

砕波後の3次元水粒子運動に関する研究

北海道大学工学部 学生員 松本 靖治  
 北海道大学大学院 正 員 渡部 靖憲  
 北海道大学大学院 学生員 森 憲広  
 北海道大学工学部 学生員 梅田 克史  
 北海道大学大学院 学生員 王 毅  
 北海道大学大学院 正 員 佐伯 浩

1. はじめに

乱流は本質的に3次元運動であり、砕波後の流体運動も必然的に3次元として取り扱う必要がある。しかし、砕波前までは、ほとんどの領域において、波向き方向に2次元的な流体運動としての適用が可能であること及び乱れが一様な完全に小スケールの等方性と仮定した上での簡略的な考え方から、多くの過去の研究は砕波後も2次元的として取り扱い、砕波モデルを合わせてきた。このようなモデルは、渦スケールの異なる(砕波形態の異なる)現象を同一モデルで表すことは困難であり、ケースバイケースのものにならざるをえない。特にplunging breakerにおいては大規模渦間の干渉や斜行渦が発生し、高波数域の乱れのみならず、低波数域(ほぼ基本波周波数の10倍程度)の渦もまた複雑な3次元構造が発達する。こうした3次元渦に関する研究は、実験的困難さや複雑さから数多くなされているとはいえず(灘岡ら、1987;酒井ら、1985)、結果も観察程度しかなされていないようである。著者ら(1997)は、3次元アコースティック・ドップラー流速計によりspilling breakerに対する3次元的乱れを調べ、Reynold stressの3次元化、時間平均流(戻り流れ)が流速場の3次元性に大きく寄与していること及び時間平均流自体が大規模渦の影響により3次元運動となることを明らかにしている。また、大規模渦の3次元特性は海底面の侵食に大きな影響を与えるため、この運動特性を明らかにする必要がある。しかし、3次元流体運動の特性を解明されたとはいえないため、本研究では水粒子軌道をビデオ解析により運動特性を調べ考察する。特に、本研究は砕波前後の2次元運動から3次元運動への遷移、及び3次元振動特性を明らかにすることを目的とし、3次元砕波モデルの基礎的研究とするものである。

2. 実験装置

図1に実験装置の概略を示す。延長24m、幅60cmの2次元水槽に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3mの傾斜板が設置され、6mの水平部をはさみ延長11.3m勾配1/30の斜面が設置されている。水槽終端2.7mにわたって碎石によるbeach型消波工が設置されている。3次

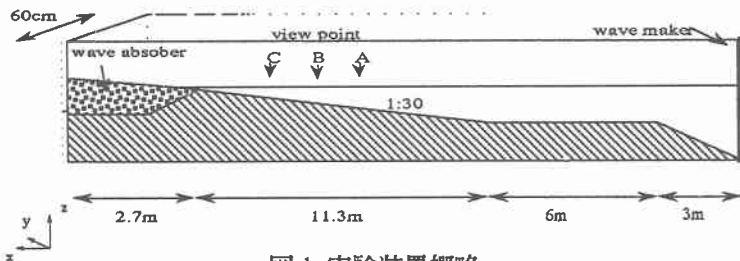


図1.実験装置概略

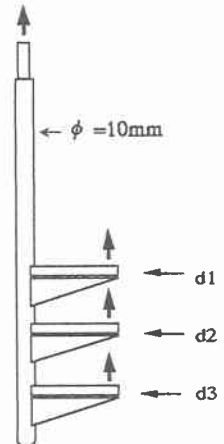


図2.中立粒子固定器

On Three-Dimensional Fluid Motion after Wave Breaking

by Yasuharu MATSUMOTO, Yasunori WATANABE, Norihiro MORI, Katsushi UMEDA, Yi WANG and Hiroshi SAEKI

元的な中立粒子の軌道を記録するために水槽の側方及び上方にそれぞれビデオカメラを設置した。中立粒子は、粒径 3 mm の樹脂に蛍光塗料を塗布したものを用い、水槽上方及び側方にブラックライトを設置した。光源としてブラックライトのみをあてることによる中立粒子の発光により、砕波後の気泡による影響が大幅に軽減され、砕波後の粒子軌道の追跡が可能となる。また、粒子軌道の初期条件を一致させるために図 2 に示す直径 1cm の中立粒子固定器を水槽上方に固定してある。中立粒子は波のフロントの通過時に開放され移動を開始する。この固定器により流速場に影響が与えられるが砕波の渦スケールと比べて小さいと考えることができ、無視した。

### 3. 実験方法

波は周期 2.1 秒、砕波波高 12cm、砕波水深 21cm の単一諸元を用いた。また、砕波形態は Plunging breaker である。ビデオカメラ撮影点は図 1 中に示すように砕波前 (A)、砕波点 (B) 砕波後 (C) であり、初期中立粒子位置は鉛直方向(z)に 5cm 間隔、水槽奥行き方向(y)に 10cm 間隔で設定される。

ビデオ撮影範囲は約 70cm 程であり、この範囲内の移動の記録のみを採用している。また、光や気泡の関係により欠測したデータは前後のデータから 3 次スプライン関数によって補完した。

### 4. 結果

図 3 は、砕波点における中立粒子 3 次元移動軌跡を表したものである。この時の中立粒子の初期位置は波向きに対して左側壁からの距離  $y_0=15\text{cm}$ ,  $z_0=-5\text{cm}$  である。図中に粒子の最大移動距離( $T_x, T_y, T_z$ )を示しており、図のプロットはこれらの最大値で正規化されている。x-z 断面のトラジェクトリーは図 4 に示すとおり楕円軌道を持ち、y 方向には大きな変動をみせない。両図は粒子の周期的な運動を示し、他のデータを比較しても、砕波前は周期的な断面 2 次元問題として取り扱って問題ない。

図 5 はそれぞれ  $(d_1)y_0=15\text{cm}, z_0=0\text{cm}$ ,  $(d_2)y_0=15\text{cm}, z_0=-5\text{cm}$ ,  $(d_3)y_0=15\text{cm}, z_0=-10\text{cm}$  の初期位置における移動軌跡を表し

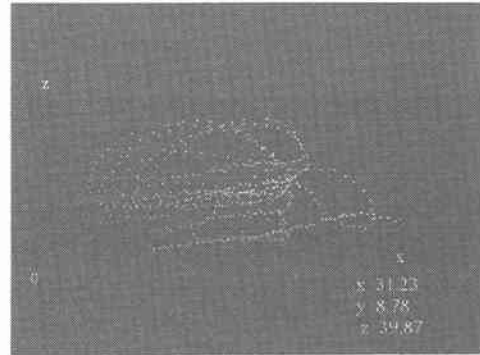


図 3 中立粒子移動軌跡 (B 点、砕波点)

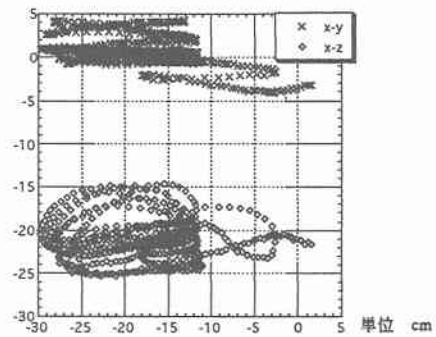


図 4

x-y, x-z に対するトラジェクトリー (B 点、砕波点)

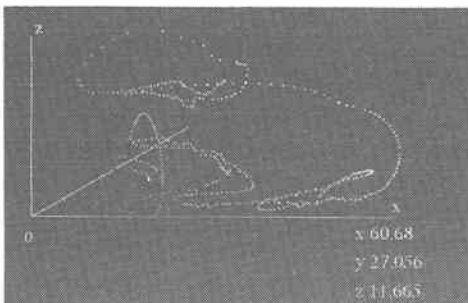


図 5 中立粒子移動軌跡 (C 点、砕波後 1m, d1)



図 5 中立粒子移動軌跡 (C 点、砕波後 1m, d2)

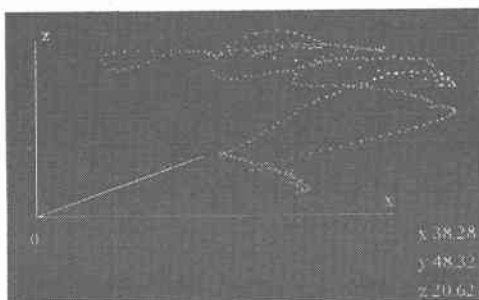
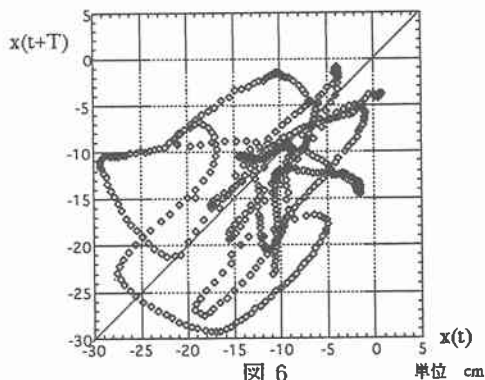
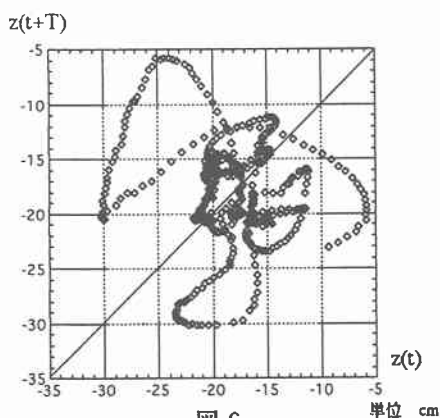


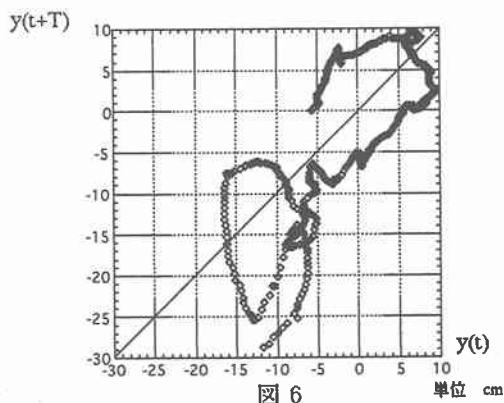
図5 中立粒子移動軌跡 (C点、碎波後 1m.d3)



(a)  $x(t)$ と $x(t+T)$ の関係(C点、碎波後 1m.d2)



(b)  $z(t)$ と $z(t+T)$ の関係(C点、碎波後 1m.d2)



(c)  $y(t)$ と $y(t+T)$ の関係(C点、碎波後 1m.d2)

たものである。これらの図は、碎波後の流速場が完全に3次元的に遷移していることを意味し、初期位置から全く予想のつかない運動となることを表している。こうした運動は碎波によって生成されたさまざまなスケールの渦が複雑に分布し、水粒子が非常に不安定な状態にあることに起因すると考えられる。

水粒子の位置  $p(x,y,z,t)$  が周期  $T$  をもって完全に周期的に運動するなら  $p_0(x,y,z,t) = p_1(x,y,z,t+T)$  であり、 $x$  方向に質量輸送をもつなら  $p_0(x,y,z,t) = p_1(x+\Delta x,y,z,t+T)$  の関係をもつ。図6は  $p_0$  と  $p_1$  の関係を成分別に表したものの一例である ( $y_0 = 15\text{cm}, z_0 = 5\text{cm}$ )。図中の対角線上にプロットされれば基本周期成分に関して相関をもつと言える。またプロットをつなぐ線が一直線上を振動する場合は、完全周期的、環状となって振動する場合は準周期的、振動しない場合は流れに影響を受け定常的運動になっていると考えられる。(a)  $x$  相関において、プロットをつなぐ勾配は対角線勾配に近いものがあり、こうしたプロットが時間と共に正負にスライドした分布をもつ。この結果は、粒子が前後に輸送されつつほぼ基本周期に従って  $x$  方向に振動していることを意味する。一方 (b)  $z$  相関では、比較的対角線近傍に集まったプロットがみられるが時々大きな非周期的運動となるのがわかる。(c)  $y$  相関では、大きなスケールのゆっくりとした周期運動が現れていると考えられる。

次に水粒子速度成分の周波数特性を調べていく。前述のとおり粒子の移動は周期的ではなく実験的においても長期間のデータが困難であったので Fourier 変換によるパワースペクトルあるいはエネルギースペクトルとして困難であった。本研究では非定常運動についても十分に周波数分解可能な wavelet 変換によりそのエネルギーを評価していく。採用した既定は3次カーディナルBスプライン関数であり512点(約17秒間)において解析した。

図7は、入射波浪の基本周波数成分に対する各流速成分のエネルギースペクトルを表している。ここで横軸は中立粒子の運動開始からの時間であり、 $u, v, w$ はそれぞれ $x, y, z$ 方向の流速に対応する。時系列の前半では $u$ 成分のみが非常に大きなエネルギーを保持するが、後半ではこの周波数での運動を示さなくなる。そのかわり $w$ 成分及び前半ほとんどの周波数をもたなかった $v$ 成分が同調するようにエネルギーが増加する。これは時系列前半における水粒子の移動によって全く異なる渦構造あるいは流体運動をもつ領域に侵入したものと考えられる。図8は、2倍周波数成分に対するエネルギースペクトルである。 $u$ 成分は前図同様な時間において非線形な周期的運動をもち、 $w$ 成分は基本周波数成分より2倍周波数成分の運動が支配的であることがわかる。図9は、4倍周期成分の同様な図であるが、基本周波数あるいは2倍周波数成分においてピークをもった時間において、この成分についてもスパイク状の強いエネルギーが発生している。このケースにおいてはこうした低周波側の調和振動成分の高周波側へのエネルギー遷移が特徴としてみられた。全ての乱れの生成過程において、このケースのような形態がとられるとは限らないが、一つの特徴的な乱れの生成パターンとして有用な結果が得られたといえる。今後さらに多くのケースに対して別の視点からこの複雑な流体運動メカニズムを調べてゆく。

## 5. 結論

- ・造波水槽の側方及び上方にカメラを設置し、蛍光中立粒子を追跡することによって碎波帯内の3次元軌道及び流速を解析した。
- ・碎波後の水粒子は非常に不安定な状態にあり、初期条件に大きく依存する3次元複雑な軌道をもって運動する。
- ・碎波後の3次元軌道に完全に周期的ではないが準周期的な運動が確認された。伝達波浪の調波振動成分が乱れの生成に関わっていると考えられる。今後さらに詳細な研究が必要である。

## 参考文献

- 酒井 哲郎・田中 秀明、斜面の碎波における水塊の突入と渦挙動、第34回海岸工学講演会論文集(1987) PP. 21 ~ PP. 25
- 灘岡 和夫・上野 成三・五十嵐竜行、碎波帯内の三次元の大規模渦構造と浮動砂の現地観測、第32回海岸工学講演会論文集(1985) PP. 70 ~ PP. 74

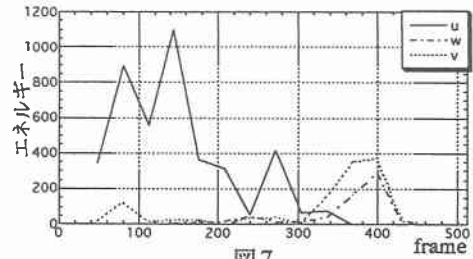


図7

基本周波数に対するエネルギースペクトル  
(C点、碎波後 1m, d2)

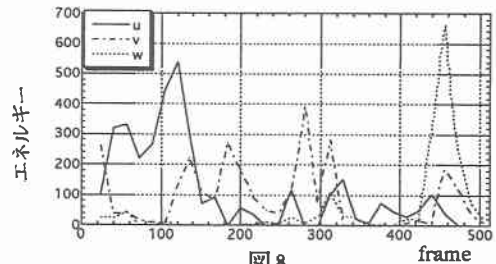


図8

2倍周波数に対するエネルギースペクトル  
(C点、碎波後 1m, d2)

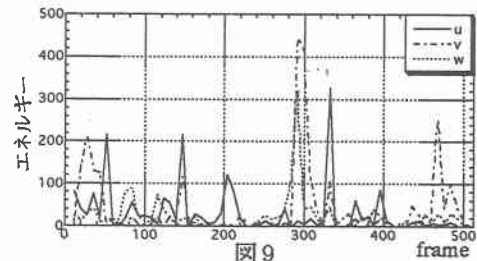


図9

4倍周波数に対するエネルギースペクトル  
(C点、碎波後 1m, d2)