

II-58

砕波帯内における流体の乱れ特性に関する研究

北海道大学工学部 森 憲広
 北海道大学大学院 学生員 渡部 靖憲
 北海道大学工学部 正 員 佐伯 浩

1.はじめに

砕波帯では様々なスケールの流体運動が存在しそれらは互いに影響しあいながら複雑な速度場を構成している。その代表的な例として、離岸流、向岸流等の流れと砕波過程における乱れとの関係は岸沖漂砂過程での砂の巻き上げ、及び、移動に大きな影響を与えられると考えられる。一般に岸沖方向の流れ及び漂砂量は砕波形態の違いによって異なることから砕波による乱れと流れとが影響しあうメカニズムを調べることは重要である。(もちろん、この時のラディエーションストレスのちがいによる所が大きい)。今日までL. D. Vを用いて多くの詳細な砕波帯内の乱れに関する研究がなされてきたがその多くは時間平均のレイノルズストレスの決定のための渦粘性モデルの評価につながるものである。これは戻り流れ等の定常流速場や砕波後のラディエーションストレスの評価に関わる波高減衰には重要であるが(岡安ら、1986)、乱れ生成及び散逸過程には言及しない。砕波による乱れにとって主流は非定常流であるため、乱れの生成と散逸は非平衡となり、フロントの巻き込みによってこの領域では非等方的な乱流となる。この点で低次のK-εモデル等の渦粘性モデルを砕波帯内で適用するのは妥当とはいえない

本研究では、実験水槽の両端を結ぶ還流パイプを設置することによって沿岸方向の流れを制御し砕波帯内の乱れの状態を調べていく。また、レイノルズストレスと渦粘性モデルの対応と問題点を考察し、その対策として高次の渦粘性モデル化する手法の海洋乱流への適用について議論していく。

2.実験装置

実験水槽は、全長24m、幅60cmの二次元水槽であり、ピストン式造波装置が設置してある。造波装置の前面に1/10勾配で延長1mの傾斜板を設置し、5mの水平部をはさみ延長12m、勾配

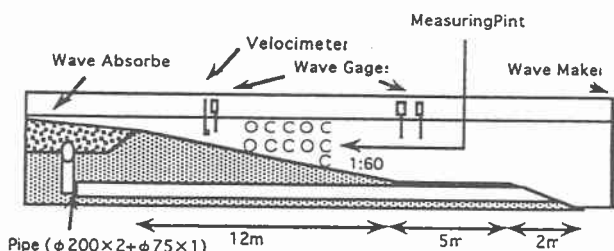


図-1 実験装置概略

1/60の斜面を設定し水路終端に透過性消波工を設置してある。計測機械として入反射分離のために水平部に容量式波高計2本、砕波帯内に位相平均のための波高計及び流速計を設置した。また、戻り流れ及び砕波後のset upを制御するために水路の両端を結ぶ塩化ビニールパイプを底面に埋設したこの還流パイプの蓋を開閉することにより流れを調節する。流速計はアコースティックドップラー流速計を用いた。これは時空間的にL. D. Vと比較して精度は高くないが容易に3次元流速をとらえることができる。

Experimental Study on the Characteristics of Turbulence in a Surf Zone
 by Yasunori WATANABE, Norihiro MORI and Hiroshi SAEKI

流速の測定点は図-1に示すように、鉛直方向に2cm間隔、水平方向に碎波前は主流の流速から考えて本実験の測定点の時空間的間隔は比較的大きな乱れを扱っていることになるが、定性的な特性を調べることを目的とし、乱れを表現する。

本実験では周期1.2秒、沖波波高9cm沖波水深30cmの単一諸元の波の解析を行った。また碎波形態はspilling breakerである。

3.基礎方程式

Navier-Stokes式を諸変数を平均量と変動量に分け平均するとつきに示すReynolds方程式が得られる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_i \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i u_j}) + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1)$$

ここで、 U_i : 平均流速、 P : 平均圧力、 ρ : 密度、 ν : 動粘性係数
渦粘性モデルでは、右辺2項目のレイノルズ・ストレス

$$R_j = \nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

とモデル化される。ここで ν_T は渦粘性係数である。

また、 $k-\varepsilon$ モデルでは乱れの基本量を乱れエネルギー $K \left(= \frac{1}{2} u_i u_j \right)$ と $\varepsilon \left(= \nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \right)$ と

し、渦粘性係数は $\nu_T = C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (3)$

とおかれる。

4.実験結果

本研究では、実験で得られた流速データを水位変動のゼロアップクロスを基準にした位相平均との変動を乱れとして扱う(岡安ら, 1986)。また速度勾配テンソル等で必要となる空間微分については流速を考慮し互いの対応する時刻における流速値を補間して求めその差分を取って評価した。気泡混入に伴う欠足データに関しては、そのデータを削除し、前後のデータより補間した。

また、しきい値に満たない気泡の影響を受けたデータに関しては解析対象のデータとなってしまっている。図-2は、乱れエネルギー K の時間平均の空間分布を示している。(a)は環流パイプを閉鎖した時の結果。(b)は環流パイプを開放したときの結果であり、実線がトラフレベル以下、約2cmでの値。また点線はさらに2cm下方の値を表す。

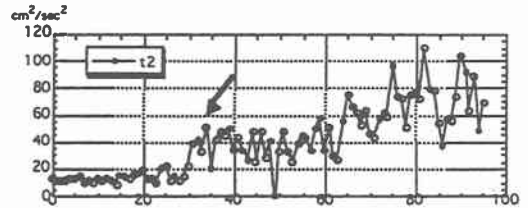


図-2(a) 乱れエネルギーの空間分布(閉鎖時)

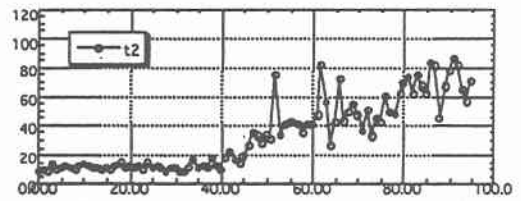


図-2(b) 乱れエネルギーの空間分布(解放時)

砕波後、乱れエネルギーは(a)の場合矢印のあたりで急激に増加し、その後徐々に増加している。一方(b)は、砕波後ゆるやかに乱れエネルギーが増加し、ゆっくりと乱れが生成されていると考えられる。レイノルズ・ストレスにも同様な傾向がみられ、砕波後に流れが乱れに対して影響している可能性がある。また、図-3に示すように、3次元的な乱流場になっている事を表すvv成分(直交乱れ成分)に関しても同様な傾向をしめしており、砕波帯内の流体運動の3次元性にも流れが影響していると考えられる。

図-4、5はそれぞれ環流パイプ閉鎖時及び、開放時の砕波直後の水平流速分布を示したものである。これは渡部ら(1995)と同様な画像処理方法によるもので、明色が速い流速を暗色が遅い流速を示す。これらによると環流パイプ封鎖時の方が、波のフロント付近に速い速い流速が集中している様子がわかる。このフロント内の大渦が逆方向の流れを持つトラフレベル以下の流速場に影響を与えると考えられる。これらの影響は、レイノルズ・ストレスとして、砕波直後の平均流を変化させる。図-6、7は、それぞれトラフレベル2 cm以下の、水平流速 u 、直交流速 v 、の時間平均量の空間分布である。矢印で示した辺りから水平、直交流速が変化しており、乱れの平均流速場への寄与をあらわしている。また、直交流速が空間的に振動する結果が表れており、現象としては興味深い。日野ら(1984)が指摘したような組織的渦構造が、このスケールの砕波に対してもその効果として定常的な環流が発生している可能性がある。

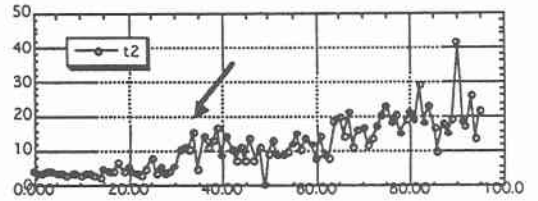


図-3(a) 環流パイプ閉鎖時の直交乱れ成分

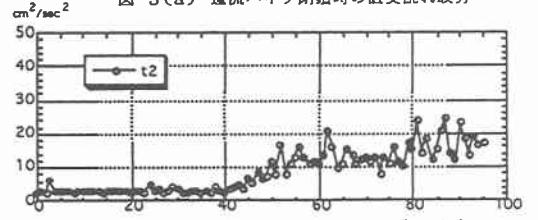


図-3(b) 環流パイプ開放時の直交乱れ成分

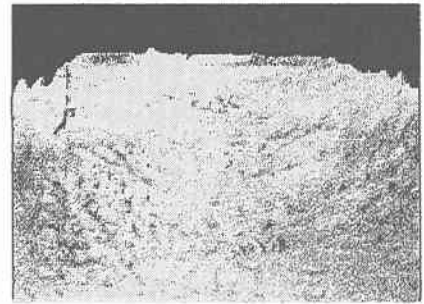


図-4 砕波直後の水平流速分布(閉鎖)

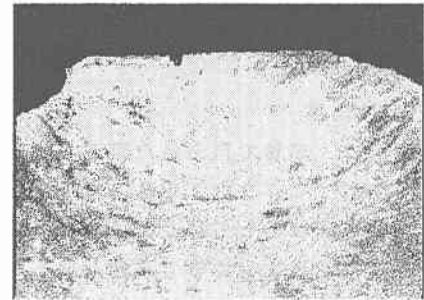


図-5 砕波直後の水平流速分布(開放)

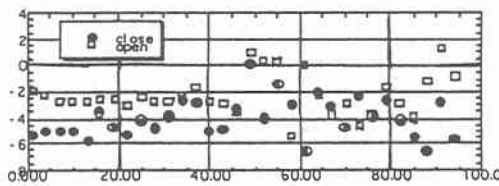


図-6 水平流速の時間平均量の空間分布

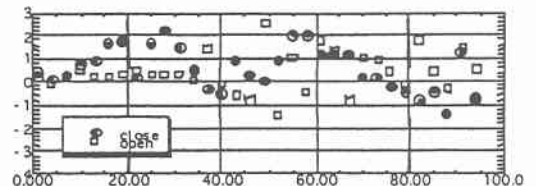


図-7 直交流速の時間平均量の空間分布

次に波の位相の変化に伴う乱れ生成及びレイノルズストレスの変化を考察する。ここで、乱れに関しては波の峰が通過するときが最も大きな変化を示すため、水位変動のゼロアップクロスから1/2周期間を特に詳細に議論していく。図-8は碎波後50cm進行した地点でのレイノルズストレスの時間変化を表している。(2)を用いて k と ε から ν_T を評価し速度勾配テンソルを乗じる事でモデル化されたレイノルズストレスを計算することができる。(図-9)。モデルの定数が関係してくるので定量的には評価できないが、定性的に大きな違いがみられる。また、実験で得られたレイノルズストレスを平均流の速度勾配テンソルの成分で除してやる事でモデル化すべき渦粘性係数を逆算することができる(図-10)。太線が $k-\varepsilon$ モデルで使用する ν_T であり、レイノルズストレスのそれぞれの成分の対応する ν_T は定性的に大きく異なる事を示している。これらの議論は実験の精度に大きく関わってくるが $k-\varepsilon$ モデルの渦粘性係数が必ず正の値を持つのに対して(2)を逆算すると負の渦粘性係数を持つ必要ができてくることは、モデルとして、適当であるとはいえない。また、上の結果は、著者らの砂漣上の振動流中の流れ場のDIAによっても確かめられている。

5. 高次モデルの適用

海岸工学で扱う乱れの特徴は、主流が非定常流である事と強い剪断流となることである。図-10の結果は、前者が乱れ生成と散逸が平衡しないことを、また後者は(2)が示すような等方的な乱流とならないことを示している。これらの点を理解するために、さらにモデルの評価を厳密にする必要がある。Yoshizawa(1993)は、前述した問題に対して2スケール直接相互作用近似理論を用いて高次の $k-\varepsilon$ モデルを提案している。こうした理論が沿岸乱流に適用できるかを調べることは有意なことである。まず、この理論を簡単に説明する。

Small-Scaleの動きを中心に考え次のように変数を分ける。

$$\text{Small-Scale変数} \quad \xi = X, \quad \tau = T$$

$$\text{Large-Scale変数} \quad X = \delta x, \quad T = \delta \tau$$

また瞬時流速及び圧力を平均値と変動値に分離する。

ここで、 u は X 、 T 、 ξ 、 τ の関数であるが U は、Small-Scaleとは独立しており小さな変動によって U が変わらないと仮定する。微小パラメータ δ で、次のように展開する。(今回は1次の項までとする)

$$u = u_0 + \delta u$$

さらに u_n をフーリエ展開すると、Navier-Stokes式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial \tau} - ik_j U_j u_i - ik_j \int_l \int_m \delta(k-l-m) \mu_l(l) u_j(m) dl dm - ik_i p + \nu k^2 u_i \\ + \delta \left(\frac{\partial u_i}{\partial T} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial X_j} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \int_l \int_m \delta(k-l-m) \frac{\partial}{\partial X_j} u_l u_j + \frac{\partial p}{\partial X_i} + ik_j \nu \frac{\partial u_i}{\partial X_j} \right) = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{連続式は } -ik\mu_j + \delta \frac{\partial u_j}{\partial X_j} = 0 \quad (5)$$

ここで $\delta()$ は Dirac のデルタ関数。

圧力方程式に同様の操作を行うと、

$$\begin{aligned} & -k^2 p - U k \mu_k - k k_k \int_l \int_m \delta(k-l-m) u_j(l) u_k(m) dl dm \\ & + \delta \left(-ik_j \frac{\partial p}{\partial X_j} - ik_j U_j \frac{\partial u_k}{\partial X_j} - ik_k \frac{\partial U_k}{\partial X_j} u_j - ik_j \int_l \int_m \delta(k-l-m) \frac{\partial}{\partial X_k} u_j(l) u_k(m) dl dm \right) = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

それぞれのオーダーについて p を消去し整理すると 0 次のオーダーは

$$\frac{\partial u_i^0}{\partial \tau} - iM_{jk} \int_l \int_m \delta(k-l-m) u_j^0(l) u_k^0(m) dl dm + \nu k^2 u_i^0 = 0 \quad (7)$$

$$\text{ここで } M_{jk} = -\frac{1}{2} (k_j D_k + k_k D_j)$$

また直交化テンソル (k に直交する成分を注出する) $D_{ij} = \delta_{ij} - \frac{k k_j}{k^2}$

一次のオーダーは

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_i^1}{\partial \tau} - 2iM_{jk} \int_l \int_m \delta(k-l-m) u_j^0 u_k^1 + \nu k^2 u_i^1 + \frac{D u_i^0}{DT} + \delta_{ij} D_{ik} u_j^0 \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \\ & + \left(\delta_{ij} \delta_{ij} - \delta_{ij} \frac{k_j k_k}{k^2} \right) \int_l \int_m \delta(k-l-m) \frac{\partial}{\partial X_i} u_j^0 u_k^0 + ik_j \nu \frac{\partial u_i^0}{\partial X_j} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

これらを解くために $\vartheta[\] = \delta(\tau - \tau')$, $\vartheta[\] = \frac{\partial}{\partial \tau} + \nu k^2 + 2iM_{jk} \int_l \int_m \delta(k-l-m) u^0$

で表されるグリーン関数を定義し、(8)の積分を実行し整理すると、 u^1 の主要項は

$$u_i^1 = -\int_{-\infty}^{\tau} G \frac{D u_i^0}{DT} d\tau - \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \int G D_{ik} u_j^0 d\tau + \dots \quad (9)$$

一方、 $\overline{u_i^0 u_j^0}$ は等方性乱流として扱い、レイノルズストレスのスペクトルテンソルは

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_i^0 u_j^0} + \delta(\overline{u_i^0 u_j^1} + \overline{u_i^1 u_j^0}) + \dots \quad (10)$$

u^0 と u^1 を (10) の関係を使って整理し、速度相関を求める。この時の G は定数として考えると、

$$\text{レイノルズストレスは } R_{ij} = R'_{ij} + \delta \left(C_1 \frac{D R'_{ij}}{DT} + C_2 \frac{\partial U_i}{\partial X_k} R'_{kj} + C_3 \frac{\partial T_{ijk}}{\partial X_k} + \dots \right) \quad (11)$$

$k - \varepsilon$ モデルでは $R'_{ij} = \nu_T \frac{\partial U_i}{\partial X_j}$, (11) 式右辺4項目は3次相関。

このように方程式の形としては渦粘性係数モデルと代数応力方程式モデルの中間的なものとなる。

本論文では(11)中の $\frac{k}{\varepsilon} \nu_T S_{ik} S_{jk}$ (a), $\frac{k}{\varepsilon} \nu_T \frac{D S_{ij}}{DT}$ (b), $\frac{k}{\varepsilon} S_{ij} \frac{D \nu_T}{DT}$ (c) の時間変化を比較する (図-11-13)。これらは図-9 で表現できなかった $w w$ 成分のピークや不適当な $u u$ 成分を補っている可能性がある。しかし、この方法は定数の決定が困難であり、実験の精度にも関わるため、厳密

な考察は今後の課題とする。これらの高次項を取り入れることで非定常流や剥離を伴う剪断流で渦粘性係数がSingularになることはなくなる。

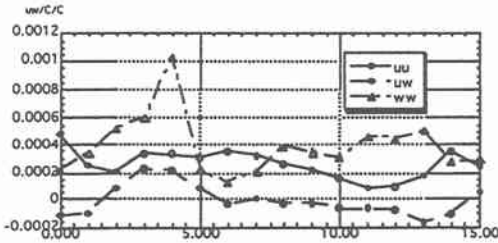


図-8 レイノルズストレスの時間変化

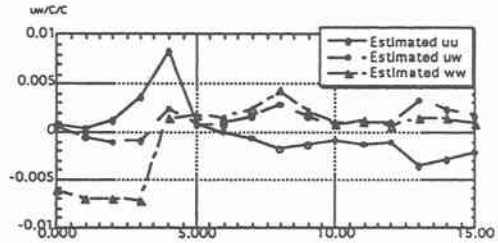


図-9 レイノルズストレスの比較

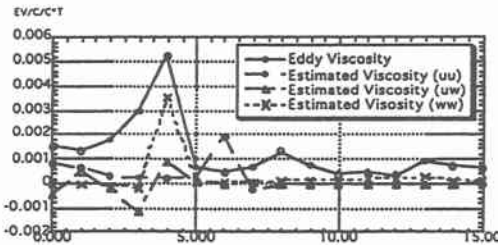


図-10 渦粘性係数の比較

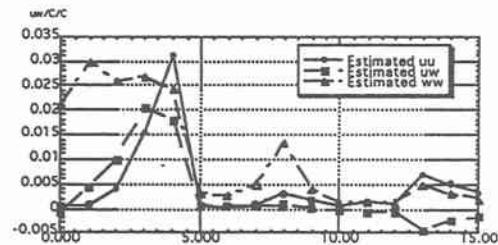


図-11 高次モデルの(a)成分の時間変化

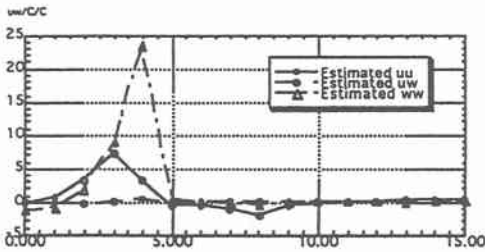


図-12 高次モデルの(b)成分の時間変化

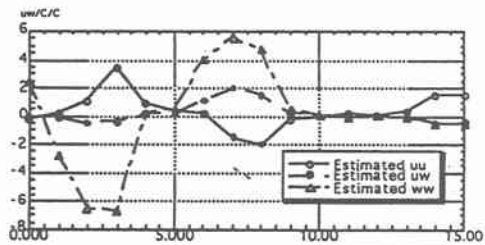


図-13 高次モデルの(c)成分の時間変化

6. 結論

砕波帯内の乱れを実験的に調べ、流れが乱れ分布に与える影響を考察した。砕波帯内の乱れが3次元的な平均流速場に大きな影響を与えている可能性がある。この領域における乱流モデルの問題点を指摘し、高次モデルの適用について若干の考察を加えた。今後、この問題に対して直接法による数値計算によって詳細に調べていく必要がある。

<参考文献>

- 波部 翔彦,佐伯 浩:画像処理による砕波帯内の運動機構に関する考察,第42回海講論文集, pp116-120,1995
 岡安 軍夫,柴山知也,堀川 清司:砕波帯内二次元定常流速場の推算に関する考察,第33回海講論文集,pp1-5,1986
 日野 幹雄,渡岡 知夫,小俣 篤:砕波帯内の乱れの組織的渦構造と水粒子運動について,第36回海講論文集, pp1-5,1984
 F. C.K.Ting, J. T.Kirby: Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone, Coastal Eng., pp51-80,1994
 F. C.K.Ting, J. T.Kirby: Dynamics of surf-zone turbulence in a strong plunging Breaker, Coastal Eng., pp177-204,1995
 Akira Yoshizawa: Derivation of a moment Reynolds-stress transport equation using the tenormalization of the eddy-viscosity-type representation, pp707-715, Phys. Fluids, A, vol.5, No.3, 1993
 N. Yokoi, A. Yoshizawa: statistical analysis of the effects of helicity in inhomogeneous turbulence, Phys. Fluids A, vol.5, No.2, pp404-477, 1993