

1. まえがき

海洋における風波は、海洋表面における物理、化学、生物などの様々な過程において重要な役割を果たしている。特に風波砕波は表層において乱流境界層を形成するほか、水面波のエネルギーを散逸させると共に、水表面を通した熱や物質の輸送量を増加させる役割を担っている(Melville, 1996)。海洋表層における乱流場については、風洞水槽における詳細な実験を基に多くの研究が行われている(Yoshikawa *et al.*, 1988; Siddiquie *et al.*, 2001)。また、水面波のエネルギー散逸については波浪推算モデルにおける白波砕波の散逸項の取り扱いが議論されているが(Young, 1999)、未だに解決された問題ではない。さらに近年では、水表面を通した物質輸送についても盛んに研究が行われており(Komori *et al.*, 1993)、風波砕波の役割について多方面から研究が進められている。

海洋における風波の砕波については、一般に‘white-cap’と呼ばれる強風下に発生する砕波と‘micro-scale breaking wave’と呼ばれる主に低風速時に発生する砕波とが存在する。両者の違いは、水面下への気泡の混入を伴うかどうかにあると考えられているが(Banner and Phillips, 1974)、水面波の発達・減衰過程や物質の輸送過程などに対して物理的に明確な違いは示されていない。その原因の一つに高風速時における計測の困難さが挙げられる。高風速時の計測は、波浪が激しく発達するため、平均水面とセンサーによる計測可能な水深の間に相当の隔たりが生じる。結果として水面極近傍における物理現象についてはよく分かっていないのが現状である。近年行われている画像を用いたPIV計測(Peirson, 1997; Banner and Peirson, 1998)については、こうした問題は生じないものの、波浪が激しく発達する状態では気泡の混入や乱れた水面からのレーザー光の強散乱によって計測に支障が出る場合が多く、水表面近傍の正確な計測はやはり困難である。

一方、低風速時に発生するmicro-scale breaking waveについては、近年、これらの砕波が海洋のいたるところに発生していることから、地球規模での物質交換に重要な役割を果たしていると考えられ(Melville, 1996)、注目される現象の一つである。このmicro-scale breaking waveに対し、Okuda(1982)は、間欠的に発生させた水素気泡列をビデオカメラで撮影することによって、波頂部近傍の流れ場を計測し、波頂部直下に高渦度領域が形成されていることを示している。

また、Yoshikawa *et al.*(1988)は、超音波流速計と高感度温度計を用いて風波下の乱流場の計測を行っている。彼らは水深方向に同時多点計測を行うことで、風波のピーク周

波数より低周波運動する鉛直下向きの組織運動の存在を示している。

Komori *et al.*(1993)もLDVを用いて同様な実験を行い、水平方向の流速が卓越すると同時に鉛直下方への流速も大きくなることから、結果としてレイノルズ応力が顕著になることを示している。

さらにJessup *et al.*(1997)は赤外線カメラを用いて風波の発生した水表面を撮影し、micro-scale breaking waveに伴う僅かな水表面の温度変化を抽出することで、この砕波の定義付けを行っている。また、Siddiquie *et al.*(2001)は、赤外線カメラとPIVを同時に計測することによって、micro-scale breaking waveを抽出し、同時に内部流速場についても示している。

これらの研究はいずれもmicro-scale breaking waveを対象したものであり、内部の流れ場には幾つかの特徴が挙げられる。

- 1) 波頂部近傍には高渦度領域が形成されている。
- 2) 波頂部のやや前面には表面張力の作用による水表面の更新が行われており、そこでは下層の水が水表面に現れる。
- 3) 波頂部後方の水表面付近では、波頂部近傍で形成された渦がwakeとして存在する。
- 4) 数波に一波の割合で、波頂部から鉛直下方への強い流れが存在し、それらはdownward burstと呼ばれている(Toba and Kawamura, 1996)。

これらの現象のうち、downward burstについては、海洋表層の鉛直混合を担うほか、下層への物質輸送などに深く関わるものとして興味深い。波頂部から発生すると考えられているdownward burstは、発生メカニズムを含めてその詳細は明らかにされていない。そこで本研究では、このdownward burstについて調べるために、風洞水槽を用いた実験を行い、PIVを用いて波峰内部の流速場の計測を行った。波頂部から発生するdownward burstを検出するため、全ての計測データから波浪スペクトルのピーク周波数と有義波高に対応する波の成分を取り出し、条件付サンプリングによるアンサンブル平均を施した。次に計測された瞬間の速度場から、それら平均速度場を差し引くことで、downward burstを時系列的に抽出することに成功した。以下では、実験手法と平均手法を説明すると共に、抽出されたdownward burstの特性について示す。

2. 実験手法の概要

2.1 実験手法

実験は、国土技術政策総合研究所所有の両側面ガラス張

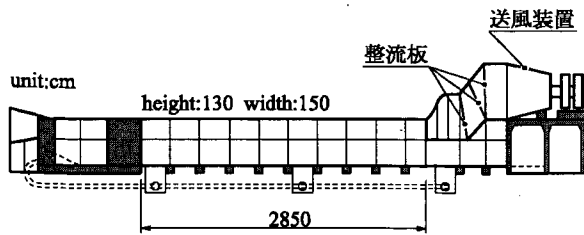


図-1 風洞水槽の概要

り風洞水槽(一部底面ガラス張り)を用いて行った(図-1参照)。計測部の長さは28.5m×幅1.5m×高さ1.3mであり、水深を53cmに固定して、PIVの計測点は風の吹き出し口から23.23m(最下流部の底部ガラス面の中央)の点に設定した。風速の測定は熱変換タイプの風速計(カノマックス製；温度補償付，応答周波数0.1Hz)を用い，吹き出し口に最も近い点(吹き出し口から1.4m)とPIV計測点(同23.23m)において風速の計測を行った。各点の計測は，サンプリング周波数10Hz，60secの計測を行い，鉛直方向に40点程度の計測を行って平均風速の鉛直分布を求めた。また，波高の計測については，PIV計測の前に予備計測として，通常容量式波高計(ケネック製；応答周波数30Hz)を用いて計測を行った。この時はサンプリング周波数200Hzで656secの計測を行った。計測された風と波浪の諸元を表-1に示す。

表-1 計測された風と波浪の諸元

fetch [m]	U_{max} [m/s]	u_* [cm/s]	z_0 [mm]	$H_{1/3}$ [cm]	f_p [Hz]	$1/f_p$ [sec]
1.40	6.15	20.6	0.0003	***	***	***
23.23	7.49	33.2	0.0787	3.06	2.23	0.448

ここで， U_{max} は断面最大平均風速， u_* は気流の摩擦速度， z_0 は気流に対する粗度高さ， $H_{1/3}$ は有義波高， f_p は波のスペクトルのピーク周波数である。

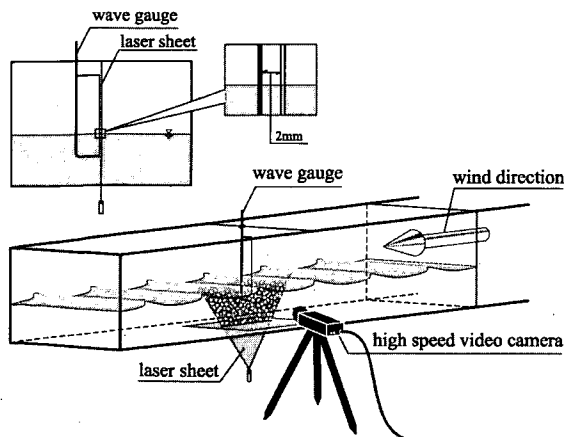


図-2 PIVシステムと波高計の設置位置

図-2に示すようにPIV計測は，光源に6WのArイオンレーザー(Spectra-Physics製)を用い，光ファイバーによって計測点直下まで導入した後，シリンドリカルレンズによってシート光にして水中に照射した。水中に混入したトレーサー粒子は，粒径150 μ m，比重1.2の塩化ビニル白色粒子を用い，レーザーによって可視化された粒子を高速度ビデオカメラ(フォトロン製；512×480pixel)によって撮影した。カメラの撮影範囲は約15×15cmであり，フレームレートおよびシャッタースピードはそれぞれ波速と水粒子速度を勘案して60fpsと1/125secとした。搭載される高速度ビデオカメラのメモリの制限により，一度に撮影できる時間は36.4secであることから，同じ条件下において連続して6回の撮影を行った。また，先の予備計測とは別にレーザーシートに近接して(約2mm)容量式波高計を設置し(図-2参照)，高速度ビデオカメラと完全に同期させて画像中央における時間波形の記録を行った。また，解析には市販のPIVソフトウェア(TSI製；Insight)を用い，32×32pixelの検査領域を設定して，50%のオーバーラップによって31×29の速度ベクトルを算出した。

2.2 PIV計測における自由表面の取り扱い手法

画像を用いたPIV計測によって自由表面付近の速度場を算出する場合，自由表面の位置決定が問題となる。これに対し，計測点の斜め上方からレーザー面を撮影し輝度の情報(空間微分値の最大値を検出)を用いて自由表面を決定する方法がある(Banner and Peirson, 1998)。現在では，この方法が最も正確な自由表面(空間波形)を検出する方法として考えられているが，粒子情報を抽出するカメラと同期させた波形抽出用のカメラがもう一台必要となるなど，コスト面の問題がある。

そこで本研究では，画像中央付近に波高計を設置し，画像のデータと完全に同期させて水面変位のデータを取得することで自由表面位置の決定を行った。具体的には，波高計のデータからゼロアップクロスにより個々波に分離し，それぞれの波が波高計を通過する間は時空間的な波形の変化は小さいと仮定した。その上で時間波形から空間波形へは線形分散関係を用いて展開を行った。この結果，実際の自由表面と計算された自由表面には若干の差異が現れたが，本研究ではこの領域については無視することとし，誤差を含む自由表面より若干下(1cm程度)の領域から下側を解析対象とすることとした。

なおこの方法は，計算されたベクトルが水中の粒子情報によって計算されたものかどうかを判別するために使用されるものであり，ベクトル場の計算に自由表面の情報は関係しないことに注意されたい。

2.3 条件付サンプリングによるアンサンプル平均の計算手法

後述するように、風波の波峰直下をPIVによって計測すると、明らかに波動成分が卓越しており、ベクトル場から流れの本質を見極めることができない(図-7参照)。そこで本研究ではPIVの計測結果から波動成分を取り除くために、条件付サンプリングによるアンサンプル平均を用いることとした。条件付サンプリングは、波高計により計測されたデータから有義波高とスペクトルのピーク周波数に相当する波を抽出し、それらを位相を揃えて重ねていくことでアンサンプル平均成分の抽出を行った。

図-3の波のパワースペクトルから分かるように、PIV計測点における有義波高とスペクトルのピーク周波数は、それぞれ3.06cmと2.23Hzであった。また、図-4に示すように、6回の計測によって合計537波のデータ(図中○)を取得したが、このうち波高は2.83cm~3.30cmの範囲を、周期については0.425sec~0.450secの波に対して(図中●)条件付サンプリングを行った。条件に該当する波の数は13波であった。

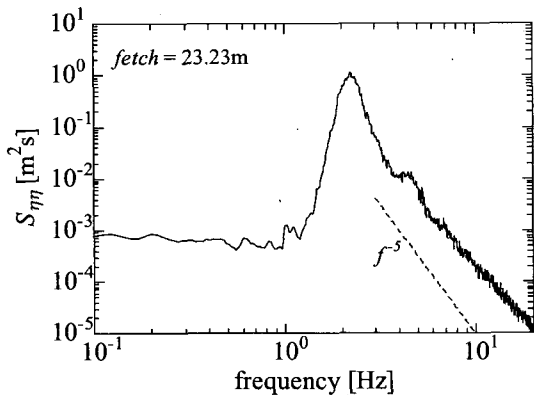


図-3 PIV 計測点における波のパワースペクトル

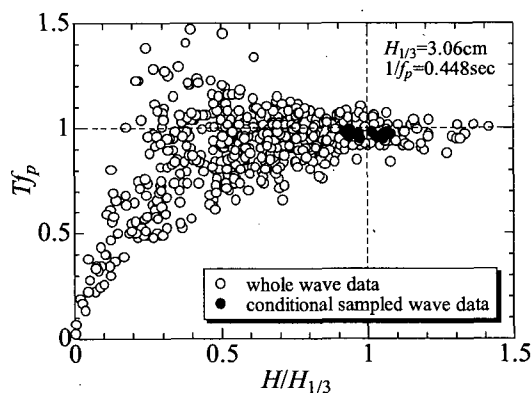


図-4 PIV とともに計測された波の波高と周期の相関図

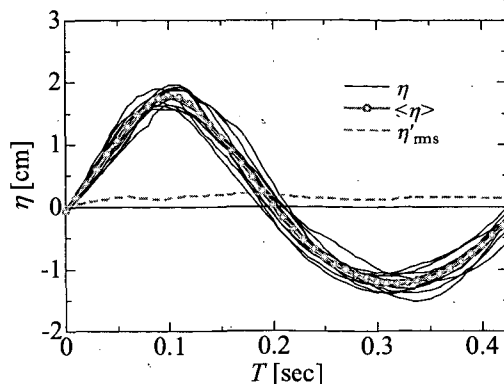


図-5 条件付サンプリングされた 13 波の時間波形とそのアンサンプル平均および標準偏差

図-5は、条件付サンプリングによって抽出された波の時間波形を重ねて表示したものである。黒い実線はサンプリングされた個々波の時間波形、白抜き○で表示されたものがアンサンプル平均波形および波線は水面変位の標準偏差である。波高の最大偏差は4.7mm、 η'_{rms} の最大値は2.1mm。また周期の最大偏差0.025secから求まる波長の偏差については、1.0mmであり、この程度のばらつきの範囲内においてアンサンプル平均を行った。

図-6は、アンサンプル平均された速度ベクトル分布とその渦度分布を示しており、波は右から左へ進行している。この図において渦度は循環 Γ を次式によって求め、

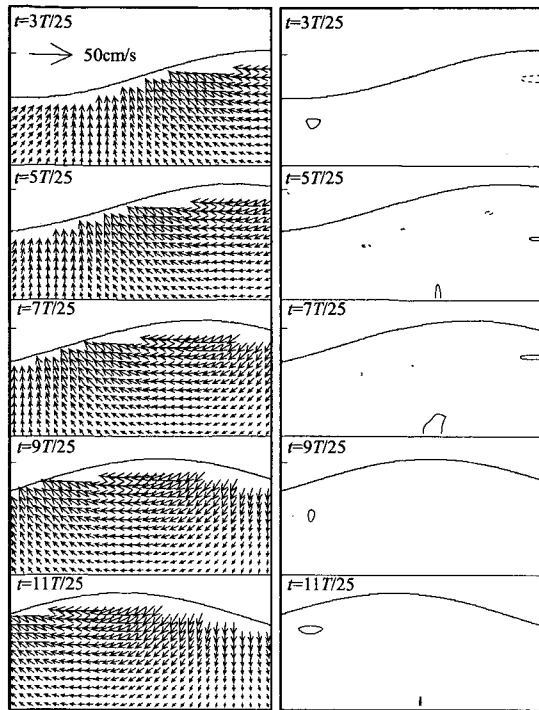
$$\begin{aligned} \Gamma_{i,j} = & \frac{1}{2} \Delta X (U_{i-1,j-1} + 2U_{i,j-1} + U_{i+1,j-1}) \\ & + \frac{1}{2} \Delta Y (V_{i+1,j-1} + 2V_{i,j} + V_{i+1,j+1}) \\ & - \frac{1}{2} \Delta X (U_{i+1,j-1} + 2U_{i,j+1} + U_{i-1,j+1}) \\ & - \frac{1}{2} \Delta Y (V_{i-1,j+1} + 2V_{i-1,j} + V_{i-1,j-1}) \end{aligned} \quad (1)$$

閉経路内の面積 $A=4 \Delta X \Delta Y$ で除すことによって

$$(\omega_z)_{i,j} = \frac{\Gamma_{i,j}}{4\Delta X \Delta Y} \quad (2)$$

とした。図中の実線が正の値を破線が負の値を示しており、各等渦度線の間隔は1Hzである。

条件付サンプリングによるアンサンプル平均は、一種のバンドパス・フィルターの役割を担っており、有義波高とスペクトルのピーク周波数に対応した波の成分のみを抽出したものに相当すると考えることができる。ベクトル分布を見ると平均操作によって残留した乱れの影響などは現れていない。また、渦度分布を見ると全領域に渡ってほぼゼロであり、抽出された平均の波浪場は非回転運動の波動成分を抽出したことに等しいと考えられる。



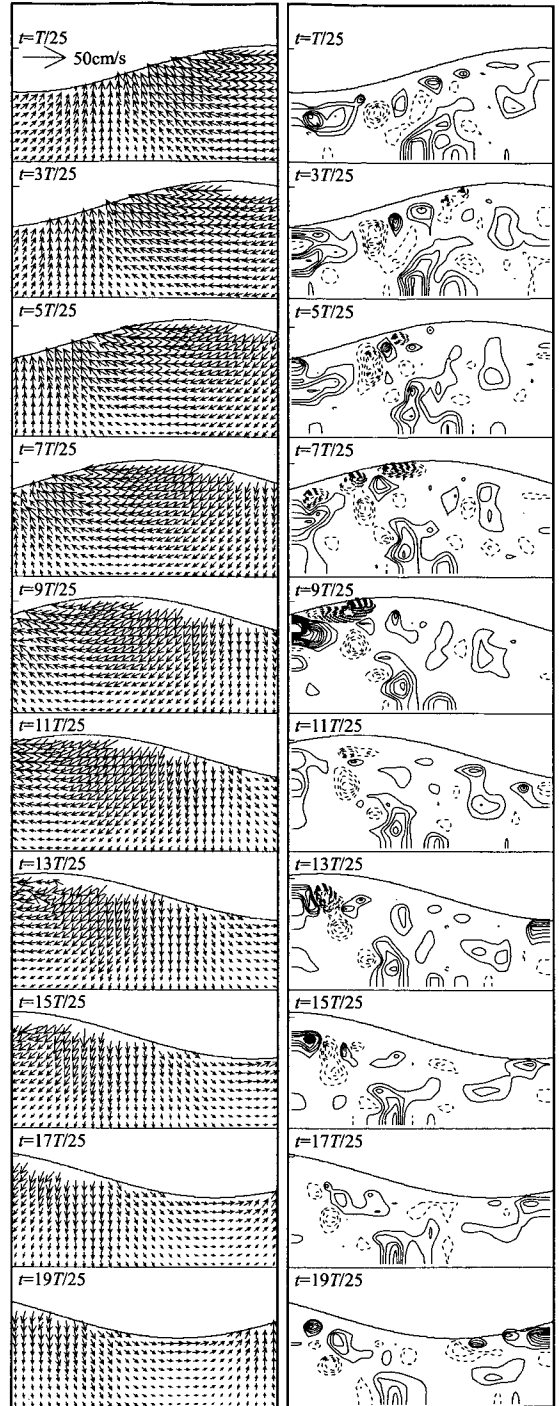
(a) ベクトル分布 (b) 渦度分布
 図-6 アンサンブル平均された波動場の時間変化

以上より、本手法を用いることによって風波波峰直下の波動成分のみを抽出することができた。以下では瞬間の速度場からこれらの波動成分を差し引くことで、流れの本質である乱流場について示し、その流れの特性について検討を行う。

3. Downward burstと乱流特性

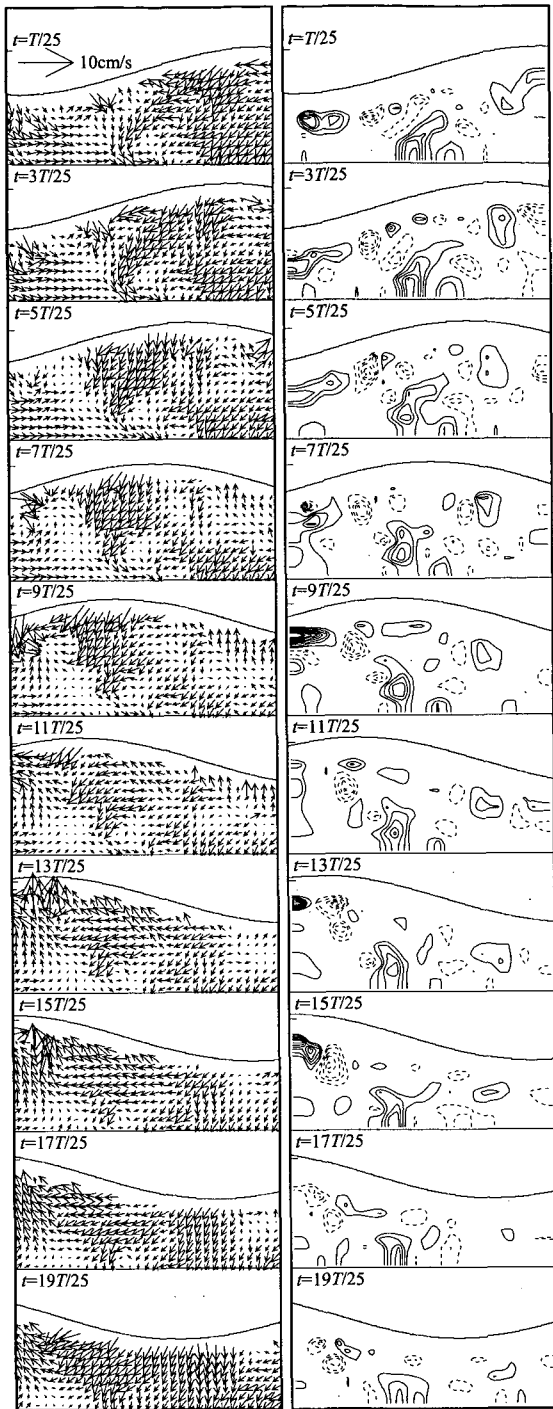
図-7は、瞬間の速度ベクトルとその渦度分布の時間変化を示したものである。瞬間の速度ベクトルを見ると、水面に最も近いベクトルに若干乱れの影響が出ているものの、内部流速場は明らかに波動成分が卓越しており、下向きの流れは確認することができない。一方、渦度分布は水面近傍の波動運動と共に運動をする渦列と、波動場内部に取り残された渦塊に分けることができる。t=T/25において波頂部に表面張力波に伴う正負の渦列が存在し、波の移動と共に流下するが、一部は波の内部に取り込まれている。一旦取り込まれた渦は波動運動とは連動せず、波が過ぎ去ってもなおその場に留まっている。

一方図-8は、瞬間の速度場から平均の速度場を引いたものであり、その渦度分布と共に示したものである。前述したように条件付サンプリングされたデータのアンサン



(a) ベクトル分布 (b) 渦度分布
 図-7 瞬間の波動場の時間変化

ブル平均は、スペクトルのピーク周波数に対応したバンドパスフィルターの役目を果たしており、図中に示されたものは波動成分以外の高周波の乱流成分と低周波の乱流成分が重畳した流れ場である。しかし、図-9の流速のパワースペクトルを見て分かるように、風洞水槽内の波峰直下の流れ場においては、波動成分よりも低周波側のスペクトル



(a) ベクトル分布 (b) 渦度分布
 図-8 乱流成分の時間変化

密度は高周波側のそれよりも $10^2 \sim 10^3$ 程度大きい。従って、波動成分よりも高周波の乱流成分は低周波の乱流成分に紛れてしまい、ここでは低周波の乱流成分が卓越して示されているものと考えられる。

$t=T/25$ において波頂部のやや前方から下向きの強い流れが確認できる。江淵ら(1989)によれば、風波砕波によつ

て水面から内部に気泡が取り込まれる位置は、この波頂部よりやや前方が最も多い。この波頂部よりやや前方は、風のせん断応力によって波頂部付近の水が前方へ押し流され、これが下の波の波動運動および表面張力の作用とちょうどバランスする位置である。この波頂部を越えてきた流れは下の波の運動との相互作用により波面にくぼみを生じさせ、内部に渦列が生じ、表面張力砕波のようなものがきっかけとなって内部に水塊が取り込まれると考えられる。図-7で見られたように、この下向きの流れが表面近くの渦を内部流速場へ引き込む役割を果たしている。しかし、この流れは瞬間のベクトル場においては波動成分に紛れてしまい確認できなかったものであり、波動成分を取り除くことによって明確に現れたものである。この流れが downward burstに他ならず、波頂部近傍から発生する下向きの強い流れである。この downward burstは、 $t=11T/25$ まで確認することができるが、その後は周辺の流れに紛れてしまう。また、明らかに downward burstは波動運動とは分かれて運動しており、波速に従って移動していない。図-8の渦度分布を見ると、水面近傍を除いて図-7の瞬間の渦度分布とほぼ等しい分布を示しており、風波の波峰直下では downward burstを含む低周波運動に起因した渦度場が支配的であることを示している。アンサンブル平均された13波のうち、downward burstが確認されたのは4波であり、Jessup et al.(1997)が言うように、全ての micro-scale breaking waveに downward burstが発生するわけではないことがここでも示された。

前述したように図-8に示された流れ場は波動成分よりも高周波の乱流場と低周波の乱流場とが重畳した流れ場である。図-9はトラフレベルで計測された流速のパワースペクトルであるが、波動成分よりも高周波側に $f^{-5/3}$ 乗則に従う領域がある一方、低周波側にも同様な領域が存在する。風波の砕波によって形成される乱流領域がどちら側の領

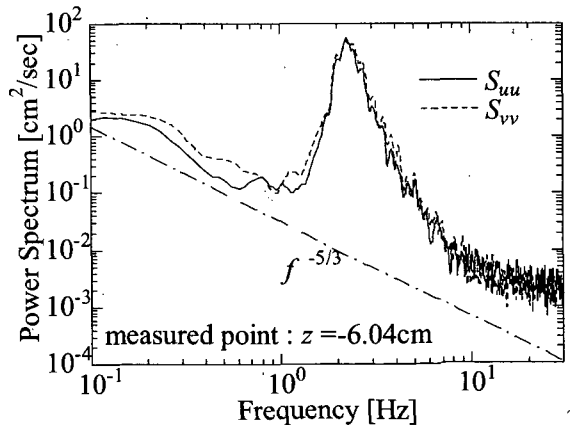


図-9 トラフレベルにおいて計測された流速のパワースペクトル

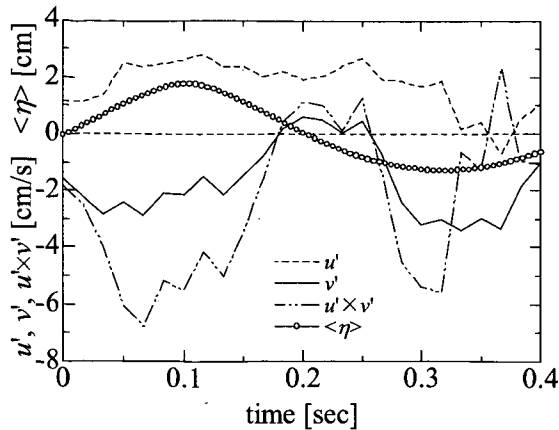


図-10 Downward burst が生じる場合の乱流成分の時系列変化

域を形成するのか、また特徴的なdownward burstがどちらの領域の乱流量に密接に関わっているかは風波砕波によるエネルギー散逸量をモデル化する上で重要な要素となる。

図-10は、図-8のdownward burstが生じた場合のトラフレベルでの流速の乱流成分を時系列で示したものである。水平方向の乱流成分は、一周期に渡ってほぼ流下方向を向いており、吹送流の成分が示されていると考えられ、その変動周期は波の周期に比べて長い。一方、鉛直方向の乱流成分は波峰が通過するときにdownward burstに伴う下向きの流れが強くなり、波谷が通過する際にも再度下向きの流れが強くなる。その変動周期は波の周期と同程度である。このように、downward burstが生じる場合の乱流成分の変動周期は、波動成分と同程度かそれ以上であると推察され、波動成分よりも高周波側の乱流領域が10Hz前後であることを考えれば、こうした組織構造は波動成分よりも低周波側の比較的ゆっくりとした運動であると考えられることができる。

最後に乱流強度の時空間分布について検討する。図-11および12は、それぞれ水平および鉛直方向流速の乱流強度の時空間分布を示す。どちらの図においても波頂部の特に表面付近において乱流強度が大きく、その大きさはほぼ同じ程度である。これは波頂部の表面付近において風のせん断力による効果が大いと考えられるが、一方で、波の谷の部分では、水平、鉛直共に乱流強度は極めて小さく、風による運動量の輸送がこの領域でほとんど行われていないことを示している。

4. まとめ

風波直下の乱流場についてPIV計測を行った。計測され

た速度場に対し、ピーク周波数と有義波高に対応した成分を取り出し、条件付サンプリングによるアンサンブル平均を求めた。平均場は渦度場がほぼゼロの非回転な波動場を示しており、瞬間の場から平均の場を引くことで、低周波乱流場の空間分布を抽出することに成功した。その結果、波頂部から発生する下向きの強い流れ、downward burstの存在を明らかにすることができた。抽出されたdownward burstは波動成分よりも低周波の組織構造を有しており、micro-scale breaking waveに伴う乱流場のモデル化にはこうした低周波側の乱流領域を考慮する必要があることが分かった。また乱流強度の時空間分布より、風によるせん断応力は波頂部付近で顕著な乱流場を形成し、谷の部分でほとんど乱流場を生成しないことが明らかとなった。

(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・水工学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

- Melville, W. K. (1996) : The role of surface-wave breaking in air-sea interaction, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 28, pp. 279-321.
- Yoshikawa, I., Kawamura, H., Okuda, K. and Toba, T. (1988) : Turbulent structure in water under laboratory wind waves, *J. Oceanogra. Soc. Japan.*, vol.44, pp.143-156.
- Siddique, M.H.K., Loewen M. R., Richardson, C., Asher, W. E. and Jessup, A. T. (2001) : Simultaneous particle image velocimetry and infrared imagery of microscale breaking waves, *Physics of Fluids*, vol.13, No.7, pp.1891-1903.
- Young, I. R. (1999) : *Wind generated ocean waves*, Elsevier ocean eng. Book series, vol.2, Elsevier, 288p.
- Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y. (1993) : Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol.249, pp.161-183.
- Banner, M. L. and Phillips, O. M. (1974) : On the incipient breaking of small scale waves, *J. Fluid Mech.*, vol.65, part 4, pp.647-656.
- Peirson W. L. (1997) : Measurement of surface velocities and shears at a wavy air-water interface using particle image

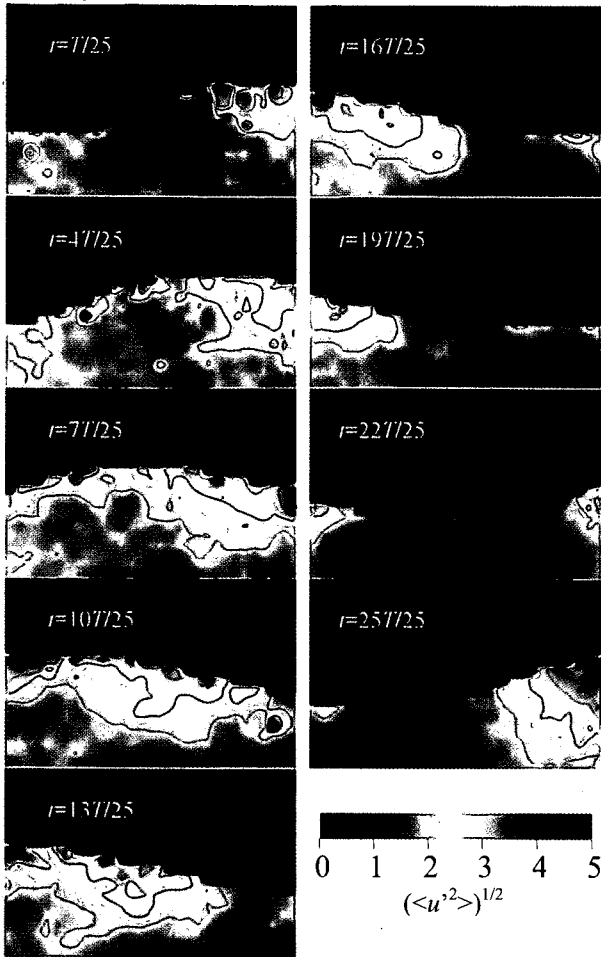


図-11 水平方向流速の乱流強度の時空間分布

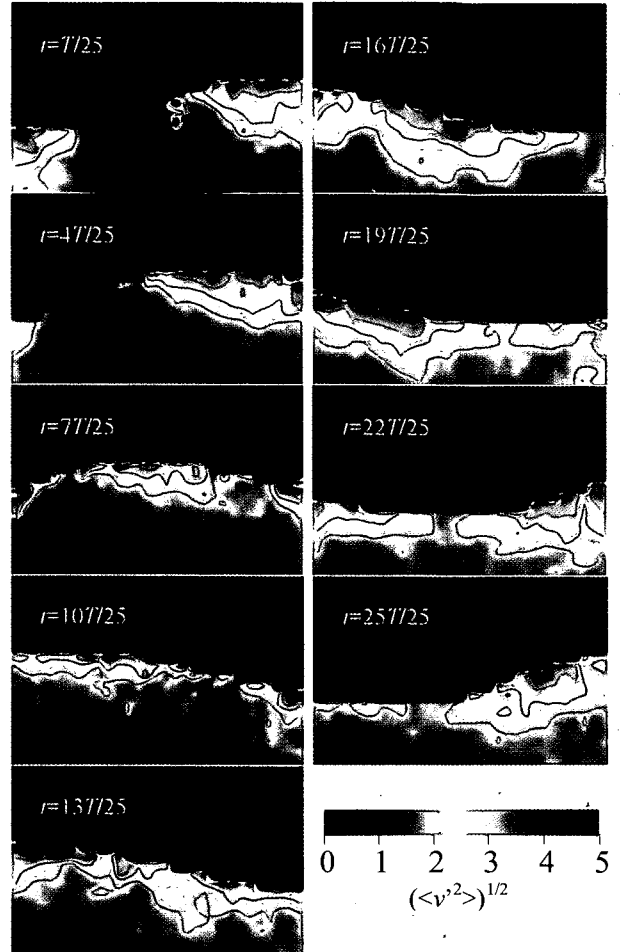


図-12 鉛直方向流速の乱流強度の時空間分布

velocimetry, Exp. in Fluids, vol.23, pp.427-437.

Banner, M. L. and Peirson W. L. (1998) : Tangential stress beneath wind-driven air-water interface, J. Fluid Mech., vol.364, pp.115-145.

Okuda, K. (1982) : Internal flow structure of short wind waves, Part I. On the internal vorticity structure, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol.38, pp28-42.

Jessup, A. T., Zappa, C. J. and Yeh, H. (1997) : Defining and quantifying micro-scale breaking waves with infrared imagery, J. Geophys. Res., vol.102, No.C10, pp.23145-23153.

Toba, Y and Kawamura, H. (1996) : Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, J. Oceanogr., vol.52, pp.409-419.

江淵直人・川村 宏・鳥羽良明 (1989) : 風波表層の乱流構造の研究, 第21回乱流シンポジウム講演論文集, pp.2-7.