

碎波帯における連行気泡特性とその推定

森 信人¹・中川智史²・山田浩之³・角野昇八⁴

碎波帯における気液混相現象を理解することは、碎波時に海岸構造物に作用する波圧の影響や気液界面における酸素の取り込みを考える上で重要であるという観点から、碎波帯における連行気泡特性の解明のための研究を行っている。本研究では、中規模・大規模二次元造波水槽を用いた規則波実験による碎波連行気泡特性の把握と実海域における碎波連行気泡特性の現地観測を行った。また、地形条件および入射波高と碎波帯内の連行気泡特性の一般的な関係について検討している。

1. はじめに

沿岸域における碎波は、防波堤などの海岸構造物に作用する波圧を考える上で重要なだけでなく、沿岸域の気液界面における酸素の取り込みにも関連している。しかしながら、碎波帯における気液混相現象に関する既往の研究はそれほど多くない。例えば、Cox ら (2003) は、規則波を用いた室内実験結果より碎波帯におけるボイド率と乱れの時間的変化について明らかにするとともに、ボイド率が時間とともに指数関数的に減少すること、および時間平均ボイド率が乱れエネルギーと相関があることを示している。また、Hoque ら (2005) は、碎波下で計測したボイド率鉛直分布について局所波高および相対距離から求められる経験式を用いてその分布の予測を行い、実験結果と比較している。さらに、鈴木ら (2005) は、二次元造波水槽を用いて碎波帯における連行気泡特性を Dual-tip Void Probe (DVP) を用いて計測し、碎波帯における気泡の鉛直分布および水平分布の特性とスケール効果を明らかにした。また、Mori ら (2006a) は、気泡計測と同時に碎波帯内の乱れの計測も行い、ボイド率岸沖分布と乱流特性の間には相関が見られることを示した。しかし、これまでの研究は、規則波を用いた室内実験を行って得られた結果によるものが多く、実海域における気泡特性についての知見は非常に少ない。また、碎波連行気泡特性と水深や海底勾配といった海底地形や入射波高などの境界条件との一般的な関係の検討は行われていない。

そこで本研究では、現地碎波における気泡特性の計測を行い、室内実験で得られた気泡特性と結果を比較し、実海域における碎波連行気泡特性について検討を行う。さらに、室内実験および現地観測によって得られた気泡特性の結果から、海底地形や波高など境界条件と碎波連行気泡特性の一般的な関係を探る。

2. 水槽実験および現地観測の概要

(1) 中規模水槽実験の概要

中規模水槽を用いた実験データは鈴木ら (2005) の結果を用いた。室内実験は、長さ 50 m、幅 1.0 m、深さ 1.5 m の二次元造波水槽 (図-1) を用い、沖側の水深が 0.8 m で、勾配 h_x が 1/30 のスロープ上における規則波の碎波について、入射波の波高と周期を変化させ、3 ケースについて気泡の計測を行った (表-1)。表中の H_0 、 T 、 L_0 は沖側の波高、周期、波長を、 H_b 、 h_b は碎波波高、碎波水深を、 ξ_0 は surf similarity parameter ($\xi_0 = h_x / (H_0 / L_0)^{1/2}$) を示す。実験の詳細は、鈴木 (2005) を参照して頂きたい。

(2) 大規模実験の概要

大規模実験は、図-2 に示す水槽 (長さ 104 m、幅 3.7 m、深さ 4.6 m、オレゴン州立大学) を用い、規則波を

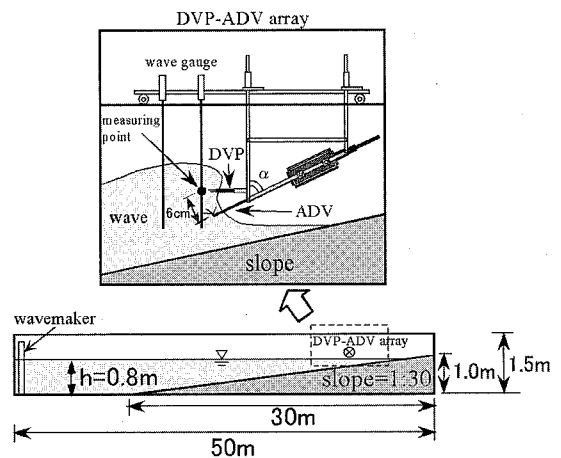


図-1 中規模二次元造波水槽の概要

表-1 中規模水槽実験条件

case	H_0 [cm]	T [s]	L_0 [m]	H_0/L_0	H_b [cm]	h_b [cm]	ξ_0	Breaking Type
1	16.3	1.6	3.55	0.046	16.5	16.8	0.16	spilling
2	11.5	2.0	4.85	0.024	12.0	12.5	0.22	spilling/plunging
3	12.2	3.8	10.25	0.012	12.6	13.0	0.30	plunging

1 正会員 博(工) 大阪市立大学講師 大学院工学研究科
2 学生会員 大阪市立大学大学院工学研究科
3 非会員 修(工) 奥村組(株)
4 フェロー 工学博士 大阪市立大学教授 大学院工学研究科

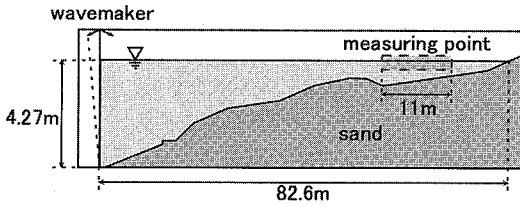


図-2 大規模二次元造波水槽の概要

表-2 大規模水槽実験条件

wave condition	H_0 [cm]	T [s]	L_0 [m]	H_0/L_0	H_b [cm]	h_b [cm]	ξ_0
regular	40.0	4.0	21.24	0.019	49.3	65.1	0.24

用いた実験を行い、中規模水槽実験と同様の方法で気泡の計測を行った。沖側の水深は4.27mとし、移動床の条件で実験を行った。気泡計測実験時の気泡計測地点の勾配 h_x は約 1/30 であった。また、表-2 はこのときの実験条件を示す。

(3) 現地観測の概要

現地観測は、和歌山県和歌山市の磯ノ浦海水浴場で行った。観測日は2005年11月30日、観測時の天候は晴れのち曇り、平均気温10.3℃、平均風速3.6mであった。岸沖方向に測定地点を5箇所設け(1地点につき、鉛直方向に5cm間隔で4点の計測点)、現地計測用に補強されたDVPを用いてサンプリング周波数を5,000Hzとし、1地点につき3分間の計測を3回行った。また同時に、超音波流速計(ADV)を用いて流速を、水圧検知式波高計を用いて波高の計測を行った。図-3に現地観測の概要図を示す。また表-3に示すのは各測定地点の測定条件であり、図-4はDVPの計測点を示したものである。表中の $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ 、 $L_{1/3}$ 、 h は各測定地点の有義波の波高、周期、波長および水深を、 x_b は砕波点までの距離を、 h_x は海底勾配を示す。また図中の z は静水面からの鉛直高さを示す。

3. 結果と考察

(1) ボイド率・気泡諸量の取り扱いについて

中規模・大規模実験および現地観測より得られた結果から求めたボイド率の岸沖・鉛直分布をパラメータ化するため、Hoque ら(2005)の方法に習い、ボイド率の実測データの鉛直分布を式(1)を用いて近似した(図-5)。図中の縦軸は静水面からの鉛直位置 z を砕波水深 h_b で無次元化した値であり、横軸はボイド率 α である。

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(k_0 \frac{z}{h_b}\right) \dots \dots \dots (1)$$

式(1)より得られた係数 α_0 値は静水面 ($z/h_b=0$) の

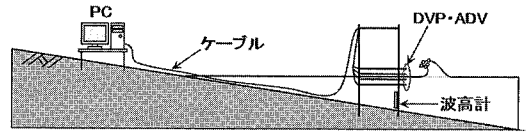


図-3 現地観測方法の概要

表-3 現地観測測定条件

測定地点	$H_{1/3}$ [cm]	$T_{1/3}$ [s]	$L_{1/3}$ [m]	h [cm]	x_b [m]	h_x
①	24	3.9	8.53	50.5	0.00	1/24
②	22	3.8	7.52	41.6	2.14	
③	18	3.9	7.35	36.9	3.34	
④	17	3.8	6.87	33.7	4.03	
⑤	16	4.1	7.06	31.4	4.58	

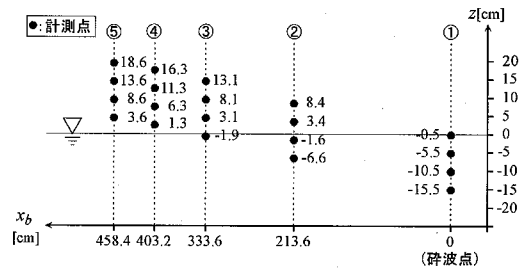


図-4 現地観測における計測点について

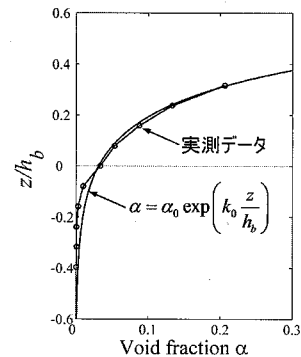


図-5 ボイド率の鉛直分布とその近似曲線の例

ボイド率(代表ボイド率)、 k_0 値はボイド率の鉛直減衰係数を表す。この k_0 値が小さい場合は気泡が水面下深くまで混入していることを意味し、大きい場合は気泡があまり水面下に混入していないことを意味する。式(1)より求めた近似曲線から得られた代表ボイド率 α_0 値およびボイド率の鉛直減衰係数 k_0 を用いて、以下の評価を行う。また、気泡径に関しては、平均気泡径 d_m と気泡径スペクトルのテール部分の勾配 m を用いて考察を行っていく。ここでの気泡径スペクトルの勾配 m は各測定地点で気泡径 d の個数が全気泡数に対して占

める割合 $P(d)$ (%) に対して、ピーク径より大きな径の領域において $P(d) \propto d^{-m}$ の関係を満たす値を示し、最小二乗法でフィッティングした。 m が他の地点に比べ低い値を示す地点では、大きい気泡径が多く存在していることを、 m が他の地点に比べ高い値を示す地点では、大きい気泡径があまり存在していないことを意味す

る。

図-6は(a)中規模・(b)大規模水槽および(c)現地観測で計測された(1)波高の岸沖変化、(2)気泡の代表ボイド率 α_0 およびボイド率の鉛直減衰係数 k_0 ならびに(3)平均気泡径 d_m および気泡径スペクトルの勾配 m の岸沖分布を示す。図中の岸沖距離を示す横軸の $x_b/h_b=0$ は碎波点を表し、(1)の縦軸は波高 H , (2)の縦軸は代表ボイド率 α_0 およびボイド率の鉛直減衰係数 k_0 , (3)の縦軸は平均気泡径 d_m および気泡径スペクトルの勾配 m を示す。以下では、ボイド率と気泡径の分布特性についての考察を進める。

(2) 気泡の岸沖分布特性

ボイド率の分布特性：中規模実験での代表ボイド率 α_0 値は碎波点付近では低い値を示し、汀線方向に向かって急激に値が上昇し、その後緩やかに再び低下する分布形状を示している。この傾向は、ケース毎に異なるが、中規模実験では定性的にどのケースにおいても見られた。 α_0 と波高の岸沖分布を見ると碎波点 ($x_b/h_b=0$) より岸側でピークを向えた以降の α_0 の水平成分は波高変化と相似形となっている。またこのときの k_0 は α_0 と逆相関の関係にあり、代表ボイド率 α_0 が高い領域で鉛直減衰係数 k_0 は低くなっている。大規模実験での α_0 値も碎波点付近では低い値を示し、汀線方向に近づくに連れて値が上昇し、再び低下し始める傾向があるが、最大ボイド率を示す地点以降の測定地点のデータ数が少ないためにボイド率がピークを向えた後の変化は確認できなかった。また、現地観測結果の α_0 値は室内実験とは傾向が異なり、碎波点から汀線方向に向って代表ボイド率が上昇後、汀線方向に近づいても代表ボイド率は低下しない。

以上の結果から、中規模実験のケースでは、碎波帯内では、碎波点で崩れた波が多量の気泡を水中に取り込み、岸に近づくにつれ気泡が水面上に浮上していると思われる。しかし、大規模実験では、最大ボイド率を示した地点より汀線方向の計測点も少ないために、この傾向は顕著に見られなかった。一方、現地観測結果を見ると、汀線方向に近づいても代表ボイド率は低下していない。現地観測結果の k_0 は、中規模実験結果と同様に α_0 と逆相関となっている。実海域では塩水の影響により気泡径が小さくなることによる気泡の滞留が起こることや、海浜流による沿岸方向の移流の影響がボイド率が低下しない原因として考えられる。一方、ボイド率のピーク値について見ると、大規模実験結果は中規模実験結果に比べて大きな値を示している。両実験結果と現地観測結果の k_0 を比較すると、中規模実験の値は他に比べて2倍程度大きく、中規模実験の α_0 そのものの値が小さいことを考えると大規模実験の気泡混入量および混入深さは大きい。また、中規模実験および現地観測結果の代表ボイ

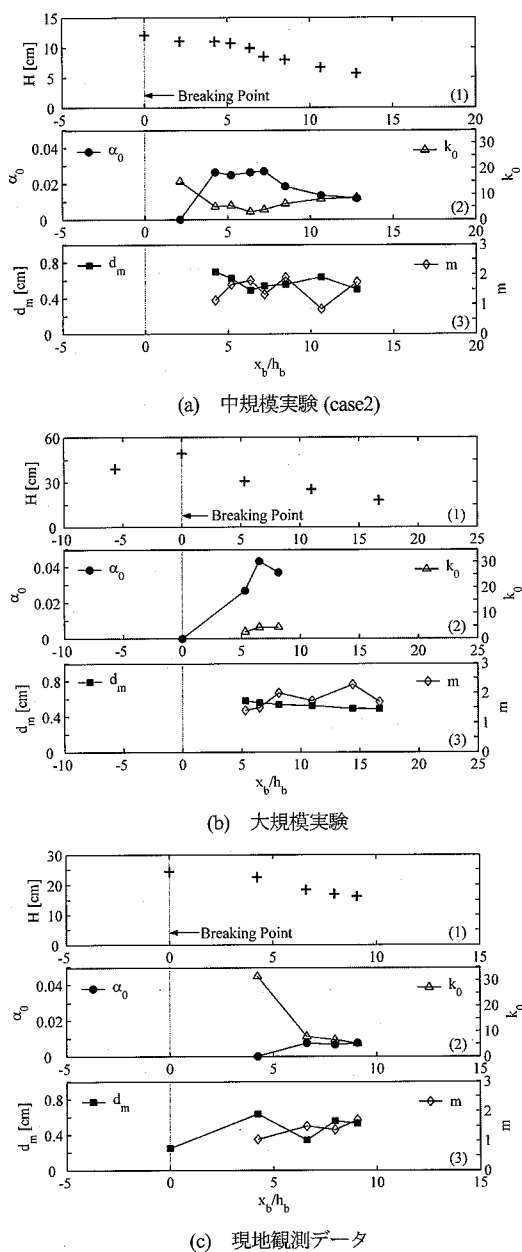


図-6 中規模実験、大規模実験および現地観測で得られた波高の岸沖変化(1)、代表ボイド率 α_0 およびボイド率の鉛直減衰係数 k_0 の岸沖分布(2)、平均気泡径 d_m および気泡径スペクトルの勾配 m の岸沖分布(3)の関係

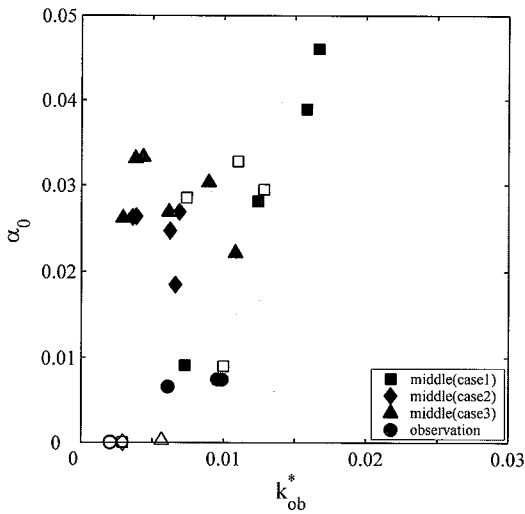


図-7 代表ボイド率 α_0 と乱流エネルギーの実験値 k_{ob}^* の関係
(白抜き:最大ボイド率を示す前の測定地点のデータ)
(黒塗り:最大ボイド率を示した後の測定地点のデータ(最大ボイド率を示した測定地点を含む))

ド率 α_0 とボイド率の鉛直減衰係数 k_0 の間には逆相関の関係が見られたが、大規模実験では、岸沖方向の計測点が少ないため、 α_0 と k_0 の逆相関の関係を見出すことはできなかった。

気泡径の岸沖分布特性：中規模および大規模実験結果と現地観測結果の岸沖、鉛直方向の平均値は 5.6 mm, 5.3 mm および 4.4 mm であり、水槽実験に比べて現地計測の値は約 20 % 小さい。平均気泡径 d_m の岸沖分布は、どの実験・現地データにおいても代表ボイド率 α_0 が最大値を示す地点付近で d_m が減少し始めている。これは、碎波点で崩れた波が多量の気泡を水中に取り込み、ボイド率が上昇する際に、多量の気泡を水中に取り込むと同時に大きい気泡塊が細分化されて気泡径が小さくなるためと考えられる。しかし、岸方向に向かう地点での d_m の変化は実験ケース毎に異なり、単調に減少し続けるケース、一度低下した後再び気泡径が大きくなるケースも見られた。また、気泡径分布 m は、どの実験ケースにおいても代表ボイド率 α_0 が最大値を示す地点付近で m が増加し始めている。これは、平均気泡径 d_m と同様の理由で、気泡が第一着水地点付近で細分化され、小さい気泡径の個数が増加するためと考えられる。岸方向に向かう地点での m の変化は、 d_m の場合と同様に実験ケース毎に異なり、値が増加するケースもあれば、減少するケースもあり、明確な傾向は見られなかった。

(3) 海底地形、波高、ボイド率と乱流特性の関係

海底地形や波高などの境界条件と連行気泡特性の関係を一般化するために、碎波帯の波のエネルギー減衰の理

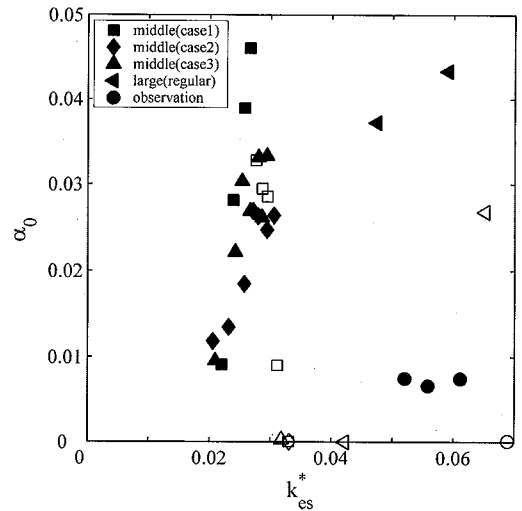


図-8 代表ボイド率 α_0 と乱流エネルギーの推定値 k_{es}^* の関係 (記号は図-7 と同様)

論と気液 2 相流の空気混入理論を組み合わせることで碎波帯における気泡混入を考えることにする。まず、気泡と乱れの間連性を見る上で、ボイド率 α_0 と乱流エネルギー k の間連性を検討するために、超音波流速計 (ADV) で実測された流速データをもとにした乱流エネルギー k_{ob} について調べ、ついで、波の減衰理論より求めた乱流エネルギー k_{es} をそれぞれ求め、ボイド率 α_0 との間連性を検討する。乱流エネルギーの実験値 k_{ob} (m^2/s^2) は、流速データより得た乱流成分 u', v', w' から式 (2) を用いて求めた。

$$k_{ob} = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \dots \dots \dots (2)$$

一方、碎波乱流の乱流エネルギーの推定値は、Battjes ら (1975) のエネルギー散逸モデルを元に水深、海底勾配、波高の境界条件から求められる推定値 k_{es} を用いる。

$$k_{es} = \left(\frac{5}{16} \right)^{\frac{2}{3}} g \gamma_H^{\frac{4}{3}} h h_x^{\frac{2}{3}} \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 h は水深、 h_x は海底勾配、 γ_H は波高 H と水深 h の関係式の係数 ($H = \gamma_H h$: $\gamma_H = 0.78$) である。さらに、ボイド率 α_0 との間連性を検討するため、乱流エネルギーを、重力加速度 g と碎波波高 H_b を用いて無次元化し、無次元化された乱流エネルギーの実験値を k_{ob}^* ($= k_{ob}/gH_b$)、乱流エネルギーの推定値を k_{es}^* ($= k_{es}/gH_b$) とした。

図-7 は、ADV によって計測された流速データから気泡の影響によるスパイクノイズ等を 3 次元位相空間法 (Mori ら, 2006b) により取り除き、位相平均操作により波動成分と乱流成分に分離した流速より求めた無次元化した乱流エネルギーの実験値 k_{ob}^* と代表ボイド率 α_0

の関係を示したものであり、図-8は、式(3)より求めた乱流エネルギーの推定値を無次元化した k_{es}^* と代表ボイド率 α_0 の関係を示したものである。図中の記号は中規模実験および現地観測結果を示し、黒塗りの記号はボイド率がピークを示す地点より岸側のデータ、白抜きの記号はそれより沖側のデータを意味する。なお、大規模実験では、乱流エネルギーを実測していないので除外してある。これらの図を、特に中規模実験での最大ボイド率を示した測定地点以降の測定地点でのデータを見て比較すると、 k_{ob}^* と α_0 との関係はばらつきが大きいものの弱い相関が見られる(相関係数:0.5)。また、現地観測データを見ると、観測した乱流エネルギーは大きいものの碎波波高で無次元化することにより中規模実験データの範囲に入ってくる。一方、式(3)をもとに推定した乱流エネルギー k_{es}^* と α_0 は、図-7に示した k_{ob}^* と α_0 と比べて強い線形関係が見られる。さらに詳しく見ると、中規模実験では、先に述べたように最大ボイド率を示した測定地点以降の測定地点での α_0 と k_{es}^* の間には明確な線形関係が見られ、中規模実験結果だけに絞ると、ボイド率と乱流エネルギーには強い相関性があることがわかる。この結果を利用すると、碎波点水深と海底勾配がわかれば、乱流エネルギー k_{es}^* を通してボイド率が推定できる。しかし、大規模実験結果の k_{es}^* と α_0 も線形関係が見られるものの、その傾きは中規模実験と異なっている。さらに、現地観測結果は傾向が大きく異なり、ボイド率と乱流エネルギーとの間に相関性があるとは言えず、この違いが海水等の物性の影響であるか、規則波と不規則波の違いによるものなのかは不明である。今回の検討では、条件やデータ数が十分とは言えず、更なるデータの蓄積が必要と思われる。

上記の結果より、今回行ったボイド率の境界条件からの推定は、中規模実験のケースにのみ限定されたいえよう。現地観測結果が、室内実験と比べて大きく傾向が異なることの原因については、今後検討していく必要がある。

4. おわりに

本研究では、現地観測および2種類の大きさを持つ二次元造波水槽を用いた実験結果より、異なる条件下での碎波連行気泡特性について検討を行った。また、底面の条件と碎波連行気泡特性の一般的な関係についての検討

を行った。以下に結果をまとめる。

- (1) 代表ボイド率 α_0 とボイド率の鉛直減衰係数 k_0 には相関性が見られた。また、室内実験と現地観測の結果ではボイド率の岸沖分布形状が異なる。これは、実海域では塩水の影響により気泡径が小さくなることによる気泡の滞留が起こることや、海浜流による移流の影響が原因として考えられる。
- (2) 海底地形、波高、ボイド率と乱流特性の関係については、碎波帯のエネルギー減衰の理論と気液2相流の空気混入理論を組み合わせた碎波帯における気泡混入理論により説明が可能である。ただし、現時点では、この関係の適用範囲は中規模の水槽実験のみに限定される。

謝辞：大規模実験の実施にあたり、オレゴン州立大学 Daniel T. Cox 博士および Chris Scott 氏、東京海洋大学 岡安章夫教授ならびに港湾空港技術研究所鈴木崇之博士にお世話になった。ここに感謝の意を表す。

現地観測の際に機材を貸して頂いた大阪大学出口一郎教授に感謝する。また、本研究の成果は科学研究費補金(17760409, 代表:森)および住友財団環境研究助成(053493, 代表:森)によるものである。

参考文献

- 角野昇八・鈴木琢磨・関本武史・日引 俊(2003): 碎波連行気泡特性測定のためのダブルボイドプローブの開発とその適用性の検討, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.1406-1410.
- 鈴木琢磨・森 信人・角野昇八・大西祥久(2005): 碎波帯における連行気泡のスケール効果と乱流特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第52巻, pp.91-95.
- Cox, D.T and S. Shin (2003): Laboratory measurements of void fraction and turbulence in the bore region of surf zone waves, *Journal of Engineering Mechanics*, Vol.129, No.10, pp.1197-1205.
- Hoque, A., S. Aoki (2005): Distributions of void fraction under breaking waves in the surf zone, *Ocean Engineering*, Vol.32, Issues.14-15, pp.1829-1840.
- Mori, N., T. Suzuki and S. Kakuno (2006a): Experimental Study of air bubbles and turbulence characteristics in the surf zone, *Journal of Geophysical Research*, 投稿中.
- Mori, N., T. Suzuki and S. Kakuno (2006b): Noise of acoustic Doppler velocimeter in bubbly flow, *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, 印刷中.