

波動乱流境界層の三次元化と乱流拡散に関する研究

渡部 靖憲*・松本 卓**・佐伯 浩***

この論文は、二次元乱流波動境界層の三次元遷移と海底地形変動機構について論じるものである。三次元的海底地形の顕著な例である brick-pattern 砂漣の形成の原因となる二次元砂漣上の流れの三次元不安定から発達する有意な三次元組織渦構造が三次元 Large Eddy Simulation によって計算され、海底面から放出される passive scalar 関数の移流拡散過程が調べられている。移動床実験による海底形状と乱れ剪断力の二次元波数スペクトル解析が行われ、卓越波数の相関について議論される。

1. はじめに

浅海域に発達する乱流境界層は海底砂の浮遊、輸送に極めて大きな影響を与える。浮遊状態の砂粒子輸送が全砂移動量で大きな割合を占めると報告されている一方、漂砂量推定で用いられる底面水平剪断力モデルでは海底砂の浮遊量の見積りは困難であり、高精度の漂砂予測ならびに構造物近傍の局所洗掘予測を行うためには海底面近傍の三次元局所乱流剪断力の定量的評価が不可欠である。

一方、発達した乱流波動境界層内では底質移動初期段階において波浪進行方向に断面二次元的な砂粒子濃度分布を有する砂漣を生成し、発達した砂漣は適当な条件下で brick-pattern の三次元砂漣へと遷移する。クレストからの剥離渦が顕著となる“vortex ripple”の形状については、古くから多くの実験的研究が為されてきた（例えば、Sleath and Ellis, 1978）。brick-pattern ripple は二次元形状をもつ vortex ripple から遷移し、その発生はスパン方向にほぼ一様であった剥離渦（lee vortex）線が崩壊し規則的な馬蹄渦の様な渦構造の発達に伴う底質輸送に起因するとされている。この二次元から三次元渦構造への遷移は、砂漣波形勾配が小さいあるいは振動流速振幅が小さいケースについて Mei (1990) が解析的に、比較的大きな Reynolds 数に対しては Scandura ら (2000) が数値的に明らかにしたスパン方向の三次元不安定の発生が原因と考えられる。こうして発達した三次元乱流境界層は、掃流砂としての岸沖底質輸送というよりも、底質浮遊拡散の促進及び渦による砂粒子のトラップを顕著に発達させ、Stokes drift, boundary layer drift や海浜流を介して浮遊砂としての輸送形態に重要な役割を果たすと考えられる。

本研究は、波動乱流場での固液浮遊砂モデルの構築のための基礎研究として、波浪進行方向に一次元的な砂漣

上に発達する三次元乱流境界層並びに底面に沿う乱流剪断力の波数の時空間特性を実験的、数値的に明らかにすると共に passive scalar 関数の輸送拡散を通して渦構造と浮遊現象の相関について議論するものである。

2. 移動床実験

両側面ガラス張り、全長 24 m、幅 0.6 m、高さ 1 m の吸引制御機能付き造波水路底面に延長 3 m に渡って厚さ 2 cm の移動床（中央粒径 0.15 mm、比重 2.66）が敷設された（図-1 参照）。表-1 (CASE 3 と 4) に対応する規則波が 2 時間に渡って与えられ、砂漣形状は水槽側方に設置されたデジタルビデオカメラによって撮影される。1 時間毎に超音波変位計により砂面変位が計測され、波向及びスパン方向の波数スペクトル解析が行われた。

図-2 および 3 は、それぞれ造波開始から 1 時間後および 2 時間後の移動床ほぼ中央における底面変位を表している。造波開始後 1 時間後の移動床は、スパン方向にほぼ一様な典型的な 2D vortex ripple が形成されるが、徐々に三次元的に遷移し、2 時間後には砂漣頂部底部が規則的に交互に現れる brick-pattern ripple が全領域で支配的となる。vortex ripple の形状スペクトルは、 $k_y = 0 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ で $k_x = 1.465 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ にピークを、 $k_x = 0 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ で $k_y = 0.42 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ にピークをもち、 x 及び y 軸に沿って一様な変動のみが卓越する。一方、brick-pattern ripple では、 $k_y = 0 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ 、 $k_x = 1.885 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ の x 軸方向への一様な二次元的変動を示すピークの他にこれの約 1/2 の k_x で変動しかつ $k_y = 0.42 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ でスパン方向に変動する低周波ピークが現れる。

3. 数値シミュレーション

3.1 数値計算法と数値パラメータ

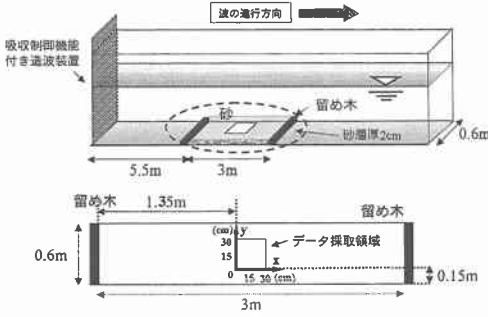
一様水深を通過する微小振幅波を想定し、波峰方向に一様で波向方向に以下の関係（ a を砂漣振幅とする）で周期的に変動する n 個の砂漣（ n は水面波一波長あたり 8～32）を配置した計算領域が採用される（東江ら、(1993) と類似した計算領域）（図-4 参照）。

$$x = \xi + a \sin k_s \xi, z = a \cos k_s \xi \dots\dots\dots (1)$$

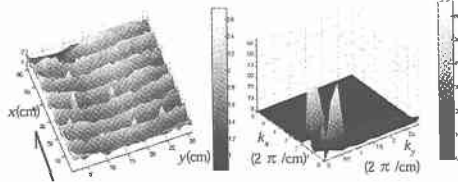
* 正 会 員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科環境資源工学専攻

** 学生会員 北海道大学大学院工学研究科環境資源工学専攻

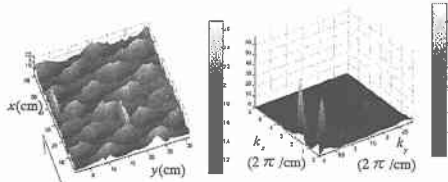
*** 正 会 員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科環境資源工学専攻



図一 実験水槽（上）と移動床の座標系（下）



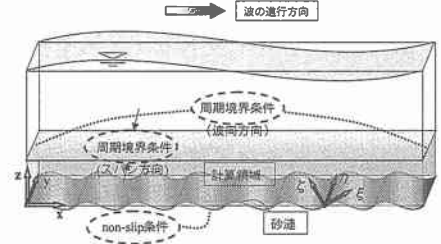
図二 二次元的な砂漣形状と形状スペクトル（造波開始1時間後）



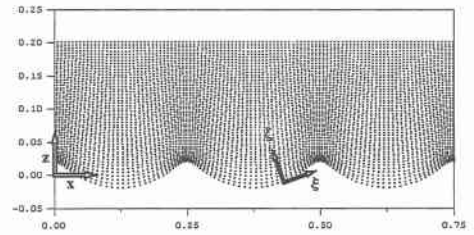
図三 brick-pattern 砂漣形状と形状スペクトル（造波開始後2時間後）

砂漣形状に適合した準直交スタッガードグリッドシステムが楕円型偏微分方程式により生成され、数値的座標変換が行われる（図一5参照）。計算領域上縁では微小振幅波の流速及び圧力が与えられ、底面では non-slip 条件が課せられる。スパン方向並びに波向方向の側方境界にはそれぞれ周期境界条件が与えられる。なお、底面近傍の計算グリッドは、波動境界層を解像可能なグリッド幅（実験室スケールで約 0.4 mm）を有している。全ての変数は水深（ h ）、微小振幅波の波速（ c ）、水の密度で無次元化される。

三段階分離解法、予測子修正子法、CIP 法、Multi Grid 法を組み合わせた計算法により、非線形 SGS モデルを適用した三次元 Large Eddy Simulation が実行された（Watanabe and Saeki, 1999）。拡散過程の可視化を行うため、passive scalar 関数（流れに対して受動的な振舞いをするスカラー関数）が砂漣底面において濃度変化ゼロ条件の元に与えられる。波浪パラメータ及び砂漣個数、形状の異なる 5 ケースについて計算が行われ（表一参照）、三次元渦度及び境界層遷移の波浪パラメータ依存



図四 計算領域と座標系



図五 グリッドシステム

表一 波浪及び地形パラメータ

	波浪条件		砂漣条件		計算条件		
	波高	水深	波長	水深	計算領域	軸方向	グリッド数
TEST CASE	2.44 cm	285 cm	20 cm	384	no ripple	14.25*0.1*0.1	570
CASE1	5 cm	160 cm	20 cm	1151	0.02 0.25 32	8.0*0.1*0.2	4
							50
							1120
CASE2	10 cm	160 cm	20 cm	2558	0.02 0.25 32	8.0*0.1*0.2	10
							50
							1120
CASE3	5 cm	160 cm	20 cm	14708	0.02 0.25 32	8.0*0.1*0.2	10
							50
							1120
CASE4	5 cm	160 cm	20 cm	14708	0.02 0.25 32	8.0*0.8*0.2	10
							64
							50

性、並びに passive scalar 関数の時空間濃度変化が調べられた。また、二次元スペクトル解析により、乱流剪断力の波向方向及び波峰方向に対する波数特性が調べられ、brick-pattern 砂漣及び砂粒子拡散スケールについて議論される。

3.2 数値結果

図一6 は、 $\alpha=0$ すなわち水平床上での水平流速に関する計算結果と水平振動流境界層方程式の解析解を比較したものである。本計算結果は波動境界層を対象としているため、厳密な比較はできないが、両者は良く一致しており妥当な計算が行われていると判断してよい。なお、水平床上の計算結果では、完全にスパン方向流速は発生しなかった。

図一7 は、各位相毎の個々の砂漣上の断面二次元流速ベクトル及びスパン方向流速の分布を表したものである。砂漣クレストから境界層が剝離し、剝離渦近傍では、波向きに直交する様な砂漣列にもかかわらずスパン方

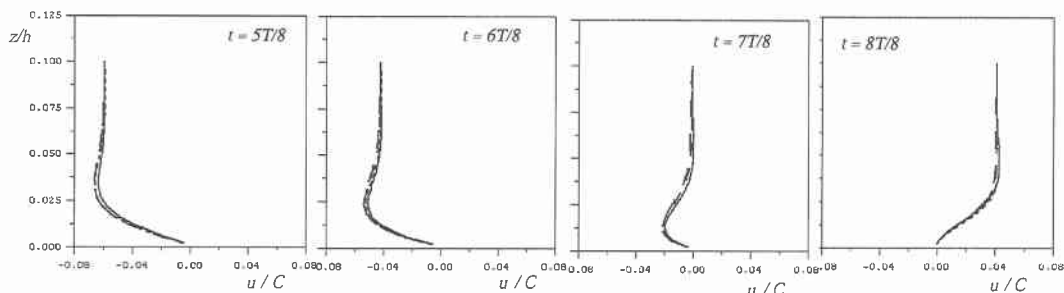


図-6 振動流下の層流波動境界層方程式の解析解との比較 (---数値解, —解析解)

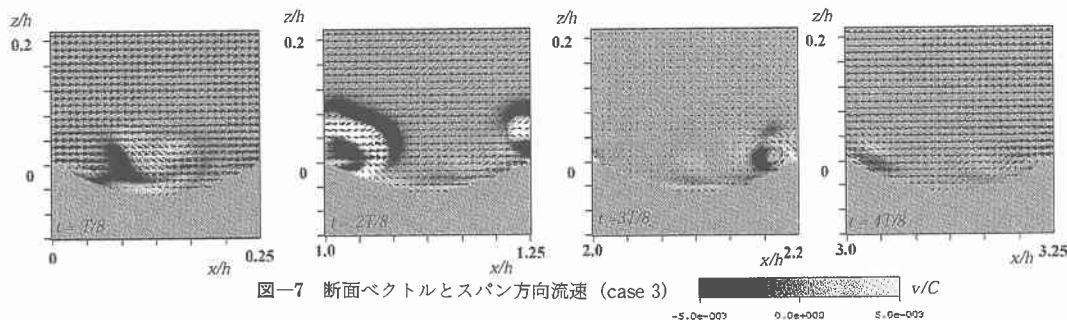


図-7 断面ベクトルとスパン方向流速 (case 3)

向流速が顕著に現れる。このスパン方向流速は剥離渦による回転性流体運動によって巻き込まれ、典型的な wrapping 現象が発生している。wrapping による剥離渦の三次元化は浮遊物質の捕捉を顕著に促進し捕捉時間を長時間化させる可能性がある。この乱流波動境界層の三次元化は曲率が変化する砂漣に沿う流れに対するゲルトラー不安定性に起因すると考えられるが、その発達過程と物質の浮遊拡散への影響について調べる必要がある。

図-8 は、水面波一波長に渡る底面隣接グリッド内のスパン方向流速分布を表す。計算領域中央 ($y=0.05$) 軸に完全に対称なスパン方向流速が分布し水面波のスケールで変動する。このスパン方向流速は、砂漣の波形勾配及び Reynolds 数の増加と共に発達し、前章の移動床実験と同一波浪及び砂漣パラメータ (case 3, 4) では、水平、鉛直流速とほぼ同オーダーにまで強化される。なお本計算では側方に周期境界条件が課せられており、スパン方向の最低次の不安定モードが強制させるため注意が必要である。

図-9 は、全計算領域内の等渦度面を表している。底面近傍のスパン軸渦度は境界層の剥離を経て発達しその上方に逆回転の二次渦を誘起させる。この渦度成分はスパン方向にほぼ一様に分布し、水面波のスケールで変動する。一方、主流方向渦度及び鉛直方向渦度も同様に個々の砂漣で顕著に発達するが、スパン方向に変動しさらにスパン方向に関する高波数成分を伴う点が大きく異なる。完全に断面二次元的な境界条件下で発達するこの三

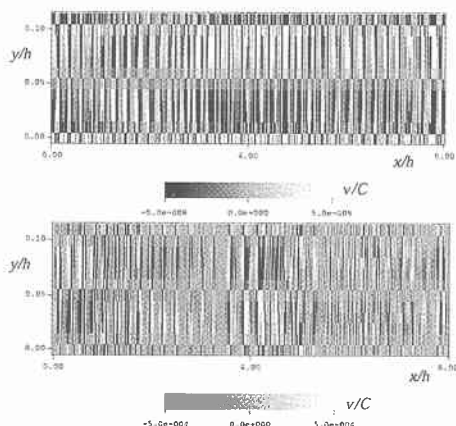


図-8 底面に隣接するグリッド内のスパン方向流速 (case 1 (上), case 3 (下))

次元組織機構は、底質の浮遊や前述した捕捉過程を経て物質の拡散に寄与するものと考えられる。

三次元境界層近傍の拡散過程に関する基礎的特性を得るため、流速場がほぼ準定常状態に達した造波後 4 周期目に passive scalar 関数を底面に分布させ、その濃度の時空間変動を調べた。図-10 は、造波後 6 周期目の全計算領域内の scalar 関数の等濃度面を表している。各砂漣で発達する濃度分布は計算領域中央あるいは側方に交互に分布する。この brick-pattern に類似した濃度分布の発生に関して、唯一スパン方向に変動するスパン方向流速が寄与しているのは明らかであり、境界層の三次元化が

物質の移流拡散に大きな影響を与えていると考えて良い。

次に, passive scalar 関数の三次元的局所的巻き上げ

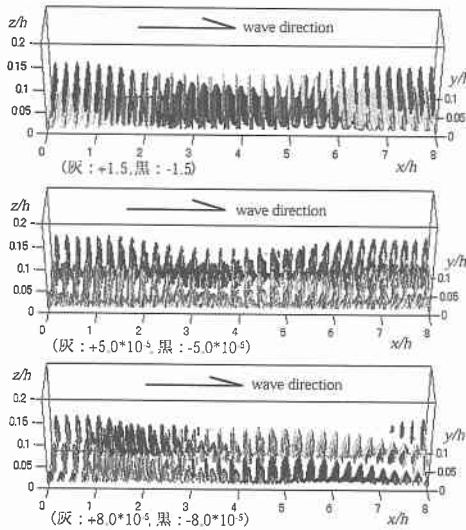


図-9 case 1 の無次元等濃度面 (上: スパン方向濃度, 中: 波向方向濃度, 下: 鉛直方向濃度)

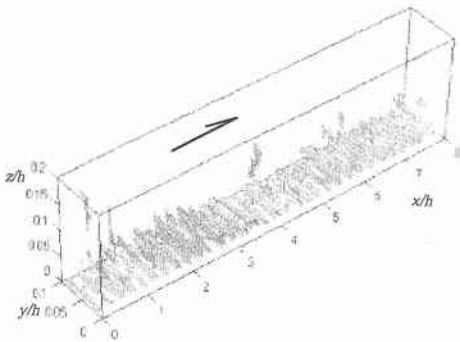


図-10 passive scalar 関数の等濃度分布 (無次元濃度 70%)

と渦による捕捉機構を調べていく。図-11 は水面波峰直下の砂漣上の scalar 関数の分布と渦度の三成分の分布を表している。最大流速が課せられるこの位相では、砂漣左クレストから境界層が剥離し (c 参照), これに対応して底面から新たに小規模な巻き上がりがみられる (a 参照)。一方, 剥離渦とは逆の右クレストを中心に広く鉛直方向に広がる濃度分布は, スパン方向渦度だけでなく波向方向渦度あるいは鉛直方向渦度分布と類似したものとなっている。間欠的に鉛直方向に広く拡散するこのような濃度分布は, 渦度の三成分全てが比較的大きな値を示す領域に分布する傾向があった。三次元渦構造は物質の掃流輸送ではなく浮遊, 移流拡散に特に大きく寄与するものとする。一方, 乱流境界層内での物質輸送の外力として非常に重要である乱れ剪断応力は, 海底地形の形成に重要な役割を果たす。三次元境界層の発達に伴う brick-pattern 砂漣等の三次元的な地形への遷移機構及び不安定モードを明らかにするため, 底面に隣接するグリッド内のスパン方向流速及び乱れ剪断応力の二次元波数スペクトル解析を行った (図-12 参照)。スパン方向流速スペクトルは, 波向方向全域に広がる高波数 (無次元波数 $k_y=70$) 変動と砂漣波数 ($k_x=25$) の整数倍の波向方向波数でピークを持つ $k_y=40\sim55$ 程度のスパン方向波数が明確に現れている。乱流剪断力テンソルの逸脱項 ($\tau_{12}=\nu_s((\partial u/\partial y)+(\partial v/\partial x))$, $\tau_{13}=\nu_s((\partial u/\partial z)+(\partial w/\partial x))$, $\tau_{23}=\nu_s((\partial v/\partial z)+(\partial w/\partial y))$, ここで, u, v, w はそれぞれ x, y, z の方向の流速で, ν_s は sub-grid viscosity) のスペクトルは, 作用方向の違いから明らかに異なる分布を示す。 τ_{13} のスペクトルは, スパン方向には変化せず, 波向方向に対して底面全域に分布するスペクトルと砂漣波数の整数倍の高調波スペクトルを中心として構成されるのに対して, τ_{12} , τ_{23} のスペクトルは, 波向方向に調和成分のみならず, 低波数を中心とした広い波数レンジに渡ってピークが現れる。スパン方向は砂漣波数の 2 倍から 6 倍の卓越波数帯が存在する。この両スペクトルのピーク波数は,

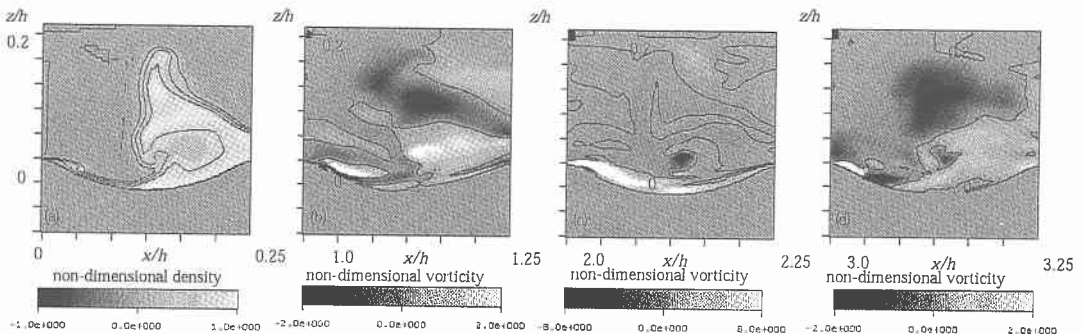
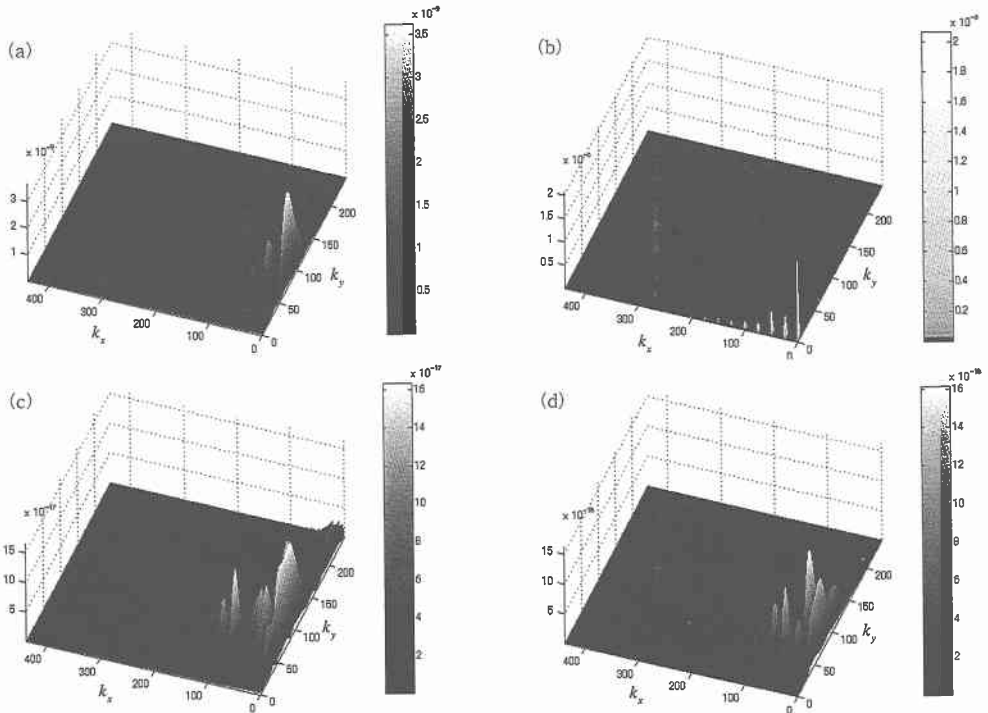


図-11 拡散濃度と渦度の関係 (a: scalar 関数濃度, b: 波向方向渦度分布 $= (\partial u/\partial y) - (\partial v/\partial z)$, c: スパン方向渦度分布 $= (\partial u/\partial z) - (\partial w/\partial x)$, d: 鉛直方向渦度分布 $= (\partial v/\partial x) - (\partial w/\partial y)$)



図—12 波数エネルギースペクトル： (a) スパン方向流速，(b) $\tau_{13} = \nu_s((\partial u/\partial z) + (\partial w/\partial x))$ ，(c) $\tau_{12} = \nu_s((\partial u/\partial y) + (\partial v/\partial x))$ ，(d) $\tau_{23} = \nu_s((\partial v/\partial z) + (\partial w/\partial y))$

brick-pattern 砂漣の形状スペクトルのスパン方向波数よりも若干大きくなる。

4. 結 論

・移動床実験により，本実験ケースでは初期砂漣形成時に波峰方向に一樣であった砂漣列は徐々に Brick-pattern 砂漣へと遷移し，スパン方向砂漣形状スペクトルピークは波向方向の砂漣の 1/2 倍波数に現れ調和変動を示す。

・三次元 LES による無砂漣のケースの数値解は，振動流水平床上の境界層方程式の解析解とほぼ一致し，妥当性が検証された。

・砂漣を設置したケースでは，波峰方向に一樣な砂漣を配置したにも関わらず，無砂漣のケースでは現れなかったスパン方向流速が発生し波動境界層が三次元化する。スパン方向流速は，砂漣の波形勾配が大きい程また水面波の波高が高い程顕著に現れ，移動床実験と同一条件のケースでは，水平，鉛直流速とほぼ同オーダーにまで発達した。

・スパン方向流速は，波向方向，スパン方向に規則的に分布し，整構造を有する乱流境界層を発達させる。砂漣上流れに支配的な剝離渦に波峰方向流速が巻き込まれる wrapping 現象が確認された。このような三次元的な渦干涉

を經由して多方向への乱流拡散が促進されると考える。

・底面に分布させた passive scalar 関数は，初期段階において砂漣クレストから放出される剝離渦に巻き込まれると同時に浮遊し近傍に有意な濃度を有する鉛直，波向方向渦がある場合，顕著に上方に輸送拡散される。底質の輸送過程には，この様な三次元渦構造との密接な関係が存在する。

・底面極近傍の乱流剪断力の各成分に対するスペクトル解析から τ_{12} , τ_{23} 成分は砂漣波数の 2 倍から 6 倍の比較的広いレンジにエネルギーピークをもつ。

参 考 文 献

- 東江隆夫，灘岡和夫，勝井秀博，伊藤一教 (1993)： 二次元進行波における砂漣上の流れ，海岸工学論文集，第 40 巻 (1)，pp. 1-5.
- Hara, T. and C. C. Mei (1990)： Oscillating flows over periodic ripples, J. Fluid Mech., Vol. 211, pp. 183-209.
- Scandura, P., G. Vittori and P. Blondeaux (2000)： Three-dimensional oscillatory flow over steep ripples, J. Fluid Mech., Vol. 412, pp. 355-378.
- Sleath, J. F. A. and Ellis, A. C. (1978)： Ripple geometry in oscillatory flow. Univ. Cambridge. Dept of Engineering. Rep. A/Hydraul./TR2.
- Watanabe, Y. and H. Saeiki (1999)： Three-dimensional large eddy simulation of breaking waves, Coastal Engineering Journal, Vol. 41 (3&4), pp. 281-301.