

離岸堤による遡上波の制御に関する研究

名古屋工業大学 学生員○石原 健司

名古屋工業大学 学生員 長谷川勝彦

名古屋工業大学 正 員 喜岡 渉

1. はじめに

離岸堤背後の波の変形や波浪による海浜流の流れについては、従来より多くの研究がなされている。しかし、そのほとんどは規則波によるものであり、波浪の不規則性が汀線における遡上高や堆砂効果などに与える影響については明らかでない。最近になって、断面2次元における波の遡上についてはいくつかの不規則波実験による検討が行われており、遡上レベルは不規則波に伴い来襲する長周期波（サーフビート）の特性と密接に関係することが明らかにされている。

本研究では、離岸堤背後の不規則波の変形特性を解明することを目的として、数値解析を試みた。解析には、波の非線形性に加えて分散性を考慮した長波方程式であるブシネスク方程式を用いて、屈折・回折・碎波に伴う長周期波の伝播変形を中心に検討を加えた。入射波としては長周期成分（set-down波）も含めた2成分合成波を用いた。

2. 数値解析方法

基礎方程式

基礎方程式は、水深の変動に対して緩勾配を仮定した次のブシネスク方程式を用いる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \eta) u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (h + \eta) v \} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{h^2}{3} \left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 v}{\partial x \partial y \partial t} \right) - f_w u \sqrt{u^2 + v^2} + f_d \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{h^2}{3} \left(\frac{\partial^3 v}{\partial y^2 \partial t} + \frac{\partial^3 u}{\partial x \partial y \partial t} \right) - f_w v \sqrt{u^2 + v^2} + f_d \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

ここに、 η は水位変動量、 u 、 v は断面平均流速、 h は静水深、 g は重力加速度である。また、運動量方程式(2)、(3)式中の f_w は底面摩擦係数で $f_w = 0.01$ とし、 f_d は碎波減衰係数でKarambas & Koutitas(1992)と同様に $k-\epsilon$ モデルに基づき評価する方法によった。

なお、碎波点は合田の碎波指標を照合することにより、あらかじめ断面2次元における碎波時限界波形勾配 $(\partial \eta / \partial x)_{\max}$ を求めておき、3次元波動場においても断面2次元で決めた限界勾配が適用できるものとした。

計算方法

基礎式はガラーキン法を用いて定式化して、有限要素法によって解いた（喜岡・長嶋, 1993）。この方法では、運動方程式中の空間に対する2階微分項にグリーンの公式を適用することによって導関数の階数を下げることができるので、2次元シンプレックス要素を用いた計算が可能である。また、時間についてはオイラーの前進差分を用いて離散化した。

入射条件

2成分合成波については、振幅、角周波数および波数がそれぞれ a_1 、 ω_1 、 k_1 と a_2 、 ω_2 、 k_2 の2つの正弦波を用いた。このとき合成波は

$$\eta^{(1)} = a_1 \cos(k_1 x - \omega_1 t) + a_2 \cos(k_2 x - \omega_2 t) \quad (4)$$

と表され、振幅が小さく非線形性が無視できる場合、線形化されたブシネスク方程式を満足する。

長周期波（周波数の差の波）は2次のオーダーで現れるので、 η 、 u を摂動展開してブシネスク方程式に代入して長周期波に対する支配方程式を求めておくこと次式を得る。

$$\eta_i^{(2)} + h u_x^{(2)} = -\eta^{(1)} u_x^{(1)} - u^{(1)} \eta_x^{(1)} \quad (5)$$

$$u_t^{(2)} + g\eta_x^{(2)} - \frac{1}{3}h^2 u_{xxt}^{(2)} = -u^{(1)} u_x^{(1)} \quad (6)$$

(5), (6)式からは

$$\eta^{(2)} = D_1 a_1 a_2 \cos(k_x x - \omega_x t) + D_2 \frac{a_1^2}{2} \cos(2k_1 x - 2\omega_1 t) + D_3 \frac{a_2^2}{2} \cos(2k_2 x - 2\omega_2 t) \quad (7)$$

の型の解が得られ, $k_x = k_1 \pm k_2$, $\omega_x = \omega_1 \pm \omega_2$ のうち差の成分のみに注目すると次式を得る.

$$\eta^{(2)} = D \cos(k_x x - \omega_x t) \quad (8)$$

ただし,

$$D = \frac{a_1 a_2}{2k_1 k_2 h^3} \left\{ \frac{\omega_x k_x h \left[1 + \frac{1}{3}(k_x h)^2 \right] (\omega_1 k_2 h + \omega_2 k_1 h) + \omega_1 \omega_2 (k_x h)^2}{\omega_x^2 \left[1 + \frac{1}{3}(k_x h)^2 \right] - gk_x^2 h} \right\}$$

ここでは, 入射波として(4)式と(8)式を合成したものを用いた.

境界条件 入射側の沖側境界ではゾンマーフェルトの放射条件を与え, 反射波に対しては透過条件とした. また, 側方境界としては, ここでは離岸堤周辺の波動場に対して対称性を仮定しているため(すなわち, 連続離岸堤をモデル化しているため), 法線方向の流速を0として反射条件を与えた.

3. 計算結果と考察

図-1は岸沖方向108m, 沿岸方向108mの一様水深部 $h=5\text{m}$ の計算領域に周期 $T_1=8.57\text{s}$, $T_2=12\text{s}$, 振幅 $a_1=0.23\text{m}$, $a_2=0.23\text{m}$ の $y(m)$ 2成分の波と式(8)による長周期波を合成した波を入射させた時の計算開始から36s後の空間波形である. 離岸堤背後において, 長周期の波の回折が顕著に現れている. 基本的には長周期成分の回折波は非線形であるが, ここで用いた計算手法では短周期の波の回折に伴って同時に計算することが可能である. 図-1 計算開始から36s後の空間波形

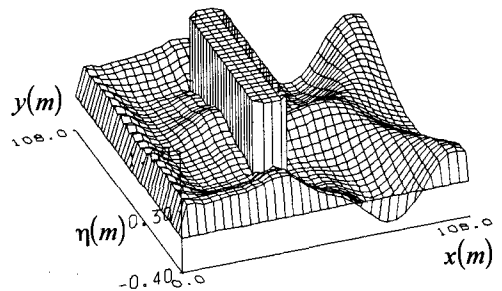


図-2, 図-3には離岸堤背後における離岸堤中心線上と開口部での時間波形を示した. 実線は計算波形であり破線は計算波形から抽出した長周期成分波である. 短周期の波が離岸堤によって遮断されているにもかかわらず, 長周期成分波は自由波となって背後にまで回折していることが分かる.

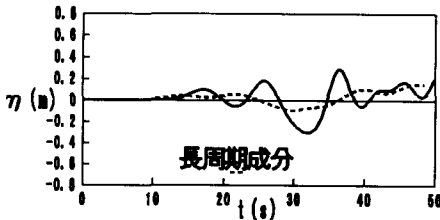


図-2 離岸堤背後中心線上での時間波形

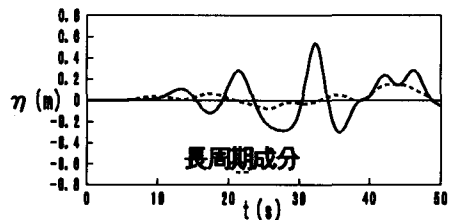


図-3 離岸堤背後開口部での時間波形

4. おわりに

ここでは, 離岸堤による遡上波の制御に関する基礎資料として, 一定水深下におけるset-down波を含めた2成分合成波での計算結果を示した. その結果, 離岸堤背後における波変形において長周期成分波の影響が顕著に現れることが確認された. 砕波も含めた斜面上における離岸堤背後の波の変形特性についての計算結果については講演時に発表する予定である.

参考文献 喜岡 渉・長嶋禎泰(1993), 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 596-600.

Karambas, T. V. and C. Koutitas(1992), Coastal Eng., Vol. 18, pp. 1-19.