

特殊壁型ケーソン堤に作用する斜め入射波の解析

堀 口 孝 男*・小 坂 俊 吉**

1. 前面領域の表現

前壁に多孔壁，縦スリット壁あるいは横スリット壁を用いた特殊壁型のケーソン式防波堤は，一般に図-1のような平面構造をもち，各個別ケーソンの前壁延長 $2B$ ，特殊壁の有効区間長 $2b$ ，chamber 内部の幅員 $2b_0$ と，それぞれの値を有している．これらケーソン堤が十分に長い延長にわたって設置されているとき，入射波，反射波が作用するケーソン堤の前面領域には，各個別のケーソン堤によって生じた現象が，空間的に繰り返して接続しながら存在することになる．かかる現象を表現するには，filter 論で用いられている infinite Dirac comb を用いるのも一つの方法であろう．空間的な infinite Dirac comb window は，フーリエ級数で表現すると次のようになる．

$$\begin{aligned} F(y, 2B) &= 2B \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(y - n \cdot 2B) \\ &= 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n\pi}{B} y \\ &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (e^{i \frac{n\pi}{B} y} + e^{-i \frac{n\pi}{B} y}) \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

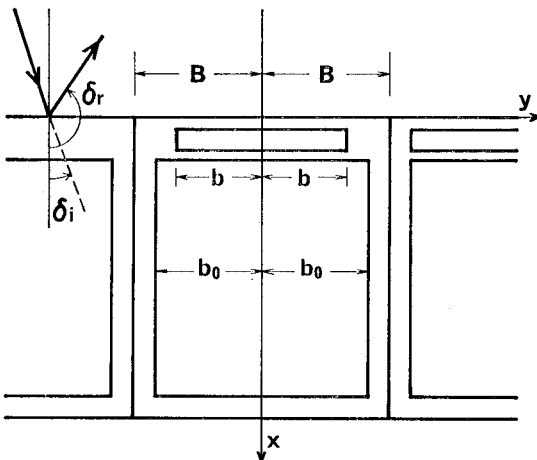


図-1 特殊壁型ケーソン堤の平面図

いま入射波が図-1のように δ_i の入射角で作用するとき，入射波の波数を k とするならば，

$$\eta_i = a e^{i(\sigma t - k \cos \delta_i x - k \sin \delta_i y)} = a e^{i(\sigma t - k_{11} x - k_{12} y)} \dots\dots\dots (2)$$

$$k_{11} = k \cos \delta_i, \quad k_{12} = k \sin \delta_i$$

と表わされる．これを各個別のケーソン堤に作用する形式で表現するならば，式(1)の window を作用させて

$$\begin{aligned} \eta_i &= a e^{i\sigma t} \left[e^{-ik_{11}x - ik_{12}y} + \sum_{n=1}^{\infty} e^{-ik'_{1n}x} e^{i(\frac{n\pi}{B} - k_{12})y} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} e^{-ik'_{2n}x} e^{-i(\frac{n\pi}{B} + k_{12})y} \right] \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

となる．このような式(3)に対応して，反射波あるいはchamber 内の振動を解析することが，この小論の骨子となるものである．

2. 理論式の誘導

(1) 速度ポテンシャルの表現

微小振幅波の速度ポテンシャルを用いて式の誘導を試みると，入射波の速度ポテンシャルは，

$$\begin{aligned} \phi'_{(1)} &= \frac{ga}{i\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \left[e^{-ik_{11}x - ik_{12}y} \right. \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} e^{\sqrt{(\frac{n\pi}{B} - k_{12})^2 - k^2}x} e^{i(\frac{n\pi}{B} - k_{12})y} \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} e^{\sqrt{(\frac{n\pi}{B} + k_{12})^2 - k^2}x} e^{-i(\frac{n\pi}{B} + k_{12})y} \right] \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

となる．ここで x, y 軸は静水面上で図-1のようにとり， z 軸は上方に正である．また式(3)，(4)を対比するとき，速度ポテンシャルは Laplacian を満たすことから， $k^2 = \left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)^2 + k'^2_{1n} = \left(\frac{n\pi}{B} + k_{12}\right)^2 + k'^2_{2n}$ となり，波長 L に対して $B \ll L$ となるのが一般の状況であるから， k'_{1n}, k'_{2n} は虚数となる．これに $x \rightarrow -\infty$ のとき有限の値となる条件を考慮すると，式(4)のように表わされる．この入射波に対応して反射波は，一般解として次のように表現されよう．

$$\begin{aligned} \phi'_{(1)} &= \frac{g}{i\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \left[A_0 e^{ik_{21}x - ik_{22}y} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{\sqrt{(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{12})^2 - k^2}x} \right] \end{aligned}$$

* 正会員 工博 東京都立大学教授 土木工学科

** 正会員 東京都立大学助手 土木工学科

$$\begin{aligned} & \times e^{i\left(\frac{\pi n}{B}-k_{22}-k_{2n}\right)y} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B}+k_{22}+k_{3n}\right)^2-k^2}x} \\ & \times e^{-i\left(\frac{n\pi}{B}+k_{22}y+k_{3n}\right)y} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで、反射角 δ_r は反時計回りに正としてとるとき、 $\frac{\pi}{2} < \delta_r < \pi$ となるので、 $k \cos \delta_r = -k_{21}$ 、 $k \sin \delta_r = k_{22}$ となっている。また、 k_{2n} 、 k_{3n} は正負の値をとることができ、 $\left(\frac{n\pi}{B}-k_{22}-k_{2n}\right) > k$ 、 $\left(\frac{n\pi}{B}+k_{22}+k_{3n}\right) > k$ の条件が付加される。

Chamber 内の振動に関しては、 $x=l_1+l_2$ において $u=0$ 、また $y=\pm b_0$ において $v=0$ となる条件と、斜め入射波によって縦振動と横振動とが発生する条件を考慮するならば、次のように表示される。

$$\begin{aligned} \phi_{(2)} = & \frac{g}{i\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \left[D_0 \cos k_1(x-l_1-l_2) \right. \\ & \times \cos k_2(|y|-b_0) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \cosh \left\{ \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B}-k_{22}-k_{2n}^*\right)^2-k^2} \right. \\ & \times (x-l_1-l_2) \left. \right\} \cos \left(\frac{n\pi}{B}-k_{22}-k_{2n}^* \right) (|y|-b_0) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} F_n \cosh \left\{ \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B}+k_{22}+k_{3n}^*\right)^2-k^2} \right. \\ & \times (x-l_1-l_2) \left. \right\} \cos \left(\frac{n\pi}{B}+k_{22}+k_{3n}^* \right) (|y| \\ & \left. -b_0) \right] \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで $k_1^2+k_2^2=k^2$ となるもので、入射波の基本波数 k が k_1 、 k_2 の波数に分裂することを意味している。また、 k_{2n}^* 、 k_{3n}^* は式 (5) と同様、正、負の値をとることができる。

(2) 境界条件

斜め入射波によって前壁に生ずる境界条件は、流量の連続性と、壁を透過する流体の運動方程式によって与えられる。流量の連続性は斜め入射となるため、 x 、 y 成分それぞれについて成立する。すなわち、

(i) $-b \leq y \leq b$ において

$$\left\{ -\frac{\partial \phi_{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial x} \right\}_{x=0} = \left\{ -\frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial x} \right\}_{x=l_1} \dots\dots (7)$$

(ii) $-b \leq y \leq b$ において

$$\left\{ -\frac{\partial \phi_{(1)}}{\partial y} - \frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial y} \right\}_{x=0} = \left\{ -\frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial y} \right\}_{x=l_1} \dots\dots (8)$$

また、特殊壁を通過する流体の運動方程式は、 x 方向の流速成分で近似するものとして、これを U とするとき、次のように表わされる。

$$\frac{1}{g} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{p}{\rho g} \right\} + \frac{U}{\lambda c} = 0$$

ここで、 c は入射波の波速、 λ は無次元の損失係数であ

る。近似的に $U = \beta \left(-\frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial x} \right)_{x=l_1}$ 、 $\beta = \frac{1}{\gamma}$ で γ は開口比、また

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{p}{\rho g} \right\} = & \frac{1}{l_1 g} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial t} \right)_{x=l_1} \right. \\ & \left. - \left(\frac{\partial \phi_{(1)}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial t} \right)_{x=0} \right\} \end{aligned}$$

とおけるから、条件式として次のようになる。

(iii) $-b \leq y \leq b$ において、

$$\begin{aligned} \beta \left(-\frac{\partial^2 \phi_{(2)}}{\partial x \partial t} \right)_{x=l_1} + \frac{1}{l_1} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial t} \right)_{x=l_1} \right. \\ \left. - \left(\frac{\partial \phi_{(1)}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial t} \right)_{x=0} \right\} + \frac{g\beta}{\lambda c} \left(-\frac{\partial \phi_{(2)}}{\partial x} \right)_{x=l_1} \\ = 0 \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

(3) 基本振動の解析

$n=0$ に相当する基本振動の解析を進めてみよう。式 (7) より、 $-b \leq y \leq b$ の範囲で

$$\begin{aligned} ik_{11} a e^{-ik_{12}y} - ik_{21} A_0 e^{-ik_{22}y} \\ = -k_1 D_0 \sin k_1 l_2 \cos k_2 (|y|-b_0) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

いま $A_0 = A_{01} + iA_{02}$ 、 $D_0 = D_{01} + iD_{02}$ のごとく実数部と虚数部に分け、かつ式 (10) の関係は $-b \leq y \leq b$ 区間の平均値についても成立するので

$$\begin{aligned} k_{21} A_{02} \frac{\sin k_{22}b}{k_{22}b} \\ = -k_1 D_{01} \sin k_1 l_2 \frac{\sin k_2 b_0 - \sin k_2 (b_0-b)}{k_2 b} \\ \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_{11} a \frac{\sin k_{12}b}{k_{12}b} - k_{21} A_{01} \frac{\sin k_{22}b}{k_{22}b} \\ = -k_1 D_{02} \sin k_1 l_2 \frac{\sin k_2 b_0 - \sin k_2 (b_0-b)}{k_2 b} \\ \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

が得られる。同様に式 (8) から、

$$\begin{aligned} -k_{22} A_{02} \frac{\sin k_{22}b}{k_{22}b} \\ = k_2 D_{01} \cos k_1 l_2 \frac{\cos k_2 b_0 - \cos k_2 (b_0-b)}{k_2 b} \dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_{12} a \frac{\sin k_{12}b}{k_{12}b} + k_{22} A_{01} \frac{\sin k_{22}b}{k_{22}b} \\ = k_2 D_{02} \cos k_1 l_2 \frac{\cos k_2 b_0 - \cos k_2 (b_0-b)}{k_2 b} \dots\dots (14) \end{aligned}$$

という結果が得られる。式 (9) について、やはり $-b \leq y \leq b$ 区間の平均値で操作すると、実数部から、

$$\begin{aligned} \beta k_1 D_{01} \sin k_1 l_2 \cdot m + \frac{a}{l_1} \frac{\sin k_{12}b}{k_{12}b} + \frac{A_{01}}{l_1} \frac{\sin k_{22}b}{k_{22}b} \\ - \frac{D_{01}}{l_1} \cos k_1 l_2 \cdot m + \frac{g\beta k_1}{\lambda c \sigma} D_{02} \sin k_1 l_2 \cdot m = 0 \\ \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

虚数部から

$$\beta k_1 D_{02} \sin k_1 l_2 \cdot m + \frac{A_{02}}{l_1} \frac{\sin k_{22}b}{k_{22}b}$$

$$-\frac{D_{02}}{l_1} \cos k_1 l_2 \cdot m - \frac{g\beta k_1}{\lambda c \sigma} D_{01} \sin k_1 l_2 \cdot m = 0$$

$$\dots\dots\dots(16)$$

が求められる。ここで

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{\sin k_2 b_0 - \sin k_2(b_0 - b)}{k_2 b} \\ n &= \frac{\cos k_2 b_0 - \cos k_2(b_0 - b)}{k_2 b} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(17)$$

である。式(11)を式(16)へ代入して整理すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{D_{02}}{D_{01}} &= \frac{q}{p} = \tan w_0 \\ p &= \beta k_1 \sin k_1 l_2 - \frac{\cos k_1 l_2}{l_1} \\ q &= \frac{k_1 \sin k_1 l_2}{k_{21} l_1} + \frac{g\beta k_1}{\lambda c \sigma} \sin k_1 l_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(18)$$

となり、 w_0 は D_0 の位相を示している。式(15)へ式(12)を代入してまとめれば、式(18)の関係から D_{01} は次のように決定される。

$$D_{01} = \frac{a}{l_1} \frac{\sin k_{12} b}{k_{12} b} \left\{ -\frac{k_{11}}{k_{21}} - 1 \right\} \frac{p}{m(p^2 + q^2)} \dots\dots\dots(19)$$

したがって

$$D_{02} = \frac{a}{l_1} \frac{\sin k_{12} b}{k_{12} b} \left\{ -\frac{k_{11}}{k_{21}} - 1 \right\} \frac{q}{m(p^2 + q^2)} \dots\dots\dots(20)$$

が得られる。式(19)、(21)のうちで k_{11}/k_{21} の値は、後述するように $k_{11}/k_{21}=1$ となる。これらの関係から、

$$|D_0| = \frac{a}{l_1} \frac{\sin k_{12} b}{k_{12} b} \left| \frac{k_{11}}{k_{21}} + 1 \right| \frac{1}{|m| \sqrt{p^2 + q^2}} \dots\dots\dots(21)$$

となる。

式(11)、(13)より

$$\frac{k_{21}}{k_{22}} = \frac{k_1}{k_2} \frac{\sin k_1 l_2}{\cos k_1 l_2} \frac{m}{n} \dots\dots\dots(22)$$

また式(12)、(13)から整理すると

$$\frac{k_{11}}{k_{12}} a \frac{\sin k_{12} b}{b} - \frac{k_{21}}{k_{22}} \left\{ k_2 D_{02} \cos k_1 l_2 \cdot n - a \frac{\sin k_{12} b}{b} \right\} = -k_1 D_{02} \sin k_1 l_2 \cdot m \dots\dots\dots(23)$$

式(22)を式(23)へ代入すると、次の結果が得られる。

$$\frac{k_{11}}{k_{12}} = -\frac{k_{21}}{k_{22}} \quad \text{すなわち} \quad \frac{k_{12}}{k_{11}} = -\frac{k_{22}}{k_{21}} \dots\dots\dots(24)$$

反時計廻りの角度を正としていることから、式(24)は $|\pi - \theta_r| = \delta_i$ を意味しており、いわゆる入射角と反射角との同等性を示す結果となっている。これより $k_{11}=k_{21}$ 、 $k_{12}=k_{22}$ の関係が成立する。式(22)、(24)から

$$\begin{aligned} \frac{k_2}{k_1} &= -\frac{k_{12}}{k_{11}} \tan k_1 l_2 \frac{m}{n} \\ &= -\tan \delta_i \tan k_1 l_2 \frac{\sin k_2 b_0 - \sin k_2(b_0 - b)}{\cos k_2 b_0 - \cos k_2(b_0 - b)} \end{aligned}$$

したがって、

$$\left. \begin{aligned} -k_2 \frac{\cos k_2 b_0 - \cos k_2(b_0 - b)}{\sin k_2 b_0 - \sin k_2(b_0 - b)} &= k_1 \tan \delta_i \tan k_1 l_2 \\ k_2 &= \sqrt{k^2 - k_1^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

となり、 k_1 、 k_2 の値は入射角 δ_i 、波数 k 、ケーソンの形状 b_0 、 b 、 l_2 に依存することが判明する。

以上の結果を用いると、式(11)、(12)から

$$\left. \begin{aligned} A_{01} &= a + \frac{k_1}{k_{11}} \frac{k_{12} b}{\sin k_{12} b} D_{02} \sin k_1 l_2 \cdot m \\ A_{02} &= -\frac{k_1}{k_{11}} \frac{k_{12} b}{\sin k_{12} b} D_{01} \sin k_1 l_2 \cdot m \\ |A_0| &= \sqrt{(A_{01})^2 + (A_{02})^2} \\ \tan \theta_0 &= \frac{A_{02}}{A_{01}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(26)$$

が得られる。これより斜め入射波の反射率は

$$R = \left| \frac{A_0}{a} \right| \dots\dots\dots(27)$$

で示されることになる。

(4) 級数項の解析

$n \geq 1$ の各級数項の解析においては、式(4)、(5)、(6)の表示において、第1項の総和がそれぞれ対応し、また第2項の総和もそれぞれ対応するものとして取扱う。基本振動の解析と同様な方法により、

$$\left. \begin{aligned} B_n &= B_{n1} + iB_{n2} \quad , \quad C_n = C_{n1} + iC_{n2} \\ E_n &= E_{n1} + iE_{n2} \quad , \quad F_n = F_{n1} + iF_{n2} \end{aligned} \right\}$$

のごとく実数部と虚数部に分けて検討すると、式(7)、(8)、(9)の関係から

$$\frac{E_{n2}}{E_{n1}} = \frac{q_n}{p_n} \dots\dots\dots(28)$$

ここで

$$\begin{aligned} p_n &= \left\{ \beta \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^* \right)^2 - k^2} \right. \\ &\quad \times \sinh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^* \right)^2 - k^2} \cdot l_2 \\ &\quad \left. + \frac{1}{l_1} \cosh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^* \right)^2 - k^2} \cdot l_2 \right\} m_n \\ q_n &= \frac{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}} \frac{1}{l_1} \\ &\quad \times \cosh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^* \right)^2 - k^2} \cdot l_2 \cdot n_n \\ &\quad + \frac{g\beta}{\lambda c \sigma} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^* \right)^2 - k^2} \\ &\quad \times \sinh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^* \right)^2 - k^2} \cdot l_2 \cdot m_n \end{aligned}$$

$$m_n = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)b_0 - \sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)(b_0 - b)}{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)b}$$

$$n_n = \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right) - \cos\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)(b_0 - b)}{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)b}$$

が与えられる。これより

$$\left. \begin{aligned} E_{n1} &= \frac{p_n}{p_n^2 + q_n^2} \frac{a}{l_1} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b}{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{\frac{n\pi}{B} - k_{12}}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}} \right\} \\ E_{n2} &= \frac{q_n}{p_n^2 + q_n^2} \frac{a}{l_1} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b}{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{\frac{n\pi}{B} - k_{12}}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}} \right\} \\ |E_n| &= \frac{1}{\sqrt{p_n^2 + q_n^2}} \frac{a}{l_1} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b}{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{\frac{n\pi}{B} - k_{12}}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}} \right\} \\ \tan w_n &= \frac{q_n}{p_n} \end{aligned} \right\} \dots (29)$$

という結果になる。また、これらを用いると、

$$B_{n1} = - \frac{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)^2 - k^2}}{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)^2 - k^2}} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b}{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)b}$$

$$\times \frac{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)b}{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{12}\right)b} a$$

$$- \frac{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2}}{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)^2 - k^2}}$$

$$\times \frac{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)b}{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)b} E_{n1}$$

$$\times \sinh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} l_2 \cdot m_n$$

$$B_{n2} = - \frac{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2}}{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)^2 - k^2}}$$

$$\times \frac{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)b}{\sin\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)b} E_{n2}$$

$$\times \sinh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} l_2 \cdot m_n$$

$$|B_n| = \sqrt{B_{n1}^2 + B_{n2}^2}$$

$$\tan \theta_n = \frac{B_{n2}}{B_{n1}} \dots \dots \dots (30)$$

が得られる。式 (28), (29), (30) に含まれる波数 k_{2n} , k_{2n}^* の決定は次のように行えばよい。すなわち、式 (11), (13) と同等の関係式を求めることにより、

$$- \frac{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)^2 - k^2}}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}}$$

$$= \frac{E_{n2}}{E_{n1}} \frac{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2}}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*}$$

$$\times \tanh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} l_2 \cdot \frac{m_n}{n_n}$$

という結果が得られ、これに式 (28) を代入すれば、 k_{2n} , k_{2n}^* の決定方程式となる。

$$- \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}\right)^2 - k^2} = \frac{\sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} \tanh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} l_2}{1 + \beta l_1 \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} \tanh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} l_2}$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{m_n}{n_n} \frac{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}}{\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*} \frac{g \beta l_1}{\lambda c \sigma} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} \tanh \sqrt{\left(\frac{n\pi}{B} - k_{22} - k_{2n}^*\right)^2 - k^2} l_2 \right\} \dots \dots (31)$$

式(31)から判明するように、右辺側に1項だけ $\left(\frac{n\pi}{B} - k_{2n} - k_{2n}^*\right)$ が存在するため、逐次近似法を利用するのが一つの方法であらう。

$F_{n1}, F_{n2}, C_{n1}, C_{n2}, k_{3n}, k_{3n}^*$ についても同様な操作で解を求めることができるが、紙数に限りがあるため、ここでは省略する。

3. 考 察

基本振動に関して、chamber内の縦振動、横振動の波数 k_1, k_2 は式(25)から決定される。いま一つの事例として、 $T=10\text{ sec}$, $h=15.6\text{ m}$, $B=8.5\text{ m}$, $b_0=8.0\text{ m}$, $b=7.5\text{ m}$, $l_1=1.0\text{ m}$, $l_2=17.0\text{ m}$ の諸元をもつとき、入射角 δ_i を $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ と変化させたとき

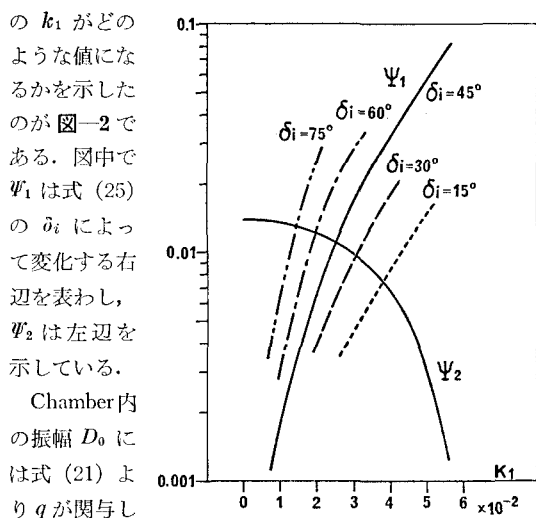


図-2 入射角と波数 k_1, k_2 との関係

のような値になるかを示したのが図-2である。図中で Ψ_1 は式(25)の δ_i によって変化する右辺を表わし、 Ψ_2 は左辺を示している。Chamber内の振幅 D_0 には式(21)より q が関与しており、このため λ の値を評価する必要がある。 λ は B, b_0, b が一定であっても、入射波の波形勾配 H/L , 入射波の波長に対するchamberの長さの比 l_2/L , β の値などによって微妙に変動することが判明している。筆者が今まで検討した多孔壁の場合と縦スリット壁の場合の実験結果から、特殊壁面に直角に入射し、 $\beta=3.07\sim 3.20$, $H/L=0.024\sim 0.047$ の範囲で式(21)から推定してみると、図-3のように表わすことができる。図-3の諸量はすべて無次元量で表示しており、これらの範囲では、 λ は 10^{-1} のオーダーとなっている。一般的な傾向としては、波形勾配が小さくなると λ は低下する傾向にある。

斜め入射波の波長を x 軸上でみれば、見かけ上、波長が増大する結果となり、入射波の波形勾配は見かけ上減少する。したがって、斜め入射波の場合は入射角に応じて λ が低下することが予想される。図-4は一つの計算例で、図-2の事例で示したケーソン堤に、波高 $H=5.0\text{ m}$ の入射波がそれぞれの入射角で作用したときの反射率を示したものである。 λ の値は図中に示すように徐々に

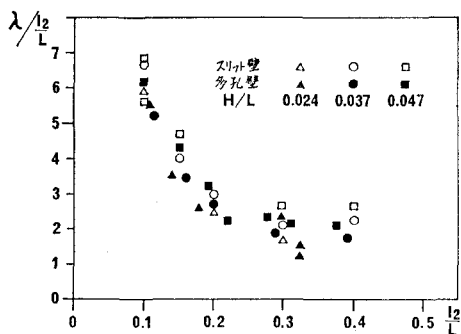


図-3 直角入射波に対する λ の変化

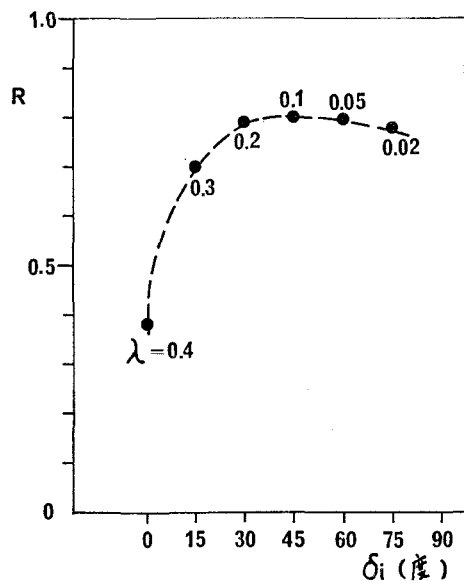


図-4 入射角と反射率との関係例

に低減させている。いずれにせよ、 λ の挙動は今後の検討課題となるものである。

級数項に関連して式(31)において、次数 n , 入射波の諸元、ケーソン堤の構造などの関係によって、式(31)を満たす k_{2n}, k_{2n}^* が存在しないこともあり得る。この場合には式(29)で $k_{2n}=0$ と置くことにより、その次数 n に対応する $E_n=0$ となる。その結果、式(30)より、 B_n は実数部分のみが存在し、 $B_n=-a$ となる。かかる関係は、 F_n と C_n についても同様である。

参 考 文 献

- 1) Blackman, B. B. and J. W. Tukey: The measurement of power spectra, Dover, New York, 1958.
- 2) 堀口孝男・布施敏一郎・齊藤修司: 多孔壁式防波堤に作用する波力, 第24回海岸工学講演会論文集, 土木学会, 1977.
- 3) 堀口孝男・小坂俊吉・中道峰夫・布施敏一郎: スリット壁式消波構造の水理解析, 第27回海岸工学講演会論文集, 1980.
- 4) 中野拓次・岩上淳一・溝内俊一・吉川信彦: 斜め入射波に対する直立消波構造物の消波特性について(その2), 第29回海岸工学講演会論文集, 1982.