

弾性変形を考慮した大型ポンツーン浮体の波浪応答特性について

宇都宮智昭* ・渡 邊 英 一** ・岡 村 謙 作***
中 井 幸 治****・関 田 欣 治*****・太 田 英 美*****

1. はじめに

本研究では、大型の箱型ポンツーン浮体の波浪応答を対象とする。従来の小規模な浮体式構造物を対象とした設計法では、構造物を剛体とみなし、波浪入力に対する6成分の剛体運動を求め、これをもとに断面力の算出を行っている。しかし、現在構想されている浮体式空港(太田, 1994)のような超大規模浮体においては、波浪動揺解析においてこれを剛体と仮定することができず、構造物の弾性変形も考慮した上で波浪応答を求めることが必要と考えられる(白石ら, 1994; Mamidipudi ら, 1994; Newman, 1994; Wen, 1974)。特にポンツーン型浮体においては、多列円柱支持浮体のような透過型構造物と異なり、浮体底面の圧力分布が浮体の弾性変形によって大きな影響を受けると考えられ、流体-構造物系の相互作用をより厳密に評価する必要性が高いものと考えられる。

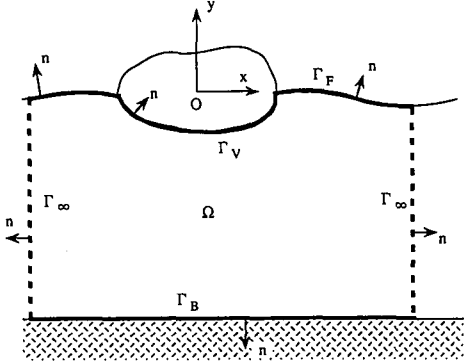
そこで本研究では、断面2次元モデルによる模型実験ならびに線形回折波理論に基づく理論計算に基づき、弾性変形を考慮した大型浮体の波浪動揺解析法についての検討を行うことを目的とする。

2. 解析方法

本研究では、鉛直面に関する断面2次元問題を考える。解析に使用する座標系を図一1に示す。一定水深 h の海域に浮体構造物があり、 x 軸の負の方向から周波数 ω の規則波が構造物に入射するものとする。この時、浮体運動は入射波と同じ周波数 ω を有する調和振動となり、次式であらわせる。

$$X_j = \bar{X}_j e^{-i\omega t}, j=1, 2, \dots, N \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 X_j は浮体運動の j 自由度に関する運動変位を、 $\bar{X}_j$ は運動変位振幅を、 t は時間を、 i は虚数単位をあらわす。また、 N は浮体運動の総自由度数をあらわし、浮



図一1 座標系および領域・境界の定義

体を剛体として扱うときには $N=3$ (断面2次元問題) または $N=6$ (3次元問題) となる。本研究では浮体の弾性変形を考慮するため、浮体本体を有限要素法 (FEM) により離散化するが、この時には、浮体本体の節点の有する総自由度数が N になる。

線形回折波理論 (土木学会編, 1994) に基づき、流体域の速度ポテンシャル ϕ を以下のように決定する。いま、全速度ポテンシャル ϕ を、ディフラクションポテンシャル ϕ_d とラディエーションポテンシャル ϕ_r の和であらわすものとする。ディフラクションポテンシャル ϕ_d については、浮体を弾性体として扱う場合でも、剛体の場合と全く同じものでよいから、通常の線形回折波理論に従って求めればよい。そこで以下、ラディエーションポテンシャル ϕ_r について考える。

今、ラディエーションポテンシャル ϕ_r を各運動自由度 j に対する浮体運動に伴う発散波の速度ポテンシャル ϕ_j の重ね合せで表現する。すなわち、

$$\phi_r = \sum_{j=1}^N \bar{X}_j \phi_j \dots\dots\dots (2)$$

とする。ここで、 $\bar{X}_j$ は j 自由度に関する運動速度であり、また ϕ_j は j 自由度運動の単位速度振幅に対応した複素ポテンシャルをあらわす。

図一1に示す座標系および境界の定義を参照して、線形回折波理論により速度ポテンシャル ϕ_j および ϕ_r の満たすべき支配方程式および境界条件は以下のような

* 正 会 員	工 博	京都大学助手	工学部土木工学科
** フェロー	Ph.D., 工博	京都大学教授	工学部土木工学科
*** 正 会 員	工 修	沼水建設(株)	
**** 正 会 員	工 修	新日本製鐵(株)	鉄構海洋事業部
***** 正 会 員	工 博	新日本製鐵(株)	鉄構海洋事業部
***** 正 会 員		新日本製鐵(株)	鉄構海洋事業部

る。

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial y^2} = 0, \quad j=1, 2, \dots, N \quad (\text{in } \Omega) \quad \dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \frac{\omega^2}{g} \phi_j = 0, \quad j=1, 2, \dots, N \quad (\text{on } \Gamma_F) \quad \dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = 0, \quad j=1, 2, \dots, N \quad (\text{on } \Gamma_B) \quad \dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - ik\phi_j = 0, \quad j=1, 2, \dots, N \quad (\text{on } \Gamma_\infty) \quad \dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = v_n \quad (\text{on } \Gamma_V) \quad \dots\dots (7)$$

ここで、 n による微分は図一1に示した流体境界において、領域内部から外部へ向かう外向き法線方向微分をあらわし、 v_n は浮体表面各点の同じ方向の法線方向速度をあらわす。また、 k は波数、 g は重力加速度である。

式(2)を式(7)に代入し、 v_n を $\dot{X}_j$ の線形重ね合せで表現し直すと、

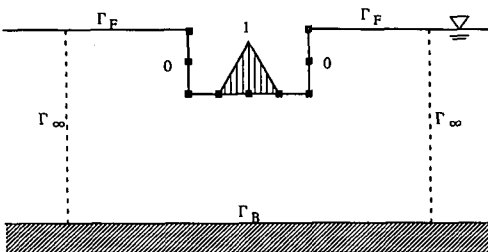
$$\sum_{j=1}^N \dot{X}_j \frac{\partial \phi_j}{\partial n} = \sum_{j=1}^N \dot{X}_j n_j \quad (\text{on } \Gamma_V) \quad \dots\dots (8)$$

とあらわせ、さらに、

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n_j, \quad j=1, 2, \dots, N \quad (\text{on } \Gamma_V) \quad \dots\dots (9)$$

が導かれる。ここで、 n_j は j 自由度の単位運動速度に対する浮体表面の法線方向速度分布をあらわす関数であり、剛浮体の解析においては n_j は一般化方向余弦となる。

ここで、図一2に示す簡単な例により、本研究で用いた弾性浮体の解析における n_j について説明する。図一2のモデルでは、浮体本体はFEMの線形膜要素によりモデル化され、没水浮体表面上に設けた9つの節点、他の浮体表面上の節点および浮体内部の節点(図一2では、没水浮体表面上の節点のみを記している)により浮体運動が表現されているものとする。このモデルで浮体底面の中央節点の y 方向自由度を j とすると、この j 自由度に対する関数 n_j は、FEMの形状関数に従い、中央節点において1、他の節点で0となり、また中央節点とこれと隣り合う節点間では直線的に変化する関数となる。



図一2 弾性浮体における n_j の一例

以上、式(3)～式(6)及び式(9)により、 ϕ_j に関する支配方程式ならびに境界条件式が完全に与えられたことになる。本研究では、基本解 $(\ln(1/r))$ に基づく境界要素法(BEM)によりこれを解いた。ここで、BEMにおいてもFEMと同様、線形要素を使用し、かつ没水浮体表面における浮体本体のFEMの節点と同位置にBEMの節点を設けることで、節点間の n_j の分布形状がFEM、BEMの両者において共に線形補間形状で同一となり、適合条件が自動的に満足される。

没水浮体表面上の節点において、 j 自由度に対応する外力ベクトルを f_j であらわすと、線形化ベルヌーイ式ならびに上記で定めた n_j を用いて、

$$f_j = - \sum_{k=1}^N \ddot{X}_k \text{Re}[a_{jk}] - \sum_{k=1}^N \dot{X}_k \omega \text{Im}[a_{jk}] \quad \dots\dots (10)$$

$$a_{jk} = \rho \int_{\Gamma_V} \phi_k n_j d\Gamma \quad \dots\dots (11)$$

となる。ここに、 ρ は流体密度である。式(10)の第1項は付加質量力を、第2項は造波減衰力を表しており、結局、弾性浮体に関する付加質量マトリクスならびに造波減衰マトリクスが求められたことになる。

上記の式(1)～式(11)は、従来の剛浮体の動揺解析に関する式と全く同形式であり、結局、一般化方向余弦 n_j の与え方を変えるだけで、弾性浮体に関する流体力マトリクスが得られることが分かる(Utsunomiyaら、1995)。

3. 実験の概要

上記解析法の妥当性の検証のため、断面2次元モデルに対する波浪応答実験をおこなった(中井ら、1995)。模型の呼称と寸法を表一に示す。模型はいずれも比重0.22、ヤング率103MPaのポリウレタン製の板を接合したものである。

実験は、新日本製鐵(株)相模原技術センター内の水路幅2.5m、長さ68mの2次元造波水路で実施した。幅が0.5mの模型を使って断面2次元の実験をおこなうために水路を鉛直板により2つに仕切り、幅0.5m相当分を実験水路とした。また浮体模型の動揺を妨げないように波上側で緩い線形バネで係留し、長手方向から波を入射した。計測項目は、入射波および透過波の波高、浮体の鉛直応答変位、曲げモーメントであり、規則波入射

表一 模型諸元

呼称	長さ(m)	板厚(mm)	喫水(mm)	比重	剛性比
A	10	76	16.72	0.22	8
B	10	38	8.36	0.22	1
C	10	19	4.18	0.22	1/8

下でのそれぞれの長手方向の分布形状を得た。鉛直応答変位は非接触型レーザー変位計により、また曲げモーメントは上下面に貼付したひずみゲージにより計測した。

設置水深はいずれも 1.1 m とし、入射波は波高 5, 10, 20 mm, 波周期 0.5~3.0 秒の規則波とした。また A~C モデルそれぞれについて自由振動実験をおこない、固有周期の計測をおこなった。

4. 実験・解析結果及び考察

(1) 解析モデル

実験モデルそれぞれに対し、対応する 2 次元解析モデルを作成した。奥行き方向において浮体は拘束を受けないものとし、平面応力問題として扱う。浮体本体は、有限要素法により 4 節点線形膜要素によりモデル化するが、あわせて断面力を算出するためこれを等価な梁要素に置き換えた解析もおこなった。なお、梁要素を用いる場合においても、流体力としては 4 節点膜要素に対して算出されたものと同一なものを用いた。また静水圧の復元力は浮体底面節点に鉛直方向に接合した弾性バネ要素によりモデル化した。流体領域の分割に際しては、浮体端部から無限境界までの距離を 2.5 m とし、1 要素分割長を 0.05 m とした。解析は、表-2 に示す 6 種類の周期の入射波に対しておこなった。

(2) 固有周波数

B モデルに対して、固有振動解析を行った結果を実験値とともに表-3 に示す。表中、空中振動は付加質量マトリクス M_a および造波減衰マトリクス B の何れも考慮しない場合、水中非減衰振動は M_a のみを考慮し B を考慮しない場合、水中減衰振動は M_a , B の両者とも考慮した場合の結果である。なお、複素固有値問題の解法としてはヘッセンベルグ法を用い、また M_a , B は周波数依存性を有するため、周波数に関する収束計算をおこない固有値を算出した。

表-3 において、空中振動の結果だけが実験値と著しく異なっており、水中非減衰振動、水中減衰振動に関する解析結果は実験値と比較しておおむね良好に一致している。すなわち付加質量が固有周波数に与える影響が大

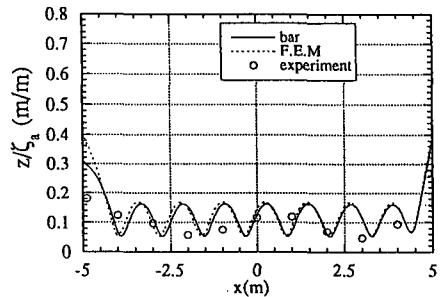
表-3 B モデルの固有周波数 (Hz)

モード 次数	実験値	空中振動	水中非減 衰振動	水中減衰振動 (臨界減衰比)
1	—	5.45	0.158	0.143 (0.77)
2	—	5.45	0.277	0.288 (0.30)
3	0.344	5.46	0.425	0.398 (0.29)
4	0.398	5.50	0.526	0.509 (0.18)
5	0.500	5.64	0.649	0.595 (0.17)
6	0.752	5.95	0.765	0.701 (0.13)
7	0.870	6.51	0.995	0.848 (0.10)
8	1.190	7.38	1.180	1.171 (0.05)

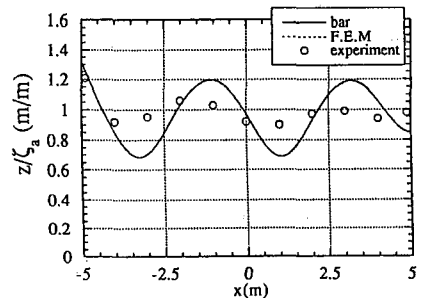
きいこと、固有周波数のみの評価であれば水中非減衰振動に関する解析で十分であることが分かる。また、水中減衰振動に関する解析値より、造波減衰の値は低次モードになる程大きくなっていることがわかる。

(3) 鉛直応答変位

鉛直応答変位に関して、実験結果と解析結果を比較する。ここで実験において波高 5 mm~20 mm の範囲では、波高に関して応答変位、曲げモーメントともに比例関係が得られたので、いずれも半波高振幅で除した値で比較する。図-3 に B モデルについての鉛直応答変位振幅 z/ζ_a を示す。なお、図中 F. E. M. は浮体本体を 4 節点膜要素によりモデル化したものを、bar は浮体本体を梁要素によりモデル化したものを示す。



(a) T07 ($f=1.43$ Hz)



(b) F35 ($f=0.35$ Hz)

図-3 鉛直応答変位振幅 (B モデル)

表-2 解析ケース

解析ケース	周期 T (sec)	周波数 f (Hz)	波長 λ (m)	波長比 L/λ
T06	0.60	1.667	0.562	17.79
T07	0.70	1.429	0.765	13.07
T08	0.80	1.250	0.999	10.01
F09	1.111	0.90	1.923	5.20
F06	1.667	0.60	4.06	2.14
F35	2.86	0.35	8.53	1.172

応答形状から明らかとなり、本モデルにおいては弾性変形が強くあらわれており、浮体を弾性体として扱うことが必要不可欠であることが分かる。実験値を解析値と比較すると、両者は良く一致しているといえるが、全体に解析値の方が実験値より大きな値を与えている。こ

れは解析においては減衰として造波減衰しか考慮していないことが原因の一つとして考えられる。また、梁要素による解析値を膜要素による解析値と比較すると、両者は非常に良く一致しており、梁要素を用いて解析を行っても十分であることが分かる。

また、変形の形状は入射波の波長ではなく、固有モード形状を強く反映したものとなっている。これは、断面2次元問題で得られる運動を拘束した浮体下の圧力分布は図-4に示すとおり、入射端で大きく浮体内部に進行するに従い単調に減少するが、この圧力分布自身が入射波の形状と異なっているためと考えられる。なお、図-4においてはBEM計算における浮体端部から無限境界までの距離の影響についても調べており、0.2波長の距離においても十分な精度が得られている。

次に各モデルについて、最大応答変位と周波数の関係を示したものを図-5に示す。周波数が高くなるにつれて、すなわち波長が短くなるにつれて最大応答変位は小さくなっており、波長を固定して考えれば、構造物の大規模化にともない応答が減少する、いわゆるスケール効果があらわれていることが分かる。また、剛性を高くするほど、高周波数域での応答の低減効果が大きくなっている。なお、解析と実験との一致度は浮体剛性が低くなる程悪化しているが、これは剛性が低い場合にはモデルの初期形状を平面に保つのが難しくなり、解析と実験におけるモデル形状が一致しなくなるためと考えられる。

(4) 曲げモーメント応答

上記(3)より、梁要素を用いて解析を行ってよいこ

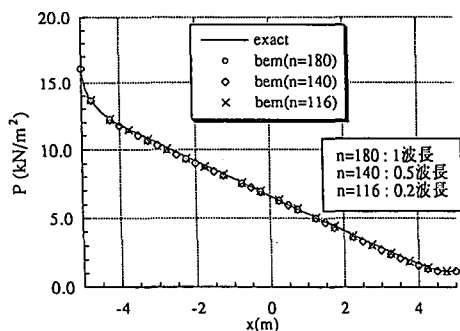
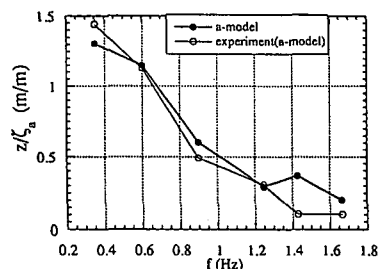
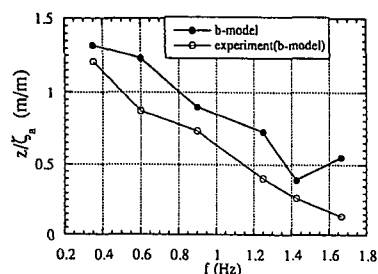


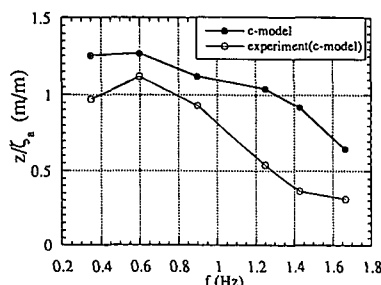
図-4 浮体底面における圧力分布 ($T=2.0$ sec)



(a) Aモデル

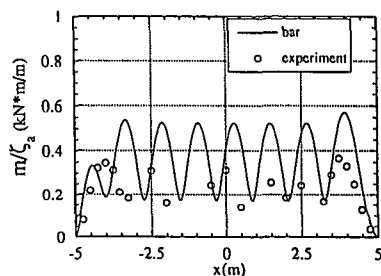


(b) Bモデル

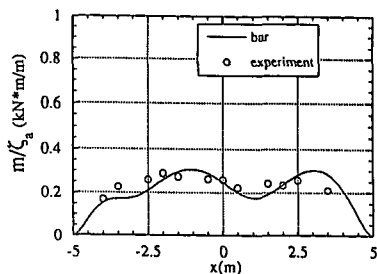


(c) Cモデル

図-5 最大鉛直応答変位振幅と周波数の関係

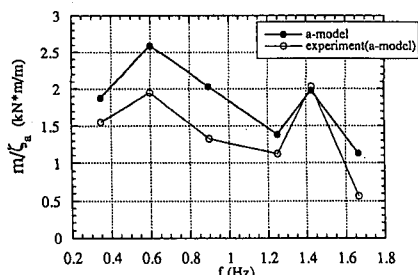


(a) T07 ($f=1.43$ Hz)

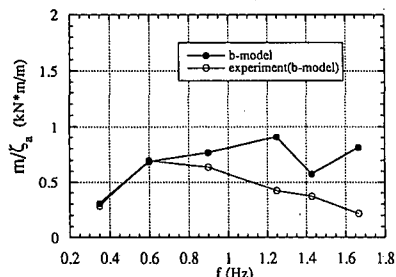


(b) F35 ($f=0.35$ Hz)

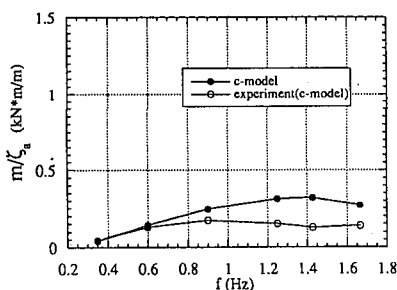
図-6 曲げモーメント応答振幅 (Bモデル)



(a) Aモデル



(b) Bモデル



(c) Cモデル

図-7 最大曲げモーメント応答振幅と周波数の関係

とが分かったので、梁モデルによる解析から曲げモーメント応答を求め、実験結果と比較する。図-6にBモデルについての曲げモーメント応答の振幅 m/ζ_a を示す。両者は全般に良く一致しているが、特に長周期になる程、両者の一致度はよくなっている。また、従来の剛浮体としての取り扱いにおいては最大曲げモーメントは中央で発生するが、弾性浮体として扱えば、曲げモーメントのピークは数箇所で見られるようになる。

次に各モデルについて、最大曲げモーメントと周波数の関係を示したものを図-7に示す。図-5と比較すると、最大曲げモーメントのピークを生ずる周波数は最大応答変位のピーク位置とは異なっていることが分かる。

これは曲げモーメント応答においては、応答変位の絶対値とともに応答変位のモード形状が関係するため、周波数が高くなる程、絶対値が小さくなる一方でモード形状が高次になるため、結果として得られる最大曲げモーメントは周波数に対して比較的一定となっている。

また、各モデル間での比較をおこなうと、その最大値は剛性比（各モデル間で8倍）ほどの違いは生じておらず、各モデル間で約3倍程度となっている。これは、剛性が低いモデルでは同じ周波数でもモード形状としてより高次なものがあらわれており曲率が高くなっていることと、応答変位の絶対値が大きくなっていることの効果によるものである。

5. おわりに

大型ポンツーン浮体の波浪応答を精度良く求めるため、浮体の弾性変形を考慮できる断面2次元問題に対する解析プログラムを作成し、これを模型実験結果と比較した。その結果、ここで示した解析法は実験結果をほぼ再現することができ、この種の問題に対して十分適用可能であることが分かった。また、大型ポンツーン浮体においては変位応答ならびに断面力応答におよぼす断面剛性の影響は極めて大きく、与えられた設計条件に対する適切な断面を選択するためには、種々の断面剛性に対して浮体の弾性変形を考慮した波浪応答解析を実施することが重要であると考えられる。

参考文献

- 太田英美(1994): 浮体式海上空港構想, 第12回海洋工学シンポジウム講演論文集, pp. 75-81.
- 中井幸治, 林 伸幸, 関田欣治, 宇都宮智昭, 渡邊英一 (1995): 大規模浮体の波浪中弾性挙動の実験と解析, 海洋開発論文集, Vol. 11, pp. 363-368.
- 白石 悟, 米山治男, 上田 茂 (1994): 弾性変形を考慮した長大浮体の波浪中の動揺特性の検討, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 896-900.
- 土木学会海岸工学委員会編 (1994): 海岸波動, pp. 291-429.
- Mamidipudi, P. and W. C. Webster (1994): The motions performance of a mat-like floating airport, Hydroelasticity in Marine Technology, (Faltinsen, O., et al., eds.), Balkema, pp. 363-375.
- Newman, J. N. (1994): Wave effects on deformable bodies, Applied Ocean Research, Vol. 16, pp. 47-59.
- Utsunomiya, T., E. Watanabe, C. Wu, N. Hayashi, K. Nakai and K. Sekita (1995): Wave response analysis of a flexible floating structure by BE-FE combination method, Proc. 5th Int. Offshore and Polar Engineering Conf., pp. 400-405.
- Wen, Y. K. (1974): Interaction of ocean waves with floating plate, Proc. ASCE, Vol. 100, No. EM2, pp. 375-395.