

II-40

モード法による浮体式海上空港の波浪応答解析

株式会社エース 正員 呉 冲
 京都大学工学部 正員 渡辺 英一
 京都大学工学部 正員 宇都宮 智昭
 株式会社エース 正員 川上 博夫
 株式会社エース 正員 中村 鎮雄

1. はじめに

近年、海上空間の活用のため、各種の大型浮体構造物が提案されている。なかでも浮体式海上空港のような大型浮体は従来の小規模浮体構造物に比べて相対的に柔軟であり、波浪応答解析においてこれを弾性体として取り扱う必要と考えられる。本論文は図-1に示すようなポーンツン式海上空港を対象として、モード法によってその弾性変形の影響を考慮した波浪応答を解析する。この方法は、波による浮体の変位を適当なモード関数で展開し、グリーン関数法を利用して入射波による強制波力と浮体の各モードの強制運動による流体力を算出して、運動方程式を解いて、浮体の波浪応答を確定するものである。この方法には完全流体と微小振幅波と浮体の微小振幅運動の仮定は利用され、浮体の水平方向の運動は無視される。

2. 速度ポテンシャル

流体は完全流体で、入射波と浮体の運動は微小振幅と仮定し、浮体の水平方向の運動は無視すれば、流体の速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z, t)$ と浮体の定常運動 $W(x, y, t)$ は次式のように表わせる。

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{Re}(\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}) \quad (1)$$

$$W(x, y, t) = \text{Re}(w(x, y)e^{-i\omega t}) \quad (2)$$

また、浮体の複素変位 $w(x, y)$ を周辺自由の等方性板の自由振動モード関数 $f_{mn}(x, y)$ で

$$w(x, y) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \zeta_{mn} f_{mn}(x, y) \quad (3)$$

に展開し、複素速度ポテンシャル $\phi(x, y, z)$ を次式のように表わす。

$$\phi = \phi_I + \phi_S + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \zeta_{mn} \phi_{mnR} \quad (4)$$

ここに、 ω は角振動数、 t は時間、 ζ_{mn} は未知の複素定数である。 ϕ_I は次式で表す入射波の速度ポテンシャルで、

$$\phi_I = -i \frac{\xi_a g}{\omega} \frac{\cosh \kappa(h+z)}{\cosh \kappa h} e^{i\kappa(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (5)$$

ϕ_S と ϕ_{mnR} は入射波、反射波と浮体の mn 番目のモードの強制運動による造波の速度ポテンシャルで、グリーン関数法によって次の境界積分方程式から求められる。

$$2\pi\phi(\xi, \eta, \zeta) + \int_{\Gamma} \phi(x, y, z) \frac{\partial G}{\partial n} ds = \int_{\Gamma} G \frac{\partial \phi(x, y, z)}{\partial n} ds \quad (6)$$

ここに、 G はLaplace方程式と自由水表面・水底面及びRadiation境界条件を満たすグリーン関数で、 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ は浮体表面での連続条件によりDiffraction問題とRadiation問題について次のようになる。

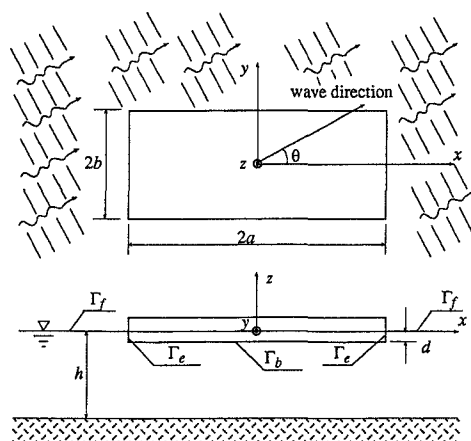


図-1 解析モデル

$$\frac{\partial \phi_{mnR}}{\partial n} = \begin{cases} -i\omega f_{mn}(x, y) & \text{on } \Gamma_b; \frac{\partial \phi_S}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \\ 0 & \text{on } \Gamma_e \end{cases} \quad (7)$$

3. 浮体の波浪応答

解析において浮体式海上空港を等方性の矩形板と仮定すれば、波による浮体の複素変位は次式で表わされる。

$$(D\nabla^4 w) - \omega^2 m w + \rho g w = p \quad (8)$$

ここに、 D と m はそれぞれ板剛性と単位面積当たりの質量を表わし、 $p(x, y)$ は浮体の底面に働く流体圧力で、速度ポテンシャルより次式のようになる。

$$p(x, y) = i\omega \rho \phi(x, y, -d) \quad (9)$$

式(3),(4)と上の式を式(8)に代入し、 $f_{ij}(x, y)$ をかけて浮体の底面にわたって積分すれば、 ζ_{mn} に関する次の一次連立方程式(10)が得られ、これを解いて未知の複素定数 ζ_{ij} が求められる

$$\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \zeta_{mn} \left(K_{mn,ij} - i\omega C_{mn,ij} - \omega^2 (M_{mn,ij} + M_{amn,ij}) \right) = F_{ij} \quad (10)$$

$i=1,2,\dots,M, j=1,2,\dots,N$

ここに、 $K_{mn,ij}$ 、 $M_{mn,ij}$ と F_{ij} は次の式(11)-(13)で表す一般剛性、一般質量と一般波力で、 $M_{amn,ij}$ と $C_{mn,ij}$ は次の式(11)-(13)で表す付加質量と造波減衰である。

$$K_{mn,ij} = \iint_{\Gamma_b} \left[D\nabla^4 f_{mn}(x, y) + \rho g f_{mn}(x, y) \right] f_{ij}(x, y) dx dy \quad (11)$$

$$M_{mn,ij} = \iint_{\Gamma_b} m f_{mn}(x, y) f_{ij}(x, y) dx dy \quad (12)$$

$$F_{ij} = i\omega \rho \iint_{\Gamma_b} (\phi_I + \phi_S) dx dy \quad (13)$$

$$M_{amn,ij} = -\frac{\rho}{\omega} \iint_{\Gamma_b} \text{Im}(\phi_{mnR}) f_{ij}(x, y) dx dy \quad (14)$$

$$C_{mn,ij} = \rho \iint_{\Gamma_b} \text{Re}(\phi_{mnR}) f_{ij}(x, y) dx dy \quad (15)$$

4. 解析例

ここでは、マリンプロート推進機構の提案されている

長さ4000m、幅1250m、高さ4.5mの浮体式海上空港を一つの例として解析する。計算においては水深を20m、波高を2m、波の周期を30sとする。図-2は波が45°から入射する場合の式(3)の複素定数の絶対値で、 x 方向と y 方向にそれぞれ30項と8項をとれば、その解が概ね収束したことを示している。図-3はこの場合の変位の最大値で、大きな弾性変形を示している。図-4は波が x 方向に伝波する場合の変位の最大値の領域分割法による二次元の解と本研究の三次元の解の比較である。船尾では三次元の解は二次元の解よりやや小さいが、船首では二次元の解は三次元の解によく近づいている。

5. 結論

本論文の提案されている方法は浮体の曲げ剛性の増加によって収束は速くなり、この方法によれば有限要素法より遥かに少ない計算量で波浪と浮体の弾性変形の相互作用を考慮した板モデルの三次元流体力学弾性問題の解を求めることができる。また、解析結果によって大型弾性浮体の弾性変形は波の入射角と曲げ剛性によって大きく影響されることや三次元の解は二次元の解より小さいことなどを明らかにしている。

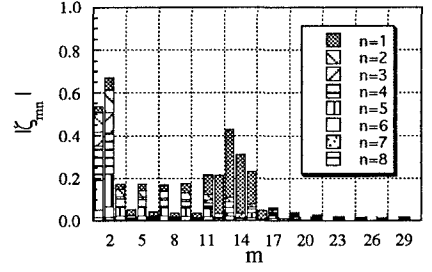


図-2 モード展開の複素定数の絶対値

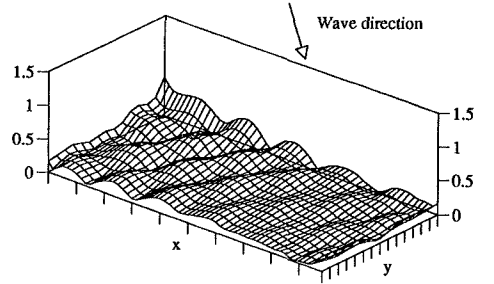


図-3 鉛直変位の最大値分布

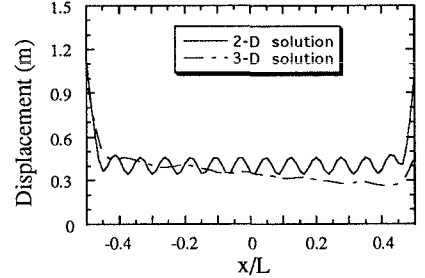


図-4 2次元の解と3次元の解の比較