

水下强声波脉冲负压的产生和空化气泡运动*

张军¹⁾ 曾新吾^{1)†} 陈聃¹⁾ 张振福²⁾

1) (国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

(2012 年 4 月 27 日收到; 2012 年 6 月 19 日收到修改稿)

首先利用高速摄影和压力传感器测量的方法, 对曲面反射式水下强声波脉冲的传播和聚焦过程进行了实验研究. 实验研究发现, 椭球面反射罩在起到汇聚声能的作用的同时也将使得强声波脉冲在传播过程中形成负压区, 并由此而引发近场声传播通道上空化气泡群的产生. 在实验结果的基础上, 进一步利用基于 Kirchhoff 衍射定理的声传播模型和大振幅条件下的 QX 气泡运动方程, 对强声波脉冲负压区的形成原因及空化气泡的运动过程进行了数值计算和分析. 研究表明, 在焦前区, 源于反射罩内表面的“尾波”和出口处的“边缘波”在传播过程中将形成反射波中的负压区; 在焦后区, 源于反射罩顶点的“中心波”在传播过程中将形成反射波中的负压区. 在反射波作用下, 空化气泡体现出了“正压区受压缩并振荡, 负压区膨胀”的运动特点. 在反射波之后, 空化气泡将出现成长、坍塌和回弹等典型的物理过程. 研究结果对曲面反射式水下强声波传播物理规律的认识具有实际意义.

关键词: 水下等离子体声源, 强声波脉冲, 负压, 空化气泡运动

PACS: 43.35.-c, 43.35.Ei, 43.35.Kp, 43.25.Vt

1 引言

利用水的“液电效应”, 高压脉冲放电在水中可以产生高强度的冲击波^[1-3]. 基于这一原理制造的等离子声源的输出声脉冲压力幅值(典型工况下, 在距离声源 1 m 处的声压级可超过 240 dB ref. 1 μ Pa) 远高于传统的压电陶瓷类换能器, 其可控性和可重复性也优于爆炸式声源^[4]. 由于具有上述特点, 该声源在远距离目标探测、海底地声剖面测量、水下安保目标处置等领域都具有广阔的应用前景^[5-7].

水下等离子体声源系统主要由电源、放电电极和传输线等构成, 如图 1 所示. 其中, 电源是最重要的组成部分, 主要包括充电系统(电压调节、升压、整流和储能)、触发控制系统和放电系统等. 为减小电流的“集肤效应”以及电磁干扰对信号测量的影响, 传输线选用带屏蔽网的多芯同轴电

缆^[8]. 放电电极采用直插式单电极, 电极材料可使用导电性能良好并具有抗电弧烧蚀和冲击破坏能力的铜钨合金. 类似于利用抛物面天线对电磁波进行定向发射的方式, 在放电电极的末端安装凹面反射装置(旋转抛物面或椭球面)可以达到声能聚束或聚焦的效果^[9]. 我们在实验过程中发现, 椭球面反射罩的引入虽然能够起到聚能的效果, 但同时也使得压力传感器测量到的脉冲波形中出现了负压区. 在脉冲的负压区过后可以观察到空化气泡群的产生.

由于水下等离子体声源的概念提出较晚, 国内外对该领域相关问题的研究还处在起步探索阶段^[10-12]. 对大振幅条件下的气泡非线性运动问题, 钱祖文和肖灵^[13,14]提出了著名的 QX 方程, 该方程可以很好地模拟气泡在大振幅条件下的运动过程. 但是, 对水下强声波脉冲的负压形成机理, 却鲜见有公开发表的文章对此进行讨论. 张振福等^[15]认为椭球反射罩内部的衍射效应对强声波脉冲负

* 国家自然科学基金(批准号: 11274387)资助的课题.

† E-mail: xinwuzeng@nudt.edu.cn

压的形成具有重要作用,但并没有对此进行深入的理论探讨.因此,开展对水下强声波脉冲负压的形成机理及其引发的空化气泡运动过程的研究对水下等离子体声源的声传播物理规律的认识具有实际意义.

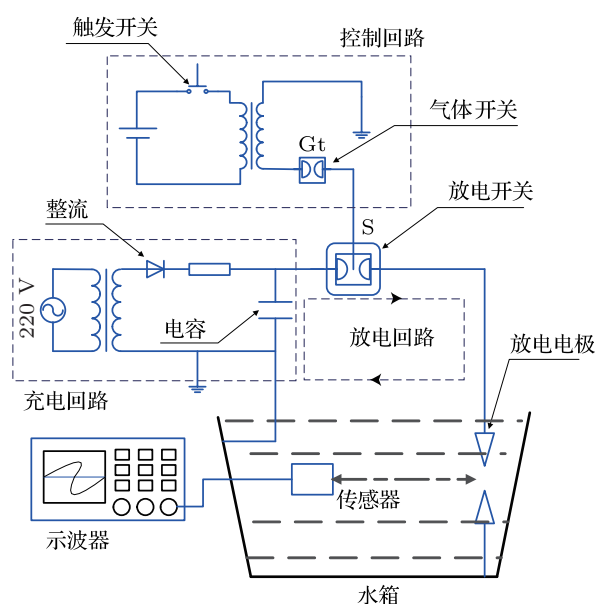


图1 水下等离子体声源系统组成示意图

本文的工作主要分为两个部分:首先,建立了实验系统对水下强声波传播、聚焦的过程及其引发的空化气泡运动进行了测量;其次,在实验现象

的基础上,利用基于 Kirchhoff 衍射定理的声传播模型和 QX 气泡运动方程,对强声波脉冲反射波负压区的形成原因及空化气泡的运动过程进行了理论分析.

2 实验

2.1 实验设置

我们建立了如下的实验系统以对水下强声波脉冲的传播和聚焦过程进行观察和测量.

图2为实验测量系统的上视图,该系统主要由水箱、水下等离子体声源、透镜组、高速相机、压力传感器和数据采集、显示和存储设备构成.其中NI数据采集卡为美国National Instruments公司的产品,实验水箱由3mm厚的不锈钢板焊接而成,水箱长2m,宽和高各1m.为了对椭球反射罩的焦区进行观察,在水箱的中部两侧各开了一个由有机玻璃制成的直径20cm的透光窗.等离子体声源的聚能反射罩为由特种钢制成的旋转椭球面,长半轴为50cm(截断之后为30cm),短半轴为25cm.放电电极为铜电极,电极尖-尖间隙距离在实验中固定为2mm,充电电容为 $1\mu\text{F}$,放电电压在12—20kV的范围内可调整.

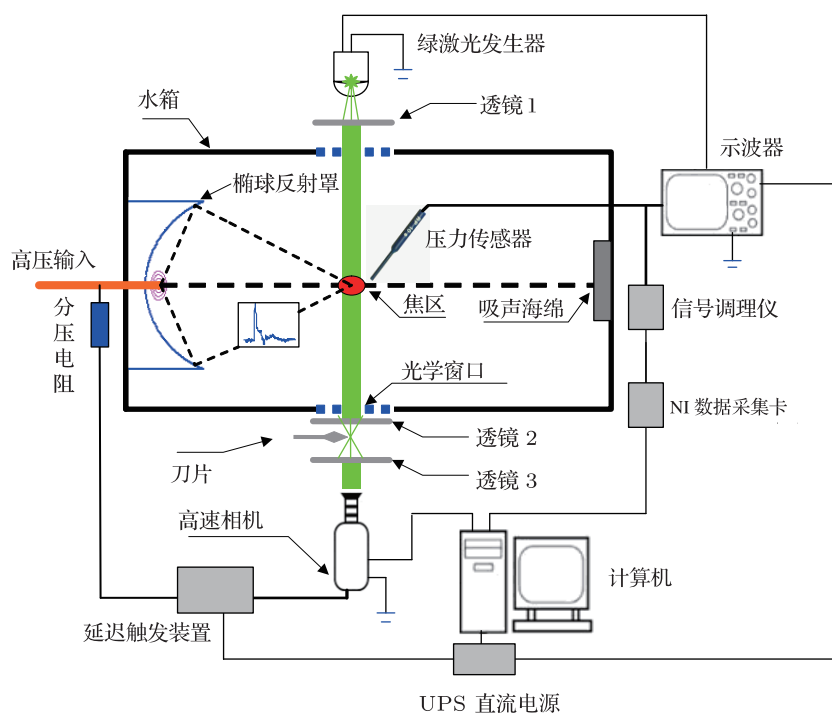


图2 水下实验测量系统示意图

2.1.1 高速摄影

为研究强声波脉冲的反射聚焦过程, 我们建立了由激光光源、纹影透镜、刀片和高速相机组成的纹影测量系统 (见图 2). 具体方法是, 在水箱的一侧使用位于透镜 1 焦点处的 532 nm 波长激光器作为背景光源 (输出功率 100 mW, 光斑模式 TEM00), 激光器发出的绿光经透镜 1 折射后变为平行光束, 并穿过透光窗口照亮测量区域. 在水箱的另一侧, 光线经透镜 2 后在其焦点处成像, 再经刀片遮挡并通过透镜 3 进入高速相机 (FASTCAM SA1.1 型, PHOTRON 公司, 拍摄速度为 16×10^4 帧/s). 实验采用的透镜焦距都是 50 cm, 直径 10 cm, 通光口径大于 9 cm. 高速相机的拍摄区域为椭球反射罩第二焦点附近 $2.7 \text{ cm} \times 5.4 \text{ cm}$ 的矩形区域. 由于相机的拍摄时间受到存储容量的限制, 为了减小等待时间, 我们专门制作了带电磁屏蔽盒的延时触发装置 (包含 TTL 延时电路和触发光耦). 在电极的高压输入端, 用分压电阻 (封装去离子水, 分压比约为 2200: 1) 引出一路信号到触发盒, 经过一段时间延迟再触发高速相机工作. 此时, 强声波脉冲正好到达椭球反射罩的第二焦点处.

2.1.2 压力测量

为实现压力信号的同步测量, 我们在反射罩的轴线上布置了 5 个测量点, 距离电极中心的距离分别为: 0.23 m (1#), 0.43 m (2#), 0.64 m (3#), 0.86 m (4#), 0.95 m (5#), 其中 1# 测量点位于反射罩出口处, 4# 测量点位于椭球反射罩的第二几何焦点上. 等离子体放电产生的强声波脉冲压力信号经 PCB138A05 传感器 (Tourmaline ICP 公司, 低频响应为 2.5 Hz, 分辨率大于 1 MHz) 采集后, 一路在数字示波器上直接显示; 另一路经过 NI-482A22 信号调理仪放大, 再通过 8 通道的 PXI-5105 数据采集卡进入电脑进行存储, 测量得到的结果可通过 Labview® 软件进行实时分析.

2.2 图像处理

在利用纹影法观察强声波脉冲的传播聚焦过程时, 我们拍摄到了空化气泡运动的照片, 并编写了基于 Matlab® 平台的图像处理程序来对测量照片进行处理. 处理内容主要包括以下几个步骤:

1) 在气泡群中选择一个相对独立并具有代表

性的气泡, 并以这个气泡为中心选取 100×100 像素大小的图像区域进行分析; 2) 对图像进行灰度变换, 按照 $f = \alpha \cdot x^\beta$ (x 为输入像素的灰度值, 取 $\alpha = 1$, $\beta = 2$) 的幂函数关系进行图像增强, 并用 Wiener 方法对图像进行空间滤波以减小背景噪声的干扰; 3) 用大津法^[16] (OSTU) 对气泡进行全局阈值分割, 利用这种方法可以减小由 CCD 相机光照偏差引起的随机误差; 4) 使用二值形态学处理手段 (包括使用 3×3 的“+”型结构矩阵变换, 孔洞填充, 移除边界点等) 处理气泡图像, 得到单个连通的气泡区域; 5) 用“Sobel”算子对二值气泡图像进行边缘检测得到用像素值 0 表示的气泡边缘, 然后对垂直和水平方向的最大像素取平均可以得到气泡直径 (用像素表示).

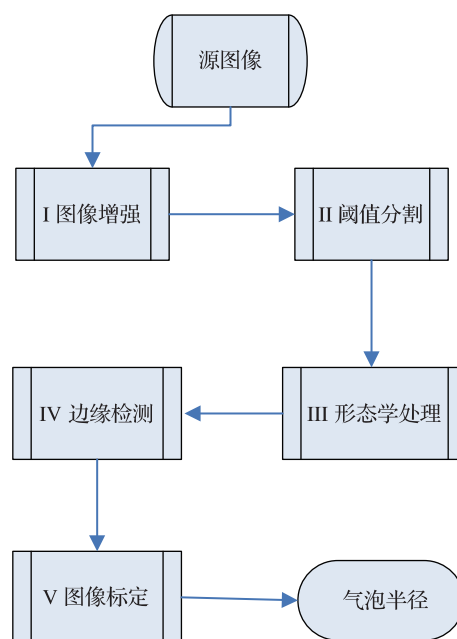


图 3 运动气泡图像处理步骤

为了得到气泡的真实直径, 还需要对测量照片的像素进行标定. 我们使用的是线性标定的方法^[17], 即通过相同空间位置处已知尺寸物体的像素和物理单位的比例关系来得到气泡的实际直径 (由于高速相机的光路垂直于空化区域, 我们不考虑光线折射带来的物体形变误差). 本文使用的像素标定参考照片为相同测量位置处的压力传感器 (直径 10 mm, 长 193 mm) 照片, 传感器在照片的灰度图上表现为黑色区域, 如图 4 所示.

为减小随机误差, 我们对同一次测量的 20 幅

照片中传感器的水平方向的像素取平均, 最终得到的像素标定值为 12.4 像素/mm.

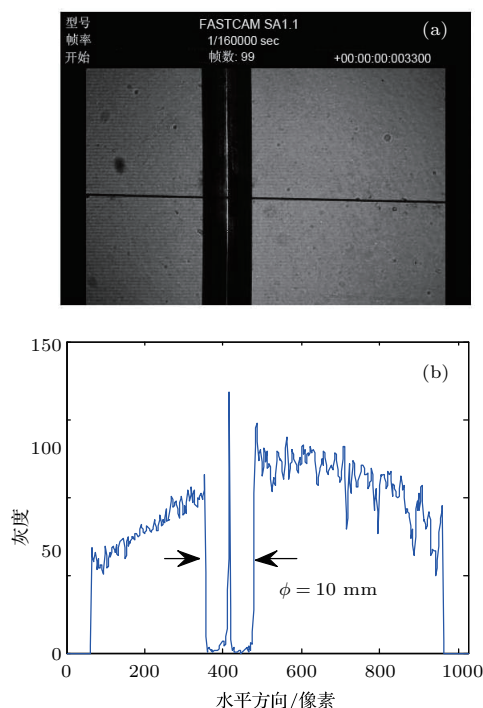


图4 高速摄影照片的像素标定

2.3 实验结果

2.3.1 强声波脉冲压力测量

在相同的工况下 (充电电容 $C = 1 \mu\text{F}$, 放电电压 18 kV, 电极间隙 2 mm, 水的电导率 $G = 0.037 \text{ S/m}$, 环境温度 $T = 20^\circ\text{C}$), 距离电极中心 0.23 m 处 (即反射罩出口处), 用 PCB138A05 压力传感器测得的强声波脉冲波形如图 5 所示.

图 5 所示为等离子体声源产生的强声波脉冲压力波形. 上图表示电极末端没有安装反射罩时的情况. 此时, 强声波波阵面随距离呈球面扩展, 压力幅值随时间呈指数型下降 (与水下爆炸产生的冲击波类似)^[18]. 可以发现, 强声波脉冲波形中并没有形成负压区. 下图为电极末端安装了椭球面反射罩时的强声波脉冲压力波形. 根据椭圆的几何性质, 从第一焦点 F_1 (电极中心) 发出的压力波经椭球面反射后, 将在第二焦点 F_2 处聚焦. 由于我们使用的反射罩是截断的椭球面, 从 F_1 处发出的压力波将分为两个部分: 一部分没有经过椭球面反射, 这部分压力波在时间轴上表现为直达波; 另一部分经过

椭球面反射, 这部分压力波在时间轴上表现为反射波 (见图 5). 反射波相对于直达波具有一定的时间延迟, 反射波压力峰值与直达波压力峰值之比即为反射聚焦增益 $G^{[19]}$, 在反射罩的出口处 $G \approx 2$. 与上图不同的是, 在反射波正压下降到 0 之后出现了脉冲波形的负压区, 脉冲负压峰值约为正压峰值的十分之一.

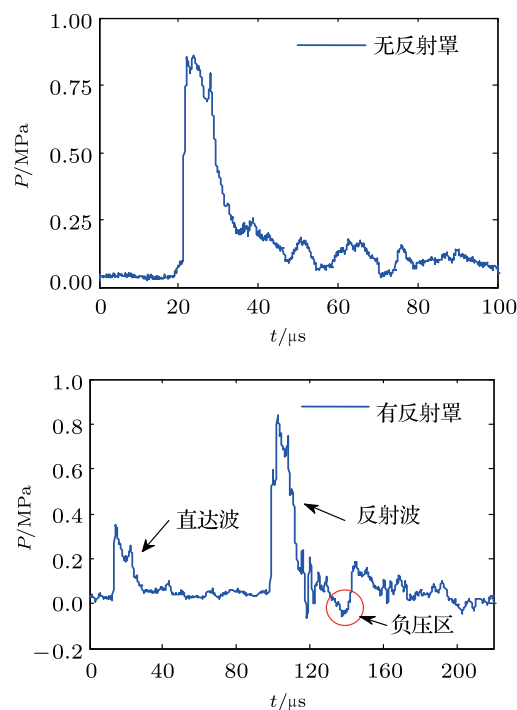


图5 无反射罩和有反射罩两种情况下的实验测量的强声波脉冲压力波形

有人指出 (内部讨论), 由于液体不能承受拉力, 水中不应该出现负压, 传感器测到的负压是压力波在传感器表面反射造成的 (压电晶体由某种低阻抗的塑料外套包裹住). 但我们认为即使压力波在传感器表面反射, 也不会经历 180° 的相移而形成负压, 因为塑料的声阻抗还不至于低到变成压力释放面 (如水 - 空气界面). 尽管如此, 水中的负压形成与否仍以不能轻易的下定论. 后来, 我们用纹影法对反射罩轴线上压力波聚焦过程进行观察时, 幸运的捕捉到了空化气泡群的运动信息. 空化气泡群的产生和运动一定程度上支持了压力传感器的测量结果, 说明水中确实可能存在负压 (纯水的空化阈值可以达到 $-20 \text{ MPa}^{[20]}$, 如果水中不存在负压, 则很难通过高速相机观察到空化气泡群的运动信息).

2.3.2 空化气泡的产生和运动

纹影法的基本原理是利用压力波在传播过程中造成介质的密度扰动而使得介质的光折射率发生变化,并使得测量图片中出现相应的明区和暗区,通过判读照片上的明暗区域变化可以直观地看到压力波的传播情况^[21].图6即为通过纹影法拍摄到的压力波在传播过程中的照片和随后产生的空化气泡群的照片.

如图6所示,在纹影照片上,强声波脉冲的高压区表现为凸起的明区,低压区表现为紧随其后的暗区.在脉冲低压区之后约50 μs可以观察到空化气泡群的产生(照片中的黑点).需要注意的是,空化气泡群并不是在这个时候产生的,而是在这段时

间内气泡成长到了高速相机能够分辨得出的尺寸.

气泡群中具有代表性的相对独立的单个气泡在一个测量周期内的运动过程如图7所示.

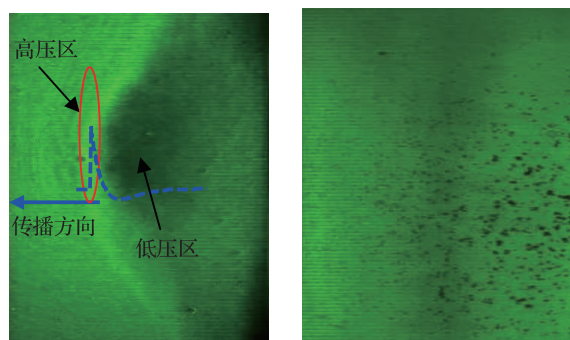


图6 强声波脉冲传播和空化气泡产生的纹影照片

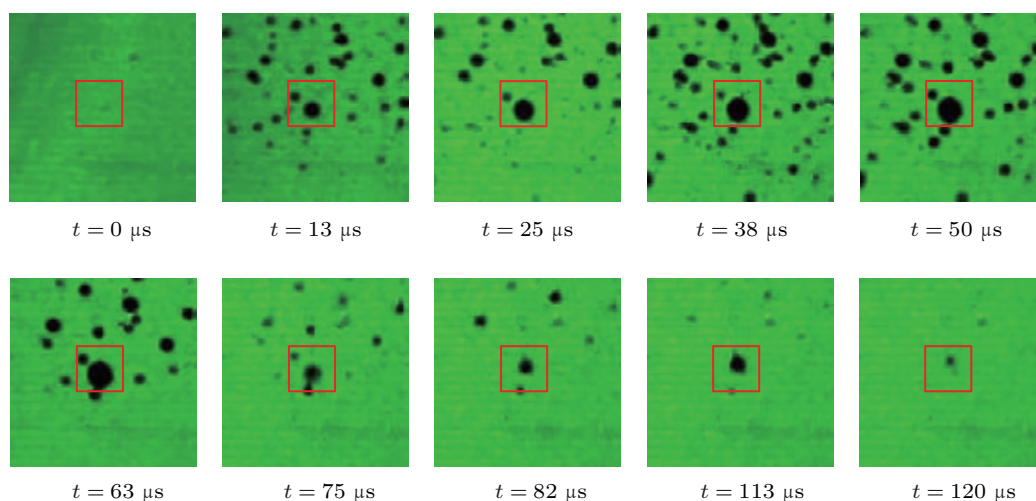


图7 一个周期内空化气泡的运动过程

气泡成长和坍塌的物理过程可以从图中清楚的显示出来.可以发现,由于受到周围气泡的影响,单个气泡不能完全保持球形运动.例如,在 $t = 82 \mu\text{s}$ 之后,气泡在坍塌过程中就伴随有射流产生.为了使水中测量到的负压更具有说服力,下面我们将从理论上对水中负压的形成原因及空化气泡的运动进行分析.

3 理论

3.1 强声波脉冲在反射罩上的衍射

分析实验过程及设置,我们发现正是由于椭球面反射罩的引入使得测量到的强声波脉冲波形中出现了负压区.因此,我们有理由认为反射罩内表

面上的声波衍射效应是水中负压形成的主要原因.

根据有界空间的Kirchhoff衍射定理,到达空间某点的声波可视为由包围该观察点的表面上的球面声源和偶极子声源发出的波的叠加^[22].经典的单色波的Kirchhoff公式的频域表达式为

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S'} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} \frac{e^{jkr}}{r} - \Phi \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right) \right] dS', \quad (1)$$

式中, Φ 表示反射波的位移势函数, e^{jkr}/r 为球面波的格林函数, $\mathbf{R}$ 表示源点与场点之间的距离. S' 表示包围场点的任意封闭曲面的面积, $\mathbf{n}$ 为曲面的内法线方向.由于我们使用的是截断的椭球面 S ,所以可将封闭曲面 S' 视为从椭球面出口到无穷远的

曲面 S'' 与截断的椭球面 S 之和 ($S' = S + S''$). 但是, 根据辐射条件, 可以忽略从无穷远处来的波 (S'' 面上) 对声场的贡献^[23].

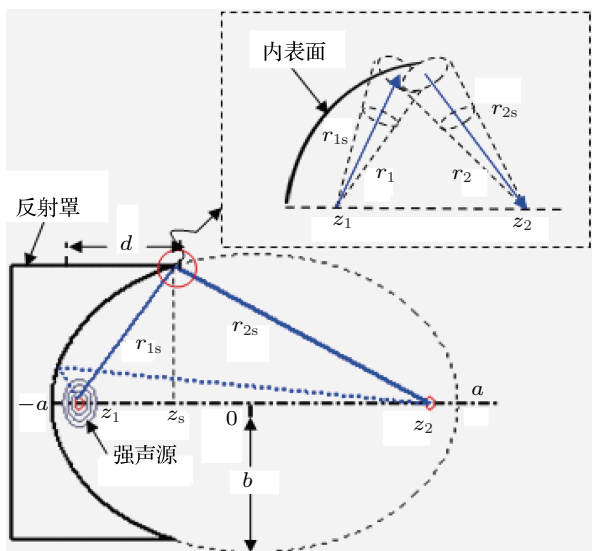


图8 强声波在椭球面上反射的几何模型

对于时域脉冲波, 可通过 Fourier 变换将其表示为频域单色波的叠加. 忽略反射罩内二次以上的反射, 可以得到用声压表示的反射波 (从波动理论的角度来看应为衍射波) 的形式

$$P(z, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ [P] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) - \frac{1}{cR} \frac{\partial R}{\partial n} \left[\frac{\partial P}{\partial t} \right] - \frac{1}{R} \left[\frac{\partial P}{\partial n} \right] \right\} dS, \quad (2)$$

其中, $[\cdot]$ 表示延迟量为 R/c_0 的时间延迟记号, 如 $[f(t)] = f(t - R/c_0)$. 为求解上式, 需要知道反射罩内表面上压力 $[P]_S$ 的表达式 (即边界条件). 我们假设从电极处发出的强声波为球面扩散波, 经椭球面反射后将变成球面会聚波 (见图 8). 按照射线声学的原理, 椭球面上的反射波的声压可以表示为

$$\left[\frac{P}{P_0} \right]_S = D(z_s) \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \frac{r_0}{r_{2s}} f \left(t - \frac{R+r_{1s}}{c_0} \right), \quad (3)$$

其中, P_0 表示距离电极中心为 r_0 处的声压幅值, ε 表示椭圆的离心率, r_{2s} 为 z_2 与椭球面上一点的距离 ($r_{2s} = a - \varepsilon z_s$). $D(z_s)$ 为反射罩出口面上的指向性函数

$$D(z_s) = \left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right) \frac{r_{2s}}{r_{1s}}, \quad (4)$$

式中, r_{1s} 为 z_1 与椭球面上一点的距离 ($r_{1s} = (a + \varepsilon z_s)$). f 为时间的任意函数, 本文采用的强声波脉冲波形的形式为 (即初始条件)

$$f(t) = \exp \left(-\frac{t-t_0}{T} \right) h(t-t_0), \quad (5)$$

式中, t_0 为起始时刻, T 为衰减常数, h 表示阶跃函数. 根据椭圆的几何性质, 对 (2) 式右端各项进行求解并积分, 可以得到椭球反射罩轴线上任意一点的声压的解析表达式^[24]

$$\frac{P(z, t)}{P_0} = H_c(z) f(\tau_c) + H_e(z) f(\tau_e) + \frac{c_0}{a} \int_{t_1}^{t_2} H_w(z, t') f(t-t') dt'. \quad (6)$$

上式表明, 椭球反射罩轴线上某一位置处的反射波声压由三个部分组成, 即源于椭球面顶点的反射波——“中心波” C , 源于椭球面出口边缘上的反射波——“边缘波” E , 以及源于顶点和出口边缘之间的曲面上的反射波——“尾波” W . 尾波的产生是由反射罩的凹面特性引起的. 其中, H_c , H_e 和 H_w 的具体形式如下

$$H_c = \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \frac{r_0}{\varepsilon a - z}, \quad (7a)$$

$$H_e = \frac{(1-\varepsilon^2)[(a+R_e)a + (a-d)z]r_0}{2[a-\varepsilon(a-d)][z-\varepsilon R_e + \varepsilon^2(a-d)]R_e}, \quad (7b)$$

$$H_w = \frac{\varepsilon(1-\varepsilon^2)[(a+R_w)a - z_w z]a^2 r_0 \text{sgn}(z - \varepsilon a)}{(a - \varepsilon z_w)(a + \varepsilon z_w)^2 (z - \varepsilon R_w - \varepsilon^2 z_w)^2}, \quad (7c)$$

$$R_e = \sqrt{(1-\varepsilon^2)(2a-d)d + (z+a-d)^2}, \quad (7d)$$

$$R_w = \sqrt{(1-\varepsilon^2)(a^2 - z_w^2) + (z - z_w)^2}, \quad (7e)$$

$$z_w = \frac{z^2 + (1-\varepsilon^2)a^2 - (a - c_0 t')^2}{2z + 2\varepsilon(a - c_0 t')}, \quad (7f)$$

$$\tau_c = t - [z + (2-\varepsilon)a]/c_0,$$

$$\tau_e = t - [R_e + (1-\varepsilon)a + \varepsilon d]/c_0, \quad (7g)$$

$$t_1 = \begin{cases} [z + (2-\varepsilon)a]/c_0, & z \leq z_2 \\ [R_e + (1-\varepsilon)a + \varepsilon d]/c_0, & z > z_2 \end{cases}, \quad (7h)$$

$$t_2 = \begin{cases} [R_e + (1-\varepsilon)a + \varepsilon d]/c_0, & z \leq z_2 \\ [z + (2-\varepsilon)a]/c_0, & z > z_2 \end{cases}.$$

在 (7h) 式中, t_1, t_2 表示尾波 W 的开始和结束时间. 由于存在着声程差, 在焦点之前 ($z < z_2$), 椭球

面上靠近轴线的地方的强声波反射后先到达观察点,在焦点之后 ($z > z_2$),远离轴线的地方的强声波反射后先到达观察点.如果观察点恰好位于焦点上 ($z = z_2$),强声波脉冲经反射罩反射后将同时到达 (即 $t_1 = t_2$), (6) 式尾波项的积分为零,强声波脉冲在焦点的压力通过下式给出

$$\frac{P(z_2, t)}{P_0} = \left(\frac{1 - \varepsilon^2}{2\varepsilon} \right) \ln \left(\frac{a + \varepsilon d / (1 - \varepsilon)}{a - \varepsilon d / (1 + \varepsilon)} \right) \times \frac{r_0}{c_0} \frac{d}{dt} f \left(t - \frac{2a}{c_0} \right), \quad (8)$$

其中, d 表示反射罩的凹深.

3.2 空化气泡运动

不考虑壁面的影响及气泡之间的相互作用,单个球形气泡的非线性脉动可以通过 QX 方程^[13]来表示

$$\begin{aligned} & \left(1 + Ma + \frac{1}{2}Ma^2 + \frac{h}{C^2} + \frac{b}{\rho^2 C^4} \frac{\partial P}{\partial t} \right) R \ddot{R} \\ & + \frac{3}{2} \left[(1 + Ma) \left(1 + \frac{2}{3}Ma \right) + \frac{R}{3C^2} \frac{\partial C}{\partial t} \right] \dot{R}^2 \\ & = \left[(1 + Ma)(1 + 2Ma) - \frac{R}{C^2} \frac{\partial C}{\partial t} \right] h \\ & + R(1 + Ma) \frac{1}{C} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{b}{\rho^2 C^2} \left\{ \left[\frac{R}{C^2} \frac{\partial C}{\partial t} \right. \right. \\ & \left. \left. - Ma(1 + Ma) - (1 + Ma)^2 \right] \right. \\ & \left. - \rho C^2 \frac{R}{C} (1 + Ma) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho C^2} \right) \frac{\partial P}{\partial t} \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, R 为气泡的半径, $Ma = \dot{R}/C$ 表示马赫数, $\dot{R}$ 为气泡壁的运动速度,上标表示对时间的导数, C 为气泡壁周围液体中的有限振幅声速 ($C = (dP/d\rho)_s$), h 表示液体中的运动焓 ($h = \int dP/\rho$), b 为液体的黏热耗散系数. 文献 [14](3) 式左端方括号内的第二项有误 (疑为印刷错误), 本文经仔细推导后更正如上.

QX 方程考虑了液体的可压缩性, 适合对大振幅条件下的气泡运动进行求解^[14]. 结合水的 Tait 状态方程, 理想气体状态方程以及气泡壁上的边界条件^[25], 上式可通过 5 阶 Runge-Kutta 法求解.

4 计算和分析

根据 3.1 节中的计算公式, 我们对椭球面轴线上反射波的传播和波形演化进行了数值计算, 并将

计算结果与实验测量结果进行了对比, 如图 9 所示. 在图 9 中, 左图为实验测量的结果, 右图为计算结果 (压力幅值均做了归一化处理). z 代表以椭圆中心为原点的直角坐标系下的轴向距离 (见图 8), $z = -0.2$ m, $z = 0$ m, $z = 0.21$ m 分别代表距离电极中心为 0.23 m 的 1# 测量点, 0.43 m 的 2# 测量点和 0.64 m 的 3# 测量点 (焦前区), $z = 0.52$ m 代表距离电极中心为 0.95 m 的 5# 测量点 (焦后区). 图中的记号 C , W , E 分别代表反射中心波、尾波和边缘波.

可以发现, 在焦前区 ($z < z_2$) 的观察点上, 反射波各部分的到达顺序不同, 中心波最先到达, 尾波次之, 边缘波最后到达. 随着观察点靠近焦点 ($z = z_2$), 边缘波相对于中心波的延迟时间缩短. 在时间轴上, 这相当于中心波向右传播, 边缘波向左传播. 所以, 在焦后区 ($z > z_2$), 边缘波将超过中心波最先到达观察点. 其原因主要是声传播的路程之间存在差异. 在焦前区, 越靠近反射罩的轴线, 强声波反射后越早到达观察点, 而在焦后区情况则恰好相反.

从反射声压的相位来看, 在焦前区, 中心波的压力为正, 尾波和边缘波的压力为负. 也就是说, 除反射罩的顶点 ($z = -0.5$ m) 之外, 初始压力为正的强声波脉冲 (图 5 上) 在椭球面上反射后将发生 180° 的相位改变而成为负压. 同时, 由于尾波和边缘波的幅值 (H_w 和 H_e) 在向焦点靠近的过程中逐渐增加, 所以测得的负压幅值也是逐渐增加的. 在焦后区, 中心波滞后于尾波和边缘波, 并成为反射波负压区的主要贡献者. 按照射线理论, 声波在刚性面 (反射罩的声阻抗远大于水) 上反射时不存在相移. 但是从波动的观点来看, 反射波相位的改变可以视为从反射罩内表面发出的次级波源中偶极子源占主导地位 ((1) 式右端第二项) 的结果.

注意到在 $z = 0.21$ m 处, 边缘波之后出现了新的二次正压峰, 根据 Tanguay 和 Colonius^[26] 关于强声波在两相介质中传播的理论计算结果, 这主要是由空化气泡群的影响造成的. 由于实验测量用的水箱并不是开放的水域, 直达波经自由水面和水箱壁面反射后将对测量信号造成干扰, 所以在距离电极中心较远处测量到的反射波波后的扰动就可以认为是这种干扰信号的表现. 此外, 在 $z = 0.52$ m 处的焦后区, 虽然边缘波理论上应该先于尾波到达观察点, 但尾波的幅值远高于边缘波的幅值, 根据非

线性传播效应(压力为 MPa 量级的强声波应该考虑这种效应), 声压越高的区域传播速度越快. 于是

尾波将在边缘波之前到达观察点, 从而出现实验测量到的反射脉冲波形.

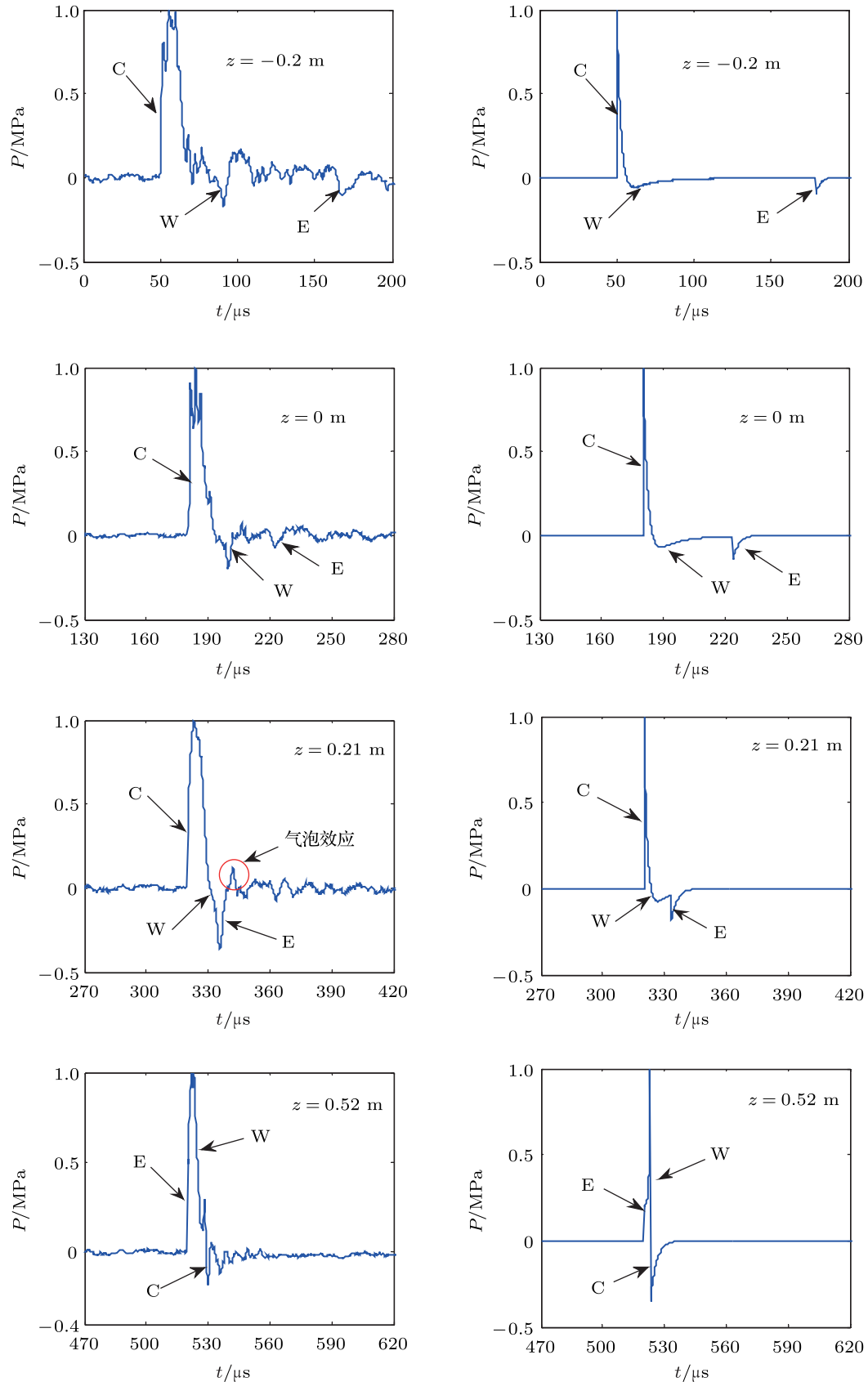


图9 椭球面反射罩轴线上强声波脉冲反射波的传播

为进一步研究强声波脉冲引发的空化气泡运动过程, 以及反射波各部分 (正压区、负压区) 对气泡运动的影响, 我们将实验测得的强声波压力脉冲波形 (反射波的幅值为 7.5 MPa) 和气泡静止平衡态半径 R_0 (100 μm) 作为初始条件, 用 QX 方程对气泡的运动过程进行了数值计算, 并将计算结果与实验结果进行了对比, 如图 10 所示. 图中, 点线表示作为气泡运动驱动力的强声波脉冲, 实线表示气泡运动的理论计算结果, 带 “*” 标记的实线表示气泡运动的实验测量结果. 可以发现, 在时间轴上, 强声波脉冲的正压相到来时 (如直达波、反射波的中心波), 气泡将受到压缩 ($R < R_0$), 特别地, 当反射波正压区的压力幅值较高、持续时间较长时, 气泡受压缩后将在 “准平衡态” ($R = R_{0,q}$) 附近振荡 (此时的气泡直径小于高速相机的分辨率, 气泡的这种振荡特征无法观察到). 强声波脉冲的负压相到来时 (反射波的尾波、边缘波) 气泡开始成长, 由于反射波后不存在很强的正压峰, 气泡的成长不会受到限制, 在液体惯性作用下, 气泡将膨胀至最大半径, 并在随后开始坍塌过程. 气泡在膨胀和坍塌阶段的实验结果和计算结果符合得很好, 这说明 QX 方程确实能很好的模拟空化气泡在大振幅条件下的运动过程.

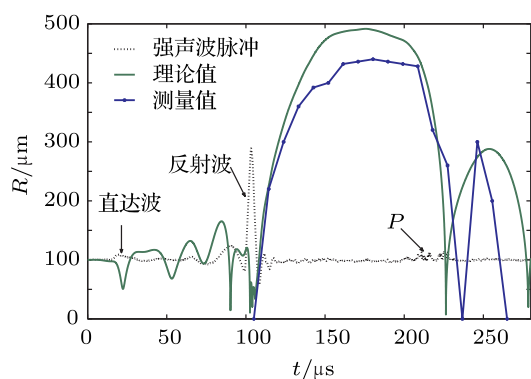


图 10 强声波脉冲作用下空化气泡的运动过程

程. 另一方面, 气泡在强声波脉冲负压相作用下的所表现出的运动特点有力地支持了水中负压形成的测量结果.

注意到在反射中心波之后约 100 μs , 出现了一串干扰信号 “P”, 从信号产生的时间来看, 这显然是气泡坍塌时的二次声辐射 (二次声辐射的特点及影响我们将在另文进行讨论).

5 结论

本文建立了一套基于水下等离子体声源的关于强声波脉冲传播和聚焦的实验系统, 用高速摄影和压力传感器测量的方法对强声波脉冲的传播和聚焦过程, 以及空化气泡的运动进行了实验研究. 实验测量发现, 椭球面反射罩的引入将使得反射波在传播过程中形成负压区并由此而引发空化气泡群的产生和成长.

在实验现象的基础上, 本文进一步利用基于 Kirchhoff 衍射定理的声传播模型和 QX 气泡运动方程, 对反射波中负压区的形成原因和空化气泡的运动过程进行了数值计算和分析. 研究结果表明, 在焦前区, 源于反射罩内表面 (顶点除外) 的 “尾波” 和出口处的 “边缘波” 在传播过程中将形成反射波中的负压区; 在焦后区, 源于反射罩顶点的 “中心波” 在传播过程中将形成反射波中的负压区. 负压区的形成本质上是强声波脉冲在有限曲面上衍射的结果, 是强声波脉冲主要频率成分较低的情况下波动特征占主导的体现. 在反射波作用下, 空化气泡的运动表现出了 “正压区受压缩, 负压区膨胀” 的特点. 在反射波之后, 空化气泡出现了成长、坍塌、回弹等典型的物理过程. 本文的研究结果对曲面反射式水下强声波脉冲传播物理规律的认识和改进声源的设计具有实际意义.

- [1] Lu X P, Pan Y, Zhang H H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1149 (in Chinese) [卢新培, 潘垣, 张寒虹 2002 物理学报 **51** 1149]
- [2] Wang Y B, Zeng X W, Wang S W 2012 *IEEE. Trans. Plasma. Sci.* **40** 98
- [3] Wang Y B, Zeng X W, Wang S W 2012 *Chin. Phys. B* **21** 055203
- [4] Li N, Chen J F, Huang J G 2009 *Applied Acoustics* **28** 241 (in Chinese) [李宁, 陈建峰, 黄建国 2009 应用声学 **28** 241]
- [5] Zhang J, Zeng X W, Zhang Z F, Wang Y B 2011 *Proceeding of the*

- 1st National Conference on Underwater Security and Technology* People's Republic of China, April 23–24, 2011 p194
- [6] Schaefer R, Grapperhaus M 2006 *SPIE Conference of Photonics for Port and Harbor Security II Session 2: Diver Detection and Interdiction* USA Florida, April 18, 2006
- [7] Karl W R, Penny K R 2002 *Non-Lethal Swimmer Neutralization Study Tech. Report ARL* (Austin: The University of Texas)
- [8] Huang Y F 2011 *Proceeding of the 1st National Conference on*

- Underwater Security and Technology* People's Republic of China, April 23–24, 2011 p198
- [9] Ma T, Huang J G, Lei K Z, Chen J F, Zhang Q F 2010 *Journal of Marine Science and Application* **1** 559
- [10] Li N, Huang J G, Lei K Z, Chen J F, Zhang Q F 2011 *Journal of Electrostatics* **69** 291
- [11] Fang M, Huang J G, Lei K Z, Li N 2009 *Elementary Electroacoustics* **33** 39 (in Chinese) [方明, 黄建国, 雷开卓, 李宁 2009 电声基础 **33** 39]
- [12] Lei K Z, Liu J S, Zhang Q F, Peng X Q 2009 *Mechanical Science and Technology for Aerospace Engineering* **28** 1068 (in Chinese) [雷开卓, 刘劲松, 张群飞, 彭雄奇 2009 机械科学与技术 **28** 1068]
- [13] Qian Z W, Xiao L 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 80
- [14] Qian Z W, Xiao L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3785
- [15] Zhang Z F, Zeng X W, Wang Y B, Chen D 2012 *Journal of National University of Defense Technology* (in Chinese) [张振福, 曾新吾, 王一博, 陈聘 2012 国防科技大学报 已录用]
- [16] Wang J W, Li Y J 2006 *Matlab 7.0 Graphics and Image Processing* (Beijing: National Defense Press) (in Chinese) p250 [王家文, 李仰军 2006 Matlab 7.0 图形图像处理 (北京: 国防工业出版社) p250]
- [17] Sun C S, Zhang X H, Hang H W 2012 *Opto-Electronic Engineering* **39** 7 (in Chinese) [孙春生, 张晓晖, 韩宏伟 2012 光电工程 **39** 7]
- [18] Cole R H 1948 *Underwater Explosions* (Princeton: Princeton University Press) p400
- [19] Lei K Z, Li N, Huang J G 2010 *Journal of Northwestern Polytechnical University* **28** 102 (in Chinese) [雷开卓, 李宁, 黄建国 2010 西北工业大学学报 **28** 102]
- [20] Leighton T G 1992 *The Acoustic Bubble* (Princeton: Princeton University Press) p60
- [21] An X L, He X, Wang L W, Wang J X 2007 *Internal Combustion Engine Engineering* **2** 1 (in Chinese) [安新亮, 何旭, 王丽雯, 王建昕 2007 内燃机工程 **2** 1]
- [22] Senjenov, (Translated by He Z Y, Zhao J Y) 1983 *Wave Problems of Underwater Acoustics* (Beijing: National Defense Press) p15 (in Chinese) [沈杰罗夫著 (何祚镛, 赵晋英译) 1983 水声学波动问题 (北京: 国防工业出版社) p15]
- [23] Ji J R 2007 *Higher Optical Tutorial* (Beijing: Science Press) p164 (in Chinese) [季家镛 2007 高等光学教程 (北京: 科学出版社) p164]
- [24] Hamilton M F 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **93** 1256
- [25] Qian Z W 2009 *Nonlinear Acoustics* (2nd Ed.) (Beijing: Science Press) p238 (in Chinese) [钱祖文 2009 非线性声学 (第二版)(北京: 科学出版社) 第 238 页]
- [26] Tanguay M, Colonius T 2003 *5th International Symposium on Cavitation* Osaka, Japan November 1–4, 2003

Generation of negative pressure of underwater intensive acoustic pulse and cavitation bubble dynamics*

Zhang Jun¹⁾ Zeng Xin-Wu^{1)†} Chen Dan¹⁾ Zhang Zhen-Fu²⁾

1) (College of Opto-electronics Science and Engineering,, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2) (College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 27 April 2012; revised manuscript received 19 June 2012)

Abstract

In this paper, the high speed photography and the pressure measurement are used to study the propagation and focusing process of the underwater intensive acoustic pulse which is reflected from an ellipsoidal reflector. The experimental results indicate that the reflector contribute to both the sound energy focusing and the generation of a negative pressure portion of the intensive acoustic pulse, and the cavitation bubble cluster will be induced to grow accordingly. Based on the experimental results, a sound propagation model derived from Kirchhoff diffraction integral and the equation of bubble dynamics proposed by Qian and Xiao [Qian Z W and Xiao L 2003 Chin. Phys. Lett. 20 80; Qian Z W and Xiao L 2008 Chinese Physics B 17 3785] are used to numerically study the propagation of the intensive acoustic pulse and the bubble motion. The numerical results indicate that the “wake wave” and “edge wave” will evolve into the negative pressure portion of the intensive acoustic pulse in front of the far focus of the reflector and the “center wave” will evolve into the negative pressure part beyond the far focus of the reflector. When the bubble is subjected to the reflected wave, it will be compressed and oscillate periodically during the positive pressure phase, and it will expand during the negative pressure phase of the incident pulse. And after the reflected wave passes, the typical processes of expanding, collapsing and rebounding can be seen clearly from the photographs. The research results have practical significance for understanding the propagation characteristic of the underwater intensive acoustic pulse with an ellipsoidal reflector.

Keywords: underwater plasma acoustic source, intensive acoustic pulse, negative pressure, bubble dynamics

PACS: 43.35.—c, 43.35.Ei, 43.35.Kp, 43.25.Vt

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274387).

† E-mail: xinwuzeng@nudt.edu.cn