

II-354

領域分割法による可撓性浮体の波浪応答解析法

京都大学大学院 学生員 呉 冲 京都大学工学部 正員 宇都宮 智昭 京都大学工学部 正員 渡辺 英一

1. はじめに

近年、海上空間の有効利用のため、浮体式海上空港のような各種の大型浮体構造物が提案されている。こ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。本論文は浮体を図-1に示すような等価梁にモデル化して、領域分割法を弾性変形を考慮した可撓性浮体の波浪応答解析に拡張する。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、領域分割法を利用して入射波による波強制力(exciting force)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構築し、これを解いて、浮体の波浪応答を確定するものである。この方法で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. 基本方程式

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 $\Phi(x, z, t)$ と浮体の運動 $W(x, t)$ は次式のように表わせる。

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

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

また、浮体の複素変位 $w(x)$ を両端自由梁の自由振動モード関数 $f_j(x)$ で

$$w(x) = \sum_{j=0}^m \zeta_j f_j(x) \quad (3)$$

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

$$\phi(x, z) = \phi_D(x, z) + \sum_{j=0}^m \zeta_j \phi_{jR}(x, z) \quad (4)$$

ここに、 σ は角振動数、 t は時間、 ζ_j は未知の複素定数である。 $\phi_D(x, z)$ と $\phi_{jR}(x, z)$ はそれぞれDiffractionポテンシャルと浮体の j 番目のモードの強制運動によるRadiationポテンシャルで、次のLaplace方程と境界条件を満足すべきものである。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \phi}{\partial z} + \beta \phi = \gamma \quad (5)$$

ここに、自由水表面では $\beta = -(\omega^2/g)$ 、 $\gamma = 0$ で、水底面では $\beta = 0$ 、 $\gamma = 0$ である。また、浮体底面では、Diffraction問題においては $\beta = 0$ 、 $\gamma = 0$ で、Radiation問題においては $\beta = 0$ 、 $\gamma = -i\sigma f_j(x)$ である。

3. 流体力

図-1に示すように流体を三つの領域に分割して、各領域におけるDiffractionポテンシャル $\phi_D(x, z)$ とRadiationポテンシャル $\phi_{jR}(x, z)$ を次式に示すような形²⁻³⁾に展開する。

$$\phi^{(l)}(x, z) = \sum_{j=0}^m \left(C_j^{S(l)} X_j^{S(l)}(x) + C_j^{A(l)} X_j^{A(l)}(x) \right) Z_j^{(l)}(z) + \tilde{\phi}^{(l)}(x, z) \quad l=1, 2, 3 \quad (6)$$

ここに、上の式第1項は式(5)を満足する $\gamma=0$ のときの一般解²⁻³⁾である。また、 $\tilde{\phi}^{(l)}(x, z)$ は $\gamma \neq 0$ のときの特解^{*4)}で、Diffraction問題においては、これは存在しなく、Radiation問題においては領域(2)のみに存在する。式(6)の未知の定数係数 $C_j^{S(l)}$ 、 $C_j^{A(l)}$ は隣り合う領域のポテンシャルとその微分が一致すべき条件と固有関数 $Z_j^{(l)}(x)$ の直交性を利用して求められる。

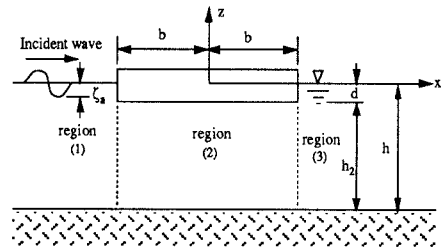


図-1 解析モデル

4. 浮体の波浪応答

浮体の運動方程式は次式で表わされる。

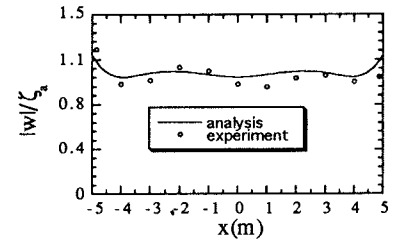
$$EIw''''(x) - m\sigma^2 w(x) = p(x) \quad (7)$$

ここに、 EI と m はそれぞれ梁の曲げ剛性と単位長さの質量を表わし、 $p(x)$ 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。

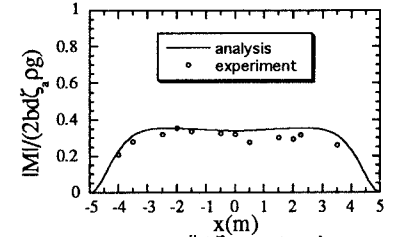
$$p(x) = i\sigma\phi_D^{(2)}(x, -d) + i\sigma \sum_{j=0}^m \zeta_j \phi_{jR}^{(2)}(x, -d) - \rho g \sum_{j=0}^m \zeta_j f_j(x) \quad (8)$$

上の式と式(3)を式(7)に代入し、 $f_j(x)$ をかけて浮体長にわたって積分すれば、 ζ_j に関する一次関係式が得られ、これを解いて未知の複素定数 ζ_j が求められる。また、式(3)により浮体の変位 $w(x)$ が決められる。また、簡単梁理論により浮体の曲げモーメント $M(x)$ は次式から求められる。

$$M(x) = \sum_{j=0}^m \zeta_j EI f_j''(x) \quad (9)$$



(a) 浮体の変位



(b) 曲げモーメント

図-2 計算値と模型実験値の比較

5. 解析例

図-2は本研究の方法による解析結果と模型実験値との比較を示す。この実験模型は長さ10m、幅0.5m、高さ38mmで、単位長さの質量 $m=0.00418\text{ton/m}$ 、曲げ剛性 $EI=0.236\text{KN/m}^2$ である。図-2に示した結果は、造波水路の水深 $h=1.1\text{m}$ 、吃水 $d=8.36\text{mm}$ 、入射波の周波数 $\omega=0.35\text{Hz}$ 場合の計測値である。この図からわかるように、本論文に提案している方法による計算値は実験結果とよく一致する。

6. 結論

本論文は従来の領域分割法を弾性変形を考慮した可撓性浮体の波浪応答解析に拡張し、その計算結果は模型実験値とよく一致する。この方法は少ない計算量で比較的精度のよい結果が得られ、梁モデルの可撓性浮体の波浪応答解析に有効である。

参考文献

- 1) J.N. Newman: Wave effects on deformable bodies, Applied Ocean Research, Vol.16, pp47-59, 1994.
- 2) 井島武士：波浪問題における領域分割法と境界要素法，土木学会論文集 第381号／Ⅱ-7, 1987.5.
- 3) 吉田明德，小島治幸，鶴本良博：波動境界値問題におけるポテンシャル接続法の選点解法，土木学会論文集 第417号／Ⅱ-13, pp265-274, 1990.5.
- 4) N. Drimer, Y. Agnon and M. Stiassnie: A simplified analytical model for a floating breakwater in water of finite depth, Applied Ocean Research, Vol.12, pp33-41, 1992.
- 5) Utsunomiya, T. Watanabe, E. Wu, C. Hayashi, N. Nakai, K. and Sekita, K.: Wave response analysis of a flexible floating structure by BE-FE combination method, The Fifth(1995) International Offshore and Polar Engineering Conference, 1995.6. (to be presented)

$$* \quad \tilde{\phi}_{0R}^{(2)} = -\frac{i\sigma}{4(h-d)}(z^2 + 2hz - x^2) \quad ; \quad \tilde{\phi}_{1R}^{(2)} = -\frac{i\sigma\sqrt{3}}{12(h-d)}(3h^2 - 3(h+z)^2 + x^2)$$

$$\tilde{\phi}_{2R}^{(2)} = -\frac{i\sigma}{2(\mu_{2j}/b)} \left(\frac{\cos(\mu_{2j}x/b) \cosh(\mu_{2j}(h+z)/b)}{\cos \mu_{2j} \sinh(\mu_{2j}(h-d)/b)} - \frac{\cosh(\mu_{2j}x/b) \cos(\mu_{2j}(h+z)/b)}{\cosh \mu_{2j} \sin(\mu_{2j}(h-d)/b)} \right)$$

$$\tilde{\phi}_{(2j+1)R}^{(2)} = -\frac{i\sigma}{2(\mu_{2j+1}/b)} \left(\frac{\sin(\mu_{2j+1}x/b) \cosh(\mu_{2j+1}(h+z)/b)}{\sin \mu_{2j+1} \sinh(\mu_{2j+1}(h-d)/b)} - \frac{\sinh(\mu_{2j+1}x/b) \cos(\mu_{2j+1}(h+z)/b)}{\sinh \mu_{2j+1} \sin(\mu_{2j+1}(h-d)/b)} \right)$$

$$\tan \mu_{2j} + \tanh \mu_{2j} = 0 \quad ; \quad \tan \mu_{2j+1} - \tanh \mu_{2j+1} = 0$$