

# 低天端スリット式消波構造物の消波効果・作用波力の算定法

宇多高明\*・小侯 篤\*\*・川村哲也\*\*\*

様々な部材断面・空隙率を持ったスリット式消波構造物を対象とし、波の作用下におけるエネルギー損失係数の算定法を定常流の場合の理論をもとにして導いた。越波を生ずる場合には刃形堰の越流公式を、カーテンウォール型の場合には潜りオリフィスの流量公式を適用することにより、種々の部材断面、空隙率、天端高、吃水深を持つスリット式消波構造物の諸元の最適化検討を可能とする消波効果・作用波力の算定モデルを開発した。

**Key Words** : slit-type structure, wave dissipation, wave force, experiment.

## 1. ま え が き

近年、筆者らは外洋に面した沿岸域を静穏化するための消波構造物（海域制御構造物）の研究開発を進めてきている<sup>1)</sup>。この種の消波構造物を合理的に設計するには、消波特性と作用波力の定量的関係をもとに、構造諸元と部材形状の最適値を選択する手法を明らかにすることが必要とされる。スリット式消波構造物の消波効果や作用波力に関してはこれまでに多くの研究がある。例えば、林ほか<sup>2)</sup>、服部<sup>3)</sup>、樫木・岩田<sup>4)</sup>はスリット周辺の流れの場を水理学的に捉え、連続式、運動量方程式、エネルギー方程式を連立させることにより、消波効果、作用波力の算定モデルを作成した。また、堀口ほか<sup>5)</sup>はスリット前・背面の速度ポテンシャルをエネルギー方程式により接続することにより、角野・小田<sup>6)</sup>はスリット近傍とその周辺の波動場の速度ポテンシャルを重ね合わせることにより波動場を解析した。しかし、これらの研究ではスリット式消波構造物の大きな特徴である、流体がスリットを通過する際に生じる抵抗、あるいはエネルギー損失に係わる係数を一般的には与えておらず、むしろ透過率や波力の測定値よりこれらの係数を逆算している例がほとんどである。したがって、現状では非定常流場においてスリットによるエネルギー損失を評価する一般的な手法は確立していないと言える。一方、定常流場におけるスリットによるエネルギー損失に関する理論や広範な実験資料（例えば、Blevins<sup>7)</sup>）を用いれば、非定常流場におけるエネルギー損失を評価することもできるはずである。事実、近藤・竹田<sup>8)</sup>は、定常流場におけるエネルギー損

失係数の非定常流場への適用性を示した。しかしこの研究では、様々な部材形状や空隙率を持つ消波構造物に対して、形状抵抗やエネルギー損失を一般的に評価するまでには至っていない。また、既往のモデルは越波を生じないスリットのみを取り扱っているが、実構造物では高波浪時に越波を生じることが多いので、構造諸元の検討には越波を考慮できるモデルが必要となる。さらに、カーテンウォール型のように海底面近くに間隙を有する構造にも適用できるモデルが望まれる。

本研究では、スリット式消波構造物の計画段階において、水理模型実験や複雑な数値計算によらずに構造諸元の最適化検討が可能となるよう、消波効果と作用波力の同時評価が可能なモデルを開発する。このため、越波現象を容易にモデル化でき、かつ定常流場におけるスリットによるエネルギー損失の理論との比較が容易であるという点より、林ほか<sup>2)</sup>による水理学的手法を準用し、低天端で越波を許す型式と、カーテンウォール型の構造にも適用可能な、消波効果および作用波力の算定モデルを開発する。その際、波の作用下でのスリットによるエネルギー損失を、定常流場でのエネルギー損失に関する理論との比較に基づいて定式化することにより、様々な部材断面や空隙率を持ったスリットにも適用可能なエネルギー損失係数を提案する。

## 2. 消波効果、作用波力の算定モデル

### (1) 基本式

林ほか<sup>2)</sup>による水理学的手法に基づくモデルを作成するに際し、次の仮定を設ける。

① 入射波と透過波に位相差が生じないとして、林ほか<sup>2)</sup>、樫木・岩田<sup>4)</sup>と同様に入射波の水平流速と水位のピーク位相における諸量を用い、波動場を準定常状態として扱う。

② 入射側および透過側の波動場は微小振幅波理論で

\* 正会員 工博 建設省土木研究所海岸研究室長  
(〒305 茨城県つくば市大字旭1)

\*\* 正会員 建設省土木研究所海岸研究室

\*\*\* 正会員 建設省土木研究所海岸研究室元部外研究員  
(現飛鳥建設(株)技術企画部)

表わされる。

これらの仮定によれば、ピーク位相の諸量のみから透過波高や反射波高の算出が可能となる。以下に示す流速、水位等は特に断わりのない限り入射波のピーク位相の諸量とする。まず、構造物の入射・透過側での流量の連続式は次式で表わされる。

$$(\bar{u}_i + \bar{u}_r)h = \bar{u}_t h \quad (1)$$

ここに、 $h$  は水深、 $u$  は水平流速であり、 $\bar{u}$  は鉛直方向の平均値を、添字  $i, r, t$  はそれぞれ入射・反射・透過波に関する諸量を示す。

越波を許す低天端の型式、あるいはカーテンウォール型の場合には、天端より上の部分あるいはスリット下端と水路床の間を通過する流量  $q$  を導入すると支配断面内 (Fig.1 の I, II) の流量の連続式は式 (2) となる。

$$(\bar{u}_i + \bar{u}_r)h = \bar{u}_t' h_2 + q = \bar{u}_t h \quad (2)$$

ここに、 $\bar{u}_t'$  はスリット直背後の透過側流速の鉛直平均値、 $h_2$  はスリットの吃水深である。越波が生じず、かつスリットの下端が水路床に接している場合には  $h_2 = h$  および  $q = 0$  となるから、 $\bar{u}_t'$  は  $\bar{u}_t$  と一致する。以上より、林ほか<sup>2)</sup> の水理学的モデルを低天端あるいはカーテンウォール型の構造物に適用することが可能となる。なお、式 (1), (2) では入射および透過側の水面変動を無視して連続式を導いているが、水面変動量を考慮しても以下の計算結果にはほとんど差が出なかった。したがって、以下ではモデルを簡略化するために水面変動量は無視する。

次に、連続式と同じ検査断面間で鉛直方向に平均化されたベルヌーイ式を立てると、

$$\frac{\alpha}{2g}(\bar{u}_i + \bar{u}_r)^2 + \eta_i + \eta_r - \frac{\beta}{g} \left[ \frac{\partial \bar{\phi}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\phi}_r}{\partial t} \right] = \frac{\alpha}{2g} \bar{u}_t'^2 + \eta_t - \frac{\beta}{g} \frac{\partial \bar{\phi}_t}{\partial t} + \zeta \frac{\alpha}{2g} \bar{u}_t'^2 \quad (3)$$

となる。ここに、 $\eta$  : 水位、 $\phi$  : 速度ポテンシャル、 $g$  : 重力加速度、 $\zeta$  : エネルギー損失係数、 $\alpha, \beta$  : エネルギーおよび速度ポテンシャルの補正係数であって次式で与えられる<sup>3)</sup>。

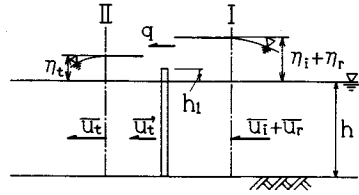
$$\alpha = \left[ \frac{kh}{\sinh kh} \right]^2 \left[ 1 + \frac{\sinh^2 kh}{3} \right] \quad (4)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{kh}{\tanh kh} \left[ 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] \quad (5)$$

式 (3) では、スリットによるエネルギー損失 (右辺第 4 項) を代表流速の 2 乗に比例する一般的な形を取り込み、定常流のエネルギー損失係数との比較を容易にしている。また、代表流速に  $\bar{u}_t'$  を用いることにより、流体がスリットを通過する際に生じるエネルギー損失を独立に評価する。

透過率を  $K_t = H_t/H_i$ 、反射率を  $K_r = H_r/H_i$  として、

a) 越波のある場合



b) カーテンウォール型 (非越波)

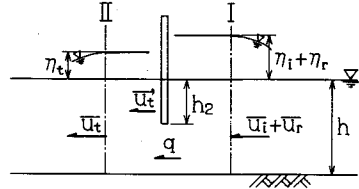


Fig.1 Definition of control volume.

式 (3) に式 (2) を代入すると、 $K_t$  は次の 2 次方程式の解として与えられる。

$$\left[ \frac{\alpha \zeta}{8} \frac{\tanh(kh)}{kh_2} \frac{H_i}{h_2} \right] K_t^2 + \left[ 1 + \beta \frac{\tanh(kh)}{kh} - \frac{\alpha \zeta}{2} \frac{\tanh(kh)}{\omega h_2} \frac{q}{h_2} \right] K_t + \left[ \frac{\alpha \zeta}{2gH_i} \frac{q^2}{h_2^2} - \left( 1 + \beta \frac{\tanh(kh)}{kh} \right) \right] = 0 \quad (6)$$

ここに、 $k$  : 入射波の波数、 $\omega$  : 角周波数である。また、式 (1) より  $K_r$  は次式で与えられる。

$$K_r = 1 - K_t \quad (7)$$

次に、式 (3) と同じ検査断面間 (Fig.1 参照) で運動量方程式を立てると、次式が得られる。

$$\int_I p dz + \rho \int_I (\bar{u}_i + \bar{u}_r)^2 dz = \int_{II} p dz + \rho \int_{II} \bar{u}_t'^2 dz + F_x \quad (8)$$

ここに、 $p$  : 検査断面に作用する圧力、 $F_x$  : 単位幅あたりの水平波力である。式 (6) より  $F_x$  は次のように求まる。

$$F_x = \frac{\rho g H_i^2 \tanh(kh)}{2kh} (1 - K_t) \left[ \frac{2h_2}{H_i} + R + \frac{K_t^2 H_i}{6h} \right] \quad (9)$$

ここに、

$$\eta_i + \eta_r \leq h_1 \text{ (非越波の場合)} : R = 1$$

$$\eta_i + \eta_r \geq h_1 \text{ (越波のある場合)} : R = \frac{2h_1}{H_i}$$

である。

(2) 越流量の算定式

スリット式消波構造物の消波効果および作用波力の算定のためには、越流量またはスリット下部の通過流量の

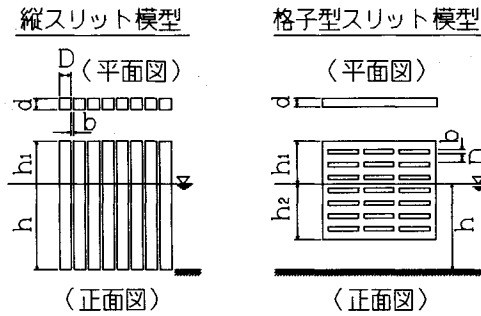


Fig.2 Test model of slit-type structure.

評価が必要である。スリットの天端上で生じる越波は、ピーク位相時に堰を越える越流とモデル化でき、入射・透過側の水位と接近流速を用いて越流量が評価される。ここで、越流量  $q$  (Fig.1a) 参照) に刃型堰の越流公式を適用すると、 $q$  は次式で与えられる。

$$q = \frac{2}{3} C_w \sqrt{2g} \left\{ (\eta_i + \eta_r) - \eta_i + \frac{\alpha}{2g} (\bar{u}_i + \bar{u}_r)^2 \right\} \cdot \left\{ (\eta_i + \eta_r - h_1) + \frac{1}{2} (\eta_i - h_1) + \frac{\alpha}{2g} (\bar{u}_i + \bar{u}_r)^2 \right\} = \frac{2}{3} C_w \sqrt{2g} \left\{ (1 - K_t) H_i + \frac{\alpha}{2g} \bar{u}_i^2 \right\} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{1}{4} K_t\right) H_i - \frac{3}{2} h_1 + \frac{\alpha}{2g} \bar{u}_i^2 \right\} \dots \dots \dots (10)$$

ここに、 $C_w$ : 刃型堰の流量係数 ( $C_w=0.6$ ) であり、接近流速を  $\bar{u}_i + \bar{u}_r$  としている。ただし、

$$\eta_i + \eta_r - h_1 < 0$$

のときは  $q=0$  とする。

(3) カーテンウォール型スリットの下部を通過する流量の算定式

カーテンウォール型 (Fig.1b) 参照) でスリットより下部を通過する流量  $q$  は、カーテンウォール型のスリットを潜りオリフィスと見なすことによりモデル化できる。すなわち、潜りオリフィスの流量算定式より、 $q$  は次式で与えられる。

$$q = C_0 \sqrt{2g} \left\{ (\eta_i + \eta_r) - \eta_i + \frac{\alpha}{2g} \bar{u}_i^2 \right\} \cdot (h - h_2) = C_0 \sqrt{2g} \left\{ (1 - K_t) H_i + \frac{\alpha}{2g} \bar{u}_i^2 \right\} \cdot (h - h_2) \dots \dots \dots (11)$$

ここに、 $C_0$ : 潜りオリフィスの流量係数 ( $C_0=0.6$ ) である。

3. 実験方法

縦スリットの場合には長さ 52 m、幅 0.6 m の造波水路を、カーテンウォール型の格子型スリットの場合には長さ 142 m、幅 0.6 m の 2 次元造波水路を用いた。縦スリットの実験では水深  $h=30$  cm の水平床上に、カーテ

Table 1 Conditions of test model and experiment.

構造条件	形状 $\epsilon$	角柱列	格子型スリット
	$D/h$	0.1~0.5	0.2~0.4
	$D/d$	0.2	0.075
	$d/b$	1	0.75
	$d_1/b$	1~9	0.67~2
	$h_1/h$	0, 0.3, $\infty$	$\infty$
	$h_2/h$	1	0.3, 0.5, 0.7
水理条件	$h$ (m)	0.3	0.4
	$H_i/h$	0.33~0.66	0.10~0.40
	$H_i/L$	0.025~0.079	0.016~0.060
	$h/L$	0.076~0.12	0.075~0.21

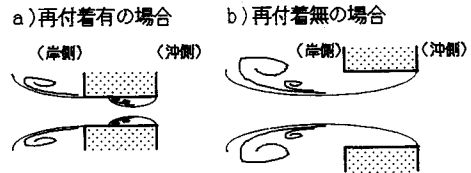


Fig.3 Schematic view of flow through slit.

ンウォール型の実験では  $h=40$  cm の水平床上に構造物模型を設置した<sup>9)~11)</sup>。角柱部材からなるスリット模型の形状を Fig.2 に示す。空隙率  $\epsilon (=b/(D+b))$  は、空隙幅  $b$  を変えることにより変化させた。また、縦スリットについては天端高  $h_1$  を 3 通り、カーテンウォール型では吃水深  $h_2$  を 3 通り変えた。スリット模型の構造諸元と水理条件を Table 1 に示す。表中の  $h_1/h=\infty$  とは非越波の条件である。

透過波高  $H_t$  と入射波高  $H_i$  は模型より岸側、沖側にそれぞれ 5 m 離れた位置で測定した。全波力  $F_x$  は三分力計により測定した。波力測定時には模型および三分力計取り付け部の剛性を高め固有振動を低減させるとともに、データ処理の際には 20Hz のカットオフ周波数を設定して共振成分を除去した<sup>9)</sup>。

4. エネルギー損失係数  $\zeta$

(1) スリットによるエネルギー損失係数に関する理論

近藤・竹田<sup>8)</sup>は、定常流場と振動流場での縦スリットのエネルギー損失係数を比較し、定常流場のオリフィスマータの理論が  $\epsilon=0.3\sim0.4$  において振動流場に適用可能なことを示した。しかし、近藤・竹田<sup>8)</sup>にはその成立根拠や、空隙率および部材形状が変化する場合のエネルギー損失係数の取扱い方法は触れられていない。一方、定常流場では、様々な空隙形状、諸元に対してエネルギー損失係数が定式化されているので、本研究ではそれらの成果を適用することにより、スリット式消波構造物のエネルギー損失係数のモデル化を試みた。

スリットの空隙に流れが流入する場合、一般に流れは急縮時に壁面から剝離する。空隙の長さ (部材の厚さ) が空隙幅に比べて長い場合には、剝離した流れは空隙内

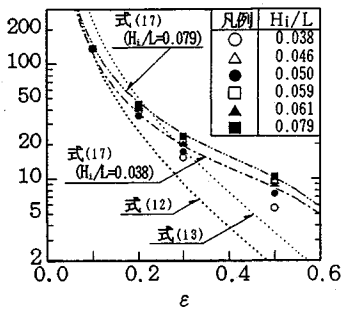


Fig.4 Comparison of energy loss coefficient.

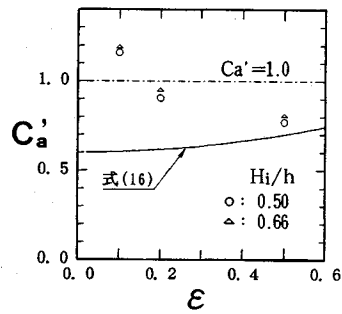


Fig.5 Relation between  $C_a'$  and  $\epsilon$ .

の壁面に再付着し、さらに空隙から流出する際には急拡大により再び剥離が生じる (Fig.3a)。この場合、スリット通過によるエネルギー損失係数  $\zeta_s$  は急縮と急拡大による損失の和として次式で求められる。

$$\zeta_s = \frac{(1-C_a)^2}{\epsilon^2 C_a^2} + \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^2} \dots (12)$$

ここに、 $C_a$  は縮脈係数である。一方、空隙の長さが空隙幅に比べて短い場合、流入時に剥離した流れは再付着することなく透過側へ流下する (Fig.3b)。この場合の流れは管路に設けられたオリフィスマータでの流れとみなすことができ、 $\zeta_s$  は次式で求められる。

$$\zeta_s = \left[ \frac{1}{\epsilon C_a} - 1 \right]^2 \dots (13)$$

これは、近藤・竹田<sup>9)</sup>が用いた形の損失係数である。式(12)、(13)の  $C_a$  は次式で与えられる。

$$C_a = 0.6 + 0.4\epsilon^2 \dots (14)$$

以上より、近藤・竹田による損失係数は薄い壁厚のスリットに適用されるものであることが明らかである。

### (2) $\zeta$ のモデル化

1列の縦スリットの実験結果 (非越波の場合) を用いて、計算値が  $K_t$  および  $F_x$  の測定値と最もよく適合するよう式(6)の  $\zeta$  を逆算し、波形勾配  $H_i/L$  ごとに  $\zeta$  を分類して Fig.4 に示す。図には式(12)、(13)より求まる  $\zeta_s$  を点線で示す。逆算された  $\zeta$  は、 $\epsilon=0.1$  付近では式(12)と、 $\epsilon=0.3$  付近では式(13)と一致する。Blevins<sup>7)</sup>は、 $Re (=Vb/\nu)$ 、 $V$ :空隙部の流速、 $\nu$ :動粘性係数が  $4 \times 10^3$  以上となる乱流状態では、管路の急縮部における噴流の再付着長  $l$  と空隙幅  $b$  の比  $l/b$  が 6~12 になることを示した。本実験では、 $\epsilon=0.1$  の条件で  $d/b=9$  となることから、空隙内で噴流が再付着できるほぼ限界の条件にあったと言える。すなわち、 $\epsilon=0.1$  のケースでは再付着を生じるので、 $\zeta$  は式(11)と一致したと考えられる。これに対し、 $\epsilon$  が 0.1 より大きくなると再付着が生じなくなり、その結果  $\zeta$  は式(13)に徐々に近づいたと考えられる。また、近藤・竹田<sup>9)</sup>も  $\epsilon=0.3 \sim 0.4$  の時、非定常流場のエネルギー損失係数が式(13)で与えられることを示している。近藤・竹田の実験の

$d/b$  は 0.89~2.65 と再付着の生じない範囲にあることから、再付着が生じないとエネルギー損失係数が式(13)で与えられることを裏付けている。ところで、スリットの間隙内で再付着を生じるのなら、連続条件よりスリット間隙内の流速  $V$  は透過側の流速  $\bar{u}_t$  と

$$\bar{u}_t = \epsilon V \dots (15)$$

の関係を持つはずである。そこで、次式により定義される縮脈係数  $C_a'$  を用い、 $V$  の測定値と  $\bar{u}_t$  の関係を調べてみた。

$$C_a' = \frac{\bar{u}_t}{\epsilon V} \dots (16)$$

ここで、 $V$  にはスリット岸側側面より 6 mm 岸側の静水面下 10 cm の位置でレーザー流速計により測定した間隙中央の最大流速を用いた。また、 $\bar{u}_t$  は微小振幅波理論より計算した、 $h/L=0.12$  の条件下での  $C_a'$  と  $\epsilon$  の関係を Fig.5 に示す。 $\epsilon=0.1, 0.2$  のケースでは  $C_a'$  は 1 に近く、式(16)がほぼ成立して再付着を生じていることが裏付けられる。一方、 $\epsilon=0.5$  のケースでは  $C_a'$  は式(16)より求まる  $C_a$  に近く、縮脈がスリットの間隙外でも生じていることがわかる。

再び Fig.4 を参照したとき、 $\epsilon$  が 0.3 より大きくなると、 $H_i/L$  の増加に伴い  $\zeta$  値が増大し、式(13)で与えられる  $\zeta_s$  との差が徐々に広がる傾向がある。しかし、その場合でも  $H_i/L$  が小さければ式(13)の  $\zeta_s$  と  $\zeta$  との差はそれほど大きくない。このことは、 $H_i/L$  が大きく流体運動の非定常性が強くなると、定常流の場合よりエネルギー損失が大きくなることを示している。急縮流れでは物体の全面に死水域が形成される。非定常流の場合にはこの死水域が発生・消滅を繰り返すので、非定常流の方がより大きなエネルギー損失を生じると考えられる。以上より、角柱からなる縦スリットの  $\zeta$  は、 $\epsilon$ 、 $d/b$  および  $H_i/L$  により支配されることが明らかであり、本実験では  $\epsilon$  と  $d/b$  は従属関係にあるので、式(12)、(13)を基本としてデータと合うように関係式を求めると次式が得られた。

$$\zeta = \left[ \frac{1}{\epsilon(1.3\epsilon^2 - 1.5\epsilon + 1)} - 1 \right]^{(2+20H/L \cdot (d/b)^{-1}\epsilon^2)}$$

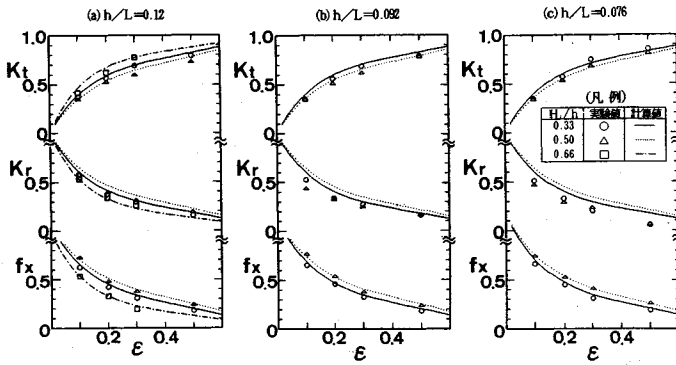


Fig.6  $K_t, K_r, f_x$  Versus  $\epsilon$ .

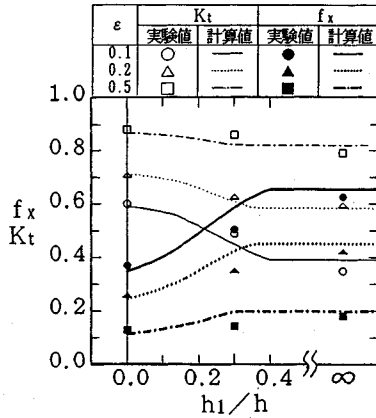


Fig.8 Relation between  $K_t, f_x$  and  $h_1/h$ .

$$= \left[ \frac{1}{\epsilon(1.3\epsilon^2 - 1.5\epsilon + 1)} - 1 \right]^{(2+20H/L \cdot (1-\epsilon)\epsilon)} \dots (17)$$

### 5. 実験によるモデルの検証

#### (1) 空隙率の変化 (非越波)

空隙率  $\epsilon$  を変化させた場合 (非越波) における実験値と計算値を比較する。まず、全実験データを  $h/L$  ごとに分類し、 $K_t, K_r$  および無次元水平波力  $f_x (= F_x / (hw_0 H_t))$  の計算値と実験値を Fig.6 に示す。計算値の一部で  $K_r$  が実験値よりわずかに大きいものの、実験・計算の  $K_t, K_r, f_x$  はよく一致する。また、 $H_t/h$  による  $K_t, K_r, f_x$  の変化も計算によりよく再現されている。 $\epsilon$  で区別せずに実験値と計算値をまとめると Fig.7 となる。 $K_r$  は 10~20% ほど計算値の方が大きいものの、両者は全体的によく対応し、非越波の場合における本モデルの妥当性が確認される。

本モデルでは入射波と透過波に位相差がないと仮定して両者のピーク位相時の諸元により計算を行っているが、実験によるとスリット直前の水位と水平波力のピーク位相は一致しており、さらに計算値と実験値とが良く一致したことから、モデル作成上の仮定は実用上問題が

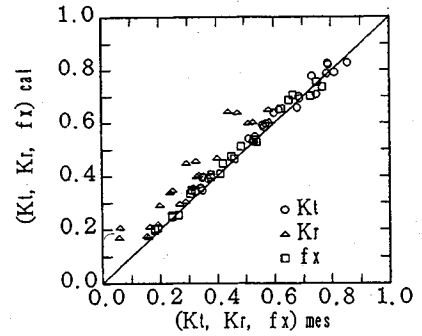


Fig.7 Comparison of calculated and measured  $K_t, K_r, f_x$ .

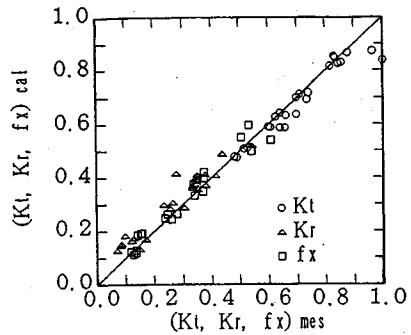


Fig.9 Comparison of calculated and measured  $K_r, K_t, f_x$ .

ないと言える。

#### (2) 天端高の変化

天端高  $h_1$  を変化させ、越波の生ずる条件で求めた、 $K_t, f_x$  と  $h_1/h$  の関係 ( $H_t/h=0.5, h/L=0.12$ ) を Fig.8 に示す。 $h_1/h$  が大きくなると越波が生じなくなるので、 $K_t, f_x$  の実験値は一定値に近づく。この傾向は計算でもよく再現されている。 $h/L$  が異なる条件でも空隙率を変化させた場合と同様に計算値と実験値の対応は全体に良好であった。そこで全ての実験値と計算値をまとめて Fig.9 に示す。図より、越波のある場合においても計算値と実験値の対応は良く、本モデルの妥当性が確認される。

#### (3) カーテンウォール型の場合 (非越波)

カーテンウォール型の場合 (非越波) について吃水深  $h_2$  を変化させたときの、 $K_t, K_r$  の実験値と計算値を Fig.10 に示す。全体に、 $\epsilon$  が小さい場合両者の対応は良くない。また、 $h_2/h$  が大きくなると両者の一致度が低くなる。これは、 $h_2/h$  が大きくなると、オフィスの流量公式が適合しにくくなるためと考えられる。さらに、 $h/L=0.14$  の場合には  $K_t$  は計算値は実験値よりもかなり大きく、逆に  $K_r$  は計算値が実験値よりも小さい。これは、 $h/L$  が大きくなると波動エネルギーが水面付近に集中するようになるため、鉛直方向に平均化した諸量を用いる本モデルが適用できなくなるためと考えられる。

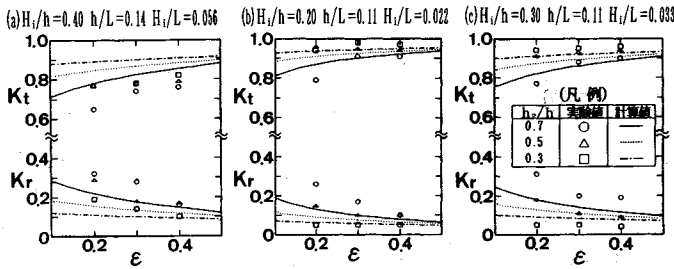


Fig.10 Relation between  $K_t$ ,  $K_r$  and  $h_2/h$ .

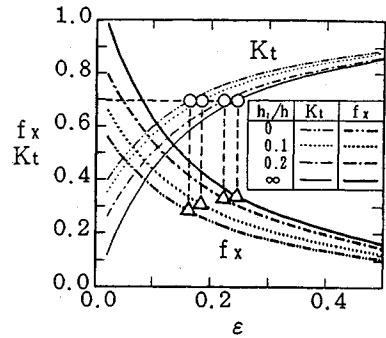


Fig.11 Example of selection of optimum dimensions.

したがって、オリフィスの流量公式をそのまま用いる場合、カーテンウォール型の構造物への本モデルの適用範囲は、 $h/L$ が小さく、かつ  $h_2/h$ が比較的小さい条件となる。

### 6. 空隙率と天端高の最適化の検討

本研究により、様々な部材断面、空隙率、あるいは天端高や吃水深を持つスリット式消波構造物の消波効果と作用波力を同時に求めることができるようになった。現地海岸で消波構造物を設計する際には、目標とする消波効果のもとで作用波力を極力小さくすることが求められる。したがって、モデルの算定結果にある程度の誤差が含まれるにしても、構造物の諸元の最適化検討を行う有力な手段が得られたことになる。ここでは、空隙率の天端高を取り上げ、それらの組み合わせの最適化検討の例を示す。

式(6)、(9)から明らかなように、 $K_t$ ,  $f_x$ はともに  $h_1/h$ ,  $\epsilon$ ,  $h/L$ および  $H_1/h$ に支配される。したがって、 $h/L$ ,  $H_1/h$ が固定される場合には、 $\epsilon$ と  $h_1/h$ による  $K_t$ ,  $f_x$ の変化を調べれば良い。一例として  $H_1/h=0.33$ ,  $h/L=0.09$ の場合について、 $\epsilon$ ,  $h_1/h$ と計算により求めた  $K_t$ ,  $f_x$ の関係をFig.11に示す。この図より、 $K_t$ を一定とした場合の  $h_1/h$ と  $\epsilon$ の組み合わせを求め(図中の●印)、それらの組み合わせの中で  $f_x$ が最も小さくなる条件を選択すれば良い。この例では、 $h_1/h$ を小さくする方が同じ透過率でも波力を小さくできることが分かる(図中の▲印)。このように、本モデルにより種々の条件下で  $h_1/h$ と  $\epsilon$ の最適な組み合わせを求めることができる。

### 7. 結論

本研究の主要な成果は以下に要約される。

① 角柱スリットでは、スリットの厚さと空隙率の関係より、急縮時に剝離した流れが空隙内で再付着するかどうか判別される。再付着が生じないほどスリット厚

の薄い場合のエネルギー損失係数には、定常流におけるオリフィスメータの理論式が、再付着するほど厚い場合には急縮と急拡を合成した定常流に関する理論式が適用可能である。ただし、 $\epsilon$ が大きくなると非定常性の影響が大きくなるために、定常流の理論式はエネルギー損失を過小評価する。

② 刃形堰の越流公式から求めた越波流量を連続式に含めることにより、低天端で越波のある場合にも  $K_t$ ,  $K_r$ ,  $f_x$ を算定できるモデルが開発された。さらに、カーテンウォール型の場合には、スリット下端より下部を通過する流量を潜りオリフィスの流量公式より求めて連続式に考慮することにより、 $h/L$ と  $h_2/h$ が小さい場合に本モデルが適用できることを示した。開発されたモデルによれば、種々の構造諸元を有するスリット式構造物に対して  $K_t$ ,  $K_r$ ,  $f_x$ を算定できる。

③ 様々な部材断面、空隙率、あるいは天端高や吃水深を持つスリット式消波構造物の消波効果と作用波力を同時に求めることができるようになった。このことは、現地海岸で構造諸元の最適化検討を行う有力な手段が得られたことを意味する。その例として、最適な空隙率と天端高の選択手法(Fig.11参照)が示された。

なお、本モデルは複数スリットにも容易に拡張することができ、各スリットの空隙率の組み合わせが求められる<sup>11)</sup>。

### 参考文献

- 1) 宇多高明・小俣 篤：新しい海域制御構造物の開発研究，土木技術資料，Vol. 34, No. 2, pp. 31~36, 1992.
- 2) 林 泰造・服部昌太郎・白井増次郎：透過性鋼管防波堤の水利，第13回海岸工学講演会講演集，pp. 97~101, 1966.
- 3) 服部昌太郎：多孔壁式防波堤の水利特性，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 115~120, 1971.
- 4) 樺木 亨・岩田好一朗：多孔壁式鉛直消波岸壁の水利特性に関する二、三の考察，土木学会論文報告集，第220号，pp. 53~63, 1973.

- 
- 5) 堀口孝男・布施敏一郎・上原正晴：両面多孔壁消波構造の水理解析，第24回海岸工学講演会論文集，pp.276～280，1977.
- 6) 角野昇八・小田一紀：任意断面柱体列周辺波動場の境界値問題解析，第32回海岸工学講演会論文集，pp.589～593，1985.
- 7) Blevins, R. D. : Applied Fluid Dynamics Handbook, Van Nostrand Reinhold Co., 558p., 1984.
- 8) 近藤俊郎・竹田英章：消波構造物，森北出版，275p., 1983.
- 9) 宇多高明・小俣 篤・川村哲也：スリット型消波構造物の消波および波力特性に関する実験的研究，土木研究所資料，第2891号，54p., 1990.
- 10) 建設省土木研究所河川部海岸研究室：海域制御構造物の開発に関する共同研究報告書(1)，土木研究所資料，第2454号，173p., 1987.
- 11) 宇多高明・小俣 篤・川村哲也・桂川哲行：スリット式消波構造物の消波特性，作用波力および洗掘特性に関する研究，土木研究所資料，第3020号，76p., 1991.  
(1992.4.2 受付)
- 

## ESTIMATION OF WAVE DISSIPATING EFFECT AND WAVE FORCE ON LOW HEIGHT SLIT-TYPE STRUCTURE

Takaaki UDA, Atsushi OMATA and Tetsuya KAWAMURA

Energy loss coefficient of slit-type structure with various slit spacing was derived by applying the theoretical formula for steady flow. A numerical model calculating the wave dissipating effect and wave forces to determine the optimum dimensions of low height slit-type structure was developed by using theoretical flow rate formula over sharp crested weir and through orifice. Theoretical formula was compared with the experiment and its usefulness was verified.

---