

# 任意汀線形状海岸を対象とした海浜流モデル

山口 正隆\*・細野 浩司\*\*

## 1. 緒 言

海浜流の数値モデルはこれまで欧米各国やわが国において Noda をはじめとする多くの研究者により開発されており、自然海浜や構造物を有する海浜を対象としたモデルを合わせると、かなりの数に及ぶ。

一般に、現地における海浜では、ポケットビーチのように海底地形のみならず汀線形状が複雑に変化している場合が多いと考えられる。このような任意汀線形状海岸を対象として、波浪変形および海浜流の交互計算によって海浜流の数値計算を実施する場合、海浜流それ自体の計算は set-up に伴う汀線の移動を考慮してもそれほど困難でない。しかし、波浪変形計算のうち、波数および波向の計算においては、波数が移動汀線上で無限大になることや任意の形をとる移動汀線上で波向が直角になること、また波高計算においても波向の複雑な変化に伴って困難な問題が生ずることから、汀線での境界条件を必要とする差分法や有限要素法の適用は容易でない。

さて、この問題点を解決する1つの方法は汀線での境界条件を必要としない wave ray method (波向線法) を波浪変形計算に使用することであり、従来この方法は半円弧湾における海浜流や海浜変形を対象とした Sabatón らの研究および Coeffe らの研究や白良浜海岸における海浜流を対象とした土屋らの研究および海岸構造物による海浜変形を対象とした著者らの研究で採用されてきたが、いずれの研究でも波と海浜流との干渉効果は考慮されていない。そこで、本研究では波浪変形計算を波と流れの干渉効果まで考慮した波向線法に基づく方法により、一方、海浜流計算を差分法により実施する、任意汀線形状海岸に適用可能な海浜流の数値モデルを作成するとともに、複雑な汀線形状をもつ種々のモデル地形に対する数値計算結果に基づいて、波浪変形および海浜流の特性を考察する。

## 2. 海浜流モデルの基礎方程式

### (1) 波 浪 変 形

波数および波向を計算するための基礎方程式は波数の保存則、波数の非回転条件および微小振幅波理論の仮定から導かれた波数成分に関する方程式である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial k_x}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_x}{\partial x} + (c_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_x}{\partial y} \\ = - \frac{gk^2 \operatorname{sech}^2 kD}{2\sigma_m} \frac{\partial D}{\partial x} - k_x \frac{\partial U}{\partial x} - k_y \frac{\partial V}{\partial x} \\ \frac{\partial k_y}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_y}{\partial x} + (c_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_y}{\partial y} \\ = - \frac{gk^2 \operatorname{sech}^2 kD}{2\sigma_m} \frac{\partial D}{\partial y} - k_x \frac{\partial U}{\partial y} - k_y \frac{\partial V}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $k_x, k_y$ : 波数成分、 $k$ : 波数、 $U, V$ : 流れ成分、 $\theta$ : 波向 (wave orthogonal の方向)、 $c_g$ : 群速度、 $\sigma_m$ : 流れに相対的な角振動数、 $D (=h+\eta)$ : 平均水位変化  $\eta$  を考慮した実水深、 $h$ : 静水深、 $g$ : 重力加速度、である。一方、砕波に伴うエネルギー減衰項の表示法を考慮に入れ、波高変化の表示式として波による質量輸送項を無視したエネルギー保存則を用いることにすれば、それは次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \frac{\partial E}{\partial x} + (c_g \sin \theta + V) \frac{\partial E}{\partial y} \\ = - \left\{ \frac{\partial (c_g \cos \theta)}{\partial x} + \frac{\partial (c_g \sin \theta)}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right\} E \\ - S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} - S_{xy} \frac{\partial V}{\partial x} - S_{yx} \frac{\partial U}{\partial y} - S_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} \\ - \overline{E_{bw}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $E (= \rho g H^2 / 8)$ : 波の平均エネルギー、 $\rho$ : 流体の密度、 $H$ : 波高、 $S_{xx}, S_{xy}, S_{yx}, S_{yy}$ : radiation stress tensor および  $\overline{E_{bw}}$ : 砕波に伴う単位時間単位面積あたりの平均のエネルギー減衰量、である。本研究の波浪変形計算は波向線法で行われるので、式(2)は波向線法の適用にあわせて変形されている。

さて、本研究では、砕波によるエネルギー減衰項の評価は2つの方法のいずれかによって行うものとする。第1の方法は岩垣・間瀬ら<sup>1)</sup>により若干の修正が行われた Battjes の段波モデルに依拠するものであり、以後段波モデルと呼ぶ。Battjes の段波モデルによれば、砕波に

\* 正 会 員 工博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科

\*\* 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科

伴う平均のエネルギー減衰量は、

$$\overline{E_{bw}} = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2 \sqrt{gD}}{L} \left( \frac{H}{D} \right)^4, \quad \gamma = 0.7 + 5i \quad \dots\dots\dots (3)$$

で表わされる。ここに、 $L$ : 波長、 $\gamma (=H/H_b)$ : 碎波指標、 $i$ : 海底勾配、であり、添字 'b' は碎波を意味する。式 (3) 中の  $B$  は岩垣・間瀬らによれば、 $i < 1/20$  の場合次式で与えられる。

$$B = \begin{cases} 11 - 10D/D_b; & 0.6 \leq D/D_b \leq 1 \\ 5 & ; \quad D/D_b < 0.6 \end{cases} \quad \dots\dots (4)$$

なお、実際の数値計算では  $i$  として水面勾配を含む海底勾配が用いられた。ついで、第2の方法は碎波帯内では局所的な水理量で規定される碎波高以上の波高は存在しないと仮定するものであり、計算された波高  $H$  が式 (3) の第2式から計算された碎波高  $H_b$  を越えた場合には、 $H = H_b$  とした。このモデルは以後碎波指標モデルと呼ばれる。

## (2) 海 浜 流

海浜流計算に用いられる基礎方程式は鉛直方向に積分された連続方程式および運動量方程式であり、次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial \rho D}{\partial t} + \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} = 0 \\ & \frac{\partial M_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(UM_x) + \frac{\partial}{\partial y}(UM_y) \\ & = -\rho g D \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{L} D \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{L} D \frac{\partial U}{\partial y} \right) \\ & \quad - \left( \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \bar{\tau}_{bx} \right) \\ & \frac{\partial M_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(VM_x) + \frac{\partial}{\partial y}(VM_y) \\ & = -\rho g D \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{L} D \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{L} D \frac{\partial V}{\partial y} \right) \\ & \quad - \left( \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \bar{\tau}_{by} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $M_x = \rho D U$ 、 $M_y = \rho D V$  であり、上式においては、波による質量輸送項は波浪変形計算の基礎方程式と同様無視されている。

さて、式 (5) において水平渦動粘性係数は Longuet-Higgins によって提案された次式を用いる。

$$\bar{L} = N_0 \rho l_x \sqrt{gD} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $N_0 = 0.01$  および  $l_x$ : 汀線から計算点までの距離、である。また、底面摩擦力成分  $\bar{\tau}_{bx}$  および  $\bar{\tau}_{by}$  の表示式としては、微小振幅波理論を適用する場合、流速の自乗に比例する形を仮定した底面摩擦力の一般的定義式を高精度で近似する西村の式<sup>2)</sup>を計算時間節約のため採用し、底面摩擦係数を 0.01 とした。

## 3. 数値計算法

### (1) 波 浪 変 形

式 (1) および式 (2) の左辺はいずれも、

$$\frac{dx}{dt} = c_g \cos \theta + U, \quad \frac{dy}{dt} = c_g \sin \theta + V \quad \dots\dots (7)$$

で定義される特性曲線 (波向線) 上では単に時間に関する常微分項  $dk_x/dt$ 、 $dk_y/dt$  および  $dE/dt$  となるので、これらの方程式を Runge-Kutta 法により特性曲線上で積分してゆけば、汀線での境界条件を使用することなく波数成分および波高を算出することができる。しかし、式 (2) の右辺には、未知数である波向などが含まれているので、このままでは式 (1) および式 (2) を同時に解くことができない。そこで、つぎの方法によって波数、波向および波高を算出する。すなわち、まず第1段階では沖側境界での周期および入射波向から計算した波数成分を出発値として、式 (1) のみを波向線法で解き、波向線上での波数および波向を算出するとともに、波浪の伝播方向および沿岸方向に関する2回の線型内挿を通じて格子点でのそれらを推定する。この場合、波向線上での数値積分に必要な諸量は2次元1次補間式の適用により格子点での値から求められる。また、計算結果の格子点への内挿が不可能な格子点ではあらかじめ与えた外挿方向を指定する指標に従って  $x$  軸、 $y$  軸いずれかの方向に関する線型外挿を行い、水深を有する全格子点での波数および波向を求める。なお、海浜流計算に必要な格子点と汀線との距離は波向線に沿う距離として各波向線上で算出したのち、内外挿計算により格子点での値に変換する。したがって、格子点と汀線の間の距離として、波浪の実際の伝播距離を取ることになる。ついで、第2段階では、式 (1) および式 (2) を同時に波向線法で解いて波向線上での波高を算出するとともに、第1段階と同様の方法により全格子点での波高を求める。この際、碎波に伴うエネルギー減衰は波向線上のそれぞれの点において式 (3) の第2式に従って碎波あるいは非碎波を判定し、碎波限界に達した場合には前述したいずれかの評価方法により考慮される。

### (2) 海 浜 流

海浜流の数値計算は時間に関して前進差分、空間に関して中央差分を用いる著者らのこれまでのモデル<sup>2)</sup>と同じ差分法によった。また、固定境界となる沖側では  $U = V = \eta = 0$  を、一方、set-up に伴って移動境界となる岸側の汀線では任意汀線形状を表わす格子線と汀線との関係に応じて  $U = \eta = 0$ 、 $V = \eta = 0$  あるいは  $U = V = \eta = 0$  を境界条件として与え、側方境界では沿岸方向に対する周期性条件を課した。

### (3) 計 算 手 順

計算手順としては、まず沖側境界での水深と周期およ

び波向から計算した波数成分および微小波高を出発値として波向線法と線型補間式の併用により全格子点での波数、波向および波高を求めたのち、これらの波特性より算出した radiation stress を driving force とした差分法に基づく海浜流計算を十数回実行した。つぎに、波高を若干増加させながら同様の交互計算を波浪、海浜流および平均水位変化がほとんど変化しなくなるまで、繰り返し継続し、定常解を得た。

#### 4. 計算結果および考察

##### (1) Noda による対称凹型地形

E. Noda<sup>4)</sup> は海底地形のモデルの1つとして沿岸方向に周期性を有する次式を提案した。

$$h(x, y) = ix \left[ 1 + A_0 \exp \left\{ -3 \left( \frac{x}{20} \right)^{1/3} \right\} \right] \times \sin^{10} \left\{ \frac{\pi}{\lambda_0} (y - x \tan \varepsilon) \right\} \dots (8)$$

ここに、 $\lambda_0$ : 沿岸方向の地形の波長、 $A_0$ : 地形の最大振幅および  $\varepsilon$ : 地形のひずみ、であり、本論文では  $i = 0.025$ ,  $\lambda_0 = 80$  m,  $A_0 = 20$  m,  $\varepsilon = 0^\circ$  を与えた対称凹型地形(汀線は直線)を格子間隔  $\Delta x = \Delta y = 5$  m で  $23 \times 19$  に分割した領域が計算対象とされた。

図-1 および 図-2 は  $T_M = 4$  s,  $H_M = 1$  m および  $\alpha_M = 0^\circ$  ( $\theta_M = 180^\circ$ ) の入射波が作用した場合の海浜流分布および波向線を示したものである。計算は碎波指標モデルに基づいており、結果の対称性から各図の右半分に波と流れの干渉効果を無視した計算結果が与えられている。さて、対称凹型地形に波が直角入射するとき、領域中心線を対称軸として形成される大きな一対の循環流の流速は干渉効果が無視されるとかなり増大するとともに、汀線近傍では流向も変化する。本研究のモデルに基

づく数値計算結果は著者らの差分法による結果とほぼ一致しており、上述の傾向はすでに以前に明らかにされている。また、図-2を見ると、干渉効果を無視した場合に汀線近傍で形成された波向線交差は干渉効果の導入によって見事に解消され、この場合の波向線は流れの影響を受けて左右に蛇行している。しかし、段波モデルを用いた場合には、たとえ干渉効果を考慮しても波向線交差は完全には解決されないし、海浜流分布においても主循環流の流速・流向特性が変化したり、汀線近傍に形成された副循環流の規模が増大するなどの相違が現われる。

##### (2) 対称凸型汀線地形

この場合の計算対象領域は領域中央に凸型汀線を有し、沖に向かって水深が指数関数的に減少する地形であり、宇多らによって取り扱われている砂突堤や人工岬を念頭においてモデル化したものである。数値計算は  $\Delta x = \Delta y = 20$  m で  $24 \times 35$  に分割された  $460$  m  $\times$   $680$  m の格子網領域に、 $T_M = 5$  s,  $H_M = 2$  m,  $\alpha_M = 0^\circ$  ( $\theta_M = 180^\circ$ ) あるいは  $\alpha_M = 30^\circ$  ( $\theta_M = 150^\circ$ ) の波が作用するものとして実施された。

図-3 は  $\alpha_M = 0^\circ$  の場合の段波モデルおよび碎波指標モデルに基づく海浜流分布を、結果の対称性から半分ずつ図示したものであり、領域中心を対称軸として対称凹型地形の場合と回転方向を逆にする一対の循環流が形成されている。より詳細には、流れは沖から凸部中心線に向って流速を増大させ、汀線近傍で左右に分かれて等深線に沿う向岸流および沿岸流となったのち、離岸流となるという変化を示す。また、碎波指標モデルに基づく凸部側面での流速は段波モデルに基づくものより増加するし、流向もより大きく変化するけれども、全体的な流況に顕著な差は見出されない。

図-4 は段波モデルに基づく海浜流分布を  $\alpha_M = 30^\circ$  の場合について示したものである。この図から、沿岸流が等深線に沿って発達し、とくに凸部左側側面での流速は右側よりかなり大きいことがわかる。また、凸部両側

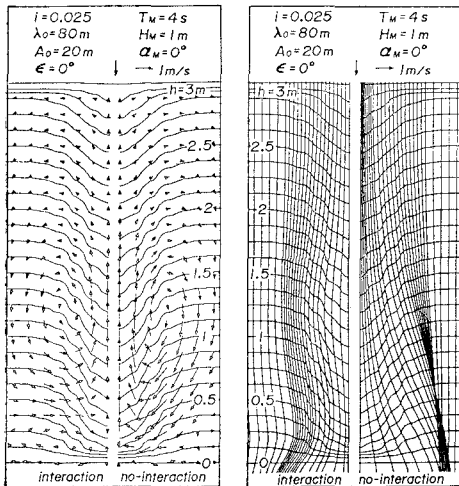


図-1 対称凹型地形上の海浜流

図-2 対称凹型地形上の波向線

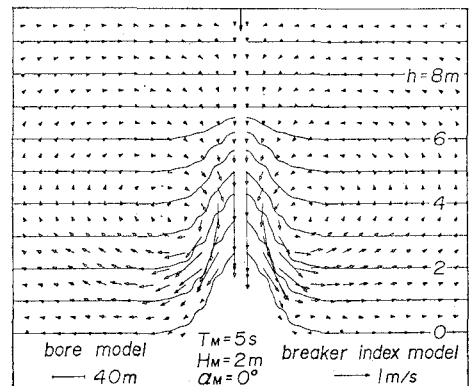


図-3 対称凸型汀線地形上の海浜流(直角入射波)

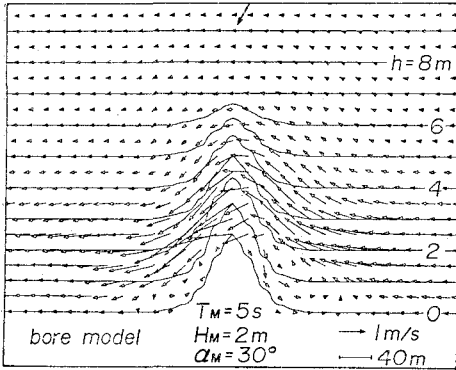


図-4 対称凸型汀線地形上の海浜流 (斜め入射波)

面の汀線近傍では反時計方向の回転をもつ小規模な循環流が見られるが、沿岸流特性とは逆に右側側面での循環流の規模がより大きい。

### (3) 半円弧湾地形

ここでは、凹型汀線地形の例として半円弧湾地形をとりあげる。計算領域は  $\Delta x = \Delta y = 40m$  で、 $24 \times 35$  に分割された  $920m \times 1360m$  の格子網であり、そこに、 $T_M = 10s$ ,  $H_M = 3m$  の波が  $\alpha_M = 0^\circ$  あるいは  $30^\circ$  で入射するものとした。

図-5 および 図-6 は  $\alpha_M = 0^\circ$  の場合の海浜流分布と波向および波高の等値線を示したものであり、各図の左側は段波モデルによる結果、右側は砕波指標モデルによる結果である。まず、海浜流のパターンは領域全体を占める主循環流と汀線近傍での副循環流から構成されており、円弧部終端沖ではかなり強い沿岸流が、また、領域中心線上沖合では比較的強い離岸流が形成されている。しかし、両者の砕波モデルによる結果を比較すると、段波モデルによる場合に形成された副循環流の規模は砕波指標モデルによるものよりはるかに大きいことから、砕波帯内での流れパターンが使用する砕波モデルによってかなり変化することがわかる。一方、図-6 によれば、波高の等値線はおおむね等深線に沿って描かれて

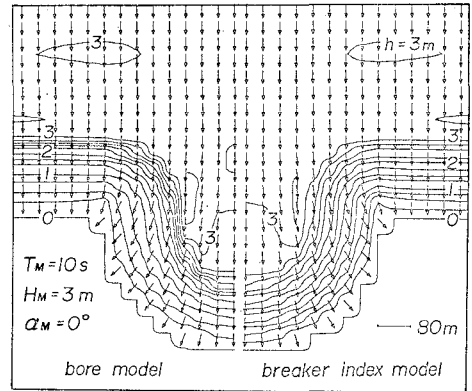


図-6 半円弧湾地形上の波高・波向 (直角入射波)

おり、両者の結果は比較的良好に似ているけれども、段波モデルによる場合の砕波点近傍における波高減衰は、その等値線密度がより大きいことから、砕波指標モデルによるものより著しいことや段波モデルによる結果の波向は砕波指標モデルによる結果に比べて大きく曲がることが見出される。つぎに、斜め入射波による海浜流分布を段波モデルを使用した場合について図示したのが 図-7 であり、この場合の海浜流分布は、直角入射の場合に半円弧部で形成された循環流と平行等深線部に形成された沿岸流が重合した特徴を示す。この結果、半円弧部沖側では沿岸流が顕著に蛇行する一方、半円弧部内では右側の主循環流がくずれるとともに、左側循環流の岸沖方向軸長が縮小して、循環流の形は丸くなる。また、右側領域での副循環流の特徴は保存されるのに対し、左側領域での副循環流は主循環流に吸収され、ほとんど消滅する。

### (4) 湾入海岸地形

計算対象は、中央部で大きく陸上部に入り込んだ湾入部をもち、両端では平行等深線となる地形であり、 $460m \times 1440m$  の領域が  $\Delta x = \Delta y = 20m$  で  $24 \times 73$  に分割された。そして、そこに、 $T_M = 5s$ ,  $H_M = 2m$  の波が  $\alpha_M = 0^\circ$  および  $\pm 30^\circ$  で入射するものとして計算が実施された。

図-8 は段波モデルを使用した場合の海浜流分布を直

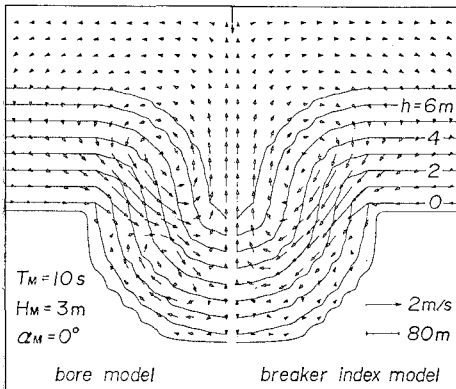


図-5 半円弧湾地形上の海浜流 (直角入射波)

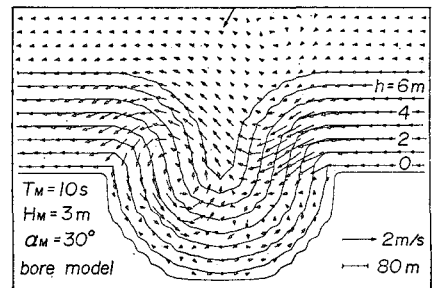


図-7 半円弧湾地形上の海浜流 (斜め入射波)

角入射および斜め入射について図示したものであり、これらの図から、波の入射角によって流れのパターンが著しく変化することがわかる。すなわち、直角入射の場合、湾入部では領域右側から等深線に沿って発達した沿岸流が湾奥部で回って沖合に流出し、2つに分流している。そして、一方は領域右へ進み、全体として湾入部に大きな循環流を形成しているし、他方は左側へ曲がり、領域左側の突出部先端沖合で反時計方向の回転をもつ循環流となっている。ついで、 $\alpha_M=30^\circ$  の場合には、半円弧湾地

形の場合と同様、 $\alpha_M=0^\circ$  の海浜流に沿岸流が重合するので、大規模な循環流は消滅し、等深線に沿う大きな蛇行流となっている。また、小規模な循環流が湾入部沖合、突出部背後および湾入部汀線中間部に存在する。さらに、 $\alpha_M=-30^\circ$  の場合には、 $\alpha_M=0^\circ$  の海浜流と負の流速をもつ沿岸流が合成された流況が得られるので、平行等深線部および湾入部沖合では沿岸流が卓越するが、 $\alpha_M=30^\circ$  の場合に比べてその蛇行傾向が小さい。一方、湾入部右側では湾入部から平行等深線部に流出する沿岸流成分が卓越するのに対し、湾入部中間領域では流れが2つに分流し、左側の湾奥部ではかなり大きな規模をもつ循環流が形成されている。結局、湾入部左側領域の浅水部では、いずれの波向に対しても等深線に沿う時計方向回転の沿岸流が卓越することになる。つぎに、図-9は $\alpha_M=-30^\circ$  の場合の波高と波向の等値線分布を示したものである。これから波高分布は等深線形状に対応した形を取ることや屈折により突出部背後にまで波が到達することがわかる。

## 5. 結 語

本研究では、波浪変形を波と流れの干渉効果まで考慮した波向線法により、また海浜流を差分法により計算する、任意汀線海岸に適用可能な海浜流の数値モデルを開発するとともに、数種のモデル地形に対する計算結果に基づき、波浪変形および海浜流特性を考察した。その結果、波と流れの干渉項は循環流の発達を抑制するのみならず波向線交差を緩和する役割を果たし、場合によっては波向線交差を完全に解消することや、碎波に伴うエネルギー減衰項の評価法の相違は汀線近傍における海浜流分布に強く影響する場合もあること、さらに湾入海岸地形のように複雑な汀線形状をもつ地形での海浜流の特性は波の入射方向により大幅に変化することが明らかになった。

## 参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：不規則波の浅海変形モデルについて，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 104~108，1981。
- 2) 西村仁嗣：海浜循環流の数値シミュレーション，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 333~337，1982。
- 3) 山口正隆・田辺秀雄・西岡洋一：波による質量輸送を考慮した非定常海浜流の数値解，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 480~484，1983。
- 4) Noda, E. K.: Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, pp. 4097~4106, 1974。

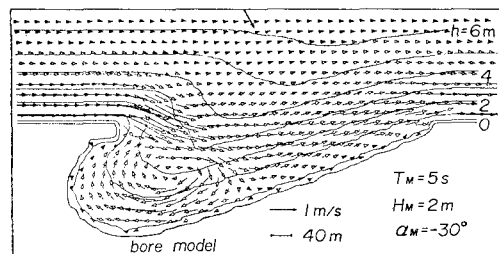
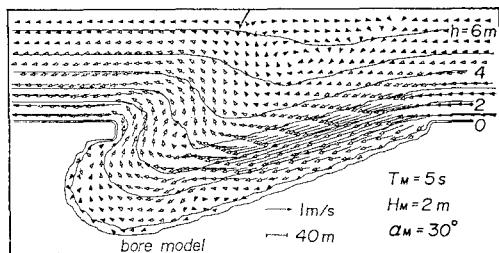
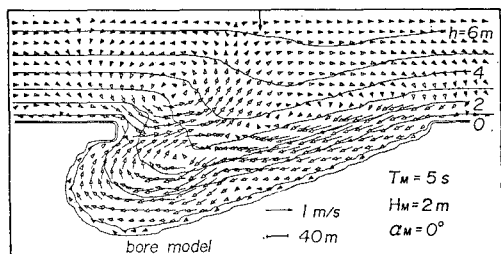


図-8 湾入海岸地形上の海浜流

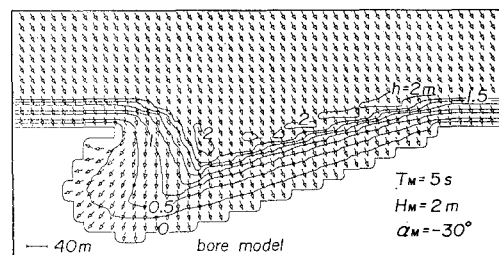


図-9 湾入海岸地形上の波高・波向(斜め入射波)