

孤立波の砕波とその波圧について

中央大学教授 工学博士 林 泰 造
同大学院学生 服 部 昌 太 郎

緒 言

孤立波は純粋に一山の波であるので、存在する任意の境界に入射する際、周期的な波におけるように前の波の反射や戻り流れ等の干渉を受けることがない。このような訳で、砕波現象の研究においては周期的な波を用いて実験を行えば前の波による干渉の影響を分離させることが困難であるが、実験上孤立波を使用すればその影響を除去して純粋に波そのものの砕波現象の研究を行うことができ都合のよい点も多い。

孤立波の砕波現象に関する実験も従来なされてはいる^{1,2)}が、それは主として孤立波理論の磯波の諸問題への適用³⁾の妥当性を検討するために行われたものである。本報において孤立波の砕波とその波圧の研究を行うに当つては、孤立波そのものの砕波現象の研究を行うとともに、さらに上述のような孤立波の波形の独立性を利用して波そのものの砕波現象の研究を行い、もつて通常の周期波の砕波現象との比較を行おうとするものである。

記 号

- H : 波の波高 (波底から波頂まで)
 c : 波の伝播速度
 d : 初めの水深
 T : 波の周期
 L : 波 長
 a : 周期波の半振幅
 η : 孤立波の波形の縦距
 Σ : 単位峯巾当りの孤立波の容積
 E : 単位峯巾当りの波のエネルギー
 M : Munk の孤立波理論における無次元数
 L_{eff} : 孤立波の有効波長
 T_{eff} : 孤立波に等価な周期波の周期
 n : 群波の速度と波速との比
 g : 重力の加速度
 x : x 軸
 ρ : 水の密度
 w : 水の単位容積重量
 p : 圧力の強さ
 A : 直立壁の面積
 v : 直立壁に衝突する瞬間における砕波の伝播速度
 t : 時 間
 S : 浜 勾 配
 d_1 : 直立壁直前における水深
 添字 u : 水深の一樣部分における孤立波についての量であることを示す添字
 添字 o : 孤立波と等価な深海周期波についての量であることを示す添字
 添字 b : 砕け波についての量であることを示す添字

I 孤立波理論の摘要

1. 孤立波の基本的性質

孤立波の基本的性質としての伝播速度、波形、単位峯巾当りの容積、単位峯巾当りのエネルギーは Boussinesq の理論⁴⁾によればそれぞれ次のようになる：

$$c = \sqrt{gd} \left[1 + \frac{H}{d} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

$$\eta = H \operatorname{sech}^2 \left[\frac{x}{d} \sqrt{\frac{3H}{4d}} \right] \dots\dots\dots (2)$$

$$\Sigma = H^2 \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{1}{(H/d)^{3/2}} \dots\dots\dots (3)$$

$$E = \rho g H^3 \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{1}{(H/d)^{3/2}} \dots\dots\dots (4)$$

2. 孤立波の碎波の波高と碎波の水深

一樣な水深の水域中における孤立波の碎波限界は Mc Cowan⁵⁾ の理論によれば

$$H_u/d_u = 0.7813 \dots\dots\dots (5)$$

また孤立波が斜面に入射する場合における碎波波高については Ippen-Kulin による次の3通りの理論式⁶⁾がある：

$$\frac{H_b}{H_u} = \frac{0.80}{(H_u/d_u)^{4/7}} \left[1 + \frac{H_u}{d_u} \right]^{1/7} \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{H_b}{H_u} = \frac{0.76}{(H_u/d_u)^{1/3}} \left[1 + \frac{H_u}{d_u} \right]^{1/3} \dots\dots\dots (7)$$

および

$$\frac{H_b}{H_u} = \frac{0.89}{(H_u/d_u)^{1/2}} \dots\dots\dots (8)$$

またその場合の碎波の水深は同じく Ippen-Kulin⁷⁾ によれば上の3式に対応してそれぞれ次の3式が与えられる：

$$\frac{d_b}{d_u} = 1.02 \left(\frac{H_u}{d_u} \right)^{3/7} \left[1 + \frac{H_u}{d_u} \right]^{1/7} \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{d_b}{d_u} = 0.97 \left(\frac{H_u}{d_u} \right)^{2/3} \left[1 + \frac{H_u}{d_u} \right]^{1/3} \dots\dots\dots (10)$$

および

$$\frac{d_b}{d_u} = 1.13 \left(\frac{H_u}{d_u} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (11)$$

(6) と (9) とはエネルギー伝達の Munk による連続の方程式

$$cE = c_u E_u \dots\dots\dots (12)^8)$$

に (1) 及び (4) を代入し、(5) を考慮して得られたものであり、また (7) と (10) とは孤立波の変形の際の波の容積変化を考慮してそれぞれ (6) 及び (9) を修正したものである。また (8) 及び (11) は (12) の代りにエネルギーの連続の式

$$E = E_u \dots\dots\dots (13)$$

を使用して、これに (4) を代入し (5) を考慮して得られたものである。

3. 孤立波と等価な深海周期波

一樣な水路中の孤立波について、そのエネルギーの99%を含むいわゆる孤立波の有効波長は Munk⁹⁾ によれば

$$L_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{M} d_u \dots\dots\dots (14)$$

またこの波と等価な周期波の周期は Bagnold-Munk¹⁰⁾ によれば

$$T_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{M} \sqrt{\frac{d}{g}} \dots\dots\dots (15)$$

またこれと等価な深海周期波の波長、波高及び波形勾配は Ippen-Kulin¹¹⁾ によればそれぞれ

$$L_0 = L_{\text{eff}} \coth \frac{2\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \dots\dots\dots (16)$$

$$H_0 = H_u \left[\tanh^{1/2} \frac{2\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \right] \left[1 + \frac{4\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \operatorname{cosech} \frac{4\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (17)$$

および

$$\frac{H_0}{L_0} = \frac{H_u}{L_{\text{eff}}} \left[\tanh^{3/2} \frac{2\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \right] \left[1 + \frac{4\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \operatorname{cosech} \frac{4\pi d_u}{L_{\text{eff}}} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (18)$$

(16) は一般の波の伝播速度の式

$$c^2 = \frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L} \dots\dots\dots (19)$$

を考慮し、一樣水路中、孤立波に等価な周期波と、同じくさらにそれと等価な深海周期波とにおいて周期が等しいという条件から定められたものであり、また (17) 及び (18) は、周期波におけるエネルギー伝達を表わす式

$$nc(E/L) = \text{const.} \dots\dots\dots (20)$$

但し

$$n = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{4\pi d}{L} \cosh \frac{4\pi d}{L} \right] \dots\dots\dots (21)$$

および

$$E/L = H^2 L / L \sim H^2 \dots\dots\dots (22)$$

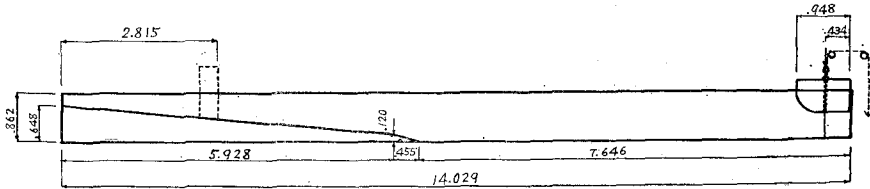
と (16) とを考慮して導かれたものである。

II 孤立波の実験

1. 実験方法

水深が直線的に減少する水域に入射した孤立波の碎波の波高、水深等を求める実験を行う。図-1のように水路は巾 1m, 深さ 8.6cm, 長さ 14.03m の片面ガラス張りの鉄筋コンクリート製矩形断面で、木製の滑

図-1 実験水路 (寸法 単位 m)



かで不透過の勾配 0.088 の斜面を水路内に設けて浜勾配とする。斜面の海側末端には図示のように浜勾配よりも急な勾配をとりつけて水路の一定水深部分を長くとれるようにする。

波はクラッチの取外して急落させうる巾 99cm, 長さ 90cm, 側壁高 60cm, 浜側の底面に丸みを附した鉄板製プランチャーにより発生させ、プランチャーの重量及び落下距離の調節による原波がある範囲で変化できるようにする。

沖波に相当する水路の一樣部分中の波高及び波形は 35mm カメラで水路のガラス側壁を透して撮影記録し、また砕け波区域における波形変形は 16mm Bell-Howell 連続撮影機により公称毎秒 64 コマの速さで連続撮影記録し、後に各コマ毎をスライドにかけて読取る。

2. 実験結果

碎波の波高と全碎波の水深との比の値

実験結果は図-2 に示される。同図にはまた Ippen-Kulin により先に行われた著者等より緩い浜勾配の場合の実験結果¹²⁾並びに McCowan による理論式 (5) が併せ記してある。

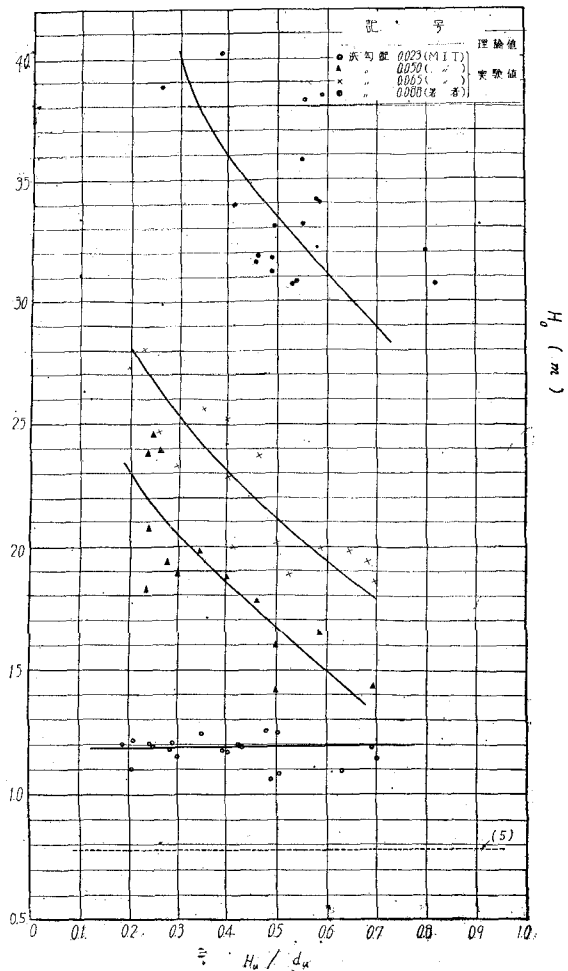
同図において実験値はすべて理論値よりも大であり、この傾向は浜勾配が急になる程著しくなる。

また同一の浜勾配については沖波波形勾配の大なる程実験値は減少し、この傾向も浜勾配が急になる程著しくなることが認められる。

碎波の水深と沖波の水深との比の値

実測結果を Ippen-Kulin による実験結果

図-2 碎波の波高と碎波の水深との比の値



並びに Ippen-Kulin の理論式 (6), (7) 及び (8) とともに示せば図-3 のようである。

実験値は3通りの理論値のいずれよりもいづれも小さく、その傾向はやはり浜勾配が大なる程著しい。

このことにより、砕波は理論から予期される水深より小さな水深に至つて初めて生ずるものであり、この傾向は浜勾配が大である程著しいことが認められる。

図-3 砕波の水深と一様部分の水深との比の値

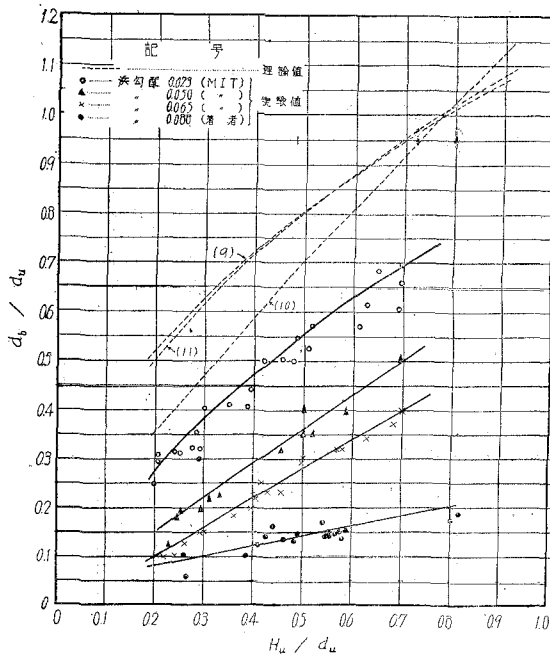
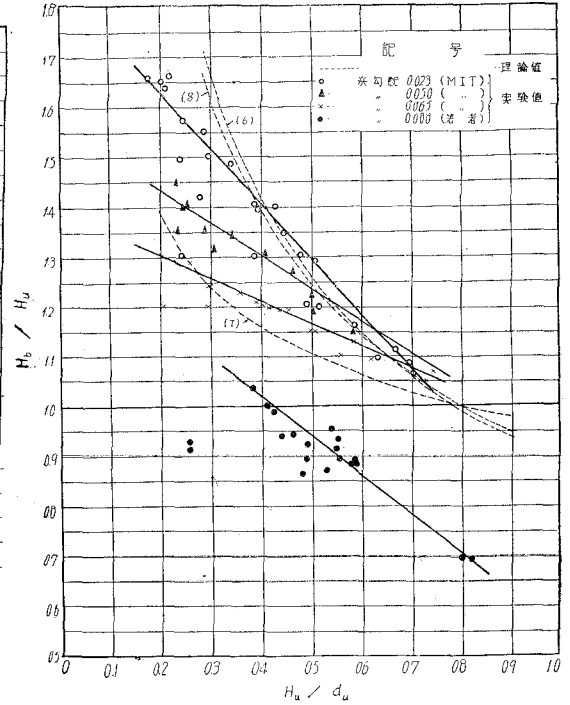


図-4 砕波の波高と一様部分における波高との比の値



砕波の波高と沖波の波高との比の値

実測結果を Ippen-Kulin の実験結果並びに Ippen-Kulin の3通りの理論式 (9), (10) 及び (11) とともに示せば図-4 のようである。

理論と実験とは浜勾配が小なる時にはかなりの程度一致するが、浜勾配が大になるに従い実験値は減少することが認められる。浜勾配が0.088の程度まで増大すると砕波の波高は沖波の波高よりかえつて小となることが見られる。

次に図-5は孤立波の実験値を(14)ないし(18)の換算理論により、等価深海周期波の諸値に換算し、等価深海周期波の波形勾配について砕波の波高と等価深海周期波の波高との比の値を示したものである。同

図-5 砕波の波高

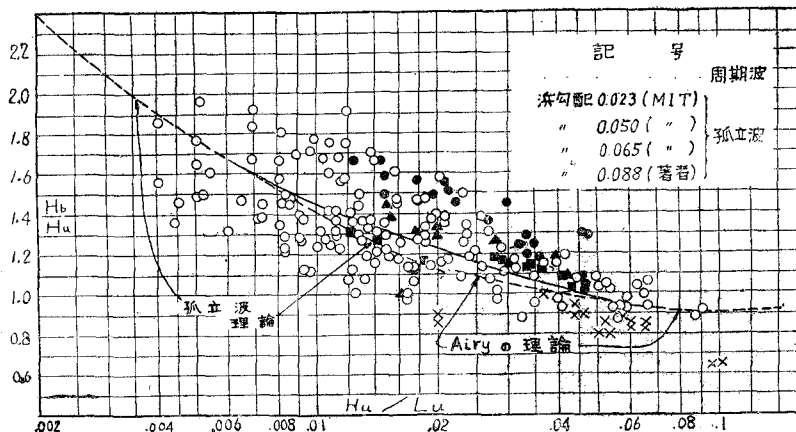
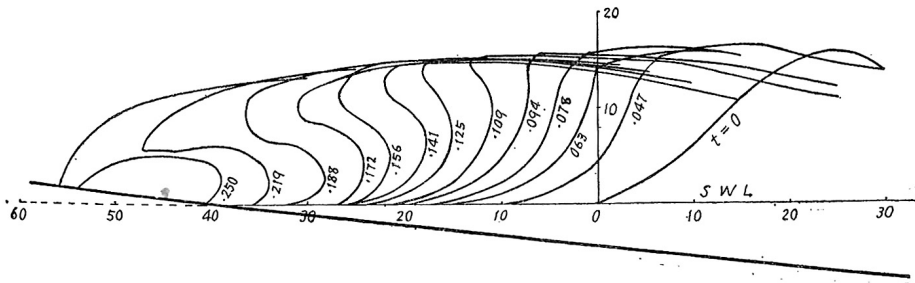


図-6 砕波点前後における波形の変化 (時間 単位 sec, 長さ 単位 cm)



図中には併せて通常の周期波による実験結果並びに理論値が示してある。

Ippen-Kulin の孤立波による実験値は通常の周期波による実験値に比してやや大であるようであるが、著者等の孤立波による実験値は通常周期波に比べてやや小さ目である。しかしともにその差は著しいものではないと認められる。

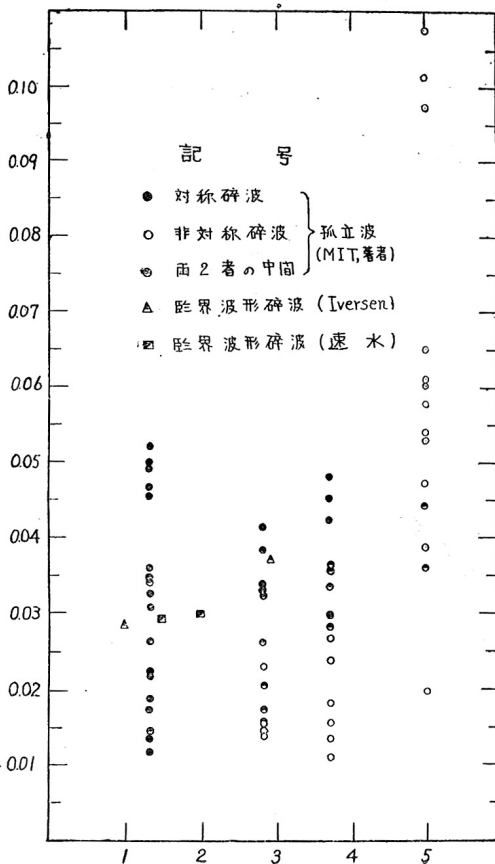
波 形 の 変 形

図-6 は孤立波より砕波に至る波形変形の一例として浜勾配 0.088, 水路の一樣部分における波高 23.2cm 同じ部分の初めの水深 50.0cm の孤立波よりの砕波の砕波点前後における波形の変化を示したものである。

同図に見られるように浜勾配が 0.088 の程度に大であると波形は極めて非対称な形となり、ほとんど段波の形状をなして砕ける。しかし浜勾配が十分小さい場合には先の Ippen-Kulin の実験によればほぼ対称な形から砕けるようである。

砕波の形の種別を MIT の実験結果とともに示したものが図-7 である。但し Ippen-Kulin の実験結果⁶⁾ は沖波の波高に水深の比と浜勾配とで整理されているので本報では (14) ないし (18) を考慮して等価深海周期波の波形勾配と浜勾配とで書直して図-7 に記入した。また図中の点線は周期的な波についての Iversen-速水博士による巻き波領域と崩れ波領域との限界曲線¹³⁾である。

図-7 ほぼ対称形の砕波と非対称形の砕波の発生区分



III 砕波の波圧の実験

1. 実験方法

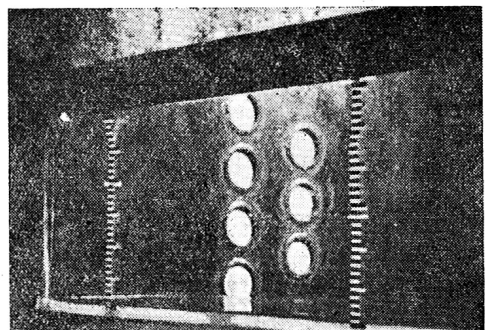
直立壁に作用する砕波の波圧を測定する実験設備は直立壁を図-1 点線で示すように斜面上におく。この直立壁としては 3mm 鉄板製容器を置き、波圧により移動せぬよう水路に渡したフレームにもたせて十分に固定する。

孤立波発生装置及び波形記録方法は前節の実験の場合と同じである。

波圧の測定のために直立壁面上に 7 箇の孔をあけて波圧測定箇所としそれに波圧計を直立壁内側よりねじこむ。

写真-1 はその状態を直立壁斜め前面より水路の

写真-1 波圧の測定箇所



ガラス壁越しに撮影したものである。

波圧計は同写真に見られるようにダイヤフラム（直径 84mm）を前面に露出した共和無線研究所製の抵抗線式歪計（容量 10kg/cm^2 ）であり、動歪測定器を通して電磁オシログラフに接続する。

砕波が直立壁に衝突する数瞬間前より電磁オシログラフを作働させて衝突時の砕波をオシログラフ上に記録し、またオシログラフの作働と同期させて前の実験の場合と同じように高速度連続撮影機を働かせ砕波の衝突状況を記録する。この撮影フィルムは後にスライドにかけて波高、波の伝播速度等を正確に読みとる。

2. 実験結果

衝突の状況

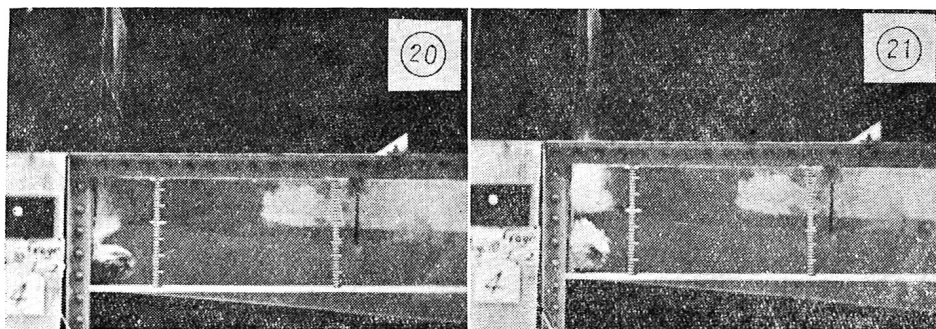
砕波の衝突の状況並びにその際のオシログラフ上の記録の例は写真—2及び図—8、並びに写真—3及び図—9に示される、オシログラフ上の縦線は各写真を撮影した瞬間を示すものであり縦線上方の丸で囲んだ数字はフィルムのコマ数を示し同じ数字の写真に対応する。

衝突に際して写真—2は砕波の波頂が比較的多くの空気を捲込んだ場合の例であり、写真—3は逆に比較的空気の捲込みの少ない場合の例である。

写真—2 砕波の直立壁への衝突状況

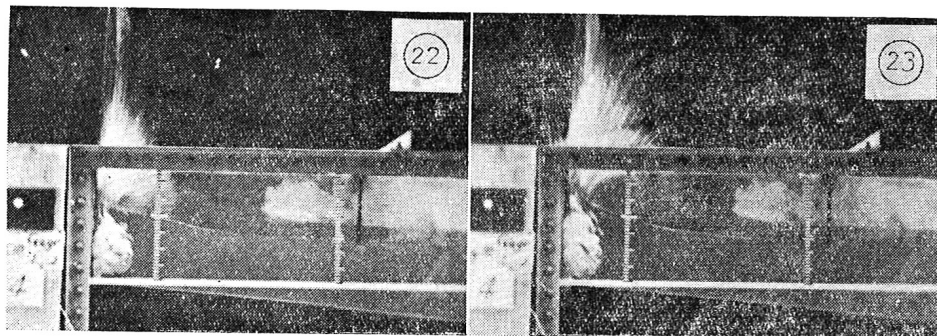
写真—2—1

写真—2—2



写真—2—3

写真—2—4



写真—2—5

写真—2—6



写真-2-7

写真-2-8

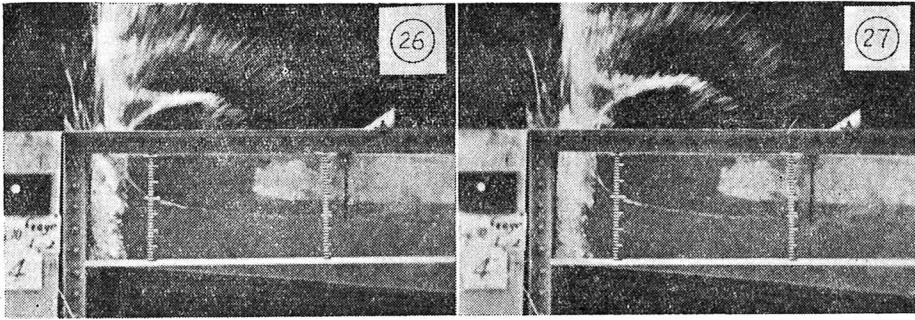


写真-2-9

写真-2-10

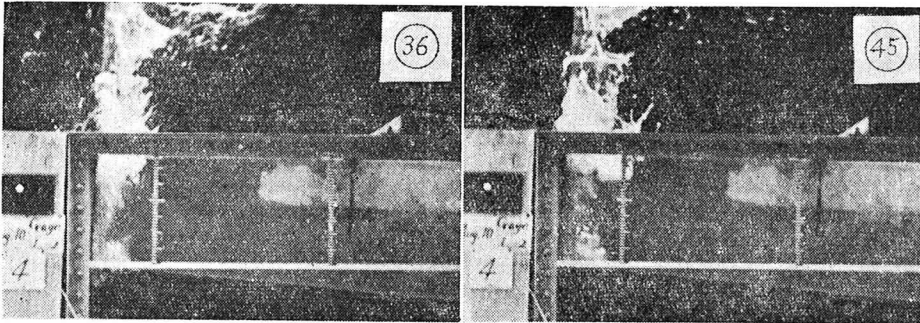


写真-2-11

写真-2-12



図-8 砕波の圧力

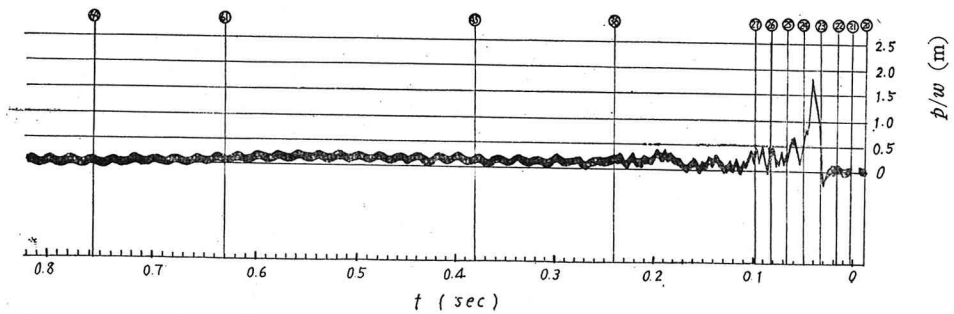


写真-3 碎波の直立壁への衝突状況

写真-3-1

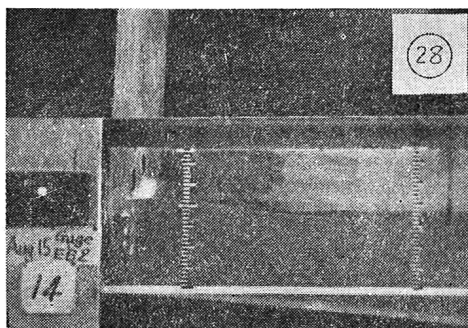


写真-3-2

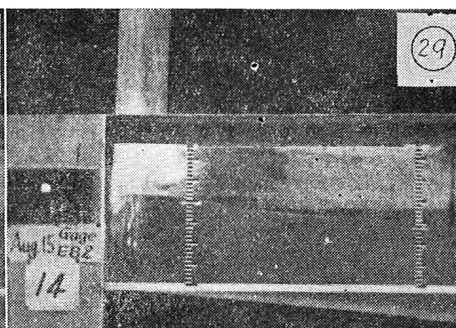


写真-3-3

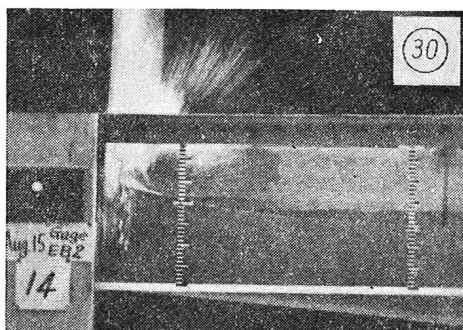


写真-3-4

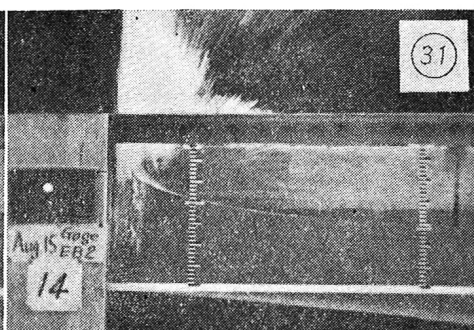


写真-3-5

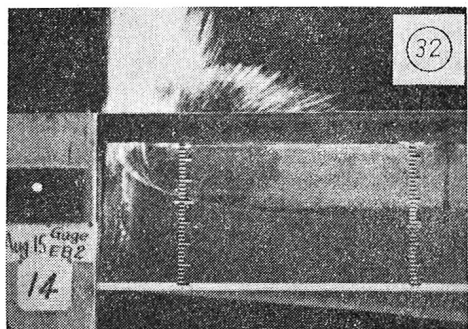


写真-3-6

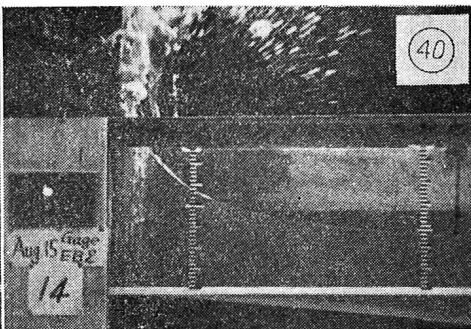


写真-3-7

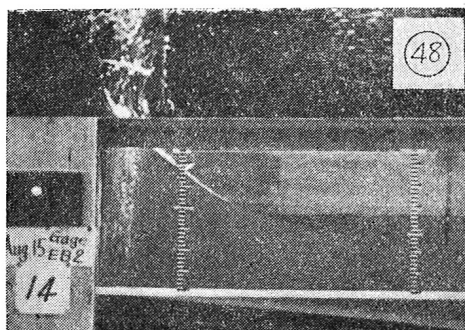


写真-3-8

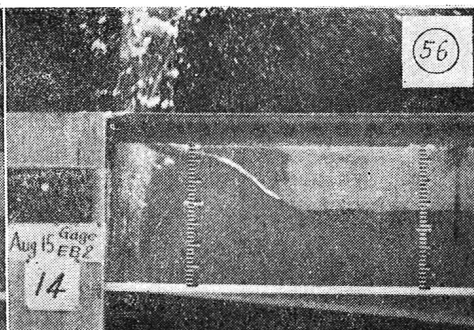


写真-3-9

写真-3-10

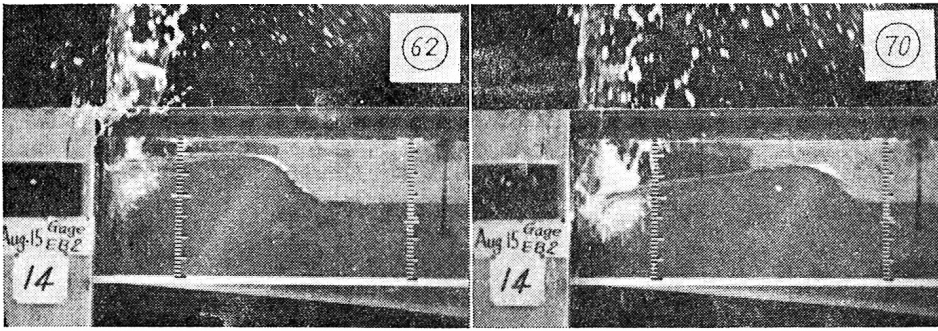
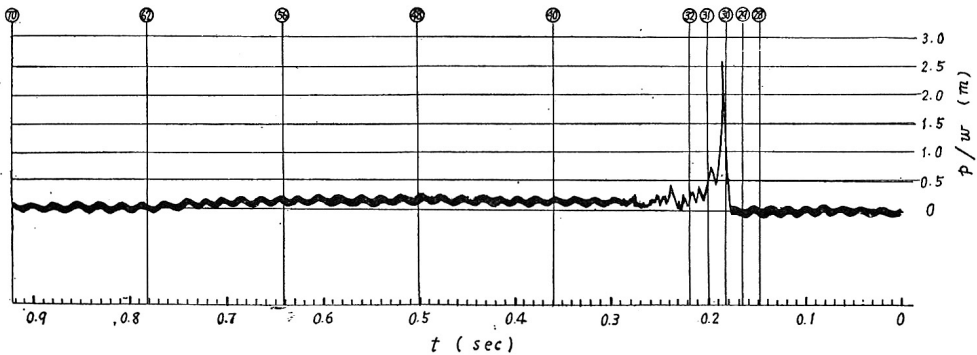


図-9 砕波の圧力



測定値及び換算諸値

現在迄に著者等の行つたすべての実験の資料は表-1に示すようである。

表-1において孤立波より等価深海周期波（以下本節にあつては沖波と略称）の換算はすべて前と同じように(14)ないし(18)による。

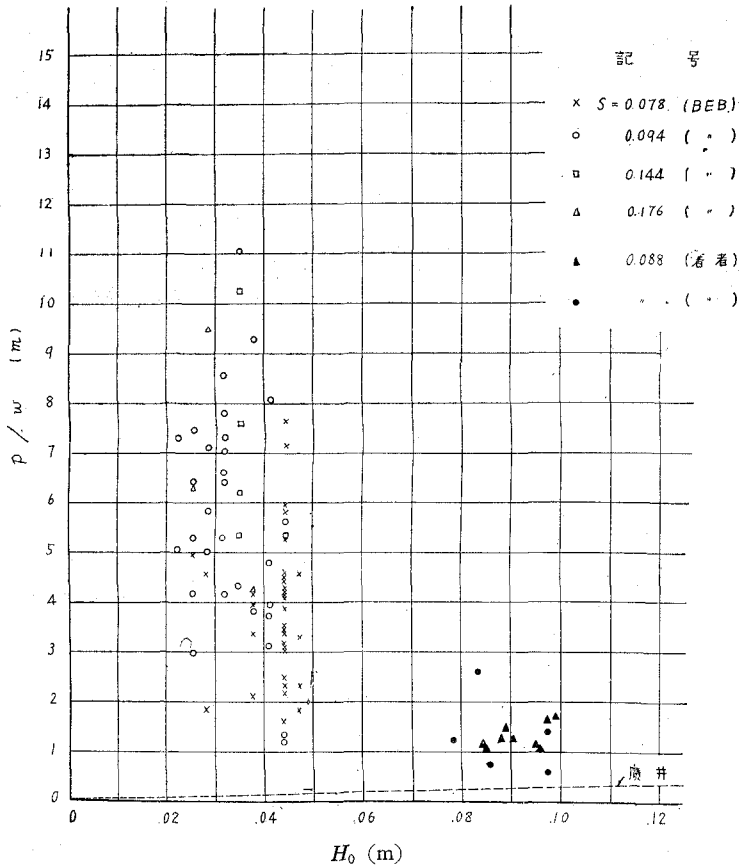
砕波の圧力と沖波の波高との関係

図-10は各実験における砕波の最大値を沖波の波高に対して図示したものである。同図中にはまた 米国浜

表-1

整理番号	水路の一様部分における値		左欄の値を沖波（深海周期波）の場合に換算した値				砕波に関する値			直立壁への衝突直前における値		圧力測定点の位置		左欄の位置についての最大圧力	
	波高	初めの水深	等価波長	等価振幅	等価波形勾配	等価周期	浜勾配	波高	水深	波高	伝播速度	静水面上	衝突瞬間の水面以下	最大圧力	最大圧力持続時間
	$H_u(m)$	$d_u(m)$	$L_0(m)$	$H_0(m)$	H_0/L_0	$T_0(sec)$	S	$H_b(m)$	$d_b(m)$	$H'_b(m)$	$v(m/s)$	(m)	(m)	(m)	(sec)
1	—	0.449	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	0.170	0.449	5.09	0.180	0.0354	1.81	0.088	0.194	0.027	0.174	2.83	0.164	0.010	1.24	0.021
3	0.198	0.449	4.80	0.210	0.0437	1.76	0.088	0.208	0.056	0.200	2.53	0.164	0.036	1.90	0.025
4	0.195	0.449	4.85	0.207	0.0427	1.76	0.088	0.200	0.040	0.187	2.90	0.164	0.023	1.83	0.025
5	0.176	0.449	5.05	0.187	0.0370	1.80	0.088	0.200	0.056	0.160	2.94	0.109	0.051	1.26	0.026
6	—	0.449	—	—	—	—	0.088	0.218	0.048	0.175	5.70	0.109	0.086	—	—
7	0.169	0.449	5.09	0.179	0.0352	1.81	0.088	0.200	0.052	0.128	3.84	0.109	0.019	1.14	0.026
8	0.178	0.449	5.05	0.189	0.0375	1.80	0.088	0.218	0.048	0.191	4.58	0.109	0.082	1.47	0.025
9	0.181	0.449	4.99	0.192	0.0385	1.79	0.088	0.200	0.048	0.168	3.48	0.055	0.113	1.26	0.026
10	0.190	0.449	4.90	0.202	0.0412	1.77	0.088	0.218	0.048	0.191	4.22	0.055	0.136	1.13	0.026
11	0.192	0.449	4.90	0.204	0.0416	1.77	0.088	0.208	0.040	0.184	3.65	0.218	-0.034	1.06	0.020
12	—	0.449	—	—	—	—	—	0.200	0.040	0.176	3.84	0.218	-0.042	0.79	0.035
13	0.157	0.477	5.83	0.158	0.0271	1.93	0.088	0.178	0.059	0.183	2.20	0.137	0.046	1.22	0.026
14	0.167	0.477	5.66	0.168	0.0297	1.89	0.088	0.182	0.059	0.189	2.50	0.137	0.052	2.58	0.010
15	—	0.477	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16	0.172	0.477	5.86	0.173	0.0295	1.94	0.088	0.198	0.050	0.198	2.42	0.081	0.117	0.74	0.040
17	0.195	0.477	5.58	0.196	0.0352	1.89	0.088	0.190	0.053	0.190	2.00	0.081	0.109	1.39	0.020
18	0.195	0.477	5.58	0.196	0.0352	1.89	0.088	0.176	0.054	0.176	2.30	0.028	0.148	0.58	0.050
19	0.198	0.477	5.53	0.199	0.0360	1.88	0.088	0.182	0.054	0.176	2.41	0.028	0.148	0.70	0.040

図-10 砕波の圧力と沖波の波高との関係



浸蝕局における実験結果¹⁴⁾ならびに広井公式¹⁵⁾

$$\frac{p}{w} = 1.5H \quad \dots\dots\dots (23)$$

が示してある。

砕波の圧力と沖波の波形勾配との関係

図-11は各実験における砕波の圧力の最大値を沖波の波形勾配について図示したものである。同図中にはまた米国浜浸蝕局の実験値並びに Minikin の計算式

$$\frac{p}{w} = \frac{102.4}{w} d_1 \left(1 + \frac{d_1}{d_u} \right) \frac{2a}{\lambda} \quad \dots\dots\dots (24)^{16)}$$

が示される。

砕波の圧力と直立壁への砕波の衝突速度との関係

図-12は各実験における砕波の圧力の最大値を直立壁への砕波の衝突速度について図示したものである。同図中には定常水流における動水圧を表わす式

$$\frac{p}{w} = \frac{v^2}{2g} \quad \dots\dots\dots (25)$$

並びに速度 v で平板に当る定常噴流における推力を表わす式

$$F = \frac{w}{g} Qv$$

を平均圧力で表わした式

$$\frac{p}{w} = \frac{v^2}{g} \quad \dots\dots\dots (26)$$

並びに次の半理論式又は経験式¹⁷⁾ (m, sec 単位) を併せ示してある。

図-11 砕波の圧力と波の波形勾配との関係

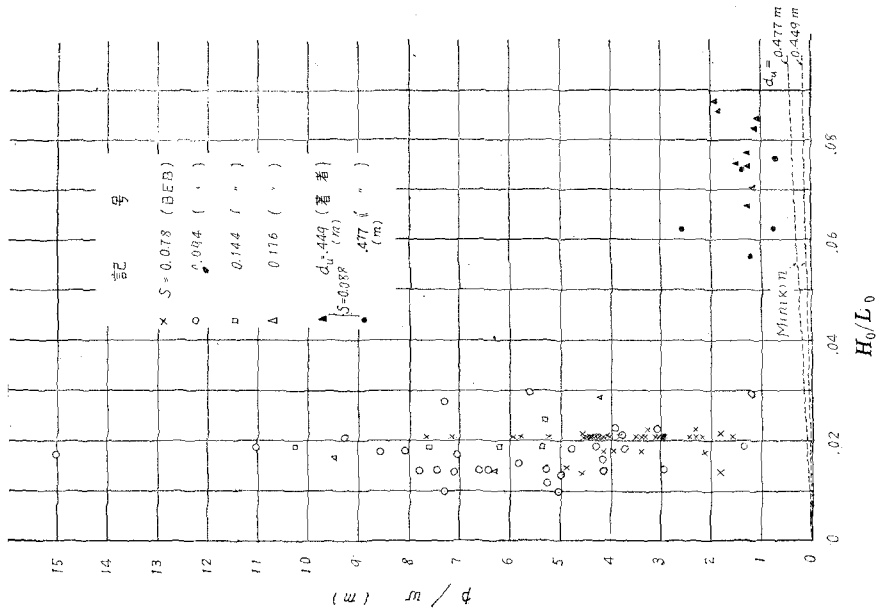
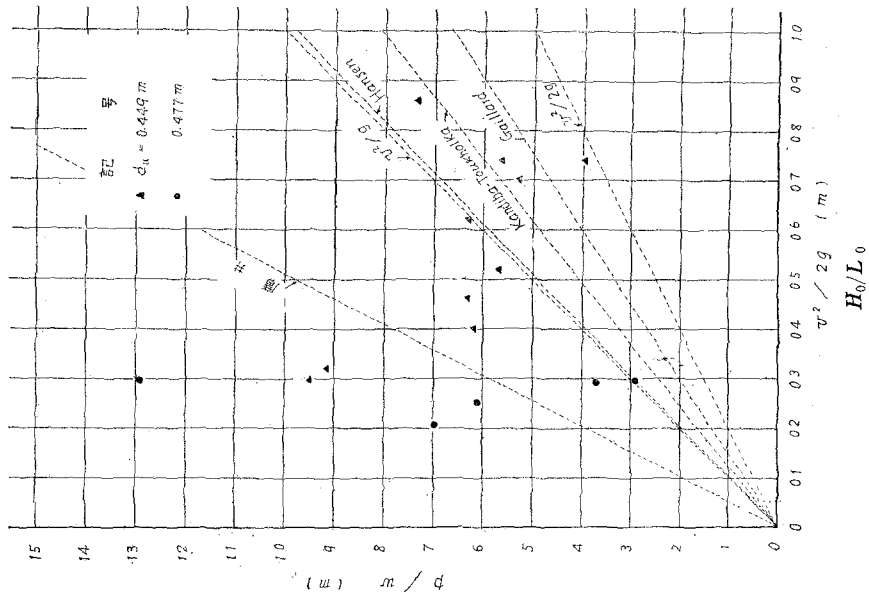


図-12 砕波の圧力と砕波の衝突速度との関係



$$\text{Gaillard : } \frac{p}{w} = 0.068 v^2$$

$$\text{Kandiba-Toukholka : } \frac{p}{w} = 0.08273 v^2$$

$$\text{Hansen : } \frac{p}{w} = 0.1 v^2$$

$$\text{広 井 : } \frac{p}{w} = 0.2 v^2$$

結 論

本研究の範囲内において認められた主な事柄は次のようである。

1. 孤立波の碎波現象そのものについて：

(1) 孤立波の碎波の波高と全碎波の水深との比の値は浜勾配が大になる程理論式 $H_b/d_b = 0.7813$ (Mc Cowan) 等より大になりその状況は図-2で示される。

(2) 孤立波の水深と孤立波の冲浪の水深との比の値は理論値よりも小さく、その傾向は浜勾配が大なる程著しい。その状況は図-3で示される。

(3) 孤立波の碎波と全冲浪の波高との比の値は浜勾配が小なる場合は理論値とかなりの程度一致するが、浜勾配が0.088の程度にまで増大すると理論値よりかなり小さい方向に離れる。この状況は図-4で示される。

2. 孤立波から換算された等価深海周期波についての碎波現象と実際の周期的深海波の碎波現象との比較について：

(1) 孤立波から換算された等価深海周期波の碎波波高は実際の深海周期波の碎波現象とその波高に関してはやゝ大であるがほとんど一致する。この状況は図-5で示される。

(2) 等価深海波の碎波の形の対称、非対称の別は実際の深海波の場合のそれに比して図-7に示されるような関係となる。

3. 碎波の波圧について：

この実験については実験回数が少ないので一般的な結論を得るまでには至っていない。しかしその中で特にかなり確からしく認められた事項としては次のものがある。

(1) 碎波が直立壁に衝突する際、その波の鉛直面の一部のみが先に直立壁に衝突した瞬間にはまだ大きな圧力は生じない。

(2) 碎波が最大の波圧を生ずる瞬間は跳波現象が起りはじめる瞬間とは一致する。

附 記

本研究に協力された当時学生の佐野栄、太田英幸の両君、助手今井孝君並びに学生谷地 博才、小野 寛、林憲吉の三君に謝意を表すものである。本研究は一部文部省総合研究費の補助によつて行われたものである。

引 用 文 献

- 1) Ippen-Kulin: The Shoaling and Breaking of the Solitary Wave, Proc. of the Fifth Conf. on Coastal Eng., Sept. 1954, pp. 27-49.
- 2) Ippen-Kulin : Shoaling and Breaking Characteristics of the Solitary Wave, M. I. T. Technical Report No. 15, Apr. 1955, pp. 1-56.
- 3) Munk : The Solitary Wave Theory and Its Application to Surf Problems, Annals of the New York Acad of Sci., Vol. 51, 1959, p. 376.
- 4, 5) 例えば林泰造, 孤立波, 海岸工学研究発表会論文集, 土木学会関西支部, 昭和29年11月. pp. 27-33.
- 6) Ippen-Kulin, 前出論文 1) p. 30.
- 7) Ippen-Kulin, 全上論文 p. 31.
- 8, 9, 10) Munk, 前出論文.
- 11) Ippen-Kulin, 前出の論文 2), p. 49.
- 12) Ippen-Kulin, 前出の論文 1), 2).
- 13) 速水頌一郎: 碎波の機構 (Ⅱ), 海岸工学講演集, 昭和30年11月, p. 13.
- 14) Beach Erosion Board: Laboratory Study of Shock Pressures of Breaking Waves, Feb. 1955, pp. 1-22.
- 15) 例えば 横井増治: 築港工学前編, p. 22.
- 16) Minikin : Winds, Waves and Maritime Structures, (Griffin) 1950, p. 38.
- 17) 例えば 田中清沢, Bruns, 防波堤に及ぼす波力の計算 (謄写版).