

砕波後の大規模渦の整構造に関する研究

渡部 靖憲*・安原 幹雄**・佐伯 浩***

1. はじめに

砕波後に生成される大規模渦は、砕波フロント部に形成される水平ローラー渦、背後斜め下方に軸を持つ斜行渦を含む多数の渦管から組織的に構成され、砕波の進行と共に急速に発達する。これらの大規模渦は海底砂の巻き上げ及び侵食に大きな影響を与えと考えられている。この三次元の大規模渦構造は砕波形態に大きく依存するだけでなく、時空間的に複雑に大きく変化するため計測及び評価が困難であり、その幾何的特性及び渦管の伸縮や分裂を通じた発達特性等未解明な点が多い。

著者ら(1998, 1999)は、三次元 Large Eddy Simulation (LES) により砕波後の流体運動の三次元的な遷移機構を調べ、ジェットの着水後支配的な水平ローラー渦以外に様々な方向の渦成分が組織的に生成され発達するメカニズムを報告した。また、砕波後の水粒子を追跡し斜行渦中の気泡運動と酷似した流体運動を発見し、斜行渦が旋回性大規模渦と関係していることを明らかにした。しかしながら、任意方向に軸を持つ渦管にとってデカルト座標系を基準とした回転軸の表現は必ずしも現象を説明するために適切とは言えない。

Jeong & Hussan (1995) は、渦管によって構成された整構造を抽出するために vortex core を定義し、その有効性を示した。また、Andreassen et al. (1998) 及び Fritts et al. (1998) は、この vortex core を内部波の砕波後の渦に適用し、渦管同士の干渉及び結合等詳細な整構造の発達過程について議論している。

一方、水面波の砕波後の渦構造について、Nadaoka et al. (1989) は、アンサンブル平均された歪みテンソル及びその主軸の分布から、斜行渦の発達機構を議論した。

本研究は、LES により崩れ波及び巻き波砕波の両者の砕波形態に対する速度場をシミュレートし、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構造の遷移特性を解明し

ようとするものである。さらに、組織的な大規模渦整構造のみを抽出し正確に評価する方法についても議論される。

2. 数値計算法

著者ら(1998)の適用した Subgrid Scale Model を用いた同様な三次元 LES により砕波後の流速場が解かれた。計算は図-1 に示される一様勾配を有する二次元波動水槽型の計算領域で行われ、側壁の影響を取り除くために m 軸に対して周期境界条件が課されている。入射波として二次クノイド波が与えられ、水表面は密度関数法により決定される。崩れ波砕波 (CASE 1)、巻き波砕波 (CASE 2) 及び大規模巻き波砕波 (CASE 3) の 3 ケースについて計算が行われた。波浪諸元、数値条件は表-1 に表される。なお、本論文での全ての長さスケール及び流速は、それぞれ造波境界前面の水深及び長波の波速で無次元化されている。

砕波に伴う混入気泡は流体運動に影響を与えていると考えられるが、本研究では気泡の流体運動への寄与は十分に小さいと仮定し、この影響を無視し計算を行った。しかしながら、今後の研究において気泡の影響を検討する必要がある。

3. 大規模渦整構造の特定

渦は流体運動の特徴を表す重要なパラメータであるが、渦度自体は連続的に分布し渦管そのものの分布の特定については以前から議論がなされてきた。大分して、現在まで次に示す物理量から渦が特定されてきた。(1) 流速ベクトル又は流線の分布、(2) 渦度分布、(3) 等渦度面、(4) 圧力分布。ガリレイ普遍性をもつ渦度に対して、ガリレイ普遍性をもたない流速ベクトル及び流線による特定は正確さに欠け、(1) による渦の特定は渦位置及び渦領域が不鮮明あるいは不適当となる可能性がある。(2) 及び (3) による渦度による特定は、渦管の大きさあるいは渦領域を定義することは容易ではない。例えば同じ回転方向の異なる強さの渦度をもつ 2 つの渦管が隣接して存在した場合、それぞれの渦管を区別して特定するためには、これらの方法では困難である。渦中の

* 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

** 学生会員 北海道大学大学院工学研究科

*** フェロー 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

表-1 波浪諸元と数値条件

	Breaker Type	B. C. for SGS components on Free Surface	Initial Wave Height, Wave Length	Bottom Slope	Reynolds Number	Time Step Interval Grid Interval
CASE 1	spilling	Non Normal Gradient	0.45H/h 6.67x/h	1 : 20	389830	T/1024 0.04x/h
CASE 2	plunging		0.45H/h 12.0x/h	1 : 20		
CASE 3	plunging		0.45H/h 12.0x/h	1 : 10		

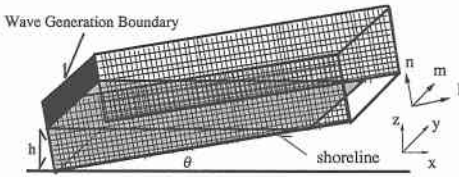


図-1 計算領域及び座標系

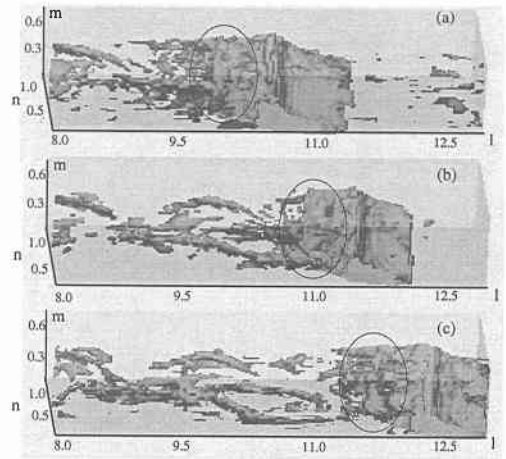


図-2 vortex core 分布 (CASE 1) : 位相間隔 $T/8$

遠心力と釣り合うように圧力勾配が生じ渦中心部で圧力の極小値をもつ性質を利用した (4) の方法も圧力の空間変化率が過度のそれよりも鈍感なため、渦管自体が不鮮明になってしまう可能性がある。

Jeong & Hussan (1995) は、これらの問題点を考慮し、次に概説する様に vortex core を定義し渦の特定を行った。

Navier-Stokes 式の勾配の対称テンソル成分は

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} - \nu \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial x_k^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j} \dots (1)$$

圧力が最小値をもつためには、 $\partial^2 p / \partial x_i \partial x_j$ テンソルが 2 つの正の固有値をもつ必要がある。左辺第 1 及び 4 項を無視し (砕波の大規模渦の問題を扱う上で非定常項は有意な値をもつ可能性があるが依然小さいと仮定した)、 $L_{ij} = S_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2$ の固有値を調べることで、vortex core を特定する。ここで、歪みテンソル $S_{ij} = 1/2((\partial u_i / \partial x_j) + (\partial u_j / \partial x_i))$ 、渦度テンソル $\Omega_{ij} = 1/2((\partial u_i / \partial x_j) - (\partial u_j / \partial x_i))$ 。 L_{ij} の三つの固有値 ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) のうち $\lambda_2 < 0$ の領域 ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$) は、vortex core であると定義する。

一方、渦の伸張は流体の歪みと密接な関係があり、渦管の成長過程を議論するために歪みテンソルの固有ベクトル及び固有値の変化から流体の伸張の主軸の時空間変化及び渦構造との関係を議論していく。

4. 結 果

4.1 vortex core の発達過程

前述したように三次元渦場において等渦度面や enstrophy によって渦を特定する方法は、渦度の相対的な強弱により渦管が適当に表現されない可能性があり、渦管によって構成される整構造を正確にとらえることができない。vortex core の定義は渦度に依存せず整構造のみ

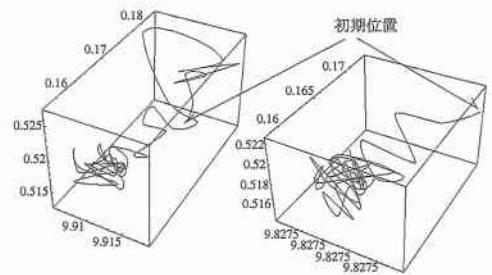
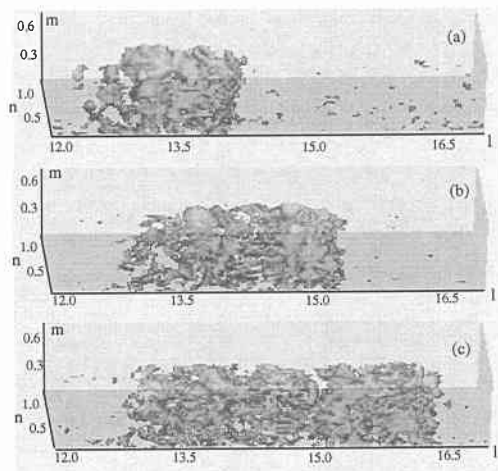


図-3 CASE 1 におけるフロント背後の水粒子軌道 (初期位置 : $l : m : n = 9.84 : 0.2 : 0.52$ (左), $9.92 : 0.2 : 0.52$ (右))

を抽出可能にする。

図-2 は、崩れ波砕波後 (CASE 1) の vortex core の時間変化を表している。砕波フロント部では m 軸方向にほぼ一様に vortex core が存在し、その後約 0.5 l (ほぼ砕波波高のスケール) まではどの位相においても広範囲にわたって vortex core が広がる。このフロント背後の領域では、フロントから離れるに従って vortex core の分布形状が不安定になり m 軸方向に配列する渦塊として分布する (丸印参照)。さらに背後では、この渦塊からつながる数本の渦管が巻き付くように干渉しながら沖側まで伸びているのがわかる。波動実験水槽内で砕波後に混入気泡軌道から観察される斜行渦中の水粒子軌道と同様の軌道がこれらの渦管近傍で存在しており (図-3 参照)、これらの渦管が斜行渦であると考えられる。これらの結果より、砕波フロントの背後で何らかの不安定性から斜行渦が生成され伸張・発達すると考えることができる。

図-4 は、巻き波砕波 (CASE 2) における着水後の vortex core の時間変化を表している。位相 (a) におい

図-4 vortex core 分布 (CASE 2) : 位相間隔 $T/8$

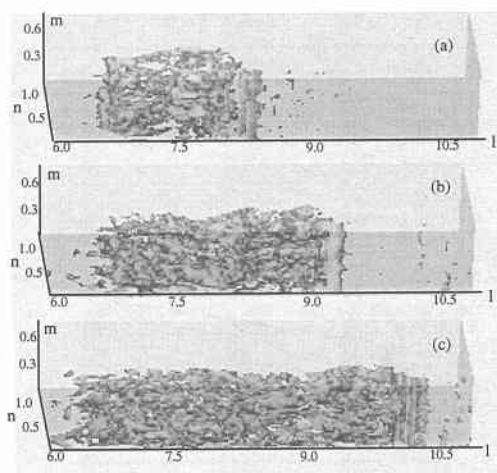
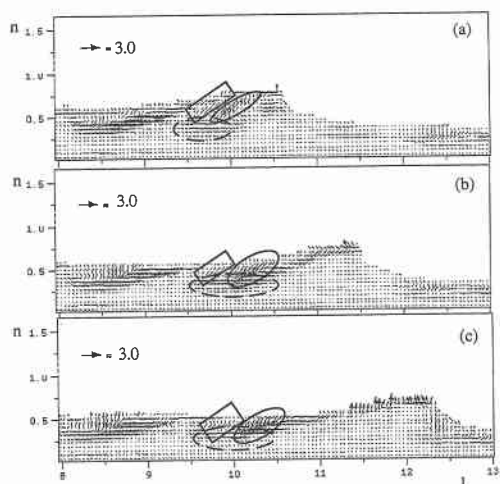
て着水点近傍の広範囲に広がる大規模な vortex core を中心とした整構造が発達しているのがわかる。その後、広範囲に分布する vortex core はフロントの進行と共に小規模の無数の渦管へと変化していくのがわかる。砕波過程において、水平ローラー渦を中心とした大規模渦が強い剪断流の中で何らかの不安定から急速に様々な方向に軸をもつ多数の渦管に分解されていくと考えることができる。

図-5 は、大規模巻き波砕波 (CASE 3) における着水後の vortex core の時間変化を表している。着水直後、エアチューブを取り巻く多数の渦管が結合してすでに存在している (位相 a)。この局所的に発達した渦塊を含む無数の渦管は有機的に結合したまま徐々に空間的に広がっていく。この結果からも、一つの渦管から成ると考えやすい大規模水平ローラー渦が様々な方向の多数の渦管から構成される、あるいは生成後急速にそれらの渦管に分解されると考えることができる。

4.2 渦度ベクトルの発達過程

vortex core は渦管の回転方向を表現することができない。大規模渦管の三次元的なそれぞれの渦管の回転軸方向を把握するために、渦度ベクトルの時空間変化が調べられる。

図-6 は計算領域中央における典型的な崩れ波砕波 (CASE 1) の縦断面における渦度ベクトルを表している。砕波フロントの進行と共にその背後に斜め後方に伸びるベクトルが確認できる。この特徴的な渦度ベクトルの発生位置と前述した結果から、この渦度ベクトルは斜行渦のものを表していると考えることができる。斜行渦近傍の渦ベクトルは特徴的な次の3つの方向を示す領域をもつ。(1) 斜め背後に向かう領域 (実線丸印)、(2) 沖側に向かう領域 (破線丸印)、(3) 斜め前方に向かう領域

図-5 vortex core 分布 (CASE 3) : 位相間隔 $T/8$ 図-6 $m=0.5$ (計算領域中央) における渦度ベクトル分布 (CASE 1) : 位相間隔 $T/8$

(実線矩形印)。この結果は斜行渦と逆回転の渦が対となった渦構造が形成されていることを表している。

図-7 は、CASE 1 の底面から $n=0.44$ の高さにおける底面と平行な断面の渦度ベクトルを表している。フロント部には m 軸方向に軸をもち、波峰方向 (m 軸) にほぼ様なベクトルが存在する。フロントから約 0.51 後方の領域をソースとして沖側にいくつかの渦管を示すベクトルが伸びているのがわかる。砕波フロントの進行と共に新たな渦管が次々と生成され、その背後では複雑に分布し斜行渦として成長していくと考えられる。

図-8 は、CASE 2 の水槽中央における縦断面の渦度ベクトルを表している。巻き波ジェットの最初の着水の時点 (位相 a) ですでにエアチューブ周りに縦断方向に軸をもつ強い渦度が現れているのがわかる。その後、この強

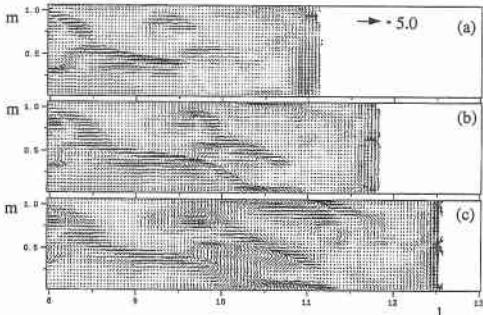


図-7 $n=0.44$ における底面に平行な断面の渦度ベクトル分布 (CASE 1): 位相間隔 $T/8$

い渦度は流体内部に巻き込まれる。

図-8 で示した強い渦度を有する領域を含む $n=0.32$ の高さにおける底面と平行な断面の渦度ベクトルを図-9 に示す。位相 (a) の結果と図-8 の渦度ベクトル分布を考慮すると、湾曲し斜行した軸を持つ強い渦度が局所的に存在しているのがわかる。この着水直後に発生する m 軸に対する非一様性は、著者ら (1999) が指摘した残留渦と新たな渦との干渉に因るものだと考える。位相 (b) において l 軸を回転軸とする旋回性の渦はフロントに顕著に存在するが、位相 (c) においては m 軸に回転軸を持つ水平渦が支配的になる。巻き波砕波においては、生成される渦自体が位相によって大きく異なる性質をもつ。その後も渦度ベクトルは密接に回転軸が交錯しながら急速にその位置及び軸方向を変化させる。

4.3 歪み特性

ここでは、渦管の伸縮について議論するために、歪みテンソルの主軸の方向及び長さから流体の伸縮方向が調べられる。

図-10 は、CASE 1 の水槽中央における縦断面の主軸の方向及び長さ分布であり、背景の濃淡図は三次元的な方向を示すために m 軸方向の主軸の長さ (紙面を突き刺す方向が正) を表している。フロント部においては流体は波の進行方向に強く伸張され、フロント直下及び前方では鉛直方向に顕著に主軸が向いている。斜行渦のソースと考えられるフロントの背後約 0.5 l の位置から沖側斜め方向に比較的弱い流体の伸張が確認できる。前の議論から、斜行渦はこの近傍に存在することは明らかで、Nadaoka et al. (1989) が指摘した様にこの斜行渦の伸張にはこの流体の歪み特性が関係していると言える。さらに斜行渦の存在する領域に沿って m 軸方向への伸張が見られる特徴をもつ。

図-11 は、CASE 1 の底面から $n=0.44$ の高さにおける底面と平行な断面の主軸分布を表している。濃淡は前図と同様に n 軸方向主軸の長さを示す。砕波フロントに

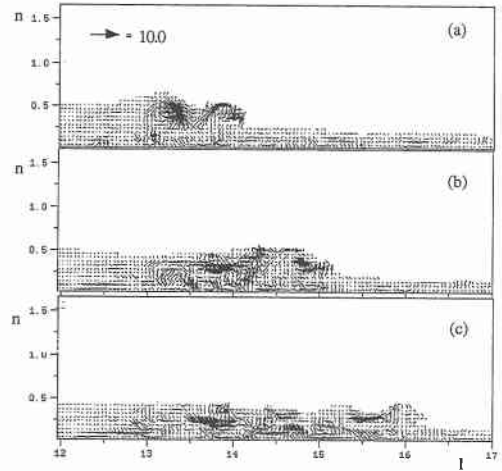


図-8 $m=0.5$ (計算領域中央) における渦度ベクトル分布 (CASE 2): 位相間隔 $T/8$

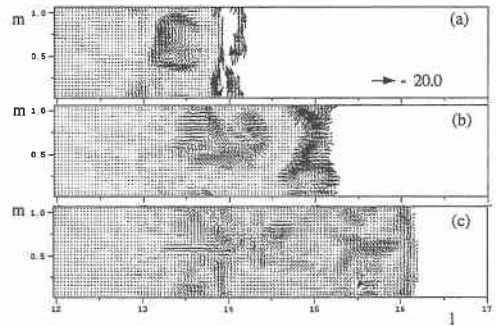


図-9 $n=0.32$ における底面に平行な断面の渦度ベクトル分布 (CASE 2): 位相間隔 $T/8$

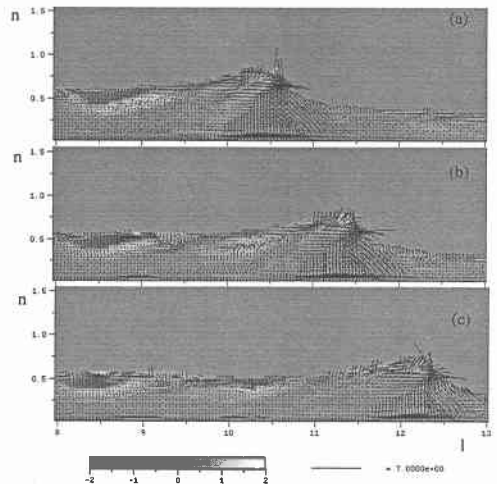
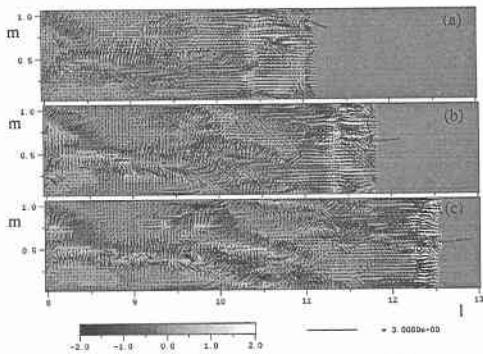
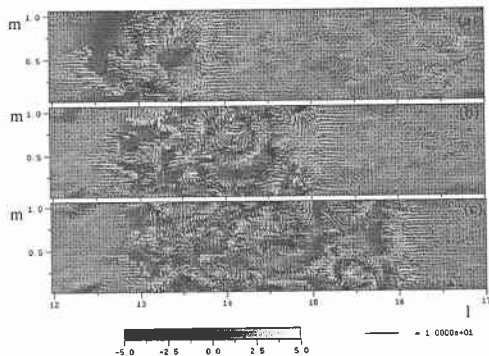


図-10 $m=0.5$ (計算領域中央) における歪みテンソルの主軸分布 (CASE 1): 位相間隔 $T/8$



図一11 $n=0.44$ における底面に平行な断面の歪みテンソルの主軸分布 (CASE 1): 位相間隔 $T/8$



図一12 $n=0.16$ における底面に平行な断面の歪みテンソルの主軸分布 (CASE 2): 位相間隔 $T/8$

においては m 軸方向にほぼ様な波の進行方向への伸張が顕著であるが、その背後の斜行渦発生領域においては図-7に示す渦度ベクトルの方向に沿う強い伸張が現れる。特にこれらの渦管上では m 軸方向の伸張が顕著となる。

図-12は、CASE 2の底面から $n=0.16$ の高さにおける底面と平行な断面の主軸分布を表している。巻き波砕波は乱れに起因するせん断力が大きいだけでなく一般に砕波水深が小さいため、海底面近傍に大きな影響を与える。主軸の方向は複雑であるが連続的に配列し、有機的に結びつく渦管の発達に寄与していると考えられる。

5. 結 論

- vortex core の定義により渦度に依存せず整構造のみが抽出可能となる。
- 崩れ波砕波においては砕波フロント部のほぼ全体に vortex core が存在するが、フロント背後でその分布形状

が不安定になり波峰方向に配列する渦塊として分布する。さらに背後では、この渦塊からつながる数本の渦管が巻き付くように干渉しながら沖側まで伸張する。

- 波動実験水槽内で観察される斜行渦中の水粒子軌道と同様の軌道がこれらの渦管近傍で確認され、上述した過程を経て斜行渦が生成され発達すると考えることができる。

- 巻き波砕波の渦構造は非常に小スケールの渦管から大規模渦塊まで混在する。砕波後、それぞれの着水点間に広がる大規模な vortex core の間を無数の細い渦管が絡み合う様に結んでいる状態が確認された。砕波フロントの進行に伴い大規模渦塊は、無数の渦管に分裂するように発達し、これらの渦管の相互干渉のためさらに複雑に絡み合い分布する。

- 崩れ波砕波において、砕波フロントでは水平渦が支配的であるが、その背後では鉛直方向に軸をもつ渦が現れ渦管に沿って徐々に沖方向に軸を傾斜させる。斜行渦は逆回転の渦が対となって典型的な渦構造を形成する。

- 砕波フロント部では流体は前方に強く伸張され、その背後では前述した渦管の方向に弱い伸張が確認される。斜行渦の成長とこの流体の伸張とは密接な関係がある。また、斜行渦管の存在領域においては波峰方向への伸張も顕著となる特徴をもつ。

謝辞：本研究に対して東京工業大学灘岡和夫教授、横浜国立大学岡安章夫助教授に貴重な助言を頂いたことに感謝いたします。

参 考 文 献

- 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.
- 渡部靖憲・安原幹雄・佐伯 浩 (1999): 大規模旋回渦, 斜行渦, 3次元砕波ジェットの生成及び発達機構, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 141-145.
- Andreassen, Ø, P. Ø. Hvidsten, D. C. Fritts and S. Arendt (1998): Vorticity dynamics in a breaking internal gravity wave. Part 1. Initial instability evolution, Vol. 367, pp. 27-46.
- Fritts, D. C, S. Arendt and Ø. Andreassen (1998): Vorticity dynamics in a breaking internal gravity wave. Part 2. Vortex interactions and transition to turbulence, Vol. 367, pp. 47-65.
- Jeong, J and F. Hussain (1995): On the identification of a vortex, J. Fluid Mech., Vol. 285, pp. 69-94.
- Nadaoka, K, 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.