

碎波帯内の底質移動に対する拡張二相流モデルの適用

本田隆英¹・佐藤慎司²

港内堆砂や構造物設置にともなう海浜変形などの予測において, 碎波帯内の漂砂量推定は特に重要となる。一方で, 碎波による乱れや渦運動の複雑性により, 碎波帯内の底質移動機構の把握や漂砂量の推定は極めて困難である。本研究では底質移動と流体運動を同時に解析できる二相流モデルの適用範囲を初めて碎波帯まで拡張し, 碎波による渦拡散を適切に組み込むことで, 崩れ碎波および巻き碎波による底質浮遊現象の数値モデルを構築した。拡張二相流モデルにより碎波帯内の流体運動を高い精度で計算し, 碎波形式による底質巻き上げ分布の違いまで再現できることを示した。

1. はじめに

碎波帯内では, 碎波による乱れや三次元大規模渦が発達し, 流体運動は複雑な様相を呈する。これにともなう底質は碎波帯外に比べて高く舞上がって岸沖漂砂量が増大し, 碎波点付近ではバーの発達や移動などの地形変化が活発になる。このため, 港内堆砂や構造物設置にともなう海浜変形などの予測では, 碎波帯内の漂砂量推定が特に重要となる。また, 碎波帯内の底質移動は, 波浪条件や地形条件に応じて, シートフロー, 浮遊移動, 掃流移動のすべての形態が現れる。

このように碎波帯内における流体運動および底質移動の現象は非常に複雑であるため, 碎波帯内の底質移動機構の把握や漂砂量の推定は極めて困難である。これらを取り扱った研究は従来から精力的に行われており, 主なものに以下が挙げられる。Dibajnia・渡辺 (1991) は, 流れの運動エネルギーがシートフロー層内の渦を介して底質に伝達されて底質が舞上がると仮定し, シートフロー漂砂量算定式を導出した。これにはさまざまな改良が加えられ, 現段階では, 波の非対称度・前傾化, 定常流が重合する流れ場, 砂連場, 混合粒径底質などのケースにも適用可能となっている (例えば; 小林ら, 2003)。片山・合田 (2002) は浮遊砂濃度が波エネルギー減衰率に比例するとして導かれた断面二次元マイクロモデルに移流・拡散過程を考慮して 2DH モデルを構築し, 沿岸方向の海浜地形変化の再現を試みた。柴山・Jayaratne (2003) は, 底面基準点濃度と拡散係数を既往の実験結果を用いて検討し, 碎波帯内浮遊砂濃度推定の総合的な評価式を提案した。鈴木ら (2004) は, 碎波帯内の流速場を碎波による乱れも考慮して三次元 LES により算出し, 局所性, 間欠性を持つ三次元的な浮遊底質濃度分布を示した。

以上の研究では複雑な渦運動を含む碎波条件下で流体

運動と底質移動が別々に計算されており, 灘岡ら (1989) は流体運動と底質移動は相互干渉効果の強い非定常現象になることを指摘している。ここでは, 底質移動と流体運動を同時に解析できる二相流モデルを用い, 碎波帯内底質挙動の再現を目的とした。

2. 二相流モデルの拡張

(1) 二相流モデルの基礎式

二相流モデルは底質を連続体とみなし, 液相 (水) および固相 (砂) に対する連続式と運動方程式を立て, 流体運動と底質移動を同時かつ数理的に解くモデルである。

これまでに提案されている二相流モデル (例えば; Dong・Zhang, 2002) は仮定のしやすさや計算処理能力の観点から振動流場 (鉛直一次元) に限定して解析されていた。本田ら (2006) は基礎式中の移流項を無視しないなどの仮定を設けることで, 岸沖方向の流速変化を含めた波動流 (水平床上の進行波) に対する拡張二相流モデルを提案した。そして, 層流振動流境界層の理論解と比較し, 同モデルにより波による質量輸送まで再現できることが分かった。本田ら (2006) により岸沖方向に拡張された二相流モデルの基礎式を以下に示す。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial cu_s}{\partial x} + \frac{\partial cw_s}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial (1-c)u}{\partial x} + \frac{\partial (1-c)w}{\partial z} + \frac{\partial cu_s}{\partial x} + \frac{\partial cw_s}{\partial z} = 0 \dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho (1-c)u}{\partial t} + u \frac{\partial \rho (1-c)u}{\partial x} + w \frac{\partial \rho (1-c)u}{\partial z} \\ = -(1-c) \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial T_{xx}}{\partial z} - f_x \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho (1-c)w}{\partial t} + u \frac{\partial \rho (1-c)w}{\partial x} + w \frac{\partial \rho (1-c)w}{\partial z} \\ = -\rho (1-c)g - (1-c) \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial x} - f_z \dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_s cu_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial \rho_s cu_s}{\partial x} + w \frac{\partial \rho_s cu_s}{\partial z} = -c \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{xx}}{\partial x} + f_x \\ \dots (5) \end{aligned}$$

1 正会員 修(工) 大成建設(株)技術センター土木技術研究所
2 フェロー 工博 東京大学教授大学院工学系研究科社会基盤学専攻

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_s c w_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial \rho_s c w_s}{\partial x} + w \frac{\partial \rho_s c w_s}{\partial z} \\ &= - \left[1 - \frac{c}{c_{\max}} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_s} \right) \right] \rho_s g c - c \frac{\partial \rho}{\partial z} \\ &+ \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{zz}}{\partial z} + f_z \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 t は時間、 x は岸沖座標、 z は鉛直座標、 c は底質の体積率（濃度）、 $c_{\max}$ は底質の最大体積率、 u は水平流速、 w は鉛直流速、 p は水圧、 K_z は底質の鉛直拡散係数、 T は乱流応力テンソル、 f は固液相間の相互干渉力、 γ は粒子間応力テンソル、 ρ は密度、 g は重力加速度である。 u 、 w 、 ρ について添字のないものは液相を、添字 s は固相を示す。なお、 x は岸向きに、 z は鉛直上向きに正をとる。

底面境界層で発達する乱れによる底質の鉛直拡散係数 K_z には、次に示す灘岡ら (1989) のモデルを用いた。

$$K_z = (0.35l + 1.7d_{50})^2 \left| \frac{\partial u_m}{\partial z} \right| + 5\nu \dots \dots \dots (7)$$

$$l = \kappa \int_{-\infty}^z \frac{c_{\max} - c}{c_{\max}} dz, \quad u_m = (1-c)u + cu_s \dots \dots (8)$$

ここで、 d_{50} は底質の中央粒径、 ν は水の動粘性係数 ($=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$)、 κ はカルマン定数 ($=0.4$) である。 T_{xz} 、 f_x 、 f_z 、 γ_{xz} 、 γ_{zz} については本田ら (2006) のものをそのまま用いることにし、ここでは式の紹介を省略する。

(2) 圧力の取扱い

従来の二相流モデルの解析において、鉛直圧力勾配 $\partial p / \partial z$ は式 (4)、(5) から消去され、水平圧力勾配 $\partial p / \partial x$ は境界層理論による近似がなされていた。つまり、解析において圧力 p は解かない代わりに、計算領域は境界層理論が成立する底面境界層に限定されていた。ここでは計算領域に自由表面を含むため、鉛直圧力勾配 $\partial p / \partial z$ を消去せず、式 (1)–(6) を圧力 p も含めて直接解くこととした。

土中での流体運動を制限するため、本田ら (2006) と同様に、水平圧力勾配 $\partial p / \partial x$ は底質濃度 c に依存させる形で次式のように与えた。

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \left[1 - \left(\frac{c}{c_{\max}} \right)^4 \right] \left[\frac{\partial u_{in}}{\partial t} + u_{in} \frac{\partial u_{in}}{\partial x} \right] \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 u_{in} は境界層外縁での水平流速である。式 (9) は、底質濃度 c が最大値 $c_{\max}$ をとる土中で $\partial p / \partial x = 0$ となり、底質と流体は動かないようにモデル化されている。一様勾配斜面に対しても、このモデル化をそのまま適用した。

(3) 自由表面の取扱い

自由表面の取扱いには、汎用性が高く比較的複雑な表面形に対応できる VOF 法を用いた。VOF 法では、グ

リッド要素中に流体が占める割合を F とし、 F に関する移流方程式を解くことで、自由表面の運動を表す。二相流モデルでは底質（固相）を連続体とみなすため、ここではグリッド要素中に流体と底質が占める割合を F と再定義した。すなわち、グリッド要素で流体の占める割合は $F \cdot (1-c)$ 、底質の占める割合は $F \cdot c$ で表される。

(4) 碎波による拡散係数の導入

式 (7) で示した底質の鉛直拡散係数は、底面から受ける拡散のみを表したものである。碎波による乱れ大規模渦が発達する碎波帯内では、碎波による拡散も考慮する必要がある。

安田ら (1991) は、碎波帯における現地波浪の測定結果に基づき、次式に示す碎波による拡散係数 K_b の定式化を行った。

$$\frac{K_b}{h\sqrt{gh}} = -0.077 + 0.018\gamma T\sqrt{g/h} \dots \dots \dots (10)$$

ここで、 h は水深、 γ は碎波点での波高水深比、 T は周期である。また、岡安ら (1987) は、入射波によらず一周期平均渦動粘性係数は底面を原点とする鉛直座標の一次関数として近似できるとした。このとき底面位置は、Ribberink ら (1994) は振動流漂砂量実験からシートフロア層と浮遊砂層の境界が $c/c_{\max} = 0.06$ 付近としていることから、 $c/c_{\max} = 0.06$ となる鉛直位置で 0、静水位で式 (10) による K_b の値を持つように、碎波による拡散係数を算出した。

碎波による拡散係数 K_b を式 (1) 中の水平拡散係数 K_x に代入し、さらに K_b を式 (7) で表される底面境界層内での鉛直拡散係数 K_z に付加して底質移動を解析した。

(5) 数値解法

基礎式の時間方向の離散化はオイラー法を基本とし、連続式と運動方程式の連成には、圧力項を陰的に評価する SMAC 法を採用した。移流項以外の空間方向の離散化には二次精度の中心差分、線形補間および面積補間を用いた。移流項の空間方向の離散化には、一次精度風上差分を用いた。

3. 拡張二相流モデルによる計算結果

(1) 計算条件

計算領域を図-1に示す。底面勾配は $\tan \beta = 1/30$ で、 $x = 1.2 \text{ m}$ から岸側は水平床となっており、入射位置 ($x = 0.0 \text{ m}$) での水深は 5 cm 、水平床部の水深は 1 cm である。入射波には第一次近似クノイド波を用い、崩れ碎波と巻き碎波が得られるよう入射波条件を表-1のように設定した。碎波前後の水理諸量や漂砂量を比較するため、予想碎波点が $x = 0.9 \text{ m}$ 付近であることを考慮し、P1、P2、P3 を図-1のように設定した。底質には、粒径

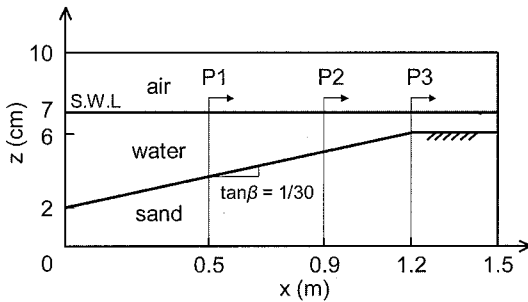


図-1 計算領域

$d_{50}=0.3$ mm, 比重 $s=2.65$ の均一粒径砂を用いた。岸側境界は Sommerfeld の放射境界とした。計算格子間隔は $\Delta x=1.0$ cm, $\Delta z=0.1$ cm, $\Delta t=2.5 \times 10^{-5}$ s とし、計算時間は岸側境界からの反射波を考慮して $t=7.0$ s とした。

底質濃度 c の初期鉛直分布は、数値計算の安定性を考慮し tanh 型関数を用いて以下のように与えた。

$$c(z) = c_{\max}/2 \cdot \tanh\{A \cdot (-z) + 1\} \dots \dots \dots (11)$$

A は底質濃度の鉛直分布の傾きを表し、ここでは $A=480$ (cm^{-1}) を用いた。 $c_{\max}$ は最大底質濃度で、ここでは $c_{\max}=0.62$ とした。

(2) 流体運動に対する CADMAS-SURF との比較

流体運動に対する Navier-Stokes 式を直接かつ数理的に解析するツールに CADMAS-SURF が挙げられる。これに底質濃度を考慮した保存則・運動方程式を付加すれば、ここで提案する拡張二相流モデルと一致する。拡張二相流モデルの再現性および妥当性を検討するため、まずは流体運動について CADMAS-SURF による結果との比較を行う。

Case_sp に対する P1, P2, P3 での時系列水位を図-2 に示す。砕波前の P1 では、明瞭なクノイド波形が得られており、拡張二相流モデルによる水位は CADMAS-SURF の結果をかなりよく再現している。ただし、砕波点付近 P2 から遡上域 P3 では、拡張二相流モデルは水位振幅および水位波形をよく再現できているものの、位相の遅れが見られる。Case_pl においても同様の結果が得られている。位相が遅れた原因として、CADMAS-SURF では底面を固定床スリップ境界としているのに対し、拡張二相流モデルは底面から受ける底質拡散により底面境界層が十分に発達し、境界層内で波エネルギーが減衰するためである。このエネルギー減衰の影響は、水深が浅くなる遡上帯で顕著に現れる。この他に、拡張二相流モデルで砕波の再現が不十分であることも原因のひとつと考えられる。

砕波前後の水面波形を図-3 に示す。図-2 で拡張二相

表-1 入射波条件

Case	Case_sp	Case_pl
入射波高 H_{in} (cm)	1.0	1.0
入射波周期 T (s)	1.0	2.0
換算沖波波高 H'_0 (cm)	0.90	0.57
イリバーレン数 ζ_0	0.44	1.09
砕波形式	崩れ砕波	巻き砕波

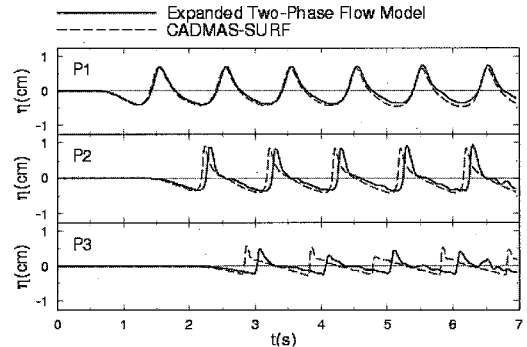


図-2 時系列水位 (Case_sp)

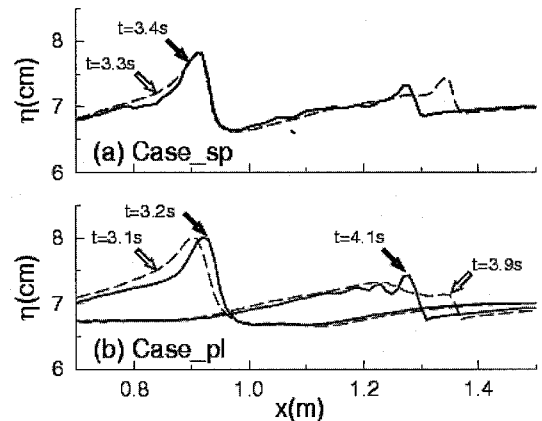


図-3 砕波の再現 (凡例は図-2 と同じ)

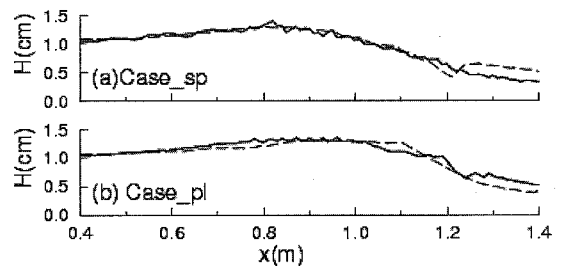


図-4 波高分布 (凡例は図-2 と同じ)

流モデルに位相の遅れが確認されたので、図-3 では両モデルで波の位相を合わせて表示している。Case_sp では、両モデルとも波面を維持したまま波が減衰する崩れ砕波が再現されている。一方 Case_pl では、拡張二相流モデルは波の巻き込みの再現性が低いものの、砕波前の

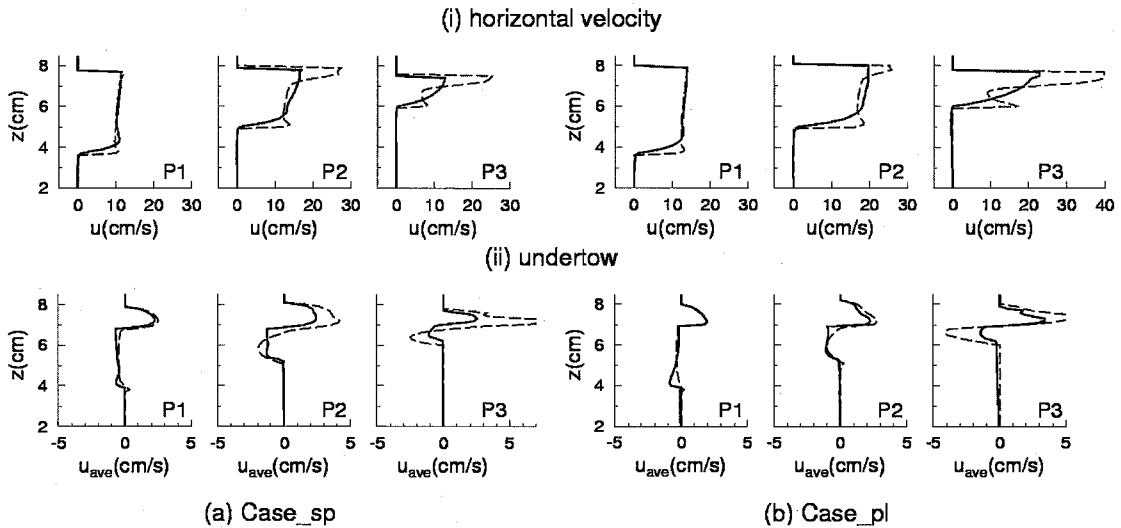


図-5 水粒子水平流速および戻り流れの鉛直分布 (凡例は図-2 と同じ)

波の前傾化および砕波後の波高減衰の様子 (図-4 参照) が良好に再現できている。

図-5 に、第 1 波目で最高水位が発生する時刻の水平流速と、戻り流れの鉛直分布を示す。拡張二相流モデルでは CADMAS-SURF に比べて底面境界層が発達し、底面近傍で流速が減衰して流速鉛直勾配が緩やかになっている。砕波点付近 P2 や遡上域 P3 では砕波の影響を受け、拡張二相流モデルで得られる水表面水平流速は CADMAS-SURF より過小評価となっている。砕波条件では、底質濃度を考慮した自由表面解析手法のモデル化に課題が残る。戻り流れについては、両ケースとも CADMAS-SURF と同程度の値が得られており、砕波後に有意な戻り流れが発生している。

(3) 浮遊砂濃度に対する実験結果との比較

Case_sp および Case_pl の底質移動特性を検討する前に、柴山・堀川 (1981) による実験結果を用いて、浮遊砂濃度の比較を行った。柴山・堀川 (1981) は室内規模の二次元水路に粒径 0.2 mm、比重 2.65 の豊浦標準砂を一様勾配 1/20 に敷き均し、周期 1.00 s、沖波波高 2.8 cm の波を入射させ、砕波点付近で 11.2 g/l の浮遊砂濃度を計測している (Case A-4)。拡張二相流モデルを用いて、Case A-4 と同じ条件で計算を実施した。砕波点付近における底質濃度の鉛直分布を図-6 に示す。このとき、底質濃度の最小値に $c=0.001$ を与えている。浮遊砂領域である $5\text{ cm} < z < 6\text{ cm}$ においては、実験結果と同程度の底質濃度が得られていることが確認できる。

(4) 漂砂特性

Case_sp および Case_pl の浮遊砂濃度分布を水面波形とともに図-7 に示す。同図より、巻き砕波形式である

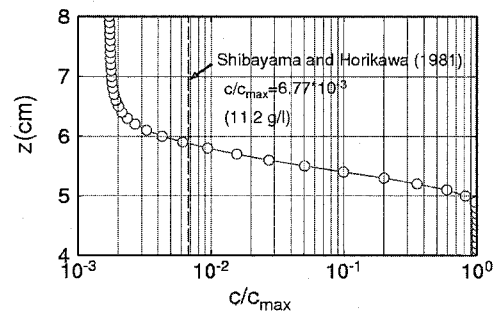


図-6 浮遊砂量の検討

Case_pl でより多量の底質が巻き上げられていることが分かる。Case_pl は Case_sp に比べて周期が長いので、式 (10) により砕波による拡散係数が大きくなる。巻き砕波では、砕波による拡散の影響を大きく受け、崩れ砕波に比べて多量の底質が巻き上げられることが再現された。ただし、砂面付近の濃度勾配により数値計算が不安定になり、定常状態の結果を得ることはできなかった。

次に、P1, P2, P3 における一周期平均した漂砂量フラックスの鉛直分布を図-8 に示す。砕波前の P1 では、漂砂量フラックスは主に底面付近のみで発生しているが、砕波点付近 P2 および砕波後 P3 では砕波による拡散の影響を大きく受けて漂砂フラックスの分布は中層にまで達する。また、漂砂量フラックスの鉛直分布は戻り流れ (図-5(ii)) の影響を大きく受け、特に漂砂量フラックスと戻り流れの鉛直分布の正負は良く対応している。次に、各点において Case ごとに比較すると、特に浮遊砂領域において Case_pl の漂砂量フラックスが冲向きに増

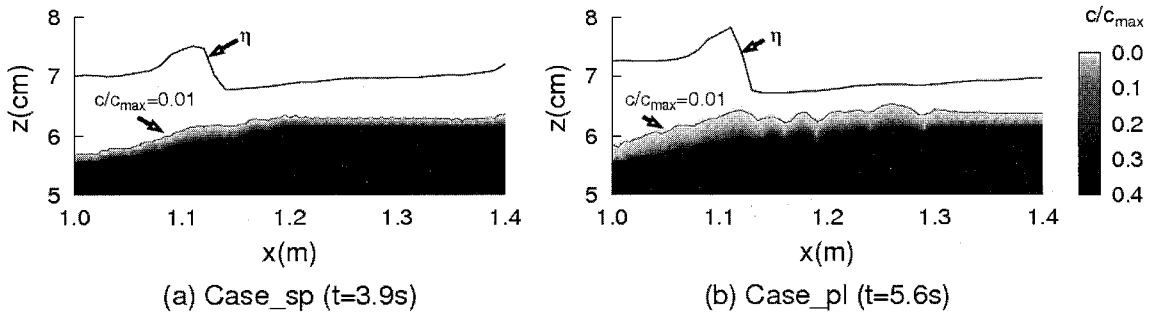


図-7 浮遊砂濃度分布 (2 波目)

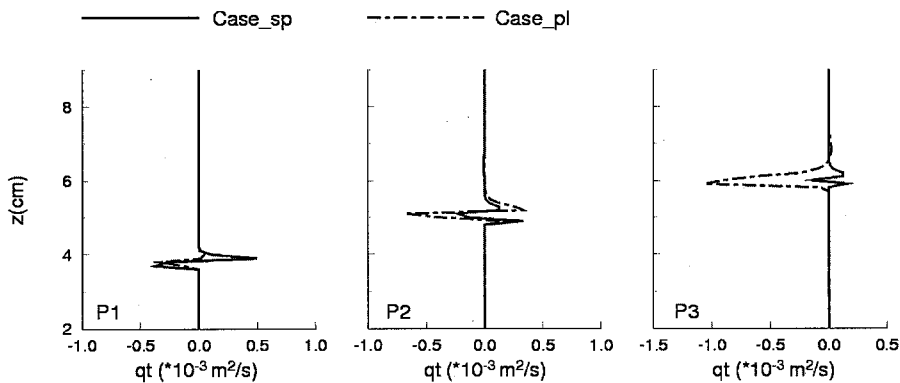


図-8 一周期平均鉛直漂砂量フラックス (2 波目)

加している。これは、図-7で示されたように巻き砕波の渦拡散の影響によって多量の底質が巻き上げられ、巻き上げられた底質が沖向きの戻り流れによって輸送されたためである。

4. おわりに

これまで底面境界層に限定して解析されていた二相流モデルに対して、SMAC法を用いて圧力を含めて解析し、自由表面境界にVOF法を導入することで、モデルの適用範囲を自由水面を含む砕波帯内まで初めて拡張した。

拡張二相流モデルにより砕波帯内の流体運動を良好な精度で再現できることを示した。また、砕波による拡散を考慮した拡張二相流モデルにより、砕波形式による底質巻き上げ分布の違いを再現できることが分かった。

砕波に対する自由表面モデルの改良、広範な入射波条件への適用が今後の課題である。

参 考 文 献

- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司(1987): 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海工講演集, pp. 31-35.
 片山裕之・合田良実(2002): 砕波巻き上げによる浮遊砂の輸送・

沈降過程に着目した地形変化の計算, 海講論文集, 第49巻, pp. 486-490.

小林 博・本田隆英・佐藤慎司・渡辺 晃・磯部雅彦・石井敏雅(2003): 波の前傾化と混合粒径底質の分級を考慮した3次元海浜変形シミュレーション, 土木学会論文集, No. 740/ II-64, pp. 157-169.

柴山知也・堀川清司(1981): 砕波による底質の浮遊と侵食型海浜の形成機構に関する研究, 第28回海工講演集, pp. 227-231.

柴山知也・M. P. R. Jayaratne(2003): 砕波帯内浮遊砂量の評価方法, 海講論文集, 第50巻, pp. 451-455.

鈴木崇之・岡安章夫・柴山知也(2004): 砕波による時空間的浮遊砂濃度変動の数値シミュレーション, 海講論文集, 第51巻, pp. 381-385.

灘岡和夫・八木 宏・山下さゆり(1989): 単相モデルによるシートフロー現象の解析, 海講論文集, 第36巻, pp. 259-263.

本田隆英・佐藤慎司・磯部雅彦(2006): 波による質量輸送がシートフロー漂砂量に及ぼす影響について, 土木学会論文集 B, Vol.62, No.1, pp. 139-149.

安田孝志・西尾保之・山本康裕(1991): 砕波帯における現地波浪の拡散係数について, 海講論文集, 第38巻, pp. 66-70.

Dibajnia, M.・渡辺 晃(1991): 非対称振動流によるシートフローの発生と漂砂量, 海講論文集, 第38巻, pp. 236-240.

Dong, P. and K. Zhang(2002): Intense near-bed sediment motions in waves and currents, Coastal Eng., Vol.45, pp. 75-87.

Ribberink, J. S., I. Katopodi, K. A. H. Ramadan, R. Koelewijn and S. Longo(1994): Sediment transport under (non)-linear waves and currents, Proc. 24th ICCE, pp. 2527-254.