

不規則波に対する海洋プラットフォームの共振制御

石 田 啓*・小 村 辰 彦**

1. 緒 言

親水域の有効利用を目的とするウォーターフロント開発や未来の資源・エネルギーの確保を目指す海洋開発の実行に際し、海洋空間の利用や海底資源の採取を可能にするためには、現地波浪を想定した安全かつ合理的な海洋構造物の設計が必要である。石田ら(1986, 1987, 1990)はすでに、脚柱式構造物を対象とした波力による振動変位について、従来の数値解析とは異なった新たな理論解を提示し、脚柱間隔が波長の半分になる時に生じる変位の相殺点を利用することにより、プラットフォームの共振を抑制できることを理論と実験の両方から実証したが、これらは、いずれも規則波によるものであった。本論では、不規則波による振動変位について理論的研究を行う。すなわち、まず、不規則波による脚柱の振動変位の理論解を新たに提示し、次に、これを四脚柱式プラットフォームに適用した時の振動変位について、時間変化とスペクトルの両面から実測値と理論計算値とを比較検討し、計算手法の妥当性を検証する。最後に、変位の相殺点を利用することにより、不規則波の場合においても、プラットフォームの共振を減少させることが可能となることを実験および理論の両面から実証する。

2. 脚柱の振動変位の理論解

(1) 横振動方程式の等価線形化

プラットフォームの諸元および座標系を図-1示す。座標は水底を x 軸、静止時の脚柱 AB の中心軸を z 軸とし、時間を t とする。プラットフォームは脚柱長を l 、水底部埋込高を b 、脚柱間隔を l_h とし、脚柱の振動変位は ξ で表す。脚柱に働く x 軸方向の波力を、脚柱の変位速度に対する相対的な水粒子速度を用いたモリソン公式で与え、脚柱変位の2乗項を無視すると、脚柱の横振動方程式は、

$$m\ddot{\xi}_{tt} + c\xi_t + EI\xi_{zzzz} = c_a u + c_m \dot{u} \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表すことができる。ここに、

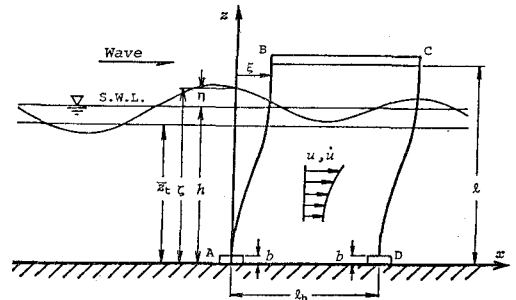


図-1 プラットフォームの座標系

$$\left. \begin{aligned} m &= A\rho + C_a A\rho_w, & c &= c_0 + C_D \rho_w D |u| \\ c_m &= C_M \rho_w A, & c_a &= C_D \rho_w D / 2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

であり、 ρ は柱の密度、 ρ_w は水の密度、 c_0 は減衰係数、 E は柱のヤング率、 I は断面2次モーメント、 u は水粒子速度、 $\dot{u}$ は水粒子加速度、 C_D は抗力係数、 C_M は慣性係数、 C_a は付加質量係数である。

$x=0$ における不規則波の時間波形を、フーリエ級数を用いて、

$$\eta = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\omega_n t - \theta_n) \quad \dots\dots\dots (3)$$

と余弦波の和で表すと、 u および $\dot{u}$ は微小振幅波理論を用いることにより、

$$\left. \begin{aligned} u &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \omega_n \frac{\cosh(k_n z)}{\sinh(k_n h)} \cos(\omega_n t - \theta_n) \\ \dot{u} &= - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \omega_n^2 \frac{\cosh(k_n z)}{\sinh(k_n h)} \sin(\omega_n t - \theta_n) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここに、 h は水深であり、 a_n は成分波の振幅、 ω_n は成分波の角周波数、 k_n は成分波の波数、 θ_n は成分波の初期位相である。

式(1)に式(4)の水粒子速度および水粒子加速度を代入する際、式(1)右辺の抗力項は u に関して非線形であるが、この項において、 $|u|$ を完全に無視するのではない形で線形化するために、非線形性が弱いという仮定のもとで、Penzien ら(1970)が用いた等価線形化法を利用し、最小2乗法により抗力項を線形化する。すなわち、式(1)を、

* 正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科

** 正会員 工修 東京コンサルタンツ株式会社

$$m\dot{\xi}_1 u + c\dot{\xi}_1 + E I \dot{\xi}_{zzzz} = E_r + \bar{c}_d u + c_m \dot{u}$$

$$E_r = c_d u |u| - \bar{c}_d u \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表現し、線形化により生じる誤差 E_r を最小 2 乗法を用いて最小にすると、 c_d の最適値は、

$$\bar{c}_d := c_d \frac{\langle u^2 | u | \rangle}{\langle u^2 \rangle} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここに、 $\langle \rangle$ は時間平均を意味する。

式 (6) の c_d を式 (5) に適用し、 $E_r \approx 0$ と近似した式に、式 (4) の u および $\dot{u}$ を代入すると、柱の横振動方程式は、

$$m\dot{\xi}_1 u + c\dot{\xi}_1 + E I \dot{\xi}_{zzzz}$$

$$= \bar{c}_d u + c_m \dot{u}$$

$$= -c_m \sum_{n=1}^X \{A_n \cosh(k_n z) \sin(n\omega_1 t - \theta_n)\}$$

$$+ \bar{c}_d \sum_{n=1}^X \{B_n \cosh(k_n z) \cos(n\omega_1 t - \theta_n)\}$$

$$\dots\dots\dots (7)$$

となる。ここに、

$$A_n = a_n (n\omega_1)^2 / \sinh(k_n h)$$

$$B_n = a_n \cdot n\omega_1 / \sinh(k_n h) \quad \dots\dots\dots (8)$$

であり、式中のそれぞれの成分波の角周波数は、対象とするデータの時間長を T_1 とした場合、 $\omega_n = n\omega_1 = n \cdot (2\pi/T_1)$ で与えられる。

(2) 水面変動を考慮した振動の理論解

水面の上下動による波力の作用範囲の変化を考慮するが、不規則波の場合は、波谷が極小となる位置が時間的に変動するため、実測した水面変動データの波谷の極小値の平均値 $\bar{z}_i$ を求め、脚柱を、水底から $\bar{z}_i$ までの水中区間と、 $\bar{z}_i$ から平均水面 h までの水面変動区間、および平均水面 h 以上の空中区間の 3 区間に分割し、それぞれの柱の振動変位を ξ_1 、 ξ_2 および ξ_3 で示す。

ξ_1 は、石田 (1986) の解を利用することにより、

$$\xi_1(z, t) = I_m \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 f_{1nj} e^{S_{1nj} z} - G_{1n}(z) \right) e^{i n \omega_1 t} \right\}$$

$$+ R_e \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 r_{1nj} e^{S_{1nj} z} - P_{1n}(z) \right) e^{i n \omega_1 t} \right\}$$

$$\dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。ここに、 $j=1 \sim 4$ で、 S_{1nj} は柱の諸量および波の諸元により定まる固有値であり、

$$S_{1n1} = \mu_{1n} - i\nu_{1n}, \quad S_{1n2} = -\mu_{1n} + i\nu_{1n}$$

$$S_{1n3} = \nu_{1n} + i\mu_{1n}, \quad S_{1n4} = -\nu_{1n} - i\mu_{1n}$$

$$\mu_{1n} = \sqrt[4]{(n\omega_1)^2 m_1 / EI} \sqrt{\{\sqrt{\lambda_{1n}} + \sqrt{(\lambda_{1n} + 1)/2}\}/2}$$

$$\nu_{1n} = \sqrt[4]{(n\omega_1)^2 m_1 / EI} \sqrt{\{\sqrt{\lambda_{1n}} - \sqrt{(\lambda_{1n} + 1)/2}\}/2}$$

$$\lambda_{1n} = \sqrt{1 + \{c_1 / (n\omega_1 m_1)\}^2}$$

$$\dots\dots\dots (10)$$

で与えられる。 f_{1nj} および r_{1nj} は柱の境界条件から決定される複素数の積分定数であり、 X は重ね合わせる成分波の個数である。また、

$$G_{1n}(z) = - \frac{\{(n\omega_1)^2 m_1 - E I k_n^4\} + i n \omega_1 c_1}{\{(n\omega_1)^2 m_1 - E I k_n^4\}^2 + (n\omega_1 c_1)^2} \cdot c_m A_n e^{-i\theta_n} \cosh(k_n z)$$

$$P_{1n}(z) = \frac{\{(n\omega_1)^2 m_1 - E I k_n^4\} + i n \omega_1 c_1}{\{(n\omega_1)^2 m_1 - E I k_n^4\}^2 + (n\omega_1 c_1)^2} \cdot \bar{c}_{d1} B_n e^{-i\theta_n} \cosh(k_n z)$$

$$\dots\dots\dots (11)$$

である。 m_1 および c_1 は、式 (2) の c および m であるが、 c 中の $|u|$ は、水中区間で平均したのち、時間平均した値を用い、 P_{1n} の $\bar{c}_{d1}$ は式 (6) の $\bar{c}_d$ を水中区間で平均した値を用いる。

波力の作用範囲が時間的に変動する水面変動区間の取扱いは、石田ら (1987) が示した波谷から波峰までに作用する波力を、作用範囲が時間的に変動しないように近似する方法を利用する。したがって、式 (7) 右辺の波力を、平均波谷 $\bar{z}_i$ から水面 $\zeta = h + \eta$ の範囲で z 方向に積分した後、 $\sinh(k_n \zeta)$ を h のまわりでテーラー展開し、さらに $(h - \bar{z}_i)$ で除して、 $\bar{z}_i$ から h までの範囲において等分布荷重として作用すると仮定する。この際生じる η^2 および η^3 は、 η と同様に実測による水面変動データの 2 乗および 3 乗の値をフーリエ級数展開して、

$$\eta^2 = b_0 + \sum_{n=1}^X b_n \cos(n\omega_1 t - \varphi_n)$$

$$\eta^3 = c_0 + \sum_{n=1}^{X-1} c_n \cos(n\omega_1 t - \psi_n) \quad \dots\dots\dots (12)$$

と余弦波の和で与えるが、 b_n 、 c_n および φ_n 、 ψ_n は測定した η を用いて算出した η^2 および η^3 から決定される。

以上より式 (7) 右辺の波力を、等分布近似した場合の解 ξ_2 は、式 (9) と全く同様に誘導され、

$$\xi_2(z, t) = I_m \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 f_{2nj} e^{S_{2nj} z} - G_{2n}(z) \right) e^{i n \omega_1 t} \right\}$$

$$+ R_e \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 r_{2nj} e^{S_{2nj} z} - P_{2n}(z) \right) e^{i n \omega_1 t} \right\}$$

$$+ \sum_{j=1}^4 f_{20j} z^{j-1} - G_{20}(z) + \sum_{j=1}^4 r_{20j} z^{j-1} - P_{20}(z)$$

$$\dots\dots\dots (13)$$

となる。ここに、 f_{2nj} および r_{2nj} は複素数の積分定数であり、 f_{20j} および r_{20j} は実数の積分定数である。

G_{20} 、 G_{2n} 、 P_{20} および P_{2n} は、

$$G_{20}(z) = \frac{1}{h - \bar{z}_i} \frac{1}{EI} c_m M_0 \frac{z^4}{24}$$

$$G_{2n}(z) = - \frac{1}{h - \bar{z}_i} \frac{(n\omega_1)^2 m_2 + i(n\omega_1) c_2}{\{(n\omega_1)^2 m_2\}^2 + (n\omega_1 c_2)^2} c_m M_n$$

$$P_{20}(z) = - \frac{1}{h - \bar{z}_i} \frac{1}{EI} \bar{c}_{d2} D_0 \frac{z^4}{24}$$

$$P_{2n}(z) = \frac{1}{h - \bar{z}_i} \frac{(n\omega_1)^2 m_2 + i(n\omega_1) c_2}{\{(n\omega_1)^2 m_2\}^2 + (n\omega_1 c_2)^2} \bar{c}_{d2} D_n$$

$$\dots\dots\dots (14)$$

である。ここに、 S_{2nj} , G_{2n} および P_{2n} 中の m_2 は m_1 と一致するが、 c_2 は、式 (4) 中の $|u|$ を $\bar{z}_i$ から ζ の範囲で平均したのち、時間平均した値を用いて算定する。また、 P_{2n} 中の $\bar{c}_{d2}$ は、式 (6) の $\bar{c}_d$ を $\bar{z}_i$ から ζ の範囲で平均した値を用いる。式 (14) 中の M_0 , M_n , D_0 および D_n とその中の R_{np} , S_{np} および T_{nq} は

$$\begin{aligned} M_0 &= \frac{1}{2} \sum_{p=1}^X A_p \left\{ \frac{1}{2} k_p b_p \sinh(k_p h) \cdot e^{i(\varphi_p - \theta_p)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} k_p^2 c_p \cosh(k_p h) \cdot e^{i(\phi_p - \theta_p)} \right\} \\ M_n &= A_n \left\{ \frac{1}{k_n} \{ \sinh(k_n h) - \sinh(k_n \bar{z}_i) \} \right. \\ &\quad + a_0 \cosh(k_n h) + \frac{1}{2} k_n b_0 \sinh(k_n h) \\ &\quad + \frac{1}{6} k_n^2 c_0 \cosh(k_n h) \left. \right\} e^{-i\theta_n} \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{X-n} (A_{p+n} R_{np} e^{-i\theta_{p+n}} - A_p S_{np} e^{i\theta_p}) \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{q=1}^{n-1} A_q T_{nq} e^{-i\theta_q} \\ D_0 &= \frac{1}{2} \sum_{p=1}^X B_p \left\{ a_p \cosh(k_p h) \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} k_p b_p \sinh(k_p h) e^{i(\varphi_p - \theta_p)} \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} k_p^2 c_p \cosh(k_p h) e^{i(\phi_p - \theta_p)} \right\} \\ D_n &= B_n \left\{ \frac{1}{k_n} \{ \sinh(k_n h) - \sinh(k_n \bar{z}_i) \} \right. \\ &\quad + a_0 \cosh(k_n h) + \frac{1}{2} k_n b_0 \sinh(k_n h) \\ &\quad + \frac{1}{6} k_n^2 c_0 \cosh(k_n h) \left. \right\} e^{-i\theta_n} \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{X-n} (B_{p+n} R_{np} e^{-i\theta_{p+n}} + B_p S_{np} e^{i\theta_p}) \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{q=1}^{n-1} B_q T_{nq} e^{-i\theta_q} \\ R_{np} &= a_p \cosh(k_{p+n} h) e^{i\theta_p} \\ &\quad + \frac{1}{2} k_{p+n} b_p \sinh(k_{p+n} h) e^{i\varphi_p} \\ &\quad + \frac{1}{6} k_{p+n}^2 c_p \cosh(k_{p+n} h) e^{i\phi_p} \\ S_{np} &= a_{p+n} \cosh(k_p h) e^{-i\theta_{p+n}} \\ &\quad + \frac{1}{2} k_p b_{p+n} \sinh(k_p h) e^{-i\varphi_{p+n}} \\ &\quad + \frac{1}{6} k_p^2 c_{p+n} \cosh(k_p h) e^{-i\phi_{p+n}} \\ T_{nq} &= a_{n-q} \cosh(k_q h) e^{-i\theta_{n-q}} \\ &\quad + \frac{1}{2} k_q b_{n-q} \sinh(k_q h) e^{-i\varphi_{n-q}} \\ &\quad + \frac{1}{6} k_q^2 c_{n-q} \cosh(k_q h) e^{-i\phi_{n-q}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (15)$$

である。ただし、 $n=1$ のとき T_{1q} はゼロである。

ξ_3 は、式 (7) 右辺の波力をゼロとした時の解であり、式 (9) から G_{1n} および P_{1n} を省いた形で、

$$\begin{aligned} \xi_3(z, t) &= I_m \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 f_{3nj} e^{S_{3nj} z} \right) e^{i n \omega_1 t} \right\} \\ &\quad + R_e \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 r_{3nj} e^{S_{3nj} z} \right) e^{i n \omega_1 t} \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。ただし、 S_{3nj} 中の m_3 および c_3 は、式 (2) 中の m および c に含まれる C_a および $|u|$ をゼロとした値である。

以上、 ξ_1 , ξ_2 および ξ_3 を式 (9), 式 (13) および式 (16) で示したが、これらをまとめて、

$$\begin{aligned} \xi_k(z, t) &= I_m \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 f_{knj} e^{S_{knj} z} - G_{kn}(z) \right) e^{i n \omega_1 t} \right\} \\ &\quad + R_e \left\{ \sum_{n=1}^X \left(\sum_{j=1}^4 r_{knj} e^{S_{knj} z} - P_{kn}(z) \right) e^{i n \omega_1 t} \right\} \\ &\quad + \sum_{j=1}^4 f_{k0j} z^{(j-1)} - G_{k0}(z) \\ &\quad + \sum_{j=1}^4 r_{k0j} z^{(j-1)} - P_{k0}(z) \quad \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

の形で表すことができる。ここに、 $\kappa=1, 2, 3$ であるが、 $\kappa=1$ のとき G_{10} と P_{10} はゼロであり、 $\kappa=3$ のとき、 G_{30} , P_{3n} , G_{30} および P_{3n} はゼロである。

図-1の脚柱 CD の変位は、波の進行方向を x の正方向にとった場合、脚柱 AB の変位の位相よりも、脚柱間隔 l_h だけ進んだものであるから、式 (17) 中の初期位相 θ_n , φ_n および ϕ_n を $\theta_n + k_n l_h$, $\varphi_n + k_n l_h$ および $\phi_n + k_n l_h$ と置き換えたものとなる。これらの変位の解に、水底部およびデッキ接合部における境界条件と脚柱の変位、変位角および内部応力の連続条件を適用することにより、デッキの変位量を求めることができる。

3. 不規則波による振動変位と共振制御に関する実験

(1) 実験装置および方法

実験は、図-2に示すように、福井高専土木工学科にある長さ 26 m、幅 60 cm、深さ 80 cm の造波水槽の中

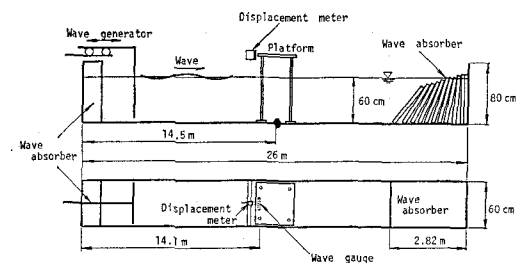


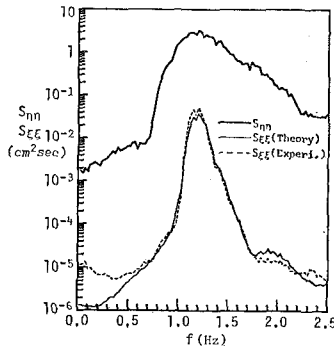
図-2 実験装置概要

中央に模型のプラットフォームを設置し、非接触型変位計を用いて、デッキ部の振動変位を測定した。プラットフォームは、比重が 7.7 の鋼製デッキを、外径が $D=2$ cm で肉厚が $t=3.6$ mm の塩化ビニール製円柱 4 本で支持する形式である。脚柱の比重は 1.37 であり、ヤング率は $E=28700$ kgf/cm² (281 kN/cm²) である。ここに、脚柱上端の高さは $l=87$ cm で、脚柱間隔は $l_h=80$ cm である。デッキ重量は、17.5 kgf (171.5 N) と 21.6 kgf (211.7 N) を用いた。実験時の水深は $h=60$ cm であり、Pierson-Moskowitz 型スペクトルを持ち、ピーク周波数を $f_p=0.44$ Hz~1.76 Hz の範囲で変化させた不規則波を作用させた。

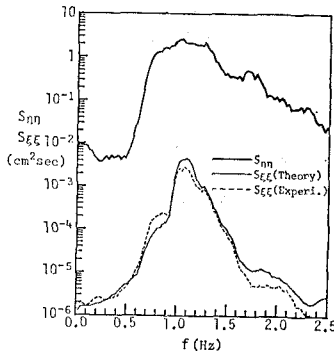
理論計算では、抗力係数 C_D 、慣性係数 C_M および付加質量係数 C_a は、最も広く使用されている値である $C_D=1.0$, $C_M=2.0$, $C_a=1.0$ を使い、減衰係数 c_0 については、プラットフォームを空中で自由振動させたときの減衰曲線から求めた値を用いた。

(2) 結果および考察

図-3(a) および (b) に、水面変動とプラットフォームの振動変位のパワースペクトルを示す。図中、実線は、測定した水面変動のスペクトル $S_{\eta\eta}$ 、細線および破線は、振動変位のスペクトル $S_{\xi\xi}$ の計算値および実測値である。(a) は、波のピーク周波数が $f_p=1.196$ Hz で



(a) $W_d=17.5$ kgf ($f_n=1.160$ Hz), $f_p=1.196$ Hz

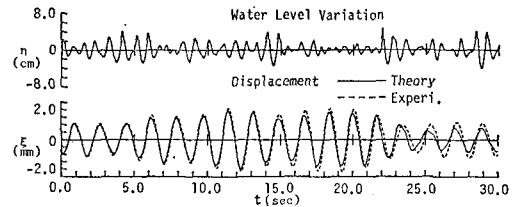


(b) $W_d=21.6$ kgf ($f_n=1.005$ Hz), $f_p=1.050$ Hz

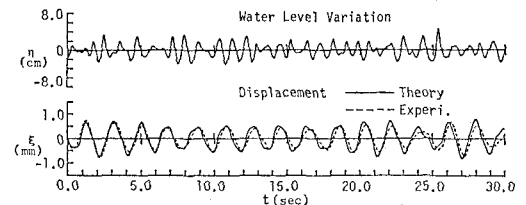
図-3 水面変動と振動変位のスペクトル

デッキ重量が 17.5 kgf の場合であるが、この場合のプラットフォームの固有振動数は $f_n=1.160$ Hz であり、 f_p に極めて近いため、プラットフォームはほぼ共振状態を呈する。(b) は波のピーク周波数が $f_p=1.050$ Hz でデッキ重量が 21.6 kgf の場合であり、プラットフォームの固有周波数は $f_n=1.005$ Hz である。脚柱間隔が $l_h=80$ cm の場合には、変位の相殺現象を起こす波の周波数 f_0 は、1.0 Hz (波長 $L=160$ cm) となる。すなわち、(b) の場合は、 f_p , f_n および f_0 がほぼ一致した状態である。(a) と (b) のいずれの場合も、変位の実測値と計算値とは良く一致し、さらに、相殺周波数とプラットフォームの固有振動数が一致する (b) の振動変位のスペクトルは、実測値および計算値の両方とも (a) より 1 オーダー小さくなり、共振が抑制されることがわかる。

図-4(a) および (b) は、それぞれ 図-3(a) および (b) の結果を、時間変化の観点から見たものである。 η はデータとして得られた水面変動で、 ξ は振動変位を示すが、実線は η から得られた計算値であり、破線は実測値である。(a) の共振現象では振動変位の振幅が 2 mm 弱であるが、(b) の相殺周波数とプラットフォームの固有振動数が一致する場合は、振動変位の振幅が 1 mm 弱程度に小さくなる。いずれの場合も、スペクトル形と同様に、実測値と計算値は比較的良く一致している。



(a) $W_d=17.5$ kgf ($f_n=1.160$ Hz), $f_p=1.196$ Hz



(b) $W_d=21.6$ kgf ($f_n=1.005$ Hz), $f_p=1.050$ Hz

図-4 水面変動と振動変位の時間変化

図-5(a) および (b) は、図-3(a) および (b) の水面変動と振動変位の相互関係をコヒーレンシー $\gamma^2_{\eta\xi}$ で示したものである。図中、実線は実測の水面変動と理論計算による振動変位との相関を、破線は実測の水面変動と実測の振動変位との相関を示す。(a) の場合では、

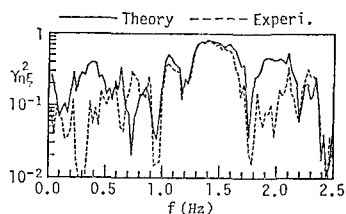
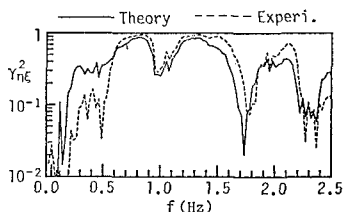
(a) $W_d=17.5 \text{ kgf}$ ($f_n=1.160 \text{ Hz}$), $f_p=1.196 \text{ Hz}$ (b) $W_d=21.6 \text{ kgf}$ ($f_n=1.005 \text{ Hz}$), $f_p=1.050 \text{ Hz}$

図-5 水面変動と振動変位のコヒーレンシー

コヒーレンシーの値は、変位に相殺が生じる 1.0 Hz 付近および共振が生じる 1.160 Hz 付近で小さくなる。また、 $f=0.6 \text{ Hz}$ 付近で実測値が小さくなるのは、抗力項から生じる波力の 2 倍成分が共振を誘発するためであり、さらに、 $f=1.8 \text{ Hz}$ 付近での値の減少は、2 次モードの振動の影響のためと考えられる。(b) は、固有振動数が相殺周波数 $f_c=1.0 \text{ Hz}$ に極めて近くなった場合であり、そのため、 $f=1.0 \text{ Hz}$ 付近でコヒーレンシーの値は小さくなっている。なお、(a) および (b) ともに実測値と計算値は比較的良好に一致している。

(3) 共振変位の制御

石田ら (1990) は、規則波の場合で、変位の相殺周波数 f_c を固有周波数 f_n に一致させることにより、共振が抑制されることを実証したが、このような共振特性および相殺特性を、不規則波について調べた結果が 図-6 (a) および (b) である。図の横軸は、それぞれの不規則波の水面変動のスペクトルのピーク値 $S_{\eta\eta\max}$ を与える周期 $T_p (=1/f_p)$ であり、縦軸は振動変位のスペクトルのピーク値 $S_{\xi\xi\max}$ を $S_{\eta\eta\max}$ で割った値である。図中、●は実測値であり、○は理論計算値である。図-6 (a) はデッキ重量が 17.5 kgf の場合であり、プラットフォームの固有周期 $T_n=0.862 \text{ sec}$ (固有振動数 $f_n=1.160 \text{ Hz}$) 付近で共振が発生していることがわかる。また、全体的に実測値と計算値は良く一致している。(b) はデッキ重量を 21.6 kgf に増大し、共振点 $T_n=0.995 \text{ sec}$ ($f_n=1.005 \text{ Hz}$) を相殺点 $T_c=1.0 \text{ sec}$ ($f_c=1.0 \text{ Hz}$) に近づけた場合であり、本来、 $T_n=0.995 \text{ sec}$ 付近で発生する共振が抑制され、縦軸の値が (a) の場合より 1 オーダー小さくなっている。計算値は実測値より若干大きくなっているが、計算では C_D , C_M および C_a を固定していること、等価線形化に伴う誤差が生じること、お

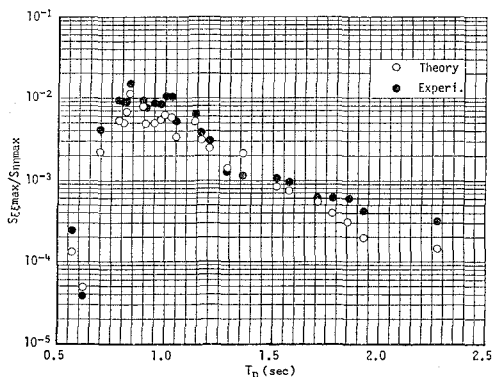
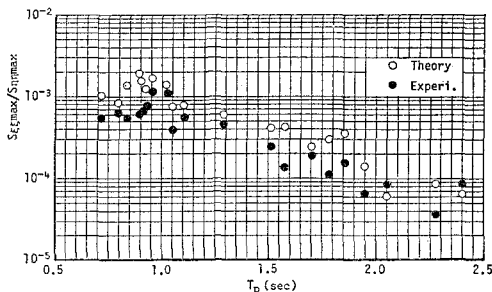
(a) 共振特性 ($W_d=17.5 \text{ kgf}$)(b) 相殺特性 ($W_d=21.6 \text{ kgf}$)

図-6 不規則波による共振特性および相殺特性

よび実験では微小な変位の測定に限界があることを考慮すると、実測値と計算値は良く一致していると言える。

4. 結 論

本研究により得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (i) モリソン公式に等価線形化法を用いることにより、水面変動のみを入力とする不規則波による柱の振動変位の理論解を誘導した。
- (ii) デッキ部の変位に関する実測値と理論計算値とは全体的に良く一致し、理論解の妥当性が実証された。
- (iii) プラットフォームの固有振動数と相殺周波数とを一致させることにより、不規則波の場合にも共振の抑制が可能であることが実証された。

参 考 文 献

- 石田 啓 (1986): 微小振幅波による小口径柱体の振動に関する理論解, 土木学会論文集, 第 369 号/II-5, pp. 161-170.
- 石田 啓・加島 卓・上野 彰 (1987): ストークス波による海洋プラットフォームの振動に関する理論解とその応用, 土木学会論文集, 第 381 号/II-7, pp. 121-130.
- 石田 啓・黒崎和保・小村辰彦・(1990): 海洋プラットフォームの共振抑制に関する研究, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 669-673.
- Malhotra, A. K. and J. Penzien (1970): Nondeterministic analysis of offshore structures, Jour. Eng. Mech. Div., Proc. ASCE, Vol. 96, No. EM 3, pp. 985-1003.