

半潜水圧気型浮体の波浪応答および波の変形に関する研究

Dynamic Behavior of Semi-submerged Tension-moored Floating Structure with Pressurized Air-chamber and Wave Transformation

岩田好一朗*・金 度参**

Koichiro IWATA and Do-Sam KIM

Abstract

This study is intended to investigate theoretically and experimentally the dynamic behavior of a semi-submerged rectangular floating structure with a pressurized air-chamber and wave transformation. The Dividing Region Method which is based on the linear wave theory is employed in order to evaluate the wave reflection and transmission, the rolling, heaving and swaying motions and the tension force of mooring line. An air compression model is developed to evaluate the dynamic air pressure in the chamber, assuming the adiabatic change of the ideal gas state. Moreover, viscous resistance force is introduced to prevent the divergence of solution at resonant frequency in rolling motion. The numerical solution is in good agreement with the experimental values, except some small differences around the natural frequency of the floating body, which confirms the validity of the theory developed in this study.

Keywords : Dynamic Behavior, Wave Transformation, Air Compression Model and Viscous Resistance Force

1 序 論

最近、大水深域での波浪制御のみならず、沖合いでの資源の開発、海岸空間の利用およびレクリエーションとリゾート等の場としても役割が可能である海洋・海岸構造物の要請が高まっている。このような目的に適する構造物として、浮遊式構造物、特に、圧気型浮遊式構造物が挙げられる。この構造物は一般の浮遊式構造物がもっている長所の以外に、構造物の形状と係留形式を変更させなくても構造物内部の圧気室の初期空気圧を変化させることにより、浮体の波浪応答および波の変形を調節できる利点をもっていると報告¹⁾されている。本研究では、線形理論に基づいた領域分割法により、緊張 Open, Cross および Vertical 係留状態の半潜水圧気型浮体に対して、波浪動揺特性 (Swaying, Heaving および Rolling 運動)、波の変形 (透過率と反射率)、係留索の張力および圧気室の空気圧の変化を議論する。理論解析において、圧気室の空気圧の変化は空気の状態変化をボイル・シャルル法則に基づいた断熱変化と仮定した空気圧縮モデルから算定し、さらに、浮体の固有周期の周辺で起こる発散現象をより実際の現象に接近させるため、浮体の回転運動における粘性抵抗力の影響²⁾を考慮することにする。このようにして得られた数値解析の結果を検証するために2次元水理実験を行った。

2 理 論 解 析

2.1 速度ポテンシャル決定

図-1に示すように、一定の水深 h の2次元の波動場には幅 $2l_2$ 、圧気室の幅 $2l_1$ 、吃水深 q_1h 、初期空気圧 $\rho g q_2h$ を持つ半潜水圧気型矩形浮体が設置されている。浮体は、入射波により静止位置のまわりに入射波と同一な角周波数を持ち、微小線形運動をすると仮定する。そのうち、初期浮体重心 $G(0, z_0)$ での各方向の運動は、Swaying, Heaving および Rolling 運動の複素振幅をそれぞれ α , β , ω とすると、次式で与えられる。

$$x_0 = \alpha e^{i\sigma t} \quad z_0 - \bar{z}_0 = \beta e^{i\sigma t} \quad \theta_0 = \omega e^{i\sigma t} \quad (1)$$

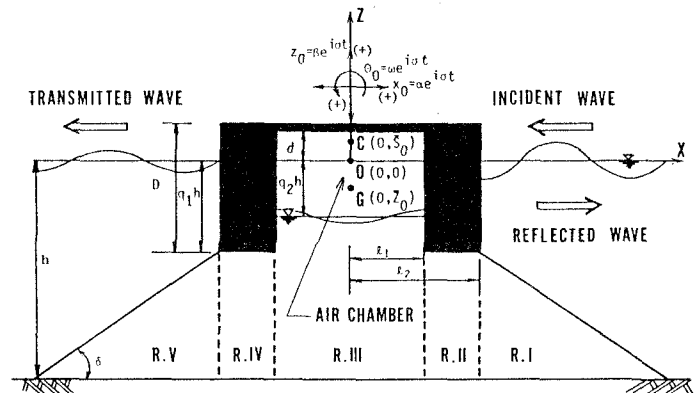


図-1 半潜水圧気浮体の諸元

流体領域は水深の変化と境界条件により5つに分割され、分けられた各流体領域での基礎方程式、境界条件式および各領域での速度ポテンシャルの決定の過程は以下の通りである。

(1) 基礎方程式: 流体運動を非圧縮非回転運動の完全流体であるとする、各流体領域で Laplace 方程式 (1) を満足する速度ポテンシャルは次式 (2) のように表される。

$$\nabla^2 \Phi_j = 0, \quad j = I \sim V \quad (2)$$

$$\Phi_j(x, z, t) = \phi_j(x, z) e^{i\sigma t}, \quad j = I \sim V \quad (3)$$

ここで、 x と z は図-1に定義された座標、 i は虚数単位、 σ は角周波数、 j は流体領域を表す。

(2) 境界条件:

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_j, \quad z = 0; \quad j = I, V \quad \text{Free surface boundary condition} \quad (4)$$

*正会員 名古屋大学工学部土木工学科 (〒464-01 名古屋市千種区不老町)

**学生会員 名古屋大学大学院工学研究科土木工学専攻

$$\frac{1}{\rho g} \frac{\partial P_a}{\partial t} + \frac{\partial \phi_j}{\partial z} e^{i\sigma t} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_j e^{i\sigma t}, \quad z = -q_2 h; \quad j = III \quad \text{Water surface boundary condition} \quad (5)$$

in the air – chamber

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0, \quad z = -h; \quad j = I \sim V \quad \text{Bottom boundary condition} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = i\sigma(\beta + \omega), \quad z = -q_1 h; \quad j = II, IV \quad \text{Structure surface boundary condition} \quad (7)$$

ここで、 g は重力加速度、 P_a は圧気室の空気圧、 h は静水深、 ρ は流体の密度である。

これらの境界条件の以外に、流体領域 I と V では $x \rightarrow \pm\infty$ (領域 I ; $x \rightarrow +\infty$, 領域 V ; $x \rightarrow -\infty$) の場合、減衰定常波の成分が零にならなくてはならない..

(3) 圧気室の空気圧: 流体領域 III で速度ポテンシャルを求めるため、空気圧 P_a を次式のように置く。

$$P_a = \bar{P}_0 + P_0 e^{i\sigma t} \quad (8)$$

ここで、 $\bar{P}_0$ は初期空気圧、 P_0 は空気圧の変動振幅である。

以上の基礎方程式と境界条件を満足する各領域での速度ポテンシャル $\phi_j(x, z)$ ($j = I \sim V$) は次のように求められる。

$$\phi_I(x, z) = \sum_{p=0}^{\infty} \{ \delta_{pq} A_p e^{k_p(x-\ell_2)} + B_p e^{-k_p(x-\ell_2)} \} Z(k_p z) \quad (9)$$

$$\phi_V(x, z) = \sum_{p=0}^{\infty} \{ I_p e^{k_p(x+\ell_2)} \} Z(k_p z) \quad (10)$$

$$\phi_{III}(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \{ E_m e^{k_m x} + F_m e^{-k_m x} \} Z(k_m z) + i P_0 / \rho \sigma \quad (11)$$

$$\phi_{II}(x, z) = \sum_{s=0}^{\infty} \{ C_s (\sinh \mu_s x + \delta_{sq} x) + D_s \cosh \mu_s x \} \cos \mu_s (h+z) + X_{\alpha\omega}(x, z) \quad (12)$$

$$\phi_{IV}(x, z) = \sum_{s=0}^{\infty} \{ G_s (\sinh \mu_s x + \delta_{sq} x) + H_s \cosh \mu_s x \} \cos \mu_s (h+z) + X_{\alpha\omega}(x, z) \quad (13)$$

ここで、 $q = 0$, δ_{pq} と δ_{sq} はクロネッカーのデルタ、 $Z(k_r z) = \cos k_r (h+z) / \cos k_r h$ ($r = p, m$), $\mu_s = s\pi / (1-q_1)h$, $p = 0$ および $m = 0$ の場合は $k_p = ik_p$, $k_m = ik_m$ であり、 k_r ($r = p, m$) は式 (14) で求められる固有値である。 $X_{\alpha\omega}(x, z)$ は浮体運動による速度ポテンシャル成分で、式 (7) を有限 *Fourier cosine* 変換を利用すると、次の式 (15) のように求められる。 A_p , B_p , I_p , E_m , F_m , C_s , D_s , G_s および H_s ($n = m = s = 1, 2, 3, \dots, \infty$) は速度ポテンシャル定数で、与えられる入射波の速度ポテンシャル定数 $A_0 (= i a g e^{ik_r \ell_2} / \sigma, p = 0)$ の以外は全部未知数である。

$$\frac{\sigma^2}{g} = -k_p \tan k_p h = -k_m \tan k_m (1-q_2)h \quad (14)$$

$$X_{\alpha\omega}(x, z) = \frac{i\sigma\beta}{(1-q_1)h} \left\{ -\frac{x^2}{2} + \frac{(h+z)^2}{2} - \frac{(1-q_1)^2 h^2}{6} \right\} + \frac{i\sigma\omega x}{(1-q_1)h} \left\{ -\frac{x^2}{6} + \frac{(h+z)^2}{2} - \frac{(1-q_1)^2 h^2}{6} \right\} \quad (15)$$

(4) 速度ポテンシャル定数の決定: 速度ポテンシャル定数は、次式 (16) と (17) のように各流体領域の間にポテンシャルと水平速度の接続条件および浮体と流体の間に水平速度の接続条件を用いて求められる。

ポテンシャルの連続

$$\begin{aligned} \phi_I(\ell_2, z) &= \phi_{II}(\ell_2, z), \quad \phi_V(-\ell_2, z) = \phi_{IV}(-\ell_2, z) \\ \phi_{III}(\ell_1, z) &= \phi_{II}(\ell_1, z), \quad \phi_{III}(-\ell_1, z) = \phi_{IV}(-\ell_1, z) \quad (h \leq z \leq -q_1 h) \end{aligned} \quad (16)$$

水平流速の連続

$$\begin{aligned} \partial \phi_I(\ell_2, z) / \partial x &= i\sigma \{ \alpha - (z - \bar{z}_0) \omega \} (-q_1 h \leq z \leq 0) = \partial \phi_{II}(\ell_2, z) / \partial x \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \\ \partial \phi_V(-\ell_2, z) / \partial x &= i\sigma \{ \alpha - (z - \bar{z}_0) \omega \} (-q_1 h \leq z \leq 0) = \partial \phi_{IV}(-\ell_2, z) / \partial x \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \\ \partial \phi_{III}(\ell_1, z) / \partial x &= i\sigma \{ \alpha - (z - \bar{z}_0) \omega \} (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) = \partial \phi_{II}(\ell_1, z) / \partial x \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \\ \partial \phi_{III}(-\ell_1, z) / \partial x &= i\sigma \{ \alpha - (z - \bar{z}_0) \omega \} (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) = \partial \phi_{IV}(-\ell_1, z) / \partial x \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{aligned} \quad (17)$$

上式 (16) と (17) に式 (9)~(13) を代入した結果に、各流体領域での固有関数の直交性を利用し、与えられた z の区間に対して積分することにより、速度ポテンシャル定数と同一な数の方程式が得られる。

2.2 空気圧縮モデル

圧気室内の単位長さ当たりの平均水面変動の振幅 η_0 と空気の体積 $\bar{V}$ はそれぞれ次式のように与えられる。

$$\eta_0 e^{i\sigma t} = \frac{1}{2\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \eta dx \quad (18)$$

$$\bar{V} = \bar{V}_0 + \frac{1}{2\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} (\beta e^{i\sigma t} - \eta) dx \quad (19)$$

ここで、 η は圧気室内の水面形、 $\bar{V}_0 (= d + q_2 h)$ は初期の空気体積である。

圧気室内の空気体積変動による空気圧の変化をボイル・シャルル法則に基づいた断熱変化を仮定すると、次式のような状態方程式が得られる。

$$P_a = \bar{P}_0 (\bar{V}_0 / \bar{V})^\gamma, \quad \gamma = 1.4 \quad (20)$$

式(8)と(19)を式(20)に代入し、その結果を $\bar{V}_0$ に関してTaylor級数展開し、2次以上の高次項を無視して式(11)を利用すると、圧気室内の空気圧の変動振幅 P_0 は浮体の *heaving* 運動の振幅 β と圧気室の平均水面変動の振幅 η_0 の関数として、次のように求められる。

$$P_0 = -\gamma \bar{P}_0 (\beta - \eta_0) / \bar{V}_0 = -\frac{\gamma \bar{P}_0}{\bar{V}_0} \left\{ \beta + i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sigma \sinh k_m \ell_1}{k_m \ell_1 g} \frac{\cos k_m h (1 - q_2)}{\cos k_m h} (E_m + F_m) \right\} \quad (21)$$

2.3 浮体の運動方程式

浮体質量と慣性モメントをそれぞれ M と I とすると、浮体の重心で各運動方程式は次式で与えられる。

$$M \frac{\partial^2 x_0}{\partial t^2} = - \oint i \rho \sigma \phi_j e^{i\sigma t} n_x ds - 2K_{xx} x_0 - 2K_{x\theta} \theta_0 \quad \text{Swaying motion} \quad (22)$$

$$M \frac{\partial^2 z_0}{\partial t^2} = - \oint i \rho \sigma \phi_j e^{i\sigma t} n_z ds - 2K_{zz} z_0 \quad \text{Heaving motion} \quad (23)$$

$$I \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial t^2} = - \oint i \rho \sigma \phi_j e^{i\sigma t} (s - \bar{z}_0) ds - 2K_{\theta x} x_0 - 2K_{\theta\theta} \theta_0 + M_V + M_{GM} \quad \text{Rolling motion} \quad (24)$$

ここで、 s は構造物表面の座標、 n_x と n_z はそれぞれ x 、 z 方向の方向余弦、 K_{xx} 、 $K_{x\theta}$ 、 K_{zz} 、 $K_{\theta x}$ および $K_{\theta\theta}$ は係留索の反力で、式(25)のように表される。 M_V と M_{GM} は粘性に起因する抵抗モメントと微小回転変位に対する静水圧と係留索による復元モメントで、それぞれ式(26)と(27)のように表される。

$$\begin{aligned} K_{xx} &= K \cos^2 \delta & K_{x\theta} &= K_{\theta x} = K \cos^2 \delta \{ (q_1 h + \bar{z}_0) - \ell_2 \tan \delta \} \\ K_{zz} &= K \sin^2 \delta & K_{\theta\theta} &= K \cos^2 \delta \{ (q_1 + \bar{z}_0) - \ell_2 \tan \delta \} \end{aligned} \quad (25)$$

$$M_V = -V_s \frac{\partial \theta_0}{\partial t} = -2(\beta_E - \beta_T) \frac{2\pi}{T_d} (I + \Delta I) \frac{\partial \theta_0}{\partial t} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} M_{GM} = -M g \overline{GM} \theta_0 &= -\rho g \theta_0 \left[\frac{2}{3} (\ell_2^3 - \ell_1^3) - (\ell_2 - \ell_1) (q_1 h)^2 - \ell_1 (q_2 h)^2 - \frac{M \bar{z}_0}{\rho} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2F_0 \cos \delta}{\rho g} \{ \ell_2 + (q_1 h + \bar{z}_0) \tan \delta \} \left(\frac{\sqrt{(q_1 h + \bar{z}_0)^2 + \ell_2^2}}{L_s} + 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

ここで、 K は係留索のばね常数、 $\overline{GM}$ は浮体のメタセンターの高さ、 F_0 は係留索の初期張力、 δ は底と係留索の間の角度、 L_s は係留索の初期長さ、 V_s は粘性抵抗係数、 ΔI は付加慣性モメント、 T_d は浮体の固有周期であり、 β_E と β_T は減衰係数で、 β_T は自由回転減衰振動の実験から得られる。

3 水理実験

実験は名古屋大学工学部土木教室の片面ガラスの2次元鋼製水槽(長さ25m×幅0.75m×高さ0.9m)で行われた。実験に使用した模型圧気浮体(外部:68×68×34cm, 圧気室:39.2×66×32cm, 重さ:33.12kg, 重心での慣性モメント:2.533kg・m²)はアクリル製(密度:1.238g/cm³)であり、模型浮体を支える係留索はφ3mmチェーン(ヤング係数:1.05×10⁵kg/mm², 単位長さ当たりの水中重量:125g/m)を使った。

波の変形(反射率と透過率)は、浮体の前後面に2本ずつの水位計から得られる水面変動データを磁気テープに同時に記録し、AD変換した後のデータから2点法³⁾を用いて算定した。圧気室の空気圧を底に固定した支持棒に圧力計(Kyowa PGM-02KG)を取り付けて測定し、係留索にかかる波力は沖側の1本の係留索に設置した張力計(Kyowa LU-200KSB34D)を用いて計測した。浮体運動の各成分はビデオカメラで撮影したデータを再生して各運動の振幅を決定し、固有周期 T_d と減衰定数 β_E は自由回転減衰振動をビデオカメラで撮影したデータを用いて、回転振動の時間変化を追跡して求めた。

4 解析結果の検討

4.1 Rolling, Swaying および Heaving 運動

4.1.1 *Rolling運動* : 図-2と3はそれぞれ*Cross*と*Open*係留に関する、浮体の無次元長さ $2\ell_2/L$ (L :入射波の波長)と無次元*Rolling*運動の振幅 $2\ell_2|\omega|/a$ (a :入射波の振幅)との関係を示した例である。図をみると、数値解析結果と実験値は、*Open*係留のピーク値の周辺に若干の相違があるものの、よく一致するのがわかる。

*Open*係留の場合は、 $2\ell_2/L \approx 0.63$ で入射波の周期と浮体の固有周期($T_d = 0.83\text{sec}$)が等しくなるので、理論値はその地点で大きな回転変位となり、実験値と間に顕著な差を与える。ところが、回転運動に粘性抵抗力を考慮した解析結果はより実験値に近づいているのが認められる。*Cross*係留の場合は*Open*係留のように、ピーク値が現れないのは固有周期($T_d = 3.7\text{sec}$)が本実験の範囲の外部に存在するためであると考えられる。

一方、*Vertical*係留においては、回転運動に対する鉛直係留索の大きな抵抗力のために*Rolling*運動は極めて小さい。したがって、本研究ではその議論を省略する。

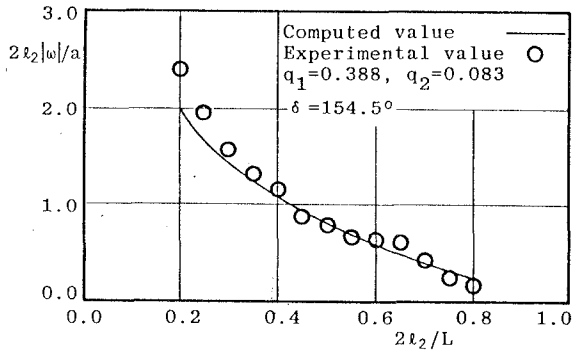


図-2 *Cross* 係留の*Rolling*運動

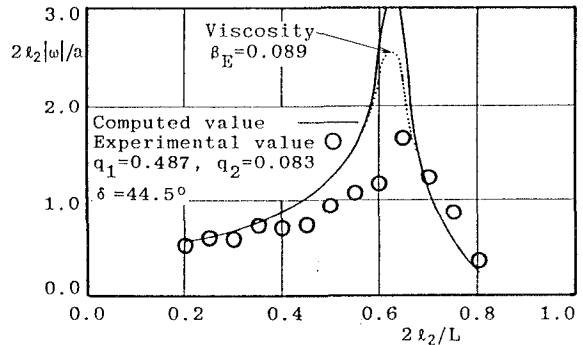


図-3 *Open* 係留の*Rolling*運動

4.1.2 *Swaying運動* : *Cross*, *Open* および *Vertical* 係留に対する、無次元*Swaying*運動の振幅 $|a|/a$ と $2\ell_2/L$ と関係の一例がそれぞれ図-4, 5 および 6 に示されている。図からわかるように、理論解析結果と実験値はよく一致している。特に、*Cross*と*Open*係留に対して入射波の周期の変化に対する*Swaying*と*Rolling*運動の変化特性をみると、2つの運動が連性しているのがわかる。これは、運動方程式で2つの運動が連性されているためで、固有周期が本実験の範囲内に存在する*Open*係留でより明らかにされている。このため、無次元*Swaying*運動の最大値は*Rolling*運動と同一な地点で発生する。各係留システムの差異による*Swaying*運動の変化特性をみると、*Cross*と*Vertical*係留の両方共に、*Swaying*運動は入射波の周期が長くなるにつれて大きくなる特徴を持っているが、*Cross*係留の方は*Rolling*運動より惹起される*Swaying*運動の成分を多く含んでいる。さらに、両係留の長周期側で数値解析結果と実験値の間に差がみられるのは、波長が長くなると、*Rolling*と*Swaing*運動との連性のみならず、*Heaving*運動との連性効果も現れるためである。係留索の非線形挙動を考慮すれば、より正確に評価できると思われる。*Open*係留の場合、*Rolling*と*Swaying*運動は同一地点でピーク値を持ち、そのピークを中心として $2\ell_2/L$ の両側に減少している。

各係留システムの浮体の*Heaving*運動は係留索の大きなバネ常数のため、その値は極めて小さい。ここでは、言及しないことにする。

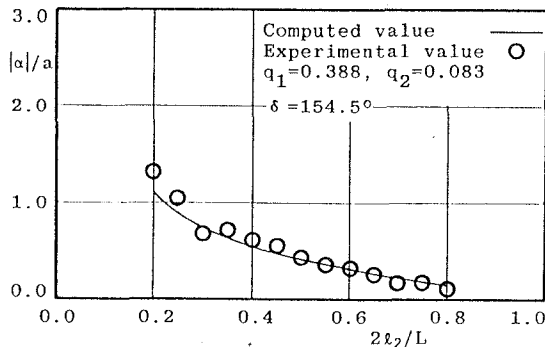


図-4 *Cross* 係留の*Swaying*運動

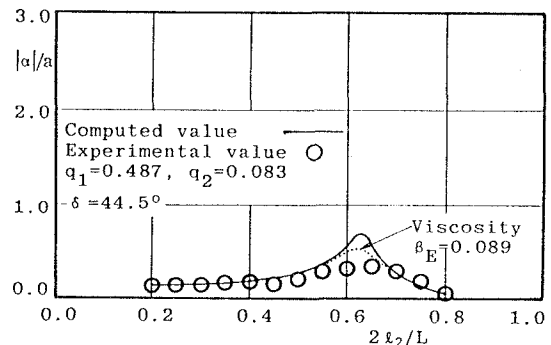


図-5 *Open* 係留の*Swaying*運動

4.2 係留索の張力

係留索の張力は浮体と係留索の連結地点の浮体運動の変位により決められる量で、次式のように求められる。

$$F = \Delta \ell K = \left\{ \sqrt{\{\pm(\alpha + \ell_h) + (q_1 h + \bar{z}_0)\omega\}^2 + \{\beta + h(1 - q_1) + \ell_2 \omega\}^2} - \sqrt{\ell_h^2 + h^2(1 - q_1)^2} \right\} K \quad (28)$$

ここで、 Δl は係留索の伸びた長さであり、 l_h は係留索の初期長さの水平成分である。式中でCross 係留の場合は(+)を、Open 係留の場合は(-)を取る。

図-7, 8 および 9 は各係留システムに関する、係留索の無次元張力 $|F|/\rho g a l_h^2$ と $2l_2/L$ の関係を示した例で、理論値と実験値はよく一致するし、Open 係留においては、粘性抵抗力を考慮した理論解が実験値をより正確に評価している。図をみると、係留索の無次元張力の変化は基本的に浮体運動の変化特性と一致するのが認められる。しかし、式(28)に示すように、Cross 係留の場合は正の Swaying と Rolling 運動がそれぞれ正の張力を与えるが、Open 係留の場合、正の Rolling

運動は正の張力を与える反面、正の Swaying 運動は負の張力を与える。したがって、Open 係留の場合、このような Swaying と Rolling 運動の相互作用のために、 $|\alpha|/a$ や $2l_2|\omega|/a$ と異なり、 $2l_2/L < 0.4$ の範囲で無次元係留索の張力が減少する傾向があると考えられる。

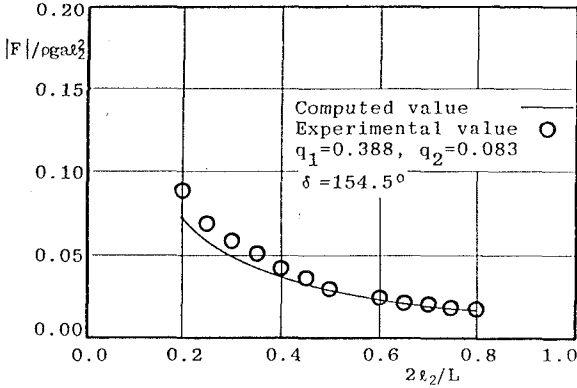


図-7 Cross 係留の張力

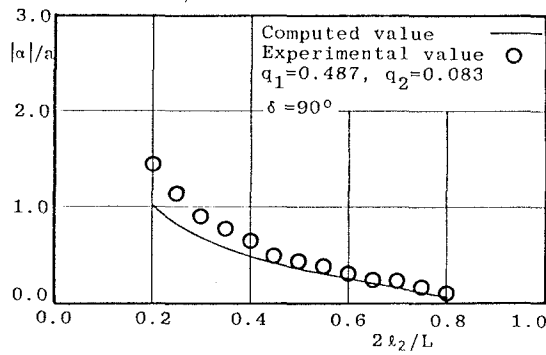


図-6 Vertical 係留の Swaying 運動

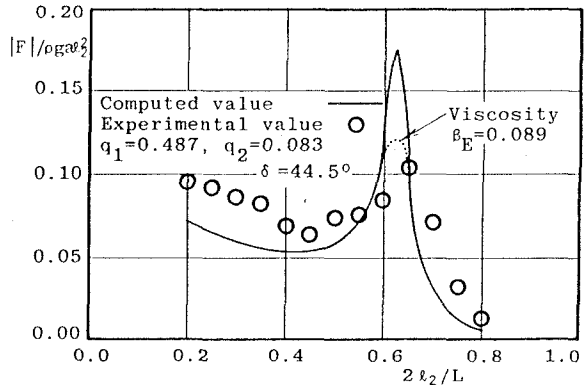


図-8 Open 係留の張力

4.3 波の変形

図-10, 11 および 12 は各係留方式に対する、入射波の透過率 $K_T(|I_0|/|A_0|)$ および反射率 $K_R(|B_0|/|A_0|)$ を $2l_2/L$ に対して示した一例であり、図中の実線と黒丸および一点碎線と白丸はそれぞれ透過率の理論値と実験値および反射率の理論値と実験値を表す。実験値と理論値との対応性はよいが、理論値と実験値の間にみられる差は主に摩擦と Vortex shedding 等のようなエネルギー損失 ($K_R^2 + K_T^2 < 1$) により生じ、本実験では 10 ~ 20 % の程度のエネルギー損失がある。各係留システムに対する波の変形の特性をみると、Cross と Vertical 係留の場合、透過率は $2l_2/L$ の減少と共に増加する傾向、すなわち、長周期波の方が短周期波よりもよく通過する特性があるが、Open 係留の透過率は $2l_2/L \approx 0.34$ で最小となり、 $2l_2/L \approx 0.63$ で最大となる。この最大値の発生位置は Rolling と Swaying 運動および係留索の張力の最大値の発生位置と一致している。

4.4 圧気室の空気圧

図-13(a) と (b) は Vertical 係留において、 $2l_2/L$ と無次元空気圧 $|P_0|/\rho g a$ の変化を示した例で、 $2l_2/L < 0.3$ の範囲では理論値と実験値の間に差が認められるが、全般的によく一致する。長周期側でみられる差は、圧気室内の波の多重反射の影響と、Swaying 運動で言及したように、Swaying と Heaving 運動の連性効果のためであると思われる。同一な $q_1 h$ に対して初期空気圧 $\rho g q_2 h$ の変化による特性をみると、 $\rho g q_2 h$ が大きくなると、浮体の Heaving 運動が小さくなって空気圧の変動は小さくなる傾向がある。

5 結論

以上のように、緊張 Cross, Open および Vertical 係留の半潜水圧気型浮体の運動、係留索の張力、圧気室の空気圧の変化お

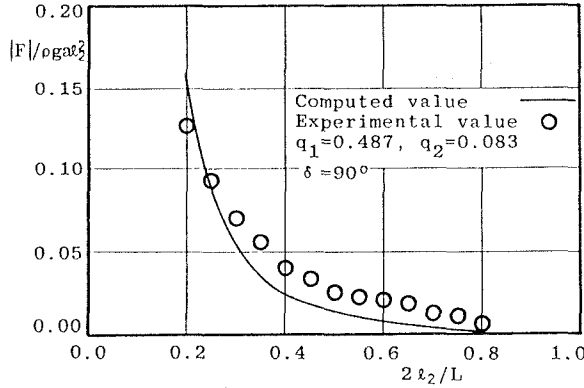


図-9 Vertical 係留の張力

よび波の変形を議論してきた。その結果、本研究の理論解析の妥当性が実験結果から十分に検証された。しかし、 $2\ell_2/L < 0.3$ の範囲の長周期側では非線形解析が望ましい。

最後に、本研究において、玉野総合コンサルタント（株）の支援を得た。ここに、記して感謝の意を表す。

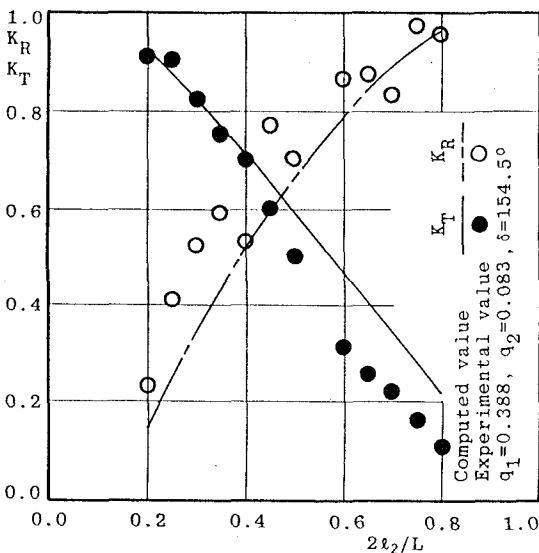


図-10 Cross 係留の波の変形

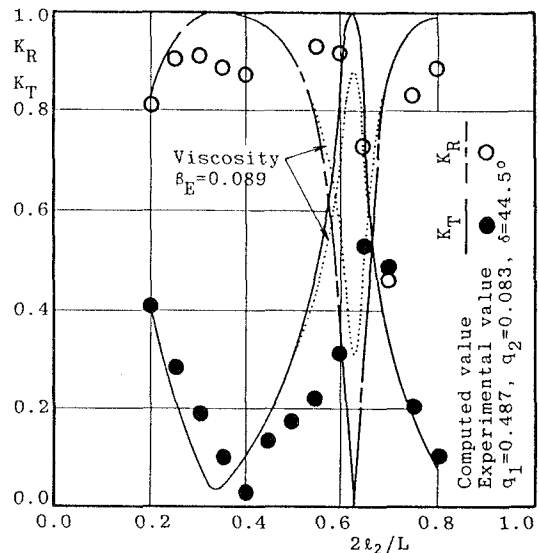


図-11 Open 係留の波の変形

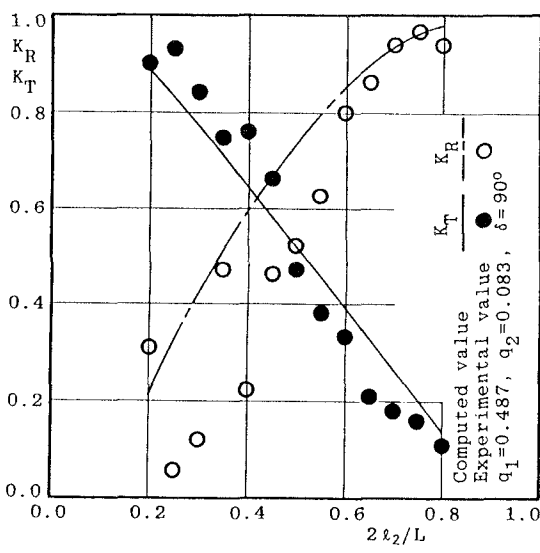
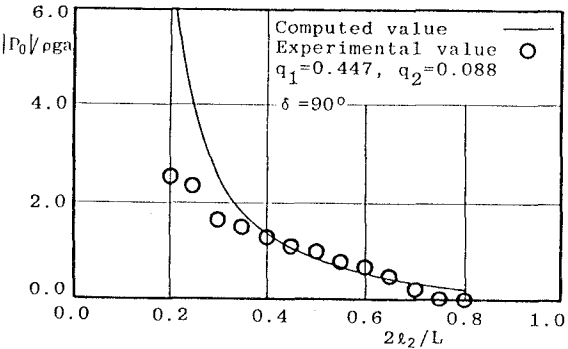
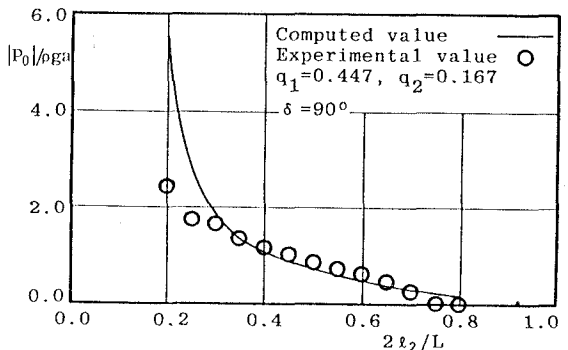


図-12 Vertical 係留の波の変形



(a) $q_1 = 0.447$ $q_2 = 0.088$



(b) $q_1 = 0.447$ $q_2 = 0.167$

図-13 Vertical 係留の空気圧の変化

参考文献

- 1) Iwata, K. and D.S. Kim(1990) : Dynamic behavior of submerged tension-moored floating structure with pressurized air-chamber and wave transformation, Proc.PACOMS'90, Vol.II, pp.287-294.
- 2) 小舟浩治 (1978): 浮体係留における粘性抵抗力及び拘束条件の影響, 港研報告第 37 巻第 4 号, pp.59-87.
- 3) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池治 (1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港研資料, No.248, pp.443-460.