

# 浮体式上下免振法の開発

——密閉空気室を連結した水槽による上下免振効果——

長谷部 雅伸 大山 巧 野津 剛  
(技術研究所) (技術研究所) (技術研究所)

## Vertical Seismic Isolation Method for Floating Structure

——Seismic-isolation performance of the water tank connected with pneumatic chambers——

by Masanobu Hasebe, Takumi Ohyama and Tsuyoshi Nozu

### Abstract

Although a floating-type structure installed in a water tank is effectively isolated from horizontal vibrations, vertical ones are directly transmitted from the ground. For the isolation from vertical motions, therefore, pneumatic chambers are connected to the tank where the floating structure exists. This new concept has many practical advantages as compared to a conventional idea where the pneumatic chambers are equipped at the bottom of the floating body. The present paper clarifies the basic mechanism of isolation and investigates the effects of several essential factors on the isolation performance via numerical computations and model experiments.

### 概要

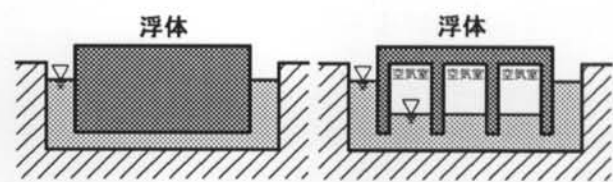
新たな浮体式上下免振法として、浮体を設置する水槽に密閉空気室を連結させた方法を提案する。この方法は、浮体底部に密閉空気室を設置する既存の方法とは基本的な考え方が異なっており、実用上多くの利点を有する。本報では、まずU字管モデルを用いて免振の基本原理を理論的に明らかにし、数値解析と模型振動実験により免振効果を確認するとともに、免振性能に関わる各種のパラメータの影響を調べた。その結果、密閉空気室の容積（空気バネの強さ）および浮体を設置する水槽内と密閉空気室内の水面差（水頭差）が免振性能を決定づける重要なパラメータであることを明らかにした。

### § 1. はじめに

浮体式免振工法とは構造物を水などの液体中に浮かべることにより免振効果を得る方法である。水平方向の短周期振動に対しては理想的な免振効果を発揮することが特長であり、沿岸海域に建造する発電所施設を対象としたパラメータスタディ<sup>1),2)</sup>や、建物への風外力に対する具体的な検討<sup>3)</sup>も行われている。

しかし、図-1左に示すように、浮体を単に浮かべただけでは上下方向振動に対する免振効果は得られない。そこで、上下振動を低減させる手段のひとつとして、浮体底部に設けた密閉空気室を利用した上下免振法(図-1右)が提案されている<sup>4),5)</sup>。この免振工法は、同じく空気室を有する鍛造機用防振装置の実施例<sup>6)</sup>が示すように十分実現可能な構造であり、比較的単純なしくみで、3次元免振性能を実現する手段として注目されている。

ところが、このように浮体底部に空気室を設ける方法については次のような問題点がある。



左：通常型、右：浮体底部に空気室を設けた例  
図-1 従来の浮体式免振工法

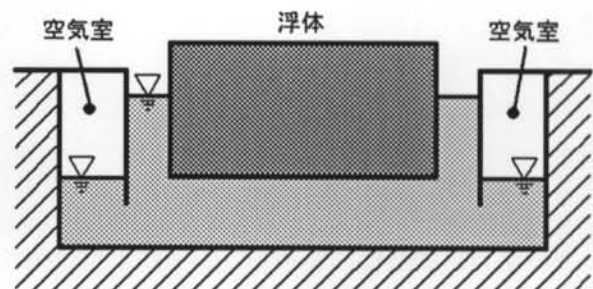


図-2 水槽に空気室を連通させた浮体式免振工法

- 1) 十分な上下免振効果を得るためにはかなり大きな空気室を設置する必要がある。この結果、浮体重心が高くなり、浮体の安定性の低下を招く。
- 2) 空気室の気密性が失われた際には、浮体が大きく傾斜する危険性がある。
- 3) 空気室のメンテナンス作業が繁雑になり、場合によっては浮体を引き上げる必要もある。

本報ではこのような問題点をクリアするために、浮体を設置する水槽と密閉空気室を連通させる形態の、新たな上下免振構造を提案する(図-2)。従来の方法では浮体自体を免振構造にすることが念頭に置かれているのに対して、本方法は浮体設置部分と空気室部分との水面差を利用し、浮体を浮かべる水面自体を免振するという考え方に基づいている。これにより、

- 1) 通常の浮体構造を用いることが可能となるため、動揺に対する浮体の安定性が低下しない。
- 2) 万一、空気室の気密性が失われても、浮体が浮かんでいる水面自体がゆっくりと低下することになるため安全性が高い。
- 3) 保守点検等のメンテナンス作業が行いやすい構造となっている。

など、実用上多くの利点が得られる。

本報では、まず本免振工法の基本原理を理論的に明らかにするために、片側が密閉されたU字管内の液体の振動問題について論じる。次に、境界要素法に基づく断面2次元数値解析モデルおよび模型実験により、本免振工法の基本特性の把握および免振性能に及ぼす各種のパラメータの影響を具体的に検討する。

## § 2. 本免振工法の基本原理

本免振法は、浮体ではなく水面を免振することを念頭においたものである。そこで、まず免振の基本原則を把握するために、浮体がない状態、すなわち図-3に示すような、密閉空気室を片側に有するU字管の振動問題を考える。この図のように、開放側と密閉側とで異なる水面位置(水頭差)を設けると、外力加速度に対し流体が受ける慣性力の不均衡が生じる。例えば、図-3のようなU字管全体に、瞬間的に上向きの外力を与えると、開放側 $S_{F1}$ から密閉側 $S_{F2}$ に向かう方向に、水頭差 $\Delta h$ に比例した慣性力が駆動力として流体に作用することになる。したがって $S_{F1}$ から $S_{F2}$ への流れが生じ、開放側の水面は管全体に与えた外力とは逆に下方へと変動することになる。一方、下向きに外力を加えた場合には、開放側の水面は逆に上向きに変動する。そして、高周波数での周期的な振動外力に対しては、上述の挙動が繰り返されることになり、結果として開

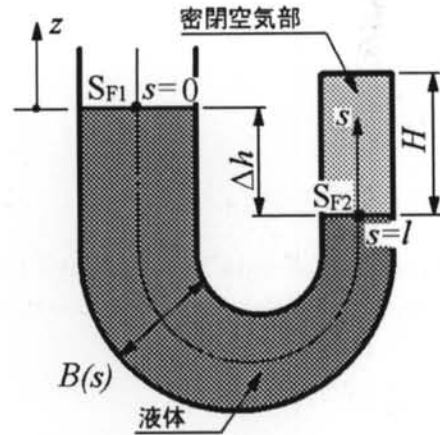


図-3 片側が密閉されたU字管

放側の水面に対する免振効果が得られることになる。なお、密閉部分の空気には、密閉側の水面変動による体積変化に応じた圧力の変動が生じる。すなわち、振動系に対するバネの役割を果たすことになる。

### 2.1 片側が密閉されたU字管の液面振動問題

以下、1)液面および空気圧の変動量が微小、2)管は十分に細く、断面で流速などの物理量は一定、3)流体は非粘性、という仮定に基づいて、管全体を鉛直方向に角振動数 $\omega$ 、加速度 $A_z$ で加振した状態での液面の定常振動を考える。ここでは、 $S_{F1}$ から $S_{F2}$ に向けて管軸に沿った座標系 $s$ ( $S_{F1}$ で $s=0$ 、 $S_{F2}$ で $s=l$ )と、 $S_{F1}$ から鉛直上方に正となる座標系 $z$ ( $S_{F1}$ で $z=0$ 、 $S_{F2}$ で $z=-\Delta h$ )を設ける。なお、いずれの座標系も振動に追従して動くものとする。

管内の流体運動については、以下の圧力方程式と連続式が支配方程式となる。

$$\frac{\partial \Phi(s,t)}{\partial t} + \frac{P(s,t) - p_a}{\rho} + \{g - A_z(t)\}z = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi(s,t)}{\partial s} = \frac{Q(t)}{B(s)} \quad (2)$$

ここに、 $\Phi$ : 速度ポテンシャル、 $P$ : 圧力、 $p_a$ : 大気圧、 $\rho$ : 流体の密度、 $g$ : 重力加速度、 $A_z$ : 加振加速度、 $B(s)$ :  $s$ における管の断面積、 $Q(t)$ :  $s$ 方向の流量である。

$S_{F1}$ での運動学的・力学的境界条件はそれぞれ以下のように表される。

$$\frac{\partial \eta_1(t)}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} \quad (\text{on } S_{F1}) \quad (3)$$

$$P = p_a \quad (\text{on } S_{F1}) \quad (4)$$

ただし、 $\eta_1$  は  $S_{F1}$  での  $z$  方向の水面変動量である。

一方、 $S_{F2}$  では、空気の圧縮性を考慮した境界条件を与える。密閉空気室内部の圧力は、水面変動量  $\eta_2$  により変動する。密閉部分の空気を理想気体とみなすと、圧力変動量  $\Delta P$  は、静止時の空気室内初期圧力  $p_0$  ( $=p_a + \rho g \Delta h$ ) と、空気室容積  $V_0$  によって以下のように表される。

$$\Delta P = -p_0 \frac{\gamma \Delta V}{V_0}, \Delta V = -\int \eta_2 dB = -\eta_2 B_2 \quad (5)$$

ただし、 $B_2$  :  $S_{F2}$  での断面積、 $\gamma$  : 比熱比 (等温変化 :  $\gamma=1.0$ 、断熱変化 :  $\gamma=1.4$ ) である。これより、 $S_{F2}$  上では以下のような境界条件が与えられることとなる。

$$\frac{\partial \eta_2(t)}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \Phi}{\partial s} \quad (6)$$

$$P = p_0 + \Delta P = p_0 + \frac{\gamma p_0 B_2}{V_0} \eta_2 \quad (7)$$

さらに、定常振動を仮定して、各物理量を以下のように複素表現にする。

$$\begin{aligned} \Phi(s,t) &= \phi(s) e^{-i\omega t} \\ \eta_i(t) &= \xi_i e^{-i\omega t}, i=1,2 \\ A_z(t) &= a_z e^{-i\omega t} \\ Q(t) &= q e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (8)$$

ここで  $i=1,2$  は、U字管の両端の水面  $S_{F1}$ 、 $S_{F2}$  に対応する添字である。

式(1)に式(4)、(8)を代入し、二次以上の微少項を無視すると、 $S_{F1}$  の水面変動量  $\xi_1$  についての次式が導かれる。

$$\xi_1 = \frac{i\omega}{g} \phi_1 \quad (9)$$

さらに式(3)に式(8)、(9)を代入すると、以下を得る。

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial s} \right)_1 + \frac{\omega^2}{g} \phi_1 = 0 \quad (10)$$

$S_{F2}$  についても同様に、式(1)と式(6)~(8)より、

$$\frac{1}{\alpha} (\omega^2 \phi_2 + i\omega a_z \Delta h) = \left( \frac{\partial \phi}{\partial s} \right)_2 \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{\gamma p_0 B_2}{\rho V_0} + g \quad (12)$$

ところで、 $S_{F1}$  と  $S_{F2}$  での速度ポテンシャル  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  の関係は式(2)より以下のように表される。

$$\phi_2 = \phi_1 + \int_0^l \frac{\partial \phi}{\partial s} ds = \phi_1 + q \int_0^l \frac{1}{B} ds \quad (13)$$

また、式(2)より管の両端での速度ポテンシャル  $\phi$  と流量  $q$  の関係は、 $S_{F1}$ 、 $S_{F2}$  の断面積  $B_1$ 、 $B_2$  により以下のように表される。

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial s} \right)_1 = \frac{q}{B_1}, \left( \frac{\partial \phi}{\partial s} \right)_2 = \frac{q}{B_2} \quad (14)$$

式(14)を式(10)、(11)に代入することにより、次式が導かれる。

$$\phi_1 = -\frac{g}{B_1 \omega^2} q \quad (15)$$

$$\phi_2 = \frac{\alpha}{B_2 \omega^2} q - \frac{i}{\omega} a_z \Delta h \quad (16)$$

式(15)、(16)を式(13)へ代入、さらに  $S_{F1}$  での境界条件である式(9)と式(10)に基づき展開すると、最終的に  $\xi_1$  に関する次式が導かれる。

$$\xi_1 = -\frac{\Delta h}{B_1 \beta} d_z \quad (17)$$

$$\beta = \frac{g}{\omega^2} \left( \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} \right) + \frac{\gamma p_0}{\rho V_0 \omega^2} - \int_0^l \frac{1}{B} ds \quad (18)$$

ここで、 $d_z$  : 加振振幅 ( $=\omega^2 a_z$ ) である。

また、共振周波数  $f_p$  ( $=\omega_p/2\pi$ ) は、式(17)で  $\xi_1 \rightarrow \infty$ 、すなわち  $\beta=0$  となる条件から次のように求まる。

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left\{ g \left( \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} \right) + \frac{\gamma p_0}{\rho V_0} \right\} / \int_0^l \frac{1}{B} ds} \quad (19)$$

そして、静止している固定座標系での  $S_{F1}$  での水面変動量が  $\xi_1 - d_z$  で表されることから、上下加振に対する  $S_{F1}$  の水面変動量の応答倍率  $M$  は以下ようになる。

$$M = \left| \frac{\Delta h}{B_1 \beta} + 1 \right| \quad (20)$$

特に $\omega \rightarrow \infty$ のときの変位応答倍率  $M_0$ は、

$$M_0 = \left| \frac{\Delta h}{B_1 \int_0^1 (1/B) ds} - 1 \right| \quad (21)$$

となる。この式から、水槽形状と $\Delta h$ がわかれば高周波数帯域での免振特性が予測できることになる。また、式(21)に対して逆解析を行うことも可能であり、例えば高周波数帯域で水面を完全に免振するためには( $M_0=0$ )、 $\Delta h = B_1 \int_0^1 (1/B) ds$ となるように水槽の形状を設定すればよい。

式(19)、(21)の特別なケースとして、断面積が一定( $B(s)=B_0$ )である場合には、以下のようになる。

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{l} \left\{ \frac{(p_a/\rho + g\Delta h)\gamma}{H} + 2g \right\}} \quad (22)$$

$$M_0 = 1 - \frac{\Delta h}{l} \quad (23)$$

ここで、 $H$ ：空気室高さである。これらの式から空気室の高さ $H$ を大きくするほど $f_p$ を低く、 $\Delta h/l$ を大きくするほど $M_0$ を小さくできることがわかる。

### § 3. 境界要素法を用いた数値モデル

前章では、免振の基本原理を把握することに主眼を置いたため、浮体の存在や管断面方向の物理量の変化を無視した簡略化した問題を考えた。ここでは、現実的な状況を再現するため、境界要素法に基づく数値モデルを開発し、浮体の応答特性を評価する。

#### 3.1 基礎方程式と境界条件

図-4のように座標系(ここでは空間に固定)、記号を定義し、速度ポテンシャル $\Phi(x,z,t)$ を回折波ポテンシャル $\phi_0$ と、浮体動揺に伴う発生波ポテンシャル $\phi_j$  ( $J=1\sim 3$ )の和として次のように表す。

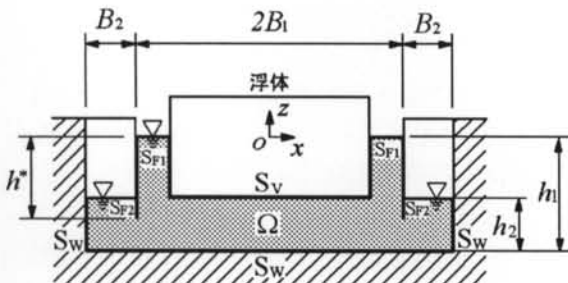


図-4 座標系と記号の定義

$$\Phi(x,z,t) = \phi_0(x,z)e^{-i\omega t} + \sum_{J=1}^3 (-i\omega)\delta_J \phi_J(x,z)e^{-i\omega t} \quad (24)$$

ただし、 $\omega$ は角振動数、 $J=1,2,3$ はそれぞれ浮体の sway、heave、roll 方向の運動に対応し、 $\delta_J$ は浮体の $J$ 方向運動の複素振幅である。 $\phi_J$  ( $J=0\sim 3$ )に関する基礎方程式は、以下のラプラス方程式で表現される連続式である。

$$\frac{\partial^2 \phi_J}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_J}{\partial z^2} = 0 \quad (J=0, \dots, 3) \quad (25)$$

流体領域 $\Omega$ を取り囲む境界で与えられる境界条件は以下のように表される。

・開放された自由表面  $S_{F1}$  での運動学的・力学的条件：

$$\phi_J = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi_J}{\partial n} \quad (J=0, \dots, 3; \text{on } S_{F1}) \quad (26)$$

ただし、 $v = \omega^2/g$ である。

・空気室内の自由表面  $S_{F2}$  での運動学的・力学的条件：

$$\phi_J = \begin{cases} \frac{1}{v} \left( \frac{\partial \phi_J}{\partial n} + c \int_{S_{F2}} \frac{\partial \phi_J}{\partial n} dS + i\omega c d_z B_2 \right) & , (J=0; \text{on } S_{F2}) \\ \frac{1}{v} \left( \frac{\partial \phi_J}{\partial n} + c \int_{S_{F2}} \frac{\partial \phi_J}{\partial n} dS \right) & , (J=1,2,3; \text{on } S_{F2}) \end{cases} \quad (27)$$

ただし、

$$c = p_0 / \rho g V_0 \quad (28)$$

・壁面  $S_W$  での不透過条件：

$$\frac{\partial \phi_J}{\partial n} = \begin{cases} -i\omega d_z n_z & , (J=0; \text{on } S_W) \\ 0 & , (J=1,2,3; \text{on } S_W) \end{cases} \quad (29)$$

・浮体没水面  $S_V$  での不透過条件：

$$\frac{\partial \phi_J}{\partial n} = \begin{cases} 0 & , (J=0; \text{on } S_V) \\ n_J & , (J=1,2,3; \text{on } S_V) \end{cases} \quad (30)$$

ただし、 $n$ は外向き法線方向、 $n_J$  ( $J=1,2,3$ )は、外向き法線ベクトル $n$ の $x$ 成分および $z$ 成分 $n_x$ 、 $n_z$ と、浮体重心の $x$ 座標および $z$ 座標 $X_G$ 、 $Z_G$ を用いて以下のよう定義する。

$$n_1 \equiv n_x, n_2 \equiv n_z, n_3 \equiv n_x(z - Z_G) - n_z(x - X_G) \quad (31)$$

### 3.2 境界積分方程式

$\phi_j$  がラプラス方程式を満足することから、流体領域  $\Omega$  に関してグリーンの公式を適用すると、 $\Omega$  を取り囲む境界  $S$  上の点  $P(x_p, z_p)$  における速度ポテンシャル  $\phi_j(P)$  は以下のように与えられる。

$$\theta(P)\phi_j(P) + \int_S \left( \phi_j \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \phi_j}{\partial n} G \right) dS = 0, \quad (J=0, \dots, 3) \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} G(P, Q) &= \ln(1/r) \\ r &= \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (z_p - z_q)^2} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

ただし、 $Q(x_q, z_q)$  は  $S$  上の点、 $\theta(P)$  は点  $P$  の両側の境界線のなす内角である。式(32)に各境界面での境界条件である式(26)～式(30)を代入すると、以下の境界積分方程式を得る。

$$\begin{aligned} \theta(P)\phi_j(P) + \int_{S_{n_1+S_{n_2}}} \left( \frac{1}{v} \frac{\partial G}{\partial n} - G \right) \frac{\partial \phi_j}{\partial n} dS \\ + \frac{c}{v} \int_{S_{r_2}} \frac{\partial G}{\partial n} dS \int_{S_{r_2}} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} dS + \int_{S_w+S_v} \frac{\partial G}{\partial n} \phi_j dS \\ = \begin{cases} -(i\alpha c d_z B_z / v) \int_{S_{r_2}} \frac{\partial G}{\partial n} dS - i\alpha d_z n_z \int_{S_w} G dS & (J=0) \\ n_j \int_{S_v} G dS & (J=1, 2, 3) \end{cases} \end{aligned} \quad (34)$$

一定要素を用いて式(34)を空間的に離散化し、点  $P$  として境界上の節点を選べば、境界  $S_w$  と  $S_v$  上では  $\phi_j$  を、境界  $S_{F_1}$  と  $S_{F_2}$  上では  $\partial \phi_j / \partial n$  を未知数とする  $N$  本 ( $N$  は総節点数) の連立方程式が導かれる。これを解くことにより、境界上の全ての節点上で  $\phi_j$  もしくは  $\partial \phi_j / \partial n$  を数値的に求めることができる。

### 3.3 流体力と浮体の運動方程式

浮体に作用する  $J$  方向 ( $J=1, 2, 3$ ) の波強制力  $F_J$ 、および  $K$  方向運動による  $J$  方向 ( $K, J=1, 2, 3$ ) の付加質量係数  $M_{JK}$  および造波減衰係数  $N_{JK}$  は、 $S_v$  上の  $\phi_j$  によって以下のように求められる。

$$F_J = i\omega\rho \int_{S_v} \phi_j n_j dS \quad (35)$$

$$M_{JK} = \rho \operatorname{Re} \left[ \int_{S_v} \phi_k n_j dS \right] \quad (36)$$

$$N_{JK} = \omega\rho \operatorname{Im} \left[ \int_{S_v} \phi_k n_j dS \right] \quad (37)$$

これらの流体力係数を含む以下の浮体の運動方程式を解くことにより、浮体の動揺量  $\delta_j$  が計算できる。

$$[-\omega^2 \{m + M\} - i\omega N + k + C] \cdot \Delta = F \quad (38)$$

ただし、 $m$  : 質量マトリクス、 $M$  : 付加質量マトリクス、 $N$  : 造波減衰係数マトリクス、 $k$  : 係留バネマトリクス、 $C$  : 静水圧による復元力マトリクス、 $\Delta$  : 浮体の変位ベクトル ( $\Delta^T = \{\delta_1, \delta_2, \delta_3\}$ )、 $F$  : 波強制力ベクトルである。

## § 4. 模型実験による検証

### 4.1 実験概要

本免振工法の基本特性の把握と、数値モデルの検証のため、模型振動実験を行った。実験に用いた水槽と浮体は図-5に示すような寸法・形状で、いずれも板厚 10mm の透明アクリル板で作製した。浮体は上面が開いた箱形で、内部に喫水調整用のおもりを置いた。この模型全体を小型振動台に乗せ、1.0Hz～13.0Hz の周波数帯域で鉛直方向に振幅 6mm 程度の正弦波振動を与えた。加振を開始し浮体の上下振動が十分に定常的になった状態で、浮体の上下方向の変位応答倍率  $M_F$  ( $M_F = |\delta_2|/d_z$ ) と、空気室内部の空気圧の変動  $\Delta P$  を測定した。 $M_F$  は浮体内部の底面と振動台の上下変位をそれぞれレーザー変位計により計測することで求められ、 $\Delta P$  は空気室内部に設置した圧力計を用いて計測した。

実験は浮体設置部分の水位を変化させて2ケース行った。図-5は Case1 の状況であり浮体設置部分の水深  $h_1=0.40\text{m}$ 、空気室内部の水深  $h_2=0.12\text{m}$ 、水頭差  $\Delta h=0.28\text{m}$ 、浮体喫水  $D=0.30\text{m}$ 、と設定した。これに対し Case2 では、 $h_2=0.12\text{m}$  はそのまま、 $h_1=0.20\text{m}$  となるよう水位を調整した。したがって、 $\Delta h=0.08\text{m}$ 、 $D=0.10\text{m}$  である。表-1に各ケースの主要パラメータを示す。(各パラメータを示す記号については、図-4参照)

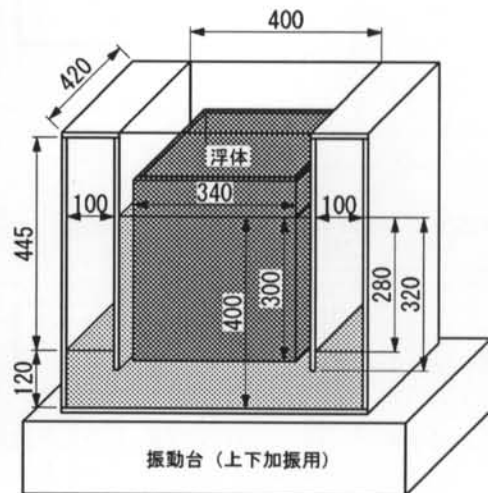


図-5 振動実験に用いた模型



項目	水槽			浮体	空気室	
	$2B_1$ [m]	$h_1$ [m]	$\Delta h$ [m]	$D$ [m]	$B_2$ [m]	$H$ [m]
Case1	0.40	0.40	0.28	0.30	0.10	0.445
Case2	0.40	0.20	0.08	0.10		

表-1 実験ケース

#### 4.2 上下加振に対する浮体の動揺特性

図-6に Case1 における、浮体の変位応答倍率  $M_F$  の周波数特性を示す。同図には空気室内部の空気の伸縮に対し等温変化を仮定した  $\gamma=1.0$ 、および断熱変化を仮定した  $\gamma=1.4$  の計算結果を示しているが、実験結果は両者の間を通るような線を描いている。実験では加振周波数 4.4Hz で  $M_F$  がピークとなり、6.0Hz 付近ではほぼ  $M_F=0$  となる極小値、そして高周波数帯域では  $M_F=0.6$  程度に漸近する傾向がみられた。これに対し計算値は、ピーク周波数  $f_p$  については  $\gamma$  の値による若干のずれが見られるものの、高周波数帯域でおよそ  $M_F=0.6$  程度になっており、実験で得られた傾向を良好に捉えている。

一方、Case2 については Case1 よりも  $\Delta h$  が小さく、第2章で考察した U 字管の原理に基づくと、 $f_p$  が高く  $M_0$  が大きくなるはずである。実際図-7に示すように、計算値と実験値の両方で  $f_p$  が約 5.0Hz、高周波数帯域での  $M_F$  が約 0.8 程度という結果が得られた。

#### 4.3 密閉空気室内部の圧力変動

図-8、9に Case1、Case2 における、加振振幅あたりの空気室内部圧の変動量  $|\Delta P|/d_z$  [hPa/m] を示す。両実験ケースとも、浮体の上下動特性で見られた応答ピーク

クに対応した周波数で極大となり、高周波数帯域である値に収束する。また、実験結果は本数値モデルにより良好に再現されている。

なお、観測された圧力変動の最大値としては、Case1 で  $d_z=1\text{mm}$ 、4.6Hz の加振に対し  $|\Delta P|=30\text{hPa}$  程度 (およそ 0.03 気圧)、Case2 で  $d_z=3\text{mm}$ 、5.5Hz の加振に対し  $|\Delta P|=27\text{hPa}$  程度 (およそ 0.026 気圧) であった。模型実験では  $f_p$  周辺で浮体の動揺が機器の測定レンジを越えるほど大きくなる可能性があったため、加振振幅  $d_z$  を敢えて小さく変更した。ただし、実際のスケールとして数メートルオーダーの水槽を考慮しても、圧力の最大値は空気室が破損しうるほど大きな値には至っていない。

### § 5. 各種パラメータによる免振特性の変化

高い免振性能を得るためには、 $f_p$  をより低周波数に設定するとともに、 $M_{F0}$  ( $f \rightarrow \infty$  としたときの  $M_F$ ) を小さくすればよい。式(19)、式(21)に示されるように、前者については空気バネを弱くすること、後者については浮体設置部分と空気室内の水頭差  $\Delta h$  を大きくすることが有効であることがわかる。本章では空気室容積  $V_0$  や水頭差  $\Delta h$  など、 $f_p$  や  $M_{F0}$  に直接影響を及ぼすと考えられるパラメータに関する具体的な考察と、より  $f_p$  を低くするための方法として容積の変化する空気室を用いた場合の効果を検討する。

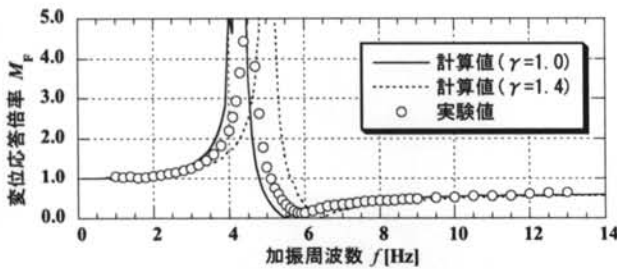


図-6 浮体上下運動の周波数応答特性(Case1)

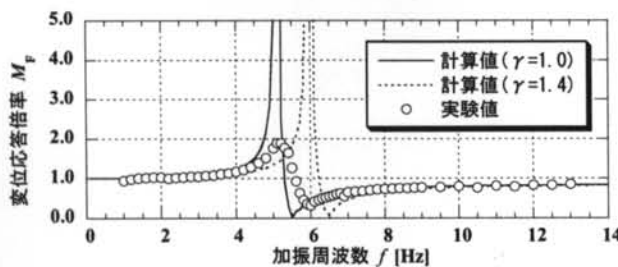


図-7 浮体上下運動の周波数応答特性(Case2)

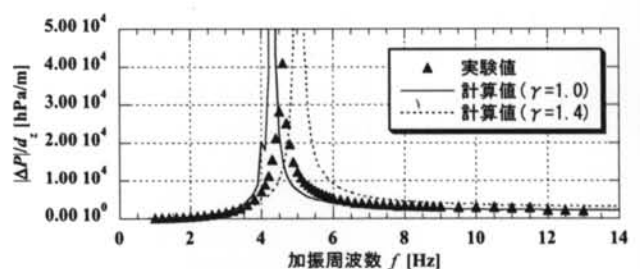


図-8 圧力変動量  $\Delta P$  の周波数特性 (Case1)

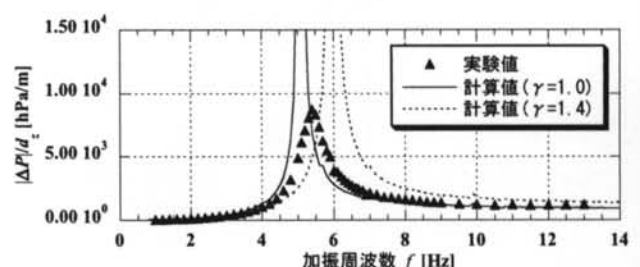


図-9 圧力変動量  $\Delta P$  の周波数特性 (Case2)

### 5.1 空気室容積 $V_0$

図-10は、空気室高さ  $H$  による  $f_p$  の変化 (計算値) を示したものである。ただし、他の無次元パラメータは、 $B_1: B_2: h_1=2:1:4$ 、 $h^*/h_1=0.8$  (各パラメータを示す記号については図-4参照) で一定としており、 $h_1=0.4\text{m}$ 、 $2.0\text{m}$ 、 $10\text{m}$ 、 $50\text{m}$  のスケールに対する結果をプロットしている。いずれのケースも  $H$  を大きくするにつれて空気バネが弱くなるため  $f_p$  が低くなるが、その値はスケールによりかなり異なることがわかる。

### 5.2 水頭差 $\Delta h$ の変化に対する影響

図-11は、 $B_1: B_2: h_1=2:1:4$  の水槽に対して、 $\Delta h/h_1$  に対する  $M_{F0}$  の変化 (計算値) を示したものである。U字管の原理に基づく予想通り、 $\Delta h/h_1$  を大きくするほど  $M_{F0}$  が小さくなることがわかる。また、同じ  $\Delta h$  に対しては  $h^*$  が小さいほど  $M_{F0}$  が小さくなっているが、これはU字管の原理における  $\Delta h/l$  を大きくすることに相当するためである。図-12には、 $B_1: B_2: h_1=1:1:4$  とした場合の結果を示す。定性的な傾向は、 $B_1: B_2: h_1=2:1:4$  の場合と変わらないが、2.1節で述べたように、管路の断面積  $B(s)$  を変化させることによって、 $M_{F0}$  を小さくすることが可能であることがわかる。

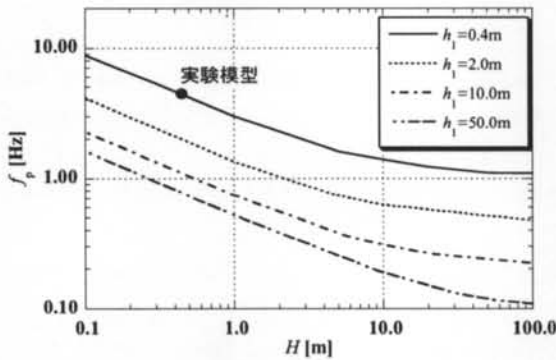


図-10  $H$  に対する  $f_p$  の変化

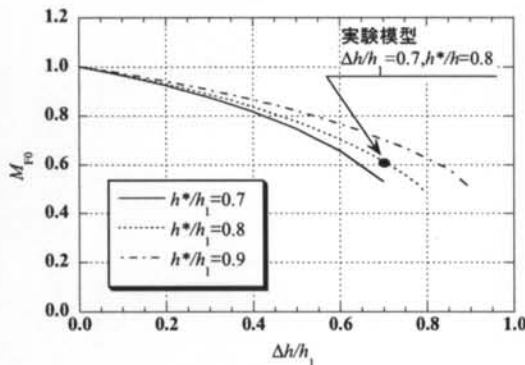


図-11  $\Delta h$  に対する  $M_{F0}$  の変化 ( $B_1: B_2: h_1=2:1:4$ )

### 5.3 体積が変化する空気室

5.1節に示したように、剛な空気室で弱い空気バネを達成するためにはかなり大きな空気室を設定する必要があるが、例えば空気室を蛇腹構造のように圧力により体積が変化する構造にしておけば、小さい空気室でも弱いバネを実現できると考えられる。以下、図-13に示すような蛇腹構造の空気室に対し蛇腹全体がバネ定数  $k$  のバネであって、体積変化が縦方向のみと仮定した場合を考える。空気室内の水面変動  $\eta_2$  に対する圧力変動  $\Delta P$  は、 $k$  により以下のように表すことができる。

$$\Delta P = \frac{\gamma_0 B_2 k}{V_0 k + \gamma_0 B_2^2} \eta_2 \quad (39)$$

さらに  $f_p$  は以下のようにになる。

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left\{ g \left( \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} \right) + \frac{1}{\rho V_0 k + \gamma_0 B_2^2} \right\} / \int_0^1 \frac{1}{B} ds} \quad (40)$$

式(40)は  $k \rightarrow \infty$  のとき、式(19)と等しくなる。また  $k=0$  としたときには、

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g \left( \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} \right) / \int_0^1 \frac{1}{B} ds} \quad (41)$$

となる。水槽自体の構造を変えない限り  $f_p$  をこれよりも低くすることはできない。具体的な例として図-14に実験 Case1 で用いた空気室を上述の蛇腹構造で置き換えた場合の、バネ定数  $k$  に対する  $f_p$  の変化を示す。この場合、 $10^2 \text{N/m} < k < 10^6 \text{N/m}$  の範囲で  $f_p$  が変化しており、 $k$  を  $10^2 \text{N/m}$  程度に設定した柔軟な空気室を用いれば、 $f_p$  を  $1.0\text{Hz}$  まで低くすることが可能になる。

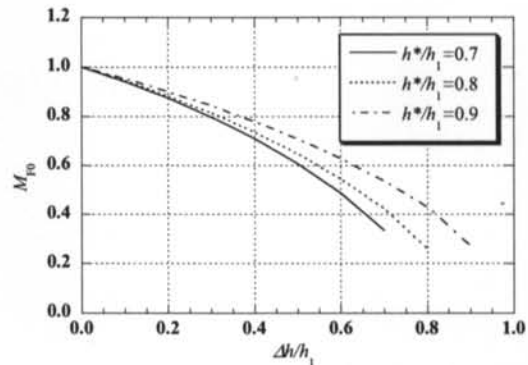


図-12  $\Delta h$  に対する  $M_{F0}$  の変化 ( $B_1: B_2: h_1=1:1:4$ )

## § 6. おわりに

浮体を浮かべる水槽に密閉空気室を連通させた新たな浮体式上下免振法を提案し、免振の基本原理を理論的に明らかにするとともに、その性能を模型実験と数値解析により具体的に調べた。数値モデルを用いて具体的なパラメータスタディを行った結果、空気室容積を大きくするほどピーク周波数  $f_p$  を低く設定できること、水頭差  $\Delta h$  を大きくするほど高周波数帯域での免振性能が向上すること、体積が柔軟に変化する空気室を用いることで、小さい空気室でも  $f_p$  を低く設定できる可能性があることなどを明らかにした。なお、本論では基本的な形式のみを対象に検討を行ったが、今後はU字管の原理から導かれる免振理論の逆解析を進展させ、より高い免振性能が発揮できる形式を検討する予定である。

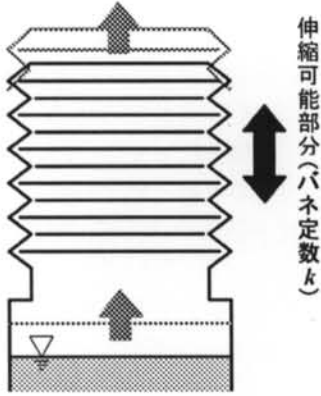


図-13 体積が変化する空気室（蛇腹構造の例）

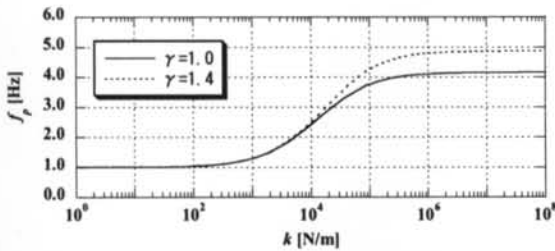


図-14 蛇腹のバネ定数  $k$  に対する  $f_p$  の変化

### <参考文献>

- 1) 萩原豊, 増子芳夫, 松浦真一, 中村秀治, 塩尻弘雄: “浮揚式原子力発電所浮体建造物の地震応答特性(その1)”, 電力中央研究所報告, No.385028, 1986
- 2) 塩尻弘雄: “浮揚式原子力発電所浮体建屋の地震応答解析—解析手法の開発と実験による検証—”, 電力中央研究所報告, No.U88050, 1988
- 3) 大山巧, 野津剛, 日比一喜, 谷垣信吉: “浮体式免震工法に関する研究—水平免震性能と風外力に対する安定性—”, 日本建築学会学術講演会梗概集, 1999
- 4) 萩原豊, 栗原千鶴子, 増子芳夫, 桜井彰雄, 佐々木俊二: “浮揚式原子力発電所浮体建造物の地震応答特性(その2)—底部に空気室を有する浮体の上下免震特性—”, 電力中央研究所報告, No.U87011, 1987
- 5) 谷垣信吉, 松浦正己, 日比一喜, 大山巧: “浮体式免震工法に関する研究—空気室による上下免震性能—”, 日本建築学会学術講演会梗概集, 1999
- 6) 新環境管理設備事典編集委員会編: “騒音・振動防止機器”, 株式会社産業調査会 事典出版センター, pp.254., 1995