

気液 2 相流における砕波時の流速場と渦構造に関する研究

鷺見浩一¹・兼藤 剛²・植松達也³

本研究では、砕波に伴う気液 2 相流での流速場と渦構造を検討するために、PIV 装置を用いた可視化実験と多相流数値モデルによる数値解析を実施した。その結果、気相での流速分布は、水位変動に強く支配されることが判明し、波頂上部を中心として循環する流れ場の形成が確認できた。今回の実験と計算における気相の流速分布は、非砕波時ではほぼ一致した。しかし、流速変化が激しくなる砕波時では一致しなかった。この原因として、PIV で流速を測定する際の 2 枚の可視化画像の時間間隔と多相流数値モデルにおいて気相の圧縮性が考慮できない点などが考えられる。数値計算による渦構造は、非砕波時では、水表面近傍を自由渦面とする渦列の形成が確認できた。

1. はじめに

砕波に関しては、液相での流速分布や渦構造についての研究が、これまで傾注的に行われてきた。そして、砕波による波動エネルギーの散逸は、非回転流動場から回転運動を有する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、底質の浮遊に重要な役割を果たすという知見が得られている(灘岡ら, 1985)。その一方で、砕波時に気泡が波内部に混入することからも推察できるように、砕波には、気相での流体運動が強く関係している。したがって、砕波機構を本質的に解明するには、気相と液相での流体運動の相互関係を考慮しなければならない。砕波時の気相と液相の流速分布特性については、著者ら(2005)が、多相流の数値解析モデルにより、一様斜面上で発生する砕波現象を対象に検討している。しかし、著者ら(2005)の研究は、気相の流速分布の計算結果の妥当性を、実験値との比較によって検証したものではない。また、実験的に砕波時の気相の流速分布を検討した研究は小数である。したがって、砕波に伴う気相での流速場について、水理実験と数値計算の両面からアプローチして、両者の妥当性を検討した後に、流速場の解を求める必要がある。

本研究は、気相での流体運動を考慮して、砕波現象を解明するための基礎的研究であり、砕波時の気相の流速分布の時空間変化を、可視化実験と数値計算の両面から考究するものである。さらに、可視化実験による速度分布と多相流数値モデルによる流速分布を比較検証することで、両者の妥当性を検討する。

2. 水理実験と数値計算

(1) PIV 装置による流速計測

本研究では、砕波時の気体と液体の両相における流速

分布を検討するために、可視化実験を実施した。実験は、図-1 に示す片面ガラス張りの 2 次元造波水槽 (長さ 18.0 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 $\tan \beta=1/10$, 長さ 4.8 m, 幅 0.7 m, 高さ 0.48 m) を設置して行った。気相と液相を可視化するためのトレーサは、気相では超音波気流発生装置 (本田電子: HM-303N) により、水を霧化させた粒子 (中央粒径 $d_{50}=3 \mu\text{m}$)、液相では水中に投入したナイロン 12 ($d_{50}=12 \mu\text{m}$) とした。水路上方からレーザースリット光 (カトウ光研: Green Laser Sheet 50 mG) を水槽内に向けて照射し、気相と液相のトレーサ粒子をそれぞれ可視化させ、水路側方に設置した高速度カメラ (デジモ: VCC-H1000B) により可視化画像を撮影した。高速度カメラの撮影速度は 250 fps であり、分解能は縦 472 pixel × 横 512 pixel である。時間間隔 $\Delta t=1/250$ s の 2 時刻の画像から、検査窓サイズを 8 pixel × 8 pixel, 検査窓の重複度を 50 % として、可視化粒子の濃淡画像に相互相関法を適用する PIV 装置 (ディテクト: DIPFLOW) により、気相と液相の流速分布を求めた。高速度カメラの撮影領域は、海底勾配上の砕波点周辺に縦 25.0 cm, 横 27.1 cm の大きさで設定した。実験波は、波高 $H_I=6$ cm, 周期 $T=0.8$ s の規則波とした。砕波形式は Spilling 砕波と Plunging 砕波の中間の性質となる Spilling-Plunging 砕波 (以下に S-P 砕波とする) であ

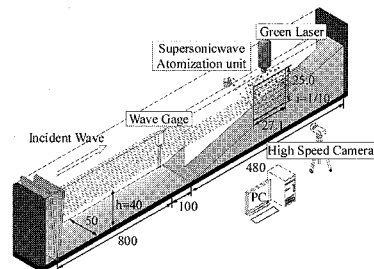


図-1 実験水槽 (単位: cm)

- 1 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
2 正会員 修(工) (株)国土開発センター 技術開発研究所
3 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

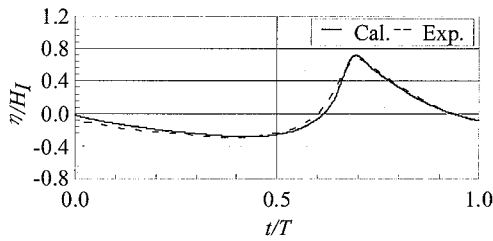
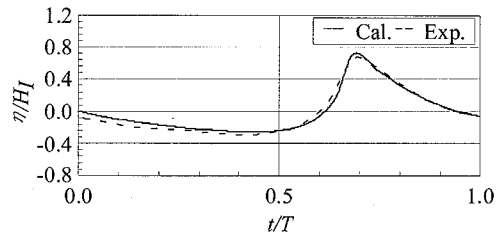
(a) $h_b=6.8\text{cm}$ (b) $h_b=6.6\text{cm}$

図-2 水位の時間波形

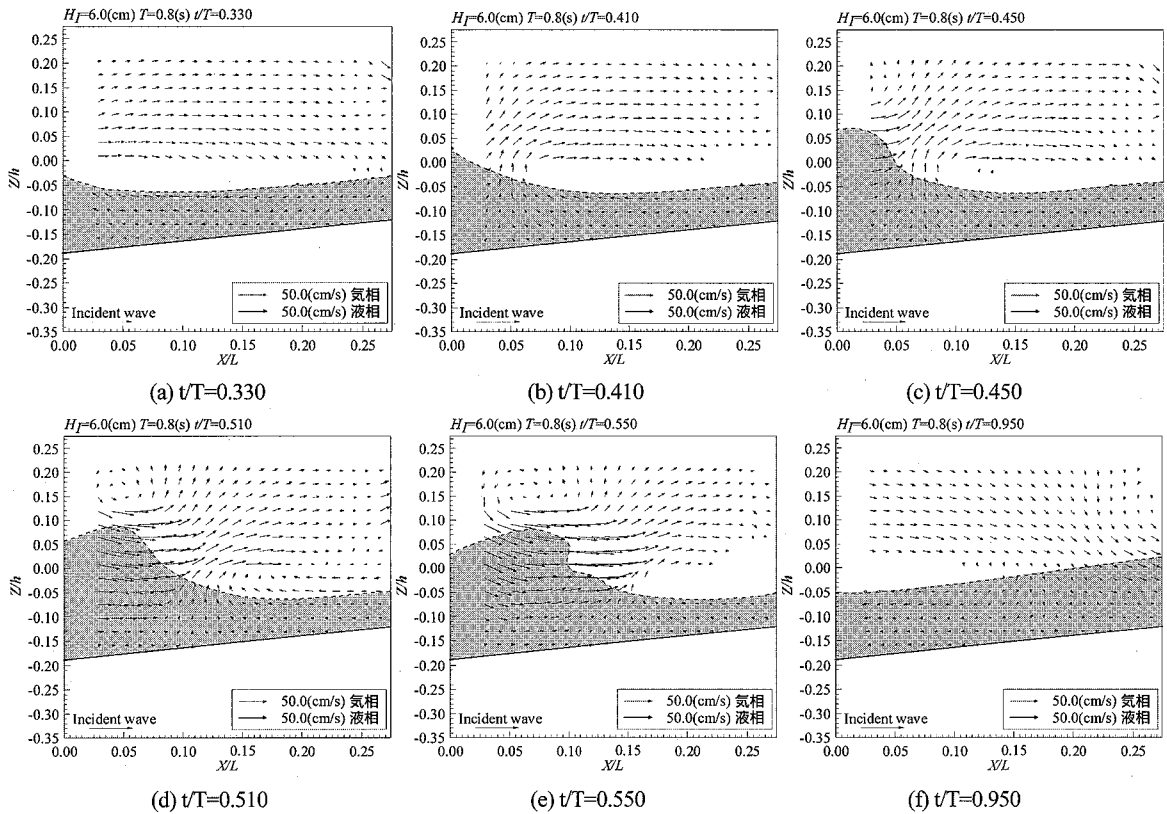


図-3 碎波に伴う気液 2 相流の流速分布の実験結果

る。計測対象波は、造波開始から 9 波目の波とした。PIV による気相と液相の流速値は、10 波の位相平均により求めた。また、碎波点周辺の水面変動を容量式水位計 (KENEK: CHT6-40) により計測した。

(2) 碎波の混相流数値解析

自由界面の解法として、MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) 法を採用した標準 $k-\epsilon$ 乱流モデルにより、碎波の数値計算を行った。功刀 (1997) による 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。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、碎波による気相と液相での流速分布を求めた。

3. 実験と計算による水面変動

MARS 法による碎波点周辺での水面変動の再現性を、水理実験の結果との比較により検証する。水理実験より、目視にて確認した入射波の碎波水深は $h_b=6.8\text{cm}\sim 7.0$

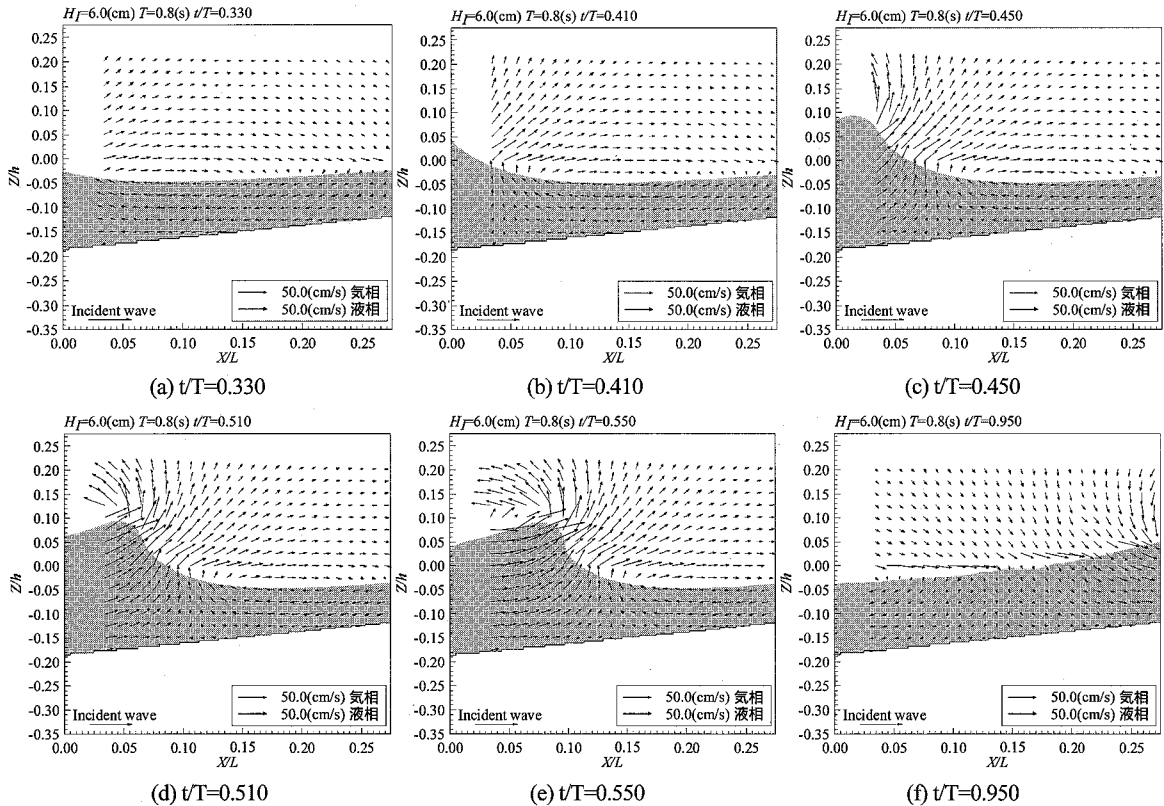


図-4 砕波に伴う気液 2 相流の流速分布の計算結果

cm の範囲であった。図-2(a), (b)は、それぞれ水深が $h=6.6, 6.8$ cm での水位の時間波形を示している。図中の実線は計算結果、破線は実験結果である。本解析では、運動方程式を 2 段階 projection 法により解いている。第 1 段階では、圧力項を除いた運動方程式により中間速度場を求める。第 2 段階では、中間速度場を用いて圧力ポアソン式から圧力値を求め、この圧力場により速度場を補正して 1 時刻後の流速値を算定する。そして、1 時刻後の流速値を用いて流体体積率の移流方程式を解いて、界面輸送の計算をするという一連の流体計算を行っている。図-2 は、気相と液相の流体体積率が 0.5 のときの界面情報を水表面として取扱い図示したものである。同図より、計算と実験の水位の時間波形は一致していることが判る。

4. 砕波に伴う気相の流速分布

(1) 水理実験による気相の流速分布

砕波時の気相での流速分布について検討する。図-3(a)~(f)に、PIV 装置により計測した気相と液相での流速分布を示す。なお、時刻 t は、図示領域内の $X/L=0.05$ ($h_b=6.8$ cm) に計測対象波の波頂が到達した時刻より、半周期前の時刻を基準にしている。図中のハッチ部は液相を示す。

図-3(a)は液相で戻り流れが発生しており、計測対象

波が撮影領域に到達する前の時刻の流速分布を示している。 $0.025 \leq X/L \leq 0.16$ の気相では岸向きにほぼ水平な流れが発生し、 $0.16 < X/L \leq 0.25$ では水面に向かう岸側斜め下方の流れが生じている。図-3(a)より約 0.06 s 後の時刻の流速分布を図-3(b)に示す。波の伝播する方向に発生していたほぼ水平な流れは、 $0.025 \leq X/L \leq 0.11$ において、波前脚部から斜め上方に向う流れに変化し、その大きさは約 18.6 cm/s である。図-3(c)は、砕波直前の速度分布を示している。波前脚部から岸側斜め上方に発生する流れは、図-3(b)の同領域の流速値と比較すると、さらに増大している。 $X/L=0.025, Z/h > 0.15$ においては、鉛直上向きの上昇流が発生している。図-3(d)は、波峰前面の勾配が急峻となり、波頂の前後において波形が非対称である。さらに、図-3(a)~(c)の水面と比較すると、波高が最も大きくなっている。また、後述する図-3(e)では波高が減少していることから、同図は砕波時の流速の空間分布とすることができる。砕波時の気相では、波頂上部に循環流が形成される流れ場となっている。波頂近傍では約 48.5 cm/s の速い流れが生じている。砕波直後の図-3(e)の気相においても、図-3(d)と同様に、波頂の上部で循環する流速場が確認できる。図-3(f)は、砕波後の流速分布を示している。

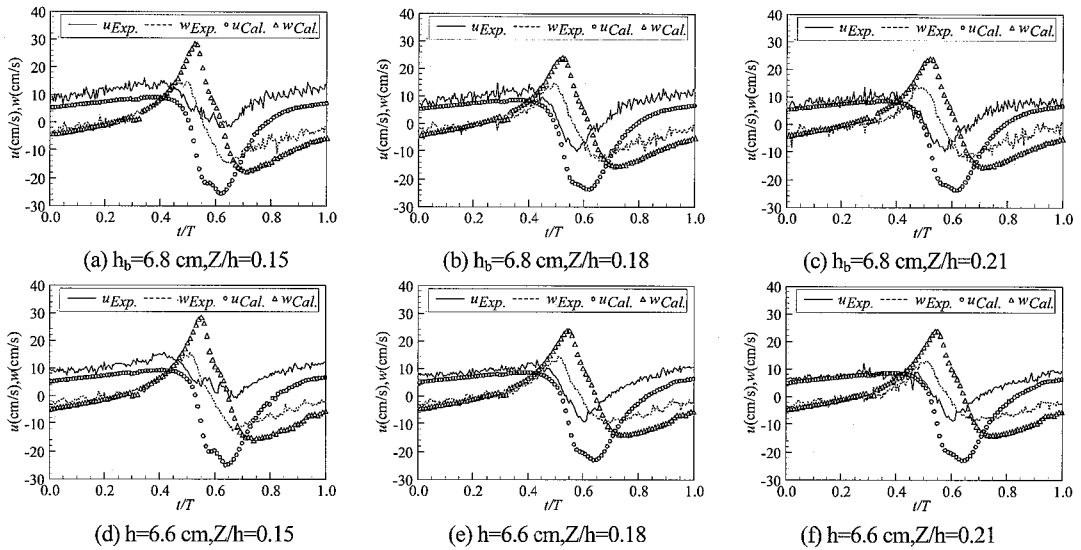


図-5 砕波点周辺での気相の流速変動

波頂部後方域では水位の低下により、岸側斜め下方向の流れが卓越することが判る。

以上のように、砕波に伴う気相での流速分布は、水位変動に強く支配されることが確認できた。すなわち、液相で戻り流れが生じている非砕波の時刻において、気相では、岸方向にほぼ水平な弱い流れが生じる。砕波点に波峰の接近がすると、水位が波谷から上昇し、液相が岸側斜め上方向に拡大し、気体を押し上げる。したがって、気体の流速の鉛直成分は増加し、気相では液相の拡大と同方向に、波前脚部から岸側斜め上方向に向かう流れが卓越する。この岸側斜め上方の流れは、砕波直前に、波頂上部近傍で流向を沖側に反転させる。砕波後、水位が低下すると、気体の流速の水平成分は増加し、波頂上部の沖側へ向かう流れは、流向を岸側へ変化させて、波頂部後方へ流れ込む。このような、気相における流速の一連の変化過程により、波頂上部を中心として循環する流れ場が形成される。

(2) 数値計算による気相の流速分布

実験と計算の両者の結果に基づいて、砕波帯での気相における流速の空間的な分布傾向を検討する。図-4(a)～(f)に、流速の計算結果の空間分布を示す。なお、図-4は、図-3と同時刻の流速分布を图示している。実験と計算の結果の定量的な検証については、次節で議論する。図-4(a)の気相の流速分布や水面波形は、図-3(a)と概ね一致しており、 $0.025 \leq X/L \leq 0.16$ では岸向きに水平な流れが卓越し、 $0.16 < X/L \leq 0.25$ では水面に向かう岸側斜め下方向の流れが生じている。図-4(b)は、波峰前面では岸側斜め上方を向く流れが発生しており、図-3(b)と同様な流速の分布形態となっている。砕波直前の図-4(c)と図-3(c)では、流速の空間的な分布傾向は一致して

いるが、波頂上部の計算による流速値は実験値を上回っている。実験による砕波時の図-3(d)においては、波頂上部に循環流が形成されていたが、計算による砕波時の図-4(d)では、循環流を確認することができない。また、波頂上部では、実験と計算の流速値に、明確に差異がある。しかし、 $X/L > 0.2$ の岸側において、波の進行方向に生じる水平流の空間的な分布傾向は、実験と計算で一致している。砕波直後の図-4(e)と図-3(e)を比較すると、波峰前面の流速分布や波頂上部の循環流の中心位置など、空間的な流速の分布傾向が明らかに異なり、実験による流速値は、計算値を下回っていることが判る。

以上のように、気相での実験と計算の流速分布傾向を比較した結果、非砕波時においては、実験と計算の気相の流速の分布傾向は、ほぼ一致した。しかし、砕波時と砕波直後では、両者の流速の分布傾向は、明らかに異なった。

(3) 砕波点周辺での気相の流速変動

図-5は前節において、気相での実験と計算の流速の分布傾向が異なった砕波点とその近傍での流速変動を图示したものである。図-5(a)～(c)は砕波点の $h_b = 6.8$ cm、図-5(e)～(f)は砕波点近傍の $h = 6.6$ cmにおける流速変動を、それぞれ $Z/h = 0.15, 0.18, 0.21$ の鉛直方向に異なる地点において示している。なお、図中の実線と破線は、実験による流速の水平成分 u と鉛直成分 w である。また、白抜き丸と三角は、計算による u と w である。 u は岸方向の流れを、 w は上方向の流れを正としている。時刻 t は、図-3、4と同時刻である。波前脚部が撮影領域に到達するまでの時刻である $t/T \leq 0.04$ においては、水表面に比較的近い $Z/h = 0.15$ の図-5(a)、(d)の u と w の実験と計算の結果には差異が

あるが、水表面から比較的遠い $Z/h=0.21$ の図-5(c), (f) では u と w の実験と計算の結果は、ほぼ一致している。このように砕波点とその岸側近傍での u , w は、気相と液相の界面から離れるほど一致する傾向にある。また、時刻 $t/T \leq 0.04$ においては、 u よりも w のほうが、実験と計算の両者が一致している。入射波が砕波点に接近する $t/T > 0.04$ の時刻では、実験と計算の結果が明らかに異なる。図-5(a)~(c) の時刻 $t/T=0.06$ において、 u の実験と計算の位相はほぼ一致しているが、流速値の差異は、それぞれ約 25, 12, 14 cm/s も存在している。このように、流速の変化が激しい $t/T > 0.04$ では、実験と計算の結果は一致しない。これは、今回の実験において、流速を測定するにあたって用いた2枚の可視化画像の撮影間隔に起因すると考えられる。水谷・鈴木 (2005) は、PIV では2時刻間における流体の移動量を、検査窓の1/4程度にすると、最も精度が高くなると報告している。本研究の検査窓サイズの1/4は1.058 mmであり、数値計算による気相の波頂部近傍での最大流速が約 60 cm/s であったことを考慮して、60 cm/s を 1.058 mm で除すと 567.1 Hz となる。すなわち、高精度に流速を測定するには、1秒間に約 570 フレームの撮影速度を必要とすることが判る。したがって、今回の実験の $t/T > 0.04$ における気相の流れを、250 fps の撮影速度で評価することは、困難であったと考えられる。また、本計算は運動方程式と体積率輸送式を連立させて解いている。水表面の計算結果は実験値と一致しているので、流速の計算結果の再現性は、比較的高いと考えることができる。しかし、MARS 法は、多相流を一つ運動方程式で解いているので、気体の圧縮性は考慮できない。さらに、気液界面での大きな密度差と圧力差が、流体を局所的に加速させる場合も考えられる。

5. 混相流の渦構造

図-6(a), (b) に、計算結果より算定した非砕波時と砕波時の渦度の空間分布をそれぞれ示す。図-6(a) より、非砕波時の気相と液相の境界付近では、波の進行方向に回転する渦列が、水表面近傍を自由渦面として形成される。この渦列が存在する渦層は、渦度が比較的大きい値で、水表面に沿うように分布している。この渦層の発生原因は、図-4(a) に示すように、気相と液相において、それぞれ岸方向と沖方向に流向の異なる流れが卓越しているためであり、この渦層では、気体の微小ユニットの回転速度が大いと考えられる。また、非砕波時の水表面に沿う渦層より上方の領域は、渦なしの非回転流動場である。図-6(b) に示す砕波時の波頂上部では、循環流と同方向に回転する渦が発生することが判る。

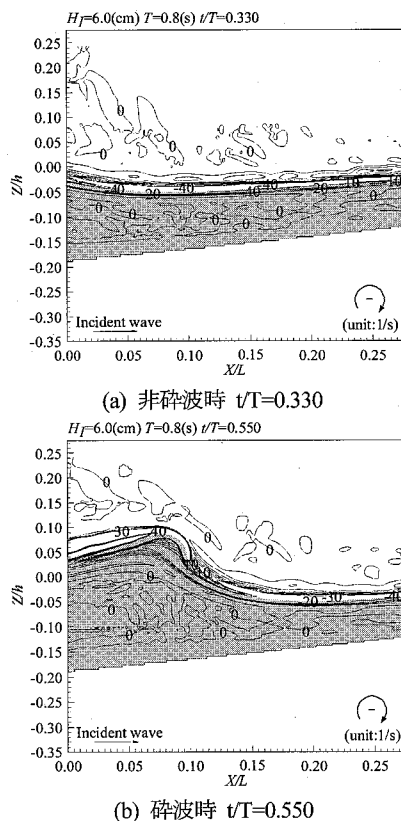


図-6 数値計算による渦度の空間分布

6. おわりに

本研究では、砕波に伴う気液2相流での流速場を可視化実験と数値計算により検討した。その結果、非砕波時には実験と計算による流速の分布傾向は、ほぼ一致した。しかし、流速変動が激しくなる砕波時には、実験と計算による流速値は、一致しなかった。この原因として、高速度カメラの撮影速度や、多相流の数値モデルの気相の圧縮性が考慮できない点などが考えられる。

謝辞：本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金（若手 (B)：鷺見浩一，課題番号：17760410）の援助を受けて行ったことを明記し、謝意を表する。

参考文献

- 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.
- 鷺見浩一・兼藤剛・植松達也(2005)：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関する研究，海岸工学論文集，第52巻，pp. 86-90.
- 灘岡和夫・小野谷喜二・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的解明，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 50-54, 1985.
- 水谷夏樹・鈴木武(2005)：波動場計測における可視化技術について，国土技術政策総合研究所資料，No.259, 12p.