

## 不同环境压强下激光空泡特性研究

王晓宇, 王江安, 宗思光, 刘 涛, 李胜勇, 梁善永

(海军工程大学 电子工程学院, 湖北 武汉 430033)

**摘 要:** 构建了激光空泡测量实验平台, 使用脉冲激光聚焦击穿水介质产生激光空泡, 由水听器对激光空泡溃灭辐射声信号进行接收, 利用充气泵对高压水箱内的气压进行精确控制。通过仿真计算和实验对不同环境压强下的激光空泡特征和其溃灭时辐射声信号的峰值变化特性进行了研究。结果表明: 当环境压强处在 0.1~0.7 MPa 范围内变化时, 随着环境压强的增大, 激光空泡首次脉动周期和空泡最大半径逐渐减小, 两者的变化速率逐渐减小。空泡溃灭时辐射声信号的峰值声压在 0.1~0.4 MPa 内逐渐增大, 在 0.4~0.7 MPa 内逐渐减小, 且增大速率大于减小速率。

**关键词:** 激光空泡; 光击穿; 激光声; 压强

**中图分类号:** TN249 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)03-0671-05

## Characteristics of laser-induced bubbles in different surrounding pressures

Wang Xiaoyu, Wang Jiang'an, Zong Siguang, Liu Tao, Li Shengyong, Liang Shanyong

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

**Abstract:** The experimental system for research on laser-induced bubbles in different surrounding pressures was built. Bubbles were produced by pulsed laser focusing into water. A hydrophone was used to receive the acoustic signals produced by laser-induced bubble collapse. The pressure inside the tank was accurately controlled by an air pump. Characteristics of laser-induced bubbles and peak pressure of acoustic signals produced by laser-induced bubble collapse in different surrounding pressures were investigated through simulation and experiment. The results show that the movement period and maximum radius of laser-induced bubbles decrease as the surrounding pressure increases from 0.1 MPa to 0.7 MPa gradually. The peak pressure of acoustic signals produced by laser-induced bubble collapse increases as surrounding pressure increases between 0.1-0.4 MPa, and that decreases as surrounding pressure increases between 0.4-0.7 MPa, the change speed of the former is larger than that of the latter.

**Key words:** laser-induced bubble; optical breakdown; laser-induced acoustic signal; pressure

收稿日期: 2013-07-05; 修订日期: 2013-08-03

基金项目: 国家高技术发展项目(51109217); 装备预研基金(51400010105JB1101)

作者简介: 王晓宇(1987-), 男, 博士生, 主要从事激光声方面的研究。Email: xiaoyu198725@sina.com

导师简介: 王江安(1951-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事激光应用方面的研究。Email: gdyfzx@163.com

## 0 引言

高强度脉冲激光在水下聚焦,当聚焦区域的功率密度超过一定阈值时,会产生水介质的光击穿,在击穿区域产生高温高压等离子体,等离子体腔体形成空泡,称为激光空泡。激光空泡在内外压力差作用下进行脉动,在脉动末期辐射声信号,即激光声信号。近年来,广大学者对激光空泡的特性进行了广泛而深入的研究。其中,宗思光等人对利用激光声对水下探测进行了实验探索<sup>[1]</sup>;李胜勇等人对激光空泡脉动过程及辐射声信号的频谱进行了分析<sup>[2-3]</sup>;Blackmon 等人利用激光声信号作为通信声源,实现了空中对水下目标的信息传输<sup>[4-5]</sup>;刘涛设计了用于激光声水下应用的目标探测器<sup>[6]</sup>;沈中华等人对激光声进行物质表面检测进行了深入研究<sup>[7]</sup>。在激光声作为通信声源实现水下目标之间的信息传输时,其应用环境可能处于几十米甚至几百米的深水区。由于水深的增加,该条件下的环境压强已经不能再近似为标准大气压。因此,研究不同环境压强下的激光空泡特性,对激光声的深海应用具有一定的参考价值。文中主要对不同环境压强下的激光空泡特性(空泡最大半径、脉动周期、溃灭辐射声信号)进行了计算仿真和实验研究,研究结果为激光声信号的实际应用提供了一定的理论参考。

## 1 仿真分析

### 1.1 仿真数学模型

设流体为理想、不可压缩的,运动无旋有势。空泡溃灭时的泡壁运动速度远小于声波在流体中传播的速度,空泡周围流体运动可用线性波动方程描述<sup>[8]</sup>:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \psi \quad (1)$$

式中:  $\nabla^2$  为拉普拉斯算子;  $c$  为声速;  $\psi$  为流体的速度势函数。考虑含气量、液体粘性及表面张力等因素并设流体不可压缩,单空泡的运动方程为<sup>[9]</sup>:

$$\frac{p_v - p_\infty}{\rho} + \frac{\rho_g}{\rho} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3k} = R\ddot{R} + \frac{3}{2} (\dot{R})^2 + \frac{4\mu\dot{R}}{R} + \frac{2S}{\rho R} \quad (2)$$

式中:  $\rho_g^0$  为空泡内气体分压初始值;  $R_0$  为空泡的初始半径;  $S$  为液体表面张力系数;  $\mu$  为液体的粘滞系数;  $\rho$  为液体密度;  $p_v$  为气泡内蒸汽压;  $p_\infty$  为环境压

强;  $k$  为气体的绝热系数。

水介质为理想、不可压缩流体,根据 Lighthill 方程<sup>[10]</sup>:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \ddot{p} = -\dot{q} + \nabla f - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial y_j} \quad (3)$$

式中:  $p$  为声压;  $c_0$  为液体中的声速;  $q$  为液体单位体积内的质量脉动速率;  $f$  为作用在单位体积流体上的脉动外力;  $\tau_{ij}$  为流体应力张量。当空泡形成以后,声源仅与水介质的质量脉动有关。公式(2)可简化为:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \ddot{p} = -\dot{q} \quad (4)$$

同时,空泡尺寸远小于空泡辐射声波的波长,故公式(2)的解可表示为:

$$p(l, t) = \frac{\dot{Q}(t)}{4\pi l} \quad (5)$$

$$Q = \int_v q dV = \frac{d}{dt} (\rho V) \quad (6)$$

式中:  $\rho$  为水介质的密度;  $t$  为时间;  $l$  为水介质中的任何一点到空泡中心的距离;  $V$  为任何时刻空泡的体积。在空泡的生长周期内,液体的密度可忽略起伏,即  $\rho = \rho_0$  所以

$$p(l, t) = \frac{\rho_0 \dot{V}}{4\pi l} = \frac{\rho_0 (r\dot{r} + 2\dot{r}^2)}{l} \quad (7)$$

### 1.2 仿真结果分析

采用四阶 Runge-Kutta 法对公式(2)和公式(7)进行数值计算,采用 20 °C 清水的参数值:  $\rho = 998 \text{ kg/m}^3$ ,  $k = 4/3$ ,  $\rho_g^0 = 0.05 \text{ MPa}$ ,  $S = 0.073 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\mu = 1.002 \times 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $R_0 = 1.0 \text{ } \mu\text{m}$ 。由于  $\rho_\infty \gg \rho_v$ , 因此  $\rho_v - \rho_\infty \approx -\rho_\infty$ 。环境压强  $\rho_\infty$  分别取 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 MPa, 得到的空泡脉动和声压仿真结果分别如图 1、2 所示。

从仿真结果可以看出,随着环境压强的增加,泡的脉动周期变短,空泡辐射声信号能量主要集中在溃

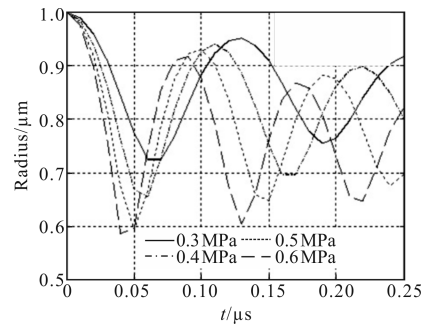


图 1 不同环境压强下空泡脉动仿真结果

Fig.1 Simulation of acoustic signals

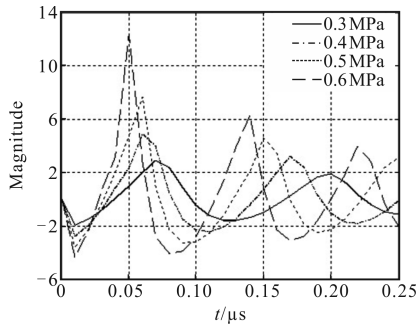


图2 不同环境压强下空泡辐射声压仿真结果

Fig.2 Simulation of bubble movements

灭阶段,并且辐射声信号的峰值声压随着环境压强的增加而变大。下面将对不同压强下的空泡脉动特征及空泡溃灭辐射声信号进行实验研究。

## 2 实验

### 2.1 实验系统设计

实验采用专门制作的高压水箱,其结构如图3所示。实验平台框图如图4所示。高压水箱内部装有蒸馏水,通过充气泵对水箱内的压强进行控制。使用

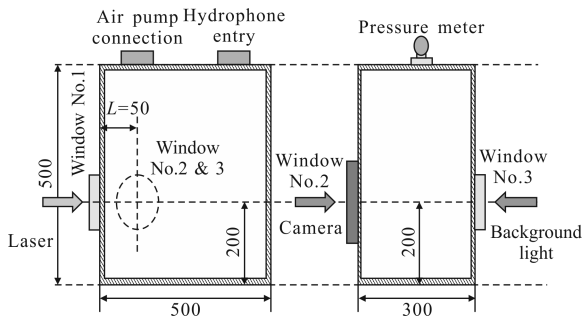


图3 高压水箱设计图

Fig.3 Structural of high pressure water tank

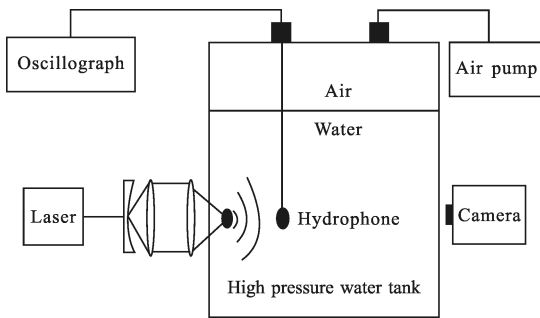


图4 实验系统结构图

Fig.4 Structural of experimental system

调Q Nd:YAG 脉冲激光器,输出激光能量~300 mJ,波长 1 064 nm,脉冲宽度 8 ns。激光经过扩束聚焦系

统后,在高压水箱内部将水介质击穿,产生的激光声信号由水听器进行接收,水听器线性频带宽度为 2~400 kHz,灵敏度级为-216 dB(参考值 1 V/μPa),水听器与激光击穿点相距 20 mm,其接收到的声信号通过电缆送入 Agilent7104A 型示波器进行采集,最后送入计算机进行数据处理。

### 2.2 实验结果分析

不同环境压强下水听器接收到的单个激光声信号波形如图5所示。可以看出,激光声信号有两个明

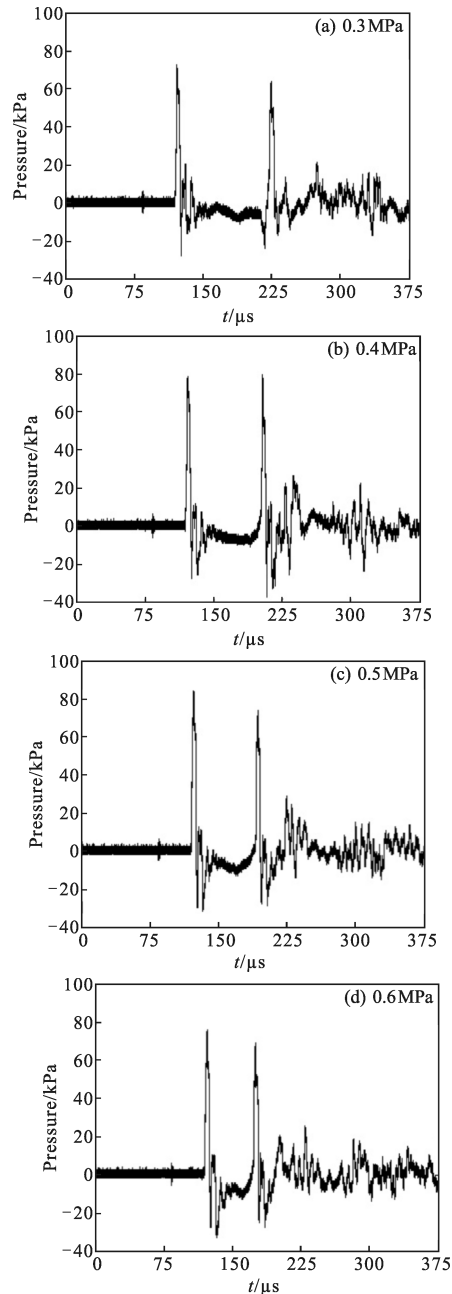


图5 不同环境压强下激光声信号

Fig.5 Single laser-induced acoustic signal in different surrounding pressure

显的主峰。其中,第一个主峰是激光等离子体声波,是在激光将水介质击穿后,在击穿区域形成的等离子体向外扩张引起的。第二个主峰是空泡一次溃灭声波,是空泡在首次脉动末期的溃灭阶段产生的。不同压强下激光声信号的两个主峰具有相似性,计算求得两者的相关系数在 0.82 左右。

Lauterborn 在参考文献[11]中证明,当满足以下两个条件时:(1) 激光脉宽远小于空泡的脉动周期;(2) 液体的粘度很小。那么空泡脉动的膨胀过程和收缩过程则是对称的。激光击穿水介质辐射声信号的过程满足以上两个条件。又因为激光等离子体声波产生于空泡首次脉动的开始阶段,而空泡首次溃灭声波产生于空泡首次脉动的结束阶段。因此可知,激光声信号两个主峰的峰值间隔即为空泡首次脉动周期。由此总结出不同压强下的空泡首次脉动周期如图 6 所示。

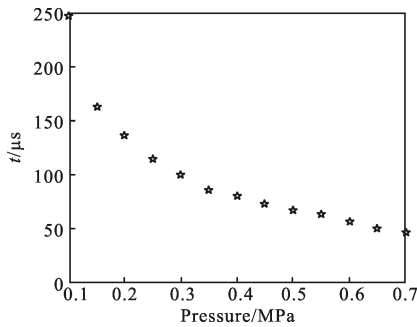


图 6 空泡首次脉动周期

Fig.6 Period of the first bubble movements

根据空泡最大半径与空泡脉动周期的关系<sup>[9]</sup>:

$$R_{\max} \approx T/1.83 \left( \frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)^{0.5} \quad (8)$$

式中: $R_{\max}$  为空泡最大半径; $T$  为空泡脉动周期; $\rho_0$  为介质密度; $\rho_{\infty}$  为环境压强。计算得到不同压强下空泡最大半径如图 7 所示。

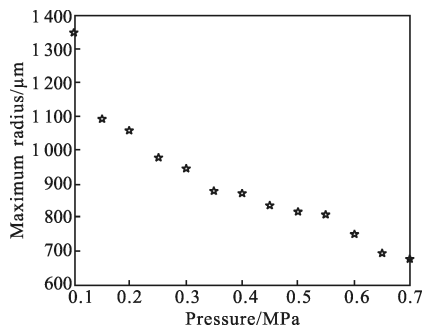


图 7 空泡最大半径

Fig.7 Maximum bubble radius

从图 6、7 可知,随着环境压强的增加,(1) 空泡脉动周期逐渐减小,计算得到的空泡最大半径也随之减小;(2) 两者的变化速率随着环境压强的变大逐渐变慢。由实验和仿真得到的空泡脉动规律相一致。首先解释第一种现象:当外界压强增加时,对空泡脉动过程中膨胀阶段的阻尼效应更明显,即空泡受到外界的运动阻力变大。从而缩短了空泡膨胀过程所需时间,同时使得空泡膨胀达到的最大半径减小。对于第二种现象,从空泡的脉动方程可以看出,当环境压强由 0.1 MPa 增加到 0.2 MPa 时,公式(2)中第一项相当于增加了一倍。而环境压强由 0.6 MPa 增加到 0.7 MPa 时,公式(2)第一项仅仅提高了约 16%。因此,同样的变化量,在不同条件下的变化程度是不一样的,由此造成的影响也有所差异。随着环境压强的增加,公式(2)中第一项的变化率降低,所以对公式(2)造成的影响越来越小。因此随着环境压强增加,空泡脉动周期以及空泡最大半径的变化速率降低。

不同环境压强下,空泡首次脉动辐射声信号的峰值声压如图 8 所示。从图中可以看出,随着环境压强的变大,空泡首次脉动辐射声信号的峰值声压在环境压强为 0.1~0.4 MPa 时逐渐变大,在 0.4~0.7 MPa 时有所减小,变大速率要高于减小的速率。实验结果和仿真结果存在一定的差异性。这可能是由以下两个方面造成的:(1) 公式(3)假设水介质为不可压缩的,而实际上当环境压强增加时,由于水分子之间的距离有所减小,水介质会体现出一定的可压缩性。(2) 激光击穿水介质产生的空泡和仿真公式中的空泡特性有一定的差异性。

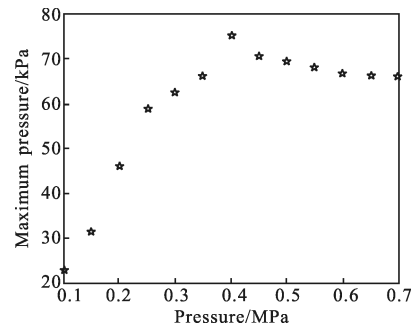


图 8 空泡辐射声信号峰值声压

Fig.8 Peak pressures of acoustic signals induced by bubble

### 3 总结

通过仿真和实验,研究了不同环境压强下的激

光空泡特性。结果表明:随着环境压强的增加,空泡首次脉动周期和空泡最大半径都逐渐减小,且变化速率逐渐降低。空泡首次溃灭辐射声信号的峰值声压和环境压强为0.1~0.4 MPa时逐渐变大,在0.4~0.7 MPa时有所减小,变大速率要高于减小的速率。研究结果可以为激光声的深海应用提供一定的理论参考。今后将构建相应的实验平台,对更大环境压强下的激光空泡特性进行研究。并对更符合激光空泡特性的理论模型进行探索。

#### 参考文献:

- [1] Zong Siguang, Wang Jiang'an, Ma Mingkui, et al. Investigation of laser-induced acoustics signal for target detection[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(5): 1332-1337. (in Chinese)  
宗思光, 王江安, 马明奎, 等. 水下目标探测的激光声特性[J]. *中国激光*, 2010, 37(5): 1332-1337.
- [2] Li Shengyong, Hu Shengliang, Liu Xiaoran, et al. Spectrum properties of laser-induced cavitation bubble collapse sound waves[J]. *Laser Technology*, 2007, 31(3): 0281-0284. (in Chinese)  
李胜勇, 胡生亮, 刘晓然, 等. 激光空泡溃灭辐射声波声谱特性研究[J]. *激光技术*, 2007, 31(3): 0281-0284.
- [3] Li Shengyong, Huang Gaoming, Liu Xiaoran, et al. Spectrum properties investigated of laser-induced plasma sound waves under water [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2007, 18(4): 0495-0497. (in Chinese)  
李胜勇, 黄高明, 刘晓然, 等. 液体中激光等离子体声波声谱特性研究[J]. *光电子·激光*, 2007, 18(4): 0495-0497.
- [4] Blackmon F, Antonelli L. Remote, aerial, opto-acoustic communication and sonar[C]//SPIE, 2005, 5778: 0800-0808.
- [5] Antonelli L, Blackmon F. Experiment demonstration of multiple pulse non-linear opto-acoustic signal generation and control[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(1): 0103-0112.
- [6] Liu Tao, Zong Siguang, Wang Jiang'an, et al. Design of underwater target detector by laser-induced sound signal[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(7): 1767-1770. (in Chinese)  
刘涛, 宗思光, 王江安, 等. 激光声水下目标探测器的设计[J]. *红外与激光工程*, 2012, 41(7): 1767-1770.
- [7] Shen Zhonghua, Shi Yifei, Yan Gang, et al. Progress in the applications of laser induced surface acoustic waves [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007(S1): 239-243.  
沈中华, 石一飞, 严刚, 等. 激光声表面波的若干应用研究进展[J]. *红外与激光工程*, 2007(S1): 239-243.
- [8] Xu Xiaomei. Fundamentals of Acoustics [M]. Beijing: Science Press, 1998: 102. (in Chinese)  
许肖梅. 声学基础[M]. 北京: 科学出版社, 1998: 102.
- [9] Brennen C. Cavitation and Bubble Dynamics[M]. New York: Oxford University Press, 1995: 80.
- [10] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically [J]. *Proceedings of the Royal Society of London*, 1952, A(211): 147-182.
- [11] Lauterborn W. Kavitation durch laserlicht[J]. *Acustica*, 1974, 31: 51-78.