

# 圧気型構造物の動的応答と波変形

Dynamic Response of Structures with Pressurized Air-Chamber due to Waves and Wave Deformation

岩 田 好一朗  
Koichiro IWATA

## 1. 緒言

沿岸海域の多目的利用の進展に伴って、新しい構造形式の構造物の研究開発が行われてきている。本水工学夏期研修会において多くの海岸構造物が取り扱われ、それらの水理特性について講義がなされてきた。しかし、構造物の一部に圧気室を持つ構造物、すなわち、圧気型構造物による波の変形あるいは圧気型構造物が浮遊構造物の場合の浮体の運動と係留索張力の特性に関する講義はなされていない。

圧気型構造物としては、波力発電船“海明”(宮崎・益田ら[1979],[1980],[1981])あるいは固定式波力発電ケーソン(高橋[1985], 合田・田中ら[1991])などがあり、波による空気室内の空気圧変動を最終的に電気エネルギーに変換しているものが多い。

ところで、圧気型構造物の特長は、構造物が浮遊式の場合には、圧気室を持たない矩形の浮遊式構造物の特性以外に、(i) 初期空気圧を変えることにより、係留浮体の固有周期を変えることができる(表-1 参照)、(ii) 初期空気圧を変えることにより、波の変形および浮体動揺を変化させることができる、(iii) 圧気室内の圧縮空気の緩衝作用のために構造物に作用する揚力を減少させることができる、などのメリットを持っている(金[1993])。

本論では、圧気型構造物を波浪制御構造物として位置づけ、一定水深の2次元波動場に設置された状況を取り上げるものとする。構造物形式としては、水中に固定された固定式構造物と係留索で緊張係留された浮遊構造物の二形式を取り扱う。また、構造物の設置状態としては、構造物の天端が静水面上にある半潜水状態と天端が静水面より下にある潜水状態の二つの状態を取り扱う。

作用波は全て規則波とし、水理実験と線形理論解析の両面より、圧気型構造物の圧気室内の空気の変動圧、浮体の場合には、鉛直運動(Heaving)、水平運動(Swaying)と回転運動(Rolling)と係留索張力および波変形(透過率と反射率)を議論していくものとする。

表-1 圧気高さ  $q_2h$  の変化に伴う固有周期の変化

| $q_1h(cm)$ | $q_2h(cm)$ | $T_n(sec)$ |
|------------|------------|------------|
| 29.5       | 1.1        | 1.43       |
| 25.3       | 2.1        | 1.50       |
| 21.5       | 3.3        | 1.53       |
| 17.7       | 4.0        | 1.59       |
| 13.3       | 5.2        | 1.79       |

## 2. 固定式半潜水圧気型構造物

図-1 に示すように、構造物の天端が静水面上にでており、波が構造物の天端を越波しないものとする。この種の構造物による波の変形(波の透過と反射)および圧気室内の空気圧の変動を取り扱った研究としては筆者ら(岡奥・岩田ら[1986], 岩田・沖ら[1986], 岩田・池野ら[1987], Ikeno et al.[1988])や清川・大山[1986]の研究がある。本論では、筆者らの研究成果を使って説明する。

### 2.1 理論解析

一般に、構造物による波の変形と波による構造物の動揺に関する線形解析法は、基本的には、波動場の支配方程式である Laplace 方程式を、与えられた境界条件の下で解いていく境界値問題の解析

法に帰着する。この種の境界値問題の解析法としては、境界要素法、有限要素法、湧き出し分布法と領域分割法が代表的であるが、ここでは、領域分割法(井島[1971])を使う解析法について略述する。図-1に示すように、水域を1,2,3,4,5の5つの領域に分ける。波は領域1から入射し、領域5へ伝播していくものとする。領域1は入射波と反射波が共存する部分重複波領域、領域5は伝達波の領域であり、領域3では波の運動に伴い圧気室内の水面変動 $\zeta$ と空気圧 $P_0$ が変化する領域である。取り扱う流体は非圧縮性で非粘性であるとし、波運動は非回転で且つ微小振幅運動とする。

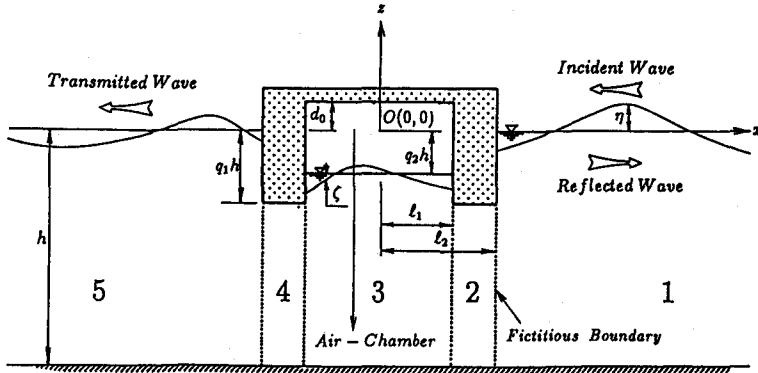


図-1 固定式半潜水圧気型構造物の概念図と記号の説明

### (1) 速度ポテンシャル

ポテンシャル波動理論を使うものとするれば、領域1~5の速度ポテンシャル $\Phi_j (j=1\sim 5)$ はそれぞれ次式のように与えられる。

$$\Phi_j(x, z; t) = \phi_j(x, z) e^{i\sigma t} \quad (j=1\sim 5) \quad (1)$$

$$\phi_1 = \{A_0 e^{ik(x-l_2)} + B_0 e^{-ik(x-l_2)}\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-k_n(x-l_2)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad (2)$$

$$\phi_2 = C_0 x + D_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ C_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} + D_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right\} \cos \frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \phi_3 = & \{E_0 e^{ik(x-l_1)} + F_0 e^{-ik(x+l_1)}\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \{E_m e^{k_m(x-l_1)} + F_m e^{-k_m(x+l_1)}\} \frac{\cos k_m(h+z)}{\cos k_m h} + \frac{iP_0}{\rho\sigma} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\phi_4 = G_0 x + H_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ G_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} + H_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right\} \cos \frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \quad (5)$$

$$\phi_5 = I_0 e^{ik(x+l_2)} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{k_n(x-l_2)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad (6)$$

ここで、下添字1~5は領域1~5での値、 $A_0$ は入射波の複素振幅、 $g$ は重力加速度、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $x$ は水平距離、 $z$ は静水面を原点とし、上向を正軸とする鉛直距離、 $t$ は時間、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 $T$ は波の周期、 $B_0$ と $I_0$ はそれぞれ反射波と伝達波の複素振幅、 $B_n, C_s, D_s, E_m, F_m, G_s, H_s$ と $I_n (n=1, 2, 3, \dots; s=1, 2, 3, \dots; m=1, 2, 3, \dots)$ は減衰定常波の複素振幅、 $h$ は静水深、 $\rho$ は流体の密度、 $P_0$ は圧気室の空気圧の振幅、 $q_1 h$ は構造物の吃水深、 $q_2 h$ は圧気室内の水面と静水面との差、 $2l_2$ と $2l_1$ はそれぞれ構造物外寸長と圧気室長である。また、 $k, k_n$ は水深 $h$ での波数、 $\bar{k}, \bar{k}_m$ は水深 $(1-q_2)h$ での波数であり、

次式を満たしている。

$$\begin{aligned}\frac{\sigma^2}{g} &= k \tanh kh = -k_n \tan k_n h \\ &= \dot{k} \tanh \dot{k}(1-q_2)h = -\dot{k}_m \tan \dot{k}_m(1-q_2)h\end{aligned}\quad (7)$$

### (2) 圧気室内の空気圧振幅 $P_0$

式(4)の最後の項は圧気室内の空気の圧縮性により生じる項である。空気圧  $P_a$  を次式のように与える。なお、 $\bar{P}_0$  は初期空気圧である。

$$P_a = \bar{P}_0 + P_0 e^{i\sigma t}, \quad (\bar{P}_0 = \rho g q_2 h + P_{\text{air}}) \quad (8)$$

なお、 $P_{\text{air}}$  は大気圧である。圧気室内の線形化された力学的水面条件は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\zeta &= -(i\frac{\sigma}{g}\phi_3 + \frac{P_0}{\rho g})e^{i\sigma t} \\ &= \zeta_0 e^{i\sigma t}\end{aligned}\quad (9)$$

式(4)を式(9)に代入して、圧気室内の水面振動が一様に昇降するものとするとき次式をうる。

$$\begin{aligned}\zeta_0 &= \frac{1}{2\ell_1} \int_{-t_1}^{t_1} \zeta dx \\ &= -(E_0 + F_0) \left( \frac{\sigma(1-e^{-2ik})}{2\ell_1 g \dot{k}} \right) \left( \frac{\cosh \dot{k}(1-q_2)h}{\cosh \dot{k}h} \right) \\ &\quad - \frac{i\sigma}{2\ell_1 g} \sum_{m=1}^{\infty} (E_m - F_m) \left( \frac{1-e^{-2\dot{k}_m t_1}}{\dot{k}_m} \right) \left( \frac{\cos \dot{k}_m(1-q_2)h}{\cos \dot{k}_m h} \right)\end{aligned}\quad (10)$$

圧気室内の空気圧変化  $\tilde{P}_a = P_0 e^{i\sigma t}$  は、空気の体積変化により生じるものとし、Boyle の法則を用いると、次式の状態方程式が得られる。

$$\tilde{P}_a(t) = \bar{P}_0 \left\{ \frac{V_0}{V_0 + \Delta V(t)} \right\}^\gamma - \bar{P}_0 \quad (11)$$

ここで、 $V_0$  は圧気室内の初期体積、 $\Delta V(t)$  は波の運動による空気の変動体積であり、 $\gamma$  は空気の状態変化を断熱変化と仮定すると、1.4 になる定数である。

式(11)を静水状態に対して Taylor 級数展開し、 $\Delta V(t)/V_0$  に関する 2 次以上の高次項を無視すると、次式を得る。

$$\tilde{P}_a(t) = -\frac{\gamma \bar{P}_0 \Delta V(t)}{V_0} \quad (12)$$

式(12)に  $\Delta V(t) = -\zeta_0 e^{i\sigma t}$  と式(10)を代入すると、空気圧の振幅  $P_0$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}P_0 &= -(E_0 + F_0) \left( \frac{\gamma \sigma \bar{P}_0 (1-e^{-2i\dot{k}t_1})}{2\ell_1 g \dot{k} (q_2 h + d_0)} \right) \left( \frac{\cosh \dot{k}(1-q_2)h}{\cosh \dot{k}h} \right) \\ &\quad - \frac{i\gamma \sigma \bar{P}_0}{2\ell_1 g (q_2 h + d_0)} \sum_{m=1}^{\infty} (E_m + F_m) \left( \frac{1-e^{-2\dot{k}_m t_1}}{\dot{k}_m} \right) \left( \frac{\cos \dot{k}_m(1-q_2)h}{\cos \dot{k}_m h} \right)\end{aligned}\quad (13)$$

### (3) 速度ポテンシャル係数の決定

各流体領域  $j = 1 \sim 5$  での速度ポテンシャルの係数を求めるために、領域境界面での圧力と水粒子の水平方向速度の連続条件を用いる。一例として、領域 1 と 2 の境界での連続条件を示すと、次の式として与えられる。

$$\begin{aligned} P_1(\ell_2, z; t) &= P_2(\ell_2, z; t) \quad ; \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \\ u_1(\ell_2, z; t) &= 0 \quad ; \quad (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ &= u_2(\ell_2, z; t) \quad ; \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{aligned} \quad (14)$$

なお、圧力  $P_j(x, z; t)$  と水粒子の水平方向速度  $u_j(x, z; t)$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$P_j(x, z; t) = -\rho g z - i\rho\sigma\phi_j(x, z)e^{i\sigma t} \quad (15)$$

$$u_j(x, z; t) = \frac{\partial\phi_j(x, z; t)}{\partial x} e^{i\sigma t} \quad (16)$$

$A_0$  は  $igH_I e^{ik_2\ell_2}/2\sigma(H_I$  は入射波高) で既知の値として与えられるので、式 (14) のような領域境界における連続条件を全ての領域境界に対して求め、これらの領域境界における連続条件を使用すると、速度ポテンシャルの未知の係数  $B_n, C_s, D_s, E_m, F_m, G_s, H_s$  と  $I_n (n = s = m = 0, 1, 2, 3, \dots)$  は決定される。なお、反射率  $\gamma_R$  (= 反射波の波高/入射波の波高) と透過率  $\gamma_T$  (= 透過波の波高/入射波の波高) はそれぞれ次式で与えられる。

$$\gamma_R = |B_0/A_0| \quad , \quad \gamma_T = |I_0/A_0| \quad (17)$$

## 2.2 波の変形と圧気室内の空気圧変動の特性

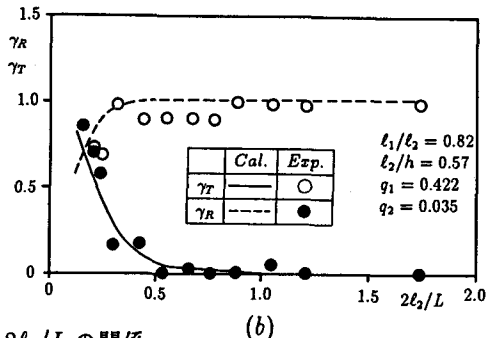
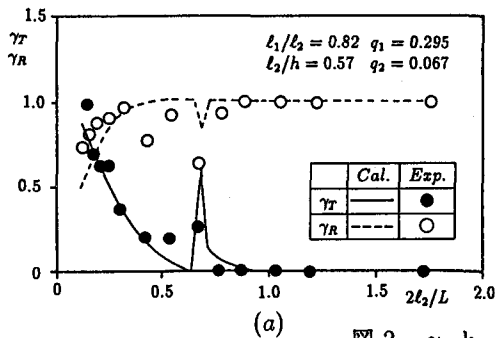


図-2  $\gamma_R$  と  $\gamma_T$  と  $2\ell_2/L$  の関係

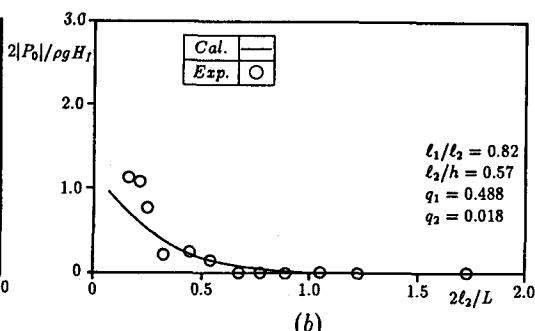
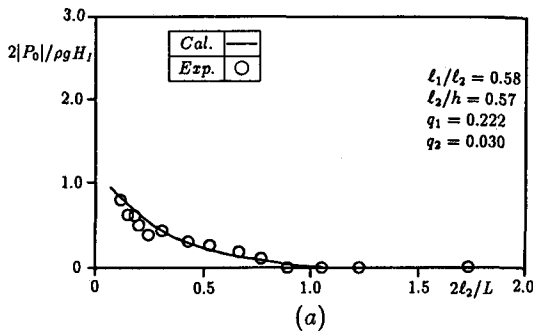


図-3  $2|P_0|/\rho g H_I$  と  $2\ell_2/L$  の関係

波の透過率  $\gamma_T$  と反射率  $\gamma_R$  は、圧気型構造物の吃水深  $q_1 h$ 、圧気室内の初期空気圧  $\overline{P_0}$  と構造物の長

さと波長比  $2\ell_2/L$  などにより大きく変化する。図-2 は、 $2\ell_2/L$  の変化に伴う  $\gamma_T$  と  $\gamma_R$  の変化の特性の一例を示したものであるが、図-2 の場合には  $2\ell_2/L \cong 0.67$  で  $\gamma_T$  が急に大きく、 $\gamma_R$  が急に小さくなる共振状況と類似の現象が起きている。これは、遊水部（本研究では圧気室に相当する）を持つ構造物特有の現象である（岩田 [1980]）。全体としては、 $2\ell_2/L$  が小さくなるにつれて  $\gamma_T$  が大きく、 $\gamma_R$  が逆に小さくなることが認められ、周期の長い波ほどよく伝達することがこの圧気型構造物においても認められる。図-3 は圧気室内の空気圧変動の無次元振幅  $2|P_0|/\rho g H_1$  と  $2\ell_2/L$  との関係を示した一例である。同図によれば、 $2\ell_2/L$  が小さくなるにつれて、すなわち周期が長くなるにつれて、空気圧の変動が大きくなることが判る。また、図-2 と図-3 より、実験値（○、●）は上述の領域分割法による理論値とよく一致しており、固定式半潜水圧気型構造物の波の伝達率と透過率および圧気室内の空気圧変動は、理論的に精度高く予測できることが認められる。

図-4 は圧気室の伝達率  $\gamma_T$  に及ぼす効果を実験的に検討した二例である。同図は吃水深  $q_1 h$  と構造物外寸  $\ell_2$  は同一であるが形状の異なる三つの構造物の  $\gamma_T$  を比較したものであり、●印の実験値は圧気型構造物に対するもの、△印の実験値は  $q_2 h$  の所まで構造物があり圧気室のない型の構造物に対する値、□印は矩形構造物に対する値である。同図によれば、三つの異なった構造物に対する伝達率  $\gamma_T$  に大きな差はないが、●印の実験値は全体に小さく、したがって波の伝達率  $\gamma_T$  の低減のためには圧気型構造物の方が三つの形式の中ではよいと考えられる。

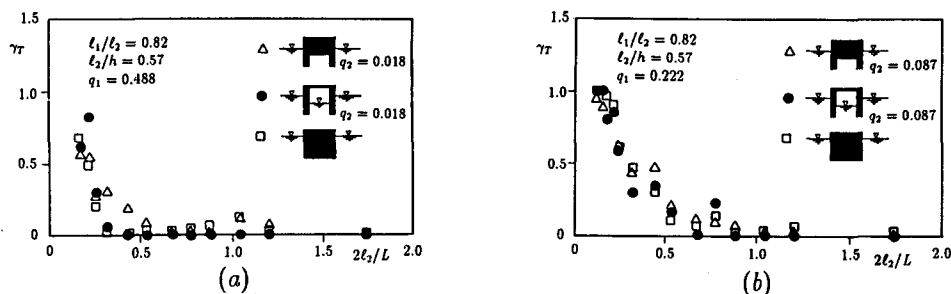


図-4  $\gamma_T$  に及ぼす構造物の形状効果

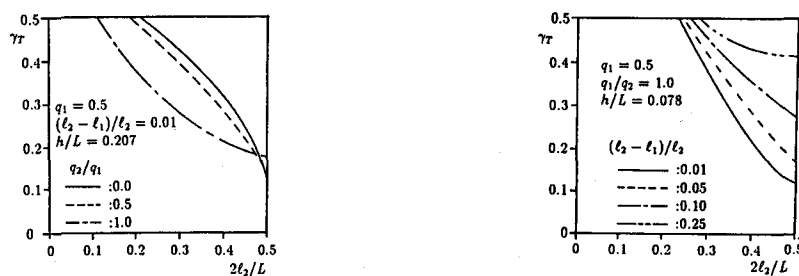


図-5  $\gamma_T$  に及ぼす初期空気圧 ( $q_2/q_1$ ) の効果

図-6  $2\ell_2/L \leq 0.5$  で  $\gamma_T < 0.5$  となる計算例 ( $q_1/q_2 = 1$  の場合)

図-2 や図-3 に示したように、波の伝達率  $\gamma_T$  を本論で展開した理論により精度よく予測できるので、計算により圧気室の初期空気圧  $\overline{P}_0$  と  $\gamma_T$  の関係について調べてみる。図-5 は  $\gamma_T$  に及ぼす初期空気圧の効果を示した一例である。同図に示す条件下では、 $2\ell_2/L \leq 0.5$  の範囲では、初期空気圧  $q_2/q_1$  が大きくなるにつれて  $\gamma_T$  が小さくなっており、波の伝達率  $\gamma_T$  の低減のためには、圧気室内の初期空気圧  $q_2/q_1$ ，すなわち  $\overline{P}_0$  を大きくするとよいことが指摘できる。なお、 $q_1 h$  の値が図-5 の場合と異なる場合

には、初期空気圧 $\bar{P}_0$ が大きくても伝達率 $\gamma_T$ が小さくならない場合もあるので注意を要する。このように、初期空気圧を最大限大きくすると( $q_1/q_2 = 1$ )、図-6に一例として示すように、 $h/L = 0.078$ のようなかなか水深の浅い海域においても、 $2\ell_2/L \leq 0.5$ の範囲で伝達率 $\gamma_T$ を0.4以下にすることができる。

### 3. 固定式潜水圧気型構造物

潜水状態の構造物は、図-7に示すように、構造物の天端が没水している。この潜水構造物による波の反射率 $\gamma_R$ や透過率 $\gamma_T$ および圧気室内の空気圧変動 $P_0$ を、領域分割法を使って、解析的に求めるためには、前節の半潜式構造物の場合の5つの領域(1~5)に天端上の水域6を加えた6つの領域に分割すればよい。

ここに、水域6における速度ポテンシャルの一般表示式を示すと、次式で与えられる。

$$\phi_6 = \{K_0 e^{i\tilde{k}(x-\ell_2)} + L_0 e^{-i\tilde{k}(x+\ell_2)}\} \frac{\cosh \tilde{k}(z+q_3 h)}{\cosh \tilde{k} q_3 h} + \sum_{p=1}^{\infty} \{K_p e^{\tilde{k}_p(x-\ell_2)} + L_p e^{-\tilde{k}_p(x+\ell_2)}\} \frac{\cos \tilde{k}_p(z+q_3 h)}{\cos \tilde{k}_p q_3 h} \quad (18)$$

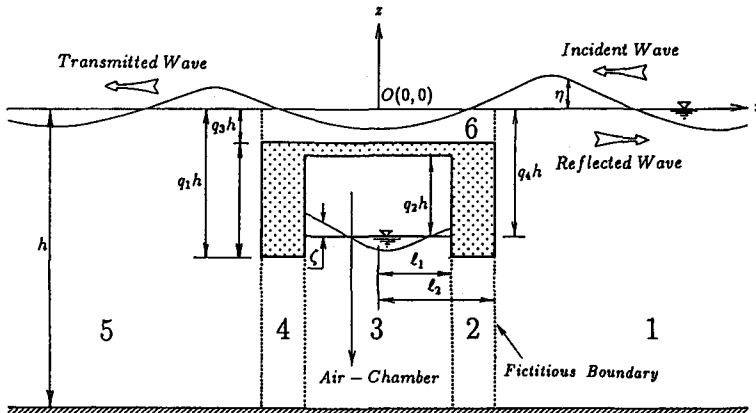


図-7 固定式潜水圧気型構造物の概念図と記号の説明

なお、式(18)の $\tilde{k}$ と $\tilde{k}_p$ は次式を満たす固有値である。

$$\frac{\sigma^2}{g} = \tilde{k} \tanh \tilde{k} q_3 h = -\tilde{k}_p \tan \tilde{k}_p q_3 h \quad (19)$$

式(2)~式(6)と式(18)を使用し、領域1~6のそれぞれの境界面で圧力と水粒子の水平方向流速の連続条件を使用すると、各々の領域の速度ポテンシャルの未定係数が求まる。そして、前節の手法を使って、波の反射率 $\gamma_R$ と透過率 $\gamma_T$ 、空気圧変動 $P_0$ を計算することができる。

図-8は $\gamma_T$ と $\gamma_R$ と $2\ell_2/L$ の関係、図-9は無次元空気圧変動 $2|P_0|/\rho g H_1$ と $2\ell_2/L$ の関係を、無次元初期空気圧 $q_2$ をパラメータとして示した計算

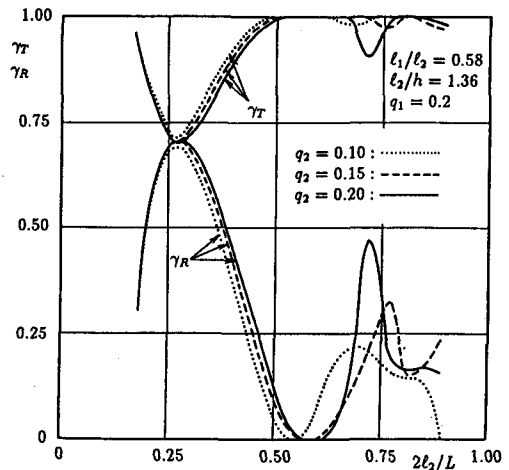


図-8  $\gamma_T$ と $\gamma_R$ と $2\ell_2/L$ の関係(計算結果)

例である。潜水状態にある構造物の場合、 $\gamma_R, \gamma_T$  は  $q_2$  にあまり左右されないことが認められる。これは、構造物の天端上の水深が波の反射や伝達を支配するためである。したがって、潜水構造物とすることによる  $\gamma_T$  と  $\gamma_R$  の低減効果を圧気室の初期空気圧  $\bar{P}_0$  に求めることは困難と判断される。

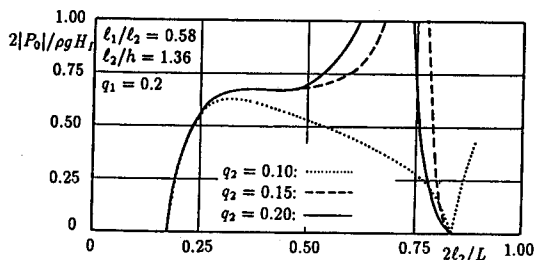


図-9  $2|P_0|/\rho g H_1$  と  $2l_2/L$  の関係 (計算結果)

#### 4. 半潜水圧気型係留浮体

圧気室を有する係留浮体を 2 次元問題として

取り扱った研究としては、半潜水カタナリー係留の場合を取り扱った研究 (岩田・池野ら [1987])、潜水緊張係留状態を取り扱った研究 (岩田・中山ら [1988], Iwata & Kim [1990], [1991])、半潜水緊張係留を取り扱った研究 (Kim & Iwata [1991], 岩田・金ら [1991]) がある。

ここでは、前節の固定構造物に対する解析手法との連続性を持たせるために、解析手法として領域分割法を採用し、係留形式としては緊張係留の Open, Vertical と Cross の三形式を取り扱うものとする。

##### 4.1 理論解析

図-10 に示すように、一定水深  $h$  の海域に外幅  $2l_2$ 、圧気室幅  $2l_1$ 、圧気室内の空気の高さ  $q_2 h$  の半潜水圧気係留浮体が海底と 2 本 (構造物の前後面に 1 本ずつ) の係留索で固定されているものとする。静止状態で両係留索角度を  $\theta_1$  (沖側) と  $\theta_2$  (岸側)、浮体の吃水深を  $q_1 h$ 、浮体の重心を  $G(\bar{x}_0, \bar{z}_0)$  とし、浮体の形状と係留索の海底面との狭角は  $z$  軸に対して対称であるとする。浮体は、右側から入射する入射波により、静止位置の重心囲りに微小運動を行ない、重心は、 $\dot{G}(\bar{x}_0(t), \bar{z}_0(t))$  に移るとともに、微小角  $\theta_0(t)$  だけ回転する。この時、浮体重心の水平運動 (Swaying)、鉛直運動 (Heaving) および回転運動 (Rolling) の複素振幅をそれぞれ  $\alpha$ 、 $\beta$  および  $\omega$  とすると、 $x_0(t)$ 、 $z_0(t)$  および  $\theta_0(t)$  は次式のように表される。

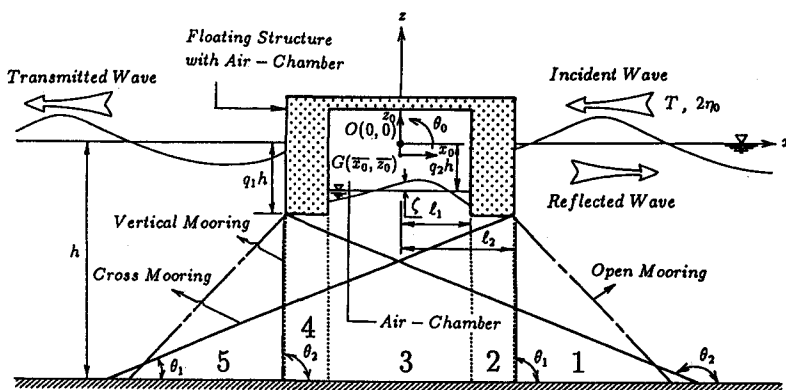


図-10 半潜水圧気型係留浮体の概念図と記号の説明

$$x_0(t) - \bar{x}_0 = \alpha e^{i\sigma t}, \quad z_0(t) - \bar{z}_0 = \beta e^{i\sigma t}, \quad \theta_0(t) = \omega e^{i\sigma t} \quad (20)$$

ここで、 $i$ と $\sigma$ は、それぞれ虚数単位と波の角周波数であり、 $\bar{x}_0$ は零である。

入射波は、構造物により一部沖側に反射されて反射波となり、残りは、岸方向に伝播し伝達波となる。流体を非圧縮性の完全流体とし、流体運動を非回転運動と仮定すると、前節同様、速度ポテンシャル $\Phi(x, z; t)$ は次式で与えられる。

$$\Phi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{i\sigma t} \quad (21)$$

ここで、 $x$ と $z$ はそれぞれ水平軸と鉛直軸であり、波の進行方向を $x$ の負の方向、鉛直上方を $z$ の正方向とする。なお、座標軸の原点は静水面と構造物の鉛直中心線が交叉する点である。流体の領域を水深変化と境界条件により、図-10に示すように、5つの領域に分割する。解析手法について、以下、少し詳しく記述することにする。

#### (1) 境界条件と速度ポテンシャル

図-10に示す各流体領域( $j = 1 \sim 5$ )における基礎方程式と境界条件式は次式で与えられる。

a) 基礎方程式：

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad ; \quad j = 1 \sim 5 \quad (22)$$

b) 境界条件：

●自由水面境界条件

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_j \quad ; \quad z = 0, j = 1, 5 \quad (23)$$

●圧気室内の水面境界条件

$$\frac{i\sigma}{\rho g} P_0 + \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_j \quad ; \quad z = -q_4 h, j = 3 \quad (24)$$

●底面境界条件

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad ; \quad z = -h, j = 1 \sim 5 \quad (25)$$

●構造物の表面の境界条件

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = i\sigma(\beta + \omega x) \quad (26)$$

$$= \frac{2i\sigma}{\ell_2} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{\mu_q^2} \{ \beta \mu_q ((-1)^q - \sin \ell_1 \mu_q) \cos \mu_q x + \omega ((-1)^q - \sin \ell_1 \mu_q + \ell_1 \mu_q \cos \mu_q \ell_1) \sin \mu_q x \} \quad ; \quad z = -q_1 h, j = 2, 4 \quad (27)$$

但し、 $P_0$ は圧気室内の空気圧の複素振幅であり、 $\mu_q = (2q+1)\pi/2\ell_2$ である。

3つの流体領域 $j = 1, 3, 5$ の速度ポテンシャル $\phi_j (j = 1, 3, 5)$ は、前節と同じ(式(2)、式(4)、式(6))であるので省略する。流体領域 $j = 2, 4$ での速度ポテンシャル $\phi_j (j = 2, 4)$ は境界条件式(27)を使うとそれぞれ次式のように求められる。

$$\begin{aligned} \phi_2 = & C_0 x + D_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ C_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} + D_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right\} \cos \frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \\ & + i\sigma \sum_{q=0}^{\infty} \frac{\cosh \mu_q(h+z)}{\mu_q \sinh \mu_q(1-q_1)h} (\beta \xi_q \cos \mu_q x + \omega \zeta_q \sin \mu_q x) \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \phi_4 = & G_0 x + H_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ G_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} + H_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right\} \cos \frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \\ & + i\sigma \sum_{q=0}^{\infty} \frac{\cosh \mu_q(h+z)}{\mu_q \sinh \mu_q(1-q_1)h} (\beta \xi_q \cos \mu_q x + \omega \zeta_q \sin \mu_q x) \end{aligned} \quad (29)$$

ここで,  $\xi_q = 2\{(-1)^q - \sin \mu_q \ell_1\} / \mu_q \ell_2$ ,  $\zeta_q(\xi_q + 2\ell_1 \cos \mu_q \ell_1 / \ell_2) / \mu_q$  である.

## (2) 空気圧縮モデル

圧気室内の空気圧の変化  $\bar{P}_a = P_0 e^{i\sigma t}$  は, 前節の式 (12) で与えられるが,  $\Delta V(t)$  は固定構造物と異なり, 浮体の場合は次式で与えられる (Kim & Iwata[1991]).

$$\Delta V(t) = \frac{1}{2\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \{\beta e^{i\sigma t} - \zeta(x, t)\} dt = (\beta - \zeta_0) e^{i\sigma t} \quad (30)$$

ここで,  $\zeta$  と  $\zeta_0$  はそれぞれ式 (9) と式 (10) で与えられている. 式 (12) に式 (30) と式 (10) を代入すると, 空気圧の振幅  $P_0$  は次式のように表される.

$$P_0 = -\frac{\gamma \bar{P}_0}{q_2 h + d_0} \beta - (E_0 + F_0) \left( \frac{\gamma \sigma \bar{P}_0 (1 - e^{-2ik\ell_1})}{2\ell_1 g k (q_2 h + d_0)} \right) \left( \frac{\cosh k(1 - q_2)h}{\cosh kh} \right) \\ - \frac{i\gamma \sigma \bar{P}_0}{2\ell_1 g (q_2 h + d_0)} \sum_{m=1}^{\infty} (E_m + F_m) \left( \frac{1 - e^{-2k_m \ell_1}}{k_m} \right) \left( \frac{\cos k_m(1 - q_2)h}{\cos k_m h} \right) \quad (31)$$

## (3) 速度ポテンシャル関数の係数の決定

各流体領域  $j = 1 \sim 5$  での速度ポテンシャル関数の係数を, 前節同様, 領域境界面での圧力と水粒子の水平速度の連続条件を使って決定する. すなわち,

a) 圧力の連続:

$$P_1(\ell_2, z; t) = P_2(\ell_2, z; t) \quad , \quad -h \leq z \leq -q_1 h \quad (32)$$

$$P_5(-\ell_2, z; t) = P_4(-\ell_2, z; t) \quad , \quad -h \leq z \leq -q_1 h \quad (33)$$

$$P_3(\ell_1, z; t) = P_2(\ell_1, z; t) \quad , \quad -h \leq z \leq -q_1 h \quad (34)$$

$$P_3(-\ell_1, z; t) = P_4(-\ell_1, z; t) \quad , \quad -h \leq z \leq -q_1 h \quad (35)$$

b) 流速の連続:

$$\frac{\partial \phi_1(\ell_2, z)}{\partial x} = i\sigma \{\alpha - \omega(z - \bar{z}_0)\} \quad (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ = \frac{\partial \phi_2(\ell_2, z)}{\partial x} \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \quad (36)$$

$$\frac{\partial \phi_5(-\ell_2, z)}{\partial x} = i\sigma \{\alpha - \omega(z - \bar{z}_0)\} \quad (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ = \frac{\partial \phi_4(-\ell_2, z)}{\partial x} \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \quad (37)$$

$$\frac{\partial \phi_3(\ell_1, z)}{\partial x} = i\sigma \{\alpha - \omega(z - \bar{z}_0)\} \quad (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ = \frac{\partial \phi_2(\ell_1, z)}{\partial x} \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \quad (38)$$

$$\frac{\partial \phi_3(-\ell_1, z)}{\partial x} = i\sigma \{\alpha - \omega(z - \bar{z}_0)\} \quad (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ = \frac{\partial \phi_4(-\ell_1, z)}{\partial x} \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \quad (39)$$

## (4) 浮体の運動方程式

浮体の質量を  $M$ , 慣性モーメントを  $I$  とし, 沖側と岸側にそれぞれ 1 本の係留索が浮体の運動に抵抗するものとする. 浮体の運動方程式は, 係留索の反力および浮体の没水表面に作用する流体圧

力と空気圧を積分した圧力を使って、次式のように表される (Kim & Iwata[1991]) .

a) 水平運動 (Swaying 運動) :

$$M \frac{d^2 x_0}{dt^2} = \int_{-q_1 h}^0 \{P_5(-\ell_2, z; t) - P_1(\ell_2, z; t)\} dz \int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{P_3(\ell_1, z; t) - P_3(-\ell_1, z; t)\} dz - 2K_{x,x} x_0 - 2K_{x,\theta} \theta_0 \quad (40)$$

ここで,  $K_{m,n}$  は  $m$  方向の単位変位による  $n$  方向の係留索の反力である. また, 式 (40) の右辺の第 1 項は構造物の前後面に作用する流体圧力による成分, 第 2 項は圧気室内の空気圧による成分であり, 第 3, 4 項は水平運動に対する係留索の反力による成分である.

b) 鉛直運動 (Heaving 運動) :

$$M \frac{d^2 z_0}{dt^2} = \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \bar{P}_a dx + \int_{\ell_1}^{\ell_2} P_2(x, -q_1 h; t) dx + \int_{-\ell_2}^{-\ell_1} P_4(x, -q_1 h; t) dx - (Mg + 2F_{vf}) - 2K_{z,z}(z_0 - \bar{z}_0) \quad (41)$$

ここで,  $F_{vf}$  は 1 本の係留索にかかる初期張力の成分である. また, 式 (41) の右辺の第 1 項は圧気室内の空気圧による成分, 第 2, 3 項は構造物底面に作用する流体圧力による成分, 第 4 項は構造物自重と係留索の初期張力による成分であり, 第 5 項は鉛直運動に対する係留索の反力に対する成分である.

c) 回転運動 (Rolling 運動) :

$$\begin{aligned} I \frac{d^2 \theta_0}{dt^2} = & \int_{\ell_1}^{\ell_2} P_2(x, -q_1 h; t) x dx + \int_{-\ell_2}^{-\ell_1} P_4(x, -q_1 h; t) x dx + \int_{-q_1 h}^0 \{P_5(-\ell_2, z; t) - P_1(\ell_2, z; t)\} \\ & \cdot (z - \bar{z}_0) dz + \int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{P_3(\ell_1, z; t) - P_3(-\ell_1, z; t)\} (z - \bar{z}_0) dz \\ & - Mg \overline{GM} \theta_0 - 2K_{\theta,x} x_0 - 2K_{\theta,\theta} \theta_0 - V_s \frac{d\theta_0}{dt} \end{aligned} \quad (42)$$

ここで, 式 (42) の右辺第 1, 2 項は構造物底面に作用する流体圧力による成分, 第 3 項は構造物の前後面に作用する流体圧力による成分, 第 4 項は圧気室内の空気圧による成分, 第 5 項は復元力による成分, 第 6, 7 項は回転運動に対する係留索の反力による成分であり, 第 8 項は粘性抵抗係数である. また,  $\overline{GM}$  はメタセンターの高さ,  $V_s$  は回転運動における粘性抵抗係数であり, それぞれ次式のように表される.

$$\overline{GM} = \frac{-\ell_1(q_1^2 - q_2^2)h^2 + \ell_2(q_1 h)^2 - \frac{2}{3}(\ell_2^3 - \ell_1^3)}{2\ell_1(q_1 - q_2)h - 2\ell_2 q_1 h} - \bar{z}_0 \quad (43)$$

$$V_s = 2(\beta_E - \beta_T) f_n (I + \Delta I) \quad (44)$$

## (5) 未知量の決定

圧力と水粒子の水平速度の連続条件から得られた式 (32)~式 (35) と式 (36)~式 (39), 圧気室内の空気圧の振幅  $P_0$  に関する式 (31) および浮体の各運動方程式 (40)~式 (42) の総数は,  $12 + 2(n + m + 2s)$  ( $n = m = s = 1, 2, 3, \dots, \infty$ ) で, 未知量  $B_0, B_n, I_0, I_n, E_0, F_0, E_m, F_m, C_0, D_0, C_s, D_s, G_0, H_0, G_s, H_s, P_0, \alpha, \beta$  および  $\omega$  の数と一致するので, 連続方程式を解くことにより未知量が決定される. なお, 前節同様, 入射波の速度ポテンシャル関数の係数  $A_0$  は次式で与えられる未知量である.

$$A_0 = ig H_I e^{ikt_2} / 2\sigma \quad (45)$$

したがって, 決定された値を使って, 波の変形, 浮体の動揺, 係留索張力, 圧気室内の空気圧変動を計算することができる.

## 4.2 波の変形と圧気室内の空気圧変動

図-11はCross, OpenとVerticalの三つの係留形式別の反射率 $\gamma_R$ と透過率 $\gamma_T$ と $2\ell_2/L$ の関係を示したものである。同図にも示されているように、Cross係留とVertical係留の場合では、 $2\ell_2/L$ が小さくなるにつれて、伝達率 $\gamma_T$ はほぼ直線的に増加し、反射率 $\gamma_R$ はほぼ直線的に減少する。なお、本論では図示していないが、初期空気圧が大きくなると、Vertical係留の場合は、伝達率が大きくなる。一方、Cross係留の場合は、初期空気圧が大きくなると、伝達率は短周期側で大きく、長周期側で小さくなる傾向を示す。この差は、後述する浮体の水平運動成分の差異に帰因する。

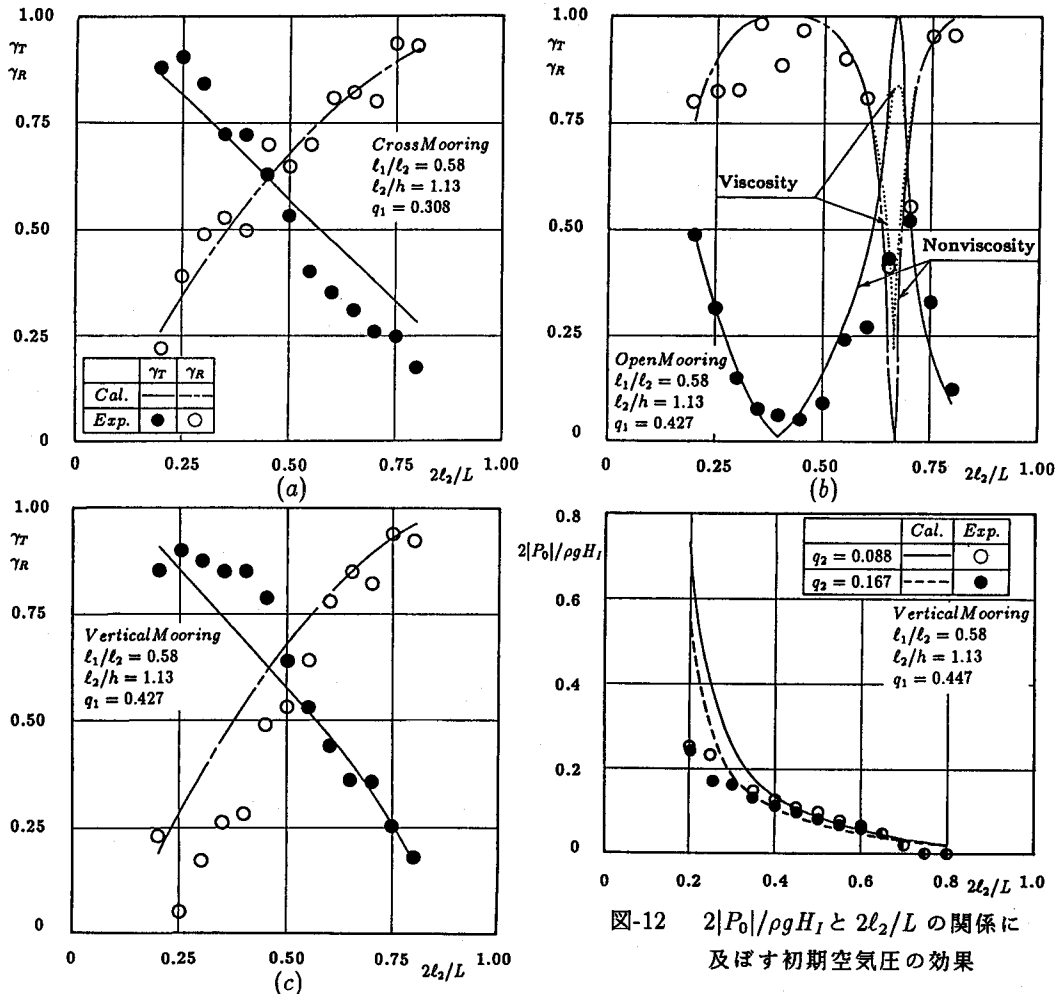


図-11  $\gamma_T$ と $\gamma_R$ と $2\ell_2/L$ の関係

Open係留形式の場合は、Cross係留形式とVertical係留形式の場合と異なり、後述する浮体の固有振動周期に対応する $2\ell_2/L$ (図-11(b)の場合は、 $2\ell_2/L = 0.66$ )で伝達率 $\gamma_T$ は極大になり、反射率 $\gamma_R$ は極小になる。なお、これも本論で図示しないが初期空気圧が大きくなるにつれて、 $\gamma_T$ が極大になり $\gamma_R$ が極小となる $2\ell_2/L$ の値は大きくなる。これは、Open係留の場合、初期空気圧が大きくなるにつれて、浮体の固有周波数が高くなるためである。このように、筆者らの研究範囲では、長周期波に対してはOpen係留形式の方が、短周期波に対してはVertical係留形式の方が伝達率 $\gamma_T$ の低減に有

効であると考えられる。また、図-11に示されているように、本論で示した計算手法によって求められた透過率 $\gamma_T$ と反射率 $\gamma_R$ の理論値は、実験値と比較的よく一致していることが認められる。

圧気室内の空気圧の変化は、浮体の鉛直運動と圧気室内の水面変動に左右されるため、一般的に伝達率 $\gamma_T$ が大きくなると大きくなる。また、初期空気圧が大きくなると、浮体の鉛直運動が小さくなるので、圧気室内の空気圧の変化は小さくなる。このことは、図-12に示す Vertical 係留形式の場合に若干ではあるが認められる。図-12は、同一の吃水深に対して初期空気圧を変化させた場合の無次元空気圧変動 $2|P_0|/\rho g H_I$ と $2l_2/L$ の関係を示したものである。 $2|P_0|/\rho g H_I$ は $2l_2/L$ が小さくなるにつれて大きくなり、 $2l_2/L \geq 0.2$ で実験で得られた $2|P_0|/\rho g H_I$ の最大値は0.25程度である。なお、Vertical 係留の場合は、図-11(c)に示すように、 $2l_2/L$ が小さくなるにつれて、 $\gamma_T$ は大きくなるので、

$\gamma_T$ の増大とともに $2P_0/\rho g H_I$ が大きくなることが確認できる。また、図-12に示すように、 $2l_2/L \leq 0.3$ では理論値と実験値に差があるものの、それぞれ以外では両者はよく一致しており、本論で示した解析手法で概略値は充分計算できることが認められる。

#### 4.3 浮体運動と係留索張力

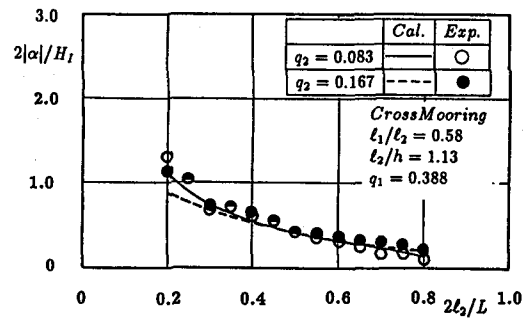
ここでは、浮体の水平と回転運動と係留索張力の特性について述べることにする。

##### (1) 水平運動 (Swaying)

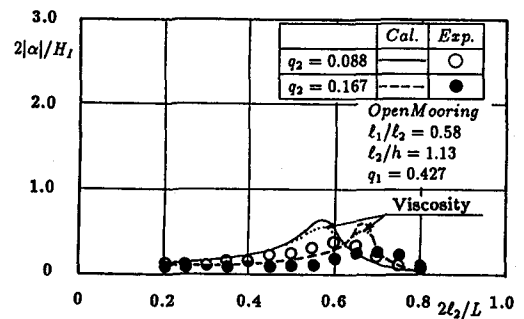
図-13は各係留形式に対する無次元水平運動 $2|\alpha|/H_I$ と $2l_2/L$ の関係を示したものである。3つの係留形式全てに対して計算値と実験値の対応性は良い。Cross 係留の場合は、図-13(a)に示すように、 $2l_2/L$ が小さくなると無次元水平運動 $2|\alpha|/H_I$ は大きくなるが、これは既述の波の伝達率 $\gamma_T$ と後述の回転運動の特性と同じである。また、初期空気圧( $q_2$ )が大きくなると全体的に $2|\alpha|/H_I$ は小さくなるが $q_2 = 0.083$ と $q_2 = 0.167$ では大差はないことが認められた。

Open 係留の場合の水平運動は、図-13(b)に一例として示しているように、既述の波の伝達率 $\gamma_T$ と同様、浮体の固有周期近傍で最大値をとる(図-13(b))の場合 $2l_2/L \cong 0.66$ 。また、初期空気圧が大きくなると、浮体の水平運動が小さくなり、 $2|\alpha|/H_I$ が極大となる $2l_2/L$ の値は大きくなること、 $2l_2/L$ の増加につれて $2|\alpha|/H_I$ が増加して極大値をとった後、減少する特性は後述の回転運動と一致する。

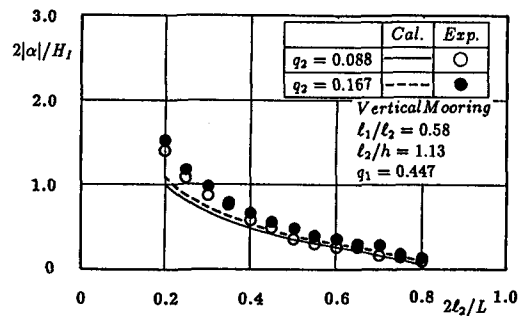
Vertical 係留の場合は、 $2l_2/L$ の減少に伴い、 $2|\alpha|/H_I$ が大きくなるのは Cross 係留の場合と同様であるが、係留索の係留角度が $90^\circ$ であるので、初期空気圧の変化による係留索の復元力が水平運動に与える影響が小さい。このため、Cross 係留や Open 係留の場合の特性、すなわち初期空気圧



(a)



(b)



(c)

図-13  $2|\alpha|/H_I$ と $2l_2/L$ の関係

運動に与える影響が小さい。このため、Cross 係留や Open 係留の場合の特性、すなわち初期空気圧

が大きくなると係留索の復元力を増加させ、浮体の運動を小さくする特性は認められなかった。逆に、初期空気圧が大きくなると ( $q_2$ が大きくなると)、圧気室内の水位が下がり、従って浮体の水平運動に抵抗する圧気室内の流体質量が少なくなるので、初期空気圧が大きくなると  $2|\alpha|/H_I$  は若干ではあるが大きくなることが図-13(c) より認められる。

## (2) 回転運動 (Rolling)

図-14 は  $q_2$  と  $q_3$  をパラメータにして、 $2\ell_2/L$  と無次元回転運動  $4\ell_2|\omega|/H_I$  との関係を示したものである。Open 係留の場合は、既に水平運動で記述したように、初期空気圧が大きくなるにつれて極大値が現れる  $2\ell_2/L$  の値が大きくなり、浮体運動が小さくなる傾向が認められるが、Cross 係留の場合には認められない。

Open 係留の場合の回転運動は、波の伝達率と水平運動と同一の  $2\ell_2/L$  で極大値を持ち、初期空気圧が  $q_2 = 0.088$  から  $q_2 = 0.167$  に大きくなるに従って、極大値の発生位置は  $2\ell_2/L = 0.55$  から  $2\ell_2/L = 0.66$  に移る。これは、初期空気圧が大きくなると、初期張力が大きくなり、それにより係留索の復元力が大きくなって浮体の固有周波数が大きくなるためである。これは水平運動と波の伝達率の特性と類似する。また、Open 係留の場合は固有周波数が本実験の範囲内にあるため、浮体の回転運動に渦による粘性抵抗力を導入した解析結果が実験値と比較的よく一致するのが認められる。初期空気圧の変化による回転運動の変化特性は浮体の水平運動のみならず、波の伝達率と同様な傾向を持っているのがわかる。

なお、Vertical 係留の場合の回転運動は回転運動に対する係留索の大きな抵抗力ため、非常に小さいので、省略するが、計算値と実験値の対応性は極めて良いことを付加えて置く。

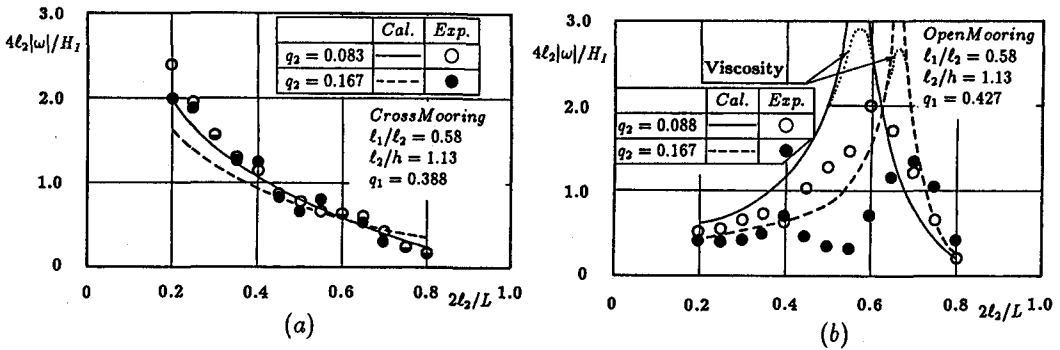


図-14  $4\ell_2|\omega|/H_I$  と  $2\ell_2/L$  の関係

## (3) 係留索張力

係留索の無次元張力  $2|F|/\rho g H_I \ell_2^2$  と  $2\ell_2/L$  との数例を図-15 に示す。同図に示した張力  $F$  は次式から算定する。

$$F = K \Delta \ell$$

$$\Delta \ell = \sqrt{\{\alpha + \ell_h + (q_1 h + \bar{z}_0) \omega\}^2 + \{\beta + (1 - q_1) h + \ell_2 \omega\}^2} - \sqrt{\ell_h^2 + (1 - q_1)^2 h^2} \quad (46)$$

ここに、 $\ell_h$  は係留索の初期長さの水平成分である。

係留索の変動張力は、浮体の運動により発生するので、 $2|F|/\rho g H_I \ell_2^2$  と  $2\ell_2/L$  の関係は、浮体運動の  $2\ell_2/L$  の変化に伴う変化と似るはずである。Cross 係留と Vertical 係留の張力の変化特性は、各々の係留形式の水平運動や回転運動の変化特性とよく似ていることが、図-13,14,15 より判明する。そして、初期空気圧  $\bar{P}_0$  が変わると Vertical と Cross 係留の場合の  $2|F|/\rho g H_I \ell_2^2$  は若干変化するものの、

ほとんど影響を受けないことが認められる。

Open 係留の場合の無次元張力の値は、 $q_2 = 0.083$  の場合は、 $2\ell_2/L = 0.65$  で、 $q_2 = 0.167$  の場合は  $2\ell_2/L = 0.685$  で最大になる傾向は、Open 係留の水平と回転運動の  $2\ell_2/L$  に伴う変化特性と一致するものの、 $q_2 = 0.083$  の場合は  $2\ell_2/L = 0.42$  で  $q_2 = 0.167$  の場合は、 $2\ell_2/L = 0.53$  で極小になる点が浮体の水平と回転運動の変化と異なる。これは、浮体の正方向の水平運動は構造物の前面（沖側）の係留索に引張力を与えるので、この 2 つの運動の相互作用により、最小値が生じるためである。一方、Cross 係留の場合の係留索張力については、浮体の正方向の水平と回転運動はそれぞれ係留索に引張力を与えるため、上述したように、水平運動と回転運動の変化特性と一致することになるわけである。なお、図-15 の係留索力  $F$  は構造物前面（沖側）の係留索に作用する力である。

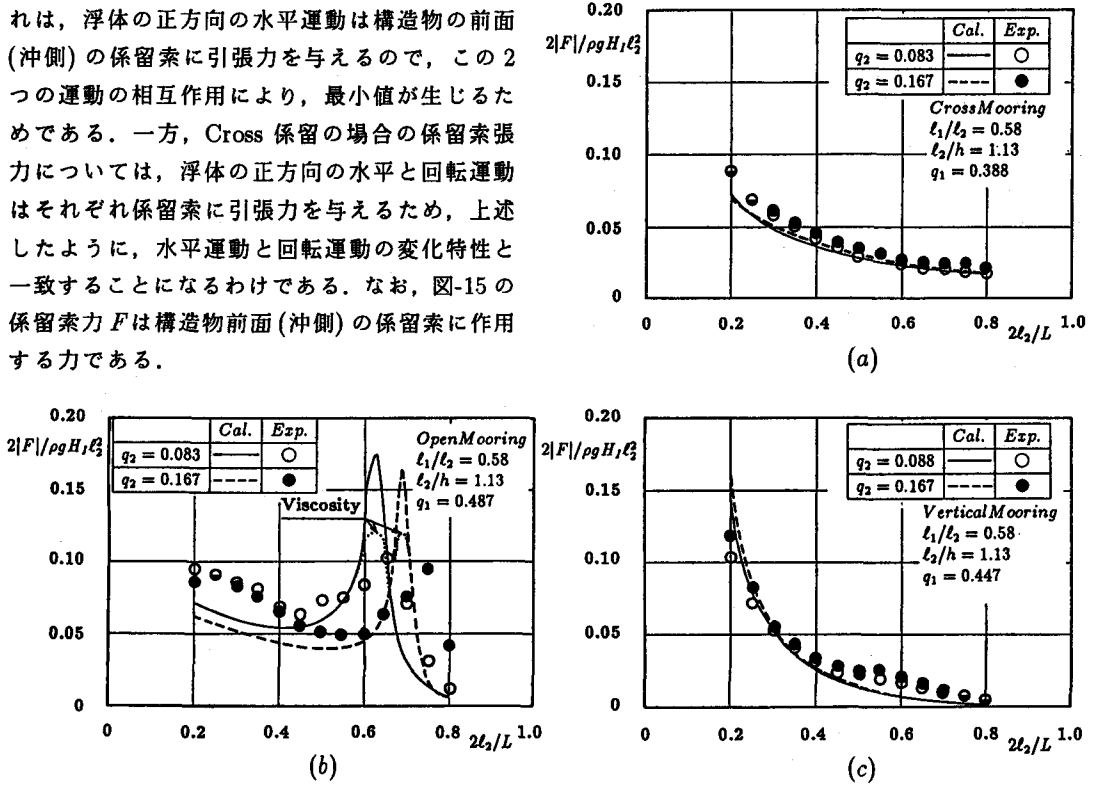


図-15  $2|F|/(\rho g H_1 \ell_2^2)$  と  $2\ell_2/L$  の関係

## 5 潜水圧気型係留浮体

### 5.1 理論解析

図-16 に示す Open 係留された状態を考えるものとする。半潜水圧気係留浮体と同様、領域分割法を採用すると、領域は 6 つに分割され、固定式潜水圧気型構造物と同様、構造物の天端上の水域が第 6 番目の水域として分割されるわけである。領域分割法による理論解析の手法および境界条件は基本的には前節の半潜水圧気係留浮体と同様であるので詳細は省略するが、領域 6 の速度ポテンシャル、圧気室内の圧力変動と係留浮体の運動方程式を記述しておく (Iwata & Kim[1990])。

a) 領域 6 の速度ポテンシャル：

$$\begin{aligned} \phi_6 = & \{K_0 e^{i\tilde{k}(x-\ell_2)} + L_0 e^{-i\tilde{k}(x+\ell_2)}\} \frac{\cosh \tilde{k}(z+q_3 h)}{\cosh \tilde{k} q_3 h} + \sum_{p=1}^{\infty} \{K_p e^{\tilde{k}_p(x-\ell_2)} + L_p e^{-\tilde{k}_p(x+\ell_2)}\} \frac{\cos \tilde{k}_p(z+q_3 h)}{\cos \tilde{k}_p q_3 h} \\ & + 2i \left(\frac{h}{\ell_2}\right) \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(-1)^q}{(\mu_q h)^2} \frac{\delta \sinh \mu_q z + \mu_q h \cosh \mu_q z}{\delta \cosh \mu_q q_3 h - \mu_q h \sinh \mu_q q_3 h} \left\{ \beta \sigma h \cos \mu_q x + \left(\frac{h}{\ell_2}\right)^2 \omega \sigma \ell_2^2 \frac{\sin \mu_q x}{\mu_q h} \right\} \end{aligned} \quad (47)$$

b) 圧気室内の圧力変動：

$$P_a = -\frac{\gamma P_a^{(0)}}{q_2 h} \beta - (E_0 + F_0) \left( \frac{\gamma \sigma P_a^{(0)} (1 - e^{-2i k t_1})}{2 \ell_1 g k_2 q_2 h} \right) \left( \frac{\cosh k(1 - q_4)h}{\cosh k h} \right) \\ - \frac{i \gamma \sigma P_a^{(0)}}{2 \ell_1 g q_2 h} \sum_{m=1}^{\infty} (E_m + F_m) \left( \frac{1 - e^{-2k_m t_1}}{k_m} \right) \left( \frac{\cos k_m(1 - q_4)h}{\cos k_m h} \right) \quad (48)$$

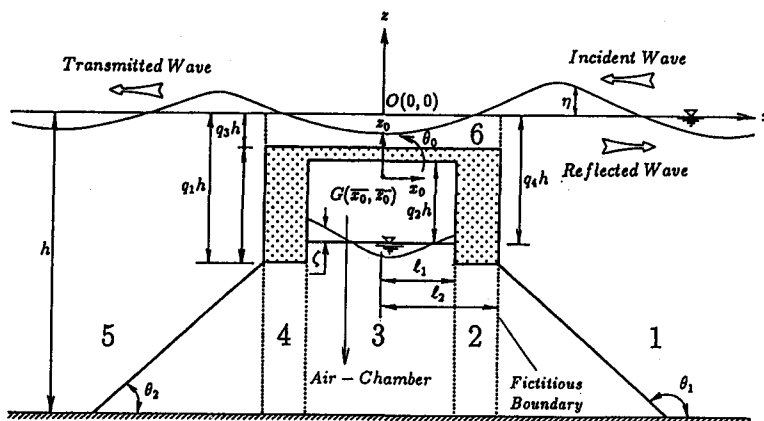


図-16 潜水圧気型係留浮体の概念図と記号の説明

c) 浮体の運動：

●水平運動 (Swaying 運動)

$$M \frac{d^2 x_0}{dt^2} = \int_{-q_1 h}^{-q_3 h} \{P_5(-\ell_2, z; t) - P_1(\ell_2, z; t)\} dz + \int_{-q_1 h}^{-q_4 h} \{P_3(\ell_1, z; t) - P_3(-\ell_1, z; t)\} dz - 2K_{x,x} x_0 - 2K_{x,\theta} \theta_0 \quad (49)$$

●鉛直運動 (Heaving 運動)

$$M \frac{d^2 z_0}{dt^2} = \int_{t_1}^{t_1} \tilde{P}_a dx + \int_{t_1}^{t_2} P_2(x, -q_1 h; t) dx + \int_{-t_2}^{-t_1} P_4(x, -q_1 h; t) dx \\ - \int_{-t_2}^{t_2} P_6(x, -q_3 h; t) dx - (Mg + 2F_{vf}) - 2K_{z,z}(z_0 - \bar{z}_0) \quad (50)$$

●回轉運動 (Rolling 運動)

$$\begin{aligned}
I \frac{d^2 \theta_0}{dt^2} = & \int_{t_1}^{t_2} P_2(x, -q_1 h; t) x dx + \int_{-t_2}^{-t_1} P_4(x, -q_1 h; t) x dx - \int_{-t_2}^{t_2} P_6(x, -q_3 h; t) x dx \\
& + \int_{-q_1 h}^{-q_3 h} \{P_5(-\ell_2, z; t) - P_1(\ell_2, z; t)\} (z - \bar{z}_0) dz + \int_{-q_1 h}^{-q_3 h} \{P_3(\ell_1, z; t) \\
& - P_3(-\ell_1, z; t)\} (z - \bar{z}_0) dz - M g \overline{GM} \theta_0 - 2K_{\theta, x} x_0 - 2K_{\theta, \theta} \theta_0
\end{aligned} \quad (51)$$

但し、

$$\overline{GM} = \frac{-\ell_1(q_1^2 - q_4^2)h^2 + \ell_2(q_1^2 - q_2^2)h^2 + \frac{2}{3}\ell_1^3}{2\ell_1(q_1 - q_4)h - 2\ell_2(q_1 - q_3)h} - \overline{z}_0 \quad (52)$$

前節の半潜水圧気係留浮体の場合と同様、1~6 の各領域の境界で圧力と水粒子の水平方向速度の連続条件を使うと、全ての未知量が決定される。一例として領域 1 と 2 と 6 の境界での連続条件を

示すと、次式として与えられる。

$$\begin{aligned} P_1(\ell_2, z; t) &= P_2(\ell_2, z; t) ; -h \leq z \leq -q_1 h \\ &= P_6(\ell_2, z; t) ; -q_3 h \leq z \leq 0 \end{aligned} \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_1(\ell_2, z)}{\partial x} &= \frac{\partial \phi_6(\ell_2, z)}{\partial x} ; -q_3 h \leq z \leq 0 \\ &= -i\sigma\{\alpha - \omega(z - \bar{z}_0)\} ; -q_1 h \leq z \leq -q_3 h \\ &= \frac{\partial \phi_2(\ell_2, z)}{\partial x} ; -h \leq z \leq -q_1 h \end{aligned} \quad (54)$$

したがって、前節と同様の手法で伝達率 $\gamma_T$ 、反射率 $\gamma_R$ 、浮体の動揺量、 $\alpha, \beta, \omega$ 、係留索張力 $F$ 、圧気室の空気圧変動 $P_0$ を求めることができる。

## 5.2 波の変形と浮体の動揺

半潜水圧気係留浮体と異なり、浮体の天端が静水面下にあるので、入射波高が天端上の水域（潜水深 $q_3 h$ ）で大きくなり、有限振幅性の波になったり、場合によっては砕波したりする。このため、線形解析で得られた計算値と実験値の対応は、図-17～図-20 に数例示すように、半潜水圧気浮体の場合と比較すると一般によくない(Iwata & Kim[1991])。理論解析の精度を上げるためには非線形理論の展開が必要である。

### (1) 波の変形

反射率 $\gamma_R$ と透過率 $\gamma_T$ は、天端上水深 $q_3 h$ が小さくなるとそれぞれ増大と減少する傾向ははっきり認められた。一方、初期空気圧 $\bar{P}_0$ の $\gamma_T$ と $\gamma_R$ に及ぼす効果であるが、既述した固定式構造物同様、 $\bar{P}_0$ が変化しても( $q_2$ が変化しても)、 $\gamma_T$ と $\gamma_R$ に大きな変化は認められなかった。これは、波のエネルギーは浮体上面水域を通じて伝達し易いためであり、波の変形を圧気室内の初期空気圧 $\bar{P}_0$ のみで、制御することはかなり困難である。

### (2) 浮体の運動

水平運動 $2|\alpha|/H_1$ の場合は、実験値と計算値の対応は極めてよい、これは、構造物上面での非線形波は浮体の水平運動に大きな影響を与えないことと、構造物岸側の非線形波は大きいバネ定数を持つ係留索の抵抗が非常に大きいいため、浮体の水平運動にあまり影響を与えないためと考えられる。

水平運動は、潜水深が浅い時、大きくなり、圧気室内の初期空気圧が大きくなると、小さくなる傾向がみられる。これは、先の波の変形で述べたように、静水面の近傍に集中された波エネルギーの大部分が、浮体上の水域を通じて伝達するため、浮体の静水深が浅くなるにつれて、浮体に作用する動水圧が大きくなり、それにより浮体の水平運動の成分が大きくなる。

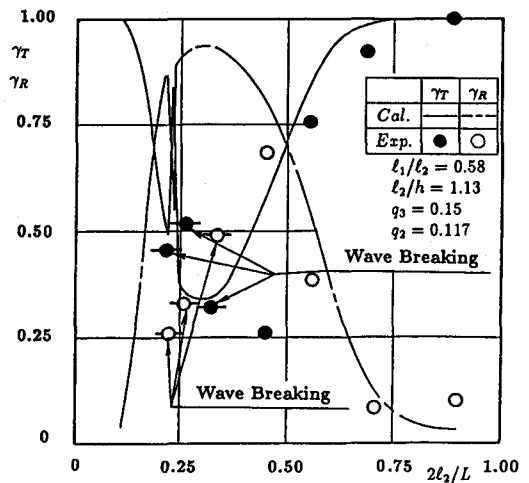


図-17  $\gamma_T$ と $\gamma_R$ と $2\ell_2/L$ の関係

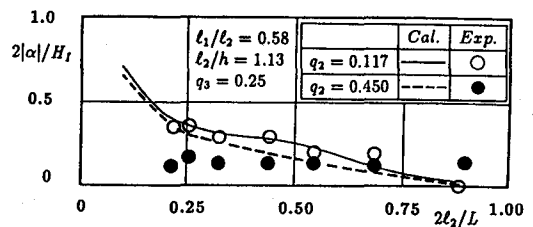


図-18  $2|\alpha|/H_1$ と $2\ell_2/L$ の関係

さらに、圧気室内の初期空気圧が大きくなると、係留索の初期張力による復元力が大きくなるため、浮体の水平運動が小さくなるためである。しかし、初期空気圧の変化による差は、短周期側にいくほど、小さい。

無次元水平運動  $2|\alpha|/H_1$  と  $2\ell_2/L$  との関係を見ると、波の周期が長くなるにつれて、 $2|\alpha|/H_1$  が大きくなるのが認められる。一方、浮体の回転運動 (Rolling)(図-19 参照) と鉛直運動 (Heaving) については、計算値と実験値との対応性はあまり良くない。また、圧気室内の初期空気圧  $\overline{P}_0(q_2h$  に対応する) の変化に伴う浮体運動の回転振幅  $\omega$  と鉛直振幅  $\beta$  の変化は明瞭に認められなかった。

### (3) 圧気室内の空気圧の変化

図-20 は無次元空気圧  $2|P_0|/\rho g H_1$  と  $2\ell_2/L$  の関係を示した一例である。同図を見ると、実験値と理論値が比較的良好に一致するのがわかる。したがって、本研究で用いた空気圧縮モデルの妥当性が検証される。同図にも示すように、初期空気圧が大きくなると、空気圧の変化が小さくなるのが一般的な傾向として認められる。これは、初期空気圧が大きくなると、係留索の鉛直復元力が大きくなり、それにより浮体運動、特に鉛直運動が小さくなるためである。潜水深が浅くなると、空気圧の変化は  $2\ell_2/L$  の変化に非常に敏感になる。

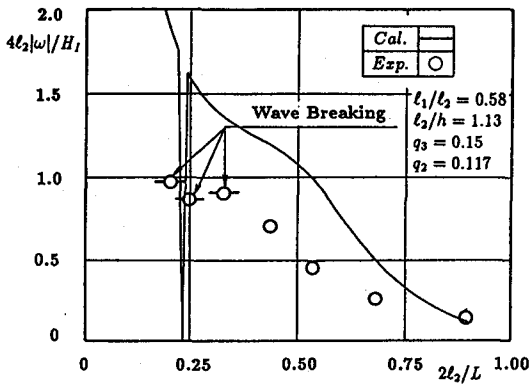


図-19  $4\ell_2|\omega|/H_1$  と  $2\ell_2/L$  の関係

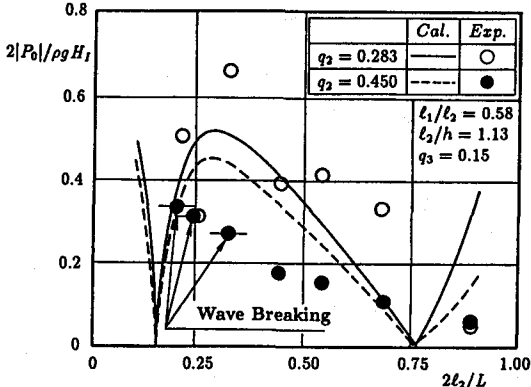


図-20  $2|P_0|/\rho g H_1$  と  $2\ell_2/L$  の関係

## 6 結論

本小論では、一定水深の2次元波動場に置かれた圧気室を具備した圧気型構造物を取りあげ、規則波の作用下での波の変形(波の反射と透過)と圧気室内の空気圧変動および波による係留構造物の動的応答特性を圧気室内の初期空気圧と関連づけて、水理実験と理論解析の両面より論議してきた。

構造物の天端が静水面より上にある半潜水状態の場合は、波の反射率や伝達率、係留構造物のHeaving, Swaying と Rolling といった動的応答特性を圧気室内の初期空気圧を変化させることによりある程度制御できつこと、また構造物の天端が静水面より下にある潜水状態の場合は、半潜水状態の場合と異なり、圧気室内の初期空気圧を変えても係留構造物の動的応答と波変形をなかなか制御できないことなどを明らかにした。

本論で取りあげた領域分割法に基づく線形解析法は実験事実の概略を充分評価できることが認められ、理論解析手法の有効性が検証された。しかし、入射波の非線形性が強くなると、本論でも言及したように、計算値と実験値との差が大きくなるので非線形理論の展開が必要となる。これについても、研究がされているが(岩田・金[1992], 岩田・金ら[1992], 金[1993]), 解明すべき問題も残っている。今後の更なる研究が必要である。

最後になるが、圧気型構造物の動的応答と波変形は、本学土木工学教室の金 度参助手と共同で研究を進めている課題であり、本小論の取りまとめに際して同君の協力を得た。ここに記して謝意を表する次第である。

## 参考文献

- [1] 井島武士 [1971]: 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 土木学会水理委員会, 水工学シリーズ 71-B-1, pp.B-1-1~B-1-31.
- [2] 岩田好一朗 [1980]: 消波構造物による波の反射と透過, 土木学会水理委員会, 水工学シリーズ 80-B-6, pp.B-6-1~B-6-18.
- [3] 岩田好一朗・沖 政和・北浦新一・奥岡辰芳・池野正明 [1986]: 圧気型浮体の波浪特性, 第 33 回海岸工学講演論文集, pp.531-535.
- [4] 岩田好一朗・池野正明・沖 政和 [1987]: 圧気型係留浮体の波浪動揺特性と波変形, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.606-610.
- [5] 岩田好一朗・中山和典・上田敏隆・下田直克 [1988]: 潜水圧気型浮防波堤の消波効果と波浪動揺特性に関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.567-571.
- [6] 岩田好一朗・金 度参 [1991]: 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, 海洋開発論文集, Vol.7, pp.43-48.
- [7] 岩田好一朗・金 度参 [1992]: 圧気型構造物による波および空気圧の非線形変化に関する研究, 海洋開発論文集, Vol.8, pp.59-64.
- [8] 岩田好一朗・金 度参・織田幸伸・下田直克 [1992]: 半潜水圧気浮体の非線形波浪動揺および波の変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.781-785.
- [9] 宮崎武晃・益田善雄・長崎作治 [1979]: 波力発電装置“海明”の研究開発, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp.660-663.
- [10] 宮崎武晃・益田善雄・長崎作治 [1980]: 波力発電装置「海明」の研究開発 (2), 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp.114-118.
- [11] 宮崎武晃・益田善雄・長崎作治 [1980]: 波力発電装置「海明」の研究開発 (3), 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.589-593.
- [12] 奥岡辰芳・岩田好一朗・池野正明・沖 政和 [1986]: 波による圧気型浮体の動的応答, 土木学会中部支部, 昭和 60 年度研究発表会講演概要集, pp.144-145.
- [13] 清川哲志・大山 巧 [1986]: 圧気密閉式カーテンウォール堤による波の反射・透過特性と内部空気圧の調節による波浪制御, 土木学会論文集, 第 37 号/II-6, pp.271-280.
- [14] 金 度参 [1993]: 圧気型構造物による波の変形および波による構造物の動的応答に関する基礎的研究, 名古屋大学大学院工学研究科博士論文, 192p.

- [15] 合田良実・田中博昭・大根田秀明・鈴木 勝・高橋重雄・鹿籠雅純[1991]: 波力発電ケーソン防波堤の実証試験結果, 海洋開発論文集, No.7, pp.143-148.
- [16] 高橋重雄[1985]: 波力発電ケーソン防波堤の開発, 昭和 60 年度港湾技術研究所講演会講演集抜刷, 運輸省港湾技術研究所, pp.1-57.
- [17] Ikeno,M., Shimoda,N. and Iwata,K.[1988]: A new type of breakwater utilizing air compressibility, 21th ICCE, pp.2326-2339.
- [18] Iwata,K. and Kim, D.-S.[1990]: Dynamic behavior of submerged tension-moored floating structure with pressurized air-chamber and wave transformation, PACOM, Vol.2, pp.287-294.
- [19] Iwata,K. and Kim, D.-S.[1991]: Dynamic behavior of submerged tension-moored floating structure with pressurized air-chamber and wave transformation, IJOPE, Vol.1, No.2, pp.161-163.
- [20] Kim,D.-S. and Iwata,K.[1991]: Dynamic behavior of semi-submerged taut mooring structure with pressurized air-chamber and wave transformation, CEJ, JSCE, Vol.34, No.2, pp.223-242.