

鳥取大学工学部 正会員 松原雄平  
 鳥取大学工学部 正会員 野田英明  
 瀧池組 正会員 井中伸二

1. はじめに 人工魚礁は漁業資源の保護および増殖, また漁場の拡大を目的として, わが国沿岸各地において利用されるようになり, その成果が注目されている。それらの大部分は, 底層魚を対象とした沈設魚礁であるが, 今後は表層を遊泳する魚群を対象とした浮魚礁の開発およびその利用促進が進められていくと思われる。海底に一点でアンカーされた浮魚礁は, 波動による振動運動を呈することから, その動的応答特性を知る必要がある。しかし, 浮魚礁は, 施工例も少なく, なお多くの問題があり, 敷設にあたっては, 経験的に行われていのが現状である。本研究は, 以上のことから波によって生ずる浮魚礁浮体部の動的変位および残留緊張力について検討を加えるものである。

2. 実験概要 実験は長さ24m, 幅0.6m, 深さ1.1mの鋼製2次元波動水槽に, 図-1に示す張力計を設置して行なった。張力計は固定した2個のローラー間にした焼青銅板の中心に保留索を結び, その左右両面に4枚の防水ゲージを貼付したものである。これによって, 波の進行方向と直角の方向の外力の影響を除去し, さらにローラーの滑らかな回転運動でゲージ面が常に外力の方向に向き精度の良い張力測定が可能である。また波の位相の変化にもなり浮体部の挙動, 保留索の角度の変化は, 16mmフィルムに撮影し, 7mmモーションアナライザによって解析処理した。実験条件は  $h=56.4\text{cm}$  と一定し, 波の周期  $T_w$  0.9sec, 1.5sec, 2.0sec, 2.5sec とし, それぞれ波高  $H=5\text{cm} \sim 14\text{cm}$  の範囲で設定した。

3. 理論的考察 図-2に示すような座標系で, 保留索角  $\theta$  が小さく, かつ鉛直方向の流体力  $F_v$  のみに対する影響が少ないものとして, 点Oに関する浮体の角運動方程式を立てると, 2次の減衰を仮定した場合, 次式で与えられる。

$$I \cdot \frac{d^2\psi}{dt^2} + C_2 l^3 \left( \frac{d\psi}{dt} \right) + N \cdot l \cdot \psi = F_{H1M} \cos \omega t + F_{H2M} \sin \omega t \quad (1)$$

ここに,  $C_2$ : 減衰定数,  $I$ : 仮想質量効果を考慮した点Oまわりの慣性モーメント,  $\omega$ :  $2\pi/T_w$ ,  $T_w$ : 波の周期である。右辺の2項  $F_{H1M}, F_{H2M}$  はそれぞれ浮体部に作用する水平方向の最大慣性力, 最大抗力であって,  $\rho, C_D, C_M$  をそれぞれ水の密度, 抗力係数, 慣性力係数とすると,  $F_{H1M} = C_M \cdot \rho \cdot (\pi D^2/4) \cdot L \cdot \omega \cdot U_m$ ,  $F_{H2M} = C_D (\rho/2) (D \cdot L) U_m^2$  で表わされる。ただし  $U_m = (\pi h/T_w) \cdot (\cosh k(h+z_0)/\sinh kh)$  である。また,  $\sin \omega t \cdot |\sin \omega t| \approx \sin \omega t$  とし, (1) 式の右辺2項を合成すると, (1) 式は,  $F_{H1M}^2 + F_{H2M}^2 = F_H$  とおきかえることで,

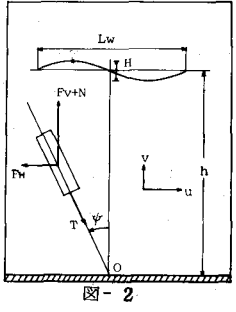
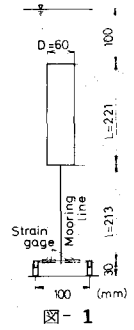
$$I \cdot \frac{d^2\psi}{dt^2} + C_2 l^3 \left( \frac{d\psi}{dt} \right)^2 + N l \psi = F_H \cos(\omega t - \theta), \quad \theta = \tan^{-1} \left( \frac{F_{H2M}}{F_{H1M}} \right) \quad (2)$$

となる。(2) 式は, 1自由度系バネ・ダンパ・ポットモデルで表わされる強制振動の微分方程式に他ならないが, 非線型であるので, 等価減衰定数を導入することで最終的に次の解を得る。

$$\psi = \psi_m \cdot \cos(\omega t - \gamma) \quad (3)$$

$$\psi_m = \frac{F_H \cdot l}{N} \frac{1}{\sqrt{2} n (\omega/\omega_n)^2} \left[ \left( \left\{ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_n} \right)^2 \right\}^4 + 4 n^2 \left( \frac{\omega}{\omega_n} \right)^4 \right)^{\frac{1}{2}} - \left\{ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_n} \right)^2 \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\tan \beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left( 1 + \frac{4 n \left( \frac{\omega}{\omega_n} \right)^4}{\left\{ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_n} \right)^2 \right\}^4} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad n = \frac{8 C_2 F_H l}{3\pi I^2 \omega_n^2} \quad \omega_n = \text{浮体固有振動数}$$



一方、係留索張力 \$T\$ は、水平力 \$F\_H\$、鉛直方向慣性力 \$F\_V\$、および遠心力 \$F\_C\$ のつり合い式から次式で算定される。

$$T = \sqrt{(F_{Hm} \sin \omega t + N)^2 + (F_{Cm} \cos(\omega t - \theta))^2} + F_C \sin^2(\omega t - \gamma) - N \quad (4)$$

ここに、 $F_C = C_m \rho \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) (\psi_m \cdot \omega)^2 l$ 、 $N = (\rho - \rho_s) g V$ 、 $F_{Hm} = C_m \rho \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) v_m \cdot \omega$ 、 $\rho_s$ : 浮体の密度である。

4. 結果および考察 図-3は、横軸に  $\omega/\omega_n$  をとり、 $N$  をパラメータとして、(3)式から算定される最大係留索角(実線)と実験結果と比較したものである。(3)式の算定結果は、パラメータ  $N$  の値が大きくなるにつれて、 $\psi_m$  の値も徐々に増加すること、また、 $\omega/\omega_n$  の値が1に近づくにつれて、すなわち共振点に接近するにしたがって、 $\psi_m$  の値が急激に大きくなることを示している。実験からも同様の傾向が認められ、理論値とよく一致しており、(3)式により  $\psi_m$  が精度よく求まることがわかる。

図-4および図-5は、それぞれ(3)式、(4)式から算定される係留索角、係留索張力の波の1周期における変化を実験結果と比較したものである。図-4は、 $\omega/\omega_n = 2.87$ 、 $N = 0.649$  における結果である。この図からわかるように、理論値と実験値の位相はほぼ一致するが、その絶対値には両者で若干の差がある。一方、張力の時間的変化については、最大値、最小値ともに実験値、理論値はよく一致しており、また、その位相もほぼ等しい。図-5は  $\omega/\omega_n = 1.03$ 、 $N = 0.916$  の結果であって、共振点近傍における記録である。この図より、 $\psi_m$  については、図-4の結果よりもかなり大きくなっているが、理論値と実験値の一致は、図-4とほぼ同程度であることがわかる。一方、係留索張力の変化に関しては、最大値の大きさは、おおよそ、その位相も、おおよそよく一致している。理論値では、 $\psi$  が正から負となる時点で最大値を示しているが、実験値は  $\psi$  が負から正となる位相で最大値をとっている。この原因は明確ではないが、理論における遠心力と実際のそれとはかなり異なること、および鉛直方向の抗力を無視したことが考えられる。そこで、最大係留索張力  $T_{max}$  について、その支配的要因を明らかにするため、(3)式を無次元化すれば無次元最大係留索張力  $(T_{max}/N) \cdot (SgD/um^2)$  は、下記の4つの無次元量によって表される。

$$\frac{T_{max}}{N} \cdot \frac{SgD}{um^2} = f \left( \frac{um \cdot Tw}{D}, \frac{l}{D}, \psi_m, \frac{vm}{um} \right) \quad (5)$$

図-6は、 $\psi_m$  をパラメータとして、 $\frac{T_{max}}{N} \cdot \frac{SgD}{um^2}$  と  $\frac{um \cdot Tw}{D}$  との関係を示したものであって、今回の実験では  $l/D$  は一定であり、かつ  $vm/um \ll 1$  と考えてよい。この図より、 $um \cdot Tw/D$  の増加にともなって、 $\frac{T_{max}}{N} \cdot \frac{SgD}{um^2}$  は、両対数グラフ上で直線的に減少するが、なお、結果にかなりのばらつきがあることとわかる。現段階では、ばらつきの原因は明らかでないが、 $l/D$ 、 $vm/um$  の効果をも考慮して張力算定式を不満足する必要があり。

5. おわりに 本研究において導いた(3)式により、 $\psi$  については、ほぼ満足する精度で算定でき、(4)式については、なお改良の余地があることがわかった。

最後に、本研究は文部省科学研究費(代表者 岩垣隆一)による研究の一部であることを付記する。

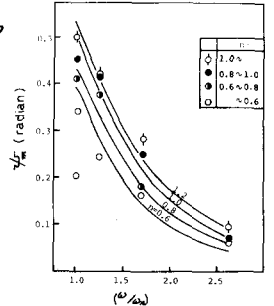


図-3

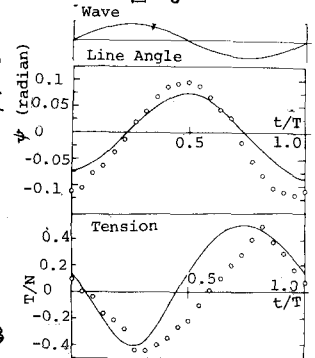


図-4

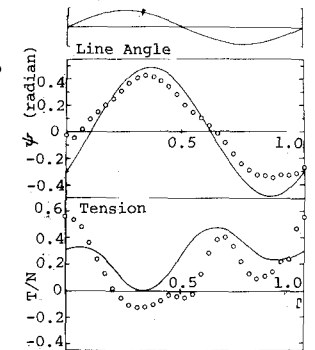


図-5

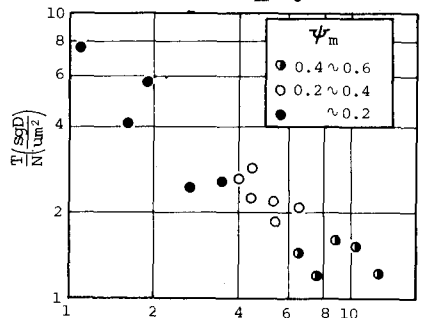


図-6 K.C.No. (u<sub>m</sub>l/D)