

测量单泡声致发光中气泡 $R(t)$ 曲线的前向 Mie 散射技术*

柯微娜 程 茜 钱梦 †

(同济大学声学研究所, 上海 200092)

(2007 年 10 月 8 日收到, 2007 年 10 月 22 日收到修改稿)

光干涉原理和 Mie 理论计算结果表明, 单泡声致发光中气泡前向 Mie 散射的振荡信号, 主要是由于气泡的透射光束和表面反射光束之间光干涉产生的. 这些干涉波峰形成了测量气泡半径的空间标尺, 标尺的单位长度 δR 由散射角 θ , 检测光波长和流体光折射率确定, 而每个波峰就是标尺的刻线, 它们与该时刻的气泡半径大小一一对应. 在 30° — 50° 散射角范围内, 利用前向 Mie 散射实验测定了单泡声致发光中气泡的最大半径 $R(t)$ 曲线及平衡半径, 表明前向 Mie 散射是一种便捷的测定气泡运动特性的有效方法.

关键词: 单泡声致发光, 前向 Mie 散射, 光干涉

PACC: 4330, 4225G

1. 引 言

单泡声致发光(single bubble sonoluminescence, SBSL)中的气泡在一个声周期内要经历膨胀, 塌缩和回弹三个阶段; 在整个过程中, 气泡半径经历了几个数量级的变化, 而气泡半径随时间变化的 $R(t)$ 曲线是研究气泡动力学特性的一个窗口^[1].

通常有两种方法可以对时变的气泡半径进行测量. 一是用 CCD 相机拍下一个声周期内, 一系列气泡尺寸变化的图像, 然后利用这些图像所显现出来的气泡大小的变化来确定气泡半径, 拟合 $R(t)$ 曲线^[2]. 摄像方法非常直观, 只要对整个摄像系统作校准, 确定某个拍摄状态下, 反映气泡实际大小的参考标尺, 即可对气泡大小进行定量. 由于气泡半径变化速度很快, 在拍摄过程中往往需要作多周期的延时采样曝光, 因此实验系统要有较好的稳定性.

另一种是 Mie 散射方法^[3,4], 通常是在散射角 80° 上, 利用光电探测器监测到的散射光强度变化, 根据该散射角附近, 散射光强度的平方根近似正比于气泡的半径大小这一规律, 来确定气泡半径运动的 $R(t)$ 曲线. 为了尽量平滑检测的散射光强曲线,

光电探测器使用较大的接收张角. 这样, 检测到的散射光信号随时间变化的曲线可以较直观地反映气泡半径随时间的变化情况, 呈现清晰的气泡膨胀, 塌缩及回弹三个阶段. 再利用气泡的 Rayleigh-Plesset (R-P) 方程作相应计算和数值拟合, 还可以得到气泡动力学特性中的平衡半径 R_0 等有关参量. 由于 Mie 散射方法系统简单, 检测便捷, 能连续记录气泡半径的变化, 所以在 SBSL 的研究中得到了广泛的应用. 但是, 由于在散射角 80° 上测得的散射光强, 只是近似正比于气泡的 $R^2(t)$, 因此很难对气泡半径给出更精确的定量描述.

激光前向 Mie 散射法是粒径测量技术中较为成熟的光检测技术. 利用粒子的前向散射光强的空间分布与粒径之间的对应关系, 可实现 0.5 — $2000 \mu\text{m}$ 范围内颗粒直径的定量检测^[5]. 在 SBSL 的 Mie 散射实验中, 我们发现在各个固定的前向散射角上, 得到的随气泡半径变化的气泡散射光信号是振荡的, 是由一形似 $R(t)$ 曲线的信号和一些尖峰信号叠加组成. 因此, 探索气泡运动与散射光强的振荡特性之间的内在联系, 将激光前向 Mie 散射技术拓展到 SBSL 中, 定量测量气泡的运动是可能的. 为此, 我们利用光干涉原理, 再结合 Mie 理论, 对运动气泡的

* 国家自然科学基金(批准号: 10474073 和 10434070)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: mlqian@mail.tongji.edu.cn

前向散射光进行了理论和实验研究,结果表明,前向 Mie 散射光中的振荡信号主要是气泡的表面反射光束和气泡的透射光束之间相干涉的结果,每一个光干涉峰与气泡半径值一一对应.这样,气泡半径的变化就可以用检测光波的波长来计量,而用这种方法测得的气泡在径向脉动过程中的一些时间点上的气泡半径值和 R-P 方程算得的理论值吻合得也很好.因此,前向 Mie 散射是一种有前途的定量测定 SBSL 中气泡运动特性的技术.

2. 前向散射光的干涉

尺寸与检测光波长 λ 可比拟的粒子的散射光场是十分复杂的.然而,当粒子半径 R 满足 $2\pi R/\lambda > 10$ 时,将粒子的光散射场分解为反射、透射光场和衍射光场的叠加,这将会使问题得到很大简化^[6,7].

由于在整个散射光场中,超过 90% 的光能集中在前向散射光,而 95% 的前向散射光是来自于气泡的直接反射光和透射光^[6],因此,在气泡的前向光散射研究中,可以首先考虑直接反射光和透射光的贡献.

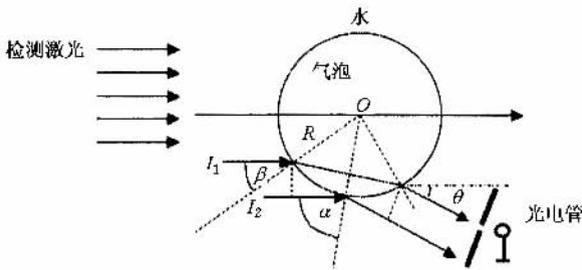


图 1 在前向散射角 θ 上气泡的直接反射和透射光

当一束波长为 λ 的激光,通过折射率 n 的流体,入射到半径 R 的气泡时,其中光束 I_1 直接透过气泡沿散射角 θ 出射,而光束 I_2 在气泡表面的反射光束也沿散射角 θ 方向出射,这两束平行的散射光将产生干涉(图 1).利用光的折射定律及光束之间的几何关系,可以得到这两束沿 θ 角散射的光束之间的光程差为

$$\Delta = 2R \left[\sqrt{1 + n^2 - 2n \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} - n \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] + \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

其中 $\lambda/2$ 是反射引起的半波损失.当光程差为光波长的整数倍时,干涉结果为明条纹,即散射光强度达

到最大,出现光干涉峰.

因此,当气泡半径变化时,由于直接透射光和反射光之间光程差 Δ 的改变,引起干涉条纹在光电管检测平面上移动,产生了前向散射光强随时间的起伏变化.当光程差改变一个光波波长,就移过一条干涉条纹,形成一个散射光强尖峰.利用(1)式,可直接计算对应于前向散射光强中出现两个相邻干涉峰(或谷值)的气泡半径的变化量为

$$\delta R = \frac{\lambda}{2} \left[\sqrt{1 + n^2 - 2n \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} - n \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{-1}. \quad (2)$$

表 1 由散射光各成分之间的干涉原理计算的各散射角下的 δR

| $\theta / (^\circ)$ | 30 | 32 | 34 | 36 | 38 | 40 | 42 | 44 | 46 | 48 | 50 |
|--------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|
| $\delta R / \mu\text{m}$ | 4.1 | 4.4 | 4.9 | 5.3 | 5.9 | 6.5 | 7.2 | 8.0 | 9.0 | 10.1 | 11.4 |

(2)式表明,气泡半径变化量 δR 与散射角 θ 有关,并且是用测量光的波长计量.表 1 给出了在不同散射角 θ 上, $n = 1.33$ (水), $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ 时的 δR 值.因此,通过简单观察前向 Mie 散射光强峰值的个数,就可以精确测定气泡半径的变化.

3. Mie 理论数值模拟

前向散射光的干涉模型简要地说明了气泡前散射光强振荡的物理本质,提供了用光波波长计量气泡半径变化的理论依据.为了验证干涉模型的结论,进一步定量给出各干涉峰和气泡半径大小之间的关系,我们采用 Mie 理论对气泡的前向散射光强度进行数值模拟^[8-11].

一束波长为 λ , 偏振方向沿 x 方向,强度为 I_0 的激光,沿 z 方向入射到各向同性的球形颗粒散射时,在各个散射方向上的散射光强度可以表示为垂直及平行于散射平面的分量 $I_{V, sca}$ 与 $I_{H, sca}$ 之和:

$$I_{sca} = I_{V, sca} + I_{H, sca}, \quad (3)$$

根据 Mie 散射理论^[8-10],

$$I_{V, sca} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_1 I_{V0},$$

$$I_{H, sca} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_2 I_{H0}, \quad (4)$$

式中

$$I_{V0} = I_0 \sin^2 \phi, \quad I_{H0} = I_0 \cos^2 \phi$$

而强度函数 $i_1 = |B_1|^2$, $i_2 = |B_2|^2$.

幅值函数 B_1 和 B_2 为

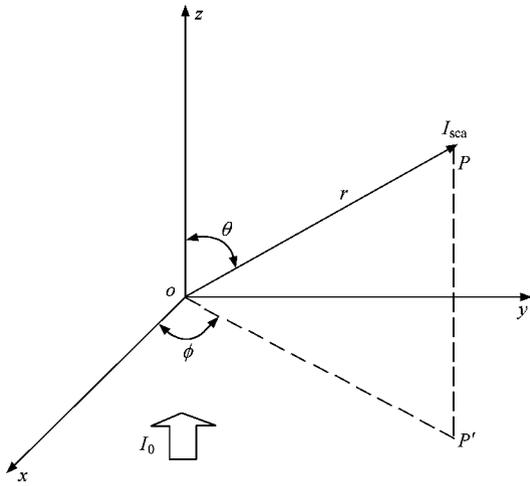


图 2 Mie 散射示意图

$$B_1 = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2p+1}{p(p+1)} \{ a_p \pi_p(\cos\theta) + b_p \tau_p(\cos\theta) \},$$

$$B_2 = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2p+1}{p(p+1)} \{ a_p \tau_p(\cos\theta) + b_p \pi_p(\cos\theta) \},$$

其中散射角函数 π_p 和 τ_p 分别为

$$\tau_p(\cos\theta) = pr - \pi_{p-1}(\cos\theta),$$

$$\pi_{p+1}(\cos\theta) = s + \left(\frac{p+1}{p} \right) r.$$

参量 $r = s - \pi_{p-1}(\cos\theta)$, $s = \cos\theta \pi_p(\cos\theta)$, $\pi_0 = 0$, $\pi_1 = 1$. 而系数 a_p, b_p 的计算公式为

$$a_p = \frac{[A_p(mx) m + p/x] \operatorname{Re}[\zeta_p(x)] - \operatorname{Re}[\zeta_{p-1}(x)]}{[A_p(mx) m + p/x] \zeta_p(x) - \zeta_{p-1}(x)},$$

$$b_p = \frac{[mA_p(mx) + p/x] \operatorname{Re}[\zeta_p(x)] - \operatorname{Re}[\zeta_{p-1}(x)]}{[mA_p(mx) + p/x] \zeta_p(x) - \zeta_{p-1}(x)},$$

其中 $m = m_1 - jm_2$ 为球粒子相对于周围媒质的相对折射率, 半径为 R 的粒子的尺寸参数 $x = 2\pi R/\lambda$, Re 为取实部符号,

$$A_p(mx) = -\frac{p}{mx} + \frac{J_{p-\frac{1}{2}}(mx)}{J_{p+\frac{1}{2}}(mx)},$$

而

$$\frac{J_{p-\frac{1}{2}}(z)}{J_{p+\frac{1}{2}}(z)} = 2\left(n + \frac{1}{2}\right) z^{-1}$$

$$+ \frac{1}{-2\left(p + \frac{3}{2}\right) z^{-1} + \frac{1}{2\left(p + \frac{5}{2}\right) z^{-1}} + \dots}$$

$$= a_1 + \frac{1}{a_2 + \frac{1}{a_3 + \dots}}$$

$$\equiv [a_1, a_2, \dots, a_n],$$

其中 $a_l = (-1)^{l+1} 2\left(p+l-\frac{1}{2}\right) z^{-1}$, $l = 1, 2, \dots, n$.

在实际测量中, 对于确定的实验参数, 散射光信号不但与散射角 θ 和粒子半径 R 有关, 还与接收张角的大小有关. 考虑光检测器对散射光源的张角大小, 对于小功率的激光, 圆形接收窗口的检测器接收到的光强信号可以表示为^[11]

$$I_0(\theta)_{\Delta\theta} = \int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} d\chi |B_1(\theta + \chi)|^2 \sin\varphi_0(\chi) + \int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} d\chi |B_2(\theta + \chi)|^2 \sin\varphi_0(\chi), \quad (5)$$

式中, $_{\Delta\theta}$ 表示在 $\Delta\theta$ 范围内取平均, χ 是散射角 θ 方向的角增量, φ_0 是纵向张角.

在 Mie 理论的基础上, 结合实验情况进行数值模拟. 对于水中的空气泡, 相对折射率实部 $m_1 = 1.33$, 虚部 $m_2 = 0$; 光波波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. 为了得到更清晰的前向散射的光干涉峰, 宜采用小接收张角 $\Delta\theta = 0.3^\circ$. 这样, 固定散射角 θ , 半径每次的增量为 $0.05 \mu\text{m}$, 计算气泡半径从 0 线性增大到 $80 \mu\text{m}$ 时, 散射光强 I 随气泡半径 R 变化的 $I(R)$ 曲线, 结果如图 3 所示.

图 3(a) 是数值计算得到的散射角 $\theta = 30^\circ$ 时的 $I(R)$ 曲线. 可以清楚地看到, 随着 R 的增大, 散射光的平均直流分量和交流分量都随之增大, 而且各个波峰及波谷均与确定的气泡半径值对应. 由图可以得到, 在散射角 30° 上, 气泡半径从 0 变化到 $80 \mu\text{m}$ 时, 移过 19 条干涉条纹, 散射光强有 19 个峰值, 每一个波峰对应的半径值如表 2 所示. 同样, 也可以得到每个波谷对应的半径值. 因此, 对于实验测得的前向散射光信号, 我们可以直接根据信号上的波峰、波谷来精确得到对应时间点上的气泡半径值.

图 3(b) 是散射角 $\theta = 40^\circ$ 时的 $I(R)$ 曲线. 这时对应气泡半径从 0 变化到 $80 \mu\text{m}$, 只有 11 个散射光强峰值. 这是由于散射角增大, 移过一条干涉条纹的半径变化量 δR 也增大. 同时, 从表 2 可以发现, 前向散射光强从波峰到波峰(或从波谷到波谷)对应的气泡半径的变化量 δR 也几乎相同. 因此, 将两个相邻的波峰(或波谷)对应的半径值相减得到的 δR 取平均, 得到每一个散射角下一组 δR 的平均值 $\overline{\delta R}$. 在 30° — 50° 散射角内的计算结果如表 3 所示, σ 是平均值的绝对方差.

表 2 散射角 $\theta = 30^\circ$ 时,各散射光峰值对应的气泡半径值

| 波峰序号 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 |
|--------------------|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 半径值/ μm | 5.9 | 10.0 | 14.2 | 18.4 | 22.3 | 26.4 | 30.5 | 34.4 | 38.5 | 42.6 | 46.9 | 51.1 | 55.2 | 59.3 | 63.5 | 67.3 | 71.5 | 75.5 | 79.7 |

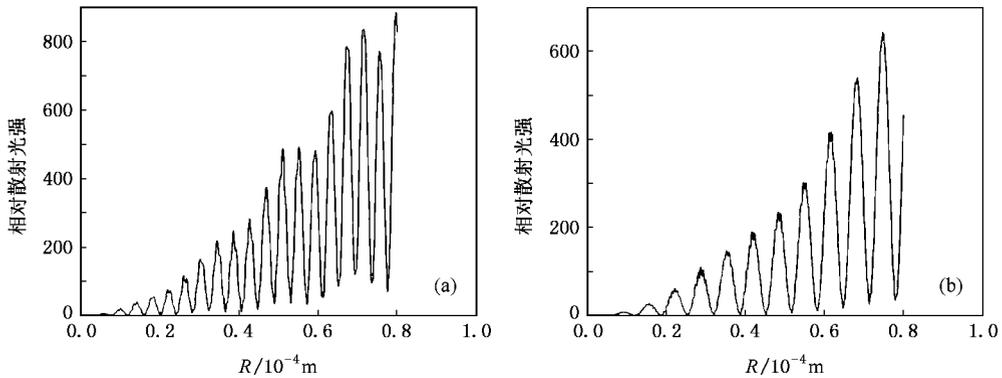


图 3 Mie 散射理论数值模拟得到的 $\mathcal{K}(R)$ 曲线 (a) 散射角 $\theta = 30^\circ$; (b) 散射角 $\theta = 40^\circ$

表 3 Mie 理论数值模拟结果得到的不同散射角上 $\overline{\delta R}$

| 散射角 $\theta/^\circ$ | 30 | 32 | 34 | 36 | 38 | 40 | 42 | 44 | 46 | 48 | 50 |
|--|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|----------------|----------------|
| $\overline{\delta R} \pm \sigma/\mu\text{m}$ | 4.1 ± 0.1 | 4.5 ± 0.2 | 4.9 ± 0.3 | 5.4 ± 0.3 | 6.0 ± 0.2 | 6.6 ± 0.2 | 7.3 ± 0.2 | 8.1 ± 0.2 | 9.1 ± 0.2 | 10.2 ± 0.3 | 11.6 ± 0.4 |

将光干涉计算的 δR 值(表 1)和表 3 作比较,两者非常一致,这进一步说明气泡前向散射光强上的振荡信号是由于光干涉产生的.

另外, SBSL 中气泡的运动,满足 Rayleigh-Plesset 方程:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} [P_0 + P_a \sin \omega t - P_v - P_{\sigma_0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}] + \frac{2\sigma}{\rho R} + \frac{4\mu\dot{R}}{\rho R} = 0, \quad (6)$$

其中, P_a 是驱动声压, ω 是角频率, P_0 是环境气压, P_v 是泡内蒸汽压, R_0 是气泡平衡半径, P_{σ_0} 是气泡半径 R_0 时泡内气压, σ 和 μ 分别是水的表面张力和黏滞系数, ρ 是水的密度. 将(6)式拟合得到的 $\mathcal{K}(t)$ 值代入 Mie 理论可以得到一个声周期中, 散射角 θ 上的散射光强曲线 $\mathcal{K}(t)$.

图 4 是散射角 $\theta = 30^\circ$ 和 40° 时计算得到的气泡前向散射光强曲线 $\mathcal{K}(t)$ 相应的计算参数为驱动声压 $P_{a_0} = 1.35 \times 10^5 \text{ Pa}$, 驱动频率 $f = 26.12 \text{ kHz}$, 平衡半径 $R_0 = 4 \mu\text{m}$. 图中虚线给出的是由 R-P 方程计算的 $\mathcal{K}(t)$ 曲线. 可以发现和理论计算是一致的, 气泡的前向散射光同样存在由于干涉形成的波峰信号, 而且气泡由 R_0 膨胀到 R_{max} 时出现的波峰个数和由 R_{max} 减小到 R_0 的塌缩过程中出现的波峰个数是一

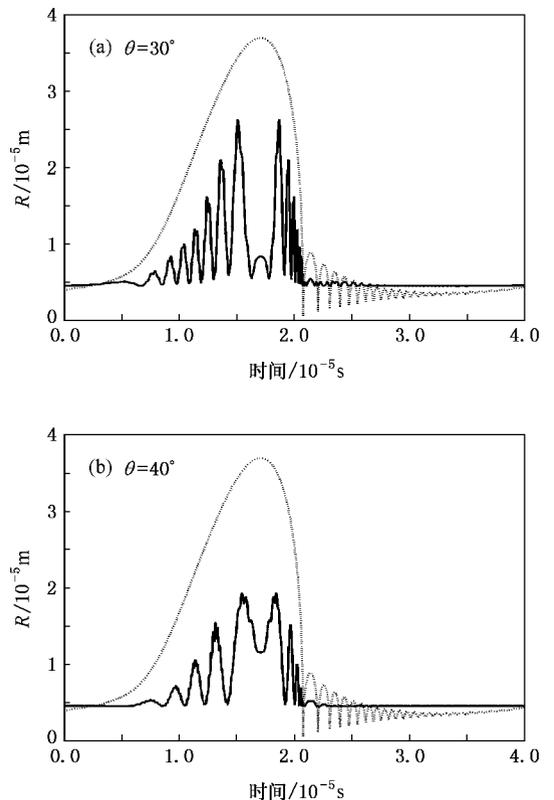


图 4 Mie 理论和 R-P 方程联合计算得到的气泡前向散射光强曲线 $\mathcal{K}(t)$

样的,只是由于在塌缩过程中气泡壁运动速度大,所以这些波峰变得十分密集。

因此,在 SBSL 气泡的前向 Mie 散射信号中,由于干涉而产生的交变信号为我们提供了度量气泡半径的标尺,标尺的刻线就是这些波峰信号,每个波峰信号对应的气泡半径 R 的大小是确定的,而标尺的单位长度就是 δR ,它由散射角 θ ,液体的光折射率 n 和检测光的波长 λ 确定。这样,我们利用实测的气泡前向 Mie 散射信号,根据散射光的波峰位置及内插方法,就可以测量气泡半径 $R(t)$ 精确到几分之一 δR 。

4. 前向 Mie 散射实验

SBSL 的气泡前向 Mie 散射实验系统如图 5 所示。它由一个 100 ml 球谐振腔为主的激光干涉声压测量系统^[12,13],单泡声致发光系统和 Mie 散射测量系统^[3,4]组成。

由 He-Ne 激光器、分光镜 S 、反射镜 M_1 和 M_2 及光电倍增管 PMT1 组成的迈克尔逊干涉仪(激光干涉声压测量系统),用来测量球谐振腔内球心处的声压。调整干涉仪的测量光束,使干涉仪的测量光束通过球腔的中心而返回,与参考光束干涉。当 HP3325A 信号发生器、BK2713 功率放大器和压电晶片组成的声激励系统,在球谐振腔内形成驻波声场时,由于液体的压光效应而使其折射率变化,将使在 PMT1 接收的光干涉条纹的移动,根据数字示波器记录的光干涉条纹数,直接确定相应球心处的声压。

当实测声压大于 SBSL 发光阈值时,在腔内注入微泡,并使它稳定在球心发光。这时,移去分光镜 S 和反射镜 M_2 ,利用光电倍增管 PMT2 和数字示波器(Tektronix TDS 3034B)测量并记录反映气泡运动的前向 Mie 散射信号。

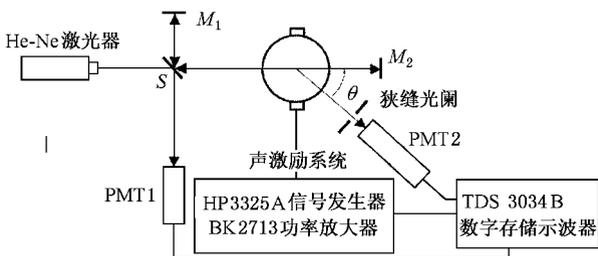


图 5 前向 Mie 散射实验系统

另外,在前向 Mie 散射测量系统中,需要在 PMT 前面安放一狭缝光阑,来减少其他散射方向的散射

光的干扰,提高干涉峰振荡信号的幅度。实验在散射角 30° 到 50° 的范围内进行,每隔 2° 测一次,实际的接收张角为 0.3° 。

图 6 是散射角为 30° 时,气泡前向 Mie 散射的实验测量结果。实验的超声频率为 26.12 kHz,由光干涉法得到的声压幅值为 1.36×10^5 Pa。根据实验曲线不仅可以按 Mie 理论确定各峰值对应的气泡半径值,通过内插方法,还可以估算非峰值点上的气泡半径大小。例如,在 $\theta = 30^\circ$ 上,气泡的 R_{\max} 正好位于第 9 个峰值,由表 2 可以得到 $R_{\max} = 38.5 \mu\text{m}$ 。

而当对应移过的干涉条纹数 N 是非整数时,可以结合表 2 的 $R_{1\max}$ 值和表 3 的 δR 值,来计算得到气泡的半径为

$$R(N) = (N - 1) \times \delta R + R_{1\max} \quad (7)$$

例如,在 $\theta = 30^\circ$ 的曲线上,由表 2 得到初始值 $R_{1\max} = 5.9 \mu\text{m}$,由表 3 得到 $\delta R = 4.1 \mu\text{m}$,于是, $N = 7.8$ 处的 $R(t)$ 为 $30.5 \mu\text{m}$ 。

表 4 是在同一声压 1.36×10^5 Pa 下,不同前向散射角上,同一个气泡膨胀达到的最大半径 R_{\max} 的测量结果。 $\overline{R_{\max}}$ 为各散射角上测得的 R_{\max} 的平均值,为 $39.4 \mu\text{m}$, σ 是平均值的绝对方差为 $0.8 \mu\text{m}$ 。由测量结果可以看到,尽管测量角度不同,可得到的最大半径值在误差范围内是相同的,因此前向 Mie 散射

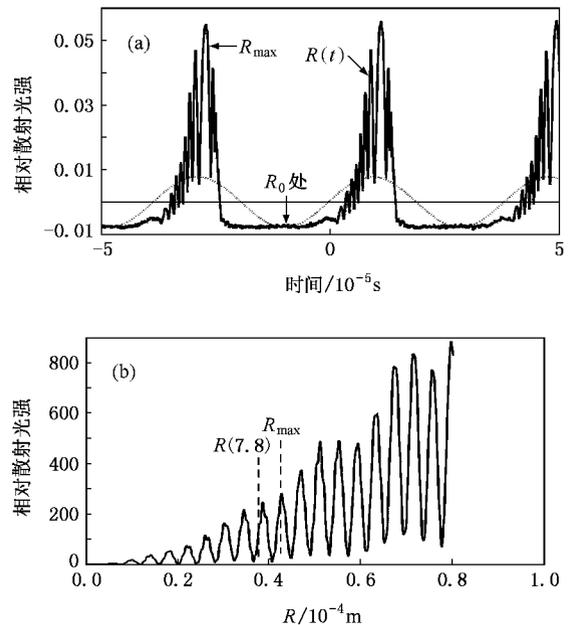


图 6 $\theta = 30^\circ$ 散射角的气泡前向 Mie 散射理论和实验结果 (a) 气泡前向 Mie 散射实验结果; (b) Mie 理论计算的 $R(R)$ 曲线(接收张角 0.3°)

是一种测量气泡半径十分有效的技术.

在 SBSL 中气泡的平衡半径 R_0 也是十分重要的参量. 利用前向 Mie 散射信号中干涉峰和谷的位

置, 可以实验得到的一组气泡在某些时刻点 t_i 上的半径值 $R(t_i)$. 将 $R(t_i)$ 和 R-P 方程的理论 $R(t)$ 曲线作数值拟合, 可以确定气泡的平衡半径 R_0 .

表 4 气泡半径最大值 R_{\max} 的测量结果

| 散射角 $\theta/(\circ)$ | 30 | 32 | 34 | 36 | 38 | 40 | 42 | 44 | 46 | 48 | 50 |
|------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 干涉峰数 N | 9.0 | 8.2 | 8.0 | 7.0 | 6.2 | 5.6 | 5.0 | 4.5 | 4.0 | 3.5 | 3.1 |
| $R_{\max}/\mu\text{m}$ | 38.5 | 38.7 | 41.4 | 40.1 | 39.3 | 39.3 | 39.2 | 39.5 | 39.5 | 39.2 | 39.2 |

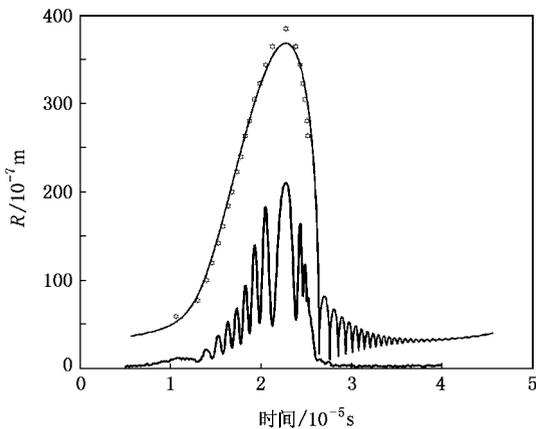


图 7 $\theta = 30^\circ$ 时由实验得到的气泡半径值及对应理论曲线

图 7 是散射角 $\theta = 30^\circ$ 时, 利用前向 Mie 散射实验得到的半径值和实验对应的理论曲线的拟合参数为: 驱动声场频率 $f = 26.12 \text{ kHz}$, 声压幅值 $P_a = 1.36 \times 10^5 \text{ Pa}$, 平衡半径 $R_0 = 3.7 \mu\text{m}$. 散射角 $\theta = 30^\circ$ 时, 得到的前向 Mie 散射曲线, 如图中所示. 利用实测的实验信号, 按曲线上的波峰和波谷确定对应的气泡半径值, 用标记在曲线上方的小圆点所示. 通过将实验所得的气泡半径值和理论曲线进行拟合, 同时确定了单泡声致发光中的一个重要物理参数—气泡的平衡半径 R_0 .

5. 结 论

光干涉原理和 Mie 理论的数值模拟结果表明, SBSL 中气泡前向 Mie 散射信号的振荡起伏, 主要是由于气泡的散射光干涉所形成. 这些干涉波峰可用作测量气泡大小的空间标尺. 标尺的刻度单位是 δR , 由散射角 θ , 液体的光折射率 n 和检测光的波长 λ 确定, 它表示移过一条干涉条纹的气泡半径增量. 而标尺的刻线就是这些干涉波峰(波谷), 而且每个波峰对应的气泡半径 R 的大小也是确定的. 因此, 根据实测的气泡前向 Mie 散射信号上散射光的波峰位置, 利用内插方法, 就可以较精确得到气泡半径在声波作用下随时间变化的 $R(t)$ 曲线.

在散射角 30° — 50° 的范围内, 利用前向 Mie 散射方法测定了气泡在相同实验条件下的最大膨胀半径 R_{\max} , 并利用实验得到的一些气泡半径值与 R-P 方程得到的理论 $R(t)$ 曲线拟合, 确定了气泡的平衡半径 R_0 , 证实了前向 Mie 散射技术定量测定气泡运动特性的可行性. 但是, 由于难以得到实际可用的、更短的标尺 δR , 所以, 前向 Mie 散射还难以定量测量小气泡半径, 例如崩溃结束阶段, 回弹阶段的运动.

然而, 由于前向 Mie 散射的实验系统简单, 测量便捷, 且是一种以光波波长为计量手段的绝对测量方法, 因此是一种非常值得发展的新技术.

- [1] Qian M L, Cheng Q, Ge C Y 2002 *Chinese J. of Acoustics* **21** 296
 [2] Chen W Z, Huang W, Liu Y N, Gao X X 2006 *Science in China (Series G)* **36** 113 (in Chinese) [陈伟中、黄威、刘亚楠、高贤嫻 2006 中国科学 G 辑 **36** 113]
 [3] Barber B P, Putterman S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3839
 [4] Ge C Y, Li T B, Cheng Q, Qian M L 2004 *Acta Acustica* **29** 429 (in Chinese) [葛曹燕、李同保、程茜、钱梦 2004 声学学报 **29** 429]

- [5] Wang N N 2000 *Optical Measuring Technique of Particle Size* (Beijing: Atomic Energy Press) p167—210 [王乃宁 2000 颗粒粒径的光学测量技术及应用(北京:原子能出版社)第 167—210 页]
 [6] Bachalo W D, Houser M J 1985 *Optical Engineering* **23** 583
 [7] Glantschnig W J, Greenleaves I 1981 *Appl. Opt.* **20** 2499
 [8] Yu Q Z, Ma G Q, Liu X Y 1987 *Journal of Harbin Engineering University* **3** 21 (in Chinese) [余其铮、马国强、刘晓彦 1987 哈

- 尔滨工业大学学报 3 21]
- [9] Wang S M , Zhu Z , Ye M , Lu Y , Lu Y G , XU Y Q 1999 *Acta Met. Sin.* **20** 279 (in Chinese) [王式民、朱 震、叶 茂、陆 勇、陆永刚、徐益谦 1999 计量学报 **20** 279]
- [10] Wiscombe W J 1980 *Appl. Opt.* **19** 1505
- [11] Hayashi S 1999 *J. Appl. Phys. (Japan)* **38** 6562
- [12] Qian M L , Gao W , Hu W X 2001 *Acta Acoustica* **26** 97 (in Chinese) [钱梦 、高 文、胡文祥 2001 声学学报 **26** 97]
- [13] Wu X M , Qian M L 2000 *Technical Acoustics* **19** 83 (in Chinese) [吴先梅、钱梦 2000 声学技术 **19** 83]

Forward Mie scattering method applied to the measurement of the $R(t)$ curve of single bubble sonoluminescence *

Ke Wei-Na Chen Qian Qian Meng-Lu[†]

(*Institute of Acoustics , Tongji University , Shanghai 200092 , China*)

(Received 8 October 2007 ; revised manuscript received 22 October 2007)

Abstract

In single bubble sonoluminescence (SBSL) , the forward Mie scattering signal of the bubble , which is waved due to the interference between the scattered light components , provides a scale for measuring the change of the bubble radius . The unit of the scale is decided by the scattered angle θ , the optical wavelength λ , and the relative refraction index n of the fluid ; and the scale marks are the peaks and valleys of forward scattered light , which correspond to specific radius values . The forward Mie scattering method has been applied in measurement of the $R(t)$ curve , especially the maximum radius value R_{\max} , and further in the fit of the equilibrium radius R_0 of bubble in SBSL , and is proved to be a feasible and convenient technique in the study of the bubble dynamics in SBSL .

Keywords : single bubble sonoluminescence , forward Mie scattering , optical interference

PACC : 4330 , 4225G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10474073 and 10434070) .

[†] Corresponding author . E-mail : mlqian@mail.tongji.edu.cn