

防波堤に働く砕波の圧力に関する研究

大阪市立大学教授 工学博士 永 井 莊 七 郎

1. 緒 言

防波堤に激突する砕波の圧力に関する研究を昭和 31 年以來行なっているが、その中間報告は昭和 31.11 月および 32.11 月の海岸工学講演会ならびに昭和 33.5 月の土木学会年次学術講演会において発表した。その後研究を継続し、現在も実験を行なっている。

この研究は、砕波が防波堤に衝突する瞬間の状況、強大な衝撃圧力をおよぼす機構およびその理論、衝撃圧力の強度と構造物の形状および波の特性との関係、衝撃圧力の鉛直分布など、主として砕波の圧力に関する基礎的研究と、防波堤に同時に働く砕波の圧力の合力およびその作用点、防波堤の形状および構造と砕波の圧力（同時圧力の合力）との関係、境界条件および波の特性を考慮した波圧公式、越波と砕波の圧力との関係などを対象とする応用的研究とに大別できるが、紙面の都合上ここには前者の基礎的研究の結果だけを総括して記述する。応用的研究の一部は講演のとき述べるつもりであるが、その詳細は土木学会論文集に発表する予定である。

2. Bagnold の考え方および Minikin 式の検討

防波堤に働く砕波の圧力について基礎的研究を行なつたのは、おそらく J. Larras (1937 年, フランス) と Bagnold (1938~1939 年, 英国) であろう。前者は実験を行なつて砕波の衝撃圧力の特徴を調べた。後者は孤立波の砕波の圧力について実験を行ない、衝撃圧力は直立壁と砕波との間に巻きこまれた空気の圧縮によるという説を立てた。この考え方は現在までかなり広く信じられている。また砕波の圧力式として数年前に発表された Minikin の式がわが国に紹介されている。それで、著者の研究結果によつて Bagnold の考え方と Minikin 式について検討し、読者諸兄の御参考に与したいと思う。

(1) Bagnold の考え方とその検討¹⁾

(a) 実験 長さ 12', 幅 4', 深さ 4' のガラス張り水槽（水平底）において、一端に設けた造波装置（銅板を底に沿つて前後に移動させるもの）によつて 1 コずつの波（波形を示していないので正確にはわからないが、孤立波に近い波と考えられる）を起こし、他端の斜面上に置かれた直立壁前面で砕波させ、砕波が壁におよぼす圧力を石英を用いたピエゾ電気式圧力計で測定した。実験波の波高は $H=25.4$ cm, 波頂の伝播速度 $\omega=2.0$ m/sec, 直立壁直前における $\omega'=2.4$ m/sec. 砕波が直立壁におよぼした圧力の 90% は衝撃圧力 (shock pressure) ではなく、また衝撃圧力の大多数は 700 gr/cm² 以下で、最大圧力が 2450 gr/cm² であつたのは極めてまれであつた。これらの圧力の作用時間はほぼ $1/30 \sim 1/100$ sec である。

(b) 衝撃圧力に対する考え方 Bagnold は砕波がこのような瞬間的に強大な圧力をおよぼす原因は、直立壁と砕波の前面との間にはさまれた空気塊の断熱圧縮によると考えた。つぎに彼の考え方の要点を記すが、彼は実験的にこの現象を確認したのではなく、砕波（彼の実験では孤立波の砕波）が直立壁に衝突するときの状況を見て、このように考えたにすぎない。

いま図-1 (a) に示す空気塊を簡単のために図-1 (b) に示すような、断面積 A , 厚さ D なる直六面体と仮定し、これに長さ K なる水柱が U なる速度で衝突したために空気塊の厚さが x に圧縮されたと考えると、

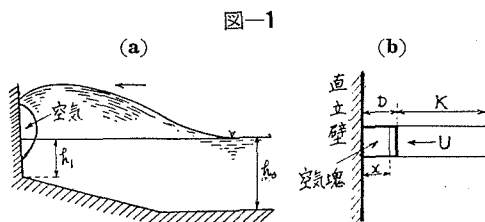
$$px\tau = p_0 D\tau \quad \therefore p = p_0 \left(\frac{D}{x} \right)^\tau \quad (1)$$

式中 p_0 : 大気圧, p : 圧縮後における空気塊の圧力

$$\tau = 1.4$$

また運動方程式は次のようになる。

$$\rho K \frac{d^2 x}{dt^2} = p - p_0 \quad (2)$$



1) R.A. Bagnold: "Interim Report on Wave-Pressure Research", Journal of the Institution of Civil Eng., Vol. 12, 1938~1939

式中 ρ : 水の密度。

(1), (2) 式より x と時間 t との関係を求め、ついで p と t との関係を求めることができる。 D が小さく、したがって x が小さくなれば t は小さくなり、また D に対して x が非常に小さくなれば p は非常に大きくなる。これが Bagnold の衝撃圧力に対する考え方である。

(c) 考え方の誤りについての理論的証明

a) まず考え方の誤りを式について説明しよう。(1), (2) 式より

$$\left. \begin{aligned} t &= \int_x^D f(x) \cdot dx \\ f(x) &= \frac{\sqrt{\frac{\rho K}{p_0}}}{\sqrt{\frac{\rho K}{p_0}} U^2 - 5 D \left[\left(\frac{D}{x} \right)^{0.4} - 1 \right] + 2(D-x)} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ただし

$K = \text{const.}$ と考えると、 D に対して x が小さいほど、すなわち空気塊が大きく圧縮されるほど、 $f(x)$ は大きくなり、したがって t は大きくなる。それとともに (1) 式から圧力 p は大きくなる。このことは事実と反する。

b) (1), (3) 式より、 D が非常に小さいときは、圧縮量 $D-x$ および t は非常に小さくなるから p は非常に大きくなり、事実と一致するが、このことは $D \rightarrow 0$ の極限においても成り立たねばならない。すなわち $D \rightarrow 0$ のときは、 $(D-x) \rightarrow 0$, $t \rightarrow 0$, $p \rightarrow \infty$ とならねばならないが、Bagnold の考え方では $D \rightarrow 0$ では衝撃圧力は働かえないのであるから、極限条件を満足しない。

c) 後に述べるように、一般に砕波が構造物に衝突するときの現象には運動量方程式が成立つ。いま砕波が直立壁に圧力をおよぼす時間を τ 、その時間に輸送される水量を Q 、衝突時の速度を ω (τ 時間中 $\omega = \text{const.}$ と考える) とすれば、次式が成立つ。

$$\int_0^\tau p dt = \rho Q \omega \quad (4)$$

砕波が構造物に大きな圧力をおよぼすのは、運動量を持つて衝突し、衝突によつて運動量が急に変化するからである。もし運動量を持たなかつたら、重複波におけるように、静水圧と同じ程度の圧力しかおよぼすことができないであろう。また運動量を持つて壁に衝突しても、その運動が定常的であれば、噴流が壁に衝突する現象と同一である。それゆえ、砕波の圧力が非常に強大であるのは、運動量の変化が急激であること、言い換えれば、圧力の作用時間が非常に短かいからであると考えられる。(4) 式において τ が非常に小さくなれば p は非常に大きくなる。 $\tau = 1/100 \sim 1/500 \text{ sec}$ の場合には、 $p = 10^2 \sim 10^3 \text{ g/cm}^2$ の程度になる。砕波の瞬間的な衝撃圧力はこのような場合に相当すると考えられる。

(d) 考え方の誤りについての実験的証明 直立壁直前で砕波して衝突する場合には、外見上は図-1(a) のように、直立壁と砕波の前面との間に空気塊を巻き込むように見える。この現象は浅海波よりも孤立波の砕波において特にいちじるしい。このような現象が砕波の圧力といかなる関係にあるか、はたして Bagnold が考えたような空気の圧縮が起つているかどうかを調べるために、1 秒間に最高 3000 コマの高速度 16 mm 映画の撮影と電磁オシログラフによる波圧の測定とを同時に行なつた。その詳細は 4.(1) に述べるが、浅海波および孤立波の砕波が壁に衝突するときには、多数の気泡が生ずるのを認めたが、薄い空気塊が壁と砕波の前面との間に挟まれて圧縮される現象あるいは水中に浮遊した気泡が周囲の水によつて圧縮される現象は全く認めることができなかった。もしかりにたまたま壁の近くにあつた気泡が圧縮されたとしても、その面積は波圧計の受圧部の面積(直径 4 cm の円)に比してはるかに小さいから、波圧計には現われないであろう。まして防波堤の安定には関係しないであろう。普通の砕波においては、衝撃圧力の作用時間は $1/100 \sim 1/200 \text{ sec}$ で、特別に短いものでも $1/500 \text{ sec}$ 程度であるから、1 秒間最高 3000 コマの映画では衝撃時の現象を十分に撮影できているはずである。

(2) Minikin 式とその検討

(a) 式の誘導²⁾ Bagnold がとなえた空気の断熱圧縮によつて砕波の衝撃圧力 p が働らくと考え、その空気の圧縮量を Δx とすると、砕波が空気塊になした仕事 W は次式で表わされる。

$$W = \Delta x \cdot A \cdot \frac{\int_0^\tau p dt}{\tau} = \Delta x \cdot \beta \cdot A p_{\max} \quad (5)$$

ここに $\beta = \frac{\int_0^\tau p dt}{\tau p_{\max}}$, A : 空気塊の断面積

これは衝突によつて砕波が失なう運動のエネルギーに等しいから

$$W = \frac{1}{2} \rho K A \omega^2 \quad (6)$$

Bagnold の実験により

$$K \doteq 2'' \doteq \frac{1}{5} H \quad (7)$$

$$\beta \doteq \frac{1}{5.4} \quad (8)$$

(5)～(8) 式より

$$p_{\max} = \frac{0.54}{\Delta x} \rho H \omega^2 \quad (9)$$

Δx は求められないので、

$$\frac{0.54}{\Delta x} = \mu \frac{\pi h_1}{L h_0} \quad (10)$$

式中 h_1 : 混成堤の基礎捨石の天端における水深において、Rouville および Petry が Dieppe 港で行なつた実測から $\mu \doteq 2$ を得た。また ω は近似的に長波の伝播速度に等しいと仮定して

$$\omega \doteq \sqrt{g \frac{h_1 + h_0}{2}} \quad (11)$$

(10), (11) 式を (9) 式に代入すると

$$p_{\max} = \rho g \pi h_1 \left(1 + \frac{h_1}{h_0} \right) \frac{H}{L} \quad (12)$$

t/ft² で表わすと

$$p_{\max} = 2.9 h_1 \left(1 + \frac{h_1}{h_0} \right) \frac{H}{L} \quad (13)$$

これが Minikin の式である。

(b) Minikin 式の検討

a) (12) から (13) 式を導くときに c.g.s. 単位と重力単位を混同している。(13) 式の単位は実は t/ft² ではなくて t·ft/sec²/ft² である。したがつて (13) 式からすぐに t/m² 単位に換算して

$$p_{\max} = 102.4 h_1 \left(1 + \frac{h_1}{h_0} \right) \frac{H}{L} \quad (14)$$

とすることは誤りである。

b) (7) 式における $K \doteq 2''$ は正しいが、 $K \doteq \frac{1}{5} H$ は一般的に成り立たない。Bagnold の孤立波の実験でたまに $K \doteq \frac{1}{5} H$ であったにすぎない。

c) (11) 式は h_1 が h_0 に比して非常に小さい場合には適当でない。

以上のように Minikin 式の誘導には誤まりと不備があるが、防波堤の災害例によつて検討されているので、その圧力強度およびその分布式は、著者の実験結果によると、従来 of 式の中では最も実験値に近い。この式はあらかじめ得た経験式に後から理屈をつけたものであらうと思われる。

3. 実験設備および実験方法

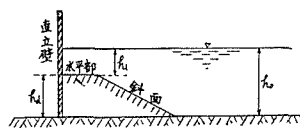
(1) 浅海波の実験

長さ 25 m, 幅 2 m, 深さ 1 m のコンクリート水槽において、周期 $T \doteq 1.2 \sim 1.3$ sec, $1.5 \sim 1.6$ sec および $1.9 \sim 2.0$ sec, 波高 $H \doteq 6 \sim 22$ cm, 波長 $L \doteq 2.0 \sim 4.5$ m の波を起し、他端に設置した種々の形状の防波堤に砕波させて衝突させ、直立壁の種々の高さにおける圧力を測定した。波圧は当研究室で考案 (昭和 28 年度運輸省科学技術研究費による) した抵抗線ヒズミ計型波圧計を同時に 2～3 コを用いて電磁オシログラフに記録させた。この波圧計の受圧部は直径 4 cm の円形で、5000 サイクルの A.C を送つた。したがつて少くとも 500 サイクルの衝撃波圧は測定できる。波高は直立壁から 3.50～6.00 m 離れた位置に設置した電気式波高計により電磁オシログラフに記録させた。

防波堤はノコギリ引きしたままの桧板をもつて造つた。その形および水深は表-1 のごとくである。

表—1 防波堤の形および水深

h_d (cm)	水平部 の長さ (cm)	斜面の勾配	h_1 (cm)	h_0 (cm)	h_1/H_0	h_1/H_0
33~38	0	1:5	3.0~7.9	40~44.9	0.075~0.176	0.3~0.72
37	0	1:2	0~24	37~61	0~0.39	0~2.0
37	10	1:2	0~29	37~61	0~0.44	0~2.0
37	10	1:3	"	"	"	"



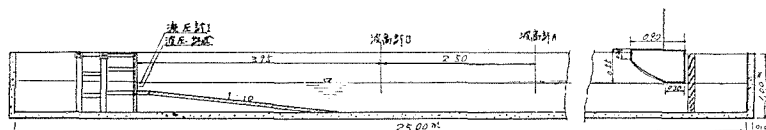
斜面が 1:5 の場合には斜面上で砕波したので、直立壁を砕波点およびその付近に置いた場合、砕波点から前後に相当の距離移動させた場合について実験した。斜面が 1:2 および 1:3 の場合には、斜面が短かいので斜面上では砕波せず、外見上はあたかも重複波のような形状で（しかし必ず大小の跳波をともなつて激しく衝突した）直立壁に衝突した場合の砕波の波圧である。

直立壁の前面に 10 cm の水平部を置いた場合には、斜面が 1:2 および 1:3 の場合ともに非常に砕波しやすくなり、 $h_1/H_0 \leq 0.2$ の範囲においては、大部分の場合に巻き波のような形で砕波して衝突した。

(2) 孤立波の実験

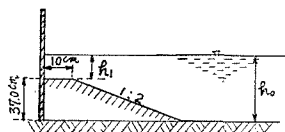
孤立波の砕波が直立壁に衝突するときの状況、波圧の強度および分布を浅海波の砕波の場合と比較するために、図—2 に示すような船型を水中に急に落下させて³⁾、波高 $H=15.5$ cm、伝播速度 $\omega=2.30$ m/sec の孤立波を起こし、これを他端に設けた、水平部 20 cm、斜面 1:10 上で砕波させて直立壁に衝突させた（図—2 参照）。直立壁直前の水深 $h_1=4.4$ cm および 6.4 cm、水平底部の水深 $h_0=41.4$ cm および 43.4 cm の 2 つの場合について実験を行なつたが、両場合とも直立壁の直前で大きく砕け、巻き波のような形状で壁に衝突し、1.5 m 前後の跳波を生じた。

図—2 孤立波の実験設備



4. 砕波の衝突機構

図—3 浅海波の実験に用いた防波堤の形



(1) 衝突前後における砕波の波形

(a) 浅海波の場合 図—3 に示すような防波堤に浅海波の砕波が衝突するときの状況を 1 秒間最高 3000 コマの 16 mm 高速度映画で撮影した。実験した水深および波の特性は次の二とおりである。

a) $h_1=11.7$ cm, $h_0=48.7$ cm, $T=1.5$ sec, $H=15$ cm, $L=267$ cm,
 $p_{\max}=160$ g/cm² (水面下 8 cm の点)

b) $h_1=13.7$ cm, $h_0=50.7$ cm, $T=1.25$ sec, 1.38 sec, 1.67 sec, $H=18\sim 19$ cm, $L=220$ cm, 234 cm, 317 cm
 $p_{\max}=130$ g/cm², 130 g/cm², 140 g/cm²

これらの浅海波は連続的に砕波して直立壁に衝突するのであるが、初めの第 1 波から第 3 波くらいまでは波が十分に発達しないので波高も波圧も小さく、第 5 波から第 8 波くらいが定常的な波になり、それ以後は波起板における反射のため不規則になるので、映画の撮影および波圧の測定は第 5 波を中心に行なつた。a) および b) の波はともに砕波して激しく直立壁に衝突し、1~1.5 m くらいの高さの跳波を生じ、その最大圧力は $p_{\max}=600 h_1/h_0$ に相当するものであつた。図—4 および 5 はこの波が砕波して直立壁に衝突する前後における波形を示す。

まず 図—4 について説明しよう。直立壁に衝突して後退した第 4 波は斜面上で第 5 波と合し、第 4 波の底部は斜面上を早い速度で低下し、上部は第 5 波の上部を押上げて波頂は上昇させ、波の前面は ⑩ の波面のように急勾配の弓状の曲面を作り、波頂は最高に、波底は最低に達した瞬間に波面は停止する。このときの静水面上波頂までの高さ $H_u=20$ cm、波底までの高さ $H_l=14$ cm である。 $H_u+H_l=H_b$ とおけば、 $H_b=34$ cm

$$\therefore \frac{H_u}{H_b} \approx 0.59, \quad \frac{H_l}{H_b} \approx 0.41$$

である。この値は長い斜面において生ずる砕波における $H_u/H_b \approx 0.75$, $H_l/H_b \approx 0.25$ とはかなり異なつていゝ。一般にこのような急勾配で短かい斜面において生ずる砕波においては H_b , h_b (砕波水深) および H_0 との関

3) この方法は林 泰造教授の方法とほぼ同じである。

係も勾配の緩い長い斜面における値とは異なつて、 h_b/H_0 の値もかなり小さい。

波面は⑩の後徐々に前進を始め、 $1/10$ sec ごとに①、②、③と進み、③の後に砕波して④のときに直立壁に衝突する。このときに圧力は最大の $p_{\max}$ になる。その後、直立壁に沿つて大きい速度で上昇し、⑤、⑥、⑦と上り、上部はしぶきになる。それから⑧、⑨、⑩と下降し、後退する。波が砕波する直前、すなわち②、③の波形のときにはその下部に多量の気泡を生じ、また衝突時の④、衝突後の⑤、⑥などのときも多量の気泡をふくむが、これらの気泡が圧縮されたり、あるいは小さい気泡になる前に、空気塊が波の前面と直立壁との間に挟まれて圧縮される現象は認められなかつた。

図-5 は図-4 より h_1 および H がやや大きい場合であるが、砕波が直立壁に衝突する前後の波形はほとんど図-4 の場合と同様で、この場合にも空気塊の圧縮現象は認められなかつた。

(b) 孤立波の場合 図-2 に示すように、直立壁の前面に 20 cm の水平部と、その前面に 1 : 10 の勾配の斜面を置いた場合に、 $h_1=4.4$ cm $h_0=41.4$ cm の水深で、波高 $H=15.5$ cm、伝播速度 $\omega=230$ cm/sec なる孤立波を起し、壁の直前で砕波して衝突するときの状況を高速映画で撮影した。 h_1 を変えると砕波の状況が変化するが、 $h_1=4.4$ cm のときが最も完全に砕波した。この砕波の最大圧力 $p_{\max}=150$ g/cm² で、ほぼ静水面で起つた。

図-6 は種々な時刻における波面を示す。波面①、②…⑩、⑪は波圧—時間曲線の図-14における①、②…⑩、⑪の各時刻における波面を示す。③' は圧力が波圧計に働け始めたとき(図-15と同じ)、⑭は圧力が最大に達した時(図-16と同じ)の波の中心および上面(波線で示す)を示す。すなわち波圧は③' で作用

図-4 浅海波 $h_1=11.7$ cm, $T=1.5$ sec, $H=15$ cm, $L=264$ cm, $1/10$ sec ごとの波形

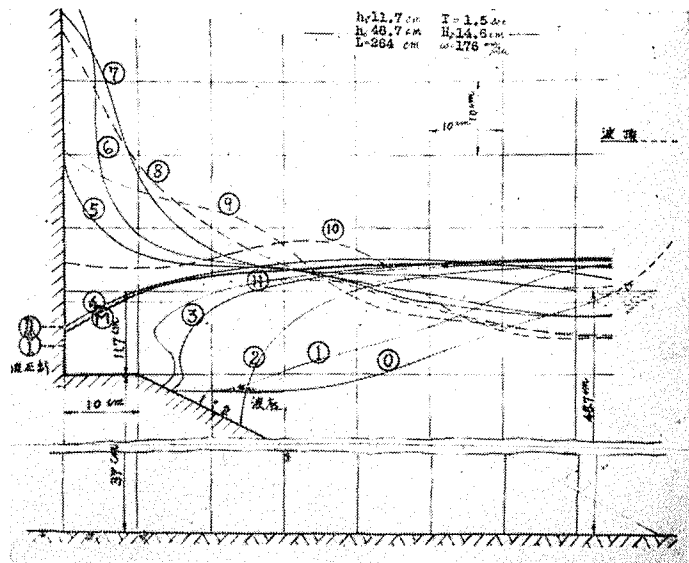


図-5 浅海波 $h_1=13.7$ cm, $T=1.38$ sec, $H=18$ cm, $L=234$ cm 各波面上の数字はコマの番号を示す

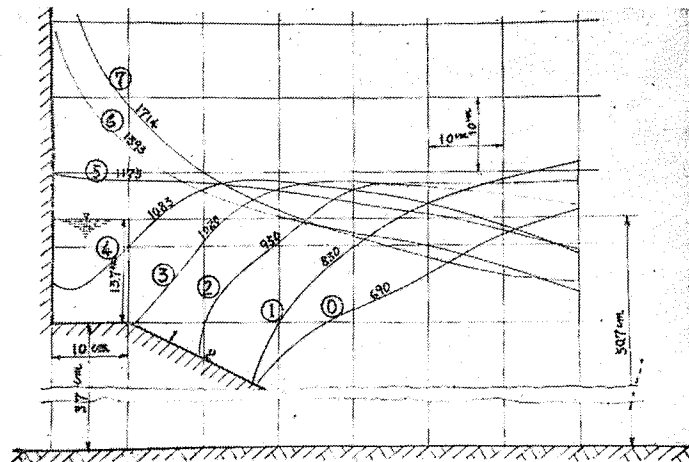
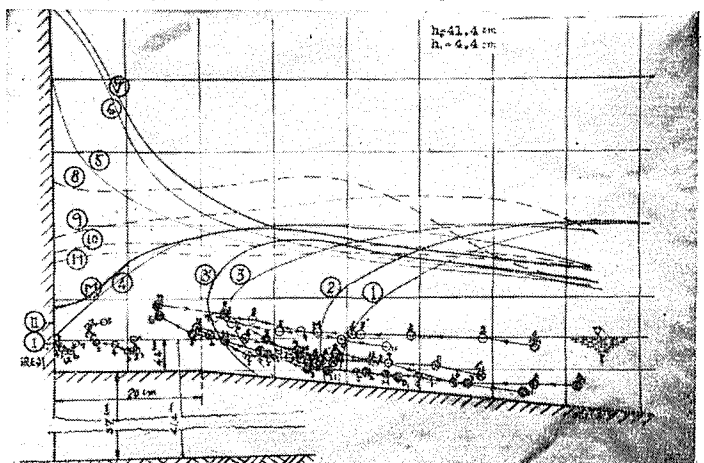


図-6 孤立波の砕波の波面 $h_1=4.4$ cm, $h_0=41.4$ cm, $H=15.5$ cm



し始め、⑤で最大に達し、⑥で減少している。⑥、⑦で直立壁面を上昇し、⑧、⑨、⑩、⑪と降下し、最後に静水面に復する。

後に述べるように図-14によれば、上側の波圧計が下側の波圧計より波圧が作用し始めるのは遅いが、早く h_{peak} に達している。それゆえ、直立壁と波の前面との間に空気塊を抱き込みやすい状態にあると考えられるし、また外見上は空気を巻き込んでいるかのように見えるが、高速度写真では全く空気塊は認められず、また気泡が圧縮された様子は認められない。

(2) 衝突前後における砕波の速度

図-7 浅海波, $h_1=11.7$ cm, $h_0=48.7$ cm, $T=1.5$ sec, $L=264$ cm, $H=15$ cm

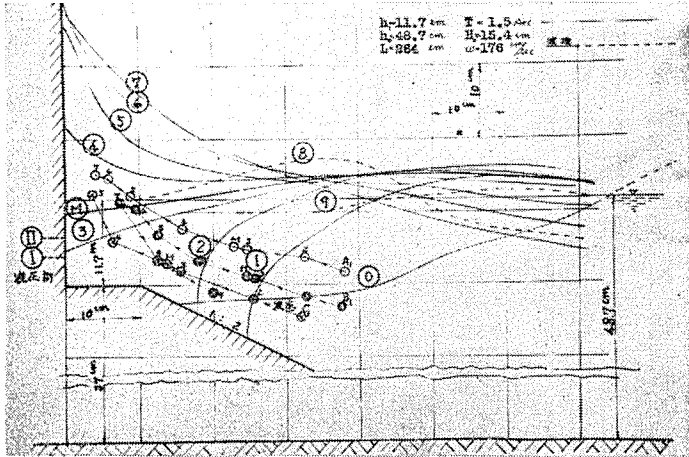
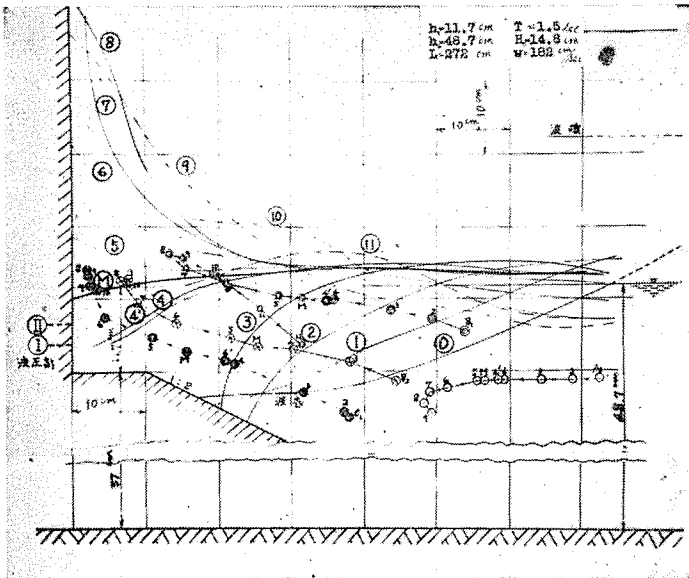


図-8 浅海波 $h_1=11.7$ cm, $h_0=48.7$ cm, $T=1.5$ sec, $L=273$ cm, $H=15$ cm



(a) 浅海波の場合 浅海波が砕波して直立壁に衝突する前後における波の前面の速度および波の水分子の速度を高速度映画によって調べた結果は図-7 および 8 のようである。

図-7 によると、⑩において一たん停止した波の前面は次の瞬間には前進を始め、波頂は降下し、中央部は凸出し、斜面に近い下部はなおしばらく後退し、①のような形に変わる。①、②、③…⑦までは $1/10$ sec ごとの前進および上昇の波面を、⑧、⑨を下降の波面を示す。⑨とつぎの波の⑩との間隔は $5/6$ sec である。

波の前面の前進速度は①から②、③と増大し、砕波が直立壁に衝突するときに最大で、その水平速度はほぼ 180 cm/sec である。これは砕波前の波の伝播速度 $\omega=176$ cm/sec にほぼ等しい。

図-8 も図-7 とほぼ同様の傾向を示しているが、①から⑧までは $1/10$ sec ごとの前進および上昇する波面を、⑨から⑪までは $1/10$ sec ごとの下降する波面を示す。⑩から①までの時間は $17/120$ sec である。この場合も波面の進行速度は①から②、③、④と増大し、砕波が直立壁に衝突する④のときに最大で、その水平速度はほぼ 200 cm/sec である。

これは砕波前の $\omega=182$ cm/sec よりやや大きい。

つぎに波の内部における水分子の運動の経路および速度を合成樹脂と

パラフィン蠟で造った小球 (直径 $1.5 \sim 1.9$ cm, 比重 $1.00 \sim 1.12$) を浮かせて測定した結果は図-7 および 8 に小円で示すごとくで、これらの粒子の速度を表-2 および 3 に示す。

表-2 および 3 によると、波の内部における粒子の速度は場所によつて非常に異なるが、波の前面に近い部分では、山の部分でも谷の部分でも、波の前面にほぼ近い運動をしていて、砕波が直立壁に衝突するときに速度は最大である。砕波が壁に衝突してのち、水は直立壁に沿つて数 cm あるいはそれ以下の薄い層で上昇するが、層の厚さに比して粒径が大きい合成樹脂の粒子は上昇できない。

表—2 水中粒子の速度 (図—7 の場合)

粒子の位置	粒子の速度 (cm/sec)		
	A	B	C
①～②	60	50	70
②～③	84	76	106
③～④	92	80	104
④～⑤	92	68	70
⑤～⑥	42	46	
⑥～⑦	16	24	
⑦～⑧		98	
⑧～⑨		90	

表—3 水中粒子の速度 (図—8 の場合)

粒子の位置	粒子の速度 (cm/sec)			
	A	B	C	D
①～②	36	48	8	—
②～③	46	62	62	70
③～④	50	80	102	80
④～⑤	38	76	120	86
⑤～⑥	42	76	70	80
⑥～⑦	24	60	50	58
⑦～⑧	16	30	24	42
⑧～⑨	18	20	8	14
⑨～⑩		50	24	10
⑩～⑪		78		
⑪～⑫		78		

砕波時に波の前面から相当沖側の鉛直断面で、波の谷より深い部分の水は、砕波による質量輸送には直接関係しないので、やや扁平なダ円軌道を画いて小さい速度で運動することが知られる。図—8 における A 粒子は大体このような部分における水分子の運動を示すもので、①～②の速度 36 cm/sec は、この部分における水分子の波の山の理論上の最大水平速度 $u_{\max}=31$ cm/sec に近い。しかし②→③→④では砕波の質量輸送の影響を多少受けているようで、その速度は $u_{\max}$ よりかなり大きい。

(b) 孤立波の場合 この場合には後退波との重なりはないが、砕波するときは波の前面は急勾配になり、波頂が最高点に達したとき、波の速度は非常に遅くなる。その後再び速度を増し、波頂は下降し、波の前面は円く突き出してついに波形を保ち得なくなつて前方に突込む。

すなわち図—6 に示すような状態で直立壁に衝突する。図—6 において波面 ①, ②, ③…⑦ は前進および上昇時の波面を、⑧…⑪ は下降時の波面を示す。

図—6 によると、波の前面の前進速度は③から④の間で最大で、220～230 cm/sec である。これは砕波前の速度 $\omega=230$ cm/sec に等しい。

また波の中の種々な場所における合成樹脂粒子の速度を示すと表—4 のごとくである。

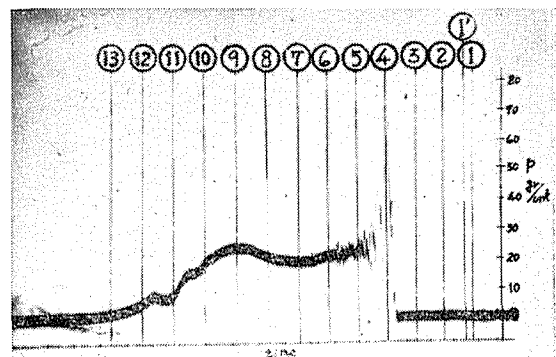
表—4 孤立波における水中粒子の速度 (図—6)

粒子の位置	時間 $\times \frac{1}{120}$ sec	粒子の速度 (cm/sec)					
		A	B	C	D	E	F
①～②	12	70	60	65	45	10	0
②～③	13	92	85	83	46	7	6
③～④	12	85	70	80	70	18	10
④～⑤	16.5	73	62	69	69	20	1
⑤～⑥	14	60	56	52	43	12	17
⑥～⑦	8.5	51	42	28	21	17	17
⑦～⑧	26.5	25	23	32	41	10	—
⑧～⑨	18	47	57	47	47	31	—
⑨～⑩	17	42	67	39	35	—	—
⑩～⑪	24	33	50	28	25	—	—

表—4 によると、粒子の速度は場所により異なるが、どの粒子においても、③ から ④ のときに最大で、斜面付近の粒子では $v_{\max}=70\sim85$ cm/sec である。孤立波においては、直立壁前面の粒子はあまり動かない。これは引波がないからであろう。

(3) 最大波圧時における波の状況

(a) 浅海波の場合 図—4, 7 および 8 における ⑩, ①, ②, ③…などの波面に対応する時刻をオシログラフ用紙上に記録された波圧—時間曲線上に記入すると図—9, 10 および 11 のごとくである。これらはともに $h_1=11.7$ cm, $h_0=48.7$ cm, $T=1.5$ sec, $H=15$ cm, $L=264\sim273$ cm なる同一種類の波

図—9 (a) 波圧—時間曲線 $h_1=11.7$ cm, $T=1.5$ sec, $H=15$ cm

図—9 (b) 同 上

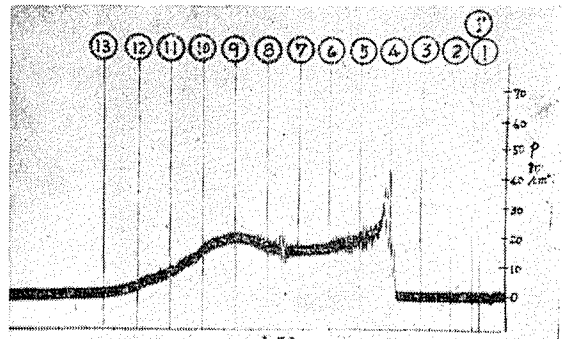


図-12 波圧が働き始めた瞬間の波形

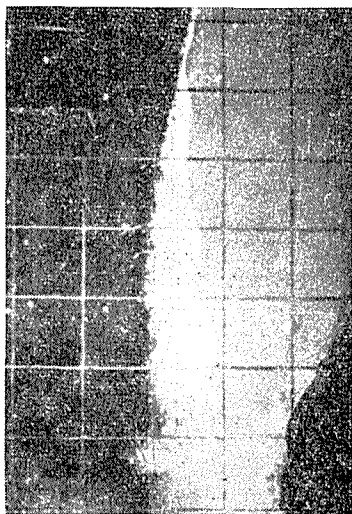


図-11 (a) 波圧—時間曲線

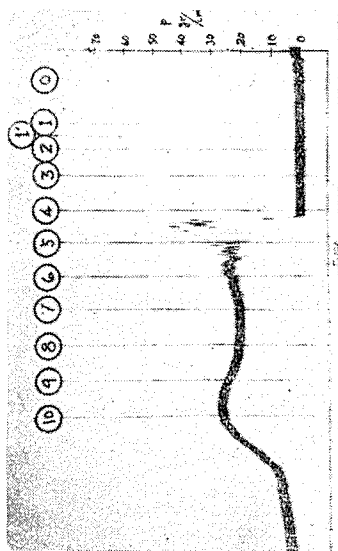


図-10 (a) 波圧—時間曲線

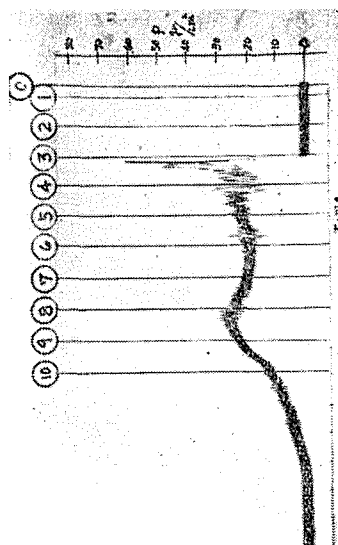


図-13 波圧が最大 p_{max} になつた瞬間の波形

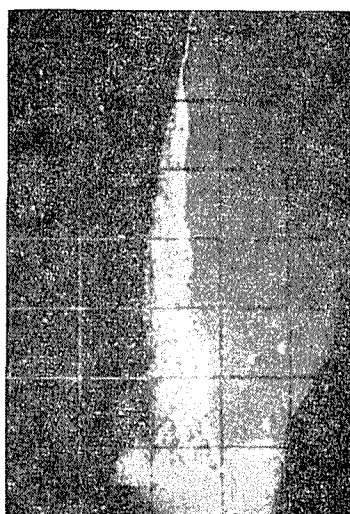


図-11 (b) 同上

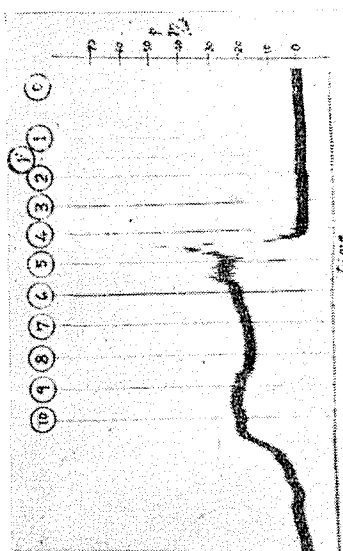
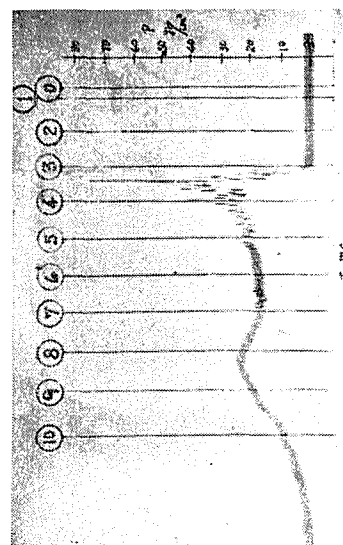


図-10 (b) 同上



を同一条件のもとで砕波させたときの波圧曲線で、ほぼ同一の傾向を示している。波圧計の位置は静水面下 -7.9 cm および -5.3 cm であつて、この場合の鉛直面（直立壁の波頂から基部まで）における最大波圧 $p_{\max}$ は静水面下 $5 \sim 8$ cm にあつたから、図-9, 10 および 11 における p_{peak} は $p_{\max}$ である。

つぎに図-12 および 13 は図-9 に対応するもので、波圧計に圧力が働いた瞬間および最大圧力 p_{peak} （この場合は $p_{\max}$ に相当する）になった瞬間の波を高速度映画で撮影したものである。この写真によると鉛直面における最大圧力 $p_{\max}$ は砕波の先端部の水面がほぼ水平になつたときに起こることが知られる。

図-4, 7 および 8 において太線で示した波面はこの $p_{\max}$ が起こつたときの波面を示したものである。このときの水分子の水平速度 $u = u_{\max} = \omega$ で、水平方向の運動量は最大である。

直立壁の種々な高さに設置した波圧計の波圧-時間曲線および高速度映画によると、一つの点の p_{peak} は直立壁の下部から上部に向つてわづかず遅れて作用している。すなわち浅海波の砕波においては、砕波は直立壁の下部に最初に衝突し、その波の先端部がほぼ水平になつたときに圧力は $p_{\max}$ になり、その後は上方に向つて少しずつ遅れて p_{peak} が起る。従つて $p_{\max}$ は直立壁前面の水深 h_1 が小さいときは静水面付近に起るが、 h_1 が大きくなるにつれて次第に静水面より下方において起る。このことは多くの種類の砕波について調べた結果、いずれの砕波にも共通した現象であつた。これは後に述べる孤立波の砕波とは反対であつて、混成防波堤における浅海波の砕波の特徴と考えられる。

図-14 (a) 波圧-時間曲線
孤立波 $h_1 = 4.4$ cm, $H = 15.5$ cm

(b) 孤立波の場合 図-6 における②, ③…などの波面に相当する時刻をオシロプロマイドの波圧-時間曲線上に記入すると図-14 のようである。この波圧曲線は静水面以下 -0.6 cm と静水面上 $+2.0$ cm におけるもので、その最大圧力 $p_{\text{peak}} = 89 \text{ g/cm}^2$ および 95 g/cm^2 である。この砕波における鉛直面上最大圧力 $p_{\max} = 150 \text{ g/cm}^2$ で、静水面上 $+4.0$ cm の点に起こつている。

図-14 によると、圧力が作用し始めるのは下の波圧計（図-14(a) 静水面下 0.6 cm）の方が上の波圧計（図-14(b) 静水面上 2.0 cm）より $3/120$ sec 早い、 p_{peak} はほぼ $1/120$ sec 早く起つている。他の実験の結果によると、静水面上 2.0 cm と 4.0 cm の波圧計はほとんど同時に p_{peak} が起こつているが、それより下方の点ではやや遅れ、それより上方の点では、さらにわづかに遅れて p_{peak} が起こつている。また高速度映画によつて波圧計に圧力が働いた瞬間および p_{peak} （この場合はほぼ $p_{\max}$ ）になつた瞬間の波を撮影した結果は図-15 および 図-16 である。これらの高速映画および波圧-時間曲線によると、孤立波の砕

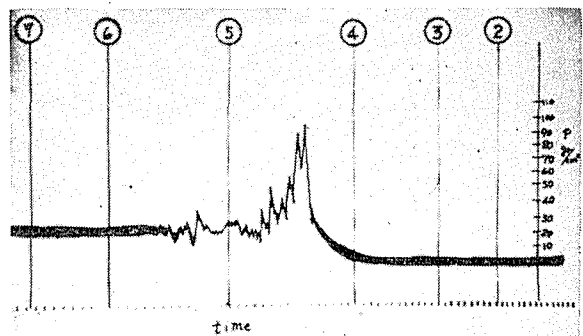


図-14 (b) 同 上

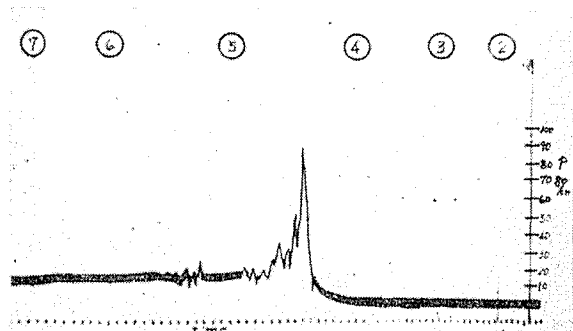


図-15 波圧が働いた瞬間の波形

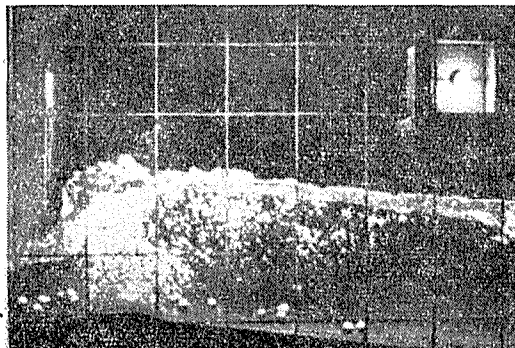
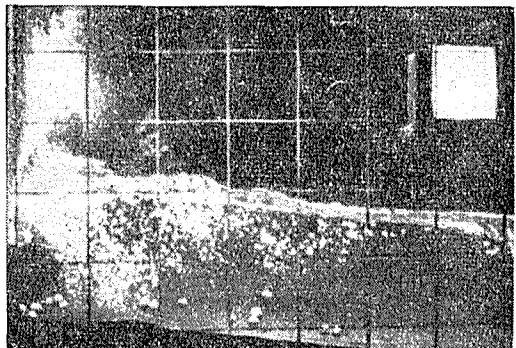


図-16 波圧が最大になつた瞬間の波形



波においては、砕波の山が直立壁に衝突した点において最も早く p_{peak} が起こり、それが鉛直面における最大圧力 p_{max} である。このことは先に述べた浅海波の砕波と違う点で、孤立波の砕波における特徴である。孤立波においては引き波がないから、砕波が直立壁に衝突する直前まで壁前の水は静水面のままで動かない。したがって砕波の山は静水面からそれより上部において壁に衝突する。 $h_1=4.4\text{ cm}$ および 6.4 cm の場合に直立壁上の種々の高さにおいて p_{peak} を測定した結果、 p_{max} は静水面からそれより約 4 cm 上に起こった。静水面から上部の波圧 (p_{peak}) 分布は、浅海波の砕波におけるように急激に減少せず、静水面上波高 $H=15.5\text{ cm}$ の点でもなお $p_{\text{peak}} \approx 70 \sim 100\text{ g/cm}^2$ であった。このように孤立波の砕波は浅海波の砕波とは、その砕波の直立壁への衝突機構において、 p_{peak} の分布および p_{max} の大きさにおいて、さらに波圧と波形勾配、直立壁前面の水深 h_1 との関係などにおいて根本的に違っている。

(4) 直立壁における波の上昇速度と跳波の高さ

砕波は直立壁に衝突しての先端部の波面がほぼ水平になつたときに最大圧力 p_{max} が作用し、その後は壁に沿って上昇する。砕波前および砕波時に、砕波の谷に近い部分の水分子は斜面の影響である程度の上向の速度成分を持っている。このため砕波が直立壁に衝突したとき、斜面に沿って水底に向かう反対方向の潜流は起らない。それゆえ、衝突時に輸送された水量の大部分が直立壁に沿つてうすい層（実験においては $4 \sim 5\text{ cm}$ くらい）をなして上昇する。この上昇速度 v は直立壁に沿つて上昇し始めたところが最も大きく、高速度映画およびオシログラフによつて測定した結果、 $v=4.1 \sim 4.3\text{ m/sec}$ であった。この値は上昇水流の厚さを 5 cm とし、砕波の輸送水量を孤立波の輸送水量に等しいと置いて、水流連続式より求めた上昇速度にはほぼ等しい。

この初速度で上昇した場合の跳波の高さは

$$\frac{v^2}{2g} = \frac{(4.2)^2}{2g} = 0.90\text{ m} \quad (15)$$

となり、この値は実験値に近い。

5. 砕波の波圧理論

(1) 運動方程式

砕波が重複波などに比較して非常に大きな圧力を構造物におよぼす最大の原因は、砕波の最もいちじるしい特徴である激しい運動量の輸送であると考えられる。しかもこの運動量の輸送が噴流のように定常的でなく、断続的に行なわれ、これが構造物に衝突するときに瞬間的に変化するからである。

1つの砕波が1周期の間に直立壁におよぼす圧力の力積は、波頂方向に単位幅について

$$\int_0^{h_2} \left(\int_0^{\tau} p dt \right) dh \quad (16)$$

である。式中 h_2 : 波頂から直立壁の基部までの高さ、 τ : 砕波の圧力が作用する時間である。

この τ の値は実験の結果によると、波頂において最も小さく、 $\tau_{\text{min}} \approx \frac{1}{3}T$ 、 p_{max} が作用する点で最大で、 $\tau_{\text{max}} \approx (0.6 \sim 0.7)T$ 、それ以下では再び減少した。いまダ円トロコイド波において、波高 $H=8 \sim 17\text{ cm}$ 、 $h=40 \sim 60\text{ cm}$ 、 $L=180 \sim 400\text{ cm}$ の場合に、波面を静水面が切る水平長さ $2x$ と波長 L との比を計算すると、 $x/L/2 \approx 0.41 \sim 0.46$ である。しかし一般に砕波においては、静水面から波頂までの高さ H_u は静水面から波底までの高さ H_l よりかなり大きく、 $H_u/H_b \approx 0.69 \sim 0.75$ 、 $H_l/H_b \approx 0.40 \sim 0.25$ であつて、 $H_u/H_b=0.75$ になると、 $x/L/2 \approx 0.60$ になることを考慮すると、砕波の鉛直面における最大圧力 p_{max} は静水面かあるいは静水面からかなり下方において起こっていることがわかる。つぎに1つの砕波が1周期間に輸送する水量を単位幅について Q とすれば、1周期間の輸送運動量は $\rho Q u_b$ である。ただし水分子の速度 u_b は砕波のすべての点で一定とする。実験の結果、砕波が壁に衝突するときの水平速度 u_b は砕波の伝播速度 ω に等しいから

$$\rho Q u_b = \rho Q \omega \quad (17)$$

これは砕波が直立壁に衝突したときの運動量の変化に等しいから、次式が成り立つ。

$$\rho Q \omega = \int_0^{h_2} \int_0^{\tau} p dt \cdot dh \quad (18)$$

いま Q を近似的に孤立波の容積に等しいとおくと、

$$Q = 4 h_0^2 \sqrt{\frac{H}{3 h_0}} \quad (19)$$

で表わされる。

直立壁の前面に 1/5 の斜面のみがある場合、水平部 10 cm および 1/2 の斜面がある場合において、完全な砕波および部分的砕波（これらの定義は後に述べる）について、(19) 式を用いて (18) 式の左辺を求め、オシログラフの波圧—時間曲線を用いて右辺を計算したところ、表—5 に示すように左右両辺はほぼ等しい。ゆえに砕波が直立壁に衝突する現象には (18) 式の運動量方程式が成り立つ。

表—5 運動量および力積

波の特性			h_1 (cm)	h_0 (cm)	Q (cm ³)	ω (cm/sec)	$\rho Q \omega$ (g·cm/ sec) $\times 10^3$	$\iint p dt dh$ (g·cm/sec) $\times 10^3$	$\frac{\iint p dt dh}{\rho Q \omega}$
H (cm)	L (cm)	T (sec)							
8.5	300	1.6	4.6	42.6	1880	187	351	334	0.95
11.7	200	1.2	5.6	42.6	2080	170	354	327	0.92
12.7	272	1.5	6.4	43.4	2350	179	421	406	0.96
12.8	271	1.5	8.4	45.4	2520	176	443	443	1.00
14.0	282	1.5	11.7	48.7	2930	187	548	595	1.08
14.3	315	1.6	17.7	54.7	3520	195	686	907	1.32
17.2	258	1.4	13.7	50.7	3460	187	647	626	0.97
17.5	315	1.7	19.7	56.7	4130	190	785	1313	1.67

(2) 衝撃圧力の式

砕波の圧力—時間曲線は砕波の状況によつて種々に変化するが、これらは大別すると完全な砕波と部分的砕波となる。非常に大きな衝撃圧力をおよぼすのは前者であつて、圧力が作用し始めてから 1/30~1/15 sec くらいで p_{peak} に達し、その後短い時間に減少する。この p_{peak} の作用時間 τ は圧力が大きいものほど小さく、普通は $\tau \approx 1/120 \sim 1/500$ sec. くらいである。いまこの時間における単位面積についての輸送質量を ρl とすれば、(18) 式よりつぎの運動方程式が成り立つ。

$$\int_0^{\tau} p dt = \rho l \omega \quad (20)$$

実験の結果によると、強い衝撃波圧においては $l \approx 3 \sim 5$ cm である。いま左辺を近似的につぎのようにおく。

$$\int_0^{\tau} p dt \approx k \cdot p_{\text{peak}} \cdot \tau \quad (21)$$

(20) および (21) 式より

$$p_{\text{peak}} = \frac{\rho}{k} \cdot \frac{l \omega}{\tau} \quad (22)$$

波圧を重力単位で表わすと

$$p_{\text{peak}} = \frac{\rho}{k g} \cdot \frac{l \omega}{\tau} \quad (23)$$

τ は非常に小さいので、 p_{peak} の時間的分布を近似的に三角形とおいてさしかえないから、(23) 式における $k=1/2$ とおくと、

$$p_{\text{peak}} = 2 \frac{\rho}{g} \cdot \frac{l \omega}{\tau} \quad (24)$$

となる。(24) 式は強大な衝撃波圧に対する理論式である。いま衝撃波圧が water-hammer 現象によると考えると、その圧力は実験において得た衝撃波圧の $10 \sim 10^2$ 倍、その作用時間は実験で得た τ のほぼ 1/100 程度になるから、砕波の衝突時には water-hammer 現象は起こっていないと考えられる。比較的弱い部分的砕波においては、圧力の作用時間 $\tau \approx 1/80 \sim 1/100$ sec 程度で、その時間中の水分子の速度は ω で一定であると考えると、

$$l = \tau \omega \quad (25)$$

とおきうるから (24) 式は次式のようになる。

$$p_{\text{peak}} = 2 \frac{\rho}{g} \omega^2 \quad (26)$$

これは p_{peak} が ω なる速度の噴流がそれに直角な壁におよぼす圧力の 2 倍に等しいことを示す。実験においても弱い部分的砕波にはこの程度のものが多かった。

付記 この実験は主として当研究室の助手玉井佐一および小西 直の両君がやつたもので、両君の努力に対し深く感謝する。

この研究には昭和 32 年度および昭和 33 年度文部省科学研究費の援助を得た。ここに付記して謝意を表わす。