



非球形气泡的超声定量检测

张雅婧 李凡 雷照康 王铭浩 王成会 莫润阳

Size quantification of non-spherical bubbles by ultrasound

Zhang Ya-Jing Li Fan Lei Zhao-Kang Wang Ming-Hao Wang Cheng-Hui Mo Run-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 034301 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222074

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222074>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超声场中单气泡的平移和非球形振动

Translation and nonspherical oscillation of single bubble in ultrasound field

物理学报. 2021, 70(18): 184301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210513>

多层膜结构载磁微泡声散射特性

Acoustic scattering properties of multilayer membrane structured magnetic microbubbles

物理学报. 2022, 71(18): 184302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220847>

声场中球形空化云中气泡的耦合谐振

Coupled resonance of bubbles in spherical cavitation clouds

物理学报. 2019, 68(13): 134301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190360>

无界弹性介质球形液体空腔中的气泡的动力学

Dynamics of bubbles in spherical liquid cavity wrapped by elastic medium

物理学报. 2021, 70(21): 214305 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210869>

基于超二次曲面的颗粒材料缓冲性能离散元分析

Discrete element analysis of buffering capacity of non-spherical granular materials based on super-quadric method

物理学报. 2018, 67(9): 094501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172549>

弹性介质包围的球形液体腔中气泡和粒子的相互作用

Interaction between bubble and particle in spherical liquid cavity surround by an elastic medium

物理学报. 2020, 69(23): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200764>

非球形气泡的超声定量检测*

张雅婧 李凡 雷照康 王铭浩 王成会 莫润阳†

(陕西师范大学, 陕西省超声学重点实验室, 西安 710119)

(2022 年 10 月 29 日收到; 2022 年 11 月 12 日收到修改稿)

超声是检测不透明液体中气泡的有效方法, 声散射模型是超声反演技术的核心. 经典气泡散射模型通常是基于球形假设及 $ka \leq 1$ (a 为气泡半径, k 为入射波的波数), 然而实际应用中这些假设并不总能得到满足. 本研究针对非球形气泡及 ka 偏离假设情况, 提出一种超声反演定量方案. 建立不受 ka 约束的球形气泡级数背散射模型, 将其与经典 Medwin ($ka \ll 1$) 和 Anderson ($ka \approx 1$) 散射模型进行对比, 发现 ka 偏离引发的散射截面效应仅体现在散射高阶共振峰位置及大小差异上. 据此提出: 可通过曲线拟合法解决散射截面 $\sigma_{bs}/(\pi a^2)$ 与 ka 间的多值问题, 同时用当量半径 a^* 对非球形气泡尺寸进行量化. 具体首先利用非球形气泡背散射信号的频域信息测定其散射截面 σ_{bs} , 再根据 σ_{bs} 与非球形当量半径 a^* 间拟合曲线进行反演, 同时利用回波时域信息勾画气泡形状轮廓. 反演结果通过高速摄影定量结果进行检验. 结果表明: 气泡沿之字形路径上升过程中产生非球形形变, 当 $9 \leq kr_0 \leq 35$ 时, 反演得到的非球形气泡当量半径与高速摄影定量半径 r_0 的相对误差小于 45%, 对应的最大绝对误差约为 1 mm. 说明该方法在一定测量精度范围可用于非球形气泡的声反演.

关键词: 超声检测, 散射截面, 非球形气泡, 当量半径

PACS: 43.20.+g, 43.30.+m, 43.58.+z.

DOI: 10.7498/aps.72.20222074

1 引言

液体中气泡在生物应用、渔业科学、工业选矿、纸浆生产及声空化等工程和环境应用中至关重要. 如在深水盆地和大陆边缘等地质环境中进行水下甲烷气体泄漏监测^[1,2], 工业选矿中利用气泡大小分布监测浮选过程^[3,4], 复合材料^[5,6]或推进剂^[7]生产中对气泡是否混入及气泡含量进行监测以提高质量; 造纸工序中 O_2 泡大小分布是决定纸浆脱木素环节是否顺利进行的关键^[8].

气泡表征常用方法有光学和声学两类. 光学方法如高速摄影^[9]、粒子图像测速系统^[10](particle image velocimetry, PIV)、Mie 散射^[11]等, 定量精度高但在光线不充足或血液、深海及磁流体等不透明环境中则无能为力. 超声作为液体中最佳的信息

载体, 由气泡引起的声能量衰减、声速变化、目标强度和散射截面等均与气泡尺寸和数量等信息直接相关. Ren 等^[12]设计了脉冲超声和双光纤探头组合测量系统, 利用声衰减测量气泡直径, 并对三相流中气泡含量进行定量研究. Leighton 等^[4]通过测量气泡引起的声速变化, 对水下沉积物表面气泡大小分布进行量化. Padilla 等^[13]实验建立了水下气体通量与声背散射强度之间的关系, 对南加州海岸圣巴巴拉海峡油田天然气的通量进行评估, 并对该区天然气分布予以描绘.

利用声散射信息反演气泡大小的技术, 大都基于气泡散射解析模型. 较为经典的散射模型主要有 Anderson 模型、Medwin 模型、Ainslie-Leighton 模型和 Yeh 模型^[14]等, 每个模型都是在一套特定假设条件下的数学表达. 散射不仅是入射声波频率和泡内外介质特性的函数, 而且要求泡形状为球

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074238, 11974232, 11774212) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mmrriyycn@snnu.edu.cn

形, 尺寸需满足特定假设条件, 若 a 为气泡半径, k 为入射波的波数, Medwin 模型^[15] 假设 $ka \ll 1$, Anderson 模型^[16] 假设 $ka \approx 1$. 然而, 这些基于气泡形状为球形的假设使得这些模型对非球形气泡难以应用. 事实上, 超声造影剂气泡半径通常在 $0.5\text{--}5\ \mu\text{m}$ 间, 形状通常为球形, 而液体介质中的气泡若其半径超过 $1\ \text{mm}$ 则很难保持球形^[17]. 海洋、工业过程最为常见的是半径在 $1\text{--}10\ \text{mm}$ 的非球形气泡, 而且用于气泡监测的声波频率一般从千赫兹到兆赫兹直接导致 $ka > 1$ ^[14]. 气泡形状的非球形偏离及测量中 ka 偏离使得上述经典解析模型在用于气泡特性测量如半径反演时出现偏差. Padilla 和 Weber^[14] 研究了非球形变对气泡背散射截面的影响, 并对基于 Anderson, Medwin, Ainslie-Leighton 和 Yeh 等经典模型进行对比, 发现 ka 在 $[0.03, 0.5]$ 间模型与实验结果一致性很好, 而当 ka 在 $[0.5, 4.4]$ 范围时理论与实验产生明显差异, 原因可能是由于这几种模型受 ka 远小于 1 或近似为 1 的假设条件约束.

本研究首先建立不受 ka 约束的球形气泡级数散射模型, 通过与 Medwin ($ka \ll 1$) 和 Anderson ($ka \approx 1$) 模型对比, 分析 ka 偏离引发的散射截面效应; 实验测量水中上升的非球形气泡的背散射信号确定其散射截面, 通过散射等价对非球形气泡引入当量半径, 同时利用散射级数模型拟合关系对气泡当量半径进行反演. 反演结果与高速摄影图像分析结果进行对比, 研究非球形气泡超声定量方法.

2 实验装置与测量方法

2.1 实验装置

以管内上升气泡为对象, 采用光学和声学两种方法同时进行. 高速摄影记录气泡运动过程并分析气泡尺寸、形变及轨迹等特征, 以这些数据作为对照组, 用以检验超声散射信号反演结果. 实验装置如图 1 所示, 充满水的圆柱形水槽高 $300\ \text{mm}$, 底面直径 $200\ \text{mm}$, 在其底部安插一个橡胶管, 管出口处接入一个微型针管并用以向水槽中注入气泡. 通过调节针管直径和气体流量等控制气泡大小和初速度, 气泡半径远远小于容器半径. 同一种针管产生的气泡在出口处具有相同的半径, 称为气泡出口半径或气泡初始半径并用 r_0 表示. 为研究半径

不同气泡的运动, 采用 9 种不同规格的针管在当气体流量一定时, 获得出口半径 r_0 分别为 $0.5, 1.0, 1.3, 2.5, 3.2, 4.2, 4.5, 4.8, 5.5\ \text{mm}$ 的气泡.

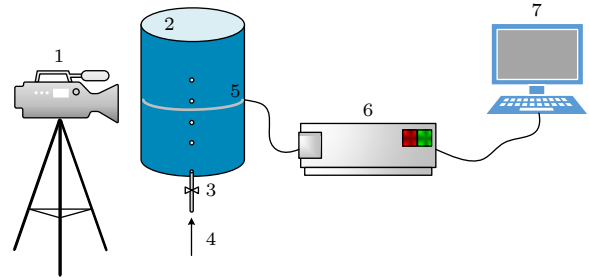


图 1 气泡测量装置 (1-高速摄影机, 2-水槽, 3-流量控制阀, 4-进气口, 5-超声换能器, 6-声卡, 7-工控机)

Fig. 1. Bubble measuring device. 1-high-speed camera, 2-tank, 3-flow control valves, 4-air inlet, 5-ultrasonic transducer, 6-sound card, 7-controller.

多功能超声信号发射接收卡 (型号: SUT2008 0125S, 中国科学院) 产生电脉冲信号并激励固定在水槽壁上的 8 个超声换能器, 采集和存储气泡背散射信号 (采样频率为 $100\ \text{MHz}$). 以换能器声束中心线所在水平位置为超声测量位置, 以气泡离开管口时刻为计时起点. 高速摄影机 (型号: 千眼狼 X213, 拍摄帧率: $1000\ \text{帧/秒}$) 安放在水槽左侧方, 记录气泡上升过程.

2.2 基本理论

2.2.1 气泡的声散射级数模型

声学反演技术的理论基础是散射模型. 球形气泡有多种散射模型, 其中以 Medwin 模型和 Anderson 模型最为常用. Anderson 模型给出泡半径尺寸 a 与入射声波长 λ 相近 ($ka \approx 1$) 的球形气泡散射模型, 未考虑热阻尼和液体黏性的影响, 仅考虑传播距离造成的声能衰减. Medwin 模型综合考虑了传播距离、热阻尼和周围液体黏度对声能量的影响, 描述了半径远小于波长 (即 $ka \ll 1$) 球形气泡的声散射. 然而, 这两个模型中球形假设以及 $ka \leq 1$ 这些限制条件, 在很多实际应用需求中并不总是能得以满足. 那么, 若 $ka > 1$ 以及非球形气泡的散射截面, 因偏离上述假设所产生的效应以及这些模型的偏离程度是值得研究的问题. 为此, 首先构建球形泡的声散射级数模型, 然后与上述两个模型对比, 利用偏离程度调整级数模型, 使其能用于非球形上升气泡半径的反演.

如图 2 所示, 球形气泡半径为 a , 泡内气体为空气, 泡外的介质为水. 在幅值为 1 的平面波声场中, 为求解在泡外任意 M 点的散射声场, 借鉴 Anderson^[16] 模型中入射、散射及透射声波的表达式和边界条件, 在以 r, θ 和 φ 为坐标变量的球坐标系中, 入射波 p_i 沿 z 轴方向, 省略时间因子, 则 p_i 展开为

$$p_i = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) j_n(k_0 r) P_n(\cos \theta), \quad (1)$$

其中 $k_0 = \omega/c_0$ 为水中波数, ω 为入射声波角频率, c 为水的密度, f 为入射声波频率且 $\omega = 2\pi f$, n 为阶数, $j_n(k_0 r)$ 为球贝塞尔函数, $P_n(\cos \theta)$ 为勒让德函数.

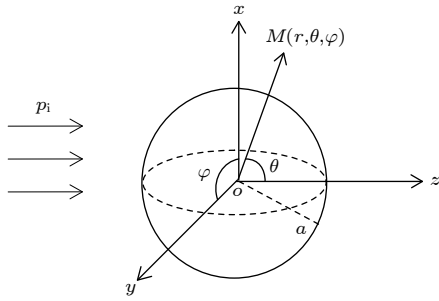


图 2 球形气泡散射模型

Fig. 2. Scattering model of spherical bubble.

泡外散射声压 p_s 可表示为

$$p_s = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) a_n h_n^{(1)}(k_0 r) P_n(\cos \theta), \quad (2)$$

其中, $h_n^{(1)}(k_0 r)$ 为第一类汉克尔函数, a_n 为散射系数且可利用边界条件确定.

泡内的透射波声压 p_1 可表示为

$$p_1 = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) b_n j_n(k_1 r) P_n(\cos \theta), \quad (3)$$

其中 $k_1 = \omega/c_1$ 为空气中的波数, c_1 为空气中声速, b_n 为待定系数. 在 $r=a$ 处满足边界条件:

$$p_i + p_s = p_1, \quad (4)$$

$$\frac{i}{\rho_0 c_0} \frac{\partial p_i}{\partial r} + \frac{i}{\rho_0 c_0} \frac{\partial p_s}{\partial r} = \frac{i}{\rho_1 c_1} \frac{\partial p_1}{\partial r}. \quad (5)$$

将 (1)—(3) 式代入 (4) 式和 (5) 式得散射系数 a_n . 考虑到 a_n 与气泡形态函数 f_∞ 存在关系:

$$f_\infty = \frac{1}{k_0} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) i^n e^{-i(n+1)/2} a_n.$$

散射截面 σ_{bs} 可表示为^[18]

$$\sigma_{bs} = |f_\infty|^2. \quad (6)$$

需要注意, 利用级数法构建球形气泡散射模型时, 忽略热阻尼和液体黏度的影响, 因为当入射声波频率远高于气泡的共振频率时, 热阻尼和液体黏度对散射的影响很小^[19]. 其次, 构建级数模型时仅进行远场近似, 且未对 ka 进行任何限定, 故级数模型并不受 ka 限制.

2.2.2 ka 偏离引发的散射截面效应

关注 ka 偏离假设后的效应, 将上述 3 个模型进行对比. 图 3(a) 和图 3(b) 给出 ka 在 10^{-3} —1 和 1—50 范围内无量纲散射截面 ($\sigma_{bs}/(\pi a^2)$) 的变化规律. 其中蓝色实线表示级数模型, Anderson 模型和 Medwin 模型分别用红色虚线和绿色点划线表示. $ka \leq 0.1$ 时 (图 3(a)), 3 条曲线完全重合且具有单值对应性, 此时利用散射截面 σ_{bs} 反演泡半径 a 时 3 个模型完全一致; $0.1 < ka \leq 1$ 时, 三者开始出现差异, 级数模型与 Anderson 模型仍保持高度一致性但 Medwin 模型产生偏离.

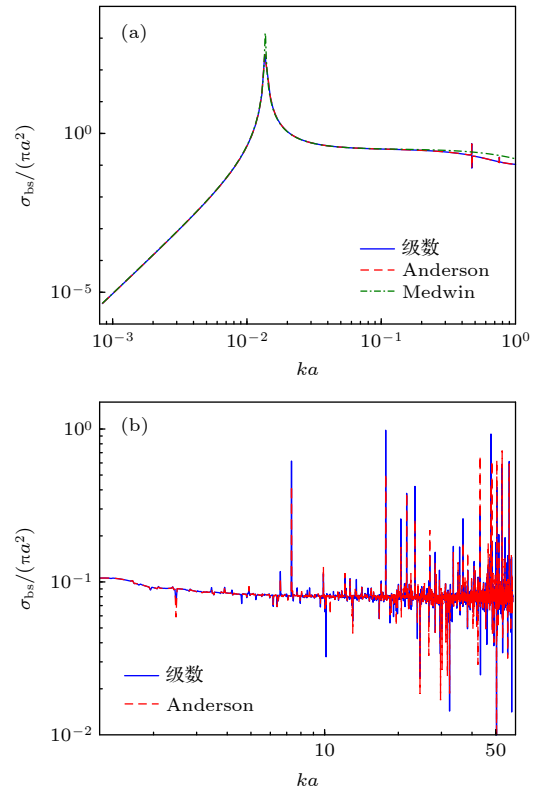


图 3 气泡散射模型对比 (a) $0.001 \leq ka \leq 1$; (b) $1 < ka \leq 50$
Fig. 3. Comparison of scattering models for bubbles: (a) $0.001 \leq ka \leq 1$; (b) $1 < ka \leq 50$.

ka 在 1—50 间级数模型和 Anderson 模型高阶共振特点见图 3(b). ka 在 1—10 区间, 两模型曲

线包括稀疏尖峰位置基本重合,说明 ka 偏离对 Anderson 模型影响较小. 随 ka 增大,两者高阶峰均更加密集且位置存在错落, ka 偏离产生的散射截面效应主要体现在高阶共振上. $ka > 1$ 后高阶共振峰的出现意味着 $(\sigma_{bs}/(\pi a^2))-ka$ 单调关系遭到破坏,利用散射截面 σ_{bs} 反演泡半径 a 则无可能,除非散射波干涉影响可忽略. 所幸的是, Sage 等^[20]在实验中并未观察到高阶共振现象,得到一条近似 Anderson 模型的 $\sigma_{bs}/(\pi a^2)-ka$ 单值关系,认为可忽略高阶共振继续采用 Anderson 模型进行反演. 事实上,高阶共振未被实验观察到有两种可能:一是散射模型均是基于球形假设,不能分辨气泡的二维形状;另一种可能是,测量中数据点离散恰好与共振点错过. 然而,当 $ka > 10$ 甚至更高为 50 时,理论上高阶峰密集程度更高,要使半径反演成为可能须对散射信号进行处理并设法消除高阶影响,具体方法在实验部分 3.2.2 节详述. 另外,气泡偏离球形假设产生的散射截面效应体现在依据 σ_{bs} 反演出的泡尺寸与实际大小的差距上,同样将在 3.2.2 节中进行评价.

3 结果与讨论

3.1 高速摄影-气泡形态和运动轨迹分析

3.1.1 上升气泡的形态变化

图 4(a)—(c) 分别为 $r_0 = 0.5, 1.3$ 和 2.5 mm 的气泡从深度 $h = 120$ mm 水下上升时不同时刻的形态变化. 在实验过程中,为保证气泡上升条件的一致性,调节气体流量使气泡离开管口时的初速度极小几乎为零,认为所有气泡均从静止开始上升. 由图 4 可见,气泡刚离开管口时均为球形,上升过程中形态发生了非球形变化,对比发现, r_0 越小形变越小. 通常认为半径在 1 mm 内的气泡基本保持球形形状^[17],而较大的气泡则难以继续保持球形. 上升过程中气泡发生形变,主要归因于泡内外压力差、黏滞阻力和浮力不断变化. 另外,出口半径不同

的气泡,在上升运动路径中各自的力学过程不同,到达同一水平位置时形态不同,如在图 4 中超声测量位置处,3 个气泡在竖直方向上的形状完全不同.

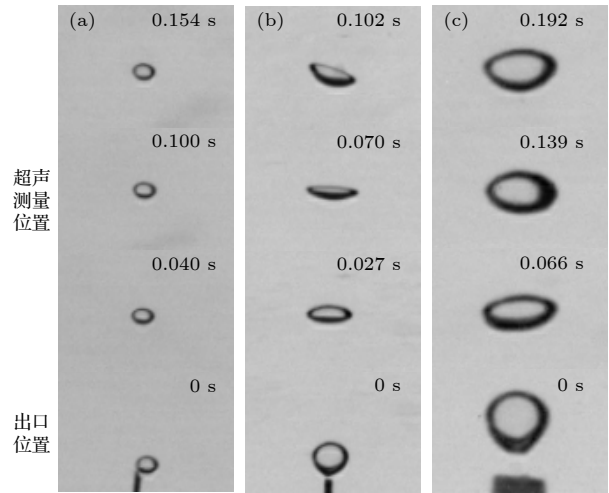


图 4 上升气泡的形态变化 ($h = 120$ mm) (a) $r_0 = 0.5$ mm; (b) $r_0 = 1.3$ mm; (c) $r_0 = 2.5$ mm
Fig. 4. Shape change of rising bubbles ($h = 120$ mm): (a) $r_0 = 0.5$ mm; (b) $r_0 = 1.3$ mm; (c) $r_0 = 2.5$ mm.

考虑到在测量位置处气泡形态不规则,难以对其大小进行量化评定. 为此,将这些非球形气泡近似看作为椭球形,若该椭球与半径为 r^* 的球具有相同体积,则气泡大小可用等效半径 r^* 表示^[21]:

$$r^* = \frac{1}{2}(mn^2)^{1/3}, \quad (7)$$

其中, m 和 n 分别为椭球的短轴和长轴, $\chi = n/m$ 为气泡形变率. 通过高速摄影所得测量位置处气泡的长轴和短轴,按 (7) 式对 9 种出口半径 r_0 不同气泡,在测量位置处的等效半径 r^* 进行计算,结果见表 1.

从表 1 可以看出, r_0 不同的气泡在上升过程中虽然大小形态变化各异,却仍有共同的规律,即到达测量位置时气泡的等效半径 r^* 略大于 r_0 ,个别意外可能是测量误差所致,整体上两者差别非常小. 这符合力学规律,表明可用等效半径 r^* 对不规则形状气泡进行描述.

表 1 测量位置处各泡的等效半径 r^*

Table 1. Equivalent radius r^* of each bubble at the measurement position.

	r_0/mm								
	0.5	1.0	1.3	2.5	3.2	4.2	4.5	4.8	5.5
r^*/mm	0.5	1.1	1.4	2.4	3.2	4.6	4.4	4.9	5.9
χ	1.5	2.7	3.2	2.7	1.9	1.5	3.6	1.6	2.2

3.1.2 气泡上升轨迹

高速摄影记录了气泡上升全过程, 并利用 tracker 软件分析其运动轨迹. 为便于对比, 将追踪软件所得每个泡的轨迹数据重构到一张轨迹图中. 以针管出口中心为坐标原点, 建立坐标系, 其中 X 表示气泡中心偏离原点 O 的水平位移, Y 表示上升高度. 图 5(a) 和图 5(b) 分别为 $r_0 = 4.2$ 和 4.5 mm 两个气泡, 从水深 $h = 120$ mm (紫实线) 和 $h = 160$ mm (蓝点线) 位置上升的轨迹. 由图 5(a)

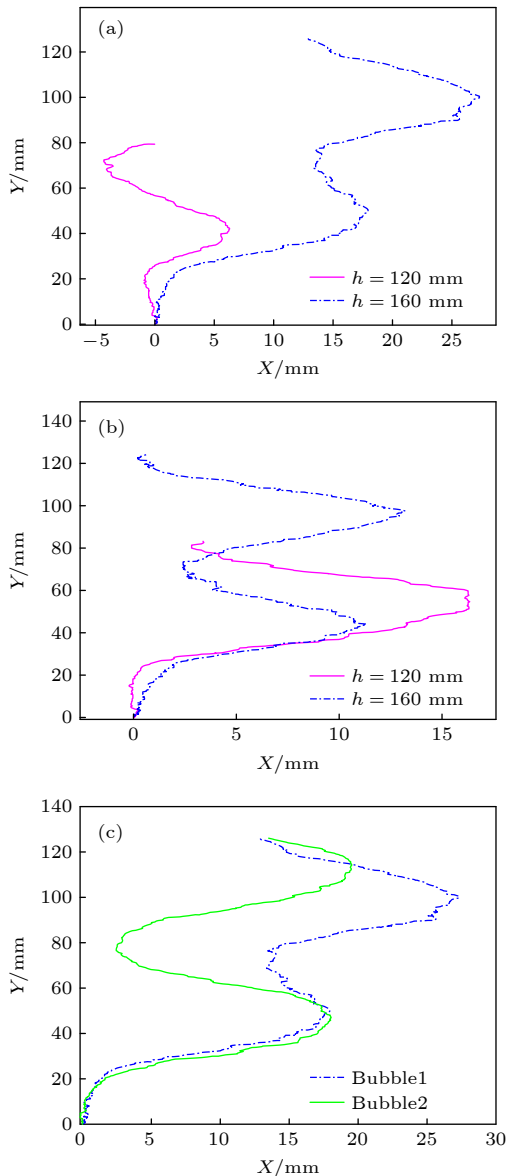


图 5 气泡“之”字形上升轨迹 (a) $r_0 = 4.2$ mm, $h = 120, 160$ mm; (b) $r_0 = 4.5$ mm, $h = 120, 160$ mm; (c) $r_0 = 4.2$ mm, $h = 160$ mm

Fig. 5. Zigzag rising trajectory of the bubbles: (a) $r_0 = 4.2$ mm, $h = 120, 160$ mm; (b) $r_0 = 4.5$ mm, $h = 120, 160$ mm; (c) $r_0 = 4.2$ mm, $h = 160$ mm.

和图 5(b) 可见, 气泡上升轨迹呈现“之”字形曲线, 水平偏移量与水深 h 和 r_0 有关. 除此之外, 水平偏移可能还有一定随机性. 图 5(c) 为 $r_0 = 4.2$ mm 两个等大气泡, 从同一深度 $h = 160$ mm 处上升的轨迹追踪结果. 开始时两泡轨迹基本重合, 但随着上升高度增大出现水平偏离, 两个等大、上升条件完全相同的气泡轨迹偏离表明随机性存在的可能.

气泡上升轨迹发生水平偏移的原因与其形状变化密不可分, 而气泡形变则与浮力、黏滞阻力以及泡内外压力差和压差所致的内外气体交换等有关. 气泡上升的“之”字形轨迹以及水平偏移量与其出口半径 r_0 和水深 h 有关. 为进一步探究当 h 一定时水平偏移量与 r_0 间关系. 令 $h = 120$ mm, 图 6(a)—(c) 为高速摄影直接追踪所获 $r_0 = 0.5, 1.3, 2.5$ mm 三个气泡的运动轨迹. 可见, $r_0 = 0.5$ mm 气泡轨迹近似直线, 而后两者出现明显水平偏移. 可以推测, r_0 在 1 mm 内的气泡上升过程中非球形变很小、轨迹近乎直线, 大泡则一定会发生非球形变.

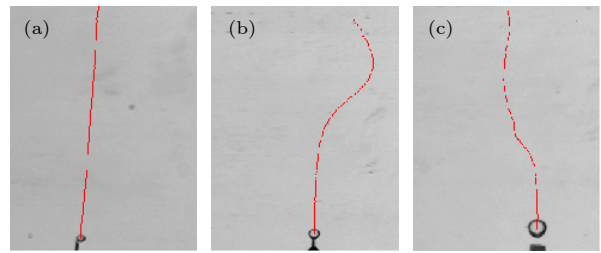


图 6 自同一水深处上升气泡轨迹 ($h = 120$ mm) (a) $r_0 = 0.5$ mm; (b) $r_0 = 1.3$ mm; (c) $r_0 = 2.5$ mm
Fig. 6. Rising bubble trajectory with same depth ($h = 120$ mm): (a) $r_0 = 0.5$ mm; (b) $r_0 = 1.3$ mm; (c) $r_0 = 2.5$ mm.

3.2 运动气泡高频超声检测

气泡在测量位置处的大小、形状与其运动过程密切相关. 气泡散射一般用散射截面 σ_{bs} 或远场背散射声压 P_f 表示, 利用测量位置处气泡的声散射特性, 可对其散射截面进行测量, 对形状及半径进行反演.

3.2.1 基于时域回波信号幅值的气泡截面形状轮廓

在图 7(a) 所示圆周每间隔 45° 采集散射时域信号, 整个圆周共计采集 8 个信号. 图 7(b) 为在信号采集硬件、参数设置及其他条件完全相同时, $r_0 = 1.3$ mm 气泡在不同角度测量位置所获散射信

号的时域波形图, 其中以红、蓝、绿和黑色表示的波形分别对应图 7(a) 中的 1, 3, 5, 7 号换能器, 因气泡形状为非球形, 在各测量角度所得回波幅值 P_{fj} ($j = 1, 2, \dots, 8$) 和回波时间 t_j ($j = 1, 2, \dots, 8$) 并不相同 (图 7(b) 中虚线对应不同位置处脉冲回波前沿), 利用回波到达时间和幅度差异对非球形气泡的水平截面进行描绘.

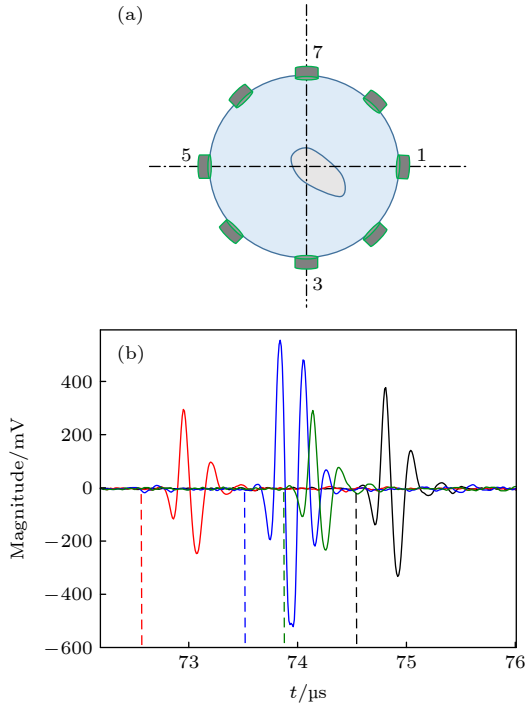


图 7 气泡散射时域信号及采集方法 (a) 信号采集示意图; (b) 不同角度的气泡时域散射信号
Fig. 7. Time domain scattering signal of bubble and data acquisition method: (a) Schematic diagram of signal acquisition; (b) time domain scattering signals of bubbles at different angles.

勾画泡的水平截面形状时, 借用超声无损检测中当量半径概念, 即若一个非球形气泡的散射强度与同距离处球形气泡的散射强度相等, 则认为该球

形泡的半径即为该非球形气泡的当量半径, 并用 a^* 表示. 换能器在 8 个角度采集到的气泡远场回波声压幅值 P_{fj} 与其当量半径 a_j^* 间关系近似为^[22]

$$P_{fj} = A \times \frac{a_j^*}{d_j^2}, \quad A = \frac{P_0 F_s}{2\lambda}, \quad (8)$$




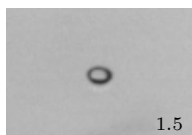
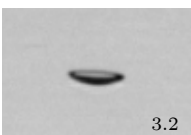
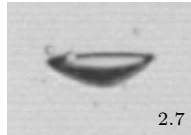
其中 d_j 为泡表面到换能器端面的距离且 $d_j = (ct_j)/2$, 水中声速 $c = 1480$ m/s, P_0 为入射波声压, F_s 为压电晶片面积, λ 为水中声波波长, A 是与测量系统相关的系数且对同一套测试系统 A 为常数, 此时 P_{fj} 与 a_j^* 成线性关系.

具体步骤是, 首先将换能器在不同位置处采集到的回波信号幅值 P_{fj} ($j=1, 2, \dots, 8$) 和回波时间 t_j ($j=1, 2, \dots, 8$), 按关系式 (8) 求出其对应的等效半径 a_j^* ($j=1, 2, \dots, 8$), 然后分别以 a_j^* 为半径、以 45° 圆心角做 8 个圆弧 (由于散射信号是间隔 45° 采集, 故取 45° 为圆心角), 最后将这 8 段圆弧拼接得到非球形泡的水平截面形状. 当然, 若信号采集单元更多、圆心角分割更小, 则勾画出的水平截面图则更详尽. 表 2 第 1 行为出口半径 r_0 分别为 0.5, 1.3 和 2.5 mm 三个气泡在测量位置处的水平截面形状, 三者几乎都为椭圆. 为便于全面了解气泡形态, 表 2 第 2 行列出了高速摄影所获泡的竖直面图像. 为进一步分析气泡在上升过程中的形变, 将气泡在水平面上的形变率用 χ^* 表示, 上述 3 个气泡的 χ^* 依次为 1.2, 1.2, 1.3, 对应于表 1 中竖直面形变率 χ 分别为 1.5, 3.2, 2.7. 可见, 气泡在上升过程中的形变主要发生在竖直方向上, 水平方向上的形变程度很小, 以至于气泡的水平面长短轴之比依然接近 1, 更接近于圆形.

3.2.2 气泡散射截面 σ_{bs} 测量及当量半径 a^* 反演

用 σ_{bs} 描述气泡散射并通过频域信息对其进

表 2 测量位置处气泡的形状及形变率
Table 2. Shape and deformation rate of bubbles at the measurement position.

	r_0/mm		
	0.5	1.3	2.5
水平(χ^*)	 1.2	 1.2	 1.3
竖直(χ)	 1.5	 3.2	 2.7

行测量. 具体步骤是: 采集并提取气泡散射时域信号, 对其进行傅里叶变换并将结果记为 $g_1(f)$, 如图 8(a), 提取某一频率所对应的 g_1 , 再按 (9) 式计算气泡散射截面 σ_{bs} ^[14]:

$$\sigma_{bs}(f) = \frac{|g_1(f)|^2 d^4}{C_m(f) \exp(-4\alpha d)}, \quad (9)$$

其中 d 为超声换能器端面到气泡表面的距离; α 为水中的衰减系数; C_m ^[23] 为图 8(b) 所示校准因子 (具体确定方法见附录 A), 是一个与气泡大小无关而仅与收发系统、发射信号及泡周围介质有关的常量. 实验采用中心频率为 4.5 MHz (-6 dB 带宽, 2.5—6.5 MHz) 的换能器激励和接收散射信号.

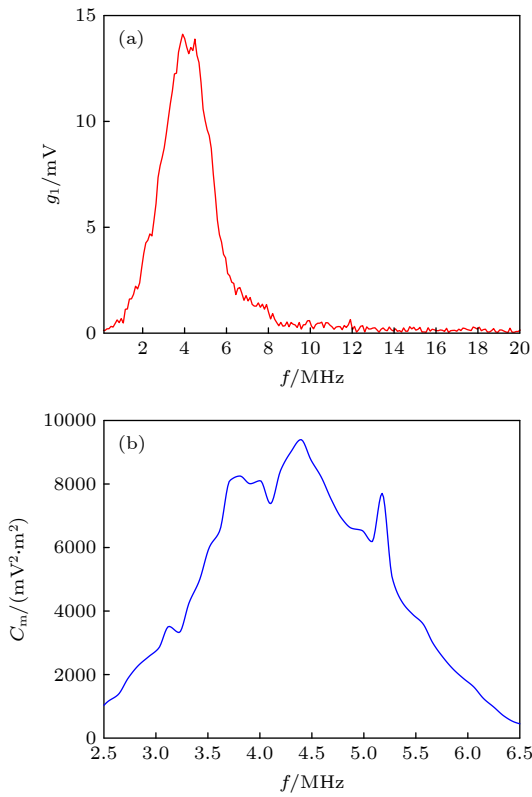


图 8 频域散射信号 (a) 和散射截面校准因子 (b)

Fig. 8. Frequency domain scattering signal (a) and calibration factor of scattering cross section (b).

图 9 中为实验所测 $r_0=0.5, 1.3, 2.5, 3.2$ mm 四个气泡对应于各频率点上的散射截面 σ_{bs} . 对比 4 条曲线发现, σ_{bs} 具有频率依赖性; 相同频率下, 气泡 r_0 越大 σ_{bs} 越大、散射越强. 利用 σ_{bs} 进行 a^* 反演时不同频率下所得 a^* 值不同.

为使反演结果更接近实际, 需根据气泡尺度合理选择频率或频率范围. 在此首先在探头 -6 dB 带宽范围 (2.5—6.5 MHz), 按照 100 kHz 间隔逐点

对气泡当量半径 a^* 进行反演. 在此以 $f = 4.5$ MHz 为例介绍具体反演过程. 图 10 黑色点线为按 (6) 式计算级数模型当 $f = 4.5$ MHz 时的 $\sigma_{bs}-a^*$ 曲线, 显然因高阶共振影响 σ_{bs} 与 a^* 并非单值对应, 在此对该曲线进行二次方拟合且拟合方程为 $\sigma_{bs} = 3 \times 10^{-7} a^{*2} - 1.1 \times 10^{-7} a^* + 5.8 \times 10^{-8} m^2$ (红色实线所示), 将超声所测 $\sigma_{bs} = 9.7 \times 10^{-8} m^2$ 与拟合曲线对照, 反演出其当量半径 $a^* = 0.6$ mm (绿色●所示).

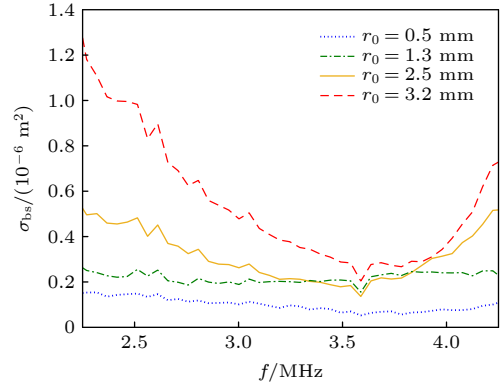


图 9 -6 dB 带宽范围 σ_{bs} 测量结果

Fig. 9. Measurements of σ_{bs} in the -6 dB bandwidth.

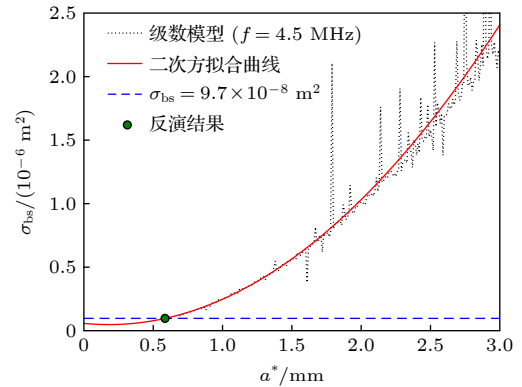


图 10 非球形气泡当量反演示意图

Fig. 10. Inversion schematic for non-spherical bubbles.

图 11 给出了上述 4 种气泡在探头 -6 dB 带宽内 a^* 的反演结果, 其中用 $\delta = |a^* - r_0|/r_0$ 表示其与高速摄影测量结果的相对误差. 对比 $r_0 = 1.3, 2.5$ 和 3.2 mm 三种气泡发现, $r_0 = 1.3$ mm 时 a^* 偏离 r_0 最小 (用绿色 ▲ 表示, $18\% \leq \delta \leq 42\%$), $r_0 = 2.5$ mm 次之 (用红色 ● 表示, $35\% \leq \delta \leq 61\%$), $r_0 = 3.2$ mm 偏差最大 (用蓝色 ■ 表示, $32\% \leq \delta \leq 67\%$). 由此可见, 气泡初始半径 r_0 越小、 a^* 偏离越小, 主要是由于反演的级数模型是建立在球形假设上, 气泡越小其形状越接近球形, 反之气泡尺寸越

大非球形变越严重, 理论反演时偏差越大. $r_0 = 0.5 \text{ mm}$ 的气泡在 $9 \leq kr_0 \leq 14$ 范围内的结果依然表现出和其他 3 种气泡相同的规律 (用黄色 \diamond 表示), 但当 $5 \leq kr_0 < 9$ 时却出现反常, 这可能是由于小气泡散射较弱使测量结果不准确所致, 而且对高速摄影图像处理得到的 r_0 与气泡实际大小也存在误差. 从 kr_0 范围上分析发现, $9 \leq kr_0 \leq 35$ 范围内, 非球形气泡当量半径反演结果与高速摄影定量结果间的相对误差基本可控制在 45% 以内, 另外经计算发现实验中的 4 种气泡在这一范围里 a^* 和 r_0 的绝对误差 $|a^* - r_0|$ 都基本可以控制在 1 mm 以内, 这种定量精度在很多工业应用中基本可以满足.

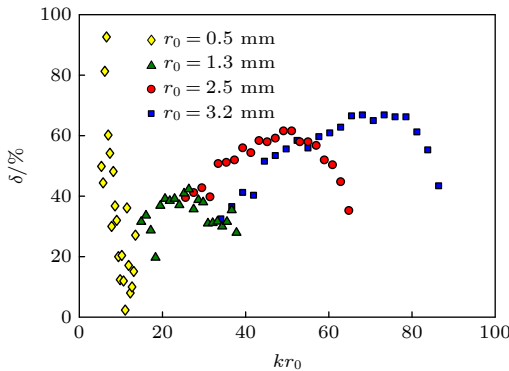


图 11 超声与高速摄影定量结果对比

Fig. 11. Comparison of quantitative results of ultrasound and high-speed camera.

4 结 论

改进了偏离 $ka \leq 1$ 假设及发生非球形形变的气泡的散射反演技术, 给出了一种基于超声量化评定气泡形状和尺度的方法. 建立气泡的散射级数模型解除经典散射模型中 $ka \leq 1$ 这一约束条件, 同时通过引入当量半径概念对不规则的非球形气泡大小进行定量. 对于 $ka > 1$ 时 $\sigma_{bs}-a$ 曲线出现的高阶共振峰, 采用对级数解进行二次拟合的方法进行消除并将拟合曲线用于非球形气泡当量半径的反演. 在 $9 \leq ka \leq 35$ 范围, 该方法在对实验所用出口半径分别为 0.5, 1.3, 2.5, 3.2 mm 气泡的测量中, 非球形气泡当量半径反演结果与高速摄影定量结果间的绝对误差基本可控制在 1 mm 以内, 相对误差可控制在 45% 以内. 此外, 还根据时域回波信号勾画出了非球形气泡的水平切面轮廓.

附录 A 校准因子 C_m 的确定方法

校准因子 C_m ^[23] 是一个与探头频率、发射信号类型及泡所处的液体介质有关的量, 和所测气泡半径并无直接关系, 因此在 C_m 确定中可任意选择某一尺度的气泡进行. 在此任选出口半径 $r_0 = 1.0 \text{ mm}$ 气泡确定 $C_m(f)$. 由于气泡上升过程中的形变和水平偏移具有随机性, 故通过对 8 组数据求平均的方式来降低这种随机性的影响.

将 (9) 式变形可得 $C_{mi}(f) = \frac{|g_{2i}(f)|^2 d^4}{\sigma'_{bs}(f) \exp(-4\alpha d)}$, 其中 $g_{2i}(f)$ 是 $r_0 = 1.0 \text{ mm}$ 气泡 1 组时域信号的傅里叶变换结果, $\sigma'_{bs}(f)$ 是由 (6) 式所得级数散射截面. 重复处理 $r_0 = 1.0 \text{ mm}$ 气泡的 8 组散射信号得到了 8 组 $C_{mi}(i = 1, 2, \dots, 8)$, 最终本实验环境下的校准因子为 $C_m(f) = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 C_{mi}(f)$, 见图 8(b) 所示. 在 $C_m(f)$ 的基础上, 取待测气泡的散射回波, 按 (9) 式计算 $\sigma_{bs}(f)$, 即可通过回波频域求得待测气泡的散射截面, 在此过程中同样需要考虑到随机性带来的影响, 因而仍然取 8 组数据的平均值作为该气泡最终的背散射截面测量结果.

参考文献

- [1] Leighton T G, Dogan H, Fox P, Mantouka A, Best A I, Robb G B R, White P R 2021 *J. Acoust. Soc. Am.* **150** 2705
- [2] Judd A G, Hovland M, Dimitrov L I, García Gil S, Jukes V 2002 *Geofluids* **2** 109
- [3] Kracht W, Moraga C 2016 *Miner. Eng.* **98** 122
- [4] Liu J, Gao Q, Tang Z, Xie Y, Gui W, Ma T, Niyoyita J P 2020 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **69** 9618
- [5] Guédra M, Insera C, Gilles B 2017 *Ultrason. Sonochem.* **38** 298
- [6] Buckley J C, Knaus D A, Alvarenga D L, Kenton M A, Magari P J 2005 *Acta Astronaut.* **56** 1041
- [7] Wen W, Zong G H, Bi S S 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 065106
- [8] Jarmo I, Tuomas E, Heikki M, Lasse L, Jari K, Heikki K 2014 *19th Iberoamerican Congress Puerto Vallarta, Mexico Puerto Vallarta, Mexico, November 2–5, 2014* p38
- [9] Ilonen J, Juránek R, Eerola T, Lensu L, Dubská M, Zemčík P, Kälviäinen H 2018 *Pattern Recognit. Lett.* **101** 60
- [10] Ohta J, Doyama N, Wakabayashi D, Suzuki H 2013 *T. Jpn. Soc. Mech. Eng. Part B* **79** 2397
- [11] Bradley P B, Seth J P 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 03839
- [12] Ren W, Jin N, Zhang J 2022 *Ultrasonics* **124** 106740
- [13] Padilla A M, Loranger S, Kinnaman F S, Valentine D L, Weber T C 2019 *J. Geophys. Res. Ocean.* **124** 2472
- [14] Padilla A M, Weber T C 2021 *J. Acoust. Soc. Am.* **149** 2504
- [15] Clay C S, Medwin H 1977 *Acoustical Oceanography: Principles and Applications* (New York: Wiley) pp461–466
- [16] Anderson V C 1950 *J. Acoust. Soc. Am.* **22** 426
- [17] Zheng B L, Poojitha D Y M 2000 *J. Hydraul. Eng.* **126** 852
- [18] Dong X, Su M, Cai X 2012 *Particulogy* **10** 117
- [19] Spiekhoust S, Voorneveld J, van Elburg B, Renaud G, Segers T, Lajoinie G P R, Versluis M, Verweij M D, de Jong N,

- Bosch J G 2022 *J. Acoust. Soc. Am.* **151** 3993
- [20] Sage K A, George J, Oberall H 1979 *J. Acoust. Soc. Am.* **65** 1413
- [21] Sam A, Gomez C O, Finch J A 1996 *Int. J. Miner. Process.* **47** 177
- [22] Zheng H, Lin S Q 2008 *Ultrasonic Inspection* (Beijing: China Labor and Social Security Publishing House) p75 (in Chinese) [郑晖, 林树青 2008 超声检测 (北京: 中国劳动社会保障社) 第75页]
- [23] Weber T C, Ward L G 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 2169

Size quantification of non-spherical bubbles by ultrasound*

Zhang Ya-Jing Li Fan Lei Zhao-Kang Wang Ming-Hao
Wang Cheng-Hui Mo Run-Yang[†]

(*Shaanxi Key Laboratory of Ultrasonics, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China*)

(Received 29 October 2022; revised manuscript received 12 November 2022)

Abstract

Ultrasonic detection is an effective method to quantify bubbles in opaque liquid, and acoustic scattering model is the key in ultrasonic inversion technique. Classical scattering models are usually based on the spherical assumption, and ka is much less than 1. However, these conditions are not always satisfied in practical applications. In this study, a quantitative strategy of ultrasonic inversion is proposed for non-spherical bubbles and ka deviation assumption. A series of solution models for a spherical gas bubble is established without considering the ka constraint, and it is compared with the classical Medwin ($ka \ll 1$) and Anderson ($ka \approx 1$) models. The difference in scattering cross section σ_{bs} between them is only at the higher order formants of scattering, so the fitted line can be used to solve the multi-valued problem between σ_{bs} and ka . For a non-spherical bubble, σ_{bs} is determined by the frequency domain backscattering signal, the size is characterized by the equivalent radius a^* , and the inversion is performed by fitted curve from series solution model. Ultrasonic quantitative results are examined by high-speed photography. Results show that during the bubbles rising along a zigzag path, they develop non-spherical bubbles, their scattering cross sections are measured by the frequency domain scattering signal obtained at a position of ultrasonic measurement, and the equivalent radius is inverted by the series solution fitting curve. The deviation of the result from the actual result r_0 is about 1mm (relative error less than 45%) when $9 \leq kr_0 \leq 35$. This method can be used for implementing the acoustic inversion of non-spherical bubbles in a certain range of measurement accuracy.

Keywords: ultrasonic detection, scattering cross section, non-spherical bubbles, equivalent radius

PACS: 43.20.+g, 43.30.+m, 43.58.+z.

DOI: 10.7498/aps.72.20222074

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074238, 11974232, 11774212).

[†] Corresponding author. E-mail: mmrriycn@smu.edu.cn