

牛顿流体液滴成形过程及断裂原因研究

林培锋,刘友菊

(浙江理工大学机械与自动控制学院,杭州 310018)

摘 要: 利用高速摄影机对实验中液滴成形过程进行拍摄,获取一系列成形过程的瞬时图片。运用 Fluent 软件中 VOF (Volume of fluid) 方法,对低流量情况下毛细管末端液滴成形过程进行数值模拟,采用几何重构方法 (Geometric reconstruction) 对液滴成形的气液界面进行捕捉,并与高速摄影获得的成形实验结果比较,结果表明数值模拟结果与实验一致,表明数值模拟的可行性。在此基础上,计算出液滴整个成形过程中所受合力的变化,分析了成形过程液滴内部的压力,结果表明:液滴成形过程可分为成形、颈缩、断裂三个阶段;断裂阶段重力和表面张力将达到平衡,平衡之后重力占主导地位,微小的体积增量使得颈缩处急剧变细,液滴断裂;成形和颈缩阶段沿液滴中心线压力逐渐增大,断裂阶段颈缩处压力最大,达到 360 Pa。

关键词: 液滴成形;几何重构;压力;合力;断裂

中图分类号: O359⁺.1

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851 (2018) 05-0319-06

0 引言

液滴成形一直是国内外学者的研究焦点,其研究成果广泛应用于日常生活和工业生产中,如喷墨印刷^[1-2]、增材制造^[3]等。为了充分认识液滴成形及其断裂的过程,国内外学者进行了大量研究。Zhang 等^[4]研究了影响初始液滴和卫星液滴的体积以及颈缩线长度的参数,包括流体粘度、流速、电场等,结果表明:粘度和流速增加时形成的颈缩线长度相应增加,生成的初始液滴和卫星液滴的体积相应增加;随着电场强度的增加,初级液滴的体积减小,而颈缩线的长度和直径以及卫星液滴的体积相应增加。Shi 等^[5]通过实验研究发现,液体粘度对液滴形状和长度有着显著的影响,液滴在高粘度下更容易脱落成单个液滴。王定标等^[6]使用 VOF 模型对液滴形成过程进行了数值模拟,结果表明:不同阶段液滴内部速度由不同条件决定,颈缩阶段由入口速度决定,轴线压力线性增长;断裂阶段由重力决定,轴线压力的变化与速度变化情况一致,最后得到液滴完整长度与管内径的比值和韦伯数 (We) 之间的

关系式。Ambravaneswaran 等^[7]研究发现:毛细管力占主导地位时,1D 算法相比较 2D 算法的相对误差不超过几个百分点;惯性力或粘性力大于表面张力时,1D 算法的相对误差最高可达 15%; Oh (奥内佐格数) 较小时,1D 算法由于无法精确地预测流体的界面而导致相对误差较大。Eggers 等^[8]使用泰勒展开来简化二维模型并获得一维有限元模型。一维有限元法具有以下两个优点:一是节省计算时间;二是在初始液滴破裂后可以不间断地计算卫星液滴。Schulkes^[9]计算了液滴体积随着时间的推移稳定增加时喷嘴悬挂液滴末端的演变情况,研究发现:当液滴下降变得不稳定和增长速度变慢时,连接两端的颈缩线很快出现。当增长速度变大时,液滴及时分离,且能够计算断裂后的液滴体积。Xu 等^[10]研究正弦函数流量下无量纲数 (We, Oh) 对液滴动力特性的影响,给出了不同流向不同 We 数时液滴的断裂情况。贺丽萍等^[11]运用了 VOF (Volume of fluid) 方法和几何重构方法成功模拟了液滴成形的过程。研究发现:液滴内部的涡环将经历生成-湮灭、合并-分开的过程,得到其与液滴形状的关系,得

到了压力与液滴不同部位的关系。

液滴成形的影响参数(粘度、流速等)和形成特征(初始体积、卫星体积、流线长度等)一直是众多学者的研究对象,而液滴成形过程中所受力的作用和其内部流场、压力的研究较少。本文以毛细管末端液滴为研究对象,通过研究低流速下液滴内部流场、压力及作用在液滴上的力,从理论上分析液滴的成形过程和解释液滴断裂原因,为液滴在科学研究和工业领域上的应用提供更多的参考。

1 实验和数值研究方法

1.1 实验方法

实验研究了流体从垂直毛细管喷嘴末端以恒定流速流入空气中成形液滴的过程。在初始液滴脱离之前拍摄一系列成形过程的图像,实验台的示意如图1所示。实验装置由不锈钢毛细管(外直径3 mm,内直径2 mm)、蠕动泵(BT100-1F)、高速摄影机等组成。实验中管子为不锈钢毛细管,管子末端加工成平面,并使其平直且内部和边角无毛刺。所选择

的管子长度超过5 cm,具有较大值的长度与直径之比,以保证所述管子出口上游部分有充分发展的分布均匀的流速。实验设备最重要的就是高速摄影系统,包括高速摄影机、光源、视频系统以及相关硬件,使用具有最高分辨率为 1920×1080 像素的高级CMOS传感器的高速摄影机(PCO, dimax HD)拍摄液滴成形序列图像,使用2000 fps进行拍摄,以便在液滴脱落之前能拍摄到颈部破裂的图像。背光由500 W灯泡提供。此外,该系统还可以在极短的时间内一边显示一边存储液滴外形。由蠕动泵提供连续且稳定流量,该蠕动泵的流量范围为 $0.2 \mu\text{L}/\text{min}$ 至 $500 \text{ mL}/\text{min}$,流量控制操作流程如图2所示。

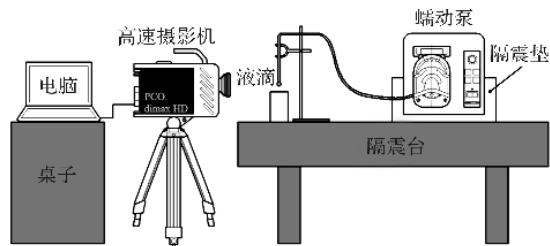


图1 实验台示意

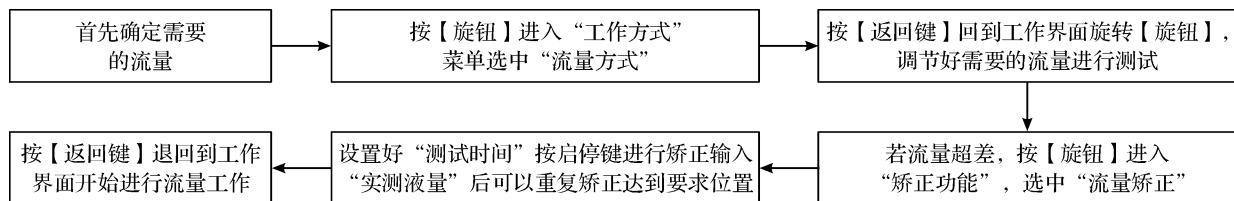


图2 蠕动泵流量控制操作流程

在该实验中流量调为 $1 \text{ mL}/\text{min}$ 。毛细管插在外围流体中,整个装置除了泵以外都放在隔震台上,质量分数为50%的甘油溶液的性质^[4]见表1所示。为避免实验中存在气泡,要彻底清理毛细管,消除影响液体流速的不确定因素。液滴成形在低流速情况下进行,在拍摄前使液体先流动1 h,然后进行拍摄,这样能得到可靠的液滴成形过程照片。

表1 溶液物理特性

实验材料	密度 ρ $/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	粘度 μ $/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	表面张力系数 σ $/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$
空气	1.225×10^{-3}	1.8×10^{-5}	—
50%甘油溶液	1.115	6.1×10^{-2}	0.070

1.2 控制方程

本文借助Fluent商业软件中的VOF模块开展数值模拟研究。整个计算域中不存在热的交换,设置主相(Primary phase)为气相,第二相(Secondary phase)为液相,并且假设气相和液相均为黏性不可

压的。流场由Navier-Stokes方程控制:

连续性方程

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

动量方程

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} + \sigma \kappa \nabla C \quad (2)$$

其中: ρ 表示密度; \mathbf{v} 表示流场中速度的矢量; p 表示压力; μ 表示动力粘度; σ 表示表面周线单位长度上的表面张力值,即为表面张力系数; C 表示VOF方法定义的体积分数。本文选用的是连续表面张力模型^[12](The continuum surface force model)加入到动量方程来处理表面张力, κ 为界面曲率,表现形式如下:

$$\kappa = \nabla \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad (3)$$

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \quad (4)$$

其中: \mathbf{n} 是法向量, $\hat{\mathbf{n}}$ 是单位法向量。体积分数满足公式:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla C = 0 \quad (5)$$

其中: $C=0$ 表示单元网格中都是气相; $C=1$ 表示单元网格中都是液相; $0<C<1$ 表示单元网格中存在气相和液相的交界面。每个单元网格内的粘度和密度由式(6)和式(7)得到:

$$\rho = C\rho_{\text{气}} + (1-C)\rho_{\text{液}} \quad (6)$$

$$\mu = C\mu_{\text{气}} + (1-C)\mu_{\text{液}} \quad (7)$$

1.3 边界条件与计算方法

数值模拟的几何结构与实验一致,因为所研究

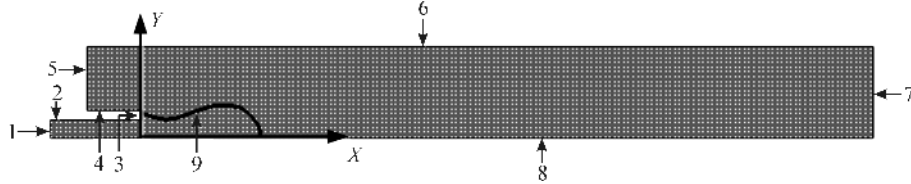


图3 计算域和网格

对重力作用下毛细管末端液滴成形过程的控制方程进行离散求解,用PISO(Pressure implicit with splitting of operators)算法对速度压力耦合进行迭代计算,PISO使用了预测—修正一再修正的处理过程,可加快单个迭代步的收敛速度。压力场的求解选择的是体积力分数(Body-force-weighted)计算方法。选择乘方格式(Power law)求解动量。对于气液界面的处理,采用的是VOF中基于PLIC(Piecewise-linear interface calculation)的几何重构法。在ANSYS Fluent中这个方法是最准确的,适用于一般的非结构化网格,Youngs^[13]对几何重构方法进行了详细描述。

1.4 液滴受力分析

奥内佐格数($Oh = \mu / (\rho R \sigma)^{1/2}$, R 为管外半径)为度量黏性力和表面张力效应之比的无量纲数,韦伯数($We = \rho U D / \mu$, D 为管外直径)为度量惯性力和表面张力效应之比的无量纲数。由于低流速下奥内佐格数和韦伯数量级都在 10^{-2} ,惯性力和粘性力相比表面张力非常小,故可以忽略,液滴主要受重力和表面张力作用,

重力:

$$F_G = \rho_d V_d g \quad (8)$$

表面张力:

$$(F_\sigma)_{\text{vertical}} = \pi d_{\text{wetted}} \sigma \sin \theta \quad (9)$$

其中: V_d 表示整个液滴体积, ρ_d 表示液滴密度, d_{wetted} 表示毛细管末端壁上可变化的液滴湿润直径, θ 表示接触角(气液界面与毛细管末端壁的夹角)。当液滴出现颈缩现象时,应从颈缩处计算致使液滴断裂的力,此时表面张力和重力的计算公式^[14]为:

重力:

$$F_G = \rho_d V_b g \quad (10)$$

的对象为三维轴对称模型,故将其简化为二维对称模型,计算域和网格如图3所示。边界1为速度进口(Velocity-inlet), $U = 0.0053 \text{ m/s}$,相当于 1 mL/min 流量。边界2、3、4为壁面(wall),其中壁面2和3的接触角设为 60° ,壁面4的接触角设为 179° ,5、6、7设为压力出口(Pressure-outlet),8设为对称轴(Axis),9为气相和液相的界面。边界6和7的交点设为参考压力点,压力值设为 101325 Pa 。

表面张力:

$$F_\sigma = \pi d_{\text{neck}} \sigma \quad (11)$$

其中: d_{neck} 表示液滴颈缩处的直径, V_b 表示颈缩处以下液滴的体积。计算力的参数取值可由每步保存的文件提取。

2 结果与讨论

2.1 不同成形阶段分析

通过对实验和模拟图片的二次处理得到了液滴气液界面和长度的对比图,气液界面如图4所示。由图4可知,液滴成形的每个阶段实验和模拟在外观上非常相似。图5比较了实验和模拟液滴随时间变化的长度,实验和模拟的液滴成形长度很接近,即实验与模拟有很好的 consistency,验证了数值模拟的可行性。

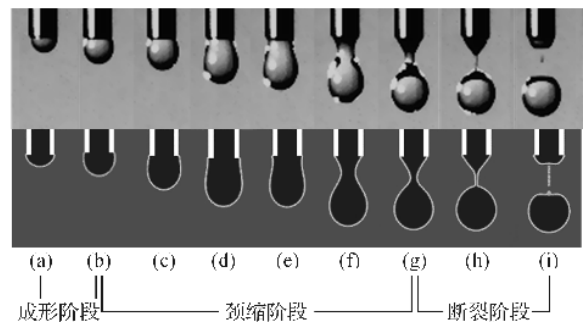


图4 实验和数值模拟气液界面

图4显示了液滴成形到断裂的全过程,成形阶段液体逐渐流入,悬挂在管口处的液滴体积逐渐增加,如图4(a)—(b)成形阶段所示。当液滴的体积到达临界体积时,液滴运动开始不稳定,即出现颈缩现象,如图4(b)—(g)颈缩阶段所示,液滴的大部分在喷嘴口处悬挂,颈缩处直径逐渐变小。断裂阶段

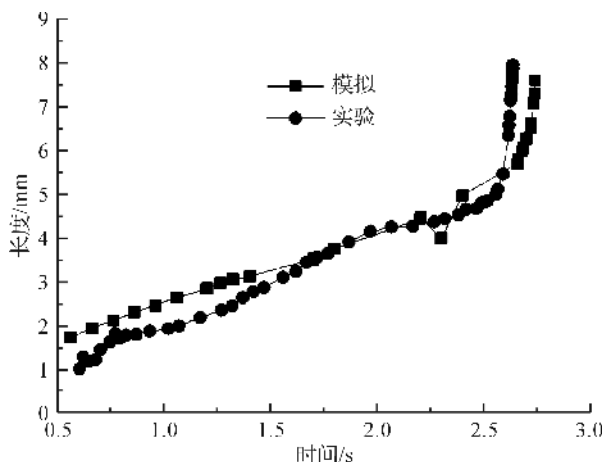


图5 实验和数值模拟液滴长度对比

液滴体积微小的增量将使液滴不稳定,体积微小增量将使颈缩直径迅速变小致其断裂,如图4(g)~(i)所示。

2.2 受力分析

图6是气液界面和接触角变化示意,接触角如图6所示(虚线和虚水平线之间),图7为绘制的液滴湿润直径和接触角的变化情况。图7中0~0.46 s是一个短暂且变化剧烈的阶段,仅仅持续约0.46 s,湿润直径和接触角变化明显。液体从毛细管顶部流出形成弯液面,悬挂在毛细管壁。接触角急剧下降并达到临界值,湿润直径逐渐增加,考虑到毛细管壁厚有限,湿润直径达到毛细管的外缘(图6中的线1的界面)时不再增加。

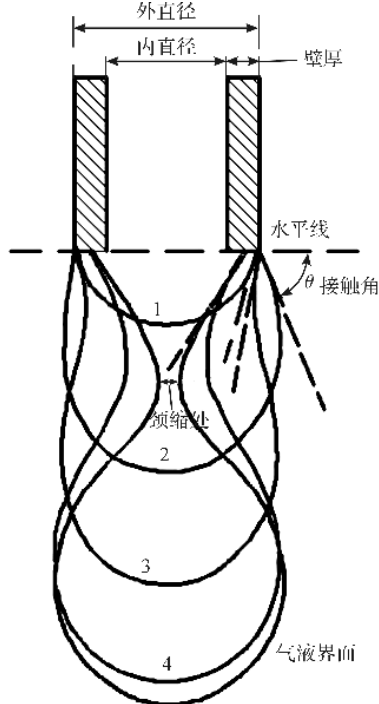


图6 气液界面和接触角变化示意

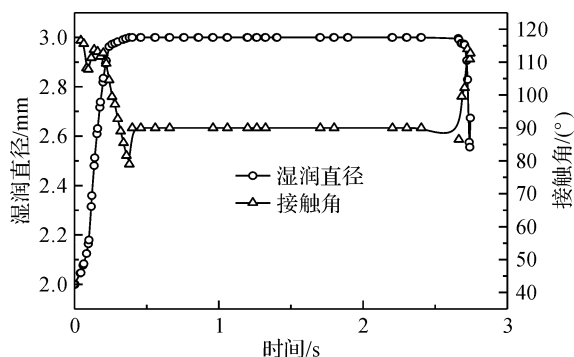


图7 湿润直径和接触角的变化

图7中0.46~2.50 s这个阶段在时间上占据了大部分成形过程。液滴的形状从弯液面转化为类似葫芦的形状,如图6所示的线2和线3。接触角的值基本保持不变,湿润直径也仍然保持着毛细管外半径的值。时间2.500~2.748 s也是一个短暂且变化剧烈的阶段,持续大约0.248 s。接触角从85°左右快速增加到近120°,湿润直径也是快速减小。如图6中的线4变化到线5,然后液滴脱落成是一个单独的液滴。

重力和表面张力的合力如图8所示。颈缩现象出现之前重力和表面张力的大小由式(8)和式(9)计算得出,颈缩现象出现之后,重力和表面张力由式(10)和式(11)计算得出。由图8中可知,重力和表面张力的合力在时间为2.724 s时为0,即重力和表面张力大小相等。当时间超过2.724 s后,重力大于表面张力,使得液滴不断拉长,颈缩部位越来越细直至液滴断裂,液滴脱落。

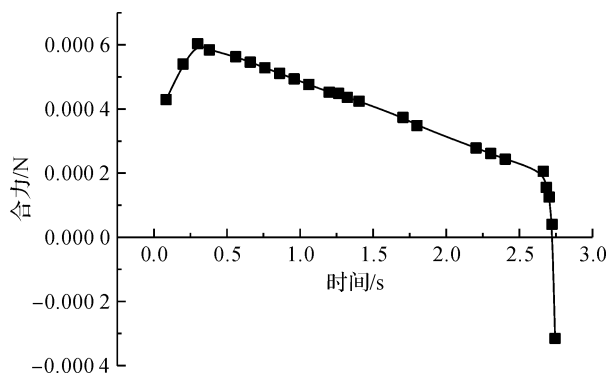


图8 液滴受力合力图

2.3 液滴内部压力分析

图9为成形液滴中的压力场和流线的变化。每个时刻流线在中心线的右侧显示,压力场及其等值线的值显示在其左侧。从图9(a)~(e)明显可以看出,与喷嘴出口附近相比,液滴顶端处的压力更大,各个时间段从入口处到液滴顶端压力逐渐增加,即呈现静水压的状态。从图9(f)可以看出,在断裂阶

段颈缩处急剧变细,压力显著增加,压力达到 360 Pa,明显高于液滴顶端和管口附近的压力。此时颈缩处以下近球部分在压差的作用下向下断裂的趋势,而颈缩处以上部分有向上运动的趋势,致使颈缩处越来越细。最后当颈缩处的直径趋近于零时,颈缩处液滴的径向截面上拉应力趋向于无穷大,液滴断裂。图 9(a)~(e)中随着液滴的长度增加其内部的流线形成的流环也逐渐加大,随着颈缩直径越来越小,如图 9(f)所示,颈缩部分下方流入的液体体积变少,流环变小,直至颈缩处断裂,下方液滴内各点流线到达一致自由下落。

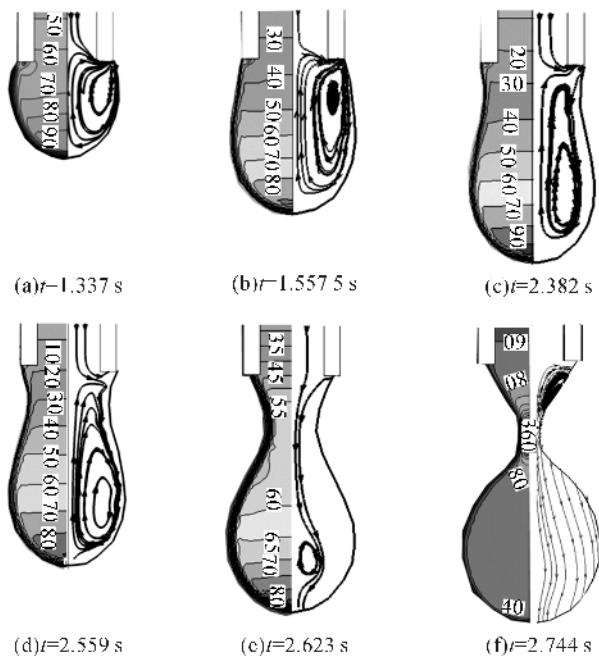


图9 部分微管和液滴内部的压力和流线

3 结论

本文通过高速摄影机对液滴成形过程进行拍摄,得到其演变的一系列图片,并对其进行了数值模拟,从受力情况和液滴内部压力解释了液滴断裂的原因,得到如下结论:

a) 与实验结果比较验证了 VOF 方法模拟液滴成形和断裂的可行性。

b) 根据液滴形态变化将成形过程分为三个阶段:成形阶段,颈缩阶段,断裂阶段。在断裂阶段 $t=2.724$ s 时重力和表面张力达到平衡,之后重力占主导地位,使得液滴不断拉长,颈缩处越来越细直至液滴断裂,液滴脱落。

c) 液滴即将断裂时,颈缩处压力最大,变化急剧,其值达到 360 Pa,颈缩处上部分液体和下部分液

体内存在压力差,使得颈缩处直径越来越细,颈缩处液滴的径向截面上拉应力趋向于无穷大,液滴从颈缩处断裂。

参考文献:

- [1] 蔡昊,董春法,张祥林. DOD 式压电喷墨打印系统液滴形成过程的数值模拟[J]. 包装工程, 2014, 35(15): 113-117.
- [2] 朱钱黎. 纺织品数码喷墨印花技术[J]. 轻纺工业与技术, 2010, 39(2): 29-31.
- [3] 李志江. 基于液滴喷射技术的塑料增材制造系统研究与开发[D]. 北京: 北京化工大学, 2015.
- [4] Zhang X, Basaran O A. An experimental study of dynamics of drop formation[J]. Physics of Fluids, 1995, 7(6): 1184-1203.
- [5] Shi X D, Brenner M P, Nagel S R. A cascade of structure in a drop falling from a faucet[J]. Science, 1994, 265(5169): 219-222.
- [6] 王定标,杨俊勇,梁珍祥,等. 微管液滴形成模拟及关键阶段分析[J]. 高校化学工程学报, 2013(2): 193-198.
- [7] Ambravaneswaran B, Wilkes E D, Basaran O A. Drop formation from a capillary tube: Comparison of one-dimensional and two-dimensional analyses and occurrence of satellite drops[J]. Physics of Fluids, 2002, 14(8): 2606-2621.
- [8] Eggers J, Dupont T F. Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier-Stokes Equation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 262: 205-221.
- [9] Schulkes R M S M. The evolution and bifurcation of a pendant drop[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 278: 83-100.
- [10] Xu Q, Basaran O A. Computational analysis of drop-on-demand drop formation[J]. Physics of Fluids, 2007, 19(10): 301-313.
- [11] 贺丽萍,夏振炎,姜楠. 低流量微管末端液滴形成及破碎的数值模拟[J]. 化工学报, 2011, 62(6): 1502-1508.
- [12] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335-354.
- [13] Youngs D L. Time-Dependent Multi-Material Flow with Large Fluid Distortion in Numerical Methods for Fluid Dynamics [M]. New York: Academic Press, 1982: 273-285.
- [14] Wang W, Ngan K H, Gong J, et al. Observations on single drop formation from a capillary tube at low flow rates[J]. Colloids & Surfaces A: Physicochemical & Engineering Aspects, 2009, 334(1): 197-202.

Study on droplet formation process and breakage reason for a Newtonian fluid

LIN Peifeng, LIU Youju

(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: The high-speed camera was used to record a series of forming process pictures in the experiment. The volume of fluid (VOF) method in fluent was used to simulate the droplet formation from the capillary at the low flow rate. The geometric reconstruction was used to capture the gas-liquid interface of droplet formation, and the numerical simulation results are in good agreement with the experimental results obtained by high-speed photography, which verifies the feasibility of numerical simulation. The change of the resultant force during the whole formation process was calculated, and the pressure inside the droplet was analyzed. The results show that the drop formation process is divided into three stages of formation, neck, and breakage and the pressure in the neck is the largest at the breakage stage. There is a balance between gravity and surface tension at the breakage stage. Then the gravity dominant, a small increase of volume causes the neck to shrink sharply and the droplets break. The pressure inside droplet gradually increases along the centerline of the droplet at the formation and neck stages. The pressure at neck reaches the maximum and is 360 Pa at the breakage stage.

Key words: droplet formation; geometric reconstruction; pressure; resultant force; breakage

(责任编辑: 康 锋)