

海浜流発生メカニズムについて

水 口 優

1. はじめに

海浜流の発生メカニズムについて述べるわけである。では、はじめに海浜流の定義について触れねばなるまい。といって、海浜流とは何かという事をきちんと定義し直すことができれば、それは、その現象が少なくとも物理的概念として完全に理解された事を意味するはずである。その事が本論の目的である以上、ここでは、まず現象論的な話から出発する。

一般的な理解として海浜流の現象は、砕波帯付近で観察されるほぼ定常的な（少なくとも時間スケールが入射波のそれに比して非常に長い）流れ全体を指すとして話を始めよう。多くの自然現象と同様にその流れはもちろん人類誕生以前から存在していたものであり、科学的または工学的認識の対象となる以前から、そこに生活基盤を持つ者にとっては経験的に知られていたものである。それが最初に科学としてメスを加えられ文献上に取りあげられた以降の歴史については、例えば堀川（1973, P. 159-）を参照されたい。

海浜流を単に時間スケールの長い流れとして定義するならば、その流れを支配（または記述）する方程式として流体力学の基本式をそのまま持ちこむ事ができるはずである。すなわち海浜流もまた質量の保存としての連続式および力の釣りあいとしての運動方程式に支配された現象であり、境界条件（及び初期条件）を与える事により一義的に決まる現象として扱う事ができるはずである。本論はそういう立場で海浜流の発生メカニズムを見直して見ようとするものである。

2. 海浜流に対する基本方程式

2.1 砕波帯付近の流れの場の時間スケール

砕波帯付近の流れの場を次のように表すものとする。すなわち速度 u_i （添字 i は 1, 2, 3 と変わる）に対しては

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' + u_i'' + u_i' \quad (1)$$

それに対する圧力 p に対しては

$$p = \bar{p} + p' + p'' + p' \quad (2)$$

さらに、それに対する水面変動を考えて瞬間的な水深 d に対して

$$d = h + \eta = h + \bar{\eta} + \eta' + \eta'' + \eta' \quad (3)$$

と書くものとする。なお、ここで h は何も運動が無い時の水深、静水深を表すものとする。すなわち、碎波帯付近の流れは、平均量 $\bar{u}_i$, $\bar{p}$, $\bar{\eta}$, 長周期成分 u_i' , p' , η' , 短周期の波動成分 u_i'' , p'' , η'' , および乱れ成分 u_i' , p' , η' , にわけられるものとする。それぞれの運動形態は、平均量は準定常的な流れ、長周期成分は少なくとも岸沖方向には重複波（すなわち、エッジ波またはその極限としての岸沖方向の重複波）をなすもの、短周期の波動成分は碎波により減衰し岸向きの進行波とみなせる成分、乱れは主としてその碎波により誘起される全くランダムな成分である。

各成分の間の時間スケールは、次のようになる。定常流と長周期波動成分については非定常項と摩擦項の比を考える事によりほぼ次式の T_c で与えられる（水口（1982 a））。

$$T_c = h / c_f \hat{u}_w \simeq 2 \sqrt{h} / r c_f \sqrt{g} \quad (4)$$

ここで c_f は平均的な底面摩擦係数、 r は碎波帯内での波高水深比、 g は重力加速度である。(4)式において底面摩擦応力 τ_{BH} としては、 $|u_H'| < < |u_H''|$ を仮定して次の式を用いている。

$$(\tau_{BH})_i = \{ \rho c_f |u_H| u_H \}_i \simeq \rho c_f \hat{u}_w (u_H)_i \quad (5)$$

ここで、 ρ は流体の密度であり、下添字は H は水平方向成分を表す。(4), (5)式中の $\hat{u}_w$ は底面での波動成分の代表振幅であり長波近似で $r \sqrt{gh}/2$ となる。また $()_i$ は $()$ 内の量に対して次に述べる T_i 以上の時間スケール成分を何らかの方法（例えば数値フィルター法）で取り出している事を示す。

重複波をなす成分と碎波する成分との間の時間スケール T_i は、前浜海浜での反射の限界条件を考える事により概略値としては次式で与えられる（例えば水口（1981））。

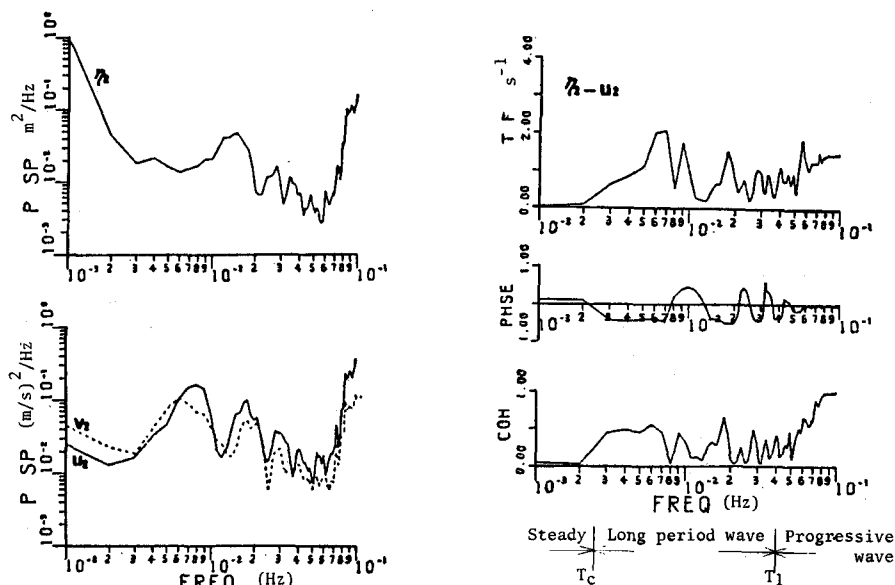
$$\epsilon_0 \equiv (H_0 \sigma_i^2 / g) (\pi/2)^{1/2} (\tan \beta)^{-5/2} \simeq 1 \quad (6)$$

ここで、 H_0 は沖波代表波高、 $\tan \beta$ は前浜勾配であり $\sigma_i = 2\pi/T_i$ である。式(6)は遡上パラメータ ϵ_0 を用いた碎波限界で H_0 , $\tan \beta$ より σ_i すなわち T_i が定まる。

碎波する進行波成分とそれによる乱れ成分の間の時間スケール T_i は、現地波浪が不規則波であるために確定する事が難しい。1つの考え方として、水面変動と流速変動間にコヒーレンスがあるものを波動成分、無いものを乱れと定義して（Thornton et al (1976)）両者の分離を試みた結果の一例（水口（1982b））によれば、碎波帯内で両者のコヒーレンスが0.5となる周期で定義した T_i は入射波のパワースペクトルのピーク周期6.3秒の約1/7となっている。

それぞれの時間スケールのおよその値は、 T_c は $r \sim 0.6$, $c_f \sim 0.01$, $h \sim 1$ m として100 s, T_i は $\tan \beta \sim 0.1$, $H_0 \sim 0.5$ m として40 s, T_i は入射波周期を10 s として1 s というオーダー量となり、それぞれの運動の時間スケールが定まる事になる。以上のように運動をわけて考える事により、それぞれの時間スケールでの基本方程式を導く事ができる。ただし、その時の問題点はそれぞれの時間スケールの運動がどれだけ独立であるかという事である。例として図-1を参照されたい。岸沖方向に

重複波をなす時は水位変動と岸沖流速の間に $\pm\pi/2$ の位相差がある。この場合は測点2の水面変動 η_2 と岸沖方向の流速変動 u_2 の位相差が長周期側で0に近づいて定常となっていくのは $2.5 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ すなわち T_c としては400s, 短周期側でそうなるのは $4 \times 10^{-2} \text{ Hz}$ すなわち T_l は25sとなる例である。この時の



図ー1 碎波帯近傍での流体運動の時間スケールとエネルギー分布
(Hotta et al (1981))

パワースペクトル形状においては進行波と重複波の間にはかなり深い谷が存在して両者の分離は可能と言えよう。 T_c 付近では、重複波成分のパワーは水位変動と流速変動の両者のパワーを勘案しなければならない事に注意すればここにもそれなりの谷が存在する。他の例についても同様な傾向が見られる場合が多い。その理由としては重複波成分がtrappedモードとなっている事、および流れの変動を誘起するための時間スケールがかなり長い事などが理由と考えられるが、未だ確定的な話ではない。いずれにしてもその独立性を仮定して以下の話を進める。蛇足ながら T_c , T_l の時間スケールは独立であり、条件によっては $T_c < T_l$ であり得る。その場合は長周期波動域の運動は存在しない。

2.2 連続式

以下の式の展開においては、座標系として直交直線座標系を用いるものとする。そのうち $z (=x_3)$ 軸を静水面を原点として鉛直上向きにとるものとする〔図ー2参照〕。 (x_1, x_2) 軸は水平座標をなす。それぞれの方向の流速成分を $(u_1, u_2, u_3 (=w))$ と書く。

非圧縮性流体の連続の式は次のように書ける

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \equiv \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

ここで、記法としては標準的な添字（デカルト座標におけるテンソル）記号をとるものとする。(7)式を代入すれば次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_i + u_i' + u_i^w + u_i') = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i^w}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (8)$$

(8)式においてそれぞれの運動の時間スケールの独立性を用いてそのスケールでの時間平均操作を行う事により次式を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i^w}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (6)$$

すなわち、各時間スケールの運動に対して、それぞれに連続の式(7)が成立している。

長波もしくは定常流を扱う際、鉛直方向の運動はほぼ一様である事を利用する事により三次元問題を二次元問題にする事がよく行われる。ここでも、その方法を利用する。すなわち、(7)式を鉛直方向に $-h$ から η にわたって積分する事により、単位底面積をもつ水柱に対する連続の式に書きかえる。

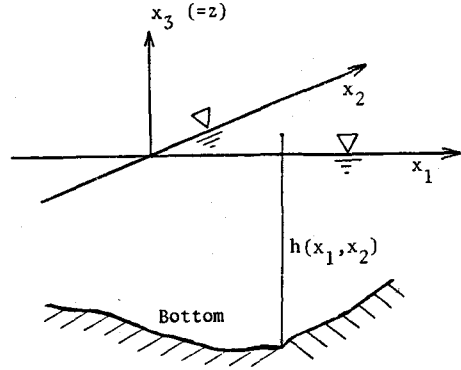


図-2 三次元デカルト座標系

$$\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} dz = \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial u_H}{\partial x_H} dz + w \Big|_{-h}^{\eta} \quad (10)$$

$$= \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial u_H}{\partial x_H} dz + \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_H \frac{\partial \eta}{\partial x_H} \right)_{z=\eta} + \left(u_H \frac{\partial h}{\partial x_H} \right)_{z=-h} \quad (11)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_H} \int_{-h}^{\eta} u_H dz + \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (12)$$

ここで、添字_Hは先にも書いたように1,2とのみ変わり水平座標成分を表す。(10)式から(11)式へは次の運動学的な境界条件を用いた。

$$\text{表面 } z = \eta \text{ で } w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_H \frac{\partial \eta}{\partial x_H} \quad (13)$$

$$\text{底面 } z = -h \text{ で } w + u_H \frac{\partial h}{\partial x_H} = 0 \quad (14)$$

(11)式より(12)式へは、次のLeibnitzの定理を用いた。

$$D \int_{-h}^{\eta} f dz = \int_{-h}^{\eta} Df dz + (f)_{z=\eta} D\eta - (f)_{z=-h} D(-h) \quad (15)$$

ここで、 D は微分記号である。

すなわち、単位水柱に対する連続の式は直観的にも明らかのように、次式となる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_H} \int_{-h}^{\eta} u_H dz = 0 \quad (16)$$

(16)式において各時間スケールでの運動にわけた形は、(8)式におけると同様に(1), (3)式を代入する事により次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\eta} + \eta') + \frac{\partial}{\partial x_H} \{ d (\bar{u}_H + u'_H) \} + \frac{\partial}{\partial t} (\eta'' + \eta'') + \frac{\partial}{\partial x_H} \{ \int_{-h}^{\eta} (u_H'' + u'_H) dz \} = 0 \quad (17)$$

ここで、 $\bar{u}_i$ および u'_i は鉛直方向に一様であるという仮定（長波近似）を用いた。また $\bar{\eta}$ は定常であるがその時間偏微分項は形式的に残した。(17)式において、 T_l および T_c の時間スケールでの平均操作を行う。まず T_l に対しては、その時間操作を先にも述べたように下添字 l 付カッコで表すものとする、 $(\eta)_l = \bar{\eta} + \eta'$ などを用いて次式を得る。

$$\frac{\partial (\eta)_l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_H} \left[(d)_l (u_H)_l + \left\{ \int_{-h}^{\eta} (u_H'' + u'_H) dz \right\}_l \right] = 0 \quad (18)$$

さらに、 T_c での平均を行う。その操作を $-$ で表すものとして次式を得る。

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_H} \left[\bar{d} \bar{u}_H + \bar{\eta}' u'_H + \int_{-h}^{\eta} (u_H'' + u'_H) dz \right] = 0 \quad (19)$$

ここで、砕波する進行波以下のスケールすなわち T_l 以下の運動による質量流束 M_H を次のように定義する。

$$M_H \equiv \int_{-h}^{\eta} (u_H'' + u'_H) dz \quad (20)$$

この時(18)式は次のようにも書ける。

$$\frac{\partial (d)_l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_H} \left\{ (d)_l (u_H)_l + (M_H)_l \right\} = 0 \quad (21)$$

同様に T_c 以下の質量流束 M'_H を次のように定義すれば

$$M'_H \equiv \int_{-h}^{\eta} (u'_H + u_H'' + u'_H) dz = d u'_H + \int_{-h}^{\eta} (u_H'' + u'_H) dz \quad (22)$$

(21)式は次のようにも書ける。

$$\frac{\partial \bar{d}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_H} (\bar{d} \bar{u}_H + \bar{M}'_H) = 0 \quad (23)$$

(21)式も(23)式もある時間スケール以上での単位水柱に対する連続の式を考えるにあたっては、その時間スケール以下での変動分による（自由表面が存在するために生じる）質量流束の寄与を考える必要があるという事である。なお、乱れ成分は、定義として水面変動との無相関が成立するとすれば $(M_H)_l$

および $\bar{M}'_H$ には寄与しない。進行波成分は微小振幅波と考えれば、表面付近での Euler 的な質量（体積）輸送のみが寄与する。自由表面以外のいつでも水中にある部分については、(9)式が成立している。

2.3 運動方程式

連続の式と同様に運動方程式も、それぞれの時間スケールでの平均量に対する方程式の形に書く。底面を除けば、完全流体（または完全に乱れた流体運動）として粘性項を落して Euler の運動方程式より出発してよい。その際、海浜流を念頭において連続式の場合と同様に長周期側の運動を扱う事として、Euler の式を鉛直方向に積分する事により単位水柱に対する方程式を導く。残念ながら、運動方程式についてはその非線型項のためにそれぞれの時間スケールの運動が独立に原式を満たす事にならない。

水平方向成分に対する Euler の運動方程式は次のように与えられる。

$$\frac{\partial u_H}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_H}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_H} \quad (24)$$

ここで密度 ρ は碎波帯内では温度差による密度変化を扱わない限り一様としてよい。(24)式を z 方向に積分する。左辺はまず連続式(7)を使って $u_i \partial u_H / \partial x_i = \partial / \partial x_i (u_i u_H) + \partial / \partial z (w u_H)$ より

$$\int_{-h}^{\eta} \left\{ \frac{\partial u_H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i u_H) + \frac{\partial}{\partial z} (w u_H) \right\} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u_H dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-h}^{\eta} u_i u_H dz \quad (25)$$

ここで、Leibnitz の定理(15)式と表面および底面での境界条件式(13)、(14)を用いた。

一方(24)式の右辺は、再び Leibnitz の定理と $z = \eta$ で $p = 0$ なる力学的境界条件を用いて次のようになる。

$$-\frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial p}{\partial x_H} dz = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_H} \int_{-h}^{\eta} p dz + \frac{p}{\rho} \Big|_{z=-h} \frac{\partial h}{\partial x_H} \quad (26)$$

以上より、鉛直水柱に対する水平方向の運動方程式は、次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u_H dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-h}^{\eta} u_i u_H dz = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_H} \int_{-h}^{\eta} p dz + \frac{p}{\rho} \Big|_{z=-h} \frac{\partial h}{\partial x_H} \quad (27)$$

(27)式は、左辺第一項が局所的な加速度または運動量変化を、第二項が運動量流束の勾配（流出入量）を、右辺第一項が側面から作用する圧力の相対する面での差であり、最後の項は底面勾配がある場合のそこでの圧力による力の水平成分への寄与である〔図-3 参照〕。

次のステップは連続式の場合と同様、長周期運動のスケールでの式を得る事である。形式的には連続式でやったように全ての項を I でくくって下添字 I をつければ T_I 以上の運動に対する方程式の出来あがりである。そしてそれを(1)~(3)式を用いて各スケールでの量の間の関係として書けばよいわけである。ここでは、その前に圧力 p を残された第3の鉛直方向の運動方程式を用いて書き直しておく。

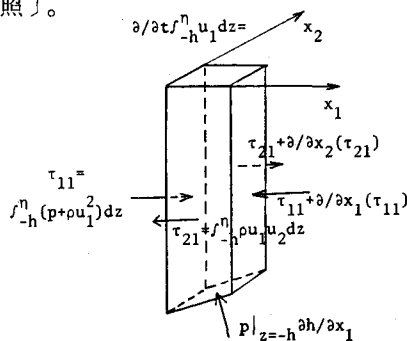


図-3 固定鉛直水柱に対する運動量の保存または運動方程式

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u_i \frac{\partial w}{\partial x_i} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (28)$$

両辺を $z = z$ から $z = \eta$ まで積分すると今までと同様な計算をして

$$\frac{p}{\rho} = \frac{\partial}{\partial t} \int_z^\eta w dz' + \frac{\partial}{\partial x_H} \int_z^\eta w u_H dz' + w \left(\frac{\partial z'}{\partial t} + u_H \frac{\partial z'}{\partial x_H} - w \right)_{z=z} + g (\eta - z) \quad (29)$$

を得る。ここで z は (x_H, t) の関数であり得る。特に $z = -h$ ととる事により

$$\frac{p}{\rho} \Big|_{z=-h} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^\eta w dz + \frac{\partial}{\partial x_H} \int_{-h}^\eta w u_H dz + g (\eta + h) \quad (30)$$

を得る。

さて(27)式の各項毎に平均操作行う。まず非定常項については T_l 以上の運動の鉛直方向の一様性より以下のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^\eta u_H dz = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (h + \eta) (u_H + u_H') + \int_{-h}^\eta (u_H'' + u_H') dz \right\} \quad (31)$$

その結果 T_l に対しては

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^\eta u_H dz \right)_l = \frac{\partial}{\partial t} \left[(d)_l (u_H)_l + \left\{ \int_{-h}^\eta u_H'' + u_H' dz \right\}_l \right] \quad (32)$$

T_e に対しては平均の定義より

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^\eta u_H dz} = \frac{\partial}{\partial t} (\bar{d} \bar{u}_H) = 0 \quad (33)$$

次いで運動量流束の勾配項は、 $u_H^F = u_H - (u_H)_l = u_H'' + u_H'$ なる量を定義して次のように書ける。上添字 F は実際の物理量から T_l 以上のスケールの長周期成分を差し引いたものを表す。

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \int_{-h}^\eta u_l u_H dz = \frac{\partial}{\partial x_l} \int_{-h}^\eta \left\{ (u_l)_l (u_H)_l + u_H^F (u_l)_l + u_l^F (u_H)_l + u_l^F u_H^F \right\} dz \quad (34)$$

T_l のスケールでの平均操作の結果は(20)式で定義された質量流束を用いて次のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \left(\int_{-h}^\eta u_l u_H dz \right)_l = \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ (d)_l (u_l)_l (u_H)_l + (u_l)_l (M_H)_l + (u_H)_l (M_l)_l + \left(\int_{-h}^\eta u_l^F u_H^F dz \right)_l \right\} \quad (35)$$

T_e のスケールでは(35)式の下添字 l 付カッコを $-$ に変え M_H を M_H' 、 u_l^F を $u_l^F + u_l'$ と置きかえたものとなる。

次いで、右辺の第一項の圧力勾配項であるがまず(29)式において $(w)_l = 0$ を用いて w を w^F と書きかえて、(28)式に代入すると次のようになる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_H} \int_{-h}^\eta p dz = \frac{\partial}{\partial x_H} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^\eta \int_z^\eta w dz' dz + \int_{-h}^\eta \frac{\partial}{\partial x_l} \int_{-h}^\eta w^F u_l dz' dz - \int_{-h}^\eta (w^F)^2 dz + \frac{g}{2} (\eta + h)^2 \right] \quad (36)$$

T_I での平均操作の結果は最後の静水圧の項だけが次のように簡単になって残りは $()_I$ をつけるだけである。

$$\frac{\partial}{\partial x_H} \left\{ \frac{g}{2} (\eta + h)^2 \right\}_I = \frac{g}{2} \frac{\partial}{\partial x_H} \left[\left\{ (\eta^F)^2 \right\}_I + (d)_I^2 \right] \quad (37)$$

T_c での平均操作も同様に得られる。この段階では35式の場合と同じく単なる記法上の問題である。

残された最後の項は30式より次のようになる。

$$\left(\frac{p}{\rho} \Big|_{z=-h} \right)_I \frac{\partial h}{\partial x_H} = \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-h}^{\eta} w dz \right)_I + \frac{\partial}{\partial x_H} \left(\int_{-h}^{\eta} w u_H dz \right)_I \right\} \frac{\partial h}{\partial x_H} + g(d)_I \frac{\partial h}{\partial x_H} \quad (38)$$

T_c に対する表現は再び下添字 I 付カッコを $-$ に変えればよい。

以上をまとめると T_I スケールでの平均操作の結果

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{(d)_I (u_H)_I}{(ka)^2} + \left(\int_{-h}^{\eta} u_H^F dz \right)_I \right\} + \frac{\partial}{\partial x_I} \left\{ \frac{(d)_I (u_H)_I (u_I)_I + (u_I)_I (M_H)_I + (u_H)_I}{(ka)^2} \right. \\ & \quad \left. \frac{(M_I)_I}{(ka)^2} + \frac{\int_{-h}^{\eta} u_I^F u_H^F dz}{(ka)^2} \right\}_I \\ &= - \frac{\partial}{\partial x_H} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-h}^{\eta} \int_z^{\eta} w^F dz' dz \right)_I + \left\{ \int_{-h}^{\eta} \left(\frac{\partial}{\partial x_I} \int_z^{\eta} w^F u_I dz' \right) dz \right\}_I - \left\{ \int_{-h}^{\eta} (w^F)^2 \right. \right. \\ & \quad \left. \left. dz \right\}_I + \frac{g}{2} \left\{ (\eta^F)^2 \right\}_I - \frac{g(d)_I \partial(\eta)_I / \partial x_H}{(ka)^2} + \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-h}^{\eta} w^F dz \right)_I + \frac{\partial}{\partial x_I} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \left(\int_{-h}^{\eta} w^F u_I dz \right)_I \right\} \frac{\partial h}{\partial x_H} \right] \quad (39) \end{aligned}$$

となる。 T_c スケールでも同様な方程式を得る。ただし左辺第二項と右辺第一項はその性質上消える。39式の意味するところは、長周期側の力の釣合い（下線部）に対するそれより短周期側の変動量の寄与の仕方である。39式は厳密なだけに複雑である。

<底面摩擦項もしくは粘性応力について>

先に述べたように粘性応力は流体内部において無視されるが、底面においてはそうはいかないのは周知のとおりである。図-3に見るような単位水柱において底面での摩擦の効果を付与するのは容易である。37式の右辺に底面摩擦項 τ_{BH}/ρ を付加すればよい。39式の段階ではやはり右辺に $(\tau_{BH})_I/\rho$ を付け加えればよい。

2.4 運動方程式の各項のオーダリングと簡単化

長周期運動に対する連続式38はともかくも運動方程式39は余りに煩雑である。そこで、対象とする現象に応じて各項のオーダーを比較する事により式の簡単化が試みられるわけである。対象とする物理現象

象は碎波帯内の波動であるが、進行波に対する第一次近似として微小振幅波を適用するものとする。すなわち、 ka および a/h が小さいという仮定である。ここで k は波数、 a は波の振幅である。共に、1 より小さい事は確かである。また底面勾配 $\partial h / \partial x_H$ も1 のオーダーに比しては1桁は小さいとしてよい。39式中の短周期成分からなる各項の下に、その場合のオーダーを記してある。オーダリングに際して、 $(u^F)_I = 0$ 、 $(u_H^F w^F)_I = 0$ などの波動としての微小振幅波近似、および乱れの無相関性という特性を用いる。 $(ka)^3$ 以下の項および $(ka)^2 \partial h / \partial x_H$ の項を無視すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (d)_I (u_H)_I \right\} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-h}^0 u_H^F dz \right)_I + \frac{\partial}{\partial x_I} \left\{ (d)_I (u_H)_I (u_I)_I + (u_I)_I (M_H)_I + (u_H)_I \right. \\ \left. (M_I)_I \right\} + \frac{\partial}{\partial x_I} \left[\int_{-h}^0 \left\{ u_H^F u_I^F - \delta_{HI} (w^F)^2 \right\} dz + \delta_{HI} \frac{g}{2} (\eta^F)^2 \right]_I + g (d)_I \frac{\partial (\eta)_I}{\partial x_H} = 0 \end{aligned} \quad (40)$$

T_e 以上の時間スケールの運動に対しては第二項を落として39式と同様な書きかえを行えばよい。

< radiation 応力 >

40式に底面摩擦項を付け加えて次のようにかける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (d)_I (u_H)_I \right\} + \frac{\partial}{\partial x_I} \left\{ (d)_I (u_H)_I (u_I)_I + (u_I)_I (M_H)_I + (u_H)_I (M_I)_I \right\} + g (d)_I \frac{\partial (\eta)_I}{\partial x_H} \\ + \frac{\partial (M_H)_I}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_I} (S_{HI}^F)_I / \rho + (\tau_{BH})_I / \rho = 0 \end{aligned} \quad (41)$$

ただし

$$(S_{HI}^F)_I = \rho \left[\int_{-h}^0 \left\{ (u_H^F u_I^F - \delta_{HI} (w^F)^2) \right\} dz + \delta_{HI} \frac{g}{2} (\eta^F)^2 \right]_I. \quad (42)$$

すなわち、長周期運動は、それ自体独立に存在する時の運動方程式に加えて、短周期側の運動量の局所的な時間変化および見かけの応力 $(S_{HI}^F)_I$ の (水平) 空間勾配の影響を受ける事になる。この42式で与えられる量が Longuet-Higgins & Stewart (1962) によって radiation 応力と名付けられた量である。ここでは、乱れ成分からの寄与をも含んだものであるが、それを分離するのは定性的には容易である。波動と乱れの独立性を用いれば $(S_{HI}^F)_I = (S_{HI}^w)_I + (S'_{HI})_I$ である。 S_{HI}^w は波動運動の性格上組織的なものとなり組織的な運動量輸送の場を創り出す。一方 S'_{HI} の主たる寄与 $(\rho u'_H u'_I)_I$ はいわゆるレイノルズ応力で乱れによるランダムな運動量の輸送による速度場の平滑化という役割を果たす。対称なテンソル量となる S_{HI} の正体は、42式から容易に想像されるように H 方向に垂直な面に入り出る I 方向の運動量流束である。なお δ_{HI} はクロネッカーのデルタ記号で $H = I$ の時1、 $H \neq I$ の時0となる。この記号のかかった項は、垂直応力である圧力の寄与を運動量流束に換算したものになっている。注意すべき事は、定められた時間スケール以下の変動量のみが寄与しているという事である。なお圧力 p に対して39式を用いた書きかえを行わない場合の radiation 応力の表記は次のようになる。

$$(S_{HI}^F)_I / \rho = \left\{ \int_{-h}^{\eta} (u_H^F u_I^F + \delta_{HI} p^F) dz \right\}_I - \delta_{HI} \int_{-h}^{\eta} (p)_I dz \quad (43)$$

2.5 基本方程式のまとめ

今までに得られた結果をまとめてみる。碎波帯付近の流れ（長周期変動）が従わねばならない式は、進行波の3次および、その2次と斜面勾配の積のオーダーの量を無視し得るとした連続式(2)または(23)式及び運動方程式(4)である。ここでは式の上で最も簡単な形になるように次のような量を考える。

$$(v_H)_I = (u_H)_I + (M_H)_I / (d)_I = \left\{ \int_{-h}^{\eta} u_H dz \right\}_I / (d)_I \quad (44)$$

すなわち、鉛直平均の流速 v_H である。流速計を用いて定点測定する場合や底面摩擦項における流速の評価という点では u_H の方が実用的であり意味もあるが式の上では v_H の方が理想的であり、まず連続式は

$$\frac{\partial (d)_I}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_I} \{ (d)_I (v_I)_I \} = 0 \quad (45)$$

となる事は定義式からも明らかである。運動方程式は、(4)式に対応したものとして次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ (d)_I (v_H)_I \} + \frac{\partial}{\partial x_I} \{ (d)_I (v_I)_I (v_H)_I \} + g (d)_I \frac{\partial (\eta)_I}{\partial x_H} + \frac{\partial (S_{HI}^F)_I}{\partial x_H} \\ + \frac{(\tau_{BH})_I}{\rho} = 0 \end{aligned} \quad (46)$$

(45), (46)式は長波方程式に radiation 応力項および底面摩擦項が加わっただけという単純なものである。なお、 v_H と u_H の差はいわゆる鉛直平均の質量輸送量であり ka^2/h のオーダーでありそれが無視できる場合には話は簡単である。実際、以下に見るように碎波帯内での波高減衰に従って生じる流れである海浜流はオーダー的に見て質量輸送のそれとは異なるものであり少くとも定性的議論に際しては両者の差を無視してよい。定量的には発生する海浜流の大きさによっては質量輸送が無視できない場合もあるという事であろう。別の行き方としては、未知な部分の多い摩擦項の評価の際に算定された波の場の情報を使う事により速度 v_H を用いて行う方法もあろう。

さて(45), (46)式は $(d)_I$, $(v_H)_I$ を未知数とする微分方程式である。その解が一意的に定まるためには、まず $(S_{HI}^F)_I$ および $(\tau_{BH})_I$ が少くとも $(d)_I$, $(v_H)_I$ の関数として表わされるか、または独立に与えられなければならない。 $(S_{HI}^F)_I$ については $(S_{HI}^w)_I$ と $(S'_{HI})_I$ とにわけて考え、前者に対しては以下に見るように波の場の方程式を導入する事になる。後者に対して渦動粘性係数 μ_e を用いるという形で次のように表現するのが普通である

$$(S'_{HI})_I = \mu_e \left(\frac{\partial (v_H)_I}{\partial x_H} + \frac{\partial (v_I)_I}{\partial x_H} \right) \quad (47)$$

この表現は既に述べたように $(S'_{HI})_I$ の働きは速度場 $(v_H)_I$ の平滑化に寄与するものである事を表している。水平流速場の運動量の拡散を表すという意味で μ_e を水平拡散係数と呼ぶ事も多い。 μ_e の大きさについては未知な部分が多い。碎波後の乱れと μ_e の関係について扱ったものとしては Battjes (1976) がある。また、底面摩擦項に対して $|(u_H)_I| \ll |u_H^F|$ という仮定のもとに、 u_H^F として

代表的な進行波をとりその入射方向角を θ_p として次のような表現を用いる事が多い。摩擦項の平均化されたものの表示に関する詳しい話は例えば Mei (1983) p 473 ~ 483 を参照されたい。

$$\frac{(\tau_{BH})_l}{\rho} = \frac{2c_f}{\pi} \hat{u}_w \left\{ (u_1)_l (1 + \cos^2 \theta_p) + (u_2)_l \sin 2\theta_p / 2, \right. \\ \left. (u_2)_l (1 + \sin^2 \theta_p) + (u_1)_l \sin 2\theta_p / 2 \right\} \quad (48)$$

ここで、 c_f は時間的に一定な摩擦係数、 $\hat{u}_w$ は代表進行波の底面流速の振幅である。(5)式の最後の形はこの表現で $\theta \sim 0$ とおいた場合のさらにオーダーにのみ着目した表現である。

与えられた基本方程式からも明らかなように、 $(S_{HI}^F)_l$ の空間勾配が砕波帯付近の流れを支配すると言ってよい。単純化を恐れずにいえば、砕波に伴う波高(エネルギー)減衰の結果としての radiation 応力 $(S_{HI}^w)_l$ の空間勾配の平面分布を強制項とする長波もしくは定常運動が海浜流の正体と言えよう。ただし、ここで言う海浜流とは砕波によって生じる流れであり、砕波帯付近の流れ(長周期変動)には、それ以外のものもある。例えば、潮汐や砕波帯外から進入してくるいわゆる入射波浪の中の長周期成分などである。これらは、砕波帯付近の流れにとっては沖側の境界条件を通して登場するものであり波が砕波しない場合にも存在する。一般に海浜流とは呼ばないものとする。

2.6 radiation 応力 S_{HI} の算定法

さて、radiation 応力の評価は、(42)式または(43)式をそのまま計算すればよいわけである。しかし、実際には進行波の条件として与えられるものはその代表的角周波数 σ (または周期 T)、振幅 a および入射角 θ である事が多い。その場合は、(42)式中の量の評価をするために、何らかの波動理論を用いる。最も簡単なものはやはり微小振幅波理論である。その場合の結果はよく知られているように次のようになる。

$$(S_{HI}^w)_l = E \begin{pmatrix} n(1 + \cos^2 \theta) - 1/2 & , & n \sin 2\theta / 2 \\ n \sin 2\theta / 2 & , & n(1 + \sin^2 \theta) - 1/2 \end{pmatrix} \quad (49)$$

ここで $E = \frac{1}{2} \rho g a^2$ は微小振幅波としての単位面積あたりの波動エネルギーであり、 $n = c_E / c$ はやはり微小振幅波としてのエネルギー輸送速度 c_E と波速 c の比である。微小振幅波理論においては c_E は群速度 c_g に等しい。どのような理論を用いるにしても、規則波とする時は radiation 応力の算定にあたっては上記の σ (または T)、 a 、 θ の評価が必要となる。

一方不規則性を考慮する場合は、最も簡単な場合は線形長波理論を用い $n = 1$ とおき、さらに代表波向 θ_p を用いてのようになる。

$$(S_{HI}^w)_l = (E)_l \begin{pmatrix} 1/2 + \cos^2 \theta_p & , & \sin 2\theta_p / 2 \\ \sin 2\theta_p / 2 & , & 1/2 + \sin^2 \theta_p \end{pmatrix} \quad (50)$$

ただし、ここは $(E)_l = \rho g \{ (\eta^w)^2 \}_l$ である。この場合長波近似を用いた事で周波数は関係しない。

2.7 波動場の算定法

(49式または50式から明らかなように、海浜流系の外力項を定めるためには波高 $H (= 2a)$ もしくは波のエネルギー E とその入射方向 θ を与える必要がある。厳密に言えば進行波のスケール以下での運動を連続式、運動方程式および境界条件に基づいて解くべき所を、その2つの量を算定する事で済ますというわけである。乱れのスケールまでも含めて厳密に解くという事は少くとも現在では不可能である。では進行波のスケールではというと、ある程度の近似を入れる事によりそれが可能である。例えば、斜面という沿岸領域の特性を考慮し得るものとして数値波動解析法、Mild slope 方程式に基づく数値計算法などがある〔例えば、堀川他(1985)参照〕。しかしながら海浜流の発生メカニズムを知るといふ観点から波動場の特性を考えるという限りにおいては、ほぼ単一入射波として a (または E) および θ に関する情報から算定される radiation 応力を用いて十分である。なお周期 T は一般には定数として与えられる。そのためには、次式で表わされる波動運動に対するエネルギー方程式が有用である。この式の具体的な導き方は例えばPhillips (1971)を参照されたい。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \{ (u_I)_I + c_{EI} \} E + (S_{HI}^w)_I \frac{\partial (u_H)_I}{\partial x_1} + D = 0 \quad (51)$$

ここで、 D は波動成分に対する逸散率である。51式は(45)、(46式)に対応する近似式であり、厳密には u_H に変えて v_H を用いるべきである。さらに波として運動学的条件は次のように書ける

$$\frac{\partial k_1}{\partial x_2} - \frac{\partial k_2}{\partial x_1} = 0 \quad (52)$$

ただし

$$\{ \sigma - k_H (u_H)_I \}^2 = g k \tanh k(d)_I, \quad k = |k_H| \quad (53)$$

ここで k_H は波数ベクトルである。

問題は51および53式が長周期変動成分からの寄与を含んでいる事である。進行波動場と長周期変動場に相互干渉があるのである。海浜流の流速の大きさは radiation 応力の分布と底面摩擦係数に依存し入射波の波形勾配とは独立であり得る。しかし進行波を一次のオーダーとした時、それによって誘起されるものとして $(u_H)_I$ が少くとも定性的に見てそれより高次のオーダーであると考え得るであろう。その傍証として以下に見るように波動場の算定にあたり波と流れの干渉を無視しても十分な結果を得る場合が多い。その時は高次項を無視して、51、53式に変えて次式を得る。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (E c_{EI}) + D' = 0 \quad \sigma^2 = g k \tanh k h \quad (54, 55)$$

ここで、 D' は長周期変動の影響を含まない逸散率である。すなわち第一次近似としては波動場と長周期変動との干渉は無いものとしてよいであろう。波動場は与えられた境界条件に対して、 D' を与えて54、52、53式を用いて解く事が出来、その結果を用いて長周期変動を(46式)を用いて解けばよいわけである。という事は波と流れ(長周期変動)の干渉が本質的でない限りにおいては、式の上からも流れは波

動場の碎波変形によって強制的に誘起されている事になる。

2.8 移動床上海浜流

これまでの扱いは水深 h は定常であるとしてきた。しかし砂浜海岸においては海浜流というほぼ定常な流れは、碎波帯という非常に激しい流体運動の場での底質の移動し易さとあいまって底質の正味としての移動を生じさせて地形変化をもたらす。その場合、次のような底質に対する連続式が成立するであろう。

$$\frac{\partial (h)_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_H} \{ c_{SH} (u_H)_t \} = 0 \quad (59)$$

ここで c_{SH} は砂の移動し易さを表すパラメーターである。ただし、日野 (1975) が仮定したように、水深変化の時間スケールは非常に (T_e に対して) 長く流体運動での静水深 h の時間変化は無視する事ができよう。すなわち、移動床上海浜流もその時間で与えられる固定地形上の流れと見なすという事である。底質輸送量に関する具体的な議論については再び堀川他 (1985) を参照されたい。

3. 海浜流発生メカニズム

第2節では、海浜流すなわち碎波によって生じる radiation 応力の平面分布に起因する流れの従うべき方程式について扱った。ここでは radiation 応力の平面分布が生じる具体的な原因およびその結果としての流れについて述べる。以下まず、固定床とした時の中でも簡単な場合から見ていく。

3.1 碎波帯内での平均水位の上昇 (wave set-up)

最も簡単な場合として図-4に示すような一次元すなわち x_1 と逆方向に波が進行し一様勾配斜面上で碎波するという一次元水槽内の現象を扱う。

規則波を考え、その波は碎波してエネルギーを失い反射は無視できるものとする。しかも造波後十分な時間が経過して現象は定常に達しているものとする。まず、波の場であるが碎波帯外ではエネルギー逸散は碎波後のそれに比して無視し得る。その時64式より E は次式で与えられる。

$$\text{碎波帯外} \quad x > x_B \quad E c_E = \text{一定} \quad (60)$$

$$\text{碎波帯内} \quad x < x_B \quad \frac{d}{dx_1} (E c_E) = -D \quad (61)$$

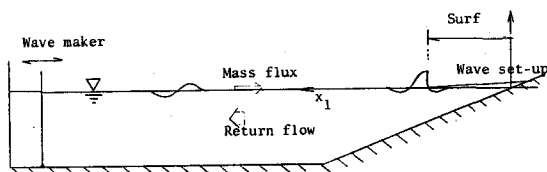


図-4 一次元水槽内の波動場模式図

一般に斜面勾配が反射が無視できる程に緩ければ、 c_E の変化も小さく碎波帯外での波のエネルギー E の変化率は碎波帯内のそれに比して無視できる。もちろん波向き θ は 0 である。長周期成分は定常流

のみであり連続式は(23)よりまたは(45)式より

$$\frac{d}{dx_1} (\bar{d} \bar{u}_1 + \bar{M}_1') = \frac{d \bar{v}_1}{dx_1} = 0 \quad (59)$$

運動方程式は(41)式または(46)式より

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx_1} (\bar{d} \bar{u}_1^2 + \bar{u}_1 \bar{M}_1') + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dx_1} (\bar{S}_{11}^w + \bar{S}_{11}') + g \bar{d} \frac{d \bar{\eta}}{dx_1} + \frac{\bar{\tau}_{B1}}{\rho} \\ & = \bar{d} \bar{v}_1 \frac{d \bar{v}_1}{dx_1} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dx_1} \bar{S}_{11}^F + g \bar{d} \frac{d \bar{\eta}}{dx_1} + \frac{\bar{\tau}_{B1}}{\rho} = 0 \end{aligned} \quad (60)$$

となる。(60)式に(59)式を用いると次式を得る。

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dx_1} (\bar{S}_{11}^w + \bar{S}_{11}') + g \bar{d} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_1} + \frac{\bar{\tau}_{B1}}{\rho} = 0 \quad (61)$$

さらに碎波帯と言えども乱れの強さは波動運動の高々 10～25%である事から、 $|\bar{S}_{11}'| \ll |\bar{S}_{11}^w|$ として(61)式を用いると

$$\bar{S}_{11}^F = E (2n-1/2) \quad (62)$$

さらに、長波近似を用いると次式を得る。

$$\bar{S}_{11} = 3E/2 \quad (63)$$

一方、底面摩擦項は(48)式より次のように表し得る。

$$\bar{\tau}_{B1}/\rho = (2c_f/\pi) \hat{u}_w \bar{u}_1 \quad (64)$$

この場合 $\bar{u}_1$ は連続式(59)に、水槽端での不透水性の境界条件 $\bar{v}_1 = 0$ を考慮する事により次のようになる。

$$\bar{u}_1 = -\bar{M}_1'/\bar{d} \quad (65)$$

これがいわゆる戻り流れである。ここで $\bar{M}_1$ の値は負である事に注意されたい。完全流体もしくは十分乱れた流れでは鉛直分布は一様と仮定できる。 $\bar{M}_1$ に対して radiation 応力算定の際用いたと同様に微小振幅長波近似を適用すると、質量輸送ひいては戻り流れは

$$\bar{u}_1 = \frac{1}{2} \sqrt{ga} (a/\bar{d})^{3/2} \quad (66)$$

となる。その結果平均水位の変化 $d\bar{\eta}/dx_1$ は $E = \frac{1}{2} \rho g a^2$ および $\hat{u}_w$ に対する長波近似を用いると、次式によって与えられる。

$$\frac{d}{dx_1} \frac{d\bar{\eta}}{dx_1} = -\frac{3}{2} a \frac{da}{dx_1} - (c_f/\pi) a^3/\bar{d}^2 \quad (67)$$

ここで、底面摩擦項の大きさと radiation 応力項（波高減衰項）の大きさの比は $a/\bar{d} \rightarrow 0$ の時、すなわち深い（それでも長波近似は成立つ）所ではやはり 0 にいく。砕波帯内では、斜面勾配が 1/30 より急ならば波高水深比がほぼ一定

$$a = r' \bar{d} \quad (68)$$

という経験的事実を用いてオーダー評価を行うと摩擦項と応力項の比は

$$2c_f r' / 3\pi r' s = 2c_f r' / 3\pi s \quad (69)$$

となる。ここで s は斜面勾配であり、ある程度の急勾配斜面ならば、69式で与えられる量は 1 に比して無視し得るであろう。その結果

$$\frac{d}{dx_1} \frac{d\bar{\eta}}{dx_1} \simeq -\frac{1}{\rho g} \frac{dS_{11}^w}{dx_1} \simeq -\frac{3}{2\rho g} \frac{dE}{dx_1} \simeq -\frac{3}{2} a \frac{da}{dx_1} \simeq -\frac{3}{2} r'^2 \bar{d} \left(s + \frac{d\bar{\eta}}{dx_1} \right) \quad (70)$$

という有名な結果を得る。

砕波帯外ではエネルギー流束が一定という仮定より E の場所的变化が与えられて、沖側境界で $\bar{\eta} = 0$ という条件を使えば $\bar{\eta}$ について解ける事になる。砕波帯付近では波高ひいては波のエネルギーは岸方向に増大して $dE/dx_1 < 0$ であり $d\bar{\eta}/dx_1 > 0$ となって沖に向かって水位が上昇、すなわち沖から砕波点に向かって平均水位の低下が生じる。これが wave set-down である。砕波後は明らかに $dE/dx_1 > 0$ であり岸に向かって平均水位の上昇が起る。これが 70式で求められた wave set-up である。図-5 に radiation 応力および平均水位の測定例を示す。同図中には、測定点での波高が与え

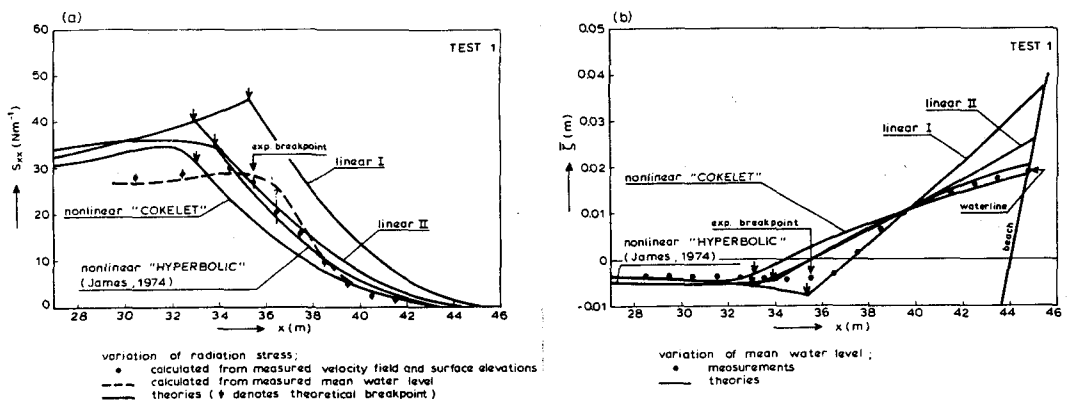


図-5 一次元的な平均水位の変化に関する実験と理論の比較 (Stive & Wind (1982))
 座標軸のとり方、記号の使い方が本文中とは異なっているので注意されたい。
 COKELETは、Cokelet (1977) 参照。

られたとしていくつかの保存波の理論を用いて radiation 応力を算定した場合の差異も示されている。どの計算値もあたらずとも言えども遠からずである。線形 I, II の違いは 68 式中の r' を 0.4 とするか 0.3 とするかの違いである。この図で強調したい事は, set-down と set-up の量的な違いである。特にその勾配に注目するならば, set-down は set-up に比して無視し得ると言えよう。という事は, 砕波帯外での浅海変形に伴う radiation 応力 S_{11} の勾配は, 砕波によって生じるエネルギー減衰に伴うそれに比して無視し得るという事である。

最後に式の上から見た wave set-up のメカニズムについてまとめてみる。波動場が砕波帯外, 内でそれぞれ 67, 68 式 (または 69 式) で与えられる事により radiation 応力の勾配も与えられる事になり, 平均的な流れの場に力が働く事になる。その力は定常な時は圧力勾配 (長波近似のもとでの水面勾配) と底面摩擦とつりあう事になる。それが 60 または 61 式である。その流れはさらに平均的な質量保存条件 69 式を満たさなければならない事から, 平均的な流れ $\bar{u}_1$ と水位 $\bar{\eta}$ に対する 2 本の式が得られるわけである。摩擦項の形を仮定して連続式より $\bar{u}_1$ を消去したものが, 67 式である。続いて, オダリングの結果として摩擦項をおとし, radiation 応力項を見積ったものが 70 式である。

3.2 沿岸流の発生

平均的には定常であるものの, 3.1 に比してももう少し複雑な現象を考える。図-6 に示すように, 平面的な状況を考え, 入射波が波向き θ をもっているものの, 全ての量は x_2 方向に一樣 ($\partial/\partial x_2 = 0$) な準一次元状況を考えるわけである。この場合まず波の場は, 波向き角 θ については砕波帯内外を問わず位相関数が定義できる波動であるかぎり 52 式より次式

$$\frac{\partial k_2}{\partial x_1} = \frac{\partial (k \sin \theta)}{\partial x_2} = 0 \quad (71)$$

で決まる。いわゆるスネルの法則である。radiation 応力を算定するのに必要な波のエネルギーは 64 式において $\partial/\partial x_2 = 0$ という事より 67, 68 式と同じになる。ただし, c_E は $c_{E1} = c_E \cos \theta$ と置き換える必要はある。この時の radiation 応力は, 60 式より与えられる。 $\theta \neq 0$ のために非対角成分が存在する。

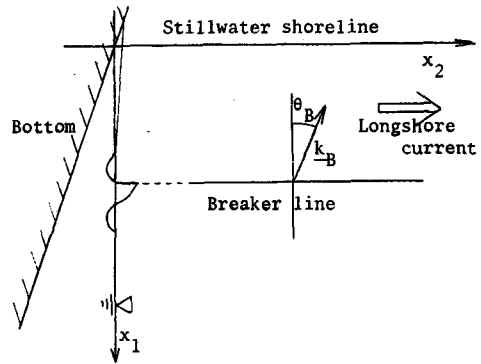


図-6 沿岸流が発生する場合の模式図

平均的な流れに対する基本式は, 連続式は 69 式と全く同じである。一樣流速 ($\partial u_2/\partial x_2 = 0$) ならばその大きさによらず自動的に満足される。運動方程式は x_1 方向は 60 式と同じであるが, x_2 方向には $\partial/\partial x_2 = 0$ なるもののその方向の流速 $\bar{u}_2$ が存在し得て

$$\frac{dS_{12}^F}{dx_1} + \frac{\tau_{B2}}{\rho} = 0 \quad (72)$$

となる。 x_1 軸に垂直な面に x_2 軸方向に働く応力の x_1 軸方向の差が, x_2 (沿岸) 方向の流れを引き起

すわけである。ここで、砕波帯に到達する波は十分に屈折し、入射角は小さく $\theta \ll 1$ がよい近似である事と考えると radiation 応力は長波近似のもとで次のようになる。

$$\overline{S_{HI}^w} = E \begin{pmatrix} 3/2 & \theta \\ \theta & 1/2 \end{pmatrix} \quad (73)$$

すなわち、沿岸流は岸沖 (x_1) 方向には 3.1 で述べた現象そのものであり、沿岸方向には (72) 式で表わされるように、波向きによって生じる radiation 応力の非対角成分が、砕波により岸沖方向勾配を生じ、それが引き起す流れである。砕波帯外でもその勾配はあるものの既に述べたように無視し得る大きさである。(72) 式において $\overline{S_{12}^w} = E\theta$, (47) 式より $\overline{S_{12}} = \mu_0 du_2/dx_1$, (48) 式より $\overline{\tau_{B2}}/\rho = \frac{2c_f}{\pi} \hat{u}_w \bar{u}_2$ とおけば有名な Longuet-Higgins (1970) の沿岸流分布の基本式を得る。

沿岸流の場合 θ の存在が本質的である事から、 $\theta \ll 1$ という仮定はかなり早く破綻するのも予想される。事実 Liu & Dalrymple (1977), クラウス, 佐々木 (1978) は入射角が無限小でない場合について基本式およびその解を与えている。なお $\theta \ll 1$ とした時の最大の誤差は底面摩擦項における θ^2 の項が無視された所である。

3.3 海浜循環流の発生

規則波による海浜流を考える場合の最も一般的なケースとしては (時間スケール $T_l \sim T_c$ 間の運動は存在せず) 次のように理解される。波動場としては、波向き θ に対して (52), (53) 式, 波動エネルギーに対するものとしては (54) 式が成立する。 θ と E を定めるには十分なはずである。必要な境界条件は沖側での入射波の θ および E である。平均流成分 ($\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{\eta}$) に対する方程式としては、連続式 (45) および運動方程式 (46) 式 (2 本) がありやはり十分である。この場合の必要な境界条件は自明であろう。既に述べたように平均的な流れのオーダーがより小さい量であると仮定できる場合は、波動場に対して近似の基礎方程式 (52), (54), (55) が使え、平均流とは独立になる。ついで平均流の方程式は、 $\bar{u}_H \gg M_H/\bar{d}$ を仮定する (または $\bar{v}_H$ を用いる) 事により (45), (46) 式から次のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial x_1} (\bar{d} \bar{u}_1) = 0 \quad (74)$$

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_H}{\partial x_1} - g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_H} + \frac{1}{\rho \bar{d}} \frac{\partial \overline{S_{HI}^F}}{\partial x_1} + \frac{\overline{\tau_{BH}}}{\rho \bar{d}} = 0 \quad (75)$$

(74) 式より次のような輸送流れ関数 Ψ を導入する。

$$\bar{d} \bar{u}_1 = \partial \Psi / \partial x_2 \quad \bar{d} u_2 = -\partial \Psi / \partial x_1 \quad (76)$$

さらに、(75) 式より $\bar{\eta}$ を消去すれば、 $\overline{\tau_{BH}}$ が流速の関数である事から Ψ のみに関する方程式を得る。

$$f(\Psi) = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{1}{\rho \bar{d}} \frac{\partial \overline{S_{11}^F}}{\partial x_1} \right) - \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{\rho \bar{d}} \frac{\partial \overline{S_{12}^F}}{\partial x_1} \right) \quad (77)$$

すなわち、 Ψ は $\frac{1}{\rho \bar{d}} \left(\frac{\partial \bar{S}_{11}^F}{\partial x_1}, \frac{\partial \bar{S}_{12}^F}{\partial x_1} \right)$ というベクトル場の回転成分によってのみ定まる事になる。

$f(\Psi)$ の具体的な形は3.2の沿岸流の場合と同様に $\theta \ll 1$ として底面摩擦項を

$$\frac{\bar{\tau}_{BH}}{\rho} = \frac{2c_f \hat{u}_w}{\pi} (2\bar{u}_1, \bar{u}_2) \quad (78)$$

と書き、さらに非線形項を省略する事により、次のように書ける。

$$f(\Psi) = 2 \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{f}{\bar{d}^2} \frac{\partial \Psi}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{f}{\bar{d}^2} \frac{\partial \Psi}{\partial x_1} \right) \quad (79)$$

ここで、 $f = 2c_f \hat{u}_w / \pi$ である。すなわち海浜流の速度場は上記ベクトル場の回転成分を外力項とする2次元のPoisson型偏微分方程式の解なのである。もっと具体的に言えば外力項は基本的には x_1 方向のradiation応力勾配のさらに x_2 方向の変化率と、 x_2 方向の勾配の x_1 方向の変化率の差である。

沿岸流の場合を考え直してみる。(77)式が

$$f(\Psi) = - \frac{d}{dx_1} \left(\frac{1}{\rho \bar{d}} \frac{d \bar{S}_{12}^F}{dx_1} \right) \quad (80)$$

となる場合である。この時(74)式の $f(\Psi)$ の表現は

$$f(\Psi) = \frac{d}{dx_1} \left(\frac{f}{\bar{d}^2} \frac{d \Psi}{dx_1} \right) \quad (81)$$

となり、(80)と(81)式を等置すれば(72)式に戻る。厳密には定数項分だけ異なるがその定数は汀線で $u_2 = 0$ という境界条件より0となる。

外力項が0の場合は、(79)式より Ψ はラプラス型方程式の解となる。すなわち境界条件により全てが定まる流れで、例えば境界を十分に大きくとってその境界上で $\Psi = 0$ とし得るならば、内部も $\Psi = 0$ となり流れは存在しない事になる。となると、海浜流は(77)式で与えられる量が0で無い場合に発生する事になる。その最も簡単な場合として $\partial/\partial x_2 = 0$ なる場合が沿岸流であった。では、その次に簡単なのは波がほぼ直角に入射してくる $\theta \sim 0$ の時すなわち $S_{12} \sim 0$ の場合であろう。この時(77)式はradiation応力に(73)式で $\theta = 0$ なる場合を代入して次のようになる。

$$f(\Psi) = 3/2 \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{1}{\rho \bar{d}} \frac{\partial E}{\partial x_1} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{\rho \bar{d}} \frac{\partial E}{\partial x_2} \right) \quad (82)$$

ここでさらに簡単のために、 $\bar{d} \sim h$ でありかつ h は沿岸(x_2)方向に一様であるとすれば

$$\simeq \left(\frac{1}{\rho h} \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{s}{2\rho h^2} \right) \frac{\partial E}{\partial x_2} \quad (83)$$

となる。ここで $s = dh/dx_1$ である。すなわち波がほぼ直角に沿岸方向に一様な斜面上に入射してくる時は $\partial E/\partial x_2 = 0$ ならば流れは生じない事になる。 $\theta \sim 0$ の場合の時の海浜流の発生は、碎波帯内の波のエネルギーの沿岸方向の変化率による事になる。もっと言えば、碎波帯内で沿岸方向に波高分布をもたらす

し得るもののみがそしてその全てが海浜流の発生因になるわけである。また83式の右边が沿岸方向に周期的に符号を変える場合は、 Ψ については u_1, u_2 も同様に符号を変える事も明らかであろう。図-7はBowen (1969) が砕波後の波高を沿岸方向に正弦的に変化するとした時の79式と83式の組み合わせによる解である。砕波帯内外をめぐる循環流が形成されている。このように砕波線を越えて、循環する流れが形成される場合を特に海浜循環流と呼ぶ。この流れの線型な場合の詳細な議論についてはMei & Liu (1977) や水口 (1977) を参照されたい。

以上の扱いは79式中の非線型項を無視した扱いである。それを取り込むと循環流中の冲向きの流れ（離岸流）が集中、強化される事になる（Arthur (1962)）。そのため、この流れの状況を離岸流とその部分のみを名を用いて呼ぶ事も多い。 $u_1 = -\frac{\partial \Psi}{\partial x_2} / \bar{d}$ であつた離岸流の発生域では $\partial u_1 / \partial x_2 = 0$ であり、 $u_2 = 0$ なる事を考えると $\partial E / \partial x_2 = 0$ なる領域で発生する事もわかる。西村 (1982) は数値計算において、非線型項および波と流れの相互干渉を無視した線型の扱いとそれらを全て考慮した時の流れの差を示している。それらを考慮した場合は流れの集中の程度、循環の中心の位置、岸側での第二の小循環の発生などにより現実性が見られるようになるものの形成されている大きな循環の全体的なパターンはその向きも含めて同じとみてよい。

<砕波帯内に radiation 応力の沿岸方向分布を生じさせ得る要因>

強制的に海浜循環流を発生させるためには、砕波帯内で沿岸方向に radiation 応力すなわち波のエネルギー（または入射角 θ でもよい）の変化がある事が必要十分条件である。まず沿岸方向に一樣な斜面を考えるとその上で沿岸方向に入射波の変化が生じるのは微小振幅波理論の範囲内では複数の波が重ねあわさる場合のみである。二方向から進行してくる波の場合について扱ったのが Dalrymple (1975) であり、沿岸方向に進行する波（エッジ波）と進行波の重なった場について扱ったのが Bowen and Inman (1969) である。

波の重なり方にはほとんど無限の組み合わせはあるがその本質は同じである。ここでは、同一周期の波の重ね合せを念頭においている。周期の異なるものの共存する場合は後で触れる。またエッジ波が卓越し、それによる質量輸送としての（2次オーダー）流れ（例えば松永、金子 (1981)）はここでいう海浜流には含まない。

次いで、海浜地形が沿岸方向に一樣でない場合であるが、これは大きくわけてそれでも固定床である場合と移動床として考えなければならない場合がある。まず固定床もしくはそう考え得る場合は、単一

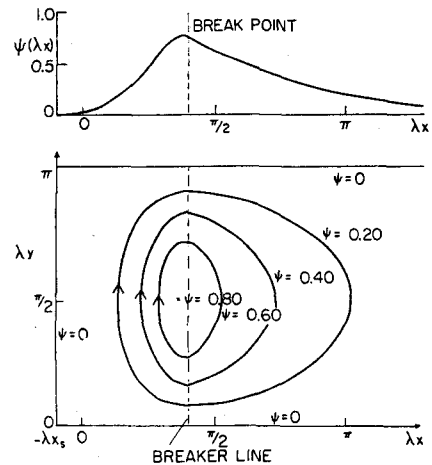


図-7 砕波帯内の沿岸方向波高分布 $H = rd(1 + \epsilon \cos \lambda y)$ によって生じる海浜循環流の線型理論による計算例 (Bowen (1969)), 図中 x_s は 3.1 で wave set-up を考慮した平均汀線位置である。

入射波を考えるとその沿岸方向の非一様性が大きくなければ屈折現象とみなす事が出来て、式62, 63および64を適用する事により碎波点に至るまでの波の場が算定できる。この考え方をを用いて、数値計算を始めたのがNoda (1974)である。さらに、その非一様性の極端なものとしては構造物のある場合である。この場合は入射波の反射、屈折という効果まで取り入れなければならない(例えばLiu and Mei (1974))。

以上碎波帯外の現象としてはその通りであろうが、碎波後の波に対しては、その沿岸方向の変動がどうなるかは少くとも定量的には未解決の問題である。定性的には碎波によるエネルギー逸散に加えて屈折(水深による波速の違いによる波向きの変化とそれに伴う波のエネルギーの集中発散)、回折(波峰線方向の非一様性によるその方向のエネルギーの流れ)が起きているものと考えられる。が以下に見るようにその変動をも含めて波高水深比一定という68式を仮定するという無理が通される事も多い。

3.4 自励型の海浜循環流

3.3で扱われた循環流は $\partial E / \partial x_2 \neq 0$ の場合である。もし、その強制外力項が無い場合はどうなるのか。3.3での答えは、「何も生じない」である。ところが用いた基本式群はある近似の入ったものである。でその近似の程度をかえる事により、3.1で扱った一次元的な平均水位の変化を基本として、その次のオーダーでの波動場(特にその沿岸方向の変動量)と平均流の場をcoupleさせて閉じた同次の方程式系を導く事が出来る。その閉じさせ方にいろいろあるわけであるが、基本的には波動エネルギー E に関する方程式における平均流との相互干渉のさせ方による。その結果としての自励型の海浜流が現実的であるか否かは、まずこの方程式の妥当さにあると言えよう。いったん方程式が確立されてしまえば非定常項を考慮して $\exp\{i(\lambda x_2 + p t)\}$ 型の解を仮定して増幅率 p を算定する不安定理論と呼ばれる方法(日野(1974))や定常状態として汀線、碎波点、沖側を境界とする固有値問題として解く方法(水口(1976), Iwata(1976)など)の間に本質的な差は無い。いずれも、沿岸方向の変動の波数 λ と碎波帯幅 x_B の比およびそれに対する定性的な流れのパターンが時間的増幅率の最も大きいもの(不安定理論)または自明で無い解が存在し得る特定のもの(固有値問題)として求まる。

さて、相互干渉のさせ方、平均流から波動場へのフィードバックの機構としては主として次の2つがある。1つは碎波帯内で波高と水深が沿岸方向の変動のオーダーでも比例関係にあるという仮定をする。碎波帯内では、次式を用いるわけである。

$$a = r' (h + \bar{\eta}) \quad (\text{および } c = \sqrt{g(h + \bar{\eta})}) \quad 64$$

この a より S_{HI} を算定するにあたっては63式で $\theta = 0$ としたものを用いる。碎波帯外では既に述べたようにradiation応力の勾配そのものを0すなわち外力項を0とする。この考え方をを用いたものに日野(1974, 1975), 佐々木, 尾崎(1977), Dalrymple & Lozano(1978), 土屋他(1979)がある。しかしながら、この仮定は明らかに問題である。例えば日野(1975)のようにその理論が移動床まで適用可能であるとして、底面表形にわずかな沿岸方向の摂動を考えるか、又は固定

床として平均水位の高い地点を考えると、その深い所で波高が高い事になる。実際は84式中の後の式より波の屈折という0次の現象によって、そこでは波高は低下すると考えるのが合理的であろう。一次元的に見ても84式の前の式はかなり急勾配の一樣勾配斜面上でしか成立しない。

もう1つのものは、エネルギー式(5)そのものを用いるものである。ただし逸散項 D の仮定の仕方いろいろあり得る。見方によれば84式も D を適切に与えた場合のエネルギー方程式である。この種のものとしてはLedlond & Tang (1974), 水口 (1976), Iwata (1976), Milier & Barcilon (1978) がある。いずれも、一次のオーダーでの逸散項に(例えばそのオーダーでの逸散は無視できるとかの)未だ説得力の無い仮定を用いなければならない弱みがある。

以上 $\theta \sim 0$ と置いた場合の扱いであるが、 θ の有限性を取りこめば波動の分散関係式を通じた干渉により屈折による波向きおよび波高の変化が生じ、それが自励型の循環流を産み出す可能性もある。

結論としては、自励型の海浜循環流は存在しないと言い切れないもののその性質上、外的強制項の無い場合という条件がつくためにその存在はかなり難しいという気がする。さらに、現在までの研究においては定式化も十分に現実的であるとは言いがたいため、実際の現象と比べる時には注意を要する。例えば一樣な斜面上の室内実験においても、沖側の波高分布を丹念に測って入射波の一樣性が保証された上で実験データと理論の結果との比較を行うべきであろう。海浜地形が移動床である場合は日野 (1975) のように式の上では60式を取り込めばよいわけである。その地形変化が海浜循環流を維持する方向に行くのか消滅させる方向に行くのかなど興味深い問いであるが未だ現実的な答えは得られていない。

3.5 室内実験における海浜流の発生のメカニズム

現在までの所、海浜流に関する室内実験は一次元的な平均水深の変化 (wave set-up) に関するもの以外は、規則波によるものである。一次元水槽内でのwave set-upの発生因についてはもう議論の余地は無いであろう。そこで規則波を用いて平面水槽を用いて実験を行ったとして、砕波帯付近で流れが観察されたでしょう。さて、この発生因は何なのかと問われた時にどう答えるのかについて考えよう。波が斜めに入射して沿岸流が発生する場合のメカニズムも自明であり以下循環流についてのみ考える。一樣固定斜面上に波が直角に入射する場合の海浜循環流の典型的な例を図-8に示す。この図は汀

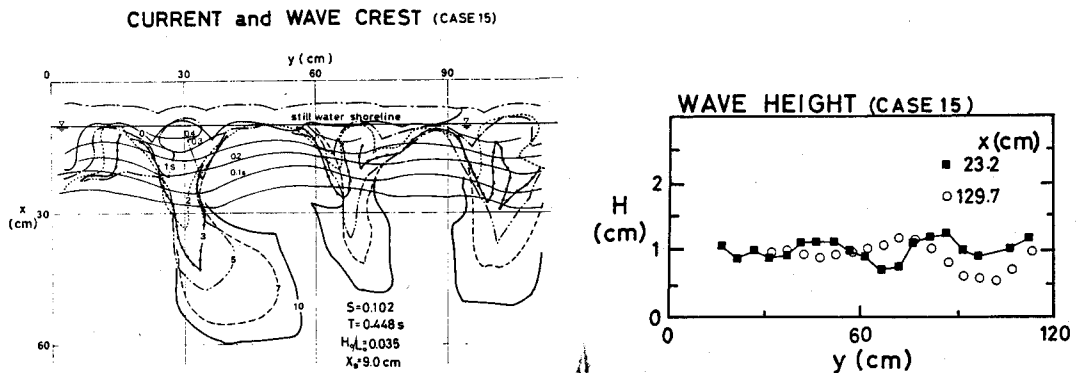


図-8 一樣固定斜面上の海浜循環流と波高分布の例 (Mizuguchi & Horikawa (1976))

線に注入された染料の動きを追ったものである。図-7と同様に碎波波高の小さい所から離岸流が出ている事や、離岸流頭で循環するべく染料雲が岸向きに伸びようとする様子がわかる。

平面水槽における規則波実験においては、海浜循環流の発生の要因について考える際にまず注意しなければならないのは、造波装置のほんのわずかな不整運動により発生し得る二次的な波、特に図-9に示すように斜めに進行する leaky モードの cross wave (斜行波)

(Barnard et al (1977)) の存在である。図-8の流れも実はこの斜行波によるものである事が、沖側一様水深部の波高分布を測定する事により確かめられた(堀川, 丸山 (1976), Mizuguchi & Horikawa (1976) 参照)。複数の波の重合した場ではあるが、radiation 応力は斜行波の振幅が小さい時は近似的に、その地点での局所的な波高によって定まる[水口 (1979a)]。それと同時に他の要因として既に述べた強制的な海浜流の要因についても考察する。明らかに、構造物の存在による反射、回折および固定床(または移動床でも沖側のそう見なされ得る)領域での屈折などは、それが存在すれば十分な原因となり得る。なおこれら要因は複合的に存在し得る。そういう外的な要因が何も無い場合にのみ自励型のメカニズムによる発生について考察する事になる。なお、斜行波による循環流の特徴は離岸流の発生間隔が入射波の性質としてはほぼ周期のみによる事である。

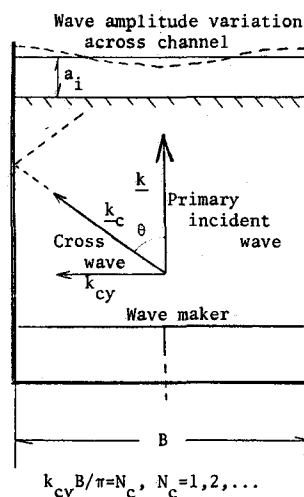


図-9 Leaky (しみ出し) モードの斜行波による水槽横断方向の変動模式図

現在まで固定床, 移動床も含め多くの海浜(循環)流に関する実験結果が報告されているが著者の知る限りにおいて上に述べたいずれかの強制型のメカニズムで無い事を証明されたものは無い。例外的なものとして急勾配斜面での非線型共鳴現象によるエッジ波の発生の結果としての沿岸方向の変動とそれに伴う流れが報告されているが、入射波の反射率が非常に大きい場合でここでの碎波による波高減衰に伴う流れとは異質のものである[Guza & Davis (1974), Guza & Inman (1975) 参照]。

3.6 現地海岸における海浜流の発生のメカニズム

これが究極の目的であるが、とたんに面倒になる。というのも実にいろいろな要因がからんでくればかりでなく、2の基本方程式で扱ったようにいろいろな時間スケールの運動が存在するのである。

<長周期波動について>

時間スケール T_e と T_l の間の運動の存在が事を1つややこしくする。岸沖方向には重複波をなす運動は岸沖方向重複波という leaky モードのすなわち沖側境界に及ぶ波動でもあり得るし、エッジ波という岸沖方向は trapped モード(沖向きに指数的に減少するもの)でもあり得る。エッジ波に関する議論は例えば、水口 (1979b) を参照されたい。実はこの他に第3の可能性もある。Symonds et al (1982) が言うように碎波点の一次元的変動に伴う T_e スケール以下の長周期変動がおきているとすれば、それによる沖向きの進行波としても存在し得るわけである。

leaky モードである場合は、そのエネルギーは碎波帯外沖側から来たものでありいわゆる強制もしくは境界型の長周期波動である。trapped モードまたは冲向きに進行する場合は碎波帯内または少くともその近傍で何らかの非線型なメカニズムにより発生したもので自励型の長周期波動である。そしてこの場合もそれぞれに対していくつかの要因となり得るメカニズムが考えられている。

碎波帯外での長周期成分の発生は 1) 風波そのものに既に含まれている、2) 波群構造をなす場合のそれに伴う拘束波（例えば Longuet-Higgins & Stewart (1962)）。3) スペクトル構造をもつ場合の一次元（例えば Fox (1976)）または平面的な（例えば Kimura (1984)）波と波の干渉による長周期波動などが要因となる事が示されている。ここで、自由波とはそれ自体として分散関係を満たして自由に伝播する波を、拘束波は例えば、波群に伴う radiation 応力の空間分布による平均水位の変化のように、その伝播が別の要因に拘束されているものをいう。ここで 2), 3) は、もともとなる波のオーダーから見れば二次的な量ではあるが浅海域においては有意となり得ると考えられる。

碎波帯近傍での発生のメカニズムは、 T_i という時間スケールでの現象が独立であるならば(45)式と(46)式に支配される事になり既に述べた海浜循環流が誘起されるメカニズムと同じである。Symonds et al (1982)もこの例である。両者の違いは、外力項の時間的変動のスケールが T_e より大きい小さいだけである。 T_e より大きければ定常な流れとなり、 T_e より小さければ非定常波動現象となるわけである。

現在までの現地観測の結果によれば、この時間スケールの運動のもつエネルギーのほとんどは、cut-off モードのエッジ波（例えば Huntly (1976)）または岸沖方向の重複波（例えば Hotta et al (1981)）であり、そのエネルギーの主たる部分は沖から入って来ているか少くとも沖と関係があると言えよう。歴史的には碎波帯近傍の長周期変動は、サーフビートと呼ばれ、その大きさについても経験式が提案されている（合田 (1975)）が、その正体が岸沖には重複波だとすると、一点での水位変動のデータからその大きさを議論するのは危険な場合もある。最初に断ったように T_i スケールでの平均操作が出来ない時は平均化された方程式に基づく議論は成立しない。例えば反射率の大きい長周期入射波との非線型共鳴というメカニズムによる trapped モード（特にストークスモード）のエッジ波の発生する可能性は十分にあり得る。

移動床としての現地海浜とこの長周期波動成分の関係については、最近の研究として Kato (1984) を参照されたい。岸沖重複波による多段砂州の形成の可能性について論じている。Bowen & Inman (1971) には長周期のエッジ波によると見られる三日月型砂州の写真がある。これらの地形が流体運動の結果であるのか、両者の間に相互関係があるのか興味深い問題である。

<海浜流について>

現地海浜における海浜流の発生因として、室内実験の場合に付け加え得るものは、入射波浪の不規則性によるものである。水槽内での現象は全て存在し得る。例えば水槽壁を腹となす沿岸方向の変動は 2

本の突堤間または極端に突き出した岬間のポケットビーチ内の現象にあてはまり得る。時間スケール T_c 以上の運動である海浜流に対しては、 T_l 以下の進行波の運動に対しては十分に平均操作が適用し得るであろう。問題は長周期波動成分との分離性である。そこは仮定せざるを得ないと言えよう。さもなくば T_l 以上の現象をまとめて扱うしかない。仮定し得たとして、次はradiation応力の算定である。進行波に対しては(60)式を適用する事ができよう。碎波帯内は、進行波の方向分散性はかなり小さく、ほぼ単一方向波と見なせようが、もし分散性を考慮するとしたら(42)式に戻って計算すればよい〔Battjes (1972) および Heteren & Stive (1984) 参照〕。長周期波動成分を考慮する際は、(42)式に戻って、 u_H^F, w^F, η^F を $u_H^I + u_H^F, w^I + w^F, \eta^I + \eta^F$ と置き変えて算定する事になる。 u_H^I 他についてはその運動を特定もしくは実測する事により与える事になる。

反射性海岸を除いて時間スケール $T_c \sim T_l$ 間のエネルギーは T_l 以下のそれに比してかなり小さい。その場合は既に述べたように長周期変動の発生因と同じものを海浜流の発生因として考えればよい。今度の場合は、もし外力項が変動するとして、その時間スケールが T_c より長いだけである。ただし、この場合は摩擦項が有意なために沖側に原因のある流れ、例えば潮汐(波)などは、沿岸域という水平面で見たと時の境界層内と言える碎波帯近傍では、流速としてほとんど0であろう。その結果時間スケールが T_l 以上の流れとしては、不規則波(といえどもスペクトル的に見ても波別解析法的に見ても狭い周波数領域にエネルギーのある)入射波の、碎波によるradiation応力の勾配の引き起す流れすなわち海浜流が支配的であろう。

そこで室内実験の場合と同様に現地海岸に出て、碎波帯付近に長周期変動もしくは定常的な流れが観察されたとしてその発生因について考察する事を想定してみよう。観測された海浜流系が沿岸流とみなされる場合は簡単であろう。既に述べたように碎波角 θ_B の存在による強制的な流れであると解釈するのに異議のある人はいまい。ただし、現実はまだ少し複雑で θ_B が沿岸方向に変動するとか碎波帯幅 x_B や碎波波高 H_B が沿岸方向に変化する事により、純粋な沿岸流系($\partial/\partial x_2 = 0$)はまず存在しない。近似的に $\partial/\partial x_2 = 0$ とみなせる場合があるか否かである。でみなせる時は長周期(平均流)成分の非線型性を無視すればその沿岸流成分を差し引く事により、残りは循環流系の流れと見なせる。

図-10は現地で観測された離岸流域を含む海浜流系の例である。循環流系の流れに対してもまず強制型の因となるものを捜す。そのために必要なデータは、流れの場の算定という観点から見て碎波帯内およびその数倍の程度の沖側までの地形情報である。それは基本式中の静水深 h を与える。次いで入射波浪の情報である。数値計算的に考えれば全ての境界線上(その中では地形データが与えられている)での(radiation応力を計算するに必要な)エネルギーの大きさ及び入射方向が必要である。その結果、何らかの方法で碎波点に至るまでの波の場を計算する事はできる。代表波に置きかえて既に述べたような規則波に対するこれまた何らかの方法を適用するか、または不規則波として方向スペクトルに対する浅水変形(例えば Le Mehaute & Wang (1982))を考える方法があろう。現地海岸では、入射波浪条件は沖側一点でのデータとしてしか与えられない場合が多い。そして沿岸方向には海浜流の

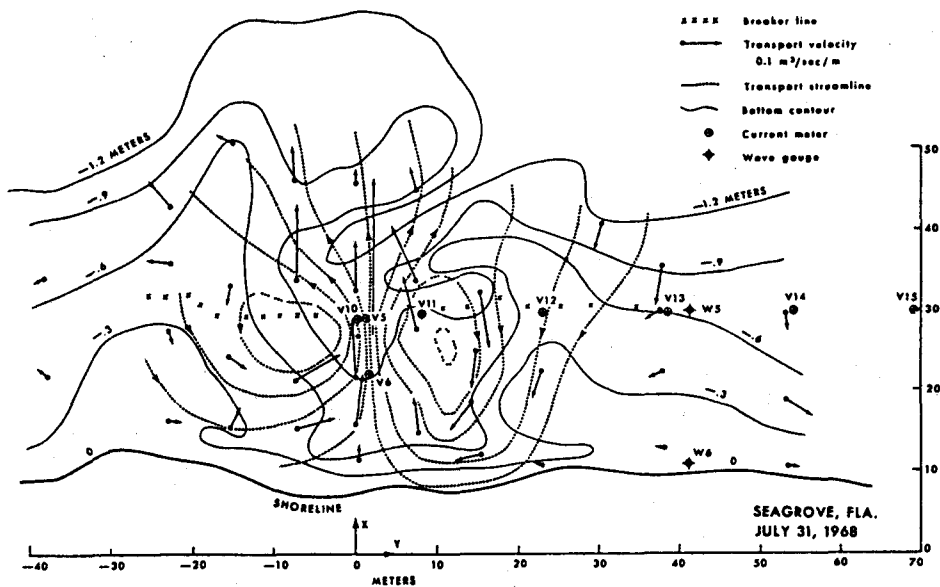


図-10 現地海浜における海浜流のフロート追跡例 (Sonu (1972))

スケールでの入射波の一様性を仮定して屈折（および回折）を想定または計算をする。地形が一様である事はまず無いから砕波に至るまでには十分に沿岸方向の変動が生じる。これは、移動限界水深（有意な移動はせいぜい有義波高の2.3倍の深さという報告もある（Hallermeier (1978)）よりも屈折を生じる水深が深い事から、移動床海浜においても重要な要因である。沖合に海谷や岩礁がある場合は構造物がある場合と同様な働きをするであろう。砕波線およびその位置での radiation 応力が沿岸方向に変動するとすれば、強制型の循環流の要因となりうる。これ以降の議論は室内実験の場合と同じである。

そのような強制的要因が考えられない場合に、初めて内的な要因すなわち自励型の循環流という可能性をさぐる事になる。底面を固定床と見なせば、それが沿岸方向に一様でない限り自励型の発生する余地は無い。実際には砕波帯の存在はほぼ砂浜海岸に限られる。となると、図-10にも見えるように循環流の中の離岸流域には rip channel という凹みが存在する場合がほとんどである。自励型か否かという問題は、rip channel が離岸流ひいては循環流の原因か結果かという事になる。「原因」である事は地形の凹部が砕波を遅らせかつ波の発散域にあたり砕波波高も小さくなる事からわかる。その事は和田、水口（1982）によって実験的にも確かめられている。しかも、離岸流の掃流力を考えると「結果」でもありそうである。その事は多くの移動床の室内実験において確かめられている（例えば玉井（1977）参照）。というところ“鶏と卵”の関係になり、自励型のメカニズムが期待される所である。ただし、これも rip channel と離岸流の関係が互いに共存し合う傾向にある以上、初期の段階で何らかの強制因があればそれで決ってしまうという面もある。移動床として自励型のメカニズムの循環流を扱ったのは日野（1975）であるが、そこで用いられた方程式特に84式は既にのべたように凹みで大きい波高を与える事にな

り非現実であり、底質の輸送モデル式60も含めて現実なモデルに立脚した研究の待たれる所である。なお逸散性の海浜においても入射波のスペクトル幅が広がったりして有意な長周期波動（佐々木（1974）の言う外重力波）が存在する場合は、その周期の波に対しては反射率は大きく非線型干渉により subharmonic なエッジ波が発生し得る（Guza & Davis（1974））。そして何らかの境界条件により沿岸方向にも重複波をなす時は短周期の進行波とあいまって沿岸方向のまず地形変化を、ついで屈折を通して radiation 応力の変動をもたらし得る。

さて、では以上の議論をもとに図-10をどう見るか。図-11は測定された入射波条件を入れて（流れとの干渉は無視して）屈折計算を行い、平均量に対しては非線型な方程式系を用いて数値計算し

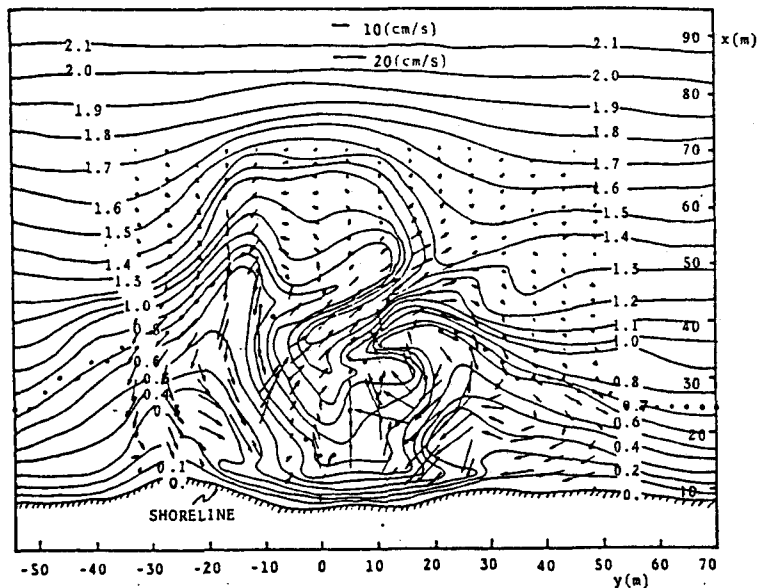


図-11 図-10に対する数値シミュレーションの結果（泉宮、堀川（1984））

た例である。少なくとも定性的には両者は似ており、この時は地形性の海浜流となっている事がわかる。既に述べたように、海浜流も外力が変化すれば変動する。地形変化までも考慮に入ればたぶん現地のプロセスは常に変化している。それでも流体の運動としては定常と見なせる場合があるのである。

4. おわりに

最初に大上段にかぶったにしては、最後が、ああでもないこうでもない式のものとなってしまった。現在の（著者をも含めた）研究状況がそうなのだといってしまうばそれまでである。それでも例えば、循環流の発生メカニズムに対する誤解、例えば佐々木（1974）のように不安定性理論の適用範囲をイリバレン数（ $\tan \beta / \sqrt{H/L_0}$ ）で定める事や外重力波とエッジ波を分けて考える事の無意味さや、室内実験結果において離岸流間隔がほとんど入射波の周期 T による事が、実は水槽内の沖側からの leaky

モードの斜行波の結果である可能性の高い事すなわち、それと自励型理論を比較した、例えば水口（1976）の non-sense さを理解してもらえれば幸いである。といってもここでの話はあくまでも著者の理解である。他に概説的に海浜（循環）流の発生のメカニズムを扱ったものとして、Dalrymple（1978）や岩田（1983）がある。それらとも読み比べて批判的に消化してもらいたい。

なお、まとめとして海浜流の定義をくりかえす。海浜流とは、砕波による波高減衰に伴う radiation 応力の勾配が外力となってひきおこす流れであり、流れとしては主として底面摩擦による力が、水面勾配と共にそれとつりあっているものである。

本当に最後に、実用的な課題としての海浜流系の数値計算については入射波浪場の算定を含めて近年多くの研究がなされている。そこで扱われているのは基本的には波の場は、一様な入射波浪が屈折、回折、反射により変形しその結果として平均的な流れである海浜流が生じる強制型であり、実験、実測との一致も定性的には十分である。もちろん定量的には波の有限振幅性、砕波後の波の平面的な特性、radiation 応力の算定法、長周期流速変動の鉛直分布を含む底面摩擦項の評価および水平拡散係数の評価など残された問題は多い。その方面での最新の成果で1つのまとまったものとしては、堀川清司編（1985）「海岸環境工学」の第3編を参照されたい。

横浜国大の泉宮尊司氏には草稿を読んでもらいあいまいな点を指摘してもらった。記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 泉宮尊司, 堀川清司 (1984) : 沿岸砂州のある海浜における波動場および海浜流場予測, 第31回海岸工学講演会論文集, p. 401~405.
- 2) 岩田憲幸 (1983) : 沿岸波浪と海浜循環流, 海洋研究ノート, 20巻, 2号, p. 155~163.
- 3) クラウス, N, C, 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.
- 4) 合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港技研報告, 14巻, 3号, p. 59~106.
- 5) 佐々木民雄 (1974) : 海浜流系の構造に関する野外的研究, 東京大学学位論文, 240 p.
- 6) 佐々木幹夫, 尾崎 晃 (1977) : 離岸流に関する研究-流速分布の固有性と最小離岸流間隔-, 第24回海岸工学講演会論文集, p. 600~604.
- 7) 玉井佐一 (1977) : 海浜流と海浜地形, 第13回水工学に関する夏期研修会講義集, p. B-4-1~25.
- 8) 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, p. 495~499.
- 9) 西村仁嗣 (1982) : 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, p. 333~337.
- 10) 日野幹夫 (1974) : 海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, 第225号, p. 19~29.
- 11) 日野幹夫 (1975) : 応答性を考慮した海浜流系と海底地形の発生, 発達に関する理論, 土木学会論文報告集, 第237号, p. 87~98.
- 12) 堀川清司 (1973) : 海岸工学, 東大出版会, 317 p.
- 13) 堀川清司, 丸山康樹 (1976) : 室内実験におけるリップカレントの発生について, 第23回海岸工学講演会論文集, p. 464~469.
- 14) 堀川清司編 (1985) : 海岸環境工学-海岸過程の理論, 観測, 計測手法-東大出版会, 582 p.
- 15) 松永信博, 金子 新 (1971) : Standing edge wave によって形成される離岸流と sand pattern, 第28回海岸工学講演会論文集, p. 305~309.
- 16) 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, p. 83~88.
- 17) 水口 優 (1977) : 海浜循環流のメカニズムについて, 第24回海岸工学講演会論文集, p. 591~595.
- 18) 水口 優 (1979a) : 海浜循環流の定量的評価への一考察, 第26回海岸工学講演会論文集, p. 509~513.
- 19) 水口 優 (1979b) : 海岸工学におけるエッジ波, 第15回水工学に関する夏期研修会講義集, p. B-4-1~20.

- 20) 水口 優 (1981) : 碎波帯内の流体運動に関する現地観測, 第28回海岸工学講演会論文集, p. 153~157.
- 21) 水口 優 (1982 a) : 碎波帯付近の長周期変動のダイナミックスについて, 第29回海岸工学講演会論文集, p. 130~134.
- 22) 水口 優 (1982 b) : 不規則波浪における乱れ成分の分離について, 土木学会第37回年次学術講演会概要集, p. II - 863~864.
- 23) 和田崇司, 水口 優 (1982) : 地形性海浜循環流の成因および構造に関する実験的研究, 第29回海岸工学講演会論文集, p. 360~364.
- 23) Arthur, R. S. (1962) : A note on the dynamics of rip currents, J. Geophys. Res., 67, 2777-2779.
- 24) Barnard, B. J. S., J. J. Manony and W. G. Pritchard (1977) : The excitation of surface waves near a cut-off frequency, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., 286, 87-123.
- 25) Battjes, J. A. (1972) : Radiation stresses in short-crested waves, J. Mar. Res., 30, 56~64.
- 26) Battjes, J. A. (1976) : Turbulence model for the surf zone, with applications to longshore calculations, Abst. 15th Coastal Eng. Conf., Hawaii, 403-406.
- 27) Bowen, A. J. (1969) : Rip currents, 1, Theoretical investigations, J. Geophys. Res., 74, 5467-5478.
- 28) Bowen, A. J. and D. L. Inman (1969) : Rip currents, 2, Laboratory and field observations, J. Geophys. Res., 74, 5479-5490.
- 29) Bowen, A. J. and D. L. Inman (1971) : Edge waves and crescentic bars, J. Geophys. Res., 76, 8662-8671.
- 30) Cokelet, E. D. (1977) : Steep gravity waves in water of arbitrary uniform depth, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A286, 183-230.
- 31) Dalrymple, R. A. (1975) : A mechanism for rip current generation on an open coast, J. Geophys. Res., 80, 3485-3487.
- 32) Dalrymple, R. A. (1978) : Rip currents and their causes, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., Hamburg, 1414-1427.
- 33) Dalrymple, R. A. and C. J. Lozano (1978) : Wave-current interaction models for rip currents, J. Geophys. Res., 83, 6063-6071.
- 34) Fox, M. J. H. (1976) : On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity wave spectrum II, Proc. Roy. Soc. Lond., A348, 467-483.

- 35) Guza, R. T. and R. E. Davis (1974) : Excitation of edge waves by waves incident on a beach, *J. Geophys. Res.* , 79, 1285-1291.
- 36) Guza, R. T. and D. L. Inman (1975) : Edge waves and beach cusps, *J. Geophys. Res.* , 80, 2997-3012.
- 37) Hallermeier, R. J. (1978) : Uses for a calculated limit depth to beach erosion, *Proc. 16th Coastal Eng. Conf.* , Hamburg, 1493-1512.
- 38) Heteren, J. van and M. J. F. Stive (1984) : Wave kinematics and directionality in the surf zone, *Proc. 19th Coastal Eng. Conf.* , Houston, 70-81.
- 39) Hotta, A. , M. Mizuguchi and M. Isobe (1981) : Observation of long period waves in the nearshore zone, *Coastal Eng. in Japan*, 24, 41-76.
- 40) Huntley, D. A. (1976) : Long-period waves on a natural beach, *J. Geophys. Res.* , 81, 6441-6449.
- 41) Iwata, N. (1976) : Rip current spacing, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 32, 1-10.
- 42) James, I. D. (1974) : A nonlinear theory of longshore currents, *Estuarine and Coastal Mar. Sci.* , 2, 235-249.
- 43) Kato, K. (1984) : Multiple longshore bars formed by long period standing waves, *Rep. Port and Harbour Res. Inst.* , 23, 3-46.
- 44) Kimura, A. (1984) : Averaged two-dimensional low-frequency wave spectrum of wind waves, *Rep. 84-3, Comm. Hydraulics, Dept. Civil Eng.* , Delft Univ. of Tech. , 54 p.
- 45) LeBlond, P. H. and C. L. Tang (1974) : On energy coupling between waves and rip currents, *J. Geophys. Res.* , 79, 811-816.
- 46) Le Mehaute, B. and J. D. Wang (1982) : Wave spectrum changes on a sloped beach, *JWPOC, ASCE*, 108, 33-47.
- 47) Liu, P. L-F. and R. A. Dalrymple (1977) : Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence, *J. Mar. Res.* , 35, 357-475.
- 48) Liu, P. L-F. and C. C. Mei (1974) : Effects of a breakwater on nearshore currents due to breaking waves, *M. I. T. Ralph M. Parsons Lab. Rep. No. 192*, 265 p.
- 49) Longuet-Higgins M. S. (1970) : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, *J. Geophys. Res.* , 75, 6778-6801.
- 50) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962) : Radiation stress and mass

- transport in gravity waves, with application to "surf beat", J. Fluid Mech., 13, 481-504.
- 51) Mei, C. C. (1983) : The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, John Wiley & Sons, 740 p.
 - 52) Mei, C. C. and P. L-F. Liu (1977) : Effects of topography on the circulation in and near the surf zone-linear theory, Estuarine and Coastal Mar. Sci., 5, 25-37.
 - 53) Miller, C. and A. Barcilon (1978) : Hydrodynamic instability in the surf zone as a mechanism for the formation of horizontal gyres, J. Geophys. Res., 83, 4107-4116.
 - 54) Mizuguchi, M. and K. Horikawa (1976) : Physical aspects of wave-induced nearshore current system, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., Hawaii, 607-625.
 - 55) Noda, E. K. (1974) : Wave-induced nearshore circulation, J. Geophys. Res., 79, 4097-4106.
 - 56) Phillips, O. M. (1977) : The Dynamics of the Upper Ocean, 2nd ed., Camb. Univ. Press, 336 p.
 - 57) Sonu, C. J. (1972) : Field observation of nearshore circulation, J. Geophys. Res., 79, 4097-4106.
 - 58) Stive, M. J. F. and H. G. Wind (1982) : A study of radiation stress and set-up in the nearshore zone, Coastal Eng., 6, 1-25.
 - 59) Symonds, G., D. A. Huntley and A. J. Bowen (1982) : Two-dimensional surf beat : Long wave generation by a time-varying breakpoint, J. Geophys. Res., 87, 492-498.
 - 60) Thornton, E. B., J. J. Galvin, F. L. Bub and D. P. Richardson (1976) : Kinematics of breaking waves, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., Hawaii, 461-476.