

Dynamic-LES 乱流モデルを用いた砕波後の連行気泡と 乱流特性に関する数値解析

陸田 秀実*・河合ひろみ**・安田 孝志***

1. 緒 論

砕波によって連行される気泡の規模は砕波規模が増すにつれて増大し、かつ気泡径は多重スケール構造を持つため、最先端の実験機器を使用したとしても、その流体運動を捉えることは非常に困難である。この気液混相領域の物理的運動機構においては、大小様々なスケールの気泡の挙動、気泡同士の相互干渉、気泡と自由表面の相互干渉、大規模組織渦と気泡の相互干渉など、気泡の存在を無視することが出来ず、むしろ本質的な役割を果たしている可能性がある。しかしながら、理論的・実験的に砕波後の気液混相乱流場を取扱うことが非常に困難なため、連行気泡の挙動や気液混相乱流場の流体特性の詳細は未だ不明のままである。

そこで、本研究では、多相流体場を統一的に取り扱うことが可能な C-CUP 法 (Yabe ら, 1991) に基づく数値計算手法に Dynamic LES 乱流モデル (Germano ら, 1991) をを組み込み、砕波後の連行気泡を考慮した気液混相乱流場の数値解析を行う。これによって、従来の数値計算手法において無視されてきた連行気泡の挙動特性を明らかにするとともに、砕波後の連行気泡の果たす役割を数値流体力学のアプローチによって明らかにする。また、砕波帯の連行気泡を伴う気液混相乱流場の乱流特性についても検討を行う。

2. 数値計算手法

(1) 支配方程式

支配方程式は、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である。

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

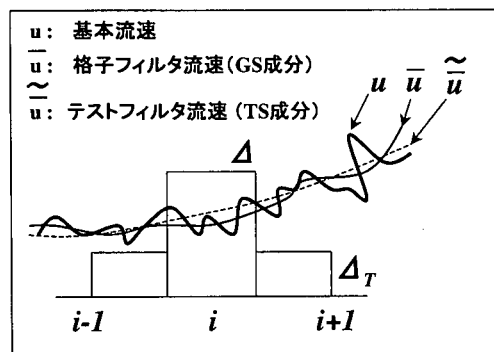


図-1 Dynamic-LES 乱流モデルの概念図

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

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

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

$$P = \rho R T \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 ϕ_i は i 相の密度関数 ($0 \leq \phi_i \leq 1$)、 F_i は外力 (表面張力を含む)、 μ は粘性係数、 ρ は密度、 C_s は音速、 R は気体定数、 T は温度をそれぞれ示している。以上の支配方程式に対して、陸田ら (1998, 1999) と同様に固気液 3 相を統一的に取り扱うとともに、次節に示す Dynamic-LES 乱流モデル (図-1: 概念図) を導入する。

(2) Dynamic-LES 乱流モデル

砕波後の気液混相乱流場は、ジェット突入による乱流への遷移・発達、波面衝突時の流れ場の引き延ばしによる垂直応力の再分配、気液相の界面におけるせん断応力など様々な様相の乱流を含む複雑乱流場である。このような流れ場では、種々のモデル定数を用いた既往の乱流モデルによる予測には自ずと適用限界があり、また最適なモデル定数を選定することも困難な状況にある。

一方、本論文で採用する Dynamic-LES モデルは、モデル定数を LES の解自体から動的 (ダイナミック) に算出し渦粘性係数を時空間的に与えるものであるため、種々の流れ場に適用できる普遍的な乱流モデルである。

具体的には、図-1 に示すように、前節の支配方程式の

* 正会員 博(工) 広島大学助手 工学部エンジニアリングシステム
(地球フロンティア研究システム研究員)
** 名古屋港管理組合
*** 正会員 工 博 岐阜大学教授 環境エネルギーシステム専攻

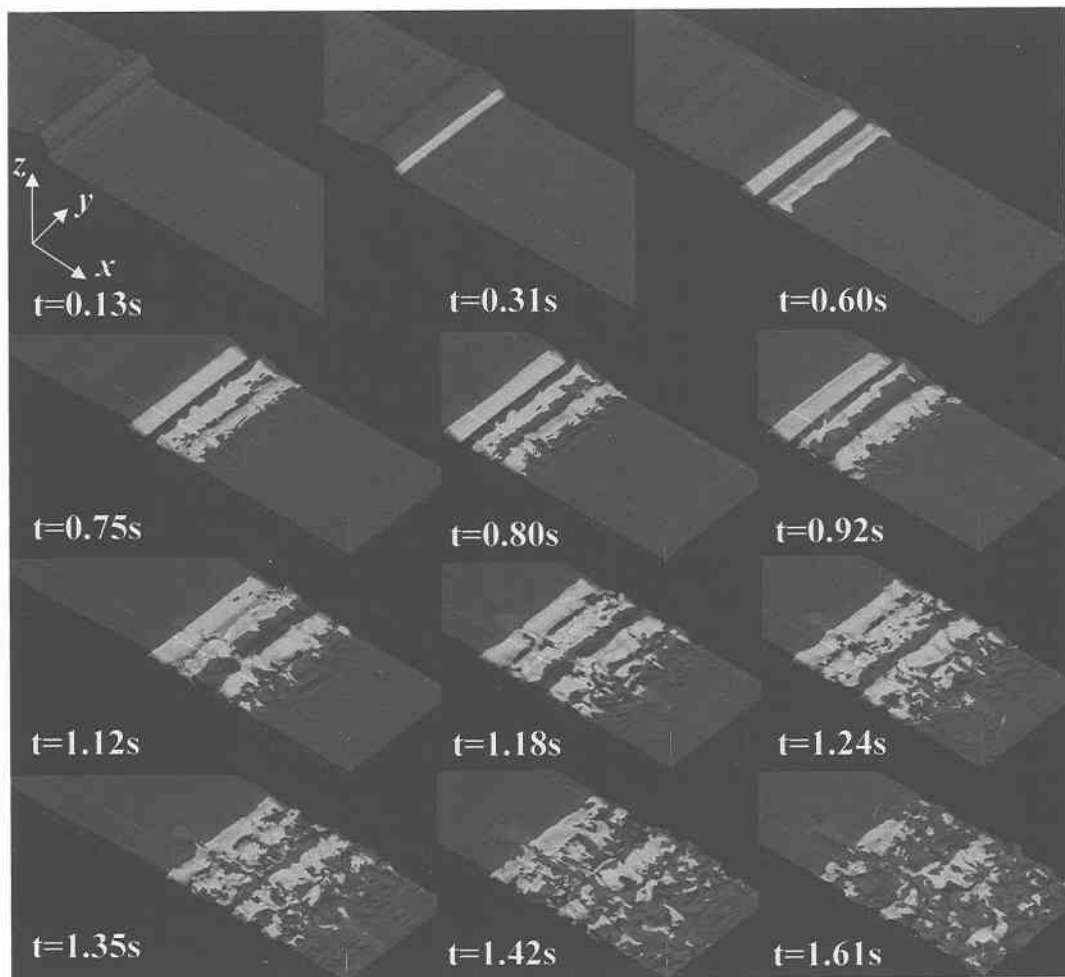


図-2 砕波後の進行気泡の3次元挙動の可視化

解 u に対して格子サイズより高波数の変動を除いたグリッドスケール成分 $\bar{u}$ (格子フィルタ) が計算格子で解析されると考え、仮に、さらに粗い格子を考えると、より低波数までフィルタされた滑らかな分布 $\tilde{u}$ (Test フィルタ) が仮定される。したがって、LES における基礎方程式と同様に、フィルタ操作後の N-S 方程式(ここでは、省略)には、以下に示す SGS (Sub-Grid Scale) 応力項が生じる。

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (6)$$

この SGS 応力 τ_{ij} に対して、Smagorinsky モデルを適用すると、

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \bar{C} \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (7)$$

ここで、 $\bar{S}_{ij}$ は応力歪みテンソルである。また $\bar{\Delta}$ は格子フィルター幅であり、 $\bar{C}$ はフィルターに対応するモデル定数を表す。

次に、モデル定数 $\bar{C} \bar{\Delta}^2$ は、Lilly (1992) の提案に従えば、最小 2 乗近似により、

$$(\bar{C} \bar{\Delta}^2) = - \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle 2 \bar{M}_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (8)$$

$$L_{ij} = \widetilde{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\tilde{u}_i} \bar{\tilde{u}_j} \quad (9)$$

$$M_{ij} = \alpha^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (10)$$

$$\alpha^2 = \frac{\bar{\tilde{C}} \bar{\tilde{\Delta}}}{\bar{C} \bar{\Delta}} \quad (11)$$

となる。ここで、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均操作を示している。また $\bar{\tilde{\Delta}}$ は Test フィルタ幅であり、 $\bar{\tilde{C}}$ はモデル定数を表す。なお、フィルター幅や Test フィルタにおける差分式については、谷口 (1995) に習うことにした。以上、式 (8) を式 (7) に代入しモデル定数を時空間的に求めることが可能となる。

(3) 初期条件と境界条件

入射波は定常孤立波とし、海底地形はリーフ形状とし

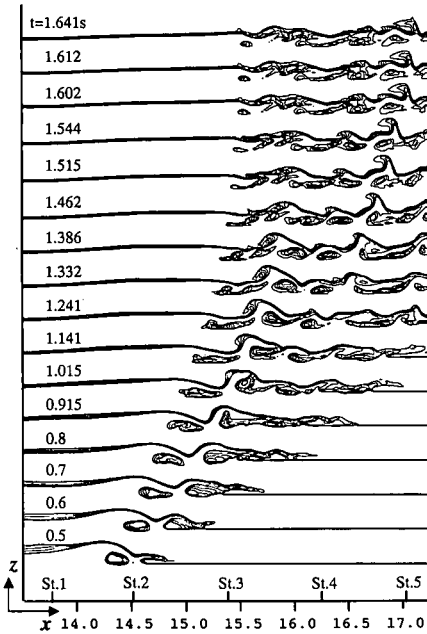


図-3 連行気泡を伴う砕波後の波形変化と気泡分布

て、強制的に砕波現象を発生させる。初期の気相領域の流速はゼロ、圧力は大気圧とした。境界条件としては、波向き方向には流入・流出境界、波峯線方向には周期境界、上面境界には開放境界とした。なお、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、相界面での複雑な境界条件の設定を排除している。

計算条件は、陸田ら（1998, 1999）と同様である。波向き方向 x 、波峯線方向 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、 $402 \times 37 \times 62 = 922,188$ 、 $dx=dz=0.016$ m、 $dy=0.05$ m とし、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. 数値計算結果

(1) 砕波後の連行気泡の 3 次元的挙動特性

ここでは、砕波後の連行気泡の時空間的变化について調べ、その 3 次元的な挙動特性について明らかにする。

a) 空間分布特性

図-2 は、砕波後の連行気泡の時空間的变化を可視化したものである。図から、連行気泡は始め 2 次元性の卓越した大規模水平渦によって波峯線方向に一様なチューブ状の分布形態となっている ($t=0.31 \sim 0.75$ s)。その後、スプレィアップが進行するに連れ大規模水平渦が消滅し、それに伴って連行気泡のチューブ形状は切れ切れとなり、3 次元的な挙動を示すことが分かる ($t=0.92 \sim 1.42$ s)。また、この過程において、ボアフロントでは 3 次元的な気泡の巻き込みが活発である。

図-3 は、奥行き中央 $x-z$ 断面 ($y=0.75$ m) にお

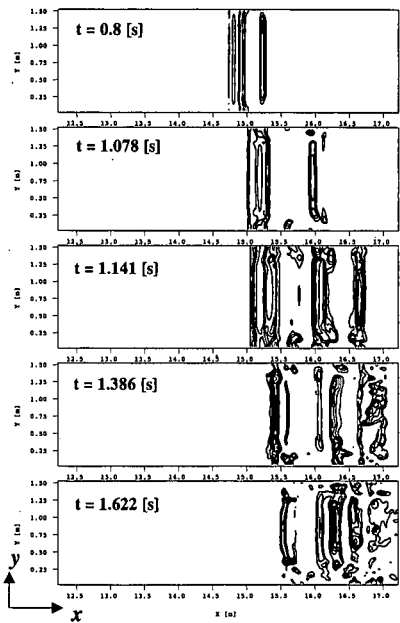


図-4 砕波後の連行気泡の分布（静水面付近の断面）

る砕波後の波形変化と気泡分布について示したものである。図から、砕波後の大規模ジェットの生成からその着水、さらにはスプレィアップサイクルの進行に伴う液滴の分裂・飛散・合体が再現されていることが分かる。また、従来の数値計算において全く考慮・再現されてこなかった砕波後の連行気泡の変形・分裂、さらには気泡同士のコ合体、気泡の離脱過程も同時に再現されている。

図-4 は、静水面付近の $x-y$ 断面 ($z=0.09$ m) における砕波後の連行気泡の分布の時間的变化を示したものである。図から、連行気泡は第 2 スプレィ生成時 ($t=1.078$ s) までは波峯線に沿った 2 次元的な分布特性を示しているが、第 3 スプレィ生成時 ($t=1.141$ s) 以降ではボア前方を中心に 3 次元的な分布形態になるとともに、ボア後方においては 2 次元的な気泡分布が消滅し 3 次元化していくことが理解できる。

図-5 は、十分発達した気液混相乱流場である時刻 $t=1.641$ s の静水面を挟む 6 つの $x-y$ 断面 ($z=0.016 \sim 0.154$ m) における連行気泡の鉛直分布を示したものである。図から、砕波後の気泡分布は、ボイド率としては静水面付近が最大であるが、底面付近や静水面よりかなり上の断面においてもその割合は高く、しかも 3 次元的な分布特性を示している。したがって、こうした多量の連行気泡を伴う気液混相乱流場においては、気液相の相互作用を無視することは出来ないと考えられる。

b) 時間的变化特性

図-6 は、砕波後の気泡領域の体積（静水面下）を算出し、その時系列変化を示したものである。なお、 ϕ_{air} は各

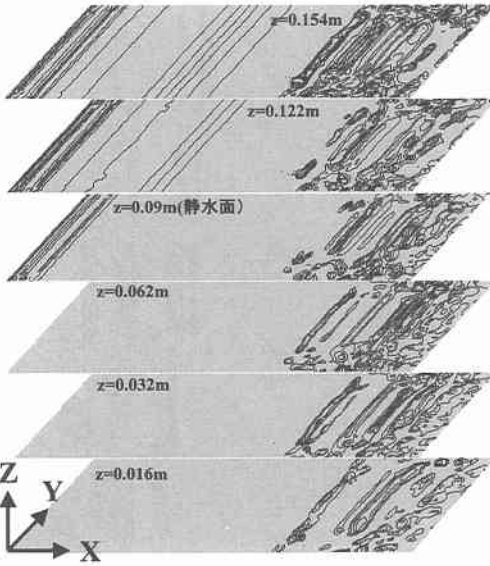
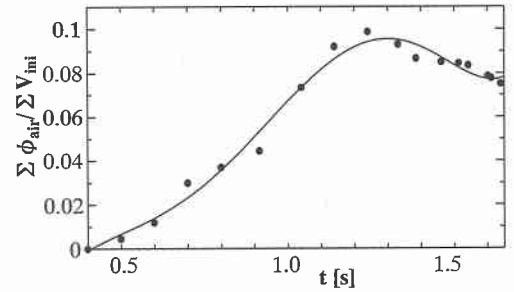
図-5 x-y断面における連行気泡の鉛直分布 ($t=1.641$ s)

図-6 砕波後の連行気泡領域の時間的変化

その後、漸減していくことが分かる。これは、第3スプレイ生成時までは気泡の巻き込みが活発であるが、その後の気泡分布の3次元化が顕著となる時刻以降では気泡の離脱が卓越し始め、徐々に気泡領域は消滅していくものと考えられる。

(2) 砕波後の連行気泡を伴う気液混相流体場の乱流特性

ここでは、砕波後の連行気泡を考慮した気液混相乱流場の乱流特性について調べる。

a) 乱流諸量の時系列特性

図-7、図-8および図-9は、測点 St.2 (ジェット着水点付近)、測点 St.3 (第1スプレイ着水点付近)、測点

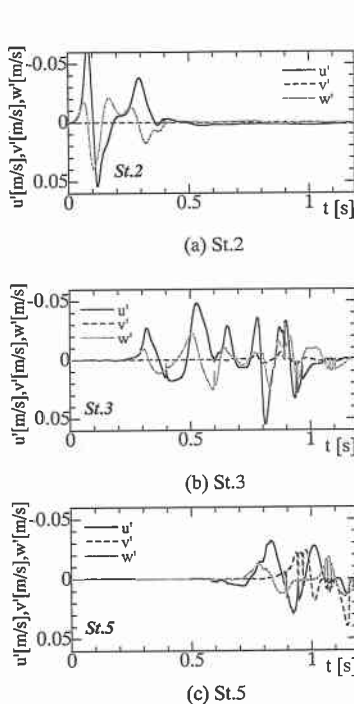


図-7 乱れの時系列

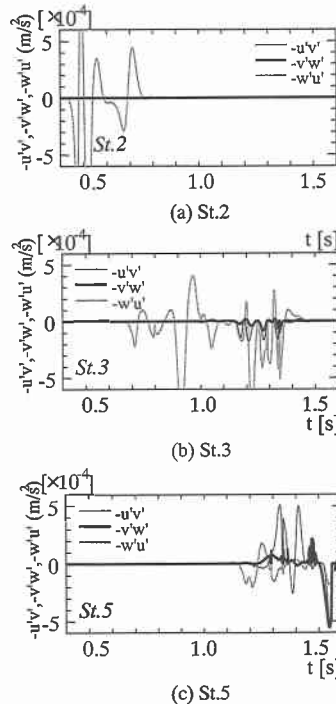


図-8 レイノルズ応力の時系列

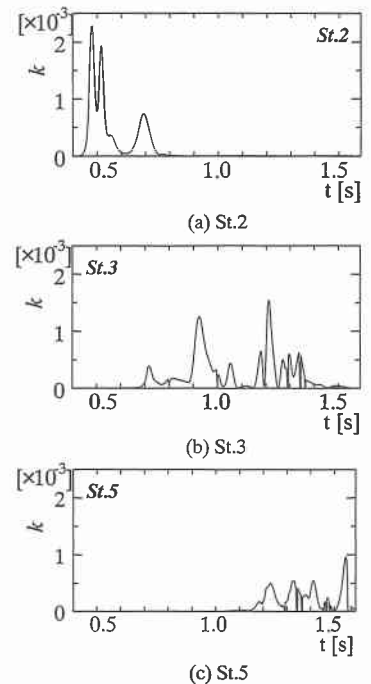
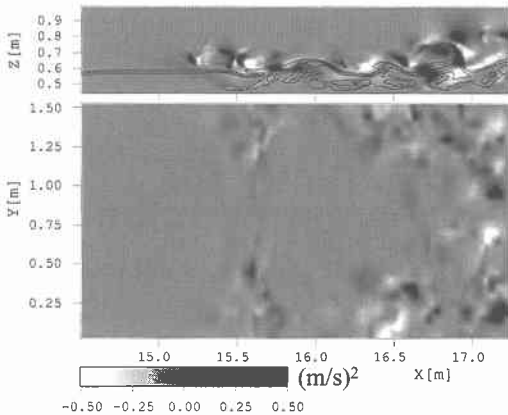
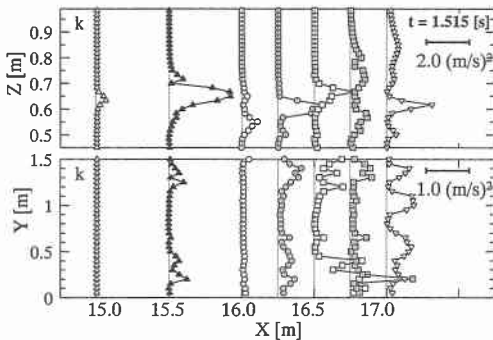


図-9 乱流エネルギーの時系列



図一10 レイノルズ応力の空間分布 ($t=1.515$ s, 上段: $x-y$ 断面, 下段: $x-z$ 断面)



図一11 各軸方向の乱流エネルギーの分布特性

St. 5 (第3スプレイ着水点付近)における乱れ, レイノルズ応力および乱流エネルギーの時系列変化を示したものである。測点2から, まず始めにジェット突入の波面崩壊によって乱れ, レイノルズ応力, 乱流エネルギーが急増・急減していることが分かる。測点3および5から, スプレイアップサイクルにおいて大規模水平渦の進行とともに各諸量は持続的に生成・発達し, 最終的には3方向ともに同程度の乱れ強さとなっている。これは, スプレイアップ過程が基本的に自由せん断乱流に似た流動形態であるため, せん断流による強い速度勾配と気液界面の相互作用によるものであり, その乱流成分に卓越方向がないことを示している。

b) 乱流諸量の空間分布特性

図一10は, 十分発達した乱流状態 ($t=1.515$ s) における奥行き中央断面 ($x-z$ 平面, $y=0.75$ m), 静水面付近の断面 ($x-y$ 平面, $z=0.09$ m) のレイノルズ応力の空間分布を示したものである。図から, レイノルズ応力の発生はスプレイアップサイクルが進行するとともに波動場全体に拡がり, 気液相の界面極く近傍において卓越す

る傾向にある。また, 分布形態については組織的な秩序構造があるわけではなくかなり間欠的であると言える。このことから, 砕波後の乱流混合層においては, スプレイアップサイクルの進行とともに気液両相の相互作用が活発に行われ, その結果として, 乱れの生成・対流・拡散が促進され, レイノルズ応力の分布が間欠的となっていくものと考えられる。

図一11は, 奥行き中央断面 ($x-z$ 平面, $y=0.75$ m) および静水面付近の断面 ($x-y$ 平面, $z=0.09$ m) について, 各軸方向の乱流エネルギーの分布特性を示したものである。図から, 強いせん断層が形成されている気液混合層の上面にあたる自由表面付近において乱流エネルギーの生成は活発であり, その傾向は波峰線方向において3次元である。

4. 結 論

本論文では, 多相流体場を統一的に取り扱うことが可能なC-CUP法に基づく高精度数値計算手法に, 任意定数を用いないDynamic-LES乱流モデルを組み込み, 砕波を伴う気液混相乱流場に適用可能な数値計算手法の開発を行った。その結果, 既往の数値計算的研究において無視されていた砕波後の連行気泡の3次元の挙動特性が初めて明らかになっただけでなく, 砕波後の気液混相乱流場における連行気泡の果たす役割の重要性も明確になった。また, 連行気泡を伴う砕波帯の乱流特性について数値的検討を行い, 第3スプレイが着水し連行気泡が消滅し始める時刻以降において乱流諸量の3次元化が顕著となり, その乱れ強さには方向性がないことが明らかとなった。

謝辞: 本論文は文部省科研費奨励 (10750387) 及び地球フロンティア研究システムの成果であることを付記し謝意を表する。

参 考 文 献

- 谷口伸行 (1995): Dynamic SGS モデルの差分法における定式化, 生産研究, 47 巻, 2 号, pp. 120-123.
- 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.
- 陸田秀実, 安田孝志 (1999): 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, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 161-165.
- Germano, M., U. Piomelli, P. Moin and W. Cabot (1991): A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, Phys. Fluid, A3, pp. 1760-1765.
- Lilly, D.K. (1992): A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method, Phys. Fluid, A4, pp. 633-635.
- Yabe T. and P. Y. Wang (1991): Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid, Journal of The Physical Society of Japan, Vol. 60, No. 7, pp. 2105-2108.