

水槽側壁の影響を受ける模型港湾の副振動解析

吉田明徳*・鳥越正美**

1. まえがき

港湾内副振動における湾幅狭小部でのエネルギー損失の効果等を、水槽実験と理論解との比較により検討しようとする場合には、従来の副振動の理論解が無限の外海に面した港湾を対象としている事から、対応する実験においても水槽内で外海の条件(無反射側壁)を満足させる事が必要となる。水槽幅が比較的大きい場合には、側壁および造波板前方に消波装置を設置する事によって、特定の周期の入射波に対しては外海条件を満足させる事も可能であろう。しかし、必ずしも十分な幅を有する水槽が手近に使用出来るとはかぎらない事や、場合によっては2次元造波水路を用いて実験を行う必要もある事、また、消波装置の消波特性は入射波の周期によって変化するため¹⁾、個々の異なる周期の入射波に対して、消波装置の調整を行う事は実際には困難である事、さらに副振動実験においては、比較的長周期の波を用いるため、消波装置が十分機能する事は必ずしも期待できないと考えられる事等から、消波装置を用いずに、水槽側壁を完全反射壁として実験を行い、そのかわりに理論解析において水槽側壁を考慮した解を得ることによって、両者の比較を可能とする事も1つの方法と考えられる。

完全反射壁より成る水槽内における模型港湾の水面振動の解析としては、矩形湾についての Raichlen²⁾ の古典的な解析例があるが、これは水槽内の多重反射が平衡に達した状態での近似的な解析で、入射波と反射波のみが存在する現地の条件とも異なる事、および消波装置なしの多重反射の状態はわずかの擾乱等によって水面振動が複雑な様相を呈しやすく、理論解と比較するに十分な実験値が得にくい事などから、上記の目的のための理論解としては適当でないと考えられる。

本文は、水槽側壁が完全反射壁より成る場合の、模型港湾および水槽内の水面振動を理論的に解析する方法を示すもので、模型と造波板間の多重反射がない状態での水面振動について解析を行ったものである。

2. 理論解析

図-1に示すように、一定水深 h でかつ完全反射の側壁より成る造波水槽の後端に港口を有する港湾模型を考える。座標系は原点を港口 AB の中心かつ静水面上に取り、鉛直上方に z 軸、港口に沿って x 軸、造波板の方向に y 軸を取るものとする。流体運動は、非粘性、非圧縮性の完全流体による微小振幅波運動と仮定すると、その速度ポテンシャル ϕ は次式で表わす事ができる。

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi(x, y) Z(z) \exp(i\sigma t) \quad \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 g は重力加速度、 σ は入射波の角周波数、 ζ_0 は入射波の振幅、 $Z(z) = \cosh k(z+h)/\cosh kh$ で、 k は入射波の波数である。また、 $\phi(x, y)$ は次の Helmholtz の方程式を満足すべき無次元の関数である。

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 \quad \dots \dots \dots (2)$$

入射波の波高に対する、任意点 (x, y) での振幅 ζ の比を波高増幅率 \bar{A} として表わすと、 \bar{A} は次式で与えられる。

$$\bar{A} = \zeta/2\zeta_0 = |\phi(x, y)/2| \quad \dots \dots \dots (3)$$

流体域の形状が y 軸に関して対称である場合には、($x \leq 0$) の流体域を ($x \geq 0$) の流体域の鏡像とみなす事によって、後述する数値計算における連立一次方程式の未知数および計算時間を大幅に減じる事ができる^{3), 4)}。従って本解析では、水槽後端中央に港口を有し、かつ y 軸に関し対称な形状の港湾模型について解析を行うものと

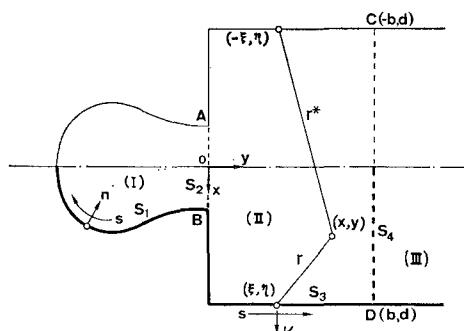


図-1

* 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

** 正会員 (株) 奥村組

する。また、解析の便宜上、流体域を図-1に示すように、港口 AB と、港口より任意の距離 d の位置に設けた仮想境界 CD ($y=d$) によって、領域(I), 領域(II), 領域(III)に分け、各領域における ϕ を、それぞれ ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 と表わすこととする。

(1) 未知関数 ϕ_1 , ϕ_2 の表示

図-1に示すように、($x \geq 0$) の部分の各境界について、領域(I)の側壁上を S_1 , 領域(II)の側壁上を S_3 , 港口を S_2 , 仮想境界を S_4 と表わし、さらに、領域(I)の境界線に対する内向き法線を n , 領域(II)の境界線に対する外向き法線を ν とする。このとき、各領域の任意点 (x, y) における ϕ_1 および ϕ_2 は次式で表わす事ができる。

$$\begin{aligned}\phi_1(\mathbf{X}) = & \frac{i}{\alpha} \int_{S_1+S_2} \left\{ \phi_1(\mathbf{X}_b) \frac{\partial}{\partial n} G(kr) \right. \\ & \left. - G(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi_1(\mathbf{X}_b) \right\} ds \quad \dots \dots \dots (4)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\phi_2(\mathbf{X}) = & \frac{-i}{\alpha} \int_{S_2+S_3+S_4} \left\{ \phi_2(\mathbf{X}_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G(kr) \right. \\ & \left. - G(kr) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_2(\mathbf{X}_b) \right\} ds \quad \dots \dots \dots (5)\end{aligned}$$

$$G(kr) = H_0^{(1)}(kr) + H_0^{(1)}(kr^*) \quad \dots \dots \dots (6)$$

ただし、 \mathbf{X} と \mathbf{X}_b はそれぞれ領域の任意点 (x, y) と境界線上の点 (ξ, η) を意味し、 $H_0^{(1)}(kr)$ は0次の第1種ハンケル関数、 r は \mathbf{X} と \mathbf{X}_b 間の距離、 r^* は \mathbf{X}_b の鏡像点 $(-\xi, \eta)$ と \mathbf{X} との距離、 α は \mathbf{X} が境界線上にあるときは $\alpha=2$ 、領域内の点であるときは $\alpha=4$ を取る定数である。また積分方向は、領域(I)では時計回り、領域(II)では反時計回りに取るものとする。

(2) 仮想境界上の境界条件

本解析では、造波板からの再反射が模型に入射する以前の現象を対象としている。すなわち、理論上は無限遠方に造波板がある場合にあたり、従って、領域(III)における関数 ϕ_3 は、入射波を表わす $\exp(iky)$ と模型からの反射波を表わす未知関数 $\varphi(x, y)$ の和で表わすことができる。

$$\phi_3(x, y) = \exp(iky) + \varphi(x, y) \quad \dots \dots \dots (7)$$

(2) 式より、 $\varphi(x, y)$ も次の Helmholtz の式を満足すべき関数である。

$$\nabla^2 \varphi + k^2 \varphi = 0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

$\varphi(x, y)$ が、 $\varphi(x, y) = X(x) \cdot Y(y)$ と変数分離形で表わせるものと仮定し、(8) 式より得られる $X(x)$ および $Y(y)$ に関する2次の微分方程式を、側壁 ($x=\pm b$) での境界条件 $\partial X/\partial x=0$ 、および $\varphi(x, y)$ は y の正方向への反射波を表わすという条件のもとで解いて次式を得る。

$$\varphi(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \beta_n(y) \cos \frac{n\pi x}{b} \quad \dots \dots \dots (9)$$

$$\beta_n(y) = \begin{cases} \exp \left\{ -iy\sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \right\} & n=0, 1, \dots, n^* \\ & \dots \dots \dots \\ \exp \left\{ -y\sqrt{\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2} \right\} & n=n^*+1, n^*+2, \dots \end{cases}$$

上式で、 c_n は定数で、 n^* は $k > (n\pi/b)$ なる整数 n のうちで最大の値を意味する。(9) 式は、 y 軸に関し波数 $\sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}$ ($n=0, 1, \dots, n^*$) の波のみが反射波として水槽内を造波板方向へ進行する事を示している。

仮想境界 S_4 において(9)式は $\varphi(x, d)$ のフーリエ級数展開であって、係数 $c_n \beta_n(d)$ は次式で与えられる。

$$c_n \beta_n(d) = \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \varphi(x, d) \cos \frac{n\pi x}{b} dx \quad \dots \dots \dots (10)$$

$$\varepsilon = 1/2 \quad (n=0), \quad 1 \quad (n \neq 0)$$

従って(9), (10)式より $\varphi(x, y)$ の形式解として次式を得る。

$$\begin{aligned}\varphi(x, y) = & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n(y)}{\beta_n(d)} \left\{ \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \varphi(s, d) \cos \frac{n\pi s}{b} ds \right\} \\ & \cdot \cos \frac{n\pi x}{b} \quad \dots \dots \dots (11)\end{aligned}$$

仮想境界 S_4 上で流体運動の連続条件 ($\phi_2 = \phi_3$, $\partial \phi_2 / \partial y = \partial \phi_3 / \partial y$) が成り立つべき事より、(7), (11) 式を用いて、 ϕ_2 に関する S_4 上での境界条件として次式を得る。

$$\begin{aligned}\phi_2(\xi, d) = & \exp(ikd) \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \varphi(s, d) \cos \frac{n\pi s}{b} ds \right\} \\ & \cdot \cos \frac{n\pi \xi}{b} \quad \dots \dots \dots (12)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi_2(\xi, d)}{\partial \nu} = & ik \exp(ikd) \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \alpha_n \frac{2\varepsilon}{b} \int_0^b \varphi(s, d) \cos \frac{n\pi s}{b} ds \right\} \\ & \cdot \cos \frac{n\pi \xi}{b} \quad \dots \dots \dots (13)\end{aligned}$$

ただし、(13)式で

$$\alpha_n = \begin{cases} -i\sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2} & (n=0, 1, \dots, n^*) \\ -\sqrt{(n\pi/b)^2 - k^2} & (n=n^*+1, n^*+2, \dots) \end{cases}$$

(3) 側壁 S_1 , S_3 および港口 S_2 上の境界条件

完全反射側壁の条件より

$$\left. \begin{array}{l} \partial \phi_1 / \partial n = 0 \quad (S_1 \text{ 上で}) \\ \partial \phi_2 / \partial \nu = 0 \quad (S_3 \text{ 上で}) \end{array} \right\} \quad \dots \dots \dots (14)$$

港口では、流体運動の連続条件より

$$\left. \begin{array}{l} \phi_1 = \phi_2 \\ \partial \phi_1 / \partial n = \partial \phi_2 / \partial \nu \end{array} \right\} \quad (S_2 \text{ 上で}) \quad \dots \dots \dots (15)$$

3. 数値計算法

本章では、 ξ, η, \dots 等の変数は次のような無次元量を

表わすものとする.

$$\begin{aligned}\xi &\equiv \xi/h, & \eta &\equiv \eta/h, & s &\equiv s/h, & b &\equiv b/h \\ \gamma &\equiv \gamma/h, & \lambda &\equiv kh, & \bar{\phi} &\equiv \partial\phi/\partial(\nu/h)\end{aligned}$$

(4), (5) 式を、境界条件 (12), (13), (14), (15) のもとで解析的に解くのは困難であるため、数値的に解く事になる。境界線 S_1, S_2, S_3, S_4 を、それぞれ N_1, N_2, N_3, N_4 の微小な要素 ΔS_j ($j=1 \sim N_1, 1 \sim N_2, 1 \sim N_3, 1 \sim N_4$) に分割するものとし、(3), (4) 式を、任意点 X が境界線上にある場合について、離散化して表わすと (16), (17) 式を得る⁵⁾.

$$\phi_1(i) = - \left\{ \sum_{j=1}^{N_1} + \sum_{j=1}^{N_2} \right\} \{ \bar{G}_{ij} \phi_1(j) - G_{ij} \bar{\phi}_1(j) \} \quad (i=1 \sim N_1, 1 \sim N_2) \quad \dots \quad (16)$$

$$\phi_2(i) = \left\{ \sum_{j=1}^{N_2} + \sum_{j=1}^{N_3} + \sum_{j=1}^{N_4} \right\} \{ \bar{G}_{ij} \phi_2(j) - G_{ij} \bar{\phi}_2(j) \} \quad (i=1 \sim N_2, 1 \sim N_3, 1 \sim N_4) \quad \dots \quad (17)$$

上式で、 $\phi_1(j)$ は ΔS_j 要素の中点 (ξ_j, η_j) における ϕ_1 の値を意味し、 $\bar{\phi}_1(j), \phi_2(j), \dots$ 等も同様である。また G_{ij}, \bar{G}_{ij} は次式で計算される。

$$G_{ij} = \begin{cases} \frac{i}{2} \{ H_0^{(1)}(kr_{ij}) + H_0^{(1)}(kr_{ij}^*) \} \Delta S_j \\ \frac{1}{\pi} \left\{ (\gamma-1) + \log \frac{\lambda \Delta S_i}{4} - \frac{i\pi}{2} \right\} \\ \quad - \frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr_{ij}^*) \Delta S_j \end{cases}$$

$$\bar{G}_{ij} = \frac{i\lambda}{2} \left[H_0^{(1)}(\lambda r_{ij}) \frac{1}{r_{ij}} \{ (\xi_j - \xi_i) \Delta \eta_j \right. \\ \left. - (\eta_j - \eta_i) \Delta \xi_j \} + H_0^{(1)}(\lambda r_{ij}^*) \right. \\ \left. \cdot \frac{1}{r_{ij}^*} \{ (\xi_j + \xi_i) \Delta \eta_j - (\eta_j - \eta_i) \Delta \xi_j \} \right]$$

ただし、 $\gamma = 0.5772156 \dots$ (Euler の定数) で、 r_{ij} は (ξ_i, η_i) と (ξ_j, η_j) 間の距離、 r_{ij}^* は (ξ_i, η_i) と $(-\xi_j, \eta_j)$ 間の距離である。

(12), (13) 式における積分項を次式で近似すると

$$\int_0^b \varphi(s, d) \cos \frac{n\pi s}{b} ds \approx \sum_{p=1}^{N_4} \varphi(p) \cos \frac{n\pi \xi_p}{b} \Delta S_p \quad \dots \quad (20)$$

境界 S_4 上境界条件は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}\phi_1(j) &= \exp(i\lambda d) + \sum_{p=1}^{N_4} \varphi(p) Q(p, j) \\ \bar{\phi}_2(j) &= i\lambda \exp(i\lambda d) + \sum_{p=1}^{N_4} \varphi(p) \bar{Q}(p, j) \\ (j &= 1 \sim N_4)\end{aligned}\quad \left. \right\} \quad \dots \quad (21)$$

上式で、 $\varphi(p)$ は、 $\phi_1(j), \bar{\phi}_1(j), \dots$ と同様に、要素 ΔS_p ($p=1 \sim N_4$) 上の中点 (ξ_p, η_p) における φ の値を意味し、 $Q(p, j), \bar{Q}(p, j)$ は次式で与えられる。

$$Q(p, j) = \sum_{n=1}^{\infty} \Delta S_p \cos \frac{n\pi \xi_p}{b} \cos \frac{n\pi \xi_j}{b}$$

$$\left. \begin{aligned}\bar{Q}(p, j) &= \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \frac{2\varepsilon}{b} \Delta S_p \cos \frac{n\pi \xi_p}{b} \cos \frac{n\pi \xi_j}{b} \\ (p &= 1 \sim N_4, j = 1 \sim N_5)\end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (22)$$

(16) 式に、(14), (15) 式を代入し、また (17) 式に (14), (21) 式を代入して (23), (24) 式を得る。

$$\begin{aligned}\sum_{j=1}^{N_1} (\bar{G}_{ij} + \delta_{ij}) \phi_1(j) \\ + \sum_{j=1}^{N_2} \{ (\bar{G}_{ij} + \delta_{ij}) \phi_2(j) - G_{ij} \bar{\phi}_2(j) \} = 0 \\ (i=1 \sim N_1, 1 \sim N_2) \quad \dots \quad (23)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sum_{j=1}^{N_2} \{ (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) \phi_2(j) - G_{ij} \bar{\phi}_2(j) \} \\ + \sum_{j=1}^{N_3} (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) \phi_2(j) + \sum_{p=1}^{N_4} \left[\left\{ \sum_{j=1}^{N_4} \bar{G}_{ij} Q(p, j) \right. \right. \\ \left. \left. - G_{ij} \bar{Q}(p, j) \right\} - \delta_{ip} \right] \varphi(p) \\ = -\exp(i\lambda d) \sum_{j=1}^{N_4} \{ (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) - i\lambda G_{ij} \} \\ (i=1 \sim N_2, 1 \sim N_3, 1 \sim N_4) \quad \dots \quad (24)\end{aligned}$$

上式で、 δ_{ij} は (i) 点と (j) 点がともに同一境界上の同じ点 ($i=j$) のとき 1, それ以外は 0 を取るものとし、 δ_{ip} も同様である。

(23), (24) 式は、 S_1 上の $\phi_1(j)$, S_2 上の $\phi_2(j)$ と $\bar{\phi}_2(j)$, S_3 上の $\phi_2(j)$, および S_4 上の $\varphi(p)$ を未知数とする複素係数連立一次方程式を与える。したがって、(23), (24) 式を連立して解いて $\phi_1(j), \phi_2(j), \dots$ 等が求まれば、湾内の側壁上の波高増幅率は (3) 式より $|\phi_1(j)|/2$ で与えられる。また、領域 (I), (II) 内の任意点における ϕ_1, ϕ_2 の値は、(4), (5) 式を X が領域内の点である場合について、(16), (17) 式と同様に離散化し、これに (23), (24) 式の解である境界上の $\phi_1(j), \bar{\phi}_1(j), \dots$ 等を用いて計算される。

4. 理論解と実験による検証

数値計算例として、図-3 中に示す矩形湾について計算を行った。任意の湾形状の場合には、単に計算プログラムにおける境界要素の入力座標を変更すればよい。境界要素の大きさは、 $\Delta S_j/h = 0.25$ に固定して計算したが、これは $kh = 2.0$ において、波長のほぼ 1/12 にある⁵⁾。

数値計算を行うにあたっては、仮想境界の位置、および (9) 式の無限級数を数値計算上有限項で打ち切るために、必要な最低打切り項数 N^* を決める必要がある。仮想境界については、それが物理的な意味を有するものではなく、単に、(4) 式を適用するための有限な領域を設定するという意味のみを持つ事から、仮想境界位置は任意に設定してよく、仮想境界位置の違いによって解に有意の変動は生じないはずである。この事を確かめるため、水槽幅 $B (= 2b)$ が、 $B/h = 7.0$ の場合について、仮

表-1 仮想境界位置による解の変動

| $B/h=7.0$ | | | | |
|-----------|----------|----------|----------|----------|
| d/h | $kh=0.6$ | $kh=1.0$ | $kh=1.5$ | $kh=2.0$ |
| 2.0 | 7.46 | 1.09 | 0.95 | 1.18 |
| 4.0 | 7.42 | 1.07 | 0.96 | 1.19 |
| 6.0 | 7.44 | 1.08 | 0.96 | 1.20 |

想境界位置を $d/h=2.0, 4.0, 6.0$ と変えた計算を行い、その結果を湾奥中央点における増幅率について表-1に示す。予期されたように、仮想境界位置による解の変動は、ほとんど生じない。打切り項数 N^* は、入射波の波数および水槽幅によって変わるものと考えられる。このため $B/h=7.0$ と $B/h=17.0$ の 2 つの水槽幅について N^* を変えて計算した結果を、湾奥中央点の増幅率 \bar{A} について示すと表-2 のようである。これより、 B/h が大きかつ kh が大きい程収束の度合は悪くなるが、それでも $N^*=10$ 程度に取れば一定値に収束する事がわかる。ただし表-2 には示していないが、 N^* が S_4 上の分割要素数の 2 倍よりも大きいと、計算値は全く異なる値となる。これは (20) 式の積分の離散近似が、係数 $C_n \beta_n(d)$ の有限フーリエ展開となるため、 $N^* \geq 2N_4$ では同じ条件を 2 重に用いる事になるためで、 N^* は $N^* < 2N_4$ に取る必要がある。

表-2 打切り項数 N^* と解の収束

| N^* | $B/h=7.0$ | | | $B/h=17.0$ | | |
|-------|-----------|----------|----------|------------|----------|----------|
| | $kh=0.6$ | $kh=1.0$ | $kh=2.0$ | $kh=0.6$ | $kh=1.0$ | $kh=2.0$ |
| 0 | 7.59 | 0.86 | 1.19 | 7.50 | 1.16 | 1.49 |
| 1 | 7.45 | 1.09 | 1.62 | 5.17 | 1.22 | 1.81 |
| 2 | 7.46 | 1.09 | 1.18 | 5.16 | 1.12 | 2.26 |
| 4 | 7.46 | 1.09 | 1.18 | 5.17 | 1.10 | 2.01 |
| 6 | 7.46 | 1.09 | 1.19 | 5.17 | 1.10 | 1.39 |
| 10 | 7.46 | 1.09 | 1.19 | 5.17 | 1.10 | 1.39 |
| 20 | 7.46 | 1.09 | 1.19 | 5.17 | 1.10 | 1.39 |

図-2, 3 は、異なる水槽幅 B について、湾奥の中央点における波高増幅率を、入射波の波数 kh に対して示したもので、図-2 には、比較のため外海に面した条件での増幅率も示している。普通、外海に面した湾で、単一の矩形湾のような単純な湾形状の場合には、湾奥において $\bar{A}=0$ となることはない⁶⁾が（ただし、複雑な湾形状の場合には、湾内での部分的な干渉によって $\bar{A}=0$ となる場合もある^{7), 8)}）、模型港湾内では、 $k=n\pi/b$ ($n=1, 2, \dots$) において、水槽横方向の重複波が生じるため、湾内へのエネルギーの流入が生じず $\bar{A}=0$ となる。図-2 より、水槽幅が小さくなるとともに 1 次モードの増幅率は減少し、逆に 2 次のモードの増幅率が増大する傾向が見られる。また、水槽幅が大きくなるにつれて、図-3

にみられるように、2 次モードの近傍では外海に面した場合の増幅率に近づくが、1 次モードの近傍で $k=n\pi/b$ となるため、水槽幅 B によって増幅率は種々異なった特性を示すことになる。

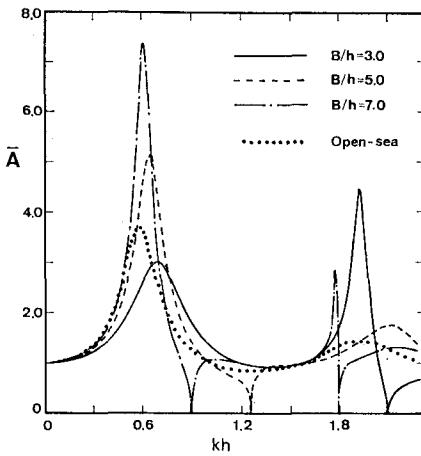


図-2 波高増幅率

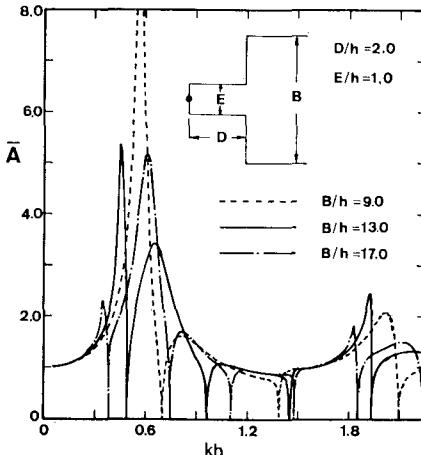


図-3 波高増幅率

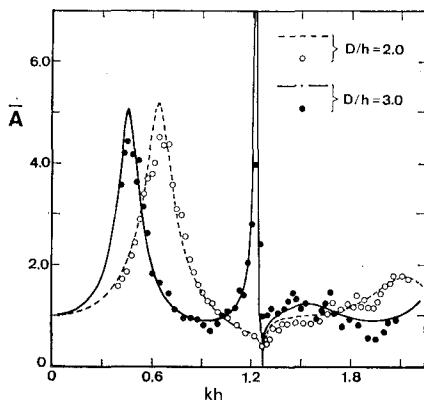


図-4 理論解と実験値との比較

解析法の妥当性を検証するため、模型実験を行って、湾奥の中央点の水面振動の振幅と入射波の振幅を測定し、波高増幅率を用めて理論解と比較した。その結果を図-4に示す。実験は、水深 0.2m とし、幅 1m ($B/h = 5.0$)、水路長 20m の 2 次元造波水路の後端に設けた、湾幅 0.2m、湾長 0.4m ($D/h = 2.0$) と 0.6m ($D/h = 3.0$) の矩形湾について行った。実験に用いた入射波の波高は 1cm 程度である。

$D/h=3.0$ の場合に、 $kh > 1.5$ において実験値が理論解のまわりに波打つようにばらついているが、全体として、実験値と理論解は良く一致しており、 $D/h=3.0$ の場合に $kh=1.2$ 近傍で理論解に現われる増幅率の急峻なピークも実験値に良く取られれていることから、本解析法による解は妥当な結果を与えていているものと考えられる。

4. あとがき

湾口あるいは湾内に、防波堤等による湾幅の狭小部を有する港湾の副振動を、数値シミュレーションによって十分な精度で推定するためには、狭小部で生じる渦等によるエネルギー損失の効果が、ポテンシャル理論に基づく理論解に妥当に評価されている事が必要である。理論解析上エネルギー損失の効果を、狭小部での流体運動に対する抵抗として表わすことが出来^{9), 10)}るが、具体的に数値シミュレーションを行うにあたって、湾形状や、防波堤位置およびその開口幅、副振動周期などが異なる個々の港湾について、流体抵抗の係数をどのように取ればよいかについては、必ずしも十分究明されてはおらず、数値シミュレーションの結果に十分な信頼がおけない原因になっていると思われる。副振動は通常、不時に発生

し、理論解と比較するための実測データが得にくい事もあり、種々の条件について、ある程度の異なるスケールでの実験を行って、抵抗係数等の検討を行う事も必要と思われる。本文に述べた解析法はその際の理論解法として用いる事ができる。

最後に、本研究は文部省科学研究費奨励研究（A）によった事を付記する。

参 考 文 献

- 1) 奥齒英明・吉田明徳・井島武士：遊水部をもつ消波護岸の周波数特性と斜め入射波に対する反射率、土木学会論文報告集、第 355 号、1983.
- 2) Raichlen, F. and A. T. Ippen: Wave induced oscillations in harbors, J. of ASCE, Vol. 91, No. HY2, 1965.
- 3) 高橋秀俊：線形分布定数系論、岩波書店。
- 4) 植木 享・久保雅義・青木伸一：港湾 Slip 内における船体運動および定常漂流力について、第 29 回海岸工学講演会論文集、1982.
- 5) 井島武士・周 宗仁・湯村やす：任意形状の透過および不透過防波堤による波の散乱、土木学会論文報告集、第 225 号、1974.
- 6) 合田良実：長方形および扇形の港の副振動について——フーリエ変換を用いた一解法——、第 10 回海岸工学講演会講演集、1963.
- 7) Mei, C. C. and Ü. Ünlüata: Resonant scattering by a harbor with two coupled basins, J. of Engineering Math., Vol. 10, 1976.
- 8) Su C. L.: Asymptotic solutions of resonances in harbors with connected basins, J. of ASCE, Vol. 99, No. WW3, 1973.
- 9) Ünlüata, Ü. and C. C. Mei: Effects of entrance loss on harbor oscillations, J. of ASCE, Vol. 101, No. WW2, 1975.
- 10) 村上仁士・野口英二：湾口部のエネルギー損失を考慮した湾水振動の解析、土木学会論文報告集、第 288 号、1979.