

海浜流と海浜変形の数値シミュレーション

渡 辺 晃*

1. 緒 言

構造物の設置等にもなる海浜変形の予測は極めて重要な問題であるが、数値シミュレーションに基づく予測手法は未だ確立されていない。漂砂現象の複雑さ故に十分な信頼性を有する漂砂量算定式が得られていないことが第一の理由であるが、漂砂に対する外力要因としての波と海浜流場の計算手法にも多くの問題が残されている。そこで本研究では、海浜流場計算モデルの改良をはかると共に、新たに求めた漂砂量算定式を組込むことによって海浜変形計算モデルを作り、いくつかの条件に対するシミュレーション結果に基づいて、その妥当性と問題点を検討する。

2. 海浜流の計算法

(1) 基礎方程式

ここに示す海浜流計算モデルは従来の多くのモデルと同様に、ある入射波条件のもとに準定常状態にある波と流れの場を対象としており、また差分法に基づいている。運動方程式の非線形項や波と流れの干渉、set-up による汀線位置変化等は考慮されているが、構造物による波の反射や回折の計算は組込まれていない。

図-1 に示すように座標系をとり、各位置で波高 H 、波数 k 、波向角 θ をもつ進行波と流速成分 U 、 V をもつ平均流との共存場を考える。この時、ある点での波数 k と入射波の角周波数 ω_0 の間には、次式が成立する。

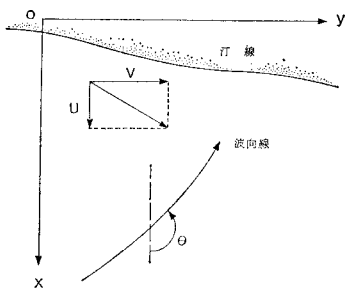


図-1 座 標 系

$$\omega_0 = \sqrt{gk \tanh k(h+\eta)} + k(U \cos \theta + V \sin \theta) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 h は対象点の静水深、 η は平均水位の上昇量。一方、波数の非回転性より次式が満足されねばならない。

$$\partial(k \sin \theta)/\partial x - \partial(k \cos \theta)/\partial y = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

砕波帯外の波高 H は、定常状態の波動エネルギー保存式である次式より求めることができる。

$$\begin{aligned} & \partial[E(C_{gx}+U)]/\partial x + \partial[E(C_{gy}+V)]/\partial y \\ & + S_{xx}\partial U/\partial x + S_{xy}\partial U/\partial y + S_{yx}\partial V/\partial x \\ & + S_{yy}\partial V/\partial y = 0 \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここで、 $E = \rho g H^2/8$ 、 C_{gx} 、 C_{gy} は群速度の x 、 y 成分、 S_{xx} 等は radiation stress である。砕波波高ならびに砕波後の波高については、次式で与えられるものと仮定する。

$$H = (\gamma/k) \tanh k(h+\eta) \quad \dots\dots\dots (4)$$

一様勾配斜面以外への上式の適用には問題があり、より合理的なモデルが水口ら¹⁾によって提案されているが、一般的な平面地形への適用には更に検討が必要である。

一方、海浜流の計算に際しては、次式で示される平均流に対する運動量方程式と連続式を解かねばならない。

$$\begin{aligned} & U\partial U/\partial x + V\partial U/\partial y + g\partial\eta/\partial x \\ & + M_x + F_x + L_x = 0 \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & U\partial V/\partial x + V\partial V/\partial y + g\partial\eta/\partial y \\ & + M_y + F_y + L_y = 0 \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\partial[U(h+\eta)]/\partial x + \partial[V(h+\eta)]/\partial y = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

上式中、 M_x 、 M_y は radiation stress の勾配に起因する外力項、 L_x 、 L_y はいわゆる水平拡散項である。後者は主に砕波に伴う乱れに起因する運動量の渦動拡散項であるが、今回はとりあえず、平均流の shear に直接関連づける従来の表示を用いた。 F_x と F_y は底面摩擦項である。平均流速が波の軌道流速よりも十分に小さい時のみならず、平均流が卓越する場合にも合理的近似を与える次式を採用した。

$$\begin{aligned} F_x = & -\frac{2f}{\pi(h+\eta)} \left[\left(w + \frac{\bar{u}^2}{w} \cos^2 \theta \right) U \right. \\ & \left. + \frac{\bar{u}^2}{w} \sin \theta \cos \theta V \right] \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

* 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

$$F_y = \frac{2f}{\pi(h+\eta)} \left[\frac{\bar{u}^2}{w} \sin \theta \cos \theta U + \left(w + \frac{\bar{u}^2}{w} \sin^2 \theta \right) V \right] \dots\dots\dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} w &= (\sqrt{U^2 + V^2 + \bar{u}^2 + 2W\bar{u}} \\ &\quad + \sqrt{U^2 + V^2 + \bar{u}^2 - 2W\bar{u}}) / 2 \\ W &= U \cos \theta + V \sin \theta, \quad \bar{u} = 2\bar{u}/\pi \\ \bar{u} &= \omega_0 H / 2 \sinh k(h+\eta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

式(8),(9)中の f は波・流れ共存時の底面摩擦係数。

(2) 差分化および解法

図-2に示すように領域を x, y 方向それぞれに間隔 $\Delta x, \Delta y$ の格子に分割し、各格子点上で全ての未知量を計算する。汀線境界の扱いについては後述するが、基本的には図中に例示した5点 C, N, W, E, S あるいはその一部での変量を用いて、前項に示した基本式を差分化する。

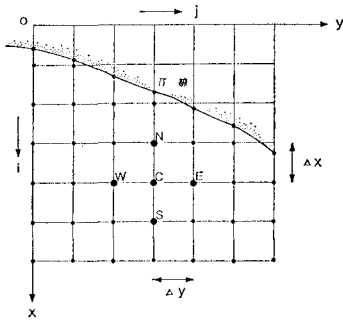


図-2 計算格子

波向角 θ については、式(1)の関係および差分化した式(2)より、波高 H については中央差分をとった式(3)を用いて、それぞれ沖側から順次各点での値を定めることができる。

平均流速と平均水位に関して本モデルでは、運動量方程式(5),(6)と連続式(7)を連立させて全ての未知量 U, V, η を同時に定めていく陰解法のスキームを採用した。予め計算された波高や波向角および未知量 U, V, η に対する近似解をこれらの方程式の左辺に代入すると、一般には0にならない。この残差すなわち左辺の値そのものをそれぞれ G_x, G_y, G_0 と表わす。全格子点での残差が0に近づくように各点での U, V, η の近似値に補正を加えていくわけであるが、その補正量を求めるためにNewton-Raphson法を用いる。すなわち U, V, η の第 n 近似解を $X^{(n)}$ で、 G_x, G_y, G_0 をまとめて G で表わすと、第 $(n+1)$ 近似解

$$X^{(n+1)} = X^{(n)} + \Delta X \dots\dots\dots (11)$$

を得るための補正量 ΔX は、線形連立方程式、

$$\frac{\partial G(X^{(n)})}{\partial X^{(n)}} \cdot \Delta X = -G(X^{(n)}) \dots\dots\dots (12)$$

の解として定められる。上式右辺は(格子点数 $\times 3$)行の列マトリックス、左辺の係数項はバンド・マトリックスとなる。バンド幅は y 方向の格子点数にほぼ比例するが、比例定数は差分のとり方により増減する。今回の計算では y 方向には中央差分をとるが x 方向には後方差分をとることにより、バンド幅を y 方向格子点数の約4倍におさえた。

本モデルでは平均水位をも未知量としているため、平均水面と海浜面の交線として定義される汀線は、その位置自身での平均水位が定まらないと位置が決らない自由境界になっている。図-2の各 j 列で、ある近似ステップでの汀線位置に最も近い格子点に対する G_x, G_y, G_0 を計算する際に、次の近似ステップでの汀線位置(すなわち平均水位)をも未知量に含め、一般点での U, V, η と共に解を求めていくことにより、汀線位置を合理的に定めることを可能にした。

以上に概略を述べた方法により波の場と流れの場の計算を交互に繰返し、両者の変化分が共に充分に小さくなった段階をもって、波と流れの相互干渉をも考慮した所要の解が得られたことになる。

3. 海浜変形の計算法

このモデルでは、各地点での局所的な波・流れ・底質等の条件から地点ごとの漂砂の方向や量を定め、定められた漂砂量の平面分布より各位置の海底面高の変動量を求めることを目指している。局所的な漂砂量とその地点の諸量のみによって完全に支配されるという仮定は、シルト等の微細粒子の輸送が卓越する海域や局所的に岩盤が露出している海域などでは若干無理があるが、通常の砂浜海岸においては近似的にはほぼ妥当と思われる。

従来提案されている漂砂量算定式は沿岸漂砂量式と岸沖漂砂量式に大別され、例えば樫本²⁾によってまとめられているが、充分な信頼性を有する公式はまだ確立されていない。ここでは従来の研究成果を参照して新たに簡便な漂砂量算定式を作り、前述の海浜流モデルと組合せて海浜変形計算を試行することにする。

現象を単純化し従来の研究成果等の取込みを容易にするために、波の作用に直接起因する漂砂と平均流により生じる漂砂を分離して扱う。まず流れによる漂砂フラックスは、Komar³⁾による沿岸漂砂量式を一般の海浜流場に拡張し更に移動限界摩擦応力等を考慮した次式により評価する。

$$\left. \begin{aligned} q_{ox} &= Q_0 U \quad (x \text{ 方向}) \\ q_{oy} &= Q_0 V \quad (y \text{ 方向}) \\ Q_0 &= A_0 [f_0 (U^2 + V^2) + u^{*2} - u_c^{*2}] / g \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 f_0 は平均流に対する摩擦係数、 $u^* = \sqrt{f_w/2} \bar{u}$ は波運動に直接起因する底面摩擦速度(f_w はJonssonの

摩擦係数), u^* は底質の移動限界摩擦速度である。Komar の沿岸漂砂量式と比較すれば, 無次元係数 A_w は 1 のオーダーの値をとるものと考えられる。

一方, 波の軌道流にともなう漂砂量フラックスは, 式 (13) との整合性をも考慮して次式で計算する。

$$\left. \begin{aligned} q_{wx} &= Q_w u^* \cos \theta \quad (x \text{ 方向}), \\ q_{wy} &= Q_w u^* \sin \theta \quad (y \text{ 方向}) \\ Q_w &= A_w [u^{*2} - u_c^{*2}] (1 + \alpha |r|) / g \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

上式中の r は海底面縦断プロファイルの波向き方向二次微係数であり, 海浜変形計算を繰返す過程でプロファイル中の凹凸地形が異常に増大するのを防ぐ効果があるが, その物理的意味づけははまだ不充分である。一様勾配斜面に作用する二次元の波の場を考えると, 式 (14) は無次元漂砂量 Φ とシルズ数 Ψ の関係として次式のように変形される。(記号の定義は文献 4 を参照)

$$\Phi = A_w \frac{1 - \varepsilon \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right)^{3/2}}{w_0} (gd)^{1/2} (\Psi - \Psi_c) \Psi^{1/2} \dots\dots\dots (15)$$

図-3 は著者ら⁴⁾の岸沖漂砂量に関する実験結果のうち, 粒径 0.2mm の底質の沖浜帯におけるデータをまとめて示したものである。限界シルズ数として $\Psi_c = 0.11^{5)}$ を用いると, データのばらつきは大きい式 (15) に相当する式としては $|\Phi| \approx 7(\Psi - \Psi_c) \Psi^{1/2}$ が適当であり, 沖向き漂砂に対しては $A_w \approx -3$ なる値が得られる。堆積型の地形変化を得るためには A_w として正の値を用いる必要があり, また現実には沖浜から汀線までの間で底質の移動方向が逆転する場合も少なくない。しかも一般に碎波帯内での漂砂量は上式で与えられるよりも相当に大きいことがわかっているが, 今回の計算では A_w の値を場全体で一定と仮定した。

式 (13), (14) により, 各点での漂砂量が求まれば, 海底面高 $z(x, y, t)$ の時間変化は次式より計算できる。

$$\begin{aligned} \partial z / \partial t &= -\partial(q_{cx} + q_{wx}) / \partial x \\ &\quad -\partial(q_{cy} + q_{wy}) / \partial y \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

4. 計算結果と考察

これらの漂砂量および海浜変形算定式を, 前述した海浜流モデルに組込んで作られた海浜変形モデルによる計算結果について以下に説明する。

斜め入射波により生じる海浜流場の計算例を図-4 に示す。海浜勾配は一様で x 方向に 1/10 であり, $y = 0$ cm と 600 cm の両側には不透過壁があるものとしている。入射波の周期は 1 秒, 波高は 6 cm である。渦動粘性係数表示にあらわれるいわゆる N 値は 0.01 にとった, 摩擦係数 f は水深の

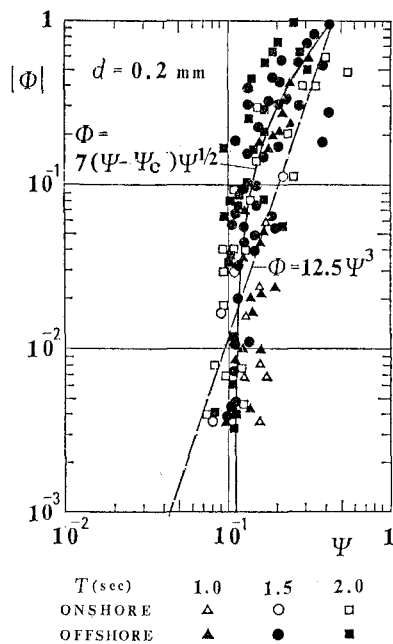


図-3 岸沖漂砂量とシルズ数

減少につれて増大するものと考えうるので, 便宜的に各位置の水深の平方根 $\sqrt{h + \eta}$ に反比例するものとし, 碎波点でほぼ 0.01 となるように定めた。計算格子間隔は $\Delta x, \Delta y$ 共に 20 cm であるが, 図中両壁面近傍を除く沿岸流卓越領域に対しては, y 方向には 1 列おきの計算点毎に速度ベクトルが示してある。

ここに示した結果は平均流 $U = V = 0$ の初期値から

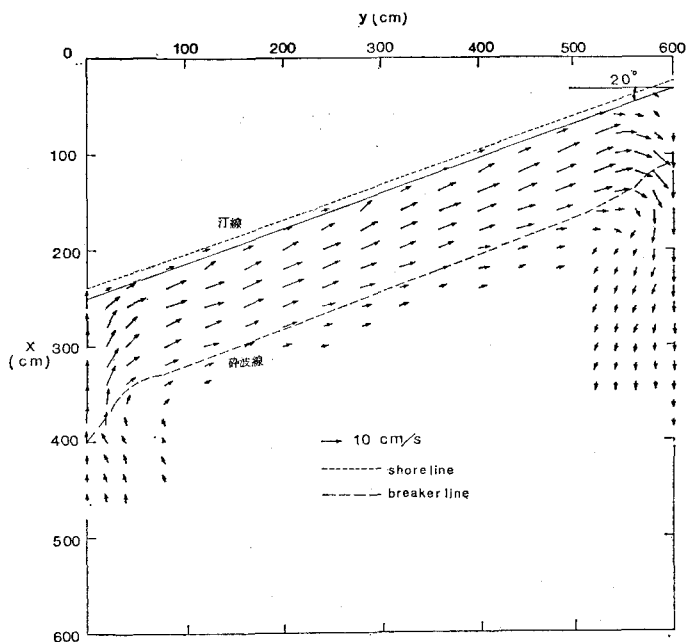


図-4 斜め入射波に伴う海浜流場

出発して波と流れの計算を8回繰返した段階の解であり、現段階のモデルではこの条件に対する完全な収束解は得られなかった。今回の計算では壁面による波の反射は無視し、両側では壁に沿って波が進行すると仮定している。このような境界条件の設定や各種係数値の選定とあわせて、より安定な計算スキームをも検討する必要がある。

このように図-4に示した海浜流場は十分に正しいものとはいえないが、全体的な流れのパターンはよく表現されている。そこでこのステップの波と流れの場から海浜変形の計算を行なった。漂砂量算定式(13)、(14)中の定数値を、 $A_0=1$, $A_w=-5$, $f_0=0.01$, $u_c^*=1.9$ cm/sと選び、式(15)中の Δt を1時間として計算した海浜変形を、7断面の海浜プロファイルの形で、図-5に実線で示した。負の A_w を用いたので、冲向き漂砂が卓越

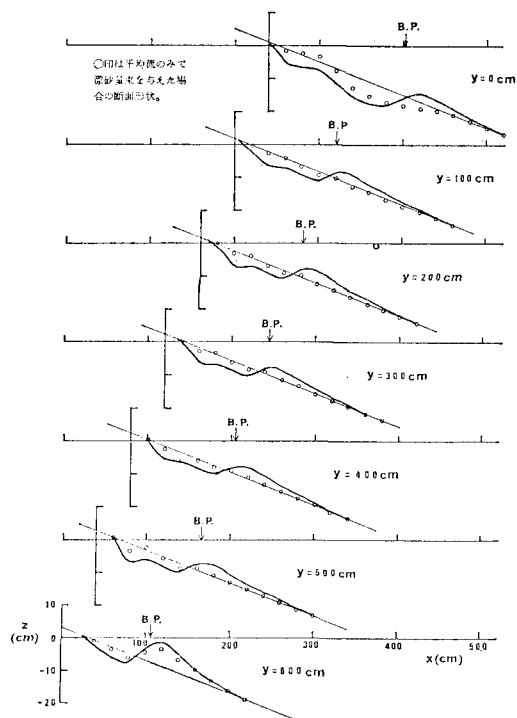


図-5 斜め入射波に伴う海浜変形

した典型的なバー型地形が得られている。図中に○印で示されているのは $A_w=0$ において流れによる漂砂のみから計算した場合のプロファイルである。両側壁面に沿ってそれぞれ侵蝕と堆積の傾向があらわれているが、中間の領域では沿岸流場が沿岸方向にほぼ一様であるため、流れのみによる地形変化はほとんど生じていない。 $y=600$ cmの断面のバー頂部水深が極めて浅くなっているが、これは1時間の海浜変形を1ステップの計算で求めたことによる。

図-6には、 $y=300$ cmの断面に沿う波の入射角 θ'

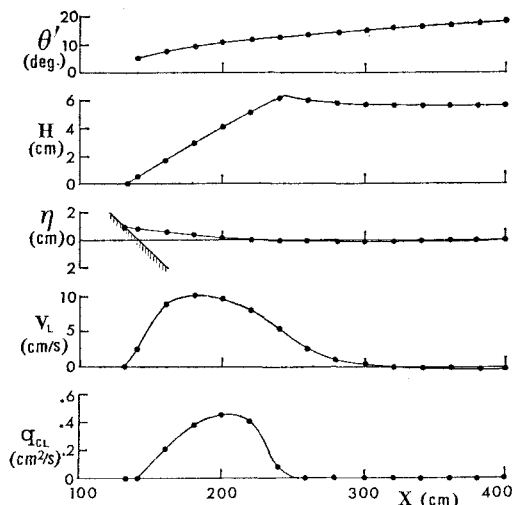


図-6 諸量の岸沖方向変化

(汀線に直角が $\theta'=0$)、波高 H 、平均水位 η 、沿岸流速 V_L 、沿岸流による漂砂量フラックス q_{CL} の岸沖方向分布を示す。沿岸漂砂量が沿岸流速の最大位置よりも碎波点よりで最大となっており、従来よりいわれている沿岸漂砂特性と一致する。

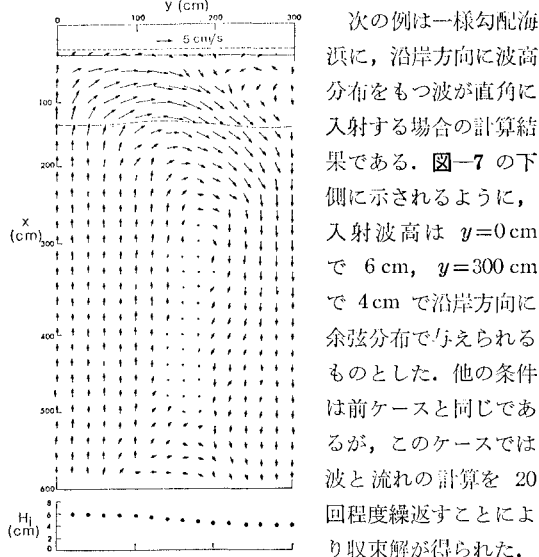


図-7 非一様入射波に伴う海浜流場

図-7には $y=0\sim 300$ cmの範囲の流況が示されている。入射波高の大きい側で向岸流、小さい側で離岸流が卓越し循環流が形成されている。

この流況から出発して、前ケースと同様に一時間後の海浜断面を求めた結果が、図-8(a)に示されている。図中の碎波位置は変形前の一様勾配斜面に対するものである。向岸流や離岸流の影響よりも波や沿岸流による地形変化が顕著にあらわれており、リップチャンネルの形成は認められない。一方、 $\Delta t=10$ 分として海浜変形と波・

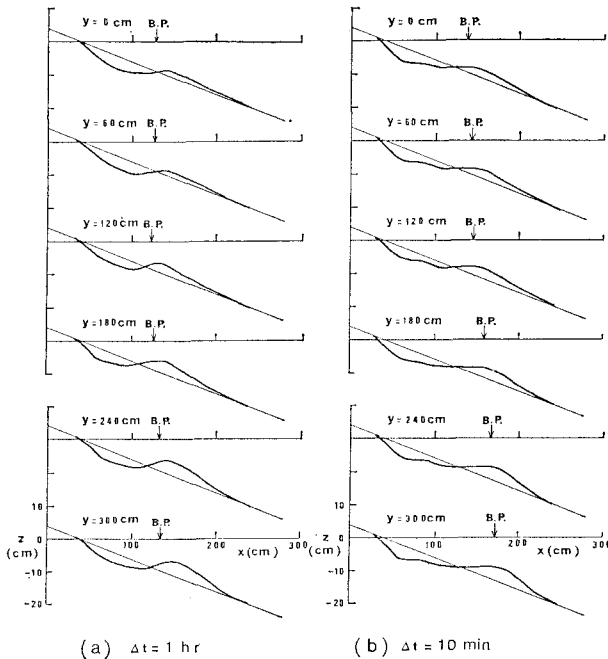


図-8 非一様入射波に伴う海浜変形

流れの計算を6回繰返すことにより1時間後の地形を計算した結果が、同図(b)に示されている。波による漂砂量算定式(14)中に底面の凹凸を抑制する効果をもつ項が含まれているため($\alpha=10$ とした)、(a)の計算結果に比してパーの比高が小さくなっている。

最後に上記(b)の地形が得られたときの流況図を図-9に示す。

図-7に比し海浜流の

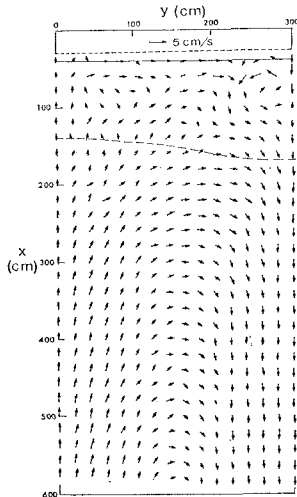


図-9 海浜変形後の海浜流場

流速は極めて小さくなっており、また汀線近くに顕著な循環流があらわれている。今回のモデルでは碎波後の波高を式(4)で与えているために、碎波帯内ではほぼ水深のみによって波高が規定されることになり、この流況が図-8(b)の海浜プロファイルに対応して生じていることが理解される。換言すれば碎波後の波高をより合理的に評価することが、海浜変形シミュレーションにおいて不可欠と考えられる。

また、いずれのケースにおいても汀線の前進後退量は極めて小さく評価されている。汀線変化量を精度よく推算するためには、波の打上げの効果、swash zoneでの摩擦法則や浜漂砂の機構などを、更に解明していかねばならないであろう。

5. 結 語

以上の計算結果に示されるように、今回試作した海浜変形シミュレーションモデルには未だ改良すべき点が多々あるが、今後本格的なモデルを作りあげていくための足掛かりを得ることができた。

碎波後の波高変化や波と流れによる漂砂量などをより合理的に評価算定することにあわせて、構造物による波の反射と回折効果をモデルの中に導入することが今後の重要な課題である。これらの課題に対する研究を重点的に進め、実験データや現地資料による検証をも併行することにより、より実用的なモデルを完成させたいと考えている。

参 考 文 献

- 1) 水口 優・辻岡和男・堀川清司：碎波後の波高変化についての一考察，第25回海論文集，pp. 155~159，1978。
- 2) 榎木 享：漂砂の運動機構，1980年度水工学研究会講義集，B，pp. 1~20，1980。
- 3) Komar, P. D.: Beach sand transport; distribution and total drift, Proc. ASCE, No. WW5, pp. 225~239, 1977。
- 4) 渡辺 晃・利穂吉彦・堀川清司：二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布，第26回海論文集，pp. 172~176，1979。
- 5) 渡辺 晃：振動流境界層と海浜過程，1979年度水工学研究会講義集，B，pp. 3~17，1979。