

## 海浜変形数値モデル

山下 隆男・土屋 義人・松山 昌史・鈴木 剛

### NUMERICAL MODEL FOR BEACH CHANGE PREDICTIONS

By *Takao YAMASHITA, Yoshito TSUCHIYA,*  
*Masafumi MATSUYAMA and Tsuyoshi SUZUKI*

#### Synopsis

The numerical model for beach change predictions is developed in this paper. The model consists of three modules which are wave propagation, nearshore currents and sediment transport.

For engineering practices the wave propagation model is necessary to simulate the wave field where effects of refraction, diffraction, reflection and energy dissipation are simultaneously considered. The mild slope equation transformed to a system of hyperbolic partial differential equations enable its calculation with easy posing of various boundary conditions.

A horizontally 2-D model is employed for the nearshore current simulation, in which the effects of sea-bottom topography changes are simultaneously taken into consideration. ADI finite difference technique is used for its numerical calculation. Bailard's sediment transport model which considers both effects of local sea bottom slope and nonlinear asymmetry of water particle motion of waves is employed in the equation of continuity of sea material transport.

By some necessary model tests, the model efficiency is confirmed.

#### 1. 緒 言

現在われわれが目にする多くの海岸には、防波堤、防潮堤、突堤、導流堤、離岸堤、消波護岸など、さまざまなタイプ、規模の海岸構造物が設置されている。これらの構造物は、人々の生活の場を災害から護り、貴重な砂浜の消失を防止するために築造されたはずであるが、総合的にみてそれらが機能を果たしているかどうかは検討を要するところである。「砂の必要な所に砂が無く、不必要な所に砂が溜る」いわゆる漂砂災害が多く観察されることは周知のようであり、河川からの流送土砂量の減少、自然の砂丘の激減に伴う漂砂源の減少が海岸侵食の主要因である。しかしながら、必ずしも海浜砂の絶対量が大幅に不足しているわけではなく、漂砂を合理的にコントロールすれば海岸侵食を減らすことは可能であり、砂浜を維持することができるものと考えられる。

漂砂の合理的なコントロールを考える前に、漂砂機構に関して概観しておく必要がある。海浜を形成する底質が、波や流れによって移動する現象、また移動する底質を漂砂と定義するが、その機構は極めて複雑であり、これまでに漂砂のモード、移動限界、移動機構、漂砂量の算定に関して、ミクロ的、マクロ的に多くの研究が行われてきた。漂砂の活発な碎波帯近傍を例にとってみると、一般に沿岸漂砂、岸沖漂砂に分けた取扱がなされている。これらは力学的には同一の現象のものであり、単なる用語上の分類であるが、この分離は漂砂の機構を考えるうえで大きな意味がある。なぜならば、海岸波浪の伝播特性とし

て、水深が浅くなる(汀線に近づく)につれ屈折により波向きは海岸線に直角になろうとする。また、波浪により生じる流れ(海浜流)は波浪にともなう最大水粒子速度に比べるとオーダーが小さいため、岸沖方向の漂砂—外力バランスと沿岸方向のそれとが異なる。すなわち、前者では海底勾配(重力)、波の水粒子運動(非線形性による水粒子運動の非対象性)および戻り流れ(undertow)が重要な要因であり、後者では底質を巻き上げる波浪運動と沿岸流が重要となる。

以上の例からわかるように、漂砂は、主として波動運動に起因する底面上でのせん断応力、重力の他、主として砕波に起因する海浜流(平均流、鉛直方向の2次流)の平面的分布特性に規定される。このため、とにかく波浪エネルギーを消散させて海浜を維持しようとする考え方(線の防御法の概念)だけでは漂砂を制御できないことが理解されよう。このことから、最近では、線的に対して面的防御法と呼ばれる言葉が使われるようになってきた。しかしながら、面的防御法とは波浪エネルギーを面的に消散させることだけではなく、漂砂の平面的連続性を考慮することが重要である。この点で、離岸堤や最近施工例が増えてきている人工リーフ工法等は、本来の意味での面的防御法とは言えない。

Silvester<sup>19)</sup>、土屋ら<sup>4)</sup>の提案による安定海浜工法は、漂砂の面的連続性を基礎とした侵食制御工法のひとつであり、自然に存在する安定な閉漂砂海岸、ポケットビーチをコピーして連ねて、安定な海浜群を形成させようとするものである。この工法は、動的(若干の漂砂の流下がある場合)と静的(閉漂砂海岸の場合)安定海浜に分類され、前者の場合には、上、下流端に境界条件を設定することで漂砂の連続性を制御することができる。外力を知り、漂砂を知り、長期的観点に立脚した海浜の制御が原則であり、そのための数学、数値モデルの開発が世界的規模で行われている。合理的な漂砂のコントロールに基礎を置く海岸侵食の制御法を確立し、砂浜を創造していくことが強く望まれる。

## 2. 海浜変形の理論

### 2.1 海浜変形の要因と予測モデル

今日わが国の海岸侵食の典型である大規模海岸構造物による海浜侵食の要因としては、構造物により沿岸漂砂が阻止されることに起因する侵食(第1要因)と波浪場が変化することにより生ずる海浜循環流システムに起因する変動(第2要因)とに分けて考えることがであろう。Fig. 1に、わが国の大規模海岸構造物による海浜変形の典型的事例である港湾の防波堤による場合を例にして、これら2要因の概念を示す。

第1要因としては、構造物により沿岸漂砂が阻止される境界条件がひとつ与えられるが、その下手側では無限遠で汀線変化がゼロに近づくといったような境界条件となり、理論的には海浜の変形は漂砂の下手側に無限に伝播する。一方、第2要因は防波堤による回折波により発生する循環流が汀線変化に凹凸を生じさせるもので、その影響は構造物周辺に限られる。結局、大規模海岸構造物周辺の海浜変形はこれら2要因に起因する変化の重ね合わせとして考えられる(土屋ら<sup>21)</sup>)。

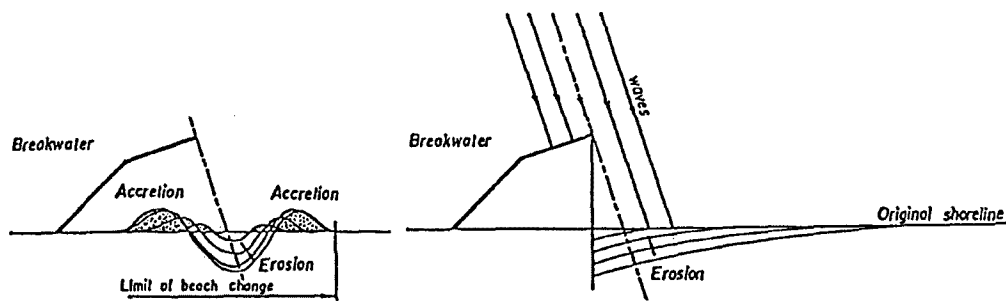


Fig. 1. Classification of causes of beach erosion due to large-scale coastal structures.

ここで、海浜変形を数値モデルで予測する場合、どのようなモデルでどの程度まで計算が可能であるかを考察しておこう。海浜変形の数学モデルとしては、波浪、海浜流、漂砂量則および漂砂の連続性を記述する各数学モデル（モジュール）の組合せで種々のものが考えられるが、第2要因まで考慮した海浜変形予測を行うためには、少なくとも回折波が計算できる波浪モデルの適用が必要である。波浪モデルにより計算された波浪場は、1ラインモデルによる汀線変化予測、3次元海浜変形計算の基礎をなす。例えば、1ラインモデルにより大規模海岸構造物周辺の局所的な汀線変化を計算するためには、回折波を入れた波浪場の碎波エネルギーフラックス分布が必要であり、屈折・回折結合波浪モデルによる波浪場の計算が要求される。また、大規模海岸構造物周辺の局所変動より下手側の海浜循環流に起因する海浜変形計算には、少なくとも水平2次元海浜流モジュールを援用した3次元海浜変形モデルが必要となる。

本研究では、大規模海岸構造物による海浜変形をマクロ的に捉えるために、緩勾配方程式に基づく波浪変形計算と1ラインモデルによる汀線変化を用いる。また、大規模海岸構造物による局所海浜変形を計算するために、波浪モデルとして楕円型緩勾配方程式を用い、これと水平2次元海浜流モデル、3次元海浜変形モデルを結合させる。

## 2.2 波浪の変形計算

浅海域での海浜流、海浜変形や構造物への波力の計算には、波浪場を的確にシミュレーションできる波浪伝播モデルが必要である。ここでは、まず線形平面波の基礎的考察を行った後、本研究で用いる双曲型緩勾配方程式に基づく波浪伝播モデルを示す（Warren et al.<sup>22)</sup>, Copeland<sup>11)</sup> 参照）。

### 2.2.1 線形平面波の基礎的考察

線形平面波の基礎式は、非回転運動を仮定し、Fig. 2の座標系で、速度ポテンシャル  $\Phi$ 、水位変動量  $\eta$  を用いて次式のように表される。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \dots\dots\dots (1)$$

ただし、水面 ( $z=0$ ) での境界条件は線形化した力学的、運動学的条件としてそれぞれ次式で与えられる。

$$g\eta + \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $g$ は重力の加速度である。これらから水位変動量  $\eta$  を消去すると、次式のように、速度ポテンシャルだけで表示される。

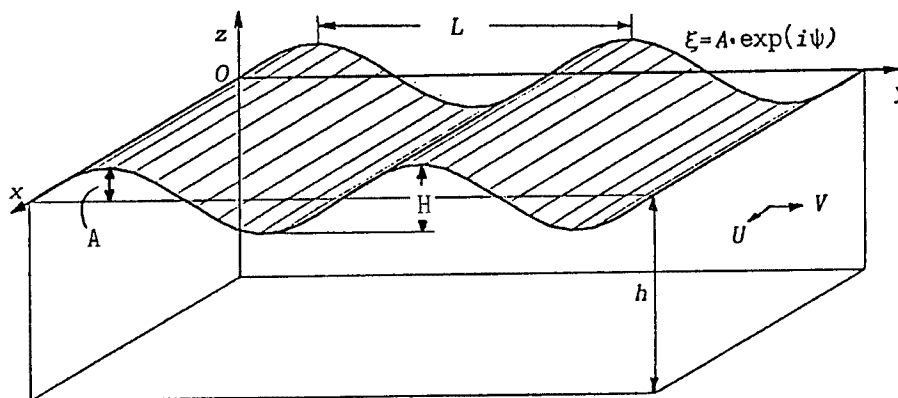


Fig. 2. Coordinate system and definition of variables of the wave propagation model.

$$g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

また、不透水性の水底( $z = -h$ )での運動学的条件は、水深変化を考慮すると、次式のように与えられる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

以上が線形平面波の基礎方程式、境界条件であり、この問題の位相(時間)に関しての単一波を対象とした解を考える。変数分離法が適用できるので、時間と空間変数の関数に分けて、与えられた境界条件のもとで、次式のような解を求める。

$$\phi = \phi_1 \cos \omega t + \phi_2 \sin \omega t = \text{Re}(\phi e^{-i\omega t}) \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ は複素ポテンシャル、 $\omega$ は角周波数である。いま、位相 $\chi$ 、振幅 $A$ の水位変動を

$$\eta = A \cos(\chi - \omega t) = \text{Re}(A e^{-i(\chi - \omega t)}) \dots\dots\dots (7)$$

とすると、式(2)、(6)および(7)より次式の関係を得る。

$$\eta = \text{Re}(A e^{i\chi} e^{-i\omega t}) = \frac{\omega}{g} (\phi_1 \cos \omega t + \phi_2 \sin \omega t) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、水面変動の位相 $\chi$ は波数 $\vec{k}$ 、位置ベクトル $\vec{x}$ から

$$\chi = \vec{k} \cdot \vec{x} \dots\dots\dots (9)$$

であり、波数ベクトルの絶対値 $k$ と角周波数 $\omega$ とは、次式の分散関係を介して結び付けられ、 $\omega/k$ 波速である。

$$\omega^2 = gk \tanh kh \dots\dots\dots (10)$$

一方、幾何光学的には等位相面(波峰線)は波数ベクトル(波向線: wave ray)に直行すると仮定して、位相関数 $\phi = \chi - \omega t$ は波数ベクトル $\vec{k}$ との関係で、次式のように定義される。

$$\nabla \phi = \nabla \chi = (k_x, k_y) = (k \cos \theta, k \sin \theta) \dots\dots\dots (11)$$

この式の両辺を2乗したものはeikonal方程式と呼ばれ、局所的な波向 $\theta$ が定義される。また、波向線と波峰線が直交するという仮定のもとでは、式(11)から $\nabla \times \vec{k} = 0$ であり、波数ベクトルの非回転性が仮定されていることがわかる。ここで注意する点は、式(9)から式(11)の関係が得られるためには、波数の空間変化は無視できる(波数は位置に関する弱い関数である)という仮定が存在することである。すなわち、波数が局所的に変化するような場合(回折現象のような場合)には式(11)の仮定は成り立たず、波の屈折を記述する波数の非回転条件は成立しない。

ここで、Helmholtz方程式および緩勾配方程式の位相関係を調べてみよう。式(7)をこれらに代入すると、実部から位相関係式が得られ、それぞれ以下のようにになっている。

$$(\nabla \chi)^2 = k^2 + \frac{\nabla^2 A}{A} \dots\dots\dots (12)$$

$$(\nabla \chi)^2 = k^2 + \frac{\nabla(C C_g)}{C C_g} \cdot \frac{\nabla A}{A} + \frac{\nabla^2 A}{A} \dots\dots\dots (13)$$

以上の位相関係から、これらの場の方程式には屈折(波数の非回転条件)以外にも、振幅 $A$ 局所的变化として水面上にでた構造物等による回折(外部回折)、振幅 $A$ 、波速 $C$ 、群速度 $C_g$ の局所的变化として海底地形の変化による回折(内部回折)の効果が取り込まれていることが理解される。

また、実際の問題で必要となる波浪場の諸量として、波高 $H$ (水位変動の振幅の2倍)、波向きを決める位相 $\chi$ は次式で計算される。

$$H = \frac{2\omega}{g} \sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} \quad \chi = \tan^{-1} \left( -\frac{\phi_1}{\phi_2} \right) \dots\dots\dots (14)$$

2.2.2 双曲型緩勾配方程式による波浪伝播モデル

Berkhoff<sup>6)</sup> は、海底勾配  $\nabla h$  が浅水度  $kh$  に比べて十分小さいという仮定、

$$O\left(\frac{\nabla h}{kh}\right) \ll 1 \dots\dots\dots (15)$$

のもとで、屈折・回折を同時に考慮した線形波の場の方程式、次式で示す緩勾配方程式を誘導した。

$$\nabla \cdot (CC_g \nabla \phi) + k^2 CC_g \phi = 0 \dots\dots\dots (16)$$

さらに、碎波や海底摩擦による波浪エネルギーの散逸を考慮し、複素水位変動  $\zeta$  で表示すると次式となる。

$$\nabla \cdot (CC_g \nabla \zeta) - \frac{C_g}{C} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + i\omega W \zeta = 0 \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 $W = D/E$ 、 $D$ ：波浪エネルギー散逸率、 $E$ ：波浪エネルギーである。

この方程式は楕円型で数値計算上、任意境界条件が設定しにくい。この問題を解決する方法のひとつとして、1階の3元連立双曲型偏微分方程式系に変換する手法がある。本研究では、次式で示される式(17)と等価な基礎方程式に基づく数値モデル<sup>24)</sup>を用いる。

$$\frac{\partial P^*}{\partial t} - CC_g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{\partial Q^*}{\partial t} - CC_g \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (19)$$

$$\left( \frac{iW}{\omega} + \frac{C_g}{C} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial P^*}{\partial x} + \frac{\partial Q^*}{\partial y} + W \zeta = 0 \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 $\zeta$ ：複素水位変動、 $P^*$ 、 $Q^*$ は複素線流量である。この方程式系を複素変数として解くと、その定常解が緩勾配方程式の解である。この方程式の実部を解くと、水位変動  $\zeta$ 、線流量（水粒子速度を鉛直方向に積分した値）の時間変化（波形、この意味で非定常緩勾配方程式<sup>23)</sup>の名がついている？）が得られる。一樣水深での線形波理論から水粒子速度の鉛直分布がわかるので、線流量がわかれば波動場の情報が時間波形で求められる。具体的には計算格子点全てに、波高計と流速計を置き、波浪観測をしていると考えればよい。しかしながら、これらのデータ（計算結果）はデジタルデータレコーダー（時間、空間に離散化した数値計算）で記録される。このため、観測精度を上げるためにはできるだけ短いサンプリング時間（計算の時間刻み）を設定しなければならないし、データ解析（調和係数、式(6)の  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  を求めること）をしなければならない。その反面、実部計算（観測）だけで行えばよいという長所もある。

ここで、虚部も同時に解くとどうであろうか？ この場合、 $\phi_1$ 、 $\phi_2$  に関する連立方程式が得られるため、これらを時間に関係なく求めることができる。換言すれば、時間波形の1周期データがなくても波浪場がわかる（観測、データ解析は不要）。さらに、時間に依存せず解がわかるため数値計算上時間刻みを有利なように設定できる。式(18)–(20)の実部からなる連立系は非定常緩勾配方程式の基礎式と一致しており、上述した実部だけを解く方法（観測、解析を行う方法）が、数値波動解析法や非定常緩勾配方程式である。数値計算上どちらが有利かは検討する価値はあるが、精度、取扱上では複素関数で解くほうが良い。

基礎方程式(18)–(20)の変数には調和成分が残っている。ここで、複素関数で解く場合には時間波形には依存しないことを利用し、調和振動成分を取り除き数値計算すると、波形を計算しなくても、複素ポテンシャルだけを計算すれば良いことになり、計算時間を短縮することができる。すなわち、以下のような仮想的な水位、線流量を導入する。ここで仮想的であるということは、複素ポテンシャル  $\phi$  は時間の関数ではないが、その関数である  $S$ 、 $P$ 、 $Q$  を時間の関数としているからである。すなわち、この時点で  $t$  は

時間ではなく、定常解を得るための繰り返し計算回数になっている (Madsen and Larsen<sup>17)</sup> 参照)。

$$\zeta = S(x, y, t)e^{-i\omega t} \dots\dots\dots (21)$$

$$P^* = P(x, y, t)e^{-i\omega t} \dots\dots\dots (22)$$

$$Q^* = Q(x, y, t)e^{-i\omega t} \dots\dots\dots (23)$$

上式を式(18), (19), (20) に代入すると、数値計算すべき基礎方程式は、以下のようになる。

$$\frac{C_g}{C} \frac{\partial P}{\partial t} + C_g^2 \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{C_g}{C} i\omega P = 0 \dots\dots\dots (24)$$

$$\frac{C_g}{C} \frac{\partial Q}{\partial t} + C_g^2 \frac{\partial S}{\partial y} - \frac{C_g}{C} i\omega Q = 0 \dots\dots\dots (25)$$

$$\left( \frac{C_g}{C} + \frac{iW}{\omega} \right) \frac{\partial S}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} - i\omega \left( \frac{C_g}{C} + \frac{iW}{\omega} \right) S = SS \dots\dots\dots (26)$$

ここに、SS は造波境界点での波源 (吹き出し) 項であり、位相  $\chi$  と振幅  $A_0$  により次式で与えられる。

$$SS = \frac{C \Delta s}{\Delta x \Delta y} A_0 e^{i\chi} \dots\dots\dots (27)$$

ここで、式(25)-(27) は、流れとの相互作用を考慮して、次式のように書き直される。

$$\frac{\partial P}{\partial t} - i\omega P + C C_g \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} - i\omega Q + C C_g \frac{\partial S}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} - \frac{1}{\omega^2} \left\{ \sigma^2 - k^2 C C_g - \omega^2 - i\sigma W - i\omega \left( \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \right\} \left( \frac{\partial S}{\partial t} - i\omega S \right) \\ + 2i\omega \left( \frac{UP}{CC_g} + \frac{VQ}{CC_g} \right) = SS \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

計算法、境界条件、計算例を以下に示す。

### 2.2.3 差分方程式

数値計算には、Fig. 3 に示す空間スタッガード変数配置で、有限差分法の交互陰解法 (ADI法) を適用する。その差分方程式系は、以下のようである。

まず、連続式(27)、運動方程式(28) の  $x$ -方向の掃過に対して、それぞれ以下の差分式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_1}{\Delta t/2} (S_{j,k}^{n+1/2} - S_{j,k}^n) + \frac{\lambda_2}{2} \{ (2 - \delta_1) S_{j,k}^{n+1/2} + \delta_1 S_{j,k}^n \} \\ + \frac{1}{2\Delta x} \{ (2 - \delta_1) (P_{j,k}^{n+1} - P_{j-1,k}^{n+1}) + \delta_1 (P_{j,k}^n - P_{j-1,k}^n) \} \\ + \frac{1}{2\Delta y} \{ (2 - \delta_2) (Q_{j,k}^{n+1/2} - Q_{j,k-1}^{n+1/2}) + \delta_2 (Q_{j,k}^{n-1/2} - Q_{j,k-1}^{n-1/2}) \} \\ + \frac{2i\omega}{CC_g} \left[ U_{j,k} \frac{1}{2} \{ (2 - \delta_1) P_{j,k}^{n+1} + \delta_1 P_{j,k}^n \} + V_{j,k} \frac{1}{2} \{ (2 - \delta_2) Q_{j,k}^{n+1/2} + \delta_2 Q_{j,k}^{n-1/2} \} \right] = SS_{j,k}^{n+1/2} \dots\dots (31) \end{aligned}$$

および

$$\frac{\lambda_3}{\Delta t} (P_{j,k}^{n+1} - P_{j,k}^n) + \frac{\lambda_4}{2} \{ (2 - \delta_1) P_{j,k}^{n+1} + \delta_1 P_{j,k}^n \} + C_g^2 \frac{1}{\Delta x} (S_{j-1,k}^{n+1/2} - S_{j,k}^{n+1/2}) = 0 \dots\dots\dots (32)$$

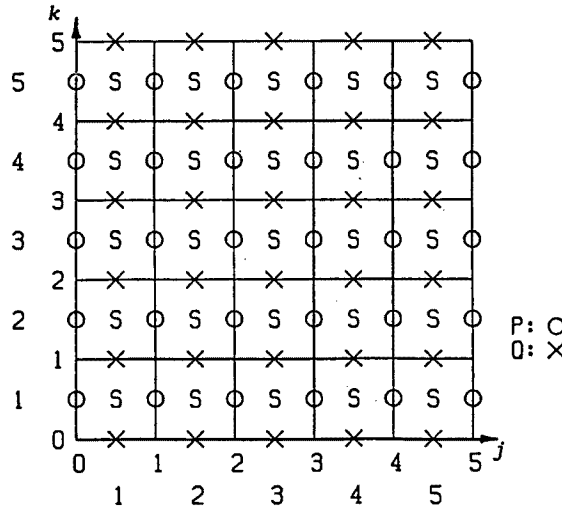


Fig. 3. Space-staggered grid system.

ここに,

$$\lambda_1 = \frac{C_g}{C} + \frac{\omega^2 - \sigma^2}{\omega^2} + i \left( \frac{U_{i,k} - U_{j-1,k}}{\Delta x} + \frac{V_{i,k} - V_{i,k-1}}{\Delta y} \right) + i \frac{W}{\omega} \dots\dots\dots (33a)$$

$$\lambda_2 = -i\omega\lambda_1 \dots\dots\dots (33b)$$

$$\lambda_3 = \frac{C_g}{C} \dots\dots\dots (33c)$$

$$\lambda_4 = -i\omega \frac{C_g}{C} \dots\dots\dots (33d)$$

一方, y-掃過に対しては, 次式のようなになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda_1}{\Delta t/2} (S_{i,k}^{n+1} - S_{i,k}^{n+1/2}) + \frac{\lambda_2}{2} \{ (2-\delta) S_{i,k}^{n+1} + \delta S_{i,k}^{n+1/2} \} \\ & + \frac{1}{2\Delta x} \{ (2-\delta_2) (P_{j,k}^{n+1} - P_{j-1,k}^{n+1}) + \delta_2 (P_{j,k}^n - P_{j-1,k}^n) \} \\ & + \frac{1}{2\Delta y} \{ (2-\delta_1) (Q_{i,k}^{n+3/2} - Q_{i,k-1}^{n+3/2}) + \delta_1 (Q_{i,k}^{n+1/2} - Q_{i,k-1}^{n+1/2}) \} \\ & + \frac{2i\omega}{CC_g} \left[ U_{j,k} \frac{1}{2} \{ (2-\delta_2) P_{j,k}^{n+1} + \delta_2 P_{j,k}^n \} + V_{i,k} \frac{1}{2} \{ (2-\delta_1) Q_{i,k}^{n+3/2} + \delta_1 Q_{i,k}^{n+1/2} \} \right] \\ & = SS_{i,k}^{n+1} \dots\dots\dots (34) \end{aligned}$$

$$\frac{\lambda_3}{\Delta t} (Q_{i,k}^{n+3/2} - Q_{i,k}^{n+1/2}) + \frac{\lambda_4}{2} \{ (2-\delta_1) Q_{i,k}^{n+3/2} + \delta_1 Q_{i,k}^{n+1/2} \} + C_g^2 \frac{1}{\Delta y} (S_{i,k+1}^{n+1} - S_{i,k}^{n+1}) = 0 \dots\dots\dots (35)$$

ここに,  $\delta_1, \delta_2$  は重み関数であり,  $\delta = 0$  では完全陰解法,  $\delta = 1$  では Crank-Nicolson 法,  $\delta = 2$  では陽解法となる。ここでは, Crank-Nicolson 法 ( $\delta = 1$ ) を用いる。

2.2.4 二重掃過法

式(31) は未知数,  $S_{i,k}^{n+1/2}, P_{j,k}^{n+1}, P_{j-1,k}^{n+1}$  に対する次式のような連立1次方程式系である。

$$A_{ij,k}S_{j,k}^{n+12} + B_{ij,k}P_{j,k}^{n+1} + C_{ij,k}P_{j-1,k}^{n+1} = E_{ij,k} \dots (36)$$

ここに,

$$A_{ij,k} = \lambda_1 \frac{2}{\Delta t} + \frac{\lambda_2}{2} (2 - \delta_1) \dots (37)$$

$$B_{ij,k} = \frac{2 - \delta_1}{2\Delta x} \dots (38)$$

$$C_{ij,k} = -\frac{2 - \delta_1}{2\Delta x} \dots (39)$$

$$E_{ij,k} = \left( \lambda_1 \frac{2}{\Delta t} - \frac{\lambda_2}{2} \delta_1 \right) S_{j,k}^n - \frac{2}{2\Delta x} \delta_1 (P_{j,k}^n - P_{j-1,k}^n) - \frac{2i\omega}{CC_g} \left[ -\frac{1}{2\Delta y} \{ (2 - \delta_2)(Q_{j,k}^{n+1/2} - Q_{j,k-1}^{n+1/2}) + \delta_2(Q_{j,k}^{n-1/2} - Q_{j,k-1}^{n-1/2}) \} + U_{j,k} \frac{1}{2} \{ (2 - \delta_1)P_{i,k}^{n+1} + \delta_1 P_{i,k}^n \} + V_{j,k} \frac{1}{2} \{ (2 - \delta_2)Q_{i,k}^{n+1/2} + \delta_2 Q_{i,k}^{n-1/2} \} \right] + SS_{j,k}^{n+1/2} \dots (40)$$

一方, 式(32) は, 次式のようになる。

$$A_{2j,k}S_{j+1,k}^{n+1/2} + B_{2j,k}P_{j,k}^{n+1} + D_{2j,k}S_{j,k}^{n-1/2} = E_{2j,k} \dots (41)$$

ここに,

$$A_{2j,k} = C_g^2 \frac{1}{\Delta x} \dots (42)$$

$$B_{2j,k} = \frac{\lambda_3}{\Delta t} + \frac{\lambda_4}{2} (2 - \delta_1) \dots (43)$$

$$C_{2j,k} = -C_g^2 \frac{1}{\Delta x} \dots (44)$$

$$E_{2j,k} = \left( \frac{\lambda_3}{\Delta t} - \frac{\lambda_4}{2} \right) P_{j,k}^n \dots (45)$$

式(36) および (41) から S を消去すると, P に関する連立 1 次方程式で, その係数行列は三重対角行列をなす。

$$F_{ij,k}P_{j+1,k}^{n+1} + G_{ij,k}P_{j,k}^{n+1} + H_{ij,k}P_{j-1,k}^{n+1} = O_{ij,k} \dots (46)$$

ここに,

$$F_{ij,k} = \frac{A_{2j,k}}{A_{1j,k}} B_{ij,k} \dots (47)$$

$$G_{ij,k} = \frac{A_{2j,k}}{A_{1j+1,k}} C_{ij,k} - B_{2j,k} + \frac{D_{2j,k}}{A_{1j,k}} B_{ij,k} \dots (48)$$

$$H_{ij,k} = \frac{D_{2j,k}}{A_{1j,k}} C_{ij,k} \dots (49)$$

$$O_{ij,k} = -E_{2j,k} + \frac{A_{2j,k}}{A_{1j+1,k}} E_{1j+1,k} + \frac{D_{2j,k}}{A_{1j,k}} E_{ij,k} \dots (50)$$

2.2.5 境界条件



(a) 造波境界条件

式(30)中のSSは造波項で、次式のように表される。この項は造波境界上で以下のように設定され、その他の計算点ではゼロである。

$$SS = \frac{\Delta s}{\Delta x \Delta y} C_g S_0 \dots\dots\dots (51)$$

上式中のS<sub>0</sub>は造波境界上の複素関数で表される水位の空間分布で、次式で示される。

$$S_0 = a_0 e^{ix_0} \dots\dots\dots (52)$$

ここに、a<sub>0</sub>: 振幅 (=H<sub>0</sub>/2), x<sub>0</sub>: 次式で示される位相関数である。

$$x_0 = k \cdot x \dots\dots\dots (53)$$

(b) 消波境界 (スポンジレイヤー)

造波境界の背後の消波および、ほぼ直角入射時の完全消波条件には Larsen and Dancy (1983)<sup>14)</sup> の sponge layer (スポンジレイヤー) 境界条件が適用できる。すなわち、境界に数グリッドのスポンジレイヤーを設定し、各繰返し計算毎に次式のような減衰係数をかける。

$$\mu(x) = \begin{cases} \exp\{(2^{-x/\Delta x} - 2^{-x_s/\Delta x}) \ln \alpha\} & \text{for } 0 \leq x \leq x_s \\ 1 & \text{for } x_s \leq x \end{cases} \dots\dots\dots (54)$$

ここに、x<sub>s</sub>: スポンジレイヤーの幅, α: グリッド数に依存する定数である。

(c) 任意反射境界

ここで、任意反射率Rの場合を考えてみよう。振幅aの入射波S<sub>I</sub>および振幅aRの反射波S<sub>R</sub>は、次式のように表される。

$$S_I = a \exp(ikx) \text{ and } S_R = aR \exp(-ikx) \dots\dots\dots (55)$$

ここで、線流量Pと水位変動Sとは、最低次の長波近似の下で次式で表される。

$$P = C_g S \dots\dots\dots (56)$$

これより、任意点での線流量Pは

$$P = aC_g \exp(ikx) - aC_g R \exp(-ikx) \dots\dots\dots (57)$$

で表されるので、反射壁x=0およびΔx内点x=-Δxでの線流量は、それぞれ次式のようになる。

$$P_0 = aC_g(1-R) \text{ at } x=0 \dots\dots\dots (58)$$

および、

$$P_1 = aC_g(\exp(-ik\Delta x) - R \exp(ik\Delta x)) \text{ at } x=-\Delta x \dots\dots\dots (59)$$

式(58)と式(59)とから、P<sub>0</sub>とP<sub>1</sub>との関係として、次式を得る。

$$P_0 = AP_1 \dots\dots\dots (60)$$

ここに線流量で表した反射係数Aは、反射率Rを用いて

$$A = \frac{1-R}{\exp(-ik\Delta x) - R \exp(ik\Delta x)} \dots\dots\dots (61)$$

で表され、これにより流量で任意反射率の境界条件を与えることができる。

2.2.6 モデルテスト

(a) 碎波テスト

Fig. 4に示す座標系を用いて碎波に関する基礎テストを行う。碎波による波浪エネルギーの散逸項を入れた数値計算では、次の2点に注意しなければならない。

1. 碎波条件を満足する点からこの項が不連続的に作用するため、数値的な反射波が生じる。これを平滑化により数値解を殺さないように除去しなければならない。ここでは、Fig. 5に示すように碎波点を含む計算点の、5点および7点の平滑化の効果と解の差異を検討した。

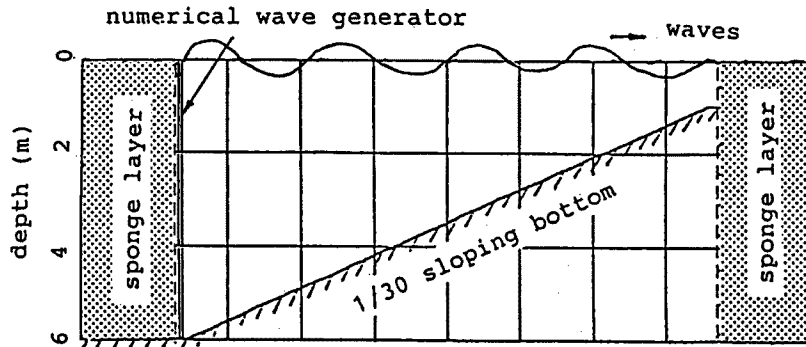


Fig. 4. Numerical wave flume for wave breaking tests.

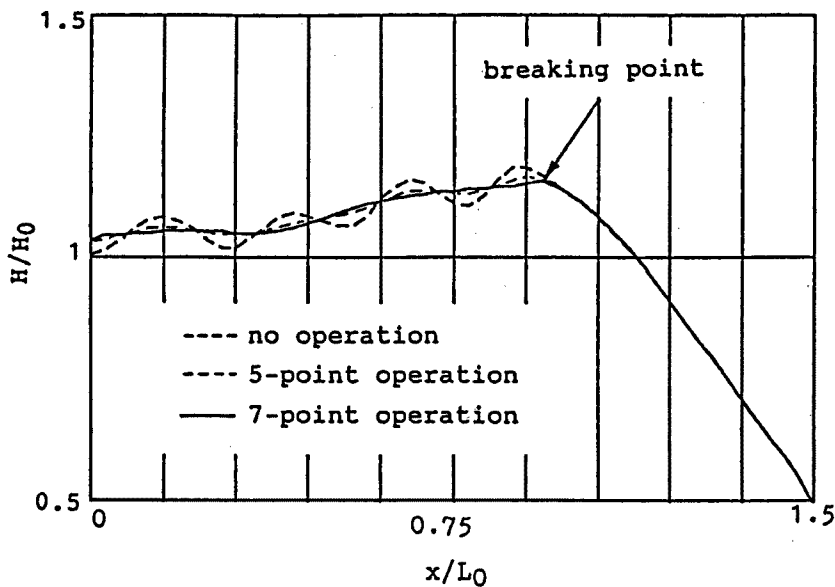


Fig. 5. Elimination of numerical reflection due to energy dissipation term.

2. 波浪エネルギーの散逸率をどの様にするかは極めて重要な問題ではあるが難しい問題であり、的確な碎波モデルが見あたらない。ここでは前述のモデルを用い、実験結果の追算を行いモデルの実験規模への適用性を検討した (Fig. 6 参照)。

(b) 楕円浅瀬における屈折・内部回折テスト

ここで開発した楕円型緩勾配方程式の数値モデルの屈折と内部回折が同時に生じるような波浪場への適用性を検討するため、Delft Hydraulics Laboratory<sup>13)</sup>で行われた楕円浅瀬における屈折・内部回折実験結果との比較を行った。楕円浅瀬の水深は、次式で示される。

$$h(x, y) = h_1(x, y) + h_2(x, y) \dots\dots\dots (62)$$

ここに、

$$h_1(x, y) = \frac{7}{360}(\sin 20^\circ x + \cos 20^\circ y)$$

$$h_2(x, y) = 0.3 - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{x-10.75}{5}\right)^2 - \left(\frac{y-15}{3.75}\right)^2}$$

in the region:  $\left(\frac{x-10.75}{5}\right)^2 + \left(\frac{y-15}{3}\right)^2 \leq 1$

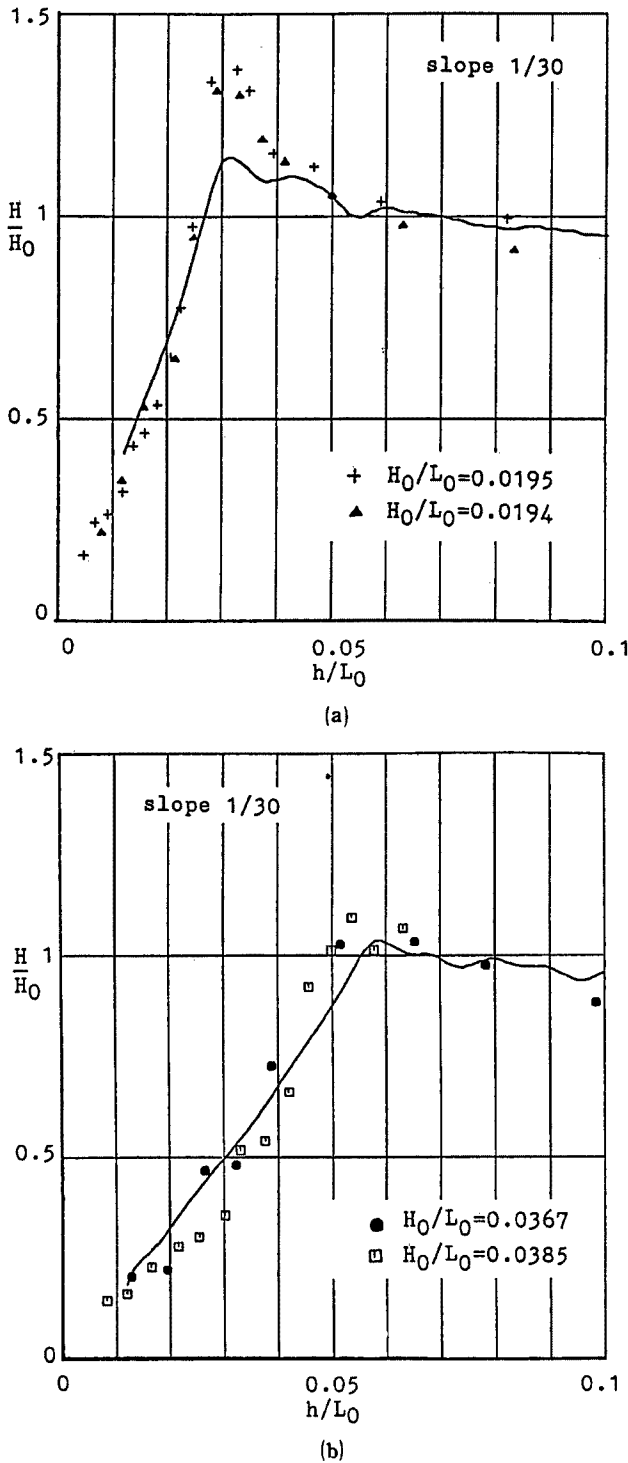


Fig. 6. Comparison of breaking wave heights between calculations and experiments.  
 (a)  $H_0/L_0=0.02$   
 (b)  $H_0/L_0=0.04$

$$h_2(x, y) = 0 \text{ otherwise.}$$

Figs. 7-10 に, Delft Hydraulics Laboratory<sup>13)</sup> での実験結果とここで行った数値計算結果とを示す。これらの結果の比較から, 本研究で用いた波浪変形数値モデルの適用性が評価できよう。

(c) スポンジレイヤーテスト

2.2.5 で完全消波境界として, スポンジレイヤーを説明した。ここでは, この境界条件の特性を調べるため, Fig. 11 に示すテストを行った。すなわち, 直角入射条件で側壁を固定境界とした場合 (Fig. 11 (a)) とスポンジレイヤーとした場合 (Fig. 11 (b)) とを計算し, 結果を比較した。この図から明らかなように, 側壁にスポンジレイヤーを設定した場合には, スポンジレイヤーによる波峰線方向への数値的波高減衰に起因する回折が生じ, 波浪場を乱すことがわかる。さらに Fig. 11 (a) からわかるように, 直角入射条件ではスポンジレイヤーは, 完全消波境界として極めて有効であることもわかる。これらのことから, スポンジレイヤーを設定する境界としては, 造波境界の背後, 砕波内の汀線境界, 直角入射に近い完全消波境界等に適用できることが示される。

(d) 任意反射境界テスト

任意反射率,  $R=1, 0.75, 0.5, 0.25$  の直立壁 (Fig. 12 の右側) からの反射波の波高分布を調べた結果を Fig. 12 に示す。計算は 6 m の一様水深場に波高 1 m, 周期 8 s の波が直角に入射する条件を与えて行った。図中,  $R$  は計算上設定した壁からの反射率である。図から明らかなように, 計算結果は設定反射率をよく満足していることから, 入射角がさほど大きくない (直角入射に近い) 場合には任意反射率の境界条件が設定できることが示される。

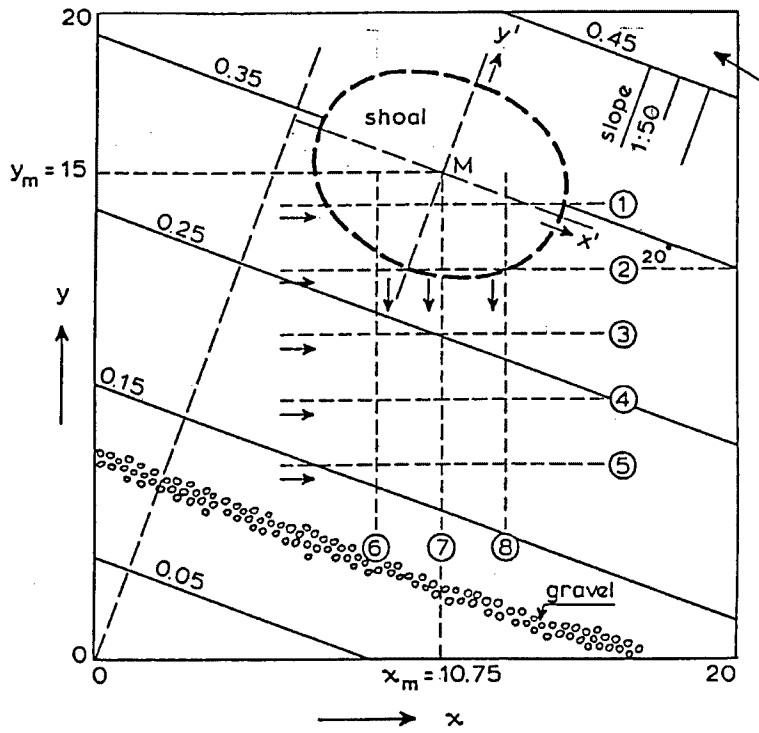


Fig. 7. Setup of the elliptical shoal experiments<sup>13)</sup> and sections along which wave heights are compared with calculations.

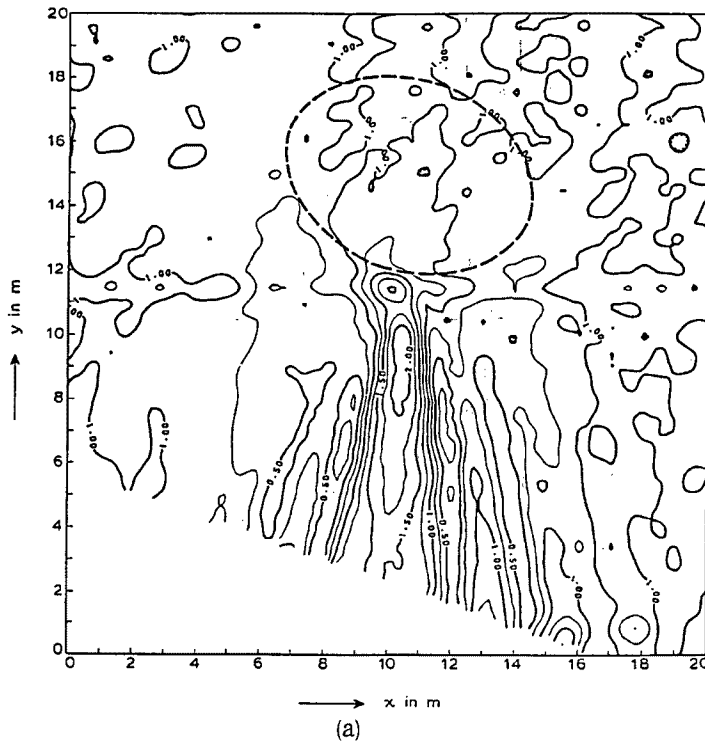


Fig. 8. Results of the elliptical shoal experiments<sup>13)</sup>.  
(a) Wave height distribution

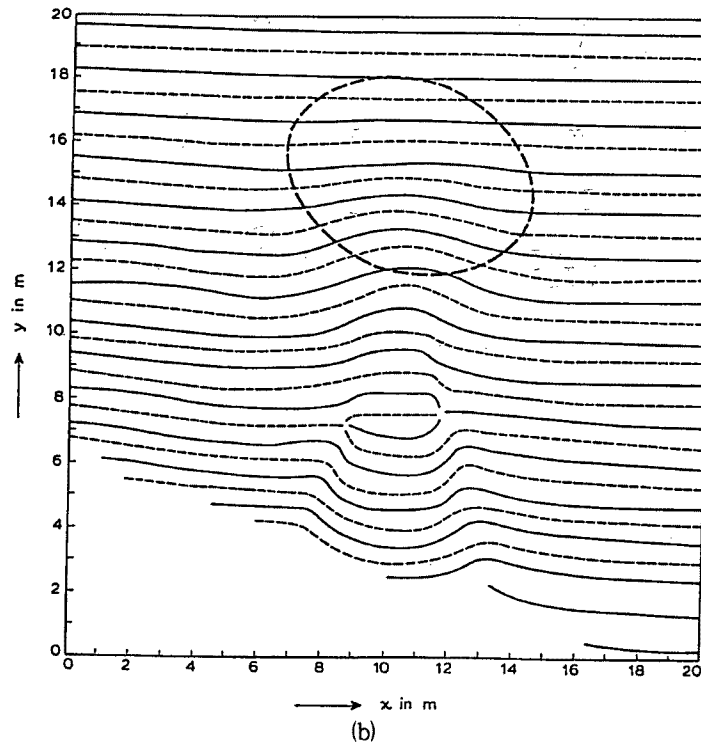


Fig. 8. Results of the elliptical shoal experiments<sup>13)</sup>  
(b) Equal phase lines

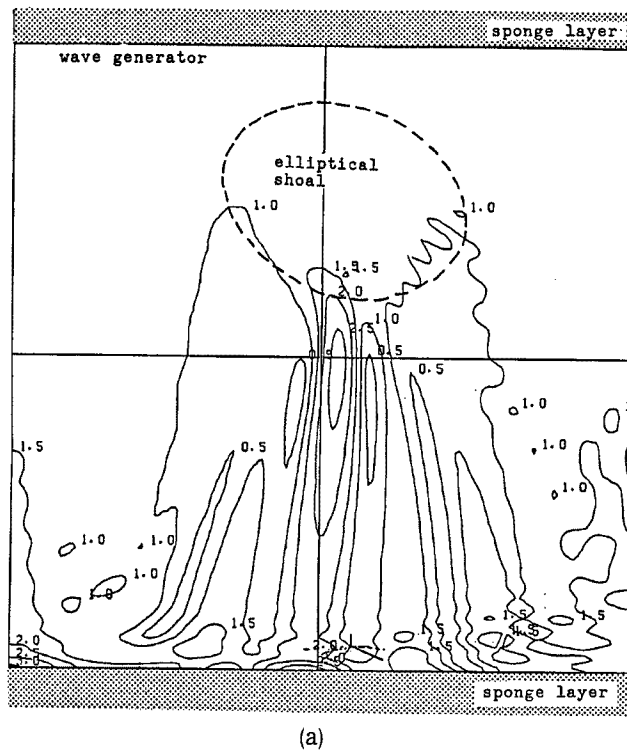
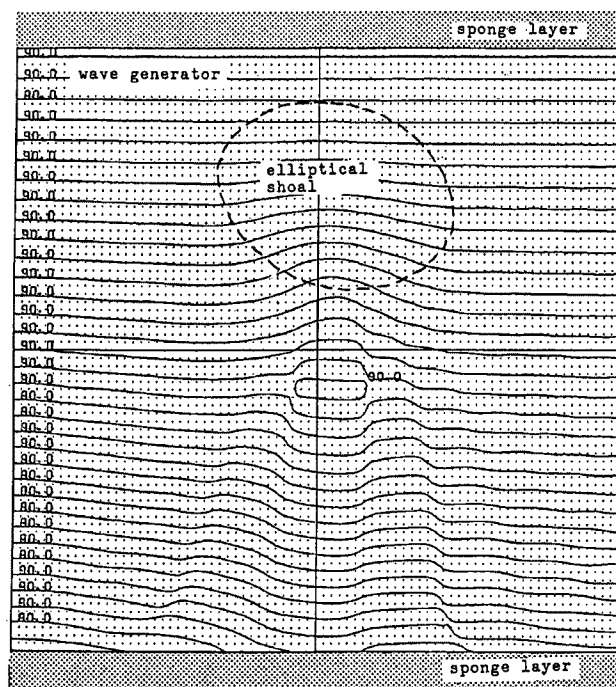


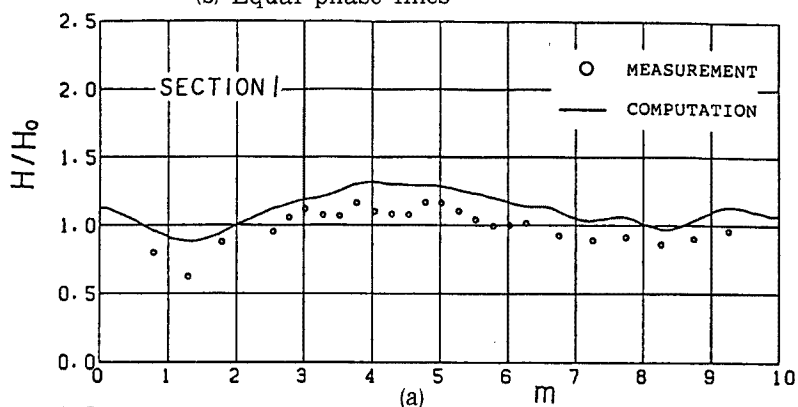
Fig. 9. Numerical results of the elliptical shoal test.  
(a) Wave height distribution



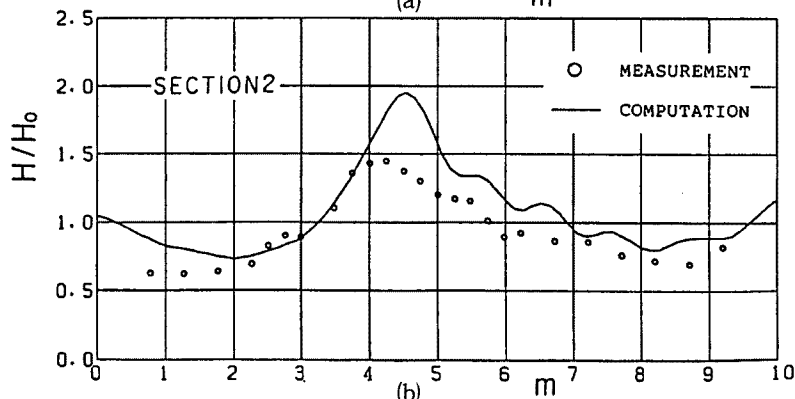
(b)

Fig. 9. Numerical results of the elliptical shoal test.

(b) Equal phase lines



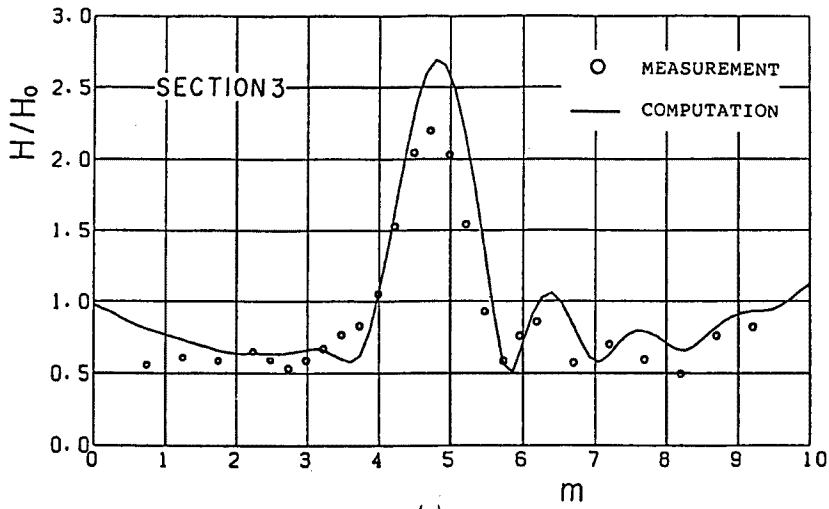
(a)



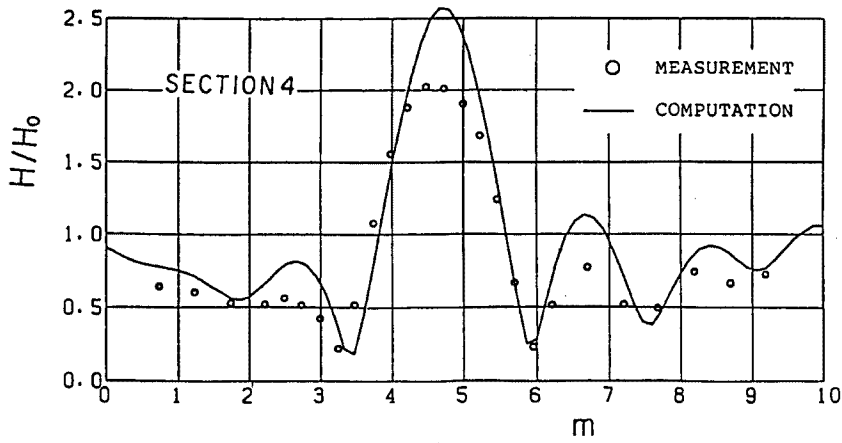
(b)

Fig. 10. Comparison of wave height distributions between calculations and experiments<sup>13)</sup>.

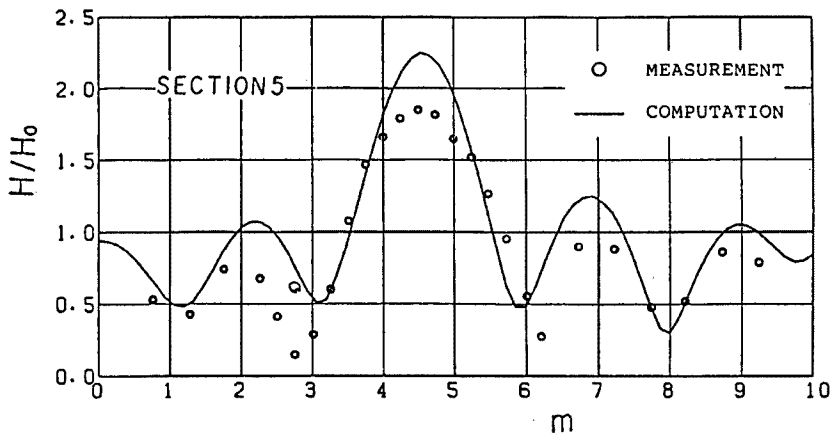
(a) Section 1, (b) Section 2



(c)



(d)



(e)

Fig. 10. Comparison of wave height distributions between calculations and experiments<sup>13)</sup>.

(c) Section 3, (d) Section 4, (e) Section 5

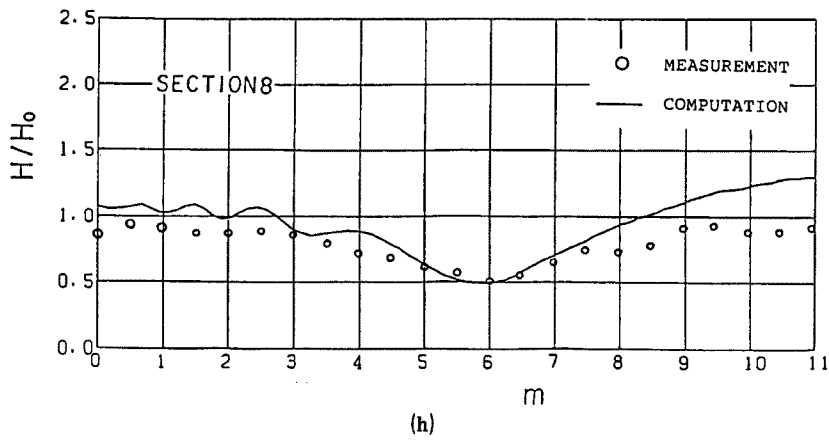
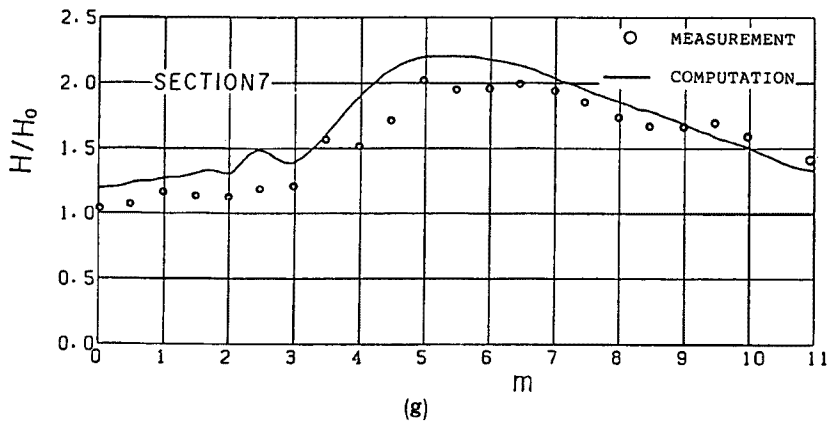
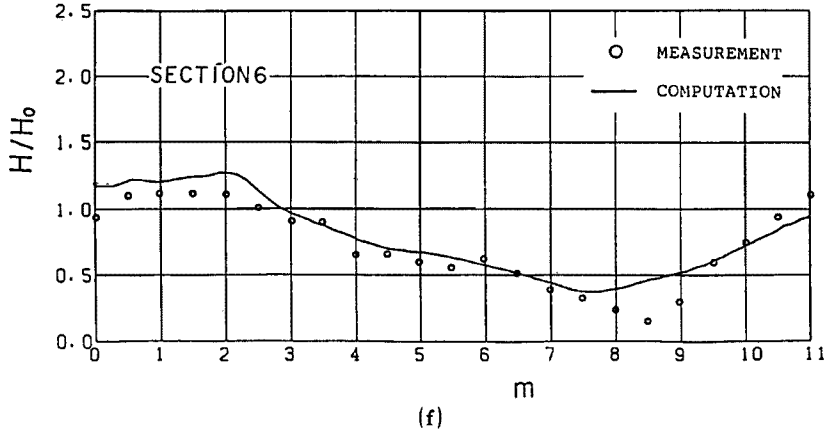


Fig. 10. Comparison of wave height distributions between calculations and experiments<sup>13)</sup>.  
 (f) Section 6, (g) Section 7, (h) Section 8



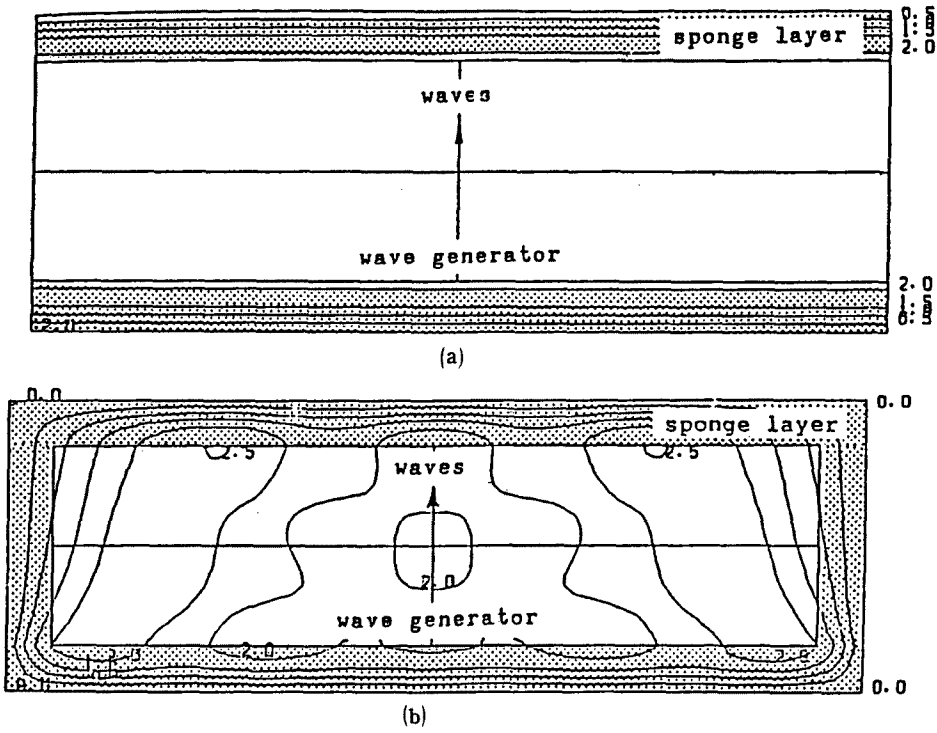


Fig. 11. Effectiveness and drawback of the sponge-layer.  
 (a) Normal incidence and the fixed side boundaries  
 (b) Normal incidence and the sponge-layer side boundaries

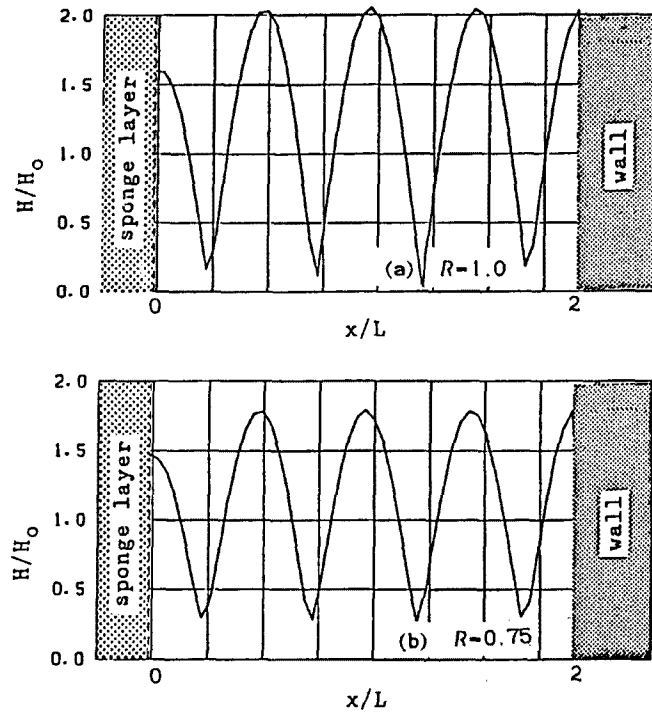


Fig. 12. Arbitrary reflection boundary tests.

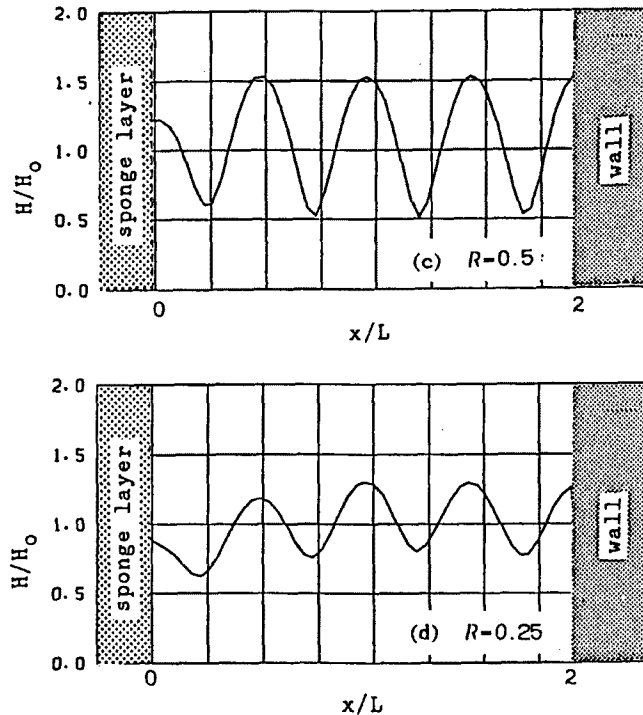


Fig. 12. Arbitrary reflection boundary tests.

2.3 1ラインモデルによる汀線変化予測法

長期的な汀線変化量を計算する実用的モデルとして今日最も一般的に用いられ、現地検定による適用性やモデル定数の検証が行われているものは1ラインモデル<sup>15)</sup>であろう。このモデルでは、長期的な海浜変形の主要因は沿岸漂砂であると考え、沿岸漂砂の連続式、漂砂量式および碎波角—汀線関係式で構成される。

沿岸漂砂の連続式は、次式で示される。

$$\frac{\partial y}{\partial t} \frac{1}{h_k(1-\lambda)} \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{Q_R(t)}{h_k B} \delta(x-x_0) \dots\dots\dots (63)$$

ここに、 $h_k$ : 漂砂の移動限界水深,  $\lambda$ : 底質の空隙率,  $Q$ : 単位時間あたりの沿岸漂砂量,  $Q_R$ : 単位時間、単位幅あたりの漂砂の供給量,  $\alpha_{BS}$ : 任意時刻の汀線と碎波の波峰線のなす角。未知量は汀線の位置  $y$  で、その他の値は波浪、底質条件から決定される。

また、沿岸漂砂量を算定する方法は、大別すると以下の3タイプに分類される。

1. Energy flux model (Wave power model): 沿岸漂砂量  $Q$  と入ってくる波浪エネルギーフラックスの沿岸方向成分  $P_L$  とを式(64) のように関係づけるモデルで、CERC 公式<sup>10)</sup>に代表される。

$$Q = HP_L = KEC_g \sin \alpha_{BS} \cdot \cos \alpha_{BS} \dots\dots\dots (64)$$

モデルとしては極めて単純なものであり、底質粒径、海底勾配、海底粗度などの漂砂に関わる要因が陽に表されておらず、パラメーター  $K$  に全て包含される。しかしながら、これまでに多くの現地データによる  $K$  の検討と工学的実用に用いられ成果をあげてきている。

2. Energetic model: Bagnold<sup>9)</sup> により提案された理論で、 $Q$  を波による底質の巻き上げと流れによる運搬により表す。一般に、平均流成分  $V$  と波浪の最大水粒子速度  $u_{max}$  を用いて、次式のように表される。

$$Q = K' E \cos \alpha_{BS} \frac{V}{u_{max}} \dots\dots\dots (65)$$

これは、wave power model の改訂版とみなすことができる。沿岸流速分布  $V$  と波浪の強さを考慮できるが、波高の沿岸方向変化が小さい場合には、wave power model と同一型となる。

3. Shear stress model: 漂砂機構を支配する外力は海底面に作用する流体のせん断応力であり、これが評価できると、Bijker<sup>9)</sup> の研究に代表されるように、掃流、浮遊漂砂量から、全漂砂量が求められる。このようなモデルは波浪、海浜流場、底質特性が特定できる海浜変形モデルへの適用は有効であるが、1 ラインモデルのような場合には、この結果を簡略化したモデルとする必要がある。

ここでは、1, 2 のタイプの漂砂量算定式を用いた1 ラインモデルを考え、次式の CERC 公式を使用する。

$$Q_x = 1290 P_L \quad (\text{m}^3/\text{yr}) \dots\dots\dots (66)$$

ここに、

$$P_L = \frac{\rho g^2}{64\pi} H_0^2 K_R^2 T \sin 2\alpha_{BS} \quad (\text{kg/s}) \dots\dots\dots (67)$$

式(67) 中の  $\alpha_{BS}$  は発展後の汀線と碎波の波峰線のなす角で、同一波浪条件に対しても、汀線の変化に応じて変わる。この効果を表すためには、次式の波向き—汀線関係式を付加させる。

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \tan(\alpha_{B0} - \alpha_{BS}) \dots\dots\dots (68)$$

ここに、 $\alpha_{B0}$  は初期汀線と碎波の波峰線のなす角で、 $\alpha_{BS}$  との関係は Fig. 13 に示すようである。

以上の式(63), (66), (68) が1 ラインモデルの基礎式である。これを数値計算する場合、原理的には、設定された沖波条件のもとに波浪の変形計算を行い、碎波の波高、波向きが求まると、式(66) から  $Q$  の

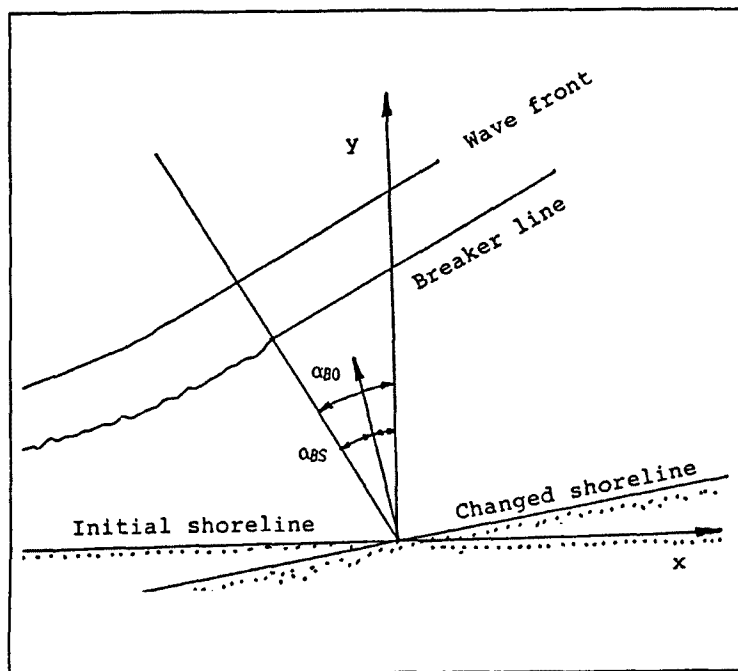


Fig. 13. Relation between shoreline and wave crestline.

沿岸方向分布が求まり、これを式(68)の汀線碎波角関係を考慮して、漂砂の連続式(63)を解けばよい。しかしながら、これらの式をQまたはyで表示すれば明らかなように、非線形拡散型方程式であるため、一般に安定でかつ厳密な解は得にくい。特に、これを陽解法の差分式で計算すると、ほとんどの場合爆発解となる。そのため、安定な計算を行うためには、基礎式をQまたはyに関する非線形拡散型方程式に書換え、これを陰解法により数値計算する。境界条件は沿岸漂砂量で与えられる場合が多いし、漂砂の保存関係が重要であるため、Qの方程式を解く方法がよい。すなわち、式(63)、(66)、(68)からyを消去して、Qに関する次式の拡散型方程式を導き、これを陰解法で解き、得られたQを式(63)に適用してyを解く。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{2A \cos 2\alpha_{BS}}{h_k(1-\lambda) \{1 + (\partial y / \partial x)^2\} \partial x^2} \dots\dots\dots (69)$$

ここに、

$$\frac{dQ}{d\alpha_{BS}} = \frac{\rho g^2}{32\pi} H_0^2 K_R^2 T \cos 2\alpha_{BS} \quad A = \frac{\rho g^2}{64\pi} H_0^2 K_R^2 T$$

yを消去する場合、 $\alpha_{BS}$ はQの関数なので、 $\alpha_{BS}=g(Q)$ とおくと次式を得る。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{dQ/d\alpha_{BS}}{h_k(1-\lambda) \{1 + (\partial y / \partial x)^2\}} \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2}$$

ここで、次の関係を用いると、式(69)を得る。

$$\cos^2(\alpha_{B0} - \alpha_{BS}) = \frac{1}{1 + \tan^2(\alpha_{B0} - \alpha_{BS})}$$

$$\frac{dg(Q)}{dQ} = \frac{1}{2A \cos 2\alpha_{BS}}$$

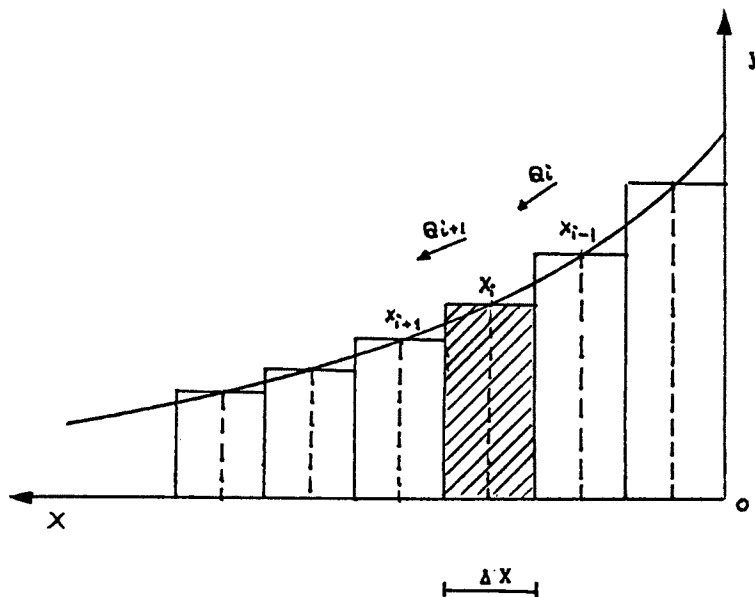


Fig. 14. Space-staggered system for 1-line model.

以下に、数値計算方法および計算例を示し、この数値モデルの特性を検討する。Fig. 14 に示すような、スタaggerド変数配列を考え、式(69)をCrank-Nicolson法により差分化すると、次式を得る。

$$a_i Q_{i+1}^{n+1} + b_i Q_i^{n+1} + c_i Q_{i-1}^{n+1} = d_i \dots\dots\dots (70)$$

ここに、

$$a_i = c_i = \frac{-D\Delta t}{2\Delta x^2}$$

$$b_i = 1 + \frac{D\Delta t}{2\Delta x^2}$$

$$d_i = Q_i^n + \frac{D\Delta t}{2\Delta x^2} (Q_{i+1}^n - 2Q_i^n + Q_{i-1}^n) \dots\dots\dots (71)$$

$$D = \frac{dQ/d\alpha_{BS}}{h_k(1-\lambda)\{1+(\partial y/\partial x)^2\}} \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2}$$

式(70)は三重対角の係数行列をなすので、拡散係数 $D$ を既知量と仮定すると、二重掃過法(double-sweep method)による高速演算が可能である。また、安定解析上は無条件安定である。しかし、 $D$ は $Q$ の関数であり、この非線形性を考慮するためには、時間きざみを大きくとることは望ましくない。

ある境界条件のもとに式(70)を解き $Q_{n+1}$ が求まると、これと $Q_n$ を式(63)に、以下のように用いて $y$ を得る。

$$y^{n+1} = y^n - \frac{\Delta t}{2h_k(1-\lambda)} \left( \frac{\partial Q^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial Q^n}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (72)$$

境界条件としては次のようなものが考えられる。

(1)  $Q$ が与えられる場合(Dirichlet問題):

1. 構造物により漂砂が阻止される:  $Q = 0$
2. 任意断面で $Q$ が特定できる: 波浪条件と $y$ の外挿により与えられるが、境界での $Q$ に解が依存するため、汀線変化の大きな場所での使用は避けた方がよい。

(2)  $Q$ の勾配が与えられる場合(Neumann問題):

3. 波浪場の沿岸方向変化が小さく汀線の変化がほとんど無いと考えられる場所で $Q$ の勾配を0とする。
- 1ラインモデルの場合、その他の境界条件を与えることはほとんどなく、主に1. または3. を使うことが多い。

## 2.4 3次元海浜変形モデル

現在環境影響評価等の工学的実用面で用いられている海浜流の数値モデルは、平均流の運動を記述する基礎式を鉛直方向に積分平均した水平2次元モデルである。これは、海浜流の機動力は波浪による過剰運動量フラックス(radiation stress)の勾配による平均海面勾配であり、現象としては長周期波動場の線流量として捉えることができる、という概念に基づいたモデル化である。確かに、この概念は海浜流の1次要因(主要因)を突いている。しかしながら、海浜流の観測、実験結果からは、平均海面変動はこの考え方で説明される場合が多いが、流れの構造は必ずしも数値モデルの結果と一致しない。これまでの多くの観測、実験から得られた知見から、undertowの研究に見られるように、最近では鉛直分布特性の研究に注目が集まっている<sup>2)3)</sup>。すなわち、海浜流場の鉛直乱流特性と碎波にともなう質量輸送の鉛直分布の変化が平均流の分布形を支配するため、特に碎波帯における流体運動には鉛直分布特性が重要となる。こ

のことは、水平2次元海浜モデルの抵抗則に大きな影響を与える。砕波により散逸された波浪エネルギーは乱流の運動エネルギーへ形態を変え、渦運動として鉛直方向（鉛直混合）だけでなく、主に岸沖方向へ移流、拡散される（水平混合）。前者は radiation stress 勾配と海底摩擦として海浜流モデルに導入され、後者は水平混合項として考慮される。ここで注意しなければならないことは、砕波による波浪エネルギーの減衰効果が波高の変化として radiation stress に考慮されていることである。すなわち、砕波帯での海浜流の海底摩擦は砕波そのものには直接影響されないが、砕波により生成される渦の規模（速度、長さスケール）は砕波の伝播とともに減少するため、このような現象に即した水平混合特性を導入することが肝心である。もし一様勾配の海底地形を仮定して、砕波高が水深に線形的に依存すると仮定すれば、水平混合の強さを表す係数（例えば混合距離）は岸からの距離に比例させればよい。Longuet-Higgins<sup>16)</sup>の沿岸流理論でもこの考え方が用いられている。ここでは、水平2次元海浜流モデルの水平混合係数を砕波のスケールで表示し、現地観測結果との比較においてモデル定数の決定を行う。さらに、局所海底勾配の影響（重力の影響）を考慮している Bailard<sup>6)</sup>の漂砂量則を漂砂の連続式に適用した3次元海浜変形数値モデルを示す。

#### 2.4.1 基礎方程式

ここでは、Mei<sup>18)</sup>に習って海浜流の基礎方程式を概説する。鉛直方向の運動のスケールは水平方向のそれに比べて十分小さく、静水圧分布が仮定できるものとするれば、流体運動を記述する連続式、水平方向の運動方式を鉛直方向に積分すると、Fig. 15に示す座標系と記号およびテンサー表示を用いて、それぞれ次式のように示される。

連続式は、

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (73)$$

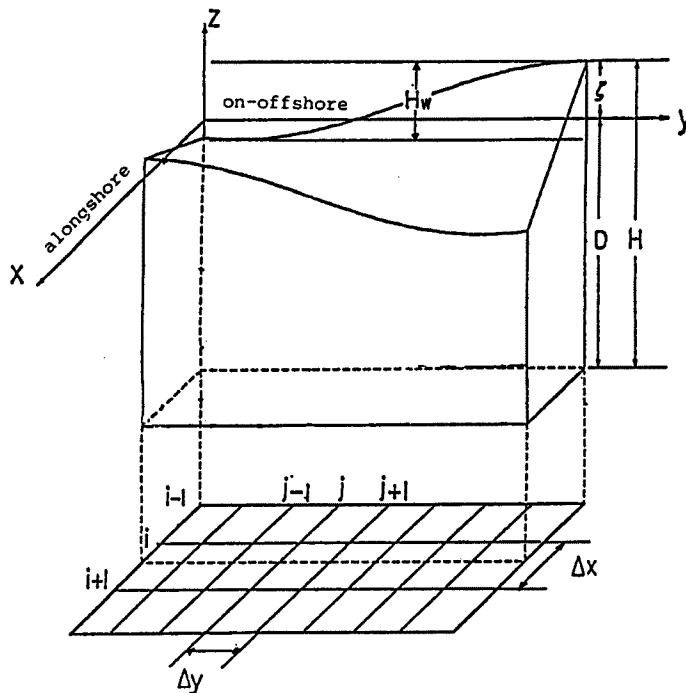


Fig. 15. Coordinate system for sea bottom topography change model.

運動方程式 (Navier-Stokes 方程式) は, 次式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} \dots\dots\dots (74)$$

また, 境界条件は, 次式のようなである。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = w \quad \text{at } z = \eta \dots\dots\dots (75)$$

$$-\frac{\partial D}{\partial t} - u_i \frac{\partial D}{\partial x_i} = w \quad \text{at } z = D \dots\dots\dots (76)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-D}^{\eta} u_i dz = 0 \dots\dots\dots (77)$$

鉛直分布特性が無視できるという仮定のもとに, 水平2次元モデルを考えるものとするれば, 運動方程式 (74) を鉛直方向に積分して, 水面, 水底での境界条件を考慮してその左辺は,

$$\text{L. H. S} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D}^{\eta} u_i dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-D}^{\eta} u_i u_i dz \dots\dots\dots (78)$$

また, 右辺は次式のようにになる。

$$\text{R. H. S} = -g(\eta + D) \frac{\partial \eta}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \tau_j^B \dots\dots\dots (79)$$

さらに, 連続式は次式である。

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (80)$$

ここに,  $M, N$  は  $M = UH, N = VH$  で定義される  $x, y$  方向の線流量,  $U, V$  は流速および  $H$  は全水深,  $H = D + \eta$  である。

結局,  $x$ -方向の運動方程式は,

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \beta \left( U \frac{\partial M}{\partial x} + V \frac{\partial M}{\partial y} \right) &= -gH \left( \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial D}{\partial x} \right) - \frac{1}{\rho} \tau_x^B - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yx}}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (81) \end{aligned}$$

$y$ -方向の運動方程式は, 次式のようにになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \beta \left( V \frac{\partial N}{\partial y} + U \frac{\partial N}{\partial x} \right) &= -gH \left( \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial D}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \tau_y^B - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (82) \end{aligned}$$

ここに,  $\beta$  は運動量補正係数で, 次式で定義される。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-D}^{\eta} u_i u_j dz = \beta U_i \frac{\partial U_j H}{\partial x_i} \dots\dots\dots (83)$$

以上の積分平均化された方程式において、海底摩擦係数および、radiation stresses および Reynolds stresses の定式化は以下ようになる。通常、海底摩擦によるせん断応力  $\tau_i^B$  は、鉛直方向に平均化された流速成分を用いて、次式のように定式化されることが多い。

$$\tau_i^B = \rho C_f \sqrt{U^2 + V^2} U_i \dots\dots\dots (84)$$

ここに、摩擦係数  $C_f$  は  $10^{-3} < C_f < 10^{-2}$  の値をとる。

一方、進行波の radiation stresses は次式のように定式化される。

$$S_{ij} = E \frac{C_g}{C} \frac{k_i k_j}{k} + E \left( \frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \delta_{ij} \dots\dots\dots (85)$$

ここに、 $\delta_{ij}$  は Kronecker's delta であり、 $E$  は次式で定義される波浪エネルギーである。

$$E = \frac{1}{8} \rho g H_w^2 \dots\dots\dots (86)$$

また、反射波が存在するような場合を含めた、より一般的な波浪場においては、式(87)のように表される。

$$S_{i,j} = \frac{\rho g}{4} \left[ \operatorname{Re} \left( \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \eta^*}{\partial x_j} \right) \frac{1}{k^2} \left( 1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) + \delta_{ij} \left\{ |\eta|^2 \frac{2kD}{\sinh 2kD} + \frac{2kD \coth 2kD - 1}{2k^2} \left( \left| \frac{\partial \eta}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \eta}{\partial y} \right|^2 - k^2 |\eta|^2 \right) \right\} \right] \dots\dots\dots (87)$$

$$-T_{yz}'' = -\rho \int_{-D}^{\eta} \langle u'' u'' \rangle dz \approx \rho H \nu_e \frac{dU}{dx} = \rho H u'' H \frac{dU}{dx} \dots\dots\dots (88)$$

ここに、 $\langle \rangle$  は時間平均操作を表し、 $\nu_e$  : 渦動粘性係数、 $[u]$ 、 $[l]$  : 渦の速度、長さスケールである。

$$\nu_e \propto [u] \cdot [l] \dots\dots\dots (89)$$

Longuet-Higgins (1970)<sup>16)</sup> は渦の速度スケール  $[u]$  が長波の波速  $\sqrt{g(\eta+D)}$  と同程度で、長さスケール  $[l]$  は汀線からの距離  $x$  に比例するとして水平混合係数を次式のように仮定した。

$$\nu_e = N x \sqrt{g(\eta+D)} \dots\dots\dots (90)$$

Longuet-Higgins の表示は一様勾配の海底地形ではともかく、任意の海底地形への適用には問題がある。Battjes (1975)<sup>7)</sup> は汀線からの離岸距離の代わりに局所水深を用いて、乱流エネルギーの単位体積当りの散逸率、単位体積当りの乱流エネルギーの生成率、および単位幅水柱当りの波浪エネルギーの散逸率が釣り合うと仮定して、次式のような定式化を行った。

$$\frac{d}{dx} (E c_g) \approx \frac{\gamma^2}{8} \rho g \frac{d}{dx} (H_w^2 \sqrt{gD}) = D_{iss} = D \cdot \text{Prod} = D \cdot \varepsilon \dots\dots\dots (91)$$

ここに、 $\varepsilon$  は乱流エネルギーの単位体積当りの散逸率、Prod は単位体積当りの乱流エネルギーの生成率、 $D_{iss}$  は単位幅水柱当りの波浪エネルギーの散逸率である。一方、 $\varepsilon$  は渦の速度スケール  $[u]$  と水深で代表した長さスケール  $D$  を用いて、次式のように表される。

$$\varepsilon \propto \frac{[u]^3}{D} \dots\dots\dots (92)$$

結局、渦動粘性係数  $\nu_e$  は次式のように示される。



$$\nu_e = K \left( \frac{5}{16} \gamma^2 g^{3/2} D^{3/2} \frac{dD}{dx} \right)^{1/3} D \dots\dots\dots (93)$$

ここに、 $K$  は 1 のオーダーのモデル定数である。以上の考察から、 $x, y$  方向の渦粘性係数  $\nu_{e(x)}, \nu_{e(y)}$  は、波向き  $\theta$  を用いて、式(94) で表示できる。

$$\nu_{e(x,y)} = \alpha \sqrt{gDD} \cdot (\cos \theta, \sin \theta) \dots\dots\dots (94)$$

ここに、係数  $\alpha$  は式(93) から、1 のオーダーのモデル定数  $K$  を定義して、以下のように示される。

$$\alpha \approx K \left( \frac{5}{16} \gamma^2 \frac{dD}{dx} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (95)$$

結局、水平方向のせん断応力  $T_{yx} = T_{xy}, T_{yy}$  は、以下のように定式化される。

$$-T_{yx} = \rho H (\nu_e \sin \theta) \left( -\sin \theta \cos \theta \frac{\partial V}{\partial y} + \sin \theta \sin \theta \frac{\partial U}{\partial y} - \cos \theta \cos \theta \frac{\partial V}{\partial x} + \sin \theta \cos \theta \frac{\partial U}{\partial x} \right) \dots\dots (96)$$

$$-T_{yy} = \rho H (\nu_e \cos \theta) \left( -\sin \theta \cos \theta \frac{\partial V}{\partial y} + \sin \theta \sin \theta \frac{\partial U}{\partial y} - \cos \theta \cos \theta \frac{\partial V}{\partial x} + \sin \theta \cos \theta \frac{\partial U}{\partial x} \right) \dots (97)$$

また、連続式は海浜の局所的变化を考慮して、全水深  $D$  の時間変化と漂砂の局所勾配との釣合として、次式で表される。

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \dots\dots\dots (98)$$

ここに、 $q_i$  は、単位幅水注、単位時間当りの全漂砂量である。

**2.4.2 差分方程式**

以上の海浜の局所的变化を考慮した水平 2 次元海浜流モデルの基礎式は長波近似式で、非線形項の存在を除けば波浪の変形モデルと同一形式である。そこで、海浜流モデルの数値計算にも ADI 法を適用することとし、以下のように基礎式を差分化する。連続式は、次式のように差分化される。

$$\frac{H_{i,j}^{m+1/2} - H_{i,j}^m}{\Delta t/2} + \left( \frac{M_{i,j}^m - M_{i-1,j}^m}{2\Delta x} + \frac{M_{i,j}^{m+1} - M_{i-1,j}^{m+1}}{2\Delta x} \right) + \frac{N_{i,j}^{m+1/2} - N_{i,j-1}^{m+1/2}}{\Delta y} = 0 \dots\dots\dots (99)$$

また、 $x$ -方向掃過時の運動方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{M_{i,j}^{m+1} - M_{i,j}^m}{\Delta t} + \beta \left\{ \frac{U_{i,j}^m - |U_{i,j}^m|}{2} \left( \frac{M_{i+1,j}^m - M_{i,j}^m}{\Delta x} \right) + \frac{U_{i,j}^m + |U_{i,j}^m|}{2} \left( \frac{M_{i,j}^m - M_{i-1,j}^m}{\Delta x} \right) \right. \\ & \left. + \frac{V_{i,j}^* - |V_{i,j}^*|}{2} \left( \frac{M_{i,j+1}^m - M_{i,j}^m}{\Delta y} \right) + \frac{V_{i,j}^* + |V_{i,j}^*|}{2} \left( \frac{M_{i,j}^m - M_{i,j-1}^m}{\Delta y} \right) \right\} = -g \left( \frac{H_{i+1,j}^m + H_{i,j}^m}{2} \right) \\ & \left\{ \left( \frac{H_{i+1,j}^m - H_{i,j}^m}{2\Delta x} + \frac{H_{i,j}^{m+1/2} - H_{i,j}^{m+1/2}}{2\Delta x} \right) - \frac{D_{i+1,j}^m - D_{i,j}^m}{\Delta x} \right\} - \frac{\tau_{xi,j}^B}{\rho} \left\{ \frac{S_{xi-1,j} - S_{xi,j}}{\Delta x} \right. \\ & \left. + \frac{1}{2\rho} \left( \frac{2s_{yxi+1,j+1} - S_{yxi+1,j-1} + S_{yxi-1,j+1} - S_{yxi-1,j-1}}{2\Delta y} \right) \right\} - \left\{ \frac{T_{xxi+1,j} - T_{xxi,j}}{\rho \Delta x} \right. \\ & \left. + \frac{1}{2\rho} \left( \frac{T_{yxi+1,j} - T_{yxi+1,j-1} + T_{yxi,j} - T_{yxi,j-1}}{\Delta y} \right) \right\} \dots\dots\dots (100) \end{aligned}$$

$y$ -方向掃過時の連続式の差分は次式のものである。

$$\frac{H_{i,j}^{n+1} - H_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta t/2} + \left( \frac{N_{i,j}^{n+1/2} - N_{i,j-1}^{n+1/2}}{2\Delta y} + \frac{N_{i,j}^{n+3/2} - N_{i,j-1}^{n+3/2}}{2\Delta y} \right) + \frac{M_{i,j}^{n+1} - M_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta x} = 0 \dots\dots\dots (101)$$

また、y-方向掃過時の運動方程式の差分式は、次式のようなである。

$$\begin{aligned} & \frac{N_{i,j}^{n+3/2} - N_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta t} + \beta \left\{ \frac{V_{i,j}^{n+1/2} - |U_{i,j}^*|}{2} \left( \frac{N_{i,j+1}^{n+1/2} - N_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) + \frac{V_{i,j}^{n+1/2} + |V_{i,j}^{n+1/2}|}{2} \right. \\ & \left. \left( \frac{N_{i,j}^{n+1/2} - N_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) + \frac{U_{i,j}^* - |U_{i,j}^*|}{2} \left( \frac{N_{i,j+1}^{n+1/2} - N_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) + \frac{U_{i,j}^* + |U_{i,j}^*|}{2} \left( \frac{N_{i,j}^{n+1/2} - N_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \right\} \\ & = -g \left( \frac{H_{i,j+1}^{n+1/2} + H_{i,j}^{n+1/2}}{2} \right) \left\{ \left( \frac{H_{i,j+1}^{n+1/2} - H_{i,j}^{n+1/2}}{2\Delta y} + \frac{H_{i,j+1}^{n+3/2} - H_{i,j}^{n+3/2}}{2\Delta y} \right) - \frac{D_{i,j+1}^n - D_{i,j}^n}{\Delta y} \right\} - \frac{c_{vi,j}^B}{\rho} \\ & - \left\{ \frac{S_{xyi,j+1} - S_{xyi,j}}{\Delta y} + \frac{1}{2\rho} \left( \frac{S_{xyi+1,j+1} - S_{xyi-1,j+1}}{2\Delta x} + \frac{S_{xyi+1,j-1} - S_{xyi-1,j-1}}{2\Delta x} \right) \right\} - \left\{ \frac{T_{xyi,j+1} - T_{xyi,j}}{\rho\Delta y} \right. \\ & \left. + \frac{1}{2\rho} \left( \frac{T_{xyi,j+1} - T_{xyi-1,j+1}}{\Delta x} + \frac{T_{xyi,j} - T_{xyi-1,j}}{\Delta x} \right) \right\} \dots\dots\dots (102) \end{aligned}$$

ここに、

$$U_{i,j}^* = \frac{U_{i,j+1}^{n+1} + U_{i,j}^{n+1} + U_{i-1,j+1}^{n+1} + U_{i-1,j}^{n+1}}{4} \dots\dots\dots (103)$$

$$V_{i,j}^* = \frac{V_{i,j+1}^{n+1/2} + V_{i,j}^{n+1/2} + V_{i-1,j+1}^{n+1/2} + V_{i-1,j}^{n+1/2}}{4} \dots\dots\dots (104)$$

また、波浪場、海浜流場が計算されると漂砂量が特定でき、海浜の局所的な時間変化を次式より計算することができる。

$$\frac{D_{i,j}^{n+1} - D_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{1}{(1-\lambda)} \left( \frac{Q_{xi,j}^n - Q_{xi-1,j}^n}{\Delta x} + \frac{Q_{yi,j}^n + Q_{yi,j-1}^n}{\Delta y} \right) \dots\dots\dots (105)$$

ここで、海浜流場の境界条件を示しておく。まず、固定境界（完全反射）では式(106a)、透過条件（無反射）では式(106b)のように与えられる。

$$M=0, N=0 \dots\dots\dots (106a)$$

$$\frac{\partial M}{\partial x} = 0, \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (106b)$$

実際の数値計算においては、計算の安定性、位相誤差を小さくするために Courant 数  $C_r$  をできるだけ 1 に近づけるような離散化を行う必要がある。

$$C_r = \frac{C\Delta t}{\Delta x} \approx 1 \dots\dots\dots (107)$$

2.4.3 漂砂量則

さて、全漂砂量  $Q_x, Q_y$  をどのように評価するかは、海浜変形モデルにおいては極めて重要な問題であり、これまでにも多くの研究が行われてきたが、ここでは（1）重力の影響が海浜の局所勾配として導入されている、（2）波浪（非線形効果を含む）・海浜流の相互効果が考慮されているという 2 理由から、Baillard (1982)<sup>6)</sup> によりまとめられ、Stive (1986)<sup>20)</sup> によって海浜変形モデルへの適用が行われた漂砂量則を用いる。

このモデルは、波浪の非線形性による水流子軌道の非対称性（サフィックス *as*）、波浪・海浜流相互作用（サフィックス *nc*）および局所海底勾配の影響（サフィックス *sl*）について掃流（サフィックス *b*）、浮遊（サフィックス *s*）漂砂ごとの計 6 成分の和として、次式のように定式化される。

$$\vec{q} = \frac{1}{(\rho_s - \rho)g(1 - \lambda)} \left\{ B_b \left( |u|^2 u - \frac{|u|^3}{\tan \phi} \frac{\partial D}{\partial x} \right) + B_s \left( |u|^3 u - \frac{\epsilon_s |u|^5}{w_f} \frac{\partial D}{\partial x} \right) \right\} \dots (108)$$

ここに、 $u$  は底面近傍での平均流速、 $\phi$  は底質の水中摩擦角、 $w_f$  は底質の沈降速度であり、 $D$  は静水面からの水深である。

$$\vec{q} = \frac{1}{(\rho_s - \rho)g(1 - \lambda)} (\vec{q}_{asb} + \vec{q}_{ass} + \vec{q}_{ncb} + \vec{q}_{ncs} - \vec{q}_{slb} - \vec{q}_{sls}) \dots (109)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \vec{q}_{asb} &= \frac{9B_b u_{orb}^4 \cos \phi_2}{C \sinh^2(kD)} \vec{i} \\ \vec{q}_{ass} &= \frac{9B_s u_{orb}^5 \cos \phi_2}{5\pi C \sinh^2(kD)} \vec{i} \\ \vec{q}_{ncb} &= \frac{3B_b u_{orb}^2 \vec{U}}{2} \\ \vec{q}_{ncs} &= 6.4 B_s u_{orb}^3 \vec{U} \\ \vec{q}_{slb} &= \frac{1.6 B_b u_{orb}^3}{\tan \phi} \frac{\partial D}{\partial x} \vec{i} \\ \vec{q}_{sls} &= \frac{8\epsilon_s B_s u_{orb}^5}{w_f} \frac{\partial D}{\partial x} \vec{i} \end{aligned} \right\} \dots (110)$$

以上の式中、 $\vec{i}$  は単位ベクトル、 $\theta$  は波向き、 $u_{orb}$ ：線形波の底面近傍での流速振幅、 $\vec{U}$ ：平均流の底面近傍流速、 $\phi_2$ ：Stokes 波理論の 2 次高調成分波との位相遅れ角、 $C$ ：線形分散関係で与えられる波速、および  $k$ ：波数である。

また、掃流漂砂にかかわる係数  $B_b$  および浮遊漂砂の係数  $B_s$  は、それぞれ次式で示される。

$$B_b = \rho C_f \frac{\epsilon_b}{\tan \phi} \quad \text{and} \quad B_s = \rho C_f \frac{\epsilon_b}{w_f} \dots (111)$$

ここに、 $C_f$  は底質の代表粒径  $D_s$ 、波動運動にともなう水粒子の振幅  $a_w$  沈降速度  $w_f$  を用いて、次式により計算される。

$$C_f = \frac{1}{2} f_w = \frac{1}{2} \exp \left\{ 5.2 \left( 2.5 \frac{D_s}{a_w} \right)^2 - 6.0 \right\} \dots (112)$$

$$a_w = u_{orb} \frac{T}{2\pi} \dots (113)$$

また、底質の中央粒径  $D_{50}$  の沈降速度は次式で求められる。

$$w_f = \sqrt{\frac{4g}{3} \frac{D_{50}}{C_F} \frac{\rho_s - \rho}{\rho}} \dots\dots\dots (114)$$

ここに、 $C_F \approx 1$ である。

### 3. 数値シミュレーション

#### 3.1 大規模海岸構造物周辺の海浜流

沿岸漂砂の卓越しない直角入射の波浪条件下では、第2の侵食要因が抽出できる。ここでは、一文字堤背後の海浜流、海浜変形の特徴を数値計算により、以下のCASEについて検討する。

- CASE 1: 防波堤だけの場合,
- CASE 2: 防波堤背後、遮閉域の外に突堤を設置した場合,
- CASE 3: 防波堤背後、遮閉域の内に突堤を設置した場合

実験的検討は阿曾 (1990)<sup>1)</sup> によりなされているが、その結果を要約すると、

1. CASE 1 では一文字堤背後に顕著な循環流が形成され、離岸距離の約二倍の範囲まで循環流の影響が及び、一文字堤方向にカスペードフォアランドを形成する。
2. その他のケースでは顕著な汀線変化は観察されなかった。

**Figs. 16, 17** および **18** は、各ケースの実験と同条件での数値計算による波浪場、海浜流場であり、これから突堤により一文字堤背後の循環流の形成が抑えられることがわかる。特にCASE 2 では構造物周辺の海浜流場が弱められていることがよく示されている。

#### 3.2 安定海浜の汀線変化計算

**Fig. 19** に示すような、防波堤と突堤に囲まれた海岸に直線海浜を人工的に造成した場合、以下の来襲波浪条件下で形成される静的に安定な浜の汀線を1ラインモデルにより計算してみよう。ただし、沿岸漂砂量式としてCERC公式を用い、波高の汀線変化による効果は考慮せず、沖波波浪条件は  $H = 4$  m,  $T = 7$  s,  $\theta = 10^\circ$  とする。

防波堤による回折効果を計算するため、本章第1節の波浪計算モデルにより波浪場を計算を行い、**Fig. 20** を得た。碎波点でのエネルギーフラックスの沿岸方向成分を入力として、1ラインモデルによる汀線変化を計算し、**Fig. 21** を得た。ここに、汀線変化計算の空間きざみ 20 m, 時間刻み 1 day とした。また、時間きざみを変化させて計算したが、図から判別できない程度の相違で、ほぼ同一の解が得られた。**Fig. 22** に相違を拡大して示した。すなわち、両端部が閉じているため、連続条件が満たされていれば、平均汀線はゼロでなければならない。これを指標として、数値誤差の評価を行った。基準の  $\Delta t$  は初期の平均漂砂量  $Q_{mean}$  を用いて、次式で与えた。

$$\Delta t = \frac{kh\Delta x^2}{Q_{mean}} \dots\dots\dots (115)$$

時間刻みを1~5倍にして計算すると、**Fig. 22** に示したように、4倍した場合に最小の誤差で計算されていることがわかる。ただし、何れの場合も平均汀線変動量は1m以内で極めて小さい。また、 $\Delta t$  を小さくすると、計算された汀線は前進、大きくすると後退する傾向の誤差であることがわかる。

#### 3.3 大潟海岸における海浜流の観測と数値計算

海岸工学の分野では、海浜変形予測法の開発は最も重要なテーマのひとつであり、波浪、海浜流、漂砂

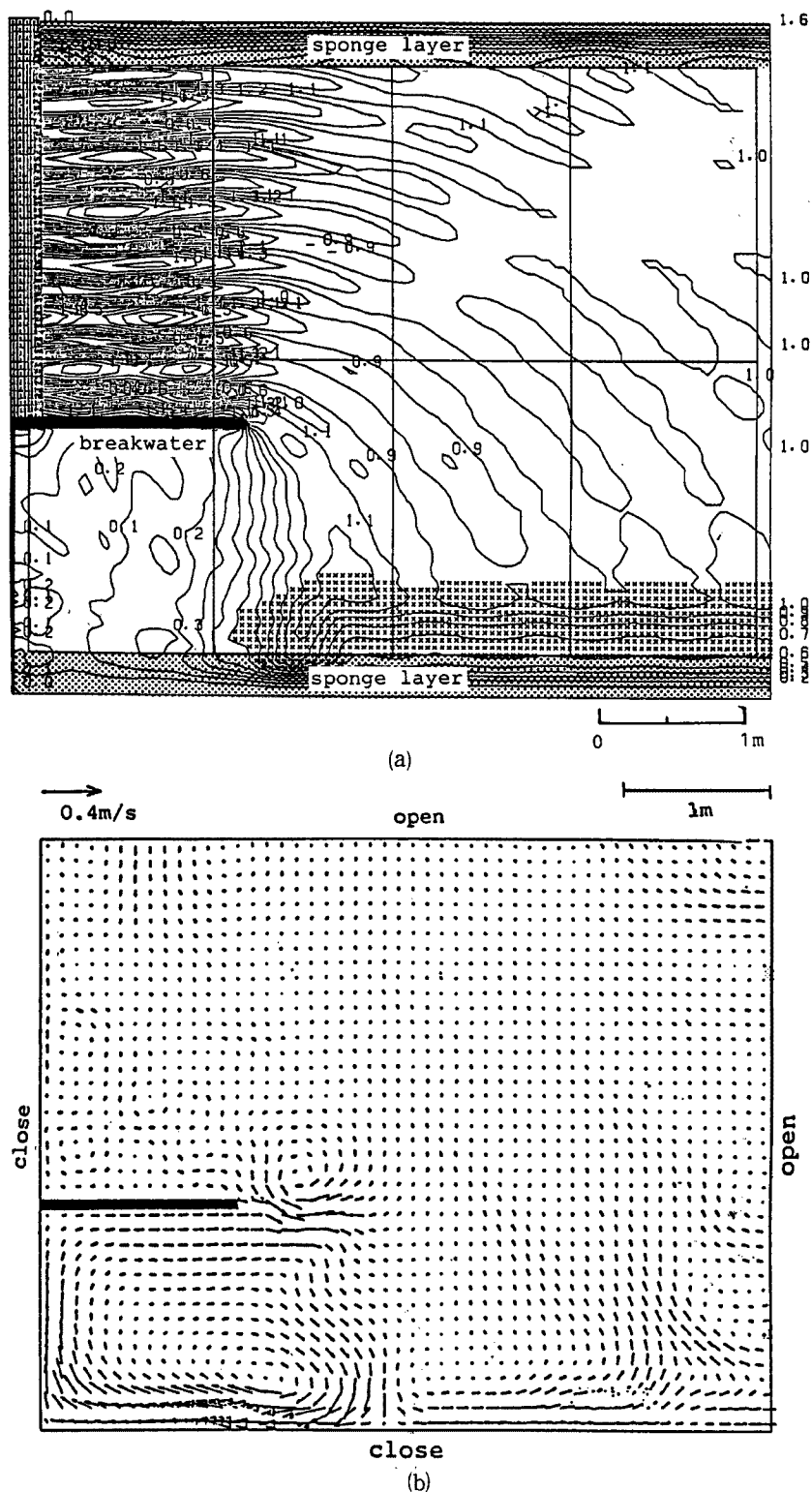


Fig. 16. Numerical results of wave field around breakwater (CASE1).

(a) Wave height (b) Nearshore currents

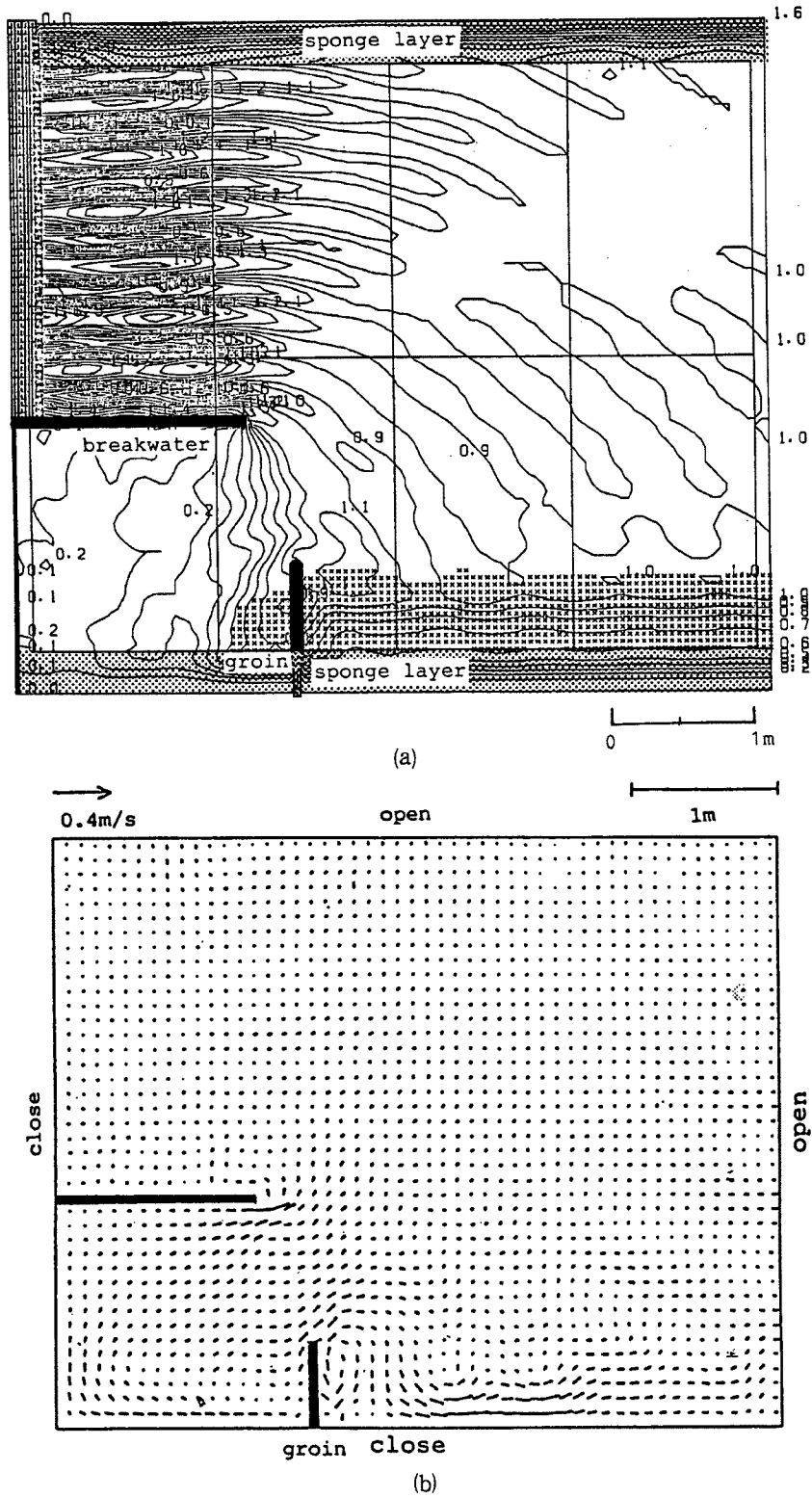


Fig. 17. Numerical results of wave field around breakwater (CASE2).

(a) Wave height (b) Nearshore currents

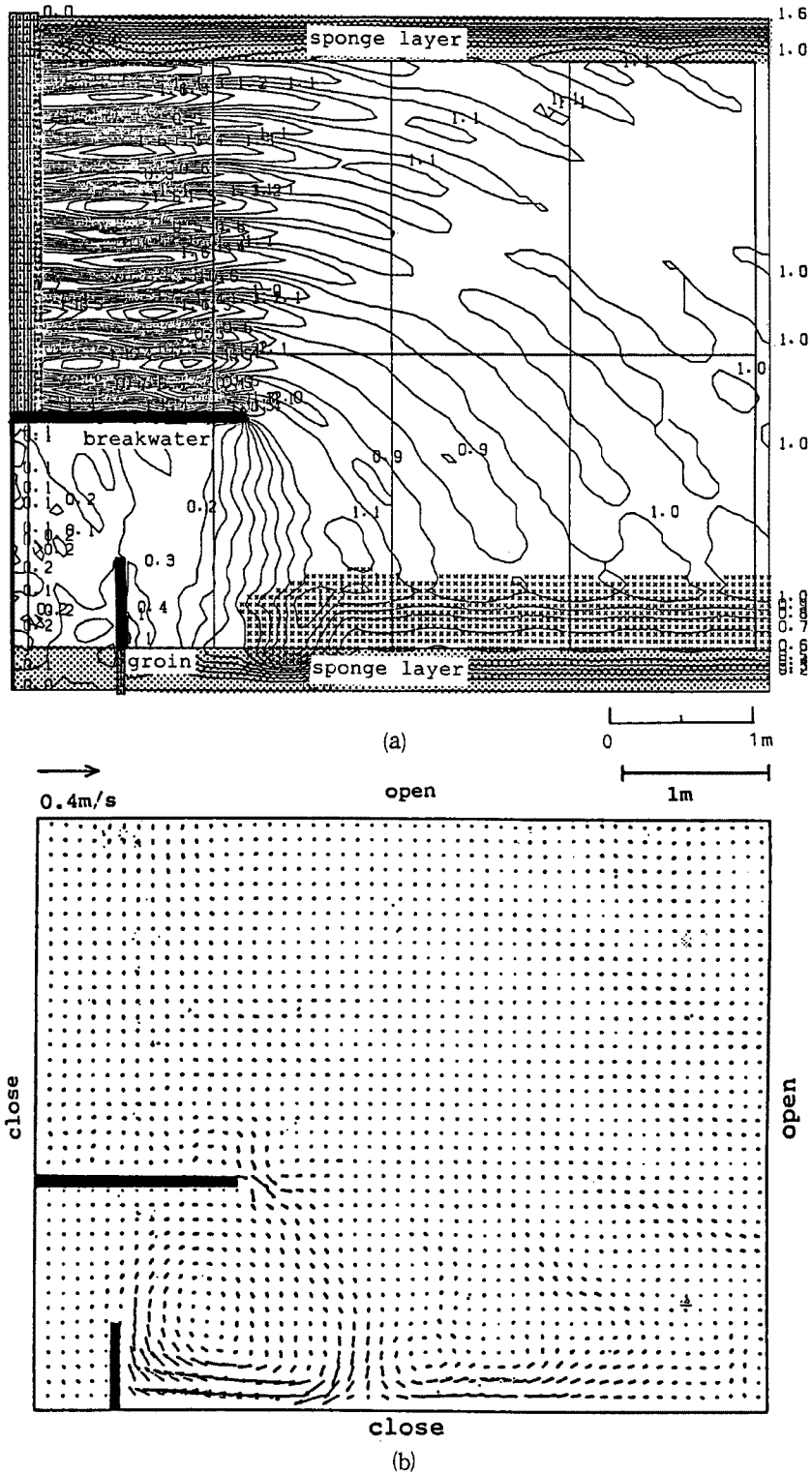


Fig. 18. Numerical results of wave field around breakwater (CASE3).

(a) Wave height (b) Nearshore currents

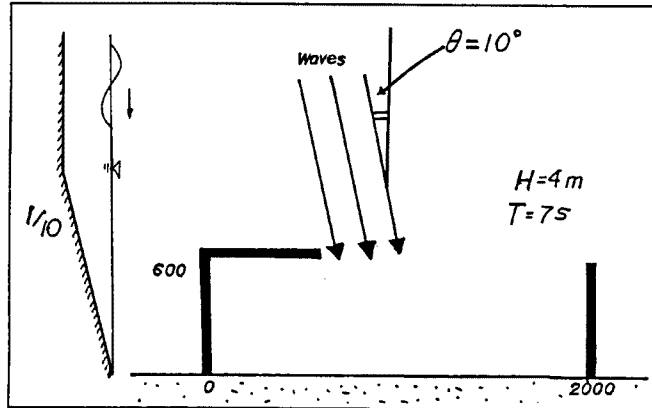


Fig. 19. Condition for shoreline change calculation in a pocked beach.

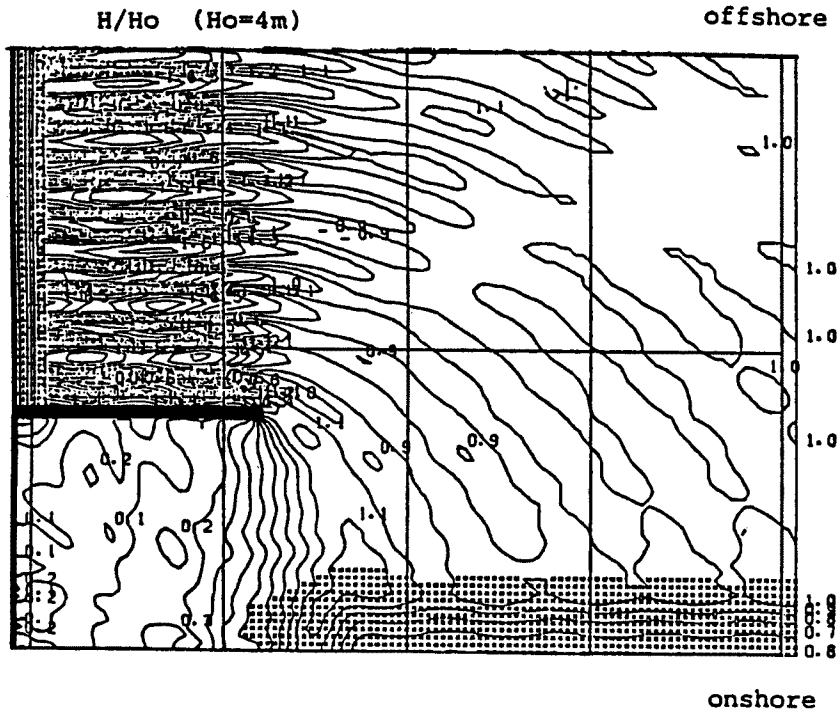


Fig. 20. Numerical result of wave height field.

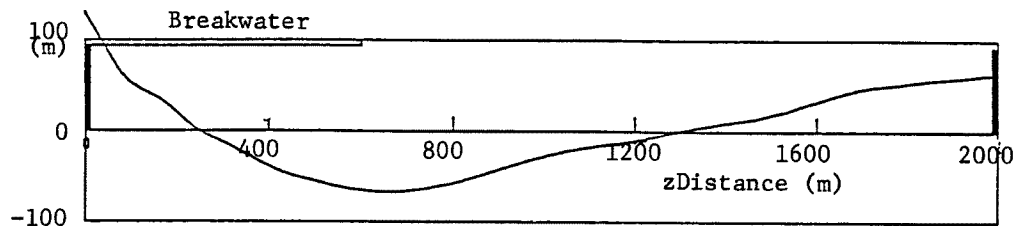


Fig. 21. Numerical result of shoreline change.



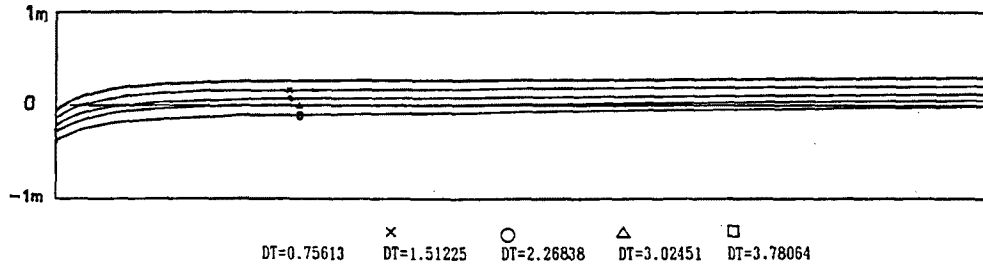


Fig. 22. Evolution of numerical error for different time increment.

に関わる多くの研究が行われてきた。さらに最近の数値流体力学の進歩にともない、これらの研究成果を集積した形で、海浜変形を予測するための数値モデルの開発が行われている。数値モデルの開発の一環として、観測データに基づくモデルの検定、モデル定数の評価は不可欠であることは周知のようである。本研究では、京都大学防災研究所で開発された波浪の伝播・変形および海浜流数値モデルの検定と、現地海岸における海浜流構造を検討するため、大瀧波浪観測所における波浪・海浜流現地観測データの解析を行うとともに、ある波浪条件下での海浜流数値シミュレーションを行い、波浪モデルの碎波エネルギーの散逸定数、海浜流モデルの水平混合係数の検討を行う。

3.3.1 波浪・海浜流の現地観測

京都大学防災研究所大瀧波浪観測所の T 型観測栈橋をベースとした波浪観測が 1989 年 1 月に実施され

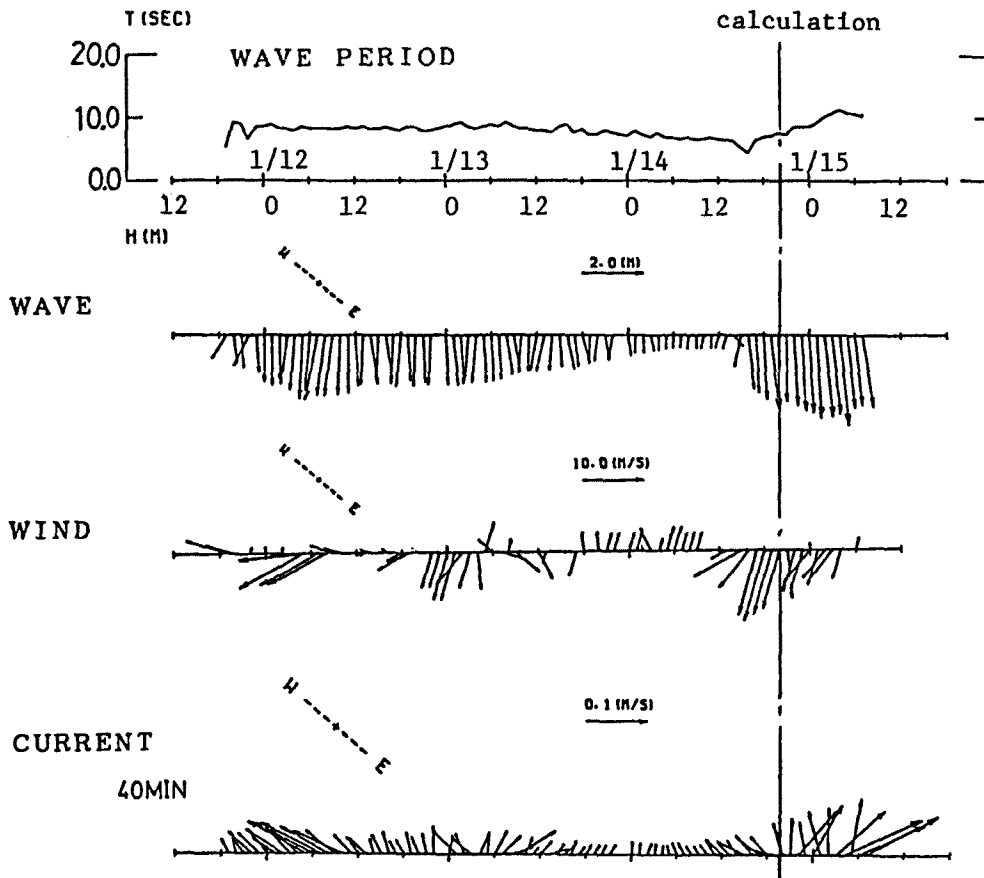


Fig. 23. Observation of waves, winds and currents at Ogata Coast.

た。本観測では、沖合いの水深 25, 15, 10 m の地点で方向スペクトル、棧橋沿いに碎波変形、海浜流が観測された。Fig. 23 に有義波高、有義波周期、波高計ラインアレイによる方向スペクトル（最尤法）のピーク値で定義した波向きから求めた波浪ベクトル、海浜流ベクトルおよび風ベクトルを示す。この図より、浅海域での平均流は風（吹送流）および波浪（海浜流）の両者に影響されていることがわかる。また観測された平均流は全て沖向きであり、これはこの海岸の地形に依存する海浜流特性であると考えられるが、以下ではこのような現象が数値モデルでどの程度再現できるか、その場合、碎波減衰率、碎波指標、海浜流モデルの水平混合係数をどのように設定すればよいかを検討する。

### 3.3.2 計算結果

ここでは碎波によるエネルギー減衰を考慮した双曲型緩勾配方程式に基づく波浪変形モデルを用いる。このモデルでは、任意反射境界、完全消波境界（Larsen and Dancy (1983)<sup>14</sup> の sponge layer）、任意造波境界が設定でき、数値計算には有限差分法の交互陰解法（ADI 法）を適用している。また、碎波による波高減衰項には泉宮、堀川のモデル<sup>12</sup>を用いている。単一周期の波浪を対象としたモデルを現地に適用する場合、不規則波の碎波指標（水深・波高比）を用いる方法が考えられる。ここでは、不規則波の碎波指標（有義波、海底勾配 1/100）を考慮して、水深・波高比が 0.3-0.4 の範囲で検討した。

計算された波浪場に対して、水平 2 次元海浜流モデル（ADI 法）による海浜流のシミュレーションを行った。この場合、水平混合項は、乱流の運動エネルギーの生成項がその散逸率  $\varepsilon = U^3/L$  と釣り合うと仮定し、碎波による波浪エネルギーの散逸率にほぼ等価であることから、 $\nu_e = \alpha \sqrt{gDD}(\cos \theta, \sin \theta)$  とした。ここに、 $\alpha$  は係数、 $\theta$  は波向き、 $D$  は全水深である。これらのモデルを用いて大瀨海岸の海浜流を計算したものが Fig. 24 である。この場合、水深混合係数  $\alpha$  を変化させて海浜流場を計算したが、 $\alpha = 0.02 - 0.002$  の範囲で計算結果に顕著な差異は認められなかった。1 ケース、1 点での比較だけではあるが、Fig. 23 に示す観測結果とオーダー、流向ともよく再現できている。

現地観測データと波浪、海浜流数値計算を行い、波浪数値モデルの碎波減衰項、碎波指標を不規則波のそれで代用すれば、現地海岸を対象とした波浪場、海浜流場の数値計算が可能であることが示唆されるような結果が得られた。

### 3.4 楕円浅瀬の3次元海浜変形計算

前節で行った楕円浅瀬の波浪場のテストと同一条件下で、もし楕円浅瀬が砂で作製されているとすればこの浅瀬は波浪によりどのように変形するであろうかという質問は極めて興味深い。ここでは、海浜変形モデルを用い、かつ計算時間短縮のため漂砂量を 100 倍にして、楕円浅瀬の 3 次元海浜変形計算を行ってみた。その結果を Fig. 25 に示す。

これらの図から海浜変形が正確にシミュレートできているかどうかは実際に楕円浅瀬の移動床実験を行ってみたいとわからないが、本計算結果では安定な定常解が得られている点は 3 次元海浜変形数値モデルとしては評価できよう。

## 4. 結 語

本研究では、波浪場、海浜流場の数値計算モデルおよび 1 ラインモデルによる汀線変化モデル、3 次元海浜変形数値モデルおよび 1 ラインによる汀線変化モデル、3 次元海浜変形数値モデルの開発を行った。得られた主な成果を要約すると、以下のようである。

1. 屈折、回折、反射および碎波による波浪エネルギーの散逸効果を同時に考慮した。線形波の伝播数値モデルを作成した。これは、楕円型緩勾配方程式を 1 階の 3 元連立双曲型微分方程式系に変換し数値計算を行うもので、境界条件の取扱が容易であり、造波、任意反射率境界が実用化された。こ

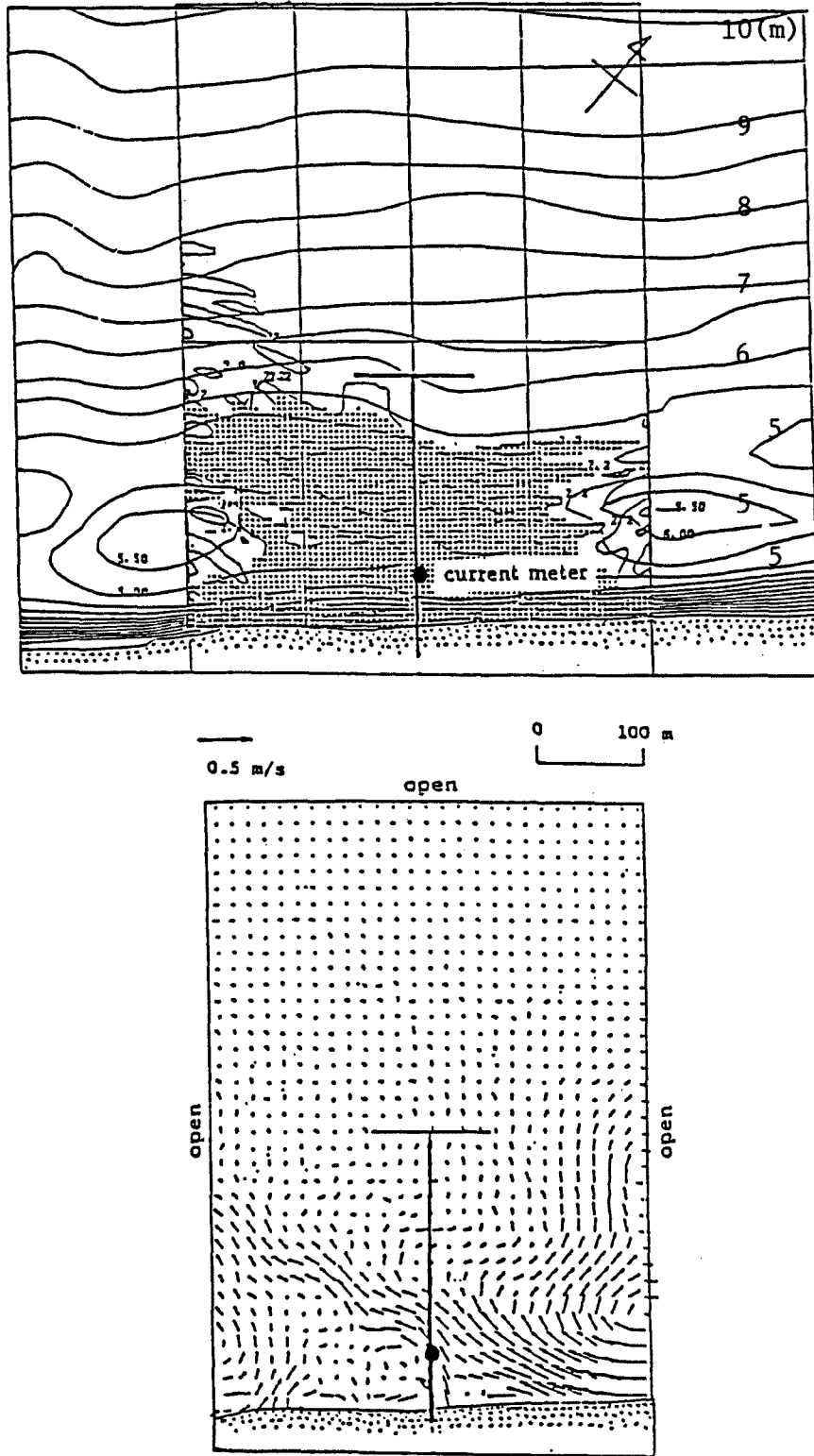


Fig. 24. Numerical simulation of wave height and current fields at Ogata Coast (19:00, 14 Jan., 1989).

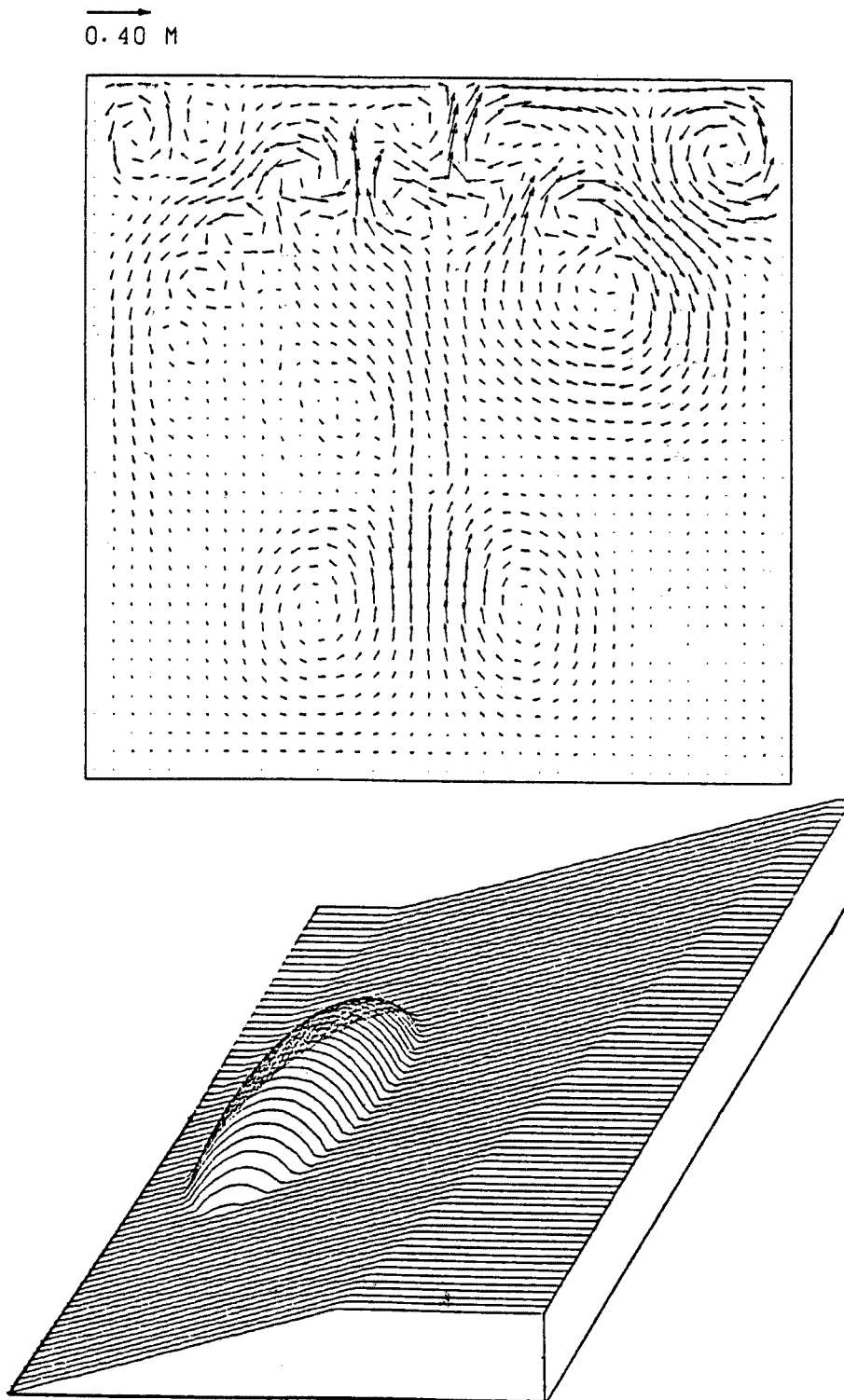


Fig. 25. Numerical calculation of sea bottom topography changes of an elliptical shoal (upper : currents, lower : bottom topography)  
(a) At  $t=0s$

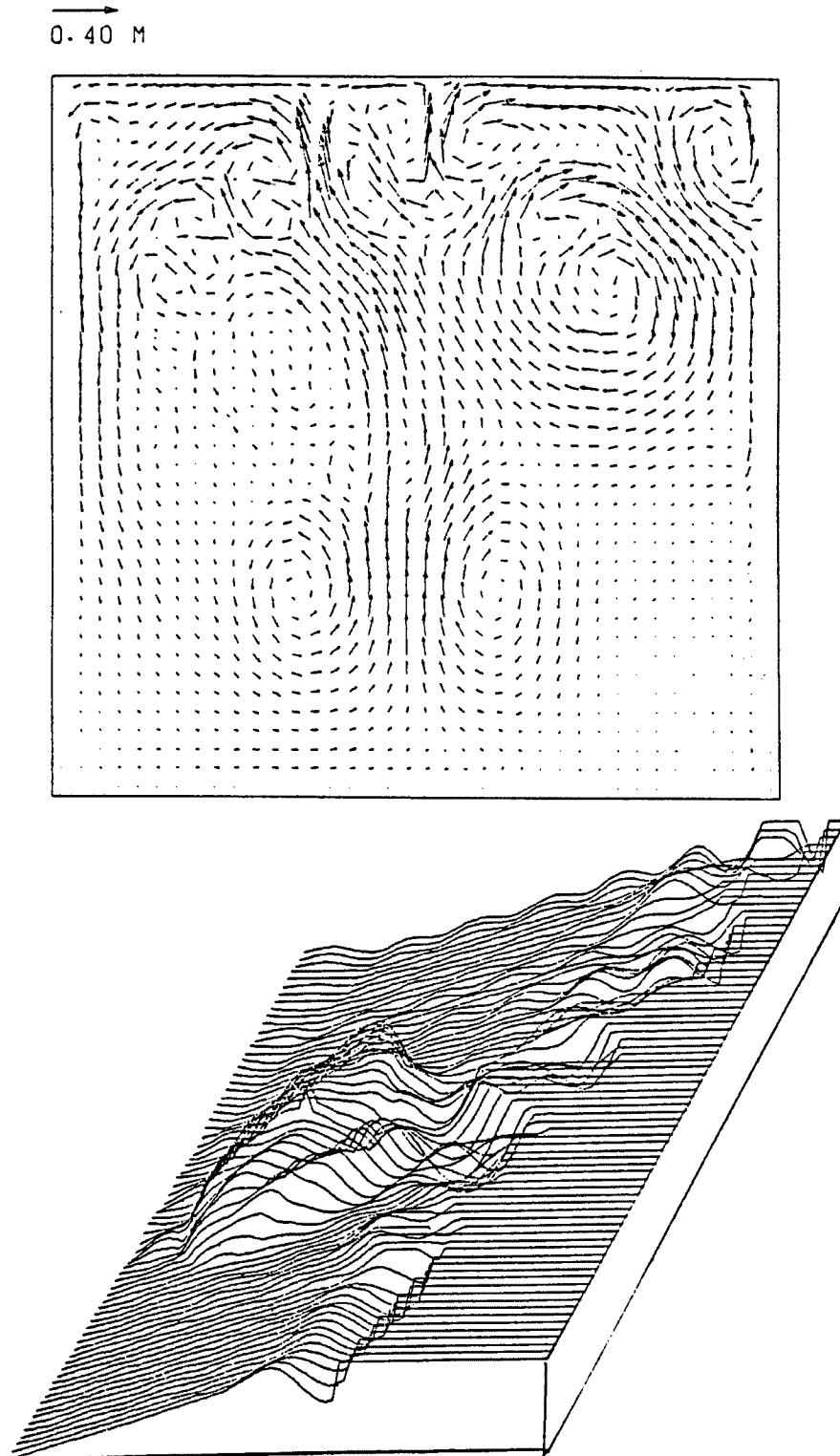


Fig. 25. Numerical calculation of sea bottom topography changes of an elliptical shoal (upper : currents, lower : bottom topography)  
(b) At  $t=64s$

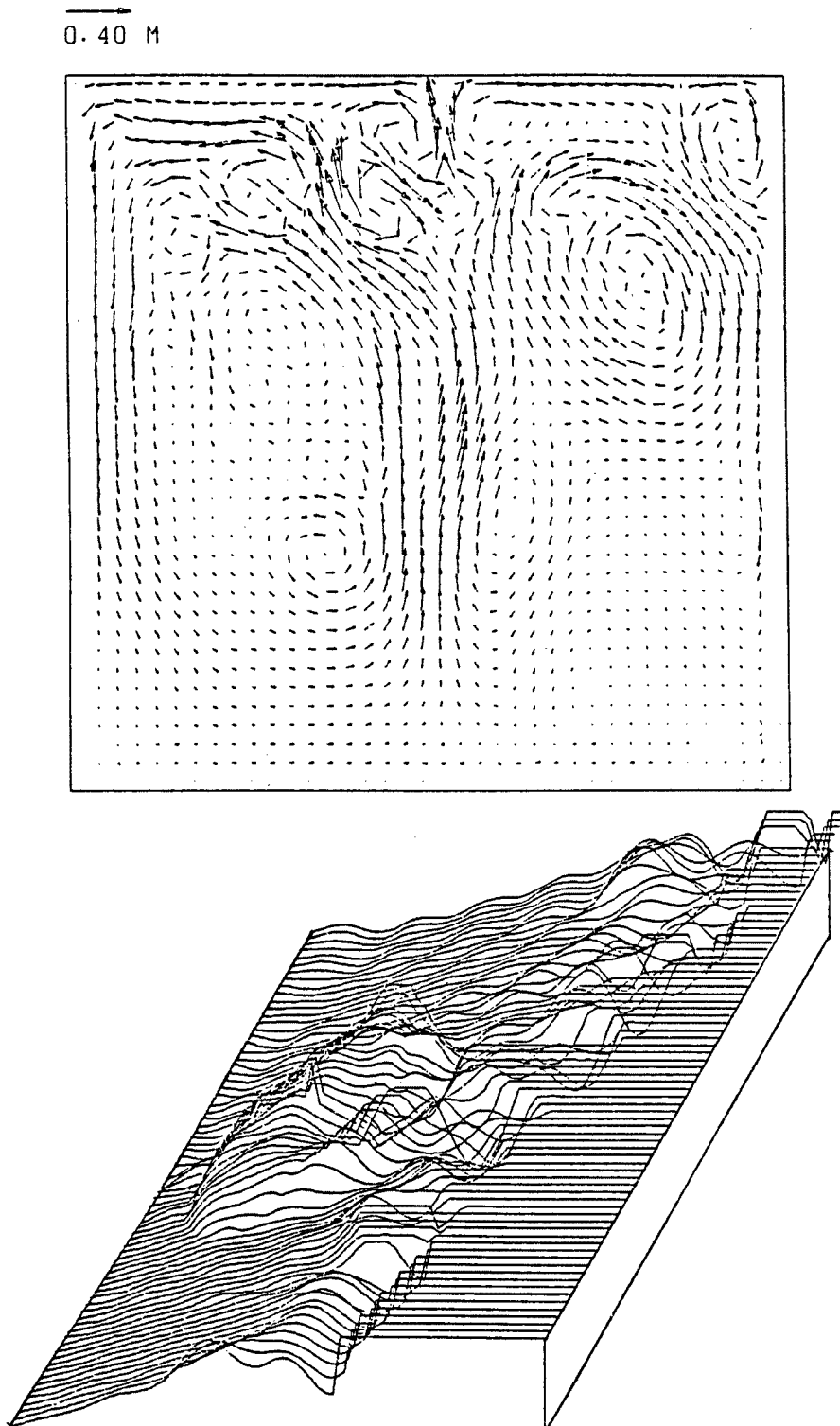


Fig. 25. Numerical calculation of sea bottom topography changes of an elliptical shoal (upper : currents, lower : bottom topography)  
(c) At  $t=128s$

れにより、碎波帯を含む海岸構造物周辺での波浪場の計算が、工学的実用性において可能となった。

2. この波浪モデルにより計算された波浪場を1ラインモデルと結合させて、安定海浜工法等、回折波が重要な意味を持つ場での汀線変化計算を行った。また、1ラインモデルの有効な数値計算法を示した。
3. 水平2次元海浜流モデルを基礎とした3次元海浜変形数値モデルを作成し、楢円浅瀬の移動床数値実験を行った。これにより、楢円浅瀬が波浪により変形した安定形状(定常解)に漸近する様子が数値的に再現された。

最後に、本研究の一部は科学研究費 試験研究(B)(代表者 京都大学防災研究所 土屋義人教授, No.01850121)の援助を受けて行われたことを付記する。

#### 参考文献

- 1) 阿曾克司: 大規模海岸構造物による海岸侵食機構に関する研究, 京都大学卒業論文, 1990, 30 p.
- 2) 山下隆男・Dadang A. S.・穴倉知広・土屋義人: 鉛直2次元海浜流モデル, 第35回海岸工学講演会論文集, 1988, pp.267-271.
- 3) 山下隆男・Dadang A. S.・穴倉知広・土屋義人: 鉛直2次元海浜流モデル—数値計算法—, 海岸工学論文集, 第36巻, 1989, pp.244-248.
- 4) 芝野照夫・土屋義人・R. Silvester: 安定海浜工法による海岸侵食制御について, 第26回海岸工学講演会論文集, 1974, pp.191-194.
- 5) R. A. Bagnold: Mechanics of marine sedimentation, The Sea, Inter. Publications, 1963, pp.507-528.
- 6) J. A. Bailard: Modelling on-offshore sediment transport in the surf zone, Proc. 18th ICCE, 1982, pp.1419-1438.
- 7) J. A. Battjes: Modeling of turbulence in the surf zone, Proc. Symp. Modeling Techniques, ASCE, 1975, pp.1050-1061.
- 8) J. C. W. Berkhoff: Computations of combined refraction-diffraction, Proc. 13th Int. Conf. on Coastal Eng., Chapter 24, pp.471-490, 1972.
- 9) E. W. Bijker: Longshore transport computations, J. Waterway, Harbors, and Coastal Engineering, Proc. ASCE, Vol.97, No.4, 1971, pp.687-701.
- 10) CERC: Shore protection manual, 4th ed., Vol.2, U.S. Army Corps of Engineers, WES, CERC, 1984.
- 11) G. J. M. Copeland: A practical alternative to the mild-slope wave equations, Coastal Engineering, 1985, pp.125-149.
- 12) T. Izumiya and K. Horikawa: Wave energy equation applicable in and outside the surf zone, Coastal Eng. in Japan, Vol.27, 1984, pp.119-137.
- 13) Delft Hydraulics Laboratory: Refraction and diffraction of water waves; wave deformation by a shoal; comparison between computations and measurements, Report W-154, part VIII, 1982, p.19.
- 14) J. Larsen and H. Dancy: Open boundaries in short-wave simulation, a new approach, Coastal Engineering, Vol.7, 1983, pp.285-297.
- 15) B. Lé Méhaute and M. Soldate: A numerical model for predicting shoreline changes, Misc. Rep. No.80-6, U.S. Army Corps of Engineers, WES, CERC, 1980, p.72.
- 16) M. S. Longuet-Higgins: Longshore currents generated by obliquely incident sea wave,

- 1 and 2. *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, 1970, pp. 6778 - 6801.
- 17) P. A. Madsen and J. Larsen: An efficient finite difference approach to the mild slope equation, *Coastal Engineering*, Vol. 11, 1987, pp. 329 - 351.
- 18) C. C. Mei: The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific Publ., 1989, p. 740.
- 19) R. Silvester: Headland defense of coasts, Proc. 15 th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, 1972, pp. 1394 - 1406.
- 20) M. J. F. Stive: A model for cross-shore sediment transport, Proc. 20 th Int. Conf. on Coastal Eng., 1986, pp. 1551 - 1564.
- 21) Y. Tsuchiya, T. Yamashita and R. Silvester: Beach erosion due to large coastal structures and its control, Abstracts of 22 nd Int. Conf. on Coastal Eng., 1990.
- 22) I. R. Warren, J. Larsen and P. A. Madsen: Application of short wave numerical models to harbour design and future development of the model, Int. Conf. on Numerical and Hydraulic Modelling of Ports and Harbours, Birmingham, 1985.
- 23) A. Watanabe and Y. Maruyama: Numerical analysis of combined refraction, diffraction and breaking, Proc. of 31 th Japanese Conf. on Coastal Eng., JSCE, 1984, pp. 103 - 107.
- 24) T. Yamashita, Y. Tsuchiya, M. Matsuyama and T. Suzuki: Numerical calculation of linear wave propagation in the coastal zone, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol. 40, Part 1, No. 345, 1990, pp. 15 - 40.