

粒子法による透水斜面上の碎波・遡上過程の 数値シミュレーション

NUMERICAL SIMULATION OF WAVE BREAKING AND SWASH ON PERMEABLE UNIFORM SLOPE

後藤仁志¹・酒井哲郎²・沖 和哉³

Hitoshi GOTOH, Tetsuo SAKAI and Kazuya OKI

¹正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻 (同上)

³正会員 工修 京都大学助手 工学研究科土木工学専攻 (同上)

The MPS method, generally called the Particle Method, which is the Lagrangian concept to solve the Navier-Stokes equation, is applied to the plunging breaker on a uniform slope. The MPS method has a superiority in the accurate calculation of the complicated behavior of water surface. In other word, it is less affected by the numerical diffusion due to the convection term than the Eulerian methods. The characteristics of splash due to the collision of a wave with a slope and the transition of the mode from the breaking to the runup via the bore are investigated based on the detailed numerical information of the velocity field on a slope.

By introducing the additional drag term, which represents the existence of the permeable layer, into the governing equation, the wave breaking and runup on the permeable slope is also simulated. The effect of the permeability of the slope on the wave runup process is also discussed.

Key Words: *Plunging breaker, permeable slope, particle method, MPS method*

1. 緒 言

碎波帯内では、碎波に伴って底面付近に誘起される大規模流体運動の影響で物質移動が活発に生じている。碎波帯内流速場の把握は、海岸水理学上の重要課題であるが、碎波による激しいエネルギー散逸のために、いわゆるポテンシャル波動理論の適用が不可能であり、Navier-Stokes 式の数値解法の適用が不可欠となる。

この場合、激しく変動する水面の位置(形状)をどのように追跡するかが数値解析上の課題となるが、著者の一人(Sakaiら¹⁾)は、激しい水面変動を伴うフロント部を含む領域の碎波後の運動を SMAC 法を用いて解析した。その後、滝川ら²⁾)は、SMAC 法のフラグgingに改良を加え、碎波に伴う流体塊の突入過程の数値的不安定を改善したシミュレーションを行った。激しい水面変化を伴う場では水面の正確な判定が計算精度にも大きく影響するが、一般にマーカーに依存した水面判定法は水面の不鮮明

化を招きやすく、水塊の分裂・合体を伴う激しい変化に対応するにはアルゴリズムの複雑化を余儀なくされる。

この問題に対応するため提案されたのが、流体のセル内体積占有率を新たな変数として導入した VOF 法(Hirtら³⁾)である。近年、VOF 法の水工学上の諸問題への適用が活発となり(例えば、米山ら⁴⁾)；榊山ら⁵⁾)；Hamzahら⁶⁾)、一般的な手法となりつつある。さらに最近、渡部ら⁷⁾)は、数値拡散の影響の低減に有効な手法として注目される CIP法により、水面形状の変化を鮮明に追跡した碎波帯内 2 次元波動場の数値シミュレーションを行い、フロント部に形成される水平渦の挙動を追跡している。

これらは何れも、空間に固定された計算格子を用いて基礎式の離散化を行う Euler 的な手法であり、自由水面の追跡精度も格子配置に依存する。換言すると、ある程度結果を予測して格子配置を工夫するなど経験の蓄積が必要である。一方、Lagrange 的解析法は、流体計算の一般的手法である Euler 的手法と根本的に異

なり、流体粒子の運動を追跡するため、空間に固定された計算格子を必要としない。しかし、相互干渉を伴う粒子群の移動を追跡するには相当量の繰り返し計算が必要となり、計算機の演算性能の制限から実用性が疑問視されてきた。しかし、近年の著しい計算機の演算性能の進歩は、この状況を変化させ、計算力学の分野では、計算格子を用いないグリッドレス解析が、その柔軟性と汎用性の面から次第に注目を集めつつある。著者ら⁸⁾は、粒子法 (Navier-Stokes 式の Lagrange 的離散化手法) の一つである Koshizuka ら⁹⁾ の MPS 法 (moving particle semi-implicit method) を用いて、一様勾配斜面上の巻き波型碎波の遡上過程のシミュレーションを実施して、流速場の特性を詳細に検討した。

透水性緩傾斜護岸は、遡上抑制、反射率の低下など好ましい機能を有することから、近年開発が盛んになりつつあるが、透水性斜面上の遡上波については、Kobayashi ら¹⁰⁾、出口ら¹¹⁾ による解析があるものの、碎波から遡上まで連続して解析できる手法が十分に整備されているとは言い難い。そこで本研究では、斜面の透水性を表現する付加項を基礎式に導入し、MPS 法により、同一の波浪条件および斜面条件の下に透水・不透水の斜面上で生じる巻き波型碎波を数値解析して、斜面の透水性が碎波・遡上に与える影響について考察する。

2. 粒子法

(1) 粒子法の構成

透水層の影響を流体に生じる付加的抗力に集約して表現すると、非圧縮性流体の支配方程式、すなわち連続式と Navier-Stokes 式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

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

と書ける。ここに、 $\mathbf{u}$: 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、 $\mathbf{F}_{pl}$: 透水層から受ける抗力、 ν : 渦動粘性係数である。

以下では、上記の基礎式を Koshizuka ら⁹⁾ の MPS 法に基づいて離散化する方法 (越塚¹²⁾) について、その概要を説明する。粒子 (流体素子) は全て同一質量とし、粒子数を一定に保持すれば、連続式は自動的に満足される。さらに、流体の密度は粒子数密度 (単位体積あたりの粒子数) に比例するから、非圧縮条件 ($\partial \rho / \partial t = 0$) を満足するには、粒子数密度を一定値 n^0 に保てばよい。

Navier-Stokes 式については、移流項、圧力項、粘性項、外力項 (ここでは重力項と透水層による付加的抗力項) の各々について、粒子の持つ情報のみを用いて離散化する。まず、粒子移動の追跡計算は、移流項の

計算に他ならない。なお、MPS 法では、逐次更新される局所流速場で粒子の移流が計算されるので、通常の Euler 的な方法で生じる移流項の差分化に起因する数値拡散の問題を複雑な手続きなしに回避できる利点がある。

圧力項と粘性項の計算には、gradient と Laplacian の離散化を必要とする。まず、粒子 i の gradient は以下のように離散化される。

$$-\frac{\langle \nabla p \rangle_i}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \cdot \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \right\} \quad (3)$$

ここに、 $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ 、 D_0 : 次元数であり、 $w(r)$: 重み関数 (r : 粒子間距離) で Koshizuka ら¹²⁾ に従い、

$$w(r) = \begin{cases} (r_e/r) - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (4)$$

と与え、この重み関数を用いて粒子数密度を、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (5)$$

と定義する。

次に、Laplacian は、物理的には拡散に対応した演算であることから、当該粒子から近傍の粒子への物理量 ϕ の配分として以下のように離散化される。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (6)$$

$$\lambda = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) |\mathbf{r}_{ij}|^2 / \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (7)$$

ここに係数 λ は、式(6)に基づいた物理量の配分により生じる分散の増分が、非定常拡散方程式から評価される分散の増分と一致するために導入された補正係数であり、式(6)のプロセスの反復で得られる結果が Gauss 分布に収束することを保証している。式(6)の表式を用いると、粘性項は

$$\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (8)$$

と書ける。

(2) 透水層に起因する抗力

透水層内では、透水層の影響で流体に生じる付加的抗力、

$$\mathbf{F}_{pl} = -\frac{3C_D}{4d_0} |\overline{\mathbf{u}}| \overline{\mathbf{u}}; \quad \overline{\mathbf{u}}_i = \sum \mathbf{u}_j w_u(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (9)$$

が作用すると仮定し、流体排除の効果は無視する簡便な取り扱いを行った。ここに、 C_D : 抗力係数、

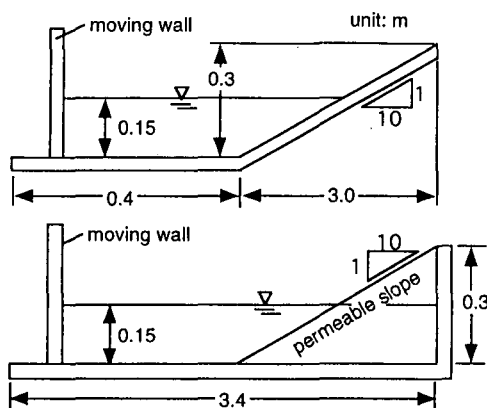


図-1 計算領域

d_0 : 流体粒子径, $\bar{u}_i$: 粒子近傍の局所平均流速ベクトルであり, 式中の重み関数については, 対象粒子との粒子間距離が一定値以下の粒子に対する単純平均となるように,

$$w_u(r) = \begin{cases} 1/\sum w_u(r) & \text{for } r \leq \alpha d_0 \\ 0 & \text{for } r > \alpha d_0 \end{cases} \quad (10)$$

を用いる。なお, 式中の定数については, $\alpha=2.0$ に設定し, 抗力係数については, 清水ら¹⁴⁾ による円柱状模擬植生中の流速計測で得られた値 (1.0~1.5 程度) を参考に, $C_D=1.53$ に設定した。

(3) 計算手続き

計算プロセスは, 2 段階に分かれる。第 1 段階は, 陽的なプロセスである。粘性項, 重力項, 抗力項を与えて粒子の速度 (流速) を求め, 所与の流速場での粒子の移動量を算定して粒子の位置を更新し, それに基づいて仮の数密度 n_k^* を求める。

第 1 段階で更新された場合は, 質量保存 (粒子数密度が一定値 n^0 に一致) が成立しないから, 第 2 段階では, 圧力に関する Poisson 方程式

$$\nabla^2 p_{k+1} = \frac{\rho}{(\Delta t)^2} \frac{n_k^* - n_0}{n_0} \quad (11)$$

を陰的に解いて圧力場を更新し, 流速の修正量を求めて流速場および粒子の位置を修正する。なお, 式中の Δt は計算時間ステップ, 添字 k は計算ステップを表す。計算のアルゴリズムは, 差分法における SMAC 法と類似しているが, SMAC 法では Poisson 方程式の右辺が仮流速の発散として与えられたのに対して, MPS 法では数密度の関数となっている。

(4) 境界条件

壁面境界条件は, 位置を指定した粒子により設定される。壁面は数列の粒子で構成され, 流体粒子と

接する壁面粒子に関しては, 圧力と粒子数密度の更新計算が行われる。これにより, 壁面付近に流体粒子が集中すると圧力が上昇して流体粒子が跳ね返され, 固定壁の存在が粒子運動に反映される。なお, 流体と接する粒子に関して数密度の計算を行う際に適切な値が得られるように, 重み関数の閾値 r_c に相当する幅で, 流体と直接する粒子の外部に壁粒子が配置される。壁面の流速に関しては近似的 non slip 条件として, 固定壁粒子の速度をゼロとした。

さらに, 自由水面では粒子の圧力に関する境界条件 ($p=0$) を与える必要があるが, 自由水面の判定は粒子数密度の条件,

$$n_i^* < \beta \cdot n_0 \quad (12)$$

により行った。この条件は水面形状に依存しないので, 水塊の分裂など複雑で激しい水面の挙動に対しても容易に適用できる利点を有している。

3. 斜面上の碎波過程

(1) 計算領域・計算条件

計算領域を図-1 に示す。計算粒子数 ($d_0=0.5\text{cm}$) は, 不透水斜面で約 3600 個, 透水斜面で約 7500 個であり, 沖側境界にはクノイド波型の造波境界条件 (移動壁) を配置した。計算条件は, 沖波波高 11.8 cm, 周期 1.5 s で, 斜面勾配 1/10 の一様斜面上の碎波・遡上過程を対象とした。なお, モデル定数については, Koshizuka ら¹³⁾ による標準値: $r_c=2.1d_0$ for gradient, $r_c=4.1d_0$ for Laplacian, $\beta=0.97$ を用いた。

(2) 不透水斜面上の碎波・遡上

図-2 に碎波・遡上過程における粒子 (流体素子) の位置を, 透水・不透水の両方の斜面条件に関して特に特徴的な挙動を示す時刻について示す。さらに, 図-3 には, 不透水斜面上で, 図-2 で示した時刻における流速ベクトルを示す。なお, 一連の図は, 波の峰からジェット of 放出が生じる瞬間を時刻 $t=0\text{s}$ として表示している。

まず, 不透水斜面上での一連の過程について概観する。時刻 $t=0.15\text{s}$ には波峰からジェットの放出が開始され, $t=0.25\text{s}$ にはジェットが着水し, まさに 2 次的ジェットの放出を誘起しようとしている。時刻 $t=0.35\text{s}$ にはジェットの着水・反発により生じた 2 次的ジェットが顕著に見られ, 時刻 $t=0.55\text{s}$ には一層顕著な 2 次的ジェットの跳躍が生じている。以上の経過は流速ベクトルに, より鮮明に現れている。時刻 $t=0.25\text{s}$ にはジェットの先端部の一部の粒子は既に着水・反発を完了して上向き of 速度を獲得している。時刻 $t=0.35, 0.55\text{s}$ のベクトル図を見ると, ボア状フロントの底面付近には大規模な水平渦が生じている

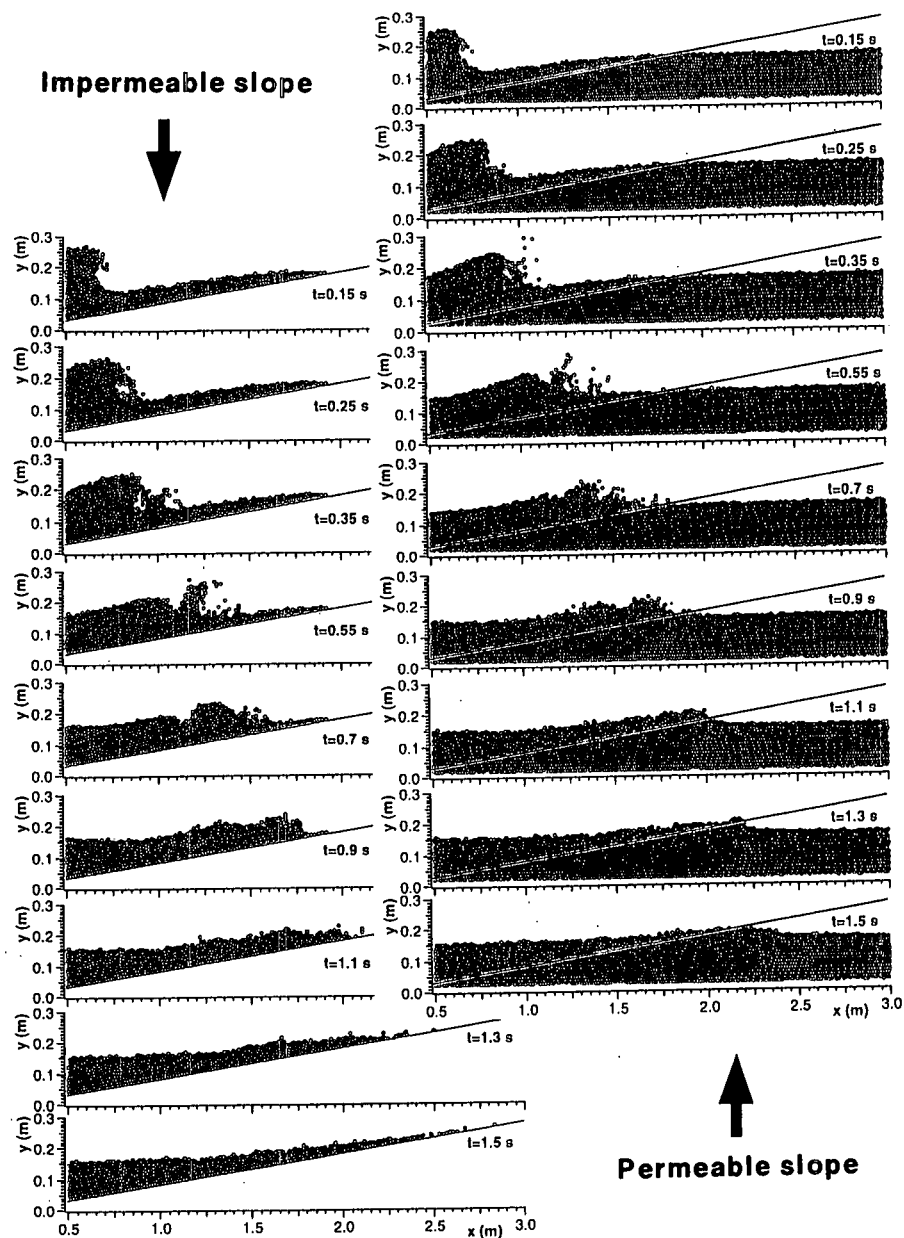


図-2 透水斜面、不透水斜面における遡上過程

ことが分かる。また、時刻 $t=0.25-0.5$ s の間には、ジェットの着水・反発に伴う激しい衝撃に起因する飛沫を意味するジェット本体から分離した流体素子の大きな跳躍が、特にジェットの前面で明瞭に現れている。

時刻 $t=0.7$ s には、ボア状フロントの規模は小さくなり、先端部に飛沫の飛散は見られるものの、以前に見られたようなジェットの放出・着水の過程は不明瞭となり、この傾向は時刻の増加とともに顕在化する。時刻 $t=1.1$ s 以降は先端部の水深が極めて小さくなり、同時に先端部が加速されて移動速度の増大が生じるいわゆる遡上モードへの移行が確認できる(時刻 $t=1.1-1.5$ s のベクトル図参照)。

(3) 透水斜面上の碎波・遡上

図-4 には、不透水斜面上で示したのと同じ時刻、同一位置における透水斜面上の流速ベクトルを示す。波峰からのジェットの放出、ジェットの着水・反発に伴う2次的ジェットの放出、2次的ジェットの着水と段波モードへの移行という一連の過程は不透水斜面の場合と同様で、各状態間の遷移が生じる時刻についても透水と不透水で大きな差異はない。粒子の存在位置を示した図-2において、透水斜面・不透水斜面の相違が顕在化するの、不透水斜面で段波モードから遡上モードへの移行が生じた後の時刻 $t=1.1-1.5$ s においてである。不透水斜面では先端部が急激に薄くなって斜面上方まで速やかに達するのに対して、透水斜面では、段波の先端部が透水層内

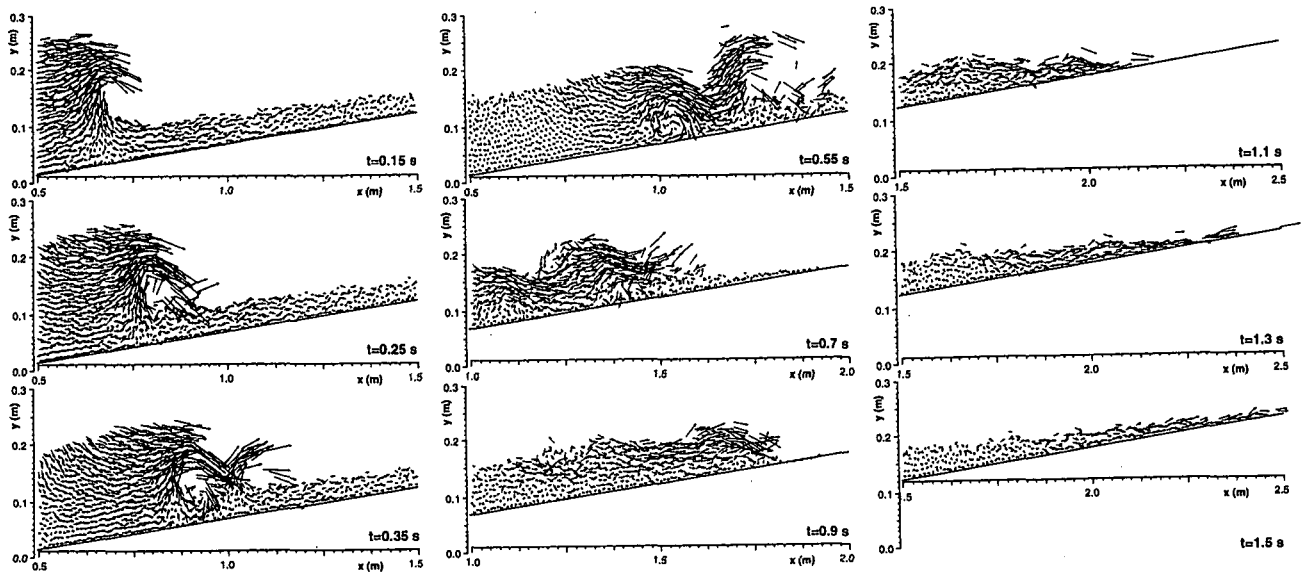


図-3 不透水斜面上の流速場

に突入して急激な波高減衰を生じており、いわゆる遡上モードへの移行は生じない。

次に、透水斜面・不透水斜面の相違について、流速ベクトル図（図-3,4）を比較して詳細に述べる。まず、時刻 $t=0.15$ sには波峰からジェットの放出が開始されるが、不透水斜面の場合には波の前面は比較的滑らかであるのに対して、透水斜面では主波峰の前面直下に上昇水塊が見られる。さらに、主波峰前面の水深は透水層からの給水効果により透水斜面の場合には不透水斜面より増大している。時刻 $t=0.15$ sに見られた主波峰前面水深の増大と上昇水塊の存在は、主波峰から放出され落下するジェットの着水地点を上昇させ（時刻 $t=0.25$ s参照）、その結果、透水斜面上における飛沫の発生は不透水斜面上よりも顕著となっている（時刻 $t=0.35$ s参照）。その一方で、時刻 $t=0.35, 0.55$ sにおいて不透水斜面上で顕在化した大規模水平渦は、透水斜面では不明瞭となっている。不透水斜面では、斜面に衝突したジェットが斜面に沿う方向の流れを誘起するのに対して、透水斜面ではジェットの衝突エネルギーが透水層内の水塊の運動にも消費され、斜面方向への流れの加速効果が相対的に減少した結果、ボア状フロントの底面付近に逆流を生じされるには至らず、明瞭な水平渦が得られないものと推測される。

また、段波モード（時刻 $t=0.7$ s以降参照）において、顕著な下降流が生じる地点では、透水層内にも有意な下向き流速が生じており、斜面上を移動する水塊と透水層との相互干渉の存在が示されている。透水層内の流体は低速であるから、透水層内外での交換が生じることにより、波本体はエネルギーを損失し、減速される。不透水斜面上では遡上モードへの移行が生じる時刻 $t=1.1$ sになると、段波は透水層

内の水深のレベルに到達し、そのまま透水層に突入して、斜面を遡上することなく、透水層内で減速される。不透水斜面で見られた先端部の高速化は透水斜面では顕著には生じないことが分かる。

4. 結 語

本研究では、MPS法を用いて Navier-Stokes式をLagrange 的に離散化し、一様勾配の透水・不透水斜面上での碎波・遡上過程に関して計算力学的観点から検討した。MPS法は、ジェットの放出・着水の反復とそれの誘起されたフロント部の大規模な渦運動の存在は勿論、ジェットの着水に伴う飛沫の発生など従来の数値解析では困難であった事象についても一定の再現性を有しており、計算から得られる詳細な流速場の情報から、斜面の透水性が碎波・遡上過程に及ぼす影響についての考察を行った。

謝辞：なお、本研究の遂行に際して、MPS法の開発・提唱者である東京大学助教授・越塚誠一博士より計算技術面での多くの有益なる御助言を賜ったことを付記して、謝意を表する。

付録 一様水深での計算例

MPS法の信頼性を確認する目的で、一様水深での波動の伝播過程を計算した。水路長を2.7 mに設定し、沖波波高0.1 m、沖波波長1.56 m、周期1.0 sで、沖側造波板をクノイド波形に従って移動させたところ、一定の波速で伝播するクノイド波が再現された。水表面の粒子（MPS法により推定された水面形）とクノイド波の解析解の対応および粒子速度の

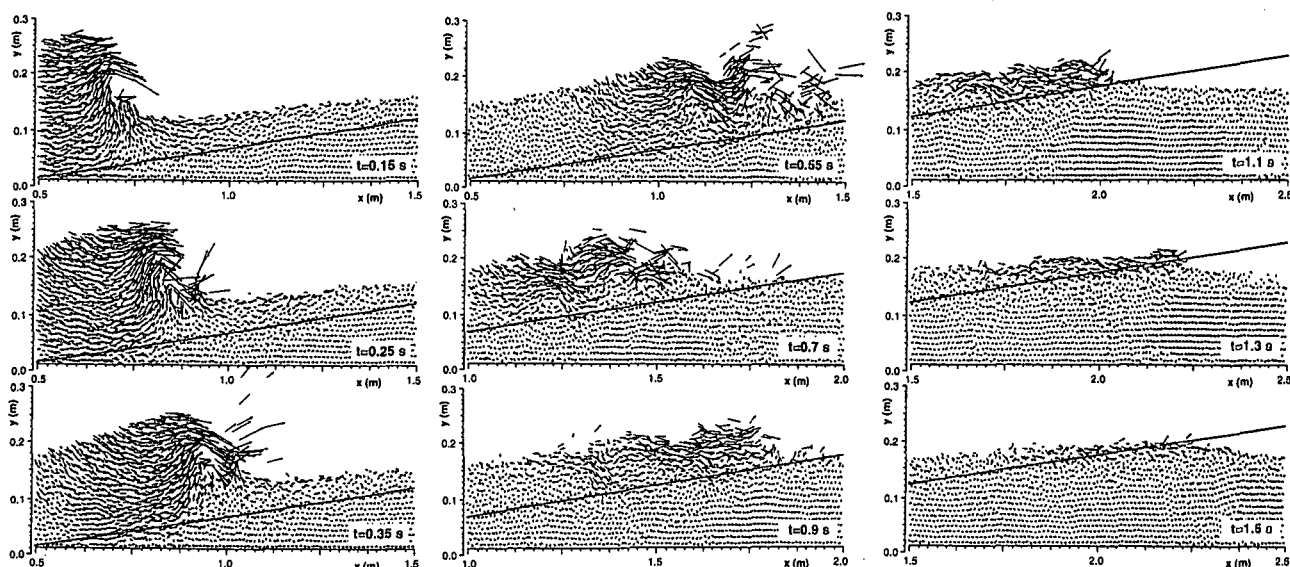


図-4 透水斜面上の流速場

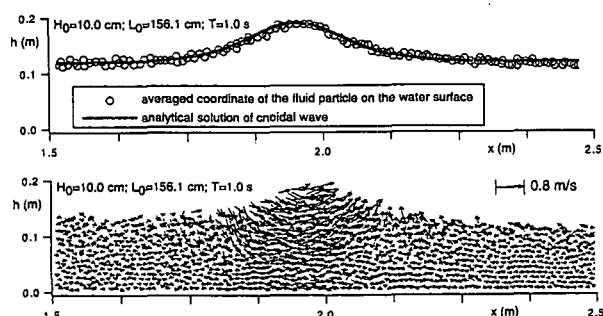


図-5 一様水深での計算例

空間分布の一例を図-5 に示す。少なくとも一様水深では、MPS 法と解析解の対応は良好である。

参考文献

- 1) Sakai, T., Mizutani, T., Tanaka, H. and Tada, Y.: Vortex formation in plunging breaker, *Proc. 20th ICCE*, pp. 711-723, 1986.
- 2) 滝川 清, 山田文彦, 有元光久, 田淵幹修: 斜面上の砕波変形過程の内部特性とその数値解析, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.61-65, 1991.
- 3) Hirt, C. and Nichols, B. D.: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Jour. Comput. Phys.* 39, pp.201-225, 1981.
- 4) 米山 望, 守屋祥一: VOF法を用いた自由液面の数値解析手法, 水工学論文集, 第39巻, pp.373-378, 1995.
- 5) 榊山 勉, 今井澄雄: 消波護岸の越波に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.696-670, 1996.
- 6) M. A. Hamzah, 間瀬 肇, 高山知司: 孤立波の遡上と海岸堤防への波力に関するダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.176-180, 1998.
- 7) 渡部靖憲, 佐伯 浩: 砕波帯内の流速場のダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.71-75, 1996.
- 8) 後藤仁志, 酒井哲郎, 沖 和哉, 芝原知樹: 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.181-185, 1998.
- 9) Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y.: A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 4, No. 1, pp.29-46, 1995.
- 10) Kobayashi, N. and Wurjuanto, A.: Numerical model for wave on rough permeable slope, *J. of Coastal Research*, Special Issue No. 7, pp. 149-166, 1990.
- 11) 出口一郎, 森脇 清: 透水斜面上への遡上波の解析, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.136-140, 1996.
- 12) 越塚誠一: 数値流体力学, インテリジェントエンジニアリングシリーズ, 培風館, p223, 1997.
- 13) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp.421-434, 1996.
- 14) 清水義彦, 辻本哲郎, 中川博次, 北村忠紀: 直立性植生層を伴う流れ場の構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第438号/II-17, pp. 31-40, 1991.

(1999.4.19受付)