浅喫水箱形浮体の波浪中弾性応答について

——大型模型による水槽試験——

正員 矢 後 清 和* 正員 遠 藤 久 芳*

On the Hydroelastic Response of Box-Shaped Floating Structure with Shallow Draft
(Tank Test with Large Scale Model)

by Kiyokazu Yago, *Member* Hisayoshi Endo, *Member*

Summary

A pontoon type structure was recently highlighted since The Floating Structures Association of Japan proposed the new concept as the most beneficial one in 1994²⁾. The structure is supposed to be mat-like structure with length of 4 to 5 kilometers and depth (draft) of 5(1)meters. The concept was further developed by The Technological Research Association of Mega-Float which was established in 1995. They constructed 300 meter long prototype structure to carry out at-sea test. The authors carried out tank tests to investigate hydroelastic response of the prototype structure using its scale model. The research was undertaken partly as joint work with T. R. A. of Mega-Float. The scale ratio of the model was decided as 1/30, with length of 9.75 meters, breadth of 1.95 meters and draft of 1.66 centimeters. The model was designed on the basis of the law of similitude and has elastically similar bending rigidity with 300 meter long prototype structure. A series of tank tests had been conducted focusing on the elastic response of the model in regular waves. The vertical motions have been detected through potentiometers and the bending moment through strain gages both distributed on the upper surface of the model. The analysis method based on 2-D structure and 2-D fluid modeling has been established in which the structure is approximated as a rectangular plate and the hydrodynamic characteristics is evaluated using the pressure distribution method based on the zero-draft Green function¹⁵⁾. The equation of motion, in which the interaction between structure and fluid is taken into account, is solved by the direct procedure instead of by modal analysis. The calculated results show quite satisfactory agreement with the experiment and the study has highlighted some remarkable characteristics concerning hydroelastic behavior.

1. 緒 言

近年,長さが数千 m にもおよぶ超大型浮体式海洋構造物の技術研究が盛んになっている。これまでも,浮体式海上空港を想定した超大型浮体構想がいくつか提案されてきた。関西国際空港の第 1 期工事の際には,日本造船工業会が多数のフーティング型浮体で上部構造物を支持する半潜水式浮体方式の海上空港案を提案し,広範なフィージビリ

ティースタディーが実施されたという経緯がある¹⁾。1994 年には,マリンプロート推進機構が周囲を透過式防波堤で囲み,その中に単純箱型構造の浮体を浮かべる方式の海上空港を提案している²⁾³⁾。こうした浮体による海洋空間の開発・利用のニーズの高まりをうけ,1995 年には官民共同でメガフロート技術研究組合が設立され,実証実験を含む開発研究が実施されている。実証実験では,最終的に長さ 300 m×幅 60 m×型深さ約 2 m の浮体が建造され,実海域に係留して種々の研究目的に応じた計測が行われている⁴⁾。

現在提案されている海上空港構想では,長さ約 5 km×幅約 1 km,型深さが長さの 1/1000 規模の超薄型箱型構造を持つ超大型浮体式海洋構造物が考えられている。こうした浮体の設計においては,風,波,流れ等の自然環境外

* 運輸省船舶技術研究所

Table.1 Test condition.

Water Depth	1.9m
Wave	Regular Wave
λ/L & Period	0.1~1.0 (0.8~2.5sec)
Wave Height	1cm, 2cm, 6~7cm
Wave Direction	0°, 30°, 60°, 90°
[Measured Items]	
Incident Wave	1 point
Vertical Displacements	25 points
Strains on Deck	20 points
Pressures	3 points
Mooring Forces	3 points
Relative Waves Heights	3 points

Table.2 Principal particulars of the model.

	VL10 [Test Model]	Prototype
Scale Ratio	1/30.77	1/1
Length	9.75m	300.0m
Breadth	1.90m	60.0m
Depth	54.5mm (1.68m)	2.0m
draft	16.6mm	0.5m
Stiffness	1.788 $\times 10^3$ (4.93 $\times 10^{10}$) ($\text{kg}\cdot\text{m}^2$)	4.87 $\times 10^{10}$
Water Depth	1.9m (58.5m)	8m

() : Values scaled up by 30.77.

Fig. 1 General plan of proto-type floating structure for field test.

力を考慮する必要があるが、弾性の影響が無視できなくなる事から、波浪外力の影響は動的な意味で最も重要となる。

本研究は、最終的に数千m規模の超薄型浮体の波浪中弾性応答特性を明らかにする事を目的とする。しかし、数千mともなると実験、計算とも困難な問題が山積し、いくつかの実験および計算例^{10)~12)}はあるが、必ずしも実際に即した推算手法が確立しているとは言えない。よって、今回は第一段階としてメガフロート技術研究組合の実海域実証実験用300m浮体を想定実機として、その約1/30の縮尺模型を用いた波浪中弾性応答試験を行った。

また、直接法を用い、水槽試験に対応した数値計算を行った。流体力計算には圧力分布法、構造的力学的な取り扱いには有限要素法の考え方を採り入れた。弾性変位および内力の応答について、実験および計算結果を比較し考察を行う。

2. 水槽試験

試験は船舶技術研究所の海洋構造物試験水槽（長さ40m×幅27.5m×水深0~2m）で行った。実機の設置海域の水深は約8mである。縮尺を考えると試験時の水深はかな

Fig. 2 Scheme of the experimental setup.

り浅水となり、供試水槽では造波が著しく困難になる。よって、水深は1.9mで行う事とした。Table.1に主な試験状態を示す。

2.1 想定実機と供試模型

想定実機および供試模型の概要図をFig.1, Fig.2に示す。実機は長さ100m×幅20mの浮体ユニットを縦3×横3隻接合し、長さ300m×幅60mの浮体を構成している。

(1) 縮尺

模型の主要目を実機と対比してTable.2に示す。

模型の縮尺は、実際の海域で想定される波周期と水槽で

Fig. 3 Cross section of the model.

Fig. 4 Arrangement of pick-ups for vertical displacement

起こせる波周期を考慮して $1/30.8$ に決めた。水槽の造波能力上の最小波周期は 0.7 秒程度であり、これは実機の波周期約 4 秒に相当する。今回の試験は実機相当 $4 \sim 14$ 秒の波周期範囲について行った。

(2) 剛性

曲げ剛性を相似にするためには (1) 式を満足する必要がある⁵⁾。

$$EI(\text{模型}) = EI(\text{実機}) \times \alpha^5 \quad (1)$$

E : ヤング率

I : 断面 2 次モーメント

α : 模型長さ/実機長さ

実機は長手方向中央 3 ユニットの上下鋼板が左右舷の 6 ユニットに比べ若干厚く、中心線から左右舷にかけてはキャンバーが付けられている。このため、中心線上の剛性が高く、左右舷に向かうに従い低くなる構造になっている。模型ではこれらの不均一性を無視し、浮体全体で曲げ剛性が一様であるとし、平均化して剛性を決めている。

Fig. 3 に模型の断面を示す。上部に曲げ剛性を受け持つアルミハニカム板を配し、その下部に発泡ポリエレン（比重 0.027 ，吸水率 0.002 g/cm^3 ）の浮力材を接着している。アルミハニカム板は、「コアの高さを変える事により任意の曲げ剛性が得られる」、「材料特性の温度依存性が無視できる」、「歪みの計測が容易である」、「軽量である」等の利点がある。今回用いたハニカム板は、全面の均一性を確保するため継ぎ目の無い 1 枚板を使用した。また、静的曲げ試験により、浮力材の剛性はアルミハニカム板に比べ充分小さく、全体剛性への寄与が無視できる事を確認している。

(3) 係留

Fig. 5 A set of measuring devices for vertical displacement.

Fig. 6 Arrangement of pick-ups for bending strain.

実機は長手方向 1 点、横方向 3 点のドルフィンで係留されている (Fig. 1)。模型試験では、横方向中央の係留点を省き、Fig. 2 に示す 3 点で係留を行った。模型の係留装置は長さ 1 m のパイプの両端にユニバーサルジョイントを付けたもので、計測架台から下ろした剛なパイプに接続している。全体システムとして、水平方向を拘束し、上下動を拘束しない構造になっている。ユニバーサルジョイント先端にはロードセルを取り付け係留力の計測を行っている。

2.2 計測および解析

(1) 弾性変位の計測

上下変位の分布を得るために、Fig. 4 に示す 25 箇所の上下動を計測した。浮体長手方向に 8 等分、横方向に 2 分割して変位計を配置しているが、右舷側 2 箇所については収録チャンネル数の関係で計測を行っていない。この箇所の変位は解析時に補間して求めている。変位の計測には、Fig. 5 に示すプーリーとポテンショメーターを組み合わせた方

式を用いた。

(2) 歪の計測

Fig. 6 に曲げ歪の計測箇所を示す。計測箇所は、波との出会い角 0° , 30° と 60° , 90° に応じて若干変更した。アルミハニカム上面1点の歪ゲージにより、曲げ歪を評価した。

(3) データ収録と解析

データ収録は、入射波の波周期を1024分割した周期でサンプリングし、5波分を収録した。解析は、この内の4波分についてフーリエ解析を行い、波周期に相当する成分の振幅と位相を求めている。

3. 数 値 計 算

3.1 概 要

水槽試験の条件に対応する規則波中弾性応答計算を実施した。全体としての計算法は直接法(離散化法²¹⁾)を基本とした。ここで言う直接法とは、浮体全体を有限個の要素浮体(パネル)の集まりと仮定し、個々の要素浮体間の相互干渉を考慮しながら、浮体剛性を含む運動方程式を直接解く方法を指す。Fig. 7 に、その概念図を示す。Mamidipudi, P等は同様の手法をポンツーン型浮体に適用した解析例⁶⁾を示している。また、半潜式構造物を骨組み構造に置き換え弾性応答を解く手法は、吉田等が提案し¹³⁾、近年、これに支持浮体間の相互干渉理論を適用する方法を開発している¹⁴⁾。これらの手法も基本的には同種の解析法と言える。

浮体を厚みを無視できる弾性平板とし、弾性応答を引き起こす外力は浮体底面にのみ作用すると仮定すれば、運動方程式は次のように表せる。

$$D\left(\frac{\partial^4 z}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 z}{\partial y^4}\right) + M\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = -\rho\frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g z \quad (2)$$

D : 等方性平板を仮定した時の曲げ剛性

z : 上下変位 M : 浮体の単位面積質量

ϕ : 流体の速度ポテンシャル

ρ : 流体密度 g : 重力加速度 t : 時間

(2)式を離散化してマトリクスで表現すれば次式のように表す事ができる。

Fig. 7 Schema for radiation problem.

$$|M|\{\ddot{z}\} + |m|\{\ddot{z}\} + |N|\{\dot{z}\} + |K_r|\{z\} + |K_s|\{z\} = \{F\} \quad (3)$$

$$|M| = \begin{bmatrix} M_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & M_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ & & \vdots & & \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & M_{nn} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$|m| = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & \cdots & m_{1n} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & \cdots & m_{2n} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & \cdots & m_{3n} \\ & & \vdots & & \\ m_{n1} & m_{n2} & m_{n3} & \cdots & m_{nn} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$|N| = \begin{bmatrix} N_{11} & N_{12} & N_{13} & \cdots & N_{1n} \\ N_{21} & N_{22} & N_{23} & \cdots & N_{2n} \\ N_{31} & N_{32} & N_{33} & \cdots & N_{3n} \\ & & \vdots & & \\ N_{n1} & N_{n2} & N_{n3} & \cdots & N_{nn} \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$|K_r| = \rho g \begin{bmatrix} Aw_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & Aw_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ & & \vdots & & \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & Aw_{nn} \end{bmatrix} \quad (7)$$

M_{ii} : 要素浮体質量 m_{ij} : 附加質量

N_{ij} : 減衰係数 Aw_{ii} : 水線面積

であり、添字の ij は浮体 j が動揺する事により浮体 i に作用する量である事を表す。

$\{\ddot{z}\}$: 加速度ベクトル $\{\dot{z}\}$: 速度ベクトル

$\{z\}$: 変位ベクトル $\{F\}$: 波強制力ベクトルである。

また、 $|K_s|$ は平板の曲げに関する剛性マトリクスである。

(3)式の表示は、簡略化して各節点について上下方向のみの1自由度としての表現をしたが、板の曲げ変形については、回転を加えた3自由度の扱いをする必要がある。

3.2 流体領域の計算

これまで述べてきたように、対象とする浮体は長さ幅に比べ喫水が極めて浅く無視できる。このような喫水ゼロと見なせる浮体の流体力計算には、山下による圧力分布法¹⁵⁾が有効であり、浅喫水浮体の弾性応答の推定によく適用されている⁷⁾⁸⁾⁹⁾。ここではこれにならって(5)(6)式で表される流体力を算定する方法を述べる。算定にあたって、「流体は非圧縮、非粘性、渦なしの完全流体」、「浮体の喫水は無視でき、流体力は浮体底面の上下方向のみに作用する」との仮定する。

(1) 定式化

Fig. 8 に座標系を示す。長さ L 、幅 B の平板浮体が、 $x-y$ 平面で表される自由表面上に浮いており、波による調和振動をすると仮定する。水深は有限水深とする。

この時の速度ポテンシャル Φ 、水面変位 Z 、浮体底面圧

Fig. 8 Coordinate system.

力 P を、時間項を分離して次のように定義する。

$$\begin{aligned}\Phi(x, y, z; t) &= \text{Re}[i\omega A \phi(x, y, z)e^{i\omega t}] \\ Z(x, y, z; t) &= \text{Re}[A \zeta(x, y, z)e^{i\omega t}] \\ P(x, y, z; t) &= \text{Re}[-\rho g A p(x, y, z)e^{i\omega t}]\end{aligned}\quad (8)$$

A は入射波の波高に比例する量、 ω は円周波数、 t は時間、 Re は複素数の実部をとる事を表す。

線形性の仮定のもとに境界条件は次式のように表せる。

$$\begin{aligned}\nabla^2 \phi(x, y, z) &= 0 && \text{流体中} \\ \zeta(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial z} \phi(x, y, 0) && \text{自由表面} \\ K\phi(x, y, 0) - \frac{\partial}{\partial z} \phi(x, y, 0) &= 0 && \text{自由表面} \\ K\phi(x, y, 0) - \frac{\partial}{\partial z} \phi(x, y, 0) &= p(x, y) && \text{浮体底面} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= 0 (z = -h) && \text{海底} \\ (K &= \omega^2/g)\end{aligned}\quad (9)$$

有限水深における入射波の速度ポテンシャルは次のように表す事ができる。

$$\begin{aligned}\Phi_0(x, y, z; t) &= \frac{ig\zeta_a}{\omega} \frac{\cosh m_0(z+h)}{\cosh m_0 h} \\ &\times e^{i\{m_0(x \cos \chi + y \sin \chi) + \omega t\}}\end{aligned}\quad (10)$$

ここで、 ζ_a は波振幅、 m_0 は次式を満足する値である。

$$K = m_0 \tanh m_0 h \quad (11)$$

また、喫水=0の仮定より、速度ポテンシャルは水面の圧力 p を用い次式のように表せる。

$$\phi(x, y, z) = -\iint_{S_B} p(x', y') G(x, y, z; x', y', 0) dx' dy' \quad (12)$$

$G(x, y, z; x', y', 0)$ は核関数で、有限水深の場合次式で与えられる。

$$\begin{aligned}G(x, y, z; x', y', 0) &= \frac{1}{2\pi} \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{\cosh k(z+h) J_0(kR)}{k \sinh kh - (K - i\mu) \cosh kh} dk \\ &= \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^\infty \frac{n_j \cos n_j h \cos n_j(z+h) K_0(n_j R)}{2n_j h + \sin 2n_j h} \\ &\quad - i \frac{m_0 \cosh m_0 h \cosh m_0(z+h) H_0^{(2)}(m_0 R)}{2m_0 h + \sinh 2m_0 h}\end{aligned}\quad (13)$$

但し、 $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$ 、 $K_0(x)$ は第2種変形 Bessel 関数、 $H_0^{(2)}(x)$ は第2種 Hankel 関数である。また、 n_j は(14)式の解である。

$$Kh + n_j h \tan n_j h = 0 \quad \left(\frac{\pi}{2} + (j-1)\pi < n_j < \frac{\pi}{2} + j\pi \right) \quad (14)$$

(12)式と(9)式の境界条件から、浮体底面で次の積分方程式が成り立つ。

$$\begin{aligned}\zeta(x, y) &= p(x, y) \\ &+ K \iint_{S_B} p(x', y') G(x, y, 0; x', y', 0) dx' dy'\end{aligned}\quad (15)$$

S_B は浮体底面の領域を意味する。

(2) Radiation 問題の計算

積分方程式を離散化して解くために Fig. 7 のように浮体全体を有限個の要素パネルに分割する。個々の要素は独立に上下動すると仮想する。このときの、回転は無視する。今、ある1つの要素 j が単位振幅で仮想上下動したとすると境界条件は(16)式のように与えられる。

$$\zeta_j = -\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 1 \quad (16)$$

(15)式を離散化しマトリクス表示すれば、それぞれの要素に対して次式のような連立一次方程式が出来る。

$$\begin{aligned}|G||\mathbf{p}| &= \{1, 0, 0, \dots, 0, 0\}^T \\ |G||\mathbf{p}| &= \{0, 1, 0, \dots, 0, 0\}^T \\ &\vdots \\ |G||\mathbf{p}| &= \{0, 0, 0, \dots, 0, 1\}^T\end{aligned}\quad (17)$$

$|G|$ は(15)式より、対角項について、 $1 + K \cdot G(x, y, 0; x, y, 0) \Delta S$ 、非対角項について $K \cdot G(x, y, 0; x', y', 0) \Delta S$ で与えられる係数マトリクスとなる。 ΔS は要素の面積を表す。(17)式は単位マトリクス $|\mathbf{E}|$ を用いることにより、

$$|G||\mathbf{p}| = |G||\mathbf{G}|^{-1} = |\mathbf{E}| \quad (18)$$

と書ける。すなわち、個々の要素が上下動した時の浮体底面圧力分布は、核関数の逆行列から求められる事になり、これから(5)(6)式の係数が与えられる。

(3) Diffraction 問題の計算

Fig. 8 のように波が x 軸と χ の角度をもって入射する時の浮体底面の境界条件は次式で与えられ、これを(15)式に代入する事で浮体底面に作用する波圧分布が得られる。

$$\zeta(x, y) = e^{im_0(x \cos \chi + y \sin \chi)} \quad (19)$$

(4) 計算例

Fig. 9(a) は先端部の要素が動揺した時の圧力分布を計算した例である。実部では要素間の干渉が小さく、虚部では大きくなる様子がわかる。言い換えれば、附加質量の干渉影響は小さく、減衰力では相互干渉影響が大きい事を意味する。図は省略するが、減衰力の相互干渉影響が及ぶ範囲は動揺周期に関係し、周期が短いほど狭く、長くなるほど広がる。

Fig. 9(b) は縦波が作用した時の波圧の振幅分布の例で

Fig. 9 An example of calculated pressure distribution.

ある。波上での圧力が高く、波下に向かうに従い急な減衰を示す様子がわかる。この傾向は波周期が短くなる程顕著になる¹⁶⁾。

圧力分布法、特異点分布法等では、核関数が波長に比例して周期的に変化するため、その連続性が保たれるよう要素分割をする必要がある。一般に、要素サイズを波長(λ)の1/10~1/15程度にとる必要があるとされている¹⁹⁾。本計算では $\lambda/L=0.1$ の場合を除き、 $\lambda/14$ 以下のサイズに分割している。

3.3 弾性応答の計算

弾性変位の応答は、Radiation 計算、Diffraction 計算で求めた流体力の結果を(1)式の運動方程式に代入することにより計算できる。本計算では Fig. 10 に示すように、流体力を受けるパネルと剛性をもつ弾性平板パネルに分けてモデル化し、流体パネルに働く力が弾性平板パネルの節点に作用するものとした。弾性平板は等方性長方形要素とし、非適合撓みに基づく剛性マトリクス²⁰⁾を適用する。流体力はパネル中央を代表点とし、パネル内での圧力は一定と仮定する。流体力は弾性平板パネルの4隅の節点に集中的に作用するものとする。

流体力の計算は1パネルについて上下方向の1自由度を考えればすむのに対し、平板曲げ要素では最低でも2方向のモーメントを加えた3自由度について計算する必要がある

Fig. 10 Analytical model for hydroelastic response. (Relation between fluid-dynamic panels and structural panels.)

り、運動方程式の次数も大きくなる。こうした計算量の増大を回避するため、本解析では流体パネルを弾性平板パネルを4等分したサイズにとり、流体パネル4枚に働く合力が、弾性平板パネルの1節点に作用するものとした。上下方向のみならず、その作用点の偏心に伴うモーメントも算入した。但し、今回の計算ではモーメントを無視した場合の結果と比べて大きな差は認められなかった。

内力の応答は、変位の計算結果から、(20)式の歪と変位の関係式を用いて簡単に求める事ができる。

$$\{e\} = |B|\{z\} \quad (20)$$

$\{e\}$ は歪ベクトル、 $\{z\}$ は変位ベクトル、 $|B|$ は歪と変位を関係付ける変換マトリクス²⁰⁾である。本計算では平板上面の歪を求めた後、曲げモーメントに換算している。

4. 結果および考察

4.1 弾性変位の応答

Fig. 11 は変位の応答振幅分布を3次元的に表示した例である。左が実験値、右が計算値である。この図から振幅分布の全体的な比較ができる。図中 λ_∞ は無限水深を仮定したときの波長を表す。波長が短くなる場合($\lambda_\infty/L=0.1$)には4節振動が卓越し、波長が大となるのに従って3節、2節の振動モードが顕著になってくるのがわかる。また、波上側から波下側に向かって変位振幅は緩やかに減少する傾向を示すが、波下側端部付近で再び振幅が増大する点が興味深い。特に斜め波中ではこの傾向が顕著になり、波上側より大きくなるケースも見られる。横波中では、Roll モードが卓越した。

Fig. 12, Fig. 13 は Fig. 11 と同じ結果を計測結果と計算結果を同一のグラフ上に比較して示したものである。これらの結果から、計算値は計測値と良く対応しているといえる。Fig. 11 は波高約2 cmの実験から、Fig. 12~Fig. 13 は波高6~7 cmの実験から得られた応答関数であるが、今回の試験範囲では明確な波高影響は認められなかった。

4.2 曲げモーメントの応答

Fig. 14 に縦波中における縦曲げモーメントの分布を示

Fig. 11 Distributions of vertical displacement amplitude.

Fig. 12 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude (1).

Fig. 13 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude (2).

Fig. 14 Distributions of bending moment amplitude on center line.

Fig. 15 Amplitude of vertical displacement in terms of mode component.

す。計測結果と計算結果は良く一致している。波長 $\lambda_\omega/L=0.7$ 位までは波上から $L/4$ 付近の曲げモーメントが最も大きくなり、それより長い波長ではほぼ前後対象の分布となり、必ずしも中央で最大値をとらない事がわかる。

4.3 モードによる比較

弾性応答を $0 \sim N$ 次のモードの重ね合わせにより表し、各モード成分の大きさを比較してみる。

浮体を1本の梁とみなし、その上下変形を(21)式のように表す。

$$z(x)e^{i\omega t} = \sum_{j=0}^{\infty} X_j U_j(x) e^{i\omega t} \quad (21)$$

X_j は基準座標である。

$U_j(x)$ は j 次のモード形で、(22)式で与えられる。

$$\begin{aligned} U_0(x) &= 1 \\ U_1(x) &= x/(L/2) \\ U_j(x) &= \frac{1}{2} \left(\frac{\cos \mu_j x'}{\cos \mu_j} + \frac{\cosh \mu_j x'}{\cosh \mu_j} \right) \quad j: \text{偶数} \\ U_j(x) &= \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \mu_j x'}{\sin \mu_j} + \frac{\sinh \mu_j x'}{\sinh \mu_j} \right) \quad j: \text{奇数} \end{aligned} \quad (22)$$

ここで、 $x' = x/(L/2)$ である。

また、 μ_j は(23)式の解である。

$$\begin{aligned} +\tan \mu_j + \tanh \mu_j &= 0 \quad j: \text{偶数} \\ -\tan \mu_j + \tanh \mu_j &= 0 \quad j: \text{奇数} \end{aligned} \quad (23)$$

ここで、(21)式の両辺に $U_n(x)$ を乗じ、 x 方向に積分する。

$$\int_{-L/2}^{L/2} z(x) U_n(x) dx = X_n \int_{-L/2}^{L/2} U_j(x) U_n(x) dx \quad (24)$$

(24)式右辺の積分項は、直交関係により

$$\begin{aligned} j=n=0 \quad \text{の時} &= L \\ j=n=1 \quad \text{の時} &= L/3 \\ j=n>2 \quad \text{の時} &= L/4 \\ j \neq n \quad \text{の時} &= 0 \end{aligned} \quad (25)$$

となる。

この関係を(24)式に代入すれば基準座標 X_n が計算できる。本論では、一様梁のドライモードのモード形 $U_n(x)$ を用いて基準座標を算定し、縦波の状態のみ扱う。実験の計測点は縦方向に9点、計算上の節点は35点と少ないため、スプライン補間により128点の $z(x)$ を求めてから積分を行った。計測点が少ないため、あまり高次までの解析は意味がない。よって、ここでは $0 \sim 7$ 次モードまでの解析に止める。

Fig. 15に、上記の方法で解析した各モード成分(基準座標)の周波数応答関数を示す。実験値、計算値とも横軸 λ_ω/L を0.1刻みにプロットしている。これらの結果から、今回解析対象にした300m規模の構造物では、 $0 \sim 4$ 次のモード成分の応答が顕著で6次以上のモード成分はほぼ無視できる事がわかる。計算値と計測値も良い一致を示している。

5. 結 言

実機300m規模の浅喫水箱形弾性浮体を対象とし、約10

mの大型模型を用いた波浪中弾性応答試験を実施した。また、直接法を用いた数値計算を行い実験結果との比較を行った。その結果、以下の結論が得られた。

(1)直接法により弾性応答の算定を行った結果、実験値と精度の良い対応を示した。この事から本推算法が実用上十分な精度を有する事が確認された。

(2)各要素間の流体力学的相互干渉影響は、附加質量では弱く、減衰力では強く現れ、相互干渉が及ぶ範囲は動揺周波数と密接な関係がある。

(3)浮体底面の波圧は波上側で大きく、波下に向かうに従い大きく減衰するが、弾性変位の応答振幅は波上側のみならず、波下側に於いてもそれぞれ端部で大きくなる傾向を示す。特に、斜め波中では波下側の方が波上側より高い応答振幅を示す場合がある。曲げモーメントの応答は船長の $1/4$ および $3/4$ 付近でピークが見れる。

(4)対象浮体では、縦波中で $0 \sim 4$ 次モードの成分が卓越し、6次モード以上の応答は無視できる。

直接法、圧力分布法は、原理的に計算規模が大きくなり、5km規模の超大型浮体に直接適用するのは、現状では不可能に近い。こうした問題を解決するための計算の効率化に関しては、近年、いくつかの提案がされており¹⁷⁾¹⁸⁾、今後こうした方法を取り入れた計算法の改善を行う必要がある。

本研究の一部はメガフロート技術研究組合との共同研究として実施した。

参 考 文 献

- 1) 安藤定雄, 大川豊, 上野勲: 浮体工法による海上空港建設に関わる評価のための技術調査研究, 船舶技術研究所報告別冊, 第4号, (1983).
- 2) マリンフロート推進機構: 浮体式空港 (パンフレット), (1994).
- 3) 太田英美: 浮体式海上空港構想, 第12回海洋工学シンポジウム, (1994), pp. 75-81.
- 4) メガフロート技術研究組合: 超大型浮体式海洋構造物 (メガフロート) 平成7年度研究成果報告書一概要一, (1996.3).
- 5) S. W. Lee & W. C. Webster: A preliminary to the design of a hydroelastic model of a floating airport, Proc. Int. Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, (1994), pp. 351-362.
- 6) Mamidipudi. P & Webster. W. C: The Motions Performance of a Matlike Floating Airport, Proc. Int. Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, (1994), pp. 363-375.
- 7) S. Wang, R. C. Ertekin, A. T. F. M. Stiphout, P. G. P. Ferier: Hydroelastic-Response Analysis of a Box-Like Floating Airport of Shallow Draft, Int. Offshore & Polar Eng. Conf., (1995), pp. 145-152.
- 8) 居駒知樹, 増田光一, 前田久明: 超大型浅吃水浮遊式構造物の弾性応答に関する研究, 第13回海洋工学シンポジウム, (1995), pp. 185-192.

- 9) 前田久明, 増田光一, 宮島省吾, 居駒知樹: ポンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究, 日本造船学会論文集, 第178号, (1995), pp. 203-212.
 - 10) T. Utsunomiya, E. Watanabe, Chong. Wu, K. Sekita: Wave Response Analysis of a Flexible Floating Structure by BE-FE combination Method, Proc. Int. Offshore & Polar Eng. Conf., (1995), pp. 400-405.
 - 11) 中井幸治, 関田欣治, 太田英美, 宇都宮智昭, 渡邊英一: 大規模弾性浮体の波浪中挙動の実験と解析, 第13回海洋工学シンポジウム, (1995), pp. 209-216.
 - 12) Chong Wu: Wave Response Analysis of Hydrodynamically Compact Rigid and Elastic Floating Structures, Department of Civil Eng. Kyoto Univ., (1996.1).
 - 13) 吉田宏一郎, 石川邦照: 三次元浮遊骨組み構造の周期応答, 日本造船学会論文集, 第143号, (1978), pp. 286-300.
 - 14) 吉田宏一郎, 具滋三, 岡徳昭: 多数の浮体で支持された長大な半潜水式構造体の波浪応答解析, 日本造船学会論文集, 第166号, (1989), pp. 131-138.
 - 15) 山下誠也: 浅喫水箱形浮体の波浪中動揺と変動圧力分布—圧力分布を用いる計算と実験の比較—, 日本造船学会論文集, 第146号, (1979), pp. 165-172.
 - 16) 矢後清和: 可撓性箱型浮体の強制動揺実験と変動圧力分布, 第13回海洋工学シンポジウム, (1995), pp. 313-320.
 - 17) S. Wang, R. C. Ertekin, H. R. Riggs: On Increasing Computational Efficiency in Hydroelastic Analysis of VLFS, OMAE Vol. A, (1995), pp. 455-464.
 - 18) 影本浩, 藤野正隆, 朱庭濯: 超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究, 日本造船学会論文集, 第179号, (1996), pp. 173-182.
 - 19) 土木学会海岸工学委員会: 海岸波動—波・構造物・地盤の相互作用の解析法—, (1994), pp. 329.
 - 20) J. S. Przemieniecki 著, 山田嘉昭, 川井忠彦共訳: マトリックス構造解析の基礎理論, 培風館, (1971), pp. 104-117.
 - 21) 日本造船学会海洋工学委員会性能部会編: 超大型浮体構造物, 成山堂, (1995), pp. 165-175.
-