

砕波帯内における流れと流体の乱れに関する考察

Mean Flow and Turbulence in a Surf Zone

渡部 靖憲・森 憲広・黒木 幹男・佐伯 浩

Yasunori Watanabe, Norihiro Mori, Mikio Kuroki and Hiroshi Saki

Three-dimensional fluid velocity field in a surf zone was experimentally investigated to obtain spatial characteristics of mean flow, such as return current, and turbulence flow caused by wave breaking. It is possible that three-dimensional organized vorticities, generated after breaking, indirectly affect to mean flow and induce three-dimensional steady flow. In two-dimensional wave flume, return current contributes three-dimensionality of fluid motion in a surf zone. The effect of return current to a front bore is also investigated by the particle image velocimetry.

Keywords: breaking waves, return current, turbulence, three-dimensional velocity field

1. はじめに

砕波帯内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、移動に大きな影響を与えられると考えられる。一般に岸沖方向の漂砂量は、砕波形態の違いによっても異なることから砕波による乱れと、直接砂移動に関係する岸沖方向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。

砕波帯内の問題は、砂移動の観点において、戻り流れや海浜流等の時間平均流に関する研究(例えば、岡安ら, 1986)と砕波時に発生する衝撃的な流体力による瞬時の乱れに関する研究(例えば、F. C. K. Ting et al., 1995)が数多くなされてきた。これらの流速場は、密接に関係し合うと考えられ、時間平均流が砕波によって引き起こされる乱れ及び周期的な波動の主流流速との関係を結びつける必要がある。また、乱流は一般的に3次元性的となり、砕波後の乱流場も同様に高歪みの3次元性を持つ組織的渦構造を伴うことが確認されており(日野ら, 1984)、この領域における3次元性的な平均流及び乱流の特性を調べることは砕波過程のメカニズムを知るためや砕波帯内の流速モデルをつくるうえで有効なデータとなるはずである。特に砕波帯内の実験において実験室規模の2次元水槽は特殊な条件のもとで実海域を考えた場合に限り対応すると考えられ、その影響を明らかにする必要がある。

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岸沖方向の流れを制御することによって、戻り流れが砕波帯内の流速場へ与える影響及びその3次元性について調べていく。

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下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3次元アコー

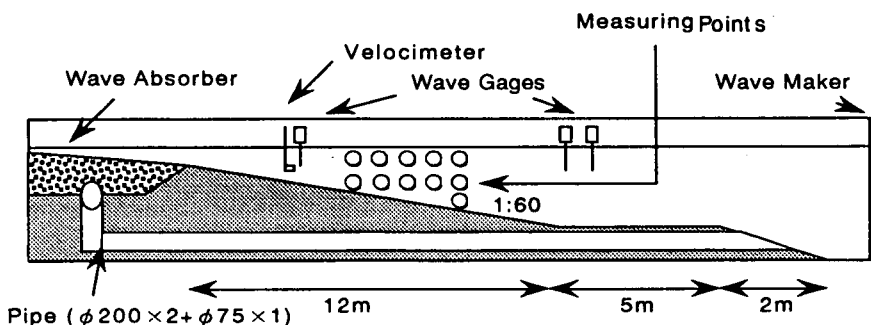


図1 実験装置

* 学生会員 北海道大学大学院 (060 札幌市北区北13条西8丁目)

** 正会員 北海道大学工学部

スティックドップラー流速計を用いた。この流速計は、LD.V.と比較して精度は高くないが容易に3次元流速を計測することができる。流速は図1に示すように、鉛直方向に2cm間隔、水平方向に碎波前は4cm間隔で碎波後は2cm間隔で計測した。また、流速及び水位変動のデータはサンプリング間隔40msecで計測されている。

画像処理による流速の計測のために、直径2-3mm、比重1.005の白色中立粒子を水槽内に混入させ、その動きを高速ビデオカメラにより毎秒125コマで撮影した。なお、この画像は256色グレイスケールにデジタル化された320×240画素に変換し解析を行った。この時の解像度は約1mm/pixelであった。

本流速実験では周期1.2秒、沖波波高9cmの波を扱った。また、このときの碎波形態はspilling breakerであった。

3. 基礎方程式

Navier-Stokes式中の流速及び圧力を次のようにに時間平均量、周期的変動量と不規則変動量に分け平均すると(1)-(3)で示されるそれぞれの平均及び変動流速に関する方程式が得られる。

$$u_i = U_i + \bar{u}_i + u'_i, \quad p = P + \bar{p} + p'$$

ここで大文字は時間平均量、 $\bar{}$ は周期性を持つ変動、 $\prime$ は不規則な変動を表す。

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{P}{\rho} \delta_{ij} + \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} + \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) - \langle \langle u'_i u'_j \rangle \rangle - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + (U_j + \bar{u}_j) \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial (U_i + \bar{u}_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{p'}{\rho} \delta_{ij} + \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \langle \langle u'_i u'_j \rangle \rangle - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (3)$$

ここで、 $\bar{}$ は時間平均、 $\langle \rangle$ は位相平均を表す。

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約30波の位相平均との変動を乱れとして扱う。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。しかし、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。

4. 実験結果

図2は、乱れエネルギー $k(=u'_i u'_i / 2)$ 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、両者とも静水位以下4cmでの値を表す。碎波後、乱れエネルギーは(a)の場合

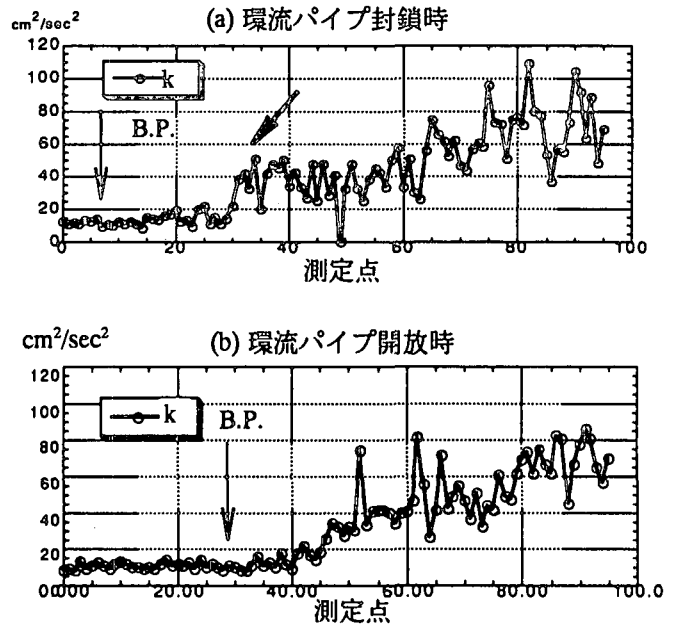


図2 乱れエネルギー分布

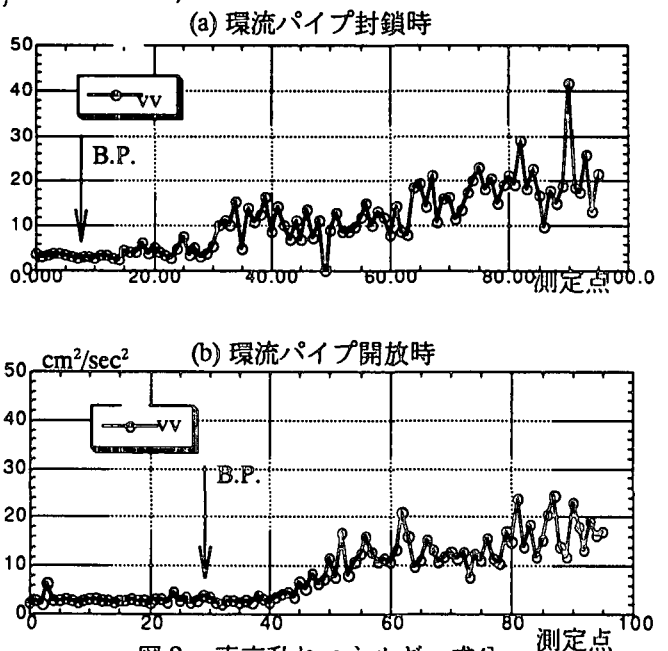


図3 直交乱れエネルギー成分

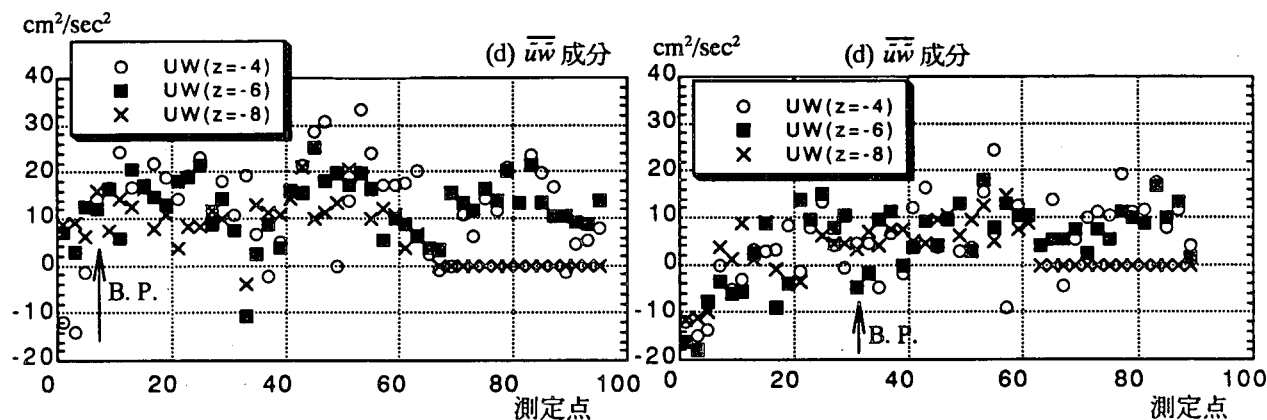
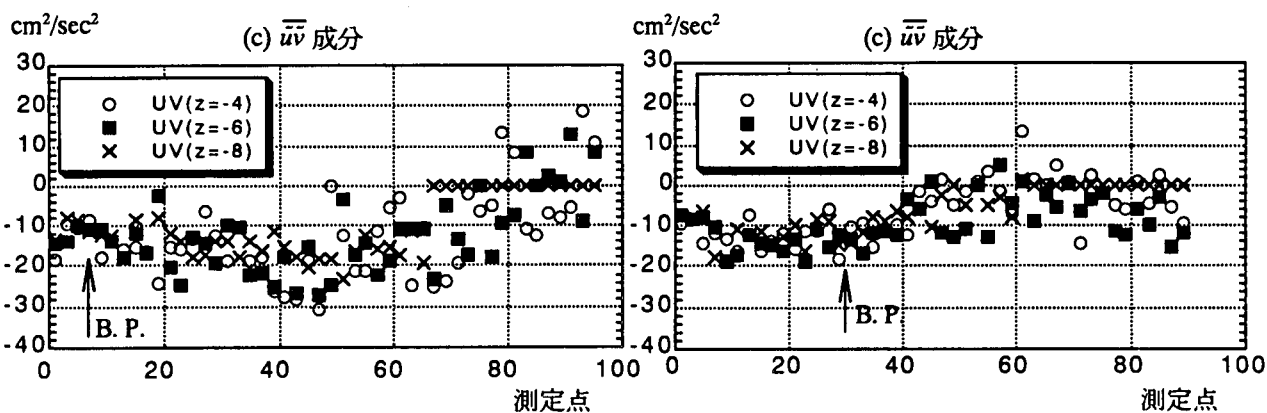
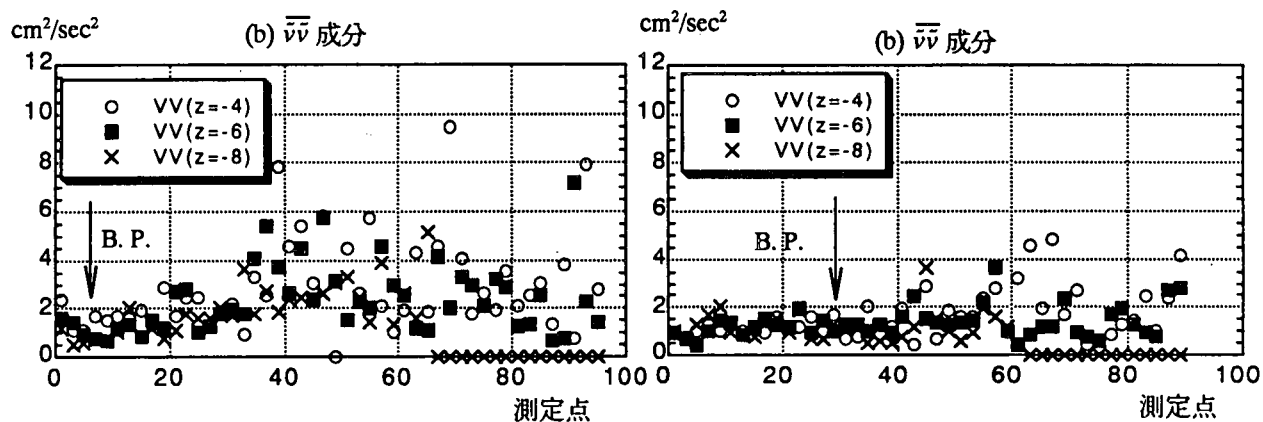
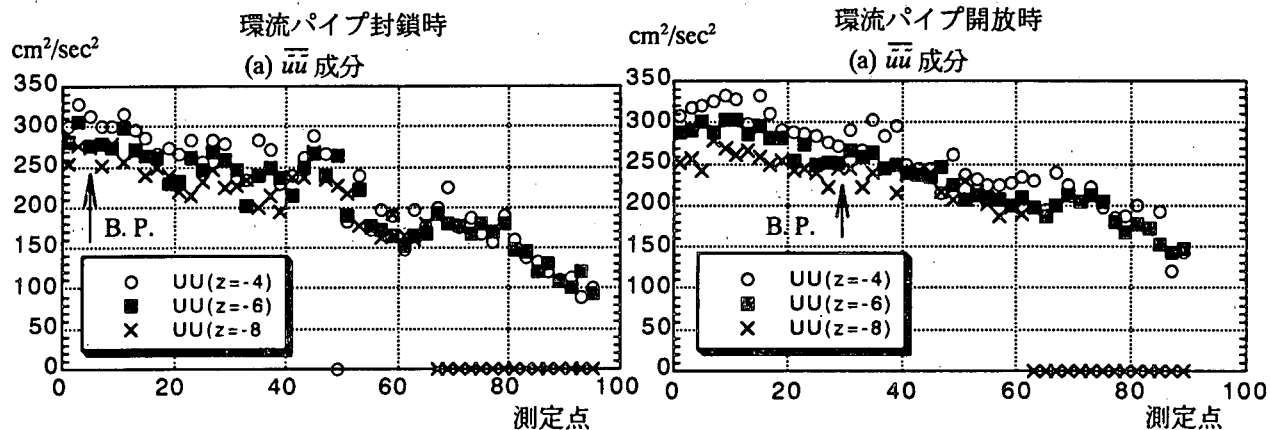


図4 環流パイプ封鎖時の周期的変動
レイノルズストレス

図5 環流パイプ開放時の周期的変動
レイノルズストレス

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、碎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。(3)式で考えれば、左辺2項目の移流項によって乱れが輸送されて碎波点と乱れの発達する位置がずれること、また戻り流れの存在によって鉛直方向の流速勾配がトラフレベル付近を境にして急になるため3項目を中心とした移流効果により乱れの発達の度合いが変わってくると考えられる。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 w 成分(直交乱れ成分)も同様な傾向を示しており、碎波帯内の流体運動の3次元性にも岸沖方向の流れが影響している可能性があるといえる。その他の不規則乱れに関するレイノルズストレス成分についてもほぼ同様な空間勾配をもつ単調増加の傾向がみられた。

図4、5はそれぞれ環流パイプ閉鎖時及び開放時の周期的変動レイノルズストレス成分($\overline{u_i u_j}$)の空間分布を示した一例である。これらはラディエーションストレスに関わるものである。(a) $\overline{u u}$ 成分の環流パイプ封鎖時の結果が、空間勾配が若干急である以外は両者について明確な違いがみられない。しかし、(b) $\overline{v v}$ (直交流速成分)は、(a)とはオーダー自体が異なっているとはいえ、環流パイプの封鎖と開放でその絶対値や広がり具合が異なっており、岸沖方向の流れの存在が碎波帯内の流速場の3次元性に寄与しているのがここからわかる。また(c) $\overline{u v}$ 及び(d) $\overline{u w}$ 成分を比較してみると、環流パイプの封鎖と開放の結果は定量的、定性的に異なった特性を持っているのがわかる。また、これらの成分が、両者で

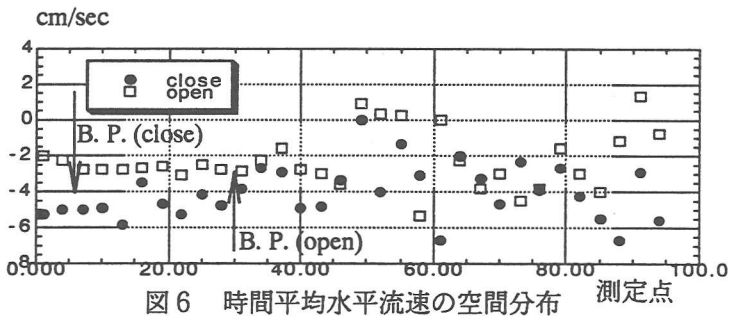


図6 時間平均水平流速の空間分布

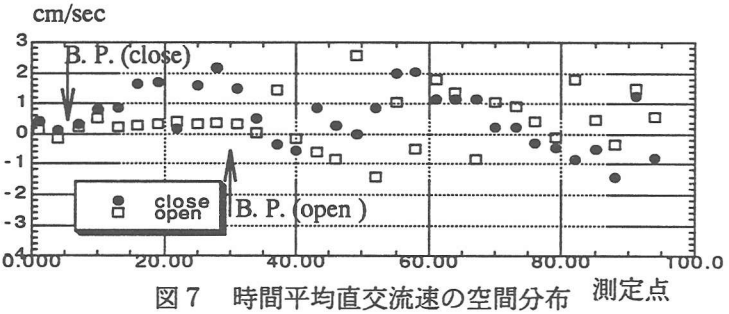


図7 時間平均直交流速の空間分布

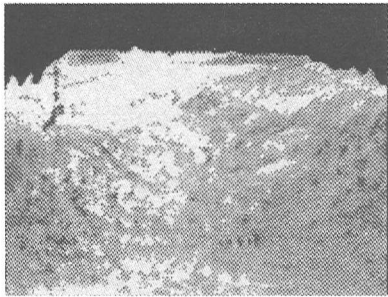


図8 碎波時の水平流速分布 (spilling breaker) 環流パイプ封鎖

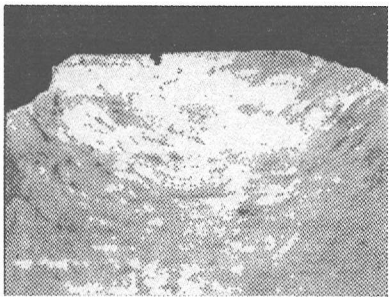


図9 碎波時の水平流速分布 (spilling breaker) 環流パイプ開放

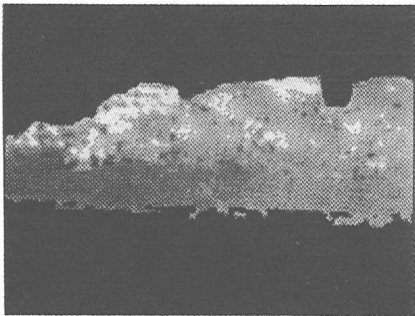


図10 碎波後の水平流速分布 (plunging breaker) 環流パイプ封鎖

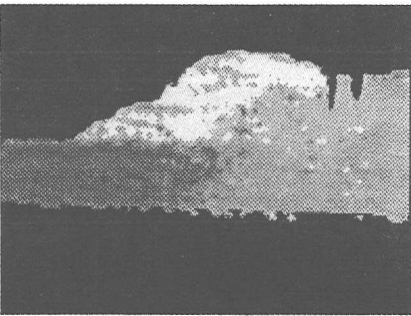


図11 碎波後の水平流速分布 (plunging breaker) 環流パイプ開放

異なる波長をもって空間的に振動しているのが特徴的である。また、環流パイプ封鎖時の方が開放時よりもこれらの成分の値及び空間勾配が大きいことは、碎波帯内の流速場をモデル化するとき、戻り流れによる波動の主流流速成分への寄与を3次元性を含めて考慮すべきであることを意味するだけではなく、2次元水槽内における碎波後の流速場が3次元性を示しやすい条件になっていることを意味し、実験水槽におけるこれらの特性と実海域との対応に注意する必要がある。一方、これらの結果は、流れの存在が碎波後の周期的に変動する主流の流速場を変えているだけでなく、(1)式から明らかなように主流が変わることによる周期的変動レイノルズストレスの効果として流れ自身の時間平均流速場も変えられる。

図6、7は、それぞれ静水位以下4cmにおける水平流速 u 、直交流速 v の時間平均量の空間分布である。碎波後、水平及び直交流速が変化しており、図4、5で考察した主流の変化の時間平均流速場への寄与を表している。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)が指摘したような碎波後の3次元的な組織的渦構造が、2次元水槽内のスケールの碎波に対してその効果として3次元的な定常循環流が発生している可能性がある。

図2、3の不規則乱れレイノルズストレスが発達し始める位置は、周期的変動レイノルズストレスや時間平均流速が変動し始める位置とはズレがあるのがわかる。これは、碎波直後において小さなスケールの不規則乱れは直接時間平均流速に影響を与えるのではなく、周期的に変動する主流を変化させ、間接的に時間平均流速の変動に寄与する。このとき、時間平均流を変化させるのは、碎波によるクレスト付近の渦がトラフレベル以下の流体内部に到達している必要はない。このフロントの渦が十分に発達していくと周期的に変動する主流の水平流速変動エネルギー ($\overline{uu}$) が急速に減少しだすのがわかる。

これらの結果をもとに碎波後の瞬時流速の空間分布を考察していく。図8、9は同一諸元の波に対するそれぞれ環流パイプ閉鎖時及び、開放時の碎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、明色が正の流速を暗色が負の流速を示す。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流速が集中している様子がわかる。この時の主流流速の分布の違いは、(2)式の左辺の効果と考えられ、時間平均流の違いによる碎波点の移動にも関係する。フロント内の大渦は、レイノルズストレスとして、碎波後の流速場を変化させる。

図10、11は、周期2.4秒、碎波波高14cm、碎波水深15cmの波における碎波点より約2m岸側の観測点における水平流速分布を示している。このときの底面勾配は1/30であり碎波形態はplunging breakerであった。環流パイプ封鎖時はボア状のフロント部分が内部流速の伝達よりもかなり前方へ進行している。また、流れの存在によって内部流速の鉛直方向の勾配が大きくなっているのがわかる。この結果は前述した移流効果による乱れの輸送に影響していると考えられる。また、図12に示す環流パイプ封鎖時の鉛直流速分布から、ボア状フロント直下で空間的に振動するような鉛直流速を確認することができる。plunging breakerの場合、ジェットの突っ込み直後に非常に大きな渦を伴いながら非常に複雑な流速場になるため、この突っ込み時における流れの影響は確認することができなかったが、ボアの進行に伴ってある程度エネルギーが弱まった段階ではやはり戻り流れが影響しているのが確認できた。

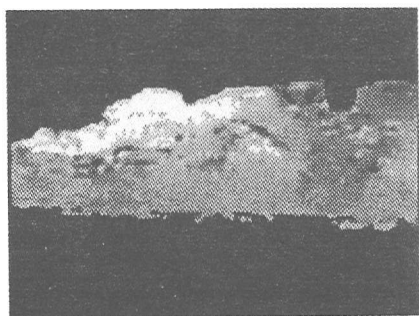


図12 碎波後の鉛直流速分布 (plunging breaker)
環流パイプ封鎖

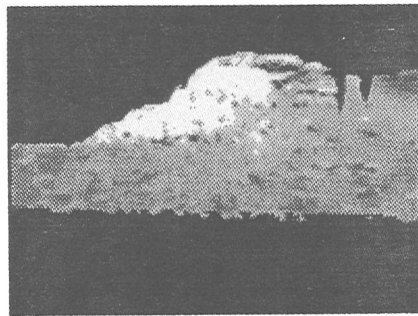


図13 碎波後の鉛直流速分布 (plunging breaker)
環流パイプ開放

5. 結論

- (1) 砕波帯内の流速場を実験的に調べ、流れが乱れ及び周期的主流流速に与える影響とそのメカニズムを考察した。
- (2) 流れの制御のために設置した環流パイプの封鎖した結果と開放した結果を比較し、2次元水槽では戻り流れが流速場の3次元性に影響を与えていることがわかった。また、波の伝達に対して直交する方向の成分が、環流パイプの封鎖した場合と開放した場合で異なる波長をもって空間的に振動しているのが特徴的である。砕波帯内の流速場をモデル化するとき、戻り流れによる波動の主流流速成分への寄与を3次元性を含めて考慮すべきであることを意味するだけでなく、2次元水槽内における砕波後の流速場が3次元性を示しやすい条件になっていることを意味し、実験水槽におけるこれらの特性と実海域との対応に注意する必要がある。
- (3) 砕波後の3次元的な組織的渦構造が、2次元水槽内の砕波に対して、その効果として3次元的な定常循環流が発生している可能性がある。砕波直後において砕波後の小さなスケールの不規則乱れは直接平均流速に影響を与えるのではなく、周期的に変動する主流を変化させ、間接的に時間平均流速の変動に寄与する。
- (4) 画像処理による流速の計測結果より次の結果を得た。時間平均流速及びその勾配の違いにより環流パイプ封鎖時の方が砕波時の波のフロント付近に速い流速が集中する。フロント内の大渦は、レイノルズストレスとして、砕波後の流速場を変化させる。砕波後のボア状のフロントが進行している状態において、環流パイプ封鎖時はボア状のフロント部分が内部流速の伝達よりもかなり前方へ進行している。また、流れの存在によって内部流速の鉛直方向の勾配が大きくなっている。この結果は移流効果によって乱れの輸送に影響していると考えられる。

参考文献

- 渡部靖憲・細川裕希・佐伯浩, 砕波時の戻り流れの内部流速場への影響について, 海洋開発論文集, Vol. 11, pp.19-24.
- 渡部靖憲・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, 海岸工学論文集第42巻, pp. 116-120.
- 渡部靖憲・森憲広・佐伯浩, 砕波帯内における流体の乱れ特性に関する研究, 土木学会北海道支部論文報告集, 第52号(B), pp.260-265.
- 岡安章夫・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回海岸工学論文集, pp. 116-120.
- 日野幹雄・灘岡知夫・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回海岸工学論文集, pp.1-5.
- F. C. K. Ting, J. T. Kirby, Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone, Coastal Engineering, pp.51-80, 1994
- F. C. K. Ting, J. T. Kirby, Dynamics of surf-zone turbulence in a strong plunging breaker, Coastal Engineering, pp. 177-204, 1995