

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

岩田好一朗*, 金 度 参**, 織田幸伸***, 下田直克****

1. はじめに

著者は今まで浮体の内部に圧縮空気を注入した圧気浮体を取り上げ、その線形挙動と波の変形に関する研究を行ってきた (Kim ら, 1991). しかし、浮体運動と反射率が大きくなると、浮体の各運動の間に非線形干渉と定常漂流力による定常運動成分が大きくなるので、圧気浮体の非線形解析に関する研究が必要となる。

本研究は、一定水深の2次元波動場に置かれた半潜水圧気構造物による非線形波の変形と波浪応答を理論と実験により議論しようとするものである。なお、理論解析においては有限振幅波の定常解析法(吉田ら, 1989)を準用して2次のオーダーまでの計算を行う。

2. 理論解析

2.1 境界条件

図-1 に示すような半潜水圧気浮体に対し、 x の正方向から有限振幅波（ストークス波）が入射する場合を考える。その時、摂動パラメータ ε の 1 次入射波の振幅、波数、角周波数をそれぞれ η_0 、 $k^{(1)}$ 、 σ とし、減衰定常波の影響がなくなる所に仮想境界面 ($x=\pm b$) を設けると、閉流体領域 R_c は自由水面、底面、 $x=\pm b$ での仮想鉛直境界面、構造物および圧気室の水面によって囲まれる。ここで、仮想鉛直境界面に対する外向き法線を ν とし、速度ポテンシャルを $\Phi(x, z, t)$ 、自由水面での水面波形を $\eta(x, t)$ 、圧気室内の水面波形を $\zeta(x, t)$ とすると、各々の境界面での境界条件は次のようになる。

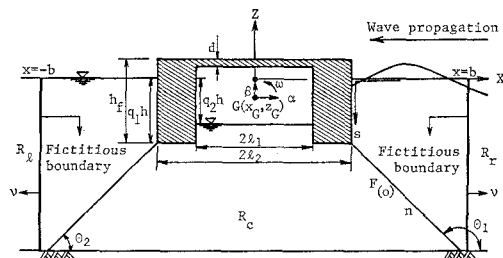
a) 自由水面および圧気室内での水面境界条件

自由水面と圧気室内の水面での力学的および運動学的境界条件は次のようである.

$$\xi_t - \Phi_z + \Phi_x \xi_x|_{z=\xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\Phi_t + g\xi + \frac{1}{2} \{ \Phi_x^2 + \Phi_z^2 \} + \frac{P(a)}{\rho} |_{z=\xi} = Q \quad \dots\dots (2)$$

ここで, ρ は流体密度, ξ は自由水面の場合は $\xi=\eta$,



図一1 半潜水圧気浮体の諸元

圧気室内の水面の場合は $\xi = -q_2 h + \zeta$ であり, g は重力加速度, Q はベルヌイ定数である. $P_{(a)}$ は空気圧で, 自由水面では零である.

速度ポテンシャル $\Phi(x, z, t)$, 波形 $\xi(x, t)$, 空気圧 $P(a)$ およびベルヌイ定数 Q が微小パラメータ $\varepsilon (= k^{(1)}\eta_0)$ により, 次のように摂動展開できるものとする.

$$\begin{aligned}\Phi(x, z, t) = & \varepsilon \phi^{(1)}(x, z)e^{i\sigma t} \\ & + \varepsilon^2 \{\phi_{(0)}^{(2)}(a, z) + \phi^{(2)}(x, z)e^{2i\sigma t} + \dots \\ & \dots\dots\dots\} \quad (3)\end{aligned}$$

$$\xi(x, t) = \xi^{(0)} + \varepsilon \xi^{(1)}(x) e^{i\omega t} + \varepsilon^2 \xi^{(2)}(x) e^{2i\omega t} + \dots \quad (4)$$

$$P_{(a)}(t) = P^{(0)} + \varepsilon P^{(1)}(t)e^{i\sigma t} + \varepsilon^2 \{P_{(0)}^{(2)} + P^{(2)}(t)e^{2i\sigma t}\} + \dots \quad (5)$$

$$Q = \varepsilon Q^{(1)} + \varepsilon^2 Q^{(2)} + \dots \quad \dots \dots \dots (6)$$

ここで、 $\xi^{(0)}$ は圧気室内の初期水位で $-q_2 h$, $P^{(0)}$ は初期空気圧である. また、 $\phi_{(0)}^{(2)}$ と $P_{(0)}^{(2)}$ はそれぞれ時間に関係しない速度ポテンシャルと定常空気圧である.

本論では、以後の理論展開において、 ε の 2 次のオーダーに対する表示式のみを示す。これは、 ε の 1 次のオーダーに対する表示式は基本的には既往の論文（井島ら，1982；吉田ら，1989；岩田・金，1992）に示されていること、また限られた紙面では記述できないためである。

式(2)を全微分した結果から式(1)を g 倍した結果を引くと、水面境界条件式が得られる。さらに、その水面境界条件式を静水面周りにテイラー級数展開し、式(3)~(6)を代入すると、 ε の1次と2次に関する水面境界

* 正 会 員	工 博	名古屋大学教授	工学部土木工学科
** 学生会員	工 修	名古屋大学大学院	土木工学専攻
*** 学生会員		名古屋大学大学院	土木工学専攻
**** 正 会 員		技研興業株式会社	総合技術研究所

条件式を得る。ここで、 ε の 2 次に関する水面境界条件を 2 倍周波数成分 (以下では時間項 $e^{i\omega t}$ を省略して記述) と定常成分に分けて表すと、次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_z^{(2)} - \frac{(2\sigma)^2}{g} \phi^{(2)} + \frac{2i\sigma}{\rho g} P^{(2)} \\ = -\frac{i\sigma}{g} \{ \phi_x^{(1)2} + \phi_z^{(1)2} \} + \frac{1}{g} \frac{\xi^{(1)}}{2} \{ \sigma^2 \phi_z^{(1)} - g \phi_{zz}^{(1)} \} \\ \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\phi_{\bar{z}}^{(2)} = \frac{1}{g} \frac{\xi^{(1)}}{2} \{ \sigma^2 \phi_{(\bar{z})z}^{(1)} - g \phi_{(\bar{z})zz}^{(1)} \} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、下付きの (*) は共役複素数を表す。 $\phi_{(\bar{z})}^{(2)}(x, z)$ は ε の 2 次の水面波形と圧力には寄与しないから浮体の運動と波の変形には考慮しなくてもよい。

b) 仮想鉛直境界面での境界条件

流体領域 R_r と R_l において水面境界条件、底面の境界条件およびラプラス方程式を満足する速度ポテンシャルの一般解 $\phi^{(1)}(x, z)$ と $\phi^{(2)}(x, z)$ を求めると、境界 $x = \pm b$ における $\phi^{(2)}$ と $\phi_v^{(2)}$ は次のようである。

$$\begin{aligned} \phi^{(2)} = A^{(2)} \frac{g}{k^{(1)}\sigma} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) + i a_s \{ e^{2ik^{(1)}b} \\ + A^2 e^{-2ik^{(1)}b} \} Z(2k^{(1)}z) + i b_s A; \quad x = b \\ \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_v^{(2)} = -i \frac{gk^{(2)}}{k^{(1)}\sigma} A^{(2)} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) \\ - 2k^{(1)} a_s \{ e^{2ik^{(1)}b} - A^2 e^{-2ik^{(1)}b} \} \\ \times Z(2k^{(1)}z); \quad x = b \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi^{(2)} = B^{(2)} \frac{g}{k^{(1)}\sigma} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) + i a_s B^2 e^{-2ik^{(1)}b} \\ \times Z(2k^{(1)}z); \quad x = -b \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_v^{(2)} = -i \frac{gk^{(2)}}{k^{(1)}\sigma} B^{(2)} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) \\ + 2k^{(1)} a_s B^2 e^{-2ik^{(1)}b} Z(2k^{(1)}z); \quad x = -b \\ \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで、 $A^{(2)}$ と $B^{(2)}$ は構造物と入射波の相互干渉による ε の 2 次の自由波の速度ポテンシャルの複素係数であり、 A と B は ε の 1 次の反射率と通過率である。 $k^{(n)}$ は分散関係式 $(n\sigma)^2/g = k^{(n)} \tanh k^{(n)}h$ から求められる固有値であり、 $Z(k^{(n)}z) = \cosh k^{(n)}(z+h)/\cosh k^{(n)}h$, $a_s = -3\sigma \cosh 2k^{(1)}h/8k^{(1)2} \sinh^4 k^{(1)}h$, $b_s = g\{3(\sigma^2/g)^2 + k^{(1)2}\}/4k^{(1)2} \sigma(\sigma^2/g)$ である。

c) 浮体表面での境界条件

浮体と流体の接面で、流体と浮体の流速が等しいという条件から、浮体の水平、鉛直および回転運動の複素変位をそれぞれ $\alpha(t)$, $\beta(t)$ および $\omega(t)$ とすると、次式のようになる。

$$[\Phi_x - \{\alpha_t - (\bar{z} - \beta)\omega_t\}]l + [\Phi_z - \{\beta_t - (\bar{x} - \alpha)\omega_t\}]m = 0 \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $l = dz/ds$, $m = -dx/ds$, $\bar{x} = x_s - x_G$, $\bar{z} = z_s - z_G$

であり、 x_G , z_G は浮体の重心の座標である。 α , β および ω を次のように摂動展開する。

$$\alpha(t) = \varepsilon \alpha^{(1)} e^{i\omega t} + \varepsilon^2 \{ \alpha_{(0)}^{(2)} + \alpha^{(2)} e^{2i\sigma t} \} + \dots \dots (14)$$

$$\beta(t) = \varepsilon \beta^{(1)} e^{i\omega t} + \varepsilon^2 \{ \beta_{(0)}^{(2)} + \beta^{(2)} e^{2i\sigma t} \} + \dots \dots (15)$$

$$\omega(t) = \varepsilon \omega^{(1)} e^{i\omega t} + \varepsilon^2 \{ \omega_{(0)}^{(2)} + \omega^{(2)} e^{2i\sigma t} \} + \dots \dots (16)$$

ここで、 $\alpha_{(0)}^{(2)}$, $\beta_{(0)}^{(2)}$ および $\omega_{(0)}^{(2)}$ はそれぞれ定常漂流力による定常水平、鉛直および回転運動成分である。

式 (13) を静止状態に関してテイラー級数展開し、式 (3), (14)~(16) を用いると、次式の ε の 2 次に関する浮体表面の境界条件が求められる。

$$\begin{aligned} \phi_v^{(2)} = 2i\sigma \{ l \alpha^{(2)} + m \beta^{(2)} + (m\bar{x} - l\bar{z}) \omega^{(2)} \} \\ + \frac{\alpha^{(1)}}{2} \{ l \phi_{ss}^{(1)} + m \phi_{vs}^{(1)} \} - \frac{\beta^{(1)}}{2} \{ l \phi_{ss}^{(1)} - m \phi_{vs}^{(1)} \} \\ - \frac{\omega^{(1)}}{2} \{ \phi_s^{(1)} + i\sigma m \alpha^{(1)} - i\sigma l \beta^{(1)} \} \\ + (l\bar{x} + m\bar{z}) \phi_{ss}^{(1)} - (m\bar{x} - l\bar{z}) \phi_{ss}^{(1)} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

以上のように、閉領域 R_c の各境界面と与えられた境界条件式を用い、図-1 に示すような閉領域におけるある地点 X での速度ポテンシャルに関して次式のようなグリーン公式が適用できる。

$$\begin{aligned} \phi(X) = \int_s \{ \phi(X_b) G_v(r) - G(r) \phi_v(X_b) \} ds \\ G(r) = \frac{1}{\pi} \log r \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

ここで、 r は境界上の点 X_b と $X(=x, z)$ との間の距離で、積分は境界面 s に沿って反時計まわりに行われる。

2.2 圧気室内の空気圧縮モデル

浮体の運動と圧気室内の水面変動による空気の体積変化 ΔV は次式のように表される。

$$\begin{aligned} \Delta V = 2l_1(h_f - q_1h + q_2h - d) \\ + 2i_1\beta - l_1(f_w + g_w) - \int_{-l_1+a+\tau_2}^{l_1+a+\tau_1} (\zeta - \zeta^{(0)}) dx \\ \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

ここで、 f_w , g_w , τ_1 , τ_2 は回転運動による変化量で、次式のようになる。

$$\begin{aligned} f_w^2 = m_a^2 - m_b^2 + m_a^2 + 2m_a m_a \cos \omega + (m_a \sin \omega \\ + m_b)^2 / \cos^2 \omega + 2m_a (m_a \sin \omega + m_b) \tan \omega \\ g_w^2 = m_a^2 - m_c^2 + m_a^2 + 2m_a m_a \cos \omega + (m_a \sin \omega \\ - m_b)^2 / \cos^2 \omega + 2m_a (m_a \sin \omega - m_c) \tan \omega \\ \tau_1 = (m_a \sin \omega - l_1 \cos \omega + m_b + x_G \cos \omega) / \cos \omega \\ \tau_2 = (m_a \sin \omega + l_1 \cos \omega - m_c + x_G \cos \omega) / \cos \omega \end{aligned}$$

ここで、 $m_a = h_f - q_1h - d - z_G$, $m_b = l_1 - x_G$, $m_c = l_1 + x_G$, $m_a = q_2h + z_G$ である。

式 (19) を静止状態に対してテイラー級数展開し、ライプニッツ積分定理を利用して積分を行うと、次式のようになる。

$$\Delta V = 2l_1(\beta + x_G \omega) - \int_{-l_1}^{l_1} \zeta dx - l_1 m_a \omega^2$$

$$-2\alpha(\zeta|_{x=-l_1}^{x=l_1}) - m_a\omega(\zeta|_{x=-l_1}^{x=l_1}) + \dots \dots (20)$$

圧気室内の空気圧はボイル・シャルルの法則に基づいた断熱変化を仮定することにより、次式のような状態方程式が得られる。

$$P_{(a)} = P^{(0)} \left\{ \frac{V^{(0)}}{V^{(0)} + \Delta V} \right\}^\gamma, \quad \gamma = 1.4 \dots (21)$$

ここで、 $V^{(0)}$ は圧気室内の空気の初期体積である。式(21)を級数展開した結果に式(20)を代入し、摂動展開式(3)~(6)、(14)~(16)を用いると、空気圧変化に関する ε の 2 次の状態方程式が次式のように求められる。

$$\begin{aligned} P^{(2)} = & -\frac{2l_1\rho g\gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)}} \left[\beta^{(2)} + x_G\omega^{(2)} \right. \\ & - \frac{m_a}{4}\omega^{(1)2} + \frac{1}{2l_1g} \int_{-l_1}^{l_1} \left\{ 2i\sigma\phi^{(2)} + \frac{1}{4}(\phi_x^{(1)2} \right. \\ & + \phi_z^{(1)2}) + \frac{\sigma^2}{2g}\phi^{(1)}\phi_z^{(1)} - \frac{i\sigma}{2\rho g}P^{(1)}\phi_z^{(1)} \Big\} dx \\ & + \frac{i\sigma}{4l_1g} \{ 2\alpha^{(1)} + m_a\omega^{(1)} \} \phi^{(1)}|_{x=-l_1}^{x=l_1} \Big] \\ & + \frac{\gamma(1+\gamma)\rho g l_1^2 P^{(0)}}{V^{(0)}(\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)})} \left[\beta^{(1)2} + x_G^2\omega^{(1)2} \right. \\ & + \frac{i\sigma}{gl_1} \int_{-l_1}^{l_1} \phi^{(1)}dx \left\{ \frac{i\sigma}{4gl_1} \int_{-l_1}^{l_1} \phi^{(1)}dx \right. \\ & + \frac{1}{\rho g}P^{(1)} + \beta^{(1)} + x_G\omega^{(1)} \Big\} + \frac{1}{\rho g} \left\{ \frac{1}{\rho g}P^{(1)2} \right. \\ & + 2x_G\omega^{(1)}(\rho g\beta^{(1)} + P^{(1)}) + 2\beta^{(1)}P^{(1)} \Big\} \Big] \\ & \dots (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{(0)}^{(2)} = & -\frac{2l_1\rho g\gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)}} \left[\beta_{(0)}^{(2)} + x_G\omega_{(0)}^{(2)} \right. \\ & - \frac{m_a}{4}|\omega^{(1)}|^2 + \frac{1}{2l_1g} \int_{-l_1}^{l_1} \left\{ \frac{1}{4}(|\phi_x^{(1)}|^2 + |\phi_z^{(1)}|^2) \right. \\ & - \frac{\sigma^2}{2g}\phi_{(*)}^{(1)}\phi_z^{(1)} + \frac{i\sigma}{2\rho g}P^{(1)}\phi_{(*)}^{(1)} - Q^{(2)} \Big\} dx \\ & - \frac{i\sigma}{4l_1g} \{ 2\alpha^{(1)} + m_a\omega^{(1)} \} \phi_{(*)}^{(1)}|_{x=-l_1}^{x=l_1} \Big] \\ & + \frac{\gamma(1+\gamma)\rho g l_1^2 P^{(0)}}{V^{(0)}(\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)})} \left[|\beta^{(1)}|^2 + x_G^2|\omega^{(1)}|^2 \right. \\ & - \frac{i\sigma}{gl_1} \int_{-l_1}^{l_1} \phi_{(*)}^{(1)}dx \left\{ \frac{i\sigma}{4gl_1} \int_{-l_1}^{l_1} \phi^{(1)}dx \right. \\ & + \frac{1}{\rho g}P^{(1)} + \beta^{(1)} + x_G\omega^{(1)} \Big\} + \frac{1}{\rho g} \left\{ \frac{1}{\rho g}|P^{(1)}|^2 \right. \\ & + 2x_G\omega^{(1)}(\rho g\beta_{(*)}^{(1)} + P_{(*)}^{(1)}) + 2\beta^{(1)}P_{(*)}^{(1)} \Big\} \Big] \\ & \dots (23) \end{aligned}$$

2.3 浮体の運動方程式

浮体の質量を M 、慣性モーメントを I 、浮体に作用する流体圧力と圧気室内の空気圧の水平、鉛直合力および重心に関する回転モーメントをそれぞれ $P_{(fx)}$ 、 $P_{(fz)}$ 、 $T_{(fr)}$ と $P_{(ax)}$ 、 $P_{(az)}$ 、 $T_{(ar)}$ 、係留索の反力をそれぞれ $F_{(x)}$ 、 $F_{(z)}$ および $M_{(r)}$ とすると、浮体の運動方程式

は次式ようになる。

$$M\alpha_{tt} = P_{(fx)} + P_{(ax)} + F_{(x)} \dots (24)$$

$$M\beta_{tt} = P_{(fz)} + P_{(az)} + F_{(z)} \dots (25)$$

$$I\omega_{tt} = T_{(fr)} + T_{(ar)} + M_{(r)} \dots (26)$$

ここで、

$$P_{(fx)} = \int_s \tilde{P} l ds \quad P_{(fz)} = \int_s \tilde{P} m ds$$

$$T_{(fr)} = \int_s \tilde{P} \{ (\bar{x} - \alpha)m - (\bar{z} - \beta)l \} ds$$

$$P_{(ax)} = 2l_1 P_{(a)} \sin \omega \quad T_{(ar)} = 2l_1 P_{(a)} m_d \sin \omega$$

$$P_{(az)} = 2l_1 P_{(a)} (1 + \tan \omega \sin \omega)$$

$$\frac{\tilde{P}}{\rho} = Q - \phi_t - \frac{1}{2}(\phi_x^2 + \phi_z^2) - gz$$

2本の係留索の内、沖側の1本の係留索に対して係留索の初期長さを n 、ばね常数を K 、初期張力を $F_{(0)}$ 、 x 軸との初期角度を θ_1 とし、浮体運動時の係留索の長さとして角度をそれぞれ $n + \Delta n$ と $\theta_1 + \Delta \theta_1$ とすると、その反力 $F_{(x1)}$ 、 $F_{(z1)}$ 、 $M_{(r1)}$ は次のように表される。

$$F_{(x1)} = F_{(0)} \cos \theta_1 - (F_{(0)} + K\Delta n) \cos(\theta_1 + \Delta \theta_1) \dots (27)$$

$$F_{(z1)} = F_{(0)} \sin \theta_1 - (F_{(0)} + K\Delta n) \sin(\theta_1 + \Delta \theta_1) \dots (28)$$

$$\begin{aligned} M_{(r1)} = & (F_{(0)} + K\Delta n) [\{ \bar{x} \cos \omega + \bar{z} \sin \omega \} \sin(\theta_1 \\ & + \Delta \theta_1) + \{ \bar{x} \sin \omega - \bar{z} \cos \omega \} \cos(\theta_1 + \Delta \theta_1) \\ & - F_{(0)} [\bar{x} \sin \theta_1 - \bar{z} \cos \theta_1] \dots (29) \end{aligned}$$

ここで、 $\bar{x} = x_G - l_2$ 、 $\bar{z} = z_G + q_1 h$ である。岸側の1本の係留索に対しても同様に求めて求められる。従って、係留索の反力は沖側と岸側の反力の和で与えられる。いま、浮体および係留索が z 軸に対して対称であるとし、式(24)、(25)、(26)を静止状態に関してテイラー級数展開して各々の変数に対する摂動展開の結果を用いると、 ε に関する2次の運動方程式が求められる。ここで、2倍周波数成分の水平、鉛直、回転運動方程式はそれぞれ式(30)、(31)、(32)のようであり、定常漂流力による各運動方程式はそれぞれ式(33)、(34)、(35)のようである。

$$\begin{aligned} 4\sigma^2 M\alpha^{(2)} = & \rho \int_s \left\{ D^{(2)}l - \frac{i\sigma}{2}\phi^{(1)}\omega^{(1)}m \right\} ds \\ & - x E_{\omega p}\omega^{(1)}P^{(1)} + x E_{\omega\omega}\omega^{(1)2} - R_{(f)}^{(2)}|_{j=x} \\ & \dots (30) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 4\sigma^2 M\beta^{(2)} = & \rho \int_s \left\{ D^{(2)}m + \frac{i\sigma}{2}\phi^{(1)}\omega^{(1)}l \right\} ds \\ & - z E_p P^{(2)} + z E_\beta \beta^{(2)} + z E_{\omega\omega}\omega^{(2)} \\ & - z E_{\beta\beta}\beta^{(1)2} - z E_{\omega\omega}\omega^{(1)2} - z E_{\beta\omega}\beta^{(1)}\omega^{(1)} \\ & - R_{(f)}^{(2)}|_{j=z} \dots (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 4\sigma^2 I\omega^{(2)} = & \rho \int_s \{ D^{(2)}(m\bar{x} - l\bar{z}) \} ds - \omega E_{\omega p}\omega^{(1)}P^{(1)} \\ & + \omega E_{\omega\omega}\omega^{(1)2} + \omega E_{\beta\omega}\beta^{(1)}\omega^{(1)} - R_{(f)}^{(2)}|_{j=r} \\ & \dots (32) \end{aligned}$$

$$R_{(j_0)}^{(2)}|_{j=x} = \rho \int_s \left\{ D_{(j_0)}^{(2)} l + \frac{i\sigma}{2} \phi_{(j_0)}^{(1)} \omega^{(1)} m \right\} ds \\ - x E_{\omega p} \omega^{(1)} P_{(j_0)}^{(0)} + z E_{\omega \omega} |\omega^{(1)}|^2 \dots (33)$$

$$R_{(j_0)}^{(2)}|_{j=z} = \rho \int_s \left\{ D_{(j_0)}^{(2)} m - \frac{i\sigma}{2} \phi_{(j_0)}^{(1)} \omega^{(1)} l \right\} ds - z E_{\beta p} P_{(j_0)}^{(0)} \\ + z E_{\beta \beta} \beta_{(j_0)}^{(0)} + z E_{\omega \omega} \omega_{(j_0)}^{(0)} - z E_{\beta \beta} |\beta^{(1)}|^2 \\ - z E_{\omega \omega} |\omega^{(1)}|^2 + z E_{\beta \omega} \beta_{(j_0)}^{(1)} \omega_{(j_0)}^{(1)} \dots (34)$$

$$R_{(j_0)}^{(2)}|_{j=r} = \rho \int_s \left\{ D_{(j_0)}^{(2)} (m \bar{x} - l \bar{z}) \right\} ds - \omega E_{\omega p} \omega_{(j_0)}^{(1)} P^{(1)} \\ + \omega E_{\omega \omega} |\omega^{(1)}|^2 + \omega E_{\beta \omega} \beta_{(j_0)}^{(1)} \omega^{(1)} \dots (35)$$

ここで,

$$D_{(j_0)}^{(2)} = 2i\sigma \phi_{(j_0)}^{(2)} + \frac{1}{4} (\phi_s^{(1)2} + \phi_v^{(1)2}) + i\sigma [\alpha^{(1)} (l \phi_s^{(1)} \\ - m \phi_v^{(1)}) + \beta^{(1)} (m \phi_s^{(1)} + l \phi_v^{(1)}) \\ + \omega^{(1)} \{ (m \bar{x} - l \bar{z}) \phi_s^{(1)} + (l \bar{x} + m \bar{z}) \phi_v^{(1)} \}]$$

$$D_{(j_0)}^{(2)} = \frac{1}{4} (|\phi_s^{(1)}|^2 + |\phi_v^{(1)}|^2)$$

$$R_{(j_0)}^{(2)}|_{j=x,z,r} = j K_{\alpha \alpha} \alpha_{(j_0)}^{(2)} + j K_{\beta \beta} \beta_{(j_0)}^{(2)} + j K_{\omega \omega} \omega_{(j_0)}^{(2)} \\ + 0.5 \{ j K_{\alpha \alpha} \alpha_{(j_0)}^{(1)2} + j K_{\beta \beta} \beta_{(j_0)}^{(1)2} \\ + j K_{\omega \omega} \omega_{(j_0)}^{(1)2} + j K_{\alpha \beta} \alpha_{(j_0)}^{(1)} \beta_{(j_0)}^{(1)} \\ + j K_{\beta \omega} \beta_{(j_0)}^{(1)} \omega_{(j_0)}^{(1)} + j K_{\omega \alpha} \omega_{(j_0)}^{(1)} \alpha_{(j_0)}^{(1)} \}$$

$$R_{(j_0)}^{(2)}|_{j=x,z,r} = j K_{\alpha \alpha} \alpha_{(j_0)}^{(2)} + j K_{\beta \beta} \beta_{(j_0)}^{(2)} + j K_{\omega \omega} \omega_{(j_0)}^{(2)} \\ + 0.5 \{ j K_{\alpha \alpha} |\alpha^{(1)}|^2 + j K_{\beta \beta} |\beta^{(1)}|^2 \\ + j K_{\omega \omega} |\omega^{(1)}|^2 + j K_{\alpha \beta} \alpha_{(j_0)}^{(1)} \beta_{(j_0)}^{(1)} \\ + j K_{\beta \omega} \beta_{(j_0)}^{(1)} \omega_{(j_0)}^{(1)} + j K_{\omega \alpha} \omega_{(j_0)}^{(1)} \alpha_{(j_0)}^{(1)} \}$$

$$x E_{\omega p} = l_1, \quad x E_{\omega \omega} = x g e_a, \quad z E_{\beta} = 2 e_a$$

$$z E_p = 2 l_1, \quad z E_{\omega} = 2 x g e_a, \quad z E_{\beta \beta} = e_b$$

$$z E_{\omega \omega} = l_1 P^{(0)} + x_g^2 e_b + 0.5 m_a e_a, \quad z E_{\beta \omega} = 2 x g e_b$$

$$\omega E_{\omega p} = m_a l_1, \quad \omega E_{\omega \omega} = m_a x g e_a, \quad \omega E_{\beta \omega} = m_a e_a$$

$$x K_{\alpha} = -2 K \cos^2 \theta_2 - 2 f_{(0)} \sin^2 \theta_2$$

$$x K_{\omega} = \omega K_{\alpha} = -2 z_t \cos^2 \theta_2 - 2 f_{(0)} z_c \sin^2 \theta_2$$

$$z K_{\omega} = -2 K \sin^2 \theta_2 - 2 f_{(0)} \cos^2 \theta_2$$

$$\omega K_{\omega} = -2 K z_c^2 \cos^2 \theta_2 - 2 f_{(0)} z_c^2 \sin^2 \theta_2$$

$$-2 f_{(0)} n z_c \sin \theta_2$$

$$x K_{\alpha \beta} = -2 \tilde{K} \sin \theta_2 (3 \sin^3 \theta_2 - 2) / n$$

$$x K_{\beta \omega} = \tilde{K} [z_t \cos \theta_2 \sin 2\theta_2 + 2 z_c \sin \theta_2 \cos 2\theta_2] / n$$

$$z K_{\beta \beta} = -3 \tilde{K} \sin \theta_2 \cos^2 \theta_2 / n$$

$$z K_{\omega \omega} = -K z_c \sin^2 \theta_2 - f_{(0)} z_t \cos^2 \theta_2$$

$$- \tilde{K} z_c^2 \sin^3 \theta_2 / n + 2 \tilde{K} z_t z_c \sin \theta_2 \cos^2 \theta_2 / n$$

$$z K_{\omega \alpha} = x K_{\beta \omega}, \quad \omega K_{\alpha \beta} = x K_{\beta \omega}$$

$$\omega K_{\beta \omega} = 2 z K_{\alpha \alpha}, \quad z K_{\alpha \alpha} = 0.5 x K_{\alpha \beta}$$

$$x K_{\beta} = z K_{\alpha} = x K_{\omega} = \omega K_{\beta} = x K_{\alpha \alpha} = 0$$

$$x K_{\beta \beta} = x K_{\omega \omega} = x K_{\omega \alpha} = z K_{\alpha \beta} = z K_{\beta \omega} = 0$$

$$\omega K_{\alpha \alpha} = \omega K_{\beta \beta} = \omega K_{\omega \omega} = \omega K_{\omega \alpha} = 0$$

$$e_a = 2 \gamma l_1^3 P^{(0)} / V^{(0)}, \quad e_b = 2 \gamma (1 + \gamma) l_1^3 P^{(0)} / V^{(0)2}$$

$$f_{(0)} = F_{(0)} / n, \quad z_t = (\bar{z} + h_f) - l_2 \tan \theta_2$$

$$\tilde{K} = K - f_{(0)}, \quad z_c = (\bar{z} + h_f) + l_2 \cot \theta_2$$

3. 水理実験

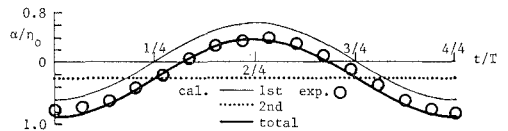
水理実験は 25×0.95×0.7 m の 2 次元水槽を用いた。静水深を 50 cm と一定に保ち、入射波の周期を 3 種類 (0.8, 1.0, 1.2 s), 入射波の波形勾配 (H/L , L : 入射波の波長) を 0.02~0.05 の範囲で変化させた。構造物の模型をアクリル板 (密度: 1.238 g/cm³) で造り、その外寸は長さ 68 cm×高さ 23 cm である。構造物はチェーン (水中重量: 125 gf/m, ヤング率: 2.1×10⁴ kgf/mm²) で鉛直緊張係留された場合と完全に固定された場合の 2 種類とした。吃水深を 2 種類、圧気室内の初期空気圧を 2 種類変化させた。水面波形は構造物からそれぞれ半波長離れた所から 1 波長内に $L/8$ の間隔で 18 点で、水位計により、測定した。浮体の運動をビデオテープで撮影し、テープを再生して重心の変化を求めた。また、係留索の張力と空気圧の変化は、それぞれ張力計と圧力計を設置して測定した。

4. 解析結果

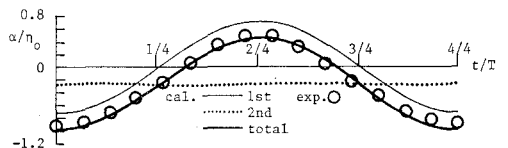
本研究の理論解析において、仮想鉛直境界面の位置 ($x=\pm b$) は、予備計算から、減衰定常波の影響が無視できると考えられる $\pm b = \pm l_2 \pm 1.5 L$ を持って計算を行った。その結果は以下に示すようである。

4.1 浮体の運動

浮体の運動は大きなヤング率の係留索で鉛直緊張係留されたために基本周波数成分の鉛直、回転および 2 倍周波数成分の非線形運動は非常に小さくなるが、図-2 に示したように、時間に関係しない定常漂流力による定常水平運動成分が大きく表されている。両図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例で、(a) の場合は ϵ の 1 次の反射率 A が 0.34, (b) の場合が 0.43 である。(b) の方が大きい定常漂流力が働くが、初期空気圧による初期張力の抵抗がより小さいために定常水平運動成分が小さくなると思われる。



(a) $q_1 h/h = 0.22$, $q_2 h/h = 0.12$, $2l_2/L = 0.45$, $H/L = 0.028$



(b) $q_1 h/h = 0.22$, $q_2 h/h = 0.16$, $2l_2/L = 0.45$, $H/L = 0.031$

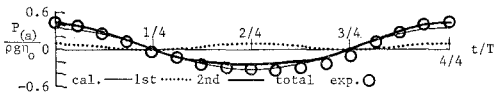
図-2 圧気係留浮体の水平運動の時間変化

4.2 圧気室内の空気圧

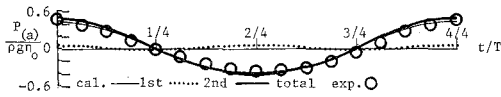
図-3 は固定された場合における空気圧の時間変化を示したもので、吃水深を一定に保ち、圧気室内の空気の高さを変化させた例である。(a) の場合は ε の 1 次の通過率 B が 0.95, (b) の場合は 0.77 で、(a) は (b) より非線形空気圧の変化が大きく、谷が平坦になり、峰が尖る傾向がある。このような現象は、空気圧は主に圧気室内の水面波形により変化するので、通過率が大きくなると、非線形空気圧がより大きくなるためであり、また定常空気圧の成分も大きくなる傾向がある。

4.3 波浪変形

図-4 は係留された場合の構造物の前面（沖側）での時間波形を示した例で、(a) は部分重複波の節の付近、(b) は腹の付近での時間波形をそれぞれ表したものである。図からわかるように、腹の付近より節の付近で波の

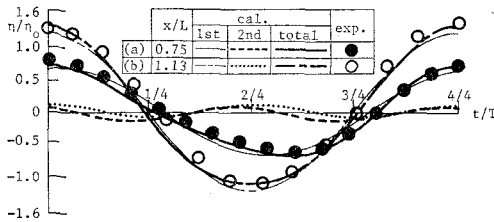


(a) $q_1 h/h=0.2, q_2 h/h=0.04, 2l_2/L=0.45, H/L=0.028$



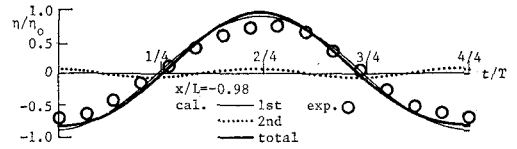
(b) $q_1 h/h=0.2, q_2 h/h=0.12, 2l_2/L=0.45, H/L=0.028$

図-3 固定圧気構造物による空気圧の時間変化



($q_1 h/h=0.22, q_2 h/h=0.16, 2l_2/L=0.45, H/L=0.031$)

図-4 圧気係留浮体による水面の時間変化（前面）



($q_1 h/h=0.22, q_2 h/h=0.16, 2l_2/L=0.45, H/L=0.031$)

図-5 圧気係留浮体による水面の時間変化（後面）

非線形性がより強く表される傾向があり、 ε の 1 次と 2 次の波形の位相差により波形が変わることがわかる。さらに、平均水位は、腹の付近で上昇し、節の付近で下降する部分重複波の非線形結果と一致する。一方、図-5 は圧気係留浮体の後面（岸側）での時間波形を示しているが、後面での波形は、構造物による入射波の反射のため、前面より一般に非線形性が小さくなり、係留された場合が、浮体の運動によるエネルギーの伝達のため、固定された場合より波の非線形性が大きくなる。

5. おわりに

本研究で用いた空気圧縮モデルと有限振幅波の定常解析法から得られた数値解析結果と実験値がよく一致し、その妥当性が認められた。しかし、本研究で使った入射波の波形勾配が比較的小さい値であるため、基本的に非線形性がより大きくは現れなかったと考えられる。

参考文献

- 井島武士・永田修一・小山文男 (1982): 水中係留浮体の非定常有限振幅運動の解析, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 525-529.
- 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.
- 吉田明徳・村上啓介・小島治幸・鶴本良博 (1989): グリーン公式による有限振幅波の定常境界値問題解析法, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 469-473.
- Kim, D. S. and K. Iwata (1991): Dynamic Behavior of Tautly Moored Semi-Submerged Structure with Pressurized Air-Chamber and Resulting Wave Transformation, CEJ, JSCE, Vol. 34, No. 2, pp. 223-242.