

津波による沿岸域に係留された浮体式構造物の運動と 係留索張力応答の簡易推定法に関する研究 (第 2 報)

増田 光一*・宮崎 剛**・高村 浩彰***

1. 緒 言

空間資源の一つとして、海洋空間の有効利用を図るために浮体式海洋構造物の導入を考えた場合、合理的な設計を行い、構造物としての安全性を確保するためには各種の環境外力を考慮し検討する必要がある。これまでに、海洋構造物に作用する環境外力としては、波力・潮流力・風力等について検討が行われている。これらは、構造物に対して常時作用する外力である。これらに対して、世界有数の地震国である日本を考えた場合、地震に起因する環境外力を考慮する必要がある。地震に起因する環境外力としては、地震そのものに起因する地震力（海震）の他に、異常波浪としての津波による外力が考えられる。

津波は、地震などによる海底の隆起・陥没、海底火山の爆発、地滑り・山崩れなどが原因で起こり、非常に波長の長い波として四方に伝播し、海岸付近では非常に大波高になるという特徴を持つ。特に、海岸付近に設置される海洋構造物に津波が作用した場合には、波力や浮体式海洋構造物の運動応答に与える影響が大きくなる場合があり、海洋建築物として利用される沿岸域に設置された浮体式構造物にとって、防災上無視できない問題であると考えられる。

このような背景より、沿岸域における津波を想定した数値シミュレーションを行い、浮体式海洋構造物に作用する波力を算定し、運動応答・係留索張力応答の計算・予測が可能となるならば、浮体式海洋構造物の合理的な設計・計画を行う上で非常に有用であると考えられる。そこで本研究では、津波が浮体式海洋構造物に及ぼす影響を解明する第一段階として、津波の第一波目を孤立波と想定し、孤立波中における浮体式構造物の運動ならびに係留索張力応答推定法の開発を行った。

浮体式構造物の津波応答に関する研究は、ここ数年海岸工学や造船工学の分野で着手されてきている(増田ら, 1996; 吉田ら, 1996)。これらの研究においては、何らかの仮定を設けて、津波荷重を算定し、浮体の応答を算定

している。しかし、津波中浮体応答に関する決定的な手法は、計算労力や計算に用いるモデルの制約などから、未だ確立されてはいないのが現状である。

このような研究の現状を受け、本研究では設計を念頭に置いた実用的な津波応答算定法の確立を目指す。ここで実用的とは、過大な計算労力を必要としないこと、必ずしも現象の完全な再現を目指すものではなく設計に適用できる範囲での値の把握を目指すものである。

2. 浮体に作用する津波荷重の算定

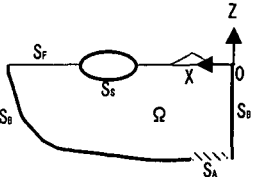
本研究では浮体に作用する外力の算定に境界要素法を用い、波強制力の形で算定した。

2.1 基礎方程式

流体を非圧縮・非粘性と仮定し、水粒子の運動が非回転と仮定すると、速度ポテンシャルの存在が保証される。これより、流場の基礎方程式として (1) 式に示す Laplace 方程式を満たす。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

本研究で用いる座標系は図一に示すように、右手直交座標系を用い、問題を簡単にするため鉛直 2 次元断面モデルについて考えることにする。この時、流体の内部領域を Ω 、境界を S と呼ぶものとする。



図一 流場解析座標系

2.2 境界条件

a) 造波部 S_A

波を起こす（波が入射する）境界部の条件としては、次に示す境界条件を与える。なお、 $\vec{n}$ は境界の法線ベクトルを表す。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = v(x, z; t) \cdot \vec{n} \quad \text{on } S_A \quad \dots\dots\dots (2)$$

* 正会員 工博 日本大学教授 理工学部海洋建築工学科
** 工修 日本大学大学院 理工学研究科海洋建築工学専攻
*** 正会員 工修 西松建設(株)技術研究所

b) 水底 S_B および固定構造物表面 S_s

水底および固定構造物表面などの固定壁の境界条件は、境界自体に変化が無く、境界の法線方向に流速を持たないことから、次の様に示される。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_B, S_s \quad (3)$$

c) 自由表面 S_F

本手法では時間領域で解析を行うため、自由表面の境界条件を、自由表面の形状から求められる運動学的条件と、Bernoulli の定理から求められる力学的条件の二つに分けて考えるものとする。自由表面の運動学的条件は自由表面上の波形から以下のように示すことができる。ただし、 η は自由表面の鉛直方向変位を表している。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad \text{on } S_F \quad (4)$$

次に、自由表面の力学的条件は、Bernoulli の定理において、大気圧を基準と考えた場合、次式によって表すことができる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + g\eta + \frac{1}{2}(\nabla \Phi)^2 = 0 \quad \text{on } S_F \quad (5)$$

2.3 境界積分方程式

前節で示した境界値問題と等価な境界積分方程式は(6)式のように与えられる。なお、 P は観測点を、 Q はソース点を示し、 Φ^* が基本解を示している。

$$\frac{1}{2} \Phi(P) = \int_S \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Phi^* dS - \int_S \Phi(Q) \frac{\partial \Phi^*}{\partial n} dS \quad (6)$$

この境界積分方程式を離散化し、速度ポテンシャルを未知数とする連立方程式を誘導する。なお、ここでは2次元空間を対象としているため、基本解は次の式で与えられる。ここで r は PQ 間の距離である。

$$\Phi^*(P, Q) = \frac{1}{2\pi} \log \frac{1}{r} \quad (7)$$

得られた速度ポテンシャルの時間 t に関する変化は、時間増分法によって解析している。速度ポテンシャルが得られると、物体表面に作用する圧力は、Bernoulli の定理から(8)式のように表すことができる。

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (\nabla \Phi)^2 \quad (8)$$

ここで、 ρ は流体密度、 t は時間を表す。(8)式で示される圧力を、浮体の没水線について積分することにより、各運動方向に作用する波強制力が導かれる。

3. 浮体運動の算定法

前項で述べた算定法から得られた波強制力を用いて、浮体構造物の運動応答を算定する。解析には、以下に示す一般的な浮体応答の算定に用いられる運動方程式を用いた。

$$\begin{aligned} &([M] + [Ma])\{\ddot{X}(t)\} + [Dm]\dot{X}(t) \\ &+ [B]\{\dot{X}(t)\} + [C]\{X(t)\} + \{G(t)\} \\ &= \{Fe(t)\} \quad (9) \end{aligned}$$

ここで、 M は慣性力係数、 Ma は付加質量係数、 Dm は造波減衰力係数、 C は静的復元力係数、 B は粘性減衰力係数、 G は係留力を表す。また、 X は運動応答を表し、ドットは時間微分を意味する。本研究においては浮体に関する流体力係数を一定値と考える所謂 C.C. (Constant Coefficient) 法を基本に考えていく。本手法は所謂 C.I. (Convolution Integral) 法と比較して計算労力が低く、より実用的な計算手法であると考えられる。 Ma, Dm に関しては特異点分布法(増田ら, 1994)によって、各運動モードの固有周期における値を予め計算しておき、その値を用いる。この運動方程式に前節で計算された各時間における波強制力を $Fe(t)$ として与え、Newmark- β 法により時間領域で解析を行う。ここで、係留力 G は、浮体運動算定に関して重要な支配的要素である。そこで本研究では、係留索の伸びを考慮した修正カタナリー理論(増田ら, 1994)に基づき、時々刻々の係留力を算定し、実用的な範囲での精密な算定を行った。係留力は浮体重心と係留索の浮体側取付点までの位置ベクトルを用いて次のように与えられる。

$$G_1 = \sum_{i=1}^N -T_{Hi} \quad (10)$$

$$G_2 = \sum_{i=1}^N -T_{Vi} \quad (11)$$

$$G_3 = \sum_{i=1}^N T_{Vi} x_{Pi} - T_{Hi} z_{Pi} \quad (12)$$

ここで、 N : 係留索本数、 T_H : 水平張力、 T_V : 鉛直張力、 (x_P, y_P) : 物体固定座標系における浮体側係留索取付点座標である。さらに、水平張力 T_H 、鉛直張力 T_V は前述のように係留索の伸びを考慮した修正カタナリー理論を用いて解析を行い、係留索の浮体側取付点 $P(x_P, z_P)$ は、瞬時瞬時の浮体の運動に伴って変化するものとする。また、張力 T は、水平張力 T_H と鉛直張力 T_V により次式により計算できる。

$$T = \sqrt{T_H^2 + T_V^2} \quad (13)$$

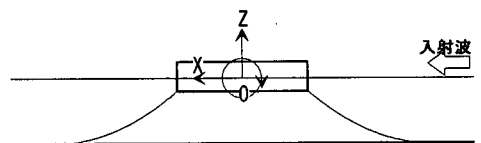


図-2 運動解析座標系

4. 浮体応答算定結果と実験結果の比較・検討

4.1 孤立波中における浮体応答実験の概要

水深、波高および係留条件等を実験パラメータとして、孤立波入射時の浮体の応答特性を検討するために、孤立波中浮体応答実験を行っている。(高村ら, 1997)以下に実験の概要を示す。実験には西松建設株式会社技術研究所の二次元造波水槽(65.0 m×1.0 m)を使用した。実験模型の概要を図-3に、波高や水深などのパラメータを表-1に示す。なお、実験は実機の1/50を想定した。

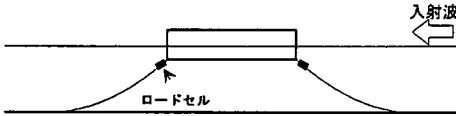


図-3 実験模型概要

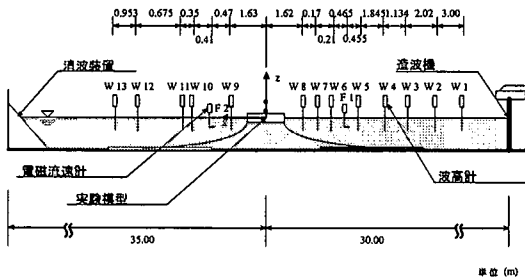


図-4 実験配置

表-1 浮体模型および実験諸元

浮体長さ	2.0(m)
浮体幅	0.96(m)
浮体高さ	0.20(m)
吃水	0.12(m)
水深	0.40(m)
孤立波の波高	0.08(m)
初期張力 T_s	9.8(N)
索水平長さ L_n	3.0(m)
索単位水中重量 W_w	2.65(N/m)

4.2 浮体応答算定結果と実験結果の比較・考察

開発された浮体応答算定法の実現象に対する適応性を明確にするために、様々な係留系パラメータに関して行われた前述の実験結果との比較を行い、本応答算定法の適応範囲を明確にする。

a) 浮体応答の算定結果

図-5.1に浮体の運動算定結果の一例を示す。図-5.1aから、各々Surge, Heave, Pitchの各運動応答の算定結果の時系列である。破線が実験結果、実線が計算結果を示す。

次いで、波上側係留索張力と波下側係留索張力を図-5.2に示す。

ここで示したように、本研究において開発した算定手法によって、実験結果を概ね再現できることが判る。本計算手法はその開発目的から、浮体運動を精密に再現する性質のものではない。あくまで一波目の浮体挙動ならびに係留索張力を実用的に推定することが目的である。従って実験結果に対する再現性を検討するために、様々な条件で行われた実験結果との比較を行った。実験条件の影響を明確にするために、荷重の変化に対して波高変化、係留条件の変化に対して水深変化という2項目に絞って、計算手法の実験結果に対する再現性に関して検討を行った。なお、ここでは、浮体式海洋構造物の係留

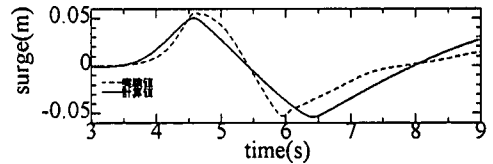


図-5.1a 運動応答 (surge)

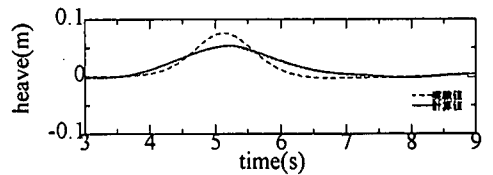


図-5.1b 運動応答 (heave)

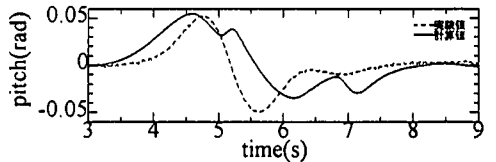


図-5.1c 運動応答 (pitch)

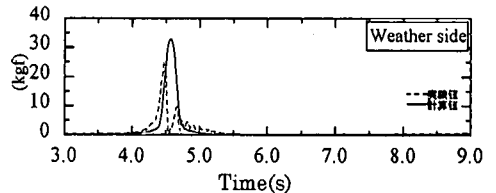


図-5.2a 係留索張力応答 (波上側)

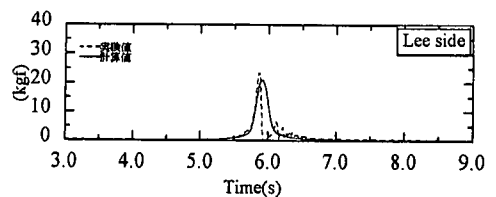


図-5.2b 係留索張力応答 (波下側)

設計に対して重要であると考えられる surge 方向および heave 方向の運動と係留索張力の最大値に着目して検討を行った。

b) 波高変化に対する検討

実験及び計算条件は水深 $h=0.4$ m, 初期張力 $T_s=1$ kgf, 係留索水平長さ $T_h=3$ m であり, 波高 H を 0.05 m, 0.08 m, 0.10 m と変化させた。以下に各運動方向の変位振幅ならびに係留索張力の最大値に関して示す。なお変

位振幅に関しては入射波波高に関する無次元値, 係留索張力に関しては排水量に対する無次元値として示す。これらより, 波高が増大した場合に, 実験結果と計算結果の間の相違が生じることが判る。特に設計において重要である係留索張力に関してはその差が顕著である。これは, 波高の増大に伴い孤立波入射による荷重が増加し, 現在係留索張力の解析に用いている数学モデルでは再現が困難になったためだと考えられる。しかし, それ以外の範囲では本計算手法は定量的には若干の相違はあるものの, 定性的には実験結果と良い相関を示していると考えられる。

c) 水深変化に対する検討

次いで水深を変化させた場合に関して検討した。実験及び計算条件は, 初期張力 $T_s=1.00$ kgf, 係留索水平長さ $T_h=3.0$ m, 波高 $H=0.08$ m であり, 水深 h を 0.4 m から 0.6 m の範囲で変化させた。以下に, 前項と同様に各運動方向変位と係留索張力の最大値に関して示す。入射波として用いている孤立波は, 水深の変化に伴って波速や波形勾配等の性状が変化する。また浮体の係留系に関しても水深変化によって復元力特性は変化している(高村ら, 1997)。孤立波入射に対する浮体の応答特性は, 厳密にはこれら2つの要因の相互作用によって変化しているものと考えられるが, ここではその影響を包括した形で水深の変化の影響としてまとめる。この場合, 特に係留索張力に関して顕著な傾向が現れている。本手法においては水深が浅くなると, 係留索張力最大値の算定結果の実験結果に対する再現性が低下している。水深が浅くなるに従って所定の係留索初期張力を確保するために係留索長さが短くなり, 浮体運動に伴って係留索が緊張し衝撃荷重が作用する状況となる。このような状況においては, 係留索張力の値は係留索長さ等に関する僅かな相違でも大きく変化する。そのため, 本手法で用いている係留索張力算定モデルでは, 実現現象の定量的な再現が難しい領域となったためだと考えられる。しかし, それ以外の範囲では本計算手法による計算結果は実験結果と良い相関を示していると考えられる。

5. 実機を想定した浮体の運動と係留索張力の推定

前章で述べたように, 本研究において開発された簡易算定手法は, 係留索張力算定モデルの適応範囲の中では, 浮体の運動ならびに係留索張力を実用的な精度で算定することが出来る。そこで, 仮想実機モデルを想定し, 入射する津波の第一波目がソリトン化し孤立波となった場合, 浮体式海洋構造物の係留索張力の最大値がどのような特性を示すかについて検討した。仮想実機モデルの諸元ならびに入射させた孤立波波高等の計算条件を

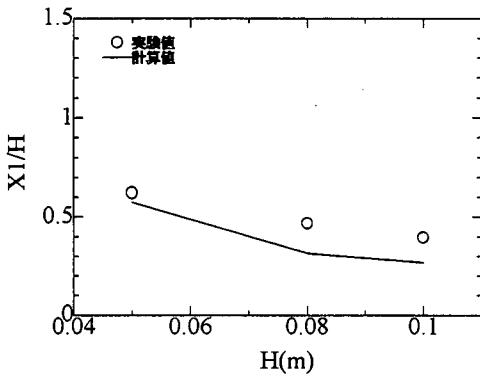


図-6.1 浮体変位最大値 (surge)

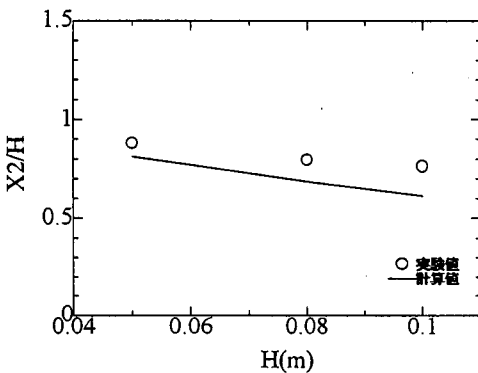


図-6.2 浮体変位最大値 (heave)

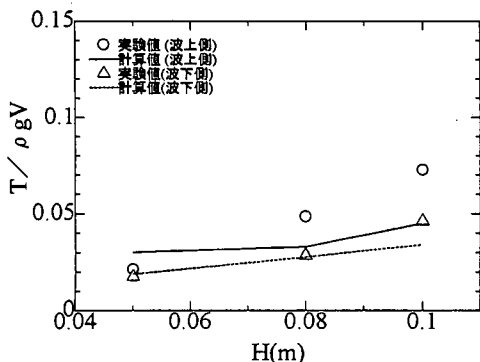


図-6.3 係留索張力の最大値

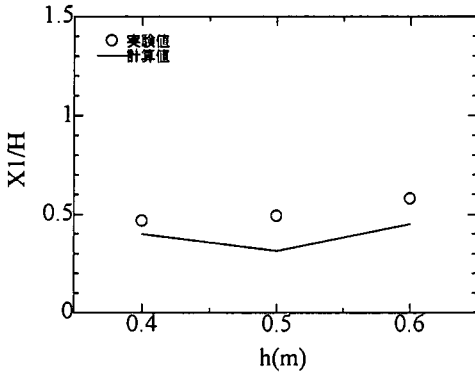


図-7.1 浮体変位最大値 (surge)

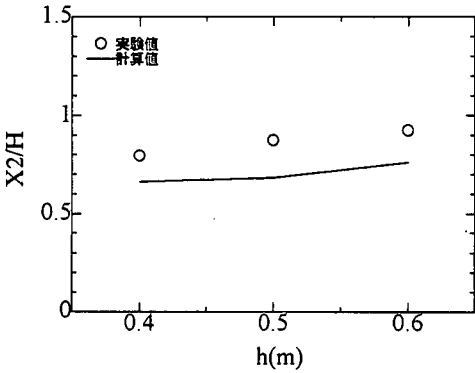


図-7.2 浮体変位最大値 (heave)

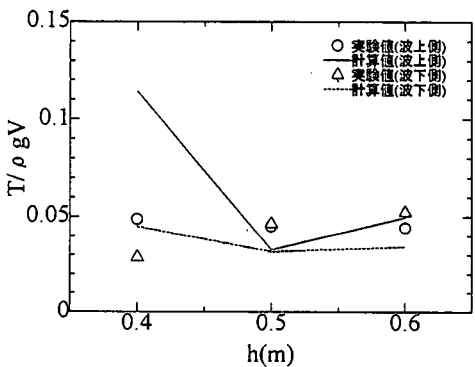


図-7.3 係留索張力最大値

表-2 浮体諸元ならびに入射波条件

浮体幅 B_B (m)	48.0
浮体長さ L_B (m)	100.0
浮体高さ h_B (m)	10.0
浮体重量 W (N)	282240.0
吃水 d (m)	6.0
係留索単位水中重量 W_w (N/m)	1641.5
水深 h (m)	25.0, 30.0
初期張力 T_s (N)	612.5
係留索水平長さ T_{0h} (m)	200.0
孤立波波高 L (m)	1.7~2.3

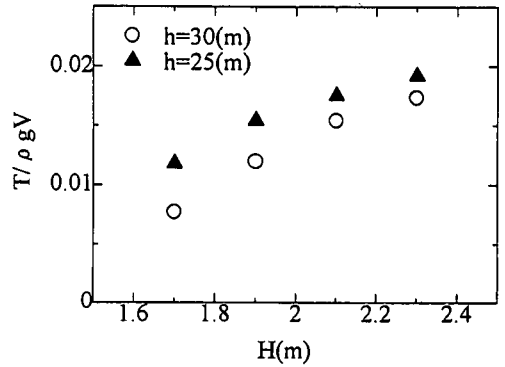


図-8 係留索張力最大値

6. 結 言

以上により、以下の結論を得た。

- ・本研究で開発した浮体式海洋構造物に関する運動ならびに係留索張力応答推定法は、実験結果に対して定量的には若干相違があるものの定性的には良い相関を示した。
- ・本計算手法に基づいて実用上問題ない精度で係留索張力の最大値の推定が可能である。
- ・本計算手法を用いて、実機浮体構造物を想定し、索張力の最大値を算定した結果、構造物の設置水深が津波に対する構造物の設計を考える上で重要な因子であることが判った。

参 考 文 献

- 増田光一・佐竹寛之・高村浩彰・宮崎 剛 (1996): 津波による沿岸域に係留された浮体式構造物の運動と係留索張力応答の簡易推定法に関する研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 956-960.
- 吉田宏一郎・鈴木英之・細見育郎・葉畑英生 (1996): 津波・地震の浮体に対する影響評価, 日本造船学会論文集, 第180号, pp. 403-409.
- 増田光一・大澤弘敬 (1994): 沿岸海域に弛緩係留された浮遊式構造物の運動応答及び係留索張力の予測法に関する研究, 日本建築学会構造系論文集, 第464号, pp. 128-139.
- 高村浩彰・増田光一・宮崎 剛・橋本 剛 (1997): 孤立波による浮体構造物の応答並びに係留索張力の応答特性に関する水理実験的研究, 海洋開発論文集, Vol. 13, pp. 213-218.

表-2 に示す。

ここでは、上に示した条件で計算を行った結果得られた波上側係留索張力の最大値について図-8 に示す。これより構造物の設置水深が浅くなるにつれて浮体式構造物の係留系に作用する係留索張力の最大値が増加することが判る。加えてその増加量は低い入射波高の側で顕著である。これより、津波に対して浮体式構造物の設置条件を考える際には、水深が重要な要因になることが判る。