

波動場における砂漣上の乱流構造に関する研究

Turbulent Flow Structure over Sand-Rippled Bed due to Wave Motion

神戸市立工業高等専門学校	正 員	辻 本 剛 三	Gohzoh	TSUJIMOTO
長岡技術科学大学大学院		市 山 誠	Makoto	ICHIYAMA
長岡技術科学大学	正 員	早 川 典 生	Norio	HAYAKAWA
長岡技術科学大学	正 員	福 嶋 祐 介	Yusuke	PUKUSHIMA
長岡技術科学大学	正 員	中 村 由 行	Yoshiyuki	NAKAMURA

A numerical calculation of the flow structure over sand-rippled bed under wave motion is conducted using the $k-\varepsilon$ turbulence model. An effort is paid to take the effect of surface wave motion rather than a simple oscillatory flow into account. Thus away from the sand ripple surface the two-dimensional velocity due to the Stokes' 2nd approximation is given as the boundary condition. The calculated result is compared with the measured data taken in the laboratory wave tank using a laser-doppler current meter.

[Keywords : sand ripple, turbulent model]

1. はじめに

漂砂や海浜変形を考える際に、振動流境界層の考え方を、波動場に適用することがあるが、振動流と波動場によって形成される流速場はある一点においては、流速の時間変動が周期的で共通性があるが、各点の流速変化に位相差が存在している。さらに波動場は楕円軌道を描きStokes Driftが存在し、ポテンシャル運動（渦なし）である。一方、振動流はサージングの往復運動のように渦ありである。このように両者は基本的には異なるが、その差異について議論された例は少ない。

近年、砂漣上の流れについては、振動流の場合、あるいは波動場において実験的研究が多く報じられている。^{1), 2), 3), 4)}一方で砂漣上の乱流構造の解析については、佐藤らによる乱流モデルを用いた振動流の解析例⁵⁾がある。本研究においては乱流モデルによる波動場の解析を目的とし、解法としては渦度方程式を解いた佐藤らの例に対して、運動方程式を直接に解く Patankar の方法を適用することを試みた。計算結果は2次元造波水槽でL.D.A.を用いて測定した流速、乱れ分布と比較して、モデルの適用性を検討したものである。

2. 基礎方程式

基礎方程式は $k-\varepsilon$ モデルの方程式群、すなわち連続式、運動方程式、乱れエネルギー k と粘性逸散率 ε の保存則であり、それらを二次元デカルト座標系 x_i ($i = 1, 2$) を用いて列記すると以下のようである。ここで、 x_1 方向の流れの速度成分を u_i 、圧力を P 、流体の密度を ρ 、粘性係数を μ 、動粘性係数を $\nu (= \mu/\rho)$ 、外力を $F_i (= g)$ とする。また x_1 方向は水平方向、 x_2 方向は鉛直上向きである。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - u_i' u_j' \right) + F_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j c) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial c}{\partial x_i} - u_i' c' \right) + \frac{\partial w_{0i} c}{\partial x_i} \quad (3)$$

$$-u_i' u_j' = \nu_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (4)$$

$$-u_1'c' = \Gamma_1 \frac{\partial c}{\partial x_1} = \frac{\nu_1}{\sigma_1} \frac{\partial c}{\partial x_1} \quad (5)$$

$$\nu_1 = C\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_1 k}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\nu + \frac{\nu_1}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_1} + \nu_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \beta g_1 \frac{\nu_1}{\sigma_1} \frac{\partial c}{\partial x_1} - e \quad (7)$$

G Pr

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_1 \varepsilon}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\nu + \frac{\nu_1}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_1} + C_1 \varepsilon \frac{e}{k} (Pr + G) (1 + C_3 g R_f) - C_2 \varepsilon \frac{e^2}{k} \quad (8)$$

式に含まれる定数は、Rodiによる値⁶⁾を用いるものとし、次式のように与えられる。

$$C_1 \varepsilon = 1.44, C_2 \varepsilon = 1.92, C_3 \varepsilon = 1.00, C\mu = 0.09, \sigma_k = 1.00, \sigma_\varepsilon = 1.30$$

計算に当たっては砂澁上の空間を $\xi = 0$ が砂澁面であるような直交曲線座標 (ξ_1, ξ_2) に基礎方程式を変換した。変換した式はここでは省略し、本計算で用いた対称砂澁を表す座標系の変換式⁷⁾を以下に示す。

$$\begin{aligned} x_1 &= \xi_1 - \eta/2 \cdot \exp(-k_s \xi_2) \sin(k_s \xi_1) \\ x_2 &= \xi_2 - \eta/2 \cdot \exp(-k_s \xi_2) \cos(k_s \xi_1) \end{aligned} \quad (9)$$

ここに λ : 砂澁波長、 η : 砂澁波高、 $k_s = 2\pi/\lambda$

計算領域は砂澁1波長間、砂澁面から充分な高さ δ までである。境界条件としてはまず砂澁面で次式を与えた。

$$\xi_2 = 0 \quad \text{で} \quad u_1 = u_2 = \varepsilon = k = 0 \quad (10)$$

上面では以下のように与えた。

$$\begin{aligned} \xi_2 = \delta \quad \text{で} \quad u_1 &= u_1(t, \delta), \quad u_2 = u_2(t, \delta) \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi_2} &= \frac{\partial k}{\partial \xi_2} = \frac{\partial c}{\partial \xi_2} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

ここで u_1, u_2 は Stokes の第2近似解で計算される流速で与えた。振動流の計算では $u_2 = 0$ である。波動場においては、 u_1, u_2 は本来 $u_1 = u_1(t, \xi_1, \delta), u_2 = u_2(t, \xi_1, \delta)$ となり、 u_1, u_2 共に $\xi_1 (x_1)$ 方向に分布を有する。しかしながらその場合、両端の境界条件が不明であり、波動場の解とは結局は波の1波長を解く必要がある。本研究では砂澁1波長間の計算の中に波動場の影響をみるために、 x_1 方向には分布を有しないものとし、その代わり u_2 にも値を与えた。そうすると連続の条件を満たすために両端の境界条件については、上面での水収支に見合う分だけ流量差が生じるものとした。

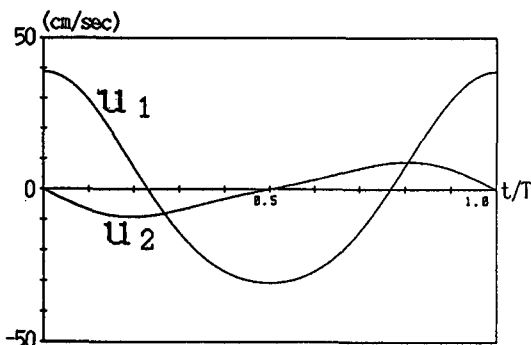


図 - 1 : 主流部の流速波形

表 - 1 : 実験条件

ケース	波高 cm	水深 cm	周期 sec	波長 cm	砂澁波高 cm	砂澁波長 cm
1	21.6	40	1.60	274	1.2	8.6
2	19.8	50	1.70	349	1.5	10.0
3	19.0	45	1.30	220	1.0	7.1

3. 計算方法

計算格子として砂漣1波長分を11分割、鉛直方向に16分割し底面近傍は特に細かくした。

Patankerの方法⁸⁾により方程式を離散化しSimple法により数値計算を行った。任意の初期値を与え、運動方程式、 k 、 ε 方程式と順に解き周期的な解が得られるまで計算を繰り返した。計算開始の初期値としては、 u_1 、 u_2 に一様流を与え、 k 、 ε には適当な値を与えた。Simple法は空間メッシュや時間メッシュを適当に与えても、物理的には妥当な値が得られることがわかっているので、ここでは計算時間の節約のために時間刻みは1/20周期とした。

図1に境界条件として与えた u_1 、 u_2 の波形を示す。計算は図の u_1 、 u_2 を用いた波動場の場合と、 $u_2 = 0$ とした振動流の場合とについて行った。

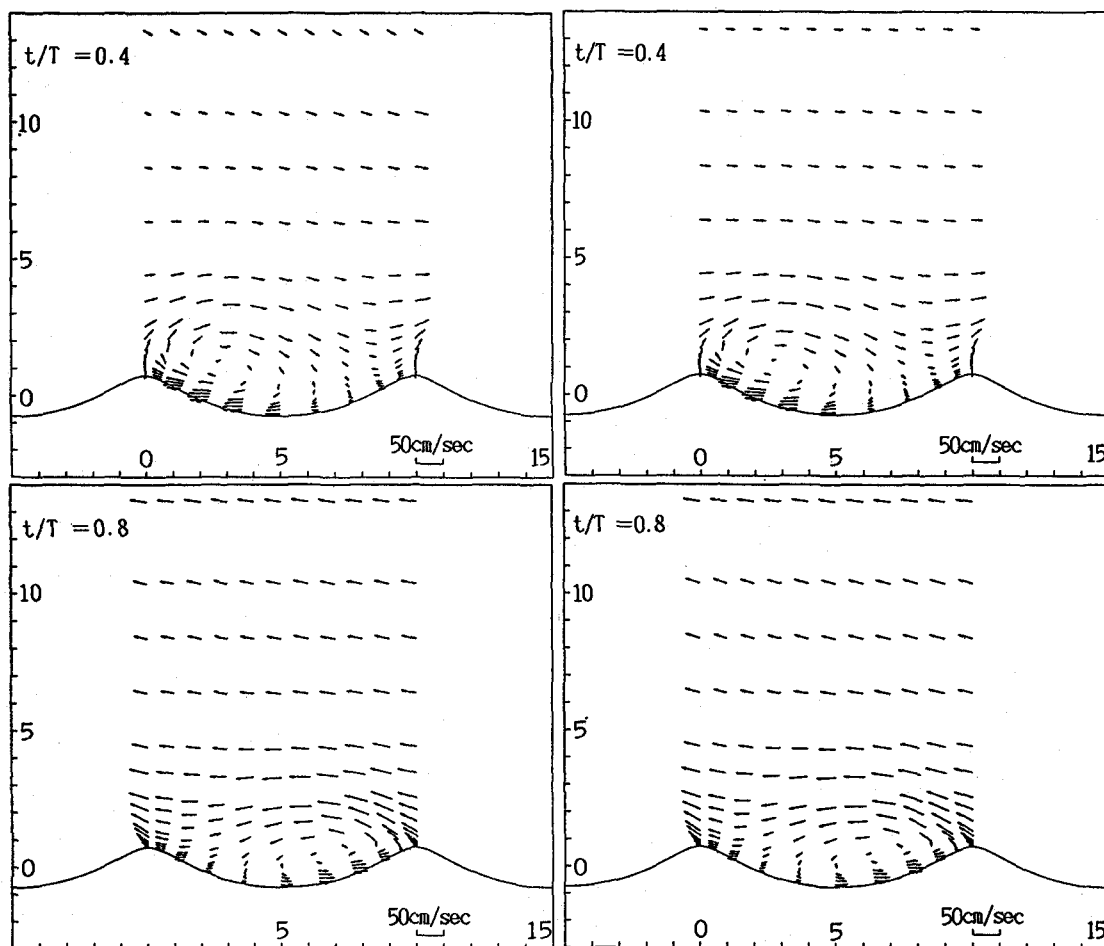


図-2・a: 平均流速分布
(計算結果: 波動場)

図-2・b: 平均流速分布
(計算結果: 振動流)

4. 実験方法と装置

実験は、長さ18m、幅60cm、深さ1mの2次元造波水路において行った。水路底に砂粗度を付けた木製の砂漣を設置し、流速測定にはL. D. A. を使用し、砂漣2波長分を水平方向に21分割、鉛直方向に16分割し、底面近傍は特に細かくして行った。データサンプリング間隔は0.02秒とし、各測点において20周期分測定した。平均流速は各位相平均した値を用いた。乱れ強度は、位相平均流速からの瞬間値の差の $r. m. s.$ を用いた。実験条件を表-1に示す。本論文では紙面の制約上実験値、数値計算値共にケース2の結果

について説明を行う。又右向きを岸方向にとっている。

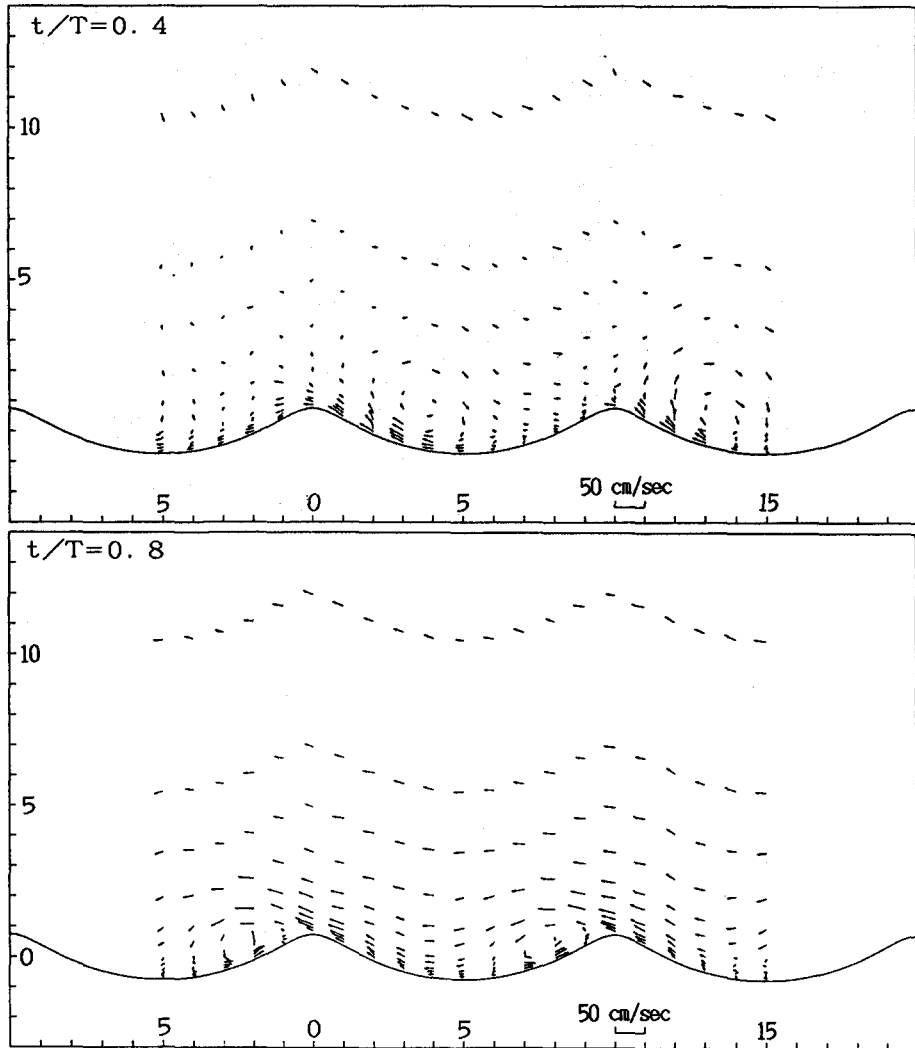


図-3：平均流速分布（実験結果）

5. 実験、計算結果の比較

5.1 平均流成分

図2は平均流速ベクトルを波動場の計算と振動流の計算とで比較したものであり、両者の差異は小さい。図1に示す境界条件の u_2 が絶対値で u_1 の20%程になるにもかかわらず、他の計算量についても同様に波動場と振動流の相違は小さかった。しかしながら図2aで見るように、波動場の流れにおける流速の場所による位相差は、本計算により表現されている。

図-3は砂澁上の流速をL.D.A.を用いて測定して得たベクトル図である。

渦の形成される位相が、実験値に比べて数値計算値の方が少し早い、砂澁上の流速の特徴的な現象である渦の形成、流線の剝離、加速効果が数値計算で再現されており、実験値と数値計算値との一致もきわめてよい。

波動場では渦が形成され流れが反転する位相付近において、流速の場所による位相差が存在しており波動場についての本計算にもその傾向が見られる。

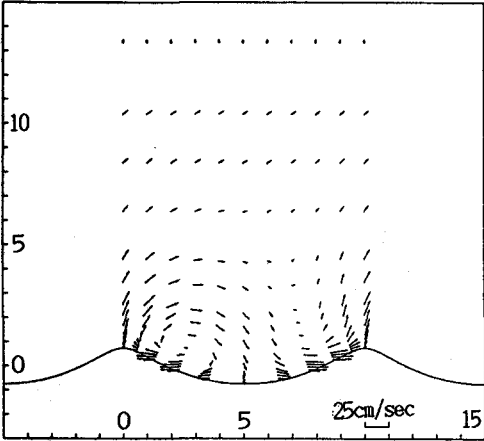


図 - 4 : 定常流成分 (計算結果)

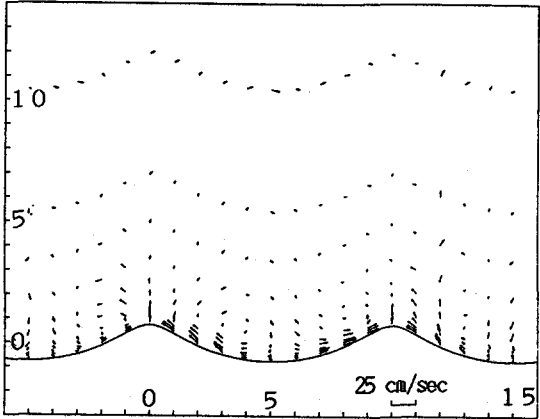


図 - 5 : 定常流成分 (実験結果)

5. 2 定常流成分

砂漣上の各点における流速を一周期平均するとオイラー的な定常流が得られるが、砂漣上の定常流成分については主として振動流場での研究が多く、波動場について検討した研究はほとんど無い。

図- 4、5 は砂漣上の定常流成分の流速ベクトルの実験値と計算値である。波動場ではいわゆるストークスドリフトと呼ばれる波の進行方向に向かう定常流が存在しているが図- 4 においても底面より上方では右向きの岸方向の定常流が卓越している。さらに砂漣近傍ではトラフからクレストに向かう定常流が存在している。定常渦は岸側斜面にのみ形成されており、波形がストークス波で近似される非対称流速によるものと思われる。また砂漣のクレストでは水平方向の定常流がなく、鉛直方向の定常流成分のみ存在していることは浮遊砂の移動を考える上で興味深い現象である。

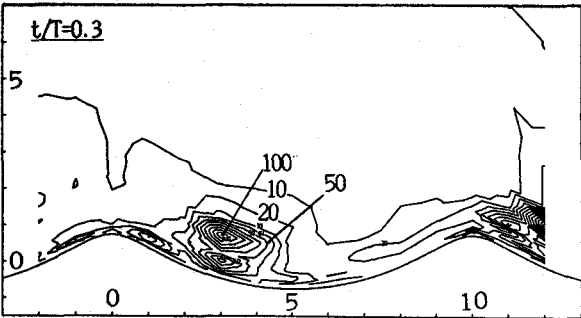


図 - 6 : 乱れエネルギーの分布
(実験結果)

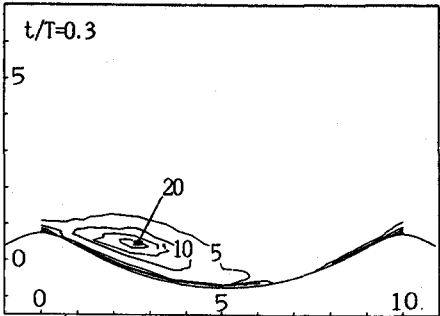


図 - 7 : 乱れエネルギーの分布
(計算結果)

5. 3 乱れエネルギー

図- 6、7 は乱れエネルギーの位相変化を示したものである。乱れは渦の発達に伴い砂漣クレスト付近より発生し渦の中心で最も大きくなり、流速が反転した直後に乱れは急激に減少している。乱れが拡がる軌跡が渦の移動に類似している。

計算値と実験値を比較すると、絶対値は乱れの定義法が明瞭でない意味があるが、計算値は実験値に較べて値が小さい。

6. 結論

本研究は波動場における砂漣上の乱流境界層を $k - \epsilon$ モデルにより数値計算する方法を試みた。その計算手法としては Patankar の方法が本問題に有効であることを示した。そして計算結果の妥当性を検討するために2次元の造波水路において砂漣上の流速をL.D.A.を用いて測定した。

波動場の計算と振動流の計算を比較することにより、本計算法は波動場の性質である流速の場所による位相差を表現できることを示した。

実験結果と数値計算との比較では流速ベクトルや定常流成分の再現性が良好であることが示された。乱れエネルギーの分布については、計算値が実験値に較べて小さく、尚検討が必要である。

本研究を行うにあたり助力を載いた長岡技術科学大学建設系吉原健技官に感謝の意を表す。また本研究が文部省科学研究費（奨励研究（A））による研究の一部であることを付記する。

参考文献

- (1) 佐藤慎司、三村信男、渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する研究、第32回海岸工学講演会論文集、1983
- (2) 橋本宏、辻本剛三、早川典生：大規模砂漣上の流速分布と浮遊砂濃度、第29回海岸工学講演会論文集、1982
- (3) 佐藤慎司、下迫健一郎、渡辺 晃：レーザードップラー流速計による砂漣上の乱流境界層の解明、第33回海岸工学講演会論文集、1986
- (4) 沢本正樹、山下俊彦：砂漣上の振動流境界層流れ、第26回海岸工学講演会論文集、1979
- (5) 佐藤慎司、上原啓史、渡辺 晃：乱流モデルによる砂漣上の振動境界層の数値シミュレーション、第32回海岸工学講演会論文集、pp. 26-30、1985
- (6) Rodi, W.: Turbulence Models and their Application in Hydraulics, State of the Arts paper, IAHR, 1980
- (7) 沢本正樹：波形底面上の半無限領域の写像関数、土木学会論文報告集、第216号、pp. 29-35, 1978
- (8) 水谷幸夫、香月正司、Patankar, S. V. 原著：コンピュータによる熱移動と流れの数値解析、森北出版、1985