

大阪大学工学部 正員 後野 正雄  
大阪大学工学部 正員 樫木 亨  
飛島建設 正員 増田 若司

1. まえがき 近年、海洋開発技術の進歩に伴って、大水深における海洋構造物の設置が計画・施工されているが、同時に大水深における砕波、いわゆる沖波砕波が構造物におよぼす波力が問題となってきている。本研究は上記のような大水深に設置された円柱構造物に作用する沖波砕波波力の特性を実験的に明らかにしようとしたものである。

2. 実験装置および実験条件 実験は2次元造波水槽において浴勾配の斜面とそれに続く水平床を設置し強制砕波により水平床部分に沖波砕波を再現させた。模型構造物は単円柱とし砕波点に円柱が移動できるようにFig.1に示すように上端固定とした。実験に際しては沖波砕波の特性を維持せしめるため砕波点における水深波高比 $h/D$ が0.5以上になるようにしたが、実験装置の都合により完全な沖波は再現できず比水深 $h/D$ が0.048~0.204までの浅海域に相当する砕波について行なっている。実験における砕波形態は主としてSpillingが多くみられ、同一の比水深においては水平床の砕波の特徴として波高が増すにつれてSpillingからPlungingへと変化する傾向が見られた。また今回の実験では模型円柱の径が6.0cmであったことから波高円柱径比 $h/D$ が小さく、モリソン式中の慣性項( $F_i$ )が抗力項( $F_D$ )に比して大きく、微小振幅波理論における $F_i \geq 2F_D$ なる条件を満たす範囲にあるので円柱が受ける最大波力は慣性項のみで表現することが可能な領域にある。

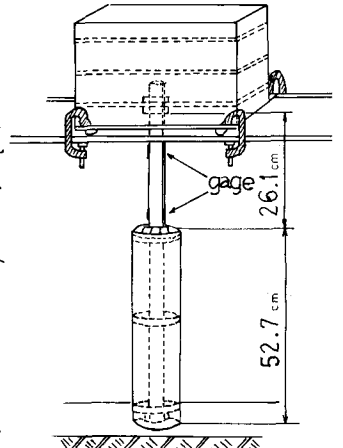


Fig.1 模型円柱

3. 実験結果と考察

a) 波力の時間波形 非砕波の場合は、波の進行方向と同一方向に働く波力と逆方向に働く波力とは同程度でほぼ対称的な波力波形を示すが、沖波砕波形状勾配 $h/D$ が増すにつれて波力波形の非対称性が大きくなっていく傾向をもつ。Fig.2は砕波の水面形(上段)、及び波力の時間波形の記録(下段)を示したものである。この時間波形において最高水位を示す位相と圧力の $P_{max}$ を示す位相が一致していないこと及び比較的高い周波数を有する小さな波形が現われていることが特徴的な事実であって、この小さな波形の周波数は模型円柱の固有振動数( $f_0$ )に近い値をとっている。この波形の出現は不規則であり常に出現するとは限らない。

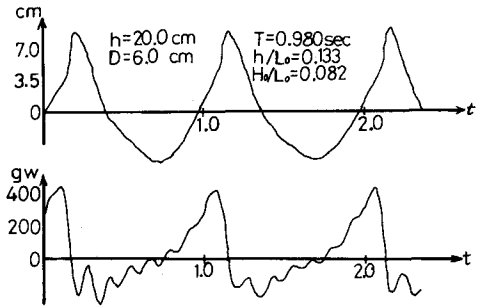


Fig.2 時間波形

b) 周波数特性について 砕波の水位変動量 $\eta$ 及び砕波波力のパワースペクトル $S_\eta(f)$ 、 $S_F(f)$ は沖波が単一周波数 $f_0$ のみであるのに対し、 $f_0$ 成分及び $f_0$ の几倍成分からなっており両者の強い類似性が見られる。この $S_\eta(f)$ と $S_F(f)$ の間には2つの応答関数があると考えられる。1つは波力の応答関数 $H_1(f)$ で抗力項を小さいとして無視するとMorison式を用いて次式で示される

$$H_1(f) = \frac{1}{4} C_M \rho g D^2 \tanh^2(2\pi C_D / \Delta(f)) \quad \text{ここに } \Delta(f) = \frac{g}{2\pi C} \left( \frac{1}{f^2} \right) \cdot \tanh^2(2\pi C_D / \Delta(f)) \quad \dots\dots(1)$$

他の1つは振動に関する応答関数  $H_2(f)$  であり次のように表わされる。

$$H_2(f) = \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega_f^2/\omega_n^2)^2 + 4\beta^2 \omega_f^2/\omega_n^2}} \quad (2)$$

この2つの関数により  $S_F(f)$  は  $S_\eta(f)$  と次の関係で結びつけられる。

$$S_F(f) = |H_1(f)|^2 \cdot |H_2(f)|^2 \cdot S_\eta(f) \quad (3)$$

Fig. 3は  $\sqrt{S_F(f)/S_\eta(f)}$  の実験値と上記計算値を比較したものである。この図より Fig. 2の波力の記録に現われている高い周波数を有する小さな波形は  $f_{1n}$  および  $f_{2n}$  に近い周波数成分の合成された波形であることが推定される。なお計算においては  $C_M = 2.0$  を用いている。

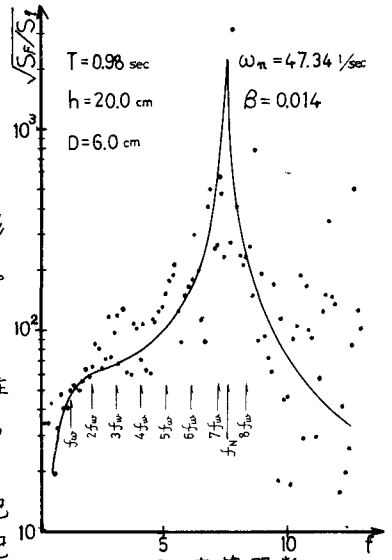


Fig. 3 応答関数

4. 沖波砕波力の算定について 円柱に作用する砕波力は円柱に作用する水粒子の分布<sup>(1)</sup>から考慮して大きく2つの部分に分けて考えることができる。1つは砕波特有の white cap を生じている波峰近傍において作用すると考えられる衝撃的な作用をする波力(以下これを上部波力と記す)、及びモリソン式によつて表現できる波力(以下これを下部波力と記す)である。上部波力は合田<sup>(2)</sup>によれば次のように表現される単位長当りの力( $F_I$ )が入り口の範囲で一様に働くとしている。

$$F_I = \frac{1}{2} (1 - \epsilon C_B) \cdot \pi \cdot S \cdot D \cdot C_B^2 \quad (4) \quad \text{ただし } C_B = D/2C_B$$

ここに  $C_B$  : 作用時間,  $C_B$  : 砕波の波速,  $D$  : 円柱径である。

また水粒子を微小水塊の剛体とみなし、水粒子の速度  $U$  が  $C_B$  に等しいとして円柱に反発係数  $e$  をもつて衝突すると考える (Fig. 4) と単位長当りの力  $F_{IN}$  は次のようになる。

$$F_{IN} = \frac{1}{2} \{ (e+2) \sin \alpha + \frac{1}{3} e \sin 3\alpha \} \cdot \rho \cdot D \cdot C_B^2 \quad (5)$$

$$\text{ここに } \alpha = \cos^{-1} (1 - \epsilon C_B)$$

下部波力が作用する領域として水面形  $\eta = \eta_c \sin \frac{\pi}{2} \tau$  を考えると上部波力が作用開始する位相角は次のようになる。(Fig. 5 参照)

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2} \tau_0 = \sin^{-1} \{ (1 - \lambda) \cdot \eta_c \} \quad (6)$$

本年の関西支部ですでに発表したように入は砕波破砕によつてほぼ一定値をとるので、この計算においては入は Spilling では  $\lambda = 0.25$ , Plunging では  $\lambda = 0.45$  の値を用いた。また模型円柱を1自由度振動系にモデル化し上部波力による応答を考慮した。Fig. 4は Plunging Type の例であり、一点鎖線は合田の(4)式で求めた値である。なお図中  $\tau$  表示した時間間隔のみ上部波力を考慮している。一方二点鎖線は下部波力のみと考へた波力の時間変化である。実験値は明らかに下部波力より大きくあらわされているが、最大値は  $\tau$  より若干おれている。このことはすでに合田らによつて指摘されているけれどもこの点を考慮して本論も振動系として作用力を算定したわけであり、計算の Peak も  $\tau$  より若干おれている。実験値は合田及び  $e = 1.0$  とした計算値より小さい値を示している。したがつて著者らのモデルにおいて反発係数  $e$  は比較的小さいものと考えられるが、今後さらにこのモデルの反発係数を種々変えて考察していく所存である

1) 橋本: 沖波砕波による水粒子速度; 553 関西年講  
2) 合田: 直柱に働く衝撃砕波力; 港技研報告第5巻

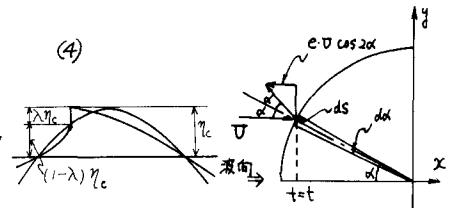


Fig. 5



Fig. 6 波力算定