



大密度比气泡在含非对称障碍物微通道内的运动行为

贺传晖 刘高洁 娄钦

**Behavior of bubble with high density ratio in a microchannel with asymmetric obstacles**

He Chuan-Hui Liu Gao-Jie Lou Qin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 244701 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20211328

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211328>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

# 大密度比气泡在含非对称障碍物微通道内的运动行为\*

贺传晖 刘高洁 娄钦†

(上海理工大学能源与动力工程学院, 上海 200093)

(2021年7月18日收到; 2021年8月6日收到修改稿)

采用格子玻尔兹曼方法研究了含非对称障碍物微通道内气泡变形、分裂、上升速度、以及剩余质量比的变化规律. 研究表明, 首先, 气泡在穿过通道的过程中变形加剧时其上升速度会减小. 其次, 随着 Eötvös 数增加, 气泡在穿过障碍物的过程中形变越来越严重, 速度越来越大且通过时间越来越小. 除此之外, 随着气液黏度比增加, 气泡变形更严重, 上升速度显著增加, 且气泡剩余质量比减少. 另一方面, 随着障碍物纵向距离增加, 气泡通过障碍物的时间减少, 而气泡的剩余质量比呈现近似不变-增加-减小-增加的变化趋势. 再者, 为了研究障碍物横向距离对气泡运动形态的影响, 考虑了两种情况: 一是两障碍物长度同时改变; 二是仅改变单侧障碍物长度. 结果表明, 对于以上两种情况, 当横向距离较小时, 仅改变单侧障碍物长度造成气泡通过障碍物的时间更长. 最后, 研究结果还表明当右侧障碍物宽度足够大时, 气泡离开障碍物时的位置几乎不变, 而随着右侧障碍物宽度的增加, 气泡穿过障碍物的时间缓慢增加, 气泡的剩余质量比先近似不变然后大幅下降最后又保持近似不变.

**关键词:** 不对称障碍物, 气泡上升, 气液两相流, 大密度比

**PACS:** 47.11.-j, 47.55.Ca, 47.56.+r

**DOI:** 10.7498/aps.70.20211328

## 1 引言

自然界和工业过程中广泛存在着与气泡有关的现象, 例如日常生活中的沸腾现象, 肥皂泡在空气中的上升和破碎现象等. 在工业生产中, 燃料电池、冶金行业、核事故防泄漏处理、注气开采油藏等也都和气泡息息相关<sup>[1-7]</sup>. 例如, 燃料电池中二氧化碳气泡的生成、脱离和输运规律直接影响其使用时间和性能<sup>[8,9]</sup>; 冶金反应器中气泡的产生、聚并以及破碎过程对其反应速率有重要影响<sup>[10]</sup>; 超声波采油技术<sup>[11]</sup>中微气泡的膨胀和破裂决定了原油的产量. 因此微通道中气泡的行为研究对自然界现象的解释以及工业生产过程中的优化具有十分重

要的意义.

目前, 已有学者通过理论分析、实验研究或者数值模拟的方法对气泡的运动行为开展了大量研究工作, Davies 和 Taylor<sup>[12]</sup>通过理论和实验方法研究了体积较大的气泡在空气中上升时的形状变化以及上升速率, 建立了气泡上升速度和曲率之间的关系式. Walters 和 Davidson<sup>[13]</sup>进一步采用理论和实验方法研究了气泡上升过程中的形状变化规律, 发现气泡最初的形状变化主要与浮力和黏度有关. Unverdi 和 Tryggvason<sup>[14]</sup>采用锋面跟踪法研究了三维黏性不可压缩多相流中气泡的上升过程. 艾旭鹏和倪宝玉<sup>[15]</sup>利用气泡边界层理论研究了黏性流体下的气泡运动, 他们指出比较大的流体黏性会降低气泡射流速度. Rabha 和 Buwa<sup>[16]</sup>基于

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51976128, 51806142) 和上海市自然科学基金 (批准号: 19ZR1435700) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: louqin560916@163.com

流体体积 (Volume of Fluid, VOF) 方法调查了线性剪切作用下不同性质的液体中单个及多个气泡的上升行为, 并研究了相邻气泡之间的升力作用. 同样采用流体体积方法, Moran 等<sup>[17]</sup> 探究了在水平管道中运动的一个拉长气泡的运动形态, 主要研究了不同毛细数、邦德数以及雷诺数时气泡形状的变化. Chakraborty 等<sup>[18]</sup> 将 VOF 和 Level Set 方法进行耦合, 讨论了在低雷诺数大黏度比下的气泡在垂直管内的运动过程.

以上不同方法对气泡运动形态的研究工作揭示了影响气泡变化的因素, 为人们认识气泡在通道内的运动规律提供了理论基础. 另一方面, 在对微通道气泡行为进行数值研究时, 格子玻尔兹曼 (lattice Boltzmann, LB) 方法凭借其简单的相界面处理方法及易于实现边界条件等优点被研究人员广泛应用于两相流问题的研究. 采用 LB 方法, Anwar<sup>[19]</sup> 研究了不同 Eötvös 数 ( $EO$ )、Morton 数 ( $Mo$ )、Reynolds 数 ( $Re$ ) 下气泡的终端速度和形状. 结果表明, 随着黏度比的降低, 气泡终端的形变程度越小、末端速度越低. Alizadeh 等<sup>[20]</sup> 研究了气泡通过圆管之后的形状变化, 发现改变管之间的距离及其相应的直径会导致气泡的形状不同. 娄钦等研究了含对称半圆形微通道内<sup>[21]</sup> 以及分叉微通道内<sup>[22]</sup> 气泡的动力学行为. Yi 和 Xing<sup>[23]</sup> 调查了煤层中煤的润湿性对气泡行为的影响, 研究表明, 气泡的大小和接触角对气泡和水的流动能力都有显著影响. Sattari 等<sup>[24]</sup> 研究了多孔介质中不同  $EO$  数和壁面润湿性时气泡的行为, 他们观察到了气泡的分裂现象, 并发现在中等  $EO$  数时气泡能够不受干扰地通过障碍物, 而低  $EO$  数则容易出现蒸汽覆盖现象. Yu 等<sup>[25]</sup> 研究了不同  $Re$  数和  $EO$  数时充满圆形及半圆形障碍物的微通道内气泡变形、破碎、合并、阻力系数以及稳态流型.

上述工作研究了气泡的运动机理, 从多方面调查了气泡在微通道内的运动行为, 并对气泡穿过障碍物时产生的分裂现象、运动轨迹等进行了阐述. 但现有的研究大多数是在较小密度比下进行的, 很少考虑气液间大密度比的情况, 而实际上大密度比气泡广泛存在于工业过程中, 是一个无法忽视的研究问题. 其次, 对于微通道中障碍物的设定, 已有研究较一致地将障碍物对称分布, 较少研究障碍物的非对称性对气泡运动行为的影响, 但工业上气泡在逃逸过程中所碰到的管壁上的障碍物通常是随

机的. 因此, 本文研究大密度比气泡在含非对称性障碍物微通道内微观界面动力学行为以及宏观运动现象, 主要研究气泡不同表面张力、黏度比、障碍物大小、障碍物位置对气泡上升过程中形态变化、剩余质量比、上升速度、以及通过通道时间的影响.

## 2 格子玻尔兹曼模型

Liang 等<sup>[26]</sup> 提出的相场 LB 方法在研究大密度比两相流问题时稳定性较好<sup>[27]</sup>, 因此本文采用该模型研究大密度比气泡在含非对称障碍物微通道内的运动行为. 该模型的界面演化函数  $f_i(\mathbf{x}, t)$  用于求解 Allen-Cahn 方程<sup>[28,29]</sup>, 其形式如下:

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

而它的流场演化函数  $g_i(\mathbf{x}, t)$  用于求解 Navier-Stokes 方程<sup>[30,31]</sup>, 其形式如下:

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t) - g_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_g} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)] + \delta t G_i(\mathbf{x}, t), \quad (2)$$

其中  $\tau_f$ ,  $\tau_g$  分别为界面演化函数和流场演化函数对应的无量纲弛豫时间,  $F_i(\mathbf{x}, t)$  是源项,  $G_i(\mathbf{x}, t)$  是力项.  $f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$  和  $g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$  分别为界面演化函数和流场演化函数对应的平衡态分布函数, 它们可以分别表示为

$$f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \omega_i \Phi \left( 1 + \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} \right), \quad (3)$$

$$g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} \frac{P}{c_s^2} (\omega_i - 1) + \rho s_i(\mathbf{u}), & i = 0, \\ \frac{P}{c_s^2} \omega_i + \rho s_i(\mathbf{u}), & i \neq 0, \end{cases} \quad (4)$$

其中

$$s_i(\mathbf{u}) = \omega_i \left[ \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2c_s^2} \right]; \quad (5)$$

$\Phi$ ,  $\rho$ ,  $\mathbf{u}$  分别代表相场指标函数、流体密度和流体速度;  $c_s$  是声速;  $\mathbf{c}_i$  是离散速度;  $\omega_i$  是加权系数.  $\mathbf{c}_i$  和  $\omega_i$  取决于所使用的离散速度模型. 在本文中采用 D2Q9 格子模型, 该模型对应的加权系数  $\omega_i$  分别为  $\omega_0 = 4/9$ ,  $\omega_{1-4} = 1/9$ ,  $\omega_{5-8} = 1/36$ , 对应的离散速度配置如下:

$$c_i = \begin{cases} (0, 0)c, & i = 0, \\ \left( \cos \left[ \frac{(i-1)\pi}{2} \right], \sin \left[ \frac{(i-1)\pi}{2} \right] \right) c, & i = 1-4, \\ \sqrt{2} \left( \cos \left[ \frac{(i-5)\pi}{2} + \frac{\pi}{4} \right], \sin \left[ \frac{(i-5)\pi}{2} + \frac{\pi}{4} \right] \right) c, & i = 5-8, \end{cases} \quad (6)$$

其中  $c = \delta x / \delta t$  是晶格速度,  $\delta x$  和  $\delta t$  分别表示空间步长和时间步长, 而  $c_s = c / \sqrt{3}$  为模型常数, 在本文中  $\delta x$  和  $\delta t$  设置为长度和时间单位, 即  $\delta x = \delta t = 1$ . 方程 (1) 中的  $F_i$  的形式如下:

$$F_i = \left( 1 - \frac{1}{2\tau_f} \right) \frac{\omega_i c_i \cdot [\partial_t (\Phi \mathbf{u}) + c_s^2 \lambda \mathbf{n}]}{c_s^2}. \quad (7)$$

方程 (2) 中  $G_i$  的表示如下:

$$G_i = \left( 1 - \frac{1}{2\tau_f} \right) \omega_i \left[ \frac{c_i \cdot (\mu_\Phi \nabla \Phi + \mathbf{G})}{c_s^2} + \frac{(\rho_l - \rho_g) \mathbf{u} \nabla \Phi : c_i c_i}{c_s^2} \right], \quad (8)$$

式中  $\mu_\Phi$  为化学势, 定义为

$$\mu_\Phi = 4\beta\Phi(\Phi - 1)(\Phi - 0.5) - k\nabla^2\Phi, \quad (9)$$

其中  $k$  和  $\beta$  为模型参数, 它们与界面厚度  $W$  和表面张力  $\sigma$  的关系为

$$k = \frac{3}{2}\sigma W, \quad \beta = \frac{12\sigma}{W}. \quad (10)$$

根据 Chapman-Enskog 分析可以得到流场的宏观量如下 [26,32]:

$$\Phi = \sum_i f_i, \quad (11)$$

$$\rho = \Phi(\rho_l - \rho_g) + \rho_g, \quad (12)$$

$$v = \Phi(v_l - v_g) + v_g, \quad (13)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i c_i g_i + 0.5\delta t (\mu_\Phi \nabla \Phi + \mathbf{G}), \quad (14)$$

$$P = \frac{c_s^2}{(1 - \omega_0)} \left[ \sum_{i \neq 0} g_i + 0.5\delta t \times (\rho_l - \rho_g) \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + \rho s_0(\mathbf{u}) \right], \quad (15)$$

其中  $\rho_l$  和  $\rho_g$  分别代表液相和气相的饱和密度,  $v_l$  和  $v_g$  代表液相和气相的运动黏度. 需要指出的是流体的松弛时间  $\tau_g$  和运动黏度  $v$  有如下关系:

$$v = \mu / \rho = c_s^2 (\tau_g - 0.5) \delta t, \quad (16)$$

其中  $\mu$  为流体的动力黏度. 而松弛时间  $\tau_f$  与迁移率  $M$  的关系如下:

$$M = c_s^2 (\tau_f - 0.5) \delta t. \quad (17)$$

梯度项通过二阶中心各向同性方法计算 [33]:

$$\nabla \Phi(\mathbf{x}) = \sum_{i \neq 0} \frac{\omega_i c_i \Phi(\mathbf{x} + c_i \delta t)}{c_s^2 \delta t}, \quad (18)$$

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{x}) = \sum_{i \neq 0} \frac{2\omega_i [\Phi(\mathbf{x} + c_i \delta t) - \Phi(\mathbf{x})]}{c_s^2 \delta t^2}. \quad (19)$$

### 3 模型验证

采用 Laplace 定律对程序的正确性进行验证. 数值模拟中, 在长度和宽度均为 128 个网格的方形计算区域中心放置一个半径为  $R$ , 密度为  $\rho_g = 1$ , 黏度  $\mu_g = 1.0$  的气泡, 该方形计算区域的其他部分是密度  $\rho_l = 1000$ , 黏度  $\mu_l = 100$  的液体, 计算区域的四周均为周期性边界条件. 其他参数设置如下:  $M = 0.1, \sigma = 0.312, \Phi_l = 1, \Phi_g = 0, R = 20, W = 4, g = 0$ . 松弛时间  $\tau_f$  和  $\tau_g$  可由给定的迁移率以及流体黏度得到 (根据 (16) 式和 (17) 式). 根据 Laplace 定律, 对于该问题, 当系统达到稳定时, 气泡内外压力差满足 Laplace 定律 [21,34]:

$$\Delta P = \sigma / R. \quad (20)$$

为了验证 Laplace 定律, 在数值模拟中分别取了五种不同的半径情况, 即  $R = 24, 28, 32, 36, 40$ , 取三种不同表面张力, 即  $\sigma = 0.2, 0.15, 0.1$ . 对于以上所有情况, 当计算达到稳定后, 得到的气泡内外压力差  $P_i - P_o$  与半径之间的关系如图 1 所示. 可以看出, 计算结果符合 Laplace 定律.

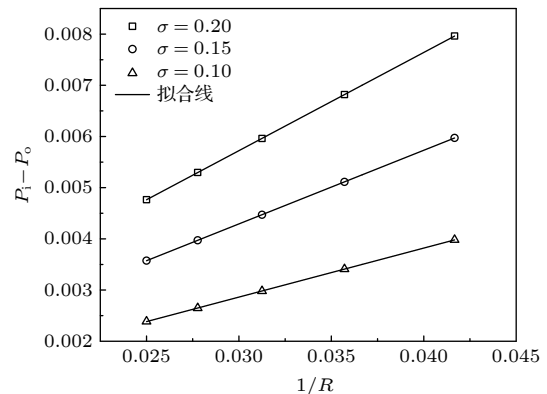


图 1 Laplace 定律验证

Fig. 1. Laplace law verification.

### 4 物理问题描述

本文研究的物理问题如图 2 所示, 在宽为  $W_0$ 、长为  $L_0$  的通道左右壁面上设置两个非对称障碍物, 其中左侧障碍物的长度和宽度分别为  $L_l$  和  $W_l$ , 右侧障碍物的长度和宽度分别为  $L_r$  和  $W_r$ , 两障碍物底边与管道左右壁面的交点分别为  $(0, y_l)$  和  $(0, y_r)$ , 初始时在管道内放置一个密度为  $\rho_g$ , 半径为  $R$ , 圆心为  $(x_c, y_c)$  的气泡. 而管道的其他部分充满密度为  $\rho_l$  的液体, 在  $y$  方向施加力  $G = (\rho - \rho_g)g$ , 则气泡在流体区域内向上运动. 计算区域的上下边界条件为周期边界, 左右壁面及障碍物表面采用 Ladd<sup>[35,36]</sup> 提出的无滑移半反弹边界条件, 本文未考虑壁面润湿性的影响, 关于壁面润湿性对气泡运动行为的影响我们会在后续工作中进行系统研究. 该物理问题有一个重要无量纲数, 即 Eötvös 数 ( $EO$ ):

$$EO = \frac{g(\rho_l - \rho_g)4R^2}{\sigma}, \quad (21)$$

其表征浮力与表面张力的相对大小. 在下文中, 为了描述气泡宏观的运动特性, 需要用到气泡的剩余质量比、气泡的上升速度以及气泡通过时间, 定义如下: 1) 气泡的剩余质量比 ( $De$ ). 气泡达到通道顶端时的剩余质量与最初时刻的质量比. 剩余质量可以通过计算初始气泡质量减去残留在障碍物表面上的质量获得, 而气泡质量可以用计算区域内气相区所有格点上的质量求和得到, 其中气相区定义为  $\phi < 0.5$  所在的区域. 2) 气泡的上升速度 ( $V_b$ ). 气泡在  $y$  方向的上升速度  $V_b = \sum_x \Phi u_y / \sum_x \Phi$ , 其中

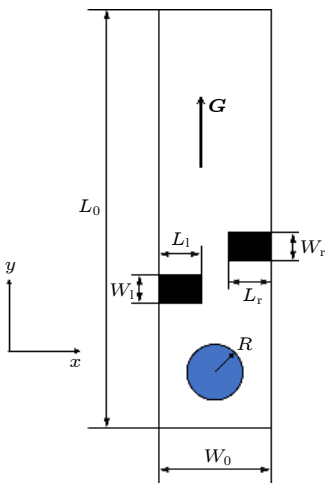


图 2 物理模型  
Fig. 2. Physical model.

$x$  为计算区域内的所有格点,  $u_y$  为速度在  $y$  方向的分量. 3) 气泡通过时间 ( $T$ ). 气泡从开始运动到运动到通道出口处所需的时间. 本文选取  $2R$  为特征长度、 $\sqrt{2Rg}$  为特征速度、 $\sqrt{2R/g}$  为特征时间, 分别对与长度、速度和时间相关的量进行无量纲化处理, 对应的无量纲量用原符号加星号上标表示.

### 5 结果与讨论

下面研究大密度比气泡在含非对称障碍物通道中的运动行为. 气泡的运动行为受很多因素的影响, 如障碍物的相对位置、障碍物之间孔径大小、气液两相的黏度比、浮力和表面张力的相对大小等. 本文主要研究  $EO$  数、气液两相黏度比、障碍物的纵向距离、横向距离以及障碍物的相对大小对气泡运动行为的影响. 数值模拟中  $\rho_g = 1$ ,  $\rho_l = 1000$ ,  $\mu_l = 100$ ,  $\mu_g = 1.0$ ,  $M = 0.1$ ,  $\sigma = 0.312$ ,  $\Phi_l = 1$ ,  $\Phi_g = 0$ ,  $W_0 = 80$ ,  $L_0 = 300$ ,  $R = 20$ ,  $W = 4$ ,  $g = 3.9 \times 10^{-6}$ , 气泡圆心位置为  $(40, 40)$ , 松弛时间  $\tau_l$  和  $\tau_g$  可通过 (16) 式和 (17) 式根据给定的迁移率以及流体黏度得到. 需要指出的是, 以上参数的单位均为格子单位, 关于格子单位和物理单位之间的转换有兴趣的读者可以参阅文献 [37, 38].

#### 5.1 $EO$ 数的影响

本小节研究表征浮力和表面张力相对大小的  $EO$  数对气泡运动行为的影响, 在数值模拟中主要考虑了六种  $EO$  数的情况:  $EO = 5, 10, 15, 20, 25, 30$ . 其他参数设置如下:  $L_l = L_r = 30$ ,  $W_l = W_r = 20$ , 两障碍物底边与管道左右壁面的交点分别为  $(0, 90)$  和  $(0, 120)$ , 不同的  $EO$  数通过调节表面张力的大小得到.

图 3 描述了  $EO = 5, 15, 20$  时气泡在管道内不同时刻的形态变化. 如图 3(a) 所示, 当  $EO = 5$  时, 气泡在即将触碰到左侧障碍物时 ( $t^* = 9.379$ ), 其左上侧开始稍有变形, 略微向内凹陷; 气泡在穿过障碍物的过程中 ( $t^* = 15.632-19.072$ ) 受到左右两侧障碍物的挤压, 其顶端仍然基本保持了圆形; 当气泡完全突破障碍物时, 其与左侧障碍物发生拉扯, 尾部出现小尖角 ( $t^* = 25.325$ ); 随后气泡在浮力的作用下完全与障碍物脱离, 脱离后的气泡继续上升, 由于气泡在穿过障碍物的过程中形变较小, 当它穿过障碍后 ( $t^* = 36.580$ ), 在很短的时间内

( $\Delta t^* = 2.501$ ) 恢复了圆形. 当  $Eo$  数增大到 15 时 (如图 3(b) 所示), 气泡在通过障碍物的过程中变成了长条形 (图 3(b) 中  $t^* = 17.508$  时刻); 当气泡与障碍物脱离时, 在左侧障碍物表面留下了微小的气泡.  $Eo$  数增加到 20 时 (如图 3(c) 所示), 气泡与左侧障碍物分离时在左侧障碍物表面留下一个残留小气泡, 随后右边有一部分气泡触碰到障碍物后粘在障碍物表面 ( $t^* = 23.761-27.513$ ); 当气泡与右侧障碍物脱离后其在右侧障碍物表面也残留一个小气泡. 综上所述, 随着  $Eo$  增加, 气泡在穿过障碍物通道过程中分裂的次数增加, 该现象与前人研究结果 [25] 一致. 此外, 随着  $Eo$  数增加, 气泡在运动过程中形变越来越明显, 这是因为表面张力随着  $Eo$  数的增加而减小, 导致气泡在运动过程中更容易发生形变, 以上结论与 Alizadeh 等 [20] 的研究结果一致.

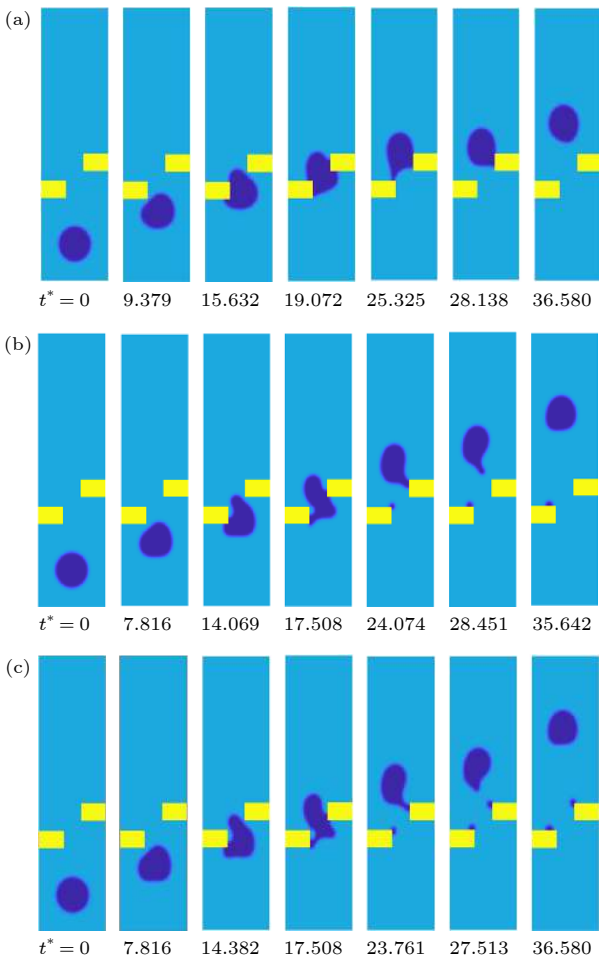


图 3 不同  $Eo$  数下的气泡形态 (a)  $Eo = 5$ ; (b)  $Eo = 15$ ; (c)  $Eo = 20$   
 Fig. 3. Bubble shapes at different values of  $Eo$  number: (a)  $Eo = 5$ ; (b)  $Eo = 15$ ; (c)  $Eo = 20$ .

从图 3 还可以看出,  $Eo$  数除了影响气泡的形状外, 还对气泡穿过障碍物的时间有很大的影响. 为了进一步研究  $Eo$  数对气泡运动特性的影响, 图 4 给出了不同  $Eo$  数下气泡的上升速度随时间的变化过程. 可以看出, 气泡在通道内的运动过程与气泡在运动过程中的状态变化一一对应. 不失一般性, 以  $Eo = 20$  为例, 当气泡距离障碍物较远时气泡在运动过程中速度逐渐增加; 当气泡接近障碍物时受到障碍物的阻碍作用, 速度出现了小幅下降 ( $t^* = 2.814-7.816$ ); 当气泡顶端突破障碍物的最小间隙后 ( $t^* = 14.382$ ), 气泡的速度快速增加, 并在  $t^* = 17.508$  时达到了最大值, 其峰值为 0.00376. 对比图 3(c) 可知, 此时由于右边障碍物对气泡的黏附力, 随后其形状进一步发生变化, 对应的速度也开始迅速下降, 速度下降的趋势持续到  $t^* = 23.761$ , 此时气泡突然离开障碍物, 随后在一小段时间区间内 ( $t^* = 23.761-27.513$ ) 速度开始有所增加, 形成了第二个局部的速度峰值. 同时由于气泡离开障碍物时被挤压成极不规则的形状, 当其离开障碍物后, 气泡的形状在一段时间内 ( $t^* = 27.513-36.580$ ) 随着通道截面增加会迅速发生变化以尽可能收缩成圆形, 因此速度出现小幅度下降. 随后气泡在浮力和表面张力的作用下, 一边变形一边上升, 速度又一次出现小幅度下降. 从以上结果可以看出, 气泡微观的界面变化直接影响气泡宏观的运动速度.

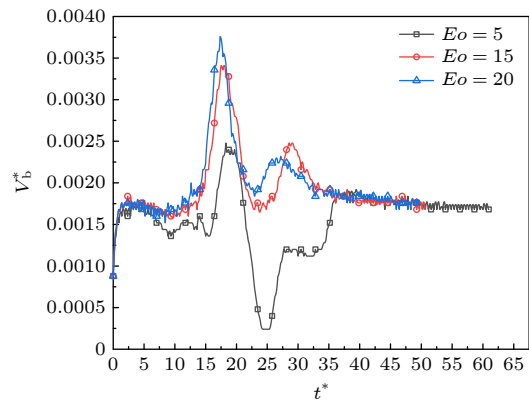


图 4 不同  $Eo$  数下气泡的上升速度  
 Fig. 4. Bubble velocity at different values of  $Eo$  number.

从图 3 还可以看出, 随着  $Eo$  数增加, 气泡穿过障碍物需要的时间减小, 且气泡在穿过障碍物之后依次出现了“完全与障碍物脱离”、“在左侧障碍物表面残留小气泡”、“在左右两侧障碍物表面都残留

气泡”几种情况,说明  $Eo$  数对气泡穿过障碍物的时间和质量都有影响. 为了说明这一现象,图 5 给出了不同  $Eo$  数时得到的气泡剩余质量比  $De$  以及气泡穿过障碍物的时间  $T^*$ . 可以看出,  $Eo$  数越大,气泡穿过障碍物的时间越短. 具体地说,当  $Eo$  数较小时,  $Eo$  数的增加能够大幅减小气泡通过时间,而当  $Eo$  数增加到 15 之后,气泡穿过障碍物的时间随着  $Eo$  数的增加缓慢减小. 另一方面,当  $Eo$  数较小时,气泡能全部穿过障碍物,此时气泡的剩余质量比不随  $Eo$  数的增加而改变. 随着  $Eo$  数的增加,气泡会依次残留在左边障碍物以及左右两边障碍物表面,此时气泡剩余质量比随  $Eo$  数的增加快速减小,而当  $Eo$  数增加到一定值时 ( $Eo = 20$ ),气泡的剩余质量比的减少趋于平缓. 这是因为当  $Eo = 20$  时,气泡在穿过障碍物的过程中已经在左右障碍物表面各留下一个残留小气泡,随着  $Eo$  数的进一步增加,尽管气泡所受的浮力相对于表面张力更大,然而气泡残留在障碍物表面的质量增加并不明显.

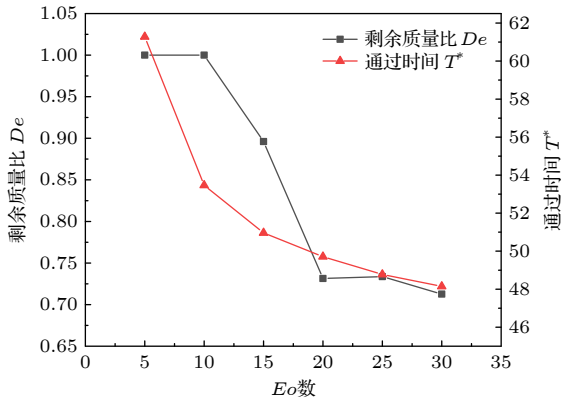


图 5 不同  $Eo$  数下气泡的剩余质量比和通过时间  
Fig. 5. Rate of residual mass and passing time of bubble at different values of  $Eo$  number.

### 5.2 黏度比的影响

本节探究黏度比对气泡上升过程中形态变化的影响. 数值模拟中保持气体黏度不变  $u_g = 1.0$ , 通过设置不同的液体黏度而得到不同的黏度比, 下文中  $u_l$  分别为设置为 10, 50, 100, 150, 200, 对应的黏度比  $M = u_g/u_l$  为 0.1000, 0.0200, 0.0100, 0.0068, 0.0050. 本节中  $Eo = 20$ , 其他参数设置与 5.2 节相同.

图 6 给出了气液黏度比为 0.1000 时气泡在关键时刻的形状以及气泡在上升过程中速度随时间的变化趋势. 如图 6 所示, 气泡在穿过障碍物的过程中一共被分成五部分, 该现象与文献 [39–41] 发

现的气相与液相的黏度比越大, 气泡变形越严重结论一致. 具体地说, 当气泡脱离左侧障碍物时产生第一次分离, 此时在左侧障碍物表面上留下三个孤立的小气泡, 而当气泡与右侧障碍物分离时又在该障碍物表面留下一个小气泡. 另一方面, 气泡上升过程中速度也发生了很大的变化. 从初始时刻到  $t^* = 4.846$ , 气泡与障碍物通道的距离较远, 速度在上升过程中随时间增加. 当  $t^* = 4.846$  时, 气泡接近障碍物通道, 此时速度达到第一个峰值 (速度峰值为 0.00824). 随后在  $t^* = 4.846—5.628$  的一段时间, 气泡的形状开始快速变化, 对应的速度随时间减小. 在  $t^* = 5.628—7.035$  区间内, 气泡穿过障碍物最小间隙, 速度开始上升, 并在  $t^* = 7.035$  时速度达到了第二个峰值 (峰值为 0.00888). 此时, 气泡下部与左右障碍物接触, 被拉扯成细长状. 随后左侧障碍物对气泡的黏附力使得气泡的上升速度下降 ( $t^* = 7.035—8.129$ ). 在气泡与左侧障碍物分离后的很短时间内 ( $t^* = 8.129—9.067$ ) 气泡的速度又出现了小幅度上升. 从  $t^* = 9.067$  到  $t^* = 10.474$ , 气泡黏附在右侧障碍物表面上, 导致其速度又一次减小. 随后气泡突然脱离障碍物 ( $t^* = 10.474$ ), 速度迅速增加并在  $t^* = 12.506$  时达到了第四个峰值 0.0106. 由于气泡在脱离前被右侧障碍物拉扯, 其与障碍物脱离时变形严重, 尾部出现小尾巴状, 随后在表面张力的作用下气泡的小尾巴逐渐消失, 同时速度出现小幅度下降 ( $t^* = 12.506—14.851$ ), 气泡在  $t^* = 14.851$  时呈现向右倾斜的月牙形, 倾斜的程度在  $t^* = 12.506—17.821$  时间段内逐渐减小, 速度在  $t^* 17.821$  时提升到了 0.0103, 随后气泡的速度略有下降, 最终气泡在  $t^* = 19.853$  时到达了通道顶端.

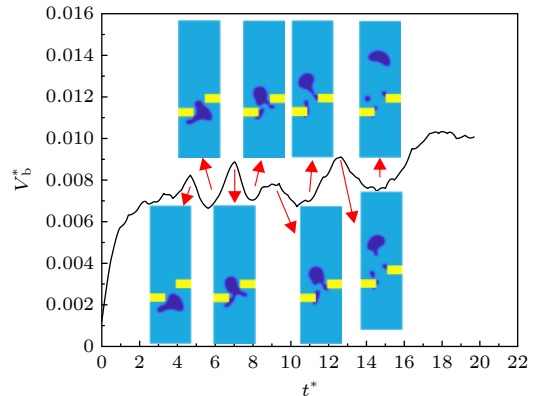


图 6 黏度比  $M = 0.1000$  时的速度变化  
Fig. 6. Bubble velocity at the viscosity ratio  $M = 0.1000$ .

其他四种情况下气泡的上升速度随时间的变化过程以及气泡在即将到达顶端时的运动形态如图 7 所示. 相似地, 对于不同黏度比的情况, 气泡上升速度的变化都呈现增大-减小-增大-减小-增大-减小-近似不变的趋势. 然而不同黏度比下的速度值有较大差异, 黏度比越大, 气泡在上升过程中的速度也越大. 这是因为液相的黏度随着黏度比的增加而减小, 使得气泡在上升过程中受到的阻力减小. 黏度比  $M = 0.0200$  时的速度最大值为 0.00536, 且气泡接近通道顶端的速度为 0.00312, 是  $M = 0.0100$  时对应速度的 1.86 倍. 另一方面, 气泡穿过障碍物通道后速度近似不变, 该近似不变的速度随着黏度比的增加而增加. 例如, 当  $t^* > 25$  后, 黏度比  $M = 0.0200$  时, 接近通道顶端时气泡的稳定速度约为 0.00328. 而黏度比  $M = 0.0100, 0.0068, 0.0050$  时, 接近通道顶端时气泡的速度分别为 0.00192, 0.00128, 0.000960, 远小于  $M = 0.0200$  的情况. 此外, 气泡穿过障碍物区域后, 从气泡即将到达出口时的形态图可以发现, 残留气泡的面积随着黏度比的增大而增加. 气泡在小黏度比下更能保持圆形, 而在大黏度比下气泡的下方有向内凹陷的趋势.

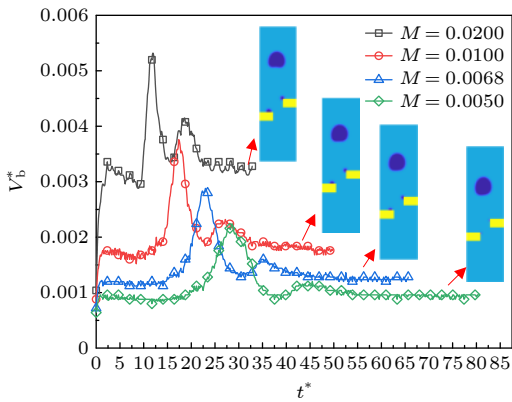


图 7 不同黏度比下气泡的速度

Fig. 7. Bubble velocity at different values of viscosity ratio.

图 8 给出了不同黏度比下气泡的剩余质量比和通过障碍物的时间. 可以看出, 气泡的剩余质量比和通过障碍物的时间都随着黏度比的增加而降低. 当黏度比为 0.0050 时, 气泡剩余质量比高达 0.98, 说明此时障碍物表面上只残留了很小一部分气泡, 当黏度比增大到 0.0068 时, 剩余质量比为 0.75, 减小了 23%. 随着黏度比继续增大, 剩余质量比近似线性减小. 另一方面, 气泡通过障碍物的时间随着黏度比的增大先快速减小然后缓慢减小. 在黏度比

为 0.1000 的情况下气泡穿过障碍的时间为 19.853, 而在黏度比为 0.0050 的情况下, 气泡穿过障碍物的时间为 80.976. 即当黏度比从 0.1 减小到 0.005 时, 气泡穿过障碍物的时间增加了 307.9%.

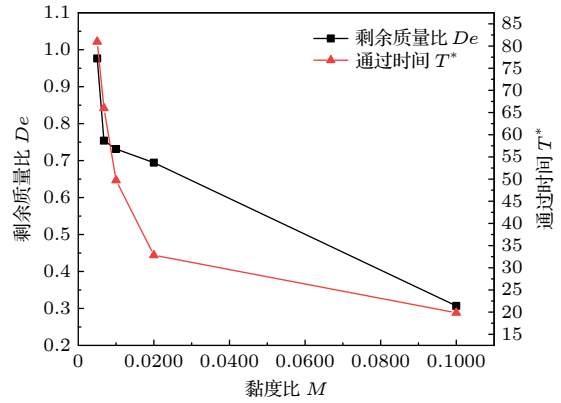


图 8 不同黏度比下气泡的剩余质量比和通过时间

Fig. 8. Rate of residual mass and passing time of bubble at different values of viscosity ratio.

### 5.3 障碍物纵向距离的影响

由于实际问题中通道内障碍物的大小和位置非常复杂, 本小节研究障碍物的纵向距离对气泡动力学行为的影响. 这里障碍物的纵向距离  $y_1$  用左右障碍物底边在  $y$  方向的距离来测量. 在数值模拟中, 两障碍物的长度  $L_1 = L_r = 30$ , 宽度  $W_1 = W_r = 20$ , 两障碍物横向距离为 20, 保持两障碍物大小以及左侧障碍物位置不变, 通过调节右侧障碍物的位置得到不同的障碍物纵向距离, 并考虑以下 9 种不同的情况, 即无量纲纵向距离  $y_1^*$  分别取 0, 0.125, 0.25, 0.375, 0.5, 0.625, 0.75, 0.875, 1. 对于所有的不同纵向距离的情况,  $EO = 20$ , 其他参数的设置与 5.1 节相同.

图 9 给出了不同障碍物位置得到的气泡剩余质量比和穿过障碍物的时间. 障碍物纵向距离的增大并不能总是使气泡的剩余质量增加. 当气泡的纵向距离为 0 和 0.125 时, 气泡的剩余质量比相差较小, 当纵向距离在 0.125—0.375 范围内时, 剩余质量随着纵向距离增大急剧增加, 当纵向距离在 0.375—0.75 范围内时, 剩余质量随着纵向距离增大迅速减小, 而当纵向距离在 0.75—1 范围内时, 剩余质量随着纵向距离增大而增加. 在  $y_1^* = 0.75$  时剩余质量最小, 即障碍物上附着气泡质量最大. 为了进一步阐释气泡质量的变化规律, 图 10 给出了同一时刻不同障碍物纵向距离时得到的残留气泡的大



小和位置,可以看出,随着纵向距离的增加,气泡分布位置的改变影响了气泡的剩余质量比. 具体地说,在障碍物纵向距离小于 0.375 时,残留在左右障碍物下方的气泡随着障碍物纵向距离的增加而减少. 在这个范围内,距离的增大有利于气泡通过障碍物,从而减少残留气泡的质量. 当左右障碍物纵向距离增大至 0.5 时,左边障碍物除了底部外,

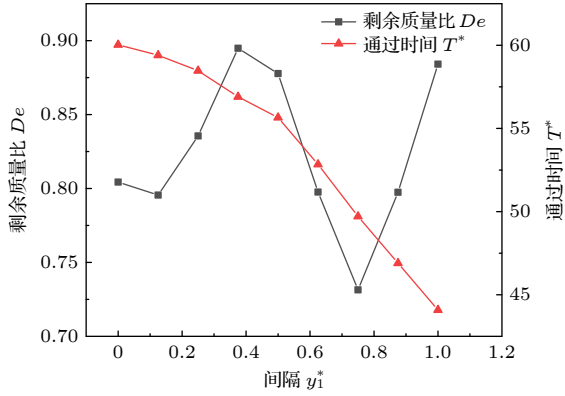


图 9 不同障碍物纵向距离下气泡的剩余质量比和通过时间  
Fig. 9. Rate of residual mass and passing time of bubble at different vertical distances between the obstacles.

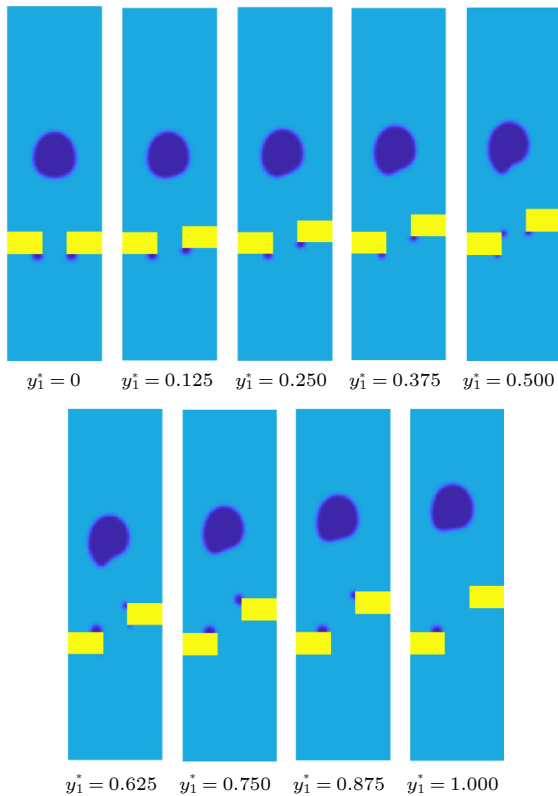


图 10 不同障碍物纵向距离在同一时刻下气泡穿过障碍物后的形态

Fig. 10. Bubble shape after passing through obstacles under different vertical distances between the obstacles at the same time.

其侧面也出现少量气泡残留. 此时,距离的增加并不能减少障碍物上的残留物,反而因为气泡和左边障碍物的接触面积增加使得气泡的残留质量增加,导致气泡剩余质量减少. 当障碍物的距离增加到 0.625 时,右边障碍物除了底面外,其左侧面也出现了气泡残留.  $y_i^* = 0.75$  时,左右障碍物下方的残留气泡消失,然而上方残留的气泡更多,此时气泡剩余质量比继续减小,值为 0.73. 而当障碍物纵向距离大于 0.75 时,气泡剩余质量比开始增加. 这是由于当障碍物纵向距离增加到一定程度时,气泡穿过左边障碍物之后,通道越大气泡与右侧障碍物的接触面积越少,甚至不与右边障碍物下表面发生接触 ( $y_i^* = 1$ ),使得残留在障碍物表面的气泡质量减少.

另一方面,从图 9 还可以发现,气泡通过障碍物的时间随着障碍物纵向距离的增加而减少. 为了阐明引起这一现象的原因,图 11 给出了不同障碍物纵向距离时气泡的上升速度. 从图 11 结果可知,障碍物纵向距离越大,气泡上升初期的速度增长幅度越大,同时气泡接近通道顶端的速度也越大. 另一方面,当障碍物纵向距离小于 0.5 时,在气泡快要触碰到障碍物时,有明显的速度减小段,而在障碍物距离大于 0.5 的时候,速度减小的程度不明显. 这是因为两障碍物之间的纵向距离越大,气泡在遇到第一个障碍物时有更多朝右侧避让的空间,气泡所受的阻碍力减少. 此外,对于所有的情况,当气泡完全穿过障碍物最小间隙后速度迅速下降,且纵向距离越大,气泡速度减少的程度越小. 这是由于纵向距离较大时,气泡和右边障碍物的接触更少,所受的黏附力减小,速度下降的幅度也更小.

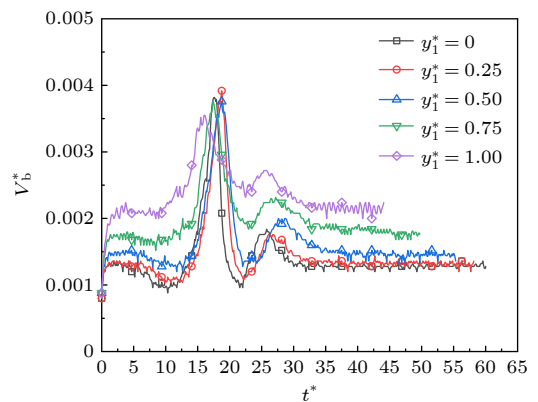


图 11 不同障碍物纵向距离下气泡的速度

Fig. 11. Velocity of bubble at different vertical distances between the obstacles.

### 5.4 障碍物横向距离的影响

本小节进一步研究障碍物横向距离  $x_1$  对气泡运动行为的影响. 这里障碍物的横向距离  $x_1$  指的是两障碍物在水平方向的距离, 可以通过通道宽度减去两障碍物长度之和得到. 为了得到不同的障碍物横向距离, 主要考虑如下两种情况. Case A: 左右障碍物长度相同, 通过同时改变两侧障碍物长度而得到不同的横向距离. Case B: 保持左侧障碍物不变, 只改变右侧障碍物的长度而得到不同的障碍物横向距离, 对于以上两种情况都保持障碍物纵向距离  $y_1 = 30$  不变.

#### 5.4.1 Case A: 同时改变左右侧障碍物的长度

本节设置 8 种不同障碍物情况:  $x_1^*$  分别为 0.7, 0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0, 其他参数设置与 5.1 节中  $Eo = 20$  的情况相同.

图 12 给出了障碍物横向距离  $x_1^* = 0$  的情况下气泡上升速度随时间的变化以及关键时刻对应的气泡形态. 对比图 4 ( $x_1^* = 0.5, Eo = 20$ ) 可知,  $x_1^* = 0$  和  $x_1^* = 0.5$  得到的气泡上升过程中的速度变化趋势基本相同 (增大-减小-增大-减小-增大-减小), 然而气泡的速度变化程度以及气泡的形态有明显的差异. 首先, 当障碍物横向距离为 0 时, 气泡速度到达第一个峰值后 ( $t^* = 2.970$ ) 速度下降的幅度大且持续时间长. 其次, 气泡速度的第二个峰值 (0.00192) 大于第一个速度峰值 (0.00168), 为其上升速度的最大值, 此速度峰值出现的时刻对应气泡脱离障碍物的时刻, 而在 5.1 节中  $x_1^* = 0.5$  时, 速度的最大值出现的时刻为大部分气泡穿过两障碍物

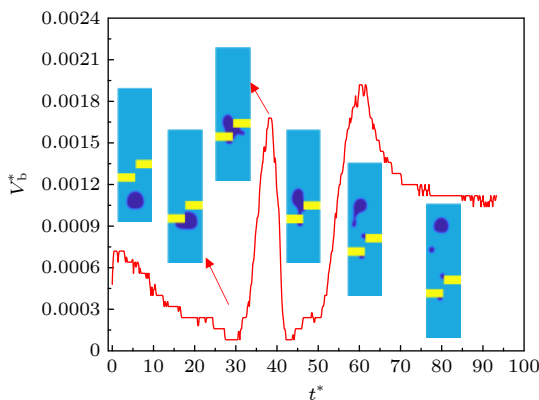


图 12 障碍物横向距离  $x_1^* = 0$  时气泡的速度 (Case A)  
Fig. 12. Velocity of bubble at the horizontal distance  $x_1^* = 0$  (Case A).

最小间隙的时刻 (图 3(c) 和图 4). 此外,  $x_1^* = 0$  时气泡在通道内运动时被分裂成了四部分 (一个大气泡和三个小气泡), 第一次分裂是由于气泡通过左侧障碍物时在障碍物的下方残留了一个小气泡, 第二次发生在气泡脱离右侧障碍物时, 第三次分裂发生在气泡离开障碍物后, 其尾部细长的小尾巴在上升的过程中与主气泡发生分裂.

图 13 给出了其他七种情况下气泡在上升过程中的变化过程. 从图 13 结果可知, 当障碍物横向距离小于 0.6 时, 气泡在上升过程中速度的变化趋势与前面小节中相同, 都为增大-减小-增大-减小-增大-减小. 而当横向距离增加到 0.7 时, 气泡在上升过程中的变化趋势为增大-减小-增大-减小. 这是因为随着横向距离的增加, 气泡在靠近障碍物时其速度不再下降, 且气泡在完全穿过障碍物后其形变不明显使得速度下降也不明显. 为了说明这一点, 图 14 给出了不同障碍物横向距离时气泡在即将脱离障碍物时的运动形态. 可以看出, 当距离  $x_1^* = 0.7$  时, 气泡到达第二个障碍物时几乎没有与障碍物接触, 其头部保持了圆形而尾部也只是发生了略微变形, 因此气泡靠近障碍物时 ( $t^* = 1.876-8.286$ ) 速度上升趋势仅仅是减缓而不是明显的下降. 另一方面, 气泡穿过障碍物以后, 对于横向距离小于 0.6 的情况, 由于障碍物通道较小, 气泡受到的挤压力较大, 气泡在穿过障碍物通道时其尾部被拉成了“逗号”的形状, 而且障碍物的横向距离越小, “逗号”的尾巴越长. 以上现象说明障碍物的横向距离越小, 气泡受到的挤压力越大, 因此气泡速度下降的幅度也越大. 具体地说, 当气泡靠近障碍物时, 障碍物横向距离  $x_1^* = 0.6$  时气泡速度从  $t^* = 1.251$

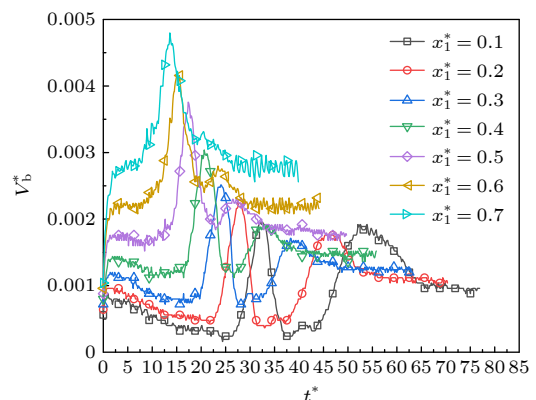


图 13 不同障碍物横向距离下气泡的速度变化 (Case A)  
Fig. 13. Velocity of bubble at different horizontal distances between the obstacles (Case A).

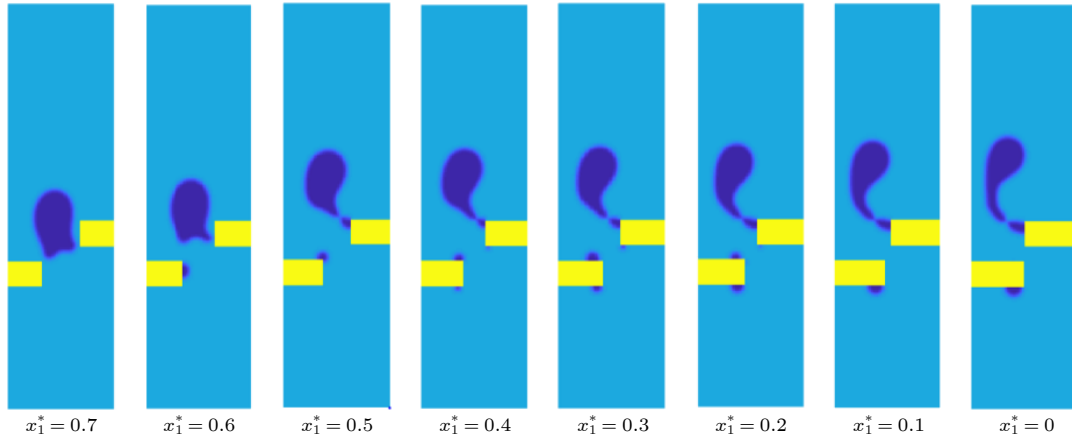


图 14 不同障碍物横向距离下气泡即将脱离障碍物时的形态 (Case A)

Fig. 14. Bubble shape of leaving obstacles at different horizontal distances between the obstacles (Case A).

时刻的 0.00232, 下降到了  $t^* = 7.503$  时的 0.00216, 只下降了 6.9%. 而在横向距离  $x_1^* = 0.2$  时, 速度从  $t^* = 1.407$  时刻的 0.000960, 下降到了  $t^* = 7.503$  时的 0.000240, 下降了 75.0%.

图 15 给出了 Case A 在不同横向距离下得到的气泡剩余质量比和通过障碍物的时间. 从图 15 结果可以发现, 当障碍物横向距离小于 0.3 时, 气泡的剩余质量比变化不明显, 当横向距离大于 0.3 时, 气泡剩余质量比开始出现明显的增长趋势, 当横向距离  $x_1^* = 0.7$  时, 气泡剩余质量比为 1, 说明气泡全部穿过了障碍物没有任何残留, 这是因为随着障碍物横向距离的增加, 气泡更容易通过障碍物通道. 从图 15 还可以发现一个有趣的现象, 即横向距离为 0.5 时的气泡剩余质量比略小于横向距离为 0.4 时得到的值, 这是因为横向距离从 0.4 增加

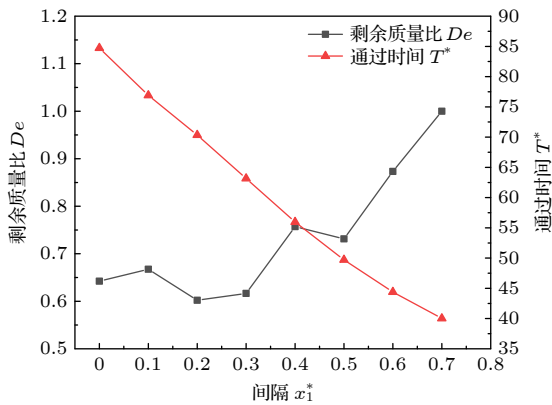


图 15 不同障碍物横向距离下气泡的剩余质量比和通过时间 (Case A)

Fig. 15. Rate of residual mass and passing time of bubble at different horizontal distances between the obstacles (Case A).

到 0.5 的过程中, 气泡与左侧障碍物接触面积增加, 导致残留在左侧障碍物表面上的气泡质量增加 (如图 14 所示). 另一方面, 不同障碍物横向距离得到的气泡通过障碍物的时间随着横向距离的增大而近似线性减小, 距离为  $x_1^* = 0$  时, 气泡所需通过时间最大 ( $T^* = 84.728$ ), 距离为  $x_1^* = 0.7$  时, 气泡的通过时间最小 ( $T^* = 40.019$ ).

#### 5.4.2 Case B: 改变单个障碍物的长度

本小节通过改变右侧障碍物的长度  $L_r$  来研究障碍物横向距离对气泡运动行为的影响, 分别考虑了右侧障碍物长度  $x_1$  为 34, 38, 42, 46, 50 这五种情况, 对应的障碍物间的无量纲横向距离  $x_1^*$  分别为 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0. 数值模拟中其他参数的设置与 5.4.1 小节中情况相同.

图 16 给出了 Case B (改变右侧障碍物长度) 情况下当障碍物横向距离  $x_1^* = 0$  时得到的气泡上升速度和关键位置形状图. 对比图 12 (Case A) 和图 16 可知, 尽管两种情况障碍物通道的横向距离都是 0, 但是由于障碍物结构不同, 导致气泡的运动形态有很大变化. 首先, 对于 Case A, 气泡在穿过障碍物通道后分裂成四个小气泡, 其中一个出现在左侧障碍物处, 一个出现在右侧障碍物处, 另外两个出现在障碍物上方. 而对于 Case B, 气泡穿过障碍物通道后也分裂成了四部分, 但是其中两个小气泡出现在右侧障碍物表面, 剩下一大一小的两个气泡出现在障碍物上方的通道中. 同时, Case B 出现在障碍物上方的两个气泡的位置都比较靠近通道左侧, 尤其是尺寸较小的气泡, 几乎贴在了通道左侧壁面上.

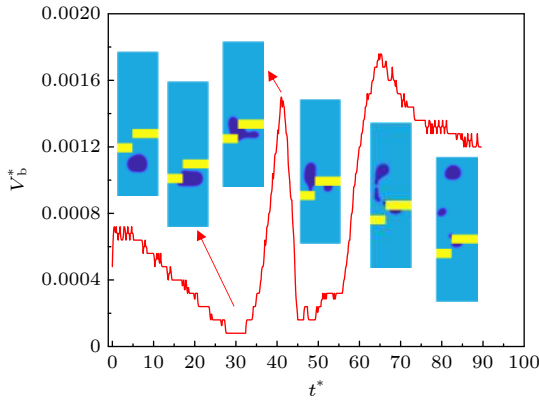


图 16 障碍物横向距离  $x_1^* = 0$  时气泡的速度 (Case B)  
Fig. 16. Velocity of bubble at the horizontal distance  $x_1^* = 0$  (Case B).

为了直观地描述两种情况下气泡运动的区别, 图 17 给出了不同情况下得到的气泡通过障碍物的时间. 从图 17 结果可知, 对于 Case A 和 Case B, 都有随着障碍物距离的增大, 气泡通过时间明显减少. 而且在气泡距离大于等于 0.3 时, 气泡在两种情况下的通过时间几乎一致, 但在障碍物横向距离小于 0.3 时, Case B 得到的气泡穿过障碍物的时间小于 Case A 得到的穿过时间, 并且随着横向距离的减小, 它们之间的差距越大. 在  $x_1^* = 0$  的情况下, Case A 得到的气泡穿过障碍物的时间为 84.728, 而 Case B 的穿过时间为 89.731.

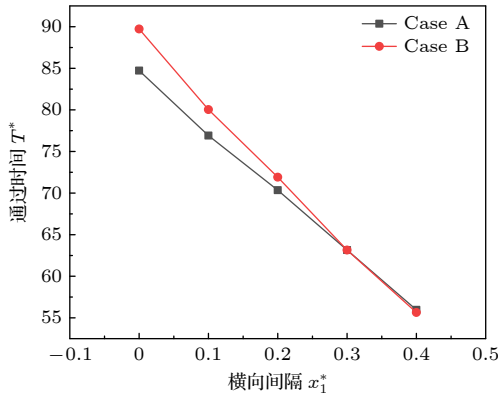


图 17 Case A 和 Case B 的气泡通过时间对比  
Fig. 17. Comparison of the passing time of the bubble between the Case A and Case B.

图 18 给出了两种情况下得到的气泡剩余质量比. 当障碍物横向距离小于 0.2 时, Case A 的剩余质量大于 Case B 的剩余质量比. 这是因为对于 Case B, 距离小于 0.2 时, 气泡受到右边障碍物的阻碍力更大, 有一大部分气泡被残留在了右侧障碍物下方, 例如图 16 中右边障碍物下方气泡残留比

图 12 更多. 当距离大于 0.2 时, Case B 的剩余质量明显大于 Case A. 这是因为对于 Case B, 由于左侧障碍尺寸较小, 当障碍物横向距离增加时, 气泡几乎不与左侧障碍物接触, 从而不会有气泡残留在左侧障碍物表面.

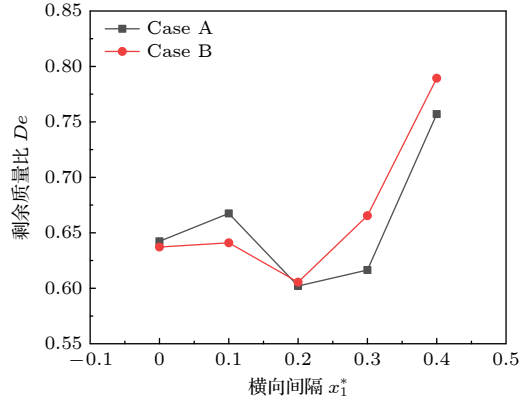


图 18 Case A 和 Case B 的剩余质量比对比  
Fig. 18. Comparison of the rate of residual mass between the Case A and Case B.

### 5.4.3 宽度的影响

本节继续研究障碍物结构对气泡运动过程的影响. 这里固定左边障碍物的大小和位置, 以及右边障碍物底边的位置和长度, 调节右边障碍物的宽度  $W_r$ , 探究左右障碍物宽度不同时气泡运动行为. 在数值模拟中, 主要考虑了七种情况,  $W_r^* = 0.25, 0.375, 0.5, 0.625, 0.75, 0.875, 1$ , 其他参数的设置与 5.1 小节中  $EO = 20$  的情况相同.

图 19 给出了不同的右侧障碍物宽度情况下得到的气泡剩余质量以及通过障碍物的时间. 从图 19 结果可看出, 随着右侧障碍物宽度增加, 气泡通过

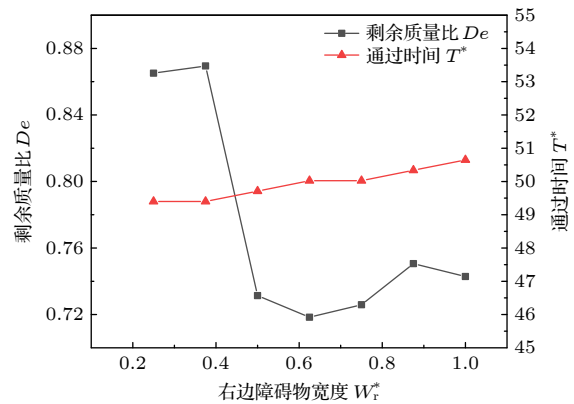


图 19 右边障碍物宽度对气泡通过时间和剩余质量比的影响  
Fig. 19. Influence of the width of the right obstacle on the rate of residual mass and the passing time of the bubble.

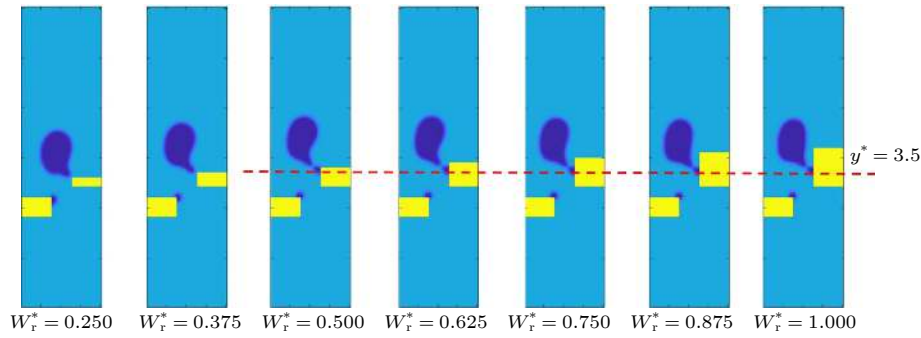


图 20 右侧障碍物宽度不同时气泡与障碍物分离时的形态

Fig. 20. Shape of bubble departing from the obstacle with different widths of the right obstacle.

障碍物的时间逐渐增加,但是增加的幅度不大.在考虑的最小宽度情况下 ( $W_r^* = 0.25$ ),通过时间  $T^* = 49.399$ ,而在宽度最大时 ( $W_r^* = 1$ ),  $T^* = 50.649$ ,相较于宽度为 0.25 的情况,通过时间仅增加了 2.53%.此外,气泡的剩余质量比随障碍物宽度的变化情况比通过时间的变化情况复杂.首先,随着障碍物宽度的增加,气泡剩余质量比先小幅度增加然后再急速下降,随后保持在 0.725 附近.为了揭示气泡剩余质量比随障碍物宽度变化的规律,图 20 给出不同障碍物宽度情况下气泡离开障碍物通道时的形态.从图 20 可以发现,当障碍物宽度小于 0.375 时,气泡与障碍物脱离时只在左侧障碍物表面有残留气泡.而当障碍物宽度增加到 0.5 时,气泡在与障碍物脱离时在右边障碍物表面上也开始出现残留气泡.图 20 中的结果还表明,当障碍物宽度超过 0.5 后,宽度的增加不影响气泡的分离位置,即对于右侧障碍物宽度大于等于 0.5 的五种情况,气泡始终是在  $y^* = 3.5$  附近位置与障碍物发生分离.该现象说明当障碍物横向距离不变时,障碍物到达足够的宽度后,宽度的继续增加对于气泡脱离障碍物时的运动形态影响较小,相应的对气泡剩余质量和通过时间的影响也较小.

## 6 结 论

本文采用 LB 方法模拟大密度比气泡在含非对称障碍物微通道内的变形、分裂以及上升的运动行为.主要研究了不同  $Eo$  数、黏度比、障碍物的相对位置、形状、以及尺寸对微通道内气泡的运动形态、上升速度、通过时间、剩余质量的影响,主要得到以下结论:

1) 气泡在运动过程中的速度变化趋势由其界

面动力学行为决定.

2)  $Eo$  数越小,气泡在穿过障碍物时变形越小、剩余质量比越大、通过时间越长.

3) 随着气液黏度比的增加,气泡变形更严重,上升速度更快,通过通道的时间更短,且气泡剩余质量比更少.

4) 随着左右障碍物之间纵向距离的增加,残留气泡的分布位置发生了变化,并且导致了剩余质量比的变化.气泡剩余质量比随着障碍物纵向距离的增加先近似不变后增大接着减小再增大,而气泡通过障碍物的时间随障碍物纵向距离的增加持续减小.

5) 左右障碍物之间的横向距离越小,气泡变形越严重、上升速度越小,障碍物侧面气泡残留越多.在横向距离极窄的情况下,单侧障碍物长度改变使气泡变形更严重,通过障碍物时间更长.

6) 在障碍物横向距离固定的条件下,随着右侧障碍物宽度的增大,气泡通过障碍物的时间缓慢增加,而气泡剩余质量比先近似不变,然后大幅下降,最后又保持近似不变.另一方面,当右侧障碍物宽度足够宽后气泡离开障碍物时的位置几乎不变.

## 参考文献

- [1] Zhang W B, Liao L G, Yu T X, Ji A L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 196102 (in Chinese) [张文彬, 廖龙光, 于同旭, 纪爱玲 2013 物理学报 **62** 196102]
- [2] Wang Y, Lin S Y, Mo R Y, Zhang X L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134304 (in Chinese) [王勇, 林书玉, 莫润阳, 张小丽 2013 物理学报 **62** 134304]
- [3] Su C J, Chou J M, Liu S H, Chiang C H 2010 *Mater. Trans.* **51** 1594
- [4] Li T, Wei L J, Zhang J Z, Liang R J, Zhang Z H 2021 *Chin. Hydraul. Pneumatics* **45** 49 (in Chinese) [李涛, 魏列江, 张吉智, 梁汝健, 张振华 2021 液压与气动 **45** 49]

- [5] Shen L T, Chai X, Cheng X 2020 *Nuclear Power Engineering* **41** 194 (in Chinese) [沈兰亭, 柴翔, 程旭 2020 核动力工程 **41** 194]
- [6] Zhu Q L, Li X C, Wei N, Hu H X 2012 *Rock and Soil Mechanics* **33** 913 (in Chinese) [朱前林, 李小春, 魏宁, 胡海翔 2012 岩土力学 **33** 913]
- [7] Chen F Z, Qiang H F, Gao W R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 230206 (in Chinese) [陈福振, 强洪夫, 高巍然 2014 物理学报 **63** 230206]
- [8] Rong L W, Zhan J M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5572 (in Chinese) [容亮湾, 詹杰民 2010 物理学报 **59** 5572]
- [9] He J F, Zhang Y C, Zhu J X, Yao K J 2010 *Chem. Ind. Eng. Prog.* **29** 831 (in Chinese) [何健烽, 章渊昶, 朱菊香, 姚克俭 2010 化工进展 **29** 831]
- [10] Wang B, Shen S Y, Ruan Y W, Chen S Y, Peng W J, Zhang J Y 2020 *Acta Metall. Sin.* **56** 619 (in Chinese) [王波, 沈诗怡, 阮琰炜, 程淑影, 彭望君, 张捷宇 2020 金属学报 **56** 619]
- [11] Wang Z, Yu Y 2015 *Energy* **89** 259
- [12] Davies R M, Taylor G 1950 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **200** 375
- [13] Walters J K, Davidson J F 1963 *J. Fluid Mech.* **17** 321
- [14] Unverdi S O, Tryggvason G 1992 *J. Comput. Phys.* **100** 25
- [15] Ai X P, Ni B Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 234702 (in Chinese) [艾旭鹏, 倪宝玉 2017 物理学报 **66** 234702]
- [16] Rabha S S, Buwa V V 2010 *Chem. Eng. Sci.* **65** 527
- [17] Moran H R, Magnini M, Markides C N, Matar O K 2021 *Int. J. Multiphase Flow* **135** 103468
- [18] Chakraborty I, Biswas G, Ghoshdastidar P S 2013 *Int. J. Heat Mass Transfer* **58** 240
- [19] Anwar S 2013 *Comput. Fluids* **88** 430
- [20] Alizadeh M, Seyyedi S M, Rahni M T, Ganji D D 2017 *J. Mol. Liq.* **236** 151
- [21] Lou Q, Li T, Yang M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 234701 (in Chinese) [娄钦, 李涛, 杨茉 2018 物理学报 **67** 234701]
- [22] Lou Q, Li T, Yang M 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 034301
- [23] Yi J, Xing H 2017 *Chem. Eng. Sci.* **161** 57
- [24] Sattari E, Zanoos S P, Farhadi M, Mohamad A 2020 *J. Power Sources* **454** 227929
- [25] Yu K, Yong Y, Yang C 2020 *Processes* **8** 1608
- [26] Liang H, Xu J, Chen J, Wang H, Shi B 2018 *Phys. Rev. E* **97** 033309
- [27] Zhu C S, Ma F L, Lei P, Han D, Feng L 2021 *Chin. J. Phys.* **71** 385
- [28] Sun Y, Beckermann C 2007 *J. Comput. Phys.* **220** 626
- [29] Chiu P H, Lin Y T 2011 *J. Comput. Phys.* **230** 185
- [30] Guo Z L, Zheng C G, Shi B C 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046308
- [31] Wei Y, Wang Z, Yang J, Dou H S, Qian Y 2015 *Comput. Fluids* **118** 167
- [32] Ren F, Song B, Sukop M C, Hu H 2016 *Phys. Rev. E* **94** 023311
- [33] Guo Z, Zheng C, Shi B 2011 *Phys. Rev. E* **83** 036707
- [34] Chen H N, Sun D K, Dai T, Zhu M F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 120502 (in Chinese) [陈海楠, 孙东科, 戴挺, 朱鸣芳 2013 物理学报 **62** 120502]
- [35] Ladd A J C 1994 *J. Fluid Mech.* **271** 285
- [36] Ladd A J C 1994 *J. Fluid Mech.* **271** 311
- [37] Yuan P, Schaefer L 2006 *Phys. Fluids* **18** 042101
- [38] Chen S, Wang Z, Shan X, Goolen G D 1992 *J. Stat. Phys.* **68** 379
- [39] Ohta M, Sussman M 2012 *Phys. Fluids* **24** 112101
- [40] Hua J, Lou J 2007 *J. Comput. Phys.* **222** 769
- [41] Amaya-Bower L, Lee T 2010 *Comput. Fluids* **39** 1191

# Behavior of bubble with high density ratio in a microchannel with asymmetric obstacles\*

He Chuan-Hui   Liu Gao-Jie   Lou Qin<sup>†</sup>*(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)*

( Received 18 July 2021; revised manuscript received 6 August 2021 )

## Abstract

Bubbles are existent everywhere and of great importance for the daily life and industry process, such as heat exchange rate influenced by bubbles in the tube, battery life partially decided by bubbles of chemical reaction in it, etc. With the further requirement for miniaturization, physical mechanisms behind bubble behaviors in microchannels become crucial. In the present work, the lattice Boltzmann method is used to investigate the behavior of bubbles as they rise in complex microchannels under the action of buoyancy. The channel is placed with two asymmetric obstacles on its left and right side. Initially, the lattice Boltzmann model is tested for its reliability and accuracy by Laplace law. Then a few parameters of flow field, i.e. the Eötvös number, the viscosity ratio, the vertical distance between the obstacles, the horizontal distance between the obstacles, are employed to study the characteristics of the bubble during the movement, including the deformation, the rising speed, the residual mass, and the time of bubble passing through the channel. The results are shown below. First, the trend of the bubble's velocity changing with time in the process of passing through the channel corresponds to the change process of the dynamic behavior of the interface, i.e. the bubble velocity decreases when the bubble shape changes significantly under the same channel width. Second, with the increase of  $Eo$  number, the bubble deformation as well as the bubble velocity increases and the bubble residual mass decreases. Besides, the gas-to-liquid viscosity ratio has a significant effect on the bubble velocity. Under the condition of high viscosity ratio, the bubble shape is difficult to maintain a round shape, while the bubble rise velocity increases and the residual mass of the bubble decreases with the viscosity ratio. What is more, when the obstacle setting is changed, the longer the vertical distance between the two asymmetric obstacles, the shorter the bubble passing time is, and the faster it will return to the original shape after passing through the obstacle, while the residual mass of the bubble shows a change trend of approximately unchanged-increase-decrease-increase with the augment of the vertical distance between the obstacles. In the study of changing the horizontal spacing, two cases: the two obstacles are changed at the same time (Case A) and only the one-sided obstacle is changed (Case B), are considered. The results show that under the same small horizontal interval, the obstruction effect caused by changing only the length of one side obstacle is stronger. Finally, the study shows that when the width of the right obstacle is long enough, although the width of the obstacle continues to increase, the passing time of the bubble increases slowly, and the position of the bubble leaving from the obstacle is always approximately the same.

**Keywords:** asymmetric obstacles, bubble rise, gas-liquid two-phase flow, large density ratio**PACS:** 47.11.-j, 47.55.Ca, 47.56.+r**DOI:** 10.7498/aps.70.20211328

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51976128, 51806142) and the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 19ZR1435700).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [louqin560916@163.com](mailto:louqin560916@163.com)