

文章编号: 0253-2239(2010)03-0885-08

壁面附近激光空泡溃灭的空蚀特性

宗思光 王江安 马治国 王雨虹

(海军工程大学电子工程学院, 湖北 武汉 430033)

摘要 为分析空泡在壁面附近溃灭导致的冲击波和射流特性, 提出将激光空化、高速摄影技术应用于激光空泡的空蚀研究。建立了壁面附近激光空泡的产生、微调控制及高速摄影测量实验平台。采用高速摄影技术对不同液体、不同 γ 参量条件下空泡脉动的外形特征、溃灭冲击波和溃灭射流等参量进行了测量。结果表明, 壁面的存在弱化了空泡溃灭时的收缩程度, 空泡溃灭时的冲击波和射流对壁面的破坏作用存在着此消彼长, 相互竞争的关系; 空泡在壁面附近脉动时, 回弹泡的溃灭对壁面也可产生较强的破坏作用; 液体的粘性增大有助于空泡表面维持稳定, 减缓空泡溃灭时泡壁的运动速度。

关键词 激光物理; 激光空化; 空泡空蚀; 高速摄像; 冲击波; 射流

中图分类号 TN249 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103003.0885

Erosion Characteristics of Laser Bubble Collapse in the Vicinity of a Solid Boundary

Zong Siguang Wang Jiang'an Ma Zhiguo Wang Yuhong

(School of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan, Hubei 430033, China)

Abstract The investigation of laser bubble erosion through laser cavitation and high speed photographic to analyze the integration characteristic of bubble collapse is presented. The apparatus of laser bubble erosion measurement in the vicinity of a solid boundary is designed based on the laser cavitation. The laser bubble characteristics, such as collapse shock wave, rack of bubble wall and cavitation jet are measured based on the high-speed photography tiny adjustable machine, and the non-dimensional parameter γ is analysed. The results show the rigid boundary can delay the bubble collapse, and the actions of bubble shock wave and cavitation jet are competitive. The destructive effect of the second bubble collapse is stronger when bubble impulsion is near a solid boundary. The accretion of liquid viscosity can delay the bubble collapse, and the movement velocity of bubble skin is slowed down.

Key words laser physics; laser cavitation; bubble erosion; high-speed photography; shock wave; cavitation jet

1 引言

对船舶而言, 最关注的是与螺旋桨有关的空泡问题。当空泡溃灭发生在桨叶表面时, 将产生强冲击波及射流, 反复作用于桨叶表面, 从而产生空蚀现象, 增加螺旋桨的噪声, 降低螺旋桨的推进效率。空泡溃灭导致的空蚀效应的理论及实验测试一直是困扰工程界已久的难题^[1]。已有的研究表明^[2~4], 激光聚焦击穿液体产生的空泡效应与水动力空泡类似, 用激光空泡可较好地模拟水动力空泡的溃灭, 激光空泡已成为开展空化空蚀研究的一种新的手段,

可为水动力学中空化的研究注入新的血液。在医学方面, 空化现象也已引起激光医学界的重视。激光手术仅考虑到等离子体产生的冲击波对生物组织的作用, 未考虑等离子体膨胀后产生空泡、及空泡溃灭产生的射流及冲击波对生物组织的影响^[5,6]。若利用空化理论得到射流的速度及对生物组织产生的压力大小, 对选择激光能量达到最佳的治疗效果具有重要的意义。

本文研究了激光击穿液体介质形成的空泡在壁面附近的生长、溃灭特性, 建立了壁面附近激光空泡

收稿日期: 2009-05-11; 收到修改稿日期: 2009-08-15

基金项目: 国防基金(9140A14060207JB11)资助课题。

作者简介: 宗思光(1979—), 男, 博士, 主要从事光声学、水下激光探测等方面的研究。E-mail: zongsiguang@163.com

的产生、微调控制及空泡高速摄影测量实验平台。

2 壁面附近空泡溃灭空蚀机理

2.1 空泡溃灭的空蚀因素

目前,空泡溃灭过程中的两种效应被认为是造成壁面损伤的主要机制^[1]:空泡溃灭对外辐射的冲击波效应和空泡溃灭形成的指向靶材壁面的高速射流。这两种冲击压强可通过时间的先后进行分辨,射流产生于空泡收缩的最后阶段,而空泡冲击波则发生于空泡由最小体积开始反弹阶段。

一般来讲,空泡溃灭冲击波的强度与空泡溃灭前后的体积比有关,即空泡初始时刻的最大体积与空泡溃灭时刻的最小体积比有关。体积比越大,空泡溃灭冲击波强度越大。射流冲击强度大小则取决于泡壁运动速度的大小。对于空泡溃灭射流,空泡溃灭末期的时间非常短,空泡壁运动速度与液体的声速相比,已不能忽略,在该过程中需要计及液体的可压缩性对泡壁的运动影响。空泡在溃灭时,液体介质将填充空泡缩小的部分空间,由于空泡壁运动速度大于液体介质粒子的运动速度,空泡周围液体密度分布不再均匀,即液体介质具有了可压缩性。空泡下面靠近固体壁面的液体,由于空泡收缩,密度变小,且越接近主轴线区域,液体密度越小,空泡上半部远离固体壁面区域,可以认为空泡的溃灭对其影响不大,其液体密度保持不变,导致空泡下半区域受力不平衡。同时,由于泡壁周围的液体将向空泡中心运动,而近壁面处的液体由于受到边壁限制,其运动速度将较其他部分小,在球对称情况下将引起在垂直壁面方向动量的不平衡,这种不平衡引起空泡溃灭时的泡心向壁面移动、附加质量垂直冲向壁面,即空泡溃灭后期将形成一个射向壁面的射流。

空泡溃灭过程中,空泡壁的运动如图 1 所示^[2](固体壁面在图像下侧)。在空泡溃灭的末期,空泡外形将成“心”形状,这是空泡在壁面附近溃灭时外

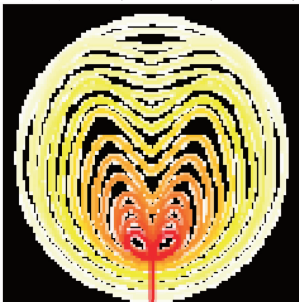


图 1 空泡溃灭时泡壁的运动

Fig. 1 Movement track of crumbling bubble skin

形与无限域自由流场中最大的不同。“心”形状的出现,可以从侧面说明,空泡溃灭射流的产生。

2.2 空泡溃灭辐射的冲击压力

考虑固体壁面附近、初始为球形的空泡由静止开始的溃灭过程。在分析过程中,忽略空泡的质量扩散和热传导效应,并认为空泡的溃灭对称于 z 轴(z 轴为垂直于固体壁面并通过空泡泡心的坐标轴),如图 2 所示。

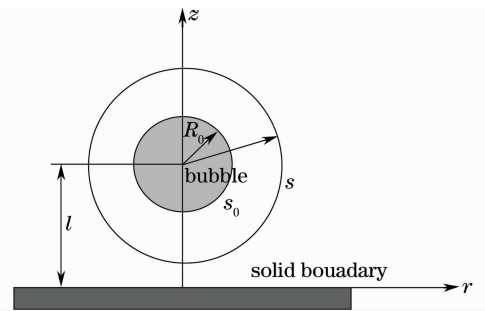


图 2 壁面附近空泡

Fig. 2 Cavitation bubble in the vicinity of a solid boundary

不可压缩理想液体中溃灭空泡的诱导速度满足^[7]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (1)$$

式中 u, P 分别为距离泡中心 r 处空泡溃灭诱导的速度和压力。

对于任意时刻 t ,空泡壁的运动速度为

$$U = -\frac{dR}{dt}, \quad (2)$$

式中 R 为空泡壁任意时刻半径。

因为液体具有连续性,空泡溃灭过程中,诱导的液体流动是有势的,所以

$$u = -U \frac{R^2}{r^2} = \frac{\partial \phi}{\partial r}. \quad (3)$$

泡外部的液体受到扰动,其动能可表示为

$$E_k \approx -\frac{1}{2} \rho \int \phi \frac{\partial \phi}{\partial r} ds = -\frac{1}{2} \rho \int_V u^2 dV = 2\pi \rho U^2 R^3, \quad (4)$$

V 为空泡任意时刻体积。

空泡的溃灭,液体损失的势能可表示为

$$W_p = \int_{V_0}^V P_\infty dV = -\frac{4}{3} \pi P_\infty (R_0^3 - R^3), \quad (5)$$

式中 R_0 为空泡初始半径, P_∞ 为无穷远处液体中压力, V_0 为空泡初始体积。

在空泡溃灭过程中,空泡内气体所做的功为

$$W_g = - \int_{V_0}^V P_g dV, \quad (6)$$

式中 P_g 为空泡内气体压力。

在空泡溃灭过程中,液体表面张力所做的功为

$$W_s = \int_{S_0}^S \sigma dS = 4\pi(R^2 - R_0^2)\sigma, \quad (7)$$

式中 σ 为液体的表面张力系数。

对于空泡内的气体,满足克拉珀龙状态方程,且比热为常数,状态方程可为

$$PV^\gamma = \frac{m}{M}R'T, \quad (8)$$

式中 m 为气体质量, M 为气体物质的量, T 为气体的热力学温度, R' 为普斯气体常数, γ 为空泡内气体的绝热指数。

2.2.1 空泡溃灭的等温过程

当泡内气体等温变化时, $\gamma=1$, (8) 式为常量, 即

$$P_g V = P_0 V_0 = P_0 \frac{4}{3} \pi R_0^3, \quad (9)$$

式中 $P_g = c/V$, c 为常量。

因此在空泡溃灭过程中,空泡内气体所做的功为

$$W_g = - \int_{V_0}^{V_1} P_g dV = - \int_{V_0}^{V_1} \frac{c}{V} dV = - \int_{V_0}^{V_1} \frac{P_0 (4/3) \pi R_0^3}{V} dV = 4\pi R_0^3 P_0 \ln \frac{R_0}{R}, \quad (10)$$

式中 V_1 为空泡溃灭至最小尺寸时的体积, P_0 为空泡内部初始气体压力。

空泡在溃灭过程中,其能量守恒:

$$E_k + W_p + W_g + W_s = 0, \quad (11)$$

所以有

$$\frac{dR}{dt} = \left\{ \frac{2P_\infty}{3\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{R_0}{R} \right] - \frac{2P_0}{\rho R^3} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

(12) 式即为空泡壁的运动速度。对(12)求导和积分, 可得到空泡的溃灭时间 t 和泡壁的运动加速度分别为

$$t = \int_{R_0}^R \left\{ \frac{2P_\infty}{3\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{R_0}{R} \right] - \frac{2P_0}{\rho R^3} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) \right\}^{1/2} dR, \quad (13)$$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{1}{\rho R^2} \left\{ \frac{P_0 R_0^3}{R^2} [3 \ln(R_0/R) + 1] - \frac{P_\infty R_0^3}{R^2} - \sigma \left(3 \frac{R_0^2}{R^2} - 1 \right) \right\}, \quad (14)$$

所以空泡溃灭诱导的速度可表示为

$$u = -U \frac{R^2}{r^2} = \frac{dR}{dt} \frac{R^2}{r^2} = \left\{ \frac{2P_\infty}{3\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{R_0}{R} \right] - \frac{2P_0}{\rho R^3} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) \right\}. \quad (15)$$

将(15)式代入(1)式, 可得到空泡溃灭辐射冲击压力为

$$P = \left(1 - \frac{R_0^3 R}{3r^4} + \frac{R^4}{3r^4} + \frac{R_0^3}{3R^2 r} - \frac{4}{3} \frac{R}{r} \right) P_\infty + \frac{R_0^3 P_0}{R^2 r} \left[\ln \left(\frac{R_0}{R} \right) - 1 \right] - \frac{R_0^3 R}{r^4} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) P_0 + \frac{\sigma}{R_0} \left[\frac{R_0^3}{R^2 r} - \frac{3R_0}{R} + \frac{R_0^3 R - R_0 R^3}{r^4} \right]. \quad (16)$$

2.2.2 空泡溃灭的绝热过程

在空泡溃灭后期,过程进行得很快,空泡与周围的液体没有较显著的热交换,因此空泡溃灭也可以看作为绝热过程^[7]。

当空泡内气体绝热变化时, (8) 式为常量, 空泡内气体所做的功为

$$W_g = - \int_{V_0}^V P_g dV = - \int_{V_0}^V P_0 \left(\frac{4}{3} \pi R_0^3 \right)^\gamma V^{-\gamma} dV = \frac{4P_0 \pi R_0^3}{3(1-\gamma)} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(1-\gamma)} - 1 \right]. \quad (17)$$

根据空泡溃灭过程中的其能量守恒, 可得到

$$2\pi\rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 R^3 + 4\pi(R^2 - R_0^2)\sigma + \frac{4P_0 \pi R_0^3}{3(1-\gamma)} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(1-\gamma)} - 1 \right] + \frac{4}{3} \pi P_\infty (R_0^3 - R^3) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{dR}{dt} = \left\{ \frac{2P_\infty}{3\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{R_0}{R} \right] - \frac{2P_0}{3(1-\gamma)} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(1-\gamma)} - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (19)$$

空泡壁的运动加速和空泡溃灭的时间可分别为

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{1}{\rho R^2} \left[\frac{P_0}{1-\gamma} \left(\frac{R_0^3}{R^2} - \gamma \frac{R_0^{3\gamma}}{R^{3\gamma-1}} \right) - \frac{P_\infty R_0^3}{R^2} - \sigma \left(3 \frac{R_0^2}{R^2} - 1 \right) \right], \quad (20)$$

$$t = \int_{R_0}^R \left\{ \frac{2P_\infty}{3\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{R_0}{R} \right] - \frac{2P_0}{3(1-\gamma)} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(1-\gamma)} - 1 \right] \right\}^{1/2} dR, \quad (21)$$

所以空泡溃灭诱导的速度可为

$$u = -U \frac{R^2}{r^2} = \frac{dR}{dt} \frac{R^2}{r^2} = - \left\{ \begin{aligned} &\frac{2P_\infty}{3\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{R_0}{R} \right] \\ &-\frac{2P_0}{3(1-\gamma)} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(1-\gamma)} - 1 \right] \end{aligned} \right\}^{1/2} \frac{R^2}{r^2}. \tag{22}$$

将(22)式代入(1)式,可以得到当空泡绝热溃灭时,距离泡中心 r 处,空泡辐射的辐射冲击压力为

$$P = \left(1 - \frac{R_0^3 R}{3r^4} + \frac{R^4}{3r^4} + \frac{R_0^3}{3R^2 r} - \frac{4}{3} \frac{R}{r} \right) P_\infty + \frac{\sigma}{R_0} \left[\frac{R_0^3}{R^2 r} - \frac{3R_0}{R} + \frac{R_0^3 R - R_0 R^3}{r^4} \right] + \frac{P_0}{3(\gamma - 1)} \times \left[\frac{R_0^3}{R^2 r} - (4 - 3\gamma) \frac{R_0^{3\gamma}}{R^{3\gamma-1} r} - \frac{R_0^3 R}{r^4} + \frac{R_0^{3\gamma}}{R^{3\gamma-4} r^4} \right]. \tag{23}$$

3 实 验

3.1 实验装置

基于高速摄影技术的固体靶材壁面的激光空泡空蚀测量系统如图 3 所示。系统采用调 Q Nd:YAG 激光器输出脉冲激光(波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 脉冲宽度 8 ns, 单脉冲能量 40~1000 mJ 可调), 激光光束经负透镜扩束后再通过正透镜汇聚至水槽中的靶材壁面附近。在激光聚焦点, 激光能量密度超过水的击穿阈值, 发生光击穿, 形成等离子体, 等离子体对外膨胀形成脉动空泡。在实验中通过微调系统调节靶材与激光空泡中心的距离, 模拟不同的壁面距离对空泡脉动的影响。在一定距离条件下, 空泡溃灭瞬间形成射向靶材的射流及冲击波, 对靶材形成空蚀效应。

高速摄影装置为 FASTCAM SA1.1 型高速摄像机, 拍摄帧率为 $3.6 \times 10^5 \text{ frame/s}$, 像幅尺寸为

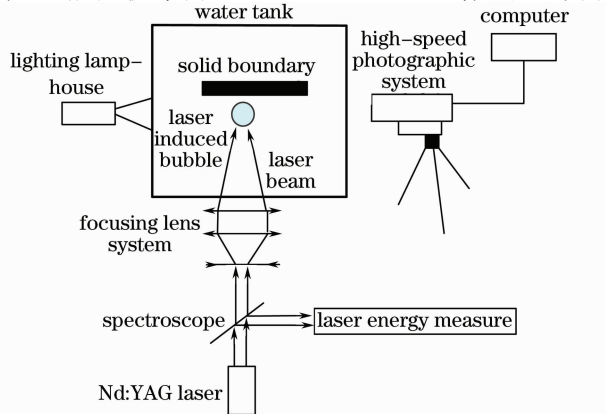


图 3 激光空泡空蚀测量实验系统框图

Fig. 3 Block diagram of laser bubble cavitation erosion experiment

64 pixel×64 pixel, 曝光时间为 370 ns。采用透光式拍摄, 照明光透过水箱进入高速摄影机镜头, 该方式拍摄的空泡边缘以外的部分较亮, 空泡整体为暗。

为固定及调节靶材, 设计了专用的微调整机构。靶材安装于调整机构的手臂上, 可通过调整旋钮, 使靶材在水平前后、水平左右、垂直、俯仰方向上进行微调整。选择的固体靶材为工业纯铝, 靶材的厚度为 0.6 mm。

3.2 实验结果与分析

选择了硅油、酒精和自来水 3 种代表性的液体进行了实验, 它们的液体粘度是通过粘度计测量得到, 表面张力、液体饱和蒸汽压和声速来源于参考文献[8]。

实验中发现, 空泡表面的稳定性、空泡溃灭导致的射流或冲击波对壁面空蚀强度与空泡中心距离固体壁面的的相对距离有关。该相对距离可用无量纲参量 γ 来表征, $\gamma = l/R_{\text{max}}$, l 为空泡泡心距壁面的距离, R_{max} 为空泡最大半径。如图 4 所示, 通过调整平台的微调机构改变靶材与空泡中心的距离。

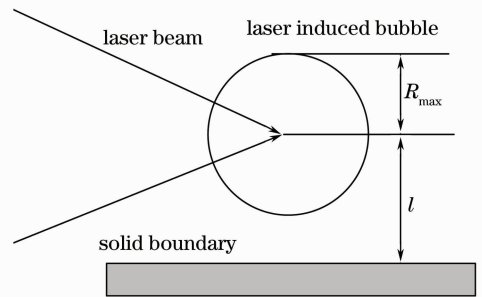


图 4 空泡与壁面相对关系

Fig. 4 Relative relation between laser bubble and solid boundary

3.2.1 空泡溃灭的形状特征

激光空泡在壁面附近的溃灭过程中其球状外形是非常不稳定的, 影响空泡形状偏离球形的因素主要有溃灭空泡的固有不稳定性、壁面对空泡脉动的不对称影响、流场内压力梯度及浮力因素等。溃灭空泡的固有不稳定性取决于空泡壁的速度和加速度的综合效应。对于激光能量与空泡特性的相应关系可参考文献[4]。

当壁面不存在, 无限域流体中硅油空泡、酒精空泡和水空泡的溃灭过程图像如图 5 所示(画幅间隔 $2.778 \mu\text{s}$)。

从图 5 可以看出, 硅油空泡在溃灭后空泡可维持较规则的球形特征膨胀。而酒精空泡溃灭后则以扁平状外形膨胀、水空泡则直接溃灭成两个较小空泡的状态进行膨胀。造成空泡溃灭后外形特征差异

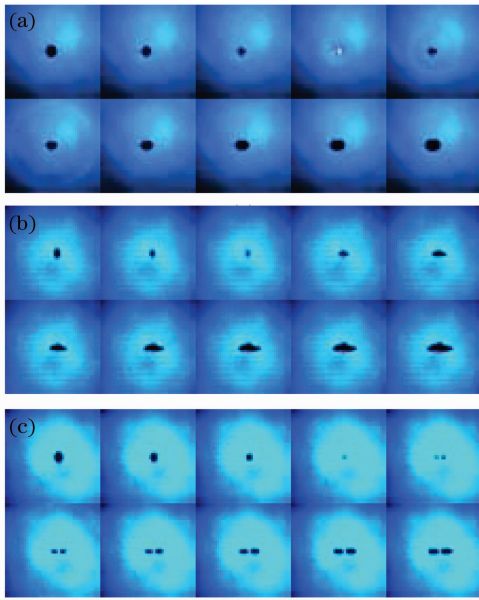


图 5 无限域流体中空泡的溃灭。(a)硅油空泡；
(b)酒精空泡；(c)水空泡

Fig. 5 Laser cavitation bubble dynamics apart from a solid boundary. (a) silicon bubble; (b) alcohol bubble; (c) water bubble

的原因主要与液体粘性系数有关，硅油粘性系数大，空泡溃灭后以整体泡的形式进行反弹，而水的粘性系数最小，水空泡则直接溃灭成了两个较小的空泡。

当壁面存在时，硅油空泡、酒精空泡和水空泡的溃灭过程图像如图 6 所示(图幅间隔 $2.778 \mu\text{s}$ ，图

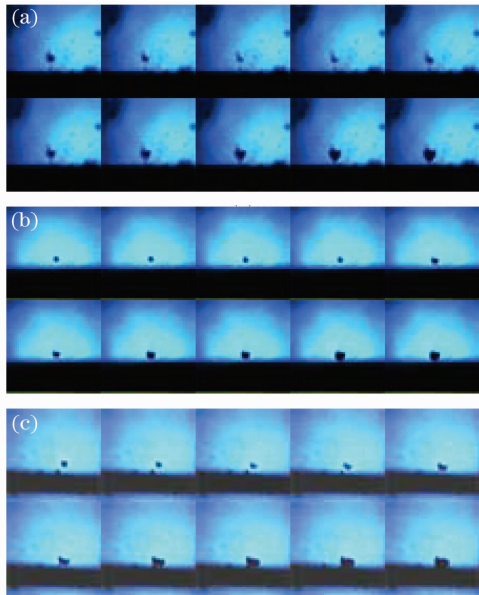


图 6 壁面附近空泡的溃灭。(a)硅油, $\gamma=1.15$;
(b)酒精, $\gamma=1.2$;(c)水, $\gamma=1.26$

Fig. 6 Laser cavitation bubble dynamics near a solid boundary. (a) silicon, $\gamma=1.15$; (b) alcohol $\gamma=1.2$; (c) water, $\gamma=1.26$

像中下半部黑色区域为靶材壁面)。

从图 6 可以看出,硅油空泡、酒精空泡和水空泡溃灭后都以整体泡的形式反弹,当反弹泡的 $\gamma < 1$ 时,反弹泡很快被壁面吸附。壁面的存在导致硅油空泡以清晰的“心”形状反弹膨胀,酒精空泡、水空泡以近似球形状反弹,垂直壁面两侧空泡壁上宽下窄(近壁面为下,远离壁面为上)。

对无限域流场、不同 γ 参量和不同液体中空泡溃灭的外形特征进行分析,可以得出以下结论:

1) 壁面的存在对空泡的外形特征变化具有较大的影响,当 $\gamma > 1.4$,壁面的存在对空泡膨胀过程中外形的影响较小,当 $\gamma < 1.4$ 时,壁面的存在对空泡的膨胀及闭合过程中的外形特征都产生较大的影响。

2) 当 $\gamma < 1.4$ 时,空泡表面的稳定性与空泡中心距壁面的相对距离 γ 有关,距离壁面越近,越有利于空泡外形保持稳定。 γ 越大,空泡溃灭和回弹的幅度越小,空泡越不稳定,当 γ 较小时,空泡在闭合和回弹时很快被壁面吸附。

3) 液体的粘性增大越有助于空泡表面维持稳定,在相同 γ 时,硅油空泡在闭合和回弹过程中,空泡外形较规则,多次实验的一致性也好,而酒精空泡、水空泡在第一次溃灭后,外形很不稳定,空泡溃灭后其表面分裂出许多微小空泡,有时甚至会分裂成小空泡团。

4) 对于同种液体中最大尺寸相同的空泡,壁面附近空泡溃灭至最小尺寸大于无限域流场中空泡溃灭的最小尺寸。其原因在于壁面附近空泡溃灭时由于射流的产生造成空泡区涡流的形成,部分聚心径向运动的流体动能就转化为涡能,弱化了空泡收缩程度。

5) 激光空泡在靶材壁面附近溃灭时,空泡在脉动的同时,空泡泡心还产生趋壁效应,即随着空泡脉动的进展,空泡中心向壁面方向运动,在空泡经历几次膨胀和溃灭后,泡体将附着于固体壁面上。

由于回弹泡中心距壁面的距离越来越小,泡壁溃灭时冲击压强的作用更明显,使得回弹泡的溃灭和原空泡的溃灭一样具有破坏性。因此回弹泡的运动及溃灭对壁面的损伤也是不容忽视的。

3.2.2 壁面附近激光空泡溃灭的射流特性

空泡在壁面附近溃灭时,由于边壁对液体流动的不对称影响,泡壁的速度分布不均匀,远离壁面的泡壁收缩速度很大,靠近壁面的泡壁收缩速度较小,从而使空泡在溃灭过程中形成冲向壁面的高速射流,并在空泡的回弹阶段“刺穿”近壁泡壁。Vogel A^[2] 从空

泡顶部拍摄纪录了空泡溃灭形成的涡环形状。由射流作用形成的涡环是空泡在固体壁面附近溃灭的特征之一。

如图 7 所示,前 3 幅图像间隔 $2.778 \mu\text{s}$,第 4 幅为第 3 幅后 $27.78 \mu\text{s}$ 时图像,第 3 幅图像是空泡溃灭至最小尺寸时图像。

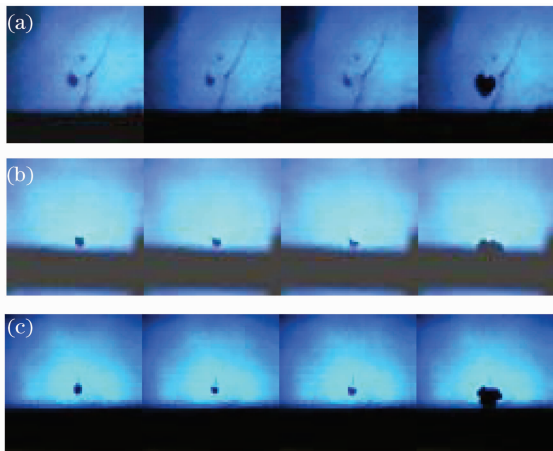


图 7 空泡溃灭时图像。(a)硅油 $\gamma=1.38$;
(b)水 $\gamma=1$;(c)酒精 $\gamma=1.33$

Fig. 7 Pictures of bubble collapse. (a) silicon, $\gamma=1.38$;
(b) water, $\gamma=1$; (c) alcohol, $\gamma=1.33$

需要指出的是,空泡顶部的射流部分在采用 $3.6 \times 10^5 \text{ frame/s}$ 的高速相机是无法明确地观测和准确地测量,但可以通过空泡的外形变化推测射流产生时刻及强度。

高速摄影结果表明,在空泡溃灭的后期,空泡顶部出现“凹坑”,可以证明此时泡壁射流已经形成,当 γ 较小时,泡壁“凹坑”外形出现得比较早,当空泡附着在壁面上溃灭时,在空泡溃灭至最小尺寸时,泡壁射流已冲击到壁面上,使空泡外形变成了圆环状。

实验数据分析可以得出以下结论:

1) 壁面附近的激光空泡只在一定相对距离 γ 条件下,才会对壁面形成射流冲击破坏。对于水空泡,当 $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$ 时,射流对壁面的冲击作用明显。同时当 $\gamma < 1$ 时,射流的冲击作用较 $\gamma > 1$ 时更明显。当原空泡的 $\gamma \geq 1.4$ 时,空泡溃灭对壁面的破坏以冲击波为主,但回弹泡泡心距壁面距离变短,回弹泡的第二次溃灭也有可能以射流的形式对壁面造成冲击破坏。

2) 当 $\gamma \leq 0.4$ 和 $\gamma \geq 1.4$ 时,空泡溃灭时的冲击波对壁面的破坏起主要作用,而空泡溃灭时射流的破坏作用小。其原因在当 $\gamma < 0.4$ 时空泡只具有一次较明显的脉动过程,在空泡收缩过程中空泡将附着壁面上,空泡表面的压差仅使空泡产生微小的形

变,不易形成指向固体壁面的射流,随着 γ 减小,射流对壁面的空蚀效应逐渐减少,并消失,空泡对壁面的冲击主要是空泡溃灭冲击波为主。当 $\gamma \geq 1.4$ 时,由于空泡受周围边界影响较小,在溃灭后期空泡仍能保持较好的球对称分布,且由于泡壁上下表面压差减小,泡心向固壁面移动缓慢,空化射流不易产生,同时空泡和壁面之间的水层亦会阻滞射流冲击力,因此随着 γ 值的增大,射流冲击力单调减小,直至该信号完全消失。

3) 当 $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$ 时,空泡溃灭时的冲击波和射流对壁面的破坏作用都很重要。

4) 对于不同粘性液体,相同 γ 条件下,空泡溃灭射流的特性也不相同,如硅油空泡在溃灭过程中泡壁的最大运动速度小于酒精空泡、水空泡,即液体粘性增大对减缓空泡的溃灭有明显的作

5) 在液体粘性及其他条件相同条件下,空泡溃灭过程中泡壁的最大速度与空泡的最大半径 R_{\max} 有关, R_{\max} 越大,空泡溃灭的速度也越大。

3.2.3 壁面附近激光空泡溃灭的冲击波特性

在激光聚焦击穿点等离子体空泡膨胀将辐射以超声速传播的高压波(冲击波),同时当空泡在压缩回弹过程中溃灭,也将产生压力冲击波,从溃灭中心作球状辐射波传播。当激光空泡在壁面附近生长、溃灭时,辐射的冲击波将对固体壁产生压力冲击,导致固体材料疲劳破坏而剥蚀,即冲击波对固体壁面产生空蚀效应。

当入射激光脉冲能量为 570 mJ 时,激光击穿硅油、水和酒精形成的等离子体空泡膨胀冲击波图像如图 8 所示(图幅间隔 $2.778 \mu\text{s}$),可清晰分辨出激光等离子体空泡膨胀过程辐射冲击波的变化。在图 8(a)中第 1 帧图像为激光击穿瞬间的等离子体闪光图像,其冲击波已经形成,在 $2.778 \mu\text{s}$ 后球面波冲击波波前已达到壁面(第 2 帧图像),在 $5.556 \mu\text{s}$ 后冲击波与靶面相互作用(第 3 帧图像),冲击靶面,发生吸收、透射及反射效应,在 $8.334 \mu\text{s}$ 后被靶面反射后的冲击波前沿已经形成(第 4 帧图像),背离靶面向液体中传播。

对于空泡溃灭辐射的冲击波,脉冲能量为 570 mJ 激光击穿获得的水空泡溃灭辐射的冲击波图像序列如图 9 所示。图中第 2 帧图像时刻激光空泡溃灭至最小尺寸,第 3 帧图像中空泡已经反弹,同时溃灭冲击波波前已经到达铝靶材壁面,开始冲击壁面。

当入射激光脉冲能量为 570 mJ 时,根据激光击

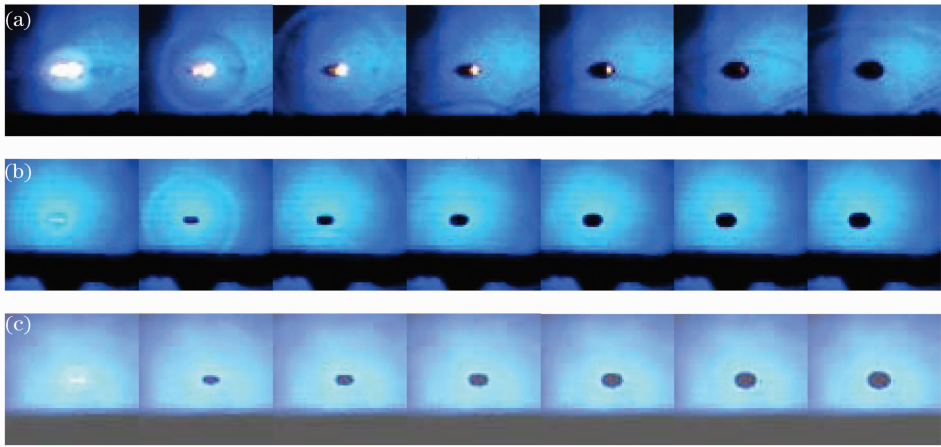


图 8 等离子体空泡膨胀冲击波图像。(a)硅油, $\gamma=1.7$; (b)水, $\gamma=1.83$; (c)酒精, $\gamma=1.57$

Fig. 8 Pictures of plasma bubble expanding shock wave. (a) silicon, $\gamma=1.7$; (2) water, $\gamma=1.83$; (3) alcohol, $\gamma=1.57$

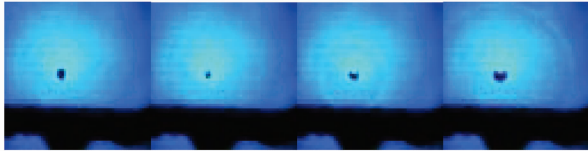


图 9 水体空泡溃灭冲击波图像($\gamma=1.83$)

Fig. 9 Pictures of water bubble collapse shock wave($\gamma=1.83$)

穿水液体等离子体空泡膨胀、溃灭的冲击波图像序列可知,对于等离子体空泡膨胀冲击波,距空泡为 5.56, 10.10 mm 时,冲击波的速度达 2185 m/s, 1655 m/s; 而对于空泡溃灭冲击波,距空泡 3.5 mm, 8.23 mm 时,冲击波的速度为 2219 m/s, 1568 m/s。

实验数据分析可以得出:

1) 激光等离子空泡膨胀冲击波出现在激光作用结束后,等离子体对外膨胀瞬间,以球面波的形式对外传播。空泡溃灭冲击波出现于空泡溃灭反弹后,溃灭冲击波也以球面波的形式对外传播;

2) 空泡冲击波入射至固体壁面时,冲击波波前在固体壁面发生反射、透射及吸收效应,反射波波前出现时刻与入射波入射至固体壁面时刻不同步,即冲击波与铝靶材壁面相互作用时,产生弹性效应,可能与纯铝靶材材质较软有关;

3) 不同粘性液体,在相同的空泡特性、空泡距壁面相对距离 γ 情况下,辐射的冲击波强度不同。对于激光等离子体空泡膨胀冲击波,其强度由弱至强的变化为:酒精、水和硅油。对于空泡溃灭冲击波,其强度由弱至强的变化为:硅油、酒精和水。该结果与采用水听器测量的结果一致^[9]。

4 结 论

1) 采用激光聚焦击穿产生空泡、高速摄影测量

空泡特征是开展壁面附近空泡空蚀效应研究非常好的手段;

2) 壁面的存在对空泡溃灭时的外形特征产生较大的影响,同时弱化了空泡溃灭时的收缩程度;

3) 当 $\gamma < 0.4$ 和 $\gamma > 1.4$ 时,空泡溃灭时的冲击波对壁面的破坏起主要作用,当 $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$ 时,空泡溃灭时的冲击波和射流对壁面的破坏作用都很重要,两种作用机制在壁面空蚀过程中存在着此消彼长,相互竞争的关系;

4) 壁面附近空泡溃灭时,还产生空泡的壁向运动,回弹泡的溃灭对壁面也可能产生较强的破坏作用。

5) 液体的粘性增大有助于空泡表面维持稳定,减缓空泡的溃灭时泡壁的运动速度。在液体粘性及其他条件相同条件下,空泡溃灭过程中泡壁的最大速度与空泡的最大半径 R_{\max} 有关, R_{\max} 越大,空泡溃灭的速度也越大;

6) 对空泡溃灭的射流特征进行明确的观测和准确的测量需要采用百万帧率的高速相机。

参 考 文 献

- 1 Qi Dingman, Lu Chuanjing. A review of bubble collapse and cavitation noise[J]. *Shanghai J. Mechanics*, 1999, **21**(1): 1~9
戚定满, 鲁传敬. 空泡溃灭及空化噪声研究综述[J]. *上海力学*, 1999, **21**(1): 1~9
- 2 Vogel. A. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near an elastic boundary [J]. *Fluid Mech.*, 2001, **433**: 251~281
- 3 Alfred Vogel, Joachim Noack. Kester Nahen Energy balance of optical breakdown in water[C]. *SPIE*, 1997, **3245**: 168~179
- 4 Zong Siguang, Wang Jiang'an, Wang Huihua. Image measure of characters of cavitation bubble by optical breakdown[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(8): 2197~2202
宗思光, 王江安, 王辉华. 光击穿液体空泡特性的高速图像测量[J]. *光学学报*, 2009, **29**(8): 2197~2202
- 5 Zhang Dejun, Li Long, Yu Ming. A new method of opto-acoustic transform extra-corporeal lithotripsy [J]. *Chinese J.*

Ultrasound in Medicine, 2003, **19**(1): 74~76
 张德俊, 李 珑, 喻 明. 光-声转换体外碎石新方法的研究 [J]. *中国超声医学杂志*, 2003, **19**(1): 74~76
 6 Chen Qingming, Cheng Zuhai. Laser acoustic energy conversion efficiency induced by pulse laser in water[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 341~344
 陈清明, 程祖海. 脉冲激光在水中激发声脉冲的光声能量转换效率[J]. *中国激光*, 2007, **34**(3): 341~344
 7 R. T. Knapp. Cavitation and Erosion[M]. Beijing: Irrigation Press, 1980. 164~168
 R. T. 柯乃普. 空化与空蚀 [M]. 北京: 水利出版社, 1980.

164~168
 8 Liu Guangqi, Ma Lianxiang. Chemical Characteristic Handbook [M]. Beijing: Chemistry Industry Press, 2002. 189~192
 刘光启, 马连湘. 化工物性手册 [M]. 北京: 化学工业出版社, 2002. 189~192
 10 Zong Siguang, Wang Jiang'an. Experiment investigation of acoustics source generated by optical breakdown in visid liquid [J]. *Applied Laser*, 2009, **29**(1): 29~31
 宗思光, 王江安. 不同粘性液体激光击穿声辐射特性研究 [J]. *应用激光*, 2009, **29**(1): 29~31



Photonics Asia 2010 International Conference

主办单位: SPIE; COS——中国光学学会

会议地点: 北京 国家会议中心(奥运中心)

会议时间: 2010 年 10 月 18~22 日

专 题

1. High-power Lasers and Applications(高功率激光器及其应用)
2. Semiconductor Lasers & Applications(半导体激光器和应用)
3. Optics in Health Care and Biomedical Optics(保健和生物医学光学)
4. Quantum and Nonlinear Optics(量子和非线性光学)
5. Optoelectronic Devices & Integration(光电器件及其集成)
6. Holography ,Diffractive Optics and Applications(全息、衍射光学和应用)
7. Optical Design and Testing(光学设计和检测)
8. Optoelectronic Imaging and Multimedia Technologies(光电成像和多媒体技术)
9. Information Optics and Optical Data storage(信息光学和光存储技术)
10. LED and Display Technologies(LED 和显示技术)
11. Advanced Sensor Systems and Applications(先进的传感系统及其应用)
12. Infrared, Millimeter Wave and Terahertz Technologies(红外、毫米波和太赫兹技术)
13. Optical Metrology and Inspection for Industrial Application
(应用于工业的光学计量学和检验)

中方主席

- 范滇元
 李晋闽
 骆清铭 顾 瑛
 龚旗煌 郭光灿
 张旭苹 明 海
 余重秀
 王涌天
 魏 平
 宋菲君 陶世荃
 侯延冰
 廖延彪
 张存林

Peisen Huang

摘要截止日: 2010 年 5 月 15 日 全文截止日: 2010 年 8 月 30 日

会议联系人:

翟 林: 010-62641108 zhailin@hotmail.com

李翠玲: 010-68912564 cuilingli@bit.edu.cn

丁伯瑜: 010-82616603 dingboyu@sohu.com

SPIE 投稿网站: spie.org/pa/ 详情请见中国光学学会网站: www.cncos.org