

気液混相流場での碎波に伴う速度場と圧力場の時空間変動に関する研究

鷺見浩一*・兼藤 剛**・植松達也**

本研究では、超小型圧力計を用いた水理実験と MARS 法を自由界面の解法とした $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる数値計算を行って、気液混相流場での碎波に伴う流速場と圧力場の時空間変動について考究した。さらに、碎波時の波面変形を気相での圧力構造と関連づけて考察した。その結果、碎波時の気相の等圧線は波峰の前後で非対称であり、圧力は波頂上部では小さく、波前脚部と波峰後方では大きい分布となる。また、波前面の気相の圧力分布は波頂部近傍と脚部周辺に、それぞれ低圧力部と高圧力部が存在し、水面に作用する圧力に差異が生じる。この圧力の差異が、碎波時に水表面が波内部へ向かって円弧状に湾曲する現象を助長していると推察できる。

1. はじめに

碎波に関しては、主に液相での速度場と波内部の渦・乱れについての研究が、これまで行われてきた。そして、水平渦が波動エネルギーから乱れへの変換の媒体であることや、斜降渦の海底面への到着が底質の浮遊を引き起こすこと（灘岡ら, 1985; 岡安ら, 2000）などが報告されている。また、碎波機構の解明に重要な液相での圧力特性を対象とした研究も、近年、実施されつつあり、川崎ら（2000）が碎波時の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確認している。このように、碎波については多くの研究が実施され、重要な知見が得られているが、その大部分は液相での速度場と圧力場を対象とした研究である。碎波時に水表面を破って気泡が液相内に混入することからも推察できるように、碎波には気相での速度場と圧力構造が強く関連しており、本質的に碎波機構を解明するには、気相と液相での流速と圧力の相互関係を検討する必要がある。しかし、碎波時の気体と液体の両相における流速と圧力の時空間変動を検討した研究は極めて少ない。したがって、“なぜ波面が変形して波が碎けるのか？”という碎波機構と碎波に伴う気相と液相での速度場・圧力構造との関連については、議論が充分でなく、不明な点が多いのが現状である。

本研究では、一様斜面上で発生する碎波現象を対象に水理実験を実施して、碎波に伴う液相内の圧力分布特性を検討する。さらに、気液混相流の数値計算により、気体と液体の両相における碎波時の速度場と圧力場の時空間変動を考究し、波が碎けるときの波面変形を気相での圧力構造と関連づけて考察する。

2. 水理模型実験と数値計算の概要

本研究では、超小型圧力計を用いた水理実験を行って、波内部の圧力特性を検討した。さらに、功刀（1996）による MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) 法を自由界面の解法とした $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる数値計算を実施して、気体と液体の両相における流速と圧力の特性を考究した。

(1) 碎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科の片面ガラス張りの2次元造波水槽（長さ10.0 m、幅0.7 m、高さ1.0 m）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4.8 m、幅0.7 m、高さ0.48 m）を設置して行った。実験波は、波高 $H_I = 6.0$ cm、周期 $T = 0.8$ s の規則波とした。碎波形式は Spilling 碎波と Plunging 碎波の中間の性質を持つ Spilling-Plunging (S-P) 碎波である。波動運動に伴う水中圧力の測定には、直径1.0 cm、高さ3 mm の円柱形の超小型圧力計（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1000 Hz 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13.0 cm の水底から2 cm 上の地点を原点として、水平方向は原点から岸側に90.0 cm、鉛直方向は原点から静水面の上方に3.0 cm とした。計測点は、

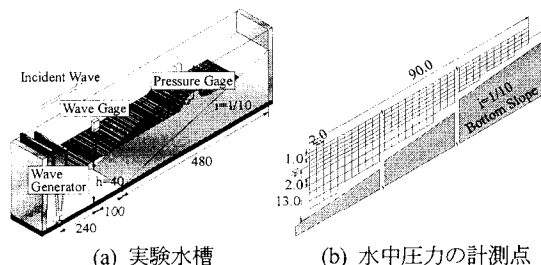


図-1 実験水槽と計測点(単位: cm)

* 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

** 学生会員 金沢工業大学大学院 工学研究科 環境土木工学専攻

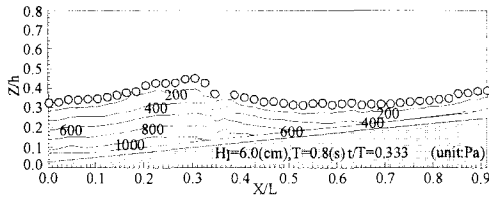
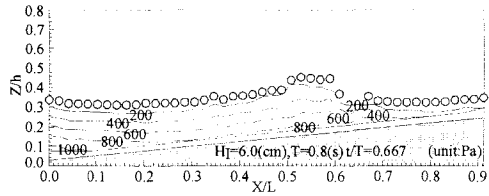
(a) $t/T=0.333$ (b) $t/T=0.667$

図-2 水理実験による水中圧力の空間分布

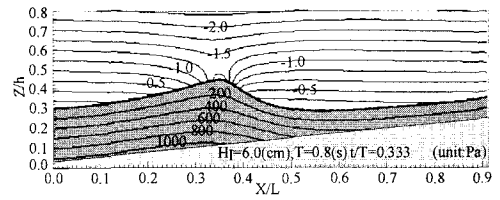
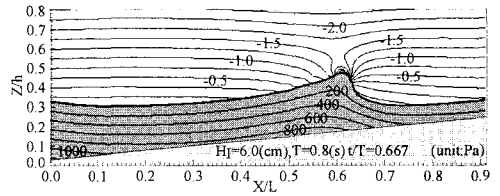
(a) $t/T=0.333$ (b) $t/T=0.667$

図-3 数値計算による気相と液相の圧力の空間分布

岸沖方向は2 cm 間隔、水深方向は静水面から上下3 cm は1 cm 間隔、水深3 cm 以深は2 cm 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) 碎波の数値シミュレーション

MARS 法は、VOF 法を応用した自由界面の解法であり、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、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 $k-\epsilon$ 乱流モデルにより碎波の数値計算を行った。実際の計算では、入力波条件と計算領域を実験と同じ諸元で設定し、碎波による流速と圧力の分布を気体と液体の両領域で算定した。

2. 碎波に伴う液体内の圧力特性

(1) 水中圧力

碎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。なお、図-3には気相の圧力分布も図示しているが、その特性については第3章で述べる。実験より確認した入射波の碎波水深 h_b は約7 cm であり、入射波が碎波点に到達するときの時刻は $t/T = 0.667$ である。この時刻 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基準にしている。ま

た、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を表している。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。図-2(a),(b)と図-3(a),(b)は、それぞれ碎波直前と碎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碎波直前と碎波時の水中圧力は、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。また、図-2(a),(b)に示す水理実験による碎波直前と碎波時の水中圧力においても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。

(2) 波動圧

S-P 碎波の波動圧の空間分布について検討する。川崎ら(2000)は水中圧力と静水压の差を、碎波による波動圧として定義している。本研究も川崎ら(2000)と同様に波動圧を定義する。このとき、静水压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、静水压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種類の静水压を水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。

a) 静水面を基準にした波動圧

碎波による波動圧の空間分布の実験結果を図-4(a)~(d)に、計算結果を図-5(a)~(d)にそれぞれ同時刻で示す。図-5に図示してある気相の圧力分布については、第3章で議論する。図-4と図-5は、水中圧力と静水面を基準とした静水压の差による波動圧を図示したもので

あり、 $Z/h > 0.34$ の領域では水中圧力が表示してある。時刻 t の基準は、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としている。また、図-4の図中の白丸の中心は、水表面を表している。砕波直前の波動圧を図示した図-4(a),(b)と図-5(a),(b)では、非砕波時に波前脚部で比較的広い間隔で分布していた等圧線が狭くなり、急勾配で集中している。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300 Pa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(c)と図-5(c)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、砕波直前と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300 Paで同じである。しかし、図-4(d)と図-5(d)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100 Pa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ておらず、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、または他の外力や現象などが、引き金となって波高と波動圧が減少するのかについては、明らかになっていない。しかし、図-5(d)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。図-5(d)の $0.8 \leq X/L \leq 0.9$ に示す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、その変動は数値計算上では、一義的に決定されない分布となることが確認できる。

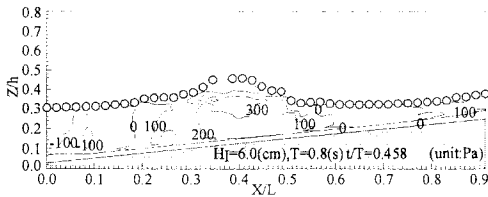
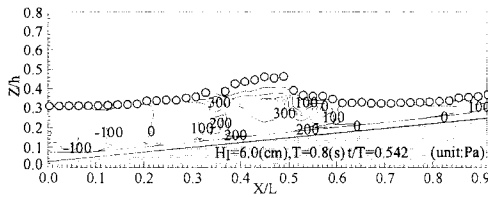
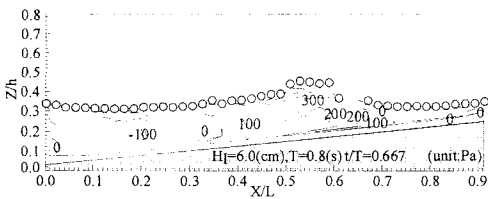
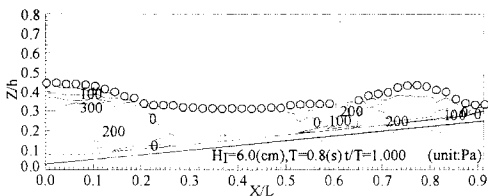
(a) $t/T=0.458$ (b) $t/T=0.542$ (c) $t/T=0.667$ (d) $t/T=1.000$

図-4 静水面を基準とした波動圧の空間分布

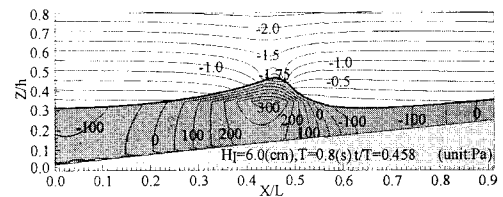
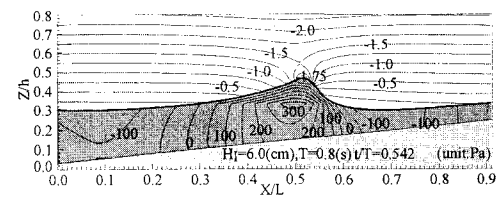
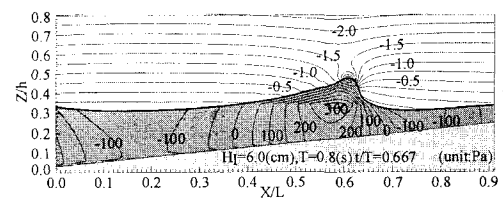
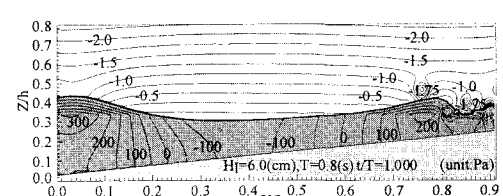
(a) $t/T=0.458$ (b) $t/T=0.542$ (c) $t/T=0.667$ (d) $t/T=1.000$

図-5 気相の圧力と波動圧の空間分布

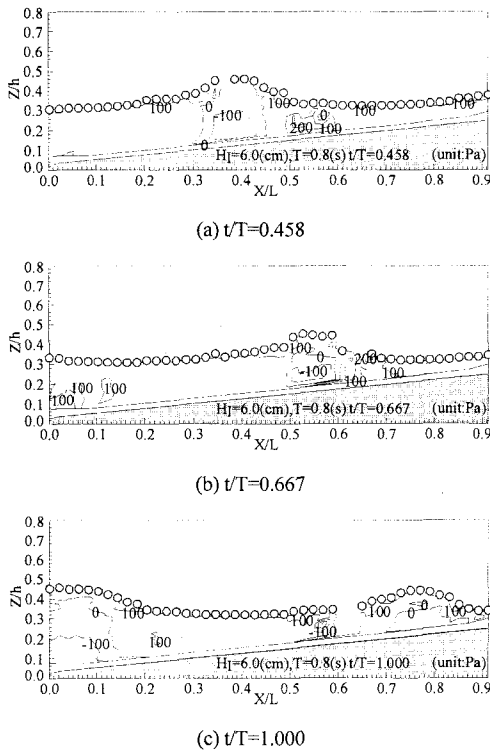


図-6 水表面を基準とした波動圧の空間分布

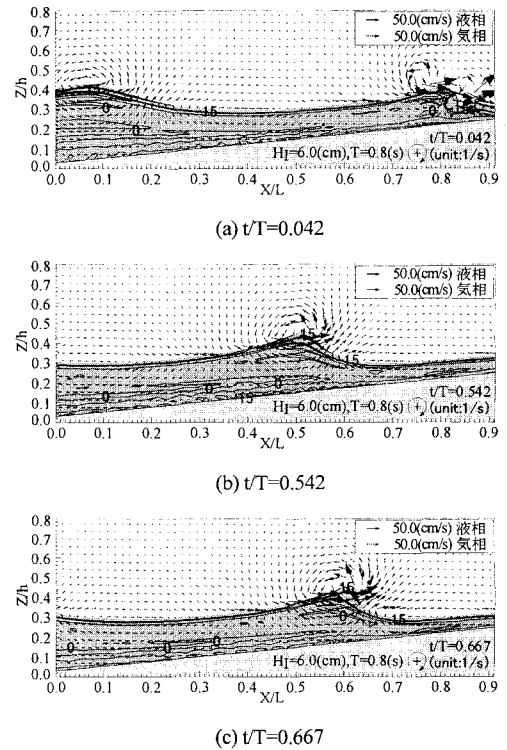


図-7 気液両相での流速と波内部の温度の空間分布

b) 水表面を基準にした波動圧

図-6(a)～(c)は、それぞれ碎波直前、碎波時および碎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。同図より碎波直前と碎波時では波峰部の波動圧は約100 Paでほぼ同じであるが、碎波後には波峰部の波動圧が約0 Paに変化していることが確認できる。前項で述べたように、碎波直前と碎波時の波峰部の波動圧は、ほぼ同じ大きさであるが、碎波後には波峰部の波動圧は変化している。しかし、図-4においては碎波に伴い約100 Paの波動圧の減少しているのに対し、図-6においては約100 Paの波動圧が増加している。これは、碎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。

3. 気液混相流場での速度場と圧力場の時空間変動

本章では、気液混相流場での碎波に伴う速度場と圧力場の時空間変動について考究する。MARS法により算定した気相と液相での流速分布と液相での温度分布を図-7に例示する。同図より速度分布は、波内部では波頂部の後方から波峰の前面へ向かう半円型の流速分布であり、気相域では波峰前面から波頂部後方へ向かう反時計

回りの流れとなっており、波頂部を中心とした循環形状の流れとなることが判る。また、気相と液相の両相において波頂部周辺で最大流速が発生している。温度分布は、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(1997)も数値解析により算定している。MARS法を用いた気液混相流の数値計算により、碎波に伴う気相での速度場と圧力場の時空間的な変動の実態が、図-3と図-5、および図-7を照らし合わせて考察することにより判明した。すなわち、非碎波時の気相の等圧線は波峰の前後で比較的対称であり、圧力は水面の凸部で小さく、凹部で大きくなる。一方、図-5(c)に図示するように、碎波時の気相の等圧線は波峰の前後で非対称であり、圧力は波頂上部では小さく、波前脚部と波峰後方では大きい分布となる。さらに、波峰が急峻化するにつれて波頂部前面の気相域で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、図-7(c)にあるように高圧域から低圧域へ向かう斜め上方向の最大流速が発生する。また、図-5(d)より碎波後の水面擾乱部近傍での気相の圧力は時空間的に不規則であり、その変動は波内部

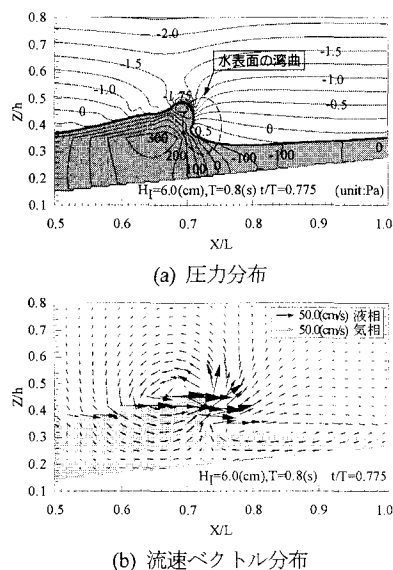


図-8 砕波に伴う気液混相流場での圧力と流速の分布

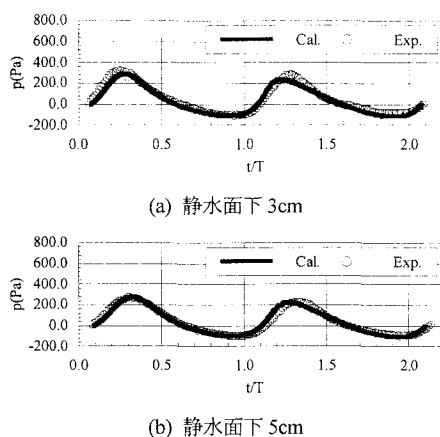


図-9 水中圧力の時間波形

と同様に、一義的には決定されない分布となることが判る。

砕波時の波面の変形を気相域での圧力構造に関連づけて考察する。図-8(a),(b)は、砕波時に波前面の水表面が波内部に向かって湾曲する時刻の気体と液体の両相における圧力場と速度場の計算結果である。図-8(a)から波前面の気相の圧力は、脚部付近では大きく、波頂部周辺では小さくなっている。したがって、脚部では高圧力部が波面を波内部に押し込もうとし、波頂部では低圧力部が波面を前方に引こうとする。このように、波前面の水表面に作用する圧力の差異が、砕波時に波頂部から脚

部へかけて、水表面が波内部へ向かって円弧状に湾曲する現象を助長していると推察できる。また、図-8(b)に示す同時刻の流速ベクトルの空間分布特性は、波前面の気相においては、水表面が波内部に湾曲する方向とは異なる斜め上方の流れが卓越している。これは、気相の流れと波面が衝突して水表面が波内部へ向けて湾曲していることを示さず、水表面の湾曲には、前述した気相での圧力分布が関連していることを示唆している。図-9(a),(b)は、それぞれ、砕波点(砕波水深 h_b =約7 cm)における静水面下3 cmと5 cmの水中圧力の実験値と計算値の時間波形を示している。水中圧力の実験値と計算値の時間変動はよく一致し、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300 Paで最大となっている。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. おわりに

本研究では超小型圧力計を用いた水理実験とMARS法を自由界面の解法とした $k-\epsilon$ 乱流モデルによる数値計算を行って、気液混相流場での砕波に伴う速度場と圧力場の時空間変動について考究した。

以下に本研究で得られた主要な結論を示す。

- 1) 砕波時の波動圧の空間分布は、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したがって減少し、波動圧線は波前脚部に急勾配となって集中する。
- 2) 砕波時の気相の等圧線は波峰の前後で非対称であり、圧力は波頂上部では小さく、波前脚部と波峰後方では大きい分布となる。また、波峰が急峻化するにつれて波頂部前面の気相域で等圧線間隔が密となり、高圧域から低圧域へ向かう最大流速が発生する。

参考文献

- 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄(1985)：二成分光ファイバー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。
- 岡安章夫・敦賀仁・松川祐・Nimal Waijyaratna・片山裕之(2000)：画像解析による斜降渦の特性とその発生分布について，海岸工学論文集，第47巻，pp. 141-145。
- 川崎浩司・村瀬政善・岩田好一郎(2000)：一樣傾斜水域での砕波に伴う水中圧力の時空変動特性，海岸工学論文集，第47巻，pp. 161-165。
- 功刀資彰(1997)：自由界面を含む多層流の直接数値解析法，日本機械学会論文集B編，第63巻，609号，pp. 1576-1584。
- 辻本剛三(1997)：乱流モデルによる砕波点近傍の流れ場の数値計算，海岸工学論文集，第44巻，pp. 101-105。