

# 砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究

禰津家久<sup>1</sup>・牛島省<sup>2</sup>・吉田圭介<sup>3</sup>

<sup>1</sup>フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>正会員 京都大学大学院助教授 環境地球工学専攻 (同上)

<sup>3</sup>学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 (同上)

地球環境問題の1つである温暖化の仕組みを解明するには、CO<sub>2</sub>などの各種気体の地球規模での循環過程の定性的・定量的評価が重要である。その際、地球上の水域圏における気体輸送過程の評価が必要になる。特に、砕波を伴うような風波に関しては計測が困難なこともあり、既往の研究では十分に現象を評価できていない。よって、本研究では砕波を伴うような風波の乱流構造を PIV および LDA によって計測を行った。その結果、砕波を伴う流れにおける瞬間構造および時間平均構造を明らかにした。

**Key Words:** gas/water turbulent structure, breaking waves, PIV, LDA, phase-averaged method

## 1. はじめに

気液界面における物質輸送現象は従来より化学工学などの分野で盛んに研究され、実際上の工学プロセスの設計・制御において重要視されてきた。近年では地球環境問題の発生により環境工学および地球物理学において非常に重要な研究課題となっている。環境面で重視されている気体の大半は水側の界面抵抗を通じて液層に吸収され、液層での水理条件が気体輸送過程を支配しているといえる。水・空気界面の相互作用による気体輸送現象という観点から水層を評価する際には、自由水面近傍で気体濃度の大きく変化する非常に薄い濃度境界層に着目する必要がある。従来より、気体輸送機構はこの層における急激な濃度勾配層が重要な支配因子となることが指摘されており<sup>1)</sup>、この層における気液境界層の流体の更新および自由水面近傍での乱流特性値（エネルギー逸散率 $\epsilon$ や乱れ強度）と気体輸送現象の相関に着目した研究が多数なされている。そこでは、流れ場における輸送機構が小規模渦モデル<sup>2)</sup>や大規模渦モデル<sup>3)</sup>によって現象解釈がなされている。

風波に関する既往の研究の中で、特に界面近傍における気液流体の瞬間構造、組織構造の特性について論じたものには、次の論文が挙げられる。Kawai<sup>4),5)</sup>は、微細な粒子を用いた可視化手法によって、風波背後の瞬間的な空気流の剥離現象、及び剥離と風波のクレスト形状との関連性について定性的な評価を行っている。これらの研究を基に、Kawamura and Toba<sup>6)</sup>は風波上の空気層の組織構造に関して興味深い研究を行った。彼らは固定床上に発

生するバースト現象との比較を通して、風波上に発生するバースト現象を説明するために“big burst”モデルおよび“small burst”モデルの2つを提案し、界面での相互作用に重要な役割を果たすことを指摘した。Okuda<sup>7),8)</sup>は風波の内部構造に関して、高高度領域の流れ特性、表面更新層の流体運動特性、および流線パターンについて研究を行った。また、禰津・中山<sup>9)</sup>は PIV 法及びレーザー流速計と波高計の同時計測によって、滑面/不完全粗面/粗面と系統的に水面の状態を変化させた風波下での、空気層と水層の瞬間構造特性、および風波の各位相での平均乱流特性について考察している。Komori *et al.*<sup>10)</sup>は砕波による気泡発生が生じないような風波の水・空気界面近傍での両層における組織構造について、模式図を提案している。彼らは、空気層での剥離流が界面に再付着する付近から上方に向かって組織構造が発生するとともに、その組織構造が発生する箇所の水層界面では表面更新渦が水面下に潜り込み、これらの2つの組織渦が気体輸送現象と密接に関連していると指摘した。以上のように、水・空気界面での気体輸送（広義の輸送機構）は界面境界面での乱流構造が大きく影響を及ぼしていることがわかり、様々な水理条件下での両層の瞬間構造、時間平均構造、そして両層の相互作用を評価することが必要である。

従来の界面乱流の研究は、砕波を伴わない流れ（滑面・3次元的なさざ波・2次元重力波）を対象としている。一方、砕波を伴う風波の内部構造についてはほとんど解明されていないのが現状である。そこで、本研究は砕波を伴う風波における水・空気

界面での乱流構造の定量的評価を試みたものである。

## 2. 理論的考察

### (1) 流速分布

水面上における時間平均風速分布は、次式の数則で表される。なお、座標系は水路中央断面で各位相における左端より流下方向を  $x$  (図-1参照), 静水面から鉛直上向きを  $z$ , 下向きを  $y$  とした。

流速変動成分は、空気流・水流ともに流下方向および鉛直方向をそれぞれ  $u, w$  とした。

$$\frac{U_a - U_s}{U_{*a}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_a} \right) \quad (1)$$

ここで、 $U_a$  は固定点  $z$  における風速、 $U_s$  は摩擦速度、 $\kappa$  はカルマン定数(=0.41)、 $U_s$  は表面流速であり、添え字  $a$  は空気層での値を示す。風波のような界面境界層と固定境界層との大きな相違は、最大風速の増大とともに界面での粗度要素  $z_a$  (水面変動) が変化することである。 $Wu^{11)}$  は粗度レイノルズ数  $R_r \equiv U_{*a} z_a / \nu_a$  ( $\nu_a$  は空気動粘性係数) を定義し、水表面の粗度状態によって以下の3通りの分類を行った。

- a) Aerodynamically smooth (滑面)  $R_r < 0.5$
- b) Moderately rough (不完全粗面)  $0.5 < R_r < 2.0$
- c) Fully rough (粗面)  $R_r > 2.0$

ここで「滑面」と分類しているのは、粗度要素が粘性底層内に埋没して粘性の効果を強く受け、實際上、粗度要素の影響が無視できる場合である。瀬津ら<sup>12)</sup>はこの分類に対応して水面の形状が、①滑面状態、②3次元的なさざ波、③2次元的な重力波へと変化することを指摘している。

底面シアアが存在する通常の開水路流れでは、底面側から対数則が成立する。一方、風シアアが卓越する流れでは水表面近傍から底面方向に向かって対数則が成立することが Shemdin<sup>13)</sup>や Wu<sup>14)</sup>によって明らかにされた。

$$\frac{U_s - U_w}{U_{*w}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_w} + 8.5 \quad (2)$$

ここで、 $y = -z$  は静水面から水面下への距離、添字  $w$  は水層での値を示す。空気層と同様に、水側の粗度要素  $y_w$  も風速の増大とともに変化する。式(2)は Nikuradse 型の対数則表示でもある。

### (2) 波と乱れの分離法

波と乱れの分離の理論的な枠組みは Benilov *et al.*<sup>15)</sup>の研究などに示されている。すなわち、ある乱

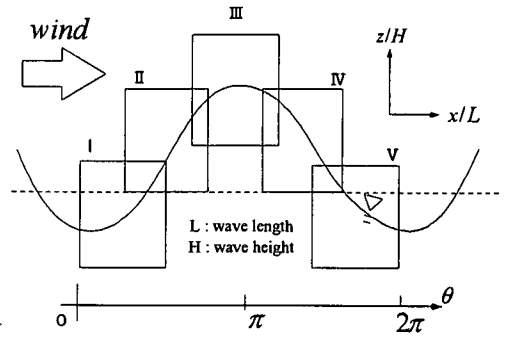


図-1 位相分布図およびPIV計測領域

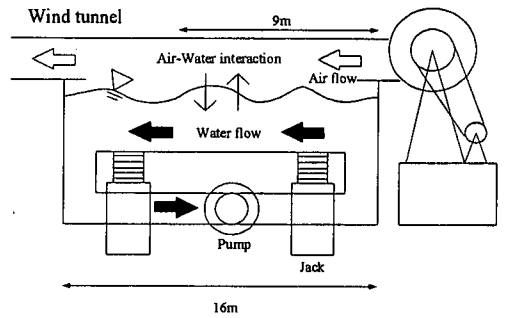


図-2 風洞付き水路

流特性瞬間値  $\tilde{f}(t)$  を以下の3つの成分に分離する。

$$\tilde{f}(t) = F + \langle f(\tau) \rangle + f(t) \quad (3)$$

ここで  $F (\equiv \overline{\tilde{f}})$ ,  $\langle f(\tau) \rangle$ ,  $f(t)$  はそれぞれ時間平均値、波に誘発される成分、乱れによる成分である。周期成分  $\langle f \rangle$  を抽出するために位相平均が定義される。

$$f_\tau \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{f}(\tau + nT) \quad (4)$$

$$\therefore f_\tau = F + \langle f(\tau) \rangle \quad (5)$$

ここで、 $T$  は後述の卓越周波数  $f_p$  を有する代表波の周期である。位相平均  $f_\tau$  は平均値  $F$  と周期成分  $\langle f \rangle$  の和である。よって、変動乱れ成分が以下のように抽出される。

$$f(t) = \tilde{f}(t) - f_\tau \quad (6)$$

本研究では、この位相平均手法を用いるために後述の PIV で、式(5)を用いて乱れ成分を分離した。なお、本実験では集合平均の回数は、 $N=500$  とした。これをサンプリングタイムに換算すると、 $T_{sample} > 500 \times (1/f_p)$  である。

表-1 実験条件表

風力 (ケース名)	水面状態 Interface Condition	最大風速 $U_{a,max}$ [m/s]	空気側界面 摩擦速度 $U_{*a}$ [cm/s]	水側界面 摩擦速度 $U_{*w}$ [cm/s]	表面流速 $U_s$ [cm/s]	平均波長 $L$ [cm]	風波卓越周波数 $f_p$ [Hz]	水面変動強度 $\eta'$ [cm]
av01,wv01	Smooth	0.68	3.72	0.0795	1.01	*****	9.3	0.018
av05,wv05	Gravity wave	6.03	31.64	1.175	17.4	16.10	2.0	1.795
av10,wv10	Breaking wave	10.63	77.97	2.768	42.88	52.33	1.3	3.924

### 3. 実験装置および実験条件

#### (1) 実験水路

本実験で用いた水路は、全長 16m、幅 40cm、高さ 50cm の風洞付き開水路である。図-2 に概要図を示す。計測部は水路両側壁と底面が光学ガラス製となっている。また、本研究で用いた水は真水である。

#### (2) 計測方法

空気流・水流の瞬間流速計測には、Dantec 社製 PIV システムを用いた。システムの概要図を図-3 に示す。ダブルパルス YAG レーザーを水路底面もしくは上方から照射し、水路側壁方向に設置した CCD カメラ（ピクセル分解能(1008×1018)、コダック社製）で水路中央断面における乱流計測を行った。PIV 計測部は、水路上端から約 9m の風波が十分発達している地点とした<sup>8)</sup>。PIV の CCD カメラの撮影領域は約 10cm×10cm である(図-1 参照)。CCD カメラの撮影時間間隔は、最短 0.33sec である。実験時におけるレーザー光のパルス間隔は、空気流では約  $1.0 \times 10^{-4}$ sec、水流では約  $1.0 \times 10^{-2}$ sec とした。空気流のトレーサー散乱粒径は平均  $1.5 \mu\text{m}$ 、比重は 1.02 であり、霧発生装置(Dantec 社製)を用いた。水流のトレーサー粒径は、 $65 \mu\text{m}$  以下の微細粒子（ナイロン 12 粒子）を用いた。本研究では、超音波波高計(Keyence 社製)および Off-delay 器(Keyence 社製)を PIV とシステム化して、波の特定の位相領域のみを選別して PIV 計測した。これによって、図-1 に示すように 5 通りの位相区分を行った。

乱流の時間平均構造の点計測には、後方散乱型 2 成分レーザー流速計(LDA, DANTEC 社製)を用いた。LDA のトラバース装置は水路に直付けで 1/100mm の精度を有する。測定時間は 60 秒、測定周波数は 200Hz であった。

#### (3) 実験条件

実験条件を表-1 に示す。本実験では、水深  $H$  は 25cm に固定し、水路底面は平坦で滑面である。水面状態は最大風速を変えることで、滑面(Smooth, case:av01, wv01), 2次元重力波(Gravity wave,

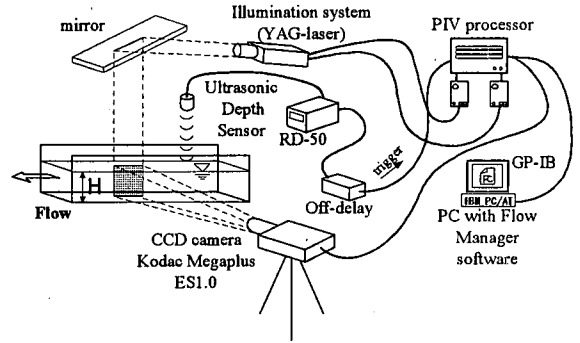


図-3 PIV 計測システム

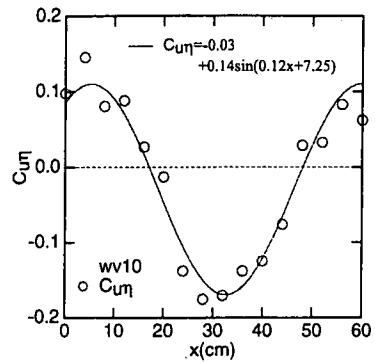


図-4 相関係数  $C_{u\eta}$  の分布 (wv10)

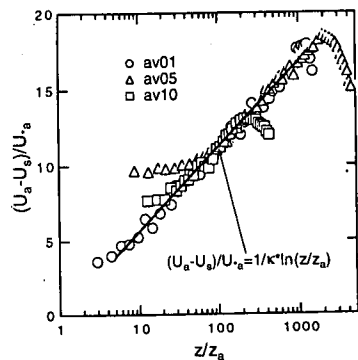


図-5 空気側の主流速分布

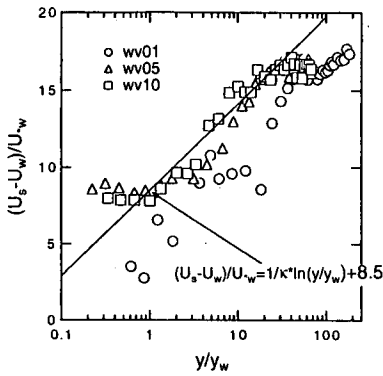


図-6 水側の主流速分布

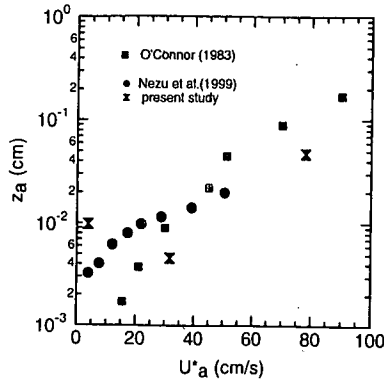


図-7  $U_{*a}$  に対する  $z_a$  の分布

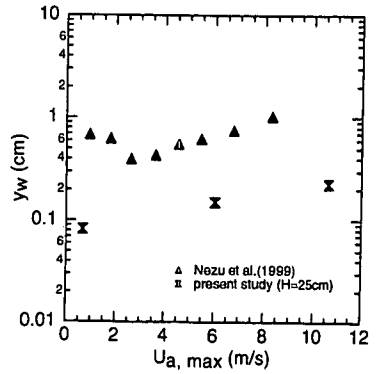


図-8  $U_{a,max}$  に対する  $y_w$  の分布

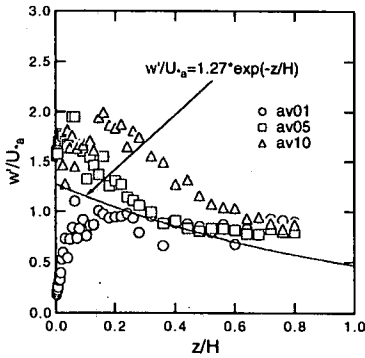


図-9 空気側の  $w/U_a$  の分布

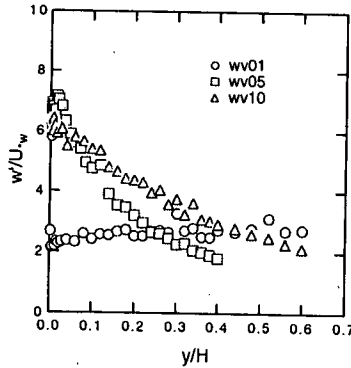


図-10 水側の  $w/U_w$  の分布

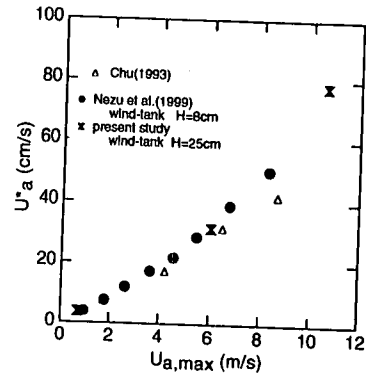


図-11  $U_{a,max}$  に対する  $U_{*a}$  の分布

case:av05, ww05), 砕波(Breaking wave, case:av10, ww10)に変化させた。  $U_{*a}$ ,  $U_{*w}$  はそれぞれ空気層、水層での流速分布に対数則を適用して求めた界面摩擦速度であり、  $U_s$  は表面流速である<sup>16)</sup>。

風波の平均波長  $L$  の計測は禰津ら<sup>12)</sup>の方法に従った。すなわち、LDA と超音波波高計の同時計測を行い、両者間の距離間隔をずらして、その相関係数  $C_{u\eta} = \overline{u\eta} / \overline{u} \overline{\eta}$  を計測し(ここで、 $\eta$  は水面変動高を表し、ダッシュ記号は rms 値、 $\bar{\quad}$  は時間平均値を示す)、相関係数のピーク値の最も近い距離間隔を波長とするものである。例えば、ww10 のケースにおける相関係数を図-4 に示す。原点は LDA 計測地点であり、横軸は LDA と波高計との距離を示す。ここで、流速の計測点は、砕波による影響がなく、波動成分を有する水層内箇所とした。これにより、ケースに関わらず、流速と波高の位相は一致する。一方、風波の平均周波数は主流速  $u(t)$  を LDA 計測した後にスペクトル解析を行い、卓越周波数  $f_p$  を求めた。

## 4. 実験結果およびその考察

### (1) LDA 解析

#### a) 平均流速分布特性

図-5, 図-6 に空気側および水側の主流方向の平均流速分布を片対数表示した。なお、砕波発生時(ケース av10, ww10)の表面流速  $U_s$  の計測は困難なため、中山・禰津<sup>16)</sup>の研究を適用して、表面流速  $U_s$  を次式より算出した。

$$\begin{aligned} U_s / U_{*a} &= 0.55(1 - \exp(-U_{a,max})) & U_{a,max} < 6.0 \\ U_s / U_{*a} &= 0.55 & U_{a,max} \geq 6.0 \end{aligned} \quad (7)$$

同図より、砕波のケースを含めて空気側ではほぼ対数則が成立することがわかり、既往の研究結果と一致する<sup>16)</sup>。一方、水側では若干のずれが存在する。最大風速  $U_{a,max}$  が大きくなると、空気側では界面近傍で対数則が存在しない領域が存在し、また水側でもデータのばらつきがあり、さらに詳細な計測が必要である。特に、ww01 のケースは界面が滑面状態であるために、粗面表示ができないことがわかる。

図-7, 図-8 には、空気側界面摩擦速度  $U_{*a}$  に対する空気側の界面粗度要素  $z_a$  および最大風速  $U_{a,max}$  に

対する水側の界面粗度要素  $y_w$  を示した。風速の増大による界面状態の変化に従って粗度要素が増大することがわかる。また、粗度高さにはオーダーの相違が観察される。これは、表面流速の計測に誤差が含まれているためと思われる。よって、今後は計測手法を検討する必要がある。

### b) 乱れ強度分布

図-9, 図-10 には LDA 計測における空気側および水側の鉛直方向の乱れ強度  $w'$  分布を示した。なお、LDA 計測における乱れ値は、時間平均値からの変動成分を示し、PIV 位相平均における乱れ値とは算出方法は異なる。図-9 には開水路粗面流れで成立する禰津の公式<sup>17)</sup>を併示した。同図より、風速の増大により、乱れは増大することがわかる。また、水面波発生時には界面近傍（静水面より波高分に相当する箇所）で乱れ強度は最大値を示し、乱れの発生が界面で最大になることがわかる。一方、滑面開水路における乱れ分布との比較より、風波における乱れは粗面上の乱流特性を有することがわかる。

### c) 運動量輸送特性

図-11, 図-12 には、最大風速  $U_{a,max}$  に対する界面摩擦速度  $U_{*a}, U_{*w}$  を示した。図面上には、Wu<sup>18)</sup> および禰津ら<sup>12)</sup>の結果を併示した。両層の界面での摩擦速度は界面での粗度状態によらずに風速とほぼ比例して増大すること様子がわかる。また、風速が大きくなるに従って、この放物状に増大する。

図-13 は、せん断応力の比  $\tau_w/\tau_a = (\rho_w/\rho_a) \times (U_{*w}/U_{*a})^2$  を示す。図面上には、禰津ら<sup>12)</sup>の結果を併示した。風速が増大するとその比は増大し、1.0 の値に漸近する。これは、界面での空気シアーから水側のシアーへと運動量が完全に輸送される。すなわち、 $\tau_w = \tau_a$  となることを示しており、注目される現象である。

また、図-14 には水面変動強度  $\eta'$  と粗度高さ  $z_a$  の関連性を示した。Kitaigorodskii<sup>19)</sup>は、風速がある程度大きくなると水面変動強度と粗度高さに比例関係が成立していると指摘している。図には、粗度 Reynolds 数  $R_r (= U_{*a} z_a / \nu)$  による界面状態の分類を行っている。同図より、水面変動強度と粗度要素には一意的な関係が観察される。すなわち、水面変動強度は、粗度要素と同様に流れ場のパラメータとして扱うことができる。

## (2) PIV による解析

### a) PIV 法の精度検証

PIV 法は同一平面内の多点での瞬間流速場が得られるという長所をもつ反面、トレーサー粒子の流れ

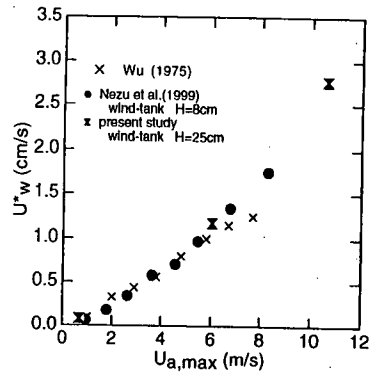


図-12  $U_{a,max}$  に対する  $U_{*w}$  の分布

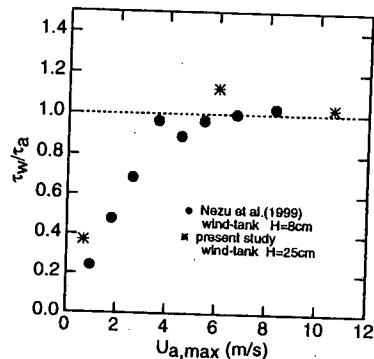


図-13  $U_{a,max}$  に対する  $\tau_w/\tau_a$  の分布

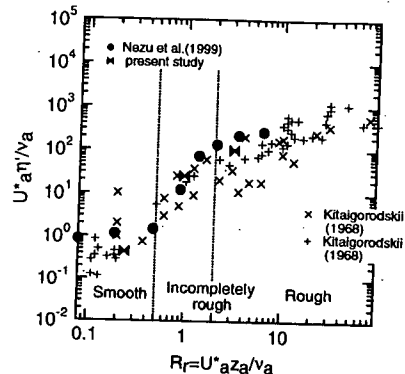


図-14 水面変動強度  $\eta'$  と粗度高さ  $z_a$

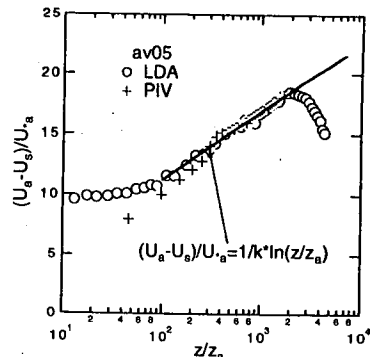


図-15 平均風速の LDA 値と PIV 値

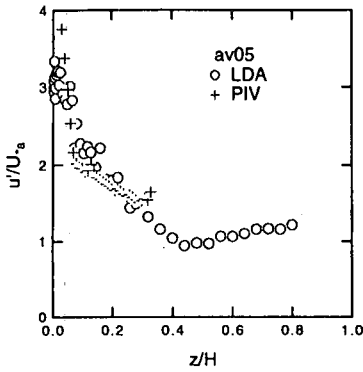


図-16  $u'/U_*a$  の LDA 値と PIV 値

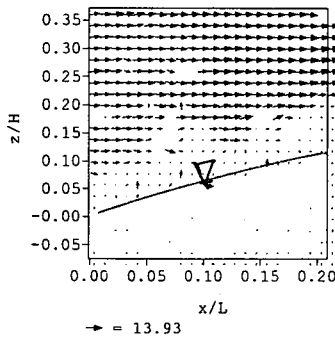


図-17(a)瞬間風速ベクトル  
(Case:av10,位相II)

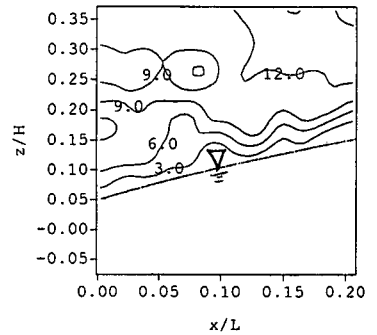


図-17(b)瞬間主流速コンター  
(Case:av10,位相II)

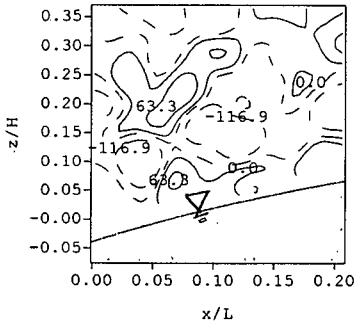


図-17(c)渦度コンター  
(Case:av10,位相II)

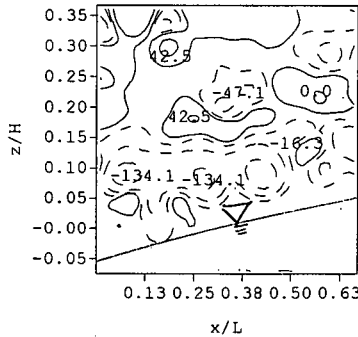


図-18 渦度コンター  
(Case:av05,位相II)

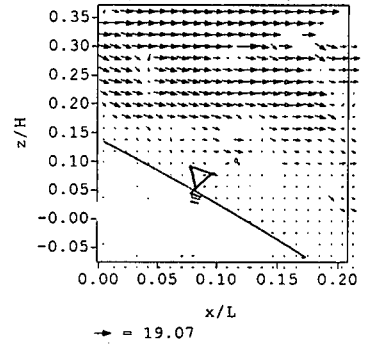


図-19(a)瞬間風速ベクトル  
(Case:av10,位相IV)

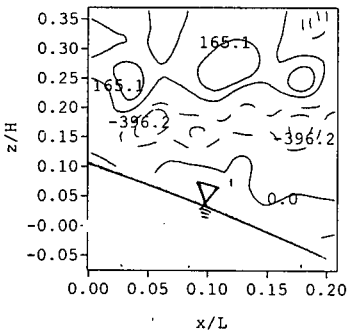


図-19(b)渦度コンター  
(Case:av10,位相IV)

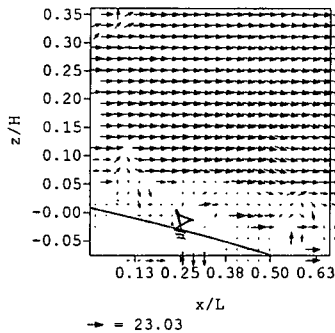


図-20(a)瞬間風速ベクトル  
(Case:av05,位相IV)

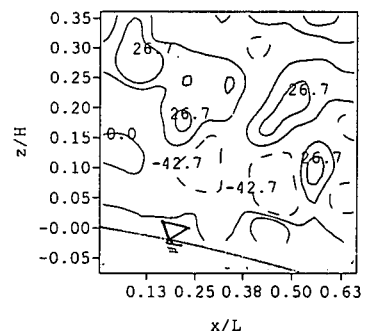


図-20(b)渦度コンター  
(Case:av05,位相IV)

への追従性の悪化や、パルス間隔  $\Delta t$ 、また流れの 3 次元性などによる誤差を伴う。

図-15 は、ケース av05 の空気流の平均風速に関するレーザー流速計(LDA)による計測値と PIV による計測値を比較したものである。図面中には式(1)を併示した。また、図-16 には水面からの無次元化座標  $z/H$  に対して、乱れ強度  $u'/U_*a$  の LDA 値と PIV 値とを比較したものである。両図より、本 PIV 計測は平均値および乱れにおいて界面近傍を除くと高い精度であることがわかる。界面近傍で誤差が大きい

原因は界面における速度勾配が大きいのに関わらず PIV 法はメッシュ空間平均で速度を計算するためであると考えられる。

#### b) 空気層の瞬間構造特性

図-17(a), (b), (c) はそれぞれ av10, 位相 II (図-1 参照) の代表的な無次元化瞬間風速ベクトル図, 主流速コンター, および渦度コンターである。ここで、瞬間流速  $\tilde{u}(t), \tilde{w}(t)$  は界面摩擦速度  $U_*a$  で無次元化している。図中には界面近傍で流速ベクトルの欠如が観察されるが、これは界面近傍で光の乱反射 (ハレ

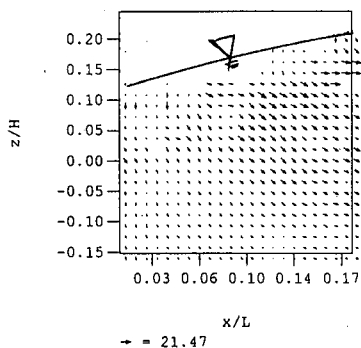


図-21 瞬間流速ベクトル  
(Case:wv10.位相II)

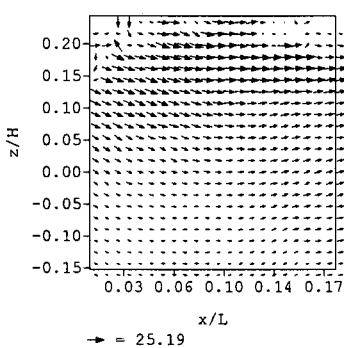


図-22 瞬間流速ベクトル  
(Case:wv10.位相III)

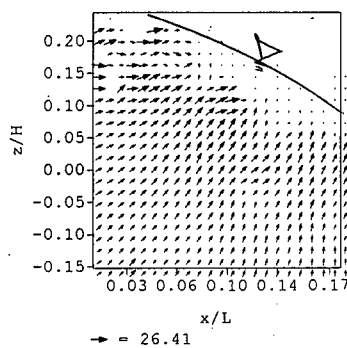


図-23 瞬間流速ベクトル  
(Case:wv10.位相IV)

ーション)のために生じた異常値をマニュアルで除去したためである。この除去には、以下の2つの仮定を設けた。1つは、LDA計測における平均流との比較を行うこと。もう1つは、周囲の流体のベクトル値との比較を行うことである。ここで、渦度は次式より算出した。

$$\Omega = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \quad (8)$$

なお、 $\Omega > 0$  が反時計回りの渦度である。図-17(b)より、クレストに向かうにつれて界面近傍での主流速の $z$ 方向勾配 $\partial u / \partial z$ が増していくことがわかる。これはav05.位相IIのケースでも観察された。つまり、開水路固定河床波で観察される水流の挙動<sup>20)</sup>と同様に、界面付近で強く加速された空気塊が界面近傍に存在することがわかる。また、渦度コンター図に着目すると、正負の渦度が交互に存在している。また、図-18はav05.位相IIの代表的な渦度コンター図であるが、av10のケースと同様に界面近傍で正負の高渦度領域が観察される。両ケースで渦度 $\Omega$ を $U_{*d} / L$ (摩擦速度波長比)で各々無次元化して比較すると、負の渦度はほぼ同じオーダーであり、正の渦度はav10のケースの方が比較的大きいことがわかった。これは、風速の増大とともに反時計回りで回転する( $\Omega > 0$ )低速の上昇流(組織的)が強くなることを意味するものと考えられる。このように、変動する界面との相互作用で、空気側界面近傍には正負の渦度をもつ組織渦対が存在するものと考えられる。

図-19(a), (b)、図-20(a), (b)は各々、av10.位相IV、av05.位相IVの代表的な瞬間風速ベクトル図、渦度コンター図である。両ケースともに界面波背後に剥離現象が観察され、界面近傍では負の高渦度領域が存在し、その上部では正の渦度領域が観察される。負の高渦度が存在するのは、剥離領域では低速、その上部では高速の主流部が存在するために、せん断不

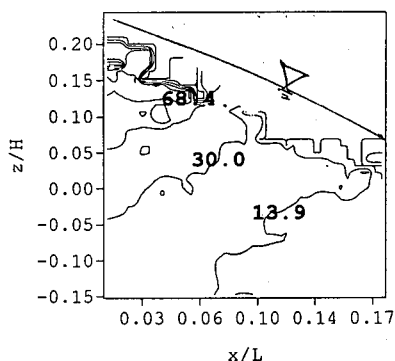


図-24 瞬間主流速コンター  
(砕波発生時の位相IV)

安定(K-H不安定)による組織渦が生じているためと考えられる。このような剥離現象はKawai<sup>4)</sup>の指摘と一致する。また、本研究で観察された剥離現象は、剥離域での明確な循環流(逆流)を伴うものではなかった。これは、本実験で得られた砕波を伴う風波ではクレスト尖度が比較的小さいため、明確な逆流を伴う剥離流が観察されなかったものと思われる。また、この位相の渦度コンターを時間を変えて観察した結果、av10のケースでは剥離せん断層は流下方向に、av05のケースでは流下方向よりやや下向き(トラフ側)に向いている確率が高いことがわかった。また、av10のケースでは剥離せん断層はav05のケースよりも厚い様子が観察された。したがって、av05のケースのような風速が弱く波高の小さいもの(2次元重力波)では、弱い回転渦が波面に沿ってトラフへと下降していくが、av10のケースのような風速が強く波高の大きなもの(砕波)では、強い回転渦が流下方向に移流されることがわかった。

#### c) 水層の瞬間構造特性

図-21、図-22、図-23は各々wv10.位相II・III・IV

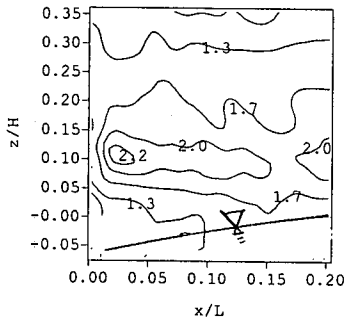


図-25(a)  $u'/U_{*a}$  のコンター  
(Case:av10.位相 I)

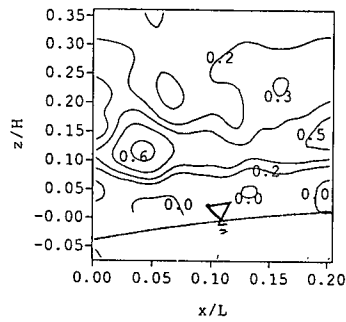


図-25(b)  $-\overline{uw}/U_{*a}^2$  のコンター  
(Case:av10.位相 I)

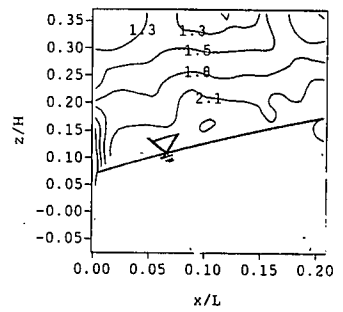


図-26(a)  $u'/U_{*a}$  のコンター  
(Case:av10.位相 II)

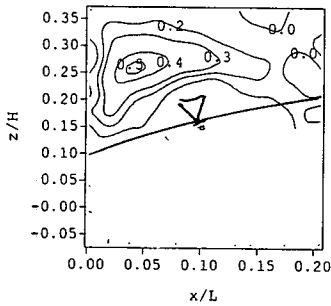


図-26(b)  $-\overline{uw}/U_{*a}^2$  のコンター  
(Case:av10.位相 II)

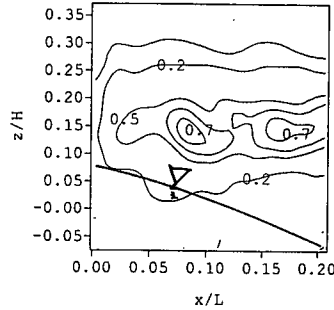


図-27  $-\overline{uw}/U_{*a}^2$  のコンター  
(Case:av10.位相 IV)

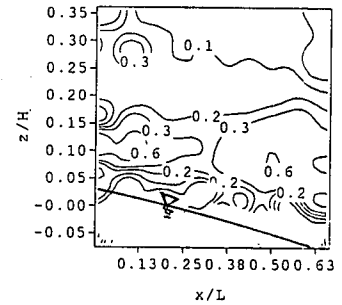


図-28  $-\overline{uw}/U_{*w}^2$  のコンター  
(Case:av05.位相 IV)

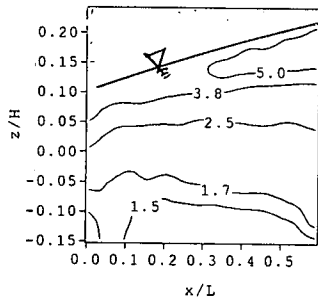


図-29  $u'/U_{*w}$  のコンター  
(Case:wv10.位相 II)

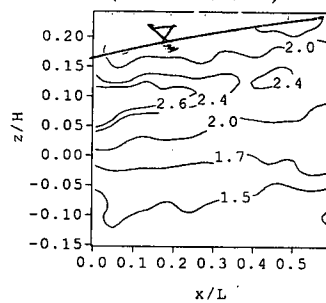


図-30  $w'/U_{*w}$  のコンター  
(Case:wv10.位相 II)

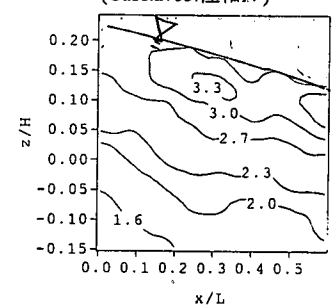


図-31  $w'/U_{*w}$  のコンター  
(Case:wv10.位相 IV)

の代表的な瞬間流速ベクトル図である。クレスト近傍の風上側・風下側でそれぞれ比較的高速な下降流体および上昇流体が観察され、既往の研究<sup>8)</sup>と一致する。流下方向瞬間流速はクレスト頂部より少し下方で大きく、鉛直方向流速はクレスト前後で大きいことが認められる。PIV の撮影画像および目視により、界面の水面形はクレスト風下側の勾配の方が風上側よりも比較的大きく、砕波面はクレスト近傍が白く泡立ち始めてから前面に広がり砕けていく様子が観察された。すなわち、本実験で考察する砕波は、「崩れ波」型の砕波であることがわかった。wv05. 位相 II・III・IV の代表的な瞬間的挙動は、局所的に

クレスト風下側で砕波が発生している場合を除くと、wv10 とほぼ同様であった。一方、風波のトラフ付近の水層界面構造についても PIV 計測を行ったが、両ケースともに、界面流体と水層内部との流体混合が生じるような水粒子の挙動は観察されなかったため、トラフでの気体輸送現象への影響は比較的小さいものと推測される。

風波における砕波現象は浅水変形によるものではなく、主に吹送流シアーから水層界面へのエネルギー伝播により発生する波形勾配の増大に因るものである。よって、風波における砕波現象は吹送流の特性に依存し、時間的にも空間的にも間欠的に発生す



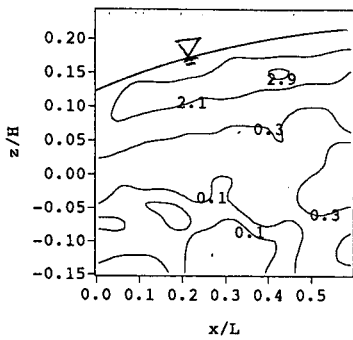


図-32  $-\overline{uw}/U_w^2$  のコンター  
(Case: wv10.位相II)

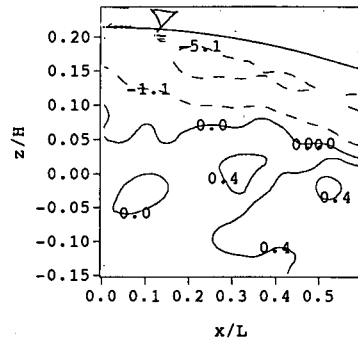


図-33  $-\overline{uw}/U_w^2$  のコンター  
(Case: wv10.位相IV)

るといえる。碎波限界については様々な条件式が提案されているが、本研究では以下の碎波条件式を採用する。

$$\tilde{u}(x, z, t) \geq c \quad (9)$$

ここで、 $c$ は風波の位相速度であり、 $c = f_p L$ から求められる。ここでは、条件式(9)が成立する領域が存在することを以下で検討する。PIVで得られた碎波発生下の位相IVの近傍における代表的な瞬間主流速 $\tilde{u}$ コンターを図-24に示す。同図では、瞬間流速 $\tilde{u}$ が位相速度 $c (=68\text{cm/s})$ よりもわずかに大きい箇所がクレスト近傍の風下側の界面で観察される。また、界面近傍では符号の交番する高渦度領域が観察され、クレスト直下の $\tilde{u}$ は碎波発生時には増大の様子が観察された。Okuda<sup>7,8)</sup>は、比較的波高が大きい風波のクレスト風下側においては、界面水粒子の主速度 $\tilde{u}$ が位相速度 $c$ よりも大きな領域が存在すると指摘している。本実験でも、碎波発生下でのクレスト風下側の界面で局所的に間欠的に $\tilde{u} \geq c$ が成り立つような薄い境界層がベクトル図を目視することにより観察された。以上より、「崩れ波」型の碎波発生時にはクレスト直下の流速が増大し、その影響がクレスト風下側へと伝播し、クレスト近傍の風下側界面で碎波が発生し、局所的な渦度が増大するメカニズムが生じるものと推察される。このメカニズムにより、従来より瀾津・中山<sup>9)</sup>が指摘している界面で負の高渦度領域が観察される要因を説明することができるものと思われる。

#### d) 空気層の乱れ特性

図-25(a),(b)は av10.位相Iの流下方向乱れ強度 $u'/U_w$ 、レイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_w^2$ のコンターである。これらの値は、 $N=500$ で集合平均されたものである。同図より、界面より少し離れた箇所( $z/H = 0.1 \sim 0.2$ )で乱れ強度が最大値をとり、そ

の付近でレイノルズ応力が最大値をとることがわかる。

図-26(a),(b)は av10.位相IIの乱れ強度およびレイノルズ応力コンターである。同図より、界面近くで乱れ強度は最大値をとり、クレストより前面(風上側)でレイノルズ応力は最大値をとることが観察される。av05のケースでも同様の特性が観察された。すなわち、界面近傍では、界面との相互作用(空気流が水層界面に衝突することによる運動量輸送・高周波の水面変動生成)が行われ、この影響によって界面近傍では、乱れ強度が増大したものと考えられる。

図-27は、av10.位相IVのレイノルズ応力のコンターである。同図より、 $z/H = 0.15$ (界面より鉛直上方)においてレイノルズ応力は最大値をとっている。これは、K-H不安定によって発生した剥離渦がこの領域を移流する影響であり、河床波背後の乱流特性と類似しており、注目される。同様に、図-28は av05.位相IVのレイノルズ応力のコンターである。図-27と比べてレイノルズ応力は界面近傍で大きな値をとっている。このケースでは前述したように、せん断層が明確には剥離せず、流れはクレストからトラフに向かって界面に沿って流れるため、レイノルズ応力の最大値が界面に沿って発生したものと考えられる。

#### e) 水層の乱れ特性

図-29,図-30は、wv10.位相IIにおける乱れ強度 $u', w'$ のコンターである。同図より、界面に近づくとつれて乱れ強度は増大する様子がわかる。図-31は wv10.位相IVの乱れ強度 $w'$ コンターである。図-31は wv10.位相IVの乱れ強度 $w'$ コンターである。 $w'$ のコンターは界面にほぼ平行で、界面近傍で大きな値をとる点では $u'$ の特性と同様だが、クレスト風

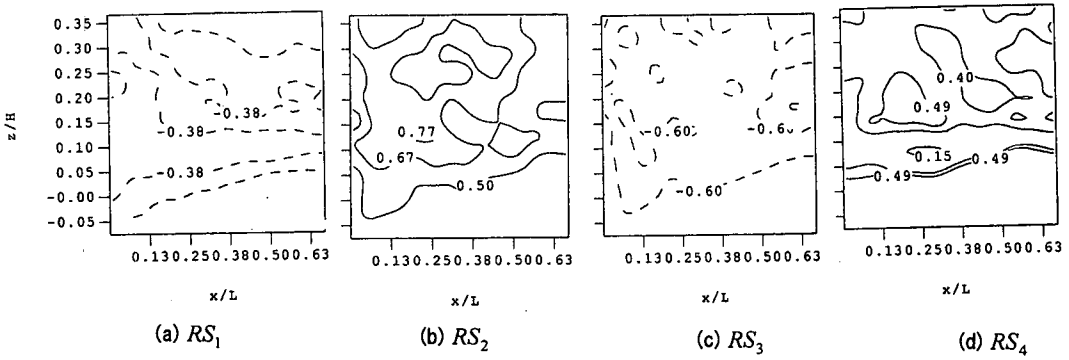


図-34 レイノルズ応力  $-uw$  に及ぼす各事象の影響 (Case:av05.位相II)

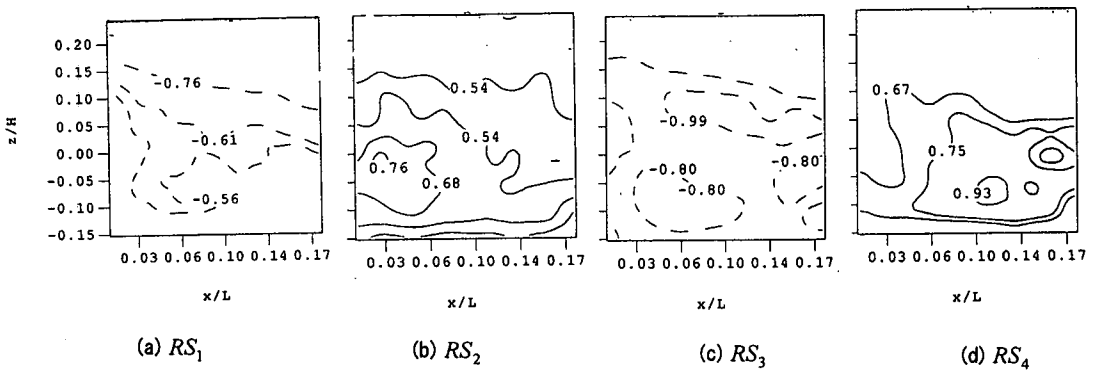


図-35 レイノルズ応力  $-uw$  に及ぼす各事象の影響 (Case:wv10.位相IV)

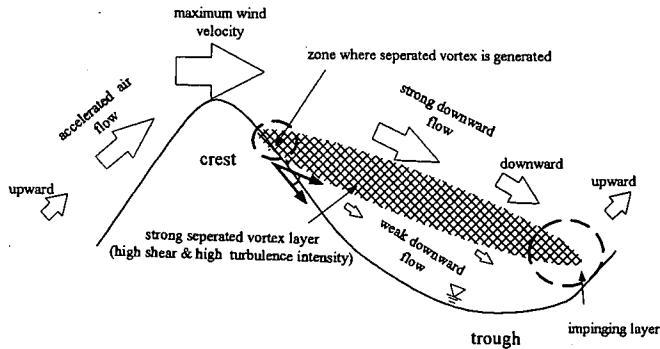


図-36 空気層の乱流構造の模式図 (Case:av10.砕波)

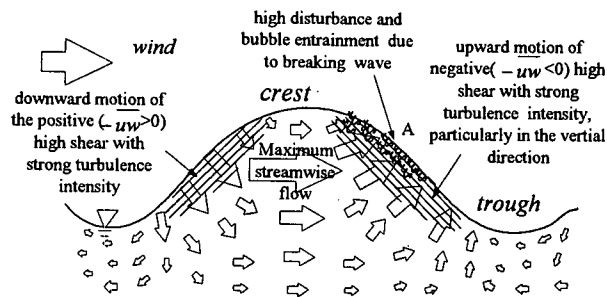


図-37 水層の乱流構造の模式図 (Case:wv10.砕波)

下側で最大値をとる点で相違している。一方、wv05のケースでは風上側と風下側で大きな相違が見られなかった。これは、砕波発生による巻き込み作用によって、鉛直方向の擾乱が増大したためと考えられる。

図-32、図-33は、wv10.位相Ⅱ・Ⅳにおけるレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ のコンターである。クレスト風下側界面では負の高シア領域が観察され、クレスト風上側では正の高シア領域が観察される点の特徴である。これは、高速下降流体および高速上昇流体の影響と考えられ、次節で考察する。

#### f) 組織乱流構造の解析

風波による水・空気界面乱流場における物質輸送機構は、界面における組織乱流構造との相関が大きいと推測されている。本研究では、空気層のクレスト風上側および水層のクレスト風下側に関して、PIVデータを用いて4象限区分法<sup>21)</sup>による組織構造解析を行った。ここで、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ に及ぼす象限*i*の寄与率 $RS_i$ は次式で表される。

$$RS_i = \frac{\langle \overline{u(t)\overline{w}(t)} \rangle_i}{u'w'} \quad (9)$$

ただし、ここでの $u, w$ は各々式(3)中の乱れ成分を示し、波による位相成分を含まない。

図-34はav05.位相Ⅱにおける寄与率 $RS_i$ のコンターである。同図より、第2象限が卓越している様子が観察される。これは、前節で考察した瞬間構造(弱い上昇流)を示すものと思われ、既往の研究結果と一致する<sup>10)</sup>。また、第3象限も比較的大きな値を示しており、この箇所では風シアが波面との衝突により流下方向運動量を消失する(乱れ $u < 0$ )ことが分かる。この傾向はav10.位相Ⅱのケースでも観察された。

図-35にはwv10.位相Ⅳのケースにおける寄与率 $RS_i$ の分布図を示した。界面近傍で第1象限や第3象限の寄与が多きく、界面から離れた領域や砕波発生界面では、第4象限の寄与も比較的大きいことが観察される。つまり、砕波のケースでは砕波発生の要因となる高速流体が観察され、かつ砕波後の擾乱で発生する低速の下降流が観察されるものと考えられる。既往の研究では2次元重力波のケースでは比較的上昇流体が観察されており<sup>9)</sup>、流れのメカニズムの相違を示していることが分かる。

以上より、クレスト風下側界面での負の高レイノルズ応力、およびその箇所最大値を示す乱れ強度 $w'/U_{*w}$ は2次元重力波の場合と異なるといえる。これは、砕波現象と密接に関連しているものと思われる。つまり、砕波のケースでは単なる界面での壁

面乱流現象以外に風下側で生じる流体の複雑な混合によって乱れ強度およびシアが増大したものと考えられる。気体輸送現象の観点から考慮すると、このことは、砕波のケースでは先に述べた空気層との相互作用(空気流のシアによる水側層の表面流体の更新率の増大)による輸送過程よりも、波の巻き込みによる直接的な気体混入が輸送過程において卓越していることを示しているものと思われる。

#### g) 組織渦モデルの模式図の提案

図-36、図-37は、空気層および水層における乱流構造の模式図を示した。空気側ではクレスト近傍で最大風速が、クレスト前面では間欠的に組織的な加速流が、またクレスト背後ではK-H不安定層が観察された。一方、水側では、クレスト前面では高速下降流および正の高シアが、またクレスト背後では高速上昇流および負の高シアが観察される。特に、砕波のケースではクレスト背後における水面の擾乱(図-37中の点A)が界面においてジェットの挙動を引き起こすと考えられる。

## 5. おわりに

本研究は、砕波を伴う風波の界面乱流構造をPIV法を用いて解析したものである。空気側・水側ともに組織乱流構造を明らかにすることができた。今後は気体輸送現象との関連性について研究を進めていきたい。

謝辞：本研究を遂行するにあたり貴重な助言を承った京都大学大学院助手の鬼東幸樹氏ならびに環境研究所の中山忠暢氏に深く感謝致します。

なお、本研究は、科学研究費補助金基盤研究(B) No.12450200(研究代表者：榊津家久)のもとで行われたことを記し、これに感謝する。

#### 参考文献

- 1) Chu, C.R. and Jirka, G.H.: Turbulent gas flux measurement below the air-water interface of a grid-stirred tank, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35(8), 1992.
- 2) Lamont, J.C. and Scott, D.S.: A eddy cell model of mass transfer in the surface of a turbulent liquid, *AIChE J.*, Vol.16, pp.513-519, 1970.
- 3) Fortescue, G.E. and Pearson, J.R.: On gas absorption into a turbulent liquid, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.22, pp.1163-1176, 1967.
- 4) Kawai, S.: Visualization of airflow over wind-wave crests under moderate wind, *Boundary-Layer Met.*, vol.21, pp.93-104, 1981.
- 5) Kawai, S.: Structure of air flow separation over wind-wave crests, *Boundary-Layer Met.*, vol.23, pp.503-521, 1982.
- 6) Kawamura, H. and Toba, Y.: Ordered motion in the

- turbulent boundary layer over wind waves, *J. Fluid Mech.*, vol.197, pp.105-138, 1988.
- 7) Okuda, K. : Internal flow structure of short wind waves ; Part I. On the internal vorticity structure, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol.38, pp.28-42, 1982.
  - 8) Okuda, K. : Internal flow structure of short wind waves ; Part II. The streamline pattern, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol.38, pp.313-322, 1982.
  - 9) 禰津家久, 中山忠暢 : 風波発生下における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, 第44巻, pp.897-902, 2000.
  - 10) 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.
  - 11) Wu, J. : On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, vol.86, No.C7, pp.6661-6665, 1981.
  - 12) 禰津家久, 中山忠暢, 井上理恵 : 風波発生下における水・空気界面での乱流構造に関する研究, 水工学論文集, Vol.43, pp.413-418, 1999.
  - 13) Shemdin, O.H. : Wind-generated currents and phase speed of wind waves, *J. Physical Ocean.*, No.2, pp.411-419, 1972.
  - 14) Wu, J. : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, vol.68, pp.49-70, 1975.
  - 15) Benilov, A.Y., Kouznetsov, O.A. and Panin, G.N. : On the analysis of wind wave-induced disturbances in the atmospheric turbulent surface layer, *Boundary Layer Meteorol.*, vol.6, pp.269-285, 1974.
  - 16) 中山忠暢, 禰津家久 : 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, No.642/II-50, pp.45-56, 2000.
  - 17) Nezu, I. and Nakagawa, H. : Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
  - 18) Wu, J. : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.49-70, 1975.
  - 19) Kitaigorodskii, S.A. and Donelan, M.A. : Wind-wave effects on gas transfer, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, (eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka), pp.147-170, 1984.
  - 20) 禰津家久, 門田章宏, 戸田孝史 : 正弦波床上非平衡開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558, II-38, pp.103-112, 1997.
  - 21) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Structures of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.104, pp.1-43, 1981.

(2000.10.5 受付)

## TURBULENT STRUCTURE AT THE AIR-WATER INTERFACE IN AIR-INDUCED WIND WATER WAVE ASSOCIATED WITH BREAKING WAVES

Iehisa NEZU, Satoru USHIJIMA and Keisuke YOSHIDA

To solve the global warming problem, one of the environmental ones presented all over the world, we need to evaluate accurately the quantitative and qualitative characteristics in the global circulation process of the issued gas, such as CO<sub>2</sub>. However, there is little basic information about hydrodynamic relationships between air and water at the water sphere in the earth. As we reveal the gas transport phenomenon across the air-water interface, we find it very important to investigate the mutual turbulent structures in air/water phase of the wavy interface. Therefore in this study, we examined the instantaneous vortex motions in the air/water interface instantaneously, by making use of Particle-Image Velocimetry (PIV) which enables us to measure the simultaneous velocity components at all points in laser-light sheet(LLS), and analyzed turbulent structures using phase-averaged method. This study inspired us the idea that the effect of both water disturbance and air entrainment will be superior to the one of turbulence in terms of gas transfer mechanism on the flow with breaking wave.