水面と流速の同時画像計測法による風波の乱れ構造に関する研究

Investigation on turbulent structure in wind-induced water waves by using simultaneous measurements of free-surface fluctuations and velocity components

山上路生*・禰津家久**・戸田瑛大*** Michio Sanjou, Iehisa Nezu and Akihiro Toda

*博(工) 京都大学助教, 工学研究科社会基盤工学専攻(〒615-8540 京都市西京区京都大学桂) ** 工博 京都大学教授 工学研究科社会基盤工学専攻(同上) *** 京都大学修士課程 工学研究科社会基盤工学専攻(同上)

Although some previous studies pointed out that turbulence generation depended on a phase of water waves, statistical discussions were mainly conducted by single point measurements, e.g., a laser Doppler anemometer (LDA). So, there remain uncertainties about effects of wave phase on the coherent turbulence motion, e.g., sweeps & ejections, and streak structure. Simultaneous measurements of velocities and free-surface elevation must be conducted to study these phenomena in more detail. Furthermore, multi-point measurements such as PIV & PTV, are also needed to detect the space-time structure of coherent motions. So, in this study, an innovative PIV system was developed to measure the velocity components and surface elevation simultaneously, in which two high-speed cameras are used for the PIV measurements and the free-surface capture, respectively.

Key Words: wind-induced waves, dual camera system PIV, turbulence and coherent structure

1. はじめに

近年,地球規模のスカラー循環過程において,大 気・海洋間の運動量・エネルギーの輸送現象を理解 することが不可欠な課題となっている.水・空気界 面における輸送現象については水層の乱流現象が 支配的であることが指摘されており,様々な計測と 解析が行われている.

このような試みは従来から海岸・海洋工学や地球物理学 を中心に研究進展しているが、水・空気界面における運動 量やガス交換の素過程は海洋循環特性や温暖化といった 地球スケールの環境問題と密接するきわめて重要な研究 テーマである.これを正確に把握するには2次循環流や3 次元の乱流輸送特性を知る必要がある.本研究では特に乱 流の組織渦の発生特性に関する解明と考察を進める.風波 下の乱流に関する詳細な計測は複数の研究グループによ って実験的に行われている.Yoshikawa ら(1988)¹⁾は水面下 での秩序的な運動を解明するために温度をpassive scalar と して水温と流速の同時計測を行った.その結果、風波の卓 越周期より十分長い周期のバースト現象が存在すること を指摘した.Komori ら(1993)²⁾はレーザー流速計を用いて

界面近傍の乱流構造とその周波数特性を調べた. クレスト 近傍の空気層における組織構造が水層の表面更新を誘発 して水・空気界面における気体輸送現象を支配すると考え、 渦セルモデルにより界面現象を考察した.一方で Toba & Kawamura(1996)3)は局所平衡下の風波の相似則に基づいて 風波乱流境界層に関する既往の界面研究のレビューを行 った. 彼らは鉛直方向に乱流特性量が変化しない等方的な 領域を見い出し、ダウンバースト層(Downward-bursting) boundary layer, DBBL)と名づけた. 他の研究グループと比 較検討した結果, DBBL は有義波高の5倍ほどの深さまで 分布することがわかった. 杉原ら(1999)⁴は風波下の乱流境 界層の構造を低周波成分のみを抽出して検討し, 乱れ構造 が風波の相似則を満足することを確認した.また、安田ら (2000)5%は線形フィルタを用いたスペクトル解析により,風 波下の低周波流を吹送流として捉え, 非定常性を有する吹 送流を考察し、砕波発生時の界面近傍における渦拡散が、 水層界面での壁法則から算出される値よりも大きくなる ことを指摘した. 村上ら(2001) のは水面付近で乱れに相当 する rotation 成分の影響が無視できないことを推察し、こ の影響が波のクレストよりもむしろトラフの位相で大き くなることを指摘している.



図-1 実験装置図

今日,高速度カメラによる PIV や PTV 計測の高精度化 が進み空間構造の解明に大きく貢献している. 禰津・中山 (2000)⁷ は風洞水槽で PIV 計測を行い,風波による組織渦 構造について研究した. Oh ら(2008)⁸は砕波に起因する水 層における瞬間渦度の時間空間的な考察からいくつかの 乱れ生成バターンの存在を示唆した.

最近では水流と気流の同時解析システム^{9,10)}が 開発されている.このような手法によってこれまで 計測が困難であった気液界面近傍の領域の流速特 性が明らかになりつつある.しかしながらここで扱 う風波現象は液相と気相の非線形相互作用を伴う 複雑な流体現象であり,この乱流構造や波と流れの 関係特性についてはいまだに不明な部分が多い.最 近著者ら¹¹⁾ もPIVを用いて風波における乱れエネ ルギー生成の考察を行ったが,気液界面の形状評価 までは行っていない.そこで本研究では2台の高速 度カメラを用いた流速・水面変動の同時計測システ ムを構築するとともに,界面近傍の水相の流れ構造 の計測を可能とした.さらに得られたデータをもと に水面変動と流れの関係性および組織乱流構造に 焦点をあて,これらの特性解明を試みた.

2. 実験システムと水理条件

2.1 計測装置

図-1 に実験装置を示す.水流部はタンク状態(閉 鎖性水域)を再現し,水路上流側の大型ファンによ り水流上に風を吹かせて 2 次元重力波を発生させ た. *x*,*y*はそれぞれ主流方向および鉛直方向を示 す.撮影画面の中央を*x*=0,静水位置を*y*=0とす



る.また水路下流端には消波板を設置し,反射波の 影響をなくした.

計測には2台の高速度CMOSカメラ(Ditect 製)を用いた. 1台は PIV 計測としてレーザーシート光上のトレーサー 粒子(100µm 径のポリスチレン)を,もう1台は水面形状 を撮影した.これらのカメラをパルスジェネレーターで同 期制御し,同時撮影した.図-2は、本システムで得られ た原画像の一例である.タンク水にローダミンBを溶解さ せることで,気液界面をできるだけ鮮明に可視化できるよ うに工夫した.また,カメラ側の水面変動によって計測部 の水面が遮断されることを防ぐため,水面計測用のカメラ は水平面から下方に約10度傾けた.気液界面では輝度が 急変しており、判別しやすい画像が得られていることが図 -2からわかる.この輝度分布から、次に示す宮本ら(2001)¹⁰ の方法に従って水面の時間空間分布を計算した.

2.2 水面形状の評価法

水面形状の評価方法を説明するとともに、本研究の画像 データにおける評価結果について考察する.評価手順は次 のとおりである.

(a)可視化撮影

図-2 に示したように水空気界面ができるかぎり明確になる画像を得ることが重要である.

(b)濃淡境界線の抽出

原画像から、画像輝度の濃淡を用いて水面境界線を抽出する.まず各解析メッシュ点(1メッシュ辺りに、ピクセル数は任意に設定することができる)における輝度値から、鉛直方向の輝度勾配を算出する.輝度勾配の算出については、式(1)を用いた.

$$G_c = a + 2b - 2d - e \tag{1}$$

ここに、aからeは図-3における処理前の各解析メッシュ 点における輝度値、およびGc は輝度 c の中点における輝 度勾配である.次に、算出された輝度勾配を用いて、濃淡 の境界を抽出する.まずv方向1×5の5メッシュ点を対 象に、その中心の解析メッシュ点P。(輝度勾配G。を持つ メッシュ点)が境界の候補となるかを判定する.この際, 縦1×5メッシュに関してもっとも大きな輝度勾配を示す 点を境界候補とし、この処理をx,y方向にそれぞれ1メッ シュずつずらしながら水面境界の候補点として残す. 宮本 ら¹⁰⁾の提案する候補点抽出アルゴリズムでは、各点画素に ついて周囲の点3×3における画像輝度を処理に用いてい るが、今回はv方向の解析メッシュを1メッシュ当り2ピ クセルにとり、境界候補点の判定にy方向に5点の輝度分 布を用いることで、計測精度を確保した.得られた候補点 群について、 宮本らのアルゴリズムを用い、 任意の大きさ を持つ大小二つの閾値(H_{TV},L_{TV})を用いて処理する. まず 任意の十分大きな閾値H_{TV}で境界候補点群を振り分け, H_{TV} より大きな輝度勾配Gを持つ点のみを選び出す.こ のとき選ばれた候補点で構成された画像を, Seed map と

次に小さい閾値 L_{TV} を用いて以下の特徴を持つ点を濃 淡境界の候補点として再抽出し、Seed mapに付け加える.

① H_{TV}で判定した水面境界の候補点である.

呼ぶ

- ② Seed map 上で既存の境界候補点と隣接する.
- ③ 輝度勾配Gの大きさが*L_{TV}*より大きい.

これらの条件を満たす画素を繰り返し計算し, Seed map



図-3 水面判定における輝度位置の定義



図-4 原画像と水面形状

上に候補点が追加されなくなった時点でこの画像に存在 する画素を,濃淡境界の候補点とする.このとき,2つの 閾値(*H_{TV}*,*L_{TV}*)は任意の大きさに設定可能であり,条件次 第では相対的に輝度勾配が小さな部分の濃淡境界も抽出 することができる.同様に画素の輝度が小さな原画像でも 濃淡境界を抽出することが可能である.

(c)最終画像と水面形状の決定

以上の操作から濃淡境界線は点画素の連なりで表され ている. このとき原画像からも確認できるように、ローダ ミンを用いた画像輝度計測においては、水・空気界面以下 の輝度値は LLS の反射により大きくなるが、水・空気界 面より上部ではほとんど輝度は一定である.この領域につ いてはガラス面における光の反射などにより、輝度が高い 画素も存在する.しかしながら本実験ケースにおける計測 ではx方向の解析メッシュの間隔から単独でしか捉えら れないことが多く、この領域における境界候補点の存在は 捉えることがなかった.このことから、水・空気界面より 上の高さにはほとんど境界候補点が存在しないと考えら れる. したがって, 各x方向解析メッシュ点におけるy方 向解析メッシュ列それぞれに対し、濃淡境界の候補点のう ち最上部に位置する点であり、かつ対象解析メッシュ点周 り3×3の範囲において隣接する境界候補点を持つものを, 水面境界として抽出することができる. これらの処理によ って原画像から最終的に幅1画素の水面形状を, PIV 計測 に用いたx方向解析メッシュ点間隔で得る. 図-4 に原画

表-1 実験条件(Tを追加)

H(cm)	$H_s(cm)$	$U_{a,max}(m/s)$	Us(cm/s)	U*(m/s)	$T(\mathbf{s})$
4	0.4	6.8	28.1	0.0169	1/f p



図-5 水面変動のスペクトル

像上に最終水面形状を出力したものを示す.

2.3 実験条件

表-1 に水理条件を示す.計測区間は、風波が十分発達 したと考えられる水路上流端から約7m下流の地点に設定 した.本実験では2次元重力波が発生するように断面最大 風速U_{a.max}を決定した.また側壁の影響を小さくするた めに水深 H を 4cm としてアスペクト比(水路幅/水深 =10)を大きくした. H_sは有義波高である. U_sはそれぞれ表層における流速で3mmフロートの動きを30サンプル分ビデオ撮影したものから評価した. U_{*}は界面における水側の摩擦速度で対数則から評価した. T は波の周期で0.4s である. なお本実験条件では砕波は発生しない. 砕波を伴う水理ケースは現実的にきわめて重要であるが,気泡の発生や水面位置が多価的になるため本手法を単純に適用することはできない.

3.実験結果と考察

3.1 水面変動の精度検討

図-5 は画像計測によって求めた水面変動 η と同じ流れ 場を容量式波高計によって計測したもののスペクトル分 布を比較したものである. 画像計測については画面中央位 置($x/L_x = 0$) と端の位置($x/L_x = 1$)の結果をプロットし た. L_x は撮影領域の x 方向長さの半値とする. 図からわ かるように, 画像計測による水面変動のピークスペクトル は, 容量式波高計の値とほぼ一致しており, 水面変動を精 度よく捉えることが確認できた. $x/L_x = 1$ の断面では中 央部と比べてノイズがやや多く含まれているが, 画面端ほ どレーザーライトシートの強度が弱く輝度のばらつきが 存在し, これがノイズとなって現れるものと思われる.

3.2 基本統計量分布

図-6 は時間平均した主流速分布を示す. これら のデータは $x/L_x = 0$ の値である.ただし、水層と 空気層が準周期的に入れ替わるかぶり領域につい ては、水層であるときのデータのみをサンプリング して統計処理した. y/H=0.6~0.8 で負の主流速 が現れリターンフローを形成する.静水面近くの y/H = 0.9で主流速は負から正へ向きが変わる.か ぶり領域においては, y/Hの増加にともに平均流 速Uが増加して大きな流速勾配∂U/∂yが観察され る.この主流速の増加は風波による運動量の供給が 考えられるが,注意すべき点はかぶり領域について は水層のときのみをサンプリングしているため,デ ータ数がトラフ以下の領域よりも少ないこと,およ び後述するように波のクレスト時に主流速のピー クが現われることから,波の上昇ステージしか捉え られない静水面以上の領域には主流速の大きいデ



図-7 レイノルズ応力の分布

ータがサンプリングされやすいことも考慮しなけ ればならない.

一般に2次元性が成立しておれば、主流速は連続性をも つはずであるが、この図より検査断面の主流速分布の和は 正になり連続性が満たされない.これは上述のように界面 近傍における主流速データの統計処理上の問題や流れの3 次元性によるものと思われる.流れの3次元性を形成する と考えられるラングミュアー渦は既往研究¹²⁾によって横 断方向の配置間隔は静水深の2倍のオーダーであること が指摘されており、幅40cm、水深4cmの本実験ケースの 場合には5つほどの循環渦が存在することとなる.これら によって3次元的な流れ構造が形成されている.したがっ て連続式収支を厳密に考察するには横断面全域の流速分 布を知る必要がある.





図-7 はレイノルズ応力-uvの分布である.水面付近で は主流速が正の勾配をもつにもかかわらず、負のレイノル ズ応力-uv < 0が観察される.これは既往研究の LDA デ ータでも顕著で禰津ら¹³⁾はスペクトル解析より $u \ge v$ の 位相差を計算してこの特性を説明している.波を含むレイ ノルズ応力は壁面境界層のように流速勾配の正負と対応 していない.またレイノルズ応力は乱れの生成と大きく関 連する.後でこの点について詳しく考察する.



図-9 流速と水面変動の時間変化



図-10 水面変動と流速の相関係数の空間分布

3.3 瞬間ベクトル

図-8 は瞬間流速ベクトルと水面変動を同時にプロット したもので、0.04 秒ごとに示した.また(a) および(b) のコ ンターはそれぞれ瞬間値 û および ŷ の分布を示す.水面形 に注目すると時間とともに波のクレストとトラフが下流 に輸送される様子がわかる.またクレストとトラフが交互 に現われる.クレストの上流側には下降流が下流側には上 昇流がみられる.一方でトラフの下流側には下降流が上流 側には上昇流が観察され、波の流下輸送にともなって上昇 および下降流領域も輸送される.また主流速のコンターか らクレストの水面付近では大きな流速分布が伴い、トラフ では逆流領域が形成されており、これらも波とともに流下 する.一方で鉛直流速についてはクレストとトラフでほぼ ゼロとなり、これらの遷移領域において正負の値をもつ.

3.4 水面変動と流速の位相関係

図-9は(x=0, y/H=0.5)における瞬間流速成分と x=0における水面変動 η の時系列である. 既述した ように η と流速成分の時間変化には明確な相関関係 があり、 η が正のピーク、すなわち波がクレストの 時には \hat{u} は最大、 η が負のピーク、すなわち波がト ラフの時には \hat{u} は最小となる. \hat{v} は \hat{u} とほぼ1/4波長 ずれた変化を示す. 図からは正確なずれは判定でき ないが、禰津ら(2001)¹³⁾が指摘しているように実際に は水面付近では1/4波長より短いずれが現われ、負の レイノルズ応力を生成すると考えられる. 図-7の底 面付近ではレイノルズ応力は正値をとることから 1/4波長よりも少し大きなずれが存在するものと思 われる.

図-10は計測画面中央(x=0)に基準検査面 (x₀=0)をとり、その検査面における水面変動ηと空 間位置における流速変動の相関係数を次式より求めた.

$$C_{\eta u}(x, y) = \frac{(\hat{\eta}(x_0, t) - \overline{\eta}(x_0))(\hat{u}(x, y, t) - \overline{u}(x, y))}{\eta'(x_0) \times u'(x, y)}$$
(2)

ここで、「は時間平均操作を表す. u'および η' はそれぞ れ u,η の乱れ強度である. $\eta \ge v$ の相関も同様に求めた. かぶり領域では、水面変動 $\hat{\eta}$ については全時間をサンプリ ングしているが、瞬間流速 \hat{u},\hat{v} は計測位置に水流が存在す るときのみデータをサンプリングするため、水面下領域と 比べるとデータ数が異なる.したがってここでは水面下領 域のみの結果を示した.図中の λ は画像より求めた波長の 半値の集合平均値である.図から $C_{\eta u}$ は基準位置 $x/\lambda = 0$ で最大値をとり、 $x/\lambda = \pm 1$ の面で最小値となる.このこ とから、主流速と水面変動は同じ位相をもって時間変化す ることがわかる.一方、 $C_{\eta v}$ は $x/\lambda = 0.5$ で正の相関が最 大となり、 $x/\lambda = -0.5$ で最小となる.この相関も界面近 傍に近いほど相関が増加するが、かぶり領域では減少傾向 になる.これらより $u \ge \eta$ は大きい正の相関、 $v \ge \eta$ は大 きい負の相関があるといえる.

3.5 エネルギー生成項の位相解析

ここまでは全サンプル時間の平均処理された結果につ いての考察であったが、波の位相ごとの乱れ発生メカニズ ムを明らかにする必要がある. そこで本節では位相解析を 行う. 図-11 に位相の定義を示す. 波の1 周期を合計8つ の位相帯にわける. 図のようにクレストを位相3, トラフ を位相7とする. 波ごとにこれらの位相時刻を決定し, 位 相ごとに目的の特性量をアンサンブル平均すれば、一つの 特性量について8つの位相平均値が得られる. 図-12 に位 相ごとの乱れエネルギー方程式における乱れ生成項 -uvoU / ovの分布を示す.クレスト(位相3)とトラフ(位 相7) では負の分布がみられる. 一方で水面が減少(位相 4) および増加しはじめるステージ(位相8)では正値が分布 する. またこれらの特性は水面ほど顕著である. さらに水 面と流速の同時計測の結果、クレストステージのかぶり水 深高さにおける分布が評価できる点は注目に値する. この ように乱れ生成は水面の上昇下降速度が大きい位相にお いて増加することがわかり、位相によって瞬間の流れ特性 や組織構造が異なる様相を呈することが予想される.

3.6 乱れの組織渦構造に関する考察

Oh ら⁸ は風波による組織渦構造を考察しており、その評価として瞬間渦度を用いている. 図-13 は計測領域全体における渦度の瞬間値 $\hat{\omega}$ と、水面変動 $\hat{\eta}$ を同時にプロットしたものである.瞬間渦度は次式で評価した.

$$\hat{\omega} \equiv \frac{\partial \hat{u}}{\partial v} - \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}$$
(3)

まず*t*=0sでは、波のクレストに強い正の渦度塊がみられる. クレストの風下側の方が風上側よりも大きい渦度が分布する. 時間とともにクレストは流下方向に輸送され、渦度塊も追従するようにみえる. しかしながら*t*=0.16s ではクレストの風上の方が風下よりも高渦度領域が支配的









である. Okuda(1982)¹⁴や禰津・中山⁷はクレストの風上よ りも風下側に高渦度領域が発生することを指摘している が本結果においては $t = 0s \sim 0.06s$ 付近で正値の渦度分布 に対してこの傾向がみられた. 一方でさらに時間が経過す ると逆の傾向がみられるが, これはストークスドリフトと 渦度の移流速度の差が原因かもしれない.

渦度は旋回だけでなくせん断領域も評価してしまうため、渦構造を正確に抽出することは困難である. そこで渦抽出としてよく用いられる Chong&Perry(1990)¹⁵)によって提案された Δ 法を導入する. 瞬間流速の勾配テンソル $\nabla \hat{u} = \partial \hat{u}_i / \partial x_j$ の固有方程式の解条件から渦領域を判定する. σ を固有値とし、2 次元の流れ場における固有方程式が式(4)のように表せるとする.

$$\sigma^2 - P\sigma + Q = 0 \tag{4}$$

渦判定式は

$$\Delta \equiv P^2 - 4Q < 0 \tag{5}$$



図-13 瞬間渦度分布の時間変化

となり △の値が計算できる. 手法の詳細は文献^{15,16}を参 考にされたい. 図-14 は △ の分布を時系列に示す. 図-13 と同時刻の結果である. t = 0 s ではトラフとクレストの間 に大きな渦領域が存在する. またt = 0.04s から 0.10s では 図の中央にみられるクレストの風上側に渦領域が生成さ れる. それらは波とともに流下する. さらにt = 0.08 s で は図面の左端に存在するトラフよりやや上流側に渦が観 察される. t = 0.14s から 0.18s ではこの渦がトラフとクレ ストの遷移区間に存在することがわかる. 以上の結果より 注目すべきことは組織渦がトラフとクレストの遷移ステ ージで現れる点であり,これは図-12 の乱れエネルギー生 成の位相解析の結果と一致する. すなわち乱れエネルギー の生成とともに組織渦が発生してそれらが波とともに流 下輸送されることがわかった.

4. おわりに

本実験では、高速度カメラ2台を用いて PIV および輝度 計測による「流速・水面変動同時計測システム」を構築し、 風波の界面近傍における流れと波の相関特性および組織 構造の挙動を考察した.

(1) 水面の増減と流速の関係について時系列データと相 関解析によって評価した.その結果,主流速と水面変



図-14 瞬間/値分布の時間変化

動は同位相,鉛直流速と水面変動は1/4周期の位相の ずれが存在することが確認できた.

- (2) 乱れエネルギーの生成項の位相解析から、トラフやクレストよりもこれらの間の遷移ステージにおいて乱れの生成が活発になることがわかった.
- (3) 渦度と

 /法から組織渦構造の輸送特性を明らかにした。高渦度領域はクレストの風上および風下側に集中

することや、ストークスドリフトと渦度の輸送速度に 差があることがわかった.さらに/値による組織渦は クレストとトラフの遷移ステージに集中的に現われ て乱れエネルギーの位相特性と一致する.

参考文献

- Yoshikawa, I., Kawamura, H., Okuda, K. and Toba, Y.: Turbulent structure in water under laboratory wind waves, *J. Oceanogr.*, Vol.44, pp.143-156, 1988.
- 2) Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y.: Turbulence

structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 249, pp.161-183, 1993.

- Toba, Y. and Kawamura, H.: Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, *J.Oceanogr.*, Vol.52, pp.409-419, 1996.
- 4) 杉原祐司,高崎敦彦,松永信博:風波下における乱流 境界層の構造,海岸工学論文集,Vol.46, pp.96-100, 1999.
- 5) 安田孝志,水谷夏樹,板野誠司,井坂健司,西部義彦, 小林智尚:吹送流の発達と流速分布に及ぼす風波砕波 の影響について,海岸工学論文集, Vol.47, pp.441-445, 2000.
- 村上晴通,加藤始,信岡尚道: PTV を用いた風波の表 面付近の流速場に関する実験的研究 - 主として軌道速 度の分離について,海岸工学論文集, Vol.48, pp.381-385, 2001.
- 7) 禰津家久,中山忠暢:風波発生下での空気層及び水層 における瞬間構造に関する研究,水工学論文集,Vol.44, pp.897-902,2000.
- Oh, S. H., Mizutani, N. and Suh, K. D. : Laboratory observation of coherent structures beneath microscale and large scale breaking waves under wind action, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.32, pp.1232-1247., 2008.
- 9) 竹原幸生, 真木正弘, 辻本剛三, 江藤剛治, 高野保英: 風波発生時における水面近傍の気流・水流の PTV 同時 計測, 海岸工学論文集, Vol.49, pp.60-70, 2002.

- 10)宮本仁志,神田徹,大江和正:画像解析による水面変動・流速の同時計測法と開水路凹部流れへの適用,水 工学論文集,Vol.45, pp.511-516, 2001.
- 11)山上路生,秋谷優,禰津家久:閉鎖性風波界面下にお おける乱れエネルギー生成と移流拡散特性に関する研 究,水工学論文集, pp.937-942, 2009.
- 12)Faller, A.J. and Caponi, E.A.: Laboratory studies of wind-driven Langmuir circulations, *J. Geophysical Res.*, Vol.83, pp.3617-3633, 1978.
- 13) 禰津家久,吉田圭介,牛島省:水面上に風シアーが存 在する開水路流れ場における水・空気層乱流構造に関 する基礎的研究,土木学会論文集,No.733/II-63, pp.67-76, 2003.
- 14)Okuda, K.: Internal flow structure of short wind waves; part1, *J. Oceanogr.*, Vol.38, pp.28-42, 1982.
- 15)Chong, M. S. and Perry, A. E.: A general classification of three-dimensional flow fields, *Phys. Fluids*, A, Vol.2, No.5, pp.765-777, 1990.
- 16)山上路生, 禰津家久, 土井智礼, Hoang Quang: 多断層 スキャニング PIV による蛇行複断面流れにおける水平 組織渦に関する実験的研究, 土木学会論文集 B, Vol.62, No.4, pp.406-418, 2006.

(2009年4月9日 受付)