

砂漣を有する海底上の乱流構造に関する研究

TURBULENT FLOW STRUCTURE OVER SEA BOTTOM WITH SAND RIPPLE

辻本剛三*・早川典生**・市山 誠***・福嶋祐介****

By Gohzoh TSUJIMOTO, Norio HAYAKAWA, Makoto ICHIYAMA and Yusuke FUKUSHIMA

The study of turbulent flow over a wavy surface bed such as sand ripple is very important in understanding the mechanism of onshore-offshore sediment transport.

In this paper a numerical calculation of the flow structure over sand rippled bed under wave motion is conducted using a $k-\epsilon$ turbulence model for low Reynolds number. The calculated results are compared with the measured data obtained with a laboratory flume with and without suspended sediment added. The calculated flow structure such as velocity vector, streamline, circulation flow and turbulence kinetic energy is in agreement with the measured results. Also the turbulent kinetic energy is found to be dampened by addition of suspended sediment.

Keywords: sand ripple, wave motion, $k-\epsilon$ model, turbulent flow

1. はじめに

砂漣のような波状底面上における乱流構造を調べることは、底質の移動機構、岸沖漂砂量の算定、砂漣の発生・発達機構を検討する上できわめて重要である。そのため従来より様々な実験的、理論的な研究がなされてきた。

実験的な研究として、堀川・渡辺¹⁾は水素気泡を用いて砂漣上の流速測定をおこない梶浦²⁾の振動流境界層モデルの検討を行った。沢本・山口³⁾は固定砂漣上において熱膜流速計を用いて流速分布を測定し、砂漣上の境界層を渦層と拡散層の2層に分けて扱う事を提案した。浜本・三村・渡辺⁴⁾は振動流装置を用いて非対称な砂漣上の流速場の詳細な測定を行っている。これらの研究はいずれも固定床上での測定であり、浮遊砂が存在している場における実験⁵⁾もあるがその例は極めて少ない。

理論的な扱いとして、平坦床上の乱流境界層の研究、砂漣上の流速及び循環流の解析的な研究がある。前者の

研究として梶浦²⁾は時間的に不変な渦動粘性係数を3層に分けて定義し乱流境界層の検討を行っている。一方後者の研究としては剥離の生じない層流状態における流れを扱った研究が多く Lyne⁶⁾が始めにその研究を行い砂漣の谷から峰に向かう循環流の存在を示した。その後 Kaneko and Honji⁷⁾も同様に渦度方程式を出発点として実験的にも循環流の存在を示している。沢本⁸⁾は Lyne らの解析の結果では実際の砂漣上に適用できない点を解決するために、Lyne らと同じ渦度方程式に移流慣性項を考慮して解析的に流速場を表した。Longuet-Higgins⁹⁾は非粘性渦糸群モデルによって砂漣上の流れ場を表すことを試みている。イスマイル、首藤¹⁰⁾は渦素子法により砂漣上の砂粒子の移動を模擬化している。さらに渦度方程式を数値積分する手法¹¹⁾もある。

一方、近年の計算機の発達に伴い乱流モデルをこれらの問題に適用して数値計算により算定する研究もある。乱流モデルには様々なタイプがあるが、定常流においてその適用性が確かめられている $k-\epsilon$ モデルを用いることが多い。波動場や振動流のような非定常流れへの $k-\epsilon$ モデルの適用例として、佐藤・上原・渡辺¹²⁾は渦度方程式を写像変換し砂漣上の振動流境界層流れの解析に用いている。著者ら¹³⁾も波動場における砂漣上の流れに乱流モデルを適用し、振動流場との違いを示している。

* 正会員 工修 神戸市立工業高等専門学校助教授 土木工学科 (〒651-21 神戸市西区学園東町8丁目3)

** 正会員 Ph.D. 長岡技術科学大学教授 工学部建設工学課程

*** 正会員 工修 パシフィックコンサルタンツ(株)

**** 正会員 工博 長岡技術科学大学助教授 工学部建設工学課程

以上のように波動場を対象とした砂漣上の乱流境界層の研究はきわめて少なく充分な理解が得られていない。その大きな要因として時空間的に変動する渦動粘性係数の算定がきわめて困難であるためである。そこで本研究ではこの値を乱流モデルを用いて算出して、レイノルズ方程式を数値計算することにより乱流境界層の解明を行った。乱流モデルとしては $k-\epsilon$ モデルを用い、壁面近傍の分子粘性や流速の反転時における微流速の影響を考慮するために、低レイノルズ数乱流モデルを用いた。そして砂漣のような波状底面に適用するために写像変換により方程式群を変換し統一的に表示した。計算結果をレーザー Doppler 流速計 (以下 L. D. A.) による流速測定結果と比較し、乱流モデルの妥当性を検討した。

また浮遊砂の存在による乱流構造の変化を調べるために、乱流モデルに浮遊砂による密度勾配の項を加えて、浮遊砂の拡散方程式と共に計算を行い、乱れエネルギー等の変化について調べた。さらに L. D. A. により浮遊砂の存在下において流速測定を行い清水流での実験結果、乱流モデルによる数値計算結果との比較検討を行い、乱流モデルの適用性について考察をした。

このように本研究は海底面に形成されている砂漣上における流れの乱流構造を検討するために、従来の振動流を対象とした解析とは異なり実際の波動場を考慮した解析を行う。

2. モデル方程式系

a) 基礎方程式系

数値計算に用いた方程式は平均流に対する連続式、運動方程式、及び浮遊砂に関する拡散方程式である。これらの方程式を 2 次元デカルト座標系 (x_i ($i=1, 2$) x_1 : 水平方向, x_2 : 鉛直方向) で表すと次式で示される。連続式

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

運動方程式

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

拡散方程式

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j c) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial c}{\partial x_j} - \overline{u_j c'} \right) + \frac{\partial w_{0j}}{\partial x_j} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 u_i : x_i 方向の流速成分, ρ : 流体密度, p : 圧力, ν : 動粘性係数, F_i : 外力 (= g), c : 浮遊砂濃度, Γ : 分子拡散係数, w_{0j} : 砂粒子の沈降速度である。

上式には $-\overline{u_i u_j'}$, $-\overline{u_i c'}$ という項を含んでおり閉じた系ではない。そのために、これら 2 つの未知量をモデ

ル化する必要がある。レイノルズ応力は速度勾配に比例し、勾配拡散型と仮定し、比例定数に渦動粘性係数 ν_t を導入する。速度-濃度相関は、濃度勾配に比例すると仮定し、比例定数に乱流拡散係数 Γ_t を導入する。

b) 低レイノルズ数乱流モデル

低レイノルズ数モデルを非定常流れに適用した例として、イスマイル・首藤¹⁴⁾は Chien のモデルに表面粗度効果を取り入れ数値計算を試み、浅野¹⁵⁾は Jones, Launder によるモデルを用いて乱流境界層内の水粒子速度の特性を考察している。また Patel¹⁶⁾は平坦床の定常流れに各種の低レイノルズ数モデルを適用し各モデルの妥当性の検討を行っている。このように低レイノルズ数モデルによる適用例はあるものの、波動場における砂漣上に適用した例はない。

乱流モデルを壁面近傍まで適用するためには 2 種類の方法があり、高レイノルズ数乱流モデルに経験的に知られた壁関数を境界条件に用いる方法と物理的な境界条件を用いた低レイノルズ数乱流モデルによる方法がある。しかしながら壁関数は、局所的平衡つまり乱れエネルギーの生成率と逸散率が等しいことを前提に導かれたものであり、振動流のような非定常流においては乱れエネルギーの生成率と逸散率に差があると言う報告¹⁵⁾もある。

従来の低レイノルズ数流れを解析するために導入された補正項とモデル関数は数多くあるが、壁面近傍における逸散率の取り扱い方により 2 種類に大別できる。1 つは逸散率 ϵ を変数とする場合であり、他方は k 及び ϵ 方程式に補正項を導入して壁面において $\epsilon=0$ とする方法である。しかしながら後者の方法において導入された補正項の物理的な意味が曖昧なので、本研究では前者による方法の 1 つである Lam-Bremhorst¹⁷⁾ により提唱されている式を用いた。乱れエネルギーを k , 粘性逸散を ϵ とすると次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} -\overline{u_i u_j'} &= \nu t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \\ -\overline{u_i c'} &= \Gamma_t \frac{\partial c}{\partial x_i} = \frac{\nu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial x_i} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

$$\nu_t = C_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\epsilon} \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i k) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \\ &+ \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_G + \underbrace{\beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial x_i}}_{P_r} - \epsilon \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \epsilon) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\epsilon}} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \\ &+ C_{1\epsilon} f_1 \frac{\epsilon}{k} (P_r + G) (1 + C_{3\epsilon} R_f) - C_{2\epsilon} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\beta = \frac{\rho_s - \rho}{\rho}, \quad R_f = \frac{G}{G + P_r} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 g_i : x_i 方向の重力加速度、 ρ_s : 砂粒子の密度
式中の定数は Rodi¹⁸⁾ により定められている値と同じ
であり、次のようである。

$$\left. \begin{aligned} C_\mu &= 0.09, & C_{1\epsilon} &= 1.44, & C_{2\epsilon} &= 1.92 \\ C_{3\epsilon} &= 1.00, & \sigma_k &= 1.00, & \sigma_\epsilon &= 1.30 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

また f_1, f_2, f_μ は乱れレイノルズ数 Rt, Ry の関数であり
Lam-Bremhorst は次式で与えている。

$$\left. \begin{aligned} f_\mu &= [1 - \exp(-0.0165 Ry)]^2 (1 + 20.5/Rt) \\ f_1 &= 1 + (0.05/f_\mu)^3 \\ f_2 &= 1 - \exp(-Rt^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

ここで $Rt = k^2/\nu\epsilon$, $Ry = \sqrt{k} x_2/\nu$ である

c) モデル方程式系の統一的表示

これらの方程式を $\eta=0$ が砂漣面であるような直交曲
線座標系 (ξ, η) に方程式群を変換した。砂漣形状を表す
写像関数¹⁹⁾を式 (11) に示す。

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \xi - a/2 \cdot \exp(-k_s \eta) \sin(k_s \xi) \\ x_2 &= \eta + a/2 \cdot \exp(-k_s \eta) \cos(k_s \xi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ここに a : 砂漣波高, k_s : $2\pi/\lambda$, λ : 砂漣波長

これらを用いて式を統一的に表示すると次式のような
なる。

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \nabla \cdot (u_i \rho \Phi - \Gamma \nabla \Phi) = S_0(\Phi) \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 Φ : 変数, Γ : 拡散係数, $S_0(\Phi)$: 生成項である。
具体的な内容は次のようになる。

連続式

$$\Phi = 1, \quad \Gamma = 0, \quad S_0(\Phi) = 0 \dots\dots\dots (13)$$

運動方程式

ξ 方向

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= u, \quad \Gamma = \nu + \nu_t \\ S_0(\Phi) &= -\frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{1}{h^2} \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{2}{h^2} \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \xi} \\ &+ \frac{v}{h^3} \left(2 \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} \frac{\partial h}{\partial \eta} - \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right) \\ &+ \frac{1}{h^2} \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{u}{h} \frac{\partial h}{\partial \eta} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

η 方向

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= v, \quad \Gamma = \nu + \nu_t \\ S_0(\Phi) &= -\frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \rho g (1 + \beta c) + \frac{1}{h^2} \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \xi} \\ &+ \frac{2}{h^2} \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{u}{h^3} \left(2 \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} \frac{\partial h}{\partial \xi} - \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} \frac{\partial h}{\partial \eta} \right) \\ &+ \frac{1}{h^2} \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{v}{h} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

拡散方程式

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= c, \quad \Gamma = \nu_t/\sigma_c + \nu \\ S_0(\Phi) &= \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial \xi} (w_0 c) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

乱れエネルギー k 方程式

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= k, \quad \Gamma = \nu + \nu_t/\sigma_k, \quad S_0(\Phi) = S_c + S_p \cdot k \\ S_c &= P_r + G - \epsilon \\ P_r &= 2 \nu_t \left[\left(\frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{v}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{u}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right)^2 \right] \\ &+ \nu_t \left(\frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{v}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{u}{h^2} \frac{\partial h}{\partial \eta} \right)^2 \\ G &= \beta \cdot g \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{1}{h} \frac{\sigma c}{\partial \eta} \\ \epsilon &= C_\mu \frac{k^2}{\nu_t} = -S_p k, \quad S_p = -C_\mu \frac{k}{\nu_t} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

乱れエネルギー ϵ 方程式

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \epsilon, \quad \Gamma = \nu + \nu_t/\sigma_\epsilon, \quad S_0(\Phi) = S_c + S_p \cdot \epsilon \\ S_p &= -C_{2\epsilon} \frac{\epsilon}{k}, \quad S_c = \frac{\epsilon}{k} C_{1\epsilon} (P_r + G) (1 + C_{3\epsilon} R_f) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 u, v : ξ, η 方向の流速, h : スケールファク
ター, ν_t : 渦動粘性係数, ξ, η : 直交曲線座標系である。
拡散方程式中に含まれるプラントル数 σ_t は 1.0 とした。

d) 計算手法

境界条件として上方境界では、流速はストークスの第
2 近似解を与え k, ϵ , 浮遊砂濃度は次式で与えた。

$$\frac{\partial k}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial x_2} + w_0 c = 0 \dots\dots\dots (19)$$

底面上で流速は no slip の条件を課し, k は 0 とした
 ϵ に関しては、Lam-Bremhorst は次式で与えている。

$$\epsilon = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_2^2} \right) \dots\dots\dots (20)$$

また壁面近傍の k の極限挙動を考えると、次の境界条
件は前式と等価である。

$$\epsilon = 2 \nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_2} \right)^2 \dots\dots\dots (21)$$

浮遊砂濃度に関して、福嶋・福田²⁰⁾ は非平衡の浮遊砂
流においては、勾配型の条件式が濃度型の条件式に比べ
てより妥当な結果を与えることを示し、砂の連行係数を用
いて境界条件を与えている。著者ら²¹⁾ も底面を通じて
フラックスを 0 とし、底面付近の濃度を掃流砂量公式を
用いて求め、濃度勾配を境界条件とする方法を用いて砂
漣上における浮遊砂濃度の一周期平均の鉛直分布を算出
しておりここでも同様に扱い次式を与えた。

$$\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial x_2} = -w_0 c \dots\dots\dots (22)$$

岸側、沖側の側方の境界条件として周期条件を与える

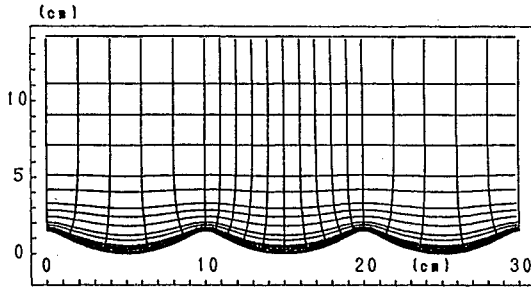


Fig.1 Calculated mesh point.

のが適切であるが、そのためには波一波長を解く必要があり計算時間等の制約上きわめて難しい。そこで砂漣3波長分の両側分で境界条件を与えることにした。流速は場所的な位相差を考慮してストークスの第2近似解を与えた。一方、浮遊砂濃度、 k 、 ϵ に関しては充分な知見がないために周期条件を課した。

計算は砂漣3波長分を水平方向に20分割（中央の砂漣上を10分割）、鉛直方向に17分割し底面近傍は特に細かくシタガード格子点とした。計算メッシュを図一1に示す。座標変換された方程式を Patanker²³⁾ にならってコントロールボリューム法により離散化し計算を行った。

初期値としては x_1 方向の流速には最大流速、 x_2 方向の流速には0、 k 、 ϵ 、 c に関しては適当な値を与えた。流速を計算し、圧力補正により流速補正を行い浮遊砂濃度の拡散方程式、 k 、 ϵ の式を順に解き周期解が得られるまで6-8周期計算を繰り返した。計算誤差は各格子点における連続式の総和が1/1000、前周期の各流速の差が0.1 cm/sec 以下になるようにした。コントロールボリューム法は空間的、時間的メッシュに関係なく物理的に妥当な値が得られるので、計算時間の節約のため刻み幅を1/20周期とした。

3. 実験方法、条件

実験は長さ18 cm、幅60 cm、深さ1 m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20分割、鉛直方向に11分割し、底面近傍はとくに細かくして測定した。データサンプリング間隔は0.02秒とし、各側点において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。波はすべての図中において、左から右に進行し、位相の原点は流速が岸向きから沖向きに変わる位相とした。

また、本研究では同一の水力条件に対して浮遊砂の存在が乱れエネルギーに与える影響を定性的に調べるために次のような実験を行った。砂粒子が存在している場での流速を測定するには、現在ではL. D. A. が最も有効

Table 1 Experimental condition.

ケース No.	波高 cm	水深 cm	周期 sec	波長 cm	砂粒子直径 cm	砂漣波高 cm	砂漣波長 cm
1	25.0	40	1.6	283	0.023	1.2	8.6
2	20.0	50	1.7	332	0.023	1.5	10.0
3	19.0	45	1.3	224	0.030	1.0	7.1
4	22.0	45	1.26	188	0.030	1.0	7.1
5	5.2	15	0.82	85	0.015	0.5	2.9

ケース5 Skafel²⁴⁾

である。しかしながら高濃度の浮遊砂が存在している場では測定値がロックアウトされ有効な実験値を得ることがきわめて難しい。さらに実際の移動床では砂漣の移動があり測定点を正確に固定することはむずかしい。そのためにここでは、前述の砂粗度の付いた模型砂漣に上方より砂粒子を投入して浮遊砂流とした。流速測定にはL. D. A. を使用し、砂漣1波長分を水平方向に4分割、鉛直方向に12分割した。底面に最も近い点は浮遊砂の影響を考慮して壁面から0.7 cmとした。データ処理は清水流と同じである。

実験条件を表一に示す。ケースNo.1-3は清水流、No.4は清水流と浮遊砂流において実験を行った。ケースNo.5は数値計算のみ行った。

4. 清水流中における乱流構造

(1) 流速成分

a) 流速ベクトル

図一2は実験と計算による岸向き最大流速時近傍の位相における砂漣上の流速ベクトルである。計算点と測定点が異なるので計算結果を補間して測定点に合わせている。波動場では流速の場所的な位相差がありクレストやトラフなどの同じ測線において流速の鉛直分布形が異なり実験結果からも明らかであり、計算結果においても同じ傾向が現れている。また砂漣上における加速効果や渦の形成が計算結果においても見られ砂漣上の流れの特徴を再現している。

b) 流線

砂漣上の流速分布の特徴には流線の剥離や砂漣頂における加速効果などがある。流線を描くことにより剥離領域を明確に表すことが可能になる。図一3は岸向き、沖向きの最大流速時付近の各位相におけるケース3の流線の実験と計算の比較図であり、位相 $t/T=0.45$ 付近で岸向きから沖向きに流れが反転している。図中の点線は剥離線を表し、流線の間隔は $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。最大流速時近傍において砂漣の岸側斜面の中程から剥離が始まり、剥離領域が拡大していき、最終的には砂漣クレストが剥離点となりトラフ付近が再付着点となる。一方、流速が反転し沖向きの最大流速後の $t/T=0.85$ の流れに

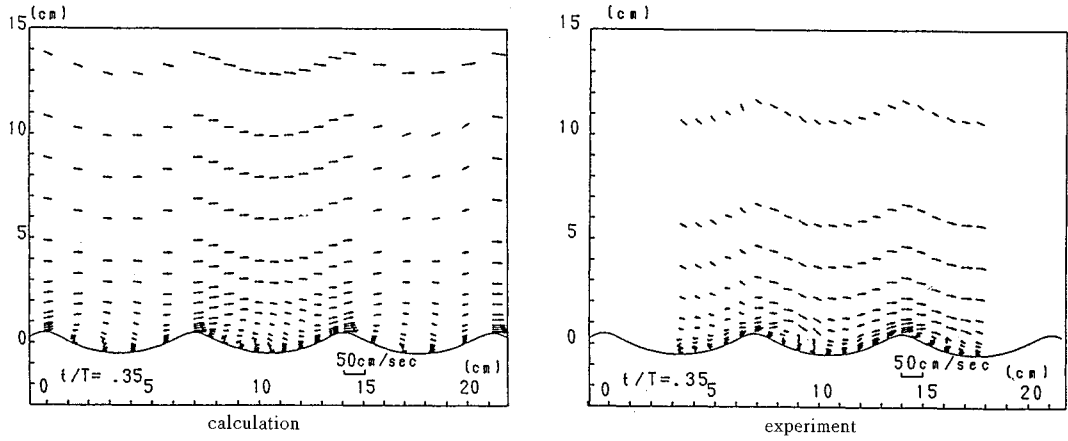


Fig.2 Velocity field of turbulent flow (case 3)

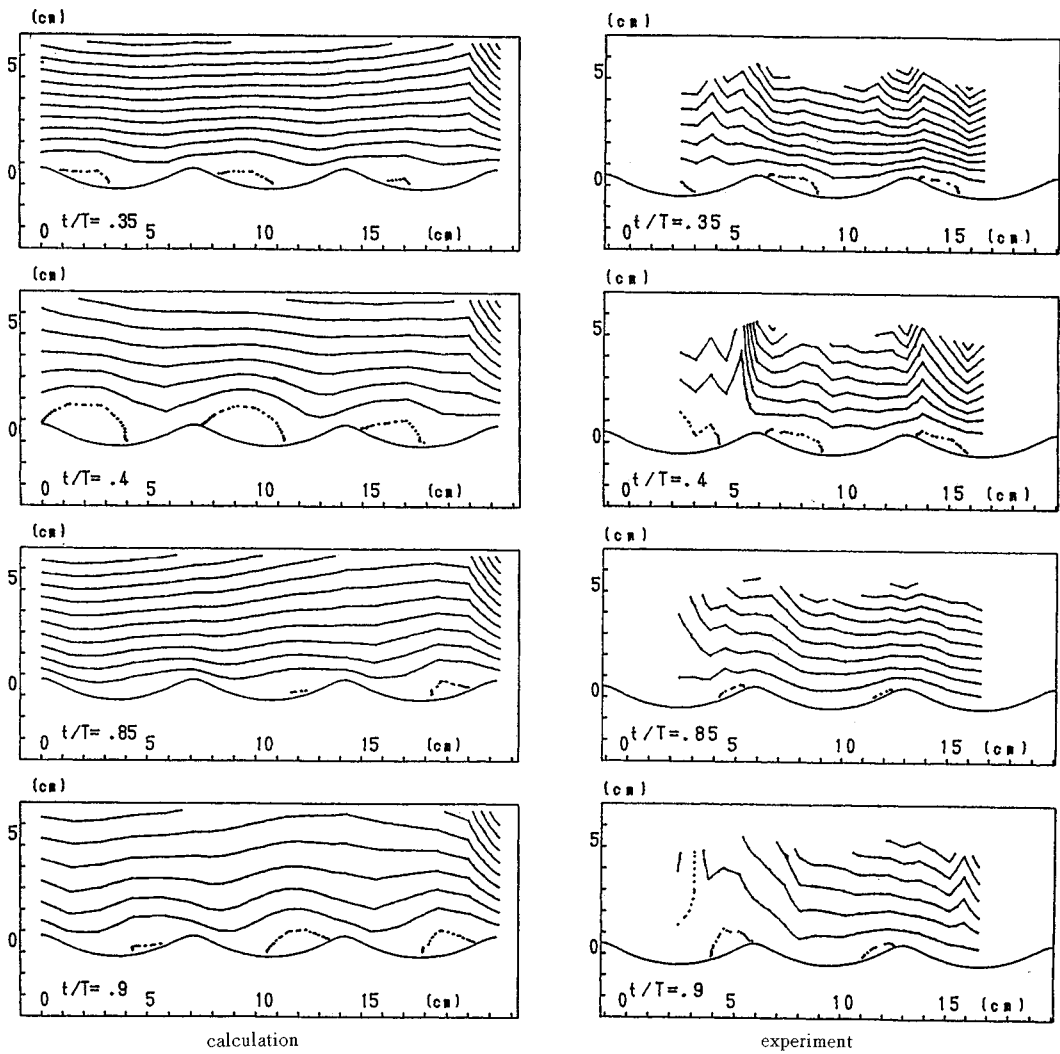


Fig.3 Streamline (case 3).

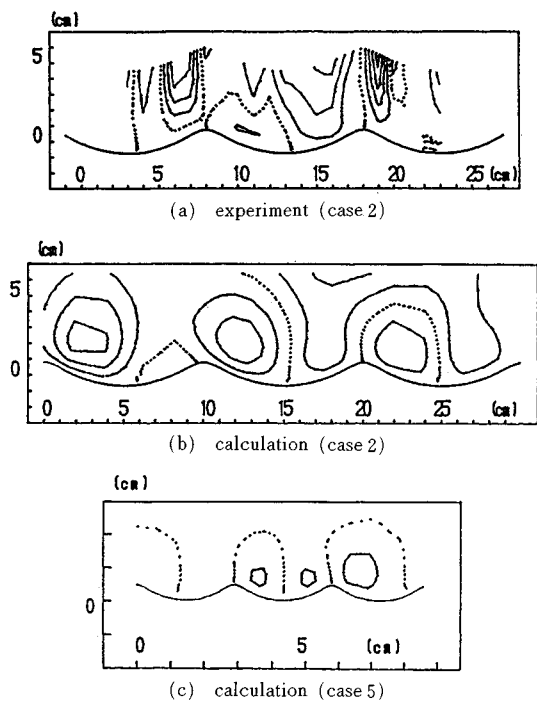


Fig. 4 Steady streamline.

においても同様な剥離が生じている。しかしながら剥離領域が岸向き流速時に比べて小さく剥離点も砂漣クレストよりややトラフよりである。また剥離の始まる位相が遅くなっている。剥離領域が計算結果においては実験結果と比較してやや大きくなってはいるが概ね計算結果は実験結果の傾向を示している。

(2) 循環流

砂漣上において流速を一周期平均すると、定常流成分(いわゆる循環流)が存在する。砂漣のような波状底面上における循環流の流線に関する理論的な研究は、主として振動流を対象とした研究が多い。特に λ :砂漣波長と d_0 :水粒子軌道長さの比 $S=d_0/\lambda$ が $S \ll 1$ である剥離の生じない場合の研究が主なものである。ところが実際の海底に形成される砂漣では S の値が1.6程度²⁾であり、剥離が常に生じていると考えられ、 S の値が小さい条件に対する結果をそのまま海底砂漣上に利用することはできない。ここでは、砂漣上の循環流の流線について従来の波状底面上における結果と本研究との関連について検討する。

Kaneko and Honji²⁾は振動流における波状底面や砂漣上の循環流についての実験を行い、境界層厚さ δ が $\lambda/\delta > 26$ になると、循環流の流線が2重構造をもつことを実験的、及び数値計算により示した。さらに Vitori²²⁾は Kaneko and Honji の解析方法に非線形の効果を取り込んで、最大流速と境界層厚さによるレイノルズ

数と砂漣の波数をパラメーターとして2重構造の発生領域を示している。しかしながらこれらの研究は剥離を伴わない層流状態におけるものである。

図—4は波動場における砂漣上の循環流の流線を示したものである。(a)、(b)はケース2の実験及び計算結果で流線の間隔は $5 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、(c)はケース5の計算結果で流線の間隔は $2 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。図中、点線は循環流に対する流線の値がゼロの線を示している。流線の分布の特徴として岸側斜面にのみ循環流が形成されている。一方沖側斜面では舌状の流線が底面近くまで張り出しており図には示していないがケース1においても同様な結果が得られている。計算結果は実験結果と比較して循環流が大きくなっており、これは計算では剥離の開始がやや早くなりそのために剥離領域が大きくなるためと考えられる。また岸側のみに循環流が形成される要因として底面流速の非対称性が考えられる。一方、図—4(c)は両側斜面において小さいが循環流が見られ、図—4(b)とは傾向が異なる。非対称性を表すパラメーターであるアーセル数を比較するとケース5は11程度であり他のケースの18~32に比べて小さく対称形に近い流速波形に相当している。しかしながら Kaneko and Honji が指摘しているような循環流の2重構造は認められない。Kaneko and Honji の実験条件を境界層厚さを用いたレイノルズ数で検討すると40以下のきわめて小さい値であり、本実験の条件では300前後の値を示している。レイノルズ数が小さい層流状態の剥離を伴わない条件では2重構造の循環流が形成されるが、波動場のような砂粒子の浮遊が著しいと推測されるレイノルズ数の大きな領域では、循環流の2重構造は形成されず、循環流の形状は流速波形の非対称性に依存している。

(3) 乱れエネルギー

砂漣上の乱れエネルギーの分布についての理解を深めることは、浮遊砂の移動機構や水粒子と砂粒子の相互作用の特性を解明するうえできわめて重要である。熱膜流速計やL. D. A.などの流速測定技術の進歩に伴い境界層内の流速場の計測がなされている。

波動場のような非定常な流れにおける乱れエネルギーの定義法にはいくつかあるが、高周波成分で定義すると、平均値からのずれで定義した値に比べてきわめて小さくなるといった結果⁴⁾もあり、ここでは各位相平均した平均流速からの瞬間値の偏差を2乗平均し、その値を水平、鉛直成分について算出し、それらの和の平均を乱れエネルギーと定義した。

a) 乱れエネルギーの位相変化

図—5は底面から 0.7 cm における乱れエネルギーの砂漣のクレスト、トラフ、クレストから半波長沖側の測線(OFFSIDE)、クレストから半波長岸側の測線(ON-

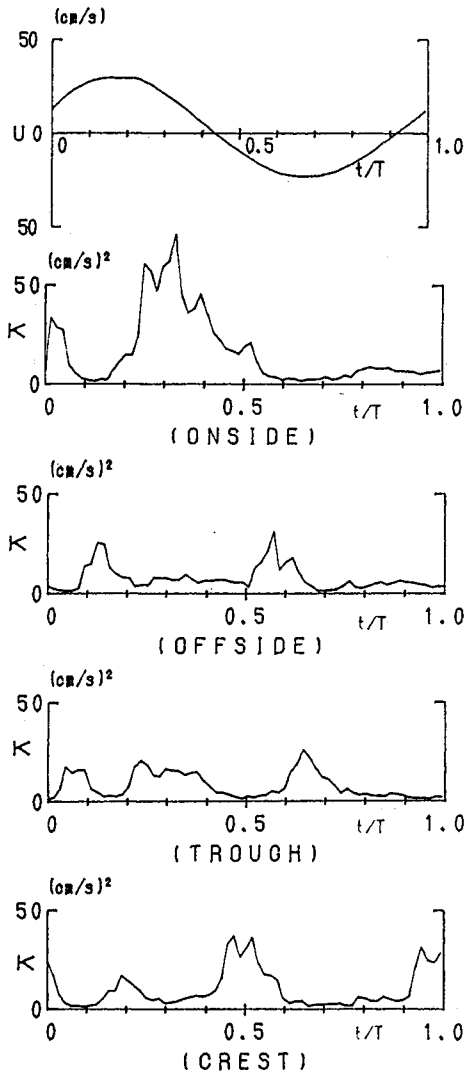


Fig.5 Histories of turbulent kinetic energy (case 4).

SIDE)における位相変化の実験結果である。砂漣上では各測線によって乱れエネルギーのピークの数と発生する位相が異なる。クレストでは流速の反転直後と岸向きの最大流速時の計3回、トラフでは各最大流速発生前の位相と岸向きの最大流速後の位相の計3回、砂漣上のクレストより半波長岸側斜面上において岸向きの流速の加速時と最大流速時の位相と沖向きの最大流速時の計2回、クレストより半波長沖側の斜面上では岸向き及び沖向きの流速の加速時の2回発生する特徴がある。

本研究における乱れの定義に従えば、乱れは砂漣背後に形成される渦自体の変動を含んでおり、乱れの挙動は砂漣上に形成された渦との関連で推測すると、クレスト上において沖向きから岸向きに流速が反転すると、突然パース的な形で発生した乱れが岸側斜面、トラフ、沖

側斜面へと移動し各測線のピーク値となっていく。さらにクレストでは一波長沖の乱れにより、先のピーク値よりも小さなピークを示す。この乱れのピーク値は岸側斜面において形成される渦による乱れに吸収されてしまい岸側斜面における乱れの発達の要因となっていると考えられる。この乱れはきわめて大きいためトラフまで影響が及んでいる。岸向きから沖向きに流速が変化するとクレストにおいてはきわめて大きな乱れが移動し、沖側斜面、トラフ、岸側斜面へと減衰して行く。このような過程により各測線において乱れのピークが生じるものと考えられる。

佐藤・渡辺¹¹⁾は振動流における実験において、一周期間において砂漣のクレスト及びトラフにおいて4回のピークが生じるとしている。これは渦の移動が半周期間において2回存在することを前提している。また5 Hz以上の高周波成分で乱れを定義すると、渦自身のもつ影響が除去され、乱れは等方的になることが浜本、三村・渡辺¹²⁾によって確かめられている。このような乱れの定義によって変動特性が異なることに注意を払わなければならない。

砂漣上における乱れの特徴として、岸向きの流速時に砂漣上のクレストにおいて発生した乱れと岸側斜面において形成された渦による乱れが支配的であり、これらの乱れの移流により他の測線においても乱れのピークが発生するものと思われる。

図-6は岸向きから沖向きの流速の反転後半周期間における乱れエネルギーの時空間分布を実験値(30~50 (cm/s)²)と計算値(30~60 (cm/s)²)で比較したものである。乱れエネルギーの大きさは実験では水平方向と鉛直方向の2次元であり、乱流モデルでは奥行き方向をも含んだ3次元である。さらに前述のように乱れエネルギー自体の定義によってその大きさが異なるために直接の比較は困難ではあるが、佐藤らは振動流における測定結果から鉛直方向と奥行き方向の乱れの大きさがほぼ等しくなるとしておりここでも同様にした。岸側砂漣頂付近に着目すると、流速の反転後砂漣頂の岸側斜面で少し前の位相で形成された渦の移動に伴い著しい乱れが砂漣頂を越えて沖側斜面に移動してくる。流速の増加に伴い乱れエネルギーも大きく、ピーク値を占める位置も上方に移動して行く。最大流速となる前後に最も大きくなりその後は減少して行く。半周期間における乱れの時空間分布の特性を計算結果と比較すると、計算では乱れが常に30 (cm/s)²前後生じその上で乱れのピークが生じ実験とはやや異なっている。しかしながら乱れエネルギーのピーク値は実験値では50~70 (cm/sec)²、計算値では40~60 (cm/sec)²程度であり、ピーク値の発生が最大流速前後の位相であり乱れの定義などを考慮すると計

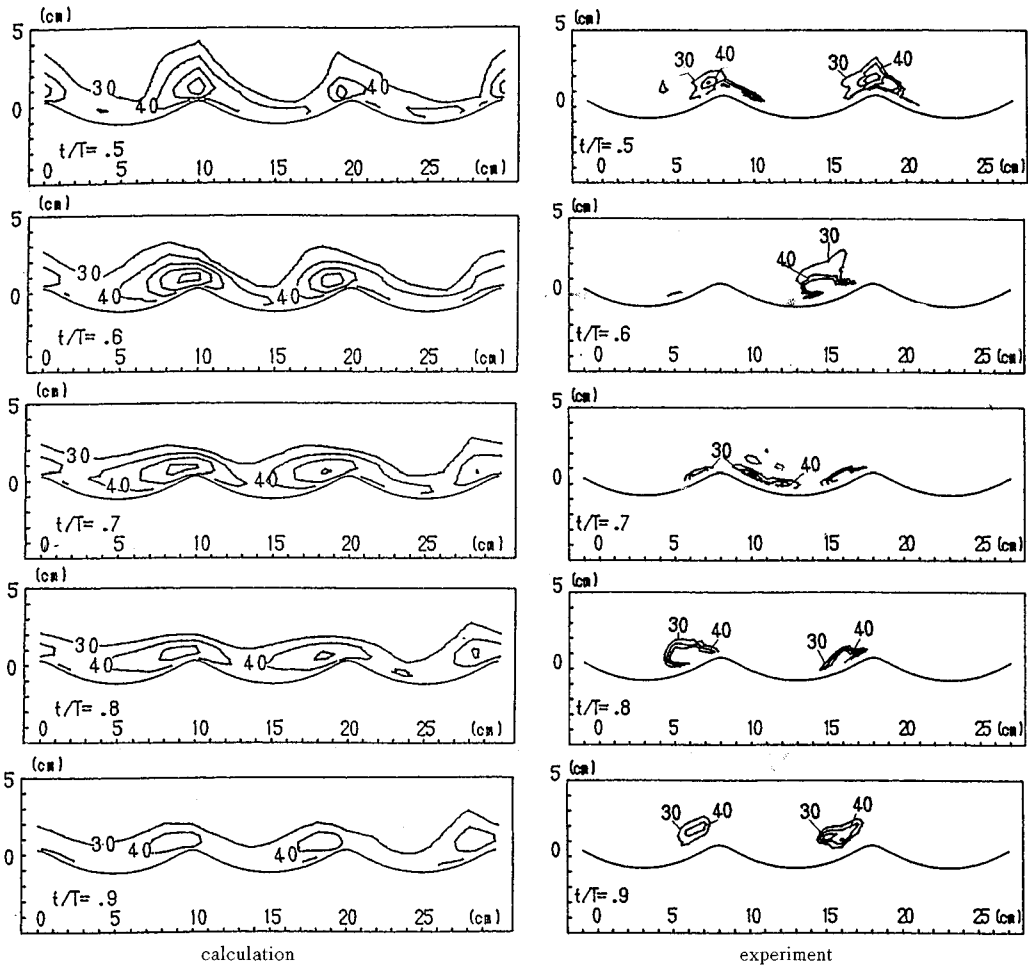


Fig.6 Distribution of turbulent kinetic energy (case 2).

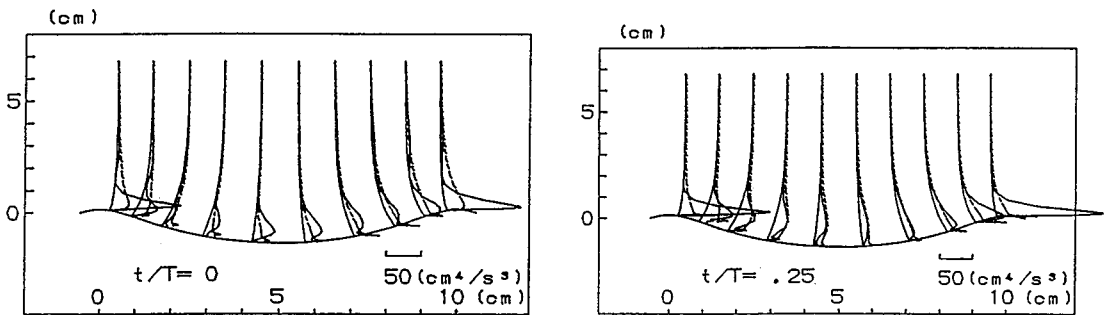


Fig.7 Vertical distributions of production rate and dispersion rate calculation (case 2)

算でおよそのピーク値やピークの発生位相を推定できるものと思われる。

b) 乱れエネルギーの収支

乱れエネルギーの成長過程やエネルギー逸散量を定量的に評価するために数値計算結果をもとに乱れエネルギー方程式中の生成項と逸散項の比較を行った。図一七

は流速の岸向きへの反転時 ($t/T=0$)、岸向きの最大流速時 ($t/T=0.25$) における各測線に於ける鉛直分布図である。図中、実線は生成項、破線は逸散項を示している。生成項は底面より少し離れた点において最大値を示している。又クレストにおける乱れの生成項がきわめて大きい事がわかる。逸散項のピークは生成項のピーク

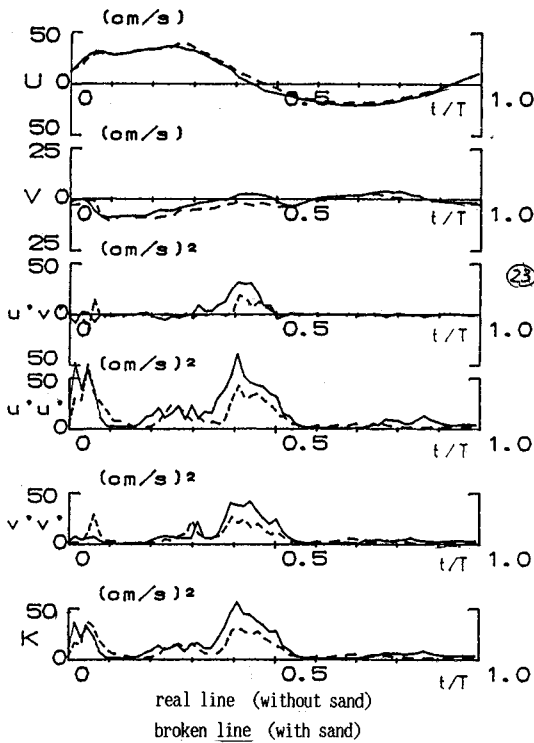


Fig. 8 Time histories of mean velocity and correlations of turbulent fluctuations.

発生点より下である。逸散項は底面より上方に向かって滑らかに減少していく。クレスト上では生成項の方が逸散項より大きくなり、トラフにおいては逸散項の方が大きくなっている。これはクレスト上で生成された乱れエネルギーが、移流によりトラフ上で乱れエネルギーとなるものと考えられる。

5. 浮遊砂を含む流れにおける乱流構造について

浮遊砂を含む流れにおいてその乱流構造が清水流のそれとは異なることは、古くから言われている。一方向流の解析としては日野²⁵⁾・福嶋²⁶⁾によってなされている。振動流場における解析としては、浅野・岩垣²⁷⁾、Hagatun²⁸⁾が乱流モデルを用いて検討している。しかしながら、波動場の砂漣上における浮遊砂を含んだ乱流構造の変化についての解析はなされていない。本研究は波動場の砂漣上における浮遊砂流を乱流モデルを用いて解析し、さらにL.D.A.を用いて浮遊砂の存在している場における流速測定を行い乱流構造の変化について実験的、理論的に検討した。

実験結果

図-8はケース4における清水流と浮遊砂流中の底面から0.7 cmにおける流速、乱れエネルギー、レイノルズ応力の位相変化である。乱れエネルギーが浮遊砂流に

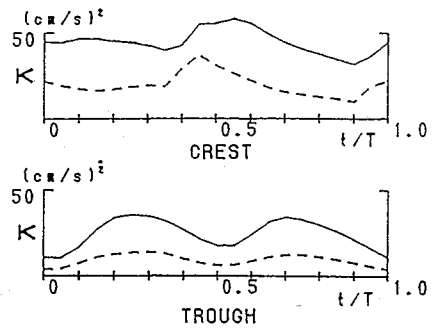


Fig. 9 Time histories of turbulent kinetic energy (case 2).

おいて減少しており、一方向流において得られている知見が波動場において確かめられた。とくに乱れエネルギーのピークとなる位相における減少が著しい。乱れが著しいことは浮遊される砂粒子がきわめて多いことでもあり、その結果として乱れの減衰が大きくなるといえる。しかしながら測定した位相によれば浮遊砂流における乱れエネルギーが逆に大きくなる場合もあり、非定常流における乱流構造がきわめて複雑であることがわかる。

図-9は、底面から0.1 cmにおけるクレスト、トラフにおける数値計算による乱れエネルギーの位相変化である。実線が清水流中、破線が浮遊砂流中を示している。乱れエネルギーの減少が浮遊砂流において顕著にあわられており、特にピーク時における減少が大きく実験による結果と類似している。しかし定量的な評価を行うためには浮遊砂の濃度分布が平衡状態における実験や浮遊砂の供給の仕方に整合する境界条件を拡散方程式に定めて計算を行う必要がある。

6. 結 論

本研究では波動場における砂漣上の乱流構造をL.D.A.を用いて清水流および浮遊砂流中で流速測定を行い、さらに低レイノルズ数乱流モデルによる数値計算によって実験結果との比較検討を行った結果次のような結論を得た。

- (1) 波動場における砂漣上の乱流構造を数値的に求める方法を示した。
- (2) 砂漣上の流速分布を数値計算により算出し波動場の特徴である場所的な位相差を実験及び計算において明らかにした。
- (3) 砂漣上に形成される剝離領域が砂漣の斜面中央で発生し両側に拡がっていくことが実験により明らかとなり、数値計算においてもその発生点や位相を再現した。
- (4) 境界層厚さを用いたレイノルズ数によれば、波動場の様な砂粒子の浮遊が著しいレイノルズ数大きな領域では、循環流の2重構造は形成されず波形の非対称性を示すアーセル数に依存していることが明らかとなっ

た。

(5) 乱れエネルギーの時空間分布を数値計算で示しピーク値が反転後に増大する特徴を再現し、実験と計算におけるピークの乱れエネルギー値の一致もよいことを示した。しかしながら計算では乱れの発生があまり爆発的ではなく、常に乱れが生じその上でピーク生じている結果となり実験結果とは異なる。

(6) 乱れエネルギーが浮遊砂を含む流れにおいて清水流に比べて小さくなることを実験的に明らかとなり、数値計算においても同様な傾向が得られた。しかし定量的に評価するためには砂粒子の供給方法等、実験手法に工夫が必要である。

(7) $k-\epsilon$ モデルを用いることにより波動場における砂漣上の乱流構造をある程度定量的に算定することが可能であることがわかった。しかし乱れエネルギーの発生過程が実験と計算ではやや異なり、レイノルズ応力の等方性に基づく $k-\epsilon$ モデルでは十分に表し得なかった。砂漣上の乱れの挙動を詳細に再現するには非等方性 $k-\epsilon$ モデルや応力モデルでの検討が必要と思われる。

謝 辞：本研究を行うにあたり有益な御意見を載いた長岡技術科学大学建設系中村由行助手，実験の際に助力を戴いた同吉原健技官，同大学院学生河合克宣君に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司・渡辺 晃：表面波による振動流境界層に関する実験的研究，第15回海岸工学講演会論文集，pp.16~23, 1968.
- 2) Kajiura, K: A model of the bottom in the an oscillatory current, Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol.42, 1968.
- 3) 沢本正樹・山口清一：進行波による砂漣上の境界層内の流速および乱れ分布，第25回海岸工学講演会論文集，pp.46~50, 1978.
- 4) 浜本健一・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究(2)，第29回海岸工学講演会論文集，pp.254~258, 1982.
- 5) 堀川清司・渡辺 晃：波動場に伴う乱れと底質の浮遊，第17回海岸工学講演会論文集，pp.229~234, 1970.
- 6) Lyne, W.H.: Unsteady viscous flow over a wavy wall, J. Fluid Mech., Vol.50, pp.33~48, 1971.
- 7) Kaneko, A and H. Honji: Double structures of steady streaming in the oscillatory viscous flow over a wavy wall, J. Fluid Mech., Vol.93, pp.727~736, 1979.
- 8) 沢本正樹：砂漣上の粘性振動流の Oseen 近似，土木学会論文集，第331号，pp.95~101, 1983.
- 9) Longuet-Higgins, M.S.: Oscillating flow over steep sand ripples, J. Fluid Mech., Vol.112, pp.71~96, 1981.
- 10) イスマイル・アイデン・首藤伸夫：波と流れによる砂漣上の流況，第32回海岸工学講演会論文集，pp.278~282, 1985.
- 11) 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30回海岸工学講演会論文集，pp.189~193, 1983.
- 12) 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.
- 13) 辻本剛三・市山 誠・早川典生・福嶋祐介・中村由行：波動場における砂漣上の乱流構造に関する研究，第33回水理講演会論文集，pp.613~618, 1989.
- 14) イスマイル・アイデン・首藤伸夫：振動流境界層への $k-\epsilon$ モデルの適用，第33回海岸工学講演会論文集，pp.41~45, 1986.
- 15) 浅野敏之・五道仁美・岩垣雄一：低レイノルズ数乱流モデルの底面振動流境界層への適用，第33回海岸工学講演会論文集，pp.51~55, 1986.
- 16) V.C. Patel, W. Rodi and G. Scheuerer: Turbulence model for near-wall and low Reynolds number flows: A review, AIAA, Vol.23, No.9, pp.1308~1319, 1985.
- 17) C.K.G. Lam and K. Bremhorst: A modified form of the $k-\epsilon$ model for predicting wall turbulence, Transaction of the ASME, Vol.103, pp.456~460, 1981.
- 18) Rodi, W.: Turbulence Models and their Application in Hydraulics, State of the Arts paper, IAHR, 1980.
- 19) 沢本正樹：波形底面上の半無限領域の写像関数，土木学会論文集，第269号，pp.147~150, 1978.
- 20) 福嶋祐介・福田雅晴：乱流モデルによる非平衡浮遊砂流の解析，第32回水理講演会論文集，pp.413~418, 1988.
- 21) 辻本剛三・市山 誠・早川典生・福嶋祐介・中村由行：乱流モデルによる砂漣上の浮遊砂濃度と浮遊砂輸送機構，第36回海岸工学論文集，pp.284~288, 1989.
- 22) 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.
- 23) G. Vittori: Non-linear viscous oscillatory flow over a small amplitude wavy wall, J. Hydraulic Research, Vol.27, pp.267~280, 1989.
- 24) Michael G. Skafel and Bommanna G. Krishappan: Suspended Sediment Distribution in Wave Field, ASCE, Vol.110, WW.2, pp.215~230, 1984.
- 25) 日野幹雄：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第92号，1963.
- 26) 福嶋祐介：開水路浮遊砂流の乱流構造の解析，第30回水理講演会論文集，pp.631~636, 1986.
- 27) 浅野敏之・岩垣雄一(1987)：浮遊砂を含む振動流流れに対する乱流モデルの適用，第42回年次学術講演会集，pp.652~653.
- 28) Kjell Hagatun and Karl J. Eidsvik: Oscillating turbulent boundary layer with suspended sediments Journal of Geophysical Research, Vol.91, No.C11, pp.13045~13055, 1986.

(1989.11.15・受付)