運動量移流型単相LESモデルによる気泡領域を含む砕波計算

Modeling wave breaking including bubbly flow with momentum advection unified-phase LES model

松林由里子¹·岡安章夫²

Yuriko MATSUBAYASHI and Akio OKAYASU

To calculate wave breaking, a numerical simulation method for fluid composed of air, water and intermediate bubbly flow is presented. Bubbly flow is assumed as a fluid with density continuously varying between air and water and calculated as an incompressible uni-phase flow. To satisfy momentum conservation over the computational domain with large density variation, Navier-Stokes equation described in terms of momentum advection is employed as the governing equation. The advection terms of the momentum equation and advection equation for Density Value Method are solved by R-CIP method to avoid numerical diffusion. The results are compared with experimental results for a dam-break, bore and wave breaking on a slope. It is found that the model can reproduce bubbly areas due to wave breaking fairy well.

1. はじめに

海岸工学上の諸問題には、砕波が重要な要素となるケ ースが多々ある.近年、流体の直接数値計算により波浪 場を評価する研究が多く行われており、砕波による流体 運動や乱れの生成などについても積極的に検討がなされ ている(例えば、Watanabe・Saeki, 1999).砕波は空気 塊の巻き込みや気泡連行を伴う流体現象なので、数値計 算で表現する際には、二相流的な取り扱いをする必要が あると考えられる.これについても多くの先行研究があ り、例えば陸田ら(2000)はC-CUP法で気液混相三次元 砕波計算を行い、気泡生成と連行を確認している.この ように、直接流体計算は大規模渦運動や気泡連行、飛沫 の発生など、砕波に伴う複雑な流体運動を再現でき、高 速計算技術と計算機能力の向上にともない、砕波帯での 底質移動や大気・海洋間の物質交換の予測などに役立つ と期待される.

砕波気泡の計算については,功刀(1997)のMARS法 による気泡ブルーム計算結果のように,気泡径に対して 十分な分解能があればオイラー的手法で気泡の挙動を再 現することができると考えられる.Lubinら(2006)は, 気液二相の境界面をCSFモデルで計算し,上昇する気泡 の挙動を適切に評価するために必要な格子は,気泡径の 1/10以下としている.一方,森ら(2008)が水槽実験に よって得た,砕波時の平均気泡径は約0.5cmであり, Lubinらの結果を考えると,砕波帯での代表的な大きさ の気泡を計算するために必要な格子サイズは実験室規模 の現象で0.05cm以下となる.これは,計算対象とする波 動運動のスケールに比して非常に小さく,あくまで波

- 1 正会員 博(工) 岩手大学 助教 工学部
- 2 正会員 工博 東京海洋大学 教授 海洋科学部

浪・流速場の再現を前提に考えると,現況の計算システ ムで行うには非現実的な計算だと思われる.

格子サイズより小さい気泡の効果を,液相運動にマク ロ的に取り込む検討もなされている.松本(1993)は数 値計算により,気泡流中で,気泡上昇にともなう上昇流 速や渦運動の駆動など,気泡と周囲流体の相互作用が行 われることを示した.二瓶・灘岡(1998)のGAL-LES モデルや,渡部ら(2009)のSGSモデルは,計算格子よ り小さな気泡をモデル化し,気泡の挙動と周囲流体との 相互作用を計算している.しかし,砕波帯での気泡径の 分布は,砕波初期に取り込まれる空気塊から微小気泡ま で幅広いスペクトルを持ち,分裂と合体により連続的に 変形する.現行の数値計算手法では,この複雑な気泡の 挙動に関して,格子解像度で表現できる比較的大きな気 泡と格子より小さな気泡モデルとを連続的に取り扱うこ とは難しい.

そこで本研究では、気液界面を明示的に設定せずに、 格子解像度で表現できる空気塊から格子サイズ以下の微小 な気泡までを含む気泡流を、マクロ的に表現する流体運動 計算手法を提案する.計算にはオイラー手法に基づく直交 格子を用い、流体場を、ボイド率を指標とした水と空気の 中間密度を持つ一相の場として統一的に表現した.密度が 大きく変化する流体運動計算の際の、運動量保存に関する 離散化誤差を抑制するために、運動量の移流を基礎とした 計算スキームを用い、気泡を含む砕波波浪場の直接計算手 法を開発し、実験結果との比較を行った.

2. 運動量移流型 LES モデル

(1) 支配方程式

本研究では,水と空気,そしてその中間的な密度の流 体としての気泡流を計算対象とする.通常,空気につい ては圧縮性を考慮する場合が多いが,自由表面付近で起 こる砕波現象では、衝撃波圧などの場合を除いて極端に 圧縮性が問題となるようなケースは多くないと考え、計 算対象の流体は、空気、水、気泡流すべてを非圧縮性と して扱う.なお、塩分など、溶解物質の濃度変化がある 流体などを例に考えれば、密度変化のある場でも、非圧 縮性流体の連続式が成立しうることは明らかである.

非圧縮性流体の直接流体計算で広く用いられているの は、式(1)のNavier-Stokes方程式と式(2)の連続式で ある.これを圧力に関するPoisson方程式を満足するよう に解くわけであるが、密度の変化する場で式(1)を離 散化して計算を行うと、いずれかの式において密度と流 速の代表点の位置が空間的に異なってしまうため、運動 量保存についての誤差が大きくなる.

$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{u}}$	$\mathbf{u} = -\frac{1}{\nabla n} \nabla n + i \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g}$	(1)
∂t + u v	$\rho = -\frac{\rho}{\rho}$	(1)
$\nabla \cdot \mathbf{n} = 0$		(2)

ここで**u**, *ρ*, *p*, *v*, **g**はそれぞれ,流速ベクトル,密度,圧力,動粘性係数,重力加速度である.

そこで,密度変化のある場を連続的に扱うために,本 モデルでは運動方程式については以下の取り扱いとし た.式(3)の記述形のNavier-Stokes方程式の左辺を変 形し,式(2)の連続式を考慮すると,移流項において, 密度と流速の積である運動量を移流する式(4)の運動 方程式を得る.

ここで, µは粘性係数を表す.この運動量移流型の式を 支配方程式として離散化することにより,運動量の保存 について高精度に計算できる手法を提案する.

(2) 気泡流のモデル化と気液分離

砕波によって生じる気泡流を観察したとき,surface rollerなど,広範囲に気泡領域が存在して水面位置の決定 が難しい場合がある.また,目視や計測機器によって水 位計測を行うことができるが,その際の水面の定義は曖 味である.同様の問題は直接流体計算による水面表現に も言える.

オイラー的手法で非圧縮性流体の自由界面を扱う手法 の多くは、前述のように支配方程式としてNavier-Stokes 方程式と連続式を用いて流速値を求め、得られた流速値 を用いて自由界面の位置を計算している.またこのとき、 平面や曲面によって計算格子内に仮想的に界面位置を決 定する場合が多い.このように、オイラー的手法で界面 を設定すると、気泡や飛沫など、格子より小さな水面変 動を考慮することができない.また,このとき設定した 界面位置が,本来の水面変動を表現したものである保障 はない.

しかし,周囲流体の運動に伴って連行される気泡は, マクロ的にとらえた水塊の密度を変え,上昇流や渦運動 の駆動など,砕波帯での複雑な流体運動の一端を担う. 護岸や海岸付近での遡上では,気泡流を多く含む流れが 観察される.このような流れの水位や運動を適切に評価 するためには,気泡流の存在を考慮する必要があると考 えられる.

本研究では、気泡混入量の指標として、前述のように ボイド率を用いることとし、その計算にはWatanabe・ Saeki (1999) と同様に、密度関数法を用いることとした. 密度関数法における密度関数値Fは、(1-ボイド率) と 等価であり、計算格子の中心に配置される.本計算では 圧縮性を考慮していないため、各格子中心での密度は式 (5) を用いて求められる.

このとき、 ρ_{water} は水の密度、 ρ_{air} は空気の密度を示す. 本研究ではこのように、ある割合で水と空気の混合した 流体を気泡流として扱う.

また,粘性係数は簡単のため,密度関数値による水と 空気の構成比に応じて式(6)により設定した.

 μ_{air} と μ_{water} はそれぞれ,空気と水の粘性係数を表す.

密度関数値の変化については,第一段階として,次節 に述べる方法により求められた流速値と,式(7)の移 流方程式から,時間発展計算により求める.

実現象で,水相と空気相の間に生じる気泡流は,重力 加速度の作用による,気泡の上昇と水塊の落下によって 水と空気に分離される.そこで,流速の時間加速度によ り相対的に重力の影響が変化する場所では分離速度が変 化すると仮定し,格子ごとの水塊落下加速度から気泡流 の分離割合を算出し,密度関数値の修正を行った.この 相分離の過程においては,隣り合う格子間での質量保存 を満足させると共に,運動量についても相当する質量と ともに移動すると考えて,運動量分布の修正をおこなっ た.この処理は,非砕波領域では気液界面を明瞭化する 効果もあり,密度関数値によって水面追跡を行い,拡散 を抑制しシャープな界面を得ることを目的として逆拡散 を行うSTAA法(たとえば,肖ら,2009)がある.

(3) 離散化と移流計算手法

本手法では、計算点はスタッガード格子を用いて配置 し、格子中心に圧力と密度を、格子境界上に運動量と流 速を配置した.運動量と流速値の時間発展計算には部分 段階法を用い、流速値が連続式を満たすように、圧力の Poisson方程式の収束計算を行った.また、砕波にともな って生じる乱流の効果を考慮するために、SGSモデルに スマゴリンスキーモデルを用いたLarge Eddy Simulation (LES) (たとえば、Christensen・Deigaard、2001) による 乱流計算を行った.

ところで、本手法では、式(4)を元に運動量を移流 する離散化計算を行うため、時間発展計算によって直接 得られる解は、それぞれの計算点における運動量の値で あり、流速値を求めるためには運動量を密度で割る必要 がある。各方向成分の運動量と流速の定義点は密度定義 点と半格子ずれているため、流速値を得るために、密度 を補間して格子境界上での値を計算する必要がある。こ の際、計算精度と安定性の確保のためには、運動量と密 度の分布を精度よく評価できる計算手法の選択が重要と なる。

そこで本研究では、式(4)および(7)に含まれる移 流項の計算に、高精度移流計算手法の一つであるCIP法 を用いた.CIP法は時間発展計算に必要な変数が当該点 と、隣り合う風上点に存在し参照領域が狭いため、水と 空気の境界のように、変数値が急激に変化する領域でも 精度よく移流計算を行えるメリットがある.このことに より、気泡流としての水面だけでなく、通常の水-空気 界面も実用上問題ない程度に表現できる.

密度の補間値は,式(7)の計算の際にCIP法で定義さ れる密度関数値のプローファイルを利用し,式(5)よ り求めた.このとき,水-空気界面など変数値の変化が 大きな点ではCIP法に特有のオーバーシュートが生じ, 計算不安定を生む原因となった.このため本研究では, オーバーシュートを抑制するR-CIP法(有理関数CIP法) (たとえば肖ら,2009)を採用した.また,R-CIP法の使 用により,CIP法よりも不連続面の計算の精度が落ち, 数値拡散が生じることが考えられたため,拡散の少ない カスケードC型多次元化(肖ら)による二次元場での移 流計算を行った.





3. 計算結果

計算結果と,実験による計測画像の比較を行い,流体 運動と気泡流分布,気泡連行に関して計算手法の妥当性 を検討した.

(1) ゲート付ダムブレイク

直接流体数値計算の検証に広く用いられている, Janosiら (2004) のwet bed上のダムブレイク実験によっ て計算の検証を行った.

計算条件はKhayyerら(2009)の計算と同様に図-1の ように設定し、長さ0.38m、水深0.15mの上流部のゲート を開き、長さ1.0m、水深0.018mの下流部へと流れ込んだ 水塊が砕波する様子を図-2に示した.本計算ではゲート 厚さはないものとし、Janosiらの実験、Khayyerらの計算 と同じ1.5m/sでゲートを上昇させた.計算格子サイズは、 0.002m×0.002mとした.図-2では、右にJanosiら計測画 像、左に計算結果による密度関数値の濃度分布を示した. 計算結果の濃度分布は、水の部分を黒、空気の部分は白 くなるように表した.

計算結果の方が,ゲート左側の水塊が右側の水塊に突 入する際に発生する砕波の突っ込みが若干速く計算され ているが,計算結果は概ね実験結果とよく一致しており, 段波後方に見られる二次砕波に関しても現象をよく再現 していると言える.また,解像度を比較的高く設定して おけば,気泡を伴わない気液界面の再現性も実用上十分 であると評価できる.

(2) 砕波を伴う段波による気泡連行

小型水路において段波を発生させ、砕波に伴う気泡連 行に関して、計算結果と画像の比較を行った.実験は、 水路幅0.3m、上流部の長さ1.43m、水深0.33m、下流部の 水深0.1mで、ゲート急開により段波を発生させた.計算 結果と画像計測の比較は、ゲートから1.5m下流付近を対 象として行った.

図-3は、計算開始(ゲート開放)後1.11, 1.31, 1.51秒 の密度関数値の分布と、対応する実験画像との比較であ る.密度関数値が0から1の中間的な値をとる領域によ って、画像の気泡領域が表現され、流れによる気泡の連 行に関しても計算がなされていることがわかる.実験画 像からはボイド率が分からないので、定量的な比較はで きないが、気泡流が発生している領域も、おおよそ実験 と計算で対応していることが分かる.

しかし、1.31秒、1.51秒と計算が進むに連れ、段波の 先端部分で、水と空気の中間的な密度を持つと仮定した 気泡流領域が、伝播する段波の先端よりも速い速度で、 水面から離れた空気層を進んでいくことがわかる.また、 これにより、段波到達前の水面に、現実では生じないよ うな影響を及ぼしていることがわかる.







図-3 段波砕波の計算結果と画像

これについては幾つかの原因が考えられるが,まずこ の計算では,水と空気の間には必ずその中間的な密度を 持つ流体が存在する.そのため,段波や巻き波砕波発生 時に,突入する水塊と水面の間に存在する中間的密度の 流体が緩衝材のように働き,落下水塊が水面に衝突する ような現象を計算することが難しい.

図で,実験と比較して連行気泡の計算量が,下層部で 少なく見えるのは,この影響によるものと考えられる. このほか,実験では奥行き方向に存在する気泡がすべて 画像に写っていることや,気泡連行が三次元渦によると ころが大きく,二次元計算では現象を充分に再現できな いこと,さらに気液分離量の妥当性も問題の一因と考え られる.

(3) 正弦孤立波砕波

図-4に,孤立波の砕波計算を示す.計算格子は0.01m× 0.01m,水深0.2mの領域から波高0.1mの孤立正弦波を入



射し,1/20の斜面上での浅水変形と砕波の様子を密度関 数値のコンター図で示した.上から計算開始後1.11, 1.61,2.11秒後の状態を示す.空気から水までの密度分 布を連続的に扱うため,1枚目の砕波前の状態でも水面 にある程度の密度分布があり,空気と水の中間的な密度 を持つ領域が存在する.2枚目の巻き波の状況では,波 の前方で中間的な密度を持つ領域が生じ,さらに3枚目 の砕波後の状態では,中間的な領域が拡大していること がわかる.砕波の段階を考えると,計算結果の3枚目で 波前方に生じる中間的な密度の領域は,ボアに相当する と考えられる.

4. おわりに

本研究では、気泡流をマクロ的にとらえ、格子内の気 泡分布割合をボイド率で表現し、格子内の水と空気の構 成比として扱い、気泡や飛沫に関して、格子内に含まれ る微小なものから、格子で表現できる大きなものまで、 連続的、横断的に扱うことを目的に計算を行った.これ により、格子解像度以下の気泡を含む領域を、水と空気 に切り分けることなく計算を行えることを示した.

計算結果では、気泡流を水と空気の中間的な流体と考 えたために、実際に観察される流体運動と若干乖離した 現象が見られることがわかった.このことに関しては、 気泡流のモデル化による水と空気の分離計算を発展させ、 実現象の再現に向けて改良していく必要があると考えら れる.さらに、砕波に伴う流体運動は三次元渦運動であ るため、三次元計算への拡張が必要であると考えられる.

本計算では格子サイズ以下の気泡・飛沫についてはそ の相対運動や流体径を考慮していないが,気泡流を格子 サイズレベルで均質な混合流体として扱っても,波浪モ デルとしてはおおよその性状は評価可能と考えている. さらに詳細な流体構造や,ガス交換などの評価を行うた めには,これらを各格子での特性量として,格子レベル 流れへの影響も含めモデルに組み込むことが必要であろ うと思われる.しかし,砕波による空気塊や気泡の生成, 分裂,消散のプロセスは非常に多様であり,ボイド率の レンジや気泡径スペクトルも極めて広いため,現時点で の対応は難しい.今後,関連研究の進展に応じ,格子サ イズ以下の流体特性モデルとして,本手法に取り込んで いくことが考えられる.

参考文献

- 功刀資彰(1997):自由界面を含む多相流の直接数値解析法, 日本機械学会論文集(B編), 63, pp.1576-1584.
- 肖 鋒・伊井仁志・小野寺直幸(2009):計算流体力学,コロ ナ社,226 p.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫(1998):GAL-LESモデルをベースとし た移動境界追跡型混相乱流計算手法の開発,海岸工学論 文集,45, pp.76-80.
- 松本洋一郎 (1993):二相流における流体解析, 機械の研究, 45, pp. 204-207.
- 陸田秀実・河合ひろみ・安田孝志 (2000): Dynamic-LES乱流 モデルを用いた砕波後の連行気泡と乱流特性に関する数 値解析,海岸工学論文集, 47, pp. 171-175.
- 森 信人・中川智史・角野昇八 (2008):砕波帯における混入 気泡特性の時空間変化,海岸工学論文集, 55, pp. 66-70.
- 渡部靖憲・新井田靖郎・猿渡亜由未・佐伯浩(2009):ジェ ット下の気泡混入・輸送過程の確率モデル,土木学会論 文集B2,65,pp.6-10.
- Khayyer, A. · 後藤仁志 · 堀智恵実 (2009):高精度粒子法によ る複雑砕波過程の再現性の向上,土木学会論文集B2,65, pp.31-35.
- Christensen, E. D., R. Deigaard, (2001): Large eddy simulation of breaking waves, Coastal Eng., 42, pp. 53-86.
- Janosi, I. M., D. Jan, K. G. Szabo and T. Tel. (2004): Turbulent drag reduction in dam-break flows, Experiments in Fluids, 37, pp. 219-229.
- Lubin, P., S. Vincent, S. Abadie, J. Caltagirone, (2006) Threedimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves, Coastal Eng. 53, pp. 631-655.
- Watanabe, Y., H. Saeki (1999) : Three dimensional large eddy simulation of breaking waves, Coastal Engineering Journal, 41, 3-4, pp. 281-301.