

## 激光空泡与油膜-水界面相互作用的实验研究

赵扬, 钟俞盈, 高晓燕\*, 涂程旭, 包福兵

中国计量大学浙江省流量计量技术研究重点实验室, 浙江 杭州 310018

**摘要** 采用激光诱导方法在油膜-水的液-液界面附近生成单个空泡, 利用两台高速相机双视角同步记录空泡溃灭过程和油膜上下界面的演化过程, 探究无量纲距离  $\gamma$ 、油膜厚度  $D$  对空泡溃灭特性和油膜形态演化的影响。结果表明, 油膜-水界面附近生成的空泡在溃灭过程中会不断远离界面, 并且产生背向界面的高速射流, 空泡质心位移和回弹半径与各向异性参数  $\zeta$  呈对数函数关系。在空泡溃灭影响下, 油膜下界面受到扰动发生不同程度的形态演化, 而油膜上界面则在空泡溃灭结束后产生变形。油膜上界面存在驼峰射流、细射流、阶梯射流三种典型模式, 油膜下界面则存在微扰动、倒丘型变形、锥状变形三种典型模式。在驼峰射流模式中, 射流无量纲最大高度  $h_m$  和  $\gamma$  呈幂函数关系。

**关键词** 激光技术; 激光诱导; 油膜-水界面; 空泡溃灭; 界面演化

**中图分类号** O359+.1 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL221237

## 1 引言

当流场中某处的局部压力低于饱和蒸汽压时, 空化现象将会发生, 流体由液相转化为气相, 产生大量空泡, 空泡结构难以稳定维持, 往往发生剧烈溃灭<sup>[1-2]</sup>。空泡的形成、发展和溃灭将导致强剪切流动<sup>[3]</sup>、高速射流<sup>[4]</sup>、局部高温<sup>[5]</sup>、冲击波<sup>[6-7]</sup>、快速压降<sup>[8]</sup>等, 这些过程包含可压缩、非稳态、相变等复杂因素。在自然与工程环境中, 空化现象经常发生在刚性壁面<sup>[9]</sup>、弹性壁面<sup>[10]</sup>、自由液面<sup>[11]</sup>、液-液界面<sup>[12]</sup>等界面附近, 大量研究表明, 界面的存在对空泡的形态演化、溃灭射流有显著的影响。

水力机械和螺旋桨的空蚀问题是学者们关注刚性壁面约束下的空泡动力学的起因, 相关研究聚焦刚性壁面附近空泡的形态演化<sup>[13]</sup>、空泡迁移<sup>[4]</sup>、压力脉冲<sup>[14]</sup>、冲击波传播<sup>[15]</sup>、溃灭射流<sup>[16]</sup>及空蚀行为<sup>[17]</sup>等。这些研究表明, 空泡在刚性壁面作用下呈心形溃灭<sup>[9]</sup>, 空泡近壁侧与对侧产生的压差使得空泡在溃灭时向壁面移动, 并产生指向壁面的射流。近壁空泡溃灭时的压力和冲击波效应及高速射流被认为是空蚀的主要原因<sup>[18]</sup>, 而且近壁距离、壁面几何特性与空泡溃灭射流行为密切相关<sup>[6, 19-20]</sup>。与刚性壁面附近的空泡溃灭相比, 空泡在弹性壁面附近的溃灭时间更短<sup>[10, 21]</sup>, 空泡经历了非均匀膨胀、蘑菇形收缩、溃灭射流等过程<sup>[22]</sup>, 而弹性壁面则经历了变形、回弹和非规则振荡等过程。在弹性壁面的约束下, 空泡在溃灭时往往会产生朝向上、

下两个方向的射流。

还有一类被广泛讨论的界面是自由液面, 当空泡与自由液面相互作用时, 不仅空泡产生远离自由液面的射流, 自由液面也会相应地产生非线性变化、破碎及飞溅等现象<sup>[23-24]</sup>。空泡在自由液面附近溃灭时产生的射流可以分为三种类型: 弱射流、中等射流、强射流<sup>[25-27]</sup>。而在空泡作用下, 自由液面的演化有 4 种典型的现象: 透明水层和水柱、不稳定冠状结构、稳定冠状结构及非冠状结构<sup>[28]</sup>。

鉴于空化技术在乳液制备<sup>[29]</sup>、污水处理<sup>[30]</sup>、石油炼化<sup>[31]</sup>等工艺中的应用前景, 近年来, 国内外学者们开始关注液-液界面约束下的空泡行为。关于水-镓、硅油-水<sup>[12, 32]</sup>、葵花油-水<sup>[33]</sup>以及水-氟化液<sup>[31]</sup>等不同液-液界面附近的空泡溃灭研究表明, 溃灭时空泡总是向密度大的流体侧迁移, 因此空泡可能靠近界面甚至穿过界面, 也可能远离界面, 而且溃灭射流总是指向密度大的流体侧, 液-液界面也相应地发生变形。目前, 针对液-液界面附近空泡溃灭的研究结果有限, 并且关于油膜-水界面附近的空泡溃灭过程的研究鲜有报道, 而空泡与油膜-水界面的相互作用是污水泵内部空化及油田采出水处理<sup>[34]</sup>过程中的常见现象, 需要深入研究。

因此, 本文采用激光诱导方法和高速摄像技术, 对油膜-水界面附近的空泡溃灭特性和油膜上、下界面的形态演化开展实验研究, 进一步探究无量纲距离和油膜厚度对空泡位移、回弹半径及油膜界面演化的影响规律。研究结果能够完善空泡理论, 有助于提高空化

收稿日期: 2022-09-13; 修回日期: 2022-10-03; 录用日期: 2022-10-27; 网络首发日期: 2022-11-06

基金项目: 浙江省自然科学基金(LQ22A020007)、浙江省重点研发计划(2021C01099)、国家自然科学基金(11972334)

通信作者: \*gaoxy\_star@cju.edu.cn

技术的稳定性和可控性,为污水处理、石油炼化等工程应用提供理论指导。

## 2 实验装置和方法

### 2.1 实验装置

图 1 展示了油膜-水界面附近激光诱导空泡溃灭的实验系统,主要包括纳秒脉冲激光器、超高速相机、高速相机、数字延时脉冲触发器、无频闪可调节亮度光源、扩束镜、聚焦透镜和石英玻璃水箱等装置。

在玻璃水箱中注入去离子水和密度为  $0.964 \text{ g/mL}$ 、黏度为  $0.626 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  的二甲基硅油,在常温常压下静置  $8 \text{ h}$ ,使得油水界面保持稳定。玻璃水箱为五棱柱形,能够保证激光入射,适合摆放两台相机和光源,如图 1 所示。固体激光器发出的脉冲激光(波长为  $532 \text{ nm}$ )首先经过凹透镜,光束放大后通过凸透镜形成平行光,再经过聚焦透镜垂直入射玻璃水箱。当入射激光的能量密度大于水的击穿阈值时,就会发生光击穿现象,产生的高温高压等离子体会演变成空泡。延时脉冲触发器协调激光器和两台相机采集装置的工作时序,根据实验需求,对延时脉冲触发器输出的上升

沿电信号之间的延时时间进行设置,捕捉激光空泡生成后的溃灭过程,并避免激光击穿液体介质时瞬间的高亮闪光损坏高速摄像机的传感器。激光器和两台相机与延时脉冲触发器相连,在触发激光器一定时间间隔后,两台相机同步开始拍摄。在曝光时间为  $1 \mu\text{s}$  的情况下,超高速相机的采样速率选为  $100000 \text{ frame/s}$ ,相邻的每两张照片之间的时间间隔为  $10.0 \mu\text{s}$ ,图像的分辨率为  $512 \text{ pixel}\times 320 \text{ pixel}$ ,记录瞬态空泡的溃灭行为和油膜下界面的变化过程。高速相机对较长时间尺度的油膜上界面的射流行为进行采集,拍摄速率为  $2000 \text{ frame/s}$ ,图像的分辨率为  $1280 \text{ pixel}\times 1024 \text{ pixel}$ 。水箱置于高精度位移升降台上,通过调节平台高度,控制空泡与油膜之间的距离。为了减少误差,每个实验至少进行 5 次。所有动态图像和实验数据均使用 ImageJ 进行处理。由于倒影的存在,无法在一台相机中观察到油膜上、下界面,因此将刻度尺放入水箱内,利用两台相机分别记录其与油膜上、下界面的相对位置,然后通过图像处理来确定油膜厚度。此外,实验过程中空泡与水箱壁面的无量纲距离为  $37\sim 43$ (远大于 10),从而保证壁面对空泡的影响可以忽略不计<sup>[35]</sup>。

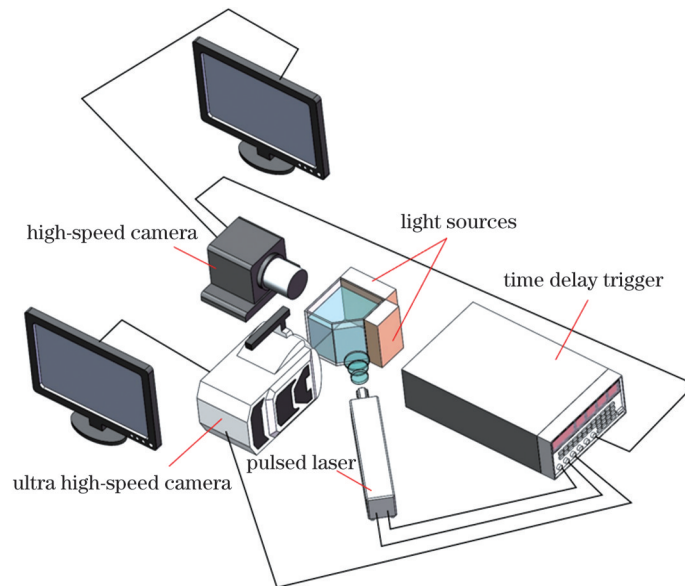


图 1 实验装置图

Fig. 1 Diagram of experimental setup

### 2.2 实验参数

图 2 展示了油膜-水界面附近空泡溃灭过程中的主要实验参数。

其中  $L$  表示空泡初生中心位置与油膜下界面(液-液界面)的距离; $R_{\max}$  表示空泡在生长过程中达到最大体积时的最大等效半径,单位为  $\text{mm}$ ;  $D$  表示油膜厚度,单位为  $\text{mm}$ ;  $H_{\max}$  表示油膜上界面凸起的最大高度,单位为  $\text{mm}$ 。

为了更好地研究整个过程中控制参数对空泡溃灭特性和油膜上、下界面形态演化的影响,本文以  $R_{\max}$  作为特征长度,将其他参数转换为无量纲量。三个无量纲变量分别表示为

$$\gamma = \frac{L}{R_{\max}}, \quad (1)$$

$$\delta = \frac{D}{R_{\max}}, \quad (2)$$

$$h_m = \frac{H_{\max}}{R_{\max}}, \quad (3)$$

式中: $\gamma$  表示无量纲距离; $\delta$  表示无量纲厚度; $h_m$  表示油膜上界面射流的无量纲最大高度。

刚性壁面、自由表面、相邻气泡、重力、冲击波等因素的存在破坏了空泡的球形,导致出现非球形溃灭,这些因素统称为压力场中的各向异性因素<sup>[9,11,36-37]</sup>。射流

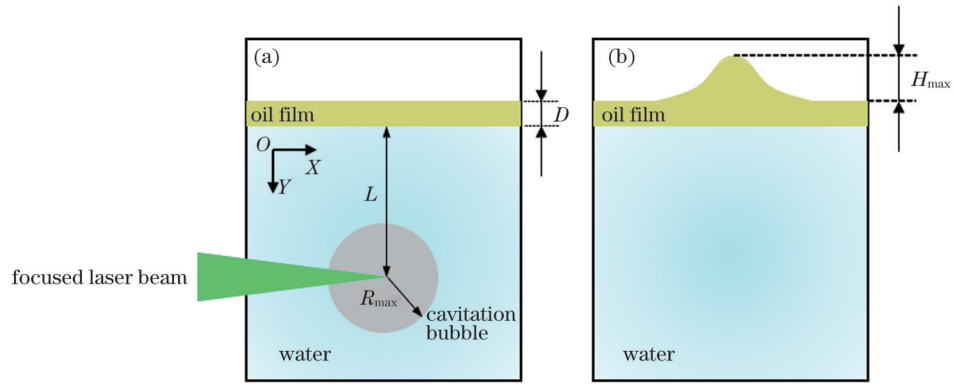


图 2 主要实验参数示意图。(a)初始空泡和油膜;(b)空泡溃灭后油膜上界面变形

Fig. 2 Schematics of main experimental parameters. (a) Initial cavitation bubble and oil film; (b) deformation of upper interface of oil film after bubble collapse

驱动压力的各向异性可以通过无量纲参数  $\zeta$  来描述<sup>[38-39]</sup>,该参数在非球形空泡溃灭期间作为液体动量的无量纲测量,其一般形式定义<sup>[27]</sup>为

$$\zeta = -\nabla p R_{\max} \Delta p^{-1}, \quad (4)$$

式中:负号确保压力梯度方向沿  $\zeta$  方向; $\nabla p$  表示驱动射流的压力梯度; $\Delta p$  表示驱动射流的压力,定义为参考大气压力和饱和蒸汽压之间的差值。在密度不同的流体的界面附近,各向异性参数的一般形式<sup>[27]</sup>为

$$\zeta = 0.195 \gamma^{-2} (\rho_1 - \rho_2) (\rho_1 + \rho_2)^{-1} \mathbf{n}, \quad (5)$$

式中:下标 1 表示水,下标 2 表示二甲基硅油; $\rho$  是液体密度; $\mathbf{n}$  是表面上指向空泡中心的法向单位矢量。本文主要研究各向异性参数大小对空泡溃灭特性和油膜形态演化的影响,以下章节内容中  $\zeta = |\zeta|$ 。

### 3 实验结果及讨论

#### 3.1 油膜-水界面约束下的空泡溃灭特性

在  $D=0.195 \text{ mm}$ 、 $\gamma=1.57$  实验工况下空泡形态的演化过程如图 3 所示。可以看出,在空泡的第一次溃

灭周期内 ( $t=0 \sim 130 \mu\text{s}$ ),由于空泡初生就具有高压,因此立即开始向周围膨胀。空泡先保持球形膨胀,体积持续增加,内部气体压力逐渐降低。然而,惯性导致空泡过度膨胀,空泡内的压力低于周围的参考压力,导致它停止膨胀。当  $t=60 \mu\text{s}$  时,空泡达到最大半径。静水压力现在远大于空泡内的压力,进入溃灭阶段。在此过程中,空泡先基本维持球形收缩 ( $t=60 \sim 110 \mu\text{s}$ ),同时空泡上方液-液界面的存在导致空泡收缩过程中周围流场的压力不平衡,使得空泡的顶部加快收缩、坍塌,最终呈扁球状 ( $t=130 \mu\text{s}$ ),质心向远离界面方向发生微小迁移,并形成背向液-液界面的凹射流。在第二次溃灭周期内,空泡膨胀和溃灭时都不再保持球形,射流穿透空泡壁,空泡质心向远离界面方向发生明显迁移。并且第二次溃灭空泡达到的最大半径 ( $0.548 \text{ mm}$ ) 明显小于第一次溃灭达到的最大半径 ( $0.763 \text{ mm}$ )。在液-液界面附近,空泡经历了多个膨胀、收缩振荡周期,冲击波、射流、界面变形以及周围流体的黏性等导致系统的能量损失,空泡振幅随周期的增加而减小。

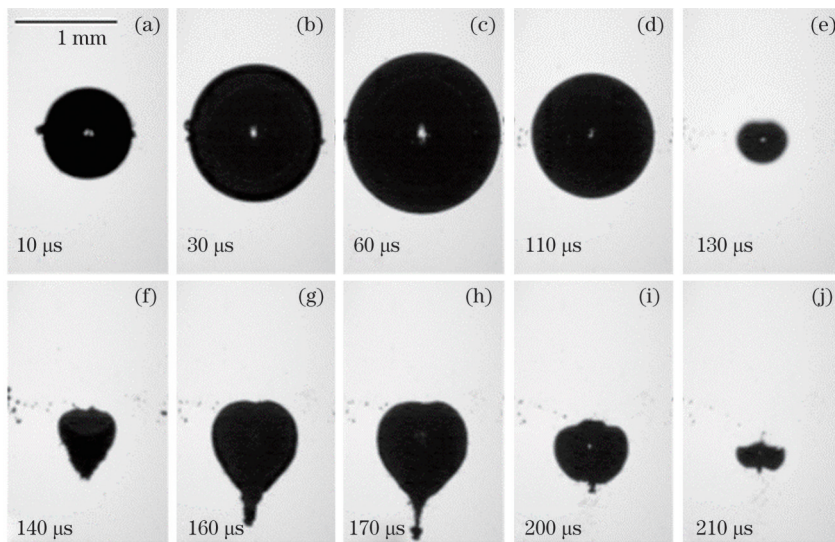


图 3 空泡溃灭过程中的形态变化 ( $D=0.195 \text{ mm}$ ,  $\gamma=1.57$ )

Fig. 3 Morphological changes during cavitation bubble collapse ( $D=0.195 \text{ mm}$ ,  $\gamma=1.57$ )



实验结果表明,在不同工况下,空泡在油膜-水界面附近溃灭的形态演化基本一致(为了避免重复,空泡溃灭过程将在 3.2 节展示),液-液界面的存在使得空泡呈非球形演化,质心朝远离液-液界面方向发生迁移,并产生背向液-液界面的射流。

接下来定量分析油膜厚度  $D$ 、各向异性参数  $\zeta$  对空泡行为(无量纲空泡质心位移和相对回弹半径)的影响。其中,无量纲空泡质心位移  $(\Delta y/R_{\max})$  是指空泡初生位置和

第二次溃灭结束位置之间的竖直方向距离与空泡最大半径的比值,相对回弹半径是指第一次溃灭周期中的最大半径  $R_{\max 1}$  和第二次溃灭周期中最大半径  $R_{\max 2}$  的比值。

图 4 显示了无量纲空泡质心位移  $(\Delta y/R_{\max})$  与各向异性参数  $\zeta$  的关系,可以看出位移都是正值,即空泡总是向远离界面的方向运动,而且空泡的运动方向与射流方向相同。无量纲质心位移和各向异性参数  $\zeta$  之间存在对数函数关系,拟合公式为

$$\Delta y/R_{\max} = \begin{cases} 0.32098 \ln \zeta + 3.36323, & D = 0.131 \text{ mm} \\ 0.18176 \ln \zeta + 2.29187, & D = 0.195 \text{ mm} \\ 0.15892 \ln \zeta + 2.16878, & D = 0.258 \text{ mm} \\ 0.18182 \ln \zeta + 2.25064, & D = 0.324 \text{ mm} \\ 0.14382 \ln \zeta + 1.94432, & D = 0.396 \text{ mm} \end{cases} \quad (6)$$

同时,图 4 还给出了液-液界面附近空泡溃灭的质心位移<sup>[33]</sup>,可以看出,液-液界面附近空泡溃灭的无量纲质心位移和各向异性参数之间也存在对数函数关系。随着各向异性参数  $\zeta$  的增加(即  $\gamma$  减小),液-液界面对空泡的作用增强,因此质心位移

增加。在相同各向异性参数  $\zeta$  下,随着  $D$  的增加,质心位移基本呈减小的趋势,这是由于油膜厚度增加,油膜上、下界面响应也会消耗更多的能量。液-液界面附近空泡溃灭实验结果<sup>[33]</sup>能够验证本文上述结论。

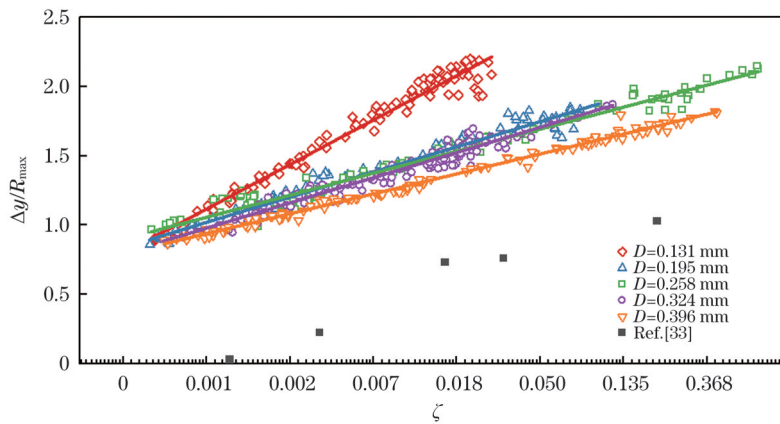


图 4 不同厚度下空泡无量纲质心位移和  $\zeta$  的关系

Fig. 4 Dimensionless centroid displacement of cavitation bubble versus  $\zeta$  at different thicknesses

空泡相对回弹半径  $(R_{\max 2}/R_{\max 1})$  与各向异性参数  $\zeta$  的关系如图 5 所示,相对回弹半径能够衡量空泡在不同脉动周期下的总能量变化。可以看出:相对回弹半径随着  $\zeta$  的增加而增加,且二者呈对数函数关系;相对回弹半径随着  $D$  的增加而逐渐减小,并趋于稳定。随着  $\zeta$

的增加(即  $\gamma$  减小),空泡逐渐偏离其初始球形,射流作用增强,导致空泡溃灭的不对称性增强,空泡总能量中转化成溃灭冲击波能的部分减少<sup>[40]</sup>,则存在更多的能量驱使空泡在第二次溃灭周期中膨胀到更大的体积。相对回弹半径和各向异性参数  $\zeta$  之间的拟合公式为

$$R_{\max 2}/R_{\max 1} = \begin{cases} 0.03461 \ln \zeta + 0.96407, & D = 0.131 \text{ mm} \\ 0.02829 \ln \zeta + 0.89307, & D = 0.195 \text{ mm} \\ 0.01518 \ln \zeta + 0.82006, & D = 0.258 \text{ mm} \\ 0.01089 \ln \zeta + 0.79278, & D = 0.324 \text{ mm} \\ 0.01022 \ln \zeta + 0.79365, & D = 0.396 \text{ mm} \end{cases} \quad (7)$$

此外,空泡近液-液界面溃灭的相对回弹半径也随着各向异性参数  $\zeta$  的增加而增加,二者呈对数函数

关系<sup>[33]</sup>,展示了与本文实验结果相同的变化趋势(图 5)。

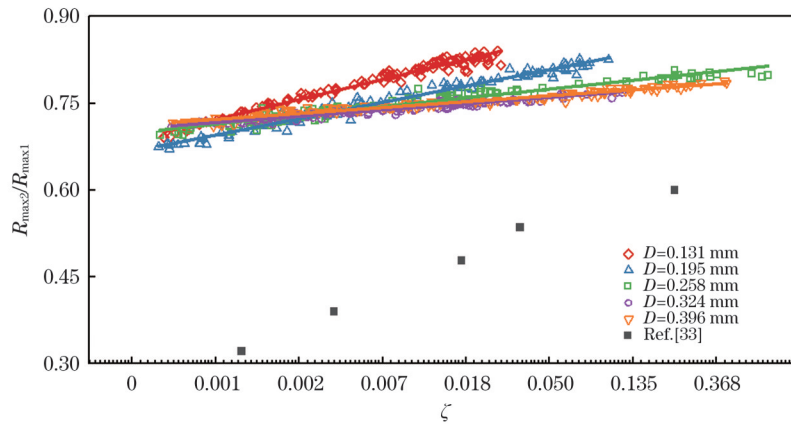


图 5 不同厚度下空泡相对回弹半径和各向异性参数  $\zeta$  的关系

Fig. 5 Relative rebound radius of cavitation bubble versus anisotropy parameter  $\zeta$  at different thicknesses

### 3.2 空泡脉动下油膜上、下界面的演化特征

在空泡脉动过程中,空泡与油膜-水界面发生相互作用,油膜上、下界面发生变形行为。实验结果表明,在不同工况下,油膜上界面与下界面的形态演化可以分别归纳为三种典型的模式。油膜上界面存在驼峰射流(图 6)、细射流(图 7)、阶梯射流(图 8)三种模式,油

膜下界面存在微扰动(图 9)、倒丘型变形(图 10)、锥状变形(图 11)三种模式。

图 6 所示为油膜上界面的驼峰射流,对应工况为  $D=0.195\text{ mm}$ ,  $R_{\max}=0.691\text{ mm}$ ,  $\gamma=1.01$ 。可以看出,空泡溃灭结束后( $t=144.5\text{ ms}$ ),上界面开始出现凸起现象,而后缓慢上升,并且在  $t=149.0\text{ ms}$  时达到界面

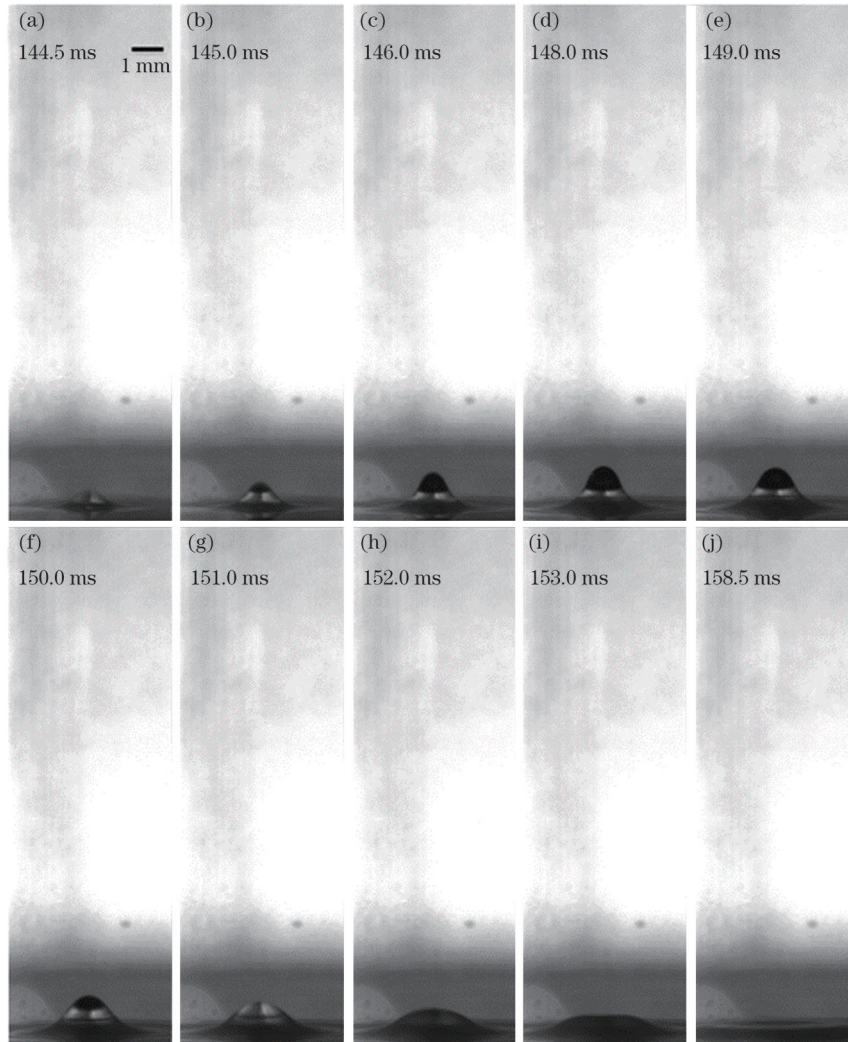


图 6 油膜上界面的驼峰射流模式 ( $D=0.195\text{ mm}$ ,  $\gamma=1.40$ )

Fig. 6 Hump jet mode at upper interface of oil film ( $D=0.195\text{ mm}$ ,  $\gamma=1.40$ )

的最大高度  $H_m \approx 1.331$  mm, 此时油膜上界面的射流状为简单的平滑驼峰。之后, 界面射流向两侧延伸, 并缓慢下降, 在  $t=153.0$  ms 时变为平台状, 最后返回油膜表面并恢复平静。与自由液面附近的空泡溃灭相比<sup>[41]</sup>, 当空泡在油膜-水界面附近溃灭时, 油膜上界面的响应明显延迟。

图 7 所示为油膜上界面的细射流, 对应工况为  $D=0.195$  mm,  $R_{\max}=0.661$  mm,  $\gamma=0.45$ 。与驼峰射流相比, 油膜上界面快速隆起形成细射流, 并且射流顶部和底部持续增长, 在  $t=150.0$  ms 时, 形状看起来像

Worthington 射流。在  $t=153.5$  ms 时达到上界面射流的最大高度  $H_m \approx 5.740$  mm; 同时, 由于 Savart-Plateau-Rayleigh 不稳定性<sup>[42]</sup>, 射流头部发生颈缩现象, 并出现单个液滴, 射流逐渐变细。当  $t=155.5$  ms 时, 液滴与射流柱已经分离, 射流底部截面开始收缩。此后, 液滴继续向上运动, 射流柱与上界面分离且向上迁移, 在表面张力作用下, 头部与尾部持续靠近, 射流柱再次发生颈缩生成两个液滴, 而后发生融合。最后, 在重力影响下, 液滴相继回落到油膜上表面, 同时, 界面射流的剩余部分轻轻塌陷并返回到上表面。

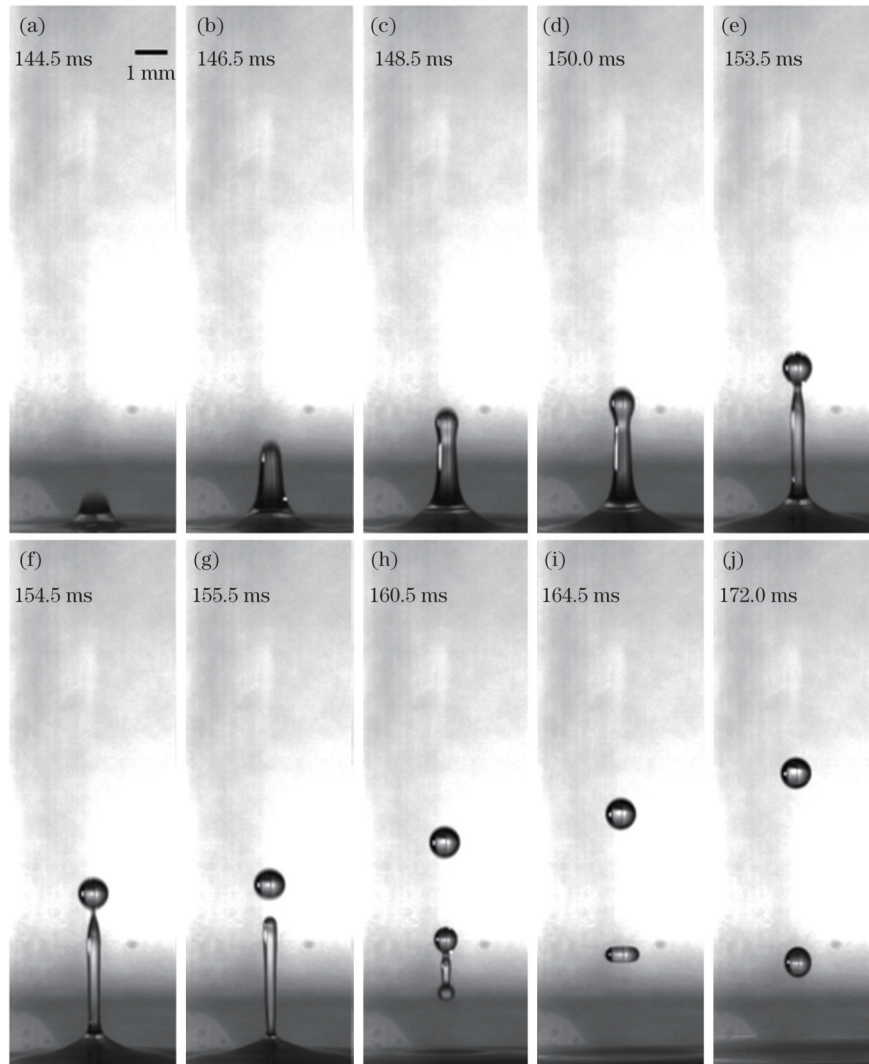


图 7 油膜上界面的细射流模式 ( $D=0.195$  mm,  $\gamma=0.45$ )

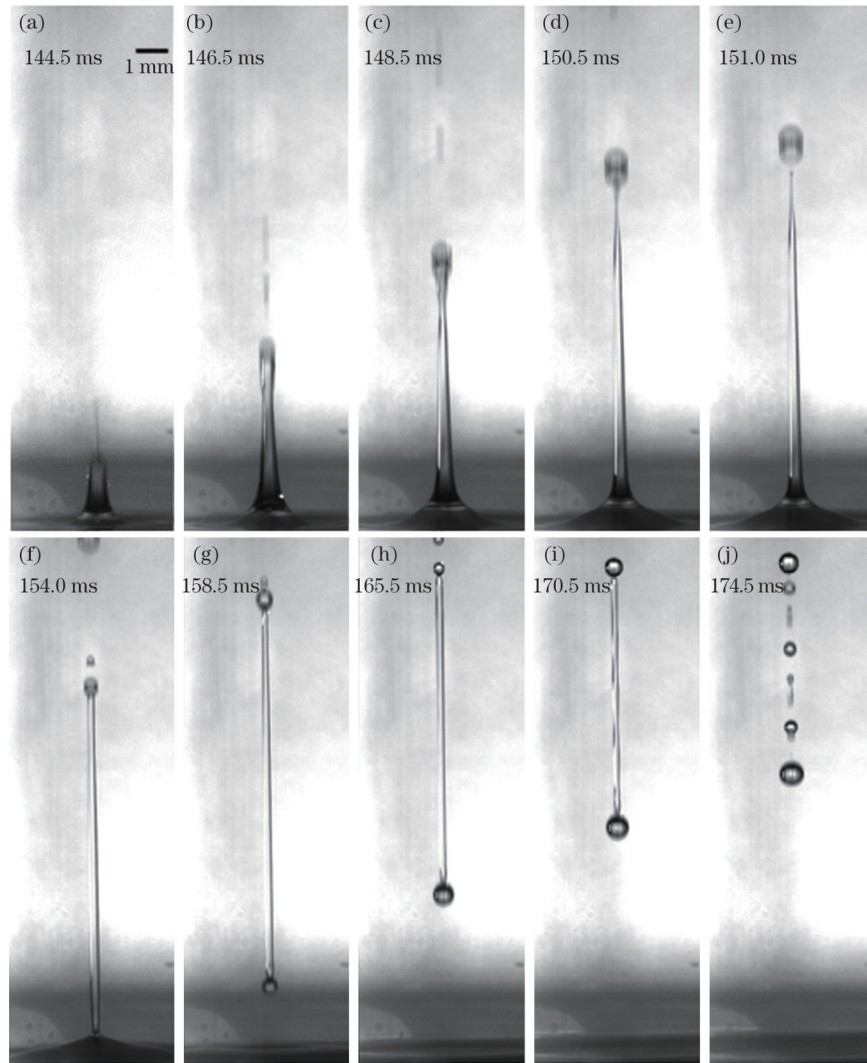
Fig. 7 Thin jet mode at upper interface of oil film ( $D=0.195$  mm,  $\gamma=0.45$ )

图 8 所示为油膜上界面的阶梯射流, 对应工况为  $D=0.195$  mm,  $R_{\max}=0.61$  mm,  $\gamma=0.28$ 。在空泡溃灭作用下, 油膜上界面形成了粗细不同的阶梯状射流, 细射流柱宽度约为 0.122 mm, 粗射流柱宽度约为 0.425 mm。上部细射流柱以极高速度上升, 当  $t=146.5$  ms 时, 上部细射流柱已与下部射流柱分离, 并分裂成两段。界面射流持续向上运动, 当  $t=148.5$  ms 时, 界面射流高度达到 8.124 mm, 射流头部发生颈缩现象。当  $t=151.0$  ms

时, 由于相机画幅限制, 已经拍摄不到上部细射流柱的运动情况, 而下部射流柱与分离的液滴继续上升。随后, 下部射流柱与上界面分离, 并在上升过程中形成若干液滴, 最终液滴相继回落到上界面。

与上界面相比, 油膜下界面对空泡溃灭的响应更加及时, 在空泡溃灭过程中, 油膜下界面发生不同模式的变形响应。图 9 所示为油膜下界面的微扰动模式, 对应工况为  $D=0.195$  mm,  $R_{\max}=0.682$  mm,  $\gamma=1.40$ 。



图 8 油膜上界面的阶梯射流模式( $D=0.195\text{ mm}$ ,  $\gamma=0.28$ )Fig. 8 Two-tier jet mode at upper interface of oil film ( $D=0.195\text{ mm}$ ,  $\gamma=0.28$ )

在空泡第一次溃灭周期内,随着空泡的膨胀,下界面发生扰动,而后随着空泡的收缩,下界面逐渐恢复。在空泡第二次溃灭周期内,下界面再次发生扰动,由于空泡逐渐远离界面,扰动幅度小于第一次溃灭。在  $t=220\text{ }\mu\text{s}$  之后,油膜下界面基本维持稳定。

图 10 所示为下界面的倒丘型变形模式,对应工况为  $D=0.195\text{ mm}$ ,  $R_{\text{max}}=0.661\text{ mm}$ ,  $\gamma=0.45$ 。在空泡第一次溃灭过程中,空泡先保持球形膨胀,当  $t=70\text{ }\mu\text{s}$  时,空泡达到最大半径,空泡上部进入油膜中,此时由于倒影的存在,无法看到下界面的变化。当  $t=70\sim 120\text{ }\mu\text{s}$  时,空泡发生第一次收缩,并且当  $t=120\text{ }\mu\text{s}$  时,其高度和宽度都达到最大。之后,油膜下界面随着空泡的膨胀、收缩呈周期性变形,空泡膨胀时下界面变形减小,空泡收缩时下界面变形增大。空泡第三次溃灭结束时( $t=260\text{ }\mu\text{s}$ ),油膜下界面基本恢复平静。

图 11 所示为下界面的锥状变形模式,对应工况为  $D=0.195\text{ mm}$ ,  $R_{\text{max}}=0.61\text{ mm}$ ,  $\gamma=0.28$ 。与前两种模式相比,空泡与油膜下界面之间存在剧烈的相互作用。空泡一次溃灭周期缩短,当  $t=50\text{ }\mu\text{s}$  时,空泡膨

胀到最大半径,空泡上部绝大部分处在油膜之中;当  $t=90\text{ }\mu\text{s}$  时,空泡已产生远离油膜下界面的射流,同时下界面发生变形;当  $t=100\text{ }\mu\text{s}$  时,可以观察到,随着空泡的收缩,下界面呈锥形漏斗状并穿透空泡。在空泡的第二次溃灭周期内,下界面的锥状变形随着空泡的膨胀、收缩继续发展,锥状变形的宽度逐渐减小,锥状变形的长度向下增长。当  $t=510\text{ }\mu\text{s}$  时,下界面锥状变形的长度达到  $1.49\text{ mm}$ ,之后锥状变形开始回缩,当  $t=1.06\text{ ms}$  时,下界面已基本恢复平静。

结合图 6~11 可以发现,油膜上、下界面的变形演化发生在不同时间尺度上。油膜下界面的变形主要是由空泡膨胀、收缩过程中的惯性作用造成的,因此下界面变形发生在空泡溃灭阶段。随着无量纲距离的减小,空泡溃灭的惯性对下界面的作用增强,使得下界面发生三种变形模式。而油膜上界面射流的形成是表面张力、重力及黏性共同作用的结果,在本文实验条件下,当演化时间达到  $149\text{ ms}$  时,黏性作用的影响区域宽度达到  $0.3\text{ mm}$ ,因此,油膜上界面变形都是在空泡结束后才开始。油膜层界面密度梯度与压强梯度不共线生成

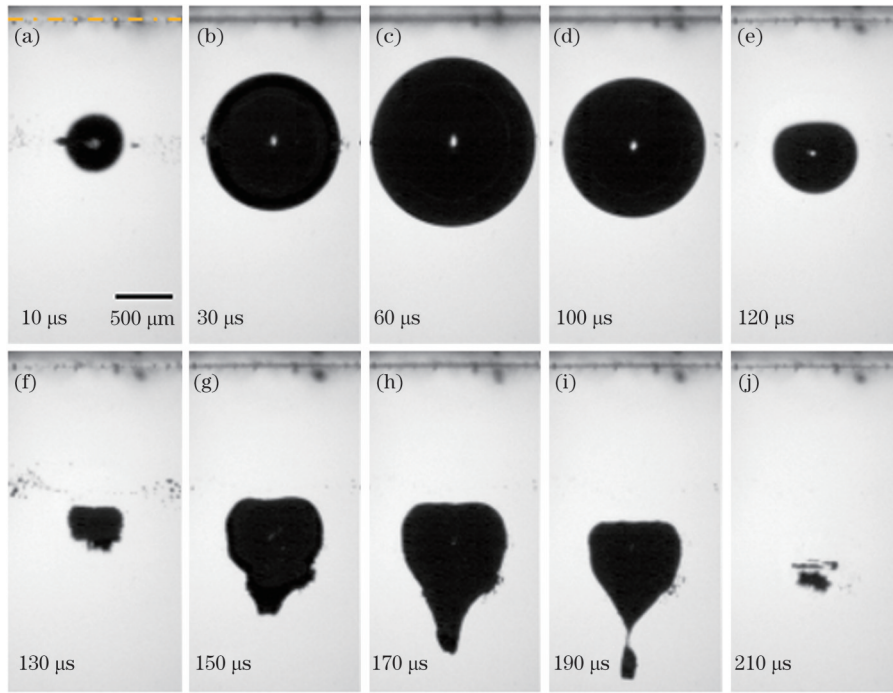


图 9 油膜下界面的微扰动模式 ( $D=0.195 \text{ mm}, \gamma=1.40$ )

Fig. 9 Slight disturbance mode at lower interface of oil film ( $D=0.195 \text{ mm}, \gamma=1.40$ )

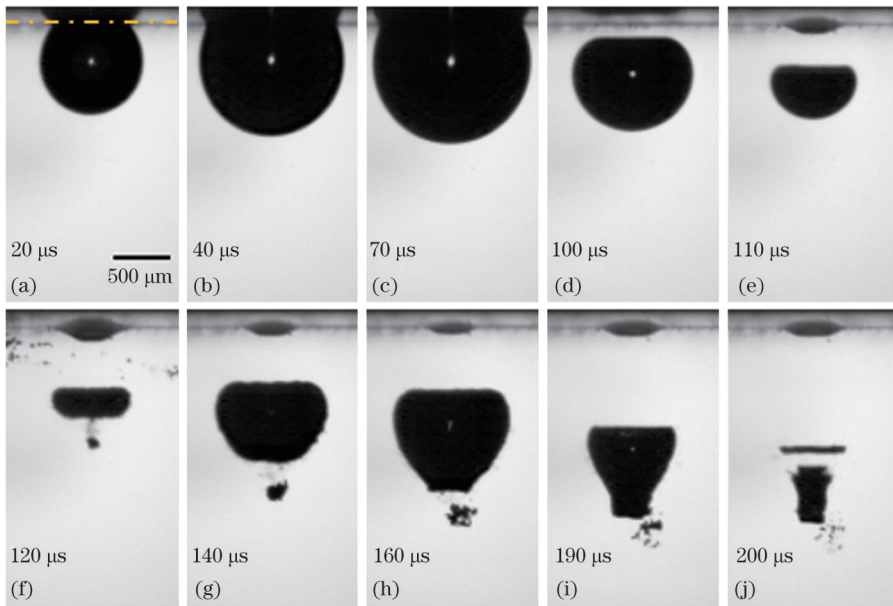


图 10 油膜下界面的倒丘型变形模式 ( $D=0.195 \text{ mm}, \gamma=0.45$ )

Fig. 10 Inverted hill deformation mode at lower interface of oil film ( $D=0.195 \text{ mm}, \gamma=0.45$ )

的涡旋导致油膜上界面细射流的产生<sup>[43]</sup>,而油膜上界面上升过程中顶角小于临界角( $109^\circ$ )会引起油膜上界面急剧加速,进而导致上界面阶梯射流的产生<sup>[42,44]</sup>。

图 12 总结了不同无量纲距离  $\gamma$ 、无量纲油膜厚度  $\delta$  工况下油膜上、下界面形态演化的分区。可以看出,油膜上界面的变形模式和下界面的变形模式并不是一一对应的。在本文实验工况范围内,当  $\gamma$  大于 1.11 时,油膜的上、下界面的变形模式不随无量纲油膜厚度  $\delta$  的变化而变化,上界面的变形模式为驼峰射流模式,下界面的变形模式为微扰动模式。在不同的  $\delta$  工况下,都

能观察到油膜下界面变形的三种模式,而且随着  $\gamma$  的减小,下界面变形模式都由微扰动模式向倒丘形模式再向锥形模式转变。当  $\delta$  小于 0.62 时,在油膜上界面的变形中也能观察到三种变形模式,而且随着  $\gamma$  的减小,上界面变形模式由驼峰射流模式向细射流模式再向阶梯射流模式转变。当  $\delta$  大于 0.62 时,在油膜上界面变形中仅能观察到驼峰射流和细射流两种变形模式。

对实验数据进行处理分析,发现油膜上界面射流的高度依赖于无量纲距离  $\gamma$  和油膜厚度  $D$ ,特别是上界面变形模式为驼峰射流模式。图 13 显示了不同油



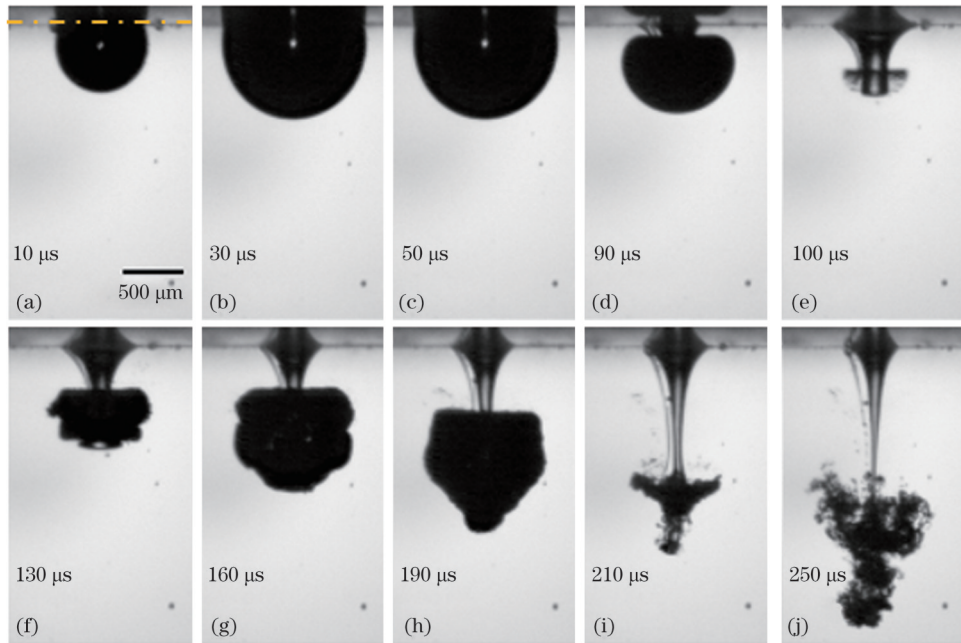


图 11 油膜下界面的锥状变形模式 ( $D=0.195 \text{ mm}$ ,  $\gamma=0.28$ )

Fig. 11 Cone deformation mode at lower interface of oil film ( $D=0.195 \text{ mm}$ ,  $\gamma=0.28$ )

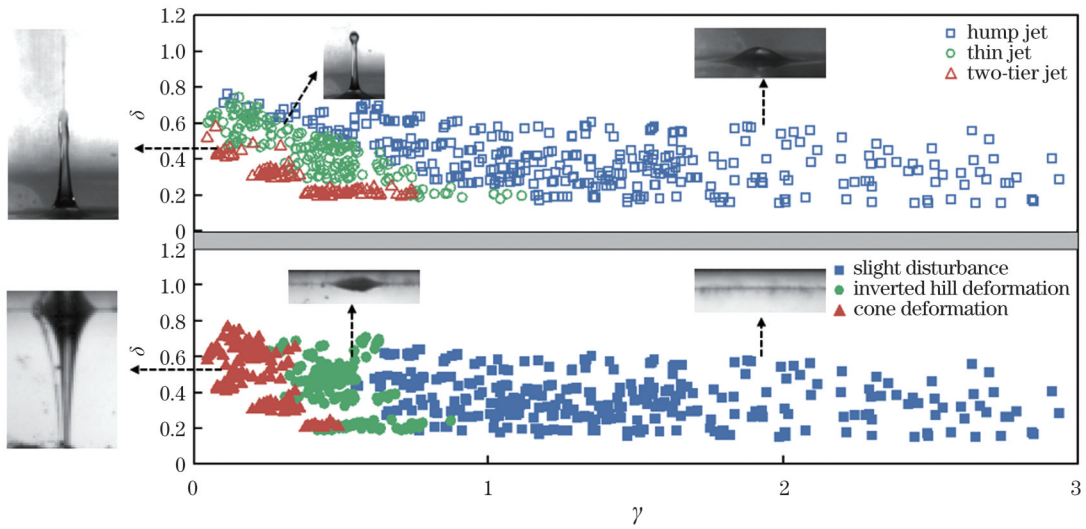


图 12 上、下界面形态演化的分区图。(a)上界面;(b)下界面

Fig. 12 Partition maps of morphological evolutions of upper and lower interfaces. (a) Upper interface; (b) lower interface

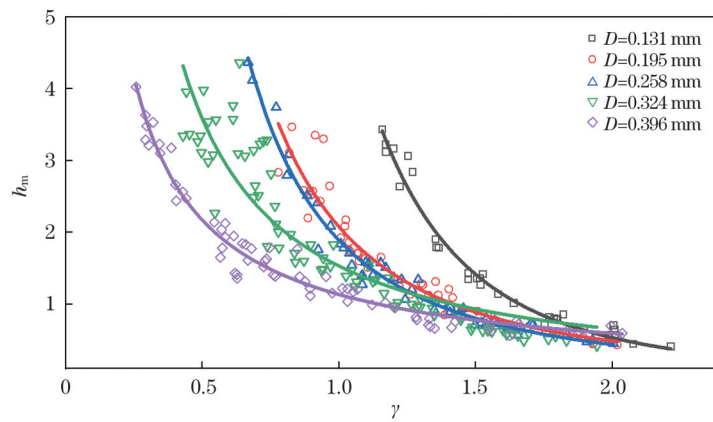


图 13 驼峰射流无量纲最大高度  $h_m$  随无量纲距离  $\gamma$  的变化

Fig. 13 Dimensionless maximum height  $h_m$  versus dimensionless distance  $\gamma$  for hump jet

膜厚度下驼峰射流的无量纲最大高度  $h_m$  随  $\gamma$  的变化。可以看出,当  $\gamma$  较小时,由于空泡与界面之间的强烈相互作用, $h_m$  最大约为 4.5。随着  $\gamma$  的增加,空泡与界面之间的相互作用变弱, $h_m$  相应减小。在较大  $D$  的条件下,随着  $\gamma$  的增大, $h_m$  的增大趋势逐渐变缓。通过数据拟合发现, $h_m$  和  $\gamma$  呈幂函数关系:

$$h_m \propto \gamma^\theta, \quad (8)$$

式中: $\theta$  为幂律系数,不同  $D$  下其分别为  $-3.22$ 、 $-2.20$ 、 $-2.05$ 、 $-1.53$ 、 $-0.96$ 。

## 4 结 论

采用激光诱导方法在油膜-水形成的液-液界面附近生成单个空泡,利用两台高速相机同步拍摄空泡形态演化和油膜界面演化过程,研究了空泡和油膜上、下界面之间的相互作用规律。结果表明,液-液界面的存在使得空泡呈非球形演化,质心朝远离液-液界面方向发生迁移,并产生背向液-液界面的射流。无量纲空泡质心位移和空泡相对回弹半径与各向异性参数  $\zeta$  都呈对数函数关系。在空泡脉动作用下,油膜下界面先发生变形响应,油膜上界面则在空泡溃灭结束后才发生形态演化。油膜上界面变形存在驼峰射流、细射流、阶梯射流三种典型模式,下界面变形存在微扰动、倒丘型变形、锥状变形三种典型模式,上界面与下界面的变形模式并不是一一对应的。在上界面驼峰射流模式中,上界面变形达到的无量纲最大高度  $h_m$  和无量纲距离  $\gamma$  呈幂函数关系。研究结果为工业领域中空化技术的调控提供了实验依据和理论指导。

## 参 考 文 献

- [1] Brennen C E. Cavitation in medicine[J]. *Interface Focus*, 2015, 5(5): 20150022.
- [2] Sreedhar B K, Albert S K, Pandit A B. Cavitation damage: theory and measurements: a review[J]. *Wear*, 2017, 372/373: 177-196.
- [3] Gonzalez-Avila S R, van Blokland A C, Zeng Q Y, et al. Jetting and shear stress enhancement from cavitation bubbles collapsing in a narrow gap[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 884: A23.
- [4] Reuter F, Ohl C D. Supersonic needle-jet generation with single cavitation bubbles[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(13): 134103.
- [5] Tomita Y, Shima A. Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 169: 535.
- [6] Zeng Q Y, Gonzalez-Avila S R, Dijkink R, et al. Wall shear stress from jetting cavitation bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 846: 341-355.
- [7] 宗思光, 王江安, 马治国. 激光空泡的溃灭发光及冲击波辐射[J]. *中国激光*, 2010, 37(4): 1000-1006.
- [8] Zong S G, Wang J G, Ma Z G. Lighting and shock wave emission of laser cavitation bubble collapse[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(4): 1000-1006.
- [9] Šarc A, Oder M, Dular M. Can rapid pressure decrease induced by supercavitation efficiently eradicate *Legionella pneumophila* bacteria? [J]. *Desalination and Water Treatment*, 2016, 57(5): 2184-2194.
- [10] Philipp A, Lauterborn W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 361: 75-116.
- [11] Zhang C, Yin Z Q, Tu C X, et al. Dynamic behavior of the cavitation bubbles collapsing between a rigid wall and an elastic wall[J]. *AIP Advances*, 2021, 11(6): 065025.
- [12] Zhang A M, Cui P, Cui J, et al. Experimental study on bubble dynamics subject to buoyancy[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 776: 137-160.
- [13] Yamamoto T, Matsutaka R, Komarov S V. High-speed imaging of ultrasonic emulsification using a water-gallium system[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2021, 71: 105387.
- [14] Zhang Y N, Xie X Y, Zhang Y N, et al. Experimental study of influences of a particle on the collapsing dynamics of a laser-induced cavitation bubble near a solid wall[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2019, 105: 289-306.
- [15] Koukouvinis P, Strotos G, Zeng Q Y, et al. Parametric investigations of the induced shear stress by a laser-generated bubble[J]. *Langmuir*, 2018, 34(22): 6428-6442.
- [16] Rapet J, Quinto-Su P A, Ohl C D. Cavitation inception from transverse waves in a thin liquid gap[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(2): 024041.
- [17] Akhatov I, Lindau O, Topolnikov A, et al. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble[J]. *Physics of Fluids*, 2001, 13(10): 2805-2819.
- [18] Hutli E, Nedeljkovic M S, Bonyár A, et al. Experimental study on the influence of geometrical parameters on the cavitation erosion characteristics of high speed submerged jets[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2017, 80: 281-292.
- [19] Fortes-Patella R, Challier G, Reboud J L, et al. Energy balance in cavitation erosion: from bubble collapse to indentation of material surface[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2013, 135(1): 011303.
- [20] Brujan E A, Noda T, Ishigami A, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near two perpendicular rigid walls[J]. *Journal of Fluid Mechanics* 2018, 841: 28-49.
- [21] Tomita Y, Robinson P B, Tong R P, et al. Growth and collapse of cavitation bubbles near a curved rigid boundary[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 466: 259-283.
- [22] Ma X J, Huang B, Zhao X, et al. Comparisons of spark-charge bubble dynamics near the elastic and rigid boundaries[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2018, 43: 80-90.
- [23] Brujan E A, Nahen K, Schmidt P, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near an elastic boundary[J]. *Journal of Fluid Mechanics* 2001, 433(1): 251-281.
- [24] 郑监, 张舵, 蒋邦海, 等. 气泡与自由液面相互作用形成水射流的机理研究[J]. *物理学报*, 2017, 66(4): 044702.
- [25] Zhen J, Zhang D, Jiang B H, et al. Formation mechanism of water jets induced by the interaction between bubble and free surface[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(4): 044702.
- [26] Li T, Zhang A M, Wang S P, et al. Bubble interactions and bursting behaviors near a free surface[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(4): 042104.
- [27] Supponen O, Kobel P, Obreschkow D, et al. The inner world of a collapsing bubble[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(9): 091113.
- [28] Supponen O, Obreschkow D, Kobel P, et al. Detailed jet dynamics in a collapsing bubble[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2015, 656: 012038.
- [29] Supponen O, Obreschkow D, Tinguely M, et al. Scaling laws for jets of single cavitation bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 802: 263-293.
- [30] Robinson P B, Blake J R, Kodama T, et al. Interaction of cavitation bubbles with a free surface[J]. *Journal of Applied Physics*, 2001, 89(12): 8225-8237.
- [31] Zhao S N, Dong Z Y, Yao C Q, et al. Liquid-liquid two-phase flow in ultrasonic microreactors: cavitation, emulsification and mass transfer enhancement[J]. *AIChE Journal*, 2017, 64(4): 1412-1423.
- [32] Lippert T, Bandelin J, Schleder F, et al. Effects of ultrasonic reactor design on sewage sludge disintegration[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2020, 68: 105223.
- [33] Yin Z Q, Huang Z M, Tu C X, et al. Dynamic characteristics of



- bubble collapse near the liquid-liquid interface[J]. *Water*, 2020, 12(10): 2794.
- [32] Yamamoto T, Komarov S V. Liquid jet directionality and droplet behavior during emulsification of two liquids due to acoustic cavitation[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2020, 62: 104874.
- [33] Orthaber U, Zevnik J, Petkovšek R, et al. Cavitation bubble collapse in a vicinity of a liquid-liquid interface - Basic research into emulsification process[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2020, 68: 105224.
- [34] 佟德水. 空化射流处理油田采出水技术研究[D]. 东营: 中国石油大学, 2009.  
Tong D S. Study on the treatment of oil-field produced water with cavitating water jet[D]. Dongying: China University of Petroleum, 2009.
- [35] Lechner C, Lauterborn W, Koch M, et al. Jet formation from bubbles near a solid boundary in a compressible liquid: numerical study of distance dependence[J]. *Physical Review Fluids*, 2020, 5(9): 093604.
- [36] Ohl C D, Ikink R. Shock-wave-induced jetting of micron-size bubbles[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(21): 214502.
- [37] 付磊, 王萍, 王斯佳, 等. 纳秒脉冲激光诱导的水中双空泡振荡研究[J]. *中国激光*, 2022, 49(4): 0407001.  
Fu L, Wang P, Wang S J, et al. Dynamics of bubble pairs in water induced by focused nanosecond laser pulse[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(4): 0407001.
- [38] Obreschkow D, Tinguely M, Dorsaz N, et al. Universal scaling law for jets of collapsing bubbles[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(20): 204501.
- [39] Blake J R, Gibson D C. Cavitation bubbles near boundaries[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1987, 19: 99-123.
- [40] Supponen O, Obreschkow D, Kobel P, et al. Shock waves from nonspherical cavitation bubbles[J]. *Physical Review Fluids*, 2017, 2(9): 093601.
- [41] Chen R C C, Yu Y T, Su K W, et al. Exploration of water jet generated by Q-switched laser induced water breakdown with different depths beneath a flat free surface[J]. *Optics Express*, 2013, 21(1): 445-453.
- [42] Zhang S, Wang S P, Zhang A M. Experimental study on the interaction between bubble and free surface using a high-voltage spark generator[J]. *Physics of Fluids*, 2016, 28(3): 032109.
- [43] 郭文璐, 李泓辰, 王静竹, 等. 单空泡与自由液面相互作用规律研究进展[J]. *力学学报*, 2019, 51(6): 1682-1698.  
Guo W L, Li H C, Wang J Z, et al. Research progress on interaction between a single cavitation and free surface[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2019, 51(6): 1682-1698.
- [44] Longuet-Higgins M S. Bubbles, breaking waves and hyperbolic jets at a free surface[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 127: 103.

## Experimental Study on Interaction Between Laser-induced Cavitation Bubble and Oil Film-Water Interface

Zhao Yang, Zhong Yuying, Gao Xiaoyan\*, Tu Chengxu, Bao Fubing

*Zhejiang Provincial Key Laboratory of Flow Measurement Technology, China Jiliang University, Hangzhou 310018, Zhejiang, China*

### Abstract

**Objective** Cavitation near a liquid-liquid interface is a well-known and an important phenomenon owing to the wide application of cavitation bubbles in emulsion preparation, wastewater treatment, petroleum refining, and other processes. However, very few studies have been conducted to observe bubble dynamics near a liquid-liquid interface, and the interaction between a bubble and the liquid-liquid interface of oil films and water has not been considered in the literature. To gain a better understanding of bubble dynamics and offer an effective way to improve cavitation techniques, this study investigates the dynamics of a cavitation bubble near an oil film-water interface.

**Methods** Dimethyl silicone oil and deionized water are utilized to produce an oil film-water interface, and the pulsed laser-induced method is applied to generate a single cavitation bubble near the interface. To nucleate a single bubble, a laser pulse with a 532-nm wavelength is expanded and collimated by a beam expander, and then focused into a glass tank. A time delay trigger connected to the pulsed laser and two high-speed cameras is used to realize the synchronized recording of the two cameras after firing the laser pulse. Cavitation bubble dynamics near the oil film-water interface and the evolution of the lower interface (liquid-liquid interface) are captured using the high-speed camera with a frame rate of  $10^5$  frame/s, whereas the evolution of the upper interface (gas-liquid interface) on a much longer time scale is recorded using a high-speed camera with a frame rate of 2000 frame/s.

**Results and Discussions** The effects of the dimensionless distance  $\gamma$  and oil film thickness  $D$  on the cavitation bubble collapse characteristics and interface evolutions are explored. Owing to the existence of the oil film-water interface, the cavitation bubble collapses nonspherically, moves away continuously, and produces a high-speed jet away from the interface under different experimental conditions. The displacement of the cavitation bubble centroid increases logarithmically with an increase in the anisotropic parameter  $\zeta$  (i. e., the decrease in  $\gamma$ ), resulting from the enhancement of the interaction between the cavitation bubble and liquid-liquid interface. As the total collapse shock wave energy decreases with increasing  $\zeta$ , more energy is needed to drive the bubble rebound to a larger volume in the secondary period of bubble oscillation; therefore, the relative rebound radius also increases logarithmically with the increase in  $\zeta$ . The lower interface of the oil film evolves during the bubble collapse, which is mainly caused by the inertia of the bubble oscillation. The upper interface evolves on a much longer time scale owing to the competing effects of interfacial tension, gravity, and viscosity. Three typical modes of liquid jet are observed for the upper interface: hump jet (Fig. 6),

thin jet (Fig. 7), and two-tier jet (Fig. 8). Three typical modes of motion are also observed for the lower interface: slight disturbance (Fig. 9), inverted hill deformation (Fig. 10), and cone deformation (Fig. 11).

**Conclusions** In this study, a single cavitation bubble is generated near the liquid-liquid interface of the oil film and water using the pulsed laser-induced method. Two high-speed cameras are used to simultaneously record the cavitation bubble collapse and evolutions of the upper and lower interfaces of the oil film. The results show that the cavitation bubble generated near the oil-water interface continuously moves away from the interface during the process of nonspherical collapse and develops a high-speed jet away from the interface. The relation between the displacement of the cavitation bubble centroid and anisotropic parameter  $\zeta$  and the relation between the relative rebound radius and  $\zeta$  are both logarithmic. The lower interface motion of the oil film is observed during the bubble collapse, whereas the upper interface starts to deform after the bubble collapse is over. Three typical liquid jet modes (hump jet, thin jet, and two-tier jet) are observed for the upper interface, and three typical motion modes (slight disturbance, inverted hill deformation, and cone deformation) are observed for the lower interface. In the case of a hump jet, the dimensionless maximum height  $h_m$  follows the power law,  $h_m \propto \gamma\theta$ . The observations herein offer a deeper understanding of the cavitation dynamics and provide theoretical guidance for cavitation techniques.

**Key words** laser technique; laser induction; oil film-water interface; cavitation bubble collapse; interface evolution