

自由落下水塊に伴う気泡の生成・運動機構

渡部 靖憲*・大塚 淳一**・佐伯 浩***

1. はじめに

砕波ジェットの水塊への突入によって生成される大量の気泡は、その浮力及び抗力により流体運動に大きな影響を与えるだけでなく、沿岸域における酸素供給源として生物的にも重要な役割を有する。巻き波砕波での大規模なエアチューブがそのまま気泡として生成されるわけではなく、着水時に数十 mm～数 cm の非常に幅広いレンジにわたる径の気泡が存在すると考えられる (Oguz, 1998)。しかしながら、着水時の気泡生成機構が未解明のため、その生成気泡数及び気泡径の推定は困難であり、流体計算において適当な初期条件を設定することができない。また、気泡速度及び気泡存在時の流速分布は実験の困難さから定量的な流体への寄与は明らかではない。

本研究は、砕波帯内の混入気泡の影響を解明するための基礎的研究として、空間的流速変動の大きい流速場計測のため Particle Image Velocimetry (PIV) を時空間画像情報を流況に応じて変化させ高精度化を行った動画画像処理法を用い自由落下水の気泡生成・運動機構及び気泡存在時の流体運動機構を解明することを目的とする。

2. 実験方法

長さ 24 m, 幅 0.6 m, 深さ 1 cm の二次元水槽(本水槽)上部に固定された貯水水槽から表-1 に示す径のパイプが鉛直下向きに設置された装置により自由水面に自由落下する鉛直落水に伴う二相流体運動を計測する (図-1 参照)。貯水水槽内の水面は本水槽内の水面上 53 cm に位置し、本水槽内の水面から貯水水槽と接続されたパイプの下端までの距離 h_d はパイプ側方から支持するポイントゲージに接続され自由に变化される。

実験は、①無気泡状態での流速計測、②ビデオ解析による気泡生成・輸送特性実験、③ PIV による気泡速度解析、④ PIV による気泡存在下での流速解析の 4 項目を中心に行われた。①は落水水の水面と本水槽の水面が接しなければ気泡は生成されないで、 $h_d=0$ cm に設定して

無気泡状態とした。

流速は三次元超音波式流速計 (ソニック製) によりパイプ中心の軸から半径方向に 0.5 cm 間隔、軸方向に 4 cm 間隔で計測した。②～④について二相流況は高速ビデオカメラ (ナック製) により本水槽側方より毎秒 250 コマで撮影される。③は次章で説明される拡張された PIV 法により気泡自体の速度が解析される。④は気泡存在時には流速計による計測が困難であるため、貯水水槽内の水に混合された中立粒子 (比重 1.03, 直径約 1.5 mm) を落水と共に落下させビデオ撮影された画像を用いて③と同様な手法により流速を評価する。この時、中立粒子には蛍光塗料を塗布し、本水槽の側方及び上方からブラックライトを照射する。実験室が十分に暗い状態であれば気泡はビデオ画像に全く写らず、蛍光色の中立粒子のみをとらえることができる。

3. 拡張された PIV

現在まで PIV を中心とした動画画像処理により波動場における流体運動に関する報告がなされている (例えば Linら, 1994)。動画画像解析は定性的な面的流速分布を求めるには有効であるが、精度面において依然重要な問題を抱えている。特に PIV においてはピクセル間隔、撮影

表-1 実験条件

	R (mm)	h_d (cm)		R (mm)	h_d (cm)		R (mm)	h_d (cm)
CASE 1	10	5.2	CASE 5	8	5.2	CASE 9	4	5.2
CASE 2	10	1.2	CASE 6	8	1.2	CASE 10	4	1.2
CASE 3	10	0.2	CASE 7	8	0.2	CASE 11	4	0.2
CASE 4	10	0	CASE 8	8	0	CASE 12	4	0

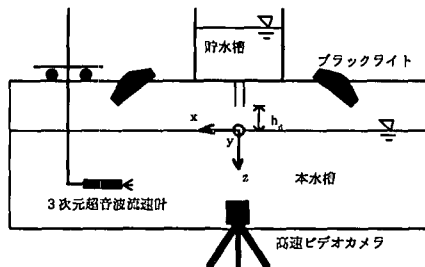


図-1 実験装置と座標系

* 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
 *** 正 会 員 工 博 北海道大学大学院教授 工学研究所

フレーム間隔だけでなく粒子輝度、バックグラウンド輝度にも精度が依存するため精度評価が難しい。市販のPIVソフトウェアを含め種々のPIV法が報告されているが(Adrian, 1991), ブラックボックス的に流速を評価してしまう危険性を防ぐために、その手法及び精度評価法の確立が望まれている。松本ら(1998)は、Mass-consistent Modelを用いPIV解析の後処理を行うことで速度場の修正を行っている。しかしながら局所的な発散の補正はなされるもののPIV自体の精度を上げるためにはさらなる手法の拡張が必要である。本研究ではより多くの時空間的なピクセル情報を使用することで流速変動の大きい速度場の動画像解析を行った。ビデオ画像は320×240ピクセルの256色グレイスケールにデジタル変換され平滑化フィルターがかけられる。さらに前処理として二次元FFTによるハイパスフィルターがかけられバックグラウンドの影響を大幅に削減している。

ピクセル座標値 (i, j) におけるピクセル濃度の時系列 $f(i, j, t)$ を用いた時空間相関は

$$C(i+l, j+m, t+n) = \frac{\sum_{s=t-a}^{s=t+a} f(i, j, s)f(i+l, j+m, s+n)}{\sqrt{\sum_{s=t-a}^{s=t+a} f(i, j, s)^2 \sum_{s=t-a}^{s=t+a} f(i+l, j+m, s+n)^2}} \dots\dots\dots (1)$$

と書くことができる。

$$(i=4x, 24x\dots, j=4y, 24y\dots, t=4t, 24t\dots)$$

ここで a は非定常問題において局所定常性を仮定する時間。式(1)により (i, j) と $(i+l, j+m)$ 間のそれぞれの離散時刻 $t+n$ における濃度相関が得られる。この濃度相関は時刻に対して滑らかに分布する関数と仮定できるので、各時刻の離散相関値を3次スプライン関数で補間し、相関が最大となる時刻 $t+t'$ を計算する。画像ピクセルが離散値であるため次のような補正をする。真の速度 (u, v) とピクセル間隔 (l, m) 及び t' 間には次の関係がある。

$$t' = \alpha l + \beta m \dots\dots\dots (2)$$

ここで

$$\alpha = \frac{u}{u^2 + v^2}, \quad \beta = \frac{v}{u^2 + v^2} \dots\dots\dots (3)$$

式(2)を α, β についてピクセル間隔 $-L \leq l \leq L, -M \leq m \leq M$ にわたって最小二乗法を適用すれば次の関係が得られる (L 及び M は速度勾配の大きな速度場に対して大きな値を設定すると、より多くの情報が得られる)

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{l,m} m^2 \sum_{l,m} t' l - \sum_{l,m} l m \sum_{l,m} t' m \\ -\sum_{l,m} l m \sum_{l,m} t' l + \sum_{l,m} l^2 \sum_{l,m} t' m \end{pmatrix} / \left(\sum_{l,m} l^2 \sum_{l,m} m^2 - \left(\sum_{l,m} l m \right)^2 \right) \dots\dots\dots (4)$$

式(4)によって式(3)から流速を評価することができる。なお、式(4)には相関がしきい値(本計算では0.7)以上のデータのみが与えられる。局所定常時間 a 及び計算点からの最大相対空間座標 (L, M) を問題に応じて設定することで種々の流れ場に適した解析が行われる。得られた速度は明らかにノイズの影響と考えられる $u < -100$ cm/s, $u > 200$ cm/s のデータは除去され周囲のデータから補完され平滑フィルターがかけられる。

4. 結 果

本実験では本水槽として二次元水路を使用しているため横断及び縦断方向の流れ場が軸対称とならない可能性があるため事前に確認する必要がある。無気泡状態における流速分布において横断面 ($y-z$ 平面) に弱い循環流が発生するが、この循環流速 (CASE 8 で約 0.9 cm/sec) は jet の着水軸の流速 (25~200 cm/s) と比べ非常に小さいため横断面の影響はないと仮定できる。

4.1 気泡生成機構

最初に、ジェットの着水に伴う気泡生成の力学的原因を明らかにするため界面の状態を調べる。図-2 は CASE 1 における着水点近傍の画像である。jet から運動量の流入により着水点直下において圧力が低下し水位が低下する。その水位の低下と釣り合うために表面張力が働き図-2 に示すように jet と自由水面の間にくさび形の界面が着水点を軸として同心円状にあらわれる。このくさび形状は表-2 に示すように深さ δ 、影響半径 γ 共にパイプ径 R 及び h_d が大きいほど増加する。ここで本

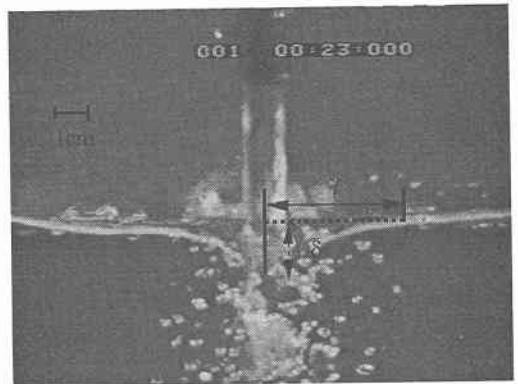


図-2 CASE 1 における気泡生成の様子

表-2 γ と δ の関係

R (mm)	h_d (cm)	γ (cm)	δ (cm)
10	5.2	2.579	1.071
10	1.2	2.579	0.973
10	0.2	1.314	0.584
8	5.2	1.066	0.305
8	1.2	0.609	0.259

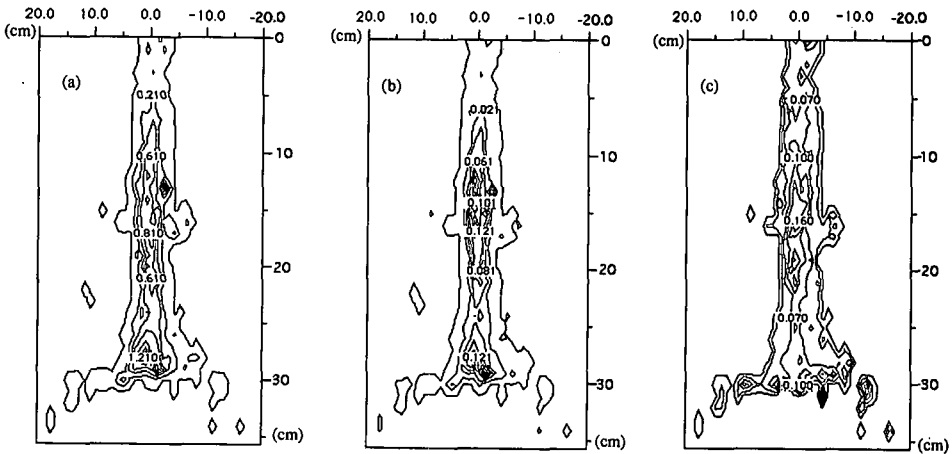


図-3 CASE 6 に対する (a) 気泡数の等高線 (等高線間隔: 0.2 個), (b) ボイド率の等高線 (等高線間隔: 0.02), (c) 平均断面面積の等高線 (等高線間隔: 0.03 cm²)

研究では h_a を jet の変動 (乱れ) のパラメータと定義する。この変動は層流状にパイプから流下した流体が空气中に放出された後の表面張力不安定に起因する変動と空気からの作用によるものを含めたものである。一方, $R=4$ mm (CASE 9~CASE 12) において明確なくさびは現れず, 気泡の生成もなかった。また界面活性剤を使い表面張力を低減された場合はどのケースについても明確なくさびは現れず, 気泡が生成されないか, 非常に微細な気泡が生成されるのみであった。これらの結果から気泡生成は, 流入する運動量 (パイプ径) だけでなく jet の乱れ及び表面張力が重要なパラメータとなるといえる。

図-3 は CASE 6 における (a) 気泡数 (b) ボイド率 (c) 気泡断面面積の等高線を表している。これらの値は 1 cm² メッシュに区切った領域内の 30 フレームの平均値である。(a), (b) は全て水面から約 17 cm 及び約 28 cm の位置において大きな値を示すピークが存在していることを示す。これは生成されたある径の気泡の浮力と流体抵抗がほぼ釣り合った状態を示すものであり, その位置で停滞しているか停滞後上浮する気泡が多いことを示す。(c) は特に流体運動に大きく寄与すると考えられる (抗力の大きな) 径の大きな気泡は第 1 ピーク近傍以上に存在し, それ以下では比較的小さな気泡が主に存在するということを表している。このケースにおける第 1 ピークの平均気泡数, ボイド率, 平均断面面積はそれぞれ 0.77 個, 0.094, 0.120 cm² であった。

図-4 は h_a を変化させたときの第 1 ピークの到達深を表している。定性的に h_a が大きくなれば到達深が小さくなり, jet の変動が大きくなるため気泡の径が大きくなり浮力が増加する。この浮力の増加が抗力の増加率より大きいため到達深が小さくなる。一方, h_a がある一定値以上 (このケースでは 25 cm) では到達深は変化しな

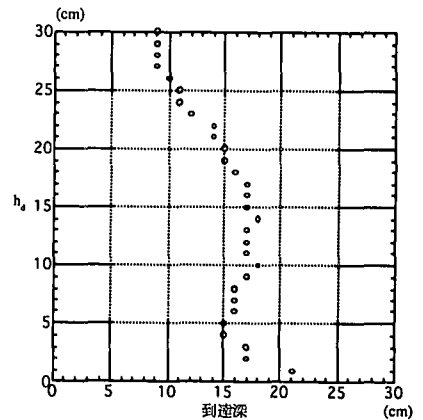


図-4 $R=0.8$ cm における第 1 ピークの気泡到達深

る。気泡の生成は運動量と乱れと表面張力のバランスによる不安定な状態でなされていると考えられるが, この結果は力学的に安定した気泡が生成されるためには限界の値があると考えられ, 限界値以上の気泡は生成されにくいと考えることができる。

4.2 PIV による気泡速度・流速・流速解析

本研究で適応した PIV 法の妥当性を検証するため, 球状 (直径約 1 cm) にまるめた白色粘土を水中に落下させその速度を解析した (図-5 参照)。粘土球の軌跡に沿って約 40 cm 前後の鉛直速度が計算されている。粘土球は完全に球でないため回転しながら左右にゆらゆら移動しながら落下するが, この時移動方向に応じて正負に変化する水平速度もまた十分に解析されている。ビデオ画像から粘土球中心を追跡することで得られた平均落下速度は約 42.36 cm/s であり本 PIV 法の結果と一致する。回転により局所的に速度が変動する粘土球の落下に対しても追従して妥当な速度を解析した本手法は十分な信頼性

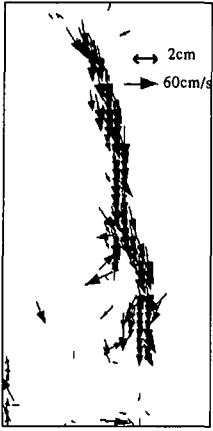


図-5 PIVによる粘土球の速度ベクトル

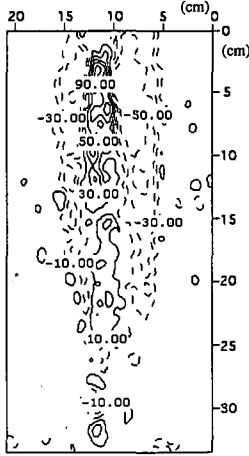


図-6 CASE 2における気泡の鉛直速度の等高線 (等高線間隔; 20 cm/s, 正の速度; 実線, 負の速度; 破線)

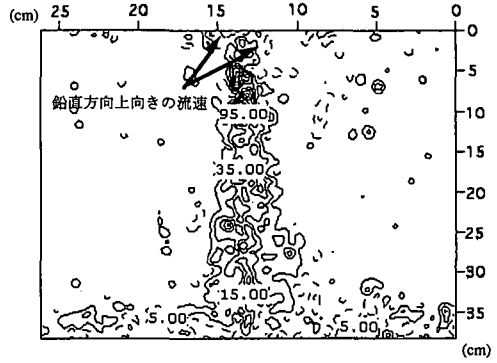


図-7 CASE 2における水粒子の鉛直流速の等高線 (等高線間隔; 10 cm/s, 正の流速; 実線, 負の流速; 破線)

を持つということができる。

図-6はCASE 2に対する気泡の鉛直速度の等高線を表したものである。着水点から鉛直下向きに速い速度で気泡が流下し第2ピーク(3.1参照)である35 cmまで水平方向に拡散しながら速度が減少する。また、着水軸の両側に気泡が浮力によって上昇する鉛直上向きの速度が現れているのがわかる。

図-7は図-6と同一ケースにおける鉛直流速の等高線を示したものである。多様な径を有する気泡の抗力及び浮力の違いのため、局所的に流速が変動するが、定性的に着水直下の鉛直軸に沿って流下し拡散しながらその流速を弱め、底面にあたって軸対称に広がる。気泡上昇領域では気泡に駆動された弱い上昇流が発生する。

4.3 気泡の流体運動への寄与

これらのPIVの結果は、気泡間を通過する流体の局所的な速度変動及びそれに伴う気泡の揺らぎも同時に解析されるため、系全体における気泡の寄与を比較しづらい。この節ではPIVによる気泡速度及び流速解析結果を水深方向に1 cm間隔の代表点についてそのまわりの1 cmの平均を代表平均速度と定義し、無気泡時の流速と比較し気泡の効果を議論していく。

図-8はCASE 2のそれぞれの速度の鉛直分布を着水鉛直軸からの半径方向への距離 r として $r=0$ cm及び $r=3.0$ cm(最大気泡上昇の現れる位置)について表したものである。 $r=3.0$ cmにおける最大気泡上昇速度は、水面に近いほど大きくjet着水後の流入速度の30%を超える。 $r=0$ cmにおける水粒子速度は $z=2$ cm($z/r=12$)までに無気泡時の流速と大きく差があり、この領域で気泡の抵抗を大きく受け逆に気泡はその抗力から鉛直下向

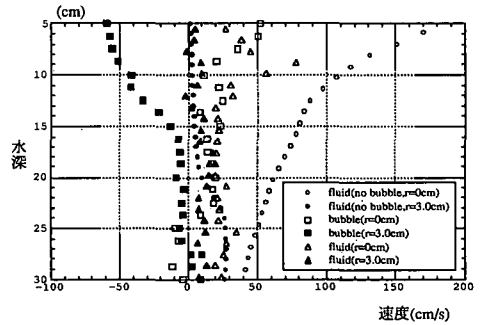


図-8 CASE 2における平均気泡速度及び水粒子速度の鉛直分布

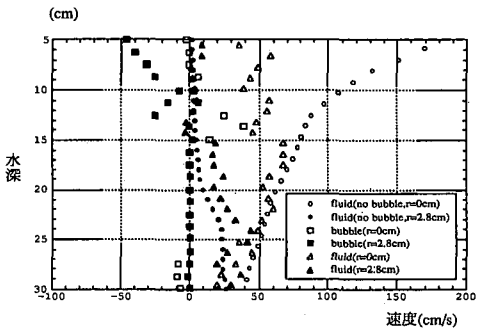


図-9 CASE 1における平均気泡速度及び水粒子速度の鉛直分布

きの加速度を受け取ると考えられる。 $z/r > 12$ 以深では気泡及び水粒子はそれぞれほぼ一定の速度で流下する。この領域では気泡到達深近傍まで維持され、気泡 Reynolds 数及び抗力の変化は非常に小さいと考えられる。

図-9はCASE 1に対する同様な図である。生成される気泡径が大きいため早い段階で気泡は上昇してしまうため $r=0$ cm, $z/R < 12$ では気泡の速度は明確に現れず、

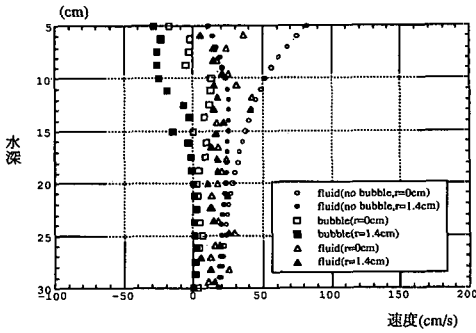


図-10 CASE 6における平均気泡速度及び水粒子速度の鉛直分布

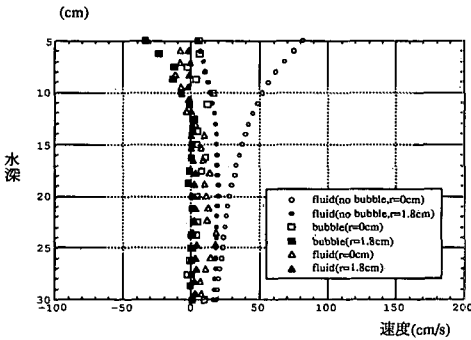


図-11 CASE 5における平均気泡速度及び水粒子速度の鉛直分布

水粒子速度の変化も小さい。しかし大径の気泡の影響が小さくなる $z/R > 15$ では $r = 0$ cm, $r = 2.8$ cm 共に無気泡時の流速分布と定性的に類似した鉛直分布となる。

図-10 は CASE 6 に対する同様な図である。各速度の絶対値は h_d が同一である CASE 2 の約 1/2 となるが、定性的に同様な傾向を持つことがわかる。4.1 の結果より $r = 0$ cm において気泡及び水粒子速度の鉛直変化が小さくなる区間 ($14 < z/R < 20$) では球形気泡を仮定した気泡 Reynolds 数は約 400~500 であり、抗力と浮力が釣り合っていると仮定すると抗力係数は約 0.6 前後と推定できる。 $R = 8$ mm では jet の着水後急速に流速が低下するため、大径の気泡が生成される場合、その浮力によって流体が鉛直上向きに駆動されやすくなる (図-11 参照)。着水後流体から気泡に与えられたエネルギーは逆に気泡上昇時には気泡から流体に与えられ ($z/R < 15$) 弱い上昇流が発生する。定量的にはこの気液間のエネルギーの受け渡しは気泡径・気泡数に依存すると考えられる。CASE 2 と CASE 1, CASE 6 と CASE 5 の最大気泡上昇速度がそれぞれほぼ同一である結果は、最大速度は h_d よりも、jet の運動量に依存することを意味している。これは大径

の気泡は水面から近い領域で上昇しようとするが、流体から抗力が十分に弱くないためその上昇速度は比較的小さく、逆に比較的小径の気泡は流体の水平拡散の影響もあって大きな抗力を受けずに着水軸側方から上昇するため大きな速度で上昇すると考えられる。さらに十分に小さな気泡は粘性抵抗に大きく影響されるので水粒子に追従した運動形態となる。

5. 結 論

- ・生成される気泡状態は流入 jet の運動量、その変動及び表面張力のバランスに依存する。また、jet の着水点近傍にくさび状の水面形が存在し気泡のソースとなる。くさび形状は生成される気泡径、気泡量に大きく関わる。
- ・気泡数、ボイド率は着水軸上に 2 つのピークを持つ。第 1 ピークには比較的气泡径が大きいもの第 2 ピークには小さな気泡が多く存在する。
- ・気泡径が大きくなると気泡到達深は小さくなる。力学的バランスからある一定以上の気泡は形状を維持できないため生成されにくくなる。
- ・速度勾配の大きい速度場に対応可能な拡張された PIV に基づく画像処理方法を示した。粘土球落下テストにより、その妥当性が証明された。
- ・流入流速の 30% に及ぶ気泡上昇速度が着水軸側方で発生する。本実験ケース内ではこの速度の h_d との依存性は低く流入運動量に依存する。これは最大速度を示す気泡径は比較的小さく jet 下の流体の拡散過程に伴って、半径方向に移流された気泡が軸中心近傍の強い抗力を受けないため高速度を示すと考えられる。
- ・jet の流入運動量が比較的小さいが大気泡径が存在する場合 (流入 jet の乱れが大きい場合) 気泡上昇により流体が駆動されやすくなる。

謝辞：本研究を行うにあたり、高速ビデオカメラの借用を許可していただいた北海道開発局開発土木研究所港湾研究室に深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

松本健作・滝川 清・山田文彦・嶋津秀一 (1998): 潜堤上碎波の分類とその内部特性に関する研究, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 101-105.
 Adrian, R.J. (1991): Particle-imaging techniques for experimental tal fluid mechanics, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 23, pp. 261-304.
 Lin, J.C. and D. Rockwell (1994): Instantaneous structure of a breaking wave, Phys. Fluids 6(9), pp. 2877-2879.
 Oguz, H.N (1998): The role of surface disturbance in the entrainment of bubbles by a liquid jet, J. Fluid Mech., Vol. 372, pp. 189-212.