

一様海浜における離岸流の理論

Dadang Ahmad S.*. 土屋 義人**

1. 緒 言

離岸流に関する研究は、従来わが国では岩田 (1976), 水口ら (1976) によって、また土屋ら (1979), 佐々木 (1977) によっても行われたが、固有値問題として離岸流を表す解はいまだ適確には得られていない。1978 年 Dalrymple および Lozano (1978) らはこの問題を検討し、岩田や水口らの取扱いの問題点を指摘し、固有値問題としては求められないことを明らかにし、数値解を示した。しかし、これらの理論においては、波と流れの共存場における波の屈折を十分に考慮していないことがわかったので、流れの存在によって波が十分屈折できるような基礎方程式系の近似を行うと、離岸流場の方程式が得られ、碎波帯内外における理論解を解析的に求めることができるはずと考えられる。

以上の背景により、本研究では一様海浜における波とそれによる流れとの相互作用場として水平循環がどういう機構で形成されるかを主として理論的に解明する。すなわち、ここでいう水平循環は通常離岸流とよばれるもので、この場合、直角に入射する規則波を取扱い、さらに波とそれに伴う流れの相互作用による海浜流系の不安定性によって離岸流が発生する場合の理論を展開する。そのために海浜流の方程式系に波の変形を表わす方程式系を加えて、水平循環としての離岸流場の方程式を誘導し、その第 1 近似解を固有値問題として定式化して理論解を求める。離岸流の発生間隔の理論結果は実験および現地データと比較して、かなりよく一致し、また求められた離岸流の流況はいずれの場合にも十分現実的な規模であることを示す。

2. 波と流れの共存場における基礎方程式

基礎方程式系は全水深にわたって積分された平均量で表された諸保存則からなり、定常状態で水平混合を省略し、海底摩擦だけを考えれば、それぞれ次式のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j d + M_j) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \rho d U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + f_{ij} U_i + \rho d g \delta_{ij} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_j} \\ = - \frac{\partial}{\partial x_j} (S_{ij} + U_j M_i) - M_j \frac{\partial}{\partial x_j} U_i \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{E}{\omega_r} (U_j + c_j) \right\} + \frac{D}{\omega_r} = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial k_j}{\partial x_i} = \frac{\partial k_i}{\partial x_j} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、式 (1), (2), (3) および (4) はそれぞれ質量保存則、運動量保存則、wave action の保存則および波数保存則を表わす。さらに、 U_j , c_j , M_j , S_{ij} , k_j , f_{ij} および $\bar{\eta}$ はそれぞれ平均流速、波速、波による質量輸送、radiation stress 項、波数、海底摩擦係数および平均水面変動を表し、かつ E および D はそれぞれ波のエネルギーおよびそのエネルギー逸散を表わす。

3. Driving Forces の定式化

式 (2) の右辺はいわゆる driving forces 項であり、それを定式化するために、Kirby (1984) によって定式化された MSE に、さらに波のエネルギー逸散項を導入すれば、浅水近似では、次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(c^2 \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) \\ = -i\omega_r W \varphi - i\omega \varphi \frac{\partial U_j}{\partial x_j} - 2i\omega U_j \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} - \omega^2 \varphi \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここに、 φ および φ^* は線形波の理論における速度ポテンシャルおよびその複素共役であり、 W は波のエネルギー逸散 D とそのエネルギー E との比を表し、さらに ω および ω_r は波の角周波数およびその相対値を表わす。この式では浅水近似により、波速 c が群速度 c_g で表されることになり、 $\partial \omega_r / \partial d = \omega_r / 2d$ (ここに、 d は水深) となる。前述した M_i および S_{ij} は Crapper (1984) および Dingemans ら (1987) にならって、 φ および φ^* で表せば、次式のようになる。

$$M_i = \frac{\rho \omega_r}{2g} \varphi \varphi^* \frac{\partial S}{\partial x_i} \quad \dots\dots\dots (6)$$

* 工博 Faculty of Mathematics and Natural Sciences, Hasanuddin University, Indonesia

** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

$$S_{ij} = \frac{\rho}{4g} \left[c^2 \left\{ \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_j} \right\} + 2\varphi \varphi^* d\omega_r \frac{\partial \omega_r}{\partial d} \delta_{ij} \right] \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 S は線形波理論における位相関数であり、その勾配は eikonal 方程式によって波数と関係づけられ、次式のように表される。

$$\frac{\partial S}{\partial x_j} = k_j \dots\dots\dots (8)$$

前述したように、波の群速度は、砕波帯において波速と同じで、さらにその方向も同じと仮定されるので、波数ベクトルの方向にも平行となる。図-1を参照して波数ベクトル、すなわち位相関数の勾配は、次のように表される。

$$k_j = \frac{|k|}{|c|} c_j \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 j は x, y 方向を示す。さらに、波数ベクトル k および波速ベクトル c は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} k &= -k_x i - k_y j = -|k| \cos \theta i - |k| \sin \theta j \\ c &= -(c-u)i - vj = -|c| \cos \theta i - |c| \sin \theta j \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

ただし、 θ は流れが存在するために生ずる波の屈折角を表す。

式(5)、(6)および(7)を用いれば、若干複雑な計算の後、driving forces は次式のようになる。

$$\begin{aligned} F_i &= \frac{\rho \omega_r}{2g} W \varphi \varphi^* \frac{\partial S}{\partial x_i} - d \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\rho}{4g} \varphi \varphi^* \frac{\omega_r^2}{d} \right\} \\ &+ \frac{\rho \omega_r}{2g} \varphi \varphi^* \frac{\partial S}{\partial x_i} \left\{ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right\} \\ &- c^2 \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\rho}{4g} \varphi \varphi^* \frac{1}{A} \frac{\partial^2 A}{\partial x_j^2} \right\} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

ここに、右辺第1項はいわゆる回転項であり、波のエネルギー逸散で波向を含む項である。Dingemans ら(1987)はこの回転項だけによって、鉛直方向に平均化された流れにおいても、流速の空間分布が発生することを数値計算により示している。第2項はその非回転項であり、第3項は波による質量輸送と流れとの相互作用を表わす。 A は φ の振幅であり、最後の項は波の回折の効果を表わすが、これを省略すると、式(11)は Crapper (1984)によって求められたものと一致する。

式(11)を式(2)に代入した後、移流項を省略し、さらにそれをクロス微分すれば、次式が得られる。

$$\left\{ \frac{\partial f_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial f_{ij}}{\partial x_j} \right\} + \left\{ \frac{\partial S}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_j} - \frac{\partial S}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_i} \right\} \left(\frac{D}{\rho d \omega_r} \right) = 0 \dots\dots\dots (12)$$

これは摩擦項と driving forces とのつりあいを表わすことになる。このような力学的なつりあいを表わす方程式によって離岸流が発生することができるはずである。

4. 離岸流場の方程式とその近似解

海浜流の方程式系を ordering するためには、まずそれらを無次元化しなければならない。ここでは、砕波点における水深 d_B を代表的長さとして用いて、海浜流に関する諸量を次のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} (x, y, \bar{\eta}, d) &= (d_B(x^*, y^*, \bar{\eta}^*, d^*)) \\ (U, V, c) &= (gd_B)^{1/2} (U^*, V^*, c^*) \\ (\omega, \omega_r) &= (g/d_B)^{1/2} (\omega^*, \omega_r^*) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、* の記号は無次元化した諸量を示す。

摂動法を用いることとし、前述した方程式系における ordering の微小パラメータとして、海浜勾配 s を用いれば、式(13)の諸量に対する展開はそれぞれ次のように表される。ただし、* の記号は省略する。

$$\left. \begin{aligned} d &= s \{ d_0 + s \zeta_1 + s^2 \zeta_2 + \dots \} \\ c &= s^{1/2} \{ c_0 + s c_1 + s^2 c_2 + \dots \} \\ U &= s^{1/2} \{ s U_1 + s^2 U_2 + \dots \} \\ V &= s^{1/2} \{ s V_1 + s^2 V_2 + \dots \} \\ a &= s \{ a_0 + s a_1 + s^2 a_2 + \dots \} \\ \omega_r &= s^{1/2} \{ k_{0x} c_0 + s (k_{1x} c_0 + k_{0x} c_1) + \dots \} \\ S &= \{ S_0 + s S_1 + s^2 S_2 + \dots \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 $d_0 = (x + \zeta_0)$, $\bar{\eta} = s \zeta_0$, $c_0 = (x + \zeta_0)^{1/2}$ である。 $a_0 = \gamma(x + \zeta_0)$ と仮定されるが、 γ は砕波帯内における波の振幅と局所水深との比である。この関係は第0次近似においてのみ適用されるが、第1次近似においては、振幅 a_1 に海浜流の成分 U_1, V_1 , 波速 c_1 および平均水面の上昇 ζ_1 が互に関係することになるので、そのままでは用いられない。

(1) 第0次近似における海浜流場の方程式とその解

まず、砕波帯内外における第0次近似の運動量保存則および wave action 保存則は、前述した基礎方程式系よりそれぞれ次式で表される。

$x < x_B$ において、

$$d_0 \frac{\partial \zeta_0}{\partial x} = \frac{D}{\omega_r} \frac{\partial S_0}{\partial x} - d_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E_0}{2d_0} \right) \dots\dots\dots (15)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} (E_0 c_0) + D_0 = 0 \dots\dots\dots (16)$$

$x > x_B$ において、

$$d_0 \frac{\partial \zeta_0}{\partial x} = -d_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E_0}{2d_0} \right) \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (E_0 c_0) = 0 \dots\dots\dots (18)$$

波のエネルギー逸散は、砕波帯内においてのみ考慮され、Dalrymple および Lozano (1978) にならって、次の

ように仮定される。

$$D = \frac{5\gamma^2}{4} \left[m d_0^{3/2} + s \left\{ \frac{3m}{2} d_0^{1/2} \zeta_1 + d_0^{3/2} \zeta_1 x \right\} + \dots \right] \quad (19)$$

これを式 (15) および (16) に用いると、周知のように wave set-up の解のみが得られ、海浜流は存在しないことになる。砕波帯外における波の振幅 a_0 は式 (18) より計算できるが、波の分散関係に浅水近似を用いれば、次式で表される。

$$a_0 = B_0^{1/2} d_0^{-1/4} \quad (20)$$

ここに、 B_0 は積分定数である。また、この式を式 (17) に代入すると、wave set-down の解が得られる。この解に対して $d_0 \rightarrow \infty$ において 0 となり、かつ砕波点において wave set-up と連続させる境界条件を満足しなければならないので、これで第 0 次近似における積分定数が決定される。ただし、 $d_0 = m(x + x_s)$ で、 m は $(1 + \zeta_0 x)$ であり、汀線から wave set-up の先端までの距離は、結局次式で表される。

$$x_s = \left\{ \frac{3\gamma^2}{2} - \frac{\gamma_B^2(1 + 3\gamma^2/2)}{4(1 - 3\gamma_B^2/8)} \right\} x_B \quad (21)$$

ここに、 $\gamma_B^2 = B_0 x_B^{5/2}$ である。

(2) 第 1 次近似における海浜流場の方程式とその解

ここで取扱う離岸流は radiation stress の勾配、あるいは波による driving forces だけに依存するものとして、波による質量輸送は省略する。この場合、第 1 次近似において海浜流場を記述するために、質量保存則、

$$\frac{\partial}{\partial x} \{U_1 \bar{x}\} + \frac{\partial}{\partial y} \{V_1 \bar{x}\} = 0 \quad (22)$$

により、流れ関数を次式で定義する。

$$U_1 \bar{x} = \hat{\psi}_y \quad \text{and} \quad V_1 \bar{x} = -m \hat{\psi}_x \quad (23)$$

海浜流の基礎方程式としての式 (1)~(4) は、この流れ関数を用いて変換される。すなわち、砕波帯内における運動量保存則は、 x および y 方向に対して、それぞれ次式で表される。

$$\frac{c_1}{\bar{x}^{1/2}} + \frac{2\kappa}{\bar{x}^{3/2}} \hat{\psi}_y = \frac{4(1 + \gamma^2)}{5\gamma^2} \zeta_1 \bar{x} + \frac{2}{5\gamma} a_{1\bar{x}} + \frac{1}{2\bar{x}} \zeta_1 \quad (24)$$

$$-\frac{(1 - \kappa)m}{\bar{x}^{3/2}} \hat{\psi}_x = \frac{4(1 - \gamma^2/4)}{5\gamma^2} \zeta_1 y + \frac{2}{5\gamma m} a_{1y} \dots (25)$$

ここに、

$$\kappa = 4K/5\gamma^2 s m, \quad K = 2\gamma K_*/\pi, \quad K_* = 1.41(\gamma/k k_e)^{-2/3}$$

である。 K_* , k_e および k はそれぞれ海底摩擦係数、海底粗度および波数を表す。海底摩擦の表示は岩田 (1976) に従い、直角入射波の場合を対象とする。

また、wave action 保存則は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left\{ \bar{x}^{3/2} \left(\zeta_1 - \frac{4}{5\gamma} a_1 \right) \right\} &= \frac{3}{5} (2\bar{x} c_1 - \hat{\psi}_y) \\ &\quad - \frac{2}{5} \bar{x}^2 \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(c_1 - \frac{1}{\bar{x}} \hat{\psi}_y \right) \end{aligned} \quad (26)$$

となり、さらに波数の保存則は式 (9) を用いて、式 (4) より摂動展開した後、次のように変形される。

$$\bar{x} c_{1y} = \hat{\psi}_{yy} + m^2 \hat{\psi}_{\bar{x}\bar{x}} - \frac{2m^2}{\bar{x}} \hat{\psi}_{\bar{x}} \quad (27)$$

流れ関数で表された海浜流の基礎方程式は 4 つの方程式より構成され、その 4 つの未知数は、 $\hat{\psi}$, ζ_1 , a_1 および c_1 である。これら 4 つの方程式系から、海浜流場の方程式を求めようとする場合に、高次の微分項を省略することができれば好都合である。このためここでは、式 (24) は運動量の保存則の一つであるが、その中の主要な項だけを考慮すれば、次のような関係が得られる。

$$c_1 = \frac{q}{\bar{x}^{1/2}} \zeta_1 \quad (28)$$

これは波の分散関係を表わす。ただし、最も主要な項だけをとり、 q は $1/2$ となり、結果的には Dalrymple および Lozano (1978) の近似式と同一となるが、省略した諸項の影響も存在するから、 q の値は $1/2$ より若干大きいかも知れない。この場合、 $q = 1/2$ を用い、さらに式 (28) を式 (27) に代入し、さらに $\hat{\psi}_{\bar{x}\bar{x}}$ および $(1/\bar{x}) \hat{\psi}_{\bar{x}}$ を省略すれば、かれらの屈折を近似した結果と同じとなるが、これでは流れが存在しても波は屈折しないことになる。本理論では、流れが存在することにより波は十分屈折できるように、式 (27) のままに用いることにする。さらに、それに伴う波高分布の計算においては式 (28) を用いて、若干の近似を余儀なくすることになる。

式 (26) を y で微分した後、流れの影響を含めた波数の保存則に式 (28) を用いた式および式 (25) をそれに代入すれば、 a_{1y} 項が消去でき、 ζ_1 および $\hat{\psi}$ で表された関係式が得られる。同様に、式 (24) をそれに代入すれば $a_{1\bar{x}}$ および a_{1y} 項が消去できて、もうひとつの関係式が得られる。また、これらの両式より $\bar{x}^{3/2} \zeta_1 \bar{x}_y$ を消去すると、 $\bar{x}^{1/2} \zeta_1 y$ だけを流れ関数で表わした関係式が得られる。これを式 (24) および (25) に対してクロス微分を行って得られる式に代入すれば、結局第 1 次近似における離岸流場の方程式として次式が得られる。

$$\begin{aligned} m^2 \hat{P} \hat{\psi}_{\bar{x}\bar{x}} - \hat{Q} \bar{x}^2 \hat{\psi}_{\bar{x}\bar{x}y} - m^2 \frac{\hat{R}}{\bar{x}} \hat{\psi}_{\bar{x}} - \hat{S} \bar{x} \hat{\psi}_{\bar{x}y} + \hat{T} \hat{\psi}_{yy} \\ = 0 \end{aligned} \quad (29)$$

ここに、 $\hat{P}$, $\hat{Q}$, $\hat{R}$, $\hat{S}$ および $\hat{T}$ は前述した κ および q で表される定数である。

次に、砕波帯外は、いわゆる浅水変形領域であり、波のエネルギー逸散を省略できるので、得られた driving forces は非回転の形式で表される。したがって、運動量保存則に対してクロス微分を行うと、海浜流に対する摩擦項だけが残ることになり、前述した砕波帯内で形成された海浜流をこれによって減衰させるように作用することになる。まず、海浜流を記述するために、式 (22) の場合と同様に流れ関数として次式を定義する。

$$U_1 \bar{x} = \hat{\psi} \quad \text{and} \quad V_1 \bar{x} = -\hat{m} \hat{\psi}_{\bar{x}} \quad \dots\dots\dots (30)$$

ここに、 $\hat{m} = (1 - 3\gamma_B^2/8)$ である。この領域における運動量保存則は、 x および y 方向に対してそれぞれ次式で与えられる。

$$-\frac{2\kappa}{s^{3/2}\bar{x}} U_1 = \hat{m} \left[1 - \frac{1}{4} B_0 \bar{x}^{-5/2} \right] \frac{\partial \zeta_1}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{2} \hat{m} B_0^{1/2} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} (a_1 \bar{x}^{-5/4}) \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$-\frac{\kappa}{s^{3/2}\bar{x}} V_1 = \left[1 - \frac{1}{4} B_0 \bar{x}^{-5/2} \right] \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} + \frac{1}{2} B_0^{1/2} \frac{\partial}{\partial y} (a_1 \bar{x}^{-5/4}) \quad \dots\dots\dots (32)$$

これらの式に対してクロム微分を行うと、浅水変形領域における第1次近似の離岸流場の方程式として、次式が得られる。

$$\hat{m}^2 \hat{\psi}_{\bar{x}\bar{x}} + 2 \hat{\psi}_{yy} - \frac{2\hat{m}^2}{\bar{x}} \hat{\psi}_{\bar{x}} = 0 \quad \dots\dots\dots (33)$$

式 (29) および (33) に対する解は、変数分離の方法により x および y 方向に対して満足すべき境界条件のもとに得られる。すなわち、

$$\hat{\psi}(\bar{x}, y) = \bar{\varepsilon}(\bar{x}) Y(y) \quad \dots\dots\dots (34)$$

で、その境界条件は次式で与えられる。

$$\bar{x} = 0 \quad \text{および} \quad \bar{x} \rightarrow \infty \quad \text{において}, \quad \bar{\varepsilon}_{\text{surf}} = \bar{\varepsilon}_{\text{surf}} \bar{x} = 0 \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$\bar{x} \rightarrow \infty \quad \text{において}, \quad \bar{\varepsilon}_{\text{shoal}} = \bar{\varepsilon}_{\text{shoal}} \bar{x} = 0 \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$\bar{x} = \bar{x}_B \quad \text{において}, \quad \lim_{\bar{x} \rightarrow \bar{x}_B} \frac{\bar{\varepsilon}_{\text{surf}} \bar{x}}{\bar{\varepsilon}_{\text{surf}}} = \frac{\bar{\varepsilon}_{\text{shoal}} \bar{x}}{\bar{\varepsilon}_{\text{shoal}}} \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$\left. \frac{dY(y)}{dy} \right|_{y=l} = 0 \quad \dots\dots\dots (38)$$

ここに、サフィックス“surf”および“shoal”は碎波帯内および浅水変形領域の解を示し、 l は沿岸境界条件としての海浜延長を表わす。

式 (34) を用いて、式 (29) に対して変数分離を行うと、沿岸方向には周期関数で、岸沖方向には超幾何微分方程式で表される。後者の解は Gauss の超幾何関数で表され、境界条件式 (35) を満足させ、さらに Kummer 変換を行えば、碎波帯内における離岸流の解は次式のようにになる。

$$\bar{\varepsilon}_{\text{surf}} = A_{\text{surf}} \hat{\xi}^{\hat{a}} (1 - \hat{\xi})^{\hat{c}-\hat{b}-\hat{a}} \hat{F}(1 - \hat{b}, \hat{c} - \hat{b}; 1 + \hat{a} - \hat{b}; \hat{\xi}) \quad \dots\dots\dots (39)$$

ここに、 $\hat{\xi} = 1/\hat{x}$ 、さらに $\hat{x} = (1 + \lambda^2 \hat{Q} \bar{x}^2 / m^2 \hat{P})$ であり、 λ は固有値を表し、 $\hat{c}$ は $(\hat{S}/\hat{Q} + \hat{R}/\hat{P})/2$ で、また $\hat{a}$ および $\hat{b}$ はそれぞれ次式で表される。

$$\hat{a} = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\hat{S}}{\hat{Q}} - 1 \right) + \left\{ \left(\frac{\hat{S}}{\hat{Q}} - 1 \right)^2 + \frac{4\hat{T}}{\hat{Q}} \right\}^{1/2} \right] \quad \left\{ \right. \\ \hat{b} = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\hat{S}}{\hat{Q}} - 1 \right) - \left\{ \left(\frac{\hat{S}}{\hat{Q}} - 1 \right)^2 + \frac{4\hat{T}}{\hat{Q}} \right\}^{1/2} \right] \quad \left. \right\} \quad \dots\dots\dots (40)$$

同様に、式 (33) より浅水変形領域における解は変形 Bessel 関数で表され、境界条件式 (36) を満足させた後、次のようになる。

$$\bar{\varepsilon}_{\text{shoal}} = A_{\text{shoal}} (1 + x \lambda \sqrt{2}) \exp(-x \lambda \sqrt{2}) \quad \dots\dots\dots (41)$$

ただし、これらの解に含まれる正の実数の固有値は連続条件式 (37) に式 (39) および (41) を代入して得られる特性方程式によって決定され、次式で求められる。

$$\hat{a} \hat{F}(-\hat{b}, \hat{c} - \hat{b}; 1 + \hat{a} - \hat{b}; \hat{\xi}_B) - \frac{(x_B \lambda)^2}{(1 + x_B \lambda \sqrt{2})} \hat{F}(1 - \hat{b}, \hat{c} - \hat{b}; 1 + \hat{a} - \hat{b}; \hat{\xi}_B) = 0 \quad \dots\dots\dots (42)$$

離岸流の発生間隔はこの式による固有値で決められるが、それはさらに式 (38) により、海浜延長 l で制約され、次式のように得られる。

$$Y_r = \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 - 2 \frac{y_b}{l} \right) \quad \dots\dots\dots (43)$$

ここに、 y_b は沿岸境界条件たとえば水槽両側壁から最も近いところに発生する離岸流までの距離である。

5. 現地および実験データとの比較

図-2 は $l \rightarrow \infty$ における無次元離岸流の発生間隔について本理論結果と佐々木 (1977) の実験曲線およびかれによって整理した現地データとの比較を示す。ただし、理論線は $q=1$ および $q=1/2$ に対して、それぞれ $K/m=0.01$, $s=0.1$ および $K/m=0.003$, $s=0.05$ の場合

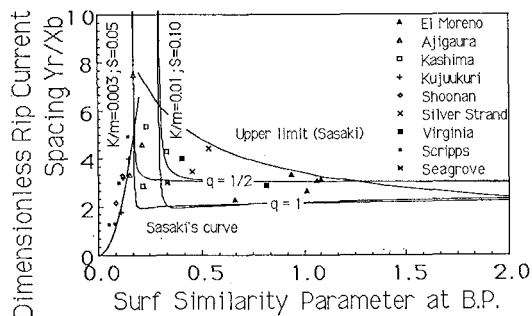


図-2 離岸流の間隔の理論曲線と実測データとの比較

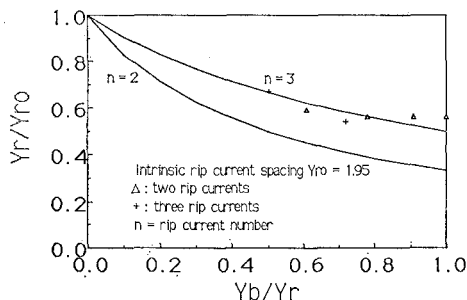


図-3 離岸流の間隔に及ぼす沿岸境界条件の影響

について計算したものである。これらの理論曲線は碎波点における碎波帯相似パラメータ $\xi_B < 0.2$ 付近において急増しているが、 $0.2 < \xi_B < 0.6$ および $0.6 < \xi_B$ の領域では、理論曲線は海底勾配 s 、摩擦係数 K および q の値に依存するが、 $q=1/2$ とすれば離岸流の無次元間隔 Y_r/x_B はおよそ3の値をとる。図-3は式(43)に基づくものであり、 l が数倍の Y_r である場合において離岸流の発生間隔は y_b に依存することを示す。すなわち、 y_b が小さくなると、 Y_r は大きくなり、 y_b が0になると、一様海浜に対応した値を示す。

これらの比較から、本理論による離岸流の発生間隔は現地および実験データとかなりよい一致を示すことがわかるが、分散関係の係数 q の値、すなわち海浜流とくに離岸流を対象とする基礎方程式における非線形性および分散関係式をさらに詳細に検討しなければならないであろう。

離岸流の流況のスケールを知るためには、まず式(38)に示したように積分定数 A_{surf} を決定しなければならない

い。それは、碎波直後によるエネルギーの放出と碎波の進行に伴って形成される渦によるエネルギーの散逸との差があると仮定することによって決定される。すなわち、両者の差分が離岸流の形成に寄与するものと考えられる。また A_{shoal} は連続条件式(37)によって決定できる。そうすれば、 $T_0=10$ sec, $H_0/L_0=0.019$, $s=1/30$ および $K=0.02$ であるような現地スケールに対して、離岸流の流量、流速および流況を計算すれば、図-4に示すようになり、実際の現地スケールで考えられるものと対応する。

6. 結 論

以上、本研究においては、1)流れによる波の屈折を十分とり入れた摂動解を展開し、離岸流場の方程式を求めてその解を示し、2)理論による離岸流の発生間隔は不安定領域の現地データとよく一致することを示し、3)離岸流の流速分布も計算することができて、現地スケールとかなりよい対応を示すことを明らかにし、さらに離岸流の発生間隔に対して沿岸境界の影響があることを確かめることができた。

参 考 文 献

- 佐々木幹夫・尾崎 晃 (1979): 自由噴流型と純循環流型の離岸流, 土木学会論文報告集, Vol. 288, pp. 95~106.
- 土屋義人・安田孝志・徳田邦博 (1979): 離岸流の理論 (1), 直角入射の場合, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 495~499.
- 水口 優 (1976): 固有値問題としての離岸流の間隔について, 土木学会論文報告集, 第248号, pp. 83~88.
- Crapper, G. D. (1984): Introduction to water waves, John Wiley & Sons, pp. 93~106.
- Dalrymple, R. A. and C. J. Lozano (1978): Wave-current interaction model for rip currents, J.G.R., Vol. 83, C2, pp. 6063~6071.
- Dingemans, H. W., A. C. Radder and H. J. De Vriend (1987): Computation of the driving forces of wave induced currents, Coast. Eng., Vol. 11, pp. 539~563.
- Iwata, N. (1976): Rip current spacing, J. Oceanographical Soc. Japan, Vol. 32, pp. 1~10.
- Kirby, J. T. (1984): A note on linear surface wave current interaction over slowly varying topography, J.G.R., Vol. 89, C1, pp. 745~747.
- Sasaki, T. (1977): Field investigations of nearshore currents on gently sloping bottom, PhD dissertation, Tokyo Univ., 212 p.

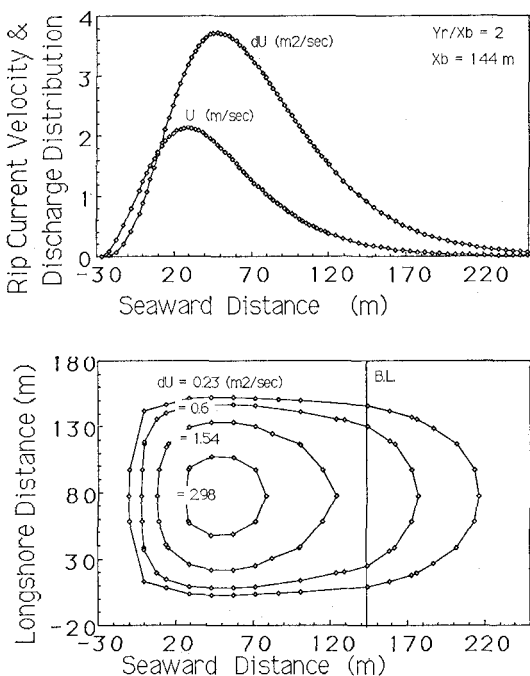


図-4 現地スケールにおける離岸流の流速及び流況の計算例