

京都大学大学院工学研究科 学生員 ○五十里洋行
 京都大学大学院工学研究科 正会員 後藤 仁志
 京都大学大学院工学研究科 フェロー 酒井 哲郎

1. 研究の目的 近年，海岸汀線付近での砕波帯のダイナミクスを扱う数値モデルが急速に進歩し，なおかつ，砕波時の混入気泡の環境面への影響が注目されつつある中，気液混相流を取り扱った研究が増加しつつある．本研究では，原子力工学の分野で適用された気液二相流型粒子法を，水工学の分野で適用する場合の問題点を考察して，その改善策を提案し，水柱崩壊及び一様斜面上における砕波を例に改良型の気液混相流モデルの基本的特性を検討する．そして，以前に行われた直立護岸前面の砕波・越波過程に対し，気液二相での解析を行い，その適用性を検討する．

2. 気液二相流型粒子法の支配方程式 二相間の相互作用項を導入すると，気相・液相の連続式および運動方程式は以下になる．

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = 0 ; \quad \nabla \cdot (\rho_a \mathbf{u}_a) = 0$$

$$\rho_l \frac{D \mathbf{u}_l}{Dt} = (-\nabla p_l + \rho_l \nu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_l + \delta_{al} (-\nabla p_l)_a + \rho_l \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \delta_{sl}}{\rho_l}$$

$$\rho_a \frac{D \mathbf{u}_a}{Dt} = (-\nabla p_a + \rho_a \nu_a \nabla^2 \mathbf{u}_a)_a + \mathbf{f}_{al,a} + \rho_a \mathbf{g}$$

ここに， $\mathbf{u}_m$ ：流速ベクトル， p_m ：圧力， ρ_m ：流体の密度， $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル， ν_m ：渦動粘性係数， $\mathbf{f}_{al}$ ：気相・液相間相互作用力ベクトル， σ ：表面張力係数， κ ：水表面曲率， δ_{sl} ：表面張力項に関するデルタ関数である．添字 $m=a, l$ は気相および液相をあらわしている． $\mathbf{f}_{al,a}$ は気相の圧力計算の際に，気液界面の液相粒子から受ける力を示している． $\delta_{al,l}$ は，水粒子に対して反力を認められた空気粒子にのみ働くパラメータである．

気液二相流型粒子法 (Koshizuka ら¹⁾) では，圧力項を解く第二段階をさらに二段階に分ける．まず，重い流体について解き，その際の境界条件として，軽い流体に接する部分を自由表面とし，軽い流体の存在を無視して解く．また，気相における圧縮性は，粒子数密度の基準値に変動を許容する形で表現する．

3. 二相間相互作用モデルの改良 従来の気液二相流モデルは，軽い粒子にとって重い粒子は壁として振舞うので，軽い粒子は重い粒子に囲まれたとき，逃げ場を失い，周囲の重い粒子の異常接近を許してしまい，計算が発散する原因となる．そこで，この異常接近を回避するために，条件付きで空気粒子（軽い粒子）に水粒子（重い粒子）への反力を作用させるという修正を加えることにした．反力を与える粒子を決めるための境界条件は，粒子数密度と近傍粒子個数の2種類を用い，与える反力については，それらの粒子に重い粒子の密度を仮に与えた上で，通常の圧力計算を行う．

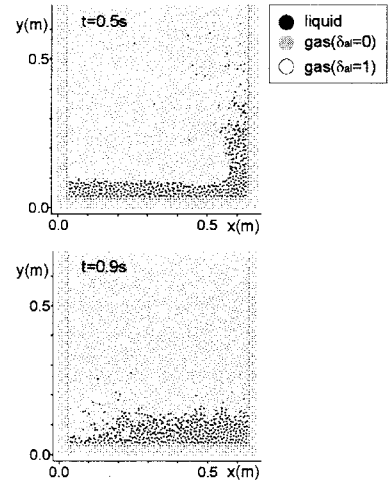


図-1 水柱崩壊現象

4. 改良型数値モデルの検証

まず、上記の点が解消されているかを検証するために、水柱崩壊現象を例に計算を行った。図-1にその結果を示す。空気粒子が液相に取り込まれた後も安定して計算が続いていることがわかる。巻き込まれた気相粒子は徐々に浮上し液相を抜けて気相に取り込まれ、長時間にわたって液相に留まる気相粒子は存在しない。図-2に気流分布を示す。時刻 $t=0.1\text{s}$ における水塊の上端角部付近の渦の発生は、他の解析手法による計算結果とも基本的に合致している。 $t=0.4\text{s}$ での水塊が右壁に沿って上昇するのに伴って生じる顕著な上昇気流の存在、分裂液相粒子による気流の乱れなど、気液界面付近の気相の特性の一端が再現されている。

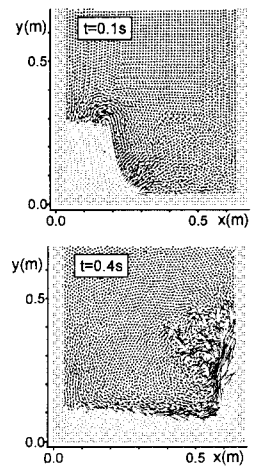


図-2 気流分布

5. 直立護岸前面の砕波・越波過程

図-3に計算結果を示す。巻き波によって気相粒子が水塊に混入されていく様子がわかる ($t=1.8\text{s}$, $x=-0.5\text{m}$ 付近)。取り込まれた気相粒子は直立堤前面へと押し流されていく一方で、護岸前面においては、波に挟まれる形で気泡となる粒子が多々存在し、それらは浮上し越波水塊の挙動に追従する ($t=2.2\text{s}$)。これらの計算による気泡混入領域は、同様の実験結果 (図-4) と比べてみても矛盾はなく、十分妥当な結果であるといえる。

気流分布を見ると、砕波面前面に顕著な上昇流が見られ、それが、波の進行に引きずられるようにしてできた波面後部に見られる水塊の流れに沿った気流とつながり、ちょうど波峰を中心とした渦が生成されているのがわかる ($t=1.8\text{s}$)。波が直立壁に到達すると、水塊と直立壁とに挟まれてできた上昇気流ができ、越波後は飛沫の飛散域で大きな乱れが見られる ($t=2.2\text{s}$)。そして、水塊が落下するとともに下向きの流速場ができる。若干見辛いが、越波後の落下水塊と直立壁との間に渦が確認できる ($t=2.5\text{s}$)。気流については定量的な検証をまだ行っていないが、このような流れ場ができたことは物理的に妥当な結果だと言えるだろう。

以上の結果から特に、砕波による護岸前面における気泡の混入過程について、おおよそ実現現象にあった解が得られたので、将来的に衝撃砕波圧の問題への適用に対してわずかながら展望が開けたのではないだろうか。

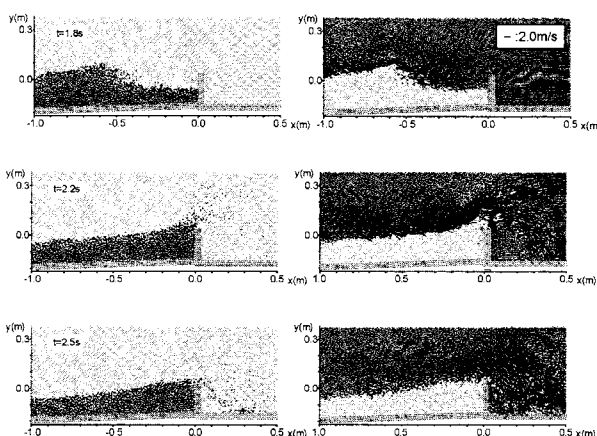


図-3 護岸前面砕波・越波過程

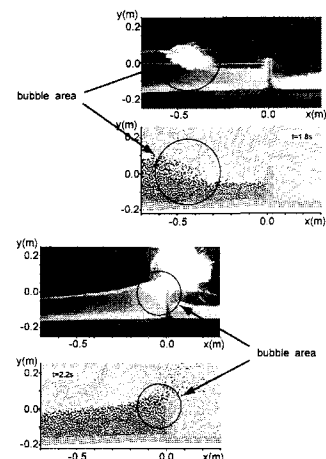


図-4 気泡混入領域

参考文献 Koshizuka, S., Ikeda, H. and Oka, Y.: Numerical analysis of fragmentation mechanisms in vapor explosions, Nuclear Engineering and Design, Vol. 189, pp.423-433, 1999