

砕波による運動量輸送を考慮した海浜流の準3次元数値モデル

岡安章夫*・瀬尾貴之**・柴山知也***

1. はじめに

近年、砕波帯を含めた海浜流場の数値予測モデルがいくつか提案されており、漂砂量予測モデルと組み合わせた海浜変形予測数値モデルも提案されている。しかし、漂砂については特に底面付近での流向・流速が重要であるにもかかわらず、これらの海浜流予測数値モデルの多くは未だ平面2次元モデルを用いている。

岡安ら(1992)は平面実験水槽を用いた海浜流の3次元分布特性に関する流速測定実験を行ない、底面付近では特に砕波帯内での戻り流れの影響が顕著であることを指摘しており、清水ら(1992)も現地海浜における流速測定結果と数値モデルとを比較し、数値計算において砕波帯内における戻り流れを考慮することにより、測定結果をかなり良く再現できたと報告している。また、灘岡ら(1992)は、海浜流の鉛直分布が海浜流の平面分布そのものにも影響を与えることを示唆している。これらの他に砕波帯付近での拡散や混合を考える際にも、海浜流の3次元構造を明らかにし、それに即した海浜流の3次元モデルを構築することが望まれてきている。

海浜流の3次元構造に関しては、解析的な研究と共に既にいくつかのモデルが提案されている。De Vriend・Stive(1987)は、沿岸方向に一樣な場における海浜流の鉛直分布を導き、Svendsen・Lorenz(1989)、Svendsen・Putrevu(1990)らも、同様な場において3次元のレイノルズ方程式から岸沖・沿岸流速を求め、これを合成することにより3次元の海浜流分布を求める方法について議論している。一般的な地形に応用できるモデルとしては、最近 Sanchez-Arcilla ら(1992)が平面2次元の海浜流数値モデルと鉛直1次元数値モデルとを組み合わせた、海浜流の準3次元数値モデルとを提案しているが、3次元海浜流場に関しては実測データとの比較がなされておらず、その実用性については不明である。

3次元海浜流場の測定例としては、前述の岡安らの他に、Visser(1984)の沿岸方向に一樣な場を模した室内実

験の結果がある程度であり、現地測定を含むデータの蓄積と共に、実測結果をふまえた海浜流モデルの検討が必要である。

一方、砕波帯内においては、波峰付近に波の伝播に伴い移動する大規模な渦が形成され、岸沖流を考える際にはこれによる岸向きの質量輸送を無視することはできない(例えば、Svendsen, 1984)。また、この大規模渦によるエネルギー輸送や運動量流束も相応に大きく、これらが海浜流に与える影響も無視できないと考えられるが、これらの影響を考慮した海浜流モデルはこれまでにない。岡安ら(1992)の研究においても、旧来の平面2次元海浜流モデルは実測値をかなり過小評価している。

そこで本研究では、まず砕波による大規模渦の影響を考慮した平面2次元海浜流モデルを提案し、これと戻り流れの鉛直分布モデルを組み合わせることで、準3次元の海浜流数値予測モデルを構築した。さらに、モデルによる計算結果と岡安ら(1992)の実験結果とを比較し、数値モデルの妥当性について検証した。

2. 準3次元海浜流数値モデル

本研究で述べる3次元の海浜流数値予測モデルは、おおきく1)波浪場の算定、2)平面2次元海浜流場の算定、3)流速鉛直分布の算定の3つの部分から構成されている。このうち波浪場の算定に関しては、非定常緩勾配方程式を用い、波・流れの相互干渉を考慮した大中ら(1987)とほぼ同様のモデルを用いた。2次元海浜流場に関しては、支配方程式・計算方法等は沼野ら(1989)に準じているが、海浜流の起因力となる波による運動量流束に関しては、全運動量流束として、従来どおりの波動運動によるものと砕波により形成される大規模渦によるものとの両者を考えた。波浪場の計算においては波・流れの相互干渉を考慮しているので、2次元海浜流場の算定との反復計算によって、汀線変化を含めた波浪・海浜流場の予測を行なった。

つぎに、岡安ら(1989)と同様の方法を用いて、波のエネルギー分布とエネルギー逸散から戻り流れの鉛直分布を求め、海浜流の波向き方向成分と重ね合わせた。波峰方向成分に関しては、海浜流の沿岸方向成分が鉛直方

* 正会員 工博 横浜国立大学助手 工学部建設学科

** 正会員 工修 (株)間組

*** 正会員 工博 横浜国立大学助教授 工学部建設学科

向にはあまり変化しないこと (岡安ら, 1992) を考え、鉛直方向に一定の分布とした。最後に、Svendsen・Lorenz (1989) と同様に、両方向の流れによる干渉は小さいと仮定し、これらを合成して海浜流の3次元分布を得た。

2.1 平面2次元波浪・海浜流モデル

本研究ではまず、波・流れの相互干渉を考慮した大中ら (1987) の非定常緩勾配方程式

$$m\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right) + \nabla \cdot (U\xi) + \nabla \cdot (nQ) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \omega c^2 \nabla \cdot \left(\frac{\xi}{\sigma}\right) + f_D Q = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$m = 1 + \frac{\sigma}{\omega}(n-1), \quad n = c_0/c \dots\dots\dots (3)$$

を用いて波浪場を算定した。ここで、 t は時間、 ∇ は水平微分演算子、 ξ は水面変動、 Q は波による流速ベクトル、 U は流れの流速ベクトル、 c は波速ベクトル、 c_0 は群速度ベクトル、 f_D は碎波減衰係数を表す。また、 ω は流れのないところでの角周波数、 σ は流れに相対的な角周波数である。具体的な計算方法もほぼ大中らによったので、ここでは碎波点付近での計算手法等、若干の相異点のみを述べる。

碎波点の決定においては流速波速比を用いたが、碎波流速波速比は磯部 (1986) と同様に、

$$\left(\frac{\bar{u}}{c}\right)_b = 0.53 - 0.3 \exp\left(-3\sqrt{\frac{h_b}{L_0}}\right) + 5(\tan \beta)^{\frac{3}{2}} \exp\left[45\left(\sqrt{\frac{h_b}{L_0}} - 0.1\right)^2\right] \dots\dots\dots (4)$$

で与えた。ここに、 $\bar{u}$ は静水位における水平流速振幅、 c は波速、 h は水深であり、添字 b は碎波点における値を表す。また、 L_0 は沖波波長、 $\tan \beta$ は海底勾配である。

碎波減衰係数 f_D は Dibajnia・渡辺 (1987) と同じく、

$$f_D = \alpha_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{h}} \sqrt{\frac{Q - Q_r}{Q_s - Q_r}} \dots\dots\dots (5)$$

で与えたが、式中の α_D については岡安ら (1989) にならい、波峰が崩れ始める点 x_b より沖側で0、擬定常的な碎波の起こり始めるポア形成点 x_t より岸側で2.5とし、その間は線形に補間した。 x_b と x_t の決定についても岡安ら (1989) によった。

波浪場の計算の後、波による運動量流束を用いて海浜流場と平均水位変化の算定を行なう。これらは再び波浪場の算定に利用され、繰り返し計算の後に定常解が得られた時点で両者の場が解けたと見なした。

海浜流場の算定においては、沼野ら (1989) を参考にしたが、運動量流束の評価の際に次節に述べる方法により碎波による大規模渦の効果を考慮した。海浜流の支配方程式は、

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} + \nabla \cdot U(h + \bar{\xi}) = 0 \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U + F - M + R + g\nabla \bar{\xi} = 0 \dots\dots (7)$$

であり、ここに F は底面摩擦による項、 M は水平拡散項、 R は radiation stress 項である。

また、碎波帯内での平均水位上昇による汀線移動に関しては、Dibajnia・渡辺 (1987) と同様に、水深0の移動境界としたが、海浜流場の繰り返し計算においては汀線が振動することがあるので、波浪計算の後、海浜流計算の初期水位設定においてのみ汀線を移動させ、海浜流計算中は固定境界とした。海浜流の収束計算中の平均水位変動は小さいので、この方法によっても汀線変化は十分に予測可能であると考えられる。

2.2 大規模渦が海浜流に及ぼす影響のモデル化

岡安ら (1989) は碎波帯内における岸沖方向1次元の波浪変形モデルの中で、波峰付近に形成される大規模渦によるエネルギー輸送を考慮した計算を行なっている。これによると、大規模渦によるエネルギー輸送は碎波帯内でのエネルギー逸散過程に支配的な役割を持ち、これによる運動量輸送も1次元モデルでは平均水位の上昇として現われる。この運動量流束は、平面2次元の場合においては海浜流の分布にも影響を与えるはずであるが、これについて検討された例は過去にない。そこで、この大規模渦による運動量輸送を以下のように海浜流の数値モデルに導入し、その効果について検討した。

岡安ら (1989) と同様に、碎波にともない波のエネルギー E_w は大規模渦のエネルギー E_v を経て逸散していくと考える。ここで、波動エネルギーから大規模渦へのエネルギー変換が不可逆であると仮定するなら、単位時間単位面積当たりの E_w から E_v へのエネルギー変換率 T_B は、波動運動によるエネルギー流束 $c_g E_w$ を用いて、

$$T_B = -\nabla \cdot (c_g E_w) \dots\dots\dots (8)$$

となる。一方、大規模渦の速度が波速とほぼ等しいとすれば、碎波帯内では波速と群速度が概ね等しいので、 E_v と T_B 、乱れを経たのエネルギー逸散率 D_B との間には、

$$\nabla \cdot (c_g E_v) = T_B - D_B \dots\dots\dots (9)$$

なる関係が成り立つ。

岡安ら (1989) は、碎波帯内のある地点で波動運動から大規模渦に変換されたエネルギーは、水深で規定される逸散距離 l_d にわたって均一に逸散されるとしている。碎波による大規模渦が波峰とともに移動するとするなら、エネルギーの供給と逸散のモデルも、本来波向き方向に沿って考えるべきものであるが、本計算においては波向きと計算格子の x 軸とのなす角が小さく、また、逸散距離 l_d 内での波向き変化が非常に小さいものと仮定し、 x 軸方向成分のみによって大規模渦のエネルギー

E_v を以下のように評価した。

$$T_{Bx} = -\frac{\partial(c_{gx}E_w)}{\partial x} \dots\dots\dots (10)$$

$$D_{Bx} = \int_{-\infty}^x t_d(x, x') dx' \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial(c_{gx}E_v)}{\partial x} = T_{Bx} - D_{Bx} \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 c_{gx} は c_g の x 方向成分である。また、 t_d は岡安らと同様に評価した。

以上により大規模渦によるエネルギー流束が求められるが、大規模による運動量流束 S_v は、岡安らにより渦の内部流速を仮定することにより E_v を用いて

$$S_v = \frac{5}{3} E_v \dots\dots\dots (13)$$

で評価されている。

この大規模渦の運動量流束が海浜流あるいは平均水位上昇に与える影響を評価するには、海浜流の運動量方程式中の radiation stress 項に、この運動量流束の効果を付け加えればよい。本来は、大規模渦が波動運動に及ぼす影響を考え、新たに波動による radiation stress の項をも評価し直すべきであるが、ここではその影響が小さいと仮定し両者を含めた radiation stress S_{xx} , S_{yy} , S_{xy} を次式で評価する。

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= S'_{xx} + S_v \cos^2 \alpha \\ S_{yy} &= S'_{yy} + S_v \sin^2 \alpha \\ S_{xy} &= S'_{xy} + \frac{1}{2} S_v \sin 2\alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 S'_{xx} , S'_{yy} , S'_{xy} は波動運動のみによる radiation stress, α は x 軸に対する波向き角である。

2.3 岸沖流速の鉛直分布

波浪・海浜流場の計算で得られたエネルギー分布と質量輸送より、岡安ら (1989) の戻り流れの鉛直分布モデルを用いて岸沖流速の鉛直分布を評価した。この時、大規模渦は波峰線に沿って形成され波向き方向に移動すると仮定し、それを補償する戻り流れも波向き方向に考えた。

岡安らのモデルでは、砕波による乱れエネルギー (エネルギー逸散量) からレイノルズ応力と渦動粘性係数の鉛直分布を求め、それを渦動粘性モデルに代入して戻り流れの分布を求めている。この方法では、砕波による岸向き質量輸送を境界条件の一つとして与えているものの、乱れエネルギーの絶対量が戻り流れの分布形状を決定してしまい、海浜流の大小はその分布を岸沖方向に平行移動するに過ぎない。したがって、戻り流れに対して海浜流の岸沖成分が無視できないほど大きくなった場合に、本来戻り流れが受けるべき影響を評価できないという問題が生じてくる。本モデルでは、海浜流の岸沖成分

が戻り流れの絶対値と比べ特に大きくはないため、岡安らのモデルをそのまま援用しているが、より岸沖流が大きい場合にはその影響を考慮する必要がある。

一方、海浜流の波峰方向の分布に関しては、鉛直方向にほぼ一様であると考え、平面2次元海浜流場の計算で得られた波峰方向成分流速を一定値として与えた。

3. 数値計算結果と実測値との比較

上述の準3次元の海浜流数値モデルを、岡安ら (1992) の条件にあてはめ計算を行ない実測値との比較を行なった。計算においては、周期 $T=1.33$ 秒、波高 $H=4.8$ cm の規則波を計算格子の x 軸に沿って沖側入射境界より入射させ、等水深線および汀線を y 軸から 10 度傾かせることによって斜め入射としている。斜面勾配は 1/20、格子間隔は x 軸、 y 軸ともに 8 cm である。また、側方境界は x 軸に沿った完全反射境界として扱った。これは岡安らが実験で導波板をほぼ波向きに沿って曲線状に設置していることは条件が若干異なるが、これによる影響は小さいと考えられる。

3.1 平面2次元海浜流場の比較

図-1、図-2 はそれぞれ、砕波による大規模渦の運動量流束を考慮していないモデルと考慮したモデルとによ

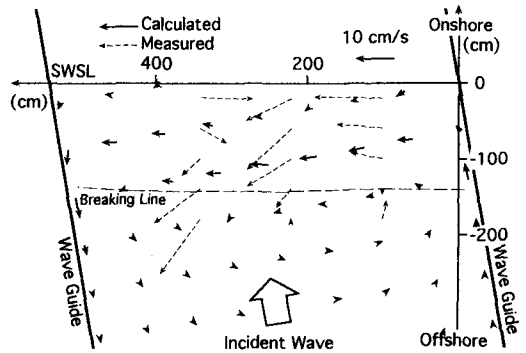


図-1 海浜流の平面2次元分布の計算値 (大規模渦なし)

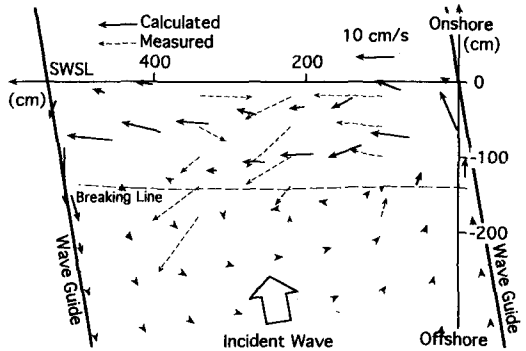


図-2 海浜流の平面2次元分布の計算値 (大規模渦あり)

って得られた海浜流の平面2次元分布を示している。図中、細い波線で示したのは、岡安ら(1992)による海浜流の実測値で、底面から波峰まで鉛直方向に平均された値を示してある。双方のモデル共に実験で観察された図中左上の小さな循環流は再現できてはいないが、これは岡安らも述べるとおり、側方境界の影響と共に実験では制御しきれなかった底面の不平整によるものではないかと考えられる。

図-1に比べて図-2の計算値は、特に沿岸流の増大が著しく、砕波による運動量輸送の増加は海浜流場の形成にかなりの影響を与えていると見ることができる。また、実測値との比較において図-1は、実測値を全般的にかなり過小評価しており、砕波による運動量輸送を考慮したモデルによる方が予測の精度がよい。

図-3および図-4は底面上5mmの点での実測値と計算値との比較である。図-3は砕波による大規模渦を考慮していないモデル、図-4は考慮したモデルによるものである。鉛直平均された平面2次元の海浜流と底面付近での海浜流が戻り流れの影響を受けてかなり変わっていることは岡安らの指摘のとおりであるが、ここでも大規模渦を考慮したモデルが実測値と良く適合しており、底面付近での海浜流の予測には、大規模渦の影響と

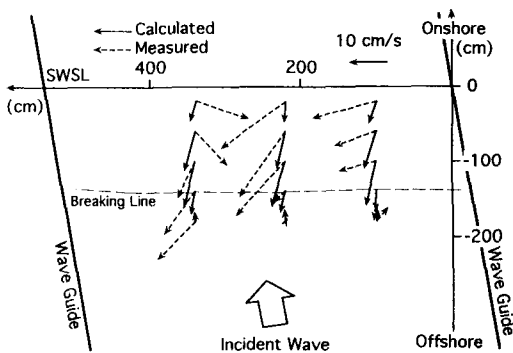


図-3 底面上5mmの海浜流の分布(大規模渦なし)

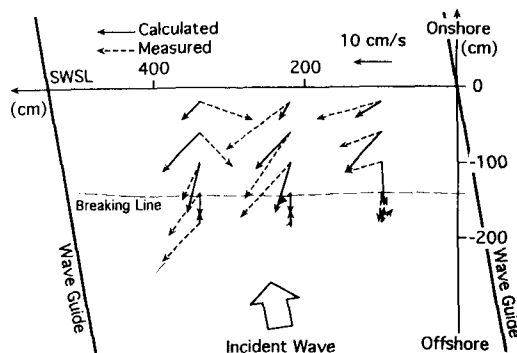


図-4 底面上5mmの海浜流の分布(大規模渦あり)

戻り流れによる3次元分布の双方を考えるべきであることがわかる。

3.2 海浜流の3次元分布の比較

図-5は岸沖方向成分の鉛直分布の計算値と実測値の比較であり、場所は岡安らの測点番号を用いて表してある。総体的な一致度は2次元海浜流の予測精度にかなり依存するが、鉛直分布の形状はほぼ再現されている。

図-6は砕波帯中ほど(測点41)における海浜流の3次元分布の計算値と、同じ地点での実測値を示している。計算値はトロフレベル以下しか得られていないが、この範囲においては実測値と概ね一致しており、本モデルが海浜流の3次元分布の予測に有効であると言える。

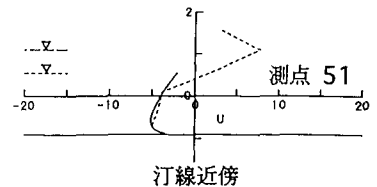
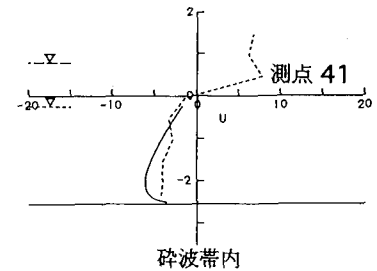
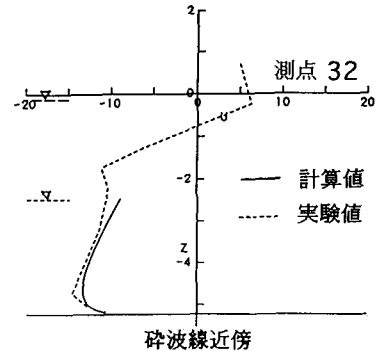


図-5 岸沖方向流の鉛直分布の計算値と実測値との比較

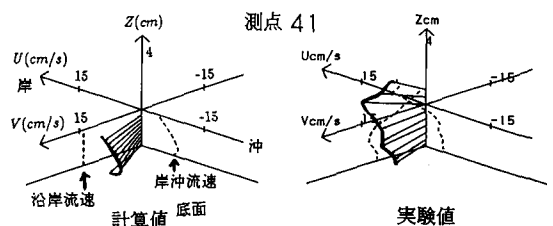


図-6 海浜流の3次元分布の計算値と実測値との比較

4. おわりに

本研究では、砕波帯内を含めた海浜流の準 3 次元数値予測モデルを提案し、以下の結論を得た。

1) 砕波により波峰付近に形成される大規模渦の海浜流に対する影響は大きく、これによる運動量輸送を考慮することにより、海浜流の数値モデルは実験結果を良く再現できる。

2) 海浜流場の計算で得られる海浜流の平面 2 次元分布と、3 次元モデルを用いて得られる底面付近の流速分布とは大きな差異が見られ、底質移動等を評価するためには、従来の平面 2 次元海浜流モデルでは不十分である。

3) 海浜流の 3 次元分布は、波向き方向と波峰方向とに分けて考え、これを合成することにより評価することが可能である。

参 考 文 献

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 回海講論文集, pp. 134-138.
 大中 晋・渡辺 晃・磯部雅彦 (1987): 波・流れ共存場における拡張した非定常緩勾配方程式による波動場の数値計算, 第 34 回海講論文集, pp. 160-164.
 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸論文集, 第 36 巻, pp. 31-35.

岡安章夫・原 幸司・柴山知也 (1992): 斜め入射波による砕波帯内定常流の 3 次元分布, 海岸論文集, 第 39 巻, pp. 66-70.
 清水啄三・水流正人・渡辺 晃 (1992): 3 次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測, 海岸論文集, 第 39 巻, pp. 416-420.
 Dibajnia, M.・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 回海講論文集, pp. 291-295.
 灘岡和夫・八木 宏・悦道博之 (1992): 鉛道分布構造を考慮した海浜流のモデルに関する研究, 海岸論文集, 第 39 巻, pp. 211-215.
 沼野祐二・佐藤慎司・柴山知也 (1989): 海浜変形数値シミュレーションにおける浮遊砂の移流過程と undertow の効果, 海岸論文集, 第 36 巻, pp. 394-398.
 De Vriend, H. J.・M. J. F. Stive (1987): Quasi-3D modelling of nearshore currents, Coastal Eng., Vol. 11, pp. 565-601.
 Sanchez-Arcilla, S.・F. Collado・A. Rodriguez (1992): Vertically varying velocity field in Q-3D nearshore circulation, proc. of 23rd Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 2811-2824.
 Svendsen, I. A. (1984): Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347-365.
 Svendsen, I. A.・R. S. Lorenz (1989): Velocities in combined undertow and longshore currents, Coastal Eng., Vol. 13, pp. 55-79.
 Svendsen, I. A.・U. Putrevu (1990): Nearshore circulation with 3-D profiles, Proc. of 22nd Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 241-254.
 Visser, P. J. (1984): A mathematical model of uniform longshore currents and comparison with laboratory data, Communications on Hydraulics, Rep. 84-2, Dept. of Civil Eng., Delft Univ. of Tech., 151 p.