

# 激光空泡特性实验与数值计算研究

王雨虹<sup>†</sup> 王江安 任席闯

(海军工程大学电子工程学院, 武汉 430033)

(2009 年 4 月 30 日收到 2009 年 6 月 2 日收到修改稿)

基于激光空泡内物质以水蒸气为主的特征, 选择特定的 Rayleigh-Plesset 方程形式, 确定激光空泡的动态泡壁位置, 并考虑水中气体与激光空泡之间的质量扩散、水蒸气的凝结与蒸发、水的压缩性及热传导、声辐射、黏性、表面张力等因素, 建立激光空泡的产生、照相和声压测量系统. 通过数值计算与实验结果相结合的办法, 使泡内压力的计算值与实验值之间相对误差控制在 10% 以内, 揭示吸收的激光脉冲能量与激光空泡的半径、泡内压力和温度之间的对应关系, 以及吸收的激光脉冲能量不变时半径、压力和温度的变化规律. 旨在为激光空泡的相关研究提供一定的参考.

关键词: 激光空泡, 水蒸气, 数值模拟, Rayleigh-Plesset 方程

PACC: 4325, 6430, 4755K

## 1. 引 言

激光脉冲聚焦于水中产生激光击穿区, 形成激光空泡. 激光空泡膨胀时产生冲击波, 随着激光空泡的膨胀, 空泡内的温度和压力均下降, 当半径达到最大时空泡内的压力会远低于外界气压, 于是开始收缩, 当收缩到最小半径时又会膨胀, 如此反复, 直至能量消耗完毕<sup>[1-4]</sup>. 激光空泡与声致发光空泡不同. 本文分析的激光空泡半径在 1—3.5 mm 左右, 收缩时间数百微秒, 激光空泡内的气体成分以水蒸气为主<sup>[5,6]</sup>; 声致发光空泡的大小仅为若干微米, 收缩时间约数微秒, 空泡内的气体成分以非凝结气体为主, 在溃灭发光时以惰性气体为其主要成分<sup>[7-12]</sup>. 另外, 激光空泡开始靠吸收的激光能量膨胀, 随后靠外界气压收缩振荡, 而声致发光空泡靠声场驱动<sup>[13-16]</sup>. 当条件发生变化时, 即使在同一种类的空泡其泡内的温度、压力以及溃灭时发光强度等方面也存在较大的差别, 如水中的声致发光空泡与硫酸溶液中的相比, 前者发光强度弱而泡内温度却高<sup>[17,18]</sup>. 由此可见, 驱动机制、溶液成分和空泡内的气体成分等均会对空泡的特性产生重要的影响. 针对特定激光空泡和声致发光空泡的研究也越来越深入, 采用的数值计算模型也越来越完善<sup>[5-18]</sup>.

目前, 对激光空泡的研究相对较少, Akhatov

等<sup>[5,6]</sup>研究的激光空泡的起始时刻为第一次激光空泡达到最大半径时开始, 而本文研究的激光空泡从激光脉冲结束时刻开始, 并参考 Akhatov 的方法进行数值研究. 利用实验结果确定起始条件, 通过高速摄像照片和数值计算方法确定空泡半径的变化规律和空泡内压力. 所采用的计算方程考虑到水蒸气在泡壁处的蒸发和凝结、溶于蒸馏水中的非凝结气体与激光空泡之间的质量扩散、泡内气体与泡外液体的热交换、水的黏性和表面张力等因素的影响. 所得结果可为激光空泡的相关研究提供一定的参考.

## 2. 计算模型

为探索激光空泡的规律性, 需要有连续性方程、运动方程、能量方程、物态方程、边界条件和初始条件共同组成封闭且有唯一解的方程组.

### 2.1. 动态边界

考虑到声辐射、水的可压缩性、黏性、水蒸气的蒸发与凝结以及蒸馏水中非凝结气体向空泡中的扩散等因素, 描述激光空泡泡壁运动的 Rayleigh-Plesset 方程如下<sup>[5,19]</sup>:

$$\left(1 - \frac{u_1|_{r=R}}{C}\right)R \frac{du_1|_{r=R}}{dt} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{u_1|_{r=R}}{3C}\right)u_1^2|_{r=R} + 2 \left(1 - \frac{u_1|_{r=R}}{4C}\right) \frac{u_1|_{r=R} j_v}{\rho_{10}}$$

<sup>†</sup> E-mail: wyhlgx230@126.com

$$= \left(1 + \frac{\dot{R}}{C}\right) \frac{p_1|_{r=R} - p_0}{\rho_0} + \frac{R}{\rho_0 C} \frac{d}{dt} p_1|_{r=R}, \quad (1)$$

其中

$$p_1|_{r=R} = p_{gv}|_{r=R} - \frac{2\delta}{R} - \frac{4\mu_1 u_1|_{r=R}}{R}. \quad (2)$$

这里  $p_{gv}|_{r=R}$  为泡壁处混合气体的压力,  $p_1|_{r=R}$  为泡壁处蒸馏水的压力,  $\mu_1$  为蒸馏水的黏性系数,  $\rho$ ,  $u$  和  $T$  分别为密度、径向速度和温度,  $C$  为泡壁处水的声速, 蒸馏水密度  $\rho_0 = 997.538 \text{ kg/m}^3$ , 环境压强  $p_0 = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$ ,  $R$  为激光空泡的半径. 本文中下标  $v_g$  和  $l$  分别表示水蒸气、非凝结气体和蒸馏水,  $j_v$  为水蒸气在泡壁处与温度有关的单位面积的蒸发率 (气体温度高于临界温度时按非凝结气体情况计算) 表示为

$$j_v = \frac{\alpha}{\sqrt{2\pi B_v}} \left( \frac{p_s(T_1|_{r=R})}{\sqrt{T_1|_{r=R}}} - \frac{\Gamma p_v|_{r=R}}{\sqrt{T_v|_{r=R}}} \right), \quad (3)$$

其中修正系数  $\alpha = 0.075^{[51]}$ ,  $p_s(T_1|_{r=R})$  为在水温等于  $T_1$  时泡壁  $R$  处的饱和蒸气压,  $B_v = 458.9 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ,  $\Gamma$  与  $\Omega$  可分别表示为

$$\Gamma = \exp(-\Omega^2) - \Omega \sqrt{\pi} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Omega \exp(-x^2) dx \right), \quad (4)$$

$$\Omega = -\frac{u_v|_{r=R} - \dot{R}}{\sqrt{2B_v T_v|_{r=R}}}. \quad (5)$$

热传导是空泡能量损失的重要途径, 泡壁  $R$  处的温度满足方程

$$T_1|_{r=R} = \frac{0.45j_v T_s}{\sqrt{2B_v T_s \rho_v|_{r=R}}} + T_v|_{r=R}, \quad (6)$$

$$\lambda_l \frac{\partial T_1}{\partial r}|_{r=R} - \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r}|_{r=R} = j_v L, \quad (7)$$

其中  $L$  为汽化热,  $\lambda$  为导热系数.

## 2.2. 非凝结气体通过泡壁的质量扩散

由于溶于水中的空气与空泡内空气浓度不同, 随着空泡的运动, 水中的空气将通过泡壁与泡内气体进行质量交换. Akhatov<sup>[5]</sup> 计算发现, 即使很少的非凝结气体对空泡的运动特性也有非常重要的影响. 因此, 有必要考虑水中非凝结气体与空泡之间的质量扩散. 激光空泡泡壁和泡壁以外液体中的气体质量浓度  $c$  可用以下方程求得<sup>[5]</sup>:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_1 \frac{\partial c}{\partial r} = \frac{1}{\rho_1 r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho_1 r^2 D_1 \frac{\partial c}{\partial r} \right). \quad (8)$$

泡壁速度与泡壁处的水蒸气粒子速度  $u_v|_{r=R}$  和液

体粒子速度  $u_l|_{r=R}$  有如下关系,

$$u_v|_{r=R} = \dot{R} - \frac{j_v + j_d}{\rho_v}, \quad (9)$$

$$u_l|_{r=R} = \dot{R} - \frac{j_v + j_d}{\rho_l}, \quad (10)$$

$$\rho D \frac{\partial k}{\partial r}|_{r=R} = (1-k)j_v - kj_d, \quad (11)$$

$$c|_{r=R} = H p_g|_{r=R}. \quad (12)$$

这里的  $j_d$  为水蒸气在泡壁处与扩散有关的单位面积蒸发率, 可表示为

$$j_d = \rho_l D_1 \frac{\partial c}{\partial r}|_{r=R}. \quad (13)$$

与空泡内水蒸气的质量分数  $k$  和混合气体密度  $\rho$  相关的扩散方程为

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho r^2 D \frac{\partial k}{\partial r} \right). \quad (14)$$

与(14)式有关的参量分别为

$$\rho_v = k\rho,$$

$$\rho_g = (1-k)\rho,$$

$$u = k u_v + (1-k)u,$$

$$p = p_v + p_g, \quad (15)$$

$$\varepsilon = k\varepsilon_v + (1-k)\varepsilon_g,$$

$$\rho_v(u - u_v) = -\rho_g(u - u_g) = \rho D \frac{\partial k}{\partial r},$$

$$T = T_v = T_g,$$

其中  $k$  为水蒸气在混合气体中所占的质量分数, 非凝结气体在水中的扩散系数  $D_1 = 1.76 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , 亨利常数  $H = 1.481 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}[20]$ . 非凝结气体在泡壁处质量扩散的计算方法如下: 设在距离泡壁无穷远处的质量浓度为一常数  $c_\infty$ . (8)-(13)式用来求泡壁外(包括泡壁处)非凝结气体质量浓度分布, 当计算空泡内的压力、温度等参数时, 首先要把(13)式代入到(11)式中, 用泡壁处的质量浓度  $c|_{r=R}$  求出泡壁处的水蒸气质量分数  $k|_{r=R}$ , 再用泡壁处  $k|_{r=R}$  值与(14)(15)式求出空泡内水蒸气质量分数  $k(r, t)$  的时空分布, 进而求出混合气体的密度  $\rho(r, t)$  分布情况, 然后和其他方程一起求空泡内温度、压力等参数的分布情况.

## 2.3. 激光空泡内的温度分布

为了方便, 在计算温度的径向分布时假设空泡内部等压, 压力的径向分布则利用温度径向分布和空泡内混合气体方程进行计算. 激光空泡内温度分布由如下方程解出:

$$c_p \rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{dp}{dt} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \rho D (c_{pv} - c_{pg}) \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (16)$$

其中泡内压力的时间变化率  $\frac{dp}{dt}$  表示为

$$\frac{dp}{dt} = \left( -pR^2 u \Big|_{r=R} + \int_0^R Gr^2 dr \right) \times \left( \frac{R^3}{3} - \int_0^R \frac{Br^2}{c_p} dr \right)^{-1}, \quad (17)$$

混合气体粒子速度  $u$  表示为

$$u = \frac{1}{pr^2} \int_0^r \left( G + \frac{B}{c_p} \frac{dp}{dt} \right) r^2 dr - \frac{r}{3p} \frac{dp}{dt}. \quad (18)$$

其他参量分别为

$$G = \frac{(B_v - B_g) T}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho D r^2 \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \frac{B}{c_p r^2} \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r},$$

$$c_p = kc_{pv} + (1 - k)c_{pg},$$

$$B = kB_v + (1 - k)B_g, \quad (19)$$

其中  $c_p$  为混合气体的质量定压热容。

## 2.4. 激光空泡内混合气体方程

空泡内部采用更为接近真实情况的一种模型, 即空泡内部既非等压也非等温. 空泡内混合气体的连续性方程、运动方程和能量方程分别表示为<sup>[5]</sup>

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^2) = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (u r^2 (e + p)) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho r^2 D \frac{\partial k}{\partial r} (h_v - h_g) \right). \quad (22)$$

空泡内水蒸气在非凝结气体中的扩散系数  $D$  是温度的函数, 表示为<sup>[6]</sup>

$$D = 2.16 (T/273)^{1.8} \times 10^{-5}. \quad (23)$$

这里  $e = \rho \epsilon + \rho u^2 / 2$  为单位体积的总能量,  $\epsilon$  为比内能,  $\lambda$  为热传导系数,  $h_v$  和  $h_g$  分别为水蒸气和非凝结气体的焓。

## 2.5. 物态方程

水蒸气和非凝结气体的混合蒸气均用 van der Waals 状态方程表示为<sup>[20, 21]</sup>

$$p(T, \rho) = \frac{\rho M T}{1 - b_1 \rho} - b_2 \rho^2, \quad (24)$$

$$\epsilon(T, \rho) = \frac{M T}{\gamma - 1} - b_2 \rho. \quad (25)$$

(24)(25)式中与水蒸气有关的常数取值如下:  $M_v = 458.9 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $\gamma_v = 1.3$ ,  $b_{v1} = 1.694 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ ,  $b_{v2} = 1708.6 \text{ Jm}^3/\text{kg}^2$ ; 与非凝结气体有关的常数取值如下:  $M_g = 284.7 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $\gamma_g = 1.4$ ,  $b_{g1} = 1.294 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ ,  $b_{g2} = 166.7 \text{ Jm}^3/\text{kg}^2$ .

考虑水的可压缩性, 空泡外水的状态方程为<sup>[22]</sup>

$$\frac{p_1 + F}{p_{10} + F} = \left( \frac{\rho_1}{\rho_{10}} \right)^n, \quad (26)$$

其中  $n = 7.15$ ,  $F = 3085.6 \times 10^5 \text{ Pa}$ .

## 2.6. 空泡初始半径及初始比内能的确定

激光空泡的初始半径取激光会聚区的设计光斑半径  $R_0 = 0.1 \text{ mm}$ . 另外, 为了使实验结果与计算结果相符, 激光脉冲结束时空泡内高温高压水蒸气的密度取  $\rho_{g0} = 410.95 \text{ kg/m}^3$ . 初始密度主要是根据(24)(25)和(28)(29)式以及测得的声压进行反推确定<sup>[4, 9]</sup>. 声压反推原理如图1所示. 设水听器测得的声压为  $p_s$ , 根据球面波传播规律可知, 激光空泡壁外侧的压力  $p_b$  可表示为<sup>[9]</sup>

$$p_b = \frac{L + R_0}{R_0} p_s. \quad (27)$$

需要说明的是, 第一次压缩到最小半径  $R_{\text{min1}}$  时, 对空泡内声压的计算也采用(27)式进行反推, 即把  $R_0$  换成  $R_{\text{min1}}$ . 结果显示, 空泡内压力的计算值与实验反推值之间的误差小于 10%.

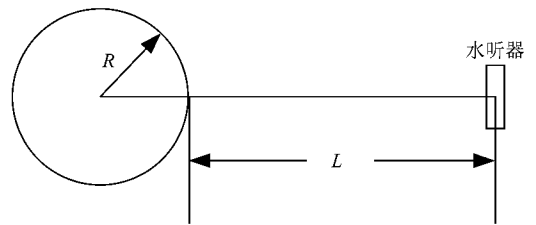


图1 声压反推原理示意图

当透明液体在击穿区吸收的激光脉冲能量为  $E_a$  时, 比内能的增加  $\Delta \epsilon$  可表示为

$$\Delta \epsilon = \frac{E_a}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 \rho_{g0}}. \quad (28)$$

水蒸气的初始比内能  $\epsilon_0$  可表示为

$$\epsilon_0 = \epsilon_{g0} + \Delta \epsilon. \quad (29)$$

把实验温度  $T_0 = 296.15 \text{ K}$  和  $\rho_{g0}$  代入(25)式求出

$\epsilon_{g0}$ , 再由 (28) 式求出  $\Delta\epsilon$ , 最后由 (29) 式得到  $\epsilon_0$ .

### 3. 实验装置

如图 2 所示, 实验使用华北光电技术研究所生产的 MC-10 型激光器, 其激光脉冲宽度为 8 ns, 波长为 1064 nm, 可通过调整激光器灯压改变激光脉冲能量. 采用中国科学院声学研究所定制的水听器对压力信号进行测量, 水听器的频带范围为 2—600 kHz. 图 2 由透镜组合形成扩束聚焦系统, 其作用是增大会聚角和消除像差, 提高聚焦质量, 使击穿区接近球形. Agilent 公司生产的 54641A 型数字示波器的频带宽度为 350 MHz, 能满足采样速率要求. 发射的激光脉冲首先经过凹透镜扩束, 然后经过凸透镜形成平行光, 再经过消像差非球面凸透镜聚焦, 通过水槽的增透玻璃窗口聚焦到蒸馏水中, 发生光击穿并产生激光声. 激光声用水听器接收, 通过 Agilent 54641A 型示波器把数据保存到计算机中进行分析. 同时采用能量计测量分光镜反射的能量  $E_r$ , 以确定击穿区吸收的激光脉冲能量  $E_a^{[2]}$ . 使用 FASTCAM SA1.1 型相机以每秒  $3.6 \times 10^5$  帧的速率拍摄照片, 并存入计算机进行处理. 在相机的对面有白光照明光源. 整个水槽外面有大平台用以固定水听器并对水听器与激光空泡之间的距离进行调整, 精度为 0.02 mm.

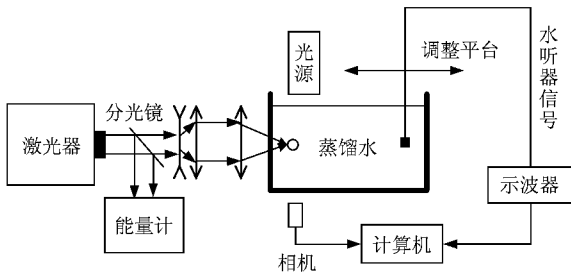


图 2 实验装置示意图

### 4. 结果对比与分析

#### 4.1. 空泡半径变化规律

如图 3 所示, 设空泡从最大半径  $R_{max}$  收缩到最小半径的时间为  $T_c$ , 那么第一个与第二个声脉冲的时间间隔为  $2T_c$ , 以  $P_\infty$  表示水中的静压力, 则  $R_{max}$  与  $T_c$  的关系可用下式近似表示<sup>[1 23]</sup>:

$$R_{max} = \frac{T_c}{0.915 \sqrt{\frac{\rho_{10}}{P_\infty}}}, \quad (30)$$

利用 (30) 式、水听器测量的声信号获得的  $T_c$  和图像处理结果可以得到空泡半径的变化情况(图 4).

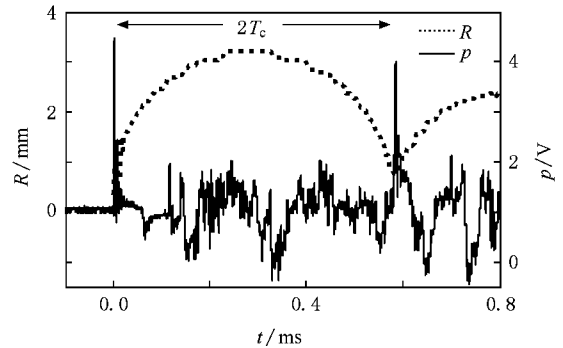


图 3 激光声信号对应的空泡半径变化

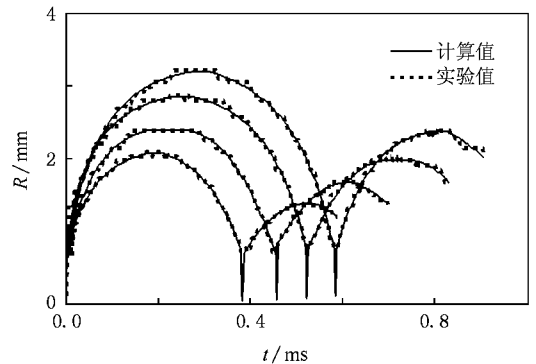


图 4 不同吸收能量  $E_a$  对应的空泡半径变化 最大半径由大到小对应的吸收能量  $E_{a1}, E_{a2}, E_{a3}$  和  $E_{a4}$  分别为 41.9、27.2、16.8 和 8.4 mJ

图 4 是不同  $E_a$  对应的激光空泡半径的变化. 表 1 列出了激光空泡半径的极值, 其中  $R_{max1}$  表示空泡第一次膨胀能达到的最大半径;  $R_{min1}$  表示空泡半径达到  $R_{max1}$  后第一次收缩能达到的最小半径;  $R_{max2}$  表示第二次膨胀能达到的最大半径.

表 1 激光空泡的半径极值

$E_a$ /mJ	$R_{max1}$ /mm	$R_{min1}$ /mm	$R_{max1} / R_{min1}$	$R_{max2}$ /mm	$R_{max1} / R_{max2}$
41.9	3.221	0.103	31.2	2.386	1.350
27.2	2.863	0.077	37.1	2.025	1.414
16.8	2.386	0.052	45.3	1.670	1.423
8.4	2.086	0.042	49.8	1.371	1.522

从图 3、图 4 和表 1 可以看出:当  $E_a$  在 8.4—41.9 mJ 范围内变化时,有下列 4 个特点(1)随着吸收能量  $E_a$  的增加,  $R_{\max 1}$  和  $R_{\max 2}$  相应增加,  $R_{\min 1}$  也相应增加.(2)随着吸收能量  $E_a$  的增加,空泡从最大半径到最小半径的压缩时间增加,第一个与第二个声脉冲之间的时间间隔也相应增加.(3)随着吸收能量  $E_a$  的增加,  $R_{\max 1}/R_{\max 2}$  减小.这意味着激光空泡泡能  $E_b$  (可用  $E_b = 4/3\pi p_0 R_{\max}^3$  近似表示)比值的减小,也就是从第一次膨胀时达到的最大半径  $R_{\max 1}$  到第二次膨胀时达到的最大半径  $R_{\max 2}$  之间的时间段内能量损失所占的比例增大.其原因是随着吸收能量  $E_a$  的增加,  $R_{\max}$  增加,空泡的表面积随之增加,空泡的运动周期也增加,从而导致热传导损失、黏性损失等随时间的增加和表面积增大所占损失比例也相应增大.(4)随着吸收能量  $E_a$  的增加,  $R_{\max 1}/R_{\min 1}$  变小.

#### 4.2. 空泡内压力变化

图 5 所示为不同吸收能量  $E_a$  对应的空泡中心压力随时间的变化.表 2 列出了激光空泡中心的压力极值,其中  $P_{\max 1}$  对应起始时刻空泡中心的压力,  $P_{\max 2}$  对应第一次空泡收缩到最小半径时的压力,  $P_{\min 1}$  对应激光空泡第一次膨胀达到最大半径时空泡中心的压力,  $P_{\min 2}$  对应激光空泡第二次膨胀达到最大半径时空泡中心的压力.

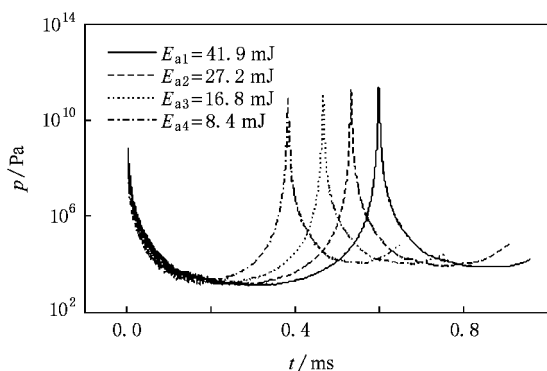


图 5 空泡中心压力变化

表 2 激光空泡中心压力极值

$E_a$ /mJ	$P_{\max 1}$ / $10^9$ Pa	$P_{\max 2}$ / $10^{10}$ Pa	$P_{\min 1}$ /Pa	$P_{\min 2}$ /Pa
41.9	9.8727	4.863	2341	2651
27.2	6.4076	4.416	2353	2683
16.8	3.9561	3.539	2355	2690
8.4	1.9762	2.766	2363	2695

从图 5 和表 2 可以看出(1)随着吸收能量  $E_a$  的增加,压力  $P_{\max 1}$  和  $P_{\max 2}$  相应增加,而  $P_{\min 1}$  和  $P_{\min 2}$  却减小.  $P_{\max 1}$  增加的原因是吸收能量  $E_a$  增加时起始状态的高温高压气体的比内能增加,导致气体的温度和压力同时增加.  $P_{\max 2}$  增加的原因是吸收能量  $E_a$  的增加导致  $R_{\max 1}$  的增加,空泡收缩到最小半径时外界压力作的功也相应增加,对泡内气体的压缩量也增加,从而导致  $P_{\max 2}$  的增加.  $P_{\min 1}$  和  $P_{\min 2}$  随着吸收能量  $E_a$  增加而减小的主要原因是随着吸收能量  $E_a$  的增加激光空泡的  $R_{\max 1}$  和  $R_{\max 2}$  变大,从而引起空泡体积的变大,导致压力降低.(2)  $P_{\min 2}$  大于  $P_{\min 1}$ . 原因主要是液体中气体透过泡壁扩散进空泡内,导致泡内压力的升高.(3)  $P_{\max 1}$  远远小于  $P_{\max 2}$ . 原因是由于激光击穿区的半径  $R_0$  (激光空泡的起始半径)远大于空泡收缩后的最小半径  $R_{\min 1}$ ,导致  $P_{\max 1}$  远远小于  $P_{\max 2}$ .

图 6 所示为激光空泡第一次收缩达到最小半径  $R_{\min 1}$  时所对应的压力径向分布.从图 6 可以看出,激光空泡第一次收缩达到最小半径  $R_{\min 1}$  时,空泡的中心点压力最高.原因是越靠近壁面处温度越低,尤其是在泡壁附近存在极高的温度梯度,考虑水蒸气的凝结,存在水蒸气密度的梯度,越靠近空泡中心水蒸气的密度越大,空泡中心点的密度和温度均比周围高,因此压力也高.

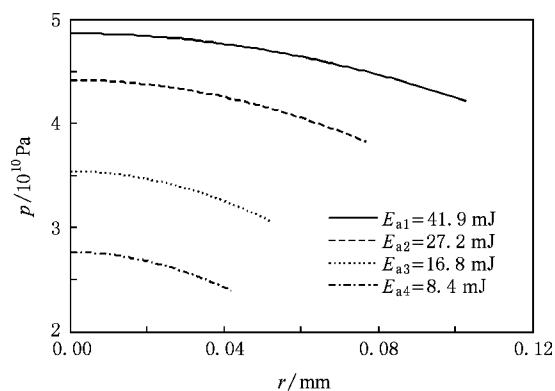


图 6  $R_{\min 1}$  对应的压力径向分布

#### 4.3. 空泡内温度变化

图 7 所示为不同吸收能量  $E_a$  对应的空泡中心温度.表 3 列出了激光空泡中心点温度极值,其中  $T_{\max 1}$ ,  $T_{\max 2}$ ,  $T_{\min 1}$  和  $T_{\min 2}$  分别对应  $P_{\max 1}$ ,  $P_{\max 2}$ ,  $P_{\min 1}$  和  $P_{\min 2}$  的时刻.

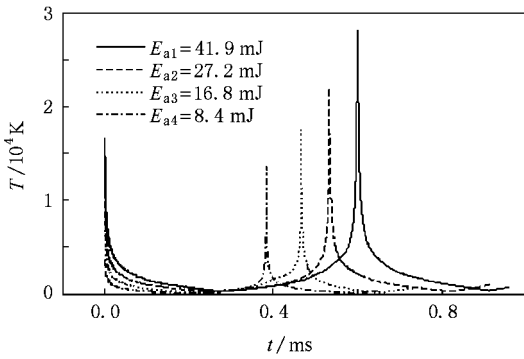
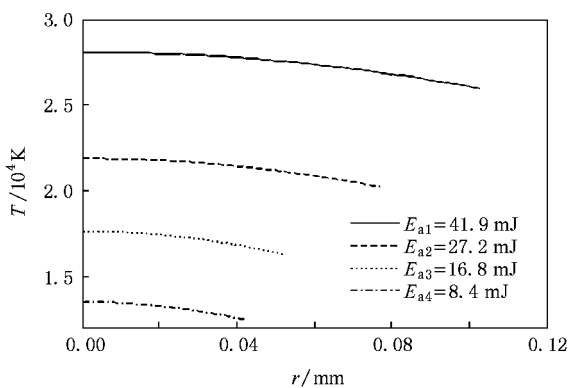


图7 空泡中心温度随时间的变化

从图7和表3可以看出(1)随着吸收能量  $E_a$  的增加,  $T_{\max 1}$ ,  $T_{\max 2}$ ,  $T_{\min 1}$  与  $T_{\min 2}$  也相应增加。(2)当吸收能量不变时,  $T_{\max 2}$  远大于  $T_{\max 1}$ 。原因是激光击穿液体时相对于空泡收缩到最小半径  $R_{\min 1}$  时的体积而言, 初始体积比较大, 能量密度小, 温度相对较低。(3)当吸收能量不变时,  $T_{\min 2}$  略大于  $T_{\min 1}$ 。原因可能是空泡在达到最小半径后反弹的速度比第一次空泡的膨胀速度低, 空泡的过度膨胀小, 能量损失相对较小, 导致  $T_{\min 2}$  略大于  $T_{\min 1}$ 。图8所示为激光空泡第一次收缩达到最小半径  $R_{\min 1}$  时, 不同吸收能量  $E_a$  对应的空泡温度径向分布。从图8可以看出, 激光空泡第一次收缩达到最小半径  $R_{\min 1}$  时, 空泡中心点温度最高。原因和空泡中心点压力最高的原因类似。

表3 激光空泡中心点温度极值

$E_a$ /mJ	$T_{\max 1}$ /K	$T_{\max 2}$ /K	$T_{\min 1}$ /K	$T_{\min 2}$ /K
41.9	16372.3	28093.1	302.0	305.6
27.2	10789.5	21892.6	299.6	302.4
16.8	6839.1	17645.3	297.8	299.6
8.4	3649.8	13524.8	295.7	296.9

图8  $R_{\min 1}$  对应的温度径向分布

## 5. 结 论

如同声致发光一样, 激光空泡内的温度和压力也难以进行直接测量, 而且不同的计算模型得到的结果也不尽相同, 甚至相差较大。采用实验结果与数值计算相结合的方法得出带有规律性的结论主要有四点。

当吸收能量  $E_a$  在 8.4—41.9 mJ 范围内变化时, 下列各量随着吸收能量  $E_a$  的增加而增加: 激光空泡第一次膨胀达到的最大半径  $R_{\max 1}$  和第二次膨胀达到的最大半径  $R_{\max 2}$ ; 空泡的膨胀时间和压缩时间; 在第一次达到最大半径与第二次达到最大半径的时间段内, 空泡的热传导损失、黏性损失和声能损失之和所占的激光空泡能量的比例; 激光空泡的初始压力  $P_{\max 1}$  和第一次收缩达到最小半径时的压力  $P_{\max 2}$ ; 初始温度  $T_{\max 1}$ 、激光空泡第一次收缩达到最小半径时的温度  $T_{\max 2}$ 、第一次膨胀达到最大半径时的温度  $T_{\min 1}$  与第二次膨胀达到最大半径时的温度  $T_{\min 2}$ 。

当吸收能量  $E_a$  在 8.4—41.9 mJ 范围内变化时, 下列各量随着吸收能量  $E_a$  的增加而减少: 第一次膨胀达到的最大半径与第一次收缩达到的最小半径之比  $R_{\max 1} / R_{\min 1}$ ; 激光空泡第一次膨胀达到最大半径时的压力  $P_{\min 1}$  和激光空泡第二次膨胀达到最大半径时的压力  $P_{\min 2}$ 。

当吸收能量  $E_a$  在 8.4—41.9 mJ 范围内取一定值时, 空泡第二次膨胀达到最大半径时的压力  $P_{\min 2}$  大于第一次膨胀达到最大半径时的压力  $P_{\min 1}$ ; 初始压力  $P_{\max 1}$  远远小于第一次收缩达到最小半径时的压力  $P_{\max 2}$ ; 第二次膨胀达到最大半径时的温度  $T_{\min 2}$  略大于第一次膨胀达到最大半径时的温度  $T_{\min 1}$ 。

当激光空泡收缩到最小半径时, 空泡中心点的温度、密度和压力最高。

- [ 1 ] Vogel A , Bush S , Parlitz U 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 148
- [ 2 ] Vogel A 2000 *Ph. D. Dissertation* ( Lübeck : Medical University of Lübeck )
- [ 3 ] Vogel A , Noack J 2001 *Proc. SPIE* **4260** 83
- [ 4 ] Hošek J , Garen W , Neu W , Schönig A , Hopfmüller A 2001 *Proc. SPIE* **4157** 67
- [ 5 ] Akhatov I , Lindau O , Topolnikov A , Mettin R , Vakhitova N , Lauterborn W 2001 *Phys. Fluids* **13** 2805
- [ 6 ] Akhatov I , Vakhitova N , Topolnikov A , Zakirov K , Wolfrum B , Kurz T , Lindau O , Mettin R , Lauterborn W 2002 *Exp. Therm. Fluid. Sci* **26** 731
- [ 7 ] An Y , Ying C F 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036308
- [ 8 ] Hilgenfeldt S , Grossmann S , Lohse D 1999 *Nature* **398** 402
- [ 9 ] Lauterborn W , Kurz T , Geisler R , Schan D , Lindau D 2007 *Ultrason. Sonochem.* **14** 484
- [ 10 ] Suslick K S , Flannigan D J 2008 *Ann. Rev. Phys. Chem.* **59** 659
- [ 11 ] An Y , Xie C G , Ying C F 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 575
- [ 12 ] Storey B D , Szeri A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 07430
- [ 13 ] Xie C G , An Y , Ying C F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 102 ( in Chinese ) [ 谢崇国、安宇、应崇福 2003 物理学报 **52** 102 ]
- [ 14 ] Toegel R , Gompf B , Pecha R , Lohse D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3165
- [ 15 ] An Y 2006 *Phys. Rev. E* **74** 026304
- [ 16 ] Hammer D , Frommhold L 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046309
- [ 17 ] Ying C F 2007 *Sci. China G* **37** 129 ( in Chinese ) [ 应崇福 2007 中国科学 G **37** 129 ]
- [ 18 ] Huang W , Chen W Z , Gao X X , Liang Y 2009 *Sci. China G* **52** 184
- [ 19 ] Nigmatulin R I , Akhatov I S , Vakhitova N K , Lahey R T 2000 *J. Fluid Mech.* **414** 47
- [ 20 ] Yasui K 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 2772
- [ 21 ] Atkins P W 1982 *Physical Chemistry* ( 2nd Ed. ) ( New York : Oxford University Press )
- [ 22 ] Liu H J , An Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1406 ( in Chinese ) [ 刘海军、安宇 2004 物理学报 **53** 1406 ]
- [ 23 ] Rayleigh L 1917 *Philos. Mag.* **34** 94

## Laser induced bubble characteristics with experimental and numerical methods

Wang Yu-Hong<sup>†</sup> Wang Jiang-An Ren Xi-Chuang

( College of Electronic Engineering , Naval University of Engineering , Wuhan 430033 , China )

( Received 30 April 2009 ; revised manuscript received 2 June 2009 )

### Abstract

According to the characteristics that a laser induced bubble is filled with mostly water vapor and a little noncondensable gas , a specific Rayleigh-Plesset equation which was used to determine the position of the dynamic bubble wall and other concerned conditions were used. Mass diffusion between the bubble and the gases dissolved in surrounding water , compression of water , condensation and evaporation at the bubble wall , heat conduction , sound radiation , viscosity of water and surface tension were considered. A laser induced bubble producing , photographing and pressure measuring system was set up. Numerical and experimental method was used ; the relative error of pressure inside bubble was under 10% . The relations were showed among the absorbed laser puergy , the pressure and the temperature in the bubble and the bubble radius.

**Keywords** : laser induced bubble , water vapor , numerical simulation , Rayleigh-Plesset equation

**PACC** : 4325 , 6430 , 4755K