

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

VIBRATION OF OFFSHORE PLATFORMS DUE TO STOKES WAVES

石田 啓*・加島 卓**・上野 彰***

By Hajime ISHIDA, Takashi KASHIMA and Akira UENO

A theoretical solution for the non-linear vibration of pile-supported offshore platforms due to small amplitude and Stokes waves is derived by extending a linear solution obtained by one of the authors. The displacement of a platform-deck and the stress in supporting piles can be calculated easily once the integral constants contained in the solution are determined according to boundary conditions. Results are given for platforms with four piles and verified by comparing with the experimental data. As an application, the distance among the piles suitable for suppressing the resonance is finally presented.

Keywords: offshore-platform, Stokes wave, theory, resonance

1. 緒 論

海洋開発の進捗に伴い、プラットフォームの設置水深は年々深くなり、1947年にわずか水深6m地点に建設されていたものが、1978年にはメキシコ湾の水深312m地点に構築されるに至り、現在では、400mを越える水深にまで、建設が計画されている¹⁾。

プラットフォームの設計理念は、他の構造物と同様、経済性と安全性の両面から最適なものを目指すことにあるが、経済性の評価は、社会的要求の強さなどに支配されるため、工学的観点のみから見積することは難しいであろう。安全性の追求は、風、流れ、波あるいは地震などの荷重に対し、構造物の部材応力を許容限度内におさえること、および波による構造物の動的応答変位を最小におさえることが主な目的である²⁾。

プラットフォームの安全性を確保し、その信頼性を評価するために、従来より、詳細な構造解析手法が使われているが、現在のところ、さらに合理的な解析手法が必要とされる余地が大きいように思われる。たとえば、4本脚のプラットフォームの動的解析を扱ったTaylor³⁾の研究、Shyam Sunderら⁴⁾の研究およびBarikら⁵⁾の研

究は、いずれも、プラットフォームを単柱にモデル化するため、後述する変位の相殺点が生じないという欠点がある。著者ら⁶⁾は伝達マトリックス法を用いたGaitherら⁷⁾の研究を援用し、プラットフォームの振動解析法を提示したことがある。これは、断面の諸量や波力係数などが各点ごとに変わる場合には便利であるが、やはり数値解法の限界を越えるものではない。

著者の一人は、微小振幅波による小口径柱体の振動に関する理論解を誘導したが⁸⁾、これを利用すると、プラットフォームの振動に関する理論解析を行うことができる。ただし、そのときに提示した解は、モリソン公式の水粒子速度に微小振幅波理論を用い、かつ波力の作用領域を静水面までとしたものであったため、固有周期の奇数倍の周期の波による共振は説明されるが、樁木ら^{9),10)}が指摘した偶数倍の周期の波による共振は生じないという欠点がある。したがって、本論文では、まず、微小振幅波理論を用い、水面の上下動に伴う波力の作用範囲の変動を考慮した理論解を示し、次に、これをストークス波理論を用いた場合に拡張し、最後に、これを用いたプラットフォームの解析法を提示する。プラットフォームの解析は、まず、波力係数などの各係数変化に伴う共振曲線の変化を理論的に検討し、ついでデッキ変位の理論値と模型実験による値とを比較し、最後に、実際のプラットフォームを用いた理論計算を行い、その共振特性と共

* 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科
(〒920 金沢市小立野2-40-20)

** 工修 愛知県 半田土木事務所

*** 工修 富山県 富山土木事務所

振の抑制法について論述する。

2. 水面変動を考慮した柱の振動の理論

図一に示すように、水底を x 軸とし、静止時の柱の中心軸を鉛直軸 z とする。柱の変位は、 $\xi(z, t)$ で表わすが、柱を、(a) 水底から波谷までの水中区間； $0 \leq z \leq z_t$ 、(b) 波谷から平均水面までの区間； $z_t \leq z \leq h$ 、および (c) 平均水面以上の区間； $h \leq z$ の3区間に分割し、これらの区間の変位を ξ_1 、 ξ_2 および ξ_3 で示す。(b) の区間を設定するのは、後述するように、波谷から水面までに働く波力を、波の位相にかかわらず、波谷から平均水面までに働くものとして取り扱うためである。

x 軸方向の水粒子速度を u 、その加速度を \dot{u} とし、柱に作用する x 方向の波力を相対水粒子速度を用いたモリソン公式で与え、柱の変位速度の2乗項を無視すると、柱の横振動の方程式は、

$$(\rho + C_a \rho_w) \xi_{tt} + (c_0 + C_D \rho_w D |u|) \xi_t + EI \xi_{zzzz} = \frac{1}{2} C_D \rho_w D u |u| + C_M \rho_w A \dot{u} \dots \dots \dots (1)$$

のように線形化される^{6), 8)}。ここに、 t は時間、 ρ は柱の密度、 ρ_w は水の密度、 c_0 は減衰定数、 E はヤング係数、 A は柱の断面積、 D は柱の幅 (円柱の場合は直径)、 I は断面2次モーメント、 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。

(1) 微小振幅波理論による振動変位の理論解

$x=0$ における波形を $\eta = a \cos \sigma t$ で与えると、
 $u = a\sigma (\cosh kz / \sinh kh) \cos \sigma t$
 $\dot{u} = -a\sigma^2 (\cosh kz / \sinh kh) \sin \sigma t$ } (2)

となり、式 (2) を式 (1) に代入し、角周波数 σ 、波数 k および D を用いて無次元化した $t' = \sigma t$ 、 $z' = kz$ 、 $\xi' = \xi / D$ を用いると、式 (1) は

$$m \xi'_{t't'} + c \xi'_{t'} + \xi'_{zzzz} = -c_m \cosh z' \cdot \sin t' + c_a \sum_{n=1,3} Q_n (\cosh 2z' + 1) \cos nt' \dots \dots \dots (3)$$

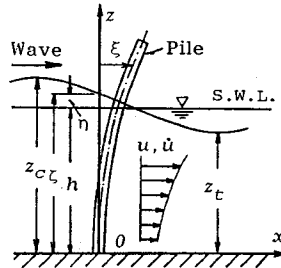
のように無次元表示される⁸⁾。ここに、

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{\sigma^2 A}{k^4 EI} (\rho + C_a \rho_w), & c &= \frac{\sigma}{k^4 EI} (c_0 + C_D \rho_w D |u|) \\ c_m &= \frac{a \sigma^2 C_M \rho_w A}{k^4 EI D \sinh h'}, & c_a &= \frac{a^2 \sigma^2 C_D \rho_w}{4 k^4 EI \sinh^2 h'} \\ Q_1 &= 8 / (3\pi), & Q_3 &= 8 / (15\pi) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

であり、 h' は無次元水深で $h' = kh$ である。

a) 水中部分の解

ξ_1 は式 (3) の解であり、すでに、
 $\xi_1(z', t') = I_m \left[\sum_{j=1}^4 f_{1j} e^{s_{1j} z'} - G_{11}(z') \right] e^{it'}$
 $+ R_e \left[\sum_{n=1,3} \left[\sum_{j=1}^4 r_{1nj} e^{s_{1nj} z'} - P_{1n}(z') \right] e^{in t'} \right] \dots \dots \dots (5)$
 で与えられている⁸⁾。ここに、 $j=1 \sim 4$ 、 $n=1, 3$ で、 f_{1j} 、



図一 座標系および変数

および r_{1nj} は柱の境界条件から決定される複素積分定数であり、 S_{1nj} とその中の μ_{1n} 、 ν_{1n} および λ_{1n} は、

$$\left. \begin{aligned} S_{1n1} &= \mu_{1n} - i\nu_{1n} \\ S_{1n2} &= -\mu_{1n} + i\nu_{1n} \\ S_{1n3} &= \nu_{1n} + i\mu_{1n} \\ S_{1n4} &= -\nu_{1n} - i\mu_{1n} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_{1n} &= \sqrt{n^2 m_1} \sqrt{\sqrt{\lambda_{1n} + \sqrt{(\lambda_{1n} + 1)/2}} / 2} \\ \nu_{1n} &= \sqrt{n^2 m_1} \sqrt{\sqrt{\lambda_{1n} - \sqrt{(\lambda_{1n} + 1)/2}} / 2} \\ \lambda_{1n} &= \sqrt{1 + |c_1 / (nm_1)|^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

である。ただし、 λ_{1n} 内の c_1 および m_1 は、式 (4) の c および m であるが、 c_1 中の $|u|$ は、鉛直方向および一周期間で平均した値 $|\bar{u}|$ を用いる⁸⁾。また、

$$\left. \begin{aligned} G_{11}(z') &= \frac{(m_1 - 1) + ic_1}{(m_1 - 1)^2 + c_1^2} c_n \cosh z' \\ P_{1n}(z') &= \frac{(n^2 m_1 - 2^4) + inc_1}{(n^2 m_1 - 2^4)^2 + (nc_1)^2} c_a Q_n \cosh 2z' \\ &\quad + \frac{n^2 m_1 + inc_1}{(n^2 m_1)^2 + (nc_1)^2} c_a Q_n \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

である。ただし、 $n=1, 3$ である。

b) 水面変動区間の解

波力の作用範囲が時間的に変動する区間の取り扱いには、1) 水面における境界条件をテラー展開などを利用して、時間にかかわらず成立する式に近似する方法、あるいは 2) 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などが考えられる。ここでは水面の上下動によりどのような波力が生じるのかをまず知っておく必要があるため、後者の方法を用いる。すなわち、波谷 $z_t = kz$ から水面 $z' = kh'$ までの間に作用する波力を積分し、これが波谷から平均水面 h' までの間に等分布荷重 F として作用していると仮定する。この F は、式 (3) 右辺を z' で積分した後、 $\sinh z'$ および $\sinh 2z'$ を h' のまわりでテラー展開することにより、

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{h' - z_t'} \int_{z_t'}^{z'} \{ \text{式 (3) 右辺} \} dz' \\ &= \frac{1}{h' - z_t'} \left[-c_m \sum_{n=1}^3 M_n \sin nt' + c_a \sum_{n=0}^3 D_n \cos nt' \right] \end{aligned} \dots \dots \dots (9)$$

と表わされる。ここに M_n および D_n とその中の A_n は、

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= \sinh h' - \sinh z_t' + (a^2 \sinh h') / 8 \\ M_2 &= |a' \cosh h' + (a^2 \cosh h') / 12| / 2 \\ M_3 &= a^2 \sinh h' / 8 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} D_0 &= (Q_1 A_1 + Q_3 A_3)/2, \quad D_1 = Q_1 A_0 + (Q_1 A_2 + Q_3 A_2)/2 \\ D_2 &= (Q_1 A_1 + Q_1 A_3 + Q_3 A_1)/2, \quad D_3 = Q_3 A_0 + Q_1 A_2/2 \\ A_0 &= h' - z_i + (\sinh 2h' - \sinh 2z_i + a'^2 \sinh 2h')/2 \\ A_1 &= a' + (2a' + a'^2) \cosh 2h'/2 \\ A_2 &= (a'^2 \sinh 2h')/2, \quad A_3 = (a'^2 \cosh 2h')/6 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(10)$$

であり、 $a' = ka$ は無次元振幅、 $H' = kH$ は無次元波高である。

式(3)右辺を式(9)に置き換えたときの解 ξ'_2 は、式(5)の誘導と全く同様に、 $\xi'_2(z', t') = Z_2(z') e^{in t'}$ の形の素解を仮定することにより、

$$\begin{aligned} \xi'_2(z', t') &= I_m \left[\sum_{n=1}^3 \left[\sum_{j=1}^4 f_{2nj} e^{s_{2nj} z'} - G_{2n}(z') \right] e^{in t'} \right] \\ &+ R_e \left[\sum_{n=1}^3 \left[\sum_{j=1}^4 r_{2nj} e^{s_{2nj} z'} - P_{2n}(z') \right] e^{in t'} \right] \\ &+ \sum_{j=1}^4 r_{20j} z'^{(j-1)} - P_{20}(z') \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

のようになる。ここに、 f_{2nj} および r_{2nj} ($n=1\sim 3, j=1\sim 4$) は複素積分定数であり、 r_{20j} は実積分定数である。また S_{2nj} は、式(6)の S_{1nj} と全く同じ形であり、第1添字の1をすべて2に変えたものになる。すなわち、 $\mu_{1n} \rightarrow \mu_{2n}, \nu_{1n} \rightarrow \nu_{2n}, \lambda_{1n} \rightarrow \lambda_{2n}, m_1 \rightarrow m_2, c_1 \rightarrow c_2$ と変えればよい。ここに、 m_2 は m_1 と一致するが、 c_2 は、式(4)の c の中の $|u|$ を z'_i から z' までの範囲で平均したのち、一周期にわたって平均した値 $|\bar{u}|_2$ を用いて算定した。また、 G_{2n}, P_{20} および P_{2n} ($n=1\sim 3$) は、

$$\left. \begin{aligned} G_{2n}(z') &= -\frac{n^2 m_2 + inc_2}{(n^2 m_2)^2 + (nc_2)^2} c_m M_n \\ P_{20}(z') &= -c_a D_0 z'^2/24 \\ P_{2n}(z') &= \frac{n^2 m_2 + inc_2}{(n^2 m_2)^2 + (nc_2)^2} c_a D_n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

となる。

c) 空中部分の解

z_i から z_c の範囲に作用する波力は、すでに ξ'_2 において考慮されており、ここでは波力はゼロとして取り扱うことができる。したがって、 ξ'_3 は、式(5)から G_{1n} および P_{1n} を省いた形の

$$\begin{aligned} \xi'_3(z', t') &= I_m \left[\left[\sum_{j=1}^4 f_{31j} e^{s_{31j} z'} \right] e^{in t'} \right] \\ &+ R_e \left[\sum_{n=1,3} \left[\sum_{j=1}^4 r_{3nj} e^{s_{3nj} z'} \right] e^{in t'} \right] \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

となる⁸⁾。ただし、 S_{3nj} ($n=1\sim 3$) は、 S_{1nj} の第1添字1を3に変えたものである。この際、 μ_{3n}, ν_{3n} および λ_{3n} に含まれる m_3 および c_3 は、式(4)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(5)、式(11)および式(13)で示したが、これらは、まとめて、

$$\begin{aligned} \xi'_x(z', t') &= I_m \left[\sum_{n=1}^3 \left[\sum_{j=1}^4 f_{xnj} e^{s_{xnj} z'} - G_{xn}(z') \right] e^{in t'} \right] \\ &+ R_e \left[\sum_{n=1}^3 \left[\sum_{j=1}^4 r_{xnj} e^{s_{xnj} z'} - P_{xn}(z') \right] e^{in t'} \right] \\ &+ \sum_{j=1}^4 r_{x0j} z'^{(j-1)} - P_{x0}(z') \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$

の形で表わすことができる。ただし、 $x=1, 2, 3$ であり、式(8)と式(12)以外の G_{xn}, P_{xn}, P_{x0} はゼロである。

(2) ストークス波理論による振動変位の方程式

ストークス波の第3近似解¹¹⁾では、無次元水面変動は、

$$\eta' = k\eta = \sum_{n=1}^3 a_n \cos n t' \dots\dots\dots(15)$$

となる。ここに、 $a_1 = a', a_2 = (1/4)a'^2 \cosh h' / (\cosh 2h' + 2) / \sinh^3 h', a_3 = (3/64)a'^3 (8 \cosh^6 h' + 1) / \sinh^6 h'$ であり、 a' と H' との関係は、 $a' = H'/2 - (3/512) \times H'^3 (8 \cosh^6 h' + 1) / \sinh^6 h'$ である。 u および \dot{u} を波速 C および σC で割って無次元化した u' および \dot{u}' は、

$$\left. \begin{aligned} u' &= \sum_{n=1}^3 F_n \cosh n z' \cos n t' \\ \dot{u}' &= -\sum_{n=1}^3 n F_n \cosh n z' \sin n t' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(16)$$

であり、 F_1, F_2, F_3 および波速 C は、

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= a' / \sinh h', \quad F_2 = (3/4)a'^2 / \sinh^4 h' \\ F_3 &= (3/64)a'^3 (11 - 2 \cosh 2h') / \sinh^7 h' \\ C &= \sqrt{(g/k) \tanh h'} \left[1 + a'^2 \frac{\cosh 4h' + 8}{8 \sinh^4 h'} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(17)$$

である。

a) 水中部分の振動変位

水中部分の振動方程式は、式(1)と同様、

$$m_1 \xi''_{rr} + c_1 \xi'_t + \xi''_{zzzz} = -c'_m \dot{u}' + c'_a u' |u'| \dots\dots\dots(18)$$

で与えられる。ここに、 m_1 および c_1 は、式(4)の m および c と同じであるが、 c'_m および c'_a は、

$$c'_m = \frac{C_m \rho_w A \sigma C}{k^4 EID}, \quad c'_a = \frac{C_a \rho_w C^2}{2k^4 EI} \dots\dots\dots(19)$$

である。

式(18)を解くため、右辺の $u' |u'|$ をフーリエ級数に展開し、 $\cos 3 t'$ の項までを用いると、

$$u' |u'| = \sum_{n=0}^3 \left(\sum_{j=0}^6 Q_{nj} \cosh j z' \right) \cos n t' \dots\dots\dots(20)$$

となる。ここに、 Q_{nj} ($n=0\sim 3, j=0\sim 6$) は、

$$\left. \begin{aligned} Q_{n0} &= (F_1^2 A_{n1} + F_2^2 A_{n2} + F_3^2 A_{n3}) / \pi \\ Q_{n1} &= (2F_1 F_2 A_{n4} + 2F_2 F_3 A_{n5}) / \pi \\ Q_{n2} &= (F_1^2 A_{n1} + 2F_1 F_3 A_{n6}) / \pi \\ Q_{n3} &= (2F_1 F_2 A_{n4}) / \pi, \quad Q_{n4} = (F_2^2 A_{n2} + 2F_1 F_3 A_{n6}) / \pi \\ Q_{n5} &= (2F_2 F_3 A_{n5}) / \pi, \quad Q_{n6} = (F_3^2 A_{n3}) / \pi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(21)$$

である。ただし、 A_{nj} ($n=0\sim 3, j=0\sim 6$) は、図-2に

示す $u'=0$ となる $t'=\sigma t$ の値を $\pm\beta$ とすると、

$$\begin{aligned}
 A_{01} &= (1/4) \sin 2\beta + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{02} &= (1/8) \sin 4\beta + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{03} &= (1/12) \sin 6\beta + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{04} &= (1/6) \sin 3\beta + (1/2) \sin \beta \\
 A_{05} &= (1/10) \sin 5\beta + (1/2) \sin \beta \\
 A_{06} &= (1/8) \sin 4\beta + (1/4) \sin 2\beta \\
 A_{11} &= (1/6) \sin 3\beta + (3/2) \sin \beta \\
 A_{12} &= (1/10) \sin 5\beta + (1/6) \sin 3\beta + \sin \beta \\
 A_{13} &= (1/14) \sin 7\beta + (1/10) \sin 5\beta + \sin \beta \\
 A_{14} &= (1/8) \sin 4\beta + (1/2) \sin 2\beta + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{15} &= (1/12) \sin 6\beta + (1/8) \sin 4\beta + (1/4) \sin 2\beta \\
 &\quad + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{16} &= (1/10) \sin 5\beta + (1/3) \sin 3\beta + (1/2) \sin \beta \\
 A_{21} &= (1/8) \sin 4\beta + (1/2) \sin 2\beta + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{22} &= (1/12) \sin 6\beta + (3/4) \sin 2\beta \\
 A_{23} &= (1/16) \sin 8\beta + (1/8) \sin 4\beta + (1/2) \sin 2\beta \\
 A_{24} &= (1/10) \sin 5\beta + (1/6) \sin 3\beta + \sin \beta \\
 A_{25} &= (1/14) \sin 7\beta + (1/3) \sin 3\beta + (1/2) \sin \beta \\
 A_{26} &= (1/12) \sin 6\beta + (1/8) \sin 4\beta + (1/4) \sin 2\beta \\
 &\quad + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{31} &= (1/10) \sin 5\beta + (1/3) \sin 3\beta + (1/2) \sin \beta \\
 A_{32} &= (1/14) \sin 7\beta + (1/3) \sin 3\beta + (1/2) \sin \beta \\
 A_{33} &= (1/18) \sin 9\beta + (1/2) \sin 3\beta \\
 A_{34} &= (1/12) \sin 6\beta + (1/8) \sin 4\beta + (1/4) \sin 2\beta \\
 &\quad + \beta/2 - \pi/4 \\
 A_{35} &= (1/16) \sin 8\beta + (1/8) \sin 4\beta + (1/2) \sin 2\beta \\
 A_{36} &= (1/14) \sin 7\beta + (1/10) \sin 5\beta + \sin \beta
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

で与えられる¹²⁾。

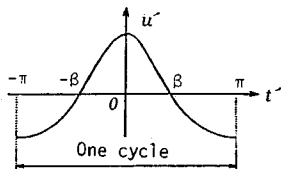


図-2 水粒子速度 u の位相変化

以上、式 (16) の \dot{u} および式 (20) の $u'|u'|$ を式 (18) に代入すると、式 (18) は、

$$\begin{aligned}
 m_1 \xi_{rr} + c_1 \xi_t + \xi_{zzzz} = & \\
 -c_m \sum_{n=1}^3 n F_n \cosh n z' \cdot \sin n t' & \\
 + c_a \sum_{n=0}^3 \left(\sum_{j=0}^6 Q_{nj} \cosh j z' \right) \cos n t' & \dots \dots \dots (23)
 \end{aligned}$$

となる。式 (23) の解 ξ_1 は、2.(1) の場合と同様にし
て求まる。

b) 水面変動区間

波谷から平均水面までの間に作用する波力 F は、式

(9) の場合と同様、式 (23) を用いることにより、

$$\begin{aligned}
 F = \frac{1}{h' - z'_t} \int_{z'_t}^{\xi} \{ \text{式 (23) 右辺} \} dz' & \\
 = \frac{1}{h' - z'_t} \left[-c_m \sum_{n=1}^3 M'_n \sin n t' + c'_a \sum_{n=0}^3 D'_n \cos n t' \right] & \\
 \dots \dots \dots (24) &
 \end{aligned}$$

と表わされる。ここに、 M'_n とその中に含まれる B_{mn} は、

$$\begin{aligned}
 M'_1 &= F_1 (B_{01} - B_{21}/2) + F_2 (B_{12} - B_{32})/2 + F_3 B_{23}/2 \\
 M'_2 &= F_1 (B_{11} - B_{31})/2 + F_2 B_{02} + F_3 B_{13}/2 \\
 M'_3 &= F_1 B_{21}/2 + F_2 B_{12}/2 + F_3 B_{03} \\
 B_{0n} &= \sinh h' - \sinh z'_t - n^2 \{ (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2)/4 \} \sinh n h' \\
 &\quad + n^3 \{ (a_1^2 a_2 + 2a_1 a_2 a_3)/8 \} \cosh n h' \\
 B_{1n} &= n a_1 \cosh n h' + n^2 \{ (a_1 a_2 + a_2 a_3)/2 \} \sinh n h' \\
 &\quad + n^3 \{ (a_1^2 a_2 + 2a_1 a_2^2 + 2a_1 a_3^2 \\
 &\quad + a_2^2 a_3)/8 \} \cosh n h' \\
 B_{2n} &= n a_2 \cosh n h' + n^2 \{ (a_1^2 + 2a_1 a_3)/4 \} \sinh n h' \\
 &\quad + n^3 \{ (a_2^2 + 2a_1 a_2 + 2a_2 a_3^2 + 2a_1 a_2 a_3)/8 \} \cosh n h' \\
 B_{3n} &= n a_3 \cosh n h' + n^2 \{ (a_1 a_2)/2 \} \sinh n h' + n^3 \{ (a_1^2 \\
 &\quad + 3a_2^2 + 6a_1^2 a_3 + 3a_1 a_2^2 + 6a_2^2 a_3)/24 \} \cosh n h' \\
 \dots \dots \dots (25) &
 \end{aligned}$$

である。また D'_n とその中の R_{nm} は、

$$\begin{aligned}
 D'_0 &= R_{00} + (R_{11} + R_{22} + R_{33})/2 \\
 D'_1 &= R_{01} + R_{10} + (R_{12} + R_{21} + R_{23} + R_{32})/2 \\
 D'_2 &= R_{02} + R_{20} + (R_{11} + R_{13} + R_{31})/2 \\
 D'_3 &= R_{03} + R_{30} + (R_{12} + R_{21})/2 \\
 R_{n0} &= Q_{n0} (h' - z'_t) + \sum_{j=1}^6 Q_{nj} B_{0j}/j \\
 R_{n1} &= Q_{n0} a_1 + \sum_{j=1}^6 Q_{nj} B_{1j}/j \\
 R_{n2} &= Q_{n0} a_2 + \sum_{j=1}^6 Q_{nj} B_{2j}/j \\
 R_{n3} &= Q_{n0} a_3 + \sum_{j=1}^6 Q_{nj} B_{3j}/j
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

である。ただし、 R_{nm} 中の Q_{nj} は式 (21) に示したものであり、 B_{mj} は、式 (25) の B_{mn} の n を j に置き換えた式と同じ式である。式 (24) を式 (23) の右辺に適用したときの解 ξ_2 は、2.(1) b) と同様にし求めることができる。

空中部分の振動変位 ξ_3 は、外力がゼロであるから、微小振幅波の場合の式 (13) と同一になる。

(3) ストークス波理論による振動変位の解

式 (23) の解 ξ_1 、式 (23) 右辺を式 (24) に変えたときの解 ξ_2 および式 (23) 右辺をゼロとしたときの解 ξ_3 は、すべて式 (14) に示した微小振幅波理論による解 ξ_x ($x=1, 2, 3$) と同一の形式で表現できる。ただし、ストークス波の場合の G_{xn} および P_{xn} ($n=1, 2, 3$) は、

$$\begin{aligned}
 G_{1n}(z') &= \frac{(n^2 m_1 - n^4) + i n c_1}{(n^2 m_1 - n^4)^2 + (n c_1)^2} c'_m n F_n \cosh n z' \\
 P_{10}(z') &= -c'_a Q_{00} z'^4 / 24 - \sum_{j=1}^6 (c'_a Q_{0j} \cosh j z') / j^4
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned}
 P_{1n}(z') &= \sum_{j=0}^6 \frac{(n^2 m_1 - j^4) + i n c_1}{(n^2 m_1 - j^4)^2 + (n c_1)^2} c'_a Q_{nj} \cosh j z' \\
 G_{2n}(z') &= -\frac{n^2 m_2 + i n c_2}{(n^2 m_2)^2 + (n c_2)^2} c'_m M'_n \\
 P_{20}(z') &= -c'_a D'_0 z'^4 / 24 \\
 P_{2n}(z') &= \frac{n^2 m_2 + i n c_2}{(n^2 m_2)^2 + (n c_2)^2} c'_a D'_n \\
 G_{3n}(z') &= 0, \quad P_{30}(z') = 0, \quad P_{3n}(z') = 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

で与えられる。

3. プラットフォームの振動の理論解

(1) プラットフォームの脚柱の振動変位

対象とするプラットフォームの座標系を図-3に示すが、長さ l の脚柱 \overline{AB} および \overline{DC} はデッキ \overline{BC} と剛結されており、両脚柱間隔は l_h とする。脚柱 \overline{AB} の変位 $\xi_x (x=1, 2, 3)$ は、式 (14) で与えられるが、式に含まれる G_{xn} および P_{xn} は、微小振幅波理論の場合には式 (8) と式 (12) で、またストークス波理論の場合には式 (27) で与えられる。脚柱 \overline{DC} の変位は、波の進行方向を x の正方向とすると、脚柱 \overline{AB} の場合に比べて、波の位相が $l_h = kl_h$ だけ進んだものであるから、式 (14) の t' を、 $t' - l_h$ に置き換えたものとなる。すなわち、
 a) 水中部分の変位を ξ'_1 , b) 水面変動部分の変位を ξ'_2 , c) 空中部分の変位を ξ'_3 とすると、これらは、 $x=1, 2, 3$ の ξ_1, ξ_2, ξ_3 に対応して、

$$\begin{aligned}
 \xi'_{x+3}(z', t') &= I_m \left\{ \sum_{n=1}^3 \left[\sum_{j=1}^4 f_{x+3,nj} e^{s_{xnj} z'} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - e^{-i n t'_h} G_{xn}(z') \right] e^{i n t'} \right\} + R_e \left\{ \sum_{n=1}^3 \left[\sum_{j=1}^4 r_{x+3,nj} e^{s_{xnj} z'} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - e^{-i n t'_h} P_{xn}(z') \right] e^{i n t'} \right\} + \sum_{j=1}^4 r_{x0j} z'^{(j-1)} - P_{x0}(z')
 \end{aligned} \dots\dots\dots (28)$$

と表わされる。この場合の積分定数 $f_{x+3,nj}$ および $r_{x+3,nj}$ ($x=1-3, n=1-3, j=1-4$) は、 $e^{-i n t'_h}$ を含んだ積分定数である。

(2) 境界条件と積分定数

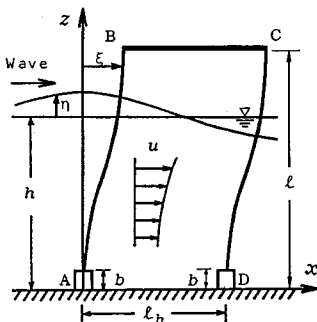


図-3 プラットフォームの座標系

脚柱固定端 $z' = b' = kb$ における両脚柱の境界条件は、変位と変位角がゼロであり、各脚柱の水中部分と水面変動部分の境界 $z' = z'_i$ および水面変動部分と空中部分の境界 $z' = h'$ の条件は、変位、変位角、曲げモーメントおよびせん断力が連続することである。また脚柱とデッキとの接合部 $z' = l'$ の変位角はゼロである。これらを $\xi'_1 \sim \xi'_6$ を用いて表わすと、次式ようになる。

$$\left. \begin{aligned}
 \xi'_1(b', t') &= 0, \quad \xi'_{1z}(b', t') = 0, \quad \xi'_1(z'_i, t') = \xi'_2(z'_i, t') \\
 \xi'_{1z}(z'_i, t') &= \xi'_{2z}(z'_i, t'), \quad \xi'_{1zz}(z'_i, t') = \xi'_{2zz}(z'_i, t') \\
 \xi'_{1zzz}(z'_i, t') &= \xi'_{2zzz}(z'_i, t'), \quad \xi'_2(h', t') = \xi'_3(h', t') \\
 \xi'_{2z}(h', t') &= \xi'_{3z}(h', t'), \quad \xi'_{2zz}(h', t') = \xi'_{3zz}(h', t') \\
 \xi'_{2zzz}(h', t') &= \xi'_{3zzz}(h', t'), \quad \xi'_{3z}(l', t') = 0 \\
 \xi'_4(b', t') &= 0, \quad \xi'_{4z}(b', t') = 0, \quad \xi'_4(z'_i, t') = \xi'_5(z'_i, t') \\
 \xi'_{4z}(z'_i, t') &= \xi'_{5z}(z'_i, t'), \quad \xi'_{4zz}(z'_i, t') = \xi'_{5zz}(z'_i, t') \\
 \xi'_{4zzz}(z'_i, t') &= \xi'_{5zzz}(z'_i, t'), \quad \xi'_5(h', t') = \xi'_6(h', t') \\
 \xi'_{5z}(h', t') &= \xi'_{6z}(h', t'), \quad \xi'_{5zz}(h', t') = \xi'_{6zz}(h', t') \\
 \xi'_{5zzz}(h', t') &= \xi'_{6zzz}(h', t'), \quad \xi'_{6z}(l', t') = 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

デッキ \overline{BC} については、これを剛体とみなし、かつ脚柱の伸縮変形を無視すると、 $z' = l' = kl$ における脚柱変位 $\xi'_5(l', t')$ と $\xi'_6(l', t')$ は、常に等しく、

$$\xi'_5(l', t') = \xi'_6(l', t') \dots\dots\dots (30)$$

となる。デッキの変位は、デッキに作用する外力として、脚柱端から伝わるせん断力のみを考慮すると、ニュートンの運動の第2法則より、

$$m'_a \xi'_{5rr}(l', t') = \xi'_{5zzz}(l', t') + \xi'_{6zzz}(l', t') \dots\dots (31)$$

で与えられる。ここに $m'_a = m_a \sigma^2 (Elk^4)$ であり、 m_a はデッキ \overline{BC} の質量である。

式 (29)~式 (31) は時間項を含んでいるが、これらの条件式は、時間 t' にかかわらず常に成立しなければならないため、これらの条件式から時間項を除去し、若干の演算を行うと、式 (29)~式 (31) は、

$$\mathbf{F}_n \cdot \mathbf{f}_n = \mathbf{P}_n \dots\dots\dots (32)$$

で表わされる。ここに、 \mathbf{f}_n は求めるべき積分定数 f_{xnj} および r_{xnj} を総称したものである。次に、便宜上、式 (32) を部分行列および部分ベクトルで表わすと、

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_n^{11} & \mathbf{F}_n^{12} \\ \mathbf{F}_n^{21} & \mathbf{F}_n^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{f}_n^1 \\ \mathbf{f}_n^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_n^1 \\ \mathbf{P}_n^2 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (33)$$

となる。 f_{xnj} については、

$$\mathbf{f}_n^1 = [f_{1n1}, f_{1n2}, f_{1n3}, f_{1n4} : f_{2n1}, f_{2n2}, f_{2n3}, f_{2n4} : f_{3n1}, f_{3n2}, f_{3n3}, f_{3n4}]^T \dots\dots\dots (34)$$

$$\mathbf{f}_n^2 = [f_{4n1}, f_{4n2}, f_{4n3}, f_{4n4} : f_{5n1}, f_{5n2}, f_{5n3}, f_{5n4} : f_{6n1}, f_{6n2}, f_{6n3}, f_{6n4}]^T \dots\dots\dots (35)$$

であり、 $\mathbf{F}_n^{11}, \mathbf{F}_n^{22}, \mathbf{F}_n^{12}, \mathbf{F}_n^{21}$ ($n=1, 2, 3$) は、式 (36)~式 (39) となる。ただし、これらの部分行列は、各列ごとに j を順に 1 から 4 まで変えた成分をもつものであり、行列の大きさは 12 行 12 列である。

$$F_0^{12} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -l' & -l'^2 & -l'^3 \end{bmatrix} \dots (46)$$

$$F_0^{21} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 \end{bmatrix} \dots (47)$$

P_n^1 および P_n^2 は, $n=1, 2, 3$ の場合,

$$P_n^1 = [P_{1n}(b'), P_{1n}(b')_z, P_{1n}(z_i) - P_{2n}(z_i), P_{1n}(z_i)_z, P_{1n}(z_i)_{zz}, P_{1n}(z_i)_{zzz}, P_{2n}(h'), 0, 0, 0, 0, 0]^T \dots (48)$$

$$P_n^2 = e^{-m_n h} P_n^1 \dots (49)$$

であり, $n=0$ の場合,

$$P_0^1 = P_0^2 = [P_{10}(b'), P_{10}(b')_z, P_{10}(z_i) - P_{20}(z_i), P_{10}(z_i)_z - P_{20}(z_i)_z, P_{10}(z_i)_{zz} - P_{20}(z_i)_{zz}, P_{10}(z_i)_{zzz} - P_{20}(z_i)_{zzz}, P_{20}(h'), P_{20}(h')_z, P_{20}(h')_{zz}, P_{20}(h')_{zzz}, 0, 0]^T \dots (50)$$

となる。式 (32) の両辺に左から F_n の逆行列を乗ずれば, すべての積分定数 f_n が求まり, これらを, 式 (14) および式 (28) に代入することにより, プラットフォームの振動変位を計算することができる。

4. デッキの振動変位

(1) 理論計算結果

写真-1は, 模型実験に用いたプラットフォームであり, その側面図を図-4に示すが, これは, 幅48cm, 長さ27cm, 厚さ0.6cmのアルミ製デッキを, 直径3cmのウレタンゴム製円柱4本で支持する形式である。このプラットフォームを用いた計算結果を図-5~図-9に示すが, 水深は $h=43.5$ cm, 固定端の高さは $b=8.3$ cm, 脚柱上端の高さは $l=65.5$ cm, 脚柱間隔は $l_h=24$ cm であり, 脚柱に用いた円柱の比重は1.12, そのヤング率は $E=600$ kgf/cm² (5.88 kN/cm²), デッキの比重は2.80, そのヤング率は 7.3×10^5 kgf/cm² (7.15×10^3 kN/cm²) である。 C_D, C_M , および C_a の値については, 今後さらに検討すべき点が残されているが, ここでは基本的には, $C_D=1.0, C_M=2.0, C_a=1.0$ を用いる。 c_0 については円柱を空中で自由振動させたときの減衰曲線から求めた値である $c_0=0.003$ gf·s/cm² (2.94×10^{-2} mN·s/cm²) を用いた。

図-5には, 横軸に波の周期 T をとり, 縦軸にデッキの変位の1周期間の最大値 $|\xi_{max}|$ をとることにより, 微小振幅波理論を用いた場合とストークス波理論の第3近似解を用いた場合との共振曲線の相違を, $H=6$ cm および 12 cm の場合について示す。まず, いずれも, $T=0.5$ s 付近で変位の極小値が生じることがわかる。これは, 波長が脚柱間隔 $l_h=24$ cm のほぼ2倍となる際に生じ, このときは, 両脚柱に働く波力の方向が逆になるためデッキの変位は相殺されて, 極小値が生じるためで

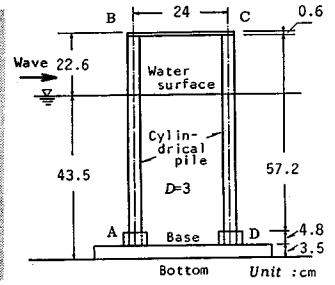
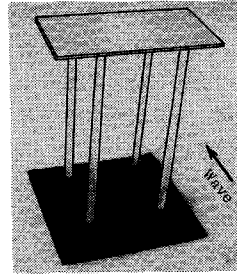


写真-1 プラットフォーム 図-4 プラットフォームの寸法

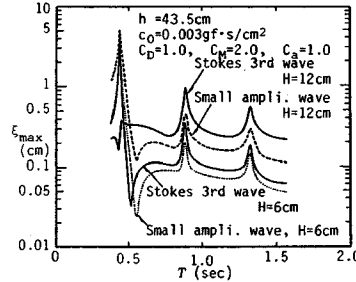


表-1 ストークス波と微小振幅波による ξ_{max} の比

ストークス波の ξ_{max} 比			
微小振幅波の ξ_{max} 比			
波高H	T_n	$2T_n$	$3T_n$
6cm	0.76	1.8	1.2
8cm	0.52	1.9	1.5
10cm	0.24	2.0	1.7
12cm	0.08	2.2	2.0

図-5 波の理論の相違による共振曲線の相違

ある。理論および波高の相違による変位の相殺点の違いは, 波長の理論値の違いによるものである。共振は, 両者とも, $T=T_n=0.407$ s, $T=2T_n=0.814$ s および $T=3T_n=1.22$ s で発生しているが, これは, 式 (14) の $n=1, n=2$ および $n=3$ の各項の周期が, それぞれ, $T=T_n, T=2T_n$ および $T=3T_n$ において, 固有周期 T_n に一致するために生じたものである。これらの共振点での脚柱の固有振動モードは, 1次モードであるが, 計算条件によっては, 高次モードになることもあり得る。また, $T=T_n$ の基本共振点ではストークス波理論を用いた場合の方が変位は小さいが, これはストークス波理論による変位の相殺点の方が基本共振点により近くなるため, 相殺点の効果がより強く混入するからであり, この傾向は波高が大きいくほど著しい。

さらに, 表-1に, 波高 H を変えた場合の両理論による各共振点での ξ_{max} の比の相違の変化状況を示す。 T_n における ξ_{max} は, ストークス波の場合, 波高が増加するほど, 相殺点周期が T_n に近づくため, その変位は激減する。 $2T_n$ においては, 波高が6cmから12cmへと増加するに伴い, ストークス波による ξ_{max} と微小振幅波による ξ_{max} との比は, 1.8から2.2に増加し, $3T_n$ においては, 1.2から2.0に増加する。これは, $2T_n$ では, ストークス波を用いた方が大きな変位を与える反面, 波高増加に伴う両理論値の比の変化は小さいこと, また $3T_n$ では, 波高が小さい場合は, 両理論値の相違は小さい反面, 波高増加に伴い, 両理論値の相違は増大する

ことを示している。このように、両理論値は、特に共振点において相違が顕著であるが、いずれの値がより妥当であるのかについては、実験値との比較を待って論じなければならないであろう。ここでは、より厳密な解であるストークス波を用いた結果を、以下に示す。

図—6～図—9は、縦軸に波の進行方向側の変位の最大値 ξ_{max} をとり、各係数の変化に伴う ξ_{max} の変化を調べたものである。図—6より、抗力係数 C_D の増加に伴い、全体的に ξ_{max} は増加するが、 T_n と $2T_n$ の共振点では、減衰定数 c 中に含まれる C_D の増加の効果が大きいので、逆に ξ_{max} が減少する。図—7より、慣性係数 C_M の増加に伴い、 ξ_{max} は全周期を通じて増大することがわかる。図—8より、付加質量係数 C_a の増加に伴い、共振を生じる波の周期が大きくなる。図—9より、共振点における ξ_{max} は、減衰定数 c_0 の増加に伴い増大するが、 $c_0=0$ であっても、 c の中には $|\bar{u}|$ を含む減衰項が残っているため、 ξ_{max} は有限値にとどまることがわかる。

(2) 実験値と理論計算値との比較

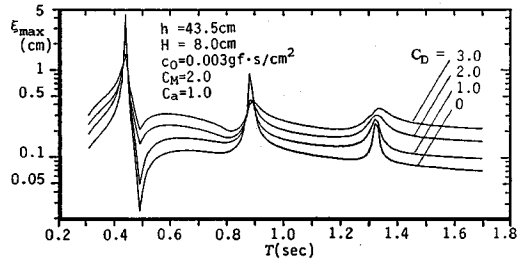
実験は、長さ 16.8 m、幅 50 cm、深さ 64 cm の造波水槽に、写真—1 に示したプラットフォームを設置し、非接触型変位計を用いて、デッキの変位を測定した。実験時の水深は $h=43.5$ cm であり、使用した波は、周期が $T=0.56$ s～1.66 s、波高が $H=1.5$ cm～11.0 cm の範囲のものである。

図—10 に、波高の範囲別のデータと、各波高ごとの ξ_{max} の理論曲線との比較を示す。図より、波高が大きくなると、実験値より理論値の方が若干大きくなる傾向があるが、全体的に実験値と理論曲線はよく一致している。

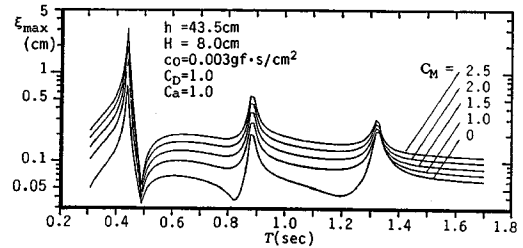
図—11 には、1 周期間の ξ の位相変化を示すが、実線が実験値、点線が理論値であり、一点鎖線は参考のために描いた伝達マトリックス法による数値計算値である。なお、実験値と数値計算値の大半は参考文献 6) に示した著者らの論文から引用したものである。実験値と理論値を比較すると、Case 1 は若干位相にずれがあり、また $2T_n$ の共振点に比較的近い Case 2 および Case 3 では、理論値に 2 倍振動が強く混入している反面、Case 5 では、実験値に混入している高調波の振動が理論値には生じていない、といった相違がみられるが、全体的には、理論値と実験値は比較的よく一致しているといえる。ただし、これらの実験では、各共振点でのデータが得られていないため、今後、共振時の変位に着目した研究が必要である。

(3) 脚柱間隔の選定による共振の抑制

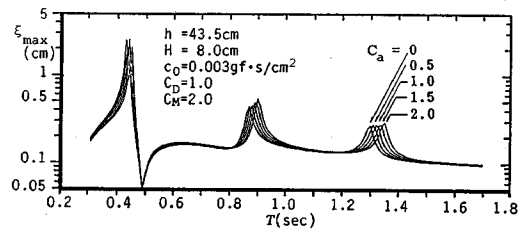
プラットフォームの振動では、変位の相殺点が存在することは 4. (1) に述べたが、この相殺点と共振点が—



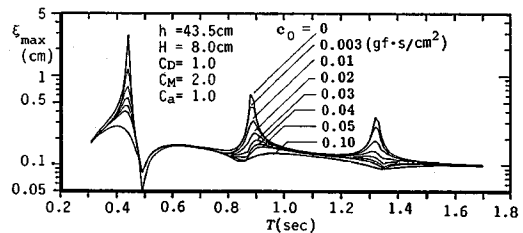
図—6 抗力係数 C_D の変化による共振曲線の変化



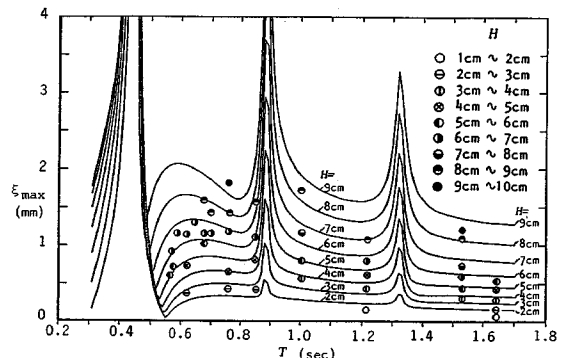
図—7 慣性係数 C_M の変化による共振曲線の変化



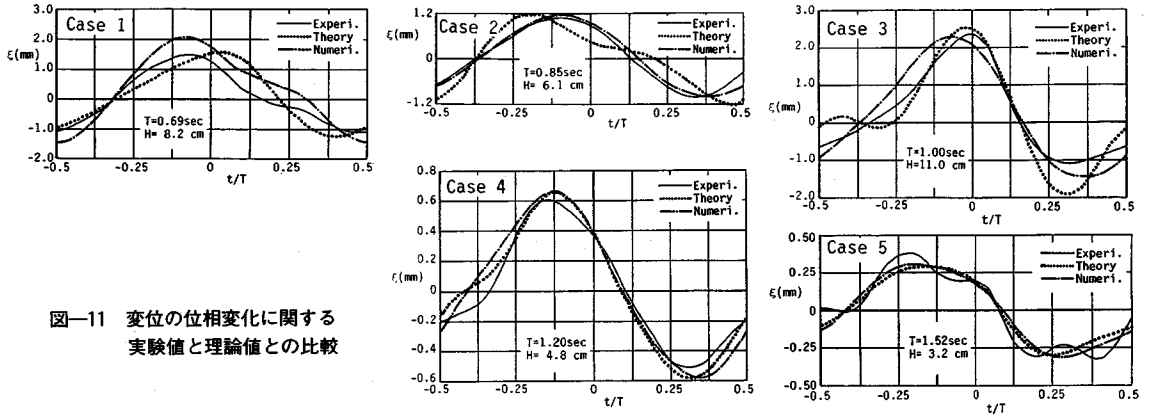
図—8 付加質量係数 C_a の変化による共振曲線の変化



図—9 減衰定数 c_0 の変化による共振曲線の変化



図—10 波の進行方向の最大変位の実験値と理論値の比較



図—11 変位の位相変化に関する
実験値と理論値との比較

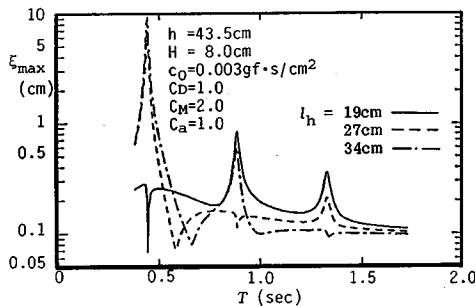
致するように構造物を設計するならば、理論的には、1つの共振を抑制することができる。図—12の実線、破線および一点鎖線は、模型のプラットフォームを対象とし、脚柱間隔 l_h を変えることにより、それぞれ、 T_n , $2T_n$ および $3T_n$ での共振が抑制できることを示したものである。すなわち、基本共振を生じる波の周期は $T = 0.407\text{ s}$ であり、この波長は、 $L_1 = 38\text{ cm}$ であるから、脚柱間隔を $l_h = L_1/2 = 19\text{ cm}$ に選定すれば、基本共振が抑制される。 $2T_n$ の共振を生じる波は $T = 0.814\text{ s}$ で、その波長は $L_2 = 108\text{ cm}$ であり、したがって2倍成分波の波長は $L_2/2 = 54\text{ cm}$ となるから、 $l_h = (L_2/2)/2 = 27\text{ cm}$ に選定すれば $2T_n$ の共振が抑制される。 $3T_n$ の共振を抑制するには $l_h = (L_3/3)/2 = (206\text{ cm}/3)/2 = 34\text{ cm}$ とすればよい。なお、ここでは、デッキの剛性が大きいいため、脚柱間隔の変化に伴う共振周期の変化は生じない。

5. 現地プラットフォームへの理論解の応用

写真—2は、北海油田に使用されているプラットフォーム¹³⁾であり、その寸法を図—13に示すが、デッキの寸法は $68\text{ m} \times 68\text{ m} \times 6.6\text{ m}$, $l = 178\text{ m}$, $l_h = 43.67\text{ m}$, $b = 68\text{ m}$, $h = 160\text{ m}$, $D = 8.8\text{ m}$ であり、脚柱の内径は $D_i = 6.8 \sim 7.9\text{ m}$ の範囲で、漸次変化している。計

算に際し、脚柱はコンクリート製とみなし、比重2.5、ヤング率 $E_c = 3 \times 10^6\text{ kgf/cm}^2$ ($2.94 \times 10^3\text{ kN/cm}^2$) を用いたが、デッキ部重量はこれを鋼製とみなすと $235\,000\text{ tf}$ ($2.30 \times 10^6\text{ kN}$) となる。内径は、簡単のため、 $D_i = 7.8\text{ m}$ と仮定し、各係数は、 $C_b = 1.0$, $C_w = 2.0$, $C_a = 1.0$, $c_0 = 0$ とし、波高は $H = 8\text{ m}$ を与えた。計算結果を図—14に破線で示すが、基本共振は、 $T = 9.3\text{ s}$ で生じ、その最大変位は $\xi_{\text{max}} = 11.9\text{ m}$ もの大きな値となる。しかし、この共振は、 $T = 7.2\text{ s}$ に生じる変位の相殺点を利用することにより抑制することができる。すなわち、脚柱内径を $D_i = 6.84\text{ m}$ として柱の剛性を増加すれば、図中の実線で示すように、基本共振点と変位の相殺点は一致し、そのときの最大変位は、 $\xi_{\text{max}} = 0.1\text{ m}$ にまで減少する。このとき、他の共振を相殺点により同時に抑制することはできないが、たとえば、振動を抑制するためのダンパーの類¹⁴⁾を利用し、減衰定数を $c_0 = 0.01\text{ kgf}\cdot\text{s/m}^2$ ($98\text{ mN}\cdot\text{s/m}^2$) 程度にまで大きくすることができるならば、図中に点線で示したように、これらの共振点の変位も十分小さくなる。

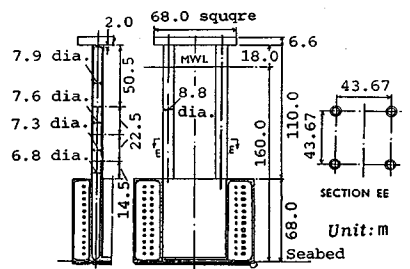
なお、デッキ部をコンクリート製とみなし、その重量を $76\,300\text{ tf}$ ($7.48 \times 10^5\text{ kN}$) と仮定すると、基本共振点は $T = 5.9\text{ s}$ となり、 $c_0 = 0$ のときの共振点の ξ_{max} は



図—12 脚柱間隔の選定による各共振の消去



写真—2 現地プラットフォーム¹³⁾



図—13 現地プラットフォームの寸法¹³⁾

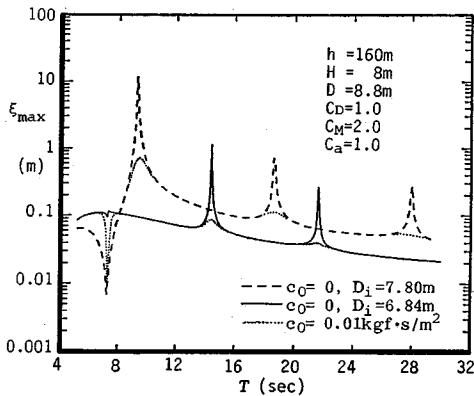


図-14 相殺点による現地プラットフォームの共振消去

7.2 m となるが、この場合は、脚柱内径を $D_i = 8.17$ m とすれば、基本共振点は相殺点に一致し、 ξ_{\max} は 0.3 m となる。また、このデッキ重量と同じ大きさの上乗荷重があると仮定した場合は、基本共振点は $T = 7.7$ s となり、これは $T = 7.2$ s の相殺点に近いので、 $D_i = 7.8$ m のままで、 ξ_{\max} は 3.3 m 程度の比較的小さい値となる。

6. 結 語

本論は、海洋プラットフォームの厳密な解析法を確立するとともに、波に対する動的応答特性を解明するため、ストークス波理論によるプラットフォームの振動に関する理論解を新たに提示し、その妥当性を模型実験により実証したものである。

本解析法は、境界条件を満たす積分定数の決定に際してのみ行列演算を行わなければならないが、それ以外は解の取り扱いが平易であり、数値解法に比べると、計算時間はきわめて短いという長所がある。本論では、模型および現地のプラットフォームを対象とした共振特性および共振抑制法について考究したが、本理論解は変位のみならず脚柱の内部応力なども容易に算出し得るため、今後、最適設計の面で有効に利用できると思われる。

水面の上下動に起因する固有周期の整数倍の周期における共振の発生については、2.(1) b) の1)の方法からも説明が可能と思われるため、現在検討を行っている。

今後の課題としては、脚柱の変位速度が水粒子速度に比較して無視できない場合の非線形な解を求める必要があり、またこれに関連して、共振時の変位を測定することにより、変位が大きいきの減衰定数について検討することが重要である。なお、抗力係数や付加質量係数などの変動特性は、今なお不明確な点が残されているため、引き続き考究しなければならない。また、プラットフォー

ムを三次元構造物として解析することも考えられるが、この場合には、脚柱に作用する揚力の与え方について十分検討しなければならないと思われる。

最後に、本研究を行うに際し、多くの有益な助言を賜った太田秀樹教授に謝意を表するとともに、当時大学院生の黒崎和保君および北山 真君の協力を感謝する。

参 考 文 献

- 1) Lee, G. C. : Design and Construction of Deep Water Jacket Platforms, Proc. of 3rd Confer. on Behaviour of Off-Shore Structures, pp.3~17, Aug. 1982.
- 2) Heaf, N. J., Henrywood, R. K. and Wootton, L. R. : Assessment of the Accuracy of the Design Process for Off-Shore Structures, Proc. of Confer. on Off-Shore Structures, The Institution of Civil Engineers, London, pp.145~150, Oct., 1974.
- 3) Taylor, R. E. : Structural Dynamics of Off-Shore Platforms, Proc. of Confer. on Off-Shore Structures, The Institution of Civil Engineers, London, pp.125~132, Oct., 1974.
- 4) Shyam Sunder, S. and Connor, J. J. : Sensitivity Analyses for Steel Jacket Offshore Platforms, Dynamic Analysis of Offshore Structures, Vol. 1, Gulf Publishing Company, pp.11~24, 1982.
- 5) Barik, K. C. and Paramasivam, V. : Response Analysis of Offshore Structures, Proc. of ASCE, Vol. 109, No. WW 4, pp. 363~379, 1983.
- 6) 石田 啓・沢木 一：波によるプラットフォームの振動解析に関する研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 599~603, 1981.
- 7) Gaither, W. S. and Billington, D. P. : The Dynamic Response of Offshore Structures to Time-Dependent Forces, Proc. of 9th Confer. on Coastal Engg., Chap. 29, pp. 453~471, 1964.
- 8) 石田 啓：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, 1986.
- 9) 榎木 亨・中村孝幸・三木秀樹：単円柱構造物の波による振動挙動について，第24回海岸工学講演会論文集，pp. 367~371, 1977.
- 10) Sawaragi, T. and Nakamura, T. : Dynamic Behavior of Vertical Cylinder Due to Wave Force, Proc. of 16th Confer. on Coastal Engg., pp. 2379~2396, 1978.
- 11) 土木学会編：水理公式集，pp. 79~80, 1973.
- 12) 石田 啓・近田美則：有限振幅波による柱体の振動特性，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 628~632, 1985.
- 13) Lucas, G. S. : Discussion of Concrete Structures, Proc. of Confer. on Off-Shore Structures, The Institution of Civil Engineers, London, p. 89, Oct., 1974.
- 14) 振動工学ハンドブック編集委員会編：振動工学ハンドブック，養賢堂，pp. 850~882, 1981.

(1986. 5. 16・受付)