

砕波後の気液混相流体場の力学的運動機構に関する数値解析

陸 田 秀 実*・安田孝志**

1. はじめに

砕波帯内の乱れの組織的渦構造 (大規模水平渦, 斜行渦) に関する実験的研究 (例えば, Nadaoka ら, 1989) は以前からなされており, 最近では 3 次元数値計算 (渡部ら, 1998) によって, その生成・発達機構も明らかにされつつある. 海岸工学分野において, 砕波帯における渦構造は, 波高減衰や漂砂等に関わる重要な現象である. また, 環境流体力学分野においては, 自由表面近傍の乱流構造が, 地球環境問題と密接に関わる気液界面での熱・物質のスカラ輸送現象に重要な影響を与えるという指摘もなされている (Komori ら, 1989, 1993). このような砕波を伴う複雑な気液混相流体場では, 連行気泡や相界面を介した気液両相の相互作用を無視することは出来ず, この領域の力学的運動機構に対して, むしろ本質的な役割を果たしていると言える. しかしながら, その取り扱いが非常に困難なため, 既存の研究において気液両相の挙動を直接的に考慮した厳密な数理モデルは未だ確立されていない.

近年の計算流体力学の急速な進展に伴い, C-CUP 法に基づく固気液共存場に適用可能な数値計算スキーム (陸田ら, 1998) は, 相界面に対して境界条件を用いることなく, 非圧縮性/圧縮性流体場を同時解法しており, 多相流体場の統一解法として有力な手法の一つと言える.

本論文では, この数値計算手法を用いて, 砕波後の大規模ジェットにより生成される気液混相流体場のスプレッドアップサイクル過程の数値解析を行い, 砕波帯における連行気泡を含めた流速場の 3 次元構造および組織的渦構造について, その実態の解明を図る. さらに, 砕波帯における自由表面付近の組織構造と気液界面を介した熱・物質輸送機構との力学的関連性についても議論する.

2. 数値計算手法の概要

(1) 支配方程式とその解法

支配方程式は, 前報と同様に 3 次元圧縮性粘性流体に

対する Navier-Stokes 方程式, 密度と密度関数の質量保存式, 時間発展型の圧力方程式および理想気体の状態方程式と, 熱・物質のスカラ輸送方程式である. なお, 本研究では, 気液相と同様に底面形状 (リーフ) を固相領域として取り扱い, 相界面での煩雑な境界条件の設定を排除している.

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + F_i \quad \dots (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad \dots (2)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial t} + \frac{\partial (\phi_l u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad \dots (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u_j \frac{\partial P}{\partial x_j} = - \rho C_s^2 \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad \dots (4)$$

$$P = \rho RT \quad \dots (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x_j \partial x_j} \quad \dots (6)$$

ここで, ϕ_l は l 相の密度関数 ($0 \leq \phi_l \leq 1$), F_i は外力 (表面張力を含む), μ は粘性係数, ρ は密度, R は気体定数, T は温度, C はスカラ濃度, D は物質拡散係数をそれぞれ示している. なお, 表面張力および音速 C_s の取り扱い, C-CUP 法に基づく数値アルゴリズム, 気液相の物性値については前報と同様である. 但し, 圧力の収束計算には ILUCGS 法を用い, 収束判定は誤差 2 乗ノルムを 10^{-12} 以下とし, 演算スピードの大幅な高速化を図った.

(2) 初期条件と境界条件

天端水深 0.1 m のダブルリーフに定常孤立波 (入射波高水深比 $H_1/h_1=0.5$) を入射させ, 相界面において大規模な乱れを発生させる複合型砕波のケースを解析対象とした. なお, 3 次元計算の負荷を軽減するため, まず始めに断面 2 次元の境界積分法による伝播計算を行い, 砕波直前の波形および内部流速・圧力場を用いて, 本計算の初期条件とした. この時, 初期の波峰線方向の各物理量は一定とし, 気相領域の流速はゼロ, 圧力は大気圧とした. 波向き方向 x , 波峰線 (奥行き) 方向 y , 鉛直方向 z のデカルト座標系における格子数および格子間隔は,

* 正会員 工修 岐阜大学助手 工学研究科環境エネルギーシステム専攻
** 正会員 工博 岐阜大学教授 工学研究科環境エネルギーシステム専攻

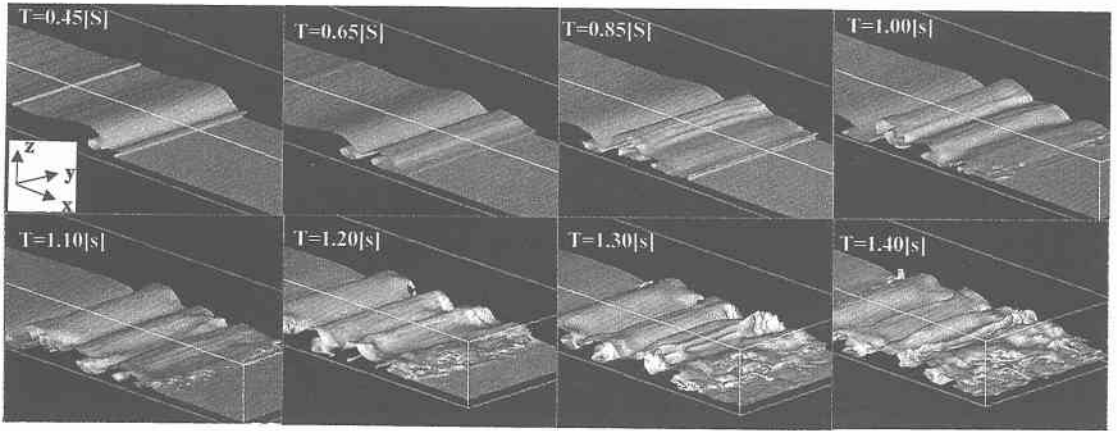


図-1 ジェット突入後のスプレリアップサイクル過程における波形変化(複合型砕波)

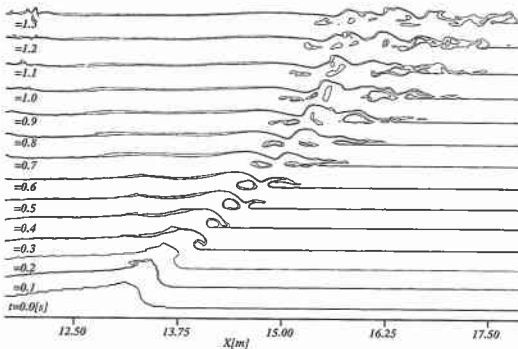


図-2 連行気泡を伴う砕波後の波形変化($y=0.75$ m断面)

$402 \times 37 \times 62$, $dx = dz = 0.016$ m, $dy = 0.05$ mとした。

各相界面での境界条件は同時解法であるため全く必要としない。また、波向き方向には流入・流出境界条件、波峯線方向には周期境界条件、上面には流出境界、下面には non-slip 条件をそれぞれ適用した。なお、流体の保存性については誤差 3% 以内に留めることにした。

3. 砕波後の波形変化と気液相の 3 次元流速場

(1) 連行気泡を伴う波形変化

図-1 は、大規模ジェットを伴う複合型砕波の波形変化($t=0.4 \sim 1.4$ s)の鳥瞰図を示したものである。ジェットの岸向き質量・運動量輸送に伴い、第1, 第2, 第3スプレイが次々と生成され、このスプレリアップサイクル過程が進行するにつれて、2次元性の強い波形がポアフロントを中心に3次元化していく様子が再現されている。図-2 は、奥行き中央断面($y=0.75$ m)における連行気泡を伴う砕波後の波形変化を示したものである。液滴の分裂・飛散・合体だけでなく、連行気泡の変形・分裂・合体も同時に再現されており、大規模な水塊の巻き

上がりとともに気相と液相が混合・拡散し、ポアフロントの形成が行われていく様子がわかる。

(2) 流速場の 3 次元構造

図-3, 4 および 5 は、それぞれ奥行き中央断面($y=0.75$ m)、静水面付近の断面($z=0.09$ m)、ポア前方・後方の断面($x=17.5, 15.5$ m)における気液両相の流速ベクトルを示したものである。図-3 より、スプレリアップサイクル過程において連行気泡を伴う気液両相の脈動的な流速場が発達し、気液界面を介した相互作用が活発であることが示唆される。また、図-4 から、第2スプレイ形成過程までは大規模水平渦を伴う2次元性の強い流速場が形成されているが、その後は3次元的な波形変化とともに間欠的な流速場が形成されることがわかる。さらに、図-5 から、ポア前方・後方ともに絶対値は小さいものの旋回性の渦構造が確認できる。この渦は第1スプレイ生成時には既に形成されており、斜行渦の生成・発達につながる回転運動と考えられる。

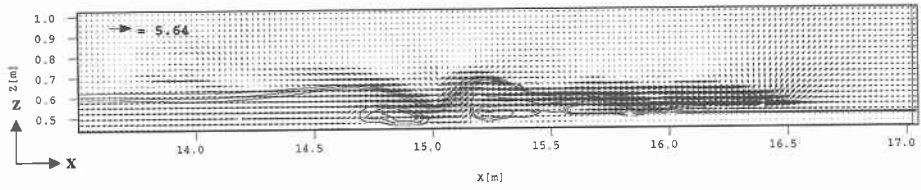
図-6 および 7 は、 $t=1.4$ s の各断面における渦度とせん断変形の分布を示したものである。図から、粘性作用は気液界面において最も卓越していることがわかる。特に、ポアフロントの波形の3次元化が急速に進むにつれ、気液混相乱流場が波峯線方向にも拡がり、複雑な渦運動の形成・相互干渉が行われると考えられる。

4. 砕波帯の気液混相流体場の組織的運動機構

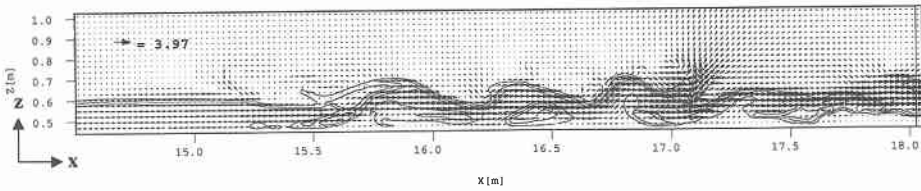
渦度や変形速度テンソルの絶対値の大きい領域を基に乱流中に存在する普遍的な秩序構造を抽出し、これが乱流構造や熱・物質輸送現象に大きな役割を果たすことが指摘されている。ここでは、連行気泡を伴う砕波帯の秩序構造を抽出し、組織的渦構造の実態を解明する。

(1) 秩序構造の抽出方法

a) ヘリシティ

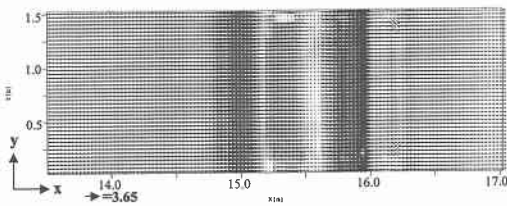


(a) 第2スプレイ生成時 ($t=0.8$ s)

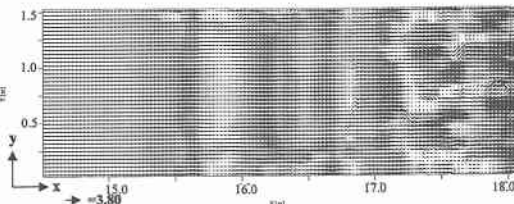


(b) スプレイアップサイクルの発達時 ($t=1.4$ s)

図-3 奥行き中央断面 ($x-z$ 平面) における気液両相の流速場

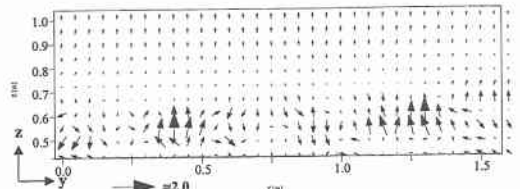


(a) 第2スプレイ生成時 ($t=0.8$ s)

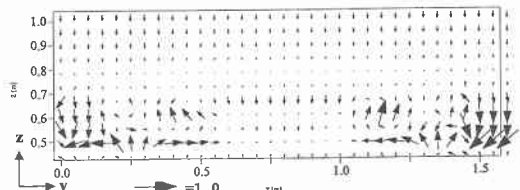


(b) スプレイアップサイクルの発達時 ($t=1.4$ s)

図-4 静水面付近の断面 ($x-y$ 平面) における気液両相の流速場



(a) ボア前方付近 ($x=17.5$ m)



(b) ボア後方付近 ($x=15.5$ m)

図-5 波峯線に平行な断面 ($y-z$ 平面) における気液両相の流速場 ($t=1.4$ s)

乱流の秩序だったコヒーレント構造を記述するのに適した概念であるヘリシティ h は、流体運動の非一様性・非等方性を示しており、エネルギーカスケード過程の弱さの尺度であるとともに、形成されたコヒーレントな乱流構造の持続性とも密接に関わる擬スカラー量である (吉澤ら, 1992)。ヘリシティ h は速度ベクトルと渦度ベクトルの内積で以下のように定義される。

$$h = \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} = u \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + v \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + \omega \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \dots \dots \dots (7)$$

ここで、定義より2次元流ではヘリシティはゼロとなる。

b) ヘシアン

乱流中の渦構造抽出アルゴリズムは、数多く提案されているが、その中でも速度勾配テンソルの第2不変量 Q

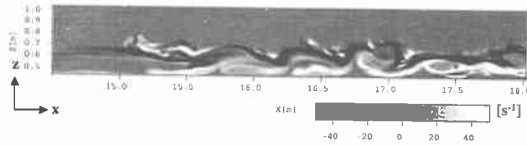
(圧力のラプラシアン)を導入する方法 (Soria ら, 1994) が有名である。これは、対称成分である変形速度テンソル S_{ij} と反対称成分である渦度テンソル ω_{ij} を用いて、以下のように定義され、流体の回転と歪みの相対的な指標となるものである。

$$Q = \frac{1}{2} (\omega_{ij} \omega_{ij} - S_{ij} S_{ij}) \dots \dots \dots (8)$$

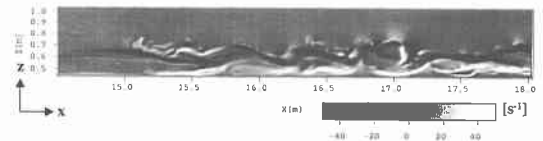
すなわち、 Q の正值は局所的な散逸を伴わない回転運動の卓越する領域を表している。

(2) 砕波後に出現する3次元組織的渦構造

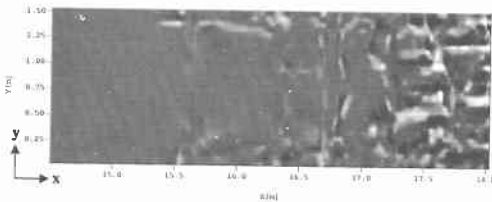
図-8は、ヘリシティの等値面 ($h=30$) を示す。図から、スプレイアップサイクル過程の進行とともに流速場の3次元性が増し、それに伴って、ヘリシティ効果が空間的に拡がり、特にボアフロンで顕著となっている。



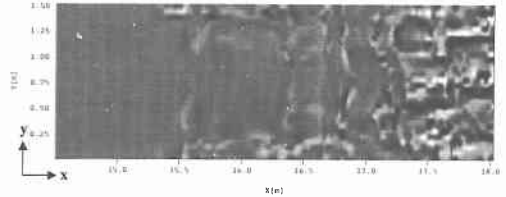
(a) 奥行き中央断面 ($x-z$ 平面, $y=0.75$ m)



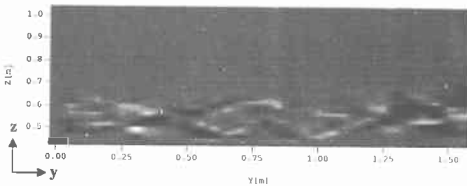
(a) 奥行き中央断面 ($x-z$ 平面, $y=0.75$ m)



(b) 静水面付近の断面 ($x-y$ 平面, $z=0.09$ m)

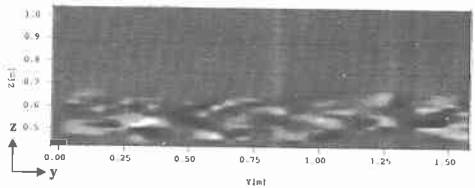


(b) 静水面付近の断面 ($x-y$ 平面, $z=0.09$ m)



(c) ポア前方付近の断面 ($y-z$ 平面, $x=17.5$ m)

図-6 気液界面に発達した渦度の分布 ($t=1.4$ s)



(c) ポア前方付近の断面 ($y-z$ 平面, $x=17.5$ m)

図-7 気液界面に発達したせん断変形の分布 ($t=1.4$ s)

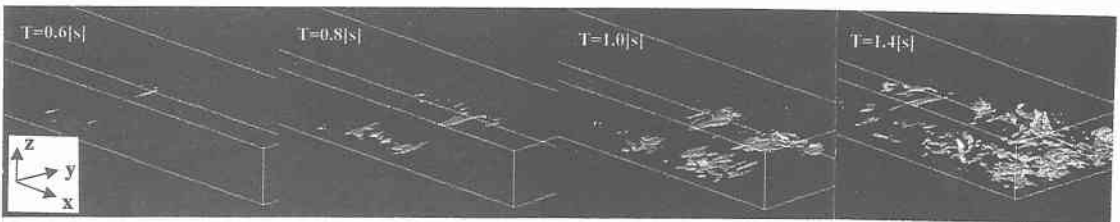


図-8 ヘリシティにより抽出された碎波帯の3次元組織的渦構造

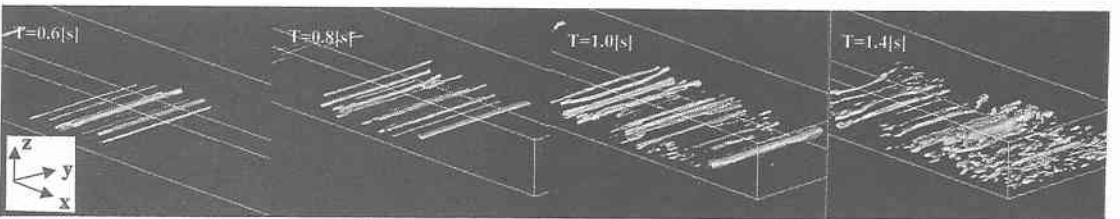
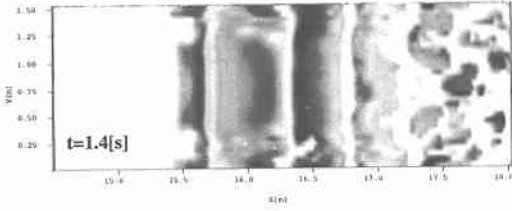


図-9 ヘシアンにより抽出された碎波帯の3次元組織的渦構造

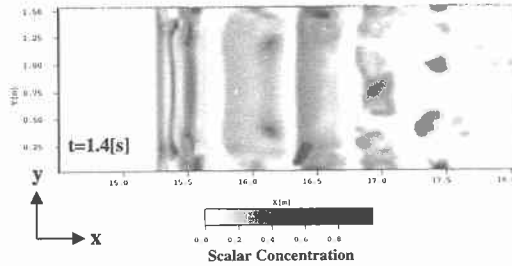
つまり、碎波帯では空間対称性が大きく破れ、非一様かつ非等方的な流速場が形成されている。

図-9は、ヘシアン等の等値面 ($Q=300$) を示す。図から、ポアの中央および後方には波峰線に平行な軸を持つ回転運動を伴う管状の渦構造が次々と形成され、これら渦管が大規模水平渦を形作っていることになる。定義よ

り、この領域では局所的散逸よりも回転運動が卓越していることになる。また、渦管の中は一般に低圧であり、連行気泡の存在する領域に概ね対応している。さらに、スプレリアップサイクル過程が進むにつれ、管状の渦管が切れ切れとなり、大規模渦構造は消滅していく。



(a) 静水面付近 ($z=0.09$ m)



(b) 底面付近 ($z=0.016$ m)

図-10 パッシブスカラー濃度の等値面 (x - y 平面)

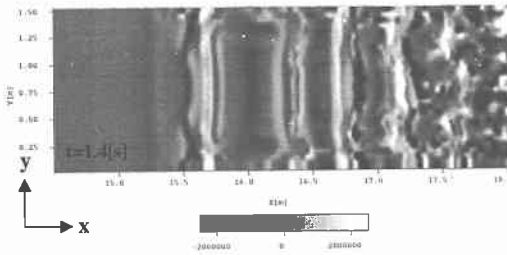


図-11 静水面付近の鉛直上昇流および下降流を伴う間欠的な構造

5. 砕波帯の組織的渦構造とスカラー輸送の関連性

砕波帯の気液混相流体場に出現する組織構造とスカラー輸送との関連性を検討するため、永翁ら (1998) と同様に前述のパッシブスカラー輸送方程式 (6) を用いて、スカラー濃度分布の時間発展計算を行った。なお、気液各相の初期濃度を便宜的にそれぞれ $C=1, 0$ とした。

図-10 は、静水面付近および底面付近の x - y 平面 ($z=0.09, 0.016$ m) におけるスカラー量 C の濃度分布を示したものである。図より、スプレイアップサイクル過程が進行するにつれ、スカラー濃度は液相中に混合・拡散し、その影響は底面付近にまで達していくことがわかる。図-11 は、 $t=1.4$ s の静水面付近の x - y 平面 ($z=0.09$ m) における鉛直方向の瞬間的な流速場から圧力歪

み積 $\int(\partial\omega/\partial z)$ を算出したものである。図から、自由表面付近には上昇流と下降流を伴う間欠的な構造が多数出現し、これらと前述の図-6 (b) で示した表面渦とが複雑に相互作用することで、自由表面付近の流体が入れ替わる表面更新が行われている。以上のことから、スカラー輸送が促進される領域は、複数の組織的渦構造の相互干渉が行われる領域と鉛直方向の歪速度の卓越する領域に対応しており、自由表面に出現する組織構造とスカラー輸送には非常に深い関連性があると言える。

6. 結 論

本研究では、固気液共存系を同時解法する数値スキームを用いて、砕波後の連行気泡を伴う混相流体場のスプレイアップサイクル過程における力学的運動機構について数値解析を行った。その結果、第2スプレイ着水以降に波形の3次元性が顕著となり、それに伴って、砕波帯内の流速場の3次元構造が出現することが分かった。また、瞬間的な流速場に対して秩序構造の適切な抽出法を適用することにより、組織的渦構造の生成・発達過程が明らかとなった。さらに、砕波帯の自由表面近傍において出現する鉛直方向に軸を持つ表面渦と鉛直歪速度の相互干渉が、気液界面を介したスカラー輸送現象と密接に関わっていることを明らかにした。

最後に、本研究は文部省科研費奨励 (10750387) および基盤 C2 (10650501) の成果であることを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

永翁竜一・斉藤隆之 (1998): 十分に発達した自由表面乱流場に出現する組織構造と熱・物質輸送機構との関連性, 機械論文集 (B 編), 64 巻, 620 号, pp. 1025-1032.
 陸田秀実, 河合ひろみ, 安田孝志 (1998): C-CUP 法による気液界面の直接数値計算, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 55-59.
 吉澤 徹, 横井喜充 (1992): 乱流の秩序構造と空間対称性の破れ, 生産研究, 44 巻, 2 号, pp. 50-55.
 渡部靖憲, 森 憲広, 佐伯 浩 (1998): 砕波の 3 次元 Large Eddy Simulation, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 146-150.
 Komori S., Y. Murakami and H. Ueda (1989): The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, J. Fluid Mech., 203, pp. 103-123.
 Komori S., R. Nagaosa, Y. Murakami, S. Chiba, K. Ishii and K. Kuwahara (1993): Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface, Phys. Fluids, 5(1), pp. 115-125.
 Nadaoka K., M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulence flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., 204, pp. 359-387.
 Soria J., R. Sondergaard, B. J. Cnatwell, M. S. Chong and A. E. Prry (1994): A study of the fine-scale motions of incompressible time-developing mixing layers, Phys Fluids, 6(2), pp. 871-884.