

沿岸付近の流れ

堀川 清司

1 緒 言

海には種々の流れが存在している。それらは、海流、潮流、湧昇流、波浪流などであり、あるいは流れを生ずる要因によって、吹送流、傾斜流、密度流、波浪流などとすることもできる。ここで対象としようとするのは、沿岸付近の流れであり、中でも波浪が直接の誘因となっている海浜流について述べることにする。

われわれ人類の活動の場を、在来の陸上より次第に海洋に拡大しようとする気運、すなわち海洋開発の必要性、重要性に対する認識が、ここ数年の間に急速に高まってきた。一方においては、海洋汚染がすすみ、海洋環境の破壊がとみに進行し、このまゝの状況では取りかえしのつかない事態にまで到達してしまうのではないかという危機感が、これまた急速に高まってきた。このような時に際して、海洋環境を改善し、かつ良好な状態を保持しつつ、沿岸開発を如何に推進するかは、われわれにとって益々重要な課題となってきた。

近年週休2日制がさかんに論議されており、リクリエーションに対する関心が高まると共に、政府諸機関によって、大規模リクリエーション都市の構想が打ち出され、検討が進められている。中でも海洋性リクリエーション都市、あるいはその施設を整備しようとする構想が幾つかの地域で練られている。

海洋性リクリエーションの形態としては、海水浴、釣り、トローリング、サーフィン、汐干狩、ボート、ヨット、水上スキー、ダイビング、海中公園など、極めて多彩である。これらのためには、安全かつ快適な環境の保持が不可欠であり、従って沿岸における海象や気象、特に波や流れの特性を十分に把握しておかなばならぬし、また沿岸水域での水質汚濁を生ずる要因を極力除去する必要がある。ひるがえって、現在海洋性リクリエーション地帯と目されている地点についてみるに、上記の諸条件に対する適格な情報を把握している所は、ほとんど皆無に等しいのではなからうか。

本稿の目的は、沿岸付近の流れに関する最近の調査、研究の成果を概観するにある。これによって沿岸付近の流れに対する理解を深め、関心を高めることができれば幸である。

2 海浜流の研究の概要

沿岸付近に種々の流れが存在することは、古くから漁師達によって、経験的に認識されていたと思われるが、科学的な調査、研究の対象として取り上げられたのは、比較的新らしいことのように思われる。Johnson (1919) はその著書の中に、沿岸流 (longshore current) や底曳き流れ (undertow) は波浪流 (wave current) であるとの認識から、これらの流れを媒体として、海浜における土砂の移動状況を理解し、ひいては海浜過程 (coastal processes) を解明しようとしている。しかしながら、これらの流れを定量化し、土砂の移動機構にまで立ち入るには至っていないし、また沿岸付近の流れを nearshore circulation system として把握してはいなかった。Johnson は Stokes の有限振幅波理論から導びかれた質量輸送現象に注目し、質量が沿岸方向に寄せられて沿岸流を生ずると共に、底曳き流れが生ずると説明している。このような考え方は、沿岸付近の海水の流動を

説明するのに有用であると広く受け入れられていた模様である。

しかしながら、場所によっては沖向きに強い流れが存在することは、やはり漁師達の生活の智慧として知られていたと推測されるし、水難救助者や達者な水泳者によってもよく知られていたという。1941年に至ってShepard・Emery・La Fond²⁾は「離岸流(rip current)」と題する論文を発表した。その中で、離岸流とは波によって岸向きに運ばれた海水を沖へ戻す流れと定義されると述べ、それまで広く信じられてきた仮説的な底曳き流れとは異なり、離岸流は主として表面および表面付近を流れていると説明している。また流速は少くとも1 m/secにも達し、場所によっては300 m以上沖合にまで達することがあり、粒径の小さい浮遊土砂を岸近くから沖合にまで運び去るので重要であるとも指摘している。

以上のようにして、沿岸付近の流れのパターンに対する認識が次第に固められて行ったものと思われる。第2次世界大戦中、アメリカ合衆国においては軍事作戦上の目的で、沿岸付近の気象、海象、地象に対する観測、調査が実に勢力的になされた。その間に蓄積された資料は、戦後一般に公表されるに及んで、海岸工学という新しい工学体系が急速に形づくられて行ったことは衆知の通りである。沿岸付近の流れに関しても同様であり、Shepard・Inman³⁾(1950)はCalifornia大学 Scripps 海洋研究所前面海域での沿岸付近の流れの観測(図-1)から、海浜流系統(nearshore current system)、あるいは海浜循環流パターン(nearshore circulation pattern)を提示した。

しかしながら1949年にPutnam・Munk・Traylor⁴⁾が、沿岸流の平均流速を評価しようとする論文を発表した。これは沿岸漂砂の移動機構を解明し、更には沿岸漂砂量を求めるのに有効であろうとの期待を、かなり強く多くの研究者に与えたように思われる。それに海浜流系統を大局的に把握することが非常に困難であった(現在でも同様である)ことも原因して、それ以降約10年間は専ら沿岸流に関心が向けられた。

1960年代に入って、Longuet-Higgins⁵⁾ Stewart^{6,7)}(1962,1963,1964)によって、radiation stress の概念が導入され、波浪の非線型効果をはじめとして、波浪流に関する諸現象が明確に解析されるようになった。これが一つの重要な契機となって、砕波帯内外の水理現象に応用され、著るしい成果があげられた。すなわち砕波帯外での wave set-down, 砕波帯内での wave set-up, 沿岸流, 離岸流の解析に、更には海浜流系統のパターンに至るまでの諸現象に適用され、理論的な展開が急速に進められるに至った。また最近では水質の面から海浜流が取扱われるようになってきた。現状ではむしろ、これらの理論的取扱い、あるいはモデル化の妥当性を裏づけるための実測資料を取得する方が大幅に立ち遅れているような感がある。

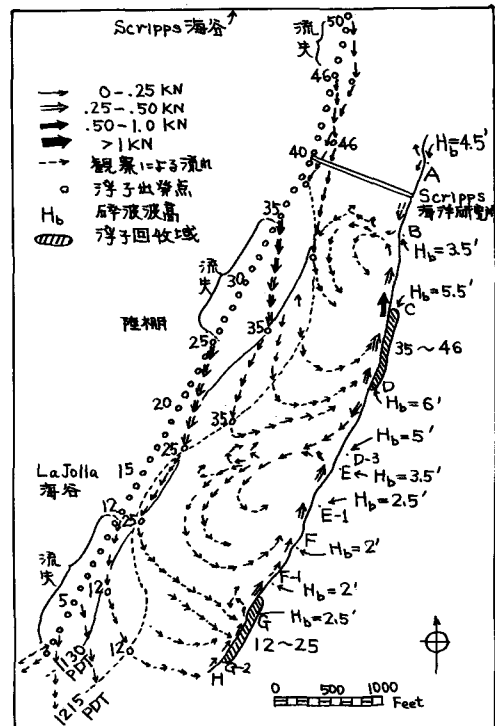
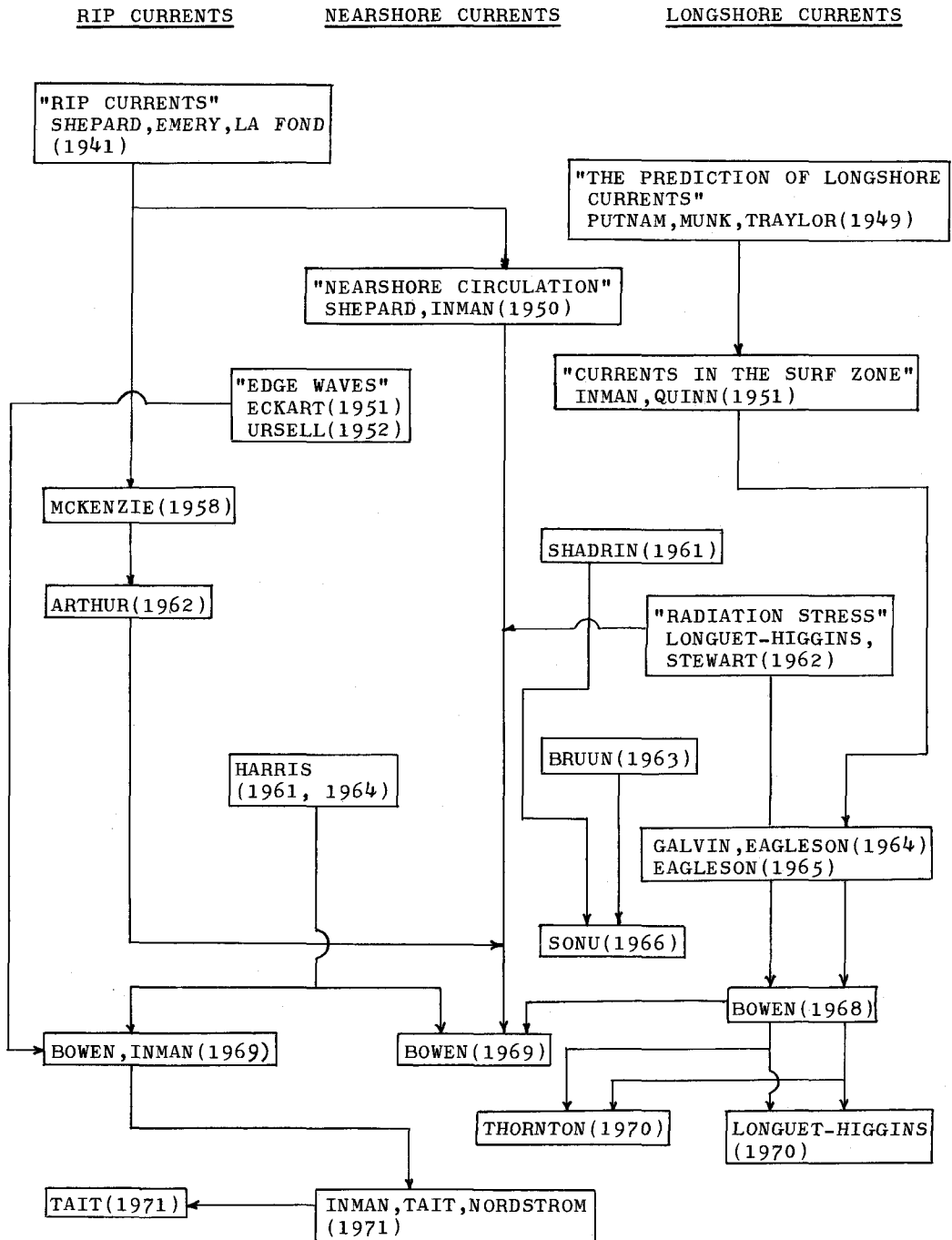


図-1 典型的な海浜流系統の一例

(Shepard-Inman, 1950)

表-1 海浜流研究の沿革 (佐々木, 1972)



一方おくれればせながら Sonu (鮮干)⁸⁾(1969)や東京大学⁹⁾(1971)において実測資料を得ようとする努力がなされており、あるいはまた実験的研究が若干開始されている。このような地道な努力の蓄積はやがて実際的な問題への応用に有用な資料を提供することになるものと期待している。

以下には、沿岸流、離岸流、海浜流系統に関する研究の動向を述べることにする。なお表-1は佐々木¹⁰⁾(1972)がとりまとめた海浜流に関する研究経過の概要である。

3 Radiation Stress について^{7),11)}

表面波はその進行する方向に、つぎの式で与えられる運動量 M をもっている。

$$M = \frac{1}{2} \rho a^2 \sigma \coth kh = \frac{E}{C} \dots\dots\dots (1)$$

ここに ρ : 海水の密度, $a = \frac{H}{2}$: 波の振幅, $\sigma = \frac{2\pi}{T}$: 波の角周波数, T : 波の周期, h : 水深, $k = \frac{2\pi}{L}$: 波数, L : 水深 h における波長, C : 水深 h における波速, E : 波の単位面積当りの全エネルギーである。この波群が障碍物によって進行が阻止されれば、反射を生じ、従って運動量の方向が変えられ、この運動量の変化の割合に等しい力を物体は受けることになる。この力は radiation stress のあらわれたものであると解釈することができる。以下に説明するように, radiation stress は運動量の流束 (momentum flux) に等価なものであり、波の存在によって生ずる過剰運動量の流束 (excess momentum flux) と定義される。

いま波と一様な流れとが重ね合わさった場合を考える。静水面上に x_1, x_2 軸を、鉛直上向きに z 軸をとり、水平方向の運動量方程式をかくと、つぎのようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_\beta} (\rho u_\alpha u_\beta + p \delta_{\alpha\beta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_\alpha w) = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\alpha, \beta = 1, 2$, u_α, u_β : それぞれの方向の水平速度成分, w : z 方向の速度成分, p : 圧力, $\delta_{\alpha\beta}$: Kronecker のデルタ, である。上式を水底 $z = -h$ から表面 $z = \zeta$ まで積分し、かつその平均をとると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\zeta} \rho u_\alpha dz = - \frac{\partial}{\partial x_\beta} \int_{-h}^{\zeta} (\rho u_\alpha u_\beta + p \delta_{\alpha\beta}) dz + (p)_{z=-h} \frac{\partial h}{\partial x_\alpha} \dots\dots\dots (3)$$

と表わされる。

さて、 $u_\alpha = U_\alpha + u'_\alpha$ とあらわし、 U_α は一様な流れの速度成分、 u'_α は波による速度成分とする。また $\widetilde{M}_\alpha = \int_{-h}^{\zeta} \rho u_\alpha dz$, $\widehat{M}_\alpha = \int_{-h}^{\zeta} \rho U_\alpha dz$, $M_\alpha = \int_{-h}^{\zeta} \rho u'_\alpha dz$, によって全運動量をそれぞれ定義する。これから明かなように $\widetilde{M}_\alpha = \widehat{M}_\alpha + M_\alpha$ である。これらを用いて(3)式を書き直すと、(4)式に示すような単位面積あたりの全運動量の保存則をうる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \widetilde{M}_\alpha + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \{ \widetilde{U}_\alpha \widetilde{M}_\beta + S_{\alpha\beta} \} = T_\alpha \dots\dots\dots (4)$$

ここで

$$\widetilde{U}_\alpha = \frac{\widetilde{M}_\alpha}{\rho(h + \bar{\zeta})} = U_\alpha + \frac{M_\alpha}{\rho(h + \bar{\zeta})} \dots\dots\dots (5)$$

$$S_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\zeta} (\rho u'_\alpha u'_\beta + p \delta_{\alpha\beta}) dz - \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\zeta})^2 \delta_{\alpha\beta} - \frac{M_\alpha M_\beta}{\rho(h + \bar{\zeta})} \dots\dots\dots (6)$$

$$T_\alpha = -\rho g (h + \bar{\zeta}) \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_\alpha} \dots\dots\dots (7)$$

であり、 $\bar{\zeta}$ は図-2に示すように、波と流れの干渉によって生じた平均水面の上昇量、 $\bar{U}_a$ は流れと波による質量輸送を深さ方向に平均した流速成分、 $S_{a\beta}$ は radiation stress、 T_a は自由表面の傾斜に起因する単位面積あたりの水平力である。

波形が $\zeta = a \cos(kx_1 - \sigma t)$ で与えられる進行波を考えれば、その水粒子速度の成分はそれぞれ、つぎのようにあらわされる。

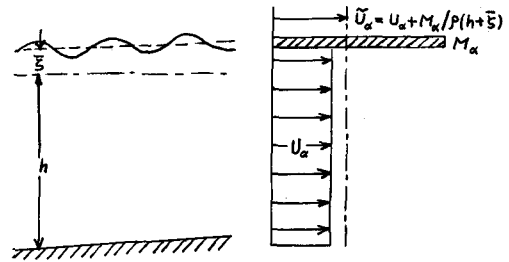


図-2 波と流れの干渉

$$\left. \begin{aligned} u'_1 &= \frac{a \sigma \cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx_1 - \sigma t) \\ u'_2 &= 0 \\ w' &= \frac{a \sigma \sinh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx_1 - \sigma t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

これらを(6)式に代入して計算すれば、radiation stress のテンソル表示として、つぎの式をうる。

$$S = E \begin{pmatrix} \frac{2kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{2kh}{\sinh 2kh} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (9)$$

ここに $E = \frac{1}{2} \rho g a^2 = \frac{1}{8} \rho g H^2$: 単位面積あたりの波の全エネルギー、 g : 重力の加速度, である。

4 沿岸流

先にも述べたように、沿岸流の平均流速を求めようとする試みは、Putnam・Munk・Traylor 以来、多くの人々によってなされている。しかしながら、これらの大部分は、単純な海底勾配をもつ場合を対象としており、また離岸流の存在を考慮していない、砕波のタイプによるエネルギーの逸散の差異を考慮に入れていない、surf beat などによって生ずる脈動現象を無視しているなど、種種の問題点を包含している。現実には海底地形は複雑であり、bar の存在にしても一つとは限らず、多段 bar の存在も各地で報告されている。このような海底地形の複雑さは、また砕波の特性を一層複雑にしている。それに反して、われわれの砕波機構に対する理解は極めて不十分である。従って、より明解な結果をうるためには、今後為すべき研究対象は数多い。更にまた、算定式を求める際に用いられた現地資料のほとんどは、波高が1～1.5 m以下という限られた条件下でえられたものであり、この点からも式の適用には限界が生じてくるともいえる。

堀川・佐々木¹²⁾(1968)は、1966年以前に発表された沿岸流速公式を分類整理している。その詳細については、既に1970年水工研修会において「漂砂特論」¹³⁾の中で論じたので、ここでは radiation stress を適用した最近の研究結果の概要を紹介することにする。

4.1 Bowen¹⁴⁾(1969)の取扱い

図-3に示すような、一様な海底勾配をもつ海浜を考える。流れは定常的であり、水中の圧力は静水圧分布で与えられ、かつ流れと波の相互干渉は無視しようとの前提で、つぎに示す運動量方程式をたてた。

$$g \frac{d\bar{\zeta}}{dx} = - \frac{1}{\rho(h + \bar{\zeta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \dots\dots\dots (10)$$

$$R_y = - \frac{1}{\rho(h + \bar{\zeta})} \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 R_y : 摩擦項、である。碎波帯の外では $\bar{\zeta}$ は小さいので無視し、かつエネルギーは保存されると考えてもよいから $R_y=0$ となる。一方において、碎波帯の内では

$$H=r(\bar{\zeta}+h) \cdots \cdots (12)$$

と仮定する。ここで r は定数とする。新たに最大水位上昇点 ($x=x_s$) に原点を持つ座標 $\bar{x}=x+x_s$ を導入すると、 $\bar{\zeta}+h=m\bar{x}$ となる。ここで $m=(1-K)\tan\beta$ であり、 $\tan\beta$ は海底勾配、 K は碎波角 a_b の関数である。またこの場合に摩擦項 R_y はつぎのように書きあらわされる。

$$R_y=-\frac{1}{4}g\tau^2\sin a_b\cdot\cos a_b\cdot m\cdots(13)$$

ここで Bowen は水平方向の渦動粘性係数 A_h を導入し、かつ底面摩擦力は沿岸流の流速 v に比例すると仮定して、 R_y をつぎのように表わした。

$$R_y=A_h\frac{d^2v}{dx^2}-\frac{cv}{\bar{\zeta}+h} \cdots \cdots (14)$$

したがって、

$$\text{碎波帯外: } R_y=A_h\frac{d^2v}{dx^2}-\frac{cv}{x\tan\beta} \cdots \cdots (15)$$

$$\text{碎波帯内: } R_y=A_h\frac{d^2v}{dx^2}-\frac{cv}{m\bar{x}}=-\frac{1}{4}g\tau^2\sin a_b\cdot\cos a_b\cdot m \cdots \cdots (16)$$

境界条件として、碎波帯外では $x\rightarrow\infty$ で $v\rightarrow 0$ 、碎波帯内では $x=0$ で $v=0$ をとり、上式を解けばつぎのような結果をうる。

$$\left. \begin{aligned} \text{碎波帯外: } v(x) &= P\lambda(x)^{\frac{1}{2}}K_1[\lambda(x)^{\frac{1}{2}}] \\ \lambda^2 &= \frac{4c}{A_h\tan\beta} \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{碎波帯内: } v(\bar{x}) &= Q A(\bar{x})^{\frac{1}{2}} I_1[A(\bar{x})^{\frac{1}{2}}] + B A^2 \bar{x} \\ A^2 &= \frac{4c}{A_h m}, \quad B = \frac{1}{4}g\tau^2\sin a_b\cdot\cos a_b\cdot\frac{m^2}{c A^2} \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (18)$$

ここに K_1, I_1 : 1 次の変形 Bessel 関数、であり、積分常数 P, Q は碎波線 ($\bar{x}=\bar{x}_b=x_b+x_s$) で、 $v, \frac{dv}{dx}$ が連続であるという条件から定まる。ここでさらに

$$\theta = \frac{4ch_b}{A_h^2\tan^2\beta} = \lambda^2x_b = A^2\bar{x}_b(1-K)^2 \cdots \cdots (19)$$

とおけば、 v は θ と $\frac{x}{x_b}$ の関数として表示される。図-4 は Galvin・Eagleson¹⁵⁾(1964) の実験結果と、 $\theta=4, 9, 16$ として求めた計算結果との比較を示したものである。ただし、縦軸は v/B で示してあることに注意しなければならない。

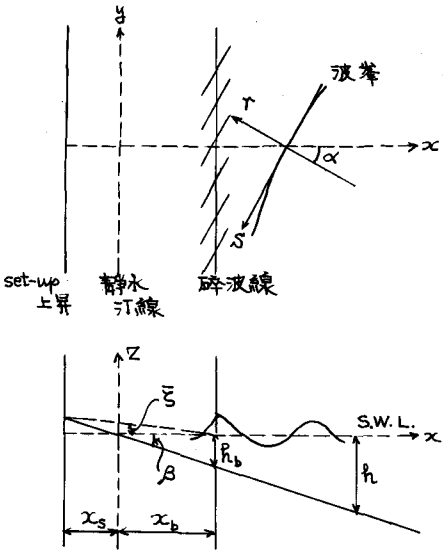


図-3 沿岸流速分布算定定義図
(Bowen, 1968)

上式によって沿岸流速の分布を計算によって求めるためには、 A_h , c の値を与える必要がある。Bowenは若干数値的な検討を試みているが、現在のところ資料が十分でなく、適確な値を与えることはできない。さらに摩擦力は沿岸流速に比例するとして取扱っているの、比較的沿岸流速の小さい場合にのみ適合するものと判断される。

4.2 Thornton¹⁶⁾(1970) の取扱い

海底地形は一般に $\tan \beta = \text{const.}$ と与えられるようには簡単ではない。そこで Thornton は等深線は平行ではあるが、図-5に示すように任意の断面形状をもつ場合を取扱った。流れは定常的であり、波は微小振幅波理論を適用しうるとし、かつ碎波のタイプは崩れ波であり、従って海底勾配は比較的に緩い場合を想定している。

先に求めた(4)式では、エネルギーの逸散項を考えていないが、Bowenと同じように逸散項 R_a を入れて、運動量方程式をつぎのようにあらわした。

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{M}_a + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \{ \tilde{U}_a \tilde{M}_\beta + S_{a\beta} \} =$$

$$T_a + R_a \dots\dots\dots (20)$$

ここで R_a は

$$R_a = \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_a} \tau_{\beta a} dz + \bar{\tau}_{\zeta a} - \bar{\tau}_{ha} \dots\dots\dots (21)$$

であらわされる。 $\tau_{\beta a}$: 剪断応力で波と流れの干渉による部分も含む, $\bar{\tau}_{\zeta a}$: 表面の剪断応力, $\bar{\tau}_{ha}$: 底面の剪断応力。ただし $\bar{\tau}_{\zeta a}$ は無視する。

崩れ波を考えているので、碎波帯内の波高は $H = \gamma(\bar{\zeta} + h) = \gamma D$ であらされるとき、孤立波理論から $\gamma = 0.78$ を採用する。単位面積あたりの波の全エネルギー E は

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 = \frac{1}{8} \rho g \gamma^2 D^2 \dots\dots\dots (22)$$

とかけ、波形 ζ および水粒子水平速度 $\vec{u}$ を

$$\bar{\zeta} = \frac{H}{2} \cos(k_a x_a - \sigma t) \dots\dots\dots (23)$$

$$\vec{u} = \frac{Hg}{2C} \frac{k_a}{k} \cos(k_a x_a - \sigma t) \dots\dots\dots (24)$$

とあらわす。波速 C には孤立波の理論を適用して、 $C = \sqrt{g(H+D)} = \sqrt{g(1+\gamma)D}$ とする。碎波

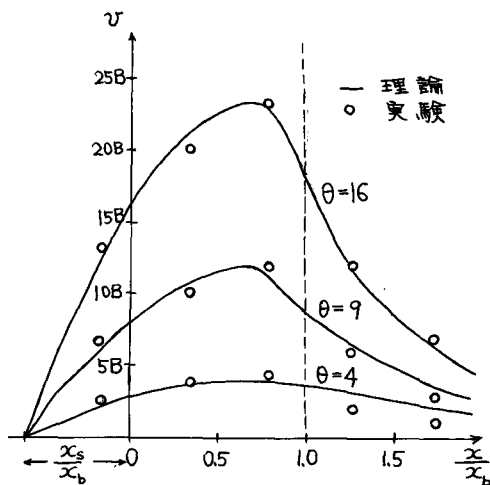


図-4 沿岸流速分布の理論と実験の比較

(Bowen, 1968)

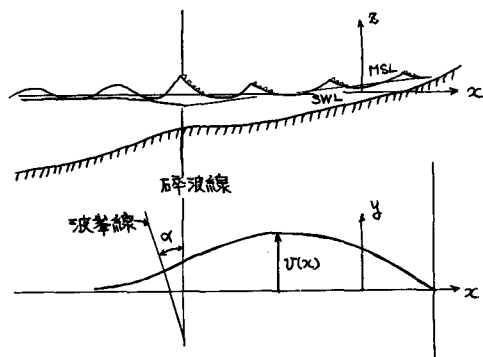


図-5 沿岸流速分布模式図

(Thornton, 1970)

帯内でも Snell の法則が成立するものとし、波の入射角を a ，添字 b は砕波点での値をあらわすものとするれば，

$$\sin a = \frac{C}{C_b} \sin a_b \dots\dots\dots (25)$$

となる。

以上の関係を用いて radiation stress S を求めると，砕波地帯の内外に適用できるものとして，つぎのようになる。

$$S = E \left[\begin{array}{cc} \frac{C_p}{C} \cos^2 a + \frac{1}{2} \left(\frac{C_p}{C} - 1 \right) & \frac{1}{2} \frac{C_p}{C} \sin 2a \\ \frac{1}{2} \frac{C_p}{C} \sin a & \frac{C_p}{C} \sin^2 a + \frac{1}{2} \left(\frac{2C_p}{C} - 1 \right) \end{array} \right] \dots\dots\dots (26)$$

ただし x_1 は x 軸， x_2 は y 軸をあらわすようにとっている。また C_p は群速度である。

x 方向の運動量方程式はつぎのようになる。

$$\frac{\partial}{\partial x} S_{xx} = T_x = -\rho g D \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} \dots\dots\dots (27)$$

Longuet-Higgins・Stewart¹⁷⁾ (1963) によれば，上式をとくことにより，砕波帯外の wave set-down としてつぎの式をうる。

$$\bar{\zeta} = -\frac{H^2}{8} \frac{k}{\sinh 2kh} \dots\dots\dots (28)$$

また砕波帯内の wave set-up は

$$\bar{\zeta} = K(h_b - h) + \bar{\zeta}_b \dots\dots\dots (29)$$

で与えられる。ここで $\bar{\zeta}_b$ は (28) 式より求める。また K は

$$K = \frac{1}{1 + \frac{8}{3r^2}} \dots\dots\dots (30)$$

とあらわされる。これらの関係は Bowen・Inman・Simmons¹⁸⁾ (1968) の実験によって確かめられた。更に Thornton¹⁹⁾ (1969) は斜めに波が入射する場合について実験を行い，この場合にも前記の関係はかなり良い一致度を期待しうることを確認した。

さて砕波帯内の運動量方程式中の逸散項 R_y を求める必要があるが，Thornton は τ_{hy} に対しては沿岸流速 v は比較的小さく，波の効果が主体となると考えて

$$\tau_{hy} = \rho \frac{f_w}{2} |u_{wh}| v = \rho f_w \frac{H}{2\pi} \frac{g}{C} v \dots\dots\dots (31)$$

を導き，(f_w : 波の運動に対する摩擦係数) また τ_{xy} に対しては Boussinesq 流に渦動粘性係数を導入し，ついでこれを評価した。すなわち

$$\tau_{xy} = \rho \epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x} \dots\dots\dots (32)$$

$$\epsilon_v = \frac{H^2}{8\pi^2} \frac{gT}{h} \cos^2 a \dots\dots\dots (33)$$

である。これらをもとにして R_y をつぎのようにあらわした。

$$R_y = \rho D \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \rho \frac{f_w}{2\pi} \frac{g}{C} H v \dots\dots\dots (34)$$

よって y 方向の運動量方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x} [E \sin a \cdot \cos a] = R_y = \rho D \frac{\partial}{\partial x} (\epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x}) - \rho \frac{f_w}{2\pi} \frac{g}{C} H v \quad \dots\dots(35)$$

となる。これに (22), (25) および (33) 式を代入すると

$$A D^{\frac{3}{2}} (1 - 0.7 \frac{D}{D_b} \sin^2 a_b) \frac{\partial D}{\partial x} = \rho D \frac{\partial}{\partial x} (\epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x}) - \frac{\rho r}{2\pi} f_w \sqrt{\frac{g D}{1+r}} v \quad \dots\dots(36)$$

をうる。ここに

$$A = \frac{5}{16} \rho g r^2 \frac{\sin a_b}{\sqrt{D_b}} \quad \dots\dots(37)$$

である。上式を数値的に解けば碎波帯内の沿岸流速が求められる。その際の境界条件は $D=0$ (汀線) で $v=0$, $D=D_d$ (碎波線) で $v=v_b$ である。

つぎに碎波帯外に対しては, $R_y=0$ であるから

$$0 = D \frac{\partial}{\partial x} (\epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x}) - \frac{f_w}{2\pi} \frac{g}{C} H v = 0 \quad \dots\dots(38)$$

となり, これを積分するにあたっての境界条件は $D \rightarrow \infty$ で $v \rightarrow 0$, また碎波線で v と $\frac{\partial v}{\partial x}$ が碎波帯内での値に連続するようにとる。

図-6には Galvin・Eagleson⁽¹⁵⁾ の実験値と, 理論的に求めた沿岸流速分布曲線との比較を示してあり, 図-7には Ingle⁽²⁰⁾ (1966) の観測値と理論曲線との比較を示してある。このように, かなり満足すべき結果をえたのであるが, bar が存在するような海底地形に対しては適用できないのが弱点である。

4.3 Longuet-Higgins⁽²¹⁾ (1970) の取扱い

Bowen の取扱いをより合理的にしようとしたのが, つぎに説明する Longuet-Higgins の取扱いである。なお以下では, 統一をはかるために原論文の記号をかなり修正してあるので注意されたい。

まず $\tau_y = \frac{\partial S_{xy}}{\partial x}$ を考える。碎波帯外では $\tau_y = 0$ においてよいので, 碎波帯

内での τ_y を求める。(26)式から明らかなように $S_{xy} = \frac{E C_f}{2} \sin 2a$ とかけるが, $\cos a \approx 1$ においてよいから $S_{xy} = E \frac{C_f}{C} \sin a$ とかくことができる。また $C_f = C = \sqrt{gh}$ $E = \frac{1}{2} \rho g a^2$, $a = \delta h = \frac{r}{2} h$ とあらわせることを考慮すれば,

$$S_{xy} = \frac{1}{2} \rho \delta^2 g^{\frac{3}{2}} h^{\frac{5}{2}} \left(\frac{\sin a}{C} \right) \quad \dots\dots(39)$$

Snell の法則によって $\frac{\sin a}{C} = \text{const.}$ であるから

$$\begin{aligned} \tau_y &= -\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} = -\frac{5}{4} \rho \delta^2 (gh)^{\frac{3}{2}} \frac{dh}{dx} \left(\frac{\sin a}{C} \right) \\ &= \frac{5}{4} \rho \delta^2 gh (\tan \beta \cdot \sin a) = \frac{5}{4} \rho u_{max}^2 (\tan \beta \cdot \sin a) \quad \dots\dots(40) \end{aligned}$$

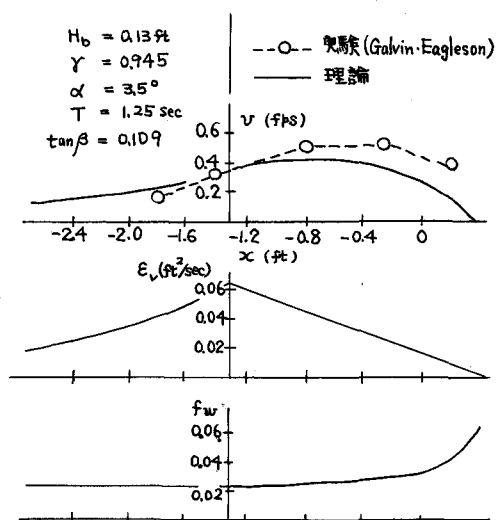


図-6 沿岸流速分布—理論と実験値

(Thornton, 1970)

となる。ここで $u_{max} = \frac{a\sigma}{kh} \delta \left(\frac{\sigma}{k} \right)$
 $= \delta (gh)^{1/2}$ を用いている。

つぎに

$$R_y = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x} \right\} - \bar{\tau}_{yh} \dots (41)$$

のうち水平混合の効果を示す右辺の第1項を
 最初は無視して取扱うこととし、第2項に注
 目する。底面の摩擦応力を

$$\tau_{yh} = f \rho |u_w| v \dots (42)$$

と表わす。ここに $|u_w|$ は波による水粒子水
 平速度の大きさを示し、時間と共に正弦的に
 変化すると考えれば、

$$\bar{\tau}_{yh} = f \rho |\overline{u_w}| v = \frac{2}{\pi} f \rho u_{max} v \quad (43)$$

をうる。さていまの場合運動量方程式は

$$\tau_y = \bar{\tau}_{yh} \dots (44)$$

となるので、これに(40)、(43)式を代入すれ
 ば、沿岸流速 v はつぎのようにあらわされる。

$$\begin{aligned} v &= \left(\frac{5\pi}{8f} \right) u_{max} (\tan \beta \cdot \sin \alpha) \\ &= \left(\frac{5\pi \delta}{8f} \right) (gh)^{1/2} (\tan \beta \cdot \sin \alpha) = \left(\frac{5\pi \delta}{8f} \right) (gh) (\tan \beta \cdot \frac{\sin \alpha}{C}) \dots (45) \end{aligned}$$

ここで碎波線での値を v_0 とすれば

$$v_0 = \left(\frac{5\pi \delta}{8f} \right) (gh_b)^{1/2} (\tan \beta \cdot \sin \alpha_b) \dots (46)$$

となり、碎波帯内外の沿岸流速の分布はつぎのように簡単に表わされる。

$$v = \left(\frac{h}{h_b} \right) \times \begin{cases} v_0 & h < h_b \\ 0 & h > h_b \end{cases} \dots (47)$$

さてここで水平混合の効果を導入して考察を進める。あとの計算の便宜のために x 軸を汀線より
 沖に向ってとることとする。すなわち x 軸のとり方がこれまでと逆向きになっていることに注
 意されたい。渦動粘性係数 ϵ_v をいかに表示するかが問題となるが、Longuet-Higginsは

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \epsilon_v \frac{\partial v}{\partial x} \right\} &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu_e h \frac{\partial v}{\partial x} \right\} \\ \mu_e &= N \rho x (gh)^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots (48)$$

とした。ここに N は無次元数で、 $0 < N < 0.016$ の範囲にあると考えられる。 $s = \frac{dh}{dx} = \text{const.}$
 の場合を考えることとし、運動量方程式をかきあらわすと

$$\rho \frac{d}{dx} \left(x^{5/2} \frac{dv}{dx} \right) - q x^{1/2} v = \begin{cases} -r x^{3/2} & 0 < x < x_b \\ 0 & x_b < x < \infty \end{cases} \dots (49)$$

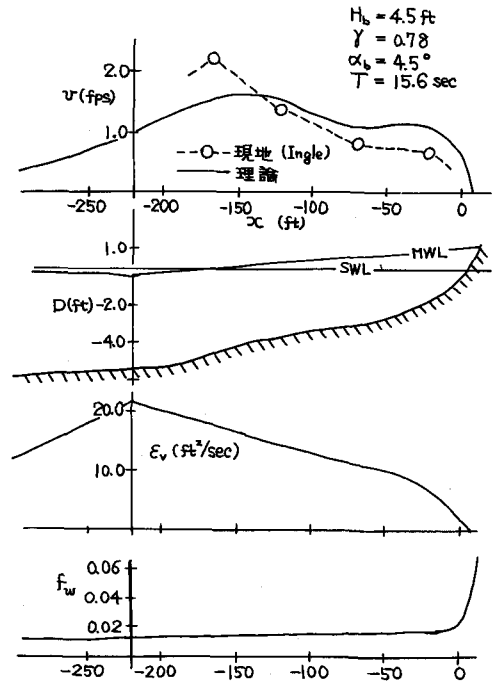


図-7 沿岸流速分布一理論と現地

(Thornton, 1970)

ここで p, q, r はつぎに示す定数である。

$$\left. \begin{aligned} p &= N \rho g^{\frac{1}{2}} s^{\frac{3}{2}} \\ q &= \frac{2}{\pi} \delta f \rho g^{\frac{1}{2}} s^{\frac{1}{2}} \\ r &= \frac{5}{4} \delta^2 \rho g^{\frac{3}{2}} s^{\frac{5}{2}} \frac{\sin a_b}{(g h_b)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (50)$$

いま $X = \frac{x}{x_b}$, $V = \frac{v}{v_0}$ の無次元量を導入して (49) 式を書き直すと

$$P \frac{d}{dX} (X^{\frac{5}{2}} \frac{dV}{dX}) - X^{\frac{1}{2}} V = \begin{cases} -X^{\frac{3}{2}} & 0 < X < 1 \\ 0 & 1 < X < \infty \end{cases} \dots\dots\dots (51)$$

となる。ここに $P = \frac{\pi}{2} \frac{sN}{\delta f}$ は水平混合の相対的な重要度を示す係数である。

$P = 0$, すなわち水平混合のない場合の解は

$$V = \begin{cases} X & 0 < X < 1 \\ 0 & 1 < X < \infty \end{cases} \dots\dots\dots (52)$$

となり、先に求めた解 (47) 式と一致する。つぎに $P \neq 0$, すなわち水平混合の存在する場合についての解は

(1) $P \neq \frac{2}{5}$ の場合:

$$V = \begin{cases} B_1 X^{p_1} + A X & 0 < X < 1 \\ B_2 X^{p_2} & 1 < X < \infty \end{cases} \dots\dots\dots (53)$$

$$\text{ここに } p_1 = -\frac{3}{4} + \left(\frac{9}{16} + \frac{1}{P}\right)^{\frac{1}{2}}, p_2 = -\frac{3}{4} - \left(\frac{9}{16} + \frac{1}{P}\right)^{\frac{1}{2}}, A = \frac{1}{1 - \frac{5}{2}P},$$

$$B_1 = \frac{p_2 - 1}{p_1 - p_2} A = [P(1 - p_1)(p_1 - p_2)]^{-1}, B_2 = \frac{p_1 - 1}{p_1 - p_2} A = [P(1 - p_2)(p_1 - p_2)]^{-1}$$

(2) $P = \frac{2}{5}$ の場合:

$$V = \begin{cases} \frac{10}{49} X - \frac{5}{7} X \ln X & 0 < X < 1 \\ \frac{10}{49} X^{-\frac{5}{2}} & 1 < X < \infty \end{cases} \dots\dots\dots (54)$$

以上の結果をもとにして、砕波線における (無次元) 沿岸流速 V_b , 最大流速 V_{max} とその位置 X_m , 汀線における流速分布の勾配, 総輸送量, 沿岸流の平均流速 $\bar{v}$ について議論をしている。その中で注目すべきことは, P を 0.001 から 1.0 まで変化させても, V_{max} は $\frac{1}{4}$ にしかならないという結果である。これは沿岸流速 v が摩擦係数 f に逆比例する ((45) 式参照) ことと対称的であり, 流速に対しては底面摩擦が支配的な役割を果していると考えられる。

図-8 は上記の結果と Galvin・Eagleson¹⁵⁾ (1964) の実験値とを比較したものであり, P の値は 0.1 ~ 0.4 の間にあることがわかる。

5 離岸流

砕波帯内においては, 波の質量輸送によって, wave set-up の生ずることは前節で説明した。沿岸流の取扱いにおいては, Eagleson²²⁾ (1965) によるものを除いては, 汀線方向には変化なしとしているが, 現実には砕波波高にしても一様ではない。従って砕波帯内に輸送された海水は, ある位置から沖向きに転じ, 幅が狭く, 流速の大きな離岸流となることは既に述べた通りである。

表-2 は佐々木¹⁰⁾ (1972) が, 離岸流に関して行われた研究を分類整理したものである。これから明らかなように, 1958 年までは現地観測が主体となっており, 波の要素などとの関係を定性的に求め

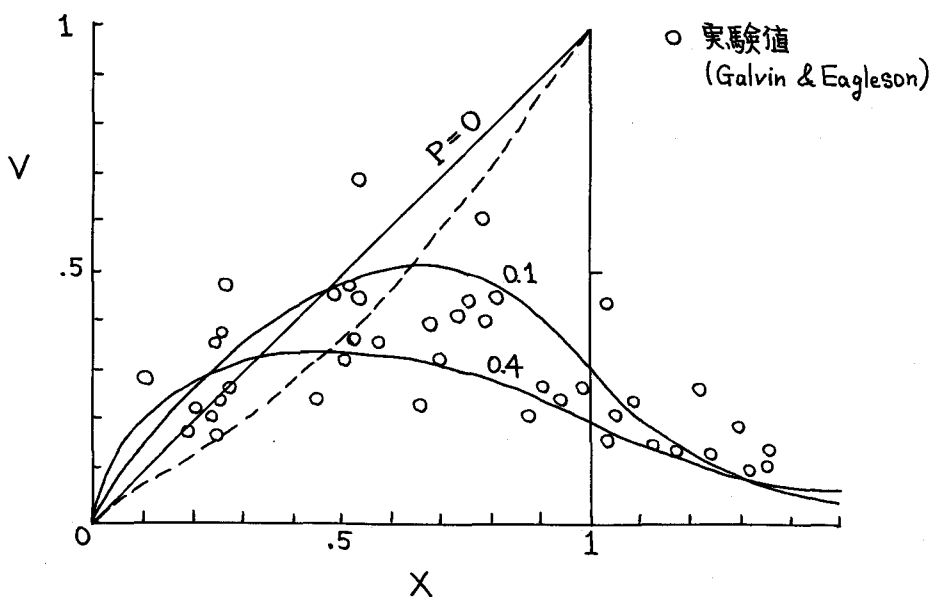


図-8 沿岸流速分布

(Longuet-Higgins, 1970)

表-2 離岸流研究の沿革

(佐々木, 1972)

研究者	理論	現地観測	実験	備考
Shepard, Emery, La Fond (1941)		○		最初の科学研究 記述的
Shepard, Inman (1950, 1951)		○		
McKenzie (1958)		○		オーストラリア
Arthur (1962)	○			最初の理論的取扱
Harris (1961, 1964)	?	○	○	南アフリカ
Bowen (1969)	○			Radiation Stress の 海浜流への応用
Bowen, Inman (1969)	○	○	○	Edge Wave の理論を 海浜流へ応用
Inman, Tait, Nordstrom (1971)	○	○		Surf Zone 内の拡散
Tait (1971)	○	?		Rip Current の Spacing 予測の式を提案

る努力がなされた。理論的な取扱いは Arthur²³⁾ (1962) によるものが最初であり、その後 radiation stress の導入, edge wave の理論の適用によって、離岸流の理論的取扱いは飛躍的な展開が期待される状況に至った。

5.1 現地調査よりみた離岸流の特性

内外で行われた現地調査の結果を総合して佐々木¹⁰⁾は取りまとめており、それを要約するとつぎの通りである。

- 1) 外海の規則的なうねりが、比較的汀線に直角に入射するときに生ずる。
- 2) 比較的ゆるやかな海底勾配の海岸で生ずる。
- 3) 離岸流の流速の大きさと、離岸流のつけ根から離岸流頭までの距離は、入射波高に関係する。
- 4) 湾や湖でも生ずる。
- 5) カスプの中心、および碎波波高の大きい場所の両側におこる。
- 6) 波の屈折によって生ずる波の集中、発散と関係がある。
- 7) 夫々の入射波システムは特有の沿岸流と離岸流のパターンを形成する。
- 8) 時化の時は、その数は少いが、強い離岸流を生じ、波が小さい時は、流れは弱いけれども数多く生ずる。
- 9) 風については、風速とは相関が少いが、風向とは相関があるようである。
- 10) 潮汐との明確な相関はみられない。しかし低潮時には rip channel の深さが強調されるので、その位置に少なからず影響を及ぼす。
- 11) 離岸流は波によって岸近くに堆積した海水が沖へ戻る現象であるが、底曳き流れとは全く異なる。一般に現地では沿岸方向に波高は一樣ではないから、底曳き流れは生じにくく、沖へ戻る主要な形態は離岸流である。しかし La Jolla 沖の観測ではかなりの底曳き流れが見られたようである。
- 12) 離岸流の流速については測定例が少ないが、そのつけ根で 1 m/sec 以上になるといわれ、波の大きい時には 2 m/sec 程度になることもあると考えられる。
- 13) 離岸流の流量についても定量的な測定はほとんどないが、Inman・Tait・Nordstrom²⁴⁾ (1971) によれば、沿岸流の流速が 50 cm/sec 以上になると沿岸流の流量の 50% が離岸流として沖へ流出するという。ただし碎波角が零ではない時である。
- 14) 離岸流の発生間隔については、波の要素と共に観測されたものはほとんどないが、30~100 m (Inman・Bagnold²⁵⁾), 平均 400 m (Shepard・Inman³⁾), ~500 m (Larras²⁶⁾) とまちまちである。新潟海岸では 200~300 m 程度、湘南海岸では 80~150 m、九十九里海岸では 300 m 程度である。
- 15) 離岸流の流速は時間とともに変動している。これは入射波が surf beat 等によって時間的に変動するためである。従って、離岸流は小さな波群が来るときに沖へ流出し、大きな波群が来る時に、一時止ったり、または流速が弱くなり、その結果時間的に脈動する。

5.2 Arthur²³⁾ (1962) の取扱い

図-9 に示すような座標軸をとり、運動は定常であり、密度一樣で、圧力は静水圧分布が成立、従って流速成分 u , v は水深方向に一樣、 $w \approx 0$ と考えて運動方程式および連続の方程式をかくとつぎのようになる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \dots\dots\dots (55)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \dots\dots\dots (56)$$

$$\frac{\partial [u(\zeta + h)]}{\partial x} + \frac{\partial [v(\zeta + h)]}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (57)$$

(55) 式と (56) 式から ζ を消去し、さらに (57) 式を考慮すれば

$$\frac{D}{Dt} \left[\frac{(\frac{\partial v}{\partial x}) - (\frac{\partial u}{\partial y})}{(\zeta + h)} \right] \dots\dots\dots (58)$$

をうる。ここで $\frac{D}{Dt} = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}$ である (定常運動)。すなわち (58) 式中の $[\quad]$ の中の量は流線に沿って保存されることがわかる。衆知の如く $\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ は渦度の鉛直成分であり、流線に沿って海水が水深の大きい所に移動するにつれて、この渦度成分は大きくなる。いま $\zeta \ll h$ として ζ を無視すれば (57) 式より次のような輸送流れ関数 (transport stream function) ψ を定義することができる。 $\psi = \text{const.}$ は流線に平行で輸送流線 (transport streamline) と呼ばれる。

$$\left. \begin{aligned} hu &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} \\ hv &= \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (59)$$

(59) 式を (58) 式に代入すると

$$\frac{1}{h} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right] = F(\psi) \dots\dots\dots (60)$$

ここで図-10(a) のように真直な境界に沿って沖へ向かう流れを考えると、ここでは $\left| \frac{\partial v}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|$ としてよいから、(60) 式は近似的に

$$\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = F(\psi) \dots\dots\dots (61)$$

とあらわされる。 x を固定した解を考えると、 $h dy = dy^1$ とおいて

$$\frac{d^2 \psi}{dy^{12}} = F(\psi) \dots\dots\dots (62)$$

よって $\frac{d\psi}{dy^1} = -u = f_1(\psi)$, $y^1 = f_2(\psi)$ の関係をうる。前者より u は輸送流線 $\psi = \text{const.}$ に沿って一定であり、また後者より y^1 も同様であることがわかる。

いま y^1 を $x = x_1$ における $\psi = \psi_a$ と境界との距離、 y^2 を $x = x_2$ における対応し

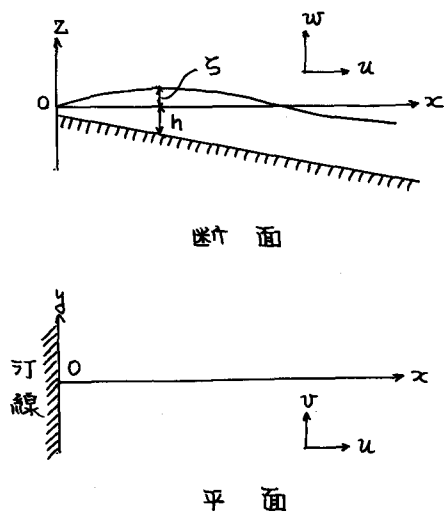


図-9 説明図

(Arthur, 1962)

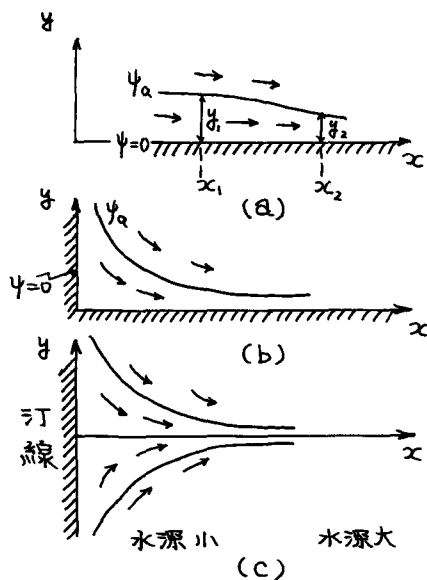


図-10 Arthur の離岸流のモデル

た距離とすると,

$$\int_0^{y_1} h(x_1, y) dy = \int_0^{y_2} h(x_2, y) dy \dots\dots\dots (63)$$

積分区間の平均水深を $\bar{h}$ で表わせば

$$y_1 \bar{h}(x_1, y_1 \geq y \geq 0) = y_2 \bar{h}(x_2, y_2 \geq y \geq 0) \dots\dots\dots (64)$$

すなわち, 境界から輸送流線までの距離は, 平均水深が大きくなると共に減少する。この関係は図-10(b)のように直角方向に2つの境界が存在する場合でも同じであり, x 方向に水深が増加すると流線間の幅は狭くなる。かくて図-10(c)のようにすると, 沖に向かって流れ出す離岸流のモデルとなる。

6 海浜流系統

沿岸付近の流れは, 波による質量輸送, 沿岸流, および離岸流より構成され, しかもこれらの間に循環を生じていることは, Shepard・Inman¹³⁾(1950, 1951)によって把握されていた。彼等はこれらの流れを総称して海浜流系統(nearshore circulation system)と名づけた。図-11に示されているように, 離岸流と離岸流との間に囲まれた区域は単位セルを形成していると考えることができ, 従って海浜流系統は通常複数の単位セルによって構成されていると考えられる。もっとも波の入射角が大きくなると, 単位セルは必ずしも閉じた系ではなくなる。

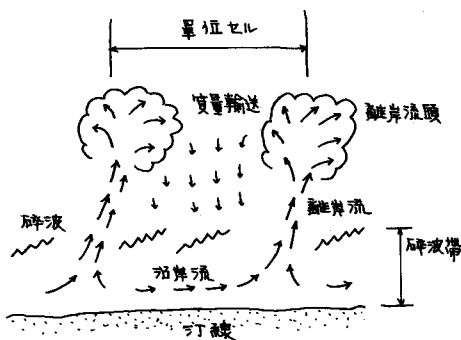


図-11 海浜流系統

Bowen²⁷⁾(1969) および Bowen・Inman²⁸⁾(1969)は, radiation stressを用いて離岸流を理論的に取扱うことを試み, その結果海浜流系統に対するモデル化に至っている。

6.1 Bowen²⁷⁾(1969)の取扱い

沿岸に波が進入している場合に, 砕波帯の外側では wave set-down が, また砕波帯の内側では wave set-upが生ずることは既に説明した。しかしながら現実には沿岸方向の波高の分布は必ずしも等しくなく, 何らかの要因によって, 波高の高いところと低いところが生じている。議論を単純にするために, 波は汀線に直角に進入しているとする。その際の砕波帯の外側では, 波高の高いところでは wave set-downは大きく, 低いところは小さく, 従って横方向に水面勾配, すなわち圧力勾配を生じ, 波高の低い部分から高い部分に向う流れを生ずる可能性を生ずる。一方において, 砕波帯内では波高の高いところでは wave set-upは大きく, 従って波高の高い部分から低い部分に向う流れを生ずる可能性を生ずる。このようにして海浜流の循環が形成されると説明できそうである。上記のような波高の大小による wave set-down と wave set-upの相異は, 図-12に示した実験結果から容易に理解できよう。Bowenはこのような考え方に基づいて以下のような取扱いを行った。

運動方程式および連続の方程式として, 浅海長波に関する関係式をつかう。ただし運動は定常と考える。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} + R_x + \tau_x \quad (65)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} + R_y + \tau_y \quad (66)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [u(\bar{\zeta} + h)] + \frac{\partial}{\partial y} [v(\bar{\zeta} + h)] = 0 \quad (67)$$

ここで R_x, R_y は摩擦項であり, τ_x, τ_y はつぎに示すように radiation stress tensor より導かれる。

$$\tau_x = -\frac{1}{\rho(\bar{\zeta} + h)} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \quad (68)$$

$$\tau_y = -\frac{1}{\rho(\bar{\zeta} + h)} \left(\frac{\partial S_{yy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} \right)$$

ただし $S_{xy} = S_{yx} = \int_{-\infty}^{\bar{\zeta}} \bar{u}v \, dz = 0$ である。

ここで Arthur に従って, 渦度 $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ と輸送流れ関数 ψ を定義する。

$$u(\bar{\zeta} + h) = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (69)$$

$$v(\bar{\zeta} + h) = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

また $(h + \bar{\zeta}) = D$ とすれば, 運動方程式を変形してつぎの式をうる。

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\xi}{D} \right] - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\xi}{D} \right] = \frac{\partial R_x}{\partial y} - \frac{\partial R_y}{\partial x} + \frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x} \quad (70)$$

Arthur は左辺の非線型項のみで検討したのである。これに対して Bowen は非線型項を省略し, 摩擦項に対して先づ線型化した底面摩擦を考へて

$$R_x = -\frac{f u}{D}, \quad R_y = -\frac{f v}{D} \quad (71)$$

としてつぎの関係を求めた。

$$f \left[\frac{\xi}{D} - \frac{m v}{D^2} \right] = B \sin \lambda y, \quad B = \begin{cases} -\frac{1}{4} g r^2 m \varepsilon \lambda & \text{碎波帯内} \\ 0 & \text{碎波帯外} \end{cases} \quad (72)$$

ここではつぎの関係が用いられている。碎波帯外では $\frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x} = 0$, 碎波帯内では $\frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x} = \frac{1}{4} g r \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y}$ であり, $\bar{x} = x + x_s$, ($x = -x_s$ は水位上昇の最高点), $D = m\bar{x}$, $m = (1 - K) \tan \beta$, (K については (30) 式参照), かつ $H = r m \bar{x} (1 + \varepsilon \cos \lambda y)$ で示される沿岸方向の分布をもつとしている。ただし $\varepsilon \ll 1$ である。そこで (72) 式を ψ で書きあらわし, 碎波帯内外に対して解を求めた。ただし $\bar{x} = 0$ で $\psi = 0$, $x \rightarrow \infty$ で ψ は有限の境界条件を用い, かつ碎波線で ψ , $\frac{\partial \psi}{\partial x}$ が連続する条件を考慮している。その結果を図示すればつぎのようになる。(図-13)

これにつづいて, 非線型項を残し, かつ摩擦項としては, 渦粘性係数 A_H を導入した表示式

$$R_x = A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad R_y = A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (73)$$

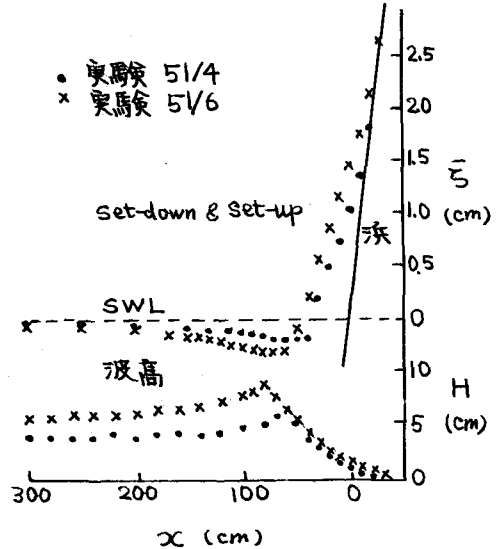


図-12 平均水位と波高変化—Bowen・Inman・Simmohs の実験—
(Bowen, 1968)

を用いて、つぎの基本式をえた。

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\xi}{D} \right] - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\xi}{D} \right] + A_H \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) = B \sin \lambda y \quad \dots\dots\dots (74)$$

ここでBの条件は(72)式と同様である。

解を求めるにあたって基準速度U、基準長さLを導入し、有効Reynolds数 $R_e = \frac{UL}{A_H}$ を導入して数値計算を行っている。その結果を図-14に示す。

6.2 Bowen・Inman²⁸⁾(1969)の取扱い

先のBowenの取扱いにおいては、沿岸方向に波高が周期的に変化するとした。ではその変化は何に起因するかが問題となるが、Bowen・Inmanは実験によって、入射波の周期に等しい周期をもつedge waveが、入射波と干渉して、定常的な沿岸方向の波高の変化を生じ、波高の低いところに離岸流の生ずることを明らかにした。従って海浜流の単位セルの大きさ、すなわち離岸流の発生間隔は、edge waveの波長に等しいことになる。彼等はCalifornia湾北西に位置するEl Moreno

海岸で観測を行い、実験によってえた結果との比較検討を行っている。もっとも実験室では側壁の存在によって生ずるedge waveも存在するが、現地ではそのようなことはないので、条件は必ずしも同じではない。また現地観測は波の小さい条件のもとで行われ、波と流れが干渉しないとの理論的取扱いの仮定をほぼ満足していたと思われるが、より関心のあるのは、もっと波高の大きな場合である。このような観点からも更に多くの実験並びに現地観測の資料を累積する必要があると思われる。

6.3 碎波帯内での混合過程

いま仮に碎波帯内の一点に色素を投入したとしよう。色素は沿岸流による移流と混合・拡散によって次第に碎波帯幅一面に拡がって行くであろうが、容易に碎波帯外には出て行かない。ただし離岸流によって碎波帯外に流出し、周辺の海水と混合して行くであろう。このような事から、碎波帯内に流入した汚濁物質は容易には碎波帯外に出ていかず、碎波帯内に閉じ込められたような様相を呈するのではないかと推測される。

碎波帯内での混合について取り組んだ最初の研究は、Harris・Jordaan, McMurray・Verwey・Anderson²⁹⁾(1962)によるものであろう。彼等は実験室および現地海岸でフローレンセンあるいはR. I. トレーサを用いて測定を行った。このような調査・研究をもっと本確的に行ったのはInman・Tait・Nordstrom²⁴⁾(1971)である。取扱いの基本の式は

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\epsilon \frac{\partial N}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} (N u) + R \quad \dots\dots\dots (75)$$

である。ここにN: 濃度, ϵ : 拡散係数, u : 速度ベクトル, R: source やsinkによる濃度の局所的時間変化, r : 位置のベクトル, である。いま $R=0$ とし、原点 $x=0$, $y=0$ に全量 A_0 の

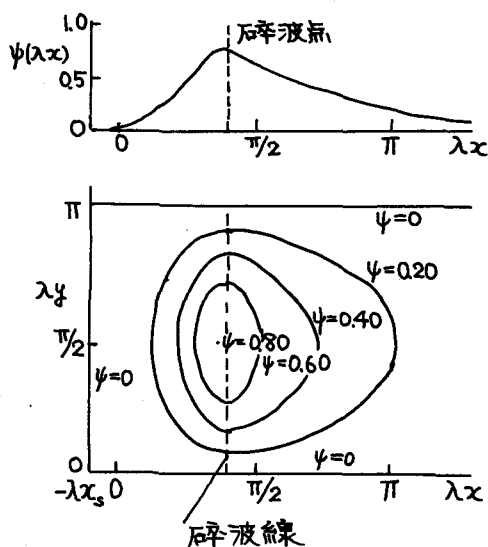


図-13 底面摩擦を考慮した線型解

(Bowen, 1969)

トレーサーを投入したとすると、濃度 N は

$$N(x, y, t) = \frac{A_0}{4\pi t (\epsilon_x \epsilon_y)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{4\epsilon_x t} - \frac{y^2}{4\epsilon_y t} \right\} \quad (2 \text{次元}) \quad (76)$$

で与えられる。ここで ϵ_x, ϵ_y : x および y 方向の拡散係数である。つぎに碎波帯幅にわたる線源としてトレーサーが投入された場合には

$$N(y, t) = \frac{A_0}{(4\pi \epsilon_y t)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{y^2}{4\epsilon_y t} \right\} \quad (1 \text{次元}) \quad (77)$$

で与えられることになる。さて現実には $t_0 = \frac{X_0^2}{\psi \epsilon_x}$ (ここに X_0 : 碎波帯半幅) の時間が経過すれば、トレーサーは2次元的な拡がりから1次元的な拡がりに移行すると考えてよい。このような考えから ϵ_x について検討を加えているが、経験則としてつぎの関係を見出している。

$$\epsilon_x \approx \frac{(H_{rms})_b X_b}{T}$$

ここに T : 波の周期, H_{rms} , X_b : 碎波帯幅, である。これに対して、上式の成立する根拠を、モデルを設定して説明を試みている。また更に沿岸方向 (y 軸方向) の混合に対してもモデルを設定して取扱っている。

7 結 言

以上沿岸付近の流れと題して、海浜流に関する最近の研究成果について概説した。在来複雑なために、解明が著しく困難であると考えられていた海浜流系統は、かなり現実的なモデルにまで組立てられてきたことを一応理解していただけたことと思う。それにつけても、いわゆる radiation stress

なる概念が提出され、それが極めて強力な理論上の支えとなって急速に解明が進んだことは、まことに驚くほどである。今後の発展が楽しみであると共に、海浜流系統を総合的に把握する努力を今後一層続けたいものである。そのような地道な努力の積み重ねが、やがて沿岸環境の保全という重大な問題に有力な手がかりを与えることになるであろう。

予定頁数を若干超過したために、後半の記述が中途半端なものとなってしまった。筆者の不明をおわびすると共に、原論文を検討されることをおすすめする。

なお本稿を草するにあたって、文献の収集をはじめとし、種々の示唆を受けた、東京大学大学院博士課程学生・佐々木民雄君に謝意を表する。

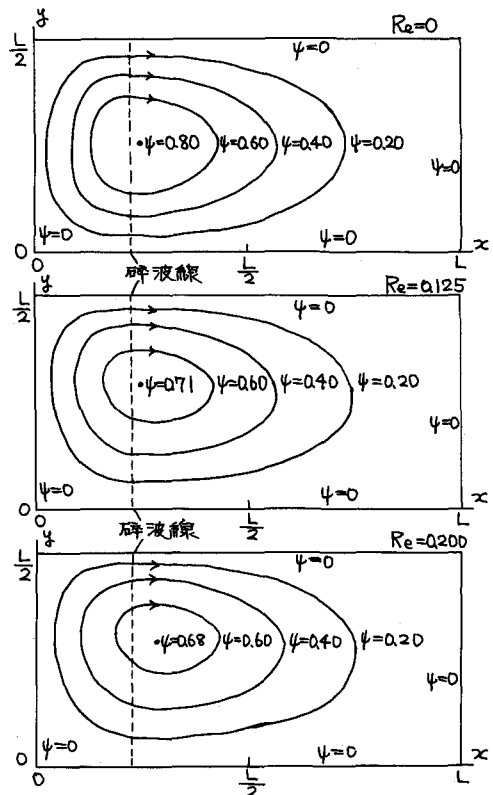


図-14 渦粘性を用いた解

(Bowen, 1969)

参 考 文 献

- 1) Johnson, D.W.: Shore Processes and Shoreline Development, John Wiley & Sons, Inc., 1919.
- 2) Shepard, F.P., K.O. Emery, and E.C. La Fond: Rip currents: A process of geological importance, Jour. Geol., Vol. 49, No.4, 1941.
- 3) Shepard, F.P. and D.L. Inman: Nearshore circulation, related to bottom topography and wave refraction, Trans. A.G.U., Vol. 31, No.4, 1950. Shepard, F.P. and D.L. Inman: Nearshore circulation, Proc. 1st. Conf. on Coastal Eng., 1951.
- 4) Putnam, J.A., W.H. Munk, and M.A. Traylor: The prediction of longshore currents, Trans. A.G.U., Vol. 30, No.3, 1949.
- 5) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "Surf Beat", Jour. Fluid Mech., Vol. 13, 1962.
- 6) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: The generation of capillary waves by steep gravity waves, Jour. Fluid Mech., Vol. 16, 1963.
- 7) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: Radiation stresses in water waves; A physical discussion with applications, Deep-Sea Res., Vol. 11, No.4, 1964.
- 8) Sonu, C.J.: Tethered balloon for study of coastal dynamics, Proc. Symposium on Earth Observations from Balloons, American Soc. of Photogrammetry, 1969.
- 9) 堀川清司・佐々木民雄・五十嵐元・鬼頭平三: 海浜流観測用気球カメラシステムの開発, 土木学会第26回年次学術講演会講演概要, 1971.
堀川清司・佐々木民雄・福井直治・五十嵐元・鬼頭平三: 海浜流に関する研究 第1報一観測法と湘南海岸における実測例, 第18回海岸工学講演会論文集, 1971.
- 10) 佐々木民雄: 海浜流のモデルとその観測方法に関する研究, 東京大学大学院工学系研究科修士論文, 1972.
- 11) Phillips, O.M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge University Press, 1966.
- 12) 堀川清司・佐々木民雄: 沿岸流速に関する二, 三の考察, 第15回海岸工学講演会講演集, 1968.
佐々木民雄: 沿岸流について, 沿岸海洋研究ノート, 日本海洋学会, VOL. 9, No.1, 1971.
- 13) 堀川清司: 漂砂特論, 1970年度水工学に関する夏期研修会講義集A, 1970.
- 14) Bowen, A.J.: The generation of longshore currents on a plane beach, Jour. Marine Res., Vol. 27, No.2, 1969.
- 15) Galvin, C.J. Jr. and P.S. Eagleson: Experimental study of longshore currents on a plane beach, M.I.T. Hydrodynamics Lab., Rep. No.63, 1964.
- 16) Thornton, E.B.: Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., 1970.
- 17) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: A note on wave set-up, Jour. of Marine Res., Vol. 21, 1963.
- 18) Bowen, A.J., D.L. Inman, and V.P. Simmons: Wave "Set-down", and "Set-up", Jour. Geophys. Res., Vol. 73, No.8, 1968.
- 19) Thornton, E.B.: Longshore current and sediment transport, Dept. of Coastal and Oceanographic Eng., Tech. Rept., No.5, Univ. of Florida, 1969.
- 20) Ingle, J.C., Jr.: Movement of Beach Sand, Elsevier Publishing Co., 1966.
- 21) Longuet-Higgins, M.S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, Parts 1 and 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, No.33, 1970.

- 22) Eagleson, P.S.: Theoretical study of longshore currents on a plane beach, M.I.T. Hydrodynamics Lab., Rep. No.82, 1965.
- 23) Arthur, R.S.: A note on the dynamics of rip currents, Jour. Geophys. Res., Vol. 67, No.7, 1962.
- 24) Inman, D.L., R.J. Tait, and C.E. Nordstrom: Mixing in the surf zone, Jour. Geophys. Res., Vol. 76, No.15, 1971.
- 25) Inman, D.L. and R.A. Bagnold: Littoral processes; Three-dimensional case, The Sea, Vol. 3, Chap. 2, Interscience Publishers, 1962.
- 26) Larras, J.: Plages et côtes des sable, Collection Lab. Nach d'Hydrolique, Eyrollers, Paris, 1957.
- 27) Bowen, A.J.: Rip currents, Part 1, Theoretical investigations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, No. 23, 1969.
- 28) Bowen, A.J. and D.L. Inman: Rip currents, Part 2, Laboratory and field observations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, No. 23, 1969.
- 29) Harris, T.F.W., J.M. Jordaan, W.R. McMurray, C.J. Verwey, and F.P. Anderson: Mixing in the surf zone, International Conf. on Water Pollution Research, London, Sept. 1962.