

空化场中大气泡对空化泡振动的抑制效应分析*

黄晨阳# 李凡# 田华 胡静 陈时 王成会† 郭建中 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 13 日收到; 2023 年 1 月 5 日收到修改稿)

为探究空化场中多气泡之间的相互作用, 结合观察到的注入大气泡周围飞舞的小气泡的实验现象, 构建了由两个大气泡和一个空化泡组成的三气泡系统, 通过考虑气泡间相互作用的时间延迟效应以及大泡的非球形振动, 得到修正的气泡动力学方程组, 并数值分析了气泡的振动模态、平衡半径、声波压力与频率等参量对小空化气泡的振动行为与所受次级 Bjerknes 力的影响. 结果表明, 大气泡的非球形效应主要表现为一种近场效应, 对空化泡的振动影响很小, 几乎可以忽略不计. 大气泡可抑制空化泡的振动, 但当大气泡半径接近于共振半径时, 空化泡振动幅值曲线出现共振峰, 即存在耦合共振响应. 大气泡半径越大, 对空化泡抑制作用越强, 当空化泡处在两个毫米级大气泡附近时抑制更加显著. 声波压力与频率不仅直接影响气泡的振动, 还影响空化泡与大气泡之间相互作用的强弱, 表现为空化泡所受的次级 Bjerknes 力在特定的大气泡半径范围内变得对气泡尺寸变化较为敏感, 即小的大气泡半径变化可能导致明显的力大小变化, 且不同驱动频率下, 空化泡所受次级 Bjerknes 力的敏感半径分布区间不同. 空化泡受到的次级 Bjerknes 力在距离较小或者较大时均可能表现为斥力, 与实验观察现象一致. 随着声波压力的增大, 气泡间距影响下的力响应模式可能不同, 甚至可能出现在特定距离内因声反常吸收而导致的作用力减弱现象.

关键词: 多气泡系统, 次级 Bjerknes 力, 相互作用**PACS:** 43.35.+d, 43.25.+y, 47.55.dp**DOI:** 10.7498/aps.72.20221955

1 引言

液体中的气核在负压作用下生长形成空化泡, 其在外界压力作用下经历膨胀、压缩甚至崩溃等一系列的过程^[1]. 空化泡在运动过程中将扰动其周围的液体流场分布, 气泡崩溃还可能产生局部高温高压的极端条件, 以及强大的冲击波和高速射流等, 进而对液体介质以及介质内的其他物质形成空化影响, 在化学化工、环境保护以及生物医学等领域^[2-6]都有着广泛的应用. 为更好地解释空化效应形成的物理机制, 许多学者对单气泡的动力学行为进行了研究^[7-9], 充分考虑了气泡声辐射、周围液体以及

泡内气体压缩性等因素的影响, 形成了有效的可预测单气泡动力学行为的理论模型.

振动气泡向周围液体辐射声波, 形成次级声场, 该声场作用于邻近气泡, 形成相互作用力, 即次级 Bjerknes 力^[10]. 当两气泡同相振荡时, 它们相互吸引; 而异相振荡时, 相互排斥. 在主声场和气泡次级辐射声场的共同作用下, 液体中可观察到稳定的气泡团结构^[11]. 多气泡体系中, 气泡除径向振动外, 还表现为彼此靠近或者远离的平动, 还可能出现相对彼此的旋转运动等, 不同的运动形态相互影响形成耦合效应, 因此, 多气泡体系中, 气泡表现出复杂的动力学行为. 为解释声场中气泡之间的相互作用, 人们发展了双气泡^[12]、球状泡群以及链

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974232, 11727813) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: wangld001@snnu.edu.cn

式泡群等耦合动力学模型^[13], 以期解释多泡声致发光、负脉冲等物理现象^[14]. Ida 等^[15]还发现向液体中注入大气泡可有效抑制空化. 双气泡模型是分析气泡间相互作用的最简单形式, 对预测空化泡之间的相互作用以及运动演化趋势有着非常积极意义. 张鹏利和林书玉^[16]构建了耦合双泡模型, 并对其动力学方程线性化处理后得到了气泡共振频率和振动振幅表达式, 数值分析发现气泡间的耦合效应使得气泡共振频率降低且振动被抑制. Qin 等^[17]对黏弹性介质中两个大小不同的气泡的径向振荡与平移运动进行数值研究, 发现气泡间的相互作用会轻微增强大气泡的振动而显著抑制小气泡的振动, 且气泡间距离变小可有效抑制气泡的非线性特征. 双泡体系中气泡的非球形形变会导致气泡间的次级 Bjerknes 力的方向与球形振动情况下的存在差异^[12], 并且会显著地增大气泡间的相互作用力^[18]. 当双泡体系附近出现其他气泡时, 该气泡对双泡间的相互作用有调制影响^[19], 且调制效应与气泡的相对尺寸密切相关; 在弱振动情况下, 若邻近气泡的半径大于 (或小于) 共振半径时, 双泡间的平衡距离将增大 (或减小). 若气泡间距离变小, 影响会增强.

尽管已有的多气泡动力学模型能够在一定程度上揭示气泡间相互作用的本质, 但是, 从实际空化场的分析看, 气泡间的相对位形变化比较复杂, 多气泡体系中气泡间的相互作用必然受到周围其他气泡的影响, 因此, 为更好探索多气泡体系的耦合效应, 有必要在双气泡模型的基础上发展三气泡^[19]乃至多气泡动力学模型^[20]. 多气泡模型通常基于一定的规则几何形貌的泡群展开研究, 且通常认为泡群内气泡尺度分布均匀, 与实际的空化气泡分布并不相符. 不仅如此, 气泡聚并或人工注入的大气泡对空化场中的空化泡动力学的影响也有待更深入的研究. 因此, 本文基于通过高速摄像机观察到的实验现象, 构建了由两个毫米级的大气泡与一个微米级空化泡组成的三气泡系统, 通过考虑大气泡的非球形振动与气泡间相互作用的延迟效应对动力学方程进行了修正, 基于得到的方程组数值分析不同参量下空化泡的振动以及所受的次级 Bjerknes 力.

2 实验观察与理论建模

为观察大气泡对空化场的影响, 利用针头将

大气泡注入液体区, 并通过高速摄影机 (帧率: 40000 帧/s, 分辨率: 1024×512) 观察了超声波作用下该区域处空化泡的动力学行为. 实验装置与我们之前的工作相同^[13]. 驱动频率为 24 kHz 的换能器从容器底部向上辐射声波, 注入的大气泡在声场和浮力作用下上浮, 图 1 给出了高速摄影机拍摄到的液体中大气泡上浮过程中的运动影像. 由于空化场中有许多空化气泡, 因此, 大气泡上浮过程中会与空化泡之间发生相互作用, 表现为一小气泡 (或小泡团) 在其表面附近绕其飞舞, 且时而微微靠近或远离. 注入的大气泡具有明显的非球形变化, 当小气泡在声波入射方向一侧时大气泡的表面形变被增强, 表现为显著的内陷, 如图 1(a)—(d) 所示, 说明在声波和小空化气泡 (团) 的共同作用下, 大气泡局域表面承受了较强的向内的压力. 当小气泡运动到大气泡的其他方位时, 小气泡对大气泡表面形变的影响减弱, 但仍可观察到小气泡附近的大气泡表面波纹的明显变化. 因此, 小空化气泡 (团) 的次级辐射影响不能忽略. 有趣的是, 尽管大气泡发生内陷却并未将小气泡吞并, 说明注入的大气泡并不总是对周围空化气泡形成吸引力而持续聚并小空化气泡 (团). 同时, 还观察到大气泡在演变过程中, 由于复杂的表面振动可能导致大气泡分裂出尺度相对较小气泡, 如图 1(e)—(i) 所示.

声波作用下的多泡体系中气泡之间的相互作用非常复杂, 由于气体扩散或气泡聚并等因素的影响, 气泡极易生长为大气泡. 大气泡在声波作用下通常振动幅度相对较小, 且可观察到明显的表面振荡, 除此之外, 大气泡的振动持续时间长, 形成的次级辐射声场与原声场叠加, 影响液体中微米级的空化气泡的声响应状态. 为更好地分析多泡体系中气泡间的耦合效应对气泡动力学行为的影响, 结合图 1 观察的实验现象, 本文构建了由毫米级双气泡和单空化泡构成的系统, 如图 2 所示. 设气泡 1 和气泡 2 为大气泡, 考虑其表面振荡. 气泡 3 为微米级空化气泡, 假设其在振动过程中始终保持球形. 3 个气泡初始半径分别为 R_{10} , R_{20} , R_{30} , d_{ij} 表示任意两气泡 i 和 j ($i, j = 1, 2, 3, i \neq j$) 之间的距离, h 为气泡 2 到气泡 1 和 3 组成的泡对的距离.

液体中的气泡 j 振动可引起次级声辐射, 其辐射声压可表示为^[21]

$$P_{rdj} = \frac{\rho}{d_{ij}} \left(2R_j \dot{R}_j^2 + \ddot{R}_j R_j^2 \right), \quad (1)$$

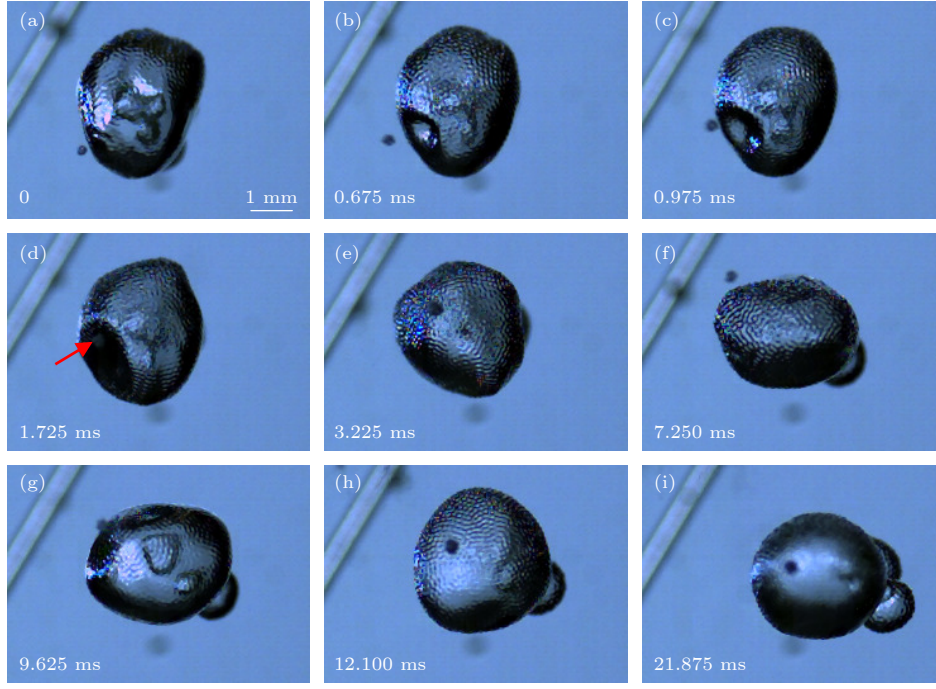


图 1 声场中大气泡与小气泡(团)的相互作用

Fig. 1. Interaction between large bubbles and small bubbles (cluster) in sound field.

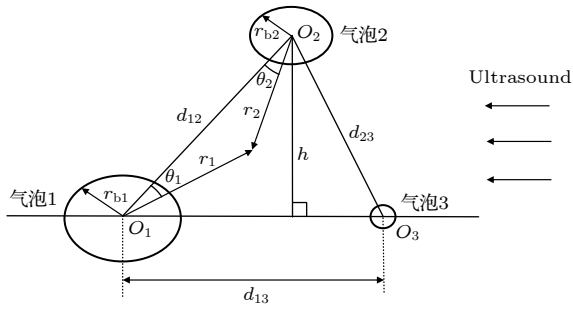


图 2 三气泡系统

Fig. 2. Three bubbles system.

式中 ρ 表示液体的密度, R_i 为气泡 i 的半径. 在无界液体中, 单个气泡 i 的动力学行为可用 Keller-Miksis 方程描述^[8], 即:

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\dot{R}_i}{c}\right) R_i \ddot{R}_i + \left(\frac{3}{2} - \frac{\dot{R}_i}{2c}\right) \dot{R}_i^2 \\ &= \frac{1}{\rho} \left(1 + \frac{\dot{R}_i}{c}\right) P_{si} + \frac{R_i}{\rho c} \frac{dP_{si}}{dt}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 c 为液体中的声速; P_{si} 为气泡外液体的内外压力差, 可表示为

$$\begin{aligned} P_{si} = & \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_{i0}}\right) \left(\frac{R_{i0}}{R_i}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R_i} \\ & - \frac{4\mu\dot{R}_i}{R_i} + P_a \sin(2\pi ft) - P_0, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 P_0 表示环境压力, σ 和 μ 分别为液体的表面张力系数和黏滞系数, γ 为气体绝热指数, P_a 和 f 分别表示驱动声波的压幅值和频率. $P_\infty(t) = P_0 - P_a \sin(2\pi ft)$ 表示远场压力, 若考虑时间延迟效应, 压力波以有限的速度 c 传播, 因此次级辐射声压从一个气泡传到另一个气泡所需的时间为 d_{ij}/c , 气泡 i 边界上的压力应该附加 $\sum_{j=1, j \neq i}^N P_{rdj}(t - d_{ij}/c)$.

则考虑气泡间的耦合后, P_∞ 应替换为

$$\begin{aligned} & P_\infty(t) + \sum_{j=1, j \neq i}^N P_{rdj}(t - d_{ij}/c) \\ & \approx P_\infty(t) + P_{rdj}(t) - \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{d_{ij}}{c} \dot{P}_{rdj}(t), \end{aligned} \quad (4)$$

将 (1) 式代入 (4) 式, $\dot{P}_{rdj}(t)$ 项会出现 $\ddot{R}_j(t)$ 项, 这一项可以通过 Rayleigh-Plesset 方程将 $\ddot{R}_j(t)$ 表示出来, 即:

$$\begin{aligned} \ddot{R}_j(t) = & \frac{\dot{P}_{wj} - \dot{P}_\infty}{\rho R_j} - \frac{\dot{R}_j(P_{wj} - P_\infty)}{\rho R_j^2} + \frac{3\dot{R}_j^3}{2R_j^2} \\ & - \frac{3\dot{R}_j}{R_j} \left(\frac{P_{wj} - P_\infty}{\rho R_j} - \frac{3\dot{R}_j^2}{2R_j}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, $P_{wj} = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_{j0}}\right) \left(\frac{R_{j0}}{R_j}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R_j} - \frac{4\mu\dot{R}_j}{R_j}$.

因此, $\dot{P}_{\text{rdj}}(t)$ 的表达式可表示为

$$\begin{aligned} & \dot{P}_{\text{rdj}}(t) \\ &= \frac{\rho}{d_{ij}} \left\{ 2\dot{R}_j^3 + R_j^2 \left[\frac{\dot{P}_{wj} - \dot{P}_\infty}{\rho R_j} - \frac{\dot{R}_j (P_j - P_\infty)}{\rho R_j^2} + \frac{3\dot{R}_j^3}{2R_j^2} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{3\dot{R}_j}{R_j} \left(\frac{P_{wj} - P_\infty}{\rho R_j} - \frac{3\dot{R}_j^2}{2R_j} \right) \right] + 6R_j \dot{R}_j \ddot{R}_j \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

将 (4) 式代入 (2) 式, 近似有

$$\begin{aligned} & R_i \ddot{R}_i + \frac{3}{2} \dot{R}_i^2 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{1}{d_{ij}} \frac{d}{dt} (R_j^2 \dot{R}_j) \\ & - \frac{1}{2c} \sum_{j=1}^N \frac{d}{dt} (R_j \dot{R}_j^2) \\ &= \frac{P_{si}}{\rho} + \frac{1}{\rho c} \sum_{j=1}^N \frac{d}{dt} (P_{sj} R_j). \quad (7) \end{aligned}$$

本文忽略微米级气泡 3 非球形振动的影响, 仅考虑气泡 1 和气泡 2 的非球形效应. 气泡 i ($i = 1, 2$) 表面径向矢量 \mathbf{r}_{bi} 可表示为^[12]

$$\mathbf{r}_{bi} = R_i + \sum_{n=2}^{\infty} a_{in}(t) \mathbf{P}_n(\cos \theta_i) \quad (8)$$

其中, $\mathbf{P}_n(\cos \theta_i)$ 表示球面谐波, $a_{in}(t)$ 表示气泡 i 的 n 阶表面振动幅度, θ_i 表示气泡 i 球坐标参数.

气泡 i ($i = 1, 2$) 的 n 阶模态系数满足的方程为^[22]

$$\ddot{a}_{in} + B_{in}(t) \dot{a}_{in} - A_{in}(t) a_{in} = 0, \quad (9)$$

式中 $A_{in}(t)$ 与 $B_{in}(t)$ 反映了气泡与流体之间的相互作用, 与气泡表面运动相关, 表达式为

$$\begin{aligned} A_{in}(t) &= (n-1) \frac{\ddot{R}_i}{R_i} - \frac{(n-1)(n+1)(n+2)\sigma}{\rho R_i^3} \\ & - \left[(n-1)(n+2) + 2n(n+2) \right. \\ & \quad \left. \times (n-1) \frac{\delta_{in}}{R_i} \right] \frac{2\mu \dot{R}_i}{R_i^2}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{in}(t) &= \frac{3\dot{R}_i}{R_i} + \left[(n+2)(2n+1) - 2n(n+2)^2 \frac{\delta_{in}}{R_i} \right] \frac{2\mu}{R_i^2}, \quad (11) \end{aligned}$$

其中 δ_{in} 为气泡周围因黏滞引起的涡流层厚度, 有

$$\delta_{in} = \min \left(\sqrt{\frac{\mu}{\omega}}, \frac{R_i}{2n} \right). \quad (12)$$

驱动声波的角频率 $\omega = 2\pi f$. 对于声场中的气

泡, 由于气泡在声场中做周期性振动, 使得临近气泡之间产生相互作用力, 气泡 i 和气泡 j 之间的次级 Bjerknes 力可表示为^[23]

$$F_{ij} = -\frac{\rho}{4\pi d_{ij}^2} \langle \dot{V}_i \dot{V}_j \rangle, \quad i \neq j, \quad (13)$$

其中, \dot{V}_i 和 \dot{V}_j 分别表示气泡 i 和气泡 j 体积对时间求一阶导, $\langle \cdot \rangle$ 表示对时间求平均. F_{ij} 为正值表示作用力为排斥力, 负值表示为吸引力. 由于对称关系, $F_{ij} = F_{ji}$. 气泡 i 的瞬时体积可表示为^[24]

$$V_{bi} = \int_0^{2\pi} d\varepsilon_{bi} \int_{-1}^1 d\cos \theta_i \int_0^{r_{bi}} r_{bi}^2 dr_{bi}. \quad (14)$$

其中, ε_{bi} 表示气泡 i 球坐标系的参数.

3 气泡间相互作用的数值分析

多气泡声场中, 气泡易聚并形成大气泡, 其会散射声波和形成次级声辐射, 影响附近空化气泡的振动和平动, 进而影响空化气泡的能量转换效率. 基于 (7) 式和 (8) 式, 可分析气泡的非球形振动, 结合 (12) 式, 可分析彼此间的相互作用. 相比而言, 大气泡更易形成表面振荡, 小空化泡的非球形扰动主要发生在崩溃阶段, 且易促使空化泡溃灭. 本文的分析忽略了空化泡的非球形变化, 主要考虑在同样的声场条件下毫米级大气泡对微米级空化泡的动力学行为的影响, 以解释实验中观察到的空化泡在大气泡附近“跳舞”的现象. 实验中观察到小空化气泡在大气泡附近盘旋, 且距离空化气泡近的大气泡表面出现明显的内陷, 而小空化泡却未被聚并入大气泡的现象 (图 1). 本文数值分析的参量设定为 $c = 1500$ m/s, $\rho = 998$ kg/m³, $\mu = 0.001$ Pa·s, $P_0 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $\gamma = 1.4$, $\sigma = 0.0725$ N/m.

3.1 毫米级气泡表面振荡模态的影响

设气泡初始半径 $R_{10} = R_{20} = 1$ mm, $R_{30} = 3$ μ m, 气泡间距分别为 $d_{12} = 3$ mm, $d_{23} = 4$ mm, $d_{13} = 5$ mm, 在频率 20 kHz, 幅值 1.5×10^5 Pa 的声波作用下, 气泡 1 的形状演变如图 3(a) 和图 3(b) 所示. 图中横坐标中的 $T = 1/f$. 在一定的初始条件下, 大气泡表面振荡模态阶数 ($n = 2, 3, 4$) 越高, 振荡幅度衰减速度越快. 随着表面振荡幅度的衰减, 大气泡的径向振动经历小幅衰减后逐渐趋于稳定. 图 3(c) 和图 3(d) 分别给出了 3 μ m 空化气泡的球形振动行为和它受到来自气泡 1 的次级 Bjerknes

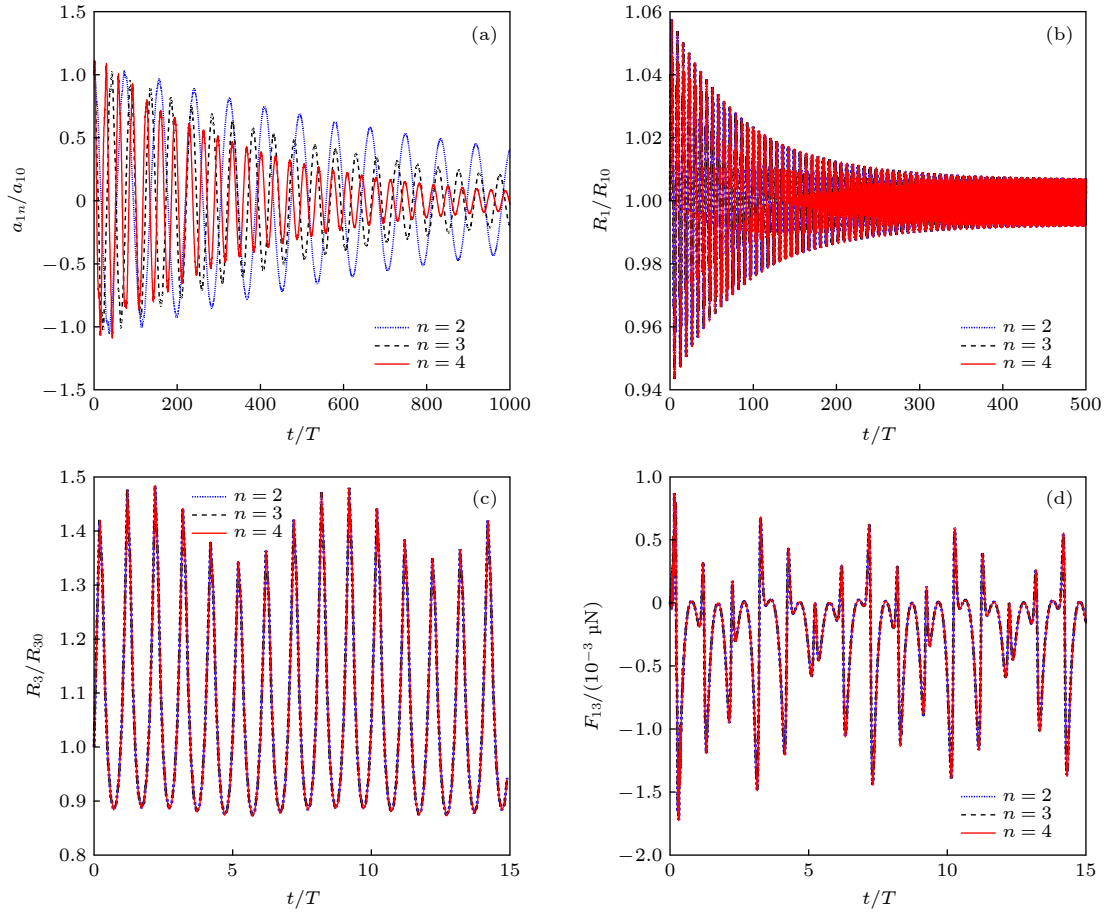


图 3 (a) 气泡 1 的形状模式系数的变化; (b) 气泡 1 半径的变化; (c) 气泡 3 半径的变化; (d) 气泡 1 和 3 之间的 F_{13} 的变化

Fig. 3. (a) Variation of the shape mode coefficient of bubble 1; (b) variation of the radius of bubble 1; (c) variation of the radius of bubble 3; (d) variation of F_{13} between bubble 1 and 3.

力. 结果表明, 大气泡的表面振荡对小空化泡的径向振动影响很小, 几乎可以忽略不计. 因此可以推断, 大气泡的表面振动主要表现为近场效应, 对处于一定距离外空化泡的球形振动的影响几乎可以忽略. 在一个周期内, 空化泡受到毫米级大气泡的作用力正负交替分布, 从多个周期的平均效应看, 主要表现为负向力, 即空化泡具有被大气泡吸引的趋势. 由于大气泡表面振荡几乎不影响空化泡径向振动, 因而对二者间的次级 Bjerknes 力的影响非常微弱. 为了简化分析, 下文仅考虑大气泡的 3 阶表面模态振动.

3.2 气泡初始半径的影响

气泡在液体中的动力学行为由诸多因素决定, 而气泡脉动受到周围气泡的强烈影响^[25]. 为探究大气泡尺度对空化气泡振动行为的影响, 设气泡 2 的初始半径在 0.1—2 mm 之间变化, 其他条件保持不变, 对空化泡 3 的径向振动以及气泡 1 对其的

次级 Bjerknes 力进行数值分析, 结果如图 4 所示. 在图 4(a) 中, 当 $P_a = 0.9, 1.2$ 和 1.5 atm ($1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$) 时, 空化泡 3 在膨胀相所能达到的最大半径随着气泡 2 半径的变化有共振峰出现, 对应气泡 2 半径约为 $120 \mu\text{m}$, 略小于声波频率 20 kHz 所对应气泡线性共振尺寸 $163 \mu\text{m}$, 主要源于多气泡系统中非线性耦合振动情形下气泡共振频率向低频移动. 当 $P_a = 1.5 \text{ atm}$ 时气泡振动最大位移随大气泡初始半径变化出现多个高低起伏的共振峰, 峰值位置主要分布在 R_{20}/R_{10} 约为 $0.12, 0.20$ 和 0.36 处, 即气泡 2 半径约为 $120 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}, 360 \mu\text{m}$. 对应的 Minnaert 共振频率 ($f_M = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}$) 分别为 $27.38 \text{ kHz}, 16.43 \text{ kHz}, 9.13 \text{ kHz}$, 即对应于气泡 2 处于主共振、 $1/2$ 次谐波共振、 $1/3$ 次谐波共振状态. 由此可见, 由于气泡间耦合振动的影响, 气泡 2 共振响应也会激发气泡 3 的振幅在这些频率处出现峰值^[26]. 随着驱动

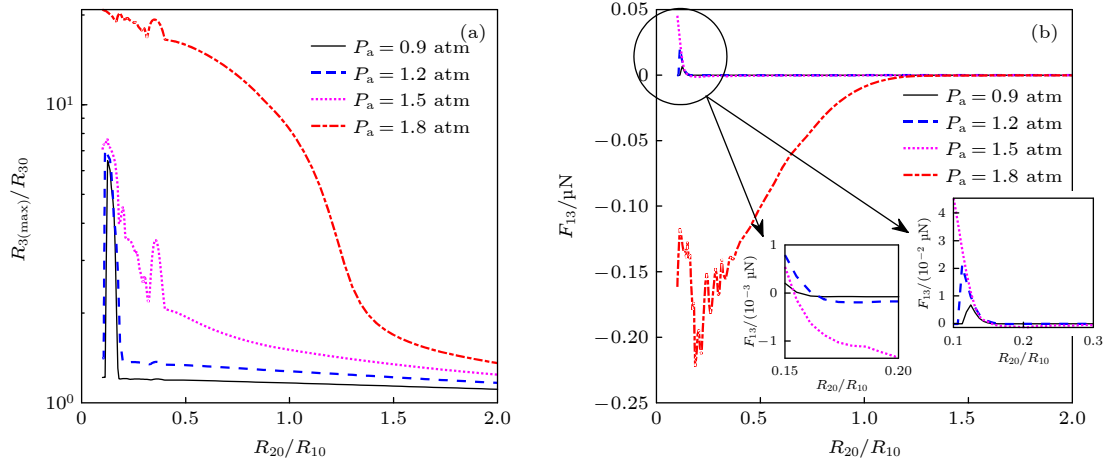


图 4 不同驱动压力下, (a) 气泡 3 的最大半径随气泡 2 半径的改变; (b) 气泡 1 和 3 之间的 F_{13} 随气泡 2 半径的改变

Fig. 4. Under different driving pressures, (a) variation of the maximum radius of bubble 3 with the radius of bubble 2; (b) variation of the F_{13} between bubbles 1 and 3 with the radius of bubble 2.

声压的增大, 气泡振动幅度增强, 非线性效应更加显著, 各种频率成分相继出现, 声场中气泡间相互作用引起的效应也变得更加复杂. 由于耦合效应影响, 表现出更多的共振频率成分. 在共振峰分布区外, 随着气泡 2 初始半径的增加, 气泡 3 的最大振幅减弱, 且驱动声压幅值越高, 振动随气泡 2 半径变化减弱的程度越显著. 因此, 当气泡 1 和 2 半径均处在毫米级量级时, 气泡 3 的振动受到的抑制更强. 当 $P_a = 1.8$ atm 时, 气泡 3 振动位移变化曲线只能观察到较小的共振峰, 表明超过一定强度的声波作用下气泡的声响应主要受其非线性大振幅振动效应调控.

在同样的气泡分布情形下, 声波压力幅值对空化气泡 3 受到的次级 Bjerknes 力 F_{13} 影响如图 4(b) 所示. 在本文分析的 4 种情形下, 当 $P_a \leq 1.5$ atm, 随着气泡 2 半径的增大, F_{13} 为正且逐渐减小并在越过某一 R_{20}/R_{10} 的临界值后改变符号, 即从排斥力变为吸引力, 也就是说, 气泡 2 的半径变化可改变气泡 1 和 3 之间的相互作用强弱以及作用模式. F_{13} 存在峰值, 该值与图 4(a) 中共振峰位置对应, 且随着驱动声压增大, 峰值点左移, 说明共振频率随着驱动声压的增大而增大. 当 $P_a = 1.8$ atm 时, 在本文数值计算取值范围内, 气泡 1 和 3 始终处于相互吸引状态, 且在 $R_{20}/R_{10} < 0.5$ 的范围内, 由于非线性效应的增强 F_{13} 起伏变化, 可近似认为该区域二者耦合作用较强, 环境的微小变化均可能影响二者之间的相互作用强弱, 进而影响相对运动, 即出现气泡的“跳舞”现象. 当气泡 1 和 2 均处在

毫米量级, 彼此之间的协同作用增强, 从而导致对空化泡 3 的抑制作用增强, 与文献 [11] 结论一致.

驱动声波频率不同时, 气泡之间的相互作用不同, 空化泡 3 的振动行为不同, 如图 5 所示, 所设置的驱动声压幅值 $P_a = 1.5 \times 10^5$ Pa. 与图 4(a) 一样, 图 5(a) 中随着气泡 2 半径增大, 气泡 3 振动抑制增强, 比较频率分别为 24, 28, 40 和 80 kHz 的幅值变化曲线发现, 频率越低, 共振峰越明显, 共振峰随频率的位置变化与基于共振频率预测一致, 但在频率为 80 kHz 的曲线上没有观察到明显的共振峰. 值得注意的是, 在本文给定的分析条件下, 在 R_{20}/R_{10} 比值大于 0.4 的范围内, 频率为 80 kHz 时气泡 3 的振动相对强, 因此可推测, 在相对高频率的声波作用下大气泡对空化泡振动抑制作用可能会减弱. 从气泡 3 受到的次级 Bjerknes 力看, 除 24 kHz 外, 其他频率声波作用下在 R_{20}/R_{10} 较宽的变化范围内 F_{13} 主要表现为吸引力, 即大气泡将吸引小气泡并导致空化泡数密度减小, 以增强抑制空化的效果, 与 Ida 等 [15] 的实验结果一致.

为更好理解气泡 3 受到的次级辐射声场影响, 对比了频率分别为 28, 40 和 80 kHz 声波作用下 F_{13} 随气泡 2 和 3 的初始半径变化关系, 如图 6 所示. 声波频率为 28 kHz 时 (图 6(a)) 存在排斥区, 主要分布在 $R_{30} < 2.3 \mu\text{m}$, $R_{20} < 0.12$ mm 的范围内, 说明此情形下大气泡可能只能吸引一定距离内的微气泡. 不同初始半径的微米级空化泡受到的 F_{13} 存在起伏变化, 在气泡 2 半径小于 0.6 mm, 且气泡 3 半径大于 $6 \mu\text{m}$ 的范围表现得更为突出,

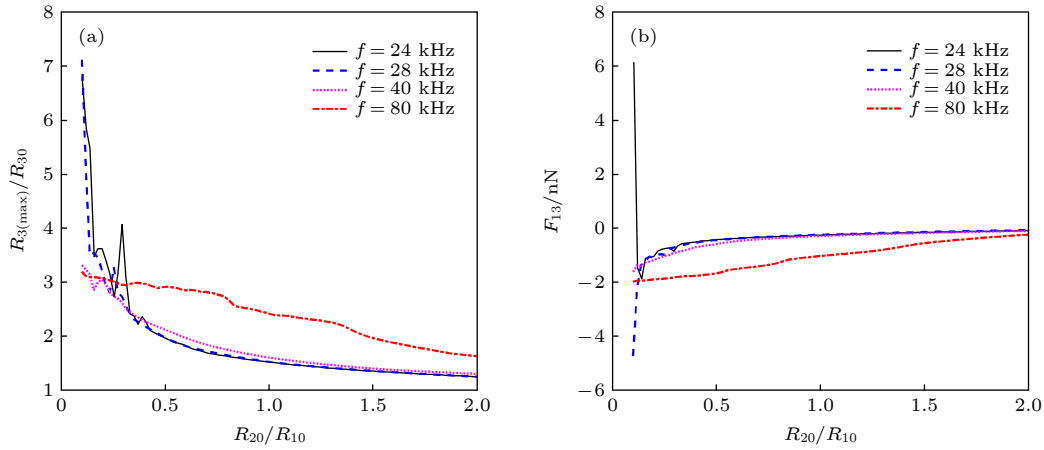


图 5 不同驱动声压频率下, (a) 气泡 3 的最大半径随气泡 2 半径的改变; (b) 气泡 1 和 3 之间的 F_{13} 随气泡 2 半径的改变
Fig. 5. Under different driving sound pressure frequencies: (a) Variation of the maximum radius of bubble 3 with the radius of bubble 2; (b) variation of the F_{13} between bubbles 1 and 3 with the radius of bubble 2.

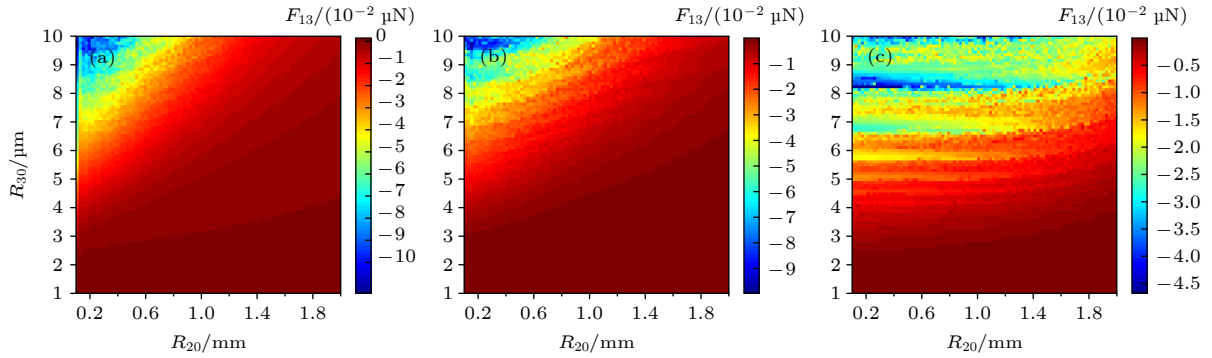


图 6 气泡 1 和 3 之间的次级 Bjerknes 力随气泡 2 和气泡 3 半径的变化 (a) 声波频率为 28 kHz; (b) 声波频率为 40 kHz; (c) 声波频率为 80 kHz
Fig. 6. Variation of the secondary Bjerknes force between bubbles 1 and 3 with the radius of bubbles 2 and 3: (a) Acoustic frequencies is 28 kHz; (b) acoustic frequencies is 40 kHz; (c) acoustic frequencies is 80 kHz.

不同颜色的色块交叉镶嵌, 表明在此范围内气泡间的相互作用对环境变化影响比较敏感. 40 kHz 和 80 kHz 声波作用下的次级 Bjerknes 力色谱图中也观察到了类似的现象, 值得注意的是随着频率的升高, 气泡间的相互作用力敏感变化区域有扩大的趋势并形成局部条带, 且力分布的等高线斜率减小. 因此, 在 80 kHz 声场中气泡间的相互作用更加复杂.

3.3 气泡间距的影响

根据前面的分析可知, 气泡间距可能影响气泡间相互作用的模式, 因此调节气泡 2 到气泡 1 和 3 的垂直距离 h 观察次级 Bjerknes 力 F_{13} 随驱动压力幅值的变化, 如图 7 所示, 其中灰度图的黑色区域表示 $F_{13} < 0$, 颜色越深作用力越大, 白色区域表示 $F_{13} > 0$. 对比驱动声波频率 20, 40 和 80 kHz 的 3 种情形发现, 在驱动声波压力幅值小于 2 atm

的范围内, 随着 h 的变化, 力变化不显著; 在声波频率为 20 kHz 的灰度图中, 压力幅值在 2.2—2.5 atm 之间存在一颜色较深的条带, 即此范围内气泡间的相互作用相对较强. 随着频率的增大, 颜色较深的条带分布面积有向 h 增大的方向缩小的趋势. 从排斥区与吸引区分界线的分布看, 频率越高, 分界线对应临界声压幅值越小. 由此可以看出, 相比而言, 在给定条件下, 高频声波作用下大气泡吸引小气泡的参数范围有缩小的趋势.

气泡间的相互作用与声波频率密切相关, 为此分析了 F_{13} 随气泡 2 到气泡 1 和 3 的垂直距离 h 和声波频率变化的色谱图, 如图 8 所示. 对比驱动声波幅值分别为 1.6 atm, 1.8 atm 和 2.0 atm 的三种情形发现, 驱动压力不同, h 变化引起 F_{13} 变化的等高线分布模式不同, 均存在相互作用力的弱分布区, 随着驱动压力的增大, 弱分布区往 h 增大的

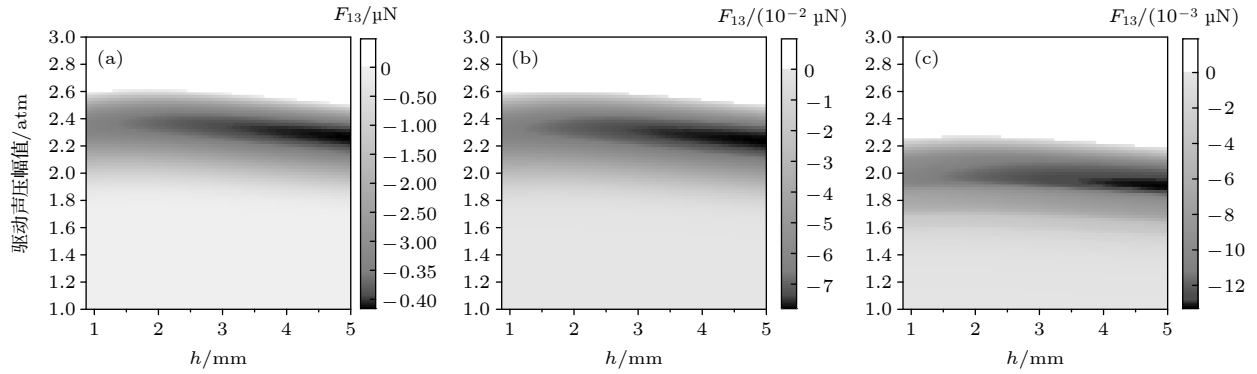


图 7 气泡 1 和 3 之间的次级 Bjerknes 力随驱动声压幅值以及垂直距离 h 的变化 (a) 声波频率为 20 kHz; (b) 声波频率为 40 kHz; (c) 声波频率为 80 kHz.

Fig. 7. Variation of the secondary Bjerknes force between bubbles 1 and 3 with the driving sound pressure amplitude and the vertical distance h : (a) Acoustic frequency is 20 kHz; (b) acoustic frequency is 40 kHz; (c) acoustic frequency is 80 kHz.

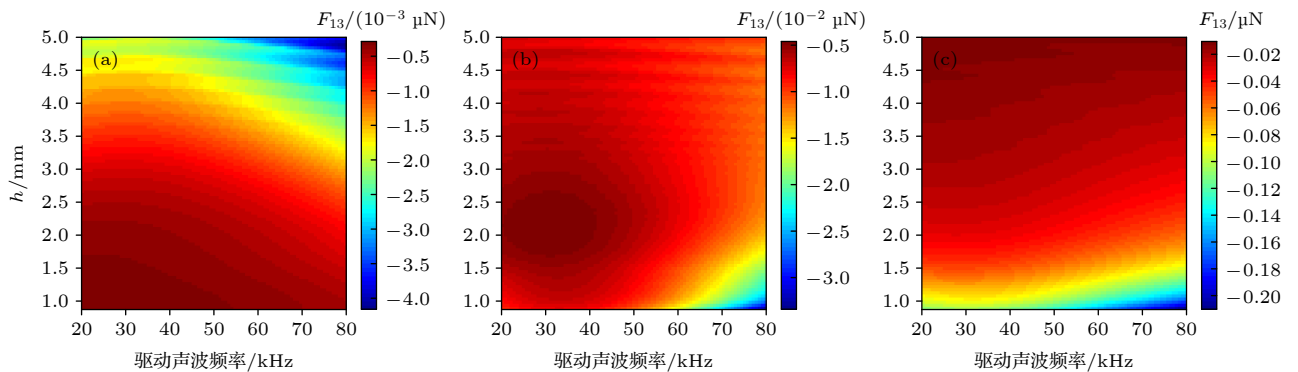


图 8 气泡 1 和 3 之间的次级 Bjerknes 力随驱动声波频率以及垂直距离 h 的变化 (a) 驱动声压幅值为 1.6 atm; (b) 驱动声压幅值为 1.8 atm; (c) 驱动声压幅值为 2.0 atm

Fig. 8. Variation of the secondary Bjerknes force between bubbles 1 and 3 with the driving acoustic frequency and the vertical distance h : (a) Driving sound pressure amplitude is 1.6 atm; (b) driving sound pressure amplitude is 1.8 atm; (c) driving sound pressure amplitude is 2.0 atm.

方向移动. 值得注意的是, 当声压幅值为 1.8 atm 时, 力的弱分布区呈椭圆面, 中心约在 (2 mm, 30 kHz) 处, 表明在不同的气泡排布情形下, 一定声参量范围内均存在某种程度的局域反常吸收效应, 导致气泡间的相互作用减弱, 这种现象出现的机制还需进一步研究.

4 结 论

本文考虑声辐射的时滞效应以及大气泡的非球形效应, 构建了三气泡系统, 发展了描述气泡振动与气泡间相互作用的 Keller-Miksis 方程组, 研究了声场中空化泡受周围气泡影响的振动行为的变化以及所受次级 Bjerknes 力的改变. 数值分析结果表明大气泡的非球形效应对空化泡振动影响较小, 但其大小可以明显地影响空化泡的动力学行

为, 且能形成与大气泡尺寸对应的耦合声共振响应. 当两大气泡的平衡半径在毫米级时, 空化泡所受次级 Bjerknes 力数量级减小且逐渐趋近于 0, 其振荡被抑制的效果最为明显; 在亚毫米的范围内时, 低频大振幅声波驱动下的空化泡会表现出强烈的非线性特征. 气泡的间距对空化泡的作用效果受声压幅值和频率的影响较大. 在本文给定的数值计算情形下, 声压为 1.8 atm 时, 空化泡所受次级 Bjerknes 力随距离和频率的变化呈现同心椭圆等高线分布, 表明声压变化可能引起气泡间的力响应模式的变化. 实验中观察到小气泡在大气泡周围盘旋的现象, 而在靠近小气泡的一侧大气泡表面出现凹陷, 在未来的研究中将进一步考虑大气泡复杂的表面运动形态的影响, 深化声场与气泡间相互作用机制研究. 本文的理论分析对基于外场调控空化泡动力学行为具有一定的积极意义.

参考文献

- [1] Neppiras E A 1980 *Phys. Rep.* **61** 159
- [2] Feng R, Zhao Y Y, Chen Z H, Huang J L, Wang S X, Mo X P, Li H M, Zhu C P 1994 *Tech. Acoust.* **13** 56 (in Chinese) [冯若, 赵逸云, 陈兆华, 黄金兰, 王双维, 莫喜平, 李华茂, 朱昌平 1994 *声学技术* **13** 56]
- [3] Galleguillos R 2022 *Appl. Acoust.* **192** 108716
- [4] Brenner M P, Hilgenfeldt S, Lohse D 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 425
- [5] Miller D L 1987 *Ultrasound Med. Biol.* **13** 443
- [6] Lu X Z, Chahine G L, Hsiao C T 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 24
- [7] Plessett M S, Prosperetti A 1977 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **9** 145
- [8] Keller J B, Miksis M 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 628
- [9] Lauterborn W 1976 *J. Acoust. Soc. Am.* **59** 283
- [10] Bjerknes V F K 1906 *Fields of Force* (New York: Columbia University Press) pp29–55
- [11] Lauterborn W, Kurz T 2010 *Rep. Prog. Phys.* **73** 106501
- [12] Zhang X M, Li F, Wang C, Mo R, Hu J, Guo J, Lin S 2022 *Ultrasonics* **126** 106809
- [13] Li F, Zhang X M, Tian H, Hu J, Chen S, Mo R Y, Wang C, Guo J 2022 *Ultrason. Sonochem.* **87** 106057
- [14] An Y 2011 *Phys. Rev. E* **83** 066313
- [15] Ida M, Naoe T, Futakawa M 2007 *Phys. Rev. E* **76** 046309
- [16] Zhang P L, Lin S Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7797 (in Chinese) [张鹏利, 林书玉 2009 *物理学报* **58** 7797]
- [17] Qin D, Zou Q Q, Lei S, Wang W, Li Z Y 2021 *Ultrason. Sonochem.* **78** 105712
- [18] Ma Y, Zhang G Q, Ma T 2022 *Ultrason. Sonochem.* **84** 105953
- [19] Chen H Y, Chen Z L, Li Y 2020 *Ultrason. Sonochem.* **61** 104814
- [20] Li F, Zhang X M, Tian H, Hu J, Chen S, Wang C H, Guo J Z, Mo R Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 084303 (in Chinese) [李凡, 张先梅, 田华, 胡静, 陈时, 王成会, 郭建中, 莫润阳 2022 *物理学报* **71** 084303]
- [21] Keller J B, Kolodner I I 1956 *J. Appl. Phys.* **27** 1152
- [22] Brenner M P, Lohse D, Dupont T F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 954
- [23] Mettin R, Akhatov I, Parlitz U, Ohl C D, Lauterborn W 1997 *Phys. Rev. E* **56** 2924
- [24] Doinikov A A, Zavtrak S T 1996 *Ultrasonics* **34** 807
- [25] Yasui K, Iida Y, Tuziuti T, Kozuka T, Towata A 2008 *Phys. Rev. E* **77** 1
- [26] Nguyen B Q H, Maksymov I S, Suslov S A 2021 *Sci. Rep.* **11** 1

Analysis of suppressive effect of large bubbles on oscillation of cavitation bubble in cavitation field*

Huang Chen-Yang[#] Li Fan[#] Tian Hua Hu Jing Chen Shi
Wang Cheng-Hui[†] Guo Jian-Zhong Mo Run-Yang

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

(Received 13 October 2022; revised manuscript received 5 January 2023)

Abstract

In this work, the interaction among multiple bubbles in a cavitation field is investigated by combining the experimental observation of small bubbles hovering around large bubbles. A model composed of three bubbles is developed, and the dynamic behavior of cavitation bubble is analyzed. By considering the time delay effect of the interaction among bubbles and the nonspherical oscillation of large bubbles, the modified bubble dynamic equations are obtained. Numerical results show that the nonspherical effect of large bubbles has little effect on the oscillation of cavitation bubble. The suppressive effect of large bubble on cavitation bubble is closely related to the radius of the large bubble. The larger the size of the large bubble, the stronger the suppression is. When the size of large bubble approaches to the resonant radius, the oscillation of cavitation bubble presents coupled resonance response, and the maximum expansion radius of bubble shows a resonance peak. The distribution of the secondary Bjerknes force versus bubble radius and the separation distance is strongly influenced by driving frequencies or sound pressure. When the large bubble is on the order of submillimeter, the intensity of the secondary Bjerknes force and the acoustic response mode are different due to the different intensity of the nonlinear response of the cavitation bubble. As the distance decreases, when the acoustic pressure increases to a certain value, the secondary Bjerknes force on the cavitation bubble decreases due to abnormal acoustic absorption. The secondary Bjerknes force on cavitation bubble is likely to be repulsive at different separation distances. The theoretical results accord well with experimental phenomenon.

Keywords: multi-bubble system, secondary Bjerknes force, interaction

PACS: 43.35.+d, 43.25.+y, 47.55.dp

DOI: 10.7498/aps.72.20221955

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974232, 11727813).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: wangld001@snnu.edu.cn

空化场中大气泡对空化泡振动的抑制效应分析

黄晨阳 李凡 田华 胡静 陈时 王成会 郭建中 莫润阳

Analysis of suppressive effect of large bubbles on oscillation of cavitation bubble in cavitation field

Huang Chen-Yang Li Fan Tian Hua Hu Jing Chen Shi Wang Cheng-Hui Guo Jian-Zhong Mo Run-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 064302 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221955

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221955>

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

空化多泡中大气泡对小气泡空化效应的影响

Influence of large bubbles on cavitation effect of small bubbles in cavitation multi-bubbles

物理学报. 2019, 68(23): 234302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191198>

不同类型气泡组成的混合泡群声空化特性

Acoustic cavitation characteristics of mixed bubble groups composed of different types of bubbles

物理学报. 2020, 69(18): 184301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200381>

组织内包膜微泡声空化动力学及其力学效应分析

Acoustic cavitation of encapsulated microbubble and its mechanical effect in soft tissue

物理学报. 2021, 70(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210194>

超声场中气泡稳态空化对枝晶生长过程的作用机制

Mechanism of effect of stable cavitation on dendrite growth in ultrasonic field

物理学报. 2022, 71(24): 244303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221101>

耦合双泡声空化特性的理论研究

Theoretical study of coupling double-bubbles ultrasonic cavitation characteristics

物理学报. 2018, 67(3): 037802 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171805>

液体薄层中环链状空化泡云结构稳定性分析

Structure stability of cyclic chain-like cavitation cloud in thin liquid layer

物理学报. 2022, 71(8): 084303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212257>