

砕波乱流の平均流速変動への力学的寄与について

渡部 靖憲*・安原 幹雄**・佐伯 浩***

1. はじめに

砕波に伴う乱れは砕波の進行と共に三次元的整構造を構成しながら発達し、直接流速及び圧力場に大きな影響を与える。一方、砕波後の流速場が砕波前の流速場と連続した周期的な波動性を有し、微小スケール乱れが入射波の波動スケールの流体運動を間接的に変化させるといふ観点に立てば、波動スケールにおける平均流速場が乱れに直接起因する瞬時応力とは異なる間接的な仮想応力の作用の結果として確率的な意味で表現できる。また、この確率的な波動スケールの流速変動が工学的に必要な物理量となる。

著者らは、三次元 Large Eddy Simulation (LES) による一連の砕波後の流体運動の三次元的な遷移機構に関する研究 (1998, 1999, 2000) を通じて、ジェットの着水後支配的な水平ローラー渦以外に多方向に軸をもつ渦成分が組織的に生成され発達するメカニズム及びこの渦整構造に影響を受ける水粒子運動特性について明らかにしてきた。しかしながら、これらは全て砕波下の瞬時流速場の時間的遷移を対象にしたものであり、この強非線形流体運動場においてこの結果は強い初期値依存性を有するため、直接得られた流体運動の特性値を種々の既存の成果あるいは工学的問題に適用することは困難である。この観点から、初期値問題としての計算結果を準定常状態における確率的物理量として再評価する事は重要であると考え。また、この基本量である各種平均流は、浮遊砂や海底砂の輸送等の工学的観点からだけでなく、砕波後の瞬時流速の三次元化及び乱流化に伴う平均流場の遷移機構の解明及び波動方程式モデルに対する砕波モデルの評価の観点からも重要な特性である。

本研究は、同様の三次元 LES によって得られた乱れを考慮した瞬時の計算格子 (GS) 流速から入射波の基本周期に対して位相平均量を求め、GS 流速に起因する変動応力と格子内の乱れ (SGS) 応力が波動スケールの流体運

動に与える影響を定量的に比較し、それらの時空間的遷移特性を明らかにするものである。また、この領域に存在する各種砕波形態に対する位相及び時間平均流の 3 次元分布についても議論を行う。

2. 数値計算法

汀線に直入射する非線形規則波の砕波について、繰り込み群理論による非線形 SGS モデルを適用した三次元 LES が行われた (計算方法は渡部ら (1998) を参照)。三次元 LES を砕波後の領域が準定常波動場として収束するまで計算を実行するためには莫大な計算時間が必要である。この問題を低減するために、本研究では圧力に関するポアソン方程式に対する収束計算を Multigrid 法 (例えば Ferziger & Peric, 1996) によって行う。この計算法の導入により大幅な計算時間の短縮がなされ、多波に対する平均量を得ることが可能となる。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三次元計算領域で行われ、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。

本研究では、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、本論文中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。

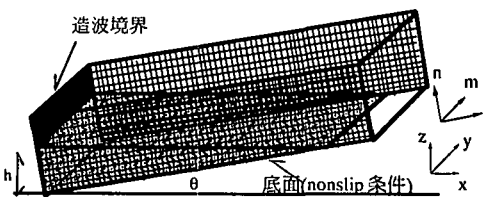


図-1 計算領域及び座標系

* 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 岡山県庁 建設部
*** 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

3. 平均量の定義と仮想応力

LES では、全ての物理量は grid scale (GS) 以下の変動に対してフィルター操作される。故に、GS 及び SGS (subgrid scale) 量に対するアンサンブル平均を考えると、GS 物理量はそれぞれ次のように書ける。

$$\bar{F} = \bar{F} + \bar{F}' \dots\dots\dots (1)$$

ここで、大文字は GS 量、小文字は SGS 量。 $\bar{}$ はアンサンブル平均量、 $\bar{}'$ は変動量を表す。支配方程式は渦粘性タイプの SGS 応力モデルを用いて GS 量に変数となる次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j) = & -\frac{1}{\rho} \nabla_i P + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここで、 $i, j=1, 2, 3$ であり、 t は SGS 応力である。(2) 式に各物理量に対する (1) の関係を代入し、両辺にアンサンブル平均をとると以下の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i \bar{U}_j) = & -\frac{\bar{\zeta}}{\rho} \nabla_i \bar{P} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{g}_i \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

右辺第 3 項、4 項はそれぞれ小スケール乱れ (SGS) 及び GS 流速変動が平均流に与える仮想応力項 (Reynolds 分解しているので、Reynolds 応力と呼ぶべきかもしれないが、フィルター操作済みなもので一般に使われる Reynolds 応力と混同しないためあえてこの呼び名にした) であり、以下のテンソル成分から構成される。

$$\bar{\tau}_{ij}^{s1} = \begin{bmatrix} 2\bar{\nu}_e \partial \bar{U} / \partial x & \bar{\nu}_e (\partial \bar{U} / \partial y + \partial \bar{V} / \partial x) & \bar{\nu}_e (\partial \bar{U} / \partial z + \partial \bar{W} / \partial x) \\ \bar{\nu}_e (\partial \bar{U} / \partial y + \partial \bar{V} / \partial x) & 2\bar{\nu}_e \partial \bar{V} / \partial y & \bar{\nu}_e (\partial \bar{V} / \partial z + \partial \bar{W} / \partial y) \\ \bar{\nu}_e (\partial \bar{U} / \partial z + \partial \bar{W} / \partial x) & \bar{\nu}_e (\partial \bar{V} / \partial z + \partial \bar{W} / \partial y) & 2\bar{\nu}_e \partial \bar{W} / \partial z \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4)$$

$$\bar{\tau}_{ij}^{s2} = \begin{bmatrix} \bar{\nu}'_e (\partial \bar{U}' / \partial x + \partial \bar{V}' / \partial x) & \bar{\nu}'_e (\partial \bar{U}' / \partial y + \partial \bar{V}' / \partial y) & \bar{\nu}'_e (\partial \bar{U}' / \partial z + \partial \bar{V}' / \partial z) \\ \bar{\nu}'_e (\partial \bar{U}' / \partial y + \partial \bar{V}' / \partial x) & \bar{\nu}'_e (\partial \bar{U}' / \partial z + \partial \bar{V}' / \partial z) & \bar{\nu}'_e (\partial \bar{V}' / \partial x + \partial \bar{W}' / \partial y) \\ \bar{\nu}'_e (\partial \bar{U}' / \partial z + \partial \bar{V}' / \partial x) & \bar{\nu}'_e (\partial \bar{V}' / \partial y + \partial \bar{W}' / \partial z) & \bar{\nu}'_e (\partial \bar{V}' / \partial z + \partial \bar{W}' / \partial y) \end{bmatrix} \dots\dots\dots (5)$$

$$\bar{T}_{ij} = \begin{bmatrix} \overline{U'U'} & \overline{U'V'} & \overline{U'W'} \\ \overline{U'V'} & \overline{V'V'} & \overline{V'W'} \\ \overline{U'W'} & \overline{V'W'} & \overline{W'W'} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (6)$$

ここでは、(4) 式を SGS 平均応力、(5) を SGS 変動応力及び (6) を GS 変動応力と呼ぶことにする。

定常波動場及び流速場の周期性を仮定すると、古くから用いられているようにアンサンブル平均を位相平均と

表-1 入射波条件

	砕波形態	造波境界での波高	楕円関数の母数	底面勾配	時間ステップ間隔・グリッド幅
CASE 1	崩れ波	0.45 (H/h)	0.8509	1 : 20	$T/1024 \cdot 0.04 (x/h)$
CASE 2	巻き波		0.9894		
CASE 3	巻き波	0.55 (H/h)	0.9949		

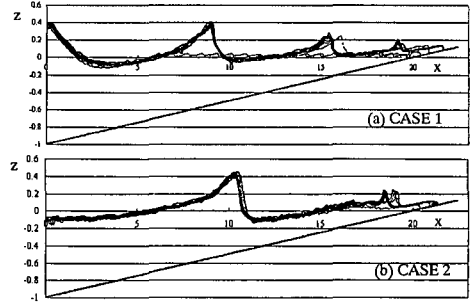


図-2 連続する波毎の同一位相 (砕波位相) の波形 (数値水槽中央) 推移 (細線: 1~5 波, 太線: 6 波以降)

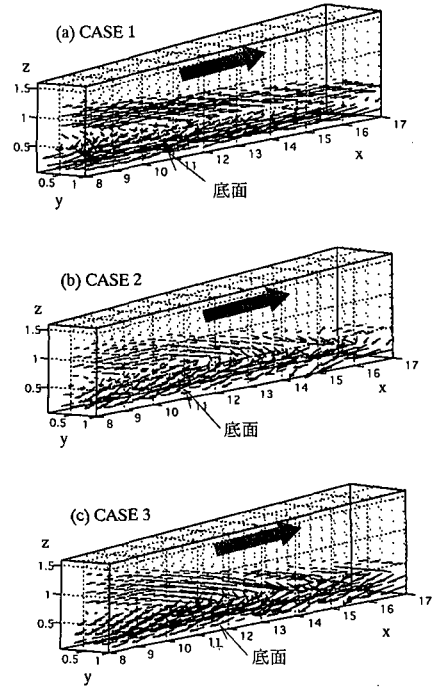


図-3 時間平均流分布

して考えることができる。本研究では、砕波形態の異なる 4 ケースの入射波に対して、造波後準定常状態となった流速場に対して全ての GS 物理量の位相平均をとり、これらからの逸脱を位相変動量として (1) を評価する。また、同様に時間平均も考え、それぞれのケースの三次元平均流速特性について議論を行う。

4. 結 果

波向きに対して完全に断面二次元的に入射した波浪下の瞬時流速場は着水点を境に急速に三次元的な遷移を示す(渡部ら, 1998, 1999)。この遷移過程を通じて発生する乱れの相関量として間接的に現れる仮想応力及びこの応力の発生によって変動する時間及び位相平均流について調べられる。

これらの統計物理量は準定常波動場に対して意味を持つものであるため、最初に初期値の影響が十分に無視でき得るレベルまで収束した周期性を有する波動場に到達させる必要がある。

図-2は、連続して入射する波浪の同一位相に対する波形の発達を調べたものである。崩れ波砕波及び巻き波砕波共に1～5波目の入射までは砕波後の波形が不安定で初期値に影響を受けているが、6波目以降は砕波点及び砕波フロントの位置が固定され、波形も安定する。この様に、本研究では、6波目以降が周期性をもつ準定常波動場と見なし、確率処理を行う。

4.1 時間平均流

図-3は、それぞれのケースにおける時間平均流速の分布を表したものである。どのケースにおいても、トラフレベル以上で岸向きのオイラー的質量輸送速度とトラフレベル以下の戻り流れによる沖向き流速がやはり支配的である。しかしながら、崩れ波砕波では、砕波後の全

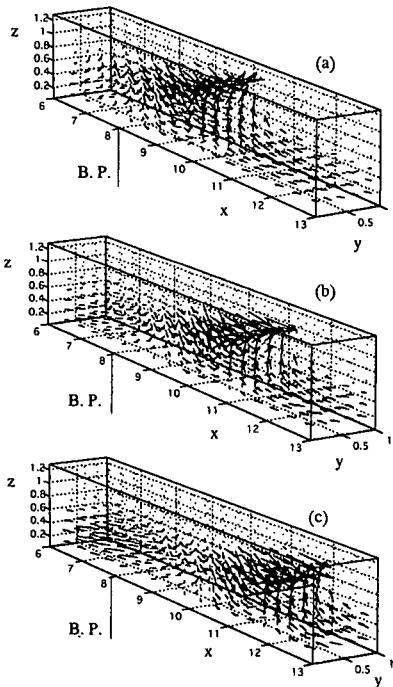


図-4 砕波後の位相平均流速ベクトル (CASE 1, 位相間隔: 1/8 周期)

領域にわたって両流速共に水平方向が明らかに卓越しているが、巻き波砕波の特徴が強まるほど (CASE 2 より CASE 3 の方が大規模な巻き波砕波となる)、鉛直流速成分が発達する傾向となる。つまり、砕波から着水に至るまでは重力加速度により急速にジェットが落下するのに起因して下向き流速が顕著に現れ、また着水後は、連続する波浪に対してほぼ同一である着水点を境に水塊が跳ね上がるため上向き流速成分が現れる。また、着水点近傍では、毎波同一地点に生成される大規模渦の影響とみられる強い鉛直流が発生していることが確認されている。瞬時流速場では砕波後特にボア領域において水槽奥行き方向流速成分は他成分と同オーダーにまで発達するにも関わらず(渡部ら, 1998)、これらの時間平均流のこの奥行き流速成分は全体的に非常に小さく(着水点の底面近傍で局所的に比較的強い変動があるが)無視でき、断面二次元的であるとして問題ない。

4.2 位相平均流

図-4は CASE 1 の砕波後の波に対する位相平均流速

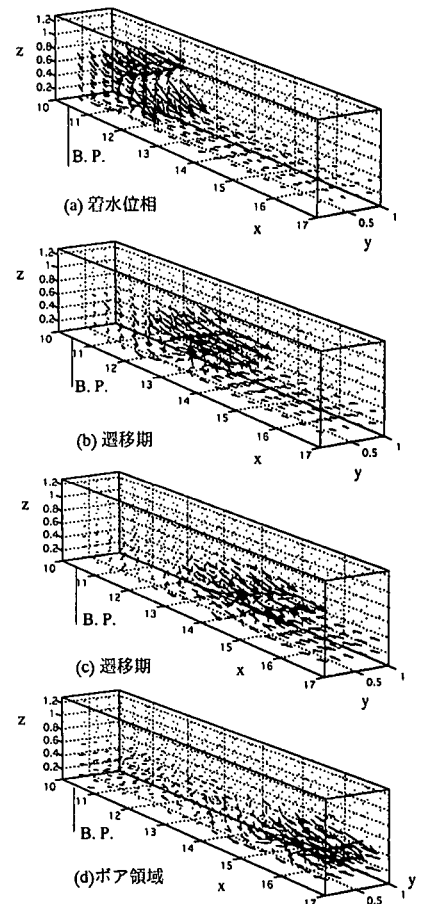


図-5 砕波後の位相平均流速ベクトル (CASE 3, 位相間隔: 1/8 周期)

ベクトルを表したものである。碎波後、ほぼ横断方向に一樣に分布した断面二次元的な碎波フロントが進行してくる様子がわかる。しかし、フロント背後では鉛直及び奥行き方向に小さく変動する領域が存在する。

図-5 は CASE 4 の波浪が着水点からボア領域に達するまでの碎波下の流速ベクトルを表したものである。位相(b)において第一着水点と第二着水点の間のトラフレベル以下に顕著な鉛直流速が発生すると同時に奥行き方向流速も明確に発生する。次の位相(c)においても、碎波フロント背後で同様な局所的な鉛直及び奥行き流速成分が存在する。また、位相(d)において、波の変曲点が位置する領域(図中の○印)では全体を通して卓越する水平流速成分が小さくなり、相対的に奥行き流速成分が顕著になる。

巻き波碎波において、碎波ジェット及び碎波フロント背後で局所的な鉛直及び奥行き方向流速成分が卓越する箇所が現れる結果は、生成された大規模渦に起因するこれらの流速変動スケールは波浪の時間スケールにもおよび周期的に生成、減衰を繰り返していることを示している。

4.3 仮想応力項

仮想応力項は、上述した平均流の変動へ寄与するほか、物質の輸送にも平均量としての影響を与える。

図-6 は、CASE 1 (崩れ波碎波) に対する GS 変動応力の主応力成分 (T_{11} , T_{22} , T_{33}) の等値面を表している。碎波後の定常波動場であるため、水面近傍あるいは碎波フロントから背後に向かう大規模な応力分布が見られる。局所的な T_{33} の値は他の成分と比べて大きく、同一ケースの位相平均流の碎波フロント背後の領域の局所変動は、この成分の寄与が大きいと考えられる。なお、このフロント背後にわたって発達する領域は瞬時流速場において顕著な大規模渦が存在することが確認されており、このような大規模渦に起因する乱れが GS 変動応力に密接に関係することがわかる。また、それぞれの成分の分布が定性的に全く異なっており、碎波後の GS 変動応力は明らかに非等方な応力特性を有している。

図-7 は、同一ケースにおける SGS 平均及び変動応力の τ_{33}^1 及び τ_{33}^2 成分の等値面(図-6 の 10^{-2} 倍の値に対する)を表している。GS 変動応力の同一成分である T_{33} (図-6 参照) とは応力分布が全く異なり、主に碎波フロント部のローラー渦近傍に現れる。また、これらの応力は、GS 変動応力では見られない底面にまで分布するのが特徴的であり、GS 及び SGS 応力は流体運動に対して果たす役割が異なると考えられる。

図-8 は、CASE 3 (着水直後) に対する GS 変動応力の逸脱成分 (T_{12} , T_{13} , T_{23}) の等値面を表している。着水直後に生成される大規模渦に起因する平均流速場への

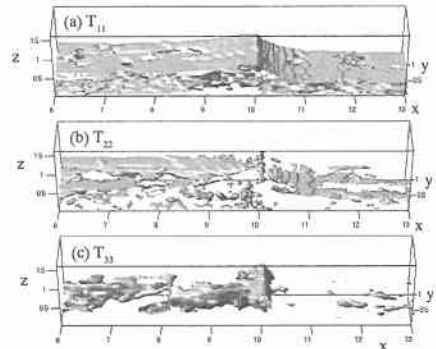


図-6 CASE 1 に対する GS 変動応力 (T_{11} , T_{22} , T_{33}) 成分の等値面 (4×10^{-4})

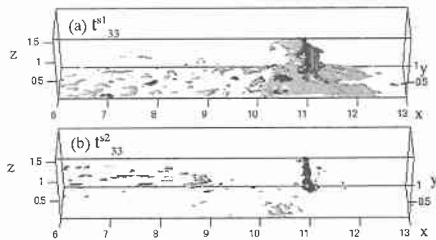


図-7 CASE 1 に対する SGS 平均及び変動応力 (τ_{33}^1 , τ_{33}^2) の等値面 ($\pm 4 \times 10^{-6}$)

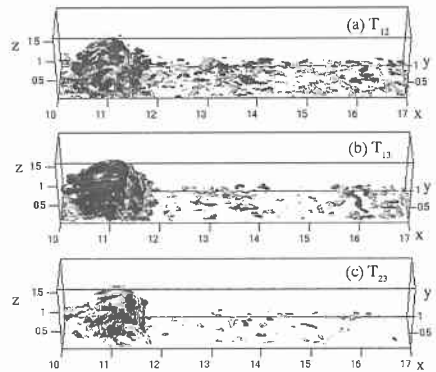


図-8 着水直後 (CASE 3) の GS 変動応力 (T_{12} , T_{13} , T_{23}) 成分の等値面 ($\pm 4 \times 10^{-4}$)

寄与がこれらの様な GS 変動応力の大規模な生成という形で現れているのがわかる。また、 T_{13} 成分は比較的一様な奥行き方向分布をもつが、奥行き方向変動流速に関わる T_{12} 及び T_{23} については複雑な分布となる。

図-9 は、同一ケースのボア領域における同様な分布を表したものである。上述したように GS 変動応力が大規模渦下の大スケール変動に起因すると考えれば、碎波の進行に伴って、大規模渦によって変動応力が碎波帯全体に広がり、全域にわたってこの応力が各種平均流の変動

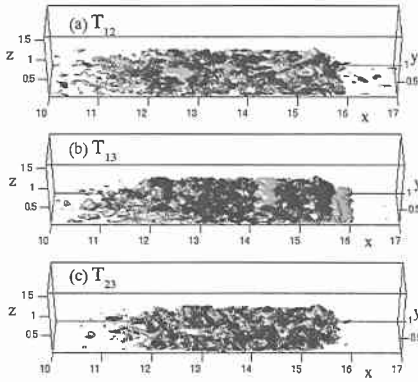


図-9 ポア領域のGS変動応力(T_{12} , T_{13} , T_{23})の等値面($\pm 4 \times 10^{-4}$)

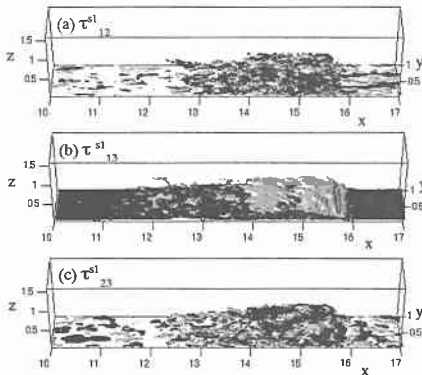


図-10 ポア領域のSGS平均応力(τ_{12}^{s1} , τ_{13}^{s1} , τ_{23}^{s1})の等値面($\pm 4 \times 10^{-4}$)

に寄与していると考えることができる。この結果として、砕波フロント部のみならず背後の広い領域で位相平均流の局所変動(図-4参照)に影響を与える。また、前図で指摘した様に、 T_{13} 成分の奥行き方向の一様性は、ポア領域においても保持されており、波向き方向に変化する比較的規則的な構造となる。この変化のスケールと発生位置から推測すると、この成分は間欠的に発生するスプラッシュアップに伴う流速変動及びそれと同時に生成される水平ローラー渦による平均流への寄与項であると考えられる。

図-10及び図-11は、同一位相におけるSGS平均及び変動応力の逸脱成分(τ_{12}^{s1} , τ_{13}^{s1} , τ_{23}^{s1} 、と τ_{12}^{s1} , τ_{13}^{s1} , τ_{23}^{s1})の等値面(図-9の 10^{-2} 倍の値に対する)を表している。これらの値は、定量的にGS変動応力と比べて非常に小さいが、GS変動応力のスケール以下の変動を補完するように分布していると考えられる。特に τ_{13}^{s1} や τ_{23}^{s1} は底面の波動境界層近傍にはたらく応力の分布を有しており、GS変動成分とは全く異なる役割を果たすことがわ

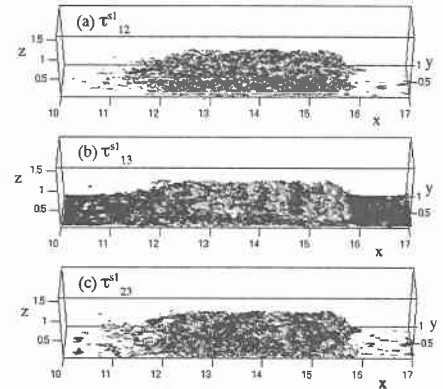


図-11 ポア領域のSGS変動応力(τ_{12}^{s1} , τ_{13}^{s1} , τ_{23}^{s1})の等値面($\pm 4 \times 10^{-4}$)

かる。

5. まとめ

砕波後の準定常状態の平均流速場においては、砕波に伴う大規模渦からの寄与として現れる比較的大スケール(波高のオーダー)の流速変動が支配的になるため、仮想応力としてGS変動応力が支配平均応力となる。一方、海底面近傍ではSGS応力に直接関係する仮想応力が無視できないため、海底砂の輸送問題には重要な役割を持つと考える。厳密な意味でこれらの仮想応力項を直接得るためには、これらが非等方な特徴をもつため、(3)を基本にしてReynolds stress輸送方程式モデルの様な形でモデルを含めて解く必要がある。比較的容易に各種平均流を近似予測するためあるいは乱れの影響を適当に考慮した海底面近傍の応力の予測のためにはさらに研究を進める必要がある。

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.
- 渡部靖憲・安原幹雄・佐伯浩 (2000): 砕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.
- Ferziger, J. H. and M. Peric (1996): Computational methods for fluid dynamics, Springer, 389 p.
- Kosovic, B. (1997): Subgrid-scale modelling for the large-eddy simulation of high-Reynolds-number boundary layers, J. Fluid Mech., Vol. 336, pp. 151-182.
- Lin, P. and P. L.-F. Liu (1998): A numerical study of breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., Vol. 359, pp. 239-264.
- 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.