

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

二 瓶 泰 雄*・灘 岡 和 夫**

1. はじめに

砕波や跳水現象などといった土木工学で取り扱うことの多い水理現象には、時空間的に激しく変動する「自由水面」や数多くの気泡粒子が存在するとともに、それらと相互干渉して複雑乱流場が形成される、という特徴を持つ自由表面を有する大規模複雑混相乱流場が数多く存在する。これらの流れ場を解析するには、多気泡粒子運動を考慮した「渦」-「自由表面」干渉過程を解析し得る手法が必要となるが、これまでのところ、このような計算手法は存在しない。

一方で、著者らは、ここ数年、大規模複雑混相乱流場を計算対象として含む新たな混相乱流モデル (GAL-LES モデル) を開発している (灘岡ら, 1993; 1996)。そこでは、流れ場中の超多粒子群の運動を、物理性と計算効率の両面を考慮して取り扱うために、オイラー型とラグランジュ型モデルをカップリングさせた数値モデルである GAL (Grid-Averaged Lagrangian) モデルを新たに提案するとともに、その GAL モデルに基づく混相乱流 LES の基本的な枠組み (GAL-LES モデル) を構築し、様々な応用計算を通じて GAL-LES モデルの基本的な有効性を検証している (例えば、二瓶・灘岡, 1998)。

さらに、この GAL モデルは混相乱流計算のみならず、移流拡散問題に対しても高精度で高安定性を有する数値モデルであることが示されている (二瓶・灘岡, 1997)。また、そこでは、GAL モデルが濃度の空間的な急変値もほぼ完璧に移流追跡できることから、GAL モデルの移動境界追跡モデルとしての適用性も示唆されている。

そこで本研究では、多気泡粒子運動を合理的に取り扱い得る新たな混相乱流モデルである GAL-LES モデルをベースにして、GAL モデルを移動境界追跡モデルとして用いた、移動境界追跡型混相乱流計算手法を新たに開発することを試みた。また、移動境界追跡シミュレーションモデルとして用いる GAL モデルの妥当性を検証するために、いくつかの簡単な移動境界問題に GAL モデル

を適用し、理論解や既存の移動境界追跡モデルの計算結果との比較を行った。さらに、ここで開発された移動境界追跡型混相乱流計算手法を自由表面を有する気泡ブルームに対して適用し、その計算手法の有効性を検討するとともに、多気泡粒子を含む「渦」-「自由表面」干渉過程の基本的な特徴を明らかにすることを試みた。

2. 本計算手法の概要

上述したように、多気泡粒子運動を考慮した「渦」-「自由表面」の相互干渉過程を解析し得るような計算手法としては、流れ場中に含まれる気泡相運動と流体相運動を解くための混相乱流モデルと、自由表面位置を時々刻々追跡するための移動境界追跡モデルが必要となる。以下に、本研究で用いる各々のモデルの概要を述べる。

(1) 混相乱流モデル (GAL-LES モデル) の概要

本計算手法における混相乱流モデルとしては、大規模複雑混相乱流場へ適用可能な GAL-LES モデルを用いることにする。このモデルでは、気泡相運動に関しては、多気泡運動を物理性を有した形で合理的に取り扱い、かつ、計算機負荷を少なくするために、オイラー・ラグランジュ混合型モデルで記述される GAL モデルを適用する。また、流体相運動の取り扱いで重要となる乱流モデルに関しては、混相乱流 LES に基づいて記述する。LES は、流れ場の特徴が強く現れる大規模渦運動をモデル化せずに直接計算し、小規模渦運動に対してモデル化する部分に含まれるモデル定数が、レイノルズ平均モデルと比べて少ないことから、複雑混相乱流場に対して汎用的かつ有効であると考えられる。このように、GAL-LES モデルは、砕波のような多気泡粒子を含む大規模複雑混相乱流場に対して有効な数値モデルになり得るものと考えられる。なお、基礎方程式系や気泡粒子の取り扱いに関しては、二瓶・灘岡 (1998) を参照されたい。

(2) 移動境界追跡モデルとしての GAL モデルの概要

ここで移動境界追跡モデルとして適用される GAL モデルは、空間的な濃度急変部の移流追跡計算に対して高精度かつ高安定性を有している (二瓶・灘岡, 1997)。GAL モデルがこのような特徴を有するのは、オイラー・ラグ

* 正会員 修(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

** 正会員 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

ランジュ混合型モデルとして記述されていることと、濃度の再配分操作が必要となる“格子内粒子存在確率分布設定法”を介して格子内の濃度分布情報を容易に取り扱うことが可能である、ということに起因しており、GALモデルは、実用計算で用いられることの多いVOF法(Hirt & Nichols, 1981)などの矩形格子法と比較して、より有効かつ幅広い応用性を持つ移動境界追跡モデルになり得る可能性を持つものと考えられる。

GALモデルにおける表面追跡法は、基本的には混相乱流計算で用いられている濃度などの再配分操作と同様である。すなわち、1) 格子平均速度となる流体相速度を用いて、格子内に占められる流体部分を移動させ、2) 流体相体積濃度を各格子に再配分して、各格子ごとの濃度を算出する、という構成になっている。なお、ここでの格子内分布設定法は、数値拡散を抑制するために、二瓶・灘岡(1997)と同様に、非一様な矩形分布としている。また、自由表面位置に関しては、Hirt & Nichols(1981)と同様に、複数格子上の流体相体積濃度を用いて算出する。

3. 移動境界追跡モデルとしてのGALモデルの適用性

2.で述べられた移動境界追跡型混相乱流計算手法の有効性を検討する前に、それを構成する移動境界シミュレーションモデルとしてのGALモデルの基本的な妥当性の検討することが必要となる。そこで、ここでは、簡単な移動境界問題計算例として、一様流速場での移動境界問題と、簡単な波動場の一例としての矩形容器内の重複波に関してGALモデルを適用し、理論解や既存の移動境界追跡モデルの計算結果と比較する。

(1) 一様速度場における移動境界問題

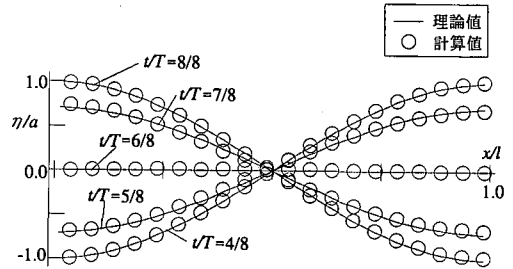
まず、空間的に一様な速度場での簡単な移動境界問題に対して、GALモデルを適用し、移動境界追跡モデルとして実用計算でよく用いられるVOF法の他に、FLAIR(Flux Line-segment Model For Advection and Interface Reconstruction, Ashgriz & Poo(1991))による計算結果と比較を行う。具体的な計算対象としては、Bugg & Naghashzadegan(1995, 以下B & Nとする)と同様に、初期界面形状を円と正方形とし、クーラン数を0.25としたときの一様速度場上の2次元移動境界追跡問題とする。計算結果を定量的に評価するために、B & Nと同様に、以下に示すような誤差指標Eを導入する。

$$E = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \sum_{j=1}^{j_{\max}} \frac{|C^i(i, j) - C^c(i, j)| \Delta x \Delta y}{2V} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $i_{\max}$ 、 $j_{\max}$ 及び、 Δx 、 Δy はそれぞれ、 x 、 y 方向の格子数と格子間隔であり、 $C^i(i, j)$ 、 $C^c(i, j)$ は格子(i, j)における理論値と計算結果の濃度値とし、 V は界面を

表—1 一様速度場での移動境界問題に対する計算結果

	Square	Circle
GAL	0.0%	6.1%
VOF	31.6%	44.7%
FLAIR	3.7%	3.5%



図—1 重複波における水面変動の計算値と理論解の比較

取り囲む面積を表している。なお、比較対象とする計算結果はB & Nにより得られたものを引用している。

表—1は、 $3\sqrt{2D}$ (D :代表寸法)移動した後の、GALモデルとDonor-Acceptor法に基づくVOF法、FLAIRにより得られた計算結果を示している。これを見ると、GALモデルは正方形の場合には、ほぼ完璧に理論値と一致し、また円の場合には、FLAIRよりは劣るもののVOF法より高精度計算を実現していることが分かる。

(2) 矩形容器内の重複波

矩形容器内の重複波における計算では、容器長さ l を700 cm、水深を5.0 cmとし、初期振幅 a を0.1 cmとした。ここでの計算結果の有効性を検証するために、以下に示すような線形重複波における水面変動の理論解と計算結果との比較を行った。

$$\eta = a \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) \cos \omega t \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 x は水平位置、 $\omega (=2\pi/T)$ 、 T :周期(本ケースでは20 s))は角周波数である。計算初期値としては $t=0$ sに相当する理論解を与えることとした。なお、ここでの流体運動は、計算対象が長波であることを考慮して、非粘性・非圧縮性・静水圧近似を仮定して、水平方向運動方程式と連続式に基づいて記述されている。図—1は、計算結果の一例として、 $t=10\sim 20$ sの半周期間にわたる水面変動の理論値と計算結果を示している。これを見ると、計算結果は理論値とほぼ完璧に一致していることが分かる。

このような基本的な移動追跡問題や波動場での検証計算を通じて、GALモデルは、移動境界追跡モデルとしての基本的な有効性を有するものと判断される。

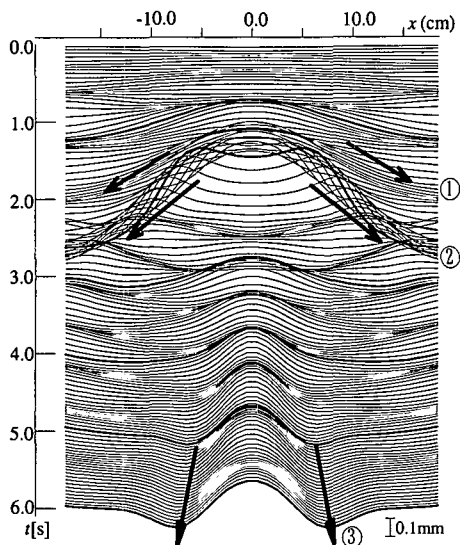
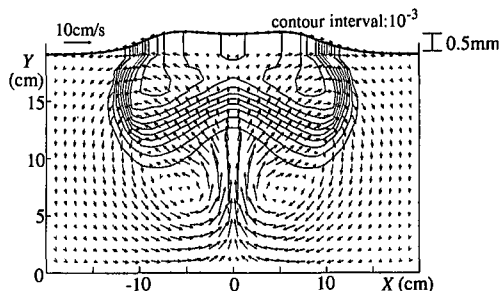
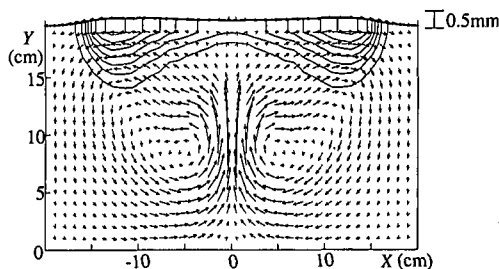


図-2 一時投入における自由表面波形の時系列変化
(太線: 1.0 s 間隔, 細線: 0.04 s 間隔)



(a) $t=2.0$ s



(b) $t=2.5$ s

図-3 計算初期における流動構造 (一時投入)

4. 多気泡粒子を含む「渦」-「自由表面」干渉過程の解析～気泡ブルームを例にして～

本研究で開発している移動境界追跡型混相乱流計算手法の妥当性を検証し, 多気泡粒子を含んだ「渦」-「自由表面」干渉過程の基本特性を明らかにするために, 本計算手法に基づいて自由表面を有する二次元気泡ブルームに関する数値解析を行うことを試みた。そこでは, 気泡を計算開始よりある一定期間混入するケース (以下, 一時投入とする) と連続的に混入するケース (以下, 連続投入とする) に関して数値シミュレーションを行ったので, その結果に関して以下に示す。

(1) 一時投入のケース

a) 計算条件

このケースでは, 計算開始から 1 秒間だけ気泡を混入した時の二次元気泡ブルームに関する計算を行った。ここでは, 気泡径 0.1 cm, 密度 1.0×10^{-3} g/cm³, 気泡濃度 5% の気泡群を, 単一気泡上昇速度と等しい速度 15.0 cm/s で流れ場中に注入しており, また, 液体相密度は 1.0 g/cm³ とした。計算領域及び格子数については, 横断 (x) 方向 40 cm (40 メッシュ), 鉛直 (y) 方向 20 cm (20 メッシュ), 奥行き (z) 方向 5 cm (10 メッシュ) であり, 計算領域の鉛直方向長さは初期水深と一致している。また, 気泡混入口サイズは, 横断方向に 2 cm で奥行き方向に連続的に存在するものとした。

境界条件に関しては, 気泡混入口においては, 上述した気泡速度, 濃度を与え, 下端及び左右端では no-slip 条件を, 奥行き方向には周期境界条件をそれぞれ与えた。

水表面に相当する上端での流速と圧力の境界条件は, 大気圧一定で表面張力を考慮した形で, 水表面における垂直, 接線方向応力が 0 となるように設定した。また, 気泡は水面より上方に抜ける際には, 水表面にとどまらず表面張力などを変化させないものとした。また, 初期条件としては, 静止条件を与えている。

b) 計算結果と考察

まず, 自由表面波形の挙動を把握するために, 奥行き位置の中央に相当する $z=2.5$ cm における計算開始から 5 秒間の表面波形分布を図-2 に示す。なお, このケースの計算結果に関しては, 奥行き方向にほぼ一様であったため, 以下には, $z=2.5$ cm における結果のみを示す。これを見ると, いくつかの特徴的な表面波形の水平方向伝播パターンが見受けられる。 $t=1.0 \sim 1.5$ s では, 中央付近の水面がやや盛り上がり, その直後, その盛り上がり開放されて, 大きな速度で水平方向に伝播する一種の free wave が観察される (図中矢印①)。また, $t=2$ s 付近では, 中央付近において先ほどより大きな水面上昇が見られ, その後, 中央では下降し, その周辺で上昇している部分が水平方向に移動している様子がうかがえる (図中矢印②)。さらに, $t > 2$ s では, 局所的にへこんだ波形パターンが, 長い時間にわたって相対的にゆっくりと移動していることが分かる (図中矢印③)。

これらの自由表面波形の変形過程と, 流れ場の構造, 特に, 気泡体積濃度分布や渦度分布との関係を把握することを試みる。まず, 同図中矢印②の水面変形過程が形

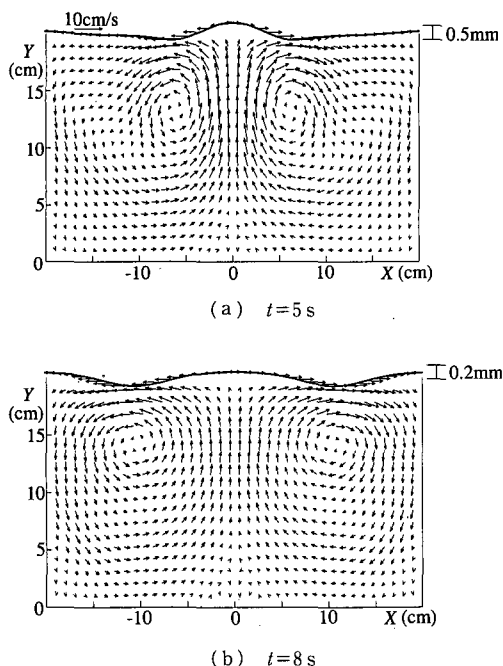


図-4 水表面波形と流体相速度ベクトル（一時投入）

成されている計算開始初期の流動構造を明らかにするために、 $t=2.0, 2.5$ sにおける表面波形と流体相速度ベクトル、気泡体積濃度コンターを図-3に示す。これを見ると、 $t=2.0$ sでは、気泡群の浮力効果に起因して、中央部付近で上昇流が、それを補償するようにその周辺で下降流が発生し、明確な渦構造が形成されている。また、気泡群は渦塊の先端部に位置しているため、渦塊よりも先に水面に到着し、それに伴って大きな水面上昇が生じている様子がうかがえる。次に、 $t=2.5$ sにおいては、水表面のピーク位置は、中央から離れた位置（ x =約 ± 13 cm）に存在していることが分かる。その水面ピーク位置が気泡濃度のピーク位置と概ね一致していることから、気泡群により誘起される上昇流が水面を持ち上げているものと考えられる。このような気泡濃度分布は、渦塊が誘起する水表面近傍での大きな水平流速による移流効果に伴って生じていることから、図-2中の矢印②のような水面変形過程は、気泡群挙動と渦運動に連動した一種のforced waveであるものと思われる。以上のような計算結果は、多気泡粒子を含む「渦」-「自由表面」干渉過程における大きな特徴となっているものと考えられる。

また、図-2中の矢印③の表面変形パターンに関する力学特性を明らかにするために、 $t=5, 8$ sにおける表面波形と流体相速度ベクトルを図-4に示す。これを見ると明らかなように、表面波形のくぼみは水表面近傍の渦塊の中心位置とほぼ一致しており、その渦塊の水平方

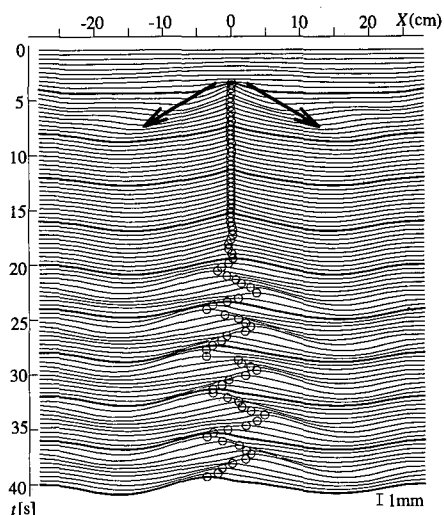


図-5 連続投入における自由表面波形の時系列変化挿入（太線：4.0 s間隔，細線：0.4 s間隔）

向への移動とともに、水面のくぼみも同様に移動していることが分かる。このように、この表面変形パターンは渦運動と連動したforced waveの形成によるものと考えられる。この結果は、「渦」-「自由表面」干渉過程に関する既存の計算結果（灘岡ら，1991）と定性的に一致しており、本計算手法の基本的な妥当性を示すものである。

（2）連続投入のケース

a) 計算条件

次に、連続的に気泡を混入し続けた時の二次元気泡ブルームに関する計算結果を述べる。このケースでは、 x, y, z 方向の領域長さと格子数をそれぞれ、 $60 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ 、 $40 \times 80 \times 10$ とし、また、気泡混入口幅を 1.0 cm とし、それ以外の計算条件及び初期・境界条件は、すべて一時投入のケースと同じにしている。

b) 計算結果と考察

まず、全般的な流動特性を把握するために、計算開始から40 sにわたる自由水面波形の時系列変化を図-5に示す。図中には、水面変化特性を見やすくするために、明確な水面上昇が見られるようになった $t=4$ s以降において、各瞬間における水位ピークとなる位置を丸印で記している。これを見ると、計算開始5秒から10秒の間においては、図中の矢印に示されるように、水平方向に伝播する波形パターンが生じていることが分かる。このときには、流れ場中に形成される一対の循環流の発達期であることから、この水面伝播パターンは、一時投入のケースと同様な渦運動によるforced waveであると考えられる。また、最大水位位置の時間変化に着目すると、このピーク位置は、 $t=20$ s付近まではほとんど変化せず中央付近に位置しているのに対して、その後は一定して

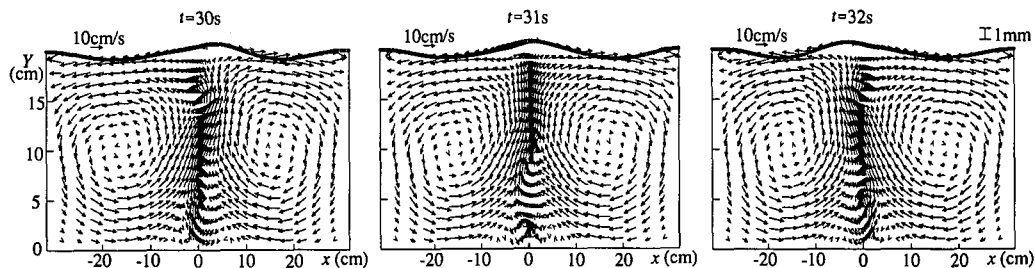


図-6 揺動現象時の流動パターン (連続投入) 挿入

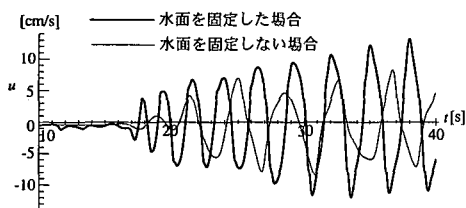


図-7 水面状況の違いによる流況の変化挿入

おらず、約 4 s 程度の周期でほぼ規則的に変動している様子が分かる。

このときの流動状況を明らかにするために、 $t=30, 31, 32$ s における水表面波形と流体相速度ベクトルを図-6 に示す。これを見ると、幾何学的に左右対称であるにも関わらず、非対称な渦構造パターンが形成され、それが時間的に変化しており、よく知られている揺動現象が再現されている様子がうかがえる(例えば、富山ら, 1994)。

このような揺動現象に対する自由水面の役割を検討するために、流動構造の非対称性が現れていない $t=10$ s までの自由水面形で水面形状を固定(ただし、slip 壁面条件を適用)することにより、その後の計算を行った。その結果の一例として、中心軸近傍 ($x=0.2$ cm) の水面上における水平方向流速の時系列データを、これまでと同様の水面形を固定しない場合と水面形を固定した場合について図-7 に示す。これを見ると、両者とも水平流速値が正負を取っていることから揺動現象が生じているものの、その流速振幅の大きさや発達過程、流速変動周期は両者の間に大きな差が生じている。このことは、自由水面の存在が、流体内部の揺動現象の発達に大きな影響を及ぼしていることを示すものである。

5. おわりに

本研究では、新たな混相乱流モデルである GAL-LES

モデルをベースにして、移動境界追跡モデルとして GAL モデルを用いた、移動境界追跡型混相乱流計算手法を新たに開発した。また、いくつかの基本的な移動境界追跡計算を通じて、GAL モデルの移動境界追跡モデルとしての基本的な有効性を検証した。さらに、本計算手法に基づいて自由表面を有する気泡プルームの数値計算を行い、本計算手法の基本的な妥当性を検討するとともに、いくつかの多気泡粒子を含む「渦」-「自由表面」干渉過程の基本的な特徴と力学メカニズムを明らかにした。

参 考 文 献

- 富山明男・上寛伸一・南川久人・福田匠・坂口忠司 (1994): 多次元二流体モデルに基づく自然循環気泡流の数値解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 60 巻 580 号, pp. 3987-3993.
- 灘岡和夫・増田幹雄・鈴木徹 (1991): 境界要素法と離散渦法に基づいた波・渦共存場の解析法の開発と応用, 土木学会論文集, No. 434/II-16, pp. 67-76.
- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1993): 高濃度固液混相流におけるオイラー・ラグランジュ混合型乱流モデルの開発, 乱流シンポジウム, 第 25 回, pp. 140-143.
- 灘岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏 (1996): 新しい固相モデルに基づく固体-流体混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, No. 533/II-34, pp. 61-73.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫 (1997): 移流シミュレーションに対する GAL モデルの高精度化とその適用性, 土木学会論文集, No. 579/II-41, pp. 137-149.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫 (1998): GAL-LES モデルに基づく分散性二相乱流に関する数値解析 (平面気泡プルームを対象にして), 日本機械学会論文集 (B 編), 第 64 巻 619 号, pp. 684-692.
- Ashgriz, N. and Poo, J. Y. (1991): FLAIR: Flux line-segment model for advection and interface reconstruction, J. Comput. Phys., pp. 449-468.
- Bugg, J. D. and Naghashzadegan, M. (1995): Evaluation of volume-tracking algorithms in non-straining flows, Computational Modelling of Free and Moving Boundary Problems III, Proc. of Moving Boundaries 95, pp. 83-90.
- Hirt, C. W. and Nichols, B. D. (1981): Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, J. Comput. Phys., Vol. 39, pp. 201-225.