

超音波反射強度から求めた砕波に伴う気泡連行特性

吉 岡 洋*・松本昌幸**・芹沢重厚***・高山知司****

超音波波高計を改良して超音波の後方散乱強度分布を計測することによって、砕波気泡の空間的・時間的な変動を追跡し、波浪条件との関係を調べた。気泡の動きから波による往復運動をのぞいて、気泡の侵入深さを厳密に見積もり、また実際に砕波している波の成分を抽出して、その有義波高と気泡侵入深さの関係を検討した。気泡侵入深さの見積もりも反射強度の鉛直分布の統計量から推算した。気泡の平均侵入深さは、うねりの有無を問わず、砕波成分の有義値の 3 倍～5 倍になって、Toba らが提唱した Down Bursting Boundary Layer (DBBL) の特性とよく一致した。

1. はじめに

砕波による気泡は、海面境界層を通しての熱やガスの輸送と密接に関わっている。気泡の発生から海面下への取りこみ、消滅までの過程を超音波を用いて究明すれば、海面を通しての物質・エネルギー輸送の予測精度の向上に役立つ。吉岡ら (1998) は、外洋における砕波 (white cap) の海面下の構造を観測するために、超音波波高計を改良して超音波の後方散乱強度分布を計測し、波浪条件との関係を調べた。それによると、十分に発達した風波では有義波高の 5 倍程度の深さまで気泡が取り込まれており、Toba ら (1996) が提唱した Down Bursting Boundary Layer (DBBL) の特性とよく一致するが、うねりが含まれている場合には有義波高の 2 倍程度しか取り込まれなかった。これは、砕波して気泡を発生しているのはうねりの上の風波であるのに、有義波高はうねりで規定されているためであると説明されたが、解析例も少なく、定性的な解釈にとどまっていた。本研究では、気泡の動きから波による往復運動をのぞいて、気泡の侵入深さを厳密に見積もり、また実際に砕波している波の成分を抽出して、その有義波高と気泡侵入深さの関係を検討した。さらに気泡侵入深さの見積もりも反射強度の鉛直分布の統計量から計算できるようにした。

2. 観測方法

観測方法の詳細は吉岡ら (1998) にあるので概略を述べる。観測装置は水中発射式超音波波高計 (200 kHz) を改良したものと超音波流速計とを組み合わせた構成で、波高、流速などの通常観測とともに海底から海面までの超音波の反射強度を鉛直分解能 7.5 cm、毎秒 4 回のサンプリングで毎時刻 10 分間記録する。観測された反射強度は波高計からの高さで時間のマトリックスである。反射強度値から、音の拡散や吸収による減衰を補正して、気泡の濃度を表す体積後方散乱強度 (Volume Back Scat-

tering Strength) を求める。本研究で、反射強度と呼ぶ量は、この体積後方散乱強度 (dB) である。

観測を実施した京都大学防災研究所田辺中島高潮観測塔は和歌山県田辺湾の湾口にある (図-1)。湾口は水深 30 m の平坦な地形であるが、そこに海面下 10 m に達する岩礁があり、観測塔はその上に設置されているので、

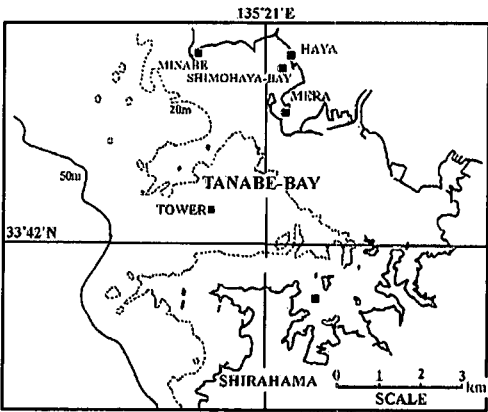


図-1 気泡観測地点 (TOWER)

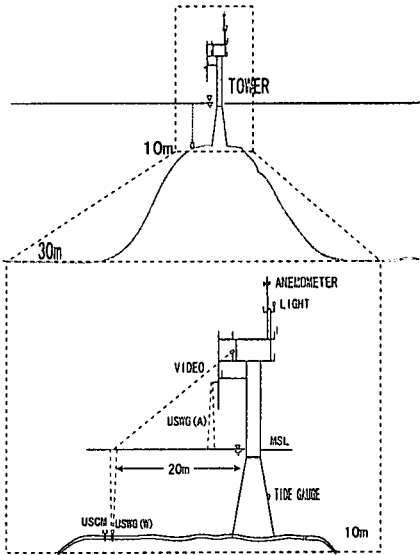


図-2 観測装置設置状況

* 正 会 員 理博 京都大学防災研究所水災害研究部門
** 工 修 池田市水道局
*** 京都大学防災研究所白浜海岸観測所
**** フェロー 工博 京都大学教授防災研究所水災害研究部門

外洋波浪が海底地形の変形をあまり受けずに到達している。塔から 20 m 離して岩礁の頂上の端に気泡観測装置 (USWH (W) + VSCM) を設置した (図-2)。塔では海上固定点の利点を生かして、超音波式風速計、ペーン式風向風速計、空中発射式超音波波高計 (USWG (A))、潮位計および海面のビデオ撮映などの観測が行われている。

3. 波による気泡の取りこみ

砕波によって気泡が海中に連行されるようになると、反射強度分布には気泡がもたらす高反射領域が水面直下に見られるようになる。一度取り込まれた気泡の寿命は 4～5 波周期程度の間である。砕波が盛んになると、常に気泡の層が水面下にみられるようになる。風波が十分発達した場合には波高の 4～5 倍の深さまで気泡が侵入するようになった (図-3)。

一方、うねりと風波が重なった状態で砕波していると、波高と気泡の侵入深さとはあまり対応していないが、平均的には気泡の侵入深さは有義波高の 2～3 倍であった。このように、波高と気泡の侵入深さの関係はうねりの有無で大きな差がある。

超音波が共鳴する気泡の半径は式 (1) で求められる。

$$f_R = (2\pi r)^{-1} \sqrt{3\gamma P_0 / \rho_w} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 f_R は超音波の周波数、 r は気泡の粒径、 γ は気体のガンマ定数 (空気は 1.4)、 P_0 は静水圧、 ρ_w は水の密度

である。本観測で用いた 200 kHz の超音波に共鳴する半径は 20 μm 程度である。砕波気泡の粒径分布は琵琶湖で観測された結果では 20 μm (Trevorrow (1996))、北大西洋や北海では 50～70 μm (Leeuw & Cohen (2000)) で最大密度となり、それより大きい気泡は粒径の 3 乗程度の勾配で減少している。浮力による上昇速度 w_0 は Thorpe (1982) が式 (2) を提示している。

$$\left. \begin{aligned} w_0 &= \frac{2}{9} r^2 g \nu^{-1} [\sqrt{\chi^2 + 2\chi} - \chi] \\ \chi &= 10.82 \nu^2 g^{-1} r^{-3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 g は重力加速度、 ν は水の動粘性係数で、全体としては上昇速度は粒径に比例する。式 (2) によれば半径 20 μm の気泡の上昇速度は 1 cm/s 以下で、観測された気泡の動きの大きさからみてその影響は無視できる。

図-3、4 で顕著のように、気泡の層の厚さは時間とともににだいに増加する場合よりも出現と同時に一定の厚さになっている場合が多い。このことは水面下の気泡は鉛直混合で徐々にその深さまで到達したのではなく、砕波による取りこみと同時に強い下向きの流れ (ダウンバースト) が起こり、ある深さまで達したのだと思われる。

十分発達した風波の状態では、気泡が発生する時は波高が比較的小さい傾向がみられた。図-5 に波高とその包絡線と反射強度の分布を並べて気泡発生時期と波の関係を示す。風波でありながら群波性がみられ、振幅が 35 cm 以上の大波の時と 10 cm 以下の小波の時が 20～30 秒の間隔で起こっている。そして矢印をつけた気泡の発生はあきらかに小波時と一致している。気泡の発生が大波の砕波直後に位置しており、波高はその直前の砕波に

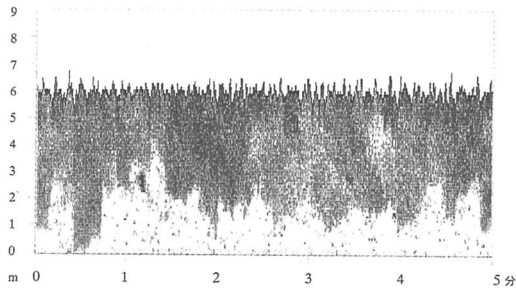


図-3 風波砕波による気泡の取り込み状況

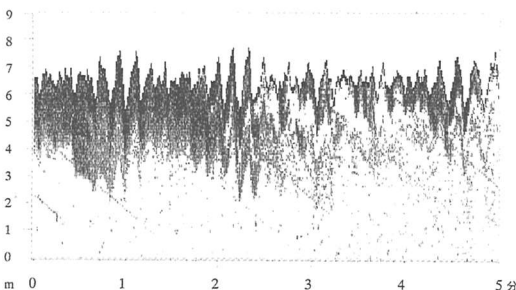


図-4 うねりの影響下での砕波による気泡の取り込み

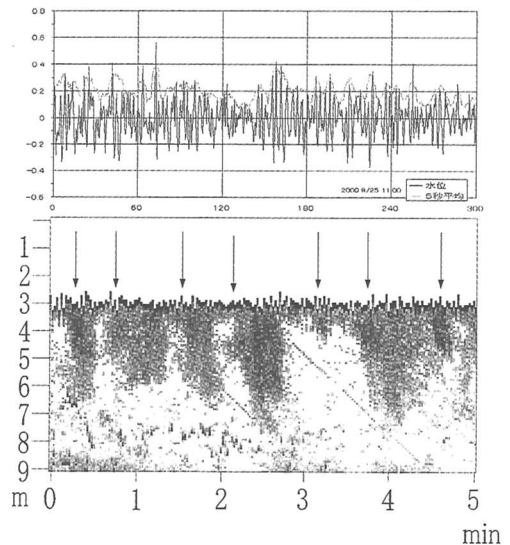


図-5 波高の時間的変動と気泡取りこみの関係

よって減衰していると解釈できる。

4. 波の往復運動の影響除去

鉛直ビームで求めた反射強度の分布は、広い海域での一点の観測記録であるが、ある程度まとまった時間の記録を平均すれば、統計量として周辺海域を代表する値を得ることが期待できる。しかし、水面付近では波による上下運動にともなう気泡（反射強度）の変化が卓越しており、気泡侵入深度を統計的に調べるには、気泡の動きから波による往復運動を除去しなければならない。そこで、微小振幅波を仮定して、表面波形から任意水深における水粒子軌跡を算出し、反射強度の分布を波高計からの高さとの時間の関数になっているマトリックスから、水粒子軌跡に沿った水深（その時々海面からの深さ）と時間のマトリックスに修正した。

微小振幅波理論において、波高が H で、波数が k 、波速が σ の波の水面変動(η)が海底水深 h の海中で、平均位置(z)で引き起こす水粒子の鉛直方向の変位(ξ)は式(3)で表される。

$$\xi = \frac{\sinh(k(h+z))}{\cosh(kh)} \eta \quad (3)$$

波数 k は水深 h と周期 T から求まる波長 L によって決まるので、観測点の水深を使えば表面波形をフーリエ展開した任意の波数の任意の平均深度における鉛直変位が式(3)を用いて計算できる。しかし、これは平坦な海底を前提としている。現場は図-2のように水深30mの平坦な湾口域で水深10mまで盛り上がった岩礁の頂上であり、波の感ずる深さは、30mより浅く10mより深いと思われる。そこで波高や反射強度と同時計測された水圧記録を利用して水深を求めた。

水面の水圧振幅($\rho g \eta$)と水圧計水深 Z_p の水圧振幅の比(f_p)は、式(4)で求められる。

$$f_p = \frac{\cosh(k(h+Z_p))}{\cosh(kh)} \quad (4)$$

式(4)より、式(5)の関係を導く。

$$\tanh(kh) = \frac{f_p - \cosh(kZ_p)}{\sinh(kZ_p)} \quad (5)$$

一方、 $\tanh$ の定義から式(6)が導かれる。

$$h = \frac{1}{2k} \ln \left(\frac{1 + \tanh(kh)}{1 - \tanh(kh)} \right) \quad (6)$$

実際の計算では、ある周期 T の波成分を対象に、

①水深 h は初期値として観測点の水深10mとする。

② h と T から、浅水波の波長の式を用いて、繰り返し計算で、波長 L を求め、波数 $k=2\pi/L$ を求める。

③その波数の水面振幅と海中水圧振幅の比(f_p)、実際にはパワースペクトル値の比の平方根を求め、

④その f_p を用いて、式(5)を使って $\tanh(kh)$ を求め、

⑤その $\tanh(kh)$ から式(6)を使って、 h を求め

⑥求めた h と前の h との差が微小になるまで、新しい h を用いて、②から⑤を繰り返す。

この方法でフーリエ展開した任意の周期で h が求まるが、スペクトルピーク以外の周期では、 f_p の誤差が大きいので、本研究ではピーク周期だけを用い、ピーク周期波成分が感じている深さを他の周期波成分にも適用した。

以上の方法で、海面から0.5m刻みに平均深度(z)をとり、その深さの各周期成分の変位(ξ)を求め、全周期で積分して水粒子の軌跡を求めた。それから0.1m刻みの平均深度ごとの水粒子の軌跡を線型補間で求め、それに沿って反射強度をサンプリングして、波による往復運動の影響をのぞいた気泡の鉛直分布を求めた(図-6)。

このように波による鉛直振動の影響をのぞいた気泡の鉛直分布の時間変化の記録から、気泡の正確な侵入深度が読みとれるし、観測時間(10分間)平均を各水深ごとにとれば、平均値の鉛直分布とそれからの標準偏差の鉛直分布(図-7)が求められる。

5. 侵入深さの特定

気泡の侵入深さは波による往復運動の影響を除去した反射強度の鉛直分布から求められる。それでも碎波ごとに気泡が発生して気泡の侵入深さは複雑に変化している。しかも、気泡以外(魚、ロープ、ノイズ)の局所的な高反射層も散在している。目視では、そのようなノイズと気泡による高反射域および水面の影響による高反射層とを容易に判別して、おおよその気泡の平均侵入深さと最大侵入深さが読みとれるが、気泡層の下端の判定には個人差があり、大量のデータを処理できない。そこで、目視計測に代わって、反射強度の10分間平均値や標準偏差の鉛直分布量(図-7)から平均侵入深さ(Z_{MEAN})と最

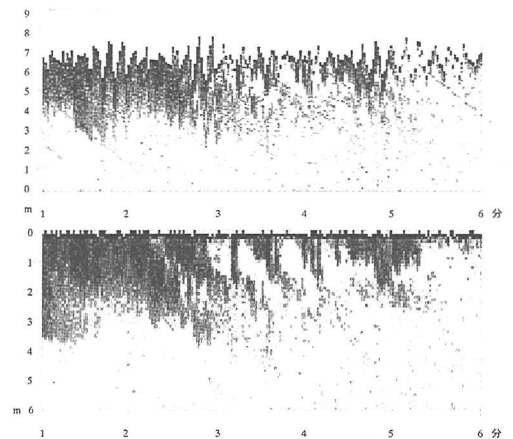


図-6 波による往復運動を除去前(上)、除去後(下)

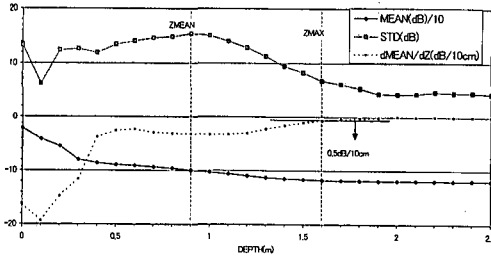


図-7 反射強度の平均 (MEAN), 標準偏差 (STD) および鉛直勾配 ($d\text{MEAN}/dZ$) Z_{mean} , Z_{max} は目視で求めた気泡侵入平均水深および最大水深

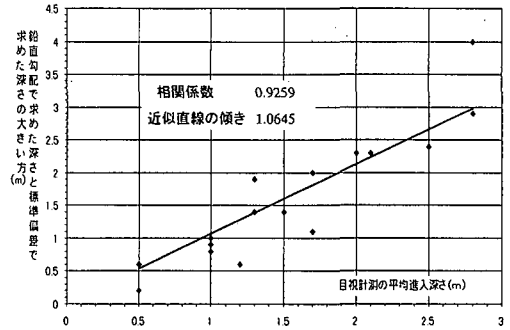


図-8 気泡侵入平均水深の目視値と推算値

大侵入深さ (Z_{MAX}) を推算する方法を検討した。

個々の気泡侵入においては、気泡の侵入下端で階段状に反射率が急落している。侵入深さのばらつきがあるので、平均値の鉛直勾配が負の極大になる深さ、あるいは標準偏差が最大の深さが平均侵入深さの目安になる。一方、平均値の鉛直分布で反射率が最小値すなわち気泡が存在しないときの値に収束するあたりが気泡の最大侵入深さに対応している。具体的には、水面付近 (0~0.3 m) は水面による高反射の影響が強いので、それより深い層で鉛直勾配が負で絶対値が最大になる点または標準偏差の最大点を平均侵入深さに対応する点とみなした。気泡の最大侵入深さの目安としては、平均値の鉛直勾配の絶対値が 0.5 dB/10 cm を下回る点と定義した。

目視で明瞭に気泡水深が読みとれた観測例を基に、目視計測での侵入深さと推算侵入深さの対応を調べた。平均侵入深さを平均値の鉛直勾配を用いて求めた場合も標準偏差を使った場合も気泡の侵入深さを過小評価する傾向がみられたので、両者のうち深い方の値を採用したところ、統計で求めた侵入深さは目視計測での平均侵入深さとよく一致するようになった (図-8)。最大侵入深さは鉛直勾配が 0.5 dB/10 cm を切る点として求めた値と目視計測での値が概ね一致した。

6. 侵入深さと波浪条件の関係

波の影響を除去した反射率の鉛直分布から気泡の侵入深さが客観的に演算できるようになったので、いろいろな波の条件下で、波のパラメーターと気泡の侵入深さとの関係を調べた。用いた資料は、2000 年夏期に田辺湾沖で観測された高波を代表している 18 例である。

まず、平均侵入深さと有義波高の関係を調べた (図-9)。両者の相関はほとんどなく、その比 (平均侵入深さ÷有義波高) は、5 から 1/3 の間に散らばっている。そこで有義波周期が 7 秒以上のものをうねり、それ以下のものを風波と分類してみると、図中で風波 (白丸) はうねり (黒丸) よりも比較的左側に分布している。すなわち風波砕波時には、気泡は有義波高の 2-5 倍の深さまで侵入

するが、うねりの影響がある時はほとんどが有義波高の 2 倍以下しか侵入しない。そこで、実際に砕波している風波成分の波高を評価して、気泡侵入深さとの関係を求めてみた。

十分に発達してエネルギー平衡に達した風波では高周波側のスペクトル成分が周波数のマイナス 4 乗に比例するようになる (Hanson ら, 1999) が、観測されたほとんどのスペクトルはマイナス 4 乗に沿った風波とそれからはずれたより長周期のうねりがまざった多峯型スペクトルになっている。気泡を作り出している、すなわち砕波している成分は、この短周期側でマイナス 4 乗の線に乗った領域なので、気泡侵入深さと比較すべき波高とは、この領域の有義値 (指定された周波数領域でパワースペクトルを積分して平方根をとり、その値を 4 倍した値) である。そこで波高記録をフーリエ変換して風波とうねりを分離し、風波成分の有義値と気泡の侵入深さの関係をみた。風波とうねりを分離する方法を 3 種検討した。

- ①分離周期を適当な固定値 (たとえば 4 秒) とする。
 - ②風波のピークとうねりのピークの間の最も低いパワーの周期を分離周期とする。
 - ③スペクトルの短周期側からマイナス 4 乗を引き、それからある閾値より低くなる周期を分離周期とする。
- ②がもっとも目視での方法に近く、力学的には③がもっとも合理的であるが、実際に気泡の侵入深さと風波

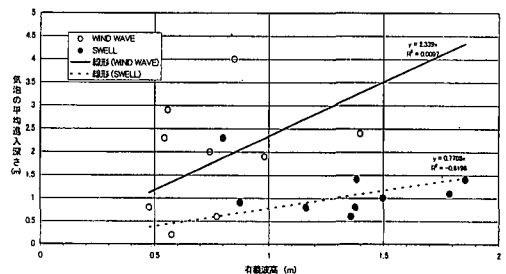
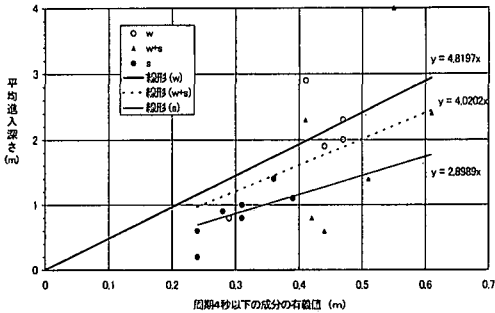


図-9 平均侵入深さと有義波高の関係



図一10 風波成分の有義波高と気泡侵入深さとの関係

成分有義値との相関をみると、もっとも安易な①の方法がよい相関を示した。これは②の基準で判断するとうねりより周波数が短い部分の成分はマイナス4乗の線よりもなだらかも風波と認識し、③の基準で判断するとスペクトルの細かい振動（ノイズ）にひっかかって異常値を出すためである。①の方法は、ノイズが少ない場合は、他の方法とあまり変わらず、ノイズが大きい場合でもまともな値を出すのでこの方法を採用した。

観測された波浪のスペクトル成分の周期4秒以下のものを風波、周期7秒以上のものをうねりとして風波とうねりを分けて波浪条件を分類した。田辺湾では十分に発達した風波は風波側の有義値が常に0.4 mを超えているので、うねりの有義値がそれを超えていれうねりの影響ありと判断した。うねりの影響が少ないものを風波(W)、うねりの有義値が0.4 m以上のものをうねり(S)の影響を受けているものとし、そのうちで風波側の成分の有義値も0.4 m以上のものを風波とうねりが混ざっているもの(W+S)とした。そして、風波側の成分の有義値と気泡の侵入深さの関係をみると、うねりが中心になっている場合でも侵入深さは波高の3倍程度になり、うねりの有無による違いはほぼ解消した(図一10)。

ただし、全体として相関はよくはない。この原因として、砕波が観測期間中(10分)に常に同じ頻度で起こるとは限らず、とくにうねりの影響が大きい場合に気泡発生の当りはずれが大きいと思われる。しかしこれは波浪条件が時々刻々変化する中で、限られた計測時間で観測する時には、さけられない自然な散らばりであり、今後、解析例を増やしていけば、その平均値は信頼できる値に近づくと期待できる。

7. 結 論

2000年夏期に田辺湾の田辺中島高潮観測塔で超音波で観測された後方散乱強度分布から、砕波に伴う気泡を追跡し、波浪条件との関係を調べ、以下の結論を得た。

1) 風波だけが砕波している場合、気泡が大量に発生した時は波高は相対的に小さい。砕波によって気泡が取り込まれると同時に波高が減少するためである。

2) 気泡の挙動から波による往復運動を除去して、反射強度を純粋に海面からの深さと時間の関数で取り扱えるようにした。これによってダウンバーストの発生やその大きさが明瞭に把握でき、また時間平均された鉛直分布の物理的な意味を議論できるようになった。

3) 反射強度の10分間平均値、標準偏差の鉛直分布から、気泡の平均侵入深さ・最大侵入深さを推定した。

4) 風波では有義波高の4～5倍程度の深さまで気泡が取り込まれており、DBBLの特性と一致する結果が得られた。うねりの影響をうけていると侵入深さは有義波高の2倍以下にとどまっていたが、スペクトル分布から風波とうねりを分離し風波側の成分の有義値をとると、気泡の侵入深さは波高の3倍程度になり、うねりの有無による大きな違いは解消した。

謝辞：本研究は科学研究費補助金(基盤研究(A)(1)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

- 吉岡 洋・芹沢重厚・高山知司(1998): 超音波による海面境界層の観測(風波砕波による気泡の取り込み), 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 71-75.
- Hanson, J. L. and O. M. Phillips (1999): Wind Sea Growth and Dissipation in the Open Ocean, Journal of Physical Oceanography, Vol. 29, pp. 1633-1648.
- Leeuw, G. and L. H. Cohen (2000): Bubble size distributions on the North Atlantic and North Sea, Gas Transfer at Water Surfaces, Geophysical Monograph 127, pp. 271-277.
- Thorpe, S. A. (1992): 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, A 304, pp. 155-210.
- Toba Y. and H. Kawamura (1996): Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, J. Oceanography, Vol 52, pp. 409-419.
- Trevorrow, M. (1996): Multi-frequency acoustic measurements of near-surface air bubble in lake Biwa, Jpn. J. Limnol., 57, 4(2), pp. 411-423.