

ボイドプローブを用いた碎波連行気泡特性の解析と それに基づく気体輸送現象の解析

角 野 昇 八*・山 岸 達 也**・日 引 俊***・関 本 武 史****

1. 緒 言

地球温暖化に関わる二酸化炭素ガスの全地球上での循環や蓄積過程の解明の目的から、全世界的に大気-海洋気体輸送に関わる研究が盛んに行われ、昨年もマイアミにおいてその第 4 回の国際シンポジウムが開催された。その中で最近特に課題となっているテーマの一つは気泡介在気体輸送 (bubble mediated gas transfer) であり、関連の研究もいくつか見られる。研究の姿勢は、海洋上あるいは沿岸域での碎波連行の気泡特性の解明を通じた研究 (Hwung ら, 1992 ; Loewen ら, 1995 ; 角野ら, 1998, 2000) と風波における気泡介在気体輸送現象そのものの解明 (三角・石津・小森, 2000) に分けられよう。この中で Hwung ら (1992) は、模型緩斜面上での碎波連行気泡の濃度 (ボイド率) 測定の実験的研究を行った。また Loewen ら (1995) は、一定水深条件で機械的に造波された碎波による連行気泡の気泡径分布を求めるために実験的研究を行っている。彼らはそこで、海面が静穏であっても大口径気泡の物質輸送に与える影響は著しいであろうことを述べている。一方、三角ら (2000) は、風波の下での碎波連行気泡の気体輸送に与える効果について実験的ならびに DNS の数値計算による研究を行い、気泡の効果は風によって誘起された乱れによるものに比べて 7% にすぎないと結論づけている。ただし、対象とされているのは風波乱流場中の気泡であって気泡の体積量が比較的少ない現象である。また角野ら (1998, 2000) は、模型緩斜面上の碎波による酸素取り込み機能に関する一連の実験を行い、碎波における酸素取りこみ機能とエネルギー逸散率の間に 2 次～3 次の相関性があることを見出すとともに、カラー画像センサーを用いた解析結果から、酸素取り込み機能は碎波帯で連行される気泡の特性にも大きく依存していることを明らかにした。

本研究は、こうした中で、沿岸域の碎波連行気泡を対象として、その気体輸送に与える効果は大きいはずであるとの見通しの下に、気泡特性を解明するとともに、その結果より得られる気泡介在気体輸送現象に関して考察を加えようとするものである。碎波連行の気泡特性に関する既往の研究手法は、レーザー光によるもの (Hwung ら, 1992) あるいはビデオ画像の解析によるもの (Loewen ら, 1995 ; 角野ら, 2000) かに大別される。両手法とも気泡密度が大きな場合にはその精度に難点があり、さらに前者は検知センサーが波動を歪めることによる難点があり、後者は解像度や 3 次元の実現象を 2 次元画像により解析することによる難点がある。本研究では、原子炉工学分野などで用いられているボイドプローブ (Void Probe あるいは Conductivity Probe ; Hibiki ら, 1998) を用いて、造波水槽内の緩斜面上で生じさせた碎波連行気泡の特性をより正確に、また直接的に解析するとともに、その結果を適用して碎波面での気体輸送現象をより厳密に解明することを目的としている。

2. 実験的研究

(1) ボイドプローブの製作

実験は、図-1 に示すようなボイドプローブを含む電気回路で構成されるセンサーを製作して行った。このセンサーは、回路の一端であるボイドプローブを水中の測定地点に固定し、他端を同じ水域内の任意地点に設置して直流電流を流して電気回路を構成するものである。ボイドプローブ先端と他端がともに水に触れていて回路が閉じている場合には電流が流れ、逆にプローブ先端が気泡に接触・貫入した時に電気回路が遮断されることを利用して気泡の有無が判定できるとともに、気泡通過時間が測定できるものである。

プローブの先端部は、図-1 に示すように、プラチナワイヤーおよび口径のきわめて小さいチューブで構成されているので、波動を歪める恐れは少ない。ただし、先端部のプラチナワイヤーの寸法以下程度の径の気泡は、その移動経路がワイヤー先端部近傍で歪められること、あるいは接触しても先端部に十分に貫入しないことなどが難点として考えられる。

* 正 会 員 工博 大阪市立大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻
** 工修 阪神高速道路公団
*** 工博 京都大学原子炉実験所助教授 (大阪大学大学院基礎工学研究科兼任)
**** 学生会員 大阪市立大学大学院工学研究科

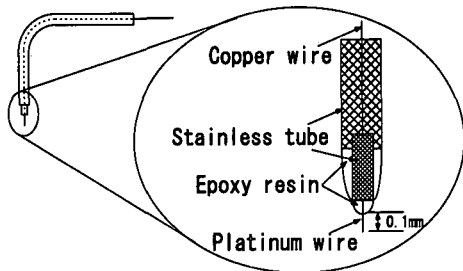


図-1 ボイドプローブの概念図

(2) 校正実験

ボイドプローブが気泡に接触・貫入して検知される電圧の時間変化は、一般に図-2 に示ようになる。気泡がプローブに衝突すると、回路遮断により通電時の電圧はなめらかに降下する。そして、気泡がプローブの先端部を通過してしまうと、急激に電圧は元に復帰する。気泡がプローブに衝突した時に電圧が急激に減少しない理由は、プローブの先端部が気泡中に完全に貫入するまでに気泡の形状がゆがんで変形し、完全な回路遮断にある程度の時間を要するためであると考えられる。そこで、本実験に先だつてあらかじめ、プローブの先端部に気泡が衝突した瞬間の電圧 (threshold level) を知っておく必要がある。ここで、図-2 を見ると、気泡がプローブを通過してプローブの先端部が気相から液相に再び移るときは、急激に電圧が増加するため、その時刻を知ることは比較的容易である。一方、気泡がプローブに衝突した瞬間の電圧はこの時間的な変化からでは不明である。そこで、校正実験として、透明容器内を上昇する単一の気泡をボイドプローブに接触・貫入させ、その時の電圧変化を計測するとともに、容器の外に設置された高速ビデオカメラでプローブに気泡が衝突する瞬間と離れる瞬間の時間差を測定し、それを図-2 の曲線に当てはめることによって threshold level を決定した。このような校正実験を約 80 回行い、得られた threshold level を実験回数の関数として表したものが図-3 である。図-3 に示されるように、実験回数を重ねることによって一定の threshold level 値が得られていて、その値はプローブの先端部が水中にあるときの電圧の 87% であると決定することができた。

(3) 造波水槽内緩斜面上の碎波混連行気泡に関する実験

以上のようにして製作したボイドプローブを用いて、造波水槽内緩斜面上の碎波による連行気泡特性を測定した。実験は高さ 0.6 m、長さ 20 m、幅 0.5 m のステンレス製片面ガラス張りの二次元造波水槽を用い、水槽の一端には勾配 1/30 の緩斜面を設置して碎波を生じさせた。造波した波は、周期 $T=1.0\sim 2.0$ s、沖波波高 $H_0=$

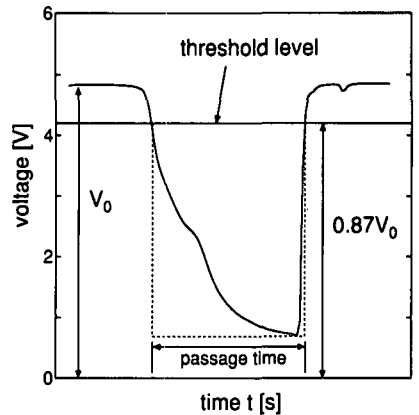


図-2 気泡通過の際の電圧変化

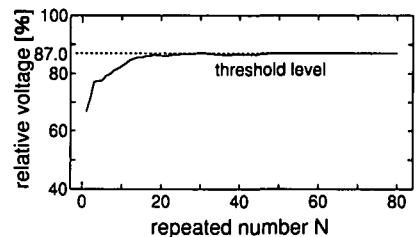


図-3 Threshold level の決定

4.3~11.8 cm の全 10 ケースである (表-1 参照)。ボイドプローブはその先端を波の入射方向に向けて設置し、またその設置点は、水深方向には、気泡が存在していると確認できる静水面より上を 1 cm 間隔で、岸沖方向には、碎波点から汀線付近まで 10 cm 間隔 (RUN 1) あるいは 20 cm 間隔 (RUN 2~10) で設置し、それぞれ 10 波分の平均値をとった。また、それぞれの測定点の水槽外側より高速ビデオカメラによって気泡移動平均速度を測定し、その水平方向成分を算定した。

センサーを碎波帯の静水面の上のある点に設置して得られたデータの一例を、横軸に時間 t 、縦軸に電圧 V をとって表すと図-4 のようになる。空中にあったプローブが波面に貫入するとともに、波中の前面付近に集中している複数個の気泡と衝突した後、波中の後半部の水塊部が通過し、その後再び空中に曝され、その後波面に再度衝突という経過が図-4 に示されている。

3. 実験結果

(1) 局所ボイド率

図-4 に示されるデータにおいて、1 波中の i 番目の気泡 1 個分の通過時間を t_{bi} 、気液二相の合計通過時間を t_t とすると、1 波あたりの局所的 (オイラー的) なボイド率 ϕ (気相部の容積/気液二相部の容積) は次式で表すことができよう。

表-1 実験条件

RUN	period $T[s]$	deepwater wave height $H_0[cm]$	wave steepness $H_0=L_0$	breaker height $H_b[cm]$	breaker depth $h_b[cm]$	mean void ratio ϕ^*	mean aeration volume $V''[cm^3/cm]$	Breaking Type
1	1.0	11.8	0.076	12.9	19.2	0.047	147.3	spilling
2	1.6	6.0	0.015	7.9	9.2	0.064	126.6	plunging
3	1.6	8.3	0.021	11.8	19.0	0.050	166.6	spilling
4	2.0	8.3	0.013	13.7	14.0	0.046	270.8	plunging
5	1.0	7.8	0.050	8.7	11.0	0.044	74.3	spilling
6	1.2	7.0	0.031	9.2	13.5	0.038	103.8	spilling
7	1.2	4.3	0.019	6.4	8.0	0.033	64.4	plunging
8	1.0	6.1	0.039	7.2	8.0	0.025	73.0	spilling
9	1.0	9.2	0.059	10.6	15.0	0.048	81.9	spilling
10	1.1	7.6	0.040	8.4	12.5	0.035	81.3	spilling

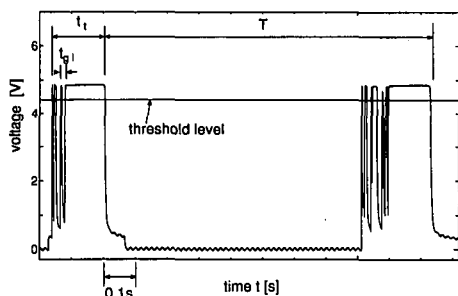


図-4 碎波中のボイドプローブから得られた電圧変化

$$\phi = \frac{\sum t_{oi}}{t_e} \dots\dots\dots (1)$$

また、この値を複数の波について求めることにより時間平均されたオイラー的局所ボイド率を算定することができる。このようにして、RUN 1 ($T=1.0$ s, $H_0=11.8$ cm) の波浪条件で、式 (1) より求めた局所的なボイド率の時間平均値 ϕ の静水面 ($z=0$ cm) 上の分布を碎波点からの距離を L_0 で無次元化したパラメータ別に示した例が図-5 である。この際、静水面より下の気泡密度はきわめて小さかったのでデータは取得していない。また、汀線付近では測定が困難な場合があったので、そこでの計測は行っていない。これらの図に示されるように、碎波を観察した結果と同様にボイド率は水面付近で最大となり、静水面に近づくにつれて指数関数的に減少する傾向が読みとれる。この傾向は Hwung ら (1992) によって得られた結果と一致している。また、岸沖方向には、碎波点付近で強い乱れの影響によるかなりのばらつきが見られるものの、碎波点から離れるに従って鉛直方向分布は同じ値を取り、その値の最大値は、碎波点付近を含めてほぼ 20% 程度である。この値は三角ら (2000) による風波乱流場における計測結果の 0.01% に比べればきわ

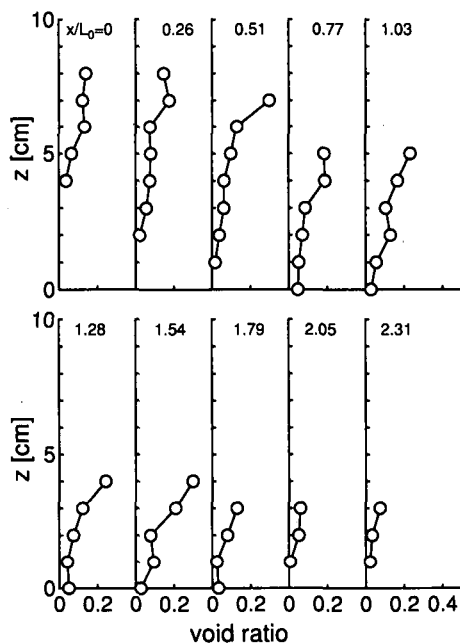


図-5 局所的ボイド率の鉛直-岸沖分布 (RUN 1)

めて大きい値であるが、Hwung ら (1992) の結果、あるいは気泡塔でのボイド率とされている (三角ら, 2000) 2-40% と同程度の量となっている。画像解析による手法では、気泡密度が高い領域では気泡の分離認識が困難であって精度上の問題が出てくるものと考えられるが、ボイドプローブを用いた今回の解析では、そのような難点は払拭されているものと考えられる。

(2) 代表ボイド率の算定

図-5 の値に基づいて、各測線上で鉛直方向に平均したボイド率を求めることができる。それを碎波点からの距離の関数として表示した例が図-6 である。ここに示

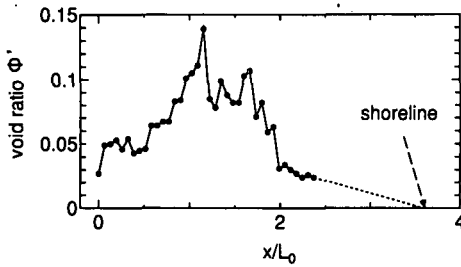


図-6 鉛直平均ボイド率の岸沖分布 (RUN 1)

されるデータは角野ら (2000) における気泡相当画素数の岸沖変化に対応しているが、そこに示されている傾向と同様に、砕波後に鉛直平均ボイド率は急激に増大するとともに、その後減少してゆく様子が示されている。ただし、前報のデータはあくまで気泡相当数であったのに対して、今回の研究における値はボイド率の絶対値が表されている点で前回の研究と大きく異なっている。

図-5 に示される鉛直平均ボイド率の岸沖分布より、さらに岸沖平均を求めることができ、その値がその波についての平均的なボイド率を表しているものと考えることができる。そのような意味で、ここではそれを「代表」ボイド率とよぶこととし、 ϕ'' の記号を付し、その値を表-1 に記した。ほぼ、3~6%の値が得られている。

(3) 気 泡 径

既述のように本研究では、水槽外側から気泡の運動を高速ビデオで撮影し、それより気泡速度の水平成分を求めている。この値と t_{ci} の積を求めることにより気泡寸法が判明する。ここで気泡を球と仮定する場合には気泡径 d が求まることになる。そのようにして求めた気泡径の静水面より上の分布を砕波点からの距離別に表したものの一例が図-7 である。ただし、実験観察の結果、ほぼ 2 cm 以上の気泡は存在しないことが確認されたので、ここでは 2 cm 以上の値は除外してある。図中、最小値あるいは最大値は連続する 10 波の中での相当値、平均値は平均を表している。図-7 に代表的に示されるように、平均気泡径は波の条件などに関係なくほぼ一定値をとり、ほぼ $d_m = 6$ mm であった。ただし既述のように、プローブ先端の太さは 0.1 mm であるので、同程度以下の径の気泡は先端に貫入することがなく、検知されていない可能性がある。

Loewen ら (1995) において検知された気泡径は 0.4 mm~10 mm 程度であり、三角ら (2000) におけるそれは 0.03 mm~0.6 mm 程度である。また、両者とも径が大きくなるにつれて気泡数が少なくなるような分布を得ている。これらの結果との違いは、一様水深の下での砕波と緩斜面上での強制砕波という砕波機構の違い、あるいは水槽長さの違いなどによるものと考えられる。

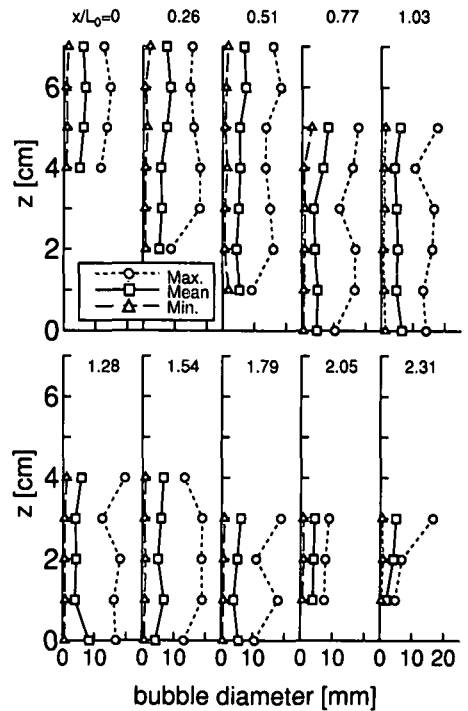


図-7 気泡径の鉛直-岸沖分布 (RUN 1)

(4) 気泡容積, 気泡個数, 気泡部総界面面積

図-4 に示す t_c は、プローブと気液二層の 1 波全体の接触時間を表している。波は長波の波速で進行しているものとして、接触時間と波速との積より、その場所での水塊部分の水平長さを求めることができる。この値はまた、鉛直方向および水槽の幅方向に単位長さをもち、波向き方向に求められた水平長さをもつ水平の棒状容積を表していると考えことができ、またこれは局所曝気容積と考えることができる。したがって、その値を鉛直方向に積分し、静水面から水面までの高さで割れば、鉛直方向に平均した水槽単位幅あたりの気泡容積値を求めることができる。また、この値の砕波点から汀線までの平均値を求めれば波面と静水面で囲まれた容積を求めることができ、それをその波の「代表」曝気容積 V'' とすることができる。この値も表-1 に示した。

この代表曝気容積と先に求められている代表ボイド率 ϕ'' の積から、そこに含まれる気泡総容積の代表値 V_g'' を求めることができる。すなわち、

$$V_g'' = \phi'' V'' \quad \dots\dots\dots (2)$$

一方、気泡を平均粒径が d_m の球と仮定すれば、この代表容積中に含まれる球の数の代表値 N は

$$N = \frac{6\phi'' V''}{\pi d_m^3} \quad \dots\dots\dots (3)$$

で表すことができる。ゆえに、気泡総表面積の代表値 A_g は

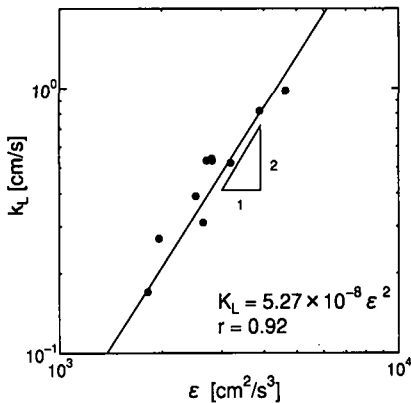


図-8 単位質量あたりのエネルギー逸散率と物質移動係数の関係

$$A_g = \pi d_m^2 N = \frac{6\phi'' V''}{d_m} \quad \dots\dots\dots (4)$$

で求めることができる。

4. 得られた気泡特性に基づく物質移動係数の評価

既報(角野ら, 2000)のように, Eckenfelder (1959) が提案した散気槽内の気泡群表面での物質移動係数 k_L を算定するための式より

$$k_L = \frac{C l^{2/3} Q_a}{A D_a S_c^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

を誘導することができる。ここに, C 係数, l は散気板設置水深, L_a は混入気泡流量, A は曝気面積, D_a は気泡平均径, S_c は Schmidt 数である。

そこで本研究では, 式(5)の Q_a として V_g''/T (T は波の周期)を代入し, また曝気面積として A_g と静水面積 A の和をとり, さらに l は既報と同様に πH_b 程度とすれば, 下記の式を得る (S_c は一定とする)。

$$k_L \propto \frac{(\pi H_b)^{2/3} V_g''/T}{(A_g + A) d_m} \quad \dots\dots\dots (6)$$

このようにして求められた k_L の値を岡安ら (1989) のモデルに基づいて算定された単位質量あたりのエネルギー逸散率(角野ら, 1998)

$$\varepsilon = (3/8)(g H_b / T) \quad \dots\dots\dots (7)$$

の関数として表したものが図-8 である。図示のように, 式(6)による k_L は ε の 2 乗に強く依存していて, 著者らの既往の成果(1998)と合致した結果が得られている。ただし本研究では, 直接的に測定された気泡特性量を用いている点が既往の研究とは異なっており, 砕波面での気体輸送現象のより厳密な解明に向けて前進があったと

考えられる。

5. 結 言

緩斜面上の砕波連行気泡特性に関する研究において得られた結果をまとめれば以下になる。

- 1) 砕波連行気泡特性を測定するためのボイドプローブを製作した。
- 2) 砕波連行気泡の種々の特性をボイドプローブにより直接的に明らかにすることができた。
- 3) 気泡の平均粒径は波の条件や測定位置に関わらずほぼ 6 mm であった。
- 4) 局所ボイド率は, 水面で 0.2 程度の最大値をとり, 静水面に向かって漸減するような分布をもつ。
- 5) Eckenfelder の式に本実験における測定値を代入して得られる物質移動係数は, 砕波での単位質量あたりのエネルギー逸散率のほぼ 2 乗に比例する。

本研究は文部科学省科学研究費補助金(課題番号 12305031)の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 31-35.
- 角野昇八・Douglas B. Moog・館川徹也・新谷尚弘・重松孝昌 (1998): エネルギー逸散率の各種モデルに基づく海浜砕波の酸素取り込み機能の解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 66-70.
- 角野昇八・館川徹也・竹村健治・山岸達也 (2000): 沿岸砕波における混入気泡容積特性とその再曝気現象に与える効果, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 136-140.
- 灘岡和夫・広瀬文人 (1986): 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- 三角隆太・石津雅央・小森 悟 (2000): 崩壊する風波気液界面を通しての物質輸送に及ぼす気泡の影響, 日本機械学会論文集 (B 編) 第 66 巻, 649 号, pp. 2327-2334.
- Eckenfelder Jr., W. W. (1959): Absorption of Oxygen from Air Bubbles in Water, J. Sanitary Engrg. Div., Proc. ASCE, 89-99.
- Hibiki, T., S. Hogsett and M. Ishii (1998): Local measurement of interfacial area, interfacial velocity and liquid turbulence in two-phase flow, Nuclear Engineering and Design, vol. 184, pp. 287-304.
- Hwang, H. H., J. M. Chyan and Y. C. Chung (1992): Energy dissipation and air bubbles mixing inside surf zone, Proc. 23rd ICCE, pp. 308-321.
- Loewen, M. R., M. A. O'Dor and M. G. Skafel (1995): Laboratory measurements of bubble size distributions beneath breaking waves, Air-Water Gas Transfer, Selected papers from the 3rd Intl. Sympo. on Air-Water Gas Transfer, eds. by B. Jahne and E. C. Monahan, pp. 337-349.