

海浜循環流のメカニズムについて

水 口 優*

1. はじめに

消波の不十分な矩形水槽中の一様な固定斜面上で観測される砕波帯付近の定常的な循環流は、(1) 一様水深部に共鳴現象的に生じる斜行波 (cross wave) が砕波帯付近に汀線方向の波高変動を作り出し、(2) その結果、砕波線そのものおよび砕波帯内の radiation stress に、汀線方向の変動が生じ、(3) それによる強制的な流れの場が作り出されると解釈するのが最も妥当であろう^{6), 18)}。もちろん、実験の条件によっては、入射波と同一周期のエッジ波¹¹⁾、水槽内におかれた物体による入射波の反射および回折の結果としての波の重ね合せ¹⁶⁾、斜面地形の汀線方向の変動にともなう屈折²⁰⁾、異った方向から入射する同一周期波の重ねあわせ¹⁸⁾などを因とする強制的な流れの場があり得る。波の重ね合せを原則とする考え方は基本的には単一周期波にのみ適用可能な考え方であり、現地波浪に対しては適用に際して注意が必要である。また、1つの考え方としては波と流れの干渉を考慮したモデル^{9), 15)}、砕波後の波高と水深の比例関係を仮定したモデル⁵⁾による自由型の流れの場として定式化し得ることが提案されている。しかし、そこで用いられている仮定の適用可能性には未だ問題がある。また、自由型という言葉のもつ意味を考えれば、実際に観測される現象は、まず強制的なものとして解釈すべきであろう。

移動床を用いた平面実験⁴⁾においても海浜循環流は見られるが、地形変化という複雑な現象とそれによる波および流れの場へのフィードバックの機構に不明な点が多いこと、地形変化のスケールに対応するオーダーでの流れの場の非定常性の検討もなされていないことから、理論的な結果⁵⁾との照応を議論するのは時機尚早であろう。例えば、室内実験では、波が直角に入射してくる場合に形成される3次元的地形はその場が2次元の意味で堆積型であるか侵食型であるかによって形成のメカニズムおよびそのスケールが異なることが報告されており⁸⁾、理論的な扱いにおいてもその違いを考慮する必要があると思われる。

一方、現地観測^{1), 21)}において報告されている海浜循

環流は、同時に測定された因子が少ないことや観測例が限られていることから、その発生機構を確定するまでには至っていないものの、砕波帯内外の地形の不整による沖波の屈折の結果としての遷移的な強制型の流れと解釈するのが有力であろう。砕波帯内外の地形は、主として、沖側では基盤の露出状況とその形状、岸側では、現在のところ観測不可能な荒天時における波と流れによる地形変化により決まるであろう。砕波帯付近での地形変化のメカニズムとしては、流れ、地形変化および波高分布の相互干渉を考慮した自由型モデル⁵⁾、一方向流的な砂漣の発生とのアナロジーによる沿岸流の効果²²⁾、入射波と同じ周期のエッジ波の影響¹⁴⁾などが提案されているがいまだ確定的ではない。なお、長周期の水面変動の影響と地形もしくは海浜流との関係を指摘するもの¹⁾もあるが、それらの間の因果関係は未だ、定性的にも明らかとは言い難い。

以上、海浜循環流系の発生という面からの現在までの成果をざっと列記してみたが、いずれの考え方においても、砕波帯内外に生じた radiation stress の汀線方向の変動が、流れを生じさせるというメカニズムを前提としている。そこで、まず、何らかの原因で砕波帯付近に生じた波動場の変動を仮定して、その場合の流れの発生のメカニズムについて再検討し、流れの場の定量的な評価のあり方について議論する。ついで、砕波帯内部に生じる内部循環⁷⁾について、波の流れによる屈折という観点から説明を試みる。

2. 砕波による流れの発生の基本的メカニズム

室内実験において見られる砕波帯付近の流れは、模式的に表わせば、図-1 のようになる。その流れを支配す

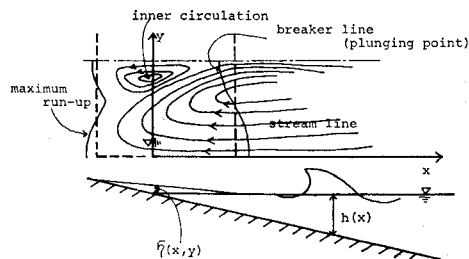


図-1 海浜循環流の模式図

* 正会員 東京大学工学部土木工学科

る連続および運動の方程式は次のように書ける¹⁰⁾.

$$\frac{\partial}{\partial x}(dU) + \frac{\partial}{\partial y}(dV) = 0, \quad d = h + \bar{\eta} \quad \dots\dots(1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho d} \left(\frac{\partial}{\partial x} S_{xx} + \frac{\partial}{\partial y} S_{xy} \right) + g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + R_x &= 0 \\ \frac{1}{\rho d} \left(\frac{\partial}{\partial x} S_{xy} + \frac{\partial}{\partial y} S_{yy} \right) + g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + R_y &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

ここで、 ρ は流体の密度、 g は重力の加速度、 h は静水深、 $\bar{\eta}$ は平均水位の変化、 S_{xx} , S_{xy} , S_{yy} は radiation stress, U , V は流れの x , y 成分である. 運動方程式 (2) は, radiation stress の勾配による力が平均水位勾配および流れによる力 (R_x , R_y) と釣りあうことを意味している.

流れによる力の最も一般的な形は, 現在のところ, 次式で表わされるであろう.

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \frac{DU}{Dt} + \frac{f}{\rho d} \left[U(1 + \cos^2 \theta) + \frac{V}{2} \sin 2\theta \right] \\ &\quad - \nu(\mu_e \nabla U) \\ R_y &= \frac{DV}{Dt} + \frac{f}{\rho d} \left[V(1 + \sin^2 \theta) + \frac{U}{2} \cos 2\theta \right] \\ &\quad - \nu(\mu_e \nabla V) \end{aligned} \right\} \dots\dots(3)$$

摩擦係数 f は, 波の軌道流速が卓越するとして

$$f = \frac{2}{\pi} \rho c u_{\max} \quad \dots\dots(4)$$

で与えられる. ただし, c は無次元の摩擦係数, $u_{\max}$ は波による底面最大流速である. 水平拡散係数 μ_e は, 砕波による乱れの定性的な考察より次のように与えられている⁹⁾.

$$\mu_e = N x \sqrt{gh}, \quad N = \left(\frac{5}{16} \gamma^2 \right)^{1/3} m^{4/3} \quad \dots\dots(5)$$

ここで γ は, 砕波帯内の波高水深比, m は, 同じく一様斜面の勾配となる. なお, (3) 式中の θ は, x 軸から測った波向き角である. 流れが定常な場合で, $\theta \ll 1$ という仮定を導入し, さらに, 海浜循環流の基本的な側面を扱うということから, 非線形項および水平拡散を無視し, かつ汀線方向に一様な斜面で直角入射の場合に限れば次式を得る.

$$R_x = 2fU, \quad R_y = fV \quad \dots\dots(6)$$

(6) 式を (2) 式に代入し, $\bar{\eta}$ を消去する. その際, 平均水位 d に Bousinesq 近似を適用して次式を得る.

$$\begin{aligned} 2\phi_{yy} + \phi_{xx} + \left(\frac{f}{d^2} \right)_x \left(\frac{d^2}{f} \right) \phi_x \\ = \frac{d}{f} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} (S_{xx} - S_{yy}) + \frac{d_x}{d} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right\} \quad \dots\dots(7) \end{aligned}$$

ここで, ϕ は次式を満足する輸送流れ関数である.

$$U = -\frac{1}{d} \phi_y, \quad V = \frac{1}{d} \phi_x \quad \dots\dots(8)$$

沖合方向にも一様な勾配を仮定すれば, (7) 式は,

$$2\phi_{yy} + \phi_{xx} - \left(\frac{2}{x} - \frac{f_x}{f} \right) \phi_x$$

$$= \frac{d}{f} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} (S_{xx} - S_{yy}) + \frac{1}{x} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right\} \quad \dots\dots(9)$$

となる. (7) または (9) 式は, 右辺を外力項とするポテンシャル型の偏微分方程式と解釈される.

外力項として登場する radiation stress は, 波動運動に伴う過剰運動量流束であり, 微小振幅波のオーダーでは, 局所的な波高 $H(=2a)$ と波向き θ により与えられる. そして radiation stress の勾配すなわち, 波高および波向きの何らかの因による局所的な変化が外力として作用することになる. 海岸付近の現象においては, 外的な要因として考慮されるべきものは, (1) 浅水化に伴う波高変化, (2) 砕波とそれに続く波高の減少, (3) 斜面による屈折と (4) 入射波そのものの沖合における変動の 4 つが考えられる.

radiation stress という考え方およびそれを微小振幅波的に表わすことの妥当性は, 2 次元一様斜面による実験でかなりの精度で確かめられている¹²⁾. ただし, 砕波後の波高として

$$H = \gamma d \quad \dots\dots(10)$$

のような孤立波理論による極限波的な仮定を用い, 一方で微小振幅波理論を用いるという矛盾は, 静水汀線付近で表われるが, そのズレの小さいことや扱いの簡単なことを考えれば, 第一次近似として十分であろう.

一般に, 砕波帯外での radiation stress の寄与は無視されるが^{10), 16)}, それは, 1 つには, set down が set-up に比して小さいということであり, 他方で, (9) 式の右辺を

$$\frac{\rho g d}{f} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{2x} \right) \frac{\partial E}{\partial y} \quad \dots\dots(11)$$

と書き直し, 長波近似を用いれば, $E \sim d^{-1/2}$ より, 一様斜面で汀線方向の変動が x によらないという最も単純な仮定のもとでは, (11) 式は常に 0 となることによる.

さて, 3 次元的现象を扱うが, ここでは, 斜面は 2 次元のかつ一様な固定床で, 入射波が 3 次元の場合を考える. まず (9) 式における set-up の効果について考えておく. 要は, 平均水位の上昇 (set-up) $\bar{\eta}$ を $\bar{\eta}_0(x) + \bar{\eta}_1(x, y)$ とおいた時に Bousinesq 近似として, $d = h$ とするか $d = h + \bar{\eta}_0$ まで取るかということである. (2) 式において相互微分をとることより, $\bar{\eta}_1(x, y)$ が重要なのであり, $d = h + \bar{\eta}_0$ ととるべきと考えられる. 2 次元での set-up 量が勾配のみで定まる²⁾ ことから砕波帯内の勾配 m を $m' = (1-K)m$, $K = 1 / \left(1 + \frac{8}{3\gamma^2} \right)$ ととり直せばよい.

外力として寄与するものは, radiation stress の変動を考慮すべき領域の境界としての砕波線と, その領域すなわち砕波帯内での radiation stress の分布である. 単一周期波を仮定して, 波の 3 次元性の基本的な性質を抜き

出せば砕波帯付近での波形 η は、次のように表わせる。

$$\eta = \bar{a}_B(1 + \varepsilon_B \cos \lambda y) \cos(\mathbf{k}_B \cdot \mathbf{x} - \sigma t) \dots \dots \dots (12)$$

実は、この形の波高変動を示す単一波が存在することはまずあり得なく、一般には、複数の波の合成の結果として得られることになるが、その場合には radiation stress 自体の計算が複雑になる。しかし、重複斜行波と直角入射波の合成波の radiation stress を計算した例¹⁷⁾ から推して、入射角が小さい時は砕波帯近傍では屈折効果が効いて波向きが収束する傾向にあることや砕波帯内でのみ外力を考慮することを考えあわせれば、近似的に次式を用いて十分である。

$$S_{xx} = \frac{3}{2}E, \quad S_{xy} = 0, \quad S_{yy} = \frac{1}{2}E, \quad E = \frac{1}{2}\rho g a^2 \dots \dots \dots (13)$$

海浜循環流の発生に寄与するものとしては、波高および波向きの汀線方向の変動が同等な働きをするが、屈折効果を考えると波向の変動の寄与をまず無視してよさそうである。砕波条件として

$$H_B = \gamma h_B \dots \dots \dots (14)$$

を採用すれば、(12) 式に対応する砕波線は次式で与えられる。なお、添字 B は、砕波点での値を意味する。

$$x_B = \bar{x}_B(1 + \varepsilon_B \cos \lambda y), \quad \bar{x}_B = \bar{H}_B / m\gamma \dots \dots \dots (15)$$

これが外力を考慮すべき領域を表わすことになる。次いで砕波後の radiation stress の分布すなわち波高の分布をどう考えるかであるが、大きくわけて、(A) set-up を無視するか、もしくは平均砕波点 $\bar{x}_B$ からの上昇分 $\eta_0(x)$ のみを考慮して、(10) 式を適用するモデルと、(B) 何らかの形で、砕波線付近の波高変動が砕波帯内にもちこまれるとするモデルの2つがある。

(A) モデルでは、砕波帯内での radiation stress 分布は汀線方向に一樣となり、外力としての3次元性は、砕波線の汀線方向の変動だけとなる。その結果、図-2 に示すような形で砕波帯の狭い所で冲向き、広い所で岸向きという循環が形成されることになる。現在行なわれている数値計算の多く^{1), 20)}は、不規則な地形を対象とし

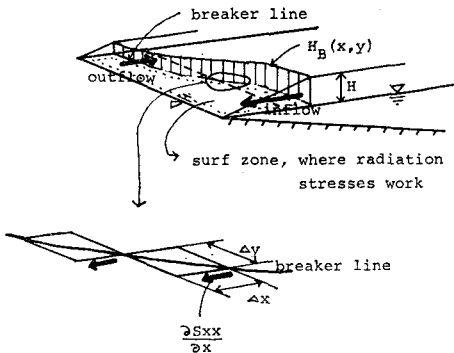


図-2 砕波線の変動による海浜循環流の発生

つも本質的にはこのモデルによっている。このモデルのそれ自体としての欠陥は、砕波線という局所的なものが重要な役割を担っているために、数値計算における差分のメッシュサイズが定量的には大きな影響をもつことである。

(B) モデルは、一般的には、砕波帯内の波高分布を次のように仮定することになる。

$$H = \gamma d(1 + \varepsilon_B(x/\bar{x}_B)^n \cos \lambda y), \quad 0 < x < \bar{x}_B \dots (16)$$

Bowen¹⁰⁾ は、砕波線を直線とし、砕波帯内の波高分布を(16)式中の n を1と置いたモデルにより海浜循環流の特性を解析的に調べている。見通しをよくするためにできるだけ解析的に扱おうとすれば、境界そのものの変動は無視せざるを得ない。そして、この場合の流れの場は、図-3 に示すような形で砕波波高の小さい所で冲向き、大きい所で岸向きという循環が形成される。

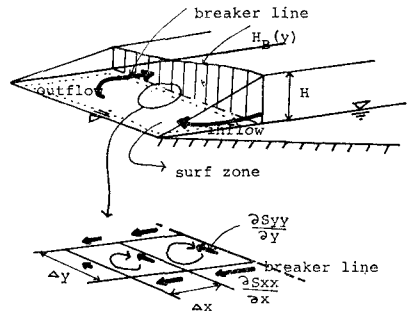


図-3 砕波帯内の波高変動による海浜循環流の発生

一方、Liu and Mei¹⁶⁾ は、数値計算を用い、入射波の特性を砕波線の変動におきかえ、砕波帯内で、あくまでも(10)式が成立するものとして、構造物がある場合の強制的な流れの場の特性を論じている。これは、近似的には、2次元的な set-up に、その開始点としての砕波線の変動を考慮することになり、いわば、(A) モデル的な外力に加えて、(B) モデルにおいて $n \sim -1$ とおくということに対応するであろう。問題は、では、いずれのモデルが最も現実的かと言うことになる。どのモデルを取っても得られる流れの場の定性的な結果は同じになり、定量的には、理論の組立において無視されたものや摩擦係数の見積もり方に問題があり、流れの場という最終的な結果を用いてモデルの妥当性を比較検討するのは難しい。固定床を用いた実験¹⁸⁾によれば、海浜循環流が発生する場合の砕波帯内の特徴として、後述するような内部循環の影響はあるものの、(1) 波高変動の絶対値は汀線に近づくにつれ小さくなる。(2) 平均水位の変動は波高変動から(10)式を通じて予測されるものに比して小さい。(3) 最大打ち上げ地点は、依然として砕波線の変動に相応して変動しているものの、その量は $n =$

-1 より予測される量 $Kx_B \varepsilon_B / (1+K)$ に比して小さいことをあげている。このことは、砕波後の波高分布が $n=0 \sim -1$ の型にあることを示している。しかし、実験のスケールが小さいことから、測定の精度にも制限があり、モデルの妥当性を検証するには、未だデータ不足である。

なお、(16) 式における n の値が解の形に与える影響は、摩擦係数 f を定数とすれば次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_{xx} + 2\phi_{yy} - \frac{2}{x}\phi_x \\ = -\frac{2n+5}{8} \frac{\rho g \gamma^2 m'^3 \lambda \varepsilon_B}{f x_B^3} x^{n+2} \sin \lambda y \dots\dots (17) \end{aligned}$$

ここで、 $\phi = X \sin \lambda y$, $z = \sqrt{2} \lambda x$ とおくと

$$\left. \begin{aligned} X'' - \frac{2}{z}X' - X &= -R_0 z^{n+2}, \\ R_0 &= \frac{2n+5}{8} \frac{\rho g \gamma^2 m'^3 \lambda \varepsilon_B}{f x_B^3 (\sqrt{2} \lambda)^{n+4}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

となり、その解は、次のように与えられる。

$$X = c_1(z-1)e^z + c_2(z+1)e^{-z} + X_1(z) \dots\dots\dots (19)$$

ここで、特解 X_1 は、 $n \neq -1$ の時は、 $R_0 z^{n+2}$ を leading term とするべき級数であり、 n が 0, 1, 2, 3 の時は、表-1 のようになる。 $n = -1$ の時は、次のようになる。

$$X_1 = R_0 z - \frac{R_0}{2} \{ (z+1)e^{-z} E_1(z) + (z-1)e^z E_1(-z) \} \dots\dots (20)$$

ここで、 $E_i(z)$ は、積分指数関数とよばれるもので、 $z \rightarrow 0$ で対数的な特異性をもつ。その特異性は物理的にはあり得ないことで、例えば、砕波後の波高の汀線方向の変動は、伝播にともない平滑化されていくと考えれば、 $n > -1$ であり、いろいろ考えれば解析

表-1 異なった n に対する特解

n	X_1/R_0
0	$z^2 - 2$
1	z^3
2	$z^4 + 4z^2 - 8$
3	$z^5 + 10z^3$

的には、Bowen のモデル ($n=0$) が条件つきながらも、定量的な基準としても使えそうである。具体的な解の形は砕波帯内では、 $X_{IN}=0$ ($z=0$)、砕波帯外では、 $X_{OUT}=0$ ($z \rightarrow \infty$) という境界条件および $z=z_B (= \sqrt{2} \lambda x)$ での接続条件を考慮すれば決まる。

3. 微細構造としての内部循環の発生

図-1 の模式図に示したように、砕波帯を抜ける冲向きの流れの岸側に、内部循環が発生するケースがある。内部循環がある場合は、砕波帯内の現象は上記の一次のオーダーの理論では説明できないような、打ちあげ高および波高の分布を示す¹⁸⁾。その発生は、定性的には、一次のオーダーの波高または地形の変動により定まる一次のオーダーの流れが、非線型性による収束の結果¹⁰⁾、入射波と強く干渉する冲向きの流れの岸側では、波峰線

の遅れすなわち屈折と、エネルギー干渉による波高および波向きの変動が生じ、それが内部循環を形成する力として働くというメカニズムによると考える。まず、砕波帯外では、波と流れの干渉は、流れによる屈折とエネルギー干渉にわけられる。一次の流れの場合は与えられたものと考えてよく、それを次のようにおく。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= X_{OUT} \cdot Y(y) \\ Y(y) &\sim \sin \lambda y + 0 \left(\frac{m U_B}{c \sqrt{g d_B}} \right) \sin 2 \lambda y \end{aligned} \right\} \dots\dots (21)$$

屈折効果は、長波近似を用いて、次のようになる²¹⁾。

$$\left. \begin{aligned} \theta &\doteq -\sqrt{gh} \int_{\infty}^x \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) / gh dx = -T_0(x) Y''(y), \\ T_0(x) &= g^{-1/2} m^{-3/2} x^{1/2} \int_{\infty}^x \frac{X_{OUT}}{x^2} dx \end{aligned} \right\} \dots\dots (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dx} &\doteq \frac{d\theta}{dy} \text{ or } \beta \sim \exp \left\{ - \int^x T_0(x) dx \cdot Y'''(y) \right\} \\ H &\doteq H|_{x=x_0} \left(\frac{h_{x_0}}{x} \right)^{1/4} \beta^{-1/2} \\ &\doteq H_{x_0} \left(\frac{h_{x_0}}{h} \right)^{1/4} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \int_{x_0}^x T_0(x) dx \cdot Y'''(y) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

一方、エネルギー干渉は、3 次元的な意味でのエネルギー伝播およびエネルギー逸散項の性質が不明なこと、現象そのものは、(23) 式で表わされるものと定性的には一致することから、取り扱いの面倒さも考えて、エネルギー干渉自体を無視する。その結果、砕波点での波の場は、次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \theta_B Y''(y), \quad \theta_B = -T_0(x_B) \\ H &= \bar{H}_B (1 + \varepsilon_B \cos \lambda y + \varepsilon_U Y'''(y)), \\ \varepsilon_U &= \frac{1}{2} \int_{x_0}^{x_B} T_0(x) dx \end{aligned} \right\} \dots\dots (24)$$

砕波帯内では、やはり長波近似を用いた屈折効果のみを考えて、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \theta &\doteq -\{ T_1(x) + (x/x_B)^{1/2} \theta_B \} Y''(y), \\ T_1(x) &= g^{-1/2} m^{-3/2} x^{1/2} \int_{x_B}^x \frac{X_{IN}}{x^2} dx \end{aligned} \right\} \dots\dots (25)$$

ここで、 X_{IN} は、(21) 式の X_{OUT} に対応するものである。(25) 式の第 1 項は、砕波帯内での本来の干渉を、第 2 項は、砕波帯外での干渉の結果生じた波向きの屈折を表わしている。 θ_B の屈折現象が本質的だと考える (または $\lambda x_B \ll 1$) と第 1 項は無視でき、(26) 式の形の波高分布モデルに (24) 式を考慮すると次のような波高分布を得る。

$$\left. \begin{aligned} H &= \gamma d \left\{ 1 + \varepsilon_B (x/x_B)^n \cos \lambda y \right. \\ &\quad \left. + [\varepsilon_U (x/x_B)^n + \varepsilon'_U (x/x_B)^{3/2}] Y'''(y) \right\} \dots\dots (26) \\ \varepsilon'_U &= \frac{1}{2} \theta_B x_B \end{aligned} \right\}$$

(17) 式に対応する基本方程式は、次のようになる。

$$\phi_{xx} + 2\phi_{yy} - \frac{2}{x}\phi_x = \frac{d}{f} \left\{ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (E\theta) + \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial y} \right\} + \frac{m}{f} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} (E\theta) + \frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial y} \right\} \dots (27)$$

(25) および (26) 式を (27) 式に代入していけばよいのであるが、 $Y(y)$ の形が未だ明らかでないことから、以下、半定量的な議論により内部循環の発生について考える。注目すべきことは、(27) 式において、 $\partial^2/\partial x^2(E\theta) \sim x^{1/2}$ となり、(17) 式と比較して $n > -1/2$ ならば、干渉による効果が $x \rightarrow 0$ で支配的となり、冲向きの流れの内部に再び岸向きの流れを形成するように働き、このことが、内部循環の発生を説明していると思われる。

4. おわりに

以上、固定床すなわち底質の移動が無視でき、砕波帯内部で一般的な勾配をもつ場に、直角に入射する波によって誘起される海浜循環流の特性について論じてきたが、結論として、1) 現在の海浜循環流モデルは、一次のオーダーにおいても、定性的にはともかくも、定量的には砕波線の変動、砕波後の波の変形の扱いにおける不十分さが問題である。2) いわば、2 次的な形状である内部循環は、海浜循環流系の非線型性によると思われる冲向きの流れの収束およびその流れと入射波の相互干渉により説明され得る。

今後は、非線型慣性項および水平拡散の効果のもつ意味を明らかにするという理論的な課題と共に、砕波帯内の波、流れおよび平均水位の場に関する精度の高い実験結果に基づく検討から、定量的な評価に耐え得るようなモデルを創り出すことが必要であろう。そしてより現実的な課題として、波と流れによる底質の移動および地形変化からの波と流れに対するフィード・バックを考慮した非定常なモデルについても検討する必要がある。

参 考 文 献

- 1) 佐々木民雄 (1974): 海浜流系の構造に関する野外的研究, 東京大学工学部学位論文, 240 p.
- 2) 佐々木幹夫・佐伯 浩 (1974): 砕波後の波の変形に関する研究 (2), 21 回海講, p. 39~44.
- 3) 砂村継夫・水口 優・安 熙道 (1977): 小型平面造波水槽を用いた砂浜海岸の Rhythmic Pattern に関する一実験, (未発表)。
- 4) 玉井佐一 (1975): 海浜カスプの形成機構に関する研究, 22 回海講, p. 135~139.
- 5) 日野幹夫 (1974): 海浜流系の発生理論, 土木学

- 会論報, 225 号, p. 17~29.
- 6) 堀川清司・丸山康樹 (1976), 室内実験におけるリップカレントの発生について, 23 回海講, p. 464~469.
- 7) 堀川清司・水口 優 (1975): 砕波帯付近の流れに関する平面実験, 22 回海講, p. 141~147.
- 8) 水口 優 (1976): 固有値問題としての離岸流の間隔について, 土木学会論報, 248 号, p. 83~88.
- 9) Battjes, J. A. (1976): Turbulence Model for the Surf Zone, with Applications to Longshore Current Calculation, Abst. 15th Conf. Coastal Eng., p. 403~406.
- 10) Bowen, A. J. (1969): Rip Currents 1, Theoretical Investigations, J. Geophys. Res., Vol. 74, p. 5467~5478.
- 11) Bowen, A. J. and D. L. Inman (1969): Rip Currents 2, Laboratory and Field Observations, J. Geophys. Res., Vol. 74, p. 5479~5490.
- 12) Bowen, A. J., D. L. Inman, and V. P. Simmons (1968): Wave 'Set-down' and Set-up, J. Geophys. Res., Vol. 73, p. 2569~2577.
- 13) Dalrymple, R. A. (1975): A Mechanism for Rip Current Generation on an Open Coast, J. Geophys. Res., Vol. 80, p. 3485~3487.
- 14) Huntley, D. A. and A. J. Bowen (1975): Field Observations of Edge Waves and Their Effect on Beach Material, J. Geol. Soc. Lond., Vol. 131, p. 69~81.
- 15) Iwata, N. (1976): Rip Current Spacing, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 32, p. 1~10.
- 16) Liu, P. L. F. and C. C. Mei (1974): Effects of a Breakwater on Nearshore Currents due to Breaking Waves, M. I. T. Ralph M. Parsons Lab. Rep. No. 192, p. 265.
- 17) Mizuguchi, M. (1977): On Averaged Friction Factor for Wave-induced Nearshore Circulation. (unpub.)
- 18) Mizuguchi, M. and K. Horikawa (1977): Physical Aspects of Wave-induced Nearshore Current System, Proc. 15th Conf. Coastal Eng., p. 607~625.
- 19) Munk, W. H. and R. S. Arthur (1952): Wave Intensity along a Refracted Ray, in Gravity Waves, p. 95~108, NBS, Washington, D. C.
- 20) Noda, E. K. (1974): Wave Induced Nearshore Circulation, J. Geophys. Res., Vol. 79, p. 4097~4106.
- 21) Sonu, C. J. (1972): Field Observation of Nearshore Circulation and Meandering Currents, J. Geophys. Res., Vol. 77, p. 3232~3247.
- 22) Sonu, C. J. (1973): Three-dimensional Beach Changes, J. Geol., Vol. 81, p. 42~64.