

砕波による時空間的浮遊砂濃度変動の数値シミュレーション

鈴木崇之*・岡安章夫**・柴山知也***

3 次元 Large Eddy Simulation を用いて, 流体運動の 3 次元性および砕波によるエネルギー減衰を考慮した砕波帯内の流速場を計算した。この流速場を用いて, 砕波下の流体運動によって生じる底質の巻き上げと移流を評価できる底質浮遊モデルを構築し, 砕波帯内での時々刻々の 3 次元浮遊砂濃度分布の算定を行った。その結果, 砕波によって発生する間欠性, 局所性をもった底質の巻き上げと浮遊を計算することができた。また, 浮遊砂濃度場計算結果の検証として, 時間平均した浮遊砂濃度を水理実験結果と比較したところ, 同一オーダーとなっており, 計算の妥当性についても確認することができた。

1. はじめに

砕波帯内では砕波による流体運動により底質が浮遊し, 地形変化に大きな影響を与える。底質巻き上げについてはその局所性と間欠性が指摘され, 流体運動との関連についても研究がなされているが, 3 次元数値計算によって砕波帯内における底質の浮遊現象を時空間的局所性や間欠性を含めて計算しているものは見当たらない。

砕波帯内は, 砕波による強い 3 次元性の流体運動によって局所的, 間欠的に発生する底質の巻き上げが卓越しており, 特に砕波点付近では高い浮遊砂濃度が計測されることが指摘されている (Shibayama ら, 1986)。また, 底質の巻き上げには砕波による乱れの影響が大きいとされている (Nadaoka ら, 1988) ことから, 流体の 3 次元性や砕波による乱れを適切に評価できる数値モデルを用いる必要がある。

本研究で用いる Large Eddy Simulation (LES) では, 設定した計算格子幅よりも大きい流体運動 (砕波による大規模渦等も含む) については直接計算を行い, 計算格子以下の流体運動 (乱れ) についてはモデル化し計算を行っている。このように, 渦スケールを分解して渦構造を追うことにより砕波によるエネルギー減衰を適切に評価でき, また, 計算容量も縮小できるという利点がある。渡部ら (1998) は, 3 次元 LES を用いた砕波後の 3 次元流速場及び渦構造の計算を行い, 3 次元流速場の生成メカニズム, 発達過程を明らかにしている。さらに, 渡部ら (2000) は砕波過程を通して急速に変化する渦生成, 渦成長特性及び渦管同士の相互作用を経由した大規模渦の遷移特性について検討を行っている。Christensen・Deigaard (2001) は, 砕波により発生する斜降渦を 3 次元 LES で計算し, 砕波形式ごとに乱れ構造の解析を行っている。一方 Zedler・Street (2002) は, 砂連上の渦流体運動を 3 次元 LES による解析を行い, van Rijn (1984)

の巻き上げ関数を適用して砂連上の底質巻き上げについて計算している。

本研究では, 砕波帯内の流速場を 3 次元 LES により計算される流速場を用いて, 底質巻き上げと移流を評価するモデルを構築した。そして, 砕波による大規模渦の 3 次元性, 局所性, 間欠性を考慮して算出された流速場によって発生する, 砕波帯内での時々刻々の 3 次元浮遊砂濃度分布の算定を行い, 底質浮遊現象を再現することを目的とした。また, 浮遊砂濃度場計算結果の検証として, 時間平均した浮遊砂濃度を用いて水理実験結果との比較を行い, その妥当性についての検討も行った。

2. 流速場および浮遊砂濃度の数値計算法

(1) 流速場計算の基礎方程式および境界条件

流れ場は, LES の支配方程式である Navier-Stokes 方程式を空間平均の考え方によって, 乱流の速度分布 u_i を計算格子スケール以上の直接計算可能な成分 $\overline{u_i}$ (Grid Scale (GS) 成分) と, それ以下の成分 u'_i (Sub-grid Scale (SGS) 成分) とに分離し計算を行う。なお, 本研究で用いた数値モデルでは, フィルター関数としてガウシアン (Gaussian) フィルターを想定している。以下に空間平均化された Navier-Stokes 方程式を示す。支配方程式の差分スキームには CIP 法を用いた。

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) + g_i \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

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

ここに, u_i は i 方向 (x, y, z) の流速成分を示し, $u_i = \overline{u_i} + u'_i$ である。 τ_{ij} はフィルターによって粗視化された流れにおける残余の応力であり, 計算格子以下の SGS 成分の変動効果を表している (厳密には $\rho \tau_{ij}$ が応力の次元であるが ρ を一定としたため, τ_{ij} を応力と記述する)。 τ_{ij} は, 分子粘性との類推により GS 成分の速度勾配 $\overline{D_{ij}}$ と比例すると考えることができ, 以下のように表せる (梶島, 1999)。

* 正 会 員 博(工) オレゴン州立大学客員研究員 O.H. Hinsdale
Wave Research Laboratory

** 正 会 員 工 博 東京海洋大学助教授 海洋科学部海洋環境学科

*** フェロー 工 博 横浜国立大学教授 大学院工学研究院システムの創生部門

$$\tau_{ij} = 2\nu_e \bar{D}_{ij} \dots\dots\dots (4)$$

$$\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 ν_e は SGS 応力の渦粘性係数であり、本研究では LES において広く用いられているスマゴリンスキーモデル (Smagorinsky, 1963) を適用することとした。

$$\nu_e = (C_s \Delta)^2 |\bar{D}| \dots\dots\dots (6)$$

$$|\bar{D}| = \sqrt{2 \bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij}} \dots\dots\dots (7)$$

$|\bar{D}|$ はグリッドスケールのひずみ速度テンソルの大きさであり、 C_s はスマゴリンスキー定数で、Schumann (1987) によればその値は 0.07~0.21 である。この数値は、実験値を用いてのキャリブレーションによってのみ定義されるものであるが、実用的には $C_s=0.10$ が広く用いられているので、本研究においても $C_s=0.10$ を用いた。 Δ は空間フィルター幅の長さスケールである。

本モデルでは、速度点を圧力点から半格子ずらして計算を行うスタガード格子を採用し、圧力方程式の解法には SOR 法を用いた。また、自由水面の判定には、密度関数法 (例えば、渡部ら, 1998) を用いた。密度関数 f は計算領域内すべての計算格子に与えられ、水で満たされていれば一定値 (本研究では 1) をとり、水が存在しない場合にはゼロ、自由水面境界は $f=0.5$ の位置と定めた。

座標系は、3次元デカルト座標系を用い、波の伝達方向 (岸沖方向) の水平軸に対し斜面の傾斜角 (θ) 分傾け、底面と平行になるように $x_1(x)$ 軸を設定した。他の2方向はこの軸に対して互いに垂直となるように、沿岸方向に $x_2(y)$ 、波の進行方向に対して左向きを正)、鉛直方向に $x_3(z)$ 、上向きを正)を設定した。計算格子の大きさは、各辺 1 cm の立方格子とした。

(2) 底質の巻き上げおよび浮遊砂移動の評価法

底質巻き上げ量の評価には、底面流速の関数となる van Rijn (1984) によって提案された定常流における巻き上げ関数を、Nielsen (1992) が非定常流に適用させた以下の巻き上げ関数を用いた。

$$P(t) = 0.0003 \left(\frac{\phi(t) - \phi_c}{\phi_c} \right)^{1.5} \frac{(s_s - 1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}}; \phi > \phi_c \dots\dots\dots (8)$$

$$P = 0; \phi < \phi_c \dots\dots\dots (9)$$

$$\phi(t) = \frac{\tau_b}{(s_s - 1)gd} = \frac{1}{2} \frac{f_w u_b^2}{(s_s - 1)gd} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 $\phi(t)$ は瞬間シールズ数、 ϕ_c は移動限界シールズ数であり Nielsen (1992) にない 0.05 とした。 s_s 、 d 、 ν はそれぞれ底質と水との密度比 ($s_s = \rho_s / \rho$ 、 ρ_s : 砂の密度、 ρ : 水の密度)、底質の中央粒径、水の動粘性係数である。また、 f_w は底面摩擦係数、 u_b は各瞬間での底面流速である。

本モデルでは、碎波による乱れも考慮して算出した流速場を用い、底面格子に対し個別に巻き上げ量を算出したことにより、局所的・間欠的に巻き上がる浮遊現象の計算を可能とした。巻き上げられる底質は底面境界から底面直上の計算格子に供給されるとし、その底質量に関しては1つの計算格子に入りうる量は定めず、巻き上げられた底質はすべて底面境界上の格子に入るものとして計算を行った。また、底面境界から計算領域内に供給された底質は、水の流れおよび底質の沈降速度によってのみ移動(移流)するとした。沈降速度は、樫木・出口(1996)にならない粒径の関数となっているルビーによる式を用い、底質の中央粒径 d に対して以下の式を適用した。

$$w_f = \sqrt{(s_s - 1)gd} \left(\sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36\nu^2}{(s_s - 1)gd^3}} - \sqrt{\frac{36\nu^2}{(s_s - 1)gd^3}} \right) \dots\dots\dots (11)$$

底面計算格子の下面は、底面境界にあたることから鉛直方向流速はゼロである。したがって、底面格子下面から底面境界外へと出ていく浮遊砂量(沈降量)は、最下層の計算格子の浮遊砂濃度と沈降速度の積によって算出されるとした。沈降したと判断された浮遊砂量は、その時点で計算領域内から除外した。

本計算においては、計算格子より空間的に大きな流体運動による浮遊砂の移動は移流によって表現される。計算格子サイズは碎波による3次元流体運動(大規模組織渦)が十分に表現できる大きさに設定しているの、格子サイズ未満の乱れによる浮遊砂の拡散は、移流による浮遊砂の移動に対して十分に小さいものと考えられる。そこで本研究においては、拡散による浮遊砂の移動は無視した。また、計算格子内での浮遊砂濃度は概して小さいことから、粒子-粒子間、粒子-流体間の相互作用についても無視した。本モデルでは計算格子内での濃度分布を考えていないことから、浮遊砂が移流によって隣の計算格子に入った瞬間に濃度がその格子内全体に広がる形になっている。ゆえに、計算では上述のように格子サイズ未満の流体運動による拡散は考慮していないものの、各計算格子における数値拡散は発生している。

流体中での浮遊砂の移動は、計算格子各面におけるフラックスを算出して決定した。フラックスは、密度関数法によって水と判断された隣接する計算格子ごとに行い、対象計算格子の濃度と隣接する各面への流速との積をとることで移動する浮遊砂量を算出した。ただし、対象計算格子からの流出量が多く、当該格子内濃度が負になってしまう場合には、各方向への流速値を用いてその計算格子が有している浮遊砂量を傾斜配分した。

3. 計算結果の検討および水理実験結果との比較

(1) 砕波帯内の流体運動および浮遊砂濃度分布

ここで、LES による砕波帯内の流速場およびその流速場より算出した浮遊砂濃度分布の結果を示す。

計算領域は岸沖方向 800 cm、沿岸方向 20 cm、鉛直方向 41 cm、計算格子の各 1 辺を 1 cm とし、斜面勾配は 1/20 とした。計算は沖側境界より波高 11.5 cm、周期 1.25 s の規則波を入射させ、底面、側面境界はノンスリップ条件、一様水深部の水深を 30 cm、時間ステップを 0.00064 s として行った。底質は中央粒径 0.15 mm、密度 2.65 g/cm³ とした。

図-1 に沿岸方向中央断面における岸沖-鉛直平面内流速ベクトル図に浮遊砂濃度分布を重ね合わせたものを、また、図-2 に図-1 と同時刻における岸沖-沿岸平

面内での底質巻き上げ量分布を示す。共に計算開始後 9.63 秒から 0.32 秒ごとの連続図である。図-1 では、LES により砕波の様子が妥当に計算されており、突っ込み点付近においては砕波に伴う流体運動により、高濃度の浮遊砂が局所的に水面近くまで移動している様子が分かる。また、図-2 より、底質の巻き上げは波動運動に伴うもの、突っ込み点(おおよそ $x=370$ cm)付近、汀線付近に発生するものに大きく分類され、突っ込み点、汀線付近では空間的偏在性を伴うことが分かる。

図-3 は 1 ppt の浮遊砂等濃度分布図である。示した曲面は 1 ppt の等濃度面であり、コンターは濃度 1 ppt が位置する高さを示している。時刻は図-1、2 と同一である。図より、1 ppt の濃度帯は砕波の突っ込み点よりやや沖側から汀線にかけて高い位置にまで分布していることが分かる。突っ込み点付近においては水面近くまで高濃度域が分布している(図-1 参照)が、均一に分布しているの

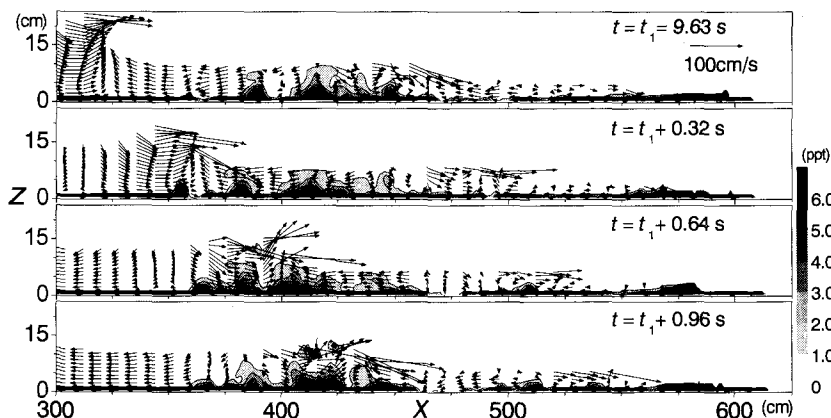


図-1 岸沖-鉛直平面内流速ベクトルおよび浮遊砂濃度分布

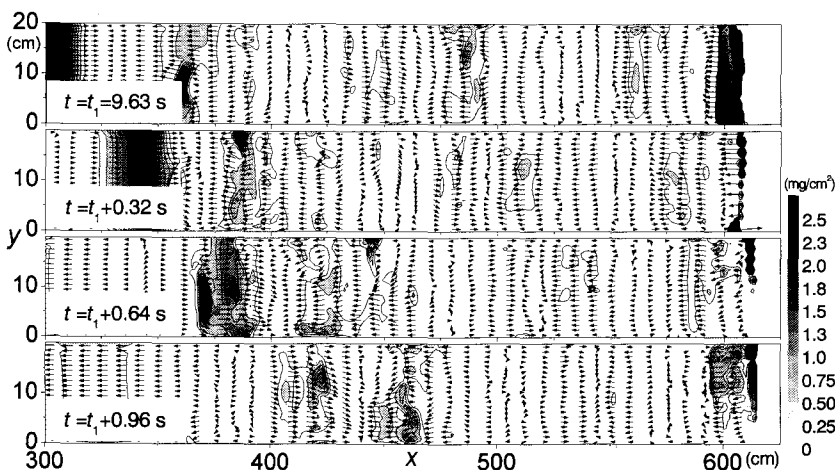


図-2 岸沖-沿岸平面内流速ベクトルおよび底質巻き上げ量分布

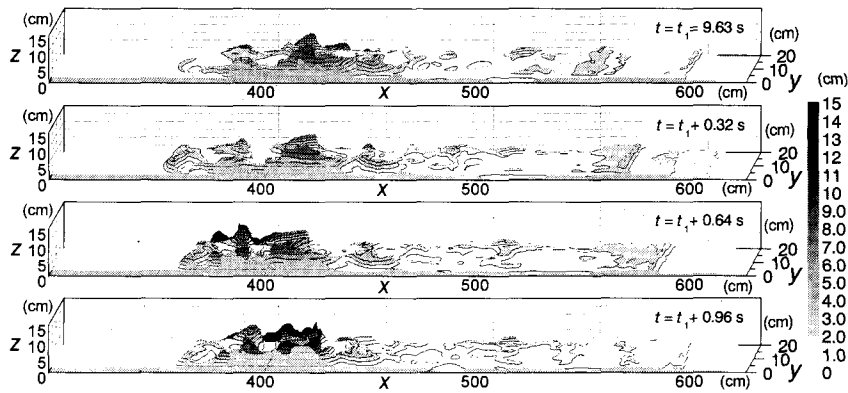


図-3 1 ppt 浮遊砂等濃度分布

ではなく偏在性をもって存在していることがわかる。また、突っ込み点付近から汀線にかけての碎波の擬似定常領域においても、局所的、間欠的に等濃度面が高い地点が見られる。これは、碎波後に発生するボアとそれによる3次元組織渦による影響であると考えられる。突っ込み点よりも沖側に関しては、巻き上げ量分布図(図-2)は底質が巻き上がっていることを示しているものの、どの地点においても上層には巻き上がっていないことがわかる。

(2) 水理実験結果との比較

a) 水理実験および数値計算条件の概要

数値計算結果の検証として、佐藤ら(1989)が行った水理実験による浮遊砂濃度測定結果との比較を行った。

水理実験は、フラップ型造波装置を持つ、長さ17m、幅0.6mの二次元造波水路に勾配1/20の一樣斜面を設置して行われた。斜面の碎波帯内に位置する岸沖方向1mの区間を切り込んで砂を平坦に敷き詰めたトレイを設置し、碎波によって巻き上げられた底質による浮遊砂濃度を光学式濃度計(東京計測社製)で測定したものである。実験の詳細は、佐藤ら(1989)に詳しい。

本研究では、この水理実験条件に合わせた数値計算を行った。現象の時空間の間欠性のため浮遊砂濃度変化には再現性がないため、時系列データの直接比較はできない。したがって、水理実験結果においても結果が示されている時間平均濃度分布での比較を行った。

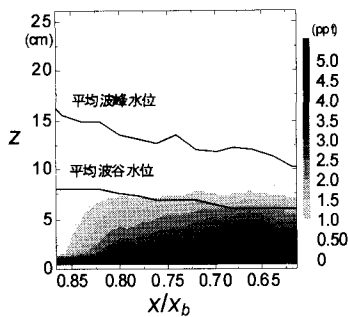
座標系は前節で述べたものと同様なデカルト座標とし、計算格子の各辺は1cmとした。岸沖方向の計算領域は、実験水槽の斜面開始沖側端から岸側と設定し、沿岸方向(y 軸)については計算負荷の問題から20cmとした。これは実験時の条件よりも狭くなっているが、水理実験での碎波水深が7cm程度であり、碎波によって発生する大規模渦(斜降渦)の空間スケールが水深程度である(岡安ら, 2000)ということを見ると、十分であ

ると判断した。また、鉛直方向(z 軸)の計算領域については51cmとした。斜面勾配は水理実験と同様に $s=1/20$ 、一樣水深部の水深を39.0cm、計算時間ステップは0.00064sとした。また、境界条件は、底面、側面境界共にノンスリップ条件とした。入射波は、一樣水深部での波の変形がないものと仮定し、水理実験における入射波条件の波(波高9.8cm、周期1.65sの規則波)を沖側境界から入射した。数値計算で用いる底質は、水理実験で用いられたものと同様の中央粒径($d=0.15$ mm)とし、巻き上げが行われる範囲についても碎波帯内の岸沖方向1mに制限することで実験条件と同一の条件になるように設定し計算を行った。砂の密度は 2.65 g/cm^3 とした。

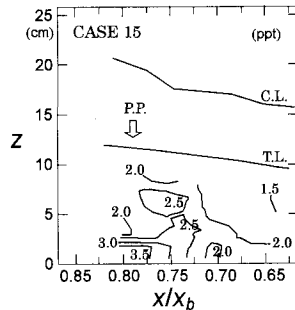
b) 時間平均濃度分布の比較

上記の条件で数値計算を行ったところ、計算開始後約16秒で浮遊している底質の総量がほぼ一定値で推移するようになった。これより、この時刻以降において流体運動およびそれに伴う底質の浮遊状況がほぼ定常になったと判断し、計算開始16秒間後から10周期分の浮遊砂濃度データを用いて時間平均濃度分布を算出し、水理実験結果との比較を行った。

図-4に岸沖-鉛直平面内平均浮遊砂濃度の数値計算結果および水理実験結果を示す。横軸は碎波帯幅で無次元化した岸沖方向距離であり、縦軸は底面からの距離である。両者の浮遊砂濃度分布を比較すると、数値計算による浮遊砂濃度の方が概して大きく、また、平滑化された分布となっている。底面近傍においては高濃度帯が一樣に分布しているが、濃度のピークは水理実験と同様に突っ込み点にあたる $x/x_b=0.80$ 付近に存在している。ここで、両図において、 $x/x_b=0.80, 0.75, 0.70, z/h=0.15, 0.30, 0.45$ における浮遊砂濃度を図から読み取り、それぞれの値と再現率を表-1に示す。ここに、 z/h は底面からの高さをその地点での静水深で除した無次元距離である。また、再現率とは計算された濃度が水理実験値に比



(a) 数値計算結果



(b) 水理実験結果 (本間, 1989)

図-4 岸沖一鉛直平面内時間平均濃度分布

表-1 平均浮遊砂濃度の再現率

座標 ($x/x_b, z/h$)	水理実験 (ppt)	数値計算 (ppt)	再現率 (%)
(0.80, 0.15)	3.5	4.3	123
(0.75, 0.15)	3.0	4.0	140
(0.70, 0.15)	2.1	5.7	271
(0.80, 0.30)	1.9	2.7	142
(0.75, 0.30)	2.6	3.2	123
(0.70, 0.30)	2.2	4.0	182
(0.80, 0.45)	2.1	2.1	100
(0.75, 0.45)	2.6	2.7	104
(0.70, 0.45)	1.9	3.4	179
$z/h=0.15$ での 平均濃度	2.87	4.73	165
$z/h=0.30$ での 平均濃度	2.23	3.30	148
$z/h=0.45$ での 平均濃度	2.20	2.73	124
平均濃度	2.43	3.59	148

べてどの程度かを示す割合であり、100%で同値、100%以上の場合は過大に算出されていることを示す。

表-1より、数値計算では、底面、岸側ほど水理実験値よりも過大評価していることがわかる。数値計算では碎波点が水理実験よりも岸側に移動していたことから、比較対象領域では水理実験に比べ水深が浅くなっていた。そのため、突っ込み点以降での流体運動による底面への影響がより強く底質の浮遊に反映され、浮遊砂濃度が増加したと考えられる。しかし、再現率の全体平均値は約

1.5となっており、碎波帯内における乱流や大規模渦の局所性、間欠性を考慮すれば、本モデルにおける浮遊砂濃度の算出はおおむね妥当であったと考えられる。

4. 結 論

巻き上げ関数を用いた底質浮遊モデルを構築し、流速場として3次元LESによる計算結果を与えることで、碎波帯内浮遊砂濃度の算出を行った。

(1) 碎波による乱れも考慮した3次元LESによる流速場を用いることにより、局所性、間欠性を持った底質巻き上げおよび濃度分布を計算することができた。

(2) 時間平均濃度分布を用いて水理実験結果と比較した結果、本計算手法により概ね妥当な浮遊砂濃度の計算値が得られることがわかった。

本研究の一部は、日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(B) No. 15404016 (代表者: 柴山知也) によることを付記する。

参 考 文 献

- 岡安章夫・鈴木崇之・片山裕之 (2000): 斜降渦による底質浮遊と流体運動に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 546-550.
- 梶島岳夫 (1999): 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 255 p.
- 佐藤慎司・本間基一・柴山知也 (1989): 碎波による底質巻き上げ量の評価に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 279-283.
- 榎木 亨・出口一郎 (1996): 新編 海岸工学, 共立出版, pp. 122.
- 本間基一 (1989): 碎波による底質巻き上げ量に関する実験的研究, 横浜国立大学卒業論文, 120 p.
- 渡部靖憲・森 憲広・佐伯 浩 (1998): 碎波の3次元Large Eddy Simulation, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 146-150.
- 渡部靖憲・安原幹雄・佐伯 浩 (2000): 碎波後の大規模渦の整構造に関する研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 146-150.
- Christensen, E. D. and R. Deigaard (2001): Large eddy simulation of breaking waves, Coastal Eng., 42, pp. 53-86.
- Nadaoka, K., S. Ueno and T. Igarashi (1988): Field observation of three-dimensional large scale eddies and sediment suspension in the surf zone, Coastal Eng. Japan, Vol. 31, No. 2, pp. 277-287.
- Nielsen, P. (1992): Coastal bottom boundary layers and sediment transport, World Scientific, pp. 224-226.
- Schumann, U. (1987): Direct and Large Eddy Simulation of turbulence—summary of the state of the art 1987, Lecture series 1987-06, Introduction to the modeling of turbulence, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode Saint Genese, Belgium, pp. 1-36.
- Shibayama, T., A. Higuchi and K. Horikawa (1986): Sediment transport due to wave breakings, Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp. 1509-1522.
- Smagorinsky, J. (1963): General circulation experiments with the primitive equations, Mon. Weath. Rev., Vol. 91, No. 3, pp. 99-164.
- van Rijn, L. C. (1984): Sediment pick-up functions, J. Hydraulic Eng., Vol. 110, No. 10, pp. 1494-1502.
- Zedler, A. E. and R. L. Street (2002): Nearshore sediment transport: unearthed by large eddy simulation, Proc. 28th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp. 2504-2516.