

砕波による水中圧力の時空間分布 に関する研究

STUDY ON SPACE-TIME DISTRIBUTION OF UNDERWATER PRESSURE RESULTING FROM BREAKERS

鷺見浩一¹・兼藤剛²・植松達也²

Hirokazu SUMI, Tsuyoshi KANEFUJI and Tatsuya UEMATSU

¹正会員 博(工) 金沢工業大学助教授 環境土木工学科(〒921-8501 石川県石川郡野々市町扇が丘7-1)

²学生員 金沢工業大学大学院 工学研究科 環境土木工学専攻(同上)

To date, several important findings on breakers have been obtained through many relevant studies. However, the correlation between the breaker mechanism and the characteristics of space-time distribution of underwater pressure associated with breakers has not been fully investigated, and many unknowns remain. In this study, we conducted both hydraulic model tests using a subminiature pressure gauge and numerical simulation using a $k-\epsilon$ model to investigate changes in the space-time distribution of underwater pressure associated with breakers. Both the hydraulic model tests and the numerical simulation revealed that the spatial distribution of the dynamic pressure when breakers were generated showed its largest values beneath the wave crests with gradually decreasing pressures in both forward and backward directions from the crests, and that the dynamic pressure gradient was very large in front of the wave crests. We also found that the dynamic pressure in the wake of breakers is smaller than that when breakers are generated, and that irregular space-time distributions of the dynamic pressure are observed in areas where the surface of the water is agitated

Key Words : Breaker, underwater pressure, pressure gage, $k-\epsilon$ model

1. 緒言

砕波は海底砂を浮遊させたり、衝撃砕波力を発生させるので、海浜の安定化を図ったり、海岸構造物を開発するにあたっては、その機構の解明が極めて重要な現象である。これまでに、砕波に関しては、流速分布特性や渦・乱れ構造についての研究が多く行われている。そして、砕波による波動エネルギーの放出過程は、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、砕波帯内に生じた渦は乱れを生成し、海底砂の浮遊などを引き起こすという知見が得られている。その一方で、砕波時の波内部の圧力特性について検討した研究例は極めて少数であり、川崎ら^{1,2)}や岩田ら³⁾がいち早く研究に着手し、川崎²⁾らが砕波時に液相内に混入する気泡が波動圧の高周波成分の発生に寄与することを解明している。しかし、“波がなぜ砕けるのか?”、“砕波時の水中圧力の時空間分布はどのようなのか?”という砕波機構と砕波に伴う水中圧力との関連については、議論が充分ではなく、研究の余地が多く残されている。

本研究では、超小型圧力計を用いた水理実験を実施して、砕波に伴う波内部の水中圧力の時空間分布について

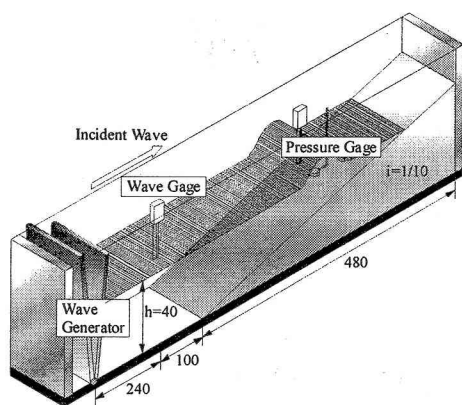
検討する。さらに、 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる砕波の数値計算を行って、波内部の速度場と圧力分布特性を関連づけて考究する。

2. 水理模型実験と数値計算の概要

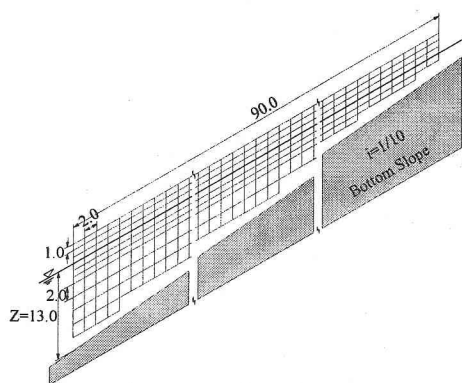
本研究では、砕波による水中圧力の特性を検討するために、超小型圧力計を用いた鉛直2次元の水理実験とMARS法を自由界面の解法とした $k-\epsilon$ 乱流モデルによる砕波の数値計算を行った。

(1) 砕波時の波内部の圧力変動を検討する実験

水理実験は、図-1(a)に示す金沢工業大学環境土木工学部の片面ガラス張りの2次元鋼製造波水槽(長さ10.0m, 幅0.7m, 高さ1.0m)を用いて、水深 $h=40$ cmの水路底面上にアクリル板で作成した一様海底勾配(勾配 $i=1/10$, 長さ4.8m, 幅0.7m, 高さ0.48m)を設置して行った。実験波は、波高 $H_f=6.0$ cm, 周期 $T=0.8$ sの規則波であり、砕波形式はSpilling砕波とPlunging砕波の中間の性質を持つSpilling-Plunging(S-P)砕波である。波動運動に伴う水中圧力の測定には、直径1.0cm, 高さ3mmの円柱形の超小型圧力計



(a) 実験水槽の概要



(b) 水中圧力の計測点

図-1 実験水槽と計測点(単位:cm)

(SSK : P303-01)を用いた。計測対象波は、造波機の始動から7波目の波とし、圧力計により1000Hzの時間間隔でデータを収集した。水中圧力の測定範囲は、図-1(b)に示すように水深13.0cmの海底から2cm上の地点を原点として、水平方向は原点から岸側に90.0cm、鉛直方向は原点から静水面の上方に3.0cmとした。計測点は、岸沖方向は2cm間隔、水深方向は静水面から上下3cmは1cm間隔、水深3cm以下は2cm間隔で設定した。このときの計測点の総数は約400点となる。また、水中圧力の測定と同時に、容量式水位計で水面変動も計測した。

(2) 砕波の数値シミュレーション

功刀⁴⁾により考案されたMARS(Multi-interface Advection and Reconstruction Solver)法は、VOF(Volume of Fluid)法を応用した自由界面の解法である。MARS法は流体体積率の輸送方程式を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、液体内で多数の気泡

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法を自由界面の解法としてk-ε乱流モデルにより砕波の数値計算を実施した。岸沖方向をx、水深方向をzとする直交座標における多相流の連続式、運動方程式、体積率輸送式をそれぞれ式(1)~(4)示す。

$$\frac{\partial(F_1 + F_2)}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} + \frac{\partial F_2 u}{\partial x} + \frac{\partial F_2 w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left([\langle v \rangle + v_t] \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left([\langle v \rangle + v_t] \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\sigma \kappa n_x}{\bar{\rho}} \quad (2)$$

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

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

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

$$\bar{\rho} = (\rho_1 + \rho_2)/2 \quad (5)$$

ここに、tは時間、 F_1 と 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 と ρ_2 は気相と液相の密度、 v は動粘性係数、 σ は表面張力係数、 κ は界面の曲率、 n_x と n_z はx、z方向の界面法線ベクトルである。 v_t は渦動粘性係数であり、式(6)で与えられる。

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

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (v + v_t) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + P_k - \varepsilon \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (v + v_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (8)$$

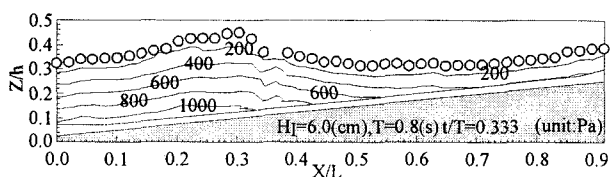
$$P_k = \nu_k \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (9)$$

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である。 C_k と $C_{\varepsilon 1}$ 、および $C_{\varepsilon 2}$ は乱流モデルの係数であり、それぞれ、0.09、1.44、1.92とした。実際の計算では、波浪条件と計算領域を水理実験と同じ諸元で設定し、速度場と渦度分布を求めた。

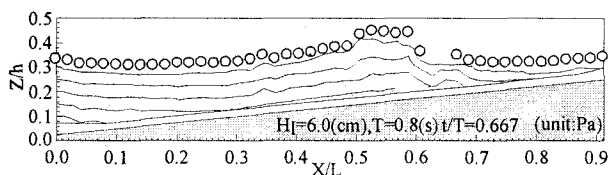
3. 波内部の圧力特性

(1) 水中圧力

砕波に伴う水中圧力の空間分布の実験結果を図-2に、計算結果を図-3に示す。実験より確認した入射波の砕波水深 h_b は約7cmであり、入射波が砕波点に到達するとき



(a) $t/T=0.333$



(b) $t/T=0.667$

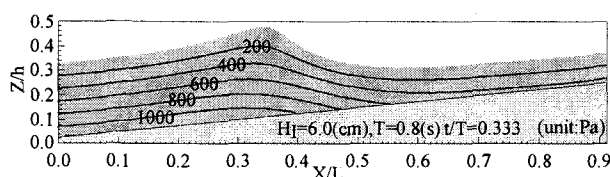
図-2 水理実験による水中圧力の空間分布

の時刻は $t/T=0.667$ である。なお、時刻は図示領域内の $X/L=0.05$ に計測対象波の波頂が到達した時点を基準にしている。図-2の図中の白丸の中心は、容量式水位計で計測した水表面の座標を表す。

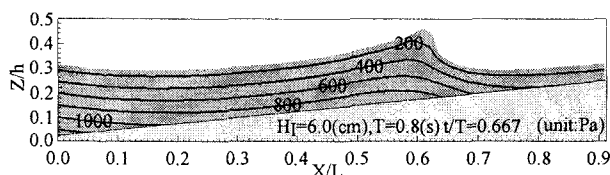
図-2と図-3より、実験による水面波形と計算による水面波形を比較すると概ね一致していることが判る。しかし、図-2(b)と図-3(b)に示す砕波時の $0.6 \leq X/L \leq 0.7$ の水面形状は、実験結果と計算結果で異なっている。この水面形状の相違は、砕波に伴う波内部への気泡混入現象に起因していると考えられる。すなわち、水理実験では気泡が波内部に混入するのに対し、今回の数値計算では気泡混入現象が考慮されておらず、波面が破れて波峰前面が極めて複雑で不規則な形状になることが再現されていないためであると推察できる。

図-2(a),(b)と図-3(a),(b)は、それぞれ非砕波時と砕波時の波内部の水中圧力を図示したものである。同図から水中圧力は、水表面から海底に接近するにつれて増大することが確認できる。図-3(a),(b)に示すように数値計算による非砕波時と砕波時の水中圧力は、波峰や波谷などの全域において水面形状と相似した分布となっている。一方、図-2(a),(b)に示す水理実験による非砕波時と砕波時の水中圧力は波脚部の前方や波峰後方では水面波形と相似した分布となっているが、 $0.6 \leq X/L \leq 0.7$ の波前脚部の水中圧力は凹凸のある分布形状となっている。このような実験結果と計算結果の水中圧力の分布形状の相違は、前述した気泡混入現象に起因しているものと考えられる。

つづいて、S-P砕波に伴う波内部の波動圧の空間分布について考究する。川崎ら²⁾は水中圧力と静水圧の差を砕波に伴う波動圧として定義している。本研究も川崎ら²⁾と同様に波動圧を定義する。このとき、静水圧を算定する際の基準面は、“造波開始前の静水面”と“進行波の水表面”の2つが考えられる。既往の研究では、静水圧を前者で考慮する場合が多い。しかし、波動運動による波動圧を考慮するには、後者が適切である。このような観点から、本研究では基準面の異なる2種類の静水圧を水



(a) $t/T=0.333$



(b) $t/T=0.667$

図-3 数値計算による水中圧力の空間分布

中圧力から差し引いた場合の波動圧についてそれぞれ議論する。

(2) 水中圧力と静水面を基準にした静水圧の差による波動圧

砕波に伴う波1周期にわたる波動圧の空間分布の実験結果を図-4(a)~(e)に、計算結果を図-5(a)~(e)にそれぞれ同時刻で示す。図-4と図-5は、水中圧力と静水面を基準とした静水圧の差による波動圧を図示したものである。なお、 $Z/h > 0.34$ の静水面より上の領域では、水中圧力が表示してある。図中の時刻 t は図示領域内の $X/L=0.05$ に計測対象波の波頂が到達した時点を基準にしている。また、図-4の図中の白丸の中心は、水表面を表している。非砕波時の図-4(a)と図-5(a)に示す波動圧の岸沖方向の分布特性は、 $X/L \leq 0.2$ の波前脚部において100Paの大きさで静水面にほぼ垂直に分布し、岸側に向かって $0.21 < X/L \leq 0.28$ の比較的広い領域において0Paまで減少する。また、波前脚部から波峰部へ向かって波動圧は増加する。砕波直前の波動圧を図示した図-4(b),(c)と図-5(b),(c)では、非砕波時の波前脚部の比較的広い等圧線間隔が狭くなり、等圧線が急勾配で集中する分布となっている。これは、砕波直前の波前脚部では、圧力の変動が激しいことを示している。波動圧の大きさは、波峰部で約300Paで最大となり、波峰部から波峰前方と後方に向かうにしたがって減少している。図-4(d)と図-5(d)は、砕波時の波動圧を図示している。同図より、砕波時の波前面の動圧線間隔は、砕波直前よりも密になっている。また、非砕波時と砕波直前および砕波瞬時の波動圧の最大値の出現範囲は変化しているものの、その大きさは約300Paで同じである。しかし、図-4(e)と図-5(e)に示す砕波後の波動圧は、最大値が砕波時より波峰部で約100Pa小さくなっている。一般に、砕波帯内のエネルギー変換過程では、水平渦が波動エネルギーから乱れエネルギーへの変換の媒体であると考えられており、波動エネルギーの逸散には、波内部の渦や乱れが支配的であると指

摘されている。これまでに、砕波機構と波内部の圧力変動の関連については、ほとんど議論がなされおらず、波動圧が減少して波高が減衰するのか、あるいは波高が減衰して波動圧が減少するのかについては、明らかとなっていない。しかし、図-5(e)に示した波動圧の減少は、砕波による波動エネルギーの逸散には、波動圧の変動が関連することを示唆している。また、砕波後の水面が擾乱している領域での波動圧は、時空間的に不規則であり、その変動が一義的には決定されない分布となる。図-4(d)と図-5(d)では、波峰前面の水面波形が水理実験と数値計算の結果では異なっている。この相違の原因は、前述したように、数値計算における砕波時の気泡混入現象が再現されていないことによると考えられる。しかし、波頂部後方から波谷にわたる水面形状や波前脚部から岸側の前方領域の水面形状は、実験と計算でほぼ一致して

いる。

以上のように、入射波の砕波に伴う波動圧の時空間変動を検討した。その結果、非砕波時では波前脚部の下部において比較的広い間隔で等圧線が分布し、入射波が砕波点に接近するにつれて等圧線の間隔が密になり、砕波時においては波前脚部の動圧線の勾配が最も急となることが判明した。第3章4節においては、このような砕波に伴う等圧線間隔の変動について、波内部の速度分布と関連づけて考察する。

(3) 水中圧力と水表面を基準にした静水圧の差による波動圧

図-6(a)～(c)は、それぞれ砕波直前、砕波瞬間および砕波後の時刻における水表面を基準とした静水圧と水中圧力との差による波動圧の実験結果を示している。同図

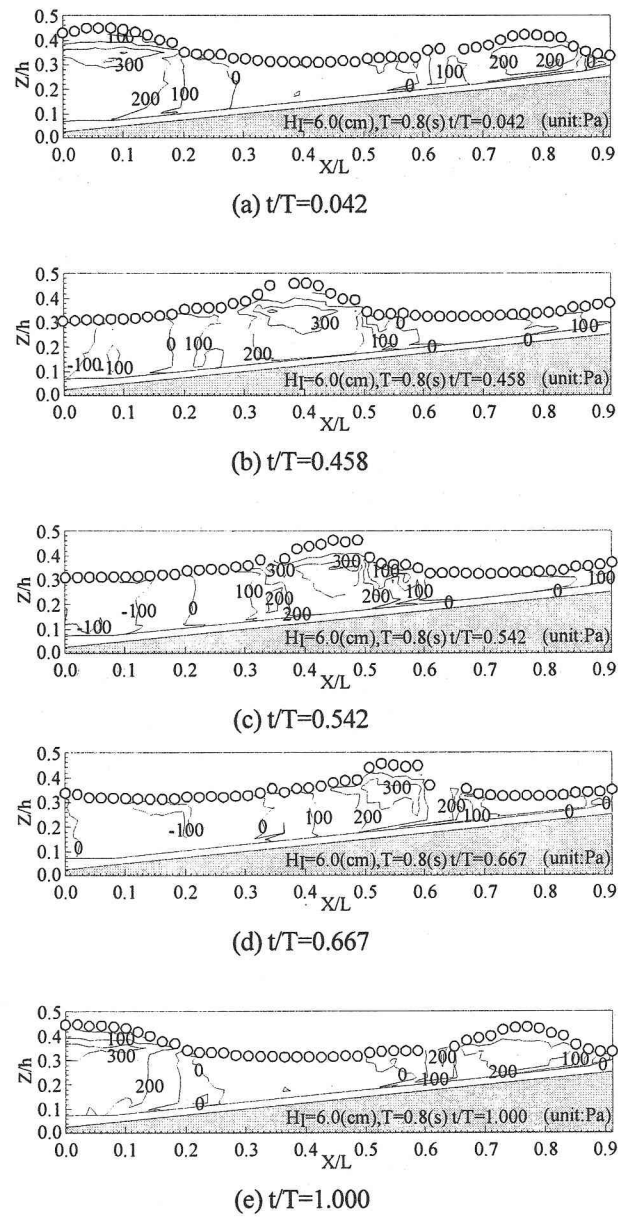


図-4 静水面を基準とした波動圧の空間分布

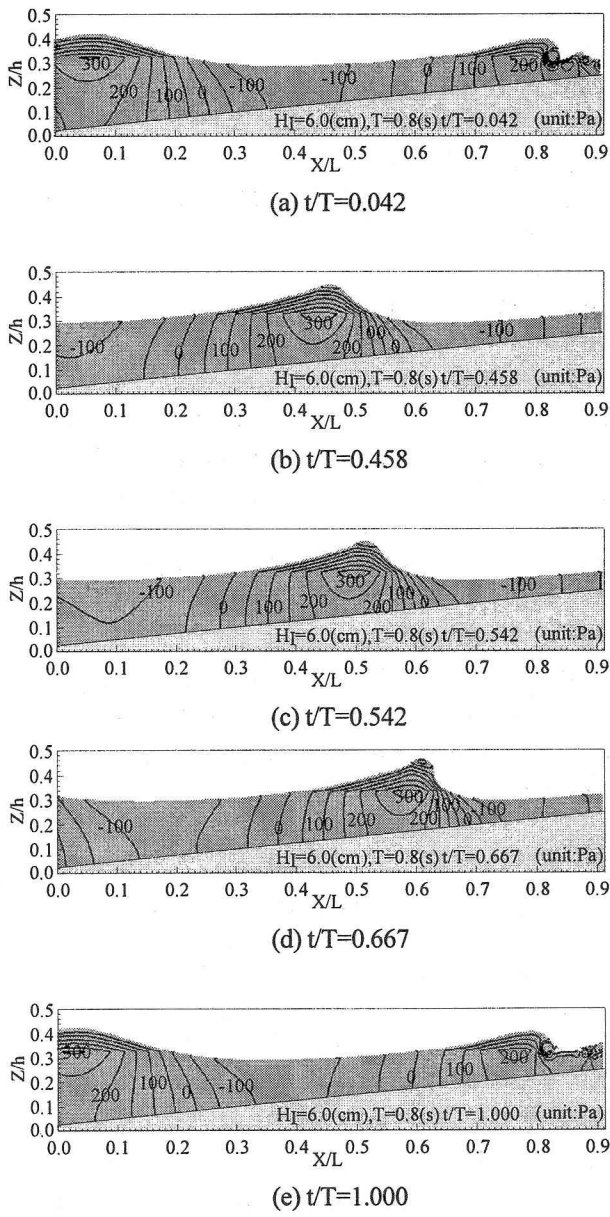


図-5 数値計算による波動圧の空間分布

より砕波直前と砕波時では波峰部の波動圧は約100Paでほぼ同じであるが、砕波後には波峰部の波動圧が約0Paに変化していることが確認できる。前節で述べたように、砕波直前と砕波時の波峰部の波動圧は、ほぼ同じ大きさであるが、砕波後には波峰部の波動圧は変化している。しかし、図-4においては砕波に伴い約100Paの波動圧の

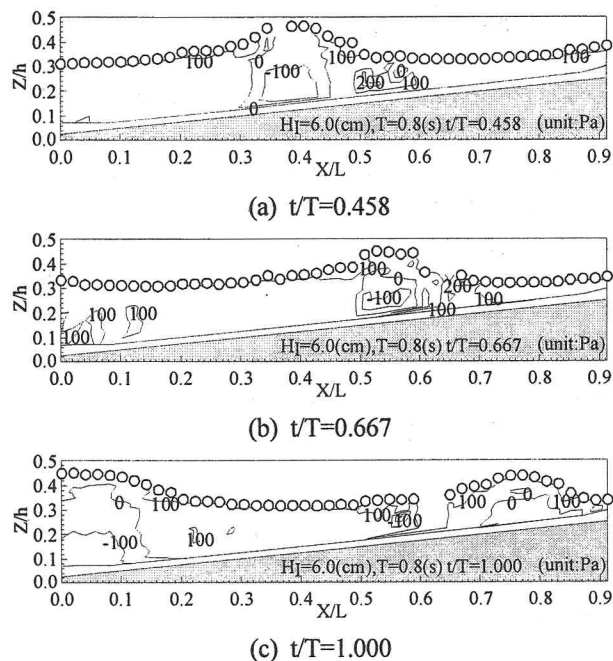


図-6 水表面を基準とした波動圧の空間分布

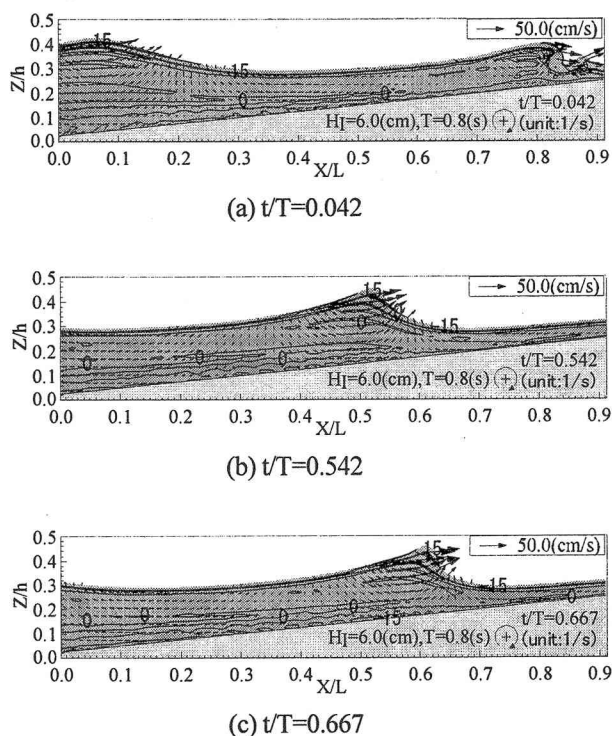


図-7 流速ベクトルと渦度の空間分布

減少しているのに対し、図-6においては約100Paの波動圧が増加している。これは、砕波による波高の減衰により水表面の位置が低下し、水表面を基準とした静水圧が小さくなったことによるものである。また、水表面を基準にした波動圧は波峰部で存在することが判る。

(4) 水中圧力と水粒子速度の関連

第3章2節では、進行波の砕波により波前脚部周辺で等圧線間隔が縮小することを確認した。そこで本節では、等圧線間隔の変動と水粒子速度を関連づけて考究する。数値計算による流速ベクトルと渦度の空間分布を図-7(a)~(c)に例示する。波内部の速度分布は、波頂部の後方から波峰の前面へ向かう反時計回りの半円型の流速分布となっており、波頂部周辺で最大流速が発生している。渦度分布は、波前面の中央部を境界にして渦の回転方向が異なっていることが判る。波前面の中央部から波前脚部へかけては、反時計回りの渦が発生しているのに対し、中央部から波頂部へかけては時計回りの渦が存在している。このように波峰前面で回転方向の異なる渦が発生する様子を辻本⁵⁾も数値解析により算定している。

波頂部周辺での水中圧力の等圧線間隔の縮小と水粒子速度の関連は、図-3と図-5、および図-7を照らし合わせて考察すると判る。すなわち、砕波により波峰が急峻化するにつれて波峰前面の等圧線間隔が密となる。このため、同領域では圧力勾配が大きくなり、高压域から低压域へ向かう斜め上方向の波内部で最大の流速が発生する。

水粒子速度の水平成分と鉛直成分では、水平成分の水粒子速度が砕波に対して支配的である。さらに、水平成

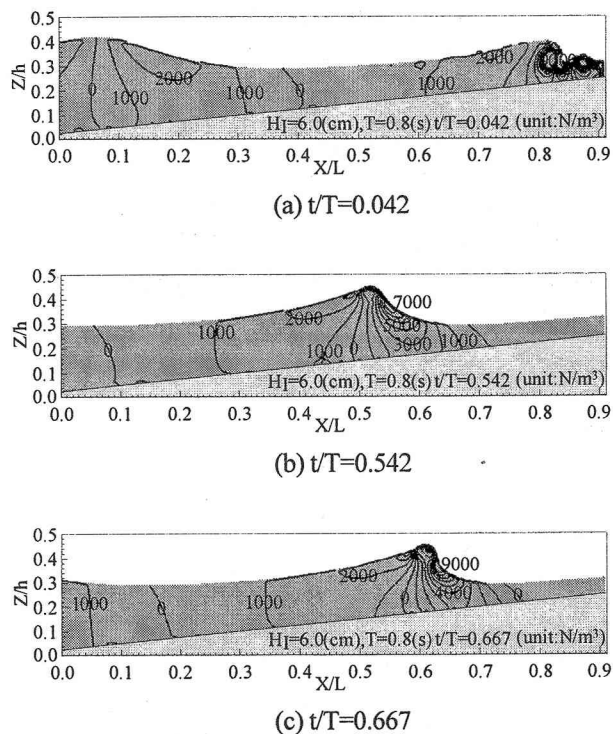
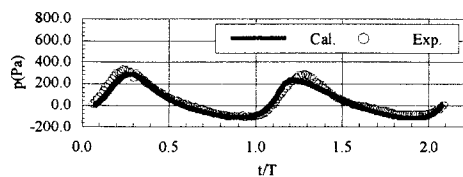
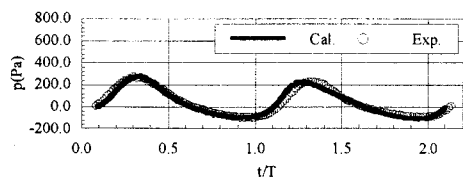


図-8 水中圧力の圧力勾配 $\partial p / \partial x$



(a) 静水面下3cm



(b) 静水面下5cm

図-9 水中圧力の時間波形

分の流速値の変動には、水平方向の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ が関連している。したがって、進行波の伝播による水中圧力の水平方向の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ について考究する。図-8(a)~(c)は数値計算による水中圧力の $\partial p / \partial x$ の絶対値を図示している。 $\partial p / \partial x$ を差分化するにあたって、前進差分、あるいは後退差分のどちらを採用するのかで、圧力勾配の符号が異なる。したがって、圧力勾配を絶対値で表示している。非砕波時の図-8(a)では、波峰前面の水表面近傍の圧力勾配は約2000N/m³であり、圧力勾配の等値線間隔も広い。砕波直前の図-8(b)での波前面の圧力勾配は約7000N/m³であるが、波頂部後方の圧力勾配は約2000N/m³であり、圧力勾配は波峰後方より波峰前面が大きくなることが確認できる。砕波時の図-8(c)では波前面の圧力勾配は約9000N/m³となっている。このように、圧力勾配は進行波が砕波点に接近するにつれて増大し、その領域は、水粒子速度が波内部で最大となる領域に対応することが判る。

(5) 水中圧力の時間波形

図-9(a),(b)は、それぞれ、砕波点(砕波水深 h_b =約7cm)における静水面下3cmと5cmの実験値と計算値の水中圧力の時間波形を示している。水中圧力の実験値と計算値はよく一致し、水中圧力はゼロアップクロス点から約1/5周期の短い間に約300Paで最大となる。これは、波峰前面での等圧線間隔の縮小によるものである。

4. 結論

本研究では超小型圧力計を用いた水理実験とk- ϵ 乱流モデルによる数値計算を行って、砕波に伴う水中圧力の時空間分布特性、ならびに波内部の速度場と圧力分布特性の関連について検討した。

以下に本研究で得られた主要な結論を示す。

1) 砕波時の波動圧は、波峰部で最大となり、波峰部から波峰前方と後方に向かうにしたがって減少する。砕波後の波動圧は、砕波時と比較して大きく変動し、水面が乱れている領域では時空間的に不規則な分布となる。また、波動圧線は波前脚部に急勾配となって集中する。

2) 砕波時には、非砕波時と比較して波峰前面で圧力勾配が増大する。したがって、波峰前面領域では、高圧域から低圧域へ向かう波内部で最大となる流速が発生する。

3) 砕波後の波峰部の波動圧は、砕波時の波峰部の波動圧より小さくなる。また、砕波後の水面が擾乱している領域での波動圧は、時空間的に不規則であり、その変動が一義的には決定されない分布となる。

参考文献

- 1) 川崎浩司, 村瀬政善, 渋谷貴志, 岩田好一朗: 大規模砕波に伴う水中圧力変動と砕波形態に及ぼす台形潜堤の幾何形状効果, 土木学会, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.146-150,1999.
- 2) 川崎浩司, 村瀬政善, 岩田好一朗: 一樣傾斜水域での砕波に伴う水中圧力の時空変動特性, 土木学会, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.161-165,2000.
- 3) 岩田好一朗, 川崎浩司, 安藤敏宏: 潜水構造物による砕波再生過程と砕波持続距離に関する研究, 土木学会, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.71-75,1997.
- 4) 功刀資彰: 自由界面を含む多層流の直接数値解析法, 機械学会, 日本機械学会論文集(B編), 第63巻, 609号, pp.88-96,1997.
- 5) 辻本剛三: 乱流モデルによる砕波点近傍の流れ場の数値計算, 土木学会, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.101-105,1997.