

砕波下に形成される気泡群と気泡数遷移に関する研究

渡部 靖 憲*・山内 悠 司**・佐 伯 浩***

沿岸域において砕波によって発生する気泡の水中への混入に起因して発達する気液混相乱流構造は、極めて複雑であり混入気泡径分布、気泡数密度並びに非定常乱流中でのこれらの遷移については今だ未解明な問題である。本研究は、砕波下における気泡個数と気泡群構造を調べるために、実験水槽において、砕波帯に発生する気泡の界面におけるレーザーの散乱光を高速ビデオカメラによって撮影し、種々のフィルター操作を経由して処理及び調査が行われ、気泡個数と気泡群構造の砕波遷移及び砕波形態依存性について議論するものである。

1. はじめに

沿岸域の砕波による混入気泡は、ジェットの着水等の砕波下の局所的水面変動により大量に混入されその直下の大規模渦により対流、輸送がなされるため、混入初期においては渦構造に依存した組織的気泡群を構成する。また、砕波波形及び渦構造の遷移を経由してその混入、輸送形態並びに気泡混入量に変化する。

著者ら (2000) は、砕波帯に発生する組織的気泡群 (bubble clouds) の現地可視化実験を行い、この組織性が砕波形態に依存した砕波の進行と共に三次元的に遷移する砕波後の渦の発達と極めて類似する傾向が存在することを明らかにしている。また、bubble clouds が間欠的に鉛直下向きに発達し、これを構成する大量の混入気泡が海底に衝突する様子が可視化されている。この結果は、混入気泡は単なる拡散現象として流体内に連行されるのではなく、局所的に発達する bubble clouds を経由した三次元的な組織性が気泡量、連行深、気泡サイズそしてそれらの分布あるいは密度を決定する重要なファクターであることを意味している。一方、気泡混入初期において、気液の速度差から気泡は流体運動に比較的パッシブな運動を示すため、砕波後の流体及び渦運動が逆に気泡移動の軌道から推定されてきた。Nadaoka ら (1989) は、砕波クレストの斜め背後下方に軸をもって回転する気泡軌跡から、砕波後の三次元渦構造を構成する斜行渦の存在を発見した。しかしながら、bubble clouds の形成、発達過程だけでなく、流体側の渦構造の三次元化並びにそのスケール遷移について未だに未解明であり、さらに bubble clouds 内の気泡数とその変化そして砕波パラメータとの関係についても明らかではない。

本研究は、砕波による混入気泡数密度分布と砕波後の水面変形及び砕波パラメータとの関係を明らかにし、さらに適切な数値モデルを構築することを最終目的とし、可視化実験により、水面変位と気泡量の関係及びその砕

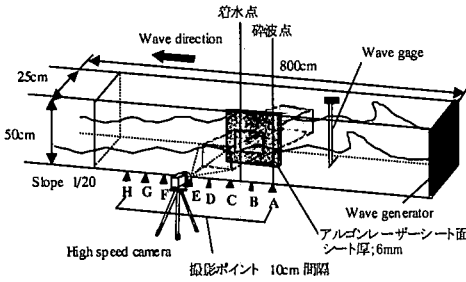
波形態依存性について定量的に議論するものである。また、特に bubble clouds のスケール遷移に着目し、混入気泡の三次元的群構造及び局所混入域について定量的に調べられる。

2. 実験方法

(1) 砕波に伴う気泡数計測実験

ピストン型造波機が設置された延長 800 cm、幅 25 cm、高さ 50 cm の全面透明アクリル製の可視化用可変勾配水槽において実験が行われた (図-1 参照)。図-1 に示すように着水点からボア領域に至るまで 10 cm 間隔で水槽側面と垂直な視軸を持つように高速度デジタルビデオカメラ (レコーディング周波数 250 Hz、解像度 640×480) が設置される。カメラは造波機前面に設置された容量式波高計からの増幅電圧から与えられるトリガー信号により起動し、全ての計測点での画像は同一時刻から撮影されたものと見なすことができる。また、同一計測点において容量式波高計が設置され、同一トリガーにより撮影時刻と同一の時刻の水位変動が記録される。連続光源としてアルゴンレーザーが採用され、水槽側壁と平行にレーザーシート (厚さ 6 mm) が水槽下より上方に向けて照射される。気泡界面におけるレーザーの散乱光の輝度は界面で最も強く気泡を中心に放射状に減衰する。即ち、レーザーの気泡からの散乱光を撮影した画像の占有面積は実際の気泡径の投影面積とは異なる。また、気泡からの散乱に伴いシートのレーザー強度は徐々に減衰し、さらに気泡径に依存して散乱強度が異なるため、単に絶対画像濃度から気泡径あるいは気泡存在位置を評価することは困難である (図-2 参照)。しかしながら、比較的小径の気泡からの散乱光は球面状に散乱するため個々の気泡でそれぞれ一つの輝度ピークが現れる。この輝度ピークをフィルター操作により正確に抽出することで、絶対輝度値に左右されずに画像内の気泡数及び気泡数密度を評価する事ができる。本実験では、気泡からの散乱光を撮影した画像をガウシアンフィルターでノイズ処理した後、直径 5 画素の円形トップハットフィルターにより相当する面積以下の散乱光の領域と不均一な背景

* 正 会 員 工博 北海道大学大学院助手工学研究所
** 学生会員 北海道大学大学院工学研究所
*** フェロー 工博 北海道大学大学院教授工学研究所

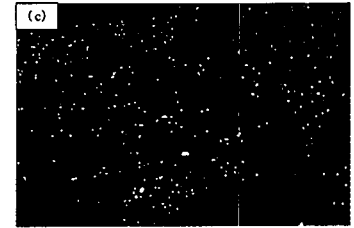
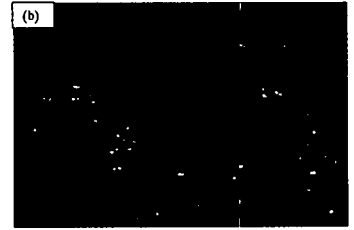
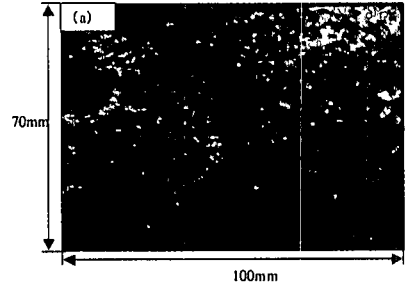


図一 気泡数測定実験装置

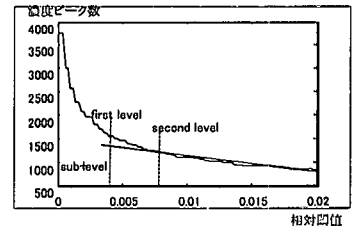
画像濃度を分離する。トップハット変換後の画像は、全画像濃度レベルが 8 bit フルレンジに分布するように変換され、さらに近隣 8 画素に対する相対濃度閾値を用いて二値化される (図一2 参照)。この方法は、散乱光強度に依存せずに画像濃度ピークを抽出可能となるため、散乱光の気泡数密度及び気泡径依存性さらにレーザーの奥行き方向の強度の差異による画像濃度の不均一性による誤差を大幅に軽減できる。一方で、この方法が画像ノイズに敏感であるため、画像濃度ピーク数は相対閾値依存性をもつ。図一3、4 は、それぞれ典型的な気泡散乱光の画像に前述のフィルター操作を施し二値化を行った時の相対閾値と二値化された濃度ピーク数とその平均占有面積を表す。ピーク数は閾値が減少するに従って指数関数的に増加する。平均占有面積は逆に閾値の減少に伴って急速に減少するのがわかる。特に 8 bit フルレンジに対する画像濃度レベルが 2 に対応する閾値 0.078 を境にこれらの勾配が急速に変化しており、サブレベルからレベル 2 の領域では、8 bit レンジでは解像仕切れない変動あるいは画像ノイズによりピーク検出の物理的信頼性が著しく低下することを意味している。よって本解析では、閾値 0.078 を採用し気泡数測定を行う。

(2) bubble clouds スケールの測定実験

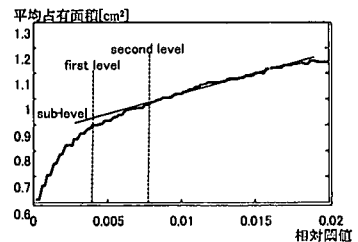
2.(1) と同一の水槽、ビデオカメラ及び光源で砕波後に混入される多数の気泡から構成される bubble clouds の三次元的組織性を測定する。この実験ではレーザーシートを波向きに直交する様に水槽下から照射させる (図一5 参照)。カメラは照射面の岸側から斜め冲向きに視軸をもつように水槽側方に設置され、混入気泡からの散乱光の横断面が撮影される。この実験では、散乱光輝度分布が bubble clouds の形状を表すと仮定して bubble clouds 形状の遷移を議論する。取得画像はガウシアンフィルターでノイズ処理され、シート面の実スケールに対応するように線形投影変換される。連続するフレームにわたる散乱光の横断分布は、Taylor の凍結原理を拡張して解釈し、各地点の波速を代表速度として空間分布に変換され、bubble clouds の三次元空間分布と見なして調査される。実験対象波浪の砕波パラメータが表一に示される。ま



図二 (a) 散乱光ピークと気泡分布の差異 (バックグラウンドに可視光を照射した時のレーザー散乱光分布), (b) Top-Hat フィルター操作後の画像, (c) 連結画素のピークを抽出した画像 閾値 $\alpha = 0.078$



図三 相対閾値と濃度ピーク数

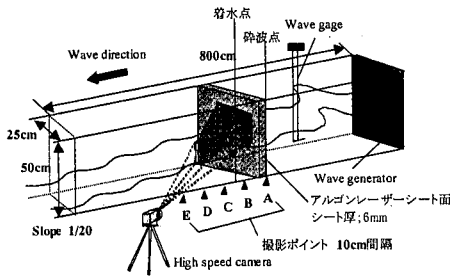


図四 相対閾値と濃度ピークの平均占有面積

た、両実験において、10 回の試行撮影、計測が行われた。

表一1 実験条件

	破波波高(cm)	破波水深(cm)	周期(s)	破波形態
case 1	13.0	14.0	1.6	巻き波
case 2	12.0	12.0	1.2	崩れ波



図一5 bubble clouds スケールの測定実験装置

3. 結 果

(1) 混入気泡数遷移

図一6は、2.(1)によって取得した崩れ波砕波 (case 2) に対する気泡数と水面変位のそれぞれの地点における時系列を表したものである。砕波後、砕波クレスト背後に位相差をもって混入気泡数ピークが発生する。最大気泡数は 1 cm^3 あたり十数個程度で砕波の進行に大きな依存性を示さないが、気泡の水中存在継続時間は徐々に増加する。砕波点から 75 cm 岸側の G 点 (ボア領域内) では、気泡数ピーク発生後も継続的に少量の気泡が残存し、この領域では定常的な気液二相流が形成されていると考えることができる。混入気泡数は砕波ジェット サイズ、突入速度及び乱れに依存し、混入継続時間の増加は生成渦による捕捉あるいは混入気泡サイズの減少が原因と考えることができる。崩れ波砕波における上の結果は、砕波後ボア領域に至るまで気泡生成に関わるジェットの状態は大きく変化しないが、生成される気泡径は徐々に小径化されているものと推測できる。また、試行に対する分散は全体として大きくないが、相対的に砕波の進行に伴って増加する傾向をもつ。

図一7は巻き波砕波 (case 1) に対する同様な時空間変化を調べたものである。巻き波砕波直後では、先行する大規模なジェットの着水に起因して気泡混入が為されるため、容量式波高計からのシグナルに先行して気泡数ピークが現れる。砕波形態の異なる前図と比較すると、砕波波高が同等であるにもかかわらず、気泡混入初期で平均気泡数及び気泡混入継続時間が明確に増加することがわかる。遷移領域において気泡は連続するジェットの着水点において集中的に生成されるため、最大平均気泡数は場所によって増減を繰り返す。また、ジェット着水によって大量の気泡が混入した後、前の着水に起因する

気泡群が岸側へ移流され計測されるため、平均気泡数ピーク発生後、比較的多量の気泡が存在する時間が長時間 (0.2 秒程度) 継続する。さらに、この領域では大量の三次元的な大規模渦が形成されるため、渦中の気泡の捕捉が顕著となり、結果として気泡残存時間が極めて長時間化する。一般に、連続して襲来する砕波に対する局所的なジェットの瞬時形状、速度、着水点、着水角度等気泡生成要因となる条件及び気泡を輸送する局所流速には厳密な意味で再現性がないため、点計測による評価では試行毎の瞬時気泡数の変動が顕著となる。前述した高気泡数継続時間中で間欠的に増減する分散はこの影響を示すものであり、さらにその後も比較的高い分散値が継続する理由は、気泡が捕捉され得る生成渦にエンカウントするかどうかで残留時間が大きく異なることを表しているものと考ええる。なお、崩れ波砕波と同様にボア領域では、最大平均気泡数は減少するが、気泡残留時間は非常に長時間化し、定常的に気泡が存在する。この結果は、著者ら (2002) が行った定常的に水中に滞留する微細気泡量が砕波点から汀線にかけて単調増加する実験結果と矛盾しない。これらを要するに、崩れ波砕波下の気泡数は準定常、準決定論的に評価可能であるのに対して、巻き波砕波では、局所流体運動に依存した不確実性要素が多く混入気泡数及び残存時間に対して確率的な評価を行う必要があり、局所流速、ジェット及び渦に関する統計的不確実要素について適切なパラメータ化を行う必要性を示している。

図一8は両砕波形態に対して平均気泡数と水位変動との最大相互相関をもつ遅れ時間 (位相差) の岸沖変化を比較したものである。崩れ波砕波では遅れ時間は岸沖方向に徐々に増加し、巻き波砕波では遷移領域で急速に増加しその後緩やかに増加する傾向をもつ。また、両砕波形態での最も大きな差異は、遅れ時間が常に正 (水位変動が気泡混入より先行する) である崩れ波砕波に対して、巻き波砕波は常に負であることである。これは、気泡の生成個所の差異 (崩れ波砕波ではクレスト部、巻き波砕波では先行するジェットあるいは砕波フロント部) を主として表すものであるが、気泡の混入時に働く鉛直流体力の差異も影響しているものと考ええる。

図一9は、最大平均気泡数の岸沖変化を表している。崩れ波砕波での最大平均気泡数は約十数個/ cm^3 前後でその進行を通して大きな変化はないが、巻き波砕波では着水後遷移領域では顕著に気泡数が増加し、ボア領域で単調減少する傾向をもつ。

(2) 気泡群の可視化とスケーリング

図一10は、2.(2)の画像変換を経由し三次元空間分布に置き換えられた気泡散乱光輝度の等値面を表す (崩れ波砕波)。砕波クレスト近傍の気泡生成域 (図一10上、中

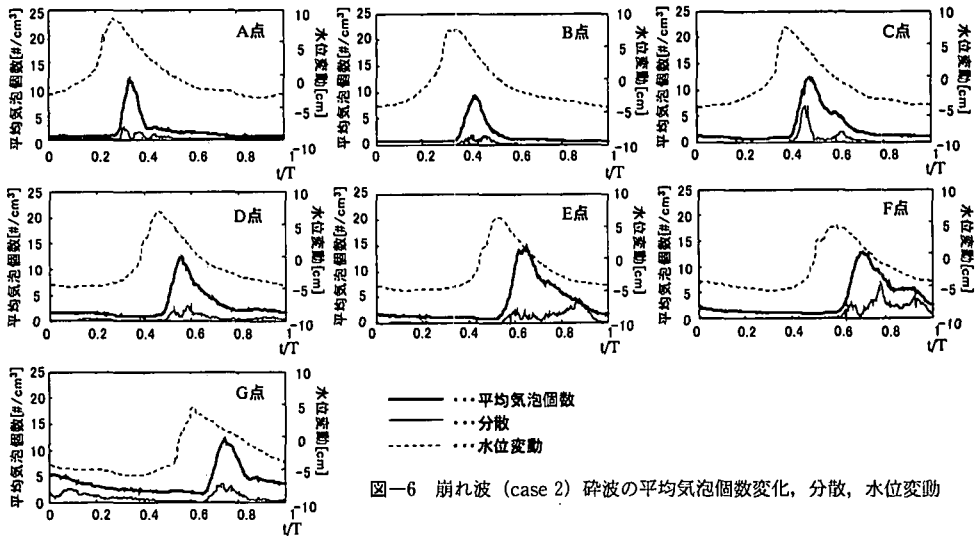


図-6 崩れ波 (case 2) 碎波の平均気泡個数変化, 分散, 水位変動

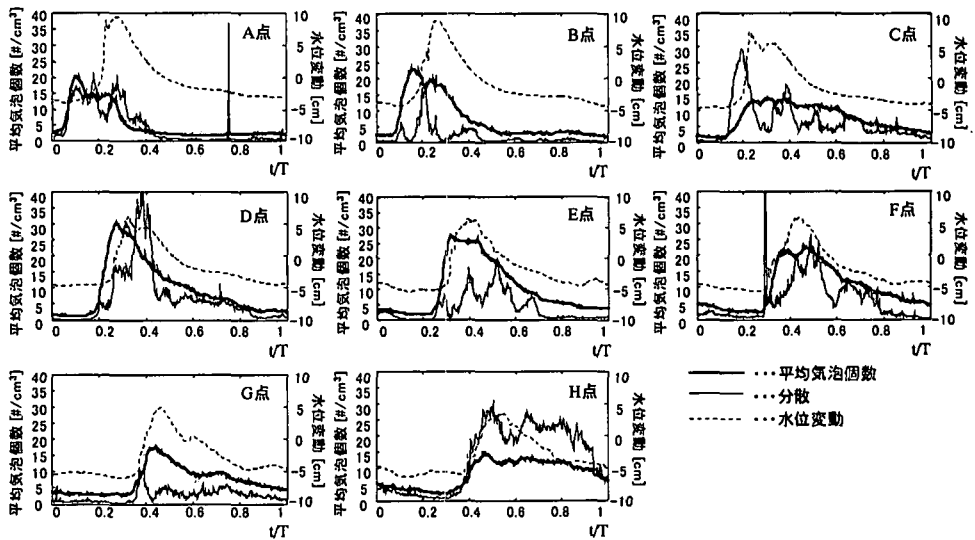


図-7 巻き波 (case 1) 碎波の平均気泡個数変化, 分散, 水位変動

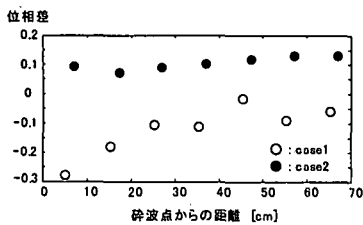


図-8 平均気泡数と水位変動の遅れ時間

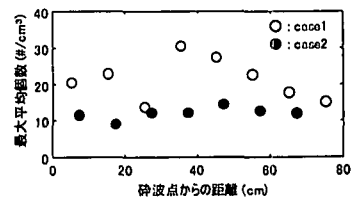
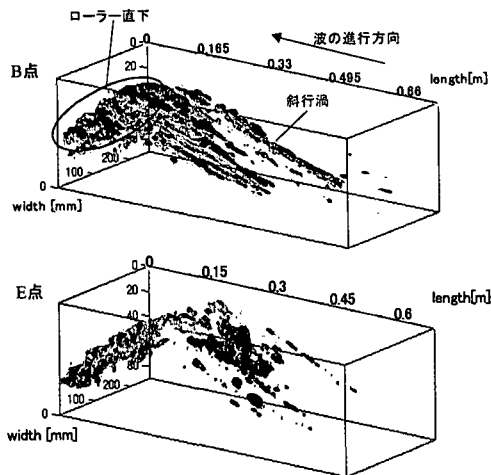


図-9 最大平均気泡数の岸沖分布

丸印参照) において水槽スパン方向に配列する4つの大規模な気泡群の存在を確認することができる。また、その背後ではクレスト部背後から斜め後方伸びる数本の気泡群が存在する。Nadaoka ら (1989) は混入気泡軌道を基に斜行渦の存在を発見したが、この実験で得られた気泡群の特徴は斜行渦のものと類似しており、この気泡群

が斜行渦に捕捉された気泡から構成されると考えてよい。なお、このケースでは斜行渦に捕捉された気泡群の延長は約数十 cm、水平軸との角度は約 7° 前後であり碎波の進行を通して大きな変動は示さなかった。

図-11 は、巻き波碎波に対する同様な図である。碎波ジェット着水点での水面下では複雑に分布する三次元的



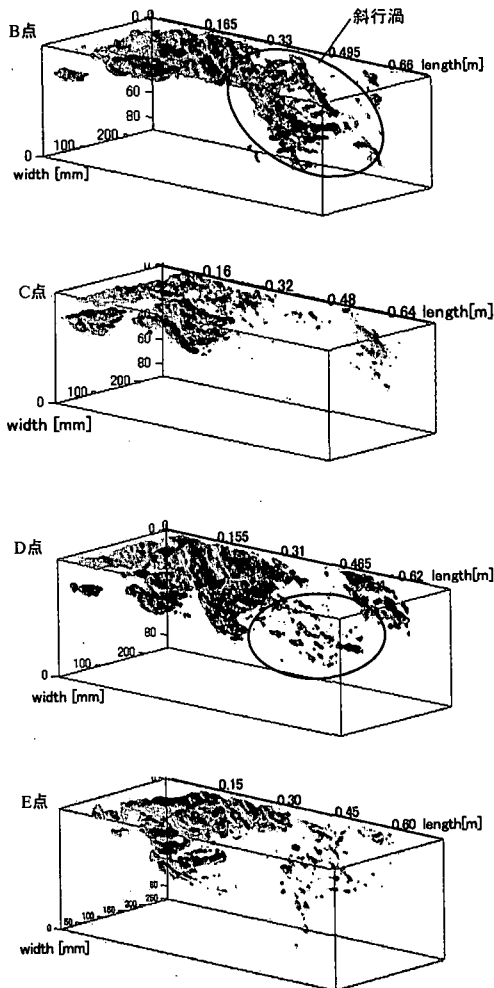
図一10 崩れ波 (case 2) 砕波による気泡群からの散乱光等輝面の分布

な気泡群が発達しているのがわかる。砕波の進行を通して、この気泡群の一部は深い領域まで発達し、計測点に依存してフロント背後では斜行渦による気泡の捕捉に起因する気泡群の発達も確認することができる。このケースでは、試行に対する気泡群構造の再現性が小さく、典型的な斜行渦による捕捉もまた定常的には発生しないため、時間的に間欠的、空間的に不連続な現象であると特徴付けられる。また、斜行渦の伸張角度も一定ではなく、局所的に大きく屈曲した管状気泡群も存在していることから、斜行渦自体が大きく屈曲しているあるいは気泡が捕捉され得る多様な軸方向をもつ大規模渦が砕波フロント背後に存在していることを示唆している。

4. 結 論

ほぼ同等の砕波波高をもつ巻き波砕波と崩れ波砕波では、砕波遷移に伴う平均気泡数、波浪との位相差、混入気泡残留時間に大きな差異が存在する。この結果は、気泡生成のパラメータとなるジェットの規模、速度、乱れに加え、生成大規模渦による混入後の気泡の捕捉効果が顕著に現れていることを意味する。また、両形態ともボア領域では気泡残留時間が長時間化し、定常的に気泡が存在する領域であることが明らかになった。

気泡が混入する組織構造とその大規模渦構造依存性及びそれらの岸沖遷移が明確に可視化された。着水初期に形成される三次元的な気泡群はその背後で、崩れ波では準定常的に、巻き波では間欠的に斜行渦に捕捉される、



図一11 巻き波 (case 1) 砕波による気泡群からの散乱光等輝面の分布

特に巻き波における斜行渦の伸張方向は時空間的に変化し屈曲した形状へと変形する可能性がある。

参 考 文 献

- 渡部靖憲・大塚淳一・安原幹雄・加藤雅也・王 毅・佐伯 浩 (2000): 実海域における砕波に伴う気泡生成及び運行特性, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 131-135.
- 渡部靖憲・山内悠司・佐伯 浩 (2002): 砕波遷移に伴う気泡生成特性変化とマイクロバブル量に関する研究, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 106-110.
- Nadaoka, K., M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., 204, pp. 359-387.