

海 浜 流

佐々木 幹 夫

1. はじめに

海浜流は砕波帯付近に生ずる流れであって、波の来襲に伴い発生するもので、海水浴中の溺死や海浜変形、物質の移流拡散に係わる重要な流れである。海浜流については本研修会でも、過去に、堀川¹⁾ (1972)、玉井²⁾ (1977) および水口³⁾ (1985) により解説がなされている。堀川は1971年頃まで海浜流の研究成果を解説したもので、玉井はその後得られた海浜流と海浜地形の発生・発達の研究成果を、また、水口は海浜流の発生機構を述べたものである。堀川の解説以降、解析的手法により得られた研究成果も蓄積してきたが、この点についての十分な解説は見られない。本稿では、これまでの海浜流に関する理論的研究の成果を概観することとする。

さて、海浜流はどのような流れなのか、また、どのような流れからなるのか。これまでの海浜流の観測例をまとめると、それは、波による質量輸送（あるいは発達した岸向きの流れ⁴⁾）、沿岸流、feeder current、離岸流、そして離岸流頭として汀線方向に広がる流れよりなる（Shepard and Inman⁵⁾ (1950)、Mckenzie⁶⁾ (1958)）。誤解を恐れず、波によって運ばれた水が帰ってくる現象が海浜流であると言っても本質をはずれているわけでもない。

波による質量輸送が海浜流に係わっているのでこの流れのタイムスケールは少なくとも波の周期以上でなければならない。海浜流による物質輸送かどうかの判定は波の数周期間の平均が意味ある値になっているかどうかによる。すなわち、海浜流は、時々刻々変わる水粒子の動きから判断するようなものでない。この点、海浜流は抽象的で捕えにくい流れである。図1(a),(b)は離岸流中央、砕波水深の1.22倍沖、水深の半分の深さの点における生の流速(a)とその移動平均値(b)を示したもので、海浜流の前述の性格が良く理解されよう。

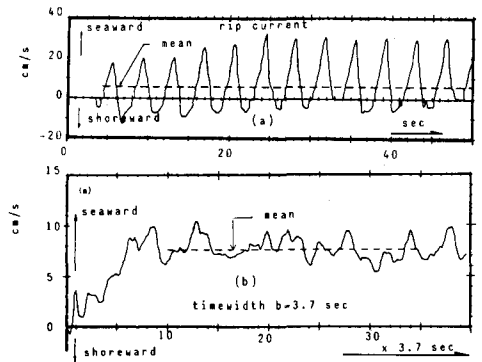


図1 離岸流の観測例⁴⁾ (a) 離岸流速の記録、(b) その移動平均（波周期と同じ時間幅）

波が直角入射から斜め入射が変わると、沿岸流と離岸流からなる蛇行性の海浜流がみられ（Sonu⁷⁾ (1972)）、さらに入射角が大きくなると沿岸流だけとなる。Harris⁸⁾ (1969)によると、海浜流のタイプは図2に示すように3つに分類され、生起頻度は①対称セル循環が38%、②非対称セル循環が52%

%, ③沿岸システムが10%となる。円弧状, 半円形に近い曲線状の海岸では大規模な海浜循環流がみられ(橋本, 宇多, 新行内⁹⁾(1982)), この場合, 沿岸システムの沿岸流は大規模な循環流の一部をなす流れとなっている。Harris の海浜流のタイプで, これまでの理論的研究をみると, ③沿岸流システムの沿岸流に関しては Bowen¹⁰⁾(1969), Longuet-Higgins¹¹⁾(1970), ニコラス・佐々木¹²⁾(1978), ②非対称セル循環に関しては Sonu⁷⁾(1972), Hino¹³⁾(1974), 土屋・安田¹⁵⁾(1980), ①対称セル循環に関しては Bowen¹⁶⁾(1969), Tom¹⁷⁾(1973), LeBlond and Tang¹⁸⁾(1974), Hino¹³⁾(1974), Iwata¹⁹⁾(1976), 水口²⁰⁾(1976), Dalrymple and Lozano²¹⁾(1978), 佐々木・尾崎^{22)~25)}(1977~9), 土屋・安田¹⁴⁾(1979, 1983), および佐々木²⁶⁾(1983)によるものがある。また, ①沿岸システムにも関係するが, 円弧状の海岸における海浜流に関しては, O'Rourke and LeBlond²⁷⁾(1972), 宇多²⁸⁾(1982), および宇多・山本・橋本²⁹⁾(1983)による理論的研究がある。

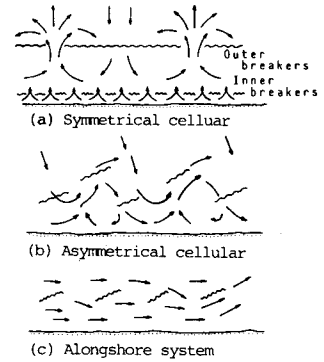


図2 海浜流のタイプ
(Harris (1969))

2. 海浜流の基礎方程式

水深方向の平均量で海浜流を捕えようとするとき, 平均流の速度成分(u, v)の2つの未知量に加え, 波の波数成分(k_x, k_y), 周波数 ω , 波高 H , および平均水深 D の7つが流れの場の未知量となる⁵¹⁾。ここに, 直交座標系(x, y)は静水面上に取っている(図3)。波数成分 k_x および k_y , 平均水深 D は, 波数 k と波向 θ , 平均水位上昇高 ζ と

$$k_x = k \cos \theta, \quad k_y = k \sin \theta \quad (1)$$

$$D(x, y) = h(x) + \zeta(x, y) \quad (2)$$

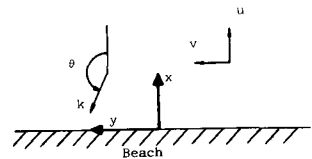


図3 座標系

なる関係にあるので, これら3つの未知量を k, θ および ζ で考えても良い。ここに, h は静水時の水深である。

さて, これら7つの未知量を決めるには7つの方程式を必要とするが, それらは以下のようになる。いま, 単一進行波のみが存在するものとする, 波数の非回転条件および保存則は次のように書ける。

$$\frac{\partial k_x}{\partial y} = \frac{\partial k_y}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial k_y}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial y} = 0 \quad (4a)$$

ここに、 ω は次式のように、流れとともに動く座標系からみた波の角周波数 ω_0 により、

$$\omega = \omega_0 + k_x u + k_y v \quad (4b)$$

と定義される (x, y) 座標系からみた角周波数である。流れは鉛直座標 z に無関係で、また、水深の変化が緩やかであると仮定すれば波・流れの場の連続および運動の方程式は次式のように書ける^{49)~52)}。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (Du) + \frac{\partial}{\partial y} (Dv) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + R_x + F_x = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + R_y + F_y = 0 \quad (7)$$

ここに g は重力加速度、 R_x および R_y は radiation stress 項で

$$R_x = \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \right), \quad R_y = \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} \right) \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \overline{\int_{-h}^{\eta} (\rho u'^2 + p) dz} - \frac{1}{2} \rho g D^2 - \frac{1}{\rho D} \left(\overline{\int_{-h}^{\eta} \rho u' dz} \right)^2 \\ \sigma_{xy} = \sigma_{yx} &= \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho u' v' dz} - \frac{1}{\rho D} \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho u' dz} \cdot \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho v' dz} \\ \sigma_{yy} &= \overline{\int_{-h}^{\eta} (\rho v'^2 + p) dz} - \frac{1}{2} \rho g D^2 - \frac{1}{\rho D} \left(\overline{\int_{-h}^{\eta} \rho v' dz} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

となり、上式中の ρ および p は流体密度および圧力であり、 u' および v' は波・流れ共存場における変動速度成分であり、 F_x および F_y は摩擦力で、

$$F_x = -\frac{\tau_{\zeta x}}{\rho D} + \frac{\tau_{hx}}{\rho D}, \quad F_y = -\frac{\tau_{\zeta y}}{\rho D} + \frac{\tau_{hy}}{\rho D} \quad (10)$$

と表わされ、 $\tau_{\zeta i}$ および τ_{hi} は水面と底面に働く摩擦力である。風の影響がない場合には、

$$F_x = \frac{\tau_{hx}}{\rho D}, \quad F_y = \frac{\tau_{hy}}{\rho D} \quad (11)$$

となる。海浜流の流れの場の速度が平均流 u 、波による速度 u' および乱れ u'_t の 3 つに分割できて、それぞれ独立であると仮定すると、 R_x および R_y は、式(9)より、次のように書き改め得る。

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot u'_t) - \frac{\partial}{\partial y} (-u'_t v'_t) \\ R_y &= \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t v'_t) - \frac{\partial}{\partial y} (-v'_t \cdot v'_t) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= (n \cos^2 \theta + n - 1/2) E \\ \sigma_{yy} &= (n \sin^2 \theta + n - 1/2) E \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{yx} = n \cos \theta \sin \theta E \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

ここで, n は波速 c と群速度 c_g の比,

$$n = \frac{c_g}{c} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) \quad (14)$$

であり, E は波動エネルギー密度である。最後に, 7つ目の方程式として, 波に関するエネルギー平衡方程式が次のように書かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(u + c_g \cos \theta) E \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + c_g \sin \theta) E \right] \\ + \sigma_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \sigma_{xy} \frac{\partial u}{\partial y} + \sigma_{yx} \frac{\partial v}{\partial x} + \sigma_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} = -\epsilon_D \end{aligned} \quad (15)$$

ここに, 波の群速度 c_g は,

$$c_g = n \left\{ \frac{g}{k} \tanh kD \right\}^{1/2} \quad (16)$$

と与えられ, ϵ_D はエネルギー逸散項である。

以上, 見てきたように, 波・流れ共存場では7つの未知量が互いに係わり合っている。海浜流は砕波帯を含む水域における流れであり, 砕波など未だに未解明な部分の多い現象に重なってできている。したがって, 個々の現象を忠実に追っていてもただ複雑になるだけで本質的でない。海浜流の理論的取扱いは, 着目している現象を大胆に取り出し, 現象の解明を行っている。したがって, 理論解析では, 基礎方程式がどれだけ良く現象を表わしているか, また, 解を得る過程で設定した仮設, 仮定に不合理な点がないか等々の検討が重要となる。先に流れの基礎方程式が水深方向に一樣な速度分布の仮定のもとに得られることを述べたが, この点については以下のようになる。図4⁴⁾は砕波点に近い場所での対象セル循環の離岸流および向岸流の沿直分布を示したもので, 流れの鉛直分布の一樣性を仮定している点と合わない。大水深域の海浜流を算定する場合には, 沿直方向の速度分布を考慮しないと海浜流やそれによる漂砂量の予測

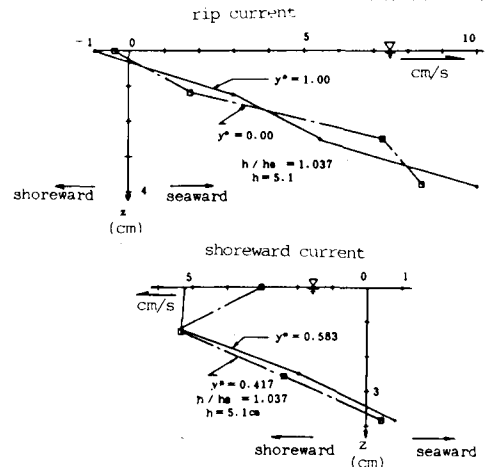


図4 砕波点付近の海浜流速の沿直分布⁴⁾

値が現象を十分に説明し得ないようである（入江・栗山・田川³¹⁾（1985））。砕波点以深の離岸流の中では、波の谷より下の位置での流速が鉛直方向に一樣な大きさとなっている（Sonu（1972）・佐々木³⁰⁾（1982））。図5に佐々木（1982）によって観測された離岸流速の鉛直分布を示したが、この点についてはすでにSonu（1972）が実測値（文献7）のFig.9）で指摘している。

式（12）は波・流れ共存場が、平均流、波動および乱れの速度場に分割でき、それぞれの独立性を設定し、さらに沿直方向に一樣な乱れ応力を仮定して得られたもので、乱れの沿直構造については今後の研究に待つところが大きい。Sonu⁷⁾（1972）は波・流れ共存場の乱れは一樣流の中の乱れと異なり、その誘起因子は壁面でなく、波に関係していることを指摘している（図6）。乱れに起因する応力を平均流と関係づける場合、2とおりの表現があり、1つは拡散型で、 x および y 方向の拡散係数 ε_x および ε_y を用いて、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'v'}, \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'}, \overline{v'v'}) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_x \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'v'}, \overline{v'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'v'}, \overline{v'v'}) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_y \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

とする方法で、もう一つは、Boussinesq型で、渦動粘性係数 ε を用いて、

$$-\overline{u'v'}, \overline{v'v'} = \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad -\overline{u'u'}, \overline{u'u'} = 2\varepsilon \frac{\partial u}{\partial x}, \quad -\overline{v'v'}, \overline{v'v'} = 2\varepsilon \frac{\partial v}{\partial y} \quad (18)$$

とする表現方法である。乱れに起因する力に関する我々の知見は極めて不十分で、どちらが最適な表現か、それを判断することは難しい。いずれにせよ、乱れに関しては、現象の数学的表現の是非よりも、結果的に得られた解が対象とした現象をどの程度再現できているかどうかで議論を落着させるしかない現状である。

海浜流には複雑な現象が絡んでいるので前述の7つの量を未知量として解析を進めることはない。波数、周波数、波高については適当な仮定のもとに既知量とし、流れの成分 u および v ならびに平均水深 D の3つを未知量として、流れの場の解明に当たるのが現在までの解析的手法の基本姿勢である。波と流れの相互干渉を考慮する場合には波高 H を未知量としてそれに付け加えることになる。このとき、流れを支配する方程式は式（5）、（6）、（7）および（15）である。これらより、現象を支配するパラメタを取り出すことができる。まず流れの場の基本量を定める。そのために、基本となる流れの状態を以下のように考える。簡単のために、直線状の海岸とする。 y 軸は静水汀線上に、 x 軸は沖向きが正

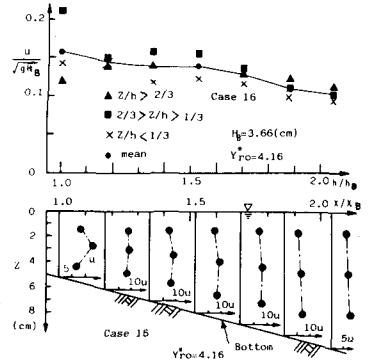


図5 離岸流速の沿直分布³⁰⁾

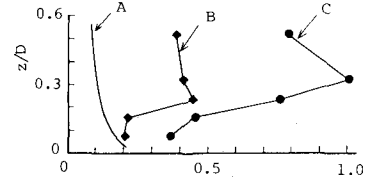


図6 海浜流の速度場の乱れ（Sonu（1972））

A: 開水路一様流中の乱れ $\langle u'^2 \rangle^{1/2}/u$, B: 離岸流速 u (cm/s), C: 離岸流速場の乱れの沿直分布 $\langle u'^2 \rangle^{1/2}/u$

となるように置く。波も流れも根本的には水深に規制されている。定常な状態を考えると、水深は波による wave set-up $\zeta_0(x)$ と流れの発生に伴い生じた平均水位上昇量 $\zeta_1(x, y)$ の分だけ変化するの
で、平均水深 D は、

$$D = d + \zeta_1, \quad d = h + \zeta_0 \quad (19)$$

となる。離岸流は距離 Y_r の間隔で閉じた循環流系をなすように流れている。以上の設定により、水深
方向には砕波点における d の値 d_B 、汀線方向には $y_r = Y_r/2$ 、沖方向には砕波帯の平均幅 X_B （汀線
後退距離 x_s を含む）を基本長として選ぶことができる。重力加速度 g を用いれば、次の無次元量、

$$\left. \begin{aligned} x' &= d/d_B, \quad d = mX, \quad X = x + x_s, \quad d_B = mX_B, \quad X_B = x_B + x_s \\ y' &= y/y_r, \quad y_r = Y_r/2, \quad m = \partial d / \partial x \\ u^* &= u/u_0, \quad v^* = v/u_0, \quad u_0 = \sqrt{gd_B}, \quad \zeta^* = \zeta/d_B, \quad D^* = D/d_B \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

を用いて、運動方程式を書き改めれば、式(6)、(7)、(11)、(12)および(13)より、

$$\left. \begin{aligned} C_1 \frac{\partial u^*}{\partial t'} + C_2 u^* \frac{\partial u^*}{\partial x'} + C_2 v^* \lambda \frac{\partial u^*}{\partial y'} + C_3 \frac{\partial \zeta^*}{\partial x'} + C_4 \frac{1}{D^*} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}^*}{\partial x'} + \lambda \frac{\partial \sigma_{xy}^*}{\partial y'} \right) \\ - \frac{\partial}{\partial x'} \left\{ 2 \varepsilon^* \left(\frac{\partial u^*}{\partial x'} \right) \right\} - \lambda \frac{\partial}{\partial y'} \left\{ \varepsilon^* \left(\lambda \frac{\partial u^*}{\partial y'} + \frac{\partial v^*}{\partial x'} \right) \right\} + C_5 \tilde{C}^* u^* = 0 \\ C_1 \frac{\partial v^*}{\partial t'} + C_2 u^* \frac{\partial v^*}{\partial x'} + C_2 v^* \lambda \frac{\partial v^*}{\partial y'} + C_3 \lambda \frac{\partial \zeta^*}{\partial y'} + C_4 \frac{1}{D^*} \left(\frac{\partial \sigma_{yx}^*}{\partial x'} + \lambda \frac{\partial \sigma_{yy}^*}{\partial y'} \right) \\ - \frac{\partial}{\partial x'} \left\{ \varepsilon^* \left(\lambda \frac{\partial u^*}{\partial y'} + \frac{\partial v^*}{\partial x'} \right) \right\} - \lambda \frac{\partial}{\partial y'} \left\{ 2 \varepsilon^* \left(\frac{\partial v^*}{\partial y'} \right) \right\} + C_5 \tilde{C}^* v^* = 0 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} t' &= t/\sqrt{g/d_B}, \quad \sigma_{xx}^* = \sigma_{xx}/E_{0B}, \quad \sigma_{yy}^* = \sigma_{yy}/E_{0B}, \quad \sigma_{xy}^* = \sigma_{yx}^* = \sigma_{xy}/E_{0B} \\ E_{0B} &= \rho g H_B^2/8 = \rho g \gamma^2 d_B^2/8, \quad \lambda = 2/Y_r^*, \quad Y_r^* = Y_r/X_B \\ \varepsilon^* &= \varepsilon/\varepsilon_B, \quad \tilde{C}^* = \tilde{C}/\tilde{C}_B \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

となり、ここに、 ε_B および $\tilde{C}_B$ は砕波点における渦動粘性係数 ε および摩擦係数 $\tilde{C}$ であり、これらは
Thornton³²⁾ (1970) にならって

$$\varepsilon = \mu \frac{E_0}{\rho} \frac{T}{d}, \quad \tilde{C} = \frac{1}{d} \frac{C_f}{2\pi} \frac{gH}{\sqrt{gd}} \quad (23)$$

と与えており、ここで、 μ は係数、 T は波周期、 C_f は $0(10^{-2})$ の摩擦係数であり、これより、式

(22)の係数 $C_1 \sim C_5$ は次のように

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= (u_0 / \sqrt{g/d_B}) / \{ (\varepsilon_B \cdot u_0 / X_B) / X_B \} = 1 / \{ (1/8) \mu \gamma^2 T \sqrt{g/d_B} \cdot m^2 \} \\ C_2 &= (u_0^2 / X_B) / \{ (\varepsilon_B \cdot u_0 / X_B) / X_B \} = 1 / \{ (1/8) \mu \gamma^2 T \sqrt{g/d_B} \cdot m \} \\ C_3 &= C_2, \quad C_4 = \{ (E_{0B} / X_B) / \rho d_B \} / \{ (\varepsilon_B \cdot u_0 / X_B) / X_B \} = 1 / (\mu T \sqrt{g/d_B} \cdot m) \\ C_5 &= \tilde{C}_B / \{ \varepsilon_B \cdot (u_0 / X_B) / X_B \} = (4 / \mu \pi \gamma^2) \cdot (C_f / m) \cdot (m T \sqrt{g/d_B})^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

となる。式(21), (22)および(24)より現象の支配因子は $C_1 \sim C_5$ および λ , すなわち, $T \sqrt{g/d_B}$, $m T \sqrt{g/d_B}$, C_f/m および Y_r^* であり, これらは, 海底地形, 波の無次元周期, surf similarity パラメタ $I_{rB} = m / (H_B / L_0)^{1/2}$, Komar が $C_f/m = 0.15$ としたパラメタおよび無次元離岸流間隔 Y_r^* の影響を表わす因子である。波と流れの相互干渉は式(13)の E が式(15)に支配されていることから, 因子 C_4 を通して流れに現われることになる。これらの因子がどのように流れを規制しているかは解をみなければならないが, 離岸流の発生位置を結果論として, すなわち, ある特有の流れが発生したためにそこに離岸流が発生したのだという考えが成立するならば, 無次元離岸流間隔 Y_r^* は $T \sqrt{g/d_B}$ と $m T \sqrt{g/d_B}$ の波並びに海底地形 m の out put となる。内部流況を Black Box として, Y_r^* と入射波の関係をみると図7のようになる(堀川・佐々木³⁵⁾(1975))。現地データの Y_r^* は Bowen and Inman³⁶⁾(1969) および堀川・佐々木(1975)

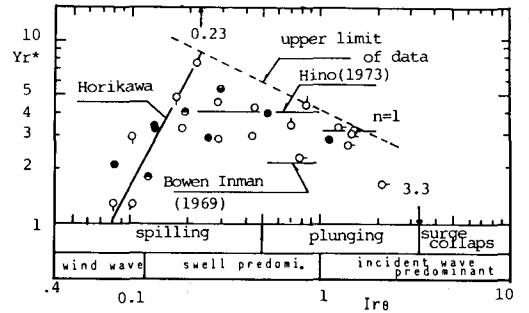


図7 Y_r^* と入射波の関係(堀川他(1975))

が指摘しているように, おおよそ 1.5 ~ 8.0 の範囲にある。また, Y_r^* と海底勾配の関係については, 佐伯, 尾崎等³⁷⁾により, 同じ I_{rB} の波でも, 勾配が緩くなると Y_r^* の値が大きくなる傾向にあることが指摘されている(無次元周期でみる場合にはこの逆の傾向)。

3. 沿岸流 — 沿岸システム —

海浜流の速度場における底面摩擦, 渦粘性および radiation stress に対する表現は沿岸流の理論解析で出そろっている。定常な状態を考える。沿岸流しか現われていない場合には $\frac{\partial}{\partial y} () = 0$, $u = 0$ となるので, 運動方程式は前の座標系 (x, y) に戻れば次式となる。

$$\begin{aligned} g \frac{\partial \zeta_0}{\partial x} + \frac{1}{\rho d} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot u'_t) &= 0, \\ d &= h + \zeta_0 \end{aligned} \quad (25)$$

$$\frac{1}{\rho d} \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot v'_t) + \frac{1}{\rho d} \tau_{hy} = 0 \quad (26)$$

式(25)において、左辺の第3項を無視すると、wave set-up ζ_0 が求まる。式(26)の渦粘性、底面摩擦および radiation stress 項の与え方により、以下のような理論が成立する。

3.1 Bowen¹⁰⁾ (1969) の解

渦粘性および底面摩擦を次のように

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (u'_t \cdot v'_t) &= A_h \frac{d^2 v}{dx^2}, \quad A_h = \text{const} \\ \tau_{hy} &= \rho \tilde{C} v, \quad \tilde{C} = \text{const} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

と与え、波向の変化は砕波帯内ではほとんどなく、 $\alpha \approx \alpha_B$ 、 α は $\alpha = \pi - \theta$ 、添字 B は砕波点の意味、と仮定して、波エネルギーおよび radiation stress 項を、

$$E = \rho g H^2 / 8 = \rho g \gamma^2 d^2 / 8$$

$$\frac{1}{\rho d} \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} = \begin{cases} -(1/4) \cdot g \gamma^2 m \sin \alpha_B \cos \alpha_B, \\ m = \partial d / \partial x; \text{砕波帯内} \\ 0; \text{砕波帯外} \end{cases} \quad (28)$$

と表わせば、次のような Bowen の方程式を得る。

$$\begin{aligned} A_h \frac{d^2 v}{dX^2} - \frac{\tilde{C} v}{mX} &= -\frac{1}{4} g \gamma^2 m \sin \alpha_B \cos \alpha_B, \quad X = x + x_s; \text{砕波帯内} \\ A_h \frac{d^2 v}{dx^2} - \frac{\tilde{C} v}{sx} &= 0, \quad s = dh/dx; \text{砕波帯内} \end{aligned} \quad (29)$$

Bowen は、汀線 $X = 0$ および沖 $x \rightarrow \infty$ で $v = 0$ なる解として、

$$\left. \begin{aligned} v &= Q A X^{1/2} I_1 [A X^{1/2}] + B A^2 X; \text{砕波帯内} \\ v &= P \lambda x^{1/2} K_1 [\lambda x^{1/2}]; \text{砕波帯内} \\ A^2 &= \frac{4 \tilde{C}}{A_h m}, \quad B = \frac{m^2 g \gamma^2}{4 \tilde{C} A^2} \sin \alpha_B \cos \alpha_B \\ \lambda^2 &= \frac{4 \tilde{C}}{A_h s} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

を示した。ここに、 I_1 および K_1 は第1種の修正 Bessel 関数で、 Q および P は砕波点における $v(x)$ と $dv(x)/dx$ の連続により決まる定数である。前に示した流れの場の支配因子(式(24))は、この場合、 $C_3 = (1/8) \gamma^2 X_B \sqrt{g d_B} / A_h$ および $C_5 = \tilde{C} X_B / (A_h m)$ となることから、

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \lambda^2 x_B = A^2 X_B (1-K)^2 = 4(1-K)^2 C_5, \\ B &= \frac{1}{2} C_3 \sqrt{g d_B} \sin \alpha_B \cos \alpha_B \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

つまり、 $v(x)/B$ の分布形は C_5 をパラメタとしている。上式(29)の K は式(25)によって与えられる wave set-up ζ_0 を与える定数で、 α と γ によって決まる³⁸⁾。Bowen の解は流れの場の7つの未知量のうち、周波数 ω 、波数 k 、および波高 H (砕波帯外)は波、流れの相互干渉を無視し、微小振幅波近似を用いて既知量とし、砕波帯内の波高は式(28)第1式の近似で与え、 u は $u=0$ 、 ζ は(25)より求め、波向角 α は α_B との差がないものとし、 $\alpha \approx \alpha_B$ と仮定して、 v を未知量として求めた解であるといえる。 $\alpha \approx \alpha_B$ としているのでBowen の解は直角入射に近く、砕波帯の幅が比較的狭い場合に適用されよう。

3.2 Longuet-Higgins¹¹⁾ (1970) の解

Longuet-Higgins とBowen の取扱いが異なる点は、渦粘性係数が場所によって変わり、底面摩擦が速度の2乗に比例し、波向角 α の変化が無視できないとしたところである。水深方向の平均化を行わないで式(26)を考えたとき、Longuet-Higgins は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e h \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \tau_{hy} = \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x}$$

として、水平拡散係数 μ_e および底面摩擦 τ_{hy} を

$$\left. \begin{aligned} \mu_e &= N \rho x \sqrt{g h} \\ \tau_{hy} &= C \rho |\vec{u}| \vec{u} = \rho \tilde{C} v, \quad \tilde{C} = (1/\pi) \gamma C \rho \sqrt{g h} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

と表わしている。radiation stress 項は $(\sin \alpha/c)$ が保存されるが $\cos \alpha$ は $\cos \alpha \approx 1$ と仮定して

$$\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} = -\frac{5}{16} \rho g \gamma^2 s h^{3/2} \frac{\sin \alpha_B}{\sqrt{g h_B}} \quad (31)$$

と表わし、無次元量、

$$x' = x/x_B, \quad v^* = v/v_0, \quad v_0 = \frac{5\pi}{16} \frac{\gamma}{C} \sqrt{g h_B} s \sin \alpha_B \quad (32)$$

を用いた流れの基礎方程式(原文では $x' \rightarrow X$, $v^* \rightarrow V$ で表わされている),

$$P \frac{\partial}{\partial x'} \left(x'^{5/2} \frac{\partial v^*}{\partial x'} \right) - x'^{1/2} v^* = \begin{cases} -x'^{3/2} & ; \text{砕波帯内} \\ 0 & ; \text{砕波帯外} \end{cases} \quad (33)$$

$$P = \pi (s N / \gamma C) = 1 / C_5 \quad (34)$$

より, $x' = 0$ および $x' \rightarrow \infty$ にて $v^* = 0$, $x' = 1$ にて, v^* および $\partial v^* / \partial x'$ の連続を満足する解,

$$\left. \begin{aligned} v^* &= B_1 x'^{p_1} + A x' & 0 < x' < 1 \\ v^* &= B_2 x'^{p_2} & 1 < x' < \infty \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

を得た。ここに, A, B_1, B_2, p_1 および p_2 は P によって決まる定数で次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} A &= \left(1 - \frac{5}{2} P \right)^{-1}, \quad p_1, p_2 = -\frac{3}{4} \pm \sqrt{\frac{9}{16} + \frac{1}{P}} \\ B_1 &= \frac{p_2 - 1}{p_1 - p_2} A, \quad B_2 = \frac{p_1 - 1}{p_1 - p_2} A \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

$P = 2/5$ の場合には,

$$\left. \begin{aligned} v^* &= \frac{10}{49} x' - \frac{5}{7} x' \ln x' & 0 < x' < 1 \\ v^* &= \frac{10}{49} x'^{-5/2} & 1 < x' < \infty \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

となる。

Longuet-Higgins はこれを Galvin and Eagleson³⁹⁾ (1965) の実験値と比較して, P の値は 0.1 ~ 0.4 の間にあるとしている。水口等⁴⁰⁾ (1978) は実験によって, 図 8 に示すように, 砕波点以深で理論解が急激な減少を示し, 実験値と合わなくなるが, これは, 実験値と理論解の最大流速地点を一致させたことだけに因るものではなく, Longuet-Higgins のモデルでは渦粘性, および底面摩擦が $x \rightarrow \infty$ で無限大になってしまう点の不合理さにも因るものであるとしている。渦粘性に対するこの点の指摘は James⁴¹⁾ (1974) が行っており, 砕波帯外では, James は,

$$\mu_e = \mu_{eB} (h/h_B)^{-1}; \text{砕波帯外} \quad (38)$$

と表わしている。ここに, μ_{eB} は砕波点での拡散係数である。図中の点線は水口等が式 (38) と式 (30) の $\tilde{C}$ を砕波点の $\tilde{C}_B$ で $\tilde{C} = \tilde{C}_B$ として解を構成したもので, 多少の改善がみられる。水口等はまた, 実験と理論が合う P の値は Longuet-Higgins が示した範囲よりもかなり小さい値であるとしている。しかし, 堀川・佐々木⁴²⁾ (1974) は理論が現地データと良く合う P の値は 0.8 ~ 1.0 であることを示している。

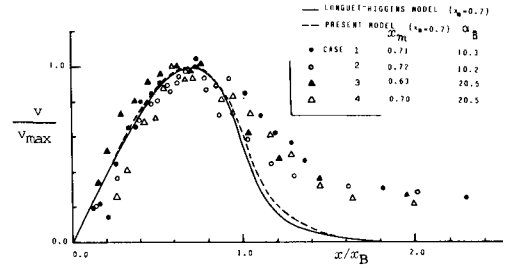


図 8 沿岸流の観測例 (水口他 (1978))

3.3 ニコラス・佐々木¹²⁾ (1978) の取扱い

Longuet-Higgins の取扱いをさらに合理的にしたのがニコラス・佐々木のモデルである。ニコラス・佐々木は入射角の変化については、Longuet-Higgins の $\cos \alpha \approx 1$ の仮定をなくし、radiation stress 項を次のように与えている。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} &= -\frac{5}{16} \rho g \gamma^2 m b \left(\frac{d}{d_B} \right)^{1/2} \left[\left(1 - b^2 \frac{d}{d_B} \right)^{1/2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{b^2}{5} \frac{d}{d_B} \left(1 - b^2 \frac{d}{d_B} \right)^{-1/2} \right], \quad b = \sin \alpha_B; \text{碎波帯内} \\ \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} &= 0; \text{碎波帯外} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

水平拡散項、底面摩擦項は Longuet-Higgins と同じ取り方であるが、 μ_e は Madsen et al⁴³⁾ (1978) にならない、

$$\mu_e = \frac{\Gamma}{2} X \sqrt{gd} \begin{cases} \gamma & ; \text{碎波帯内} \\ \frac{H}{d} & ; \text{碎波帯外} \end{cases} \quad \Gamma = \text{const.} \quad (39)$$

と与え、底面摩擦は $\sin^2 \alpha$ の項を Longuet-Higgins のように省略することなく、

$$\tau_{hy} = \frac{1}{\pi} C \rho v \sqrt{gd} \begin{cases} \gamma \left(1 + b^2 \frac{d}{d_B} \right) & ; \text{碎波帯内} \\ \frac{H}{d} \left(1 + b^2 \frac{d}{d_B} \right) & ; \text{碎波帯外} \end{cases} \quad (40)$$

とし、碎波帯外の波高 H は次のように長波近似で与えた。

$$H = \gamma d_B \left(\frac{d}{d_B} \right)^{-1/4}$$

速度は Longuet-Higgins と同じ無次元量で、沖方向の距離は $x' = X/X_B$ を用いて、 b および P をパラメタとする解を得ている。

図 9 はニコラス・佐々木の理論流速を示したもので同じ p の速度場でも、流速の最大地点は入射角に

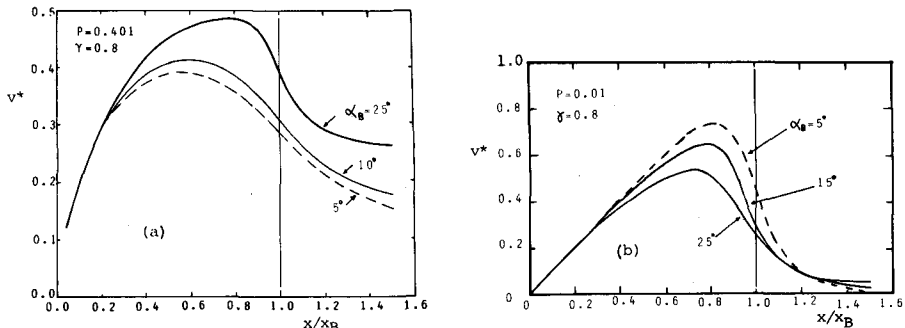


図 9 ニコラス・佐々木 (1978) の理論 (沿岸流速分布)

より変わる。ニコラス・佐々木は、 $P > 1/7$ の場合には入射角が大きくなると最大流速発生地点が碎波点に近づき、 $P < 1/7$ の場合には、逆に、入射角の増大とともに、最大流速の位置は岸側に移動していく結果を得たが、これは $P < 1/7$ の分布形が Galvin and Eaglson³⁹⁾ (1965) の実験と良く合うことと堀川・佐々木等⁴²⁾ (1974) の現地データが、 P の大きい値に対して良く合うこと、ならびに現地および室内実験での R_s 数の違いから、 $P > 1/7$ の流速は現地の乱流状態の速度場に対応し、 $P < 1/7$ の流速は室内実験の速度場に対応しているとの見解を示している。

4. 離岸流 — 対称セル循環 —

第2章により、定常な状態における海浜流の運動方程式は、次のように

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot u'_t) \\ - \frac{\partial}{\partial y} (-u'_t \cdot v'_t) + \frac{\tau_{hx}}{\rho D} = 0 \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot v'_t) \\ - \frac{\partial}{\partial y} (-v'_t \cdot v'_t) + \frac{\tau_{hy}}{\rho D} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

と書けるが、非線形項、radiation stress 項、渦粘性、底面摩擦の取り方により、以下に述べるような理論モデルが成立する。

4.1 線形理論

(1) Bowen¹⁰⁾ (1969) の解

Bowen は渦粘性および底面摩擦を次式のように与えている。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot u'_t) + \frac{\partial}{\partial y} (-u'_t \cdot v'_t) &= A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t \cdot v'_t) + \frac{\partial}{\partial y} (-v'_t \cdot v'_t) &= A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \\ \tau_{hx} &= \rho \tilde{C} u, \quad \tau_{hy} = \rho \tilde{C} v, \quad \tilde{C} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad A_H = \text{const.} \quad (42)$$

直角入射であることより、radiation stress を

$$\sigma_{xx} = 3E/2, \quad \sigma_{yy} = E/2, \quad E = \rho g H^2/8, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0 \quad (43)$$

と与え、碎波帯内の波高 H は、(a) ζ 自身が波うっている場合と、(b) カスプや底地形の影響で ζ が波うっている場合があるとして、

$$H = \gamma D = \gamma (h + \zeta) = \begin{cases} \text{(a)} & h = sx, \quad \zeta = \zeta_0 (1 + \varepsilon \cos \lambda y), \quad \varepsilon \ll 1 \\ \text{(b)} & h = h_x (1 + \mu \cos \lambda y), \\ & \zeta = \zeta_0 (1 + \mu \cos \lambda y), \quad \mu \ll 1 \end{cases} \quad (44)$$

と表わしている。また、次のように

$$u = -\frac{1}{d} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = \frac{1}{d} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (45)$$

と定義した輸送流れ関数 ϕ の渦粘性を省略した線形方程式

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{d^2} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial X'^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right] - \frac{2}{d^3} \left[\frac{\partial \phi}{\partial X'} \frac{\partial d}{\partial X'} \right] &= \frac{B}{\tilde{C}} \sin \lambda y \\ X' = X, \quad \partial d / \partial X' = m, \quad B = a) - \frac{1}{4} g \gamma^2 K m \varepsilon \lambda, \\ &\quad \text{b) } + \frac{1}{4} g \gamma^2 m \mu \lambda \quad ; \text{ 碎波帯内} \\ X' = x, \quad \partial d / \partial X' = s, \quad B = 0 \quad ; \text{ 碎波帯外} \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

より、底面摩擦による線形解として、汀線 $X = 0$ および沖 $x \rightarrow \infty$ で $\phi / X^2 \rightarrow 0$ および $\phi \rightarrow 0$ なる境界条件を満足する解

$$\left. \begin{aligned} \phi(x, y) &= \sin \lambda y \left[P'(\lambda X \cosh \lambda X - \sinh \lambda X) + \frac{B m^2}{\tilde{C} \lambda^4} \{ 2 - (\lambda X)^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 \lambda X \sinh \lambda X - 2 \cosh \lambda X \} \right] \quad ; \text{ 碎波帯内} \\ \phi(x, y) &= \sin \lambda y \left[Q''(\lambda x + 1) e^{-\lambda x} \right] \quad ; \text{ 碎波帯外} \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

を得ている。ここに、 P' および Q'' は碎波点における u および v の連続で決まる定数である。

渦動粘性係数 A_H および底面摩擦係数 $\tilde{C}$ の表現には合理性を高める余地はあるが、この解の特徴は、平均水深の沿岸方向分布を式(44)のように強制的に作用させている点である。したがって、エッジ波や海底地形の影響により発生している海浜循環流を表わしているもので、海浜流の一般的な流況を再現しているものではない。

(2) 波と流れの相互干渉の取扱い

波と流れの相互干渉が激しく無視できない状態であれば、Bowen のように、波エネルギー E を $E = \rho g \gamma^2 (d + \zeta)^2 / 8$ (碎波帯内) と与えるのは問題になる。LeBlond and Tang¹⁸⁾ (1974) は波と流れの相互干渉のため波エネルギー E を流れの場の未知量に加え、エネルギー方程式(15)を導入して、解を構成している。すなわち、 E , σ_{xx} , および σ_{yy} を微小パラメタ ε で、

$$E = E_0 + \varepsilon E_1, \quad \sigma_{xx} = 3(E_0 + \varepsilon E_1)/2, \quad \sigma_{yy} = (E_0 + \varepsilon E_1)/2 \quad (48)$$

と展開し、式(41)の非線形項および渦粘性項を省略した運動方程式より ζ_1 を消去し、この式と式(15)より E_1 を消去し、輸送流れ関数だけの方程式を得、これより解を導き出している。その際、エネルギー逸散関数 ε_D を碎波に関係している量として、

$$\varepsilon_D = \varepsilon_{D0} + \varepsilon \varepsilon_{D1} = \frac{5}{4} \sqrt{g d} \frac{\partial}{\partial x} (E_0 + \varepsilon E_1) \quad ; \text{碎波帯内} \quad (49)$$

と与えている。また、底面摩擦を

$$\vec{\tau}_h = \rho C |\vec{u}| \vec{u} = \frac{1}{\pi} \rho C \gamma \sqrt{g d} (2u, v) \quad (50)$$

とした点は Bowen の近似よりも合理的な表現となっている。

水口²⁰⁾(1976)および Iwata¹⁹⁾(1976)のモデルは基本的には LeBlond and Tang¹⁸⁾(1974)のモデルと同じである。水口は、 $\varepsilon_{D1} = 0$ と仮定し、また、波速 c および群速度 c_g も流れの影響を受けるものとして、

$$c_g = -\sqrt{g d} + u \quad (51)$$

と表わし、碎波点で u および v が連続となる解の構成を図ったが、底面摩擦を、

$$\vec{\tau}_h = \tilde{C}(u, v), \quad \tilde{C} = C_I \sqrt{g d} \frac{d}{d_B}, \quad C_I = \text{const.} \quad (52)$$

と与える場合にのみ、碎波点でそれらの連続を満たす固有値 $k = 2\pi/Y_r^*$ が見い出せるとしている。水口の理論では碎波点での u と v の連続を満たす Y_r^* は4以上の値で、比較的大きい値となる。また、離岸流速の最大値の箇所が碎波水深の数倍の深さの沖にあることになるが、現地データや規模の大きい水槽での室内実験では $x_B < x \leq 2x_B$ の中で最大となるので、理論の適用に注意を要しよう。

Iwata¹⁹⁾(1976)は底面摩擦を

$$\left. \begin{aligned} \vec{\tau}_h &= f \left[u(1 + \cos^2 \theta) + v \frac{\sin 2\theta}{2}, v(1 + \sin^2 \theta) + u \frac{\sin 2\theta}{2} \right] \\ f &= \rho \frac{2}{\pi} K u_{\max}, \quad u_{\max} = \frac{1}{2} \gamma c_0, \quad c_0 = \left(\frac{g}{k} \tanh kd \right)^{1/2} \\ K &= \alpha \left(\frac{u_{\max}}{\omega_0 z_0} \right)^{-1/2}, \quad \alpha = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

と与え、さらに、radiation stress 項は碎波帯外でも無視できず、エネルギー逸散関数 ε_D は碎波が ε_{D0} だけに関係し、 ε_{D1} には無関係であると考えて、解の構成を図ったが、碎波点で u および v の連続を厳密に満たす解を作るには至っていない。しかし、底面摩擦の表わし方はより合理的になっている。上式(53)中の z_0 は梶浦⁴⁵⁾(1968)の粗度長さ(Nikuraolse の相当粗度 $D = 30 z_0$)、 ω_0 は入射波の周波数(式(4b))である。

Dalrymple and Lozano²¹⁾ (1978) は海浜流の速度場の 7 つの未知量のうち、周波数 ω だけを既知量として、他の u, v, ζ, k, θ 、および波高 (すなわち波エネルギー E) の 6 つの未知量を 6 つの方程式、式 (3), (4), (5), (6), (7) および (15) から出発して流れの場を求めようとしている。結果は碎波帯内で閉じる循環流が現われるが、このような現象は碎波帯が広く、海底勾配 s が緩く、第 1 次碎波後、整形しながら進み、その後、再び碎波するような海岸で発生している可能性はあろう。しかし、地形に強く影響されない限り、碎波帯内に閉じ込める海浜流は定常に達する前に消滅するので一般的な流れの場の理論値が欲しいところである。

(3) 土屋・安田¹⁴⁾ (1979, 1983) の取扱い

土屋・安田 (1979) は平均流の成分の中から波による質量輸送 M

$$\left. \begin{aligned} M &= \rho Q D \sqrt{g D} && \text{; 碎波帯内} \\ M &= \rho Q D_B \sqrt{g D_B} && \text{; 碎波帯外} \end{aligned} \right\} Q = \text{const.} \quad (54)$$

による速度を分離して、radiation stress を

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \rho g D^2 S_1, && \text{; 碎波帯内} \\ \sigma_{xx} &= \rho g h_B^{5/2} D^{-1/2} S_2, && \text{; 碎波帯外} \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{yx} = 0, \quad S_1 = S_2 = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

と表わすことによって、未知量を ζ, u および v に設定して、基礎方程式を考えると、非線形項および底面摩擦を省略しても流れの支配方程式が得られ、この方程式の解は Y_r^* が $Y_r^* = (8\pi/3)(1 + 2S_2)/(1 + 2S_1)$ となるとときに、碎波点で u および v が連続となる流れが再現されることを示している。ここで、上式中の Q, S_1 および S_2 は無次元周期 $T\sqrt{g/h_B}$ により決まる定数である。また、彼らは底面摩擦を考慮した場合にも、同様に、離岸流の発生間隔は固有値として決定され、結果は図 10 に示すように、海底勾配 s が $s = 1/20 \sim 1/10$ の場合には実験および実測値との良い一致をみることを明らかにしている。

(4) 佐々木・尾崎²⁴⁾ (1979) の取扱い

佐々木・尾崎は流れの場は水平混合が支配的であると考え、radiation stress を

$$\sigma_{xx} = \frac{3}{2} E, \quad \sigma_{yy} = \frac{1}{2} E, \quad E = \frac{1}{8} \rho g H^2, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$$

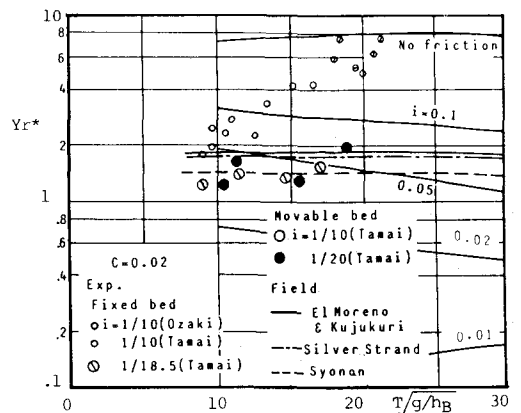


図 10 土屋他 (1979) の理論 (離岸流発生間隔)

$$H = \gamma \{ h(x) + \zeta(x, y) \} \quad ; \text{碎波帯内}$$

$$H = H(x) \quad ; \text{碎波帯外}$$

と表わした。また、渦粘性項を

碎波帯内に対して、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t u'_t) + \frac{\partial}{\partial y} (-u'_t v'_t) &\approx \frac{\partial}{\partial y} (-u'_t v'_t) = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t v'_t) + \frac{\partial}{\partial y} (-v'_t v'_t) &\approx \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t v'_t) = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \end{aligned} \quad (56)$$

碎波帯外に対して、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t u'_t) + \frac{\partial}{\partial y} (-u'_t v'_t) &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2\epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ \frac{\partial}{\partial x} (-u'_t v'_t) + \frac{\partial}{\partial y} (-v'_t v'_t) &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2\epsilon \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \quad (57)$$

と与えた（原文では式(57)に平均乱れ圧力を導入しているが理解を容易にするためにここではそれを省略した）。式(56)および式(57)の近似は、海浜流とは波によって岸方向へ運ばれた水が帰ってくる現象すなわち碎波帯内は運ばれてきた流体が turn するところで、碎波帯外は帰ってきた流体が定着（拡散）するところであるということを強調したものといえる。式(20)で定義した無次元座標 x', y' を ξ, η として、無次元輸送流れ関数 ϕ^* を

$$\begin{aligned} \xi u^* &= -\lambda \partial \phi^* / \partial \eta, \quad \xi v^* = (i/m) \partial \phi^* / \partial \xi, \quad x' = \xi, \quad y' = \eta \\ \lambda &= 2/Y_r^*, \quad i = \partial d / \partial X = m (\xi \leq 1), \quad i = m + \alpha (\xi \geq 1) \end{aligned} \quad (58)$$

とすると、 ϕ^* の方程式として、

$$\left. \begin{aligned} L \{ \phi^* \} &= 0 \\ L &= \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left[\xi \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{\xi} \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right\} \right] \\ &\quad - \beta \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left[\xi \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{\xi} \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right\} \right] \quad ; \text{碎波帯内} \\ L &= \left\{ \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \lambda'^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right\} \left\{ \frac{1}{\xi} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{1}{\xi} \lambda'^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right\} \quad ; \text{碎波帯外} \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

$$\lambda' = \lambda m / (m + \alpha), \quad \beta = (1 + \gamma^2/8) / (1 + 3\gamma^2/8)$$

が得られ、 $\xi = 0$ および $\xi \rightarrow \infty$ にて、 $u^* = v^* = 0$ なる解として

$$\left. \begin{aligned} \phi^* &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} a_{nm} \xi^{m+3} \right\} \sin n\pi\eta && \text{; 碎波帯内} \\ \phi^* &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left\{ D_{n1} \xi K_1(k'_n \xi) + D_{n2} \xi^2 e^{-k'_n \xi} \right\} \sin n\pi\eta && \text{; 碎波帯外} \\ a_{nm} + I_1 \alpha_{nm-2} + I_2 \alpha_{nm-4} &= 0 \\ I_1 &= k_n^2 \{ (1 + \beta)(\rho' + m - 3) - \beta \} (\rho' + m - 2) / I_0 \\ I_2 &= \beta k_n^4 / I_0, \quad I_0 = (\rho' + m)(\rho' + m - 2)^2 (\rho + m - 3) \\ \alpha_{n0} &= 1.0, \quad \alpha_{n-3} = \alpha_{n-2} = \alpha_{n-1} = 0, \quad \rho' = 3 \\ k_n &= n\pi\lambda, \quad k'_n = n\pi\lambda' \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

が導かれる。上式中の D_{n1} および D_{n2} は碎波点の u^* , v^* の連続により決まる定数で、 A_n は他の境界条件によって決まる未知定数である。離岸流が遠く離れて発生している場合には、すなわち、 Y_r^* の大きい流れの場合には、 $\eta = 1$ (離岸流間中央) の碎波帯内では碎波による質量輸送が支配的であり、とくに、碎波点から、set-up 開始点付近までは、波速と同じ分布形であると考え、比例定数 C' で、次のように流速を表わせるとしている。

$$\eta = 1 \text{ にて, } u^* = -C' \xi^{1/2}, \quad 0.8 \leq \xi \leq 1 \quad (61)$$

これより、境界残差 R が

$$R = \sum_{n=1}^M A_n k_n (-1)^n \frac{X_{1n}(\xi)}{\xi} - C' \xi^{1/2} \quad (62)$$

となるので、重みつき残差は、重み関数 $w = w_j(\xi)$ により、

$$\int_{0.8}^{1.0} w_j(\xi) R(A_n, \xi) d\xi = 0 \quad (63)$$

となる。重み関数 w_j を

$$w_j = \xi^{j-1} \quad (64)$$

としたモーメント法により、式(62)の M を $M=3$ とする第3次までの近似で解を構成している(碎波点の離岸流速 u_1^* より作られる流速 (u^*/u_1^* , v^*/u_1^*) は式(61)の C' に無関係に決まる)(図11,12)。

図12に示すように、 Y_r^* の値が大きいと幅の狭い強い離岸流が発生し、 Y_r^* の値が小さいと離岸流

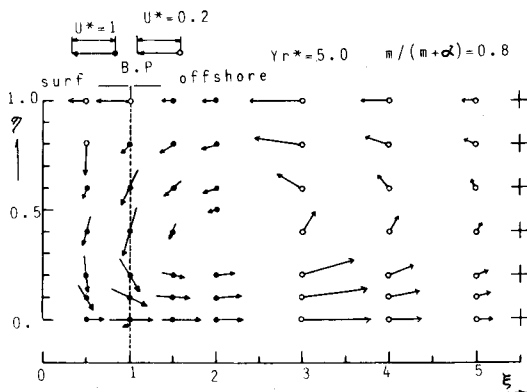


図 11 佐々木・尾崎 (1979) の理論 (A (自由噴流) 型離岸流の計算例, $U^* = u^*/u^*(1,0)$)

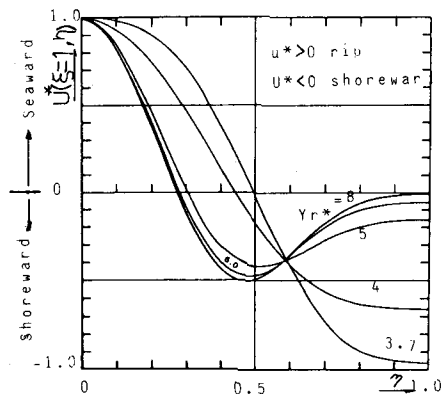


図 12 Y_{r^*} と離岸流の幅の関係 (佐々木・尾崎)

と向岸流が同じ幅で、同じ強さになることから、沿岸方向に単純な周期性を仮定できる流れの場合は、理論的には、

$$Y_{r^*} < 3.7 \quad (65)$$

とならしている。式 (65) を満足する Y_{r^*} の流れの場では、式 (60) の n は $n=1$ で良いことになる。この場合の離岸流を Bowen 型あるいは純循環流型離岸流、 $Y_{r^*} \geq 3.7$ の離岸流を自由噴流型離岸流としている。佐伯・尾崎³⁷⁾ (1982) は前者を B 型、後者を A 型離岸流と呼んでいる (この方が簡単で呼びやすい)。B 型離岸流の速度場では、 Y_{r^*} が小さくなると砕波点における離岸流速が小さくなる (図 13)。佐々木・尾崎は砕波帯内に閉じ込める離岸流は定常に達し得ないとの実験結果より、砕波点で 0 となる離岸流速を与える Y_{r^*} がその最小値とならして、離岸流の発生間隔は、

$$Y_{r^*} \geq 1.35 \quad (66)$$

とならしている。

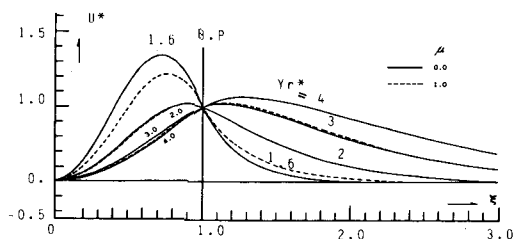


図 13 B 型離岸流速の分布形 (佐々木・尾崎) ($U^* = u^*/u^*(1,0)$)

4.2 非線形理論

離岸流の理論的な取扱いは Arthur⁴⁶⁾ (1962) によって初めて行なわれた。Arthur は非線形項を扱い、輸送流れ関数を定義し、離岸流の中では沖側ほど輸送流線が離岸流軸に近づく、(離岸流幅が狭くなる) ことを明らかにしている。

(1) Tam¹⁷⁾ (1973) の取扱

式 (41) において、底面摩擦項を省略し、渦粘性を Bowen と同じ表現で、radiation stress 項は水面勾配項と平衡状態にあり、 $u \gg v$, $\partial/\partial y \gg \partial/\partial x$ とすると、Tam が扱った離岸流の方程式

$$u(\partial u/\partial x) + v(\partial u/\partial y) = A_H(\partial^2 u/\partial y^2) \quad (67)$$

となる。2つの未知量 u および v を $hu = \partial \psi/\partial y$, $hv = -\partial \psi/\partial x$ なる輸送流れ関数 ψ で上式(67)を考えると、厳密解として、

$$\psi = 1.651 (K\zeta)^{1/3} \tanh \xi, \quad \xi = 0.2752 K^{1/3} \eta/\zeta^{2/3} \quad (68)$$

$$K = \int_{-\infty}^{\infty} hu^2 dy, \quad \eta = h(x)y, \quad \zeta = \int_0^x h^2(x) A_H dx$$

を得る。ここで、上式中の h は x の任意の関数であれば良いが、これまで扱ってきたように、 $h = sx$ の海岸であれば、離岸流軸上の流速は x^{-1} に比例し、離岸流幅は x に比例して大きくなる。Arthur や Tam の理論は非線形性の強い離岸流だけを対象にしているので、循環流全体に適用するわけにはいかない。適用に際しては、離岸流のどの点からそれを用いるべきかが問題となろう。Tam は沿岸流 ($v_0 = \text{const}$) がある場合の離岸流軸の斜傾化を理論的に扱っており、非対称セル循環の理論的取扱いには参考となろう。

(2) 佐々木²⁶⁾(1983)の取扱い

佐々木は渦粘性を拡散型で、radiation stress を平均水深(砕波帯内)で表わし、非線形項を扱い、海浜循環流の第2次近似解を示している。 $R_e = \text{非線形項}/\text{渦粘性項} \rightarrow C_2$ (式(24))が大きくなるとセルの中心が離岸流側に寄っていく傾向など Bowen¹⁰⁾(1969)や Wu and Liu⁴⁸⁾(1985)の数値解と一致する結果を示している。

5. 非対称セル循環

Sonu⁷⁾(1972)は沿岸流系と循環流系の相互干渉が無視されるならば、それらの系の運動の線形結合により、蛇行流が表わされるとし、岸向きの流れと沖向きの流れよりなる蛇行を再現させている。土屋・安田等¹⁵⁾(1980)は波の質量輸送速度を平均流の速度成分から分離して得た方程式で、斜めに入射する場合の波により発生する流れを取扱い、近似解を得ているが、それは、等流状態の沿岸流と等間隔に発生する離岸流を表わす項よりなっている。もし、実現象もそうであれば、沿岸方向の輸送問題は沿岸流で議論するだけで良いことになる。入射角がどの程度であれば閉じた系をなすのか、離岸流軸の斜傾化を考慮する必要はないのか等等今後に残された問題は少なくない。

6. 円弧状海岸における大規模海浜循環流

O'Rourke and Le Blond²⁷⁾(1972)は radiation stress 項と底面摩擦項を用いて、半円形の湾内の海浜流の機構を理論的に明らかにしている。海岸線が円形状になっていることから、汀線および砕波線を極座標で表わし、この座標系における底面摩擦項と radiation stress 項の回転成分より、砕波帯の

幅が湾の半径に比べて狭いことを利用して、解を得ており、海浜流の発生が汀線方向の (1) 入射角の変化と、(2) 波高の変化に因るものであることを示している。入射角の汀線方向の変化、すなわち、沖から湾に入ってくる波の入射角は岬に近いほど大きいので、岬から湾中央に向かう沿岸流と湾中央からの離岸流を発生させる (図 14(a))。この理論結果は橋本・宇多・新行内⁹⁾が阿字ヶ浦海岸において観測した海浜流に一致している (図 14(b))。大規模な海浜流による循環現象の解明は、宇多²⁸⁾ (1982) も O'Rourke and Le Blond と同一の方法で行っている。宇多は大規模な循環流だけでなく、その流れによる地形の発達まで解明を進めている。すなわち、等深線が直線状で、汀線がカスプ状の海岸ではカ

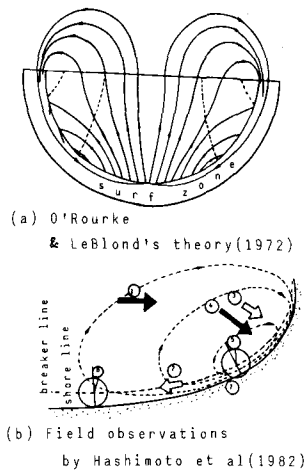


図 14 大規模海浜循環流

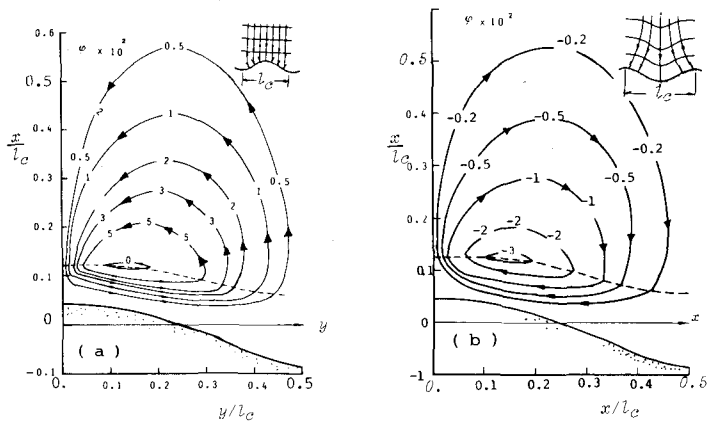


図 15 宇多 (1982) の理論 (カスプ状海岸の循環流の計算例)

スプ形状が消滅するような海浜流が (図 15(a))、また、等深線と汀線がともに波うっている海岸ではカスプ形状が成長するような海浜流が (図 15(b))、離岸堤背後では開口部汀線が後退し、堤体背後の汀線が前進するような海浜流が発生することを明らかにしている。

7. おわりに

海浜流とは波によって運ばれた水が帰ってくる現象であるとの考えで解説を試みた。ここで、「波によって運ばれる」は波の質量輸送だけを指すものではない。波が治まれば流れも消えるという程度の意味づけである。基本的には離岸流を基礎にした解釈であるが、沿岸システムの沿岸流は大規模な海浜循環流の一部をなしているように思える。

波と流れの場の未知量は 7 つであり、7 つのうち、どれを未知量としているか、また、既知量となったものもどのような考えでそうしたかをできるだけ述べた (が、後半は予定頁数超過のため半端なもの

になってしまった)。これは今後、理論の適用あるいは改善が必要となったときに係わることになる。理論モデルの検討において、わずかの修正が必要なのであれば理論モデルの空間は変えない方が良く、大幅な修正が必要なのであれば、理論モデルの微分空間そのものの検討に入るべきであろう。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司(1972): 碎波帯付近の流れ, 1972年度水工学に関する夏期研修会講義集B, p.B-6-1~21.
- 2) 玉井佐一(1977): 海浜流と海浜地形, 1977年度水工学に関する夏期研修会講義集B, p.B-4-1~25.
- 3) 水口 優(1985): 海浜流発生メカニズムについて, 1985年度水工学に関する夏期研修会講義集B, p.B-3-1~31.
- 4) 佐々木幹夫(1984): 海浜循環流速の断面分布について, 第29回海岸工学講演会論文集, p.426~430.
- 5) Shepard, F.P., and D.L. Inman(1950): Nearshore circulation related to bottom topography and wave refraction, Trans. A.G.U., Vol.31, No.4, p.196-212.
- 6) McKenzie, R.(1958): Rip current systems, J. Geol., Vol.66, p.103-113.
- 7) Sonu, C.J.(1972): Field Observation of Nearshore Circulation and Meandering Currents, J. Geophys. Res., Vol.77, No.18, p.3232-3247.
- 8) Harris, T.F.W.(1969): Field and model studies of the nearshore circulation, Ph.D. thesis, Univ. of Natal, Durban, South Africa.
- 9) 橋本 宏・宇多高明・新行内利隆(1982): リモートセンシングによる海浜流循環の観測, 第29回海岸工学講演会論文集, p.351-355.
- 10) Bowen, A.J.(1969): The generation of longshore currents on a plane beach, J. Mar. Res., Vol.27, No.2, p.206-215.
- 11) Longuet-Higgins, M.S.(1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, J. Geophys. Res., Vol.75, No.33, p.6778-6801.
- 12) ニコラス・クラウス・佐々木民雄(1978): 沿岸流速分布に及ぼす入射角の影響について, 第25回海岸工学講演会論文集, p.430-434.
- 13) Hino, M.(1974): Theory on Formation of rip-current and cuspidal coast, Coastal Eng. in Japan, Vol.17, p.23-37.
- 14) 土屋義人・安田孝志・徳田邦博(1979): 離岸流の理論(1), 第26回海岸工学講演会論文集, p.495-499.
- 土屋義人・安田孝志(1983): 離岸流の理論(3), 第30回海岸工学講演会論文集, p.465-

- 15) 土屋義人・安田孝志・片山章仁(1980): 離岸流の理論(2), 第27回海岸工学講演会論文集, p.158~162.
- 16) Bowen, A.J.(1969): Rip currents, 1. Theoretical investigations, J. Geophy. Res., Vol.74, No.23, p.5467-5478.
- 17) Tam, C.K.W.(1973): Dynamics of Rip Currents, J. Geophy. Res., Vol.78, No.12, p.1937-1943.
 Sonu, C.J.(1973): Comment on Paper by C.K.W. Tam, 'Dynamics of Rip Currents', J. Geophy. Res. Vol.78, No.36, p.8887-8889.
 Tam, C.K.W.(1973): Reply, J. Geophy. Res., Vol.78, No.36, p.8891-8892.
- 18) LeBlond, P.H., and C.L. Tang(1974): On energy coupling between waves and rip currents, J. Geophy. Res., Vol.79, No.6, p.811-816.
- 19) Iwata, N.(1976): Rip current spacing, J. Oceanog. Soc. Japan, Vol.30, p.1-10.
- 20) 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, Vol.248, p.83-88.
- 21) Dalrymple, R.A., and C.J. Lozano(1978): Wave-current interaction models for rip currents, J. Geophy. Res., Vol.83, No.C12, p.6063-6071.
- 22) 佐々木幹夫・尾崎 晃(1977): 離岸流に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, p.600-604.
- 23) 佐々木幹夫・尾崎 晃(1978): 離岸流に関する研究, 第25回海岸工学講演会論文集, p.445-449.
- 24) 佐々木幹夫・尾崎 晃(1979): 離岸流に関する研究, 第26回海岸工学講演会論文集, p.500-503.
- 25) 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, p.95-106.
- 26) 佐々木幹夫(1983): 自由噴流型離岸流について, 第30回海岸工学講演会論文集, p.470-474.
- 27) O'Rourke, J.C., and P.H. LeBlond(1972): Longshore currents in a semicircular bay, J. Geophy. Res., Vol.77, No.3, p.444-452.
- 28) 宇多高明(1982): 円弧状および大規模カスプを有する海岸における海浜流循環, 土木学会論文報告集, Vol.326, p.63-72.
- 29) 宇多高明・山本幸次・橋本 宏(1983): 人工岬に波が斜め入射するときの海浜循環流, 第30回海岸工学講演会論文集, p.490-494.
- 30) 佐々木幹夫(1982): 海浜流の速度分布について, 第29回海岸工学講演会論文集, p.356-

- 31) 入江 功・栗山善明・田川昌宏(1985): 物理モデルと数値モデルとの組み合わせによる海底形の予測, 第32回海岸工学講演会論文集, p.345-349.
- 32) Thornton, E.B. (1970): Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., p.291~308.
- 33) Battjes, J.A. (1974): Surf similarity, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., p.466-480.
- 34) Komar, P.D. (1971): The mechanics of sand transport on beaches, J. Geophys. Res., Vol.76, p.713-721.
- 35) 堀川清司・佐々木民雄・堀田新太郎・桜本 弘(1975)海浜流に関する研究(第3報), 第22回海岸工学講演会論文集, p.127-134.
- 36) Bowen, A.J., and D.L. Inman (1969): Rip currents, 2, J. Geophys. Res., Vol.74, No.23, p.5479-5490.
- 37) 川崎 清・恋塚 貴・渋谷 学・佐伯 浩・尾崎 晃(1982): 海浜流と海浜変形の相互関係について, 第29回海岸工学講演会論文集, p.342-346.
- 38) Longuet-Higgins, M.S., and Stewart, R.W. (1963): A note on wave set-up, J. Mar. Res., Vol.21, p.4-10.
- 39) Galvin, C.J., and P.S. Eagleson (1965): Experimental study of longshore currents on a plane beach, U.S. Army Coast. Eng. Res. Cent., Techn. Memo., Vol.10, p.1-80.
- 40) 水口 優・大嶋義隆・堀川清司(1978): 沿岸流速の断面分布について, 第25回海岸工学講演会論文集, p.425-429.
- 41) James, I.D. (1974): A non-linear theory of longshore currents, Estuarine and Coastal Mar. Sci., Vol.2, pp.207-234.
- 42) 堀川清司・佐々木民雄・堀田新太郎・桜本 弘(1974): 海浜流に関する研究(第2報), 第21回海岸工学講演会論文集, p.347-354.
- 43) Madsen, O.S., D.W. Ostendorf and A.S. Reyman (1978): A longshore current model. Proc. Coastal Zone 78, ASCE, Vol.31, p.2332-2341.
- 44) 尾崎 晃・佐々木幹夫・碓永善美(1976): 離岸流に関する研究, 第23回海岸工学講演会論文集, p.421-476.
- 45) Kajiura, K. (1968): A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Vol.46, p.75-123.
- 46) Arthur, R.S. (1962): A note on the dynamics of rip currents, J. Geophys. Res., Vol.67, p.2777-2779.
- 47) Wu, C.-S., and P.L.-F. Liu. (1985): Finite element modeling of nonlinear coastal

- currents, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.111, No.2, p.417-432.
- 49) Phillips, O.M. : The dynamics of the upper ocean, Cambridge U.P., Cambridge, ch. 3.
- 50) 佐藤道郎(1984) : 砕波後の波の波高変化におよぼす平均水位の影響, 第31回海岸工学講演会論文集, p 35-38.
- 51) Stiassnie, M, and D H. Peregrine (1979) : On averaged equations for finite-amplitude water waves, Vol 94, No 3, p.401-407
- 52) Crapper, G D. (1979) : Energy and momentum integrals for progressive capillary-gravity waves, J. Fluid Mech., Vol.94, No. 1, p.13-24.