

有限要素法による大型浮体構造物の波浪応答解析

梶田幸秀¹・宇都宮智昭²・渡邊英一³

¹学生会員 工修 京都大学大学院工学研究科博士後期課程 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学大学院助教授 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

³フェロー Ph.D. 工博 京都大学大学院教授 工学研究科土木工学専攻

(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

本論文は有限要素法により大型浮体構造物の波浪応答解析を行ったものである。従来、データ作成や記憶容量における不利、ならびに無限境界の処理が必要となるため、あまり研究されなかった。しかしながら、コンピューターの発達や無限要素を用いることにより、有限要素法の波浪応答解析への適用は十分可能であることを示した。また、他の解析手法との比較を行い、本研究で開発したプログラムの妥当性についても言及している。縦 1000(m)、横 500(m)、喫水 4(m)の大型浮体構造物を対象とし、浮体構造物を均質な板としてモデル化を行い、波の入射方向や、入射波の波長、ポアソン比などを変化させ、波浪応答に与える影響について述べている。

Key Words : large floating structure, wave response analysis, finite element method, infinite element, hydroelastic analysis

1. 序論

近年、さらなる社会発展のため、大型浮体構造物が着目されている。大型浮体構造物は、既存の海洋構造物と異なり、前例のない大規模超薄型構造物である。そのため、波浪、風、潮流などの外力により、全体が運動しながら弾性変形を行うため、複雑な応答現象を解析する技術が必要となる。浮体構造物の波浪応答解析は、浮体表面上の境界条件を満たす境界値問題として扱われる。現在のところ、この問題の解析法として、境界要素法が実績のある解析法として用いられている¹⁾。この理由として、境界要素法では、無限領域を扱いやすく、特に適当な Green 関数を用いた場合には、要素分割が浮体構造物表面上のみでよいということがあげられる。

一方、様々な工学の分野で用いられている有限要素法は、不均一な物質、任意形状、非線形特性などを持つ場合にも適用できるほか、構造物と流体の連成振動解析²⁾が容易であるなどの利点を持っている。しかしながら、波浪応答解析においては、無限領域の処理や浮体構造物と流体領域の両方の要素分割を必要とするため、自由度の増大などが境界要素法に比べて不利となる。過去に有限要素法により行われ

た研究^{3), 4)}では、O.C.Zienkiewiczらによって開発された無限要素⁵⁾を用いることにより、無限遠処理に要する計算時間も一般の有限要素に要する時間とほとんどかわらずに行っているが、浮体構造物の代表長さ(長手方向の長さ) L と入射波長 λ の比、波長比 (L/λ) が1よりも小さい長周期の波を取り扱っている。また、藤久保ら⁶⁾は長さ5000(m)の浮体を取り上げているが、この研究では、浮体構造物を一次元の梁に置き換えて解析している。このように、有限要素法による三次元大型浮体構造物の波浪応答解析はほとんど行われていない状況にある。

一方、本解析で実績のある境界要素法を用いた研究では、波長比 (L/λ) が5から50といった波での解析を行っている^{7), 8), 9), 10), 11), 12)}。これらの研究は、浮体構造物の応答変位を求める方法により大きく二通りに分けられる。一つは、モード法を用いた方法であり、宇都宮ら⁷⁾、Wuら⁸⁾、Newmanら⁹⁾、柏木¹⁰⁾などはこの方法を用いている。これらの研究では、板の曲げ変形モードを両端自由梁の固有モード関数を直交2方向に重ね合わせることで近似的に表現している。この方法では、流体力解析と浮体構造物の応答解析を分離して行えること、また、浮体構造物の応答解析の自由度を大幅に縮約できること、とい

った利点があるが、複雑な形状の浮体構造物への対応には工夫を要する。一方、矢後ら¹¹⁾や Mamidipudiら¹²⁾は離散化法により浮体構造物の応答解析を行っている。離散化法は、浮体の節点自由度に関する運動方程式より直接、浮体構造物の応答変位を求めるため、複雑な形状の構造物へも容易に対応可能であるが、一般に流体領域と浮体部の節点を一致させる必要性から、浮体構造物の応答解析への自由度が増大する。そのため、この方法では、波長比は5から10までの解析例しかない。

境界要素法は、波浪応答解析の分野では、一般的な解析法として成果を上げている。しかしながら、今後、水深変化の影響や、防波堤の影響、係留系の考慮などを考えた場合、高い汎用性と拡張性を持った有限要素法により三次元での波浪応答解析を行う重要性も高いと考えられる。現在までは、自由度の多さというハード面での不利のため研究されることが少なかったが、コンピュータの発達が著しい現在、大型浮体構造物の三次元波浪応答解析に有限要素法を適用することは可能であると考えられる。そこで本研究では、大型浮体構造物の波浪応答解析を有限要素法により行う。なお、浮体構造物の応答変位は離散化法で求め、縦 1000(m)、横 500(m)、高さ 11(m)、喫水 4(m)の大型浮体構造物に対して、波長比 10 までの解析を行う。

2. 解析理論

(1) 流体運動の定式化

a) 支配方程式と境界条件

Fig.1 に示すように座標系をとった一定水深 d の海域に任意形状浮体があり、 x 軸負の方向から波が入射し、その波力によって浮体が微小運動しているものとする。波は片振幅波高さ ζ_a 、角速度 ω の規則波とする。流体運動は微小で非回転とし、流体は非粘性、非圧縮の完全流体とする。この仮定を用いると流体運動は複素速度ポテンシャル $\Phi(x,y,z,t)$ によって記述される。しかしながら、浮体部の運動方程式を定式化する際には、浮体に作用する外力（波力）を圧力により表すため、流体運動についても圧力により定式化することにする。流体の密度を ρ とすると、速度ポテンシャル $\Phi(x,y,z,t)$ と圧力 $P(x,y,z,t)$ は線形ベルヌーイ式より式(1)のように関係づけられる。なお、本論文では、特に断りのない限り圧力は動水圧のことを表しているものとする。

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (1)$$

入射波は角速度 ω の規則波を定義しているため、浮体の変位 $U(x,y,z,t)$ 、圧力 $P(x,y,z,t)$ はともに調和振

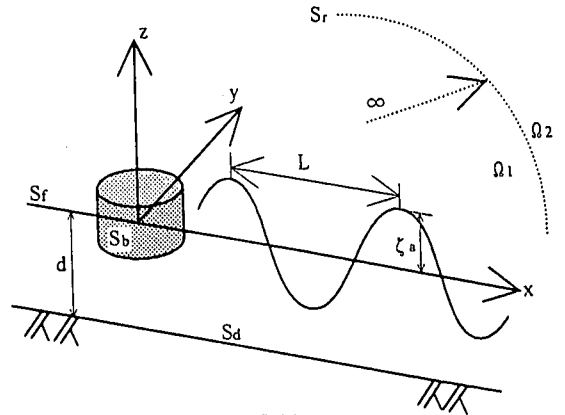


Fig.1 Definition sketch

動している。そこで式(2)、式(3)のように浮体の変位、圧力をそれぞれ大きさと位相に分けて定義する。

$$U(x,y,z,t) = u(x,y,z)e^{-i\omega t} \quad (2)$$

$$P(x,y,z,t) = p(x,y,z)e^{-i\omega t} \quad (3)$$

流体部の運動の支配方程式は式(4)のように表され、境界条件は海底面 S_d 、自由表面 S_f 、浮体表面 S_b 、そして無限境界面 S_∞ で与えられ、それぞれ式(5)から式(8)のように表される。特に式(8)は、Sommerfeldの放射条件¹³⁾と呼ばれ、散乱波、放射波は無限遠方では外に向かって進行する成分のみになるという条件である。 p は浮体動揺にともなう放射波 (radiation wave) による圧力と散乱波 (scattering wave) による圧力の和であり、最終的な圧力 (動水圧) は入射波による圧力 $p_0(x,y,z)$ と p の和になる。

$$\nabla^2 p = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_d) \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g} p \quad (\text{on } S_f) \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{\partial \Phi_0}{\partial n} + \rho \omega^2 \mathbf{n}^T \mathbf{u} \quad (\text{on } S_b) \quad (7)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial p}{\partial r} - i k_0 p \right) = 0 \quad (\text{on } S_\infty) \quad (8)$$

ここで、 Ω は流体領域、 g は重力加速度である。 n は浮体表面における外向きの法線方向、 \mathbf{n} は浮体表面における外向きの法線ベクトル、添え字 T は転置ベクトルを表す。 \mathbf{u} は浮体の変位 (ベクトル) である。式(7)については、浮体表面に作用する圧力は入射波による圧力 p_0 と浮体が動揺することによって発生する圧力に分けられることを表している。 x 軸負の方向から入射する波による圧力 p_0 は式(9)で与えられる。

$$p_0 = -\rho g \zeta_a \frac{\cosh[\kappa_0(z+d)]}{\cosh(\kappa_0 d)} e^{i\kappa_0(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (9)$$

また、 κ_0 は波数で、式(10)に示す分散関係式の正の実数根で表される。

$$\omega^2 = g\kappa \tanh \kappa d \quad (10)$$

b) 変分原理

流体運動の記述は、式(4)から式(8)に示すような偏微分方程式の境界値問題の形で表されるが、変分原理を用いると、汎関数を最小にするような速度ポテンシャルを求める問題と等しくなる。式(4)から式(8)に対応する汎関数は式(11)のようになる。

$$\begin{aligned} \Pi(p) = & \int_{\Omega} \frac{1}{2} \nabla p \nabla p d\Omega - \int_{S_f} \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{g} p^2 dS_f \\ & - \int_{S_s} \frac{1}{2} i\kappa_0 p^2 dS_s + \int_{S_b} \frac{\partial p_0}{\partial n} p dS_b - \rho \omega^2 \int_{S_b} \mathbf{n}^T \mathbf{u} p dS_b \end{aligned} \quad (11)$$

c) 離散化

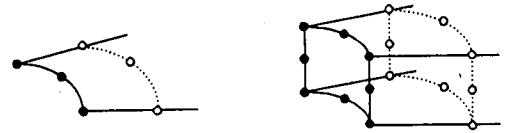
有限要素法解析の定式化を行うにあたって、流体領域を複数の要素に分割する。流体部の任意点における圧力 p は要素を構成する節点での圧力と形状関数によって式(12)のように表される。

$$p = \mathbf{N}^T \mathbf{p} \quad (12)$$

ここで、 \mathbf{N} は形状関数、 \mathbf{p} は要素の節点における圧力である。また添字 \mathbf{T} は転置行列を表す。式(12)を式(11)に代入し、式(11)の汎関数を停留させるようなポテンシャルを求めるため、その第一変分をとると式(13)のように表される。

$$\frac{\partial \Pi(p)}{\partial p} = \frac{\partial \Pi(\mathbf{N}^T \mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \mathbf{H} \mathbf{p} + \mathbf{h} = 0 \quad (13)$$

ここで、 \mathbf{H} を全体マトリックスと呼ぶ。 \mathbf{H} は無限領域 S_f の内側の領域 (有限領域) Ω_1 と外側の領域 (無限領域) Ω_2 においてそれぞれ式(14)、(15)のようになる。ここで無限領域においては円筒座標を用いている。



(a)6-noded infinite element (b)16-noded infinite element

Fig.2 Definition of infinite element

(有限領域)

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & \int_{\Omega_1} \left[\left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x} \right\} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x} \right\}^T \right. \\ & \left. + \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial y} \right\} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial y} \right\}^T + \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial z} \right\} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial z} \right\}^T \right] d\Omega_1 \\ & - \int_{S_f} \frac{\omega^2}{g} \mathbf{N} \mathbf{N}^T dS_f \end{aligned} \quad (14)$$

(無限領域)

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & \int_{\Omega_2} \left[\left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial r} \right\} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial r} \right\}^T \right. \\ & \left. + \frac{1}{r^2} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial \theta} \right\} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial \theta} \right\}^T + \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial z} \right\} \left\{ \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial z} \right\}^T \right] d\Omega_2 \\ & - \int_{S_f} \frac{\omega^2}{g} \mathbf{N} \mathbf{N}^T dS_f - \int_{S_s} i\kappa_0 \mathbf{N} \mathbf{N}^T dS_s \end{aligned} \quad (15)$$

また、 \mathbf{h} は式(16)のように表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{h} = & \int_{S_b} \frac{\partial p_0}{\partial n} \mathbf{N} dS_b - \rho \omega^2 \int_{S_b} \mathbf{N} \mathbf{n}^T \mathbf{u} dS_b \\ = & \mathbf{h}_0 + \mathbf{h}_1 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\mathbf{h}_0 = \int_{S_b} \frac{\partial p_0}{\partial n} \mathbf{N} dS_b \quad (17)$$

$$\mathbf{h}_1 = -\rho \omega^2 \int_{S_b} \mathbf{N} \mathbf{n}^T \mathbf{u} dS_b \quad (18)$$

式(13)と式(16)より式(19)が導き出される。

$$\mathbf{H} \mathbf{p} + \mathbf{h}_0 + \mathbf{h}_1 = 0 \quad (19)$$

d) 要素の形状関数

有限領域では、流体内部を 20 節点立体要素、自由表面および浮体表面においては 8 節点四辺形要素を用い、いずれもセレンディピティ族のアイソパラメトリック要素とした。形状関数については文献 14) を参照した。無限領域では、Fig.2 に示すような W.S.Park ら¹⁵⁾によって提案された 16 節点無限要素と 6 節点無限要素をそれぞれ流体内部と自由表面において用いた。形状関数については文献 15) に記されている。

(2)浮体部の定式化

a)浮体の運動方程式

流体部と浮体部の相互作用を考慮した運動方程式は式(20)のように表される¹⁶⁾。ここで浮体の変位は式(2)で示したとおり調和振動していることが考慮されている。

$$(-\omega^2 \mathbf{M} - i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K}) \mathbf{r} = \mathbf{f}_0 + \mathbf{f}_1 \quad (20)$$

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{N}}^T \mathbf{r} \quad (21)$$

$$\mathbf{f}_0 = \int_{S_0} \bar{\mathbf{N}} \mathbf{n} p_0 dS_0 \quad (22)$$

$$\mathbf{f}_1 = \int_{S_1} \bar{\mathbf{N}} \mathbf{n} p dS_1 \quad (23)$$

ここで、 \mathbf{M} 、 \mathbf{C} 、 \mathbf{K} はそれぞれ浮体の質量、減衰、剛性マトリックスである。 \mathbf{n} は浮体表面における外向きの法線ベクトル、 \mathbf{u} は浮体の任意点での応答変位であり、 \mathbf{r} は浮体の要素を構成する節点での応答変位、 $\bar{\mathbf{N}}$ は浮体表面の要素の形状関数である。 \mathbf{f}_0 は入射波による波力(Froude-Krylov力)、 \mathbf{f}_1 は散乱波(scattering wave)による波力および浮体動揺にともなう放射波(radiation wave)による波力の合波力である。浮体は8節点四辺形板要素を用い、浮体表面は8節点四辺形平面要素を用いた。いずれの要素もセレンディピティ族のアイソパラメトリック要素を用いている。形状関数については、文献14)を参照した。

(3)流体-浮体部の相互作用を考慮した運動方程式

式(19)と式(20)をまとめて表示すると式(24)のようになる。

$$\begin{bmatrix} -\omega^2 \mathbf{M} - i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{H} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{r} \\ \mathbf{p} \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} -\mathbf{f}_1 \\ \mathbf{h}_1 \end{Bmatrix} = -\begin{Bmatrix} -\mathbf{f}_0 \\ \mathbf{h}_0 \end{Bmatrix} \quad (24)$$

流体部と浮体部の相互作用を表すマトリックスを式(25)のように表す。文献16)では、このマトリックスをcoupleマトリックスと定義している。

$$\mathbf{Q} = \int_{S_0} \bar{\mathbf{N}} \mathbf{n} \mathbf{N}^T dS_0 \quad (25)$$

式(18)、式(23)は式(25)に示すcoupleマトリックスを用いると、それぞれ式(26)、式(27)のように表される。

$$\mathbf{f}_1 = \int_{S_1} \bar{\mathbf{N}} \mathbf{n} \mathbf{N}^T p dS_1 = \mathbf{Q} \mathbf{p} \quad (26)$$

$$\mathbf{h}_1 = -\rho \omega^2 \int_{S_1} \bar{\mathbf{N}} \mathbf{n} \bar{\mathbf{N}}^T r dS_1 = -\rho \omega^2 \mathbf{Q}^T \mathbf{r} \quad (27)$$

式(26)、式(27)を式(24)に代入すると、式(28)のように表される。

$$\begin{bmatrix} -\omega^2 \mathbf{M} - i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K} & -\mathbf{Q} \\ -\rho \omega^2 \mathbf{Q}^T & \mathbf{H} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{r} \\ \mathbf{p} \end{Bmatrix} = -\begin{Bmatrix} -\mathbf{f}_0 \\ \mathbf{h}_0 \end{Bmatrix} \quad (28)$$

式(28)の下段における方程式を圧力に関して解くことにより、式(29)を得る。

$$\mathbf{p} = \mathbf{H}^{-1} (-\mathbf{h}_0 + \rho \omega^2 \mathbf{Q}^T \mathbf{r}) \quad (29)$$

式(28)の上段における式(30)に式(29)を代入すると式(31)が得られる。

$$[-\omega^2 \mathbf{M} - i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K}] \mathbf{r} - \mathbf{Q} \mathbf{p} = \mathbf{f}_0 \quad (30)$$

$$\begin{aligned} [-\omega^2 \mathbf{M} - i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K}] \mathbf{r} \\ = \mathbf{f}_0 - \mathbf{Q} \mathbf{H}^{-1} \mathbf{h}_0 + \rho \omega^2 \mathbf{Q} \mathbf{H}^{-1} \mathbf{Q}^T \mathbf{r} \end{aligned} \quad (31)$$

式(31)における右辺の第三項は流体部と浮体部の相互作用による項であり、式(32)、式(33)のように実数部分と虚数部分に分けられ、実数部分は付加質量 \mathbf{M}_a 、虚数部分は造波減衰 \mathbf{C}_d と呼ばれる。

$$\mathbf{M}_a = \rho \operatorname{Re}[\mathbf{Q} \mathbf{H}^{-1} \mathbf{Q}^T] \quad (32)$$

$$\mathbf{C}_d = \rho \omega \operatorname{Im}[\mathbf{Q} \mathbf{H}^{-1} \mathbf{Q}^T] \quad (33)$$

式(32)、式(33)を用いて、式(31)を書き直すと式(34)のように表される。

$$\begin{aligned} [-\omega^2 (\mathbf{M} + \mathbf{M}_a) - i\omega (\mathbf{C} + \mathbf{C}_d) + \mathbf{K}] \mathbf{r} \\ = \mathbf{f}_0 - \mathbf{Q} \mathbf{H}^{-1} \mathbf{h}_0 \end{aligned} \quad (34)$$

式(34)は、流体部と浮体部の相互作用は付加質量、造波減衰という形で表され、入射波による波力(Froude-Krylov力)と散乱波による波力を外力として受けることを表している。式(34)を解くことにより流体部と浮体部の相互作用を考慮した浮体の波浪応答を求めることができる。

(4)解析手法

本解析では、まず、式(34)の右辺に表される浮体に作用する力および式(32)、(33)で表される付加質量および造波減衰を本研究で作成したプログラムにより求め、つぎに、汎用有限要素法プログラムであるNASTRANに付加質量、造波減衰、および波力を代入し、式(34)を解くことにより、浮体の応答変位を求めている。

Table 1 Input data

	Wave length at infinite depth (m)	Period (s)	Wave length at real depth (m)	The ratio between wave length and element length
Case A	30.0	4.3842	30.00	0.50
Case B	60.0	6.2002	59.99	0.25
Case C	90.0	7.5937	89.90	0.17
Case D	120.0	8.7684	119.41	0.13

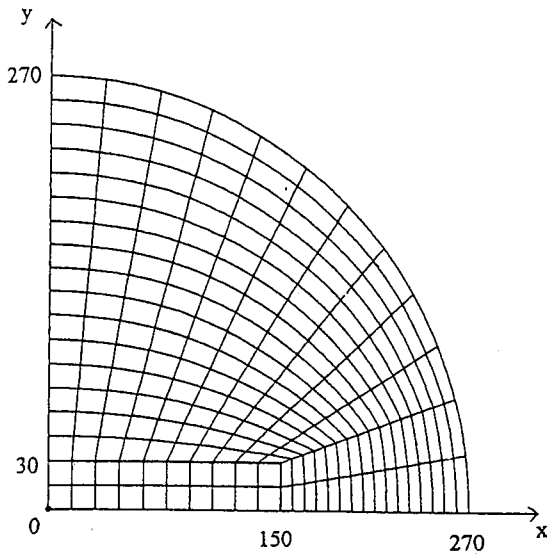


Fig.3 Element mesh (x-y plain)

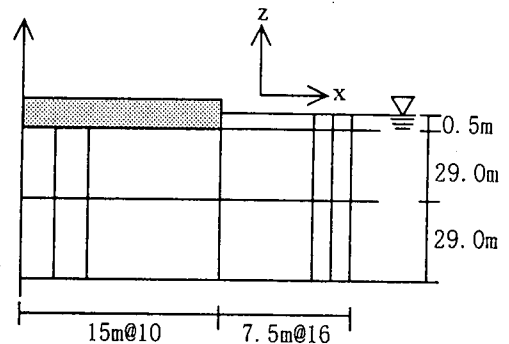


Fig.4 Element mesh (x-y plain)

3.解析手法の検証

(1)解析モデル

はじめに本研究で作成したプログラムの検証を行う。ここでは、境界要素法（圧力分布法）により流体力を求め、浮体部は離散化法により応答を求めた矢後ら¹¹⁾の結果と比較する。この研究では、解析解と実験による結果の比較を行っており、解析解の信頼性が高いと考えられる。解析モデルの浮体は縦300(m)、横60(m)、高さ2(m)、喫水0.5(m)であり、設置水深は58.5(m)である。解析の際、浮体は板厚0.5(m)の平板としてモデル化しており、平板モデルとしての長手方向の単位幅当たりの浮体の曲げ剛性は 8.85×10^6 (kN·m)である。

次に、x-y平面上とx-z平面上の要素分割図をそれぞれFig.3とFig.4に示す。Fig.3で示す要素分割は、全体の4分の1である。浮体部は15(m)四方、y軸方向の要素幅を15(m)、無限境界面までの距離を浮体中心より270(m)としている。このとき、x軸方向の

要素幅は7.5(m)となる。z方向の分割についてはFig.4に示すとおり3分割している。このモデルの節点数は13269、要素数は3504となる。また、波の入射角は、x軸負の方向から入射するときを入射角0(rad)、y軸負の方向から入射するときを入射角 $\pi/2$ (rad)とする。浮体中心より無限境界面までの距離の設定であるが、文献15)では、円柱浮体において浮体端部より無限境界面までの距離を入射波長の0.3倍以上あればよいとしている。そのため、本研究では浮体隅角部より無限境界面までの距離を0.3倍以上になるように設定している。

(2)入力データ

矢後らの研究¹¹⁾では、無限水深での波長が30(m)から300(m)まで、30(m)間隔で10ケースにわたり解析を行っている。本研究では、無限水深での波長が30(m)から120(m)までの4ケースについて行うことにする。入射波長の短い方からCase A, B, C, Dとする。無限水深での波長、周期、設置海域である水深58.5(m)での波長および要素長15(m)と波長の比をTable1に表す。なお、入射角はいずれの場合も0(rad)とする。

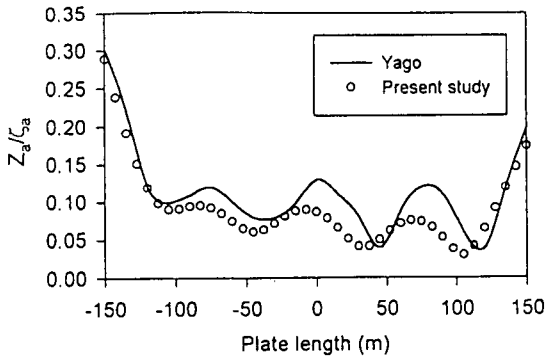


Fig.5 Maximum vertical displacement (Case A)

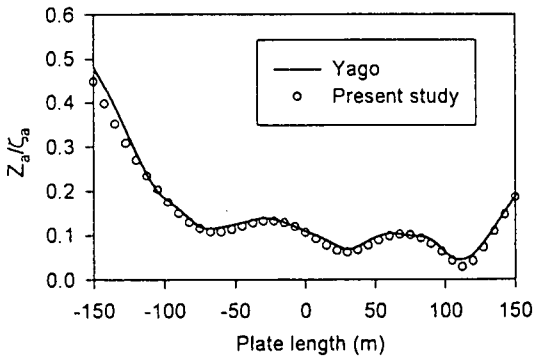


Fig.6 Maximum vertical displacement (Case B)

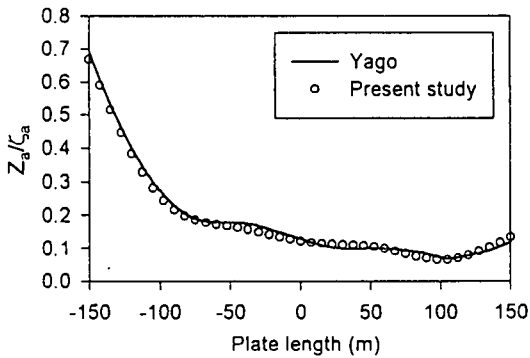


Fig.7 Maximum vertical displacement (Case C)

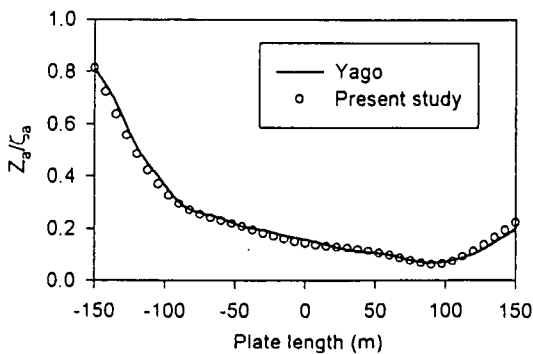


Fig.8 Maximum vertical displacement (Case D)

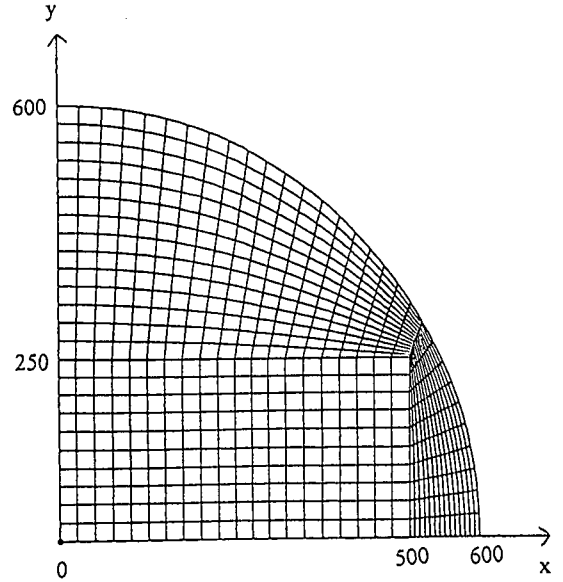


Fig.9 Element mesh (x-y plain)

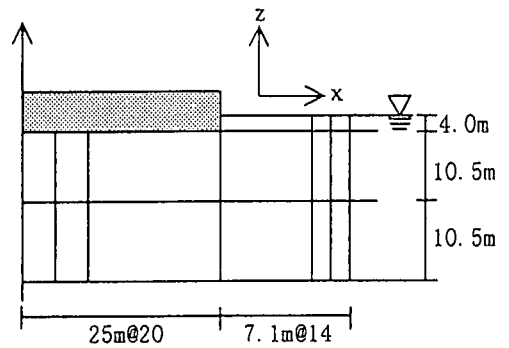


Fig.10 Element mesh (x-z plain)

(3)検証結果

Case A から D における x 軸上の最大鉛直応答変位を Fig.5 から Fig.8 に示す。横軸は浮体中央部の長手方向 ($y=0$) を表し、縦軸は最大鉛直応答変位を片振幅波高で無次元化している。Case B から Case D については、本解析解と矢後の解とはほぼ一致しているといえる。流体力の算出方法が違う両者の解析結果がほぼ一致することにより、本研究で開発したプログラムは妥当であると考えられる。Case A では、応答の形状は一致しているが、結果に誤差が見られるのは、分割が粗かったためと考えられる。Case B より解の一致が見られることより、入射波長の 0.25 倍以下の要素長により浮体部分および流体部分を要素分割することにより良好な解が得られることがわかる。

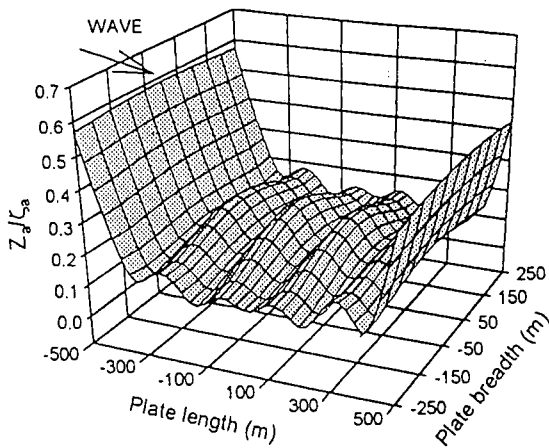


Fig.11 Maximum vertical displacement
(WL 200(m), IA 0(rad))

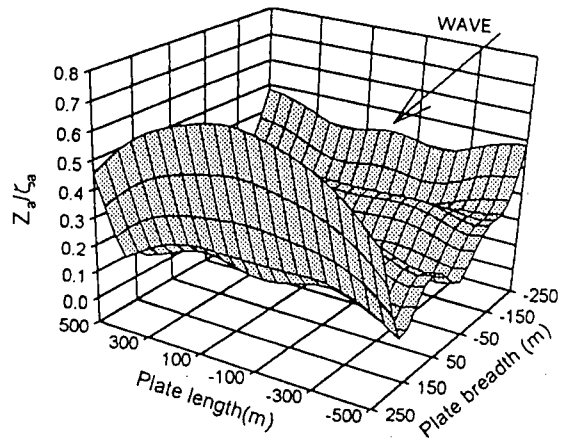


Fig.12 Maximum vertical displacement
(WL 200(m), IA $\pi/2$ (rad))

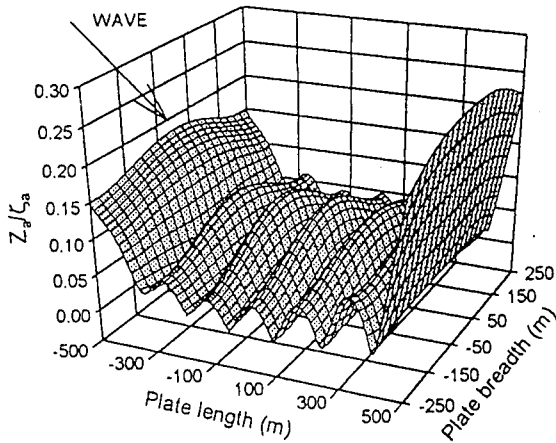


Fig.13 Maximum vertical displacement
(WL 100(m), IA 0(rad))

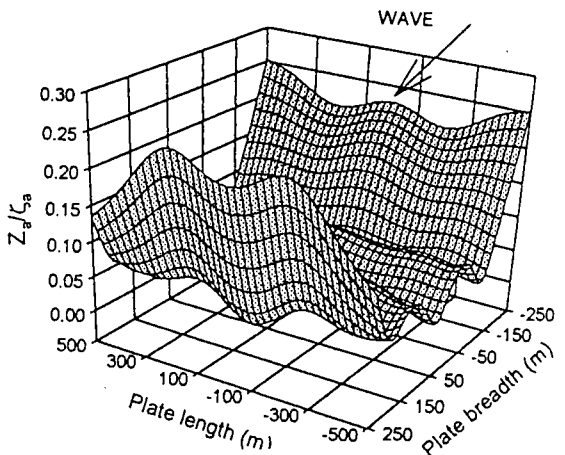


Fig.14 Maximum vertical displacement
(WL 100(m), IA $\pi/2$ (rad))

WL : Wave length, IA : Incident wave angle

4.大型浮体構造物への適用

(1)解析モデル

大型浮体構造物への適用を考える。解析モデルは縦1000(m)、横500(m)、高さ11(m)、喫水4(m)の浮体を考える。水深は25(m)とする。先ほどと同じように浮体は厚さ4(m)の平板としてモデル化する。平板モデルとしての浮体の曲げ剛性については、厚さ0.02(m)の板で構成される中空箱形断面と平板モデルの曲げ剛性が一致すると考える。中空箱形断面と

は、実際の浮体構造物の断面を簡略化したものである。中空箱形断面には鋼のヤング率 $E_s=206$ (GPa)を用いると、平板モデルの長手方向における単位幅当たりの曲げ剛性は、 2.49×10^8 (kN·m)となる。ポアソン比は鋼と同じ0.3を基準とする。

(2)要素分割

要素分割は、入射波長の0.25倍の長さで分割すればよいことが先ほどの検証結果より分かっている。ここでは、波長比5および10の解析を行うため、2種類のモデルを用意する。まず、波長比5(入射波

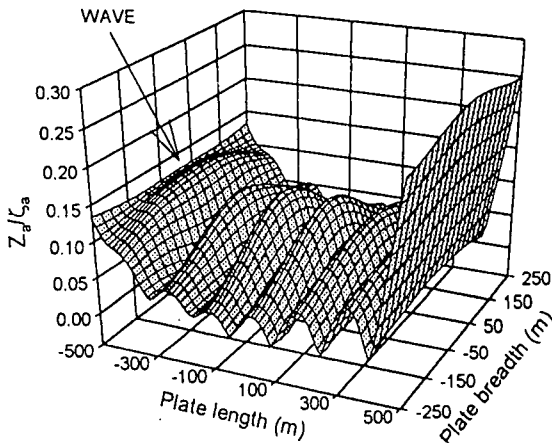


Fig.15 Maximum vertical displacement (Poisson ratio=0.0)

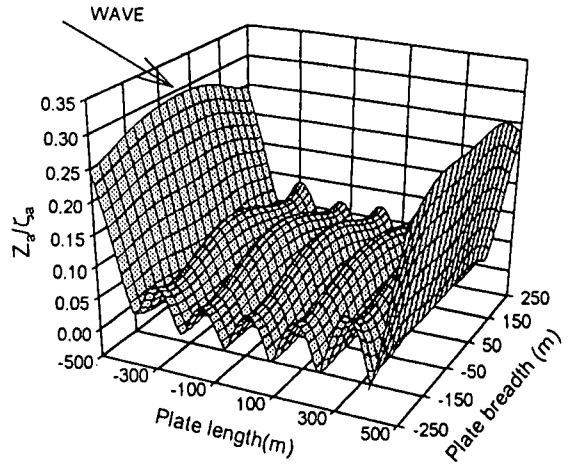


Fig.16 Maximum vertical displacement (Poisson ratio=0.5)

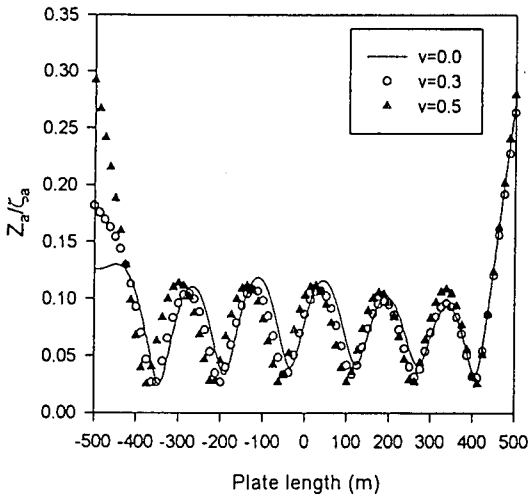


Fig.17 Comparison maximum vertical displacement (x-axis)

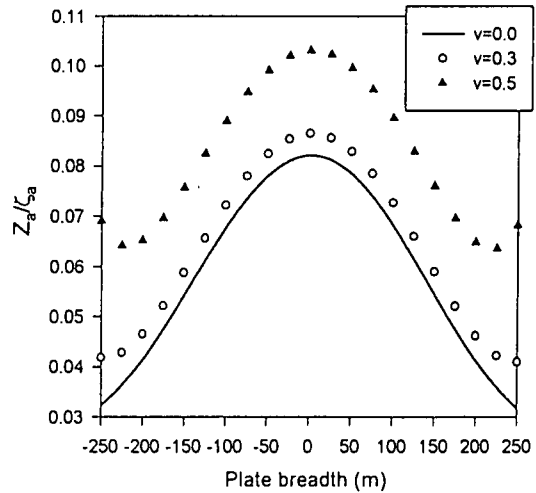


Fig.18 Comparison maximum vertical displacement (y-axis)

長 200(m), 周期 13.98(s) の解析においては, 浮体部は 50(m) 四方, x 軸方向の要素幅は 18.75(m), y 軸方向の要素幅は 50(m) であり, 節点数 10485, 要素数 2760 である。これを model A とする。波長比 10 (入射波長 100(m), 周期 8.36(s)) の解析においては, 浮体部は 25(m) 四方, x 軸方向の要素幅は 7.1(m), y 軸方向の要素幅は 25(m) であり, 節点数 36165, 要素数 9600 である。これを model B とする。Fig.9, Fig.10 に model B の x-y 平面上, x-z 平面上の要素分割図をそれぞれ示す。Fig.9 で示す要素分割図は全体の 4 分の 1 である。また, model A の z 方向の分割は 3 分割であり, model B と全く同様の要素幅で行っている。

(3) 解析結果ならびに考察

model A では, 入射波長を 200(m) とし, model B では 100(m) とする。各モデルに対して入射波の入射角を 0(rad), $\pi/2$ (rad) の 2 種類の解析を行った。また, ポアソン比を 0, 0.3, 0.5 と変化させ, パラメトリックな解析も行った。ポアソン比を変化させた理由は, 板の曲げ剛性をかえると同時に, 板の自由辺での境界条件において, ポアソン比がおよぼす影響を見るためである。

a) 入射波の入射角および入射波長について

入射波の入射角を 0(rad), $\pi/2$ (rad) と変化させて解析を行った。曲げ剛性, ポアソン比は先ほど示したように, それぞれ $D=2.49 \times 10^8$ (kN·m), $\nu=0.3$ とした。各 model とはいずれの方向から波が入射しても,

要素の大きさは、入射波長の0.25倍以下となっているため、良好な解が得られる。それぞれの入射波、入射角における最大鉛直応答変位の3次元分布をFig.11からFig.14に示す。図では、最大鉛直応答変位を波の片振幅波高により無次元化している。

最大鉛直応答変位について、本解析モデルは、幅方向においても500(m)と長大であるため、いずれの場合においても、波の入射方向および直角方向にも弾性応答が見られることがわかる。入射波長が短い場合は高次のモードが卓越するため、モード法による解析では、高次のモードまで考慮する必要がある。

b)ポアソン比について

ポアソン比の変化により浮体の応答の変化を見るため、ポアソン比を0, 0.3, 0.5と変化させて解析を行った。実際の浮体構造物は、ポアソン比の範囲は0から0.5ではなく、もっと狭い範囲になると考えられるが、浮体の応答のポアソン比による影響を見るため、0から0.5としている。入射波長100(m)、入射角0(rad)のときの最大鉛直応答変位の3次元分布図をポアソン比0.0のときをFig.15に、ポアソン比0.5のときをFig.16に示す。ポアソン比0.3のときはFig.13に示してある。また、x軸上の最大鉛直応答変位をFig.17に、y軸上の最大鉛直応答変位をFig.18に示す。Fig.15からFig.18はいずれも最大鉛直応答変位を片振幅波高にて無次元化している。Fig.15, 16, 18よりわかるように、浮体端部(y=±250(m)のところ)が、ポアソン比を大きくするにつれて跳ね上がりを見せているのがわかる。また、Fig.17より、入射地点付近での形状が大きく異なっているのがわかる。このように板の自由辺において大きく形状が異なっていることより、ポアソン比を変化させた影響は、板の曲げ剛性が変化したことよりも、板の自由辺での境界条件に大きく現れていると考えられる。

(4)計算時間・記憶容量について(本手法の適用限界)

model A, Bの各モデルに対して、解析を行った波長比、流体部の節点数、浮体部の節点数、流体力を求めるのに必要な記憶容量および計算時間、付加質量マトリックスの大きさ、NASTRANの計算時間をTable 2に示す。解析に使用した計算機は、流体力を求めるプログラムでは、京都大学大型計算機センターのベクトル型計算機Fujitsu VP-2600Eを用い、NASTRANの計算では、京都大学大型計算機センターの汎用型計算機Fujitsu M-1800Eを用いている。本解析では、長さ1kmクラス的大型浮体構造物を対象とし、波長比20までの解析を想定しているが、Table 2より、流体力の解析においては、現在のコンピュータの処理能力をもってすれば波長比20の解析も行えると考えられる。ただ、本解析のように流体力と浮体の運動方程式を分けて解く方法では、流体力の磁気ディスクへの保管が大規模な問題を解く際

Table 2 Cpu time and capacity of memory for each model

	model A	model B
Wave ratio	5	10
Node number (Fluid)	10485	36165
Node number (Floating)	661	2521
Capacity of Memory (Fluid force)	約 25.2MB	約 162MB
Cpu time (Fluid force)	約 2分	約 20分
Capacity of Hard Disk (Fluid force)	約 20.4MB	約 295MB
Cpu time (NASTRAN)	約 4分	約 67分

のボトルネックの一つとなっていることが分かる。

5.結論

縦1000(m)、横500(m)、高さ11(m)、喫水4(m)の大型浮体構造物に対して波長比10までの解析を行い、有限要素法の波浪応答解析への適用は十分可能であることを示した。有限要素法を適用したことにより、今後、水深変化の影響や防波堤の影響、係留系の考慮などへの拡張が境界要素法などに比べて容易に行えると考えられる。また、基本的解法の違う他の解析結果との比較を行い、本研究で開発したプログラムの妥当性も検証されたものとする。以下に、本研究で得られた結果および今後の課題を箇条書きにて示す。

- ・要素分割は、入射波長の0.25倍以下の要素長により行えば良好な解が得られる。
- ・大型浮体構造物では、幅方向の長さも長大なため、波の入射方向と直角の方向にも弾性挙動が現れる。
- ・ポアソン比の変化による波浪応答に与える影響は、板の自由辺上において大きく現れる。このため、浮体を板モデルに置き換えるさいには、板の曲げ剛性ならびにポアソン比の決定についても十分な注意が必要となる。
- ・本研究のように、流体力の算出と浮体の運動方程式を解くことを分けた場合、大型浮体構造物では、流体力のデータの保管にかなりの容量が必要となるため、データの保管には工夫を要する。

参考文献

- 1) 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，pp.74-88, 1995.
- 2) 渡邊英一，宇都宮智昭，妙中真治：有限要素法による大型浮体の流力-弾性過渡応答解析，構造工学論文集，Vol.43A，pp.49-54, 1997.
- 3) 阪東浩造，相河清実，利穂吉彦：有限要素法による波力解析，第31回海岸工学講演会論文集，pp.601-605, 1984.

- 4) 今井貫爾, 利穂吉彦, 秋山義信, 高橋俊彦 : 有限要素法による箱形係留浮体の動揺解析, 第 32 海岸工学講演会論文集, pp.682-686, 1985.
- 5) Zienkiewicz, O.C., Emson, C. and Bettess, P. : A novel boundary infinite element, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.19, pp.393-404, 1983.
- 6) 藤久保昌彦, 矢尾哲也, 笈田弘紀 : 一次元有限要素モデルによる超大型浮体の波浪中構造応答解析, 日本造船学会論文集, No.179, pp.349-358, 1996.
- 7) 宇都宮智昭, 渡邊英一, 久保田明 : 超大型箱形浮体の波浪応答解析のための高次要素 BEM プログラムの開発とその適用性について, 海洋開発論文集 Vol.13, pp.201-206, 1997.6
- 8) Wu Chong, Utsunomiya Tomoaki and Watanabe Eiichi : Harmonic wave response analysis of elastic floating plates by modal superposition method, Journal of Structural Mechanics and Earthquake Engineering, JSCE, Vol.14, No.1, pp.43-52, 1997.
- 9) Newman, J.N., Maniar, H.D. and Lee, C.H. : Analysis of wave effects for very large floating structures, Proc. of International Workshop on Very Large Floating Structures, pp.135-142, 1996.11.
- 10) Kashiwagi Masashi : A B-spline Galerkin method for computing hydroelastic behaviors of a very large floating structure, Proc. of International Workshop on Very Large Floating Structure, pp.149-156, 1996.11.
- 11) 矢後清和, 遠藤久芳 : 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実験—, 日本造船学会論文集, No.180, pp.341-352, 1996.
- 12) Mamidipudi, P. and Webster, W.C. : The motions performance of a matlike floating airport, Proc. Int. Conf. On Hydroelasticity in Marine Technology, pp.363-375, 1994.
- 13) Sommerfeld, 増田秀行訳 : 物理数学・Sommerfeld 理論物理学講座 (第 6 巻), 講談社, p.368, 1969.
- 14) 鷺津久一郎, 宮本博, 山田嘉昭, 山本善之, 川井忠彦 : 有限要素法ハンドブック I (基礎編), 培風館, 1981.
- 15) Park, W.S. , Yun, C.B. and Pyun, C.K. : Infinite elements for 3-dimensional wave - structure interaction problems, Eng. Structure Vol.14, No.5, pp.335-346, 1992.
- 16) Zienkiewicz, O.C. and Bettess, P. : Fluid-structure dynamic interaction and wave forces. An introduction to numerical treatment, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.13, pp.1-16, 1978.

(1997.7.14 受付)

FINITE ELEMENT ANALYSIS FOR WAVE RESPONSE OF LARGE FLOATING STRUCTURES

Yukihide KAJITA, Tomoaki UTSUNOMIYA and Eiichi WATANABE

This paper presents a three-dimensional numerical analysis for wave response of large floating structures using finite element method. Up to now, wave response analyses using finite element method had not been studied because this method required a large computer memory and had to deal with the infinite boundary condition. At the present time, progress in computer is remarkable, so it is possible to perform such an analysis by finite element method using the infinite element. The aim of this study is to develop a method for wave response analysis of large floating structures by finite element method. The model structure has a length of 1000m, a width of 500m, and a height of 4m. Finally, Effects of important parameters such as the direction of incident waves, the incident wave length and plate rigidity on the response of the structure are discussed.