中国科学: 物理学 力学 天文学 2027 年 第 57 卷 第 1 期: 214710
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文 水中气泡动力学专辑

水-油界面处上浮气泡诱导物质输运特性研究

余世帆, 李林润*, 李梓萌, 赵哲晟, 李帅

哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001
*联系人, E-mail: u526193458@163.com

收稿日期: 2026-04-22; 接受日期: 2026-05-22; 网络出版日期: 2026-09-04
国家自然科学基金(编号: 12372239)、黑龙江省重点研发计划(编号: JD24A002)和国家级大学生创新创业训练计划项目(编号: 202410217142)资助

摘要 气泡穿越水-油界面时, 可将下层重相水输运至上层轻相油中, 并伴随液膜破裂、液柱生长与夹断等复杂界面演化过程. 本文采用实验与数值模拟相结合的方法, 研究了单气泡在水-油分层体系中的界面相互作用行为, 并以最终留存在上层油相中的水相体积与气泡体积之比定义输运效率. 实验表明, 在气泡成功穿越界面的条件下, 气泡-界面相互作用可分为无输运穿越和有输运穿越两类状态. 基于液柱不稳定理论, 并考虑水-油体系中液膜提前破裂对液柱拉伸与夹断过程的影响, 提出了有效输运形成的几何判别条件和经验边界. 在有输运穿越工况下, 液柱夹断高度H_{br}与液柱最大高度$H_{\max}$呈近似线性相关; 当以水-油界面张力定义的邦德数Bo小于1时, 输运效率随Bo近似呈幂次增长, 当气泡进入路径失稳振荡上升状态后, 输运效率随Bo增大的增长趋势有所减弱, 且实验数据离散性增强. 本研究可为液-液萃取、乳化分散及分层流体输运中的气泡诱导跨相卷携过程提供参考.

关键词 气泡, 多相流, 水-油界面

1 引言

气泡穿越液-液界面所诱发的跨相液体卷携, 是分层多相体系中常见且重要的局部流动现象. 在液-液萃取、乳化分散、气体吸收、冶金加工以及直接接触传热等过程中, 气泡穿越水平液-液界面时, 不仅会改变局部界面形态和瞬时界面面积, 还会卷携下层重相液体进入上层轻相, 从而促进两相间的混合与质量传递[1–3]. 由于液-液界面的存在, 浮力、惯性、黏性和界面张力等作用在局部区域内强烈耦合, 使得这一过程同时具有明确的工程背景和重要的基础研究意义.

在低雷诺数条件下, 气泡接近界面时的形状演化、近场流动及液膜排液问题已得到较多理论与数值研究[4,5]. 当气泡从重相接近液-液界面时, 界面首先局部鼓起, 并在气泡顶部与界面之间形成逐渐变薄的液膜. 液膜的排液速率、稳定性及其最终破裂时刻, 直接决定气泡能否进入上层轻相, 因此液膜演化阶段始终是理解界面穿越行为的基础. Chen等人[6]将研究扩展到流体-流体界面处的小液滴或气泡并合时间, 并讨论了分子间作用力对凹陷液膜变薄与破裂的影响. Mohamed-Kassim和Longmire[7]与Hahn等人[8]利用PIV (Particle Image Velocimetry)研究了液滴穿越液-液界

引用格式: 余世帆, 李林润, 李梓萌, 等. 水-油界面处上浮气泡诱导物质输运特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2027, 57: 214710
Yu S, Li L, Li Z, et al. Bubble-induced transport across an oil-water interface (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2027, 57: 214710, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0309

© 2026《中国科学》杂志社

面的并和过程, 指出液膜破裂前的排液主要受界面力控制, 而界面一旦破裂, 后续并和会迅速完成. 这些研究揭示了液膜排液与破裂前后的局部动力学机制, 但尚未将液膜破裂、被拖带液体的持续拉伸以及最终液滴留存建立起清晰的定量联系.

液膜破裂后, 气泡进入上层轻相, 下层重相液体则可能在气泡尾部被拖带进入上层轻相并形成液柱. 与穿越发生前主要受液膜排液与破裂控制不同, 穿越后的跨相输运效率更大程度上取决于被拖带液体在上层轻相中的后续演化[2,3]. 已有研究表明, 该液柱可进一步经历持续拉伸、局部颈缩、夹断、回流以及液滴留存等过程, 不同演化路径对应不同的最终卷携结果[1–3,9–14]. Mercier等人[9]讨论了气泡表面包覆液层对上升行为及液体传输特征的影响. Reiter和Schwerdtfeger[10,11]记录了气泡停留时间、卷携液柱高度及上层液滴特征, 并利用无量纲参数对这些特征量进行了关联. Greene等人[12]较早讨论了上升气泡穿越两层互不相溶液体界面时卷携发生的起始条件, 即气泡穿越界面后能否将下层重相液体持续拖带进入上层轻相, 他们后续进一步分析了卷携体积与气泡体积、两层液体密度差、界面张力和黏度等物性参数之间的关系, 并将卷携效率与约化气泡体积及两相中的气泡雷诺数联系起来[13]. 这些研究为理解卷携初期、液柱形成及相关影响参数提供了基础.

随着高速摄影技术的发展, 研究进一步扩展到对气泡穿越界面过程中主要流动状态及局部失稳行为的细节刻画. Dietrich等人[2]利用高速摄影与PIV研究了气泡尺度和上层轻相黏度对界面穿越过程的影响, 指出气泡停留时间、被拖带液柱长度、气泡上升速度以及界面附近速度场的变化规律. Uemura等人[15]观察到, 液膜破裂后的快速回缩会在气泡表面形成同心波纹, 并进一步产生大量微米尺度液滴. Bonhomme等人[1]结合实验与数值模拟讨论了单气泡穿越水平液-液界面的典型演化过程, 指出在其考察的参数范围内, 气泡穿越界面后可在上层轻相中拖带出明显的重相液柱. Emery等人[3]进一步识别了单泡穿越过程中的多类流动状态, 并建立了相应的流态图和转捩准则. 从液柱失稳角度看, Eggers和Villermaux[14]指出液柱的拉伸、颈缩与夹断是决定最终破碎结果的重要过程. 已有研究从不同角度揭示气泡穿越后的主要流动状态、液柱演化及局部断裂与液滴形成行为, 但对于成功穿越界面后无输运与有输运两类结果的分界依据, 以及液膜破裂与液柱夹断之间的相对关系如何影响最终输运效率, 仍缺乏统一的判别框架与定量解释.

基于上述认识, 本文聚焦单气泡成功穿越水平液-液界面后的演化过程, 重点关注下层重相液体被卷携进入上层轻相后的演化差异及其最终卷携结果. 本文结合实验与数值模拟, 定义输运效率以及液膜破裂高度H_{tr}、液柱最大高度$H_{\max}$、液柱夹断高度H_{br}等关键物理量, 据此讨论无输运与有输运两类结果的判别依据, 并分析上述物理量与最终输运效率之间的关系, 建立对有效输运形成条件及输运效率变化规律的定量认识.

本文结构如下: 第2节介绍实验装置、工况参数、图像处理方法及数值模拟设置; 第3节给出气泡穿越液-液界面的典型演化过程, 从液柱失稳的几何条件出发, 讨论液柱夹断发生的必要条件及夹断位置的统计规律, 并在此基础上分析液膜破裂高度对有效输运形成的作用以及有输运穿越条件下输运效率随邦德数Bo的变化规律; 第4节总结全文主要结论, 并概括本文对气泡诱导跨界面输运机理的物理认识及其意义.

2　研究方法

2.1　实验方法及控制参数

实验装置如图1所示, 在尺寸为250 mm × 250 mm × 700 mm的透明长方体液池中进行实验. 液池内自下而上分层填充重相纯水与轻相葵花籽油, 相关参数见表1. 为减小温度对流体物性及界面过程的影响, 实验通过恒温循环系统将环境温度控制在T = 25°C, 并在每组实验开始前静置5 min, 以保证液体两相界面趋于平整稳定. 气泡由计算机控制的注射泵驱动注射器产生, 气体经由液池底部的不锈钢锥形喷嘴释放; 喷嘴内径范围为0.25–3 mm. 通过调节喷嘴直径与注射泵推进速度, 可在重复性良好的条件下生成尺寸可控的单个气泡, 并将气泡首次接触液-液界面的时刻定义为t = 0. 所有实验均采用单泡模式, 并剔除出现卫星泡或连续串泡的记录, 以排除气泡间相互干扰.

为可视化气泡穿越界面的瞬态过程, 采用Canon EOS 90D相机记录, 帧率为120 fps, 分辨率为1920 pixels × 1080 pixels. 相机搭配Laowa 100 mm (f/2.8 2X Ultra Macro APOCA-Dreamer 2)微距镜头以获得气

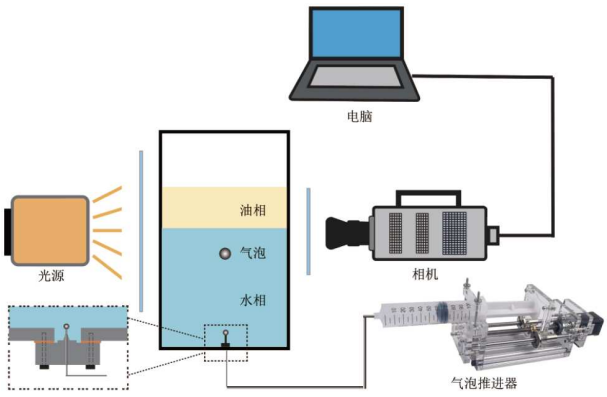


图 1　(网络版彩图)实验设置示意图
Figure 1　(Color online) Schematic of the experimental setup.

表 1　实验所用流体物性参数及界面张力定义. 为避免三相体系中“表面张力”含义混淆, 本文区分气-水、气-油和水-油界面张力, 其中Bo使用的σ指水-油界面张力σ_{ow}
Table 1　Physical properties of the fluids and definitions of interfacial tension used in the experiment. To avoid ambiguity in the term “surface tension” within the three-phase system, the gas-water, gas-oil, and water-oil interfacial tensions are listed separately, the Bond number (Bo) is defined using the water-oil interfacial tension σ_{ow}

液体	密度 ρ (kg/m^3)	动力黏度 μ (mPa s)	表面张力 σ (N/m)
纯水w	997	0.89	0.072
葵花籽油o	914	46.25	0.025
水-油界面ow	–	–	0.029

泡轮廓的高分辨成像. 实验采用300 W LED作为背光光源, 并配备磨砂扩散板形成均匀背景照明, 从而提高界面与气泡边界的灰度对比度. 为进行图像定量测量, 在气泡运动平面放置标定尺进行尺度标定, 得到图像空间分辨率为0.095 mm/pixel; 同时规定竖直向上为y轴方向, 并以静态水-油界面位置作为$y = 0$参考面.

为统一表征变形气泡及夹断后液滴的尺寸, 本文采用体积等效直径D作为特征尺度. 根据图像处理得到竖直直径D_v和水平直径D_h, 并假设目标绕竖直轴近似轴对称, 可将其近似为椭球体. 于是, 与该椭球体等体积的球形直径可写为

$$D = (D_v^2 D_h)^{\frac{1}{3}}, \tag{1}$$

表征气泡特征尺度[16]; 后续过程中产生的液滴也采用式(1)计算等效直径. 随后根据轮廓像素计算气泡几何中心$y_c(t)$; 为降低帧间噪声影响, 可对位移$y_c(t)$进行局部多项式拟合后求导得到速度, 最大误差控制在±0.35%以内. 为确保数据可靠性, 每组工况至少重复三次并取均值, 同时给出标准差作为误差范围; 实验不确定度主要来源于图像像素分辨率(±1 pixel)与时间分辨率(±1 frame), 并通过误差传播估算直径、速度及停留时间的测量误差.

为在实验与数值模拟之间建立统一的参数空间, 文中涉及的物理参数均采用无量纲形式, 长度尺度为气泡等效直径D (表2). 输运效率定义为

$$\eta = \frac{V_{\mathrm{ret}}}{V_b}, \tag{2}$$

其中V_{ret}为最终稳定留存在上层油相中的水相体积, V_b为气泡体积. 邦德数定义为

$$Bo = \frac{(\rho_w - \rho_o) g D^2}{\sigma_{ow}}, \tag{3}$$

其中ρ_w和ρ_o分别为水相和油相密度, σ_{ow}为水-油界面张力. 该定义用于表征被拖带水柱在油相中演化时重力与水-油界面张力之间的相对强弱.

对于实验结果, 首先根据背光图像识别夹断后留存在上层油相中的水相液滴轮廓, 并由图像面积及特征尺寸换算其体积. 当同一工况中存在多个留存液滴时, V_{ret}取所有可识别留存液滴体积之和; 若夹断后液滴重新回落并并入下层水相, 则不计入V_{ret}. 最终留存时刻选取为液柱夹断、回缩和液滴回落过程基本结束后, 上层油相中水相液滴数量及尺度不再发生明显变化的时刻. 受图像空间分辨率限制, 低于可靠识别尺度的微小液滴不纳入体积统计.

2.2　数值模型

本文根据特征参数的取值范围对气泡穿越水-油界面的三相流动过程作如下简化与假设: 气泡上升过程中各相特征速度约为$O(10^{-2}-10^{-1})$ m/s, 马赫数$Ma = U/c \ll 1$, 故忽略可压缩性效应, 各相均视为不可压缩流体. 实验体系在常温常压、无外部热驱动条件下运行, 因此不考虑相变过程. 与此同时, 本文关注的气泡-界面相互作用属于短时动力学过程, 其时间尺度为$O(10^{-2})$ s, 其特征时间远小于气体在液体中发生显著溶解所需的时间尺度$O(10^3)$ s, 且实验过程中未观察到气泡体积的明显衰减, 故忽略气体在油相和水相中的溶解传质. 各相密度、黏度及界面张力系数均

表 2　关键物理量与无量纲参数. 所有高度均以静态水-油界面为参考面, 除特别说明外均以气泡等效直径D无量纲化

Table 2　Key physical quantities and dimensionless parameters. All heights are measured from the initially flat water-oil interface and are nondimensionalised by the equivalent bubble diameter D, unless otherwise stated

物理量	单位	无量纲参数	定义或说明
纵向坐标y	mm	y^*	$y^*=\frac{y}{D}$
液柱高度H	mm	H^*	$H^*=\frac{H}{D}$
液柱夹断高度H_{br}	mm	H_{br}/D	发生局部夹断的位置
液柱最大高度$H_{\max}$	mm	$H_{\max}/D$	液柱达到的最大纵向高度
液膜破裂高度H_{tr}	mm	H_{tr}/D	液膜破裂时界面/液柱特征位置
相对破膜高度比	–	χ	$\chi=H_{tr}/H_{br}$
输运效率	–	η	$\eta=V_{\mathrm{ret}}/V_b$
邦德数	–	Bo	$Bo=\frac{\Delta\rho g D^2}{\sigma}$

取常数, 不考虑表面活性剂、温度梯度和浓度梯度引起的界面张力变化.

控制方程基于不可压缩VOF (Volume Of Fluid)模型, 采用体积分数α_g, α_o和α_w描述气相、油相与水相的不可混溶三相流动[17,18]. 各相体积分数满足守恒关系:

$$\alpha_g+\alpha_o+\alpha_w=1,\ 0\leqslant\alpha_i\leqslant 1. \tag{4}$$

流场满足不可压缩质量守恒与动量守恒方程:

$$\nabla\cdot\mathbf{u}=0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\mathbf{uu})=-\nabla p+\nabla\cdot[\mu(\nabla\mathbf{u}+(\nabla\mathbf{u})^{\mathrm{T}})]+\rho g+\mathbf{f}_\sigma, \tag{6}$$

其中$\mathbf{u}$为速度, p为压力, g为重力加速度, $\mathbf{f}_\sigma$为界面张力源项. 局部密度与动力黏度由体积分数线性加权:

$$\rho=\sum_i\alpha_i\rho_i,\mu=\sum_i\alpha_i\mu_i. \tag{7}$$

界面张力采用连续表面力模型处理[19], 体积分数输运方程中保留界面压缩项, 以维持界面清晰度[18,20]. 对任意相i, 体积分数满足输运方程:

$$\frac{\partial\alpha_i}{\partial t}+\nabla\cdot(\alpha_i\mathbf{u})+\nabla\cdot(\alpha_i(1-\alpha_i)\mathbf{u}_c)=0, \tag{8}$$

其中第三项为界面压缩项, $\mathbf{u}_c$为界面压缩速度, 其大小与方向根据界面法向确定[21].

控制方程在OpenFOAM框架下基于有限体积法离散求解[21–26]. 时间项采用一阶隐式Euler格式离散[27], 压力-速度耦合采用PIMPLE算法[22,23,28,29]. 为消除重力项影响, 引入修正压力变量p_{rgh}. 动量方程对流项采用二阶迎风型格式, 黏性项采用二阶中心差分形式; 体积分数输运方程采用界面重构, 并结合MULES有界求解策略以抑制数值扩散和非物理振荡[20,27,30].

为提升计算效率, 计算域采用轴对称楔形几何, 半径为$6D$、高度为$12D$ (图2). 初始水-油界面为水平面, 距计算域顶部$7D$, 气泡初始中心位于界面下方$3D$, 初始速度场根据实验设置. 需要说明的是, 本文采用轴对称数值模型的目的在于捕捉气泡穿越水-油界面过程中液膜破裂、液柱拉伸、局部颈缩、夹断以及液滴留存等主导界面演化过程. 该模型适用于气泡上升路径接近竖直、液柱形态近似轴对称且非轴对称扰动较弱的工况. 对于较大气泡或较大Bo条件下可能出现的路径摆动、液柱偏斜、非轴对称夹断以及夹断后液滴回落等三维效应, 轴对称模型不能完全描述. 因此, 本文的数值结果应理解为理想轴对称条件下的参考结果, 主要用于辅助识别主导物理过程和输运效率变化趋势, 而不作为真实三维工况的完全预测.

对于数值模拟结果, V_{ret}由水相体积分数场计算得到. 具体而言, 在液柱夹断及后续回缩过程结束后, 提取位于初始水-油界面以上, 且已与下层水相主体脱离的水相区域Ω_{ret}, 并在轴对称坐标下进行旋转体积分:

$$V_{\mathrm{ret}}^{\mathrm{num}}=2\pi\int_{\Omega_{\mathrm{ret}}}\alpha_w\mathrm{d}r\mathrm{d}y, \tag{9}$$

其中α_w为水相体积分数, r为径向坐标, y为竖直坐标. 该处理方式与实验中统计最终留存在上层油相中的水相液滴体积相对应. 为使网格验证指标与本文核心结论相对应, 我们选取液柱最大高度$H_{\max}/D$、夹断后主

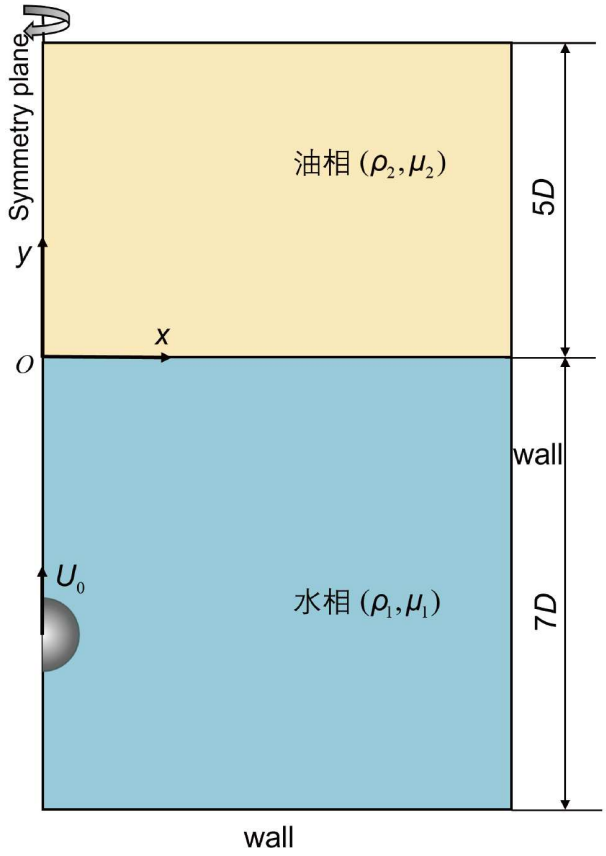


图 2　(网络版彩图)数值计算模型
Figure 2　(Color online) Calculation model of numerical simulation.

液滴等效直径D_{drop}/D和输运效率η作为评价量, 并以最细网格G4的结果作为参考值, 计算其他网格结果相对于G4的相对偏差. 相对差异定义为

$$\varepsilon_Q^{\mathrm{G}i}=\frac{\left|Q^{\mathrm{G}i}-Q^{\mathrm{G4}}\right|}{\left|Q^{\mathrm{G4}}\right|}\times 100\%,\quad i=1,2,3, \tag{10}$$

其中Q分别表示$H_{\max}/D$, D_{drop}/D或η. 相应地, 三者的相对偏差分别记为ε_H, ε_D和ε_η. 该指标用于表征不同网格结果相对于参考网格G4的收敛程度.

由表3可见, G1网格虽然能够再现气泡穿越界面和液柱形成的总体过程, 但ε_H, ε_D和ε_η分别约为23%, 68%和97%, 说明粗网格不足以准确描述液柱颈缩、夹断和液滴留存过程. 网格加密至G2后, 三个评价量的相对偏差明显降低, 其中ε_H和ε_η仍分别存在约6.0%和7.9%的差异. 进一步加密至G3后, ε_H, ε_D和ε_η分别降至约2.3%, 1.4%和4.2%. 因此, G3与G4之间主要评价量的相对偏差均低于4.2%, 表明计算结果对网格分辨率的敏感性已明显降低. 综合计算精度与计算成本, 本文采用$\Delta r/D = \Delta y/D = 1/150$的网格作为后续数值模拟的统一网格设置.

2.3　数值模型验证

为验证数值模型的可靠性, 选取D = 3.5 mm作为典型工况, 对实验与数值模拟结果的一致性进行对比分析. 图3给出了该工况下气泡穿越界面的对照结果, 其中左侧为实验图像, 右侧为数值模拟结果. 可以看出, 数值模型能够较为准确地再现气泡接近界面时的界面隆起以及穿越后液柱的拉伸、颈缩与夹断等主要演化阶段.

本文以夹断后留存在油相中的液滴等效直径D_d表征液滴尺度, 并采用气泡等效直径D进行无量纲化, 即D_d/D. 对于夹断后形成的第一特征液滴, 实验与数值模拟得到的D_d/D分别为0.243和0.263. 液滴无量纲速度定义为$U_d^* = U_d/\sqrt{gL}$. 实验值与数值结果分别为0.219和0.228, 对应相对误差为4.1%. 上述结果表明, 数值模型能够较准确地预测夹断后主导液滴的尺寸及其运动特征, 从而验证了模型在描述界面穿越及卷携输运过程中的有效性与定量可靠性.

3　结果与讨论

3.1　基本物理现象

在本文研究的参数空间内, 气泡均能够成功穿越水-油界面, 但气泡穿越界面并不等同于形成有效输运. 影响最终输运结果的关键在于两个方面: 一是液膜破裂后被拖带液体能否发展为可持续拉伸并最终夹断的液柱; 二是液膜破裂位置的差异会改变液柱后续演化过程, 从而影响液滴留存及最终输运效率. 本节首先结合图4讨论气泡穿越界面后的两种基本模式, 随后结合图5分析液膜提前破裂对液柱演化及最终输运结果的影响.

3.1.1　气泡的两种穿越模式

图4给出了是否发生输运的两种典型穿越模式. 图4(a)对应无输运穿越: 液膜破裂后, 气泡虽能进入上层油相, 但仅拖带出较短液柱, 随后在表面张力的作用下被拉回界面, 未能在上层油相中留下稳定液滴. 图4(b)对应有输运穿越: 液膜破裂后, 可清楚观察到一条沿轴

表 3　不同网格分辨率下液柱最大高度、主液滴尺度和输运效率的对比
Table 3　Comparison of the maximum liquid-column height, main droplet size, and transport efficiency under different grid resolutions

网格编号	$\Delta r/D = \Delta y/D$	网格数	H_{max}/D	ε_H (%)	D_{drop}/D	ε_D (%)	η	ε_η (%)
G1	1/50	9.00×10^4	1.16	23	0.0857	68	0.0630	97
G2	1/100	3.60×10^5	1.61	6.0	0.259	2.7	1.74	7.9
G3	1/150	8.10×10^5	1.55	2.3	0.263	1.4	1.81	4.2
G4	1/200	1.44×10^6	1.52	–	0.266	–	1.89	–

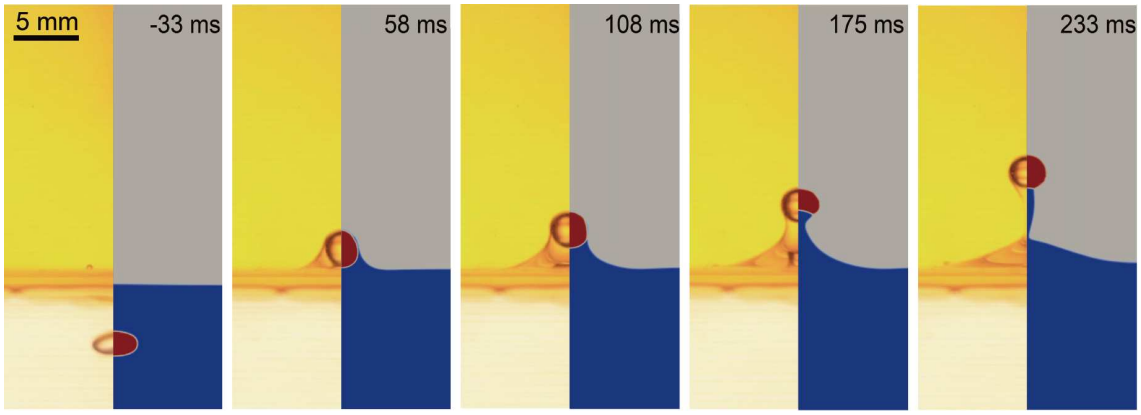


图 3　(网络版彩图)实验与数值模拟结果对照(标尺为5 mm, Bo = 0.34). 左侧为实验结果, 右侧为轴对称数值模拟结果
Figure 3　(Color online) Comparison between experimental and numerical simulation results (scale bar, 5 mm, Bo = 0.34). Experimental results are shown on the left and axisymmetric numerical simulation results on the right.

线向上延伸的拖带液柱. 随着气泡继续上升, 液柱持续拉伸并逐渐发生局部颈缩, 在距界面一定高度处发生夹断. 夹断后的液柱上段以液滴形式留存在上层油相中. 与图4(a)相比, 此时气泡的Bo更大, 说明气泡的浮力效应更显著, 在越过界面时对下层水相的牵引作用更强. 由图4(a)和(b)的对比可以看出, 两类模式的差别在于液膜破裂后被拖带液体能否形成充分拉伸的液柱, 并在后续演化中发生夹断和液滴留存.

3.1.2　液膜提前破裂的影响

通过大量实验观察发现, 液膜提前破裂也会显著影响液柱后续演化及最终输运结果. 本文将“液膜提前破裂”定义为: 界面局部隆起尚未充分发展、拖带液柱尚未形成或仅形成较短液柱时, 包覆于气泡表面的液膜已发生破裂. 相较于较晚破裂的情形, 此时气泡穿越界面后所形成的液柱初始长度与体积均受到限制, 从而削弱其后续在惯性与浮力作用下的持续拉伸能力, 并进一步影响液柱的增高、生长、颈缩、夹断及液滴留存等一系列演化过程.

图5给出了3组典型工况, 用以说明在相近Bo条件下液膜破裂时间对最终输运效果的影响. 图5(a)中, 液膜约在67 ms时破裂, 液柱后续拉伸不足, 最终快速回缩, 未形成有效输运; 图5(b)中, 液膜破裂延后至约92 ms, 界面隆起及液柱初始尺度明显增大, 液柱得以进一步拉伸并发生夹断, 最终在上层油相中形成单个液滴; 图5(c)中, 液膜破裂进一步延后至约142 ms, 液柱最大高度H_{max}明显增大, 夹断后在上层油相中形成两个稳定的液滴. 说明即使在相同或相近Bo条件下, 因液膜破裂时刻的差异, 系统也可分别表现为无输运穿越与有输运穿越两类典型结果. 进一步地, 液膜破裂时刻本质上对应于气泡穿越界面过程中界面形态发展的不同阶段, 而该阶段差异可通过破裂位置加以表征. 相较于时间尺度, 破裂高度能够更直接反映液柱形成时的几何初始条件. 因此, 在后续讨论无输运与有输运的分界及输运效率变化规律时, 引入液膜破裂高度H_{tr}作为独立控制参数, 以刻画液膜破裂对液柱演化及最终输运结果的影响.

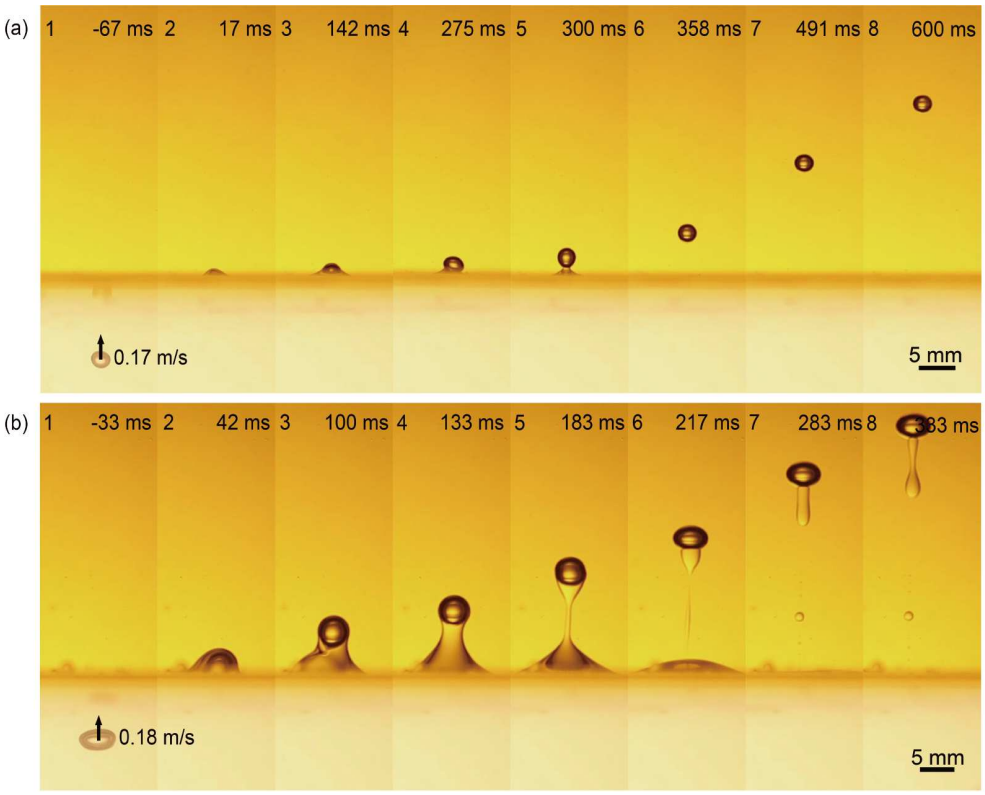


图 4　(网络版彩图)气泡穿越水-油界面的两种典型模式比较(标尺为5 mm). (a) 无输运穿越, Bo = 0.18; (b) 有输运穿越, Bo = 0.42

Figure 4　(Color online) Comparison of two typical bubble-crossing modes at the oil-water interface (scale bars, 5 mm). (a) Non-entrainment crossing, Bo = 0.18; (b) entrainment crossing, Bo = 0.42.

3.2　液柱夹断的几何条件及统计

基于上述分析, 液柱夹断是实现跨界面有效输运的关键环节. 本节从几何角度对液柱夹断过程进行分析, 重点讨论两个相互关联的问题: (1) 在给定初始条件下液柱在拉伸过程中是否满足发生夹断的基本条件; (2) 在发生夹断的前提下, 其位置如何随液柱整体几何形态的演化而变化, 特别是其与液柱发展程度及控制参数之间的关系. 为此, 本文选取液柱最大高度$H_{\max}$与夹断高度H_{br}作为两个关键几何量.

3.2.1　液柱失稳的几何条件

为避免与实验统计中的无量纲液柱高度混淆, 本文将用于失稳分析的局部长度半径比记为$\Lambda = L/a_0$, 其中L为液柱近圆柱段的有效长度, a_0为该液柱段的平均半径. 对近圆柱液柱, 引入小幅轴对称扰动:

$$r(z,t) = a_0 + \varepsilon \mathrm{e}^{\lambda(t-t_0)}\cos(kz), \tag{11}$$

其中$r(z,t)$为局部半径, ε为初始扰动幅值, k为轴向波数, λ为线性增长率, t_0为初始时刻[14].

Rayleigh-Plateau失稳理论表明[31–33], 当$ka_0 < 1$扰动可在表面张力作用下增长. 对于有限长度液柱, 若采用固定端-自由端近似, 则最低阶模态满足

$$k_0 = \frac{\pi}{2L}. \tag{12}$$

将式(12)给出的最低模态波数k_0代入失稳条件$ka_0 < 1$ (即令$k = k_0$), 可得

$$\Lambda = \frac{L}{a_0} > \frac{\pi}{2}. \tag{13}$$

因此, $\Lambda > \pi/2$表示液柱近圆柱段具备发生轴对称毛细失稳与夹断的局部几何条件; 当$\Lambda \le \pi/2$时, 液柱更可能整体回缩并重新并入界面, 难以形成清晰夹断[34].

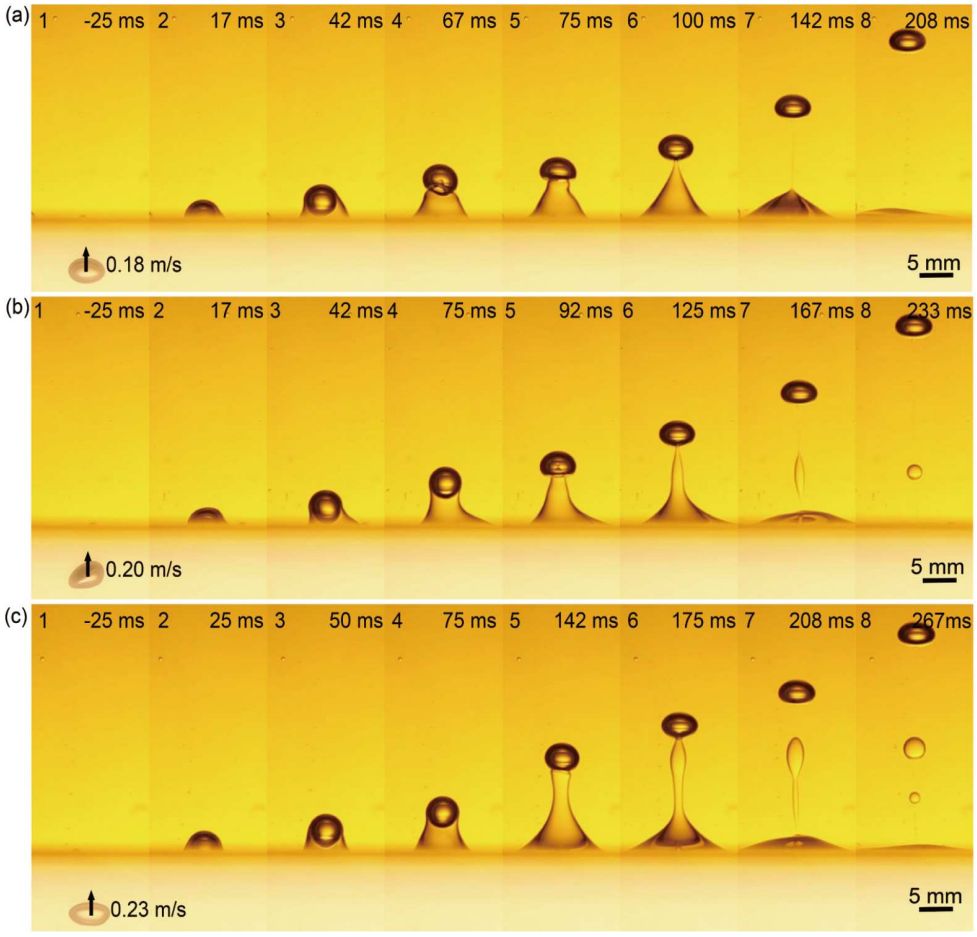


图 5　(网络版彩图)液膜破裂时机对输运结果的影响(标尺均为5 mm). 三组实验工况具有相近*Bo*, 其中(a), (b)和(c)的破膜时刻分别约为67, 92和142 ms, 对应最终无稳定留存液滴、单液滴留存和多液滴留存三种结果

Figure 5　(Color online) Effect of film-rupture timing on the transport outcome (scale bars, 5 mm). The three cases have comparable Bond numbers, the rupture times in (a), (b), and (c) are approximately 67, 92, and 142 ms, respectively, corresponding to no stable retained droplet, single-droplet retention, and multiple-droplet retention.

图6给出了实验统计得到的无量纲液柱高度$H^*=H/D$与输运效率η的关系, 其中H为图像统计中采用的液柱高度, D为气泡等效直径. 需要指出的是, $H^*=H/D$与理论失稳分析中的局部长度半径比$\Lambda=L/a_0$并非同一物理量. 前者用于表征液柱相对于气泡尺度的整体发展程度, 后者用于判断液柱局部是否满足Rayleigh-Plateau型毛细失稳的几何条件. 在液柱较细长且近似轴对称时, H^*与Λ通常均随液柱拉伸增强而增大, 但H^*不包含液柱半径a_0的影响, 因此不能将$H^*>\pi/2$直接理解为理论失稳阈值. 由此, 图6仅用于展示整体液柱高度与输运效率之间的统计关系, 而液柱夹断的局部几何条件仍由$\Lambda>\pi/2$表示.

3.2.2　夹断位置的变化规律

在明确液柱发生夹断所需满足的几何条件之后, 还需进一步讨论夹断位置的变化规律. 图7给出了液柱最大高度$H_{\max}$与夹断高度H_{br}的对应关系. 可以看出, 二者总体呈正相关关系, 即液柱拉伸越高, 夹断位置通常也越高. H_{br}虽随$H_{\max}$增大而升高, 其增幅整体小于$H_{\max}$. 这意味着, 液柱虽然被拉伸到更高位置, 夹断点并未按相同比例上移, 其相对位置随之发生变化. 为表征这一特征, 图8给出了高度比$H_{\max}/H_{br}$随邦德数*Bo*变化的实验结果. 本文共统计31组发生液柱夹断的实验工况. 结果表明, $H_{\max}/H_{br}$随*Bo*增大总体呈近似线性增加趋势, 其取值由2增加至5. 这说明, 在较大*Bo*条件

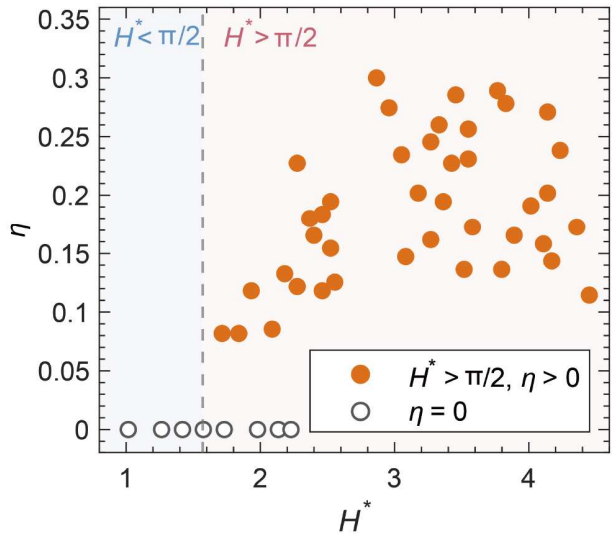


图 6　(网络版彩图)无量纲液柱高度H^* = H/D与输运效率η的关系

Figure 6　(Color online) Relationship between the dimensionless column height H/D and the transport efficiency η.

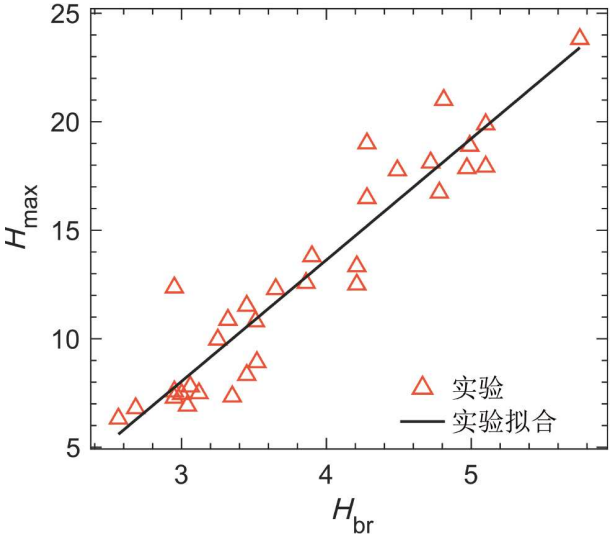


图 7　(网络版彩图)液柱最大高度$H_{\max}$与夹断高度H_{br}的关系

Figure 7　(Color online) Relationship between the maximum column height $H_{\max}$ and the pinch-off height H_{br}.

下, 液柱不仅能够达到更大的拉伸高度, 而且夹断点相对更靠下, 从而使夹断后液滴的尺寸增大, η随之升高.

为解释这一现象, 可进一步考察理想条件下夹断位置的参考尺度. 对于轴对称、近圆柱、单模态线性失稳的有限长度液柱, 若采用固定端-自由端近似, 则夹断位置可写为

$$H_{\max} / H_{br} = C_p, \tag{14}$$

其中C_p为夹断位置系数. 按最低阶模态估算, C_p的典型参考值约为3[31–33].

实验结果显示, $H_{\max}/H_{br}$所有数据均分布在该参考值附近, 并随Bo增大呈近似线性增加趋势, 这意味着浮力效应相对于表面张力增强, 液柱在夹断前能够被拉伸至更大高度, 同时界面对非轴对称扰动的抑制能力减弱, 液柱形态偏离理想轴对称构型的程度加剧, 导致实际夹断高度系统性地偏离理想模型预测值. 因此, 理想模型能够给出液柱夹断位置的参考尺度, 但尚不能直接替代真实工况下的统计结果.

综上, 夹断位置一方面受液柱最大拉伸高度制约, 另一方面也受局部失稳发展过程影响. 前者决定液柱可达到的拉伸程度, 后者决定夹断点沿液柱轴向的相对位置, 二者共同影响夹断后上部液体的几何保留条件.

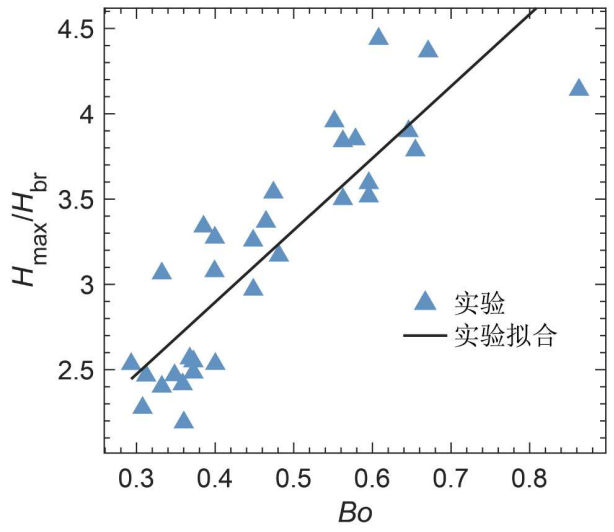


图 8　(网络版彩图)液柱高度比$H_{\max}/H_{br}$随邦德数Bo的变化

Figure 8　(Color online) Variation of the column-height ratio $H_{\max}/H_{br}$ with Bond number Bo.

3.3　气泡输运效率影响分析

第3.2节表明, 液柱夹断为跨界面有效输运提供了必要的几何条件, 但夹断本身并不必然导致液滴在上层轻相中的稳定保留. 其根本原因在于, 夹断之后液滴是否能够持续存在, 取决于重力输运与界面张力回

缩之间的竞争关系. 因此, 在讨论输运效率时, 需要先判断液柱夹断这一几何基础能否进一步转化为有输运穿越, 再分析在已经发生有输运穿越的条件下, 输运效率为何仍表现出明显差异. 基于此, 本节首先讨论液膜破裂高度对有效输运形成的影响, 随后再分析有输运穿越条件下输运效率随邦德数Bo的变化规律.

液膜提前破裂对输运效率的影响, 主要体现在其限制了液柱在破膜后的继续拉伸. 图4表明, 对于同一直径的气泡, 液膜破裂高度H_{tr}不同, 液柱拉伸程度以及夹断后上部重相液体的保留量也明显不同. 当液膜在较低位置破裂时, 液柱后续拉伸空间有限, 易较早发生回流; 相反, 当液膜在较高位置破裂时, 液柱能够经历更充分的拉伸, 夹断后也更容易保留较多上部重相液体. 因此, 液膜破裂高度是影响输运效率的重要因素.

图9中的无输运样本按照最终留存结果进行判定. 若气泡已经成功穿越水-油界面, 但液膜破裂后被拖带出的水相液柱未能发生有效夹断, 或夹断后形成的水相液滴在后续演化中回缩、下落并重新并入下层水相, 导致最终上层油相中无可识别的稳定水相液滴留存, 则该工况记为无输运穿越, 取$\eta = 0$. 因此, 本文中的无输运样本并不表示气泡未穿越界面, 而是表示穿越后未在上层油相中形成最终可留存的水相体积.

基于此, 形成有效输运需要同时满足两个条件: 液柱满足发生夹断的几何条件, 以及液膜破裂发生在液柱夹断之前. 图9给出了输运效率η随相对破膜高度比χ变化的统计结果. 可以看到, 当$\chi \leqslant 1$时, 工况集中在$\eta \approx 0$的区域, 表明体系主要表现为无输运穿越. 而当$\chi > 1$后, η开始明显偏离零值, 并随χ的增大总体呈上升趋势. 对于具有可识别夹断高度的工况, $\chi = 1$可作为区分无输运穿越与有输运穿越的分界线. 这一变化反映出液膜破裂发生阶段越靠后, 液柱越有可能在夹断前积累足够的液体体积, 从而更容易在夹断后形成可留存于上层油相中的液滴, 并最终表现为有输运穿越. 在已发生有输运穿越的工况中, 输运效率仍表现出显著差异, 表明在满足“发生输运”的必要条件之后, 系统仍受其他控制机制制约.

为此, 本文统计了所有有输运穿越工况下输运效率η随邦德数Bo的变化规律. 图10给出了在双对数坐标下的相应结果, 其中蓝色圆点为实验结果, 橙色方块为数值模拟结果. 可以看出, 随着Bo增大, 实验测得的η整体呈上升趋势: 在较小Bo区间内, 多数工况的输运效率较低, 数据点主要分布在较小范围内; 随着Bo增大, 液柱拉伸能力增强, 高输运效率工况逐渐增多.

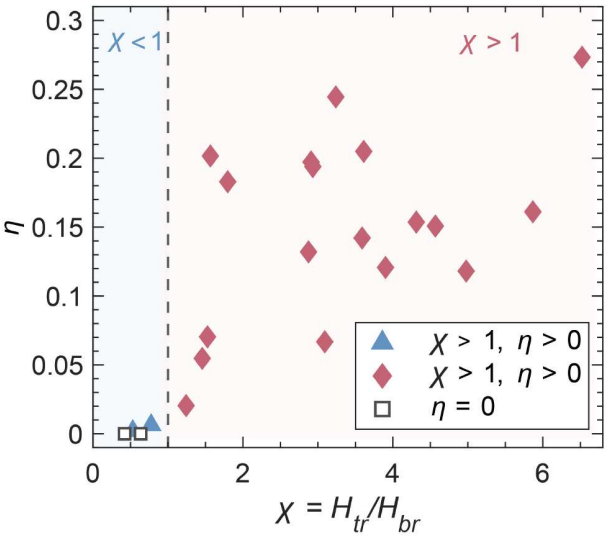


图 9　(网络版彩图)相对破膜高度比χ与输运效率η的关系. 无输运样本指气泡成功穿越界面后, 最终上层油相中无可识别稳定水相液滴留存的工况

Figure 9　(Color online) Relationship between the relative rupture-height ratio χ and transport efficiency η. The no-transport samples denote cases in which no identifiable stable water droplet remains in the upper oil phase after the bubble crosses the interface.

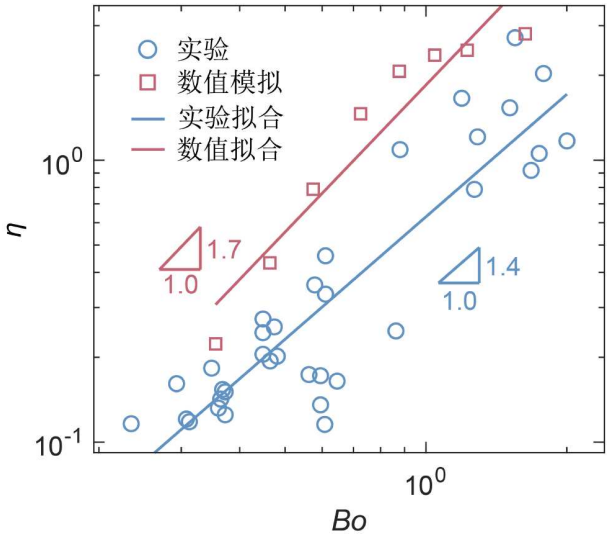


图 10　(网络版彩图)不同Bo数下输运效率结果. 蓝色圆点为实验结果, 红色方块为数值模拟结果

Figure 10　(Color online) Transport efficiency under different Bond numbers. The blue circles denote experimental results, and the red squares denote numerical simulation results.

实验结果与数值结果均表现出较明显的幂律增长特征. 拟合结果表明, 实验数据对应的幂指数约为1.4, 而数值结果对应的幂指数约为1.7. 数值结果增长更陡, 说明在轴对称且扰动受限的理想化条件下, 液柱更容易保持连续拉伸并在夹断后形成稳定留存液滴. 真实实验中, 气泡路径摆动、液柱偏斜、非轴对称夹断以及液滴回落等三维效应会削弱液柱的轴对称拉伸过程, 并降低最终留存在上层油相中的水相体积. 因此, 轴对称数值结果更适合作为理想轴对称条件下的参考结果, 而不宜直接视为真实三维工况下输运效率的完全预测.

从气泡上升形态来看, 图10中的有输运样本大体覆盖了由近球形稳定上升向路径失稳振荡上升过渡的区间. 在近球形稳定上升区, 液柱演化仍保持较强的轴对称特征, 输运效率随Bo增大表现出较明显的增长趋势; 而当气泡进入路径失稳振荡上升状态后, 气泡摆动、液柱偏斜及液滴回落等非轴对称效应开始增强, 这会削弱液柱的连续拉伸并增加夹断后液体回落的可能性. 因此, 实验结果在较大Bo区间内虽然仍总体上升, 但增长趋势有所减弱, 且数据离散性更加明显.

此外, 在相近Bo条件下, 实验结果中的η仍存在明显离散性, 部分工况之间甚至可相差数倍. 这说明, Bo虽然决定了输运效率的总体变化趋势, 但不足以单独刻画不同工况之间的效率差异. 相比之下, 数值模拟结果在不同Bo区间给出了较高的理想轴对称参考值, 进一步说明在理想化、轴对称且扰动受限的条件下, 系统能够达到的输运效率随Bo增大而提高; 而真实工况中的界面扰动、液膜提前破裂及路径失稳等因素会持续削弱最终输运效率.

综合图9和10可知, 气泡跨界面输运过程受两层约束共同控制: 首先, 液膜破裂高度与夹断高度的相对关系决定系统能否由液柱夹断进一步转化为有输运穿越; 其次, 在已经形成有输运穿越的条件下, Bo及其对应的气泡上升状态进一步决定输运效率的总体变化趋势、离散特征及其理想轴对称参考水平.

4　结论

本文结合实验与数值模拟, 研究水-油分层体系中单气泡穿越界面过程中的液膜破裂、液柱生长与夹断等界面演化行为, 并以最终留存在上层油相中的水相与气泡体积之比定义输运效率. 主要结论如下.

(1) 轴对称VOF数值模型能够再现代表性工况中界面隆起、液柱拉伸、颈缩和夹断等主要阶段, 并给出理想轴对称条件下的参考结果; 但真实实验中存在路径摆动、液柱偏斜和液滴回落等三维效应, 数值结果不应被理解为真实三维工况的完全定量预测.

(2) 当气泡能够成功穿越界面时, 气泡-界面相互作用可归纳为无输运穿越和有输运穿越两类状态. 二者的根本差别不在于气泡是否完成界面穿越, 而在于液膜破裂后, 被拖带液体能否继续发展为可夹断液柱, 并在夹断后形成能够稳定留存在上层油相中的液滴.

(3) 从液柱失稳的角度看, 有效输运的形成可由两个必要条件刻画: 其一, 液柱近圆柱段需满足有限长度轴对称液柱的局部失稳条件$\Lambda = L/a_0 > \pi/2$, 否则液柱难以进入由毛细失稳主导的夹断阶段; 其二, 液膜破裂高度与夹断高度需满足$\chi = H_{tr}/H_{br} > 1$, 其中$\chi = 1$可视为区分无输运穿越与有输运穿越的经验边界. 前者给出液柱夹断的几何前提, 后者决定这一几何前提能否转化为有效输运.

(4) 在有输运穿越工况下, 输运效率随Bo增大总体升高; 但当气泡进入路径失稳振荡上升状态后, 非轴对称扰动、液柱偏斜和液滴回落等因素增强, 使输运效率的增长趋势有所减弱, 并导致实验数据离散性增加.

参考文献

1 Bonhomme R, Magnaudet J, Duval F, et al. Inertial dynamics of air bubbles crossing a horizontal fluid-fluid interface. J Fluid Mech, 2012, 707: 405–443

2 Dietrich N, Poncin S, Pheulpin S, et al. Passage of a bubble through a liquid-liquid interface. AIChE J, 2008, 54: 594–600

3 Emery T S, Raghupathi P A, Kandlikar S G. Flow regimes and transition criteria during passage of bubbles through a liquid-liquid interface. Langmuir, 2018, 34: 6766–6776

4 Chi B K, Leal L G. A theoretical study of the motion of a viscous drop toward a fluid interface at low Reynolds number. J Fluid Mech, 1989, 201:

123–146
5 Manga M, Stone H A. Low Reynolds number motion of bubbles, drops and rigid spheres through fluid-fluid interfaces. J Fluid Mech, 1995, 287: 279–298
6 Chen J D, Hahn P S, Slattery J C. Coalescence time for a small drop or bubble at a fluid-fluid interface. AIChE J, 1984, 30: 622–630
7 Mohamed-Kassim Z, Longmire E K. Drop coalescence through a liquid/liquid interface. Phys Fluids, 2004, 16: 2170–2181
8 Hahn P S, Chen J D, Slattery J C. Effects of London-van der Waals forces on the thinning and rupture of a dimpled liquid film as a small drop or bubble approaches a fluid-fluid interface. AIChE J, 1985, 31: 2026–2038
9 Mercier J L, da Cunha F M, Teixeira J C, et al. Influence of enveloping water layer on the rise of air bubbles in Newtonian fluids. J Appl Mech, 1974, 41: 29–34
10 Reiter G, Schwerdtfeger K. Observations of physical phenomena occurring during passage of bubbles through liquid/liquid interfaces. ISIJ Int, 1992, 32: 50–56
11 Reiter G, Schwerdtfeger K. Characteristics of entrainment at liquid/liquid interfaces due to rising bubbles. ISIJ Int, 1992, 32: 57–65
12 Greene G A, Chen J C, Conlin M T. Onset of entrainment between immiscible liquid layers due to rising gas bubbles. Int J Heat Mass Transfer, 1988, 31: 1309–1317
13 Greene G A, Chen J C, Conlin M T. Bubble induced entrainment between stratified liquid layers. Int J Heat Mass Transfer, 1991, 34: 149–157
14 Eggers J, Villermaux E. Physics of liquid jets. Rep Prog Phys, 2008, 71: 036601
15 Uemura T, Ueda Y, Iguchi M. Ripples on a rising bubble through an immiscible two-liquid interface generate numerous micro droplets. Europhys Lett, 2010, 92: 34004
16 Clift R, Grace J R, Weber M E. Bubbles, Drops, and Particles. New York: Academic Press, 1978
17 Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. J Comput Phys, 1981, 39: 201–225
18 Deshpande S S, Anumolu L, Trujillo M F. Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. Comput Sci Disc, 2012, 5: 014016
19 Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. J Comput Phys, 1992, 100: 335–354
20 Scardovelli R, Zaleski S. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. Annu Rev Fluid Mech, 1999, 31: 567–603
21 Patankar S V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980
22 Weller H G, Tabor G, Jasak H, et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. Comput Phys, 1998, 12: 620–631
23 Jasak H. Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows. Dissertation for Doctoral Degree. London: Imperial College London, 1996
24 Rusche H. Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions. Dissertation for Doctoral Degree. London: Imperial College of Science, Technology and Medicine, 2002
25 Ferziger J H, Perić M. Computational Methods for Fluid Dynamics. 3rd ed. Berlin: Springer, 2002
26 Versteeg H K, Malalasekera W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method. 2nd ed. Harlow: Pearson Education, 2007
27 Youngs D L. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. In: Morton K W, Baines M J, eds. Numerical Methods for Fluid Dynamics. London: Academic Press, 1982. 273–285
28 Chorin A J. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. Math Comp, 1968, 22: 745–762
29 Témam R. Sur l'approximation de la solution des équations de Navier-Stokes par la méthode des pas fractionnaires (I). Arch Ration Mech Anal, 1969, 32: 135–153
30 Rider W J, Kothe D B. Reconstructing volume tracking. J Comput Phys, 1998, 141: 112–152
31 Plateau J. Statique Expérimentale et Théorique des Liquides Soumis Aux Seules Forces Moléculaires. Paris: Gauthier-Villars, 1873
32 Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: Clarendon Press, 1961
33 Rayleigh L. On the instability of jets. Proc London Math Soc, 1878, s1-10: 4–13
34 Driessen T, Jeurissen R, Wijshoff H, et al. Stability of viscous long liquid filaments. Phys Fluids, 2013, 25: 062109

Bubble-induced transport across an oil-water interface

YU Shifan, LI Linrun*, LI Zimeng, ZHAO Zhesheng & LI Shuai

College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China
**Corresponding author (email: u526193458@163.com)*

When a bubble passes through a water-oil interface, it can transport water from the lower heavy phase into the upper light oil phase, accompanied by complex interfacial evolution involving liquid-film rupture, liquid-column growth, and pinch-off. In this study, experiments and numerical simulations are combined to investigate the interaction between a single rising bubble and a water-oil interface in a stratified liquid system. The transport efficiency is defined as the ratio of the water volume finally retained in the upper oil phase to the bubble volume. The experimental results show that, when the bubble successfully crosses the interface, the bubble-interface interaction can be classified into two distinct outcomes: crossing without transport and crossing with transport. Based on the instability of the entrained liquid column, and further considering the influence of premature liquid-film rupture on column stretching and pinch-off in the water-oil system, a geometric criterion and an empirical boundary for effective transport are proposed. For cases with transport, the liquid-column pinch-off height H_{br} is approximately linearly correlated with the maximum column height $H_{\max}$. When the Bond number *Bo*, defined using the water-oil interfacial tension, is smaller than unity, the transport efficiency increases approximately following a power-law dependence on *Bo*. Once the bubble enters a path-unstable oscillatory rising regime, the increase in transport efficiency with increasing *Bo* becomes weaker, and the experimental data become more scattered. These findings provide physical insight into bubble-induced cross-interface entrainment and may offer guidance for liquid-liquid extraction, emulsification, dispersion, and transport in stratified fluids.

bubble, multiphase flows, water-oil interface

doi: 10.1360/SSPMA-2026-0309