

ウェーバー数の違いによる固体表面における液滴の動的挙動解析

DYNAMIC BEHAVIOR OF DROPLET ON SOLID SURFACES FOR VARIOUS WEBER NUMBERS

田中 義人¹⁾, 鷲尾 裕一²⁾, 吉野 正人³⁾, 平田 哲夫⁴⁾

Yoshito TANAKA, Yuichi WASHIO, Masato YOSHINO and Tetsuo HIRATA

- 1) 信州大学大学院総合工学系研究科 (〒 380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: s07t254@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, E-mail: t08a154@shinshu-u.ac.jp)
- 3) 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)
- 4) 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: hirata@shinshu-u.ac.jp)

Dynamic behavior of a droplet on solid surfaces is simulated by using the lattice Boltzmann method (LBM) for two-phase flows with large density differences. A wetting boundary condition on the solid surfaces is incorporated based on the approach proposed by Briant et al. We investigate two problems, namely the dynamic behavior of a droplet impinging on a horizontal wall and sliding on an inclined wall for various Weber numbers. In the first problem, it is shown that a droplet becomes easily deformable as Weber number increases. Also, the dynamic contact angle, the contact line velocity and the wet length are calculated and compared with available experimental data. In the second problem, it is found that the difference between the advancing and receding contact angles increases with increasing Weber number.

Key Words: Droplet, Wettability, Weber Number, Lattice Boltzmann Method (LBM)

1. 緒言

固体表面の濡れ制御は物理と化学の境界に位置する技術課題であり, その応用範囲は多くの工学分野に及ぶ基礎的かつ重要な領域である. 流体やゲルには表面張力や粘性流動など通常の固体では顕在化しない特徴があり, それらを積極的に制御・利用することで従来にない機能性を有する表面や部材を作製しようとする試みが, 近年盛んになっている⁽¹⁾. 例えば, 固体表面における濡れを制御する方法として, 撥水处理や親水处理がある. 撥水处理は固体表面の防水, 防錆や着雪着氷防止などの効果があり, 自動車のフロントガラスが代表例である. 一方, 親水处理は防曇や防滴などの効果があり, 自動車のサイドミラーや建物の外壁などに施されている. これらの固体表面における濡れ性は, 液滴の接触角測定による静的濡れ性で評価されてきたが, 近年, 固体表面上での動的濡れ性, 例えば斜面における液滴の転落速度などが液滴除去性能の指針として重要視されている. しかしながら, この現象は時間および空間スケールが小さく, 液滴の動的挙動を実験的に調べるのが困難であるため, 数値計算によるアプローチが有効な手段であると考えられる. Šikalo ら⁽²⁾ は VOF 法を用い, 水平に置かれた固体表面に衝突する液滴について, 液滴形状の広がり具合を示す濡れ長さ, 三重線の

移動速度, ならびに動的接触角を調べ, 同条件の実験結果と良い一致を得ている. また, Lunkad ら⁽³⁾ も同じく VOF 法を用い, 水平および傾斜した固体表面に衝突する液滴について三次元数値計算を行い濡れ長さについて調べているが, 動的接触角に関する検討やウェーバー数の影響については議論されていない.

近年, アルゴリズムが簡単で, 界面を陽に追跡する必要がない二相流の新しい計算手法として, 二相系格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann Method, 以下 LBM と記す) が注目を集めている. 例えば, Inamuro ら⁽⁴⁾ は, 高密度比の二相系 LBM を提案し, 水と空気に代表される密度比が 800 ~ 1000 程度まで安定して計算できることを報告している. また Yoshino ら⁽⁵⁾ は, Briant ら^(6, 7) によって提案された Wetting potential⁽⁸⁾ の概念を上記の二相系 LBM に取り込むことにより, 固体表面で濡れ性を考慮した計算手法を用いて静的な特性について定量的に調べている.

そこで本研究では, 固体表面に衝突する液滴の動的挙動について調べることを目的とし, 水平に置かれた固体表面ならびに 45° の傾斜角をもつ固体表面に落下する液滴の動的挙動解析を行い, ウェーバー数の違いによる影響について検討した.

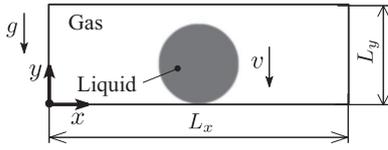


Fig. 1 Computational domain of droplet on horizontal wall.

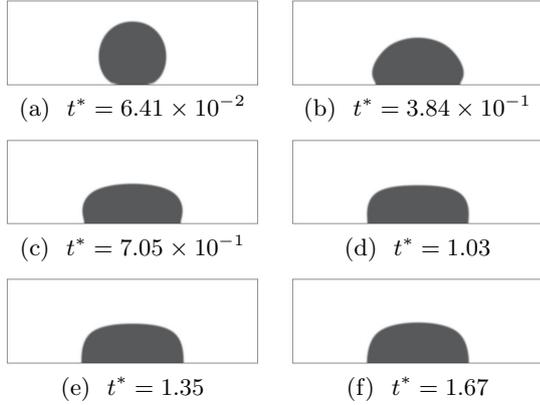


Fig. 2 Time evolution of droplet spreading on horizontal wall for $We = 51$ ($t^* = tv/(D \cdot Sh)$).

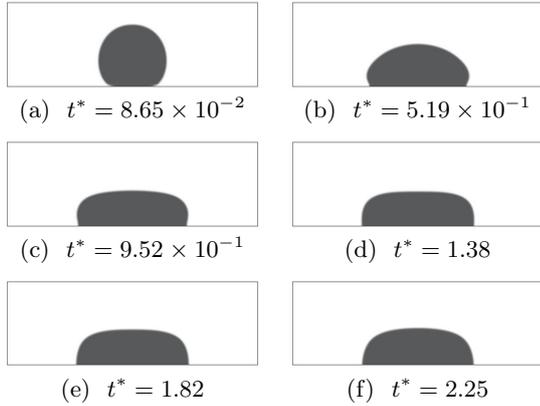


Fig. 3 Time evolution of droplet spreading on horizontal wall for $We = 93$ ($t^* = tv/(D \cdot Sh)$).

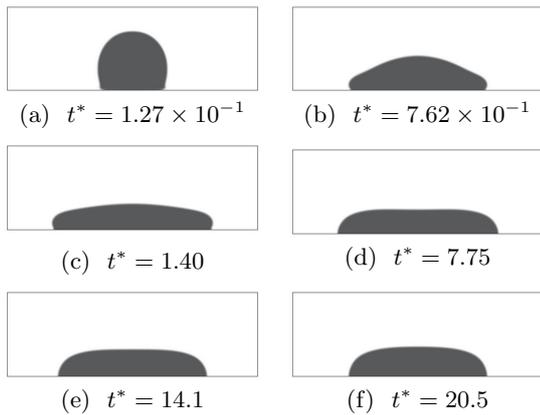


Fig. 4 Time evolution of droplet spreading on horizontal wall for $We = 802$ ($t^* = tv/(D \cdot Sh)$).

2. 数値計算手法

本研究では, Inamuro ら⁽⁴⁾ によって提案された高密度比の二相系 LBM に, Briant ら^(6, 7) によって提案された濡れ性境界条件を導入した手法を用いて計算を行った. 以下の変数は特に断らない限り, 代表長さ \tilde{L} , 粒子の代表速さ \tilde{c} , 代表時間 $\tilde{t}_0 = \tilde{L}/\tilde{V}$ (\tilde{V} : 流れの代表速さ), 基準密度 $\tilde{\rho}_0$ を用いて無次元

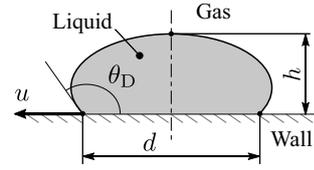


Fig. 5 A droplet attached to horizontal solid wall: θ_D , dynamic contact angle; u , contact line velocity; d , wet length; h , height of droplet on the centerline.

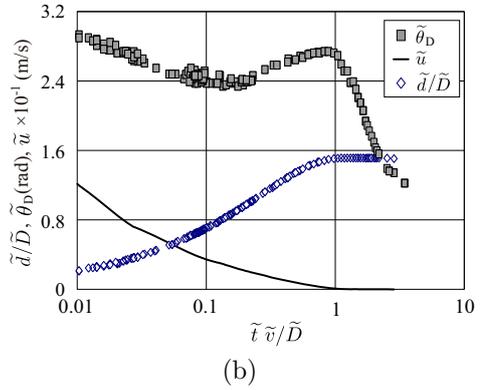
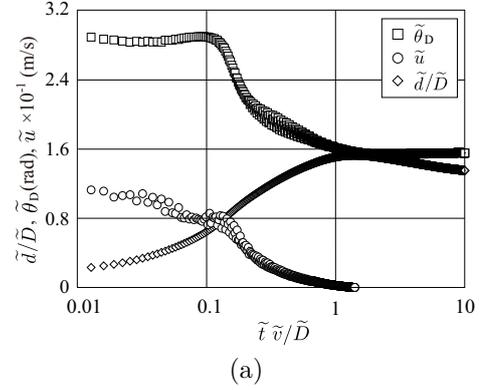


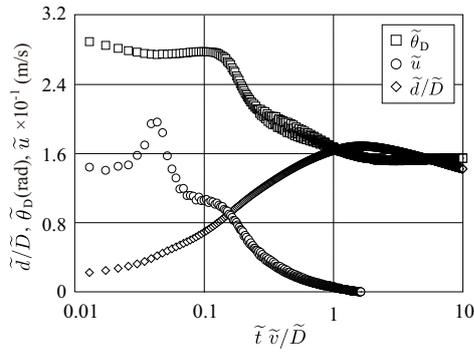
Fig. 6 Time variation of dynamic contact angle ($\tilde{\theta}_D$), contact line velocity (\tilde{u}) and spread factor (\tilde{d}/\tilde{D}) for $We = 51$: (a) present results; (b) experimental data by Šikalo et al.⁽⁹⁾

化したものである⁽⁴⁾. また, 本計算での格子気体モデルには, 2次元9速度モデルを用いた. 2次元9速度モデルの粒子速度 c_i は $c_1 = [0, 0]$, $c_i = [\cos\{\pi(i-2)/2\}, \sin\{\pi(i-2)/2\}]$ ($i = 2, 3, 4, 5$), および $c_i = \sqrt{2} [\cos\{\pi(i-11/2)/2\}, \sin\{\pi(i-11/2)/2\}]$ ($i = 6, 7, 8, 9$) である. 数値計算法の詳細については, 文献(4)および(5)を参照されたい.

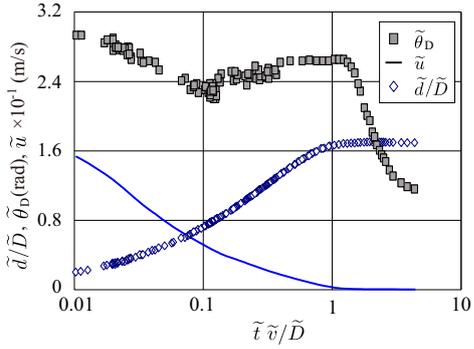
3. 数値計算結果および考察

3.1. 水平な固体表面における液滴の動的挙動解析

水平に置かれた固体表面に落下する液滴の動的挙動について調べた. 本計算では, Fig. 1 に示すように, 液滴を固体表面に接触するように配置し初速度を与えて数値計算を行った. 計算領域は, $L_x \times L_y = 450\Delta x \times 150\Delta x$, 液滴の初期直径は $D = 120\Delta x$ (Δx : 正方形格子の間隔) である. 計算条件は, Šikalo ら⁽⁹⁾ による実験結果と比較するため, 気相として空気, 液相としてグリセリンを想定し, 以下のように与えた. 気相および液相の密度はそれぞれ $\rho_G = 1$ および $\rho_L = 75$, 粘性係数は $\mu_G = 3.70 \times 10^{-4}\Delta x$ および $\mu_L = 2.38\Delta x$ とし, 表面張力は $\sigma = 6.52 \times 10^{-4}\Delta x$, 重力加速度は $g\Delta x = 5.07 \times 10^{-11}$

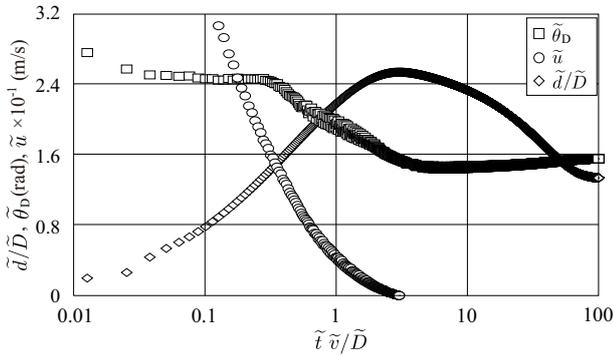


(a)

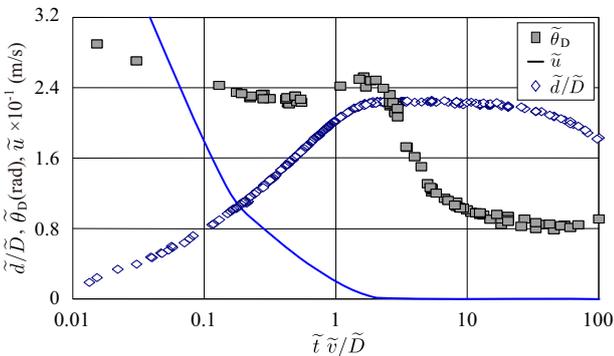


(b)

Fig. 7 Time variation of dynamic contact angle ($\tilde{\theta}_D$), contact line velocity (\tilde{u}) and spread factor (\tilde{d}/\tilde{D}) for $We = 93$: (a) present results; (b) experimental data by Šikalo et al.⁽⁹⁾



(a)



(b)

Fig. 8 Time variation of dynamic contact angle ($\tilde{\theta}_D$), contact line velocity (\tilde{u}) and spread factor (\tilde{d}/\tilde{D}) for $We = 802$: (a) present results; (b) experimental data by Šikalo et al.⁽⁹⁾

である。ただし、液相密度がŠikaloらの実験条件と異なるため、ウェーバー数 $We (= \rho_L D v^2 / \sigma)$ が一致するように液滴の衝突速度 v を変えていることに注意されたい。境界条件に

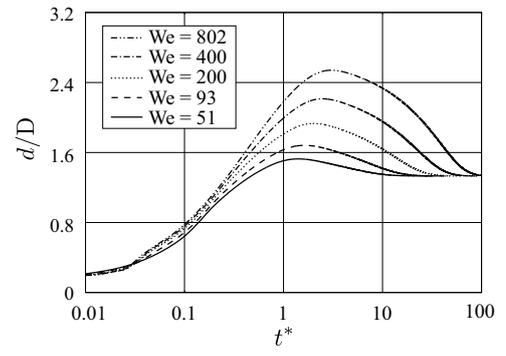


Fig. 9 Time variation of dimensionless spread factor (d/D) for various Weber numbers.

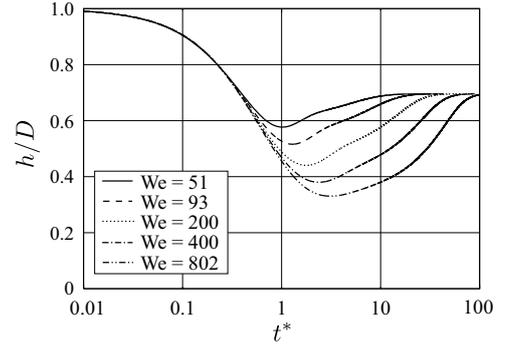


Fig. 10 Time variation of apex factor (h/D) for various Weber numbers.

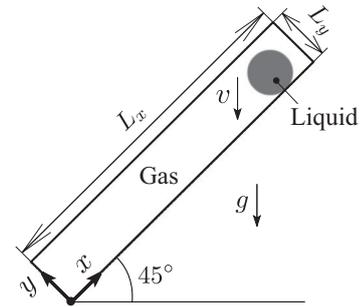


Fig. 11 Computational domain of droplet on inclined wall.

は、計算領域の上下に Bounce-back 境界条件を、計算領域の側面に周期境界条件を用いた。また、固体表面には濡れ性境界条件を適用し、その静的接触角 θ_S は 90° とした。二相系 LBM における秩序パラメータ ϕ の関数形を決定する a , b , T はそれぞれ $a = 1$, $b = 6.7$, $T = 3.5 \times 10^{-2}$ (このとき、 ϕ の最大値および最小値はそれぞれ $\phi_{\max} = 9.714 \times 10^{-2}$, $\phi_{\min} = 1.134 \times 10^{-2}$)、二相を区別するための液相および気相の ϕ の閾値は $\phi_L^* = 9.2 \times 10^{-2}$, $\phi_G^* = 1.5 \times 10^{-2}$ 、速度分布関数 f_i および g_i の時間発展式中の緩和時間はそれぞれ $\tau_f = 1$ および $\tau_g = 1$ 、界面の厚さを決定するパラメータは $\kappa_f = 1.4(\Delta x)^2$ とした。

液滴の境界面における慣性力と表面張力の比を表すウェーバー数の影響を調べるため、 $We = 51, 93, 200, 400, 802$ と変化させて計算を行った。特徴的なケースとして $We = 51, 93, 802$ における液滴形状の時間変化をそれぞれ Figs. 2~4 に示す。ここで、 t^* は無次元時刻 $t^* = tv / (D \cdot Sh)$ を表し、 $Sh (= \tilde{v}/\tilde{c})$ はストローハル数である。これらの図より、 $We = 51$ のとき液滴は衝突後徐々に広がり、球形状から楕円形状になった

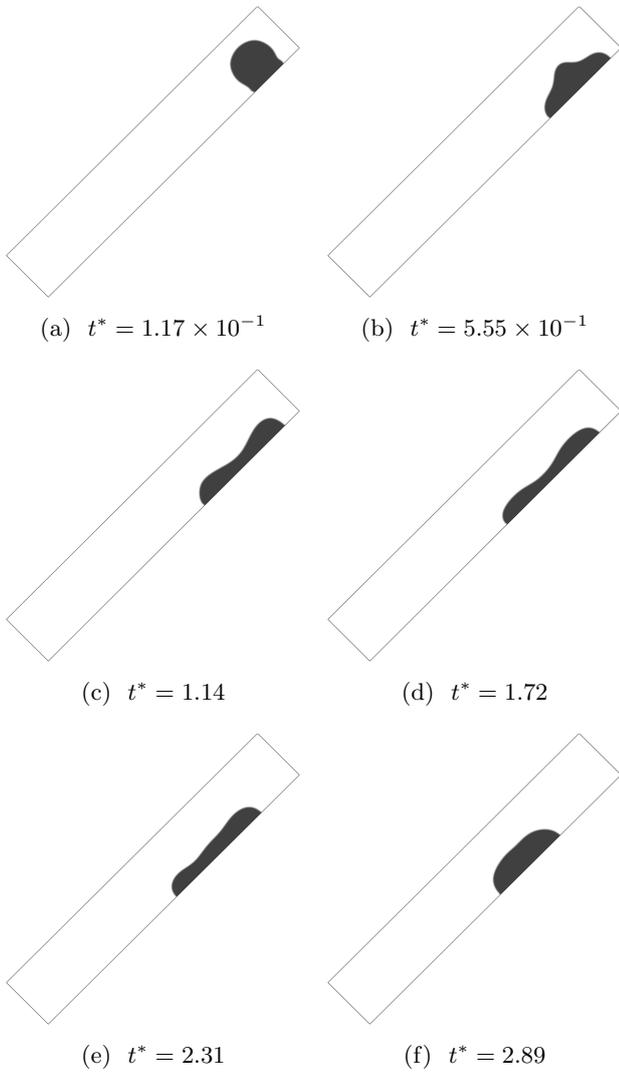


Fig. 12 Time evolution of droplet sliding on inclined wall for $We = 23$ ($t^* = tv/(D \cdot Sh)$).

後, $t^* = 1.35$ でほぼ定常状態に達している. また, $We = 93$ のときは $We = 51$ のケースと大きな違いは見られないが, $We = 93$ の方が液滴は x 方向に大きく広がっていることがわかる. 一方, $We = 802$ のときは, 衝突直後液滴は $We = 51$ のケースに比べ膜状に大きく広がり, その後液膜は縮みながら半球状に近づく挙動を示した. また, Fig. 5 のように定義する動的接触角 θ_D , 三重線の移動速度 u および液滴の初期直径に対する濡れ長さの比 d/D の時間変化について, $We = 51, 93, 802$ の計算結果をそれぞれ Figs. 6~8 に示す. これらの図において (a) は本計算結果 (b) はウェーバー数が同じ条件で行われたŠikaloら⁽⁹⁾ による実験結果である. なお, 実験結果の物理量はすべて有次元量を用いて整理されているため, Figs. 6~8 においては本計算結果を有次元形に変換して表示している. ここで, 有次元形の物理量には \sim を付けて表し, 粒子の代表速度には 25°C におけるグリセリン中の音速 $\tilde{c} = 1.99 \times 10^3 \text{ m/s}$ を使用した. それぞれの図で, $\tilde{\theta}_D$ が急激に減少する時刻に違いがみられるものの, いずれの結果も両者は良く似た傾向を示していることがわかった. 接触角が急激に減少する位置の違いや Fig. 7 で見られる液滴衝突後における \tilde{u} のピークの有無など, $\tilde{\theta}_D$ および \tilde{u} に関する本

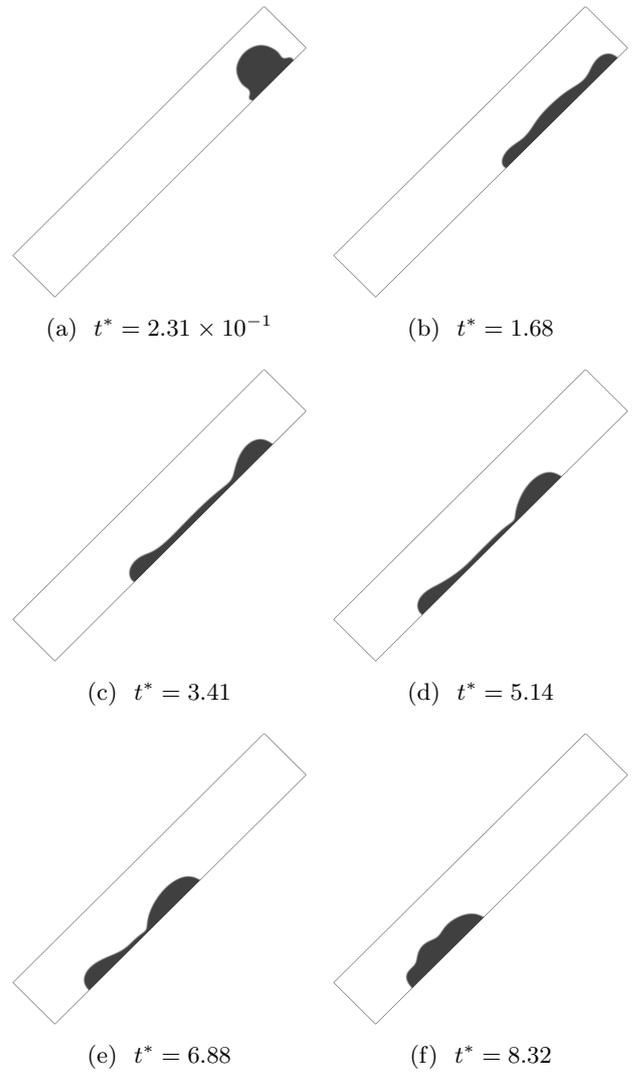


Fig. 13 Time evolution of droplet sliding on inclined wall for $We = 90$ ($t^* = tv/(D \cdot Sh)$).

計算結果と実験結果の差異は, 本計算で用いた濡れ性境界条件において, 実現象で確認されている接触角ヒステリシスが考慮されていないこと, 本計算条件と実験条件でレイノルズ数 $Re (= \rho_L v D / \mu_L)$ が異なること, および初期条件における気相・液相の速度分布を考慮していないことが原因として挙げられる. また本論文では結果の詳細を記載しないが, 時間方向 n に対する三重線近傍の液滴形状を調べると, 液滴は (i) 慣性力により $\tilde{\theta}_D^n > \tilde{\theta}_D^{n-1}$ (もしくは $\tilde{\theta}_D^n < \tilde{\theta}_D^{n-1}$) となり, その後 (ii) 濡れ性境界条件により $\tilde{\theta}_D^n - \tilde{\theta}_S = 0$ となる方向に三重線が移動するため $\tilde{\theta}_D^{n+1} < \tilde{\theta}_D^n$ (もしくは $\tilde{\theta}_D^{n+1} > \tilde{\theta}_D^n$) となる過程 (i),(ii) を繰り返していることが確認された. したがって, Figs. 6~8 において確認される $\tilde{\theta}_D$ および \tilde{u} の振動が発生したと考えられる.

次に, 濡れ長さに着目し, 各ウェーバー数における d/D の時間変化を Fig. 9 に示す. この図より, d/D は衝突後から増加し, その後減少しながら定常状態に近づいていくことがわかる. ウェーバー数は慣性力と界面張力の比を表すため, ウェーバー数が大きくなるほど液滴は変形し固体表面に沿って広がりやすくなる. したがって, 計算結果において, ウェーバー数が大きくなるほど d/D の最大値が増加する結果が得

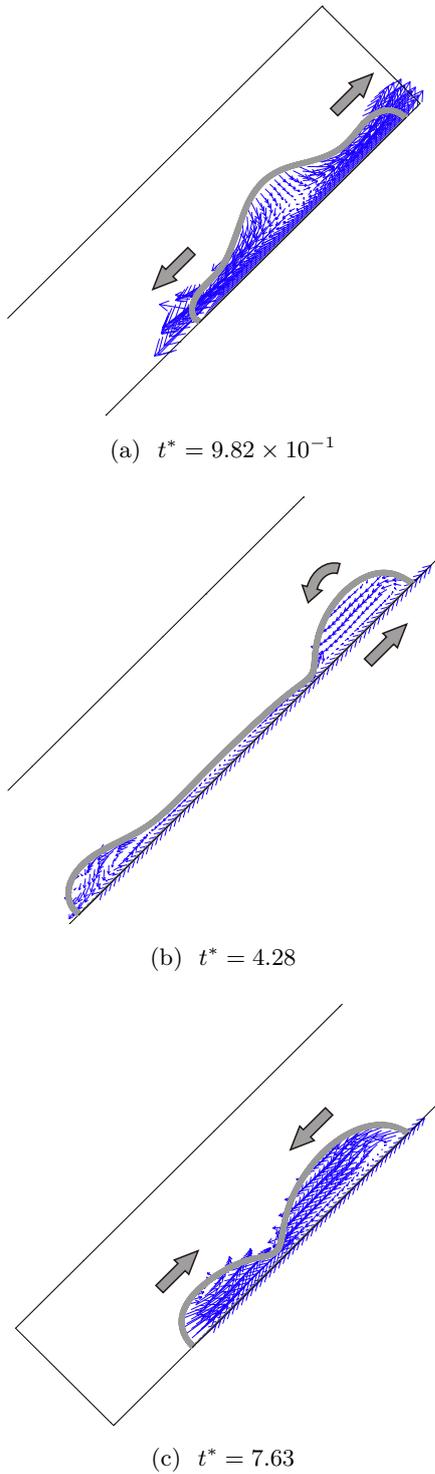


Fig. 14 Relative velocity vectors, $\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}$, inside droplet for $We = 90$, where $\bar{\mathbf{u}}$ is the space-averaged liquid velocity ($t^* = tv/(D \cdot Sh)$).

られたことは理論的に一致する．また， d/D が最大値となる時刻はウェーバー数が大きくなるほど遅くなることもわかる．さらに，無次元時刻 $t^* = 100$ のときには，いずれのケースにおいても $d/D \approx 1.33$ に収束しており，定常状態の濡れ長さはウェーバー数に依存しないことが考えられる．

最後に，初期直径に対する液滴高さ h/D の時間変化を Fig. 10 に示す．この図より， h/D の値は d/D とは逆に，最初に減少した後，増加する傾向が見られる．ウェーバー数が大きくなるほど h/D の最小値が小さくなるのは，Fig. 9 の考察

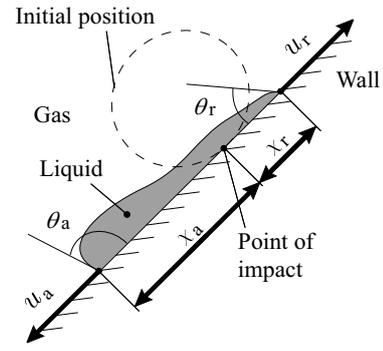


Fig. 15 A droplet sliding on inclined solid wall: θ , contact angles; u , contact line velocity; χ , wet length. Subscripts a and r denote advancing and receding, respectively.

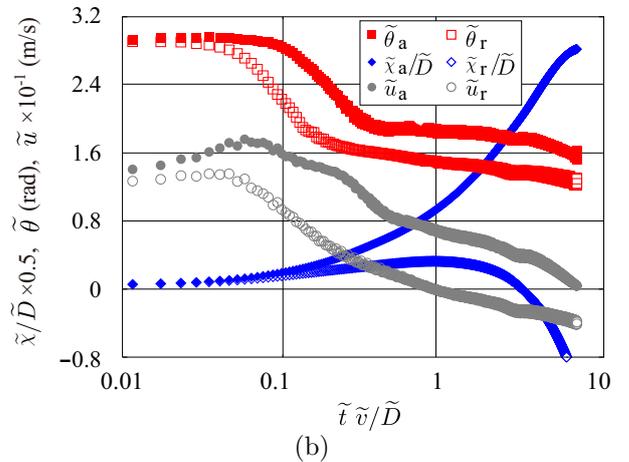
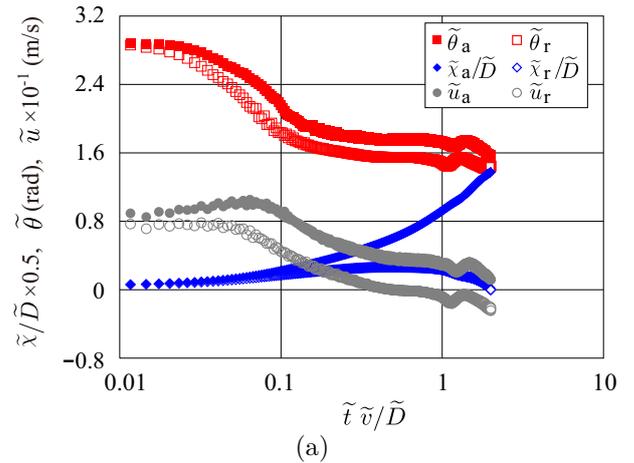


Fig. 16 Time variation of dynamic contact angles ($\tilde{\theta}$), spread factor ($\tilde{\chi}/\tilde{D}$) and contact line velocity (\tilde{u}). Subscript a and r denote advancing and receding, respectively: (a) $We = 23$; (b) $We = 90$.

で述べた理由と同様に，液滴が球形を崩し，固体表面に広がりやすくなることによるものである．また，このウェーバー数による h/D の違いは $t^* > 0.4$ で表れているが，最終的にはウェーバー数によらず一定値 ($h/D \approx 7.04 \times 10^{-1}$) に収束する結果が得られた．いずれのウェーバー数においても d/D および h/D が一定値に収束する要因は，粘性効果と界面張力効果の比を表すオンゾーネ数 $Oh (= \mu_L/\sqrt{\rho_L \sigma D})$ および濡れ性境界条件の静的接触角 θ_S が等しい ($Oh=0.984$, $\theta_S = 90^\circ$) ため，定常状態における液滴形状が同じになったと考えられる．

3.2. 斜面上における液滴の動的挙動解析

Fig. 11 に示すような、 45° の傾斜角をもつ固体表面に落下する液滴の挙動について調べた。計算領域は $L_x \times L_y = 900\Delta x \times 150\Delta x$ 、液滴の初期直径は $D = 120\Delta x$ である。計算条件は、気相および液相の密度をそれぞれ $\rho_G = 1$ および $\rho_L = 75$ 、粘性係数を $\mu_G = 4.44 \times 10^{-4}\Delta x$ および $\mu_L = 2.47 \times 10^{-2}\Delta x$ とした。境界条件には、 $x = 0$ および $x = L_x$ で周期境界条件を、 $y = 0$ で Bounce-back 境界条件を、 $y = L_y$ で各物理量の法線方向の 1 階微分がゼロとなるように与えた。 $y = 0$ における濡れ性境界条件の静的接触角は 90° とした。また、 $\kappa_f = 1.8(\Delta x)^2$ 、 $\sigma = 1.20 \times 10^{-3}\Delta x$ および $g\Delta x = 9.80 \times 10^{-11}$ とし、以下では 2 つのウェーバー数 ($We = 23, 90$) について調べた。一例として実現象との対応を考えると、 $We = 90$ は、1atm、 20°C の空気中に直径 2.7mm の水滴を速度 1.6m/s で壁面に衝突させた現象に相当する。二相系 LBM におけるその他の計算パラメータは前節と同じである。

$We = 23, 90$ における液滴の挙動をそれぞれ Figs. 12, 13 に示す。 $We = 23$ のとき、液滴は衝突後から壁面に沿って広がり、その後転落を始める。さらに転落していくと、液滴の前方部が減速し液滴全体として縮まっていく様子が得られた。一方 $We = 90$ では、液滴は衝突直後から大きく広がっていき、(c) のときのように液滴が前方と後方に集中し、中央部が薄くなりダンベル形状となった。その後液滴は形状を変えずに落下していくが [(d)], 液滴前方部が減速し始めると、(e) で見られるように、中央部が薄いまま前方部・後方部の液滴が大きくなっていく。また、液滴前方部が止まる場所は、 $We = 23$ よりも下流側に位置している。さらに (f) では、前方と後方に集中していた液滴が合一し元の形状に近づく様子が見られた。

次に、液滴内部の流動状態を詳しく調べるために、 $We = 90$ における液相の空間平均速度を差し引いたベクトル図を Fig. 14 に示す。なお、この図は液滴の周りを中心に拡大して描いているため、計算領域の一部が表示されていることに注意されたい。この図より、(a) のときは、液滴が衝突点周辺で壁面に沿って広がろうとしていることがわかる。ところが (b) の時刻になると、 $-x$ 方向にベクトルが向いていることがわかる。特に液滴の後方はキャタピラ状に回転しており、単一の液滴が撥水性の固体表面を転落する際に見られる回転モード⁽¹⁾ に似た現象を表していることがわかる。さらに (c) のときには、速度ベクトルは液滴の中心に向いており、液滴が収縮する傾向にあることが確認できる。

最後に、Fig. 15 のように定義する動的接触角 θ 、初期直径に対する濡れ長さの比 χ/D 、および三重線の移動速度 u (添え字の a および r はそれぞれ前進側と後退側を示す) の時間変化について、 $We = 23, 90$ の計算結果を Fig. 16 に示す。なお、有次元形の物理量へ変換する際の粒子の代表速度には、 25°C における水中の音速 $\tilde{c} = 1.50 \times 10^3 \text{m/s}$ を使用した。動的接触角に着目すると、 $We = 90$ の方が $We = 23$ に比べて前進と後退接触角の差 $\theta_a - \theta_r$ が大きく、転落の際、

液滴が進行方向に傾いていることがわかる。また、濡れ長さおよび三重線の移動速度に着目すると、動的接触角と同様に、 $We = 90$ の方が $We = 23$ に比べて前進側と後退側の差 $(\chi_a - \chi_r)/D$ および $u_a - u_r$ が大きく、液滴が壁面に沿って大きく広がっていると言える。さらに、 u_a が 0 になる時刻は $We = 90$ の方が遅く、また、その時刻における χ_a/D の値が大きいことから、 $We = 23$ のときよりも液滴は下流側に転落していると言える。

4. 結言

高密度比の二相系格子ボルツマン法を用いて、固体表面における液滴の動的挙動解析を行った。水平な固体壁面上における液滴の動的挙動は、ウェーバー数が大きくなるにしたがって液滴形状の時間変化が大きくなることがわかった。また、動的接触角、濡れ長さ、および三重線の移動速度について実験データとの比較を行い、動的接触角については若干の違いが見られたが、濡れ長さおよび三重線の移動速度については良好に一致した。一方、斜面上における液滴の動的挙動は、固体表面に衝突直後から大きく伸び、その後落下および収縮をしていく様子が得られた。また、動的接触角、濡れ長さ、ならびに三重線の移動速度に関して液滴の前方部と後方に差が生じ、その差はウェーバー数が大きくなるにつれて大きくなることがわかった。

なお、接触角ヒステリシスを考慮した境界条件の検討ならびに三次元モデルへの拡張は今後の課題である。

参考文献

- (1) 中島章：固体表面の濡れ制御、(2007)、内田老鶴園社。
- (2) Š. Šikalo, H.D. Wilhelm, I.V. Roisman, S. Jakirlić and C. Tropea : Dynamic contact angle of spreading droplets: Experiments and simulations, *Phys. Fluids*, **17** (2005), 062103.
- (3) S.F. Lunkad, V.V. Buwa and K.D.P. Nigam : Numerical simulations of drop impact and spreading on horizontal and inclined surfaces, *Chem. Eng. Sci.*, **62** (2007), pp. 7214–7224.
- (4) 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.*, **198** (2004), pp. 628–644.
- (5) M. Yoshino and Y. Mizutani : Lattice Boltzmann simulation of liquid–gas flows through solid bodies in a square duct, *Math. Comput. Simul.*, **72** (2006), pp. 264–269.
- (6) A.J. Briant, P. Papatzacos and J.M. Yeomans : Lattice Boltzmann simulations of contact line motion in a liquid–gas system, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A*, **360** (2002), pp. 485–495.
- (7) A.J. Briant, A.J. Wagner and J.M. Yeomans : Lattice Boltzmann simulations of contact line motion I. Liquid–gas systems, *Phys. Rev. E*, **69** (2004), 031602.
- (8) J.W. Cahn : Critical point wetting, *J. Chem. Phys.*, **66** (1977), pp. 3667–3672.
- (9) Š. Šikalo, C. Tropea and E.N. Ganić : Dynamic wetting angle of a spreading droplet, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **29** (2005), pp. 795–802.