

透過性防波構造物の水理特性

近 藤 徹 郎*・藤 間 聡**

1. ま え が き

波に対する透過性防波構造物の水理的な性質に関する研究は、現象が複雑なので理論的な解析が困難なことからこれまで主として個々の構造物について実験的になされていた。したがって実例の多い石または異形ブロック積みの構造物に関しては多くの知識が集積されているが、その他の構造物に関する実験とか透過性防波構造物一般の特質に関する研究は少ない。しかしながら最近では電子計算機を用いた数値解析により、この問題を理論的に解明することが次第に可能になりつつある。そのためには、透過性構造物の個々の水理的要素のもつ効果を詳しく知ることがまず必要とされる。一方、防波構造物の設置目的の多様化と設置水深が増大する傾向に伴って、軽重量の透過性防波構造物が必要になるすう勢にある。このような考えにより、筆者らは、二種類の規則的でかなり単純な形の空げきをもつ透過性構造物についての実験を行なって、構造物および波の諸性質の効果を調べた。また、第16回講演会で報告した長波理論による伝達波高の推定¹⁾をさらに進めて、反射波、伝達波および構造物前方の波高を推定する方法を示した。そしてこの理論的方法による計算値を今回ならびに既往の直立石積み構造物に関する実験値^{2),3)}について求め、両者の比較からこの理論による推定方法の適用性などについて検討した。

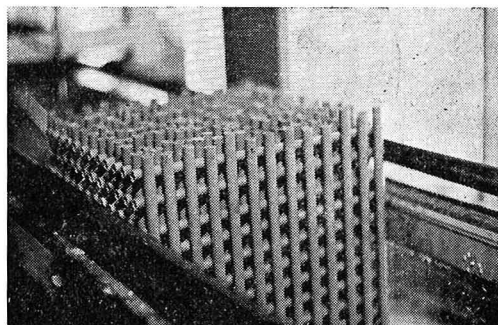


写真-1

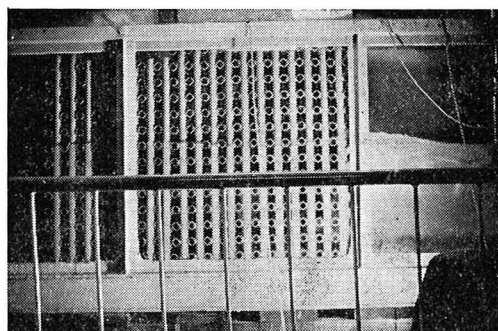


写真-2

に無関係であることを考慮して、次のように計算できる。

$$\lambda_p = \left[1 - \frac{2 \cdot (\pi D_p / 4) \cdot 2 D_p}{(2 D_p)^3} \right] = 1 - \frac{\pi}{8} = 0.607$$

ただし、 D_p はパイプの外径である。

定常流に対するこの構造物の抵抗係数は長さ 8.0m, 幅 0.3m, 高さ 0.2mの回流装置付開水路にて、パイプの径を 34 mm, 11 mm, 4 mm の3種類に変えて実験した。実験結果を Cohen de Lara の石積みの抵抗係数の実験値と同じ方法²⁾で整理したものを図-1に示したが、これによれば実験の範囲では抵抗係数はおおそ一定であり、乱流であることが認められる。ここで用いた抵抗係数 C_1 については乱流では立体格子は石積みとほぼ同じ値をとることがわかる。

(2) 実験設備と方法

実験水槽は長さ 18.5m, 幅 0.4m, 高さ 1.0m の片面ガラス張りの鋼製二次元造波水路を使用した。この水槽には、0.5 HP のフラップ式造波装置が付設している(図-2)。波高の測定は 並行抵抗線式波高計 を使用し水

2. 立体格子構造物に関する実験

(1) 立体格子構造物

立体格子構造とは写真-1のようにパイプもしくは円柱をある間隔をあけて鉛直および水平方向に格子状に重ねたものである。本実験では外径 34 mm の塩化ビニールパイプを外径と同じすき間をあけたものを製作した。パイプどうしの接合はビニール溶接した。この構造物を水平方向のパイプの切口が波の進行方向に向けないように設置して使用することにした。この場合の空げき形状は等方性でなく、進行方向に対する空げき断面は水平と鉛直方向に交互に拡大縮小を直径の間隔で繰返している。この構造物の空げき率は、パイプの中空部分は流れ

* 正会員 M.S. 室蘭工業大学助教授 土木工学科

** 正会員 工修 室蘭工業大学助手 土木工学科

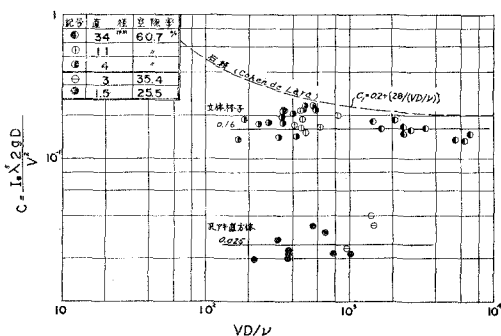


図1 抵抗係数

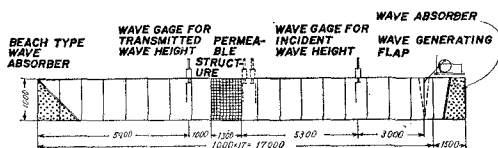


図2 実験造波水槽側面図(単位 mm)

位計増幅器をととして6チャンネルのビジグラフに記録させることで行なった。波高計は構造物の前方に2台、後方に1台と実験のある部分では構造物内部にも3台取付けた。内部の波高計はあらかじめ抵抗線の上下端の固定板を隣合う2本のパイプ間に接着して作製したものである。

(3) 反射率と伝達率

外海からの進行波が透過性構造物に作用するとそのエネルギーの一部は反射され、一部は構造物の前後の表面および内部において失われ、残りが港内水域に浸入して伝達波を形成する。いま、構造物前面での入射波高 H_I に対する反射波高 H_R の比を反射率 K_R とし、港内伝達波の波高 H_T の比を伝達率 K_T と定義する。この反射波や伝達波の発生機構については後述することにしてここでは実際に重要な K_T , K_R についての実験結果を先に示す。図-3 は幅が決まっている種類の構造物に対して、4種類の周期 T について波高を変えた入射波を作用させた場合の K_T , K_R を求めた結果である。これによれば同じ T についての K_T は H_I とともに減少する傾向があるが、その度合は T が小さいほど著しいことが表われている。 H_I がかなり小さいとほとんど同じ値をとるが波高が大きくなるにつれて T による違いがはっきりとしてくる。 K_R については H_I とともに若干増加し、 T が大きい場合 K_R は大きくなるが、その傾向は K_T のように明瞭ではない。図-4 は構造物の幅の K_T に与える効果を表わしたもので、これから K_T は B の増加に伴ってほぼ指数的に減少することがわかる。

(4) 構造物内外の波高

透過性防波構造物の前方水域、内部、後方水域における

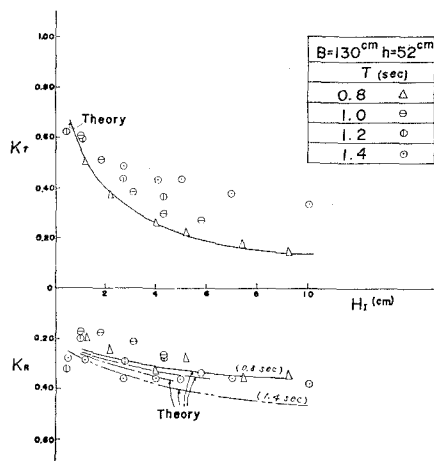
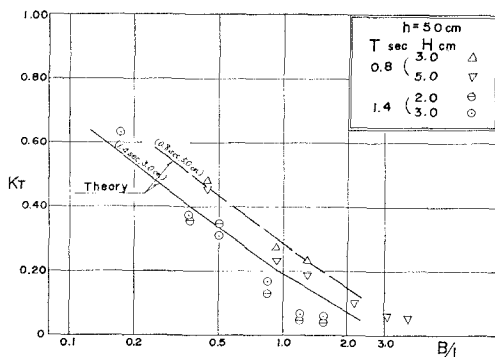
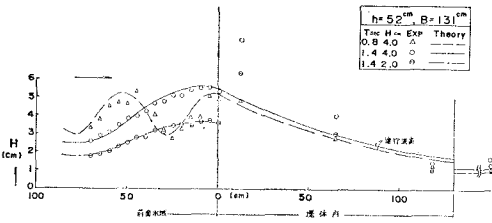
図-3 伝達率 K_T と反射率 K_R (立体格子)

図-4 幅員が伝達率におよぼす効果 (立体格子)

波動を調べることは、この種構造物の波動に対する特性を知る上で大切である。しかしながら内部の波高を測定することは、空げき構造の複雑な石積み、ブロック積み構造物では困難であり、単純な構造についても Costello⁴⁾ が杭群について行なったものがあるのみである。本実験の場合も構造物内部に波高計を取り付けたので3点のみしか測定できなかったが、さらに別な方法でくわしい測定を行なう予定である。前方水域の波高分布はいくつかの例について 5cm 間隔に波高計をおいて測定した。後方水域に関しては、構造物の後面から後方についてほとんど変化がないことが確認された。図-5 は二、三の例をあげたもので、前方の波高分布の特徴は反射波と入射波の間には若干の位相差があり、最大波高は前面よりも若干前方に出現している。このことは 4. の理論によって示されるように透過性が大きく反射率が小さい構造物の特徴である。構造物内の波高は前面近くでは急激に、後方ではゆるやかに減少している。とくに前面近くの波高については堤体幅員に比して波長が大きい波ほど大きくなることが認められたが、この原因は後面からの反射波、あるいは構造物内の水面の固有振動などに関連しているものと考えられ、さらに実験を続けて調べる所存で



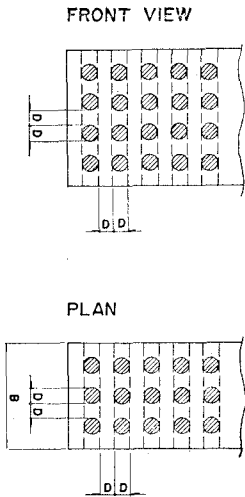
図—5 構造物付近の波高分布 (立体格子)

ある。

3. 孔あき直方体に関する実験

(1) 孔あき直方体

孔あき直方体とは図—6のように一定の直径の円孔を波の進行方向と垂直な面に水平に、また鉛直方向に規則的な配列であけた構造物である。この構造物は孔の中の水の運動によって構造物の前方から内部へ、内部から後方に波動を伝える。実験に使用したのは、ラワン角製材



図—6 孔あき直方体

にドリルで孔をあけた、 $D=3.0, 1.5$ cmの二種類であるが、この孔の大きさは実験波高の範囲内にある。空けき率はそれぞれ35.4, 25.5(%)であり、定常流に対する抵抗係数は図—1に示してある。空けき断面の変化は立体格子よりも少ないので空けき率のわりには抵抗係数がかなり小さい。

(2) 実験設備と方法

実験水槽は長さ 12m, 幅 0.3m, 深さ 0.3m の小型ガラス水路にて行なわれた。造波装置および測定器は2.の場合とほぼ同様であるが、構造物内の波高の測定には鉛直方向の一つの孔の中に抵抗線 2 本を入れて上下端で張って固定したものを用いた。二種類のものについて幅 B を 6~36 cm の間でいくつか、また入射波は T を 0.48, 0.68, 0.96 sec の3種についてそれぞれ波高を数種類に変えて実験したが、水深は 18 cm に固定した。

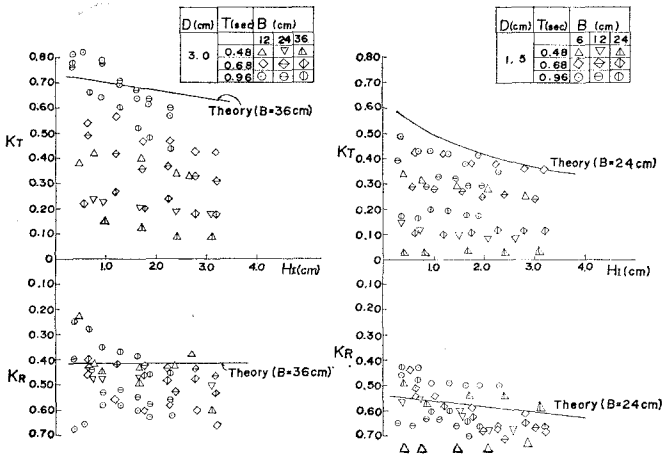
(3) 伝達率と反射率

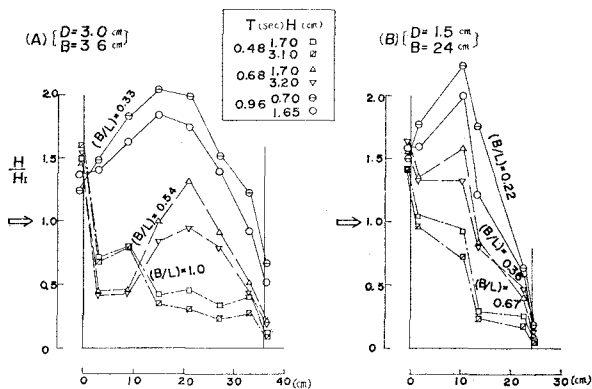
伝達率と反射率の結果の一部を図—7にかかげた。同図から入射波高 H_I が大きくなると K_T は減少し、 T が小さく B が大きいほど、 K_T は小さくなるのがわかるが、さらに次のような特徴が認められる。 D が 3 cm のものは T が大きいと B の大小による効果が小さく、 T が小さいと B による差が大きく現われている。これに対し 1.5 cm の場合は H_I の増加にともなう、 K_T の減少の度合は小さく B の効果は H_I の大きさに関係なくほぼ一定になっている。

反射率 K_R は D が 1.5 cm の場合は、 H_I によって若干増加するが、 T および B による変化は少ない。 D が 3.0 cm の場合は B が大きいときには 1.5 cm と同様であるが、 B が小さいとバラツキが多くその傾向は明らかでない。いずれの D についても B が小さいと K_R の T による変動が大きい。

(4) 構造物内の波高

孔あき直方体内の波高を測定した結果の一部を図—8にかかげる。この場合の幅員の入射波の波長に対応する比 (B/L) はいずれも 1.0 より小さい例である。 T が 0.96 sec の場合は (A), (B) とともに前面の波高よりもかなり大きい波高が構造物のほぼ中央付近に出現している。また (A) の 0.68 sec の場合は中央より後方にピークが出現している。この図の波高分布型を B/L の値との関係から観察すると構造物内の波高は一般に後面を節

図—7 伝達率と反射率 (孔あき直方体, $h=18$ cm)

図-8 構造物内の波高分布 (孔あき直方体, $h=18$ cm)

とする定常振動の様相を呈している。 B/L の値が0.5よりも小さい場合には構造物内に極大値が出現し、0.5よりも大きいとその傾向はなくなっている。

4. 小振幅長波理論による一解法

透過性構造物による波の変形を理論的に解析する試みは Le Méhauté²⁾ や富永・坂本⁵⁾らの速度ポテンシャルによる線形解があるが、乱流の場合については構造物表面における境界条件や内部における抵抗などについて不明な点が多く近似的な解法に留まらざるを得ない。筆者の一人も小振幅長波理論により、透過構造内の進行波の変形を求め、これを応用して透過性防波堤の伝達波高を推定する方法について前回の講演会において発表した¹⁾。その際には前後の面においてはエネルギー保存の考え方で、反射率の関数として伝達率を求めたものであった。この方法は反射率がわかっている場合は適用できるが、一般に反射率が不明な場合が多いので反射率も伝達率と同様に求めることが必要である。そこでここでは前後の面においては上出のエネルギーと質量の保存則を満たし、かつ水圧強度が連続と仮定して求めた解法を報告する。

(1) 透水構造を進行する小振幅長波

前報¹⁾において発表済みのものであるが以後の展開の都合上、必要な式のみをあげておく。

波形

$$\eta = \frac{H}{2} \sin(\sigma t - mx) = \frac{H_0}{2} e^{-nx} \sin(\sigma t - mx) \quad (1)$$

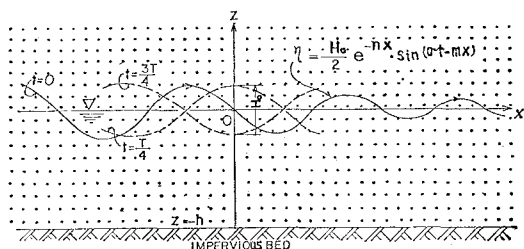


図-9 透過性構造内の進行波

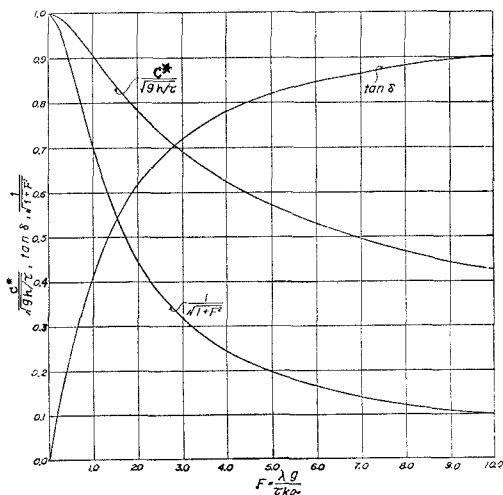


図-10 透水構造内の長波の性質

ただし H は x における波高で H_0 は $x=0$ の波高 (図-9), $\sigma = (2\pi/T)$ である。また m, n は次式で与えられる。

$$m = \sqrt{\frac{\tau\sigma^2}{2gh} [\sqrt{1+F^2}+1]} \quad (2)$$

$$n = \sqrt{\frac{\tau\sigma^2}{2gh} [\sqrt{1+F^2}-1]} \quad (3)$$

ここで τ は透過性構造内の水粒子の流路長の直線距離に対する比、粒状体については 1.4。 g は重力の加速度、 h は水深、 F は次式で表わされる無次元数。

$$F = (\lambda g / \tau k \sigma) \quad (4)$$

ただし、 λ は比で表わした空けき率、 k は透水係数。波速

$$c^* = (\sigma/m) = \sqrt{gh} / \sqrt{(\tau/2) [\sqrt{1+F^2}+1]} \quad (5)$$

水粒子速度

$$u = (\lambda\sigma H_0 / 2h) e^{-nx} \sqrt{m^2 + n^2} \cdot \sin(\sigma t - mx + \delta) \\ = (\lambda H/2) \cdot \sqrt{g/\tau h} \sqrt{1+F^2} \cdot \sin(\sigma t - mx + \delta) \quad (6)$$

$$\delta = \tan^{-1}(n/m) \\ = \tan^{-1}(\sqrt{\sqrt{1+F^2}-1} / \sqrt{\sqrt{1+F^2}+1}) \quad (7)$$

単位表面積当たりの平均エネルギー量

$$E_t = E_p + E_k = \frac{\lambda w_0 H^2}{16} + \frac{\lambda w_0 H^2}{16} \cdot \frac{1}{\tau \sqrt{1+F^2}} \quad (8)$$

E_p, E_k は位置、運動のエネルギー、 w_0 は水の単位重量。

単位時間に単位幅を横切る平均エネルギー量

$$W = [\lambda w_0 \sigma m H^2 / 8(m^2 + n^2)] \\ = (w_0 \lambda H^2 / 16) [1 + (1/\sqrt{1+F^2})] c^* \\ = (E_p + \tau E_k) c^* \quad (9)$$

以上はいずれも層流とみなされる場合のみあてはまる式である。乱流の場合には定常流の動水勾配が次のように近似的に表現できる。ただし β は係数¹⁾。

$$I_e = V/[k(1+\beta V)]$$

また波による水粒子速度は、

$$u = V(x) \sin(\sigma t - \phi(x))$$

で表現されるから、 k の代りに次式で定義した k_t を用いることで前出の諸式は乱流状態に拡張して適用できる。

$$k_t = k \left[1 + \frac{8}{3\pi} \cdot \beta \cdot U(x) \right] \dots\dots\dots(10)$$

(2) 異なる透水構造の境界面における反射、伝達

ある透水構造を進行する波が異なった透水構造の領域に入射するときには、その境界面において入射波のエネルギーは伝達、反射および損失エネルギーとなる。

波形は入射、反射および伝達波につき次のように表現する。入射波は境界面に直角に入射するものである。

$$\eta_i = \frac{H_i}{2} \sin(\sigma t - m_i x) \dots\dots\dots(11)$$

$$\eta_r = \frac{H_r}{2} \sin(\sigma t + m_r x + \alpha_r) \dots\dots\dots(12)$$

$$\eta_t = \frac{H_t}{2} \sin(\sigma t - m_t x + \alpha_t) \dots\dots\dots(13)$$

ここで、 α は入射波を基準とした位相差であり、下付きの i, r, t はそれぞれ入射波、反射波、伝達波を意味する(図-11)。それぞれの波に対応する水粒子速度は

$$u_i = (\lambda_1 \sigma H_i / 2h \sqrt{m_i^2 + n_i^2}) \cdot \sin(\sigma t - m_i x + \delta_i) \dots\dots\dots(14)$$

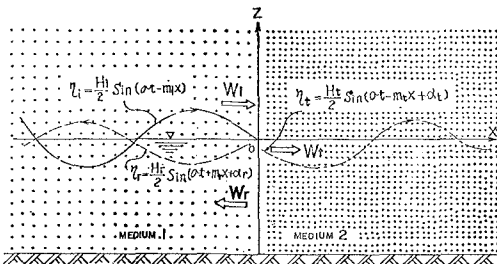


図-11 二つの透過性構造の境界面における波

$$u_r = -(\lambda_1 \sigma H_r / 2h \sqrt{m_r^2 + n_r^2}) \cdot \sin(\sigma t + m_r x + \alpha_r + \delta_r) \dots\dots\dots(15)$$

$$u_t = (\lambda_2 \sigma H_t / 2h \sqrt{m_t^2 + n_t^2}) \cdot \sin(\sigma t - m_t x + \alpha_t + \delta_t) \dots\dots\dots(16)$$

下付の 1, 2 は図-11 に示してあるように入射波のある側と、伝達波が現われる側の構造に対応している。

また単位時間に単位幅を横切る平均エネルギー量は

$$W_i = [w_0 \lambda_1 \sigma m_i H_i^2 / 8(m_i^2 + n_i^2)] \dots\dots\dots(17)$$

$$W_r = [w_0 \lambda_1 \sigma m_r H_r^2 / 8(m_r^2 + n_r^2)] \dots\dots\dots(18)$$

$$W_t = [w_0 \lambda_2 \sigma m_t H_t^2 / 8(m_t^2 + n_t^2)] \dots\dots\dots(19)$$

境界面 ($x=0$) では平均エネルギーと質量の二つの保存則が成立しなければならない。前者は次式で示される。

$$W_i = W_r + W_t + W_d \dots\dots\dots(20)$$

ここで W_d は境界面で単位時間に単位幅について損失する平均エネルギー量であり、一応ここでは次のようにおくことにする。

$$W_d = j W_i$$

j は境界面におけるエネルギー損失の割合を表わす一種の係数で、損失が二つの構造の流積の急変のみによると考えるならば、次のように表現できる。

$$j = f / (\sqrt{1+F^2} + 1)$$

f は定常流における断面急縮あるいは急拡の損失係数を準用することとする。

一般に一つの境界面における波の反射率、伝達率を 2., 3. 章のような構造物についてのものと区別するため次のように表わす。

$$K_r = (H_r/H_i), \quad K_t = (H_t/H_i)$$

そうすれば式(10)は次のように書き改められる。

$$M_r K_r^2 + M_t (1+j) K_t^2 = 1 \dots\dots\dots(21)$$

ここで

$$M_r = [m_r(m_i^2 + n_i^2) / m_i(m_r^2 + n_r^2)] \dots\dots\dots(22)$$

$$M_t = [\lambda_2 m_t(m_i^2 + n_i^2) / \lambda_1 m_i(m_t^2 + n_t^2)] \dots\dots\dots(23)$$

また質量保存則は次式で表現される。

$$\int_{-h}^{\eta} u_i dz + \int_{-h}^{\eta} u_r dz = \int_{-h}^{\eta} u_t dz$$

この式に式(4)~(6)を代入し、 $\eta \approx 0$ として積分すると

$$\sin(\sigma t + \delta_i) - C_r K_r \sin(\sigma t + \alpha_r + \delta_r) = C_t K_t \sin(\sigma t + \alpha_t + \delta_t) \dots\dots\dots(24)$$

ただし

$$C_r = [\sqrt{m_i^2 + n_i^2} / \sqrt{m_r^2 + n_r^2}] \dots\dots\dots(25)$$

$$C_t = [\lambda_2 \sqrt{m_i^2 + n_i^2} / \lambda_1 \sqrt{m_t^2 + n_t^2}] \dots\dots\dots(26)$$

式(24)を分解し、 $\sin \sigma t$ と $\cos \sigma t$ の係数を 0 とおき、 $\delta_i \approx \delta_r$ を考慮して $(\alpha_t + \delta_t)$ を消去すると次式が得られる。

$$1 + C_r^2 K_r^2 - 2 C_r K_r \cos \alpha_r = C_t^2 K_t^2 \dots\dots\dots(27)$$

式(21)と(27)には K_r, K_t, α_r の 3 つの未知数があるからこのままでは解けないので、もう一つ関係式が必要となる。それには、構造によっては $\alpha_r = 0$ と仮定する方法が可能と思われるが、ここでは境界面上で両側の圧力強度が等しいと仮定する方法をとることにする。この仮定はここで扱っている小振幅長波の場合には結局水位の連続条件となる。そのため損失を考慮したエネルギー保存則との関係について問題が残されているが、ここではこの仮定を用いることにする。

$$\eta_i + \eta_r = \eta_t, \quad x=0$$

式(11), (12), (13)を上式に代入し、質量保存の場合と同様な方法で下式が得られる。

$$K_r^2 + 2K_r \cos \alpha_r + 1 = K_t^2 \dots\dots\dots(28)$$

式(21), (27), (28)の3式から K_t , K_r が次のように求まる。

$$K_t = \left[\frac{(M_r + C_r)(1 + C_r)}{C_r^2 M_r + M_t(1 + j)C_r(1 + C_r) + M_r C_r} \right]^{1/2} \dots\dots\dots(29)$$

$$K_r = \left[\frac{C_t^2 - M_t(1 + j)(1 + C_r) + C_r}{C_r^2 M_r + M_t(1 + j)C_r(1 + C_r) + M_r C_r} \right]^{1/2} \dots\dots\dots(30)$$

位相差 α_r , α_t は上式で得た K_t , K_r を用いると次式で容易に求められる。

$$\alpha_r = \cos^{-1} \{ [K_t^2 - (1 + K_r^2)] / 2K_r \} \dots\dots\dots(31)$$

$$\alpha_t = \cos^{-1} \{ [(1 + K_t^2) - K_r^2] / 2K_t \} \dots\dots\dots(32)$$

(3) 透過性構造物による波の変形

前節で得た関係式を応用して、透過性構造物による反射波高、伝達波高、前方水域ならびに構造物内における波高分布などを推定する方法を考える。ここでは透水係数 k と空けき率 λ が一定な構造で鉛直面をもつ理想化された構造物について考えることとする(図-12)。一波の入射波が構造物に作用する場合、まず前面で反射、伝達が行なわれ、その伝達波は構造物内部を(1)のような変形を受けながら進行し、後面で再び反射、伝達を行ない、後方水域に伝達波を発生させる。この後面からの反射波は前面に戻り、前面における反射、伝達に影響を与え、さらにまた同様なことを繰返すことも考えられるが、ここではその影響を無視することとする。構造物のない水域では

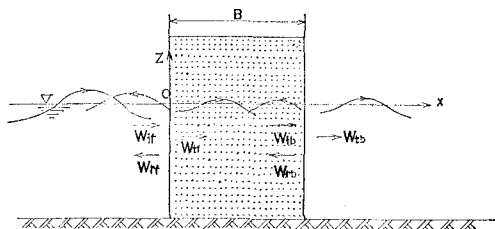


図-12 透過性防波堤による波の伝達

$$\lambda = 1.0, \quad m = (\sigma / \sqrt{gh}), \quad n = 0$$

であることを考慮して、前面についての反射、伝達率は式(29), (30)により次のように求められる。

$$K_{tf} = \frac{2}{[C_f^2 + 2M_f(1 + j_f) + 1]^{1/2}} \dots\dots\dots(33)$$

$$K_{rf} = \left[\frac{C_f^2 - 2M_f(1 + j_f) + 1}{C_f^2 + 2M_f(1 + j_f) + 1} \right]^{1/2} \dots\dots\dots(34)$$

ここで下付き f は前面についてのものであることを意味し、 M_f , C_f は式(23), (26)において前記した値を代入した後、 λ_2 を λ にまた下付き t を f に変えたものに相当する。

$$M_f = \frac{\lambda \sigma m_f}{(m_f^2 + n_f^2) \sqrt{gh}} \\ = \frac{\lambda}{\sqrt{2\tau}} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + F_f^2}} \right] \sqrt{1 + \sqrt{1 + F_f^2}} \dots\dots\dots(35)$$

$$C_f = \frac{\lambda \sigma}{\sqrt{m_f^2 + n_f^2}} = \lambda \sqrt{\tau \sqrt{1 + F_f^2}} \dots\dots\dots(36)$$

後面については、エネルギー損失を入射波を基準として次のように表現することにして

$$W_{db} = j_b W_{ib}$$

伝達率、反射率は、前面についてと同様に次のように求められる。

$$K_{tb} = \left[\frac{4 - 2j_b}{C_b^2 + 2M_b + 1} \right]^{1/2} \dots\dots\dots(37)$$

$$K_{rb} = \left[\frac{(1 - j_b)(C_b^2 + 1) - 2M_b}{C_b^2 + 2M_b + 1} \right]^{1/2} \dots\dots\dots(38)$$

これらの関係式を用いて対象としている構造物について、所要の値が次のように求めることができる。

a) 反射率, K_R

前述のように前面の反射率は後面からの再反射の影響を受けないとすると、入射波高 $H_I = H_{if}$ に対する反射波高 H_R の比を構造物に関する反射率 K_R とすると、 $K_R = K_{rf}$ として求められる。

b) 伝達率, K_T

H_I に対する後方水域に出現する伝達波高 H_T の比が構造物に関する伝達率 K_T とすると $H_T = H_{tb}$ であるから、前記した過程により K_T は次のようになる。

$$K_T = \frac{H_{tf}}{H_{if}} \cdot \frac{H_{ib}}{H_{if}} \cdot \frac{H_{tb}}{H_{ib}} = K_{tf} \cdot e^{-nB} \cdot K_{tb} \dots\dots\dots(39)$$

c) 前方水域における波高分布

前方水域には入射波と反射波の合成波が出現するがその波高分布は次のように求められる。

$$\eta = \eta_{if} + \eta_{rf} = \frac{H_I}{2} \sin(\sigma t - m_0 x) \\ + \frac{H_I K_R}{2} \sin(\sigma t + m_0 x + \alpha_r)$$

ここで $m_0 = 2\pi/L$, L は入射波の波長。

上式は次のように書き改められる。

$$\eta = K_s \cdot \frac{H_I}{2} \cdot \cos(\sigma t - \theta_s) \dots\dots\dots(40)$$

ここで

$$K_s = [1 + K_R^2 + 2K_R \cos(2m_0 x + \alpha_r)]^{1/2} \dots\dots\dots(41)$$

$$\theta_s = \tan^{-1} \left[\frac{\cos m_0 x + K_R \cos(m_0 x + \alpha_r)}{-\sin m_0 x + K_R \sin(m_0 x + \alpha_r)} \right] \dots\dots\dots(42)$$

α_r は K_R がわかれば式(31)から計算できるので前面における波高分布も上式で知ることができる。最大波高の出現する壁面からの最近距離は次式で得られる。

$$x = -(\alpha_r L / 4\pi) \dots\dots\dots (43)$$

構造物内部の波高は進行波のほかに後面からの反射波などが加わるので複雑であり、今後の検討課題である。

5. 理論値と実験値との比較

前章で展開した理論によって 2., 3. の実験例の場合について計算し比較する。乱流の場合は式(10)のように対象とする位置の時間的に最大な流速をあらかじめ推定しなければならない。幅 B の構造物については $x=0 \sim B$ の $U(x)$ の平均値的な代表値 U^* を決めなくてはならないが、ここでは $U^* = U(x=B/2)$ を採用し、この U^* を用いすべての K_r , K_t を計算する方法を用いた。 U^* を決めるには初期値を仮定し、それから F , m , n を計算して、それを下式

$$U_{(x=B/2)} = \frac{\lambda \sigma H_I \cdot K_{tf} \cdot e^{-nB/2}}{2h \sqrt{m^2 + n^2}}$$

に代入して得た U との差が1%になるまで繰返し計算を行なう方法を採用した。この方法はさらに検討を加えて改良される必要がある。以下各実験ごとに計算の結果を示し、実験値と比較する。

(1) 立体格子構造

理論値の計算結果の一部を図-3, 4, 5 に実験値と対応させて曲線で示してある。この場合の抵抗係数は図-1に示されているように $c_1=0.16$ の一定値をとり、 $f=0.25$, $\tau=1.0$ とした。図-3では K_T は H_I が小さい場合、また T の小さい場合が良く一致しており、 T と H_I が大きい波は理論値は小さい値を与える。 K_R についてはかなり良く一致している。図-4の K_T については (B/L) が1.0より大きいと理論値は大きい値を与える。構造物前方水域の波高分布については、比較的良くあっておりとくに1.4 sec の場合は実験値とほとんど一致している。なお構造物内部の波高の計算は前面伝達波による進行波高のみについて行なった結果を図-5に示したが、さらに検討の必要がある。その他のデータも含めて立体格子の場合について、実験値と理論値を比較したのが図-13である。これから K_T に関して特定の場を除いて理論値は近似値を与えているといえる。 K_R については $B=1.3$ m の場合はかなり良くあうが実験値は B とともに相当増加するのに対して理論値の場合は B によってあまり影響されないで、 B が大きいと理論値は過小となっている。

(2) 孔あき直方体

孔あき直方体については図-7に示したように、実験値のうちもっとも幅の大きいものについて理論値の曲線を描いている。 K_T の理論値は相当大きい値を与える。 $D=3$ cm の場合は長周期の波に対しほぼ上限値を与えている。 $D=1.5$ cm の場合は著しく大きい値を与え、とくに短周期の場合にはなはだしい。 K_R に関しては、

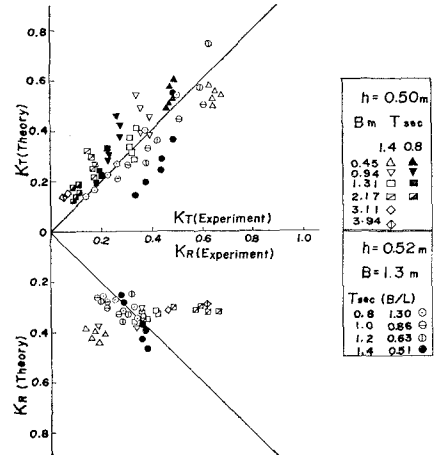


図-13 理論値と実験値の比較 (立体格子)

理論値は 0.42 ($D=3$ cm), 0.55 ($D=1.5$ cm) で H_I に関係なくほとんど一定であり、 B および T による実験値のバラツキがあるが、一般に T が大きく B が小さい場合ほど K_R は過小な値を与える。また $D=1.5$ cm の方が良く適合している。以上、孔あきブロックに関しては、 K_T は D が大きく H_I が小さいほど適合性が良く、 K_R は D が小さく B , T が大きい場合比較的良くあうようである。なお、理論値は $C_1=0.025$, $f=0.25$, $\tau=1.0$ として計算した。

(3) 直立石積堤

直立石積堤に関しては、前報において Le Méhauté の実験値²⁾ について計算しているが、今回は K_T , K_R は個別に求められるのでそのデータについて計算し、さらに K_T に関しては著者の一人が行なった実験値についても計算した。この場合の抵抗係数は図-2に示してある Cohen de Lara の実験曲線に対する近似式²⁾ を用い、 $f=0.25$, $\tau=1.4$ とした。

図-14, 15 はその比較を示したものである。この図から $T=1.5$, 2.0 sec の場合はかなり良く適合しており、 $T \leq 1.5$ sec では大きい値を与え、 $T \geq 2.0$ sec では小さ

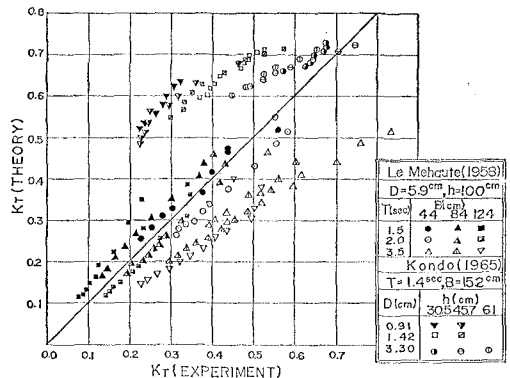


図-14 伝達率の理論値と実験値 (石積堤)

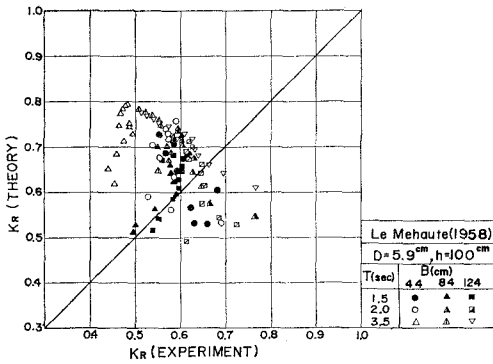


図-15 反射率の理論値と実験値(石積堤)

い値を与える。また B が小さい方が大きい場合よりもいくらか良くあっている。また D の影響については、 D が小さいほど理論値は大きい値を与えていることを示し、空げきの寸法が小さい場合のエネルギー損失の見積りが理論では不十分であることがいえる。水深 h の影響は、 h が小さい場合が良く適合している。全体的に言えば、 K_T の理論値は B が小さく D が大きく、 h が小さいほど実験値と良く一致する。 K_R に関しては K_T とは異なって B 、 T による変化は小さく、ほとんど狭い範囲にあるので全体的な傾向を見出すことは困難である。図-15 に示した値を含めて Le Mehaute の実験値全体について検討したところでは $D=5.9\text{ cm}$ の場合はいくらか理論値は大きく、 $D=1.9\text{ cm}$ ではいくらか小さいが、平均的にはかなり良く実験値と適合していることが認められた。

6. 結 論

(1) 空げき形状が比較的単純かつスムーズで、空げき率が大きい立体格子構造の場合は、反射率、伝達率、構造物前方および内部の波高分布とも入射波の諸元の影響が大きく伝達率は T が大きいほど、反射率は B が小さいほど小さい値となるのが特徴的である。

(2) 幅の割合に空げきの大きさが大きく、空げきの断面の変化が急激である孔あき直方体の場合は $(B/L) < 0.5$ のときには構造物内に波高の極大値が現われ、後面を節とする固有振動型の波高分布をしている。

(3) 透過性構造物による波の変形を理論的に推定する方法の一つの方法として長波理論に基づく方法を示したが、石積、立体格子のような場合はかなりの範囲について使用できると認められた。

今後は構造物の内部における波動を中心に研究する所存である。本研究は文部省特定研究「海岸災害の防止対策に関する研究」(研究代表者北海道大学 尾崎晃教授)によってその一部が行なわれたことを付記し、ご指導下さった同教授に厚く感謝いたします。

本研究は室蘭工大海工学研究室にて行なわれたもので、ご支援下さった境 隆雄教授、協力された山口 一技術員に感謝の意を表し、また研究の一部には寺島拓郎(日本工営)、井元俊雄(北海道函館土木現業所)、小西招雄(西原環境衛生研究所)ら諸氏の協力を得たことを記して感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 近藤叔郎：透過性防波堤の伝達波，第16回海岸工学講演会講演集，昭44.12，pp. 321-327
- 2) Le Méhauté, B : Perméabilité des digues en enrochements aux ondes de gravité Périodiques, La Houille Blanche, No. 6, 1957 et No. 2, No. 3, 1958
- 3) Kondo Hideo : Wave Transmission Through Rubble, M. S. Thesis in Civil Engineering, University of California, Berkeley, September 1965
- 4) Costello, R. D. : Damping of water waves by vertical circular cylinders, Transaction of A. G. U., Vol. 33, No. 4 pp. 513-519, August. 1952
- 5) 富永正照・坂本忠彦：透過性構造物による波の変形に関する研究(1)，第16回海岸工学講演集，昭44.12，pp. 309-319

訂正：第16回海岸工学講演会講演集，322ページの図-2の横軸の目盛の値が0.1………1.0となっているのは誤まりで、正しくは1.0………10.0である。お詫びして訂正いたします。