

現地海浜における遡上波について

水 口 優*・ 荻 部 好 伸**・ 堀 田 新 太 郎***

1. はじめに

現地観測において、砕波帯内特に汀線近傍における長周期（数十秒以上の時間スケールをもつ）変動の重要性が認識され始めてきている〔例えば、水口（1981）、Mizuguchi（1982）、Guza & Thornton（1982）〕。その長周期変動は、さらに数十分以下の時間スケールの波動運動であるものと、それ以上の時間スケールを持つ流れとに分類される〔水口（1982）〕。本論文では、長周期変動のうちの波動成分についてそれが重複波をなすことに着目し、岸側反射境界である海浜面上での水位変動、すなわち遡上波（swash）の観測を含んだ現地観測を実施した結果得られた成果、特に遡上波のスペクトルの算定法について報告する。なお、ここでの言葉の定義は遡上波（swash）に寄せ波（up-rush）と引き波（down-rush）があり、波の打ちあげ（run-up）は砕波に伴う平均水位の上昇（wave set-up）と遡上波の合成されたものとする。

2. 規則波における遡上に対する考え方

規則波の遡上に関する研究成果は表-1のようにまとめられる。線型な範囲では、砕波帯を含む汀線近傍での波の場合は、砕波する進行波と汀線境界によって形成される部分重複波の重ね合わさったものとなっており、一様勾配斜面上では長波近似を用いて次式で表わされる。

表-1 規則波における遡上波の扱い方

現象	理論	参考文献
非 砕 波	完全重複波 線 型	Lamb (1932)
	非線型	Carrier & Greenspan (1958)
部分砕波 (砕け寄せ波)	部分重複波 / 線 型	Miche (1951) [Guza & Bowen (1976)]
	set-up + 打ちあげ段波 / 非線型	Shen & Meyer (1963)
完全砕波 (崩れ波)	set-up	Longuet-Higgins & Stewart (1962)

* 正会員 工博 中央大学助教授 理工学部土木工学科
 ** 中央大学学生（現横浜市役所都市計画局）
 *** 正会員 工修 都立大学助手 工学部土木工学科

$$\eta = a_i \{ J_0(\sqrt{\alpha x}) \cos \sigma t - Y_0(\sqrt{\alpha x}) \sin \sigma t \} + 2a_r J_0(\sqrt{\alpha x}) \cos \sigma t \dots\dots\dots (1)$$

$$u = \sqrt{\frac{g}{h}} \{ a_i (J_1(\sqrt{\alpha x}) \cos \sigma t + Y_1(\sqrt{\alpha x}) \sin \sigma t) + 2a_r J_1(\sqrt{\alpha x}) \sin \sigma t \} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\alpha = 4\sigma^2 / (g \tan \beta)$ 、 a_i は進行波成分（負方向）の振幅、 a_r は反射波の振幅であり、 x 座標は汀線より冲向き水平にとってある。非一様勾配斜面上の重複波は多段の直線勾配斜面近似によって容易に計算し得る。

式（1）、（2）において a_i は $x=0$ では 0 となるものであり、汀線での鉛直水位変動（遡上波）は、 $\eta_r = 2a_r \cos \sigma t$ となる。また、 a_r は式（1）、（2）を適当な位置で一様水深の微小振幅波理論とつなぐことにより沖波振幅 a_0 とは $a_r = a_0 \sqrt{\pi / (2 \tan \beta)}$ の関係となる〔例えば Guza & Bowen（1976）〕。

式（1）、（2）における反射率 r は $r(x) = a_r / (a_i(x) + a_r)$ で定義され、 a_i の変化により場所的に変化し得る。一様勾配斜面での反射については Miche（1951）〔例えば Guza & Thornton（1982）参照〕に始まる理論的な研究があり、摩擦のない一様勾配斜面上で完全重複波の存在限界に関しては次式が提案されている。

$$\epsilon_r = \frac{2a_r \sigma^2}{g \tan^2 \beta} \leq 2 \text{ or } 1 \dots\dots\dots (3)$$

$\epsilon_r = 2$ は Miche の限界条件であり、 $\epsilon_r = 1$ は Keller によって有限振幅重複波解の存在限界条件である〔Meyer & Taylor（1972）〕。なお、 $\epsilon_r = 1$ は斜面に沿う遡上波（swash）の加速度が重力加速度の斜面方向の値と等しいこと（ $2a_r \sigma^2 / \tan \beta = g \tan \beta$ ）をも意味する。反射率 $r(x)$ は Miche の仮説（沖波において限界波形勾配以上のものが砕波する）によれば、入射波の条件によらず次式が成立することを意味する。

$$\epsilon_r = 2 \text{ または } r_\infty \equiv r(x \rightarrow \infty) = 2/\epsilon_0 \dots\dots (4)$$

ただし、 $\epsilon_0 = (2a_0 \sigma^2 / g)(\pi/2)^{1/2} (\tan \beta)^{-5/2}$ で完全反射時の ϵ_r を沖波に換算したものである。以上の扱いにおいて非砕波および完全砕波はそれぞれ $r=1$ および $r=0$ の極限として与えられる。

この考え方の妥当性については Guza & Bowen（1976）が実験的検討を加え、1) $\epsilon_0 < 1$ では確かに完全

反射すること、 $\epsilon_0 > 1.6$ での反射率は Mische の仮説に摩擦を考慮した値にほぼ等しいこと、2) その時の遡上波の振幅は反射率の大きい所では、反射率から与えられる値 ($2a_r$) に一致するが反射率が小さくなるとそれより大きくなる傾向があることも明らかにしている。さらに、反射率の大きい場合 ($r_{\infty} > 0.25$) においては、振幅の場所的変動も式 (1) によく一致することを示した。一般に、斜面勾配が極端に急でない限り反射率の大きい領域では入射波の波形勾配は小さく線型理論によく合うと言えよう。Suhayda (1974) は、現地観測において入射波が急な前浜で砕け寄せ波型の砕波をする場合に部分重複波をなしていることおよびピーク周波数付近の反射率が 0.7 程度となっていることを報告している。

規則波の打ちあげ現象における非線型性は、入射波が砕波状態にあることおよび引き波と打ちあげ波の干渉が生じることに見れる。Shen & Meyer (1963) は段波の打ちあげモデルから、遡上先端の動きを放物現象と仮定したがそれを規則波に適用すると次式を得る [Van Dorn (1976)]。

$$\Delta Y = \frac{1}{8} g T^2 \tan^2 \beta \quad \text{または} \quad \epsilon_r = \frac{\pi^2}{4} = 2.47$$

..... (5)

ここで、 ΔY は遡上波の鉛直全振幅である。式 (5) は与えられた時間 T の中で可能な放物運動の距離を示すものである。この値は、Miche の条件 $\epsilon_r = 2$ と非常に近い。もちろん遡上波の波形は線型の場合は正弦波、式 (5) の場合は放物線の繰り返しとなる。図-1 は式 (4) および式 (5) と実験値を比較したものである。式 (4) と式 (5) の定量的な差は小さいものの、一般に反射率が大きい $g T^2 \tan^2 \beta$ の大きい領域で式 (4) に一致し、 $g T^2 \tan^2 \beta$ が小さくなるにつれて式 (5) に移行する傾向は明らかであろう。移行状況は入射波の波高によることになる。なお Waddell (1973), 小川・首藤 (1982) は現地観測において個々の遡上波先端の動きが放物現象に一致する場合の例を報告している。

3. 不規則波の遡上に対する考え方

不規則波の遡上についても規則波と同様に非線型性をどう見るかが大きな分れ目となる。緩勾配斜面 (または $\epsilon_0 \gg 1$) においては砕波による変形が遡上波にとっても重要な因子となる。この場合には反射率も小さく遡上直前までの波の場は、砕波する進行波として扱うことができ、不規則波と言っても波別解析法に基づいて規則波モデルを適用するような方法によってその変形を追うことになる。その場合遡上波も波別解析法によって処理され、鉛直水位変動としての波高と周期の結合確率分布を定める問題となる [岩田 (1982)]。 $\epsilon_0 \ll 1$ の時は、式 (1)、

(2) の線型な重ね合わせが良い近似となる。すなわち、スペクトル解析の各成分を考えたとき、規則波における全議論が全入射波成分に対して準用できることになる。ただし、砕波限界 ($\epsilon_0 \approx 1$) になると成分波が砕波するわけではないので重ね合わせモデル (周波数毎の独立性) に問題が生じることも当然である。なお、式 (4) および式 (5) のいずれにおいても遡上波の高周波側飽和領域は f^{-4} となるが現在までの実測データは f^{-3} (緩勾配) $\sim f^{-4}$ (急勾配) と勾

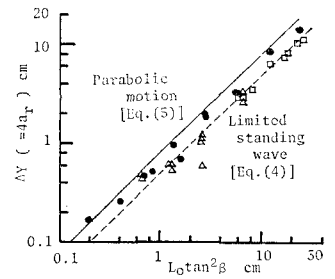


図-1 規則波による遡上波の全振幅 (不透水性滑面) [Van Dorn (1976)]

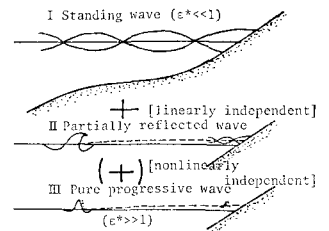


図-2 現地波浪の遡上波モデル概念図 (I, II はスペクトル的に見て独立, II と III は波別解析的に見て独立である。)

配による違いを見せている [Huntley, Guza & Bowen (1977) および Guza & Thornton (1982)]。

現地海浜における入射波は広い周波数帯を持ち、長周期側の波動成分も必ず存在しその領域において汀線境界での反射現象も生じているはずである。汀線での反射が有意であるという意味での長周期とは、入射波パラメーター ϵ_0 が小さいということであり、斜面勾配が急であればかなりの短周期成分まで含む。以上まとめて、現地海浜での遡上モデルとして 図-2 のような概念図が描けるであろう。

4. 現地観測

現地観測は、1982年1月9日正午前後に静岡県浜松市の米津浜海岸において実施した。観測時の断面地形および観測用機器の設置状況を 図-3 に示す。観測地点は米津浜のほぼ中央で、前日には beach cusp が形成されていたが、観測当日は満潮位付近にその痕跡が見られただけであった。観測断面としては beach cusp 痕跡の apex 上にとった。もし重複エッジ波が存在するならば、そこで沿岸方向の節となることが予想される部分である。断面地形からわかるように平均的な入射波の挙動は、いったん沖側斜面、ポール No. 25 付近で砕け、砕波帯内の凹部でほぼ完全に再成し、岸側のステップ上で砕け寄せ波型の砕波をしながら遡上波を形成するという状況であった。

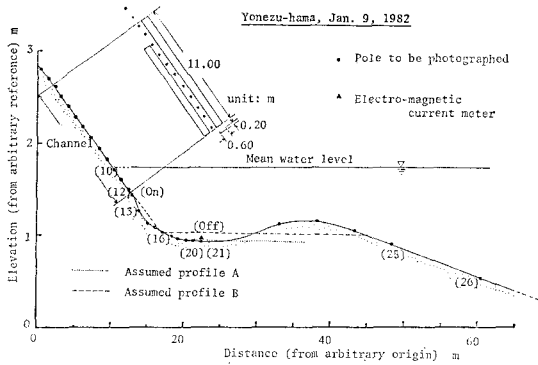


図-3 現地観測概況図 (() 内の数字は水位変動データを解析した地点を示す)

図-3 に示すように波打ち帯に 2 本の鋼板製水路を設置し、その間に自然水路を確保する形で、それぞれの水路内にポールを建て 16 mm メモーションカメラ 3 台を用いて遡上波の動きを観測した。併せて、自然水路の延長上にほぼ砕波帯外までにポールを打設し、2 台の 16 mm メモーションカメラにより水位変動を測定するとともに 2 台の電磁流速計を岸側ステップを上ったところと砕波帯内 trough の中央に設置し、各水平 2 成分を測定した。データはすべて同時測定でサンプリング間隔は 0.2 s、総数 3110 個 (10 分 22 秒) である。前浜の底質は中央粒径 0.4 mm、均等係数 1.7 の砂であった。

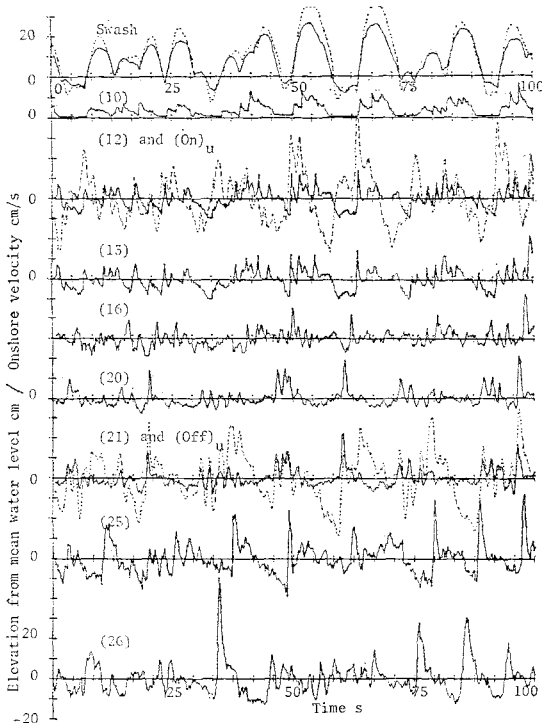


図-4 0~100 s 間の生データ (水位変動の 0 点は、図-3 に示す平均海面である。点線は、人工水路の遡上波および岸向き流速である)

得られたデータの一部を図-4 に示す。これらの図における特徴は 1) 水面変動 η と岸沖流速の波形間の相関のなさ、2) 遡上波においては長周期成分のみが存在することであろう。前者は主たるエネルギーをもつ成分の中にも重複波が存在することを示しているものであり、後者は遡上波における長周期波成分が強調される前節のモデルの妥当性を示すものと言えよう。

5. 現地観測の結果

水面変動のデータを波別解析した結果を表-2 に、代表的な地点および自然水路の遡上波のパワースペクトル

表-2 水位変動観測地点の特性

地 点	平均海面*	水 深 (cm)	η_{rms} (cm)	$H_{1/3}^{**}$ (cm)	$T_{1/3}^{**}$ (s)	H_{rms}^{**} (cm)	$\hat{T}^{**}$ (s)
遡上(自然)	190.9	—	16.9	57.1	10.6	45.1	9.5
〃 (人工)	194.7	—	22.7	77.0	10.9	60.9	9.5
No. 10	181.9	10.4	5.9	24.2	10.3	17.0	7.4
〃 12	174.2	23.7	8.5	32.8	6.0	23.4	4.0
〃 13	174.8	47.9	5.2	32.4	4.9	22.3	3.5
〃 16	173.9	60.6	7.3	28.5	4.4	19.9	3.0
〃 20	176.3	82.0	7.6	30.5	5.5	21.0	3.5
〃 21	—	(83.5)	7.8	31.8	6.0	21.9	3.6
〃 25	176.3	85.5	13.4	59.5	6.9	40.0	4.3
〃 26	176.3	123.0	13.2	50.7	6.4	35.0	3.9

注: * 図-3 と共通な便宜的な基準からの値

** 平均点幅 ± 1 cm を考慮したゼロダウンクロス法による値

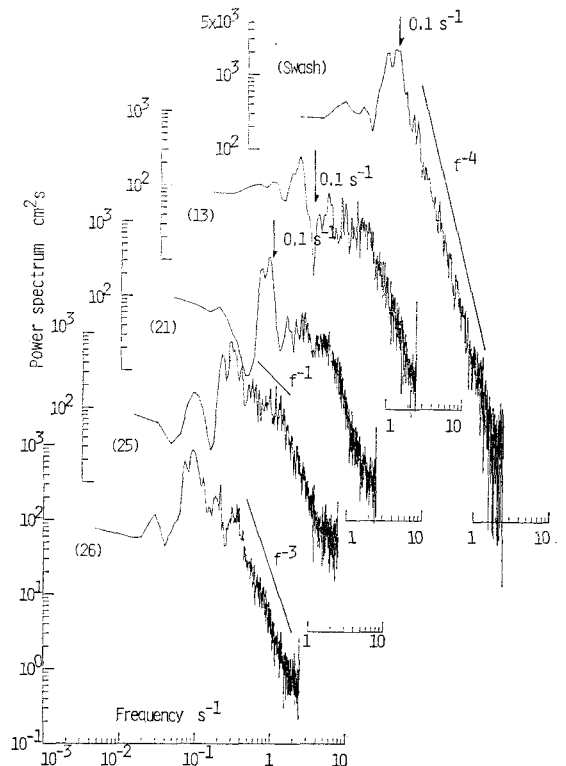


図-5 代表的な地点の水位変動のパワースペクトル (two-sided)

を図-5に示す。入射波は周期 10 秒程度、波高 50 cm 程度のうねりに折からのかなり強い西風によって発生する周期 5 秒程度の風波（そのエネルギーは小さい）が重なったものである。表-2 では水位変動の r.m.s. 値と周期に不規則な変化が、図-5 ではパワーの集中する領域から低周波数側で、極値の場所によるシフトが見られ、やはり重複波をなす変動が支配的になっていることがわかる。

現地波浪を図-2に示すようにモデル化するとき、問題となるのは I ~ III のそれぞれの段階を定めることである。完全砕波する III 段階の波は非線形性が強いが、I ~ II の状況にあっては線型近似が有効であり、単純な重ね合わせモデルが成立するとすればスペクトル解析による議論が有効であろう。自然海浜においても波動の長周期成分は岸沖方向重複波を形成し、その挙動は成分波として Bessel 波（式（1）で $a_i=0$ とおいたもの）で表わされることはすでに知られている [Suhayda (1974), 水口 (1981), Hotta, Mizuguchi & Isobe (1981)]。今回の現地観測結果においても、図-6~8 に示すように種々の組み合わせのクロススペクトルにおいても長周期側

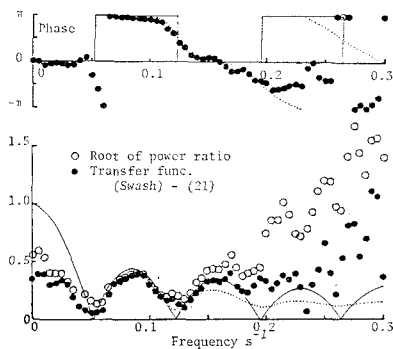


図-6 遡上波と No. 21 の水位変動のクロススペクトル（実線は完全反射、点線は部分反射状態での計算値で、用いた多段斜面近似は、図-3 中の A である）

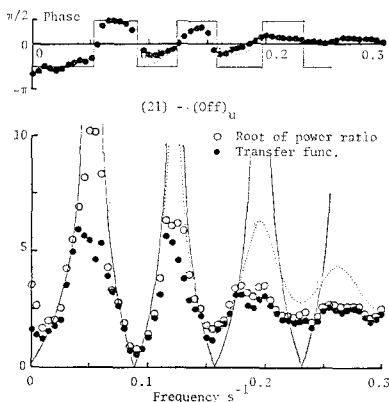


図-7 No. 21 の水位変動と沖側の岸沖流速のクロススペクトル（図-6 参照）

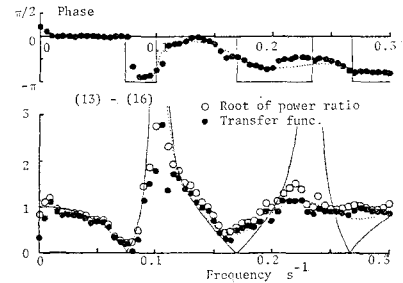


図-8 No. 13 と No. 16 地点の水位変動間のクロススペクトル（図-6 参照）

（今回の観測ではほとんどのパワーの存在する領域）では、反射率が 1 の多段直線斜面上長波の解（実線）と良く一致している。図-6 において、低周波側 ($f < 0.05$) では位相の変化は一致するものの伝達関数 (TF) およびパワーの比の平方根 (RPR) が計算値よりもかなり小さいのは、遡上現象特有の振幅の増大によるものと考えられるが、その領域のパワーは小さい。一方、図-7, 8 における理論との一致は非常に良い。なお、今回の観測においても、主たるエネルギーの存在する周波数域では、岸側と沖側の電磁流速計 (EMC) における沿岸流速成分のパワーは無視できるほど小さくエッジ波は存在しなかったと判断された。

完全反射限界および部分反射域における各成分波の反射率を定めることは、遡上波が完全重複波成分であることを仮定すれば、遡上波スペクトルを定めることと同等である。遡上波のスペクトルが前述したように高周波側で飽和領域をもつものとするれば、完全反射の限界周波数 f_0 を定めればよい。今回の結果も図-5 に示すように Huntley, Guza & Bowen (1977) と同様に式（4）ないし（5）に対応する f^{-4} 型の飽和現象を示している。砕波現象に対応するために、遡上波のスペクトルを代表波に置き換える方法として Longuet-Higgins (1962) にならって a_r^* , f^* を導入する。

$$2a_r^* = \sqrt{2\tau_r^2} = \int_0^\infty S_{rr}(f) df \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$f^* = \left[\int_0^\infty f^2 S_{rr}(f) df / \int_0^\infty S_{rr}(f) df \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$\varepsilon_r^* = 2a_r^* \sigma^{*2} / (g \tan^2 \beta)$ の値を自然水路、人工水路の遡上波のスペクトルより算出したところ 1.18 および 1.50 であり式（3）に近い値を示している。自然海浜と人工水路での値の差は透水性や摩擦（底質移動も含む）の違いによるものであるが、現象的には先端の伸びの差である（図-4 参照）。

図-9 は、以上の考え方に基づき $(\eta_{16}, \eta_{20}), (\eta_{21}, u_{off})$ と (η_{25}, η_{26}) の 3 種の組み合わせデータを用いて遡上波スペクトルを推定したものと実測値の比較である。ただし限界周波数 f_0 は図-10 に示すような仮定スペクトル

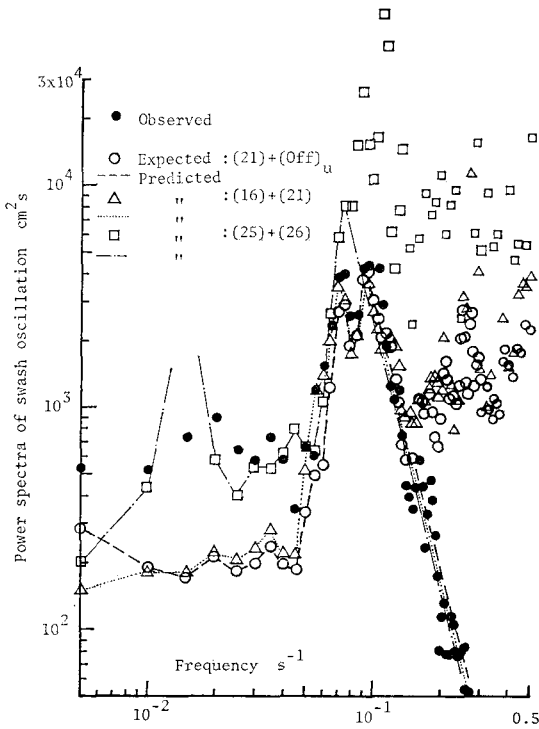


図-9 推定された遡上波スペクトルと実測値の比較

の ϵ_{ri}^* と f_c の関係において $\epsilon_{ri}^* = \epsilon_r^*$ より砕波帯内凹部では 0.095 s^{-1} とほぼ一定 (反射もしくは砕波が前浜のみで生じているということ) であり, 砕波点 (η_{25} 以沖) では $f_c \approx 0.075 \text{ s}^{-1}$ とより小さな値 ($\eta_{25} \sim \eta_{21}$ の間で 0.075 s^{-1} 以上のもので砕波が生じていることに対応) と定めた. (η_{16}, η_{21}), (η_{21}, u_{off}) の組み合わせによる予測はともに実測と良い一致を示す. (η_{25}, η_{26}) の両地点の水位変動からの予測は, 沖側の No. 25~No. 21 の一部通過時の砕波変形過程が不透明な部分だけ問題があることになる. この結果を反射率として見たものが 図-11 である. なお, 図-12 に η_{25} と η_{26} 間のクロススペクトルを示すが, 重複波構造はそれほどはっきりしない. それは, 反射面からの距離が遠いこと, 反射率が小さい (沖側斜面で砕波するものが多い) ことのためである.

最後に, 図-6~8, 12 には部分反射状態を考慮したクロススペクトルの計算値も点線で記入してある. 反射率

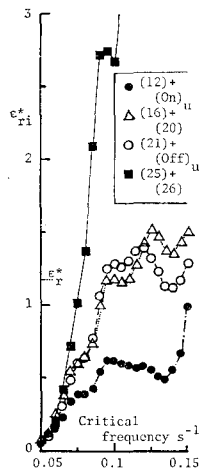


図-10 限界周波数 f_c による推定遡上波スペクトルのもつ遡上パラメータ ϵ_{ri}^* の変化

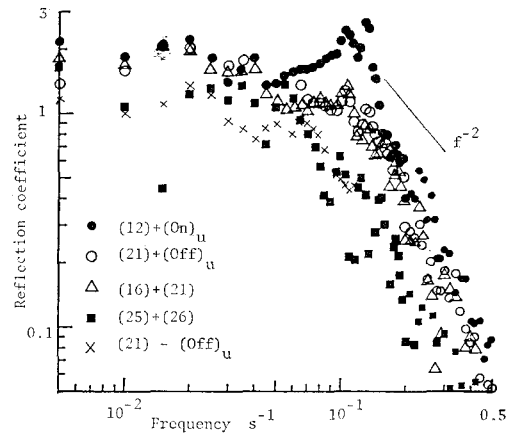


図-11 実測された遡上波を用いた反射率 (×印は No. 21 の水位変動と沖側岸沖流速の位相差より求めたものである)

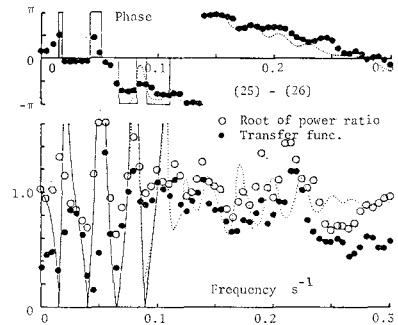


図-12 No. 25 と No. 26 地点の水位変動間のクロススペクトル (図-6 参照) (ただし用いた近似斜面は, 図-3 中の B である)

は 図-11 を参照して第一段斜面で $f < f_c$ の時 1 , $f < f_c$ の時 $(f_c/f)^2$ で与えた. 部分反射域で反射率が f^{-2} に比例することは, 図-9 に見られるように遡上波の期待スペクトルが white noise となること (砕波時のスペクトル形状が -1 乗則に従うことに対応) と遡上波のスペクトル形状が f^{-4} となることによる. 実測値との一致は良好になっている. 図-6 および 7 での高周波側での TF 又は RPR の不一致は, それぞれその成分が No. 21 から遡上に至る間で砕波することおよび進行波における η と u の関係が長波近似式 (1), (2) に比して小さいことによる [磯部・水口・堀川 (1980)].

6. おわりに

結論を要約すると次の 2 点である.

- 1) 現地急勾配前浜海浜において, 長周期側の波動が岸沖方向重複波としての遡上波を形成している.
- 2) その場合の遡上波のスペクトル (すなわち反射波成分) は, 前浜を含む斜面以外での砕波を生じない地点での入射波流のスペクトルから推定できる. ただし, 遡上波パラメータ ϵ_r^* の定量的評価法は今後の課題である.