海岸工学論文集，第 55 巻（2008）
土木学会，206-210

複合断面海浜上の波群性風波・長周期波重合場の数値解析

Numerical Analyses for Grouped Wind Waves and Associated Long Waves on Composite Bottom Slopes

ナン　ミャット　ソー[1]・浅野敏之[2]

NAN MYAT SOE and Toshiyuki ASANO

This study investigates a coupling field of grouped wind waves and the resultant long waves on a bar type beach. The numerical results based on the Boussinesq equation have been compared with the analytical ones for the long waves generated by the time varying breaking point mechanism. The comparison aims at elucidating the mutual interaction process between the wind waves and long waves. The influence of the long waves on short waves is found to be significant for after-breaking zone through the alteration of eddy viscosity coefficient.

1. はじめに

ブシネスク方程式に基づく数値計算によれば，set-up・サーフビート・海浜流など波の非線形性に起因する高次現象が再現できると見なされている．波群性風波が岸へ伝搬する時の，砕波点の変動に起因する長周期波（Breakpoint Forced Long Wave; BFLW）の励起機構については，風波と長周期波の時間スケールの異なる2つの現象を取り扱う必要があり，その正確な再現については不明な点が多い．

バー型海浜上で発生する長周期波の特性を理解することは，海浜変形を議論する上でもきわめて重要である．Akbarpour Jannat・浅野（2006:以下前報と呼ぶ）は，バー型海浜上の BFLW の解析モデルを提案したが，解の誘導の都合上砕波後の波高を飽和砕波で与え，またトラフ上に進行する時の波高は一定と仮定した．この解析モデルは波群風波から BFLW を求める one-way 過程であるが，実際には生成された長周期波が総水深の変化となって風波の砕波や遡上に影響するなど複雑な力学過程となっている．

本研究は，数値解と解析解の比較検討を通じて，バー型海浜を伝搬する波群性風波と長周期波（BFLW）重合場に対するブシネスクモデルの適用性について検討し，両者の相互干渉過程を明らかにしようとしたものである．

2. 複合断面海浜上の波群性長波の解析解

前報では，Symonds・Bowen（1984）が提案したバー地形上の BFLW の解析モデルを，一様勾配斜面からなる複合斜面地形上に対するものに修正し，BFLW の解を領域接合法（Synolakis, 1999）により導いた．すなわち，現地の海底断面を，**図-1**に示すように斜面勾配s_1，s_2，s_3 を有する複合断面地形でモデル化した．これら斜面勾配と，トラフ水深h_1，バー頂部水深h_2 の設定は，Kuriyama・Yamada（2002）が現地観測を行った波崎海岸の地形を参考とした．

図-1上段は，BFLW の解析解を得るために仮定した風波成分の波高の岸沖分布を示したものである．ここで，領域⑤は非砕波浅海域，領域④は波群風波が変動砕波する領域であり，これより岸側の領域③では飽和砕波を仮定し，水深で波高が規定されるものとする．また，バーより岸側の領域②では波高は一定値を保つと仮定する．図中の記号，$X_{b,max}$，$X_{b,min}$ はそれぞれ波群風波の砕波点位置の最大，最小値，X_B は平均砕波点位置，L はバー頂部までの離岸距離である．

波群性風波の下での長周期波の解析解を得るには，事前計算として次式に示す2成分重合波を沖側端から伝搬させた（**図-2**）．

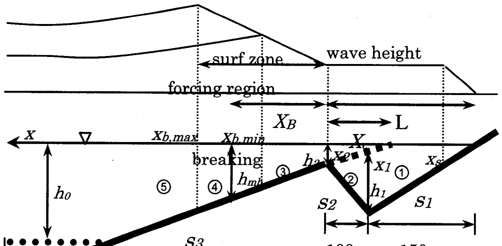

図-1　複合断面地形モデルと風波の波高分布

1　　修(工)　鹿児島大学大学院　理工学研究科
2 正会員　工博　鹿児島大学教授　工学部海洋土木工学科

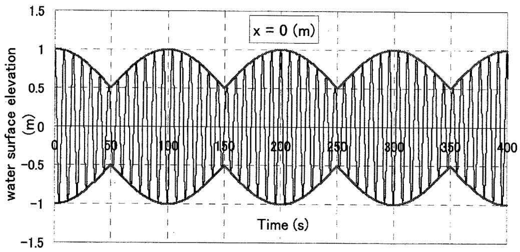

図-2　沖側境界から入力した波群性風波

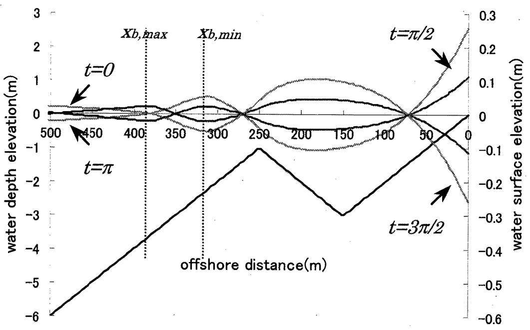

図-3　BFLWに対する解析解の一例

$$\eta(x,t)=2a\left[\alpha\left|\cos(\frac{\Delta k}{2}x-\frac{\Delta\sigma}{2}t)\right|+(1-\alpha)\right]\times \cos\left[(\bar{k}x-\bar{\sigma}t)\right] \tag{1}$$

ここに，η は水位変動，α は波群係数，Δkは重合波の波数の差（$\Delta k=k_1-k_2$），$\Delta\sigma$ は重合波の角周波数の差（$\Delta\sigma=2\pi\Delta f=\sigma_1-\sigma_2$：$\Delta f$は重合波の周波数の差），$\bar{k},\bar{\sigma}$は，それぞれ重合波の波数・角周波数の平均値である．

最大砕波点$X_{b,max}$ と最小砕波点$X_{b,min}$ を Isobe（1986）の砕波判定式から求める必要がある．解析解は，前報で示したように領域接合法により基本解であるベッセル関数の係数を決定することにより求められる．

図-3は解析解の一例であり，長周期波の空間波形を位相$\pi/2$ごとに示している．ここでの計算条件は，入射風波として，2成分重合波の周期T'_1=6s，T'_2=7s，波高$H'=2a$=2.4m，波群度パラメタα_1=1/2である．また，地形条件は，後述する**表-1**中のCASE-1，CASE-3に相当するものである．

3. 波群性風波－長周期波重合場の数値解析

(1) 基礎方程式

数値解析は Wei ら（1995）が導いた強非線形 Boussinesq 方程式に，Kennedy ら（2000）が底面摩擦や砕波による減衰項を組み込んだモデルを用いた．その1次元モデルは式の構成のみを示すと以下の通りである．質量の連続式は次式となる．

$$\eta_t=E(\eta,u)+\gamma E_2(\eta,u)+f_s(x,t) \tag{2}$$

ここにη は水位変動，uは水平方向水粒子速度で，γ は強非線形で1となり，弱非線形で0とするパラメターである．右辺第3項f_s は入射波を生成するための source function 項である．運動量の連続式は次式となる．

$$\left[U(u)\right]_t=F(\eta,u)+\gamma\left[F_2(\eta,u)+F^t(\eta,u_t)\right]+F_{br}+F_b+F_{sp} \tag{3}$$

ここにF_{br} は砕波による減衰項，F_b は底面摩擦による減衰項，F_{sp} は sponge layer による境界での反射波処理項である．式(2)〜(3)内のU,E,E_2,F,F_2,F_t は η,u,u_t の空間微分項で構成される複雑な式形となる．なお，遡上端の移動境界処理は Tao（1983）が提案した slot model を用いており，この項が式(2)のE項中に考慮されている．

(2) 計算条件の設定

バー型海浜の地形条件については解析解で用いたものと同じ条件とした．すなわち，s_1，s_3 はすべて0.02で一定であり，s_2 が変化することによってバー頂部水深h_2が変化する．ここでは，s_2 として−0.02と−0.01の2ケースを採用した（対応するh_2 はそれぞれ1.0m，2.0m となる）．なお，数値計算では**図-1**点線に示すように，沖側境界から150m区間の海底地形は一様水深とした．バー頂部までの離岸距離L' は250m とし，トラフ水深h_3 は3.0m と一定にした．2成分波の周波数はf_1＝0.13Hz，f_2

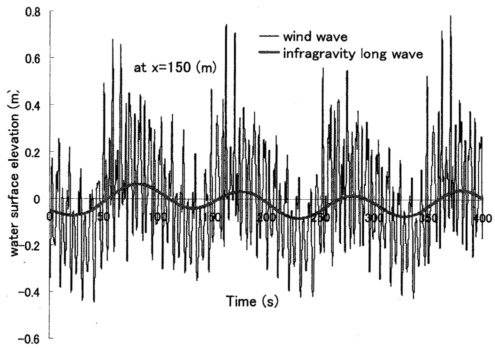

図-4　数値フィルターにより分離した長周期波成分

＝0.12Hzであり，波群風波については振幅a＝0.5m，波群周期T_g＝100s，波群係数α＝0.5および0.75とした．計算条件は表-1に示すようにバー頂部水深h_2，波群係数αを変えた4ケースを設定した．表中には計算された最深砕波点$x_{b,max}$と最浅砕波点$x_{b,min}$も示している．

風波成分と長周期波成分との分離には，設計された遮断周波数f_Lを持つ周波数応答関数をフーリエ変換して求められる数値フィルターを使用した（Salivahanan, 2001）．本計算ではf_Lは0.05Hzとした．**図-4**にBoussinesq方程式に基づいて計算された時間波形から，風波成分と長周期波成分を分離した結果の一例を示す．風波成分の個々波解析については，風波・長周期波重合場の計算結果からセットアップを含めた長周期波成分を差し引き，zero-up cross法により実施した．

(3) 砕波によるエネルギー散逸

式(3)中の砕波による散逸項F_{br}のモデリングにはsurface rollerを使ったものもあるが，本研究では次式に示すKennedyら（2000）の渦動粘性モデルを用いた．

$$\nu = B\delta_b^2 (h+\eta)\eta_t \tag{4}$$

ここでνは渦動粘性係数，hは静水深，δ_bは混合距離係数，Bは砕波の急激な発生による数値的不安定を避けるために導入されたもので，次式のように水位変動ηの時間的立ち上がりの強度η_tに応じて0→1に漸変する形で与えられる．

$$B = \begin{cases} 1, & \eta_t \geq 2\eta_t^* \\ (\eta_t/\eta_t^*)-1, & \eta_t^* \leq \eta_t \leq 2\eta_t^* \\ 0 & \eta_t \leq \eta_t^* \end{cases} \tag{5}$$

ここに，砕波発生と終結を決定するパラメターη_t^*も，時間的に砕波発生時の値$\eta_t^{(I)}$から終結時の値$\eta_t^{(F)}$まで，次式のように線形的に減少すると仮定する．

$$\eta_t^* = \begin{cases} \eta_t^{(I)} + \dfrac{t-t_0}{T^*}(\eta_t^{(F)} - \eta_t^{(I)}) & 0 \leq t-t_0 \leq T^* \\ \eta_t^{(F)} & t-t_0 \geq T^* \end{cases} \tag{6}$$

ここに，T^*は遷移時間，t_0は砕波の初期発生時間である．本計算では，$\eta_t^{(I)}$と$\eta_t^{(F)}$をそれぞれKennedyら（2000）が提唱するデフォルト値に近い0.65[g(h＋η)]$^{1/2}$，0.15[g(h＋η)]$^{1/2}$として与えた．

以上で本解析が着目したのは，式(4)～(6)に示される水位変動ηとその時間微分η_tに，波群風波だけでなくその砕波点変動によって形成された長周期波の重なりが含まれている点である．また$\eta_t^{(I)}$と$\eta_t^{(F)}$の設定も静水深ではなく，水位変動を含めた総水深で定義している．こうした点に，波群性風波の砕波点変動がBFLWを発生させるだけではなく，BFLWの形成が波群性風波の砕波点の変動と砕波後の減衰過程に影響を与えるという，双方向の干渉機構が考慮されている．

表-1 計算条件

	h_2/h_1	α	$x_{b,min}$	$x_{b,min}$
Case-1	0.33	0.5	307m	383m
Case-2	0.67	0.5	259m	333m
Case-3	0.33	0.75	307m	459m
Case-4	0.67	0.75	259m	407m

4. 考察

(1) 数値解析結果

図-5は，CASE-3について波群風波・長周期波重合場の空間波形を10s間隔で示したものである．**表-1**に示したように砕波点はx＝307～459mで変動し，またトラフを越えてx＝50～80m付近で2段砕波している．これらの砕波点変動に長周期波の重畳の影響が見られる．また砕波点より岸側ではwave-set upが見られ特に遡上域で顕著となる．

砕波後は3.(3)で説明したように，渦動粘性による散逸が生じる．**図-6**は水位変動と渦動粘性係数の時間波形を

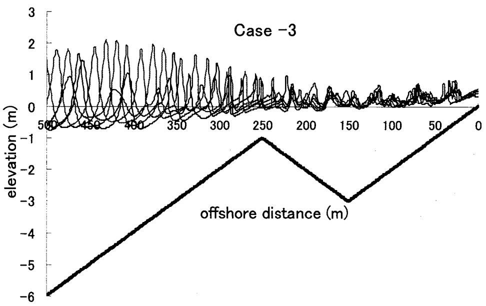

図-5 全計算領域における水位変動の空間波形

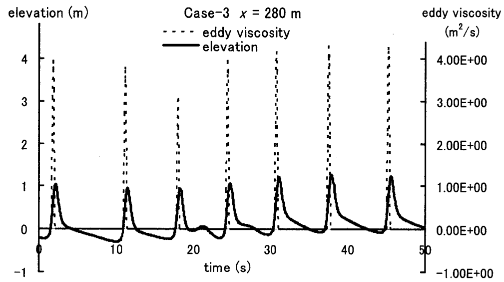

図-6 x＝280m地点における水位変動と渦動粘性係数の時間波形

示したものである．式(4)で渦動粘性係数νは重畳波の水位変動の時間微分η_tが含まれており，**図-6**の水位変動の立ち上がり時にスパイク状の渦動粘性係数の値が得られていることが分かる．さらに，このスパイクのピーク値は個々の波によって変動することも認められる．これは式(4)でνの表示にη_tのみならず総水深$h+\eta$が含まれていることから，重畳した長周期波が風波の砕波後のエネルギー減衰に影響するためと考えられる．

上記の特性を明示するために，時間軸を圧縮して表示したものが**図-7**である．上段はx=280m地点の水位変動と渦動粘性係数の時間波形を示したもので，水位変動に長周期波が重なることにより，渦動粘性係数が重畳場の水位変動に対応した変動を示している．下段は2段砕波するx=41m地点の結果である．こうした汀線近傍の地点では長周期波が腹となるため，大きな長周期波の変動の上に風波の水位変動が重なることになる．そのため，渦動粘性係数の変動も長周期波変動に大きく支配される．

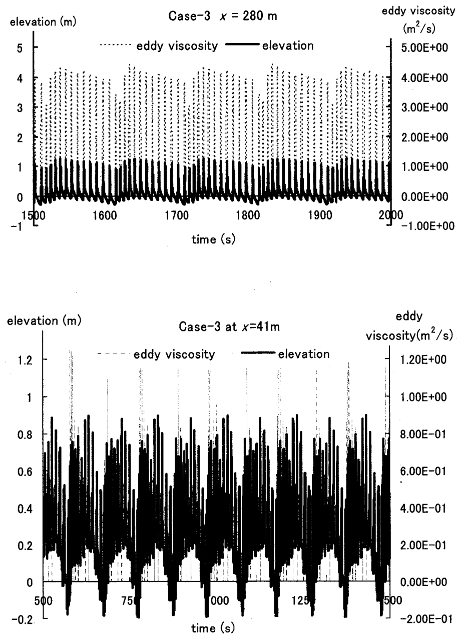

図-7 水位変動と渦動粘性係数の時間波形

(2) 数値解と解析解の比較検討

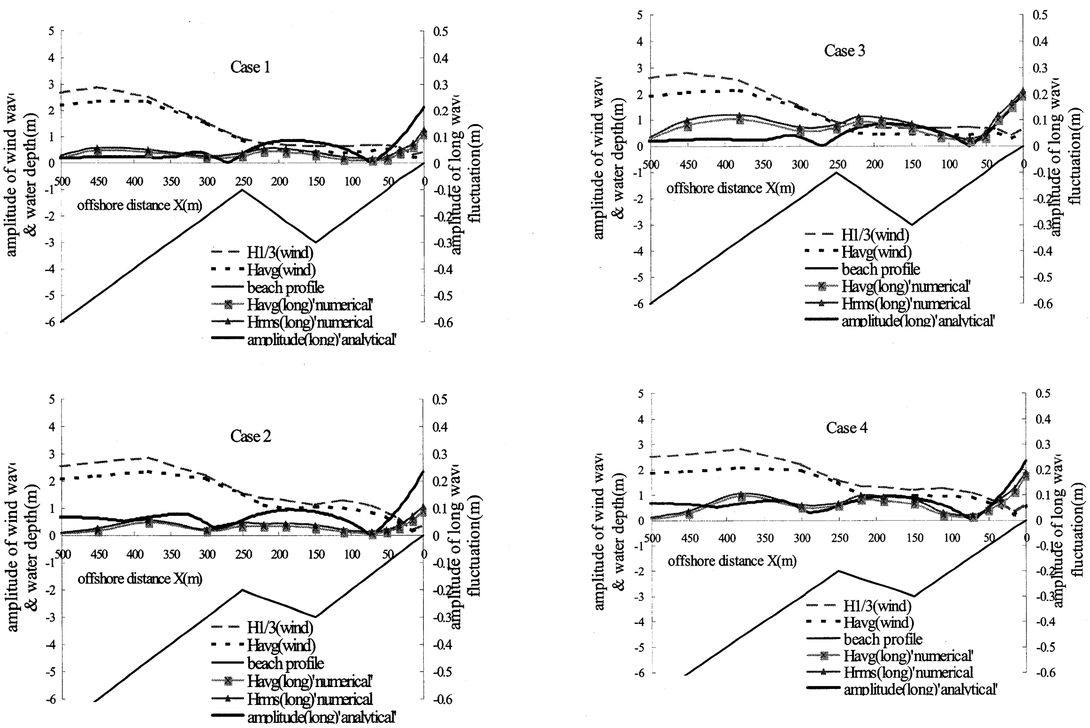

図-8 波群風波および長周期波の波高分布に関する数値解と解析解の比較

図-8は波群風波と長周期波の波高分布について数値解と解析解を比較して示したものである．風波波高の岸沖分布（図中破線）を見ると，砕波後は斜面上で波高・水深比が一定状態となり，またトラフ領域では波高はほぼ一定値となって，**図-1**の上段に示したBFLWの解析解を得るために仮定された波高分布とほぼ一致する結果を得た．風波波高の岸沖分布については，数値解も解析解も同じ特性を示すことがわかった．数値モデルが必ずしも精確な現地風浪の波高分布データに基づいて内部パラメターを決定しているのではなく，解析モデルが仮定するような概念的な性質が再現できるかで決定されているとも考えられるため，両者が一致することに特段の意味を持たないが，少なくとも波群波の岸沖分布をBFLWの駆動力として捉えた時，解析解と数値解は基本的に同じ駆動力を与えると考えられる．

一方，BFLWの波高分布については，解析解では節・腹構造が鮮明に出ているが，数値解では節で波高が0にまで減少することはなく，節腹構造は不明瞭となる．BFLWの波高自体は，波群度$\alpha=0.5$のCase-1，Case-2では数値解が解析解より概して小さい．波群度$\alpha=0.75$では両者はほぼ同程度の値をとっている．遡上端の波高についても，波群度$\alpha=0.5$の数値解は解析解より小さな値となる．波群度$\alpha=0.75$では数値解は解析解に近づく．

数値解ではBFLWの重畳によって波群風波にとっての総水深が変化し，砕波後のエネルギー散逸がBFLW側から干渉を受ける．このことがBFLWの駆動力である変動する砕波点位置$x_{b,max}$，$x_{b,min}$の不安定化につながり，BFLWの節腹構造が不鮮明化するものと考えられる．

5. まとめ

風波の波群性が長周期波を発生させる現象については多くの研究がなされているものの，発生した長周期波が風波の砕波や遡上に与える干渉機構についてはほとんど明らかにされていない．前報で取り扱った波群性風波の下でのBFLWの解析解は，波群から長周期波へのone way過程であった．本研究は，この解析解と非線形波動方程式に基づいた数値解とを比較することによって，風波・長周期波の相互干渉機構が検出できると考え実施したもので，以下のような結果を得た．

1）風波の岸沖方向分布については，砕波後は波高・水深比が一定状態となり，その後トラフ領域に進行すると波高がほぼ一定となった．これらの結果は，BFLWの解析解を得るために仮定された風波の波高分布と一致するものである．

2）砕波点及び砕波直後の領域では，風波に重畳した長周期波によって渦動粘性係数が変動し，エネルギー散逸過程に干渉効果が現れる．特に汀線近傍では長周期波が腹となるため，大きな長周期波変動が風波の水位変動に重なり，干渉効果が大きくなる．

3）解析解ではBFLWが明確な節腹構造を持つが，数値解ではこれが不鮮明となる．この一因はBFLWの形成が逆に波群性風波の砕波点の変動と砕波後の散逸過程に影響を与えるためと考えられる．

参考文献

Akbarpour Jannat, M. R.・浅野敏之（2006）：バー型海浜における波群性長周期波の共振現象，海岸工学論文集，第53巻，pp166-170.

Isobe, M.（1986）: A parabolic equation model for transformation of irregular waves due to refraction, diffraction and breaking, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol.30(1), pp.33-47.

Kennedy, A. B., Q. Chen, J. T. Kirby and R.A. Dalrymple,(2000): Boussinesq modeling of wave transformation, Breaking and runup I, 1D, J. Waterw., Port, Coastal and Ocean Engrg., Vol.126, No.1, pp.39-47.

Kuriyama, Y. and T. Yamada (2002): Influence of low-frequency standing waves on longshore bar development, Proc. 28th ICCE, pp.2926-2935.

Salivahanan, S., A. Vallavaraj, and C. Gnanapriya, (2001): 'Digital Signal Processing', McGraw Hill Pub. Co., 805p., pp.380-389.

Symonds, G. and A.J. Bowen (1984): Interaction of nearshore bars with incoming wave groups, J. Geophysical Research, Vol.89, pp.1953-1959.

Synolakis, C.M. (1999): Exact solutions of the shallow water wave equations, Advance in Coastal and Ocean Engrg., Vol.4, pp.61-131.

Tao, J.(1983): Computation of wave run-up and wave breaking, Internal Report Danish Hydraulic Institute, Denmark, 40p.

Wei, G., J.T. Kirby, S.T. Grilli and R. Subrammanya (1995): A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves I, Highly nonlinear unsteady waves, J. Fluid Mech., Vol.294, pp.71-92.