

II-256

圧気型構造物による波の変形

名古屋大学 正員 岩田 好一朗 財電力中央研究所 ○正員 池野 正明
 大日本土木 正員 江 黒 充 和 名古屋大学工学部 学生員 中山 和 典

1. 緒言：本研究では、固定された圧気型構造物による波の変形を領域分割法¹⁾²⁾³⁾と湧き出し分布法を使って解析し、その妥当性を水理模型実験で検証しようとするものである。なお、比較のため、円型と矩形構造物も扱う。

2. 理論解析：二次元、非粘性、非回転性の微小振幅運動をする波動場を扱うものとする。一定水深 h の水域に設置された構造物に角周波数 σ の規則波が入射し、一部は反射し残りは透過するものとする。速度ポテンシャル ψ を $\psi(x, z; t) = \Phi(x, z)e^{i\sigma t}$ と与える。ここで、 $i = \sqrt{-1}$ 、 x と z はそれぞれ水平軸と鉛直軸、 t は時間とする。

(1) 領域分割法：岩田・池野らの解析手法¹⁾²⁾を若干修正すると、図-1に示した流体域 I～V の速度ポテンシャル $\Phi_i(x, z)$ ($i=1\sim 5$) はそれぞれ式(1)～(6)で与えられるが、式(1)～式(5)は清川ら³⁾と同様の式になる。

$$\Phi_1 = \left\{ A_0 e^{ik(x-\ell_2)} + B_0 e^{-ik(x-\ell_2)} \right\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-k_n(x-\ell_2)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad (1)$$

$$\Phi_2 = C_0 x + D_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ C_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} + H_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right\} \cos \left(\frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \right) \quad (2)$$

$$\Phi_4 = G_0 x + H_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ G_s \sinh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} + H_s \cosh \frac{s\pi x}{(1-q_1)h} \right\} \cos \left(\frac{s\pi(h+z)}{(1-q_1)h} \right) \quad (3)$$

$$\Phi_5 = I_0 e^{ik(x+\ell_2)} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{k_n(x+\ell_2)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad (4)$$

$$\Phi_3 = \left(E_0 e^{ik'x} + F_0 e^{-ik'x} \right) \left(\frac{\cosh k'(h+z)}{\cosh k'h} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} \left(E_m e^{k'_m x} + F_m e^{-k'_m x} \right) \left(\frac{\cos k'_m(h+z)}{\cos k'_m h} \right) + \frac{i p_0}{\rho \sigma} \quad (\text{圧気型構造物}) \quad (5)$$

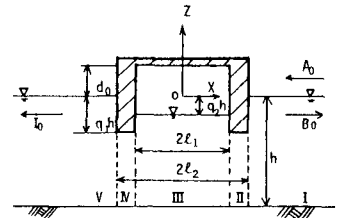
$$= E_0 x + F_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ E_m \sinh \frac{m\pi x}{(1-q_2)h} + F_m \cosh \frac{m\pi x}{(1-q_2)h} \right\} \cos \left(\frac{m\pi(h+z)}{(1-q_2)h} \right) \quad (\text{円型構造物}) \quad (6)$$

ここで、 A_0 は入射波の複素振幅 ($= igH_1/2\sigma$; H_1 は入射波高)、 B_0 と I_0 はそれぞれ反射波と透過波の複素振幅、 B_n , C_s , D_s , E_m , F_m , G_s , I_n ($n=m=s=0, 1, 2, 3, \dots$) は未知の複素係数、 k , k_n , k' , k'_m は波数で $\sigma^2/g = k \tanh kh = -k_n \tanh k_n h = k' \tanh k'h = -k'_m \tanh k'_m h = -k'_m \tanh k'_m (1-q_2)h$ を満す。式(5)の $(ip_0/\rho\sigma)$ は圧気室内空気の圧縮性により付加される圧力項で次式で与えられる¹⁾²⁾。なお、式中の P_{air} は大気圧、 $r=1.4$ 、 ρ は流体の密度、

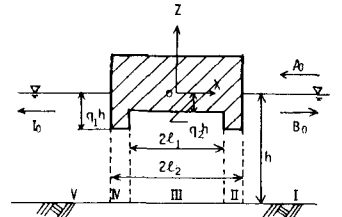
$$p_0 = -r \bar{p}_0 - (\eta_0)/(d_0 + q_2 h), \quad \bar{p}_0 \approx P_{air} + \rho g q_2 h, \quad \eta_0 = \frac{1}{2\ell_1} \int_{\ell_1}^{\ell_1} \eta dx, \quad (\eta = \text{圧気室内水位変動}) \quad (7)$$

g は重力加速度、その他の記号については図-1を参照して頂きたい。5つの領域の境界 $x = \pm \ell_2$, $\pm \ell_1$ において圧力と流速の連続条件は次式で与えられる。

$$(i) y = \pm \ell_2 \text{ で: } p_1(\ell_2, z) = p_2(\ell_2, z) \quad (8), \quad p_5(-\ell_2, z) = p_4(-\ell_2, z) \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \quad (9)$$



(a) 圧気型構造物



(b) 円型構造物

図-1 記号の説明

$$u_1(\ell_2, z) = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ u_2(\ell_2, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad (10), \quad u_5(-\ell_2, z) = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ u_4(-\ell_2, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad (11)$$

$$(ii) x = \pm \ell_1 : p_3(\ell_1, z) = p_2(\ell_1, z) \quad (12), \quad p_3(-\ell_1, z) = p_4(-\ell_1, z) \quad (-h \leq z \leq -q_1 h) \quad (13)$$

$$u_3(\ell_1, z) = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ u_2(\ell_1, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad (14), \quad u_3(-\ell_1, z) = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ u_4(-\ell_2, z) & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad (15)$$

式(8)～式(15)中の固有関数の直交性を利用して得られる連立方程式を解けば、透過率 $r_T (= |I_0|/|A_0|)$ と反射率 $r_R (= |B_0|/|A_0|)$ 、圧気室内の圧力 p_0 などを求めることができる。

(2)湧き出し分布法：流体内の速度ポテンシャル $\Phi(x, z)$ を入射波のポテンシャル Φ_I と散乱波のポテンシャル Φ_D の和として与える。散乱波のポテンシャル Φ_D を Green 関数⁴⁾ と湧き出し分布関数 f によって式(16)で与える。

$$\Phi(x, z) = \Phi_I(x, z) + \Phi_D(x, z)$$

$$\Phi_D(x, z) = \int_S f \cdot G \, ds \quad (S: \text{物体表面と圧気室内水面})$$

$$G = \frac{i(k^2 - k_0^2)e^{ik|x-X|}}{k(hk^2 - hk_0^2 + k_0)} \cosh k(h+Z) \cosh k(h+z) - i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_n^2 + k_0^2)e^{-k_n|x-X|}}{k_n(hk_n^2 + hk_0^2 - k_0)} \cos k_n(h+Z) \times \cos k_n(h+z) \quad (16)$$

ここで、 k_0 は沖波波数、 k と k_n は波数で $\sigma^2/g = k_0 = k \tanh kh = -k_n \tanh k_n h$ を満す。式(16)中の X と Z は湧き出しをさせる座標軸で、 x と z は任意の座標である。物体表面と圧気室内水面で湧き出しを分布させ、物体表面では不透過条件、圧気室内水面上で空気圧力を付加した自由表面条件を満すように、湧き出し分布関数 f と空気圧力を決定する。このようにして求まった速度ポテンシャル $\Phi(x, z)$ を使って、反射率と透過率を算定する。

3. 計算結果と実験結果：図-2は圧気型構造物による r_T と r_R の変化、図-3は $2|p_0|/\rho g H_I$ の変化を示したものである。図中の実線は式(1)～式(5)の級数部を省略した近似解法、点線は厳密解法、一点鎖点は湧き出し分布法による計算値である。また、●と○は実験値、 H_I と L は入射波高と入射波長である。図-2に示すように、計算値と実験値の対応性は良好である。圧気室の圧力 p_0 は近似解法と湧き出し分布法では大差なく実験値との対応性は悪くないが、厳密解は実験値との対応性は悪い(図-3参照)。一因として、圧気室内の体積が小さいので線型化の影響が減衰定常波に全て入ってくることが挙げられるが、検討の余地が残されている。なお、図-4に示すように圧気室内の空気体積 V_0 が大きくなると、近似解法と厳密解法が定性的に一致するようになる。圧気型構造物は円型や矩形構造物に比して長周期側の波の透過率を低減するのに有効であることが図-5から判る。

参考文献：1) 岩田・他：中部支部年講，昭.61年3月，2) 岩田・他：第33回海講論文集，昭.61年11月，3) 清川・他：土木学会論文集375号，昭.61年12月，4) 中村・他：第29回海講論文集，昭.57年11月。

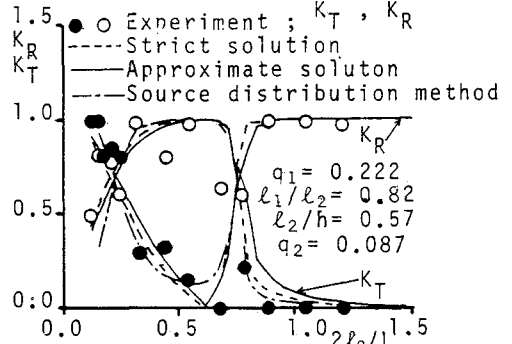


図-2 K_T, K_R と $2\ell_2/L$ の関係

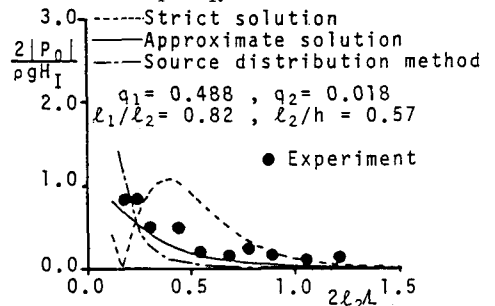


図-3 $2|p_0|/\rho g H_I$ と $2\ell_2/L$ の関係

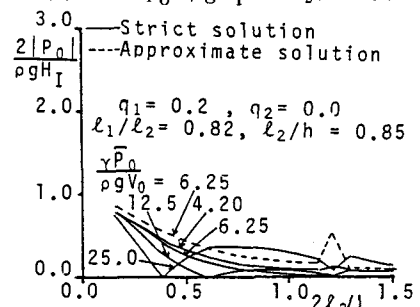


図-4 $2|p_0|/\rho g H_I$ と $2\ell_2/L$ の関係

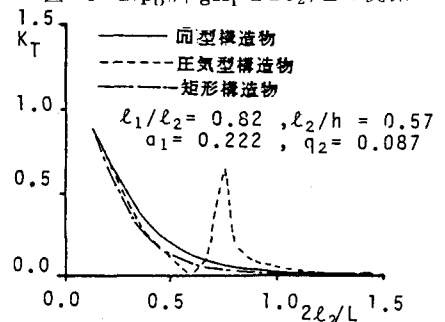


図-5 K_T に及ぼす構造型式の差異