

# 1 方程式乱流モデルを用いた 砕波帯内における鉛直循環流場の 数値シミュレーション

NUMERICAL SIMULATION OF VERTICAL CIRCULATION IN THE SURF ZONE  
BY USING ONE-EQUATION TURBULENT MODEL

黒岩正光<sup>1</sup>・松原雄平<sup>2</sup>・犬飼拓志<sup>3</sup>・野田英明<sup>4</sup>

Masamitsu KUROIWA, Yuhei MATSUBARA, Takushi INUKAI and Hideaki NODA

<sup>1</sup>正会員 工博 鳥取大学助手 工学部土木工学科 (〒680-8552 鳥取市湖山町南4-101)

<sup>2</sup>正会員 工博 鳥取大学教授 工学部土木工学科 (〒680-8552 鳥取市湖山町南4-101)

<sup>3</sup>学生員 鳥取大学大学院 工学研究科 (〒680-8552 鳥取市湖山町南4-101)

<sup>4</sup>正会員 工博 鳥取環境大学副学長 (〒689-1111 鳥取市若葉台北1-1)

This paper is concerned with a numerical model of nearshore currents using one-equation turbulent model. In this study, a quasi-two dimensional model was proposed and applied to the vertical circulation in the surf zone. The present model was calibrated and verified by comparing with laboratory tests. First, the relationships among the vertical distribution of the turbulent length scale, eddy viscosity coefficient and undertow was investigated by comparing with the data measured in the small wave tank. Secondly, the present model was applied to undertow velocity measured in the large scale wave tank. Finally, the applicability of the present model was discussed.

**Key Words :** Nearshore current, Undertow, Turbulent model, Numerical simulation

## 1. はじめに

実務における海浜流場の計算には, radiation stress を外力とした平面 2 次元モデル (2DHモデル) が用いられているが, 構造物背後に発生する循環流の再現性については十分でなく, 摩擦係数や渦動粘性係数の与え方 (0 方程式モデル) に問題があることや, 戻り流れが顕著に発生する場合も再現性が劣ることが報告されている<sup>1)</sup>. したがって, 戻り流れも計算できる準 3 次元モデル, さらに乱流モデルを導入した新たな海浜流モデルを構築する必要がある. 著者らは準 3 次元海浜流モデルを開発し<sup>2), 3)</sup>, 現地への適用を試みたが<sup>4)</sup>, 構造物近傍で再現性が劣ることを確認している. この原因の一つには, 渦動粘性係数の与え方, すなわち, 0 方程式型の渦動粘性係数 (例えば, Longuet-Higgins の式<sup>5)</sup>) を用いていることにあると考えられ, 実際には, 砕波による乱れエネルギーの生成, 移流拡散および逸散過程を考慮して算定された渦動粘性係数を用いて海浜流場を算定する必要があると考えられる. 最近, 計算機の発達とともに, 高次乱流モデルを用いた波と流れのダイ

レクトシミュレーションが試みられている. しかしながら, 平面波浪場に適用できるまでは至っておらず, 現地への適用は困難であり, 例えば, 灘岡ら<sup>6)</sup>のような乱流モデルを導入した準 3 次元的手法が有効で, 現地への適用も容易であると考えられる.

そこで, 本研究では, 乱流モデルを用いた新たな準 3 次元海浜流モデルを構築しようとするものであるが, その第一段階として, 乱れの運動エネルギーの 1 方程式乱流モデルを用いた準 3 次元海浜流モデルを開発しようとするものである. 本報では, 岸沖方向の鉛直循環流場 (戻り流れ) に適用し, 乱れの運動エネルギーおよび渦動粘性係数の分布が戻り流れの空間分布に与える影響について検討するとともに, 過去の実験結果と比較してモデルの適用性を検討しようとするものである.

## 2. 数値モデルの概要

本モデルは, 波浪場と海浜流場の 2 つのモジュールから構成される.

(1) 波浪場

波浪場はDallyら<sup>7)</sup>の碎波によるエネルギー減衰項を付加したエネルギー平衡方程式、式(1)を用いて算定する。

$$\frac{\partial EC_g}{\partial x} = -D_b = -\frac{K}{h} C_g (E - E_s) \quad (1)$$

ここに、 $K$ は無次元定数(1.5~2程度)で、 $E_s$ は

$$E_s = \frac{1}{8} \rho g (\Gamma h)^2 \quad (2)$$

で表される。 $\Gamma$ は0.4程度であり、碎波した波の波高が水深の4割になれば再生することを意味する。

(2) 鉛直循環流場

a) 準3次元海浜流モデル

黒岩ら<sup>2)</sup>による準3次元モデルの運動方程式の沿岸方向( $y$ 方向)を省略すると、鉛直2次元循環流場の運動方程式は式(3)のように表すことができる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \frac{\partial (u_w^2 - w_w^2)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_h \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_v \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (3)$$

ここに、 $U$ および $W$ は岸沖および鉛直方向における定常流速、 $\bar{\zeta}$ は平均水位、 $u_w^2 - w_w^2$ は波の存在による過剰運動量フラックス(radiation stressに相当する量)である。 $\nu_h$ および $\nu_v$ は水平および鉛直方向における渦動粘性係数であり、これらの評価方法については後述する。

連続式は

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

および

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{U}(\bar{\zeta} + h)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

である。ここに、 $\tilde{U}$ は断面平均流速である。

底面( $z = -h$ )および水面( $z = \bar{\zeta}$ )の境界条件はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \nu_v \frac{\partial U}{\partial z} &= \tau_b / \rho & z = -h \\ \nu_v \frac{\partial U}{\partial z} &= \tau_s / \rho & z = \bar{\zeta} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここに、 $\tau_b$ は底面摩擦応力であり、西村<sup>8)</sup>のモデルを用いた。 $\tau_s$ は平均水位面におけるせん断応力で、碎波による影響を考慮するため、次式で表した。

$$\tau_s = A_s \rho^{1/3} D_b^{2/3} \left( \frac{h}{L} \right) \quad (7)$$

ここに、 $A_s$ は無次元定数で2~4程度の値をとるが、本研究では2.4とした。

b)  $\nu_h$ に関する1方程式乱流モデル

$\nu_h$ は灘岡ら<sup>6)</sup>のモデルを参考に、水深方向に断面平均された乱れエネルギー $\tilde{k}$ の輸送方程式、すなわち、次式を用いて評価する。

$$\frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} + \tilde{U} \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_h \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x} \right) + \text{Prod}_h - C_d \frac{\tilde{k}^{3/2}}{\ell_h} \quad (8)$$

渦動粘性係数は乱れエネルギーと乱れの長さスケールを用いて

$$\nu_h = \ell_h \sqrt{\tilde{k}} \quad (9)$$

で表され、乱れエネルギーの生成項は碎波によるエネルギー逸散率を用いて

$$\text{Prod}_h = \frac{D_b}{\rho(\bar{\zeta} + h)} + \nu_h \left( \frac{\partial \tilde{U}}{\partial x} \right)^2 \quad (10)$$

で表される。ここに、 $\sigma_k$ および $C_d$ は無次元定数であり、それぞれ1.0および0.09とする。

c)  $\nu_v$ に関する1方程式乱流モデル

$\nu_v$ はDeigaardら<sup>9)</sup>の鉛直1次元の1方程式に基づいて評価する。乱れエネルギーの輸送方程式および渦動粘性係数は以下のものである。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_v \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \text{Prod}_v - C_d \frac{k^{3/2}}{\ell_v} \quad (11)$$

$$\nu_v = \ell_v \sqrt{k} \quad (12)$$

$$\text{Prod}_v = \frac{D_b}{\rho(\bar{\zeta} + h)} + \nu_v \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad (13)$$

乱れエネルギーおよび戻り流れの鉛直分布は、乱れの長さスケール $\ell_v$ 、底面および水面の境界条件の与え方によって大きく変化する。特に、乱れの長さスケール $\ell$ は、式(9)および(12)にも示したように、渦動粘性係数を評価する重要なパラメータであるが、評価しようとする水理現象によってその与え方は様々である。例えば、Svendsenら<sup>10)</sup>は戻り流れの鉛直分布の計算において $\ell$ を水深の0.25~0.35倍程度の値として与えている。一方、Deigaardら<sup>9)</sup>は浮遊砂濃度の拡散係数を求める際に、乱れエネルギーから算定しており、後述する式(14)のように底面近傍で分布を与えている。戻り流れを計算する際にも式(14)を採用している<sup>11)</sup>。また、底面の境界条件の与え方も様々であり、確立されたモデルは無いのが現状である。そこで、本研究では、以下に示す2つのタイプの境界条件および乱れの長さスケールが、碎波帯内の定常流速の鉛直分布に与える影響について検討する。

乱れの長さスケール $\ell_v$ をDeigaardら<sup>9)</sup>のモデルを参考に次式で与える場合をModel 1とする。

$$l_v = \begin{cases} C_d^{1/4} \kappa z', & z' < \frac{l_{\max}}{\kappa C_d^{1/4}} \\ l_{\max}, & z' > \frac{l_{\max}}{\kappa C_d^{1/4}} \end{cases} \quad (14)$$

ここに、 $l_{\max} = \alpha h$ であり $\alpha$ は0.07~0.1程度の値を取る<sup>9),11)</sup>。 $\kappa$ はカルマン定数(=0.4)、 $z'$ は底面からの高さを表す。この場合の境界条件は式(15)で与える。

$$\left. \begin{aligned} k &= 0 & z &= -h \\ \frac{\partial k}{\partial z} &= 0 & z &= \bar{\zeta} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

なお、Model 1を用いて渦動粘性係数を計算する場合、流れの計算における底面境界はNon-slip条件とした。

一方、乱れの長さスケール $l_v$ を水深方向に一定として与える場合をModel 2する。

$$l_v = \alpha_v h \quad (16)$$

この場合の境界条件は式(17)で与える。

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{u_*^2}{\sqrt{C_d}} & z &= -h \\ \frac{\partial k}{\partial z} &= 0 & z &= \bar{\zeta} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

### (3) 数値計算法

式(3)はKoutitasら<sup>12)</sup>の手法、すなわち水平方向に有限差分法、鉛直方向に有限要素法を用いたFractional step法を適用して数値計算した。式(8)および(11)は陽的に差分して解いた。水平方向の格子間隔および時間間隔は波浪条件、海底地形条件および計算の安定性を考慮して設定した。鉛直方向については、5等分割(節点数6)とするが、境界条件式(15)を用いる場合は、底面からの第1層目を更に4分割した(節点数9)。

## 3. 数値モデルの適用性について

ここでは、乱れの長さスケール、底面境界条件の与え方が乱れエネルギーおよび定常流速分布に与える影響について検討し、実験結果と比較することによってモデルの適用性を検討した。

### (1) 計算条件

本研究では、Tingら<sup>13)</sup>および黒岩<sup>14)</sup>による実験結果、丸山ら<sup>15)</sup>による実規模レベルの大型波動水槽を用いた実験結果を用いてモデルの適用性を検討する。表一1および2は計算に用いた波浪条件および計算条件を示したものである。CASE 1, 2および3はそれぞれTingら<sup>13)</sup>、黒岩<sup>14)</sup>および丸山ら<sup>15)</sup>による実験条件を示している。表一2中の $\Delta x$ は空間格子間隔、 $\Delta t_1$ 、 $\Delta t_2$ および $\Delta t_3$ はそれぞれ流れ、水平方向お

よび鉛直方向の乱れエネルギーの計算における時間間隔を示したものである。

表一1 波浪条件

	$\tan \beta$	Ho	T	Ho/Lo	Type
Case1	1/35	0.127	2.0	0.0204	Spilling
Case2	1/20	0.103	1.0	0.0660	Spilling
Case3	1/20	1.62	3.1	0.1081	Spilling

(unit:m,s)

表一2 計算における差分間隔および時間間隔

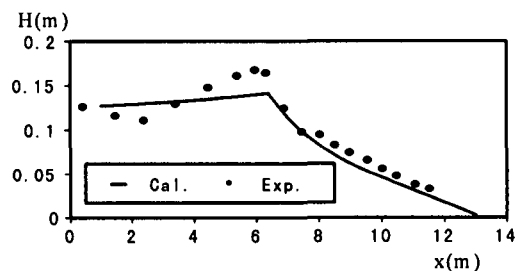
	$\Delta x$	$\Delta t_1$	$\Delta t_2$	$\Delta t_3$
Case1	0.2	0.02	0.02	0.005
Case2	0.1	0.02	0.02	0.005
Case3	2.0	0.02	0.02	0.01

### (2) 計算結果と実験結果との比較

まず、Case 1の条件を用いて戻り流れ、乱れエネルギーおよび渦動粘性係数の関係について検討し、その結果に基づいて適用性を検討する。

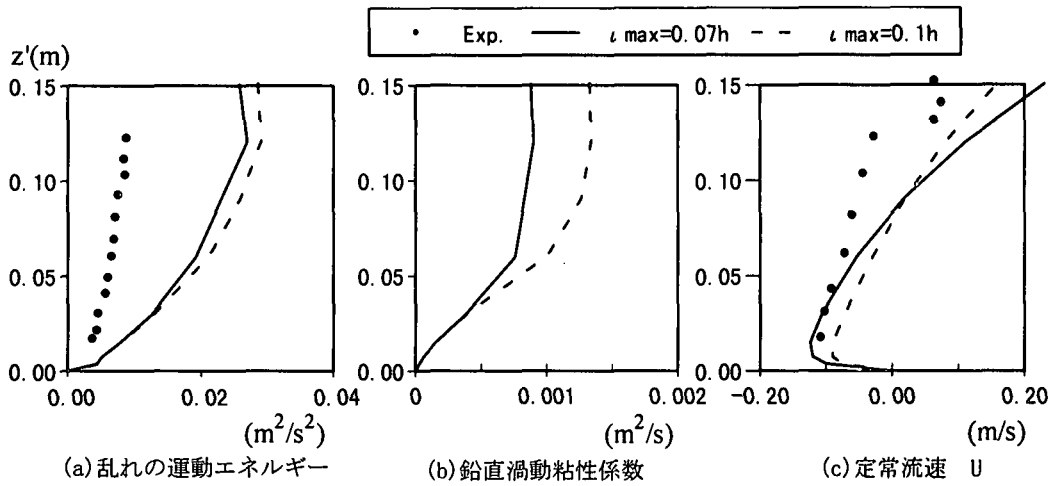
#### a) Case 1 (Tingら<sup>13)</sup>)

図一1は波高分布の計算値と実験値を比較したものである。なお、式(1)中の $K$ は2とし、砕波点は波高が水深の7割の高さになった地点とした。この図から、砕波点より沖側における実測値は、反射波の影響で振動していることがわかる。本モデルでは、進行波のみしか取り扱えないため反射波は再現できないが、概ね実測値と一致することがわかる。

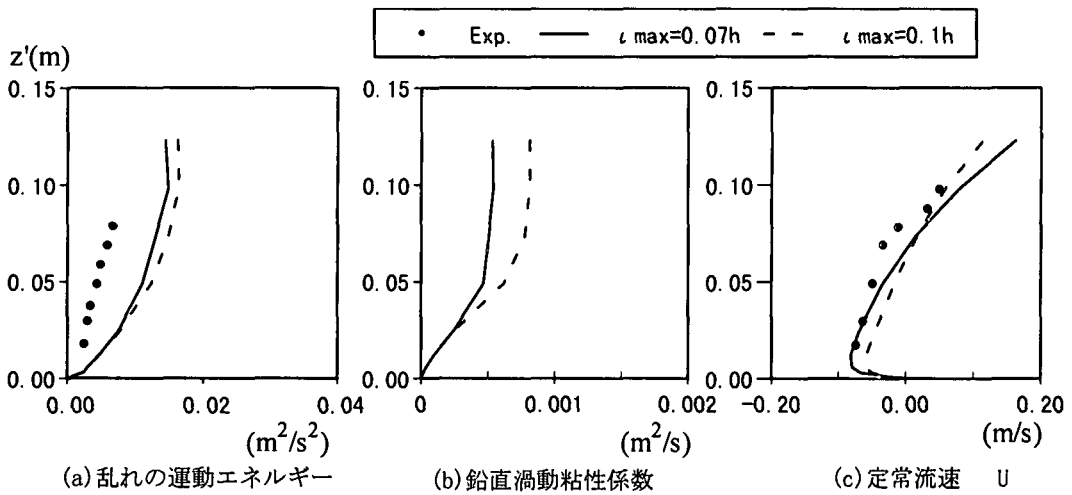


図一1 波高分布の計算結果 (Case 1)

図一2 (a)~(c)は $x=7.855m$ の地点におけるModel 1を用いた乱れエネルギー、渦動粘性係数および定常流速の鉛直分布の計算結果と実測値を比較したものである。図中に示す・印は実測値、実線は $l_{\max} = 0.07h$ 、破線は $l_{\max} = 0.1h$ として計算した結果を示したものである。この図から、乱れエネルギーの計算結果は、実測値を過大評価している。定常流速については、両者とも上層で実測値との相違が見られるが、底面付近では $l_{\max} = 0.07h$ とした方が実測値との一致度が良いことがわかる。



図一2 Model 1 による計算結果と実験結果の比較 (Case 1 :  $H_o=12.7\text{cm}$ ,  $T=2.0\text{s}$ ,  $x=7.855\text{m}$ )



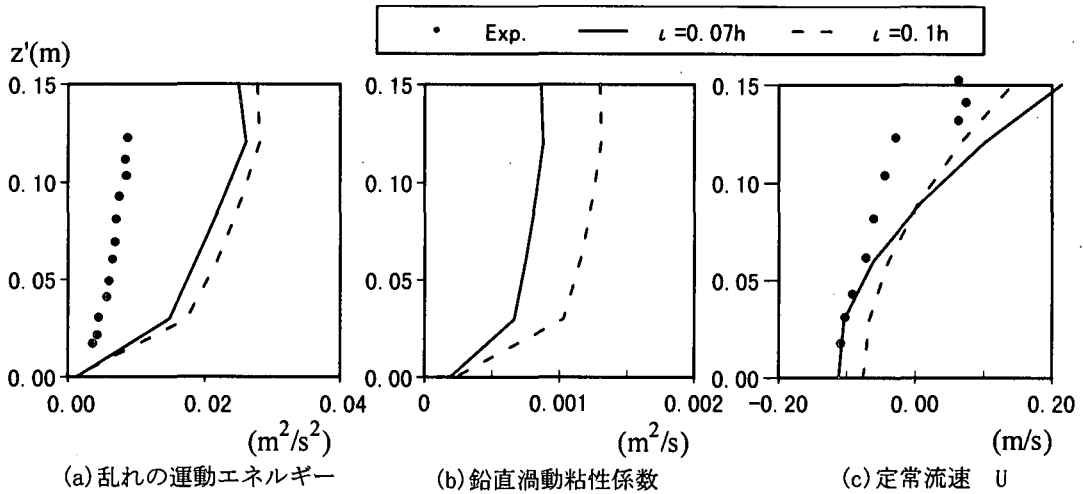
図一3 Model 1 による計算結果と実験結果の比較 (Case 1 :  $H_o=12.7\text{cm}$ ,  $T=2.0\text{s}$ ,  $x=9.725\text{m}$ )

図一3 (a)~(c)は $x=9.725\text{m}$ の地点における同様の結果を示したものである。これらの図から、 $x=7.855\text{m}$ における結果と同様に、乱れエネルギーの計算結果は実測値を過大評価しているが、流れの計算結果は実測値と良く一致している。特に、 $l_{\max}=0.07h$ とした結果の方が良く実験値を再現している。なお、水平渦動粘性係数の $l_h$ の $\alpha_h$ は種々変化させて計算した結果、 $\alpha_h=0.2$ とし以下の計算においてもそれを採用する。つぎに、図一4および5はModel 2を用いた同様の結果を示したものである。各図中に示す実線は式(16)の $\alpha_v$ を0.07、破線は0.1として計算した結果を示したものである。Model 1の結果と同様に、乱れエネルギーの計算結果は実測値を過大評価するものの、定常流速の計算結果は実測値を概ね再現している。特に、 $\alpha_v$ を0.07として計算した方が一致度は良いことがわかる。

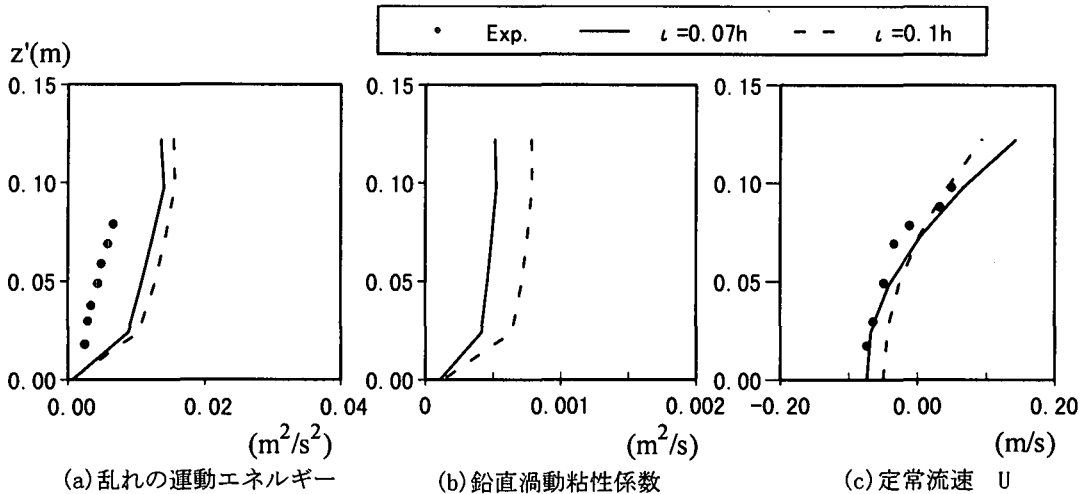
つぎに、Model 1と2による乱れエネルギーの鉛

直分布の計算結果を比較すると、分布形状に大きな差は無いが、渦動粘性係数の鉛直分布が若干異なっていることがわかる。定常流速の計算結果から、両者とも実測値とほぼ一致するが、底面付近の分布が異なることが明らかで、Model 1の方が底面付近の戻り流れの特徴を良く表しているのがわかる。

以上のことから、本モデルによる乱れエネルギーの計算値は実測値を過大評価するが、それを用いて渦動粘性係数を評価して得られた定常流の鉛直分布の計算結果は実測値と良く一致することがわかった。この結果はRakha<sup>16)</sup>がTingら<sup>13)</sup>の実験条件をもとに行った計算と同様の傾向を示しており、砕波帯内における乱流場にそのまま既存の乱流モデルを用いて渦動粘性係数を評価することに問題が残されていることを示唆している。したがって、乱れエネルギーと渦動粘性係数との関係を再検討し、新たな乱流モデルを開発する必要があると思われる。なお、両モデルとも概ね実測値と一致するが、Model 1の方



図一4 Model 2による計算結果と実験結果の比較 (Case 1 :  $H_o=12.7cm$ ,  $T=2.0s$ ,  $x=7.855m$ )

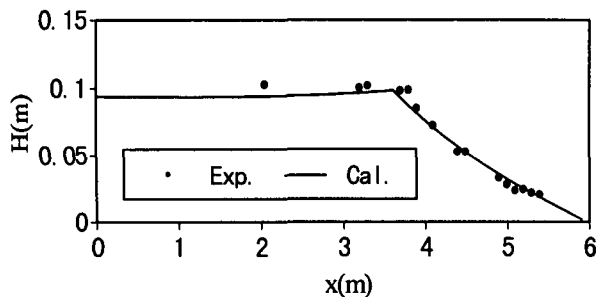


図一5 Model 2による計算結果と実験結果の比較 (Case 1 :  $H_o=12.7cm$ ,  $T=2.0s$ ,  $x=9.725m$ )

が戻り流れの鉛直分布の特徴を良く表していることから、以下の計算にはModel 1を採用する。

b) Case 2 (黒岩<sup>14)</sup>)

図一6は波高分布の計算結果と実測値を比較したものである。砕波点は計算結果が実測値と良く一致するように設定した。すなわち、波高が水深の8割の高さになった地点とした。図一7(a)~(c)は

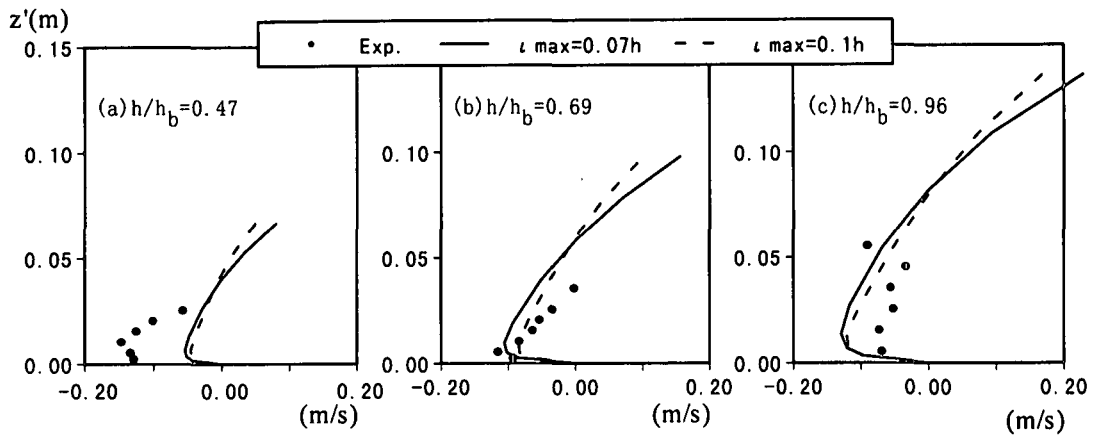


図一6 波高分布の計算結果 (Case 2)

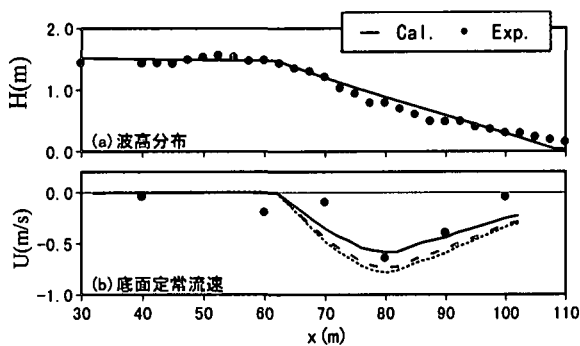
Model 1による定常流速の計算結果を示したものである。これらの図から、砕波点近傍 ( $h/h_b=0.96$ ) では実験値を過大評価し、一方、 $h/h_b=0.47$ では過小評価されている。 $h/h_b=0.69$ では概ね実験値と一致していることがわかる。また、乱れの長さスケールは水深の0.07倍程度にする方が良い結果を得られる。

c) Case 3 (丸山<sup>15)</sup>)

最後に、実規模の大型造波水路を用いて実施された結果を用いて本モデルの適用性を検討する。詳細なデータが無いため、底層において実測された定常流速の岸沖分布と比較することにする。図-8は波高および底面付近における定常流速の岸沖分布の計算結果と実測値を比較したもので、図(b)中の実線、破線および点線はそれぞれ底面から1, 2および3層目における計算結果を示している。この図から本モデルは良く実験値と一致し、実規模レベルの実験値とも対応が良いことがわかる。なお、砕波点は実測値と合うように  $H/h=0.6$ となる地点とした。また、乱れの長さスケールは  $l_{max}=0.07h$ とした。



図—7 Model 1による定常流速の鉛直分布の計算結果と実験結果との比較 (Case 2 :  $H_o=10.26\text{cm}$ ,  $T=1.0\text{s}$ )



図—8 波高分布および底層における定常流速の計算結果 (Case 3 :  $H_o=1.62\text{m}$ ,  $T=3.1\text{s}$ )

#### 4. おわりに

本研究では、1方程式乱流モデルを導入した碎波帯内の鉛直循環流場の数値モデルを提案し、乱れの長さスケール、底面境界条件の与え方について検討し、さらに、実測値と比較することによってモデルの適用性を検討した。その結果、乱れの長さスケールを水深の0.07倍程度とし、底面近傍で分布を与えることによって、碎波帯内における定常流速の鉛直分布を良く再現できることが確認できた。しかしながら、乱れエネルギーを過大評価することが指摘され、今後、モデルを再検討する必要があるが、本モデルを用いて沿岸流場、構造物周辺に発生する海浜流場に適用しモデルの適用性を検討する予定である。

本研究は文部省科学研究費奨励研究(A) (課題番号: 12750464, 研究代表者 黒岩正光) の補助を受けて行われたものである。

#### 参考文献

- 1) 河田恵昭, 柴山知也編集: 漂砂環境の創造に向けて, 土木学会, 海岸工学委員会, 359p., 1998.
- 2) 黒岩正光, 野田英明, 芳地康征: 準3次元海浜流場の数値シミュレーションに関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 151-155, 1997.

- 3) 黒岩正光, 野田英明, 中嶋孝昌, 森山貴之: 構造物周辺における準3次元海浜流モデルの適用性に関する研究, 海岸工学論文集, 第45巻(1), pp. 196-200, 1998.
- 4) 黒岩正光, 野田英明, 加藤憲一, 谷口 丞, 孫 彰培: 準3次元海浜流モデルを用いた構造物周辺の3次元海浜変形予測, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 616-620, 1999.
- 5) Longuet-Higgins, M.S.: Longshore currents generated by obliquely incident wave, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6789, 1970.
- 6) 灘岡和夫, 田村 仁, 八木 宏, 二瓶泰雄: 準3次元浅水乱流モデルの開発に基づく三次元大規模渦構造の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 466-470, 2000.
- 7) Dally, W. R., R.G. Dean and R.A. Dalrymple: A Model for Breaker Decay on Beaches, Proc. 19<sup>th</sup> ICCE, pp. 82-97, 1984.
- 8) 西村仁嗣: 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 333-337, 1982.
- 9) Deigaard, R., J. Fredsoe and I.B. Hedegaard: Suspended-sediment in the surf zone, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 112, No. 1, pp. 115-128, 1986.
- 10) Svendsen, I.A., Hemming A. Shaffer, and J.B. Hansen: The interaction between the undertow and the boundary layer flow on a beach, J. Geophys. Res., Vol. 92, No. C11, pp. 11848-11856.
- 11) Deigaard, R., Justesen, P., Fredsoe, J.: Modelling of undertow by a one-equation turbulence model. Coastal Eng. Vol. 15, p. 431-458, 1991.
- 12) Koutitas, C. and B. O'Connor: Modeling three-dimensional wind-induced flows, Journal of the Hydraulics Division, HY11, pp. 1843-1865, 1980.
- 13) Ting and Kirby: Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone, Coastal Eng., Vol. 24, p. 51-80, 1994.
- 14) 黒岩正光: 準3次元海浜流数値モデルの開発とその適用性に関する研究, 鳥取大学博士論文, 153p. 1999.
- 15) 丸山康樹, 清水隆夫: 岸沖地形変化予測モデルの開発と検証, 電力中央研究所報告, No. U86014, 44p., 1986.
- 16) Rakha, K.A.: A Quasi-3D phase-resolving hydrodynamic and sediment transport model, Coastal Eng., Vol. 34, p. 277-311, 1998.