

波群性風波とそれに伴う長周期波の作用下における 底質移動外力の評価

Mahmood R. Akbarpour Jannat*・浅野敏之**

本研究は波群風波とそれによって形成される長周期波を統合的に計算し、両者の作用下における底質移動外力の特性を検討したものである。長周期波の発生については碎波点の時空間変動を励起機構とするモデルにより、風波の伝搬については非定常緩勾配方程式に碎波減衰を含めて計算を行った。碎波点変動幅を長周期波の計算条件に取り入れ両者の計算を接続した。波群性風波と、同じ平均波高を持つ正弦波列の下での底質移動外力を比較したところ、前者は長周期波の形成によって汀線付近できわめて大きな底質移動能力を持つことがわかった。波浪や地形パラメーターを系統的に変化させ、波群性風波と長周期波による底質移動外力の特性を明確にした。

1. はじめに

これまでの漂砂や海浜地形変化の研究は、議論の便宜上、碎波帯と波打ち帯に分けて研究されてきた。これは、碎波帯における底質移動の主要な外力が碎波を伴う風浪であるのに対し、波打ち帯では主要な外力が水深に規定されて碎波減衰する風浪ではなく長周期波に変わることが大きな理由である。確かに波打ち帯では、遡上波先端の移動境界の取扱いや浜崖の形成・崩壊による地形の急変といった独自のメカニズムがあるが、波打ち帯の地形変化は碎波帯の地形変化と密接に関連しており、両者を統合的・連続的に取扱う必要がある。外力である風波と長周期波の関係についても、風波の波群性と碎波点の変動が長周期波の成因の一つになっており、両者を不可分の形で取り扱う必要がある。本研究は、かかる観点に立って波群性を持つ波が入射するときの、風波・長周期波の伝搬・変形計算を行い、その作用下での底質移動外力の評価を行ったものである。

2. 碎波点の変動によって発生する長周期波の計算

長周期波の発生機構については、いくつかのモデルが提唱されている。発生機構の研究レビューは喜岡(1991)、水口(1994)、合田(1995)などが行っている。

Symonds ら(1982)は、風波が波群性を有している場合には、碎波点が時間的に変動し、それに伴ってラディエーション応力が変動することにより長周期波が励起されるとした。Symonds らのモデルは Breakpoint Forced Long Waves (BFLW) とも呼ばれており、この論文の発表後、多数の理論の精密化 (Schaffer, 1993 など) や実験水槽内での理論の妥当性の確認 (Kostense, 1984; Baldock ら, 2000; Baldock・Huntley, 2002) が

行われた先駆的研究である。

一様勾配斜面上の岸沖 1 次元の長周期波動を記述する基礎方程式は以下の線形長波方程式である。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (hU)}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 h は静水深、 ρ は流体の密度、 g は重力加速度、 ζ は長周期波の水位変動、 U は鉛直平均の水平方向流速である。また radiation stress 項 S_{xx} は波の振幅 a の 2 乗で表され碎波後は水深に規定されて減少する。式(1)、(2)から U を消去すると、波群波による碎波点の変動を外力項としたベッセルの微分方程式が得られる。

本研究では、まず Symonds らの斉次解・非斉次解が正しいことを確認した後、諸パラメーターの下での計算を実施した。

3. 風波の伝搬に伴う変形計算

波群性の風波の伝搬計算は、次式で示される周波数の近接した 2 成分重合波を沖側境界で与えて実施した。

$$\eta = 2a \left[\alpha_1 \cos \left(\frac{\Delta k}{2} x - \frac{\Delta \sigma}{2} t \right) + (1 - \alpha_1) \right] \times \cos \left[(kx - \sigma t) - \left(\frac{\Delta k}{2} x - \frac{\Delta \sigma}{2} t \right) \right] \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 k は波数、 σ は角周波数、 Δk 、 $\Delta \sigma$ は 2 成分波の波数、角周波数の差、 α_1 は包絡波の変動の大きさを記述するパラメーターである。

浅海域への伝搬に伴う風波の変形計算は次式の非定常緩勾配方程式に基づいて実施した。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + f_D Q = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial x} (nQ) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 η は風波の水位変動、 Q は線流量、 n は群速

* 鹿児島大学大学院理工学研究科 博士後期課程
** 正会員 鹿児島大学教授 工学部海洋土木工学科

度係数, f_D は Watanabe・Dibajnia (1988) の提唱した碎波減衰項であり, 次式で表される.

$$f_D = \alpha_D S \sqrt{\frac{g}{h}} \sqrt{\frac{Q - Q_r}{Q_s - Q_r}} \dots \dots \dots (6)$$

$$Q_s = 0.4(0.57 + 5.3S)ch, Q_r = 0.4\left(\frac{H}{2h}\right)_b ch \dots \dots (7)$$

ただし, S は斜面勾配, $\hat{Q}$ は線流量振幅, c は波速, α_D は経験定数 (=2.5) である.

碎波点の決定は, 次式の流速・波速比に基づく判定式 (Isobe, 1986) を用いた.

$$\left(\frac{u}{c}\right) = 0.53 - 0.3 \exp\left[-3\sqrt{\frac{h_b}{L_0}}\right] + 5S^{3/2} \exp\left[-45\left(\sqrt{\frac{h_b}{L_0}} - 0.1\right)^2\right] \dots \dots \dots (8)$$

ここに, u は静水位における水平方向流速振幅, 下付添字 b , 0 はそれぞれ碎波点, 深海における諸量を示す. 計算は, leap-frog staggered mesh で実施し, 式 (8) が成立する格子では碎波減衰項を考慮した. 図-1 に波群波の空間波形を $0 \text{ m} < x < 3000 \text{ m}$ の区間と, 汀線近傍の $3000 \text{ m} < x < 4000 \text{ m}$ の区間に分けて示した. 図-1 の計算条件は, 斜面勾配 $S = 1/100$, 入射波平均波高 $H_0 = 1.2 \text{ m}$, 2 成分波の周期はそれぞれ, $T_1 = 6 \text{ s}$, $T_2 = 7 \text{ s}$, 波群包絡波の大きさを示すパラメータ $\alpha_1 = 1/2$ である. この時, 変動する碎波点のもっとも岸側の地点は, $x'_{\min} = 275 \text{ m}$ (x' は静水時汀線から沖側にとった水平距

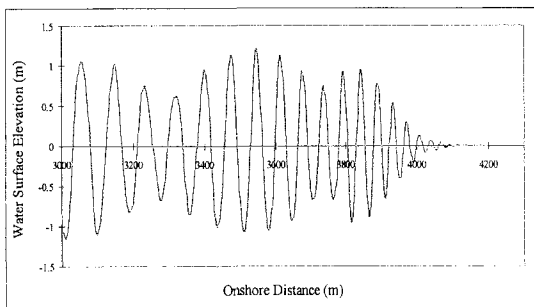
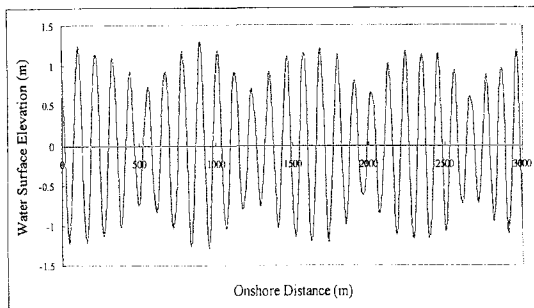


図-1 波群性風波の計算結果

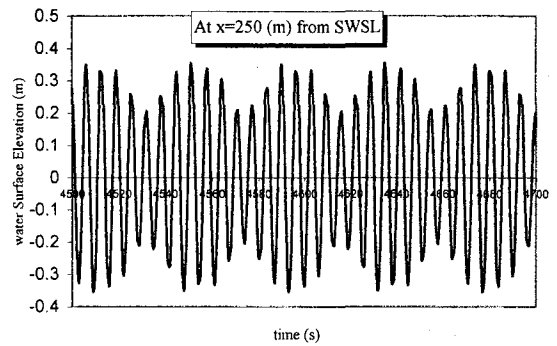


図-2 最浅碎波点より岸側での風波の時間波形

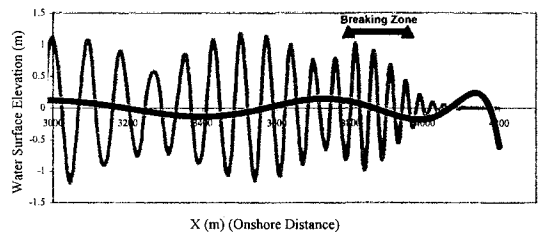
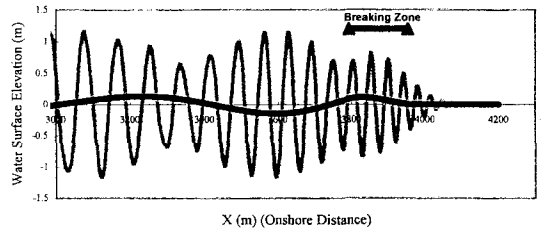
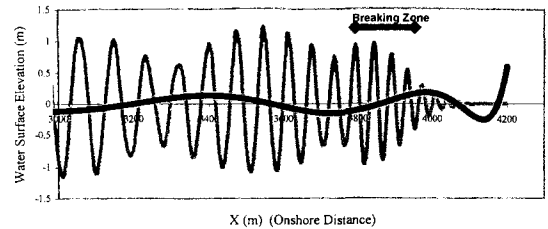


図-3 波群風波によって励起される長周期波

離), 沖側の地点は $x'_{\max} = 505 \text{ m}$ であった.

図-2 は, 最も岸側の碎波点よりさらに岸側の $x = 250 \text{ m}$ 地点の風波成分の時間波形を示したものである.

Symonds らのモデルでは, 碎波後の風波はすべて水深で規定された波高となり波群構造は消滅するが, 碎波減衰項を含んだ非定常緩勾配方程式に基づく本モデルでは, このような飽和碎波とならず波群性が残る. この結果はむしろ現実の碎波変形に近いものと思われる.

こうした沖から岸への波群風波の変形計算の結果から風波の碎波点の範囲を求め, この結果から式 (1) の強

制外力項を計算して長周期自由波を求めた。

長周期自由波と風波成分の空間波形を同一の図に示したものが、図-3である。波群の位相は $\pi/2$ ずつ離れている。図中 Breaking Zone と記した区間は、式(8)で求められる波群の砕波する範囲を示している。砕波帯より岸側では式(1)右辺の強制項によって岸側に進行する自由波と汀線で反射された自由波とで重複波が形成されること、後者の反射波が砕波帯を通過して冲向きの波として領域外へと進行すること、これに砕波帯内の強制項によって直接冲向きに進行する自由波が重畳すること、が読み取れる。

4. 長周期波・風波の重合場の下での底質移動

計算された波群性風波・長周期波の重合場における底質移動の大きさを示す指標として、波群風波・長周期波による底面水粒子速度の合成速度を用いた Shields 数 Ψ を提案し、種々の計算条件の下でその変化特性を検討した。

$$\Psi = \frac{\frac{1}{2} f (U_{GWW} + U_{IGW})^2}{(s-1)gd} \quad (9)$$

ここに、 f は海底摩擦係数、 s は底質の比重、 d は粒径、 U_{GWW} と U_{IGW} はそれぞれ、底面における波群風波と長周期波による水粒子軌道振幅である。ここには U_{IGW} 式(1)より、

$$U_{IGW} = \frac{i}{\sigma} \left(g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \right) \quad (10)$$

で計算でき、 U_{GWW} は η より微小振幅波理論に基づき水平方向水粒子速度の鉛直分布から底面での値を求めることができる。以下の計算では、Nakamura・Katoh (1992) が1989年3月～4月に波崎海岸で現地観測した時の波浪・地形条件に準ずるものを与えた。すなわち、風波の有義波高は $H_{1/3} = 3.7$ m、有義波周期は $T_{1/3} = 8.5$ s、波群の再現周期 $T_R = 9.24 T_{1/3} = 80$ s とした。海底勾配は勾配 $S = 1/100$ の一様勾配とし、底質の比重 $s = 2.65$ 、粒径 $d = 0.3$ mm とした計算した。

図-4 は横軸に水深、縦軸に式(9)で計算される Shields 数 Ψ をとったものである。比較のために沖波波群の平均波高と同じ波高を持つ正弦波の計算結果も示した。砕波帯内の水深4～5m付近で Ψ の極大値が認められるが、群波・長周期波重合場(図中 GWW & IGW と示した曲線)の結果は、正弦波(SIN)の結果より20%程度大きい結果となった。また水深約2m以浅では長周期波が発達することにより Shields 数が大きく増加した。 $\Psi = 0.1 \sim 0.2$ で掃流砂から浮遊砂へ、 $\Psi = 0.5$ 以上でシートフロー状態という判定基準を考慮すると、各水深での底質移動形態を推測することができる。図か

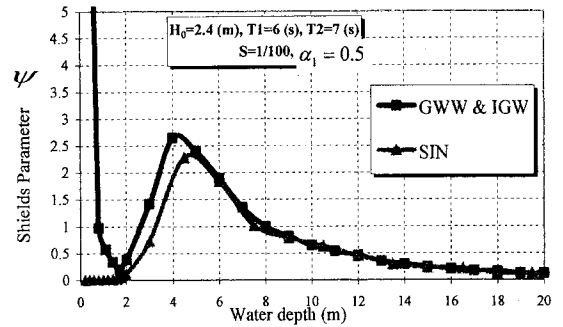


図-4 波群波と一定波高正弦波の下でのシールド数の計算結果

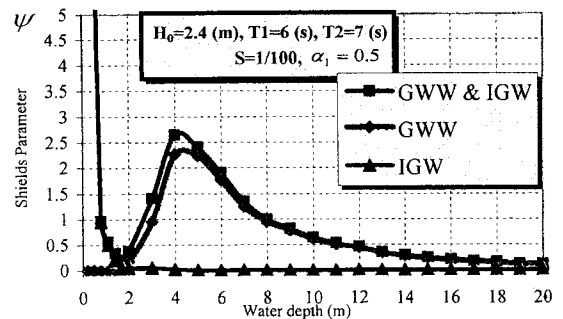


図-5 合成 Shields 数の計算結果に対する波群風波と長周期波の寄与

ら沖波波高が $H_0 = 2.4$ m という高波浪の下では、水深12 m 以浅のほぼ全領域でシートフロー状態となる。この図は清水ら (1990) によるシールド数の岸沖変化のモデル計算例を模して作成したものである。清水らは太平洋岸で通常発生する沖波有義波高でも容易にシートフローの発生条件を超えることを説明するものとして図表を作成した。同様な入力条件で比較すると、両者は風波卓越領域では同程度の値となるが、清水らの計算は長周期波の発生を考慮していないため、長周期波が卓越する水深1 m 未満の領域で本計算結果ははるかに大きなシールド数を与えることがわかる。

図-5 は、重合場の Shields 数 Ψ における、波群風波と長周期波の寄与を明らかにするために、式(9)の分子の流速に U_{GWW} のみを使って計算された Ψ_{GWW} と、 U_{IGW} のみを使って計算された Ψ_{IGW} を図示したものである。図より、水深2 m より深い領域では Ψ_{IGW} はほぼ0であって、底質移動は波群風波のみによって支配されることがわかる。なお、本研究では波群拘束波による長周期波は対象としない。波群拘束波と BFLW の相対的な大きさの検討は List (1992) が行っている。いずれにせよ砕波帯外では Ψ_{GWW} に比して Ψ_{IGW} は無視できる。一方、水深2 m より浅い領域では逆に Ψ_{GWW} が0となり、長周期

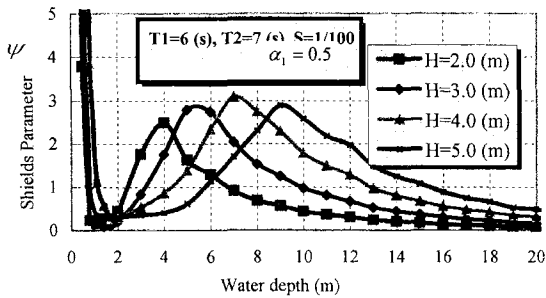


図-6 沖波波高をパラメータとしたときの合成 Shields 数の計算結果

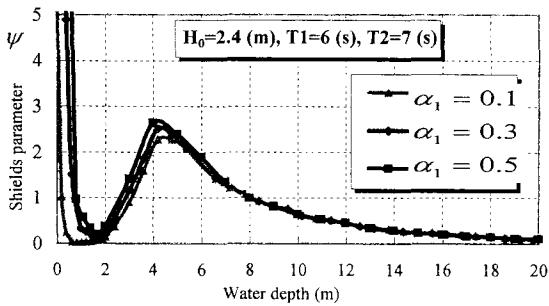


図-7 波群性の大きさを示す α_1 をパラメータとしたときの合成 Shields 数の計算結果

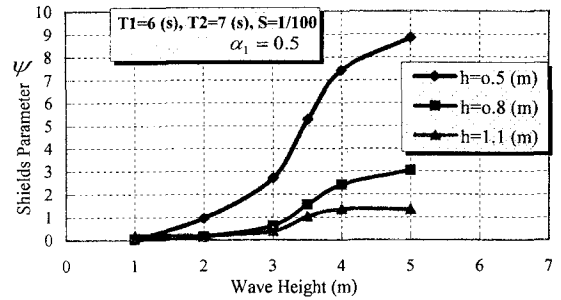


図-8 swash zone における沖波波高 H_0 と Shields 数の関係

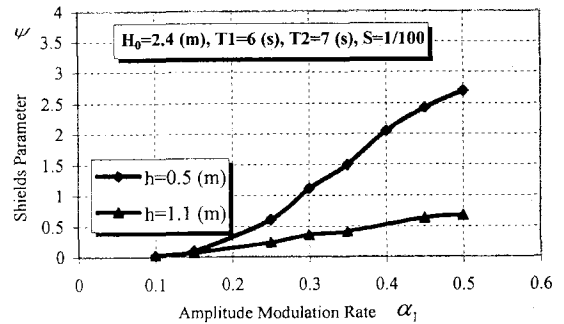


図-9 swash zone における波群強度のパラメータ α_1 と Shields 数の関係

波が底質移動を支配することがわかる。

図-6 は、沖波波高 H_0 をパラメータとした合成 Shields 数の計算結果である。沖波波高が大きいほど碎波が沖に移り、 Ψ の極大値が水深の大きな方向に移行するが、波群によって形成される長周期波も H_0 の増大とともに大きくなり、水深約 2 m 以浅における Ψ は急増する。

図-7 は沖波の波群性の大きさを表すパラメータ α_1 の影響を調べたもので、 α_1 の増加とともに碎波帯における Ψ の極大値が漸増すること、水深約 2 m 未満の波打ち帯区間の Ψ については α_1 とともに急増することが認められる。図-4～図-7 では、水深が約 1 m 未満の swash zone に相当する領域では、 Ψ の値が急増して波や地形のパラメータによる変化特性が読み取りにくいので、swash zone 内の任意の水深位置における各種パラメータと Shields 数 Ψ の関係を以下のように表示した。

図-8 は、沖波波高 H_0 を横軸にとり、波打ち帯内特定地点の Ψ の変化特性を示したものである。この領域では長周期波成分が Ψ の値を支配する。この図より、沖波波高が大きくなるほど、汀線近くでの長周期波が顕著となり、その結果、底質移動外力の指標である Shields 数 Ψ が増加することがわかる。

図-9 は、波群包絡波の変動の大きさを示す指標 α_1 による Ψ の変化特性を調べたもので、 α_1 とともに長周期

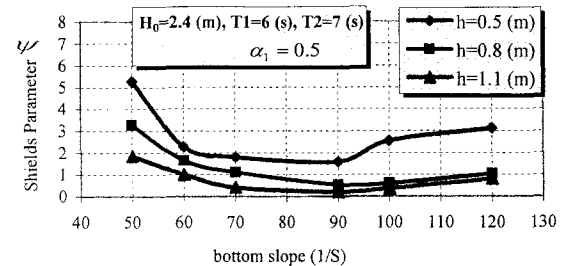


図-10 swash zone における海底勾配の逆数 $1/S$ と Shields 数の関係

波成分が増加し、底質移動外力の増大が読み取れる。

図-10 は、海底勾配 S の逆数 $1/S$ を横軸にとって表示したものである。Symonds らの理論では汀線での長周期変動振幅 ζ を wave set-up 量 $\Delta\zeta$ で無次元化した $\zeta/\Delta\zeta$ は、海底勾配 S が緩やかなほど大きくなるが、緩勾配の方が風波の碎波位置が沖側になり、set-up 量 $\Delta\zeta$ は緩勾配の方が逆に小さくなるため、 S による ζ の変化は単調な変化ではなくなる。これより、 S と Ψ の関係は中間に極小値を持つ結果となったと考えられる。

5. ま と め

(1) 沖波の包絡波の波形を与え、波群性風波とそれによって発生する長周期波の生成・伝搬過程を碎波帯・波打ち帯を通じて再現することができた。

(2) 波群性風波とその平均波高と同じ波高を持つ正弦波の2つの波列について、底質移動外力を比較した。

前者は長周期波の形成によって汀線付近できわめて大きな底質移動能力を持つことがわかった。

(3) 底質移動の外力として、波群性風波と長周期波の寄与率を定量的に明らかにし、波浪・地形パラメータによる底質移動外力の変化特性を明確にした。

本研究では、波群性風波・長周期波の重合場での漂砂量や地形変化までは議論できなかった。漂砂については局所的な Shields 数や漂砂量式だけでは表現できない相互作用、例えば風波で巻き上げられた砂が長周期波で輸送される機構なども検討する必要がある、今後の課題としたい。

参 考 文 献

- 喜岡 渉(1991): 浅海における長周期水位変動について, 水工学夏期研修会講義集, pp. 91-B-7-1~12.
- 清水 琢三・近藤 浩右・渡辺 晃(1990): 局所漂砂量算定式の現地適用性に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 274-278.
- 合田 良実(1995): 不規則波浪に伴う長周期波の諸研究について, 水工学夏期研修会講義集, pp. 95-B-6-1~20.
- 水口 優(1994): 浅海域の長周期波について, 水工学夏期研修会講義集, pp. 94-B-3-1~15.
- Baldock, T.E., D.A. Huntley, P.A.D. Bird, T. O'Hare and G. N. Bullock (2000): Breakpoint generated surf beat induced by bichromatic wave groups, Coastal Engineering, Vol.39, pp. 213-242.
- Baldock, T. E. and D. A. Huntley (2002): Long-wave forcing by the breaking of random gravity waves on a beach, Proc. Royal Soc. Lond., A, Vol. 458, pp. 2177-2201.
- Isobe, M.(1987). A parabolic equation model for transformation of irregular waves due to refraction, diffraction and breaking. Coastal Eng. in Japan, JSCE, 30(1), pp. 33-47.
- Kostense, J. K.(1984): Measurements of surf beat and set-down beneath wave groups, Proc. 19th Inter. Conf. on Coastal Engrg., pp. 724-740.
- List, J.H.(1992). A model for two-dimensional surf beat. J. Geophys. Res., 97, pp. 5623-5635.
- Nakamura, S. and K. Katoh (1992): Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, Proc. of 23th Inter. Conf. on Coastal Engrg., pp. 990-1003.
- Schaffer, H.A. (1993). Surf beat and its effect on cross-shore profiles. J. Fluid Mech. 247, pp. 551-588.
- Symonds, G., Huntley, D.A. and Bowen, A.J.(1982). Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint. J. Geophys. Res., 87, pp. 492-498.
- Watanabe, A. and Dibajnia, M.(1988). A numerical model of wave deformation in surf zone. Coastal Engineering, Vol. 41, pp. 579-587.