

## 二相系格子ボルツマン法による多孔質構造内における 気泡流の数値解析

### TWO-PHASE LATTICE BOLTZMANN SIMULATION OF BUBBLE FLOWS THROUGH A POROUS STRUCTURE

吉野 正人<sup>1)</sup>, 中村 悠一<sup>2)</sup>, 竹内 祐介<sup>3)</sup>

Masato YOSHINO, Yuichi NAKAMURA and Yusuke TAKEUCHI

- 1) 信州大学工学部機械システム工学科 (〒 380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: masato@shinshu-u.ac.jp)  
 2) 信州大学大学院工学系研究科 (〒 380-8553 長野市若里 4-17-1)  
 3) 信州大学大学院工学系研究科 (〒 380-8553 長野市若里 4-17-1)

The lattice Boltzmann method for gas-liquid two-phase fluids with large density ratios is applied to bubble flows rising in a two-dimensional porous structure. The dynamic behavior of a single rising bubble in collision with a solid body is simulated for different Morton and Eötvös numbers. As the Morton and Eötvös numbers are increasing, the bubble tends to be easily deformed and broken up into a couple of bubbles. The method is also applied to a problem of bubble flows in a channel including many rectangular bodies. It is seen that complicated coalescence and separation of the bubbles occur at a pore scale in the structure. These simulations indicate that the method is applicable to multiphase fluid flows through complex geometries.

**Key Words:** Two-Phase Lattice Boltzmann Method, Bubble Flow, Porous Structure

#### 1. はじめに

多孔質内の移動現象の解明は、水力学や機械工学をはじめとする多くの理・工学分野に関連した重要な課題であり、これまでに数々の実験および数値解析による研究が行われてきた。特に、数値解析による研究としては、気体分子運動論をアナロジーとする格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann Method, 以下 LBM と呼ぶ)<sup>(1)(2)</sup> を用いることにより、多孔質内の圧力損失と局所の流れ場との関係<sup>(3)</sup> や、熱・物質移動を伴う流れの解析<sup>(4)</sup> など、微視的な観点からの研究も行われるようになってきた。一方、多孔質内の気液二相流の問題は、気相と液相のみならず固相との界面が存在する複雑な流れ場となるため、数値解析のアプローチからその現象を解明するためには、界面のダイナミクスを忠実に計算できる新しいシミュレーション法の開発が必要である。

最近、稲室ら<sup>(5)</sup> は、Swift-Osborn-Yeomans モデル<sup>(6)</sup> を改良して大きな密度比の計算が可能な新しい二相系 LBM を提案した。本手法の特徴は、界面形状の時間変化を陽に追跡する必要がなく、また、各相の質量保存性に優れていることである。さらに、圧力のポアソン方程式を解かなければならないという新たな問題は生ずるが、本手法を用いれば密度比

1,000 程度までの計算が安定に行えることが、これまでの研究で報告されている<sup>(7)</sup>。したがって、多孔質内などの固相を含む流れ場の気液二相流問題に本手法を適用することは、実用的な観点からも有益であると考えられる。

そこで本研究では、上述の二相系 LBM を用いた多孔質構造内の気液二相流シミュレーション法を確立し、種々の物理条件に対して、上昇する気泡の挙動を解析した。

#### 2. 計算手法

本研究では、文献<sup>(5)</sup> および<sup>(7)</sup> の手法を基に計算を行った。使用される物理量はすべて、代表長さ  $H$ 、粒子の代表速さ  $c$ 、時間スケール  $t_0 = H/U$  ( $U$ : 流れの代表速さ)、基準密度  $\rho_0$  を用いて無次元化したものである<sup>(5)</sup>。LBM では、流体を有限個の速度をもつ多数の仮想粒子の集合体 (格子気体モデル) で近似し、各粒子の衝突と並進とを粒子の速度分布関数に対する格子ボルツマン方程式を逐次計算し、得られた速度分布関数のモーメントから巨視的な流れ場 (流速、圧力など) を求める。以下の計算では、粒子の速度ベクトルとして 2 次元 9 速度モデルを用いた。このモデルにおける粒子速度  $c_i$  は、 $c_1 = 0$ ,  $c_i = [\cos(\pi(i-2)/2), \sin(\pi(i-2)/2)]$  ( $i = 2, 3, 4, 5$ ), および  $c_i = \sqrt{2}[\cos(\pi(i-11)/2), \sin(\pi(i-11)/2)]$  ( $i = 6, 7, 8, 9$ )

与えられる。以下では、2つの速度分布関数  $f_i$  および  $g_i$  を用いる。分布関数  $f_i$  は二相を表す秩序パラメータの計算に使われ、分布関数  $g_i$  は圧力勾配のない二相流体の速度の予測値を計算するのに使われる。この速度モデルを用いたLBMでは、時刻  $t$  に格子点  $\mathbf{x}$  における速度  $\mathbf{c}_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 9$ ) をもつ各粒子の速度分布関数  $f_i$  および  $g_i$  の時間発展を、それぞれ次式によって計算を進めて求める。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_f} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)], \quad (1)$$

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x, t + \Delta t) = g_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_g} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)] - 3E_i c_{iy} \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho}\right) g \Delta x + 3E_i c_{i\alpha} \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left\{ \mu \left( \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) \right\} \right] \Delta x, \quad (2)$$

ここで、 $\alpha, \beta = x, y$  である (添字  $\alpha, \beta$  はデカルト座標を表し、総和規約に従う)。上式において、 $f_i^{\text{eq}}$  および  $g_i^{\text{eq}}$  は平衡分布関数、 $\tau_f$  および  $\tau_g$  は無次元緩和時間、 $\Delta x$  は正方形格子の間隔、 $\Delta t$  は時間刻み (仮想粒子がちょうど隣の格子点まで移動する時間と等しくなるように選ばれる)、 $g$  は重力加速度、またその他の変数  $\rho, \rho_L, \mu, \mathbf{u}$  ならびに定数  $E_i$  は後で定義する。

二相を区別する秩序パラメータ  $\phi$  および多成分流体の速度の予測値  $\mathbf{u}^*$  は、分布関数を用いて次のように定義する。

$$\phi = \sum_{i=1}^9 f_i, \quad \mathbf{u}^* = \sum_{i=1}^9 g_i \mathbf{c}_i. \quad (3)$$

式 (1) および (2) の平衡分布関数は、各々次式で与えられる。

$$f_i^{\text{eq}} = H_i \phi + F_i [p_0 - \kappa_f \phi \nabla^2 \phi] + 3E_i \phi c_{i\alpha} u_\alpha + E_i \kappa_f G_{\alpha\beta}(\phi) c_{i\alpha} c_{i\beta}, \quad (4)$$

$$g_i^{\text{eq}} = E_i \left[ 1 + 3c_{i\alpha} u_\alpha - \frac{3}{2} u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2} c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta + \frac{3}{2} \left( \tau_g - \frac{1}{2} \right) \Delta x \left( \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) c_{i\alpha} c_{i\beta} \right] + E_i \frac{\kappa_g}{\rho} G_{\alpha\beta}(\rho) c_{i\alpha} c_{i\beta} - \frac{1}{2} F_i \frac{\kappa_g}{\rho} |\nabla \rho|^2, \quad (5)$$

ここで、 $E_1 = 4/9, E_2 = E_3 = E_4 = E_5 = 1/9, E_6 = E_7 = E_8 = E_9 = 1/36, H_1 = 1, H_2 = H_3 = H_4 = \dots = H_9 = 0, F_1 = -5/3, F_i = 3E_i$  ( $i = 2, 3, 4, \dots, 9$ )、および

$$G_{\alpha\beta}(\phi) = \frac{9}{2} \frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x_\beta} - \frac{9}{4} \frac{\partial \phi}{\partial x_\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial x_\gamma} \delta_{\alpha\beta}, \quad (6)$$

ここで、 $\delta_{\alpha\beta}$  はクロネッカーのデルタ、 $\kappa_f$  および  $\kappa_g$  は、それぞれ界面の厚さおよび界面張力の強さを決める定数パラメータである。なお、式 (4) における  $p_0$  は、次式で与えられる。

$$p_0 = \phi T \frac{1}{1 - b\phi} - a\phi^2, \quad (7)$$

ここで、 $a, b, T$  は、秩序パラメータ  $\phi$  の最大および最小値を決める自由パラメータである。式 (4)~(6) における微分は、以下の差分近似を用いた。

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x_\alpha} \approx \frac{1}{6\Delta x} \sum_{i=2}^9 c_{i\alpha} \lambda(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x), \quad (8)$$

$$\nabla^2 \lambda \approx \frac{1}{3\Delta x} \left[ \sum_{i=2}^9 \lambda(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x) - 8\lambda(\mathbf{x}) \right]. \quad (9)$$

界面の密度  $\rho$  は、 $\phi$  の閾値  $\phi_L^*$  および  $\phi_G^*$  を用いて次のように得られる。

$$\rho = \begin{cases} \rho_G, & \phi < \phi_G^*, \\ \frac{\Delta \rho}{2} \left[ \sin \left( \frac{\phi - \bar{\phi}^*}{\Delta \phi^*} \pi \right) + 1 \right] + \rho_G, & \phi_G^* \leq \phi \leq \phi_L^*, \\ \rho_L, & \phi > \phi_L^*, \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 $\rho_G$  および  $\rho_L$  は、それぞれ気相および液相の密度であり、 $\Delta \rho = \rho_L - \rho_G, \Delta \phi^* = \phi_L^* - \phi_G^*, \bar{\phi}^* = (\phi_L^* + \phi_G^*)/2$  である。界面の粘性係数  $\mu$  は、次式で与えられる。

$$\mu = \frac{\rho - \rho_G}{\rho_L - \rho_G} (\mu_L - \mu_G) + \mu_G, \quad (11)$$

ここで、 $\mu_G$  および  $\mu_L$  は、それぞれ気相および液相の粘性係数である。また、界面張力  $\sigma$  は次式で与えられる。

$$\sigma = \kappa_g \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \right)^2 d\xi, \quad (12)$$

ここで、 $\xi$  は界面に垂直な座標である。

さて、 $\mathbf{u}^*$  は一般に  $\nabla \cdot \mathbf{u}^* \neq 0$  であるため、 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$  となる  $\mathbf{u}$  を次式で補正して求める。

$$\text{Sh} \frac{\mathbf{u} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = - \frac{\nabla p}{\rho}, \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \left( \frac{\nabla p}{\rho} \right) = \text{Sh} \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t}, \quad (14)$$

ここで、 $\text{Sh} = U/c$  はストローハル数、 $p$  は圧力である。上記のように本アルゴリズムでは、式 (14) の圧力  $p$  に関するポアソン方程式を何らかの解法によって解く必要がある。以下では、この式をLBMを用いて解いた。すなわち、新たな速度分布関数  $h_i$  を導入し、次の時間発展式を考える。

$$h_i^{n+1}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x) = h_i^n(\mathbf{x}) - \frac{1}{\tau_h} [h_i^n(\mathbf{x}) - E_i p^n(\mathbf{x})] - \frac{1}{3} E_i \frac{\partial u_\alpha^*}{\partial x_\alpha} \Delta x, \quad (15)$$

ここで、 $n$  は計算の繰り返し計算の回数である。 $\tau_h$  は次式で与えられる。

$$\tau_h = \frac{1}{\rho} + \frac{1}{2}. \quad (16)$$

なお、 $p$  は次式で定義される。

$$p = \sum_{i=1}^9 h_i. \quad (17)$$

以下では、式 (15) の時間発展式を全領域で  $|p^{n+1} - p^n|/\rho < 10^{-6}$  が満たされるまで繰り返して  $p$  を求めた。

ところで、本計算では固体壁の濡れ性に関する考慮は行っていないが、本手法にその影響を組み込むことも可能である。例えば、Briantら<sup>(8)</sup>は、固体壁上にwetting potential<sup>(9)</sup>を含む表面自由エネルギーを考え、これを含めた系全体の自由エネルギーを最小にする条件から、秩序パラメータ  $\phi$  の勾配とwetting potentialとの関係式を導いている。この関係式は平衡状態を表していることから、固体壁において、平衡分布関数に現れる  $\nabla \phi$  および  $\nabla^2 \phi$  をこの関係式により計算することで、固体壁に濡れ性を導入することが可能になる<sup>(10)</sup>。

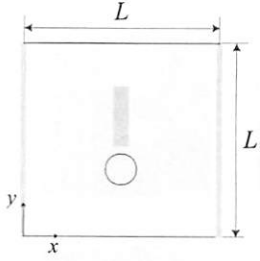


Fig. 1 Computational domain for problem of a single rising bubble in collision with a rectangular body.

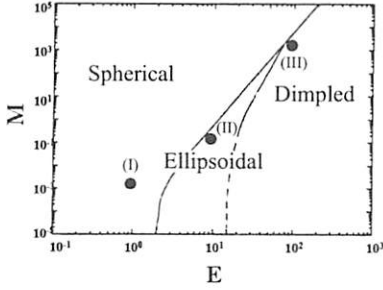


Fig. 2 Shape map of a single rising bubble for Morton and Eötvös numbers.<sup>(11)</sup> The circles indicate the present cases.

### 3. 計算結果と考察

#### 3.1. 固体壁近傍における単一気泡の挙動

まず、1個の固体壁に気泡を衝突させた時のシミュレーションを行った。Fig. 1に示すように、一辺の長さが $L$ の正方形領域内に縦 $0.35L$ 、横 $0.15L$ の長方形物体が存在するような流路を液体で満たし、初期直径 $D$  ( $D/L = 0.23$ )の二次元単一円形気泡を初期中心位置  $(x/L, y/L) = (0.5, 0.23)$  に配置したときの上昇とともに物体に衝突する気泡の挙動を計算した。本問題の無次元パラメータは、モートン数  $M = g\mu_L^4(\rho_L - \rho_G)/(\rho_L^2\sigma^3)$  およびエトベス数  $E = g(\rho_L - \rho_G)D^2/\sigma$  である。領域の上下の境界には周期境界条件、左右の境界および内部の物体には bounce-back 境界条件を用いた。また、全領域を  $256 \times 256$  個の正方形格子に分割した。計算パラメータは、 $T = 3.5 \times 10^{-2}$ 、 $a = 1$ 、 $b = 6.7$  とし、秩序パラメータ  $\phi$  の最大値および最小値をそれぞれ  $\phi_{\max} = 9.714 \times 10^{-2}$  および  $\phi_{\min} = 1.134 \times 10^{-2}$  ( $\phi_L^* = 9.2 \times 10^{-2}$  および  $\phi_G^* = 1.5 \times 10^{-2}$ ) とした。また、液相と気相の密度比は  $\rho_L/\rho_G = 50$  ( $\rho_L = 50$ ,  $\rho_G = 1$ ) とし、界面張力に関する定数ならびに液相の粘性係数をそれぞれ、(I)  $\kappa_g = 1 \times 10^{-4}(\Delta x)^2$ ,  $\mu_L = 2.06746\Delta x$ , (II)  $\kappa_g = 1 \times 10^{-5}(\Delta x)^2$ ,  $\mu_L = 1.16262\Delta x$ , (III)  $\kappa_g = 1 \times 10^{-6}(\Delta x)^2$ ,  $\mu_L = 2.06746\Delta x$  とした時の3ケースについて計算を行った。その他の計算条件は、 $\kappa_f = 1 \times 10^{-5}(\Delta x)^2$ ,  $\tau_f = 1$ ,  $\tau_g = 1$ ,  $g = 6.81505 \times 10^{-7}$ ,  $\mu_G = 2.06746 \times 10^{-3}\Delta x$  とし、各ケースにおいてこれらは固定値とした。このとき、モートン数およびエトベス数はそれぞれ (I)  $M = 1.6 \times 10^{-3}$ ,  $E = 0.92$ , (II)  $M = 1.6 \times 10^{-1}$ ,  $E = 9.2$ , (III)  $M = 1.6 \times 10^3$ ,  $E = 92$  である。なお、Graceら<sup>(11)</sup>によると、物体が存在しない流路内を上昇する気泡の形状はモートン数およびエトベス数のみ

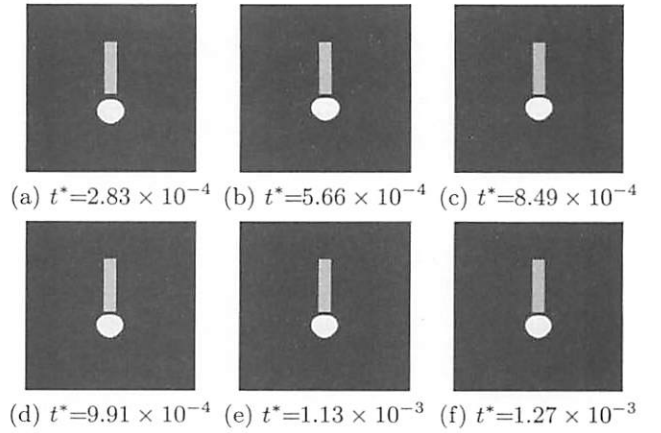


Fig. 3 Time evolution of a single rising bubble in collision with a rectangular body for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.6 \times 10^{-3}$ , and  $E = 0.92$  (case I). The dimensionless time  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 1.27 \times 10^{-3}$ .

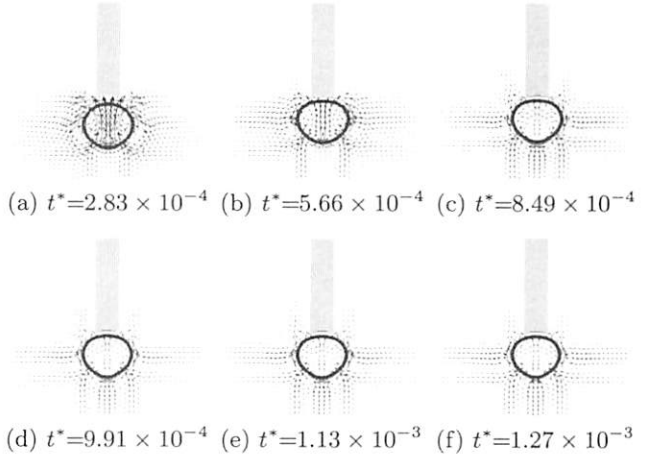


Fig. 4 Velocity vectors and density contours around a rectangular body for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.6 \times 10^{-3}$ , and  $E = 0.92$  (case I). The dimensionless time  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 1.27 \times 10^{-3}$ .

に依存し、大別すると (A) 円形で上昇する領域 (Spherical), (B) 楕円形で上昇する領域 (Ellipsoidal), (C) 気泡の底部が少しくぼんだ状態で上昇する領域 (Dimpled) の3つに分類することができる。Fig. 2はこれらの関係を示したものであり、本研究での (I)~(III) の3ケースは、それぞれ順に (A)~(C) の領域に対応することに注意されたい。

3つのケースに対して、各時刻における密度分布および流速ベクトル図を Figs. 3~8に示す。密度分布図において、黒色が液相、白色が気相、灰色が物体を表している。また流速ベクトルは、領域入口の平均流速に対する相対速度を表している。なお、各図における無次元時間  $t^*$  は、最終時刻 (f) における  $y$  方向の入口平均流速  $V$  ( $y = 0$  における平均流速) および気泡の初期直径  $D$  を用いて規格化したものである。ケース (I) では、計算開始とともに気泡は上昇し物体に近づくが、物体に接近した後も気泡はほとんど変形せず、わずかに上部が平らになった状態で静止している。次にケース (II) では、

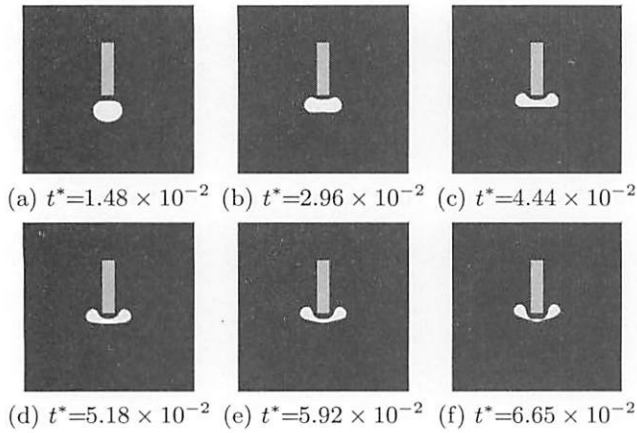


Fig. 5 Time evolution of a single rising bubble in collision with a rectangular body for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.6 \times 10^{-1}$ , and  $E = 9.2$  (case II).  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 6.65 \times 10^{-2}$ .

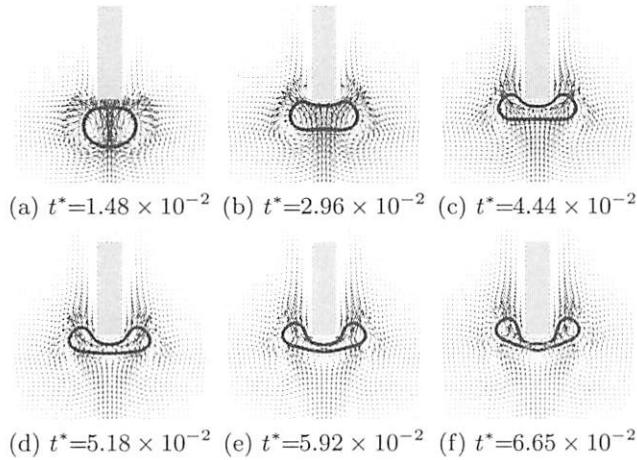


Fig. 6 Velocity vectors and density contours around a rectangular body for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.6 \times 10^{-1}$ , and  $E = 9.2$  (case II).  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 6.65 \times 10^{-2}$ .

(I) に比べて界面張力が弱いため、上昇した気泡は物体に接近すると上部が凹形に変形し、やがて (f) の時刻になると、気泡は分裂寸前の状態になっていることがわかる。これに対しケース (III) では、界面張力が前者 2 つのケースに比べてさらに弱いので、気泡は物体に衝突すると上部も下部も凹んだ状態に大きく変形する。また、ケース (II) に比べて早い時刻に気泡は左右 2 個に分裂するが、その際、分裂した気泡の間にはごく小さな気泡が 1 個存在していることがわかる。これは、液滴どうしの衝突 (reflexive separation collision)<sup>(5)</sup> において見られる satellite droplet に良く似ていることがわかった。

一方、各ケースに対するベクトル図において、気泡が物体に近づくとケース (I) では大きな変化は見られないが、ケース (II) および (III) では気泡の周囲に循環流が生じている。特に、ケース (III) では、気泡が分裂する際にその循環流は気泡に追従して左右に分かれる様子が確認できた。

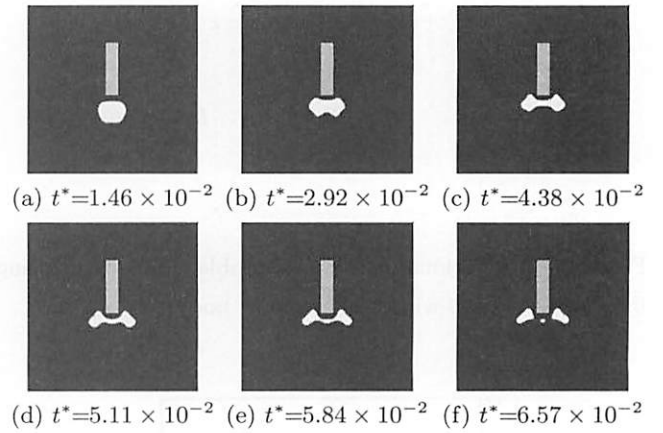


Fig. 7 Time evolution of a single rising bubble in collision with a rectangular body for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.6 \times 10^3$ , and  $E = 92$  (case III).  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 6.57 \times 10^{-2}$ .

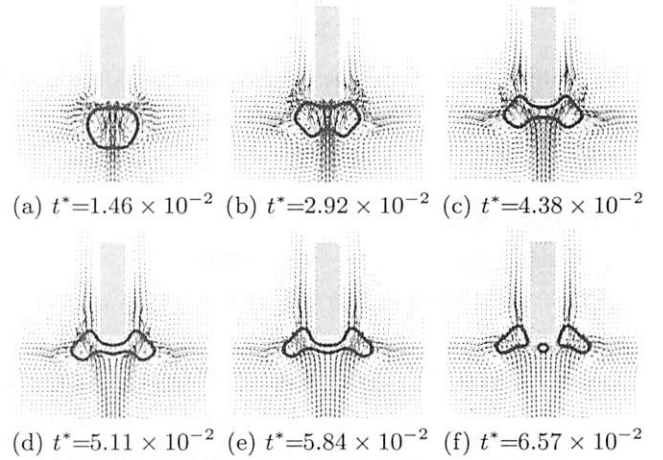


Fig. 8 Velocity vectors and density contours around a rectangular body for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.6 \times 10^3$ , and  $E = 92$  (case III).  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 6.57 \times 10^{-2}$ .

### 3.2. 多孔質構造内の複数気泡の挙動

次に、流路内に多くの物体を含む流路において、上昇する複数個の気泡の挙動を計算した。Fig. 9 に示すように、11 個の矩形状物体からなる二次元多孔質構造 (幅  $L_x$ , 長さ  $L_y$ ;  $L_y/L_x = 2$ ) を考える。空隙率は、 $\varepsilon = 0.860$  である。4 種類の初期直径  $D$  ( $D/L_x = 3/16, 7/32, 1/4, 9/32$ ) をもつ二次元気泡を領域内に合計 12 個配置し、上昇する気泡の挙動を調べた。気泡のボイド率は 0.263 である。領域の上下の境界には周期条件、左右の境界および内部の物体表面には bounce-back 境界条件を用いた。また全領域を  $256 \times 512$  個の正方形格子に分割した。界面張力に関する定数を (I)  $\kappa_g = 1 \times 10^{-4}(\Delta x)^2$ , (II)  $\kappa_g = 1 \times 10^{-6}(\Delta x)^2$  の 2 ケースについて計算を行った。その他の計算条件は、 $\kappa_f = 1.5(\Delta x)^2$ ,  $\tau_f = 1$ ,  $\tau_g = 1$ ,  $g = 6.81505 \times 10^{-7}$ ,  $\mu_L = 2.06746\Delta x$ ,  $\mu_G = 2.06746 \times 10^{-3}\Delta x$  とし、両ケースにおいてこれらは固定値とした。このとき、モートン数およびエトベス数はそれぞれ (I)  $M = 1.25 \times 10^{-3}$ ,  $E =$

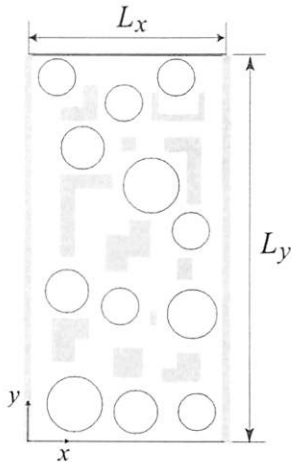


Fig. 9 Computational domain for the problem of many rising bubbles through a porous structure consisting of rectangular bodies. The circles represent bubbles at the initial state.

1.15, (II)  $M = 1.25 \times 10^3$ ,  $E = 115$  である. ここで, エトベス数を算出する際に用いる気泡の直径  $D$  としては, 領域内における全気泡の平均初期直径  $\bar{D}$  を用いた.

両ケースに対して, 各時刻における密度分布および密度の等高線と流速ベクトルの計算結果をそれぞれ Figs. 10~13 に示す. 密度分布図において, 黒色が液相, 白色が気相, 灰色が物体を表している. 流速ベクトルは, 入口の平均流速に対する相対速度ベクトルを表している. なお, 各図における無次元時間  $t^*$  は, (b) の時刻における  $y$  方向の入口平均流速  $V$  および全気泡の平均初期直径  $\bar{D}$  を用いて規格化したものである. いずれのケースでも, 計算開始とともに複数個の気泡は上昇し始め, ケース (I) では, 界面が複雑に変形するが内部の物体と衝突しても分裂は起こらず, また流体抵抗が比較的大きいため, 狭い細孔への気泡の流入はほとんど見られない. これに対しケース (II) では, ケース (I) に比べて界面張力が小さいことに相当するため, 気泡形状は初期の円形からすぐに大きく変形し, 物体との衝突前後で分裂・合一が起こっている. また, 気泡は内部の細孔にも流れ込んでおり, 領域全体に分散している様子がわかる.

さらに物体周りの流れ場を調べるために,  $0.13 \leq x/L_x \leq 0.86$ ,  $0.38 \leq y/L_y \leq 0.76$  なる領域のベクトル図を拡大したものを Figs. 14 および 15 に示す. ケース (I) では, 気泡およびその周囲で循環流が生じているが, 液相の部分には循環流は見られずほぼ一様な流れ場になっていることがわかる. 一方, ケース (II) では, 時間が経過するにつれて気泡の周りのみならず矩形物体の角の液相部分にも循環流は存在し, 気泡が上昇することによる影響は領域内の広範囲に及んでいることがわかる.

なお, 多孔質構造内の気泡流問題における計算時間は, Pentium 4 プロセッサ (3GHz) 搭載のパソコン 1 台を用いて, 5,000 タイムステップを計算するのに約 97 時間を要した. 今後, 三次元問題への拡張も考慮に入れて本手法の計算効率をさらに高めるためには, 圧力のポアソン方程式 (14) に対す

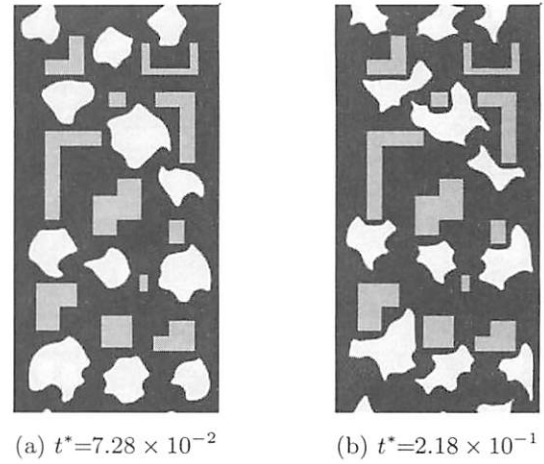


Fig. 10 Time evolution of many rising bubbles through a porous structure consisting of rectangular bodies for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.25 \times 10^{-3}$ , and  $E = 1.15$ .  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 2.18 \times 10^{-1}$ .

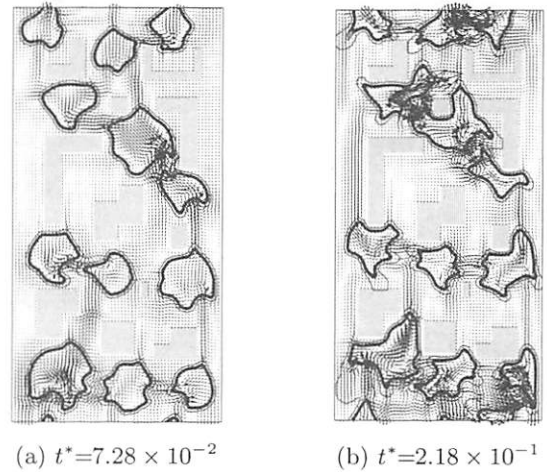


Fig. 11 Velocity vectors and density contours in a porous structure for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.25 \times 10^{-3}$ , and  $E = 1.15$ .  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 2.18 \times 10^{-1}$ .

る高速解法の導入が必要であるとえられる.

#### 4. おわりに

大きな密度比の計算が可能な二相系 LBM を多孔質構造内の気液二相流問題に適用し, 流路内に矩形物体を含む流れ場の気泡流解析を行った. 異なるモートン数およびエトベス数に対して, 上昇する気泡が物体と衝突する際の挙動を計算した結果, 気泡の分裂・合一という複雑な現象を微視的な観点から捕らえることができた. これによって, さらに複雑な幾何的構造をもつ流路内の混相流解析に本手法が有効であることが示された.

最後に, 本計算では固体壁上における濡れ性を考慮していないが, 実際にはその影響は重要であると言える. 固体壁が濡れ性を有する場合, 流体は壁上においてある角度をもって接触し上昇していくため, 本計算結果のように固体壁面がす



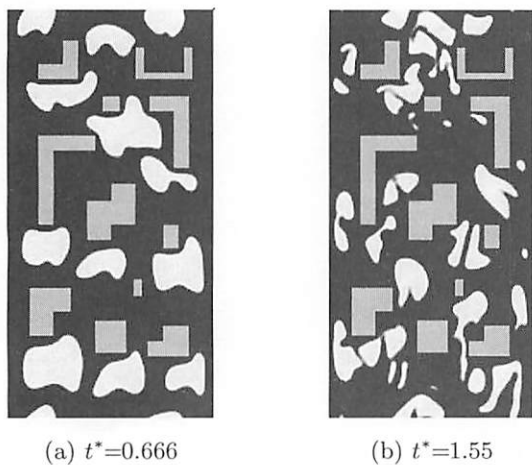


Fig. 12 Time evolution of many rising bubbles through a porous structure consisting of rectangular bodies for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.25 \times 10^3$ , and  $E = 115$ .  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 1.55$ .

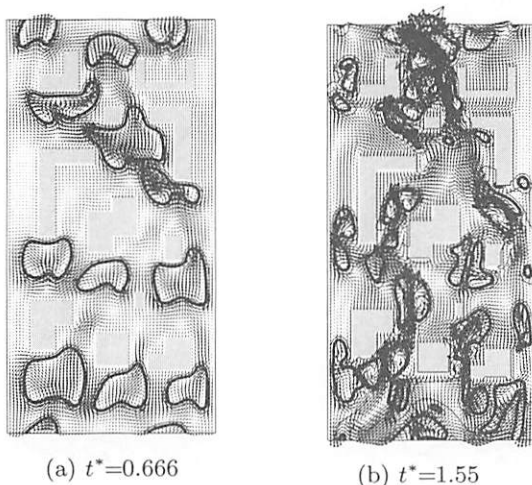


Fig. 13 Velocity vectors and density contours in a porous structure for  $\rho_L/\rho_G = 50$ ,  $M = 1.25 \times 10^3$ , and  $E = 115$ .  $t^* = tV/D$ , where  $V$  is the averaged inflow vertical velocity at  $t^* = 1.55$ .

べて流体で濡れた状態とはならないと考えられる。また、本手法は、固体壁が複数の種類の物質できている場合など濡れ性が不均一なケースの計算も可能であり、これは興味深い問題の一つと言える。固体壁の濡れ性を考慮に入れた解析については、今後の課題としたい。

#### 参考文献

- (1) S. Chen and G. D. Doolen : Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30**(1998), pp. 329–364.
- (2) S. Succi : The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond, (2001), *Oxford University Press*.
- (3) R. S. Maier, D. M. Kroll, Y. E. Kutsovsky, H. T. Davis and R. S. Bernard : Simulation of Flow through Bead Packs using the Lattice Boltzmann Method, *Phys. Fluids*, **10**(1998), pp. 60–74.

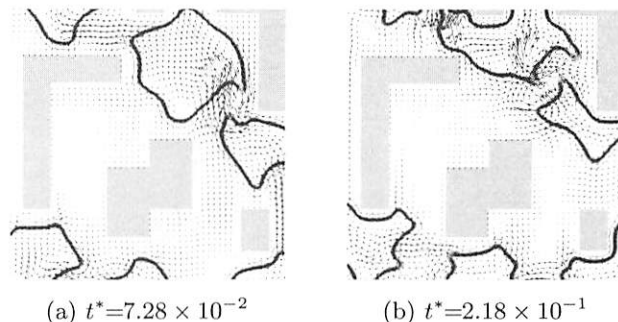


Fig. 14 Enlargement of velocity vectors and density contours in the area of  $0.13 \leq x/L_x \leq 0.86$  and  $0.38 \leq y/L_y \leq 0.76$  in Fig. 11.

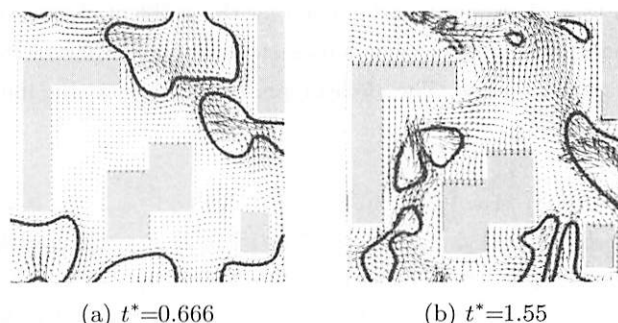


Fig. 15 Enlargement of velocity vectors and density contours in the area of  $0.13 \leq x/L_x \leq 0.86$  and  $0.38 \leq y/L_y \leq 0.76$  in Fig. 13.

- (4) M. Yoshino and T. Inamuro : Lattice Boltzmann Simulations for Flow and Heat/Mass Transfer Problems in a Three-Dimensional Porous Structure, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **43**(2003), pp. 183–198.
- (5) T. Inamuro, T. Ogata, S. Tajima and N. Konishi : A Lattice Boltzmann Method for Incompressible Two-Phase Flows with Large Density Differences, *J. Comput. Phys.*, (in press), doi: 10.1016/j.jcp.2004.01.019.
- (6) M. R. Swift, W. R. Osborn and J. M. Yeomans : Lattice Boltzmann Simulation of Non-Ideal Fluids, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995), pp. 830–833.
- (7) T. Inamuro, T. Ogata and F. Ogino : Numerical Simulation of Bubble Flows by the Lattice Boltzmann Method, *Future Gener. Comput. Syst.*, (in press), doi: 10.1016/j.future.2003.12.008.
- (8) A. J. Briant, P. Papatzacos and J. M. Yeomans : Lattice Boltzmann Simulations of Contact Line Motion in a Liquid–Gas System, *Phil. Trans. R. Soc. Lond A*, **360**(2002), pp. 485–495.
- (9) J. W. Cahn : Critical Point Wetting, *J. Chem. Phys.*, **66**(1977), pp. 3667–3672.
- (10) 稲室隆二, 小林一暁, 荻野文丸 : 不均一性をもつ微小隙間内に進入する二流体界面の数値解析, 第16回計算力学講演会講演論文集, (2003), pp. 183–184.
- (11) J. R. Grace, T. Wairegi and T. H. Nguyen : Shapes and Velocities of Single Drops and Bubbles Moving Freely through Immiscible Liquids, *Trans. Instn Chem. Engrs*, **54**(1976), pp. 167–173.