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

正員 前 田 久 明* 正員 増 田 光 一**
正員 宮 島 省 吾* 正員 居 駒 知 樹***

Hydroelastic Responses of Pontoon Type Very Large Floating Offshore Structure

by Hisaaki Maeda, *Member* Koichi Masuda, *Member*
Shyogo Miyajima, *Member* Tomoki Ikoma, *Member*

Summary

To design a very large floating structure, such as a floating airport, we have to estimate the hydroelastic response on any point of the very large floating structure exactly. We developed the estimating method of the hydroelastic response of a very large pontoon type floating structure. In this method, to obtain the hydrodynamic forces we used the pressure distribution method with Shallow draft assumption, considering the elastic motion of a floating body. The elastic response of very large floating structure was estimated by using the modal analysis of 2-D beam model.

On the other hand, to observe the elastic response of a large pontoon type structure we carried out experiments in head sea and head+beam sea condition. The experimental model was a pontoon type large elastic floating body. This model consists of many box type rigid floats that were connected by longitudinal and lateral elastic beams. To measure vertical motions of multiple points of the elastic model we applied the optical and image processing system. We could measure the elastic motions and deformations of the model in 2-directional waves.

To validate the corresponding of numerical estimating method we compare the numerical results with experimental results. From these results, we found good agreement and confirmed the accuracy of this numerical estimating method of the hydroelastic of a very large pontoon type floating structure. Furthermore, we discussed the hydroelastic responses and bending moments in shorter wave length with changing stiffness of the floating structure.

1. 緒 言

近年、海上空港等の海洋空間利用構造物として浮体式海洋構造物が提案されている。このような構造物は長さ、幅共に km のオーダーになり、従来にない超大型浮体式構造物となる。このような平面的な超大型浮体は縦横寸法と比較して相対的に剛性が非常に小さい構造物となり、波浪中での応答は剛体運動の他に複雑な弾性変形が予想される。

超大型浮体式構造物の実用化を目指す場合、安全性や稼働率を明らかにするためにその波浪中応答を正確に推定する必要がある。ところが、従来の計算方法や実験方法ではこの平面的な弾性浮体の弾性変形予測を行うことは困難である。これに対して、多列円柱で支持される超大型浮体の応答に対しては、波力が小さく動揺に対して有利であるとの理由から比較的多くの研究が行われている^{1),2),3),4)}。一方、ポンツーン型の浮体は波浪中応答において不利ではあるが、構造・腐蝕に対するコスト面で優れているといわれている。しかしながら、ポンツーン型の超大型浮体の 3 次元的挙動に対する詳細な研究は少ない。その理由として、浮体の巨大さ故の流体力計算の困難さが上げられる。著者らは、浅吃水理論を適用したソース分布法⁵⁾や山下の方法⁶⁾を拡張した圧力分布法⁷⁾によるポンツーン型浅吃水浮体の弾性応答推定を試みてきた。また、文献 8) では超大型浮体の模型

* 東京大学生産技術研究所

** 日本大学理工学部海洋建築工学科

*** 日本大学大学院理工学研究科

実験手法の検討を行い、著者らの実験手法の有用性を示した。圧力分布法に関しても、弾性モードのラディエーション流体力推定の必要性と圧力分布法の有用性を示した⁷⁾。しかしながら、文献7)で対象とした実験結果は過去のものであり、また細長浮体であるために、構造物の幅が大きくなった場合の弾性応答についての検証はされていない。そして、相対的短波長波中での応答は計算されておらず実際の超大型浮体を想定した波浪中応答の検討は不十分である。更に、振動方程式を解く際にウェット・モードに対してもモード間の直交性を適用しており、モード間の連成流体力を考慮していない。

そこで、本論では先ず著者らが行った1方向及び2方向規則波中応答実験結果⁸⁾とモード間の連成流体力を考慮した理論計算結果とを比較し、本計算手法の妥当性を示す。

ところで、実際に超大型浮体が設置された場合、入射波の波長は構造物の全長に対して相対的に非常に短くなる。実験等でこれを再現することは非常に困難であると共に、一般に用いられる3次元特異点分布法でこの周波数範囲の流体力を計算することも膨大な要素分割を要することから、計算機の性能上かなり難しいといえる。本論文は、圧力分布法を用いてこのような相対的に非常に短波長な領域まで含めた弾性変形および曲げモーメントの試計算を行い、本計算手法の実用性を示すとともに、浮体剛性の相違による応答特性の変化についても検討した。

2. 座標系及び基礎仮定

本計算で使用した座標系を Fig. 1 に示す。入射波は x 軸の負の方向からの入射角が 0° であり、水深は十分に深いこととする。

流体力を解析するために次のような基礎仮定を設ける。

1) 流体は非粘性、非圧縮性の完全流体とし、また流体粒子

の運動は非回転で速度ポテンシャルが定義される。2) 浮体の吃水は小さく、これを無視することができる。

また、弾性浮体を両端自由な弾性梁と仮定し、さらに次の条件を設ける。1) 撓みは曲げのみによる。2) 断面保持の仮定が成立する。3) 断面の回転慣性は無視できる。

3. 圧力分布法による流体力の算定

3.1 境界値問題

吹出し特異点分布法に浅吃水理論を適用し、自由表面の力学的条件と同じ要領で浮体底面での境界条件を考えることによって、圧力分布を用いる際の境界値問題は以下のよう

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= 0 & \text{in } \Omega \\ \Phi_{tt} + g\Phi_z &= 0 & \text{on } S_F \\ \Phi_{tt} + g\Phi_z &= -\frac{P_t}{\rho} & \text{on } S_H \\ \Phi_z &= \bar{\eta}_t & \text{on } S_F, S_H \\ \Phi_z &= 0 & \text{at } z = -\infty \text{ on } S_B \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Radiation Condition

そして、 a は入射波振幅に比例する量であるとして、時間項の分離を次式のように定義する。

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \text{Re}[i\omega a \phi e^{-i\omega t}] \\ P &= \text{Re}[-\rho g a p e^{-i\omega t}] \\ \bar{\eta} &= \text{Re}[a \eta e^{-i\omega t}] \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

よって、時間項を分離した状態での境界値問題は次のよう

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi &= 0 & \text{in } \Omega \\ K\phi - \phi_z &= 0 & \text{on } S_F \\ K\phi - \phi_z &= p & \text{on } S_H \\ -\phi_z &= \eta & \text{on } S_H \\ \phi_z &= 0 & \text{on } S_B \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

ここで、入射波ポテンシャルは次のように与えられる。

$$\Phi_I = -ia \frac{g}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} e^{-i\omega t} \quad (3.4)$$

ただし、 K, k はそれぞれ深海波数及び浅海波数、 θ は波の入射角であるが、本研究では水深は十分に深いので $K = k$ である。また、 p : 圧力、 ρ : 流体密度、 g : 重力加速度、 η : 自由表面または浮体底面の上下変位とする。

ところで、浅吃水理論では浮体底面の内部点が無いため吹出しの強さと圧力は同じように扱え、速度ポテンシャルは水面の圧力を用いて一般に次のように表現できる。

$$\phi(x, y) = - \iint_{S_H} p(x', y') G(x, y, 0, x', y', 0) dx' dy' \quad (3.5)$$

ここに、 G は流場の条件を満足する Green 関数であり、無限水深の場合は次のようになる。山下⁹⁾の用いた座標系とは異なるため、複素共役の形となっている。

Fig. 1 Coordinate system

$$G = \frac{1}{2\pi\sqrt{R^2+z^2}} - \frac{K}{2\pi} e^{\kappa z} \int_z^\infty \frac{e^{-\kappa u}}{\sqrt{u^2+R^2}} du + \frac{i}{2} K e^{\kappa z} H_0^{(1)}(KR) \quad (3.6)$$

ただし、 $H_0^{(1)}$ は 0 次第 1 種ハンケル関数である。

$\phi(x, y)$ を浮体底面の境界条件に代入して整理すると、結局、解くべき積分方程式は次のようになる。

$$-\phi_z = \eta = p(x, y) + K \iint_{S_n} p(x', y') G(P, Q) dx' dy' \quad (3.7)$$

積分方程式で左辺の η は既知な境界値となり、Diffraction 問題及び Radiation 問題に対応させて水面での鉛直変位を与えればよく、以下の通りである。

$$\eta_D = e^{-iK(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (3.8)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{roll } r=0 \quad \eta_{i0}(x, y) = y/(B/2) \\ \text{heave } r=1 \quad \eta_{i1}(x, y) = 1 \\ \text{pitch } r=2 \quad \eta_{i2}(x, y) = -x/(L/2) \end{array} \right\} \quad (3.9)$$

r 次 ($r > 2$) の縦弾性モードに対しては、

$$\begin{aligned} \eta_r(x, y) = & \frac{1}{2} \left[\cosh \beta_r \left(\frac{L}{2} + x \right) + \cosh \beta_r \left(\frac{L}{2} - x \right) \right. \\ & \left. - \frac{\cosh \beta_r L - \cos \beta_r L}{\sinh \beta_r L - \sin \beta_r L} \left\{ \sinh \beta_r \left(\frac{L}{2} + x \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \sinh \beta_r \left(\frac{L}{2} - x \right) \right\} \right] \quad (3.10) \end{aligned}$$

を用いる。ただし、 β_r は

$$1 - \cos \beta_r L \cosh \beta_r L = 0$$

の固有値であり、 L は対象とする梁部分の全長、 B は浮体の幅である。浮体の全長は L_{wt} とする。ここで、 $\eta_r = \phi_r$ の縦方向の r 次のモード形であり $x < 0$ の端部において振幅が +1 となるように定義した。

上記の境界値を用いて積分方程式を解けば、得られた圧力には Diffraction 問題の時はフルード・クリロフ力を Radiation 問題の時は静水圧を含んだ状態となる。

3.2 モード解析に用いる任意要素の流体力係数

ここでは、モード解析を行うために必要な任意の要素に働く波強制力及びラディエーション流体力係数について述べる。

(1) 波強制力

i 番目要素に働く波強制力は上下方向の波力を考えればよく、

$$\Delta E_i = -\rho g \iint_{A_i} p_{ei} \eta_{i1} dA_i \quad (3.11)$$

で与えられる。

(2) 付加質量及び造波減衰係数

r 次モード形に対応する i 番目要素に働く発散波及び静的な圧力の和 $p_{ri} \cdot e^{-i\omega t}$ を、要素が単位振幅の鉛直運動をしたときの圧力 $p'_{ri} \cdot e^{-i\omega t}$ に置き換えると、

$$p'_{ri} = \frac{p_{ri}}{\eta_{ri}} \quad (3.12)$$

のように表すことができる。ただし、 η_{ri} は境界値である

と共に r 次モード形 ϕ_r でもある。以上の圧力を用いて、 r 次モードで変形したときの s 次モードとの連成を考慮した i 番目要素に働く上下方向の付加質量係数 Δm_{rsi} 及び造波減衰係数 ΔN_{rsi} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \omega^2 \Delta m_{rsi} \eta_{si} &= -\rho g \iint_{A_i} \left(\text{Re}[p'_{ri}] - \frac{\eta_{ri}}{\eta_{ri}} \right) \eta_{si} dA_i \\ \Delta m_{rsi} &= \rho \frac{g}{\omega^2} \iint_{A_i} (1 - \text{Re}[p'_{ri}]) dA_i \\ &= \frac{\rho}{K} \iint (1 - \text{Re}[p'_{ri}]) dA_i \quad (3.13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i\omega \Delta N_{rsi} \eta_{si} &= -i\rho g \iint_{A_i} \text{Im}[p'_{ri}] \eta_{si} dA_i \\ \Delta N_{rsi} &= -\rho \frac{g}{\omega} \iint \text{Im}[p'_{ri}] dA_i \\ &= -\frac{\rho\omega}{K} \iint \text{Im}[p'_{ri}] dA_i \quad (3.14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\Delta C_{rsi} \eta_{ri} &= -\rho g \iint_{A_i} \frac{\eta_{ri}}{\eta_{ri}} \cdot \eta_{si} dA_i \\ \Delta C_{rsi} &= \rho g \iint dA_i \quad (3.15) \end{aligned}$$

ここに、(3.15) 式の ΔC_{rsi} は静的復原力係数である。

4. モード解析

本論では、モード解析によって長手方向及び幅方向の振動応答を解く。

任意の断面が $\bar{v}(x, t)$ で上下運動するときの力の釣り合い方程式は、

$$EI \frac{d^4 \bar{v}}{dx^4} + m' \frac{d^2 \bar{v}}{dt^2} = \bar{E}(x, t) + \bar{F}_R(x, t) + \bar{F}_S(x, t) \quad (4.1)$$

となる。ただし、 EI は断面の曲げ剛性、 $\bar{E}$ 、 $\bar{F}_R$ 、 $\bar{F}_S$ はそれぞれ断面に働く上下方向の波強制力、ラディエーション流体力及び静的復元力である。また、 m' は断面の質量である。ここで、上下変位 $\bar{v}(x, t)$ を r 次の基準座標 $\bar{q}_r(t)$ とモード形 $\phi_r(x)$ を用いて表現すれば、

$$\bar{v}(x, t) = \sum_{r=1}^{\infty} \bar{q}_r(t) \phi_r(x) \quad (4.2)$$

となり、さらに両辺から時間項を分離して

$$\begin{aligned} \bar{v}(x, t) &= v(x) e^{-i\omega t} \\ &= \sum_{r=1}^{\infty} q_r \phi_r e^{-i\omega t} \quad (4.3) \end{aligned}$$

のように定義できる。よって、(4.1) 式は r 次モードに対して、

$$EI q_r \frac{d^4 \phi_r}{dx^4} - \omega^2 m' q_r \phi_r = E(x) + F_{Rr}(x) + F_{Sr}(x) \quad (4.4)$$

のように周波数領域の振動方程式とすることができる。

(4.4) 式の両辺に s 次のモード形 ϕ_s を重み関数として乗じて、浮体領域全体に積分することで浮体全体に対する振動方程式ができあがる。構造減衰力を減衰力分布 F_{cr} を用いて考慮すれば、振動方程式は、

$$\begin{aligned}
& EI q_r \int_L \frac{d^4 \phi_r}{dx^4} \phi_s dL - \omega^2 q_r \int_{L_{wt}} m' \phi_r \phi_s dL_{wt} \\
& = \int_{L_{wt}} E \phi_s dL_{wt} + \int_{L_{wt}} F_{Rr} \phi_s dL_{wt} \\
& + \int_{L_{wt}} F_{Sr} \phi_s dL_{wt} + \int_L F_{Cr} \phi_s dL \quad (4.5)
\end{aligned}$$

で与えられる。ここで、(4.5)式左辺第1項は部分積分を適用するが、両端自由梁の境界条件より積分項のみが残る。また、

$$\frac{d^4 \phi_r}{dx^4} = \beta_r^4 \phi_r \quad (4.6)$$

である。

ところで、ドライ・モードに対しては $r=s$ なるモード間において、

$$A \int_L \phi_r \phi_s dL = 0 \quad (4.7)$$

のような直交関係が成り立つ。しかし、流体力に関してはこの関係は有効には働かず、モード間の連成を考慮する必要がある。このモード間の連成を考慮した流体力係数は(3.13)、(3.14)及び(3.15)式に示したとおりであり問題なく解析できる。よって、(4.5)式は最終的に要素に働く圧力を用いて以下のように表現することができる。

$$\begin{aligned}
& \sum_{r=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \left[EI \beta_r^4 \int_L \phi_r^2 dL \right. \\
& - \omega^2 \iint_{S_H} \left\{ m + \frac{\rho}{K} (1 - \text{Re}[p_{ri}]) \right\} \phi_r \phi_s dS_H \\
& - i\omega \iint_{S_H} \left(-\frac{\rho\omega}{K} \text{Im}[p_{ri}] \right) \phi_r \phi_s dS_H \\
& - i\omega^2 N_{sr} \iint_{S_H} \left\{ m + \frac{\rho}{K} (1 - \text{Re}[p_{ri}]) \right\} \phi_r \phi_s dS_H \\
& \left. + \iint_{S_H} \phi_r \phi_s dS_H \right] \sum_{s=1}^{\infty} q_s = \sum_{s=1}^{\infty} \left[-\rho g \iint_{S_H} p_{ei} \phi_s dS_H \right] \quad (4.8)
\end{aligned}$$

ただし、ドライ・モードに対応する項は直交関係が成り立つ。ここで、 N_{sr} は構造及び流体減衰係数であり、 r 次モードの固有周波数 ω_r を

$$\omega_r = \sqrt{\frac{EI \beta_r^4 \int_L \phi_r^2 dL + \iint_{S_H} \phi_r^2 dS_H}{\iint_{S_H} \left\{ m + \frac{\rho}{K} (1 - \text{Re}[p_{ri}]) \right\} \phi_r^2 dS_H}} \quad (4.9)$$

として、

$$N_{sr} = \frac{\Lambda_r \omega_r}{\sqrt{4\pi^2 + \Lambda_r^2}}$$

で与えられる¹¹⁾。ここで、 m は要素の単位面積当たりの質量であり、 Λ_r は対数減衰率で水中自由振動実験より得られる。ただし、 $r=1$ 及び $r=2$ は剛体モードであるので N_{sr} は無視される。

(4.8)式を q_r について解くことで r 次モードの基準座標が得られ、(4.3)式によって任意の x 座標での上下変位が与えられる。また、曲げモーメント $M(x)$ は次式で与えられる。

$$M(x) = -EI \sum_{r=1}^{\infty} q_r \frac{d^2 \phi_r}{dx^2} \quad (4.11)$$

5. 実験による弾性応答の計測

5.1 実験方法

実験模型は縦、横、長さが 22 cm × 22 cm × 8 cm の発泡ウレタン製の正方形浮体を間に 3 cm の間隔をとりながら縦に 16 個、横に 4 列並べ縦横に厚さ 3 mm 幅 8 cm のアルミ板で接続した全長 397 cm、全幅 97 cm のポンツーン型である。全体の平均吃水は 3.7 cm (排水量 114.6 kgf) であった。模型図面を Fig. 2 に示す。挙動は目視観察と画像解析装置を用いた多点 2 次元運動計測アプリケーション・ソフトによる計測を試みた。この装置は PIAS 社製の LA-525 で最大 128 点のターゲット (小光源等の高輝度な点) の面内軌跡を自動追跡するもので、我々は水中線状構造物の挙動計測のために導入した。実験ではターゲットを配した浮体全体の挙動を横方向から撮影し、各点の挙動を解析した。また、アルミ板の曲げモーメントをひずみゲージにより計測した。ターゲット位置と歪みゲージ貼付位置も Fig. 2 に示した。また、模型中央にはポジションセンサーターゲットも取り付け浮体中央部の上下変位計測及び画像解析の精度確認に用いた。

実験は、東京大学生産技術研究所千葉実験所内船舶航海性能試験水槽の 2 方向造波機を用いて行った。模型は 4 隅をばねで線形係留し、正面規則波、横波規則波、2 方向規則波で実験を行い、挙動及びひずみゲージ出力を計測した。本実験の最大の目的は大型弾性浮体の挙動計測への画像処

Fig. 2 Plan of the large elastic model

理装置の応用と、大型弾性浮体の基本的な動揺特性の観察および開発した理論推定法の検証においたため、入射波高は3 cmと大きい波高を用いた。正面規則波に関しては模型挙動の特性を把握するために、波長を0.25 L(1 m)、0.50 L(2 m)、0.75 L(3 m)、1.0 L(4 m)、1.5 L(6 m)で行った。横波規則波は0.25 L(1 m)、0.50 L(2 m)で行い、2方向波はこれらの重ね合わせで行った。

模型の幾何学的スケールは1/500（実機では全長2000 m、全幅500 m）を目標に設計した。

模型の剛性が妥当であったかを検証してみる。アルミ板のヤング率 $E=0.72 \times 10^6 \text{ kgf/cm}^2$ 、長手方向の4枚分の断面2次モーメント $I=0.072 \text{ cm}^4$ なので $EI=5.184 \times 10^4 \text{ kgf} \cdot \text{cm}^2$ 、模型吃水は3.7 cm（排水量114.6 kgf）である。 EI は模型縮尺の5乗に比例するので、実機を500倍とすると剛性 EI は $1.62 \times 10^{14} \text{ kgf} \cdot \text{m}^2$ となる。なお、関西国際空港に関する浮体式空港の第1期検討でデッキ剛性を $EI=1.93 \times 10^{13} \text{ kgf} \cdot \text{m}^2$ とした計算例¹⁾がある。従って、本模型の剛性は関西空港を想定した浮体剛性よりも一桁高くなっている。また、吃水は500倍すると18.5 mである。

5.2 多点変位計測システム

今回の実験において、模型各点の上下動を同時に計測するためにPIAS社製の画像解析処理装置LA-525の2次元移動計測のアプリケーション・ソフトを用いた。以降、「PIAS」と称す。この装置はCCDカメラまたはVTRデッキから取り込んだ画像に対して、輝度による2値化を行い設定値以上に明るいターゲットの重心位置を解析する装置で最大128点まで扱うことができる。2次元移動計測のアプリケーション・ソフトはPIASの機能の1つである。

まず2次元平面内で移動する物体の任意点に高輝度のターゲットを取り付け、この動きをCCDカメラで収録し1/100秒タイマーと共にVTRに記録する。この際、解析時のキャリブレーションのために静止時のターゲット間の間隔を計っておき、かつ、運動中も間隔の変化しない同一面内のターゲットを用意する。この映像を1コマずつ取り込み、指定した複数のターゲットの中心の座標を計測する。これをコマ送りと組み合わせて所定回数繰り返すことにより複数点の移動を自動追跡することができる。ここで、移動量は画素（ピクセル）単位で表示されるので、あらかじめ距離のわかっているキャリブレーション用のターゲット間の画素数を用いて実際の変位量に変換する。今回用いたVTRデッキは1/60秒で収録できるが解析はコマ送りを6として1/10秒間隔で行った。VTRデッキ及びPIAS本体はPCで制御する。この解析の流れをFig.3に示す。PIASの弱点としてはカメラの前で交差するターゲットを追えないこと。撮影時の明るさやターゲットと背景のコントラストに非常に注意を要すること。VTRの静止画像を取り込むためたまにブレによるノイズが入ること（この時装置は自動追跡を途中で停止し、マニュアルによる位置入力を待

EXPERIMENT、VTR

Fig.3 Flow of the analysis of PIAS system

つ)。解像度が画面の横方向512ピクセル、縦方向480ピクセルなので解析精度に問題があること、等が挙げられるが、瞬時瞬時の弾性浮体全体の変形を1回の実験でとらえるには有効な装置である。

今回の実験では、Fig.2に示したように模型長手方向の8箇所の左舷側と右舷側の計16点に高さを変えて点光源を取り付けターゲットとし、水槽を暗くして実験を行った。撮影には2台の高感度CCDカメラを用いて、模型左舷側から各々模型前縁から2.5 mと模型後縁から2.5 mを写した。また、PIAS計測結果（ピクセル単位）を変位に直すために時々刻々のキャリブレーション用ターゲット間のx座標の差から1ピクセルあたりの実際の距離を計算し、各ターゲットの計測結果にかけて物理量に変換した。この方法を用いるとカメラに対して手前側のターゲット（左舷側）と奥側のターゲット（右舷側）の空間的な位置関係はわからなくとも、各点の相対的關係からz方向の変位は計測可能である。

実験結果の詳細は参考文献⁹⁾を参照してもらうこととし、本論文では次章でこの計測結果と理論計算結果との比較を行い、理論推定法の妥当性を検討する。

6. 理論計算法の妥当性の検討

1方向正面波中の実験結果の一部と理論計算結果との比

Fig. 4 Comparison of experimental and computational results of vertical displacement at the position 0.025L in head sea

Fig. 7 Comparison of experimental and computational results of bending moment on the position 0.062L in head sea

Fig. 5 Comparison of experimental and computational results of vertical displacement at the position 0.525L in head sea

Fig. 8 Comparison of experimental and computational results of bending moment on the position 0.500L in head sea

Fig. 6 Comparison of experimental and computational results of vertical displacement at the position 0.975L in head sea

Fig. 9 Comparison of experimental and computational results of bending moment on the position 0.938L in head sea

較を Fig. 4～Fig. 9 に L/λ に対して無次元値で示す。Figs. 4～6 は長手方向 5 点における鉛直変位振幅の比較であり、Figs. 7～9 は曲げモーメント振幅の比較である。ただし、 λ ：波長、 ρ ：流体密度、 g ：重力加速度、 L ：浮体全長、 B ：浮体全幅、 a ：入射波振幅である。また、図中の position の数値の小さい方が波の入射側である。鉛直変位の結果につ

いては、計測上の誤差の問題もあり個々の実験値と理論値は合わない点もあるが、理論値は全体的には実験値を定性的にも定量的にも良く推定しているといえる。曲げモーメントについては理論値は定性的に実験値を説明できている。しかしながら、理論値が実験値を下回る傾向が見られる。これは実験時のモーメント計測が浮体上面のアルミ板

で行われたため、計測位置に関する実験と理論の条件の違いによるためであるといえる。

Fig. 10 にある時刻における浮体の変形状態を、実験値と理論値を比較して示す。横軸は浮体長手方向の位置を表す。ここで示す結果は、入射波の波長が $\lambda=0.25L$, $\lambda=0.5L$ 及び $\lambda=1.0L$ であり、入射側の変位が最大値をとる時刻の変形状態を示している。どの周波数の結果も実験値と理論値の相関は非常に良いといえる。これによって、各点の応答振幅だけでなく位相についても理論値の妥当性が確認できた。

次に、2 方向波中弾性応答変位の実験結果の一部と理論計算結果との比較を Fig. 11~Fig. 13 に L/λ に対して示

Fig. 10 Comparison of experimental and computational results of deformation of the model in head sea

Fig. 11 Comparison of experimental and computational results of vertical displacement at the position 0.025L in two-direction wave

Fig. 12 Comparison of experimental and computational results of vertical displacement at the position 0.525L in two-direction wave

Fig. 13 Comparison of experimental and computational results of vertical displacement at the position 0.975L in two-direction wave

す。図中の position は長手方向の浮体の位置であり、Weather side 及び Lee side は横波に対しての表示である。2 方向波であるために波の干渉が生じて、周波数特性が複雑になる。しかしながら、理論値は実験値を十分に推定できているといえる。ここで、理論計算結果は、縦波、横波に対する弾性応答を個々に計算し、位相を考慮して線形に足し合わせた。

以上の結果により、本計算手法の妥当性が確認された。ここで、理論計算モデルについて若干ふれておくことにする。ここでの計算に使用したメッシュは実験模型の浮体間の隙間を考慮した。そして、浮体の吃水は零とし、接点数 384 で要素数 128 の 4 接点一定要素を用いている。ちなみに、このメッシュでの計算時間はシリコングラフィックスの Indy (R 4000 SC) で 1 周波数につき約 2 分程度であったが、今後のプログラムの改良によってさらに 50% 程度の計算時間短縮は可能である。

7. 高周波数域の応答と剛性の変化による 応答の検討

超大型浮体に対しては通常の波浪は、非常に短い波とな

る。前章での実験結果はモデルのスケールを $1/500$ としており、実機での全長は 2000 m となる。この場合、 $L/\lambda=5.0$ に対応する実機スケールの波周期は 16 秒程度でありこれは風波としては長い波の範囲である。つまり、実際には L/λ がもっと大きくなるような環境下に構造物が設置されるわけである。しかしながら、水槽実験でこれを再現することは困難を極めることはいうまでもない。

そこで、ここでは先のモデルを用いて $L/\lambda=30.0$ までの変位及び曲げモーメントの計算を試みた。この波周期は実

機スケールでいえばおよそ 6.5 秒に相当し、実際の波浪環境に即したものとなる。また、実験で使用した模型は取扱い上剛性が固く設定されていたために、ここではその $1/10$ 及び $1/100$ の剛性とした場合の応答特性の変化を数値的に解析・比較してみた。ただし、高周波数域に対応するために計算メッシュは接点数 640 で要素数は 256 とした。このときの計算時間は 1 周波数につき約 5 分程度を要した。

Fig. 14~Fig. 16 に鉛直変位の無次元値を L/λ に対して示す。ただし、 $EI-A$ は実験時のアルミ板の剛性に相当し、 $EI-B$ はその $1/10$ 、 $EI-C$ は $1/100$ の剛性に相当する。この結果から、まず剛性の違いによって特に入射側浮体端部において周波数特性が大きく異なることが分かる。また、 $L/\lambda=5.0$ 以下の長周期側においては鉛直変位の振幅に大きな差が生ずる。さらに、 $L/\lambda=5.0$ 以上では実験では見られなかった応答の卓越周波数が明らかに存在することが分かる。そして、この卓越周波数は浮体端部に顕著にあらわれ、剛性が小さくなると卓越周波数の数が増えている。この理由は、剛性の変化に伴い高次の弾性モードにおける固有周波数に大きな差が生ずるためである。つまり、剛性が大きい場合は弾性モードの次数が上がると急激に固有周波数が大きくなり、波周波数の域を大きく外れてしまうが、剛性が小さい場合は弾性モードの次数の違いによる固有周波数の差がほとんどなくなり、次数の高いモードでも波周波数の範囲で固有周波数を持つことになる。そのため、低い波周波数に同調するモードが増え、低周波数側での卓越周波数の数が増えることになると思われる。また、全体的に剛性が小さいほうが変位量が大きくなる傾向にある。

Fig. 17~Fig. 19 に曲げモーメントの無次元値を L/λ に対して示す。鉛直変位の結果とは傾向が逆になっており、今回の $1/100$ の剛性では通常波周期の範囲 ($L/\lambda \geq 5.0$) では曲げモーメントはほとんど発生していない。つまり、剛性の大きいほうが卓越周波数の数が多く、モーメントが大きくなる。これは、剛性の違いによる鉛直変位の大きさの差が小さいのに対して、剛性自体は $1/10$ 、 $1/100$ のオーダーで減少しているためである。

鉛直変位と曲げモーメントの計算結果より、剛性が小さくなることは通常波周期の範囲 ($L/\lambda \geq 5.0$) では大きな問題とはならないのではないかとと思われる。むしろ、曲げモーメントが大幅に軽減されることは利点であるといえよう。

最後に、Fig. 20 に $L/\lambda=5.0, 8.0, 10.0, 26.0$ でのある瞬間の浮体の弾性変形状態を 3 つの剛性の結果を比較して示す。横軸は浮体の長手方向の位置を表している。ここで示す波周期は Figs 14~16 で見られる応答の卓越周期に相当する波周期の一部である。卓越周期をとった場合、短周期の波でもはっきりと変形状態を読み取ることができる。また、変形時の腹の数に明らかに違いが見られる。このことは、剛性変化による各点の変位が同じ様な応答振幅であっても実際の変形の仕方は大きく異なることを意味してい

Fig. 14 Amplitudes of vertical displacement at the position $0.025L$ in head sea

Fig. 15 Amplitudes of vertical displacement at the position $0.525L$ in head sea

Fig. 16 Amplitudes of vertical displacement at the position $0.975L$ in head sea

Fig. 17 Amplitudes of bending moment on the position 0.062L in head sea

Fig. 18 Amplitudes of bending moment on the position 0.500L in head sea

Fig. 19 Amplitudes of bending moment on the position 0.938L in head sea

る。また、剛性が小さい場合のほうが、より多くの卓越する高次弾性モードが存在している。この理由は、剛性の小さい浮体のは高次弾性モードにいたっても固有周波数が入射波の周波数の範囲に存在するためである。

8. 結 言

全長 2,000 m, 幅 500 m のポンツーン型超大型浮体を想定した水槽実験ならびに理論計算を行った結果より、以下

Fig. 20 Deformations of the model in head sea

の結論を得た。

- 1) 線形ポテンシャル理論に基づく圧力分布法による浅吃水理論計算法が、ポンツーン型超大型浮体の 2 方向波中挙動解析に実用的かつ有効なことが判明した。
- 2) 周期の長い波に対しては、浮体剛性の違いによって鉛直変位、曲げモーメント共に応答特性が大きく異なる。その際、剛性が小さい浮体の方が鉛直変位応答が大きくなり、さらに卓越周波数の数が増える。逆に剛性の大きい方が曲げモーメントは大きくなり、その特性が複雑になる。
- 3) $L/\lambda \geq 15.0$, 実機で 9 秒以下の波周期による変位応答では、剛性による変位量の違いは振幅そのものが小さく、ほとんど無視できる。
- 4) $L/\lambda \geq 15.0$, 実機で 9 秒以下の波周期による曲げモーメントは変位量の差を考慮すれば、剛性が小さい方がかなり有利である。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、日本大学総合科学研究所 別所正利教授には多くの御助言を頂きました。また、日本港

湾コンサルタントの山本俊介君（研究当時，日本大学卒研
生）には実験及び実験解析を手伝って頂きました。ここに
感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 宝田直之助：超大型海洋構造物のテクノロジ・アセ
スメントの一例（浮体工法による海上空港建設に対
する技術検討），日本造船学会試特集，第638号
（1982.8）～第652号（1983.10）
- 2) 岡田真三，中村充夫，小林顕太郎，吉田宏一郎：多数
の浮体からなる巨大構造物の研究，第12回海洋工
学シンポジウム，pp.113-118，1994
- 3) 平山次清，馬 寧：長大浮体の方向スペクトル波中
弾性応答及び係留系の挙動，日本造船学会論文集，
第176号，pp.193-201，1994
- 4) 影本 浩：海洋空間利用のための大規模浮体に対す
る波の影響について，第12回海洋工学シンポジウ
ム，pp.107-112，1994
- 5) 増田光一，前田久明，加藤 渉，臼井幹人：波浪中の
大型バージ浮遊構造物の弾性応答挙動に関する研
究，日本造船学会論文集，第158号，pp.505-515
- 6) 山下誠也：浅喫水箱形浮体の波浪中動揺と変動圧力
一圧力分布を用いる計算と実験との比較一，日本造
船学会論文集，第146号，pp.165-172，1979
- 7) 居駒知樹，増田光一，前田久明：超大型浅喫水浮遊
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，掲載予定
- 8) 宮島省吾，前田久明：大型弾性浮体の2方向波中挙
動計測法について，第13回海洋工学シンポジウム，
掲載予定
- 9) Hisaaki Maeda and Sumihiro Eguchi: On the
Hydrodynamic Forces for Shallow Draft Ships in
Shallow Water, 日本造船学会論文集，第147号，pp.
89-98，1980
- 10) Bishop R.E.D. and Price W.G.: Hydroelasti-
city of ships, Cambridge University Press, First
published, 1979
- 11) 橋本州史，藤野正隆，元良誠三：波浪により誘起さ
れる船体振動の研究—高次流体力によるスプリンギ
ングについて—，日本造船学会論文集，第144号，pp.
183-194，1978