

沿岸開発と波浪制御

服 部 昌太郎

1. まえがき

制御— control の意味は、(1)おさえて自分の意思のままに動かしてゆくこと、(2)機械や設備が目的にかなう動作をするよう調節すること（広辞苑）で、非常に積極性に富んだ言葉である。したがって「波浪の制御」は、沿岸域に入射してくる波を人間が設定する条件下におさえると共に、波のエネルギーや波のもつ種々の作用を利用することとなる。

入口の集中度と生産性の高い地域が海岸沿いに存在し、人間の社会生活の場が陸より海へと拡がりつつあるわが国では、海岸災害の防止・軽減だけでなく、沿岸環境の保全などに対しても、波の制御は重要な課題となって来た。とは云え、現時点においては海の波に対して、われわれはきわめて受動的な立場に追いやられることが多い。このことは、波浪制御と云う一面はもつが、海岸保全対策などの実際的な問題より提起される、海岸工学上の多くの主要課題や研究内容からも明らかである。

2. 波浪の制御⁽¹⁾

波浪の制御は、その発生原因の制御と発生後の波の制御とに分けられる。海の波は、普通重力波から長周期長波にまで及ぶ、種々の周期成分をもつ波の集合で、その発生原因は風、気圧変化、地震など様々なものにおよぶ。これら気象、地球物理的な波浪の発生原因の制御は、誰が考えても不可能であるので、波浪の制御は、発生後の波の制御と云うこととなる。

制御すべき波の特性は、波の進行方向、周期および波高の3要素で表はされるので、波浪制御の方式はこれらの要素を制御の対象として考えることとなる。

波の進行方向を制御する方法として、波の回折・屈折・反射の利用があげられる。例えば、不透過性防波堤前面での反射と、開口部での波の回折とにより、静穏な水域を確保することは、従来より行われている。

波の周期を変化させる手段としては、潜堤などによって入射波を強制砕波させ、高周波成分の波を起生させる以外に、現在のところその有力な手段はない。

以上の事より、残される波浪の制御手段としては、波高の制御のみとなる。周知のように、波のエネルギーは波高の2乗に比例することから、波高の制御は波エネルギーの有効な制御手段ともなる。したがって、波高制御は、従来より使用されている「消波」とほぼ同一の内容を意味することとなる。

波高減衰を生ぜしめる機構（消波機構）として、以下のようなものがある。⁽²⁾すなわち、

1. 構造物による反射・透過
2. 構造物のり面、流れなどによる強制砕波
3. 水粒子運動の阻止
4. 構造物自体の変形、摩擦、粘性抵抗による減勢

これらの消波機構は、在来の海岸構造物をはじめ、近年活発に研究開発が進められている透過性の防波堤や護岸、浮防波堤にも組込まれている。

3. 本講での話題

前節において、波浪制御に関して若干の考察を行い、現時点で可能性の高い制御手段としては、波高制御—消波であることを指摘した。

沿岸水域に襲来する波浪として、いわゆる普通重力波と云われる周期が1～30 secの波に話を限定しても、消波構造物は比較的幅の広い周波数帯の波を対象とすることとなる。

通常の海岸構造物は、入力としての入射波特性の変化に対応して、構造物自体の特性が変化する適応制御機構を持つてはいない。したがって、消波構造物として望ましい条件は、構造物自体の周波数特性に著しい変化がないことである。このような理由より、本講では透過層内を伝播する波の変形および構造物の消波機構の理論解析が行われているだけでなく、数多くの構造物が実際に使用されている、捨石式消波構造物を取上げることとする。

4. 捨石式透過性防波堤の波高伝達の理論

Le Méhauté⁽³⁾が指摘しているように、鉛直捨石構造物内を伝播する進行波のエネルギー損失には、(1)入射波の特性(波高、周期、水深)、(2)捨石・ブロック(大きさ、形状、空げき率)および(3)構造物の幅が関係する。また、台形断面の捨石式防波堤では、上記のもの以外に、防波堤の天端高、天端幅、のり面勾配と表面粗度も関係する。このように、数多くの要因が関係する捨石式透過性防波堤の水利特性に関する解析的研究が、鉛直捨石式防波堤に直角に入射する規則波についてなされ、また実験的研究や現地観測も行われている。

(1) 従来の理論的研究

Biéssel⁽⁴⁾は、空げき率が100%でしかも流体運動に対する抵抗がDarcy則によるような、仮想的な透過層内での波の変形について解析を行い、非定常ポテンシャル流れに対する運動方程式を導びいている。そして、このような透過層内では、波の進行と共に波高は指数関数的に減衰し、その減衰率および波長は波の分散関係式で与えられることを示した。なお、Biésselの研究は、この種の問題の最初のものとする。

(5)

Biésselの研究を引いて、Le Méhautéは大粒径捨石よりなる透過層内の波動伝播の研究を行った。Le Méhautéは、透過層内での抵抗則としてDarcy則を使用することは適当でないとしながらも、透過層内での局所的流速に比例する抵抗則を仮定して、解析を行っている。

近藤⁽⁶⁾は、透過層内を進行する長波について解析を行い、この結果を用いて鉛直透過堤の波高伝達率、反射率などを計算した。透過層内での抵抗則は、乱流場による抵抗力と平均的に一致するよう、抵抗係数が決定される線型抵抗則を仮定している。その後、近藤・藤間⁽⁷⁾は、鉛直堤背面よりの反射の効果を考慮した反射率の式を導びいた。

富永・坂本および井島⁽⁸⁾らは、速度ポテンシャルをもつ微小振幅波を考え、透過層内の抵抗はDarcy則によるとして、鉛直透過堤の波高伝達と反射の計算を行っている。井島⁽⁹⁾らの理論解析については、1971年度の本講議集に詳しく記述されている。井島⁽¹⁰⁾らは、長波理論によって直立2層透過防波堤の解析を行った。その結果、空げき率を沖側は大きく、岸側が小さい防波堤系を設定することにより、波高伝達率を30%以下にすることが出来ることを、理論と実験とより示した。

SollittとCross⁽¹²⁾は、井島⁽⁹⁾らの手法と同様な取扱いで、鉛直透過堤についての解析を行っている。Sollittらは、透過層内の抵抗則として、乱流による効果まで考慮したDupuit-Forchheimer型の抵抗則を採用した。この非線型抵抗則を、Lean⁽¹³⁾が行ったと同様にLorentzの等価仕事則を用いて線型化し、

大粒径透過層内の非定常流れに対する線型な運動方程式を導びいた。

鉛直捨石式透過防波堤の水理特性の理論を、Sollitt らの研究を中心に、以下に紹介する。なお、Madsen¹⁴は、近藤らと同様に長波理論によって解析を行い、Sollitt らの長波に対する結果と同一の結果をえている。

(2) 透過層内を伝播する波
図-1に示す鉛直透過防波堤に、直角に波が入射する場合を考える。防波堤は、大粒径の捨石よりなり、その形状、間げきの大きさ、間げき率は均一であると仮定する。

基礎方程式の誘導

透過層内の流体運動の連続式と運動方程式は、次式で与えられる。

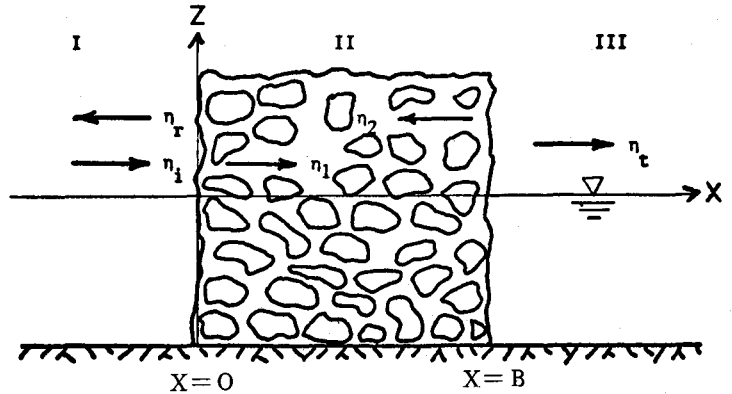


図-1 鉛直透過堤（記号説明）

$$\nabla \cdot \vec{q} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla (p + w_o z) + (\text{抵抗力}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

こゝに、 $\vec{q}$ ：透過層空げき内の浸透流速ベクトル、 p ：圧力、 w_o と ρ ：流体の単位重量と密度、 t ：時間。

運動方程式(2)では、透過層内の空げきの大きさは、周期運動をする流体の波長に比較して非常に小さく、また透過層内では波高が急激に減衰することより、加速度の対流項は無視されている。

透過層の流体運動に対する抵抗力を、Dupuit - Forchheimer型の抵抗則($\alpha \vec{q} + \beta \vec{q}|\vec{q}|$)であるWard¹⁵の結果を採用して、次式(3)で表わす。

$$\frac{\nu \epsilon \vec{q}}{K_P} + \frac{C_f \epsilon^2}{\sqrt{K_P}} \vec{q}|\vec{q}| \Rightarrow (f \sigma \vec{q}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

また、流体運動の非定常性による、付加質量による抵抗力の増加を式(4)で与える。

$$[(1-\epsilon)C_M/\epsilon] \partial \vec{q} / \partial t \quad \dots\dots\dots (4)$$

こゝに、 ν ：動粘性係数、 ϵ ：間げき率、 K_P ：透水係数、 C_f ：抵抗係数、 C_M ：質量係数。

非線型抵抗則(3)の線型化は、流体運動の1周期間でのエネルギー損失が、式(3)の右辺で表わされる線型化抵抗則と等しくなるよう、Lorentzの等価仕事則によって式(3)の右辺の抵抗係数 f を式(5)によって決定する。

$$f = \frac{1}{\sigma} \frac{\int_{-h}^0 dz \int_0^B dx \int_t^{t+T} \epsilon^2 \left\{ \frac{\nu q^2}{K_P} + \frac{C_f \epsilon}{\sqrt{K_P}} |q|^3 \right\} dt}{\int_{-h}^0 dz \int_0^B dx \int_t^{t+T} \epsilon q^2 dt} \quad \dots\dots\dots (5)$$

こゝに、 σ は流体運動の角周波数で、 f を無次元化するために導入された。

式(3)と(4)で与えられる抵抗力項を式(2)に代入すると、透過層内の線型化された運動方程式(6)をうる。

$$S \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla (p + w_0 z) + f \sigma \vec{q} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$S = 1 + (1 - \epsilon) C_M / \epsilon$$

式(6)は、 $\vec{q}$ と p に関して線型であり、流体運動の周期性を考慮すると $[q(x, z; t), p(x, z; t)] = \{q(x, z), p(x, z)\} e^{i\sigma t}$ 、 $(i\sigma S + f\sigma) \nabla \times \vec{q} = -(1/\rho) \nabla \times \nabla (p + w_0 z) = 0$ より、透過層内での流体運動は非回転であることが解る。そこで、速度ポテンシャルを、

$$\Phi(x, z; t) = \Phi(x, z) e^{i\sigma t} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と与え、式(1)および(6)に代入すると、

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$S \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (p + w_0 z) + f \sigma \Phi = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

をうる。こゝに、式(9)は透過層内の非定常運動に対する、線型化されたBernoulli方程式である。

境界条件 大粒径の粒体からなる透過層内の自由水面での圧力は、表面張力などの効果を無視出来るので大気圧に等しい。したがって流体運動に微小振幅波理論を適用すると、水面条件としては、

$$\eta = -\frac{1}{g} (S \frac{\partial \Phi}{\partial t} + f \sigma \Phi) |_{z=0}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(7)と(10)より式(11)をうる。

$$g \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \sigma^2 (if - S) \sigma^2 \Phi = 0, \quad (z = 0) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\text{水底条件は、} \partial \Phi / \partial z = 0, \quad (z = -h) \quad \dots\dots\dots (12)$$

速度ポテンシャルの決定 式(7)と(8)および境界条件(11)と(12)より、速度ポテンシャルの一般解はつぎのように計算される。

$$\Phi_n = i (a_{1n} e^{-iK_n x} + a_{2n} e^{iK_n x}) \frac{g}{\sigma(S - if)} \frac{\cosh K_n (h + Z)}{\cosh K_n h} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\text{また、} \sigma^2 (S - if) = g K_n \tanh K_n h \quad \dots\dots\dots (14)$$

したがって、求める速度ポテンシャルの解は

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n \quad \dots\dots\dots (15)$$

式(13)と(14)は、 $S = 1$ 、 $f = 0$ とすると、微小振幅波の速度ポテンシャルと分散関係式に帰着する。複素波数 K_n を、実部と虚部とに分離し、

$$K_n = \Gamma_n (1 - i\alpha_n) \quad \dots\dots\dots (16)$$

と書くと、式(14)より波長(Γ_n)と波高減衰率(α_n)とを与える、次の関係式をうる。すなわち、

$$\frac{S\sigma^2}{g} = \Gamma_n \tanh \Gamma_n h \frac{1 - \frac{\alpha_n \sin 2\alpha_n \Gamma_n h}{\sinh 2\Gamma_n h}}{1 - \frac{\sin^2 \alpha_n \Gamma_n h}{\cosh^2 \Gamma_n h}}, \quad \frac{f}{S} = \alpha_n \frac{1 + \frac{\sin 2\alpha_n \Gamma_n h}{\alpha_n \sinh 2\Gamma_n h}}{1 - \frac{\alpha_n \sin 2\alpha_n \Gamma_n h}{\sinh 2\Gamma_n h}} \quad (17)$$

波形 式(13)と(10)とより、波形を与える次式をうる。

$$\eta_n = a_{1n} e^{-\alpha_n \Gamma_n x} e^{i(\sigma t - \Gamma_n x)} + a_{2n} e^{\alpha_n \Gamma_n x} e^{i(\sigma t + \Gamma_n x)} \quad (18)$$

式(18)は、透過層内の波は、正負の2方向に伝播するにつれて、波高が指数関数的に減衰する、正弦波より成ることを示している。

(3) 鉛直透過堤の波高伝達率と反射率

図-1に示すような3つの領域での、速度ポテンシャルと圧力を考える。図より明らかなように、領域ⅠとⅢでは $S = 1$, $f = 0$ であるから、式(13)と(14)は通常の微小振幅波理論のものとなる。 $(\sigma^2 = gk_n \tanh k_n h)$ また、 $x = \pm \infty$ では、進行波成分のみが存在するとする。

領域Ⅰ 鉛直透過堤への入射波は、既知の正弦波であるから、その速度ポテンシャル Φ_i は、

$$\Phi_i = ia_i e^{-ik_1 x} \frac{g}{k_1} \frac{\cosh k_1(h+z)}{\sinh k_1 h} e^{i\sigma t}$$

また、反射波はすべての mode をもつ波からなるので、

$$\Phi_r = \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{rn} = \sum_{n=1}^{\infty} ia_{rn} e^{ik_n x} \frac{g}{k_n} \frac{\cosh k_n(h+z)}{\sinh k_n h} e^{i\sigma t}$$

したがって、 $\Phi_I = \Phi_i + \Phi_r$

圧力場は、式(9)より $P_I / \rho = -i\sigma \Phi_I - gz$

領域Ⅱ 透過層内では、進行波は $x = 0$ で、反射波は $x = B$ でその振幅がそれぞれ最大となることから、速度ベクトルは次のように与えられる。

$$\Phi_{II} = \sum_{n=1}^{\infty} i(a_{1n} e^{-iK_n x} + a_{2n} e^{iK_n(x-B)}) \frac{g}{K_n} \frac{\cosh K_n(h+z)}{\sinh K_n h} e^{i\sigma t}$$

$$P_{II} / \rho = -\sigma(iS + f)\Phi_{II} - gz$$

領域Ⅲ 鉛直透過堤背後では、伝達波のみが存在する。したがって、

$$\Phi_{III} = \sum_{n=1}^{\infty} ia_{tn} e^{-ik_n(x-B)} \frac{g}{k_n} \frac{\cosh k_n(h+z)}{\sinh k_n h} e^{i\sigma t}$$

$$P_{III} / \rho = -ia\Phi_{III} - gz$$

鉛直透過堤での境界条件 未知量は、 a_{rn} , a_{1n} , a_{2n} , a_{tn} の4n個であるので、4n個の境界条件が必要とされる。そこで、鉛直透過堤前面 ($x = 0$ と B) での質量流束と圧力の連続条件を考える。すなわち、

$$\begin{aligned} x = 0, \quad u_I &= \varepsilon u_{II} \text{ より} & \partial \Phi_I / \partial x &= \varepsilon \partial \Phi_{II} / \partial x \\ P_I &= P_{II} \text{ より} & \Phi_I &= (S - if) \Phi_{II} \\ x = B, \quad \varepsilon u_{II} &= u_{III} \text{ より} & \varepsilon \partial \Phi_{II} / \partial x &= \partial \Phi_{III} / \partial x \\ P_{II} &= P_{III} \text{ より} & (S - if) \Phi_{II} &= \Phi_{III} \end{aligned}$$

波高伝達率と反射率 鉛直透過堤の伝達波と反射波の振幅と、入射波の振幅との比によって波高伝達率 K_T と反射率 K_R を定義すると、 $[K_{Tn} = a_{tn} / a_i, K_{Rn} = a_{rn} / a_i]$ 次の関係がえられる。

$$\sum_{n=1}^{\infty} K_{Rn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left(\frac{k_n}{k_1} + \frac{\epsilon}{(S - if)} \frac{K_m}{k_1} \right) + e^{-iK_m B} \sum_{n=1}^{\infty} K_{Tn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left(\frac{k_n}{k_1} - \frac{\epsilon}{(S - if)} \frac{K_m}{k_1} \right) = 1 - \frac{\epsilon}{(S - if)} \frac{K_m}{k_1} \quad \dots (19)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} K_{Rn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left(\frac{k_n}{k_1} - \frac{\epsilon}{(S - if)} \frac{K_m}{k_1} \right) + e^{-iK_m B} \sum_{n=1}^{\infty} K_{Tn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left(\frac{k_n}{k_1} + \frac{\epsilon}{(S - if)} \frac{K_m}{k_1} \right) = 1 + \frac{\epsilon}{(S - if)} \frac{K_m}{k_1} \quad \dots (20)$$

式(19)と(20)より、伝達波と反射波の各成分は、透過堤内の成分には関係なく表わされるが、式(5)の計算には、透過堤内の波の各成分が必要となる。

式(19)と(20)で与えられる鉛直透過堤の波高伝達率と反射率の関係より、これらの量には、堤体幅 B 、水深 h 、透過堤の間げき率 ϵ 、抵抗係数 f 、そして K_n と k_n が関係する。しかし、鉛直堤への入射波の k_1 と水深が与えられれば、式(14)より K_n 、 k_n がそれぞれ定まる。したがって、本問題に關係する無次元パラメータは、 B/h 、 ϵ 、 f 、 $k_1 h$ の4ヶとなる。

長波理論による解 式(19)と(20)の諸パラメータとの関係を明確にするため、長波の場合に対する解を求める。

式(14)の分散関係式は、次式のようになる。

$$\sigma^2 h / g = (k h)^2 \quad \text{および} \quad (S - if) \sigma^2 h / g = (K h)^2 \quad \dots (21)$$

式(16)と(21)とより、

$$(\Gamma h)^2 = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} S \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{f}{S} \right)^2} \right], \quad \alpha = \frac{\sqrt{1 + (f/S)^2} - 1}{f/S} \quad \dots (22)$$

透過層の抵抗が大きくなると ($f \rightarrow \text{大}$)、波長と波速が減少する ($\Gamma \rightarrow \text{大}$ 、 $c = \sigma / \Gamma \rightarrow \text{小}$) ことが、式(22)より解る。

透過堤の幅が水深と同程の場合には、波高伝達率と反射率は、次式で与えられる。すなわち、

$$K_T = \frac{1}{1 + \frac{i}{\epsilon} \frac{\sigma B}{\sqrt{g h}} (S - if - \epsilon^2)}, \quad K_R = \frac{S - if - \epsilon^2}{S - if + \epsilon^2 - i 2 \epsilon \frac{\sqrt{g h}}{\sigma B}} \quad \dots (23)$$

K_T と K_R は、図-3の実験結果(後出)にも見られるように、入射波の波形勾配が関係するが、式(23)にはこの効果があらわには入っていない。透過層の抵抗係数 f を式(5)により決定する際、透過層内の流速が関係する。この流速は、入射波の波高と角周波数に關係し、波高の増大 (σ :一定)、または角周波数 σ の増加 (H_I :一定) によって、 $f \sigma$ の値が増大することが、式(5)より解る。そして式(23)より、 $f \sigma$ が増大すると K_T は減少することが解る。以上の事から、 K_T は、 H_I / L が増大すると、また h / L が増大すると減少する。(図-3)

捨石式透過性防波堤の設計条件となる、荒天時の入射波浪は長波に近い特性を持ち、また波運動に長波理論を適用することによって、理論解析が相当簡単となる。

近藤は、⁽⁷⁾透過層内を伝達する微小振動長波の変形について解析を行っている。図-2に示す座標系と記号を用いると、連続式と運動方程式は次のように書ける。

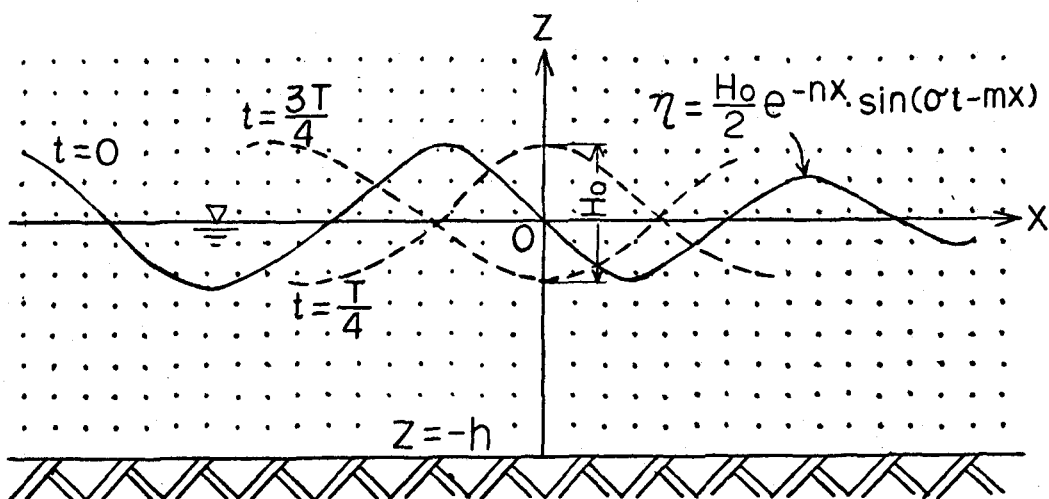


図-2 透過層内の長波(記号説明)

$$\varepsilon \frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (24), \quad \frac{\tau}{\varepsilon g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{k} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (25)$$

ただし、 u ：水粒子の水平流速成分、 τ ：流路の屈曲度を示す無次元量($\tau \geq 1$)。式(24)と(25)より $x=0$ での波高を H_0 とする進行波の波形と水平流速は、次式のようにそれぞれ計算される。

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{H_0}{2} e^{-nx} \sin(\sigma t - mx), \\ m &= \sqrt{\frac{\tau \sigma^2}{2gh} [\sqrt{1+F^2} + 1]}, \quad n = \sqrt{\frac{\tau \sigma^2}{2gh} [\sqrt{1+F^2} - 1]}, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

$$u = \frac{\varepsilon H_0}{2} e^{-nx} \sqrt{\frac{g}{\tau h \sqrt{1+F^2}}} \cdot \sin(\sigma t - mx + \delta) \quad \dots\dots\dots (27)$$

ここに、 $F = (\varepsilon g / \tau g \sigma)$,

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

式(26)より、透過層内では波高は指数関数的に減衰すること、式(27)より水平流速 u は波形と同位相でなく、パラメータ F によって決まる δ だけの位相遅れを生ずることが解る。

異なる透過層構造の境界面が透過層内にあり、境界面で入射波エネルギーは透過、反射し、また損失を生ずる。入射波、反射波および伝達波の波形を、それぞれ次式で与える。

$$\left. \begin{aligned} \eta_i &= (H_i/2) \sin(\sigma t - m_i x) \\ \eta_r &= (H_r/2) \sin(\sigma t + m_r x + \alpha_r) \\ \eta_t &= (H_t/2) \sin(\sigma t - m_t x + \alpha_t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (28)$$

境界面でのエネルギー流束、質量流速および圧力の連続条件を用い、反射率 K_r と伝達率 K_t を (H_r/H_i) 、 (H_t/H_i) で定義すると、以下の3つの関係式をうる。

$$\frac{m_r(m_i^2 + n_i^2)}{m_i(m_r^2 + n_r^2)} K_r^2 + \frac{\varepsilon_2 m_t(m_i^2 + n_i^2)}{\varepsilon_1 m_i(m_t^2 + n_t^2)} [1+j] K_t^2 = 1, \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$1 + \left(\frac{m_i^2 + n_i^2}{m_r^2 + n_r^2} \right) K_r^2 - 2 \sqrt{\frac{m_i^2 + n_i^2}{m_r^2 + n_r^2}} K_r \cos \alpha_r = \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1^2} \frac{m_i^2 + n_i^2}{m_t^2 + n_t^2} K_t^2 \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$K_r^2 + 2 K_r \cos \alpha_r + 1 = K_t^2 \quad \dots\dots\dots (31)$$

こゝに、 j は境界面でのエネルギー損失の割合を表す係数で、定常流での断面急縮・急拡の損失係数 f を準用すると、 $j = f / (\sqrt{1 + F^2} + 1)$ で与えられる。

式(29)~(31)の結果を、図-1のような鉛直透過堤に適用する。この場合、領域ⅠおよびⅢでは、 $\epsilon = 1$ 、 $m = \sigma / \sqrt{gh}$ 、 $n = 0$ であることを考慮すると、透過堤前面および後面での伝達率と反射率は、以下のよう求められる。

鉛直堤前面：

$$K_{tf} = 2 / \sqrt{C_f^2 + 2 M_f (1 + j_f) + 1}, \quad K_{rf} = \left[\frac{C_f^2 - 2 M_f (1 + j_f) + 1}{C_f^2 + 2 M_f (1 + j_f) + 1} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (32)$$

鉛直堤後面：

$$K_{tb} = \left[\frac{4 - 2j_b}{C_b^2 + 2 M_b + 1} \right]^{1/2}, \quad K_{rb} = \left[\frac{(1 - j_b)(C_b^2 - 1) - 2 M_b}{C_b^2 - 2 M_b - 1} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (33)$$

こゝに、 $C_f = \epsilon \tau^{-1/2} (1 - F_f^2)^{-1/4}$ 、

$$M_f = \frac{\epsilon \tau^{-1/2}}{\sqrt{2}} \left[1 - (1 + F_f^2)^{-1/2} \right] \left[1 - (1 - F_f^2)^{1/2} \right]^{-1/2},$$

$$C_b = \epsilon^{-1} \tau^{1/2} (1 + F_b^2)^{1/4},$$

$$M_b = \sqrt{2} \tau^{1/2} \lambda^{-1} \left[1 + (1 + F_b^2)^{-1/2} \right]^{-1} \left[(1 + F_b^2)^{1/2} + 1 \right]^{1/2}$$

透過堤背後への波高伝達率は、

$$K_T = \frac{H_{tf}}{H_{if}} \frac{H_{ib}}{H_{tf}} \frac{H_{tb}}{H_{ib}} = K_{tf} e^{-nB} K_{tb} \quad \dots\dots\dots (34)$$

また、反射率は鉛直堤前・後面での反射を考慮すると、

$$K_r = \left[K_{rf}^2 + K_{tf}^2 \cdot K_{rb}^2 K_{rf}^2 e^{-(n_i + n_r)B} + 2 K_{rf} 2 K_{tf} K_{rb} \bar{K}_{tf} e^{-(n_i + n_r)B} \right. \\ \left. \times \cos(-2m_i B - \bar{\alpha}_{if} + \alpha_{rb} + \alpha_{if} - \alpha_{rf}) \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (35)$$

となる。こゝで、 $-$ は、構造物内部より $-x$ 方向に進む波に関する量を示す。

5. 鉛直捨石透過堤の実験

前節までに述べて来た鉛直透過堤の理論解析で、透過層の流体運動に対する抵抗を、どのように表現するかが重要な事柄となる。そして、多くの研究では、模型実験によって解析モデルの妥当性を検証すると同時に、透過層の抵抗係数などの評価を行っている。

Le Mehaute⁽³⁾は、粒径1.8、5.9cmの細石を用いて、問げき率38~40%の鉛直透過堤を作り、実験を行った。図-3はその実験結果例である。

⁽¹⁰⁾ Kamel は、球または立方体のような形状が幾何学的に整正な粒体を用いて、鉛直透過堤を作り、実験を行った。その結果、図-3にも見られるように、水深波長比 h/L が減少すると、また入射波の波形勾配が増大すると、波高伝達率が減少することを示した。これらの傾向は、先に示した Sollitt らをはじめ、他の理論によってえられた結果と、定性的に一致している。

Sollitt らは、⁽¹²⁾ 粒径 0.95, 1.9 および 3.8 cm の碎石を用いて、鉛直堤の実験を行い、式(19)と(20)より計算される理論値との比較を行っている。図-4 および 5 はその比較例であり、これらの図より以下の事柄が指摘される。

(1) 理論値は、波高伝達率に対しては若干過大に、また反射率に対しては過少に計算される。

(2) 相対水深が増大すると、また入射波の波高が小さい場合には、理論と実験の一致の程度は低下する。

全般的には、Sollitt らの理論は、実験的事実を良く説明はしているが、上記のような理論と実験

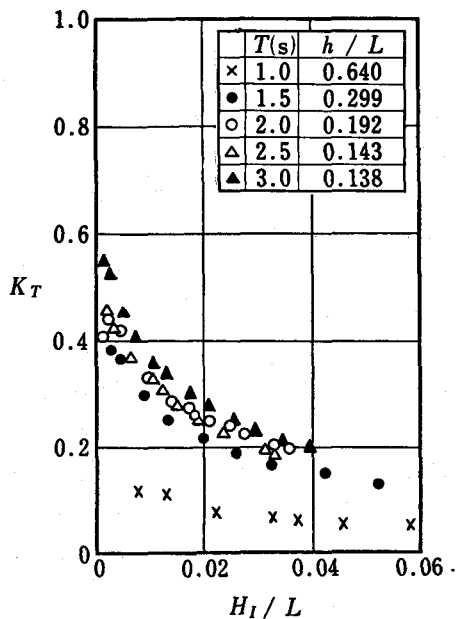


図-3 Le Méhauté の実験結果例⁽³⁾
($h=100\text{cm}$, $B=124\text{cm}$, $\epsilon=40\%$
 $d=5.9\text{cm}$)

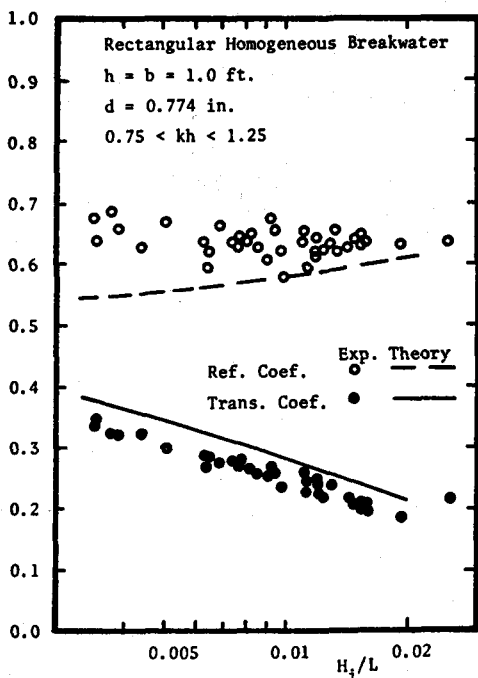


図-4 鉛直堤の理論と実験⁽¹²⁾
($K_T \cdot K_R \sim H_i/L$)

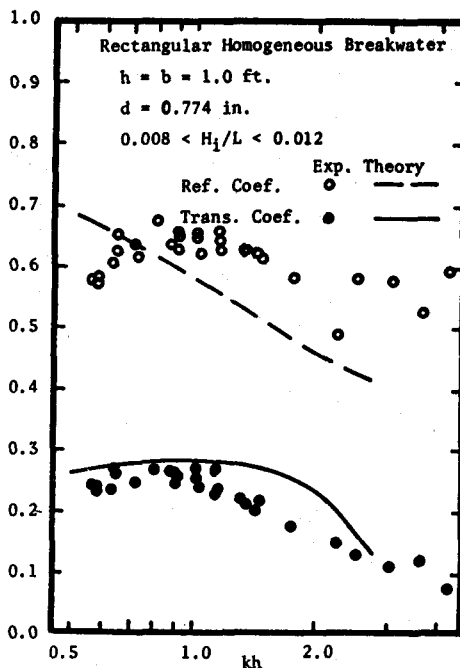


図-5 鉛直堤の理論と実験⁽¹²⁾
($K_T \cdot K_R \sim kh$)

との差を生ずる原因として、次のことがあげられる。

(a) 透過層の透水係数の誤差 Sollitt らは、透水試験結果より、 K_p と C_f の値を決定した。この試験で、 Re 数 ($q\sqrt{K_p}/\nu$) が小さい場合の測定値の精度は良好でないで、 Re 数の大きい場合の測定値を使用して、 K_p と C_f を修正している。しかし、 K_p と C_f の修正効果は、 K_T と K_R の理論値には僅かしか認められない。

(b) 定常流の抵抗則を使用するための誤差 定常流での抵抗則を非定常流れに使用することにより、問題があることは従来より指摘されている。透過層の間げきのスケールと波による水粒子の運動スケールの関係は、特に重要な影響をもつものと考えられる。この効果は、 h/L が大きい場合、理論と実験との差が増大することからも推測される。理論計算では、非定常効果を加味するパラメータ S を、 $S=1$ としている。式(23)より、 $S>1$ とすれば K_T は減小し、 K_R は増大することが云える。しかし、透過層フィルターの C_M の値を、予め推定することは困難であり、また実験結果による C_M の決定も簡単ではない。

(c) 透過層フィルター粒径と水粒子の運動スケール 波による水粒子の運動スケールが、細石の粒径と同程度以下になると、流体運動と細石間の相互作用を考慮する必要を生ずる。この効果は、入射波々形勾配が小さい場合に、理論と実験との一致の程度が低下することに見られる。

以上の事柄以外に、鉛直堤への波の打上げ、反射波の形成などの過程で発生する、エネルギー損失がある。

近藤らは、^{(17)~(20)} 細石による鉛直堤と同時に、図-6に示すパイプを格子状に組立てた、理想的な鉛直透過堤による実験を行っている。(パイプ直径 $D=34\text{mm}$ ϕ , 11mm ϕ , 4mm ϕ , $\varepsilon=0.6075$)

近藤らは、透過層の抵抗則として Dupuit-Forchheimer 型のものを用い、 $u^2 = \frac{8}{3\pi} U(x)u$ (u : 透過層内の水平流速で $u=U(x)\sin(\sigma t - \phi(x))$ なる関係により、線型化を行った。そして、Le Méhauté と同様に $I_e = V(1+pV)/k$ より、

$$C_1 = \left(\frac{C_2}{R_e} + C_3 \right) = \frac{2g\varepsilon^5 D}{V^2} I_e, R_e = \frac{VD}{\nu} \quad (36)$$

なる透過層の抵抗係数 C_1 を、実験によって求めている。(図-7)ただし、 V : 平均流速 I_e : 動水勾配、 D : 粒径

$$k = \frac{\varepsilon^5 2g D^2}{C_2 \nu}, \quad \beta = \frac{C_3 D}{C_2 \nu} \quad (37)$$

また、理論計算では $U(B/2)$ の値を使用している。

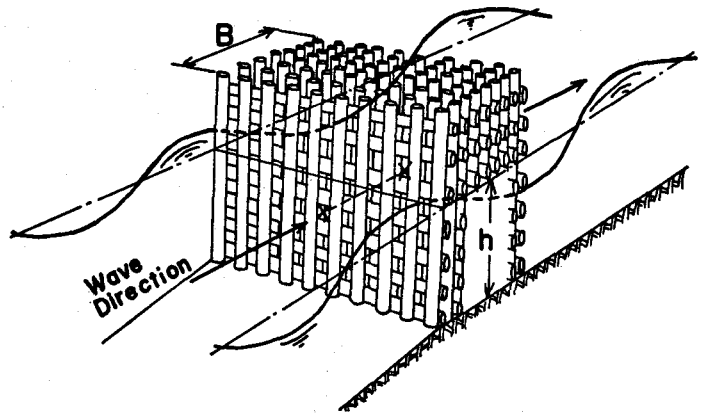


図-6 鉛直立体格子模型⁽⁶⁾

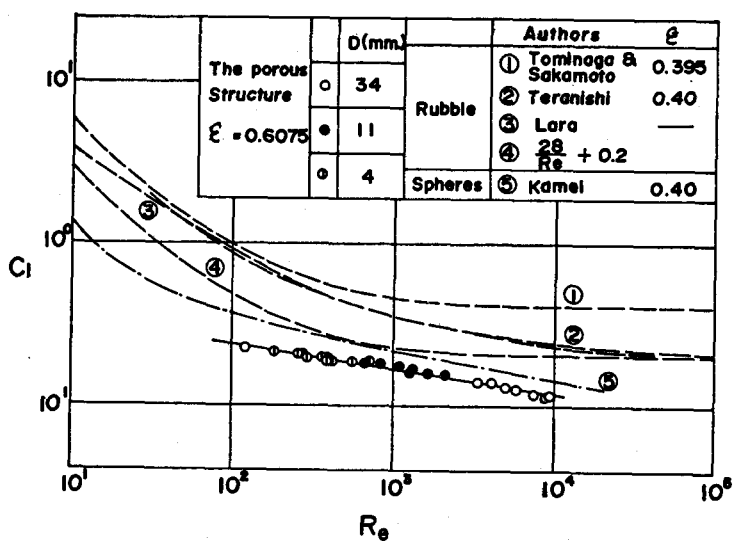


図-7 透過堤の抵抗係数と R_e 数⁽⁶⁾

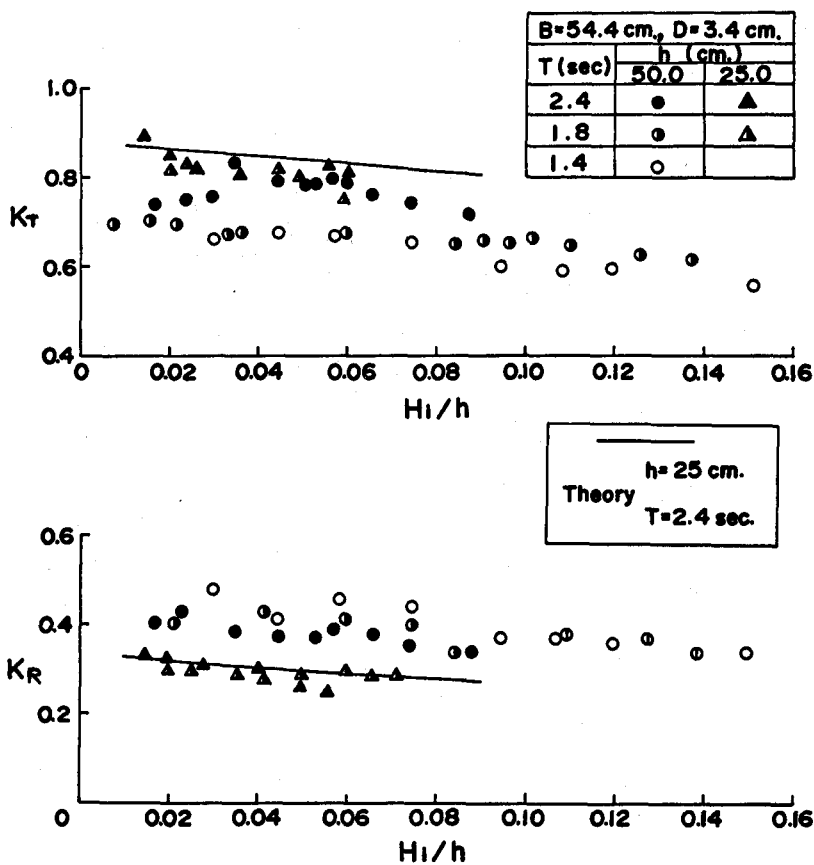


図-8 $K_T \cdot K_R$ と H_i/h ⁽⁶⁾

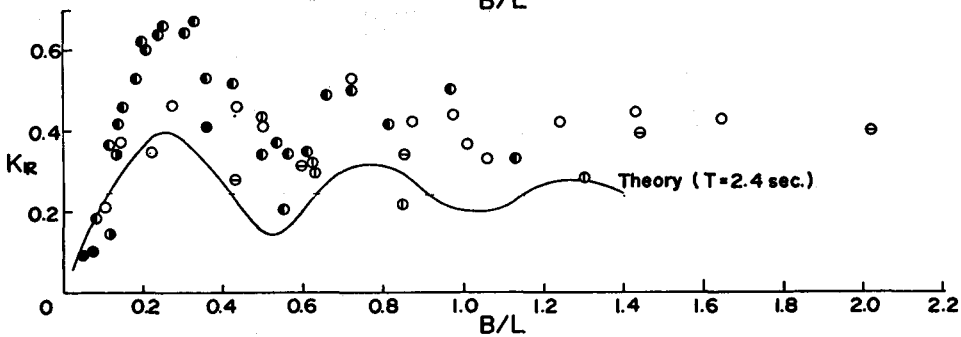
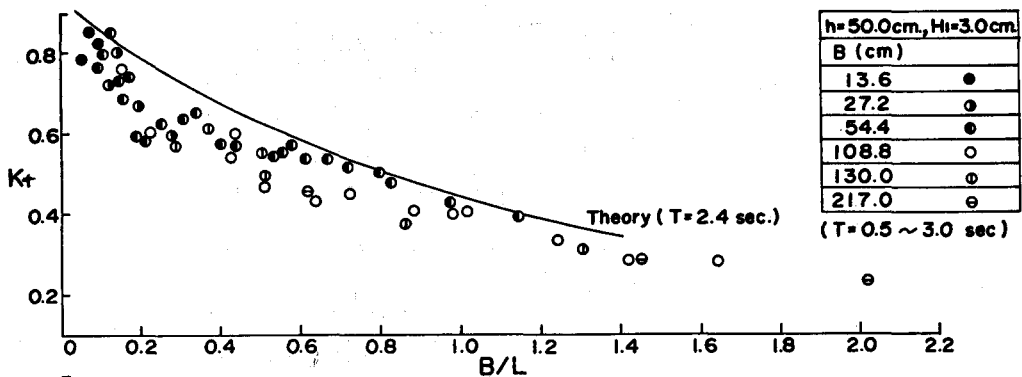


図-9 $K_T \cdot K_R$ と B/L ⁽⁶⁾

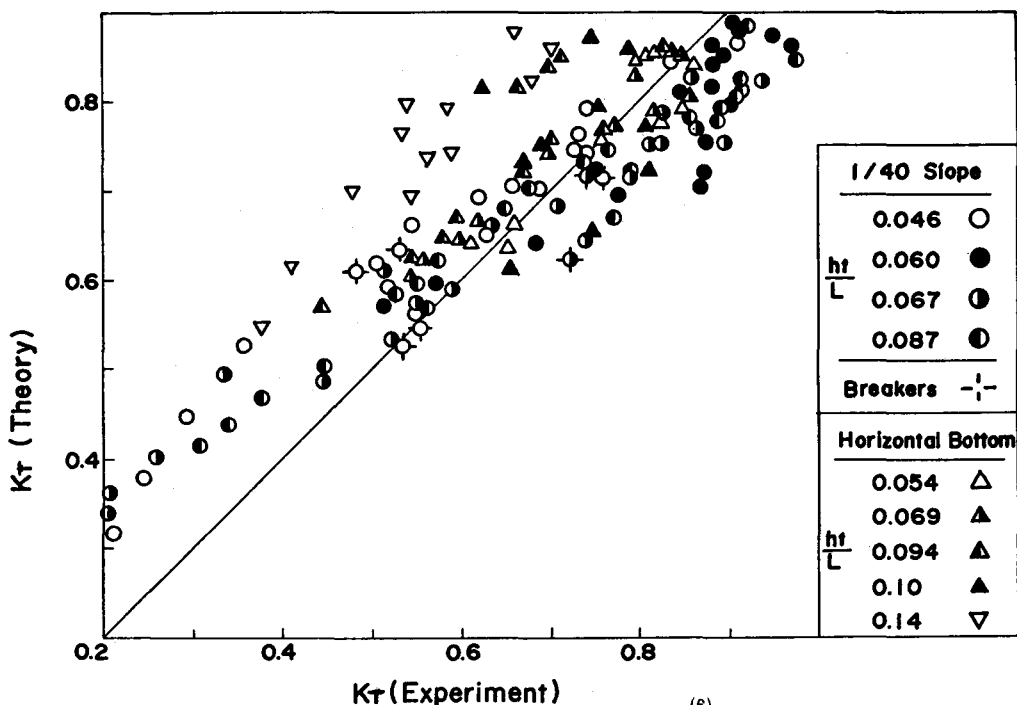


図-10 K_T の理論と実験との比較 ⁽⁶⁾

図-8～10は、近藤らの実験結果である。なお、これら図中には、細実線で式(34)と(35)とより計算される理論値が示されている。これらの実験結果より、以下の事柄が認められる。すなわち、

(a) 相対水深が $h/L < 0.1$ の場合、 K_T について理論と実験とは、比較的良好な一致を示す。

(b) K_T は相対堤幅 B/L の増加と共に、指数関数的に減小する。これに対し、 K_R は $0.2 < B/L < 0.25$ で最大、 $B/L \approx 0.5$ で最小となり、 $B/L > 0.6$ では一定値となる。このような傾向は、Le Méhauté, Kamel, Sollitt らの実験結果にも認められ、近藤らが最初に指摘した興味ある現象である。この現象は、透過層内に形成される重複波形が、 $B/L = 0.25$ の時最も顕著となる事によると、近藤らは指摘している。

6. 台形捨石式透過堤の波高伝達

台形断面の透過堤による消波には、鉛直堤の消波効果に加えて、堤体のり面上での砕波、波の打上げおよび反射時のエネルギー損失による消波効果が重要となる。また、このような構造物では、荒天時には越波を許容することが、設計条件として組入れられている。

したがって、台形捨石式構造物の消波機構は、一層複雑なものとなる。

(1) 越波を生じない場合の波高伝達

鉛直透過堤の波高伝達に関する理論を、台形断面の場合に拡張適用するため、以下に述べるような方法がSollitt⁽¹²⁾らによって提案されている。すなわち、

1. 等価鉛直堤幅の決定 図-11のように、静水面下の堤体々積が等しくなる、鉛直堤に変換する。

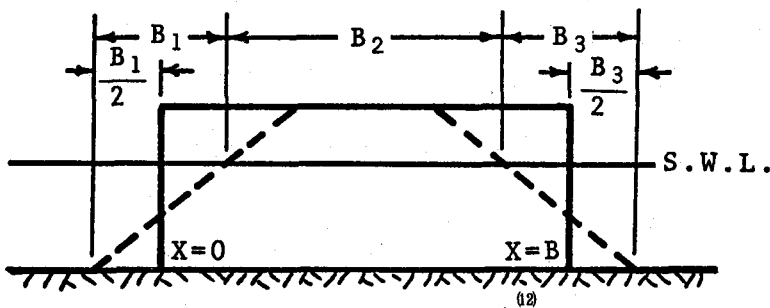


図-11 等価堤体幅の決定方法⁽¹²⁾

2. 堤体の抵抗係数 f の補正 堤体前面のり面上でのエネルギー損失の中で、斜面上での砕波によるエネルギー損失が、支配的なものであるとし、斜面上での砕波条件としてMiche⁽²¹⁾の条件を用い、エネルギー保存則を用いて次の関係を導いている。1周期について平均化した、砕波による単位時間当たりの損失エネルギー $\dot{E}_{loss}$ は、

$$\dot{E} = \frac{w_o H_i}{4} \frac{g}{2\sigma} \left(\frac{\sinh 2kh + 2kh}{2 \cosh^2 kh} \right)^{1/2} (1 - C_\delta^2) \quad \dots\dots\dots (38)$$

で与えられる。ただし、

$$C_\delta = \delta \left(\frac{2\beta}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\sin^2 \beta}{\pi} \left/ \left[\frac{H_i}{L} \left(\frac{2kh + \sinh^2 kh}{2 \cosh^2 kh} \right)^{1/2} \tanh kh \right] \right. \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$\delta = 1 - \text{EXP} \left[- \frac{f_s}{\tan \beta} \frac{\sigma^2 h}{g} \right] \quad \dots\dots\dots (40)$$

ここに、 C_δ : Miche の反射率、 δ : 斜面の粗滑による C_δ の補正係数、 f_s : 斜面の粗度係数(無次元)、 β : 斜面の傾斜角である。

式(38)で与えられる砕波による損失エネルギー $\dot{T E} / \rho$ を、堤体の抵抗係数 f の算出式(5)の右辺分子に追加し、台形断面全体としての抵抗係数として、砕波による効果を考える。

式(38)を使用するに当たって、 f_s を決める必要がある。しかし、現在ではまだ f_s に対して十分な資料がないため、Sollitt らは Straub⁽²²⁾ らの砕石による消波工の実験結果より、式(40)より逆算した f_s を用いて、理論と実験との比較を行っている。

図-12と13は Sollitt らの理論と実験との比較を示したものである。全般的には、Sollitt らの手法の妥当性は認められるが、入射波の波形勾配が小さい場合と大きい場合に、反射率に関しては一致の程度は良くない。波形勾配が大きい場合には、堤体前面での砕波が発生し、砕波後の波が堤体に入射するため、反射率が低下することが、筆者らの実験で認められている。⁽²³⁾

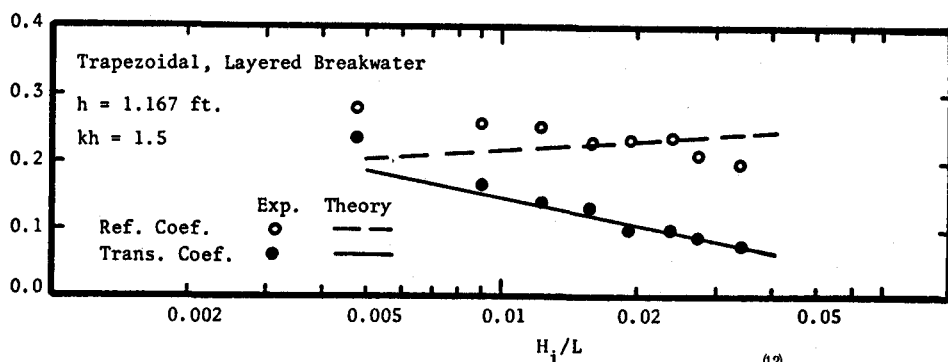


図-12 台形堤の理論と実験 ($K_T \cdot K_R \sim H_i/L$)⁽¹²⁾

(2) 越波による波高伝達

越波水塊の打込みにより、防波堤背後の水域に発生する伝達波の特性変化を、合田らは不透過直立堤について実験を行っている。図-14は、伝達波の波形と周期の変化の傾向を、分類したものである。伝達波の周期性の乱れは、堤頂が静水面上に

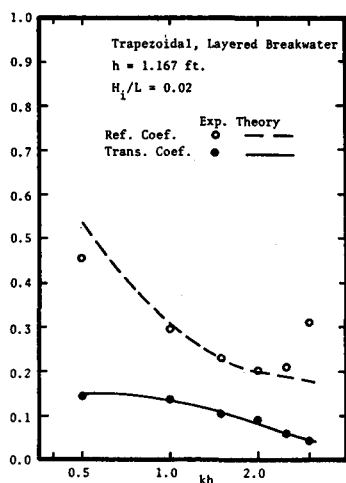


図-13 台形堤の理論と実験 ($K_T \cdot K_R \sim kh$)⁽¹²⁾

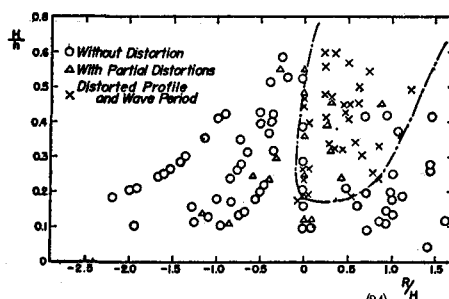
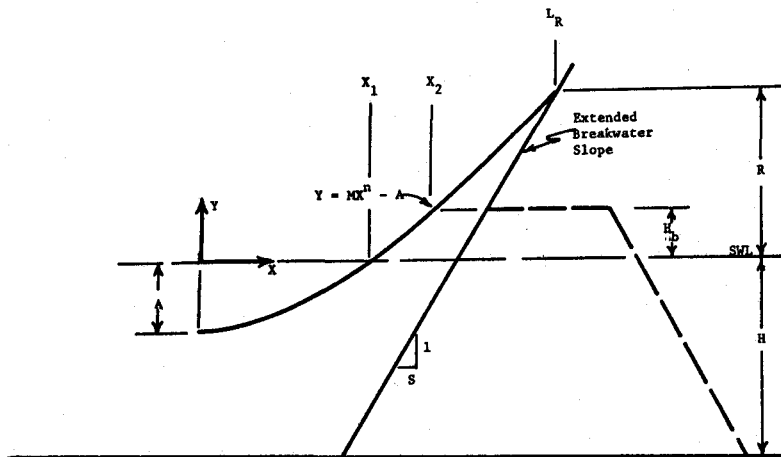


図-14 伝達波の波形分類⁽²⁴⁾

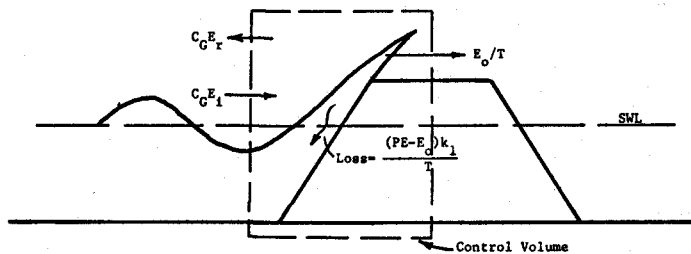
あり、越波水塊のもつエネルギーが増大する。入射波高の大きい場合にけん著となる。また、合田らは、(1)堤幅が薄い時には、伝達波の周期性の乱れが少ない、(2)伝達波形は変化する、(3)伝達波は入射波周期を基本モードとする成分波に分解され、これら成分波の波列が相互干渉しながら進行する、ことを示摘している。

捨石式透過堤の越波による波高伝達には、数多くの要因が関係し、その理論解析にはまだ多くの基礎的な実験的検討を必要とする。この問題の理論的研究の糸口としては、不透過斜面の越波水塊による波の発生⁽²⁵⁾の解析が考えられる。

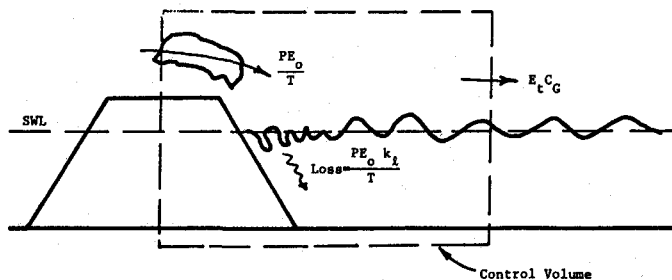
Crossらは、越波水塊のもつエネルギーは、図-15 aに示すような、斜面上での波の打上げ高さが最高となった瞬間での、堤体天端以上にある水塊の位置のエネルギーに等しいと仮定し、以下に示すよう



(a)



(b)



(c)

図-15 越波水塊による波高伝達(記号説明)⁽²⁵⁾

な解析を行っている。

1. 斜面上での最高打上げ時の水面形を、 n 次の放物線で近似する。

2. この時の静水面上の打上げ波の体積は、堤体直前の重複波の波底から堤体までの範囲で、静水面下の体積を差引いたものに等しい。

以上の前提条件により、斜面上の打上げ波の水面形および打上げ高と斜面勾配の関係は、それぞれ次式で与えられる。

$$y = (r+1)x^n - 1 \quad \cdots (41), \quad s = \frac{2}{r^2} \frac{r-n}{n-1}, \quad (n \geq 1.0, n < r) \quad \cdots (42)$$

ただし、 $y, r, h_b, h = Y/A, R/A, H_b/A, H/A$, また $x, x_1, x_2, s = X/L_R, X_1/L_R, X_2/L_R, AS/L_R$, (図-15a 参照)

3. 斜面上の打上げ水塊のもつエネルギーは、図-15bに示す control volume 内でのエネルギー保存則より計算する。図示の control volume 内へ1周期中に持込まれるエネルギーは、入射波のエネルギーである。また、出てゆくエネルギーは、反射波と越波水塊のもつエネルギーである。control volume への流入出エネルギーの差は、斜面上での打上げ時と反射波形成時のエネルギー損失となる。いま、最高打上げ時の波の位置エネルギーを PE , 越波水塊のもつエネルギーを E_0 とすると、

$$E_i C_g - E_r C_g - \frac{E_0}{T} = \frac{(PE - E_0) k_l}{T} \quad \cdots (43)$$

ここに、 C_g : 群速度, E_i, E_r : 入射波と反射波のエネルギー密度 ($w_0 a/2$), $A = ai(1+K_R)$, T : 周期である。 k_l は、斜面上と反射波形成時のエネルギー損失係数で、MITでの実験によると、1:1の滑面では $0.65 < k_l < 0.85$ である。いま、 $p_e = PE/(w_0 A^2 L_R)$, $e_0 = E_0/(w_0 A^2 L_R)$ なる無次元化を行うと、式(43)は次式(44)に書直される。

$$p_e + e_0 \left(\frac{1}{k_l} - 1 \right) = \frac{C_g}{C} \frac{L}{L_R} \frac{1}{2k_l} \frac{(1-K_R^2)}{(1+K_R^2)} \quad \cdots (44)$$

ここに、 C は波速 (L/T), K_R は越波を生ずる場合の斜面の反射率で、Miche の反射率 $K_m^{(2)}$ との間に、次の関係を仮定する。すなわち、

$$K_R = K_m (h + h_b)/(h + r) \quad \cdots (45)$$

また、

$$p_e = \int_{x_1}^1 \frac{y^2}{2} dx - \frac{sr^3}{6} = \frac{1}{2} \left[\frac{(r+1)^2}{2n+1} \left\{ 1 - \frac{1}{(r+1)^{2+(1/n)}} \right\} - \frac{2(r+1)}{n+1} \left\{ 1 - \frac{1}{(r+1)^{1+(1/n)}} \right\} - \left\{ 1 - \frac{1}{(r+1)^{1/n}} \right\} - \frac{sr^3}{3} \right] \quad \cdots (46)$$

$$e_0 = \int_{x_2}^1 (y - h_b) \left(h_b + \frac{y - h_b}{2} \right) dx - \frac{s(r - h_b)^2}{2} \left(h_b + \frac{r - h_b}{3} \right) \\ = \frac{1}{2} \left[\frac{(r+1)^2}{2n+1} \left\{ 1 - \left(\frac{h_b+1}{r+1} \right)^{2+(1/n)} \right\} - \frac{2(r+1)}{n+1} \left\{ 1 - \left(\frac{h_b+1}{r+1} \right)^{1+(1/n)} \right\} \right. \\ \left. + (1 - h_b^2) \left\{ 1 - \left(\frac{h_b+1}{r+1} \right)^{1/n} \right\} - \frac{s}{3} (r - h_b)^2 (r + 2h_b) \right] \quad \cdots (47)$$

4. 越波水塊の体積は、式(48)で与えられる。

$$\begin{aligned} \psi &= \int_{x_2}^1 (y - h_b) dx - \frac{s(r - h_b)^2}{2} \\ &= \left(\frac{r+1}{n+1}\right) \left[1 - \left(\frac{h_b+1}{r+1}\right)^{1+(1/n)} \right] - (1+h_b) \left[1 - \left(\frac{h_b+1}{r+1}\right)^{1/n} \right] - \frac{s(r-h_b)^2}{2} \quad (48) \end{aligned}$$

5. 図-15 cに示す堤体背後の control volume から1周期間に出てゆくエネルギーは、入射波と同じ周期の伝達波のエネルギーにより近似する。エネルギーの連続より、

$$\frac{E_o}{T} - \frac{w_o a_i^2}{2} K_T^2 C_g = \frac{E_o}{T} k_\ell$$

したがって、伝達率 K_T は次式で表わされる。

$$K_T^2 = 2 e_o \frac{C}{C_g} \frac{L_R}{L} (1 + K_R^2) (1 - k_\ell) \quad \dots\dots\dots (49)$$

6. 越波水塊による波高伝達率を求めるに必要とする式は、式(41), (42), (44), (49)の4式、また未知数は n , r , K_R , K_T , s の5ヶである。そこでCrossらは、Savilleの滑面への打上げ高の実験結果などを利用し、数値計算を行うことを提案している。図-16はLamarreが1:1.5の斜面について行った実験結果と理論値との比較を行ったものである。理論解析では相当大胆な仮定を行っているが、図-16に見られるように両者の一致の程度は、非常に良い。

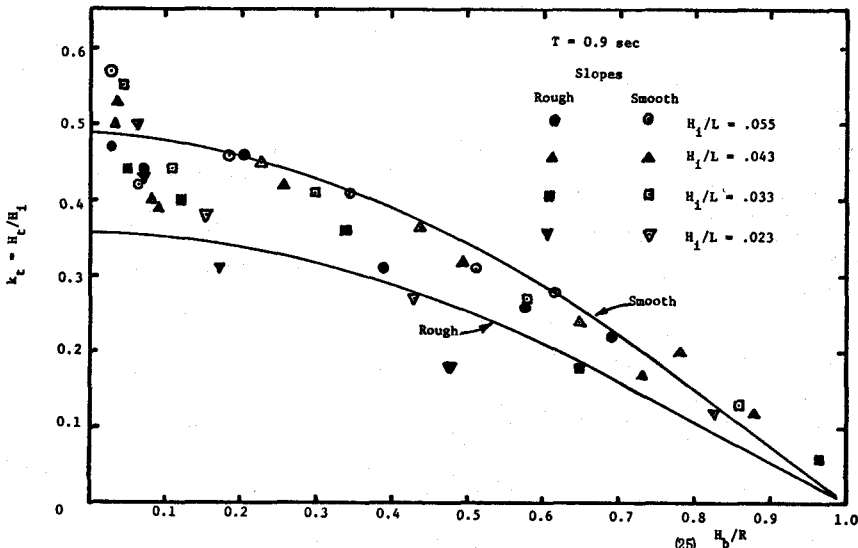


図-16 K_T (越波) の理論と実験の比較

また、Crossらは不透過斜面および石積防波堤 (Dana Point) の模型実験結果を、図-17のように K_T と H_b/R との関係で整理し、越波水塊の打込みによる伝達率の上限値は、

$$K_T = 0.65 (1.10 - H_b/R), \quad H_b/R < 1.0 \quad \dots\dots\dots (50)$$

で与えられることを示した。

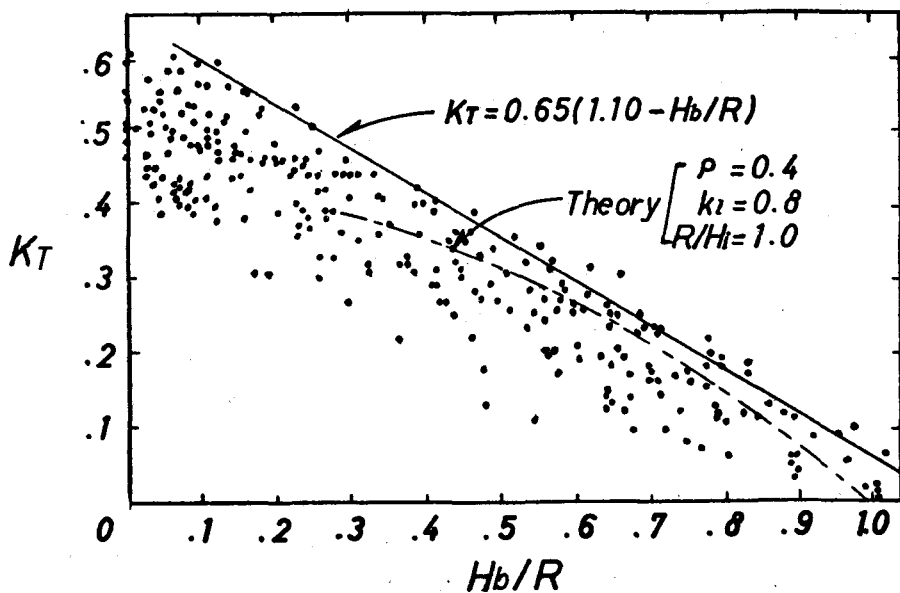


図-17 K_T (越波) と H_b/R ⁽²⁵⁾

図-18は、勾配1:1.3の不透過斜面に対して著者の行った実験結果で、 K_T と H_i/L との関係を示したものである。この図より、 H_i/L が大きくなると斜面前方で入射波が砕波するため、 K_T が減少する傾向を示すことが認められる。

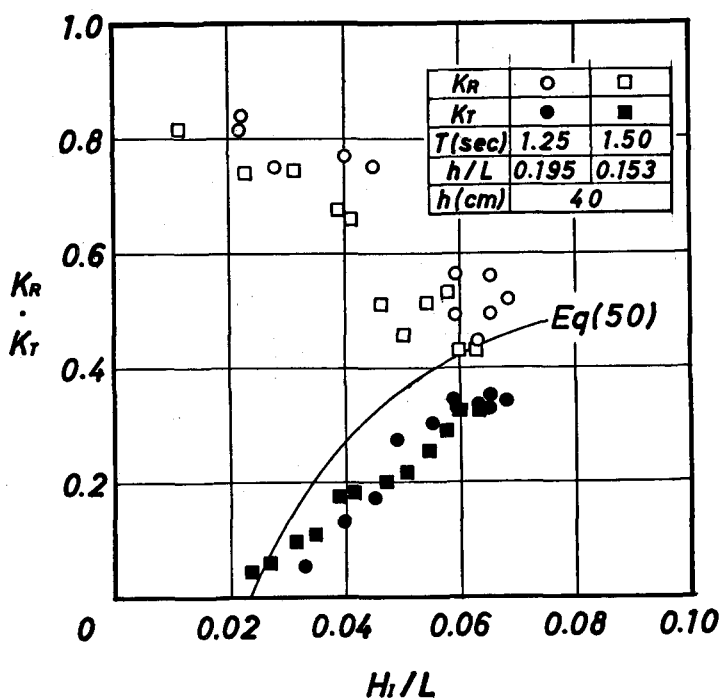


図-18 $K_T \cdot K_R$ と H_i/L (1:1.3の滑・不透過斜面, $H_b = 9.4 \text{ cm}$)

(3) 実験的研究

Savilleらは、石積防波堤の非越波および越波時の波高伝達について実験を行い、堤体天端幅の増大、あるいは天端高の増加により伝達率が減少することを見出している。

岩崎・沼田は、平均海底勾配1/1.6の海底地形(2次元模型)上に、テトラポッドを使用した透過堤を設置して実験を行った。その結果より、 K_T と H_1/L との間に、次式(5)の関係があることを見出した。

$$K_T = [1 + K(H_1/L)^\beta]^{-1/\beta} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $\beta = 0.5$, K は $h_c/H_1 > 1.0$ のときは定数(3~4), $h_c/H_1 < 1.0$ のときは $R_e = U_{max} \cdot h_c/\nu$ の関数(図-19参照), (U_{max} : 静水面における水粒子の最大水平速度, h_c : 静水面よりの天端高)

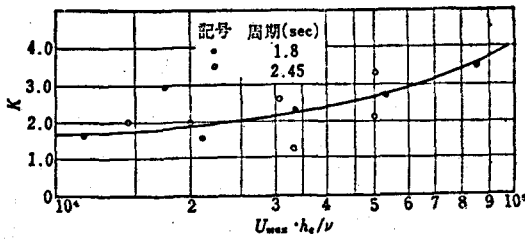


図-19 $K \sim R_e$ 数(式5)

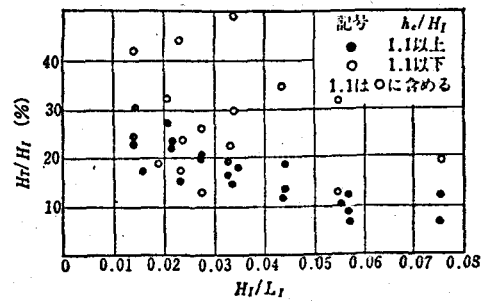


図-20 K_T と H_I/L

図-20は第1港湾建設局新潟調査設計事務所が水平床の場合について行った実験結果を、岩崎が整理したものである。

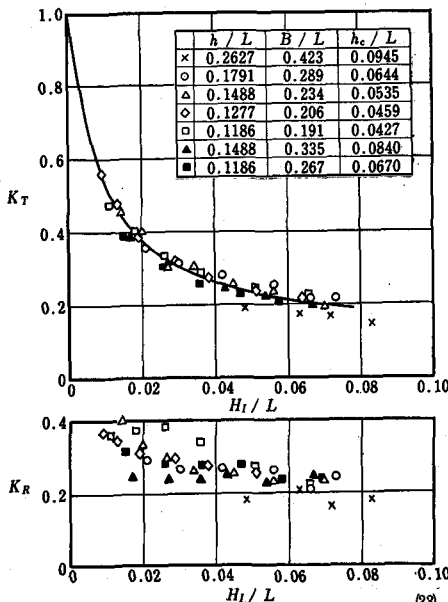


図-21 非越波時の $K_T \cdot K_R$ と H_I/L
($\varepsilon = 50\%$, のり面勾配1:1.3)

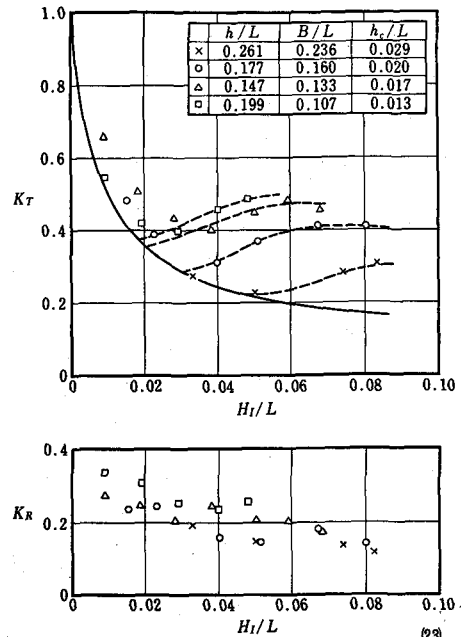


図-22 越波時の $K_T \cdot K_R$ と H_I/L
($\varepsilon = 50\%$, のり面勾配1:1.3)

服部らは、²³のり面勾配が1:1, 1:1.3, 1:1.5の3種類の台形断面をもつブロック積み防波堤の実験を行った。図-21および22は、その実験結果例で堤体の伝達率および反射率と入射波々形勾配との関係を示したものである。非越波時の伝達率および反射率については、既に述べて来た実験とはほとんど同じ結果をえた。しかし、 $B/L \neq 0.25$ （こゝでの B は、静水面での堤体幅）以上になると、伝達率が急に減小する傾向が認められる。また、実験波の周期が1 sec程度以下となると（ $h/L \rightarrow$ 大）、伝達率は減小する。これらの現象は、近藤らが指摘している堤体内での重複波形の位相による効果と、Sollittらの指摘している水粒子の運動スケールと透過層の間げきとフィルターのスケールとによる効果とによって、生起するものと考えられる。

図-18の実験結果との比較より、越波時の波高伝達率は、非越波時の伝達率と越波水塊による伝達率との単純な重ね合せによって、推定しうる可能性があることがわかる。このためには、堤体のり面への波の打上げ高、越波による堤体反射率および堤体前面での碎波条件などの変化について、十分な検討が必要となる。図-23は、非越波時の相対打上げ高と入射波高との関係を示したもので、参考のためSavilleの実験結果）を実・破線で記入してある。

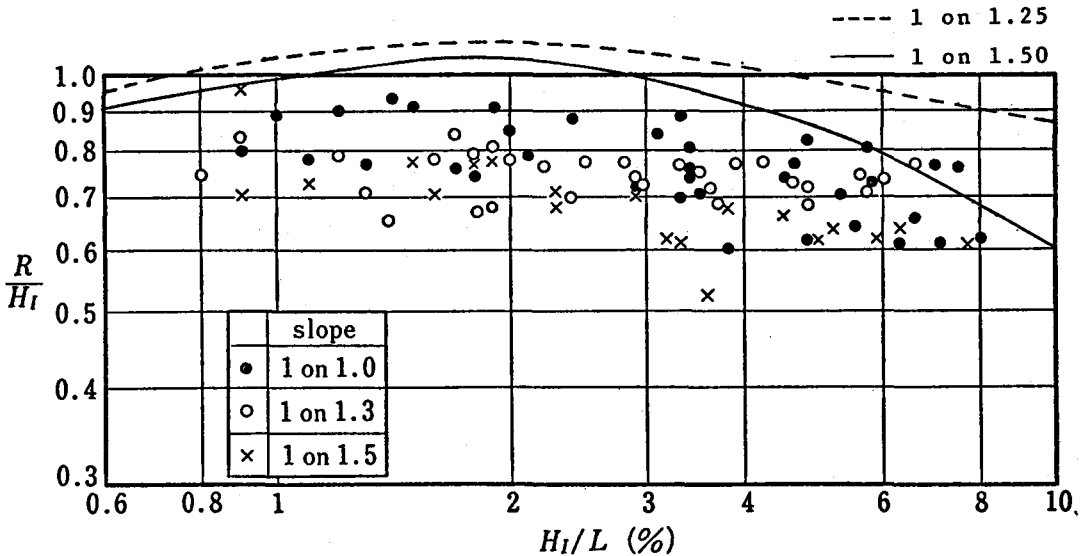


図-23 ブロック堤の R/H_I と H_I/L ²³⁾

岩崎らは、入射波高に対する相対天端高が $h_c/H_I \leq 1.0$ に対して、伝達率が変化することを示したが、図-18と22との比較より、前記の条件は越波の有無を表わすものに相当すると思われる。

近藤らは、鉛直堤と同様に、パイプを使用した台形格子透過堤模型（ $\epsilon = 0.607$ 、のり面勾配1:1）によって、実験を行っている。

捨石・ブロックによる防波堤の、消波効果に関する貴重な実地観測結果が報告されている。^{31), 32), 33)}図-24は、ブロック堤に対する服部らの実験結果とこれらの観測結果との比較を行ったものである。現地のブロック堤の変形、開口部よりの回折波の影響などを考慮すると、両者の一致は良好であると云える。

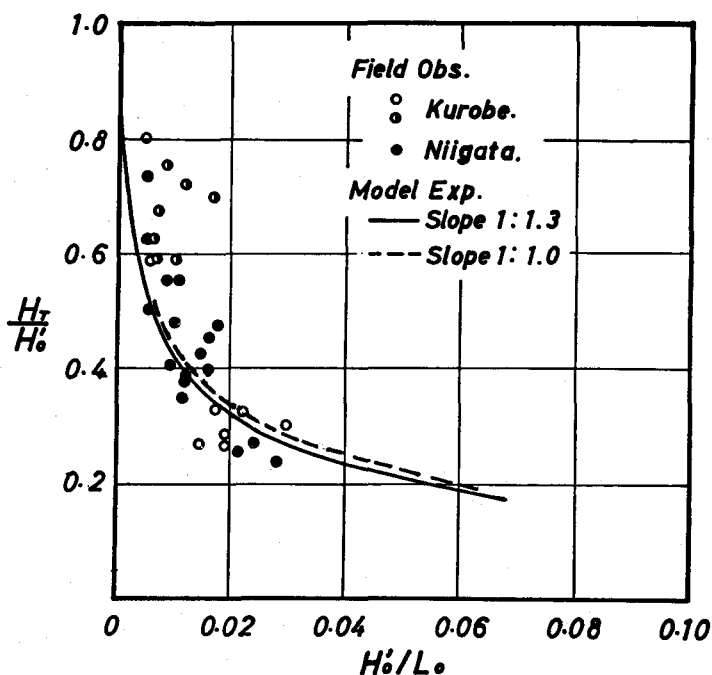


図-24 ブロック堤 K_T の実地観測値と実験値²³⁾

7. 模型実験における縮尺効果

捨石式透過構造物の波高伝達には、すでに述べたように、堤体の透水係数、間げき形状、フィルターの大きさなどと共に、波運動による水粒子の運動スケールとの関係などが、大きな影響をもっている。したがって、模型実験結果を現地に適用するに当っては、模型実験における縮尺効果を十分考慮する必要がある。近藤らの研究をはじめ、今まで述べて来た研究では、縮尺効果についての検討も行われているが、捨石堤の縮尺効果に関しては、Johnson⁸⁴⁾、Delmonte⁸⁵⁾、Wilson⁸⁶⁾らの研究がある。

Johnsonらは、Froude則によって縮尺の異なる捨石堤模型の実験を行った結果、粒径の小さい堤体ほどその伝達率が小さくなることを報告している。

首藤⁸⁷⁾は、人工ブロックの抵抗則を検討するため、種々の抵抗モデルを提案した。そして、人工ブロックの種類によって適用すべき抵抗モデルが異なると共に、模型実験には重量が500gr以上の模型を使用する必要があることを指摘している。

透過性構造物に関する縮尺効果は、未だ十分な解明がなされていない、この方面での研究を促進させる必要がある。

8. あとがき

波浪制御の中で、現在なしうる具体的な手段としては、沿岸水域に入射して来る波の波高を制御することである。そこで、本講では捨石・ブロックなどによる透過性構造物の伝達波高を中心に、現在まで行われた理論的・実験的研究成果について、話を進めて来た。

捨石式透過構造物は、防波堤として従来より数多く建設されて来たが、近年では、マリーナや人工漁

場などの外郭施設、海岸侵食防止工としての離岸堤・消波堤などにも、広く使用されている。

捨石式透過構造物に関しては、その波高減衰効果だけでなく、捨石の安定性、波力・波の打上げ高・越波量の減少効果についても数多くの研究がなされており、最近Raichlen⁽⁸⁹⁾がこれら研究の紹介を行っている。

波高制御の方法として、最近注目されつつあるものとして、鋼管、多孔壁、スリット壁などの単体または多重系による透過性消波構造物の消波効果がある。^{(89)~(42)}特に樁木らは、横スリット防波堤のような透過性構造物を2基用いることにより、この構造物系全体としての波高伝達率と反射率とを同時に小さくすることが可能であると云う、きわめて興味ある理論的・実験的研究成果を報告している。

与えられた幅広い課題に対して、本講の内容は捨石式透過構造物の波高伝達と云う、非常に限られた分野の事柄を取上げることとなった。しかし、この形式の構造物は、今後とも数多く使用されると思われる、また透過層内での波の変形と云う興味ある研究課題であるので、あえて話題の範囲をしぼってみたいとした。

引用文献

- (1) 岩垣雄一：海岸における波の制御とその問題点，第10回災害科学総合シンポジウム，1973。
- (2) Bulson, P. S. : Transportable breakwater, Dock and Harbour Auth., vol. 48, No. 560, pp. 41~46, 1967.
- (3) Le Méhauté, B. : Perméabilité des diques en enrochement aux ondes de gravité périodiques, La Houille Blanche, No. 6, 1957 et No. 2, No. 3, 1958.
- (4) Biéssel, F. : Equations de l'écoulement non lent en milieu perméable, application au calcul des filtres à houles, La Houille Blanche, No. 2, 1950.
- (5) Le Méhauté, 前出3と同じ。
- (6) Kondo, H. : An analytical approach to wave transmission through permeable structures, Coastal Engineering in Japan, vol. 13, pp. 31~42, 1970.
- (7) Kondo, H. & S. Toma : Reflection and transmission for a porous structure, Proc. of 13th Conf. on Coastal Engineering, pp. 1847~1866, 1972.
- (8) 富永正昭・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回海講講演集, pp. 309~319, 昭和44年。
- (9) 井島武士・江口泰彦・小林彰：透過性防波堤と岸壁に関する研究, 第18回海講論文集, pp. 121~130, 昭和46年。
- (10) 井島武士：最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 1971年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, B-1-1~31, 1971。
- (11) 井島武士・奥蘭英明・坂井久雄：2層透過性または遊水部をもつ直立消波護岸の理論と実験, 第20回海講論文集, pp. 71~77, 昭和48年。
- (12) Sollitt, C. K. & R. H. Cross : Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, MIT, R. M. Parsons Lab. Tech. Rep. No. 147, 1972.
- (13) Lean, G. H. : A simplified theory of permeable wave absorbers, Journal of Hydraulic Research, vol. 5, No. 1, pp. 15~30, 1967.
- (14) Madsen, O. S. : Wave transmission through porous structures, Proc. A S C E, vol. 100,

- WW3, pp. 169~188, 1974.
- (15) Ward, J.C.: Turbulent flow in porous media, Proc. ASCE, vol. 90, HY 5, pp. 1~12, 1964.
 - (16) Kamel, A.M.: Water wave transmission through and reflection by pervious coastal structures, U.S. Army Eng., Waterways Exp. Sta. Res. Rep. H-69-1, 1969.
 - (17) 近藤俊郎: 透過性防波堤の伝達波, 第16回海講演集, pp. 321~327, 昭和44年.
 - (18) 近藤俊郎・藤間聡: 透過性防波構造物の水理特性, 第17回海講演集, pp. 155~162, 昭和45年.
 - (19) 近藤俊郎・藤間聡: 透過性防波構造物の水理特性(第2報), 第18回海講演集, pp. 131~136, 昭和46年.
 - (20) 近藤俊郎・藤間聡・浅野潤一: 透過性防波構造物の水理特性(第3報), 第19回海講演集, pp. 193~197, 昭和47年.
 - (21) Miche, M.: Pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de houle, Annales des Ponts et Chaussées, pp. 285~319, 1951.
 - (22) Straub, L.G. & J.B. Herbach: Experimental studies of wave filteres and absorbers, Project Rep. №44, St. Anthony Falls Hydraulic Lab, Univ. of Minnesota, 1956.
 - (23) 服部昌太郎・堺和彦: ブロック積み防波堤の波高伝達率に関する実験的研究, 第20回海講演集, pp. 55~61, 昭和48年.
 - (24) 合田良実・竹田英章: 越流による防波堤背後への波高伝達率, 第13回海講演集, pp. 87~92, 昭和41年.
 - (25) Cross, R. & C. Sollitt: Wave transmission by overtopping, Proc. ASCE, WW3, pp. 295~309, 1972.
 - (26) Saville, T., Jr.: Laboratory data on wave runup and overtopping on shore structures, B.E.B. Tech. Memo, №64, 1955.
 - (27) Lamarre, P.: Water wave transmission by overtopping of an impermeable breakwater, S.M thesis Dept. of Civil Eng, MIT, 1967.
 - (28) Saville, T., Jr., W.J. Garcta, Jr. & C.E. Lee, Proc. of 21st PIANC, Sect. II, Subject 1, pp. 229~253, 1965.
 - (29) 岩崎敏夫・沼田淳: 透過性防波堤の波高伝達率に関する研究, 第16回海講演集, pp. 329~334, 昭和44年.
 - (30) 近藤俊郎・藤間聡: 透過性構造物による砕波の変形, 第20回海講演集, pp. 95~99, 昭和48年.
 - (31) 富永正照・坂本忠彦: 離岸堤による波浪減殺効果の現地観測, 第18回海講演集, pp. 149~154, 昭和46年.
 - (32) 片山猛雄・入江功・川上俊雄: 新潟海岸の離岸堤の効果, 第20回海講演集, pp. 519~524, 昭和48年.
 - (33) Thornton, E. B. & R. J. Calhoun: Spectral resolution of breakwater reflected waves, Proc. ASCE, WW4, pp. 443~460, 1972.

- (34) Johnson, J.W., H.Kondo. & R.Wallihan: Scale effect in wave action through porous structures, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., vol. 2, pp.1022~1024, 1966.
- (35) Delmonte, R.C.: Scale effects of wave transmission through permeable structures, Proc. of 13th Conf. on Coastal Eng., vol. 3, pp.1867~1872, 1972.
- (36) Wilson, K.W. & H.R. Cross: Scale effects in rubble-mound breakwaters, Proc. of 13th Conf. on Coastal Eng., vol. 2, pp.1873~1884, 1972.
- (37) Shuto, N. & H. Hashimoto: Hydraulic resistance of artificial blocks, Coastal Engineering in Japan, J S C E, vol. 13, pp.43~54, 1970.
- (38) Raichlen, F.: The effect of waves on rubble-mound structures, Annual Review of Fluid Mech., vol. 7, pp.327~356, 1975.
- (39) 林泰造・服部昌太郎: 透過性鋼管防波堤とその基部洗掘, 第15回海講演集, pp.292~296, 昭和43年.
- (40) 服部昌太郎: 多孔壁式防波堤の水理特性, 第18回海講演集, pp.115~120, 昭和46年.
- (41) 榎木亨・岩田好一朗: 透過性構造物による波の変形について, 第19回海講演集, pp.199~206, 昭和47年.
- (42) 榎木亨・岩田好一朗: 横スリット型防波堤の消波効果と現地への適用条件について, 土木学会論文報告集, №237, pp.77~88, 1975.