

# 空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

## WAVE REFLECTION AND TRANSMISSION BY AN OPEN-BOTTOM AIRTIGHT CHAMBER FOR AN ACTIVE WAVE CONTROL SYSTEM

清川 哲志\*・大山 巧\*\*

By Tetsushi KIYOKAWA and Takumi OHYAMA

Wave reflection and transmission by an open-bottom airtight chamber for an active wave control system are investigated with consideration of compressibility of the air in the chamber. The hydrodynamic interaction of incident and scattering waves with the internal air of the chamber is formulated by employing linear potential theory and the equation of ideal gas state. Numerical results are presented to show the effects of internal air pressure upon the characteristics of wave reflection and transmission in various structural configurations. Model tests have been carried out in a two-dimensional wave flume. The experimental results are in good agreement with the numerical predictions. This paper also discusses an active wave control system to attain an optimum running condition by controlling the internal air pressure.

*Keywords*: reflection, transmission, breakwater, active control

### 1. はじめに

著者らは、以前より空気タービン式波力発電に関する基礎研究の1つとして、密閉中空円筒に対する波-構造物-内部空気の相互作用に関する理論を導き、空気室内の空気の圧縮膨張が波の回折・散乱、および内部水面変動に及ぼす影響を検討した<sup>1)-3)</sup>。そして、内部空気室の大きさ、空気室内の平均圧力などによって構造物周辺の波動場の特性が大きく影響されるという結果を得た。

これは波力発電を念頭に置いた研究であったが、密閉空気室内の圧力変化によって構造物周辺の波動場が大きく影響されるという事実から、これを積極的に利用した波浪制御構造物ができるのではないかということに思い至った。

この着想を現実の海岸構造物に生かすには、複数の鉛直板と密閉空気室を有するカーテンウォール式の透過性防波堤が最もふさわしいと考えられる。そこで、カーテンウォール式防波堤に関する研究を振り返ってみると、古くは無限水深の水面上に固定された1枚の鉛直板によ

る波の反射・透過に関する厳密な理論を導いた Dean [1945]<sup>4)</sup> および Ursell [1947]<sup>5)</sup> などの研究が挙げられる。また、より実際の観点から、有限水深域を対象とした実験的研究が森平ら [1964]<sup>6)</sup> によって行われている。これらは、いずれも1枚の板による波の制御の可能性を検討したものであるが、森平らにより、水深波長比が0.2以下の浅海領域では、防波効果はほとんどなく、適用範囲がかなり限られることが報告されている。

一方、Evans & Morris [1972]<sup>7)</sup> および Newman [1974]<sup>8)</sup> は鉛直板を2枚とし、無限水深の水面上に固定された2枚の平行鉛直板による波の反射・透過特性、および板に挟まれた内部流体の応答特性を理論的に求めている。この結果、鉛直板を2枚とすることによって、1枚のときにはみられなかった完全反射と完全透過する周波数が現われ、これは内部水面の共振と関係があることが明らかとなった。このような特性を有するという事は、波の制御という観点からみると、一般的には有利といえる。なぜなら、現地波浪の代表周波数がこの完全反射と完全透過の周波数の中間にくるように構造物諸元を決めれば、原理的には任意の反射率・透過率が実現できるからである。しかしながら、Newmanの計算結果では、両者の周波数がごく接近しているの、実用上の観点からは問題があることが指摘されている。ただし、Newman

\* 正会員 工博 清水建設(株)大崎研究室応用工学グループ  
(〒100 千代田区内幸町2-2-2 富国生命ビル)

\*\* 正会員 清水建設(株)技術研究所海洋グループ  
(〒135 江東区越中島3-4-17)

の計算は、内部水面変動を一様と仮定していること、無限水深としていることなどから、この結果をもってただちに否定的な結論を出すことはできない。実際、最近中村 [1984]<sup>9)</sup>によって行われた有限水深の場合の模型実験およびわき出し（特異点）分布法による数値解析の結果によれば、鉛直板を2枚とすることによって、1枚の場合に比較して消波可能な（透過率が一定以下の）範囲が長周期側でいくぶん拡大することが確認されている。しかし、それでも実用的にはまだ不十分である。また、いづれにしても水深波長比などの影響を強く受けるので、ある水深および波の周期に対して最適な特性を有するように設計しても、実際の海域では潮位変動によって水深が変化し、波の周期も季節変化するため、設計上の最適特性を満足する時間的割合は相対的に少ないと考えられる。このように、単に鉛直板を2枚とすることは、長周期の波に対する防波効果、および潮位変動、波周期の季節変化による特性の変化になお問題があることがわかる。

そこで先の着想が生きてくる余地がある。すなわち、2枚の鉛直板の間に密閉空気室を設け、この空気圧の効果によって長周期側の透過率を下げ、さらに内部空気圧の調節により、潮位変化、来襲波の季節変化などによる反射・透過特性の変化を抑えることができるのではないかと等の可能性が考えられる。

本研究は、以上述べたことから、密閉空気室を有するカーテンウォール式透過性防波堤を対象に、空気室内の空気圧の変化が波の反射・透過特性に及ぼす影響を明らかにし、これに基づいて実際に空気圧の調節によって波の制御が可能かどうかを検討することを目的に行ったものである。そこで本論文では、まず、密閉空気室を有するカーテンウォール防波堤による波の反射・透過の問題を、微小振幅波の仮定のもとに、速度ポテンシャルに関する境界値問題として定式化する。そして、この解法を示すとともに、系統的な計算に基づいて反射・透過特性に及ぼす空気室内の空気圧の影響を明らかにする。次に、理論計算結果の妥当性を模型実験の結果と比較して検証する。そして、最後に実際規模の構造物を想定し、密閉式とすることによって実際に長周期側の透過率を下げるができるかどうか、また、内部空気圧の変化によって、反射・透過特性をどの程度制御することが可能かを数値計算結果に基づいて検討する。

ところで、空気圧を利用した波浪制御という観点からみると、空気潜袋群による波の遮断に関する井島ら [1982, 1984]<sup>10), 11)</sup>の一連の研究を挙げることができる。しかし、アイデアが斬新であるがゆえに、実現化には種々の課題が残されているように思われる。また、能動的な制御に利用できる可能性はあるものの、具体的には検討

されていない。また、谷本ら [1978, 1980]<sup>12), 13)</sup>は、Bagnold—光易のモデルを用いて、棧橋床版、あるいは消波堤の遊水室上部に閉じ込められた空気層の圧縮による揚圧力の算定法を導いている。これは、波の運動と空気圧縮の問題を理論的に取り扱ったという点で本論文と類似している。しかし、対象とする現象の時間スケールが、谷本らの場合瞬間的であるのに対し、本研究では波の周期に対応しているため、空気の状態変化をはじめとするモデル化、および理論的取り扱い方が異なっている。

## 2. 基礎方程式と境界条件

一定水深  $h$  の海域に、図—1 のような2枚の平行鉛直板（カーテンウォール）と天板からなる密閉空気室を有する透過性防波堤があるものとし、これを以下では、空気密閉式カーテンウォール防波堤とよぶ。そして本論文では、これに直角に  $x$  の正の方向から角振動数  $\omega$ 、振幅  $\eta_0$  の微小振幅波が入射する場合を考え、構造物による波の反射・透過の問題を二次元線形問題として取り扱う。また、流体を非圧縮・非粘性流体、流体運動を非回転運動と仮定し、問題を速度ポテンシャルに関する境界値問題として定式化する。この解法には領域分割によるポテンシャル接続法<sup>14)</sup>が有効であるので、これを用いることにし、壁厚の影響についても考慮できるように、流体領域を図—1 に示した  $\Omega_1 \sim \Omega_5$  に分割する。そして、各領域の速度ポテンシャルを次のように定義する。

$$\Phi_m(x, z, t) = \frac{g\eta_0}{\omega} \phi_m(x, z)e^{i\omega t} \quad (m=1\sim 5) \dots\dots (1)$$

ここに、 $g$  は重力加速度である。

$\phi_m$  ( $m=1\sim 5$ ) に関する基礎方程式と各領域の接続面での条件を除く境界条件は、以下のように表わされる。

$$\Delta^2 \phi_m = 0 \quad (\text{in } \Omega_m, m=1\sim 5) \dots\dots (2)$$

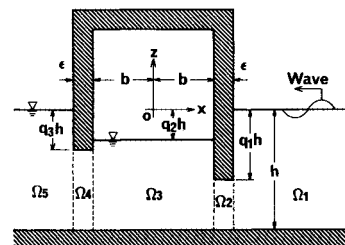
$$\partial \phi_m / \partial z = 0 \quad (\text{at } z = -h, m=1\sim 5) \dots\dots (3)$$

$$\partial \phi_m / \partial z - \nu \phi_m = 0, \nu \equiv \omega^2 / g \quad (\text{at } z = 0, m=1, 5) \dots\dots (4)$$

$$\partial \phi_2 / \partial z = 0 \quad (\text{at } z = -q_1 h) \dots\dots (5)$$

$$\partial \phi_4 / \partial z = 0 \quad (\text{at } z = -q_3 h) \dots\dots (6)$$

$$\begin{cases} \partial \phi_3 / \partial z - \nu \phi_3 + c = 0 \\ c \equiv \frac{\gamma P_0}{\rho g V_0} \int_{-b}^b \frac{\partial \phi_2}{\partial z} dx \end{cases} \quad (\text{at } z = -q_2 h) \dots\dots (7)$$



図—1 座標系と記号の定義

ここで、式(2)は基礎方程式であるラプラス方程式、式(3)は海底面での不透過条件、式(4)は $\Omega_1$ および $\Omega_5$ での自由表面条件、式(5),(6)はカーテンウォール下部での不透過条件を表わす。また、式(7)は密閉領域における自由表面条件で、 $P_0, V_0$ はそれぞれ静水時の空気の圧力および空気室の単位奥行き当たりの体積である。 $\gamma$ は空気の状態変化に対応した定数で、等温変化の場合1.0、断熱変化の場合比熱比(通常1.4)をとるものとする。また、 $\rho$ は流体密度である。このほかに $\phi_1$ は $x \rightarrow +\infty$ で入射波と反射波のみ、 $\phi_5$ は $x \rightarrow -\infty$ で透過波のみになるという放射条件を満たす必要がある。

これらの中で特徴的なのは、式(7)の密閉領域における自由表面条件で、空気の圧縮性を考慮し、密閉された空気と自由水面の変動を連成させて、著者らが導いたものである<sup>21,31</sup>。以下にその考え方を簡単に説明する。

内部に密閉した空気を理想気体とみなすと、水面変動により空気室の体積が変化したときの空気の圧力 $P$ は次のように表わされる。

$$P = P_0 \left( \frac{V_0}{V_0 - v} \right)^\gamma, \quad v = \int_b^0 \eta dx \quad (8)$$

ただし、 $\eta$ は鉛直上向きを正としたときの平均水面からの水面変動量、 $v$ は水面変動に伴う空気の単位奥行き当たりの体積減少である。

式(8)を $v=0$ のまわりでテイラー展開し、 $v$ が $V_0$ に比較して十分小さいという仮定のもとに高次の項を無視すると、 $P$ は次のように表わされる。

$$P = P_0 \left( 1 + \frac{\gamma}{V_0} \int_b^0 \eta dx \right) \quad (9)$$

さらに、式(9)を圧力方程式に代入し、これと運動学的条件を連立することによって $\eta$ を消去し、線形理論ということで2次の微小項を無視すると、最終的に式(7)が得られる。

なお、式(7)の $c$ は空気の状態変化に対応した付加圧力項であるが、 $V_0$ を無限大にすると0になり、通常の大気圧下における自由表面条件と一致する。

一方、各領域の接続面では、通水部分でエネルギーと運動量の連続条件、カーテンウォール内外の水と接している部分で不透過条件を満足する必要がある。これらは以下のように表わされる。

領域 $\Omega_1$ と $\Omega_2$ の接続面：

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq 0, x = b + \epsilon) \\ \partial \phi_2 / \partial x & (-h \leq z \leq -q_1 h, x = b + \epsilon) \end{cases} \quad (10)$$

$$\phi_1 = \phi_2 \quad (-h \leq z \leq -q_1 h, x = b + \epsilon) \quad (11)$$

領域 $\Omega_2$ と $\Omega_3$ の接続面：

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h, x = b) \\ \partial \phi_3 / \partial x & (-h \leq z \leq -q_1 h, x = b) \end{cases} \quad (12)$$

$$\phi_2 = \phi_3 \quad (-h \leq z \leq -q_1 h, x = b) \quad (13)$$

領域 $\Omega_3$ と $\Omega_4$ の接続面：

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial x} = \begin{cases} 0 & (-q_3 h \leq z \leq -q_2 h, x = -b) \\ \partial \phi_4 / \partial x & (-h \leq z \leq -q_3 h, x = -b) \end{cases} \quad (14)$$

$$\phi_3 = \phi_4 \quad (-h \leq z \leq -q_3 h, x = -b) \quad (15)$$

領域 $\Omega_4$ と $\Omega_5$ の接続面：

$$\frac{\partial \phi_4}{\partial x} = \begin{cases} 0 & (-q_3 h \leq z \leq 0, x = -b - \epsilon) \\ \partial \phi_5 / \partial x & (-h \leq z \leq -q_3 h, x = -b - \epsilon) \end{cases} \quad (16)$$

$$\phi_4 = \phi_5 \quad (-h \leq z \leq -q_3 h, x = -b - \epsilon) \quad (17)$$

### 3. 各領域における一般解とポテンシャル接続法による未定係数の決定

式(2)~(6)および放射条件を満足する $\phi_1, \phi_2, \phi_4, \phi_5$ に関する一般解は、通常行われるように固有関数展開理論を用いて簡単に導くことができる。一方、 $\phi_3$ に関しては、式(7)に示されるように自由表面条件に付加圧力項 $c$ が存在するため非同次境界条件となっており、直接一般解を得ることはできない。そこでまず、この定数項を打ち消すべく次のように変数の変換を行う。

$$\phi_3(x, z) = \tilde{\phi}_3(x, z) + c/\nu \quad (18)$$

こうすると、式(18)を式(2),(3),(7)に代入したとき、 $\tilde{\phi}_3$ に関して見掛け上大気圧下とまったく同様の基礎方程式、境界条件が得られる。したがって、 $\tilde{\phi}_3$ に関する一般解も、 $\phi_1, \phi_2, \phi_4, \phi_5$ と同様に簡単に導くことができる。これから $\phi_3$ に関する一般解を導くには、 $\partial \tilde{\phi}_3 / \partial z = \partial \phi_3 / \partial z$ であるから、式(7)の第2式より $c$ をこの一般解を用いて表わし、さらにこれを式(18)に代入すればよい。

以上より、各領域における速度ポテンシャル $\phi_m$  ( $m=1-5$ )の一般解は、結局以下のように表わされる。

$$\phi_1(x, z) = \left\{ e^{i k_0(x-b-\epsilon)} + A_0 e^{-i k_0(x-b-\epsilon)} \right\} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} e^{-k_n(x-b-\epsilon)} \quad (\text{in } \Omega_1) \quad (19)$$

$$\phi_2(x, z) = C_0 + B_0(x-b) + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_n \sinh \frac{n\pi}{q_1 h} (x-b) + C_n \cosh \frac{n\pi}{q_1 h} (x-b) \right\} \cos \frac{n\pi}{q_1 h} (z+q_1 h) \quad (\text{in } \Omega_2) \quad (20)$$

$$\phi_3(x, z) = (D_0 e^{i \lambda_0 x} + E_0 e^{-i \lambda_0 x}) \frac{\cosh \lambda_0(h+z)}{\cosh \lambda_0 h}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2\gamma P_0 b}{\rho g V_0} (D_0 + E_0) \frac{\cosh \lambda_0 \bar{q}_2 h \sin \lambda_0 b}{\lambda_0 b \cosh \lambda_0 h} \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (D_n \sinh \lambda_n x + E_n \cosh \lambda_n x) \right. \\
 & \cdot \frac{\cos \lambda_n (h+z)}{\cos \lambda_n h} + \frac{2\gamma P_0 b}{\rho g V_0} \\
 & \cdot E_n \frac{\cos \lambda_n \bar{q}_2 h \sinh \lambda_n b}{\lambda_n b \cos \lambda_n h} \left. \right] \quad (\text{in } \Omega_3) \\
 & \dots\dots\dots(21)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_4(x, z) = & G_0 + F_0(x+b) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ F_n \sinh \frac{n\pi}{\bar{q}_3 h} (x+b) \right. \\
 & \left. + G_n \cosh \frac{n\pi}{\bar{q}_3 h} (x+b) \right] \cos \frac{n\pi}{\bar{q}_3 h} (z+q_3 h) \\
 & (\text{in } \Omega_4) \dots\dots\dots(22)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_5(x, z) = & H_0 \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} e^{i k_0(x+b+\epsilon)} \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} H_n \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} e^{k_n(x+b+\epsilon)} \quad (\text{in } \Omega_5) \\
 & \dots\dots\dots(23)
 \end{aligned}$$

ただし、 $A_n, B_n, C_n, D_n, E_n, F_n, G_n, H_n$  ( $n=0, 1, \dots$ ) は複素未定係数、 $\bar{q}_m = 1 - q_m$  ( $m=1, 2, 3$ ) である。また、 $k_0, k_n$  ( $n=1, 2, \dots, k_1 < k_2 < \dots$ ) は  $\Omega_1, \Omega_2$  における波数および固有値、 $\lambda_0, \lambda_n$  ( $n=1, 2, \dots, \lambda_1 < \lambda_2 < \dots$ ) は  $\Omega_3$  における波数および固有値で、これらは以下に示す固有方程式の実正根として求められる。

$$\begin{cases} k_0 \tanh k_0 h = -k_n \tan k_n h = \nu & \dots\dots\dots(24) \\ \lambda_0 \tanh \lambda_0 \bar{q}_2 h = -\lambda_n \tan \lambda_n \bar{q}_2 h = \nu \end{cases}$$

なお、式(19)の右辺第1項は入射波、第2項は反射波、式(23)の右辺第1項は透過波を表す。各領域における速度ポテンシャルを式(1)のように置いているから、 $|A_0|, |H_0|$  は、それぞれ反射率  $K_r$ 、透過率  $K_t$  を表す。

式(19)~(23)で表わされた一般解は、各領域の接続面での条件を除いたすべての境界条件と基礎方程式を満足している。したがって、これらの一般解中の未定係数を式(10)~(17)に示される各接続面での境界条件を満足するように決定すれば、基礎方程式およびすべての境界条件を満足する解が各領域ごとに求められる。

未定係数の決定には、井島によって開発されたポテンシャル接続法<sup>14)</sup>が有効であり、ここでもこれに従う。また、この際に通常行われるように、固有関数の直交性を利用して定式化する。次にこの概要を示す。

式(10)に式(19)、(20)を代入し、両辺に  $\cosh k_0(h+z)/\cosh k_0 h$  および  $\cos k_l(h+z)/\cos k_l h$  ( $l=1, 2, \dots$ ) を乗じて  $-h$  から  $0$  まで  $z$  に関して積分し、整理すると次のようになる。

$$A_0 = 1 - \frac{2k_0}{i[h(k_0^2 - \nu^2) + \nu]} \left\{ B_0 F_1(k_0, 0, q_1) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{\bar{q}_1 h} \right.$$

$$\left. \times \left( B_n \cosh \frac{n\pi \epsilon}{\bar{q}_1 h} + C_n \sinh \frac{n\pi \epsilon}{\bar{q}_1 h} \right) F_1(k_0, n, q_1) \right\} \dots\dots\dots(25)$$

$$\begin{aligned}
 A_l = & -\frac{2k_l}{h(k_l^2 + \nu^2) - \nu} \left\{ B_0 F_2(k_l, 0, q_1) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{\bar{q}_1 h} \right. \\
 & \cdot \left. \left( B_n \cosh \frac{n\pi \epsilon}{\bar{q}_1 h} + C_n \sinh \frac{n\pi \epsilon}{\bar{q}_1 h} \right) F_2(k_l, n, q_1) \right\} \\
 & (l=1, 2, \dots) \dots\dots\dots(26)
 \end{aligned}$$

ただし、 $F_1$  および  $F_2$  は次の式(27)、(28)で定義される関数である。

$$F_1(\xi, n, q_1) = \frac{\xi \sinh \xi \bar{q}_1 h}{|\xi^2 + (n\pi/\bar{q}_1 h)^2| \cosh \xi h} \dots\dots\dots(27)$$

$$F_2(\xi, n, q_1) = \frac{\xi \sin \xi \bar{q}_1 h}{|\xi^2 - (n\pi/\bar{q}_1 h)^2| \cos \xi h} \dots\dots\dots(28)$$

式(11)に式(19)、(20)を代入し、両辺に  $\cos |l\pi(z+q_1 h)/\bar{q}_1 h|$  を乗じて  $-h$  から  $-q_1 h$  まで積分すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 (1+A_0)F_1(k_0, l, q_1) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n F_2(k_n, l, q_1) \\
 = \begin{cases} \bar{q}_1 h (C_0 + B_0 \epsilon) & (l=0) \\ (\bar{q}_1 h/2) |B_l \sinh(l\pi \epsilon/\bar{q}_1 h) \\ \quad + C_l \cosh(l\pi \epsilon/\bar{q}_1 h)| & (l=1, 2, \dots) \end{cases} \\
 \dots\dots\dots(29)
 \end{aligned}$$

式(12)、(13)に式(20)、(21)を代入し、同様な手順で計算を行うと以下のようになる。

$$\begin{aligned}
 i \frac{h(\lambda_0^2 - \nu^2) + \nu}{2\lambda_0} (D_0 e^{i\lambda_0 b} - E_0 e^{-i\lambda_0 b}) \frac{\cosh^2 \lambda_0 \bar{q}_2 h}{\cosh^2 \lambda_0 h} \\
 = B_0 F_1(\lambda_0, 0, q_1) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{\bar{q}_1 h} B_n F_1(\lambda_n, n, q_1) \dots\dots(30)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{h(\lambda_n^2 + \nu^2) - \nu}{2\lambda_n} (D_l \cosh \lambda_l b + E_l \sinh \lambda_l b) \frac{\cos^2 \lambda_l \bar{q}_2 h}{\cos^2 \lambda_l h} \\
 = B_0 F_2(\lambda_l, 0, q_1) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{\bar{q}_1 h} B_n F_2(\lambda_l, n, q_1) \dots\dots(31)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (D_0 e^{i\lambda_0 b} + E_0 e^{-i\lambda_0 b}) F_1(\lambda_0, l, q_1) + \delta_{l0} \bar{q}_1 h \frac{2\gamma P_0 b}{\rho g V_0} \\
 \times (D_0 + E_0) \frac{\cos \lambda_0 \bar{q}_2 h \sin \lambda_0 b}{\lambda_0 b \cos \lambda_0 h} \\
 + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ (D_n \sinh \lambda_n b + E_n \cosh \lambda_n b) F_2(\lambda_n, l, q_1) \right. \\
 \left. + \delta_{l0} \bar{q}_1 h E_n \frac{2\gamma P_0 \cos \lambda_n \bar{q}_2 h \sinh \lambda_n b}{\rho g V_0 \lambda_n \cos \lambda_n h} \right\} \\
 = (1 + \delta_{l0}) C_l / 2 \quad (l=0, 1, 2, \dots) \dots\dots\dots(32)
 \end{aligned}$$

ただし、 $\delta_{l0}$  はクロネッカー記号 ( $l=0$  のとき 1,  $l \neq 0$  のとき 0) である。

これらは、 $\Omega_1$  と  $\Omega_2$ 、 $\Omega_2$  と  $\Omega_3$  の各接続面における条件式を満足するために複素未定係数が満足すべき関係式である。 $\Omega_3$  と  $\Omega_4$ 、 $\Omega_4$  と  $\Omega_5$  の各接続面においても式(14)~(17)に式(25)~(32)を得たのと同様な計算を行う

ことにより、これらの接続面での条件式を満足するための複素未定係数に関する関係式が得られる。こうしてすべての未定係数に関する関係式が得られ、これらは未定係数を決定するための複素係数連立1次方程式を構成する。ただし、速度ポテンシャルの一般解が固有関数展開による無限級数で表わされるのに対して、無限次元の連立方程式になるが、実際にはそれぞれ10項程度の展開項数で十分な収束値が得られるので、以下ではこの条件のもとで計算を行っている。

4. 反射・透過特性に関する計算結果と考察

反射率  $K_r$ , 透過率  $K_t$  は、次に示す無次元パラメーターに支配される。

$$K_r, K_t = F(\nu h, 2b/h, \epsilon/b, q_1, q_2, q_3, \alpha) \dots\dots\dots (33)$$

ただし、 $\alpha$  は次式で定義される。

$$\alpha = 2\gamma P_0 b / \rho g V_0 \dots\dots\dots (34)$$

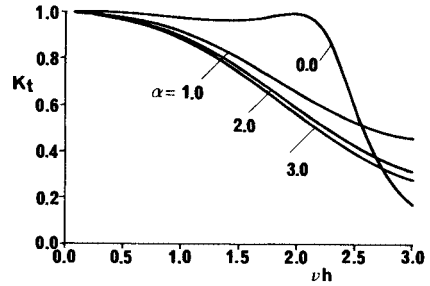
この  $\alpha$  が空気の圧縮性の影響の程度を表わす無次元パラメーターで、 $\alpha$  が大きいほど空気のばね効果が強く、0のときは空気の圧縮性の影響を受けない開放型に相当する。以下では  $\alpha$  を空気ばね定数とよぶことにする。

ここでは式 (33) 中のパラメーターを変化させ、堤体幅、喫水、空気室の体積、空気の圧力および壁厚等が反射、透過特性に及ぼす影響について検討する。ただし、本理論ではエネルギー損失は考慮されていないので、常に  $K_r^2 + K_t^2 = 1$  が成り立つ。これが各計算結果に対して確認されたので、紙数の節約と図の簡素化のため、透過率に関する結果のみを示すことにする。

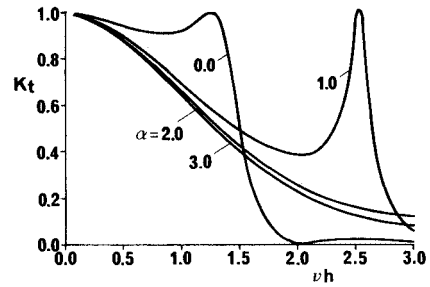
(1) 空気ばねおよび喫水の影響

図-2は、 $2b/h=0.5$ ,  $\epsilon/b=0.1$ ,  $q_2=0$  に固定し、 $q_1, q_3$  を  $q_1=q_3=0.25, 0.5, 0.75$  としたときの透過率の応答特性を、 $\nu h$  の関数として示したもので、空気ばね定数  $\alpha$  をパラメーターとしている。これらの図を各図ごとにみても、喫水が同じでも  $\alpha$  を大きくすることによっていずれも  $\nu h$  が小さいところ、したがって相対的に長周期側で透過率が下がることがわかる。また、喫水を上げていくと、空気密閉式の場合も  $K_t=1$ 、すなわち波が完全に透過する特異振動数が現われ、喫水の増大に伴って  $\nu h$  の小さい方へ移動することがわかる。この現象は、開放型についてすでに Newman<sup>8)</sup> によって明らかにされているが、空気を密閉した場合も同様の現象が起こることがこれで確認された。なお、この特異振動数は、開放型の場合と同様に内部平均水面変動振幅が最大になる共振振動数に対応する。

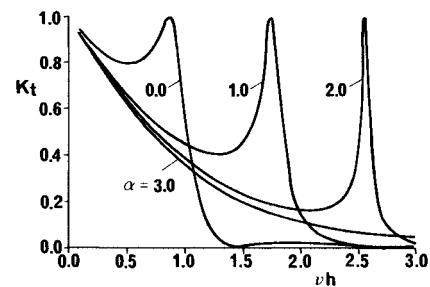
また、ここで注意したいのは、(c) などからわかるように  $\alpha$  を大きくすると、すなわち空気室の体積を小さくすると、特異振動数、したがって共振域が高振動数側にずれるということである。この逆もまたいえるが、これ



(a)  $q_1=q_3=0.25$



(b)  $q_1=q_3=0.50$



(c)  $q_1=q_3=0.75$

図-2 空気ばね定数および喫水の影響

は内部空気が線形ばねと等価な働きをし、 $\alpha$  がそのばね定数に相当するためである。すなわち、振動論とのアナロジーからわかるように、ばね定数を変えることにより系の固有振動数が変化し、その結果応答特性が変化するわけである。そしてこの事実も、同じ堤体幅、同じ喫水でも空気室の体積を変えることによって反射・透過特性を制御できることを意味している。

次に喫水の影響であるが、各図の比較から、特異振動数は喫水を大きくすることによって  $\alpha$  の値にかかわらず相対的に低振動数側にずれることがわかる。これは、喫水を大きくすると振動する流体の質量が増加し、特異振動数に対応する共振域が相対的に低振動数側に移るためと考えることができる。

さて、以上は結果に対する一般的な考察であったが、次に、空気密閉式カーテンウォール防波堤の基本性能を

開放型と比較しながらみてみよう。図からわかるように、開放型 ( $\alpha=0$ ) の場合は、 $\nu h$  の大きいところでは空気密閉式 ( $\alpha=1, 2, 3$ ) に比較して透過率が低くなっているものの、特異振動数に対応した  $\nu h$  の値よりも小さいところでは、ほぼ完全に波が透過してしまう。すなわち従来から指摘されているように、長周期側の波に対してはほとんど防波効果がないことがわかる。実際、開放型の計算例の中で一番防波効果の大きい(c)の場合でも、水深 10 m とすれば、特異振動数に対応した  $\nu h=1$  は周期約 6.3 秒に相当するので、周期約 6.3 秒以上の波は大半が透過するということがわかる。これに対し、空気密閉式の場合、空気ばね定数  $\alpha$  を大きくしていくと、 $\nu h$  の広い範囲、特に  $\nu h$  が小さいところで透過率を下げることができることがわかる。

(2) 堤体幅の影響

図-3 は、堤体幅の影響をみるために、 $q_1=q_3=0.5$ 、 $q_2=0$ 、 $\epsilon/b=0.1$  とし、 $2b/h$  を 0.25, 0.5, 1, 1.5 に変化させたもので、空気ばね定数  $\alpha=3$  としたときの透過率に関する結果を示したものである。図より  $2b/h$  を大きくすることは、喫水を大きくすると同様に内部流体の質量を増すことになるため、特異振動数の位置は  $\nu h$  の小さい方にずれる結果になることがわかる。また、 $2b/h=1.5$  の場合、 $K_t$  が 0 および 1、すなわち完全反射と完全透過となる特異振動数が現われている。これは 1 次および 2 次の共振現象が生じているためである。実際  $\nu h \approx 2.2$  で  $\alpha$  の値にかかわらず完全透過となるが、これは、この点では、堤体幅  $2b$  と入射波長の比がほぼ 0.5 (厳密には 0.5 よりも若干大きい) となっており、内部水面が  $x=0$  を軸に互いに逆位相で変動する 2 次の共振現象を起こしているためと考えられる。このとき、内部水面の動揺にもかかわらず、空気室内の空気の体積はほぼ一定なので圧縮も膨張もしない。これゆえ空気ばね定数の値にかかわらず同じ点で完全透過現象を生じているわけである。

(3) 初期内部空気圧の影響

次に初期内部空気圧の変化、すなわち  $q_2$  の変化による透過特性の変化をみることにする。 $q_2$  と初期内部空

気圧  $P_0$  と大気圧  $P_a$  との関係は次式で表わされる。

$$P_0 = P_a + \rho g q_2 h \dots\dots\dots (35)$$

すなわち、 $q_2$  が正のときは大気圧よりも高い場合に、負のときは低い場合に対応する。図-4 は、このようにして  $q_2$  を変化させた一例で、 $2b/h=0.5$ 、 $q_1=q_3=0.75$ 、 $\epsilon/b=0.1$ 、 $\alpha=1$  で一定としている。これより、 $q_2$  を大きくすると共振域が高振動数側に、小さくすると低振動数側にずれるのがわかる。ここでは  $\alpha$  を一定として計算を行っているので、これは、初期内部水面の上下による振動水の質量変化の効果である。すなわち、 $q_2$  を大きくすると内部水面が下がってカーテンウォール間の水の質量が減じる結果、固有振動数が高振動数側にずれ、逆に  $q_2$  を小さくすると内部水面が上がり、カーテンウォール間の水の質量が増すため固有振動数が低振動数側にずれたと考えられる。先に示した計算結果は空気ばね定数の変化によって共振域がずれるという例であったが、ここで示した計算結果は、初期内部空気圧の変化による質量効果で共振域がずれたと考えることができる。

波の制御という観点からみて重要な点は、内部空気圧の変化により、やはり反射・透過特性が変化するという点である。この事実から、内部空気圧の調節によって、来襲波の特性あるいは潮位変化による反射・透過特性の変化を制御できる可能性がでてくる。

なお、ここでは純粋に  $q_2$  の効果のみを取り出して考察するために、空気ばね定数  $\alpha$  の値を固定しているが、実際には構造物を特定すると、内部空気圧の変化に伴って  $q_2$  だけでなく、 $\alpha$  の値も変化する。これについては、実構造物に対する検討のところで述べる。

(4) カーテンウォール長が前後で異なる場合の影響

次に、 $q_1$  と  $q_3$  が異なる場合の密閉型 ( $\alpha=1$ ) に関する計算例を図-5 に示す。ただし、 $2b/h=0.5$ 、 $\epsilon/b=0.1$ 、 $q_2=0$  で一定としている。また、 $q_1$  と  $q_3$  の値が逆の場合、すなわち波が反対側から入射する場合でも等しい結果になったので、重ねて表示してある。図より、 $q_1+q_3$  が等しい場合でも、 $q_1$  と  $q_3$  の差が大きくなるに従って透過率のピーク値が下がるとともに、相対的に高振動数側にずれ、 $q_1=0.25$ 、 $q_3=0.75$  (あるいは  $q_1=$

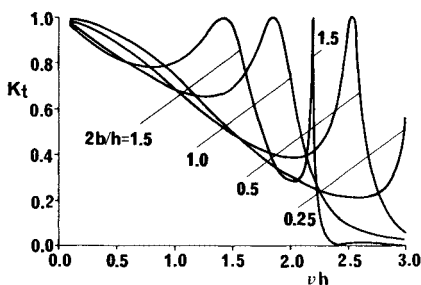


図-3 堤体幅の影響

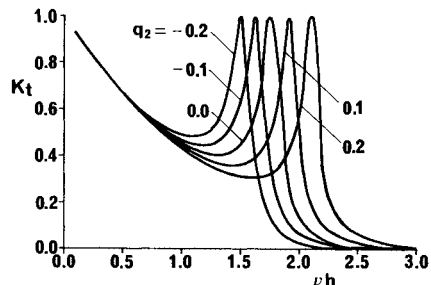


図-4 初期内部空気圧の影響

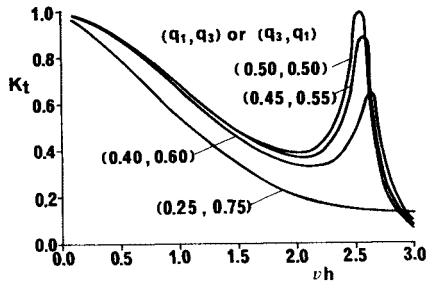


図-5 カーテンウォール長が前後で異なる場合の影響

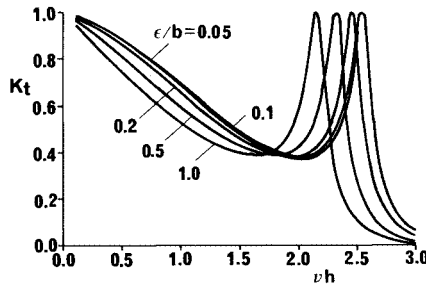


図-6 壁厚の影響

0.75,  $q_3=0.25$ ) では計算した範囲内からピークがなくなるのがわかる。

(5) 壁厚の影響

図-6は壁厚の影響をみるため、 $\alpha=1$ の場合について  $\epsilon/b$  を0.05から1まで変化させたもので、 $2b/h=0.5$ ,  $q_1=q_3=0.5$ ,  $q_2=0$  で一定としている。これらの図より、 $\epsilon/b$  が大きくなると共振域はいずれも低振動数側にずれ、一般的に壁厚の影響が無視できないことがわかる。ただし  $\epsilon/b=0.05$  と0.1では計算値にはほとんど差がないことから、 $\epsilon/b$  が0.1以下では壁厚の影響は無視してよいと考えられる。ただし、ここで示した結果は線形ポテンシャル理論によるもので、実際には壁厚は形成される渦の特性などと密接にかかわるものと思われる。

5. 模型実験による理論の検証

(1) 実験諸元と実験方法

本理論の妥当性を検証するために、模型実験を行った。実験に用いた水槽は、長さ40m、幅4m、高さ1.3mの清水建設(株)技術研究所所有の造波水槽である。この水槽内に中仕切壁を設け、中仕切壁と水槽側壁の間の幅を0.6mとし、そこに模型を設置した。模型は、厚さ3mmの鋼板製で、内部に補強材を入れて十分剛に製作されている。模型の上蓋は取りはずしを可能にしており、空気の密閉、開放が容易に行えるようにした。

実験条件を表-1に示す。ここで、ケース番号が0の

表-1 実験条件

CASE	2b (m)	2b/h	$\epsilon/b$	$V_0(\text{m}^3)$	$\alpha$	
					$\gamma=1.4$	$\gamma=1.0$
A-0				$\infty$	0.0	0.0
A-1	0.094	0.188	0.064	0.078	17.54	12.53
B-0				$\infty$	0.0	0.0
B-1	0.244	0.488	0.025	0.201	17.54	12.53
B-2				4.044	0.87	0.62
C-0	0.744	1.488	0.008	$\infty$	0.0	0.0
C-1				0.614	17.54	12.53

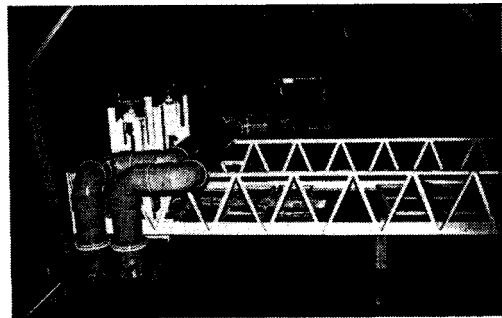


写真-1 副室の取り付け状況

ものは開放型、その他は密閉式である。ただし、いずれも水深0.5m、波高4cmで、 $q_1=q_3=0.46$ ,  $q_2=0$  である。また、式(34)、(35)より、 $q_2=0$ のまま $\alpha$ を変化させるには  $V_0/2b$ , すなわち空気室の高さを変化させる必要があることがわかる。しかし、模型では空気室の高さに限界があるため、小さい $\alpha$ に対応できない。そこでCASE B-2では、写真-1に示すように容積 $2\text{m}^3$ の鋼板製の副室を直径20cmの塩化ビニル管2本により模型本体と連結し、 $V_0$ を増やすことによって $\alpha$ を小さくした。

反射率、透過率の測定は、模型近傍に存在する散乱波の影響を避けるために模型より1波長以上離れた所で行い、反射率の算定にはHealyの方法を用いた。

(2) 実験結果との比較と考察

図-7~9は、それぞれのケースに対して反射・透過特性を実験値と計算値とで比較した結果を示したものである。ただし、計算値は空気の状態変化を等温変化とした場合( $\gamma=1$ )と断熱変化とした場合( $\gamma=1.4$ )の両方について示してあるが、CASE A-1, B-1, C-1では、空気ばね定数が大きいため両者に差がなかった。これに対し、空気ばね定数が比較的小さいCASE B-2では、図-8(c)に示されるように、完全透過となる $\nu h$ の値が、 $\gamma=1$ では $\nu h=2.3$ ,  $\gamma=1.4$ では $\nu h=2.61$ と異なっている。一方、実験結果はその中間あたりで反射率の減少がみられるが、これは、実際には空気の状態変化が理論で仮定するような完全な断熱変化あるいは等温変化になっていないためと考えられる。しかしながら、計算結

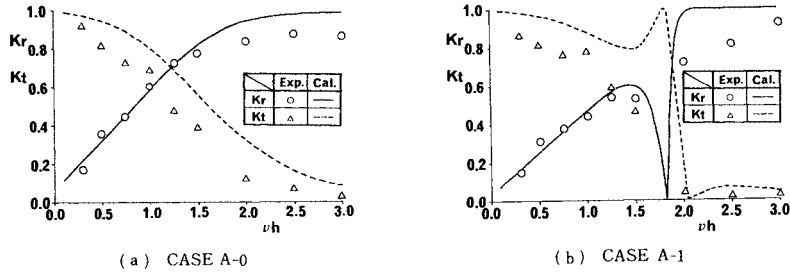


図-7 実験値との比較 (CASE A)

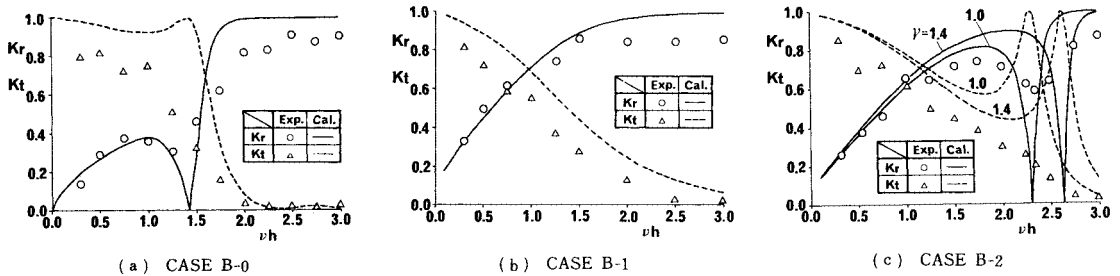


図-8 実験値との比較 (CASE B)

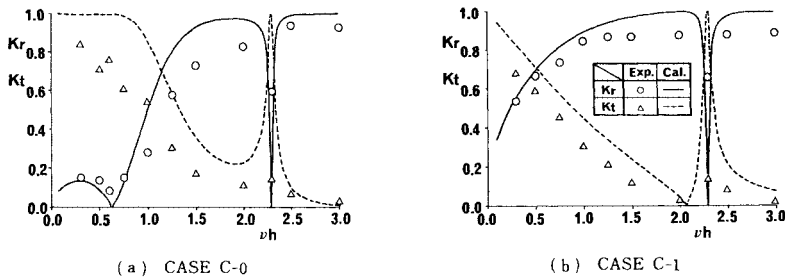


図-9 実験値との比較 (CASE C)

果は、開放型と密閉式で反射・透過特性が大きく異なる傾向を比較よく説明していると思われる。特に反射率に関しては定性的にも定量的にもよい一致がみられることがわかる。一方、透過率に関しては、いずれも実験値は計算値よりも小さくなっており、特に特異振動数付近の透過率の増大はほとんどみられない。これは、特異振動数は内部水面応答の共振振動数に対応するが、このとき、カーテンウォール下端部に形成される渦によるエネルギー損失が最も大きくなり、線形理論ではこのような現象を取り扱うことはできないためである。したがって、これについては今後取り組むべき重要な課題といえるが、空気密閉の影響の把握という観点から考えれば、透過特性に関しても本理論によって定性的評価ができるものと思われる。

以上のように、密閉された空気が反射・透過特性に及ぼす影響の基本的な部分については、本理論により予測される結果と模型実験の結果は大略一致し、本理論の妥

当性が確かめられたと思われる。

### 6. 実構造物への適用性の考察

最後に、実構造物への応用の可能性について述べておく。検討対象とするのは、図-10に示すようなカーテンウォール防波堤で、水深は10m、15m、20mの3通りとし、それぞれをCASE-1~3とする。

#### (1) 波の透過特性と空気圧による制御

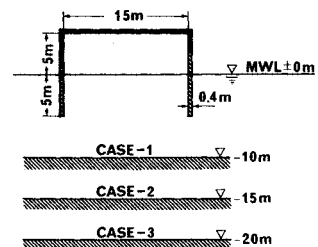


図-10 検討対象防波堤の断面と諸元



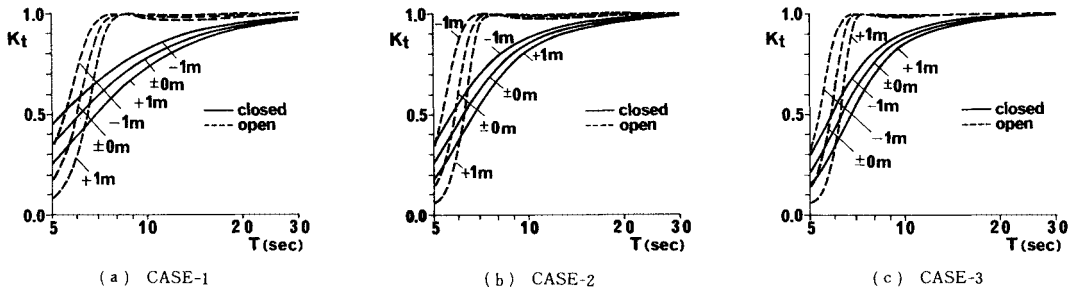


図-11 開放型および密閉式カーテンウォール防波堤の透過特性に及ぼす潮位変動の影響

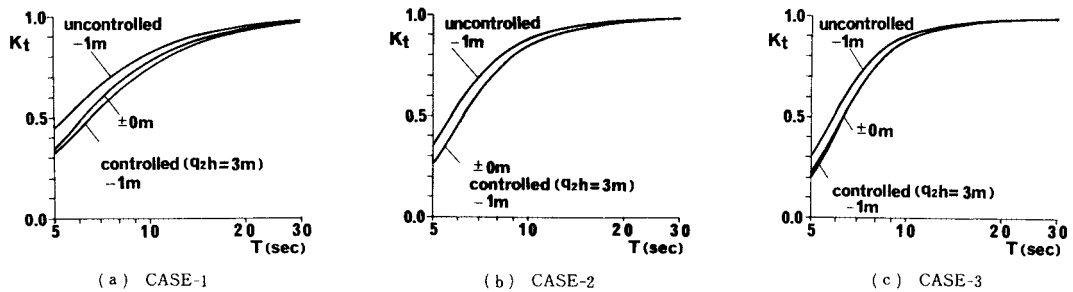


図-12 内部空気圧による透過特性の制御

図-11は、横軸に入射波の周期をとって、それぞれ開放型および密閉式としたときの透過率を、潮位が平均潮位(±0m)にあるとき、および±1mに変動したときについて示したものである。(a)~(c)が図-10に示したCASE-1~3に対応している。また、破線は開放型、実線は密閉式の結果を表わす。密閉式の場合、潮位変動後の内部空気圧は大気圧に等しいとしている。

まず、それぞれのケースで対応する潮位に対する計算結果を両者で比較してみると、いずれの場合も周期が約6.2秒以上では密閉式の方が透過率が低く、逆に6.2秒以下の波に対しては、開放型の方が低いことがわかる。したがって、この特長を生かして、堤体の非没水部分に開閉できる通気孔を設け、波のエネルギーの大部分が短周期側にある常時は開放型とし、逆に波のエネルギーが相対的に長周期側に移行する荒天時には密閉式とするなどの制御方法も考えられる。

また、潮位変動に対しても、ほとんど防波堤として機能しないような透過率が高い部分を除けば、開放型の方が大きく影響を受け、特に潮位が下がると透過率が増大し、防波堤としての性能が著しく落ちることがわかる。これに対し、密閉式の方は相対的に変動幅が小さく、潮位変動による性能の低下は少ない。

ここで示したように、密閉式の場合、従来の開放型に比較して潮位が下がった場合の透過率の増加が小さい。しかし、図から判断する限り決して無視できる大きさではないともいえる。所定の透過率が得られるようにする

には、通常、防波機能が最も低くなるような潮位に対して設計するのであろうが、その場合、防波堤断面を大きくする必要がある。そこで次に、防波堤断面を変えることなく、内部空気圧の調節によって潮位変動に対する透過率の増加を抑えることの可能性について述べる。

図-12は、各ケースに対して、平均潮位(±0m)における透過率、および潮位変動が-1mとなったときに、内部空気圧を大気圧と等しくした場合(uncontrolled)および内部空気圧を上げて内部水面を外部水面より3m下げた場合(controlled)の透過率を示したものである。この図から、いずれの場合も空気室の加圧により潮位変動による透過率の上昇を抑え、平均潮位時の防波特性を維持できることがわかる。すなわち、当初の期待通り、潮位変動による透過率の上昇を内部空気圧の調節によって防止できることが示された。ただし、内部水面を下げると浮力が発生し、設計上重要な問題となると考えられる。実現化にあたって解決すべき課題の1つであろう。

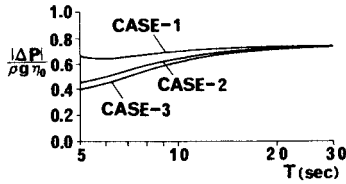
(2) 密閉空気室内の空気圧

本研究で対象としている空気室内の空気圧の変動は、波による水位変動に対応した時間スケールで起こり、式(9)および式(34)より次式が導かれる。

$$\Delta P = \frac{\rho g a}{2b} \int_{-b}^b \eta dx \dots\dots\dots (36)$$

ここに、 $\Delta P$ :初期内部空気圧からの変動分。

図-13は、図-10の3ケースで平均潮位(±0m)のときを対象に、それぞれのケースにおける圧力変動を



図一13 内部空気圧の変動振幅の周期特性

式 (36) に従って求め、その振幅  $|\Delta P|$  を無次元化して示したものである。この図より、たとえば入射波高 ( $=2\eta$ ) が 2 m, 周期が 7 秒の場合、最大圧力は  $0.5 \sim 0.67 \text{ t/m}^2$  ( $4.9 \sim 6.6 \text{ kPa}$ ) となる。堤体幅が 15 m であるから、単位奥行き当たりの揚圧力は  $7.5 \sim 10 \text{ t}$  ( $73.5 \sim 98 \text{ kN}$ ) となるが、この値は、波が直接上床版に当たって発生する衝撃的な揚圧力の値に比べてかなり小さい。これは、密閉空気のエアー Cushion 効果によるもので、最近中村ら<sup>15)</sup>によって衝撃的揚圧力の減勢法の 1 つとして研究されている。ただし、中村らの場合、栈橋を対象としており、堤体部が平均水位の上にあるため衝撃的揚圧力となるが、本研究では、カーテンウォール下端部が常に水中に没している場合を想定しているため、空気圧縮の過程は相対的に緩やかで、揚圧力もさらに小さい。

なお、解析結果については省略するが、水平波力は開放型と密閉式で差異がなく、空気圧力が水平波力に及ぼす影響は特にみられなかったことを付記しておく。

## 7. 結 論

本研究によって得られた空気密閉式カーテンウォール防波堤の基本特性に関する主な結論を以下に示す。

(1) 空気ばね定数  $\alpha$  を大きく、すなわち相対的な空気室の体積を小さくすると、共振域は高振動数側にずれ、相対的に長周期側の透過率を下げることができる。

(2) 喫水あるいは堤体幅を大きくすると、振動する流体の質量が相対的に増し、その結果共振域は低振動数側にずれる。そして、その共振域よりも低振動数側、換言すれば長周期側の透過率を下げるができる。

(3) 空気室の加圧により、共振域を高振動数側に、減圧により低振動数側にずらすことができる。そして、これと関連して入射波周期、あるいは潮位の変動に対して透過率を制御することが可能である。

(4) 内部流体の共振振動数付近で透過率が増加する。両側の鉛直壁の喫水が等しい場合共振点での透過率は 1 になり喫水差の増加に伴ってこの値は小さくなる。

(5) 模型実験を行い、その結果を計算値と比較した結果、反射率については、空気の圧縮性の影響を含め、両者はよく一致し、本解析法による計算結果が十分妥当であることが確かめられた。ただし透過率については、

定性的にはよく一致するものの、実験値は計算値を常に下回る結果になった。これは、主として渦によるエネルギー損失の影響と考えられる。

(6) 幅 15 m, 平均水面からの天端高 5 m, カーテンウォールの喫水 5 m の実構造物を想定した数値計算の結果、水深 10 m, 15 m, 20 m いずれの場合も周期約 6.2 秒以上の波に対して、密閉式の方が透過率が低いことが示された。また、空気室の加圧によって潮位変動による透過率の上昇分を補償できることが示された。

## 参 考 文 献

- 1) 清川哲志・大山 巧：中空円筒による波の散乱の解析とその応用，第 30 回海岸工学講演会論文集，pp. 390～394, 1983.
- 2) 清川哲志・大山 巧：密閉型中空円筒による波浪制御に関する研究，清水建設研究報告，Vol. 40, 1984.
- 3) 清川哲志・大山 巧：中空円筒による波の散乱に及ぼす空気圧縮性の影響，第 31 回海岸工学講演会論文集，pp. 481～485, 1984.
- 4) Dean, W. R. : On the reflection of surface waves by a submerged plane barrier, Proc. Camb. Phil. Soc. 41, pp. 231～238, 1945.
- 5) Ursell, F. : The effect of a fixed vertical barrier on surface waves in deep water, Proc. Camb. Phil. Soc. 43, pp. 347～382, 1947.
- 6) 森平倫生：カーテン防波堤とその特性について，港湾技術研究所報告，第 3 巻 1 号，1964.
- 7) Evans, D. V. and Morris, C. A. N. : Complementary approximations to the solution of a problem in water waves, J. Inst. Math. Applics 10, pp. 1～9, 1972.
- 8) Newman, J. N. : Interaction of water wave with two closely spaced vertical obstacles, J. Fluid Mech., Vol. 66, part 1, pp. 97～106, 1974.
- 9) 中村孝幸：カーテンウォール型防波堤まわりの波変形と作用波力に関する研究，第 31 回海岸工学講演会論文集，pp. 512～516, 1984.
- 10) 井島武士・吉田明徳・田中寿治・上床隆彦：空気袋潜堤による波の制御理論 (I)，九大工学集報，第 55 巻 1 号，pp. 33～42, 1982.
- 11) 上床隆彦・井島武士・牛房幸光：空気潜袋群による波の遮断機構 (2 次元理論による考察)，第 31 回海岸工学講演会論文集，pp. 517～521, 1984.
- 12) 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和：水平版に働く揚圧力に関する研究，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 352～356, 1978.
- 13) 谷本勝利・高橋重雄：直立消波ケーソンの上床版に働く空気圧縮揚圧力，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 315～319, 1980.
- 14) 井島武士：最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用，1971 年度水工学に関する夏期研修会講義集，B-1, 1971.
- 15) 中村孝幸：エアー Cushion 効果を利用した栈橋揚圧力の減勢法とそのモデル則に関する研究，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp. 599～603, 1985. (1986. 5. 13・受付)