

潜堤による風波の減衰機構について

堀 川 清 司*・小 森 修 蔵**

1. 緒 言

第 18 回¹⁾、および第 22 回²⁾年次学術講演会において、潜堤による風波の減衰について、波のスペクトルの変形を実験室で調べ検討した。

波の変形をスペクトルを使って論ずる際は、スペクトルの形で論ずるのが普通であるが、今回はスペクトルを出す一段階前の自己相関関数で論じてみた。スペクトルまで計算してしまうと、かくれてしまう波の性質が、自己相関関数でみてみると、割合顕著に出てくる場合が多い。

2. 潜堤の機能

潜堤は、天端が静水面付近、またはそれ以下の一種の離岸堤であって、潜防波堤とでもいうべき構造物である。防波の目的からすれば、天端は高いほうが望ましいが、工費には限度があるので、被保護水域、海岸施設等の重要度に応じて経済的な堤高を求める必要がある。水中に没する堤とはいえ、波に対するしゃへい効果は認められるのであるから、海岸構造物および施設の保護、海岸の浸食欠損防止等のため、また本防波堤に対する波力を減殺し、波のうち上げ高を低くするための構造物として、今後とも活用される可能性があるといえる。

以上のことからわかるように、潜堤の機能としては、一般につきの 2 つがあげられる。

(1) 潜堤背後(岸側)への波浪を減殺すること。すなわち、波を砕けさせ、あるいは波の一部を反射することにより、堤内水域に伝播する波を減衰させ、これによって海岸にあたる波力を減少させる。

(2) 海浜土砂を移動させる能力を奪い、沖方向に土砂が流失するのを防止する。

3. 従来の研究

(1) はじめに

潜堤、およびこれに類似点をもつ暗礁や砂洲が、波におよぼす影響については、多くの数値的研究と実験がある。

先に述べた潜堤の機能(1)(波浪減殺効果)に関連

しては、Dean³⁾、Ursell⁴⁾、Jeffreys⁵⁾、John⁶⁾、Heins⁷⁾らの理論的研究、Beach Erosion Board⁸⁾の実用的見地からの研究、Johnson-Fucks-Morrison⁹⁾の潜堤要素の影響に関する実験的研究、久保・山本¹⁰⁾による天端幅や、形状に関する実験的研究、打ち上げ高に関連した石原・榎木¹¹⁾の研究、一様勾配部に設置した場合の水理現象に関する東京大学¹²⁾、¹³⁾、¹⁴⁾、¹⁵⁾、¹⁶⁾の実験的研究、同じく東京大学¹¹⁾、²⁾の潜堤による風波の減衰についての研究、さらに、中村・白石・佐々木¹⁷⁾による消波効果に関する研究等がある。

また、新潟海岸などにおける現地観測の資料、研究結果等¹⁸⁾、¹⁹⁾、²⁰⁾、²¹⁾もあり、波浪減殺効果に関する知識は現在かなり得られている。

潜堤の機能(2)(土砂移動阻止)については、榎木²²⁾の漂砂におよぼす影響についての研究、Delage²³⁾の報告、新潟海岸の実測報告、東京大学の実験的研究等がある。

さらに、潜堤と関連のある離岸堤の研究では、細井・富永²⁴⁾、および篠原・池田²⁵⁾の研究等の報告がある。また、防波堤の天端高に関する研究では、合田・竹田・菊谷²⁶⁾、あるいは合田・竹田・守屋²⁷⁾のものがあ

(2) 波浪減殺効果

a) 波形勾配

波形勾配が大きい波ほど、減殺効果が大きいようであるが、あまりはっきりしない。

これは、波形勾配の大きい波が砕けやすいことと関連しているようである。

新潟海岸での実測によれば、その効果は波高比で 30～70% と報告されており、また勾配の大きい波の波高減衰が大きいことも実証されている。海岸欠損にもっとも関係深い風波時の波浪について減衰率が大きいことは、潜堤が海岸欠損防止に有効であることを物語っている。

b) 相対水深 d/L (d : 水深, L : 波長) が小さいほど、減殺効果は大きい。

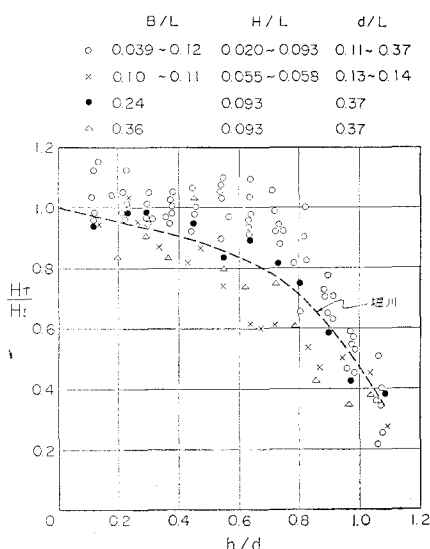
c) 比堤高 h/d (h : 堤高) が大きいほど、減殺効果は大きい。

これは、常識的に当然のことであるが、Jeffreys⁵⁾の理論によると、 $h/d < 0.5$ ではほとんど効果なく、 h/d が 0.5 より大きくなるにつれ、効果は大きくなる。 $h/d = 0.9$ 付近で $H_t/H_i = 0.6$ (H_t : 透過波高, H_i : 入射波高) となり、さらに h/d が 1.0 に近づくと、効果は

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部 土木工学科

** 正会員 工修 財団法人 電力中央研究所 技術研究所

図—1 Johnson-Fucks-Morison の実験結果



急激に増してくる。東京大学、その他における実験結果からも、 $h/d=0.6 \sim 0.7$ を境として、効果が急に増すことが確かめられている。実際には、 $h/d=0.9 \sim 0.95$ 程度のときに碎波効果が著しい（図—1 参照）。

d) 天端幅の影響

常識的には、幅の広い方が効果は大であろうと予想され、事実 Johnson⁹⁾ の実験的研究によって確かめられている。ただし、その影響が現われるのは、入射波長に対する相対天端幅 B/L が $1/4$ 以上のときにはきり認められるに過ぎず、 $1/8$ 以下では、天端幅はほとんど減殺効果に関係ないことになっている。したがって、実際に潜堤を設計するにあたっては、幅を広くすることによって効果をあげることは考えない方が賢明である。

また、Fucks によって理論解が与えられているが、こと潜堤に関する限り、さほど実用的意義はないように思われる。

e) 断面形状

断面形状に関するまとまった結論はまだ出ていない。久保・山本¹⁰⁾の研究によれば、直立堤よりも、のり面勾配のゆるやかな台形断面が有効であるとのことであるが、さらに検討が望まれる。

f) 有義周期の変化

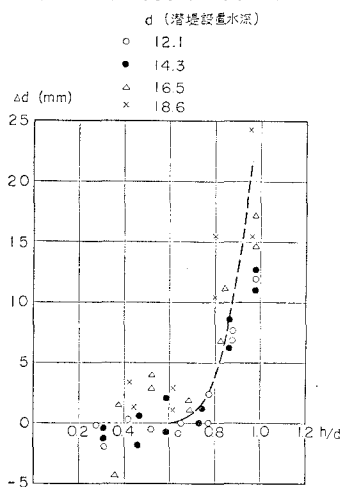
波高に関連して有義周期に着目すると、堤内域で短周期側にずれることが、新潟海岸^{18)~21)}における観測によって知られている。このことは、実験によっても認められている。

g) 潜堤内域の水位上昇

水路実験において、 h/d が 0.7 より大きくなると、潜堤内域の水位上昇が急激に大きくなることが認められている（図—2）。

これが、波高減殺機能といかに関連するかは不明であ

図—2 潜堤内水域の水位上昇



るが、実際の潜堤の維持の上で、大きな問題である。現実には用いられる堤体は透過性のものが大部分であることと、堤端である程度、開放されることのために、水路実験程の水位上昇量（大きい時は、水深の 20 数パーセント）は見られないだろう

(3) スペクトル解析による成果について

これまで述べてきた研究では、潜堤による波の減衰を波高だけを用いて論じている。しかしながら、潜堤直後の波の状態を観察してみると、こういった現象を統計的な方法だけで取り扱うのは危険だと思われる。

そこで、エネルギー スペクトルによって、さらに厳密に取り扱うことが考えられる。

潜堤による波の変形をスペクトルの観点から解析を加えたのは堀川¹⁾の研究があるのみであり、その概要は以下のようである。

a) 通常の方法にしたがって $H_{\max}$, $H_{1/10}$, $H_{1/3}$, $\bar{H}$, $T_{1/3}$, $\bar{T}$ を算出し、これら各統計量の間の関係を調べ、有義波高 $H_{1/3}$ によって、波高減衰を比較検討する。

b) 同一点における波のエネルギー スペクトルを、各種比堤高の場合に、有堤時と無堤時との間で比較し、潜堤の効果を検討する。

以上の2つであり、これより得られた成果の概要は、つぎのとおりである。

① $H_{\max}$ と $H_{1/3}$ との関係は、Longuet-Higgins が波高の Rayleigh 分布を仮定して求めた理論的結果と妥当な一致を示している（図—3）。ただし、海での一般の風浪と異なって、風洞付水路内での風波はしばしば正規分布をなす。

$H_{1/10}$ と $H_{1/3}$ との関係は、通常用いられている $H_{1/10}/H_{1/3}=1.29$ とほぼ満足すべき一致を示す（図—4）。ただし、係数は 1.29 よりやや小さい値であることが多い。 $H_{1/3}$ と $\bar{H}$ との関係は、 $H_{1/3}/\bar{H}=1.4 \sim 1.6$ にほぼ納まる（図—5）。

以上の諸関係は、潜堤の有無、波の種類の相違などに

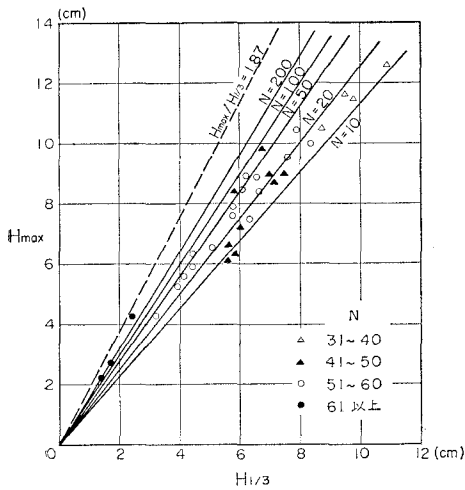
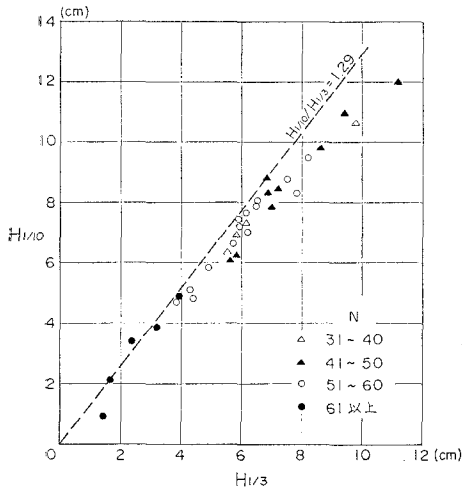
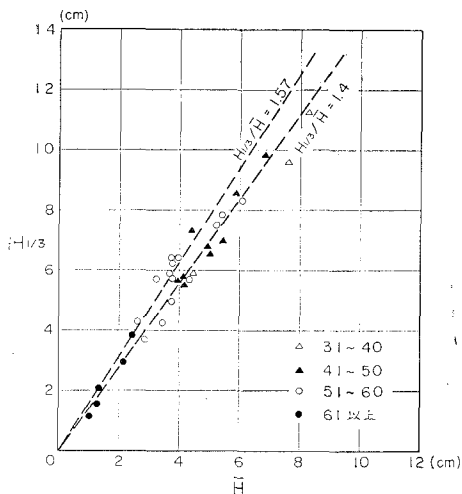
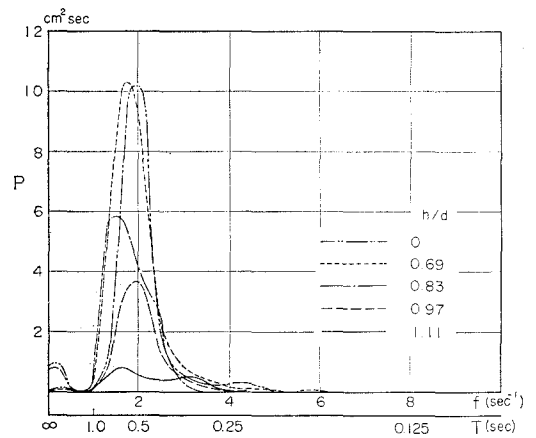
図-3 H_{max} と $H_{1/3}$ との比較図-4 $H_{1/10}$ と $H_{1/3}$ との比較図-5 $H_{1/3}$ と $\bar{H}$ との比較

図-6 潜堤によるエネルギー スペクトルの変化



よらず普遍的である。したがって、波高減殺効果を調べるのに $H_{1/3}$ をもってしても支障はない。

② エネルギー スペクトルの変化としては、図-6に示したように、 $h/d > 1$ の場合に高周波域に極大部が現われ、攪乱波の発生を示している。また $h/d < 0.6$ では、あまり変化がない。卓越周期の短縮は、計算の精度上明らかには認められないことも指摘されている。

③ さらに、エネルギー スペクトルを全周波数にわたって積分した値 (E) を計算し、その平方根をとれば、統計的な波高と考えることができ、これをもって、波高減殺効果を調べた結果、通常の手法で求めた $H_{1/3}$ による比較とよく一致し、したがって、普通とられる波の記録整理法は、十分目的を達することが確かめられた。

④ 潜堤による波高低下は、規則波においても、不規則波においても、ほぼ同じ傾向である。すなわち、堀川が規則波で求めた曲線をはさんで、かなりの幅はあるが同様な波高低下を示している (図-7)。

図中の $h_{1/3}$ は有堤時と、無堤時との間の $H_{1/3}$ の比である。

⑤ 有義周期の短縮は、 $h/d > 1.0$ で顕著に起こって

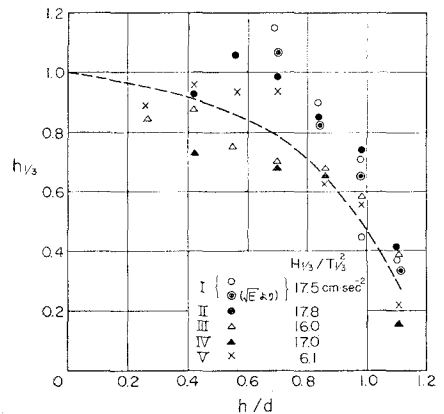
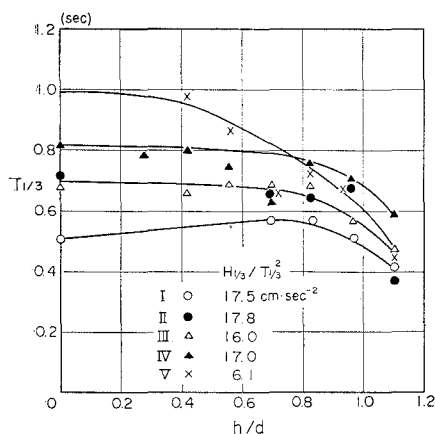
図-7 h/d と $h_{1/3}$ との関係

図-8 潜堤による有義周期の変化



いる(図-8)。\$h/d < 1.0\$ では、あまり変化しない。ただし、比較的長周期の波については \$h/d > 0.5\$ でかなり急な短縮傾向が見られる。このような場合については、精度の高いスペクトル計算を行えば、卓越周期の短周期側への移行が認められるはずである。

4. 実験

(1) 実験装置

使用した実験水路は、長さ 50 m、幅 0.6 m、深さ 0.9 m の風洞付二次元造波水路である。フラップ式造波機の振動周期と振幅との調節で、いろいろの周期および波高の規則波を発生させられる。また、不規則波を起こすには、送風機によって水路と一体の風洞に風を送る。造波板と風を同時に作動させて発生する波は、規則波に、不規則性を加味させたものとして、合成不規則波と呼ぶことにする。水路底面は固定床とし、また傾斜もつけなかった。したがって、本実験は非常に単純化されており、潜堤による以外は波が影響を受けないことになる。ただし、水路の底面と側壁との影響だけは受けており、これに対する検討は後述する。

波高計には抵抗線式のものをを用い、表面波形を測定し、記録はヒジグラフで行なった。

潜堤模型は、図-9 に示したように、高さ 5 cm、幅 5 cm、長さ 59 cm の角材を積み重ねて、高さを変える形式のものである。

基底となる部分は、鋼板上にモルタル充填の台をつけて、3本の鋼棒を立てたものである。角材にも同じ位置に穴をあけ、鋼棒にナットをつけて固定する。模型の幅は、水路への出し入れの便のため、水路幅より少し狭くして、両端にスポンジを貼りつけてある。

これによって、模型はほぼ不透過性の潜堤となった。

(2) 実験方法

実験に使用した波は、大きくわけて

- a) フラップ式造波板によって起こした規則波に、風をあてて不規則性を加味させたもの(合成不規則波)。
- b) 風だけで起こした波(風波、不規則波)の2種類である。

造波板の振動周期は、1.0 sec, 1.4 sec, 1.8 sec の3種類で、いずれの場合も、波高は造波板だけを動かした時、ほぼ 5 cm になるようにした。風速は、12 m/s としたが、風波として、8 m/s の場合も加えた。まとめれば、表-1 のようになり、合計5種類である。

表-1

No.	T(sec)	H(cm)	V(m/s)
1	1.0	5	12
2	1.4		
3	1.8		
4			
5			8

潜堤の高さは、1つの波の条件に対して、22 cm, 32 cm, 42 cm の3種類を変化させた。実験の都合上、堤高 \$h=22\$ cm, 32 cm の場合は、水深 \$d=40\$ cm とし、堤高が 42 cm のときは、水深を 42 cm とした。したがって、比堤高 \$h/d\$ は 0.55, 0.80, 1.00 の3通りとなる。

沖波は、潜堤を置かない状態で測定した。したがって実験は、

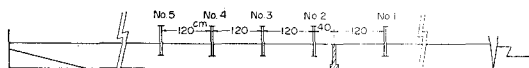
波の種類 (5) × 比堤高の種類 (3) × (有堤時 + 無堤時)

で、30 ケースとなった。

もし、造波機の安定性が十分に信頼できて、波の条件の再現性が確実ならば、無堤時の記録は、各波種につき1つでよく、したがって記録は、全部で \$5 \times (3+1) = 20\$ ケースでよいことになる。

波高計は、沖波用1個、潜堤通過波用4個、計5個を図-10のように配し、水路上のポイントゲージによって水中に固定した。

図-10 実験水路と波高計配置図



沖の方から順に、No. 1, No. 2, …… No. 5 とする。No. 5 から 10 m 岸側に波消しを置いた。

5. 波の減衰機構

(1) 水路の底面と側壁による影響

岩垣²⁸⁾によれば、層流境界層理論にもとづく底面と側壁の摩擦損失は、つぎのような式で表示される。

$$\begin{aligned} \frac{d(c_g EB)}{dx} &= -(\bar{E}_{fb} B + 2 \bar{E}_{fw} h) \\ &= -\bar{E}_{fb} B \left(1 + \frac{1}{\psi}\right) \dots\dots\dots (1) \\ \psi &= \frac{\bar{E}_{fb} B}{2 \bar{E}_{fw} h} = (kB / \sinh 2kh) \end{aligned}$$

$\times \{1 - (1.086 \operatorname{sech} kh + 0.197)\epsilon\} \dots\dots(2)$

$\times \epsilon \operatorname{sech} kh + 0(\epsilon^2)\} \dots\dots\dots(7)$

ここに

c_g : 波の群速度

E : 単位面積あたりの波のエネルギー

$\bar{E}_{fb}$: 底面摩擦によって、単位面積あたり、単位時間
に消散する平均の損失エネルギー

$2\bar{E}_{fw}$: 水路の両側壁の単位面積あたり、単位時間に
消散する平均の損失エネルギー

B : 水路幅

$\epsilon: \epsilon = \frac{u_{bmax}}{c} = \pi \left(\frac{H}{L} \right) / \sinh kh \ll 1 \dots\dots(3)$

また

$c_g = \frac{1}{2} (1 + 2kh \operatorname{cosech} 2kh) c \dots\dots\dots(4)$

$E = \frac{\rho g H^2}{8} \dots\dots\dots(5)$

$\bar{E}_{fb} \simeq \frac{\mu}{2} \beta \left(\frac{\pi H}{T} \right)^2 \operatorname{cosech}^2 kh$
 $\times \left\{ 1 - \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{11}{18} - \frac{91\sqrt{2}}{288} \right) \epsilon + 0(\epsilon^2) \right\}$
 $\dots\dots\dots(6)$

$2\bar{E}_{fw} \simeq \frac{\mu}{kh} \beta \left(\frac{\pi H}{T} \right)^2 \coth kh$
 $\times \left\{ 1 + \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{11}{12} - \frac{\sqrt{2}}{120} \right) \right\}$

ただし、

$\beta = \left(\frac{\pi}{\nu T} \right)^{1/2} \dots\dots\dots(8)$

μ : 粘性係数

ν : 動粘性係数

波高減衰は

$H = H_0 \exp(-\epsilon_{b+w} x/L) \dots\dots\dots(9)$

$\epsilon_{b+w} = \frac{(4\pi^2/\beta L) \left(1 + \frac{1}{\psi} \right)}{\sinh 2kh + 2kh} \dots\dots\dots(10)$

となる。これを計算し、 H/H_0 の形でプロットしたのが
図-11 である。

実験データを解析するにあたっては、潜堤通過後の波
として No. 3 の点、すなわち、潜堤より 160 cm 後の
点を選んだが、図-11 より 波のエネルギーが存在する
と考えられる $f < 2.3$ では、2% 程度の減衰であり、波
形の読み取り精度、あるいは計算精度の中に入ってしまう
ものと思われる。

梶浦²⁹⁾によれば、レイノルズ数 R は次式で与えられ
る。

$R = \frac{\bar{U} \delta_i}{\nu} \dots\dots\dots(11)$

ここに、

$\bar{U} = \frac{\pi H}{T \sinh \frac{2\pi d}{L}}, \delta_i = \left(\frac{\nu}{\sigma} \right)^{1/2}, \sigma = \frac{2\pi}{T}$
 $\dots\dots\dots(12)$

実験条件を入れて計算してみると $R=20 \sim$
120 程度となり、層流の取り扱いがほぼ可能な
領域であると考えられる。

(2) 周波数応答関数

潜堤による波の変形は、非線型の影響が強く、
周波数応答関数等の線型の考え方ははたして通
用するか否か疑問であるが、まず、沖波と潜堤
通過後の波から、周波数応答関数を求めてみた。

入射波(沖波)のパワー スペクトルと、潜
堤通過後のパワー スペクトルから、周波数応
答関数を計算してみた。潜堤通過後の波は、潜
堤より 160 cm 後の点を選んだ。この点では、
潜堤の直接の影響はもうないものと考えられ
る。また、両波形からクロス スペクトルを計
算し、雑音の影響を取り除いた周波数応答関数
を求めてみた。

図-12 (a) と、図-12 (b) にその結果の一
部を示した。 $d/h=0.80$ の場合は、波高比は
0.5~1.0 の間に、だいたいおさまるものの、
非常に不規則で統一的な見解が得られない。

ところで、 $d/h=1.00$ のほうは、低周波数域

図-11 層流摩擦による波高低下

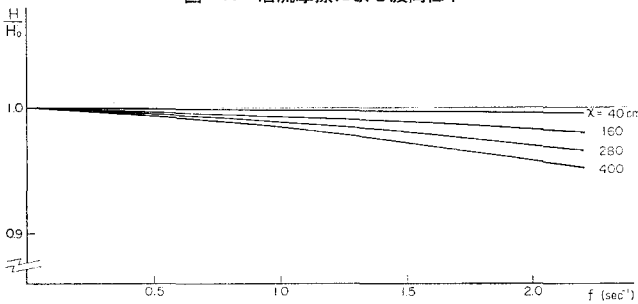
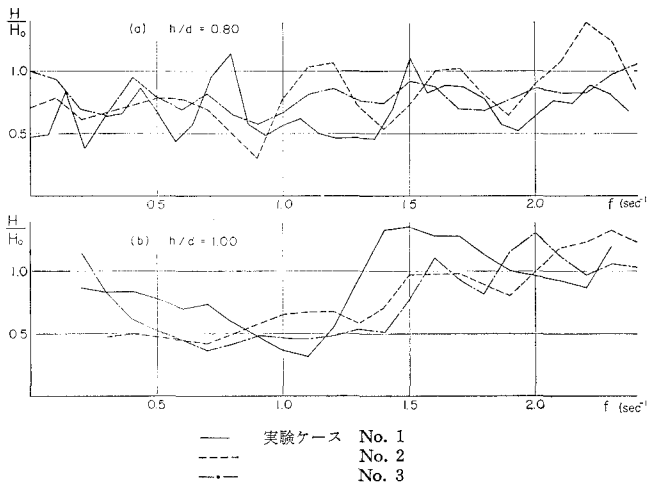


図-12 周波数応答関数



から $f=1.2\sim 1.4$ 程度までは、波高比が $0.35\sim 0.75$ であり、それ以上の周波数域では、波高比は 1.0 以上になっている。

すなわち、潜堤により長周期の成分波は減衰をうけ、短周期の成分波が発達するといえよう。

また、クロス スペクトルから周波数応答関数を求めてみたが、いずれの場合も、パワースペクトルからの結果の数分の 1 のオーダーで、大きく違いがでてしまった。一般には、この違いは外部雑音だと解釈されているが、やはり潜堤による波の変形現象が線型からほど遠く、かなり非線型の強い現象であることが、その原因であると思われる。

こういった現象を解明してゆくには、応答関数等の取り扱いでは不十分で、もっと適切な解析方法の開発が必要であろう。

(3) 自己相関関数の変化

潜堤によって、波がどのように変化をうけるかを調べるのに

(1) 統計量 (たとえば、有義波高) の変化をとらえる。

(2) パワー スペクトルの変化をとらえる。

の2つの方法が主であり、従来の研究結果もほとんどこの方法によっている。しかしながら、ここでは少々観点をかえ、パワー スペクトルを求める前に計算する自己相関関数に着目してみることにする。

自己相関関数は

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \eta(t) \eta(t+\tau) dt \quad \cdots \cdots (13)$$

と定義されている。

ずらし ' τ ' の増加にともなう自己相関関数 $R(\tau)$ の減衰は、波の不規則性の目安となっている。すなわち、波のエネルギーが、特定周波数の成分に集中していれば、 $R(\tau)$ は全体として単一周期の単弦波に近くなり、減衰は少ない。

極端な場合として、完全な単弦波を考えてみると、水面変化は、

$$\eta(t) = A \cos(\omega t + \alpha) \quad \cdots \cdots (14)$$

と表わされ、これの自己相関関数 $R(\tau)$ は

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} A \cos(\omega t + \alpha) \\ &\quad \cdot A \cos\{\omega(t+\tau) + \alpha\} dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{A^2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} [\cos^2 \omega t \cos \alpha \cos(\omega \tau + \alpha) \\ &\quad + \sin^2 \omega t \sin \alpha \sin(\omega \tau + \alpha) \\ &\quad - \frac{1}{2} \sin 2 \omega t \sin(\omega \tau + 2 \alpha)] dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{A^2}{T} \int_0^{T/2} \{\cos \omega \tau \\ &\quad + \cos 2 \omega t \cos(\omega \tau + 2 \alpha)\} dt \end{aligned}$$

$$= \frac{A^2}{2} \cos \omega \tau \quad \cdots \cdots (15)$$

となる。すなわち、単弦波 (規則波) の自己相関関数は、同じ周期の単振動で全然減衰しない。

一般に、周期関数の自己相関関数が、同一周期の周期関数になることは明らかである。すなわち、周期 p をもつ関数 $f(x)$ を考えると

$$f(x+p) = f(x) \quad \cdots \cdots (16)$$

である。ところで、 $f(x)$ の自己相関関数は

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) f(x+\tau) dx \quad \cdots \cdots (17)$$

一方

$$\begin{aligned} R(\tau+p) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) f(x+\tau+p) dx \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) f(x+\tau) dx = R(\tau) \end{aligned} \quad \cdots \cdots (18)$$

である。

これに対して、周期性をもたない波では、 $\tau \rightarrow \infty$ の時、 $R(\tau) \rightarrow 0$ である。

たとえば、 $0 < f \leq f_u$ において、一定エネルギーを有する無数の微小振幅単弦波からなる波を考えてみる。すなわち、 $0 < f \leq f_u$ で、 $P(f)$ を一定とすると、自己相関関数 $R(\tau)$ は

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \int_0^\infty P(f) \cos \omega \tau df \\ &= \int_0^{f_u} K \cos 2 \pi f \tau df = K f_u \frac{\sin 2 \pi f_u \tau}{2 \pi f_u \tau} \end{aligned} \quad \cdots \cdots (19)$$

となる。ところで

$$R(0) = \int_0^\infty P(f) \cos 0 \omega df = \int_0^{f_u} K df = K f_u \quad \cdots \cdots (20)$$

であるから

$$R(\tau) = R(0) \frac{\sin 2 \pi f_u \tau}{2 \pi f_u \tau} \quad \cdots \cdots (21)$$

となり、 $\tau \rightarrow \infty$ のとき、 $R(\tau) \rightarrow 0$ となることは明らかである。

ここでは、2つの極端な例、すなわち

(1) 波が規則的な単一周期である場合

(2) 波がホワイトノイズである場合

を代表的に取り扱ったが、通常の波の場合は、これら2つの場合の中間的なものであろうと想像される。

以上の準備のもとに、実験室で得られた波の自己相関関数を計算し、式で表わすことを試みてみる。

実験結果から得られた自己相関関数のグラフを一見すれば、いわゆる減衰振動が想起される。すなわち

$$f(x) = A e^{-bx} \cos(\alpha x + \beta) \quad \cdots \cdots (22)$$

と表わされる類のものである。しかしながら、実際にあてはめ計算を行なってみるとそれほど単純ではない。雑音が常に混入する上に、倍周波数が大きく混入してくる

図-13 複雑な自己相関関数の例

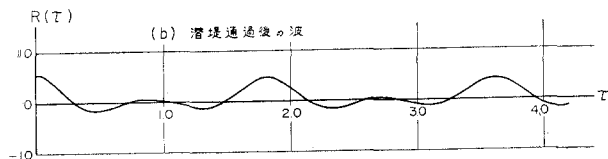
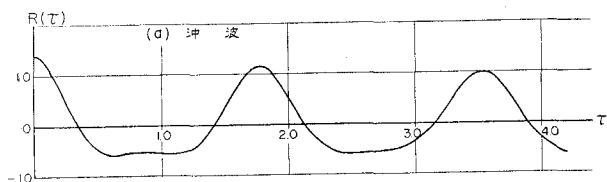
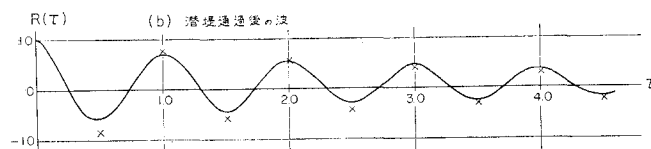
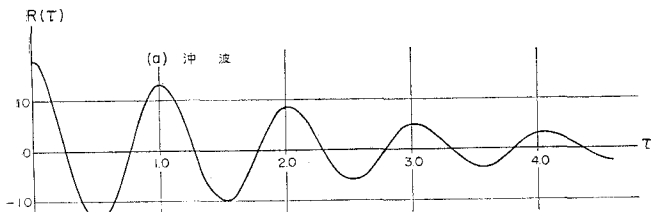


図-14 比較的整った自己相関関数の例



場合には、図-13のような複雑な自己相関関数となる。こういった場合には

$$R(\tau) = R_1(\tau) + R_2(\tau) \\ = Ae^{-b_1\tau} \cos \omega \tau + Be^{-b_2\tau} \cos 2\omega \tau \dots (23)$$

として解いてゆくことにする。3倍、4倍の周波数成分が見られる場合も、同様に重ね合わせと考えると、 $R(\tau)$ をきめることができる。

ここで、まず比較的整ったグラフを選んで、関数形を決めてみることにする。図-14(a)に示したのが潜堤を置かない波の記録から、自己相関関数を計算した一例である。

まず、自己相関関数を

$$R(\tau) = R(0) \exp(-b\tau) \cos \omega \tau \dots (24)$$

と仮定してみる。グラフより、 ω 、 $R(0)$ の値をきめ、さらに、グラフに最も合うように b をきめると

$$R(\tau) = 18.0 \exp(-0.38\tau) \cos 2\pi\tau \dots (25)$$

となる。

つぎに、潜堤通過後の波形から、自己相関関数を求め、式をあてはめてみることにする。図-14(b)に示したのがその計算結果である。

まず、先程と同様に自己相関関数が1つの減衰曲線から成り立っているものとする、最もグラフに近いと思われる式は

$$R(\tau) = 10.0 \exp(-0.32\tau) \cos 2\pi\tau \dots (26)$$

となる。この曲線の極大値と極小値をプロットしてみると、図-14(b)の×印のようになり、極大値での一致度はよいが、極小値では実測からの計算値の方が大きく、式(26)をあてはめたほうが小さくてくる。

そこで、潜堤通過後の波の自己相関関数を、つぎのように仮定してみる。

$$\begin{aligned} \text{潜堤通過後の波(出力)の自己相関関数} \\ = \text{沖波(入力)の自己相関関数} \times r \\ + \text{潜堤で発生する波の自己相関関数} \dots (27) \end{aligned}$$

ここに導入した r は、潜堤による一種のフィルターであり、沖波の何%が潜堤を通過するか、ということを表わすと考えられる。いまの場合、入力の自己相関関数 $R_i(\tau)$ は

$$R_i(\tau) = 18.0 \exp(-0.38\tau) \cos 2\pi\tau \dots (28)$$

である。

つぎに、潜堤によって発生する波の自己相関関数を

$$R_s(\tau) = R_s(0) \exp(-b'\tau) \cos \omega'\tau \dots (29)$$

と仮定する。

まず $\omega' = 2\pi$ とする。すなわち、沖波(入力)と潜堤で発生する波の自己相関関数の卓越周期が同じだとする。このような場合は、自己相関関数は、それぞれ同じ τ で極大、極小があらわれ、山も谷も、同様の变化を示す。したがって、谷だけが浅くなるような効果は期待できない。そこで、 $\omega' = 2\pi$ とする仮定は、あまり適当でないことがわかる。谷を浅くするような効果を出すためには、沖波の自己相関関数の谷のところで山をもつような自己相関関数を加えればよいことがわかる。

このような自己相関関数の形として、最も簡単な式は、 $\omega' = 4\pi$ とした場合であろう。したがって、潜堤によって発生する波の自己相関関数は

$$R_s(\tau) = R_s(0) \exp(-b'\tau) \cos 4\pi\tau \dots (30)$$

となり、結局、潜堤通過後の波の自己相関関数 $R_0(\tau)$ は

$$\begin{aligned} R_0(\tau) = 18.0 \times r \exp(-0.38\tau) \cos 2\pi\tau \\ + R_s(0) \exp(-b'\tau) \cos 4\pi\tau \dots (31) \end{aligned}$$

となる。さて、 $\tau=0$ の時の値より

$$R_s(0) = R_0(0) - 18.0r \dots (32)$$

となる。ここで r を仮定すれば、 $R_s(0)$ はきまってしまう。 r を仮定する条件として、 $R_s(0) > 0$ でなければならないから

$$r < \frac{R_0(0)}{18.0} \dots (33)$$

いまの場合、 $R_0(0) = 10.0$ であるから

$$r < \frac{10.0}{18.0} = 0.555 \dots (34)$$

でなければならない。

また、潜堤通過後の波の自己相関関数のグラフから

$$R_0(0.5) = -6.0 = 18.0 r \{ \exp(-0.19) \} \times (-1) + R_s(0) \exp(-0.5 b') \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$R_0(1.0) = 6.8 = 18.0 r \{ \exp(-0.38) \} + R_s(0) \exp(-b') \quad \dots\dots\dots (36)$$

これらの式より

$$\exp(-0.5 b') = \frac{14.89 r - 6.0}{R_s(0)} \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$\exp(-b') = \frac{6.8 - 12.31 r}{R_s(0)} \quad \dots\dots\dots (38)$$

である。一般に、 $0 < e^{-x} < 1$ (ただし $x > 0$) であることから

$$0.403 < r < 0.552 \quad \dots\dots\dots (39)$$

が得られる。

さて、ここで、 k, b' を適当に選んで式をあてはめてみると、

$$\textcircled{1} \quad k=0.48, b'=0.50$$

$$R_0(\tau) = 8.1 \exp(-0.38 \tau) \cos 2 \pi \tau + 1.9 \exp(-0.50 \tau) \cos 4 \pi \tau \quad \dots\dots\dots (40)$$

図-15 自己相関関数のプロット (実測値とあてはめ式との比較)

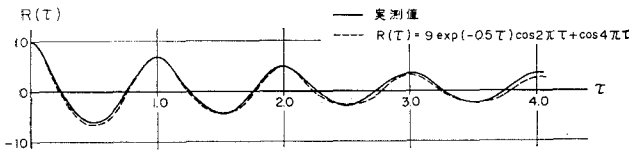


図-16 パワー スペクトルでの検討

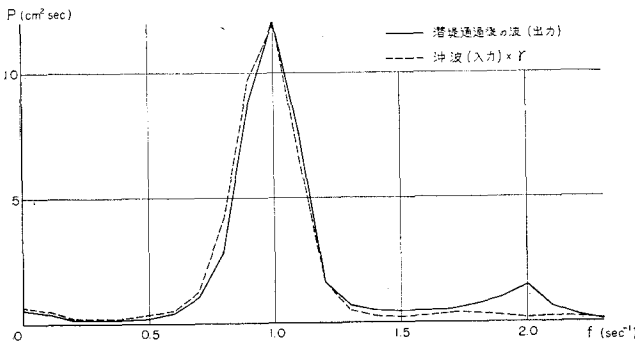
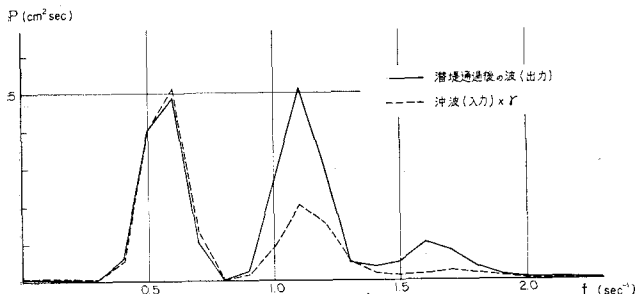


図-17 パワー スペクトルでの検討



$$\textcircled{2} \quad k=0.50, b'=0.50$$

$$R_0(\tau) = 9.0 \exp(-0.38 \tau) \cos 2 \pi \tau + \exp(-0.50 \tau) \cos 4 \pi \tau \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$\textcircled{3} \quad k=0.50, b'=0$$

$$R_0(\tau) = 9.0 \exp(-0.38 \tau) \cos 2 \pi \tau + \cos 4 \pi \tau \quad \dots\dots\dots (42)$$

が得られる。以上、3式の値を計算し、グラフにプロットすると、これら3式は、ほとんどかわらないことがわかる。

そこで、一番簡単な式

$$R_0(\tau) = 9.0 \exp(-0.38 \tau) \cos 2 \pi \tau + \cos 4 \pi \tau$$

をみると、これは潜堤によって入力卓越周期のちょうど1/2倍周期の規則波が発生したことを意味している。

もっと一般化すれば、入力の自己相関関数を

$$R_i(\tau) = \sum A_n \exp(-\alpha_n \tau) \cos 2 \pi n \tau \quad \dots\dots\dots (43)$$

とすれば、出力の自己相関関数は

$$R_0(\tau) = r R_i(\tau) + \sum_n A_n \beta_n \cos 4 \pi n \tau \quad \dots\dots\dots (44)$$

となることが予想される。ごく簡単にいえば潜堤によって、入射波の卓越周期の1/2倍、1/4倍……の周期をもつ規則波が発生する。

しかしながら、以上のことはつぎのような仮定をしているので問題がある。すなわち「入射波の自己相関関数が一様に減衰する」ということである。これは言葉を変えれば、「どんな成分波も、一様に減衰する」ということになる。これは大へん大きな仮定であり、こういったことは、まず成立しないものと思われる。しかしながら、1つのモデル系を考える際には、こういった大きな仮定もやむを得ないであろう。

図-16に示したのは、自己相関関数をパワー・スペクトルに変換したものである。図中点線が、沖波(入力) $\times r$ であり、実線が潜堤通過後の実際の波形から計算したものである。したがって、実線と点線との差が、潜堤で発生した波のエネルギーということになる。図をみてわかるように、 $f=2.0$ の周波数をもつ規則波が発生したと考えることができる。

図-17には、2倍周波数、3倍周波数の波が発生していると考えられる例を示した。この場合も、実線と点線との差が潜堤で発生する波のエネルギーである。

ここで考えているモデル系は、図-18のようである。

表-2には、沖波のエネルギーの値、卓越周期等をまとめた。

潜堤通過後の波のエネルギーは、実際のデー

図-18 モデル図

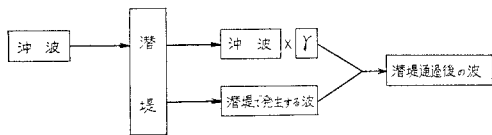


表-2

No.	E_i (cm^2)	T_{it} (sec)	r	E_s (cm^2)	T_{st} (sec)	E_o (cm^2)		β_1
						実際のデータより	モデルより	
1	12.37	0.91	0.55	0.90	0.45	7.73	7.39	0.073
2	11.08	0.95	0.40	0.46	0.50	5.14	4.89	0.042
3	18.00	1.00	0.50	1.00	0.50	10.00	10.00	0.056
4	16.05	1.00	0.47	0.70	0.50	8.36	8.23	0.044
5	15.92	1.00	0.40	0.90	0.50	7.39	7.27	0.055
6	14.14	1.80	0.25	1.98	0.90	5.53	5.52	0.140
7	16.59	1.80	0.35	2.30	0.91	8.71	8.11	0.139

E_i : 沖波のエネルギー
 E_s : 潜堤で発生する波のエネルギー
 E_o : 潜堤通過後の波のエネルギー
 T_{it} : 沖波の卓越周期
 T_{st} : 潜堤で発生する波の卓越周期
 r : 透過率
 β_1 : 潜堤で発生する波の自己相関関数の振幅比 (式 (44) 参照)

タより計算した値と、モデル図に示した経過にしたがって計算した値が、ほぼよい一致を示している。

また r に関しては、沖波の卓越周期が短いほど大きく、周期が長くなるにつれて、 r は小さくなってゆくようである。この結果、 β_1 すなわち、潜堤で発生する波のエネルギーと、沖波のエネルギーとの比は、沖波の卓越周期が長くなるにつれ大きくなっている。 (β_2) 以上は 0 か、値があっても β_1 に比べてきわめて小さいので、 β_1 で表示してみた)。

これは、沖波の周期が長い場合、いわゆる 2 次波が、かなり含まれており、それが高周波を発生させやすくしているものと思われる。

また、われわれの実験の範囲では $h/d=1.00$ の場合、 $0.25 < r < 0.55$ が得られているが、これは、波高減衰になおすと、 $\sqrt{0.25} \sim \sqrt{0.55} = 0.50 \sim 0.74$ となり、図-7 に示した $h/d=1.00$ の場合の $h_{1/3}$ の値と大体一致しているようである。

沖波の性質——たとえば、卓越周期、スペクトル等——がわかれば、 r 、 β_n がきまり、潜堤通過後の波を推定できるところまでもってゆくの理想であるが、解析データがまだ不足しているので、結論を出すのは早すぎるように思われる。

6. 結 言

これまでの検討から、潜堤によって波が変形する場合、つぎのようなモデルを考えると、説明がうまくつくことがわかった。すなわち、

(1) 潜堤によって、沖波の自己相関関数が $R(\tau)$ から、 $rR(\tau)$ [$0 < r < 1$; 一種の透過率] となる (沖波の

スペクトルが、一様に減衰する)。

(2) 潜堤によって、規則波の自己相関関数が加わる。(潜堤が一種の波起こしの役目をして、規則波を発生させる)。

こういった非線型の問題を扱う場合に、統一的に適用できる方法というものはない。ここで述べたアプローチの仕方は、大きな仮定 [(1)] をおいており、実際現象とは物理的に合わない面もあるが、工学的にみた場合一つの解決策を示すものと思われる。

参 考 文 献

- 堀川清司：潜堤による風波の減衰について、第 18 回土木学会年次学術講演会、1963。
- 堀川清司・小森修蔵・山田昭昭：潜堤による風波の減衰について (II)、第 22 回土木学会年次学術講演会、1967。
- Dean, W.R.: On the Reflection of Surface Waves by a Submerged Plane Barrier, Grt. Brit. Ministry of Supply, Wave Report 8, 1945。
- Ursell, F.: The Effect of a Fixed Vertical Barrier on Surface Waves in Deep Water, Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. 43, 1947。
- Jeffreys, H.: Note on the Offshore Bar Problem and Reflection from a Bar. Grt. Brit. Ministry of Supply, Wave Report 3, 1944。
- John : Waves in the Presence of an Inclined Barrier, Comm. Appl. Math., Vol. 1, 1948。
- Heins : Water Waves over a Channel of Finite Depth with a Submerged Plane Barrier, Can. Jour. Math., Vol. 2, 1950。
- Beach Erosion Board : A Model Study of the Effect of Submerged Breakwaters on Wave Action, Tech, Memo. 1, 1940。
- Johnson, J.W., R.A. Fucks and J.R. Morrison : The Damping Action of Submerged Breakwaters, Trans. A.G.U., Vol. 32, No. 5, 1951。
- 久保 宝・山本俊之：防波潜堤の形状に関する実験的研究，土木学会誌，Vol. 39, No. 10, 1952。
- 石原藤次郎・榎木 享：潜堤による越波防止効果について，第 13 回土木学会年次学術講演会，1958。
- 堀川清司・鮮于 澈：潜堤に関する実験的研究，第 13 回土木学会年次学術講演会，1958。
- 本間 仁・西句敏次：潜堤に関する研究，第 5 回海岸工学講演会講演集，1958。
- Hom-ma, M. and T. Sakou : An Experimental Study on the Submerged Breakwater, Coastal Engineering in Japan, Vol. 2, 1959。
- 本間 仁，堀川清司：潜堤に関する研究 (II)，第 6 回海岸工学講演会講演集，1959。
- Hom-ma, M. and K. Horikawa : A Study on Submerged Breakwaters, Coastal Engineering in Japan, Vol. 4, 1961。
- 中村 充・白石英彦・佐々木泰雄：潜堤による消波について，第 13 回海岸工学講演会講演集，1966。
- 白石直文・沼田 淳・長谷直樹：潜堤の効果について—新潟海岸の現地観測による—，第 5 回海岸工学講演会講演集，1958。
- 杉山道彦：新潟西海岸について，第 6 回海岸工学講演会講演集，1959。
- 新潟県土木部：新潟海岸の欠損について，1960。
- 同上：同上 (II)，1964。
- 榎木 享：沿岸漂砂に及ぼす海岸構造物の影響(第 1 報)，第 4 回海岸工学講演会講演集，1957。

- 23) Delage, G : L'utilisation dum Brise-Lames pour la Defense dune Plage, Proc. 5th Conf. on Coastal Engineering, 1954.
 - 24) 細井正延・富永正昭 : 離岸堤による 波高減衰について, 第6回海岸工学講演会講演集, 1959.
 - 25) 篠原謹爾・池田 茂 : 離岸堤による 砂浜変形の特性, 第13回海岸工学講演会講演集, 1966.
 - 26) 合田良実・竹田英章・菊谷 徹 : 防波堤の所要天端高に関する実験(Ⅰ)一直立堤の越波に関する伝達波高一, 第2回港湾技術研究所研究発表会講演概要, 1966.
 - 27) 合田良実・竹田英章・守屋義一 : 防波堤の所要天端高に関する実験(Ⅱ)一混成堤の越波による伝達波高一, 第3回港湾技術研究所研究発表会講演概要, 1966.
 - 28) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行・陳 活雄 : 海底摩擦による波高減衰機構に関する研究一層流境界層の場合一京大防災研究所年報第9号, 1966.
 - 29) Kajiura, K. : A Model of the Bottom Boundary Layer in Water Waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, 1968.
-