

海洋プラットフォームの共振特性および波力の相殺点による共振制御に関する研究*

石田 啓**・黒崎和保***・小村辰彦****

本論は、すでに提示した微小振幅波およびストークス波理論によるプラットフォームの振動解を用いることにより、構造物の共振特性の解明と波力の相殺現象を利用する共振制御を目指すもので、数値計算と模型実験の結果より、各モードごとに、基本共振周期の整数倍の周期の波による共振が発生するが、脚柱間隔の2倍の波長の波による変位の相殺特性を利用することにより、共振制御が可能となることが実証された。

Keywords : offshore-platform, characteristics of resonance, wave force cancellation, vanishing of displacement

1. 緒 論

現在、人間の生活環境に変化や潤いを与えようとするウォーターフロント開発が盛んに計画されており、また、人類の未来に夢を与える海洋開発が徐々に推進されているが、海洋空間の有効利用や海底資源の採取を実行するためには、信頼性の高い海洋構造物の設計が不可欠となる。海洋構造物の形態は、設置水深の増加に伴い、重力式から脚柱式へ、さらに浮体式へと移行するが、いまなお、それぞれに、沈下、振動および安定性に代表される検討課題が残されている。

本論では、将来、一層幅広く建設されると考えられる脚柱式構造物を対象とし、その中でも、最も基本的な形である、上部にデッキを有する4脚柱式の海洋プラットフォームの、波力による振動を取り扱う。この場合、構造物が最も危険となる状況の一つは、言うまでもなく、波と構造物との共振現象が生じるときであり、したがって、本研究では、この共振特性について、理論および実験の両面から詳細な検討を行い、さらに、脚柱に作用する波力の相殺現象を利用した共振制御の可能性について考究する。

従来より、海洋プラットフォームの解析法には、種々の手法が提案されてきており、著者ら^{1)~3)}もすでに、マトリックス法による数値解析法を提示したが、このような数値計算法は、様々な形状を持つ柱状構造物に適用できる反面、一般的な振動特性の把握には、最適とは言えない。そこで著者ら^{4),5)}は、波力をモリソン公式で与える場合の脚柱変位の理論解を新たに誘導し、その妥当性

を実証したが、この理論解を用いると、一般性のある共振特性の解明が可能である。

ところで、比較的小さな波力であっても急激に変位が増大する共振現象は、構造物の安全設計上必ず考慮すべき重要な問題点であるにもかかわらず、この現象が包含する特有の変化の激しさのため、従来、その特性は必ずしも十分に解明されているとは言えない。たとえば、共振点では、その前後で変位の位相は急激に変化すると共に、減衰力のわずかな増減が共振変位に極端な変化を与えるものであり、また、変位の増大に伴う波力および減衰力の変化が、変位にフィードバックする可能性も考えられるものであって、一般に、共振時の変位特性を正確に把握することは、必ずしも容易ではない。

一方、共振制御に関する研究としては、当初、NathとHarleman⁶⁾が、脚柱間隔の2倍の波長の波による変位の相殺現象の利用を提案したが、Karsan⁷⁾は、これを実用化するためには、構造物の共振周期と波力の正確な評価、およびモリソン公式の抗力項を考慮したスペクトル解析の実行、と言った3つの課題が解決される必要があると述べている。しかし、これらの内、波力の評価については、石田・田村⁸⁾および石田・北山⁹⁾の研究がほぼ問題点を解決しており、また不規則波に対する共振制御の可能性については、石田・小村¹⁰⁾の研究により、その有用性が実証されている。

さらに、最近、陸上の構造物の共振制御のため、構造物に取り付けた容器内の液体の振動を利用する方法が(たとえば、藤野ら¹¹⁾により)研究されており、著者ら¹²⁾も、この方法の海洋プラットフォームへの適用について検討し始めているが、本論では、このような研究を進展させるための基礎的研究として、上述したように、プラットフォームの脚柱変位を与える理論解を用いた共振特性の詳細な解明を行うと共に、脚柱間隔を利用した共振の抑制効果について、理論および実験の両面から検討する。

*本論文の内容の一部は既発表¹³⁾であるが、本論文はその後の研究成果を加えて取りまとめたものである。

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

***正会員 工修 (株) 間組

****正会員 工修 東京コンサルタンツ (株)

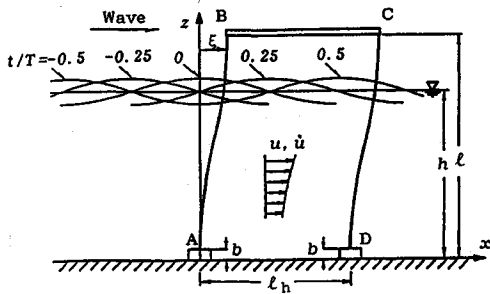


図-1 プラットフォームおよび座標系

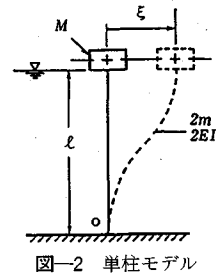


図-2 単柱モデル

なお、本研究の一部は、すでに海岸工学論文集¹³⁾に発表されたものであることを付記する。

2. プラットフォームの振動変位

(1) 脚柱の振動変位の理論解

本論では、上端にデッキを有する4脚柱のプラットフォームを対象とするが、理論展開では、図-1に示すように、これを2次元化した取り扱いが可能である。

いま、座標は、水底を x 軸に、静止時の脚柱 AB の中心軸を z 軸にとり、時間を t で表わす。プラットフォームの寸法は、水底からデッキまでの脚柱長を l 、水底部の埋め込み高を b 、脚柱間隔を l_h とし、脚柱 AB の振動変位を ξ で表すが、脚柱の直径 D で除した無次元変位 $\xi' = \xi/D$ は、脚柱に働く波力をモリソン公式で与えた場合、すでに次式で与えられている⁵⁾。

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

ここに、 I_m および R_e は、それぞれ虚部および実部を採ることを意味する。また、添字 k は、1, 2, または 3 であり、 ξ'_1 は水底から波谷までの水中区間の変位を、 ξ'_2 は波谷から平均水面までの水面変動区間の変位を、 ξ'_3 は平均水面以上の空中区間の変位を表す。

式中の z' および t' は、 z および t を、波数 k および波の角周波数 σ を用いて、 $z' = kz$ および $t' = \sigma t$ と無次元化したものである。また、 $G_{kn}(z')$ 、 $P_{kn}(z')$ および $P_{x0}(z')$ は、脚柱の外径 D 、断面積 A 、剛性係数 EI 、脚柱の密度 ρ 、水の密度 ρ_w 、減衰係数 c_0 、水平方向水粒子速度の絶対値 $|u|$ 、水深 h 、波の振幅 a 、波数 k 、角周波数 σ 、慣性係数 C_M 、抗力係数 C_D および付加質量係数 C_a を含む z' の関数であって、モリソン公式に微小振幅波理論およびストークス波理論を用いた場合の関数形は、すでに参考文献 5) に示されている。複素固有値である S_{knj}^* は、上記の $D, A, EI, \rho, \rho_w, c_0, |u|, k$ および σ に

よって決まる値であり、同様に、参考文献 5) に示されている。さらに、 $f_{knj}, r_{knj}, r_{x0j}$ は、脚柱に対する境界条件から決まる複素積分定数である。

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 を波速 c で除した値 $l_h/c = l_h k/\sigma$ だけ遅れたものとなるから、式 (1) の t' を $t' - k l_h$ に置き換えたものになる。これらの変位の解に、水底部およびデッキ結合部の境界条件を適用することにより、脚柱の変位曲線およびデッキの変位を求めることができる。

(2) 固有振動周期の概算法

波によるプラットフォームの固有振動周期すなわち共振周期は、式 (1) を用いて共振曲線を描くことにより求めることができるが、共振周期の概算値は、図-1 の 2 脚柱のプラットフォームを、図-2 のように、1 本の柱の上端にそのデッキ重量 M が乗った構造物に置き換えることにより、簡単に算出することができる。すなわち、置き換えた柱の曲げ剛性および付加質量を含めた単位長さ当りの質量を、それぞれ、 $2EI$ および $2m$ と仮定し、減衰力を無視した柱の自由振動の方程式を解くと、図-2 の構造物の N 次モードの固有振動周期は、次式で与えられる¹⁴⁾。

$$T_N = \frac{2\pi l^2}{(\lambda_N l)^2} \sqrt{\frac{2m}{2EI}} \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 λ_N は、 N 次モードのたわみ曲線に対し、境界条件として、埋め込み部で、たわみおよびたわみ角がゼロであること、また、柱の上端で、デッキが回転しないことおよびせん断力とデッキの慣性力が等しいことを適用することにより得られる次式から算出することができる。

$$\begin{aligned} & \frac{\sinh(\lambda_N l) \cdot \cos(\lambda_N l) + \cosh(\lambda_N l) \cdot \sin(\lambda_N l)}{1 - \cosh(\lambda_N l) \cdot \cos(\lambda_N l)} \\ & = \frac{M}{2ml} \lambda_N l \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

以上の方法を用い、後述するモデルのプラットフォームに対して求めた空中における固有振動周期の概算値は、2% 以内の誤差で実測値と一致した。

(3) 高次振動モードの理論計算

次に、式 (1) の理論解を用い、1 次、2 次および 3

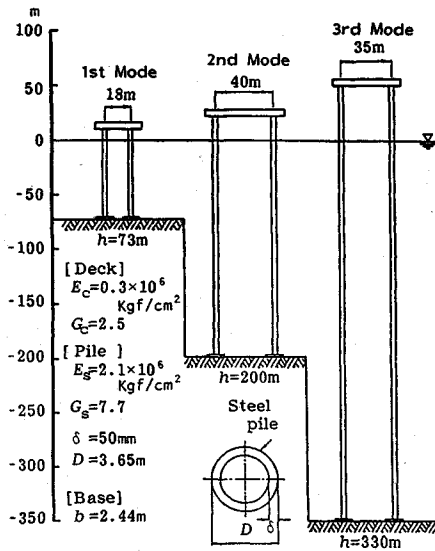


図-3 各振動モードが卓越する場合の数値計算用プラットフォーム

次モードが卓越するときのプラットフォームの共振特性について検討する。計算に際しては、図-3に示す現地スケールのプラットフォームを対象とし、波動理論には、微小振幅波理論を適用する。プラットフォームのデッキは鉄筋コンクリート製と見なし、比重は $G_c=2.5$ を用い、また、脚柱は鋼製とし、比重は $G_s=7.7$ 、ヤング率は $E_s=2.1 \times 10^6 \text{ kgf/cm}^2$ ($2.06 \times 10^4 \text{ kN/cm}^2$)、外径は $D=3.65 \text{ m}$ 、肉厚は 50 mm とした。また、脚柱の水底部の埋め込み高は $b=2.44 \text{ m}$ とした。デッキ寸法と脚柱長は、上述した固有周期の概算法を用い、現実的な現地波浪により、複数個の共振が発生するように選定し、脚柱間隔は、後述する変位の相殺が明確に生じるよう選定した。抗力係数、慣性係数および付加質量係数は、それぞれ、最も一般的な値である $C_D=1.0$ 、 $C_M=2.0$ および $C_a=1.0$ を用いた。減衰係数 $c_0=1.0$ の値は、後述する図-4、6および8の図中に記したが、これらは、共振現象が明確に生じる程度の値である。波の波高は $H=4 \text{ m} \sim 6 \text{ m}$ の範囲で与えた。

図-4は、図-3中の左端のモデルを用い、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 $|\xi_{\text{max}}|$ をとって、1次モードが卓越する場合の共振特性を示したものである。共振は、基本共振周期である $T=T_{1st}=4.36 \text{ s}$ の他に、さらに $T=2T_{1st}=8.72 \text{ s}$ および $T=3T_{1st}=13.08 \text{ s}$ においても発生しているが、これは、モリソン公式の抗力項および水面の上下動に起因する項により、波の周期の高周波数成分の力が、式(1)の $n=2$ および $n=3$ の項として生じるためである。また、 $T=T_{c1/2}=4.80 \text{ s}$ で変位の極小値が生じているが、これは、波の半波長が脚柱間隔 l_b に等しくなるときで

あり、プラットフォームの両脚柱に働く波力の方向が逆になるため、デッキの変位が相殺されるからである。以下、このような波の周期 $T_{c1/2}$ を変位の相殺点と呼ぶ。

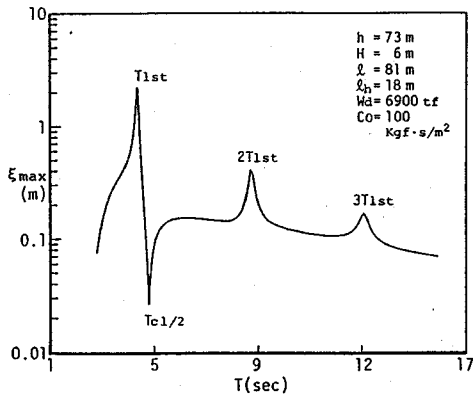
図-5(a)、(b)および(c)は、図-4の基本共振点 $T=T_{1st}$ 、基本共振周期の2倍の周期の波による共振点 $T=2T_{1st}$ および相殺点 $T=T_{c1/2}$ における脚柱のたわみ曲線を各位相ごとに示したものである。いずれのたわみ曲線も、1次モードの振動が卓越している。(c)の相殺点 $T=T_{c1/2}$ では、(a)の基本共振点 $T=T_{1st}$ に比べ、変位が2オーダー小さくなっており、また、変位が若干 x の正方向に片寄るが、これは、波峰側の波力の方が、波峰の上昇ぶんだけ波谷側の波力よりも大きいためである。

図-6には、図-3中の中央のモデルを用い、2次モードが卓越する場合を対象としたデッキ変位の共振特性を示す。図中、2次モードの共振は $T=T_{2nd}=4.49 \text{ s}$ および $T=2T_{2nd}=8.98 \text{ s}$ で発生しているが、 $T=3T_{2nd}$ での共振変位が見られないのは、このプラットフォームの1次モードの変位が大きいために、この中に $3T_{2nd}$ の共振変位が隠れるためである。変位の相殺現象は、脚柱間隔が波長の約 $1/2$ および $3/2$ となる周期 $T=T_{c1/2}=7.16 \text{ s}$ および $T=T_{c3/2}=4.13 \text{ s}$ で生じる。また、 $T=T_{\text{node}}=4.68 \text{ s}$ でも変位が急減するが、これは、脚柱のたわみ曲線の節がデッキ部に一致するときに生じる現象であり、水中部でのたわみ曲線の腹の変位は、必ずしも小さいとは限らない。

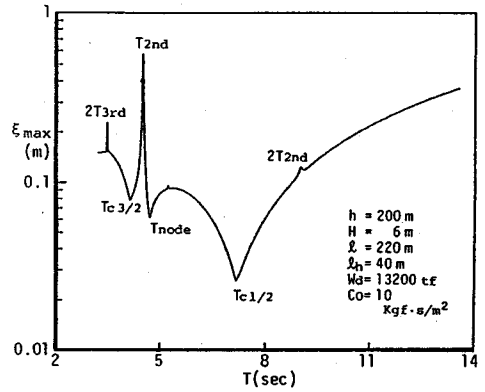
図-7(a)、(b)および(c)は、図-6の共振点 $T=T_{2nd}$ 、 $T=2T_{2nd}$ および相殺点 $T=T_{c1/2}$ での脚柱のたわみ曲線である。(a)の共振点 $T=T_{2nd}$ では、デッキ部の変位が 0.56 m であるが、水中部分では約 1.4 m の変位が生じている。また、(b)の共振点 $T=2T_{2nd}$ では、2次モードと共に、1次モードの振動が強く混入している。(c)の相殺点 $T=T_{c1/2}$ では、1次モードの相殺点の場合と同様、脚柱全体の変位が小さく、特に、デッキ部の変位はゼロに近い。

図-8には、図-3中の右端のモデルを用い、3次モードが卓越する場合を対象としたデッキ変位の共振特性を示す。3次モードの共振は、 $T=T_{3rd}=4.29 \text{ s}$ において顕著であるが、 $T=2T_{3rd}=8.58 \text{ s}$ での共振は、2次モードの共振点 $T=T_{2nd}=11.0 \text{ s}$ における変位が極めて大きいため、ほとんどその中に隠れてしまう。変位の相殺現象は、 $T=T_{c1/2}=6.70 \text{ s}$ において生じると共に、 $T=T_{\text{node}}=4.40 \text{ s}$ において、たわみ曲線の節がデッキ部に一致するために、デッキ部の変位が急減する現象が生じている。

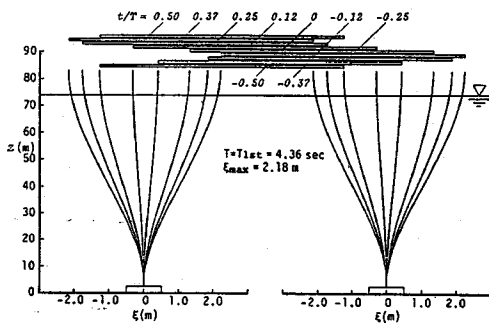
図-9(a)、(b)および(c)に、図-8の共振点 $T=T_{3rd}$ 、 $T=2T_{3rd}$ および相殺点 $T=T_{c1/2}$ での脚柱のたわみ曲線を示す。(a)の共振点 $T=T_{3rd}$ と(c)の相



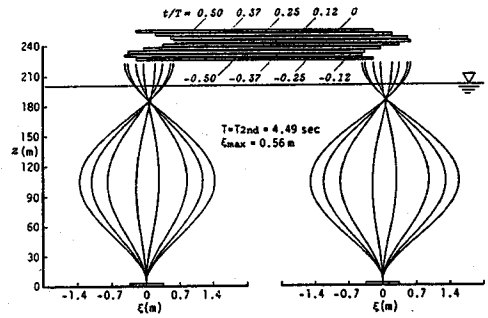
図—4 1次振動モードが卓越する場合の共振曲線



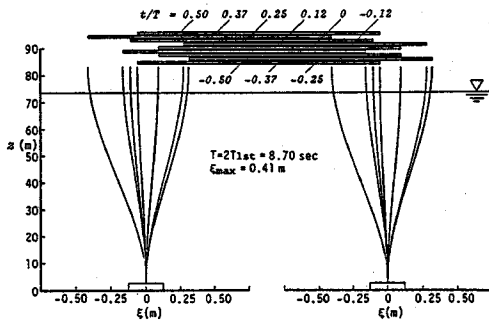
図—6 2次振動モードが卓越する場合の共振曲線



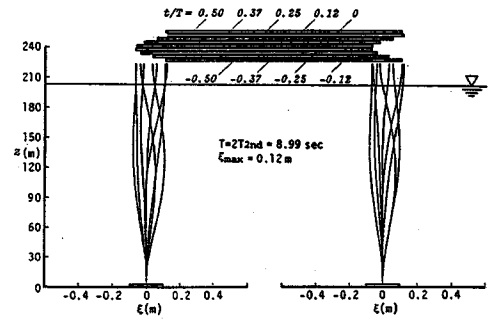
(a) 基本共振点 T_{1st}



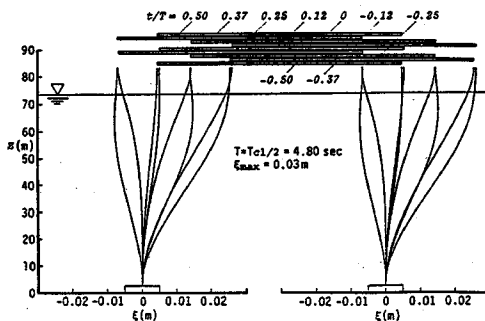
(a) 基本共振点 T_{2nd}



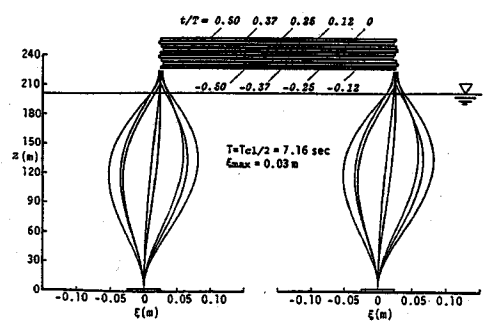
(b) 2倍共振点 $2T_{1st}$



(b) 2倍共振点 $2T_{2nd}$



(c) 相殺点 $T_{c1/2}$



(c) 相殺点 $T_{c1/2}$

図—5 1次振動モードの脚柱のたわみ曲線

図—7 2次振動モードの脚柱のたわみ曲線

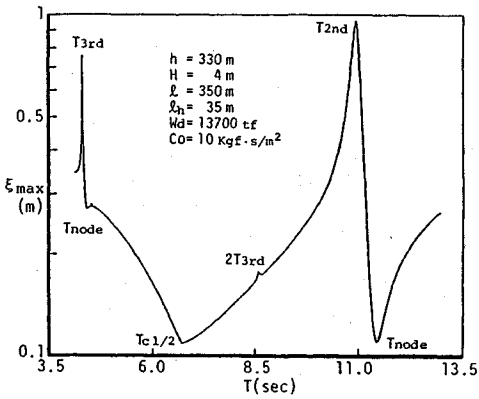
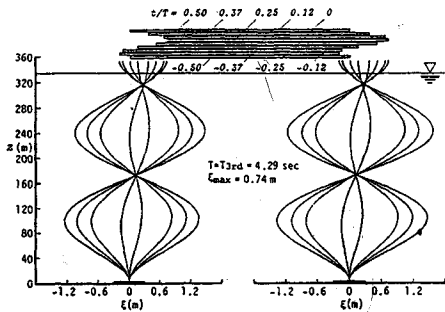
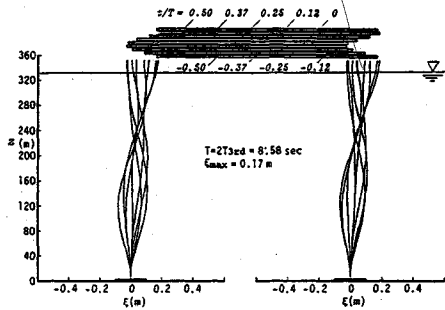


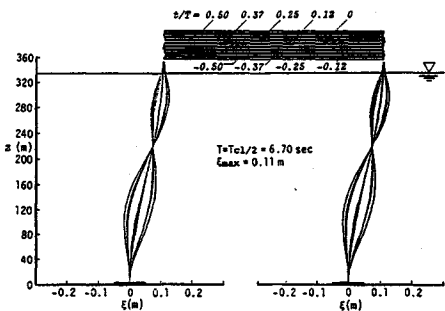
図-8 3次振動モードが卓越する場合の共振曲線



(a) 基本共振点 T_{3rd}



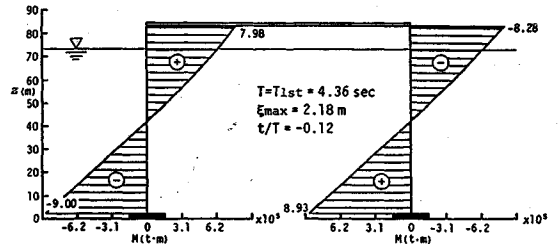
(b) 2倍共振点 $2T_{3rd}$



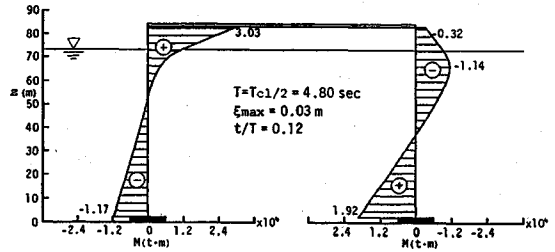
(c) 相殺点 $T_{c1/2}$

図-9 3次振動モードの脚柱のたわみ曲線

殺点 $T = T_{c1/2}$ では、共に、3次モードの振動が卓越しているが、(b)の共振点 $T = 2T_{3rd}$ では、2次モードの振動が卓越したたわみ曲線となる。(c)の相殺点 $T =$



(a) 1次モードの基本共振点



(b) 1次モードの相殺点

図-10 脚柱に作用する曲げモーメント

$T_{c1/2}$ では、脚柱全体の変位も小さい。

ところで、(a)の共振点 $T = T_{3rd}$ では、2次モードの共振点 $T = T_{2nd}$ の場合と同様、デッキの変位より水中の脚柱の変位の方が大きい、このことは、高次モードの共振点では、デッキの変位は極端に大きくなくても、脚柱の変位が大きくなる可能性があるため、デッキの変位と共に、脚柱の部材応力についても検討することが必要となる。

脚柱の曲げモーメントは、式(1)の変位 ξ' を用い、

$$M(z', t) = -EI \cdot Dk^2 \xi'_z(z', t) \dots \dots \dots (4)$$

から求まる。ただし、 k は波数である。図-10に、図-4の1次モードが卓越する場合の脚柱の曲げモーメント図を示す。この図の位相は、脚柱変位が最大となるときである。(a)は基本共振点 $T = T_{1st}$ での脚柱の曲げモーメント図であるが、デッキと脚柱の結合部および脚柱の埋め込み部で値が大きく、その最大値は、埋め込み部において、 $M_{max} = 9.0 \times 10^6 \text{ tf} \cdot \text{m}$ ($8.82 \times 10^6 \text{ kN} \cdot \text{m}$)となる。(b)は相殺点 $T = T_{c1/2}$ の場合であるが、変位は、相殺現象により共振時の1/100程度となるにもかかわらず、曲げモーメントは、デッキ部において、 $M_{max} = 3.03 \times 10^4 \text{ tf} \cdot \text{m}$ ($2.97 \times 10^5 \text{ kN} \cdot \text{m}$)となり、基本共振時の1/30に減少するに留まっている。すなわち、変位の増減に伴い、脚柱の部材応力も増減するが、相殺点での応力の減少の割合は、デッキ変位の減少の割合よりも少ないことが分かる。

3. 共振に関する実験および解析結果

(1) 実験装置および方法

実験は、福井工業高等専門学校にある長さ26m、幅

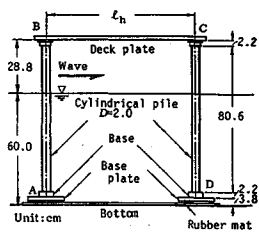


図-11 模型寸法

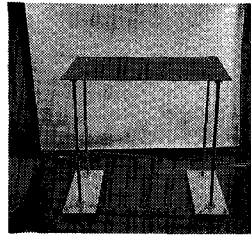


写真-1 模型

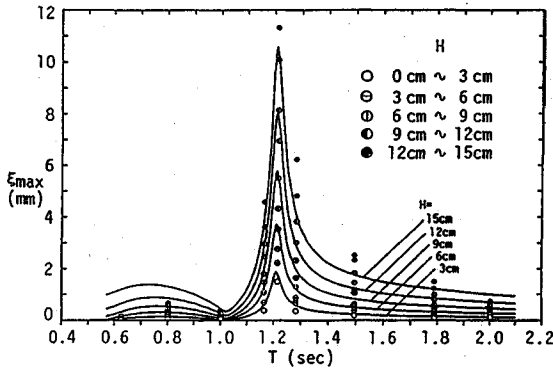


図-12 基本共振点付近のデッキ変位の実験値

60 cm, 深さ80 cmの2次元造波水槽を用い, その中央に図-11および写真-1に示すプラットフォームを設置した。このプラットフォームは, 比重が7.7の鋼製デッキを, 4本の塩化ビニル製円柱で支持する形式であり, 変位は, 非接触型電磁変位計を用いて, デッキ部B点の変位を測定した。脚柱は, 外径 D が2 cm, 肉厚 δ が3.6 mm, 比重が1.37, ヤング率 E が28700 kgf/cm² (281 kN/cm²), 固定端の高さ b が6 cm, デッキ結合部までの高さ l が86.6 cmである。脚柱間隔 l_h は, 写真-1の場合が80 cmで, 後に示す写真-2の場合は27 cmである。

実験は, いずれも1次モードが卓越する領域の共振を対象としたが, 基本共振(すなわち T_{1st} における共振)を対象とする場合は, 脚柱間隔 l_h は80 cmとし, デッキ重量 W_d は, 17.5 kgf (171.5 N), 21.6 kgf (211.7 N) および29.6 kgf (290.1 N)の3種類を用いた。また, 基本共振周期の倍周期の共振(すなわち $2T_{1st}$ および $3T_{1st}$ における共振)を対象とする場合は, $l_h=27$ cm, $W_d=6.5$ kgf (63.7 N)を用いた。使用した波は, 周期が $T=0.63$ s \sim 2.40 sで, 波高が $H=1.2$ cm \sim 15.4 cmの範囲のものである。

理論値の算出に際しては, 波力に関する係数の値は, 2.(3)と同様, $C_D=1.0$, $C_M=2.0$, $C_a=1.0$ を用いた。減衰係数 c_0 の値は, 空中におけるプラットフォームの自由振動の減衰曲線から求めたが, $W_d=29.6$ kgf (290.1 N)の場合は, $c_0=0.059$ gf \cdot s/cm² (0.578 mN \cdot

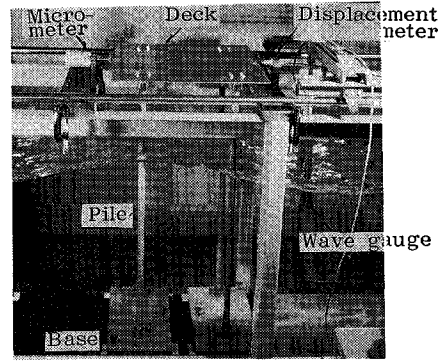


写真-2 倍周期共振の実験状況

s/cm²), $W_d=21.6$ kgf (211.7 N) および17.5 kgf (171.5 N)の場合は $c_0=0.048$ gf \cdot s/cm² (0.470 mN \cdot s/cm²), $W_d=6.5$ kgf (63.7 N)の場合は, $c_0=0.025$ gf \cdot s/cm² (0.245 mN \cdot s/cm²)である。

(2) 基本共振の実験結果

図-12は, 横軸を波の周期 T , 縦軸を波の進行方向の変位の最大値 ξ_{max} とし, 波高 H をパラメータとして, 1次モードの基本共振点 T_{1st} 付近の ξ_{max} の実験値と微小振幅波理論を用いた理論値とを比較したものである。この実験におけるデッキ重量は, $W_d=29.6$ kgf (290.1 N)であり, 脚柱間隔は $l_h=80$ cmである。この場合, $T=T_{1st}=1.21$ sにおいて1次モードの基本共振が生じており, この共振点では変位の実験値と理論値とは良く一致しているが, T_{1st} より大きい波の周期では, 波高が大きくなると, 実験値の変位の方が理論値より若干大きくなる傾向がある。この原因としては, ここで用いた $C_D=1.0$ が, 周期の大きい領域では, やや過小なことが考えられる(たとえば参考文献8)では, $C_D=1.7$ 程度が得られている)が, 全体的には, 理論値は比較的妥当な値を与えていると言える。なお, 波の進行方向と逆方向の最大変位についても, 同様な結果が得られた。

図-13は, 基本共振点 $T_{1st}=1.21$ sにおいて, 波高 H を変化させた場合の最大変位 ξ_{max} の変化を示したものであり, 波の進行方向側が正, その逆側が負である。図中の実線および破線は, それぞれ, 微小振幅波理論およびストークス波理論を用いた理論値であり, \circ は実験値である。実験値と理論値とは良く一致しているが, 波高が10 cm程度より大きくなると, 微小振幅波理論よりもストークス波理論を用いた理論値の方がわずかに大きくなり, 実験値はストークス波理論による値の方に, 一層良く一致することが分かる。

(3) 倍周期共振の実験結果

次に, 写真-2に, 1次モードの基本共振周期 T_{1st} の2倍周期($2T_{1st}$)および3倍周期($3T_{1st}$)の波による共振を対象とした実験状況を示す。デッキ重量は, W_d

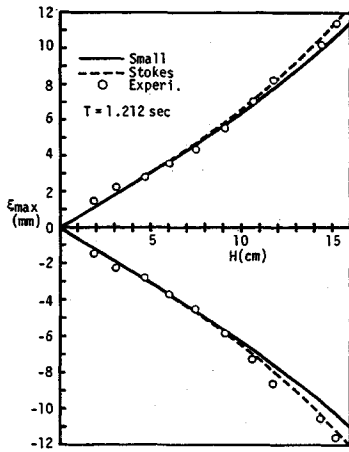


図-13 基本共振点のデッキ変位と波高との対応

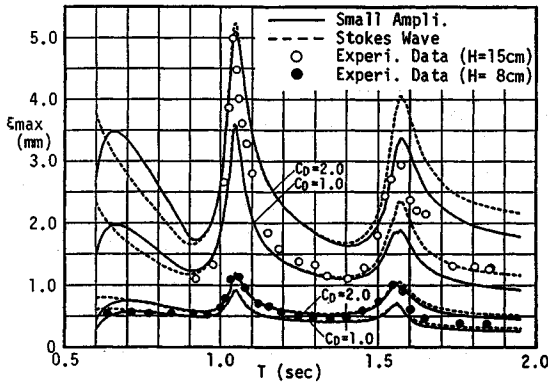
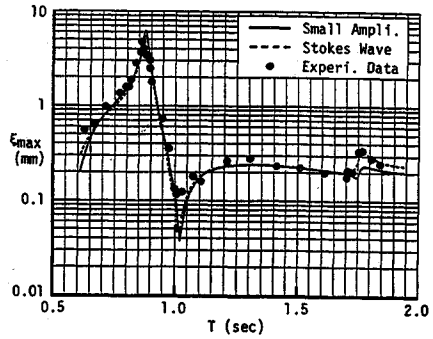


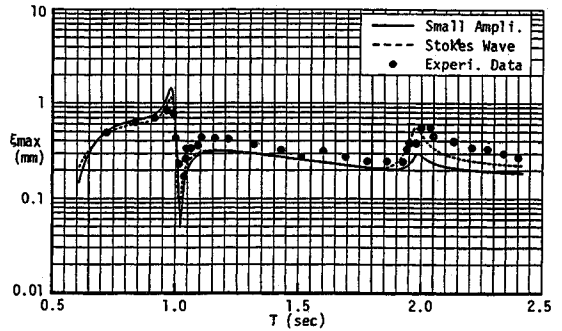
図-14 2倍と3倍周期の共振変位の実験値

=6.5 kgf (63.7 N) と軽いものを使用した、その結果、基本共振周期は比較的小さい値である $T_{1st}=0.52$ s となり、対象とする $2T_{1st}$ および $3T_{1st}$ の波は、比較的造波し易い範囲に含まれている。また、脚柱間隔は、変位の相殺点 $T_{c/2}$ が、これらの共振点に影響を与えないように、 $l_h=27$ cm と小さくした。波高は、 $H=8$ cm および 15 cm の2種類を用いた。

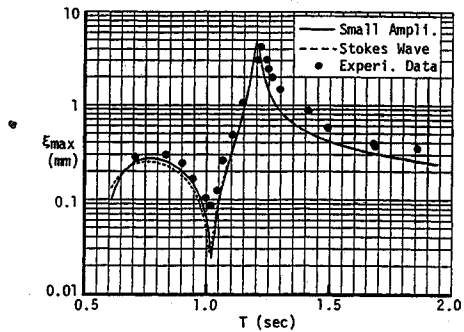
図-14に、この実験結果を示すが、図の縦軸は、波の進行方向の最大変位 ξ_{max} であり、横軸は、波の周期 T である。図中の●および○は、それぞれ、波高 H が 8 cm および 15 cm の場合の実験値であり、実線および破線は、それぞれ、微小振幅波理論およびストークス波理論を用いた理論値である。理論計算の際に抗力係数の値は、 $C_D=1.0$ と共に 2.0 を用いた。共振は、 $T=2T_{1st}=1.04$ s および $T=3T_{1st}=1.57$ s で生じるが、これらの共振点付近の変位の実測値は、いずれの波高の場合も、 $C_D=1.0$ と $C_D=2.0$ を用いた理論曲線の範囲内に納まっており、基本共振のみならず、高調波成分の波力による共振に対しても、本理論解の妥当性が実証された



(a) 共振周期が相殺周期より小さい場合



(b) 共振周期と相殺周期が一致する場合



(c) 共振周期が相殺周期より大きい場合

図-15 波力の相殺点を利用する共振制御

といえる。

なお、このような倍周期共振は、揚力による振動の場合に、特に重要となることが、樁木らにより指摘されている¹⁵⁾。

(4) 基本共振変位の抑制

次に、共振点と相殺点を一致させることによる1次モードの基本共振変位の減少に関する実験結果を示す。この実験では、脚柱間隔を $l_h=80$ cm に選んだため、波長が $2 \times l_h=160$ cm の波すなわち周期 $T=1.03$ s の波の場合に、変位の相殺現象が生じる。

図-15 (a), (b) および (c) は、デッキ重量を、それぞれ、 $W_d=17.5$ kgf (171.5 N), 21.6 kgf (211.7 N) および 29.6 kgf (290.1 N) とした場合の共振曲線である。

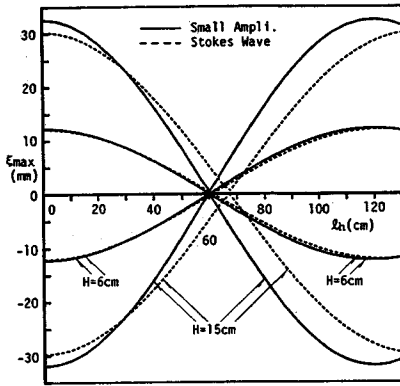


図-16 脚柱間隔の変化に伴うデッキ変位の変化

横軸は波の周期 T であり、縦軸は、波の進行方向の最大変位 ξ_{max} である。図中の●は実験値であり、実線および破線は、それぞれ微小振幅波理論およびストークス波理論を用いた場合の理論値である。使用した波高は、どの周期の波も、 $H=6\text{ cm}$ とした。

(a) の場合、1次モードの基本共振が $T=T_{1st}=0.87\text{ s}$ において発生し、その最大変位の実測値は $\xi_{max}=5\text{ mm}$ である。またその2倍周期の共振も、 $T=2T_{1st}=1.76\text{ s}$ において生じているが、 $T=T_{c1/2}=1.03\text{ s}$ における相殺点は、これらの共振変位には、直接大きな影響を与えていない。

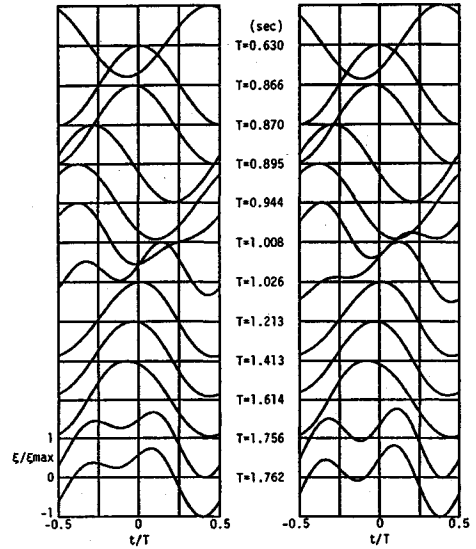
(b) は、デッキ重量を (a) より増加し、基本共振点 T_{1st} を相殺点 $T_{c1/2}=1.03\text{ s}$ にほぼ一致させることにより、共振変位の減少を試みた場合である。その結果、本来の共振点付近の最大変位の实測値は、(a) で 5 mm であったものが、 0.8 mm にまで減少している。

(c) は、さらにデッキ重量を増加した場合で、基本共振点は、相殺点より大きい $T=T_{1st}=1.21\text{ s}$ となり、その最大変位の实測値は、 $\xi_{max}=4\text{ mm}$ と再び増加する。なお、(c) のプラットフォームの諸元は、図-12の場合と同一である。

また、波の進行方向と逆方向の変位の場合も、ほぼ同様の結果となり、以上より、脚柱間隔を利用した共振制御が可能だが、理論のみならず実験からも確かめられた。なお、図-15 (a) および (b) では、長周期側における変位の实験値は、理論値より若干大きくなる傾向があるが、この差異は、図-12で述べたように、理論計算に使用した $C_D=1.0$ がやや過小なためと思われる。

上述の共振制御の方法は、デッキ重量を変えることにより、共振点を相殺点に近付けたものであるが、共振点が固定されている場合は、脚柱間隔を変えることにより、相殺点を共振点に近付けて、共振変位を制御することが考えられる。

図-16に、図-15 (a) で用いたプラットフォーム



(a) 微小振幅波理論 (b) ストークス波理論

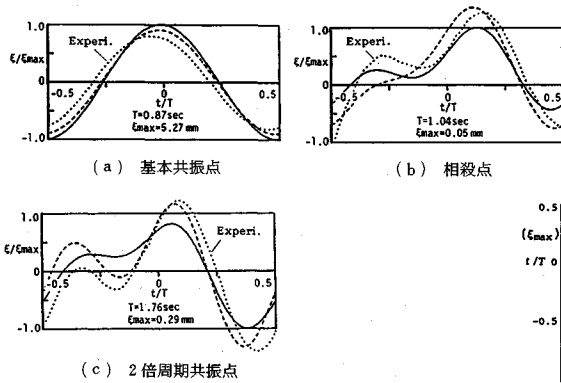
図-17 各波の周期ごとのデッキ変位の位相変化

の脚柱間隔 l_h を変えたときの、基本共振点 $T_{1st}=0.87\text{ s}$ における最大変位 ξ_{max} の変化に関する理論結果を示す。計算に用いた波高は、 $H=6\text{ cm}$ および 15 cm の2種類であり、図の横軸は脚柱間隔 l_h で、縦軸は変位の最大値 ξ_{max} である。図中の実験および破線は、それぞれ微小振幅波理論およびストークス波理論を用いた理論値である。 $T=0.87\text{ s}$ の場合、微小振幅波理論では、波高にかかわらず波長は 120.5 cm であり、いずれの波高でも、脚柱間隔を波長の半分の $l_h=60.3\text{ cm}$ としたときに変位の相殺が生じ、 $\xi_{max}=0$ となる。一方、ストークス波理論では、波高が $H=6\text{ cm}$ のときは、微小振幅波理論の場合と同様であるが、波高が $H=15\text{ cm}$ と大きくなると、波長は若干増加し、 $l_h=68\text{ cm}$ のときに変位の相殺が生じる。以上、1次モードの基本共振の制御について論じたが、他の共振点についても同様の制御が可能である。

(5) デッキ変位の位相変化

図-17は、図-15 (a) のプラットフォームを用い、順次、波の周期 T を変えたときの1周期間のデッキ変位 ξ の位相変化を示すが、(a) は微小振幅波理論を用いた場合、(b) はストークス波理論を用いた場合である。図の横軸は波の位相 t/T であり、縦軸は、変位 ξ を1周期間の最大変位 $|\xi_{max}|$ で除した値である。

基本共振点 $T=T_{1st}=0.87\text{ s}$ における変位 ξ は、(a) および (b) とも、波峰の位相である $t/T=0$ 付近において正の最大値をとる。ところで、1質点の振動の場合、共振時の変位の位相は、外力の位相から 90° 遅れる¹⁶⁾ が、本計算の場合、 0.87 s という比較的高周波数の波では、外力である波力の位相が慣性力の位相 (すなわち水粒子加速度 \ddot{u} の位相) にほぼ一致するため、共振時の変位



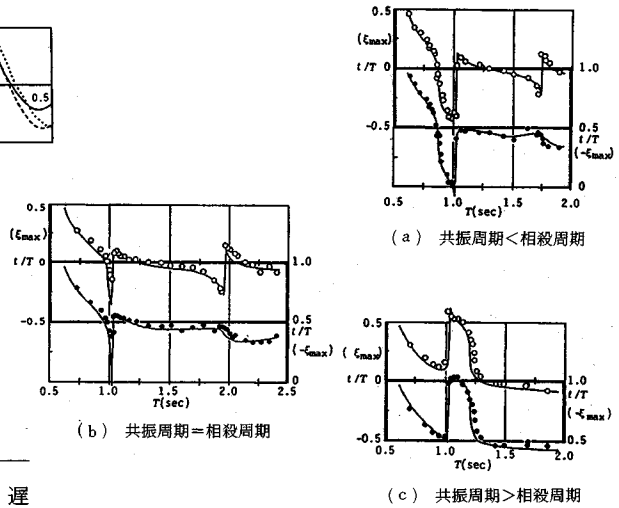
図一18 デッキ変位の位相変化の実験値と計算値の比較

ξ の位相は、 \dot{u} の位相から 90° （すなわち $1/4$ 周期）遅れた位相である水面変動の位相に近づく。また、相殺点 $T_{c1/2}=1.03$ s付近の変位は、波力の基本周期成分はほぼ相殺されるが、その2倍周波数成分は同一方向となるため、生じる変位には、2倍周波数成分が顕著に現れる。さらに、2倍共振点である $2T_{1st}=1.76$ s付近では、波力に含まれる2倍周波数成分による共振変位が混入することが分かる。

図一18 (a), (b) および (c) は、基本共振点 $T_{1st}=0.87$ s, 相殺点 $T_{c1/2}=1.03$ s および 2倍共振点 $2T_{1st}=1.76$ sにおける変位の位相変化の実験値と理論値との比較を示す。図中、実線および破線は、それぞれ微小振幅波理論およびストークス波理論を用いた理論値で、点線は実験値である。ただし、縦軸は、それぞれの変位 ξ を、微小振幅波理論による理論変位の1周期間の最大値 $|\xi_{max}|$ で除した値であり、横軸は波の位相 t/T である。

(a)の基本共振点では、実験値と理論値との間に若干の位相のずれがあり、また理論値の方が実験値よりやや大きいため、与えた減衰係数 c_0 の値がやや過小であることが懸念されるが、共振点という極めて変化の激しい点における変位であることを考えると、理論値は、比較的良好な結果を与えていると評価できる。(b)の相殺点では、実験値と理論値との位相は良く一致するが、変位に若干の差異が生じる。しかし、この点の変位の最大値が 0.05 mm程度と極めて小さいことを考慮すると、理論値は現象を良く表しているといえる。(c)の2倍共振点では、2倍成分の振動の混入が著しく、また、実験値はストークス波理論による理論値に良く一致している。

図一19は、変位が最大値をとる位相 t/T について、図一15のデータを用いて、実験値と理論値とを比較したものであり、(a), (b) および (c) は、デッキ重量が 17.5 kgf (171.5 N), 21.6 kgf (211.7 N) および 29.6 kgf (290.1 N)の場合である。各図の横軸は波の



図一19 1周期間の最大変位を生じる位相の周期特性

周期 T であり、縦軸は、位相 t/T である。図中の○および●は、それぞれ、波の進行方向の変位が最大 $(+\xi_{max})$ となる位相およびその逆方向変位が最大 $(-\xi_{max})$ となる位相の実験値であり、実線は微小振幅波理論を用いた理論値である。図一15において述べた通り、基本共振点 T_{1st} は、(a)は 0.87 s, (b)は 0.98 s, (c)は 1.21 sであり、変位の相殺点は、いずれも、 $T_{c1/2}=1.03$ sである。

(a)および(b)の基本共振周期 T_{1st} は、比較的短周期であり、抗力に比べて慣性力が卓越するため、図一17において述べたように、波力の位相は水粒子加速度 \dot{u} の位相に近くなり、したがって、共振時の $+\xi_{max}$ および $-\xi_{max}$ が生じる位相は、それぞれ、 \dot{u} が正の最大および負の最大となる位相よりも、 $1/4$ 周期遅れた位相である波峰($t/T=0$)および波谷($t/T=0.5$)付近となり、その点の前後で位相は急変する。一方、(c)の $T_{1st}=1.21$ sでは、抗力項の影響が増加し、波力の位相は \dot{u} の位相より遅れるため、 $+\xi_{max}$ および $-\xi_{max}$ が生じる位相は、それぞれ、 $t/T=0$ および $t/T=0.5$ よりさらに遅れた値となる。また、図より、変位の相殺点では、変位の最大値を与える位相が、その前後で、約 180° (半周期)変化することが分かる。さらに、2倍周期の共振点 $2T_{1st}$ は、(a)は 1.76 s, (b)は 1.95 sであるが、 $+\xi_{max}$ は、その点を挟んで、約 90° ($1/4$ 周期)の位相変化が生じる事が分かる。

4. 結 論

本論は、すでに提示した微小振幅波理論およびストークス波理論によるプラットフォームの振動の理論解を用いることにより、その共振特性および共振制御について考究したものであるが、得られた結果を要約すると次の

通りである。

1) 波力式としてモリソン公式を使用し、さらに水面の上下動による波力の作用範囲の変化を考慮する場合は、使用する波動理論にかかわらず、各モードごとに、基本固有振動周期の波による共振の他に、その整数倍の周期の波による共振が発生する可能性があるが、これらの共振周期および共振変位は、著者らの提示した理論解により、十分正確に解析することができる。

2) プラットフォームの脚柱間隔の2倍の波長の波による変位の相殺現象は、実験でも顕著に発生し、この相殺点を共振点に一致させることにより、共振の抑制が可能となること、理論と実験の両面から実証された。

3) 共振変位の大きさは、減衰係数の値の変化に極めて敏感なため、共振変位の抑制には、やはり減衰係数の増加を図ることが重要である。

4) 理論計算による高次モードの共振曲線において、変位の相殺点以外に、デッキの変位の消滅点が生じることがあるが、これは、脚柱変位のモードの節がデッキ部に一致する場合に発生する。

なお、本研究の実行に際し、援助を賜った福井工業高等専門学校の高部英一助教授に感謝すると共に、実験に助力を惜しまなかった当時大学院生の北山 真君(現在、鹿島建設株式会社)および当時学生の上田敏隆君(現在、愛知県庁)に謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 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。
- 2) 石田 啓・細貝隆司：構造特性マトリックスによる柱体の波浪応答解析—不規則波への応用—，第30回海岸工学講演会論文集，pp.371～375，1983。
- 3) Ishida, H. and Konda, Y. : Dynamic Analysis of Pile Structures to Periodic Waves, Proc. of 19th Confer. on Coastal Engg., ASCE, Chapt. 197, pp.2952～2968, 1984.
- 4) 石田 啓：微小振幅波による小口系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。

- 5) 石田 啓・加島 卓・上野 彰：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.121～130，1987。
- 6) Nath, J.H. and Harleman, D.R.F. : The Dynamics of Fixed Towers in Deep-water Random Waves, Proc. of the Confer. on Civil Engg., in the Oceans, ASCE, pp.99～122, 1967.
- 7) Karsan, D.I. : Design of Jackets in Deeper Gulf of Mexico Waters, Jour. of Water Way Port Coastal and Ocean Engg., ASCE, Vol.112, No.3, pp.427～446, 1986.
- 8) 石田 啓・田村賢一：非剥離流および対称渦対状態における波動場の円柱の抗力係数，土木学会論文集，第393号／II-9，pp.121～130，1988。
- 9) 石田 啓・北山 真：波による正四角柱の後流渦および波力に関する研究，土木学会論文集，第456号／II-21，pp.55～64，1992。
- 10) 石田 啓・小村辰彦：不規則波に対する海洋プラットフォームの共振制御，海洋工学論文集，第38巻，pp.721～725，1991。
- 11) Sun, L.M., Fujino, Y., Pacheco, B.M. and Isobe, M. : Nonlinear Waves and Dynamic Pressures in Rectangular Tuned liquid Damper (TLD)-Simulation and Experimental Verification-, Proc. of JSCE, No.410/ I -12, pp.81～92, 1989.
- 12) 小村辰彦・石田 啓・宮川将弘・関 徹：矩形水槽ダンパー (TLD) によるプラットフォームの振動制御に関する基礎的研究，土木学会第46回年次学術講演会講演概要集，II-432，pp.904～905，1991。
- 13) 石田 啓・黒崎和保・小村辰彦：海洋プラットフォームの共振制御に関する研究，海洋工学論文集，第37巻，pp.669～673，1990。
- 14) 小堀為雄：応用土木振動学，森北出版，pp.58～71，1982。
- 15) 樫木 亨・中村孝幸・三木秀樹：波動場の円柱後流渦による振動応答の実態とその予測について，第23回海岸工学講演会論文集，pp.33～38，1976。
- 16) 岩垣雄一：波浪に対する構造物の動的応答，土木学会水理委員会，水工学シリーズ71-B-2，pp.1～24，1971。
(1991.11.5受付)

RESONANCE OF OFFSHORE PLATFORM AND ITS SUPPRESSION BY MEANS OF CANCELLATION OF WAVE FORCE

Hajime ISHIDA, Kazuyasu KUROSAKI and Tatsuhiko KOMURA

Wave-induced resonant displacement of pile-supported offshore platform is investigated theoretically and experimentally. The characteristics of resonance curves and the displacement curves of pile have been shown by using the theoretical solution of the displacement presented previously by one of the authors. The theory indicates that the resonance occurs at the integer times natural period of the structure in each vibration mode. The displacements of the deck measured in experiments agree well with the theoretical values not only at the natural period but also at the twice and three times natural period corresponding to the first mode vibration. Suppression of the fundamental resonance has been realized also in the experiment by making the natural period equal to the wave period where wave length is twice as large as the leg span to cancel the wave force acting on each pile.