

弾性浮体構造物-流体-海底地盤連成系の動的相互作用問題の解析

DYNAMIC INTERACTION ANALYSIS FOR A SYSTEM OF FLEXIBLE FLOATING STRUCTURE, FLUID AND SEABED

内海秀幸*, 白川英輝*, 川上哲太郎**, 北原道弘***

Hideyuki UTSUMI, Hideki SHIRAKAWA, Tetsutarou KAWAKAMI, Michihiro KITAHARA

*東海大学大学院 海洋学研究科 海洋工学専攻 (〒424 静岡県清水市折戸3丁目)

**工博 東海大学助教授 海洋学部 海洋土木工学科 (〒424 静岡県清水市折戸3丁目)

***工博 東北大学教授 大学院工学研究科 (〒980 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉)

This paper deals with the dynamic response of the flexible floating structure which includes the interaction effects with surrounding fluid and seabed. The floating structure and the seabed are assumed to be elastic body and the fluid is to be incompressible perfect fluid. The method of solution is based on the boundary element methods and a system of algebraic equations is formulated by introducing the continuity conditions of particle velocity and traction vectors on interface boundaries. The forcing term for the system is the plane longitudinal wave propagating in the seabed. The numerical results are shown for response curve at a point of structure, displacement modes, principal stress in the structure, hoop stress along the periphery, and dynamic pressure fields act on the boundary of the structure.

Key Words: flexible floating structure, dynamic interaction problem, seaquake

1. はじめに

現在, 超大型浮体構造物を海洋に浮かべることにより新たな海洋空間を造ることが構想されており, 風・潮流力, 流体力, 動揺, 弾性応答, 係留, 環境を含む多方面から超大型浮体構造物の応答に関する解析と実験が進められている¹⁾. 浮体構造物が水平面的に大型化すると水平軸まわりの断面剛性が一般には減少するため, 従来ではあまり問題とならなかった構造物の弾性変形の影響が無視できなくなる. このため, 超大型浮体構造物の弾性変形の影響を考慮した応答解析^{2)~6)}と実験計測⁷⁾⁸⁾が重要となる.

地核を伝わる地震波が海水中に縦波として伝播し, 航行中の船舶に衝撃を与える現象は海震と呼ばれており, この海震に遭遇した船舶の記録が文献^{1)と9)10)}にまとめられている. 文献^{1),9),10)}によれば海震による船舶の被害事例も報告されており, 一般に浮体構造物は地震の影響を受けにくいとされているが, 沿岸域においても地震が発生し得る我が国の現状を考えると, 大型浮体構造物の鉛直下方から海底地盤中を伝播する地震波による浮体構造物の応答特性を把握しておくことも重要検討項目の一つと考えられる. この浮体構造物の地震時応答解析に関する研究としては, 浮体そのものに地震動を直接的に外力として作用させた解析や¹¹⁾, 係留索を介して地震力を受ける浮体構造物の動揺解析などが挙げられる¹²⁾¹³⁾. しかしながら, 直下型海震時における海底地盤-流体-浮体構造物からなる波動伝播経路ならびに各領域の相互作用を直接的にモデル化した解析は行われていない.

そこで本研究では, 浮体構造物と海底地盤をそれぞれ弾性体, 流体を非圧縮完全流体とモデル化し, 海底地盤内を伝播する地震波動を外力として与えることにより, 弾性浮体構造物の動的応答特性について吟味する. 本解析手法では境界要素法を採用し, 浮体構造物, 流体, 海底地盤の各領域の境界上で成立する積分方程式を境界上の運動学的および力学的連続条件を用いて結合することにより, 浮体構造物, 流体, 海底地盤を一つの連成系として定式化するものであり, 海震時の波動伝播経路, 各領域の相互作用を直接的に解析に導入している. 数値計算例として, 浮体構造物の周波数応答曲線, 変位モード, 浮体構造物内部の主応力分布, 浮体構造物境界上の縁応力分布, 流体領域から構造物に作用する動水圧分布を示す.

2. 問題の設定と各領域の基礎式

解析対象とする浮体構造物-流体-海底地盤系モデルを図-1に示す. ここで, 領域 I , I^+ , I^- は流体領域で

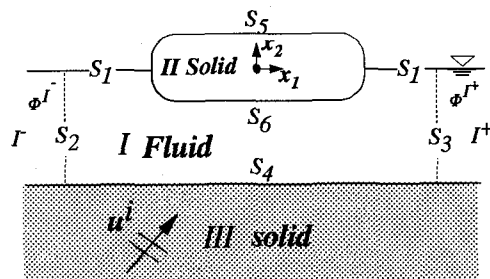


図-1 浮体構造物-流体-海底地盤連成系解析モデル

あり、非圧縮性の完全流体とする。領域Ⅰは浮体構造物による波の散乱が顕著な領域、Ⅰ⁺とⅠ⁻は無限遠方を含む一定水深領域である。領域Ⅱの浮体構造物は均質・等方・線形な弾性構造物である。また、領域Ⅲの海底地盤も弾性体とする。これら弾性領域、流体領域は微小変形ならびに微小振幅波理論にもとづいてモデル化している。地震時を想定し、外力として海底地盤内を伝播する弾性波動 $\mathbf{u}^i$ を考える。図-1中に示した $S_1 \sim S_6$ は各々の領域の境界であり、以下のように定義されている。

- S_1 ; 流体領域における自由表面境界。
- S_2 ; 領域Ⅰと領域Ⅰ⁻における仮想境界。
- S_3 ; 領域Ⅰと領域Ⅰ⁺における仮想境界。
- S_4 ; 流体と半無限海底地盤とが接する共通の境界。
- S_5 ; 構造物の自由表面境界。
- S_6 ; 構造物と流体とが接する共通の境界。

なお、海底地盤 S_4 に起伏が存在しても、以下の解析は成立するが、この場合、起伏は領域Ⅰと海底地盤が接する境界に限られているものとする。

2.1 弾性領域における基礎式

弾性領域における運動方程式、構成式、ひずみ-変位関係式はそれぞれ次式で表される。

$$\nabla \cdot \bar{\tau} + \rho \bar{\mathbf{b}} = \rho \ddot{\mathbf{u}} \quad (1)$$

$$\bar{\tau} = \lambda \text{tr} \bar{\epsilon} \mathbf{1} + 2\mu \bar{\epsilon} \quad (2)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2}(\nabla \bar{\mathbf{u}} + \bar{\mathbf{u}} \nabla) \quad (3)$$

ここで、 $\bar{\tau}$ は応力テンソル、 $\bar{\epsilon}$ はひずみテンソル、 $\bar{\mathbf{u}}$ は変位ベクトルを表し、 $\bar{\mathbf{b}}$ は物体力、 ρ は密度、 λ と μ はLamé定数である。また、 ∇ は勾配作用素、 $\mathbf{1}$ は単位テンソルを表す。物理量 $\bar{\tau}$ や $\bar{\epsilon}$ などの上に付したバーは、これらの物理量が場所 $\mathbf{x}$ と時間 t の関数であることを示し、基礎式を変位で表現すると次のようになる。

$$\mu \Delta \bar{\mathbf{u}} + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + \rho \bar{\mathbf{b}} = \rho \ddot{\bar{\mathbf{u}}} \quad (4)$$

ここで、 Δ はラプラシアンである。いま、変位ベクトル $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ に対して角振動数を ω とし、次のような定常状態を考える。

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \text{Re} \{ \mathbf{u}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \} \quad (5)$$

定常状態における弾性領域の基礎式は物体力を無視すると次式のように表される。

$$\mu \Delta \mathbf{u} + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \rho \omega^2 \mathbf{u} = 0 \quad (6)$$

2.2 流体領域における基礎式

領域Ⅰ、Ⅰ⁺、Ⅰ⁻を占める非圧縮性完全流体に対する基礎式は、速度ポテンシャルを Φ として定常状態において次式のように表される。

$$\Delta \Phi = 0 \quad (7)$$

3. 連続条件と境界条件

3.1 弾性領域と流体領域の連続条件

流体領域と弾性領域が接し合う境界 S_4, S_6 上(図-1参照)において、弾性領域境界上の変位速度の法線成分と、その点における水粒子速度の法線成分の連続性が成立する。この運動学的連続条件は、定常状態において次のように表される。

$$-i\omega \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \quad (8)$$

上式における $\mathbf{n}$ は境界上の単位外向き法線ベクトルである。また、定常状態における流体圧 p は速度ポテンシャル Φ を用いて $p = i\rho_F \omega \Phi$ となり、 $\mathbf{t}$ を弾性領域境界上の表面力とすると、力学的連続条件は

$$\mathbf{t} = -n\mathbf{p} \quad (9)$$

と表せる。

以上をまとめて、弾性領域と流体領域の境界上における連続条件は次のようになる。

$$\mathbf{t}_E = -n_E \mathbf{p} = n_F i\rho_F \omega \Phi \quad (10)$$

$$-i\omega \mathbf{u}_E \cdot \mathbf{n}_E = \mathbf{v}_F \cdot \mathbf{n}_E = -(\nabla \Phi) \cdot \mathbf{n}_F \quad (11)$$

ここで、添字 E は弾性領域、 F は流体領域に関する物理量を表す。

3.2 流体部分における連続条件

入射波として海底地盤内を伝播する波動 $\mathbf{u}^i$ のみを考えると、図-1における領域Ⅰ⁺、Ⅰ⁻における速度ポテンシャル Φ^+, Φ^- はそれぞれ次のように表される。

$$\Phi^{I+} = \Phi^{s+} \quad (12)$$

$$\Phi^{I-} = \Phi^{s-} \quad (13)$$

ここで、 Φ^{s+} と Φ^{s-} は構造物が運動することにより生じる散乱波(放射波)の速度ポテンシャルである。領域Ⅰ⁺およびⅠ⁻における水深は一定と仮定しているため、散乱波(放射波)の速度ポテンシャル Φ^{s+} と Φ^{s-} は級数解として解析的に求めることが可能であり、次のように表される。

$$\begin{aligned} \Phi^{s-} &= - \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{s-} \frac{ig}{\omega} \cdot \frac{\cos \{k_m(x_2 + h^-)\}}{\cos(k_m h^-)} \\ &\times e^{k_m x_1} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi^{s+} &= - \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{s+} \frac{ig}{\omega} \cdot \frac{\cos \{k_m(x_2 + h^+)\}}{\cos(k_m h^+)} \\ &\times e^{-k_m x_1} \end{aligned} \quad (15)$$

ここに h^+ と h^- は領域Ⅰ⁺とⅠ⁻における水深(一定)である。また、 a_m^{s+} と a_m^{s-} はそれぞれ領域Ⅰ⁺とⅠ⁻における散乱波(放射波)の振幅係数であり、仮想境界 S_2 と S_3 上に連続条件を与えることにより決めることができる。さらに、角振動数 ω および波数 k_m は次の分散関係式を満足する。

$$\omega^2 = -gk_m \tan(k_m h^\pm) \quad (16)$$

仮想境界 S_2 と S_3 上において各領域の速度ポテンシャルは以下の連続条件を満足する。

仮想境界 S_2 :

$$\Phi^{I-} = \Phi^I, \quad \frac{\partial \Phi^{I-}}{\partial n} = \frac{\partial \Phi^I}{\partial n} \quad (17)$$

仮想境界 S_3 :

$$\Phi^I = \Phi^{I+}, \quad \frac{\partial \Phi^I}{\partial n} = \frac{\partial \Phi^{I+}}{\partial n} \quad (18)$$

流体の自由表面 S_1 上の境界条件は次のように書ける.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x_2} = \frac{\omega^2}{g} \Phi \quad (19)$$

4. 境界積分方程式と離散化表現

弾性領域, 流体領域の各領域の基礎式を, グリーンの定理を用いて境界積分方程式に変換する. 弾性領域に対する境界積分方程式は, 次式のように表される.

$$C(\mathbf{x})\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \int_S \mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\mathbf{t}(\mathbf{y})dS_y - \int_S \mathbf{T}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\mathbf{u}(\mathbf{y})dS_y \quad (20)$$

ここで, $\mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本解, $\mathbf{T}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本解 $\mathbf{U}$ により定義される二重層積分核, $C(\mathbf{x})$ は $\mathbf{T}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ の外部極限としての自由項である. なお, 基本解 $\mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は次式のように表される.

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{i}{4\mu} [H_0^{(1)}(k_T r) \mathbf{I} + \frac{1}{k_T^2} \nabla \nabla \{H_0^{(1)}(k_T r) - H_0^{(1)}(k_L r)\}] \quad (21)$$

上式において, $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$, k_T は横波の波数, k_L は縦波の波数を表す. また, $H_0^{(1)}$ は第一種 0 次のハンケル関数である.

流体領域における境界積分方程式は速度ポテンシャルを用いて次式のように表される.

$$C(\mathbf{x})\Phi(\mathbf{x}) = \int_S G(\mathbf{x}, \mathbf{y})\tilde{\Phi}(\mathbf{y})dS_y - \int_S H(\mathbf{x}, \mathbf{y})\Phi(\mathbf{y})dS_y \quad (22)$$

ここで, $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本解, $H(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本解 G により定義される二重層積分核, $\tilde{\Phi} = \partial \Phi / \partial n$ である. なお, 基本解 $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は次式のように与えられる.

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{2\pi} \log \frac{1}{r} \quad (23)$$

各領域の境界積分方程式を評価するため, 境界を有限個の要素に分割し, 数値積分を行う. 本解析では二次アイソパラメトリック要素を用いて各境界積分方程式の離散化を行った. 離散化後の各領域の境界積分方程式はそれぞれ次のように書ける.

流体領域 I:

$$\bar{\mathbf{H}}\bar{\Phi} - \bar{\mathbf{G}}\bar{\Phi} = \mathbf{0} \quad (24)$$

構造物領域 II:

$$\bar{\mathbf{T}}\mathbf{t} - \mathbf{U}\mathbf{t} = \mathbf{0} \quad (25)$$

海底地盤領域 III:

$$\bar{\mathbf{D}}\mathbf{u} - \mathbf{S}\mathbf{t} = \mathbf{u}^i \quad (26)$$

上式(24)~(26)において, $\bar{\mathbf{D}}, \bar{\mathbf{T}}, \bar{\mathbf{H}}$ の上に付したバーは, 各境界上の二重層核の積分値にフリーターム $\mathbf{C}$ を加えたことを意味している. また, 式(26)中の $\mathbf{u}^i$ は入射波である.

次に, ここで得られた各領域の境界積分方程式(24)~(26)に, 弾性領域と流体領域の連続条件式(10)(11)と, 流体部分における連続条件式(17)(18), さらに流体の自由表面における境界条件式(19)を各々導入することにより, 最終的に次式で示す浮体構造物一流体一海底地盤系に対する境界積分方程式系が得られる. したがって浮体構造物一流体一海底地盤系における動的相互作用問題は次式を数値的に解くことに帰着される.

$$\begin{pmatrix} \bar{\mathbf{H}}_1 & \bar{\mathbf{G}}_1^{*b} & \bar{\mathbf{H}}_2^{*c} & \bar{\mathbf{G}}_2^{*c} & \bar{\mathbf{H}}_3^{*c} & \bar{\mathbf{G}}_3^{*c} & \bar{\mathbf{H}}_4 & \bar{\mathbf{H}}_6 & -\bar{\mathbf{G}}_4^{*i} & 0 & -\bar{\mathbf{G}}_6^{*i} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\bar{\mathbf{U}}_6^{*i} & 0 & \bar{\mathbf{T}}_5 & \bar{\mathbf{T}}_6 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\bar{\mathbf{S}}_4^{*i} & 0 & \bar{\mathbf{D}}_4 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ a^+ \\ a^- \\ \Phi_4 \\ \Phi_6 \\ u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \mathbf{u}^i \end{pmatrix} \quad (27)$$

ここで, 上式において, 添字 1~6 は, 図-1 に示す境界 $S_1 \sim S_6$ に対応していることを表す. また, 添字 *b は流体領域における自由表面の境界条件, 添字 *c は式(17)(18)の連続条件, 添字 *i は式(10)(11)の連続条件が各々導入されていることを表す. さらに未知量ベクトル中の a^+ , a^- は流体領域における散乱波(放射波)の速度ポテンシャル式(14)(15)中の散乱波振幅係数 a_m^{s+} , a_m^{s-} を用いて次式のように表される.

$$a^- = [a_1^{s-}, a_2^{s-}, \dots, a_m^{s-}]^T \quad (28)$$

$$a^+ = [a_1^{s+}, a_2^{s+}, \dots, a_m^{s+}]^T \quad (29)$$

5. 浮体構造物内部の応力

一般的に, 構造物本体の安全性を照査する場合, 外力により発生する構造物内部の応力(あるいはひずみ)状態を把握する必要がある. ここでは, 領域 II の浮体構造物内部における応力状態を明らかにすることを考え, その表現式を示す. 浮体構造物内部の応力 τ_{ij} は, 前節に示した浮体構造物一流体一海底地盤系に対する境界積分方程式系式(27)を, 数値的に解くことにより得られる境界 S_5 および S_6 上の変位 $\mathbf{u}$ と表面力 $\mathbf{t}$ を用いて次のように積分表現される.

$$\tau_{ij}(\mathbf{x}) = \int_S P_{ij}^k(\mathbf{x}, \mathbf{y})t_k(\mathbf{y})dS_y - \int_S Q_{ij}^k(\mathbf{x}, \mathbf{y})u_k(\mathbf{y})dS_y \quad (30)$$

ここで, $\mathbf{x}$ は弾性領域(浮体構造物)内部の任意の点を表し, $\mathbf{y}$ はその境界上の点を表す.

式(30)の応力に対する積分表現式における積分核 P_{ij}^k は, 式(21)の動弾性波動場の基本解を応力表現することにより, また同式中の積分核 Q_{ij}^k は二重層核の微分により各々次のように表される.

$$P_{ij}^k = \lambda U_{m,m}^k \delta_{ij} + \mu U_{i,j}^k + \mu U_{j,i}^k \quad (31)$$

$$Q_{ij}^k = (\lambda P_{m,m}^{kl} \delta_{ij} + \mu P_{i,j}^{kl} + \mu P_{j,i}^{kl})n^l \quad (32)$$

上式(31)(32)の具体的表現は, 参考文献 14) を参照されたい.

6. 解析手法の検討および数値計算結果

ここでは、本研究において示された解析手法の妥当性を検証した後、いくつかの具体的な数値計算結果を示し、浮体構造物の地震時における動的応答特性に関する検討を行う。

6.1 解析手法の検討

まず最初に、浮体構造物、流体、海底地盤を一つの系とした定式化、すなわち式(27)の妥当性を検討する。しかしながら、既往の研究において、本研究で取り扱うような動的相互作用問題の直接的な解析例をさがすことは極めて困難であることから、ここでは、既往の研究の中から、部分的に本研究と共通するものを選び、その解析結果と比較を行う。

比較検討の対象としたのは、図-2に示すような浮体構造物が存在する有限水深の水域に、水面波が入射した場合の波の散乱問題に関するBlackとMei¹⁵⁾の解析結果である。この問題に対してBlackとMeiは、構造物および海底地盤を剛体と仮定し、速度ポテンシャルに関する境界値問題として級数解を示している。

本研究では海底地盤を伝播してくる地震波(弾性波)を入射波として定式化しているが、入射波を水面波とした場合に関しては、式(12)(13)を各々次式のように書き換えることにより定式化可能であることが、著者らの一部によりすでに示されている¹⁶⁾。

$$\Phi^{I+} = \Phi^i + \Phi^{s+} \quad (33)$$

$$\Phi^{I-} = \Phi^i + \Phi^r + \Phi^{s-} \quad (34)$$

ここで、 Φ^i は入射波の速度ポテンシャル(振幅係数 a^i)、 Φ^r 、 Φ^t は反射波および透過波の速度ポテンシャル(振幅係数 a^r 、 a^t)を各々表す。

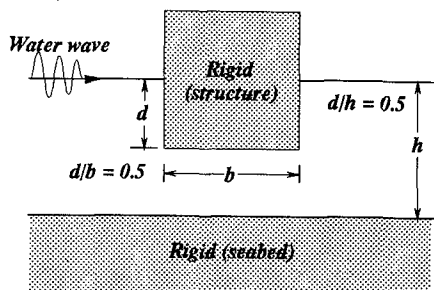


図-2 解析手法検討のための数値解析モデル

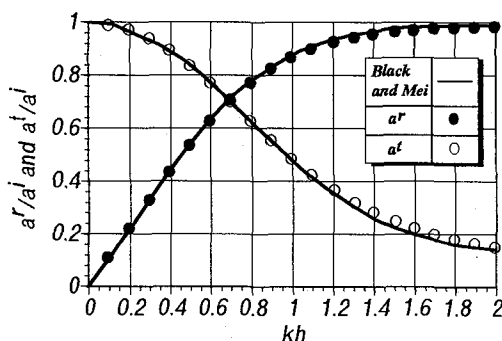


図-3 反射率および透過率と無次元化入射波波数の関係

また、解析結果の比較を行う際、本解析手法においては、構造物および海底地盤は鋼程度の剛性を有する弾性体と仮定し、BlackとMeiの剛体による解析に近似させた。

図-3に解析結果の比較を示す。本図は入射水面波の浮体構造物による反射率 a^r/a^i および透過率 a^t/a^i と入射波の無次元化波数 kh との関係を示したものである。これより、両者の結果は良く一致しており本解析手法の妥当性が確認される。

次に5節で示した動弾性波動場における内部領域の動的応力の定式化についての検討を行う。ここでは、図-4に示すような、円孔が存在する無限弾性体領域において、波長の長い弾性波(P-wave, $ak_T = 0.01$)を無限遠方より入射し、動弾性波動場において円孔周辺部に疑似静弾性的な一軸引張り状態を発生させることにより、静弾性厳密解との比較を行うこととした。

図-5に解析結果の比較を示す。本図は入射波の最大主応力 $\tau_0 = (\lambda + 2\mu)ik_L$ の絶対値により無次元化した応力 $\tau_{\theta\theta}/|\tau_0|$ の $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ における r 方向の分布を弾性厳密解と比較したものである。図中、黒丸は式(30)の積分表現より得られた内部応力を表し、実線は弾性厳密解によるものである。さらに、白丸は円孔境界上の縁応力であり、境界上で得られた変位を共変微分することにより得られる。図より両者の解析結果は、良く一致していることが分かる。

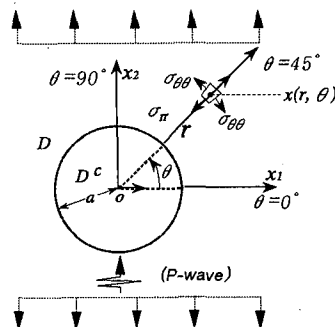


図-4 円孔を有する無限弾性体領域

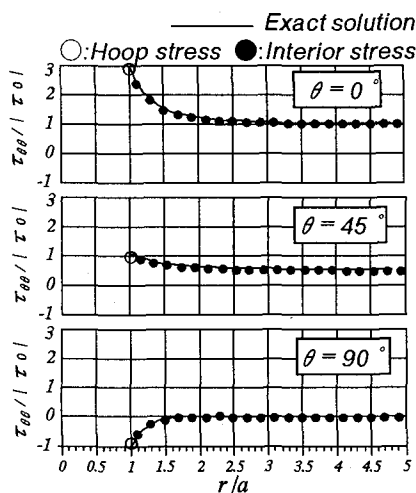


図-5 円孔周辺部の応力分布

6.2 浮体構造物の地震時動的応答特性

(1) 数値計算モデルの設定

解析対象とした浮体構造物の数値計算モデルを図-6および図-7に示す。本モデルの外寸法は、鋼製浮体構造物(幅100m、長さ100m、高さ10m)を想定し、その形状比から決定した。浮体構造物モデルは解析上のモデル高さ d ($d=1.0$)を単位長さとして、幅 b に対して $b/d=10.0$ の2次元モデルである。海底地盤および流体領域における解析領域の水平方向長さは、浮体構造物の中心より、構造物幅 b の2倍とした。なお、浮体構造物モデル角部は解析する際に特異点とならないよう形状を丸めることにより処理している。要素分割は浮体構造物において0.05 d 、海底地盤、流体領域に対しては0.1 d 間隔を基本として設定しており各領域の全節点数は浮体構造物で484、流体領域で892、海底地盤領域では401である。作用外力は海底地盤を鉛直下方向無限遠方より伝播してくる弾性 P 波である。

図-6で示したモデル(*Model1*)は、浮体構造物の基本的な地震時動的応答特性を把握するために、内部が均質な弾性体と仮定し、その剛性は文献2)を参考に実機の鋼製浮体構造物において想定される単位奥行き当たりの曲げ剛性 EI ($EI=5.4 \times 10^7 \text{ kNm}^2/\text{m}$)と一致するように設定した。なお、数値計算に用いた各領域の物性値等の諸元を表-1に示す。

表-1 数値計算におけるパラメータの設定

	<i>Model 1</i>	<i>Model 2</i>
海底地盤のせん断剛性 $\mu_o \text{ kN/m}^2$		2.0×10^5
浮体構造物のせん断剛性 $\mu_s \text{ kN/m}^2$		2.5×10^5
海底地盤の比重 $\rho_o \text{ t/m}^3$		2.0
浮体構造物の比重 $\rho_s \text{ t/m}^3$		0.5
海底地盤のポアソン比 ν_o		0.3
浮体構造物のポアソン比 ν_s		0.3

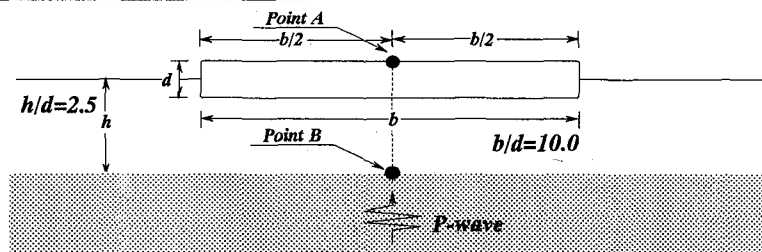


図-6 数値計算モデル(*Model1*)

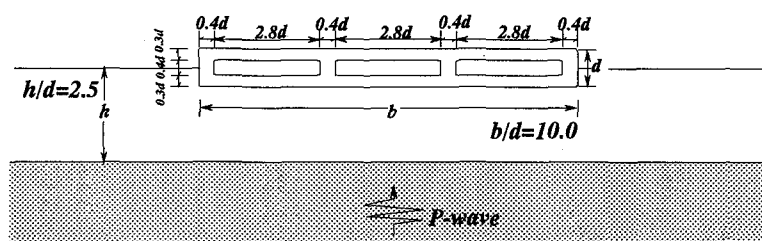


図-7 数値計算モデル(*Model2*) 空洞を有する二隔壁浮体構造物

図-7に示したモデル(*Model2*)は、本解析手法の一つの応用例として、構造物内部に空洞を有する(2隔壁ロンジ構造と呼ばれている)浮体構造物をモデル化したものである。本モデルによる数値計算において用いた物性値等は、*Model1*の場合と同様と設定した(表-1参照)。

(2) 数値計算結果

まず最初に、基本的な浮体構造物の地震時動的応答特性を明らかにするために、入射波波数と構造物の応答倍率の関係を検討する。

図-8は浮体構造物モデル*Model1*(図-6参照)において、構造物天端の中心点 Point A における鉛直方向変位と入射波振幅の絶対値の比 $|u_2|/|u^i|$ を応答倍率と定義して、無次元化入射波波数 dk_T との関係を示したものである。また図中において、Point A 直下の海底地盤表面上の点 Point B における鉛直変位を、上記と同様に定義したものを細実線で表した。

図より、構造物の応答倍率は、ある特定の入射波波数においてピークを示し、特に $dk_T = 0.31$ において最大値となっている。また、全体的な傾向として、これらのピークにおける応答倍率の値は、入射波波数が増加するにしたがって減少してゆくことが分かる。

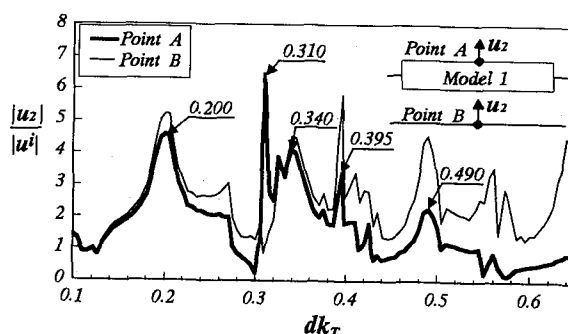


図-8 浮体構造物、海底地盤の応答倍率

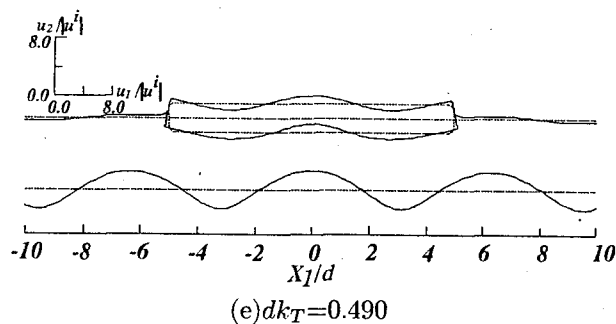
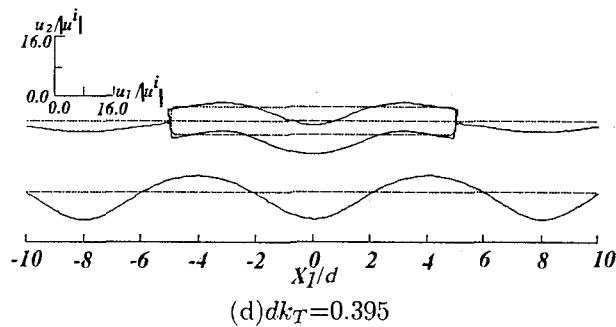
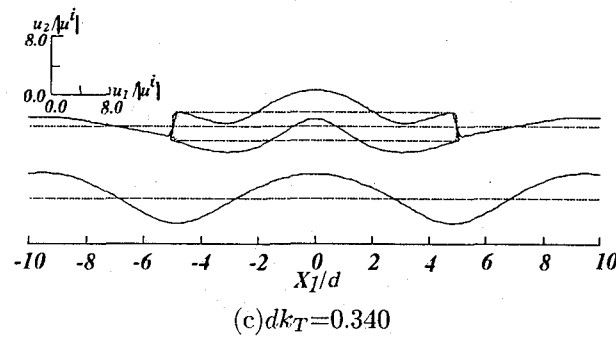
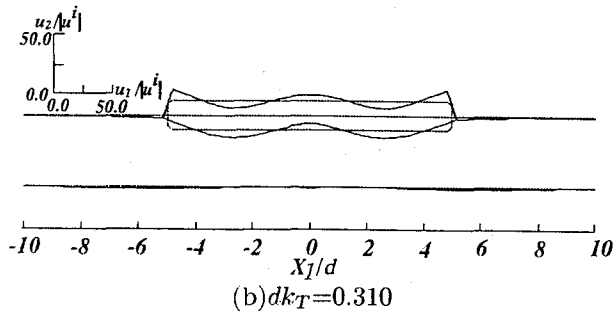
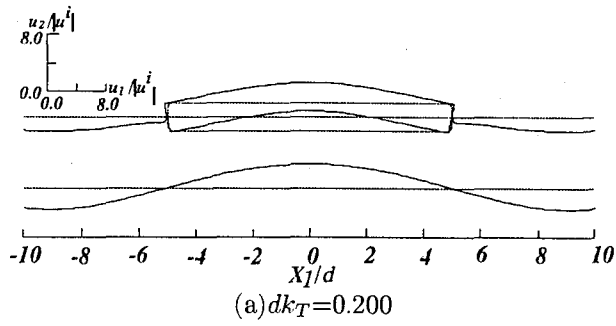


図-9 浮体構造物、流体、海底地盤の変形

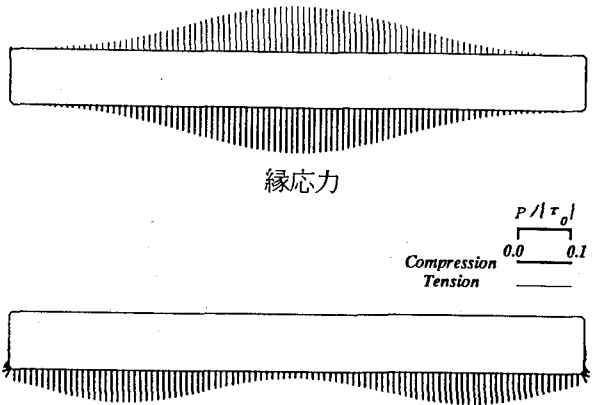
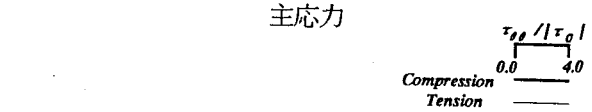
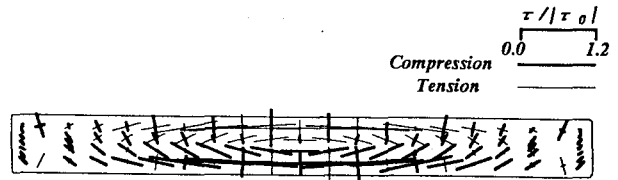


図-10 浮体構造物の主応力、縁応力、動水圧分布
($dk_T=0.200$, 図-9(a) と対応)

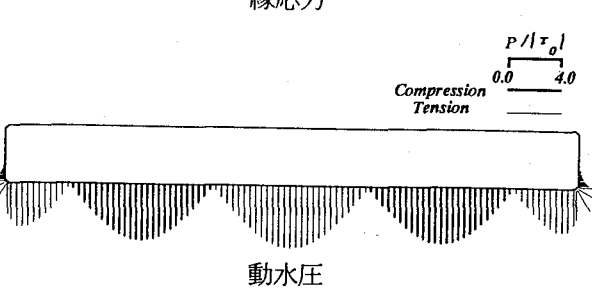
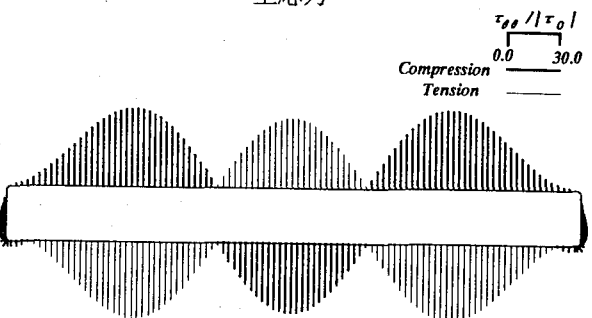


図-11 浮体構造物の主応力、縁応力、動水圧分布
($dk_T=0.310$, 図-9(b) と対応)

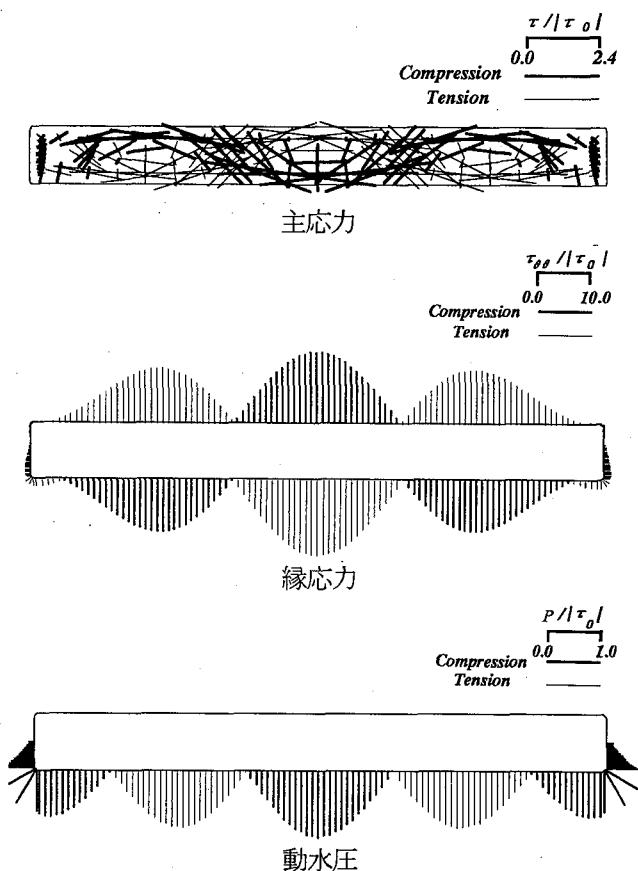


図-12 浮体構造物の主応力，縁応力，動水圧分布
($dk_T=0.395$, 図-9(d) と対応)

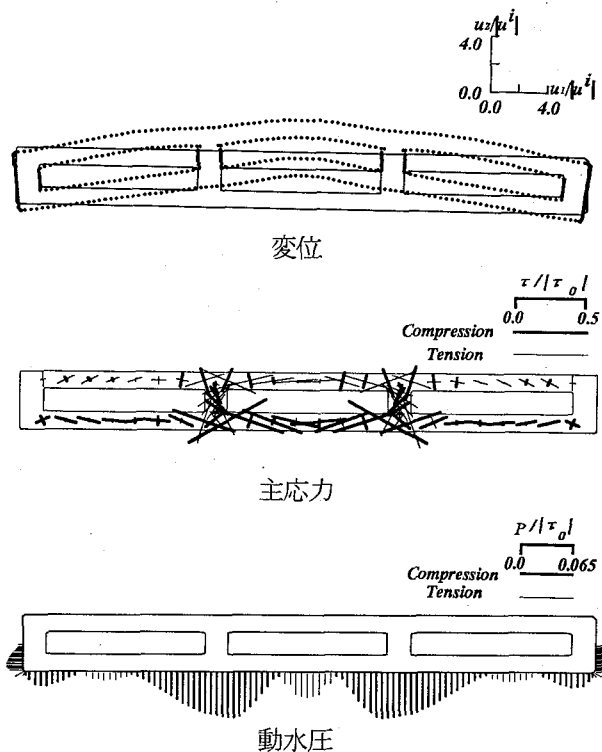


図-13 二隔壁浮体構造物 (Model2) の変形，主応力，
動水圧分布 ($dk_T=0.310$)

さらに，構造物と海底地盤の応答倍率の関係をみてみると，入射波波数が小さい場合においては，先に述べた $dk_T = 0.31$ の点を除いて，両者はほぼ同様な応答を示しているが，入射波波数の増加に伴って両者の応答倍率の値の差が大きくなる傾向を示すことが分かる。これらの傾向は，入射波動のエネルギーの減少(入射波波数の増加は入射波波長の減少を意味する)に起因するものと考えられる。

次に構造物の応答倍率がピークを示す無次元化入射波波数(図-8 参照)における浮体構造物，海底地盤および流体領域の変位分布を図-9 に示す。図より $dk_T = 0.31$ の場合を除いて，浮体構造物の全体的な変形状態は，海底地盤表面の変位分布とほぼ相似であることが分かる。無次元化入射波波数が $dk_T = 0.31$ に対する結果に関しては，海底地盤と海面上の変形に対して，浮体構造物の変形が卓越している。ここでの浮体構造物の変形は Aggarwal¹⁷⁾ が厚板の振動解析において示した，反対称の変形モードの固有振動に対応しており，浮体構造物の固有振動が励起されているものと考えられる。

図-10~12 に $dk_T = 0.200$ ， $dk_T = 0.310$ および $dk_T = 0.395$ の場合における浮体構造物内部の主応力分布，浮体構造物に発生する縁応力の分布，および構造物に作用する動水圧を示す。

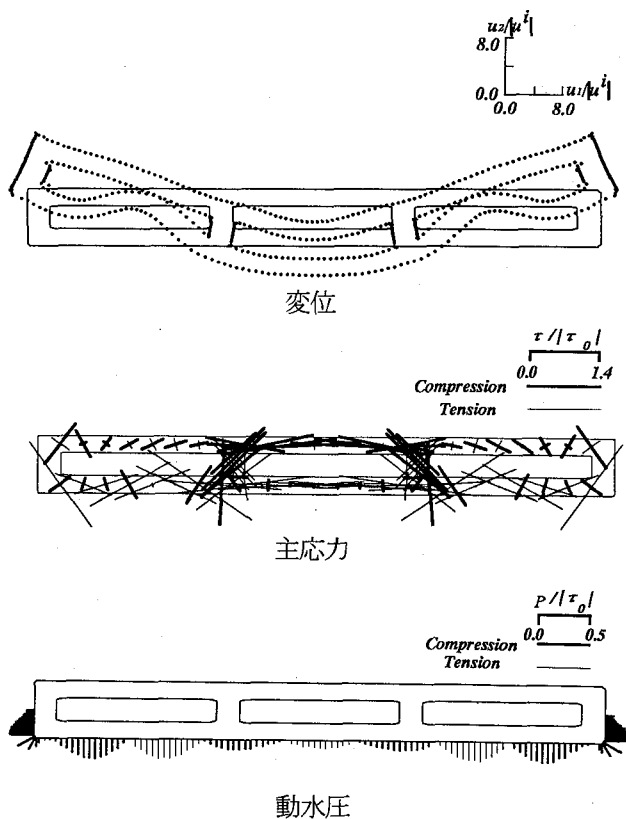


図-14 二隔壁浮体構造物 (Model2) の変形，主応力，
動水圧分布 ($dk_T=0.395$)

ここで、構造物に作用する動水圧は、解析によって得られた構造物境界上(S_0)での速度ポテンシャルを、式(10)により流体圧に変換して求めたものである。

最後に、浮体構造物内部に空洞を有する *Model2* に対して、 $dk_T = 0.310$, $dk_T = 0.395$ の弾性 P 波が入射した場合の、浮体構造物における変位、主応力、動水圧分布をそれぞれ図-13, 14 に示す。これより、浮体構造物全体としては、*Model1* の場合と同様に曲げ変形的な状態を示しているが、特に構造部底面、すなわち、流体と接している部分では、隔壁間において局所的に大きな変位が発生していることが分かる。

7. 結言

本研究では地震時における浮体構造物の動的応答特性について考えるために、浮体構造物—流体—海底地盤連成系の動的相互作用問題という観点から周波数域における境界積分方程式法系を定式化し、海底地盤内を鉛直上方に伝播する縦波に対する弾性浮体構造物の周波数応答、変位モード、構造物内の主応力分布、構造物境界上の縁応力分布、構造物に作用する動水圧分布を示した。浮体構造物上面中央点の周波数応答と変位モード解析の結果、浮体構造物は概ね海底地盤の運動に追従した運動をするが、構造物の固有振動を励起する入射波の周波数に対しては構造物の固有振動が卓越した変位モードが現れることがわかった。構造物内部の主応力分布より、それぞれのモードにより位置は異なるが、せん断応力が卓越する領域が断面内に存在することがわかった。縁応力と動水圧はモードに対応して滑らかではあるがかなり複雑な分布を示しており、動的問題においては浮体構造物の底面で動水圧一定といった仮定は成立しないことが明らかとなった。

より現実に近いボックス状空洞を有する浮体構造物モデルに対しては、現在のところ固定した周波数に対する応答しか解析できていない。周波数応答を含むより詳細な解析は今後の課題としたい。また、現状では流体部分に非圧縮性の仮定を導入しており、ここで示した結果は変位的にも応力的にも実際より厳しい結果となっていると予想される。非圧縮性の仮定を除くことも今後の課題である。

参考文献

- 1) (社)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，成山堂書店，1995。
- 2) 渡邊英一，宇都宮智昭，谷垣信吉，中井幸治，関田欣治：大規模弾性浮体の固有振動解析，構造工学論文集，Vol.42A，pp.49-54，1996。
- 3) 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, Proc. of the Fifth International Offshore and Polar Engineering Conference, pp.400-405, 1995.
- 4) 影本浩，藤野正隆，朱庭耀：超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究，日本造船学会論文集，第179号，pp.173-182，1996。
- 5) 前田久明，増田光一，宮島省吾，生駒智樹：ポンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究，日本造船学会論文集，第178号，pp.203-212，1995。
- 6) 白石悟，米山治男，上田茂：弾性変形を考慮した長大浮体の波浪中の動揺特性の検討，海岸工学論文集，第41巻，pp.896-900，1994。
- 7) 中井幸治，関田欣治，大田英美，宇都宮智昭，渡邊英一：大規模弾性浮体の波浪中挙動の実験と解析，第13回海洋工学シンポジウム，pp.209-216，1995。
- 8) 矢後清和：可撓性箱型浮体の強制振動実験と変動圧分布，第13回海洋工学シンポジウム，pp.313-320，1995。
- 9) 松岡一祥：浮遊式構造物の免震性，日本造船学会誌，第706号，pp.216-220，1988。
- 10) Hove, K., Selnes, P. B., Bungum, H.: Seaquakes: A potential threat to offshore structures, Proc. 3rd symposium on the behaviour of off-shore structures, Vol.2, pp.561-567, 1982.
- 11) 萩原豊，中村秀治，塩尻弘雄：浮揚式原子力発電所浮体構造物の地震応答特性，電力中央研究所報告集，No.385028，1986。
- 12) Hamamoto, T., Suzuki, A., Fujita, K.: Hybrid dynamic analysis of large tension leg floating structure using brick elements, OMAE, Vol.VI, pp.195-202, 1997.
- 13) Koike, T., Hiramoto, T., Mori, H.: Seismic response analysis of very large floating structure supported with dolphins, Proc. International workshop on very large floating structures VLFS'96, No.54, 1996.
- 14) Utsumi, H., Kawakami, T., Kitahara, M.: Stress distribution in the foundation of offshore structure during earthquake and water wave, Proc. of the 7th Japan-China symposium on boundary element methods, pp.103-112, 1996.
- 15) Black, J.L., Mei, C.C.: Scattering and radiation of water wave, Tech. Report No.121, M.I.T. Water Resources and Hydrodynamic Laboratory, 1970.
- 16) 川上哲太郎，北原道弘：地盤—構造物—流体系における動的相互作用問題への積分方程式法の応用，境界要素法論文集，第3巻，pp.151-156，1986。
- 17) Aggarwal, R.R.: Axially symmetric vibrations of a finite isotropic disk II, J. Acoust. Soc. Am., Vol.24, pp.663-666, 1952.

(1997年9月26日受付)