

現地遡上域における反射波の特性

久保田 進*・水口 優**・堀田新太郎***・竹澤 三雄****

1. はじめに

遡上域近傍における波の挙動（特性）は海岸侵食のメカニズムや海岸構造物の設計などに関連する海岸工学上重要な研究課題である。しかしまだその特性はよくかわっていない。その理由の一つは現地遡上域近傍における波動について定量的な検討に耐え得るデータの取得が困難なことにある。著者らは容量式波高計、16mm メモーションカメラ、電磁流速計を利用して遡上域近傍の波を観測し、線形長波理論を用いて遡上域への入射波と遡上域からの反射波の分離を試み興味ある結果を得た（久保田ら、1988）。しかしながら入射波の峰の影響が反射波に現われるなど不備な点もあったので新たに微小振幅波理論と、ある程度の波の非線形性を考慮した疑似非線形長波理論に基づいて入射波と反射波の分離法の改善を試みた。以上3つの分離法を前浜勾配の急な大洗海岸と比較的緩い波崎海岸で得られたデータに適用してみた。その結果線形長波理論による方法より良い分離結果が得られ、さらに前浜勾配の違いによる反射特性の違いについても面白い結果を得たのでここに報告する。

2. 入射波と反射波の分離

(1) 線形長波理論による方法

すでに Guza et al. (1984) によって与えられているように入射波と反射波は次式で分離される。

$$\eta_I = \frac{1}{2} \left\{ \eta + \alpha \left[\frac{h}{g} \right]^{1/2} u \right\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\eta_R = \frac{1}{2} \left\{ \eta - \alpha \left[\frac{h}{g} \right]^{1/2} u \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 η_I は入射波の水位、 η_R は反射波の水位、 η は入射波と反射波が合成された水位（観測された水位）、 u は水粒子の運動速度の岸沖方向成分（観測された流速）、 h は水深、 g は重力加速度、 α は補正係数（理論的には1.0）である。

(2) 微小振幅波理論による方法

入射波と反射波は線形で重ね合わせが可能であるとして次式を仮定する。

$$\eta = \eta_I + \eta_R \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$u = u_I - u_R \quad \dots\dots\dots (4)$$

微小振幅波理論では入射波を

$$\eta_I = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \cos(\sigma_i t + \varepsilon_i) \quad \dots\dots\dots (5)$$

と仮定すれば、

$$\left. \begin{aligned} u_I &= \sum_{i=1}^{\infty} H_i A_i \cos(\sigma_i t + \varepsilon_i) \\ H_i &= \frac{\sigma_i \cosh k_i(h+z)}{\sinh k_i h} \\ \sigma_i^2 &= g k_i \tanh k_i h \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

と表現できる。ここで、 z は静水面を0として鉛直上向きを正とした場合の流速測定地点の座標、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 $k = 2\pi/L$ 、 T は周期、 L は波長である。同様に

$$u_R = \sum_{i=1}^{\infty} H_i B_i \cos(\sigma_i t + \varepsilon_i') \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで B_i は η_R を (5) 式と同様に展開した時の係数であり、 ε_i と ε_i' は位相のずれである。また実測の u を有限フーリエ級数で表示すれば次式が得られる。

$$u = \sum_{i=1}^N (C_i \cos \sigma_i t + D_i \sin \sigma_i t) \quad \dots\dots\dots (8)$$

微小振幅波理論では各成分波毎に独立と考えられるので次式のようなことが言える。

$$\begin{aligned} C_i \cos \sigma_i t + D_i \sin \sigma_i t \\ = H_i A_i \cos(\sigma_i t + \varepsilon_i) \\ - H_i B_i \sin(\sigma_i t + \varepsilon_i') \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (9)$$

(9) 式の両辺を H_i で割って、 $i=1 \sim N$ の和をとると次のようになる。

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \frac{1}{H_i} (C_i \cos \sigma_i t + D_i \sin \sigma_i t) \\ = \sum_{i=1}^N A_i \cos(\sigma_i t + \varepsilon_i) - \sum_{i=1}^N B_i \sin(\sigma_i t + \varepsilon_i') \\ = \eta_I - \eta_R \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式 (3) と式 (10) より

* 正会員 日本大学助手 理工学部土木工学科
 ** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科
 *** 正会員 工博 日本大学助教授 理工学部土木工学科
 **** 正会員 工博 日本大学教授 理工学部土木工学科

$$\eta_I = \frac{1}{2} \left\{ \eta + \sum_{i=1}^N \frac{1}{H_i} (C_i \cos \sigma_i t + D_i \sin \sigma_i t) \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\eta_R = \frac{1}{2} \left\{ \eta - \sum_{i=1}^N \frac{1}{H_i} (C_i \cos \sigma_i t + D_i \sin \sigma_i t) \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで N の値をどこまでとるかが問題になる。 u の高周波数側に雑音によるパワーがあるため、そこまでとると結果的にその雑音が卓越する。本報告では各ケースの u のパワースペクトル形から3種類の限界周波数を設定して分離を行った。

(3) 疑似非線形長波理論による方法

(2)と同様に、入射波と反射波の干渉を無視して式(3)と式(4)を仮定する。非線形長波の基本式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \eta) u \} = 0 \quad (\text{連続方程式}) \dots (13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (\text{運動方程式}) \dots\dots\dots (14)$$

ここで u と η の関係から2次のオーダーまでを考えて、式(15)を仮定する。

$$u = \left[\frac{g}{h} \right]^{1/2} \eta + \beta \eta^2 \quad \dots\dots\dots (15)$$

式(13)の連続方程式を2次のオーダーまでみたとすように β を定めると次式を得る。

$$\beta = -\frac{1}{h} \left[\frac{g}{h} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

式(16)は運動方程式(14)を満足しない。式(14)を満足するためには

$$\beta = -\frac{1}{2h} \left[\frac{g}{h} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (17)$$

でなければならない。しかし、もともと式(14)は近似式であり式(16)を仮定したときに式(14)の2次の項は部分的に消えるから、 β を式(16)とした場合の式(15)が式(13)、式(14)を満足すると仮定しても良いと考える。したがって、

$$u = \left[\frac{g}{h} \right]^{1/2} \eta \left(1 - \frac{\eta}{h} \right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

を得る。式(18)と式(3)、(4)より

$$\eta_I = \frac{1}{2} \left\{ \eta + \alpha u \left[\frac{h}{g} \right]^{1/2} \frac{h}{h - \eta} \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\eta_R = \frac{1}{2} \left\{ \eta - \alpha u \left[\frac{h}{g} \right]^{1/2} \frac{h}{h - \eta} \right\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

となる。

3. 現地観測データ

本研究で用いた現地観測データは、1987年7月29日に大洗海岸（茨城県大洗町成田地区海岸）において得られたもの(OA87)と、同年7月30日に波崎海岸（茨城県鹿島郡波崎町須田浜、運輸省港湾技術研究所棧橋付近）に

おいて得られたもの(HA87)である。両観測地点の海浜断面と測点、計測器の配置を図-1に示す。大洗海岸の前浜勾配は約1/7、波崎海岸のそれは約1/20で大洗海岸に比べて緩い。前浜の底質粒径は、大洗海岸は中央粒径0.34~0.52 mmの砂で、波崎海岸は大洗海岸よりもやや細かい砂であった。

両地点とも沖合いから5本のポールを打設して、これを16 mm メモーションカメラで撮影することによって($\Delta t = 0.2$ s) 碎波帯沖側から碎波帯をへて前浜直前までの波を測定した。St. 4とSt. 5のポールから沿岸方向に約1 m程度離れた地点には電磁流速計を設置して岸沖、沿岸流速の測定を行った。なお、大洗海岸における観測方法等については竹澤ら(1988)、久保田ら(1988)を参照されたい。

以上の観測で得られたデータのうち、大洗海岸のSt. 4と波崎海岸のSt. 4の水位変動(η)と岸沖流速変動(u)を用いて以下の解析を行った。

4. 入・反射波の分離結果

分離を行う前に、16 mm カメラによる水位変動データと電磁流速計による岸沖流速データは完全には同期がとれていないこと、および設置位置もまったく同じでないため、両者のクロススペクトル解析を行い、その位相差により時間差を補正した。さらに分離式中の係数 α の値を進行波成分(η と u の位相差がほぼ0)でコヒーレンスの高い周波数域のパワーの比の実測値と微小振幅波の理論値の比からOA87, St. 4では1.54, HA87, St. 4では1.26とした。

(1) 分離方法の特徴

図-2および図-3に各方法の分離結果の例を示す。

図-2はOA87, St. 4の場合で、図-3はHA87, St. 4

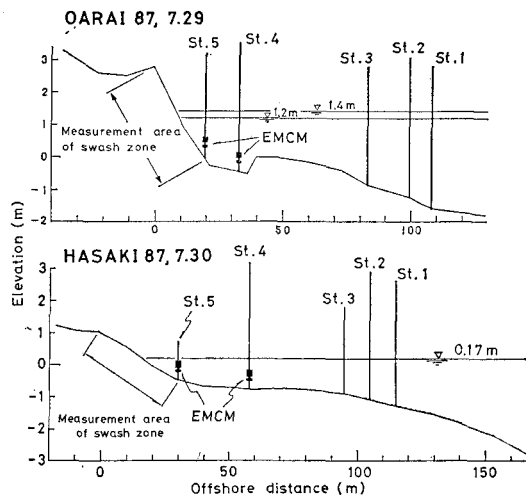


図-1 観測地点の海浜断面と測点、計測器の配置

の場合である。ここで、微小振幅波理論による方法については、限界周波数を設定しなければならない。OA87. St. 4 では 0.35 Hz, 0.6 Hz, 1.0 Hz, HA87. St. 4 では 0.4 Hz, 0.9 Hz, 1.2 Hz として各 3 ケース計算したが、大きな差異が見られなかったため、それぞれ 1.0 Hz, 1.2 Hz としたものを示した。OA87. St. 4 では、後述するように入射波と反射波の対応関係がよいのに対して、HA87. St. 4 では入射波の減衰が著しく、長周期成分のみが反射しているように見える。波形をさらに細かくみると、線形長波近似法では入射波の峰付近で分離が不十分なため、反射波に分離しきれない峰の影響が現れている。これに対して微小振幅波理論による方法ではほぼ同様な結果となっているが、非線形長波近似法ではこの欠点が大きく改良されている。OA87. St. 4 の $t=23$ s 付近にその好例が見られる。なお、HA87. St. 4 の $t=45$ s 付近の反射波に見られる急な谷は、例外的に水位の峰が高く非線形効果がききすぎたためである。

分離の良否を判定する一つの手段として入・反射波の相互相関を計算した。結果を図-4 (a), (b) に示す。大洗、波崎のいずれの例においても非線形長波近似以外の方法については原点（ずらし時間 0 の位置）において不自然なピークが見られる。このことは η あるいは u が入・反射波に同時に効いていることを示し、分離が十分でないことを示している。非線形長波近似法については、この原点での不自然なピークが見られないことと、反射率の高い大洗において相互相関係数のピーク値が他の方法に比べて若干高い数値を示すことなどから 3 つの方法の中では最も望ましい方法と考えられる。

(2) 前浜勾配の違いによる反射波特性

以上より非線形長波近似による方法によりさらに長時

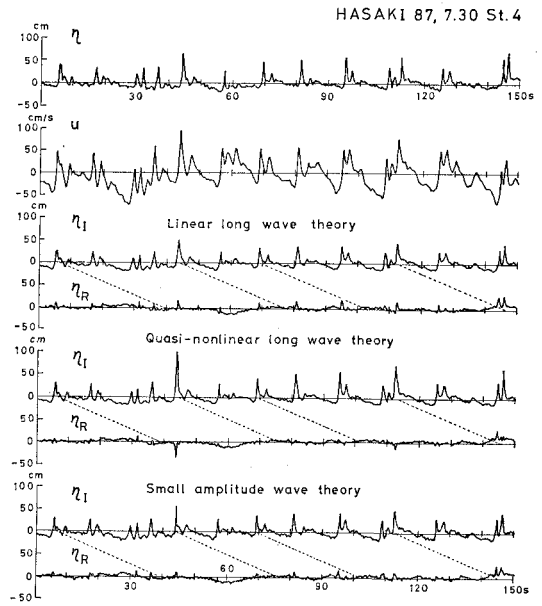
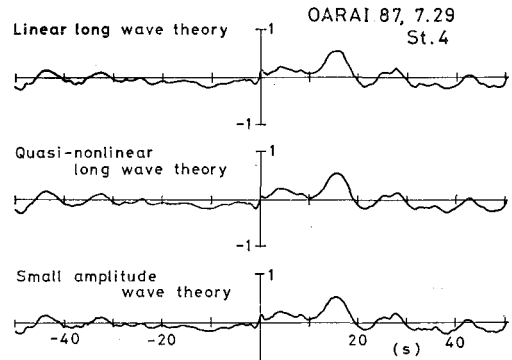
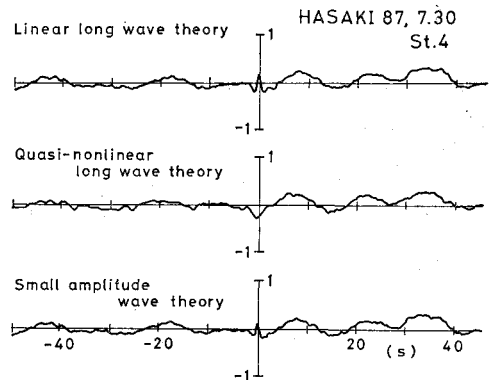


図-3 水位、岸沖流速の生データと各種分離法による入・反射波の分離結果 (HA87. St. 4)



(a) OA87. St. 4



(b) HA87. St. 4

図-4 入・反射波の相互相関係数

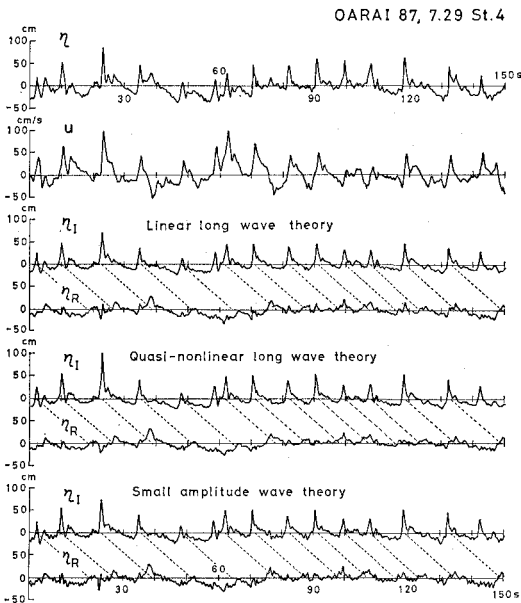


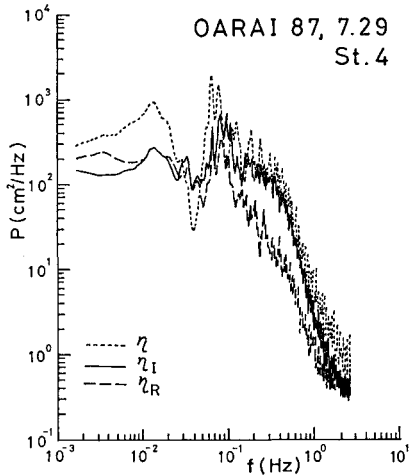
図-2 水位、岸沖流速の生データと各種分離法による入・反射波の分離結果 (OA87. St. 4)

間の記録 (OA87. St. 4 では 30000 個, 6000 s, HA87. St. 4 では 18960 個, 3792 s) を分離した。

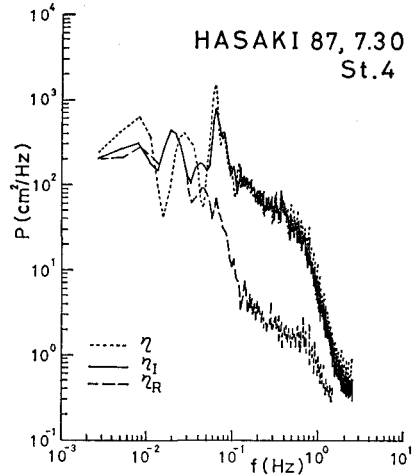
まず反射現象を周波数空間で見るために入・反射波のクロススペクトル解析を行った。分離前および分離後の入・反射波のパワースペクトルを図-5 (a), (b) に、入・反射波のクロススペクトル解析結果を図-6 (a), (b) に示す。OA87. St. 4 では 0.15 Hz 以下で入・反射波のパワースペクトルの形状がよく似ており、またこの範囲のコヒーレンスは 1 に近く、有意な反射が生じているものと考えられる。一方、約 0.15 Hz 以上の高周波数側では入射波エネルギーに比べて反射波エネルギーがかなり小さい。この周波数域の波は遡上により消滅するものと推

定される。

HA87. St. 4 においては入射波領域およびそれ以上の高周波数域においてスペクトル形状が著しく異なっており、コヒーレンスも低く入射波エネルギーに比べて反射波エネルギーはきわめて小さい。しかし、0.02 Hz 以下の低周波数側ではスペクトル形状が似ており、コヒーレンスが高く反射が顕著であることを示している。つまり、OA87. St. 4 では入射波は有意に反射し、二次的な小さい波が遡上域でエネルギーを失っているのに対して、HA87. St. 4 では入射波も遡上域でエネルギーを失い 0.02 Hz 以下の長周期波のみが有意に反射していることを意味する。これは、図-6 (a), (b) の入・反射波のク

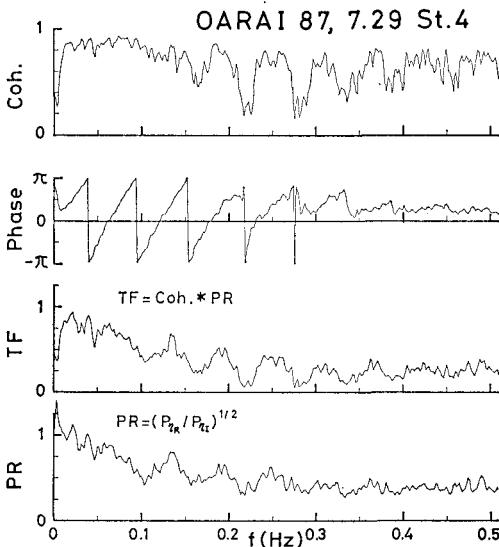


(a) OA87. St. 4

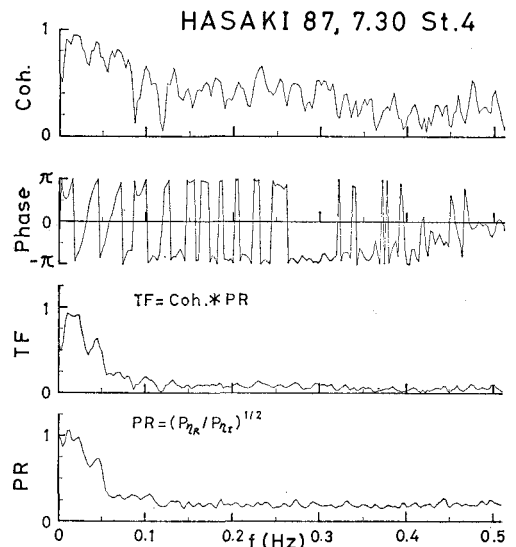


(b) HA87. St. 4

図-5 分離前と分離後の入・反射波のパワースペクトル



(a) OA87. St. 4



(b) HA87. St. 4

図-6 入・反射波のパワースペクトル解析結果

ロススペクトル解析結果においてコヒーレンスが1に近い領域及びパワー比の平方根すなわち反射率の高い領域が OA87. St. 4 では 0.15 Hz 以下, HA87. St. 4 では 0.02 Hz 以下であることに対応する。

図-7 (a), (b) は分離前及び分離後の入・反射波の波高・周期の結合分布を示したものである。OA87. St. 4 および HA87. St. 4 共に、分離後の入射波の分布は分離前の分布とほぼ同様な形状をしている。ただし、分離後の入射波は波高・周期共に大きい（いわゆる主要な）波と、波高・周期共に小さい（そのほとんどが2次的な）波とにきれいにわかれている。入・反射波の結合分布を比較すると OA87. St. 4 では波の数

はやや減って分布も周期方向にのびているものの、その減少は主として (H, T) の小さいところで生じており、ほぼ入射波の（主要な）個々の波が波高が小さくなって返っていく現象であるのがわかる。それに対して HA87. St. 4 ではその対応関係はみられない。波の数も大幅に減り、今までになかった周期の長い波が現れる。この長い波のものは、図-3 の時系列および図-5(b), 図-6(b) のスペクトル解析の結果から入射波中の長周期波成分と考えられる。つまり入射波の主要なエネルギーを持つ周期 8~20 s 程度の波はそのエネルギーを観測域で失い、入射波の分布では表に現れていなかった長周期波が波となって現れてくる。

なお、細かく見ると OA87. St. 4 では反射波が有意であるので観測された波高分布は入射波と反射波の合成された波高分布を示しているので必ずしも入射波の波高分布ではないということである。この事は OA87. St. 4 で分離前と分離後の入射波で波の数かなり減少することにも現れている。このことから、反射性の海岸では入射波を定義するのにも η と u を測定して分離することが必要となる。一方、HA87. St. 4 では反射波は長周期波のみであり、観測された波高分布はほぼ入射波の分布を示していることを意味する。

5. 結 論

以上、本研究の主要な結論は以下のとおりである。

(1) 現地観測域のすぐ沖側のほぼ同一地点において得られた水位変動 η と岸沖流変動 u の同時データを使い η を入・反射波に分離する手法として①線形長波近似、②非線形長波近似、および③微小振幅波理論に基づく手

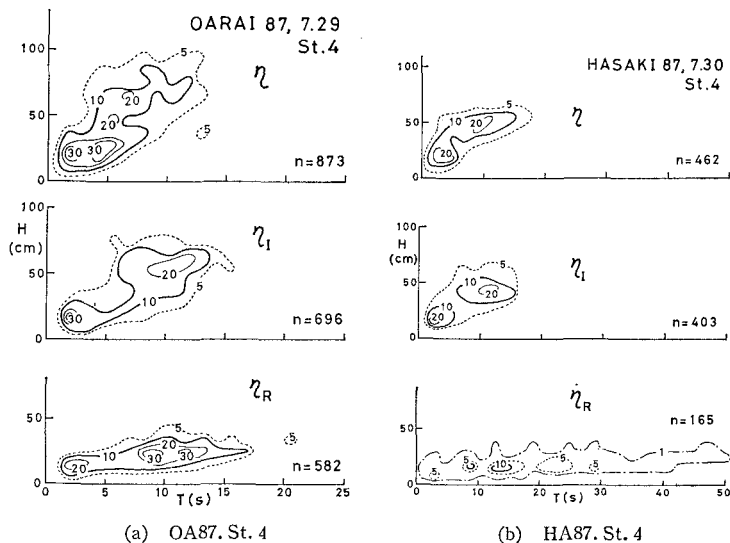


図-7 分離前および分離後の入・反射波の波高・周期の結合分布

法の3種類の方法を試みた。①, ②による結果は入射波の峰のところが反射波にも現れたが、③による分離の状況は良好で入射波の峰はよりとがり、その影響は反射波に生じなかった。

(2) 自然海岸の大洗海岸、波崎海岸共にピーク周波数よりも低周波数側の波動成分は反射し、高周波数側の成分は減衰して反射しない。ピーク周波数付近の成分については、前浜勾配の急な大洗では反射が生じるが、前浜勾配の緩い波崎では殆ど反射が生じない。つまり大洗では入・反射波が1波1波よく対応するのに対して、波崎では入・反射波の対応が悪く、短周期の入射波は観測域でほぼ完全に消滅し、長周期波のみが反射される。

謝辞：波崎の砕波帯総合観測用栈橋の利用にあたっては運輸省港湾技術研究所の加藤一正漂砂研究室長以下職員各位にお世話になった。観測にあたっては、(株)アイ・エヌ・エー新土木研究所海岸海洋部より観測用機材をお貸し頂いた。中央大学渡部武士氏(現運輸省)、中央大学および日本大学学生諸君の多大な協力を得た。また電子計算機による解析には日本大学中村永友助手にお世話になった。以上の関係各位に対して深甚の謝意を表する。

参 考 文 献

- 久保田進・水口 優・堀田新太郎・竹澤三雄 (1988): 急勾配前浜海岸における観測域の現地観測, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 118~122.
- 竹澤三雄・久保田 進・水口 優 (1988): 容量線式観測計と16mmカメラによる現地観測, 土木学会第43回年次学術講演会講演概要集, II, pp. 584~585.
- Guza, R.T., E.B. Thornton and R.A. Holman (1984): Run-up of random waves on gentle slopes, Proc. 19th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 708~723.