

1. まえがき

外洋における白波砕波は、外力となる沖波の波浪諸元を決定する重要な役割を担っているばかりか、近年の炭酸ガスの海洋吸収に対してもその重要性が指摘されている。しかし、海岸における砕波帯内の砕波に比べてその詳細は驚くほど分かっておらず、合理的な物理モデルの構築はほとんどなされていない。その原因として実際に白波砕波を駆動する海面上の気流の特性がほとんど解明されていないことが挙げられ、いくつかの可視化手法を用いて計測が試みられているものの、従来はセンサー計測による平均風速の鉛直分布が議論の中心となっていた。

海洋表面に接する領域の気流の計測は、計測点に液相と気相が時間的に交互にやって来るため、従来型の点センサーでこの領域の計測を行うことは困難であった。この領域について最初に計測を試みたのは Banner・Melville(1976)である。彼らは水路内に流れを発生させ、水中に没水した円柱によって水表面に定在波を発生させた。その波に対して風を作用させることで定在波上の気流の剥離特性について論じている。彼らの実験は風波を取り扱ったものではないが、砕波や砕波に近い状態において波頂部の風下側に気流の剥離する領域が存在することを示しており、興味深い点が多い。

次に、風波上の気流の可視化計測については Kawai(1982)が先駆的な成果を上げている。彼は気流中に亜鉛の金属粉末を挿入し、撮影するカメラの1フレーム中にライトを3回点灯させて金属粒子の軌跡を追跡することで気流の流速分布を算出している。その結果、波頂部から始まる気流の剥離の様子とその頻度、波形勾配との関係などについて言及しているが、最大風速が7m/s程度であることに加え、吹送距離が370cmと短いことから白波砕波には至っておらず、微小砕波の状態を取り扱っている。

また、Reulら(1999)は砕波上の気流の剥離特性についてPIVを用いた計測を行っている。しかし、彼らの用いた波浪は風波ではなく、機械的に造波された深海砕波に対して風を作用させることで気流の剥離を再現している。

さらに竹原ら(2000)や瀬津ら(2001)も同様の問題を取り扱っているが、いずれも水深が浅く、吹送距離も短いことから気流の剥離特性については言及していない。

以上を踏まえて、本研究では白波砕波を伴うような強風下における水面上の気流についてPIVを用いた直接計測を行った。その結果、波頂部の風下側に特徴的に現れる気流の剥離現象について着目し、その特性を検討するとともに白波砕波との関係について述べる。

2. PIV計測手法の概要

2.1 概説

流れの様子を理解することは、現象を理解する第一段階として重要なステップであるが、流れそのものは通常は目には見えないものである。これを例えば流れの中にトレーサーと呼ばれるマーカーを挿入することなどによって目に見えるようにする技術が流れの可視化である。この流れの可視化技術に最近のデジタル画像処理技術を加え、流れ場の多点の速度情報を抽出するものがParticle Image Velocimetry (PIV:粒子画像流速測定法)と呼ばれる流速計測技術である。流れの定性的把握と定量測定が組み合わされた新しい計測技術であり、非定常流れ場の2次元・3次元解析のための強力な流れ解析ツールとして認識されつつある。可視化情報学の分野においては既に3次元計測も行われているが、コスト面の問題に加え、膨大なノウハウを必要とすることから、現在ではまだ2次元計測が主流である。本研究においても2次元計測を用いていることから、以下では2次元PIV計測について概説する。なお、詳細については明瞭な参考文献が幾つかあるので、それらを参考にされたい(可視化情報学会, 1998; M. Raffel *et al.*, 2000)。

2.2 レーザー

現在のPIV計測においてはデジタルビデオカメラと挿入されたトレーサー粒子を2次元断面内において可視化するためのレーザーが用いられる。このうちレーザーについては半導体レーザーやArイオンレーザーなどの連続光を発振するレーザーを用いる場合と、パルス光を発振するYagレーザーを使用する場合とに大別できる。連続光を発振するタイプのレーザーを用いる場合、組み合わせるビデオカメラにメカニカルシャッターか電子シャッターを備えたものを用いる必要があり、カメラ側で露光時間の調整を行う。従って、高速シャッターを備えていれば高速度ビデオカメラを用いることができ、高速な流れ場に対して有用な情報を得ることができる。

これに対し、パルス光を発信するYagレーザーの場合、完全解放型のカメラを用い、シャッターによる露光時間の調整は行わない。露光時間はレーザーの発振時間に依存するが、一般に用いられているYagレーザーにおいては5nsと非常に短い発振時間となっているため、理論上は音速気流に対しても対応することが可能である。Yagレーザーを用いる場合、カメラのフレームレートはYagレーザーの発振周期に合わせる必要がある。現在では1秒間に1000回程度の高繰り返し率のYagレーザーも製品化されているもののコスト的な問題で手軽に利用できるものではない。一般

に使用されているYagレーザーの場合、1秒間に15回の繰り返し周期で発振され、通常2台のYagレーザーを用いることからカメラについても30fpsのものをを用いる必要がある。

2.3 カメラ

次にカメラについてであるが、PIVに用いるカメラで重要な要素としては、解像度、フレームレート、CCD素子の感度、メモリ容量などがある。解像度は、現在最も少ないもので480×480程度であり、主流は1000×1000程度の画素数を持つものが多く、2000×2000程度の画素数を持つカメラも用いられるようになってきている。

波の砕波など瞬間的に高速となる流体を扱う場合は高速カメラを用いることが有効な手段となるが、これにはフレームレートが重要な要素となる。フレームレートは、1秒間に撮影できるコマ数を表すものであるが、一般的な高速カメラの場合、フレームレートが高速になると撮影可能な有効画素数を減らして情報の転送速度を上げるような工夫がなされている。従って、ただ単に高速性を求めれば1秒間に100万コマの撮影も可能なカメラは存在するものの、解像度を保ちつつ高速に撮影することのできるカメラは存在しない。現在では1000×1000の解像度を保ちつつ撮影可能な最高速度は1000fps程度である。また、高速カメラは短時間に画像を大量に撮影することから、画像を保存するメモリ容量も重要となってくる。一般に1000×1000のモノクロ画像を8bit(256階調)で圧縮なしに保存すると1枚あたりおよそ1MBの容量を要する。現在主流のPCの最大メモリが2GBであるので、理論上は2000枚の画像が保存できるはずであるが、OSが占めるメモリ領域も確保しなければならないことから、実際にはこれよりも少ない画像しか保存することができない。仮に2000枚の画像を保存できたとしても、1000fpsの高速カメラを用いた場合は、僅か2秒間の現象しか撮影することができない。結局は、流体現象の高速性と持続性を勘案して最適な機器の選定を行う必要がある。

本研究においては、気流の速度を約10m/sと設定し、撮影領域を10cm×10cm程度としたところ、後のPIV解析に最適な画像の時間間隔は100μsであった。これは高速カメラを用いた場合、10000fpsのフレームレートを必要とすることから、現状では技術的にクリアできる水準を遙かに超えている。よって流体の高速現象を追跡することは断念し、パルス光を発振するYagレーザーを用いて流体の瞬間構造を抽出することを優先した。Yagレーザーを用いる場合、レーザーの発振間隔を調整することで高速な流体現象に対応することができる。タイム・ストラドリングと呼ばれ

る方法であり、PIV解析に用いられる2枚の画像フレームのうち、第1フレームの終端近くで第1レーザーを発振させ、第2フレームの開始付近で次のレーザーを発振させる。理論的にはこの発光間隔を限りなく短く設定すれば、カメラのフレームレートに関わらず、超高速な現象を抽出することができる。ただし、トリガー信号を入力してから伝達時間や、メカニカルな時間を含むので際限なく高速に対応できるわけではない。また、高出力のYagレーザーの場合は、エネルギーを充填するために時間を要するので、1台のレーザーに対しては1秒間に15回の繰り返しでしか発振することができない。

2.4 トレーサー粒子

次にトレーサー粒子について説明する。トレーサー粒子はPIV計測において極めて重要な要素であり、粒子の選定が撮影される画像の可否を決定すると言っても過言ではない。トレーサー粒子の必要条件としては、作用流体に対する追従性が最も重要となる。作用流体が水の場合は、比重が1に限りなく近いものが良く、乱流に対する追従性が良いものが用いられる。ナイロン12などが代表的であるが、比重1.02で平均粒径が50μm程度の諸元を有する。しかし、これらのトレーサーを用いても、撮影する範囲を広く取り、かつカメラの解像度が低い場合は、1画素の中に粒子像が埋没してしまうことから、PIV解析には適さない。このような場合は、もう少し大きな粒子を用いる必要があるが、粒子が大きくなるほど、流体への追従性が悪くなるので注意が必要である。

一方、気流の計測に用いられる粒子としては、一般にオイルミストが用いられる。松ヤニを燃やした煙や食用油を燃やした煙を用いることが多いが、この場合粒径はおおよそ数μmである。しかし本研究では、粒子にオイルを用いた場合、水面にオイルが付着し、表面張力が変化して波の発達現象そのものが変化する恐れがある。従って、粒子には表面張力を変化させない水滴を用いた。水滴の発生は超音波加湿器や医療用のネブライザーを多数用いて発生させる方法があるほか、塗装用のスプレー・ガンを用いて発生させる方法もある。スプレー・ガンに比べ加湿器の場合は発生する水蒸気の量が不足しがちであるが、スプレー・ガンは初速を持って粒子を飛ばすことから計測誤差の原因になる恐れがある。また、両者共に撮影ポイントの上流部から粒子を投入する必要があるが、撮影ポイントの流れ場を乱さないよう投入する方法に細心の注意を払わなければならない。

以上のように、PIV計測に用いるレーザー、カメラ、トレーサー粒子について概説した。この他にも実際の計測に

際しては注意する点が多数あり、実験計測そのものが研究対象になるほどノウハウを必要とする。他の計測機器とは異なり、機器の取り扱いに慣れるだけでは正しい結果を得ることはできない。

2.5 PIV 解析手法

次に得られた画像を用いて速度情報を得るための解析手法について述べる。得られた画像に輝度レベルの最適補正を行い、必要であれば背景ノイズなどのカットを行う。また、撮影に際してカメラに角度を付けて設置した場合は、画像に歪みが生じているため、事前に撮影された校正板などの情報を基に歪みを除去して平面の情報に戻す必要がある。この校正板の情報は、画素情報を実スケールの情報に変換する役目も担っており、PIV計測に際しては必要不可欠な作業となる。

さて、いよいよ画像の解析となるわけであるが、まず、解析画像に対する検査領域のサイズを決めなければならない。検査領域は、相関係数を求めるための領域であるが、平均的な流体移動量の4倍程度を設定すると最も精度が高くなると言われている。必要以上に検査領域が大きい場合は、流体の局所的な運動に対して計算されるベクトル場の解像度が下がるというデメリットがあるが、反対に必要以上に検査領域を小さくすると、検査領域内の流体の同一性が保たれなくなるため、エラーが多数生じる結果となる。また、後述するFFT相互相関法を用いる場合は、検査領域を2次元のFFT解析によって解析するため、検査領域の大きさは2のべき乗である必要がある。本研究では、先に述べた100 μ sでYagレーザーのパルス光を発振することによって、最大の流体の移動量を約8画素程度になるように設定した。したがって、検査領域はその4倍の32 $\times$ 32の領域に設定を行った。

以上の設定を行った上でPIV解析を行うが、最後に解析アルゴリズムについて説明する。PIVは一般に低濃度PIVと高濃度PIVに分かれる。これらは投入するトレーサー粒子の密度によって分かれるが、低濃度PIVはPTVとも呼ばれ個々の粒子の関連づけを行って、それぞれの移動量を求め、個々の粒子に対する速度場を算出する。この方法を用いると、速度ベクトルは粒子位置において算出されるため、渦度などの2次量を算出するにはグリッド上にベクトルを再配置する必要がある。これに対して、本研究で用いたPIVは高濃度PIVであり、検査領域内の粒子の輝度パターンのマッチングによって検査領域全体の平均速度を算出するものである。具体的にはPIV解析する2枚の画像のうち、最初の画像内に検査領域を設定し、その中の粒子の輝度パターンが次の画像のどの位置に最もマッチするかを

探索する方法である。これを計算する方法として最も簡単な方法は差分法と呼ばれる方法で、第1画像における検査領域内の輝度の値を、第2画像における検査領域内の輝度の値から差し引き、検査領域内の輝度差の総和が最も小さくなった場所が第2画像における検査領域の最も適した場所であるとする方法である。この方法は簡便であるが、画素単位でしか検査領域を探索させることができず、速度ベクトルの分解能に限界が生じる。

この方法を改良したものが、相互相関法である。差分法と同様に第1画像における検査領域内の輝度の値と第2画像における検査領域内の輝度の値による相互相関係数を計算し、その値が最も高くなる場所を求める方法である。検査領域内の輝度分布に対してガウシアンによる内挿を行うことから、画素単位以下の移動に対しても速度ベクトルを求めることができる。しかしながら、各検査領域に対して相互相関係数を求める方法は非常に時間がかかり、大量の画像を解析するには問題が生じる。

最後に、本研究で用いた方法について説明する。本研究で用いた方法はFFT相互相関法と呼ばれる方法であり、検査領域内の輝度分布をFFT解析によりスペクトル強度を求め、それに逆FFT解析を行うことで相互相関係数を求めることができる。現在ではこの方法が最も精度が高く、かつ高速に処理することができると考えられている。

この他にも多くの解析アルゴリズムが提案されており、それぞれ特徴を有しているが、PIV計測の原点はいかに良質な画像を撮影するかにかかっており、そのためには流体現象を詳しく観察し、それに合った適切な機器の選定が最も重要な作業であると言える。

3. 実験手法の概要

実験は国土技術政策総合研究所が所有する風洞水槽(28.5m $\times$ 幅1.5m $\times$ 高さ1.3m)を用い、水深を53cmとした。風速は送風機の回転数を300Hzとし、送風口(X=0.0m)に最も近いX=1.4mにおいて流入平均風速の鉛直分布を計測するとともにPIV計測点であるX=23.23mにおいて水面変位と平均風速の鉛直分布の計測を行った。

PIV計測は、図-1に示すように120mJのダブルパルスYagレーザー(New Wave製)及び1008 $\times$ 1018pixelの高解像度デジタルカメラ(Kodak製)を用いた。トレーサーには工業用超音波加湿器(ニッポー電気製)を2台用いて十分な流量の水蒸気を発生させた。可視化用レーザーは水路中央部において上方より鉛直下向きに照射し、デジタルカメラを水路側方に設置した。この時、レーザー面より手前に存在する波がカメラに写ることを避けるため、カメラは水平よ

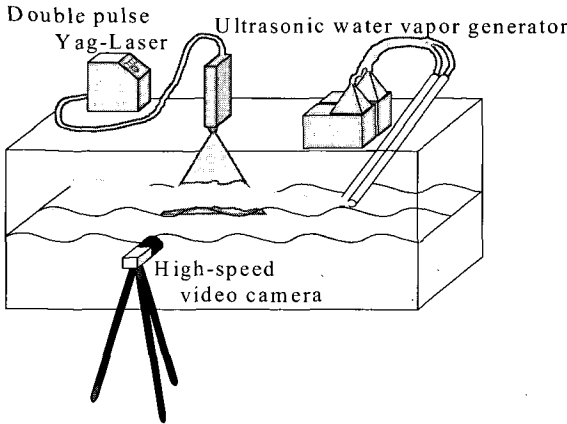


図-1 PIV 計測の概要

り 16° 下向きに傾け、撮影範囲が約 $10 \times 10 \text{ cm}$ となるように設置した。また、水蒸気は計測点よりおよそ 60 cm 上流部より直径 12ϕ のパイプ 2 本を用いて気流中に挿入した。本研究で用いた風速条件は計測点での平均風速の最大値がおよそ 10.8 m/s であり水面付近は約 8 m/s であったことから、撮影範囲と気流の速度を勘案してレーザーのパルス間隔を $100 \mu\text{s}$ とした。また、本研究で用いたデジタルカメラは 1 秒間に 30 フレームを最大撮影速度としていることから、PIV 解析のために $100 \mu\text{s}$ 間隔の 2 枚一組の画像を 1 秒間に 15 組撮影することができる。これらの条件でメモリ上最大の 750 枚、すなわち 25 秒間の連続撮影を行ったが、この撮影時間では撮影される波の数が 50 波程度となってしまうため、同一条件で合計 10 ケースの計測を行った。なお、先に述べた水面変位の計測とは別に、画像の撮影と同時計測で 25 秒間の水面変位の計測を行った。但し、画像の撮影に支障の無いようにレーザー面から横断方向に約 10 cm 離れた点での計測となるため、撮影された画像での水面変位とは必ずしも一致しなかった。

4. 風波の統計的特性

実験に用いた風波の状態を確認するため、図-2 に平均風速の鉛直分布を示すとともに、図-3 に PIV 計測点における水面変位のパワースペクトルをそれぞれ示す。

まず平均風速の鉛直分布を見ると、流入風速 ($X=1.40 \text{ m}$) の水面極近傍 ($z=3 \text{ mm}$ 以内)を除いてどちらも水面に近いところから対数則分布を示している。PIV 計測点 ($X=23.23 \text{ m}$)においては、水面及び上部からの乱流境界層がかなり発達しており、鉛直方向に様な風速分布は現れていない。また、対数則分布から求まる摩擦速度は、 $X=1.40 \text{ m}$ 地点で 30.7 cm/s 、 $X=23.23 \text{ m}$ では 47.2 cm/s であった。

次に風波の発達状況であるが、 $X=1.40 \text{ m}$ では風波はほとんど生じておらず、その結果として $z=1 \text{ mm}$ での気流の

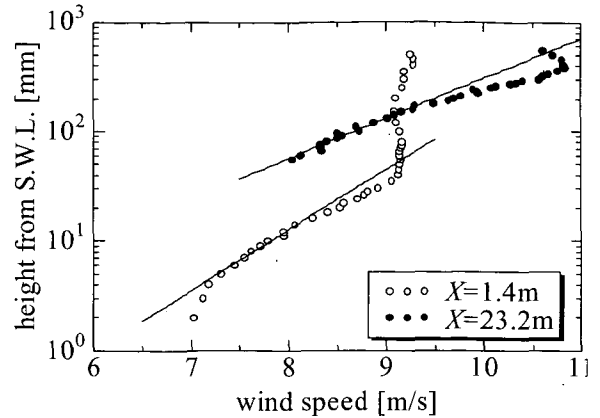


図-2 平均風速の鉛直分布

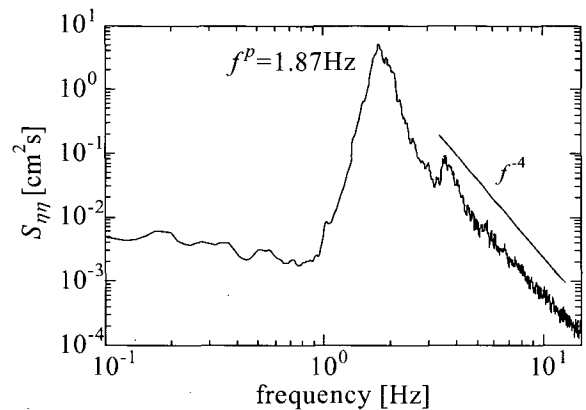


図-3 PIV 計測点における水面変位のパワースペクトル

平均速度が計測可能であった。しかし、 $X=23.23 \text{ m}$ では有義波高、有義波周期がそれぞれ、 5.3 cm 、 0.53 s であり、図-3 のパワースペクトルを見ても高周波側の勾配がほぼ f^4 になることから十分に発達した風波であることが分かる。

目視で確認した状況では、PIV 計測点の前後ほぼ全域に渡って砕波となっている状態であり、波頂部からの飛沫の飛散は認められないものの、数秒に 1 回程度の割合で水中への気泡の混入も確認している。

以上のことから、本研究で用いられた風波の状態は十分に発達し、かつ白波砕波を伴った状態であると言える。

5. PIV計測の精度検証

図-4 は前述の PIV システムによって撮影された画像の一例であるが、レーザーのパルス間隔 $100 \mu\text{s}$ を隔てた 2 枚の画像を重ね合わせて表示したものである。画像中央より右側に見えるのが風波の波頂部である。波と気流は右から左へ流れており、波頂部から左斜め下に向かって自由水面が明瞭に写っているのが確認できる。また、自由水面の

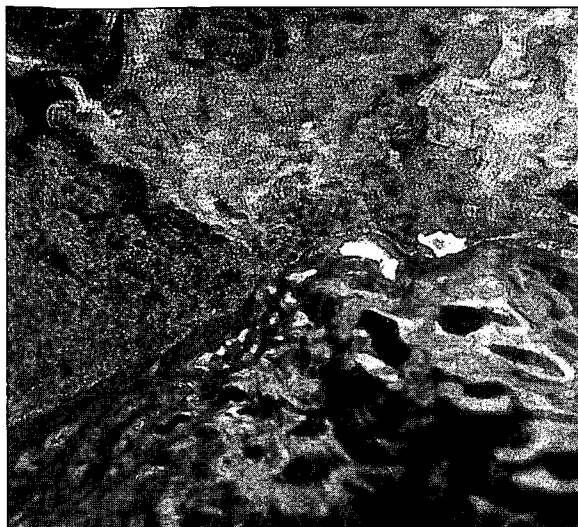
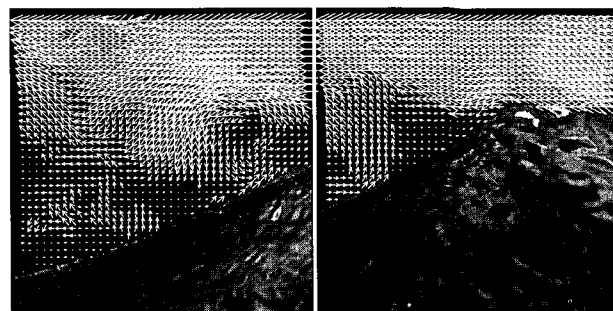


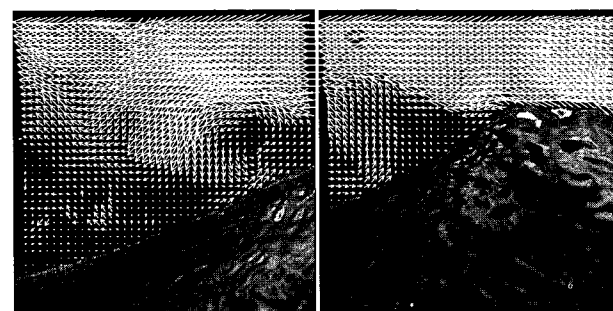
図-4 撮影された波頂部付近の画像（拡大図）

上層には気流中に挿入された水蒸気の一粒一粒が明瞭に捉えられており、解析に対して有効な画像の撮影に成功した。波頂部の上層付近では $100\mu\text{s}$ を隔てた水蒸気の移動が捉えられている。一方、波頂部の風下側では波頂部の遮蔽効果によって気流の速度が低下しており、水蒸気の移動量は僅かである。また、水面を含む波の部分の移動を見ると、 $100\mu\text{s}$ ではほぼ完全に静止している。本実験で用いられた風波は有義波周期が 0.53s であることから、線形理論を適用すれば波速は 0.83m/s となり、パルス間隔 $100\mu\text{s}$ での波の移動量は僅か 0.83mm である。

次に PIV 計測結果の検証について示すが、本研究が対象としている領域は気相と液相が時間的に交互に存在する領域であり、LDV 等の従来型の計測機器での検証が不可能である。従って、本研究では異なるアルゴリズムを用いた PIV 法を用い、双方を比較することで間接的ではあるが PIV 計測結果について信頼性を付加することとした。図-5はPIV計測結果の検証のために異なるアルゴリズムのPIV法によって計測された例である。(a)は差分法により計測された結果であり、(b)はFFT濃度相関法により算出された結果である。両者とも $64 \times 64 (7 \times 7\text{mm})$ の捜査領域を設定し、 40×40 の速度ベクトルを算出したものである。両者を比較すると細部に異なる点はあるものの、波頂部から気流が剥離する高さ、剥離渦の径や逆流ベクトルの位置及び方向など、主要な部分についてはほぼ一致している。ベクトルの絶対値についてもほぼ全領域で一致することから、本研究で得られた結果は信頼性があるものとして取り扱うことができる。なお、以下の解析では画素単位以下の精度で速度計算が可能であり、より信頼性が高いとされるFFT濃度相関法を用いた結果を用いるものとする。



(a) 差分法による PIV 計測の一例



(b) FFT 濃度相関法による PIV 計測の一例

図-5 異なるアルゴリズムによる
PIV 計測結果の比較

6. 気流の剥離特性

6.1 逆流を伴う波頂部からの気流の剥離特性

図-6～8 は、白波砕波上の気流分布を PIV を用いて直接計測した例である。図-6 は画像から判断して砕波する瞬間に相当するものであり、図-7 は若干砕波が進行して波頂部が崩れている例である。また図-8 は白波砕波によって波頂部を越えた水塊が前面に大きく飛散している例である。各図とも(a)～(c)は同一地点において $\Delta t = 1/15\text{sec}$ 隔てて時間的に連続的に計測されたものであり、空間的には接続していないことに注意されたい。

逆流を伴って波頂部から気流が剥離するパターンはこの3例のみである。そのうち、ほとんどが今まさに砕波しようとする瞬間(図-6)から若干砕波が進行して波頂部が前方に盛り上がり前面の波面に不連続点が生じるまで(図-7)である。砕波がさらに進むと波頂部を越えて前方へ崩れた水塊は、小規模な乱れを伴いながら波頂部全体を覆い、波頂部近傍の局所的な水面勾配を緩和する方向に作用する。こうなると波頂部から気流が剥離することはほとんど

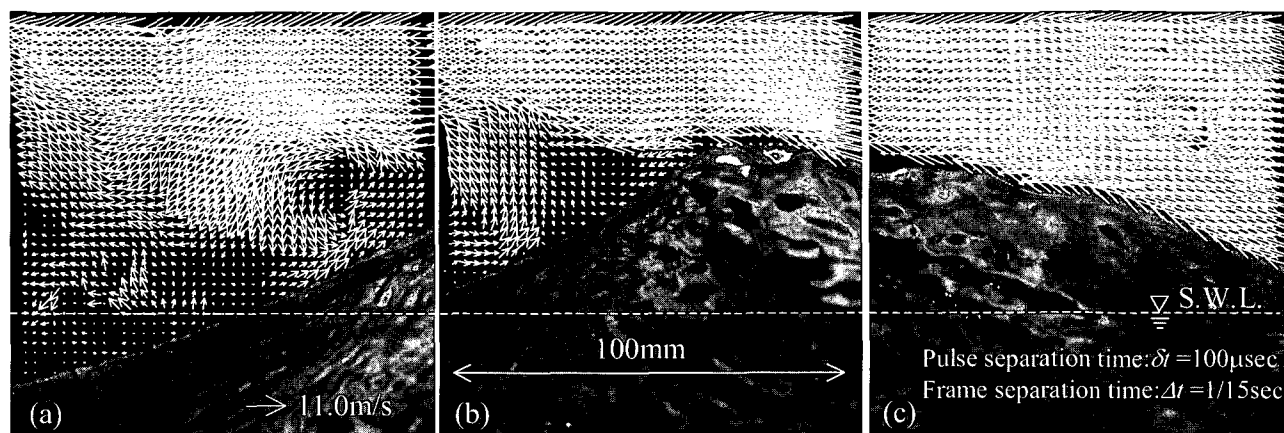


図-6 風波が砕波する瞬間における波頂部から剥離する気流の分布

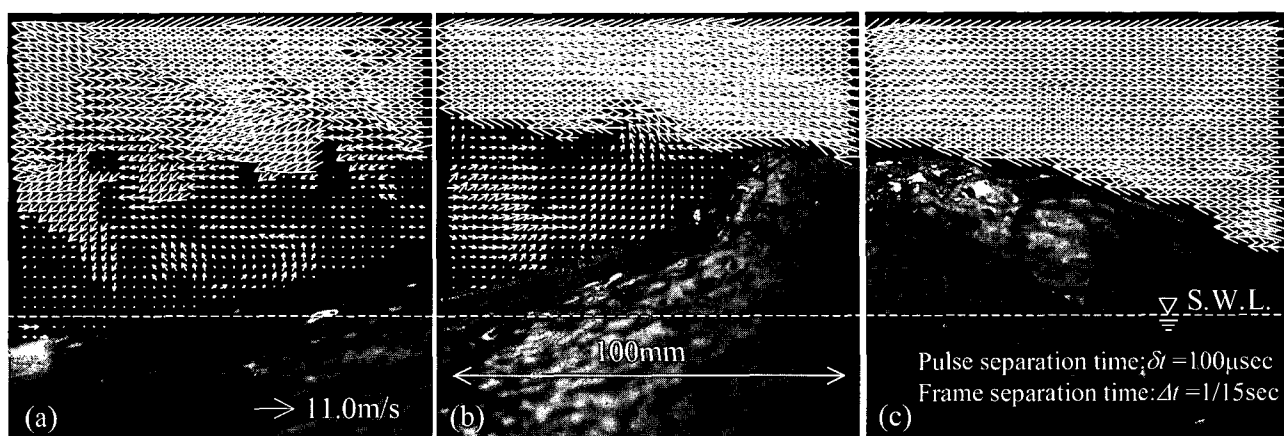


図-7 砕波が若干進行した場合の波頂部から剥離する気流の分布

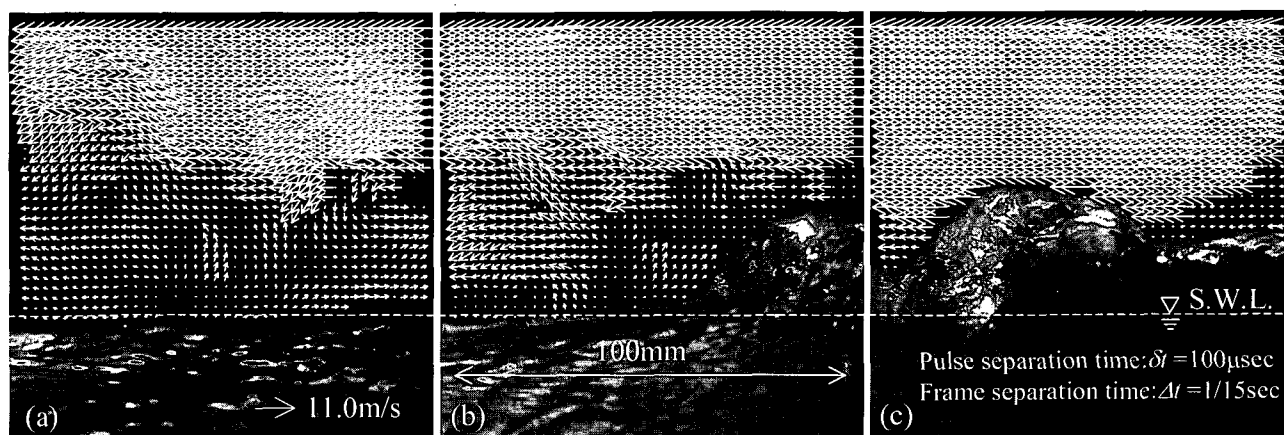


図-8 砕波によって前方へ大きく水塊が飛び出した場合の波頂部から剥離する気流の分布

なく、唯一例外として図-8 に示したように波頂部を越えて前方へ崩れる水塊の規模が大きく、海岸近くで見られる

ような形態の砕波となった場合にのみ逆流を伴った気流の剥離が見られる。しかし、こうしたケースはまれであり

本実験では数ケースしか確認できなかった。

波頂部から逆流を伴って気流が剥離する頻度を調べると、計測点を通過する波のほとんどが白波砕波かそれに近い状態になっているにもかかわらず、計 10 ケース行った結果では全 486 波のうち 30 波でしか確認することができなかった。この割合は僅か 6% 程度でしかない。Kawai(1982)は逆流を伴った波頂部から気流の剥離が起こる頻度を全 79 波のうち 21 波であると報告している。この割合は 26% を越えており、本研究結果とは著しく異なる結果となっている。

次にそれぞれの例に見られる気流の剥離特性について述べる。いずれの図も波頂部から気流が剥離し、風下側に波頂部へ向かう逆流を伴った流れの存在が確認できる。特に図-6 では、風下側に明瞭な剥離渦の形成を見ることができる。このケース以外にもいくつかこうした大規模な剥離渦の形成を確認することができたが、いずれも渦のサイズは波高の 1/2 程度であり、波長に拘束されるような大規模な組織渦の存在は認められなかった。

一方、波頂部の風上側では波の背面に沿って上昇する気流が存在する。これらの気流は波を背後から押し上げる効果をもたらすことから、せん断力に加えて面圧力も作用していると考えられる。この領域における水面に最も近い気流のベクトルの値は図-6、7 とともに 5.5~8.5m/s であり、どちらも波頂部へ向かうほど高速になる傾向があった。点センサーで計測された最下層の平均風速が 8m/s 程度であることを考えればほぼ同程度の値であると言える。これに対して、(a)~(c)の図の中で最も気流が加速する領域は、図-6、7 とともに波頂部の若干前方、気流の剥離渦が形成されるあたりの上部である。図-6 においては 10.8m/s であり、図-7 では 10.5m/s であった。こちらは平均風速が 8m/s に対して 30% 以上も加速された値となっている。

また、各図とも波頂部から剥離した気流は風下側で複雑な流れを形成しており、上空の高速流が波谷部へ向かって流れることや、一部が波面風下側に形成される組織渦となるほか、他の一部は再び上層の流れに取り込まれていく。この時、波頂部の高さを超えて上昇する気流が認められる(例えば図-6(a))。これらの上昇気流は波面風上側から生じるものではなく、風下側の剥離流れから生じている。以上の例から波頂部からの気流の剥離が生じる最も大きな要因は、波高や波形勾配ではなく波頂部周辺の局所的な水面の傾きにあると考えられる。本研究においても波高の大きな波において必ずしも剥離が生じているわけではなく、図-7に見られるように、波の前面の水面勾配がそれほど急でなくても波頂部周辺の水面が局所的に前方へ傾いている場合には波頂部からの気流の剥離が生じている。こうした波頂部付近の局所的な水面勾配には、白波砕波の影響が強く現れることから、波頂部からの気流の剥離と白波砕波の密接な関係があると推測できる。

6.2 逆流を伴わない気流の剥離特性

計測点を通過する波浪のうち、最も頻度が多いのは図-9に示すように白波砕波が進行しつつある状態である。これらの波は全体に波形勾配が小さく、波頂部近傍の水面の傾きも小さい。結果として波頂部からの気流の剥離もなく、逆流を伴うような剥離渦の形成も認められない。図-9では波頂部付近の水面の傾きに沿って気流が分布しており、波谷部へ向かう流れが形成されている。しかし、不明瞭ではあるが波頂部から若干下がった点から高速な気流が波面から剥離している様子も確認できる。剥離点に剥離のきっかけとなるような明確な波面形状の特徴はないが、おそらく気流の速度と波面の傾きによって剥離する点が上下に移動するものと思われる。観測されたケースでは、波頂

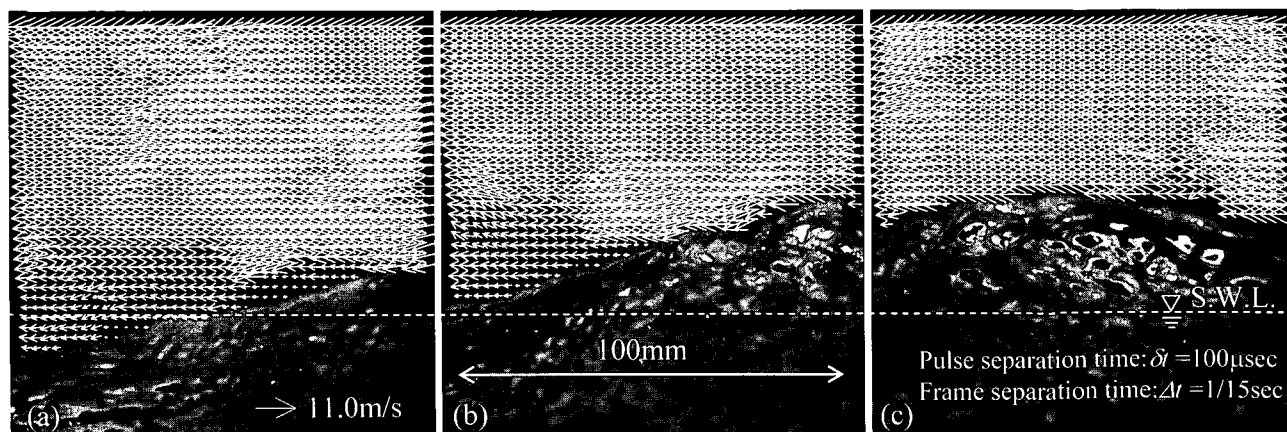


図-9 進行しつつある白波砕波の前面途中から緩やかに剥離する場合の気流の分布

部から緩やかに剥離するケースから、全く剥離しないケース、水面付近の気流が乱れて明確なパターンが確認できないケースなど様々であった。今後、気流と波浪の関係をモデル化するには、気流速度と波面形状との関係についてさらに検討する必要があると考えられる。

7. まとめ

本研究は、白波砕波を伴うような強風下において、水面に接する領域の気流分布の PIV による直接測定を行った。その結果、波頂部の風下側に形成される気流の剥離とその特性について明らかにするとともに、波面周辺の局所的な気流の速度について上層の平均速度と比較を行った。

実験に際して気流の剥離が生じることは従来の研究成果から予想されたが、上流から挿入する水蒸気についても剥離流に乗ってしまい、うまく波面の風下側に分布されない例も多数存在した。また、砕波に伴う気泡の生成がレーザーに対して極めて強い散乱光を頻繁に発生させた。こうした発光は波頂部近傍の速度計測を不可能にするだけでなく、デジタルカメラの CCD 素子を焼いてしまうほどの強い発光であった。こうした点についてはさらなる工夫が必要であり、今後は必要な改良を加えて水面近傍の乱流場の時空間特性について明らかにするとともに、水面下の水流の速度分布と併せて白波砕波のメカニズムの解明を行っていく予定である。

(2004年3月23日受付)

謝辞

本研究を行うにあたり、独立行政法人港湾空港技術研究所海洋・水工部海洋水理研究室の橋本典明室長には有益な助言を頂きました。ここに記して謝意を表します。また本研究は、文部科学省科学技術振興調整費若手任期付支援研究費による成果であることを付記して謝意を表す。

参考文献

- 竹原幸生・江藤剛治・前田崇雄・相武克彦 (2000) : PTV による風波発生時の水表面近傍の気流・水流計測法, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.101-105.
- 瀬津家久・牛島 省・吉田圭介 (2001) : 砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, vol.684/II-56, pp.69-80.
- Banner, M.L.・W.K. Melville (1976) : On the separation of air flow over water waves, J. Fluid Mech., vol.77, part 4, pp.825-842.
- Kawai, S. (1982) : Structure of air flow separation over wind wave crests, Boundary Layer Meteorology, 23,

pp.503-521.

Reul, N.・H. Branger・J.-P. Giovanangeli (1999) : Air flow separation over unsteady breaking waves, Physics of Fluids, vol.11, No.7, pp.1959-1961.

(社) 可視化情報学会 (1998) : 実践集中講義「PIVの要点」,

(社) 可視化情報学会, 139p.

Raffel, M., C.E. Willert and J. Kompenhans (2000) : PIVの基礎と応用, Springer-Verlag Tokyo, 246p.