

3 次元 LES モデルによる傾斜式防波堤周辺の乱流特性の数値的検討

Nguyen Danh Thao¹・高木泰士²・柴山知也³・岡安章夫⁴

防波堤や護岸, 海岸堤防などの波浪制御構造物が長期に渡って安定的に機能するためには, 堤体本体に加えて捨石マウンドや被覆ブロック, 根固ブロック等が長期的に安定なことが必要である。防波堤・護岸の基部および法尻部では, 碎波に伴って顕著な乱流場が形成されるため, ブロックの飛散や洗掘, 裏埋土の吸出しといった被害がしばしば発生している。本研究では, 3 次元 LES モデルを用いた数値計算を利用して, これら設置物の最適な設計を行うために必要な基礎的研究を行った。この結果, 3 次元 LES は防波堤や護岸の法尻部や端部において発生する有意な渦流れを再現できることがわかった。

1. はじめに

碎波に伴う乱流の発生は, 碎波帯内における波浪変形や質量・運動量輸送, 漂砂など様々な流体力学的過程に大きな影響を及ぼすことが知られている。碎波の発生により, 碎波帯内の乱れ構造は複雑に変化する。このように複雑な乱流場の構造を理解するため, 過去に多くの研究者により主に実験的な観点に基づいた研究が行われてきた。

一方, 数値シミュレーションに基づいて乱流場の構造を理解するための最も基本的な方法は, ニュートン流体に対する基本方程式であるナビエ・ストークスの方程式をそのまま数値的に解く方法で Direct Numerical Simulation (DNS) と呼ばれている。この方法は, 乱流の構造を理解するためには最も直接的かつわかりやすい方法であるといえるが, 原理的には最小単位の乱流規模までを理解するための解像度が必要となり, 現在のコンピュータを用いても現実的には困難な状況といえる。

このため, 乱流現象を数値シミュレーションする方法としては, Large Eddy Simulation (LES) と呼ばれる方法に基づいて解析する方法が主流となっている。この方法では, 計算容量の観点より実行可能な比較的大規模な渦に着目して, この大規模渦に対しては直接数値的な解を求め, それ以下の規模の渦に対しては間接的・経験的な方法を用いてその影響を考慮するという方法により, DNS と比較して計算機の負荷を大幅に軽減することができる。

Wijayarathna・Okayasu(2000)は, 3 次元 LES モデルを構築して, 緩傾斜護岸上の波浪変形や碎波, 遡上, 越波の各現象における乱流の影響を評価している。同様な検討は, Watanabe・Saeki(1999), Christensen ら(2001),

Suzuki ら(2004)においても行われている。このように 3 次元 LES モデルは, 従来の $k-\epsilon$ モデルなどのレイノルズ平均型のモデルに代わる乱流評価の有力な方法として注目され数多くの研究が行われているが, 実際の海岸工学的な課題に 3 次元 LES モデルを使用したという事例はあまり多くはない。そこで, 本研究では傾斜式護岸および傾斜式防波堤周辺の乱流特性を 3 次元 LES モデルを用いて定量的に評価して, 法尻近傍の洗掘防止や被覆・根固ブロックの飛散防止などの実課題に対して 3 次元 LES モデルを適用するために必要な基礎的な研究を行った。

2. 数値解析モデル

(1) 支配方程式および SGS モデル

解析には, Wijayarathna・Okayasu(2000)の 3 次元のナビエ・ストークス方程式を対象とした LES モデルを使用した。解析は, 比較的規模の大きい渦に対してはフィルターにより広帯域化したナビエ・ストークス方程式を直接解くことにより求め, それ以下の規模の渦(格子スケールよりも小さな渦)に対しては Sub-grid scale (SGS) モデルを適用して間接的に解く。以下に数値解析モデルの概要を示す(Wijayarathna・Okayasu, 2000)。

流体解析の基礎方程式は, 以下に示す空間平均化が施された連続式およびナビエ・ストークスの方程式である。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) + g_i \dots\dots\dots (2)$$

ここで, $\bar{u}_i$ は空間平均化された i 方向成分の平均流速, t は時間, ρ は流体密度, $\bar{p}$ は平均圧力, g_i は重力加速度, τ_{ij} は SGS 応力項であり次式で表される。

$$\tau_{ij} = \bar{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \dots\dots\dots (3)$$

SGS 応力項は, 基礎方程式に間接的に取り込まれる小規模の渦の影響を評価する項であり, 式(2)により乱流構造の全体を表現するためには, 小規模渦の局所的な流れや過去の履歴を適切に表現できる必要がある。

1 M.Eng. 横浜国立大学大学院学生 工学府社会空間システム学専攻
2 正 会 員 修(工) 横浜国立大学助手 大学院環境情報研究院
3 フェロー 工博 横浜国立大学教授 大学院工学研究院
4 正 会 員 工博 東京海洋大学教授 海洋科学部海洋環境学科

現在までのところ、このSGS応力項の評価法として、いくつかの方法が提案されている。例えば、Smagorinskyモデル(Smagorinsky, 1963), dynamicモデル(Germanoら, 1991), k -equationモデル(Christensen, 2006)などが提案されている。この中でもLESのモデル化において最もよく使用されるSmagorinskyモデルをWijayarathna・Okayasu (2000)では使用している。このモデルでは、式(3)のSGS応力項をBoussinesqの渦粘性近似との類推より次式のように定めている。

$$\tau_{ij} = -2\nu_t S_{ij} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 ν_t は渦粘性であり、 S_{ij} は変形テンソルであり、それぞれ以下のように表される。

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \dots\dots\dots (5)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (6)$$

Δ は、格子サイズに関する長さスケールであり、次式で表される。

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z} \dots\dots\dots (7)$$

また、 C_s はこのモデルにおいて唯一使用する無次元定数でありSmagorinsky定数と呼ばれており、Schumann (1987)によれば、値の範囲は0.07から0.21程度をとる。本研究では、 $C_s=0.10$ を使用して検討を行った。

(2) 境界条件

解析領域は、図-1に示すような三次元直交座標系で定義される。各境界条件を以下に示す。

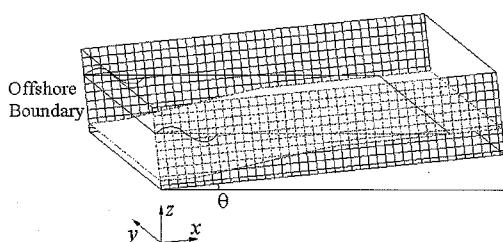


図-1 計算領域

a) 沖側境界条件

入射波は次式に示す通り、アーセル数の大きさによりクノイド波とストークス波の判断がなされ、クノイド波では第3次近似解、ストークス波では第5次近似解が使用される。また、単一方向規則波を使用する。

$$U_r = \frac{HL^2}{h^3} \begin{cases} \geq 25 : \text{cnoidal waves} \\ < 25 : \text{Stokes waves} \end{cases} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 H は入射波高、 L は波長、 h は水深である。

b) 岸側境界条件および構造物境界条件

不透過境界として、流体に対して特別な処理は行わない。

c) 底面境界条件

ノンスリップ条件(壁面境界条件)を用いる。圧力は静水圧近似とした。

d) 側方境界条件

底面境界と同様、ノンスリップ条件を使用した。

e) 自由水面境界条件

自由水面の検出には、VOF (Volume of fluid) 法を使用して、VOF関数 f の移流方程式を解くことで求める。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

上式を解くにあたっては、数値的な不安定を減らすことを目的として、CIP法(Yabeら, 1991)を用いる。自由水面外に流体が飛び出す場合は、質量保存を満たすように調整する。また、自由水面を有するセル内の圧力は、Irregular star法(Chanら, 1970)を用いて求める。

(3) 数値計算方法

自由水面は各タイムステップの初期において更新される。新しい自由水面に対する圧力はポアソン方程式より求められる。ポアソン方程式は式(1)の左辺第1項を次ステップの流速を用いて差分化して、これを式(2)に代入することにより得られる。これをSOR (Successive Over-Relaxation) 法を用いて解いた。得られた圧力場を式(1)に代入して、CIP法を用いて流速場を更新する。

CIP法による計算は2つのステップに分けられる。まず、移流項を除いて差分化した運動方程式(10)を解く。時間的には前進差分を用い、空間的にはStaggered meshを用いた中央差分を使用する。続いてこれにより得られた次ステップの仮の流速値 $\bar{u}_i^*$ を、式(11)が満足されるように補正し、次ステップの流速値 $\bar{u}_i^{n+1}$ を決定する。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \Big|^{n+\frac{1}{2}} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \Big|^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \Big|^{n+\frac{1}{2}} + g_i \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{D \bar{u}_i}{Dt} = 0 \dots\dots\dots (11)$$

3. 数値解析結果

(1) 解析条件

碎波に伴って発生する構造物周辺の乱流場を評価するため、傾斜式護岸(Case1)および傾斜式防波堤

表-1 計算条件

case	構造物 タイプ	波高 (cm)	周期 (s)	水深 (cm)	海底 勾配	斜面 勾配	格子間隔 (cm)	計算領域 (cm)
1	傾斜式 護岸	5.5	1.6	64	1/20	1/2	4×4×4	800×120 ×112
2	傾斜式 防波堤	5.5	1.6	36	1/20	1/2	2×2×2	400×60 ×56

(Case2) を対象として、上述した三次元 LES モデルを使用して解析を行った。計算条件を表-1 に示す。

(2) 解析結果

a) 傾斜式護岸 (case1)

砂地盤が波浪による洗掘を受けて護岸や防波堤のマウンドや前面の被覆ブロックが飛散、消失するといった被害事例が数多く報告されるようになってきた (例えば、五明ら, 1997)。このような洗掘のメカニズムを解明するため、法尻近傍の流速や圧力に着目した研究 (鈴木・高橋, 1998) や地盤内の変動水圧に着目した研究 (名合ら, 1991) が実施されてきた。これらの要因に加えて、碎波帯内において顕著となる乱流特性が被覆ブロックの飛散や法尻部の洗掘に及ぼす影響についても無視できないと考えられる。

ここでは傾斜式護岸を対象とした 3 次元 LES の解析結果を示す。図-2、図-3 は流速ベクトルの断面および平面分布である。碎波に伴い発生する流れは、図-2、図-3 で示される通り、主に岸沖方向へ卓越し、沿岸方向への流れは十分に発達していない。特に護岸斜面や法尻部においては、碎波後の水塊の遡上・流下に伴う顕著な流れが確認される。

このように、護岸や海岸堤防のように設置延長が十分に長い構造物においては、端部を除いて碎波の発生後に

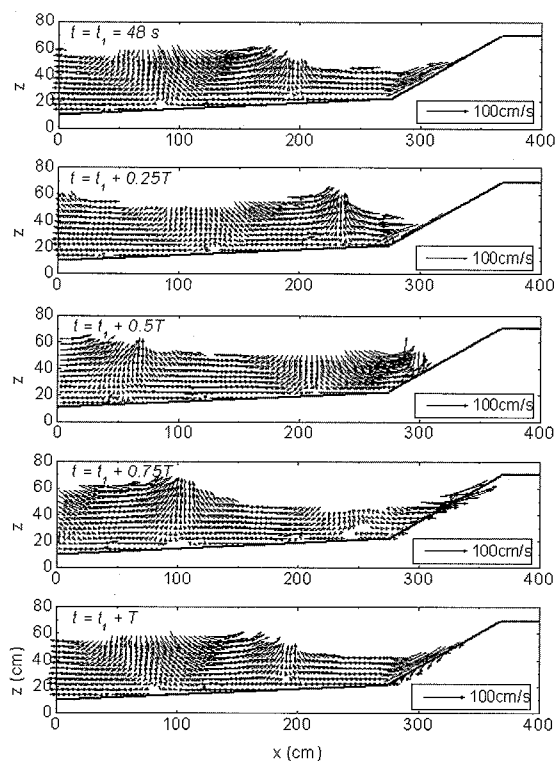


図-2 傾斜式護岸前面の流速分布 (岸沖断面, y =中央測線)

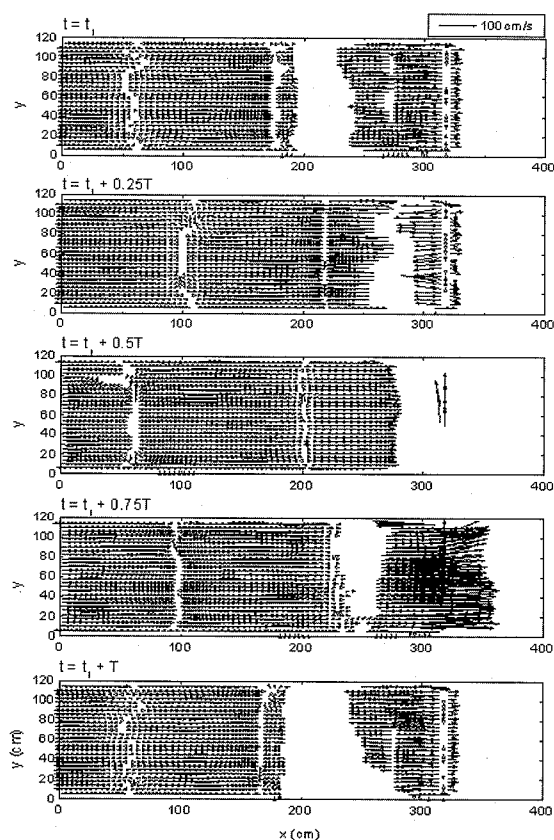


図-3 傾斜式護岸前面の流速分布 (平面分布, $z=44$ cm)

沿岸方向への顕著な流れが発生することなく、岸沖方向への流れに起因する洗掘やブロック飛散等に留意する必要がある。

b) 傾斜式防波堤 (case2)

図-4～図-10 は傾斜式防波堤を対象とした流速分布および渦度分布の結果である。ここで、防波堤延長は計算時間短縮のために通常よりも短く設定している。

入射した波は途中減衰することなく、直接防波堤斜面において碎波する。これに伴って、岸沖方向のみではなく、沿岸方向にも顕著な流れが発生していることが確認される。特に沖側および岸側の法尻端部 4 箇所では周囲と比べて極めて大きい流速の発生が確認される。これは、防波堤が存在する範囲では碎波が発生するのに対して、両脇の非防波堤の範囲では波が碎波せず進行するため、この 2 つの範囲の間で流速の値および位相に顕著な相違が発生し、沿岸方向の圧力に著しい非均衡が生じることがその要因と考えられる。また同様な要因により、図-6 および図-10 では防波堤前面における非碎波と碎波の領域の間で鉛直方向の循環渦が形成される様子が確認される。碎波直前 (上図) と碎波直後 (下図) での渦形成の差異は明瞭であり、防波堤端部においては岸沖方向への

渦に加えて、沿岸方向への渦が形成されることがわかる。

先に示した傾斜式護岸前面の流速場が主に断面2次元的な流れに支配されるのに対して、端部の存在する防波堤においては、断面方向への流れに加えて、平面方向への流れも顕著に発生しており、防波堤周辺の被覆ブロックなどの配置を検討する際には十分に留意する必要がある。

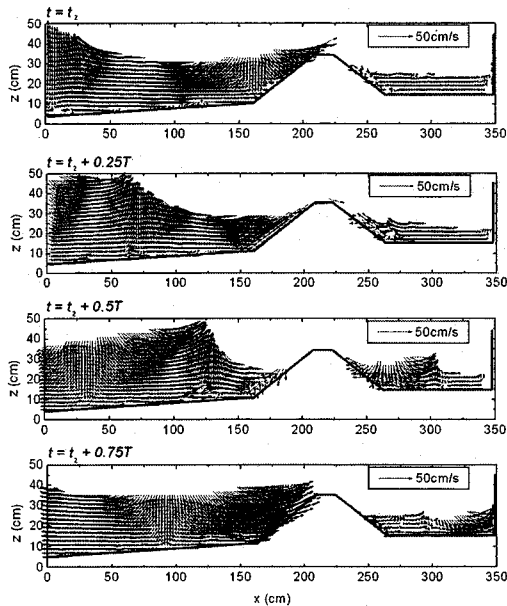


図-4 傾斜式防波堤周辺の流速分布 (岸沖断面, $y=30\text{cm}$)

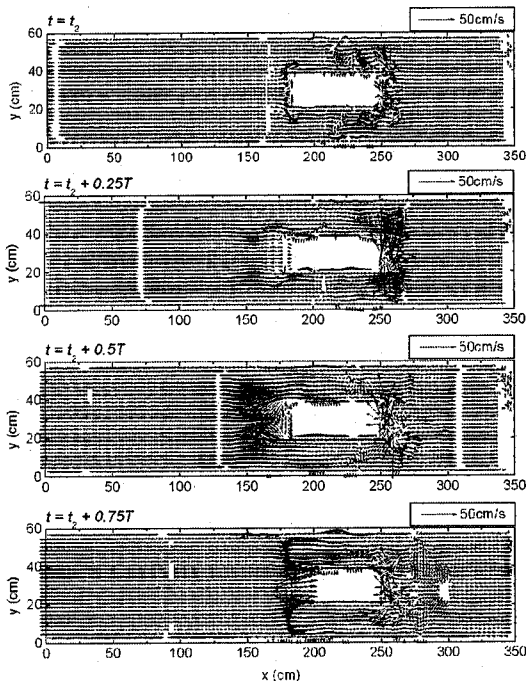


図-5 傾斜式防波堤周辺の流速分布 (平面分布, $z=22\text{cm}$)

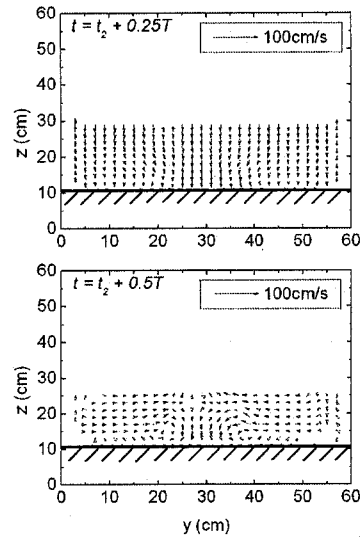


図-6 傾斜式防波堤周辺の流速分布 (防波堤 前面 $x=160\text{cm}$)

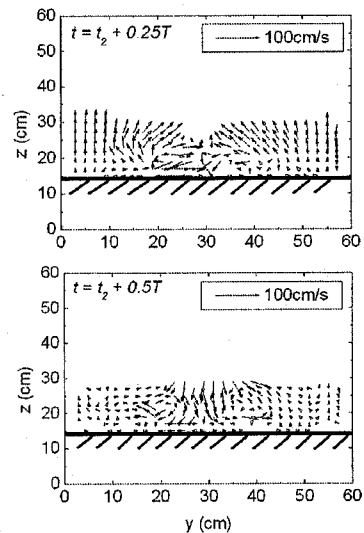


図-7 傾斜式防波堤周辺の流速分布 (防波堤 背面 $x=260\text{cm}$)

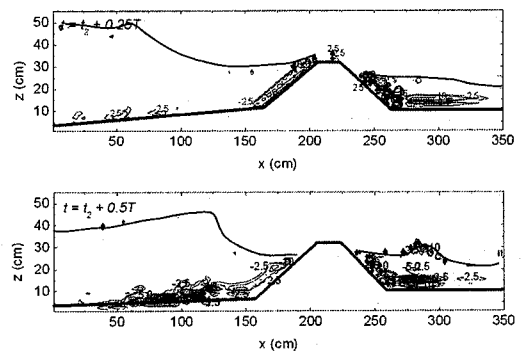
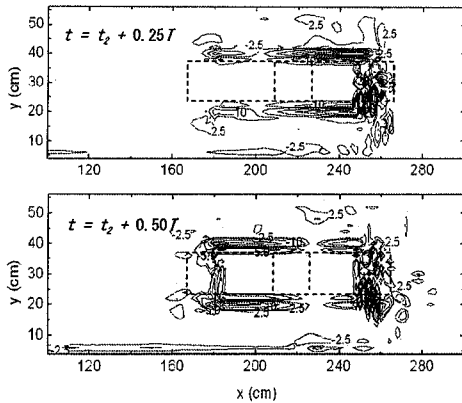
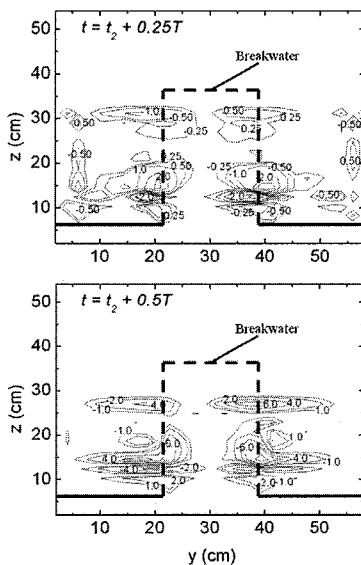


図-8 傾斜式防波堤周辺の温度分布 (岸沖断面, $y=30\text{cm}$)

図-9 傾斜式防波堤周辺の渦度分布(平面分布, $z=22\text{cm}$)図-10 傾斜式防波堤周辺の渦度分布(防波堤 前面 $x=160\text{cm}$)

る。今回は結果を示さなかったが、碎波に伴う護岸周辺の圧力場の時空間的な変動を3次元 LES を用いて求めることで、ブロックの詳細配置の検討を三次元的に行うことも可能である。

4. 結 論

高波浪時の防波堤や護岸の周辺には、碎波や越波に伴い激しい乱流場が形成される。このような乱流は、防波堤や護岸の被覆ブロックや根固ブロックの安定性、また地盤の吸出し等の工学的諸問題に大きく影響を及ぼすと考えられる。しかし、現状において乱流が及ぼす力学的不安定性を十分に反映して設計が行われることは少ない。これは、局所的、瞬間的な乱流を予測することの難しさが一因にあげられる。本研究では、実用段階に到達しつつある3次元 LES を用いて、従来困難であった乱流の予測を精度良く行って、実設計へと反映するための基礎

的な研究として、傾斜式防波堤と傾斜式護岸を対象として3次元 LES を適用して乱流場の数値シミュレーションを行った。この結果、断面方向に加えて、水平方向の乱流の発生状況を再現することができ、護岸端部に設置されたブロックの安定性検討などに3次元 LES モデルが非常に有効であることが確認された。

謝辞：本研究は、独立行政法人日本学術振興会の「アジア・アフリカ学術基盤形成事業」の一部助成を受けて実施した。ここに記して感謝を表する。

参 考 文 献

- 五明美智男・高橋重雄・鈴木高二朗・姜開求(1997)：消波ブロック被覆堤のブロックの安定性に関する現状調査(第2報)－消波ブロックの法尻沈下災害－, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 961-965.
- 鈴木高二朗・高橋重雄(1998)：消波ブロック被覆堤のブロック沈下に関する一実験, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 821-825.
- 名合宏之, 前野詩朗, 西岡操(1991)：変動水圧による構造物の沈下機構に関する研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 826-830.
- Nimal Wijayarathna・岡安章夫・野間崇史(2000)：緩傾斜護岸上の越波量に関するLES数値計算, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 711-715.
- Chan, R. K. C. and Street, R. L. (1970) : A computer study of finite-amplitude water waves, J. Comp. Phys., Vol. 6, pp. 68-94.
- Christensen, E.D. and Deigaard, R. (2001) : Large Eddy Simulation of Breaking Waves, Coastal Eng., 42, pp. 53-86.
- Christensen, E.D. (2006) : Large Eddy Simulation of Spilling and Plunging Breakers, Coastal Eng., 53, pp. 463-485.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. (1998) : A Numerical Study of Breaking Waves in the Surf Zone, J. Fluid Mech. Vol. 359, pp. 239-264.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H. (1991) : A Dynamic Subgrid-scale eddy viscosity model, Phys. Fluids A 3, pp. 1760-1765.
- Suzuki, T. and Okayasu, A. (2004) : Numerical Simulation of 3-D Intermittent Sediment Suspension in the Surf Zone, Proc. 29th Int. Conf. Coastal Eng., ICCE, Vol. 2, pp. 1793-1804.
- Schumann, U. (1987) : Direct and Large Eddy Simulation of Turbulence, Summary of the State of the Art 1997, Lecture series 1987-06, Introduction to the Modeling of Turbulence, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode Saint Genese, Belgium, pp. 1-36.
- Smagorinsky, J. (1963) : General Circulation Experiments with the Primitive Equations, Mon. Weath. Rev., Vol. 91, No. 3, pp. 99-164.
- Watanabe, Y. and Saeki, H. (1999) : Three Dimensional Large Eddy Simulation of Breaking Waves, J. of Coastal Eng., JSCE, Vol. 41, pp. 281-301.
- Wijayarathna, N. and Okayasu, A. (2000) : DNS of Wave Transformation, Breaking and Run-up on Sloping Beds, Proc. 4th Int. Conf. on Hydrodynamics, Vol. 2, Yokohama, Japan, pp. 527-532.
- Yabe, T. and Aoki, A. (1991) : A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. One-dimensional solver, Comp. Phys. Comm., Vol. 66, pp. 219-232.