

直立壁に作用する砕波の波力と波面との関係

堀 川 清 司*・野 口 雄 二**

1. 緒 言

砕波の波力に関しては、内外ともに数多くの研究がなされ、その成果は枚挙にいとまがないほどである。しかしながら現在もなお、砕波の衝撃圧の生ずる機構については明かでないところが多いように思われる。われわれは勾配が 1/15 の斜面上の最も衝撃的な砕波力の生じる水深に設置された直立壁に働く全波力を測定するとともに、16 mm 高速度カメラ (約 1 000 コマ/sec) を用いて壁前面での波の変形を撮影し、一波一波の波形との対比により衝撃砕波力を観測した。さらに上記以外の種々の水深で全波力を測定し、また消波工としてテトラポッドを壁前面に設置した場合の測定結果との比較も行なった。以下にはその成果の概要を報告する。

2. 実験装置

実験は長さ 50m, 幅 0.6m, 高さ 0.9m の二次元造波水路を用いて行なった。実験に用いた波はフラップ式造波機による規則波であり、造波板より 46m の位置に直立壁を設置し、その前面より 1/15 の勾配の斜面を設けた。模型壁体は 図-1 に示すように厚さ 12 mm の鋼板を

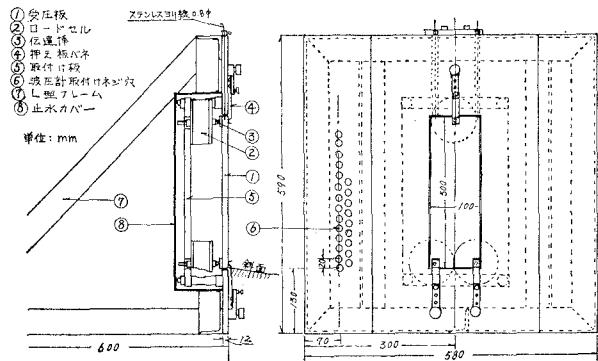


図-1

周辺と、内側に 2 本のアングルで補強し、コンクリートブロックをモルタルで固めた台上に固定した。

壁面の中央部には幅 10 cm, 高さ 30 cm の受圧部をも

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科
** 正会員 元東京大学工学部受託研究員
日本テトラポッド株式会社技術センター

つ全波力計を取付けた。この受圧部には厚さ 12 mm のジュラルミン板を使用し、この受圧板をその上端中央と下端両隅の 3 点でロードセルと板ばねではさみ、上端の 2 か所から細い鋼線でつり下げた。3 個のロードセルよりの出力は、おのおのの微小な感度の差を修正したうえで加算した。上部のロードセルのみには余分にストレーンゲージを貼り、別個にブリッジを組み上部反力として取り出し、全波力の作用点の高さを計算により求めるのに使用した。

表-1 全波力計の特性

	T_n sec	ω_n c/sec	β	測定範囲
空 中	0.0034	294	0.024	0~30 kg
水中(水深10cm)	0.0035	287	0.033	おのおの 10 kg

T_n : 固有振動周期, ω_n : 固有振動数, β : 減衰定数

全波力計の特性を表-1 に示す。この計器の固有振動数は約 290 c/sec とあまり高くなく、かつ減衰定数が 0.033 とかなり小さいので、計器の応答による測定誤差を計算により推定した¹⁾。

波力として合田²⁾ の衝撃砕波力の算定式を参考にして

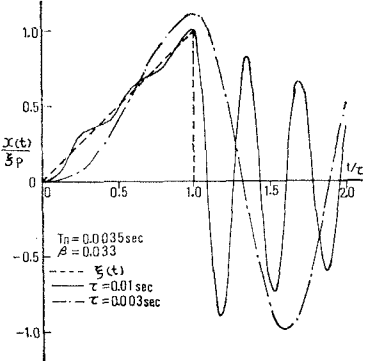


図-2

$$\xi(t) = \begin{cases} \xi_p \frac{t}{\tau} & 0 \leq t < \tau \\ 0 & t \geq \tau \end{cases} \dots\dots\dots (1)$$

の後傾三角パルスを考える。この波力に対する計器の応答特性を表-2 に示し、また作用時間 τ が 0.01 sec および 0.003 sec の時の応答波形を図-2 に示す。

表-2 全波力計の応答特性

τ sec	τ/T_N	$x_{\max}/\xi_p$	$x_{\min}/\xi_p$	I_x/I_p
0.0003	0.86	1.11	-1.01	1.34
0.001	2.88	1.02	-0.92	1.09
0.002	5.75	1.01	-0.90	1.05
0.003	8.63	1.00	-0.90	1.03

$x_{\max}$: 応答関数の最大値

$x_{\min}$: 応答関数の最小値

I_x : 応答波形が最初に 0 線を横切るまでの力積

I_p : 波力の力積

実験結果によれば、波力の立ち上がりからピークに至るまでの時間は短い場合で 0.005~0.01 sec 程度であることから、ピークの値は最大で 10 %、力積は最大で 30 %程度過大に測定されるおそれがある。減衰定数がかなり小さいことから残留の強い減衰固有振動が生ずる。

壁面の局所の波圧は半導体のピエゾ抵抗効果を利用した圧力計により測定した。このピックアップの受圧部の直径は 5 mm と小さく、測定周波数範囲は 0~10 kc/sec である。波圧計は同時に 2 個使用し、壁面の中央から約 20 cm のところに 1 cm 間隔でねじ穴を設け適宜取付けた。

全波力、波圧および波高とも電磁オシログラフで記録した。使用したガルバノメーターは固有振動数 1 000 c/sec のものである。ガルバノメーターの応答特性による測定誤差は全波力については問題がないが、波圧の場合にはもっぱらこれによって支配される。

壁前面での波形の変化は、16 mm 高速度カメラ (日立 16 HS型) を使用し、ほぼ 1 000 コマ/sec で撮影した。画面とオシログラフ紙上の現象との対比は 0.002 sec 程度の精度である。

3. 実験方法

実験に使用した波は 2 種類で表-3 にその特性を示す。

一連の波高の変動率は 2 %以下であり、毎回の平均波高の変動率は 1 %以下であった。

直立壁前面での水深は光易³⁾の式から求めた d_M にほぼ一致させた。

なお全波力および波圧の読みとりはすべて静水時の状態を 0 とした。

4. 実験結果と考察

(1) 波形の変化と全波力および波圧の変化との関係

図-3 (a) は $T=1.98$ sec の波が壁面に対して波の前面が比較的平行になった状態で衝突し、強い波力が生じた例である。図-3 (b) はその波による全波力および波圧の時間変化であり、図中の記号は次のとおりである。

F : 全波力, F_u : 上部反力, p_s : 静水面での波圧, p_{+4} : 静水面上 4 cm の点の波圧。図中の数値はそれぞれの最大値を示し、カッコ内の数値は全波力の場合は $F/(\rho g H_0 W d)$, (W : 受圧板の幅)を、波圧の場合は $p/(\rho g H_0)$ を示す。縦線は 1/100 sec ごとに引いたものであり、上の数字は図-3 (a) の波の stage の番号を表わす。stage M は F が最大になった時の波形であり stage S は F が衝撃的に立ち上がり始めた時の波形である。

波の衝突状態をみると明らかに壁面と波面との間に空気層がはさまれ、そして圧縮されていることがわかる。stage 5 でみられるように静水面の波圧計に水が接触する前に p_s は立ち上がり始めていることから p_s が空気層の圧縮によるものであることがわかる。stage M では壁面に沿ってしぶきがわずかに吹き上げられており、このとき p_s はすでに peak に達し、その後は減衰振動しながら腰掛部の圧力に近づく。このことから p_s は、光易³⁾の空気の部分放出を考慮した空気圧縮説によって説明されるようである。+ 4 cm での波圧計は波の最先端部に位置し、受圧部に水面が当たったと思われる stage S において p_{+4} は非常に鋭く立ち上っている。peak に達した後は p_s と非常に良く似た時間変化を示している。このような時間変化をする波圧は合田・原中⁵⁾の波圧波形の分類中の「ふたやま型衝撃碎波圧」に良く類似している。

Lundgren⁶⁾によると p_s を Compression Shock, p_{+4} を Hummer Shock と分類している。

全波力 F は波の先端が壁面に達した時から急激に立ち上がり、壁面に沿ってしぶきが吹き上がる瞬間に最大値に達することがわかる。その後の時間変化には計器の固有振動が強くあらわれるために、現象を細かくとらえることはできない。

表-3 実験波の特性

T sec	$\bar{H}$ cm	H_0 cm	H_0/L_0	$(\sigma_H/\bar{H})$	$\sigma_H/\bar{H}$	h cm	d cm	d_M cm
1.98	7.11	7.4	0.012	0.013	0.0058	45.6	8.6	8.5
1.39	6.92	7.6	0.025	0.018	0.0043	44.3	7.3	7.3

T : 波の周期, H : 一様水深部での波高, $\bar{H}$: 平均波高, $\bar{H}$: 波起しの毎回の $\bar{H}$ の平均波高, σ : 標準偏差, h : 一様水深部の水深, d : 壁前面での水深, d_M : 衝撃波力を生ずる壁前面の水深。

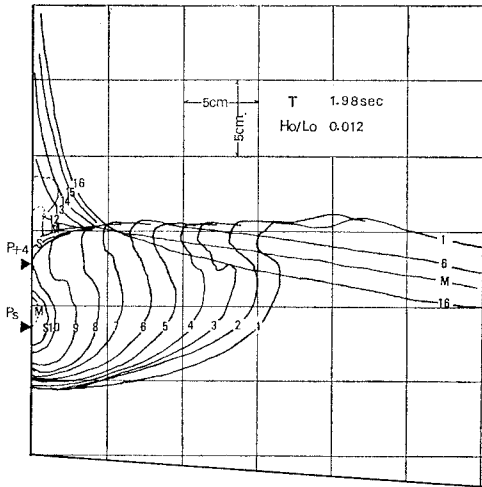


図-3 (a)

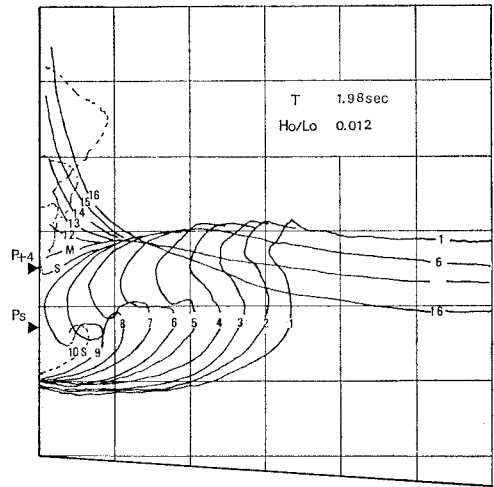


図-4 (a)

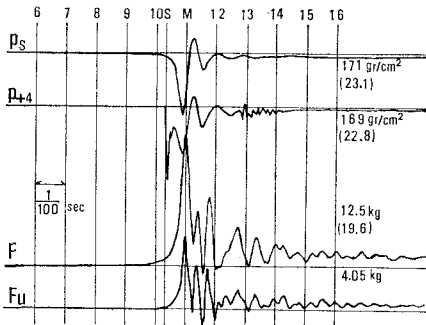


図-3 (b)

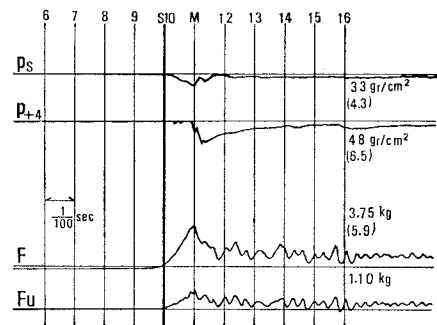


図-4 (b)

図-4 (a), (b) は前例と沖において同じ特性を持った波の場合であるが、砕波がさらに進んで波頂部が崩れ落ちるような状態で壁面に衝突し、比較的弱い波力を生じた場合の例である。stage 4 あるいは stage 5 での波の先端は水滴あるいは小さな水塊の集合のような状態であり、どこからが波の実質部分であるかははっきりしていない。 p_s および F は壁面に波の先端があたった直後から立ち上がり 1/100 sec 後に最大値に達している。このときの波形は、やはり壁面に沿ってしぶきが吹き上げられた瞬間に対応している。 p_{+4} は stage M の前でもわずかながら変動を示し stage M で急激に立ち上がっている。

図-5 (a), (b) は前述の 2 例よりも崩れ波型砕波に近よった砕けかたをする $T=1.39$ sec の波が比較的強い波力を生じた場合の例である。波の先端を点線で描いたのはこの部分はかなりの空気を含んだ状態で形状がはっきりつかめなかったからである。かなり巻き込んだ状態で壁面に当るのであるが前 2 例のような明瞭な air pocket は見られないが波の実質部分はかなり切り立った状態で当たっているようである。stage S では波の前面

のかなりの部分が壁面に接触しているにもかかわらず F はわずかに立ち上がったにすぎない。stage M はやはりしぶきを吹き上げる瞬間である。

図-6 (a), (b) は前例と同じ沖波の特性を持った波で、空気層のはさみ込みは全くみられず波底より波頂まで徐々に当たって行き、生じる波力が弱い場合の例である。

F は波の前面が壁面と接触する面積の変化と比例するような変化を示し、波頂部が当たった時最大値に達し、以後波が打ち上がるにしたがって減少し腰掛部の波力に移っている。

Lundgren⁶⁾ は p_s のような時間変化を Ventilated Shock と呼んでいる。

以上の例からもわかるように H_o/L_o が異なれば波の衝突の様相が異なるのはもちろん、同一の沖波の特性を持った波でも壁前面での波形は一波一波かなり異なっていることがわかる。また全波力は波の実質部分が壁面に当り始めてから波頂部の実質部分が当るか、あるいは壁面に沿ってしぶきが吹き上げられる瞬間までの間に立ち上がり、そして最大値に達することがわかる。

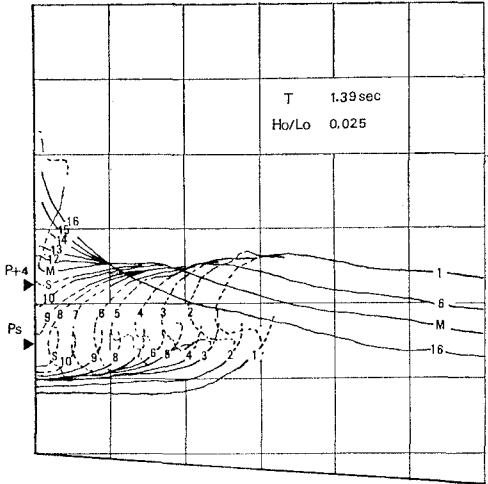


図-5 (a)

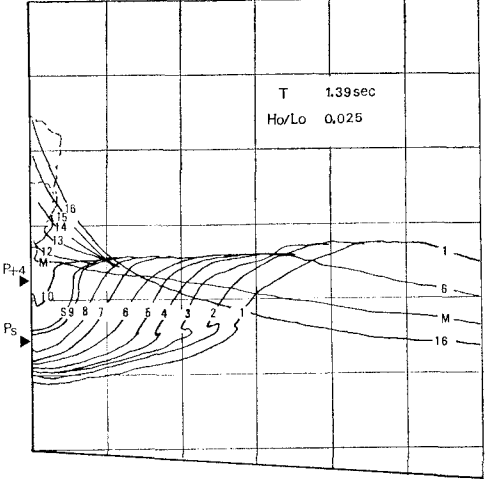


図-6 (a)

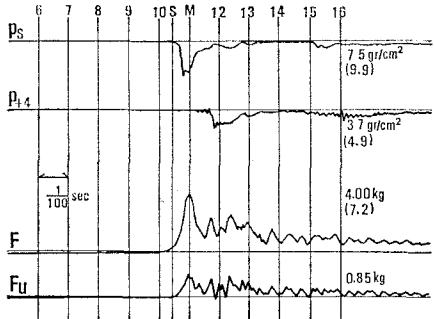


図-5 (b)

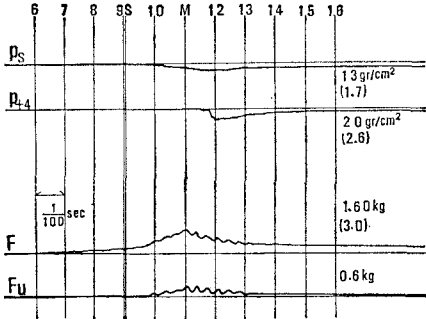


図-6 (b)

5. 全波力の変動と波面の形状との関係について

表-4 は全波力および波圧とその変動率を求めたものである。

全波力の変動率は局部の波圧の変動率とほぼ同程度で 0.4 ～ 0.5 であり、波高の変動率にくらべて非常に大きいことがわかる。全波力の変動の仕方には、波を起こすごとに波の順番によって傾向的な変化がみられた。

図-7 は全力積 I および腰掛部の波力以上の力積 I_p と単位幅当りの全波力 f との関係を示したものである。図からわかるように I の変動は f の変動にくらべてかなり小さい。 I_p の変動は I にくらべればかなり大

きく、とくに $T=1.39 \text{ sec}$ の波では f が増大すると I_p も増大する傾向がある。以上のことから壁面に衝突することにより失われる波の総運動量は常にほぼ一定であるが、衝撃的な波力に有効な運動量は一波一波変動することがわかる。

次に全波力と波面の形状の対比から全波力の著しい変動を支配する波面の形状の相違をモデル化してとらえた結果についてのべる。

図-8 には実際の波形をモデル化した時の形状の諸元を示してある。図中の波面 S は衝撃波力の立ち上がり始めの時の波形であり、 H_s はその時の波高、さらに C は波頂部の波速である。実際の波面が、壁面との間に空気層をはさみ込むかどうかにかかわらず、図中に示したようにモデル化した波は、壁面と θ の角度をなす波面を

表-4 全波力および波圧とその変動率

$T \text{ sec}$	$F \text{ kg}$	$\sigma_F \text{ kg}$	σ_F/F	$\bar{F}/(\rho g H W_0 d)$	$\bar{p}_s \text{ gr/cm}^2$	$\sigma_{p_s} \text{ gr/cm}^2$	$\sigma_{p_s}/\bar{p}_s$	$\bar{p}_s/(\rho g H_0)$	$\bar{p}_{+4} \text{ gr/cm}^2$	$\sigma_{p_{+4}} \text{ gr/cm}^2$	$\sigma_{p_{+4}}/\bar{p}_{+4}$	$\bar{p}_{+4}/(\rho g H_0)$
1.98	7.16	2.96	0.41	11.3	88	33	0.37	11.9	93	51	0.54	12.6
1.39	3.01	1.51	0.50	5.4	55	34	0.62	7.2	41	17	0.41	5.4

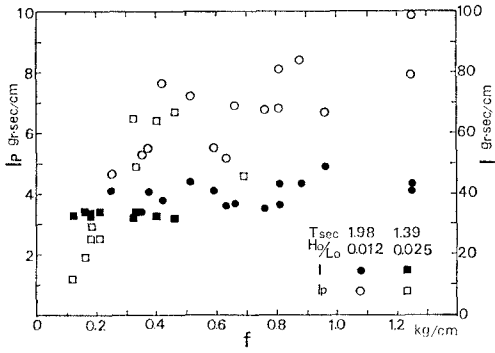


図-7

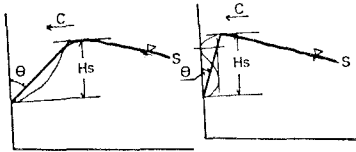


図-8

持ったものとする。

全波力が最大値に達する時の波面をしぶきを吹き上げる瞬間の状態とし、波の進行にともなう波底からの水位上昇を考えれば、全波力の立ち上がり時間 τ_r は

$$\tau_r = \frac{1}{2} \frac{H_s \tan \theta}{C} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。単位幅当りの全波力 f を次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} f &= f_{\max} \frac{t}{\tau_r}, \quad 0 \leq t < \tau_r \\ &= f_{\max} \left(2 - \frac{t}{\tau_r} \right), \quad \tau_r \leq t < 2\tau_r \\ &= 0, \quad t \geq 2\tau_r \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

これから衝撃部の力積 I_p を求めると、

$$I_p = \int_0^{2\tau_r} f dt = f_{\max} \times \tau_r = \frac{1}{2} f_{\max} \times \frac{H_s \tan \theta}{C} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。実験データを参照して波の衝突により失われる波の運動量のうち、衝撃波力に有効な運動量を次のように表示しようと仮定する。

$$I_{\text{eff}} = k\rho H_s^2 C \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 k は定数と考える。 I_{eff} が I_p に等しいとすると $f_{\max}$ は

$$f_{\max} = 2k\rho H_s C^2 \cot \theta = K\rho H_s C^2 \cot \theta \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここに、 $K=2k$ である。

式(6)から $f_{\max}$ に生じる変動は H_s 、 C および $\cot \theta$ あるいは θ の変動によるものであることがわかる。このうち $\cot \theta$ は θ が小さい場合、 θ のわずかな変動によって大きく変動することから $f_{\max}$ に大きな変動を生ずることがわかる。図-9 は測定値 $f_{\max}$ と θ の関係を示したものである。 θ が小さい時には θ のわずかな変

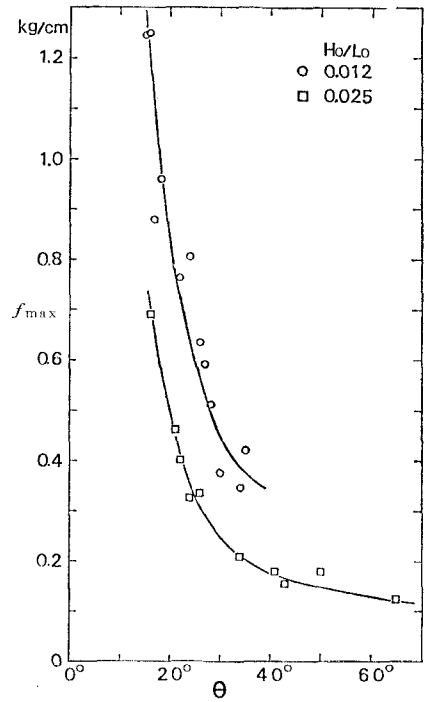


図-9

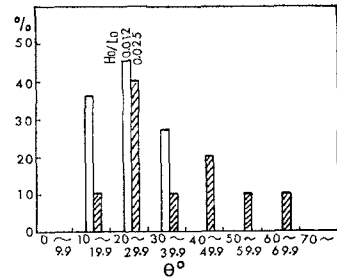


図-10

動により $f_{\max}$ は大きく変動することがわかる。図-10 は、 θ の頻度分布を表わしたものである。 $H_0/L_0=0.012$ の波では θ の分布範囲が狭く、その平均値は小さい。次に $H_0/L_0=0.025$ の波では θ の分布範囲が広く、その平均値は大きい。このようにして H_0/L_0 によって波力の変動の仕方が異なることが理解される。図-11 は H_s を壁面での水位が最低になった時の波高 H_b' で割った H_s/H_b' と H_0/L_0 との関係を示したものである。 H_b' はほぼ Iversen の砕波指標から求めた H_b に等しい。平均的には $H_0/L_0=0.012$ の波では砕波高 H_b' の約 0.8 倍が衝撃砕波力に有効な波高 H_s となり、 $H_0/L_0=0.025$ の場合は、約 0.6 倍といえる。しかし H_s/H_b' の値には変動があり、とくに $H_0/L_0=0.025$ の波において著しい。実験データから H_b' の変動より H_s の変動の方がかなり大きいことがいえ、 H_s の変動と図-7 の I_p の

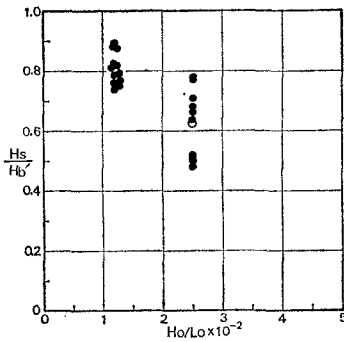


図-11

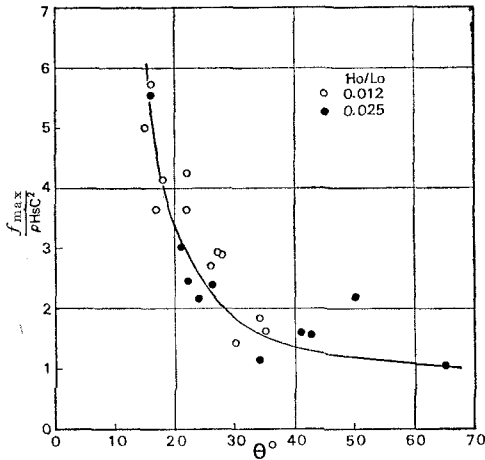


図-12

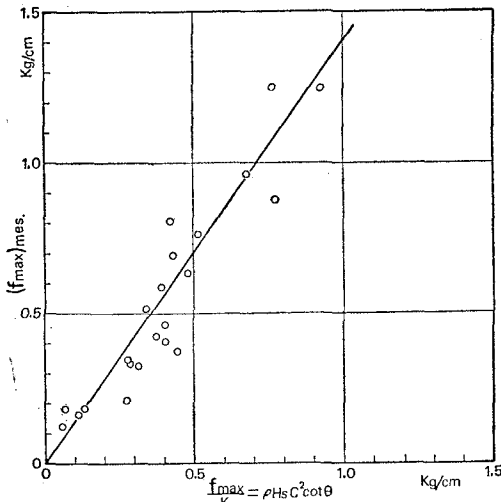


図-13

変動とは密接な関係を持っている。波速 C は波形の読み取り誤差によって多少変動するが一般にそれほど大きく変動すると思えないで良いと思われる。図-12は

$f_{\max}/(\rho H_s C^2)$ と θ との関係を表わしたものであり H_0/L_0 にかかわりなく一つの曲線で表示しうる。図-13は $(f_{\max})_{\text{mes}}$ と $\frac{f_{\max}}{K} = \rho H_s C^2 \cot \theta$ との関係を示したものである。点のばらつきがあり $K = \text{const}$ とすることにはやや問題はあるが、最も適合する関係として $K = 1.4$ ととることができよう。この点についてはさらに精確なデータを累積するとともに波形のモデル化に対するいっそうの検討が必要であらう。

6. 全波力の平均値の特性

沖波波高 H_0 が約 8.0 cm で周期 T が 1.0 sec, 1.4 sec および 2.0 sec (おのおの $H_0/L_0 = 0.051, 0.026, 0.013$) の波について $d/H_0 = 0.5 \sim 2.0$ の範囲に直立壁の設置水深を変え 図-14 に示すような 3 断面について全波力を測定した。その結果を図-15 (a), (b), (c) に示す。 $\bar{C}w_1 (= \bar{F}_1/(\rho g H_0 W d))$ は衝撃部の最大値の 10 波平均に対する無次元波力である。一般に H_0/L_0 が小さいほど無次元波力は大きくなっている。断面 I および断面 II では H_0/L_0 が小さいほど衝撃的な波力の作用する水深の範囲が広がっている。一方断面 III の場合には水深による $\bar{C}w_1$ の変化は小さい。一般に消波工を設置すると断面 I において碎波の衝撃圧が生じるような条件での波力をかなり軽減することができる。図-16 は断面 I の場合に $(\bar{C}w_1)_{\max}$ を生じる水深 d_M を表わしたものであるが、光易³⁾の式によって良く表わされる。一方消波工を設置すると直立壁のみの場合よりもやや深い水深

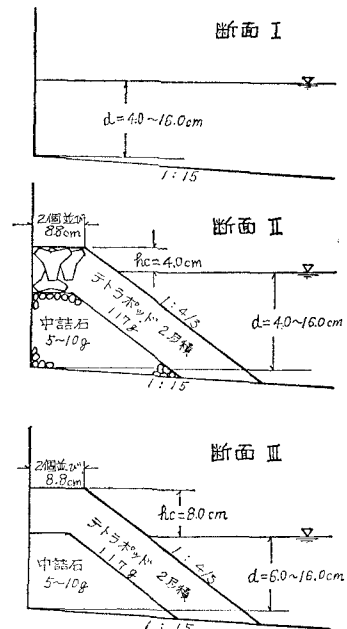


図-14

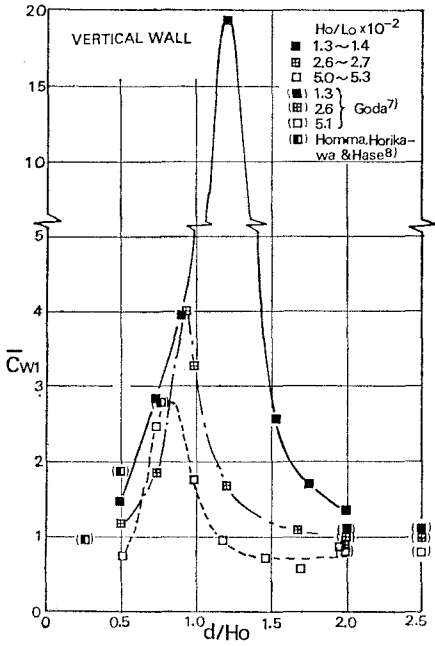


図-15 (a) 断面 I の場合

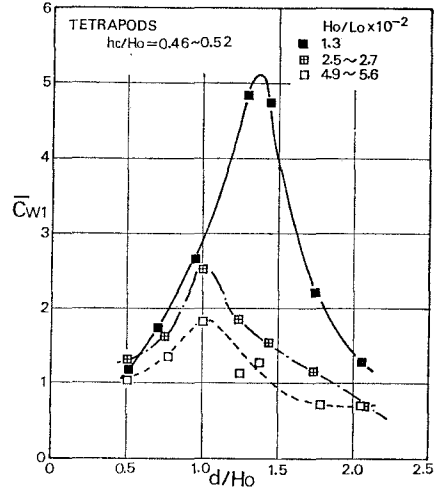


図-15 (b) 断面 II の場合

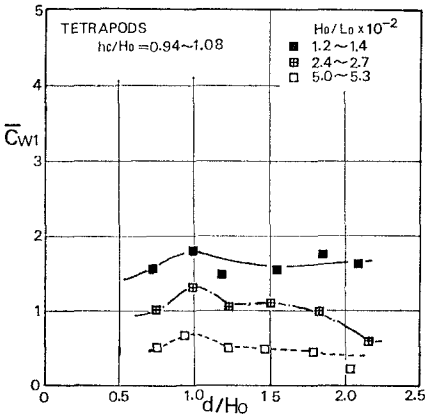


図-15 (c) 断面 III の場合

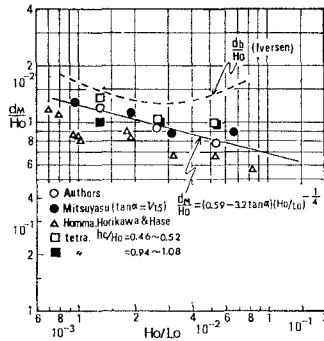


図-16

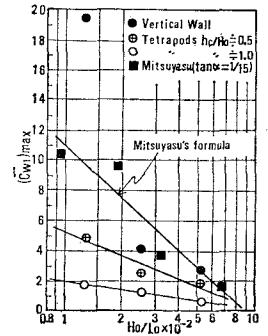


図-17

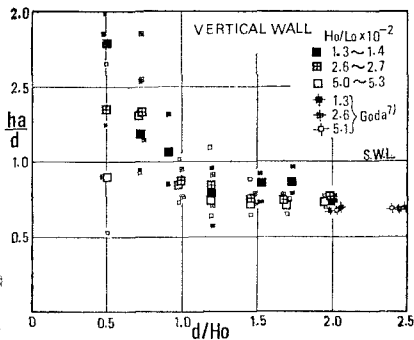


図-18 (a) 断面 I の場合

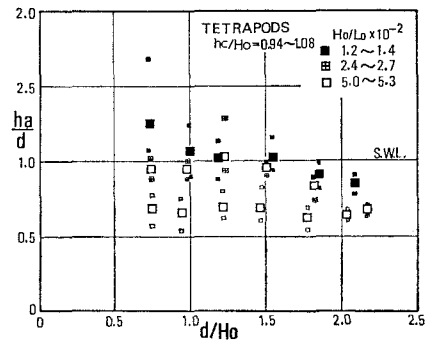


図-18 (b) 断面 III の場合

で $(\bar{C}w_1)_{\max}$ を生じることがわかる。

図-17 は $(\bar{C}w_1)_{\max}$ と H_0/L_0 との関係を各断面形ごとに示したものである。断面 I においては $H_0/L_0=0.012$ の波によって $(\bar{C}w_1)_{\max} \approx 20$ と非常に大きな波力が測定された。光易³⁾の実験式と比較すると測定値はかなり系統的にずれている。消波工を設置した場合の $(\bar{C}w_1)_{\max}$ を図中の直線で近似するとすれば $(\bar{C}w_1)_{\max}$ は、

断面 II ($hc/H_0 \approx 0.5$)

$$\begin{aligned} (\bar{C}w_1)_{\max} &= (\bar{F}_1/(\rho g H_0 W d))_{\max} \\ &= -(5.2 \log(H_0/L_0) + 5.2) \\ &= -(2.3 \ln(H_0/L_0) + 5.2) \dots\dots (7) \end{aligned}$$

断面 III ($hc/H_0 \approx 1.0$)

$$\begin{aligned} (\bar{C}w_1)_{\max} &= (\bar{F}_1/(\rho g H_0 W d))_{\max} \\ &= -(1.8 \log(H_0/L_0) + 1.7) \\ &= -(0.8 (\ln H_0/L_0) + 1.7) \dots\dots (8) \end{aligned}$$

となる。

図-18 (a), (b) は全波力の作用点の水底よりの高さ ha と水深 d の比, ha/d と d/H_0 との関係を示したものである。上下の小さな印は最小値および最大値を示す。一般に砕波点の付近を境として岸側では静水面上に作用点があり, 沖側では静水面下にある。砕波後の波の作用する水域では, 砕波による質量輸送によって生ずる平均水面の上昇と, 静水面上の波頂高と全波高との比が 1 に近くなっていることから作用点が静水面上に位置するものと考えられる。

7. 結 論

波形と全波力との一波一波の対比から, 砕波の波力の変動と波面形状の変動との関係の考察をまとめると,

(1) 波力の変動は主に波の前面と壁面とのなす角度 θ の変動によるものである。その効果は H_0/L_0 によって異なる。すなわち $H_0/L_0=0.012$ の波では θ の分布範囲は狭いが θ の平均値が小さいため, θ のわずかな変動により波力は大きく変動する。 $H_0/L_0=0.025$ の波では θ の平均値は大きい θ の分布範囲が広く, θ の大きな変動により波力は大きく変動する。

(2) 次には衝撃的な波力に有効な波高 H_s の変動があげられる。 $H_0/L_0=0.012$ の波ではその変動は小さいが $H_0/L_0=0.025$ の波ではかなり大きな変動を示す。

H_0/L_0 の相違による全波力の強さの相違についてまと

めると,

(3) H_0/L_0 が小さい波の方が強い波力を生じるのは, H_0/L_0 の大きな波にくらべ θ の平均値が小さいことと H_s/H_b' の値が大きいことによるのであろう。

今後の研究としては一波一波の波形の変動および H_0/L_0 による砕波形式の相違が生じる原因について明らかにする必要がある。

全波力の平均値の特性についてまとめると,

(4) 最も衝撃的な波力の生じる水深 d_M は光易³⁾の式により良く表わされる。

(5) 直立壁のみの場合に $(\bar{C}w_1)_{\max} \approx 20$ と非常に大きな波力が測定された。

(6) 消波工を設置した場合の $(\bar{C}w_1)_{\max}$ は次式で求められる。

消波工の静水面上の天端高が沖波波高の半分相当の場合,

$$\begin{aligned} (\bar{C}w_1)_{\max} &= (\bar{F}_1/(\rho g H_0 W d))_{\max} \\ &= -(5.2 \log(H_0/L_0) + 5.2) \\ &= -(2.3 \ln(H_0/L_0) + 5.2) \end{aligned}$$

消波工の静水面上の天端高が沖波波高相当の場合,

$$\begin{aligned} (\bar{C}w_1)_{\max} &= (\bar{F}_1/(\rho g H_0 W d))_{\max} \\ &= -(1.8 \log(H_0/L_0) + 1.7) \\ &= -(0.8 \ln(H_0/L_0) + 1.7) \end{aligned}$$

(7) 全波力の合力の作用点の高さは砕波点付近より岸側では静水面上に沖側では静水面下にある。

参 考 文 献

- 1) 合田良実: 衝撃荷重の測定について, 港湾技研資料, No. 33, 1967.
- 2) 合田良実: 衝撃波力に関する試論, 第22回土木学会年次学術講演会講演概要, 第II部, 1967.
- 3) Mitsuyasu, H.: Experimental Study on Wave Force against a Wall, Coastal Eng. in Japan, Vol. 5, 1962.
- 4) Mitsuyasu, H.: Shock Pressure of Breaking Wave, Proc. 10th Conference on Coastal Eng., Vol. II, 1966.
- 5) 合田良実・原中祐人: 衝撃砕波圧に関する一実験, 港湾技研資料, No. 32, 1967.
- 6) Lundgren, H.: Wave Shock Forces, Proceedings Research on Wave Action, Delft, Vol. II, 1969.
- 7) 合田良実: 構造物に働く波力, 1967年度水工学に関する夏期研修会講義集, B. 海岸・港湾コース, 1967.
- 8) 本間仁・堀川清司・長谷直樹: 海岸護岸に働く全波力に関する実験的研究, 第11回海岸工学講演会講演集, 1964.