

浮遊式および軟着底式構造物の免震性

運輸省船舶技術研究所 正会員 松岡 一祥
 東京理科大学 中井 毅
 同上 藤田 謙

1. はじめに

浮遊式構造物は、一般に、免震構造であると信じられている。しかし、開放水域を航行中の船舶で、震害を受けて全損(Total Loss)状態となったものがある¹⁾。開放水域における地震の影響(海震)は、海底面の鉛直震動により引き起こされる。海面のごく表層に浮いている構造物に対する鉛直震動の影響は、海水を非粘性非圧縮と仮定する速度ポテンシャル理論によっても簡単に説明できる²⁾。すなわち、「(重量と浮力が釣り合っている)浮体は海底面と(位相差を除けば)全く同じ運動をする。この時、海面から D の深さの個所に加わる動液圧 P は、海水密度を ρ 、海底面の加速度を α とすると、 $P = \rho D \alpha$ となる。動液圧の積分値としての荷重は、排水質量と α との積となり、浮体の加速度も α となる。」²⁾ この議論により、船舶の震災例¹⁾の被害の分布、海震時の変形などが説明され²⁾、実験^{3, 4)}でもこの説明の正当さが確かめられている。

海底面の水平震動の影響はどうであろうか。開放水域において、水平震動の浮体に与える影響が無視しうことは自明と思われる。しかし、防波堤、護岸などで囲まれた閉鎖水域では、防波堤などの境界も地盤といっしょに動くため、浮体も水平震動の影響は免れない。この場合、短周期の水平震動に対しては相当の免震効果が期待されるが、長周期の水平震動に対しては自由水面の揺動による同調現象が現れる^{2, 3)}。

以上述べて来たことから、浮遊式構造物の免震性は、閉鎖水域の水平震動について特に慎重に検討する必要があることがわかる。本報告は、主に、閉鎖水域中の浮体の水平震動に対する応答を取り扱う。浮体の運動を含む FEM の定式化を行い、数値解析結果と実験結果とを比較する。さらに、このような構造物の試設計例を示し、免震設計の可能性について検討する。なお、ここで軟着底式とは「地盤からのせん断力の伝達のない方式であり場合によってはタッチダウンの可能性のある浮遊式」と定義する。

2. 解析方法

2.1 解析モデル

流体は非粘性非圧縮性の渦無しとし、速度ポテンシャルを仮定する。図1、2に解析モデルを示した。図1は一般的な2次元問題、図2は軸対称問題の場合である。地震動は、境界 Γ_1 から入力される。境界 Γ_3 、 Γ_4 に囲まれた浮体は、境界の動液圧により運動する。浮体の運動は、水平方向(Sway) および、回転(Roll) の2つを考える。上下方向の運動は考えていないが、これは、1節にも述べたように、速度ポテンシャル理論に従うと鉛直震動に対する応答倍率がほぼ1であること、およびそれ故、鉛直震動に対する応答は水平震動に対するそれと線形結合できることがわかっているからである。境界 Γ_F は自由表面である。

2.2 FEMの定式化⁵⁾

ここでは、軸対称問題を取り扱う。2次元問題は、ここに示すものより取扱は簡単である。

軸対称問題を取り扱うにあたり、 $\cos(n\theta)$ (θ は地震波入射方向からの角度)に関するフーリエ級展開を行ったと仮定する。 $n\theta$ の0次は軸対称のモード、1次は剛体運動、2次以上は花びら状の応答に対応する。ここでは剛体運動を考え、速度ポテンシャルを $\phi \cos \theta$ とする。ここに、 ϕ は $\theta=0$ 面上での速度ポテンシャル $\phi(r, z, t)$ である。

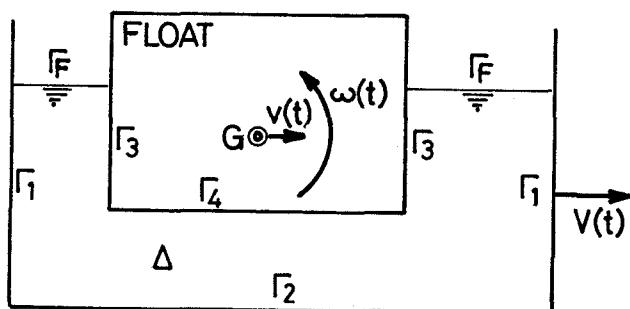


図1 2次元モデル

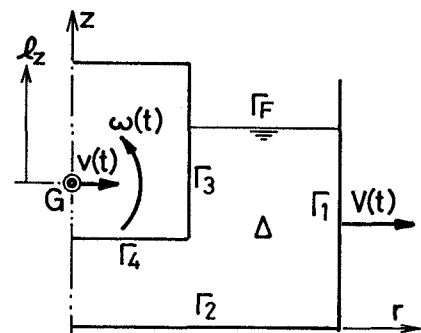


図2 軸対称モデル

(境界条件)

水平震動の速度を $V(t)$ とする。閉鎖水域側面の境界 Γ_1 では (1)式が境界条件となる。

$$\partial\phi \cos\theta / \partial r = V \cos\theta \quad (\text{on } \Gamma_1) \quad (1)$$

ここでは鉛直震動は考慮しない。そこで、底面の境界 Γ_2 では境界条件は (2)式となる。

$$\partial\phi \cos\theta / \partial z = 0 \quad (\text{on } \Gamma_2) \quad (2)$$

閉鎖水域の自由表面 Γ_F における境界条件は (3)式となる。

$$\partial\phi \cos\theta / \partial z = -\frac{1}{g} \partial^2\phi \cos\theta / \partial t^2 \quad (\text{on } \Gamma_F) \quad (3)$$

ここに、 g は重力の加速度、 t は時間である。

浮体の境界 Γ_3, Γ_4 では、浮体の水平方向速度 v および回転角速度 ω により境界条件が与えられる。

$$\partial\phi \cos\theta / \partial r = v \cos\theta - l_z \omega \cos\theta \quad (\text{on } \Gamma_3) \quad (4)$$

$$\partial\phi \cos\theta / \partial z = r \omega \cos\theta \quad (\text{on } \Gamma_4) \quad (5)$$

ここに、 l_z は浮体重心から上向きの距離である。

(汎関数)

連続の式 (6)式に $\delta \cos\theta$ を乗じ、(1)~(5)式を用いて部分積分すると (7)式が得られる。

$$\partial^2\phi \cos\theta / \partial r^2 + \partial\phi \cos\theta / \partial r / r + \partial^2\phi \cos\theta / \partial\theta^2 / r^2 + \partial^2\phi \cos\theta / \partial z^2 = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Gamma_1} \delta V r dz - \int_{\Gamma_3} \delta (v - l_z \omega) r dz + \int_{\Gamma_4} \delta \omega r^2 dr - \frac{1}{g} \int_{\Gamma_F} \delta \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} r dr \\ & = \int_{\Delta} \left\{ \frac{\partial\delta}{\partial r} \frac{\partial\phi}{\partial r} + \frac{\delta\phi}{r^2} + \frac{\partial\delta}{\partial z} \frac{\partial\phi}{\partial z} \right\} r dr dz \quad (7) \end{aligned}$$

ここに、 Δ は $\Gamma_1 \sim \Gamma_4$ および Γ_F で囲まれた領域である。また (7)式は周方向積分で現れる定数 π で除してある。

ϕ と δ を形状関数 $[N]$ および接点での値のベクトル $\{\phi(t)\}$ と $\{\delta(t)\}$ で以下のように表す。

$$\phi(r, z) = [N(r, z)]\{\phi\}, \quad \delta(r, z) = [N(r, z)]\{\delta\}$$

これを (7)式に代入して $\{\delta\}$ で偏微分すると (8)式が得られる。

$$\begin{aligned} & V \int_{\Gamma_1} [N]^T r dz - v \int_{\Gamma_3} [N]^T r dz + \omega \int_{\Gamma_3} [N]^T l_z r dz + \omega \int_{\Gamma_4} [N]^T r^2 dr \\ & \quad - \frac{1}{g} \int_{\Gamma_F} [N]^T [N] r dz \{\phi_{,tt}\} \\ & = \int_{\Delta} \left\{ [N]_{,r}^T [N]_{,r} + [N]^T [N] / r^2 + [N]_{,z}^T [N]_{,z} \right\} r dr dz \{\phi\} \quad (8) \end{aligned}$$

ここに、 T は行列の転置記号、 $_{,r}$ などは偏微分記号である。

(浮体の運動)

浮体の慣性質量を M 、重心回りの慣性モーメントを I 、液体の密度を ρ とする。動液圧 $p \cos\theta$ は速度ポテンシャル $\phi \cos\theta$ により (9)式で表される。ここに、 p は $\theta=0$ の面上での動液圧である。

$$p \cos\theta = -\rho \partial\phi \cos\theta / \partial t \quad (9)$$

浮体の剛体運動の水平方向加速度は、境界 Γ_3 における動液圧の地震入射方向成分から (10)式となる。

$$M \frac{\partial v}{\partial t} = - \int_{\Gamma_3} p \cos^2\theta r d\theta dz = \pi \rho \int_{\Gamma_3} \frac{\partial\phi}{\partial t} r dz \quad (10)$$

ここで、時刻 $t=0$ で $v=0$ 、 $\partial v / \partial t=0$ および $\phi=0$ 、 $\partial\phi / \partial t=0$ と仮定して (10)式を時間につい

て積分すると (11)式が得られる。

$$v(t) = \frac{\pi \rho}{M} \int_{\Gamma_3} [N] r dz \{\phi\} \quad (11)$$

回転運動は、境界 Γ_3 および Γ_4 の動液圧により (12)式で表される。

$$\begin{aligned} I \frac{\partial \omega}{\partial t} &= \int_{\Gamma_3} p \cos^2 \theta l_z r d\theta dz + \int_{\Gamma_4} p \cos^2 \theta r^2 d\theta dr \\ &= -\pi \rho \int_{\Gamma_3} \frac{\partial \phi}{\partial t} l_z r dz - \pi \rho \int_{\Gamma_4} \frac{\partial \phi}{\partial t} r^2 dr \end{aligned} \quad (12)$$

さらに、 ω に v と同じ初期条件を与えると (13)式が得られる。

$$\omega(t) = -\frac{\pi \rho}{I} \left\{ \int_{\Gamma_3} [N] l_z r dz + \int_{\Gamma_4} [N] r^2 dr \right\} \{\phi\} \quad (13)$$

(8)式に (11),(13)式を代入し、形状関数の積分を以下のように整理すると、(14)式が得られる。

$$\begin{aligned} [M_1] &= \int_{\Gamma_1} [N] r dz, & [M_3] &= \int_{\Gamma_3} [N] r dz \\ [M_3^z] &= \int_{\Gamma_3} [N] l_z r dz, & [M_4^r] &= \int_{\Gamma_4} [N] r^2 dr \\ [S_F] &= \int_{\Gamma_F} [N]^T [N] r dr, & [S_H] &= \frac{\pi \rho}{M} [M_3]^T [M_3] \\ [S_R] &= \frac{\pi \rho}{I} ([M_3^z]^T + [M_4^r]^T) ([M_3^z] + [M_4^r]) \\ [S_\Delta] &= \int_{\Delta} \left\{ [N_{:r}]^T [N_{:r}] + [N]^T [N] / r^2 + [N_{:z}]^T [N_{:z}] \right\} r dr dz \{\phi\} \\ V[M_1]^T &= ([S_H] + [S_R] + [S_\Delta])\{\phi\} + [S_F]\{\phi_{:tt}\} \end{aligned} \quad (14)$$

2.3 時間積分

(14)式を用いると、周波数応答解析ができる。しかし、長周期の地震動に対する揺動を含む解析には時刻歴解析を行う必要がある。(14)式を時間増分 Δt として差分表示すると (15)式となる。

$$\begin{aligned} V^i [M_1]^T &= ([S_H] + [S_R] + [S_\Delta])\{\phi^i\} \\ &+ [S_F]\{\{\phi^{i-1}\} - 2\{\phi^i\} + \{\phi^{i+1}\}\} / \Delta t^2 \end{aligned} \quad (15)$$

ここに、 i は時間格子を表している。自由表面 Γ_F 上の接点自由度を分離すると、(15)式の構造は 図3 のようになる。そこで、 V^i 、 $\{\phi^{i-1}\}$ および $\{\phi^i\}$ が既知なら、図3 (a)式を用いて、境界 Γ_F 上の $\{\phi^{i+1}\}$ が計算される。次に、 V^{i+1} と Γ_F 上の $\{\phi^{i+1}\}$ を 図3 (b)式に代入して、残りの $\{\phi^{i+1}\}$ が計算される。

時間格子 i における浮体の水平方向速度および回転角速度は、(11)式および (13)式に $\{\phi^i\}$ を代入して計算

$$\begin{aligned} V^i [M_1]^T &= \frac{[S_\Delta] + [S_H]}{[S_F] / \Delta t^2} \{\phi^{i-1}\} + [S_R] \{\phi^i\} \quad \{\phi^{i+1}\} \\ \begin{bmatrix} V_o^i \\ V_f^i \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & S_f \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_o^{i-1} \\ \phi_f^{i-1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} S_{oo} & S_{of} \\ S_{fo} & S_{ff} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_o^i \\ \phi_f^i \end{bmatrix} - 2 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & S_f \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_o^i \\ \phi_f^i \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & S_f \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_o^{i+1} \\ \phi_f^{i+1} \end{bmatrix} \\ \{V_f^i\} &= [S_f]\{\phi_f^{i-1}\} + [S_{fo}]\{\phi_o^i\} + [S_{ff}]\{\phi_f^i\} - 2[S_f]\{\phi_f^i\} + [S_f]\{\phi_f^{i+1}\} \\ &\rightarrow \{\phi_f^{i+1}\} = [S_f]^{-1}\{V_f^i\} - [S_f]^{-1}[S_{fo}]\{\phi_o^i\} - \{\phi_f^{i-1}\} + 2\{\phi_f^i\} \quad (a) \\ \{V_o^i\} &= [S_{oo}]\{\phi_o^i\} + [S_{of}]\{\phi_f^i\} \\ &\rightarrow \{V_o^{i+1}\} = [S_{oo}]\{\phi_o^{i+1}\} + [S_{of}]\{\phi_f^{i+1}\} \\ &\rightarrow \{\phi_o^{i+1}\} = [S_{oo}]^{-1}\{V_o^{i+1}\} - [S_{oo}]^{-1}[S_{of}]\{\phi_f^{i+1}\} \quad (b) \end{aligned}$$

図3 時間の増分方法

される。動液圧および水平方向加速度と回転角速度は $(\phi^{i+1} - \phi^{i-1}) / (2\Delta t)$ 、を(9)、(10)、(12)式に代入して求める。水平変位および回転角の計算には、2次のテーラー展開を用いる。

3. 公表された実験結果と解析結果との比較

ここで取り扱う、閉鎖水域の水面付近にある物体の地震時応答を取り扱った実験は少ない。佐久田ら⁶⁾の回転を許さない物体に加わる流体力の測定、萩原ら³⁾および馬場⁴⁾の箱型浮体に関する実験が眼につく程度である。ここでは、まず、物体の運動を妨げた場合の流体力について、計算結果と佐久田ら⁶⁾の実験結果とを比較して論じ、次に、自由浮体の応答に及ぼす震動周波数の影響について、萩原ら³⁾の実験結果と比較しながら述べる。

3.1 空間に固定された物体に加わる動液圧

佐久田ら⁶⁾は図4に示される2次元モデルで実験を行い、空間に固定された矩形断面の物体に加わる流体力を測定している。固定条件は、Rollについては $\omega=0$ が明記されている。Swayに対しては、ロードセルで流体力を検出しているため、完全には固定と言いがたいが、ほぼ $v=0$ と思われる。

計算は、 $\omega=v=0$ と $\omega=0$ 、Sway自由との2つの場合について正弦波の水平震動を入力して行った。周波数1 Hzの場合について、計算結果と実験結果⁶⁾を比較して、図5に示した。図の横座標は時間、縦座標は流体力 F を液体密度 ρ 、排水容積 Δ および水平震動の単位加速度 a_0 で無次元化している。実験結果の流体力は、文献⁶⁾中の無次元化の方法が曖昧であったため、ここに無次元化された値が確実なものとは保証できない。図を見ると、Swayを許す場合と許さない場合とでは、流体力の時間変化が著しく異なっている。Swayを許さない場合、震動のエネルギーは時間とともに累積して行き、流体力のピーク値も時間と共に線形に増加して行く。一方、Swayを許すと応答倍率は、2.7程度となる。3.2項の結果にも現れているように、このように小さな系では1 Hzでも自由表面の揺動が起こり、浮体の運動は複雑なものとなる。2つの計算結果を比較して、浮遊式構造物の免震効果は浮体の運動によるエネルギーの吸収にあると考えられる。実験結果と計算結果を比較すると、実験結果の位相が $\omega=v=0$ の計算結果と等しく、応答倍率は時間と共に増加するもののその増加率は段々小さくなって行くことに気づく。ここに示した解析法では、液体の粘性などの減衰項は含まれていない。また

ポテンシャル理論には渦無し仮定が含まれている。しかしRollもSwayも許さない場合、物体の角には渦が発生し、入力されたエネルギーの大部分が最終的には熱となって吸収されるものと考えられる。流体力の位相から実験が $\omega=v=0$ の固定条件であったことが確認されるが、応答倍率に関しては、粘性、渦などを考慮していない本方法では過大な評価となることがわかる。

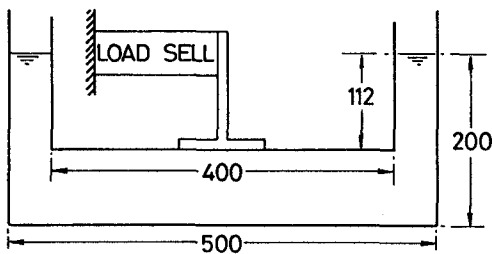


図4 実験装置の概形と寸法 (単位 mm)

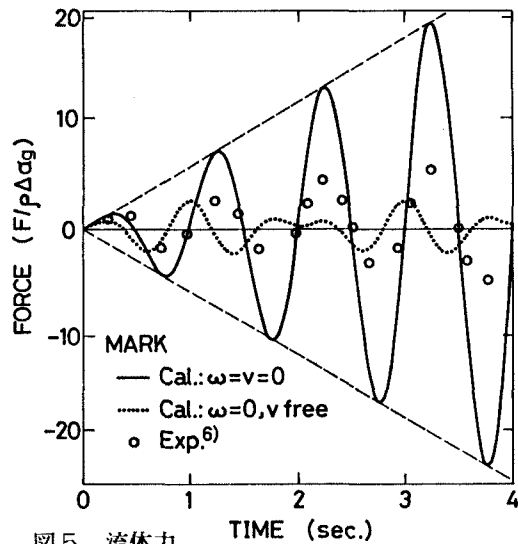


図5 流体力

3.2 箱型浮体の水平加振時応答

萩原ら³⁾は浮遊式原子力発電プラントを想定して、図6に示される実験を行っている。図中 A_{BIX} は入力加速度、 A_{FIX} および A_{FIZ} はそれぞれ浮体上甲板縁の水平および鉛直加速度である。2次元モデルによる計算結果を実験結果と比較して図7~9に示した。

図7は自由水面の揺動が生じない短周期水平加振時の応答倍率と浮体-境界間距離との関係を示している。左図は鉛直方向、右図は水平方向である。当然のことながら、浮体-境界間距離 r_1 が大きくなるほど応答倍率は小さくなっている。浮体上甲板縁の鉛直方向の運動は浮体のRollに対応している。計算結果と実験結果とは比較的良好な一致を示している。3.1項に現れたような計算結果と実験結果との差は見られない。これは、浮体を自由に運動させることにより渦が発生しなくなり、現象が速度ポテンシャルの仮定(非粘性、非圧縮、渦無)に近くなったものと思われる。

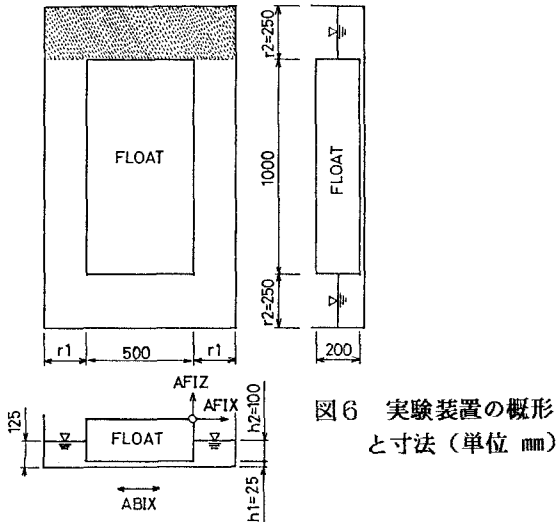


図6 実験装置の概形と寸法(単位 mm)

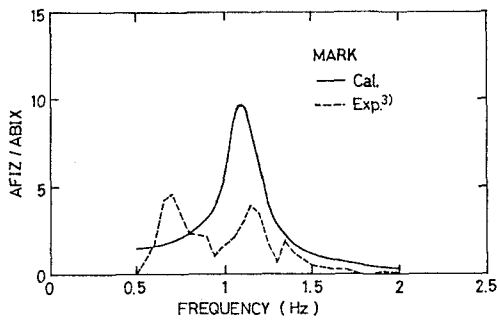


図8 Roll の応答倍率

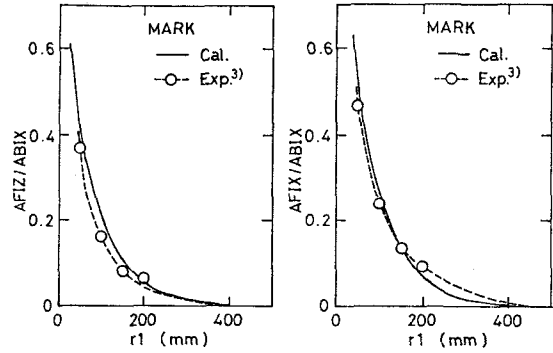


図7 短周期水平加振時の応答倍率

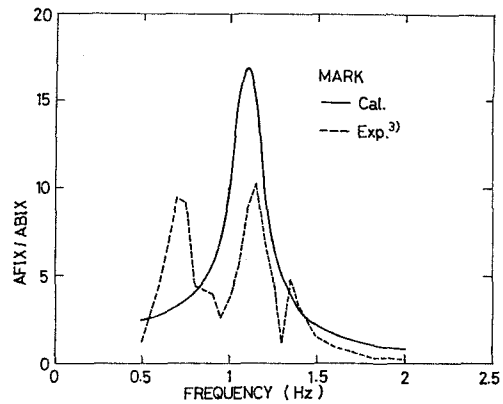


図9 Sway の応答倍率

図8、9は $r_1=100$ mm の場合について、鉛直方向および水平方向の応答倍率の周波数依存性を示している。計算は正弦6波入力による最大応答としている。ちなみに鋼製貯槽では正弦3波入力によるスロッシング解析が認められている。計算結果は1 Hz程度で揺動による同調現象が生じている。実験結果を見ると、計算結果と同じ周波数以外にも2つの同調周波数が見られる。方型タンクの揺動同調周期は、(16)式で表される。

$$T = 2\pi \left\{ \frac{\pi g}{l_r} \tanh \frac{\pi h}{l_r} \right\}^{-1/2} \quad (16)$$

ここに、 l_r は揺動の1半波長、 h は液体の深さである。図6の斜線を施した長方形領域にこの式を適用すると固有周波数は1半波の揺動で0.75 Hz、2半波で1.34 Hzとなる。揺動による波は横方向に散乱して行く。すなわち、計算では現れていない2つの同調周波数は、実験水槽自体の1半波および2半波の揺動同調周波数で生じた波が回り込んで浮体に作用したために生じたものと思われる。揺動と浮体運動との連成による同調周波数(約1 Hz)における応答倍率は、実験では計算の半分程度になっているが、これも波の横方向への散乱によるエネルギーロスの影響と思われる。

4. 試設計例

以上述べてきたことから、2節に示した解析方法には幾つかの制約はあるものの、十分実用的なものであることがわかる。ここでは、1,100 MWe 規模の原子力発電プラントバージを対象にした検討結果の一部を示す。

4.1 検討モデル

電力中央研究所⁷⁾の検討結果に基づき所要排水量を定め、半径78 m、吃水15 m、高さ20 mの円筒型の浮体を想定し、軸対称問題として解析した。検討項目は、短周期水平震動に対する浮体の応答および動液圧とした。パラメータは浮体-海底間および浮体-境界間の距離とした。なお、揺動に対する検討はここでは除く。

4.2 加速度応答倍率

図10、11に周波数10 Hzにおける応答倍率を示した。揺動が起らない場合、応答倍率の周波数依存性はほとんどない。図中、横座標は浮体-境界間距離、縦座標は浮体-海底間距離の対数である。図10はSwayの応答倍率、図11は浮体の回転角加速度に浮体半径を乗じ入力加速度で除してRollの応答倍率としたものである。

ここで想定した浮体は底面積が大きいので Roll の応答倍率の方が大きくなる。浮体一境界間距離を 25 m 以上にすれば Roll に対しても免震効果 70% 以上となる。Sway と Roll との関係は、海底と境界が右に動く時、浮体は右下りに回転しながら右に動く。Sway の応答倍率が 1 以下であるため、海底面に対しては、浮体は右下りで左に動く。浮体一海底間距離も応答倍率に若干の影響を与えている。

4.3 動液圧分布

図10,11から、浮体一海底間距離が小さくなるほど Sway の応答倍率は小さくなるが、Roll については応答倍率が最小となる浮体一海底間距離が存在することがわかる。これは、浮体一海底間距離によって動液圧分布が異なるためである。浮体一境界間距離が 30 m の場合についてこの差異を図12に示した。

図12を見ると、浮体側面に加わる動液圧は浮体一海底間距離と共に増加することがわかる。浮体底面では、側面の動液圧が大きい場合には、当然大きな動液圧が加わる。また、側面の動液圧が小さい浮体一海底間距離が小さい場合にも底面には大きな動液圧が加わる。動液圧が最小となるのは、Roll の応答倍率が最も小さくなる浮体一海底間距離 1.2m 程度と一致する。

ここで検討した浮体では、底面に加わる動液圧による Roll の応答倍率が重要である。また、これを低減するように浮体一海底間距離を選定することにより、運動のみならず局部強度の観点から重要な動液圧の低減もできることとなる。

4.4 タッチダウンとロッキング

底面積の大きな浮体では重心高さによる Roll の制御²⁾が困難である。そこで、海底面との接触について検討する必要がある。海底面と接触した時 Roll を増加させるような力が加わると、接触した縁はさらに海底地盤にめり込み、姿勢不安定となる。これは、重力式構造物のロッキングによる基礎地盤の崩壊と姿勢不安定に似ている。ここに取り上げた例では 4.2項に述べた海底面と浮体との相対運動からこのような現象は生じないことがわかる。ここでは1節で軟着底とは海底面からせん断力を伝達されないものと定義している。接地圧があり地盤からせん断力が伝達され、さらに底面に動液圧が加わらなると仮定すれば、よほど重心高さを小さくしない限りロッキングは避けがたいと思われる。

5. おわりに

以上、閉鎖水域中の浮遊式構造物の地震時挙動について、解析方法、実験結果との比較、試設計例と話を進めて来た。要点を抜き出すと以下ようになる。

- (1) 速度ポテンシャル理論に基づき、浮体の運動と自由水面の揺動を含む FEM を提示した。
- (2) 上記手法は、渦が生じ入力エネルギーが最終的に熱エネルギーに変換される場合には適用できない。
- (3) 揺動による同調現象を検討する場合、揺動の可能性のある総ての水面区画について検討する必要がある。
- (4) 試設計例を示し、種々の問題点について概説した。

参考文献

- 1) K. Hove et al.: Seaquakes: A potential threat to offshore structures, Pub. Norges Geotekniske Institutt, No.143-5, 1982.
- 2) 松岡: 浮遊式構造物の免震性、日本造船学会誌、No.706、1988.
- 3) 萩原 他: 浮揚式構造物の免震特性について、電力土木、No.201、1986.
- 4) 馬場: 海震に対する浮体の加速度応答について、第8回海洋工学シンポジウム、1988.
- 5) 松岡、石油貯槽安全研究会資料、ST-1-448 付録、1988.
- 6) 佐久田 他: 複殻式海洋構造物の地震応答に関する研究、日本大学理工学部学術講演会論文集、1984.
- 7) 電力中央研究所: 浮揚式原子力発電所の成立性評価 — プラントの概略設計と経済性評価のための基本条件検討 —、電力中央研究所報告、調査報告: A85004、1985.

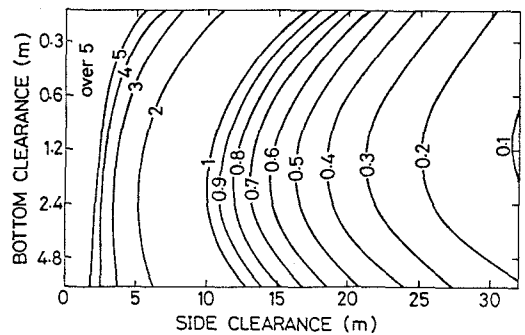


図10 Roll の応答倍率

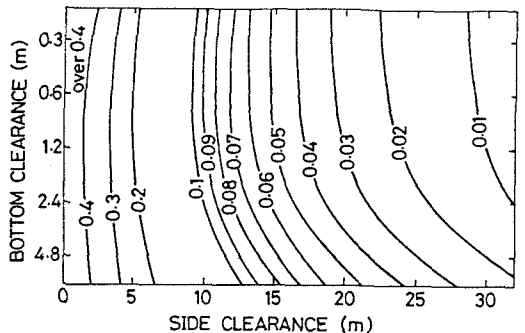


図11 Sway の応答倍率

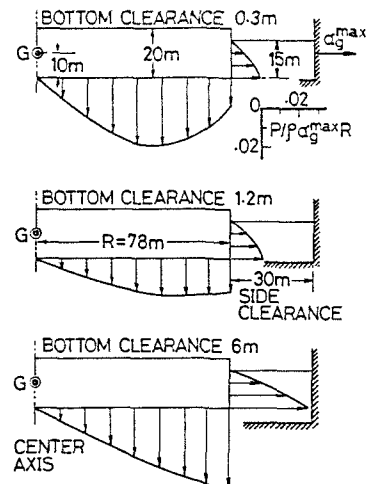


図12 動液圧分布