

砕波の機構

京都大学教授 理学博士 速水 頌 一 郎

1. 序 説

自由表面をもつ流体は、その運動が微少な場合には、運動方程式は線型であつて、安定な流れ、または安定な波動解をもち、エネルギーは拡散されて、その密度分布は空間的あるいは時間的に比較的均一である。しかしエネルギーが集積して運動が大きくなると、方程式は非線型になつて運動に不安定要素が入りこんで、流れから波に、波から流れに転移する。かかる転移点、すなわち不安定点においては、方程式の解は一般に多くの分岐をもち、現象がそのいずれの路を辿るかを決定することは通常不可能である。砕波はこうした種類の現象であつて、強い風が吹くとか、自由波浪が海岸に近づくとかして、エネルギー密度が局所的に増大した場合に発生する。砕波の推移は従つて一定ではなく、そのときに存在する僅かの条件の相違によつて異なる路を辿ることが予想される。これを理論的に取り扱い得る方法は、いまのところ存在しない。また実験結果が散乱して一致した結果が得難いのも、このためである。しかし大局からみると地表の現象であるから、摩擦過程がその根底に横たわつており、これに規制されて砕波現象もいくつかの類型に分類されうられると思われる。このような類型によつて研究を進めるのは生物学的方法であるが、確率分布が介在する現象においては、一つの基盤を提供するものである。これは海岸工学において実用的価値をもつばかりでなく、理論的に非線型運動方程式からかかる確率分布を導こうとする場合の道標ともなるであろう。砕波の問題をこのように考えると、砕波の研究は今日実験的方法によつてその実態を追求する段階にあるといつてよい。すなわち、それは実験物理学の問題であつて、応用数学の問題ではない。しかしそうかといつて、応用数学のこの方面への努力には顕著なものがあり、実験がこれによつて方向づけられるところが大きいことを否定することはできない。砕波の研究は自然科学の問題としてはまだ始まつたばかりであつて、この問題が近年とりあげられたのは、才2次大戦における上陸作戦への要請が契機となつたことはあらそえない事実である。理論的興味の有無や、解ける解けないの問題を越

えた、もつと切実な要求があつたのであるが、このため多くの実験資料が集められ、これが刺激となつて研究が展開したのである。海岸工学の進歩も、この趨勢に負うところが大きい。

波はこれを発生する力からみると、風波、自由進行波の境界面からの反射による重複波などがあり、その形からみると、周期性波浪、非周期性波浪（孤立波）などがあるが、いずれに対しても砕波の現象が起る。これらに対する理論的研究としては、風浪の砕波についてはほとんどなにもないといつてよい。垂直壁からの反射による重複波については、Larras⁽¹⁰⁾、Penney及びPrice⁽¹¹⁾、岸力⁽¹²⁾などの研究や、Suquetなどの実験⁽¹³⁾がある。小さい傾斜をもつ海底上を進行する自由波については、比較的新しいところでは、Miche⁽¹⁴⁾の研究以来多くの理論家によつて取り扱われ、美麗な数学的理論が形成されている⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。砕波を気体における衝撃波と類似の現象として取り扱つたStoker⁽⁷⁾の理論的研究は有名である。また砕波点附近の波が孤立波の性質をもつものとみて、古いMcCowan⁽⁸⁾の研究を援用して海岸砕波の性質を論じたMunk⁽⁹⁾の着想も卓抜である。

いうまでもなくこれらの理論は、各種の仮定の上に立つた思考模型であつて、実際の波ではない。またこれらの理論から導かれるものは、砕波高、砕波水深、初期波高、初期波形勾配などの間の関係であつて、砕波の推移過程ではない。砕波の推移過程をさらに一歩進んで理解するためには、実験観測にまたねばならないが、砕波に関する組織的な実験研究は非常に少ない。比較的新しいところでは、Neyrpic 水理実験所におけるSuquet⁽¹⁴⁾の研究が最初のものであろう。ついで浜田徳一⁽¹⁵⁾が運輸技術研究所において優れた実験を行い、われわれも⁽¹⁶⁾同じような実験や観測を多少試みた。なお引続いて防災研究所宇治川水理実験所で本格的な実験を準備している。Iversen⁽¹⁸⁾は始めてCalifornia 大学において砕波時における水分子の運動を測定し、Morison 及びCrooke⁽¹⁷⁾は同じ大学においてこの研究を發展させた。またHealy⁽¹⁹⁾は同じ大学の水理実験所において、傾斜海浜による砕波の反射を実験した。合衆国海軍水路部や陸軍海浜浸蝕

局,あるいは英国海軍水路部では,海岸の砕波に関する観測資料を多く蒐集しているが,断片的なものの以外は知ることができない。以下これらの資料に基づき,主として傾斜面上を海岸に向つて進行する自由波浪の砕波過程を考察する。

2. 傾斜面上の砕波

Neyrpic における Suquet⁽¹⁴⁾ の実験は長さ 20 m, 巾 60 cm, 深部の水深 60 cm の水槽と長さ 27 m の水槽においてなされた。後者は片面硝子張りであつて, これを通して砕波の推移を毎秒 140コマの速さで映画に撮影した。前者の場合には, 水槽の数点において水位を電氣的ポイントゲージによつて, オツシログラフに記録させた。使用した水底勾配は前者では 1/5.7, 1/11, 1/15.5, 1/25, 後者では 1/10であつた。周期はいつも 1 sec であつた。

浜田⁽¹⁵⁾ は運輸技術研究所の風洞水槽によつて実験したが, この水槽は長さ 22 m, 巾 60 cm, 深さ 55 cm, 水深 30 cm である。波の形はライカで瞬間撮影をし, 水位は電気抵抗型水位計によつてオツシログラフに記録させた。またプロペラ式流速計で流速を測定した。波の周期は 0.6~3.0 sec, 水底勾配は 1/10, 1/15 である。

私どもの予備実験⁽¹⁶⁾ では巾 2 m, 長さ 4 m, 深さ 30 cm の片面硝子張りの水槽を使用し, 底面勾配は可変としたが, 今までの実験勾配は 2° (約 1/25) であつた。使用した波の周期は 0.3~1.0 sec, 波高は 0.2~3.0 cm で, これらを組み合わせて波の勾配を 0.002~0.1 の範囲に変化させた。測定方法としては線光源を長さ 1 m の円柱レンズによつて水面に結像させ, 水面にはアルミニウム粉を浮かせて反射能を増大せしめ, これを側面から撮影して波形を記録した。また電気抵抗型水位計を使用して実地の海岸で砕波の観測を行った。以上の実験ではすべて水底にヒンヂをもつ扉式起波機を使用している。

Iversen⁽¹⁸⁾, Morison 及び Crooke⁽¹⁷⁾ は California 大学の長さ 60 ft, 巾 3 ft, 高さ 1 ft の両面硝子張り水槽を使用した。彼等は四塩化炭素 (carbon tetrachloride) をキシロール (xylol) にとかし, これに亜鉛華 (zinc oxide) を混じて白色にしたものを水と同じ比重にして水中に滴下し, この小滴の運動を映画に撮つた。光を上方から細隙を通して投射し, 側方から撮影したから, 暗い背景に小滴が白く現れ, 露出時間を長くすれば小滴の軌跡が得られる。これらの記録から水分子の速度及び軌道が求められた。

Suquet 及び Wallet⁽¹³⁾ は同じ方法によつて重複

波の水分子運動を撮影したが, 彼等はトリクロール・エチレン (trichlor ethylene) をベンゾル (benzol) にとかし, これに白ベンキを混じて白色にして水と同じ比重にした。また Healy⁽¹⁹⁾ は California 大学の長さ 120 ft, 巾 4 ft, 高さ 2 ft の鋼製組立式水路を使用し, 気圧式起波装置によつて波を起した。使用した波の周期は 5, 10, 15 sec の 3 種, 波形勾配は 0.003~0.025 で, 水底勾配は 20° から 90° まで変化させた。水位は電気抵抗型水位計によつてオツシログラフに記録させた。

冒頭にのべたように, 砕波の推移は条件の僅かな相違 (例えば海底地形, 風, 砕波による空気の捕捉など) によつて異なる経路を辿ると推定されるので, 実験の形状効果や測定の誤差と相俟つて, 実験結果はかなり散乱しており, 実験者によつてその結果は必ずしも一致していない。従つてこれから砕波の全貌をうかがうことはまだできないが, その間にあつて比較的共通し, かつまた相互に脈絡のある特性を抽出して考察を進めることにしたい。

(1) 砕波の型 古くから自然の観察によつて, 砕波には二つの型があることが知られている。その一つは崩れ波 (spilling breaker) であり, 他の一つは捲き波 (plunging breaker) である。捲き波は海岸の近くにおいてのみ観察されるが, 崩れ波は沖合においても, また海岸附近においても一般に見られる。これらの砕波は, 概観するとつぎのように推移する。

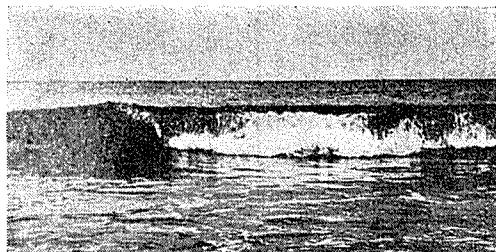


図-1 捲き波

a) 捲き波 (図-1). 波の側貌は著しく非対称であり, 波の前面の勾配は後面に比べて急である。ある特定の瞬間に特異点が波の峯に生じ, そこで曲率が不連続になる。時間の経過とともに側貌の非対称性が増大して, 折れ曲つた峯は次第に勾配を増し, 遂に直立するようになる。勾配がさらに増加すると, それは前方に覆いかぶさり, 噴流となつて波の前脚におち, そこで転波となる。この際内部にとちこめられた空気は気泡となつて逸出し, 水は泡立つ。転波となつた水は勢よく前進し, 平坦面においては次第に減衰するが, 斜面においてはやがて帰還流として斜面を流下する。



図-2 崩 れ 波

b) 崩れ波 (図-2). 波の側貌は非対称であるが、上例ほどには甚だしくない。ある特定の瞬間に特異点が波の峯に生じ、そこで波面が折れ曲る。この特異点は上例の場合よりも顕著である。前面の勾配は次第に増加するが直立することはない。ある時期になると水分子の運動が乱れ、波の前斜面において崩れ始める。これが次第に激しくなると、波の前斜面は全体的に崩

れて泡立ち、波の前脚に向つて転波となつて進む。この転波の一部は前脚を越えて前進するが、崩れ波の主体は波の前斜面に止まり、一つの噴流となつて前進する。それは平坦面上では前進とともに次第に減衰するが、傾斜面ではやがて帰還流となつて流下する。しかしその流勢は弱くなっている。

捲き波の場合には、波の峯が瞬間的に捲き倒れ、全体の水が砕けるが、崩れ波の場合には、砕波は漸進的であつて、一部の水が砕ける。これら二つの砕波型は純型であるが、両者の中間型あるいは混合型も多く存在し、その間の推移は複雑である。特に傾斜面上の砕波には、この種の型が多い。図-3、図-4は Suquet⁽¹⁴⁾ の実験例であつて、この混合型を示している。図-3は周期 1 sec, 沖波波高 9.4 cm, 沖合水深 59 cm, 図-4は周期 1 sec, 沖波波高 19.6 cm, 沖合水深 59 cm である。従つて後者の初期波形勾配は前者のおよそ2倍である。以下前者を砕波型 I, 後者を砕波型 II と名づける。いずれも水底勾配は1/10である。これらの図では波の前面が垂直になるところはみられないが、砕波型 I では図-5に示すように前面が垂直になる瞬間がある。

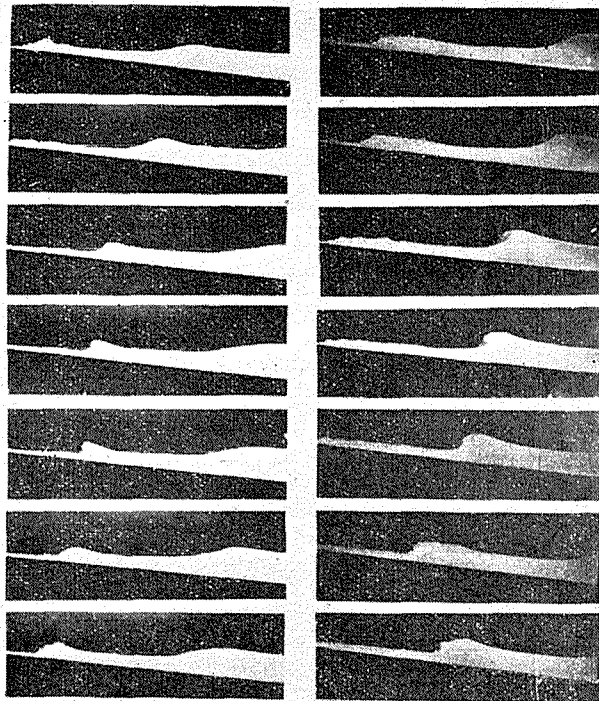


図-3 砕 波 型 I

図-4 砕 波 型 II



図-5 砕 波 型 I (前面が垂直になる瞬間)

この種の混合型では、捲き波と同じく波の捲き倒れ (plunging) が起るけれども、砕ける前に前面が直立することなく、ただ勾配が最大になるだけである。そして砕波の推移は本質的には漸進的である。また波の前脚における噴流やその帰還流は捲き波の場合に較べて強勢である。Biesel はこの波を “déferlement en deux temps” と呼び、Suquet は “double déferlement” と呼んだが、以下では Suquet にならい二重砕波と呼ぶことにする。また図-6に私どもが実験した砕波の数例を示すが、この実験の水底勾配は1/25であり、前図と比較して緩勾配の場合における砕波の形態を示している。

(2) 砕波の型と水底勾配 特定の初期波形勾配をもつ波が海岸で砕ける場合、砕波の原因であるエネルギーの集積は、水深の減少と海岸における砕波の反射とによると考えられるから、砕波の型もまたこれらの要素によつて支配されると思われる。初期波形勾配と水底勾配とは互いに独立した要素であるが、砕波の反射はむしろこれらによつて支配されると考えられるから、砕波の型を決定するも

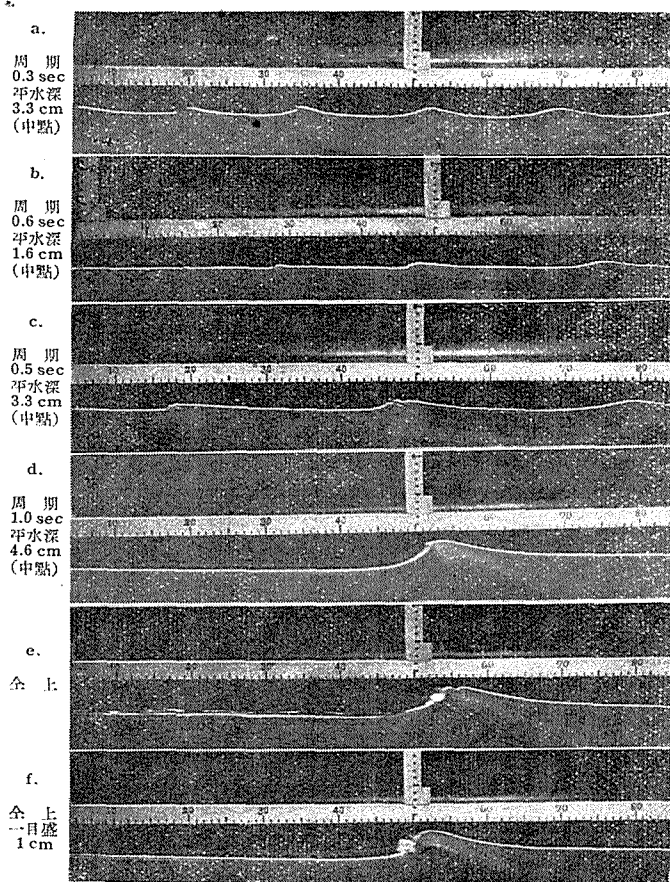


図-6 緩勾配のときの碎波の形態 (京大防災研究所)

のは、主として初期波形勾配と水底勾配の二つである。一般に水深が大きい場合の碎波は崩れ波型であつて、波形勾配が増大するとき発生する。水深が浅く、水底勾配が小さい場合には、波形勾配が小さいと捲き波型の碎波となり、波形勾配が大きくと碎波は崩れ波型または二重碎波となる。水底勾配が大きくなると反射の影響が現れ、碎波の形は複雑性を増すが、一般的傾向として水底勾配が大きくなるほど、大きい波形勾配でも捲き波型の碎波となる。

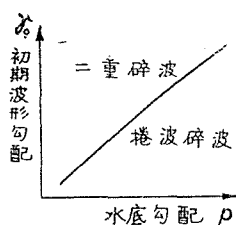


図-7 初期波形勾配と水底勾配とから見た二つの碎波型の限界

従つて横軸に水底勾配、縦軸に初期波形勾配をとると、図-7のように一つの曲線によつて捲き波領域と二重碎波領域とがわけられるようである。この曲線の形はまだわかつていないが、二つの碎波型の限界が水底勾配によつて変化すること

は重要な事実である。例えば二重碎波によつて砂浜に浸食が、捲き波によつて堆積が起るものとすれば、この境界曲線上の点はある特定の初期波形勾配に対して、浸食も堆積も起らない勾配、すなわち平衡勾配の存在を示すからである。従つてもしこの曲線を求めることができれば、初期波形勾配は風の資料から推算できるから、これによつて砂浜の平衡勾配を推定することができるであろう。

(3) 碎波点と水底勾配 捲き波、崩れ波の碎波点は明瞭に定義される。すなわち、前者では波の前面が直立する点、後者では波の峯がとがり、曲率が不連続となる点をもつて碎波点とすることができる。二重碎波では碎波点是不明瞭であるが、Suquet⁽¹⁴⁾ は水面が不安定になつて、水分子が波の前面に沿つて碎け始める点を第1碎波点、それから少しおくれ、しかし波の峯が碎ける前に、前面の傾斜が最大になつた点を第2碎波点とした。初期波形勾配、水底勾配が同一ならば、もちろん第1碎波点の碎波水深は第2のそれより大きい。また一般に水底勾配が一定ならば、碎波水深は初期波形勾配と

ともに直線的に増加する。しかし波形勾配がある限度を越えると、波は不安定になつて碎波水深は散乱し、一般にそれは急に大きくなる。また波形勾配が一定ならば、水底勾配が増加するにつれて碎波水深は大きくなる。これは波の反射の影響が現れるからである。

また底面の粗度が増加すると、他の条件が同一ならば碎波水深は浅くなる。これは水底摩擦によつて波のエネルギーが消耗され波高が減少すること、帰還流の流速が減少することの二つによつて説明されている。昔は粗度が増せば波は早く碎けると思われていたのであるが、実験の結果ではその逆であつた。

(4) 碎波の反射 Suquet⁽¹⁴⁾ は図-3、図-4に示した二つの碎波について、静止水面上における波の峯の高さ、及び同水面下における波の谷の高さを静止水深の異なる諸点で測定した。測定は撮影したフィルムによつて行つたが、その結果は図-8、図-9に示されている。図の縦軸は峯、谷について、いずれも静止水面からの高さを表している。この両者を加えると波高が求められる。この波高を各点について求めた結

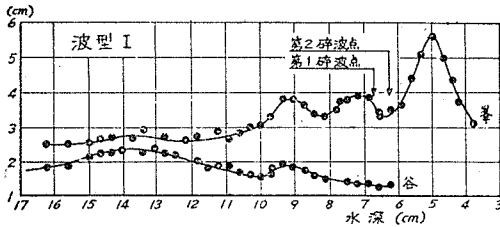


図-8 砕波型Ⅰにおける峯及び谷の高さの変化

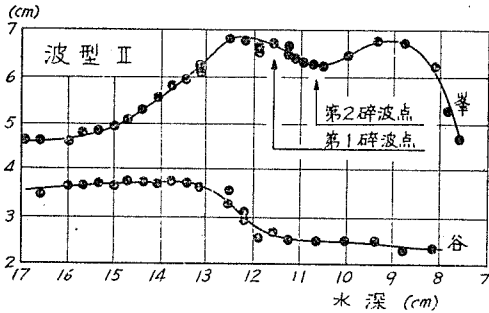


図-9 砕波型Ⅱにおける峯及び谷の高さの変化

果が図-10、図-11である。これらの図をみると、波高はMiche⁽¹⁾の理論から計算した理論値に対して波をうつて変化しており、特に波型Ⅰの場合に著しい。この波、特に深い方にあるものは、砕波の反射による部分重複波を示すものと思われる。砕波の反射に対しても重畳原理が適用されるものとすれば、二つの最高、または最低間の距離は半波長に等しいはずである。図から計算すると、二つの最低間の距離は56cmとなり、平均水深は13.4cmとなるが、この平均水深に対応する波の半波長は51cmである。また二つの最高間の距離は46cmであり、平均水深は11.6cmであるが、この平均水深に対応する波の半波長は48cmである。いずれもよく一致している。部分重複波として反射率（入射波高に対する反射波高の比）を計算すると、約16%となる。ところが波型Ⅱの場合には、波高が小さくて反射の影響がよくみられない。これから波形勾配が大きくなると、反射率が小さくなることが推定される。

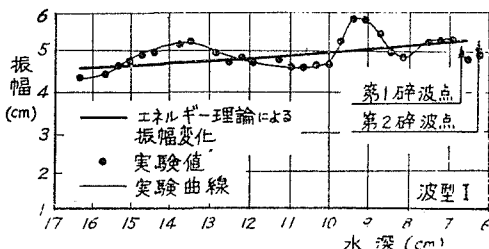


図-10 砕波型Ⅰにおける波高の変化

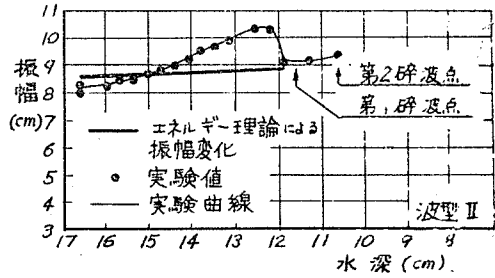


図-11 砕波型Ⅱにおける波高の変化

Healy⁽¹⁹⁾は傾斜面による砕波の反射をさらに詳細に実験したが、反射波の波高を測定するのに基だ巧妙な方法を使用した。砕波線から少しはなれた沖合では砕波の反射は線源から発する波とみなされ、これが入射波と普通の仕方で干渉すると仮定するならば、線源を原点として沖に x -軸をとり、入射波の振巾を a 、反射波の振巾を b とすると、周期は両者に共通であるから、沖合の1点における波の振巾 n は次式で与えられる。

$$n = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) + b \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right), \quad (1)$$

ここに T, L はそれぞれ波の周期及び波長を表わす。

(1)式を書き直すと、

$$n = (a-b) \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) + 2b \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi \frac{x}{L} \quad (2)$$

これは振巾 $(a-b)$ の進行波と、振巾 $2b$ の重複波を表わす。(2)式からさらに

$$n = (a+b) \cos 2\pi \frac{x}{L} \sin 2\pi \frac{t}{T} - (a-b) \sin 2\pi \frac{x}{L} \cos 2\pi \frac{t}{T}. \quad (3)$$

従つてもし $\cos(2\pi x/L) = \pm 1$ ならば、

$$n_{\max} = (a+b), \quad n_{\min} = -(a+b).$$

またもし $\sin(2\pi x/L) = \pm 1$ ならば、

$$n_{\max} = (a-b), \quad n_{\min} = -(a-b).$$

しかるに $\cos(2\pi x/L)$ は $x = \alpha L/2$ の点で、また $\sin(2\pi x/L)$ は $x = \alpha L/2 + L/4$ の点で1に等しくなる。ここで α は整数を表わす。従つて $x = \alpha L/2$ 及び $x = \alpha L/2 + L/4$ の2点で波高を測定すれば、波高はそれぞれ $2(a+b)$ 、 $2(a-b)$ に等しいはずである。従つてこれから

$$a = \frac{(a+b) - (a-b)}{2}, \quad b = (a+b) - a$$

が得られ、入射波と反射波の振巾が求められる。

Healy⁽¹⁹⁾は前にのべた水槽と波とを使用して a 、 b を測定した。その結果によると、水底勾配を固定した場合には初期波形勾配が小さくなると（大約0.02

以下、勾配 10°), 反射率が著しく増大する。水底勾配が 10° (大約 $1/5.5$) の場合についてみると、滑かな面では大約次表のようである。

初期波形勾配	0.0027	0.0057	0.0093	0.017	0.026
反 射 率	0.67	0.44	0.25	0.16	0.15

波形勾配 0.02 位を境として、これより大きい波形勾配に対して反射率がほとんど変化しないことは、この点を境として碎波の型が変化することを暗示するよう思われて興味が深い。反射率が小さいことは碎波のエネルギーが波以外の形 (恐らく流れ) に変わることを示す。

また水底勾配が増加すれば、反射率が大きくなることは当然予想されるが、初期波形勾配が 0.01 の波に対して、反射率は大約次表の程度であつた。

水 底 勾 配	5°	10°	15°	20°	25°	30°
反 射 率 (周 期 5 sec)	0.075	0.15	0.55	0.73	0.82	0.85
全 上 (周 期 10 sec)	0.075	0.40	0.70	0.79	0.82	0.85

従つて水底勾配 10° と 20° の間で、反射率は著しく増大する。波の周期と反射率との関係については実験資料が少ないから、まだなんともいえない。

(5) 波速 碎波点の附近における波速も、碎波の反射に関連する問題である。Suquet⁽¹⁴⁾ は碎波型 I, II について、連続撮影フィルムから波の峯の進行

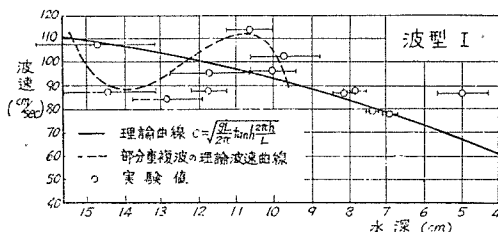


図-12 碎波型 I における波速の変化

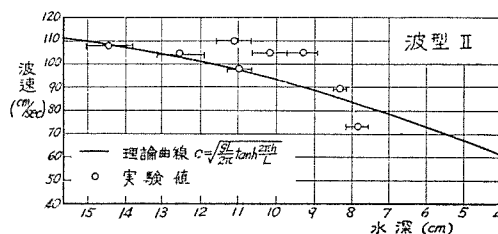


図-13 碎波型 II における波速の変化

速度を計算したが、図-12、図-13 はその結果を示したものである。図上の小円は平均値、線分はその変動量を示す。実線は

$$C = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}}$$

から計算した波速である。観測値は平均的には計算値の傾向を示しているが、特に I 型では偏倚が大きい。これは反射波の影響を示すものと思われる。既にのべたこの場合の反射率を仮定し、部分重複波として速度を計算すると図の点線が得られ、実測値とかなりよく一致する。II 型の場合には偏倚は比較的少なく計算値と大体一致しているが、これはこの場合に反射率が小さいことと調和するものである。波速が減少することは波長が短くなり、波高が増大することを意味するから、反射が碎波に影響を持つことは当然である。

(6) 平均水面 碎波点では波高が増大し、かつ碎波によって水が投げ出されるのであるから、ここに水

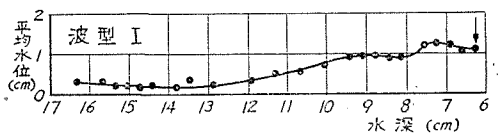


図-14 碎波型 I における平均水位の変化

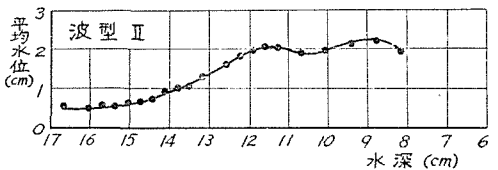
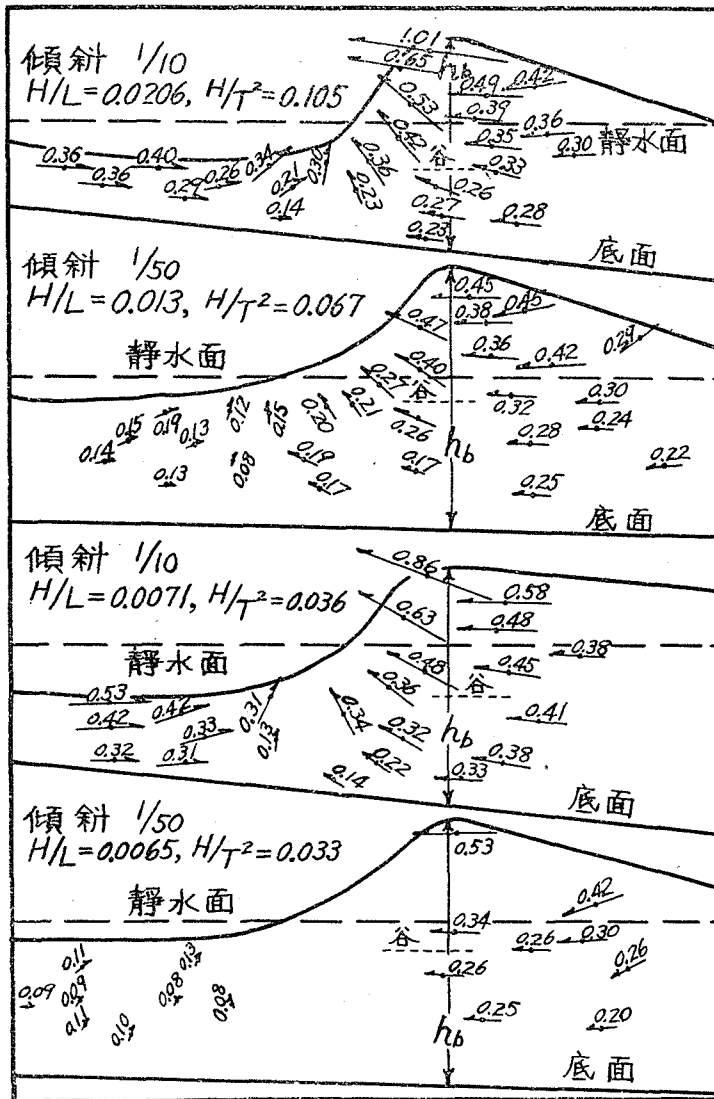


図-15 碎波型 II における平均水位の変化

が集積して平均水面を上昇させる。特に反射率が小さい場合にはこの効果が大きいと予想される。Suquet⁽¹⁴⁾ は碎波型 I, II について碎波点附近の平均水面を求めたが、その結果は 図-14、図-15 に示されている。縦軸は静止水面からの上昇を表す。II 型では I 型に比べて平均水位の上昇が急激である。水面勾配を維持するためには、帰還流が必要であるから、図は波形勾配の大きい II 型では帰還流が大きいことを物語っている。この帰還流はまた碎波の型に影響を及ぼすものである。これらの関係を吟味するためには、碎波時の前後における水分子の運動を究明しなければならない。

(7) 碎波時における水分子の運動 Iversen による実験結果の一部を 図-16 に示し⁽¹⁸⁾、また 図-17 に私どもが泉佐野の砂浜海岸で実測した例を示した⁽¹⁶⁾。この砂浜の傾斜はほとんど一様であつて、傾斜角は 6° (約 $1/10$) であつた。水位は碎波点を中心として前後に 3 ケ所電気的水位計を設置して連続記録せしめ、流速はプロベラ型流速計を水位計の框にとりつけて、波の谷より少しく下の水準に設置して、同じ記録紙上に連続記録させた。図はその記録を整理したものであ



(数字は〔流速〕/ $\sqrt{gh_b}$ の値を示す)

図-16 砕波時における水分子の運動

の峯附近では水分子の水平最大速度は波速に等しくなる。また谷と同一水準面上においては、峯の直下と谷とで水平最大速度が等しい。なお捲き波型では水平速度の垂直勾配が大きく、崩れ波型では上方の一部を除いて小さくなっている。一般に砕波時における水分子の運動は Stokes 流の理論から基だしく離れるが、ただ急斜面における初期波形勾配の大きい波だけは、Stokes の理論に比較的接近する。

図-16を見ると、水底勾配が大きい場合には砕波の直前、波の前面において垂直運動が非常に大きく、水が前面に収斂するようにみえる。図からみて、これには帰還流が関係していることが明らかであるが、図-6の写真のなかにもこうした運動を思わせるものがある。

図-17 をみると、23日の記録には水平速度の最大が波の前斜面に起っている場合が多いけれども、22日の記録では主として流速の最大が波の峯と一致している。このときの初期波形勾配はわからないが、諸種の資料を参考にするに23日の波が0.03附近、22日の波が0.04~0.05附近であろうと思われ、従つて両者の限界は波形勾配0.03附近にあるのではないと思われる。こ

る。

Morison 及び Crooke の実験によると⁽¹⁷⁾、波動に伴う水分子の運動は質量輸送を伴い、砕波後もなおその運動を継続する。また水平最大速度が波速より小さくとも砕波は発生する。一般に波形勾配の小さい捲き波や二重砕波では、水平流速の最大は波速よりも小さいが、波の峯の直下に起らず、それより前方、すなわち波の前面においてしかも砕波の瞬間に起る。また垂直最大速度が砕波の起る前に、波の前面においてみられるようである。ところが波形勾配が大きくなると、波

の観測と同時に砕波後の送上、帰還流による砂の移動量を測定したが、波の前面に流速の最大がある場合には堆積が起り、峯の直下に最大がある場合には浸食が起るようであつた。これは(2)にのべた砕波の型と平衡勾配との関係にふれる問題である。

(8) 砕波による波の分裂 波が浅瀬を越えて再び深いところへ進むと、いくつかに分裂することは、よく知られている事実である。R. C. H. Russell⁽²⁰⁾ は静な日に Dorest の Sandbanks で波が海岸から約 100 ft 離れた小さい砂州で砕けるのを観察した。そ

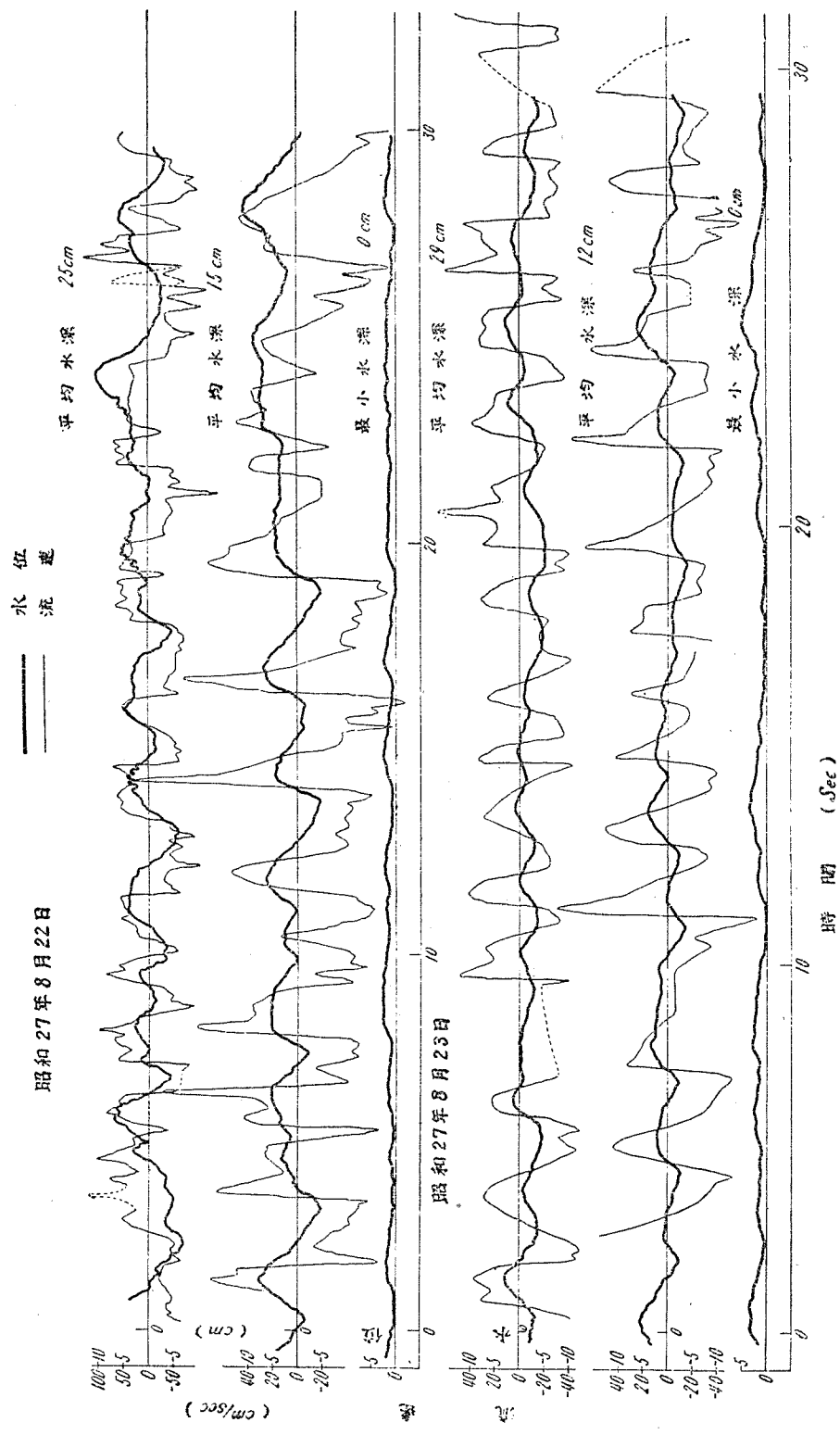


図 17 碎波点前後の波形及び流速の同時記録 (京大防災研究所)

して砕波が再び深いところへ進むと、いくつかの峯を発生し、その数がほとんど常に三つであつたと記載している。どうして三つの山ができるのか、その理由を説明したものを知らないが、図一六の写真をみると、その中に砕波が三つの山を発生している場合がいくつかみられる(同図c,e)。実際私どものこの実験では、このような場合がしばしばみられたのである。Russellが観察した三つの山がこれと同じであるか、どうかはわからないが、面白い現象だと思う。恐らく波の前面における水の収斂と関係があるのであろう。

文 献

- (1) Miche: Mouvemens ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante; Ann. Ponts et Chaussées, 1944.
- (2) Lewy, H.: Water waves on sloping beaches; Bull. Amer. Math. Soc., Vol. 52, 1946.
- (3) Stoker, J. J.: Surface waves in water of variable depth; Quart. App. Math., Vol. 5, 1947.
- (4) Friedrichs, K.O.: Water waves on a shallow sloping beach; Comm. App. Math., Vol. 1, 1948.
- (5) Lowell, S.C.: The propagation of waves in shallow water; Comm. App. Math., Vol. 2, 1949.
- (6) Isaacson, E.: Water waves over a sloping bottom; Comm. App. Math., Vol. 3, 1950.
- (7) Stoker, J. J.: The formation of breakers and bores; Comm. App. Math., Vol. 1, 1948.
- (8) McCowan, J.: On the solitary wave; Phil. Mag., Vol. 32, 1891.
- (9) Munk, W. H.: The solitary wave theory and its application to surf problems; Ann. New York Acad. Sci., Vol. 51, 1949.
- (10) Larras: La déferlement des lames sur les jetées verticales; Ann. Ponts et Chaussées, 1937.
- (11) Penny, W. G., and Price, A. T.: Finite periodic stationary gravity waves in a perfect liquid; Phil. Trans., Vol. 244, 1952.
- (12) 岸 力: 浅水重複波の波形と砕波限界; 土木研究所報告, 1954.
- (13) Suquet, F., and Wallet, A.: Basic experimental wave research; Proc. Minnesota Int. Hyd. Conv., 1953.
- (14) Suquet, F.: Étude expérimentale du déferlement de la houle; La Houille Blanche, Vol. 5, 1950.
- (15) Hamada, T.: Breakers and beach erosions; Rep. Transp. Tech. Res. Inst., No. 1, 1951.
- (16) Hayami, S., Ishihara, T. and Iwagaki, Y.: Some studies on beach erosions; Dis. Prev. Res. Inst., Bull., No. 5, 1953.
- (17) Morison, J. R., and Crooke, R. C.: The mechanics of deep water, shallow water, and breaking waves; Tech. Memorandum No. 40, Beach Erosion Board, 1953.
- (18) Iversen, H. W.: Studies of wave transformation in shoaling water, including breaking; National Bureau of Standards, Symposium on Gravity Waves, 1951.
- (19) Healy, J. J.: Wave damping effect of beaches; Proc. Minnesota Int. Hyd. Conv., 1953.
- (20) Russell, R. C. H., and Macmillan, D. H.: Waves and tides; London, 1952.
- (21) Sverdrup, H., and Munk, W. H.: Breakers and surf; Hydrographic Office, U. S. Navy, 1944.