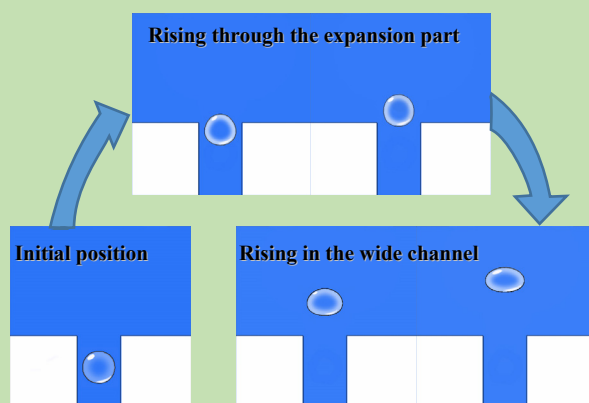


## Numerical simulation of interface evolution of single bubble rising through sudden expansion channel

Yunzhou BAO, Chenhan WU, Ying ZHANG\*

School of Mechanical and Electrical Engineering, Nanchang University, Nanchang, Jiangxi 330031, China

**Abstract:** A single bubble driven by buoyance rising through a sudden expansive channel was simulated by Front Tracking Method (FTM). Firstly, the influence of the width ratio of the narrow channel and the wide channel on shape and rising velocity of bubble was investigated. It was found that the morphology of bubble interface presented different characteristics in the three parts, i.e., the narrow channel, the expansion part and the wide channel, respectively. When the bubble left the expansion, the surrounding fluid flowed from both sides of the bubble into the bottom area, causing both sides of the bubble to be squeezed, the bubble reached the highest aspect ratio. With the increase of the channel width ratio, the flow field of the bubble was less inhibited by both sides of the wall, and the maximum aspect ratio of the bubble decreased. When  $W_n/W_e$  reached over 4/6, the influence of expansion segment can be ignored. Then the influence of Eotvos number  $Eo$  and  $Mo$  number were analyzed. At low  $Eo$ , when the  $Mo$  number reduced, the bubble was more likely to deform, the aspect ratio of the bubble decreased and the bubble's rising speed increased. When the  $Eo$  number increased, the deformation became more serious when the bubble rised. Changing the position of the bubble relative to the narrow channel at the initial moment also affected the shape of the bubble. When the initial position of the bubble was close to the single side wall, due to the low flow velocity of the surrounding fluid near the wall, the bubbles would be stretched horizontally while moving, and the bubble deformed badly in the horizontal direction. Asymmetrical pressure distributions occurred on the left and right sides of the bubble level. The pressure on the side of the bubble near the wall surface was lower, making the movement path of the bubble in the narrow channel appear to swing left and right. After leaving the expansion part, the movement of bubbles gradually stabilized due to the absence of wall constraint on the bubbles. When the bubble was far away from the expansion part, the influence of the wall surface decreased. After 2.3 times from the expansion part, it can be considered that the bubble enters a stable rising state.



**Key words:** buoyancy-driven bubble; Front Tracking Method; bubble shape; direct numerical simulation; fluid dynamics

收稿: 2017-12-12, 修回: 2018-03-20, 网络发表: 2018-08-22, Received: 2017-12-12, Revised: 2018-03-20, Published online: 2018-08-22

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(编号: 11562011); 南昌大学研究生创新专项资金资助(编号: cx2016078)

作者简介: 鲍允州(1992-), 山东省枣庄市人, 硕士研究生, 动力工程及工程热物理专业, E-mail: b827351005@163.com; 张莹, 通讯联系人, Email: yzhan2033@163.com.

**引用格式:** 鲍允州, 吴忱韩, 张莹. 流经突然扩张的微通道的单气泡界面形态演变的数值模拟. 过程工程学报, 2018, 18(6): 1178-1186.  
Bao Y Z, Wu C H, Zhang Y. Numerical simulation of interface evolution of single bubble rising through sudden expansion channel (in Chinese). Chin. J. Process Eng., 2018, 18(6): 1178-1186, DOI: 10.12034/j.issn.1009-606X.217435.

# 流经突然扩张的微通道的单气泡界面形态演变的数值模拟

鲍允州, 吴忱韩, 张莹\*

南昌大学机电工程学院, 江西 南昌 330031

**摘要:** 采用界面追踪方法(FTM)研究了狭窄通道内受浮力上升的单气泡经过突然扩张通道时的运动形态, 考察了狭窄通道和宽阔通道的通道宽度比及 Eotvos 数( $Eo$ )和 Morton 数( $Mo$ )对气泡形态和上升速度的影响。结果表明, 在狭窄通道、扩张部位和宽阔通道内气泡形态呈不同特性, 气泡在离开扩张处时高宽比最大。随通道宽度比增大, 气泡最大高宽比减小。 $Eo$  数较小时, 减小  $Mo$  数, 气泡高宽比减小, 气泡上升速度增大; 增大  $Eo$  数, 气泡上升时形变更严重。改变初始时刻气泡相对于狭窄通道的位置对气泡形态有影响, 初始位置靠近单侧壁面时, 气泡横向变形较严重, 在两侧壁面之间摆动上升。

**关键词:** 浮升气泡; 界面追踪方法; 界面形态; 数值模拟; 流体动力学

中图分类号: TQ02

文献标识码: A

文章编号: 1009-606X(2018)06-1178-09

## 1 前言

微化工领域使用微通道产生规格均匀的气泡或液滴, 由于液滴或气泡尺寸过小, 粘性力和表面张力等对系统的性能影响很大<sup>[1,2]</sup>。壁面及通道形状变化对多相流动力学特性的影响是研究热点<sup>[3,4]</sup>。

对于单气泡上升的研究, Grace<sup>[5]</sup>通过实验得到静止液体中单个气泡上升的最终速度和形状与 Reynolds 数( $Re$ )、Morton 数( $Mo$ )、Eotvos 数( $Eo$ )、阻力系数和 Weber 数( $We$ )有关。Bhaga 等<sup>[6]</sup>在此基础上给出了详细的气泡形状图谱。对气泡或液滴在微通道中通过阻隔块、突然扩张和突然收缩部分的研究也广泛展开。Chen 等<sup>[7]</sup>实验研究了在突然收缩的管道处流场压力变化和流场的扰动, 通过使用不同管径改变空气和水的质量流量, 发现收缩压力随气体质量流量增加而增加, 气泡经过收缩段后的形态与气体和水的质量流量有关。Ahmadpour 等<sup>[8]</sup>采用双流体方法和湍流模型研究了倾斜一定角度的平滑扩张通道内水和空气的两相流动, 考察了容积含气率、 $Re$  数和狭窄通道到宽阔通道的角度对压力和速度的影响。Kadivar 等<sup>[9]</sup>在研究突然收缩微通道内液滴变形时发现, 液滴尺寸比狭窄通道宽度小时, 液滴变形主要受液滴尺寸和毛细管数影响; 液滴尺寸比狭窄通道的宽度大时, 液滴变形受毛细管数和狭窄通道与宽阔通道宽度比的影响。Ambrose 等<sup>[10]</sup>模拟了垂直管道中泰勒气泡在突然膨胀部位上升的情况, 气泡经过扩张处会保持完整或分裂成多个子气泡, 气泡的临界长度与扩张角度成比例。以上研究只关注管径突变通道中某一独特情况下的多相流。

界面追踪方法(Front Tracking Method, FTM)能精准追踪两相流界面, 在研究气泡界面形态演变方面具有很大优势。本工作采用 FTM 模拟了气泡从狭窄通道开始

运动, 经过突然扩张部位到达宽阔通道的过程, 通过考察压力场和流场研究气泡界面形态演化, 对突然扩张通道在微化工领域的应用有指导意义。

## 2 数学模型和数值方法

### 2.1 方程和求解方法

气液相均作为不可压缩流体研究, 连续性方程和动量守恒方程如下:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{u} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}, \quad (2)$$

式中,  $\mathbf{u}$  为速度矢量(m/s),  $t$  为时间(s),  $\rho$  为流体密度( $\text{kg/m}^3$ ),  $p$  为压力(Pa),  $\mathbf{g}$  为重力加速度( $\text{m/s}^2$ ),  $\mu$  为流体粘度( $\text{N} \cdot \text{s/m}^2$ ),  $\mathbf{f}$  是重力以外的质量力矢量(N)。

用投影法<sup>[11,12]</sup>求解动量方程, 求解速度时不考虑压力项求得临时速度; 压力必须使速度场满足连续性方程, 求解压力; 用压力修正速度场。

在投影法中通过引入一个临时速度  $\mathbf{u}^*$ , 将动量方程分为两部分求解:

$$\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n = \mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^* + \mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n, \quad (3)$$

式中,  $n$  为时间步的初始时刻, 时间步长为  $\Delta t$ ,  $n+1$  指一个时间步数的终止时刻。临时速度通过忽略压力的影响得到:

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -\mathbf{A}(\mathbf{u}^n) + \mathbf{D}(\mathbf{u}^n) + \mathbf{f}^n, \quad (4)$$

式中,  $\mathbf{A}$  为对流项,  $\mathbf{D}$  为扩散项。通过添加压力得到新时刻的速度:

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1}. \quad (5)$$

为得到压力, 用式(1)和(5)可得压力泊松方程:

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2 p^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \nabla \mathbf{u}^* \quad (6)$$

压力泊松方程使用超松弛迭代求解, 松弛因子取 1.8. 得到压力后用式(5)得到  $n+1$  时刻的速度.

表面张力只在相界面上产生作用, 每个单元面积内的表面张力为

$$\mathbf{f}_\sigma = \sigma \kappa \mathbf{n}, \quad (7)$$

式中,  $\sigma$  为表面张力系数(N/m),  $\kappa$  为曲率. 二维流动满足以下公式:

$$\kappa \mathbf{n} = \frac{\partial \mathbf{t}}{\partial s}, \quad (8)$$

式中,  $\mathbf{t}$  为界面的切向量,  $s$  为界面元. 固定网格上单位界面单元的力为:

$$\delta \mathbf{f}_\sigma^l = \sigma \int_{\Delta s_l} \frac{\partial \mathbf{t}}{\partial s} ds = \sigma (\mathbf{t}_{l+1/2} - \mathbf{t}_{l-1/2}), \quad (9)$$

式中,  $l$  为界面元的节点.

通过 Grace<sup>[5]</sup> 制定的气泡形态相图选取物性. 通过改变  $\mu_l$  得到不同的  $Mo$  数, 通过改变  $d$  得到不同的  $EO$  数, 研究  $Mo$  数和  $EO$  数的影响:

$$Mo = \frac{g \mu_l^4}{\rho_l \sigma^3}, \quad (10)$$

$$EO = \frac{g d^2 \rho_l}{\sigma}, \quad (11)$$

式中, 特征长度  $d$  为气泡的当量直径(cm),  $\rho_l$  为周围流体的密度(kg/m<sup>3</sup>),  $\mu_l$  为粘度(N·s/m<sup>2</sup>),  $\sigma$  为表面张力系数(N/m).

## 2.2 界面追踪方法

FTM 通过欧拉网格求解计算域, 使用相连的标记点标记不同流体的界面, 通过指示函数和标记点分别不同的流体, 如图 1 所示. 每两个相邻的标记点称为一个单元. 对于不同的流体指示函数  $I$  为 0 或 1.

$$I = \begin{cases} 0 & \text{Fluid 1} \\ 1 & \text{Fluid 2} \end{cases} \quad (12)$$

给定的坐标点  $x$  处的密度和粘度可使用指示函数表示为

$$m(x) = I(x)m_1 + [1 - I(x)]m_2, \quad (13)$$

式中,  $m$  为赋予的属性.

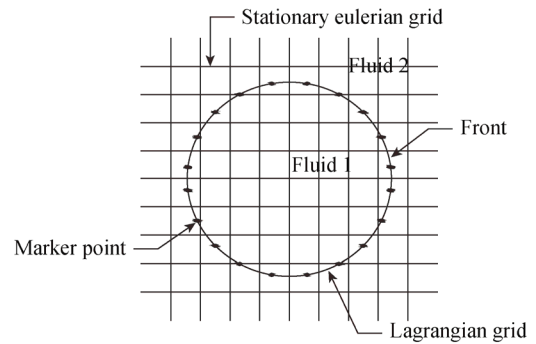


图 1 计算中用到的拉格朗日网格和欧拉网格  
Fig.1 Lagrangian mesh and Eulerian mesh used in the calculation

FTM 代码用 FORTRAN 语言编写. 初始时标记点的设置为: 每个网格间距内至少 3 个标记点. 时间步长的选择满足稳定性条件, 每个时间间隔后对标记点进行重构, 对相邻标记点距离小于 0.05 倍网格间距和大于 0.15 倍网格间距的标记点进行调整, 使标记点保持均匀. 每次计算得到速度场后进行移动界面和物理场属性更新, FTM 中对界面属性的差值用标记点在欧拉网格中的位置进行面积加权平均完成.

## 3 结果与讨论

模拟二维矩形计算域中, 单个气泡受重力影响自由上浮, 计算网格的无关性并与已有研究结果进行对比验证. 文献<sup>[13-16]</sup>研究了壁面对气泡运动的影响, 当气泡中心和壁面之间的距离大于气泡半径  $d$  的 4 倍时可消除边界的影响. 为了减小气泡变形后边界对其的影响, 计算域宽度选为  $6d$ . 为使模拟时间足够长, 通过多次尝试后选择计算域的垂直高度为  $12d$ . 网格检验和对比验证中使用的二维矩形计算域的尺寸为  $6d \times 12d$ . 为减小底部壁面对气泡运动的影响, 初始时气泡中心距底部边界  $2.5d$ . 在水平方向上, 气泡居中放置. 计算域被壁面包围, 所有边界条件采用无滑移边界条件. 网格无关性检验中物性选择为  $d=1.52$  cm,  $EO=0.89$ ,  $Mo=1.3 \times 10^{-3}$ , 研究网格密度分别为  $64 \times 128$ ,  $128 \times 256$ ,  $256 \times 512$  和  $512 \times 1024$  时气泡高宽比随时间的变化, 如图 2 所示. 高宽比指气泡的高  $H_b$  和宽  $W_b$  的比值( $H_b/W_b$ ), 用于描述气泡的变形程度. 图 2 中网格密度  $64 \times 128$  和  $128 \times 256$  时, 气泡高宽比的误差较大, 网格密度  $256 \times 512$  和  $512 \times 1024$  时, 气泡高宽比误差很小, 因此选用  $256 \times 512$  的均匀网格进行模拟. 气泡半径长度内网格数为 21, 可保证模拟的精确性.

模拟结果与文献<sup>[6,17,18]</sup>的结果对比, 用对应文献中的参数, 保持两相密度比和粘度比均为 50. 由表 1 可知,

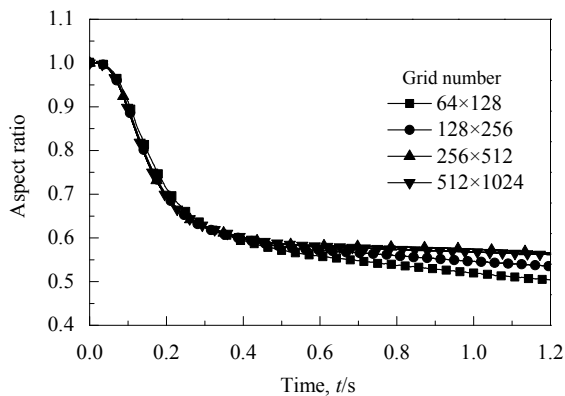





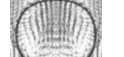











图 2 网格无关性检验结果  
Fig.2 Test results of grid independence

FTM 模拟结果和文献结果的气泡形状较相近, 与 Bhaga 等<sup>[6]</sup>的图表中的气泡形状吻合较好. 采用与文献<sup>[19]</sup>相同

的条件进行模拟, 取  $d=1.59\text{ cm}$ ,  $Eo=40$ ,  $Mo=1.8134$ ,  $Re=5.12$ . 气泡上升速度随时间变化的结果对如图 3 所示. FTM 与文献用 LBM 方法和 VOF 方法模拟结果十分接近, 表明 FTM 较可靠.

受重力影响的单个气泡上浮经过突然扩张的通道时, 不同参数对气泡动力学特性影响的模型示意图如图 4 所示. 为使气泡在突然扩张处受壁面影响的变化明显, 根据以上研究, 选择宽阔通道宽度  $W_e=6d$ , 高为  $10d$ , 初始时刻气泡质心距离底部边界的距离  $y_2=2.5d$ ,  $W_n$  为狭窄通道的宽度, 在研究过程中根据研究需要进行调整. 所有的边界条件为无滑移边界条件, 并保持验证中使用的网格密度不变. 改变宽度比  $W_n/W_e$ ,  $Mo$  数和  $Eo$  数及气泡中心位置  $(x_2, y_1)$ , 研究不同情况下气泡的运动.

表 1 FTM 模拟得到的气泡形态与文献结果进行对比<sup>[6,17,18]</sup>  
Table 1 Comparison between bubble shapes simulated in this work and the literature<sup>[6,17,18]</sup>

Condition	Previous study <sup>[6,18]</sup>	This work	Condition	Previous study <sup>[17]</sup>	This work
$Eo=32.2, Mo=8.2\times10^{-4}$	 , 		$Eo=3.13, Mo=1.87\times10^{-2}$		
$Eo=116, Mo=41.1$	 , 		$Eo=96.28, Mo=3.52$		
$Eo=243, Mo=266$	 , 		$Eo=40.35, Mo=2.22\times10^{-4}$		

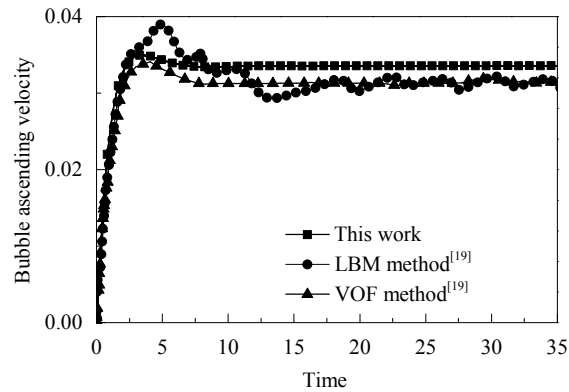


图 3 气泡上升速度对比  
Fig.3 Contrast of bubble's ascending velocity

3.1 通道宽度比  $W_n/W_e$  对气泡运动的影响

选择  $d=1.52\text{ cm}$ ,  $y_1=0.5d$ ,  $y_2=2.5d$ ,  $x_2/W_n=0.5$ ,  $(x_1+x_2)/W_e=0.5$ . 物性参数  $Eo=3.2$ ,  $Mo=8.2\times10^{-5}$ .  $W_n/W_e=1.2/6$ ,  $1.4/6$ ,  $1.6/6$ ,  $1.8/6$ ,  $2/6$ ,  $3/6$ ,  $4/6$ .

$W_n/W_e=1.4/6$  时, 气泡上浮过程中轮廓的变化如图 5(a)所示, 图 5(b)为该过程中高宽比和上升速度随时间的变化. 无量纲时间  $\tau$  通过  $t(g/d)^{1/2}$  得到. 速度通过  $u(gd)^{-1/2}$  无量纲化. 时间终点选择标准为气泡达到稳定

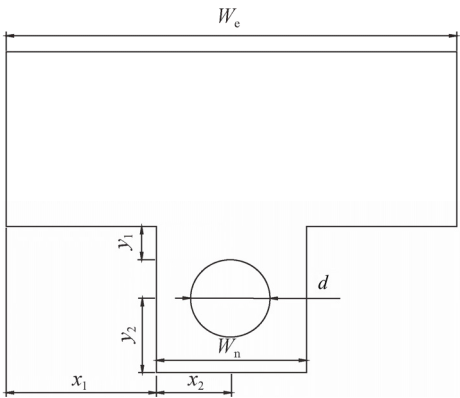


图 4 计算域和参数  
Fig.4 Domain and parameter

上升状态. 气泡在狭窄通道内平稳上升时( $\tau=3.2$ )、气泡质心运行到扩张处时( $\tau=10$ )、气泡高宽比达到最大值时( $\tau=11.2$ )和气泡在扩张通道内达到平稳运动时( $\tau=16.1$ )流线及竖直方向速度分量云图(左)和压力场(右)分布如图 5(c)所示. 由图可知, 气泡的界面形态变化在狭窄通道、扩张处和宽阔通道呈现出不同的特征. 初始时刻气泡呈圆形, 受浮力影响上浮呈现子弹状, 由于气泡居中放置, 两侧壁面对气泡的约束相同, 气泡竖直上升. 在气泡底

部离开扩张处时, 气泡明显被拉长. 当气泡远离突然扩张部位进入宽阔通道后, 气泡逐渐恢复成扁圆形. 图 5(b) 中标注圆点的位置为气泡质心与扩张处平齐时气泡的高宽比和无量纲速度. 在狭窄通道内, 气泡开始上浮时上升速度在极短的时间内达到稳定, 气泡的高宽比维持在约 0.96, 上升速度维持在约 0.1, 该稳态一直保持到气泡质心到达扩张处, 此时的流场和压力云图如图 5(c) 中  $\tau=3.2$  时所示. 气泡上浮会造成气泡底部流场压力较低, 由于两侧壁面的约束, 使低压范围较大. 图 5(b) 中气泡质心到达扩张处时流线和压力云图如图 5(c) 中  $\tau=10$  时所示, 可看出气泡上侧离开狭窄通道的部分的流场没有了壁面束缚, 其影响范围变大. 图 5(b) 中气泡质心越过扩张处后, 气泡速度逐渐增加, 气泡高宽比增大, 在  $\tau=11.2$  时达到整个运动过程中气泡高宽比的最大值, 此后气泡高宽比迅速降低. 由图 5(c) 中  $\tau=11.2$  时的流线和压力可知, 气泡在离开扩张处时, 周围流体由气泡两侧涌入气泡底部区域, 导致气泡两侧被挤压, 使气泡的高宽比增加. 图 5(b) 中  $\tau=11.2$  时刻后, 气泡离开管道的扩张区域, 流场对气泡的挤压效果消失, 由于气泡上下侧存在压差, 气泡再次被压扁. 之后气泡运动为不受壁面影响的上浮运动, 高宽比下降, 速度增加, 在浮升力和

粘滞力平衡后, 高宽比和上升速度趋于稳定, 与文献<sup>[6]</sup>的结果一致.

改变  $W_n/W_e$ , 气泡的形态和运动发生变化. 不同  $W_n/W_e$  时高宽比和无量纲速度随无量纲时间  $\tau$  的变化如图 6 所示. 分析  $W_n/W_e=1.4/6$  时的结果可知, 气泡质心离开扩张处后会经过一个区域使得其高宽比达到最大值, 根据高宽比最大值出现的时间可判断气泡离开扩张处的时间. 由图 6(a) 可知, 气泡在狭窄通道中上升时, 随  $W_n/W_e$  增大, 气泡的流场受两侧壁面抑制的程度变低, 气泡高宽比变小, 气泡离开狭窄通道的时间变短. 在狭窄通道通向宽阔通道的扩张处,  $W_n/W_e$  增大, 气泡两侧可使周围流体流向气泡底部的通道增加, 导致气泡高宽比增幅度减小. 图 6(b) 中在狭窄通道内气泡的速度随  $W_n/W_e$  增大而增大, 气泡离开狭窄通道越快. 不同高宽比下在气泡远离扩张处后, 气泡高宽比都会尽快降低, 速度在短时间内变大, 达到单气泡上升的稳定状态.  $W_n/W_e=4/6$  和  $=1/1$  (即普通矩形通道) 时, 气泡运动状态的区别不大, 可认为当  $W_n/W_e>4/6$  以上时, 可忽略扩张段的影响. 狭窄壁面对气泡的影响只存在于气泡在狭窄通道和狭窄通道到宽阔通道的扩张处, 对气泡在宽阔通道及气泡的最终形态和速度无影响.

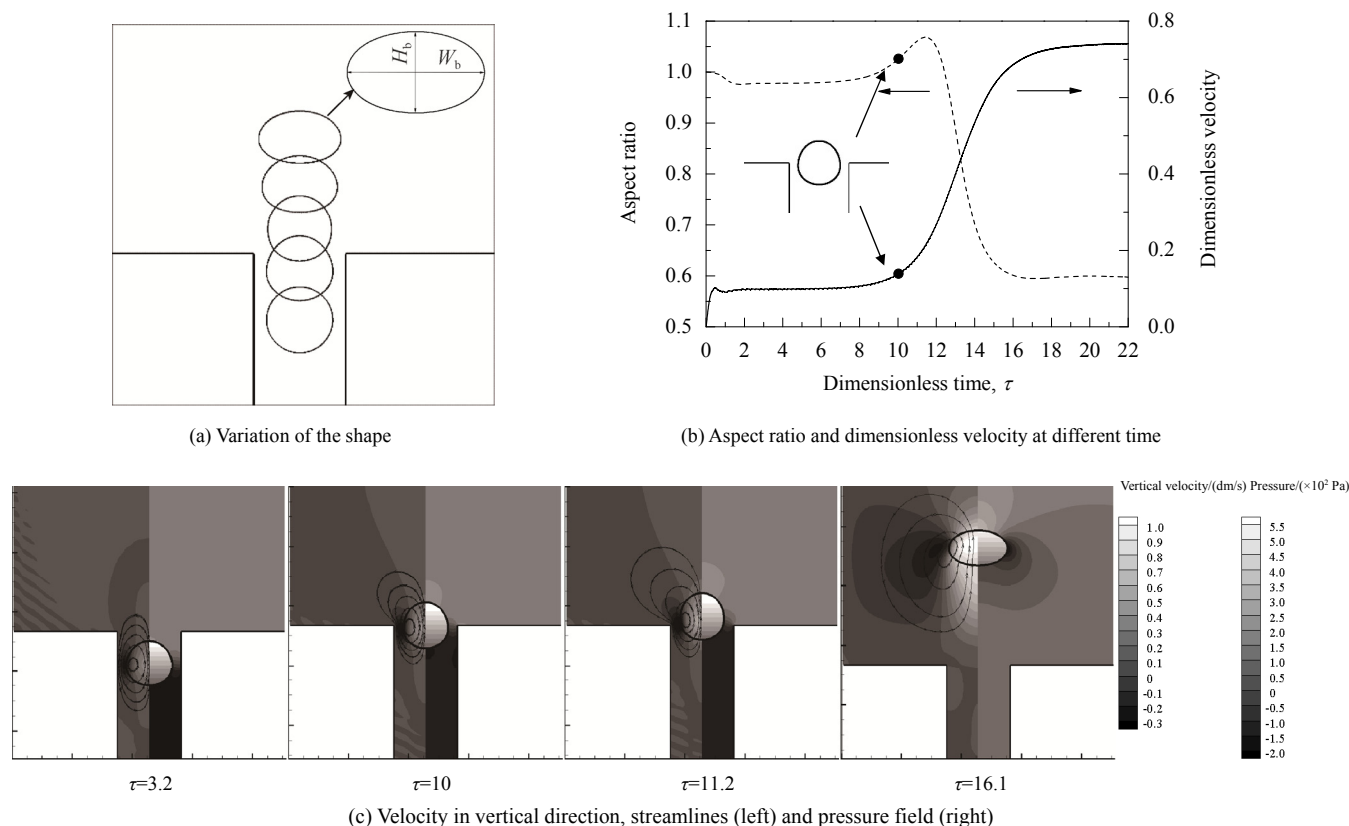


图 5 单气泡上升经过突然扩张通道时的主要变化

Fig.5 Major variations of a single bubble rising through a sudden expansion channel



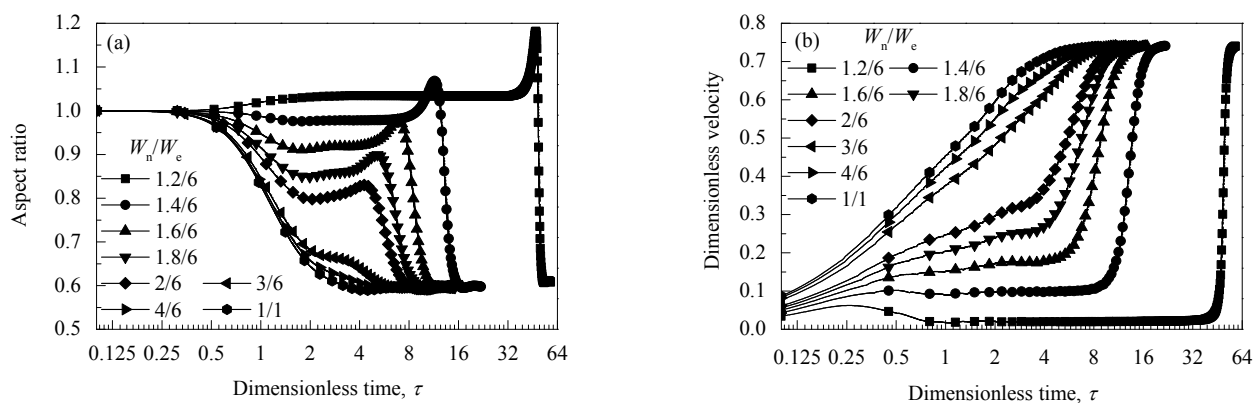
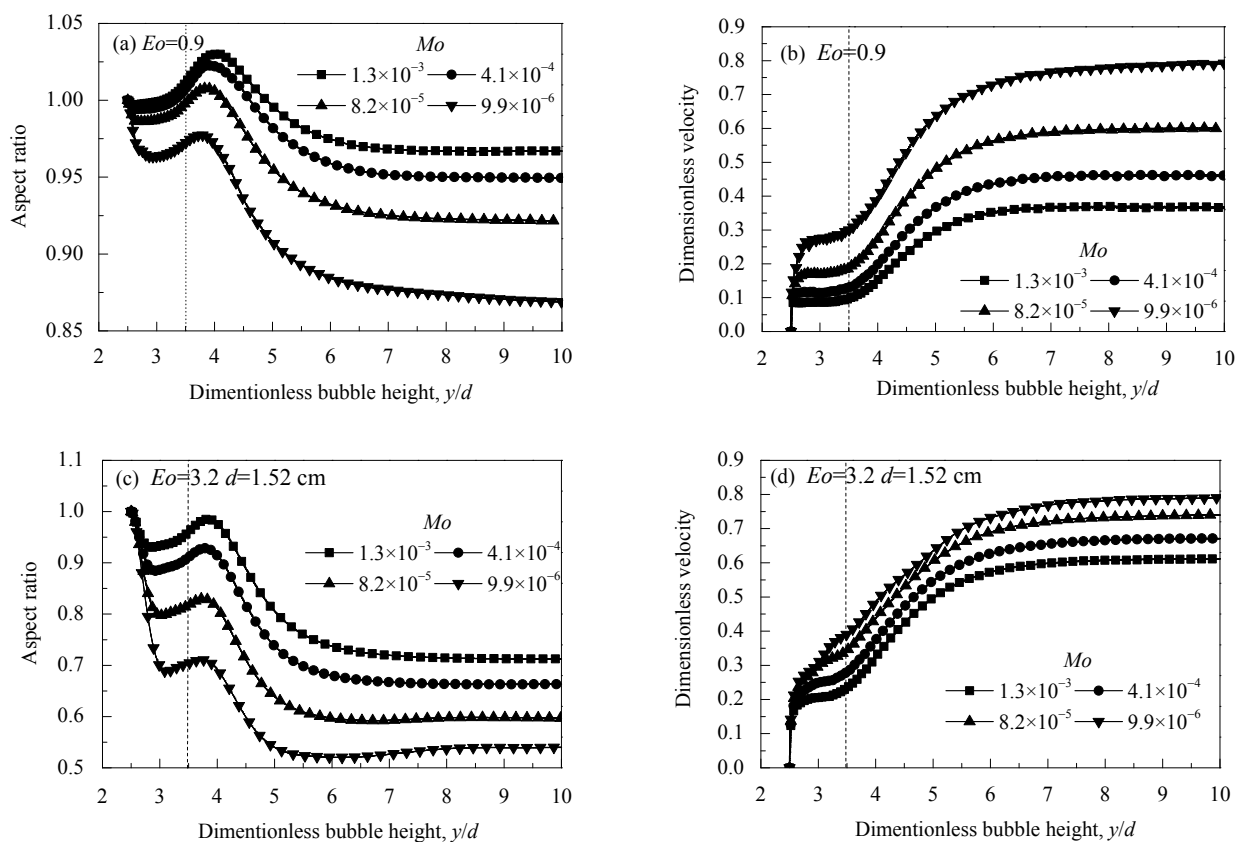
图6 不同  $W_n/W_e$  下高宽比和无量纲速度随时间的变化 ( $d=1.52$  cm,  $Eo=3.2$ ,  $Mo=8.2\times 10^{-5}$ )Fig.6 Variation of aspect ratio and dimensionless velocity at different time with different  $W_n/W_e$  ( $d=1.52$  cm,  $Eo=3.2$ ,  $Mo=8.2\times 10^{-5}$ )

图7 高宽比和无量纲速度随气泡高度的变化

Fig.7 Variation of aspect ratio and dimensionless velocity with bubble height

### 3.2 $Eo$ 数和 $Mo$ 数的影响

$W_n/W_e=2/6$ ,  $y_1=0.5d$ ,  $y_2=2.5d$ ,  $x_2/W_n=0.5$ ,  $(x_1+x_2)/W_e=0.5$  的条件下, 考察  $Eo$  数和  $Mo$  数对气泡在扩张处变形的影响.  $d=0.8$  cm,  $Eo=0.9$  时, 不同  $Mo$  数 ( $1.3\times 10^{-3}$ ,  $4.1\times 10^{-4}$ ,  $8.2\times 10^{-5}$ ,  $9.9\times 10^{-6}$ ) 下气泡在突然扩张通道内上升时的高宽比和无量纲速度随气泡质心纵向位置的变化如图7所示. 气泡高度为  $y/d$ , 扩张处位置在  $3.5d$  处, 在图中以虚线标出. 由图7(a)和7(b)可知, 当  $Mo$  数变化时, 狭窄通道内气泡流场被两侧壁面压缩, 扩张

处流体从气泡两侧涌入气泡底部, 使气泡被拉长导致高宽比增大, 远离扩张处后气泡高宽比迅速减小, 气泡上升速度迅速增大直至气泡达到稳定上升状态. 随  $Mo$  数减小, 气泡更易变形, 在狭窄通道内的高宽比减小, 气泡上升速度变大; 气泡越快达到稳定, 气泡最终速度越大.  $Eo$  数较大时, 气泡在狭窄通道内高宽比减小的程度增加, 气泡变形增大, 气泡上升速度增加; 在扩张处气泡被拉长的效果减弱, 高宽比增加的幅度减小, 气泡在扩张处的速度突变减小; 气泡到达最终稳定上升状态所

需时间越短, 远离扩张处气泡上升稳定后, 气泡维持的高宽比更小, 上升速度更快。

$d=4.6$  cm,  $Eo=29.4$  时, 气泡在狭窄通道中主要变形、扩张处最大变形时及稳定上升时的竖直方向速度分量云图、流线(左)和压力场云图(右)如图8所示。由于初始时刻气泡两侧边界条件相同, 气泡运动后周围流场和压力场在水平方向对称分布; 气泡两侧流场受到壁面的约束, 由于气泡上升导致气泡下面流场负压, 靠近壁面

处流体从气泡两侧流向气泡底部。 $Eo$ 较大时, 气泡更易变形, 在狭窄通道内的形变较大。 $Mo=2.1\times 10^{-2}$ 时气泡在狭窄通道内由于气泡上部和下部的压力差, 下表面内凹[图8(a)  $\tau=2.5$ ]。靠近壁面的流体向下流动, 气泡以椭圆帽型上升。 $Mo$ 减至  $8.2\times 10^{-5}$ 时, 在狭窄通道内, 气泡两侧流体涌入气泡底部的速度更快, 气泡变形更严重, 呈图8(b)所示的带裙边的球帽状。

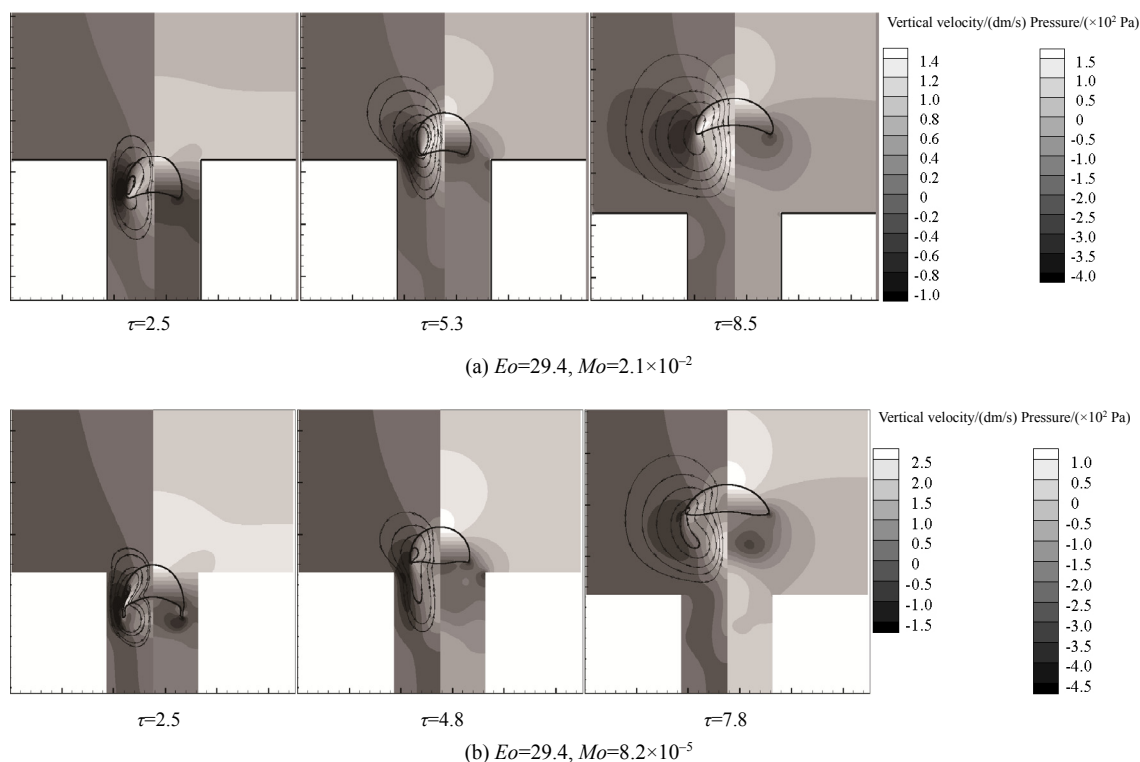


图8 竖直方向速度分量云图、流线(左)和压力场云图(右)

Fig.8 Velocity in vertical direction, streamlines (left) and pressure field (right)

### 3.3 气泡初始位置的影响

$d=1.52$  cm,  $Eo=3.2$ ,  $Mo=8.2\times 10^{-5}$ ,  $W_n/W_e=1.8/6$ ,  $y_2=2.5d$ ,  $x_2/W_n=0.5$ ,  $(x_1+x_2)/W_e=0.5$  时, 改变  $(x_2, y_1)$ , 研究气泡初始位置到扩张段的距离对气泡变形的影响及气泡初始时不在通道中心线上时气泡变形和运动轨迹的变化。

气泡初始位置不在狭窄通道中心线上, 气泡初始位置对气泡运动有影响,  $(x_2, y_1)=(0.6d, 0)$ ,  $(0.6d, 1.5d)$  和  $(0.8d, 1.5d)$  时的气泡运动轨迹、流线和压力云图如图9所示。气泡开始运动后, 由于上浮导致气泡底部区域出现低压, 同时在气泡的左右两侧产生不对称的压力分布, 气泡靠近壁面一侧压力更低。气泡两侧压力不均匀分布使气泡在上升的同时向远离其初始时靠近的壁面的方向运动。由于靠近壁面的部分周围流体流速较低, 气泡在运动的同时横向上会被拉长。气泡横向运动一段

时间后, 会靠近对侧壁面, 气泡周围压力场不均匀, 由于气泡两侧压力差, 气泡再次远离壁面向对向运动。反向运动过程中, 气泡靠近壁面的部分流场速度较慢, 气泡横向上再次被拉长。初始位置靠近壁面导致的气泡运动后压力分布不均匀, 使在狭窄通道内气泡的运动路径左右摇摆。当气泡上升到扩张处附近, 由于气泡两侧会有流体流到气泡底部, 使气泡在靠近狭窄通道中心线附近离开扩张处。之后, 由于壁面对气泡的约束消失, 气泡的运动逐渐趋于稳定。

对比图9(a)和9(b)可知, 改变气泡到扩张处的距离对压力场的影响较小, 但增加了气泡往返运动的次数。对比图9(b)和9(c)可知, 改变初始时刻气泡到壁面的距离, 气泡运动初期其两侧的压力差更小, 气泡横向运动的距离更短, 气泡的上升轨迹反映出气泡往返运动的幅度更小。气泡到壁面的距离增大, 壁面处垂直方向速度

分量较小, 对气泡形状的影响更小, 气泡的横向变形更小. 不同位置释放的气泡, 在整个上升过程中一直伴随着左右摇摆上升的状态, 只是摆动幅度逐渐降低. 气泡

远离扩张处后, 壁面影响减小, 在距扩张处距离大于  $2.3d$  后, 可认为气泡进入稳定上升状态.

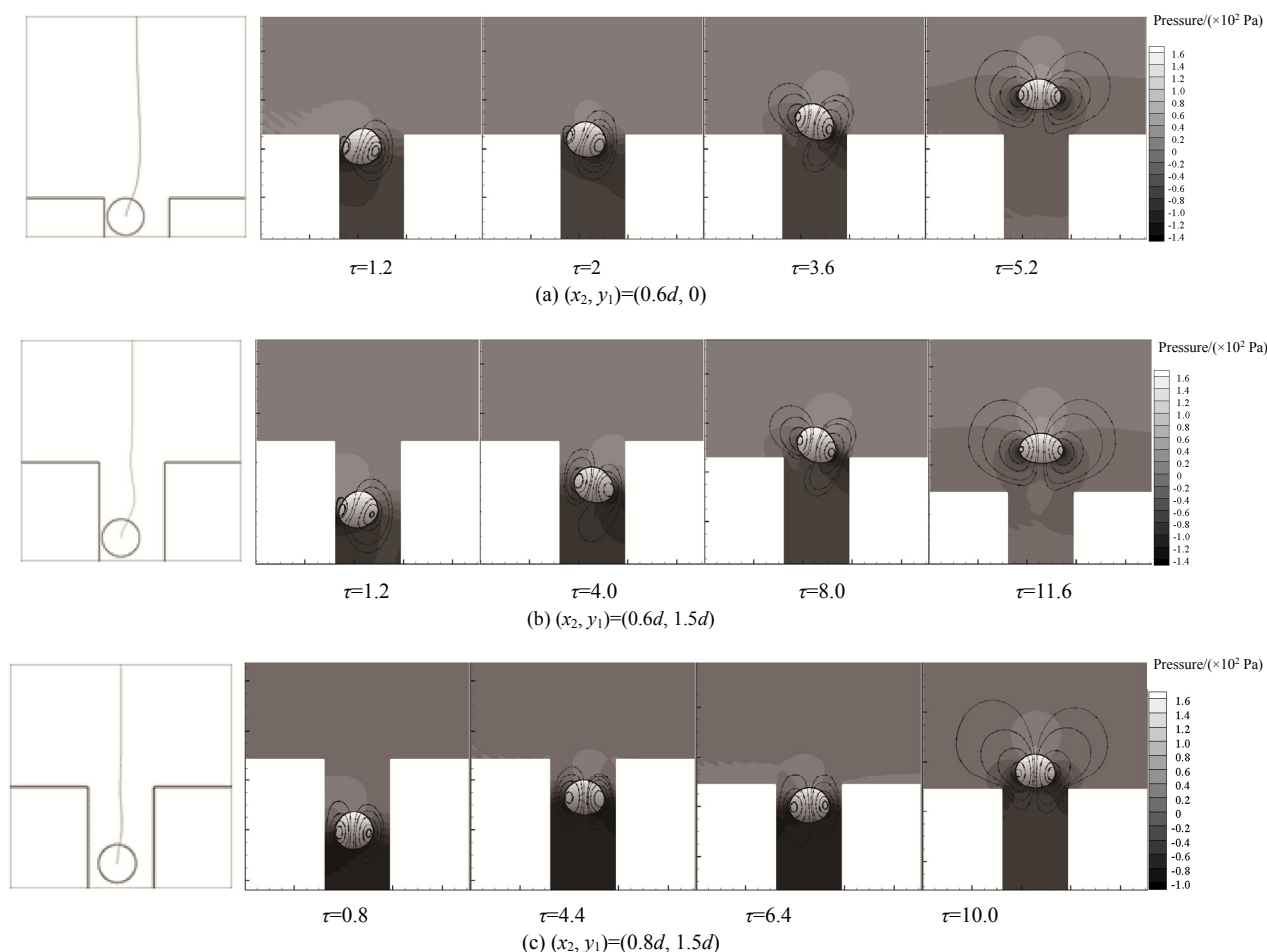


图9 气泡运动路径及不同时刻的流线和压力云图

Fig.9 Trace of the bubble, streamlines and pressure field

## 4 结 论

采用界面追踪方法研究了狭窄通道内受浮力驱动的单气泡经过突然扩张通道的运动形态, 得到如下结论:

(1) 由于壁面对气泡运动的影响, 气泡界面形态在狭窄通道、扩张部位和宽阔通道呈不同状态. 在气泡质心离开扩张处后, 由于狭窄壁面对气泡的约束消失, 气泡高宽比最大.

(2) 狭窄通道和宽阔通道宽度比越大, 气泡最大高宽比越小. 当通道宽度比大于  $4/6$  时, 可忽略扩张段的影响.

(3) 相同  $Eo$  数时, 随  $Mo$  数减小, 气泡高宽比减小, 气泡上升速度增大.  $Eo$  数和气泡变形的难易程度有关, 增大  $Eo$  数, 气泡上升时形变更严重, 在狭窄通道内出

现椭圆帽型上升的形态.

(4) 气泡初始位置靠近单侧壁面时, 受气泡两侧压力差影响, 气泡横向变形较严重, 在两侧壁面之间摇摆运动.

## 参考文献

- [1] 陶然, 权晓波, 徐建中. 微尺度流动研究中的几个问题 [J]. 工程热力学, 2001, 22(5): 575-577.  
Tao R, Quan X B, Xu J Z. Several questions in research of micro scale flow [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2001, 22(5): 575-577.
- [2] 陈光文, 袁权. 微化工技术 [J]. 化工学报, 2003, 54(4): 427-439.  
Chen G W, Yuan Q. Micro-chemical technology [J]. CIESC Journal, 2003, 54(4): 427-439.
- [3] Gundogdu M Y, Kutlar A I, Duz H. Analytical prediction of pressure loss through a sudden-expansion in two-phase pneumatic conveying lines [J]. Adv. Powder Technol., 2009, 20(1): 48-54.
- [4] Yin Z G, Xie S H, Cheng D S, et al. Oxygen transfer characteristics of water and bubble mixture pipe flow through two sudden



- contractions and expansions [J]. *J. Hydrodyn.*, 2014, 26(5): 745–750.
- [5] Grace J R. Shapes and velocities of bubbles rising in infinite liquids [J]. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 1973, 51(2): 116–120.
- [6] Bhaga D, Weber M E. Bubbles in viscous liquids: shapes, wakes and velocities [J]. *J. Fluid Mech.*, 1981, 105: 61–85.
- [7] Chen I Y, Tseng C Y, Lin Y T, et al. Two-phase flow pressure change subject to sudden contraction in small rectangular channels [J]. *Int. J. Multiphase Flow*, 2009, 35(3): 297–306.
- [8] Ahmadpour A, Abadi S M A N R, Kouhikamali R. Numerical simulation of two-phase gas–liquid flow through gradual expansions/contractions [J]. *Int. J. Multiphase Flow*, 2016, 79: 31–49.
- [9] Kadivar E, Farrokhbin M. A numerical procedure for scaling droplet deformation in a microfluidic expansion channel [J]. *Physica A*, 2017, 479: 449–459.
- [10] Ambrose S, Lowndes I S, Hargreaves D M, et al. Numerical modelling of the rise of Taylor bubbles through a change in pipe diameter [J]. *Comput. Fluids*, 2017, 148: 10–25.
- [11] Kim J, Moin P. Application of a fractional-step method to incompressible Navier–Stokes equations [J]. *J. Comput. Phys.*, 1985, 59(2): 308–323.
- [12] Karniadakis G E. High-order splitting methods for the incompressible Navier–Stokes equations [J]. *J. Comput. Phys.*, 1991, 97(2): 414–443.
- [13] Chen R H, Tian W X, Su G H, et al. Numerical investigation on coalescence of bubble pairs rising in a stagnant liquid [J]. *Chem. Eng. Sci.*, 2011, 66(21): 5055–5063.
- [14] Ryu S, Sungho K O. A comparative study of lattice Boltzmann and volume of fluid method for two-dimensional multiphase flows [J]. *Nucl. Eng. Technol.*, 2012, 44(6), 623–638.
- [15] 陈斌, Kawamura T, Kodama Y. 静止水中单个上升气泡的直接数值模拟 [J]. *工程热物理学报*, 2005, 26(2): 980–982.
- Chen B, Kawamura T, Kodama Y. Direct numerical simulations of a single bubble rising in still water [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2005, 26(2): 980–982.
- [16] 陈斌. 高粘度流体中上升气泡的直接数值模拟 [J]. *工程热物理学报*, 2006, 27(2): 255–258.
- Chen B. Direct numerical simulation of a single bubble rising in high viscosity fluid [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2006, 27(2): 255–258.
- [17] 王焕然, 李彦鹏, 杨栋, 等. 黏性液体中单个气泡上升的形状特性 [J]. *工程热物理学报*, 2009, 30(9): 1492–1494.
- Wang H R, Li Y P, Yang D, et al. On the shape feature of a single bubble rising in viscous liquids [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2009, 30(9): 1492–1494.
- [18] Balcázar N, Lehmkuhl O, Jofre L, et al. Level-set simulations of buoyancy-driven motion of single and multiple bubbles [J]. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2015, 56: 91–107.
- [19] Takada N, Misawa M, Tomiyama A, et al. Simulation of bubble motion under gravity by lattice Boltzmann method [J]. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2001, 38(5): 330–341.