

砕波の 3 次元 Large Eddy Simulation

渡部 靖憲*・森 憲広**・佐伯 浩***

1. はじめに

砕波後の流速場はジェットの着水によって大規模水平渦、斜行渦を中心とした複雑な 3 次元的流速場が形成される。この 3 次元的渦構造に関しては以前から指摘されているが (Nadaoka et al., 1989), 生成及び発達機構をはじめその特性に関して説明できるまで過去の研究結果が十分といえず未解明な点も多い。砕波帯内に生成されるこれらの大規模渦集合は複雑な相互干渉をしながら砕波後の減衰過程, 戻り流れ等の平均流及び海底砂の浮遊過程に密接に関わるため, 生成・運動機構及びまわりの流体運動に与える影響を明らかにする必要がある。

著者らは 2 次元高精度数値シミュレーションにより砕波後の流速場を再現し水平大規模渦を中心とした渦構造の特性を調べてきた (渡部ら, 1996, 1997)。本研究は, この 2 次元数値解析法を 3 次元 Large Eddy Simulation に拡張し, 砕波後の 3 次元渦生成及び渦構造の特性を明らかにしようとするものである。一方, 戻り流れ等の平均流の存在は乱れの移流速度を変化させるため乱れ強度に影響を与え, 2 次元造波水槽においては特に側壁を中心とした 3 次元的流速場にも顕著な影響を与える (Watanabe et al., 1997)。水理波動実験において, 砕波後の 3 次元的な流体運動にとって 2 次元造波水槽は側壁をもった 3 次元空間であり, 砕波による乱れと実海域における局所的 3 次元海底地形の影響を調べる基礎的研究として, 側壁の存在が流体運動へ与える影響も明らかにした。

2. 数値計算法

非定常・非等方乱流場となる砕波後の流体運動は, 3 次元直接数値解析によって計算されるべきであるが, 現状として非現実的な計算メモリ及び計算時間が必要となるため解像度を落とさざるおえず, 本研究では提案されている多くの乱流モデルの中では時間分解能が良く比較

的剥離や大規模渦を拡散せずに表現できる Large Eddy Simulation (以下 LES) により解析した。

底面勾配を表現するために水平軸から θ 傾けられた直交座標系を導入し (図-1 参照), 波速 (C), 入射境界における水深 (h) 及び水の密度 (ρ_w) を用いて全ての変数が無次元化された Navier-Stokes 式は,

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu_0 \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで, $\mathbf{u}$ はオイラー系表示の無次元流速ベクトル, p は無次元圧力, ν_0 は無次元動粘性係数, $\mathbf{g}$ は外力であり

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u^* \frac{\partial}{\partial l} + v^* \frac{\partial}{\partial m} + w^* \frac{\partial}{\partial n}, \\ u^* &= u \frac{\partial l}{\partial x} + w \frac{\partial l}{\partial z}, \quad v^* = v, \quad w^* = u \frac{\partial n}{\partial x} + w \frac{\partial n}{\partial z}, \\ \nabla &= \left(\frac{\partial l}{\partial x} \frac{\partial}{\partial l} + \frac{\partial n}{\partial x} \frac{\partial}{\partial n}, \frac{\partial}{\partial m}, \frac{\partial l}{\partial z} \frac{\partial}{\partial l} + \frac{\partial n}{\partial z} \frac{\partial}{\partial n} \right), \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial l^2} + \frac{\partial^2}{\partial m^2} + \frac{\partial^2}{\partial n^2} \end{aligned}$$

である。 l, m, n はそれぞれ底面に平行, 汀線に平行, 底面に垂直な軸 (図-1 参照) を表す。また,

$$\frac{\partial l}{\partial z} = -\frac{\partial n}{\partial x} = \sin \theta, \quad \frac{\partial l}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial z} = \cos \theta, \quad \frac{\partial}{\partial m} = \frac{\partial}{\partial y}$$

である。

LES では, Large Scale 量は, 次のようにフィルター操作により定義される。

$$\overline{f(x)} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x') G(x, x') dx' \quad \dots\dots\dots (2)$$

このフィルター操作により (1) は

$$\frac{D\bar{\mathbf{u}}}{Dt} = -\nabla \bar{p} - \nabla \cdot \bar{\tau} + \nu_0 \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \bar{\mathbf{g}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

となり, SGS 応力は

$$\bar{\tau} = \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

と書ける ($\otimes$ はテンソル積)。

一方, 砕波前後の流体運動は, 波動境界層近傍のみにおける回転運動をもつ流れから幅広い波数レンジをもつ乱流に遷移する特徴を持ち, 乱流モデルを使用する上で層流から乱流まで, ある程度評価できるモデルを適用する必要がある。本計算では繰り込み群理論 (Yakhot et

* 正会員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科環境資源工学専攻

** 正会員 工修 東北電力(株)

*** 正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科環境資源工学専攻

al., 1986) によって低 Reynolds 効果を考慮した SGS 応力と粘性応力を評価する SGS モデルを採用した。

$$\nu = \nu_0 \left[1 + H \left(\frac{c_s^2 \Delta^4 \nu}{\nu_0^3} (2S : S) - C \right) \right]^{1/3} \quad \cdots \cdots (5)$$

H はヘビサイド関数であり, $H(x) = x(x > 0)$, $H(x) = 0$ (それ以外) と定義される。 S は歪みテンソル ($= \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T$) であり, $C = 75$, $c_s = 0.0062$, フィルタースケール $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ である。 $(c_s^2 \Delta^4 \nu / \nu_0^3) (2S : S) \gg C$ の時, 良く知られたスマゴリンスキーの渦粘性モデルとなる。

$$\nu_e = c_s (2S : S)^{1/2} \quad \cdots \cdots (6)$$

なお, 本計算では, ガウシアンフィルターの採用を想定している。

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = (6/\pi \Delta)^{1/2} \exp[6(\mathbf{x} - \mathbf{x}')^2 / \Delta^2] \quad \cdots \cdots (7)$$

一方, GS 物理量が GS 流速成分によって移流されると考えれば, 分離解法により非移流・移流差分方程式をそれぞれ Crank-Nicolson 法及び CIP 法で解くことができる。

Non Advection Phase:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} = -\nabla \bar{p} + \mathbf{g}, \quad \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} = \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} \quad \cdots \cdots (8)$$

圧力は前者の式の発散をとり, 次の式を用いて irregular Star 法により自由水面を含めて収束計算を行う。

$$\begin{aligned} p_{ijk} = & \frac{\eta_{i+1}\eta_{i-1}\eta_{m+1}\eta_{m-1}\eta_{n+1}\eta_{n-1}}{\left(\eta_{i+1}\eta_{i-1}\eta_{m+1}\eta_{m-1} + \eta_{m+1}\eta_{m-1}\eta_{n+1}\eta_{n-1} \right)} \\ & \times \left(-\frac{\eta_{i+1}\dot{p}_{i-1} + \eta_{i-1}\dot{p}_{i+1}}{\eta_{i+1}\eta_{i-1}(\eta_{i+1} + \eta_{i-1})} + \frac{\eta_{m+1}\dot{p}_{m-1} + \eta_{m-1}\dot{p}_{m+1}}{\eta_{m+1}\eta_{m-1}(\eta_{m+1} + \eta_{m-1})} \right. \\ & \left. + \frac{\eta_{n+1}\dot{p}_{n-1} + \eta_{n-1}\dot{p}_{n+1}}{\eta_{n+1}\eta_{n-1}(\eta_{n+1} + \eta_{n-1})} - \frac{D_{ijk}}{2} \right) \quad \cdots \cdots (9) \end{aligned}$$

ここで, η は計算点 (i, j, k) から添字の方向への水面までの距離であり, D_{ijk} は (i, j, k) における発散を表す。移流項は次に示すように CIP 法によって評価する。

Advection Phase:

$$\frac{D\bar{\mathbf{u}}}{Dt} = 0 \quad \cdots \cdots (10)$$

3 次元 CIP 法では, 次の多項式により計算セル内の物

理量 f 及びその微分値が評価される。

$$\begin{aligned} f(\xi, \eta, \zeta) = & \left[(a_1\xi + a_2\eta + a_3\zeta + a_4)\xi + a_5\eta + a_6\zeta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial l} \right] \xi \\ & + \left[(a_7\eta + a_8\xi + a_9\zeta + a_{10})\eta + a_{11}\xi + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial m} \right] \eta \\ & + \left[(a_{12}\zeta + a_{13}\xi + a_{14}\eta + a_{15})\zeta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial n} \right] \zeta \\ & + a_{16}\xi\eta\zeta + f_{ijk} \quad \cdots \cdots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\xi, \eta, \zeta)}{\partial \xi} = & 3a_1\xi^2 + 2a_2\eta\xi + 2a_3\zeta\xi + 2a_4\xi \\ & + a_5\eta + a_6\zeta + a_8\eta^2 + a_{13}\zeta^2 + a_{16}\eta\zeta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial l} \quad \cdots \cdots (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\xi, \eta, \zeta)}{\partial \eta} = & 3a_2\xi^2 + 2a_5\xi + 3a_7\eta^2 + 2a_8\zeta\eta \\ & + 2a_{10}\eta + a_{11}\xi + a_{14}\zeta^2 + a_{16}\eta\zeta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial m} \quad \cdots \cdots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\xi, \eta, \zeta)}{\partial \zeta} = & a_3\xi^2 + a_6\xi + a_9\eta^2 + a_{11}\zeta^2 + 2a_{13}\xi\eta \\ & + 2a_{14}\eta\zeta + 2a_{15}\xi\zeta + a_{16}\eta\zeta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial n} \quad \cdots \cdots (14) \end{aligned}$$

ここで, 係数 a_1 - a_{16} は 1 セル上の計算点の物理量を (11)-(14) に代入することで決定される。これらにより, (10) は (11)-(14) の f を u, v, w として $\xi = -u^* \Delta t, \eta = -v^* \Delta t, \zeta = -w^* \Delta t$ の位置における (11)-(14) の値が計算点 (i, j, k) に移流されるとして評価される。

自由表面を識別するために密度関数法を採用し, 入射境界では 2 次クノイド波が造波される。LES において非定常場における水面及び壁面境界条件は依然未解決の難しい問題であるが, 本研究では砕波後の大規模渦の生成あるいは運動には大きな影響を与えないと仮定し, 表-1 に示す様に, 水面における SGS 効果は水面近傍の流体中のものと等価, 底面では non-slip 条件を与えた。また, 側壁の境界条件は 2 次元造波水槽における砕波後の流体運動への側壁の影響あるいは 3 次元的地形変化の影響を調べるため, non-slip 条件及び側方 (m 方向) に対して周期境界条件を適用した 2 ケースについて計算している。表-1 に波浪条件, 計算条件を示す。

3. 結果と考察

3.1 砕波時の流速場と 2 次元計算との比較

図-2 は砕波後, ジェットの着水直前の水面形を表し

表-1 造波条件と計算条件

	B.C. for Side Walls	B.C. for aBottom	B.C. for SGS components on Free Surface	Initial Wave Height/Wave Length	Bottom Slope/Breaker Type	Reynolds Number	Time Step/ Grid Interval
CASE 1	Non Slip		Non Normal Gradient	0.41H/h 11.5 λ /h	1:15 Plunging Breaker	575000	7/2048 0.04 λ /h
CASE 2	Periodic	Non Slip					

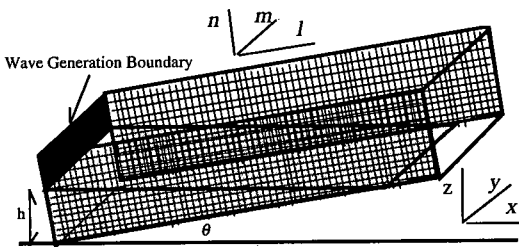


図-1 計算領域及び座標系

ており、岸側斜め上方から見た鳥瞰図である。本計算法によりこの様に大規模な3次元巻き波砕波を安定してシミュレートすることが可能となった。

砕波後の3次元流体運動特性を調べる前に計算結果の妥当性を検証する必要がある。著者等の提案した2次元砕波数値計算法は、砕波前における微小振幅波との比較、砕波後におけるPIVによる実験結果、水面形の比較によりその妥当性が確かめられてきた。砕波前後において2次元計算結果と比較することにより妥当性を調べていくと共にその精度について検証していく。

図-3は、数値波動水槽の奥行き中央における切断面($x-z$ 平面)内の流速ベクトル分布の砕波直後からの時間変化を表したのもであり、図-4は同一条件における2次元計算の結果である(渡部ら, 1996)。3次元LESの結果は、巻き波砕波の特徴的な流体運動であるジェットの巻き込み、着水、スプラッシュアップを表現している。しかし、2次元シミュレーションの様な明確なエアチューブの存在やスプラッシュアップ時のジェットの跳ね上がり方等、両者に差異が見られる。3次元計算が必要とする莫大なメモリのため、2次元シミュレーション

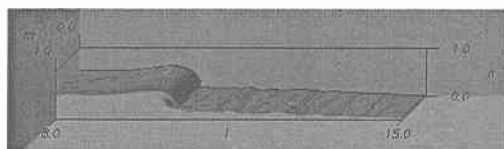


図-2 砕波後のジェットの着水直前の水面形

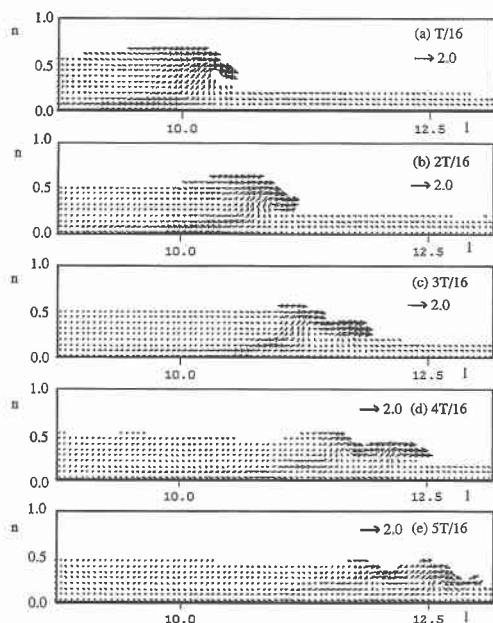


図-3 三次元 LES による流速ベクトル

程細かな計算メッシュを用いることができなかったため、この様な不鮮明さが表れたと考えられる。また両者の砕波点に違いが見られるが図-4の結果は底面を階段状に表現しているため簡単に比較はできないが、砕波指標とはほぼ一致している。ジェットの着水後は3次元流速の発生のため基本的に両者の比較が困難であるが、着水前においても両結果は定性的に類似した水位変動・流体運動を表し、ほぼ妥当な結果が得られたと言える。

3.2 3次元流速場の生成

砕波前までは殆ど2次元的存在である流速場がジェットの突入に伴い、どのように3次元流体運動が形成されていくのかは非常に興味深い問題である。次に、この3次元流速場の生成メカニズムを調べていく。

図-5は、数値造波水槽の奥行き中央における切断面($1-n$ 平面)内の1/16周期毎の連続した位相に対する波の進行に直角水平方向流速 v (紙面につきささる方向(m 軸)を正とする)の生成の様子を表している。位相(b)にジェットが着水し、それと同時に v が生成されているのがわかる。その後スプラッシュアップ時に v は発達し逆向きの流速が大規模渦近傍で新たに発生する(位相c)。その後、スプラッシュアップが繰り返され正負の v が交互に発生し発達していく。この3次元流速場の生成、発達にはジェットの着水によって生成される渦の影響が大きいと考えられる。

次に渦の生成とその構造の発達過程を調べていく。一方、漂砂等の移動床実験において側壁近傍の底質の侵食が顕著になることがある。砕波後生成される3次元流速場は、水理実験において使用される2次元造波水槽の様な側壁を持った3次元空間内においてどのような特徴をもつかも同様に調べていく。

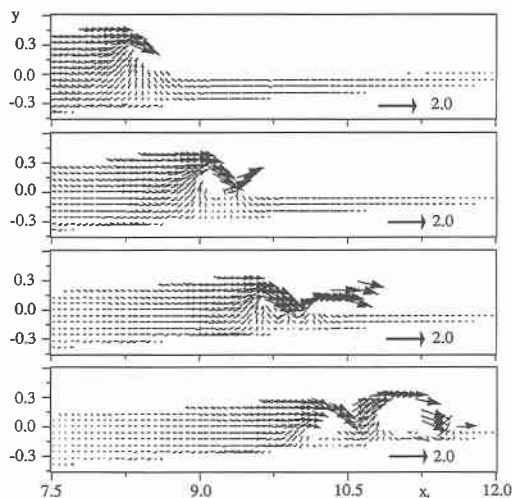


図-4 2次元シミュレーションによる流速ベクトル

最初にこの側壁境界条件の違いは砕波波高・砕波水深共に殆ど影響を与えなかったことを確認しておく。

図-6は、図-3(b)の位相における側方境界をNon Slip条件としたCASE 1におけるジェット着水時のGS等渦度面を表しており、黒色は無次元量で-2、白色は+2の値を示している。また、(a)は、 $(\partial u/\partial z) - (\partial w/\partial x)$ 成分、(b)は $(\partial v/\partial z) - (\partial w/\partial y)$ 、(c)は $(\partial u/\partial y) - (\partial v/\partial x)$ 成分を表している。図-6(a)においては、ジェットの着水と同時に正の渦度が生成され、底面と側方境界には境界層と考えられる領域に渦度が存在する((a)と(c)参照)。また、 l 軸を軸とする旋回性をもつ図-6(b)の渦度も着

水直後のこの位相で発生し出している。

一方、図-7に示す側方境界に周期境界条件を与えたCASE 2においては、図-6と同様に図-7(a)の水平渦は発生するが、図-7(c)の m 軸を軸にした渦度は現れない。また図-7(b)、(c)中の渦は着水点において m 方向に交互に正負の渦度をもつ整構造をもつことがわかる。

図-8は、図-3(d)の位相における同様な分布を表したものである(CASE 1)。前図で示されたようにジェットの着水によって直接生成された水平渦が発達し底面の境界付近の渦も巻き込んで大規模整構造を構成しているのがわかる(図-8(a)参照)。図-8と図-9(CASE 2)を比較すると、渦度の(c)成分の構造がやはり大きく異なり、図-8(c)では、側壁近傍を中心とした整構造が発達していることがわかる。さらに位相の進んだ図-10(CASE 1)と図-11(CASE 2)に関しても同様に(a)の渦度成分に関しては両者とも類似性を持つが、(c)の渦度成分はCASE 2に関しては小スケール渦度が密に絡み合う構造をもつものに対して、CASE 1は側壁を中心とした大規模渦の整構造に発達している。このように、側壁の有無もまた大規模渦の整構造に影響をあたえたと考えられる。また、全ての位相の(c)成分において、CASE 1はCASE 2の2～3倍程の最大GS渦度の違いがあった。

Nadaoka et al. (1989)は、砕波後の斜行渦の発達は砕波フロント背後の平均変形速度テンソル成分に関係し側壁の拘束の影響はないと報告している。本計算はメモリの増加から計算領域を広くとれなかったため、砕波水深が小さなケースに関して行った。このため明確な斜行渦の生成を特定することはできなかったが、計算結果のような様々な方向の回転をもつ渦構造が存在することは確かであり、これらの渦集合の干渉が斜行渦の生成に寄与している可能性もある。これについては、さらなる検証が必要である。2次元水槽における移動床実験でplun-

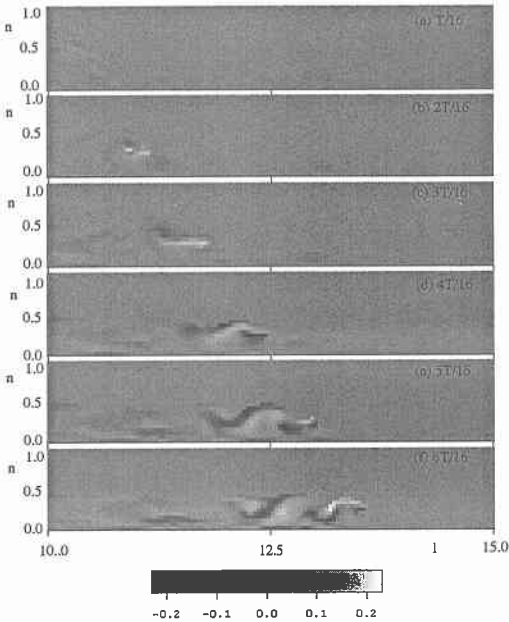


図-5 数値波動水槽奥行き方向流速 v の分布

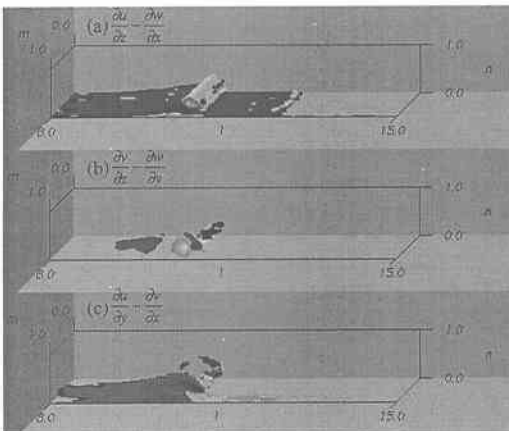


図-6 砕波後の等渦度面 (CASE 1, 2 T/16)

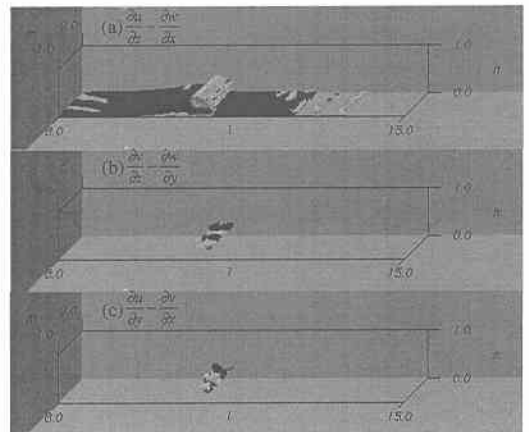
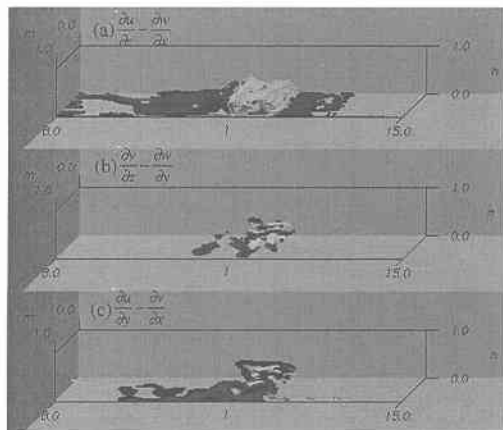
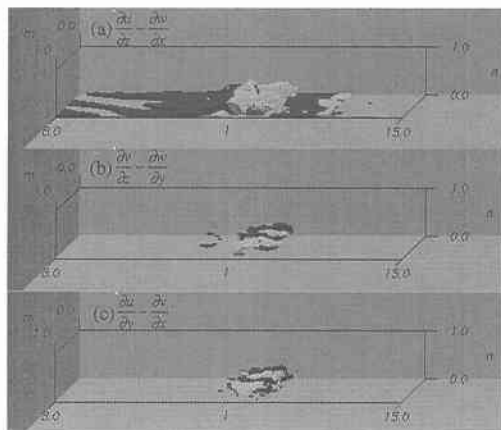


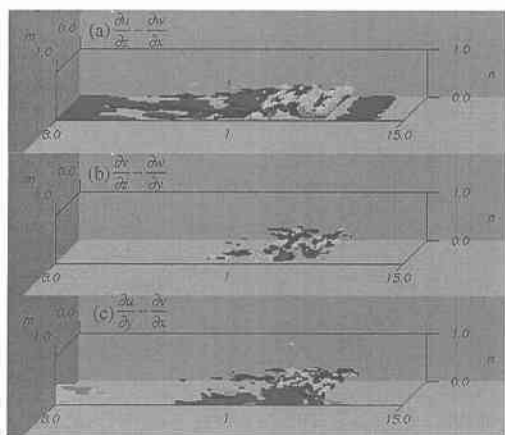
図-7 砕波後の等渦度面 (CASE 2, 2 T/16)



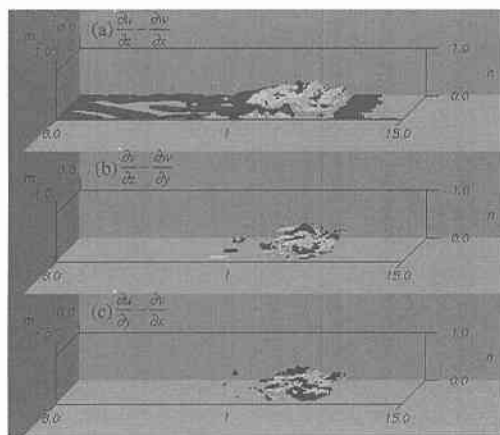
図—8 砕波後の等渦度面 (CASE 1, 4 T/16)



図—9 砕波後の等渦度面 (CASE 2, 4 T/16)



図—10 砕波後の等渦度面 (CASE 1, 6 T/16)



図—11 砕波後の等渦度面 (CASE 2, 6 T/16)

ging point 付近の側壁近傍において底質の侵食が顕著になることがあるが、こうして発生した大規模渦が原因となっている可能性が高い。これらの結果から、砕波後の渦構造は地形的要素から大きな影響を受けていることがわかる。一方、砕波の進行に伴い、渦度の方向に無関係に大規模渦間には逆回転の渦度が発生し、より複雑に混在する渦構造に発達する。この2次渦の発生により更に小スケール渦へエネルギー遷移していくと考えられる。

4. 結 論

- ・3次元LESにより砕波後の3次元流速場及び渦構造を再現できた。
- ・3次元流速場の生成メカニズム及び発達過程、ジェットの着水に伴う大規模渦・旋回渦の生成過程が明らかになった。
- ・砕波後の渦構造は地形的要素に大きく影響を受け、側壁を持つ造波水路等には鉛直軸を軸に持つ渦構造が発達する。

・渦度の方向に無関係に大規模渦間には逆回転の渦度が発生し、こうした2次渦の発生により更に小スケール渦へエネルギー遷移し発達していくと考えられる。

参 考 文 献

- 渡部靖憲・森 憲広・佐伯 浩 (1997): 砕波帯内の平均流速場と流体運動スケールについて, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 121-125.
- 渡部靖憲・佐伯 浩 (1996): 砕波帯内のダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 71-75.
- K. Nadaoka, M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., Vol. 204, pp. 259-387.
- Yakhot, V., and S. A. Orszag (1986): Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic theory, J. Scientific Computing, Vol. 1, No. 1, pp. 3-50.
- Watanabe, Y., and N. Mori (1997): Three-Dimensional Characteristics of Velocity Field and Effects of Undertow in a Surf Zone, Proc. the 7th Int. Offshore and Port Eng. Conf., Vol. 3, pp. 247-253.