

声悬浮条件下黏性液滴的扇谐振荡规律研究*

邵学鹏 解文军†

(西北工业大学应用物理系, 西安 710072)

(2011年11月2日收到; 2011年11月22日收到修改稿)

采用单轴式声悬浮方法研究了黏度 $\mu = 0.94\text{--}75.65\text{ mPa}\cdot\text{s}$ 的甘油 - 水溶液液滴的扇谐振荡规律. 发现一定阶数的振荡模式存在一定的临界黏度 μ_c , 只有当 $\mu < \mu_c$ 时, 该阶扇谐振荡才能被激发. 实验测定了声场调制幅度 $\eta = 0.23$ 时, $l = 2\text{--}9$ 阶扇谐振荡的临界黏度, 发现 $\ln \mu_c$ 与 l 近似呈线性递减关系. 采用参数共振理论分析了黏性液滴的扇谐振荡过程, 发现激发扇谐振荡的液滴赤道半径扰动阈值 h_c 正比于液滴黏度 μ , 并随 l 增大而增大, 因此扇谐振荡难以在高黏度和高阶模式下发生. 实验还发现, 各阶扇谐振荡的振幅和共振频率宽度随液滴黏度增大而减小, 黏度对液滴本征频率无明显影响.

关键词: 声悬浮, 扇谐振荡, 黏度, 参数共振

PACS: 43.25.Uv, 47.55.Dz

1 引言

自由液滴的运动是流体物理中的一个经典研究课题, 它对材料科学、化工冶金、大气科学、天体物理及原子核物理等领域的相关研究也具有重要参考意义^[1-6]. 自由液滴的振荡和衰减规律研究, 为熔体表面张力和黏度的非接触测定奠定了物理基础^[7]. 声悬浮是一种重要的无容器处理技术^[8-10]. 与其他悬浮方法相比, 它对材料的电磁学性质没有特殊要求, 因此非常适合于液滴运动规律的研究.

过去 30 年来, 人们对声悬浮液滴的轴对称振荡进行了深入的实验研究和理论分析^[11-17]. 但关于非轴对称振荡的研究却很少涉及. 近年来, Shen 等人^[18-21] 采用声场主动调制方法, 发现了声悬浮液滴的一类特殊非轴对称振荡——扇谐振荡, 其振荡模式可以用扇谐球函数 $Y_{li}(\theta, \varphi)$ 来描述^[18]. 声悬浮液滴的扇谐振荡是通过参数共振机理激发的, 振荡频率为其本征频率, 且恰好等于声场调制频率的一半, 通过对经典 Rayleigh 频率公式的修正提出了扇谐振荡本征频率的一个经验表达式^[18,20]. 他

们还采用示踪粒子方法, 对扇谐振荡过程中液滴的内部流场进行了定量分析, 表明其可用平面势流模型描述^[21].

然而上述工作均集中于水滴等弱黏性液滴的扇谐振荡规律研究, 有关黏度对液滴扇谐振荡规律的作用, 至今仍不清楚.

本文通过不同配比的甘油 - 水溶液 (其黏度在 $0.94\text{--}1180\text{ mPa}\cdot\text{s}$ 范围内连续可调), 研究了黏性液滴在声悬浮条件下的扇谐振荡过程, 探讨了黏度对扇谐振荡的作用机理.

2 实验方法

实验装置由自行研制的单轴式声悬浮系统、声场调制系统和成像系统组成^[18]. 超声波由压电换能器激发, 频率为 22 kHz , 在发射端与反射端之间形成一系列驻波. 调节发射端与反射端间距, 使声场处于两个波节模式的谐振状态, 液滴悬浮于靠近反射端的波节附近.

采用函数发生器对超声换能器输入电压进行如下形式的主动调制

$$U = U_0 (1 + \eta \cos(\omega_m t)) \cos(\omega_{act} t), \quad (1)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 51071126) 资助的课题.

† E-mail: wjxie@nwpu.edu.cn

其中, U_0 为不加调制时的输入电压, η 为调制幅度, ω_m 和 ω_{ac} 分别为调制频率和超声频率. 在同一谐振状态下, 悬浮声压与超声换能器的输入电压成正比. 通过对换能器输入电压的控制, 可实现对悬浮声压的主动调制, 从而激发液滴的扇谐振荡.

采用 Redlake HG 100 K 高速摄像机以每秒 2000 帧的速率记录液滴振荡的仰视图. 悬浮

液滴的扇谐振荡模式、频率、振幅等信息通过高速摄像机记录的仰视图测定, 液滴的平衡形状信息从关闭调制后静态悬浮液滴的侧视图中获取.

为了研究不同黏度液滴的扇谐振荡规律, 采用不同配比的甘油 - 水溶液作为研究对象. 本文选取的 8 种不同配比的甘油 - 水溶液及其在实验温度 (22.5 °C) 下的相关物理参数如表 1 所示.

表 1 实验采用的甘油 - 水溶液参数及其可激发的最高扇谐振荡阶数

编号	甘油质量分数 c	粘度 $\mu/\text{mPa}\cdot\text{s}$	表面张力 $\sigma/\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$	密度 $\rho/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	最高阶数 L
1#	0	0.940	72.45	0.998	9
2#	0.24	1.864	70.18	1.057	8
3#	0.41	3.617	68.58	1.102	7
4#	0.55	7.313	67.25	1.140	6
5#	0.65	13.75	66.31	1.168	5
6#	0.73	26.31	65.55	1.189	4
7#	0.80	53.19	64.89	1.208	3
8#	0.83	75.65	64.61	1.217	2

甘油 - 水溶液是用于校正工业黏度计的标准液体, 其黏度值可在 0.94—1180 mPa·s (22.5 °C) 的区间内连续调配. 不同浓度的甘油 - 水溶液黏度和密度可由文献 [22] 及 Andrade 方程 [23] 得到, 其表面张力可由文献 [24] 及 Guggenheim 方程 [25] 得到.

采用改进的微量进样器控制液滴初始体积均为 $30 \pm 0.5 \text{ mm}^3$, 其等体积球半径约为 1.93 mm. 调节声场谐振状态, 控制液滴压扁程度使其赤道半径 a 约为 2.9 mm. 以 0.5 Hz 的步长逐步提高调制频率 f_m 使悬浮液滴发生各阶扇谐振荡, 实验中固定调制幅度 $\eta = 0.23$.

3 结果与讨论

3.1 不同黏度液滴的扇谐振荡过程

声悬浮液滴 l 阶扇谐振荡的仰视图边缘轮廓演化过程可以表示为 [18]:

$$r(\phi, t) = a [1 + \xi_l(t) \cos(l\phi + \varphi_l)], \quad (2)$$

其中

$$\xi_l(t) = \xi_{0l} \cos(\omega_l t). \quad (3)$$

式中, a 为静态液滴的赤道半径, ξ_l 为液滴的瞬态振幅, ϕ_l 反映液滴振荡的空间取向, ξ_{0l} 和 ω_l 分别为扇谐振荡的相对振幅和角频率.

采用数字图像处理方法对各阶扇谐振荡的仰视图边缘点进行提取, 并采用 (2), (3) 两式对其进行拟合, 可以确定各阶扇谐振荡的振幅 ξ_{0l} . 图 1 以 1#, 5# 和 8# 液滴为例, 给出了 ξ_{0l} 与调制频率 f_m 的关系. 图中各曲线峰值处的图片即为实验中拍摄的相应阶数扇谐振荡液滴的仰视图.

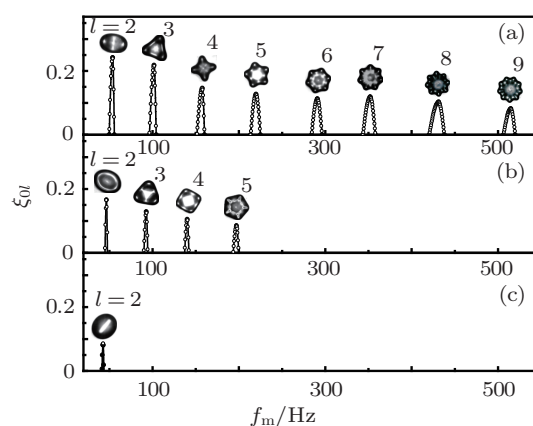


图 1 声悬浮液滴发生各阶扇谐振荡时调制频率 f_m 与振幅 ξ_{0l} 的分布. 图中圆点为实验结果, 各峰值处图像为液滴相应振荡模式的仰视图 (a) 1# 液滴; (b) 5# 液滴; (c) 8# 液滴

实验表明, 扇谐振荡只能在特定频率附近的一定范围内发生, ξ_{0l} 取得峰值 ξ_{0l}^* 时对应的频率即为共振调制频率 f_m^* . 在某一共振调制频率 f_m^* 左右, 能够激发扇谐振荡的最高频率和最低频率之差 Δf_m^* 可以定义为共振频率宽度. 对同一液滴, 随

着阶数 l 的增大, 振幅 ξ_{0l} 有减小的趋势, 而共振频率宽度 Δf_m^* 有增大的趋势. 如图 1(a) 中, 2—9 阶扇谐振荡的振幅峰值 ξ_{0l}^* 分别为 0.242, 0.212, 0.146, 0.127, 0.113, 0.119, 0.103 和 0.082, Δf_m^* 分别为 6.0, 7.8, 8.8, 11.4, 12.1, 14.6, 15.6 和 12.6 Hz. 需要指出的是, 各阶扇谐振荡的振幅峰值均出现在各自调制频率区间中点的偏右一侧.

对比不同粘度液滴的扇谐振荡过程, 可以明显发现:

(1) 粘度越大, 可激发的最高阶数 L 越小. 如图 1 中 1# 液滴可观测到 2—9 阶扇谐振荡, 5# 液滴可观测到 2—5 阶扇谐振荡, 而 8# 液滴则只有 2 阶扇谐振荡发生. 在本实验条件下, 1—8# 液滴所激发的最高扇谐振荡阶数 L 见表 1.

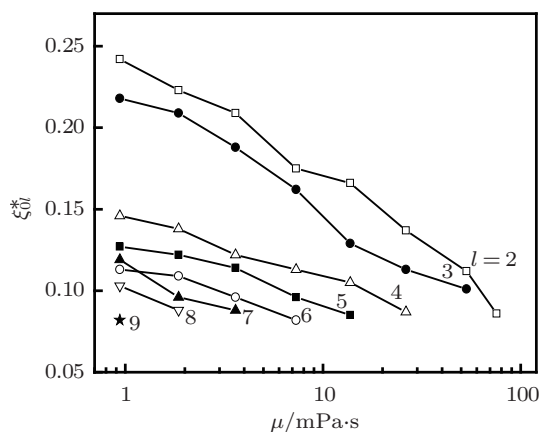


图 2 各阶扇谐振荡的振幅峰值 ξ_{0l}^* 与液滴粘度 μ 的关系

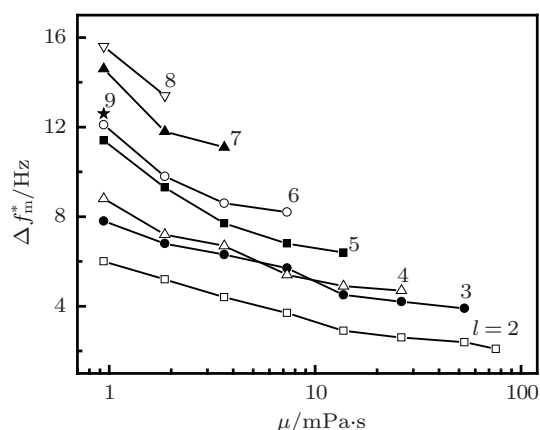


图 3 各阶扇谐振荡的共振频率宽度 Δf_m^* 与液滴粘度 μ 的关系

(2) 对相同阶数的扇谐振荡, 液滴粘度越大, 则 ξ_{0l}^* 越小, 同时 Δf_m^* 也越小. 各阶扇谐振荡的振幅峰值 ξ_{0l}^* 和共振频率宽度 Δf_m^* 随粘度 μ 的变化

关系总结于图 2 和图 3. 以 $l = 2$ 阶扇谐振荡为例, 在相同的调制幅度下, 当液滴的粘度由 0.94 mPa·s 依次增大到 75.65 mPa·s 时, ξ_{0l}^* 由 0.242 逐渐减小到 0.086, Δf_m^* 由 6.0 Hz 逐渐减小到 2.1 Hz.

3.2 激发扇谐振荡的临界黏度

图 1 表明, 一定声场调制幅度下, 随悬浮液滴黏度的增大, 可激发的扇谐振荡阶数逐渐减少. 由此可以推断, 对某一确定阶数的扇谐振荡, 必存在一个临界黏度 μ_c , 当超过此临界黏度时, 该阶扇谐振荡不再发生.

以二阶扇谐振荡为例, 当液滴黏度由 0.94 mPa·s ($c = 0$) 增大到 75.65 mPa·s ($c = 0.83$) 时均可发生, 而在黏度值为 85.37 mPa·s ($c = 0.84$) 时则观察不到二阶扇谐振荡. 对浓度 c 采用二分法继续配制甘油 - 水溶液进行实验, 直至恰好无二阶扇谐振荡发生为止. 这时的溶液黏度值即为发生二阶扇谐振荡的临界黏度 μ_c , 其值为 84.10 mPa·s. 同理, 可由实验确定 3—9 阶扇谐振荡的临界黏度 μ_c 分别为 65.85, 41.84, 19.38, 11.69, 6.61, 3.17 和 1.57 mPa·s.

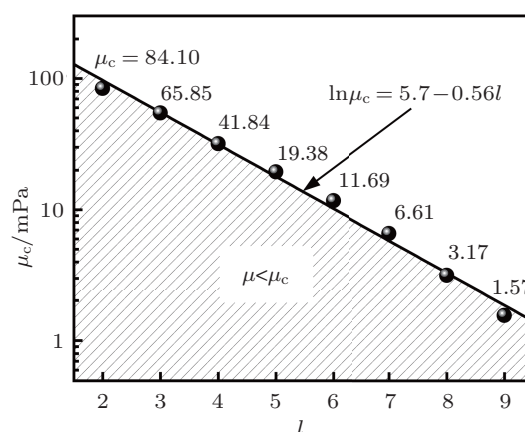


图 4 激发 2—9 阶扇谐振荡的临界黏度. 图中圆点为实验值, 实线为拟合值, 阴影表示扇谐振荡发生的区域

一般情况下, 临界黏度还与调制幅度 η 有关. 图 4 给出了 $\eta = 0.23$ 时各阶扇谐振荡的临界黏度随阶数 l 的变化关系. 可以发现 $\ln \mu_c$ 与 l 之间存在近似线性关系:

$$\ln \mu_c = 5.7 - 0.56l. \quad (4)$$

当液滴的黏度 μ 与振荡阶数 l 落在图中阴影区域时才会发生扇谐振荡.

3.3 黏度对本征频率的影响

由图 1 可以发现, 随着液滴黏度的增大, 各阶共振频率 f_m^* 均略向左移. 图 5 给出了各阶扇谐振荡的共振调制频率随黏度的变化关系. 图中离散点为实验结果, 可见各阶共振频率随黏度增大均有缓慢减小的趋势.

声悬浮条件下液滴的扇谐振荡是由参数共振机理激发的, 其共振调制频率 f_m^* 等于液滴扇谐振荡本征频率 f_l 的 2 倍^[18]. 因此可以由本征频率公式^[18]

$$\omega_l^2 = \frac{\sigma}{\rho a^3} l(l-1)(l+2) \quad (5)$$

对 f_m^* 进行理论计算, 其中 σ 和 ρ 分别为液滴表面张力和密度. 图 5 中实线是由 (5) 式计算的理论曲线, 曲线右端终结于 $\eta = 0.23$ 时各阶扇谐振荡的临界黏度. 可见, 实验结果与理论计算符合较好. 由于 (5) 式本身并不包含黏度参数, 再对比表 1 可知, 不同黏度液滴同阶共振频率略有差异主要是由于不同配比甘油 - 水溶液的 σ 和 ρ 比值变化引起的.

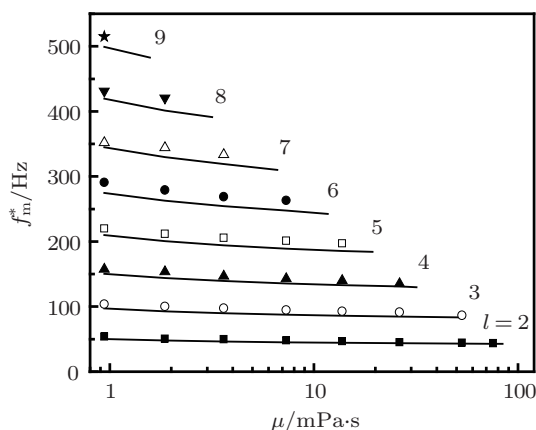


图 5 各阶扇谐振荡的共振调制频率 f_m^* 与液滴粘度 μ 的关系. 图中各离散点为实验结果, 实线是由 (5) 式得到的共振调制频率理论值

(5) 式是一个经验公式, 为了进一步考察黏度对本振频率有无影响, 需排除表面张力和密度的影响. 现定义

$$M = (\rho \omega_l^2 a^3 / \sigma)^{1/3}, \quad (6)$$

并考察不同黏度液滴扇谐振荡时 M 值的变化. 实验中 f_l 取高速摄像机记录的液滴振荡连续 10 个周期的平均频率值. 悬浮液滴赤道半径 a 分别取 2.44, 2.58, 2.72, 2.86 和 2.92 mm 五个值, 以考察不同 a 值对结果的影响. 由 (5) 式知 M 的理论值为

$$M = [l(l-1)(l+2)]^{1/3}. \quad (7)$$

1—8#液滴各阶扇谐振荡的 M 值与黏度的关系如图 6 所示, 图中圆点为实验结果, 实线则为 (7) 式计算的理论值, 各实线右端终结于 $\eta = 0.23$ 时各阶扇谐振荡的临界黏度值. 由图中可以看出 1—8#液滴各阶扇谐振荡的实验值与理论值符合较好. 这表明修正的 Rayleigh 公式 (5) 能够较好描述不同黏度液滴各阶扇谐振荡的本征频率, 同时也说明, 图 5 中 1—8#液滴同阶扇谐振荡的频率差异是由其表面张力与密度差异引起的, 黏度对扇谐振荡的本征频率无明显影响.

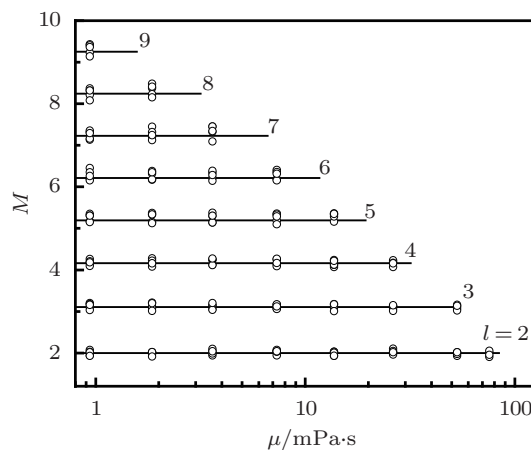


图 6 M 值与液滴粘度 μ 的关系. 图中圆点为实验值, 实线为 (7) 式计算的理论值

3.4 黏性液滴扇谐振荡过程的理论分析

在声悬浮过程中, 当超声换能器电压以 (1) 式方式进行调制时, 声场也随之进行相同形式的变化, 导致液滴表面上的声辐射压发生一个正比于 $\eta \cos(\omega_m t)$ 的扰动. 这相当于在原本静止的悬浮液滴上施加了一个频率为 ω_m 的外力, 从而引起液滴的轴对称受迫振荡. 液滴的赤道半径 a 在受迫振荡过程中的变化可表示为

$$a = a_0 (1 + h \cos(\omega_m t)), \quad (8)$$

其中 h 为 a 的相对扰动幅度, $h \ll 1$. 由于 a 的扰动改变了液滴扇谐振荡的本征频率参数, 这时振幅 ξ_l 满足方程^[18]:

$$\ddot{\xi}_l + \omega_l^2 (1 + 3h \cos \omega_m t) \xi_l = 0. \quad (9)$$

根据参数共振理论^[26], 当 $\omega_m = 2\omega_l + \beta$ ($|\beta| < 3h\omega_l/2$) 时, ξ_l 将以 e^{st} 方式指数增长, 从而激发扇谐振荡. s 的表达式为

$$s = \frac{1}{2} \sqrt{(3h\omega_l/2)^2 - \beta^2}. \quad (10)$$

如果考虑粘性引起的振幅衰减 $\xi_l \propto e^{-\delta t}$, 其中 δ 为衰减系数, 则进一步要求 $s > \delta$. 因此 h 存在一个阈值

$$h_c = \frac{4\delta}{3\omega_l}, \quad (11)$$

只有当 $h > h_c$ 时, 扇谐振荡才能发生. 这时的调制频率变化范围为

$$|\beta| < 2\sqrt{(3h\omega_l/4)^2 - \delta^2}. \quad (12)$$

下面计算液滴扇谐振荡过程中的衰减系数 δ . 对于不可压缩流动, 粘性引起的能量耗散率可表示为 [27]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\mu}{2} \int \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 dV, \quad (13)$$

其中 μ 为黏度, x_i, u_i ($i = 1, 2, 3$) 分别为坐标和速度分量, 式中带下标部分采用了爱因斯坦求和约定. 扇谐振荡液滴内部流场在柱坐标系下可表示为 [21]:

$$u_r = -\omega_l \xi_{0l} a^{2-l} r^{l-1} \cos(l\phi) \sin(\omega_l t), \quad (14)$$

$$u_\phi = \omega_l \xi_{0l} a^{2-l} r^{l-1} \sin(l\phi) \sin(\omega_l t), \quad (15)$$

$$u_z = 0. \quad (16)$$

将液滴形状近似看成半径为 a 厚度为 b 的圆饼, 可由 (13)—(16) 式计算得到 $\partial E/\partial t$, 并在一个振荡周期内求得其平均值, 得到

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -2\pi\mu(l-1)ba^2\omega_l^2\xi_{0l}^2. \quad (17)$$

液滴扇谐振荡的动能可由 $E_k = \frac{1}{2}\rho \int u^2 dV$ 计算, 由于振荡过程中动能的最大值等于总能量, 因此

$$E = \frac{\pi\rho ba^4\omega_l^2\xi_{0l}^2}{2l}. \quad (18)$$

由能量耗散关系 $\partial \bar{E}/\partial t = -2\delta E$, 可求得衰减系数

$$\delta = \frac{2l(l-1)\mu}{\rho a^2}. \quad (19)$$

将 (5) 式和 (19) 式带入 (11) 式, 可得到

$$h_c = \frac{8\mu}{3} \sqrt{\frac{l(l-1)}{\rho\sigma a(l+2)}}. \quad (20)$$

由此可见, 液滴黏度越大, 振荡阶数越高, 则 h_c 越大. 这就是为什么扇谐振荡在高黏度液滴和高阶数

振荡模式下难以发生的原因. 如果已知 h , 由 (20) 式还可得到扇谐振荡的临界黏度 μ_c 的表达式:

$$\mu_c = \frac{3h}{8} \sqrt{\frac{\rho\sigma a(l+2)}{l(l-1)}}. \quad (21)$$

一般情况下, h 与调制幅度 η 有关, 也与调制频率 ω_l 和液滴黏度 μ 有关. 实验发现, 在 η 相同的情况下, h 随 l 的增大而减小. 因此, μ_c 随 l 增大而减小. 这与图 4 中的实验结果定性一致.

对于同阶振荡, 不同黏度液滴的共振频率 ω_l 相差不大, h 也相差不大, 但衰减系数 δ 与 μ 成正比, 在本文实验条件下变化很大. 由 (12) 式可知, 这时影响频率宽度的主要是根号下的第二项. 因此黏度越大, 频率宽度越小, 这解释了图 3 中的实验现象.

黏性液滴扇谐振荡过程中损耗的能量应等于声场调制对其输入的能量, 假设此输入能量对不同黏度的悬浮液滴近似为常数, 由 (17) 式可知, 黏度越大, 则振幅越小. 这可以定性解释图 2 中的实验结果.

4 结论

采用声悬浮方法研究了不同黏度的甘油-水溶液的扇谐振荡过程. 发现在声场调制幅度 η 一定的情况下, 只有当液滴黏度 μ 小于某一临界黏度 μ_c 时, 各阶扇谐振荡才能被激发. 实验确定了 μ_c 与振荡阶数 l 的关系, 可近似用 (4) 式表达. 实验还发现, 各阶扇谐振荡的振幅峰值和共振频率宽度均随液滴黏度的增大而减小, 黏度对扇谐振荡本征频率无明显影响. 采用参数共振理论对黏性液滴的扇谐振荡过程进行了理论分析, 结果表明激发扇谐振荡的扰动阈值 h_c 与黏度 μ 成正比, 并随振荡阶数 l 的增大而增大, 因此扇谐振荡在高黏度液滴和高阶振荡模式下难以发生.

实验和分析过程中得到了西北工业大学应用物理系鄢振麟、耿德路、李留辉、郭钊宇和叶鹏等的有益帮助, 在此深表感谢.

- [1] Amo A, Sanvitto D, Laussy F P, Ballarini D, Valle E D, Martin M D, Lemaître A, Bloch J, Krizhanovskii D N, Skolnick M S, Tejedor C, Viña L 2009 *Nature* **457** 291
- [2] Körner C 2008 *Mater. Sci. Eng. A* **495** 227
- [3] Fernando H J S 2010 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42** 365
- [4] Garnero E J, McNamara A K 2008 *Science* **320** 626
- [5] Huang H Y, Wang Y Q 2010 *Opt. Eng.* **49** 114201
- [6] Randrup J 2009 *Phys. Rev. C* **79** 054911
- [7] Weber J K R, Rey C A, Neufeind J, Benmore C J 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 083904
- [8] Brandt E H 2001 *Nature* **413** 474
- [9] Yamamoto Y, Abe Y, Fujiwara A, Hasegawa K, Aoki K 2008 *Microrgravity Sci. Technol.* **20** 277
- [10] Du R J, Xie W J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114302 (in Chinese) [杜人君, 解文军 2011 物理学报 **60** 114302]
- [11] Trinh E, Wang T G 1982 *J. Fluid Mech* **122** 315
- [12] Apfel R E, Tian Y, Jankovsky J, Shi T, Chen X, Holt R G, Trinh E, Croonquist A, Thornton K C, Sacco A, Coleman C, Leslie F W, Matthiesen D H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1912
- [13] Brunet P, Snoeijer J H 2011 *Eur. Phys. J. Special Topics* **192** 207
- [14] Natarajan R, Brown R A 1986 *Phys. Fluids* **29** 2788
- [15] Ludu A, Draayer J P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2125
- [16] Nugent S, Posch H A 2000 *Phys. Rev. E* **62** 4968
- [17] Watanabe T 2009 *Phys. Lett. A* **373** 867
- [18] Shen C L, Xie W J, Wei B 2010 *Phys. Rev. E* **81** 046305
- [19] Yan Z L, Xie W J, Shen C L, Wei B B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 064302 (in Chinese) [鄢振麟, 解文军, 沈昌乐, 魏炳波 2011 物理学报 **60** 064302]
- [20] Shen C L, Xie W J, Wei B 2010 *Phys. Lett. A* **374** 2301
- [21] Shen C L, Xie W J, Yan Z L, Wei B 2010 *Phys. Lett. A* **374** 4045
- [22] Gu Q C, Lou S C, Dai Q P, Huang B R, Li Q J 1979 *Chemical Databases* (Vol. 1) (Nanjing: Jiangsu Science and Technology Press) p148 (in Chinese) [顾庆超, 楼书聪, 戴庆平, 黄炳荣, 李乔钧 1979 化学用表 (第 1 卷) (南京: 江苏科学技术出版社) 第 148 页]
- [23] Mehrotra A K, Monnery W D, Svrcek W Y 1996 *Fluid Phase Equilib.* **117** 344
- [24] Zhang J T 2008 *Glycerol* (Beijing: Chemical Industry Press) p15 (in Chinese) [张金廷 2008 甘油 (北京: 化学工业出版社) 第 15 页]
- [25] Tong J S 2008 *Fluid Thermal Physical Properties* (Beijing: China Petrochemical Press) p224 (in Chinese) [童景山 2008 流体热物性学 (北京: 中国石化出版社) 第 224 页]
- [26] Landau L D, Lifshitz E M 1999 *Mechanics* (3rd Ed.) (Beijing: World Publishing Corporation) p80
- [27] Landau L D, Lifshitz E M 1999 *Fluid Mechanics* (2nd Ed.) (Beijing: World Publishing Corporation) p51

Sectorial oscillation of acoustically levitated viscous drops*

Shao Xue-Peng Xie Wen-Jun†

(Department of Applied Physics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 2 November 2011; revised manuscript received 22 November 2011)

Abstract

The sectorial oscillation of acoustically levitated viscous drops is investigated by applying a series of aqueous glycerol solutions (viscosity $\mu = 0.94\text{--}75.65$ mPa·s). It is found that there exists a critical viscosity μ_c for a definite mode of sectorial oscillation, and that mode can be excited only when $\mu < \mu_c$. The critical viscosities for the $l = 2\text{--}9$ th mode sectorial oscillation are experimentally determined with a modulation amplitude to the acoustic field reaching $\eta = 0.23$. It is found that $\ln \mu_c$ decreases approximately linearly with l . Analysis based on the parametric resonance theory indicates that in order to excite the sectorial oscillation, the equatorial radius of the drop must be perturbed over a threshold h_c , which is proportional to the viscosity μ and increases with l . Therefore, the sectorial oscillations can hardly be excited to those drops with high viscosity and large oscillation modes. Both the amplitude and resonant modulating frequency width decrease with the enlargement of viscosity. No obvious effect of viscosity is found on the eigenfrequency of sectorial oscillation.

Keywords: acoustic levitation, sectorial oscillation, viscosity, parametric resonance

PACS: 43.25.Uv, 47.55.Dz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51071126).

† E-mail: wjxie@nwpu.edu.cn