

气泡在含障碍物微通道内的特性研究

娄 钦, 李 涛, 李 凌

(上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093)

摘要: 采用气液两相流格子 Boltzmann 方法研究含障碍物的微通道内气泡在浮力作用下上升的特性, 主要研究了障碍物润湿性对气泡的变形、分裂、合并等行为的影响. 研究发现当障碍物表面亲气时, 气泡穿过障碍物时会发生严重变形, 并有部分气泡吸附在障碍物表面. 因此, 气泡会发生分裂. 部分留在障碍物表面形成一层均匀的气膜, 部分可以顺利穿过障碍物, 而障碍物吸附的气泡质量和壁面润湿性相关. 当障碍物表面亲水时, 尽管气泡在障碍物的挤压下发生严重变形, 但在气泡通过障碍物的过程中, 气泡和障碍物之间仍然有 4 个左右网格的距离, 因此, 全部质量的气泡可以顺利通过障碍物. 此外, 研究结果还表明障碍物表面亲气程度越强, 气泡变形越严重.

关键词: 气泡; 微通道; 障碍物

中图分类号: TK 124 **文献标志码:** A

Bubble Characteristics in a Micro-Channel with Obstacles

LOU Qin, LI Tao, LI Ling

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Bubble characteristics in a micro-channel with obstacles were studied by the gas-liquid two phase lattice Boltzmann method. The effects of surface wettability of the obstacles on the bubble deformation, break-up, and coalescence characteristics were investigated. It is found that the serious deformation of bubbles happens when the obstacles are aerophilic. In this case, bubbles are adsorbed by the obstacles. Therefore the break-up occurs and the mass of the bubbles adsorption by the obstacles depends on the wettability of the obstacles surface. On the other hand, although the serious deformation due to the extrusion of obstacles is observed in the cases of hydrophilic walls, there are still about four grid lattices distance between the bubble and obstacles. As a result, the whole bubble can pass the obstacles. Moreover, the deformation of the bubbles becomes more significant with the stronger aerophily of the obstacles surface.

Keywords: bubble; micro-channel; obstacles

收稿日期: 2017-12-27

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51406120).

第一作者: 娄 钦(1984-), 女, 讲师. 研究方向: 气液两相流动. E-mail: qlou@usst.edu.cn

通信作者: 李 凌(1976-), 女, 教授. 研究方向: 强化传热. E-mail: ll-behappy@163.com

气泡运动作为气液两相流系统中一种典型运动,广泛存在于DNA解链^[1]、燃料电池^[2-3]、微流体机械^[4]等领域.近年来,已有很多学者研究了气泡运动现象.Maxworthy等^[5]用实验方法研究了多个气泡在不同液体中的相互作用及变形现象.Uchiyama等^[6]通过实验方法研究了气泡群绕竖直通道中心圆柱上升的运动状况,得到了速度场和绕圆柱障碍物的运动形状.董伟等^[7]研究了电场强化沸腾换热中,气泡在不同场作用下运动情况,并定量分析了气泡脱离壁面时的形态.

通过实验研究,可以得到较为明显的宏观参数和宏观现象,但对于细节的现象和问题不能具体描述.一些学者应用微观的数值模拟方法研究气泡上升的运动情况.van Baten等^[8]通过CFD模拟Taylor气泡在循环微管中的上升,主要研究了其中质量传递的情况.Guo等^[9]采用改进的两相流PBM模型,研究了受浮力驱动的气泡合并或破裂的情况.微观的研究方法虽然能够得到气泡运动的细节,但存在计算量大的问题,而且关于气泡受浮力驱动在复杂通道内上升的研究仍有不足.

近年来,格子 Boltzmann 方法逐渐被学者们应用并发展起来.该方法既具有宏观方法能直接研究宏观物体本质的特点,也具备微观方法能研究微小部分具体流动细节的优点.Cheng等^[10]基于格子 Boltzmann 自由能模型和 Cahn-Hilliard 方程,研究了多气泡在竖直管道内受浮力上升的三维问题.该研究发现:两个相同气泡在一起上升的过程中,放置在上方的气泡在气泡合并前保持孤立的状态;而放置在下方的气泡同时受到浮力和上方气泡作用产生变形,最终两个气泡合并一同上升.在气泡尺寸有差别的情况下,无论初始条件如何设置,大气泡均在运动过程中占据主导作用.Li等^[11]研究了单个气泡绕圆形障碍物上升的问题,发现气泡在穿过障碍时,由于表面张力作用气泡有较大的形变,Eötvös 数的增加会加大气泡略过障碍后的接触角.本文采用格子 Boltzmann 方法研究气泡在含障碍物微通道内的动力学特性,分析了障碍壁面润湿度对气泡在竖直通道内受浮力上升的影响.

1 研究方法

1.1 格子 Boltzmann 模型

本文采用 He 等^[12]提出的改进后的格子 Boltzmann 模型,该模型的具体内容已在文献[12]

有了详细的介绍,本文只作简要描述.

非理想流体的单松弛 BGK 模型^[13]的 Boltzmann 方程为

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \nabla f = -\frac{f - f^{\text{eq}}}{\lambda} + \frac{(\xi - \mathbf{u})(\mathbf{F} + \mathbf{G})}{\rho RT} f^{\text{eq}}$$

式中: f 代表空间内单个粒子的密度分布函数; t 为当前时间步长; ξ 为微观速度; ∇ 为哈密顿算子; f^{eq} 为平衡态分布函数,是宏观物理量(速度矢量 $\mathbf{u}$ 和密度 ρ)的函数; λ 为松弛时间; $RT = \frac{1}{3}$ 为模型常数; $\mathbf{G}$ 为重力矢量; $\mathbf{F}$ 为分子间作用力矢量,可表示为

$$\mathbf{F} = -\nabla\psi + \mathbf{F}_S$$

式中:矢量 $\mathbf{F}_S = \kappa\rho\nabla\nabla^2\rho$; κ 为表面张力的强度指数; ψ 为压力 p 的函数,表示为

$$\psi(\rho) = p - \rho RT$$

其中 p 使用的状态方程为 Carnahan-Starling 方程,具体表达式为

$$p = \rho RT \frac{1 + b\rho/4 + (b\rho/4)^2 - (b\rho/4)^3}{(1 - b\rho/4)^3} - a\rho^2$$

式中,参数 a 和 b 代表气液两相相互作用强度.

本文使用 D2Q9 模型,权重系数 ω_i 设置为当 $i=0$ 时, $\omega_0 = \frac{4}{9}$;当 $i=1,2,3,4$ 时, $\omega_i = \frac{1}{9}$;当 $i=5,6,7,8$ 时, $\omega_i = \frac{1}{36}$.

9个方向的离散速度分别为

$$\mathbf{e}_\alpha = \begin{cases} (0,0) & \alpha = 0 \\ (\cos[(\alpha-1)\pi/2], \sin[(\alpha-1)\pi/2])c, & \alpha = 1,2,3,4 \\ \sqrt{2}(\cos[(\alpha-5)\pi/2 + \pi/4], \sin[(\alpha-5)\pi/2 + \pi/4])c, & \alpha = 5,6,7,8 \end{cases}$$

其中 $c = \sqrt{3RT}$,该模型的索引分布函数 f_α 以及压力分布函数 g_α 的演化方程为

$$\begin{aligned} f_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha\delta_t, t + \delta_t) - f_\alpha(\mathbf{x}, t) = & -\frac{f_\alpha(\mathbf{x}, t) - f_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)}{\tau} - \\ & \frac{(2\tau-1)(\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u})\nabla\psi(\varphi)}{2\tau RT} \Gamma_\alpha(\mathbf{u})\delta_t \\ g_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha\delta_t, t + \delta_t) - & \\ g_\alpha(\mathbf{x}, t) = & -\frac{g_\alpha(\mathbf{x}, t) - g_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)}{\tau} + \\ & \frac{2\tau-1}{2\tau}(\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u})[\Gamma_\alpha(\mathbf{u})(\mathbf{F}_S + \mathbf{G}) - \\ & (\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) - \Gamma_\alpha(0))\nabla\psi(\rho)]\delta_t \end{aligned}$$

式中: δ_t 为时间步长; φ 为索引量; τ 为松弛时间,与流体粘性的关系为

$$\nu = \left(\tau - \frac{1}{2} \right) RT \delta_t$$

演化方程中其他函数定义如下:

$$\phi(\varphi) = \varphi^2 RT \frac{4 - 2\varphi}{(1 - \varphi)^3} - 4\varphi^2$$

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) = \omega_\alpha \left[1 + \frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right]$$

$$f_\alpha^{\text{eq}} = \omega_\alpha \varphi \left[1 + \frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right]$$

$$g_\alpha^{\text{eq}} = \omega_\alpha \left[p + \rho \left(\frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right) \right]$$

宏观量统计由下面方程给出:

$$\varphi = \sum f_\alpha$$

$$p = \sum g_\alpha - \frac{1}{2} \mathbf{u} \nabla \psi(\rho) \delta_t$$

$$\rho RT \mathbf{u} = \sum \mathbf{e}_\alpha g_\alpha + \frac{RT}{2} (\mathbf{F}_S + \mathbf{G}) \delta_t$$

$$\rho(\varphi) = \rho_l + \frac{\varphi - \varphi_l}{\varphi_h - \varphi_l} (\rho_g - \rho_l)$$

式中: φ_h 和 φ_l 为索引函数的最大值和最小值, ρ_l 和 ρ_g 分别为液相密度和气相密度. φ_h 和 φ_l 可由状态方程 Maxwell 重构得到, 本文状态方程中分别取 $a = 4$, $b = 4$, 其对应的索引函数最大值和最小值分别为 0.250 291 和 0.022 838.

1.2 润湿性处理

本文需要考虑障碍物及壁面的润湿性, 润湿性边界条件采用 Davies 等提出的方法^[14], 在该方法中采用表面亲和性 α_s 刻画壁面的润湿强度, 并把表面亲和性与索引量 φ 联系起来, 其关系式为

$$\alpha_s = \frac{\varphi - \varphi_\Sigma}{\varphi_l - \varphi_\Sigma}$$

式中: $\varphi_\Sigma = \frac{1}{2}(\varphi_h + \varphi_l)$; α_s 取值为 $-1 \sim 1$, $\alpha_s = -1$

对应完全亲气表面, $\alpha_s = 1$ 对应完全亲水表面; 静态接触角 θ_{eq} 与 α_s 关系式为

$$\cos \theta_{\text{eq}} = \frac{\alpha_s}{2} (3 - \alpha_s^2)$$

2 模型验证

本文采用 Laplace 定律来验证模型的正确性. 初始时在 $Nx \times Ny$ 区域中心内放置半径为 r 、密度为 ρ_l 的静止圆形液滴, 其余区域充满着密度为 ρ_g 的气体. 当系统达到稳定时, 液滴会保持与初始状态基本一致的圆形状态. 根据 Laplace 定律可知, 表面张力(σ)恒定, 液滴内外的压力差(ΔP)与半径的倒数($1/R$)呈线性关系, 关系式如下:

$$\Delta P = \frac{\sigma}{R}$$

本文模拟不同液滴半径下, Laplace 定律的验证情况, 半径的变化分别为 28, 30, 32, 34, 36. 在所有模型验证中, 网格数为 128×128 , 所有边界条件皆为周期性边界条件. 图 1 给出了数值模拟得到液滴内外压力差 $p_i - p_o$ 和 $1/R$ 之间的关系以及数据拟合结果的对比. 从图中可以发现, 数值模拟结果与理论结果一致.

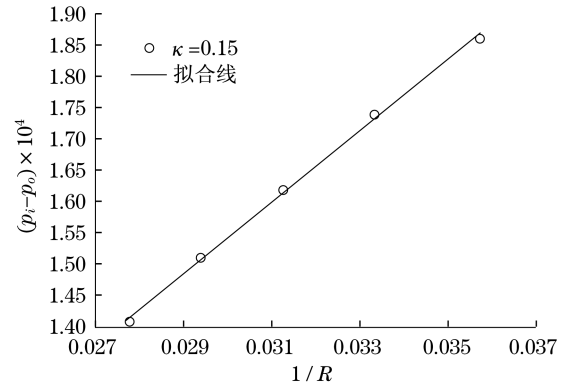


图 1 液滴内外压力差和半径倒数之间的关系

Fig.1 Simulated pressure jump across the droplet interface versus the inverse of droplet radii

3 模拟结果与分析

数值研究的物理问题如图 2 所示, 其中深蓝色半圆区域代表半径为 R_1 的固体障碍物, 因其实际宏观参数不变化, 故不参与计算. 中下方浅蓝色圆形区域代表半径为 R_2 、密度为 ρ_g 的气泡, 其初始放置位置为整体高度的 $1/4$ 处. 其余黄色区域充满着密度为 ρ_l 的液体. 上下边界采用周期性边界条件, 左右边界以及固体障碍物表面采用无滑移边界条件.



图 2 微通道结构

Fig.2 Microchannel structure

在微通道气泡运动过程中,流体流动采用的无量纲数如下:Eötvös 数 $Eo = g(\rho_l - \rho_g)d^2/\sigma$, 其中 g 为微通道中比拟的重力加速度, σ 为表面张力, d 为气泡直径; Morton 数 $Mo = g(\rho_l - \rho_g)\mu_l^4/\rho_l^2\sigma^3$, μ_l 为液体的动力粘度. 本文主要研究障碍物表面润湿性对气泡运动的影响, 因此 Eo 和 Mo 均保持一致性, 其中 Eo 取值 10, Mo 取值 0.8, 相对应的运动粘度 ν 可由 Morton 数得到.

不同的接触角对应不同的润湿性, 其中接触角小于 90° 表示障碍物表面亲水, 接触角大于 90° 表示障碍物表面亲气, 接触角等于 90° 表现为中性. 模拟中分别采用 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ 这 5 种接触角. 模拟网格数为 160×480 , 气泡的半径取值 32 个格子单位, 密度取值 0.1, 液体密度取值 0.5.

3.1 障碍物表面亲水性对气泡运动影响

障碍物表面的润湿性在气泡运动中有重大的影响, 本小节主要研究障碍物表面亲水时气泡在上升过程中的影响.

图 3 给出了障碍物表面接触角为 30° 时的气泡上升图. 由图 3 可知初始圆形的气泡受浮力作用上升, 气泡开始产生形变, 逐渐在下半部分产生凹型. 在上升经过障碍物时, 受到障碍物挤压的作用, 气泡开始产生二次形变, 并且因障碍物表面为亲水表面, 气泡与障碍物之间有明显的间隔, 大概 3~4 个网格. 在气泡逐渐挤过障碍时, 由于表面张力的存在, 气泡整体不会产生破裂现象, 但形状变化明显. 原本下部分的凹形逐渐变为下部分有弧度的三角形, 在经过中间障碍最狭窄的区域时, 气泡会受到挤压作用变成“葫芦形”, 在缓慢挤出障碍后在表面张力和浮力共同作用下, 气泡恢复成球冠形, 且下部分弧度比气泡进入障碍时要大.

图 4 给出了障碍物表面接触角为 60° 时的气泡上升图. 由图可以看出, 障碍物表面接触角为 60° 时, 气泡初始的形状与接触角 30° 时情况类似. 气泡在经过障碍物时也会产生二次形变, 上升过程虽也与障碍物有明显的距离, 但相对接触角 30° 时, 与障碍物的距离更近, 更贴近障碍物, 整体的形状随障碍物形状变形更加明显. 在经过障碍物最狭窄区域时, 也会产生“葫芦形”, 但“葫芦”的上半部分更大. 在整体挤过障碍后, 气泡会在下部分出现两个“小触角”, 这是由于浮力与障碍物的挤压力共同作用造成的. 与接触角 30° 不同的是, 润湿性的不同造成气泡在紧贴壁面的距离不同, 在快要挤出障碍物时, 60° 接触角的气泡下端与障碍物上半部分距离更近, 浮力

的作用使气泡下部分开始产生弧形的形变, 从而产生两个“小触角”.

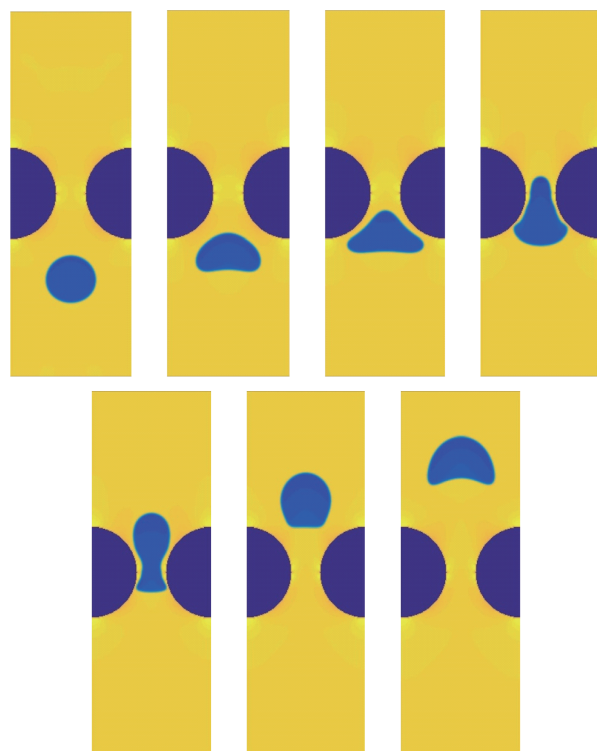


图 3 接触角为 30° 时气泡的运动过程

Fig.3 Bubble rising process with the contact angle of 30°

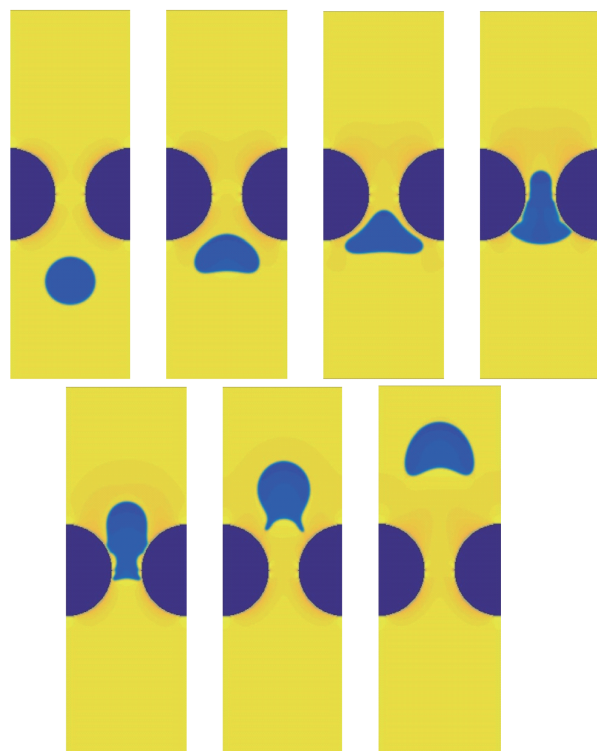


图 4 接触角为 60° 时气泡的运动过程

Fig.4 Bubble rising process with the contact angle of 60°

3.2 障碍物表面中性对气泡运动影响

图5给出了接触角为 90° (中性)时气泡的动力学过程,从图中可以看出,当障碍物表面润湿性为中性时,在气泡未到达障碍物时,气泡上升的整体过程与亲水情况类似.然而,一旦气泡靠近障碍物,会紧贴着半圆形障碍上升,并在气泡下部分出现两个左右对称的气泡孔.随着气泡不断上升,受浮力作用,气泡下半部分的弧度越来越大.当整体基本挤过障碍物后,气泡的变形更加明显,在浮力作用下,气泡与障碍物表面接触的下部分和整体的气泡脱离并破裂.主要部分继续受浮力作用上升,并受表面张力保持球形,小部分留在障碍物的上半圆中,并逐渐向左右两个壁面移动.

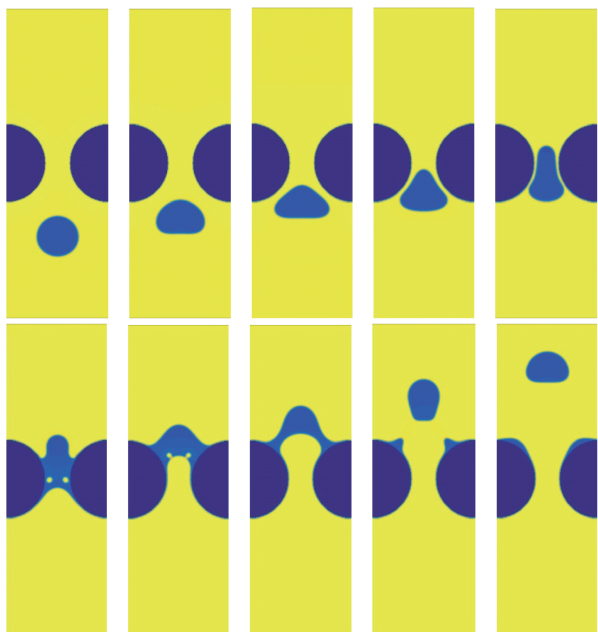


图5 接触角为 90° 时气泡的运动过程

Fig.5 Bubble rising process with the contact angle of 90°

3.3 障碍物表面亲气性对气泡运动影响

为了研究亲气障碍物对气泡动力学行为的影响,图6给出了障碍物表面接触角为 120° 时气泡的上升过程.从图中可以看出,由于此时障碍物完全亲气,在未接触障碍物前,气泡整体的运动状况与亲水表面、中性表面的情况类似.在逐渐挤过障碍物的过程中,气泡会因障碍物表面亲气而吸附在障碍物表面上,在障碍物表面形成一层气膜.在通过障碍物最狭窄部分,也会产生两个对称的气孔,与障碍物表面为中性情况相比,气孔产生的位置更靠近下壁面,并且气孔的尺度更大.随着气泡的上升,气孔的尺寸越来越大,当气泡运动到障碍物上方时,气泡的两个对称的小触角与障碍物的接触面积较大.在浮力作用

下,气泡与障碍物脱离,在气泡下方形成两个狭长的气带,随后在表面张力作用下,这两个气带收缩,气泡以球冠继续运动.

为了进一步研究亲气表面对气泡动力学行为的影响,图7给出障碍物表面为 150° 时气泡运动情况.

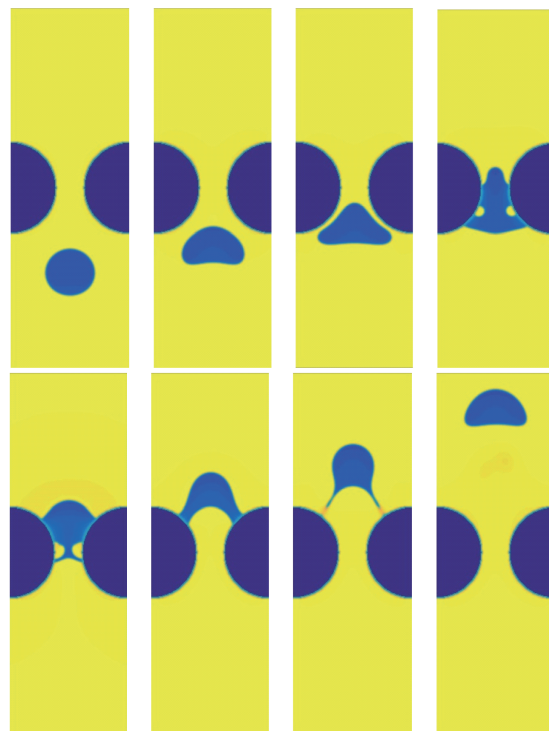


图6 接触角为 120° 时气泡的运动过程

Fig.6 Bubble rising process with the contact angle of 120°

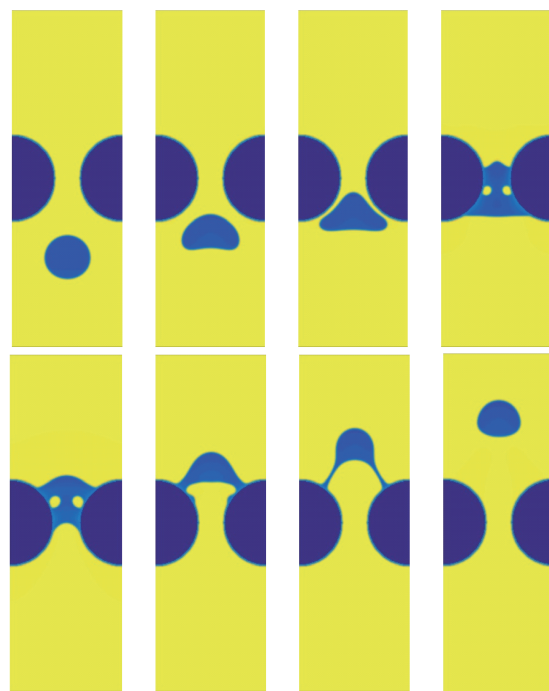


图7 接触角为 150° 时气泡的运动过程

Fig.7 Bubble rising process with the contact angle of 150°

从图中可以看出,与接触角为 120° 情况相比,气泡与障碍物接触时气孔变得更大.由于此时吸附力更强,上升的气泡残留在障碍物表面的质量增加,此时障碍物表面上会形成两个对称的小气泡,随着气泡越升越高,障碍物表面的气膜均匀铺展.与表面接触角为 120° 情况相比,在气泡没有脱离障碍物之前,气泡下方形成的两个触角与障碍物的接触面积更大,而气泡在整体挤过障碍物后,气泡整体的质量更少.

4 结 论

采用格子 Boltzmann 模型研究了障碍物表面润湿性不同时,微通道内气泡在浮力作用下的界面动力学行为,通过对比分析得出如下结论:

a. 当障碍物表面亲水时,气泡穿过整个通道的速度减小,并且气泡在穿过障碍物的过程中始终与障碍物表面保持 4 个网格左右的距离,因此,尽管气泡被障碍物挤压严重变形,但是全部气泡都可以顺利穿过障碍物.

b. 障碍物表面中性时,气泡的变形较亲水更明显.

c. 障碍物表面亲气时,气泡穿过障碍物通道时会粘附在障碍物表面,在浮力、表面张力以及粘附力的共同作用下,气泡分裂并严重变形,当气泡穿过障碍物时其质量减少,质量减少的量与壁面润湿性强度相关.

参考文献:

- [1] YAN Z, AWRASA M, GIOVANNI Z. Bubble nucleation and cooperativity in DNA melting[J]. *Journal of Molecular Biology*, 2004, 339(1): 67–75.
- [2] FEI K, CHENG C H, HONG C W. Lattice boltzmann simulations of CO_2 bubble dynamics at the anode of a μDMFC [J]. *Journal of Fuel Cell Science and Technology*, 2006, 3(2): 180–187.
- [3] FEI K, HONG C W. All-angle removal of CO_2 bubbles from the anode microchannels of a micro fuel cell by lattice-Boltzmann simulation [J]. *Microfluidics and Nanofluidics*, 2007, 3(1): 77–88.
- [4] ALIZADEH M, SEYYEDI S M, RAHNI M T, et al. Three-dimensional numerical simulation of rising bubbles in the presence of cylindrical obstacles, using lattice Boltzmann method [J]. *Journal of Molecular Liquids*, 2017, 236: 151–161.
- [5] MAXWORTHY T, GNANN G, KÜRTEN M, et al. Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 321: 421–441.
- [6] UCHIYAMA T, ISHIGURO Y. Experimental study of flow around a circular cylinder inside a cubble plume [J]. *Advances in Chemical Engineering & Science*, 2016, 6(3): 68342.
- [7] 董伟, 李瑞阳, 郁鸿凌. 气液两相流中气泡周围电场特性研究[J]. *上海理工大学学报*, 2004, 26(3): 197–201.
- [8] VAN BATEN J M, KRISHNA R. CFD simulations of mass transfer from Taylor bubbles rising in circular capillaries [J]. *Chemical Engineering Science*, 2004, 59(12): 2535–2545.
- [9] GUO X F, ZHOU Q, LI J, et al. Implementation of an improved bubble breakup model for TFM-PBM simulations of gas-liquid flows in bubble columns [J]. *Chemical Engineering Science*, 2016, 152: 255–266.
- [10] CHENG M, HUA J S, LOU J. Simulation of bubble-bubble interaction using a lattice Boltzmann method [J]. *Computers and Fluids*, 2009, 39(2): 260–270.
- [11] LI W Z, DONG B, SUN Y J, et al. Numerical simulation of a single bubble sliding over a curved surface and rising process by the lattice Boltzmann method [J]. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 2014, 65(2): 174–193.
- [12] HE X Y, CHEN S Y, ZHANG R Y. A lattice Boltzmann scheme for incompressible multiphase flow and its application in simulation of Rayleigh-Taylor instability [J]. *Journal of Computational Physics*, 1999, 152(2): 642–663.
- [13] BHATNAGAR P L, GROSS E P, KROOK M. A model for collision processes in gases I: small amplitude processes in charged and neutral one-component system [J]. *Physical Review*, 94(3): 511–525.
- [14] DAVIES A R, SUMMERS J L, WILSON M C T. On a dynamic wetting model for the finite-density multiphase lattice Boltzmann method [J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2006, 20(6): 415–425.

(编辑:丁红艺)