

単一縦スリット壁の消波効果と波力に関する実験的研究

浦 島 三 朗*・石 塚 耕 一**・近 藤 俣 郎***

Experimental Study of Wave Energy Dissipation and Wave Force on a Vertical Slotted Wall

Saburo URASHIMA, Koichi ISHIZUKA, Hideo KONDO

要 旨

本論文は、単一縦スリット壁の波力をモリソン式で、反射率および伝達率を長波理論で計算を行った。これらの計算結果より、スリット壁の最適形状および波浪条件による影響について検討を行った。また、スリット壁周辺の流況について実験を行い、微小振幅波理論の使用の妥当性についても調べた。

Abstract

Wave forces acting on a vertical single slotted wall was calculated by Morison's formula. The reflection and transmission coefficient was calculated from theory of long waves. As a result of calculating from these equations, the optimum forms of a slotted wall was obtained, and the effect of wave condition was cleared. From the experimental result, waves around a slotted wall is considered to be small amplitude waves.

1. ま え が き

スリット壁のような透水性の壁をもつ直立消波堤は、従来の直立堤と傾斜堤の両型式の長所を合わせもつ新しい型式の防波構造物として、近年種々開発され急速に普及している^{1),2),3),4)}。しかしこれらに対する研究の多くは透水壁を使用したケーソンタイプの物が多く、その基本となる単一の透水壁についての報告は少ない。著者らは、単一の縦スリット壁について波力実験を行い、波力算定式に孤立構造物に用いられているモリソン式を応用しその水理的特性について調べてきた。モリソン式を適用する場合、式中の抗力係数および質量係数にどのような値を使用するかが大きな問題となっており、著者らはこれらの両係数を実験的に求め、スリット壁のような透水壁にもこれらの両係数に適当な値を使用することによってモリソン

式をある程度適用できることがわかった⁵⁾。また、波動変形理論に使用される損失水頭係数および見掛けのオリフィス長さについても抗力係数および質量係数との関係より求め、レイノルズ数やクリーガン・カーペンター数ならびに空隙率、壁厚およびスリット幅で整理することができた⁶⁾。

本研究においては、実験より求めた損失水頭係数や見掛けのオリフィス長さを使用して、著者の1人によって提案されている波動変形理論⁷⁾により、単一のスリット壁の反射率および伝達率を計算し、波浪条件による影響やスリット壁の形状効果について調べた。また、波力についても実験より求めた抗力係数や質量係数を使用して、モリソン式により波力を計算し波浪条件による影響や形状効果について検討を加えた。なお、水平水粒子速度および水平水粒子加速度にどのような波動理論を用いるかは、重要な検討事項であるが、ここでは反射波を無視することが出来なく部分重複波が対象となるため、波動理論には微小振幅波理論を使用し、実測の水粒子速度と比較検討を行うとともに、スリット壁周辺の流況についても検討を

* 講師 土木工学科

** 教授 土木工学科

*** 教授 室蘭工業大学土木工学科

行った。

2. 実験装置および実験方法^{5),8)}

実験は長さ 19.7 m, 幅 0.8 m, 高さ 0.8 m のペンジュラム式造波装置が設置されている二次元規則波造波水槽を仕切り板により二分し, その片方を使用した。スリット壁は図-1に示すように造波機前方 11.3 m の位置に設置した波力検出装置に取り付け, アクリル材を用いその外寸は幅 40 cm, 高さ 60 cm でスリットの数 は 6 個で各模型とも一定である。模型の種類は, 空隙率 λ とスリット幅 s (実際の幅で, 角柱列に換算するとこの値よりも小さくなる。) の組み合わせで 25% - 22 mm, 35% - 28 mm, 50% - 40 mm の 3 種類, 壁厚 dw が 15 mm, 30 mm, 45 mm の 3 種類で計 9 種類である。波力検出装置は片持ち梁構造でアーム部にストレインゲージを貼り, 各時刻の波力を測定している。入射波高 H_i ならびに反射波高 H_R の決定はヒーリの方法を用い, 移動台に取り付けられた波高計をスリット壁前面に形成される部分重複波の腹と節の位置, 各々 $L/2$, $L/4$ 付近で波高を測定することにより決定し, 伝達波高 H_T は進行波と見なせるのでスリット壁後面 $L/4$ に設置した波高計より測定した。なお, 波浪条件は水深を $h=$

50 cm と一定にし, 周期は $T=1.1\text{ sec} \sim 2.4\text{ sec}$, 入射波高は $H_i=1.0\text{ cm} \sim 10\text{ cm}$ とした。

水平水粒子速度の測定は, 空隙率 50%, 壁厚 45 mm のスリット壁において径 3 mm のプロペラ式可逆流速計を用い, 波の進行方向にスリット壁前方 3 ケ所, スリット壁後方 6 ケ所, 横断方向には 3 ~ 7 ケ所, また各測定位置において水深方向に静水面下 5, 7, 9, 11 および 13 cm の個所で測定を行った。波浪条件は水深を $h=50\text{ cm}$ と一定にし, 周期 $T=1.3\text{ sec}$, 入射波高 $H_i=8.22\text{ cm}$ であり, この時の反射率は $K_R=0.253$, 伝達率は $K_T=0.893$ である。

3. 解析方法

反射率および伝達率の計算には, 著者の 1 人によって提案されている波動変形理論⁷⁾を用いて求めた。ここで, 波は微小振幅の長波であり, 透水壁の厚さは波長に比べて非常に小さく, かつエネルギー損失は透水壁の部分のみで起こると仮定する。透水壁前後の水深が変化しない, 同一水深であれば 1 枚透水壁の場合の振幅の比は次式で求まる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_R}{a_i} &= \frac{A_{0,1}}{2 + A_{0,1}} = \frac{\frac{\sigma}{kh} \left[\frac{C_L}{2g} |u_{1,1}| + i \frac{\sigma \mathcal{L}}{g} \right]}{2 + \frac{\sigma}{kh} \left[\frac{C_L}{2g} |u_{1,1}| + i \frac{\sigma \mathcal{L}}{g} \right]} \\ \frac{a_T}{a_i} &= \frac{2}{2 + A_{0,1}} = \frac{2}{2 + \frac{\sigma}{kh} \left[\frac{C_L}{2g} |u_{1,1}| + i \frac{\sigma \mathcal{L}}{g} \right]} \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

ここで, a_i は入射波振幅, a_R は反射波振幅, a_T は伝達波振幅, $\sigma = 2\pi/T$, $k = 2\pi/L$, T は周期, L は波長, C_L は損失水頭係数, $\mathcal{L}$ は見掛けのオリフィス長さ, g は重力加速度である。

$u_{1,1}$ は水平水粒子速度で場所のみならず時間的にも刻々変化するもので, このまま使用することは理論的にあまり意味がなくなる。そこで一周期間を代表するものとして, ローレンツの等価仕事に基づく次式で表わされる。

$$|u_{1,1}| = \frac{8}{3\pi} U_{1,1} \dots (2)$$

ここで, U は u の振幅を示す。

また C_L および $\mathcal{L}$ にどのような値を使用するかが問題となるが, 本研究においては各スリット壁における実験を行い, C_L はレイノルズ数の関数として, また $\mathcal{L}/L$ はクリーガン・カーペンター数の

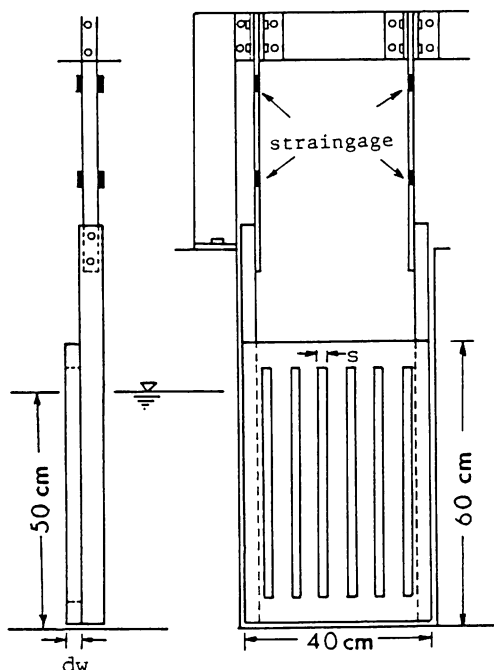


図-1 波力検出装置

関数として次のような実験式より求めた。

$$C_l = \frac{A_1}{Re} + B_1, \quad \frac{\mathcal{Z}}{L} = \frac{A_2}{KC} + B_2 \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 A_1 , B_1 , A_2 , B_2 は各スリット壁の構造条件による定数である。また Re 数および KC 数に使用する水平水粒子速度は、本研究における損失水頭係数が自乗された水平水粒子速度に関して水深方向の積分によって表わされることを考慮して、水平水粒子速度の自乗平均値を用い、水平水粒子速度、 Re 数および KC 数を次式で定義することとした。

$$u_{r.m.s} = \frac{1}{N} \sum \sqrt{\frac{\int_{-h}^{\eta} u^2 dy}{h + \eta}}, \quad Re = \frac{u_{r.m.s} \cdot s}{\nu},$$

$$KC = \frac{u_{r.m.s} \cdot T}{d_w} \dots\dots\dots(4)$$

式中、 η は表面水位、 s はスリット幅、 ν は動粘性係数、 d_w は壁厚である。

乱流域において C_l は一定値に近づくことから、乱流域の C_l に対し空隙率 λ 、壁厚 d_w およびスリット幅 s の関数として次のような実験式を求めた。

$$C_l = B_1 = \frac{0.52}{\lambda^{3.0} (d_w/s)^{0.46}} \dots\dots\dots(5)$$

$\mathcal{Z}/L$ においても KC 数の大きな範囲において一定となり、 λ が変化しても $\mathcal{Z}/L$ の値はそれほど変化せず、ほぼ d_w に比例することから、 KC 数の大きな範囲の $\mathcal{Z}/L$ に対し、次の近似式を使用した。

$$\frac{\mathcal{Z}}{L} = B_2 = 0.00567 \cdot d_w + 0.0033 \dots\dots\dots(6)$$

また、式(1)の第1式より反射波の入射波に対する位相角 δ を求めると次のように表わされる。

$$\delta = \tan^{-1} \left[\frac{2 \frac{\sigma \mathcal{Z}}{g}}{\frac{C_l}{g} |u_{1,1}| + \frac{\sigma}{kh} \left(\frac{C_l}{2g} |u_{1,1}| \right)^2 + \frac{\sigma}{kh} \left(\frac{\sigma \mathcal{Z}}{g} \right)^2} \right] \dots\dots(7)$$

スリット壁に作用する全波力 $F_T(t)$ は揚力が働かないものとするモリソンの提案した構造物背後の渦によって生ずる力の抗力 $F_D(t)$ と圧力勾配によって生ずる力ならびに構造物の存在による構造物周囲の流体が加速されることによって生ずる力の慣性力 $F_I(t)$ の線形和として次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} F_T(t) &= F_D(t) + F_I(t) = C_D \cdot f_D(t) + C_M \cdot f_I(t) \\ f_D(t) &= \int_{-h}^{\eta} \rho \frac{u|u|}{2} dA, \quad f_I(t) = \int_{-h}^{\eta} \rho \dot{u} dV \end{aligned} \right\} \dots\dots(8)$$

ここで、 dA , dV はスリット壁の微小投影面積と体積であり、抗力係数 C_D 、質量係数 C_M は時間および水深方向には変化しないものと仮定している。なお、 C_D と C_l 、と C_M と $\mathcal{Z}$ の関係は次式のようにになる。

$$\left. \begin{aligned} C_l &= (1 - \lambda) \cdot C_D \\ \mathcal{Z} &= \left[1 + \frac{(1 - \lambda)}{\lambda} \cdot C_M \right] \cdot d_w \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

4. 結果および考察

4. 1 波浪条件による反射率および伝達率の変化

図-2 は $\lambda = 0.5$, $d_w/h = 0.09$, $s/h = 0.0667$ の構造条件のもとで $h/L = 0.10 \sim 0.244$ の範囲の3種類の周期について波高を変化させた時の反射率および伝達率を示したものである。破線は式(5), (6)によって近似した近似係数を使って計算している。各周期の計算値はそれぞれ極値をもつ変化を示している。これは C_l や $\mathcal{Z}$ が Re 数および KC 数の関数であり、波高の小さい範囲ではこれら両係数は層流的抵抗特性を示すためと考えられる。 Re 数や KC 数に直接関与しない近似係数を使った計算値は、波高の小さい範囲では実験係数との計算値の差がみられるが、波高の大きい領域ではほとんど一致していることが認められる。また実験値は実験範囲が狭くバラツキも大きいので単純に比較はできないが、 $h/L = 0.244$ の反射率は計算よりも大きい、その他の実験値は計算値と比較的良好一致し、計算値と同じような傾向を示す。

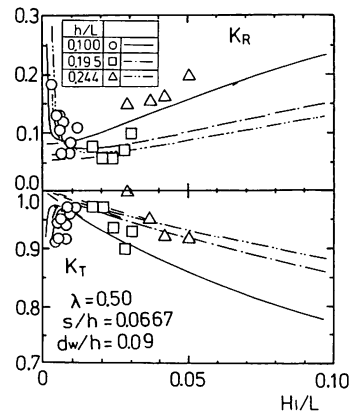


図-2 波高による K_R および K_T の変化

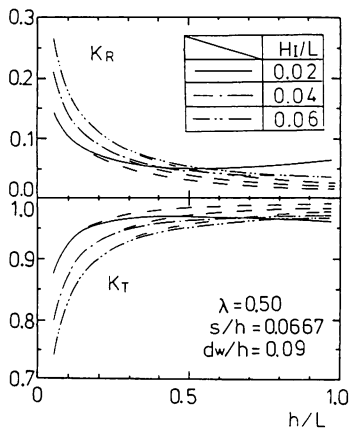
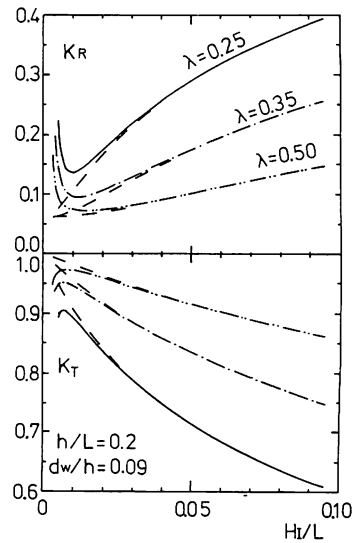
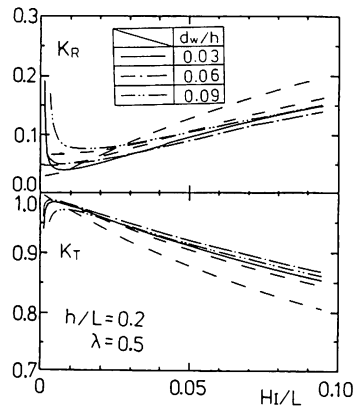
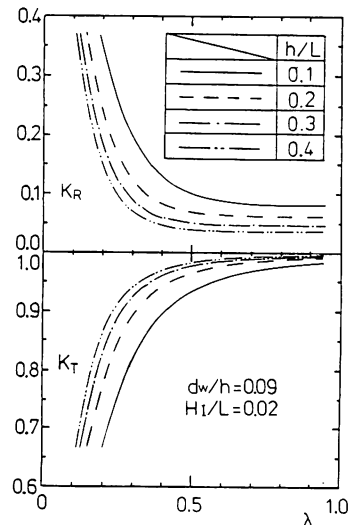
図-3 周期による K_R および K_T の変化

図-3は図-2と同じ構造条件のもとで、 $H_1/L=0.02\sim0.06$ の3種類の波高について周期を変化させた時の反射率および伝達率を示す。破線は図-2と同様に近似係数を用いた計算値であり、 h/L が小さい波については比較的よく一致するが、 h/L が大きくなるに従い多少差が生ずる。 h/L が小さい範囲においては波高の変化による K_R, K_T の変化は大きい、 h/L の大きい範囲においては波高による変化の割合は小さくなり、また H_1/L による変化も小さくなる。透水壁を使用したケーソンタイプにおいては遊水室の関係で、ある h/L で極値があらわれるが、単一の透水壁については遊水室の幅が無限大となり $H_1/L=0.02$ において多少その傾向がみられる程度で、 h/L の増大とともに反射率は小さく、伝達率は大きくなる。

4. 2 構造条件による反射率および伝達率

図-4は $\lambda=0.25, 0.35, 0.50$ 、図-5は $dw/h=0.03, 0.06, 0.09$ の構造条件で H_1/L で整理したものである。各空隙率の変化を示す図-4は図-2と同じ傾向を示し、極値をとる H_1/L の値もほぼ0.01付近で λ による変化は認められず、 λ が小さくなると K_R は大きく K_T は小さくなる。図-5によると dw による変化はあまりみられず、近似係数による値と実験係数による値は dw が小さい時に多少異なる。

図-6は波浪条件を一定にし、近似係数で計算した K_R, K_T を示したものであるが、 $\lambda=0.5$ 程度までは λ が大きくなるとともに急激な変化を示すが、それ以上 λ が大きくなっても K_R, K_T の変化は小さい。図-7は同じように近似係数で計算し、 dw/h で整理したもので、その変化の割合は λ

図-4 K_R, K_T の空隙率による影響図-5 K_R, K_T の壁厚による影響図-6 空隙率による K_R および K_T の変化

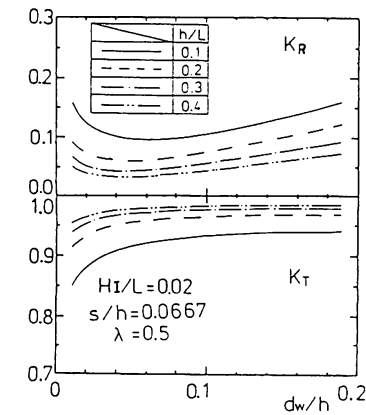


図-7 壁厚による K_R および K_T の変化

に比べ非常に小さいが、 dw が大きくなるに伴って K_R は増加する傾向を示し、図-5の傾向と多少異なる。しかし牛ら⁴⁾は縦スリットケースについて実験を行い、壁厚が大きくなると K_R が大きくなる結果を得ており、図-7と同じ傾向となる。これは本実験に用いた模型の dw/s が牛らの模型の dw/s と比べて非常に小さいためである。ゆえに反射率は壁厚のみではなく、それに対するスリット幅にも関係し、スリット幅が小さいほど反射率は大きくなる。

図-8はある波浪条件において λ を決定した時の K_R を最小とする dw/h とその時の K_R 、 K_T を示したものである。これによると h/L による変化はほとんどなく λ と dw/h はほぼ一対一で対応しているが、 K_R 、 K_T は h/L によって図-2と同じように変化する。しかし、ある波浪条件に対する実際の構造諸元の決定においては、施工性や経済性が考慮され、特に壁厚については最適な値を自由に選定できないが、1つの目安になるものと考えられる。

4. 3 波浪条件による波力の変化

実験式(3)を使用式(8)より波力を求める場合、反射率が事前に知られていなければならない。ここでは式(1)によって反射率を計算して求めた。また波力を実質単位体積当りの波力という考え方から、波力を次式のように無次元化した。

$$f = \frac{F_{max}}{\rho g (1-\lambda) B H d_w} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 ρ は水の密度、 B はスリット壁の幅、 F_{max} は一周期内における最大の全波力を表わす。

図-9、10は前出の図-2、3と同様な条件のもとで、 f を表わしたものである。図-2にみら

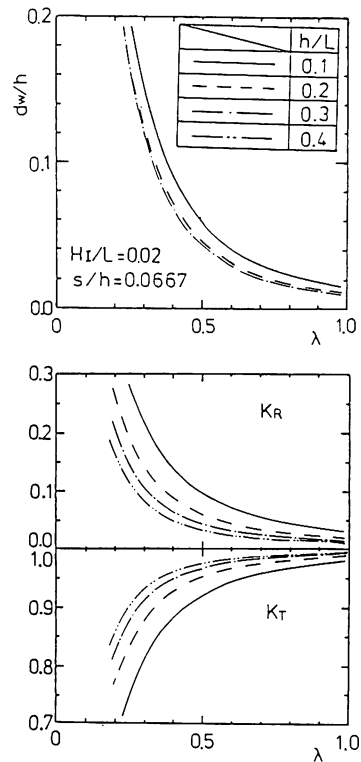


図-8 極小を与える壁厚と空隙率

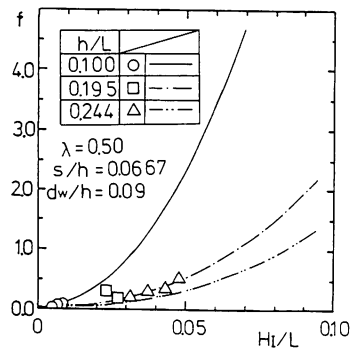


図-9 波高による波力の変化

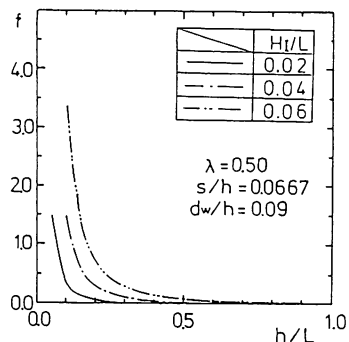


図-10 周期による波力の変化

れた H_1/L の小さい領域での反射率および伝達率の極値は波力については特にみられない。また近似係数を用いた値は、実験係数による波力とはほとんど一致している。 h/L の効果は図-10 にみられるように、 h/L の小さい領域では h/L が大きくなるにしたがい f は急激な減少を示すが、その後は非常に小さな値となり、長周期の波が f に大きく影響することがわかる。

4. 4 構造条件による波力の変化

図-11, 12 は前出の図-4, 5 と同様に各 λ , dw/h での計算値を示したものであり、図-12 に示されるように近似係数を用いると実験係数の値よりも f は大きくなる。図-13, 14 は近似係数により計算したものである。図-13 に示されるように、ある λ において f は極値をとることがわかる。また波力は図-14 にみられるように dw/h の小さい領域では f は大きく、 dw/h が大きくなるにしたがい減少する。図-15 は波浪条件および dw/h を決定した時に f を最小とする λ , またその時の f の大きさを示したものである。これより、最も波力が小さくなる空隙率はほぼ $\lambda=0.4 \sim 0.7$ 程度であることがわかる。

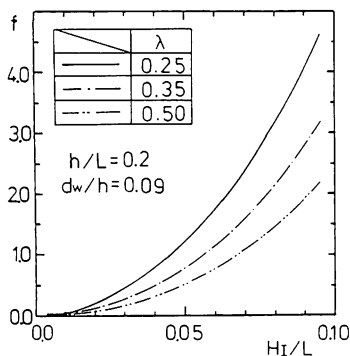


図-11 波力の空隙率による影響

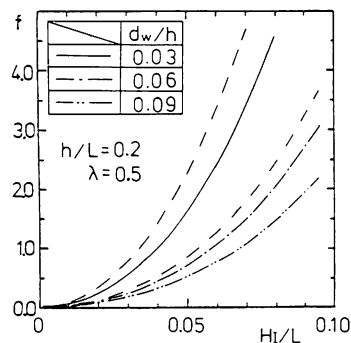


図-12 波力の壁厚による影響

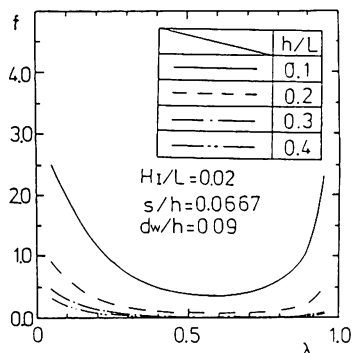


図-13 空隙率による波力の変化

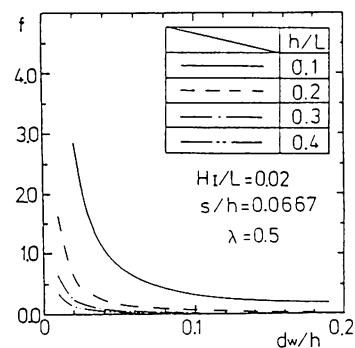


図-14 壁厚による波力の変化

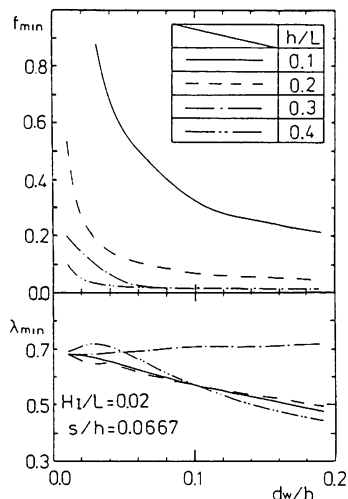


図-15 極小を与える壁厚と空隙率

4. 5 波高分布

縦断方向に対する波高分布は図-16 に示されるようにスリット壁前方においては部分重複波、スリット壁後方においては壁の近傍においてパラツキは大きいがほぼ一定の値を示し進行波とみなすことができる。図中の実線は微小振幅波理論に

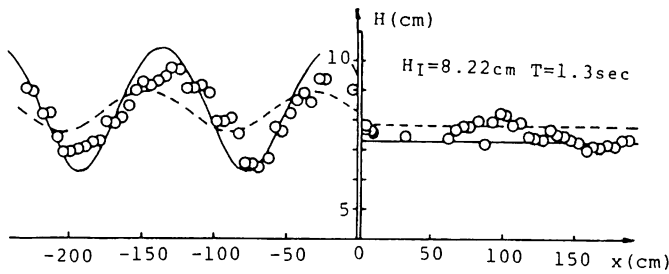
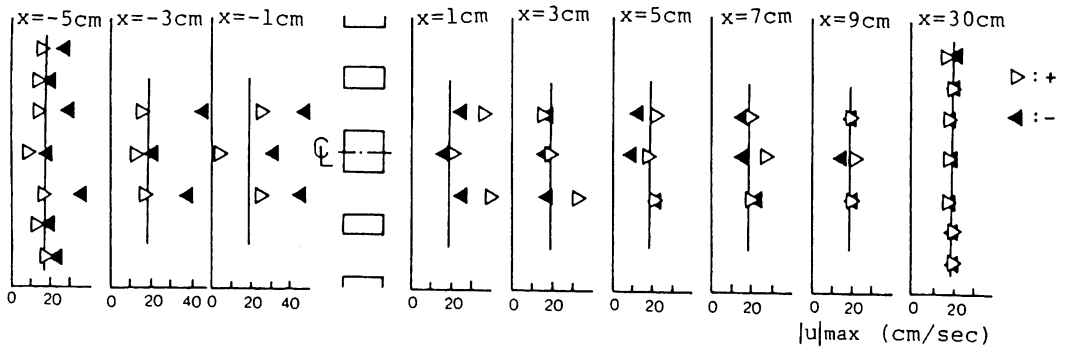


図-16 縦断波高分布図


 図-17 横断方向の絶対水平最大水粒子速度 ($z = -5\text{cm}$)

よる浅水波として実験より求めた K_R , K_T を使用した計算値である。またこの時の位相差は実験値と計算値の差の自乗和が最も小さくなるように求めると、その値は $\delta = 0.970$ である。図中の破線は式(1), (7)より求めた $K_R = 0.081$, $K_T = 0.940$, $\delta = 1.571$ による波高分布の理論値である。また横断方向の波高分布についてはスリット壁のすぐ近傍において角柱部前方の波高がスリット部前方の波高より大きい、スリット壁より数 cm 離れると横断方向の波高の変化はみられずほぼ平均していることが認められた。

4. 6 水平最大水粒子速度

入射波の進行方向の水平水粒子速度を正と定義し、横断方向の実験による水平水粒子速度の最大値 $|u|_{\max}$ を表わすと図-17 のようになる。スリット壁の前方および後方とも $|u|_{\max}$ は正負ともにスリット壁のごく近傍においてスリット部が角柱部よりも大きな値をとり、スリット壁から離れるに従い平均化されるが、静水面に近い個所においては角柱部とスリット部の $|u|_{\max}$ の差がみられる。図中の実線は波高分布と同様に浅水波として計算した $|u|_{\max}$ であり、スリット壁から離れるに従い実験値とよく一致しており、またスリット部を通過した $|u|_{\max}$ の実験値は計算

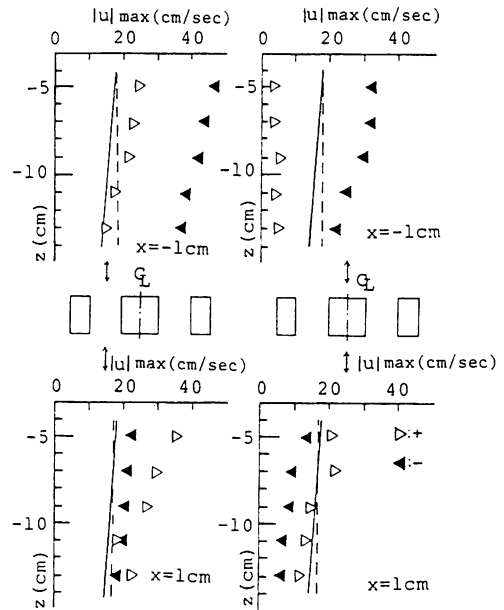


図-18 水深方向の絶対水平最大水粒子速度

値よりも大きい、スリット壁に向う $|u|_{\max}$ は計算値とほぼ一致している。また長波理論による値は静水面付近において浅水波とほぼ一致する。

水深方向の $|u|_{\max}$ を図-18 に示す。図中の実線は浅水波、破線は長波理論によるものであ

る。スリット壁前方のごく近傍においては負の $|u|_{max}$ の方が正の値よりも大きく、逆にスリット壁後方のごく近傍においては正の $|u|_{max}$ の方が負の値よりも大きい。これは、スリット壁境界面の不連続性およびスリット部を通過する噴流の影響と考えることができる。計算値と実験値を比較するとスリット壁前方では正の $|u|_{max}$ は角柱部とスリット部では値が異なるが、その平均値はほぼ計算値に近い値を示している。スリット壁後方においては、スリット壁に向う負の $|u|_{max}$ が同じ傾向を示す。

5: ま と め

消波機能および波力におよぼす影響は、波浪条件においては H_1/L の影響が大きく、 H_1/L が大きくなるとともに波力は大きくなり、 H_1/L の小さな領域で K_R , K_T は極値をもつ。 h/L においても h/L が小さい範囲では波力および K_R , K_T とも急激な変化を示すが、本計算範囲内ではおよそ $h/L=0.2$ 以上においては大きな変化はない。

構造条件においては、 K_R , K_T は λ の効果が非常に大きい、 $\lambda=0.5$ 付近以上ではほとんど変化はない。 dw/h については、壁厚の効果はそれほど大きくはない。波力についても同じことがいえるが、壁厚については dw/h が大きくなるにしたがい波力は小さくなるが、 f は dw の関数となっていることに注意する必要がある。

単一のスリット壁として使用する場合の最適な形状について明確な値はでないが、波力は $\lambda=0.4 \sim 0.7$ 程度で極小をとるが、その極小点前後の変化が小さいことを考えると、 $\lambda=0.2 \sim 0.5$ 付近において無次元波力 f , 反射率 K_R および伝達率 K_T の変化点が存在することから、この付近が最適な空隙率 λ と考えることができる。

また波高分布および水平水粒子速度の実測値は微小振幅波理論の計算値とほぼ一致しており、 λ がある程度大きい場合の微小振幅波理論の適用はほぼ妥当なものであるといえる。

なお、本研究の一部は昭和59年度北海道科学研究費補助金を受けたものであることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 近藤俊郎・竹田英章：消波構造物，森北出版，279 p, 1983
- 2) 近藤俊郎・佐藤隆一：多孔壁の損失係数と見かけのオリフィス長さの推定，第26回海岸工学講演会論文集，pp 333～337, 1979.
- 3) 谷本勝利・吉本靖俊：直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究，港湾技術研究所報告，第21巻 第3号，pp. 43～77, 1982.
- 4) 牛 恩宗・竹田英章・尾崎 晃：透過波の位相，反射率，波圧力に及ぼすスリット部材の厚さの影響，土木学会北海道支部論文報告集，第39号，pp. 95～100, 1983.
- 5) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：スリット壁の波力に関する抗力係数と質量係数，第36回土木学会年次学術講演会講演概要集，pp. 793～794, 1981.
- 6) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：縦スリット壁に作用する波力に関する基礎的研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp 337～341, 1983.
- 7) 近藤俊郎：二重透水壁式防波堤の消波理論，第14回自然災害シンポジウム講演会論文集，pp 39～42, 1977
- 8) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：定常流におけるスリット壁の抵抗係数，土木学会北海道支部論文報告集，第38号，pp 245～248, 1982.
(昭和59年11月30日受理)