

Ⅱ-179 斜面上に設置された鉛直板列周辺の波浪場に関する数値解析

大阪市立大学 学生会員 ○田野雅彦
 大阪市立大学 学生会員 山上雅実
 大阪市立大学 正会員 小田一紀
 大阪市立大学 正会員 重松孝昌

1. はじめに

従来、複雑な底面形状を有する水域における波浪場の流体運動を差分法で数値計算する場合には、ステップ状に底面境界を設定したり、座標系を σ -座標系などに変換したりして計算を行ってきた。しかし、前者の手法では、メッシュサイズを十分に小さくとらなければ精度よく底面形状を表現できず、後者では時々刻々変化する水面境界に応じて各タイムステップごとに座標変換を行わなければならないという問題点を有していた。そこで、本研究ではメッシュ内で流体の占める割合を表わす体積率とメッシュ界面に対して流体が通過できる面積の比を表す開口率を導入することによって、スタaggerドメッシュでも十分に精度良く底面形状を表現することができる手法を考案した。ここでは、最も単純な底面形状として一様斜面を対象とし、斜面上に設置された鉛直板列周辺の波浪場の解析を行った。

2. 計算手法

図-1に示すように、流体体積率 γ_v および開口率 γ_x, γ_z を定義する。このとき、基礎方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \gamma_i u_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial(\gamma_v u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_j u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \gamma_j \tau_{ij}}{\partial x_j} - \gamma_v g_i$$

$$\tau_{ij} = (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

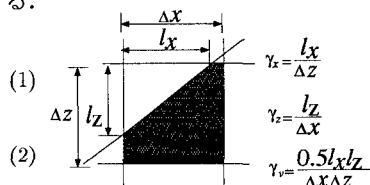
$$\frac{\partial \gamma_v k}{\partial t} + \gamma_j u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \gamma_j \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + \nu_t \frac{\partial(\gamma_j u_i)}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \gamma_j \epsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\gamma_v \epsilon)}{\partial t} + \gamma_j u_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \gamma_j \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right\} + \gamma_j C_\gamma \frac{\nu_t \epsilon}{k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \gamma_v C_\alpha \frac{\epsilon^2}{k} \quad (5)$$

ここに u_i : x_i 方向の流速, p : 圧力, g_i : x_i 方向の重力加速度, ν : 動粘性係数, ν_t : 渦動粘性係数, k : 乱れエネルギー, ϵ : エネルギー散逸率, $\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_\gamma, C_\alpha$: モデル定数。境界条件としては沖側では微小振幅波より求められる流速, 圧力および水面変動を与え, 岸側ではSommerfeldの放射条件を適用し, 底面ではfree slipとした。水面変動量は, 水面セルにおける流体の流入出より算出した。このとき, より精度良く水面形を表現するため, 水面形の算出後, 再度, 水面付近の圧力および流速を補正し, それに基づき再び水面変動量を計算した。

解析モデルの検証を行うために, 1:30の勾配を有する斜面上を微小振幅波が伝播する場合について本手法を適用し, その波高変化率 H_2/H_1 (H_2 : 岸側波高, H_1 : 沖側波高)の計算結果と理論値を比較した。その結果, 周期や水深を変えて計算を行っても理論値との誤差は2%以内であった。

次に, 本手法の適用例の1つとして, 一様斜面上に設置された鉛直板列近傍の波浪場解析を行った。計算領域は沖側水深 $h_1=90\text{cm}$, 水平方向に $3L_1$ (L_1 : 入射波の波長)で1/30の一様斜面とし, その中央の水底に高さ



(3)図-1: 流体体積率および開口率の定義

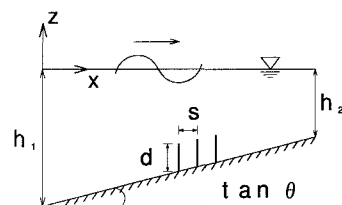


図-2: 座標系

Keywords: 斜面, 鉛直板列, 数値計算, $k-\epsilon$ モデル

連絡先: 〒558-8585 大阪市住吉区杉本 3-3-138 Tel.& Fax. 06-605-2733

$d/h_1=0.11, 0.22, 0.33, 0.44, 0.56$ の鉛直板を設置間隔 $s/L_1=2/25$ で、5枚設置した（図-2参照）。 $\Delta x/L_1=1/50$ 、 $\Delta z/h_1=1/50$ 、 $\Delta t/T=1/128$ として、計算を行った。なお、沖側境界において波の谷が通過する位相を $\theta=0$ とする。

3. 計算結果

図-3および図-4は、鉛直板列を設置した場合の流速から何も設置していない場合の流速を差し引いた流速の一周期平均をベクトルで表わしたもので、図-3は $d/h_1=0.22$ の、図-4は $d/h_1=0.56$ の場合の結果である。 $d/h_1=0.22$ では、各鉛直板の沖側では反時計回りの、岸側では時計回りの小さな循環流が発生している。一方、 $d/h_1=0.56$ の場合には、鉛直板列の設置帯底層部では循環流は認められず、設置带上層部に大きな循環流が2つ（沖側は時計回り、岸側は反時計回り）生じている。また、鉛直板列設置帯の岸・沖両側にも循環流が形成されていることがわかる。さらに、両図を比較すると鉛直板高さが高くなるほど、設置帯に形成される循環流に規模が大きくなることがわかる。

図-5は鉛直板高さによる水面形状の変化を示したものである。設置する鉛直板の高さが高くなると、その岸側で位相のズレおよび波形の変化が大きくなることがわかる。図-6は鉛直板高さが透過波高に及ぼす影響を示したものである。同図によれば、 H_2/H_1 の値は $d/h_1=0.3$ 付近まではほぼ一定であるが、 $d/h_1 > 0.3$ になると鉛直板高さの増加に伴って透過波高が減衰することがわかる。清川ら¹⁾は、Resonant Duct の高さが透過波高に及ぼす影響について検討し、Resonant Duct 高さの増加とともに透過率が減少することを指摘しており、本研究で対象とした鉛直板列についても同様な傾向がみられた。

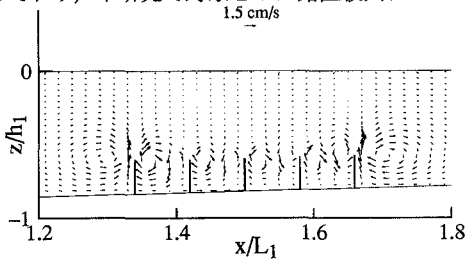


図- 3: 一周期平均流速 ($d/h_1=0.22, N=5$)

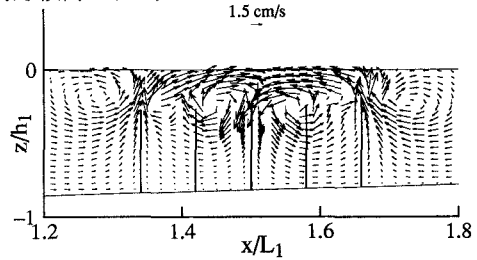


図- 4: 一周期平均流速 ($d/h_1=0.56, N=5$)

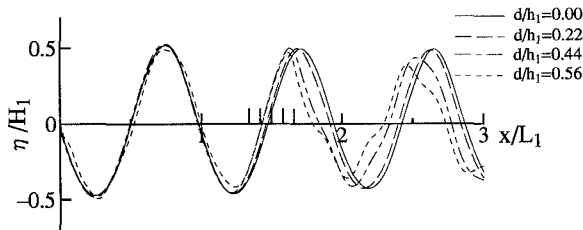


図- 5: 水面形の比較 ($N=5$)

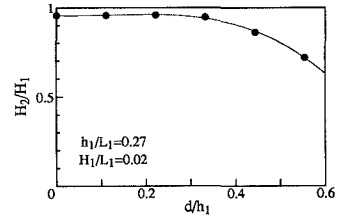


図- 6: 鉛直板高さによる波高減衰 ($N=5$)

4. まとめ

本研究では、任意の海底地形を考慮できるような差分スキームを構築し、それを最も単純な地形である一様斜面上の波浪伝播問題に適用した。微小振幅波理論の適用範囲内では浅水変形が精度よく再現できることを示し、斜面上に設置された鉛直板列近傍の波浪場の解析に適用した。今後は、鉛直板の設置間隔や斜面勾配が波浪場に及ぼす影響について検討していく予定である。

参考文献

- 1) 清川ほか (1987) : Resonant Duct による波の透過特性, 第 42 回年講, pp.532-533.