

海浜変形機構に即した沿岸域外力場のモデリング

Near-Shore Hydrodynamics for Predictions of Beach Morphology Change

田島芳満

Yoshimitsu TAJIMA

1. はじめに

生態系や沿岸域防災機能の基盤となる海浜地形を予測し、必要に応じて海浜環境の変化を緩和・制御する技術は、多機能で持続可能な沿岸域環境の復元・創出を考える上で最も重要な海岸工学の要素のひとつである。わが国における侵食対策は、侵食域を直接防護する護岸工法にはじまり、離岸堤や突堤、ヘッドランドといった海岸制御構造物の建設が主流であった。しかし、近年の多様化した社会に呼応させる形で1999年に改正された海岸法では、防護・利用・環境という海浜の有する多様な機能をバランスよく改善することの重要性が謳われており、沿岸域整備事業においても防護に重点を置いた従来型の海浜制御工法の代わりに周辺環境や景観へのインパクトが比較的小さい人工リーフなどの没水型構造物を適用する例が増えてきている。また、豪州や米国では、遮断された土砂の流れを人工的に補足して本来の自然土砂移動を復元しようとする固定式サンドバイパス工法の適用例も見られ、我が国においてもその適用が検討され始めている。しかし、これらの工法では漂砂移動機構が複雑で地形変化予測が難しいこともあり、最適な漂砂制御効果を検討するための設計手法が確立されていないのが現状である。

より広域的な流砂環境を俯瞰すると、我が国の沿岸域における慢性的な侵食問題はダムや砂防堰の建設や河床材料の採取に伴う河口からの流出土砂量の減少によるところが大きい。このため、海岸侵食問題を根本的に解決するためには河川上流域から中・下流域、河口、沿岸域に到る流砂系全域を対象とした総合的な土砂管理を行うことが重要となる。このとき、河口周辺地形の中長期的な変形までを考慮した海浜変形を正しく予測する必要があるが、従来型の海浜変形予測モデルでは河口からの流出土砂量を境界条件として与えることが多く、河道～河口～海岸といった連続した流砂環境変化の予測は難しい。

以上のように、流砂系全域を対象とした沿岸域における漂砂制御技術は高度かつ多様化してきており、これらの漂砂制御工法を最適に設計するための海浜変形予測技術についても、より複雑な現象を適切に予測することのできるモデルの確立が望まれている。またその一方で、これらの海浜制御技術や港湾施設などの人為的改変は、周辺海浜へ長期的かつ広範囲に影響を及ぼすことが多く、海浜変形予測モデルにおいても広域的かつ長期的な予測能力も要求される。

本稿では、このような比較的複雑な条件に適用可能な漂砂移動の物理的メカニズムに即した海浜変形予測モデルを構築することを最終目標とする。そしてその前段階として、漂砂量を算定するのに必要な沿岸域での外力場を精度良く、かつ効率的に算定することのできるモデルについて既往の研究成果を整理する。

2. 既往の海浜変形予測モデルの概要

一般的な海浜変形モデルの分類と適用範囲の比較については土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会編(1998)に詳しい。地点に応じた実際の環境影響評価予測などでは、必要とされる海浜変形予測領域の広さや予測期間の長さ、また、予想される海浜変形メカニズムの違いなどに応じて適宜最適な海浜変形モデルを選択することになる。ここでは、代表的なモデルが考慮している漂砂移動メカニズムを簡単に整理し、本稿で着目する沿岸域外力場算定モデルに要求される出力情報について議論する。

2. 1 海岸線変化モデル

海浜変形モデルは、海岸線変化モデルと3次元海浜変形モデルに大別される。海岸線変化モデルは汀線変化モデル(たとえば小笹・Brampton, 1979, Hanson・Kraus, 1989)および等深線変化モデル(たとえば Perlin・Dean, 1983, 宇多・河野, 1996)に分類できるが、いずれのモデルも沿岸方向漂砂量の収支から対象とする等深線の前進・後退量が算定される。沿岸漂砂量算定式については、沿岸方向に一樣な平行等深線海岸の仮定の下に経験的に導かれた CERC 公式(Komar・Inman, 1970)が米国等では一般的に用いられている。わが国では海岸構造物などの遮蔽による沿岸方向の波浪分布に伴うラディエーション応力の変化を考慮した小笹・Brampton(1979)の式が用いられることが多い。これらの式は、砕波点での波高や波峰線と汀線とのなす角度から沿岸漂砂量フラックスが算定されるので簡便で実用性に優れている。このため、平行等深線海岸に港や導流堤、突堤、ヘッドランドなどの漂砂制御構造物を設置した際の沿岸方向漂砂移動の広域的で長期的な収支を俯瞰するのに適している。しかしながら、沿岸漂砂量公式では上述した単純な条件が仮定されているため、構造物周辺における循環流や離岸流、戻り流れなどの岸沖方向の流れに伴う漂砂移動や、漂砂の掃流・浮遊移動が混在する異なる粒径条件における漂砂量などを適切に算定することが難しい。たとえば Madsen ら(2003)は次元解析を通じて、CERC 公式は掃流砂量式に基づいて導かれることを示し、CERC 公式で比例定数を一定とすると、浮遊砂移動量が卓越する現地海岸での沿岸漂砂量を過小評価することを示している。

2. 2 3次元海浜変形モデル

3次元海浜変形モデル(平面地形変化モデル)では、まず波浪場および海浜流場を計算し、得られた外力場に応じて局所漂砂量を算定して、その収支から底質の質量保存則を用いて任意地点における水深変化量を直接計算する。清水ら(1994)の汀線変化を考慮した3次元海浜変形モデル(3D-SHORE)の計算フローを図-1に示す。波浪場の計算にはエネルギー平衡方程式や放物型波動方程式などの位相平均型の波浪モデルが一般的に用いられ、海浜流の計算には水平方向の運動方程式を全水深で積分して得られる断面平均流速による平面2次元(2DH)の運動方程式(Longuett-Higgins, 1970, Phillips, 1977; Mei, 1989)が用いられることが多い。これらのモデルでは海岸構造物を含む任意の地形条件に対して海浜流場が計算されるため、海岸線変化モデルでは考慮できなかった構造物近傍における海浜循環流による地形変化などが計算できる。

このように、3次元海浜変形モデルは海岸線変化モデルに比べて任意性が高いが、多くのモデルでは波や戻り流れに伴う漂砂移動量とそれによる岸沖断面平衡地形の形成過程を高精度に計算することができず、中長期の海浜変形予測では断面平均した海浜流による漂砂移動のみを考慮する場合が多い。さらに2次元平面の海浜流計算では戻り流れの影響が考慮されないため、特に戻り流れが顕著な砕波帯内では平均流速による底面せん断応力が過小評価される可能性がある。また、海浜流分布と局所漂砂量を別々に算定するモデルでは、浮遊砂の移流・拡散現象が考慮されていない。このため、たとえば高波浪時に浮遊した土砂が、移流・拡散により運ばれて静穏域で堆積する現象を適切に再現することは難しい。特に港湾や河口導流堤などによる沿岸漂砂遮断の緩和を目的とするサンドバイパス工法では、土砂排出側の侵食問題の緩和に加えて港口や導流堤開口部における堆砂の緩和を期待するケースが多く、このような浮遊砂の巻き上げ、移流・拡散、沈降機構を適切に算定できるモデルが必要となる。

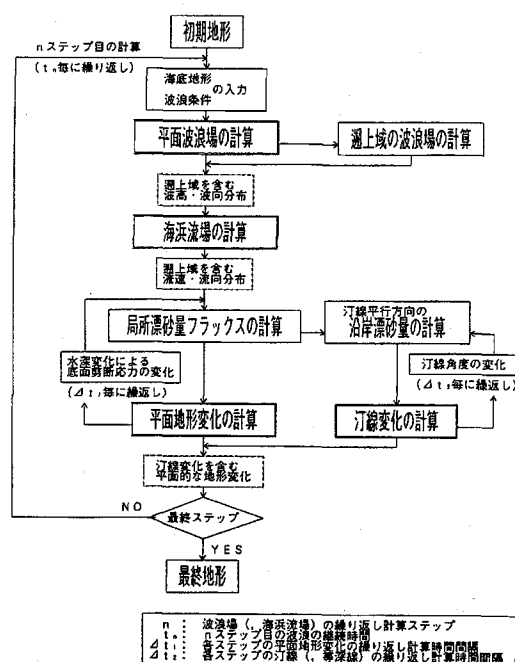


図-1 汀線変化を考慮した3次元海浜変形モデルの計算フロー(清水ら, 1994)

3. 既往の沿岸域外力場算定モデルの概要

以上の議論から、物理的メカニズムに則した漂砂量モデルで再現することが必要な沿岸域水理現象を列挙すると次のようになる：①戻り流れを含む海浜流の3次元構造；②碎波に伴う乱れ；③斜面や非線形性を考慮した非対称な底面軌道流速波形；さらに、④これらの現象を考慮した底面せん断応力。本稿では、これらの物理量の算定を念頭におき、以下に既往の碎波帯周辺における外力場算定モデルについて整理する。

碎波帯周辺の波浪変形やそれに伴う海浜流場の算定モデルは、ブシネスク方程式などの非線形分散波動方程式などを用いて波浪変形と海浜平均流速成分を同時に計算する方法(佐藤・Kabilling, 1993, Watanabe and Elnaggar, 2000)と、線形波理論等に基づく計算負荷の小さな波動モデルを用いて碎波帯周辺の波浪場を計算し、波浪場の計算結果から周期平均した海浜流の運動方程式を計算する方法の2種類に大別される。

前者は波と流れの非線形相互干渉を考慮しながら波浪場と海浜流場を同時に算定することができ、かつ、波の非線形性や海底勾配の影響に伴う非対称な軌道流速波形を直接計算できる点で有利である。しかしながら、ブシネスク型モデルの多くは非粘性完全流体の仮定の下に基礎式が導かれており、戻り流れのような鉛直方向に大きな分布を有するせん断流速場を算定するには別途鉛直1次元の乱流方程式を解くなどの工程が必要となる。たとえば Watanabe and Elnaggar (2000)は強非線形ブシネスク方程式と鉛直一次元のレイノルズ運動方程式を組み合わせ、さらに、鉛直方向の渦動粘性係数を $k-\epsilon$ 方程式を用いて計算しながら波浪変形とせん断平均流の鉛直分布を同時に算定するモデルを提案し、断面2次元条件における碎波変形と戻り流れの再現に成功している。ただし、モデルは離散化したブシネスク方程式の時間積分計算に加えて鉛直一次元のレイノルズ方程式と $k-\epsilon$ 方程式を算定する必要があり、計算効率の観点で実用的な海浜変形予測モデルへの適用には、克服すべき問題が残されている。また田島ら(2006)は一般的に良く用いられる拡散型の碎波減衰モデルの拡散係数は通常海浜流モデルに用いられる拡散係数モデルに比べて1オーダー以上大きく、結果として海浜循環流のような平均流速が水平方向に比較的大きな分布を有するような条件では海浜流速場を過剰に滑らかに計算してしまうことを指摘しており、ブシネスク方程式による構造物近傍の複雑な海浜流場の算定手法については未だ研究の余地が残されていると言える。

一方、後者のモデルでは位相平均した波浪場算定モデルを用いることにより、相対的に小さな時空間スケールで変動する水面波形や軌道流速成分を直接算定する必要がないため、計算時間ステップや計算格子間隔を比較的大きく設定できるなどの計算効率の側面でのメリットが大きい。このような計算効率のメリットを維持し、かつ、前述したような海浜流の3次元構造を算定できるモデルとして準3次元海浜流モデルの開発が活発に行われている(たとえば De Vriend・Stive, 1987, Sanchez-Arcilla ら, 1992, Van Dongeren ら, 1994, 黒岩ら, 1997, 田島・Madsen, 2005)。ここで黒岩ら(1997)のように水平流速の鉛直方向分布も数値的に計算するモデルもあるが、ほとんどの準三次元海浜流モデルは水平方向の運動方程式を鉛直方向に積分して得られる2次元平面の運動方程式を基礎式とし、鉛直方向の流速分布については1次元鉛直方向の運動方程式を用いて解析的に算定することで計算負荷の軽減を図っている。また、これらの比較的単純化されたモデルでは、碎波に伴う大規模渦(Surface Roller, 以下 SR)のモデル化も比較的容易に行うことができる。SRは碎波帯内における質量輸送や応力に大きな影響を与えることが多くの研究で指摘されている(たとえば, Kuriyama, 1994; Okayasu et al., 1994; Osiecki and Dally, 1996; Reniers and Battjes, 1997; and Ruessink et al., 2001)。また, Putrevu・Svendsen (1992)は、平均水平流速に鉛直分布を考慮することにより、平均流速成分同士あるいは平均流速成分と波浪場との干渉項が生じ、この項が水平平均流速の拡散効果に大きな影響を及ぼすことを指摘している。しかしながら、Van Dongeren ら(1994)のモデル(SHORECIRC)以外の多くの準三次元海浜流モデルでは、これらの水平平均流速の鉛直分布による影響は考慮せず、二次元平面における海浜流モデルと同様に経験的に与えた拡散係数(たとえば Bowen, 1969)に基づく水平拡散項を用いている。本稿では、後者の準三次元海浜流モデルについて、その一般的な考え方を整理し、前述した物理量の算定方法について議論する。

4. 鉛直積分した沿岸平均流場の運動方程式

周期平均した海浜流算定モデルでは、まず波浪場や SR の平面分布を算定し、その計算結果から沿岸海浜流の起動力となるラディエーション応力や戻り流れの原因である質量輸送量などを抽出する。次にこれらの物理量を海浜流モデルに入力して海浜流場を算定する。このため、波浪モデルや SR モデルを構築する際には、ここで着目している海浜変形予測や準三次元海浜流計算に必要な諸量を整理し、必要な情報を効率的に算出することが重要となる。そこで本稿では、まず Tajima・Madsen(2006)のモデルを参考に一般的な準三次元海浜流場の基礎式を導き、基礎方程式中における波や SR の役割について考える。さらに、準三次元海浜流モデルが必要とする波浪場や SR の情報を整理する。

海浜平均流場の概要を図-2 に示す。沿岸方向(y 軸)には鉛直方向(z 軸)の変動が比較的小さい沿岸海浜流が、また岸沖方向(x 軸)には、鉛直方向の流速変動幅が大きい戻り流れが卓越する。局所漂砂量を算定する際に重要な底面せん断応力は、底面付近の波・流れ共存場における底面境界層モデルを用いて算定する。このとき、戻り流れについては底面付近において大きな沖向き流速が卓越するので、この影響を適切に考慮する必要がある。また碎波帯内では乱れによる渦動粘性係数とそれに伴う底面せん断応力の増大も考慮する必要がある。準三次元海浜流モデルにおける水平方向平均流速ベクトル $\mathbf{U}=(U, V)$ の鉛直方向分布は、次の渦動粘性モデルに基づくせん断応力式で定義される。

$$\rho \nu_T \frac{\partial U}{\partial z} = \tau_{zx} \quad (4.1)$$

ここで ρ は流体の密度、 ν_T は渦動粘性係数である。式(4.1)より、水平せん断応力ベクトル τ_{zx} が定まれば、後述する ν_T を用いて水平流速成分(U, V)の鉛直方向分布を算定することができる。多くの準三次元海浜流モデルでは、式(1)の渦動粘性係数や水平せん断応力の鉛直分布を平易な式でモデル化して水平流速成分の鉛直分布を解析的に求めることで計算負荷の軽減を図っている。次に任意水深における水平せん断応力は、連続式を加えて修正した水平方向運動方程式を鉛直積分して定義される。例えば、連続式を加えて修正した x 軸方向の運動方程式は次式で表される。

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \quad (4.2)$$

ここで、(u, v, w): 空間軸(x, y, z)方向の流速ベクトル、 p : 圧力、 g : 重力加速度、($\tau_{xx}, \tau_{yx}, \tau_{zx}$): 水平せん断応力である。式(4.2)の右辺には $\partial \tau_{zx} / \partial z$ が含まれているので、この式を任意の範囲で鉛直積分することによって任意の高さにおけるせん断応力 τ_{zx} を抽出できる。ここで例えば式(4.2)を波谷高さ $z=z_{tr}$ から自由水面 $z=\eta$ まで積分して左辺に Leibniz の積分公式を適用し、さらに、自由水面における運動学的境界条件を用いて整理すると、波谷高さにおける水平せん断応力 $\tau_{zx,tr}$ は次式で定義できる。

$$\begin{aligned} \tau_{zx,tr} = & \tau_{zx,s} - \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_{tr}}^{\eta} p dz + p_s \frac{\partial \eta}{\partial x} - p_{tr} \frac{\partial z_{tr}}{\partial x} - \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_{tr}}^{\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_{tr}}^{\eta} u^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_{tr}}^{\eta} uv dz \right] \\ & - \rho u_{tr} \left(u_{tr} \frac{\partial z_{tr}}{\partial x} + v_{tr} \frac{\partial z_{tr}}{\partial y} - w_{tr} \right) + \int_{z_{tr}}^{\eta} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) dz \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで添え字 tr および s は波谷および自由水面における値であり、たとえば $\tau_{zx,s}$ には風によって自由表面に作用するせん断応力などが境界条件として与えられる。また式(3)では圧力 p を算定する必要がある。任意水深における p は鉛直方向の運動方程式に式(4.2)および(4.3)の変形と同じ操作を行うことによって定義できる。

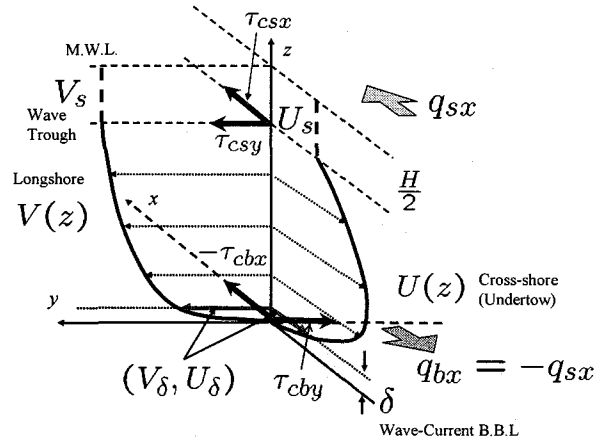


図-2 海浜平均流の三次元構造のイメージ

たとえば任意高さ $z=z_1$ における圧力 p_1 は次式で定義できる。

$$p_1 = p_s + \rho g(\eta - z_1) + \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_1}^{\eta} w dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_1}^{\eta} u w dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_1}^{\eta} v w dz - w_1^2 \right] + \rho w_1 \left(u_1 \frac{\partial z_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial z_1}{\partial y} \right) \quad (4.4)$$

ここで添え字 1 は $z=z_1$ における値であり、上式の右辺最終項は z_1 を一定高さに固定すれば無視できるが、たとえば波谷高さ $z=z_{tr}$ のように高さが水平方向に変化する場合には考慮する必要がある。また自由水面における圧力 p_s は、表面張力の影響などを無視すれば大気圧と一致し、水面上では大気圧は一様であるとして省略されることが多い。次に、式(4.3)および(4.4)を位相平均して平均流速成分の運動方程式を導出する。ここで波および平均流による寄与分を分離するために、流速成分 (u, v, w) を平均流速成分 (U, V, W) および波動流速成分 $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$ の和として表す。また微小振幅波理論の下に波谷高さより上側の微小領域では流速が鉛直方向に一様であると仮定し、Tajima・Madsen(2006)は波谷上部における流速成分を次式で与えている。

$$\begin{aligned} (U, V) &\equiv (U_s, V_s) \\ (\eta \tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}) &\equiv (a \cos \varphi, \hat{u}_s \cos \varphi, \hat{v}_s \cos \varphi, \hat{w}_s \sin \varphi) \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで a は自由水面の振幅、 $(\hat{u}_s, \hat{v}_s, \hat{w}_s)$ は微小振幅波理論に基づく平均水位面での波動流速振幅成分、 $\varphi = \int k_x dx + \int k_y dy - \omega t$ は波の位相である。最後に式(4.5)および(4.4)を式(4.3)に代入し、位相平均をとると波谷高さにおけるせん断応力が次式で定められる。

$$\begin{aligned} \tau_{zx, tr} &= -a \frac{\partial p_s}{\partial x} - \rho g a \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E}{2} \right) + \frac{\rho a}{2} \frac{\partial \hat{w}_s^2}{\partial x} + \frac{\rho \hat{w}_s^2}{2} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\ &\quad - \rho a \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{u}_s^2}{2} + U_s^2 \right) - \rho a \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\hat{u}_s \hat{v}_s}{2} + U_s V_s \right) \\ &\quad - \rho \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \left(\frac{\hat{u}_s^2}{2} + U_s^2 \right) - \rho \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \left(\frac{\hat{u}_s \hat{v}_s}{2} + U_s V_s \right) - \rho \frac{\partial}{\partial x} (a \hat{u}_s U_s) - \frac{\rho}{2} \frac{\partial}{\partial y} (a \hat{u}_s V_s + a \hat{v}_s U_s) \\ &\quad + \overline{\rho u_{tr} w_{tr}} \\ &\quad + a \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} \right) + \tau_{zx, s} + \tau_{srx} \end{aligned} \quad (4.6)$$

ここで右辺第1段は波動および平均水位の変化に伴う圧力による影響で $E = \rho g a^2 / 2$ は波エネルギー、第2, 3, 4段は波や流れによる運動量の変化に伴う影響、第5段はせん断応力による影響をそれぞれ表わしている。ここで第5段の τ_{srx} は後述するSRに伴うせん断応力である。SRによる応力についても、運動方程式中にその流速分布を導入し、一緒に鉛直積分して周期平均を取って算定した方がモデル全体としての整合がとれる。この場合SRの生成・消失によってSRと他の水域の間での水粒子のやりとりが生じ、たとえば式(4.6)右辺4段目の w_{tr} などはSRの影響を受ける。Tajima・Madsen(2006)はこのようなSRと平均流との非線形干渉による影響を式(4.6)の中で直接表現しているが、多くのモデルではSRによる影響を独立に考え、SRに伴うせん断応力を自由水面における境界条件として独立に与えている。

次に同様の操作で水平方向の運動方程式を水底から波谷高さまで積分し、さらに式(4.6)を加えることによって、全水深積分した水平方向運動方程式が導かれる。たとえば x 軸方向の運動方程式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \tau_{zx, b} &= -h \frac{\partial p_s}{\partial x} - \rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} S_{xx} - \frac{\partial}{\partial y} S_{yx} - \rho \hat{w}_b^2 \frac{\partial h_0}{\partial x} \\ &\quad - \rho \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{-h_0}^{\bar{\eta}} U^2 dz - \int_{\bar{\eta}}^{\eta} 2 \tilde{u} U dz \right] - \rho \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_{-h_0}^{\bar{\eta}} U V dz - \int_{\bar{\eta}}^{\eta} (\tilde{u} V + \tilde{v} U) dz \right] \\ &\quad + \int_{-h_0}^{\bar{\eta}} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) dz + \tau_{zx, s} + \tau_{srx} \end{aligned} \quad (4.7)$$

ここで $h = h_0 + \bar{\eta}$ は平均水位に対する全水深、 h_0 は静水時の水深、 $\bar{\eta}$ は平均水位である。式(7)右辺の第一段は大気圧や平均水位の変化に静水圧による影響、第2段は波動運動による次式で定義されるラディエーション応力、第3段は平均流自身の運動量あるいは平均流と波動運動との干渉による影響、第4段はせん断応力による影響を示している。

$$S_{xx} = \rho \int_{-h_0}^{\bar{\eta}} (\bar{u}^2 - \bar{w}^2) dz + \frac{E}{2} = E \left[\frac{C_g}{C} (1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right], \quad S_{yx} = S_{xy} = \rho \int_{-h_0}^{\bar{\eta}} \bar{u} \bar{v} dz = E \frac{C_g}{C} \sin \theta \cos \theta \quad (4.8)$$

また式(7)右辺第二段の第3項は海底勾配が緩やかな条件では十分に微小で無視できる(Mei, 1989)。また式(4.7)では波谷上側で積分した式(4.6)と同様に、平均流と波との干渉については考慮されているが、SRと平均流れとの干渉については考慮されておらず、SR内の流速が平均流速による影響を受ける場合には、両者の干渉を考慮した項をモデルに応じて追加する必要がある。

式(4.7)の第3段目は鉛直方向の積分を含んでいるので、計算効率を向上させるためには積分を解析的に行うか、事象を単純化して数値積分を回避する工夫が必要となる。ここでは Svendsen・Putrevu(1994)と同様の次の仮定のもとに積分を単純化する。まず、波谷下における平均流速成分を次式で求められる断面平均した平均流速成分(U_0, V_0)と実際の流速との差分($U', V' = (U, V) - (U_0, V_0)$)とに分類する。

$$(U_0, V_0) = \frac{1}{h_0 + \bar{\eta} - a} \int_{-h_0}^{\bar{\eta}} (U, V) dz = \frac{1}{h_0 + \bar{\eta} - a} (q_{bx}, q_{by}) \quad (4.9)$$

ここで q_{bx} および q_{by} は、波谷下側の平均流による線流量の x および y 方向成分である。ここで Svendsen・Putrevu(1994)は $O(U_0) \sim O(U') \ll O(\bar{u})$ を仮定し、 U_0 および U' の2次の項を全て省略している。一方、Tajima・Madsen (2006)のモデルでは、 $O(U') \ll O(\bar{u})$ は仮定するものの、 U_0 および V_0 については碎波点近傍における比較的大きな平均流速の変動を勘案して、これらの2次オーダーの項を保持している。Tajima・Madsen(2006)による全水深積分した平均流場の水平方向運動方程式は以下ようになる。

$$\begin{aligned} \tau_{zx,b} = & -h \frac{\partial p_s}{\partial x} - \rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\ & - \frac{\partial}{\partial x} S_{xx} - \frac{\partial}{\partial y} S_{yx} - \rho \bar{w}_b^2 \frac{\partial h_0}{\partial x} \\ & - \rho \frac{\partial}{\partial x} ((q_{sx} + q_{wx})U_s + q_{bx}U_0) - \rho \frac{\partial}{\partial y} (q_{sy}U_s + q_{wx}V_s + q_{by}U_0) \\ & + \int_{-h_0}^{\bar{\eta}} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) dz + \tau_{zx,s} + \tau_{srx} \end{aligned} \quad (4.10)$$

ここで (q_{wx}, q_{wy}) は次式で定義される波による質量輸送量の岸沖方向(x)および沿岸方向(y)成分であり、 $(q_{sx}, q_{sy}) = (aU_s + q_{wx} + q_{srx}, aV_s + q_{wy} + q_{sry})$ は波谷上側における波、流れ、SRによる全質量輸送量である。SRに伴う質量輸送量については後述する。

$$(q_{wx}, q_{wy}) = \left(\int_{-a}^{\bar{\eta}} \bar{u} dz, \int_{-a}^{\bar{\eta}} \bar{v} dz \right) = \frac{E}{\rho C} (\cos \theta, \sin \theta) \quad (4.11)$$

ここで右辺最終項は線形波理論に基づき、 C は波速、 θ は岸向き x 軸と波向とのなす角度である。

さらに質量保存測についても、連続式を水底から自由水面まで鉛直方向に積分し周期平均をとり、底面および平均水位高さにおける境界条件を適用すれば次式が得られる。

$$\frac{\partial (Uh + q_{wx})}{\partial x} + \frac{\partial (Vh + q_{wy})}{\partial y} = 0 \quad (4.12)$$

5 波浪モデル

前節で導いた海浜平均流の基礎方程式から、準三次元海浜流モデルで必要となる波浪場の情報は、ラディ

エーシェン応力や、波による質量輸送量、さらに、砕波に伴う乱れ(渦動粘性係数)の分布などである。また波による底質移動特性を算定するには、波の非線形性や底面勾配の影響に伴う非対称で前傾した底面流速波形も必要になる。さらに、現地海浜を対象とした中長期間の変形予測を行う際には、不規則波条件に対するモデルの適用性も重要となる。海浜流モデルに接続する波浪モデルでは、対象とする計算領域で特有な浅水変形や屈折、回折、反射といった波浪変形特性を包含し、先に挙げた波浪場の情報を満足する精度で、かつ効率的に出力できるモデルを選定する必要がある。

これらの様々な波浪変形現象を部分的に包含する波浪モデルの分類は、土木学会編(1994)で詳しく整理されている。特に海浜変形予測を目的とした波浪場の計算では、計算効率や不規則波条件への適用性を勘案してエネルギー平衡方程式や放物型波動方程式のような位相平均型の波浪モデルが実用的に用いられることが多いが、この場合は重複波の位相特性や、回折、非線形性に伴う非対称流速波形、さらに砕波による波高減衰などの諸現象を、必要に応じてモデル化する必要がある。特に離岸堤やヘッドランドなどの遮蔽域では、波の回折現象が海浜流の外力場を算定する上で重要であると考えられるが、たとえば間瀬ら(1999)はエネルギー平衡方程式に放物型方程式に基づき定義された拡散型の項を新たに付加することによって、エネルギー平衡方程式で回折効果を算定する手法を提案している。また、磯部・堀川(1981)は任意水深における波浪場の換算沖波や沖波波長から、実際の非対称流速波形を簡易的に算定するためのパラメタの算定式を提案している。さらに田島・Madsen(2004)は、Nwogu(1993)の修正ブシネスク方程式を用いた数値実験を行い、非対称で前傾した底面流速波形の特性パラメタを相対水深や沖波波長勾配、海底勾配の関数として算定する実験式を提案している。本稿ではこのような位相平均型の波浪場算定モデルに着目し、海浜流場に及ぼす影響が最も大きい砕波減衰モデルについてもう少し詳しく整理する。

5. 1 砕波モデルの概要

前節で導いた海浜流場の基礎方程式より、準三次元海浜流場の算定に必要なラディエーション応力や波による質量輸送量は波高の自乗に比例し、波エネルギー E と波向から算定することができる。このため、位相平均型の波浪モデルでは砕波帯を含む浅海域での波エネルギーの平面分布を精度良く算定することが重要となる。また不規則波条件に対しても、周期平均した海浜流の運動方程式では外力の平均値を与えれば良いので、エネルギー平均波高やエネルギー平均波向を正しく算定できるモデルが必要となる。例えば単一方向・単一周期波の一般的なエネルギー平衡方程式は次式で定義される。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(EC_g \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial y}(EC_g \sin \theta) = -D_b \quad (5.1)$$

ここで C_g は群速度、 θ は波向と x 軸とのなす角であり、 D_b は砕波によるエネルギー減衰率で、波が砕波していない場合にはゼロとなる。多方向不規則波条件では波エネルギーを波向や周波数別に分割したスペクトルを用いてエネルギー平衡方程式を用いる必要があるが、エネルギー減衰率については同様の形を用いることができる。このようなエネルギー減衰率に基づく既往の砕波モデルについては、土木学会編(1994)で整理されているが、この中で減衰モデルは段波モデルと局所水深モデルに分類されている。

段波モデルは砕波現象を段波として捉えてエネルギー減衰率を理論的に導いたもので、物理的メカニズムに即した経験定数の少ないモデルである。たとえば Battjess・Jansen(1978)は規則波に対する D_b を周波数 f および波高 H を用いて次式で表わしている。

$$D_b = \frac{1}{4} f \rho g \frac{H^3}{h} \quad (5.2)$$

上式は規則波条件に対して導かれたものであるが、Battjess・Jansen(1978)や Thornton・Guza(1983)は後述する手法を用いて段波モデルを不規則波条件に適用している。また段波モデルでは、 D_b が波高の3乗あるいは、砕波帯内での波高水深比 H/h が1に近い定数であると考えれば波高の2乗に比例するので、波高減衰が進ん

で実際には波が再生する条件においても、計算上は D_b がゼロにならないという矛盾がある。

局所水深モデルは、一般に局所的な水深条件に呼応する碎波波高が得られるように構築されたモデルであり、Dally ら(1985)や、磯部(1986)、Dibajnia・渡辺(1987)のモデルがそれに当たる。Dally ら(1985)は、「規則波条件で碎波した波が減衰しながら一様水深部を伝播する場合には、ある波高に達した時点で波が再生する」という Horikawa・Kuo(1965)の実験に基づく知見を利用し、規則波条件で碎波した波が再生する過程を表現できるモデルを提案した。磯部(1986)や Dibajnia・渡辺(1987)は、この一様水深上での波の再生という条件に加えて、

「一様斜面上では碎波帯内の波高水深比が一定値に漸近する」という知見(Horikawa・Kuo, 1965)を利用し、Dally ら(1985)のモデルでは経験的に定められていた碎波減衰比例定数を半理論的に導出した。

本節の冒頭で議論したように、海浜流計算への適用のみを目的とした碎波モデルでは、波高や波向波のエネルギー平均値が適切に算定できていれば良いことになるが、ここで留意しなければならないのは、線形波理論では実際の波の非線形性の影響を受けた波高を過小評価する傾向があることである。特に浅水変形により波高が増大して非線形性による影響が強い碎波帯を含む浅水域ではこの傾向が強いので注意が必要となり、たとえば、碎波帯内で計測した波高から線形波理論を用いてラディエーション応力項を計算すると実際の値よりも過大に計算されてしまう。Tajima・Madsen(2002)はこの点を指摘し、まず非線形性を有する実際の波と同等のエネルギーをもつ線形波を相当線形波と定義し、相当線形波と実際の波との関係を明らかにした。次に碎波帯内で計測した実際の波高から相当線形波の波高を換算し、線形波理論に基づく波浪モデルによる波高分布がこの相当線形波の碎波波高と一致するように碎波モデルを構築した。Tajima・Madsen(2002)の碎波モデルは Dally ら(1985)や Dibajnia・渡辺(1987)と同様の仮定に基づき構築されたモデルであるが、任意海底勾配条件に対する適用性が高く、かつ、碎波帯内のエネルギー分布が精度良く計算できる点で海浜流モデルへの適用に利点があると考えられる。本稿では Tajima・Madsen(2002)モデルを簡単に導出し、一般的な碎波減衰モデルの理解を深める一助としたい。

まず、図-3 に一様勾配斜面上($\tan\beta=1/35$)に規則波を直入射させた条件を対象に、Nwogu(1993)の修正 Boussinesq 方程式で計算した波高および底面軌道流速振幅と、同等の条件で線形波理論に基づき計算したそれらとの比を、入射波の沖波波形勾配 H_0/L_0 と相対水深 h/L_0 との関数として図示している(田島・Madsen, 2004)。同様の図は異なる海底勾配 $\tan\beta$ についても整理され、それぞれの数値実験曲線(実線)を再現する近似式(破線)も提案されている。これらの近似式を用いることにより、観測した実際の碎波波高から相当線形波の諸量を換算することができる。以下の碎波減衰モデルはこのようにして算定した碎波帯内における相当線形波の諸量に基づいている。

エネルギー平衡方程式などの線形波理論に基づく波浪モデルを用いる場合には、碎波モデルについても相当線形波の諸量で定義する必要がある。相当線形波の碎波点の判定には、合田の碎波指標における沖波波形勾配と碎波水深の関係から、線形波理論を用いて碎波水深上の流速波速比を算定して指標化した Watanabe ら(1984)のモデルが適用可能である。Tajima・Madsen(2002)は Watanabe ら(1984)の手法を倣い、新しいデータを加えて算出した次式で相当線形波の碎波限界条件を提案している。

$$\left(\frac{u_c}{C}\right)_b = \frac{1}{2} \left(1.07 - 0.59 \exp\left(-8.6 \frac{h_b}{L_0}\right) + 2.59 \tan \beta_0 \exp\left(-15.1 \left(\frac{h_b}{L_0}\right)^{1.5}\right) \right) \quad (5.3)$$

ここで、 u_c ：線形波理論に基づく平均水位面での水平方向流速振幅、 h_b ：碎波水深、 β_0 ：水底勾配である。

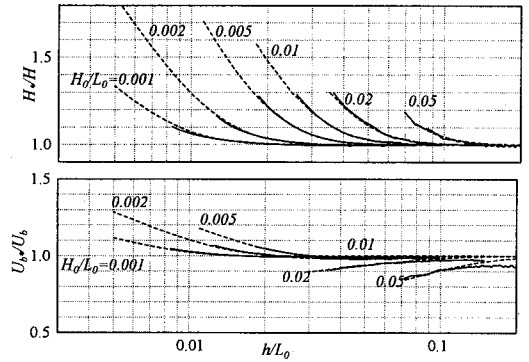


図-3 非線形波の波高 H および底面軌道流速振幅 U_b と相当線形波のそれ(H および U_b) との関係。

岸沖方向 1 次元条件に対する碎波減衰は、Dally ら(1985)と同様の次式で定義される。

$$\frac{\partial}{\partial x}(EC_g) = -D_b = -K_b \frac{C_g}{h}(E - E_r) \quad (5.4)$$

ここで E_r は波の平均エネルギーを表すが、各地点における実際の波高に対する波エネルギー E ではなく、同じ水深上を碎波が伝播して再生したときの波高 $H_r = \gamma_r h$ に対する波エネルギーを表わす。Dally ら(1985)は、このようにエネルギー減衰率 D_b が実際の波エネルギーと再生波高のエネルギー E_r の差分に比例すると定義し、波高が再生波高に達した時点で D_b がゼロとなるようにモデル化している。また K_b は碎波減衰係数であり、Dally ら(1985)は実測値との比較から値を決定したが、Tajima・Madsen(2002)は磯部(1986)と同様の次の手法を用いて K_b を半理論的に導いた。①一様勾配斜面上で波高水深比が一定値 $\gamma_s = H_s/h$ に漸近した条件を仮定する。②線形長波を仮定して基礎式の x 方向微分を計算する。③ $\partial \gamma_s / \partial x = 0$ を適用して式を簡素化し K_b について整理する。こうして得られた K_b は次式で得られる。

$$K_b = \frac{5 \gamma_s^2 \tan \beta}{2 \gamma_s^2 - \gamma_r^2} \quad (5.5)$$

ここで $\tan \beta$ は平均水位を考慮した波の進行方向に対する水深勾配である。また多くの実験データに基づき、 γ_s は水深勾配 β の関数として次式で表される。

$$\gamma_s = \gamma_r + 4 \tan \beta = 0.3 + 4 \tan \beta \quad (5.6)$$

ここで $\beta=0$ とすると $\gamma_s = \gamma_r = 0.3$ で、このときの K_b は式(3)から $K_b \approx 0.094$ となり、 $K_b=0$ とならない点で磯部(1986)のモデルと異なる。Dally ら(1985)は異なる海底勾配ごとに K_b を推定し、最も小さな水深勾配条件であった $\tan \beta = 1/80$ のデータに対しては $K_b = 0.1$ が最適であるとしており、(5.5)および(5.6)は海底勾配が小さい条件でも妥当な値を計算できていることが分かる。また、(5.6)式の γ_s や γ_r は碎波帯内のエネルギーフラックスが実験結果と一致するように換算した相当線形波の波高に基づいている。このため、線形波理論に基づく式(5.4)および(5.5)を用いて碎波減衰計算を行えば、碎波帯内の波のエネルギーが実験結果と矛盾なく一致することが期待され、波エネルギーの空間分布が重要な入力情報となる海浜流モデルへの適用に適していると考えられる。図-4には異なる海底勾配条件に波を作用させた場合における碎波帯周辺波高について、モデルによる予測値と実測値を比較する。図に見られるように、比例定数 K_b を一定にした Dally ら(1985)のモデルに対し、Tajima・Madsen(2002)のモデルでは様々な海底勾配条件に対する碎波波高の再現性が向上している。

5. 2 不規則波条件へのモデルの適用

規則波に対する碎波エネルギー減衰率を定義すれば、不規則波条件に対しても碎波している波の出現頻度を勘案しながら波ごとのエネルギー減衰率を足し合わせることによって、不規則波の平均的なエネルギー減衰率が定義できる。これにより、不規則波の平均エネルギーのエネルギー保存則を導くことができる。多くのモデルは波高の出現確率に Rayleigh 分布を仮定しているが、碎波している波の割合やその波高分布についてはモデル化の方法が異なる。たとえば、Battjes・Janssen(1978)は碎波波高以下の波の出現確率は Rayleigh 分布で表わされものの、碎波波高以上の波の波高は全て碎波波高と一致すると仮定し、Thornton・Guza(1983)は Rayleigh 分布に波高に応じて滑らかに変化する重み関数を乗じて波ごとの碎波確率を定義している。一方、磯部ら(1986)は、碎波帯内においても波高出現頻度が常に Rayleigh 分布に従うと仮定し、碎波波高よりも大きな波すべてに碎波減衰率を適用している。Tajima・Madsen(2002)も

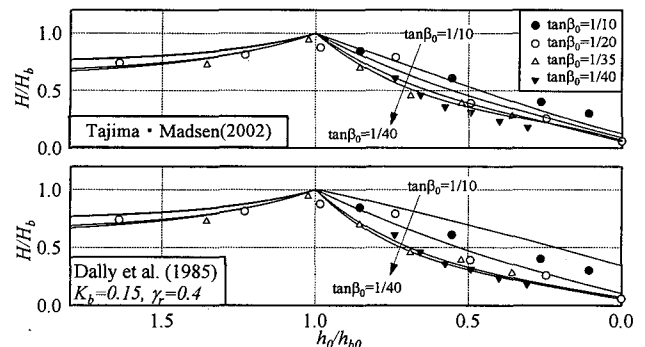


図-4 異なる一様勾配斜面上における碎波波高の実測値と予測値との比較。

磯部(1986)の考え方を踏襲しており、次式で不規則波条件に対する平均したエネルギー減衰率が定義される。

$$D_b = \int_{\xi_b}^{\infty} K_b \frac{C_g}{h} (E - E_r) p(\xi) d\xi = K_b \frac{C_g}{h} E \int_{\xi_b}^{\infty} (\xi^2 - \xi_r^2) p(\xi) d\xi = K_b \frac{C_g}{h} \exp(-\xi_b^2) (E(1 + \xi_b^2) - E_r) \quad (5.7)$$

ここで $p(\xi) = 2\xi \exp(-\xi^2)$, $\xi = H/H_{rms}$, $\xi_b = H_b/H_{rms}$, $\xi_r = H_r/H_{rms}$ であり、左辺の E は任意の波高に対するエネルギー、右辺の E は不規則波条件下の平均エネルギー $E = \rho g H_{rms}^2 / 8$ である。この方法では Rayleigh 分布を全域で仮定することで式(5.7)の積分を解析的に解くことができる利点がある。その一方で、この仮定は砕波限界波高より著しく大きな波高が砕波帯内で常に存在すること意味しており、実現象と矛盾する仮定を含んでいる。砕波波高以上の波の取り扱いについては Battjess・Janssen(1978)のモデルが最も現実に即していると考えられるが、Battjess・Jansen(1978)のモデルでは仮定した出現分布の H_{rms} が陽的に定められず、砕波確率 Q_b の算定に繰り返し計算を必要となる。さらに、エネルギー減衰に寄与する全ての波の波高をその地点での砕波限界波高で代表させて D_b を計算するため、実際に計算される各地点での波高条件は Q_b の変化という形でしか反映されない。このため、特に砕波限界波高が小さい浅海域では規則波条件に対する D_b が小さくなり、浅水域で計算された波高が砕波波高を超えて過大評価される傾向がある。Battjess・Jansen(1978)はこの点を自ら指摘し、波高が砕波限界波高よりも大きく計算された場合には強制的に砕波波高に修正している。

海浜流の算定に用いる砕波モデルでは、不規則波の平均エネルギー分布のみが必要とされるので上述したモデルで必要な情報が計算可能である。しかしながら、設計波条件としてエネルギー平均波高以外の波高情報が必要となる場合には、砕波帯内における波高出現頻度までを精度良く予測できるモデルが必要となる。Goda(2002)はこの点を指摘し、複数の波の砕波減衰を同時に計算することによって砕波帯内における波高出現頻度まで精度良く算定できるモデルを構築している。

5. 3 波浪場計算結果の適用例と問題点

以上に整理した砕波減衰項を含む位相平均型の波浪場算定モデルを用いれば、波の平均エネルギーの平面分布が砕波帯内も含めて妥当に計算できる。このエネルギー平面分布を先に導出した平均流場の算定式に適用することによって、以下に例を挙げる戻り流れ海浜流、wave setup, setdown などが計算できる。

たとえば、沿岸方向に一様な海岸($\partial/\partial y = 0$)を仮定すれば連続式から断面平均流速 U は次式で定義される。

$$\frac{\partial(Uh + q_{wx})}{\partial x} = 0 \rightarrow U = -\frac{q_{wx}}{h} = -\frac{E}{\rho Ch} \quad (5.8)$$

また、砕波に伴う平均水位の変化についても、式(4.10)で $\partial/\partial y = 0$ とし、さらに平均流による影響を無視して簡略化すると次式で表わされる。

$$\rho gh \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = -\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (5.9)$$

図-5 および図-6 には、それぞれ Cox・Kobayashi(1996)および Katayama・Okayasu(1992)の規則波および不規則波の実験条件に Tajima・Madsen(2002)のモデルを適用した場合の波高や平均水位、平均断面流速 U の計算結果を実測値と比較する。図中の破線は式(5.8)および(5.9)により算定した戻り流れの断面平均流速と平均水位であり、実線は後述する SR による影響を考慮したときの計算結果である。規則波および不規則波条件の両者ともに波高の再現性は良いが、平均水位および戻り流れ流速に着目すると砕波帯内における予測精度が急に悪くなっている。この傾向は砕波点で波高が急激に変化する規則波条件でより顕著である。以上より、砕波帯内においては、応力および質量輸送量とも波浪場のみでは説明できない現象があることが分かる。次節ではこれらの現象を説明するために導入された SR の概念とそのモデリングについて議論する。

6. Surface Roller モデル

次に Surface Roller(以下, SR)について考える。砕波の前面に生じる大規模渦として定義される SR の概念

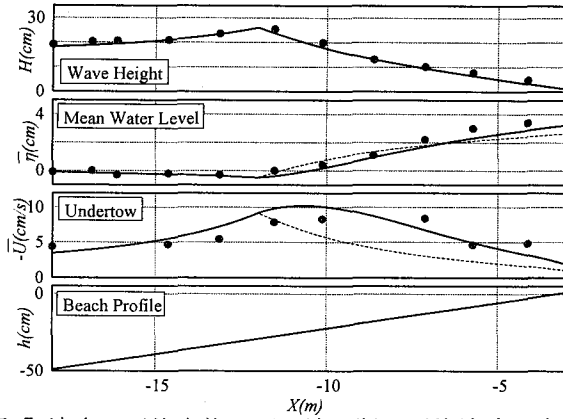


図-5 波高, 平均水位, 戻り流れ断面平均流速の実測値 (Cox・Kobayashi, 1996) と計算値(破線: 波のみ, 実線: Surface Roller を考慮)の比較(規則波)

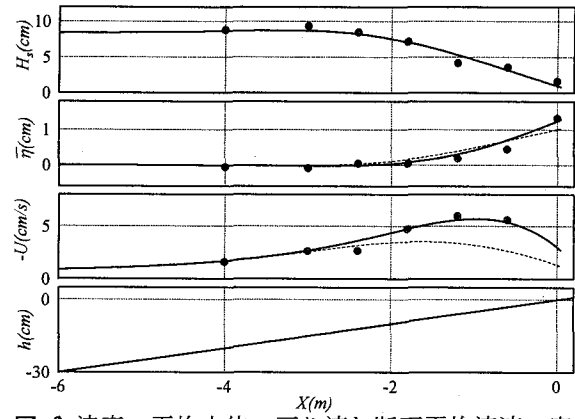


図-6 波高, 平均水位, 戻り流れ断面平均流速の実測値 (Okayasu・Katayama, 1992) と計算値(破線: 波のみ, 実線: Surface Roller を考慮)の比較(不規則波)

は Svendsen(1984)によって最初に導入された。Svendsen(1984)は、次式で表される SR による波の進行方向への質量輸送量 q_{sr} を考慮することによって、波による質量輸送量の補償流のみでは説明できなかった砕波帯内で増大する戻り流れ流速を説明した。

$$q_{sr} = \frac{A_{sr}}{T}, \quad A_{sr} = BH^2 \quad (6.1)$$

ここで A_{sr} は SR の断面積であり、Svendsen(1984)は SR が十分に発達した inner surf zone での実験データに基づき、(6.1)の様に砕波帯内波高の自乗に比例する A_{sr} の算定式を提案している。このため、式(6.1)で計算される A_{sr} は規則波条件では砕波点で最大となり、SR の断面積がゼロから徐々に増加するという実際の現象を再現できない。また、Svendsen(1984)は平均水面に作用する SR の応力 τ_{srx} を次式で定義している。

$$\tau_{srx} = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\rho A_{sr} C^2}{L} = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\rho A_{sr} C}{Th} \quad (6.2)$$

岡安ら(1989)は Svendsen(1984)のモデルが砕波点近傍(outer surf zone)におけるせん断応力を過大評価することを指摘し、砕波による減衰エネルギーは、SR のエネルギーに供給され、その後乱れエネルギーを経て逸散すると仮定したモデルを提案している。また SR のエネルギーは水深で規定される一定区間で乱れエネルギーへと変換されるという仮定のもとに SR エネルギーの減衰率を定式化している。岡安ら(1989)のモデルは砕波帯も含めて戻り流れの断面平均流速を比較的良く再現できている。しかし、平均水面で作用するせん断応力は SR エネルギー減衰率の $2/3$ 乗に比例する形で定められ、せん断応力の作用方向が常に正(岸向)となるため、砕波点近傍においても戻り流れの鉛直分布が岸向に傾く。また、岡安ら(1989)のモデルでは規則波に対して構築され、SR の逸散区間が砕波水深によって変化するので、不規則波条件に適用するには個々の波について別々に計算をする必要がある。

Dally・Brown(1995)は、Svendsen(1984)のモデルでは SR の生成・逸散過程が規則波条件の砕波点で不連続になることを指摘し、岡安ら(1989)と同様に波浪場のエネルギー平衡方程式に SR エネルギーの生成・逸散過程を組み込んだモデルを提案した。これにより、SR が砕波点から徐々に増大する過程を妥当に再現できることを示した。また、Dally・Brown(1995)はエネルギー平衡方程式中の SR のエネルギー減衰係数に一定値を用いているが、倉田・服部(2000)は、様々な地形条件の実験データとの比較を通じて、最適な減衰係数は地形条件に応じて変化することを指摘している。Tajima・Madsen(2003)は、Dally・Brown(1995)と同様のエネルギー保存則に基づく SR の生成・逸散モデルに基づき、砕波モデルと同様の海底勾配の関数で表される SR のエネルギー減衰モデルを用いることによって、任意の地形条件に適用可能な SR モデルを構築している。

本稿では位相平均型の波浪モデルに着目しているが、Boussinesq 方程式のような時間発展型の波浪場モデルにも SR の影響を組み込む試みがなされている。たとえば Schäffer ら(1993)は、修正ブシネスク方程式で計

算した波形に応じて SR の断面積を算定し、SR の中では水粒子の移動速度が波速と等しくなるとして、運動量の増加分を運動方程式中で補正することで碎波によるエネルギー減衰を説明している。また渡辺ら(1999)はブシネスク方程式に拡散型の碎波減衰項を付加した碎波変形計算を行い、得られた水面波形から Schäfferら(1993)と同様の手法で SR の断面積を推定した。さらに、この SR の断面積の変化から SR のエネルギー減衰率を求め、ここで岡安ら(1989)と同様の手法を用いることによって戻り流れ流速の鉛直分布を妥当に再現できることを示している。ただしこれらのモデルは SR 内の流速の増加に伴う質量輸送量の増分が考慮されていないなどの問題も残されている。以下に Tajima・Madsen(2003)の SR モデルを整理する。

6. 1 SR による質量輸送量とラディエーション応力

Svendsen(1984)のモデルと同様に、SR は碎波帯内の波峰前面に沿って波の進行方向に伝播し、SR 内の水粒子の流速は波速 C で表されると仮定する。このとき、SR の平均エネルギー E_{sr} は次式で定義される。

$$E_{sr} = \frac{1}{L} \frac{\rho A_{sr} C^2}{2} = \frac{\rho A_{sr} C}{2T} \quad (6.3)$$

式(6.3)に基づき、SR による質量輸送量(q_{srx}, q_{sry})は E_{sr} の関数として次式で表せる。

$$(q_{srx}, q_{sry}) = \frac{A_{sr}}{T} (\cos \theta, \sin \theta) = \frac{2E_{sr}}{\rho C} \quad (6.4)$$

また式(4.8)で導いた波によるラディエーション応力と同様に、SR 内の流速場を SR の断面に応じて鉛直積分することにより、SR の”ラディエーション応力”， R_{xx} , R_{xy} , R_{yy} が次式のように求められる。

$$(R_{xx}, R_{xy}, R_{yy}) = \frac{\rho A_{sr}}{L} (C^2 \cos^2 \theta, C^2 \sin \theta \cos \theta, C^2 \sin^2 \theta) = \frac{2E_{sr}}{\rho C} (\cos^2 \theta, \sin \theta \cos \theta, \sin^2 \theta) \quad (6.5)$$

以上に見られるように、海浜流モデルで必要な情報となる SR による質量輸送量や応力テンソル項はすべて SR エネルギー E_{sr} の関数で表されるので、SR モデルでは、まず E_{sr} の平面分布を算定することが重要となる。

6. 2 SR エネルギーの生成・消失モデル

SR エネルギー E_{sr} の平面分布を算定するために、Tajima・Madsen(2003)は次の仮定の下にエネルギー平衡方程式を構築した。①碎波に伴う波の減衰エネルギーの一部は SR エネルギーに供給される。②SR 自身は波峰前面と一緒に移動するので、SR エネルギーの伝達速度も波速 C と一致する。③SR エネルギーも減衰し、その減衰率は SR 自身のエネルギーの大きさに比例する。ここで、仮定①および②は Dally・Brown(1995)と同じ仮定に基づいているが、SR のエネルギー減衰率の算定について、Dally・Brown(1995)は…。以上の仮定の下に波浪場および SR のエネルギー平衡方程式を表すと次式のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial x} (E_{sr} C \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial y} (E_{sr} C \sin \theta) = \alpha K_b \frac{C_g}{h} (E - E_r) - K_{sr} \frac{C}{h} E_{sr} \quad (6.6)$$

ここで右辺第一項は碎波によって波エネルギーから SR に伝達されるエネルギーの供給率、第二項は SR 自身のエネルギー減衰率である。右辺第一項に乗じている α は碎波によるエネルギー減衰量のうち、SR に供給されるエネルギー量の割合であり $0 \leq \alpha \leq 1$ となる。Tajima・Madsen(2003)は水位変動に伴う波の位置エネルギーの減衰分のみが SR に供給されると仮定して、線形波理論に基づき $\alpha = 1/2$ としている。この α の値がもつ物理的な意味については、後でもう少し詳しく考察する。式(6.4)右辺第二項の SR の減衰率は、線形長波近似の仮定のもとでは Dally・Brown(1985)のモデルと一致する。最後に減衰係数 K_{sr} について考える。Tajima・Madsen(2003)の碎波モデルでは、Dallyら(1985)のモデルと同様に碎波によるエネルギー減衰率が、その地点での波エネルギーと同じ水深で碎波が再生するときの波エネルギーとの差に比例すると仮定している。一方式(6.4)では、SR のエネルギー減衰率がその地点での SR エネルギーに比例すると仮定している。ところが、波が再生して波エネルギーが E_r に漸近するときには SR は消失して $E_{sr} = 0$ となることを考えれば、ここで示

した碎波と SR のエネルギー減衰モデルは、同等の仮定に基づいていることが分かる。Tajima・Madsen(2003)は、このような考察の下に、単純に $K_{sr}=K_b$ と仮定して海底勾配の効果を包含した式(5.5)で K_{sr} を定義した。

次に不規則波条件下に対するモデルの適用方法を考える。前述した碎波モデルと同様に、SR の平均エネルギーを求めるために、式(6.4)に示した規則波に対するエネルギー平衡方程式を Rayleigh 分布を仮定した波高分布に応じて積分して平均値を求めると(6.4)は次式のようにになる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(E_{sr} C \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial y}(E_{sr} C \sin \theta) = \alpha K_b \frac{C_g}{h} \exp(-\xi_b^2) (E(1 + \xi_b^2) - E_r) - K_{sr} \frac{C}{h} E_{sr} \quad (6.7)$$

SR のエネルギー減衰率は式(6.4)に比べて表現が変化するの、右辺第一項の碎波によるエネルギー減衰率のみであるが、上式中の E_{sr} は SR の平均エネルギーを表している。既に図-5 および図-6 に示した様に、SR による応力と質量輸送量を考慮することによって、モデルによる平均水位や戻り流れの断面平均流速の予測精度が飛躍的に向上していることが分かる。次節では準三次元海浜流モデルを導出し、SR が平均流場に及ぼす物理的な特性について検証する。

7. 準三次元海浜流モデル

前節までに、準三次元海浜流モデルの基礎式となる鉛直積分・位相平均した運動方程式を導き、運動方程式に含まれる波や SR による質量輸送量やラディエーション応力などの算定モデルを整理した。ここでは、波浪場や SR の計算結果を運動方程式に適用し、実際に平均流速場の鉛直方向分布を算定する方法を議論する。さらに、運動方程式を構成する様々な応力項の物理的特性について考察を加える。田島・Madsen(2005)の戻り流れモデルを三次元問題に拡張した一般的なモデルは、Putrevu・Svendsen(1992)や Sanchez-Arcilla ら(1992)のモデルを包含するので、ここでは準三次元問題に拡張した田島・Madsen(2005)モデルについてその概要を紹介する。

7. 1 モデルの構成

準三次元海浜流モデルの概念図は図-1 に示したとおりである。モデルの構成は以下の通りである。まず、①水平流速の運動方程式を任意の水深から自由水面まで鉛直方向に積分し、水平せん断応力の鉛直方向分布を定める。田島・Madsen(2005)は、底面および波谷高さの 2 点で水平せん断応力を算定し、その間を線形内挿して水平せん断応力の鉛直分布を直線近似している。次に、②線形近似した水平せん断応力を渦動粘性モデルに基づく鉛直一次元の運動方程式に適用し、水平平均流速の鉛直方向分布を解析的に算定する。この渦動粘性モデルを導入した運動方程式からは、水平平均流速の鉛直方向の変化量(傾き)が計算できるが、さらに平均流速の絶対値を算定するためには、底面摩擦応力と底面近傍流速との関係を示す底面境界条件が必要となる。そこで次に、③波・流れ共存場における底面境界層モデルを適用し底面境界条件として底面近傍での平均水平流速と底面摩擦応力との関係を定める。以下に準三次元海浜流モデルの基本要素となる、水平流速鉛直分布の支配方程式、渦動粘性係数モデル、波・流れ共存場における底面境界層モデルについて、田島・Madsen(2005)で用いている手法を中心に概説する。また、位相平均・鉛直積分した水平平均流速の運動方程式を構成するそれぞれの応力項を整理する。

7. 2 支配方程式

波谷の下側における水平平均流速の鉛直方向分布は、渦動粘性係数モデルを導入した次の鉛直一次元の運動方程式で算定する。

$$\rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} = \tau_c \approx \tau_{cb} + \frac{\tau_{cs} - \tau_{cb}}{h_r} z \quad (7.1)$$

ここで、 ν_t : 時間平均した渦動粘性係数、 U : 平均水平流速ベクトル、 z : 水底面を基準とした鉛直上向き座

標, τ_c : 平均水平せん断応力ベクトル, そして, $h_r = h - H/2$: 水底面を基準とした波谷高さである. 太字はベクトル量を示す. 不規則波条件では, 波谷高さ h_r を算定する際の波高 H は一波ごとに变化するが, ここでは単純に H_{rms} を用いる. さらに式(7.1)に見られるように, τ_c は水深方向に線形に変化するものと仮定し, その分布を底面および波谷高さにおける時間平均せん断応力ベクトル $\tau_{cb}=(\tau_{cbx}, \tau_{cby})$ および $\tau_{cs}=(\tau_{csx}, \tau_{csy})$ から線形内挿して直線近似する. この近似は, 平均流速の移流による影響を無視し, 波浪場を線形長波近似すれば真となるので, 碎波帯周辺の平均流場に着目する本モデルでは妥当な近似であるといえる.

7. 3 渦動粘性係数モデル

図-7に田島・Madsen(2005)が用いた渦動粘性モデルの概要を示す. 底面せん断応力が水深方向に一樣に作用する単純な平均せん断流速場では, 水深方向に線形に増加する次の渦動粘性モデルが一般的に用いられる.

$$\nu_t = \kappa u_{*cb} z \quad (7.3)$$

ここで $\kappa=0.4$ はカルマン定数であり,

$$u_{*cb} = \sqrt{|\bar{\tau}_{cb}|/\rho} \quad (7.4)$$

は底面せん断流速である. 一方, モデルが着目する碎波帯内では, 碎波によって乱れが増したり, 波動運動などによって, 水平せん断応力が鉛直方向分布を持つことが知られており, 式(7.3)ではそれらの影響を考慮していない. そこで田島・Madsen(2005)は碎波帯内の付加的な渦動粘性係数として次式を提案している.

$$\nu_t = \kappa u_{*s} z \sqrt{\frac{z}{h_r}} \quad (7.5)$$

ここで u_{*s} は碎波などに伴う余剰せん断流速である. 式(7.5)は式(7.3)では水深方向に一樣だった u_{*cb} の代わりに, 線形に増加するせん断応力に呼応するせん断流速 $u_* = \sqrt{|\bar{\tau}_c|/\rho} = u_{*s} \sqrt{z/h_r}$ を代入して得られたものである. こうして得られた渦動粘性係数は底面からの距離 z の3/2乗に比例する形をとっているが, これはDeigaardら(1991)が k -equationを用いて数値的に算定した碎波帯内の渦動粘性係数と符号する. また, u_{*s} は波谷におけるせん断応力 $|\bar{\tau}_{cs}|$ によるせん断流速成分と, 碎波の乱れ成分 u_{*B} の和として次式で定義される.

$$u_{*s} = \sqrt{|\bar{\tau}_{cs}|/\rho + u_{*B}^2} \quad \text{with} \quad u_{*B} = M \left(\frac{D_b}{2\rho} \right)^{1/3} \quad (7.6)$$

u_{*B} の定義にはBattjes(1975)と同様に, 碎波によるエネルギー減衰率 D_b の関数として表現される. ここで, 式(7.6)では D_b に1/2が乗じられているが, これは田島・Madsen(2005)のモデルでは碎波減衰エネルギー D_b のうち, 半分はSRの生成エネルギーに供給され, 残りが波谷下の乱れエネルギーに供給されていると仮定しているためである. また係数 M は, $M=\kappa=0.4$ としたが, Battjes(1975)によれば, この値を用いて計算した拡散係数はLonguet-Higgins(1972)の拡散係数とほぼ一致する. 最後に, 田島・Madsen(2005)は, 式(7.3)および(7.5)のいずれか大きな方が拡散に寄与していると考えて次式で渦動粘性係数を定義した.

$$\nu_t = \max \left[\kappa u_{*cb} z, \kappa u_{*s} z \sqrt{\frac{z}{h_r}} \right] = \begin{cases} \kappa u_{*cb} z & (\delta \leq z \leq z_m) \\ \kappa u_{*s} z \sqrt{\frac{z}{h_r}} & (z_m \leq z \leq h_r) \end{cases} \quad (7.7)$$

ここで $z_m = h_r u_{*cb}^2 / u_{*s}^2$, δ は次に示す波・流れ共存場における底面境界層厚である. ここで示した渦動粘性係数と線形近似したせん断応力分布を用いることにより, 水平平均流速の鉛直方向分布が解析的に算定することが可能となり, 計算付加を大幅に縮小することができる.

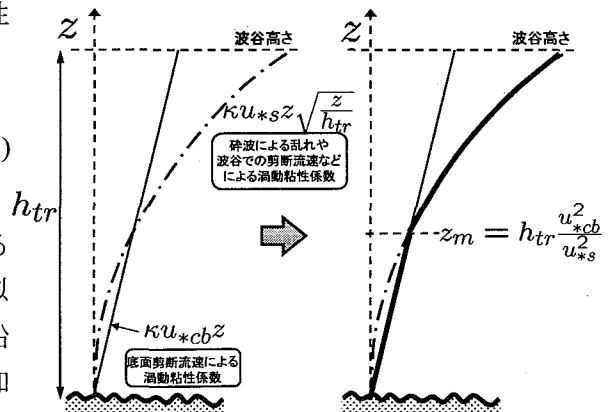


図-7 碎波帯内における渦動粘性係数の概念図

7. 4 底面境界条件

渦動粘性係数(7.7)を式(7.1)に適用することにより、水平平均流速の鉛直方向の変化量(傾き)が計算できる。しかしながら、流速の絶対値を算定するには底面近傍の水平流速と底面摩擦応力との関係を示す底面境界条件が必要となる。波と流れが共存する場合における底面摩擦則に関する研究としては、Grant・Madsen(1979)やMadsen(1994)のモデル、また我が国では、田中・首藤(1981)の理論解や、全てのflow regimeでの摩擦係数を陽的に算定する近似式を提案した田中・Thu(1993)や田中・Sana(1996)のモデルが挙げられる。ただし、これらのモデルの多くは、平均流の鉛直方向分布に流れの対数則が仮定されており、砕波による乱れや戻り流れなどのように底面付近で卓越する冲向流速による影響が考慮されない可能性があるので注意が必要である。

田島・Madsen(2005)は、Madsen(1994)の底面摩擦則を応用し、以下の手順で底面境界条件を算定している。まず、Madsen(1994)にならい波による底面境界層外縁 $z=\delta$ における平均流速 U_δ を次式で定義する。

$$\bar{U}_\delta = \frac{\bar{\tau}_{cb}}{\rho K u_{*m}} \ln \frac{\delta}{z_0} \quad (7.8)$$

ここで $z_0=k_N/30$ で k_N はNikuradse(1933)の相当粗度で底質土砂の粒径に相当する。また u_{*m} は次式で表される波・流れ共存場における最大底面せん断流速である。

$$u_{*m}^2 = \tau_m / \rho = C_\mu \tau_{wm} / \rho = \frac{C_\mu}{2} f_{cw} u_{bm}^2 \quad (7.9)$$

$$C_\mu = \sqrt{1 + 2 \left| \cos \phi_{wc} \right| \frac{|\bar{\tau}_{cb}|}{\tau_{wm}} + \left(\frac{\bar{\tau}_{cb}}{\tau_{wm}} \right)^2} \quad (7.10)$$

ここで、 ϕ_{wc} は波の進行方向と平均流とのなす角、 f_{cw} は後述する波・流れ共存場における摩擦係数、 u_{bm} は底面軌道流速の振幅であり、不規則波条件下では自乗平均波高 H_{rms} 時の底面軌道流速振幅 $u_{bm,rms}$ を用いる。また底面境界層厚 δ は次式で算定する。

$$\delta = A \frac{\kappa u_{*m}}{\omega} \quad (7.11)$$

ここで ω は角周波数で不規則波条件下ではピーク周期のそれに基づき、定数 A はMadsen・Salles(1998)による

$$A = \exp \left[2.96 \left(C_\mu A_{bm} / k_N \right)^{0.071} - 1.45 \right] \quad (7.12)$$

で算定する。ここで $A_{bm}=u_{bm}/\omega$ は波動境界層外縁における水粒子の軌道振幅である。波・流れ共存場における摩擦係数 f_{cw} は、Grant・Madsen(1979)のモデルを不規則波条件にも拡張し、パラメータ $X=C_\mu A_{bm}/k_N$ の関数として陽形式で近似した次の算定式(Madsen, 1994)を用いる。

$$f_{cw} = \begin{cases} C_\mu \exp \left[7.02 X^{-0.078} - 8.82 \right] & (0.2 \leq X < 10^2) \\ C_\mu \exp \left[5.61 X^{-0.109} - 7.30 \right] & (10^2 \leq X) \end{cases} \quad (7.13)$$

相当粗度 k_N は底質の中央粒径で代表されるが、砂れんやシートフローなどの移動床条件では、相当粗度が底質粒径よりも大きくなることが指摘されており(Grant・Madsen, 1982)、各移動床の形態に応じて適切な相当粗度を算定する必要がある。

以上を示した様にMadsen(1994)のモデルでは、波による軌道流速と底面せん断応力 τ_{bc} を決定すれば、底面境界層外縁 $z=\delta$ における平均流速 U_δ が求められる。この U_δ を境界条件として式(7.1)を解けば、水平流速の鉛直分布が求められ、さらに、断面平均流速ベクトル $\mathbf{U}_0$ が計算できる。このようにMadsen(1994)の底面境界層モデルでは、平均流の断面平均流速と底面せん断応力との関係が定義され、砕波による渦動粘性係数の増加や鉛直分布を有する平均せん断応力の影響は、断面平均流速の変化という形で間接的に考慮されることになる。またこのモデルを用いて断面平均流速から底面せん断応力を逆算できるので、実際の数値計算では、全水深積分した運動方程式から求めた底面せん断応力と、底面境界層モデルから算定したそれとが符合するよ

うに実際の断面平均流速 U_0 を調整して算定している。

7. 5 平行等深線海岸における戻り流れと沿岸流の計算方法

以上のモデルを複合することにより、準三次元海浜流場が計算できる。モデルは任意の三次元地形で適用可能であるが、ここでは各応力項の物理的特性を検証するために、沿岸方向に一樣な平行等深線海岸における戻り流れと沿岸海浜流の計算方法を示し、その結果を整理することにする。

(1) 支配方程式

まず、モデルで算定すべき未知変数を整理すると、波谷でのせん断応力 $\tau_{cs}=(\tau_{csx}, \tau_{csy})$ 、底面せん断応力 $\tau_{cb}=(\tau_{cbx}, \tau_{cby})$ 、平均水位 $\bar{\eta}$ 、そして波谷下における平均流量 $\mathbf{q}_b=(q_{bx}, q_{by})$ の7つである。これらの7つの変数を算定するには7つの基礎方程式が必要となるが、ここでは、沿岸方向に一樣な平行等深線海岸($\partial/\partial y=0$)を想定し、単純化した7つの支配方程式を以下に列挙する。

波谷上部で鉛直積分・周期平均した運動方程式 (x, y 方向)

$$\tau_{cs} = \mathbf{F}_{shp} + \mathbf{F}_{sw} + \mathbf{F}_{sr} + \mathbf{F}_{sc} + \mathbf{F}_{sv} \quad (7.14)$$

ここで、 τ_{cs} は波谷で作用する平均水平せん断応力、 $\mathbf{F}_{shp}=(F_{shpx}, 0)$ は平均水位の変化による圧力項、 $\mathbf{F}_{sw}=(F_{swx}, F_{swy})$ 、 $\mathbf{F}_{sr}=(F_{srx}, F_{sry})$ 、 $\mathbf{F}_{sc}=(F_{scx}, F_{scy})$ 、 $\mathbf{F}_{sv}=(0, F_{svy})$ は、波動運動、SR、平均流成分、平均流成分の水平渦動粘性による応力で、それぞれ次式で定義される。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{shp} &= -\rho g a \nabla \bar{\eta}, \quad F_{swx} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E}{2} \right) - q_{wx} \frac{\partial \hat{u}_s}{\partial x} + \frac{\rho}{2} \left(a \frac{\partial \hat{w}_s^2}{\partial x} + \hat{w}_s^2 \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \right), \quad F_{swy} = -q_{wx} \frac{\partial \hat{v}_s}{\partial x}, \quad \mathbf{F}_{sr} = -\frac{\partial}{\partial x} (R_{xx}, R_{xy}), \\ \mathbf{F}_{sc} &= -\rho \left(q_{sx} \frac{\partial \mathbf{U}_s}{\partial x} + \frac{a \mathbf{U}_s}{2} \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}_s}{\partial x} \right), \quad F_{svy} = a \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} = \rho a \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{ts} \frac{\partial V_s}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

全水深で鉛直積分・周期平均した運動方程式 (x, y 方向)

$$\tau_{cb} = \mathbf{F}_{bhp} + \mathbf{F}_{bw} + \mathbf{F}_{sr} + \mathbf{F}_{bc} + \mathbf{F}_{bv} \quad (7.15)$$

ここで、 τ_{cb} は底面平均水平せん断応力、 $\mathbf{F}_{bhp}=(F_{bhpx}, 0)$ は平均水位の変化による圧力項、 $\mathbf{F}_{bw}=(F_{bcx}, F_{bcy})$ 、 $\mathbf{F}_{bc}=(F_{bcx}, F_{bcy})$ 、 $\mathbf{F}_{bv}=(0, F_{bvy})$ は、波動運動、SR、平均流成分、平均流成分の水平渦動粘性による応力で、それぞれ次式で定義される。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{bhp} &= -\rho g h \nabla \bar{\eta}, \quad \mathbf{F}_{bw} = -\frac{\partial}{\partial x} (S_{xx}, S_{xy}), \quad \mathbf{F}_{bc} = -\rho \frac{\partial}{\partial x} (q_{sx} (\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_0) + q_{wx} \mathbf{U}_s), \\ F_{bvy} &= \int_0^h \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} dz = \rho a \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{ts} \frac{\partial V_s}{\partial x} \right) + \rho h_r \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{t0} \frac{\partial V_0}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (7.16)$$

底面境界条件式：波谷下における線流量ベクトル $\mathbf{q}_b$ から、次の関係式を用いて底面せん断応力 τ_{cb} を得る。

$$\mathbf{q}_b = \int_0^{h_r} \mathbf{U} dz = \mathbf{U}_0 h_r = \mathbf{q}_b(\tau_{cs}, \tau_{cb}, k_N, u_{bm}, T) \quad (7.17)$$

連続式：式(4.12)で $\partial/\partial y=0$ とし、SRによる質量輸送量 q_{srx} を加えることにより次式を得る。

$$q_{bx} + q_{wx} + q_{srx} + H U_s / 2 = 0 \quad (7.18)$$

(2) 計算手順

数値計算方法はいくつか考えられるが、静水状態を初期状態とし、波やSRによる外力をゼロから徐々に実際の値に近づけながら非定常計算を行う方法が最も単純である。非定常計算を行うために、(7.15)の y 軸方向の運動方程式については、線流量 q_y の時間変化を考慮した次式を用いる。

$$\rho \frac{\partial q_y}{\partial t} = r(t) (F_{bwy} + F_{sry}) + F_{bcy} + F_{bvy} - \tau_{cby} \quad (7.19)$$

ここで $q_y = q_{by} + V_s H / 2 + r(t) (q_{wy} + q_{sry})$ は y 軸方向の全線流量であり、 $F_{bwy} + F_{sry}$ は波およびSRモデルによる計算結果から得られる既知量、 $r(t)$ は時間の経過とともに0から1へと滑らかに増加する関数である。これ

らの基礎式を用いた準三次元海浜流場の算定方法は次の通りである．①初期状態として $q_y=V_0=V_s=U_s=\bar{\eta}=0$ とする．② q_{bx} を(7.18)から算定する．③ τ_{cs} を式(7.14)から算定する．④ひとつ前の計算ステップで求めた τ_{cb} を Madsen(1994)の底面境界層モデルに適用し， δ と U_δ を計算し，水平流速の鉛直分布および波谷上側での一様平均流速 U_s を計算する．⑤水平流速の鉛直分布から(7.17)を用いて τ_{cb} を計算する．⑥ 平均水位 $\bar{\eta}$ を x 軸方向の運動方程式(7.15)から算定する．⑦式(7.19)から $\partial q_y / \partial t$ を求め， q_y の見積み値を $q_y^{new} = q_y + (\partial q_y / \partial t) \Delta t$ で更新する．⑧ q_y と q_y^{new} を比較し，両者の差が所定の誤差範囲に収束するまで $q_y = q_y^{new}$ として手順①に戻って繰り返し計算を行う．

8. 平行等深線海岸における戻り流れと沿岸海浜流

図-8にCox・Kobayashi(1996)による実験条件に対する波高，平均水位，および戻り流れの鉛直分布の実測値と本モデルによる予測値を比較する．モデル計算における相当粗度は実験で水底表面に付着させた砂粒の中央粒径1mmとしている．図中の実線および破線は，SRによる影響を考慮あるいは無視した場合の計算結果である．図-9(1)(a)に運動方程式(7.15)のうち，波，SR，および平均水位変動による応力項， F_{bwx} ， F_{srx} ， F_{bhpx} の岸沖方向分布を示し，図-9(1)(b)には残りの応力項， F_{bcx} および τ_{cbx} の岸沖方向分布を示す．図の縦軸は岸方向に作用する応力を正とし，(b)は(a)に比べて縦軸のスケールが拡大されている．図より応力では F_{bwx} および F_{srx} が卓越しており，岸沖方向の平均水位の変化による静水圧力項 F_{bhpx} は，これらの応力の和 $F_{bwx}+F_{srx}$ を相殺するように $F_{bhpx} \sim -(F_{bwx}+F_{srx})$ となっている．砕波点付近では，波浪エネルギーが砕波によって急激に減少するために F_{bwx} は砕波点で岸向(正)の極大値となる．これに対し，SRはこの領域で生成・増大するので， F_{srx} は砕波点で沖向き(負)の極大値を与えている．このSRによる沖向きの応力は砕波に伴う岸向きの応力と相殺し，その合力 $F_{bwx}+F_{srx}$ は砕波点付近で小さくなる．したがって， $F_{bwx}+F_{srx}$ を相殺するように決定される F_{bhpx} の絶対値も小さくなるので，結果として砕波点付近における平均水位の上昇量はSRの影響により小さくなる．一方，汀線付近では波浪・SRともにそのエネルギーが減衰しているので， F_{bwx} および F_{srx} はともに岸向きに作用し，平均水位の岸向き上昇量はSRの影響によって増加する．また，ここで示した粗度条件($k_N=1\text{mm}$)では，岸沖方向運動方程式(7.15)中の τ_{cbx} および F_{bcx} の影響は無視できるほど小さく，戻り流れによる影響を無視して平均水位を算定したLonguet-Higgins・Stewart(1962)の仮定が妥当であったことがわかる．

図-8の戻り流れの鉛直方向分布の比較では，SRを考慮した場合(実線)は，SRの影響を無視した場合(破線)に比べて砕波帯内における戻り流れ流速の絶対量が増加し実験結果と良く一致している．また，砕波点近傍における戻り流れ鉛直分布を見ると，SRによる影響を無視した場合(破線)では鉛直分布が岸向きに傾いているのに対し，SRによる影響を考慮した場合(実線)では F_{srx} の影響によって鉛直方向分布がやや沖向きに傾いているのがわかる．図-9(2)には波谷上側で積分された運動方程式(7.14)で定義された波谷で作用する応力項の岸沖方向分布を示す．図-9(1)と同様に，(a)には波，SR，および静水圧による応力項， F_{swx} ， F_{srx} ， F_{shpx} の分

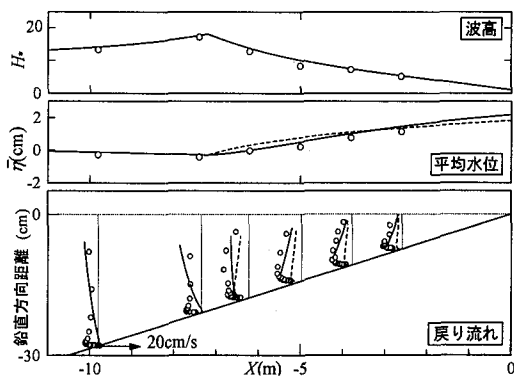


図-8 モデルによる波高，平均水位，戻り流れの計算値(実線/破線：SRの影響を考慮/未考慮)と実験値(○：Cox・Kobayashi, 1996)との比較．

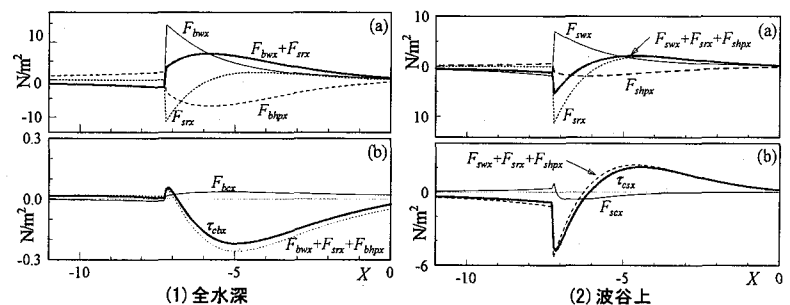


図-9 Cox・Kobayashi(1996)の実験条件に対する全水深積分した運動方程式(7.15)中の応力項の比較(左)および波谷上部で積分した運動方程式(7.13)中の応力項の比較(右)．

布を示し、(b)にはこれらの応力項の総和と τ_{csx} および平均流による応力項 F_{scx} との比較を示す。前述した全水深での応力項の比較と同様に、波谷上の応力特性においても波とSRによる応力 F_{swx} および F_{srx} が他の応力項に比べて卓越しており、 τ_{csx} の岸沖分布特性に大きな影響を及ぼしていることがわかる。波谷上においては、砕波点直後で沖向きに作用する F_{srx} が岸向きに作用する F_{swx} を上回り、結果として τ_{csx} は砕波点付近の一部の領域で沖向きとなり、それよりも岸側では岸向きとなった。一方、砕波帯外ではSRは存在しないものの、波のエネルギーは浅水変形によって砕波点に向かって緩やかに増大するので、 F_{swx} が沖向きに作用し、計算された戻り流れの鉛直分布形も沖側に傾いている(図-8)。また、図-8および図-9に示した各応力項の比較から、本平均流に起因する応力 F_{bcx} および F_{scx} は他の応力項に比べて無視できるほど小さく、岸沖方向の応力バランスについては、平均流の移流による影響を無視した従来の戻り流れモデルの仮定が妥当であったことが分かる。

次に図-10にHamilton・Ebersole(2001)の実験条件にモデルを適用したときの波高、平均水位の岸沖分布、戻り流れと沿岸海浜流の鉛直分布、さらに、断面平均した沿岸海浜流速の岸沖分布の計算値を実測結果と比較する。この実験では一様勾配斜面の大型平面水槽で規則波および不規則波を斜めに入射させ、側方境界からの注水を用いて沿岸方向に一様な沿岸流を再現している。次に図-11には、図-10の規則波実験条件に対し、モデルの運動方程式(7.19)の中で卓越的だった波およびSRによる応力項、 F_{bwy} および F_{sry} の岸沖方向を比較する。最後に図-12には、同じ規則波の実験条件で、運動方程式(7.14)および(7.19)中のいくつかの応力項を除いて計算した場合の断面平均沿岸流速の岸沖分布を比較する。図-10に見られるように、規則波および不規則波の両条件に対してモデルによる波高、平均水位、平均流場の予測値は、特に平均流場の鉛直構造に至るまで精度良く再現できていることが分かる。図-11の波およびSRによる応力項の比較に着目すると、両者はともに砕波点で最大値および最小値をとり、その絶対値がほぼ等しいことから、両者の和が砕波点付近でゼロになっていることが分かる。これはTajima・Madsen(2003)のSRモデルが、砕波減衰エネルギーの1/2がSRエネルギーに供給されると仮定していることによる。波およびSRのラディエーション応力項、 S_{xy} および R_{xy} に着目すると、 S_{xy} が波エネルギー E に波向きの効果 $\sin\theta\cos\theta$ を乗じた形で定義されるのに対し、 R_{xy} はSRエネルギー E_{sr} の2倍に $\sin\theta\cos\theta$ を乗じた式で定義されている。砕波点ではSRエネルギーはゼロに等しいので、 E_{sr} の変化率は砕波からのエネルギー供給率とほぼ一致する。ここで砕波からのエネルギー供給率が砕波エネルギー減衰率の1/2であると仮定されているため、 S_{xy} および R_{xy} の変化率は砕波点でほぼ等しくなる。もし砕波によるエネルギー減衰量のすべてがSRに供給されると仮定すれば、 R_{xy} による応力が S_{xy} による応力の2倍程度となり、砕波点では沿岸海浜流を引き起こす沿岸方向応力が

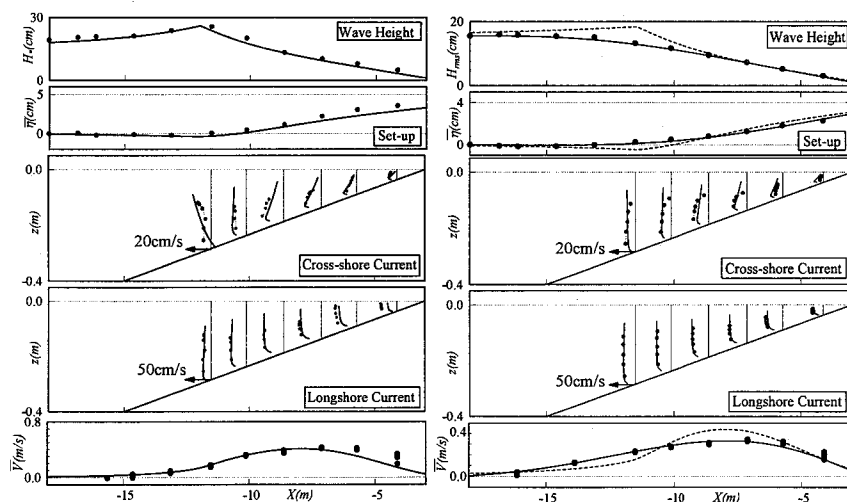


図-10 一様勾配斜面上に規則波および不規則波を斜め入射させた実験における波高、平均水位、戻り流れ、沿岸流の鉛直分布の計算値と実測値(Hamilton・Ebersole, 2001)の比較。(左：規則波(Test 6A-N), 右：不規則波(Test 8A-E))

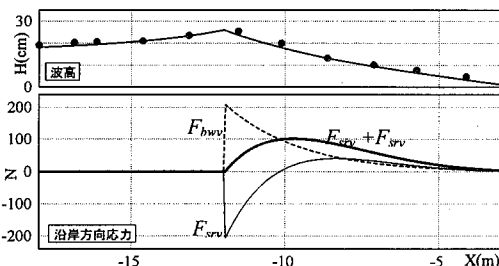


図-11 規則波条件(Hamilton・Ebersole, 2001)におけるモデルによる各応力項の比較

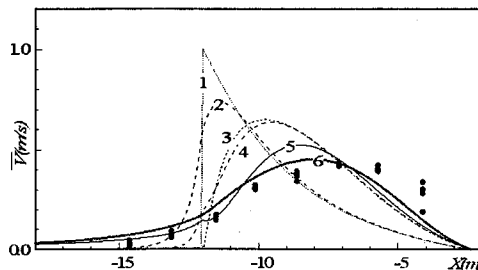


図-12 規則波実験条件(図-10)に対する断面平均沿岸流速の比較。(1) F_{bwy} のみ、(2)(1)+ F_{bwy} 、(3)(1)+ F_{sry} 、(4)(3)+ F_{bwy} 、(5) F_{bcy} 以外の全応力、(6)全応力

沿岸流の卓越方向とは逆向きに作用することになり、実際の現象と矛盾する。次に図-12 に示した沿岸海浜流速の比較を見ると、波によるラディエーション応力項のみを考慮して沿岸流を計算した(1)に対して、(2)では(1)に渦動粘性係数に基づく拡散項 F_{bvy} の影響を加え、これにより流速分布がやや平滑化されたが、拡散効果が絶対的に不足していることが分かる。次に(1)および(2)に SR による影響も加味した(3)や(4)では沿岸流速のピークが岸向きにシフトされていることが分かる。さらに(5)ではすべての応力項から、波谷上側の運動方程式中の平均流による応力項 F_{scy} だけを除いた場合でありこれは全水深積分した運動方程式で平均流の移流効果 F_{bcy} を考慮した SHORECIRC に、SR による応力を加味したモデルとほぼ同等となる。 F_{bcy} を考慮することにより、沿岸流の再現精度が大きく向上している。最後に F_{scy} を考慮することにより、(5)に比べて沿岸流速の鉛直分布が変化し、結果として沿岸流速分布の再現性がさらに向上することが分かる。

最後に図-13 には、Visser(1991)による斜め入射する規則波を対象とした実験条件にモデルを適用したときの断面平均した沿岸海浜流速の計算結果を実測値と比較している。Visser(1991)はコンクリート床(相当粗度 $D_{90}=0.6\text{mm}$)と、礫床(粒径 $5\text{mm}\sim 10\text{mm}$, $D_{90}=8\text{mm}$)の二つの底面粗度条件で実験を行っており、計算値は $k_N=0.1, 0.3, 0.5, 5, 6, 7\text{mm}$ と変化させた場合の計算結果を示している。2つの図は異なる入射波条件における結果を示している。Madsen(1994)の底面境界層モデルにおける相当粗度は中央粒径 D_{50} に基づいているので厳密な比較はできないものの、モデルは異なる粗度条件における沿岸流速を妥当に再現できていることが分かる。また、計算された流速値の比較より、粗度は1オーダー程度大きくなると流速値が半減することが分かり、たとえば底面に砂れんが卓越して粗度が大きくなる場合においても、実際の粗度と同オーダーの粗度を予測できれば、本稿で示したモデルを用いて妥当な流速値が計算できることが分かる。

9. おわりに

物理的メカニズムに基づく海浜変形予測モデルの構築に必要な沿岸域外力場を列举し、必要な情報を効率的に算定できる位相平均型の波浪場、準三次元海浜流場の数値モデルに焦点を当てて既往の研究成果をレビューした。この中で流れの3次元構造に及ぼす Surface Roller の影響や、流れ3次元構造自身による水平拡散効果など、従来の2次元平面海浜流場では勘案することのできない現象について整理した。本稿で展開した既往研究やその物理的背景に関する考察が、戻り流れを含む流れ場の三次元構造や波による漂砂移動を包含した統一的な海浜変形予測モデルの構築する際の一助となれば幸いである。

参考文献

- Battjes, J.A. (1975): Modeling of turbulence in the surf zone, Symposium on Modeling Technique, pp.1050-1061.
 Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen (1978): Energy loss and set-up due to breaking random waves, Proc. 16th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.569-587.
 Bowen, A. J., D. L. Inman, and V. P. Simmons (1969): Wave "set-down" and set-up, J. of Geophys. Res., vol.73, No.8, pp.2569-2576.
 Cox, D. T. and N. Kobayashi (1996): Undertow profiles in the bottom boundary layer under breaking waves, Proc. 25th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.3194-3206.
 Dally, W. R. • R. G. Dean, R. A. Dalrymple (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, J. Geophys. Res., 90(C6), pp.11917-11927.
 Dally, W. R., C. A. Brown (1995): A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents, J. Geophys. Res., 100(C12), pp.24873-24883.
 De Vriend, H. J., and M. J. F. Stive (1987): Quasi-3D modeling of nearshore currents, Coastal Engineering, 11, pp.565-601.
 Deigaard, R., Justesen, P. and Fredsoe, J. (1991): Modeling of undertow by a one-equation turbulence model, Coastal Eng., Vol.15, pp.431-458.
 Goda, Y. (2002): A fast numerical scheme for unsaturated random breaking waves in 3-D bathymetry, Proc. 28th Int. Conf. on Coast. Eng., Vol.1, pp.508-520.
 Grant, W.D. and Madsen, O.S. (1979): Combined wave and current interaction with a rough bottom, J. of Geophys. Res., Vol.84(C4), pp.1979-1808.
 Grant, W.D. and Madsen, O.S. (1982): Movable bed roughness in oscillatory flow, J. of Geophys. Res., Vol.87(C1), pp.469-481.
 Hamilton, D. G. and B.A. Ebersole (2001): Establishing uniform longshore currents in a large-scale laboratory facility, Coastal Eng., 42, pp.199-218.
 Hanson, H. and N.C. Kraus (1989): GENESIS: Generalized model for simulating shoreline change, Report 1: Technical Reference, CERC-89-19,

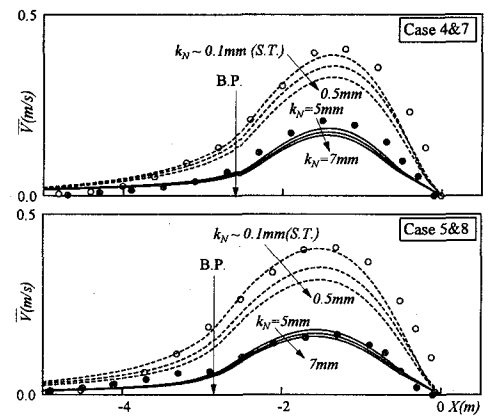


図-13 Visser(1991)の実験に対する断面平均沿岸流速の計算値と実測値との比較。(●&実線：礫床条件、○&破線：コンクリート床条件での実測値および計算値)

- Coastal Engineering Research Center, U.S. Army Engineers. Waterways Exp. Station.
- Horikawa, K. and C. T. Kuo (1966) : A Study on wave transformation inside the surf zone. Proc. 10th Int. Conf. on Coas. Eng., ASCE, pp.217-233.
- Komar, P.D. and D.L. Inman (1970) : Longshore sand transport on beaches, J. of Geophys. Res., vol.75, No.30, pp.5914-5927.
- Kuriyama, Y., (1994) : Numerical model for longshore current distribution on a bar-trough beach, Proc. 24th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.2237-2215.
- Longuet-Higgins, M.S. (1970) : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, J. of Geophys. Res., 75, pp.6778-6789.
- Longuet-Higgins, M.S. (1972) : Recent progress in the study of longshore currents, in waves on beaches, Ed. R.E. Meyer, Academic Press, New York, pp.203-248.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962) : Radiation stresses and mass transport in gravity waves with applications to surf-beats, J. of Fluid Mechanics, 13, pp.481-504.
- Madsen, O. S. (1994) : Spectral wave-current bottom boundary layer flows, Proc. 24th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.384-398.
- Madsen, O. S. and P. Salles (1998) : Eddy viscosity models for wave boundary layers, Proc. 26th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.2615-2627.
- Madsen, O.S., Y. Tajima, and B.A. Ebersole (2003) : Longshore sediment transport: A realistic order-of-magnitude estimate, Proc. Int. Conf. on Coast. Sed., 2003, CD-ROM published by World Scientific Publishing Corp. and East Meets West Productions, ISBN 981-238-422-7.
- Mei, C. C. (1989) : The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, Advanced Series on Ocean Eng., 1, 740p.
- Meyer-Peter, E. and R. Muller (1948) : Formulas for bed-load transport, Proc. 2nd Cong. of Int. Assoc. for Hydr. Struc. Res., pp.39-64.
- Nikuradse, J. (1933) : Stromungsgesetze in glatten und rauhen rohren, VDI Forschungsheft 361.
- Nwogu, O. (1993) : Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., 119(6), pp.618-638.
- Osiecki, D. A., and W. R. Dally (1996) : The influence of rollers on longshore currents, Proc. 25th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.3419-3430.
- Okayasu, A. and H. Katayama (1992) : Distribution of undertow and long-wave component velocity due to random waves, Proc. 23rd Int. Conf. on Coast. Eng., pp.883-893.
- Okayasu, A., K. Hara, and T. Shibayama (1994) : Laboratory experiments on a 3-D nearshore currents and a model with momentum flux by breaking waves, Proc. 24th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.2461-2475.
- Okayasu, A., T. Shibayama, and K. Horikawa (1988) : Vertical variation of undertow in the surf zone, Proc. 21st Int. Conf. on Coast. Eng., pp.478-491.
- Perlin, M. and R.G. Dean (1983) : A numerical model to simulate sediment transport in the vicinity of coastal structures, U.S. Army Corp of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Mis-cel. Rep. No.83-10, 119p.
- Phillips, O. M. (1977) : Dynamics of the upper ocean, 2nd Edition, Cambridge University Press, London.
- Putrevu, U., and I. A. Svendsen (1992) : A mixing mechanism in the nearshore region, Proc. 23rd Int. Conf. on Coast. Eng., pp.2758-2771.
- Reniers, A. J. H. M., and J. A. Battjes (1997) : A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches, Coastal Engineering, 30, pp.1-22.
- Ruessink, B. G., Miles, J. R., Feddersen, F., Guza, R. T., and S. Elgar (2001) : Modeling the alongshore current on barred beaches, J. Geophys. Res., No.106/C10, pp.22,451-22,463.
- Sanchez-Arcilla, A., Collado, F., and A. Rodriguez (1992) : Vertically varying velocity field in Q-3D nearshore circulation, Proc. 23rd Int. Conference on Coastal Engineering, pp.2811-2824.
- Schäffer, H.A., P.A. Madsen and R. Deigaard (1993) : A Boussinesq model for waves breaking in shallow water, Coastal Eng., 20, pp.185-202.
- Svendsen, I. A. (1984) : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Engineering, Vol.8, pp.303-329.
- Svendsen, I. A. and U. Putrevu (1994) : Nearshore mixing and dispersion, Proc. Math. and Phys. Sciences, Vol.445, Issue1925, pp.561-576.
- Tajima, Y. and O. S. Madsen (2002) : Shoaling, breaking and broken wave characteristics, Proc. 28th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.222-234.
- Tajima, Y., and O.S. Madsen (2003) : Modeling near-shore waves and surface rollers, 2nd Int. Conf. on Asian and Pacific Coasts, CD-ROM published by World Scientific, ISBN 981-238-558-4.
- Tajima, Y. and O. S. Madsen (2006) : Modeling near-shore waves, surface rollers, and undertow velocity profiles, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 132, No. 6, pp. 429-438.
- Thornton, E. B. and R. T. Guza (1983) : Transformation of wave height distribution, J. Geophys. Res., vol.88, No.C10, pp.5925-5938.
- Thornton, E. B. and R. T. Guza (1986) : Surf zone longshore currents and random waves: field data and models, Journal of Physical Oceanography, 16, pp.1165-1178.
- Van Dongeren, A. R., Sancho, F. E., Svendsen, I. A., and U. Putrevu, (1994) : SHORECIRC: A quasi 3D nearshore model, Proc. 24th Int. Conf. on Coast. Eng., pp.2741-2754.
- Watanabe A., T. Hara and K. Horikawa, (1984) : Study on Breaking Condition for Compound Wave Trains., Coastal Eng. in Japan, JSCE, vol.27, pp.71-82.
- Watanabe, A. and Z. Elnaggar (2000) : Variations of Orbital Velocity and Undertow in the Nearshore Zone, Proc. 27th Int. Conf. on Coast. Eng., Vol.1, pp.769-782.
- 磯部雅彦 (1986) : 放物型方程式を用いた不規則波の屈折・回折・砕波変形の計算法, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.134-138.
- 磯部雅彦・堀川清司 (1981) : 砕波帯における流速場の浅水変化に関する研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.5-9.
- 宇多高明・河野茂樹 (1996) : 海浜変形予測のための等深線モデルの開発, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.121-139.
- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺晃 (1989) : 砕波帯内におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海工論文集, 第36巻, pp.31-35.
- 小笹博昭・A.H. Branton (1979) : 護岸のある海浜の汀線変化計算, 港湾技術研究所報告, 第18巻, 第4号, pp.77-104.
- 倉田貴文・服部昌太郎 (2000) : Surface Rollerの変動特性を考慮した砕波モデルに関する研究, 海工論文集, 第47巻, pp.166-170.
- 黒岩正光・野田英明・芳地康征 (1997) : 準3次元海浜流場の数値シミュレーションに関する研究, 海工論文集, 第44巻, pp.151-155.
- 佐藤慎司・M. Kabiling (1993) : Boussinesq 方程式を用いた三次元海浜変形の数値計算, 海工論文集, 第40巻, pp.386-390.
- 清水琢三・熊谷隆宏・三村信男・渡辺晃 (1994) : 汀線変化を考慮した3次元海浜変形長期予測モデル, 海工論文集, 第41巻, pp.406-410.
- 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, No.803/II-73, pp.133-144.
- 田島芳満・佐藤慎司・鈴木淳也・下園武範・磯部雅彦 (2006) : 潜堤周辺の砕波・乱流特性を考慮した海浜流場予測モデルに関する一考察, 海工論文集, 第53巻, pp.106-110.
- 田中仁・首藤伸夫(1980) : 波・流れ共存時の底面摩擦に関する実験, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.163-167.
- 田中仁・Aung Thu (1993) : 全ての flow regime に適用可能な波・流れ共存場抵抗則, 土木学会論文集, 第467/II-23, pp.93-102.
- 田中仁・Ahmad Sana (1998) : 交差する波と流れによる抵抗則の検討, 土木学会論文集, 第533/II-34, pp.273-277.
- 土木学会編 (1994) : 海岸波動一歩・構造物・地盤の相互作用の解析法漂砂環境の創造に向けて一, 土木学会, 520P.
- 土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会(1998) : 漂砂環境の創造に向けて, 土木学会, 359P.
- 間瀬肇・高山知司・国富将嗣・三島豊秋(1999) : 波の回折を考慮した多方向不規則波の変形計算モデルに関する研究, 土木学会論文集, No.684/II-48, pp.177-187.
- 渡辺晃・青池大介・磯部雅彦 (1999) : 任意地形上の戻り流れの定量的評価法の提案, 海工論文集, 第46巻, pp.186-190.
- Mohammad Dibajnia・渡辺晃 (1987) : 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.291-295.