

港湾技術研究所報告

REPORT OF PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

第 5 卷 6 号

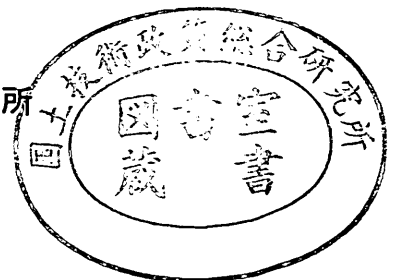
Vol. 5 No. 6

(通卷第 28 号)

直柱に働く衝撃碎波力の研究……………合田良実・原中祐人・北畑正記

1966年4月

運輸省港湾技術研究所



直柱に働く衝撃砕波力の研究

目 次

英 文 概 要	1
要 旨	2
1. 序 論	3
2. 仮想質量力としての衝撃砕波力の解析	3
(1) 水面衝突による衝撃力の基本式	3
(2) 直柱に働く衝撃砕波力の計算	5
(3) 衝撃砕波力に対する1自由度振動系の応答	7
3. 急勾配斜面における衝撃砕波力の実験	11
(1) 実験の方法および装置	11
(2) 衝撃応答特性の実験的検討	13
(3) 急勾配斜面における砕波巻き込み率	16
4. 緩勾配斜面における砕波の波力の実験	21
(1) 実験の方法および装置	21
(2) 緩勾配斜面における砕波の波力の特性	22
(3) 緩勾配斜面における砕波巻き込み率	24
5. 現地の衝撃砕波力の推定について	26
6. 結 論	29
参 考 文 献	29
主要記号表	30

STUDY OF IMPULSIVE BREAKING WAVE FORCES ON PILES

Yoshimi Goda*

Suketo Haranaka**

Masaki Kitahata**

Synopsis

The force exerted on piles by waves is usually expressed as the sum of the drag force and the virtual mass force. When breaking waves act on piles, an impact force is added to the above forces. The impact force is produced by the collision of a vertical wave front which moves with the velocity of breaking wave celerity. Since the wave front loses a part of its forward momentum at the instant of collision, this change in the momentum yields a force of large magnitude.

By assuming the height of the vertical wave front being $\lambda\eta_c$ where η_c is the crest height above the mean water level, the total impact force on a pile has been calculated as:

$$F_I = \tau D H_B^2 K_B \lambda$$

in which K_B is a factor related to the breaking wave celerity and crest height. The parameter λ may be called the curling factor of breaking waves.

This impact force is characterized with the short duration: e. g., some 0.02 seconds for model piles. The resultant stress in a pile or the measured force on a model pile depends not only upon the magnitude of the impact force, but also upon the product of the duration time, τ_B , to the natural frequency of the system, f . Hence the effective impact force is expressed with the impact response factor $X_{max}(f\tau_B)$ as $(F_I)_e = F_I X_{max}$.

Experiments have been done for four test piles of circular sections with the diameters of 4.3 and 7.6 cm, square section of 5.0 cm wide, and triangular section of 7.1 cm wide. For the waves with the period of 1.93 seconds breaking at a water depth of 15 cm on a steep slope of 1 to 10, the same value of $\lambda=0.4$ was found to be applied for the four piles tested. The maximum values of $(F_I)_e/\tau D H_B^2$, 1.6 for the circular piles, 3.6 for the square pile, and 1.3 for the triangular pile, were in good agreement with the results of the theory. The magnitude of the curling factor λ was then investigated for various wave conditions. As the relative water depth h/L decreased from 0.10 to 0.06, the magnitude of λ increased gradually from the value of 0.3 to 0.4 on the steep slope of 1 to 10 and from 0.07 to 0.10 on the gentle slope of 1 to 100. This tendency agrees well with the general observation of breaking waves which show the strong curling and plunging as the wave steepness decreases and the bottom slope becomes steep.

Based on the above analysis and experiments, the maximum breaking wave force acting on the total length of a pile has been formulated as the sum of the three forces of drag, virtual mass, and impact with the curling factor being the parameter of the summation.

* Chief of Model Test Section, Hydraulics Division.

** Members of Breakwater Laboratory, Hydraulics Division.

直柱に働く衝撃砕波力の研究

合 田 良 実*
原 中 祐 人**
北 畑 正 記**

要 旨

直柱に働く波力は、通常抗力と質量力の和として表わされるが、砕波が作用するときには衝撃砕波力がこれに附加される。この衝撃砕波力は、砕波によつて直立した水面が前進しながら直柱に衝突することによつて生ずるもので、水塊の持つ運動量が瞬間的に失なわれることに起因する衝撃力である。この運動量の変化を仮想質量の概念を導入して計算した結果、直柱に作用する衝撃砕波力の合力が、

$$F_I = \gamma D H_B^2 K_B \lambda$$

と求められた。ここに λ は砕波巻き込み率と名づけたもので、砕波々形の直立部分の高さと静水面上の波頂高との比として与えられる。

この衝撃砕波力は、その作用時間が極めて短いため、その有効値は系の固有振動数に応じて変化し、衝撃応答係数を X_{max} として $(F_I)_e = F_I \cdot X_{max}$ で与えられる。

中型および大型造波水路における実験の結果、上記の砕波巻き込み率は水底勾配 1/10 の場合に平均で 0.3~0.4、水底勾配 1/100 の場合に平均で 0.07~0.10 の値を取り、水深波長比 h/L の減少につれて増加する傾向を示した。この砕波巻き込み率は直柱の形状にはほとんど無関係であるが、形状による衝撃応答係数の差異のために有効衝撃砕波力の大きさは角柱が最も大きく、円柱がこれに次ぎ、三角柱が最も小さくなる。

以上の理論的考察および実験に基づき、直柱に働く砕波の全波力を、砕波巻き込み率をパラメーターとして、抗力、質量力および有効衝撃砕波力の3波力の和として求める方法が提案された。

* 水工部模型試験課長

** 水工部防波堤研究室員

1. 序 論

海の波が海岸や防波堤などに打ちつけるときの力は非常に大きなものであり、重さ数十トンのコンクリートブロックを飛散させ、幅十数メートルのケーソンを滑り動かす。従つて、港湾や海岸の構造物にとつて波力の大きさは第一に考えねばならない問題であり、幾多の貴重な経験や研究に基いて、波力に関する諸公式が導かれてきた。

しかしながら、波力の問題は波と構造物との相互作用によつて生ずるものであり、構造物の形状が異なれば、波力の働きかたもまた変つてくる。たとえば、防波堤に働く波力と言つても、水深の大きな所の直立堤の場合には、波が防波堤で反射されて水面が高まることによる静水圧的な力が主であり、マウンドの大きな混成堤の場合には、波が半ば砕けながら壁体にぶつかるときの衝撃的あるいは動水圧的な力が主体である。また斜面堤の場合には、その上で砕けた波が強い流れとなつて被覆材料を転落させる力となつて現われる。

波力の諸問題の中で比較的新しいものに、柱状構造物に働く波力の問題がある。これは、海底油田からの石油採掘の諸装置や、海上レーダー基地などの必要性から開発されたもので、鋼管などをトラス状に組み合わせたものが多い。また、岩礁や浅瀬の上に築造される灯標なども、柱状構造物の一種であることが多い。こうした構造物は、防波堤などと違つて海中に孤立しているのが特徴である。従つてこれに働く波力も、構造物または各部材のまわりの水粒子の運動の場所的、時間的変化の結果として生ずるもので、波自身はあまり変形せずに通過する。このため、柱状構造物に働く波力は、波高が同じであれば直立壁に働く波力よりも一般に小さくなる。こうした柱状構造物に働く波力については、この十数年來いろいろな研究が行なわれており、当所においても研究テーマの一つとして検討を進め、一応の成果を見るに至つている。

以上は未だ砕けない波が柱状構造物に作用するときのことで、砕波瞬間あるいは砕波直後の波がぶつかるようになると、強い衝撃的波力が働くことになる。しかしながら、柱状構造物に働く砕波の波力についての研究は少なく、我々の知る限りでは *Hall* 1958 の報告のみである。*Hall* は、直径 4.4 cm と 7.6 cm の円柱を砕波点の前後に設置し、円柱に働く全波力を測定して、最大波力として $(1.3 \sim 3.1) \tau D H_B^2$ の値を得た (D : 直径, H_B : 砕波高, τ : 水の単位体積重量)。仮にこの最大波力

を水面下 $-H_B$ から水面上 $+H_B$ まで一様分布させたとすると、これは丁度防波堤に働く砕波圧の広井公式 $p = 1.5 \tau H$ と同程度の値になる。

Hall の実験によつて、直柱の場合にも強い衝撃的な波力が働くことが示されたのであるが、それではこれがどのような機構で発生するものなのかは全く検討されていない。また、得られた結果がどの程度一般性のあるものなのか、特に衝撃的な力が働くのであれば測定系あるいは構造物の振動特性が重要なファクターとなるのであるが、こうした点も不明のままである。

ここで一つ見方を変えて、直立する柱体に砕波がぶつかるのではなく、停止した水の壁に柱体がぶつかつて行くと考えてみよう。そしてさらに座標軸を 90° 回転して水の壁を水平にしてみれば、これは落体の水面衝突の現象である。落体の水面衝突については、航空工学の分野で種々の研究が発表されている。従つてそのアプローチを応用すれば、直柱に働く砕波の波力の問題がある程度解明できるのではないかと考えられる。この見通しが妥当かどうかを実験によつて確かめるのが、本研究の一つの目的である。

また工学上の立場からは、現象の解明ばかりでなく、実用的な波力公式を導いて、構造物設計のための目安を与えることが望まれる。このため本研究では、小型模型の実験ばかりではなく大型造波水路を使つた実験もあわせ行なつて、現地波力推定のための手がかりを探ることとした。未だ検討不十分の問題も種々残されているが、現在までの成果をとりまとめて、ひとまず報告する次第である。

2. 仮想質量力としての衝撃砕波力の解析

(1) 水面衝突による衝撃力の基本式

航空機の着水や、人工衛星カプセルの海上回収などの際には、着水の瞬間に相当に強い衝撃力が働く。また水泳の飛び込みのときでも、下手をすると腹を強く打つて水の堅さを思い知らされる。こうした着水時の衝撃力は、次のような運動量の変化によるものとして説明される。すなわち、着水の瞬間に物体に接した水の部分が急激に加速されて物体の落下速度 V で動き始め、その部分の水が瞬間的に運動量を獲得する。この運動量の増加は当然に力の作用を必要とし、この力が物体に対して衝撃力として働くのである。従つて衝撃力の大きさは、水中のどれだけの範囲の水が物体とともに動き始めるかが分れば、計算できることになる。これについて *Von Kármán* は 1928 年に平板の仮想質量の概念を用い、

着水部分の幅を直径とする半円形の範囲の水が有効に動き始めるものと考えた。Von Kármán はこれによつてV字型の柱体が水面に落下したときの衝撃力の算定式を示した。その後、実際の水上飛行機のフロートに働く着水衝撃力の計算方法は Wagner 1932 などによつて精密化され、その結果は実験値と良く一致するようになっている。

こうした着水衝撃の場合には、静止した水面に運動物体が衝突するのであるが、これと反対に固定した物体に前進する水面がぶつかる状態を考えると、これは衝撃破波力の現象である。この2者は、物体と水面の相対運動として見れば同一種類の現象であり、衝撃時に物体に作用する力もまた同じ性質のものである。

今図-1のような角柱に、速度 u で進行する水の壁面

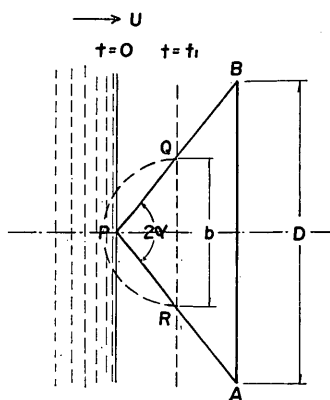


図-1 三角柱の水面衝突

Fig. 1. Collision of Triangular Cylinder onto Water Surface

が衝突する場合を想定する。壁面は $t=0$ で三角柱の先端 P に接触し、そのままほとんど同じ速度で前進して、 t_1 時間後には QR 線上に達する。しかし水壁面は三角柱との接触によつてその進行を一部阻止され、進行方向の運動量の一部を失う。この運動量の変化は、三角柱に対して次のような力を作用させることになる。

$$F = \frac{d}{dt}(mu) \dots \dots \dots (1)$$

水壁面の前進速度はほぼ一定と見なせるから、ここでは運動する水の質量の変化、または前進を止められた水の質量の増加が問題である。

この前進速度 u を失う水の質量を正確に計算することは難かしいので、着水衝撃力の解析方法に従い、幅 QR の平板の仮想質量をもつて代用する。厚さの無視できる無限長の平板が水中でその面に直角方向に加速度運

動を行うときは、次式で示される水の仮想質量が平板に附加されることになる。(Lamb 1932, p. 75, 85)。

$$m_v = \frac{\gamma}{g} \frac{\pi}{4} b^2 \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 m_v : 平板の単位当りの水の附加質量

γ : 水の単位体積重量

g : 重力の加速度

b : 平板の幅

ただし、衝撃破波力の計算においては、水は片側にしかないから、附加質量としては $\frac{1}{2} m_v$ である。また幅 b としては図-1を参照して、

$$b = QR = 2ut \tan \alpha \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 α : 三角柱の半頂角

である。

式(2)、(3)を式(1)に代入すると、三角柱の微小長さ dz に働く衝撃力が次のように求められる。

$$dF_I = \frac{\pi}{2g} \gamma u^2 D \tan \alpha \cdot \frac{t}{\tau} \cdot dz \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 D : 直径 (AB)

$$\tau = \frac{D}{2u \tan \alpha} : \text{衝撃力の作用時間} \dots \dots \dots (5)$$

すなわち、衝撃力は時間とともに一様に増加する三角柱の荷重で、最大値は水壁面が三角柱の後端 AB に達したときに生じ、その作用時間は式(5)で与えられる τ である。この衝撃力の時間的変化を模式的に示したのが、図-2 である。

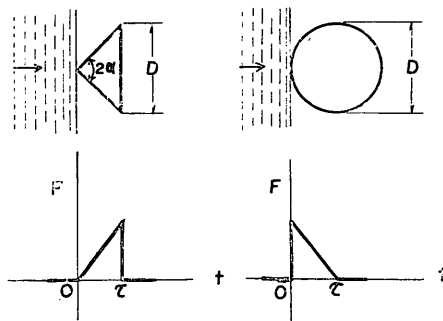


図-2 衝撃力の時間的変化

Fig. 2. Time History of Impulsive Force

次に水の壁面が円柱に衝突する場合には、水面との接触幅 b が次のように表わされるから、

$$b = 2\sqrt{Dut - u^2t^2} \dots \dots \dots (6)$$

その微小長さ dz に作用する衝撃力は、

$$dF_I = \frac{\pi}{2g} \gamma u^2 D \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) dz \dots \dots \dots (7)$$

$$\tau = \frac{D}{2u} \dots \dots \dots (8)$$

で与えられる。すなわち、円柱の場合には衝突の瞬間に最大衝撃力が働き、以後直線的に減少して $\tau = D/2u$ 、または水の壁面が円柱の中心を通過するとき 0 となる。この時間的变化は、三角柱の場合とあわせて 図-2 に示すとおりである。このように円柱に働く衝撃力は、 $\alpha = 45^\circ$ の場合の三角柱と同じ最大荷重ならびに継続時間を示すけれども、荷重変化の形が逆である。これは後述する構造物の衝撃応答係数の大きさに影響を与えることになる。

なお、三角柱の半頂角が 90° になつた場合、すなわち角柱に水の壁が正面からぶつかる場合を考えると、 $\tan \alpha = \infty$ であるから、角柱には無限に大きな力が働くことになる。これは水を完全流体と考えたため、実際には水の弾性変形のために $p = Eu/C$ を超えることはない (E : 水の体積弾性率、 C : 水中の音速)。ただしこの限界値は非常に高く、実用上は無無限大と見なせるものである。このように無限大に近い力が働く反面、その作用時間は $\tau = 0$ であり、従つて力積としては一定である。この力積は、式 (4) または (7) を 0 から τ まで積分すれば分るように、

$$dI = \int_0^\tau dF_I \cdot dt = -\frac{\pi}{8g} \gamma u D^2 dz \dots \dots \dots (9)$$

であり、柱体の形状に関係しない。

(2) 直柱に働く衝撃砕波力の計算

以上の結果を直柱の問題に応用して衝撃砕波力の大きさを求めるには、砕波が直柱にぶつかる時の水面形と、その衝突速度を知らなければならない。しかし、これは波の砕けかたによつて大幅に変るものである。従つて、計算を進めるために 図-3 のような砕波のモデルを

想定する。すなわち、砕波直後の巻き込みによつて高さ $\lambda\eta_c$ の鉛直壁面が形成され、これが砕波の波速 C_B で前進して直柱に衝突するものとする。この鉛直壁面より下方の部分は、進行波としての波形および粒子運動をしているものとする。ただし、 η_c は静水面から測つた波頂の高さであり、 λ は鉛直壁面の高さ C_0 と波頂の高さの比で、砕波巻き込み率と呼んでおく。この砕波巻き込み率は、実際の砕波が 図-3 のような波形をするということではなく、砕波の巻き込みの強さを表す一つのパラメーターと考えられるものである。従つて、 λ の値は波の砕け方によつて当然に変化し、崩れ波であれば $\lambda = 0$ 、大きく巻き込む砕波であれば 1 に近い値となる。

この砕波モデルを用いると、砕波の作用を受ける直柱に働く波力は、一般に次のように表わされる。

$$F_B = F_D + F_M + F_I \dots \dots \dots (10)$$

ここに、

$$F_D = \int_{-h}^{\eta} -\frac{\tau}{2g} C_D D u |u| dz \dots \dots \dots \text{抗力} \dots (11)$$

$$F_M = \int_{-h}^{\eta} \frac{\tau}{g} C_M A \frac{\partial u}{\partial t} dz \dots \dots \dots \text{質量力} \dots (12)$$

$$F_I = \int_{(1-\lambda)\eta_c}^{\eta_c} dF_I \dots \dots \dots \text{衝撃力} \dots (13)$$

- A : 直柱の断面積
- C_D : 抗力係数
- C_M : 質量係数

ただし、衝撃力 F_I は衝突の瞬間から τ 時間だけ働くものである。

これらの波力の内、抗力と質量力は近似的に次のように表わすことかできる [Goda 1964]。

$$F_D = \gamma C_D D H^2 K_D \sin^2 \theta \dots \dots \dots (15)$$

$$F_M = \gamma C_M D^2 H K_M \cos \theta \dots \dots \dots (16)$$

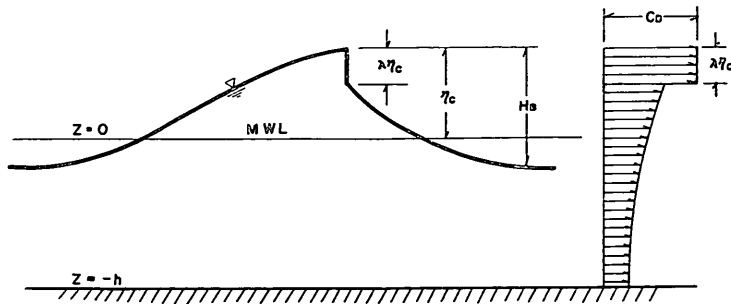


図-3 砕波モデルの波形および粒子速度
Fig. 3. Profile and Orbital Velocity of Model Breaking Wave

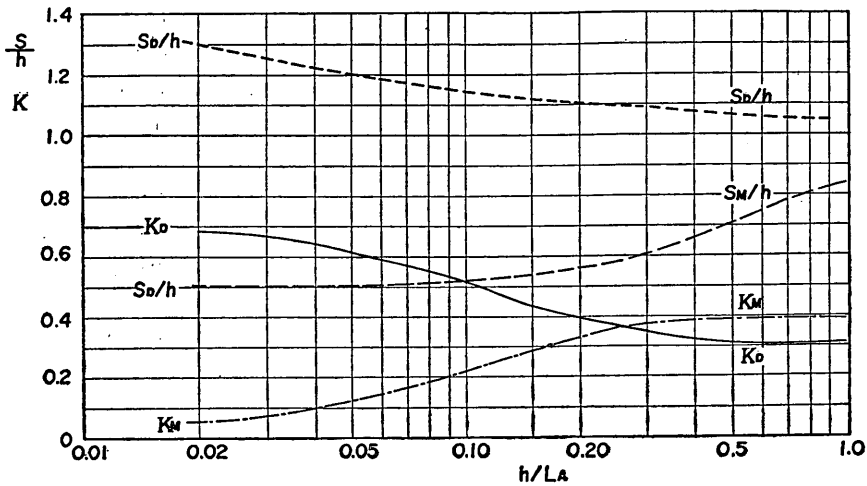


図-4 最大抗力および最大質量力の算出係数
Fig. 4. Maximum Drag and Virtual Mass Force Factors

ここに K_D は水深波長比 h/L と波高水深比 H/h との関数であり、 K_M は h/L の関数であるが、問題を砕波に限定するとほぼ図-4のような値をとる。図中に示した S_D および S_M は、最大抗力および最大質量力の作用点の水底面上の高さである。また θ は位相角で、 $\theta=2\pi t/T$ であり、 T は波の周期である。また、 t は波の水面が上昇しながら平均水面を切る時刻から測つた時間である。

式 (15), (16) の誘導にあつては、波の山の部分の波形として、
 $\eta = \eta_c \sin \theta$ (17)
 を近似的に用いている。砕波巻き込み点においては $\eta = (1-\lambda)\eta_c$ であるから、その位相角は $\sin \theta = 1-\lambda$ で与えられる。従つて、砕波点における抗力および質量力は、砕波巻き込み率 λ を用いて次のように表わすことができる。

$$(F_D)_B = \tau C_D D H_B^2 K_D (1-\lambda)^2 \dots \dots \dots (18)$$

$$(F_M)_B = \tau C_M D^2 H_B K_M \sqrt{1-(1-\lambda)^2} \dots \dots \dots (19)$$

次に衝撃力については、式 (4) または式 (7) を式 (14) に代入すると、衝突速度は $\eta = (1-\lambda)\eta_c$ から $\eta = \eta_c$ まで一様に C_B であるから直ちに計算できて、

$$\left. \begin{aligned} \text{三角柱: } F_I &= \frac{\pi}{2g} \tau C_B^2 D \lambda \eta_c \tan \alpha \frac{t'}{\tau_B} \\ \text{円柱: } F_I &= \frac{\pi}{2g} \tau C_B^2 D \lambda \eta_c \left(1 - \frac{t'}{\tau_B}\right) \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

ここに衝撃力の作用時間 τ_B は、

$$\left. \begin{aligned} \text{三角柱: } \tau_B &= \frac{D}{2C_B \tan \alpha} \\ \text{円柱: } \tau_B &= \frac{D}{2C_B} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (21)$$

となる。また t' は衝突後の経過時間である。

ここで、砕波の波速 C_B は一般に次のように砕波高 H_B の関数として表示することができる。

$$C_B^2 = (1.34 \sim 2.0) g H_B \dots \dots \dots (22)$$

たとえば、浅海波の極限としての孤立波では、第1次近似として $C_B^2 = g(h+H_B)$ であり、高次近似の結果では $C_B^2 = 2.0 g H_B$ となる [Chappellear 1959]。また深海波では、 $(H/L)_B = 0.142$, $C_B = 1.20 C_0$ であるから、

$$\begin{aligned} C_B^2 &= (1.20)^2 \frac{g}{2\pi} L_0 = \frac{(1.20)^2}{2\pi} \left(\frac{L_0}{L_B}\right) \left(\frac{L}{H}\right)_B g H_B \\ &= 1.34 g H_B \end{aligned}$$

となる。従つて、この関係を用いて式 (20) を書き換えると、衝撃砕波力が次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \text{三角柱: } F_I &= \tau D H_B^2 K_B \lambda \tan \alpha \frac{t'}{\tau_B} \\ \text{円柱: } F_I &= \tau D H_B^2 K_B \lambda \left(1 - \frac{t'}{\tau_B}\right) \end{aligned} \right\} \dots (23)$$

ただし、

$$K_B = \frac{\pi C_B^2 \eta_c}{2g H_B^2} \dots \dots \dots (24)$$

式 (24) で定義した K_B を衝撃力係数と呼ぶと、これは砕波点における波形および波速から定まる無次元量

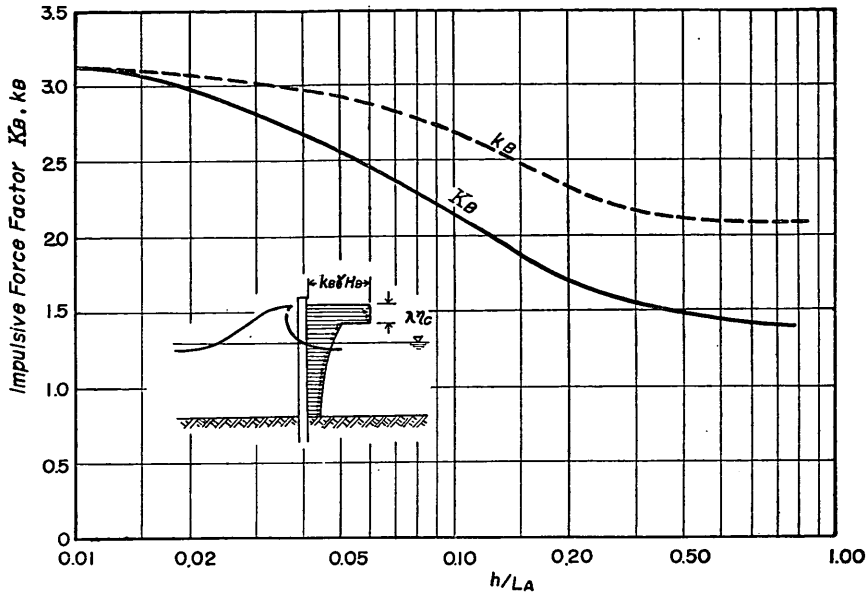


図-5 衝撃力および衝撃圧係数 K_B, k_B
Fig. 5. Impulsive Force and Pressure Factors

である。そこで、前報で推定した砕波限界指標 (Goda 1964, p. 28) を用いてこれを計算すると、図-5 に示したように 1.4~3.1 の範囲で変化する。

なお、衝撃力の最大値をその作用範囲 $\lambda \eta c D$ で平均してみると、衝撃圧として、

$$\left. \begin{aligned} \text{三角柱: } \bar{p}_{max} &= k_B \gamma H_B \tan \alpha \\ \text{円柱: } \bar{p}_{max} &= k_B \gamma H_B \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (25)$$

ただし、

$$k_B = \frac{\pi C_B^2}{2g H_B} \dots \dots \dots (26)$$

の値が得られる。この衝撃圧係数 k_B を K_B と同じように計算すると、図-5 のように 2.1~3.1 の範囲で変化する。すなわち、衝撃波圧の作用範囲についてのみ見ると、直立壁に対する広井公式の砕波圧よりも大きい。直柱の全長について平均すれば、広井公式よりも小さくなる。ただし、円柱の場合には衝突の瞬間に最大衝撃力が作用するので、局部的には無限大の圧力が働くことになる。

また、この衝撃力の力積を計算すると、

$$I = \int_0^{\tau} F_1 \cdot dt' = \frac{\tau D^2 H_B^2 K_B \lambda}{4 C_B} \dots \dots \dots (27)$$

となり、直柱の形状に関係しない。

結局、直柱に砕波が衝突するときの全波力は、式

(18), (19), および (23) の和として求められる。

(3) 衝撃砕波力に対する 1 自由度振動系の応答

以上導いた衝撃砕波力の一つの特徴は、その作用時間が短いことである。たとえば、水深 10 m で直径 1 m の円柱を考えると、 $C_B \approx 13 \text{ m/sec}$ として $\tau_B \approx 0.04 \text{ sec}$ である。こうした短時間の衝撃力は、部材応力に対して静荷重と異なる効果を及ぼすものであり、衝撃力によってどのような部材応力が発生するかを考えなくては、砕波を受ける部材の設計を行なうことができない。

これはまた実験における衝撃力の測定においても考えなければならないことである。力の測定が荷重計の変位に基いている限り、測定された力は、測定系の振動特性によって歪められており、測定しようとした衝撃力そのものとは異なる。従つて、衝撃力に対する測定系の応答特性をあらかじめ検討しておき、これによって測定結果を補正する必要が生ずる。

こうした衝撃力に対する構造物や測定系の応答特性を調べるには、これを 1 自由度振動系に置き換えて考えるのが一つの便法である。これは実際の構造物の衝撃応答特性を調べることがかなり面倒であり、また一般的でないためであり、また部材設計の立場からは 1 自由度振動系としての近似計算で十分なことが多いためでもある。

1 自由振動系の質点質量を m 、バネ定数を k とし、減

衰力は速度に比例するとして抵抗係数を β で表わすと、外力 $F(t)$ が働くときの質点の運動は、次の運動方程式で表示される。

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = F(t) \dots\dots\dots (28)$$

外力 $F(t)$ が 0 のときは、次に示される減衰自由振動を行なう。

$$x = Ae^{-\epsilon t} \cos(\omega t + \theta), \quad (A, \epsilon: \text{積分常数}) \dots (29)$$

ここに、 $\omega = \sqrt{\omega_n^2 - \epsilon^2}$: 減衰角振動数

$$\epsilon = \frac{\beta}{2m} \quad : \text{減衰係数}$$

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad : \text{非減衰角振動数}$$

これらの値は、振動テストから求めることができ、減衰係数は振動記録の対数減衰率 δ から $\epsilon = \omega\delta$ として計算される。

この ω と ϵ を使うと式 (28) は次のように書き直される。

$$\ddot{x} + 2\epsilon\dot{x} + \omega_n^2 x = \frac{\omega_n^2}{k} F(t) \dots\dots\dots (30)$$

今問題とする外力 $F(t)$ は、式 (23) の衝撃破砕力である。式 (15), (16) の抗力および質量力はその時間的変化が緩やかであるから、準静的荷重と見なされる。式 (30) を解くための初期条件としては、衝撃力が働くまで質点は静止していると考えることができる。すなわち、

$$x = \dot{x} = 0, \quad t' = 0 \dots\dots\dots (31)$$

ここで、計算を一般化するため式 (30) を無次元量で書き換える。このためには、時間量の単位として式 (21) の τ_B 、変位量の単位として衝撃力の最大値と同じ大きさの静荷重が作用したときの変位 x_s 、すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \text{三角柱: } x_s &= \frac{1}{k} \tau DH_B^2 K_B \lambda \tan \alpha \\ \text{円柱: } x_s &= \frac{1}{k} \tau DH_B^2 K_B \lambda \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

を用いる。従つて、

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{x}{x_s}, \quad T' = \frac{t'}{\tau_B}, \quad \Omega_n = \omega_n \tau_B \\ \mu &= \frac{\epsilon}{\omega_n} = \frac{\beta}{2\sqrt{mk}}, \quad \Omega = \omega \tau_B = \Omega_n \sqrt{1 - \mu^2} \end{aligned} \right\} (33)$$

とおいて式 (30) を書き換えると、

$$\text{三角柱: } \ddot{X} + 2\mu\Omega_n \dot{X} + \Omega_n^2 X = \begin{cases} \Omega_n^2 T' \dots\dots 0 \leq T' \leq 1 \\ 0 \dots\dots\dots 1 < T' \end{cases} (34.1)$$

$$\text{円柱: } \ddot{X} + 2\mu\Omega_n \dot{X} + \Omega_n^2 X = \begin{cases} \Omega_n^2 (1 - T') \dots\dots 0 \leq T' \leq 1 \\ 0 \dots\dots\dots 1 < T' \end{cases} (34.2)$$

が得られる。

まず三角柱の場合について解くため、 $X(T')$ の Laplace 変換を $\xi(s)$ とすると、 $\xi(s)$ は式 (31) の条件から直ちに次のように書き表わされる。

$$\xi(s) = \frac{\Omega_n^2}{s^2 + 2\mu\Omega_n s + \Omega_n^2} \left\{ \frac{1 - e^{-s}}{s^2} - \frac{e^{-s}}{s} \right\} \dots (35)$$

従つて $X(T')$ はこの逆変換として、

$0 \leq T' \leq 1$:

$$\begin{aligned} X(T') &= T' - \frac{1 - 2\mu^2}{\Omega} e^{-\mu\Omega_n T'} \sin \Omega T' \\ &\quad - \frac{2\mu}{\Omega_n} (1 - e^{-\mu\Omega_n T'} \cos \Omega T') \end{aligned}$$

$T' > 1$:

$$\begin{aligned} X(T') &= e^{-\mu\Omega_n (T'-1)} \left\{ \frac{1 - 2\mu^2}{\Omega} \right. \\ &\quad \times [\sin \Omega (T'-1) - e^{-\mu\Omega_n} \sin \Omega T'] \\ &\quad - \frac{2\mu}{\Omega_n} [\cos \Omega (T'-1) - e^{-\mu\Omega_n} \cos \Omega T'] \\ &\quad \left. + [\cos \Omega (T'-1) - \frac{\Omega_n}{\Omega} \mu \sin \Omega (T'-1)] \right\} \end{aligned} \quad (36)$$

と求められる。

また式 (34.2) の円柱の場合の Laplace 変換 $\xi(s)$ の解は、

$$\xi(s) = \frac{\Omega_n^2}{s^2 + 2\mu\Omega_n s + \Omega_n^2} \left\{ \frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-s}}{s^2} \right\} \dots\dots (37)$$

であり、この逆変換をとることによつて式 (34.2) の解が次のように求められる。

$0 \leq T' \leq 1$:

$$\begin{aligned} X(T') &= (1 - T') + \frac{1 - \mu\Omega_n - 2\mu^2}{\Omega} e^{-\mu\Omega_n T'} \sin \Omega T' \\ &\quad - e^{-\mu\Omega_n T'} \cos \Omega T' + \frac{2\mu}{\Omega_n} (1 - e^{-\mu\Omega_n T'} \cos \Omega T') \end{aligned}$$

$T' > 1$:

$$\begin{aligned} X(T') &= -\frac{\mu\Omega_n}{\Omega} e^{-\mu\Omega_n T'} \sin \Omega T' - e^{-\mu\Omega_n T'} \cos \Omega T' \\ &\quad + \frac{2\mu}{\Omega_n} e^{-\mu\Omega_n (T'-1)} [\cos \Omega (T'-1) \\ &\quad - e^{-\mu\Omega_n} \cos \Omega T'] \\ &\quad - \frac{1 - 2\mu^2}{\Omega_n} e^{-\mu\Omega_n (T'-1)} [\sin \Omega (T'-1) \\ &\quad - e^{-\mu\Omega_n} \sin \Omega T'] \end{aligned} \quad (38)$$

この式 (36) および式 (38) の結果は、そのままの形ではその特性が分り難いので、 $\mu = 0$ の減衰なしの簡単な場合について調べて見よう。この場合、式 (36), (38) はそれぞれ次のように簡略化される。

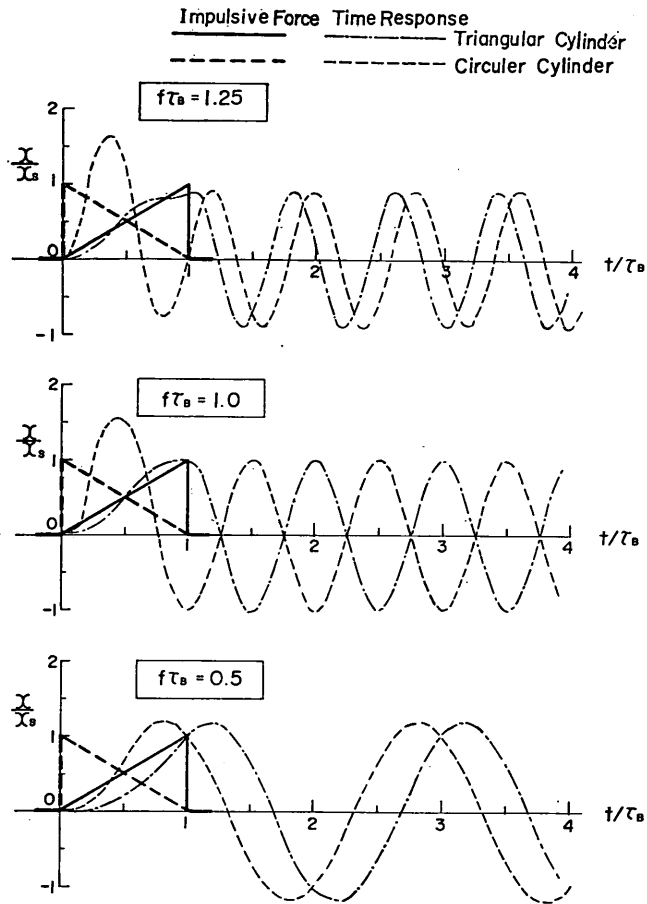


図-6 衝撃碎波力に対する1自由度振動系の応答波形
 Fig. 6. Time Response of Single Degree-of-Freedom System to Impulsive Breaking Wave Force

三角柱：

$$\left. \begin{aligned}
 X(T') &= T' - \frac{1}{\Omega} \sin \Omega T' \dots\dots 0 \leq T' \leq 1 \\
 &= -\frac{1}{\Omega} [\sin \Omega T' - \sin \Omega(T'-1)] \\
 &\quad + \cos \Omega(T'-1) \dots\dots 1 < T'
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (36')$$

円柱：

$$\left. \begin{aligned}
 X(T') &= (1-T) + \frac{1}{\Omega} \sin \Omega T - \cos \Omega T \\
 &\quad \dots\dots 0 \leq T' \leq 1 \\
 &= \frac{1}{\Omega} [\sin \Omega T' - \sin \Omega(T'-1)] \\
 &\quad - \cos \Omega T' \dots\dots 1 < T'
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (38')$$

この式 (36') および式 (38') に基いて、衝撃力に対する応答波形を計算した例が、図-6 である。これは、衝撃力の継続時間 τ_B と系の固有振動数 f との積 $f\tau_B$ が 0.5, 1.0, および 1.25 のときの応答波形を示したものである注)。この例で明らかなように、衝撃力の波形とそれによつて生ずる1自由度振動系の応答波形はかなり異なつており、応答波形の最大値は衝撃力の最大値と同じでない。また、衝撃の終つた後までも強い残留振動が続くのも、応答波形の特徴である。この残留振動の振幅

注) $f\tau_B$ がこれ以外の値のときの応答波形の例については Ayre 1961 (p. 8-32) などを参照されたい。

は、 $T' > 1$ の式を変形してみれば明らかなように、三角柱および円柱に対する場合の両者とも

$$X_R = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\Omega} \sin \Omega\right)^2 + \frac{1}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega)^2} \dots (39)$$

で与えられる。

衝撃力に対する応答波形で最も重要なのは、その最大値である。三角柱に対する衝撃砕波力の場合には、衝撃の終わった後 ($T' \geq 1$) に応答波形の最大値が現われ、その大きさは式 (39) の X_R と同一である。すなわち、

三角柱：

$$X_{max} = X_R \dots \dots \dots (40)$$

円柱に対する衝撃砕波力の場合には、 Ω がほぼ 2.33 ($f\tau_B \doteq 0.37$) よりも小さければ残留振動の方が大きな振幅を示すが、 Ω がほぼ 2.33 より大きければ衝撃力の作用中に最大振幅を示す。従つて、この場合の応答波形の最大値は次のように与えられる。

円柱：

$$X_{max} = \begin{cases} X_R \dots \dots \dots \Omega < 2.33 \\ 2 - \frac{2}{\Omega} \tan^{-1} \Omega \dots \dots \Omega \geq 2.33 \end{cases} \dots \dots (41)$$

式 (40) および式 (41) の X_{max} と $f\tau_B$ の関係は 図一 7 に示すとおりで、三角柱の場合には $X_{max} \doteq 1.25$ を最大として $f\tau_B$ が大きくなるにつれて振動しながら 1 に近

づく。しかし円柱の場合には、 $f\tau_B$ の増加とともに一様に増大して $X_{max} = 2$ の値に漸近する。これは、瞬間的な立ち上りを持つ衝撃力に対する応答波形の特徴である。

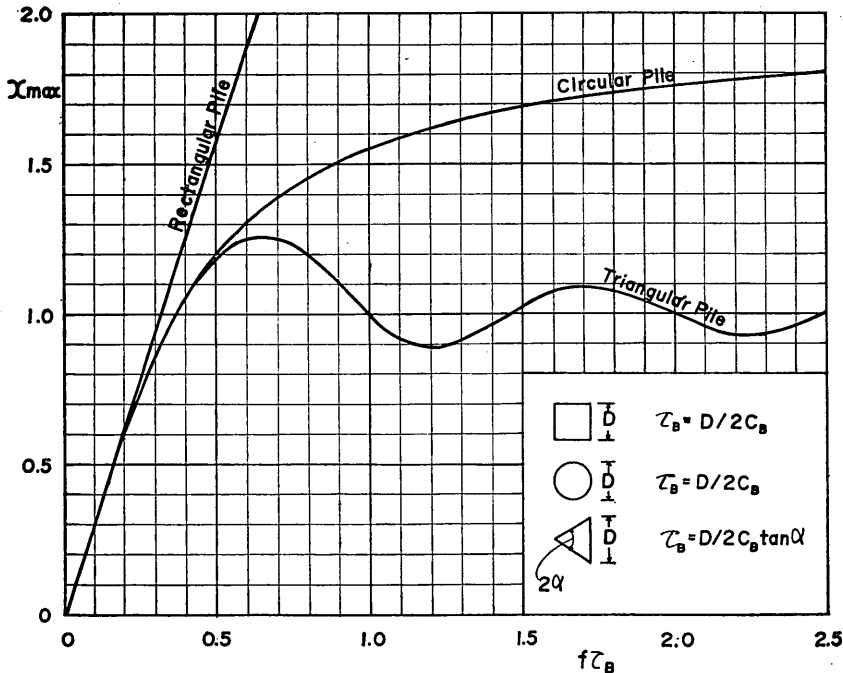
ここで示した X あるいは X_{max} は、式 (33) で定義したように、1 自由度振動系の実際の変位量と、衝撃力の最大値と同じ大きさの静荷重が作用したときの変位量との比である。従つて X_{max} は、衝撃力を静荷重で置き換えて考える際の換算係数と見なすことができる。この意味で X_{max} を以下、衝撃応答係数と呼ぶ。

直柱に砕波が作用するときの部材応力、あるいは衝撃砕波力の測定などの問題では、衝撃力の有効値は式 (23) そのままでなく、その最大値に衝撃応答係数 X_{max} を乗じた値である。すなわち、有効衝撃砕波力としては、

$$\left. \begin{aligned} \text{三角柱：} (F_I)_e &= \tau D H_B^2 K_B \lambda X_{max} \tan \alpha \\ \text{円柱：} (F_I)_e &= \tau D H_B^2 K_B \lambda X_{max} \end{aligned} \right\} (42)$$

である。

ここで、角柱に砕波が正面からぶつかるケースを考えてみよう。これは三角柱において $\alpha \rightarrow 90^\circ$ とした極限の場合と見なすことができる。従つて、式 (23) によつて衝撃力の最大値は無限大となるが、それと同時に式 (21) で明らかなようにその作用時間は 0 となり、その力積が式 (27) の一定値を保つ。このような場合、衝撃力の有



図一 7 各種の直柱に対する衝撃応答係数 X_{max}
 Fig. 7. Impulse Response Factor X_{max} for Various Sections of Piles

効値は以下に示すようにその力積に比例することになる。角柱に作用する衝撃碎波力については、 $X_{max} \tan \alpha$ を X'_{max} として定義すれば、 Ω が極めて小さい所で $X_{max} = \Omega/2$ の近似が成り立つことによつて、

$$\begin{aligned} X'_{max} &= \lim_{\alpha \rightarrow 90^\circ} X_{max} \tan \alpha = \lim_{\alpha \rightarrow 90^\circ} \frac{\Omega}{2} \tan \alpha \\ &= \lim_{\alpha \rightarrow 90^\circ} \pi f \tau_B \tan \alpha = \pi f \tau_B' \dots \dots \dots (43) \end{aligned}$$

ただし

$$\tau_B' = \frac{D}{2C_B} \dots \dots \dots (44)$$

と表わされ、有効衝撃碎波力も三角柱や円柱に対する式と同じ形に書くことができる。すなわち、

$$\text{角柱} : (F_I)_e = \tau D H_B^2 K_B \lambda X'_{max} \dots \dots \dots (42')$$

この角柱に対する衝撃応答係数は、三角柱や円柱に対するものとあわせて図-7に示すとおりである。図-7で明らかなように、系の固有振動数が低く $f \tau_B$ の値が小さい間は、衝撃碎波力は直柱の形状に関係しない。しかし $f \tau_B$ が大きい場合には、角柱が最も大きな衝撃力を感じ、円柱がこれに次ぎ、三角柱は最小の衝撃力の効果を受けることになる。

衝撃碎波力理論のまとめ

以上、本節の理論を要約すると、直柱に碎波が衝突するときの全波力は、式(18)の抗力、式(19)の質量力、および式(42)の有効衝撃碎波力の和として表わされる。ただし、衝撃碎波力の作用範囲としては波頂から下方 $\lambda \eta c$ の範囲を考え、抗力および質量力としてはそれ以下の部分に働くとしている。円柱の場合の碎波衝突時の全波力は次式のようになる。

$$\begin{aligned} F_B &= \tau D H_B^2 [C_D K_D (1-\lambda)^2 + C_M \frac{D}{H_B} K_M \sqrt{1-(1-\lambda)^2} \\ &\quad + K_B \lambda X'_{max}] \dots \dots \dots (45) \end{aligned}$$

三角柱の場合であれば第3項に $\tan \alpha$ を乗じ、角柱であれば X_{max} を X'_{max} と読み代えれば良い。ここで、 K_D と K_M の値は図-4、 K_B は図-5、 X_{max} は図-7に示すとおりである。また λ は碎波の巻き込みの強さを表わすパラメーターで、その値は波の砕け方に応じて実験的に定めるべきものである。

ここで注意しなければならないのは、式(45)の衝突時の波力が必ずしも波力の最大値でないことである。特に直柱の全体としての固有振動数が低く、衝撃応答係数 X_{max} の値が小さいような場合には、碎波の衝突よりも碎波直前の波による抗力と質量力の和の方が大きいことも起り得る。従つて実際の設計においては、碎波高と同じ波高の波が砕けないで作用する状態についても検討す

る必要がある。

3. 急勾配斜面における衝撃碎波力の実験

(1) 実験の方法および装置

前節で導いた衝撃碎波力理論の大きな特徴は、測定波力の大きさが測定系の固有振動数に強く影響されることである。衝撃応答係数 X_{max} が、これである。従つて、同じ条件の波を一定の形、寸法の模型杭に作用させ、波力測定系の固有振動数をいろいろに変えてこれによる測定最大波力を調べて、これを X_{max} の変化と比較すれば、衝撃碎波力理論に対する一つの検証となる。このためには、波力測定系の固有振動数をできるだけ広範囲に変化させておくことが望ましい。また直柱の断面形状もいろいろに変えて、形状による衝撃応答係数の変化を調べる必要もある。こうした検討によつて衝撃碎波力理論の妥当性を調べるのが実験の第1の目的である。

実験の第2の目的としては図-3の碎波モデルに導入した碎波巻き込み率 λ の値を各種の波について実験的に求めることである。このためには、波の諸元ばかりでなく、水底勾配も変えることが必要である。

このような目的の実験を行うためまず表-1のような7種類の模型杭(鋼製)を用意した。ただし d 、 d' の菱角柱は c の正角柱と同一断面を 45° 回転したものである ($\alpha=45^\circ$)。 d' を除くこれらの模型杭を写真-1に示す。

表-1 模型杭の諸元

記号	種類	寸法(mm)	D (mm)	重量(kg)
a	円柱(中空)	$\phi 42.7 \times 3.5 \times 310$	42.7	1.12
a'	" (鉛詰)	"	"	3.64
b	円柱(中空)	$\phi 76.3 \times 4.2 \times 310$	76.3	2.36
b'	" (鉛詰)	"	"	12.2
c	正角柱(中空)	$50 \times 50 \times 6 \times 310$	50.0	2.39
d	菱角柱(中空)	"	70.7	2.40
d'	" (鉛詰)	"	"	4.39

これらの模型杭は、図-8のような波力測定アームにボルト締めて吊上げた。波力測定アームは表裏4枚の抵抗線歪ゲージまたは半導体ゲージが貼付けられてあり、A点とB点における曲げモーメントの差を取り出すようにしてある。従つて、出力回路には全水平力に比例した不平衡電流が流れる(詳細については Ito 1964 参照)。

この波力測定アームは、測定系の固有振動数を変えるため、表-2 に示すような3種類の剛度のものを用いた。

表-2 波力測定アームの諸元

記号	厚さ(mm)	幅(mm)	全重量(Kg)	ゲージ
A	40	45	6.90	半導体ゲージ 10cm間隔
B	20	45	4.66	" 5cm間隔
C	10	45	3.62	抵抗線ゲージ 10cm間隔

なおこれらの波力測定アームは、実験水路の上方に固定されてある大型溝型鋼にボルトで剛結された。またこの固定位置で、写真-2 のように小型プーリーを使つて水平力の検定を行なつた。

以上の模型杭および波力測定アームは、当所内の中型造波水路に作られた10割勾配の木製斜面の上にセットされた(図-9)。模型杭の中心位置での水深は $h=10$ または 15cm とし、波が丁度碎波となつて模型杭にぶつかり、最大の波力が生ずるようにフラップ型造波板の振幅

および周期を調整した。実験に用いた碎波の諸元は、表-3 のとおりである。碎波高は実験水路のガラス窓を透して物差で読み取り、碎波の波速は $C_B = \sqrt{g(h+\eta_c)_B}$ として計算したものである。

表-3 でも分かるように、碎波点は杭の位置ではなく、これよりも10~30cm 沖側である、これは、波力としては波の碎け始めよりも巻き込みの発達したやや岸側の方が大きいので、この最大波力を生ぜしめる波を選んだものである。

(2) 衝撃応答特性の実験的検討

実験は、まず衝撃応答係数が、系の固有振動数および杭の形状によつてどのように変化するかを調べることにし、表-3 の No 1 の実験波を用いて模型杭および測定アームの各組合せについて実験した。

写真-3 (a)~(d) は、周期1.93秒の実験 No 1 の波が碎波となつて模型杭にぶつかる前後の様子を撮影したもので、シャッター速度が1/125秒のため波の前面には長さ

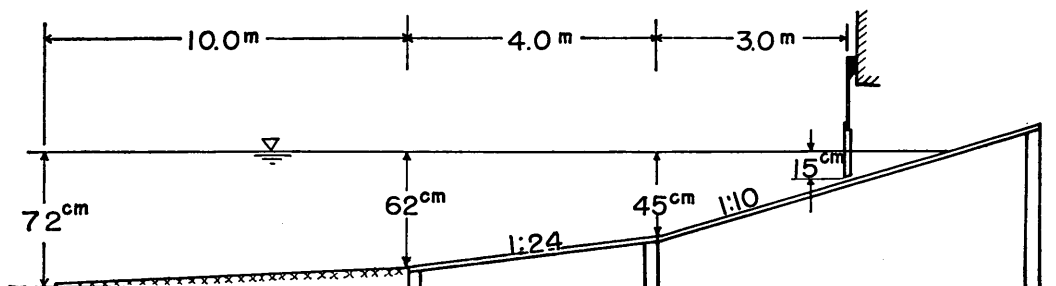


図-9 急勾配斜面の設置状況

Fig. 9. Set-up of Steep Slope Experiment

表-3 急勾配斜面における実験波の諸元

実験波	杭水深 $h(\text{cm})$	周期 $T(\text{sec})$	碎波高 $H_B(\text{cm})$	碎波水深 $h_B(\text{cm})$	波頂高 $\eta_c(\text{cm})$	碎波波速 $C_B(\text{m/sec})$	h/L_A^*
No 1	15	1.93	20	17	15	1.77	0.066
No 2	15	1.39	17	17	13	1.72	0.093
No 3	15	1.36	19	17	14	1.74	0.096
No 4	15	2.24	21.5	18	15.5	1.81	0.056
No 5	10	1.38	14	11	10.5	1.45	0.076
No 6	10	1.66	15	12	11	1.50	0.062

*波長 L_A は、水深 h と周期 T に対応する、一様水深の微小振幅波としての値である。

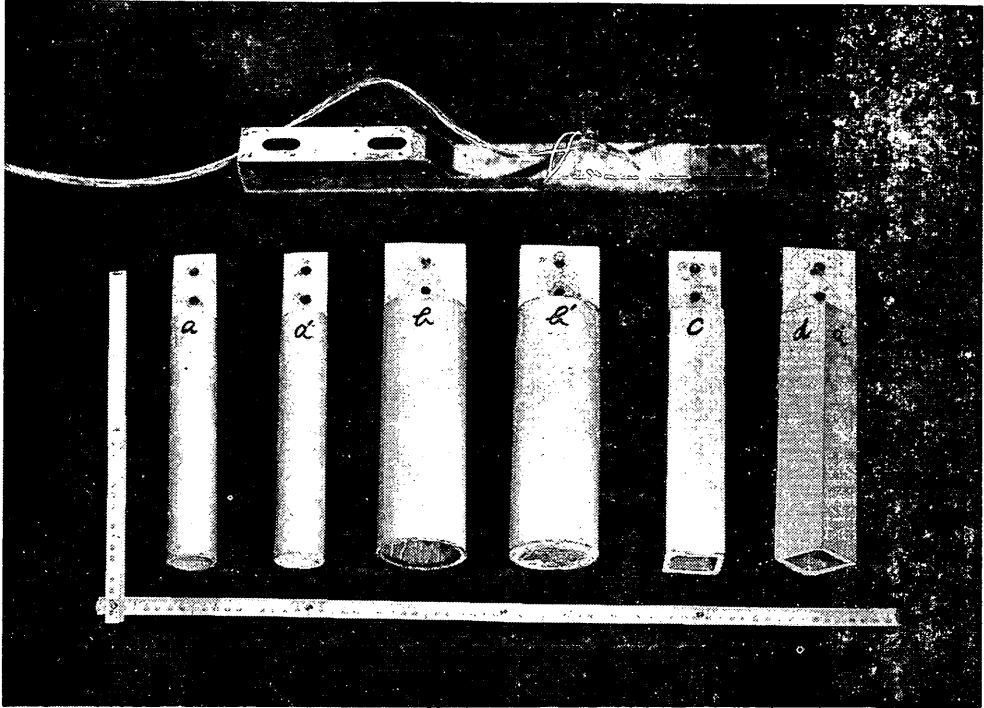


写真-1 模型杭と波力測定アーム
 Photo. 1. Model Piles and Force Measuring Arm

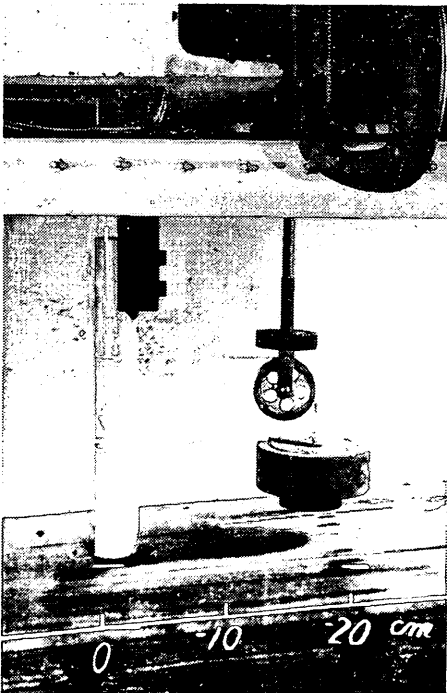


写真-2 水平力の検定
 Photo. 2. Calibration of Horizontal Force

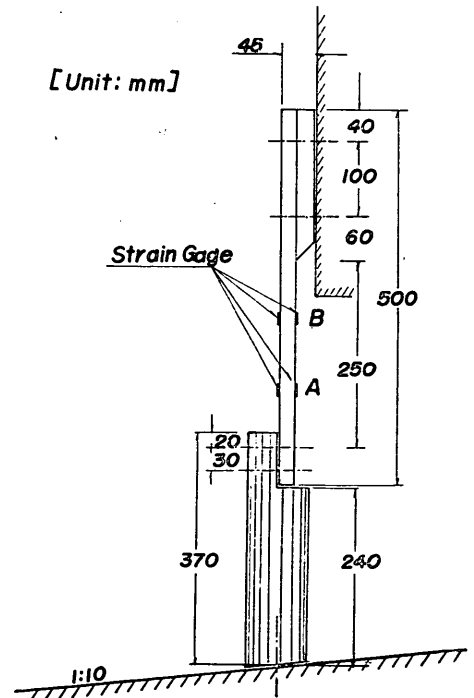


図-8 測定アーム取付状況
 Fig. 8. Set-up of Force Measuring Arm

1~2cm の粒子軌跡が写っている。これらの写真は異なる波を写した中から選んだものであるが、衝突前後の波面は大体このような変化をすると見て良い。一般に波頂の部分は動きが速いため前方へ飛び込む傾向が強い。衝突時の波面はどちらかと言えば凹曲面をなしており、図-3 で考えたような普通の進行波の上に鉛直壁面の碎波部分を乗せた碎波モデルとは、厳密には一致しない。しかし、これは図-3 が理論式誘導のための一つのモデルであるため止むを得ないものであり、概略的には写真-3 の衝突波形に対して、碎波巻き込み率が $\lambda=0.4$ 前後の碎波モデルをあてはめることが可能である。いずれにしても、こうした碎波前面の形状とその前進速度は波ごとに異なっており、一つの解析モデルをあてはめることはかなり難しい。

この実験 No 1 の波の衝突によつて生ずる波力の測定記録は、図-10~12 のようになる。これは、円柱、角柱、および菱角柱の各ケースについて3本の測定アームで測定した中から、代表的な記録を選んだものである。各ケースとも、測定アーム C, B, A の順に系の固有振動数が高くなり、菱角柱と測定アーム A の組合せの場合を除いて、一般に振動数の増大とともに測定波力の最大値も増大している。また、どのケースも強い残留振動が認められる。図-10 などにおける波力の立ち上りの前の振動は、前の波の残留振動である。さらに、第1波の立ち上りも角柱の場合には非常にはつきりしているが、円柱、菱角柱となるにつれて立ち上りの始点が不明瞭となる傾向も認められた。これらの傾向は、いずれも図-6, 7 の衝撃碎波力に対する振動応答波形に見られたところである。

これらの記録から、衝撃碎波力の大きさとしては、図-13 のように衝撃波形の立ち上がりから最高点までの値をとつて F_I とし、参考としてその前の最低点から衝撃波形の立ち上がりまでの値を読み取つて基礎波力 F_0 とした。なお波力の零線は、半導体ゲージの使用や記録の増幅度が大きいことなどの影響で記録中に移動する傾向があり、このため F_0 を岸向きと沖向きの値に分離することはできなかった。また測定アーム C の場合には、両端固定梁としてのアーム自身のタワミ振動と見られる 90~140 c/s の振動が、アームと模型杭の組合せによる振動数 13~21c/s の測定記録に重なっていた。この場合、2つの振動はその振動数が十分離れており、全体として2つの振動の単純な重ね合せと見られるので、

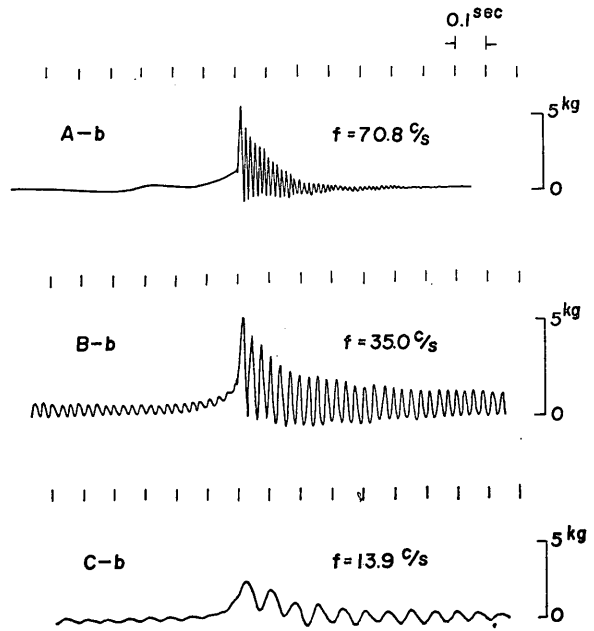


図-10 円柱にあたる衝撃碎波力の記録例
Fig. 10. Typical Records of Impulsive Breaking Wave Force upon Circular Pile

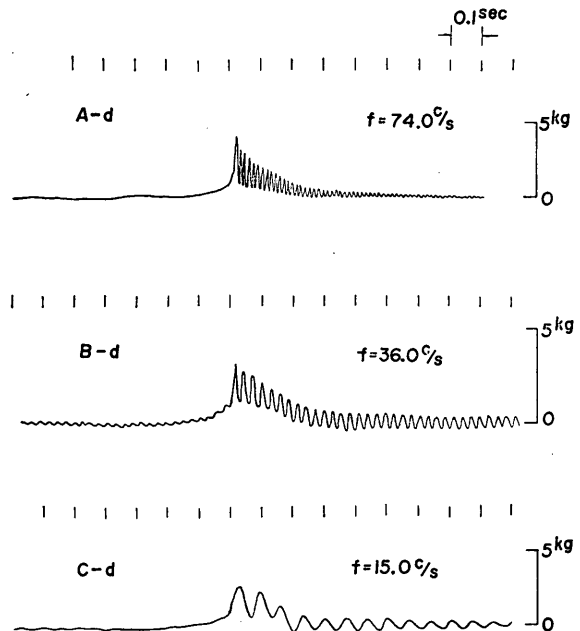
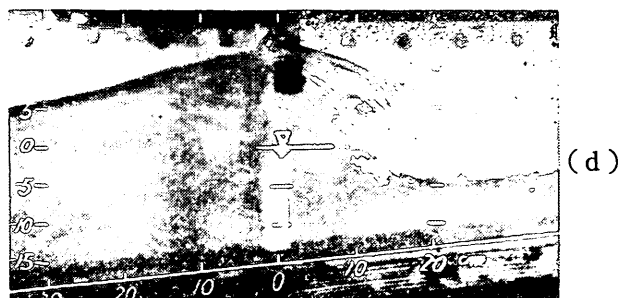
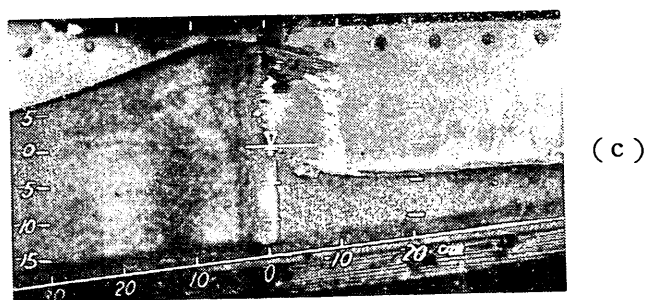
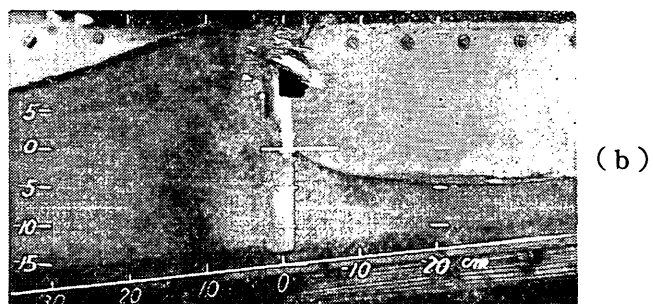
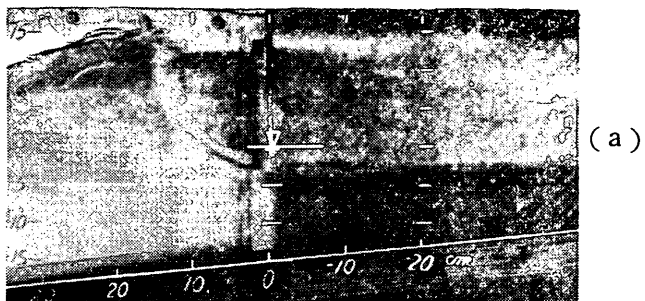


図-11 三角柱にあたる衝撃碎波力の記録例
Fig. 11. Typical Records of Impulsive Breaking Wave Force upon Triangular Pile

写真-3 碎波の衝突状況
Photo. 3. Breaking Waves Colliding to a Pile



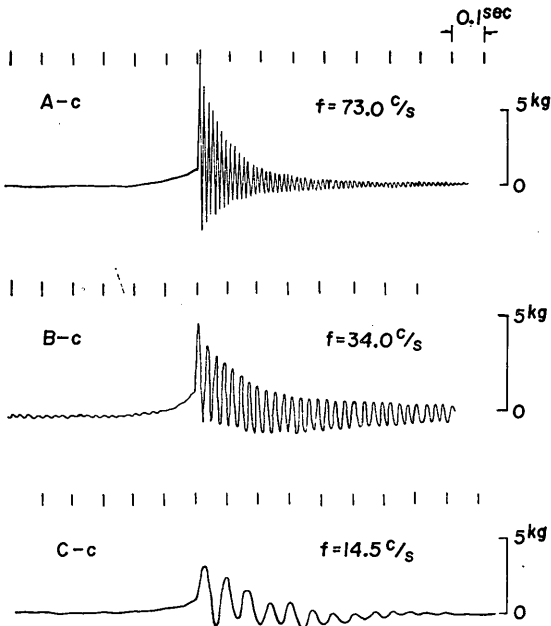


図-12 角柱にあたる衝撃砕波力の記録例
 Fig. 12. Typical Records of Impulsive Breakig Wave Force upon Rectangular Pile

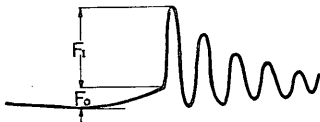


図-13 衝撃砕波力の記録の模式図
 Fig. 13. Sketch of Impulsive Force Record

高周波振動の中心を通る振動曲線を推定してこれを記録整理の対象とした。

このようにして整理した結果は表-4に示すとおりである。各ケースの固有振動数および対数減衰率は、波力の測定前に実験水位の状態で模型杭を叩いて振動波形を記録し、これから求めたものである。表から分るように対数減衰率の値は小さく、非減衰振動としての前節の近似解を十分適用することができる。

この実験結果から $F_1/\gamma DH_B^2$ の値を計算し、また表-3の砕波波速 C_B を式(21)、(44)に代入して τ_B を求めて $f\tau_B$ の値を算出し、 $F_1/\gamma DH_B^2$ を $f\tau_B$ に対してプロットしたのが図-14~16である。この

$F_1/\gamma DH_B^2$ の値は、式(42)から明らかなように $\lambda K_B X_{max}$ に相当するものである。まず円柱についての実験値は、図-14のように $f\tau_B$ の増加とともに増大の傾向を示している。そこで表-3の砕波の諸元から式(24)で K_B を計算し、図-7の衝撃応答係数の曲線と比較すると、平均値については砕波巻き込み率を $\lambda=0.35$ とおいた理論曲線に大体一致している。また、実験における最大値と最小値のパラッキも、 $\lambda=0.2\sim 0.5$ の範囲である。

次に菱角柱の実験結果は、図-15に示すように $\lambda=0.45$ の理論曲線にほぼ一致する。特に、衝撃応答係数が、 $f\tau_B$ が大きくなると波打ちする傾向が明瞭に出ている。菱角柱の場合の実験値のパラッキは、砕波巻き込み率にして $\lambda=0.3\sim 0.6$ の範囲に入る程度のものである。

角柱の場合は、図-16のように $\lambda=0.2\sim 0.9$ の範囲に散らばっており、 $f\tau_B$ の増加にともなう $F_1/\gamma DH_B^2$ の増大も、式(43)のような直線状でなく、上に凸な曲線状である。すなわち、 $f\tau_B$ が小さい間は λ が大きく、 $f\tau_B$ が増加するにつれて λ が減少する傾向にある。これは、実際の衝突波形が図-3の砕波モデルとやや異なっており、角柱の場合には衝撃力の全力積によつて有効波力の大きさが定まるため、系の振動数の低い間は波頂近くの鉛直壁部分ばかりでなしに静水面に近い部分の衝突の分も有効に働くため、 λ の値が大きくなるものと思われる。

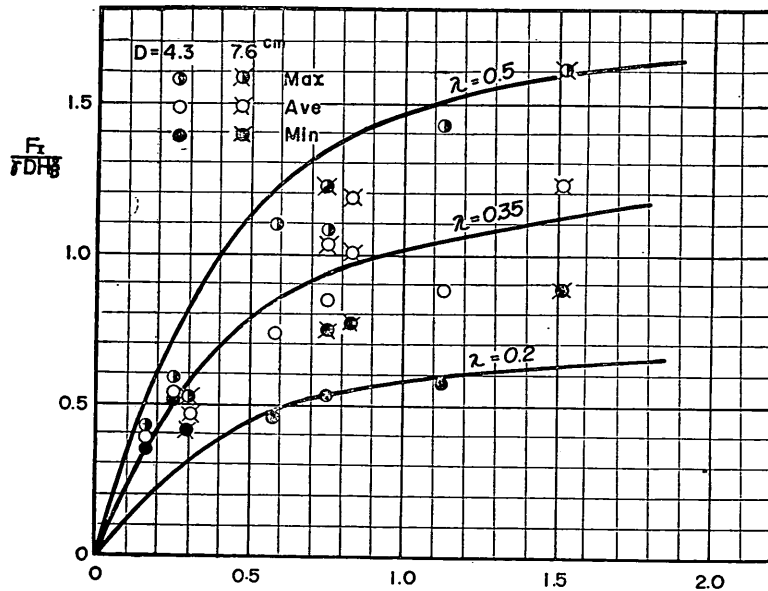
いずれにしても直柱の形状による差を見ると、角柱が最大の衝撃砕波力を受け、菱角柱は最も小さい波力を受ける。また、図-10~12の波力記録、および図-14~16の衝撃応答係数の比較結果から見て、前節で導いた衝撃砕波力の理論は実験結果を十分に説明するものと言える。そして角柱の振動数の低いところを除いては、砕波巻き込み率としては平均的に $\lambda=0.4$ を実験 No. 1 の波に適用することができる。この値は、写真-3の衝突波の形状から見てもほぼ適切な値である。

(3) 急勾配斜面における砕波巻き込み率

前項の実験によつて、第2節の理論解析が妥当であることが分つたので、次の問題は砕波巻き込み率の大きさである。このため、表-3の No. 2~6の実験波を用いて円形杭に働く波力を測定し、実験値に最も適合する λ を求めることにした。円形杭を用いたのは、実用上これが最も一般的であること、三角柱の場合のように衝撃応

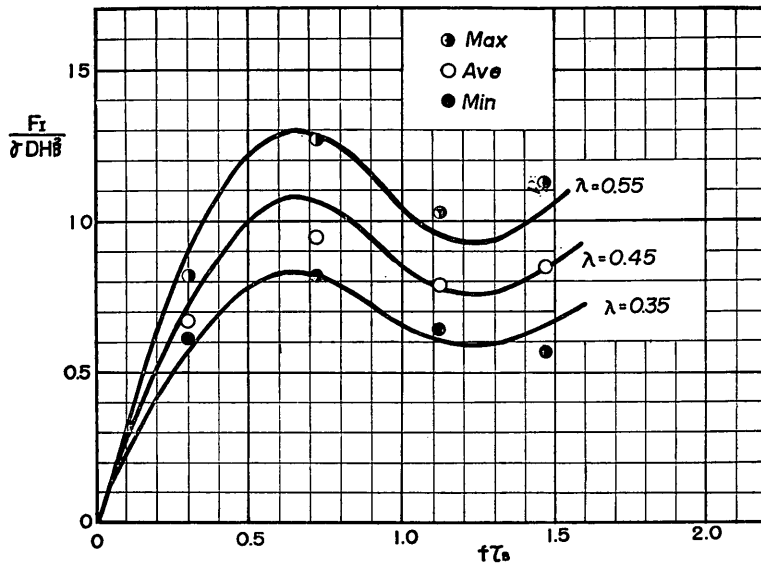
表—4 各種断面の直柱に対する実験結果 — 実験波 No. 1 —

模型杭	実験ケース	振動数 f (c/s)	対数減衰率 δ	記録波数 N	$f\tau_B$	初期波力 F_0 (Kg)	衝撃破波力 F_I (Kg)		
							最大	平均	最小
円柱 (小)	A - a	94.0	0.051	50	1.13	0.52	2.44	1.51	1.00
	A - a'	62.5	0.120	34	0.75	0.46	1.84	1.44	0.92
	B - a	49.3	0.033	32	0.59	0.55	1.87	1.26	0.78
	C - a	20.6	0.083	6	0.25	0.34	1.01	0.95	0.89
	C - a'	13.3	0.168	3	0.16	0.44	0.73	0.67	0.60
円柱 (大)	A - b	70.8	0.096	44	1.52	1.20	4.94	3.77	2.70
	A - b'	38.7	0.040	31	0.83	1.19	3.63	3.09	2.37
	B - b	35.0	0.062	29	0.75	1.20	3.74	3.17	2.39
	C - b	13.9		3	0.30	1.43	1.61	1.44	1.29
角柱	A - c	73.0	0.079	37	1.03	1.17	7.15	4.66	2.63
	B - c	34.0	0.032	66	0.43	1.25	4.74	3.64	1.94
	C - c	14.5		4	0.20	1.14	2.12	1.91	1.81
菱角柱	A - d	74.0	0.078	40	1.47	0.87	3.19	2.41	1.60
	A - d'	56.0	0.068	24	1.12	1.01	2.90	2.24	1.85
	B - d	36.0	0.028	20	0.72	0.89	3.50	2.69	2.33
	C - d	15.0	0.046	8	0.30	1.07	2.32	1.89	1.77



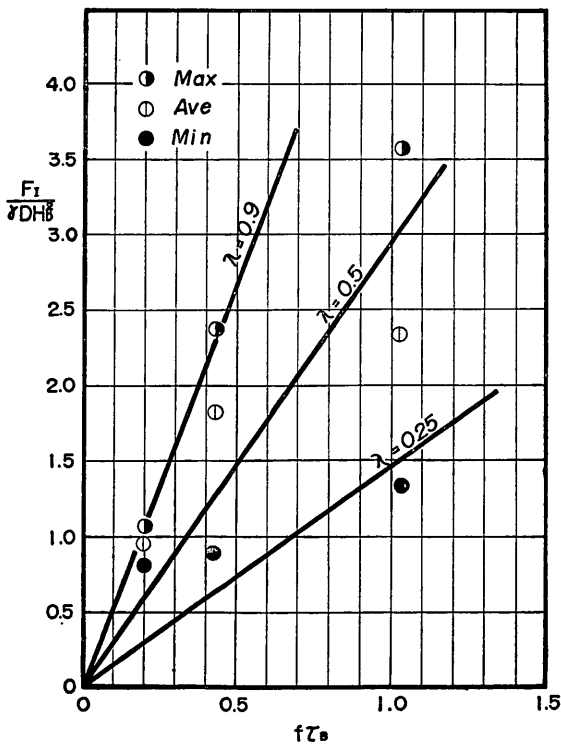
図—14 円柱に対する衝撃破波力の実験結果

Fig. 14. Experimental Data of Impulsive Breaking Wave Force upon Circular Pile



図一15 三角柱に対する衝撃砕波力の実験結果

Fig. 15. Experimental Data of Impulsive Breaking Wave Force upon Triangular Pile



図一16 角柱に対する衝撃砕波力の実験結果

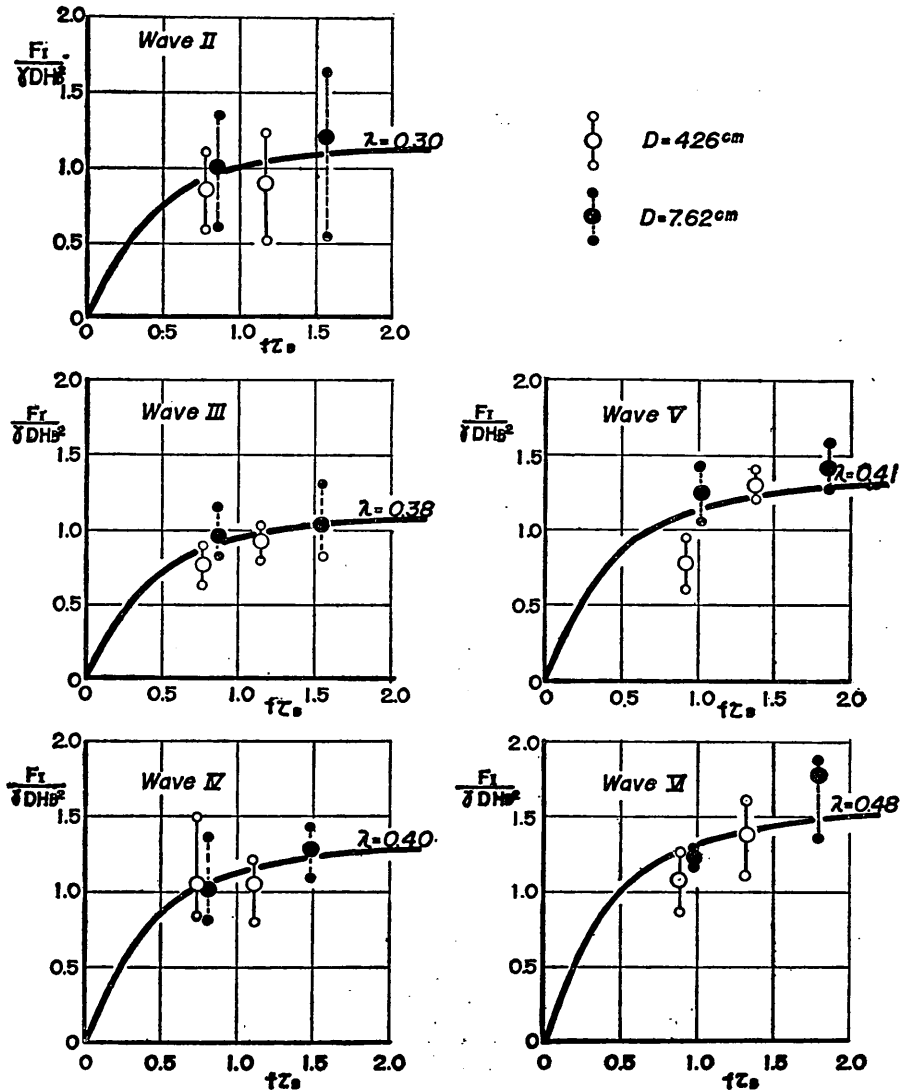
Fig. 16. Experimental Data of Impulsive Breaking Wave Force upon Rectangular Pile

答係数の波打ちが見られないので λ の値が決定し易いこと、などを考慮したものである。実験には、波力測定アームとして剛度の一番大きなAアーム、模型杭は円柱の a, a', b, b' の4本を用いた。

実験の結果を前項と同様の方法で整理したのが表一5である。この結果から $F_I / \tau D H_B^2$ の実験値を $f \tau_B$ に対してプロットすると図一17のようになる。実験波No.1の場合と同じように個々のデータのバラツキは大きい、全体としては衝撃応答係数の理論曲線の傾向に一致している。また直径4.27cmの円柱と7.63cmの円柱とでは、大直径の方が大き目の波力係数を示していることが多いが、その差はあまり著しくない。従つて、これらの波力係数の実験値から、砕波巻き込み率を

$$\lambda = \frac{F_I}{\tau D H_B^2 K_B X_{max}}$$

として算定すると、これは各実験波の平均値で0.30から0.48と変化し、しかも相対水深 h/L の減少につれて増加の傾向にあることが認められる。図一18はこの関係を示すものである。砕波点における相対水深 h/L の減少は、水深、波高がほぼ同じ場合は波長の増大によるものであり、これは沖波の波形勾配 H_o/L_o の減少と同じことである。一般に、沖波の波形勾配が小さくなると砕波の波形は崩れ波型から巻き波型に移行し、大きな巻き込みを見せるようになる。従つて、 h/L の減少につれて砕波の巻き込み率 λ が増加する傾向は、砕波の一



図—17 各種実験波に対する円柱の実験結果

Fig. 17. Experimental Data of Circular Piles for Various Test Waves

般的特徴に合致するところである。また、 λ の値のバラツキが大きいののは、砕波する波の各波がそれぞれ異なった砕け方をしているためで、直立壁面に働く砕波圧と同様に、砕波現象におけるこうしたバラツキはある程度止むを得ないものである。

なお、以上の解析の妥当性を検討するもう一つの方法として、初期波力 F_0 の測定値を計算値と比較してみたのが表—6 である。この表の砕波巻き込み率 λ は、図—18 にプロットした各実験波ごとの平均値である。初期波力の計算値は、

$$(F_0)_{cal} = \tau DH_B^2 (K_D)_B (1-\lambda)^2 + \tau C_M D^2 H_B K_M \sqrt{1-(1-\lambda)^2} + \tau C_D DH_B^2 (K_D)_0$$

で求めたもので、抗力係数は $C_D=1.0$ 、質量係数は $C_M=2.0$ にとり、 $(K_D)_B$ 、 K_M は図—4 から各波の相対水深に対応する値を読み取り、 $(K_D)_0$ は微小振幅波としての値 $(K_D)_0=0.12$ を用いた。この第3項は、波の谷における沖向きの波力を近似的に表示したものである。表—6 に見るように、計算値は実測値よりも全般的にやや大きく、特に直径の小さい円柱の場合にその差が

表-5 急勾配斜面上の円柱に対する実験結果

実験波	実験ケース	記録波数 N	$f\tau_B$	初期波力 $F_0(Kg)$	衝撃碎波力 $F_I (Kg)$		
					最大	平均	最小
No 2	A - a	16	1.17	0.49	1.52	1.11	0.72
	A - a'	16	0.78	0.48	1.37	1.06	0.73
	A - b	9	1.57	1.14	3.61	2.67	1.21
	A - b'	9	0.86	1.14	2.98	2.22	1.34
No 3	A - a	7	1.15	0.40	1.60	1.43	1.23
	A - a'	6	0.77	0.33	1.39	1.19	0.98
	A - b	10	1.55	1.30	3.59	2.84	2.28
	A - b'	8	0.85	1.03	3.18	2.67	2.28
No 4	A - a	6	1.11	0.58	2.25	1.97	1.50
	A - a'	6	0.74	0.42	2.83	1.98	1.58
	A - b	7	1.48	1.33	5.33	4.73	4.00
	A - b'	7	0.81	1.37	5.00	3.75	3.00
No 5	A - a	7	1.38	0.27	1.19	1.09	1.03
	A - a'	7	0.92	0.29	0.80	0.66	0.56
	A - b	7	1.86	0.59	2.39	2.06	1.91
	A - b'	6	1.02	0.62	2.11	1.86	1.59
No 6	A - a	6	1.33	0.26	1.54	1.33	1.12
	A - a'	6	0.89	0.24	1.21	1.04	0.83
	A - b	6	1.80	0.90	3.08	2.91	2.23
	A - b'	6	0.98	0.77	2.08	2.01	1.92

注) 振動数および対数減衰率は 表-4 の実験ケースと同じである。

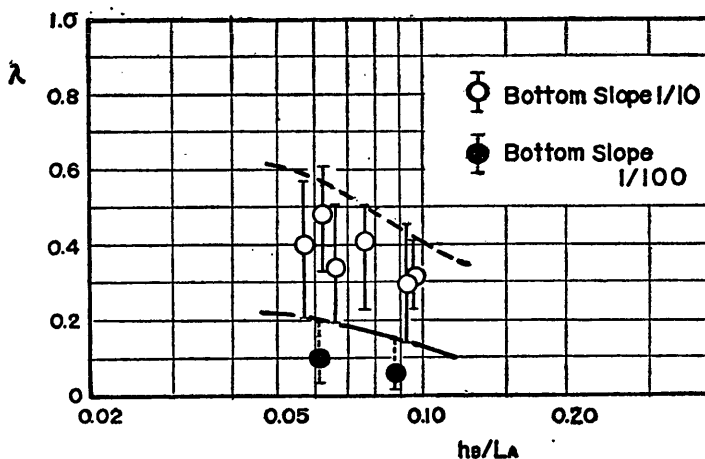


図-18 碎波巻き込み率と水深波長比との関係

Fig. 18. Relation between the Curling Factor λ and Relative Depth h/L_A

表-6 初期波力の測定値と計算値の比較

実験波	H_B (cm)	λ	D (cm)	F_o (Kg)	
				測定値	計算値
No 1	20	0.34	4.27	0.48	0.71
			7.63	1.20	1.40
No 2	17	0.30	4.27	0.49	0.55
			7.63	1.14	1.10
No 3	19	0.32	4.27	0.37	0.66
			7.63	1.17	1.33
No 4	21.5	0.40	4.27	0.50	0.75
			7.63	1.35	1.44
No 5	14	0.41	4.27	0.28	0.33
			7.63	0.61	0.70
No 6	15	0.48	4.27	0.25	0.33
			7.63	0.83	0.70

目立つ。しかし、もともと一様水深部における波力の算定式を勾配 1/10 の急斜面上の波力に援用したものであるから、この程度の差異は容認できるものと考えられる。表-6 の結果は、むしろ碎波による波力を式 (45) のように抗力と質量力と衝撃碎波力の 3 種の波力の和で表わす方法の妥当性を示すものと言えよう。

最後に、今回の実験とはほぼ同じ条件で行なわれた Hall 1958 の実験データについて、計算値と比較してみたのが表-7 である。碎波巻き込み率 λ_{Est} は、図-18 の平均曲線から推定したものである。また Hall の実験では測定系の固有振動数が不明なので、波力記録から $f=100$ c/s と推定し、 τ_B を (21) 式で計算した。これによつて得られた $f\tau_B=1.6\sim 3.3$ に対する $X_{max}=$

表-7 Hall の実験データと計算値との比較

Run No	D (cm)	T (sec)	H_B (cm)	h (cm)	λ_{Est}	$(F/\tau DH_B^2)_{Meas}$			$(\frac{F}{\tau DH_B^2})_{cal}$
						Max	Ave	Min	
20	4.4	1.50	7.1	4.6	0.45	1.6	1.4	1.1	2.1
29	4.4	1.99	3.6	2.7	0.50	3.1	2.8	2.2	2.7
36	4.4	0.99	10.2	8.5	0.30	1.9	1.6	1.3	1.1
44	4.4	0.99	3.4	2.4	0.42	2.2	1.9	1.4	2.0
51	4.4	2.09	16.1	12.2	0.40	1.3	1.1	1.0	1.9
62	7.6	1.96	15.2	12.2	0.40	1.9	1.8	1.6	1.8
73	7.6	2.64	8.0	5.8	0.49	2.1	1.6	1.3	2.7

1.7~1.9 の値を 図-7 から読みとり、また 図-5 から K_B の値を求めて波力係数を計算したのが $(F/\tau DH_B^2)_{cal}$ である。実験値と比べてみて、総体的にはほぼ一致している。計算値の方が若干大きいような傾向も見られるが、実験値の変動も大きいので、詳細な検討は難しい。

4. 緩勾配斜面における碎波の波力の実験

(1) 実験の方法および装置

前節の実験によつて、一様な急勾配斜面上の直柱に働く衝撃碎波力の特性がかなり明らかになつたが、現実の問題としては、海底勾配の緩やかな場所での碎波力が問題となることも少なくない。こうした場合のための実験資料を求めため、以下に述べるように水底勾配 1/100 のケースについても実験を行なつた。

実験は長さ 105m、幅 3m の大型造波水路を用い、造波板から 29.8m の地点から勾配 1/100 の一様斜面を作り (最初の 1.2m で 6cm 上げてある)、模型杭を造波板から 65m の地点に設置した。この位置での斜面の高さは、水路底から 40cm である。模型杭としては、直径 7.63cm、肉厚 4.0mm、長さ 3.4m の鋼管を用い、下端はピボット軸受けとしてモーメントは取らずに水平力だけを受けるようにした。波力は、下端から 2.51m の高さに取り付けた容量 200Kg の抵抗線歪ゲージ利用の荷重計を用い、杭下端の回りのモーメントとして測定した。斜面および模型杭取付の詳細については、前報 (Goda 1964) を参照されたい。

碎波としては、周期を 3.7 秒と 5.3 秒の 2 種類とし、杭設置水深が 95cm のときに杭の所で丁度碎波するように造波板の振幅を調整した。しかしながら、水底勾配が 1/100 のように緩やかなときは碎波点を固定することが非常に難しく、前後 2~3m の間を碎波点が移動する現象をコントロールすることはできなかった。このため同一条件の波を送つていても、測定された波力の記録は波によつて大きく異なることが珍しくなかつた。波形は抵抗線式波高計を用いて記録した。

模型杭は、中空のままの状態および内部に砂を詰めた状態の 2 通りとしてその重量を変え、波力測定系の固有振動数に変化をもたせた。使用した荷重系のバネ定数は $k=7.41 \times 10^3$ Kg/cm であるので、荷重計のバネ振動の固有振動数は中空杭 104 c/s、砂詰杭 77 c/s とかなり高かつた。しかしながら、模型杭として用いた鋼管の直径が細かつたためその横タワミ振動が卓越し、この中空杭 28 c/s、砂詰杭 22 c/s の固有振動数が測定系の振動特

性を支配する結果となつた。従つて、碎波巻き込み率の解析においては杭の横タワミ振動の波形記録を対象とし、荷重計のバネ振動による振動波形はこれを平滑化して衝撃碎波力を読み取つた。

(2) 緩勾配斜面における碎波の波力の特性

緩勾配斜面における碎波の波力は、その大きさが波ごとに非常に変動するのが第一の特徴である。図-19は、周期 5.3 秒の碎波について、波高および波力モーメントの度数分布を示したものである。模型杭は中空の状態である。また波力モーメントとしては、簡単のために記録波形の最大値を用いている。この図から明かなように、波高の変動が小さいのに比べて、波力モーメントは最小値と最大値で 5 倍以上の差がある。しかも波高の度数分布には、杭の前で碎けてしまつた波も含まれており、入射波高の変動量としては $\pm 5\%$ 以下である。

こうした碎波力の変動は、結局波が杭にぶつかるときの状態によるものであり、実験中の観察でも、杭の前で崩れる波、杭の直前で碎波となつてぶつかる波、杭を少し過ぎてから碎ける波などが入り乱れており、これを制御することはほとんど不可能であつた。こうした碎波状態の違いによる波力の変化は、測定記録の上にも明瞭に認められ、例えば 図-20 (a)~(c) のようになる。これは、周期 5.3 秒、砂詰杭のケースの連続 10 波の記録から選んだもので、碎波する前の波 (a) のときは水位時間

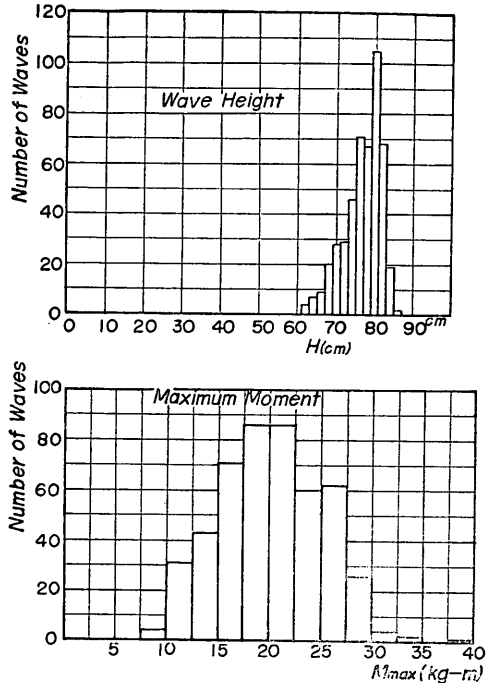


図-19 緩勾配斜面における碎波高および碎波力の度数分布

Fig. 19. Histograms of Breaking Wave Height and Breaking Wave Force Moment on Gently Sloped Bottom

表-8 碎波しない波による波力の実験結果

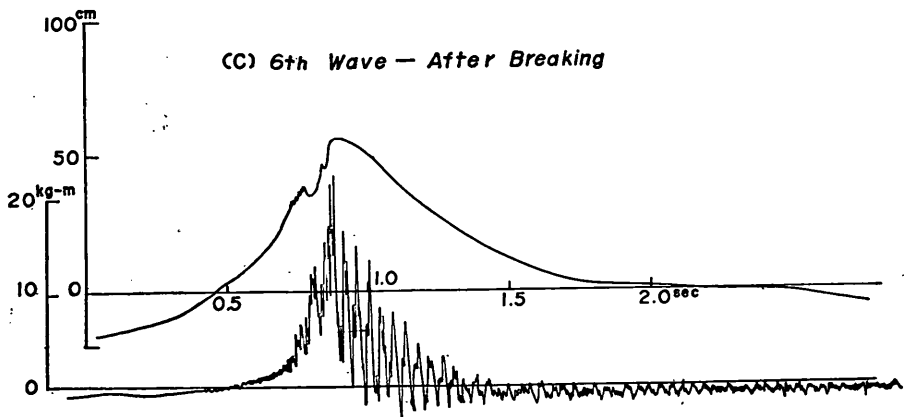
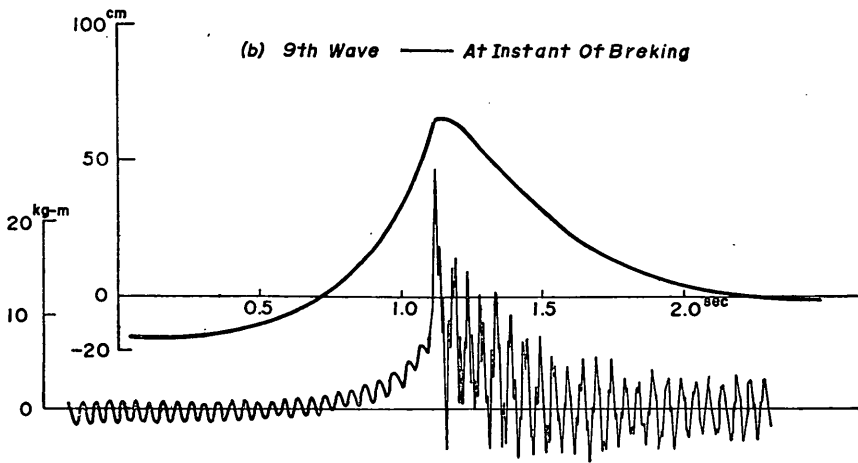
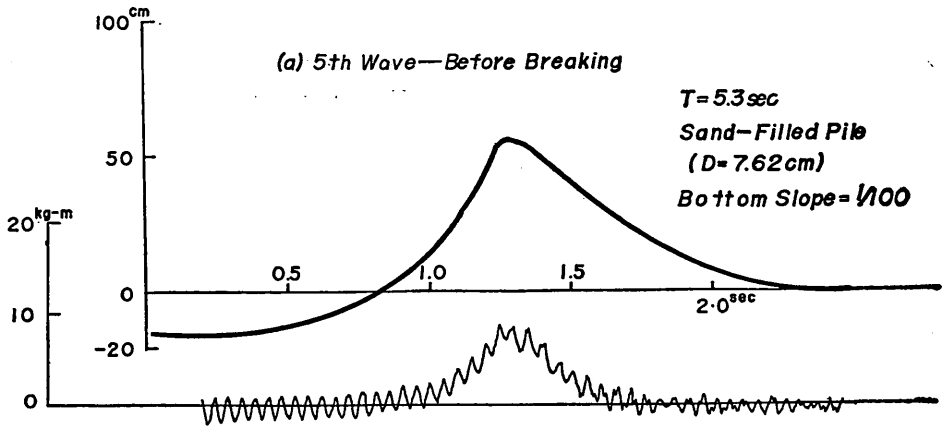
周期 $T(\text{sec})$	造波板 振幅(cm)	測定波数 N	波高 $H(\text{cm})$	波力モーメント $M(\text{Kg-m})$	抗力係数 C_D	最大レイノルズ数 $(Re)_{max}$
3.7	20	10	22.4	0.35	0.83	0.31×10^5
	25	10	30.4	1.10	1.17	0.48
	30	10	39.6	2.11	0.96	0.70
	35	10	47.2	3.09	0.78	0.92
	40	10	48.2	4.14	0.95	0.96
	42	10	53.6	5.02	0.80	1.14
	44	8	62.5	6.96	0.57	1.54
	45	3	65.5	7.00	0.44	1.71
	45	16	66.6	6.13	0.36	2.59*
	5.3	30	10	24.9	0.68	1.19
40		10	38.9	1.78	0.88	0.66
50		10	48.8	3.46	0.79	0.94
60		10	63.2	7.26	0.59	1.48
70		5	76.0	7.65	0.26	2.10
70		25	81.9	9.22	0.27	2.99*

* この2ケースは水温の高い時期に行なつたので、他のケースよりも水の動粘性係数の値が小さい。

曲線も滑らかであり、波力も横タワミ振動が継続しているものの全体としては滑らかな変化をする。これが碎波瞬間の波 (b) になると水位時間曲線に鋭い角が見られ、波力にも明瞭な立ち上りが現われてその後強い固有振動が続く。杭の前で崩れた碎波後の波 (c) がぶつかった場合は、水位時間曲線も崩れた形となり、波力も早くか

図-20 碎波状況の変動による波力記録の変化

Fig. 20. Variation of Wave Force Records due to the Variation in Breaking Condition



ら乱れた振動を示すようになる。波力の大きさとしては、碎波瞬間の波が一番大きく、碎波後の波がこれに次ぎ、碎波前の波が一番小さな波力を示す。ただし、碎波後の波による記録は非常に乱れており、また整理方法も適当なものがないので、実験値の整理にあたっては、碎波以前の波と碎波瞬間の波とに限定した。

緩勾配斜面の実験において碎波力の変動が著しかつたもう一つの原因は、実験が臨界レイノルズ数の領域にわたつたため抗力係数 C_D の値が小さく、従つて碎波前の波力が普通の $1/3$ 程度に減少していたことである。今回の実験では、こうした抗力係数の変化を確認するため、造波板の振幅を次第に大きくして波高を広範囲に変え、これによる波力モーメントの変化を調べてみた。表-8 はこの実験の結果をとりまとめたものである。ただし碎波点における値は、得られた記録の中から碎波前の波力と認められるものについて平均した値であり、実験時期が他と異なるものも含んでいる。抗力係数 C_D は、周期・波高・水深の諸元から波力換算係数 K_D および作用高さ S_D を前報 [Goda 1964] の算定図表から読み取つて最大波力モーメントを計算し、この計算値と実測値との比較から求めたものである。また最大レイノルズ数 $(Re)_{max}$ の速度項としては、波峯における最大粒子速度を同様の図表から読み取つて用いた。表-8 の抗力係数と最大レイノルズ数との関係を示したのが 図-21 である。この結果は定常流における抗力係数の値および傾向とほとんど一致しており、 $Re=1.5 \times 10^5$ 附近を臨界値として抗力係数が急落する様子が明瞭に現われている。また、波の周期による違いは認められない。

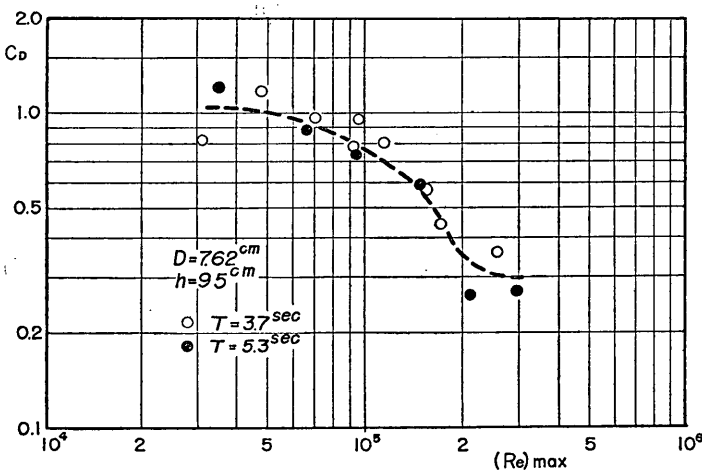


図-21 レイノルズ数による抗力係数の変化
Fig. 21. Variation of Drag Coefficient with respect to Reynolds Number

(3) 緩勾配斜面における碎波巻き込み率

以上のように碎波しない波による波力については、主として抗力によるものとして説明される。次に碎波瞬間の波による波力については、前項の急勾配斜面の実験と同様に波力の測定記録を初期波力モーメントと衝撃波力モーメントに分け、衝撃波力については式 (42) を適用して碎波巻き込み率 λ を決定した。この場合 K_B は 図-4 から求め、衝撃波力の作用高さとしては $S_I = h + (1 - \lambda/2)\eta_c$ を用いた (図-3 参照)。

また初期波力モーメント (この場合は荷重計の零線からの値) については、その大部分が抗力であると考えられるので、式 (45) の第 1 項の値を用いて次式で λ を逆算した。

$$\lambda_D = 1 - \sqrt{\frac{M_0}{\gamma D H_B^2 C_D K_D S_D}}$$

これは、碎波巻き込み率を衝撃力の位相から間接的に求めたことになる。以下、区別のために衝撃力から求めたものを λ_I 、初期波力から求めたもので λ_D と表わしておく。

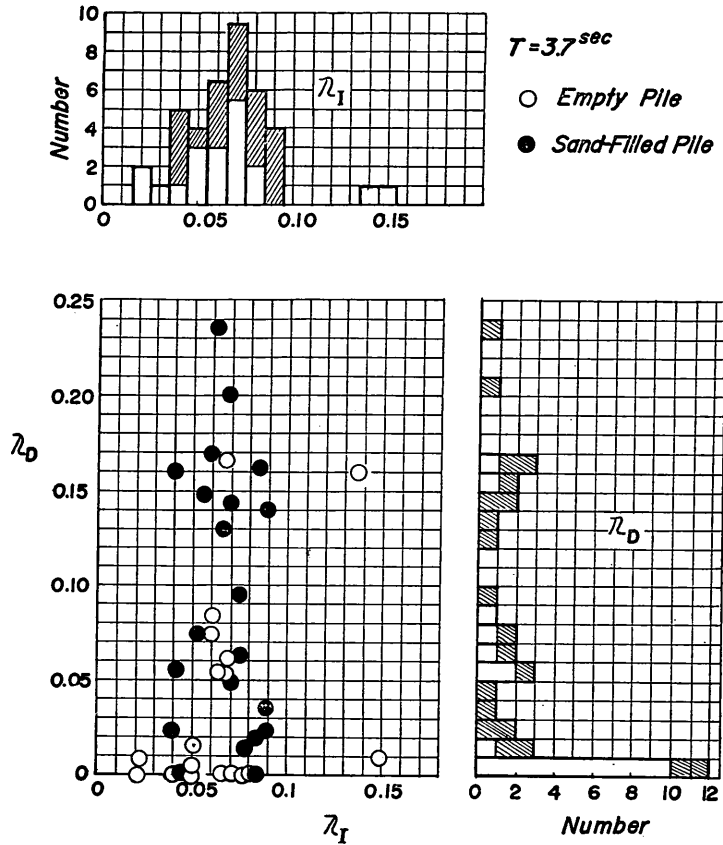
この 2 つの碎波巻き込み率の平均値および標準偏差を表-9 に示す。また、 λ_I と λ_D の相関および各巻き込み率の度数分布を 図-22, 23 に示す。実験値、特に初期波力モーメントから算出した λ_D のバラツキが非常に大きいため、両者の相関はあまり明瞭でない。しかし、これを平均してみると、 λ_I と λ_D の差は小さくほとんど同一の碎波巻き込み率を与えている。従つて、ここに求めた碎波巻き込み率の値はかなり信頼できるものと考えられる。またこれは、式 (45) で抗力、質量力、衝撃力を

合成して碎波の波力を計算する方式の妥当性を示すものと言えよう。さらに、中空杭と砂詰杭とで λ_I の値がほぼ一致していることは、衝撃応答係数 X_{max} の補正が適切であつたことを示している。

結局、水底勾配 $1/100$ における碎波の巻き込み率としては、水深波長比 $h/L_A = 0.088$ ($T = 3.7$ sec) に対して平均 0.07 、最大 0.15 、 $h/L_A = 0.061$ に対して平均 0.10 、最大 0.20 程度の値と推定される。この結果は、急勾配斜面における実験値とともに 図-18 にプロットしたとおりである。このように水底勾配が緩やかな所で碎波巻き込み率が減少するのは、碎波

の一般的特性として十分説明されるところである。水底勾配をさらに緩やかにした極限として一様水深における砕波を考えると、有限振幅波としての砕波では、理論上波形が前後に対称のまま崩れるから、砕波巻き込み率は

0 となることになる。もつとも実際の波では強風や波の干渉による砕波が生ずるので、 $\lambda=0$ と考えることはできない。



図—22 砕波巻き込み率の度数分布 ($T=3.7 \text{ sec}$)

Fig. 22. Histogram of the Curling Factor

表—9 緩勾配斜面における砕波巻き込み率の実験結果

周期 $T(\text{sec})$	模型杭	波数 N	平均波高 $H(\text{cm})$	平均波力モーメント(Kg-m)		$f\tau_B$	λ_D		λ_I	
				初期波力	衝撃波力		平均値	標準偏差	平均値	標準偏差
3.7	中空	18	64.7	6.25	5.48	0.29	0.037	0.054	0.066	0.033
	砂詰	21	67.2	5.26	5.23	0.24	0.092	0.072	0.067	0.017
	平均	39	66.1	5.72	—	—	0.067	0.069	0.067	0.026
5.3	中空	21	79.1	7.40	13.16	0.27	0.056	0.075	0.095	0.044
	砂詰	24	78.4	6.93	12.72	0.23	0.092	0.103	0.109	0.035
	平均	45	78.7	7.15	—	—	0.083	0.091	0.103	0.040

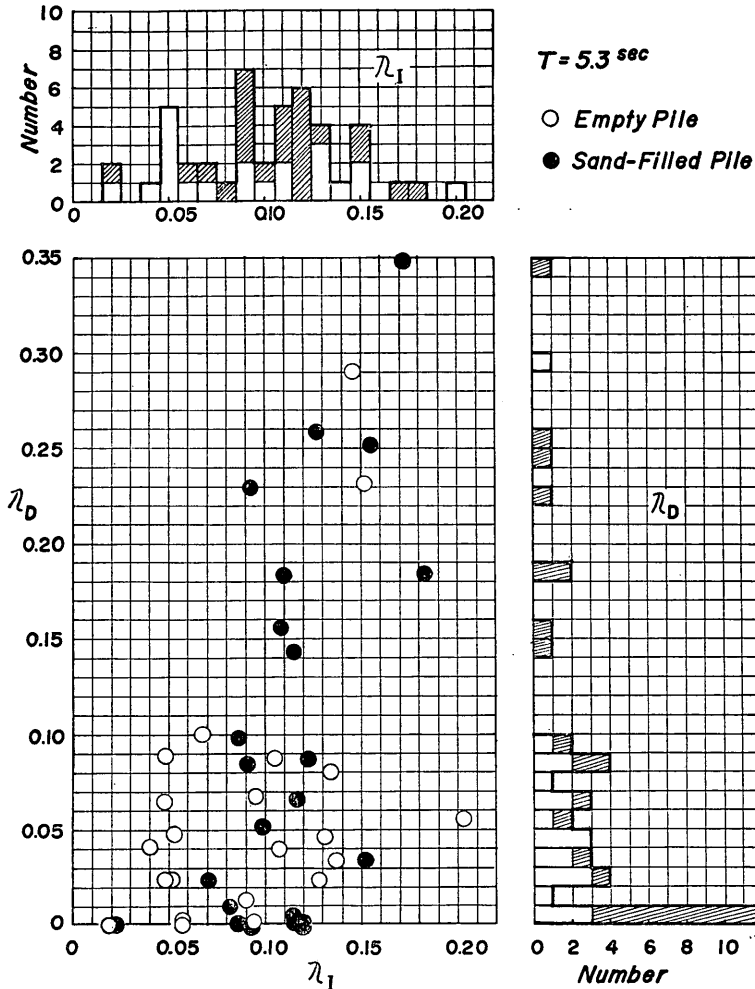


図-23 碎波巻き込み率の度数分布 ($T=5.3$ sec)
 Fig. 23. Histogram of the Curling Factor

5. 現地の衝撃碎波力の推定について

以上の理論および実験の結果を実際の構造物の問題に
 応用するには、当然のことながら多くの制約や未検討の
 事項が残されている。

第1の問題点は、この報告で対象としたのが一様勾配
 の水底上に直立した柱体であつて、岩礁の上とか海底地
 形の複雑な所に建設される構造物には、このままでは適
 用できないことである。このような場合には、それぞれ
 の問題に応じて模型実験を行なうことが必要とならう。
 実験としては、 $F=F_0 + K\tau DH_B^2$ の形にとりまとめ、
 振動数の影響を 図-6 の X_{max} で補正して現地の波力

を推定するのが良いと思われる。ただし実験の際は、設
 計条件についてのみ調べるのではなく、潮位および波の
 諸元をいろいろに変えて最大波力を生ずる条件について
 も検討することが必要である。

第2の問題点は、実際構造物の固有振動数を計算する
 のがかなり難しいことである。鋼管が岩盤に強固に固
 定されたような場合であれば、鋼管下部の部材曲げ応力
 に関しては片持梁の振動として振動数を計算できる。し
 かし、灯台などのように本体の強度よりも岩盤へ埋め込
 むアンカーボルトの引き抜きが問題となる場合などは、
 何の振動を対象とするか不明と言わざるを得ない。ま
 た、直柱の基礎として砂地盤中に潜函を沈める場合など
 では、砂中の重量物の振動と言うことになって難しい問

題である。構造物の振動数が不明の場合、円柱であれば振動数が十分高いものとして $X_{max}=2.0$ を用いるのも便法である。また逆に、構造物の固有振動数を低めて有効衝撃力を減少させることも考えられない訳ではないが、海の波のように不規則かつ強大な外力を対象とする場合には、あまりに技巧をろうした設計は災害の一因ともなりかねない。

第3の問題点は、図-18 その他で明らかなように碎波巻き込み率 λ の値に相当な幅があることである。しかも、ここに示した値は実験室における規則的な波を対象としたものなので、実際の海ではこれ以上の変動を示すものと考えられる。この意味で設計に際しては、図-18 の上限値を結ぶ曲線を使うことが望ましい。また、図に示したのは水底勾配が 1/10, 1/100 の2ケースだけで、その中間の水底勾配については未だ実験を行なっていない。従つて、さしあたりは適宜内挿によつて碎波巻き込み率を推定しなければならない。

第4に、今回の実験は水底から水面上までの直柱に働く全波力を対象としたため、波力分布については未検討である。理論計算では、最大値で $p=(2\sim3)TH_B$ の波圧が直径 D 、高さ $\lambda\eta_c$ の範囲に同時に、かつ一様に作用すると見なし、これに基づいて実験から λ の値を決定した。しかし実際の現象としては、衝撃碎波力がもう少し

広い範囲に作用するのではないかと考えられる。従つて、こうした衝撃碎波力の鉛直分布についても今後検討しておく必要がある。また実際の設計においても、衝撃力の作用範囲についてはある程度の余裕を持たせておくことが望ましい。

第5に、設計に用いる波高としては、その水深における最大碎波高を用いるのが原則であるが、海底勾配の急な場合には碎波高が水深よりも大きいことがあるのに注意しなければならない。図-24

はこれを示すもので、碎波点における相対波

高 $(H/h)_B$ を碎波点の水深波長比 $(h/L)_B$ に対してプロットしたものである。水底勾配 1/10 と 1/20 の場合のデータは Iversen 1953 の結果を再整理したもので、水底勾配 1/100 のデータは前報に示したものである。この図に見るように、水底勾配が 1/100 のときの最大波高は水深の 0.8~0.9 倍が限度であるが、水底勾配が 1/10 になると水深の 1.1~1.3 倍の碎波高を生ずる場合がある。これに関連したもう一つの問題は、急勾配斜面の場合には波が直柱の位置よりも若干前で碎けた方が強い衝撃力を生ずることで、こうした場合の波力を最大とする波高としては、図-24 の値よりもさらに大きな値となる。こうした波力を最大とする波高なども、今後検討して行かなければならない問題の一つである。

なお最後に、本報で述べた衝撃碎波力理論の説明として、計算例を示そう。設計条件として次のような条件を考える。

- i) 設置地点：
 - 海底地盤高 -5.0m,
 - 潮位 +2.0m,
 - 設計水深 $h=7.0$ m
 - 海底勾配 1/20

ii) 直柱 (鋼管) :

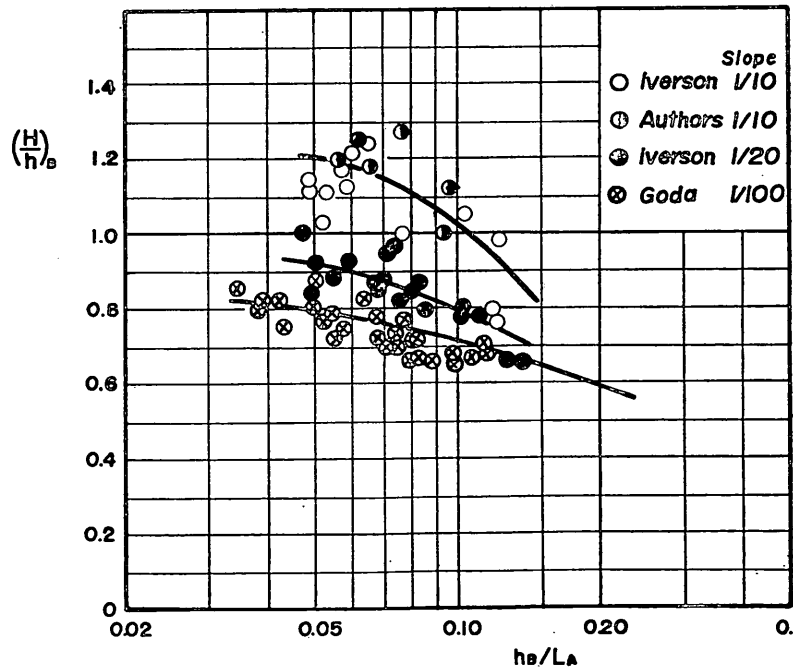


図-24 各種斜面上の碎波高

Fig. 24. Breaking Wave Heights on Various Bottom Slopes

直径 $D=1.0\text{m}$, 肉厚 $t=20\text{mm}$,
 長さ $l=15.0\text{m}$,
 頂部に $W=1000\text{Kg}$ のプラットホーム設置
 下端は岩盤に埋込み固定

iii) 沖波:

周期 $T=15\text{sec}$
 波高 $H_{1/3}=5.0\text{m}$

以上の条件から、まず $h=7.0\text{m}$, $T=15\text{sec}$ に対応する一様水深部での波長を求めると、微小振幅波として $L_A=122\text{m}$, 従つて $h/L_A=0.057$ となる。図-24 からこの水深波長比に対する最大波高比は、勾配 $1/20$ では $(H/h)_B=0.92$ である。従つて、

$$H_B=0.92 \times 7.2=6.4\text{m}$$

この波高は、沖波の有義波高 $H_{1/3}=5.0\text{m}$ から見て十分起り得る大きさであるから、設計波高としては上記の値を用いる。また波頂の高さとしては、波高の 80% として $\eta_c=5.1\text{m}$, 砕波巻き込み率としては 図-18 を参照して、 $\lambda=0.4$ を用いることにする。

まず、砕波直前の波について最大波力を求めると、図-4 から K_D , K_M を読み取つて次のように計算される。

$$F_D = \tau C_D D H_B^2 K_D = 1.03 \times 1.0 \times 1.0 \times 6.4^2 \times 0.60 = 25.3\text{ ton}$$

$$F_M = \tau C_M D^2 H_B K_M = 1.03 \times 2.0 \times 1.0^2 \times 6.4 \times 0.13 = 1.7\text{ ton}$$

$$(F_T)_{\max} = F_D + \frac{F_M^2}{4F_D} = 25.3\text{ ton}$$

次に衝撃砕波力については、式 (23) からその最大値が次のように計算される。

$$F_I = \tau D H_B^2 K_B \lambda = 1.03 \times 1.0 \times 6.4^2 \times 2.5 \times 0.4 = 42.1\text{ ton}$$

この衝撃砕波力は、砕波直前の波による最大波力の値を大きく上廻る。しかし、部材応力に及ぼす効果については、さらに検討してみなければならない。まず直柱下端の曲げ応力を計算してみよう。この場合の振動系としては、下端を固定した直柱の横タワミ振動を考慮して、有効荷重を計算することにする。

まず直柱の固有振動数を計算する。

水中部分の附加重量:

$$W_M = \tau C_M \frac{\pi D^2}{4} [h + (1-\lambda)\eta_c]$$

$$= 1.03 \times 2.0 \times \frac{3.14 \times 1.0^2}{4} (7.0 + 0.6 \times 5.1)$$

$$= 16.3\text{ ton}$$

鋼管の自重:

$$W_S = \tau_S \pi D t l - \tau_w \pi D t [h + (1-\lambda)\eta_c]$$

$$= 7.85 \times 3.14 \times 1.00 \times 0.02 \times 15.00$$

$$- 1.03 \times 3.14 \times 1.00 \times 0.02 \times 10.1 = 6.7\text{ ton}$$

プラットホーム重量:

$$W_P = 1.0\text{ ton}$$

ここで簡単のため、以上の合計重量 24.0 ton を長さ 12.3 m に一様分布させ、 $q=1.95\text{ ton/m}$ の単位長重量を持つ片持梁と考える。この長さ 12.3 m は、直柱下端のまわりの荷重モーメントの合計を全重量で割つた値である。こうすると、鋼管の断面 2 次モーメントが $I=7.4 \times 1.0^5\text{ cm}^4$ であるから、直柱の固有振動数としては、

$$f = \frac{1.875^2}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{gEI}{q}}$$

$$= \frac{1.875^2}{2\pi \times 1230^2} \sqrt{\frac{980 \times 2.1 \times 1.0^6 \times 7.4 \times 10^5}{19.5}}$$

$$= 3.37\text{ c/s}$$

と推定される。

一方、砕波の波速を $C_B = \sqrt{g(h+\eta_c)}$ として計算すると、 $C_B=10.9\text{ m}$ であるから、衝撃力の作用時間は、

$$\tau_B = \frac{D}{2C_B} = \frac{1.00}{2 \times 10.9} = 0.046\text{ sec}$$

従つて 図-7 から、

$$f\tau_B = 0.155 \text{ に対して } X_{\max} = 0.48$$

となり、結局有効衝撃力としては、

$$(F_I)_e = F_I \cdot X_{\max} = 43.2 \times 0.48 = 20.7\text{ ton}$$

この衝撃力に加算さるべき抗力および質量力は式 (45) に従つて計算され、最大砕波力が次のように求められる。

$$(F_B)_{\max} = F_D (1-\lambda)^2 + F_M \sqrt{1-(1-\lambda)^2} + (F_I)_e$$

$$= 25.3 \times 0.6^2 + 1.7 \times \sqrt{1-0.6^2} + 20.7$$

$$= 31.2\text{ ton}$$

この最大砕波力による直柱下端の曲げモーメントは、

$$(M_B)_{\max} = F_D S_D (1-\lambda)^2 + F_M S_M \sqrt{1-(1-\lambda)^2}$$

$$+ (F_I)_e \times [h + (1-\frac{\lambda}{2})\eta_c]$$

$$= 25.3 \times 8.3 \times 0.6^2 + 1.7 \times 3.5 \times \sqrt{1-0.6^2}$$

$$+ 20.7 \times [7.0 + 0.8 \times 5.1] = 309\text{ ton-m}$$

となる。

これに対して直柱の断面係数は $Z=14,800\text{ cm}^3$ であるから、部材応力度としては、

$$\sigma_{\max} = \frac{(M_B)_{\max}}{Z} = \frac{3.09 \times 10^7}{1.48 \times 10^4} = 2,090\text{ Kg/cm}^2$$

と算定される。この部材応力度は普通鋼材の一般的な許容応力度を超えてはいるが、降伏点強度よりは小さい。

設計としてこの部材応力度を許容できるかどうかは、構造物の重要性、荷重の発生ひん度などを考慮して決定されるが、鋼材の腐食などを考えると一般的には肉厚を増すか、あるいは高張力鋼の使用を考えるべきであろう。

もう一つ考えなければならないのは、水塊の衝突する部分の局所変形である。簡単のために衝撃力の作用する長さ $\lambda\eta_c = 2.0$ m の部分を切り離して円環として考え、この円環が中心をはさむ2方向から衝撃砕波力の強さの力で圧縮されるものと見なす。このときの最大曲げモーメントは力の作用点の位置に発生し、

$$M_I = \frac{F_I D}{2\pi} = \frac{42.1 \times 1.0}{2 \times 3.14} = 6.7 \text{ ton-m}$$

この衝撃曲げモーメントの有効値は、円環の固有振動数が十分高いから $X_{max} = 2.0$ と見なされ、結局

$$(M_I)_e = 6.7 \times 2.0 = 13.4 \text{ ton-m}$$

これに対する円環の断面係数は、

$$Z = \frac{1}{6}bt^2 = \frac{200 \times 2 \times 2}{6} = 133 \text{ cm}^3$$

であるから、部材の曲げ応力度は

$$\sigma = \frac{(M_I)_e}{Z} = \frac{13.4 \times 10^5}{133} = 10,000 \text{ Kg/cm}^2$$

となつて鋼材の破壊強度を超過する。これは衝撃力の作用部分を円環と見なした近似計算の結果であり、実際には直柱の上下方向に応力が分布されるので、これほどの応力度にはならないと考えられる。しかし、部材の局部破壊の危険性が大きいので、静水面上相当の長さに補強リブを取りつけることを考えるべきであろう。

6. 結 論

以上の理論解析および実験によつて明らかになつた事項を要約すると次のようになる。

- 1) 直柱に作用する砕波の波力は、砕波によつて直立した水面の衝突による衝撃力が主体であると考えられる。
- 2) 衝撃力の作用時間は、波面が直柱に接触してから直柱の最大幅部分を通過するまでの時間で、一般に極めて短い。
- 3) 衝撃砕波力の有効値の大きさ、あるいはその解析においては、衝撃応答係数を考慮する必要がある。衝撃応答係数は、直柱の形状および固有振動数と作用時間との積の関数として与えられる。
- 4) 衝撃砕波力の有効値は、直柱の形状によつて異なり、角柱が最大で円柱がこれに次ぎ、三角柱は一般に最小の波力を受ける。

- 5) 衝撃砕波力は、砕波の巻き込みが強いほど大きくなり、図-18に示した砕波巻き込み率 λ に比例すると見なすことができる。
- 6) 砕波によつて直柱に作用する全波力の大きさは、砕波巻き込み率 λ をパラメーターとして、式(45)により抗力、質量力および衝撃砕波力の和として算定することができる。また、砕波高は図-24で推定することができる。

謝 辞

この研究の実施および取りまとめにあつては、伊藤喜行防波堤研究室長にいろいろ有益な助言をしていただいた。また模型試験課樋水幸雄君には実験の一部を担当して貰つた。さらに、図面のトレースについては、防波堤研究室の守屋義一君をわずらわした。ここに記して感謝する次第です。

参 考 文 献

- Ayre, R. S. 1961: "Transient Response to Step and Pulse Functions," *Chapter 8 of Shock and Vibration Handbook*, McGraw-Hill, New York.
- Chappelear, J. E. 1959: "On the Theory of the Highest Waves," *Beach Erosion Board, Technical Memorandum No. 116*, July, 28 pp.
- Goda, Y. 1964: "Wave Forces on a Vertical Circular Cylinder: Experiments and a Proposed Method of Wave Force Computation," *Report No. 8 of Port and Harbour Technical Research Institute*, 74 pp.
- Hall, M. A. 1958: "Laboratory Study of Breaking Wave Forces on Piles," *Beach Erosion Board, Technical Memorandum No. 106*, August, 24 pp.
- Ito, Y. 1964: "Measuring Techniques in Wave Experiments," *Reference Document No. 17 of Port and Harbour Technical Research Institute*, 61 pp.
- Lamb, H. 1932: "Hydrodynamics," *Dover*, New York.
- Von Kármán, T. 1929: "The Impact of Seaplane Floats During Landing," *NACA TN 321*.
- Wagner, H. 1932: "Über Stoss und Gleitvorgänge am der Oberfäche von Flüssigkeiten," *ZAMM, Vol. 12*, p. 193.

主要記号表*

b : 直柱の水面との接触部分の幅
 C_B : 碎波の波速
 C_D : 抗力係数
 C_M : 質量係数
 D : 直柱の直径または最大幅
 f : 直柱または測定系の固有振動数
 F_B : 碎波の全波力 [式 (10) または式 (45)]
 F_D : 抗力
 F_I : 衝撃碎波力 [式 (23) または式 (42)]
 F_M : 質量力
 g : 重力の加速度
 h : 水深
 H_B : 碎波高
 k_B : 衝撃碎波圧算出係数 [式 (26) または図-5]
 K_B : 衝撃碎波力算出係数 [式 (24) または図-5]
 K_D : 最大抗力算出係数 [図-4]
 K_M : 最大質量力算出係数 [図-4]
 L_A : 微小振幅波の波長
 \bar{p}_{max} : 最大衝撃碎波圧 [式 (25)]

S_D : 最大抗力の作用高 [図-4]
 S_M : 最大質量力の作用高 [図-4]
 t : 時間
 u : 水面の衝突速度
 x : 変位
 x_s : 最大衝撃力が静的に作用したときの変位 [式 (32)]
 X_R : 衝撃による残留振動の無次元振幅 [式 (39)]
 X_{max} : 衝撃応答係数 [式 (40), (41), および (43), または図-7]
 α : 三角柱の半頂角
 τ : 水の単位体積重量
 ε : 減衰係数
 η_C : 静水面上の波頂高
 λ : 碎波巻き込み率 [図-3 または 図-18]
 μ : 無次元減衰係数
 τ_B : 衝撃碎波力の作用時間 [式 (21) および (44)]
 ω : 角振動数 ($=2\pi f$)
 Ω : 無次元角振動数

*注) この記号表は、本報告の全体を通じて使用されている主要な記号のみを載せたものである。

(昭和41年4月18日受付)

港湾技術研究所報告 第5卷6号

1966年4月

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 東京大和印刷株式会社
東京都杉並区堀ノ内2の440