

(25) 超大型浮遊式海洋構造物の波浪による運動-振動応答特性

— 流体力の周波数依存を考慮した場合 —

○ 岡本 強^{*} 増田 光^{**} 加藤 渉^{***}

1 はじめに

海洋開発技術の急激な進展と共に、大型石油掘削リグ、プラント・バージなどの大型浮遊式海洋構造物が多数建造されてきた。これらの浮遊構造物は、海洋空間の有効利用の見地から、例えば海上空港、洋上プラントなどの様に、さらに超大型化の傾向を示している。

浮遊構造物が超大型の様相を呈してくると、従来の波浪応答解析における構造物を剛体とみなした運動の他に、弾性振動をも考慮しなければならない。すなわち、浮遊構造物の構造設計上主要な外力要因である波浪に対して、構造物を弾性体として取り扱った動的挙動特性の発明が、最も重要な研究課題となってきた。¹⁾

本研究は、超大型化した浮遊式海洋構造物を解析対象とし、構造物を弾性体として取り扱った場合の波浪に対する運動-振動応答特性の把握を目的としている。

従来、船舶の分野では、構造物を剛体とみなした運動は耐航性の解析で扱われ、弾性振動は船体強度解析で扱われ、各々分離して研究されてきた。近年、Bishop 等²⁾は耐航性理論の拡張として、船体の波浪中での運動と船体振動とを統一的に扱っている。一方、船体振動解析において、Chertock³⁾は、モード形が空気中でのモード形 (dry mode 形) と流体中でのモード形 (wet mode 形) とに分けられることを示している。最近、船舶の大型化に伴い、波浪による船体振動——特に定常応答は springing と呼ばれている⁴⁾——の研究⁵⁻⁷⁾が注目されている。これらの多くの研究は、船体運動のほとんど

ない比較的高周波領域における船体振動のみを扱い、springing 現象を船首尾部分に働く非線形流体力による高次同調現象 (selective resonance) とする見方⁶⁾と、短波長波に対する1次同調現象とする見方⁴⁾とがある。しかし、構造物が比較的小さい場合、1次同調による構造物の動的挙動に与える影響は比較的小さいと考えられる。⁷⁾

超大型の浮遊構造物では、構造物の撓性が増大して固有振動数が低周波となり、運動応答の領域に接近することが予想される。しかも、運動応答の比較的大きい低周波領域では、構造物の動揺によって生じる radiation force (流体力) は強い周波数依存をうけることになる。よって、超大型の浮遊構造物の波浪応答特性の発明には運動と振動とを統一的に扱い、流体力の周波数依存を考慮した動的応答解析が必要となると考えられる。¹⁾

さて、解析対象としての海洋構造物は複雑な形状を有することが多いので、本論では、任意の幾何学的形状を容易に近似できる利点をもつ有限要素法を採用する。Zienckiewicz 等⁸⁾は固定式海洋構造物に関して、流体と構造物との動的相互作用による連成問題としてとらえた場合の有限要素解析法を提案している。本論では、流体と構造物との動的相互作用は応答解析において基準座標で議論する立場をとる。なぜならば、流体力の周波数依存を考慮した応答解析では、運動方程式の各係数 matrix の周波数依存を考慮しなければならないからである。

以上の事をふまえて本論では、超大型浮遊式海洋構造物の波浪応答解析において、理論の第

* 日本大学 大学院

** 日本大学 理工学部 講師 工博

*** 日本大学 理工学部 教授 工博

一段階として、構造物を等価深とみなし、流体力の周波数依存を考慮した場合の、有限要素法による運動及び振動応答解析手法を展開する。さらに、水槽模型実験と数値計算との比較から本法の有用性及び妥当性を検討し、応答特性について考察する。

2. 基本的仮定及び座標系

解析に際して、次の基本仮定を設ける。

- (1) 流体は非粘性・非圧縮性の理想流体であり、その運動は非回転である。また、流体領域は半無限であり、自由表面の境界条件は微小波高を仮定し、構造物による流体の攪乱は微小であるとする。
- (2) 構造物は等価深で表わされ、その撓みは曲げのみとし、構造減衰を無視する。また、構造物の運動及び振動は線形理論の適用範囲内にあるものとする。
- (3) 構造物あるいは入射波は、周期運動するものとし、それぞれの状態を論ずる。

座標系は Fig. 2-1 に示される右手系を用い、入射波は x 軸正方向から入射角 α をもって入射するものとする。ただし、 Ω は構造物を含む内部領域、 Γ_F は自由表面、 Γ_H は構造物表面、 Γ_0 は仮想境界、 Ω_0 は外部領域である。また、法線 n は流体内部領域から外向きを正とする。

3. 流体-構造物系の変分原理

流体と浮体に関する変分原理として、一色⁹⁾は Hamilton の原理から波浪中の浮体の運動に関する Hamilton-Kelvin の原理及び Hamilton-Dirichlet の原理を導いている。本論では、この Hamilton-Dirichlet の原理を基に、外部領域の速度 potential を仮想境界上の source 分布により表示した場合の弾性変形を考慮した変分原理の定式化を考える。そこで、基本仮定より、流体及び構造物の挙動を z 方向のみとし、周波数領域で考える。

3-1. 仮想境界を無限遠方に設けた場合

内部領域の速度 potential Φ 、構造物の z 方向変位 U 、外部領域の速度 potential Φ^e 、入射波の

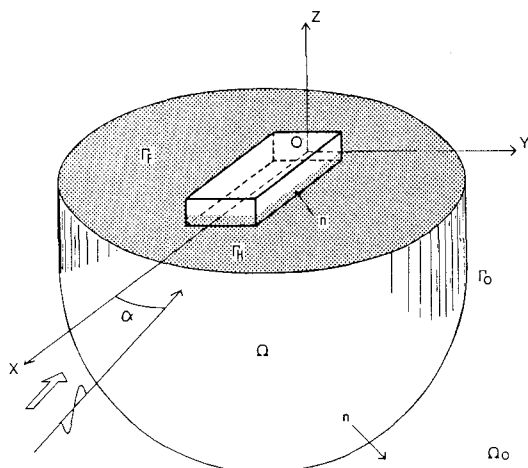


Fig.2-1 Coordinate system

速度 potential Φ_I を各々次の様に定義する。

$$\Phi = \phi e^{i\omega t} \quad (3-1.a)$$

$$U = u e^{i\omega t} \quad (3-1.b)$$

$$\Phi^e = \phi^e e^{i\omega t} \quad (3-1.c)$$

$$\Phi_I = \phi_I e^{i\omega t} \quad (3-1.d)$$

ただし、 ω は円周波数、 i は虚数単位である。

仮想境界 Γ_0 を無限遠方にとり、 Γ_0 上で $\phi = \phi^e$ を拘束すると、変分原理は、

$$\begin{aligned} \Pi[u, \phi] = & \frac{\omega^2}{2} \int_{\Omega} m u^2 dx - \frac{\rho g}{2} \int_{\Omega} B u^2 dx - \frac{1}{2} \int_{\Omega} EI \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)^2 dx \\ & + \frac{\rho}{2} \iiint_{\Omega_0} (\nabla \Phi)^2 dx dy dz - \frac{\rho \omega^2}{2g} \iint_{\Gamma_F} \phi^2 dx dy - i\omega \rho \iint_{\Gamma_H} \phi u n_z dS \\ & - \rho \iint_{\Gamma_0} V \cdot \phi dS = \text{stationary} \end{aligned} \quad (3-2.a)$$

under

$$\phi = \phi^e = A_I e^{kz + iKR \cos(\theta - \alpha)} + H(\theta, k) \frac{e^{kz - iKR}}{\sqrt{R}} \quad (3-2.b)$$

on Γ_0

$$V = \frac{\partial \phi^e}{\partial n} \quad (R = \sqrt{x^2 + y^2}) \quad (3-2.c)$$

となる。ここに、 m は構造物の単位長さ当たりの質量、 EI は構造物の曲げ剛性、 B は構造物の x 断面の水線幅、 $\int_{\Omega} dx$ は構造物の長さ方向の積分、 n_z は法線ベクトルの z 方向成分、 g は重力加速度、 ρ は流体密度、 A_I は入射波振幅成分、 $H(\theta, k)$ は Kochin 関数、 K は波数である。

(3-2)式の汎関数の第一変分をとると,

$$\begin{aligned} \delta \Pi = & \left[\omega^2 \int_{\Omega} m u dx - \rho g \int_{\Omega} B u dx - \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial x} (EI \frac{\partial u}{\partial x}) dx \right. \\ & \left. - i \omega \rho \iint_{\Gamma_H} \phi n_z dS \right] \delta u - \rho \iiint_{\Omega} \delta \phi \Delta \phi dx dy dz \\ & + \rho \iint_{\Gamma_H} \delta \phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi \right) dx dy + \rho \iint_{\Gamma_H} \delta \phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} - i \omega u n_z \right) dS \\ & + \rho \iint_{\Gamma_0} \delta \phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} - V \right) dS + \left[EI \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\delta u}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (EI \frac{\partial u}{\partial x}) \delta u \right]_{x=0,L} \quad (3-3) \end{aligned}$$

となる。よって, 自然条件は $\delta \Pi = 0$ より,

$$\begin{aligned} \omega^2 \int_{\Omega} m u dx - \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial x} (EI \frac{\partial u}{\partial x}) dx - \rho g \int_{\Omega} B u dx &= i \omega \rho \iint_{\Gamma_H} \phi n_z dS \quad (3-4.a) \\ EI \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} (EI \frac{\partial u}{\partial x}) = 0 &\quad \text{at } x=0, L \quad (3-4.b) \\ \Delta \phi &\quad \text{in } \Omega \quad (3-4.c) \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 &\quad \text{on } \Gamma_F \quad (3-4.d) \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} - i \omega u n_z = 0 &\quad \text{on } \Gamma_H \quad (3-4.e) \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} = V \quad (\equiv \frac{\partial \phi^0}{\partial n}) &\quad \text{on } \Gamma_0 \quad (3-4.f) \end{aligned}$$

ただし,

$$\phi = \phi^0 \equiv \phi_1 + H(\theta, K) \frac{e^{kz + i(KR - \tilde{\omega}t)}}{\sqrt{R}} \quad \text{on } \Gamma_0 \quad (3-5)$$

である, 流体に関する基礎方程式, 境界条件及び構造物の運動方程式を与えている。

さらに, Sommerfeldの放射条件を用いた定式化を考える。仮想境界を $R \rightarrow \infty$ における円筒面とし, 構造体の変位によって生じる発散波及び diffraction wave の速度 potential を $\phi - \phi_1$ とすれば, Sommerfeld の放射条件は,

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left\{ \frac{\partial(\phi - \phi_1)}{\partial R} + \frac{1}{2R} (\phi - \phi_1) + iK(\phi - \phi_1) \right\} = 0 \quad (3-6)$$

となり, さらに変形して,

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi}{\partial R} + \frac{1}{2R} \phi + iK \phi + g_1 \right) = 0 \quad \text{on } \Gamma_0 \quad (3-7)$$

ただし, $g_1 = -(\frac{\partial \phi}{\partial R} + \frac{1}{2R} \phi_1 + iK \phi_1) = 0$ である。

よって, 上式を考慮した変分原理は (3-2)式の汎関数の最初の3項を π^0 として,

$$\pi^0[u, \phi] = \pi^0 + \frac{\rho}{2} \iiint_{\Omega} (\nabla \phi)^2 dx dy dz$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\rho \omega^2}{2g} \iint_{\Gamma_F} \phi^2 dx dy - i \omega \rho \iint_{\Gamma_H} \phi \cdot u n_z dS \\ & + \frac{\rho}{2} \iint_{\Gamma_0} \left(\frac{1}{2R} \phi^2 + iK \phi \right) dS + \rho \iint_{\Gamma_0} g_1 \phi dS \\ & = \text{stationary} \quad (3-8) \end{aligned}$$

ただし, $g_1 = -(\frac{\partial \phi}{\partial R} + \frac{1}{2R} \phi + iK \phi)$ のように定義できる。

3-2. 仮想境界を構造体近傍に設定した場合

仮想境界 Γ_0 を構造体の近傍に設け, 外部領域の速度 potential を Γ_0 上の source 分布によって表現すると,

$$\phi^0 = \phi_1 + \iint_{\Gamma_0} \sigma(Q) G(P, Q) d\Gamma \quad (3-9)$$

ここで, $\sigma(Q)$ は source 分布の強さ, $G(P, Q)$ は Green 関数であり, 無限水深の場合は,

$$\begin{aligned} G(x, y, z; x', y', z') &= \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \\ &+ \frac{g}{\omega} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} \frac{\xi e^{\xi(z+z') - iK(\tilde{\omega} - \tilde{\omega}')}}{(\frac{x-x'}{2} + i\xi)^2 + g\xi} d\xi \quad (3-10.a) \end{aligned}$$

$$\text{ただし, } R_1 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (3-10.b)$$

$$R_2 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \quad (3-10.c)$$

$$\tilde{\omega} = X \cos \theta + Y \sin \theta \quad (3-10.d)$$

$$\tilde{\omega}' = X' \cos \theta + Y' \sin \theta \quad (3-10.e)$$

であり, μ は Rayleigh の仮想摩擦係数である。

Γ_0 上で $\phi = \phi^0$ を拘束すると変分原理は,

$$\begin{aligned} \pi^*[u, \phi] &= \pi^0 + \frac{\rho}{2} \iiint_{\Omega} (\nabla \phi)^2 dx dy dz - \frac{\rho \omega^2}{2g} \iint_{\Gamma_F} \phi^2 dx dy \\ & - i \omega \rho \iint_{\Gamma_H} \phi u n_z dS - \rho \iint_{\Gamma_0} V(P) \phi d\Gamma \\ & = \text{stationary} \quad (3-11.a) \end{aligned}$$

under

$$\phi = \phi^0 \equiv \phi_1 + \iint_{\Gamma_0} \sigma(Q) G(P, Q) d\Gamma \quad (3-11.b)$$

on Γ_0

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = V(P) \equiv \frac{\partial \phi}{\partial n} + 2\pi \sigma(P) + \iint_{\Gamma_0} \sigma(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) d\Gamma \quad (3-11.c)$$

のように定義できる。すなわち, (3-11.a)式の汎

関数の第一変分をとり、 $\delta\pi=0$ とすると、自然条件として、(3-4.a-e)式及び(3-11.c)式が求まる。

以上で、外部領域の速度 potential を仮想境界上の source 分布により表示した場合の変分原理の定式化に際して、仮想境界の設定位置を構造物から無限遠、近傍とした場合の流体-構造物系の統一された変分原理が示された。無限遠に仮想境界を設定した場合において Sommerfeld の放射条件を用いた変分原理の定式化がなされた。

仮想境界を構造物近傍に設定し、外部領域の速度 potential を仮想境界上の source 分布により表示した場合では、仮想境界の位置及び形状をある程度任意にとることができ、解析すべき領域は必要最低限度でよい。また、有限水深の Green 関数を用いるならば海底形状が変化する場合についても解析可能である。よって、本論では、この変分原理を用いることにする。

4. 運動-振動方程式

前章 3-2 節で示された変分原理から、有限要素法を用いて運動-振動方程式の定式化を考える。ここで、必要となる概念は、流場の速度 potential が、入射波の速度 potential、散乱波の速度 potential (diffraction potential) Φ_D 、発散波の速度 potential (radiation potential) Φ_R で表現されることである。すなわち、

$$\Phi_D = \phi_D e^{i\omega t} \quad (4-1.a)$$

$$\Phi_R = \phi_R e^{i\omega t} \quad (4-1.b)$$

と定義すれば、内部領域の速度 potential は、

$$\Phi = \Phi_D + \Phi_R \quad (4-2)$$

と表わされ、未知量は Φ_D, Φ_R である。

そこで、流体領域の 2 次元近似を考え、strip 法によって未知量を ϕ_R のみで流体作用を考える。さらに、波浪応答解析の際、流体力の周波数依存を考慮する必要から、流体作用の各係数 matrix の構造特性 matrix への重ね合わせを、基準座標に変換した後に行なう。

4-1. 流体領域の 2 次元近似

strip 法においては、

$$\iiint_{\Omega} (\nabla \phi)^2 dx dy dz \doteq \int_L dx \cdot \iint_{\Omega_s} (\nabla \phi_s)^2 dy dz \quad (4-3)$$

として、2 次元問題の解を利用する。ただし、本学は 2 次元値を表すものとする。

そこで、(3-4.a)式右边を次の様に分離する。

$$i\omega p \iint_{\Gamma_h} \phi n_z dS = i\omega p \iint_{\Gamma_h} \phi_R n_z dS + i\omega p \iint_{\Gamma_h} (\phi_D + \phi_R) n_z dS \quad (4-4)$$

(4-4)式右边第一項は、radiation force を表わし、

$$i\omega p \iint_{\Gamma_h} \phi_R n_z dS = i\omega p \int_L u dx \int_{\Gamma_h} \psi_{R0} n_z da \quad (4-5)$$

となる。ここで、 ψ_{R0} は単位振幅速度に対する 2 次元 radiation potential であり、

$$\phi_{R0} = i\omega u \psi_{R0} \quad (4-6)$$

である。さらに、(4-5)式で時間項を含めて考え加速度項、速度項に分解すれば、

$$p \int_L \{-\omega^2 f_c + i\omega(-\omega f_s)\} u dx \quad (4-7.a)$$

$$\text{ただし、} \int_{\Gamma_h} \psi_{R0} n_z da = f_c + i f_s \quad (4-7.b)$$

すなわち、 x 断面の付加質量 A_0 、造波減衰係数 C_0 は、次式で表わされる。

$$A_0 = p f_c, \quad C_0 = -p \omega f_s \quad (4-8)$$

さて、(4-4)式右边第二項は、波浪強制力 F を表わす。そこで、

$$\phi_D + \phi_R = \frac{i g}{\omega} a (\psi_I + \psi_o) \quad (4-9)$$

とおき、構造物表面の境界条件及び Green 定理を用いると、

$$F = -p g a \iint_{\Gamma_h} (\psi_R \frac{\partial \psi_I}{\partial n} - \psi_I \frac{\partial \psi_R}{\partial n}) dS \quad (4-10)$$

となる。これは ordinary strip method¹²⁾ によると、 x 断面に働く波浪強制力 F_0 は、

$$F_0 = -p g a \frac{\sin(k \frac{B}{2} \sin \alpha)}{k \frac{B}{2} \sin \alpha} e^{kD + ikx \cos \alpha} (B - k) \int_{\Gamma_h} \psi_{R0} n_z da \quad (4-11)$$

と表わされる。ただし、 D は平均吃水である。

よって, (4-5), (4-11) 式より (4-4) 式が 2 次元 radiation potential で近似された。

すなわち, 流体作用は Fig. 4-1 に示される 2 次元 radiation 問題のみ考えればよいことになる。特に, 本論における波浪応答解析では, radiation 問題の解として得られる heaving (上下揺) の流体力 (付加質量, 造波減衰係数) のみ必要となる。

仮想境界を構造物近傍に設定し, 外部領域の速度 potential を仮想境界上の source 分布により表示した場合の 2 次元 radiation 問題の有限要素解析につりまは, 既に著者の一人が文献¹⁰⁾で示し, その有用性についても論じられている¹¹⁾ので, 本論では, 2 次元流体力が求まったとして議論を進める。

4-2. 運動-振動方程式の定式化

解析対象とする構造物の有限要素分割を行ない, 各方向変位振幅 u を補間関数 N によって節点変位ベクトル Z に補間する。

$$u = N Z \quad (4-12.a)$$

ここで, Fig. 4-2 に示す梁要素を考える。添字 e が要素に関する諸量を意味するものとすれば,

$$\{Z\}^T = [u_j, \theta_j, u_k, \theta_k] \quad (4-12.b)$$

と定義して, 補間関数を自然座標系を用いて表現すれば,

$$N = [L_j^2(3-2L_j), L_j^2 L_R L_e, L_R^2(3-2L_R), -L_j L_R L_e] \quad (4-12.c)$$

ただし, $L_j = 1 - \bar{x}/L_e$, $L_R = \bar{x}/L_e$, $\bar{x}$ は要素局部座標であり, $\bar{x} = x - x_j$ また, L_e は要素全長である。

構造物に関する要素剛性 matrix K^e 及び要素(整合)質量 matrix M^e は通常の手法により求め, 流体作用による付加質量, 造波減衰係数のつくる matrix 及び波浪強制力の(複素)振幅ベクトルは, 前節の近似を考慮して, 各々,

$$M_A^e = \int_0^{L_e} N^T A_n N dx \quad (4-13.a)$$

$$C_w^e = \int_0^{L_e} N^T C_n N dx \quad (4-13.b)$$

$$F^e = \int_0^{L_e} N^T F_0 dx \quad (4-13.c)$$

となる。また, 流体復元力の matrix は,

$$K_C^e = \int_0^{L_e} N^T \rho g B N dx \quad (4-13.d)$$

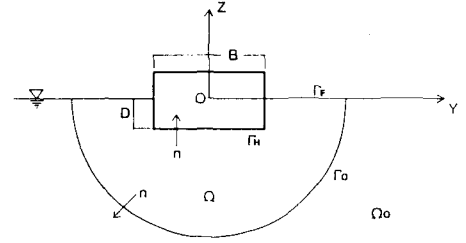


Fig. 4-1 Coordinate system for 2-dimensional radiation problem

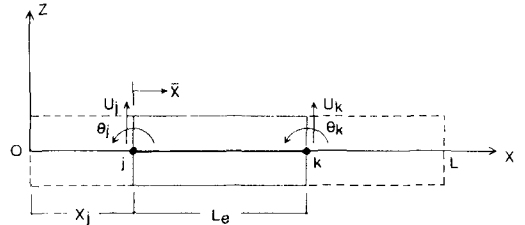


Fig. 4-2 Beam element

である。

そこで, これらの各係数 matrix を全体座標系へ組み立て, 添字 e を省くと, 離散化された運動-振動方程式は, 次式で表わされる。

Mode	Mode Shape
0 - node (Heave)	
1 - node (Pitch)	
2 - node	
3 - node	
4 - node	
...	...

Fig. 4-3 Dry mode shapes

$$-\omega^2 M Z + K Z = \omega^2 M_A(\omega) Z - i \omega C_w(\omega) Z - K_C Z + F(\omega) \quad (4-14)$$

さて, 流体作用のない場合の固有値問題

$$K X = \omega_r^2 M X \quad (4-15)$$

より決定されるモード形 X は Fig. 4-3 に示す様な dry mode 形となる。また, ω_r は dry mode における固有振動数であり, $\omega_0 = \omega_r = 0$ となる。

次に P を dry mode の基準座標とすれば,

$$Z = X P \quad (4-16)$$

実験方法として、Fig.5-1に示す様に模型を水槽中央部に配置し、造波機より波周期0.5~2.0 sec, 波高3 cmの規則波を入射角 $\alpha=0$ で造波させた。計測方法として、Fig.5-3に示す様に動揺測定装置のヒービングロッドを分割模型の各ブロックの中央部で接続し、動揺測定装置のポテンシオメーターから各ブロックの上下(Z)方向変位を測定した。また、ひずみゲージを分割模型とスチールとの各結合点の中央部分に接着し、2ゲージ法により曲げひずみを検出した。さらに、波高計により波高等を測定した。(Photo 5-1参照)

5-2. 数値計算

2次元流体力の有限要素法¹⁰⁾による計算結果をFig.5-4に示す。縦軸は以下の無次元表示とした。

$$A_0 = \rho \pi \left(\frac{B}{2}\right)^2 \cdot AM, \quad C_0 = \rho g / \omega^2 \cdot \bar{A}$$

ここで、横軸は $KB/2 = \omega^2 g \cdot B/2$ であり、周波数の無次元数となっている。解析に際して三角形要素を用い、Z軸に関して対称とし、分割数を62要素とした。計算時間は1周波数約50秒程度であった。

波浪応答解析では、構造体を40要素分割し、流体作用は等価節点力として扱った。また、 $E = 2.1 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$, $\rho = 1.02 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{sec}^2/\text{cm}^4$, スチールの有効長さを164 cmとした。さらに、応答量算出の際、考慮したモードは、0節から9節モードまでとした。

5-3 考察

< P 値に関する考察 >

Fig.5-5~7は各々Type 1~3に関する(4-17)式のP値の計算結果である。横軸は(模型全長)/(入射波波長)であり、 $L/\lambda = L/2\pi \cdot K = L/2\pi \cdot \omega/g$ となり、周波数の無次元数である。この表示法では、運動応答は低周波の範囲で卓越し、振動応答は運動応答の領域より高周波となる。

Type 1~3のP値を較べると、弾性振動モード($r \geq 2$)が剛体運動モード($r=0,1$)に接近していくのが判る。2節モードの同調点はType 1では $L/\lambda \approx 7.6$, Type 2,3では図から判断できないが、減衰項を無視した計算から判断すると、Type 2: $L/\lambda \approx 3.5$, Type 3: $L/\lambda \approx 2.3$ であった。

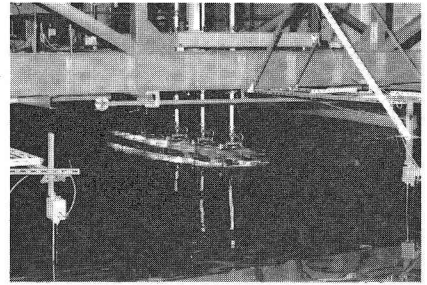


Photo 5-1 Model in waves

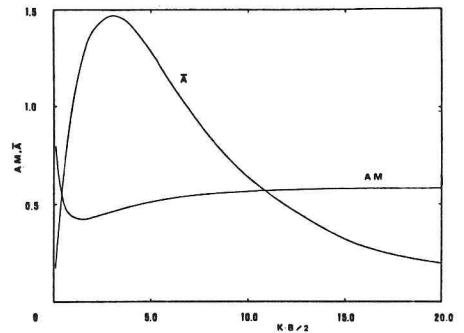


Fig.5-4 Hydrodynamic forces in heave

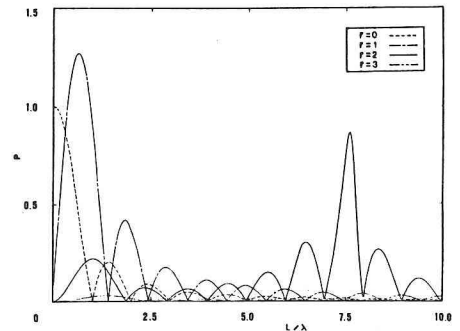


Fig.5-5 P values for steel type 1

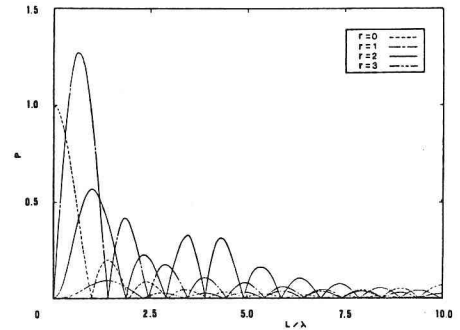


Fig.5-6 P values for steel type 2

3節モードの同調点は、Type 1, 2 では $L/\lambda > 10$ であり、Type 3 で $L/\lambda \approx 5.9$ である。4節モード以上の同調点は、 $L/\lambda > 10$ である。

また、これらの周波数以外にもピークがあることから、モード間連成の影響が増大していると考えられる。特に、運動応答の領域での連成影響は大きく、2節モードの場合、Type 1 では同調点のP値の0.2倍、Type 2：1.7倍、Type 3：2.3倍である。3節モードの運動領域への連成影響は、Type 3の場合、 $L/\lambda = 1.4$ のとき $P_3 = 0.26$ であった。さらに、高次モードの連成影響は、図示されていないが、P値 = 0.02~0.06 程度の値を示した。

よって、超大型浮遊式海洋構造物の波浪応答解析では、運動と振動とを統一的に扱った解析が必要となり、モード間連成の影響を十分に検討する必要があると考えられる。

〈変位応答に関する考察〉

分割模型の各ブロックの入射波側から Block 1, 2, 3 として、これらの2方向変位振幅の周波数応答を Fig. 5-8~16 に示す。縦軸は、変位振幅の波振幅による無次元表示とした。実験値と計算値との比較検討を行う。

Block 1 の2方向変位をスチール各Typeについて Fig. 5-8~10 に示す。Type 1 に関する Fig. 5-8 では、実験値と計算値はよく一致している。また、剛体運動変位としての計算値 ($r=0, 1$ を考慮) とほぼ同じ傾向を示している。Type 2 に関する Fig. 5-9 では、実験値と計算値はほぼよく一致しているが、剛体運動としての計算値より実験値の方が上回る傾向にある。特に Type 3 に関する Fig. 5-10 において、P 値計算結果よりモード間連成影響が増大していると推定された $L/\lambda \approx 1.0 \sim 2.5$ の範囲では、実験値は剛体運動の計算値の2倍近い値を示すこともある。よって、浮遊構造物が超大型となった場合、剛体運動のみ扱う計算では、変位応答の推定は難しくなってくると考えられる。また、Fig. 5-8~10 とともに、 $L/\lambda \approx 0.7$ 付近のピークで計算値が実験値を上回っているが、この付近では運動応答が卓越し

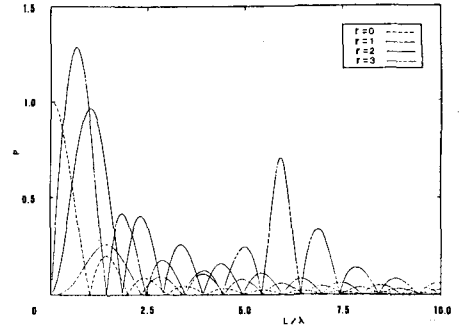


Fig.5-7 P values for steel type 3

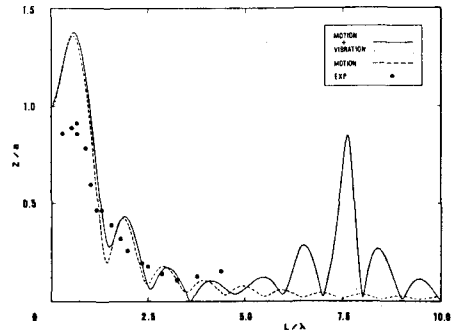


Fig.5-8 Z-directional displacement at block 1 for steel type 1

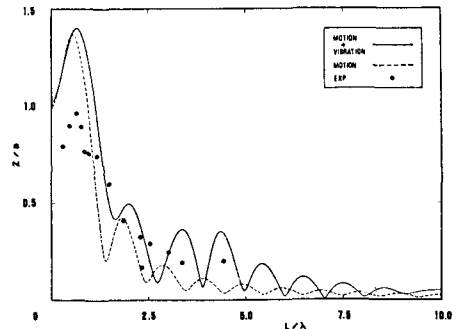


Fig.5-9 Z-directional displacement at block 1 for steel type 2

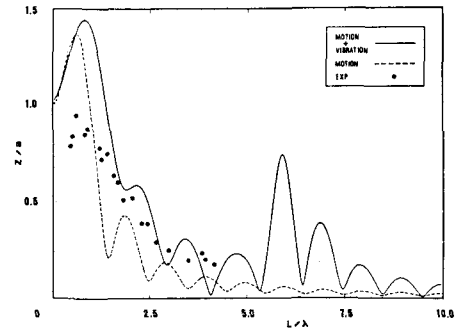


Fig.5-10 Z-directional displacement at block 1 for steel type 3

船舶等における従来の波浪応答解では流体の粘性影響であると説明されている。¹³⁾

Block 2 について、各 Type の z 方向変位を Fig. 5-11 ~ 13 に示す。各 Type とも実験値と計算値はよく一致している。この位置での変位量は、2 節モードの節の位置に近いと推論されるので、運動成分が卓越していると考えられる。

Block 3 の各 Type の z 方向変位を Fig. 5-14 ~ 16 に示す。これらは、運動応答の卓越する $L/\lambda \approx 1.5$ 以下で実験値が若干高めになっているが、これは実験模型を分割模型としたために生じたと考えられる。しかし、両者の傾向はよく一致している。

以上、 z 方向変位振幅の周波数応答に関して実験値と計算値との比較により両者の傾向はよい相関を示していることが判った。

〈応力応答に関する考察〉

Block 2 と 3 の中央点を Point 2, Block 3 と 4 の中央点を Point 3 とする。(4-19) 式より求めた曲げモーメント M の周波数応答を Fig. 5-17 ~ 22 に示す。縦軸は、 $M/\rho g B L^2 a$ の無次元表示とした。

Point 2 について、各スチール Type の曲げモーメントを Fig. 5-17 ~ 19 に示す。各 Type とも、 $L/\lambda = 2.1$ 付近でピークのずれが認められる。これは、有限要素分割数を減らした計算によると実験値の傾向に近づくことから、実験模型の分割による影響であると考えられる。また、 $L/\lambda = 1.2$ 付近のピークでは、剛性が減小するほど実験値が計算値を下回ることから、モード間連成による弾性影響があると考えられる。特に、Type 1 の $L/\lambda = 7.6$ 付近の高周波域では造波減衰が減少するので応答量が增大している。構造減衰を考慮した解析結果の検討が必要であると考えられる。

Point 3 についての曲げモーメントを Fig. 5-20 ~ 22 に示す。上記の傾向が若干見られるが、実験値と計算値とはほぼよく一致している。

以上、応力応答として曲げモーメントの周波数応答に関して考察したが、実験値と計算値はほぼよい相関

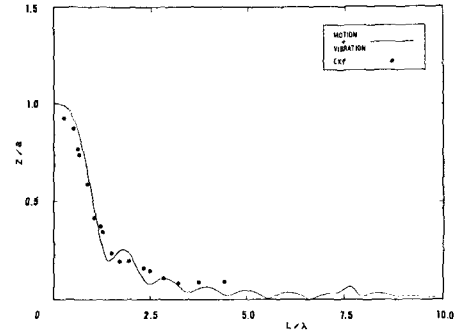


Fig. 5-11 Z-directional displacement at block 2 for steel type 1

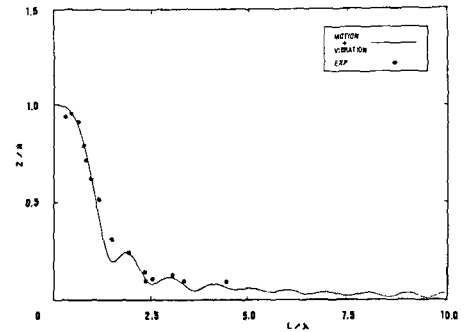


Fig. 5-12 Z-directional displacement at block 2 for steel type 2

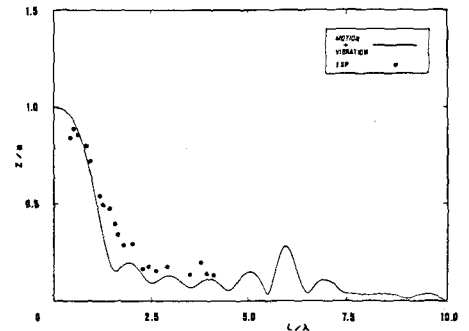


Fig. 5-13 Z-directional displacement at block 2 for steel type 3

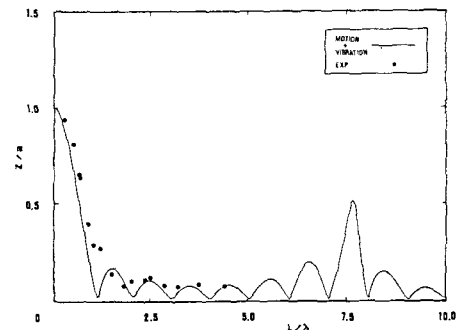


Fig. 5-14 Z-directional displacement at block 3 for steel type 1

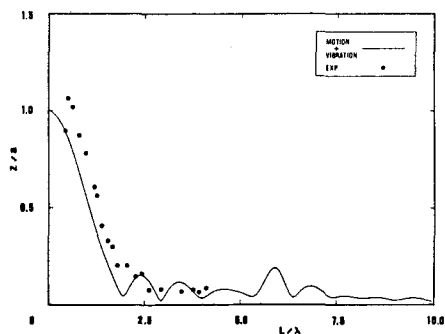


Fig.5-15 Z-directional displacement at block 3 for steel type 2

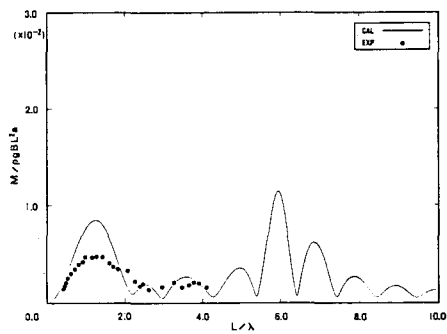


Fig.5-19 Bending moment at point 2 for steel type 3

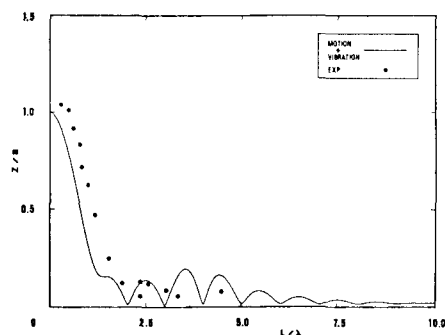


Fig.5-16 Z-directional displacement at block 3 for steel type 3

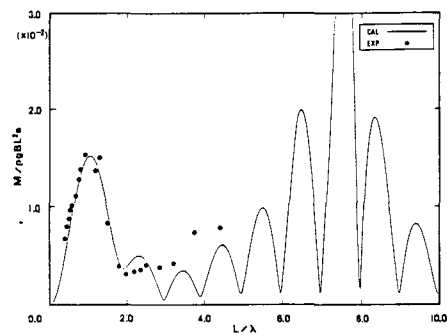


Fig.5-20 Bending moment at point 3 for steel type 1

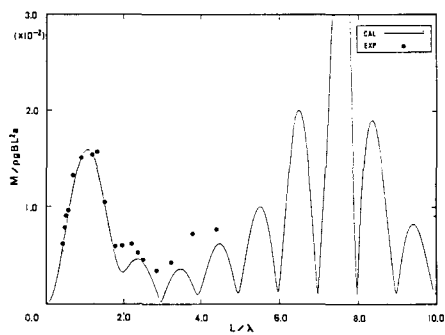


Fig.5-17 Bending moment at point 2 for steel type 1

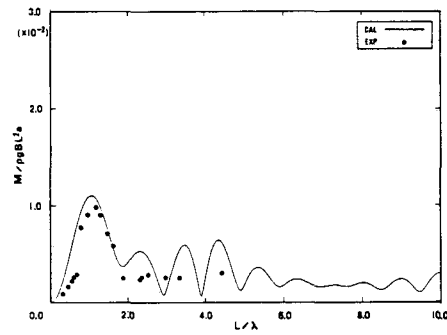


Fig.5-21 Bending moment at point 3 for steel type 2

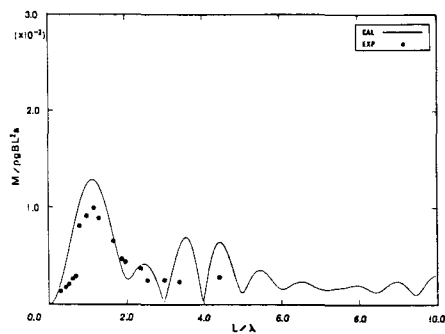


Fig.5-18 Bending moment at point 2 for steel type 2

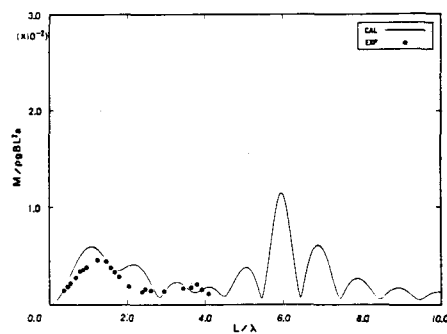


Fig.5-22 Bending moment at point 3 for steel type 3

を示していることが判った。尚、固有値解析には、Householder 法を用い、計算時間は $\frac{1}{4}$ のきざみ 0.025 で 147 秒であった。

6 まとめ

超大型浮遊式海洋構造物の波浪による運動-振動応答特性を究明する為に、流体力の周波数依存を考慮した場合の有限要素法による運動-振動応答解析手法を展開し、分割模型による水槽実験と数値計算結果の比較検討を行なった。その内容は以下の様に要約される。

(1) 一色による Hamilton-Dirichlet の原理を出発点として、外部領域の速度 potential を仮想境界上の source 分布により表示した場合の流体-弾性梁系の統一された変分原理の定式化を行なった。ここでは、仮想境界の設定位置の違いによる 2 種類の変分原理が示され、Sommerfeld の放射条件を用いた統一された変分原理についても示した。さらに、仮想境界を構造物近傍に設けた場合の有限要素解析上の有用性について述べた。

(2) この変分原理を用いて、流体領域の 2 次元近似を行ない、strip 法によって波浪強制力を radiation potential を用いて表現し、有限要素法による運動-振動方程式の定式化を行なった。本法の特徴として、strip 法を用いることにより、流体作用は 2 次元 radiation potential のみで表現され解析上簡単化された。また、応答解析において、流体力の周波数依存を考慮する為に、流体と構造物との動的相互作用は基準座標で議論する立場をとっている。

(3) 本法による数値計算と模型実験結果の比較検討から、結果は次の様にまとめられる。

a) P 値計算結果から、浮遊構造物が超大型化した場合、特に 2 節モードの P 値のピークが運動応答量の大きい低周波域に接近する。このとき、運動モードに与える連成影響は大きく、2 節同調点の大きさの約 2 倍の P 値を示した。

b) P 値計算より推定されたモード間連成影響の増大した低周波域では、変位応答は剛体運動の計算値と較べ 2 倍近い値を示すこともある。

c) 変位応答及び応力応答に関する計算値と実験値の傾向について良い相関が得られた。本手法の妥当性が認められる。

謝 辞

本研究の指針を与えて下さった東大・生研・前田久明教授、貴重御助言を頂いた日大・理工・田治見宏教授、石丸辰治助教授、並びに、日立造船技術研究所・一色浩氏に深く感謝します。

尚、水槽実験には、日本大学学術助成金(総合研究)の援助を受けた。また、数値計算には日大理工計算機センター HITAC-8700, M-200 を使用し

参 考 文 献

- (1) Maeda, H.: "Notes of the Theory for the Elastic Ship Motions-Vibrations in a Vertical Plane", Dept. Nav. Arch. & Mar. Eng., Univ. of Michigan, to be published (1977)
- (2) Bishop, R.E.D., Taylor, R.E. and Tam, P.K.Y.: "A Unified Dynamic Analysis of Ship Response to Waves", The Royal Inst. of Nav. Arch. Vol. 119 (1977)
- (3) Chertock, G.: "The Flexural Response of Submerged of Floating Body to an Underwater Explosion, Part I-Theory" DTMB-Report C-514 (1952)
- (4) Yoshida, K. and Ishikawa, K.: "Elastic Structural Response of Semi-Submersibles in Regular Waves", 11th sym. on Nav. Hydrodynamics (1976)
- (5) 田村 隆雄: 「船体の Wave Induced Vibration の計算法について」西船造船会報 第 48 号 (1974)
- (6) 橋本 州史、藤野 正隆、佐藤 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グについて」日本造船学会論文集 第 144 号 (1978)
- (7) Toki, N.: "A Study on the Behavior of Huge Floating Structures in Regular Waves", J. Soc. Nav. Arch. Japan Vol. 146 (1979)
- (8) Zienkiewicz, O.C. and Betts, P.: "Fluid-Structure Dynamic Interaction and Wave Force. An Introduction to Numerical Treatments", International Journal for Num. Meth. Eng. Vol. 13 (1978)
- (9) 一色 浩: 「波浪中の浮体の運動に関する Hamilton-Kelvin および Hamilton-Dirichlet の原理」関西造船協会誌 Vol. 169 (1978)
- (10) 増田 光一: 「有限要素法による波浪中の海洋構造物に働く流体力に関する基礎的研究」日本大学博士論文 (1978)
- (11) 増田 光一、加藤 淳: 「有限要素法による浮遊式消波装置の基礎的研究」関西造船協会誌 第 174 号 (1979)
- (12) 高石 敬史、黒井 昌明: 「波浪中船体運動の乗用計算法」日本造船学会 第 2 回耐航性に關するシンポジウム (1977)
- (13) 山下 誠也、片桐 徳三: 「浅吃箱形浮体の横揺れに関する系統的実験結果」第 24 回海洋工学年會発表資料 (1979)
- (14) 岡本、増田、加藤: 「日本建築学会学術講演梗概集 (1980)」(15) 岡本、増田、加藤: 「第 30 回応用力学連合講演会論文抄録集 (1980)」(16) 岡本、増田、加藤: 「日本建築学会学術講演梗概集 (1981)」

MOTIONS-VIBRATIONS RESPONSE CHARACTERISTICS
FOR HUGE FLOATING STRUCTURES DUE TO WAVES

--- In case of analysis taken account of frequency
dependency of the hydrodynamic forces ---

by Kyoichi OKAMOTO*, Dr. Koichi MASUDA**, Dr. Wataru KATO***

In the near future, " huge " floating structures, such as floating airports, which become far larger in size than the existing ones, seem to be brought into existence.

In wave response analysis of these structures, it may be necessary to analyse the motion as a rigid body while taking also account of the elastic vibration.

The object of this paper is to understand the characteristics of wave-induced motion and vibration for huge floating structures.

In this paper, the authors have applied the finite element method to the dynamic coupling problem of the fluid-elastic beam system, and investigated wave-induced motion and vibration taking account of frequency dependency of the hydrodynamic forces. Finally the experiment and calculation results were compared with each other, and good agreement obtained.

As a result of the above, the following point cleared that

- (1) this method is reasonable,
- (2) in case of the huge floating structures, the effects of elasticity should not be neglected,
- (3) the effect of coupling among the modes to low frequency region should be taken sufficiently into consideration.

* Graduate student of Nihon University

** Lecturer of Nihon University

*** Pro. of Nihon University