

大型造波水路における砕波帯内 3 次元局所渦の計測

森 信 人* ・松野 健 児** ・岡 安 章 夫***
片 山 裕 之**** ・池 野 正 明*****

1. 緒 言

砕波帯における局所渦の発生やその構造および乱流構造の解明は、未解明な点が多く、数多くの研究がなされてきた (例えば Nadaoka ら, 1989)。砕波による局所渦の生成と乱れの生成は、底質の移動と密接に関連しており、波浪変形や海浜変形の予測を行う上で重要な課題の一つである。しかしながら、砕波帯内における局所渦は計測が難しく、2 次元的に計測した例は数多くあるが (例えば岡安ら, 2000)、3 次元計測を行った例はほとんど見られない。さらに、砕波帯における砕波は空気塊を巻き込むため、局所渦や乱流構造の変化が水槽実験と現地においてスケール効果を含むなど計測上困難な点が多い。

本研究では、2 次元大型造波水路において 3 次元超音波流速計および濁度計を配置した計測アレイを用いて砕波帯内外を計測し、局所渦による乱れや渦度等の乱流特性の解明および、浮遊砂濃度との関係について検討した。

2. 実験の概要

(1) 実験方法

実験は長さ 205 m, 幅 3.4 m, 高さ 6 m の大型造波水路に、1/30 勾配の移動床斜面 (粒径 0.2 mm の細砂と粒径 0.8 mm の粗砂を重量比 7 対 3 の割合で一様に混合) を設置し、周期 3.5 s, 波高 0.34 m (Case 1: 堆積性) および周期 3.5 s, 波高 1.0 m (Case 2: 侵食性) の 2 種類の規則波を入力波として用いて行った (池野ら, 2000)。移動計測は、計測台車に容量式波高計 1 台、濁度計 (OBS) 3 台、超音波流速計 (ADV) 4 台と 2 成分電磁流速計 (EMC) 1 台を設置した移動計測アレイを用い、測点を岸沖方向に移動しながら行った (写真-1)。4 台の ADV は、計測点が 3 角錐の頂点 (測点間隔 20 cm) となるように配置し、全ての計測器を同期させ、サンプリング周波数 20 Hz または 25 Hz で計測を行った。移動計測は、図-1 に示すように砕波点直後を中心に水平・鉛直方向

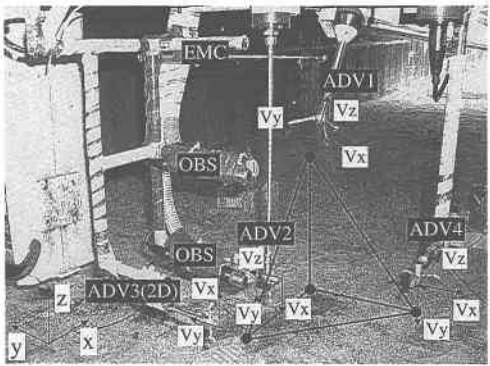


写真-1 台車上の計測器の配置

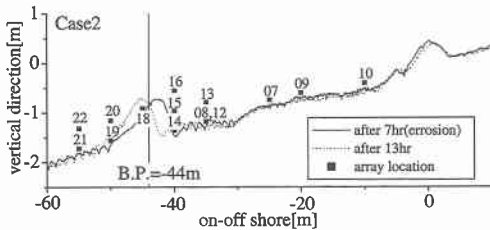


図-1 海底地形と移動計測点の位置 (Case 2)

に地形変化に合わせて各ケース数回行った。この他に固定点で、水路方向に 10 m ピッチで砂面上 10 cm と 50 cm の高さに取り付けた濃度計 8 台と 2 次元電磁流速計 11 台および容量式波高計 15 台により砕波帯内外の下層・中層での浮遊砂フラックスを計測した。

(2) 計測および解析方法

移動計測アレイには、計測点が 3 角錐の頂点 (測点間隔 20 cm) になるように ADV を設置した。この流速記録より、3 次元渦度ベクトル、乱れ速度成分および乱れエネルギー、濁度、浮遊砂濃度との関係について検討を行った。渦度ベクトルは、以下のグリーンの定理を用いて計算を行った。

$$\omega_i = \frac{1}{2} \epsilon_{jki} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) = \frac{1}{A_i} \int_{c_i} v_i ds \quad \dots\dots (1)$$

ここで、 i は、計算対象とする面に垂直な渦度成分を表し、 A_i は計算対象とする面の面積、 c_i は線積分の積分経

* 正 会 員 工 博 (財)電力中央研究所流体科学部 主任研究員
** 学生会員 横浜国立大学大学院工学研究科
*** 正 会 員 工 博 横浜国立大学大学院助教授 工学研究院
**** 正 会 員 博 (工) 五洋建設 (株) 技術研究所
***** 正 会 員 工 博 (財)電力中央研究所環境科学部 主任研究員

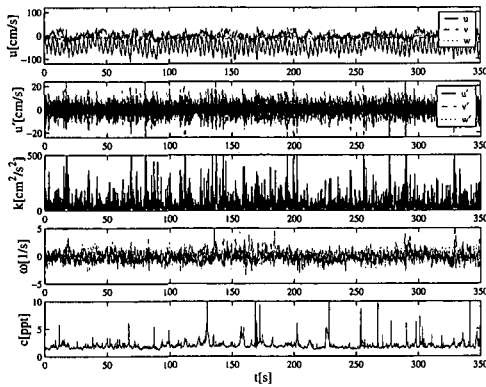
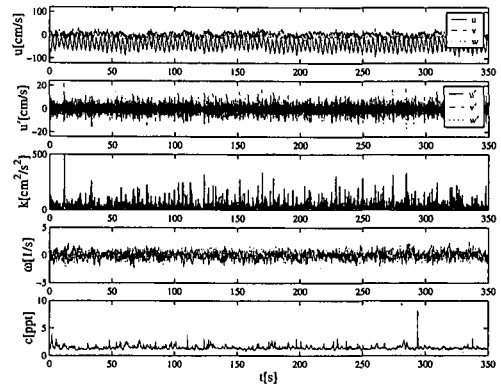
(a) $x = -40$ m(b) $x = -35$ m

図-2 流速, 乱れ成分, 乱れエネルギー, 渦度および濁度の時間変化 (底面上 10 cm)

路, v_i は c_i 上の接線方向流速を示す。本来ならば, ω_i は 3 角錐全体の面積分から定義されるべきものであるが, 1 台の ADV が 2 成分計測のものであったため, 写真-1 に示す 3 角錐の内, 直交する 3 平面のみから計算した。従って, 計算された渦度の配置点は各面の重心に位置し, それぞれ 10 cm 程度ずれているが, 入射波の波長 (約 17.6 m) に対し遥かに短い。それゆえ, 以下では流速成分・渦度・濁度の計測点は同一であると見なして議論を進める。また, 座標は右手座標系を用い, x は汀線を原点とし岸向きを正, z は底面を原点とし鉛直上向きを正として定義し, (x, y, z) に対応した流速成分を (u, v, w) , 渦度を $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ と定義する (写真-1 参照)。

式 (1) により計算された渦度には, 上記の計算誤差の他に計測点の設置誤差および有限体積を対象にしたための誤差が付随する。今回用いた計測アレイの配置に対し, 微小振幅波理論を用いて渦度を計算すると, 最大 $O(A\kappa\sigma\Delta x)$ (A : 振幅, κ : 波数, σ : 角周波数) ないし $O(A\kappa\sigma\Delta z)$ 程度の誤差が予想される。実際に計測した, 砕波点より沖の計測点における位相平均した渦度を比べると, ω_y は, 最大値 0.48 をとり, 微小振幅波理論から予想される値に比べて 1 オーダー程大きい。また, 離散化に伴う誤差は ω_x と ω_z では 0 であるが, 実測値では ω_y とほぼ同じオーダーの値を示している。これより, 本実験で得られた渦度ベクトルの計測誤差は 1 (1/s) 程度と推定できる。また, 計測器の間隔が 20 cm かつ $u_{rms} = 20 \sim 30$ cm/s であることを考え, 1 Hz 以上の成分は無視することにする。

砕波により生成される乱れ成分は, 入射波の基本成分の 5 倍周波数以上と仮定し, 1.5 Hz 以上の成分をフーリエ周波数フィルターにより求めた。乱れの各成分を (u', v', w') , 乱れエネルギーを k とそれぞれ定義する。

計測アレイでの浮遊砂濃度の計測には光学式後方散乱型濃度計を使用した。濃度計計測とともに, 採水用ホー

ス口を各濃度計と同じ位置に取り付け, 毎秒 1 サンプルの高速採水を 40 秒間行ない (片山ら, 1999), この値を濃度計のキャリブレーション値の補正に用いた。

3. 結果と考察

(1) 流速と渦度のスペクトルの特性

図-2 に示すのは, Case 2 (砕波点: $x = -44$ m) における $x = -40$, $x = -35$ m の測点における流速 (u, v, w) と乱れエネルギー k , 渦度 ($\omega_x, \omega_y, \omega_z$) および濁度 c の時系列である。すべての計測値は砕波点に近い $x = -40$ m の測点で計測された値の方が大きく, 変動幅も大きい。

図-3 および 4 に示すのは, 砕波点前後 ($x = -40$ m および $x = -50$ m) と $x = -35$ m における (u, w) と (ω_y, ω_z) のスペクトルである。各スペクトルの縦軸は 10^4 ずつずらして描いてある。沿岸方向の流速成分 u , w のスペクトルは, $x = -40$ m と $x = -35$ m とでそれほど顕著な変化はなく, 1 Hz 以上にほぼ $f^{-5/3}$ 乗則に従う慣性領域を持っている。また, $x = -40$ m における鉛直方向の変化は, u が $z = 90$ cm で高周波側のベキ則が変化している以外は, それほど顕著な違いはない事がわかる。一方, 渦度成分のスペクトルの空間変化についてみると, 沿岸方向に軸を持つ水平渦成分である ω_y は, 入射波の基本周波数と同じ周波数帯に明瞭なピークを持ちながら砕波直前から値が増大し, 砕波直後 ($x = -40$ m, 砕波点より約 1/4 波長岸側) で最大となり, その後減衰している。沖側で ω_y は入射波の基本周波数とその高調波にピークを持ち, それより高周波数領域のベキ則も滑らかではないが, 砕波点後では基本周波数のピークも相対的に小さくなり, 高周波数領域全体に滑らかなテールを持つようになる。鉛直渦成分 ω_z も全体的に ω_y と同じ傾向を持つが, 砕波直後の $x = -40$ m では, ピークがほとんど見られず, $x = -35$ m で再びピークが現れるようになる。砕波直後における渦度の鉛直方向の変化は, ω_z が鉛直方向に

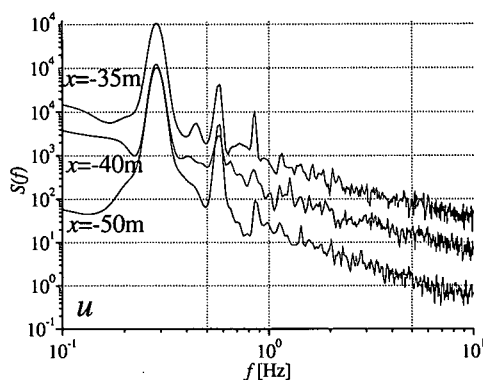
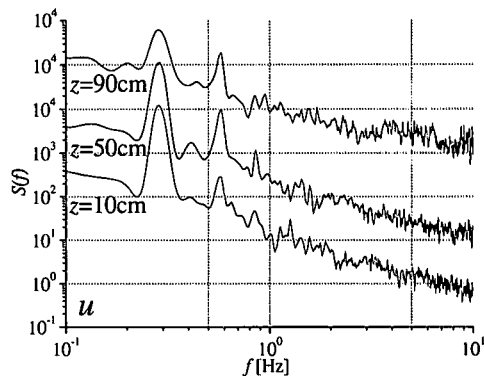
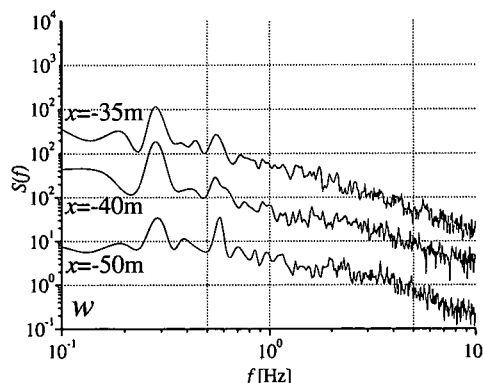
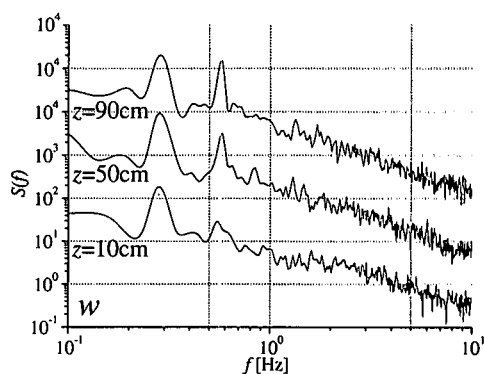
(a) u の岸沖方向の変化 (底面上 10 cm の測点)(b) $x = -40$ m における u の鉛直方向の変化(c) w の岸沖方向の変化 (底面上 10 cm の測点)(d) $x = -40$ m における w の鉛直方向の変化

図-3 流速成分のスペクトルの変化

かなり早く減衰し、明瞭なピークが無くなるのに対し、 ω_y は底面上 10 cm においてもかなり大きな値を持っており、 ω_z とは逆に底面上で基本周波数帯にピークを持つようになる。これらの結果から、水平渦は基本周波数帯にピークを持ちながら岸方向にゆっくり減衰し、鉛直方向には基本周波数に相当した成分のみが伝わり、高周波成分は水面近傍のみに留まるのに対し、鉛直渦が水平方向に局在して分布し、鉛直方向には水面近傍に強いピークを持ち速やかに減衰するという構造が垣間見られる。

図-5 に示すのは、渦度の各成分と乱れエネルギー k についてのクロススペクトル解析結果である。 $x = -40$ m の測点では、渦度各成分と乱れエネルギー k のコヒーレンスは比較的高く、入射波の基本周波数とその高調波に対応した周波数で明瞭なピークを持っている。コヒーレンスについては各成分にそれほど大きな違いは見られないが、位相差について見ると、入射波の基本周波数では、 ω_y が $\pi/2$ 、 ω_z が $-\pi/2$ ずれている。砕波直後では、渦度の各成分の生成に位相差があるようである。 $x = -35$ m の測点では、 ω_z が $x = -40$ m とほぼ同じ傾向を持つのに対し、 ω_y と k のコヒーレンスが入射波の基本周波数で極端に低くなっている。位相差も、入射波の基本

周波数では、 ω_y が π 、 ω_z が $-\pi$ とずれは増加している。砕波点直後では渦度の各成分が大きな値を採っているが、その後水平成分以外の渦度は急速に減少する傾向が見られる先の結果を踏まえると、 ω_y の変化と乱れ成分の生成との間には時空間的なラグが存在すると考えられ、その結果、 k とのコヒーレンスが小さくなると考えられる。

図-6 は、渦強度 $I_w = |\omega|$ と乱れエネルギー k 、乱れエネルギー k と渦度 c についてのクロススペクトル解析結果である。渦強度と乱れエネルギーの関係を見る限り、両者のコヒーレンスは入射波の基本周波数近傍ではそれほど高くなく、また砕波点からの距離に関わらずほぼ同じオーダーを示している。また、ピーク周波数周りでの位相変化について見ると、入射波の基本周波数近傍以外では測点によりかなりバラツキが見られる。これに対し、乱れエネルギー k と渦度 c のコヒーレンスは、入射波の基本周波数近傍でやや大きく、計測位置によらずほぼ同じ値をとっている。また、 k と c の基本周波数周りでの位相変化について見ると、測点によらず位相差はほぼ 0 である。以上の結果をまとめると、砕波直後の渦度各成分と乱れエネルギーは入射波の基本周波数とその

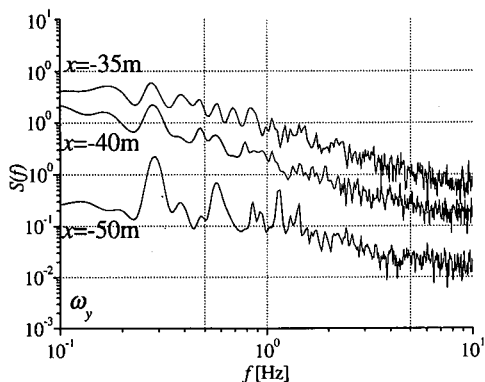
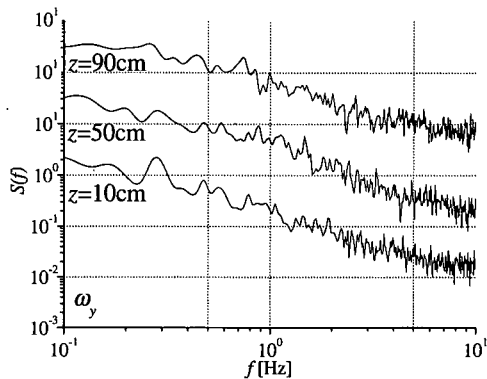
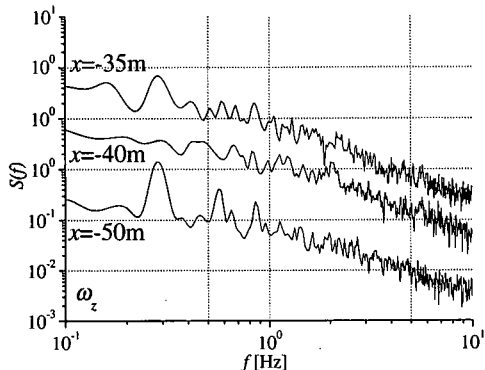
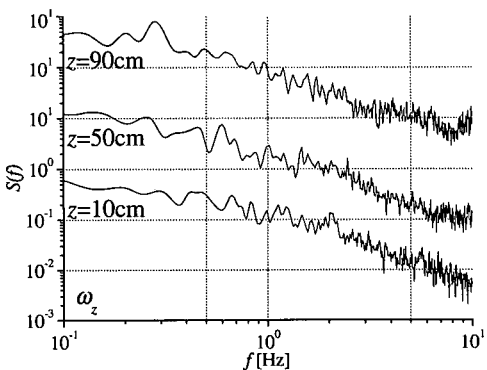
(a) ω_y の岸沖方向の変化 (底面上 10 cm の測点)(b) $x = -40$ m における ω_y の鉛直方向の変化(c) ω_z の岸沖方向の変化 (底面上 10 cm の測点)(d) $x = -40$ m における ω_z の鉛直方向の変化

図-4 渦度成分のスペクトルの変化

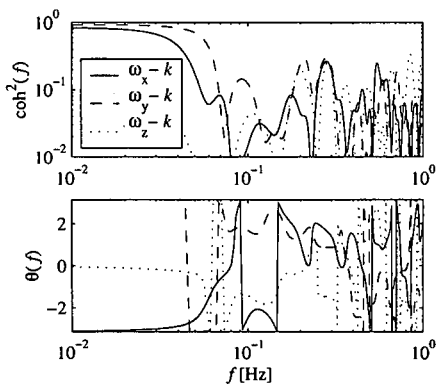
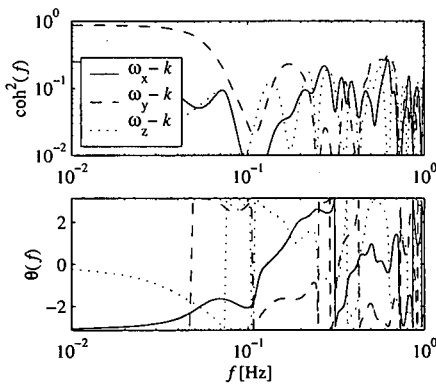
(a) $x = -40$ m(b) $x = -35$ m

図-5 渦度成分と乱れエネルギーの coh および phase (底面上 10 cm)

高調波近傍で高いコヒーレンスを示すが、水平渦成分と乱れエネルギーの関係は碎波点から離れるに従い弱くなる。その結果、渦強度と乱れエネルギーの関係も弱くなり、渦強度と乱れ強度のコヒーレンスは全体的に低く、位相も場所によりばらつく傾向が見られる。つまり、渦の生成と乱れエネルギーの生成には時空間的にラグあり、渦の発生=乱れの発生となっていないことがわかる。

その一方、乱れエネルギーと渦度の関係は計測位置に依らず、コヒーレンスも位相もほぼ一定の関係を示しており、浮遊砂濃度の比較的低い今回の条件では、乱れエネルギーと渦度の変化は明瞭な関係を示していると言える。

(2) 渦強度の位相変化と空間分布

渦度の各成分の絶対値と水面変位の位相平均をとり、

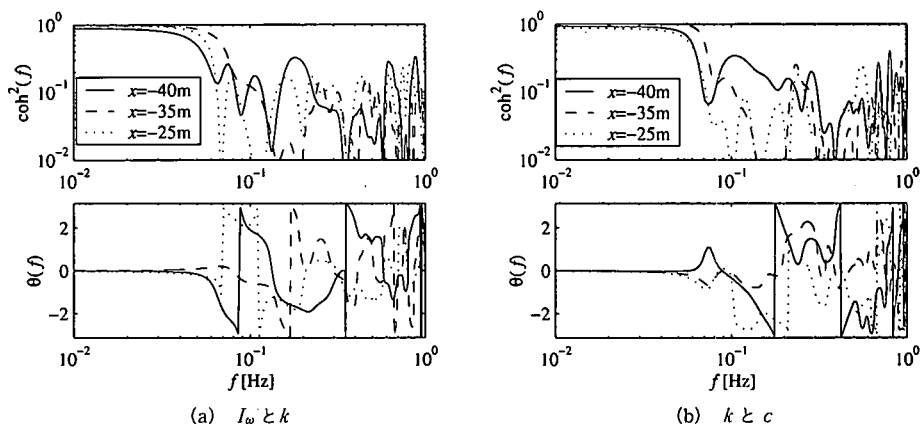


図-6 渦強度 I_ω と乱れエネルギー k および乱れエネルギー k と濁度 c の coh および phase (底面上 10 cm)

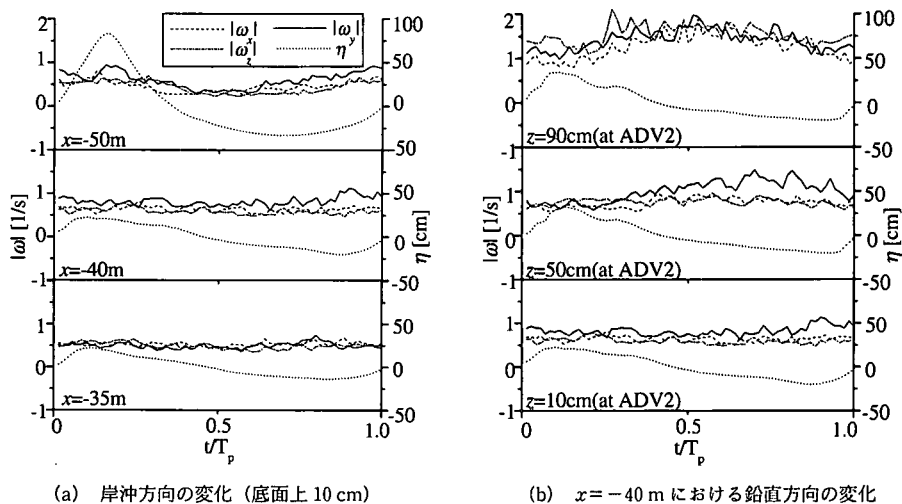


図-7 位相平均した濁度の変化

渦強度の位相変化の空間分布について検討を行った。図-7 に示すのはその結果であり、岸沖方向の変化を見ると、 $|\omega_y|$ は波峰全面で値が大きく、砕波前後がもっとも大きな値を持つことがわかる。砕波点近傍における鉛直方向の変化を見ると、渦度の水平成分 $|\omega_x|$ が相対的に大きく、底面上 10 cm 上でも他の成分に比べて大きな値を持つ。渦度の各成分が最大値を持つのはほぼ同じ位相であるが、水深によりその位置は異なっている。

4. 結 語

大型造波水路に 3 次元配置した移動計測アレイにより、砕波帯における 3 次元渦度ベクトルの時空間変化を計測した。その結果、砕波後、緩やかに減衰する渦度の水平成分に比べ、渦度の鉛直成分は空間的に局所的に存在することがわかった。さらに、渦度と乱れ強度および濁度（浮遊砂濃度）との関係について検討を行い、渦度と乱れ強度の関係が不明瞭であるのに比べ、乱れ強度と

渦度のコヒーレンスが高いことを示した。

最後に、本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金 基盤研究 B (No. 1345023 代表者：岡安章夫) によることを付記する。

参 考 文 献

- 池野正明・宇野喜之・後藤宏志・田中正博・森 信人・片山裕之・岡安章夫 (2000): 混合粒径砂を用いた大型海浜実験による粒径別浮遊砂フラックスとモデル化, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 556-560.
- 岡安章夫・敦賀 仁・松川 祐・Nimal Wijayarathna・片山裕之 (2000): 画像解析による斜降渦の特性とその発生分布について, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 141-145.
- 片山裕之・岡安章夫・永田達也 (1999): 連続採水による現地砕波帯浮遊砂濃度および粒度分布の時系列変化, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 571-575.
- Nadaoka, K., M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., Vol. 204, pp. 259-387.