

ステップ型海岸における長周期波の伝播変形解析

名古屋工業大学 学生員 水谷隆夫
学生員○石原健司
正員 喜岡 渉

1. はじめに

浅海において増幅される長周期波による海水振動や浮体の動搖を検討するにあたっては、屈折・回折による長周期波の伝播変形を評価してその入射角や波長を与える必要がある。しかし、方向分散性を有する不規則波動場においての長周期成分波の伝播変形過程については、不明な点が多く残されている。一定水深下における長周期波の方向スペクトルの理論は、Sand(1982)によって発表されており、長周期波の波向きは短周期波の波数ベクトルの差により決まるため、エネルギーが短周期波に比べ広く分布し、なめらかなピークを持つことを示している。個々の1次成分波が屈折や回折によって波向きを変えると、長周期波も自由波の発生を伴う伝播変形を生じると考えられが、その変形過程を取り扱った例は非常に少ない。本研究では、入射角のそれぞれ異なる3成分合成波を用いて数値シミュレーションを行い、自由波の発生が問題となるステップ型断面における長周期波の変形特性を調べた。

2. 計算方法

基礎方程式として、長周期水位変動 ζ と鉛直平均の流速 U 、 V についての次式を用いる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \frac{\partial U}{\partial x} + h \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) - \frac{\tau_{bx}}{\rho h} \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} = - \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) - \frac{\tau_{by}}{\rho h} \quad (3)$$

ここに、 h は水深、 τ_{bx} 、 τ_{by} は底面摩擦項を示す。ただし、ここで数値計算においては碎波帯外を対象とするため底面摩擦項を0としている。運動方程式中のradiation stressは方向分散性を有する1次成分波が(4)式のように表されると、長周期波に寄与する定常項の成分 f_1 、 g_1 と短周期波の周波数の差の成分 f_2 、 g_2 の和によって(5)式のように表される。

$$\eta = \sum_{n=1}^N a_n \cos(\varphi_n t) \quad \varphi_n = \vec{k} \cdot \vec{x} - \omega_n t + \varepsilon_n \quad (4)$$

$$S_{xx} = f_1(a_n) + f_2(a_n, a_m, \cos(\varphi_m - \varphi_n)) \quad S_{xy} = g_1(a_n) + g_2(a_n, a_m, \cos(\varphi_m - \varphi_n)) \quad (5)$$

なお、radiation stress(S_{xx} 、 S_{xy})の表示式中の関数 f_1 、 f_2 、 g_1 、 g_2 の詳細な式については、水谷ら(1991)に示されている。上式では、個々の波の方向分散性を主方向に代表させることなく与えているために、周波数差の波の影響を厳密に評価することができる。

境界条件としては冲側境界で長周期波の入射成分を0とし、また沖へ向かう反射波は \sqrt{gh} の自由波として透過していくものとした。計算領域は開領域とし、岸側と両側面での境界条件としては、計算内部に影響を及ぼさないような透過境界を用いる。ただし、一般に用いられる長波の透過条件式 $\bar{n} \cdot \bar{u} = \zeta \sqrt{gh}/h$ では波群とともに $C g$ で伝播する拘束波に対しては反射境界として働くため、ここでは $5\Delta x$ 幅のスポンジ層をそれぞれの境界に配置し波の消波を行った。なお、スポンジ層の基礎方程式としては、次式を用いた。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \frac{\partial(vU)}{\partial x} + h \frac{\partial(vV)}{\partial y} + \frac{1-\mu^{-2}}{\Delta t} \zeta = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial(v\zeta)}{\partial x} + \frac{1-\mu^{-2}}{\Delta t} u = - \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + g \frac{\partial(v\zeta)}{\partial y} + \frac{1-\mu^{-2}}{\Delta t} v = - \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \quad (8)$$

ここに、 $v(x) = a + \frac{1-2a}{\mu(x)} + \frac{a}{\mu(x)^2}$ 、 $\mu(x) = \exp((2^{-n} - 2^{-5}) \ln a)$ である。スポンジ境界層の影響につ

いては各時間ステップで全領域の平均水位を出力させることによってモニターした。

3. 計算結果と考察

図1は、計算領域として沖側水深25m、岸側水深5mで勾配1/20のステップ型海浜を用いたときのもので、入射角0°の入射波($a=0.5\text{m}$, $T=10\text{sec}$)に対して角度 $\angle \theta$ をもつように対称的に2波($a=0.25\text{m}$, $T=8\text{sec}$)を入射させた3成分合成波を用いたときのステップ上水深5mでの時間波形を示す。図の結果はSand(1982)の理論値と一致しており、角度 $\angle \theta$ が大きくなる程長周期波の振幅は小さくなっている。このケースにおいては、自由波は発生しておらず、一定水深のSandの理論解がほぼ適用できることがわかる。図2は、Liu(1989)と同様に沖側水深20.12m、岸側水深10.06mで勾配1/2のステップ型海浜を仮定したときの計算結果で、計算開始後140秒における空間波形を示す。入射波として主方向の波向きを0°, 30°, 45°の3種類に変化させて入射させている。このケースについては3成分波とも主方向の波向きに一致させている。図3は斜面上の水深10.06mにおける時間波形を比べたもので、振幅値はLiu(1989)の計算結果と比べるといくぶん小さくなっているものの、入射角による長周期波の振幅の変化傾向については一致している。このケースにおいては、長周期波は伝播変形に伴って自由波を発生するものと考えられるが、その特性の詳細については現在検討中である。

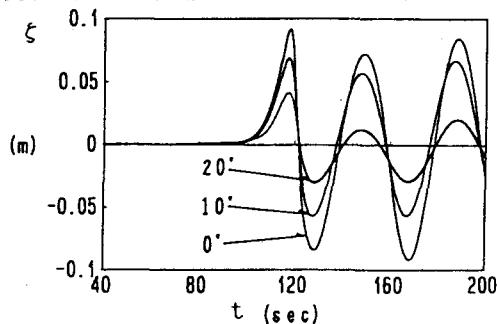


図1 勾配1/20ステップ型断面上での時間波形の比較

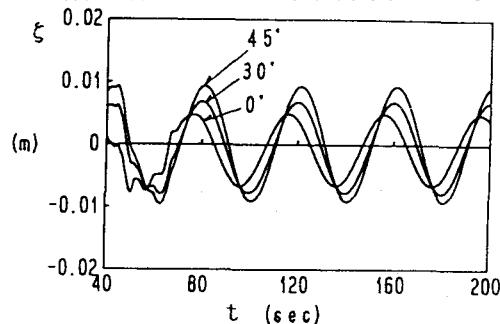
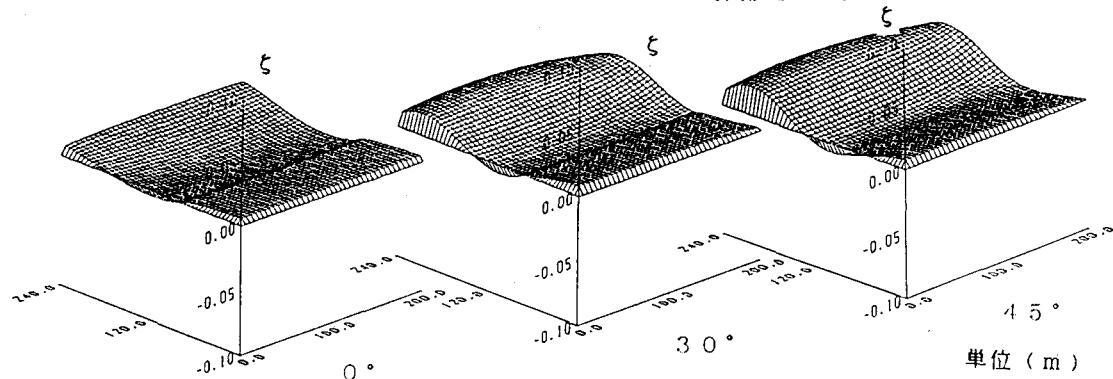


図3 勾配1/2ステップ型断面上での時間波形の比較



参考文献

水谷隆夫, 喜岡涉(1991):平面2次元における長周期水位変動の伝播変形, 第46回年次学術講演会概要集, pp966-967.

Sand, S. E. (1982): Long waves in directional sea. Coastal Engineering., vol. 6, pp195-208.

Larsen, J. and Dancy, H. (1983): Open boundaries in short wave simulations — a new approach. Coastal Eng., vol. 7: pp285-297.

Philip L.-F. Liu(1989): A note on Long waves induced by short-wave groups over a shelf., J. Fluid Mech., vol. 205, pp163-170.