

九州大学 正員 井島武士

同 正員 奥蘭英明

同 学生員 藤林和雄

1. まえがき

本稿では、透過性構造物の水理特性を考える場合、重要な要因となる質量係数及び抵抗係数について、透過壁体の水平運動による発生波高により、実験的、理論的研究を行なったのでここに報告する。

2. 理論

図-1のように水深 h (一定)の水域で原点を静水面に水平及び鉛直方向に x, z 軸を取り、幅 $2l$ の透過壁体が振幅 h 、周波数 ω で、水平変位が $\bar{x} = a e^{i\omega t}$ で表わされる振動をする場合を考える。流体域を図-1のように $x = \pm l$ により、I, II, IIIにわけて考える。

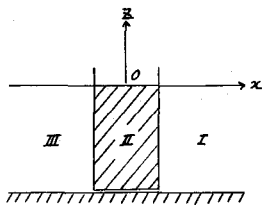


図-1

領域IIの運動方程式は、速度及び加速度に比例する抵抗及び質量係数を μ 及び ε とすると、流体密度を ρ 、圧力を P 、重力の加速度を g とすると次のようになる。

(7) 式に(5), (6)を代入し、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

壁体に固定した座標で考えた場合の壁体内の速度ポテンシャルを $\phi(x, z; t)$ とし、

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2)$$

とおくと質量保存則により次のLaplaceの式が成り立つ。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

(1) を代入して、

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4)$$

これを次のように仮定する。

$$\phi = \frac{g a}{\omega} \left[\sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\sin k_n x}{\sin k_n l} \cdot \frac{\cosh k_n (z+h)}{\cosh k_n h} \right] e^{i\omega t} \quad (5)$$

$$\text{但し、} k_n \tanh k_n h = \frac{\omega^2}{g} (1 + \varepsilon - i \frac{\mu}{\omega})$$

領域I, IIIにおける流体運動の速度ポテンシャルは次のように表わされる。

$$\phi = \frac{g a}{\omega} \left[B e^{-i k_0 (z-h)} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\frac{\lambda_n (z-h)}{h}} \frac{\cosh k_n (z+h)}{\cosh k_n h} \right] e^{i\omega t} \quad (6)$$

$$\text{但し、} k_n \tanh k_n h = -k_n h \tanh k_n h = \frac{\omega^2}{g}$$

境界面 $x=l$ では力学的条件として次の関係が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \frac{\partial \phi}{\partial x} + u \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= \frac{1}{\rho} \left[(1 + \varepsilon) \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \phi \right] - 2 \omega^2 \phi \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

但し、 u は壁体の水平速度 $u_0 = a i \omega e^{i\omega t}$

ϕ は水平加速度 $\alpha_0 = -a \omega^2 e^{i\omega t}$ である。

$$B \frac{\cosh k_0 (z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\cosh k_n (z+h)}{\cosh k_n h} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 + \varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}}{\rho} E_n \frac{\cosh k_n (z+h)}{\cosh k_n h} - i \frac{\omega^2 h}{g} \quad (8)$$

$$B \frac{\cosh k_0 (z+h)}{\cosh k_0 h} - i \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{k_n \omega \cosh k_n (z+h)}{k_n \cosh k_n h} = i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega^2}{g} E_n \cot k_n l \frac{B \cosh k_n (z+h)}{k_n \cosh k_n h} - i \frac{\omega^2 h}{g} \quad (9)$$

上式各項に $\cosh k_0 (z+h)$ 及び $\cosh k_n (z+h)$ を乗じて積分し、さらに B, C_n を消去すると次式が得られる。

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (\lambda_n / \lambda_0)^2} \left(\frac{1 + \varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}}{\rho} - i \frac{\lambda_0}{\lambda_n} \cot k_n l \right) E_n = \left(\frac{1}{\varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}} + i \lambda_0 \right) \tanh \lambda_0 \quad (10)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (\lambda_n / \lambda_0)^2} \left(\frac{1 + \varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}}{\rho} + \frac{\lambda_0}{\lambda_n} \cot k_n l \right) E_n = -i \left(\frac{1}{\varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}} - \lambda_n \right) \tanh \lambda_n \quad (11)$$

$$\text{但し、} \lambda_0 = k_0 h, \lambda_n = k_n h, \lambda_s = k_s h$$

S 及び n に対して S, n までとると式(10), (11)は S ヶの未知数 E_n に関する $(n+1)$ ヶの方程式となるから、 $S = n+1$ とし(2)上式を解いて E_n を決定すると、 B, C_n が求められ、式(5), (6)より速度ポテンシャルが確定する。

$$\frac{P}{\rho g a} = -i \frac{1 + \varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\sin k_n x}{\sin k_n l} \cdot \frac{\cosh k_n (z+h)}{\cosh k_n h} e^{i\omega t} \quad (12)$$

$$\frac{z}{a} = -i \frac{1 + \varepsilon - i \frac{\mu}{\omega}}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\sin k_n z}{\sin k_n l} e^{i\omega t} \quad (13)$$

3. 実験装置及び実験方法

実験は長さ12m、幅80cm、深さ80cmのフラップ式造波装置をもつ水路で行なった。壁体の水平運動は、図-1のようにフラップ板の運動を台車の水平運動に変え、さらにそれを壁体を取り付けた台車と連結して行なった。

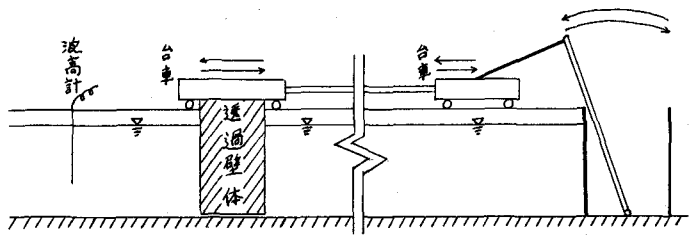


図-1

透過壁体としては、金網のかごに直

径8.2cm、高さ48cmの円柱の発泡スチロールを着線し、一様につめた壁体(タイプI)、また直径4.6cm、高さ24cmの円柱の発泡スチロールを針金に通し、一様につめた壁体(タイプII)を用い、空隙率 $\nu=0.5, 0.6$ になるようにした。

実験条件は、水深 $h=50\text{cm}$ 、堤体幅 $2l=25\text{cm}$ ($l/h=0.25$)、 50cm ($l/h=0.50$) で周期 $T=1.00\sim 2.59$ 、壁体の振幅 $a=4.45\text{cm}$ で行なった。

4. 実験結果及び考察

図-3はタイプII、 $l/h=0.25$ の場合の $\nu=0.5, 0.6$ の比較を示す。空隙率が小さくなると発生波高は大きくなるが、周期が長くなる($\frac{a}{g}$ が小さくなる)とその影響は減少する。

図-4は $l/h=0.25, \nu=0.6$ の場合のタイプI、タイプIIの比較を示す。これから空隙率が同じであつても、空隙物質の形状の影響があることがわかる。すなわち空隙物質の全表面積が大きくなると発生波高も大きくなる。しかしその影響も空隙率が小さくなると減少すると思われる。

図-5はタイプI、 $\nu=0.5$ の場合の $l/h=0.25, 0.50$ の比較を示す。 l/h が大きくなると発生波高も大きくなる。

実験結果より一般的に発生波高は、周期の長い所で小さく、周期の短い所で大きい、右上りのほぼ直線になることが解かる。また空隙率、 l/h 等の影響は周期の長い所で減少する。

図の破線は理論値を示す。理論計算において、抵抗係数は、 $\frac{a}{g} = \sqrt{\frac{1}{g} \frac{a}{\sigma h}}$ とし、 $\frac{a}{g} = \text{const}$ において、 $\frac{a}{g} = \sqrt{\frac{1}{g} \frac{a}{\sigma h}}$ を用いた。各は本来、 $\frac{a}{g}$ 、 l/h 、空隙率、空隙物質の形状等の関数で表わされるが、ここでは $\frac{a}{g}$ のみの関数として用いた。そして実験値と理論値が一致するような質量係数 ϵ を求めた。 ϵ の値は $0.1\sim 0.5$ ほどになる。この決定された ϵ を用いて、さらに圧力 p が計算できる。

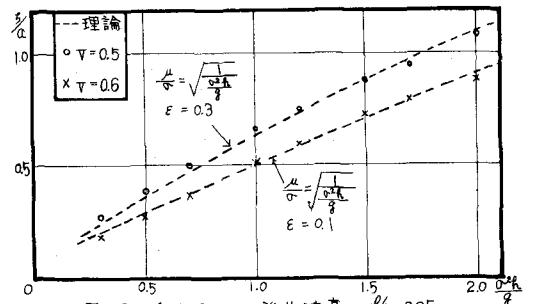


図-3 タイプIIの発生波高 $l/h=0.25$

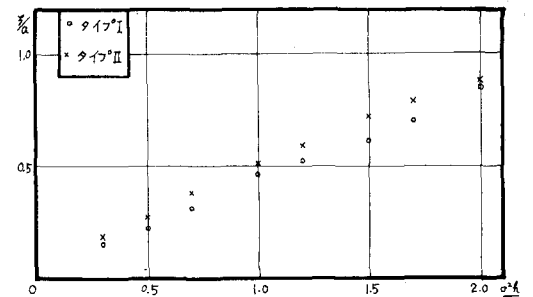


図-4 $\nu=0.6$ $l/h=0.25$ の発生波高

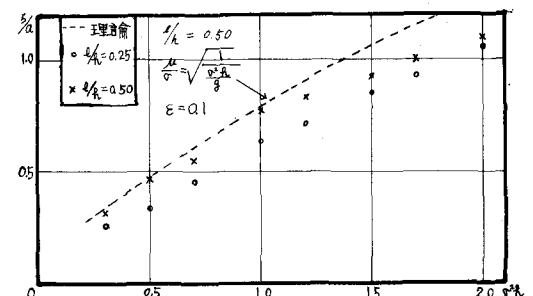


図-5 タイプIの発生波高 $\nu=0.5$

参考文献

井島武士「透過性防波堤と岸壁に関する研究」第18
日海峯工学講演会論文集 (1971)