

圧気型係留浮体の波浪動揺特性と波変形

岩田好一朗*・池野正明**・沖 政和***

1. 緒 言

最近、底のない構造物に上蓋をし、圧気によって浮上さす圧気型浮体が波浪エネルギー利用、曳船、浮防波堤への利用可能性の面、海洋活動施設、などの面から注目されるようになってきた^{1)~7)}。

著者ら⁸⁾は、昨年度⁹⁾の海講で、係留されていない矩形圧気浮体の波浪動揺特性について検討を加えた。いうまでもなく、工学面から言えば係留索で浮体の運動を拘束する必要が生じる。このため、本論では、チェーンで係留された矩形圧気浮体を取り挙げて、まず領域分割法を使って波浪動揺特性と波変形の解析手法を示す。ついで、室内水理実験を行なって、解析手法の妥当性を検討するとともに、圧気型係留浮体の波浪動揺特性と波変形の特性を明らかにしようとするものである。

2. 波浪動揺解析

本論では、著者らの自由圧気型浮体に対する解析手法³⁾を基にして、減衰定常波を考慮するとともに^{4),7)}、係留索による拘束力を加えて、浮体の運動(Rolling, Heaving, Swaying)と係留索張力と波変形の算定式を誘導する。なお、二次元の現象を取り扱うものとする。

(1) 境界条件と速度ポテンシアル

一定水深 h の水域に外幅 $2l_2$ 、圧気室幅 $2l_1$ 、高さ h_0 の圧気型矩形浮体が鉛直長さ V 、水平長さ H のチェーンで係留されているものとする。 x 軸の正方向から角周波数 σ ($=2\pi/T$, T は波の周期)、振幅 $H_1/2$ の微小振幅波が入射するものとする。静止状態での浮体の吃水深を q_1h 、吃水深と圧気室内の水位差(圧気高さ)を q_2h とする。浮体の重心は点 $G(0, z_0)$ にあり、入射波 A_0 により、浮体は静止位置のまわりに微小振幅運動を行ない、重心は $G'(x_0, z_0)$ に移動するとともに、微小角 θ_0 だけ回転するものとする。また、入射波 A_0 は浮体により一部反射され(反射波 B_0)、残りは透過する(透過波

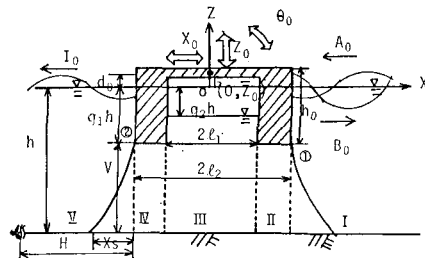


図-1 圧気型係留浮体の概念図と記号の説明

I_0)。流体は非圧縮性の完全流体とし、流体運動は非回転の微小振幅運動とする。流体の速度ポテンシアル $\Psi(x, z; t)$ を $\Psi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{i\sigma t}$ の形で表現できるものとする。なお、 $i = \sqrt{-1}$ である。

静止位置からの浮体の重心の水平変位(Swaying)、鉛直変位(Heaving)と回転角(Rolling)の複素振幅をそれぞれ、 α , β , ω とすると、 x_0 , z_0 と θ_0 は次式で表わされる。

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

図-1に示すように流体域を I ~ V の 5 つの領域に分割する。各領域における速度ポテンシアル $\phi_j(x, z)$ ($j=1 \sim 5$) はそれぞれ、つぎの Laplace 式を満す。

$$\nabla^2 \phi_j(x, z) = 0 \quad (j=1 \sim 5) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ϕ_1 と ϕ_5 は線型化された自由表面条件と底面の不透過条件を満し、次式で一般解が与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_1(x, z) = & \{A_0 e^{ik(x-l_2)} + B_0 e^{-ik(x-l_2)}\} \\ & \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \{B_n e^{-k_n(x-l_2)}\} \\ & \cdot \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_5(x, z) = & I_0 e^{ik(x+l_2)} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{k_n(x+l_2)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ & \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ϕ_5 は圧気室内の変動空気圧力を付加した自由表面条件^{2),3)}と水底の不透過条件を満し、一般解は次式で与えられる。

* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 (財)電力中央研究所 我孫子研究所

*** 正会員 問組株式会社 土木研究所

$$\begin{aligned} \phi_3(x, z) = & \{E_0 e^{ik'x} + F_0 e^{-ik'x}\} \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \{E_m e^{k'_m x} + F_m e^{-k'_m x}\} \\ & \cdot \frac{\cos k'_m(h+z)}{\cos k'_m h} + \frac{P_0}{\rho \sigma} i \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで、 A_0 は入射波の複素振幅 ($=igH_I/2\sigma$, H_I は入射波高, g は重力加速度), B_0, I_0, E_0, F_0 は進行波の複素振幅, B_n, I_n, E_m, F_m は減衰定常波の複素係数, P_0 は圧気室内の変動空気圧力振幅, k, k', k_n, k'_m は波数で次式を満たす。

$$\sigma^2/g = k \tanh kh = k' \tanh k'(1-q_2)h \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\sigma^2/g = -k_n \tan k_n h = -k'_m \tan k'_m (1-q_2)h \quad \dots\dots\dots (7)$$

ϕ_2 と ϕ_4 は浮体の底面速度と水粒子速度が等しくなる条件と水底の不透過条件を満たし、一般解は次式で与えられる^{3), 5)}。

$$\begin{aligned} \phi_2(x, z) = & C_0 x + D_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ C_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right. \\ & + D_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \left. \right\} \cos \frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \\ & + \frac{i\sigma\beta}{(1-q_1)h} \left\{ -\frac{1}{2}x^2 + \frac{(h+z)^2}{2} - \frac{(1-q_1)^2 h^2}{6} \right\} \\ & + \frac{i\sigma\omega x}{(1-q_1)h} \left\{ -\frac{x^2}{6} + \frac{(h+z)^2}{2} - \frac{(1-q_1)^2 h^2}{6} \right\} \\ & \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_4(x, z) = & G_0 x + H_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ G_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right. \\ & + H_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \left. \right\} \cos \frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \\ & + \frac{i\sigma\beta}{(1-q_1)h} \left\{ -\frac{x^2}{2} + \frac{(h+z)^2}{2} - \frac{(1-q_1)^2 h^2}{6} \right\} \\ & + \frac{i\sigma\omega x}{(1-q_1)h} \left\{ -\frac{x^2}{6} + \frac{(h+z)^2}{2} - \frac{(1-q_1)^2 h^2}{6} \right\} \\ & \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

なお、 C_s, D_s, G_s, H_s ($s=0, 1, 2, \dots$) は複素未知数である。

(2) 空気圧縮モデル

圧気室内の空気の状態変化を断熱変化と仮定し、状態方程式を線型化すると、式 (5) の中の P_0 は次式で与えられる²⁾。

$$P_0 = -r\bar{P}_0 \left(\frac{\beta - \eta_0}{d_0 + q_2 h} \right), \quad r=1.4 \quad \dots\dots\dots (10)$$

なお、 η_0 は圧気室内の平均水位の変動振幅, d_0 は静止状態の圧気室のクリアランス (図-1 参照), $\bar{P}_0$ は初期空気圧力である。

(3) 圧力と流速の連続条件

流体内部の波動圧力 P_j は速度ポテンシャル ϕ_j により次式で与えられる。各領域の境界で、圧力が連続するもの

$$P_j(x, z) = -i\rho\sigma\phi_j(x, z) \quad (j=1\sim 5) \quad \dots\dots\dots (11)$$

とすると、次式が成立しなければならない。

$$(i) \quad x = \pm l_2, \quad -h \leq z \leq -q_1 h$$

$$P_1(l_2, z) = P_2(l_2, z), \quad P_5(-l_2, z) = P_4(-l_2, z) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$(ii) \quad x = \pm l_1, \quad -h \leq z \leq -q_1 h$$

$$P_3(l_1, z) = P_2(l_1, z), \quad P_5(-l_1, z) = P_4(-l_1, z) \quad \dots\dots\dots (13)$$

水平方向の水粒子速度 u_j は速度ポテンシャル ϕ_j より次式で与えられる。

$$u_j(x, z) = \frac{\partial \phi_j(x, z)}{\partial x} \quad (j=1\sim 5) \quad \dots\dots\dots (14)$$

流速の連続条件は次式で与えられる。

$$(i) \quad x = \pm l_2$$

$$u_1(l_2, z) = \begin{cases} i\sigma(\alpha - (z_0 - \bar{z}_0)\omega) & (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ u_2(l_2, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$u_5(-l_2, z) = \begin{cases} i\sigma(\alpha - (z_0 - \bar{z}_0)\omega) & (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ u_4(-l_2, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$(ii) \quad x = \pm l_1$$

$$u_3(l_1, z) = \begin{cases} i\sigma(\alpha - (z_0 - \bar{z}_0)\omega) & (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ u_2(l_1, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$u_3(-l_1, z) = \begin{cases} i\sigma(\alpha - (z_0 - \bar{z}_0)\omega) & (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ u_4(-l_1, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (18)$$

(4) チェーンによる係留拘束力

係留浮体には、係留索により、水平拘束力 R_H 、鉛直拘束力 R_V および拘束力モーメント M_R が作用する。チェーン係留の場合、係留力は浮体着鎖点から水底面へ垂れ下がっている部分の鎖の自重によるカタナリー張力である。カタナリー張力を初期釣合状態で線形近似した場合、変動張力の水平と鉛直成分 ΔT_H と ΔT_V とチェーン上端変位の水平と鉛直成分 ΔH と ΔV の関係は次のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta T_H &= C_{HH}\Delta H + C_{HV}\Delta V \\ \Delta T_V &= C_{VH}\Delta H + C_{VV}\Delta V \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

式 (19) 中の線形バネ定数は、スラック状態の場合、つぎのように与えられる⁹⁾。

$$\left. \begin{aligned} C_{HH} &= w \sinh \frac{xs}{a} / Q_F \\ C_{HV} &= C_{VH} = w \left(\cosh \frac{xs}{a} - 1 \right) / Q_F \\ C_{VV} &= w \left\{ \frac{xs}{a} \cosh \frac{xs}{a} - \sinh \frac{xs}{a} \right\} / Q_F \\ Q_F &= \frac{xs}{a} \sinh \frac{xs}{a} - 2 \left(\cosh \frac{xs}{a} - 1 \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

上式で、 w は鎖の単重、 xs はチェーンのカテナリー部分の水底面への投影長、 a はカテナリーのパラメーターである。式(19)の、チェーン上端の水平変位 ΔH と鉛直変位 ΔV は、浮体の重心の運動に基づいて次式で表現できる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta H_{\text{①}} &= -\Delta H_{\text{②}} = -[\alpha + (q_1 h + \bar{z}_0) \omega] \\ \Delta V_{\text{①}} &= \beta + \omega l_2, \quad \Delta V_{\text{②}} = \beta - \omega l_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots (21)$$

なお、上式の下つき添字①と②はそれぞれ、浮体底面端の沖側、陸側の着鎖点である(図-1参照)。係留索は浮体の沖側と陸側両面におおの2本ずつ合計4本設置されているものとする、浮体の単位奥行幅(波の進行方向と直交する方向)当りに作用する係留索による反力 R_H , R_V , M_R はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} R_H &= C_{11}\alpha + C_{13}\omega, \quad R_V = C_{22}\beta, \\ R_R &= C_{31}\alpha + C_{33}\omega \end{aligned} \right\} \dots\dots (22)$$

なお、式(22)中のパネ定数はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= \frac{2g}{l_2} C_{HH}, \quad C_{13} = \frac{2g}{l_2} \{ (q_1 h + \bar{z}_0) C_{HH} - l_2 C_{HV} \} \\ C_{22} &= \frac{2g}{l_2} C_{VV}, \quad C_{31} = 2g \left\{ \frac{(q_1 h + \bar{z}_0)}{l_2} C_{HH} - C_{HV} \right\} \\ C_{33} &= 2g \left\{ \frac{(q_1 h + \bar{z}_0)^2}{l_2} C_{HH} - 2(q_1 h + \bar{z}_0) C_{HV} \right. \\ &\quad \left. + l_2 C_{VV} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots (23)$$

(5) 浮体の運動方程式

浮体の質量を M , 慣性モーメントを I , メタセンタ高さを $\overline{GM}$ とすれば、浮体の水平運動(Swaying), 鉛直運動(Heaving)と回転運動(Rolling)はそれぞれ次式で与えられる。なお、上つき $\cdot$ は時間に関する二回微分を示す。

$$\begin{aligned} M\ddot{x}_0 &= \left[\int_{-q_1 h}^0 \{ P_5(-l_2, z) - P_1(l_2, z) \} dz \right. \\ &\quad \left. + \int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{ P_3(l_1, z) - P_3(-l_1, z) \} dz + R_H \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \dots\dots (24)$$

$$\begin{aligned} M\ddot{z}_0 &= \left[\int_{-l_1}^{l_1} P_0 dx + \int_{l_1}^{l_2} P_2(x, -q_1 h) dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{-l_2}^{-l_1} P_4(x, -q_1 h) dx + \int_{l_1}^{l_2} (-\rho g \beta) dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{-l_2}^{-l_1} (-\rho g \beta) dx + R_V \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \dots\dots (25)$$

$$\begin{aligned} I\ddot{\theta} &= \left[\int_{-q_1 h}^0 \{ P_5(-l_2, z) - P_1(l_2, z) \} (z_0 - \bar{z}_0) dz \right. \\ &\quad \left. + \int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{ P_3(l_1, z) - P_3(-l_1, z) \} (z_0 - \bar{z}_0) dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{l_1}^{l_2} P_2(x, -q_1 h) x dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{-l_2}^{-l_1} P_4(x, -q_1 h) x dx - Mg\overline{GM}\omega + M_R \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \dots\dots (26)$$

(6) 未知量の決定

圧力と流速の連続条件式(12), (13), (15)~(18)中の固有関数の直交性を利用してポテンシャル接続法⁷⁾を使って定式化する。そして、これらの式と3方向の運動方程式の式(24)~(26)は、未知量 α , β , ω , C_s , D_s , G_s , H_s , B_n , I_n , E_m , F_m ($s=m=n=0, 1, 2, \dots$)に関する連立方程式となるので、これらを解く事により未知量を決定する。このようにして決定された解を厳密解、無限級数項を省略して求めた解が近似解である。なお、本論では、厳密解の計算に際して、級数項の収束性を確認した上で、減衰定常波の項数をそれぞれ10項までとした。

(7) 回転運動における粘性抵抗

一般に、水の粘性に起因する力は回転運動において大きいと考えられる。本論の近似解では、浮体の回転運動に比例する粘性抵抗力 M_f を式(26)の右辺に加えた。

$$M_f = -\varepsilon \dot{\theta} \dots\dots (27)$$

上つき $\cdot$ は時間に関する一回微分を示し、減衰係数 ε は静水中での回転自由減衰実験より求める。

3. 水理模型実験

(1) 実験装置、実験方法及解析方法

実験は名古屋大学工学部土木工学科の片面ガラス張りの二次元鋼製造波水槽(25 m $\times$ 0.9 m $\times$ 0.7 m)で行なわれた。水槽の一端にはフラップ型造波装置が、他端には碎石と消波ブロックで作られた消波装置が設置されている。二種類の圧気浮体(図-2参照)が使用された。浮体の吃水($q_1 h$)を、圧気室の圧力を変える事により、Type-Iでは4種類、Type-IIでは3種類変化させた。係留索として鋼製チェーン(水中重量: 125 g/m, ヤング係数: 2.1×10^4 kg/mm²)を使用し、その長さは4 mとした。初期係留状態はスラック状態である。4本のチェーンのうち沖側の1本のチェーン上端部に張力計(共和電業製: LU-20, KSB-34 D, 水中重量 50 gr)を取り付けて変動張力を、また圧気室内の空気圧力変動を上部天板に取り付けられた圧力変換器(共和電業製: PGM-05 K)で計測した。実験諸元は表-1に示されている。実験波は全て規則波である。本実験では静水深を60 cmで一定、また入射波の波形勾配を約0.02と一定にした。

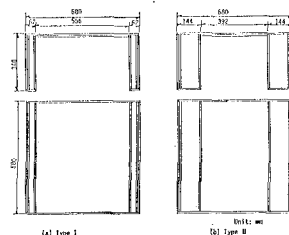


図-2 圧気型模型浮体の寸法と概念図

表-1 係留浮体の実験諸元

Type I				
吃水深 $q_1 h$ (cm)	圧気高さ $q_2 h$ (cm)	水平距離 H_0 (cm)	鉛直距離 V_0 (cm)	初期張力 T_0 (g)
29.3	1.2	390.5	30.7	116.1
25.3	2.2	388.0	34.7	111.3
17.7	4.1	383.0	42.3	110.3
13.3	5.3	379.5	46.7	108.9

Type II				
吃水深 $q_1 h$ (cm)	圧気高さ $q_2 h$ (cm)	水平距離 H_0 (cm)	鉛直距離 V_0 (cm)	初期張力 T_0 (g)
17.7	-1.6	383.0	42.3	110.3
15.6	0.1	381.0	44.4	106.8
13.3	1.9	379.5	46.7	108.9

なお、入射波の周期を、0.5, 0.6, 0.65, 0.7, 0.75, 0.80, 0.9, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.4 秒の14種類に変化させた。反射率を浮体前面の2地点で計測された水位変動を使って分離推定法で算定した。また、透過率 r_T を浮体から1波長陸側に離れた地点で計測された波高と入射波の波高の比として算定した。圧気浮体の運動を16 mm 高速シネカメラ (25コマ/秒) で撮影し、写真解析により浮体の Swaying, Heaving と Rolling の振幅を10波の平均値として求めた。

(2) 実験結果と計算結果の比較検討

本実験の係留状態がスラック状態で、初期張力も係留索1本当たり約100 gr と比較的ゆるい拘束状態であるので、浮体の波浪動揺特性は自由浮体の場合³⁾と著しい差異は認められなかった。図-3はHeavingの無次元振幅 $2|\beta|/H_I$ と $2l_2/L$ (L : 入射波長) の関係を示した代表例であり、図中の●印は実験値、実線の曲線が近似解、点線の曲線が厳密解である。なお、Rolling 運動に対して粘性減衰項を加えた近似解の値は、粘性減衰項を含まない場合と大差がなかった。これは、Heaving 運動はRolling 運動やSwaying 運動と独立しているためである。図-3に示すように、厳密解の方が近似解より実験値との対応性はよく、Heavingの固有振動周期の近傍で極大値を示す。図-4は、Rollingの無次元振幅 $4\ell_2|w|$

$|w|/H_I$ と $2l_2/L$ の関係を示した一例である。実験値と計算値は共振周期近傍を除くと良く一致している。本論では、厳密解のRolling運動に粘性減衰抵抗項(式(27))を含ませていないので、Rollingの固有振動周期の所で $4l_2|\omega|/H_I$ は発散してしまう。固有振動周期近傍以外の所では厳密式による値(図中破線)の方が近似解(図中破線及び一点鎖点)より実験値(図中●印)とあっているので、Rolling運動に粘性抵抗項を入れると、厳密解の方が近似解より実際の現象をよく説明するものと考えられる。

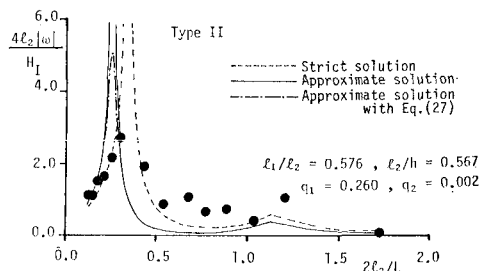


図-4 Rolling の特性 (計算値と実験値の比較)

図-5は、係留索に作用する変動係留力の無次元振幅 $|T|/\rho g l_2 H_I^2$ と $2l_2/L$ の関係を示した代表例である。長周期側 ($2l_2/L$ が小さい領域) で、厳密解と近似解はそれぞれRollingの共振周期に対応した波に対し張力振幅 $|T|/\rho g l_2 H_I^2$ が極大になる事を示している。厳密式の方が近似解より実験値との対応性はよく、上述したように、Rolling運動に粘性減衰項を入れると更に精度が向上すると考えられる。つぎに、係留索に作用する変動張力のSwaying運動に対する位相差と $2l_2/L$ の関係の一例を図-6に示す。同図に示されているように、 $2l_2/L \geq 1.0$ の短周期側では位相差 (deg) は0、すなわちSwaying運動の位相と完全に一致するが、 $2l_2/L < 1.0$ の長周期側では位相差は0とはならず正あるいは負の値になりSwaying運動と位相がずれてくる。また、本論ではカテナリー張力を初期釣合状態で線型化された、式(20)で与えられるバネ定数を採用したが、浮体の動揺量が大い場合は、あらかじめ自由浮体の波浪動揺解析を行な

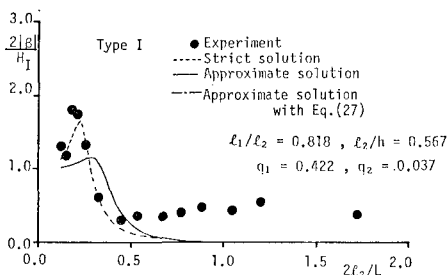


図-3 Heaving の特性 (計算値と実験値の比較)

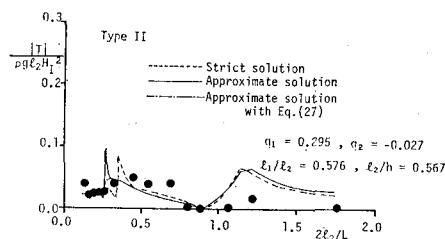


図-5 係留索に作用する張力 (計算値と実験値の比較)

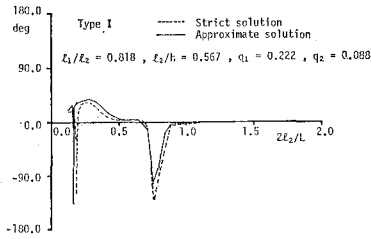


図-6 張力と Swaying 運動の位相差の計算例
(deg=arg(T)-arg(α))

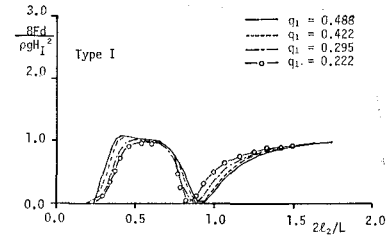


図-8 波漂流力の特長 (計算例)

って、着鎖点の予想される変位量を使ってバネ定数を決めれば、より精度高く推定できることを付け加えておきたい。

透過率 r_T と $2l_2/L$ の関係の一例が、図-7 に示されている。同図に示されているように、計算値と実験値の対応性はよく、 $2l_2/L$ に伴う r_T の変化の特性を本論で提案した計算モデルで精度よく推定できる。なお、上述したように、厳密解に Rolling に対する粘性抵抗項を導入すると更に精度が上ると考えられる。Rolling の共振周期に入射波の周期が一致すると、透過率 r_T は 1 程度に大きくなるので、透過率 r_T の低減のためには設計波の周期と Rolling の共振周期をずらす必要のあることはいままでのない。なお、紙面の制限のため、本論では記述できないが、反射率についても、計算値と実験値の対応性がよい事を付け加えておきたい。

最後に波漂流力に触れておきたい。本論で提案した理論モデルは線型理論であるため、波の非線型性に帰因する定常漂流力を計算することができない。そこで、本論では丸尾の理論¹⁰⁾を使って計算してみる。図-8 は近似解を使って求めた無次元漂流力 $8F_d/\rho g H_1^2$ と $2l_2/L$ の関係を Type-I について示したものである。同図によれば、波漂流力は圧気室内の空気量が増大し、圧気高さ $q_2 h$ が大きくなると、 $2l_2/L$ の大きな短周期側では増大し、逆に長周期側 ($2l_2/L$ が小さい領域) で減少す

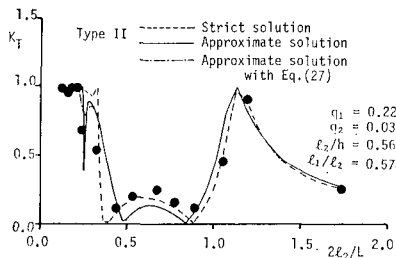


図-7 透過率の特長 (計算値と実験値の比較)

4. 結 言

得られた結論を要約すると以下のごとくである。領域分割法に基づいて誘導された解析手法で、チェーンで係留された圧気型浮体の運動 (Heaving, Swaying, Rolling), 反射率, 透過率, 圧気室内の圧力振幅や係留索張力をかなり精度高く算定できる事が判明した。減衰定常項を含む厳密解の方が、これを含まない近似解より優れているが、近似解でも概略値の推算は充分可能である。なお、本論では、厳密解の Rolling については水の粘性抵抗項を考慮していないので、この粘性抵抗項を導入すれば更に厳密解は実験事実をよく説明できる。

参 考 文 献

- 1) 神崎 正・他: 圧気型浮体の安定性と制御に関する研究 (2), 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 486~490, 1984.
- 2) 岩田好一朗・他: 圧気型浮体の波浪動揺解析, 昭和60年度研究発表会 (土木学会中部支部), pp. 145~146, 3月, 1986.
- 3) 岩田好一朗・他: 圧気型浮体の波浪動揺特性, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 531~535, 1986.
- 4) 清川哲志・他: 空気密閉式カーテンウォール堤による反射と透過特性, 土木学会論文集, No. 375, pp. 271~280, 1986.
- 5) 岩田好一朗・他: 圧気型構造物による波の変形, 第42回土木学会年講概要, 9月, 1987.
- 6) 田中 剛・他: 空気クッション浮体の鉛直加速度応答特性に関する実験的研究, 第42回土木学会年講, 9月, 1987.
- 7) 井島武士・他: 有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形, 土木学会論文集, No. 202, pp. 33~48, 1972.
- 8) 伊藤喜行・千葉 繁: 浮防波堤の水理に関する近似理論と応用, 港研技報, Vol. 71, No. 2, pp. 137~166, 1972.
- 9) 高木又男・他: 係留浮体の規則波中の運動に関する理論計算, 造船学会論文集, 135号, pp. 95~107, 1974.
- 10) Maruo, H.: The Drift of a Body Floating on Waves, J. of S. R., Vol. 4, No. 3, 1960.