

粒子法による巻き波型碎波を伴う斜面遡上過程の 数値シミュレーション

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・沖 和哉***・芝原 知樹****

1. 緒 言

碎波帯内では急激かつ複雑な変化を伴う流速場が形成され, 例えば漂砂については, 大量の土砂移動を伴って汀線変化に大きく影響するシートフロー状の流動が卓越するなど, 流速場とリンクした活発な物質輸送が生じている。碎波帯内の流速場に関しては内部機構の解明の重要性は早くから認識され, 碎波によって底面付近に誘起される大規模渦の特性を焦点に計測面の努力が行われてきた。既往の研究の中には, 碎波帯内乱流場の LDV による計測 (例えば, Okayasu ら, 1988) や仲座ら (1997) による超小型プロベラ流速計を用いた気泡混入領域 (LDV でも測定が困難な領域) の流速測定など, 流速場の内部機構の解明に不可欠な計測事例も見られるが, 現状ではデーターの集積が少なく, 流速場に関する知見も必ずしも充分ではない。

一方, 数値解析の立場から碎波過程の流速場の構造に迫ろうとする試みも, 上述の実験的アプローチとともに続けられてきた。著者の一人 (Sakai ら, 1986) 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 (1991) 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。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 and Nichols, 1981) は, この問題点について一定の改善を施した手法であり, 近年, 水工学上の諸問題にも適用が進められつつある (例えば, 米山・守屋, 1995; 榊山・今井, 1996)。さらに最近, 渡部・佐伯 (1996) 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。

これらの手法は何れも, 空間に固定された計算格子を用いる 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。例えば, 碎波の解析については, 碎波以後の激しい水面変化を伴う領域に予め格子を密に集中させれば, 高精度の計算が可能である。逆に言うと, 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こととなる。近年, 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。流体解析についても, Lagrange 的な手法により Navier-Stokes 式を離散化する方法が提案され, 粒子法と呼ばれている。本研究では, Koshizuka ら (1995) により提唱された MPS 法 (moving particle semi-implicit method) を用いて Navier-Stokes 式を Lagrange 的に離散化し, 一様勾配斜面上での碎波を伴う遡上過程の流速場に関して計算力学的観点から検討する。なお, 一様勾配斜面上の碎波形式の再現に関する MPS 法の有効性は, 野辺・越塚・岡 (1995) により既に示されているが, ここでは, 碎波から遡上に至る時間的変化を一貫して詳細に追跡する。

2. 粒子法の構成

2.1 粒子法の概要

非圧縮性流体の支配方程式は, 連続式と Navier-Stokes 式

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

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

で与えられる。ここに, $\mathbf{u}$: 流速ベクトル, p : 圧力, ρ : 流体の密度, $\mathbf{F}$: 外力ベクトル, ν : 渦動粘性係数である。ここでは, 上記の基礎式を Koshizuka ら (1995) の MPS 法に基づいて離散化する方法 (越塚, 1997) について説明する。

粒子 (流体素子) は均一 (全て同一の質量) であり, 粒子数と個々の粒子の質量には変化がないものとする。このとき, 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 ($\partial \rho / \partial t = 0$) は粒子

* 正 会 員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
** フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻
*** 正 会 員 工修 京都大学助手 工学研究科土木工学専攻
**** 学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻

数密度を一定値 n_0 に保つことにより満足される。さらに、質量保存 (連続式) は、総粒子数が一定で、個々の粒子の質量が変化しないという条件下では、自動的に満足される。

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) の各々について、粒子の持つ情報のみを用いた離散化が行われる。まず、移流項は粒子の移動の追跡を通じて自動的に計算される。MPS 法では、逐次更新される局所流速にしたがって粒子が移流されるので、通常の Euler 的な方法と異なり、複雑な手続きなしに移流項に起因する数値拡散の問題を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が、これに関しては後述する。

計算は、2 段階のプロセスから成る。第 1 段階では、粘性項と重力項を与えて粒子の速度 (流速) を求め、この流速に乗せた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。この段階は、陽的なプロセスである。

第 1 段階で更新された場では、質量保存 (粒子数密度が一定値 n_0 に一致すること) が満足されていないから、第 2 段階では、第 1 段階で考慮しなかった圧力項を考慮し、数密度で記述された質量保存則とともに用いることで誘導される圧力に関する時間ステップ k における Poisson 方程式

$$\nabla^2 p_{k+1} = \frac{\rho}{(\Delta t)^2} \frac{n_k^* - n_0}{n_0} \quad (3)$$

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、2 段階法の第 1 段階で仮流速場を求めて第 2 段階で圧力に関する Poisson 方程式を解いて流速場を修正するというもので、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。

2.2 勾配および Laplacian の離散化

前述のプロセスで圧力項と粘性項の計算では gradient と Laplacian の離散化が必要であった。まず、粒子 i の gradient は以下のように離散化される。

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i &= -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \\ &\times \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 D_0 : 次元数であり、 $w(r)$: 重み関数 (r : 粒子間距離) で Koshizuka and Oka (1996) に従い、

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

と与えた。この重み関数は当該粒子より距離 r_e 以上遠方にある粒子との間の重みを全てゼロに設定し、当該粒子と重み計算の対象粒子との距離が接近するにつれて急速に重みが増大する (粒子間距離ゼロで無限大) 特性を有している。

また、粒子数密度は、重み関数を用いて、

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

と定義する。

次に、Laplacian については、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する。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (8)$$

ここに係数 λ は、式 (7) 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 (7) 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 (7) の表式を用いると、粘性項は

$$\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (9)$$

と書ける。

以上のように、勾配、Laplacian とともに当該粒子の近傍粒子の情報のみで評価が可能な形式に離散化され、前述のアルゴリズムに従って粒子の移動が計算される。

2.3 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が、図-1 は、壁面の構成について模式的に示したものである。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を変数として与えて流体粒子とともに圧力の更新計算が施され、粒子数密度の計算も

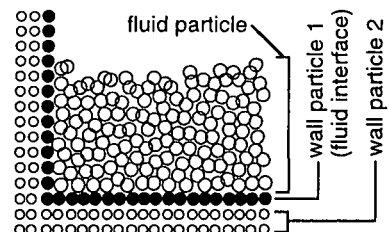


図-1 壁面境界条件

行われる。このようにすると、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、流体と接する粒子の外部に壁粒子を配置するのは、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するためであり、壁粒子群の厚みは、重み関数の閾値 r_e より大きく設定すれば充分である。なお、流体粒子と接することのない壁粒子では圧力の計算を行わない。

壁面の流速に関しては固定壁表層粒子の流速を適切に設定することにより任意の設定が可能であるが、ここでは近似的 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、

$$n_i^* < \beta \cdot n_0 \dots\dots\dots (10)$$

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。

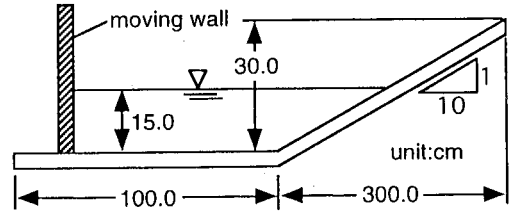


図-2 計算領域

3. 斜面上の砕波過程

図-2 に示す計算領域には、約 3200 個の粒子を配置し、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 9.0 cm, 周期 1.5 s で、斜面勾配 1/10 の一様斜面上の砕波・遡上過程を対象とした。なお、モデル定数については、Koshizuka and Oka (1996) による標準的推奨値: $r_e=2.1$ for gradient, $r_e=4.1$ for Laplacian, $\beta=0.97$ を用いた。

図-3, 4 に砕波・遡上過程における粒子(流体素子)の位置を、図-5, 6 に特に特徴的な挙動を示す時刻にお

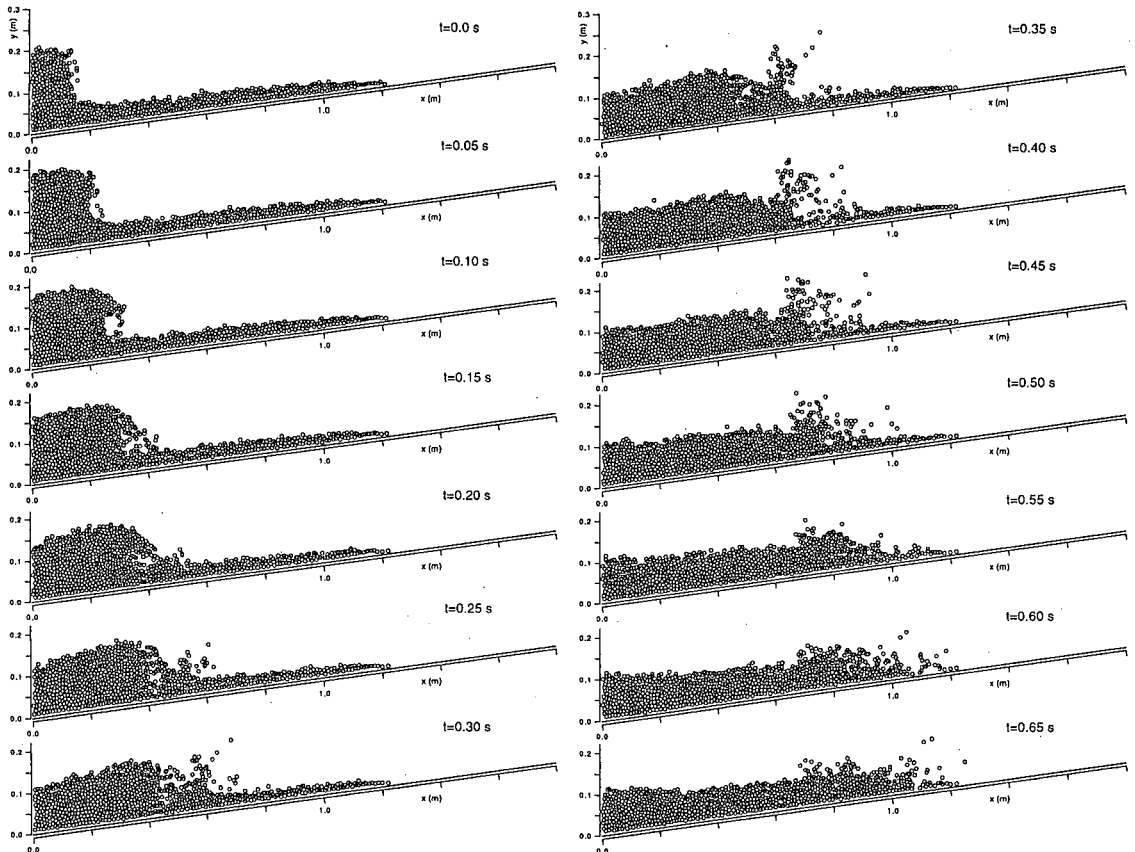


図-3 砕波・遡上過程のシミュレーション結果 (1)

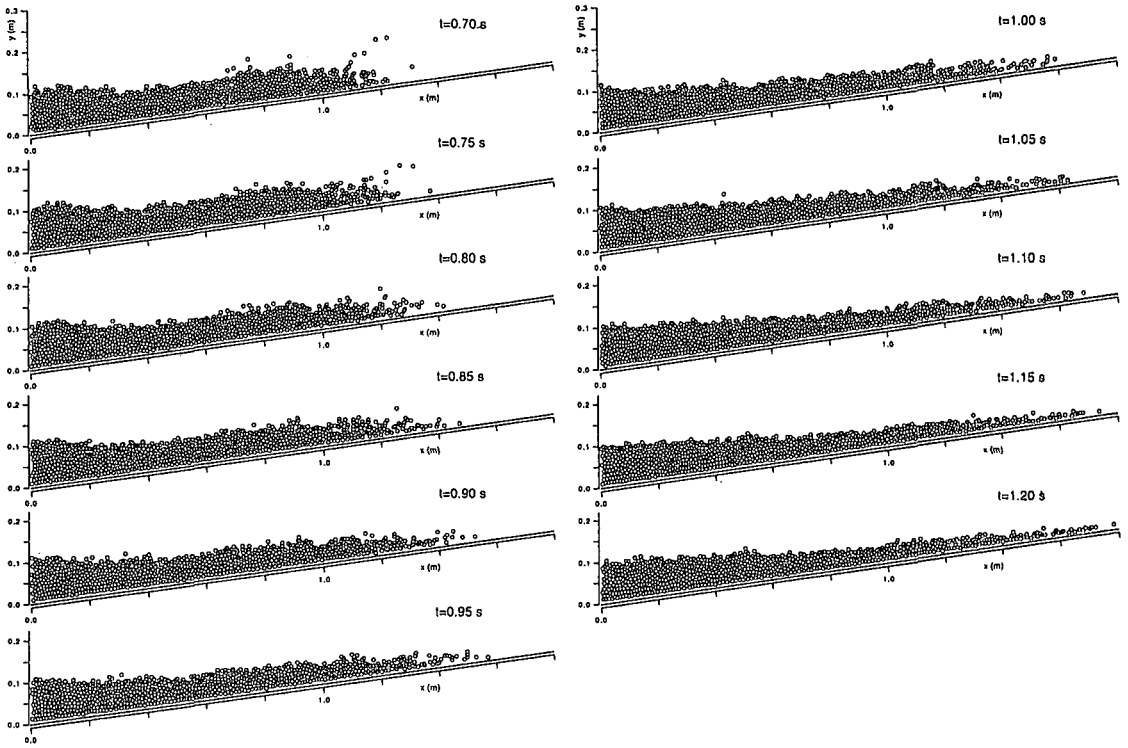


図-4 碎波・遡上過程のシミュレーション結果 (2)

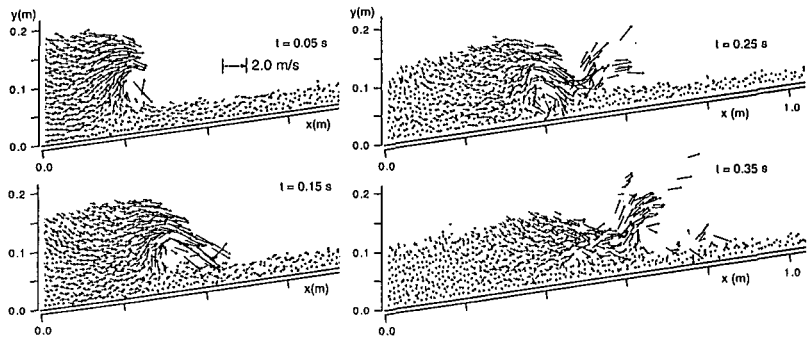


図-5 碎波・遡上過程の流速場 (1)

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放出が生じる瞬間を時刻 $t=0$ s として表示している。

時刻 $t=0.25$ s には、 $t=0.15$ s に発生するジェットの着水によって誘起された 2 次ジェットの放出が開始され、先端部が大きな上向きの速度を有していることが時刻 $t=0.35$ s の速度ベクトルからも分かる。また、ボア状フロントの底面付近には大規模な渦運動が生じている (時刻 $t=0.25$ s のベクトル図参照)。また、時刻 $t=0.25-0.5$ s の間には、 $t=0$ s に放出されたジェットの着水に伴う激しい衝撃に起因する飛沫を意味する流体素子

の大きな跳躍 (ジェット本体とは分離した流体素子の運動) が明瞭に現れている。さらに、時刻 $t=0.5-0.55$ s には $t=0.3$ s に放出された 2 次ジェットが着水し、やはりフロント底面付近に渦運動を誘起しつつ先端部に飛沫を上げている (時刻 $t=0.55$ s のベクトル図参照)。1 次ジェット着水時と比べると、2 次ジェットはジェットの規模、誘起する飛沫の飛高ともに小さく、ジェットの放出・着水の繰り返しによるエネルギー減衰が示唆される。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

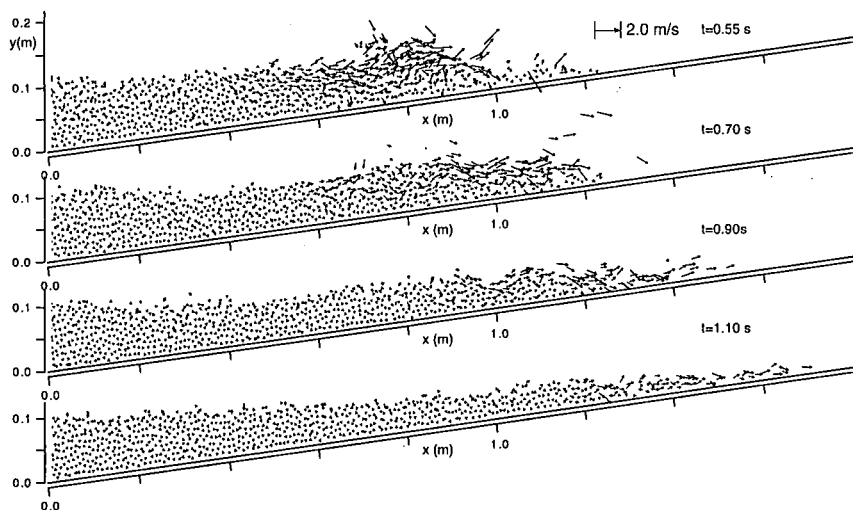


図-6 碎波・遡上過程の流速場 (2)

り、この傾向は時刻の増加とともに顕在化する。時刻 $t = 0.85$ 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 $t = 0.90$ s のベクトル図参照)。以上のように、本シミュレーションによると、段波モードから bore collapses を経て遡上モードに至る一連の過程における流速場について、従来の研究を通じて指摘されてきた特性を、少なくとも定性的には再現することが可能であることが示された。

4. 結 語

本研究では、Koshizuka ら (1995) により提唱された MPS 法を用いて Navier-Stokes 式を Lagrange 的に離散化し、一様勾配斜面上での碎波を伴う遡上過程の流速場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を明瞭に再現することが可能なこと、さらに、ジェットの着水に伴う激しい衝撃に起因する飛沫の発生など従来の数値解析では再現が困難であった事象についても一定の適用性を有していることが確認された。

以上のように、MPS 法は、段波モードから bore collapses を経て遡上モードに至る一連の過程における流速場の解析に極めて有用なツールであることが明らかとなったが、今後は、碎波に伴う混入気泡の存在も考慮できる気液二相流的取り扱いについても検討を進めたい。

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。

参 考 文 献

- 榊山 勉, 今井澄雄 (1996): 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. 696-700.
- 越塚誠 (1997): 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, p. 223.
- 滝川 清, 山田文彦, 有元光久, 田淵幹修 (1991): 斜面上の碎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.
- 仲座栄三, 津嘉山正光, 川満康智, 吉田 忍 (1997): 巻き波型碎波に伴う流速場と底質の浮遊に関する研究, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 131-135.
- 野辺 厚, 越塚誠一, 岡 芳明 (1995): 粒子法を用いた海岸での碎波の数値解析, 第 9 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp. 379-380.
- 米山 望, 守屋祥一 (1995): 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.
- 渡部靖憲, 佐伯 浩 (1996): 碎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.
- Okayasu, A., Shibayama, T. and Horikawa, K. (1988): Vertical variation of undertow in surf zone, Proc. 21st ICCE, pp. 478-491.
- Hirt, C. and Nichols, B. D. (1981): Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, Jour. Comput. Phys. 39, pp. 201-225.
- Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, Computational Fluid Dynamics J., Vol. 4, No. 1, pp. 29-46.
- Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Engineering, Vol. 123, pp. 421-434.
- Sakai, T., Mizutani, T., Tanaka, H. and Tada, Y. (1986): Vortex formation in plunging breaker, Proc. 20th ICCE, pp. 711-723.