

湾水振動における湾口部の波の挙動と攪乱波の特性

村上 仁士*・野口 英二**

1. 緒 言

津波や高潮の resurgence が湾入部に侵入すると、湾内は異常な波高に見舞われることがあり、周知のように湾水振動の問題として従来から多くの研究者によって現象の解明やその防止対策が検討されている。この種の問題で最も困難なことは、湾口部の波の挙動を把握することで、湾内の波浪特性は湾口部の波の特性によって決定されるといっても過言ではない。湾口部の波の挙動は複雑で、現象そのものの理解に加えて、開口部での波のエネルギー損失、開口部からの攪乱波の特性について明らかにする必要がある。このような観点から種々の試みがなされ^{1),2)}、有益な成果も報告されているが、湾口部での波の様相が明らかになったという段階にまで達していない。

本研究は、湾口部の波の挙動をより明確にして湾水振動の機構を解明するに必要な基礎資料を得るため、特に攪乱波の特性について考察したものである。

2. 実験装置および実験方法

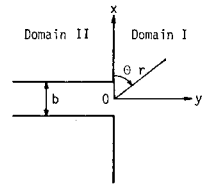
長さ 30 m、幅 15 m、深さ 60 cm の平面水槽に造波板から 20 m の位置にアクリル製長方形港湾模型を設置し、水槽側壁には消波工を設け実験を行なった。実験を通じ、周期 $T=1.94$ sec、水深 $h=15$ cm、入射波高 $H_0=2$ cm である。攪乱波の波高特性を調べるため、湾口中心点より、 $\theta=0$ (堤防沿い)、 $\pi/6$ 、 $\pi/3$ および $\pi/2$ について波高測定を容量式波高計で行なった。また、湾幅 b は 20 cm ($b/L=0.087$) および 50 cm ($b/L=0.22$) の 2 種類とし、開口幅 d は開口比 d/b で 0.2 および 1.0 の 2 通りである。

なお、共振時における湾口部の渦による縮流の様相を知るために、開口部にアルミ粉を散布して、35 mm 連動カメラ (3.5 コマ/sec) で縮流状況を撮影した。この場合、 $d/b=0.2\sim 1.0$ (0.2 間隔) の範囲で実験を行なっている。

3. 断面急変部における攪乱波

ここでは、まず図—1 に示したような半無限の外海に

一様幅の水路が接続している簡単なモデルを考え、領域 I から II へ波が x 軸に直角に侵入する場合の領域 I における攪乱波の特性および波が領域 II から I へ進行する場合の領域 I における攪乱波の特性に



図—1 断面急変部モデルについて調べることにする。なお、同様なモデルの理論的取り扱い、三井³⁾、堀川・西村⁴⁾ がすでに行なっており、波のエネルギー損失は無視している。

(1) 急縮断面における攪乱波

3次元空間における微小振幅波の速度ポテンシャルを Laplace の式に代入すると Helmholtz の式が得られ、水深および時間の影響を落とすと、領域 I における波高分布関数 $f_1(x,y)$ は次式で表わされる。

$$f_1(x,y)=\exp(iky)+\exp(-iky)+f_3(x,y) \quad \dots\dots\dots(1)$$

この場合、第1項は入射波、第2項は反射波、第3項が開口部からの攪乱波を表わす。ただし、 $k=2\pi/L$ 、 L は波長である。

いま、領域 II における解を一様な進行波として、

$$f_2(x,y)=K_t \exp[i(ky+\theta_t)] \quad \dots\dots\dots(2)$$

とする。ここに、 K_t は透過率、 θ_t は入射波に対する透過波の位相のずれである。以上の2式を領域 I および II について、開口部で流速が連続、外海の固体境界面で流速が0、さらに開口部から十分離れた領域 I での $f_1(x,y)$ は完全重複波になるという条件のもとに解くと、式 (1) の $f_3(x,y)$ は次式で表わされる。

$$f_3(x,y)=(2K_t/\pi)\{-ikI_1(x,y) - kI_2(x,y)\} \exp(i\theta_t) \quad \dots\dots\dots(3)$$

ただし、

$$I_1(x,y)=\int_k^\infty [\{\exp(-y\sqrt{\beta^2-k^2})\sin(\beta b/2)\cos \beta x\}/\beta\sqrt{\beta^2-k^2}]d\beta \quad \dots\dots\dots(4.1)$$

$$I_2(x,y)=\int_0^k [\{\exp(-iy\sqrt{k^2-\beta^2})\sin(\beta b/2)\cos \beta x\}/\beta\sqrt{k^2-\beta^2}]d\beta \quad \dots\dots\dots(4.2)$$

である。ここで開口部 ($y=0$) で x 方向の平均水位が等

* 正会員 工博 徳島大学工業短期大学部 助教授 土木工学教室

** 正会員 工修 鹿島建設 (株)

しいという条件を用いると、透過率 K_t および位相差 θ_t は次のように求まる。

$$K_t = \pi / [\{ k \bar{I}_1(kb/2) \}^2 + \{ k \bar{I}_2(kb/2) + (\pi/2) \}^2]^{1/2} \quad (5)$$

$$\theta_t = \tan^{-1} [\{ -k \bar{I}_1(kb/2) \} / \{ k \bar{I}_2(kb/2) + (\pi/2) \}] \quad (6)$$

ここに、 $k \bar{I}_1(kb/2)$ および $k \bar{I}_2(kb/2)$ は次のとおりである。

$$k \bar{I}_1(kb/2) = (kb/2) \int_{kb/2}^{\infty} [\sin^2 \alpha / \{ \alpha^2 \sqrt{\alpha^2 - (kb/2)^2} \}] d\alpha \quad (7.1)$$

$$k \bar{I}_2(kb/2) = (kb/2) \int_0^{kb/2} [\sin^2 \alpha / \{ \alpha^2 \sqrt{(kb/2)^2 - \alpha^2} \}] d\alpha \quad (7.2)$$

以上の計算から、全領域の波が決定できるが、外海の波高分布 $f_1(x, y)$ を求めてみる。 $f_1(x, y)$ を極座標表示して三井ら⁴⁾と同様、鞍部点法で漸近展開し、重複波高で無次元化して外海の波高分布を表示すると次式が得られる。

$$R = H/2H_0 = (1/2) [\{ 2 \cos(kr \sin \theta) - K_r C' \cos(kr - \pi/4 - \theta_r) \}^2 + \{ K_r C' \sin(kr - \pi/4 - \theta_r) \}^2]^{1/2} \quad (8.1)$$

$$C' = \{ \sqrt{2/\pi k r} \sin(kb/2 \cdot \cos \theta) \} / \cos \theta \quad (8.2)$$

ここに、 H は外海の波高、 H_0 は入射波高を示す。

図-2 は、水路幅 b の変化に伴う透過率 K_t および位相差 θ_t の変化を示している。水路幅が小さくなるにつれて K_t は増加する傾向がある。図中には、堀川・西村¹⁾の実験値も併記しているが、解はほぼ妥当なようである。また、 K_t は防波堤により減少できることがわかる。一方、 θ_t は、 $b/L \div 0.15$ の近傍で極値をもち、入射波に対し透過波は $\pi/10$ 程度遅れることがわかる。

図-3 は、外海の波高分布を示したものの一例で、縦軸は外海の波高と完全重複波との比をとっている。堤防沿い ($\theta=0$) の波高分布は、開口部から $r/L \div 0.56$ 離れた地点に最大値が現われ、順次開口部から離れるに伴い極大値も減少し、 $R=1$ に漸近することになる。また、このような極大値は水路幅が大きいほど大きくなる。一方、湾軸沿い ($\theta=\pi/2$) の波高分布は、水路幅が小さい方が極大値は大きくなる。攪乱波がなければ完全重複波 ($R=1$) の周期的な繰返しになるが、攪乱波が存在するため、特に開口部近傍で完全重複波の様相と大きく異

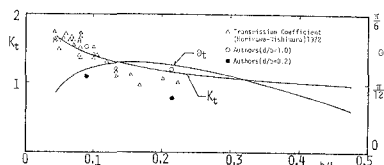


図-2 K_t および θ_t の特性

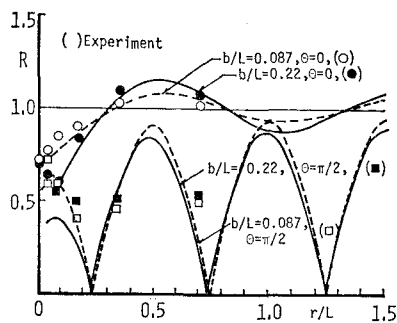


図-3 外海の波高分布

なる。

(2) 急拡断面における攪乱波

図-1 において、波が領域 II から I へ進行する場合を考える。前と同様の表示に従えば領域 I における波高分布関数 $f_1(x, y)$ は攪乱波のみとなり次式で表わせる。

$$f_1(x, y) = f_3(x, y) \quad (9)$$

一方、領域 II における波高分布関数 $f_2(x, y)$ は、

$$f_2(x, y) = \exp(-iky) + K_r \exp\{i(ky + \theta_r)\} \quad (10)$$

と表現できる。ここに、 K_r は領域 II における反射率で、 θ_r は開口部で生ずる反射波の位相のずれである。

以下、(1) と同様に取り扱いをすれば、結局攪乱波 $f_3(x, y)$ は次のようになる。

$$f_3(x, y) = [2 \{ K_r \exp(i\theta_r) - 1 \} / \pi] \{ -ik \bar{I}_1(x, y) - k \bar{I}_2(x, y) \} \quad (11)$$

ここで、 $y=0$ における x 方向の平均水位が等しいという条件を用いると、 K_r および θ_r が次のように求まる。

$$K_r = [\{ k \bar{I}_2(kb/2) - (\pi/2) \}^2 + \{ k \bar{I}_1(kb/2) \}^2 / \{ k \bar{I}_2(kb/2) + (\pi/2) \}^2 + \{ k \bar{I}_1(kb/2) \}^2]^{1/2} \quad (12)$$

$$\theta_r = \tan^{-1} [\{ \pi k \bar{I}_1(kb/2) \} / \{ k \bar{I}_2(kb/2) \}^2 - \{ k \bar{I}_2(kb/2) \}^2 + (\pi^2/4)] \quad (14)$$

以上の計算から、前と同様の方法によって、外海の波高分布を無次元表示すると次のようになる。

$$R = (C'/2) [\{ \cos(kr - \pi/4) - K_r \cos(kr - \pi/4 - \theta_r) \}^2 + \{ \sin(kr - \pi/4) - K_r \sin(kr - \pi/4 - \theta_r) \}^2]^{1/2} \quad (14)$$

図-4 は、 K_r および θ_r の特性を示しており、水路幅が大きくなるにつれて、 K_r は減少し、逆に θ_r は増大する。すなわち、港湾を考えると、湾奥で反射した波が湾

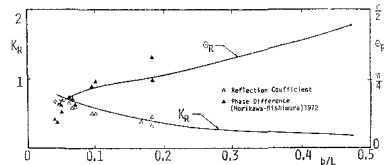
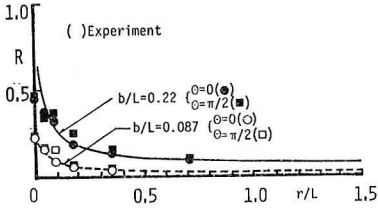


図-4 K_r および θ_r の特性



図—5 外海の波高分布

口に向う場合、湾幅が小さくなるほど湾口で再反射した波は位相のずれが小さく、しかも湾外へ波のエネルギーの放出量が少なくなり、再び湾奥に返ってくることになる。

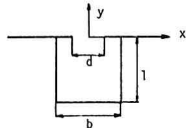
図—5 に、外海の波高分布の一例を示しているが、水路幅が大きいほど攪乱波高は大きくなるものの、開口部近傍から離れると急激に波高は減衰することがわかる。

4. 共振時における攪乱波

3. では簡単なモデルによって攪乱波の特性を考察したが、ここでは港湾にとって最悪の共振状態における開口部近傍の波の様相を調べるとともに、共振時の攪乱波の特性について考察する。

(1) 波のエネルギー損失を考慮した攪乱波の理論解

著者ら^{5),6)}は、図—6 で示したような一様水深の長方形港湾モデルについて、防波堤による波のエネルギー損失を考慮した湾水振動の理論解を提案した。詳細は省略するが、その計算過程で外海の波高分布関数 $f_1(x, y)$ が次式で求められた。



図—6 港湾モデル

$$f_1(x, y) = H_0 \cos ky - 2(Hc/\pi) \{kI_1(x, y) - ikI_2(x, y)\} \exp(i\omega) \quad \dots\dots\dots(15)$$

ここに、 H_0 は完全重複波の振幅 (= 入射波高)、 $I_1(x, y)$ および $I_2(x, y)$ は、すでに式 (4) で示している。 c は流速の大きさを示す未知量であり、次式の解として得られる。

$$\lambda^2 c^4 + 2\lambda \phi_1 c^2 |c| + [\{\phi_2 - (d/b)(\cot kl - S_1)\}^2 + \phi_1^2] c^2 - 1 = 0 \quad \dots\dots\dots(16)$$

また、 ω は次式で示される。

$$\omega = \tan^{-1} [\{\phi_1 + \lambda |c|\} / \{\phi_2 - (d/b)(\cot kl - S_1)\}] \quad \dots\dots\dots(17)$$

ここに、

$$\lambda = 4fH_0/3\pi h \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$\phi_1 = (kd/\pi) \int_0^{kd/2} [\sin^2 \alpha / \{\alpha^2 \sqrt{(kd/2)^2 - \alpha^2}\}] d\alpha \quad \dots\dots\dots(19.1)$$

$$\phi_2 = (kd/\pi) \int_0^{kd/2} [\sin^2 \alpha / \{\alpha^2 \sqrt{\alpha^2 - (kd/2)^2}\}] d\alpha \quad \dots\dots\dots(19.2)$$

$$S_1 = 8(b/\pi d) \sum_{n=1}^{\infty} [\{\sin^2(n\pi d/2b) \cdot \cos^2(n\pi/2)\} / \{n^2 \beta_n \tanh \beta_n kl\}] \quad \dots\dots\dots(20)$$

$$\beta_n = \begin{cases} \sqrt{(n\pi/kb)^2 - 1} & n\pi \geq kb \\ i\sqrt{1 - (n\pi/kb)^2} & n\pi < kb \end{cases} \quad \dots\dots\dots(21)$$

である。なお、式 (18) における f は波のエネルギー損失係数で実験などから求まる定数である。

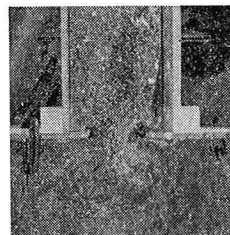
式 (15) を極座標表示し、鞍部点法で漸近展開を行ない、外海の波高を無次元表示すれば次式が得られる。

$$R = \tilde{H}/2H_0 = [\{\cos(kr \sin \theta) - cC' \cos(kr + \pi/4 - \omega)\}^2 + \{cC' \sin(kr + \pi/4 - \omega)\}^2]^{1/2} \quad \dots\dots\dots(22)$$

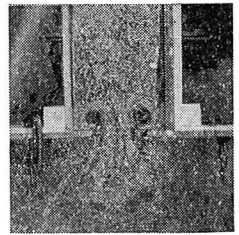
上式の C' は式 (8.2) で与えられる。なお、上式の第 1 項中の第 1 式は完全重複波を示し、他の項が攪乱波を表わす。したがって、 C' をみればわかるように、攪乱波は原点からの距離の平方根に逆比例して減衰することになる。

(2) 開口部における縮流状況

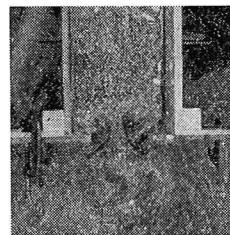
湾水が共振状態になると、開口部近傍の水面は複雑な様相を呈するとともに、開口部で渦が発生し波のエネルギー損失が大きくなるものと考えられる。このエネルギー損失は特に共振時の波高増幅率の低下に寄与することは周知のとおりである。写真—1 は、共振時における開口部の縮流状況を示したものの一例で、渦の発生・発達過程がよくわかる。すなわち、時々刻々渦が発達するにつれて開口部の縮流幅が大きくなり、逆転して湾外へ噴出されるように湾水が放出され、鮮明な渦は湾外では形



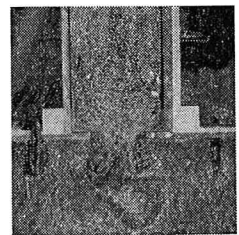
(1)



(2)



(3)



(4)

写真—1 (1)~(4) 共振時における開口部の縮流状況

成されないが開口部でかなり縮流される。すでに提案した湾水振動理論において、式(18)のエネルギー損失係数 f だけが未知量であったが、上記の縮流を調べることにより、縮流係数から f を評価した結果、 $f=1\sim 2$ 程度となり、伊藤ら⁷⁾ が示した $f=1.5$ という値はほぼ妥当であるという検証結果が得られた⁶⁾。

(3) 防波堤開口部の流速と位相変化

開口部における長波の流速 v は次式で示される⁶⁾。

$$v = -(H_0 g / i \sigma) c \exp[i(\sigma t + \omega)] \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 T は周期である。上式をみれば、 c は流速の大きさを示す指標で、 ω は開口部振動流と完全重複波との位相のずれを示すことがわかる。図-7は、湾長 l の変化に伴う開口部の流速 c および波高増幅率 R (湾奥) の変化の特性を示したもので、共振時の増幅率

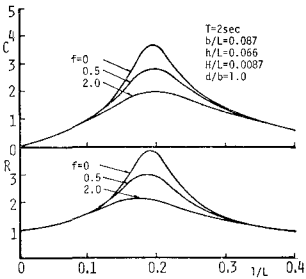
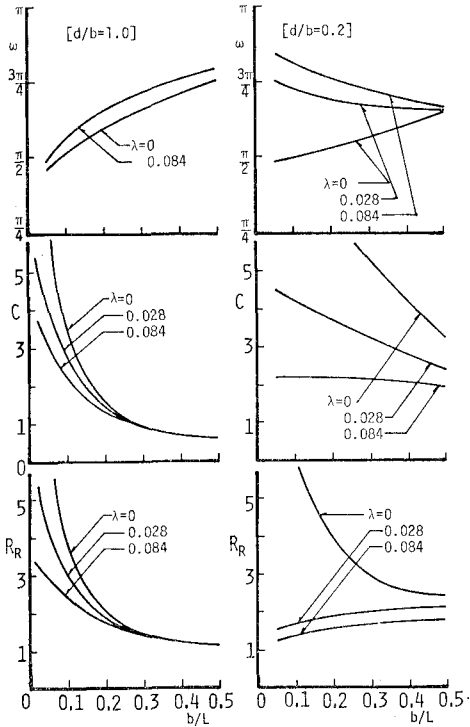


図-7 c および R_R と l/L との関係



(1) $d/b=1.0$ (2) $d/b=0.2$

図-8 ω, c および R_R と b/L との関係

R_R は f の変化に伴い共振点が変わるが、 c については f によって最大流速 c_{max} が生ずる点は変化しない。さらに、共振点で最大流速が生ずるのではなく、いくぶん共振湾長よりも長い湾長で c_{max} が生じ、開口部でモードの節とならないことが理解できよう。

図-8 は、共振時について、 ω, c および R_R の b/L による変化を調べたものである。図から、エネルギー損失係数 f 、湾内水深 h 、入射波高 H_0 の効果を含んだ式(18)の λ によって、位相および流速特性が変化し、特に防波堤で湾口をかなり閉じた ($d/b=0.2$) 場合にそれらの変化が著しいことがわかる。

(4) 攪乱波の特性

図-9 は、共振時における攪乱波の波高変化を示したもので、 $f=1.5$ としている。点線は堤防沿い ($\theta=0$) であり、 $b/L=0.22$ で $d/b=1.0$ 以外はほとんど実線と一致する。図から、湾幅が大きくなり、しかも防波堤がない ($d/b=1.0$) 場合には攪乱波高も無視しえないが、 d/b を小さくするにつれて攪乱波高そのものも無視しうるオーダーとなることがわかる。図-10 は、湾内が共振時における外海の波高分布である。まず $d/b=1.0$ (図の(1))をみると、 $\theta=0$ の場合には波高分布に攪乱波の影響が顕著に現われるが、 $\theta=\pi/2$ ではそうではない。図-9 で攪乱波高は $\theta=0$ でも $\pi/2$ でもほとんど同程度であることを示したが、完全重複波と攪乱波の重合が原点からの方向 θ の相違によって、その点の波高を増大させたり減少させたりすることになる。一方、 $d/b=0.2$ (図の(2))では、 θ にかかわらず波高分布に与え

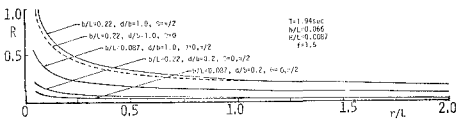
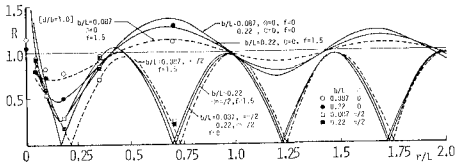
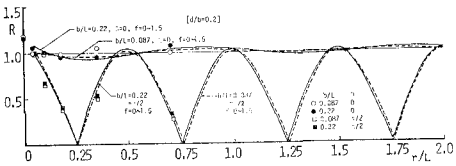


図-9 攪乱波の波高変化



(1) $d/b=1.0$



(2) $d/b=0.2$

図-10 外海の波高分布

る攪乱波の影響はたいしてないことがわかる。重要なことは、共振時の湾内波高が波のエネルギー損失 f の影響を大きくうけるのに対し、湾外の波高については、堤防沿い ($\theta=0$) で開口部が十分開いている場合以外には f の影響が顕著でない。したがって、そのような場合以外には、従来からよく用いられているエネルギー損失を無視した理論でも外海の波高分布をかなり精度よく算定しうるであろう。ここでは示さなかったが、 $\theta=\pi/6$ および $\pi/3$ についても計算値 ($f=0\sim 1.5$) と実験結果はよく一致することを付記しておく。

5. 結 言

以上、単純なモデルによって湾口部の波の挙動および攪乱波の特性について考察を行なった。その結果、波の透過、反射特性および湾口での位相特性をかなり明確にできた。特に共振時については、開口部の波のエネルギー損失を考慮した理論解に基づき攪乱波の特性を考察し、開口幅が十分大きい場合、海岸堤防沿いの波高分布は攪乱波の影響を大きくうけ、1次元解析で行なわれるいわゆる有効幅の決定には十分な注意を要することになる。さらに、波高の推算にあたり波のエネルギー損失を考慮する必要がある。一方、上述以外の場合、攪乱波が外海の波高分布に及ぼす影響はたいしてなく、波のエネルギー損失を無視した理論を用いてもよいことを明らかにした。

かにした。

最後に、本研究にあたりご助言を賜った徳島大学三井宏教授、ご激励を頂いた京都大学岩垣雄一教授、実験および資料整理にご助力を頂いた徳島大学大学院鈴木一光氏、元学部学生今井利徳氏に深謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司・西村仁嗣：湾水振動問題における開口部の境界条件について，第19回海講論文集，pp. 227~230, 1972.
- 2) 岩崎敏夫・真野 明・長谷川明・前原隆生：長周期波による矩形湾内の振動と湾口条件，第20回海講論文集，pp. 167~171, 1973.
- 3) 三井 宏：海岸構造物不連続部の波高分布について（第1報），第13回海講講演集，pp. 80~86, 1966.
- 4) 三井 宏・筒井茂明：同上（第5報），第17回海講論文集，pp. 85~90, 1970.
- 5) 村上仁士・野口英二：湾水振動における防波堤開口部の波のエネルギー損失について，第23回海講論文集，pp. 416~421, 1976.
- 6) 村上仁士・野口英二：防波堤による波のエネルギー損失を考慮した長方形港湾の湾水振動解析，土木学会論文報告集（投稿中）.
- 7) 伊藤喜行・木原 力：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算（第6報）（港口損失係数の影響），運輸省港湾技術研究所報告，第9巻，第2号，pp. 3~22, 1970.