海底面を水平方向に伝播する地震波に対する 浮遊式海洋人工島の海震応答

SEAQUAKE RESPONSE OF FLOATING ISLANDS FOR HORIZONTALLY TRAVELING SEISMIC WAVE ON SEA BED

濱 本 卓 司*, 三角 猛二郎**

Takuji HAMAMOTO and Takejiro MISUMI

The stochastic response of a large floating island for seaquakes induced by horizontally traveling seismic wave on sea bed is formulated, taking account of structural flexibility and fluid-structure interaction. The floating island is idealized as an elastic circular plate with or without tension-legs. Hydrodynamic pressure acting on the floating island is obtained in closed form on the basis of a linear potential flow theory. The response quantities are evaluated by a wet-mode superposition approach and stationary random vibration theory. Numerical examples are presented to discuss the difference in the response behaviors of the floating island against horizontally traveling and vertically incident waves.

Keywords : *large floating island, fluid-structure interaction, seaquake, horizontally traveling seismic wave, potential flow theory, elastic circular plate*
浮遊式海洋人工島, 流体-構造物相互作用, 海震, 水平方向進行波, ポテンシャル流れ理論, 弾性円板

1. 序

海洋性地震が頻発する我国近海の海域に浮遊式海洋構造物を建設する場合, 波浪や風とともに地震が重要な荷重要因となる。海水はせん断波を伝播しない媒体であるため, アンカーのない浮遊式海洋構造物は海底面での水平地動に対しては免震構造物と見なすことができる。しかし, 海底面の動きが上下動になると海水中を高振動数の疎密波が伝播する海震現象が生じ, もはや免震構造物とは呼べなくなる。また, アンカーを有する場合は, 水平地動・上下地動にかかわらず繫留索を直接地震波が伝播し応答を増幅する。

海震による船舶の被害は数多く報告されており, 浮遊式海洋構造物にとっても重要な荷重要因となることが指摘されている^{1),2)}。馬場³⁾は自由浮体としての浮遊式海洋構造物の海震応答に関する理論的および実験的研究を行った。川西・池田・加藤⁴⁾と川西・加藤・小林⁵⁾はそれぞれオフセットがない場合とある場合のテンションレ

グ・プラットフォームを対象に, 上下地動により生じる繫留索の変動張力に対する応答挙動を検討した。Liou・Penzien・Yeung⁶⁾は, 海震現象とテンションレグ繫留による変動張力をともに考慮して円筒浮体の上下地動に対する応答挙動を検討した。以上の研究は, 海底油田掘削プラットフォームあるいは原子力プラント海上立地を対象とし, 浮体は剛体として扱われている。これに対し, 濱本・田中⁷⁾は海上都市や海上空港等の大規模浮遊式海洋人工島を対象構造物とし, 構造物自体の変形を考慮した構造物-流体相互作用問題を定式化し海震時の応答挙動を検討した。この際, 海底面は剛体的に上下動するものと考え, 海水中を鉛直方向に伝播する疎密波が同位相で浮体底面に作用する場合の応答を扱った。これは, P波が海底地盤を鉛直下方から伝播してくる場合に対応している。しかし, 実際にはP波あるいはSV波が海底面に斜め入射する場合, あるいはレーリー波が入射する場合にも海底面の上下動は励起され, 位相差をもって水平方

* 武蔵工業大学工学部建築学科 教授・工博

** 大成建設構造設計部 工修

Professor, Faculty of Engineering, Dept. of Architecture, Musashi Institute of Technology, Dr. Eng.
Structural Engineering Dept., Taisei Corporation, M. Eng.

向に伝播する進行波となる^{8),9)}。このことは、P波のみでなくS波あるいは表面波もまた海震のエネルギーに変換されることを意味している。

水平方向に伝播する地震波に対する応答解析は、すでに冷却塔¹⁰⁾、原子力発電所¹¹⁾、長大橋¹²⁾、埋設パイプライン¹³⁾等の長大構造物に対して行われている。この位相差入力により構造物に局所的な変形や応力集中が生じることが指摘されており、大規模構造物の耐震設計において留意すべき事項の一つとなっている。大規模浮遊式人工島の場合もまた、直接地盤とは接していないものの、海水を介してこの位相差入力の影響を受ける。海底面が同位相で上下動する場合、円形人工島には軸対称応答のみが励起される。しかし、海底面を水平方向に進行波が伝播する場合には、空間的に位相差をもった疎密波が作用することになる。したがって、波浪応答¹⁴⁾と同様に非軸対称応答となり、励起されるモードの数が増加して人工島の応答の空間分布ははるかに複雑になる。本研究では、海底面での上下動が位相差を有する場合の浮遊式海洋人工島の海震応答を定式化し、数値結果に基づき海底面が同位相で上下動した場合との違いを明らかにする。

2. 解析モデルと仮定

海底面を水平方向に伝播する地震波により生じる海底地盤の上下動に対して応答する浮遊式海洋円形人工島をFig. 1に示す。人工島の形状寸法および設置状態は以下のパラメータにより定義される。 a ：人工島の半径、 h ：人工島の厚さ、 d ：静穏な状態における海面から海底までの深さ（設置水深）、 $\bar{d}$ ：人工島下面から海底までの深さ（したがって人工島の吃水は $d - \bar{d}$ ）、 U_g ：地震による海底面の上下変位、 C_a ：海底面を水平方向に伝播する地震波の見かけ速度。座標系として、円形人工島の中心を海底面に投影した点を原点とする円筒座標系(r, θ, z)を用いる。繫留方法は、アンカーのない自由浮体方式とテンションレグによるアンカー方式とし、アンカー方式では人工島の周辺に沿ってテンションレグをリング状に配置した場合（リング状アンカー）と人工島下面に様に分布させた場合（分布アンカー）の二通りを考える。Fig. 2に考慮する3タイプの繫留方式を示す。

位相差を有する海底地盤の上下動により地震波は海水中を疎密波として伝播し、人工島下面に動水圧が発生する。繫留する場合は、動水圧に加えて鉛直繫留索の変動張力が作用し、人工島は鉛直（ヒープ）および回転（ピッチ）の剛体運動と弾性変形との連成で応答する。海震時における人工島～海水～繫留索連成系の応答挙動を定式化するために、本研究では以下の仮定を用いる。

- 1) 円形人工島は線形弾性であり、その運動は線形振動の範囲内にある。
- 2) 海水は渦なし・非粘性・非圧縮性である。

Fig. 1 Geometric parameters of floating island under horizontally traveling seismic wave

Fig. 2 Three mooring states of flexible circular floating island

- 3) 繫留索には常時引張力が作用しており、その復元力特性は線形である。
- 4) 繫留索の質量効果は無視できる。
- 5) 海底面の上下動は、一定の見かけ速度で水平方向に伝播する不規則な平面波により生じる。
- 6) 入力地震動は主要動の定常部のみを考え、その上下動加速度は平均値0の定常エルゴード過程である。
- 7) 海底面は水平で海水領域は無限に広がっている。

なお、疎密波の伝播は圧縮性流体における現象であるが、圧縮性流体と非圧縮性流体における差は一次元波動場の共振振動数近傍を除きほとんどなく、本研究のような二次元波動場ではこの共振振動数も現れないため2)において非圧縮性を仮定した〔文献7)の補遺3参照〕。

3. 動水圧と繫留力

海底面を水平方向に伝播する地震波を考えると、海底面の上下動は位相差を有することになる。このため、海震現象により人工島下面に作用する動水圧は空間的に複雑に分布し、人工島の運動も海底面が位相差なしで上下剛体運動する場合の軸対称運動とは異なり、風波に対する応答と同様に以下のような鉛直（ヒープ）および回転（ピッチ）の剛体運動と非軸対称モードを含む面外弾性変形との連成で応答する。

$$\zeta = \xi + \omega r \cos \theta + w \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 ζ は人工島の全変位、 ξ は鉛直剛体変位、 ω は回転剛体運動の回転角、 w は面外弾性変形である。人工島の全変位 ζ は、自由浮体状態では人工島～海水連成系のウェットモード形の重ね合わせにより、また繫留状態では人工島～海水～繫留索連成系のウェットモード形の

Fig. 3 Two components of hydrodynamic pressure when subjected to seauques

重ね合わせにより以下のように表せる。

$$\zeta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \zeta_{nm}(r) \cos n\theta q_{nm}(t) \quad (2)$$

ここに、下添字 n は円周方向フーリエ波数、 m は半径方向モード次数、 $\zeta_{nm}(r)$ は流体連成自由振動解析^{15),16)}で求めた人工島の境界条件を満足する $\theta=0$ における nm 次の半径方向モード形、 $q_{nm}(t)$ は nm 次一般化座標、 t は時間である。

海震による入射波は、人工島の存在により反射・散乱され、さらに人工島の運動により放射状に広がる表面波が発生する。このような波動現象に伴い、人工島下面に作用する波圧分布は変化する。海震を受けて運動する人工島に作用する動水圧 p は、Fig. 3 に示すように、(i)人工島を自由浮体時あるいは繫留時の釣合い位置に固定した状態において海震的作用により生じる動水圧成分 p_f と (ii)海震的作用のない静穏な状態において人工島の運動により発生する動水圧成分 p_m との和となる。

$$p = p_f + p_m \quad (3)$$

人工島の平面形状が円形の場合、式(3)の右辺の各動水圧成分は線形ポテンシャル理論に基づき解析解として求めることができる。

3-1 動水圧成分 p_f の誘導

位相差を有する海底面での上下動により釣合い位置に固定された人工島の下面に生じる動水圧成分 p_f は、Fig. 4 に示すように、さらに以下の動水圧成分の和として表わせる。すなわち、(i)人工島の存在しない *free-field* において、釣合い位置にある人工島の下面レベルに海震的作用により生じる入射波の動水圧成分 p_i と (ii)人工島の存在により生じる入射波の反射・散乱に伴う動水圧成分 p_s である。

Fig. 4 Two components of hydrodynamic pressure due to ground motion

$$p_f = p_i + p_s \quad (4)$$

人工島下面に作用する入射波の動水圧成分 p_i は、速度ポテンシャル ϕ_i に関する以下の境界値問題を解くことにより求まる。

$$\nabla^2 \phi_i = \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad : 0 \leq z \leq d \quad (5a)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial t^2} = 0 \quad : z = d \quad (5b)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = \dot{U}_g \quad : z = 0 \quad (5c)$$

ここに、 g は重力加速度、 $\cdot = \partial/\partial t$ である。式(5a)は渦なし・非粘性・非圧縮性の流体場を支配する *Laplace* 方程式、式(5b)は海面における自由表面境界条件、式(5c)は海底における海水と地盤との運動の連続条件である。

海底を不規則な進行波が見かけ速度 C_a で水平方向 ($\theta=0$) に伝播するとき、海底面での上下動加速度は各成分波の重ね合わせとして次式で表される。

$$\dot{U}_g(r, \theta, t) = \sum_{l=1}^{\infty} \sqrt{2S_{\dot{U}_g \dot{U}_g}(\sigma_l)} \Delta \sigma \cdot \exp[i(\sigma_l t - k_l r \cos \theta + \varphi_l)] \quad (6)$$

ここに、 $S_{\dot{U}_g \dot{U}_g}(\sigma_l)$ は海底面での上下動加速度のパワースペクトル密度関数、 σ_l 、 k_l 、および φ_l はそれぞれ l 番目の成分波の円振動数、波数、および位相、 $\Delta \sigma = (\sigma_{l+1} - \sigma_{l-1})/2$ である。なお、円振動数と波数の間には以下の関係がある。

$$k_l = \frac{\sigma_l}{C_a} \quad (7)$$

式(6)において以下の *Fourier-Bessel* 展開を利用する。

$$\exp[-ik_l r \cos \theta] = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n (-i)^n J_n(k_l r) \cos n\theta \quad (8)$$

ここに、 $\gamma_0=1$ 、 $\gamma_n=2$ ($n \geq 1$) である。式(8)を式(6)に代入すると次式を得る。

$$\dot{U}_g(r, \theta, t) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{2S_{\dot{U}_g \dot{U}_g}(\sigma_l)} \Delta \sigma \gamma_n (-i)^n J_n(k_l r) \cdot \cos n\theta \exp(i\sigma_l t + \varphi_l) \quad (9)$$

一方、反射・散乱波の動水圧成分 p_s は、海面での境界条件が $r=a$ の円筒状の境界の内外で異なるため、Fig. 5 に示すように、海水領域を円形人工島直下の内部領域 ($r < a$) とそれ以外の外部領域 ($r > a$) に分割し、それぞれの領域で境界値問題をたてることにより求められる。内部領域での反射波の速度ポテンシャル $\phi_s^{(i)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_s^{(i)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq \bar{d}, r < a \quad (10a)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial z} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial z} \quad : z = \bar{d}, r < a \quad (10b)$$

Fig. 5 Fluid domain divided into two regions

$$\frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial z} = 0 \quad : z=0, r < a \quad \dots\dots\dots (10c)$$

式(10b)は人工島下面での固体境界条件であり、入射波を完全反射することを示している。外部領域での反射波の速度ポテンシャル $\phi_s^{(e)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_s^{(e)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq d, r > a \quad \dots\dots\dots (11a)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_s^{(e)}}{\partial t^2} = 0 \quad : z=d, r > a \quad \dots\dots\dots (11b)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial z} = 0 \quad : z=0, r > a \quad \dots\dots\dots (11c)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial r} + ik \phi_s^{(e)} \right) = 0 \quad : r \rightarrow \infty \quad \dots\dots\dots (11d)$$

式(11d)は無限遠点における放射条件を表している。

式(6)を式(5c)に代入し、式(5a~c)を満足する入射波の速度ポテンシャル ϕ_i を求める。以下では簡略化のために式(6)に示した不規則波の一成分波について考えることにし、 l 番目の成分であることを示す添字 l を省略する。円振動数 σ の調和成分波が見かけ速度 C_a で水平方向 ($\theta=0$) に伝播する場合の解は変数分離法により以下のように求まる。

$$\begin{aligned} \phi_i(r, \theta, z, t) = & \frac{V_0}{k} \frac{-kg \cosh k(d-z) + \sigma^2 \sinh k(d-z)}{kg \sinh kd - \sigma^2 \cosh kd} \\ & \cdot \exp[i(\sigma t - kr \cos \theta)] \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここに、 $V_0 = A_0 / i\sigma$, $A_0 = \sqrt{2S_{\theta} \bar{U}_\theta(\sigma) \Delta \sigma}$ である。式(8)を式(12)に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \phi_i(r, \theta, z, t) = & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V_0 \gamma_n(-i)^n}{k} \\ & \cdot \frac{-kg \cosh k(d-z) + \sigma^2 \sinh k(d-z)}{kg \sinh kd - \sigma^2 \cosh kd} \\ & \cdot J_n(kr) \cos n\theta \exp(i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

式(10a~c)を満足する内部領域での反射波の速度ポ

テンシャル $\phi_s^{(i)}$ は以下のように与えられる。

$$\phi_s^{(i)} = \phi_{sh}^{(i)} + \phi_{sp}^{(i)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 $\phi_{sh}^{(i)}$ は式(10b)の右辺を 0 とおいたときの同次解、 $\phi_{sp}^{(i)}$ は式(10a~c)を満足する特解であり、それぞれ以下のように求まる。

$$\begin{aligned} \phi_{sh}^{(i)} = & \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ D_{n0} \left(\frac{r}{a} \right)^n + \sum_{s=1}^{\infty} D_{ns} \frac{I_n(l_s r)}{I_n(l_s a)} \cos l_s z \right\} \\ & \cdot \cos n\theta \exp(i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (15a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{sp}^{(i)} = & \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \gamma_n(-i)^n \frac{2V_0}{a\lambda_{ns}} \\ & \cdot \frac{kg \sinh k(d-\bar{d}) - \sigma^2 \cosh k(d-\bar{d})}{kg \sinh kd - \sigma^2 \cosh kd} \frac{J_n(\lambda_{ns}^* r)}{J_{n+1}(\lambda_{ns}^*)} \frac{\cosh \lambda_{ns}^* z}{\sinh \lambda_{ns}^* \bar{d}} \\ & \cdot \int_0^a J_n(kr) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \cos n\theta \exp(i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (15b) \end{aligned}$$

ここに、 $I_n(l_s r)$ は n 位の第 1 種変形ベッセル関数、 $l_s = s\pi/\bar{d}$, D_{n0} および $D_{ns} (n=1, 2, \dots)$ は未定係数、 λ_{ns} は $J_n(\lambda_{ns})=0$ を満足する正の s 番目の根、 $\lambda_{ns}^* = \lambda_{ns}/a$ である。式(11a~d)を満足する外部領域での反射波の速度ポテンシャル $\phi_s^{(e)}$ は次式で与えられる¹⁷⁾。

$$\begin{aligned} \phi_s^{(e)} = & \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ B_{n0} \frac{H_n^{(2)}(kr)}{H_n^{(2)}(ka)} \cosh kz + \sum_{j=1}^{\infty} C_{nj} \frac{K_n(k_j r)}{K_n(k_j a)} \right. \\ & \cdot \cos k_j z \left. \right\} \cos n\theta \exp(i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ここに、 $H_n^{(2)}(kr)$ は n 位の第 2 種ハンケル関数、 $K_n(k_j r)$ は n 位の第 2 種変形ベッセル関数、波数 k および k_j は超越方程式

$$\sigma^2 = kg \tanh kd = -k_j g \tanh k_j d \quad \dots\dots\dots (17)$$

の根であり、 B_{n0} および $C_{nj} (j=1, 2, \dots)$ は未定係数である。

両領域の速度ポテンシャルに関する境界値問題の解は、上述したように未定係数を有する解析解として得られる。この未定係数は以下に示す $r=a$ における内部領域と外部領域の連続条件により一意的に定めることができる。

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial r} = \frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial r} \quad : r=a, 0 \leq z \leq \bar{d} \quad \dots\dots\dots (18a)$$

$$\frac{\partial \phi_s^{(e)}}{\partial r} = 0 \quad : r=a, \bar{d} \leq z \leq d \quad \dots\dots\dots (18b)$$

$$\phi_s^{(e)} = \phi_s^{(i)} \quad : r=a, 0 \leq z \leq \bar{d} \quad \dots\dots\dots (19)$$

式(18a, b)は速度ポテンシャルの半径方向勾配の連続条件 (前者は海水の連続条件、後者は人工島側面における固体境界条件)、式(19)は速度ポテンシャルの連続条件 (圧力の連続条件) を表している。

式(14), (15a, b), (16)を式(18a, b)に代入し、 $\cosh kz$ を両辺に乘以、 z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を

得る。

$$b_n B_{n0} - d_n D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns} D_{ns} = E_n \sum_{s=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns} \bar{R}_{ns} \cdots (20)$$

ここに、

$$b_n = \frac{1}{4k} (\sinh 2kd + 2kd) \bar{H}_n \cdots (21a)$$

$$d_n = \frac{n}{ak} \sinh k\bar{d} \cdots (21b)$$

$$S_{ns} = \frac{k}{l_s^2 + k^2} \cos s\pi \sinh k\bar{d} \cdots (21c)$$

$$T_{ns} = \frac{1}{\lambda_{ns}^{*2} - k^2} (\lambda_{ns}^* \cosh k\bar{d} - k \sinh k\bar{d} \coth \lambda_{ns}^* \bar{d}) \cdots (21d)$$

$$\bar{R}_{ns} = \int_0^a J_n(kr) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \cdots (21e)$$

$$E_n = \gamma_n (-i)^n \frac{2V_0}{a^2} \cdot \frac{kg \sinh k(d - \bar{d}) - \sigma^2 \cosh k(d - \bar{d})}{kg \sinh kd - \sigma^2 \cosh kd} \cdots (21f)$$

$$\bar{H}_n = \frac{H_n^{(2)'}(ka)}{H_n^{(2)}(ka)} k \cdots (21g)$$

$$\bar{I}_{ns} = \frac{I_n'(l_s a)}{I_n(l_s a)} l_s \cdots (21h)$$

$$\bar{J}_{ns} = \frac{J_n'(\lambda_{ns})}{J_{n+1}(\lambda_{ns})} \cdots (21i)$$

式(21g, h, i)の'はそれぞれ $\partial/\partial(kr)$, $\partial/\partial(l_s r)$, $\partial/\partial(\lambda_{ns}^* r)$ を表わしている。なお、式(20)を導く際に以下の直交関係を用いた。

$$\int_0^d \cosh kz \cos k_j z dz = 0 \cdots (22)$$

式(14), (15a, b), (16)を式(18a, b)に代入し, $\cos k_j z$ を両辺に乘じ, z に関して区間 $[0, d]$ で積分すると次式を得る。

$$b_n^{(j)} C_{nj} - d_n^{(j)} D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns}^{(j)} D_{ns} = E_n \sum_{s=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns}^{(j)} \bar{R}_{ns} \quad (j=1, 2, \cdots) \cdots (23)$$

ここに、

$$b_n^{(j)} = \frac{1}{4k_j} (\sin 2k_j d + 2k_j d) \bar{K}_{nj} \cdots (24a)$$

$$d_n^{(j)} = \frac{n}{ak_j} \sin k_j \bar{d} \cdots (24b)$$

$$S_{ns}^{(j)} = \frac{k_j}{k_j^2 - l_s^2} \cos s\pi \sin k_j \bar{d} \cdots (24c)$$

$$T_{ns}^{(j)} = \frac{1}{\lambda_{ns}^{*2} + k_j^2} (\lambda_{ns}^* \cos k_j \bar{d} + k_j \sin k_j \bar{d} \coth \lambda_{ns}^* \bar{d}) \cdots (24d)$$

$$\bar{K}_{nj} = \frac{K_n'(k_j a)}{K_n(k_j a)} k_j \cdots (24e)$$

式(24e)の'は $\partial/\partial(k_j r)$ を表わしている。式(14), (15a, b), (16)を式(19)に代入し, 両辺に $\cos l_s z$ を乘じ, z に関して区間 $[0, \bar{d}]$ で積分すると次式を得る。

$$S_{ns} B_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} S_{ns}^{(j)} C_{nj} - \frac{\epsilon_s \bar{d}}{2} D_{ns} = 0 \quad (s=0, 1, \cdots) \cdots (25)$$

ここに, $\epsilon_0=2$, $\epsilon_s=1$ ($s \geq 1$) である。

式(20), (23), (25)は, 未定係数 B_{n0} , C_{nj} ($j=1, 2, \cdots$), D_{ns} ($s=0, 1, \cdots$) に関する無限個の連立方程式を構成する。実際に連立方程式を解く際, j と s に関する無限級数は収束を確認し, とともに10項で打ち切った。未定係数を決定した後式(15a)に代入し, 式(13)と式(14)を線形 *Bernoulli* 式に代入すると, 海震の作用のもとで運動を拘束された人工島の下面に生じる動水圧成分 p_f が以下のように求まる。

$$p_f = -\rho_w \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_s^{(i)}}{\partial t} \right) \Big|_{z=\bar{d}} \cdots (26)$$

ここに, ρ_w は海水の質量密度である。

3-2 動水圧成分 p_m の誘導

人工島の剛体運動と弾性変形により人工島下面に生じる動水圧成分 p_m は, 海震の作用しない静穏な状態における人工島の運動を考えることにより求められる。海底面が剛体的に上下動する場合には人工島は軸対称 ($n=0$) 応答となるが, 海底面を水平方向に伝播する地震波により人工島に励起される応答は, 軸対称応答を含む様々な円周方向波数 n が励起され, 波浪応答と同様に非軸対称応答の扱いが必要となる。内部領域での放射波の速度ポテンシャル $\phi_m^{(i)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_m^{(i)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq \bar{d}, r < a \cdots (27a)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(i)}}{\partial z} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad : z = \bar{d}, r < a \cdots (27b)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(i)}}{\partial z} = 0 \quad : z = 0, r < a \cdots (27c)$$

式(27b)は人工島下面における人工島と海水の運動の連続条件を表しており, ζ は式(1)で与えられる人工島の全変位である。一方, 外部領域での放射波の速度ポテンシャル $\phi_m^{(e)}$ は以下の境界値問題を満足する。

$$\nabla^2 \phi_m^{(e)} = 0 \quad : 0 \leq z \leq d, r > a \cdots (28a)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_m^{(e)}}{\partial t^2} = 0 \quad : z = d, r > a \cdots (28b)$$

$$\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial z} = 0 \quad : z = 0, r > a \cdots (28c)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \phi_m^{(e)}}{\partial r} + ik \phi_m^{(e)} \right) = 0 \quad : r \rightarrow \infty \cdots (28d)$$

式(28a~c)を満足する内部領域の速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\phi_m^{(i)} = \phi_{mh}^{(i)} + \phi_{mp}^{(i)} \dots\dots\dots (29)$$

ここに、 $\phi_{mh}^{(i)}$ は式(27b)の右辺を0とおいたときの同次解であり左辺の下添字 s を m に置き換えた式(15a)で、 $\phi_{mp}^{(i)}$ は(27a~c)を満足する特解であり次式で与えられる。

$$\phi_{mp}^{(i)} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{2i\sigma}{a\lambda_{ns}} \frac{J_n(\lambda_{ns}^* r)}{J_{n+1}^2(\lambda_{ns})} \frac{\cosh \lambda_{ns}^* z}{\sinh \lambda_{ns}^* \bar{d}} \cdot \int_0^a \zeta_{nm}(r) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr q_{nm}(i\sigma) \cos n\theta \exp(i\sigma t) \dots\dots (30)$$

ここに、 $q_{nm}(i\sigma)$ は $q_{nm}(t) = q_{nm}(i\sigma) \exp(i\sigma t)$ で定義される一般化座標の複素振幅である。一方、式(28a~d)を満足する外部領域の速度ポテンシャル $\phi_m^{(e)}$ は、左辺の下添字 s を m に置き換えた式(16)で与えられる。

式(29), (30), (15a)および(16)を式(18a, b)に代入し $\cosh k_z z$ を両辺に乘以 z に関して区間 $[0, d]$ で積分して得られる式、式(29), (30), (15a)および(16)を式(18a, b)に代入し $\cos k_z z$ を両辺に乘以 z に関して区間 $[0, d]$ で積分して得られる式、さらに式(29), (30), (15a)および(16)を式(19)に代入し $\cos l_z z$ を乘以 z に関して区間 $[0, \bar{d}]$ で積分した式を以下にまとめて示す。

$$b_n B_{n0} - d_n D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns} D_{ns} = \frac{2i\sigma}{a^2} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns} \bar{L}_{nms} q_{nm}(i\sigma) \dots\dots\dots (31a)$$

$$b_n^{(j)} C_{nj} - d_n^{(j)} D_{n0} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{I}_{ns} S_{ns}^{(j)} D_{ns} = \frac{2i\sigma}{a^2} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \bar{J}_{ns} T_{ns}^{(j)} \bar{L}_{nms} q_{nm}(i\sigma) \quad (j=1, 2, \dots) \dots\dots\dots (31b)$$

$$S_{ns} B_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} S_{ns}^{(j)} C_{nj} - \frac{\varepsilon_s \bar{d}}{2} D_{ns} = 0 \quad (s=0, 1, \dots) \quad (31c)$$

ここに、

$$\bar{L}_{nms} = \int_0^a \zeta_{nm}(r) J_n(\lambda_{ns}^* r) r dr \dots\dots\dots (32)$$

である。

式(31a~c)を解き未定係数を決定した後、式(29)に代入し、さらに以下の *Bernoulli* 式を用いると人工島の運動に伴う動水圧成分 p_m が求まる。

$$p_m = -\rho_w \frac{\partial \phi_m^{(i)}}{\partial t} \Big|_{z=\bar{d}} - \rho_w g \zeta \dots\dots\dots (33)$$

3-3 繫留索による変動張力

人工島をアンカーで繫留すると、動水圧とともにアンカーを構成する鉛直繫留索の張力が作用する。円形人工島の円周にテンションレグをリング状に配置した場合、円周方向単位長さ当たりの変動張力は次式で与えられる。

$$p_c(r=a, \theta, t) = -k_c(r=a, \theta) \{ \zeta(r=a, \theta, t) - U_g(r=a, \theta, t) \} \dots\dots\dots (34)$$

ここに、 $k_c(r=a, \theta)$ は繫留索の円周方向単位長さ当たりの剛性であり、 $U_g(r=a, \theta, t)$ は海底面の上下変位である。

円形人工島の底面に一様にテンションレグを配置する場合、単位面積当たりの変動張力は次式で与えられる。

$$p_d(r, \theta, t) = -k_d(r, \theta) \{ \zeta(r, \theta, t) - U_g(r, \theta, t) \} \dots\dots (35)$$

ここに、 $k_d(r, \theta)$ は繫留索の人工島下面単位面積当たりの剛性である。

以下においては、繫留索の剛性が空間座標に独立で一定と考え、リング状アンカーと分布アンカーの剛性をそれぞれ $k_c(r=a, \theta) = k_c$, $k_d(r, \theta) = k_d$ とする。

4. 連成振動の定式化

人工島下面に作用する動水圧とテンションレグの変動張力を受けて応答する浮遊式円形人工島の運動は以下の *Lagrange* 方程式に支配される。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_{nm}(t)} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_{nm}(t)} + \frac{\partial S}{\partial q_{nm}(t)} = Q_{nm}^L(t) + Q_{nm}^P(t) \dots\dots\dots (36)$$

ここに、 $Q_{nm}^L(t)$ は動水圧と繫留索の変動張力に関連した nm 次の一般化力、 $Q_{nm}^P(t)$ は人工島の材料減衰に関連した nm 次の一般化減衰力である。また、 T は人工島の運動エネルギー、 S は人工島のひずみエネルギーであり、それぞれ文献¹⁴⁾の式(34), (35)で与えられる。

式(2)を式(36)に代入し、ウェットモード形の直交性を利用すると、以下のようなモード間連成のない nm 次モード運動方程式が導かれる。

$$(M_{nm}^P + M_{nm}^W) \ddot{q}_{nm}(t) + (C_{nm}^P + C_{nm}^W) \dot{q}_{nm}(t) + (K_{nm}^P + K_{nm}^W + K_{nm}^I) q_{nm}(t) = Q_{nm}(t) \dots\dots\dots (37)$$

ここに、 M_{nm}^P , C_{nm}^P , および K_{nm}^P はそれぞれ人工島の nm 次一般化質量、一般化減衰、および一般化剛性であり、文献¹⁴⁾の式(38a~c)で与えられる。 M_{nm}^W , C_{nm}^W , および K_{nm}^W はそれぞれ人工島と海水との動的相互作用に伴う nm 次の一般化付加質量、一般化付加減衰、および一般化付加剛性であり、それぞれ文献¹⁴⁾の式(39a~c)で与えられる。 $Q_{nm}(t)$ は nm 次一般化力であり以下のように表せる。

$$Q_{nm}(t) = Q_{nm}^F(t) + Q_{nm}^I(t) \dots\dots\dots (38)$$

ここに、 $Q_{nm}^F(t)$ は動水圧 p_f に関連した nm 次一般化力であり、 θ に関して積分した後、次式で与えられる。

$$Q_{nm}^F(t) = \varepsilon_n \pi \int_0^a p_f(r, t) \zeta_{nm}(r) r dr \dots\dots\dots (39)$$

ここに、 $\varepsilon_0 = 2$, $\varepsilon_n = 1$ ($n \geq 1$) である。 $Q_{nm}^I(t)$ は繫留索を伝播する地震波による nm 次一般化付加力であり、 θ に関して積分した後、繫留方式に対応してそれぞれ以下のように与えられる。

- ・自由浮体の場合

$$Q_{nm}^T(t)=0 \quad \cdots \cdots (40a)$$

- ・リング状アンカーの場合

$$Q_{nm}^T(t)=\varepsilon_n \pi a k_c U_g(r=a, t) \zeta_{nm}(a) \quad \cdots \cdots (40b)$$

- ・分布アンカーの場合

$$Q_{nm}^T(t)=\varepsilon_n \pi k_d \int_0^a U_g(r, t) \zeta_{nm}(r) r dr \quad \cdots \cdots (40c)$$

K_{nm}^T は繫留索の復元力に伴う一般化付加剛性であり、 θ に関して積分した後、繫留方式に対応してそれぞれ以下のように与えられる。

- ・自由浮体の場合

$$K_{nm}^T=0 \quad \cdots \cdots (41a)$$

- ・リング状アンカーの場合

$$K_{nm}^T=\varepsilon_n \pi a k_c \zeta_{nm}^2(a) \quad \cdots \cdots (41b)$$

- ・分布アンカーの場合

$$K_{nm}^T=\varepsilon_n \pi k_d \int_0^a \zeta_{nm}^2(r) r dr \quad \cdots \cdots (41c)$$

一般化剛性 K_{nm}^P 、一般化付加剛性 K_{nm}^W および K_{nm}^T 、一般化質量 M_{nm}^P 、一般化付加質量 M_{nm}^W の間には以下の関係がある。

$$K_{nm}^P + K_{nm}^W + K_{nm}^T = \bar{\omega}_{nm}^2 (M_{nm}^P + M_{nm}^W) \quad \cdots \cdots (42)$$

ここに、 $\bar{\omega}_{nm}$ は人工島のウェットモードの nm 次固有円振動数である。式(42)を式(37)に代入し、両辺を $(M_{nm}^P + M_{nm}^W)$ で除すと調和入力に対する nm 次モーダル運動方程式は最終的に以下になる。

$$\begin{aligned} \ddot{q}_{nm}(t) + 2(\bar{\xi}_{nm} + \bar{\xi}_{nm}^*) \bar{\omega}_{nm} \dot{q}_{nm}(t) + \bar{\omega}_{nm}^2 q_{nm}(t) \\ = \frac{Q_{nm}(t)}{M_{nm}^P + M_{nm}^W} \quad \cdots \cdots (43) \end{aligned}$$

ここに、 $\bar{\xi}_{nm}$ は海上における人工島の nm 次材料減衰比、 $\bar{\xi}_{nm}^*$ は人工島の運動による表面波発生に伴う nm 次造波減衰比であり、それぞれ文献¹⁴⁾の式(44a, b)で与えられる。

5. 定常ランダム応答

海底面における上下動加速度の定常部の周波数特性は、次式の修正金井・田治見パワースペクトル密度関数で与えられるものと仮定する。

$$\begin{aligned} S_{\ddot{U}_g \ddot{U}_g}(\sigma) = S_0 \left[\frac{1 + 4\xi_g^2(\sigma/\omega_g)^2}{\{1 - (\sigma/\omega_g)^2\}^2 + 4\xi_g^2(\sigma/\omega_g)^2} \right] \\ \cdot \left[\frac{(\sigma/\omega_k)^4}{\{1 - (\sigma/\omega_k)^2\}^2 + 4\xi_k^2(\sigma/\omega_k)^2} \right] \\ (-\infty < \sigma < +\infty) \quad \cdots \cdots (44) \end{aligned}$$

ここに、右辺の1番目の大カッコは金井・田治見¹⁸⁾のロウパスフィルター、2番目の大カッコは Clough・Penzien¹⁹⁾のハイパスフィルターである。また、 S_0 はスペクトル強度、 ξ_g と ω_g はロウパスフィルターのパラメータであり、それぞれ地盤の代表減衰比と代表円振動数に

対応している。 ξ_k と ω_k はハイパスフィルターのパラメータである。式(44)から、海底面における上下動変位のパワースペクトル密度関数 $S_{U_g U_g}(\sigma)$ は以下のように定まる。

$$S_{U_g U_g}(\sigma) = S_{\ddot{U}_g \ddot{U}_g}(\sigma) / \sigma^4 \quad \cdots \cdots (45)$$

人工島の応答変位 ζ のパワースペクトルは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_{\zeta \zeta}(r, \theta, \sigma) \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \zeta_{nm}^2(r) \cos^2 n\theta |H_{nm}(\sigma)|^2 S_{Q_{nm} Q_{nm}}(\sigma) \quad \cdots \cdots (46) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} |H_{nm}(\sigma)|^2 = 1 / (M_{nm}^P + M_{nm}^W)^2 [(\bar{\omega}_{nm}^2 - \sigma^2)^2 \\ + 4(\bar{\xi}_{nm} + \bar{\xi}_{nm}^*)^2 \bar{\omega}_{nm}^2 \sigma^2] \quad \cdots \cdots (47) \end{aligned}$$

また、 $S_{Q_{nm} Q_{nm}}(\sigma)$ は一般化力 $Q_{nm}(t)$ のパワースペクトルで式(44)の $S_{\ddot{U}_g \ddot{U}_g}(\sigma)$ と式(45)の $S_{U_g U_g}(\sigma)$ の関数である。式(46)を全周波数領域で積分することにより、変位応答 ζ の分散(二乗平均値)が求まる。

$$\begin{aligned} \bar{\zeta}^2(r, \theta) = \text{Var}[\zeta] = \int_0^{\infty} S_{\zeta \zeta}(r, \theta, \sigma) d\sigma \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \zeta_{nm}^2(r) \cos^2 n\theta \bar{q}_{nm}^2 \quad \cdots \cdots (48) \end{aligned}$$

ここに、 $\bar{q}_{nm}^2$ は nm 次一般化座標の分散(二乗平均値)であり、次式で与えられる²⁰⁾。

$$\begin{aligned} \bar{q}_{nm}^2 = \int_0^{\infty} |H_{nm}(\sigma)|^2 S_{Q_{nm} Q_{nm}}(\sigma) d\sigma \\ = \frac{\pi}{4(M_{nm}^P + M_{nm}^W)^2 (\bar{\xi}_{nm} + \bar{\xi}_{nm}^*) \bar{\omega}_{nm}^3} S_{Q_{nm} Q_{nm}}(\bar{\omega}_{nm}) \quad \cdots \cdots (49) \end{aligned}$$

同様に人工島に生じる加速度や応力の応答の分散も求めることができる。

6. 数値結果と検討

数値例題におけるモデルパラメータを以下のように定める。人工島は内部に隔壁を有する大型コンクリート製バージを想定し、半径=1000m、厚さ=50m、ヤング係数=2.0×10¹⁰N/m²、ポアソン比=0.15、質量密度=0.4×10³kg/m³、陸上でのモード減衰比は各モードとも0.05とする。繫留時には自由浮体状態から5m引き込むものとする。海水に関しては、質量密度=1.05×10³kg/m³、設置水深=200mとする。アンカーに関しては、リング状アンカーの剛性 $k_c=5.0 \times 10^6$ N/m²、分布アンカーの剛性 $k_d=5.0 \times 10^5$ N/m³ とする。海底面を水平方向に伝播する地震波の見かけ速度として $C_a=1 \times 10^3$, 3×10^3 , 5×10^3 m/sec を考え、海底面が剛体的に上下動する場合($C_a=\infty$)と比較する。海底面での上下動の加速度パワースペクトル密度関数のハイパスフィルタとローパ

Fig. 6a Wet-mode natural frequencies and power spectral density function of vertical ground acceleration

Fig. 6b Wet-mode natural frequencies and power spectral density function of vertical ground displacement

スフィルタのパラメータの値は $\omega_g=10\text{rad/sec}$, $\xi_g=0.6$, $\omega_k=1\text{rad/sec}$, $\xi_k=0.6$, スペクトル強度は $S_0=1.0 \times 10^{-3}\text{m}^2/\text{sec}^3$ とした。

Fig. 6a, b に海底地盤の上下動加速度および上下動変位のパワースペクトル密度関数と各繫留方式における人工島のウェットモードの固有振動数との関係を示す。いずれの繫留状態においても、多くの弾性モードが上下動の加速度スペクトルの主要領域に入っている。しかし、変位スペクトルの主要領域に入るのは低次モードのみである。リング状アンカーの固有振動数の位置は自由浮体状態と似ているが、分布アンカーでは各モードとも大幅に高振動数側に移動している。スペクトルと固有振動数の関係に基づき、解析では円周方向波数 n が 0 から 16 まで、半径方向モード次数 m が 1 から 6 までのモードのうち 20rad/sec 以下の 55 モードを考慮した。

Fig. 7 に変位応答の標準偏差の $\theta=0$ における半径方向分布を示す。 $r=0$ は人工島の中心点に対応している。いずれの繫留状態においても低次モードのみが励起されており、繫留時には応答の増幅が見られる。自由浮体と

Fig. 7 Displacement responses of the floating island

リング状アンカーでは人工島端部での変形が顕著であり、分布アンカーでは変形が抑えられ剛体運動が卓越している。いずれの繋留状態においても、地震動の位相差がない場合 ($C_a = \infty$) に比べて位相差を有する場合の応答値が大きく、水平方向進行波の見かけ速度 C_a が小さいほど応答値は大きくなっている。

Fig. 8 に上下加速度応答の標準偏差の $\theta=0$ における半径方向分布を示す。いずれの繋留状態においても、高次モードの励起が顕著であり、応答の半径方向分布の形状は複雑になっている。地震動の位相差がない場合は人工島中央部における応答の増幅が大きく、位相差を有する場合はこの傾向が弱まる。人工島中央部の応答は、位相差のないときに最も大きくなり、位相差のあるときは見かけ速度 C_a が大きいほど応答が大きい。しかし、中央部以外の領域では位相差のないときに比べて位相差を有するときの方が応答は大きい。また見かけ速度 C_a が小さいほど応答値は全体的に小さくなる傾向がみられる。

Fig. 9 に半径方向曲げモーメントの標準偏差の $\theta=0$

における半径方向分布を示す。自由浮体と分布アンカーに比べてリング状アンカーの場合に応答が大きい。いずれの繋留状態においても、人工島中央部を除き地震動の位相差がないときの応答は最も小さくなり、位相差があるときは応答値が増加している。

7. むすび

線形ポテンシャル理論に基づき、海底面を地震波が水平方向に伝播する際に生じる海震現象により大規模浮遊式人工島に作用する動水圧を解析的に求め、ウェットモード合成法と定常ランダム振動理論により人工島の応答挙動を予測する方法を示した。本研究の範囲内で、入力地震波の位相差を考慮した人工島の海震応答の特徴は以下のように要約される。

- 1) 入力地震波の位相差がある場合は、ない場合に比べて人工島の変位応答は大きくなる。水平方向進行波の見かけ速度 C_a が小さいほど応答は増加する傾向がある。

Fig. 8 Acceleration responses of the floating island

Fig. 9 Radial bending moment responses in the floating island

- 2) 高次モードの励起により加速度応答の分布形は変位応答よりも複雑である。人工島中央部の応答は入力地震波の位相差がないときに最も大きく、位相差があるときは見かけ速度 C_a が大きいほど応答も大きい。しかし、中央部以外の領域では位相差のないときの応答が最も小さくなる。位相差のあるときは C_a が小さくなるにつれ全体の応答が低下する傾向がある。
- 3) 曲げモーメントの応答は局部的に拘束したリング状アンカーの場合に大きくなる。人工島中央部では入力地震波の位相差がないときの応答が大きくなるが、それ以外の領域では位相差のある方が応答は大きい。

参考文献

- 1) Hove, K., Selnes, P., Bungum, H.: Seaquakes: A Potential Threat to Offshore Structure, Proc. of the 3rd Symp. on the Behavior of Offshore Structure, Vol. 2, pp.561~571, 1982
- 2) Ambraseys, N.: A Damaging Seaquake, Earthquake Eng. and Structural Dynamics, Vol. 13, pp.421~424, 1985
- 3) Baba, E.: A Study on the Effect of Seaquakes on a Floating Body, 日本造船学会論文集, 第162号, pp.90~98, 1988
- 4) 川西利昌, 池田信昭, 加藤渉: 垂直地震動による緊張繫留浮体の応答, 日本造船学会論文集, 第161号, pp.307~315, 1987
- 5) 川西利昌, 加藤貴司, 小林浩: オフセット状態におけるテンションレグプラットフォームの地震応答解析, 日本建築学会構造系論文報告集, 第427号, pp.117~126, 1991
- 6) Liou, G.S., Penzien, J., Yeung, R.W.: Response of Tension-leg Platforms to Vertical Seismic Excitations, Earthquake Eng. and Structural Dynamics, Vol. 16, pp.147~182, 1988
- 7) 濱本卓司, 田中彌壽雄: 海震を受ける浮遊式海洋人工島の応答挙動 (浮遊弾性円板の流体~構造物相互作用解析その3), 日本建築学会構造系論文報告集, 第448号, pp.173~185, 1993
- 8) Wolf, J.P., Obernhuber, P.: Effect of Horizontally Traveling Waves in Soil-Structure Interaction, Nuclear Eng. and Design, Vol. 57, pp.221~244, 1980
- 9) Wolf, J.P., Obernhuber, P.: Free-Field Response from Inclined SV- and P-Waves and Rayleigh Waves, Earthquake Eng. and Structural Dynamics, Vol. 10, pp.847~869, 1982
- 10) Wolf, J.P., Bucher, K.M.: Nonlinear Traveling Wave Effects on Cooling Tower, J. of Structural Div., ASCE, Vol. 108, pp.1424~1439, 1982
- 11) Wolf, J.P., Obernhuber, P., Weber, B.: Response of a Nuclear Power Plant on a Seismic Bearing to Horizontally Propagating Waves, Earthquake Eng. and Structural Dynamics, Vol. 11, pp.483~499, 1983
- 12) Somaini, D.R.: Seismic Behavior of Girder Bridges for Horizontally Propagating Waves, Earthquake Eng. and Structural Dynamics, Vol. 15, pp.777~793, 1987
- 13) O'Rourke, M.J., Hmadi, K.E.: Analysis of Continuous Buried Pipelines for Seismic Wave Effects, Earthquake Eng. and Structural Dynamics, Vol. 16, pp.917~929, 1988
- 14) 濱本卓司, 田中彌壽雄: 風波を受ける浮遊式海洋人工島の応答挙動 (浮遊弾性円板の流体~構造物相互作用解析その2), 日本建築学会構造系論文報告集, 第442号, pp.157~167, 1992
- 15) 濱本卓司, 田中彌壽雄: 浮遊式海洋人工島の連成自由振動特性 (浮遊弾性円板の流体~構造物相互作用解析その1), 日本建築学会構造系論文報告集, 第438号, pp.165~177, 1992
- 16) Hamamoto, T., Asami, T.: Fluid-Coupled Free Vibration of Floating Elastic Circular Plates with Elastically Supported Edge, Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 43, pp.171~179, 1994
- 17) MacCamy, R.C., Fuchs, R.A.: Wave Forces on a Pile: A Diffraction Theory, Tech. Memo 69, U.S. Army, Corps of Engineers Beach Erosion Board, 1954
- 18) Tajimi, H.: Statistical Method of Determining the Maximum Response of Building Structure During an Earthquake, Proc. of the 2nd World Conf. on Earthquake Eng., Tokyo, Vol. 2, pp.781~798, 1960
- 19) Clough, R.W., Penzien, J.: Dynamics of Structures, Mc-Graw-Hill, 1975
- 20) Hurty, W.C., Rubinstein, M.F.: Dynamics of Structures, Prentice-Hall, 1964
- 21) 濱本卓司, 加村久哉, 田中彌壽雄: 海震に対する大規模浮遊式人工島の動的解析, 第8回日本地震工学シンポジウム論文集, Vol. 2, pp.1323~1328, 1990
- 22) Hamamoto, T., Takahashi, H., Tanaka, Y.: Stochastic Response of Anchored Flexible Floating Islands Subjected to Wind-Waves and Seaquakes, Proc. of the 1st Int. Offshore and Polar Eng. Conf., Edinburgh, Vol. 3, pp.391~398, 1991
- 23) 濱本卓司, 高橋浩史, 田中彌壽雄: 浮遊式海洋人工島の波浪および海震に対する流体連成挙動の統一的扱いに関して, 構造工学論文集, Vol. 37B, pp.87~99, 1991
- 24) 濱本卓司, 佐々木仁, 高橋浩史, 田中彌壽雄: 浮遊式海洋人工島の流体連成挙動におけるアンカーの影響に関して, 構造工学論文集, Vol. 38B, pp.81~92, 1992
- 25) Hamamoto, T.: Dynamic Response of Flexible Circular Floating Islands Subjected to Stochastic Waves and Seaquakes, Proc. of Int. Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, Trondheim, pp.433~445, 1994
- 26) 濱本卓司, 三角猛二郎, 田中彌壽雄: 海底面での上下地動の位相差を考慮した浮遊式海洋人工島の高震応答, 第9回日本地震工学シンポジウム論文集, Vol. 2, pp.1285~1290, 1994

(1995年10月31日原稿受理, 1996年2月20日採用決定)