



Y 型分岔微通道内气泡的破裂动力学

丛振霞, 朱春英, 付涛涛, 马友光*

化学工程联合国家重点实验室; 天津大学化学化工协同创新中心; 天津大学化工学院, 天津 300072

*通讯作者, E-mail: ygma@tju.edu.cn

收稿日期: 2014-08-22; 接收日期: 2014-10-02; 网络版发表日期: 2014-12-15

doi: 10.1360/N032014-00230

摘要 本文采用高速摄像机研究了对称 Y 型分岔口处气泡的破裂动力学行为. 实验以 N_2 作为分散相, 含 0.3% 十二烷基硫酸钠(SDS)的蒸馏水与甘油混合液作为连续相. 在 Y 型分岔口处观察到了气泡无间隙对称破裂、有间隙对称破裂和不破裂 3 种流型. 气泡是否破裂取决于气泡初始长度和毛细数 Ca , 液相黏度越大, 气泡破裂所需的毛细数 Ca 越大. 无间隙破裂过程经历两个阶段: 挤压阶段和快速破裂阶段. 这两阶段分别受上游流体挤压力和两相界面张力的控制. 有间隙破裂过程可分为 3 个阶段: 挤压阶段、挤压拉伸阶段和快速破裂阶段. 挤压阶段和快速破裂阶段的破裂驱动力与无间隙破裂相应阶段的驱动力类似; 挤压拉伸阶段受上游流体挤压力、黏性剪切力和惯性力的共同作用.

关键词

Y 型分岔
气泡
破裂
动力学
界面

1 引言

近年来, 随着微化工技术的快速发展, 基于气泡/液滴的微流控过程受到了人们的广泛关注^[1-3], 特别是微气泡/液滴的形成、破裂和聚并^[4-8]. 与单相的微流体流动相比, 微气泡/液滴具有许多独特的优势和更广泛的应用, 包括“数字”微流体技术、高通量的化学合成以及微乳化技术等^[9]. 微通道内的气泡/液滴破裂是一种重要的微流控技术, 常被用来调整气泡/液滴的尺寸^[10,11]. 已有学者对分岔口处气泡/液滴的破裂进行了研究^[6,10-20], 但由于影响破裂过程的因素众多, 且破裂机理复杂, 人们对其认识仍十分有限. 分岔口的结构是影响破裂过程的重要因素之一, 目前, 对于气泡/液滴破裂的研究多集中于 T 型分岔口结构^[6,10-17], 而对 Y 型分岔口这一微流控设备内常见的操作单元中气泡/液滴破裂的研究却鲜有报道. 此外, 由于 Y 型分岔口与人体血管的分岔口非常相似, 因此, 对于 Y 型分岔口气泡破裂的研究还将有助于开发治疗癌症的气体栓塞技术^[21,22]. 本文对 Y 型分

岔微通道内气泡破裂动力学进行了研究, 考察了气液两相流量和流体黏度的影响.

2 实验部分

图 1 为实验中所采用的微通道芯片, 所有通道截面均为宽度 $w_c \times$ 深度 $h_c = 200 \mu m \times 50 \mu m$ 的矩形, 分岔处夹角分别为 30° 、 30° , 两条支通道的长度均为 10 mm.

图 2 为实验流程图, 实验中采用高速摄像机 (Olympus *i-speed*, UK) 实时观测和记录微通道分岔口

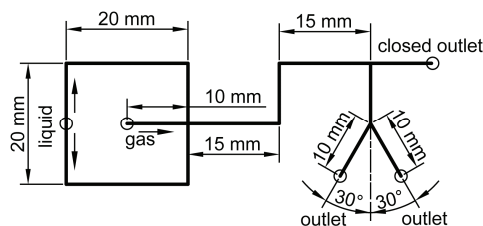


图 1 微芯片示意图

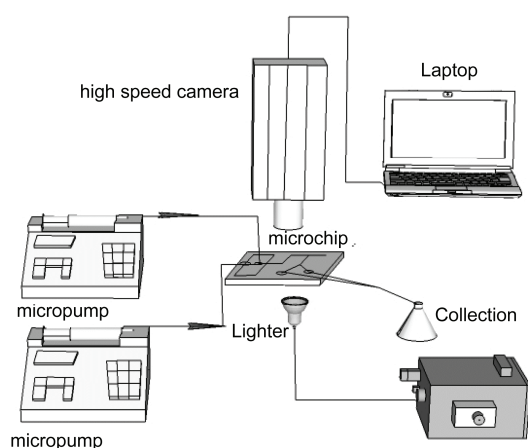


图 2 实验流程图

处气泡的行为, 拍摄频率为 2000 f/s. 实验过程中固定气相流量, 改变液相流量, 气液两相均由微量注射泵(Harvard Apparatus PH22/2000, USA)驱动和控制进入通道入口, 每设定一次流量后待稳定 5 min 再记录.

实验中采用 N_2 作为分散相, 质量分数 0.3% 表面活性剂(SDS)的水溶液为连续相, 通过改变连续相中甘油的质量分数调节连续相黏度, 质量分数为 0%、20%、40%、50% 时, 液相黏度 μ_c 分别为 1.01、1.76、3.75 和 6.50 mPa s. 上述条件下, 气液两相的界面张力 σ 均为 31.5 mN/m. 其中流体黏度采用黏度仪(iVisc, LAUDA, Germany)测量, 表面张力通过接触角测量仪(OCA15EC, Data Physics instruments GmbH,

Germany)悬滴法测量. 所有实验条件均为 293.3 K 和常压.

3 结果与讨论

3.1 流型

气泡在微通道分岔口处的行为是由分岔口形状、两相流率及两相物性等多种因素共同决定的^[6]. 根据气泡与通道壁面的距离是否小于光学分辨率, 将对称破裂分为有间隙破裂和无间隙破裂. 实验中观察到了气泡在 Y 型分岔口的 3 种行为: 无间隙破裂(BS1)、有间隙破裂(BS2)和不破裂(NB), 如图 3 所示.

BS1: 微通道内的气泡首先沿着平行于主通道的方向发生变形, 变形的气泡进入支通道中, 沿着支通道的方向继续发生形变, 直至破裂. 破裂后的气泡尾部由于界面张力的作用恢复为圆弧形. 当气泡较长时, 在整个破裂过程中气泡始终阻塞整个分岔口, 这种流型为气泡的无间隙破裂, 发生在相对较低的液体流速下.

BS2: 当气液流速较大时, 气泡的初始长度相对较小, 随着破裂过程中气泡的伸长, 气泡与通道壁面间出现间隙, 直至气泡破裂, 该流型称为有间隙破裂.

NB: 当气液流速相对较低和气泡很短时, 气泡在伸展过程中, 进入一侧分支通道中的体积大于另

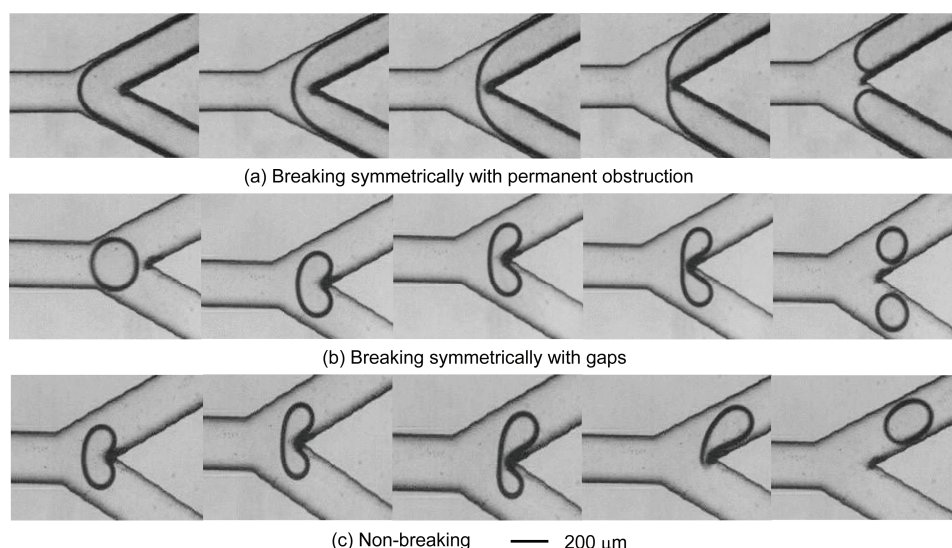


图 3 Y 型分岔微通道内气泡破裂类型

一侧,并最终在界面张力的作用下,将整个气泡拖拽到瞬时阻力较小的一侧分支中,随着支通道流向出口,该流型为不破裂流型。

在 Y 型分岔口处观察到的这 3 种气泡行为与 T 型分岔口处气泡和液滴的行为非常相似^[6,10,12~15]。

3.2 气泡破裂与不破裂的转变规则

图 4 为不同液相黏度下气泡流型转变图。横坐标为气泡无量纲长度(气泡初始长度 l_0 除以通道宽度 w_c);纵坐标为 Ca 数($Ca = \mu_c u_c / \sigma$, u_c 为连续相流速)。由图 4 可以看出,气泡是否破裂取决于气泡初始长度和毛细数 Ca , 液相黏度越大, 气泡破裂所需的 Ca 数越大。尽管毛细数里已经体现了液体黏度的影响,然而,对

于不同黏度的流体其转变线仍然存在很大差异。这说明气泡的破裂除了受黏性力和表面张力影响,还受到挤压力的影响,因为在微通道内挤压力的作用不可忽略^[4],其大小和液体黏度密切相关^[8]。

目前,文献中关于气泡破裂与不破裂行为的转变主要存在两种理论^[6,10,13~15]:

(1) 基于毛细不稳定理论,当液滴颈部细丝的周长大于其长度时,液滴将会自发破裂, Link 等^[10]提出了预测液滴破裂临界 Ca 数的公式:

$$Ca = \alpha \frac{l_0}{\pi w_c} \left[\left(\frac{\pi w_c}{l_0} \right)^{2/3} - 1 \right]^2 \quad (1)$$

式中, α 是拟合参数,其值与两相黏度和通道结构有关,拟合值见表 1。式(1)适用于 Ca 数较大的情形,此

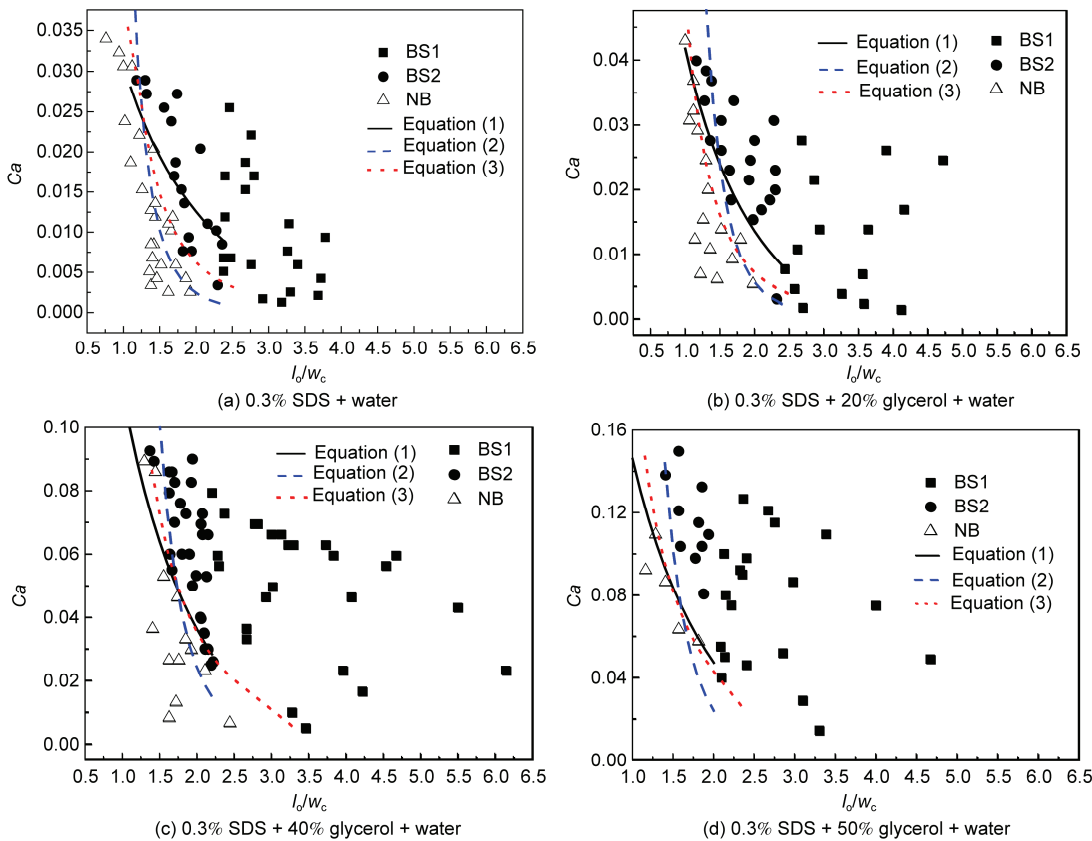


图 4 气泡破裂与不破裂行为之间的转变

表 1 不同条件下的拟合参数

Liquid	μ_c	α	γ	m	n
0.3%SDS	1.01	0.10	0.60	0.35	-0.33
0.3% SDS/20% glycerol	1.76	0.21	0.72	0.44	-0.36
0.3% SDS/40% glycerol	3.75	0.62	0.80	0.57	-0.40
0.3% SDS/50% glycerol	6.50	0.80	0.95	0.63	-0.51

时界面张力 σ 在气泡破裂中发挥重要作用.

(2) Leshansky 和 Pismen^[14]则通过计算 T 型对称分岔微通道内液滴 2D 情形下准稳态形状给出了预测转变的方程:

$$l_0/w_c = \gamma Ca^{-0.21} \quad (2)$$

式中, γ 是拟合参数, 与两相黏度和微通道结构有关, 拟合值见表 1. 式(2)是基于 Ca 数较小或处于中等值范围内得出的.

本文实验的 Ca 数范围为: $1.3 \times 10^{-3} < Ca < 1.5 \times 10^{-1}$, 属于中等值范围. 式(2)的幂律规则较式(1)可较好地预测本文实验条件下气泡的行为, 但由于通道结构和流体物性的差别, 式(2)的拟合结果与实验结果仍有很大偏差, 说明在不同实验条件下, 指数为常数 -0.21 并不适用. 为了更好地预测气泡行为, 本文采用式(2)的幂律规则, 但将指数作为可调参数, 提出了一个含有两个可调参数的经验关联式(3), 并对实验数据进行拟合:

$$l_0/w_c = mCa^n \quad (3)$$

式中, m 和 n 为拟合参数. 结果表明, 式(3)可很好地描述气泡破裂与不破裂的临界规则(图 4). 不同实验条件下, 式(1)~(3)的拟合参数列于表 1. 分别对 m 和 n 与无因次黏度 μ_c/μ_{water} (μ_{water} 为水在 293.15 K 下的黏度) 进行关联, 发现他们均呈线性关系, 如下式:

$$m = 0.0489\mu_c/\mu_{\text{water}} + 0.3385 \quad (4)$$

$$n = -0.0318\mu_c/\mu_{\text{water}} + 0.2967 \quad (5)$$

3.3 气泡破裂动力学行为

气泡破裂的动力学是气泡破裂关键问题之一. 虽然文献中关于 T 型分岔口气泡/液滴破裂动力学的研究已取得了一定的成果^[6,13-17], 但由于结构不同, Y 型分岔口处气泡的破裂过程与 T 型有所不同^[18-20], 仍需进一步研究. 不同破裂流型下气泡的动力学行为不同, 本文将分别对无间隙对称破裂(BS1)和有间隙对称破裂(BS2)进行研究, 采用追踪气泡颈部动态变化过程作为研究破裂机理方法, 均选取气泡恰好完全离开主通道的时刻作为初始时刻($t = 0$).

3.3.1 BS1 破裂的动力学行为

图 5 为无间隙破裂流型下气泡的示意图, 在该流型下考察了破裂过程中气泡最小颈部 δ 的变化. 首先, 主通道中的流体向角区中扩散并推动界面向下游移

动, 形成一个颈部区域, 气泡最小颈部处曲率先是逐渐减小, 直至平坦后, 界面弯曲方向发生反转, 曲率迅速增大, 直至气泡破裂(图 3(a)). 在颈部的界面弯曲方向发生反转之前, 气液间的界面张力一直作为阻力抵抗气泡的变形.

图 6 为气泡无量纲最小颈部宽度 δ/w_c (w_c 为通道宽度)随无量纲时间 ut/w_c 的变化过程. 其中 u 表示气泡的来流速度: $u = (Q_G + Q_L)/w_c h_c$ (Q_G 、 Q_L 分别为气液两相流率; w_c 、 h_c 分别为通道宽度和深度). 该过程可分为两个阶段: 挤压阶段和快速破裂阶段. 在挤压阶段, 气泡最小颈部宽度随时间单调地减小, 随着破裂的进行, 变化速度略有减缓. 当气泡最小颈部宽度减小到某一临界值 δ^*/w_c 时, 进入快速破裂阶段, 在此阶段破裂中的气泡突然加速, 此阶段持续时间非常短暂.

由图 6 可以看出, 在无间隙破裂的情形下, 气泡颈部在挤压阶段内的减小速度与来流速度成正比, 这表明, 气泡的破裂过程是由连续相流体的速度控制, 连续相流速越大, 气泡破裂所需时间越短. 此时受阻的上游流体产生积压驱动气泡的颈部变细.

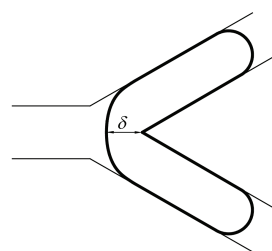


图 5 气泡形状示意图(BS1)

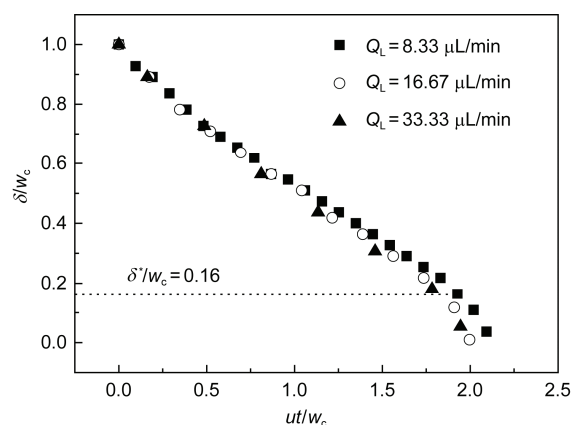


图 6 气泡无量纲最小颈部宽度随无量纲时间的变化过程 (BS1)

图 7 表明气泡无量纲最小颈部宽度随连续相黏度的变化. 在挤压阶段前期, 液相黏度对无量纲最小颈部宽度的变化影响很小, 亦即黏性剪切力的影响很小. 在挤压阶段后期, δ/w_c 随 ut/w_c 的变化斜率略微减小. 随着破裂过程的进行, 气泡与壁面逐渐分离, 如图 3(a)所示. 这使得微通道角区“gutter”内的流动阻力减小, 因此该区域内的液体流速也会相应加快. 流过角区的液体增多, 那么挤压颈部变细的流体减少, 气泡颈部所受到的挤压力相应减小, 因此 δ/w_c 减小的速率略微变慢. 此时, 由于角区内流量增大, 黏性力的作用略有增强. Leshansky 等^[15]在 2D 情况下得到的理论关系也表明, δ 的减小速率也随 t 的增大而减小, 与文中规律一致.

当 δ/w_c 减小至某一临界值 δ^*/w_c 时, 气泡的颈部由外凸变为内凹. 此时, 气泡进入快速破裂阶段, 如图 7 所示 ($\delta^*/w_c = 0.16$). 在该阶段内, 夹断速度非常快. 这是由于最小颈部附近曲率突变, 引起该点的受力发生改变, 当该点的曲率大于颈部曲线上其他点的曲率时, 气泡在界面张力控制下自发破裂重组^[17]. 由于该过程仅受表面张力控制, 其破裂速度不受操作条件和液相黏度影响.

3.3.2 BS2 破裂的动力学行为

在有间隙破裂的情况下, 分别研究了破裂过程中最小颈部宽度 δ 和气泡与壁面的最小间隙宽度 d 的变化规律(图 8). 首先, 阻塞分岔口的气泡在上游流体的推动下, 颈部变细, 同时气泡在平行于分支通道的方向上伸长, 至某一时刻气泡与壁面间出现间隙, 直至破裂. 在整个破裂过程中, 气泡最小颈部处曲率

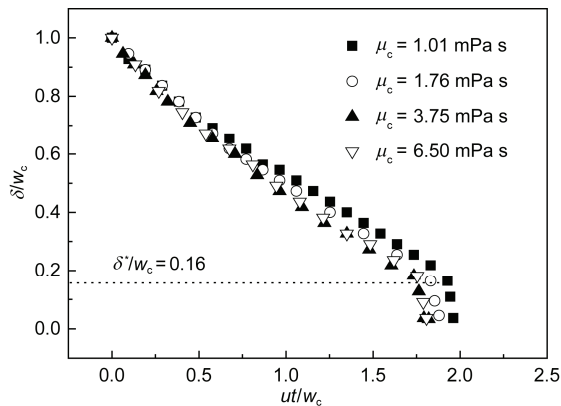


图 7 连续相黏度对气泡无量纲最小颈部宽度变化的影响 (BS1)

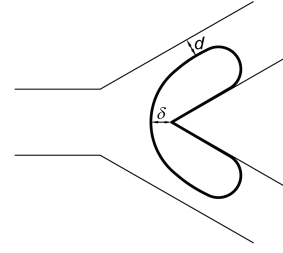


图 8 气泡形状示意图(BS2)

先是逐渐减小, 直至平坦后, 界面弯曲方向发生反转, 曲率迅速增大, 直至气泡破裂(图 3(b)). 与 BS1 破裂相同, 在颈部的界面弯曲方向发生反转之前, 气液间的界面张力也一直阻碍气泡的破裂.

图 9 为 BS2 流型下无量纲最小颈部宽度 δ/w_c 随无量纲时间的变化规律, 整个过程可分为 3 个阶段: 挤压阶段、挤压拉伸阶段和快速破裂阶段. 在挤压阶段, 气泡完全阻塞分岔口, 与无间隙破裂的挤压阶段类似, δ/w_c 随时间单调减小. 随着气泡的延伸, 气泡与通道壁面间出现间隙, 此时进入挤压拉伸阶段, 此时由于间隙的存在, 气泡破裂速率减慢. 当最小颈部宽度达到某一临界值 δ^*/w_c 时, 破裂进入快速破裂阶段, 气泡加速破裂, 生成两个子气泡, 此阶段与无间隙破裂类似.

图 10 给出了改变液相黏度时 δ/w_c 随无量纲时间的变化规律. 在挤压阶段, 气泡颈部的变化只受上游液相挤压力的驱动. 在挤压拉伸阶段, 由于间隙的存在, 上游流体通过间隙流向出口, 上游流体的挤压力变小, δ 的变化速率减小, 此阶段内液相黏度越大, δ 的减小速率越快; 液相流率越大, 气泡破裂速度也越

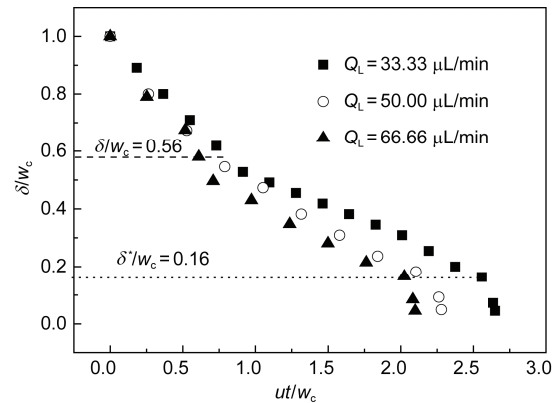


图 9 气泡无量纲最小颈部宽度随无量纲时间的变化过程 (BS2). $Q_G = 33.33 \mu\text{L}/\text{min}$; 0.3% SDS

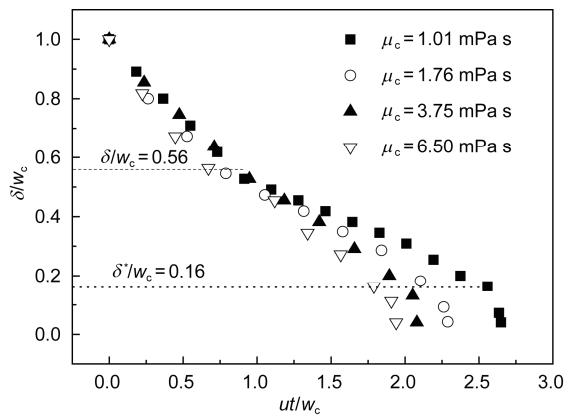


图 10 连续相黏度对气泡无量纲最小颈部宽度变化的影响 (BS2). $Q_G = 33.33 \mu\text{L/min}$; $Q_L = 66.66 \mu\text{L/min}$

快. 这表明, 黏性力和惯性力在此过程中加速了气泡颈部的夹断过程, 减少了破裂所需时间, 这一阶段内的作用机理较挤压阶段复杂. 最终, 当最小颈部宽度达到某一临界值 δ^*/w_c 时, 气泡破裂进入快速破裂阶段, 气泡加速破裂, 生成两个子气泡.

BS2 破裂过程存在两个转折点, 第一阶段到第二阶段的转变发生在 $\delta/w_c = 0.56$ 时, 恰好是气泡与通道壁面刚出现空隙的时刻. 第二阶段向第三阶段的转变发生在 $\delta^*/w_c = 0.16$, 破裂过程到达第二个转折点, 气泡进入快速破裂阶段. BS1 流型下该值为 $\delta^*/w_c = 0.16$, 这也表明, 该临界值与流体性质和气泡大小无关, 只取决于通道的形状. Hoang 等^[17]通过停留模拟的方法得到了 δ^* 与通道尺寸的定量关系:

$$\frac{\delta^*}{w_c} = \frac{h_c}{h_c + w_c} \quad (6)$$

对于本文微通道内的气液两相流系统 ($w_c = 200 \mu\text{m}$, $h_c = 50 \mu\text{m}$), 由式(6)计算得到的 δ^*/w_c 值为 0.2, 实验结果 ($\delta^*/w_c = 0.16$) 小于计算值. 这是因为式(6)是在毛细数非常小, 即 $Ca < 10^{-4}$ 的情况下得到的, 而本文 Ca 数的范围在 $10^{-3} \sim 10^{-1}$ 之间.

与 δ 的变化过程相对应, 最小间隙宽度 d/w_c 的演变过程也可相应分为 3 个阶段, 如图 11 所示. 在最初时刻, 气泡阻塞分岔口. 随着破裂过程的进行, 气泡逐渐伸长, 在某一时刻气泡头部与壁面间出现间隙,

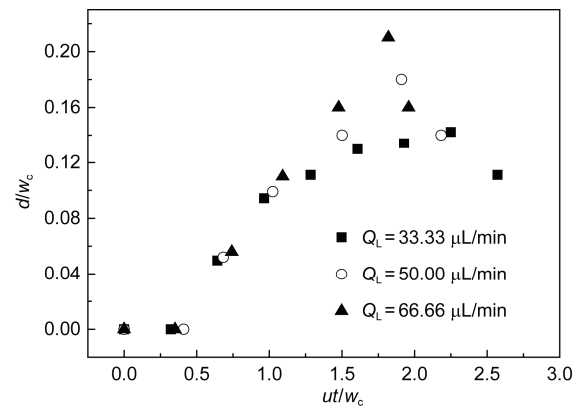


图 11 气泡最小间隙宽度随无量纲时间的变化过程 (BS2). $Q_G = 33.33 \mu\text{L/min}$; 0.3% SDS

无量纲间隙宽度 d/w_c 逐渐由零增加至最大值. 随着最后阶段夹断速度的突增, 气泡颈部方向的缩短速度要大于其长度的增长速度^[6], 从而使得气泡头部在分岔管道垂直方向上会有一定程度的膨胀, 间隙宽度减小, 直至气泡破裂.

4 结论

本文采用高速摄像机研究了 Y 型分岔口处气泡在 0.3% SDS-甘油水溶液中的破裂动力学行为. 观测到了 3 种气泡破裂类型: 无间隙的对称破裂、有间隙的对称破裂和不破裂. 气泡是否破裂的临界毛细数 Ca 值与气泡初始长度及流体黏度密切相关. 随着液相黏度的增大, 破裂的临界毛细数 Ca 值增加. 研究了不同破裂类型下气泡破裂过程中颈部的夹断机制. 对于气泡无间隙破裂情况, 颈部夹断可分为两个阶段: 第一阶段是挤压阶段, 受上游流体挤压力控制, 气泡颈部最小宽度与时间呈线性关系; 第二阶段是快速破裂阶段, 受界面张力控制发生快速地界面重组. 在有间隙破裂情况下, 在以上两阶段中间增加另一阶段: 自气泡与通道壁面间形成间隙后, 黏性剪切力和上游流体挤压力共同控制的挤压拉伸阶段. 对于该气泡破裂类型, 气泡头部与壁面间的间隙 d 存在一个先增大后减小的过程, 其破裂临界值与 Ca 数存在幂律关系.

致谢 本工作得到国家自然科学基金(21106093, 21276175)和天津市自然科学基金(13JCQNJC05500)资助, 特此一并致谢.

参考文献

- 1 Whitesides GM. The origins and the future of microfluidics. *Nature*, 2006, 442: 368–373
- 2 付涛涛, 惠晓荣, 朱春英, 马友光, 李怀志. 十字型微通道内气泡形成的实验观察. 高校化学工程学报, 2011, 25: 337–340
- 3 魏丽娟, 付涛涛, 朱春英, 马友光. 微通道内液液两相流压力降的测量和关联. 高校化学工程学报, 2013, 27: 555–560
- 4 de Menech M, Garstecki P, Jousse F, Stone HA. Transition from squeezing to dripping in a microfluidic T-shaped junction. *J Fluid Mech*, 2008, 595: 141–161
- 5 Fu TT, Wu YN, Ma YG, Li HZ. Droplet formation and breakup dynamics in microfluidic flow-focusing devices: from dripping to jetting. *Chem Eng Sci*, 2012, 84: 207–217
- 6 Fu TT, Ma YG, Funfschilling D, Li HZ. Dynamics of bubble breakup in a microfluidic T-junction divergence. *Chem Eng Sci*, 2011, 66: 4184–4195
- 7 Wu YN, Fu TT, Zhu CY, Lu YT, Ma YG, Li HZ. Asymmetrical breakup of bubbles at a microfluidic T-junction divergence: feedback effect of bubble collision. *Micro Nano*, 2012, 13: 723–733
- 8 Garstecki P, Fuerstman MJ, Stone HA, Whitesides GM. Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction: scaling and mechanism of break-up. *Lab Chip*, 2006, 6: 437–446
- 9 Song H, Tice JD, Ismagilov RF. A microfluidic system for controlling reaction networks in time. *Angew Chem Int Ed*, 2003, 42: 768–772
- 10 Link DR, Anna SL, Weitz DA, Stone HA. Geometrically mediated breakup of drops in microfluidic devices. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 054503
- 11 Yamada M, Doi S, Maenaka H, Yasuda M, Seki M. Hydrodynamic control of droplet division in bifurcating microchannel and its application to particle synthesis. *J Colloid Interf Sci*, 2008, 321: 401–407
- 12 Menetrier-Deremble L, Tabeling P. Droplet breakup in microfluidic junctions of arbitrary angles. *Phys Rev E*, 2006, 74: 035303
- 13 Jullien MC, Tsang MJ, Cohen C, Menetrier L, Tabeling P. Droplet breakup in microfluidic T-junctions at small capillary numbers. *Phys Fluids*, 2009, 21: 072001
- 14 Leshansky AM, Pismen LM. Breakup of drops in a microfluidic T junction. *Phys Fluids*, 2009, 21: 023303
- 15 Leshansky AM, Afkhmi S, Jullien MC, Tabeling P. Obstructed breakup of slender drops in microfluidic T junction. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 264502
- 16 Stejin VV, Kleijn CR, Kreutzer MT. Flow around confined bubbles and their importance in triggering pinch-off. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 214501
- 17 Hoang DA, Portela LM, Kleijn CR, Kreutzer MT. Dynamics of droplet breakup in a T-junction. *J Fluid Mech*, 2013, 717 : R4
- 18 Baroud CN, Gallaire F, Dangla R. Dynamics of microfluidic droplets. *Lab Chip*, 2010, 10: 2032–2045
- 19 Carlson A, Do-Quang M, Amberg M. Droplet dynamics in a bifurcating channel. *Int J Multiphas Flow*, 2010, 36: 397–405
- 20 Baroud CN, Tsikata S, Heil M. The propagation of low-viscosity fingers into fluid-filled branching networks. *J Fluid Mech*, 2006, 546: 285–294
- 21 Eshpuniyani B, Fowlkes JB, Bull JL. A bench top experimental model of bubble transport in multiple arteriole bifurcations. *Int J Heat Fluid Flow*, 2005, 26: 865–872
- 22 Calderon AJ, Fowlkes JB, Bull JL. Bubble splitting in bifurcating tubes: a model study of cardiovascular gas emboli transport. *J Appl Physiol*, 2005, 99: 479–487

Dynamics of bubble breakup in a microfluidic Y-bifurcation

Zhenxia Cong, Chunying Zhu, Taotao Fu, Youguang Ma*

State Key Laboratory of Chemical Engineering; Collaborative Innovation Center of Chemical Science and Engineering; School of Chemical Engineering and Technology, Tianjin University, Tianjin 300072, China

*Corresponding author (email: ygma@tju.edu.cn)

Abstract: A highspeed camera was used to investigate experimentally the bubble breakup and dynamics in a symmetric microfluidic Y-junction divergence. N₂ and deionized water with 0.3% surfactant sodium dodecyl sulfate (SDS)-glycerol were adopted as dispersed and continuous phases, respectively. The symmetric breaking with permanent obstruction, symmetric breaking with gaps and non-breaking regimes were observed in experiments. Experimental results showed that: whether bubbles breakup or not depends primarily on both bubble initial lengths and capillary number. And the higher the viscosity of the fluid is, the higher is the capillary number needed to break bubbles. Dynamics of bubbles breakup were investigated under different regimes. The breakup with permanent obstruction included two stages: squeezing stage and rapid breakup stage. In squeezing stage, the breakup process was only controlled by the augmented pressure. The rapid breakup stage was affected by surface tension. The breakup with gaps consisted of three stages: squeezing stage, squeezing-stretching stage and rapid breakup stage. The squeezing stage and the rapid breakup stage were similar to the stage of the breakup with permanent obstruction. The squeezing-stretching was commonly controlled by the viscous force, inertia force and the augment pressure.

Keywords: Y-junction, bubble, breakup, dynamics, interface