会員		福井県三国土木事務所	企画主査
***** 正会員	工博	(株)ニュージェック河川グループ(海岸)グループマネージャー	
***** 正会員	工博	関西電力(株)電力技術研究所	シニアリサーチャー
***** 学生会員		京都大学大学院修士課程都市環境工学専攻	

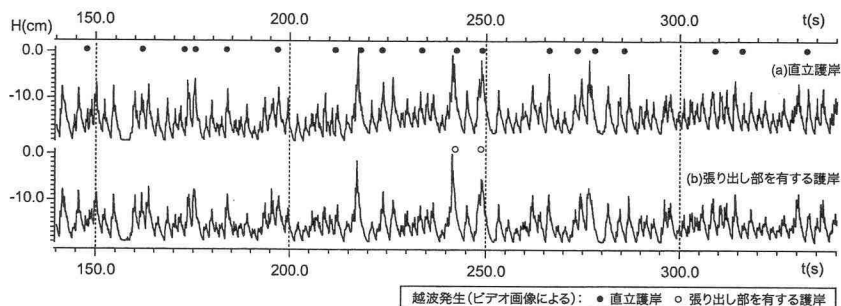


図-3 波高計記録と越波の発生

m) の不規則波 (Bretschneider 光易スペクトル) とした。計測項目は、護岸前面等の定点の水位の時系列、水槽側面からのビデオ撮影、越波流量 (平均、短時間)、護岸モデルへの作用波圧であるが、本稿の主目的が越波過程の解析であることから、越波状況を示すデータに関して以下に簡潔に特性を述べる。

(2) 護岸断面による越波特性の相違

実験では1波連あたり295波の不規則波を3波連を発生させ、3波連の平均から平均越波流量を求めた。平均越波流量は、直立護岸で $1.70 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{m/s}$ 、張り出し部を有する護岸で $3.65 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{m/s}$ であった。張り出し部を有する護岸では、直立護岸の1/46に平均越波流量が抑制されており、張り出し部を有する護岸が天端高を抑制しつつ効果的に平均越波流量を低減できる断面であることが分かった。

図-3は、護岸前面 (護岸の底脚から1.5mの地点) の波高計記録とビデオ画像から読み取った越波発生時刻 (図中の○および●印) を示している。図から明らかに、張り出し部を有する護岸では直立護岸と比較して越波の発生頻度が低く、大波浪の来襲時にのみ越波が生じる。同様の解析を繰り返して1波連全体について評価すると、直立護岸では、295波中65波が越波し、発生率は22.0%であったが、張り出し部を有する護岸では僅か4波しか越波せず、発生率は1.4%であった。図-4には両護岸形式の越波の瞬間の状況を示す。直立護岸では壁面に沿って水塊が高く打ち上がるのに対して、張り出し部を有する護岸では水塊が片持ち部と衝突して沖側に返送されて護岸前面の水位が上昇し、後続の入射波がそれに乗り上げるようにして越波する様子が見られる。また、飛沫の飛高についても両者の差は顕著である。

3. 粒子法型数値造波水槽

(1) MPS 法

以上のように、張り出し部を有する護岸では、全事象の1.4%の低頻度ではあるが、入反射干渉による大規模な越波が生じる。このような極值的越波の発生時におけ

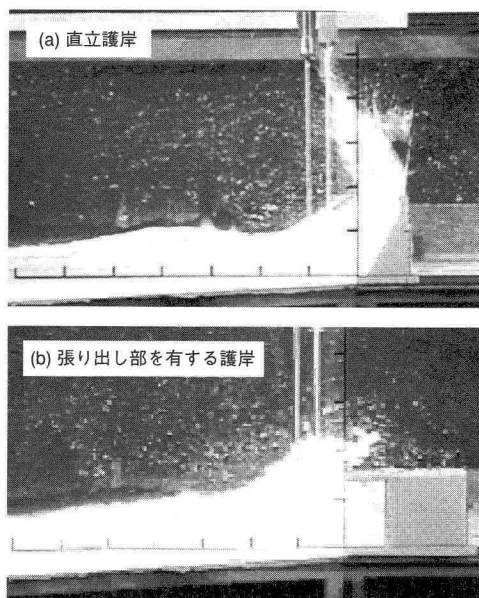


図-4 越波の瞬間の状況

る護岸周辺の流速・波圧に関して詳細な検討を行うには数値波動水槽が有効で、特に粒子法型数値波動水槽は水塊の分裂および合体を伴う碎波・越波過程の再現に適している。

本稿で用いるのは、著者らが開発を続けている粒子法型の数値造波水槽 (例えば, Gotoh and Sakai, 1999; 後藤ら, 2003a) であり, Koshizuka ら (1995) の MPS (moving particle semi-implicit) 法に基づいている。支配方程式は Navier-Stokes 式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \delta}{\rho} \mathbf{n} \quad \dots \dots \dots (1)$$

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, σ : 表面張力係数, κ : 表面曲率, δ : デルタ関数, $\mathbf{n}$: 法線方向の単位ベクトル)。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、

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

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

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad \dots\dots\dots (4)$$

のように、粒子周囲の影響円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（影響円）は、重み関数

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

により規定される。また、粒子数密度は重み関数を用いて

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

と定義される。

MPS法では、粒子数密度の条件式

$$n_i < \beta n_0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

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（ $\beta = 0.97$ ：定数）。表面張力項の評価には、表面近傍の粒子に体積力として表面張力を付与するNomuraら（2001）のモデルを用い、表面粒子の解像度の確保には、表面粒子周囲の粒子数密度分布の偏在化を補助指標とする後藤ら（2003b）の方法を用いた。

（2）補助造波境界

本稿における再現の対象としたいのは極值的な越波過程のみであるから、大波浪の護岸との衝突の前後のみを抽出したシミュレーションを実施する。まず、ビデオ画像から得られる防波堤前面のセットアップを考慮して水面の高さ（初期条件）を与え、防波堤近傍の波高計の水位変動記録を再現するように沖側造波境界を操作する。このとき、単に沖側造波境界の操作のみでは、直前の来襲波の反射とそれに伴う戻り流れを再現できないので、護岸の底脚部に流入境界を補助造波境界として設けた。計算領域を図-5に示す。

粒子法では、固定壁を強制的に移動させて造波する方法が一般的で、この場合には水理実験における造波板の造波原理がそのまま計算に導入される。沖側の造波境界

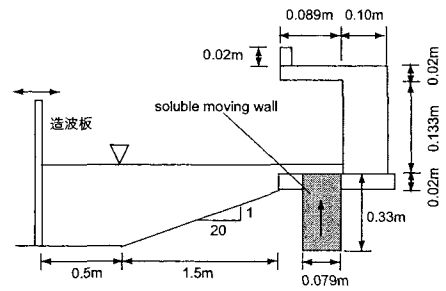


図-5 計算領域(数値造波水槽)

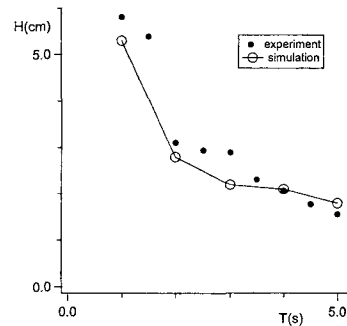


図-6 鉛直振動式造波機の再現

では、この造波方式を用いている。一方、護岸前面には造波板を移動させるスペースがないに加えて、造波板を置いた場合には造波板自体が護岸近傍の局所流れに大きな影響を及ぼすので、標準的な造波方式が適用できない。そこで、水槽底面に流出入境界を設置して強制的に流量を制御する方式の補助造波境界を導入した。

強制的流入境界には、Gotohら（2000）の soluble moving wall（可溶性移動壁）を用いた。soluble moving wall は初期には壁粒子で構成されるが、流入境界を通過する瞬間に壁粒子が水粒子に変化するようにフラッグ処理を行って、所定の流量を強制的に流入させることを可能とした特殊な moving wall である。予め設定する流入境界の座標を後退させれば（この計算条件では高さ低下させれば）、強制流出（すなわち、引き波）の再現も可能である。この造波境界の有効性を検証するため、広本ら（1967）による鉛直振動式造波機の造波特性との比較を行ったのが、図-6である。水深20.0 cm のケースで、造波板の片振幅を一定にした際の周期 T と発生波高 H の関係は、本稿の造波境界によって良好に再現され、この造波境界が物理的には鉛直振動式造波機に対応した特性を有していることが確認された。

4. 越波過程のシミュレーション

前章の方法で、沖側と護岸直下の造波境界を操作して、入反射干渉に起因する大規模越波過程を再現した。計算

対象は、先述の実験と同様の沖波周期1.64 s (現地換算11.57 s), 沖波波高0.158 m (現地換算7.89 m) の不規則波であるが, 護岸底脚から1.5 m 沖側の波高計の水位

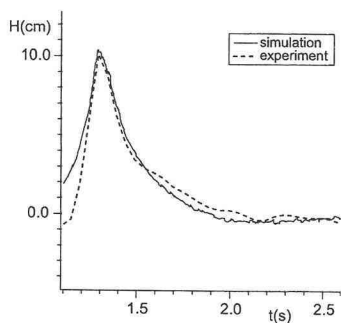


図-7 波高計の水位記録

記録が実験と一致するように試行錯誤し, 沖側・岸側造波境界の制御ルールを決定した. 実験および数値波動水槽の水位記録を図-7 に示す. 計算粒子数は, 85,500 (水粒子70,500; その他は壁粒子) である.

図-8 は, 実験から得られた大規模越波過程のスナップショットと粒子法型数値波動水槽によるシミュレーション結果の比較である. 実験では現地スケールで約1時間に相当する295波の不規則波を入射させた中で最大瞬間越波量を記録した波の越波の経過を示している. 水理実験では, 反射波が入射波と衝突して越波水脈が発生し, 飛沫 (実験の白濁域) へと変化しつつ護岸上に乗り上げる様子が確認できるが, 同様の挙動は数値波動水槽により良好に再現されている. また, 瞬間越波流量は, 水理実験で $2.35 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{m/s}$ に対して, 数値波動水槽の予測が $3.25 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{m/s}$ とやや大きい, 一致はほ

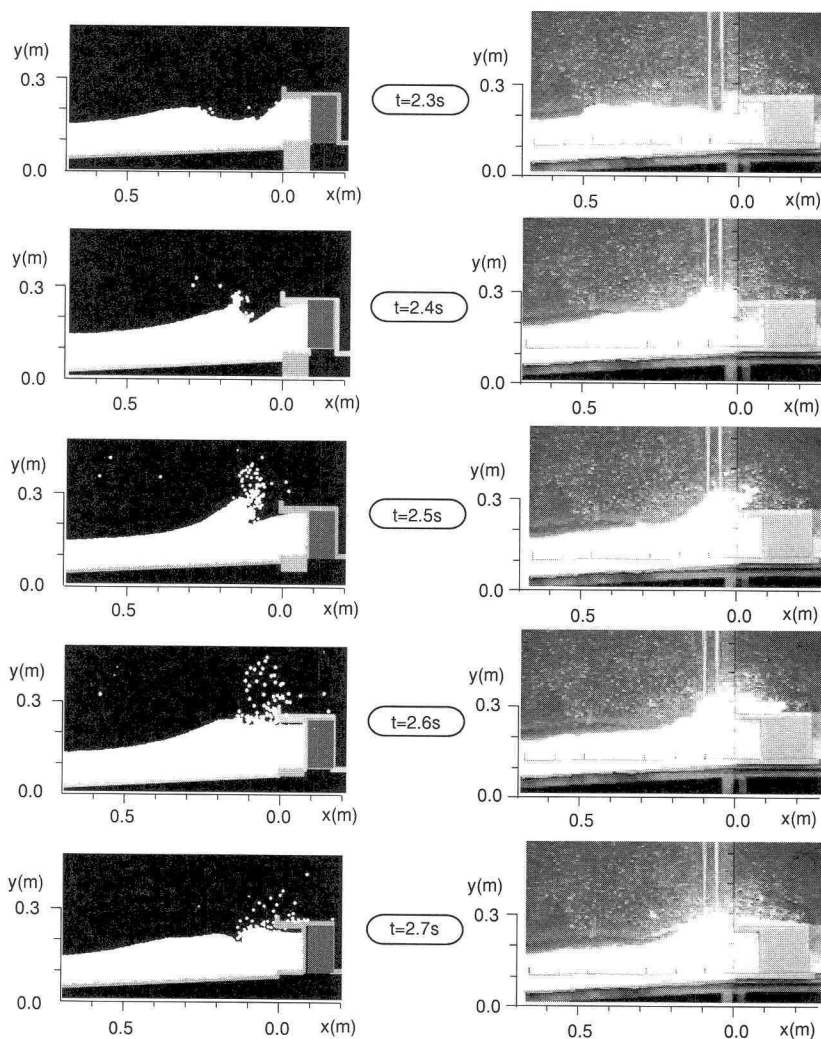


図-8 大規模越波過程(実験(右)とシュミレーション(左))

は良好である。

5. おわりに

護岸・防波堤など海岸構造物の越波過程の評価では、(1) 飛沫の発生に代表される水塊分裂と(2) 入射波の不規則性の取り扱いが鍵となるが、前者には数値波動的なアプローチ (CFD 的な方法論) が有効である。水深積分型の波浪変形解析と比較すると、CFD 的な方法は計算負荷が高く、不規則波の条件で長時間の再現計算を行うのは困難である。本稿では、越波過程の詳細が必要な全事象の数%程度の大波浪の場合を抽出して再現するため、沖側・岸側に2つの造波境界を設けて、粒子法 (MPS 法) に基づくシミュレーションを実施した。入射波・反射波の干渉による大規模越波の時間的推移が本稿の方法により良好に再現された。

本稿では、数値造波水槽の入射波の条件を実験から推定したが、現実の構造物の設計を考えると、波浪統計やローカルな気象・海象モデルで与えられる波浪条件を入力として、護岸前面での波浪状況が予測できる枠組みが必要である。Boussinesq 方程式に代表される水深積分型のモデルによる平面2次元場の中領域計算と3次元に拡張された本稿の狭領域計算 (後藤ら, 2005) を接合することが可能となれば、この種の要請に応えることができる。ただし、従来の粒子法型数値波動水槽では、比較的単純な構造の造波境界を用いており、多くの場合には剛体板の往復運動によって造波が行われてきた。Bous-

sinesq 方程式に基づく平面2次元場の解との接続には、平面水槽の造波システムのような複雑な造波板群の運動に対応した固定壁の挙動を漏水なしに実現する必要がある。沖側の造波境界の制御に関して更なる改良が必要となる。

参考文献

- 後藤仁志・林 稔・日見田哲・酒井哲郎 (2003a) : 粒子法による直立堤前面碎波の数値シミュレーション, 土木学会論文集, 第726号/II-62, pp. 87-98.
- 後藤仁志・五十里洋行・八木哲生・酒井哲郎 (2003b) : MPS 法による碎波解析のための自由水面境界条件の改良, 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 21-25.
- 後藤仁志・五十里洋行・酒井哲郎 (2005) : 粒子法による三次元数値波動水槽の開発, 海岸工学論文集, 第52巻, pp. 26-30.
- 広本文泰・阿部淑輝・須藤 茂 (1967) : 鉛直振動流型造波装置の設計とその造波特性について, 港湾技研資料, No. 32, pp. 83-97.
- 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 (2000) : Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method -Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering-, Computational Fluid Dynamics Jour., Vol. 9 No. 4, pp. 339-347.
- Nomura, K., S. Koshizuka, Y. Oka and H. Obata (2001) : Numerical Analysis of Droplet Breakup Behavior using Particle Method, Jour. Nucl. Sci. and Tech., Vol. 38, No. 12, pp. 1057-1064.
- Koshizuka, S., H. Tamako and Y. Oka (1995) : A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, Comp. Fluid Dyn. J., Vol. 4, pp. 29-46.