

波の連なりと長周期波の関連に関する現地観測

加藤 一正*・中村 聡志**・池田 直太***

1. はじめに

荒天時に顕著になる汀線付近の長周期波の波高が、前浜地形変化、特に堆積・侵食限界レベルと関連していることが指摘されている。このことは、沖波の特性から汀線での長周期波の波高を推定することができるならば、荒天時の前浜侵食を予測することが可能になることを示唆している。しかしながら、長周期波の発生について、Longuet-Higgins・Stewart (1962) と Symonds・Bowen (1984) が、沖波の連なりが重要な要因であることを理論的に示したものの、これらの理論の妥当性は現地データによって十分検証されているとはいえず、未だ沖波特性から汀線での長周期波の波高を評価するモデルは確立されていない。

本研究は、荒天時に沖波特性(波の連なり)から前浜地形変化を予測するモデルの開発を目的とし、沖から碎波帯内に向かって波の連なりが変化する状況と長周期波の波高が増加する関係を現地調査で調べたものである。

2. 観測方法および海象状況

波の連なりと長周期波との関係の空間的、時間的変化を調べるための現地観測は、茨城県鹿島灘に面する波崎海洋研究施設(以下 HOLF)とその沖合いで実施した。

観測方法は以下のとおりである。すなわち、図-1 に示すように10台の波高計を岸沖方向一直線上に配置した。岸側の7台の波高計(W1~W7)は、HOLFの栈橋上におおむね等間隔に取り付けた空中発射型超音波式波高計である。これらの波高計の記録は栈橋基部の観測室



図-1 波高計の配置図

でサンプリング間隔0.5sでAD変換しながらMTに収録した。この測定は観測期間中連続して行った。一方、沖合いの3台(W8~W10)は、海底面に設置した自記式の超音波式波高計であり、それらの設置位置・水深はそれぞれ、W8(汀線からの距離約1.3km・水深9m)、W9(2.1km・14m)、およびW10(3.2km・24m)である。測定は、サンプリング間隔を0.5sとし、サンプリング時間は2時間、バースト間隔は6時間で実施した。なお、これらの3台の波高計は、相当離れた位置に設置されるので、内蔵時計を同時にスタートすることによって測定の同期をとった。

図-2 は、観測を実施した1989年2月25日~3月1日に、鹿島港沖のD.L.-23.4m地点で測定された沖波有義波の経時変化である。沖波有義波高は2月25日には2m以下であるが、2月26日に急激に大きくなり最大波高3.7mを記録した。その後、徐々に減衰し、3月1日にはほぼ2m以下の波高になった。一方、沖波有義波周期は、2月25日の6sから徐々に長くなり、28日の早朝に11s~12sとなった。そして、28日の午後から短くなり3月1日には9sとなった。つまり、観測期間中の波高・周期の変化には、時間的なずれがある。なお、本論文では図-2中に①~⑧で示した時刻(12時間間隔)の連続2時間のデータを解析した。

3. 波のスペクトルの時・空間変化

図-3 は、図-2中に①~⑧で示した時刻の最も沖の

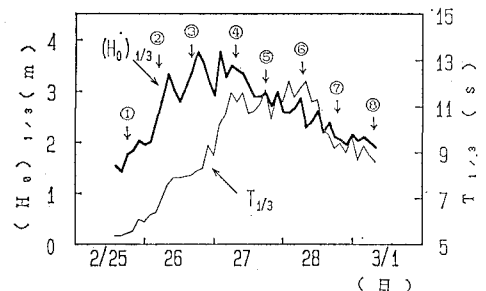


図-2 観測期間中の沖波有義波の経時変化

* 正会員 工修 港湾技術研究所 漂砂研究室長
 ** 正会員 工修 港湾技術研究所 漂砂研究室
 *** 正会員 港湾技術研究所 波浪研究室

波高計(W10; 図-1 参照)の2時間連続データ(データ数=14294, $\Delta t=0.5$ s)をスペクトル解析した結果を下方にずらして示したものである。まず、高周波側のスペクトルに注目すると、時刻①→④の間にピーク周波数は、0.2 Hz から 0.09 Hz へと変化しつつ、スペクトル密度も増加する。その後、スペクトル密度は、徐々に低くなるものの、ピーク周波数は、時刻⑤、⑥までさらにわずかに低周波側にずれる。これらの変化は図-2 で述べた有義波高・周期の変化と対応する。一方、低周波側(0.01 Hz 前後)のスペクトル密度は時刻①から④にかけて増大し、その後、徐々に減少する。

図-4 は、図-2 中の時刻④の周波数スペクトルを沖(W10) から岸(W2) 方向へずらして示したものである。沖の W8~W10 にある周波数 0.1 Hz(周期 10 s)付近のピークは、砕波帯内の W7~W2 では岸に向かうにつれ徐々に低くなり、W2 では全く認められない。このスペクトルピークの減少と対応して、周波数 0.01 Hz(周期 100 s) 前後の長周期波のスペクトル密度が大きくなくなっているのが分かる。長周期波成分のスペクトル密度が●印のところで落ち込んでおり、しかも岸に近づくほど高周波数側にシフトすることは長周期波が standing モードになっていることを示唆する。

入射波と長周期波の境界を 0.04 Hz (25 s) とし、長周期波の波高 H_L ・周期 T_L は、0.04 Hz (25 s) 以下の長周期成分の周波数スペクトルの 0 次、2 次モーメントで次のように計算した。

$$m_n = \int_0^{0.04} f^n \cdot S(f) df \dots\dots\dots (1)$$

$$H_L = 4.0 \cdot (m_0)^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

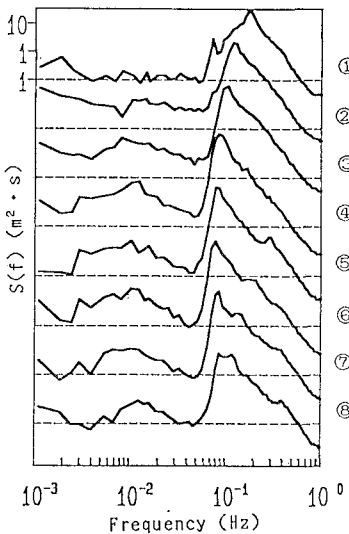


図-3 W10のスペクトルの経時変化

$$T_L = (m_0/m_2)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

4. 波の連なりの包絡線による解析方法

波の連なりを解析する方法には大きく分類して、

- A. 波高の連を解析する方法
- B. 包絡線を求める方法
- C. 波のエネルギー変化から波群性を解析する方法

の3つの取り扱いがある。Aは、個々の波の波高がある基準値を連続して何波越えるかを波数で表現するものであり、Bは、波形の包絡線の特徴性を調べるものである。そしてCは、GFと称されるパラメータを用いるものであり、水位変動の2乗の移動平均を計算して求める。現象の連続性という面からみると、B、Cが優れている。このうち、感覚的には包絡線法がなじみやすい。そこで本解析では包絡線法を用いることとする。

ところで、例えば Longuet-Higgins(1984) に代表される従来の包絡線を求める方法は、以下の理由から、ここでの波形データ解析には適用できない。

(1) Hilbert 変換を用いる Longuet-Higgins の方法では波の狭帯域スペクトルを仮定しているが、図-4 に認められるようにこの仮定は(W2~W7)のスペクトル形状には適用できない。

(2) 従来の包絡線を求める方法は、上下対称に近い波形(W8~W10)に適用可能である。しかし、砕波帯内の峰が高く谷が平らな上下非対称な波形(図-5 a 参照)には適用できない。

(3) 砕波帯内には長周期の水位変動が含まれる。そこで新たに砕波帯内外を通じて適用可能な包絡線を求める方法を用いた。その手順は、以下のとおりである

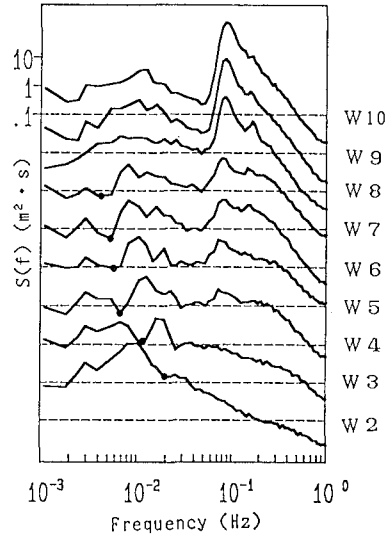


図-4 波のスペクトルの岸沖分布 (時刻 ④)

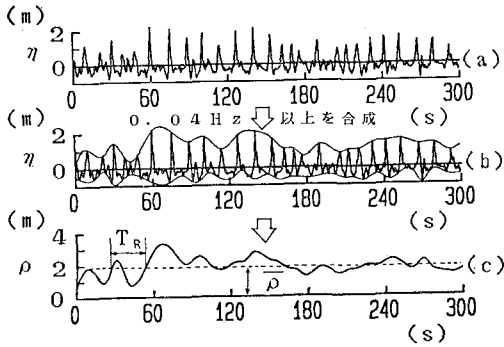


図-5 包絡線を用いた波の連なり解析の方法

a. もとの波形をスペクトル解析した後に, 0.04 Hz 以上の高周波成分を合成する(図-5 b).

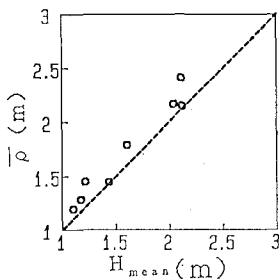
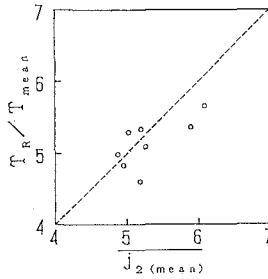
b. ゼロダウンクロス法で個々の波を定義する。ただし, そのままゼロクロス法を用いると小波までカウントしてしまう。これを避けるために, 堀田ら(1980)は, 平均水位を中心にある幅を設け, この幅を完全に横切る波を一波とする方法を採用している。しかしその幅のとり方についてはあいまいである。ここでは最も沖(W10)の同時刻の波数と砕波帯内の波数が同じになるようにこの不感帯幅を設定した。

c. このように定義された個々の波の峰と谷のそれぞれを通るスプライン曲線(市田ら, 1979)を求め, これを峰側包絡線, 谷側包絡線とする(図-5 b)。

d. 峰側包絡線の差を計算する(図-5 c)。これは, 波高の包絡線に相当し, これを $\rho(t)$ とする。この新しい包絡線の求め方の妥当性を W10 のデータを用いて2つの方法で検証した。

図-6 は, 時刻①~③の波形データについて, 波形の包絡線の平均値 $\bar{\rho}$ とスペクトルの0次モーメントから計算した平均波高 H_{mean} を比較したものであり, 両者はほぼ1対1対応していることが分かる。

図-7 の縦軸は, ゼロアップクロス法で求めた包絡波形 $\rho(t)$ の平均周期 T_R とスペクトル密度のモーメントから計算した入射波の平均周期との比である。この値は

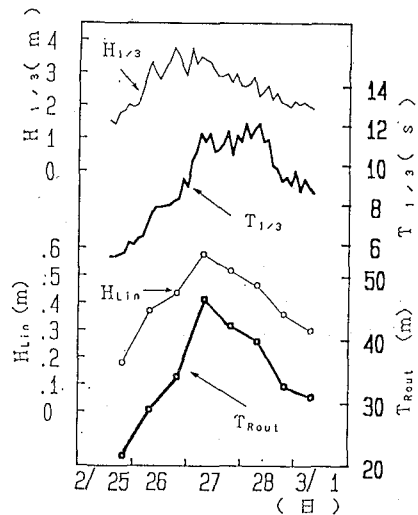
図-6 $\bar{\rho}$ と H_{mean} の関係図-7 T_R/T_{mean} と連長との関係

一つの連なり内の平均波数に相当する。一方, 横軸は, 波高の連を解析する方法(Aの方法)で, 平均波高で定義した連長 $\bar{j}_{2(mean)}$ である。図-7 にみられるように両者はこの場合もほぼ1対1に対応している。

5. 波の連なりと長周期波の波高の岸沖分布

図-8 は, W7 より岸側の長周期波の波高の平均値 H_{Lin} と W8~W10 の連なり周期の平均値 T_{Rout} の経時変化を観測期間中の沖波有義波とともに示したものである。この図によると, H_{Lin} , T_{Rout} とともに25日から大きくなり, 27日のピークをすぎた後, 減少しており, 沖波有義波諸元とはほぼ同様の変化をしていることが分かる。

図-9 は, 時刻①の波の連なりの平均周期 T_R と長周期波の波高 H_L の岸沖分布である。この時の沖波有義波 $H_{1/3}=1.8\text{ m}$, $T_{1/3}=5.6\text{ s}$ と海底勾配 1/60 を用いて砕波水深を計算すると, $h_{1/3\text{ peak}}=4.0\text{ m}$ となり(合田, 1977), 砕波点は W5 と W6 の間に位置する。砕波点前後で, T_R は約 20s であり, 変化しない, H_L も 0.1m から 0.2 m にわずかに増加しているにすぎない。

図-8 H_{Lin} と T_{Rout} の経時変化

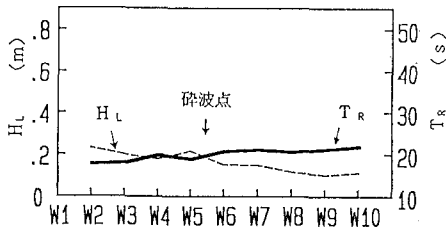


図-9 連なり周期と長周期波高の岸沖分布 (時刻 ①)

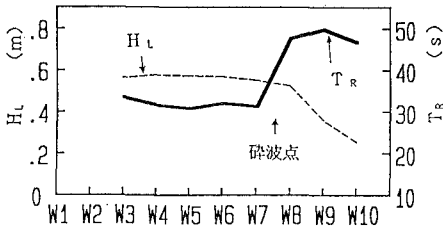


図-10 連なり周期と長周期波高の岸沖分布 (時刻 ④)

図-10は、沖波有義波高の大きい時刻④の波の連なりの平均周期 T_R と長周期波の波高 H_L の岸沖分布である。この時の沖波有義波 $H_{1/3}=3.4\text{ m}$, $T_{1/3}=11.2\text{ s}$ を用いて同様に砕波水深を計算すると、 $h_{1/3\text{ peak}}=7.5\text{ m}$ となり、W7とW8の間に位置する。砕波点の前後で、 T_R は50sから30sに急激に減少し、代わって H_L が0.2mから0.6mに増加していることが分かる。

以上2つの例から沖の波の連なり周期が長いときには、砕波帯内の長周期波の波高が大きく、しかも、砕波点の岸側で前者は短くなり、後者は大きくなるという対応があることがわかる。

そこでまず、 T_R が砕波帯内で短くなっていることを全データについて確認する。図-11は、横軸に砕波帯外(W8~W10)での平均値 T_{Rout} 、縦軸に砕波帯内の平均値 T_{Lin} をとり、時刻①~⑤のデータをプロットしたものである。砕波帯外の連なりの周期は20sから50sの間にあり、砕波帯内の連なりの周期は20sから30sの間にある。両者の1対1を示す破線より全てのデータが下側にプロットされていることは、砕波帯内に入射する過程で波の連なり周期が短くなることを意味しており、しかも、沖の T_{Rout} が長いほど減少の程度が大きい。

次に波の T_R と砕波帯内の長周期波の波高との関係について調べる。図-12は、砕波帯外の波の連なりの平均値 T_{Rout} と砕波帯内の長周期波の波高の平均値 H_{Lin} の関係である。図中の数字は時刻に対応する(図-2)。この結果によると、両者はきわめて相関が高く、 T_{Rout} が長いほど H_{Lin} が大きくなっている。

そうすると問題は T_{Rout} を決める要因は何であるかということになる。図-13は T_{Rout} と沖波有義波高 $T_{1/3}$ の

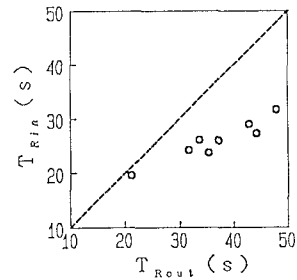


図-11 砕波帯内外の波の連なり周期の関係

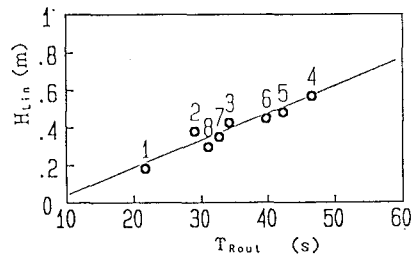


図-12 砕波帯外の連なり周期と砕波帯内の長周期波高

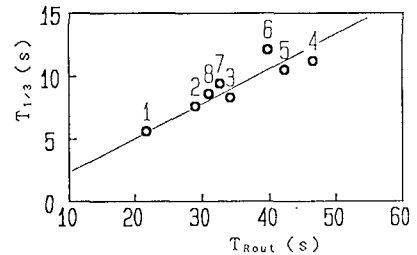
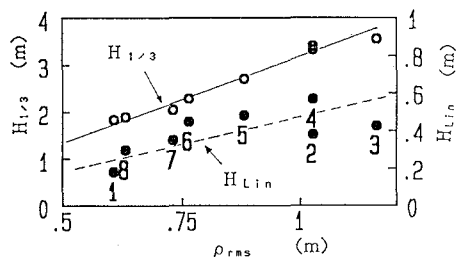


図-13 砕波帯外の連なり周期と沖波有義周期の関係

関係を示したものであり、図中の数字は観測時刻に対応する。プロットされたデータはややバラつくものの、それでも両者の間には、 $T_{1/3}$ が長いほど T_{Rout} が長くなるという高い相関がある。

図-11~図-13 の関係をまとめると、沖波有義波高 $T_{1/3}$ が大きくなる→ T_{Rout} が長くなる→ H_{Lin} が高くなる、ということになる。

しかしながら、ここで H_{Lin} が大きくなる過程について別の見方もしなければならない。Symonds ら (1984) は理論解析によって、連なりを有する波が入射することによって砕波点の岸側方向に変動するとき、その幅が大きくなるほど長周期波の波高が大きくなることを示した。砕波点の変動幅は、波の連なりを表す包絡線の振幅に依存するので、図-5cにおいて、包絡線 $\rho(t)$ の平均

図-14 連なりの変動幅と $H_{1/3}$, H_{Lin} の関係

値を基準とした2乗平均平方根値 ρ_{rms} を計算して、碎波帯内の長周期波の波高との関係を調べてみる。図-14は、横軸に ρ_{rms} をとり、縦軸に H_{Lin} と沖波有義波高 $H_{1/3}$ をとって、データをプロットしたものである。この図によると、沖波有義波高が大きくなると ρ_{rms} が大きくなり、そして少々データがバラつくものの H_{Lin} が大きくなるという関係が存在することが認められる。つまり、長周期波の波高の増大を、沖波有義波高でも説明し得ることになる。

これらのことから、碎波帯内の長周期波の波高を評価するモデルでは、沖波の周期と波高ともに考慮する必要があることが推定され、そのためには今後異なる条件下の現地データを蓄積しなければならない。

最後に、碎波帯外の波の連なりの周期 T_{Rout} と碎波帯内の長周期波の周期 T_{Lin} の関係を図-15に示す。碎波帯内の長周期波の平均周期は、50~55s 付近にあるのに

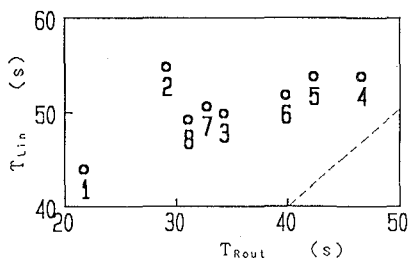


図-15 碎波帯外の連なり周期と碎波帯内の長周期波周期

対し、 T_{Rout} は20~45sと広い範囲に分布している。しかし、観測時刻を示す数字に留意しつつ図-12と比較すると、長周期波の波高が大きくなるほど T_{Lin} は T_{Rout} に近づく傾向にあることが分かる。

6. おわりに

本研究で得られた主要な結論は以下のとおりである。

- ①本解析で用いた包絡線を求める方法は、碎波帯内外を通じて波形スペクトルの帯域幅の広がり、波形の上下の非対称性に関係なく適用できる。
- ②沖波の連なり周期は T_R は碎波の過程で短くなる。
- ③沖波有義波周期が長くなるほど沖波の連なりの周期 T_{Rout} は長くなり、碎波帯内の長周期波の波高は大きくなる。同時に、沖波有義波高が大きくなるほど波の連なりの包絡線の分散が大きくなり、碎波帯内の長周期波の波高が大きくなるという関係も認められた。

今回の解析は、低気圧の通過という一つの海象状況について行なった。今後、異なる海象条件下での現地観測を実施してデータの蓄積をはかり、碎波帯内の長周期波を推定するモデルを検討したい。

なお、現地調査では当所波浪研究室、漂砂研究室の諸氏から多大な協力を頂いた。データ解析、結果の解釈では高山波浪研究室長からいろいろと貴重な助言を頂いた。ここに記し謝意を表したい。

参考文献

- 市田浩三・吉本富士市 (1979): スプライン関数とその応用, 教育出版, 220 p.
- 合田良実 (1977): 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 237 p.
- 堀田新太郎・水口 優・磯部雅彦 (1980): 碎波帯内の波の平面分布特性について, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 129~138.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beat', J. Fluid Mech. Vol. 13, pp. 481~504.
- Longuet-Higgins, M. S. (1984): Statistical properties of wave groups in random sea state, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 312, pp. 219~250.
- Symonds, G. and A. J. Bowen (1984): Interactions of nearshore bars with incoming wave groups, J. Geophys. Res. Vol. 89, C 2, pp. 1953~1959.