

潜堤周辺の碎波・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

田島芳満¹・佐藤慎司²・鈴木淳也³
下園武範⁴・磯部雅彦⁵

本研究では潜堤周辺における複雑な波・流れ場を精度良く予測できるモデルの構築を目的とする。まず平面実験を行い、入射波条件に応じて変化する海浜流場を PTV 法を用いて可視化した。次に Boussinesq 方程式法に透水層と碎波減衰を考慮した数値モデルを構築し、実験条件に適用してその妥当性を検証した。等方拡散型の碎波モデルでは潜堤開口部での線流量の沿岸方向の急激な変化によって碎波減衰が過大評価され、また碎波に伴う拡散係数が通常海浜流計算のそれよりも 1 オーダー大きく海浜流速が過小評価された。これに対して拡散係数に異方性を考慮することにより、波・流れ場の再現精度が大幅に改善されることが分かった。

1. はじめに

潜堤周辺における部分反射波の重合や碎波を含む複雑な波浪場とそれに伴う海浜流場を精度良く算定することは、海岸防護施設としての潜堤の消波機能や背後域での堆砂効果を検証する上で重要である。このような複雑な波・流れ場を適切に評価するには、非線形分散波理論に基づく非定常数値解析が有効であると考えられるが、特に潜堤周辺では潜堤天端上での碎波や天端の気中露出を伴うため、そのモデル化が困難であった。また非線形分散波モデルでは、海浜流場の予測という観点では未だ議論の余地があると考えられる。

そこで本研究では、まず潜堤を有する直線海岸に波形勾配の異なる規則波を入射させた室内実験を行い、入射波条件によって変化する平均流場の平面分布を整理する。次に透水層を考慮した Boussinesq 方程式を用い、潜堤周辺での遡上や碎波変形を含む複雑な波・流れ場を精度良く算定できる数値モデルの構築を試みる。最後に構築したモデルを実験条件に適用し、特に海浜流場の算定精度に着目してモデルの妥当性を検証する。

2. 潜堤周辺の波・流れ場の計測

入射波条件に応じて変化する潜堤周辺の波・流れ場特性を把握する目的で、図-1 に示す導波板に仕切られた一様勾配斜面上に潜堤を設置した条件に対する水理模型実験を行った。ここで潜堤にはコンクリート製の不透過型模型を用い、入射波条件は造波境界での波高を 3 cm に固定し、表-1 に示すように周期のみを変化させた規

則波を平行等深線と直角方向に作用させた。

さらにそれぞれの実験条件に対し、容量式波高計で水位変動を、PTV 法(下園ら, 2005)で平均流速分布をそれぞれ計測した。ただし PTV 法では、比重 1.05 の粒子をトレーサーとした底層付近での流速分布の測定に加え、比重 0.91 の粒子を用いた表層付近の流速分布の測定を試みた。表層流速の測定高さの評価については今後の課題として残るものの、実験では表層と底層の流速分布に顕著な違いがみられた。また本研究では周期を固定して入射波高を変化させた条件での波・流れ場の計測も行ったが、本実験条件では潜堤に伴う平均流況場の特性が波高よりも周期に強く依存する傾向が見られた。そこで本研究では、入射波周期の変化に伴う流況場特性に着目してモデルの妥当性の検証を行う。

3. 透過層を考慮した非線形分散波モデルの概要

(1) 基礎方程式

基礎方程式には Madsen ら (1997) と同様の水深積分型の連続式と運動方程式を用いる。たとえば x_1 軸方向 ($i=1, 2$) の運動方程式は次式で表わされる ($j=1, 2$)。

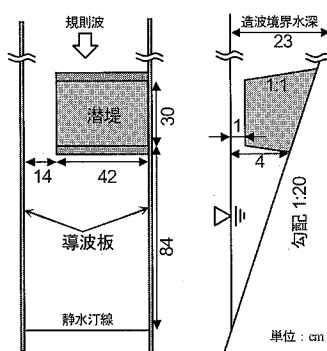


図-1 平面実験における地形条件

表-1 入射波の緒元

Case	周期 T (s)	H_0/L_0
1	0.63	0.0492
2	0.80	0.0301
3	1.00	0.0192
4	1.25	0.0123
5	1.60	0.0075

1 正会員 Ph.D. 東京大学講師 大学院工学系研究科社会基盤学専攻
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
3 正会員 修(工) 東京都下水道局
4 学生会員 修(工) 東京大学大学院工学系研究科社会基盤学専攻
5 フェロー 工博 東京大学教授 大学院新領域創成科学研究科環境学専攻

$$\frac{\partial P_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{P_i P_j}{A} \right) + gA \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \Psi_i + D_{f,i} + D_{B,i} = 0 \quad (1)$$

ここで P_i は x_i 軸方向の線流量, η は自由水面の変位, A は透水層による間隙率 ε を勘案した間隙水深 (図-2) であり, Ψ_i , $D_{f,i}$, $D_{B,i}$ はそれぞれ分散項 (Madsen ら, 1997), 底面摩擦損失項, 碎波減衰項である. Madsen ら (1997) と同様に, 本研究では微小な間隙率を用いて波の遡上や潜堤天端の気中露出を簡易的に算定することを目的としており, 透水層内での減衰の効果は無視した.

(2) 碎波モデル

碎波減衰項には, 佐藤・鈴木 (1990) による次の拡散モデルを援用する.

$$D_{B,i} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_{B,ij} \frac{\partial P_i}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

ここで $\nu_{B,ij}$ は碎波に伴う拡散係数であり, 佐藤・鈴木 (1990) は, Watanabe・Dibajnia (1988) の消波層型の碎波減衰モデルから線形長波の仮定に基づく次式を導出した.

$$\nu_{BS} = f_D \frac{gd}{\omega^2} = \alpha \tan \beta \sqrt{\frac{g}{d}} \frac{\gamma_s - \gamma_r}{\gamma_s^2 - \gamma_r^2} \frac{gd}{\omega^2} \quad (3)$$

ここで, f_D は Watanabe・Dibajnia (1988) の消波層型の碎波モデルで用いられる減衰係数, g は重力加速度, d は間隙と平均水位の上昇を考慮した平均間隙水深, ω は波の角周波数, $\tan \beta$ は水底勾配, $\alpha (=2.5)$ は線形長波理論に基づき導かれる係数である. また γ は波峰における流速波速比を表わし, 添字 s および r はそれぞれ, 一樣勾配斜面上で碎波の波高水深比が一定値に漸近するとき, 同一水深上で碎波が再生するときの値を表わす. 式(3)は広範囲の水底勾配に対して適用可能であるものの, 潜堤天端上のような水平床条件 ($\beta=0$) では拡散係数, すなわち碎波減衰量がゼロとなり矛盾が生じる. そこで本研究では, $\beta=0$ の条件下でも適用可能な Tajima・Madsen (2002) のモデルに佐藤・鈴木 (1990) と同様の操作により導いた次式で拡散係数を定義する.

$$\nu_{BTM} = f_{DTM} \frac{gd}{\omega^2} = \frac{5}{2} \tan \beta \frac{\gamma_s^2}{\gamma^2} \frac{\gamma^2 - \gamma_r^2}{\gamma_s^2 - \gamma_r^2} \sqrt{\frac{g}{d}} \frac{gd}{\omega^2} \quad (4)$$

ここで γ_s および γ_r は実験データに基づく次式で定義する.

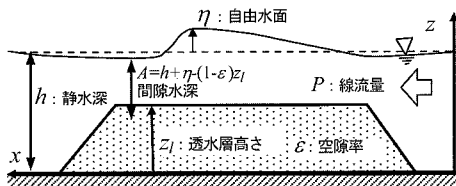


図-2 透水層モデルの概要

$$\gamma_s = \gamma_r + 2 \tan \beta = 0.15 + 2 \tan \beta \quad (5)$$

特に $\beta=0$ のとき, 式(4)は次式に漸近する.

$$(\nu_{BTM})_{\beta=0} \approx 0.094 \left(1 - \frac{\gamma_r^2}{\gamma^2} \right) \sqrt{\frac{g}{d}} \frac{gd}{\omega^2} \quad (6)$$

ここで式(3)や式(4)は波峰位置でのみ算定されるため, 実際の数値計算では碎波条件や碎波の再生条件を判定しながら, 拡散係数を空間的に滑らかに内外挿して接続する工夫が必要となる. 本研究では, Nwogu (1996) と同様に次の断面平均した乱流モデルを用いて, 碎波による乱れとそれに伴う拡散係数の平面分布を算定する.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{P_i}{A} \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_T \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = P_* - \frac{C_D k^{3/2}}{l_i} \quad (7)$$

$$\nu_T = \sqrt{kl} \quad (8)$$

ここで, k は乱れエネルギー, ν_T は乱れに伴う渦動粘性係数, l_i は混合長さスケールで平山・平石 (2004) と同様に沖波波高 H_0 を用いて $l_i = 1.5 H_0$ で定義する. また右辺第一項 P_* は碎波に伴う乱れの生成項, 第二項は乱れの逸散項を表わし, C_D (≈ 0.09) は逸散係数である. ここで, 碎波による拡散係数が等方性を有すると仮定すれば, 拡散係数 $\nu_{B,ij}$ はそのまま式(8)で算定した ν_T で与えられる. 次に生成項については様々なモデルが提案されているが, 本研究では Nwogu (1996) と同様の考えに基づき, 生成項と逸散項がバランスする平衡状態では, 拡散係数が式(4)の値に漸近すると仮定して, 式(4), (7), (8)から次式で生成項を定義する.

$$P_* = \frac{C_D}{l_i} \left(\frac{\nu_{B, TM}}{l_i} \right)^3 \quad (9)$$

実際の数値モデルでは, 運動方程式(1)で計算した時々刻々の線流量から波峰における流速波速比 γ を算定し, γ が碎波限界値を超えた時点でその地点における乱れの生成項 P_* を式(9)で与えた. さらに算定した P_* を式(7)に代入し, 計算領域全域における乱れエネルギー k の時空間分布を式(1)と同じ計算時間ステップで計算した. また, 既に碎波している波についてはその流速波速比 γ が $\gamma < \gamma_0$ となっても, その値が再生値 γ_r に達するまではエネルギー減衰し続けると仮定して, 生成項 P_* を式(9)で算定した. 以上に示したように本モデルは, 時々刻々計算される変数のみを用いた単純な操作のみで拡散係数を客観的に計算することができ, 汎用性や実用性の点で優れていると考えられる.

(3) 一樣勾配斜面条件に対する碎波モデルの検証

提案した碎波モデルの妥当性を検証する目的で, 一樣勾配斜面上に規則波を入射させた Cox・Kobayashi (1996) の実験条件にモデルを適用した (図-3). 数値計算方法には, 鄭ら (1998) の予測子・修正子法に基づく手

法を援用した。ただし碎波減衰項(式(2))の計算軸方向の二次微分項は、時空間の中央差分を用いて新しい時間ステップの変量を陰的に算定し、潜堤周辺での急激な碎波変形計算の安定化を図った。またこの一次元計算での碎波による拡散係数は $\nu_{B,11}=\nu_T$ として与えた。

提案した碎波モデルでは、特別な係数の合わせこみも行わずに碎波帯内における波高および平均水位の変動を妥当に再現できている(図-3(a)および(b))。一方、図-3(c)には本モデルによる $\nu_{B,11}$ の計算値と、計算波高から線形波理論を用いて算定した佐藤・鈴木(1990)の拡散係数 ν_{BS} 、さらに、Longuet-Higgins(1970)やLarson・Kraus(1991)によって提案された海浜流計算に広く用いられる次の拡散係数 ν_{LH} および ν_{LK} とを比較する。

$$\nu_{LH}=Nl\sqrt{gA}, \nu_{LK}=AU_wH \dots\dots\dots (10)$$

ここで N (≈ 0.01)および A (≈ 0.1)は係数、 l は静水汀線からの水平距離、 U_w は波による底面軌道流速振幅、 H は波高である。また図-3(c)の縦軸はLonguet-Higgins(1970)の拡散係数の碎波点での値、 ν_{LHB} で無次元化した。図に見られるように一様勾配斜面条件では佐藤・鈴木(1990)と本モデルによる拡散係数の整合性は良好である。一方、海浜流場の計算に用いられる拡散係数 ν_{LH} および ν_{LK} は、特に汀線付近において $\nu_{B,11}$ よりも1オーダー以上小さくなった。以上より、本モデルで計算される平均流速成分は、通常海浜流計算よりも大きな拡散係数の影響を受けて過剰に平滑化され、空間的なピーク流速が過小評価されることが予想される。次節では潜堤実験条件に異なる碎波減衰項を導入したモデルを適用し、計算された海浜流場の比較を通じてモデルの妥当性を検証する。

4. 潜堤周辺の波・流れ場に対するモデルの検証

(1) 碎波減衰モデルの比較

ここでは、潜堤背後における循環流の形成が顕著であった周期 $T=1$ sの入射波条件に着目し、モデルによる計算結果との比較を行う。図-4にCase1における波高、

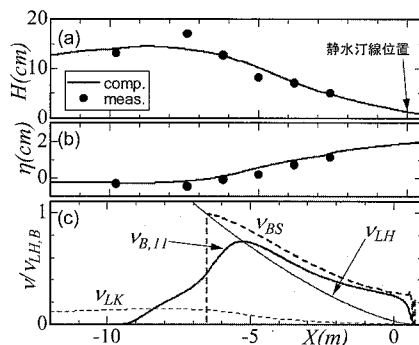


図-3 波高・平均水位・拡散係数の分布

平均水位、表層および底層での平均流速の実測結果を示す。ここで図の縦軸は、静水汀線からの水平距離を表わす。ここで図-4に示した表層および底層の流速分布を比較すると、底層では表層に比べて冲向きの流速が卓越しているのが分かる。このことは、冲向きの戻り流れが鉛直方向分布を有していることを示唆している。これに対して数値モデルでは、平均流速成分の鉛直分布が考慮されていないため、戻り流れが卓越する碎波帯内では底層付近の冲向流速成分を過小評価している可能性があることに留意する必要がある。

次に図-5、図-6および図-7には、それぞれ、波高、平均水位、および断面平均流速のモデルによる計算結果を示す。それぞれの図における3つの計算結果は、以下に示す異なる3種類の碎波減衰項を導入した場合のそれぞれの計算結果を比較している。数値解析では40波の規則波を入射させ、計算打ち切り前の1周期の変動流速から平均流速を算定した。計算時間を変化させて平均流速成分の収束状況を調べたところ、20波程度の波を入射させると、潜堤背後域での波・流れ場がほぼ定常状態となることが確かめられた。以下に本研究で検証した3つの碎波減衰項をまとめ、その計算結果を比較・考察する。

a) 等方拡散型碎波減衰モデル

まず1つめの碎波減衰項では、拡散型のモデル(式(2))を用い、拡散係数には、乱れによる渦動粘性が等方的に作用していると考えて $\nu_{B,ij}=\nu_T$ で定義した($i,j=1,2$)。このとき、計算された波高(図-5(a))および平均水位(図-6(a))では、他のケースに比べて沿岸方向の勾配が小さく、特に潜堤開口部における波高が実測値に比べて過小評価となった。一方、平均流速の分布(図-7(a))は、実測値で見られた循環流が生じず、潜堤背後のほぼ全域で冲向きの流れが計算された。これは、前述したように碎波による大きな拡散係数が平均流速を過剰に平滑化したことに加えて、沿岸方向の波高分布が過剰に平滑化され、海浜流の起因力となるRadiation応力の沿岸方向勾配が過小評価されたことなどが要因として考えられる。

b) 消波層型碎波減衰モデル

次に、Watanabe・Dibajnia(1988)と同様の消波層型の碎波減衰項として次式を用いた。

$$D_{B,i}=f_D P_i \dots\dots\dots (11)$$

ただし f_D は空間的に滑らかな分布を与える目的で、乱流モデルで算定した ν_T から逆算する次式で定義した。

$$f_D=\nu_T \frac{\omega^2}{gd} \dots\dots\dots (12)$$

この碎波減衰項では減衰量が計算軸方向の線流量のみに依存するため、例えば潜堤開口部のように岸沖方向の線流量成分が沿岸方向に急変しても碎波減衰量は増加しな

い。これにより、図-5(b)に見られる潜堤背後域での波高の沿岸方向勾配は図-5(a)のそれよりも大きくなり、結果として実測結果をより良く再現した。一方、平均流速(図-7(b))に着目すると、計算値は実測値に比べて明らかに過小評価となり、消波層型の減衰項が平均流成分を過剰に減衰させる特性があることが分かる。

c) 異方拡散型碎波減衰モデル

以上(a)および(b)の計算結果から、等方拡散型モデルは沿岸方向の波高や平均流速を過剰に平滑化し、消波層型モデルは平均流速を過剰に低減させることが分かった。そこで最後に、碎波による拡散は波の進行方向のみに作用し、その他の方向の拡散はLarson・Kraus(1991)のモデルで規定されるという仮定に基づき、異方拡散係数を次式で便宜的に定義した拡散型碎波減衰項を導入する。

$$\begin{pmatrix} \nu_{11} & \nu_{12} \\ \nu_{21} & \nu_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_T \cos^2 \theta & \nu_{LK} \\ \nu_{LK} & \nu_T \sin^2 \theta \end{pmatrix} \dots\dots\dots (13)$$

ここで座標軸は x_1 軸を岸沖方向、 x_2 軸を沿岸方向とする。また、 θ は x_1 軸と波向のなす角度であり、 ν_{11} に $\cos^2 \theta$ を乗じたのは、乱れの速度と混合長さの両者が波の進行方向に依存すると仮定したためである。ただし一次元計算においては、式(13)は等方拡散型碎波モデルと一致する。

図-5(c)に見られるように、異方性を便宜的に考慮した本モデルでは、潜堤背後域での沿岸方向の波高勾配が妥当に再現されている。さらに平均流速分布(図-7(c))では、渦の中心位置はやや岸向きにずれ、流速値が若干過小評価されたものの、実測値で見られた循環流を再現できている。また潜堤開口部で生じる強い沖向き流れによって、開口部で波が集中し波高が増大する現象についても妥当に再現できている。以上より、便宜的ではあるものの、碎波減衰項に異方性を考慮することによって潜堤背後の流れ場の再現性が向上することが分かった。

(2) 入射波周期の違いに伴う波・流れ場特性の検証

周期の異なる規則波を入射させた各実験条件に上述の異方拡散型の碎波減衰項を導入したモデルを適用し、波高および平均流速分布の計算結果を実測結果と比較した(図-8)。ただし、実測値の流速分布は底層での値を示しており、前述したように計算結果による断面平均流速に比べると沖向きの流速成分がやや大きくなる。

まず波高分布に着目すると、入射波周期が大きくなると潜堤背後での波高が大きくなる傾向が見られた。これにより、特に周期が1.25 s以上の条件では、潜堤背後域での沿岸方向の波高勾配が小さくなり、周期0.8 sおよび1.0 sのケースで見られた反時計周りの循環流が消失した。一方、入射波周期が最も小さい $T=0.63$ sのケースでは、潜堤背後における波高が他のケースよりも全

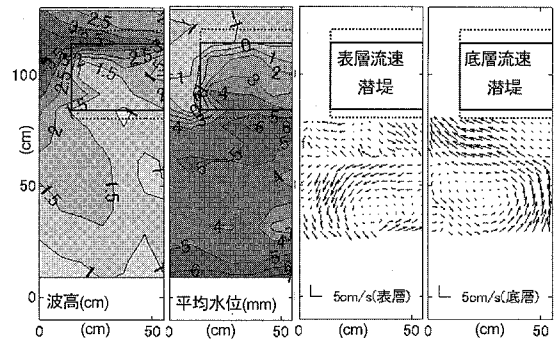


図-4 波高、平均水位、表層・底層流速の実測値 (Case1)

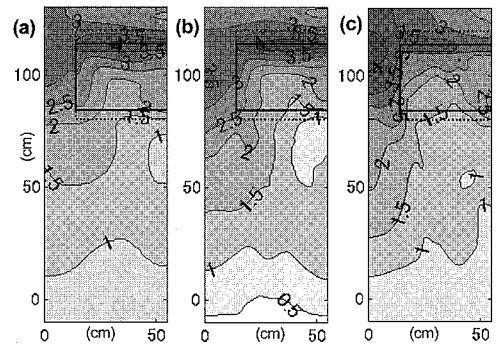


図-5 波高分布の計算結果 (cm : Case1)

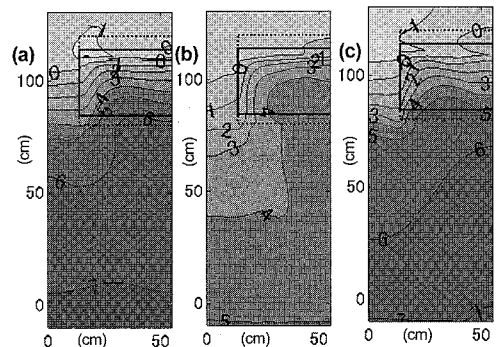


図-6 平均水位の計算結果 (mm : Case1)

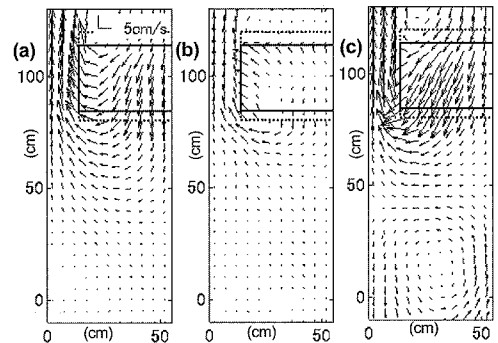


図-7 平均流速の計算結果 (Case1)

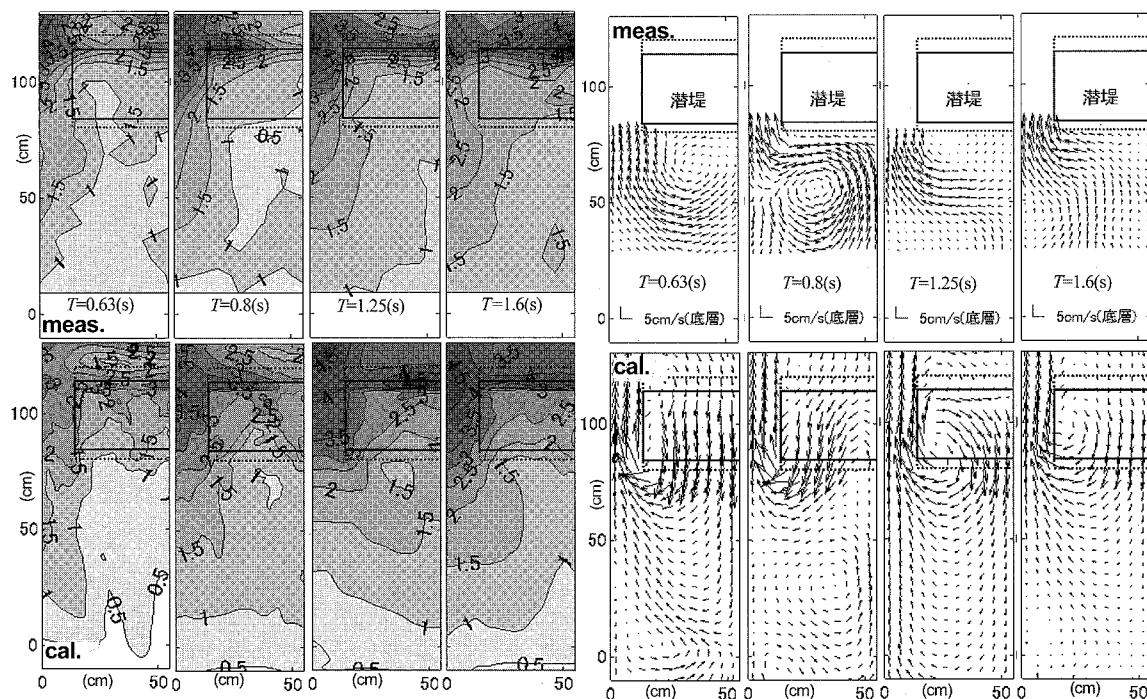


図-8 入射波周期を変化させた条件における波高および平均流速の実測値と計算値の比較 ($T=0.63, 0.8, 1.25, 1.6$ s)

域的に小さくなった。これは、波形勾配の増加によって碎波限界水深が大きくなり、潜堤沖側での碎波が顕著となったことに起因していると考えられる。また平均流速分布では、 $T=0.8$ s のケースとは逆回りの時計回りの循環流が見られた。

以上の波高と平均流速分布の観察結果から、潜堤背後における平均流の流況は、潜堤上の碎波に伴う岸向きの Radiation 応力勾配と、潜堤開口部から背後域への図中右向き沿岸方向の Radiation 応力勾配とのバランスによって規定されていることが推察される。たとえば半時計回りの循環流が生じた $T=0.8$ s, 1.0 s のケースでは潜堤上での岸向きの波高勾配に比べて潜堤開口部から潜堤背後側への沿岸方向の波高勾配の方が大きく、その他のケースでは逆の傾向が見られた。異方拡散型の碎波減衰項を導入したモデルでは、以上に観察した潜堤背後における波高分布と、入射波周期によって変化する流況場を妥当に再現できることが分かった。

5. おわりに

透水層を導入した Boussinesq 方程式を用いて、潜堤周辺の波・流れ場の数値解析を試みた。従来の等方拡散型の碎波減衰項では、潜堤周辺の波高や平均流速が過小評価された。これに対して、拡散係数に異方性を考慮することによって、潜堤周辺の波高分布や入射波周期に強

く依存する平均流速況場の再現精度が大幅に改善されることを示した。

参考文献

- 鄭培喜・余錫平・磯部雅彦(1998) : Boussinesq 方程式に対する高次数値計算モデルの開発, 海工論文集, 第45巻, pp. 21-25.
- 佐藤慎司・鈴木秀典(1990) : 碎波帯における底面流速変動波形の評価法, 海工論文集, 第37巻, pp. 51-55.
- 下園武範・佐藤慎司・磯部雅彦(2005) : 潜堤周辺における海浜流場の発達機構, 海工論文集, 第52巻, pp. 121-125.
- 平山克也・平石哲也(2004) : ブシネスクモデルによる碎波・遡上計算法とその適用性, 海工論文集, 第51巻, pp. 11-15.
- Cox, D. T. and N. Kobayashi (1996) : Undertow profiles in the bottom boundary layer under breaking waves, Proc. 25th ICCE, pp. 3194-3206.
- Larson, M and N. C. Kraus (1991) : Numerical model of longshore current for bar and trough beaches, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., vol.117, No.4, pp. 326-347.
- Longuet-Higgins, M.S. (1970) : Longshore currents generated by obliquely incident wave, JGR, vol.75, No.33, pp. 6778-6789.
- Madsen, P. A., O. R. Sorensen and H. A. Schaffer (1997) : Surf zone dynamics simulated by Boussinesq type model. Part I. Model description and cross-shore motion of regular waves, Coastal Eng., vol.32, pp. 255-287.
- Nwogu, O.G. (1996) : Numerical prediction of breaking waves and currents with a Boussinesq model, 25th ICCE, pp. 4807-4820.
- Tajima, Y. and O. S. Madsen (2002) : Shoaling, breaking and broken wave characteristics, 28th ICCE, pp. 222-234.