

砕波帯内の長周期波の発達機構に関する実験と現地観測

合田良実*・諫山太郎**・佐藤慎司***

1. ま え が き

砕波帯内の長周期波は、漂砂や海岸構造物の安定問題に大きく係わる場所から、これに関する研究が近年次第にふえる傾向にある。しかし、長周期波の性質については未知の点が多く、幾つかの現地観測や室内実験による事例が断片的に報告されているに過ぎない。長周期波の振幅の予測一つをとっても、若干の経験式があるのみであり、その発達のメカニズムもよく分かっていない。本研究は、こうした長周期波の発達機構を解明し、砕波帯内の挙動を沖波の諸元から直ちに計算できるようにすることを目的として実施したものである。現象の複雑さのために未解明部分が多数残されていて、初期の目的を達したとはいいがたいが、とりあえず現在までの成果を報告する次第である。

2. 長周期波の挙動計算の方法

(1) 基本的考え方

長周期波の発生原因については幾つかの考え方があるが、ここでは Longuet-Higgins と Stewart (1962) に従い、砕波帯の外では radiation stress に拘束されて波群とともに進行する長周期波が、砕波によって次第にその拘束を外れて自由長波として発達するとの見方をとる。これにより砕波帯の外縁では長周期波の水位変動 $\eta_{l,i}$ が式 (1) によって推定できるものとする。

$$\eta_{l,i} = -\tilde{S}_{xx} / [\rho(gd - C_g^2)] + \text{const.} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\tilde{S}_{xx}$ は radiation stress の変動成分、 d は水深、 C_g は群速度である。

不規則波の波群では、その伝播につれて radiation stress の場所的変動も同時に移動し、 $\tilde{S}_{xx}$ が大きくなった場所では局地的な平均水位を相対的に低下させ、 $\tilde{S}_{xx}$ が小さくなったところでは水位を上昇させる力が働く。こうした水位変化を実現させるためには、周辺からの水の流入が必要であるが、これは長波の伝播速度で起こ

ると考えられる。水深がある程度大きければ波群の伝播速度はそこでの長波の波速よりもかなり遅いので、 $\tilde{S}_{xx}$ の変化に対応した新しい平均水面の形が容易に形成できる。長周期波が拘束波としてふるまうのは、こうした波速の差が存在するためである。

水深が非常に浅くなって砕波が始まると、波高の減衰につれて radiation stress も減少し、砕波前に $\tilde{S}_{xx}$ の大きかった場所では平均水位を押し下げる力が減少する。それに応じて水位が戻るためには周辺から水が流入しなければならない。しかし、波群の伝播速度と長波の速度がほとんど同一であるために、沖側からの水の供給が困難である。すなわち、長周期波は波群の拘束を脱して自由長波として挙動し始める。ただし、沖側からの水の流入がないけれども、岸側からの供給は可能である。これによって砕波帯のなかで沖向きの波が新しく発生する可能性が考えられよう。

(2) 数値計算の方法

式 (1) の水位変動を入力とする砕波帯内の挙動計算は先に佐藤ら (1988) が行っているので、本研究ではこの方法を発展させる。長周期波の計算は、堀川 (1985) 編の書物に述べられている水深方向および波周期オーダーで時間平均した水位と流速に関する連続式と運動量の非線型方程式の数値積分法による。詳細は省略させていただく。

(3) 長周期波の入力波形

具体的に $\eta_{l,i}$ を与える方法として、砕波帯の外縁で表面波形記録が得られているならば、バンドパスフィルタを適用することによって直ちに求められる。沖波の諸元のみが与えられているときは、周波数スペクトルに基づいて表面波形を数値シミュレーションで作成し、その波形に対して $\tilde{S}_{xx}$ を算定して式 (1) を適用する。 $\tilde{S}_{xx}$ は表面波形の 2 乗値を平滑化して求めることができるけれども、本研究では $\tilde{S}_{xx}$ は個々の波の波高・周期の時系列データから $\tilde{S}_{xx}$ を式 (2) で求めた結果を平滑化して与えることにした。

$$\tilde{S}_{xx} = (1/8) \rho g H^2 (1 + 2 k d / \sinh 2 k d) \dots\dots\dots (2)$$

ここに H は波高、 k は波数である。

* 正会員 工博 横浜国立大学教授 工学部建設学科

** 正会員 工修 東亜建設工業(株) 東京支店

*** 正会員 工博 横浜国立大学助教授 工学部建設学科

ただし波の非線型性が強いときは、式(2)による $\tilde{S}_{xx}$ は表面波形から直接求める場合よりも10~20%程度大きめに評価される。さらに、一般に用いられる radiation stress は有限振幅波の2次オーダーの量であり、さらに高次の項を無視している。このため、式(1)は波群中の長周期成分を過大評価する傾向があると考えられる。Goda(1983)は、スペクトルの低周波数部分の非線型干渉項の計算結果が実測値を上回る例を示しており、上記の間接的な例証である。本研究ではこうした点を考慮し、式(1)で計算した $\eta_{l,i}$ の rms 値が砕波帯外縁の長周期波の実測値に一致するように、波形全体を0.6~1.0倍に修正する修正係数を導入した。図-1は水理実験の1ケースにおける $\eta_{l,i}$ の実測値と計算値の比較である。

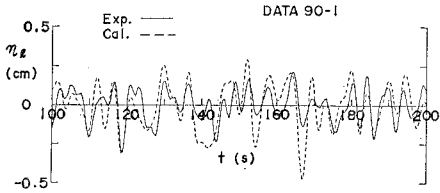


図-1 長周期波の入力波形の測定値と計算値の比較例

(4) 砕波帯内の radiation stress の評価

砕波帯外縁から汀線までの間の $\tilde{S}_{xx}$ は、平均量の方程式中の外力として必要である。このため、岩垣・間瀬(1981)の砕波モデルを用いて砕波帯内の波高・周期の時系列データを推定し、これを式(2)に代入して評価した。この結果も $\eta_{l,i}$ と同様に過大評価している可能性があるため、 $\eta_{l,i}$ に対するものと同一の補正係数を乗じて使用した。

(5) 底面摩擦応力の評価

平均量の方程式中のもう一つの外力である底面摩擦応力は、西村(1981)による式(3)を用いて評価した。

$$\tau_x = \rho C_f (W + \hat{u}^2 / W) \quad (3)$$

ここに、

$$W = (u_l + \hat{u} + |u_l - \hat{u}|) \quad (4)$$

$$\hat{u} = (2/\pi) u_b \quad (5)$$

であって、 ρ は水の密度、 C_f は底面摩擦係数、 u_l は長周期波の流速、 u_b は1/3最大底面波動流速振幅である。 u_b については、実験室での砕波帯内の有義波高・周期から微小振幅波として計算した値を後述の Data 88, Data 89 の測定値と比較したところ、砕波帯内のほぼ全域で測定値の約40%であったので計算値を2.5倍して使用した。現地観測については底面流速の絶対値が不明であるため、微小振幅波の理論値のままとした。

なお、 C_f については平均量の方程式の数値積分において0.001~0.03の範囲で変化させて水理実験の測定値

と比較したところ、 $C_f = 0.005$ がよい結果を与えたのでこれを採用した。ただし、現地観測については一般に使われる値である0.01を採択した。

3. 水理実験による検討

(1) 実験条件

実験データは、佐藤ら(1988)が報告した1/40勾配斜面と諫山ら(1989)の1/20勾配斜面での不規則実験(Data 88, 89)、ならびに佐藤らと同じ実験斜面での追加実験(Data 90-1~9)である。Data 88は沖側で $H_{1/3} = 4.5$ cm, $T_{1/3} = 0.86$ s, Data 89は沖側で $H_{1/3} = 8.7$ cm, $T_{1/3} = 1.11$ s である。Data 90は $H_{1/3} = 6$ cm, $T_p = 1.0$ s の JONSWAP 型スペクトル ($\gamma = 1, 3.3$, および10の3種類)を目標として各 γ 値ごとに波形の異なる3通りの波について実験した。図-2はこれらの実験における有義波高と wave setup のデータを岩垣・間瀬モデルによる計算値と比較した例である。汀線傍の wave setup がやや小さめであることを除けば一致は良好である。

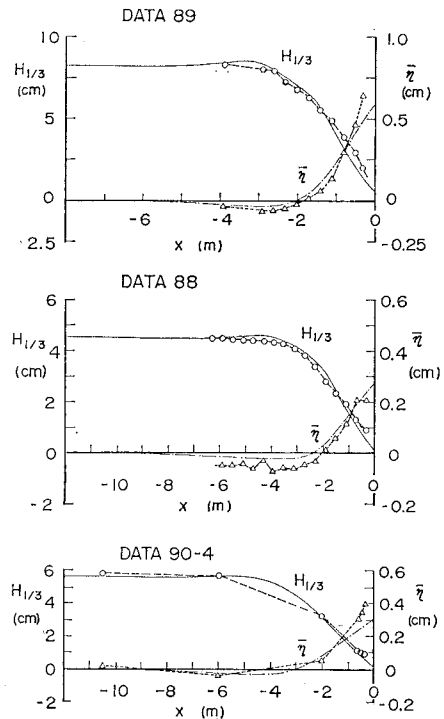


図-2 砕波帯内の波高・平均水位変化の計算値との比較

(2) 長周期波に対するスペクトル形状の影響

表記の目的で実験した Data 90-1~9 について、 $x = 6$ m ($d = 15$ cm) の地点から汀線までの水面変動から長周期波成分を抽出して、その rms 値と1/3最大波周期を求めた結果が図-3である。目標スペクトルごとの平均値で示してある。周期については γ 値の大きなケース

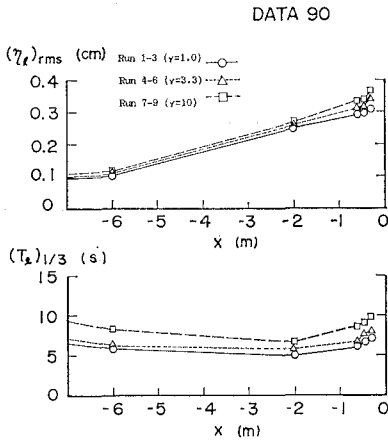


図-3 長周期波の振幅と周期に対するスペクトル形状の影響

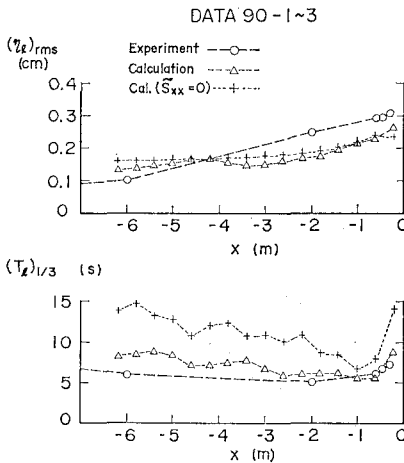


図-4 長周期波の振幅・周期の測定値と計算値の比較例

ほど長くなっており、これはスペクトルのピークが鋭くなるにつれて高波の連が発達するためである。長周期波の rms 値も γ 値の増大につれてやや大きくなるが、あまり顕著ではない。

(3) 砕波帯内の radiation stress の効果

もし砕波帯内の $\tilde{S}_{xx}$ の勾配が一定であるとする、長周期波は自由長波として運動する。図-4 は、砕波帯内において $\tilde{S}_{xx}$ を導入した場合と、これを 0 とした場合の数値積分結果を実験値と比較した 1 例である。 $\tilde{S}_{xx}$ を無視すると周期が汀線から離れるにつれて増大するのに対し、 $\tilde{S}_{xx}$ を考慮すると実測値にやや近い値が得られる。これは、2 (1) 項で述べた沖向きの波の発生によるものではないかと推測される。

(4) 長周期波の入・反射波成分の分析

実験データのうち、Data 88 と Data 89 は各測点で LDV を用いた流速の同時測定を行っている、線型

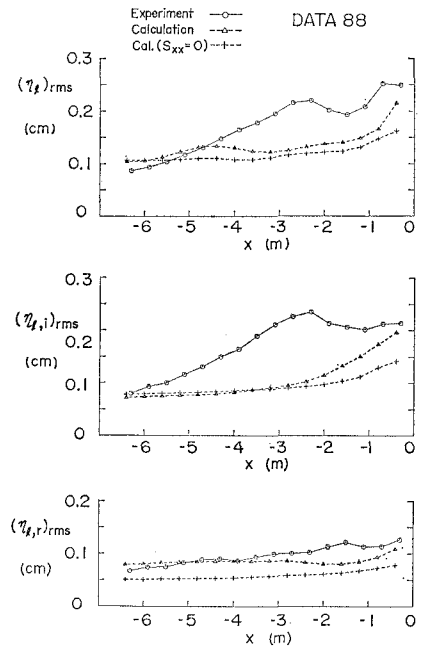


図-5 長周期波の入・反射波成分の振幅の変化(1)

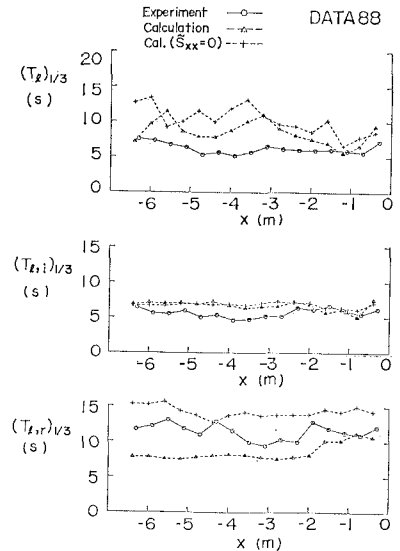
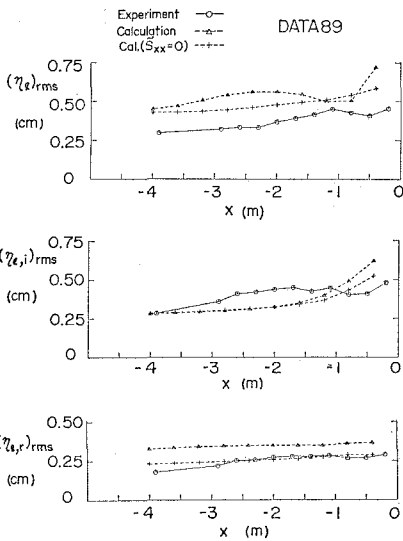


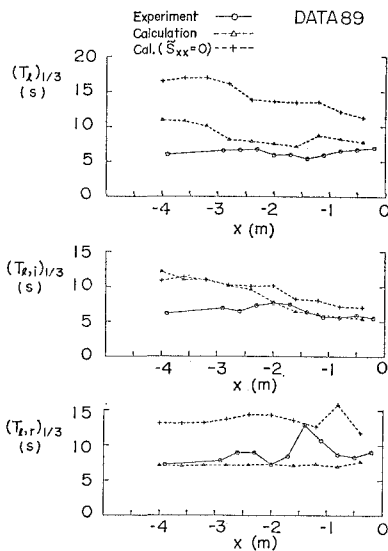
図-6 長周期波の入・反射波成分の周期の変化(1)

理論による長周期波の入・反射波分離を行った。平均量方程式の積分結果についても同一の手法で入・反射成分を分離した。図-5~8 はこの結果であり、上から順に合成波、入射波成分、反射波成分を示している。

入射波の rms 振幅が $x \approx -6$ m あるいは -4 m の地点ではほぼ一致しているのは、長周期波の入力波形の振幅をあらかじめそのように調整したことによる。入射波の計算値は汀線に向かって緩やかにしか増大しないのに対



図—7 長周期波の入・反射波成分の振幅の変化(2)



図—8 長周期波の入・反射波成分の周期の変化(2)

し、実験値は砕波帯の中央部で一つのピークを示す。この現象の発生原因は今のところ不明である。また、入射波成分について $\tilde{S}_{xx}$ の影響をみると、汀線近くの振幅に若干の差異が生じる程度であって、あまり顕著ではない。一方、反射波成分は $\tilde{S}_{xx}$ の影響が明瞭であり、これを無視すると周期が増大し、振幅は減少する。

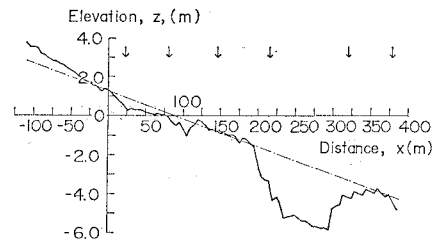
実験波の分析結果では、反射波の周期が入射波よりかなり長い。これは、汀線から陸への波のうちあげ・流下の過程において長周期波のエネルギーが低周波数側へ移行するためではないかと思われる。また、汀線から沖へ向かって入射波成分がかなり急速に減衰するのに対し、反射波成分は減衰が緩やかである。この結果、長周

期波の反射率は汀線から離れるほど大きくなる。入・反射波のスペクトルを解析すると、低周波数部分ほどの傾向が顕著に現われている。

4. 現地観測データによる検討

(1) 現地の観測状況

現地データは、運輸省港湾技術研究所の波崎海洋観測施設の使用許可を受け、1988年11月8～10日のものを取得した。図—9は上記研究所が毎日測量している海浜断面のうちの11月9日の結果であり、観測栈橋の基点を0として測定されている。この時点での基点の海浜地盤高は約D.L.+1.3mであった。岩垣・間瀬(1981)の砕波モデルをこの地形に適用する際は、計算を簡単にするため図中の1点鎖線で示される勾配1/70の一樣斜面を仮定した。なお図中の矢印は観測栈橋の波高計設置位置である。



図—9 波崎観測栈橋の海浜断面(1989.11.9当時)

波形記録は30分間の連続データとして16ケース取得し、このうち2ケース分の結果をここに示す。図—10は有義波高・周期の場所的变化を示しており、岩垣・間瀬モデルによる有義波高の計算結果も示してある。潮位は2ケースとも約D.L.+0.7mであった。HZK-06のデータは $x=200\sim300$ mのトラフの箇所では波高が著しく減衰しており、また $T_{1/3}$ も栈橋先端における8.5sから $x=80$ m地点の4.9sまで漸減している。単純な砕波減衰以外のなんらかの現象が起きていた可能性がある。HZK-12のデータは波高がやや大きく、計算値とかなり合っている。ただし周期が6.3sから4.4sに減少している理由は不明である。

(2) 長周期波の実測値と計算値の比較

図—11, 12は上記の2ケースについて平均量の方程式を積分して得られた計算値を実測値と比較した結果であり、 $\tilde{S}_{xx}$ を一定とした計算値もあわせて示している。水理実験では長周期波のrms振幅の測定値のほうが計算値よりも大きめであったのに対し、現地データでは計算値のほうが大きい。また、砕波帯内の $\tilde{S}_{xx}$ の効果も、水理実験では $\tilde{S}_{xx}$ を一定にすると周期が長くなったのに対し、現地データでは周期のほうにはほとんど差異がみられない。そのかわり、 $\tilde{S}_{xx}$ を導入することによって振

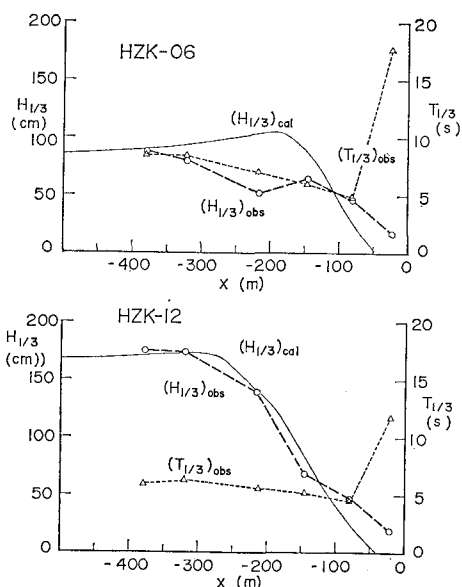


図-10 現地海岸の波高・周期の変化と計算値との比較

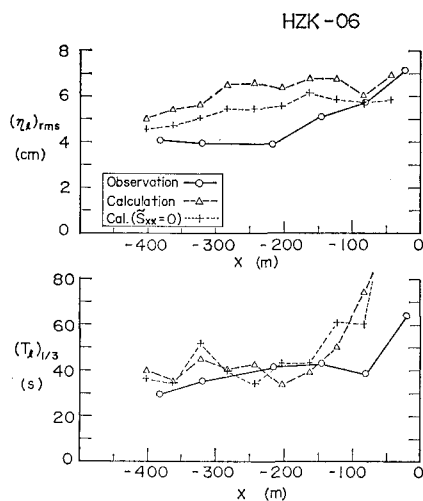


図-11 長周期波の振幅・周期の観測値と計算値の比較(1)

幅の計算値が10~30%程度増加している。

このような室内実験と現地観測の差異の理由としては、沿岸砂州の存在、海底勾配が緩やかで距離が長いために底面摩擦の効果が大きいこと、斜め波による沿岸流の存在、図-10にみられる周期変化を生じさせる未知の原因の影響その他が考えられ、今後の課題である。

5. むすび

以上のように、砕波帯内の長周期波の振幅、周期、流速を沖波の波高、周期、スペクトル特性の入力条件のみに基づいて推定することが一応可能になった。しかし、次のような問題が残されている。

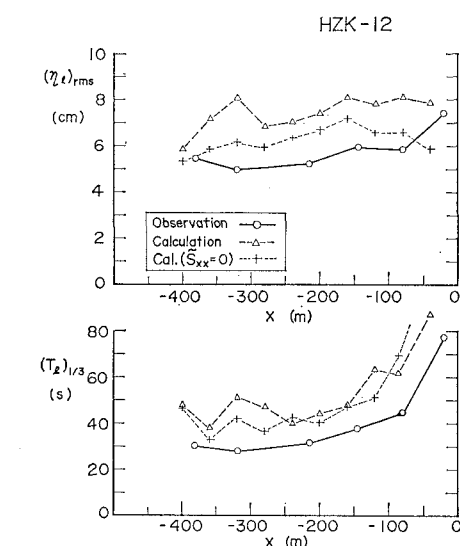


図-12 長周期波の振幅・周期の観測値と計算値の比較(2)

- ①汀線からの反射によって周期が変化すること
- ②長周期波の反射率が測定位置によって変わる原因
- ③数値積分の沖側の入力地点の選定の基準
- ④長周期波の入力波形決定のときの補正係数の選定法
- ⑤底面摩擦係数および底面流速の客観的な算定方法
- ⑥室内実験と現地観測とで計算値との大小関係が逆であることの原因

また何よりも、現地海岸における長周期波の実態を定量的にあきらかにすることが重要である。

なお、本研究で解析した Data 89 の波形・流速データは、横浜国立大学1988年度卒業の柳原友厚君の卒業研究で得られたものであり、柳原君の協力に感謝する次第である。また、現地観測データの取得に多大の便宜を図って下さった港湾技術研究所波崎海洋観測施設の方々にも厚くお礼申し上げる。

参考文献

- 諫山太郎・佐藤慎司・柴山知也 (1989): 複合斜面上における不規則波群の底面流速に関する研究, 第44回年講, II-277.
- 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 (1981): 不規則波の浅水変形モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 104~108.
- 佐藤慎司・諫山太郎・柴山知也 (1988): 緩勾配斜面上における不規則波の底面流速変動特性に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 78~82.
- 西村仁嗣 (1981): 岩石海岸モデル (I), NERC Rep. No. 13. [堀川編 (1985), p. 110に引用].
- 堀川清司編 (1985): 「海岸環境工学」, 東大出版会, p. 105.
- Goda, Y. (1983): Analysis of wave grouping and spectra of long-travelled swell, Rep. PHRI, Vol. 22-1, pp. 3~54.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beat", J. F. M., Vol. 13, pp. 481~504.