

砕波帯付近の流れに関する平面実験

堀川清司*・水口 優**

1. 序

近年、沿岸域、特に砕波帯付近の流れ（海浜流系）に関心が集まっている。その理由は、それが底質の移動、移流拡散などの問題と大きな関りを持つと共に、現地においてすら周期的なセルを形成するという現象のもつ美しさにもよるであろう。

ところで、現在までの研究の方向が、現地観測を主とするものであったために、波浪の不規則性、長周期波成分の存在、移動床であることを含めての海底地形の複雑さが絡み、それらの因子の意味が不明確であった（佐々木¹⁾）。一方、理論的な扱いとしては、汀線方向の波高分布の周期性を仮定したり、地形による屈折のために生じる波高分布の変動を与えて、質量と運動量の保存則から、波と流れの干渉を無視して、流れの場を求めるもの（Bowen²⁾、佐々木¹⁾）、上記の2つの関係に、波と流れの干渉を考慮したエネルギーの保存則を考慮し、摂動法を用いて解いたもの（LeBlond³⁾）†、自励発生的な機構として扱い、微小攪乱の成長率を求めることによるセルの最適規模を決定するもの（日野²⁾）の3つが主なものである。

第1の扱いでは、波高分布の周期性や既与の地形を説明できず、第3の扱いにおいては、底質の移動性が本質的な部分をなし、固定床を扱い得ない。第2の扱いは、現段階では最も妥当なものであるが、それも脚注に指摘するような欠陥を持っている。

そこで、今回は、固定床で、波が汀線に直角に入射するという最も単純な条件で実験を行い、砕波帯付近の流れの機構の定性的な意味を明らかにするために、解析を行い、かつ検討を加えた。ここでいう砕波帯付近の流れとは、汀線近くで、波が砕けるという現象によって、エネルギーを供給されることによって生ずるものを指すことにする。

2. 実験および観測方法

実験に用いた水槽の寸法は、長さ 600 cm、幅 120 cm、深さ 15 cm である。水槽底面の主要部は、ガラス張りである。造波機は、ピストン型であり、可動周期は、0.4 sec 以上である。斜面は、厚ベニヤ板で作成し、表面をペンキ塗装した。

流れは、十分に波をあてた後（20～30波）、汀線付近に染料（ウォーターブルー）を投入し^{††}、その拡散の状況を、水槽上約 2.5 m の位置に設けたビデオカメラを用いて追跡して求めた。流速の水深方向の変化は、測定の対象とし得なかった。なお、波高の測定は、容量式波高計によった。

3. 実験結果

実験装置の大きさから、斜面勾配は、1/10、1/20 の比較的急な場合に限られた。また、入射波の周期も、平面性が保たれるように、短周期（0.4～0.6 sec）に重点をおいた。その結果、実施した実験ケースは、表—1 に示すとおりである。斜面前面の一樣水深部は、10.0～10.5 cm である。沖波波高は、一樣水深部で、Healy の方法により反射率を測定しながら求めた波高より計算した。参考までに言えば、反射率は、Miche の公式によく合致した。砕波帯の幅は^{†††}、波形勾配が大きい時、従来言われているもの（合田⁴⁾）より、かなり小さい値を示しているが、それは表面張力の効果が砕波を遅らせる方向に働いている結果であろう。

表—1 のうち、ケース 1～29 では、造波機前面に整波装置をおいて、入射波を制御することを試みると共に、汀線に平行な 3 本の線上を波高計を走査させて、波高分布を測定した。ケース 102 以降は、染料の投入地点の水深が深すぎたために、投入時の攪乱が大きく、汀線近傍での流れの模様をとらえることに失敗した。

さて、投入された染料の動きは、図—1 の例に示すごとく、明らかに海浜流系の存在を示した。しかも、それ

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科

† この扱いは、一次のオーダーでのエネルギー減衰を 0 次からの類推で与えたため、セルの規模は不定となり、エネルギー最小の原理により最適波長を決めている。

†† 染料の投入地点は、関心をもつ流れの種類による。ここでは、沖向きの流れを検出することに主眼を置いている。

††† 以下の記述の中で示されるように、砕波点も、run-up も、汀線方向に周期性をもつが、ここでは、平均ないしは、最大値を採用している。

表-1 実験 ケース

勾配 1/10								
ケース	周 期 (T sec)	沖波波高 (H_0 cm)	波形勾配 (H_0/L_0 %)	碎波帯幅 (X_B cm)	Run-up (R_a cm)	Rip 間隔 (L_r cm)	Rip 流速 (U_r cm/sec)	Rip 幅 (B_r/L_r)
1	0.600	1.34	2.4	9.7	8.0	63	6.6	0.22
3	0.553	1.75	3.7	11.7	6.5	49		
4	0.529	1.60	3.7	11.7	5.8	72		
5	0.509	1.50	3.7	11.2	5.4	38	10.4	0.20
6	0.514	0.84	2.0	9.2	2.8	48	4.7	0.29
7	0.486	0.85	2.3	7.5	2.0	42	5.8	0.21
8	0.469	0.95	2.8	8.2	2.5	40	8.7	0.17
9	0.456	0.82	2.5	7.5	3.8	34	7.7	0.24
10	0.435	0.99	3.3	8.7	3.3	62		
11	0.434	0.55	1.9	3.8	1.3	33		
12	0.409	0.41	1.6	3.0	1.3	30		
13	0.385	0.45	1.9	2.2	9.8	26		
14	0.432	1.17	4.0	10.2	2.6	45		
15	0.448	1.10	3.5	9.0	4.7	36	7.0	0.21
16	0.496	1.07	2.8	9.5	5.0	40	7.9	0.22
18	0.545	1.28	2.8	7.3	6.2	82		
21	0.645	1.46	2.2	11.3	8.2	120	14.6	0.21
24	0.939	1.12	0.8	10.5	11.2	120		
25	0.942	1.87	1.4	14.5	15.5	120		
26	0.451	1.31	4.1	8.3	5.2	33	6.1	0.14
27	0.406	1.18	4.6	7.5	3.7	60		
29	0.385	1.24	5.4	5.8	2.8	30		
102	0.393	1.07	4.5	8.5	3.0	24		
107	0.397	2.09	8.5	13.8	5.5	24		
113	0.505	0.68	1.7	5.6	3.5	44		
116	0.505	1.13	2.8	8.7	4.3	42		
117	0.604	0.67	1.2	5.8	4.5	50		
119	0.605	1.15	2.0	8.3	5.5	54		
122	0.605	1.37	2.2	11.3	7.2	64		

勾配 1/20								
ケース	周 期 (T sec)	沖波波高 (H_0 cm)	波形勾配 (H_0/L_0 %)	碎波帯幅 (X_B cm)	Run-up (R_a cm)	Rip 間隔 (L_r cm)	Rip 流速 (U_r cm/sec)	Rip 幅 (B_r/L_r)
202	0.400	1.0	4.0	21	5	31		
204	0.400	0.5	2.0	7	1	Rip なし		
205	0.400	2.0	8.0	48	9	24		
208	0.397	1.4	5.7	26	6	25		
210	0.607	1.5	2.6	35	6	52		
211	0.610	1.5	2.6	35	6	49		
214	0.608	2.1	3.6	43	9	63		
235	0.506	0.5	1.3	9	1	43		
238	0.507	1.0	2.5	20	3	40		
239	0.511	2.0	4.9	37	5	36		
242	0.510	1.6	3.9	29	4	48		

は、汀線方向の周期性の存在、Rip Current と呼ばれる強く細い沖向きの流れの存在も示している。なお、碎波帯内の混合は、実験で見る限りでは、周期 0.6 sec 以下では沖波波形勾配によらず小さく、移流拡散に比して無視された[†]。ここでも、表面張力による碎波形式の違いの影響が考えられる。斜面と波形勾配から決まる重力波の碎波形式としては、ほとんどが巻き波型に分類されるが、実際には、きれいな巻き波型は生じなかった。

○ 観測された流れのパターン (単一のセル)

まず、1個のセルの構造についてのべる。勾配 1/10

のケースでは、沖波波形勾配が2.0%より大きい時(図-2(b))は、模式化すると図-4に示すような重構造的な流れのパターンを示す。沖波波形勾配の小さい時(ケース 11~13, 24; 図-1(a))は、単構造であり、2重構造の場合の岸側のものが消滅した形である。そして、観測された Rip Current は、すべて碎波点の沖へ出た。勾配 1/20 の時(図-1(c))は、流れはより複雑ではあるが、上記の 1/10 のケースと同様な傾向にある。

○ セルのくり返し (Rip Spacing)

ここで言うセルは、2重構造をなす時は、沖側のセルを意味する。それは勾配 1/10 では、碎波点沖側での Rip Current にあたるが、勾配 1/20 では、有意な Rip

[†] 例外はケース 21 と 25 で、この場合碎波帯内の流れを検出するのは不可能であった。

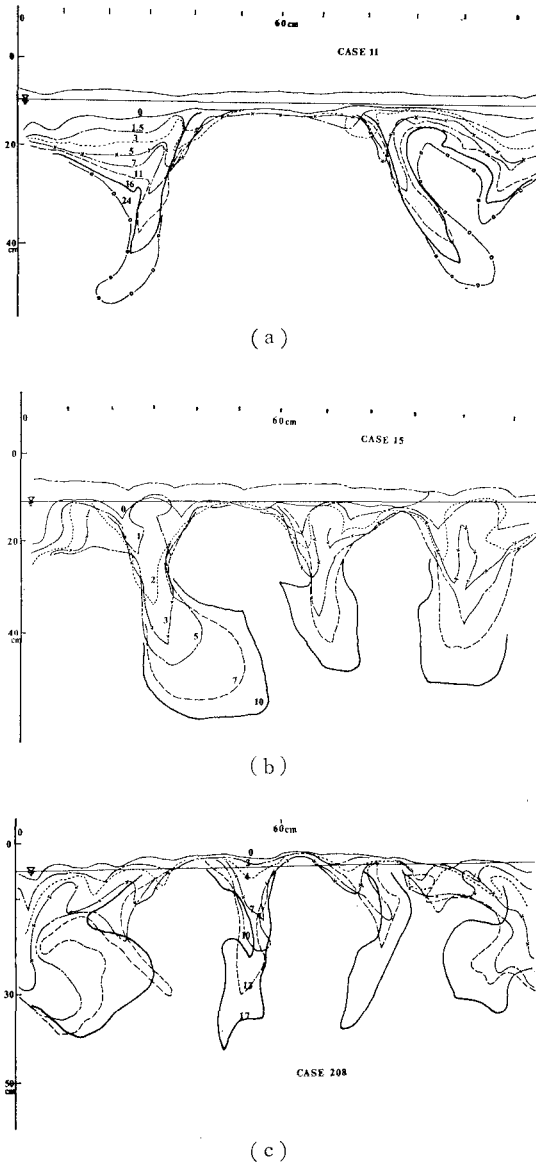


図-1 染料の平面的な拡散のパターン
 図中の数字は、染料投入後の経過時間(sec)を表す。

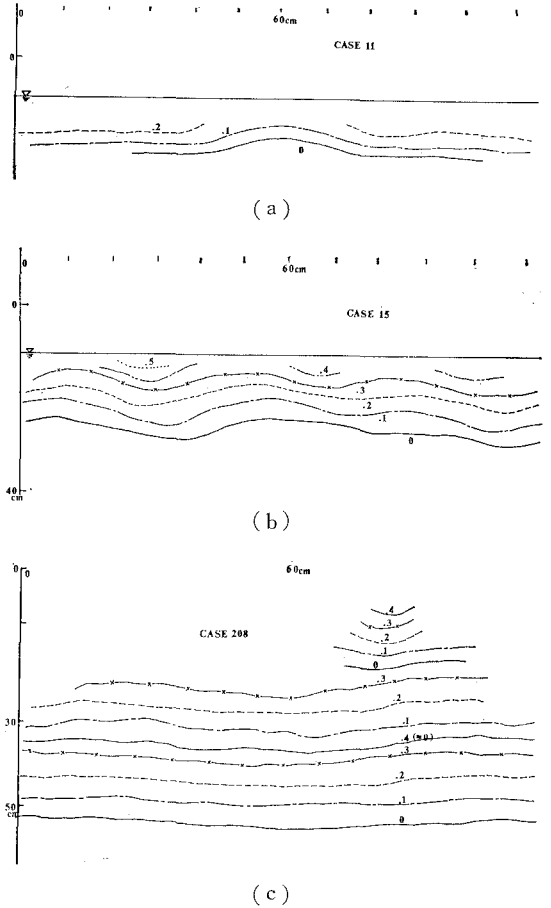


図-2 波峰線
 図中の数字は、経過時間(sec)を表す。

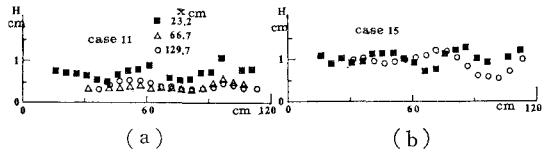


図-3 汀線方向の波高分布

Current としか定義しようがなかった。Rip Spacing L_R は、理論的な面から最も興味あるものであるが、今回の実験では、図-5 に示すごとく、沖波波長（それは、離散的、すなわち trapped モードの限界波長でもある）の関数として表わすと、 $L_R \sim L_0$ と結論される。なお、いくつかの点は、 $L_R \sim 2L_0$ という場合を示している。

・ Rip Current の規模

Rip Current の規模を代表する1つの量として、その流量を考える。勾配 1/10 のように Rip Current が砕波帯の沖合に抜ける時には、それは、沖波による質量輸送とバランスするであろう。すなわち、近似的に

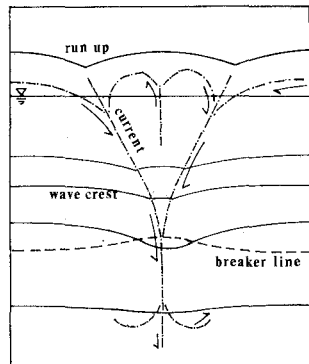


図-4 海浜流系パターンモデル (急勾配)

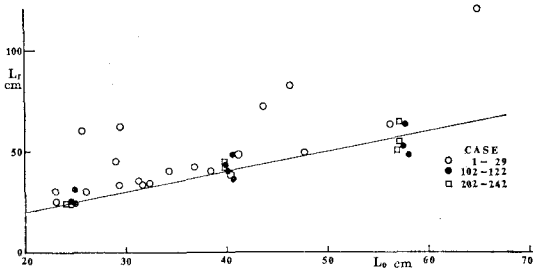


図-5 Rip Current の間隔
図中の実線は $L_r=L_0$ を表す

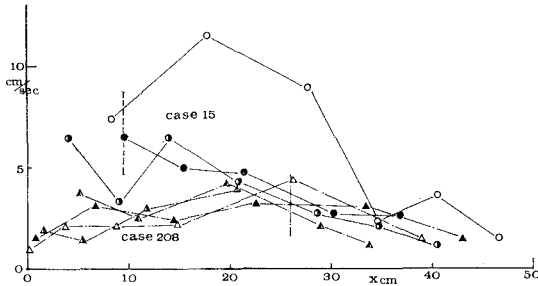


図-6 Rip Current の沖合方向の流速分布

$$U_r D_b \frac{B_r}{L_r} \sim \frac{\pi}{4} \frac{H_b^3}{T} \dots \dots \dots (1)$$

となる。ただし、 U_r 、 B_r は、Rip Current が最大の流速をもつ地点（それはまた、幅の最も狭いところでもある）での流速および幅であり、 D_b は、表-1 中の碎波点に対応する碎波水深である。セルが 2 重構造をなす場合、最大流速は、2 本の Rip Current の合流点で観測され、その地点は、一般に碎波点の沖側である（図-6）。図-7 は、式(1)の関係を、発生した Rip Current の間に極端な差がある時、水槽端部の影響が著しい時を除いて、プロットした結果である。

もう 1 つの代表的な量としては、Rip Current の沖合方向の拡がりであろう。勾配 1/10 では、碎波帯の幅の数倍のオーダーの地点で、プルームに似たパターンを示して、いわゆる Rip Head を形成する。自由ジェット的な Rip Current が、入射波の質量輸送とつりあう点が、到達距離を決めていると考えられるが、実験結果を定量的に評価するには至らなかった。

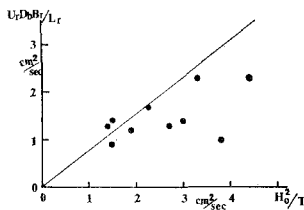


図-7 Rip Current の運動量
図中の実線は式(1)を表す

勾配が 1/20 になると、図-1(c) にも見られるように、碎波点付近で、汀線方向に拡がるもの（水槽端に発生する Rip Current に特徴的）や、碎波点付近にとどま

るものが見られる[†]。一般的な傾向としては、波形勾配または碎波帯の幅が広がるにつれて、そのような流れのパターンが見られるようになる。

・波と流れの関係

きわめて一般的な現象として、Rip Current の出る地点で波峰線の遅れが見られる（図-2(a), (b), (c)）。Rip Current が碎波点を抜ける時は、碎波点にも変動が見られ Rip Current の出る位置で碎波が遅れる（図-4）。波高分布は、Rip Current の出ている地点では、汀線方向の極小値をとる（図-3(a), (b)）。

造波機、整波装置の不整などにより、沖側の波高に汀線方向の差を生じた場合、碎波点をぬけた Rip Current は、その低い所に集まっていく傾向を示した。

4. 考察のための準備（数値実験）

以下、海浜流系の発生機構の定性的な議論を展開するために、若干の準備をする。

・Edge Wave について

一定勾配の斜面上を汀線方向に進行する微小振幅波が存在する。その波形は、汀線方向に y 軸を、汀線から沖向きに x 軸をとり、重複波を考えると、その波形は、次のように与えられる (Ursell⁴⁾)。

$$\eta \propto e^{i\omega t} \cos ky \left\{ e^{-kx \cos \alpha} + \sum_{m=1}^n A_{mn} \times [e^{-kx \cos (2m-1)\alpha} + e^{-kx \cos (2m+1)\alpha}] \right\} \dots (2)$$

$$A_{mn} = (-1)^m \prod_{r=1}^m \frac{\tan(n-r+1)\alpha}{\tan(n+r)\alpha}$$

$$\sigma^2 = gk \sin(2n+1)\alpha \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 k : 波数、 α : 斜面の勾配、 n : モード数、 g : 重力の加速度、 σ : 角周波数であり、trapped モードで

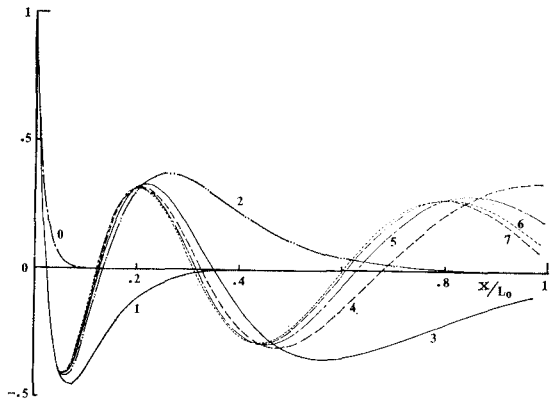


図-8 Edge Wave の沖合方向波形 (勾配 1/10)
図中の数字は、モード数を表す。各モードとも汀線での値を基準としてある。

[†] 染料による移流拡散が、碎波点付近に達する場合でも表面のプロットは、碎波帯中央にとどまるという実験も報告されている (小泉)。

あるためには、 $\cos(2n+1)\alpha \geq 0$ が十分条件である。たとえば、勾配 1/10 の場合の沖合方向の波形を、式 (2) から計算したものが、図-8 である。

・波と流れの相互干渉について

汀線に直角に入射してくる波と、流れ（その x 方向成分を U , y 方向成分を V とする。）の相互干渉を、波数とエネルギーの変化に関してのみ考慮するとすれば、次のような式に従う。

$$k_0 - (kk_0 \tanh kD)^{1/2} - \frac{\sigma U}{g} k = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (U + c_g) E \} + \frac{\partial}{\partial y} (VE) + S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} + S_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} = -\epsilon \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 k_0 : 深海での波数、 E : 波のエネルギー、 D : 水深、 c_g : 群速度、 S_{xx} , S_{yy} : Radiation Stress、 ϵ : 逸散項である。

現象の機構をさぐる上で 1 つの有力な手段は、モデルの設定であり、そのモデルの妥当性を解析的に議論し得ない時の便利な手段は、数値実験であろう。以下、1 つの思考実験としてそれを試みる。

・波高分布の形成

一様斜面に波が直角に入射する時、強制的に汀線方向の波高分布に変動を誘起する要因はない。そこで、砕波により周期的にエネルギーを供給される形で、自由モー

ドの Edge Wave (式 (2), (3)) が造られると考えるのは自然であろう。図-9(a) は、勾配 1/10 の斜面上に、周期 0.496 sec, 砕波帯の幅 9.5 cm という入射波に、汀線での波高が入射の砕波波高の 0.05 倍、モードが 1 の Edge Wave を線型的に重ねあわせた結果としての波高分布である。入射波の砕波条件は、次式によった。

$$(H/L)_b = 0.142 \tanh(2\pi D/L)_b \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 H は波高である。砕波後の波高は、その地点の水深と波数で式 (6) から決まる波高を用いた。モードとして 1 を選んだ理由は、最初のステップとして、高モードのもつ x 方向の位相の変化の複雑さをさけたためである。なお、重ねあわせる際に、位相差という任意性が残るが、ここでは、汀線での変動が最も少なくなるように決めた。

・波高分布から流速場へ

上で得た波高分布から生じる Radiation Stress の分布による強制項と底面摩擦の項がつりあうという Bowen らの考え方に基づいて、一方的に流れの場を計算した結果が、図-9(b) である。摩擦係数としては、 $f = 2\rho c u_{max} / \pi$ (ρ : 密度、 u_{max} : 微小振幅波としての底面軌道流速の振幅、 c : 摩擦定数で 0.01) を用いた。

・フィードバックの試み

波と流れの干渉を考慮する 1 つの方法として、すでに一方的に求めた流れの場に、あらためて波が入射してくる場合を考えて、式 (4), (5) を用いて得られる波峰線と

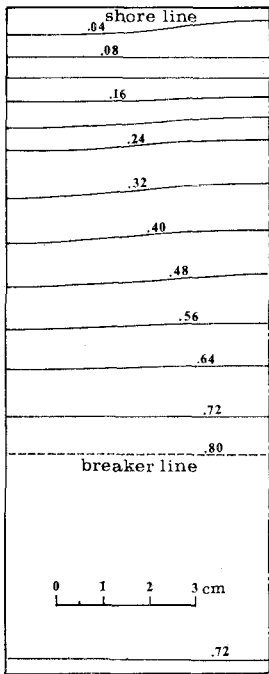


図-9(a) 波高分布
図中の数字は、波高 (cm) を表す。

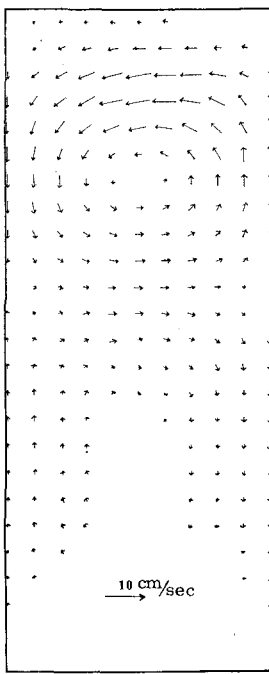


図-9(b) 流速分布

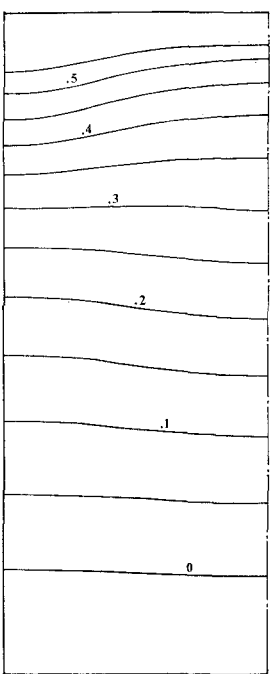


図-9(c) 波峰線
図中の数字は、経過時間 (sec) を表す。

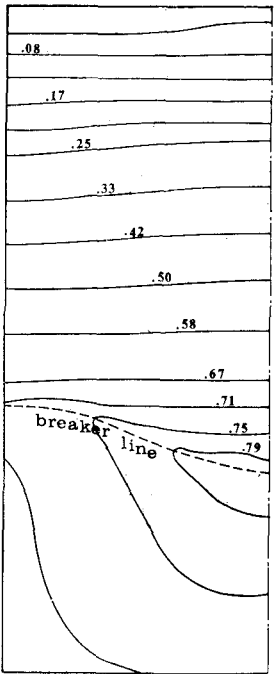


図-9(d) 波高分布
図中の数字は、波高 (cm) を表す。

波高分布を、図-9(c), (d) に示す。

次のステップとしては、この波高分布から流れの場を計算してみることであるが、それは、図-9(a)の程度の流高分布の差で、図-9(b)のような流速場を得ることからも類推されるように、図-9(c)の砕波線付近の波高分布は、非現実的な流速場を与える。流れのパターンとしては、図-9(b)の汀線側のセルが、沖合方向にのびて、砕波帯のわずかに外側まで到達するという形状を示す。

上記の2つのステップをくり返し計算することにより一定の値に近づくことを期待したのであるが、現在のモデルでは、それは不可能であった。その理由の1つは、波と流れが共存する時の砕波時における摩擦係数、もしくは、エネルギー逸散の現象を適確に把握し得ていないことがあげられよう。

以上の数値実験の試みは、あくまでも1つのセルの内部の構造に関するものであり、モードの選択性という形での卓越波長を決定することを議論するには、少なくともくり返し計算の収束と結果として得られる場のあり得やすさとも言うべき物理的な原理の適用を必要とする。

5. 考 察

まず、海浜流系の機構をさぐる方向から考察する。以下では、簡単のために単構造的なものを念頭におくことにする。流れの場が、波高分布の場から一方向的に生じるものであるならば、斜面上に存在し得る波高分布は、図-9(a)で与えられるような形をなすであろう。しかしながら、その波高分布は、実験で見られた例(図-3(a), (b))に比べて、汀線方向の変動は極端に小さいものでありながらも流速場の絶対値としては、現実的な値を与える。ここには、すでに指摘した摩擦係数の問題がある。それに、図-8からもわかるように、Edge Waveの沖合方向の位相変動のスケールが小さく、その結果としての沖合方向のセルのオーダーもまた、実験に見られる比ではない。

実験で見られる流速と波速の比は、Rip Currentの最大流速地点で0.1~0.2に達することや、波峰線のひずみの程度からいっても、相互干渉を無視するモデルには、無理があるろう。

そこで、式(4), (5)で与えられるような干渉を考えると、図-9(c), (d)という結果を参考にすれば、波峰線のひずみの傾向は、実験結果と合致するものの、波向と逆方向の流れがある時、波高増大率が大きくなるとともに、局所的に波長が減少し、その結果砕波が早まるのが一般的であるが、それは、実験の語るものと逆である。

現象面だけに着目した1つの説明は、波の側に全てを説明させることである。少なくとも定性的には、波高の大小は、波速の大小と砕波点の遠近を素直に説明する。今回の実験では、Rip Spacingが沖波の波長に一致する傾向が見られると考えあわせると、一様水深部において入射波に直角方向の振動が生じた結果としての波高分布が、そのまま砕波帯付近の波高分布を決め、ひいては、流れの場を決めているという仮説となるが、実測された波高分布にそれを根拠づけるデータはない。また、砕波帯内にとどまる流れ、Rip Spacingが沖波波長の約2倍になるケースもあることを考えると余り説得力はない。

次に、海浜流系へのエネルギーの供給という面から考えてみる。今回の実験でも図-7の結果から、砕波帯をぬける場合、その運動量は、入射波による質量の輸送の産物であることがいえる。汀線付近に蓄積された質量が沖に戻る際にRip Currentを形成するという事は波をあて始めた直後は、Rip Currentが見られないことから根拠づけられる(小泉⁷⁾)。この考え方に従えば、砕波後の波高に水深との相似性を仮定して得られるWave Set-upが、砕波点に原点をもつことになるが(佐伯⁸⁾)、Rip Currentが砕波帯を抜ける場合には、砕波点の変動は無視できない。

最後にRip Currentの発生間隔について考察を試みる。図-10は、現地のデータ(佐々木⁹⁾)を図-5と同じようにプロットしたものである。現地のデータは、室内実験と異なった境界条件をもち、波の入射角も一定でないにもかかわらず

勾配 1/10~1/30 の時 $L_R \sim L_0$

勾配 1/30~1/60 の時 $L_R \sim 2L_0$

が成立している。勾配が急な場合には、砕波帯の幅は、あまり意味をもたないことはいえる。理論的に扱うには、砕波帯の幅に依存する形の固有値問題的な扱い方

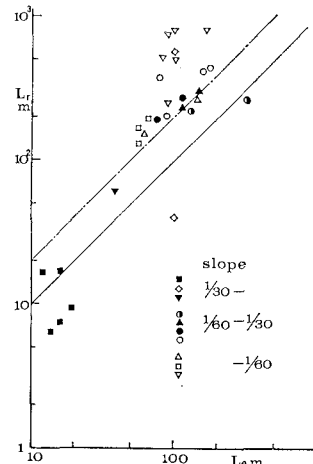


図-10 現地データによる Rip Current の間隔

† Rip Current の出る地点で、砕波が遅れるという現象は、現地でも見られる(佐々木)。従来の説明は、Rip Current による水深の増加の結果としているが、それは、波峰線の遅れと矛盾するであろう。

(日野²⁾)となるが、それも、引金となるものが、Edge Waveのように離散的なモードを持つ場合、急勾配では、その離散性が効いてくるということを表わしているとも考えられる。また、現地の現象は、観測可能な波の条件下では、地形によって流れの場が決まる場合が多いと考えられる。それゆえ、その地形を決めた波の性質を知ることが必要であろう。

6. おわりに

室内実験において、一様な固定斜面上でも海浜流系が発生することを確認したが、その現象論的な説明は十分に終った。特に、その2重構造的なパターンを説明するにはほど遠かった。

今後は、波と流れの相互干渉を十分に考慮しながら、砕波という現象をとらえるという方向に進むべきであろう。

なお、本実験にあたっては、東京大学工学部土木工学科の黒田正文技官に負うところが多かった。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 佐々木民雄：海浜流系の構造に関する野外的研究，東京大学大学院工学系研究科学位論文，pp. 240, 1975.
- 2) 日野幹雄：海浜流系の発生理論，土木学会論文報告集，No. 225, pp. 19~29, 1974.
- 3) Bowen, A.J.: Rip currents I, II, J.G.R., Vol. 74, No. 23, pp. 5467~5490, 1969.
- 4) Ursell, F.: Edge waves on a sloping beach, Proc. Roy. Soc. Lond. A. Vol. 214, pp. 79~97, 1952.
- 5) Longuet-Higgins, M.S.: The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, J.F.M., Vol. 10, pp. 529~549, 1960.
- 6) 合田良実：砕波指標の整理について，土木学会論文報告集，No. 180, pp. 39~49, 1970.
- 7) 小泉千稔：離岸堤の機能に関する実験的研究報告書，東京大学工学部土木工学科港湾研究室，p. 46, 1975.
- 8) 佐々木幹夫・佐伯 浩：砕波後の波の変形に関する研究(2)，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 39~44, 1974.
- 9) LeBlond, P.H. and C.L. Tang: On energy coupling between waves and rip currents, J.G.R., Vol. 79, No. 6, pp. 811~816, 1974.