

砕波帯における戻り流れのモデリングと 漂砂移動機構に関する一考察

田島芳満*・Ole Secher Madsen**

砕波帯周辺の漂砂移動量の算定に必要な水理特性として、非対称な底面軌道流速波形や Surface Roller の影響を考慮した戻り流れ、それに伴う底面剪断応力、さらに、砕波による乱れを考慮した渦動粘性係数などを、効率的にかつ精度良く予測するモデルを構築した。モデルを移動床実験条件に適用してその妥当性を検証し、さらにモデルによる計算結果を物理的なメカニズムに基づく漂砂量算定式に適用した。最後に、漂砂量を岸沖方向の漂砂移動要因ごとに分離して成分比較を行ったところ、縦断平衡地形上では、波による岸向き漂砂と戻り流れや海底勾配に伴う沖向き漂砂が相殺し、正味の漂砂量がほぼゼロとなることが確かめられた。

1. はじめに

沿岸域における岸沖方向の漂砂移動特性を、来襲波浪条件や底質条件に応じて適切に予測することは、人工海浜などの養浜縦断地形を設計する上でとても重要である。漂砂移動が卓越する砕波帯周辺では、様々な物理現象に伴う岸沖双方の漂砂移動が混在している。たとえば、波の非線形性の影響による非対称な流速波形は岸向きの掃流移動を促し、一方で、底面で砂漣が発達した条件や砕波による乱れが卓越した砕波帯周辺では浮遊砂濃度が顕著になり、戻り流れなどの平均流によって沖向きの浮遊移動量が卓越する (佐藤・堀川, 1984)。

本研究では、著者らが構築した砕波帯周辺の波浪場、Surface Roller (以下 SR と略称する)、戻り流れの水理モデルを実験条件に適用し、底面粗度や SR が底面剪断応力におよぼす影響について検証する。さらに、モデルによる予測値を漂砂量算定モデルに適用し、岸沖方向の漂砂移動要因ごとに成分を分離して相互比較することにより、岸沖方向の漂砂移動特性について考察を加える。

2. モデルの概要

著者ら (田島・Madsen, 2005) が構築した砕波帯周辺の水理特性を算定するモデルは、波浪場, SR, 戻り流れの 3 つのモデルに大別される。モデルは単純なエネルギー平衡方程式に基づいており、不規則波条件を含む任意の波浪条件や地形条件への適用が可能である。

(1) 波浪モデル

非線形性や海底勾配の影響を含んだ実際の進行波と同等のエネルギーフラックスをもつ線形波を“相当線形波”と定義し、砕波減衰を含む波浪変形を相当線形波の

諸量として線形波理論で算定する。非線形性や海底勾配による実際の波高および非対称な底面軌道流速波形は、Boussinesq 方程式を用いた非線形波浪場の数値実験結果から導出した換算式を用いて、相当線形波の沖波波形勾配、相対水深、および海底勾配の関数として算定する。さらに、砕波による波高減衰は、エネルギー減衰率 D_b として次式で定義する。

$$D_b = \frac{K_b}{h} C_g \max(E - E_r, 0) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 E : 波の平均エネルギー、 E_r : 砕波が再生する時の波エネルギー、 h : 平均水深、 C_g : 進行波の群速度である。減衰係数 K_b は、一様勾配斜面上を伝播する砕波の実験結果から海底勾配の関数として半経験的に導いたが、このとき、モデルによる砕波帯内の波浪エネルギーが実測値と一致するように工夫した。これは、砕波帯内のような浅海域では、非線形性の影響で実際の波高が相当線形波高よりも大きくなり、もし本モデルのような線形理論に基づく砕波モデルで波高の予測値と実測値を一致させるように K_b を定義すると、砕波帯内の実際の波エネルギーを過大評価してしまう可能性があるからである。

最後に、戻り流れモデルの入力条件となる波による岸沖方向の質量輸送量 q_{wx} や Radiation 応力 S_{xx} は、相当線形波の諸量を用いて次式で算定する。

$$q_{wx} = \int_{\frac{h}{2}}^{\frac{h+\eta}{2}} \bar{u} dz = \frac{E}{\rho C} \cos \theta \dots\dots\dots (2)$$

$$S_{xx} = \frac{E}{2} \left[\left(1 + \cos^2 \theta \right) \frac{2kh}{\sinh 2kh} + \cos^2 \theta \right] \dots\dots (3)$$

ここで $\bar{u}$: x 軸方向の波による軌道流速、 ρ : 流体密度、 θ : 波の進行方向と x 軸とのなす角、 C : 波速、 η : 平均水位からの水位変動量、 k : 波数、 z : 底面を基点とした鉛直上向きの座標である。

* 正会員 Ph.D. 五洋建設(株) 技術研究所
** Sc.D. Professor, R.M. Parsons Laboratory,
Massachusetts Institute of Technology

(2) Surface Roller (SR) モデル

SR のエネルギー E_{sr} を SR の断面積 S_{sr} と波速 C 、波の周期 T を用いて

$$E_{sr} = \frac{\rho S_{sr} C^2}{2L} = \frac{\rho S_{sr} C}{2T} \quad (4)$$

で定義し、碎波帯内で生成・消失する E_{sr} の分布を上述の碎波減衰モデルと同様の仮定に基づくエネルギー平衡方程式で算定する。SR のエネルギー減衰係数 K_{sr} は SR の消失のメカニズムが碎波によるそれと同等であると考えて $K_{sr} = K_b$ とした。また波浪モデルと同様に、SR による質量輸送量 q_{sr} や応力 R_{xx} は SR エネルギー E_{sr} の関数として次式で定義する。

$$q_{sr} = \frac{S_{sr}}{T} \cos \theta = \frac{2E_{sr}}{\rho C} \cos \theta \quad (5)$$

$$R_{xx} = \frac{\rho S_{sr} C^2 \cos^2 \theta}{L} = 2E_{sr} \cos^2 \theta \quad (6)$$

式(2)、(3)および(5)、(6)に見られるように、戻り流れモデルの入力条件となるこれらの諸量は全て波浪及び SR の平均エネルギーの関数として与えられるので、不規則波条件においても、本モデルで平均エネルギーを算定することによって容易に適用できる。

(3) 戻り流れモデル

図-1 に戻り流れモデルの概要を示す。本モデルでは水深を波谷高さで分割し、常に水域となる波谷の下側で戻り流れの鉛直分布を算定する。モデルは沿岸海浜流などの準3次元の流況場の算定にも適用可能であるが(Tajima, 2004)、ここでは断面二次元条件としてモデルの概要を示す。

a) 支配方程式

波谷下側における戻り流れの鉛直分布 $U(z)$ は次の平均剪断応力式で算定する。

$$\rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} = \tau_c \approx \tau_{cbx} + \frac{\tau_{csx} - \tau_{cbx}}{h_{tr}} z \quad (7)$$

ここで、 ν_t : 渦動粘性係数、 h_{tr} : 波谷高さである。水平剪断応力の鉛直分布 τ_c は水深方向に直線的に変化すると仮定し、その分布を底面および波谷における水平剪断応力 τ_{cbx} および τ_{csx} を用いて表す。この剪断応力の直線近似は、長波近似条件下で平均流の移流による応力項が他の応力項に比べて無視できる場合には真であり、碎波帯内のような浅海域での戻り流れモデルには妥当な仮定であると考えられる。式(7)に後述の渦動粘性モデルを導入し、戻り流れの鉛直方向分布 $U(z)$ は解析解として導かれる。

b) 渦動粘性モデル

底面剪断応力が水深方向に一樣に作用する通常の一様剪断流では、渦動粘性係数は底面における剪断流速 u_{*b} と底面からの距離 z に比例する形で定義される。し

かしながら、本モデルが対象とする戻り流れ場では、剪断応力が水深方向に大きな分布をもち、さらに、碎波による乱れによって余剰な渦動粘性が作用している。そこで本モデルでは、底面付近では底面剪断流速が、その上部の水域では碎波による乱れや波谷付近での剪断流速が渦動粘性に寄与していると考えて、渦動粘性係数を次式で定義した。

$$\nu_t = \max \left[\kappa u_{*cb} z, \kappa u_{*s} z \sqrt{\frac{z}{h_{tr}}} \right] \quad (8)$$

ここで右辺第一項は底面剪断流速による寄与分を、第二項は碎波や水中の剪断応力による寄与分をそれぞれ表したものであり、 u_{*s} は碎波の乱れによる剪断流速 u_{*B} と波谷における剪断応力 τ_{csx} を用いて次式で定義する。

$$u_{*s} = \sqrt{|\tau_{csx}| / \rho + u_{*B}^2}, \quad u_{*B} = M(D_b / \rho)^{1/3} \quad (9)$$

ここで u_{*B} の算定式は Battjes (1975) のモデルに倣ったものであり、係数 M をカルマン定数 ($\kappa = 0.4$) で与える。

c) 底面境界条件

式(7)の解析解を求める際の底面境界条件は、Madsen (1994) の波・流れ共存場における底面境界層モデルを用いて定義する。Madsen (1994) のモデルでは、波による底面軌道流速や、流れによる平均底面剪断応力 τ_{cbx} 、さらに、底面の相当粗度 k_N から、波による底面境界層厚 δ と、 $z = \delta$ における平均流速 U_δ が求められる。相当粗度 k_N は底質の中央粒径 D_{50} で与えられるが、底面に砂連やシートフローが形成されている場合には、実験結果などから経験的に算定した相当粗度 k_N を用いる。たとえば、シートフロー条件における底面の相当粗度 k_N は、該当地点における D_{50} と最大シールズ数 Ψ_m 、限界シールズ数 Ψ_{cr} を用いて次式で表される (Herrmann, 2004)。

$$k_N = 2D_{50} + 4.5(\Psi_m - \Psi_{cr}) \quad (10)$$

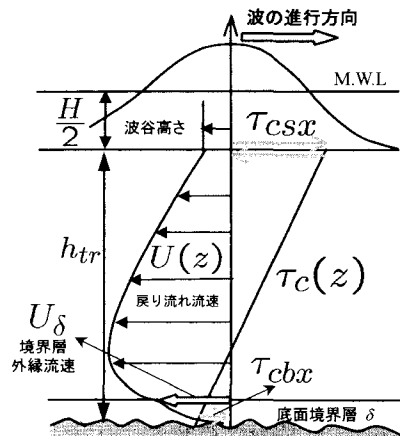


図-1 戻り流れモデルの概念図

d) 波谷および底面における平均剪断応力

波谷および海底面で作用する平均剪断応力 τ_{csx} , τ_{cbx} は, Reynolds 運動方程式をそれぞれ波谷の上側または全水深で鉛直方向に積分し, 周期平均をとることによって, 次式のように整理することができる.

$$\tau_{csx} = F_{shpx} + F_{swx} + F_{srz} + F_{scx} \quad (11)$$

$$\tau_{cbx} = F_{bhpx} + F_{bwx} + F_{srz} + F_{bcx} \quad (12)$$

ここで F_{shpx} および F_{bhpx} は平均水位の変化に伴う静水圧力項, F_{swx} および F_{bwx} は波の Radiation 応力の勾配に伴う応力項, F_{srz} は SR による応力項, そして, F_{scx} および F_{bcx} は平均流速成分に起因する応力項である. 式 (11) および (12) では剪断応力 τ_{csx} と τ_{cbx} の他に, 平均水位が未知変数となり, これら三つの変数を算定するためには, さらにあと一つの条件式が必要となる. この条件式は, 岸沖方向の質量保存則で定義する. すなわち, 戻り流れによる沖向きの線流量が波と SR による岸向きの質量輸送量と一致するとした次式が条件となる.

$$\int_0^h U dz = -q_{wx} - q_{srz} \quad (13)$$

上式左辺は $U(z)$ の解析解を用いて τ_{cbx} および τ_{csx} の関数として表される. 実際の数値モデルでは式 (11) で τ_{csx} を, 式 (12) で平均水位を, 式 (13) で τ_{cbx} をそれぞれ算定する. 戻り流れモデルの具体的な計算方法については田島・Madsen (2005) に詳しい.

3. 底面剪断応力に関する考察

ここでは, 一様勾配斜面 ($\tan \beta = 1/35$) に規則波を入射させた Cox・Kobayashi (1996) の実験条件を対象に, SR や底面粗度が底面剪断応力におよぼす影響について検証する. 実験値との比較によるモデルの妥当性の検証は田島・Madsen (2005) に詳しい. 図-2 に粗度 k_N を実験条件の $k_N = 1 \text{ mm}$ とした場合, $k_N = 0.1 \text{ mm}$ とした場合, さらに, $k_N = 1 \text{ mm}$ の条件で SR による応力 F_{srz} を無視した場合の 3 ケースについて, それぞれ算定した戻り流れ流速の鉛直分布を比較する. さらにこれらの 3 ケースに, 波谷における剪断応力 τ_{csx} も無視して, 戻り流れの鉛直分布が通常の平均流れの対数分布則に従うと仮定した場合を加えた合計 4 ケースについて, 底面剪断応力の計算値の岸沖分布を示す. また図-3 には, 同じ計算条件に対して算定した式 (11) 中の各応力項の岸沖分布を示す.

図に見られるように, 戻り流れの鉛直分布については, 粗度による違いがそれほど顕著ではないものの, 底面剪断応力については, 粗度を $1/10$ の $k_N = 0.1 \text{ mm}$ とすることによってピーク値が半減している. 以上より, 岸沖方向の底面剪断応力を精度良く算定するには, まず, 底面粗度を適切に評価する必要があることがわかる.

次に, SR による応力 F_{srz} を無視した場合の計算結果に着目すると, F_{srz} を無視することによって, 戻り流れの鉛直分布は砕波点付近で岸向きの傾きが大きくなり, 逆に汀線付近では岸向きの傾きが小さくなっていることがわかる. これは, 砕波点直後 (図-3, $X = -7 \text{ m}$) では SR の増大に伴い F_{srz} が沖向きに作用し, 逆に SR の消失が卓越する汀線付近では F_{srz} が岸向きに作用するためである. 結果として F_{srz} を無視した場合の底面剪断応力は, F_{srz} を考慮した場合のそれに比べて砕波点付近で大きく, 汀線付近で小さくなった. また τ_{csx} を無視し, 断面平均流速から通常の対数則を用いて底面剪断応力を算定した場合 (図-2 細破線) では, 特に砕波帯外で沖向きの底面剪断応力が過大評価された. これは, 砕波帯外では浅水変形に伴う波高の増大によって F_{swx} が沖向きに作用し, 結果として戻り流れの鉛直分布が沖側に傾き, 底面付近の平均流速が小さくなることによると考えられる. 以上より, 戻り流れに伴う底面剪断応力を正しく算定するためには, 底面粗度に加えて戻り流れの鉛直分布を適切に評価することが重要である.

4. 漂砂量算定モデルへの適用

本モデルによって算定した砕波帯周辺での水理特性を物理的メカニズムに基づく漂砂量式に適用する. さらに, 岸沖方向の漂砂の移動要因を特徴づける無次元パラメータを導入し, これらのパラメータごとに漂砂量を分割して, それぞれの成分の相互比較を試みる.

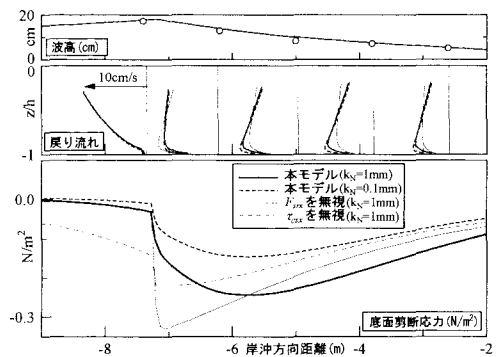


図-2 波高, 戻り流れ, および底面剪断応力の岸沖方向分布 (Cox・Kobayashi (1996) の実験)

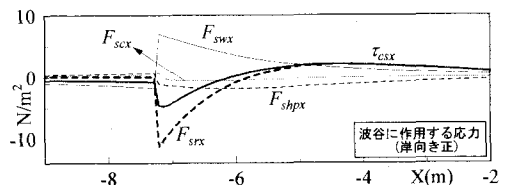


図-3 波谷上側での応力分布 (Cox・Kobayashi (1996) の実験)

(1) 漂砂量成分の分類

掃流砂量の算定には、次の底面勾配による影響を考慮した Madsen (1991) の掃流砂式を用いる。

$$q_{SB}(t) = \frac{8}{(\rho_s - \rho)g} \frac{(|\tau_b(t)|/\rho - \tau_{cr,\beta}/\rho)^{3/2}}{1 \pm \tan \beta / \tan \phi_m} \frac{\tau_b(t)}{|\tau_b(t)|} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 ρ_s : 底質粒子の密度、 β : 岸向き海底勾配、 $\tan \phi_m$: 底質粒子の動摩擦角、 $\tau_{cr,\beta}$: 海底勾配の影響を考慮した移動限界剪断応力である。底面剪断応力 $\tau_b(t)$ は波と流れによる剪断応力成分の和として次式で表す。

$$\tau_b(t) = \tau_{cbx} + \tau_w(t) = \tau_{cbx} + \tau_{wm}(\cos wt + \mu_{nl} \cos 2wt) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで τ_{wm} は波による底面剪断応力の振幅であり、既述した戻り流れモデルの底面境界条件で算定される。右辺の μ_{nl} は波の非線形性に伴う底面流速波形の非対称性を表すパラメータで、他に海底勾配、平均流による影響を表すパラメータ μ_b および μ_c とともに次式で定義する。

$$\begin{cases} \mu_{nl} = 2(u_c/U_b - 0.5) \\ \mu_b = \tan \beta / \tan \phi_m \\ \mu_c = |\tau_{cbx}| / \tau_{wm} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで u_c/U_b は、底面軌道流速波形の全振幅に対する岸向き流速振幅の比であり、正弦波条件では $u_c/U_b = 0.5$ となる。非線形波の u_c/U_b は田島・Madsen (2004) の算定式を用いて相当線形波の諸量から換算する。これらの微小パラメータを式 (14) に代入し、それぞれのパラメータについて摂動展開して 1 次オーダーの項を残すと、非対称波形、海底勾配、および戻り流れなどの平均流に伴う掃流漂砂移動量の成分はそれぞれ次式で定義できる。

$$\begin{pmatrix} q_{SB,nl} \\ q_{SB,\beta} \\ q_{SB,c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\mu_{nl} \\ -4.5\mu_b \\ 6\mu_c \end{pmatrix} \frac{1}{(\rho_s - \rho)g} \left(\frac{\tau_{wm}}{\rho} \right)^{3/2} \quad \dots\dots\dots (17)$$

上式はこれらのパラメータが微小なときのみ適用可能な漂砂量成分算定式であり、成分比較の目的には有効であるが、一般的な条件での平均全掃流砂量を求めるには、式 (14) を直接用いて数値的に算定すべきである。

一方、浮遊砂移動量は、浮遊砂濃度 C と平均流速 U の積を水深方向に積分した次式を用いて数値的に算定する。

$$q_{SS} = \int_0^h CU dz \quad \dots\dots\dots (18)$$

浮遊砂濃度は、次の鉛直一次元の拡散方程式で決定する。

$$K_z \frac{\partial C}{\partial z} = -w_f C \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 w_f は粒子の沈降速度であり、拡散係数 K_z は戻り流れモデルで用いた渦動粘性係数 ν_t をそのまま用いる。

式 (8) で定義した渦動粘性モデルを用い、底面における境界条件を与えることにより、浮遊砂濃度 C の鉛直分布が解析的に導かれる。最後に底面境界条件は、底面での平均浮遊砂濃度として与える。本研究では、Herrmann (2004) による定常流条件での底面高さ $z_r = 7D$ における浮遊砂濃度算定式、

$$C_b = 0.0022(|\tau_b(t)|/\tau_{cr} - 1)(|\tau_b(t)| \geq \tau_{cr}) \quad \dots\dots\dots (20)$$

を式 (15) を代入し、周期平均をとることによって波・流れ共存場での平均底面浮遊砂濃度を算定した。

(2) 移動床実験条件へのモデルの適用

モデルを Wang ら (2002) の移動床実験に適用し、モデルによる漂砂量成分の算定結果から岸沖方向の漂砂移動特性について考察する。Wang ら (2002) の実験では、移動床に中央粒径 $D_{50} = 0.15$ mm の珪砂を用い、有義波周期の異なる不規則波を入射させて崩れ砕波あるいは巻き砕波を発生させた 2 ケースの実験を行い、それぞれのケースで縦断平衡地形状態に達した時点で水位や流速、浮遊砂濃度などを計測している。底質の移動形態はシートフローと波形の滑らかな砂漣が混在しており、波高の実測値から算定したシールズ数は、砕波帯周辺のほぼ全域で砂漣からシートフローへの遷移域となった (Tajima, 2004)。そこで本研究では、底面粗度がシートフロー条件で与えられると考えて、底面の相当粗度を式 (10) で算定した。図-4 に崩れ砕波および巻き砕波の両条件について、それぞれ波高、戻り流れ流速、浮遊砂濃度の実測値とモデルによる計算値を比較し、さらに、モデルによる漂砂量成分の岸沖方向分布を比較した。漂砂量成分の比較では、浮遊砂濃度と戻り流れ流速の実測値から概算した浮遊砂移動量の実測値も一緒に示した。図に見られるように、モデルでは係数の合わせ込みを一切行っていないにも関わらず、崩れ砕波および巻き砕波の両ケースで砕波波高、戻り流れの鉛直方向分布、浮遊砂濃度が妥当に再現できている。特に巻き砕波条件 (図-4 右) における浮遊砂濃度の比較では、砕波点付近 (地点 2) での激しい乱れによって浮遊砂濃度が 0.1% 程度と周囲に比べて大きくなっているが、モデルはこの現象も妥当に再現できている。

岸沖方向漂砂量分布の比較を見ると、非対称波形に伴う岸向きの掃流砂成分 $q_{SB,nl}$ は砕波帯内外で卓越しているのに対して、戻り流れによる沖向きの掃流砂移動量 $q_{SB,c}$ や浮遊砂量 q_{SS} は主に砕波帯内のみで顕著である。これは図-2 に示したように砕波帯外では戻り流れの鉛直方向分布が沖向きに傾き、底面付近における沖向きの戻り流れ流速が小さくなることによると考えられる。これに対して、バー地形の沖側では海底勾配が大きくなり、海底勾配に伴う沖向きの掃流砂量 $q_{SB,\beta}$ が相対的に大きくなる。これらの漂砂量成分を移動方向別に足し合わせた

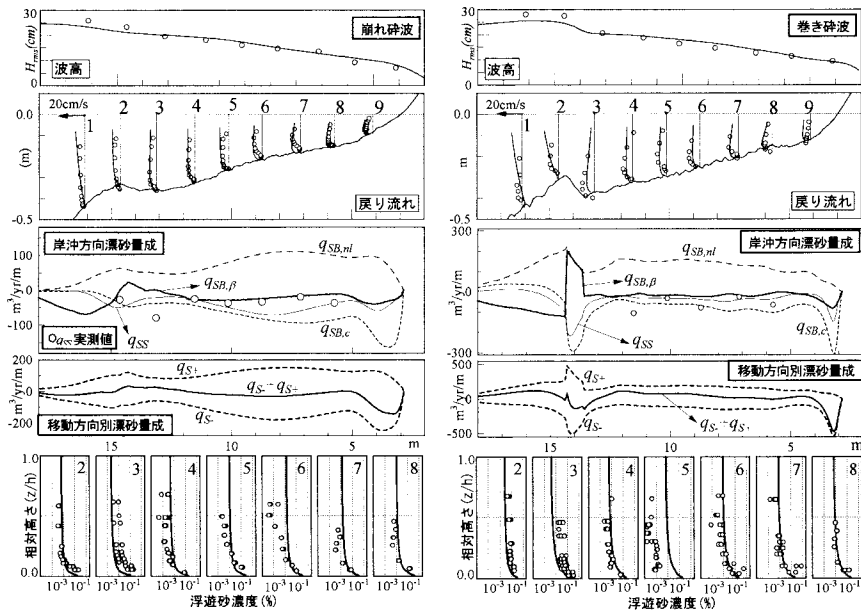


図-4 移動床実験における縦断平衡地形上での波高、戻り流れ、岸沖方向漂砂量成分および浮遊砂濃度の実測値 (Wangら, 2002) と本モデルによる計算値 (左: 崩れ砕波条件, 右: 巻き砕波条件)

岸沖両方向の総漂砂量 q_{S+} と q_{S-} は相殺し、汀線付近以外では両者の和である正味の漂砂量がゼロに近くなった。これは、縦断平衡地形状態となった実験結果を良く再現できている。ただし本モデルでは、遡上による影響を考慮できておらず、汀線付近における岸沖方向漂砂移動量の収支の算定精度については今後の課題である。

以上より、岸沖方向の漂砂移動量を正しく算定するためには、鉛直方向分布を含めた戻り流れ分布の算定が重要であることがわかった。さらに、特に砕波帯外では底面勾配による漂砂量成分も他の成分と同程度重要であり、縦断平衡地形を特徴づける重要なファクターとなることが分かった。

5. おわりに

波の非線形性に伴う非対象波形や戻り流れの鉛直方向分布を考慮した漂砂量モデルを用いて、縦断平衡地形上における岸沖方向漂砂の移動特性について検証した。戻り流れの鉛直分布や海底勾配、波の非線形性に伴う非対称な流速波形は、縦断平衡地形を予測するうえで重要な要因となる。

謝辞: 本研究は U.S. Army Corps of Engineers, Engineer Research and Development Center's Coastal and Hydraulic Laboratory under the Navigation Systems Research Program から補助を受けました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 佐藤慎司・堀川清司(1984): 非対称振動流下における砂連上の砂移動に関する実験的研究, 第31回海工論文集, pp. 286-290.
- 田島芳満・O. S. Madsen (2004): 砕波帯内外における底面流速波形の非対称性とそのモデリングについて, 海工論文集, 第51巻, pp. 21-25.
- 田島芳満・O. S. Madsen (2005): Surface Roller による影響を考慮した戻り流れの鉛直分布のモデリング, 土木学会論文集 (二次査読中).
- Battjes, J. A. (1975): Modeling of turbulence in the surf zone, Symposium on Modeling Technique, pp. 1050-1061.
- Cox, D.T. and N. Kobayashi (1996): Undertow profiles in the bottom boundary layer under breaking waves, ICCE, pp. 3194-3206.
- Herrmann, J. M. (2004): Effect of stratification due to suspended sediment on velocity and concentration distribution in turbulent flows, Master's thesis in Massachusetts Institute of Technology, 152p.
- Madsen, O. S. (1991): Mechanics of cohesionless sediment transport in coastal waters, Proc. Coast. Sediments '91, Vol.1, pp. 15-27.
- Madsen, O. S. (1994): Spectral wave-current bottom boundary layer flows, Proc. 24th Int. Conf. on Coast. Eng., pp. 384-398.
- Tajima, Y. (2004): Waves, currents, and sediment transport in the surf zone along long, straight beaches, Doctoral thesis in Massachusetts Institute of Technology, 313p.
- Wang, P., E.R. Smith and B.A. Ebersole (2002): Large-scale laboratory measurements of longshore sediment transport under spilling and plunging breakers, J. Coastal Res., 18(1), pp. 118-135.