

砕波の3次元性の評価について

On evaluations of three-dimensional velocity under breaking waves

北海道大学大学院 学生員 ○安原幹雄(Mikio Yasuhara)
 北海道大学大学院 正員 渡部靖憲(Yasunori Watanabe)
 北海道大学大学院 正員 佐伯 浩(Hiroshi Saeki)

1. はじめに

著者ら(2000)は、砕波後の3次元大規模渦構造について、vortex coreの定義に従い渦度に依存せず整構造のみの抽出を可能にし、崩れ波、巻き波、大規模巻き波について砕波形態毎の瞬時の大規模渦構造を詳細に検討し、砕波後の大規模渦構造発達特性から砕波形態の依存性を指摘した。

生成発達が時空間的に間欠性の高いとされる斜行渦等を含む大規模渦構造の生成・発達を評価するには、乱流を評価する局所的に詳細なデータ及び地形情報を含む大域的なデータが必要不可欠である。しかし、従来の3次元LESでは莫大な計算時間や計算メモリを必要とするためにそれらを制限せざるを得ず、シミュレーション結果から統計的な考察に必要な程のデータ数をとること、さらに実海域を想定した計算領域によるシミュレーションを実行することは困難であった。

本研究では、圧力に関するポアソン方程式の収束計算においてmultigrid methodを用いることによって計算時間の大幅な短縮を図り、その結果、長周期に渡って得られた各流速成分から位相平均を求め、さらに各位相でのReynolds stress 及び変動エネルギー等を調べた。

一方、砕波直後の流速場では、水平ローラー渦が卓越する比較的2次元的な流体運動が進行するが、ジェットの水に伴い急激に波峰方向にも変動する3次元流速場が発達することが確認されている。砕波後から4位相(T/8毎)について計算領域の横断方向の空間スペクトルを調べ、砕波直後からの波峰方向の変動特性を調べた。

2. 数値計算法

本計算では渡部ら(1998)の適用した3次元LESにより砕波後の3次元流速場が計算された。圧力に関するポアソン方程式(式1)について2-grid サイクルのmultigrid methodを用いることにより、圧力値の収束計算の高速化が図られた。

$$\nabla^2 p = \frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{u}}{\partial t} \quad \text{----- (式1)}$$

2.1 Multigrid method

2-grid サイクル multigrid methodとは、格子間隔が粗い

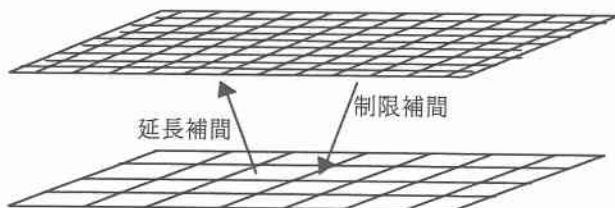


図1 Multigrid method概念図

grid が細かい grid の格子間隔の2倍である異なる2つの計算格子(図1)を用いて、収束の早い粗い格子(coarse grid)で得られる修正量を利用し、細かい格子(fine grid)での収束計算を加速する方法である。

以下にその方法を概説する。

- ① fine grid で数回の反復計算を行った後に得られた圧力の仮の値 p^n から、各格子点での式1の右辺値の残差 R を計算する(式2)。

$$R = (R.H.S._{(1)}) - \nabla^2 p^n \quad \text{----- (式2)}$$

- ② 各格子点での残差を coarse grid 上での分布に制限補間し、補間された残差量から coarse grid 上の各格子点における圧力値の修正量 er を式3の収束計算から得る。

$$\nabla^2 er = R \quad \text{----- (式3)}$$

- ③ 次に coarse grid で得られた修正量 er を fine grid 上の圧力値へ延長補間し(式4)、再び fine grid で反復計算を行う。

$$p = p^n + er \quad \text{----- (式4)}$$

このサイクルを繰り返すことにより、fine grid での収束計算に適当な初期値が与えられるため、細かい格子間隔の単一格子(single grid)で行うより数倍から数十倍程度の収束加速効果が期待される。

また single grid における収束計算では、格子間隔と同程度の長さをもつ残差を最も効率良く収束させることができるが、格子間隔より長波長の低周波数成分の誤差を効率良く減少させることが難しいとされてきたが、multigrid method は、間隔の異なる格子を用いるためこの問題点に対応することが可能で、さらに格子間隔の粗い grid を重ね加えることでより一層収束性の向上が期待される。

尚、自由水面の境界条件について coarse grid においても fine grid での取扱いと同様に irregular star 法を適用し、staggered grid 内にまで存在する自由水面を含めた収束計算を行っている。

2.2 境界条件及び波浪諸元

入射境界において2次近似クノイド波が造波され、計算

砕波形態	周期(sec)	水底勾配	波高
崩れ波	1.2	1:20	0.45 (H/h)
Reynolds number	計算領域(l,m,n) (non-dimensional)	Timestep interval	Grid interval
389830	(22.5, 1.0, 1.6)	T/1024	0.04

表1 計算条件及び波浪諸元

領域の底面にはnon-slip条件、波の進行方向に対する横断方向には周期境界条件が与えられる。波浪諸元については表1の通りである。

3. 計算結果

図2は圧力に関するポアソン方程式の収束計算にmultigrid methodを用いた場合と、single gridで計算した場合について、造波開始から5周期間（1周期；1024time step）の繰返し計算の累積回数を示している。造波開始から約1.5周期までは顕著にcoarse gridによる収束加速効果が発揮されている。しかし、2波目が造波され1波目の砕波が起こる位相頃から、fine gridでの収束回数は抑えられているもののcoarse gridにおける反復回数が急激に増加し

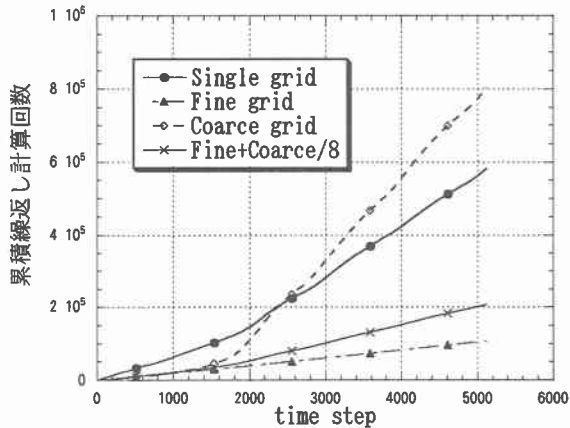


図2 ポアソン方程式の累積繰返し計算回数

始め、さらに1周期後にはsingle gridでの累積回数を越え、その後も同じ増加率で増加していく。注目すべき点はfine gridでの繰返し数であり、single gridの1/5～1/6に低減される。coarse gridのnode数はfine gridの1/2³であるので、coarse gridの累積回数に1/8を乗じて評価すると、single gridでの計算より約3倍の速度を持つことがわかる。

3.1 位相平均流分布特性

本計算では、砕波点の安定した砕波後4波目から10周期について、1周期中に128time step毎の8位相についてそれ

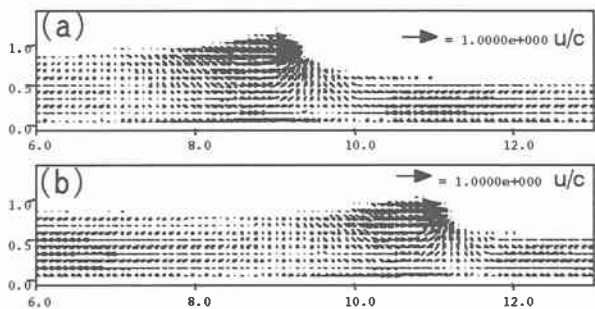


図3 位相平均流ベクトル（計算領域中央）

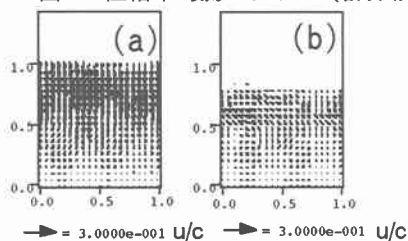


図4 位相平均流ベクトル（砕波点； $l=8.0$ ）

ぞれの位相平均値を求めた。

砕波から $T/8$ 後と $3T/8$ 後の2位相についての計算領域中央縦断面（図3）と砕波点での横断面（図4）の位相平均流速ベクトル分布である。図3において、2つの位相とも砕波フロント部には波の進行方向に大きな流速が見られる。砕波から $T/4$ 後の位相において図4（b）の横断面図が示す通り側方への流速が確認できることから、砕波点において砕波後から次第に3次元性が発達していくことがわかる。

3.2 横断方向の周波数の時間特性

次に、砕波による瞬時流速の横断方向の変動特性を調べるため、砕波直後の位相から計算領域横断方向のエンストロフィスペクトル、運動エネルギースペクトルが調べられた。図5はエンストロフィスペクトルの0倍波数について、図6は7倍波数についての分布を示している。2次元性の強い水平ローラー渦の発生する砕波フロント部では0倍波数のエネルギーが顕著に確認できる。また、著者ら

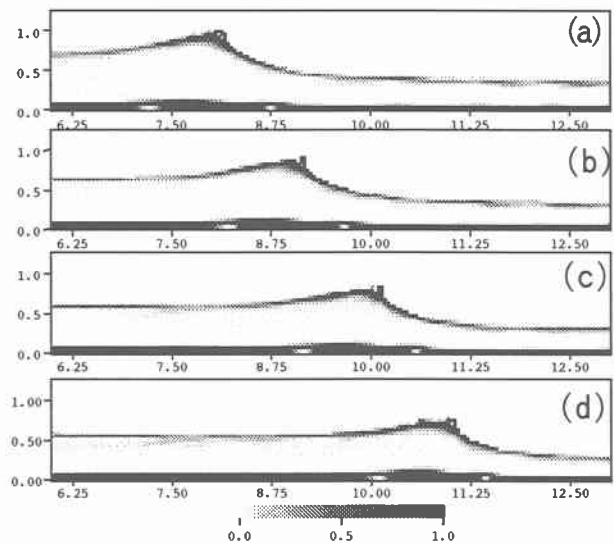


図5 enstrophy スペクトル分布 $k=0k_0$

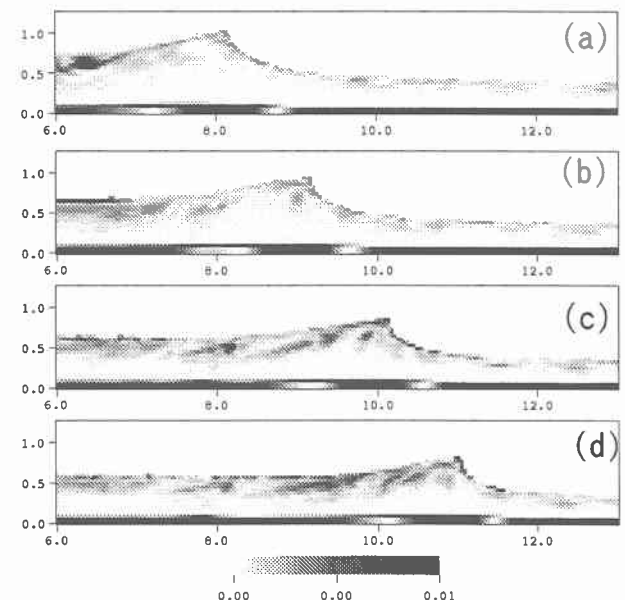


図6 enstrophy スペクトル分布 $k=7k_0$

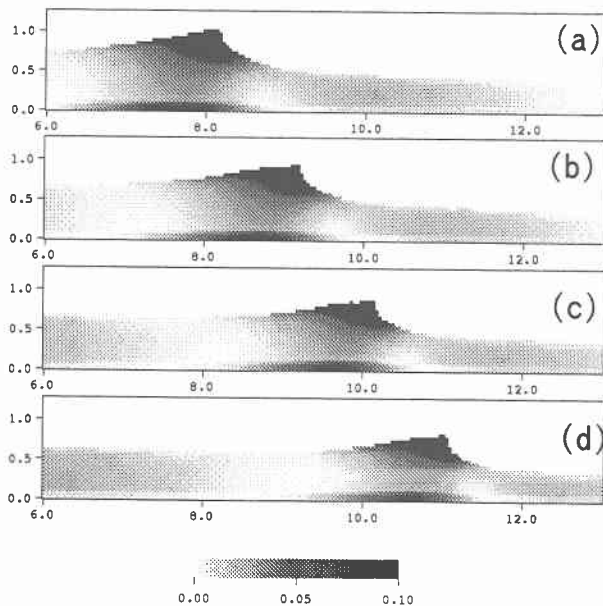


図7 エネルギースペクトル分布 $k=0k_0$

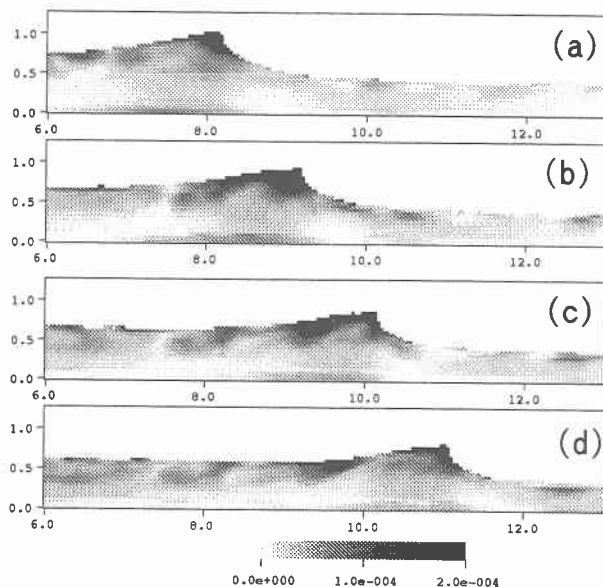


図8 エネルギースペクトル分布 $k=3k_0$

(1999) によって斜行渦の発達が確認された領域において、比較的高い波数（7 倍波数）のエネルギーの分布を確認することができる。図7, 8は砕波後からの運動エネルギースペクトルの分布を示している。図7は0 倍波数, 図8は3 倍波数のエネルギースペクトル分布である。0 倍波数, 3 倍波数のエネルギースペクトル共に波頂部において強いエネルギーの分布が確認できる。3 倍波数成分に関しては、砕波フロント背後の領域においても強い分布が見られる。この領域は著者ら(2000)がvortex coreの分布から波峰方向に数本の渦管配列を確認した領域で、この付近ではフロント背後から伸びる渦管が、フロントの進行と共に徐々にちぎられ、そしてまた新たな渦管が生成発達される。

3.3 変動エネルギー

LES では空間的にフィルター操作された瞬時 grid-scale 流速 U を解くため、初期値問題では U のアンサン

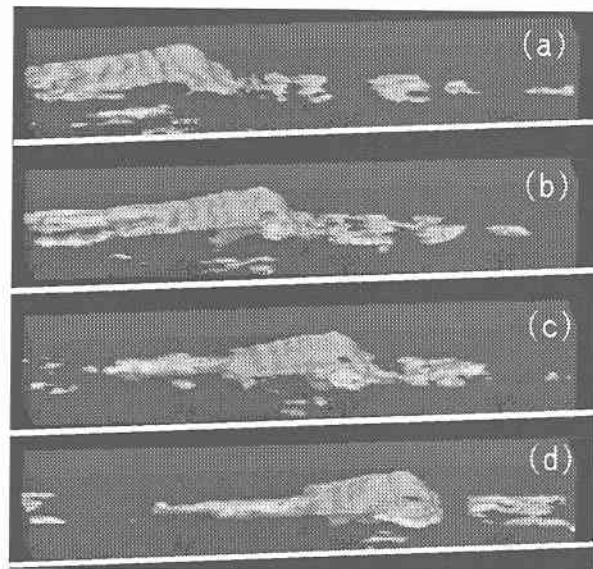


図9 変動エネルギー分布

ブル平均において変動を持つ。この変動量を評価しアンサンブル平均値を予測することは波動下の流速場の統計的評価のために重要である。

瞬時流速 U は次のように分解される。

$$U = \bar{U} + U'$$

(瞬時流速は, $u = \bar{u} + u' + \bar{u}' + u''$)

$$\text{GS} \cdot \text{Reynolds テンソルは, } \begin{pmatrix} U'^2 & U'V' & U'W' \\ U'V' & V'^2 & V'W' \\ W'U' & W'V' & W'^2 \end{pmatrix}$$

ここに GS 変動エネルギーを以下の様に定義する。

$$Q^2 = \bar{U}U + \bar{V}V + \bar{W}W$$

図9は変動エネルギーについて 2.0×10^{-4} の3次元 iso-surface である。位相 (b) (c) おいて砕波フロント背後に、斜め下方に伸びる変動エネルギーの分布が確認できる。この結果は、砕波後約 $1/8 T$ から $1/4 T$ にかけての位相ではほぼ周期的に大きな乱れが発生していることを示す。またこの領域は過去に波浪実験によって斜行渦が確認された典型的な領域であり、変動エネルギー分布と斜行渦の生成発達に何らかの関係があるのではないかと考えることができる。

4. 結論

・水面を持つ流速場においても multigrid method の適用が効果的であった。砕波のような激しい変動をもつ場合でも良好な計算時間の低減を図ることができた。

・横断方向のスペクトルから、瞬時流速の奥行き変動を調べた。今後は砕波前の2次元流体運動から3次元への遷移を調べていく。

・位相平均をとって変動 GS エネルギーを調べた。その変

動エネルギーは周期的な渦管の発生を評価しうる可能性はある。

〈参考文献〉

渡部 靖憲, 森 憲広, 佐伯 浩 ; 砕波後の3次元 Large Eddy Simulation ; 第45回海工論文集, p 146 - 150, 1998

渡部 靖憲, 安原 幹雄, 佐伯 浩 ; 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 ; 第46回海工論文集, p 141 - 145, 1999

渡部 靖憲, 安原 幹雄, 佐伯 浩 ; 砕波後の大規模渦の整構造に関する研究 ; 第47回海工論文集, p 146 - 150, 2000