

風波砕波による気泡分布について

AIR BUBBLE DISTRIBUTIONS INDUCED BY WIND-WAVE BREAKING

森 信人¹

Nobuhito Mori

¹ 正会員 工博 (財) 電力中央研究所 流体科学部 (〒 270-1194 千葉県我孫子市我孫子 1646 番地)

A set of experiments applying the Phase-Doppler anemometry (PDA) was conducted to measure the distributions of bubble diameter and rising velocity. The bubble diameter and rising velocity distributions in a wind-wave flume were investigated. The variability and some universality were observed between the bubble plume density, the rising velocity, and the penetration depth. The power law of bubble density distribution was measured and found that the bubble diameter have a power law of $d^{-2.7 \sim -2.9}$. The diameter dependency of the bubble rising velocity distribution was measured. The mean bubble rising velocity is independent of the bubble diameter for a small bubble ($d < 250 \mu\text{m}$) and it gradually increases with the bubble diameter increase. The characteristics of bubble concentration and bubble source function were discussed.

Key Words : air-sea interaction, wind wave breaking, air bubble distribution, gas transfer

1. 緒言

大気・海洋境界面におけるガス輸送のメカニズムの解明と輸送速度の精度良い推定は、地球上の物質循環を考える上で重要な問題である。一般に大気海洋間のガス輸送は Liss の提案したガス交換速度が風速のみに依存する経験的なモデル¹⁾を用いて推定されることが多い。Liss を代表とする経験的なガス交換モデル^{1),2)}では、実験や観測結果に基づき、風速が 11-13 m/s を越えると急激にガス交換速度が増加する。この高風速時における著しいガス交換速度の増加は、砕波により取り込まれる気泡³⁾や、砕波による乱れの増大⁴⁾がその原因と考えられ、さまざまなモデルが提案されているが、定量的な評価や計測が行われた例はそれほど多くない^{5),6),7)}。気泡による海水面近傍におけるガス交換は、飽和状態近傍において径の小さい気泡が寄与する気体の総体積が限られるため、比較的大きな径の気泡が重要であるとの報告がある⁸⁾。一方で、大きな径の気泡は直ぐに再爆気するため小径の気泡が重要であるという説⁹⁾もあり定量的な評価が定まっていない。海水面近傍における気泡を介したガス交換を記述する気泡群モデル¹⁰⁾では、気泡径の分布関数、気泡の上昇速度等を仮定して気泡を介したガス交換量を推定しているが、気泡径の鉛直分布、気泡の速度等を同時計

測した例は数少ない¹¹⁾。

そこで本研究では、風洞水路において風波の砕波により水中に混入された直径 500 μm 以下の気泡を位相ドップラー流速計を用いて計測し、気泡群モデルに必要不可欠な気泡径分布関数、気泡の鉛直方向分布等を推定する。

2. 実験の概要

実験は 2 次元風洞水路 (幅 0.9 m × 高さ 1.8 m × 長さ 72.0 m, 実験水深は 1.0 m) を用いて実施した。水路上流端に設置されたファンを用いて気流を発生させた。水面変位は容量式波高計、風速は 2 成分熱線風速計を用いて計測を行った。気泡の計測は、位相ドップラー流速計 (PDA, DANTEC 58N-80 system) を用い、2 次の後方散乱により行った¹²⁾。PDA 計測は、散乱角度 74.5 度、入射ビームの鉛直方向の入射角度 37.0 度、焦点距離 700 mm のレンズを用い、最大計測可能粒径 639.31 μm の条件下で行った。PDA 計測は、鉛直方向に水深 12.5 cm-50 cm 間の 9 点について行い、計測時間は各測点毎 10 時間行った。1 測点における気泡の計測個数は、風速と計測水深に依存し、最大 18,000 個、最小 300 個であった。風向方向に熱線風速計および容量式波高計を用いて風速および波高の計測を行ったが、

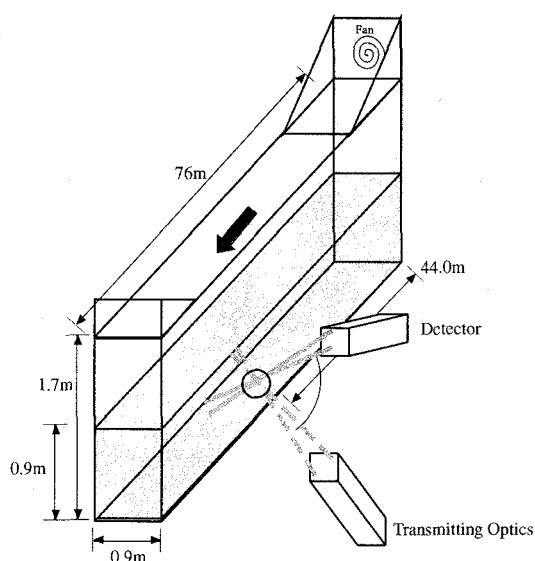


図-1 実験装置の概要

PDA 計測は風洞上端より 44 m の地点のみで行った。光学系のおおまかな配置を図-1 に示す。

風速は水面上鉛直方向に 15–20 点、水平方向に 3–8 測点計測し、得られた風向方向の平均風速分布より、水面上 10 m 風速 U_{10} を求めた。実験は、風速を変化させ、 $U_{10}=5.1$ m/s、8.67 m/s および 9.72 m/s の 3 ケース行った。PDA で計測を行ったところ、 $U_{10}=5.1$ m/s のケースでは、気泡を検知できなかったため、以下では $U_{10}=8.67$ m/s および $U_{10}=9.72$ m/s の 2 ケースについて検討を行う。

3. 結果と考察

(1) 気泡群モデル

Merlivat らの気泡群に対するガスフラックスのモデル¹⁰⁾では、気泡の分布関数 $\Phi(r, z)$ 、気泡が初期位置より水面に達するまでに交換するガスの量 $N(r, z)$ とすると、気泡を介して交換されるガスフラックス F は次式で表現される。

$$F = \int_{-\infty}^0 \int_0^{\infty} \Phi(r, z) N(r, z) dr dz \quad (1)$$

ここで、 r は気泡径、 z は上向き正の鉛直座標を示す。一般に気泡分布関数 $\Phi(r, z)$ は、気泡径の分布関数が鉛直方向に指数分布を持ち、静水面において径毎に頻度 ϕ を持つと仮定され、下記のように変数分離して記述される。

$$\Phi(r, z) = w(r) \phi(r) \frac{e^{-\frac{z}{z_0}}}{z_0} \quad (2)$$

ここで、 w は気泡の上昇速度であり、 z_0 は基準水深を

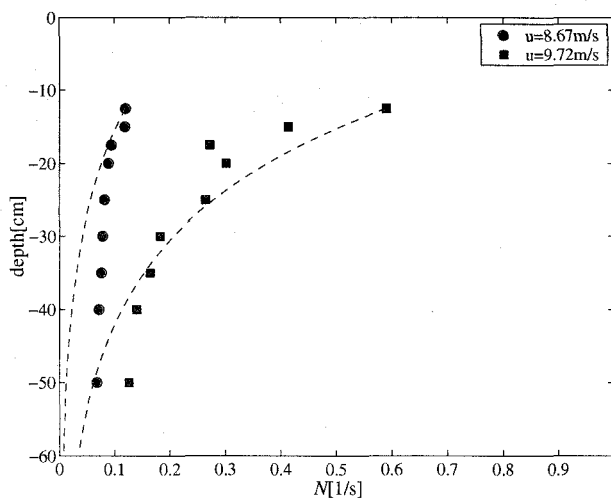


図-2 気泡の出現頻度の鉛直分布 (●: $U_{10}=8.67$ m/s, ■: $U_{10}=9.72$ m/s)

示す。以下では、式 (1) および (2) における各項の妥当性について実験結果と比較しつつ検討を行う。

(2) 気泡径分布について

図-2 に示すのは、気泡の出現頻度である。計測点を通過する有効な (計測可能な) 気泡は、 $U_{10}=9.72$ m/s で最大 0.6 個/s 程度であり、計測頻度はそれほど高くない。水深方向の出現頻度の鉛直分布は $U_{10}=8.67$ m/s の場合、水深約 20 cm 以深ではほぼ一定の値を取り、水深 20 cm 以浅でやや増加する。 $U_{10}=9.72$ m/s では、30 cm より浅い領域では指数関数に近い分布を持っているが (図中の点線)、これより以深では出現頻度の深さ方向の減少は指数関数からはずれている。PDA 計測点における波浪緒元は、 $U_{10}=8.67$ m/s および $U_{10}=9.72$ m/s でそれぞれ $H_{1/3}=10.6$ cm、16.3 cm および $T_{1/3}=0.73$ s、0.86 s であった。この結果より、気泡のマクロ的な出現頻度は、 $H_{1/3}$ の 2 倍程度の水深までは指数関数に従い、3 倍以上の水深以深においても気泡が存在することが分かる。

図-3 に示すのは、水深毎に正規化した気泡直径の確率密度分布である。 $U_{10}=8.67$ m/s のケースでは、計測点が深い場合に計測した気泡量が少ないため分布がきれいでないが、水深方向に分布形状はほとんど変化していないことがわかる。 $U_{10}=9.72$ m/s のケースはこの傾向が顕著であり、気泡径の確率密度分布は水深に依存せず、一定であることが分かる。べき乗則を定量的に調べるため、水深 12.5 cm と 30.0 cm の測点の気泡径の確率密度分布を重ねて示したのが、図-4 である。図-4 より、気泡径の確率密度分布は、計測水深および風速に依存せず、 $p(d) \sim d^{-2.7 \sim -2.9}$ のべき乗則を

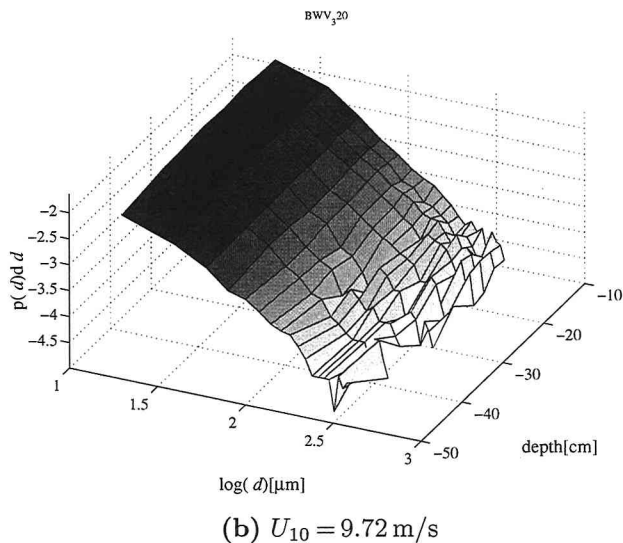
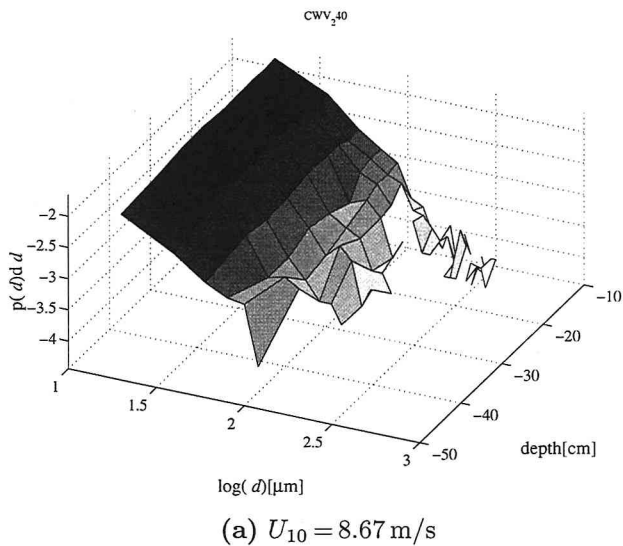


図-3 気泡径 (直径) の確率密度の鉛直方向変化

持つことが分かる。現地実験観測結果では $d^{-1.7 \sim -4.0}$ という報告⁶⁾がある一方で、淡水を用いた水槽実験では、 $d^{-2.5 \sim -3.6}$ のべき乗則が報告されており^{4), 13)}、この結果は定量的にこれまでの結果と一致している。

(3) 気泡上昇速度について

前節において風洞水路内で計測された気泡径の分布特性について議論を行った。気泡径の分布形状については数多く研究がなされているが、風波における気泡の力学的特性についての測定結果はそれほど多くない。図-5に示すのは、各水深におけるすべての気泡について上昇速度 w の確率密度分布である。これより、平均的な気泡の上昇速度は水面近傍で正負2つのピークを持ち、水深が深くなるに従い正の1つのピークを

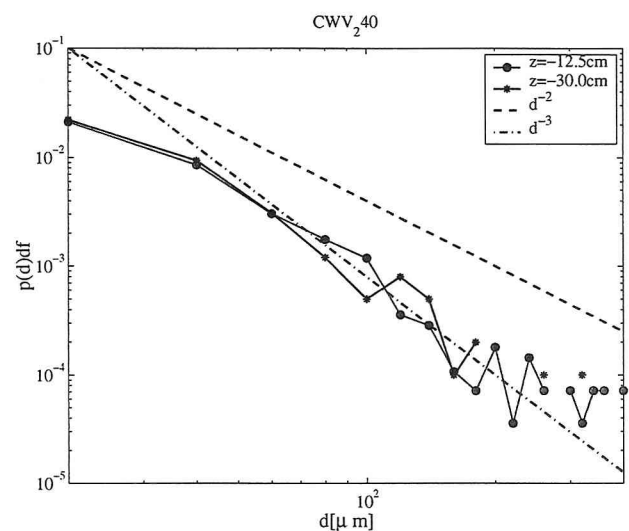
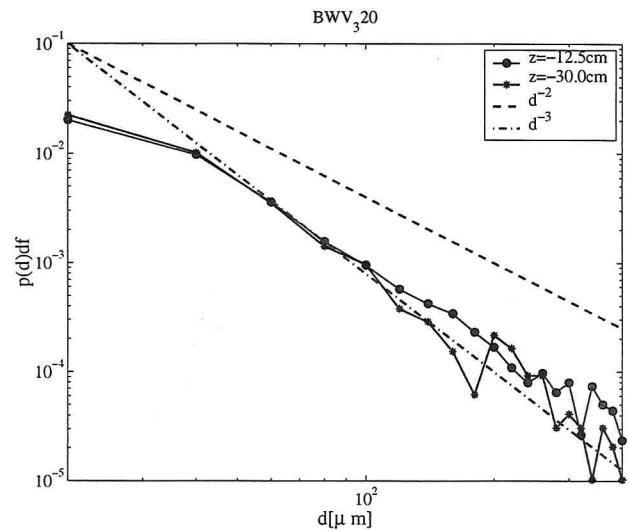


図-4 気泡径 (直径) の確率密度分布に及ぼす風速の影響

図-4 気泡径 (直径) の確率密度分布に及ぼす風速の影響

持つようになる。水面近傍における正負の2つのピークは、 $U_{10} = 8.67 \text{ m/s}$ で $+10 \text{ cm/s}$ および -7.5 cm/s 、 $U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$ で $+20 \text{ cm/s}$ および -15 cm/s に位置し、これは微小振幅波理論を用いて有議波高より推定される水粒子の流速の半分程度のオーダーである。これは、水面近傍では風波の波動運動が卓越するため、気泡が流体運動に追従して動くが、ある程度気泡の径が大きい場合は、抵抗係数が大きくなるため気泡の運動が水粒子に追従しなくなる為でないかと考えられる。しかしながら、水深が深くなるに従い、波動の流速は指数関数的に減少し気泡そのものの運動が卓越するため、水深が 40 cm 以深では 5 cm/s 程度の1つのピークを持つようになる。

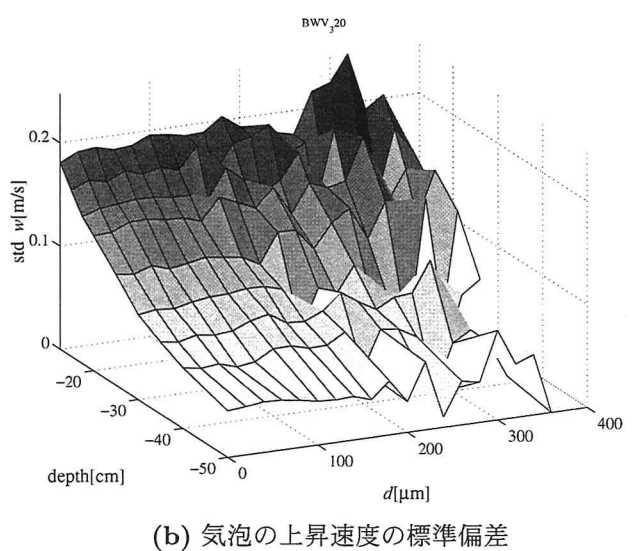
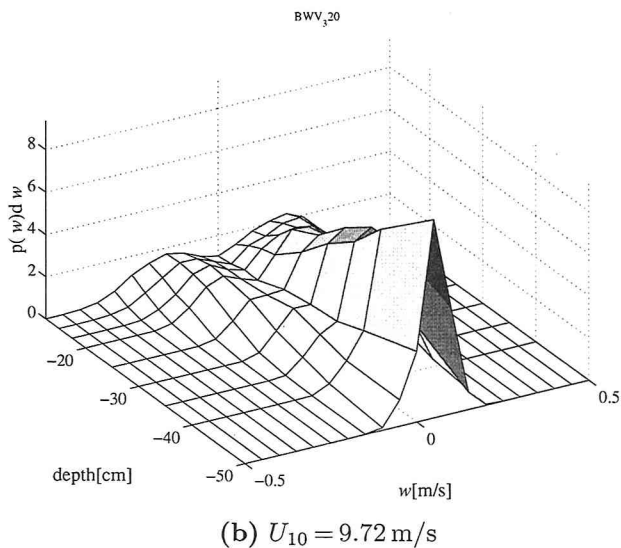
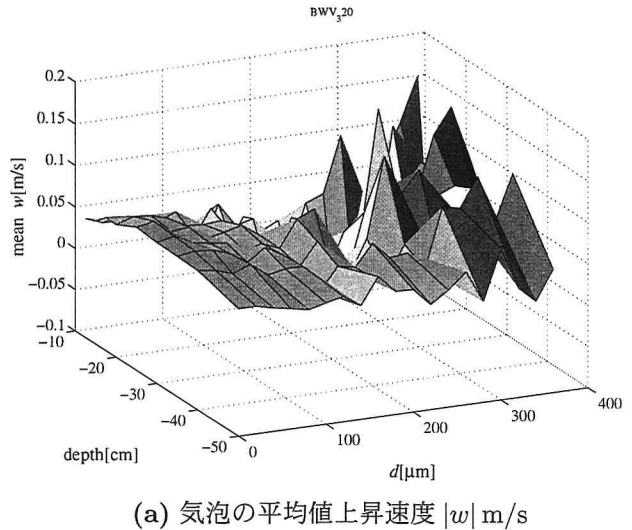
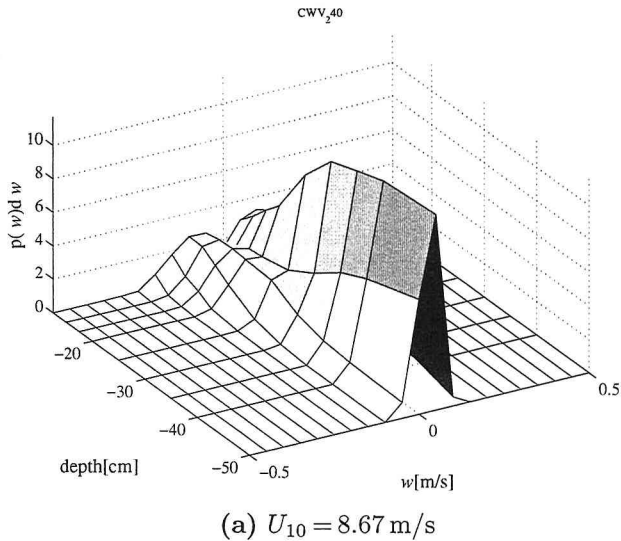


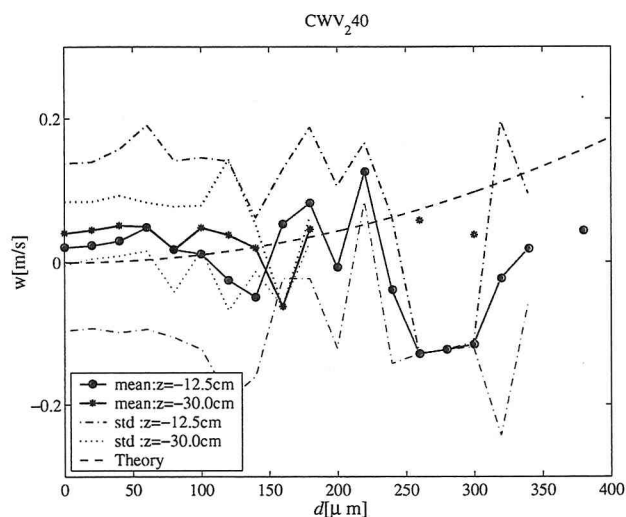
図-5 全気泡の上昇速度の鉛直分布

図-6 各径毎の気泡の上昇速度の鉛直分布 ($U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$)

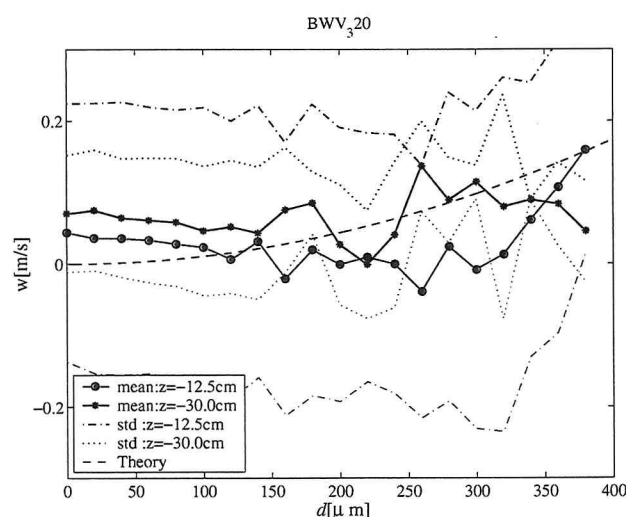
上記の扱いでは、気泡の上昇速度におよぼす気泡径の影響を考慮していない。そこで、図-6に示すのは $U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$ のケースにおける各気泡径毎の気泡の上昇速度 w を水深方向にプロットしたものである ($U_{10} = 8.67 \text{ m/s}$ のデータは気泡の個数が十分でないため省略)。図-6(a)は気泡径毎の平均上昇速度 $|w(r, z)|$ の鉛直分布、(b)は分散 $\text{std}[w(r, z)]$ の分布である。気泡径毎の平均上昇速度については、 $200 \mu\text{m}$ より大きな気泡で母数となる気泡個数が少ないために値にばらつきが見られるが、 $200 \mu\text{m}$ より小さい気泡では上昇速度 w は気泡径水深によらずほぼ一定であり、これより大きな気泡では気泡径が大きくなると気泡の上昇速度も増加する傾向が見られる。その一方で、気泡の平均上昇速度に対する水深の影響はそれほど顕著には見られ

ないが、水深 20 cm ぐらいを極大値とした緩やかな勾配が見られる。上昇速度のばらつきについて見てみると、気泡の上昇速度 w の分散は気泡径の大きさに殆んどよらず、ほぼ水深のみに依存している。これは、気泡の平均的な上昇速度が風波の波動運動に大きく依存するためであり、図-5に示した結果と定性的に一致している。

式(2)に示したような気泡群モデルでは、気泡の上昇速度 w を気泡径のみの関数と仮定して定式化し、モデル中では静水中の単一気泡の上昇速度が用いられる。図-6に示した実験結果の平均上昇速度 $|w|$ より、定性的には気泡径 $200 \mu\text{m}$ 以上で気泡群モデルで用いる気泡の上昇速度の径依存性は正しそうであるが、これ以下の微小気泡では乖離が見られる。これらの傾向を定



(a) $U_{10} = 8.67 \text{ m/s}$



(b) $U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$

図-7 気泡の上昇速度と理論値（単一気泡）の比較

量的に比較するため、気泡の平均上昇速度を単一気泡の上昇速度と比較したのが図-7である。図中の●は水深12.5 cm、*は水深30 cmにおける平均上昇速度であり、1点鎖線および点線はそれぞれの水深における上昇速度の分散を示し、点線は単一の‘dirty bubble’の上昇速度の理論式¹⁴⁾(水温20度)を示している。図-7より、 $U_{10} = 8.67 \text{ m/s}$ の場合は、単一気泡の上昇速度と比較すると風波の気泡の上昇速度は、 $100 \mu\text{m}$ 以下ではほぼ一定で単一気泡の理論は過大であり、 $200 \mu\text{m}$ 以上の径ではばらつきが大きく比較が困難となっている。 $U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$ の場合は、 $U_{10} = 8.67 \text{ m/s}$ 同様に計測された $100 \mu\text{m}$ 以下気泡の上昇速度はほぼ一定で、単一気泡の理論は過大であり、 $200 \mu\text{m}$ 以上の径ではほぼ理

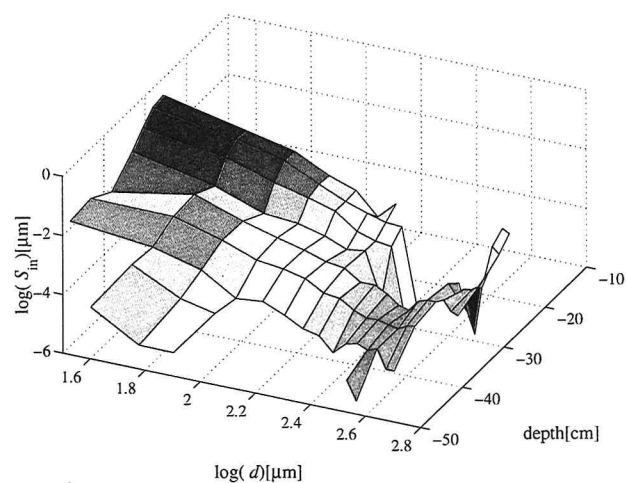


図-8 気泡のソース関数の分布 ($U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$)

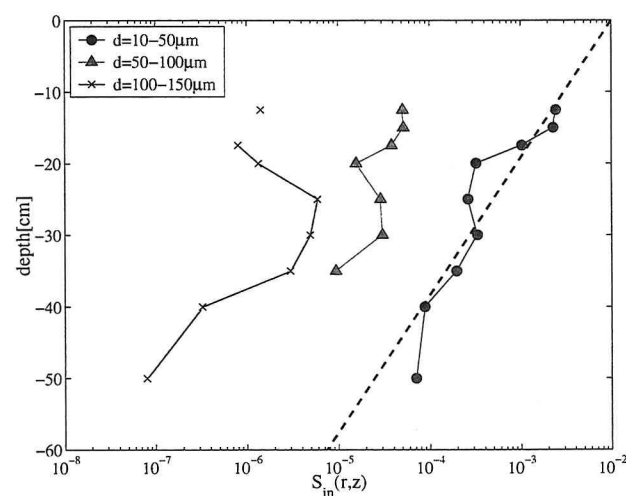


図-9 気泡のソース関数の鉛直分布 ($U_{10} = 9.72 \text{ m/s}$)

論値に近い値となっている。但し、水深が深くなると、 $300 \mu\text{m}$ 以下の気泡の上昇速度に径依存性は見られず、平均的に見ても単一気泡の挙動からの逸脱は大きい。

これらの結果から、風波下での気泡の上昇速度はある程度水深が深く、気泡径が $200 \mu\text{m}$ 以上であれば単一気泡の理論値を用いることが出来そうであるが、 $200 \mu\text{m}$ 以下の気泡では過大評価になる恐れがあることがわかる。また、径 $200 \mu\text{m}$ 以下の気泡がほぼ一定の上昇速度(約 5 cm/s)を持つ理由は不明であり、今後の課題としたい。

(4) 気泡のソース関数の推定

風波の碎破により、気泡が定常的かつエルゴード的に水中に取り込まれていると仮定すると、気泡の頻度

分布 p および平均上昇速度 $\bar{w}$ を用いて気泡の初期混入分布 (気泡のソース関数) $S_{in}(r, z)$ を推定することができる。水平方向の移流を無視すると

$$\bar{w}(r) \frac{\partial p(r, z)}{\partial z} = S_{in}(r, z) + S_{dis}(r, z) + \kappa \frac{\partial^2 p(r, z)}{\partial z^2} \quad (3)$$

と記述できる。ここで、 κ は拡散係数でありガス交換による気泡の減少を表し、 S_{dis} は静水圧の変化による気泡径の変化を模擬する項である。対象とする水深が 50cm までであることを考慮すると、 $\kappa = S_{dis} = 0$ と仮定することができ、気泡のソース関数は単純な鉛直方向移流の式に置き換えられる。そこで、式 (3) を 3 次精度の中心差分を用いて離散化し、 S_{in} の分布を推定した。図-8 は、式 (3) より求めた S_{in} の分布である。 S_{in} を求めるためには、連続的な $p(r, z)$ と $\bar{w}(r, z)$ の分布が必用であるが、計測した p および $\bar{w}$ に欠測値があるために、形状が歪になっている。水深 20 cm 程度に窪みがあるが、 S_{in} は基本的に径が大きくなるほど、水深が深くなるほど指数的に減少していることが分かる。図-9 に示すのは、各径毎の S_{in} を水深方向に比べたものである。図中の点線は最小 2 乗法で指数関数を当てはめた回帰式を示す。これより、 S_{in} は水深方向にほぼ指数関数で減少し、径が 50 μm 大きくなる毎に 1 オーダー以上小さくなることが分かる。水深 20 cm 程度に窪みは、図-6(a) で示した $|w|$ の分布に依存していると考えられ、風波の波動成分の影響がこの水深で分岐しているのではないかと推定される。

4. 結語

以上、淡水を用いて風洞水路内における風波の碎波により水中に混入された直径 500 μm 以下の気泡について PDA を用いた計測を行い、気泡群モデルに必用不可欠な気泡径分布関数および気泡の鉛直方向分布等の推定を行った。その結果、以下の知見が得られた。

- 1) 気泡径の確率密度分布は、風速や水深方向に分布形状はほとんど変化せず一定であり、 $p(d) \sim d^{-2.7 \sim -2.9}$ のべき乗則を持つ。
- 2) 平均的な気泡の上昇速度は水面近傍で正負 2 つのピークを持ち、水深が深くなるに従い正の 1 つのピークを持つようになる。
- 3) 気泡の上昇速度はある程度水深が浅く、気泡径が 200 μm 以上であれば単一気泡の理論値を用いることが出来そうであるが、200 μm 以下の気泡では過大評価になる恐れがある。
- 4) 200 μm 以下の気泡がほぼ一定の上昇速度 (約 5 cm/s) を持つ。

- 5) S_{in} は、風波の波動成分が減少する水深で窪みが見られる。

今後の課題として、Fetch の依存性の検討、高風速時の計測および気泡群モデルへの組み込みが考えられる。

謝辞：本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金 (課題番号 12305031, 代表者角野昇八) 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

- 1) Liss, P. and Merlivat, L.: Air-sea gas exchange: introduction and synthesis, *The role of air-sea exchange in geochemical cycling*, eds. P. Buat-Menard. Dordrecht, pp. 113–27, 1986.
- 2) Wanninkhof, R.: Relationship between gas exchange and wind speed over the ocean. *J. Geophysical Research*, Vol.97, pp.7373–7381, 1992.
- 3) Broecker, H. and Seims, W.: The role of bubbles for gas transfer from water to air at higher wind speeds, *Gas transfer at water surfaces*, eds. W. Brutsaert and G. Jirka. Dordrecht, p. 639, 1984.
- 4) Thorpe, S.: On the clouds of bubbles formed by breaking wind waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer. *Phil. Trans. R. Soc. London*, Vol.A304, pp.155–210, 1982.
- 5) Mori, N., Imamura, M., and Yamamoto, R.: An experimental study of bubble mediated gas exchange for a single bubble, *Gas Transfer at Water Surfaces*, eds. M. Donelan, W. Drennan, E. Saltzman, and R. Wanninkhof. AGU, pp. 311–315, 2001.
- 6) Leifer, I. and de Leeuw, G.: Bubble measurements in breaking-wave generated bubble plumes during the LUMINY wind-wave experiment, *Gas Transfer at Water Surfaces*, eds. M. Donelan, W. Drennan, E. Saltzman, and R. Wanninkhof. AGU, pp. 303–310, 2002.
- 7) Deane, G. B. and Stokes, M. D.: Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves. *Nature*, Vol.418, pp.839–844, 2002.
- 8) Keeling, R.: On the role of large bubbles in air-sea gas exchange and supersaturation in the ocean. *J. Marine Res.*, Vol.51, pp.237–271, 1993.
- 9) Merlivat, L. and Memery, L.: Gas exchange across an air-water interface: experimental results and modeling of bubble contribution to transfer. *J. Geophysical Research*, Vol.88, pp.707–724, 1983.
- 10) Merlivat, L. and Memery, L.: Contribution of bubbles to gas transfer across an air-water interface, *Gas Transfer at Water Surface*, eds. W. Brutsaert and B. Jirka. Reidel, pp. 247–253, 1985.
- 11) Mori, N.: Air bubble distribution induced by wind wave breaking. *Proc. Annual Conference of Japanese Society for Multiphase Flow*, pp. 193–194, 2002.
- 12) Sommerfeld, M., Broder, D., and Kussin, J.: Recent developments and applications of non-intrusive optical techniques for the analysis of dispersed multiphase flow. *Proceedings of 4th International Conference on Multiphase Flow*, pp. 1–12, 2001.
- 13) Komori, S. and Misumi, R.: The effects of bubbles on mass transfer across the breaking air-water interface, *Gas Transfer at Water Surfaces*, eds. M. Donelan, W. Drennan, E. Saltzman, and R. Wanninkhof. AGU, pp. 285–290, 2002.
- 14) Levich, V.: *Physicochemical Hydrodynamics*. Prentice Hall, NJ, 1962.

(2002. 9. 30 受付)