

# 波の不規則性を考慮した海浜流の数値モデル

## A NUMERICAL MODEL OF NEARSHORE CURRENTS DUE TO IRREGULAR WAVES

山口正隆\*・細野浩司\*\*・川原博満\*\*\*

By Masataka YAMAGUCHI, Kohji HOSONO and Hiromitsu KAWAHARA

This paper presents a numerical model of nearshore currents due to irregular waves. The radiation stress is estimated by a current-refraction model for irregular waves, in which the energy dissipation by wave breaking is modeled through the use of a saturated frequency spectrum in shallow water. The model is in reasonable agreement with measured wave height and mean water level variation, and observed nearshore current patterns. Next, the model is applied to the computation of wave transformation and nearshore currents on a uniformly sloping beach and on model topographies with complicated contour. The comparison with the results based on a regular wave model shows that wave irregularity has a smoothing effect on the offshore distributions of wave height, mean water level variation and longshore current, but that it does not have much effect on nearshore current patterns.

Keywords: numerical model, irregular waves, nearshore current

### 1. 緒 言

沿岸流や離岸流を含む海浜流のモデルはこれまで欧米各国やわが国において、Longuet-Higgins<sup>1)</sup> (1970)をはじめとする多くの研究者により開発されている。しかしながら、これらのモデルのほとんどは規則波理論に基づいて波特性を表示しており、波の不規則性を考慮した海浜流のモデルとしてはこれまでのところ Battjes<sup>2)</sup> (1972) および Hubert<sup>3)</sup> (1984) のものがあるだけである。このうち、Battjes のモデルは沿岸流の解析的モデルであるのに対し、Hubert のモデルは2次元的な変化をもつ海底地形に適用可能と主張されている数値モデルである。しかし、このモデルは1次元的な変化をもつ海底地形を対象とした Hsio<sup>4)</sup> (1978) の方法に基づいて波浪変形の計算を行っていることから、沿岸流のみが計算される1次元モデルであると考えられるし、波と流れの干渉効果も考慮されていない。

そこで、本研究は、任意の2次元的な変化をもつ海底

地形に対して適用可能な波と流れの干渉効果をも考慮した不規則波による海浜流の数値モデルを開発するとともに、実験および観測結果との比較と数値計算結果の考察に基づいて数値モデルの妥当性や波浪変形および海浜流の特性を検討する。すなわち、まず、特性曲線法と高次2次元補間式および方向に関する1次元補間式を組み合わせた piecewise ray method により、任意の流れおよび海底地形変化が存在する場合に方向スペクトルの時空間変化を計算できる著者らの不規則波浪の変形計算モデル<sup>5)</sup> (1985) に、浅海での平衡周波数スペクトルの概念に基づく砕波減衰項を導入し、砕波を伴う不規則波浪の radiation stress の計算モデルを作成するとともに、これと差分法に基づく海浜流計算モデルを結合することにより、波の不規則性を考慮した海浜流の数値モデルを開発する。ついで、Battjes ら<sup>6)</sup> (1978) による波高変化および平均水位変動に対する実験結果と計算結果との比較・検討から波浪変形モデルの修正やその適用性の検討を行ったのち、Sonu<sup>7)</sup> (1972) による現地での海浜流の観測結果との比較を行う。また、平行等深線地形に対する計算結果から海浜流モデルの基本的な特性の究明に努めるとともに、任意汀線形状をもつモデル地形を対象とした数値計算結果に基づいて海浜流の特性を考察する。なお、計算結果の考察においては規則波を用いた海浜流

\* 正会員 工博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科  
(〒790 松山市文京町3)

\*\* 正会員 工修 泉鋼業株式会社  
(〒760 高松市朝日町5-2-3)

\*\*\* 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科  
(〒790 松山市文京町3)

モデル<sup>8),9)</sup> (1983, 1985) による計算結果との比較から波浪変形および海浜流に及ぼす波の不規則性の影響を検討する。

2. 基礎方程式

(1) 波浪変形<sup>5)</sup>

wave action 波数スペクトル  $\phi$  の保存則によれば、各波数成分ごとに定義される特性曲線上で  $\phi = \text{const}$  が成立し、これを周波数方向空間で表わせば、

$$w(f, \theta) = (c_g + U \cos \theta + V \sin \theta) E(f, \theta) / (2\pi k \sigma_m) = \text{const} \dots\dots\dots (1)$$

になる。ここに、 $k$ ：波数の絶対値、 $f$ ：周波数、 $\theta$ ：波向、 $\sigma_m$ ：流れに相対的な角振動数、 $c_g$ ：群速度、 $U$  および  $V$ ：流れ成分、 $w(f, \theta)$ ：周波数方向空間で表示した wave action 波数スペクトル、 $E(f, \theta)$ ：方向スペクトル、である。したがって、任意地点における方向スペクトルの算出式は、

$$E(f, \theta) = \frac{k}{k_{nc}} \cdot \frac{c_{gnc}}{c_g + U \cos \theta + V \sin \theta} \cdot \frac{\sigma_m}{\sigma_{nc}} \cdot E_{nc}(f, \theta_{nc}) \dots\dots\dots (2)$$

として導かれる。ここに、添字 'nc' は流れが存在しない場所を意味する。

さて、砕波帯を含む浅海域では波の非線形性が卓越するので、スペクトル法の適用に当然限界があるけれども、Vincent<sup>10)</sup> が示したように、スペクトル法によれば浅海での平衡周波数スペクトルの導入により砕波変形をごく近似的に評価できよう。この平衡周波数スペクトルによる方法は、一般に浅海では屈折の影響によって平衡方向スペクトルは存在せず、平衡状態にあるのは方向に関する積分値である周波数スペクトルである、という仮定に基づいている。そこで、こうした立場から、本研究では、著者らの浅海波浪推算モデル<sup>11)</sup> (1984) にならって、波浪は砕波によって平衡周波数スペクトルで表わされる以上のエネルギーを獲得できないことおよび方向分布関数は砕波後も不変であることを仮定して、次式により砕波を含む方向スペクトルの評価を行う。

$$E_{new}(f, \theta) = E_{old}(f, \theta) E_{\infty}(f) / E_{old}(f) \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $E_{\infty}(f)$  は浅海平衡周波数スペクトル、 $E(f)$  は周波数スペクトル、添字 'old' および 'new' はそれぞれ砕波前および砕波後を示す。

ところで、浅海での高周波側に対する平衡周波数スペクトルは、波数の3乗に逆比例する波数スペクトルが水深によらず存在し、しかも各成分波に対し、線形分散関係が成立するという仮定から、Kitaigorodskii ら<sup>12)</sup> (1975) によって導かれており、それは次式で与えられる。

$$E_{\infty}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \phi(\omega_h)$$

$$\phi(\omega_h) = \alpha^{-2} (1 + 2\omega_h^2 x / \sinh 2\omega_h^2 x)^{-1} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $\alpha$ ：平衡定数、 $\omega_h^2 = \sigma_m^2 D / g$ 、 $x = gk / \sigma_m^2$ 、 $g$ ：重力の加速度、 $D (= h + \eta)$ ：平均水位変動量  $\eta$  を考慮した実水深および  $h$ ：静水深、である。浅海における  $\alpha$  は通常無次元吹送距離のほか相対波高などの影響により変化する可能性があるけれども、その特性は必ずしも明らかでないので、本研究では入射波の特性のみで決まる光易<sup>13)</sup> (1977) による深海波のスペクトル表示式における  $\alpha$  を採用した。

$$\alpha = 0.257 (2\pi)^4 g^{-2} (H_{1/3})_0^2 (T_{1/3})_0^{-4} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $H_{1/3}$  は有義波高、 $T_{1/3}$  は有義波周期、であり、添字 '0' は深海を意味する。

また、有義波高など各種統計量は、それぞれ式 (2) による計算結果を方向および周波数に関して積分した次式から算出される。

$$\begin{aligned} E(f) &= \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta, \\ m_0 &= \int_0^{\infty} E(f) df, \quad m_1 = \int_0^{\infty} f E(f) df \\ m_2 &= \int_0^{\infty} f^2 E(f) df \\ H_{1/3} &= 4.00 \sqrt{m_0}, \quad T_{1/3} = 1.20 \sqrt{m_0 / m_2} \\ H_{rms} &= 2.83 \sqrt{m_0}, \quad T_{m01} = m_0 / m_1 \\ \bar{\theta} &= \tan^{-1} \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \cos \theta d\theta df}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \sin \theta d\theta df} \right\} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここに、 $m_0$ 、 $m_1$  および  $m_2$ ：スペクトルの0次、1次および2次モーメント、 $H_{rms}$ ：二乗平均平方根波高、 $T_{m01}$ ：平均周期および  $\bar{\theta}$ ：平均波向、である。

(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式および質量輸送項を無視した運動量方程式であり、次式で表わされる<sup>14)</sup>。

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

$$\dots\dots\dots(7)$$

ここに、 $M_x = \rho DU$ ,  $M_y = \rho DV$ ,  $\rho$ : 流体の密度,  $S_{xx}$ ,  $S_{xy}$ ,  $S_{yx}$  および  $S_{yy}$ : radiation stress,  $\tau_{bx}$ ,  $\tau_{by}$ : 底面摩擦成分および  $\bar{L}$ : 水平混合係数, である. 不規則波の場合, radiation stress に対する表示式はそれぞれ次式で表わされる.

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \rho g |n \cos^2 \theta + (n-1/2)| E(f, \theta) d\theta df \\ S_{xy} = S_{yx} &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \rho g n \cos \theta \sin \theta E(f, \theta) d\theta df \\ S_{yy} &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \rho g |n \sin^2 \theta + (n-1/2)| E(f, \theta) d\theta df \end{aligned} \dots\dots\dots(8)$$

ここに、 $n = c_0/c$  および  $c$ : 波速, である. また, 式(7)における水平混合係数は Longuet-Higgins<sup>11)</sup> によって提案された次式を用いる.

$$\bar{L} = N_c \rho L_x \sqrt{gD} \dots\dots\dots(9)$$

ここに、 $L_x$  は汀線から計算格子点までの距離および  $N_c$  は定数であり, 計算には  $N_c = 0.01$  を用いる. 一般に, 不規則波の場合には選択砕波が一種の水平混合項の役割を果たすけれども, 本研究では砕波によっても水平混合が作用することを考慮に入れて, 運動量方程式に水平混合項を付加した形を用いた. 一方, 底面摩擦成分の表示式として不規則波に対するものが明らかでないので, 規則波に対する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>15)</sup> (1982) を便宜的に準用し, 観測結果に対する計算を除き, 通常用いられるように, 底面摩擦係数を 0.01 とする. ただし, この場合波高および周期は Battjes による沿岸流モデル<sup>2)</sup> を参照して, それぞれ  $H_{rms}$  および  $T_{mot}$  により評価されるものと仮定した.

### 3. 数値計算法

#### (1) 波浪変形

式(2)の数値積分を行うために, piecewise ray method を採用する. すなわち, Fig. 1 に示すように,  $n$

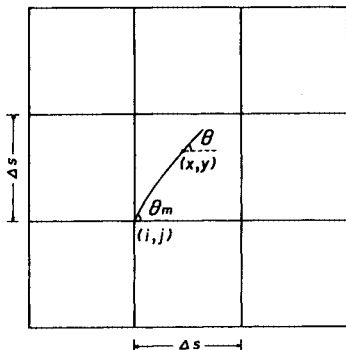


Fig. 1 Computation of direction of propagation.

時点に波向  $\theta$  で出発した  $w(f, \theta)$  が  $n+1$  時点に初期データとして与えられた波向  $\theta_m$  をもって格子点に到達すると考える. この  $w(f, \theta)$  の経路, 出発位置および波向は格子点での波数および波向を初期値とした波数成分の方程式に基づく逆屈折計算を Runge-Kutta 法で行うことによりあらかじめ計算される. そして, 計算過程で必要な格子点での諸量は 1 次平面補間式を適用して格子点での値から推定するが,  $w(f, \theta)$  に対しては数値分散を小さくするため, 16 点 3 次 Lagrange 補間式を用いる. また, 格子内点での波向は屈折により格子点における波向と異なるため, 格子内点での波向  $\theta$  を挟みこむ格子点での 2 つの波向  $\theta_k$  および  $\theta_{k+1}$  に対応する  $w(f, \theta_k)$  および  $w(f, \theta_{k+1})$  を補間したのち, 方向に関して線形内挿することにより格子内点での波向  $\theta$  (格子点での波向  $\theta_m$ ) に対する  $w(f, \theta) (= w(f, \theta_m))$  を算出し, さらに方向スペクトル  $E(f, \theta_m)$  に変換する. この際, 周波数スペクトルの計算結果が平衡周波数スペクトル値を越える場合には, 式(3)に従って砕波に伴うエネルギー減衰を考慮する.

#### (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>8), 9)</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  $U = 0, V = 0$  あるいは  $U = V = 0$  を境界条件として与えた. さらに, 側方境界では沿岸方向に対する周期性境界条件を課した.

#### (3) 計算手順

具体的な計算手順は次のようである. すなわち, 計算領域, 周波数, 方向などの計算条件, 初期水深および入射波特性などを与えたのち, 逆屈折計算と伝播計算よりなる波浪変形計算と, これらから得られる radiation stress を driving force とした差分法に基づく海浜流計算を波浪, 海浜流および平均水位変動量がほとんど変化しなくなるまで交互に繰り返して継続し, 定常解を得る. しかし, このままの計算手順では莫大な計算機の使用時間を必要とするので, 計算時間を節約するため, 波浪変形計算では最も長い計算時間を要する逆屈折計算 1 回に対し, 波向線の位置, 波数および波向を一定に保ったまま, 伝播計算を数回実行し, さらに伝播計算 1 回に対し波浪特性を一定に保ったまま, 海浜流計算を数回行う. 具体的な計算回数の一例を挙げれば, 平行等深線地形の場合, 逆屈折計算 1 回に対し, 伝播計算を 3 回, 伝播計算 1 回に対し, 海浜流計算を 6 回, すなわち, 逆屈折計算 1 回に対し, 海浜流計算を 18 回実施し, 計算時間間隔  $\Delta t = 1$  s で定常解を得るまでに 1000 回の海浜流に対

する反復計算を行った。

(4) 入射波条件の与え方

海浜流の計算は通常砕波帯を含む浅海域で行われるので、沖側境界では特に低周波側成分波は浅海波になる。そして、前述のように、平衡周波数スペクトルとして式(4)を使用するので、計算領域における周波数スペクトル  $E(f)$  はすべて式(4)の制約を受ける。したがって、沖側での入力スペクトルを深海波として与えると、沖側境界格子点より岸側では浅海平衡周波数スペクトルの影響により  $E(f)$  の高周波側がカットされる結果、波高に不連続的な変化が生じる。そこで、こうした結果を避けるために、入力周波数スペクトルとして低周波側を含む全周波数に対する浅海域での平衡周波数スペクトルを TMA スペクトル<sup>16)</sup> (1985) に従って与える。ただし、実際の数値計算において使用したスペクトルは peak enhancement parameter  $\gamma$  を 1 とした場合の、有義波高および有義波周期により表示された次式である。

$$E(f) = 0.257 (H_{1/3})_0^2 (T_{1/3})_0 (T_{1/3})_0 f^{-5} \cdot \exp[-1.03 (T_{1/3})_0 f^{-1}] \phi(\omega_h) \dots \dots \dots (10)$$

また、式(10)の有義波高および有義波周期は深海波に対応するものであり、浅海では式(10)より計算される有義波高および有義波周期と一致しない。したがって、本研究では、計算対象領域沖側で指定される波高  $(H_{1/3})_M$  および周期  $(T_{1/3})_M$  に対応する深海波としての  $(H_{1/3})_0$  および  $(T_{1/3})_0$  をあらかじめ試行錯誤計算により決定した。ここに、添字 'M' は沖側境界を意味する。

次に、方向分布関数は次式により与える。

$$D(f, \theta) = \frac{2^{s-1} \Gamma^2(s+1)}{\pi \Gamma(2s+1)} \cos^{2s} \left( \frac{\theta - \theta_0}{2} \right) \dots \dots \dots (11)$$

ここに、 $s$  : 方向集中度係数,  $\theta_0$  : 主波向および  $\Gamma$  : ガンマ関数, である。  $s$  は無次元周波数などにより変化するが、本研究では一定値を用いた。結局、沖側境界における入力方向スペクトルは式(10)および(11)の積と

して与えられる。

なお、Table 1 は本研究で行った数値計算ケースの諸条件を示したものであり、周波数および方向分割数はそれぞれ 14 および 19 である。

4. 数値モデルの適用性

(1) 実験結果との比較

ここでは、波高変化に関する Battjes ら<sup>6)</sup> の実験結果との比較に基づいて、波の不規則性を考慮した海浜流モデルのうち、波浪変形モデルの修正を行うとともに、修正した波浪変形モデルを含む海浜流モデルの妥当性を検討するために、波高変化および平均水位変動量に対する実験結果との比較・検討を行う。

Fig. 2 は一様勾配地形に対する計算結果および実験結果を示したものである。数値計算においては、一様水深部での二乗平均平方根波高およびスペクトルのピーク周期が実験条件と一致するように  $(H_{1/3})_0$  および  $(T_{1/3})_0$  を与えた。実験波は方向スペクトルをもたない 1 次元不規則波であるのに対して、本モデルは数値計算法の原理上プログラムの修正なしに方向スペクトルをもたない 1 次元不規則波の変形計算を行えないので、方向分布幅が 1 次元不規則波のそれに近くなるようにするため、方向集中度係数を  $s=800$ 、方向成分の区間を  $162^\circ \sim 198^\circ$  とし

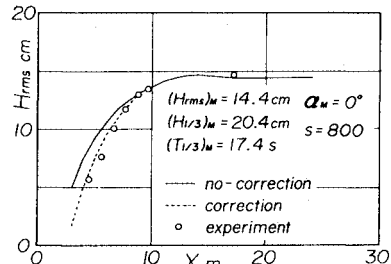


Fig.2 Tuning of wave transformation model.

Table 1 Conditions used in computation.

モデル地形名	格子数 (M×N)	格子間隔 (m)	$(H_{1/3})_0$ (m)	$(T_{1/3})_0$ (s)	$(H_{1/3})_M$ (m)	$(T_{1/3})_M$ (s)	$\alpha_n$ (°)	S	計算回数 回
平行等深線地形*	24×8	1	0.304	2.15	0.204	1.74	0	800	1000
平行等深線地形*	45×8	1	0.304	2.15	0.204	1.74	0	800	2400
平行等深線地形**	45×8	1	0.221	2.25	0.147	1.81	0	800	2400
平行等深線地形	23×8	12.5	1.30	4.20	1.00	3.54	30	20	1000
平行等深線地形	23×8	12.5	1.30	4.20	1.00	3.54	30	800	1000
対称凹型地形	27×20	5	1.41	4.28	1.00	3.51	0	20	1000
非対称凹型地形	27×20	5	1.41	4.28	1.00	3.51	30	20	1000
対称凸型汀線地形	27×20	20	2.06	3.95	2.00	3.66	0	20	1200
非対称凸型汀線地形	24×35	20	2.06	3.95	2.00	3.66	30	20	1200
湾入海岸地形	24×73	20	2.18	3.95	2.00	3.56	-20	20	1080
Sonubiによる現地地形	19×26	5	0.586	5.00	0.300	3.77	0	40	1000

\* および\*\*はBattjes and Janssen の実験におけるケース2および13に対応する。

た。

さて、図をみると、修正していない計算結果は実験結果の変化傾向を再現しているけれども、水深が減少して汀線に近づくほど、低周波成分が shoaling により急増するとともに、平衡定数を一定に保っているため、計算結果は実験結果より大きくなる。しかし、両者の傾向は似ているので、計算結果が実験結果とできるだけ一致するように、試行錯誤計算の結果得られた次式のような補正係数の2乗を平衡周波数スペクトルに乗ずることによって、モデルの修正を行う。

$$\beta = \begin{cases} -0.0471 \log^2 \{(H_{rms})_M/D\} - 0.206 \log \{(H_{rms})_M/D\} \\ -0.875; (H_{rms})_M/D > 0.484 \\ 1 & ; (H_{rms})_M/D \leq 0.484 \end{cases} \dots\dots\dots (12)$$

図から明らかなように、補正係数により修正した計算結果は、実験結果の変化傾向をかなりよく再現することから、以下の計算はすべて修正したモデルにより実施された。

ついで、平均水位変動量の実験結果とのより適切な比較を行うために、計算領域を水槽端まで拡張した 45×8 の正方格子網上での計算結果について述べる。Fig. 3 は、Fig. 2 と同じ平行等深線地形に対する結果を示したものであり、波高分布は、当然全体的に満足いく結果が得られている。また、平均水位変動量についても計算結果は実験結果とかなりよく一致している。Fig. 4 は bar 型

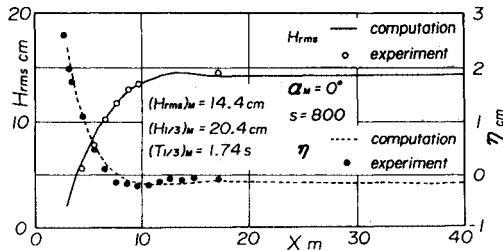


Fig. 3 Comparison of computed and measured wave heights and mean water level variations on uniformly sloping beach.

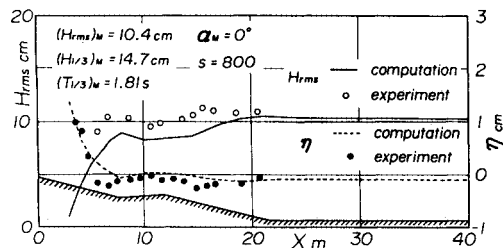


Fig. 4 Comparison of computed and measured wave heights and mean water level variations on uniformly sloping beach with bar.

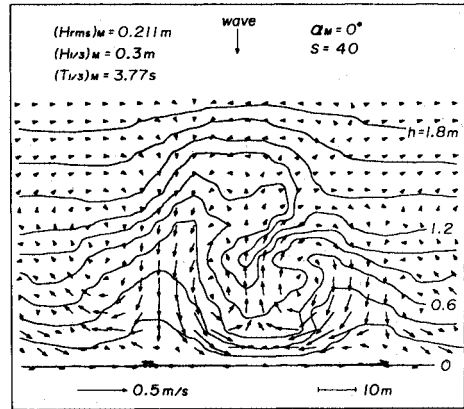


Fig. 5 Computed nearshore current patterns.

地形に対する結果を示したものである。まず、波高分布についてみると、実験結果はバーからトラフにかけてやや波高を減少させているのに対し、計算結果は水深減少に伴う平衡周波数スペクトル値の低下により、かなり沖側から波高減少が始まっている。しかし、計算結果におけるトラフより岸側での波高変化の傾向は、実験結果によく似ており、最終的な波高急減位置も実験結果に近い。ついで、平均水位変動量をみると、計算結果ではより沖側で波高減少が始まるので、1回目および2回目の set-down の最小点も実験結果より沖側に位置し、その絶対値も実験結果に比べてやや小さいが、set-up や全体的な平均水位変動の形状は比較的良好に対応している。

(2) 観測結果との比較

比較の対象とするのは、Sonu<sup>7)</sup>による現地観測結果である。計算領域は Sonu による等深線図を基本として汀線を直線に、また周期性条件を満足するように領域両側を修正して作成した。

Fig. 5 は底面摩擦係数を 0.005 とした海浜流の計算結果を示したものであり、観測結果と比較すると、計算領域中心の左右に存在する循環流の位置や汀線近傍における沿岸流など、全体的な流況は比較的良好に一致しているが、計算結果では領域中央部右側のくぼみ、いわゆる rip channel から流出する傾向がより強く現われている。

5. 計算結果の考察

(1) 平行等深線地形

計算対象領域は、海底勾配  $i=0.016$  をもつ平行等深線地形である。数値計算においては、スペクトルの方向分布幅の影響を調べるために、s を 20 あるいは 800 と変化させたケースの計算を、また、波と流れの干渉効果の影響を調べるために、s=20 のケースに対し、干渉効果を無視した計算を実行した。さらに不規則波と規則波との比較を行うために、 $H_M=0.708$  m,  $T_M=3.91$  s およ

び波向  $\alpha_M (= \pi - \theta_M) = 30^\circ$  を与えて、砕波指標モデルを使用した著者らの規則波モデル<sup>8)</sup>による計算も同時に行った。なお、規則波モデルに用いられた砕波指標は、

$$H_b/D_b = 0.7 + 5i \dots \dots \dots (13)$$

である。また、波の不規則性の影響を規則波の計算結果との比較から検討する場合、代表波として何を選ぶべきかは明らかでないが、ここでは、規則波の入射波高および周期として、二乗平均平方根波高およびスペクトルのピーク周期を用いた。

Fig. 6 は波高、平均波向、平均水位変動量および沿岸流の岸沖方向分布を示したものである。これによると、不規則波による結果は規則波の結果に比べ、波高および波向が滑らかに減少するため、平均水位変動量および沿岸流も滑らかな変化を示す。その結果、平均水位変動量には規則波の場合にみられる set-down から set-up への明確な遷移が存在しないし、その絶対値も小さい。また沿岸流の最大値は方向分布幅の狭いケースで規則波の場

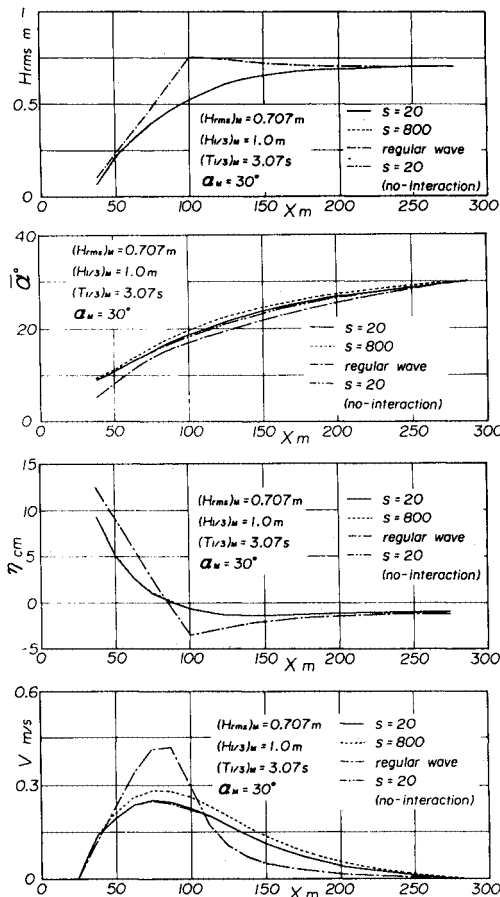


Fig. 6 Computed results of wave height, wave direction, mean water level variation and longshore current on uniformly sloping beach.

合の半分程度しかなく、ピーク位置も岸側に移るのに対して、沖側での流速は規則波の場合より大きい。

ついで、方向分布幅の影響は沿岸流速に比較的強く現われ、方向分布幅の狭いケースに対する流速が広いケースよりも領域全体で 10 % 程度大きい値を与える。また、波と流れの干渉項の影響は平均波向の変化に見出される。すなわち、干渉効果を考慮した場合には領域中間部において波が流れの影響を受けるため、これを無視した場合より波向の減少割合が小さい。

(2) Noda によるモデル地形

計算に用いた地形は Noda<sup>17)</sup> (1974) により提案されたモデル地形であり、次式により与えられる。

$$h(x, y) = ix [1 + A_0 \exp \{-3(x/20)^{1/3}\}] \cdot \sin^{\epsilon} [\pi/\lambda (y - x \tan \epsilon)] \dots \dots \dots (14)$$

ここに、 $\lambda$ : 沿岸方向の地形の波長、 $A_0$ : 地形の最大振幅および  $\epsilon$ : 地形のひずみ、である。本研究で採用した地形は、 $i = 0.025$ ,  $\lambda = 80$  m,  $A_0 = 20$  m,  $\epsilon = 0^\circ$  を与えた対称凹型地形および  $\epsilon = 30^\circ$  を与えた非対称凹型地形であり、いずれも汀線は直線である。

Fig. 7 は直角入射の場合の海浜流および波高・波向に対する計算結果を示したものであり、結果の対称性から各図の左側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、海浜流分布図によると、いずれの結果においても地形中心線を対称軸とした大規模な循環流が沖合に、偏平かつ小規模な循環流が汀線近傍にそれぞれ左右対称に存在するが、規則波の場合と同様に干渉効果を無視すると、流速の絶対値が増大する。また、波高および波向は空間的に滑らかな分布を示すが、干渉効果を無視すると、波の屈折角が増大するとともに、向岸流が卓越する領域端で波高の等値線が若干岸側に接近し、離岸流が卓越する領域中央では沖側に移動する結果、波高の沿岸方向変化が若干平滑化される。

次に、Fig. 8 は非対称凹型地形に主方向  $\alpha_M = 30^\circ$  の不規則波が入射した場合の海浜流の計算結果を示したものである。これによると、等深線に沿う蛇行を伴った沿岸流が卓越するとともに、凹部汀線近傍において小規模な循環流が形成されている。

(3) 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増大するモデル地形である。Fig. 9 は  $\alpha_M = 0^\circ$  の場合の海浜流分布と波高・波向分布を示したものであり、結果の対称性から各図の左半分に  $H_M = 1.41$  m,  $T_M = 3.98$  s,  $\alpha_M = 0^\circ$  を与えた規則波の場合の計算結果が図示されている。さて、海浜流分布図をみると、領域中心を対称軸として前述の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、流れは沖から凸型汀線中心

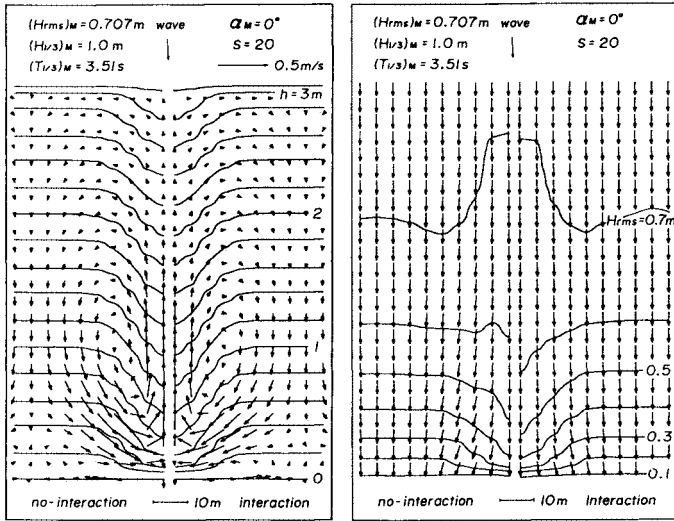


Fig. 7 Effect of wave-current interaction on nearshore current, wave height and wave direction on symmetrical concaved topography.

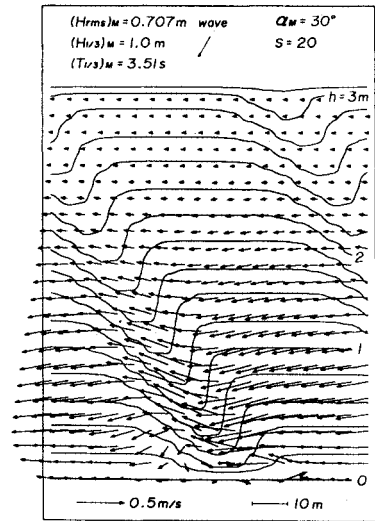


Fig. 8 Nearshore current patterns on asymmetrical concaved topography.

部に向かって流速を増大させ、汀線近傍で左右に別れて等深線に沿う沿岸流になったのち、沖に向かう弱い離岸流に変化する。こうした海浜流の特徴は規則波の場合ときわめて類似しているが、流速の絶対値は30%程度小さいし、循環流の中心位置もやや沖側にある。一方、波高・波向分布図によると、 $H_{rms}=1.25\text{ m}$ の等値線が領域中心線上の左右領域においてやや沖側に移動しているものの、他の等値線は等深線形状に対応しているし、波向も屈折により水深が減少するほど汀線直角方向に変化する。この傾向は規則波の場合にも同様であるが、規則波に対する等値線間隔がより密であることから、砕波後

の波高変化がより著しいことがわかる。次に、Fig. 10は $\alpha_M=30^\circ$ に対する海浜流の計算結果である。沿岸流は等深線に沿って発達し、特に凸部左側汀線近傍では流速がかなり大きいのに対し、右側汀線近傍では小規模な反時計方向回転をもつ循環流が形成されている。また、沿岸流速は領域右側から凸部右側根元に近づくにつれて減少し、一方、凸部左側根元から領域左端にかけて増大する。

(4) 湾入海岸地形

ここでは中央部で大きく陸上部に入り込んだ湾入部をもち、両端で平行等深線となる湾入海岸地形を取り上げ

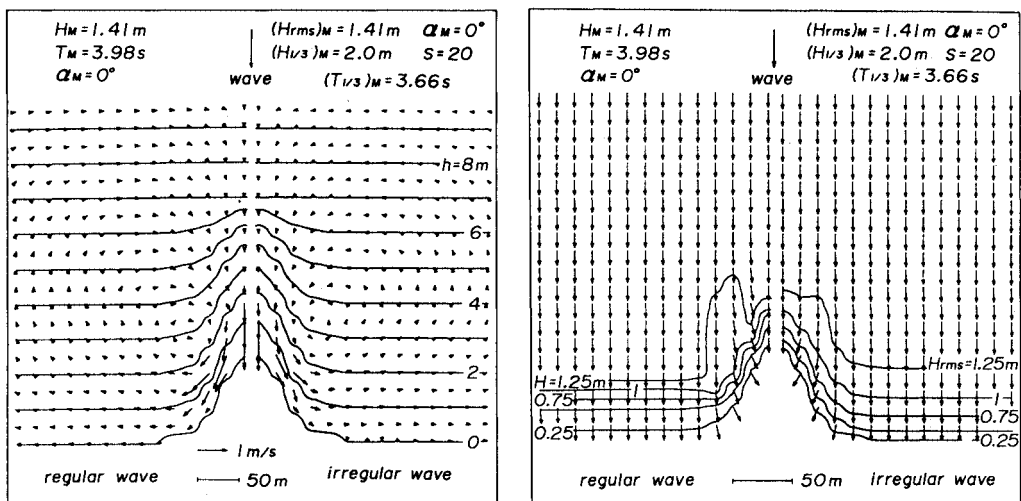


Fig. 9 Effect of wave irregularity on nearshore current, wave height and wave direction on model topography with convexed shoreline.

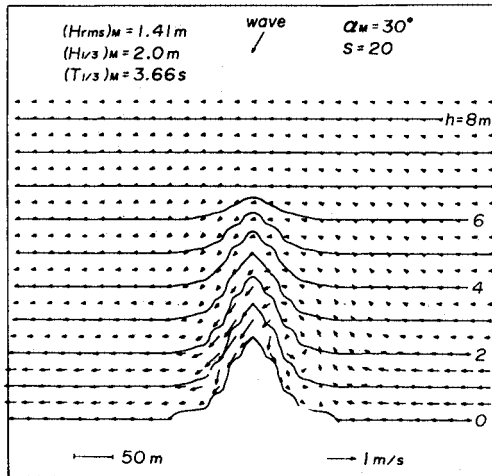


Fig. 10 Nearshore current patterns on model topography with convexed shoreline.

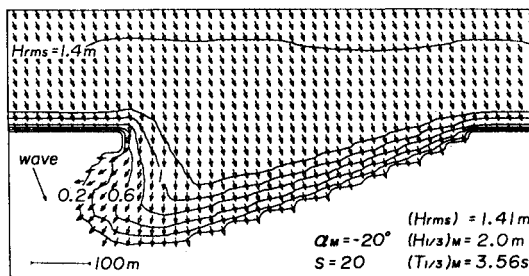
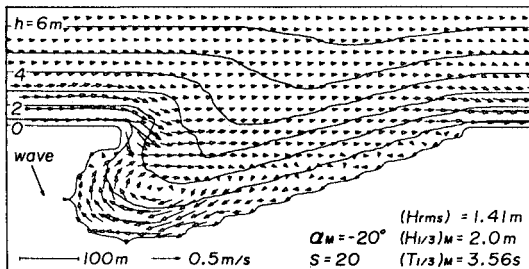


Fig. 11 Spatial distributions of nearshore current, wave height and wave direction on curved bay.

る。

Fig. 11 は湾入海岸地形に対する計算結果を示したものである。まず海浜流分布図によると、平行等深線部および湾入部沖合では沿岸流が卓越する。一方、湾入部では流れが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時計方向回転の循環流が形成されている。また、入射波は傾斜汀線部にほぼ直角に入射するように設定されているので、そこでは回転方向を異にする小規模な循環流が交互に存在する。ついで波高・波向分布図によると、波高の等値線分布はほぼ等深線に沿っており、かなり滑らかな変化傾向を示しているし、突出部背後へ

波浪が回り込む様子が現われている。

## 6. 結 語

以上、本研究では、波の不規則性を考慮した海浜流の数値モデルを開発するとともに、実験結果および観測結果との比較や種々のモデル地形に対する数値計算結果の考察から、数値モデルの適用性や波浪変形および海浜流の特性を検討した。その結果、波浪変形モデルの修正を行った本研究の数値モデルは平行等深線地形上での波高や平均水位変動量変化に対する実験結果を比較的よく説明することや現地観測結果にみられる海浜流の流況を定性的に再現することが示された。ついで、平行等深線地形に対する計算結果から、波の不規則性は波高および波向の変化を平滑化するので、沿岸流や平均水位変動量の岸沖方向分布にも同様の傾向が現われること、方向分布幅の影響は特に沿岸流速に比較的強く現われるが、岸沖方向分布に与える影響は小さいことおよび波と流れの干渉効果の影響は平均波向に若干現われることなどが明らかになった。また、種々のモデル地形に対する数値計算結果の考察から、波の不規則性の影響を考慮すると、海浜流場は平滑化されるため、流速の絶対値が規則波の場合に比べて小さくなるけれども、全体的な流況にそれほど変化が生じないことや波と流れの干渉効果を無視すると、循環流の流速が増大するとともに、波高の岸沖方向分布がやや滑らかになることが示された。

以上が本研究で得られた結果の要約であるが、不規則波の碎波減衰項および海浜流モデルにおける底面摩擦力の表示法など改良すべき問題も多いので、今後の研究が必要であるのはいうまでもない。

最後に、本研究は文部省科学研究費による研究成果の一部であることを付記するとともに、計算機の使用や図面の作成に助力願った愛媛大学工学部海洋工学科 大福学技官および森本 睦君(現・奥村組土木興業株式会社)に感謝する。

## 参 考 文 献

- 1) Longuet-Higgins, M. S. : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves 1, 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6778~6801, 1970.
- 2) Battjes, J. A. : Set-up due to irregular waves, Proc. 13th Conf. on Coastal Eng., pp. 1993~2004, 1972.
- 3) Hubertz, J. M. : Modeling of nearshore driven currents, Proc. 19th Conf. on Coastal Eng., pp. 2208~2219, 1984.
- 4) Hsiao, V. : On the transformation mechanism and the prediction of finite-depth water waves, Ph. D. Dissertation, Univ. of Florida, 1978.
- 5) 山口正隆・畑田佳男・日野幹雄・細野浩司: 流れおよび海底地形による波浪の変形計算法, 土木学会論文集, 第



- 357号/II-3, pp.187~195, 1985.
- 6) Battjes, J. A. and Janssen, J. P. F. M. : Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th Conf. on Coastal Eng., pp.569~589, 1978.
  - 7) Sonu, C. J. : Field observation of nearshore circulation and meandering currents, Jour. Geophys. Res., Vol.77, No.8, pp.3232~3246, 1972.
  - 8) 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.
  - 9) 山口正隆・細野浩司：任意汀線形状海岸を対象とした海浜流モデル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.248~252, 1985.
  - 10) Vincent, C. L. : Depth-controlled wave height, Proc. ASCE, Jour. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.111, No.3, pp.459~475, 1985.
  - 11) 山口正隆・畑田佳男・細野浩司・日野幹雄：エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪の数値予知モデルについて, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.123~127, 1984.
  - 12) Kitaigorodskii, S. A., Krasitskii, V. P. and Zaslavskii, M. M. : On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind generated gravity waves, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.5, pp.410~420, 1975.
  - 13) 合田良夫：港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 237 p., 1977.
  - 14) Phillips, O. M. : The Dynamics of the Upper Ocean, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, 336 p., 1977.
  - 15) 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.
  - 16) Bouws, E. B. et al. : Similarity of the wind wave spectra in finite depth water Part I —spectral form—, Jour. Geophys. Res., Vol.90, No. C1, pp.975~986, 1985.
  - 17) Noda, E. K. : Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol.79, No.27, pp.4097~4106, 1974.

(1986.4.21・受付)