

一様斜面上の碎波に伴う気泡混入特性と碎波点近傍の流れ場に関する研究

鷲 見 浩 一*・兼 藤 剛**

本研究では、2つの可視化水理実験と MARS 法による碎波の数値計算を実施して、混入気泡径と形状パラメータの関係を究明した。さらに微小凹凸乱れの発達過程を波内部の流速場・渦構造と関連づけて考究した。くびれや微小凹凸乱れなどの形状パラメータは、入射波に依存して変化し、混入気泡の大きさを支配することが判明した。また、波内部の流速ベクトルは、波頂部後方から波峰前面の微小凹凸乱れ領域に向かう半円形の分布となった。渦構造は、微小凹凸乱れ領域の下端から中央付近において反時計回りの渦が発生し、中央付近から上端では時計回りの渦が発生した。これらの大規模な渦が、微小凹凸乱れの生成に寄与していると推察される。

1. はじめに

碎波に伴う乱れや渦により浮遊した海底砂は、波に起因して発生する海浜流により移動する。そして、沿岸流の流向と同じ方向に漂砂が卓越し、沿岸漂砂の土砂供給量に不均衡が生じた場合などに、数年間を時間スケールとする空間的にも広範囲な海岸侵食が発生する。したがって、沖から入射する波のエネルギーを沿岸域で減衰させて海浜流を制御し、海浜の安定性を確保することが課題となっている。現在では、離岸堤の回折効果や人工リーフの強制碎波により波高を減衰させ、漂砂を制御するのが一般的である。しかし、侵食防止のために設置された離岸堤などの海岸構造物は高い堆砂機能を有している一方で、沿岸漂砂を阻止し、漂砂下手側において、より激しい海岸侵食を発生させる場合も報告されている(宇多, 1994)。したがって、離岸堤群のような大規模な海岸構造物の設置をせずに、入射波エネルギーを減衰させる方法や沿岸漂砂を極力阻止しない新型の海岸構造物の開発が必要であると考えられる。これまでに、大規模な海岸構造物を設置せずに入射波エネルギーを逸散させる手法に関しては、ほとんど議論がなされていない。そして、入射波エネルギーを逸散させる方法としては、進行波を碎波させるのが最も効果的であると考えられる。このような観点から、著者らは碎波時の波内部への気泡混入現象という物理過程に着目し、空気を強制的に流体内に混入させることにより、進行波のエネルギーを減衰させる手法を構築して、将来的に強制気泡混入という新しい概念に立脚した消波構造物の開発を目指している。本論はその初期段階として、斜面上で発生する碎波の気泡混入特性と碎波点近傍での流れ場について言及する。

碎波による波動エネルギーの放出は、非回転運動としての波動場から回転運動を含む場への変換過程であり、

碎波帯内に生じた渦は、海底砂の浮遊などを引き起こす。碎波帯内の渦構造に関しては、これまでに多くの研究が行われており、日野ら(1984)と灘岡ら(1985)は波峰前面に形成される水平渦や波頂部後方に極めて3次元性の強い斜降渦が発生することを指摘している。また、水平渦は近年では、碎波帯内の乱流のモデル化において極めて重要となる波内部への気泡混入現象に強く関連すると考えられている。碎波に伴う気泡混入現象については、著者ら(2003)が研究を実施しており、気泡混入瞬時の波峰前面に微小な凹凸のある領域(以下に“微小凹凸乱れ”とする)が形成され、この微小凹凸乱れ領域にくびれが発生し、くびれの内面が接することによって空気を波内部へ取り込む過程を報告している。しかし、入射波の相違による微小凹凸乱れやくびれなどの形状パラメータの変化特性、および微小凹凸乱れの発生・発達過程に関しては、研究が充分ではなく、依然として不明な点が多いのが現状である。

そこで本研究では、気泡混入瞬時の微小凹凸乱れやくびれなどの形状パラメータと入射波条件を幾何的に解析し、入射波の相違による混入気泡径の特性を究明する。さらに、波の伝播に伴う微小凹凸乱れ領域の発達過程を波内部の流速場・渦構造と関連づけて考究する。

2. 可視化実験と数値計算の概要

本研究では、入射波条件と形状パラメータにより混入気泡径の特性を検討する実験Ⅰと微小凹凸乱れの発達に伴う波内部の流速場を考究する実験Ⅱの2つの可視化実験、および気液混相流の直接数値計算が可能な MARS 法を自由表面の解法とした $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いての碎波の数値計算を行った。実験Ⅰ、実験Ⅱともに、金沢工業大学環境土木工学科の片面ガラス張りの2次元造波水槽(長さ10 m, 幅0.7 m, 高さ1.0 m)を用いて、水深 $h=40$ cm の水平固定床の上にアクリル製の1様海底勾配($\tan \beta=1/10$, 長さ4.8 m, 高さ0.48 m)を設置して行った。

* 正会員 博(工) 金沢工業大学助教授 環境・建築学部 環境土木工学科

** 学正会員 金沢工業大学大学院 工学研究科環境土木工学専攻

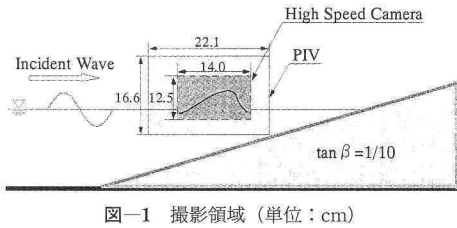


図-1 撮影領域 (単位: cm)

(1) 形状パラメータと混入気泡径に関する実験

実験 I は、波面上に形成される微小凹凸乱れやくびれなどの形状パラメータと波内部に混入する気泡径の関係を検討するために、超高速デジタルビデオカメラ(フォトン: FASTCAM)を使用して実施した。超高速カメラの撮影速度は 4500 コマ/s、撮影時間は 0.22 s、画像解像度は縦 256 pixel×横 256 pixel である。撮影領域(縦 12.5 cm×横 14.0 cm)は図-1 に示すように海底勾配上の砕波点周辺に設けた。実験波は入射波高 $H_I=6.0, 8.0, 10.0$ cm, 周期 $T=0.8, 1.0, 1.2$ s の合計 9 種類の規則波とした。

(2) 波内部の流速測定の実験

実験 II では、水中に粒子(ナイロン 12, 中央粒径 $d_m=50\mu\text{m}$)を注入する PIV 法により、1/30 s 毎の波内部の流速場を測定した。図-1 に示すように一様斜面上の砕波点近傍に撮影領域(縦 16.6 cm×横 22.1 cm)を設定した。実験波は、 $H_I=6.0$ cm, $T=0.8$ s の spilling 砕波となる規則波とした。波内部の水平渦度 ω_y は式(1)により算定した。

$$\omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (1)$$

ここに、 u, w はそれぞれ x, z 方向の流速である。

(3) 砕波の混相流数値解析

功刀(1997)による MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) 法は、流体体積率 VOF (VOF: Volume of Fluid) の輸送方程式を Navier-Stokes 方程式と連立させて解く VOF 法の Donor-Acceptor 法に基づく厳密な界面の体積保存に加えて、計算格子内の界面勾配を 1 次関数として近似する line-segment 関数の導入により、界面形状の正確な捕獲と輸送、および格子界面内での流体率の連続性が考慮可能となった多相流の直接解析手法である。したがって、格子を斜めに横切る流れでも気相と液相の界面情報を正確に保持することができ、流体内で多数の気泡が合一するような複雑な気泡の挙動も再現することができる。この MARS 法を自由表面の解法として $k-\varepsilon$ 乱流モデルにより砕波の混相流数値計算を実施した。鉛直 2 次元のデカルト座標系での基礎方程式となる多相流の連続式、運動方程式、体積率輸送式をそれぞれ式(2)～(4)に示す。

$$\frac{\partial(F_1+F_2)}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} + \frac{\partial F_2 u}{\partial x} + \frac{\partial F_2 w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}([\langle \nu \rangle + \nu_t] \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}([\langle \nu \rangle + \nu_t] \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\sigma \kappa n_x}{\rho} \quad (3a)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}([\langle \nu \rangle + \nu_t] \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}([\langle \nu \rangle + \nu_t] \frac{\partial w}{\partial z}) + \frac{\sigma \kappa n_z}{\rho} \quad (3b)$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} - F_1 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (4a)$$

$$F_1 + F_2 = 1.0 \quad (4b)$$

ここに、 F_1, F_2 は気相と液相の流体体積率、 u, w は x, z 方向の流速、 P は圧力、 ρ_1, ρ_2 は気相と液相の密度、 ν は動粘性係数であり $\langle \nu \rangle$ は式(5)で定義される。 ν_t は渦動粘性係数であり式(6)で与えられる。

$$\langle \nu \rangle = [\nu_1 \{\text{sign}(F_1 - F_2) + 1\} + \nu_2 \{1 - \text{sign}(F_1 - F_2)\}] / 2 \quad (5)$$

$$\nu_t = C_k \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

ここに、 k は乱れエネルギー、 ε は乱れエネルギーの逸散率、 C_k は乱流モデルの係数であり、0.09 とした。本研究では熱流体解析コード STREAM (ソフトウェアクレイドル) を波浪解析に応用した。

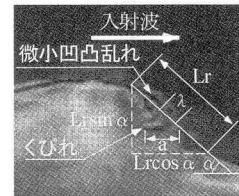


図-2 気泡混入の形状パラメータ

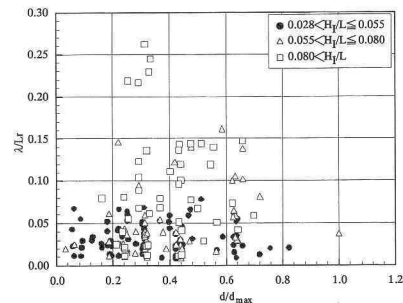


図-3 気泡径と形状パラメータの関係

3. 形状パラメータと混入気泡径の関係

入射波の相違による形状パラメータの変化特性については、著者らが前報(2003)において報告しており、くびれの水平長と微小凹凸乱れの鉛直距離が入射波の波形勾配 H_i/L に依存することを示した。本節では、形状パラメータと混入気泡径の関係をより詳細に検討するために行った実験Ⅰの結果を示す。図-2に超高速カメラより得た気泡混入瞬時の形状パラメータを示す。図中の L_r は微小凹凸乱れ領域の長さ、 a はくびれの水平長さ、 λ はくびれの開口部の長さ、 α は微小凹凸乱れ領域と静水面のなす角である。なお、 L_r 、 a 、 λ のデータはくびれの内面が接した瞬間の値とした。図-3は、くびれの開口幅 λ を微小凹凸乱れ領域 L_r の長さで無次元化した λ/L_r と混入気泡径 d を最大気泡径 $d_{\max}$ で無次元化した $d/d_{\max}$ との関係を示している。くびれの内面が接し空気を波内部に閉じ込める瞬間のくびれの開口幅は、 L_r と H_i/L に依存し、混入気泡の大きさを支配することが明らかとなった。すなわち、 H_i/L が比較的小さく Plunging 碎波となる $0.028 < H_i/L \leq 0.05$ では L_r の約 $1/12$ の長さまでしか拡大せず、気泡径 d は $0.02 < d/d_{\max} < 0.82$ の広い分布となる。一方、 H_i/L が大きく Spilling 碎波となる $0.055 < H_i/L$ では λ は L_r の約 $1/4$ の長さまで拡大する。そして、 λ が大きくなるほど気泡径 d は $d_{\max}$ の約 $1/3$ の大きさに近づく傾向を示した。

4. 微小凹凸乱れ近傍の波内部の流速場

進行波の碎波に伴う微小凹凸乱れの拡大過程と波内部の流速場の関係を検討した。その結果を図-4(a)~(f)に示す。図-4(a)~(c)の図中の曲線は波の水表面を示し、実線は微小凹凸乱れ領域、破線は乱れない滑らかな水面である。また、図-4(d)~(f)の図中の曲線で波脚部前方と波頂部後方の破線は滑らかな水表面を示し、波峰前面の実線は気泡混入領域の波内部側の包絡線を示している。

図-4(a)は、先行波が通過後に計測対象となる波が可視化画像の撮影領域内に到達する直前の流体内部の速度分布を示している。水表面に微小凹凸乱れ領域は確認されず、 $X/L=0.05$ において戻り流れと波の入射に伴う岸向き流れが合流し、鉛直上向きの流れが発生している。図-4(b)では、波頂部近傍にトレーサー粒子を滞留させることが困難であるために、波頂部近傍の流速は測定することができなかった。しかし、波内部では反時計回りの半円形速度分布となっていることが判る。微小凹凸乱れ領域は、 $0.06 \leq X/L \leq 0.11$ 、 $0.12 \leq Z/h \leq 0.22$ の範囲で確認できる。図-4(c)では碎波がさらに進行し、微小凹凸乱れ領域は、 $0.09 \leq X/L \leq 0.15$ 、 $0.11 \leq Z/h \leq 0.21$ の範囲で形成されている。波内部の速度分布は図-4(b)と同様に反時計回りの半円形速度分布となっている。図-4(d)は、波峰前面の勾配が急峻となり、波峰の前後において波形が極めて非対称であり、前述した

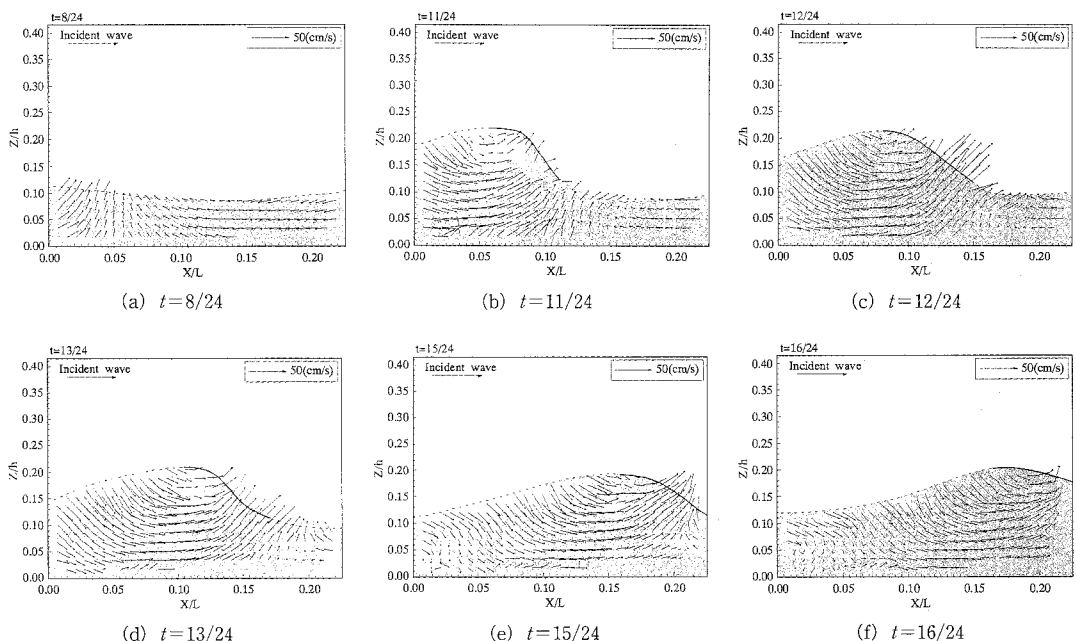
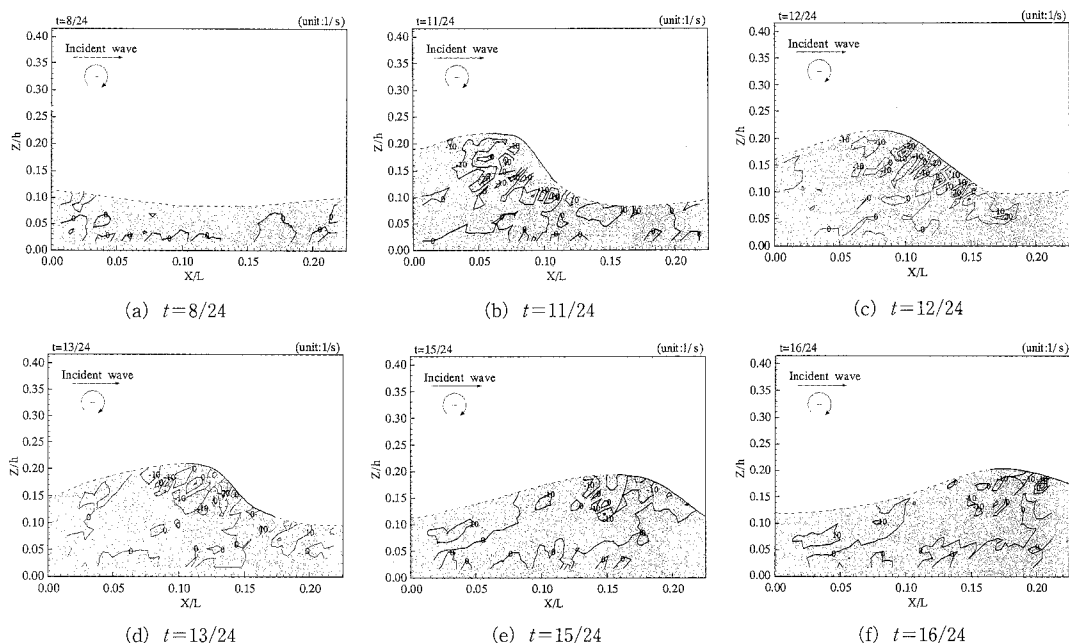


図-4 微小凹凸乱れの拡大と波内部の流速分布



図—5 微小凹凸乱れと波内部の渦構造

図の波と比較して、最も波高が大きくなっている。さらに後述する図—4 (e) では波高が減衰していることから、同図は砕波点での流速分布を図示しているとする事ができる。この時刻の実線部分は気泡が混入している領域の波内部側の包絡線を示しており、その範囲は $0.11 \leq X/L \leq 0.17$, $0.11 \leq Z/h \leq 0.21$ と 1/30 s 前の図—4 (c) の微小凹凸領域の大きさと同じである。図—4 (e), (f) は砕波後の波内部の速度分布を示している。この段階においても波内部には気泡が混入しており、波峰の前面は bore 状となっている。この bore 周辺領域においても微小凹凸乱れ近傍域と同様に流速値は波内部で最大となることが判る。

以上、進行波の砕波による微小凹凸乱れの出現範囲と波の内部流速について検討した結果、微小凹凸乱れの出現範囲は、入射波の伝播状況により変化することが明らかとなった。すなわち、気泡の混入や水塊の跳び出しなどで波面が破れるまでは、微小凹凸乱れは波頂部から波脚部へかけて拡大するが、気泡が混入する直前にはこの拡大が止まり、その大きさは砕波後の気泡混入領域とほぼ同程度の大きさとなった。

5. 微小凹凸乱れ近傍の波内部の渦構造

図—5 (a)~(f) は、図—4 (a)~(f) に示した速度ベクトルに対応した同時刻での渦度分布となっている。また、図中の曲線も図—4 と同様に乱れのある水面と滑らかな水面を示している。

図—5 (a) は、計測対象となる波が可視化画像の撮影範囲内に入射する直前の渦度分布を示している。流体内は渦無しであり、非回転流動の状態であることが判る。図—5 (b) では、微小凹凸乱れ領域中央を境界にして渦の回転方向が異なっているのが判る。すなわち、微小凹凸乱れ中央から下端の範囲では、反時計回りの渦が発生しているのに対し、微小凹凸乱れ中央から上端へかけての範囲では、時計回りの渦が出現している。図—5 (c) では、微小凹凸乱れ領域中央付近から前脚部の水面下の $0.04 \leq Z/h \leq 0.14$ の範囲で反時計回りの渦が出現している。この反時計回りの渦が発生していた上端部分の境界から波頂部にかけての $0.14 \leq Z/h \leq 0.21$ の領域では、微小凹凸乱れ領域の約 2 割の渦径をもつ時計回りの大規模な渦の発生が確認できる。砕波時の渦度分布を示す図—5 (d) では、波峰前面で大規模な渦が確認でき、波頂部後方においても時計回り渦が存在している。図—5 (e) では、図—5 (d) で確認できた波頂部後方の渦が遷移して、さらに後方の領域に移流している。また、波峰の前面では、渦が存在する領域と渦なしの領域が混在している。図—5 (f) では、微小凹凸乱れ近傍で生成され、波頂部後方に移流した時計回り渦の消滅が確認できる。

以上、入射波の砕波に伴う波内部の渦構造と微小凹凸乱れを関連づけて検討した結果、非回転流動場から波峰前面に水平渦の存在する流動場へ移行する一連の過程が明らかとなった。すなわち、進行波が砕波点近傍に伝播する前の戻り流れが生じている状態では、渦は存在せず

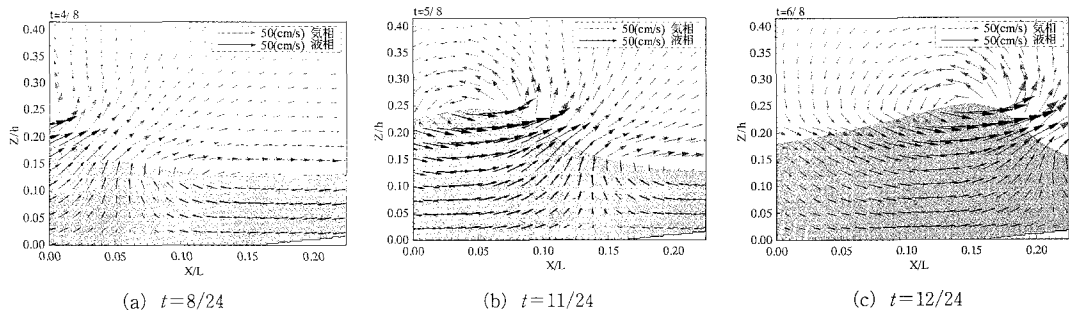


図-6 破波の計算結果

非回転流動の場であり、入射波が伝播し砕波点に接近すると、波峰前面に大規模な渦が列状に形成された。この大規模な渦は、微小凹凸乱れの上部和下部では回転方向が異なり、微小凹凸乱れ領域の中央部から下端部にかけては反時計回りであり、中央部から上端部にかけては時計回りとなっていた。さらに、微小凹凸乱れの中央部から波頂部近傍に出現した時計回りの渦は、波の進行に伴って、波頂部後方に移流し消滅した。

6. 砕波の気液混相流解析

砕波による気相と液相の速度分布の相互関係を検討するために、MARS法による砕波の数値計算を行った。計算は、2次元造波水槽を想定し、長さ10.0 m、高さ1.0 mの領域に海底勾配(長さ6.0 m、高さ0.6 m、勾配 $\tan\beta=1/10$)を設置して行った。造波条件は実験IIと同様であり $H_I=6.0$ cm、 $T=0.8$ sとした。計算時間間隔はクーラン数を0.2とすると $\Delta t=0.002$ sとなり、計算格子間隔は、鉛直方向は静水面付近で $\Delta z=3$ mm、岸沖方向は砕波点近傍で $\Delta x=3$ mmとした。このような計算条件により得られた結果を0.1 s間隔で図-6に示す。同図より、砕波による気相と液相の流速分布特性は、波頂部を中心とする反時計回りの循環流となり、波峰前面の気相においては、気泡混入方向と異なる斜め上方向の流れが卓越している。これは、空気が波に衝突して気泡が流体内に混入していることを示さず、気泡混入には前述した大規模な渦の発生や気相と液相での流速変動による乱れが支配的であることを示唆している。図-7は実験IIより確認した砕波水深 $h_b=6.5$ cmでの水面の時間波形を示しており、計算結果と実験結果が良く一致しているのが判る。

7. 結 論

本研究では、波内部への気泡混入現象を解明するため

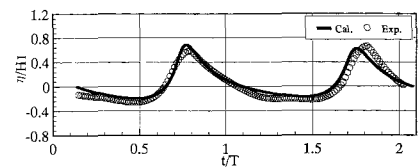


図-7 水面の時間波形

に、入射波条件と形状パラメータにより混入気泡径の特性を検討した。また、微小凹凸乱れの発達に伴う波内部の流速場と渦構造を考究した。

混入気泡の大きさは、形状パラメータと入射波の諸元に支配されることが判明した。

波内部の渦構造は、入射波が砕波点に接近した状態では、波峰前面に大規模な渦が列状に形成された。また、波頂部近傍の渦は波の伝播に伴って波峰の後方へ移流した。今回の実験においては、微小凹凸乱れの近傍有意な大きさを持つ渦が形成されていた。このことから、波動エネルギーが渦により乱れエネルギーへと変換され、その一部が微小凹凸乱れの生成に関与したと推察される。

参 考 文 献

- 宇多高明 (1994): 現場のための海岸 Q&A 選集, 全国海岸協会, pp. 28-30.
- 日野幹雄・灘岡和夫・小俣 篤 (1984): 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31回海岸工学講演会論文集, pp. 1-5.
- 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄 (1985): 二成分光ファイバ流速計を用いた砕波帯内流速場の特性の解明, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 50-54.
- 鷲見浩一・橋本彰雄・岩田好一朗 (2003): 一様傾斜面上の砕波に伴う気泡混入特性の実験的研究, 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 126-130.
- 功刀資彰 (1997): 自由界面を含む多相流の直接数値解法, 機会学会論文集 B 編, 63巻 609号, pp. 1576-1584.