

運輸省港湾技術研究所 王眞 合田良実

まえがき： 構造物に作用する諸問題の中には、短時間に強大な力を発現する衝撃性の波力があることは、良く知られている。斜面上の直立壁や直柱に働く砕波力、栈橋床版下面に働く揚圧力などは、その好例である。こうした衝撃波力の最大値は、重複波の準静的圧力や定常噴流としての動圧の数倍以上になることも珍しくなく、その絶対値の変動性といえ、衝撃波力の発現機構については不明の点も、各種の実験的研究が続けられてきた。

本文では、衝撃波力の発生時には常に水面、すなわち空気と水との不連続面が構造物に衝突する点に着目し、運動量理論を用いてその解析を試みる。これによると、水面衝突による衝撃波力は、一般にその力積が一定となることを示され、作用時間が短かいほど波力の最大値が大きい衝撃波力の特性が良く説明される。特に直柱に働く衝撃砕波力については、実験によって解析方法の妥当性が確かめられているので、直立壁に対する衝撃砕波力、および栈橋床版への揚圧力の解析をも含め、試論として発表する次第である。

1. 直柱に働く衝撃砕波力

水上飛行機や宇宙力プセルの着水の際に働く衝撃力は、次のような運動量の変化によるものとして説明されている。すなわち、着水の瞬間に落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。この運動量の変化は次のような力の作用を必要とし、これが物体に対して衝撃力として作用する。

$$F = \frac{d}{dt}(mu) \approx \frac{dm}{dt} \cdot u \quad (u: \text{衝突速度}) \quad \cdots (1)$$

静止した物体に水面がぶつかる場合は、上式の m として衝突によって進行を阻止されて運動量を失う部分の水の質量を考えれば良い。今、図-1のような三角柱に水壁面が速度 u で衝突し、右時間後に QR 線上に達するものとする。この場合の運動量を失う水の質量としては、着水衝撃力の解析方法に従い、幅 $\overline{QR} = b$ の平板の仮想質量で近似する。ただし、水は半側にしかないので、

$$m = \frac{\pi w}{8g} b^2 \quad (w: \text{水の単位体積重量}) \quad \cdots (2)$$

となり、 $b = 2ut \tan \alpha$ の関係を用いると、単位長さあたりの衝撃力が次のように求められる。

$$F = \frac{\pi w}{2g} u^2 D \frac{t}{\tau} \tan \alpha \quad \left(\tau = \frac{D}{2u \tan \alpha} : \text{衝撃力の作用時間} \right) \quad \cdots (3)$$

この式で $\alpha \rightarrow 90^\circ$ の極限の角柱の場合を考えると、 $\tan \alpha = \infty$ であるから無限に大きな衝撃力が働くことになるが、同時にその作用時間が $\tau = 0$ となるので、構造物に対する波力の有効値としては、 $I = F \cdot \tau / 2 = \pi w u D^2 / 8g$ の力積が効くことになる。

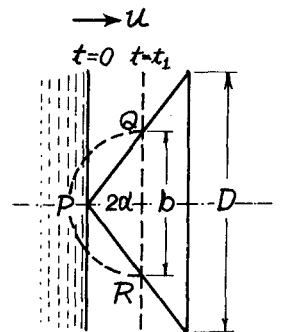


図1. 三角柱への水面衝突

次に衝撃破波力の値を具体的に計算するため、図-2のように波頂から $\lambda \eta_c$ の部分が直立した水の壁となって破波を速 C_B で前進するモデルを考える。これにより、三角柱に対する衝撃破波力は次のようになる。

$$F = \omega D H_B^2 K_B \lambda \tan \alpha \frac{t}{C_B}$$

ここに：

$$K_B = \frac{\pi C_B^2 \eta_c}{2g H_B^2} \quad C_B = \frac{D}{2\lambda \tan \alpha} \quad \dots (4)$$

衝撃力係数 K_B は1.4~3.1程度の値をとる。また、破波巻き込み係数 λ は破波の強さを表す一つのパラメーターで、海底勾配および破波点の相対水深に依りて図-3のような値をとる。これは円柱に働く衝撃破波力の実験値から逆算したもので、破波現象のふりつきから予想されるようにかなりの幅に拡がった値を示すが、同から概略の傾向が読みとれる。

衝撃力の問題で単に考えなければならぬのは、構造物あるいは測定系の動的応答性である。これを支配するのは、系の固有振動数と衝撃継続時間との積 $f C_B$ と、衝撃力の波形である。衝撃力を受けると1自由度振動系の最大変位量と、そ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の比を X_{max} で表わすと、式(4)の三角型衝撃波形に対しては、

$$X_{max} = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2\pi f C_B} \sin 2\pi f C_B\right)^2 + \left(\frac{1}{2\pi f C_B}\right)^2 (1 - \cos 2\pi f C_B)^2} \quad \dots (5)$$

で与えられる。従って同一の破波($T=1.93\text{sec}$, $H_B=20\text{cm}$, $L_B=17\text{cm}$)を模型杭に作用させても、衝撃波力の測定値は図-4のように測定系の固有振動数に依りて変化する。この模型杭は幅 $D=7.1\text{cm}$ で、その重量および波力測定アームの剛度を変えて固有振動数15~76 c/sで実験したものである。図に見るように、測定波力の変化は $\lambda=0.35\sim 0.55$ とほぼ理論曲線に一致している。

2. 直立壁に働く衝撃破波力

急斜面上の直立壁に破波がぶつかる場合については、図-5のように波頂近くの λH_B の部分が壁面を形成し、これが速度 C_B で前進しながら次第に前壁するモデルを考える。式(2)に $b=C_B \pm \cot \beta$ の関

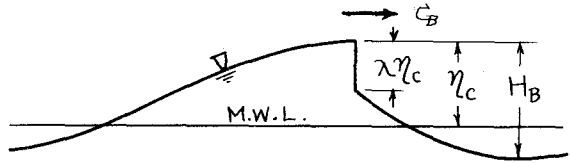


図-2. 直柱に対する破波モデル

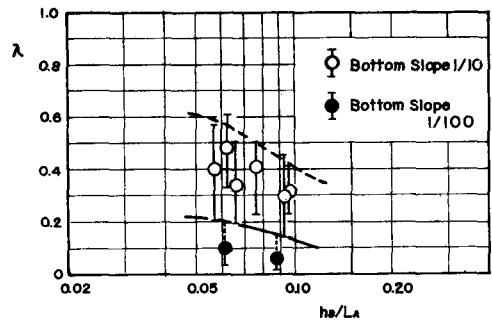


図-3. 破波巻き込み係数 λ

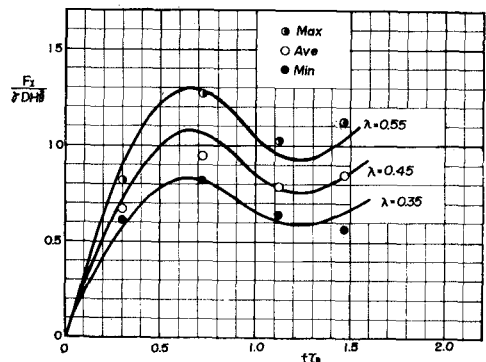


図-4. 三角柱に対する衝撃破波力の測定結果

係を用いると、式(1)から衝撃破波力が次のように計算される(単位幅当り)。

$$\left. \begin{aligned} F &= F_{\max} \cdot \frac{t}{\tau} \quad 0 < t < \tau \\ \text{こゝに:} \\ F_{\max} &= \frac{\pi \omega}{4g} C_B^2 K H_B \cot \beta \\ \tau &= \frac{K H_B}{C_B \cot \beta} \end{aligned} \right\} (6)$$

これは式(3)と同様、三角型の衝撃波形である。 $\beta < 0$ のときは $\cot \beta$ の絶対値を用いる。波力の最大値は $\cot \beta$ に比例するから、 β が僅かに違っても $F_{\max}$ は大きく変動する。また、 K の値も破波ごとに大きく変わるから、衝撃力の実験値が広範囲に散らばるのも当然といえる。

破波の前面が丁度直立した状態で壁体につぶかるとき($\beta = 0$)は、 $\tau \rightarrow 0$, $F_{\max} \rightarrow \infty$ となる。しかし、固有振動数 f の測定系で波力を測定しようとするれば、式(5)の衝撃応答係数の特性($f \rightarrow 0$ では $X_{\max} \rightarrow \pi f \tau$)から、測定の上値は次のようになる筈である。

$$(F_{\text{meas}})_{\max} = \frac{\pi^2 \omega}{4g} C_B K^2 H_B^2 f \quad \text{ただし } f \tau \leq 0.3 \quad (7)$$

光島²⁾の全波力の実験の1例について、式(6),(7)と比較したのが図-6で、 $K=0.28$ にとり、破波前面の水の壁の回転中心を $r=120 \text{ cm}$ に想定することによって、壁体の位置を変えたときの全波力の変化が説明されることになる。また、衝撃力の力積 I_p は、傾斜角 β に関係なく次式で与えられる。

$$I_p = \frac{1}{2} F_{\max} \cdot \tau = \frac{\pi \omega}{8g} C_B K^2 H_B^2 \quad (8)$$

同じく光島の実験値 $I_p = 4.9 \sim 12.3 \text{ gr} \cdot \text{sec/cm}$ から K の値を求めてみると、 $K=0.7 \sim 1.0$ の値が得られる。これは波力の最大値から求めた値よりも大きい。しかし、力積に対しては、破波前面の一樣な水の前壁の上下の部分も有効に参与するから、力積から求めた K が大きく出るのは当然である。

3. 棧橋床版に働く場圧力

この場合は、周期的に上下する重複波の水面が棧橋床版下面に衝突することによる衝撃力と考えられる。お1近似として微小振幅の完全重

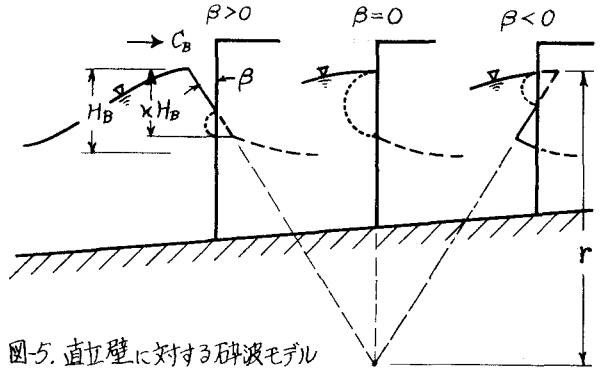


図-5. 直立壁に対する破波モデル

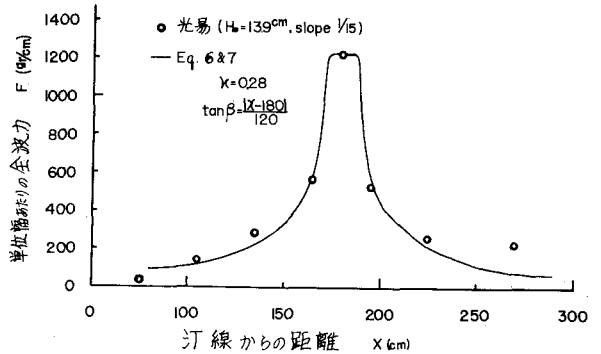


図-6. 全波力の実験値(光島)との比較

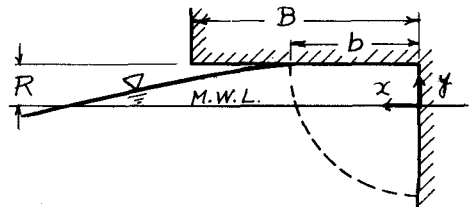


図-7. 棧橋床版の模式図

複波を想定すると、水面形および水面の上昇速度は次式で表わされる。

$$\eta = H \cos kx \sin \omega t, \quad v = \omega H \cos kx \cos \omega t \quad (9)$$

ここで簡単のため、棧橋の幅 B が波長 L に比べて十分短かい ($k^2 B^2 \ll 1$) 制限を設けると、水面との接触幅 $b = \sqrt{2\omega t' \cos \theta} / k$ (ただし $\sin \theta = R/H$, t' は水面接触後の時間) で与えられるから、式 (1), (2) から揚圧力が次のように計算される。ただし揚圧力の場合は、土留壁の存在などにより、式 (2) の質量全部が有効に働くとは見られないので、この補正率を γ で表わす。

$$F = \frac{5}{4} \omega H L \left(\frac{H}{R} - \frac{R}{H} \right) \tanh kh \quad \dots (10)$$

これは衝突の瞬間から b となるまで一定の強さの矩形パルス型の衝撃力で、その継続時間は、

$$\tau = \frac{T B^2}{L^2} \frac{R}{\sqrt{H^2 - R^2}} \quad \dots (11)$$

である。 $R=0$ のとき揚圧力の値は無限大となるが、作用時間も同時に 0 となり、力積としては、

$$I = F \cdot \tau = \frac{5\pi^2 \omega B^2}{2gT} \sqrt{H^2 - R^2} \quad \dots (12)$$

の有限の値である。式 (11) のでは極めて短かく、現地でも 0.01 sec のオーダーである。棧橋下面に空気塊が封じ込められ残りしてでが長くなると、式 (12) の関係から揚圧力の最大値が低く現われる。

棧橋渡し版のように揚圧力を自重で受け止めようとする構造では、その跳ね上がり高 Y が、

$$Y = \frac{g}{2g^2} \left(\frac{Fc}{B} \right)^2 \left(1 - \frac{B}{F} g \right) \quad \dots (13)$$

で与えられる。ただし、 g は渡し版の単位面積重量である。図-8 は、伊藤ほか³⁾の実験値と式 (13) を比べたもので、 $\gamma = 0.84$ とすると一致した結果が得られる。逆に跳ね上がり高の許容値を Y_0 とすると、渡し版の所容重量が右式のように与えられる。

現地換算 (縮尺 $1/25$) で $B=4.5 \text{ m}$, $T=12 \text{ sec}$, $R=0$ および 1.0 m における伊藤ほか³⁾の実験値は、図-9 のように、 $Y_0=0.05 \text{ m}$ とした式 (14) の結果にほぼ合致している。

参考文献: 1) 合田・原中・北畑; 直柱に働く衝撃破砕力の研究, 港研報告第5巻6号, 1966年4月。

2) Mitsuyasu, H.: Experimental Study on Wave Force against a Wall, 港研改訂報告 No.47, 1961

3) 伊藤・藤島・竹田: 棧橋に作用する波の揚圧力, 港研報告第6巻4号(予報), 1967年3月

[* 港務技術研究所の出版物は、同所企画課長宛に文書で請求をお願いいたします。]

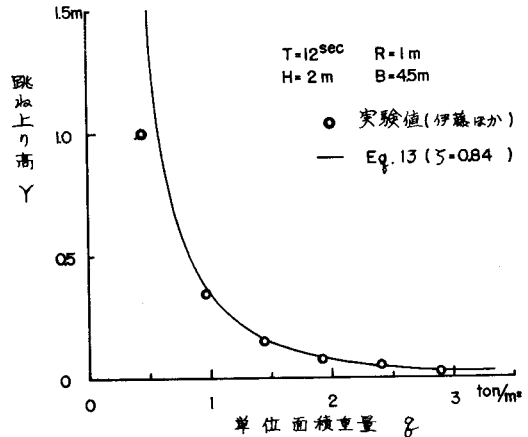


図-8. 渡し版の跳ね上がり高の比較

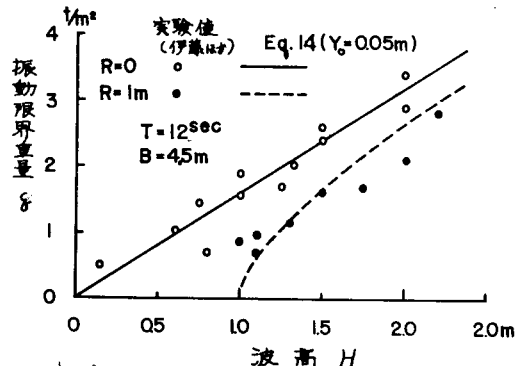


図-9. 渡し版の振動限界重量の比較

$$g = \frac{5\pi^2 \omega B \sqrt{H^2 - R^2}}{gT [\tau + \sqrt{\tau^2 + 8Y_0/g}]} \quad \dots (14)$$