圧気型浮体の波浪動揺特性

岩田好一朗* ・沖　政和**・北浦新一***
奥岡辰芳****・池野正明*****

1. 緒　　言

海岸・海洋構造物の一種として，浮防波堤や石油備蓄船などに代表される浮遊式構造物が設計・施工されていることは周知の通りである．近年，底のない構造物に上蓋をして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，曳船などの面から特に注目されるようになってきている[1]．しかし，この種の圧気型浮体の波浪動揺特性については充分論議されていない．本論では，係留索のない状態の矩形圧気型浮体を取り挙げ，まず，領域分割法を使って圧気型浮体の波浪動揺解析手法を示す．ついで，室内水理実験を行ない，解析手法の妥当性を検証するとともに，浮体の波浪動揺特性を明らかにしようとするものである．

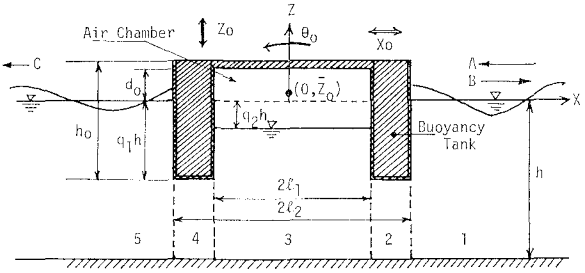
2. 波浪動揺解析

本論では，領域分割法を採用し，基本的には伊藤ら[2]の近似理論を拡張して鉛直二次元の浮体運動 (Rolling, Swaying と Heaving) と波浪変形の算定式を誘導する．

（1） 境界条件と速度ポテンシアル

図—1に示すように，一定水深 h の水域に，外幅 $2l_2$，圧気室幅 $2l_1$，高さ h_0 の圧気型浮体が設置されており，右側から波が浮体に入射するものとする．静止状態での浮体の吃水深は q_1h，吃水深と圧気室内の水位差（以後圧気高さという）は q_2h，浮体の重心は点 G $(0, \bar{z}_0)$ にあり，角周波数 σ $(=2\pi/T,\ T$; 波の周期) の入射波 A により，浮体は静止位置のまわりに微小運動を行ない，重心は点 G′ (x_0, z_0) に移るとともに，微小角 θ_0 だけ回転するものとする．また，入射波 A は浮体により一部反射され（反射波 B），残りは透過する（透過波 C）．

静止位置からの浮体重心の水平変位 (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, θ_0 は次式で表現できる．



図—1　圧気型浮体の概念図と記号の説明

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

なお，上式で，$i=\sqrt{-1}$，t は時間であり，x は反射波の進行方向を正軸とする水平軸，z は静水面を原点とし上向を正軸とする鉛直軸としている．

流体は非圧縮性とし，流体運動は微小振幅の非回転運動とし，$\Psi(x, z: t)=\phi(x, z)e^{i\sigma t}$ の形の速度ポテンシアルを持つものとする．図—1 に示すように，流体域を 1～5 の 5 つの領域に分割すると，各領域における速度ポテンシアル $\phi_j(x, z)$ $(j=1\sim5)$ はそれぞれ Laplace の式を満すことになる．

$$\frac{\partial^2\phi_j}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\phi_j}{\partial z^2}=0 \quad \cdots\cdots(2)$$

（a） 領域 1 と 5:

線型化された自由表面条件と水底条件（不透過条件）を満し，式（2）を満す領域 1 と 5 の速度ポテンシアル ϕ_1 と ϕ_5 は，減衰定常波を無視すると次式で与えられる．

$$\phi_1(x, z)=\{Ae^{ik(x-l_2)}+Be^{-ik(x-l_2)}\}\times\left(\frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}\right) \quad \cdots\cdots(3)$$

$$\phi_5(x, z)=Ce^{ik(x+l_2)}\left(\frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}\right) \quad \cdots\cdots(4)$$

なお，上式で，k $(=2\pi/L,\ L$: 入射波長) は波数で次式を満す．

$$\sigma^2=gk\tanh kh \quad \cdots\cdots(5)$$

なお，上式で，g は重力加速度である．

（b） 領域 3:

この領域では，圧気室内の水位変動に伴ない内部空気の体積が変化するため水面に付加的な空気圧が作用す

* 正会員　工博　名古屋大学教授　工学部土木工学科
** 正会員　間組株式会社　土木研究部
*** 正会員　間組株式会社　海洋土木部
**** 正会員　工修　東洋建設株式会社　四国支店
***** 学生員　名古屋大学大学院　土木工学専攻

る．いま，この空気圧力 P_a を次式のように表現する．

$$P_a=\bar{P}_0+P_0e^{i\sigma t}, \quad (\bar{P}_0=\rho g q_2 h+P_{\mathrm{air}}) \cdots\cdots(6)$$

ここで，$\bar{P}_0$ は初期空気圧，P_{air} は大気圧，P_0 は空気圧力振幅，ρ は流体の密度である．この領域の速度ポテンシアル $\phi_3(x,z)$ はつぎの水面と水底の条件を満す．

$$\frac{1}{\rho g}\frac{\partial P_a}{\partial t}+\frac{\partial\phi_3}{\partial z}e^{i\sigma t}=\frac{\sigma^2}{g}\phi_3e^{i\sigma t}, \quad (z=-q_2h) \cdots\cdots(7)$$

$$\frac{\partial\phi_3}{\partial z}=0, \quad (z=-h) \cdots\cdots(8)$$

条件（2），（7）と（8）を満す，領域 3 の速度ポテンシアル $\phi_3(x,z)$ を次式で与える．

$$\phi_3(x,z)=(Ee^{ik'x}+Fe^{-ik'x})\left(\frac{\cosh k'(z+h)}{\cosh k'h}\right)+i\frac{P_0}{\rho\sigma} \cdots\cdots(9)$$

なお，E と F は未知定数で，k' は次式を満している．

$$\sigma^2=gk'\tanh k'(1-q_2)h \cdots\cdots(10)$$

（c） 領域 2 と 4:

この領域では，速度ポテンシアル ϕ_2 と ϕ_4 に対する浮体底面と水底に対する次式で与えられる．

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial z}=i\sigma(\beta+\omega x), \quad (j=2,4) \quad (z=-q_1h) \cdots\cdots(11)$$

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial z}=0, \quad (j=2,4) \quad (z=-h) \cdots\cdots(12)$$

上式を満す速度ポテンシアル ϕ_2 と ϕ_4 は次式で与えられる[2)]．

$$\begin{aligned}\phi_2(x,z)=&C_0x+D_0+\sum_{s=1}^{\infty}\left\{C_s\sinh\frac{s\pi x}{(1-q_1)h}+D_s\cosh\frac{s\pi x}{(1-q_1)h}\right\}\cos\frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h}\\&+\frac{i\sigma\omega x}{(1-q_1)h}\left\{-\frac{x^2}{6}+\frac{(h+z)^2}{2}-\frac{(1-q_1)^2h^2}{6}\right\}\\&+\frac{i\sigma\beta}{(1-q_1)h}\left\{-\frac{x^2}{2}+\frac{(h+z)^2}{2}-\frac{(1-q_1)^2h^2}{6}\right\} \cdots\cdots(13)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\phi_4(x,z)=&G_0x+H_0+\sum_{s=1}^{\infty}\left\{G_s\sinh\frac{s\pi x}{(1-q_1)h}+H_s\cosh\frac{s\pi x}{(1-q_1)h}\right\}\cos\frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h}\\&+\frac{i\sigma\beta}{(1-q_1)h}\left\{-\frac{x^2}{2}+\frac{(h+z)^2}{2}-\frac{(1-q_1)^2h^2}{6}\right\}\\&+\frac{i\sigma\omega x}{(1-q_1)h}\left\{-\frac{x^2}{6}+\frac{(h+z)^2}{2}-\frac{(1-q_1)^2h^2}{6}\right\} \cdots\cdots(14)\end{aligned}$$

（2） 空気圧縮モデル

上述したように，圧気室内では水面変動に伴ない内部空気圧が変動する．圧気室内の水位は式 (15) の一次の力学的境界条件を満すので，式（6）と式（9）から η は式 (16) のように表現される．

$$\eta=-i\frac{\sigma}{g}\phi_3-\frac{P_a}{\rho g}, \quad (z=-q_2h) \cdots\cdots(15)$$

$$\eta=-q_2h-i\frac{\sigma}{g}(Ee^{ik'x}+Fe^{-ik'x})\times\frac{\cosh k'(1-q_2)h}{\cosh k'h}e^{i\sigma t} \cdots\cdots(16)$$

本論では，次式に示すような一様昇降をするものとして取り扱う．

$$\eta=-q_2h+\eta_0e^{i\sigma t} \cdots\cdots(17)$$

ただし，η_0 は水面振動の振幅で，η の平均的な値として次式で定義されている．

$$\eta_0=\frac{1}{2l_1}\int_{-l_1}^{l_1}\left\{-i\frac{\sigma}{g}(Ee^{ik'x}+Fe^{-ik'x})\times\frac{\cosh k'(1-q_2)h}{\cosh k'h}\right\}dx \cdots\cdots(18)$$

単位幅当りの圧気室内空気の体積 V を次式のように仮定する．

$$V=V_0+(\beta-\eta_0)e^{i\sigma t}, \quad (V_0=d_0+q_2h) \cdots\cdots(19)$$

ここで，V_0 は圧気室内の初期空気体積，d_0 は静止状態における圧気室の高さである．さて，圧気室内の空気の状態変化を断熱変化と仮定すれば，次式が成立するので，

$$P_a=\bar{P}_0\left(\frac{V_0}{V}\right)^{\gamma}, \quad (\gamma \text{ は比熱比で } 1.4) \cdots\cdots(20)$$

式（6）と式 (19) を式 (20) に代入して微小項を省略して，線型化すると圧力振幅 P_0 は次式で与えられる．

$$P_0=-\gamma\bar{P}_0\left(\frac{\beta-\eta_0}{d_0+q_2h}\right) \cdots\cdots(21)$$

（3） 圧力と流速の連続条件

流体内の圧力 P と水平流速 u は次式で与えられる．

$$P_j(x,z;t)=-\rho gz-i\rho\sigma\phi_j(x,z)e^{i\sigma t}, \quad (j=1\sim5) \cdots\cdots(22)$$

$$u_j(x,z;t)=\frac{\partial\phi_j}{\partial x}e^{i\sigma t}, \quad (j=1\sim5) \cdots\cdots(23)$$

境界 $x=\pm l_1$，$x=\pm l_2$ において，鉛直方向に平均化した平均圧力 $\bar{P}_j$ は次式で与えられる．

$$\bar{P}_j=\frac{1}{(1-q_1h)}\int_{-h}^{-q_1h}(-\rho gz-i\rho\sigma\phi_je^{i\sigma t})dz, \quad (j=1\sim5) \cdots\cdots(24)$$

また，領域 2 と 4 における水平方向の流速を鉛直方向で平均した平均流速 $\bar{u}_j$ は次式で計算される．

$$\bar{u}_j=\frac{1}{(1-q_1)h}\int_{-h}^{-q_1h}\left(\frac{\partial\phi_j}{\partial x}\right)e^{i\sigma t}dz, \quad (j=2,4) \cdots\cdots(25)$$

本論では，境界 $x=\pm l_1$，$\pm l_2$ で，下記に示す圧力と流速の連続条件を採用するものとする．つまり，

（a） $x=\pm l_2$ で:

$$\bar{P}_1=\bar{P}_2 \quad (x=l_2), \quad \bar{P}_4=\bar{P}_5 \quad (x=-l_2) \cdots\cdots(26)$$

$$\int_{-h}^{0} u_1 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} dz$$
$$=\int_{-h}^{-q_1 h} \bar{u}_2 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} dz$$
$$+\int_{-q_1 h}^{0} \{i\sigma\alpha - i\sigma(z-\bar{z}_0)\omega\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} dz ,$$
$$(x=l_2) \quad \cdots\cdots(27)$$

$$\int_{-h}^{0} u_5 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} dz$$
$$=\int_{-h}^{-q_1 h} \bar{u}_4 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} dz$$
$$+\int_{-q_1 h}^{0} \{i\sigma\alpha - i\sigma(z-\bar{z}_0)\omega\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} dz ,$$
$$(x=-l_2) \quad \cdots\cdots(28)$$

(b) $x=\pm l_1$ で:

$$\bar{P}_3=\bar{P}_2 \quad (x=l_1), \quad \bar{P}_3=\bar{P}_4 \quad (x=-l_1) \cdots\cdots(29)$$

$$\int_{-h}^{-q_2 h} u_3 \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} dz$$
$$=\int_{-h}^{-q_1 h} \bar{u}_2 \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} dz$$
$$+\int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{i\sigma\alpha - i\sigma(z-\bar{z}_0)\omega\} \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} dz ,$$
$$(x=l_1) \quad \cdots\cdots(30)$$

$$\int_{-h}^{-q_2 h} u_3 \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} dz$$
$$=\int_{-h}^{-q_2 h} \bar{u}_4 \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} dz$$
$$+\int_{-h}^{-q_2 h} \{i\sigma\alpha - i\sigma(z-\bar{z}_0)\omega\} \frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} dz ,$$
$$(x=-l_1) \quad \cdots\cdots(31)$$

(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, メタセンター高さを $\overline{GM}$ 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・と‥はそれぞれ時間に関する一回と二回微分を示す.

$$M\ddot{x}_0=\int_{-q_1 h}^{0} \{P_5(-l_2, z; t)-P_1(l_2, z; t)\} dz$$
$$+\int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{P_3(l_1, z; t)-P_3(-l_1, z; t)\} dz \cdots(32)$$

$$M\ddot{z}_0=\int_{l_1}^{l_2} P_2(x, -q_1 h; t)dx+\int_{-l_2}^{-l_1} P_4(x, -q_1 h; t)dx$$
$$+\int_{-l_1}^{l_1} (P_a-P_{\rm air})dx-Mg+\int_{l_1}^{l_2} (-\rho g\beta e^{i\sigma t})dx$$
$$+\int_{-l_2}^{-l_1} (-\rho g\beta e^{i\sigma t})dx \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(33)$$

$$I\ddot{\theta}=\int_{-q_1 h}^{0} \{P_5(-l_2, z; t)-P_1(l_2, z; t)\}(z-\bar{z}_0)dz$$
$$+\int_{-q_1 h}^{-q_2 h} \{P_3(l_1, z; t)-P_3(-l_1, z; t)\}(z-\bar{z}_0)dz$$
$$+\int_{l_1}^{l_2} P_2(x, -q_1 h; t)xdx$$
$$+\int_{-l_2}^{-l_1} P_4(x, -q_1 h; t)xdx$$
$$+\int_{-l_1}^{l_1} P_a x dx - Mg\overline{GM}\cdot\theta - \kappa\dot{\theta} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(34)$$

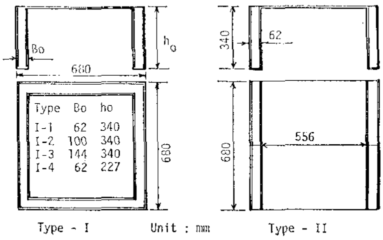
式 (32) の右辺第7項は水の粘性に帰因する減衰力を示す項であり, 減衰係数 κ は後述するように静水中での回転自由減衰振動実験より求めた値を採用する.

入射波Aを既値として与えれば, 式 (26)～式 (34) を解くことにより, 速度ポテンシアル, 浮体の運動振幅, 反射波と透過波の波高など全て決定される. なお, 式 (34) の $\overline{GM}$ の決定法については参考文献 3) を参照して頂きたい.

3. 水理模型実験

(1) 実験装置, 実験方法と解析方法

実験は名古屋大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの二次元鋼製造波水槽 (25 m×0.9 m×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, 他端には捨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. 模型浮体は, 図—2 に示すように, 圧気室と浮力室を持ったアクリライト製の直方体であり, 対称形の Type-I と波進行方向に浮力室を持たない Type-II の2種類である. なお, Type-I の浮体については, 浮力室の幅 B_0 を3種類変化させている. 圧気浮体では, 圧気室内の空気量を調整することにより吃水を種種変化さすことができるが, 本実験では4種類変化させた (表—1 参照).



図—2 模型圧気浮体の寸法と概念図

表—1 実験に採用した圧気浮体の吃水深の代表例

Type I-1		Type II	
q_2h=3.7 cm,	q_1h=24.7 cm	q_2h=1.1 cm,	q_1h=29.3 cm
=5.9 cm,	=20.0 cm	=2.1 cm,	=25.3 cm
=7.8 cm,	=16.5 cm	=4.0 cm,	=17.7 cm
=9.0 cm,	=14.5 cm	=5.2 cm,	=13.3 cm

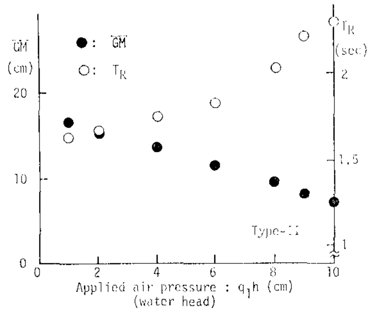
実験波は全て規則波に限定した. 本実験では静水深を 60 cm と一定にするとともに, 入射波の波形勾配を約 0.02 と一定にした. 発生波の周期は, 0.5 秒, 0.6 秒, 0.65 秒, 0.70 秒, 0.75 秒, 0.80 秒, 0.90 秒, 1.0 秒, 1.2 秒, 1.4 秒, 1.6 秒, 1.8 秒, 2.0 秒, 2.4 秒の 14 種類である.

入射波と透過波を全て電気容量式水位計で計測した．なお，透過波測定用水位計を造波板から約 15 m 離れた地点に設置し，圧気浮体の運動を水槽中央部で 16 mm 高速シネカメラ (25 コマ/秒) で撮影した．Heaving, Swaying, Rolling の振幅は 16 mm フイルムをフイルムモーションアナライザーで解析し，10 周期の平均値として求めた．なお，Swaying の振幅は漂流力による移動量を含んでいない．また，透過率は (透過波高/入射波高) として求めた．

(2) 実験結果とその考察

(a) 静的復元特性

図—3 は圧気高さ q_2h と Rolling の固有周期と傾斜試験から求めたメタセンター高さ $\overline{GM}$ の実験値を示した一例である．同図に示すように，圧気室内の初期圧力が増大して，浮体の吃水深が小さくなると，$\overline{GM}$ は小さくなり，Rolling の固有周期は長くなる傾向が認められる．これは，本論で採用した圧気浮体に対して共通に認められた．**表—2** は，付加慣性モーメント ΔI，自由回転振動周期 T_R と減衰定数 β_R を示した一例である．同表によると，付加慣性モーメントは計算値，実験値とも吃水深 q_1h が小さくなると増加するが，計算値は実験値より若干大きい．これは $\overline{GM}$ が式 (35) で正しく実験値を予測できないことに帰因する．



図—3 圧気高さ q_1h と Rolling の固有周期 T_R と $\overline{GM}$

表—2 ΔI, T_R と β_R の数値 (Type-II)

q_1h (cm)	q_2h (cm)	ΔI cal. (kg·m²)	ΔI exp. (kg·m²)	$T_{R\mathrm{cal.}}$ (sec)	$T_{R\mathrm{exp.}}$ (sec)	$\beta_{R\mathrm{exp.}}$	I (kg·m²)
29.5	1.1	0.835	0.700	1.55	1.43	0.070	2.54
25.3	2.1	0.942	0.708	1.61	1.50	0.090	2.54
21.5	3.3	1.043	0.729	1.65	1.53	0.070	2.54
17.7	4.0	1.145	0.732	1.71	1.59	0.060	2.54
13.3	5.2	1.263	0.979	1.75	1.79	0.080	2.54

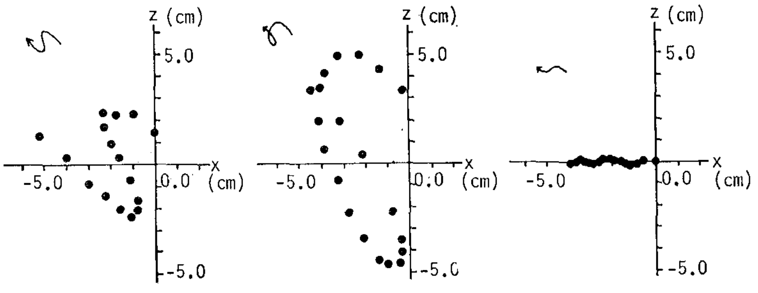
cal.: calculation, exp.: experiment

$$\overline{GM}=\frac{\Sigma M}{W\cdot\theta},\qquad T_R=2\pi\sqrt{\frac{I+\Delta I}{M\cdot g\cdot\overline{GM}}}\quad\cdots(35)$$

なお，式 (35) で，ΣM は浮体が θ だけ回転した時の重心まわりの全復元モーメント，W は浮体の空中重量，M は浮体の質量，ΔI の計算値は式 (34) に含まれる付加慣性モーメントの項より容易に求まる．

(b) 浮体の運動と圧気室内の水位変動

実験によれば，浮体の重心の位置の軌跡は浮体の吃水深の差異により若干異なるものの，水深・波長比 h/L あるいは浮体幅・波長比 $2l_2/L$ により大きく三つのパターンに分類される．すなわち，第1のパターンは $h/L=0.48\sim0.60$ と $1.1\sim1.5$ (あるいは $2l_2/L=0.54\sim0.68$ と $1.21\sim1.74$) に対する移動様式で，**図—4** (a) に示すように，漂流力が卓越し浮体はほぼ波の進行方向のみ



(c) Pattern F-3　　(b) Pattern F-2　　(a) Pattern F-1

図—4 浮体の重心の運動軌跡

に移動するパターンである．後述するように，この場合は，透過率 γ_T は小さく完全反射に近い状態になっている．第2のパターンは，$h/L=0.13\sim0.22$ (あるいは $2l_2/L=0.18\sim0.25$) の範囲に対する運動で，**図—4** (b) に示すように，円あるいは楕円に近い運動をしながら入射波の進行方向に移動するが，反射波の進行方向にも戻りを生じ，ループ状になる．この領域では周期は長いので，後述するように透過率は大きくなり，浮体は波面に乗って移動して波峰の位相で入射波の進行方向に，波谷の位相で反射波の進行方向に移動し，最終的には漂流力のために入射波の進行方向に移動する．第3のパターンは上述の二つの移動様式の中間型であり，$h/L=0.28\sim0.40$ と $0.68\sim0.92$ (あるいは $2l_2/L=0.32\sim0.45$ と $0.78\sim1.05$) に対して生じる．重心の位置は，**図—4** (c) に示すように，正弦波が入射波の進行方向につぶれて前傾した軌跡になり，反射波の進行方向へ多小の戻りを生じる．なお，**図—4** 中の●印は 0.08 秒ごとの重心の位置である．

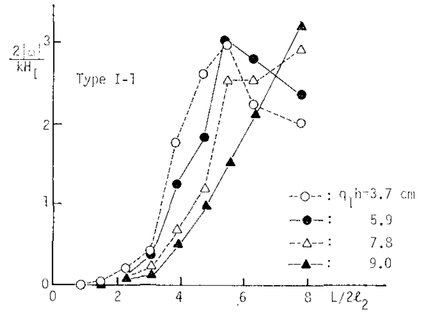
つぎに，圧気室内の水面形状について述べる．圧気室内の水面は外水位に見られるような波動性は帯びず，ほぼ直線状の水面振動を呈していた．なお，浮体の傾斜が大きくなるにつれて内水位の水面は傾斜し，浮体の傾斜

角が最大の時内水位の傾斜角は最大（約 5°）になることが認められた．

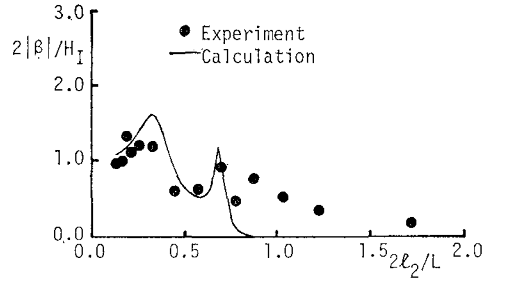
図—5 は，Type-I-1 の模型に対して，圧気高さをパラメーターにして，Rolling の周波数応答特性を示した一例である．同図より，圧気高さ (q_1h) が大きくなる，つまり初期空気圧が増大すると，Rolling の振幅が大きくなる共振周期が長くなり静的な復元特性と密接な関係を持っていることがわかる．このように，圧気型浮体では，従来の浮体と異なり，浮体の幾何形状を変えずに，圧気室内の空気量を調整するだけで，浮体の固有周期を変えることができ，そのため入射波の周期とずらすことは可能であるという大きなメリットを持っている．

（c） 計算値と実験値との比較検討

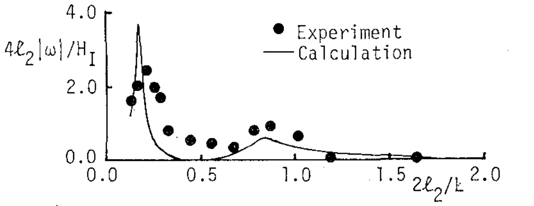
図—6 は Heaving, Rolling と透過率 γ_T の計算値と実験値の比較を示した代表例である．なお，図中の●印は実験値である．一般に，計算値と実験値の対応性は良好であった．ただ，**図—6** に示されているように，Heaving については $2l_2/L=0.78\sim1.74$ の範囲に対して実験値は計算値より全体に大きく，必らずしも満足のいく結果になっていない．しかし，紙面の制約のため図示していない Swaying についても計算値はかなり実験値と一致しており，圧気浮体の波浪動揺および波の変形の概略値は，本論で提案した計算手法で推定できるものと考えられる．なお，計算値と実験値のずれの原因として，（i）空気圧縮モデルの単純化，(ii) 減衰定常波の無視，などが考えられるので，更に検討を加えて計算手法の精度をあげていく所存である．



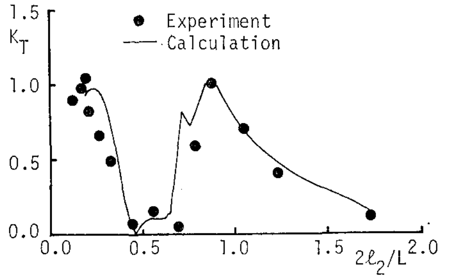
図—5 Rolling の振幅と入射波長と圧気高さ



(a) $q_1=0.295$, $q_2=0.067$, $\ell_2/h=0.567$, $\ell_1/h=0.463$



(b) $q_1=0.222$, $q_2=0.087$, $\ell_2/h=0.567$, $\ell_1/h=0.463$



(c) $q_1=0.295$, $q_2=0.067$, $\ell_2/h=0.567$, $\ell_1/h=0.463$

図—6 実験値と計算値の比較の代表例

4. 結　　言

得られた結論を要約すると下記のようになる．

(1) 圧気室内の初期空気圧力が増大して浮体の吃水深が小さくなると，Rolling に対する固有周期は長くなる．

(2) 圧気室内の空気量を調整して初期圧力を変えれば，浮体の固有周期を容易に変えることができる．したがって入射波の周期が幅広く変化する場合でも，従来の浮体と異なり，圧気高さを変えることにより浮体の波浪動揺を押える安定性の高い状況を作り出せる．

(3) 領域分割法にもとずいて，圧気室内の空気圧縮性を考慮して誘導された提案式で圧気浮体の波浪動揺特性と波変形の概略値の推算は可能である．

謝　辞： 本研究に際して，有益な助言を賜った大阪大学椹木亨教授，神戸商船大学久保雅義助教授，愛媛大学中村孝幸助教授に謝意を表する次第である．

参 考 文 献

1) 神崎　正・他：圧気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) 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.
3) 岩田好一朗・他：空気室付大型浮体の動揺に関する実験的研究報告書，名大土木・水理研，昭和60年3月.