

微尺度空泡溃灭驱使微球运动的机理研究

魏梦举 陈力 伍涛 张鸿雁 崔海航

Mechanism of the motion of spherical microparticle induced by a collapsed microbubble

Wei Meng-Ju Chen Li Wu Tao Zhang Hong-Yan Cui Hai-Hang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 164702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.164702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.164702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I16>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于格子 Boltzmann 方法的自驱动 Janus 颗粒扩散泳力

Research on diffusiophoresis of self-propulsion Janus particles based on lattice Boltzmann method

物理学报.2017, 66(8): 084703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084703>

自驱动 Janus 微球近壁运动特性实验与数值模拟研究

Experiment and numerical study on the characteristics of self-propellant Janus microspheres near the wall

物理学报.2015, 64(13): 134705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134705>

光学读出红外成像中面光源影响下的光学检测灵敏度研究

Optical detection sensitivity of area light source in optical read-out IR imaging

物理学报.2013, 62(22): 220703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.220703>

单晶硅微纳构件加工表面性能的时变性研究

Performance evolution process of machined surface of monocrystalline silicon micro/nanostructures

物理学报.2013, 62(22): 220704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.220704>

表面镀金 SU-8 微柱的低频电动旋转特征

Electrorotation characteristics of gold-coated SU-8 microrods at low frequency

物理学报.2013, 62(20): 200702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.200702>

# 微尺度空泡溃灭驱使微球运动的机理研究\*

魏梦举 陈力 伍涛 张鸿雁 崔海航†

(西安建筑科技大学环境与市政工程学院, 西安 710055)

(2017年3月23日收到; 2017年6月2日收到修改稿)

受限空泡的溃灭是气泡动力学的核心问题, 研究表明毫米尺度的空泡溃灭可以拉动附近同尺度的悬浮颗粒运动. 本文针对受限空泡溃灭在微尺度下的行为开展研究, 通过气泡驱动的球形微马达实验, 给出了微气泡溃灭形成射流从而显著推动马达前进的现象, 但由于溃灭时间很短, MicroPIV 系统不能给出足够的流动细节. 进而采用基于流体体积的数值手段模拟了这一过程, 获得了流场的时空分布, 并通过积分估算了微球获得的冲量, 给出了微球所能达到的速度. 结果表明这一问题与尺度密切相关, 微尺度下空泡溃灭足以推动微球显著运动, 在气泡尺寸固定的情况下, 微球半径越小, 微球与气泡间距离越近, 推动的效果越明显. 冲量定理则定性解释了宏观尺度与微尺度下存在差异的原因. 这一特殊的微流动问题不但扩展了空化研究的尺度范围, 揭示了微尺度下空泡与颗粒作用的特性, 而且对提高微马达的驱动效率也具有重要意义.

**关键词:** 空泡溃灭, 微马达, 流体体积, 微流动

**PACS:** 47.63.mf, 07.10.Cm, 02.60.Cb, 47.70.Fw

**DOI:** 10.7498/aps.66.164702

## 1 引言

空化是流体力学领域的经典问题<sup>[1-6]</sup>. 空化泡一般通过升温或降压的手段由液体气化形成, 当外部温度或压强无法维持气泡的形态时<sup>[7]</sup>, 气泡就会快速地溃灭. 在远离边界时, 空泡将均匀地生成和溃灭, 可以用 Rayleigh-Plesset 方程进行描述<sup>[6]</sup>; 当受到边界影响时, 气泡将非对称地溃灭形成高速液体射流<sup>[8]</sup>. 由于射流具有极高的能量密度, 可以导致水力机械的气蚀, 但也可以被利用进行超声清洗或降解污染物<sup>[9]</sup>.

目前较大尺度受限空泡溃灭的研究已相当丰富. Ohl 等<sup>[10]</sup>利用 MicroPIV 研究了百微米空化泡在固壁附近的溃灭, 观察到指向壁面的高速微射流, 说明在强受限条件下微尺度气泡的能量仍能进一步被聚焦. 对于空化泡与同尺度悬浮颗粒间的相互作用问题, 可认为是研究弱受限条件下的气泡动

力学问题. 相关文献已分别采用数值模拟和实验的方法对厘米级<sup>[11]</sup>和毫米级<sup>[12]</sup>的问题进行了研究, 结果表明气泡溃灭足以显著拉动同一尺度固体颗粒向气泡中心运动, 并能观察到不同程度的指向固壁的微射流. 当尺度进一步减小到百微米, Khoo 等<sup>[13]</sup>和 Zhao 等<sup>[14]</sup>在实验中仍能观察到气泡溃灭过程中颗粒向气泡中心运动的现象, 但却没有观察到指向颗粒表面的微射流, 此时拉动颗粒的力为收缩流场产生的曳力, 作用的时间与气泡溃灭的时间相当. 可见, 在气泡与悬浮颗粒的相互作用研究中, 较大尺度下的实验现象较为一致, 但在百微米尺度下仍存在研究空白, 缺乏介于固壁附近可形成射流与悬浮颗粒附近无射流之间的研究.

鉴于此, 本文首先研究了基于自驱动微马达的空泡与颗粒间的相互作用, 实验表明在这一体系中可以形成微射流, 而且射流足以推动马达显著前进, 但受限于实验条件, 高速摄像无法记录微气

\* 国家自然科学基金应急管理项目(批准号: 11447133)、国家自然科学基金青年基金(批准号: 11602187)、陕西省自然科学基金基础研究计划青年人才项目(批准号: 2016JQ1008)、陕西省教育厅专项科研计划(批准号: 15JK1385)和西部绿色建筑国家重点实验室培育基地自主科研项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cuihaihang@xauat.edu.cn

泡溃灭的详细过程. 因此, 我们采用基于流体体积 (VOF) 的数值手段研究了溃灭微气泡对邻近微球的作用过程, 获得了流场的时空分布及微球的受力, 并通过积分微球获得的冲量估算了微球所能达到的速度. 最后, 利用冲量定理定性解释了宏观尺度与微尺度下气泡与悬浮颗粒作用存在差异的原因. 这一研究不但扩展了空化研究的尺度范围, 揭示了微尺度下空泡与颗粒相互作用的特性, 而且对提高微马达的驱动效率也具有重要意义.

## 2 气泡驱动微马达实验

自驱动微纳马达能够利用非对称结构从外部环境中获得能量, 驱动自身不断运动. 典型的 Pt-SiO<sub>2</sub> 型 Janus 微球 (Janus particle, JP) 马达通过在 Pt 催化剂一侧分解溶液中的 H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (2H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> → 2H<sub>2</sub>O + O<sub>2</sub>) 进行自驱动. H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> 分子被分解后首先生成溶解态的 O<sub>2</sub>, 当溶解态的 O<sub>2</sub> 达到饱和后会析出形成 O<sub>2</sub> 微气泡, 实验中可以通过控制 H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> 的浓

度及马达尺度确保单气泡的生成, 随着气泡的长大及溃灭, 会与微马达发生相互作用, 这个驱动过程不断循环被称为微马达的气泡自驱动. 实验中气泡溃灭期间并没有观察到马达的显著位移, 但在气泡消失后观察到微马达被瞬间加速, 速度可达 1 m·s<sup>-1</sup> 量级, 随后速度逐渐衰减至零, 这一过程持续数十微秒, 在此期间向前运动了大约 1—2 倍自身长度的位移. 分析实验拍摄的图像 (图 1), 可以得到气泡溃灭前后颗粒的位置信息, 在已知时间间隔的情况下可以计算出微马达的速度. 另外, 在现有高速摄像的实验条件下, 两帧图像的间隔约为 10 μs, 需要特别指出, 在此期间气泡已经溃灭, 这意味着气泡溃灭的历时应小于 10 μs. 直观上由于气体与固体颗粒密度相差了近 3 个量级, 根据动量守恒原则, 同一尺度的气泡应该无法引起颗粒的显著运动, 因此空泡溃灭能够驱动微马达显著运动这一实验现象是反直觉的. 详细的实验过程可参考之前的实验工作 [15,16].

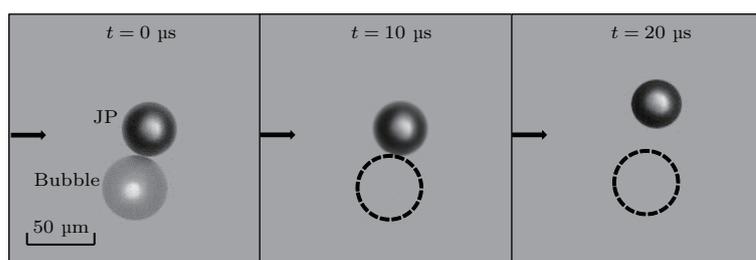


图 1 高速摄像拍摄的溃灭前后气泡与 Janus 颗粒的位置:  $t = 0 \mu\text{s}$  时刻气泡尺度为最大, 也是气泡溃灭的开始;  $t = 10 \mu\text{s}$  气泡溃灭完毕;  $t = 20 \mu\text{s}$  时气泡溃灭引起的微马达向前的运动

Fig. 1. Snapshots of JP's positions before and after the collapse taken by high speed camera: at  $t = 0 \mu\text{s}$ , the bubble reaches its biggest size and begins to collapse; at  $t = 10 \mu\text{s}$ , the bubble is disappeared; at  $t = 20 \mu\text{s}$ , the micro-motor moves forward after the bubble is collapsed.

## 3 数值模拟

为揭示这一现象的机理, 必须对空泡溃灭过程有清晰的认识, 而数值模拟是研究空泡溃灭过程及射流流动细节的重要手段. 本模拟以百微米气泡在同尺度球形颗粒附近溃灭的过程为研究对象, 通过分析微球受力来揭示微尺度下空泡溃灭推动颗粒显著运动的可能性. 模拟过程中气泡大小固定, 半径为  $R_b = 100 \mu\text{m}$ , 重点考察微球半径以及气泡与微球间距离对微球受力的影响. 由于实验中发现气泡溃灭过程中微马达几乎静止不动, 在气泡消失后微马达才开始运动, 因此在本模拟中悬浮微球

是固定不动的, 通过后处理中积分冲量来估算微球的运动速度及微球的位移, 分析不同颗粒的运动情况.

### 3.1 物理模型

本模拟的基本假设如下: 1) 水为不可压缩流体, 气体为可压缩流体, 满足理想气体状态方程  $p = \rho RT$ , 其中  $p$  为压强,  $\rho$  为密度,  $R$  为气体常数,  $T$  为温度; 2) 流动状态为层流; 3) 不考虑重力的影响; 4) 气泡中不包含不可凝结气体; 5) 忽略气相与液相的质量传递. 模型采用轴对称模型, 以微球表面右侧为坐标原点、气泡中心与微球中心的连线为

对称轴. 内部微球表面为无滑移条件, 外部边界为出流条件, 参考点的压强  $P_{ref} = 101325$  Pa. 模拟中通过初始化给定气泡的初始尺寸、外部边界的压强及气泡内部的压强条件, 使得气泡溃灭. 另外, 本模拟为微尺度空泡溃灭, 溃灭机理与大尺度相似, 区别在于微尺度下表面张力对空泡溃灭的影响不能忽略, 所以本文模拟过程考虑了表面张力的影响. 为减小有限计算域对模拟结果的影响, 计算域边界与气泡间距离为气泡半径的20倍以上, 具体的计算域及边界条件类型如图2所示. 模拟采用结构化网格进行划分, 并对网格无关性进行了检验. 时间步长为  $10^{-9}$  s, 固定步长求解.

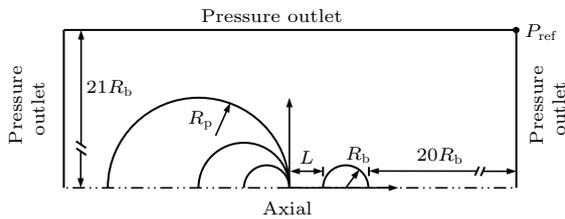


图2 计算域及边界条件设置

Fig. 2. Computational domain and boundary conditions.

层流流动的控制方程包括质量守恒及 Navier-Stokes 方程 [17-19],

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla U) + \sigma \kappa n, \quad (2)$$

其中  $\rho$  和  $\mu$  分别表示流体的密度和黏度 ( $\rho_{water} = 10^3$  kg/m<sup>3</sup>,  $\mu_{water} = 10^{-3}$  Pa·s,  $\rho_{air} = 1.18$  kg/m<sup>3</sup>,  $\mu_{air} = 1.34 \times 10^{-5}$  Pa·s),  $\sigma$  为表面张力系数 (72 mN/m),  $\kappa$  为表面曲率. 气液两相流模拟采用 VOF 模型, 引入有关组成相体积分数的标量输运方程来描述各相的体积分:

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + (U \cdot \nabla)\alpha = 0. \quad (3)$$

取值 0 表示在气泡内部, 1 表示在液体中,  $0 < \alpha < 1$  表示交界面. 不同相的密度和黏度可统一表示为  $\rho = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2$  及  $\mu = \alpha_1 \mu_1 + \alpha_2 \mu_2$ , 下标 1 和 2 分别表示液相和气相.

### 3.2 算法验证

为验证本模拟方法的可靠性, 首先对单个气泡 (气泡初始半径  $R_0 = 1$  mm, 气泡中心与边壁

的距离  $h = 1.2$  mm) 在平直边壁附近的溃灭过程进行了模拟, 计算的溃灭时间为  $t = 107.4$   $\mu$ s. 为了说明模拟的可靠性, 将数值计算的结果与理论解进行了对比. 无边界影响的气泡溃灭过程可由经典 Rayleigh-Plesset 方程进行描述 [20,21], 对于一个初始半径为  $R_0$  的气泡, 溃灭的特征时间为  $t_c = 0.915 R_0 \sqrt{\rho_l / (p_\infty - p_0)}$ , 当存在固体边壁影响时, 可通过延长因子  $K$  来计入边界的影响 [22], 该因子的表达式为  $K = t'_c / t_c = 1 + 0.41 R_0 / 2h$ , 式中的  $t'_c$  和  $h$  分别为近壁面空泡的溃灭时间及空泡中心距壁面的距离. 根据这一公式可以求得  $t'_c = 108.3$   $\mu$ s, 与数值模拟间的误差为 0.9%, 可认为本模拟的精度能够满足后续研究要求.

### 3.3 模拟结果

在模拟中, 固定气泡内部与远场边界的压强差  $\Delta P$  为 97785 Pa 以及气泡初始半径  $R_b = 100$   $\mu$ m, 压强差选择的依据是使模拟中气泡的溃灭时间与实验的观察基本一致. 重点研究了不同微球半径 ( $R_p = 100-500$   $\mu$ m) 及不同气泡与微球间距离 ( $L = 5-200$   $\mu$ m) 对溃灭过程中微球受力的影响. 图3为模拟得到的一个典型结果, 其中  $R_p = 100$   $\mu$ m,  $L = 5$   $\mu$ m. 图3(a)给出了气泡溃灭的相图,  $t = 0$   $\mu$ s 为气泡的初始形状; 在  $t = 1.4$   $\mu$ s 时, 气泡形状发生了明显变化, 不再保持球形, 气泡左侧泡壁收缩变慢; 在  $t = 9.0$   $\mu$ s 时, 气泡进一步溃灭, 气泡左侧泡壁有明显收缩, 右侧泡壁未出现凹陷;  $t = 9.5$   $\mu$ s 时, 气泡已消失. 图3(b)给出了溃灭后流场的变化,  $t = 9.5$   $\mu$ s 时, 气泡消失, 原气泡所处位置左右两侧流体速度均达到最大, 微球附近流体速度方向指向  $x$  轴正方向, 远处流体的流向指向  $x$  轴负方向; 在  $t = 9.6$   $\mu$ s 时, 微球附近流体速度方向均已指向  $x$  轴负方向, 说明射流已形成, 同时对称轴两侧流场明显有涡产生, 并向微球处移动;  $t = 13.0$   $\mu$ s 时, 随着射流的发展, 涡明显移动至微球附近.

为了更清楚地说明气泡溃灭过程中微球所受到的外界流体的作用, 图4进一步给出了对称轴线上不同时刻的速度分布. 从图4(a)可以看出, 在气泡开始溃灭时, 气泡中心 ( $x = 105$   $\mu$ m) 左右两侧流体的速度方向相反, 说明气泡处于收缩过程. 随着时间的推移, 速度的峰值逐渐增加, 并且速度为零的气泡中心位置逐渐左移. 速度的峰值在气泡溃灭

完瞬时 ( $t = 9.5 \mu\text{s}$ ) 达到最大, 出现在气泡远离颗粒的右侧区域. 从图 4(b) 中发现, 在气泡溃灭完, 气泡距离微球较近的左侧速度快速衰减, 而远离微球的右侧速度继续维持, 使得轴线上流体速度的主体很快完全指向  $x$  轴负方向, 即形成了指向微球的单一方向的射流 ( $t = 9.8 \mu\text{s}$ ). 形成射流后流体速度峰值逐渐变小, 位置逐渐向微球靠近. 根据这里得到的流场时空分布可以确定出颗粒受到的切应力作用.

接下来进一步分析颗粒受力中正应力(压强)的贡献. 图 5 给出了气泡溃灭完瞬时 ( $t = 9.5 \mu\text{s}$ )

的流体域内压强的分布及该时刻微球表面的压强分布. 从图 5(a) 中可看出, 在气泡溃灭完的瞬间, 微球右侧压强远高于左侧压强, 最大压强约为 90 MPa, 与文献 [23] 结果的数量级一致, 是初始压强差的  $10^3$  倍. 从图 5(b) 中则可以看出, 气泡溃灭完的瞬间, 微球表面压强与流体域内部最大压强为同一量级, 最大值出现在微球右端对称轴线处, 而远离气泡的微球左侧半球的压强迅速衰减. 这样微球表面左右两侧压强分布将明显地不对称, 压强差的作用将推动微球远离气泡.

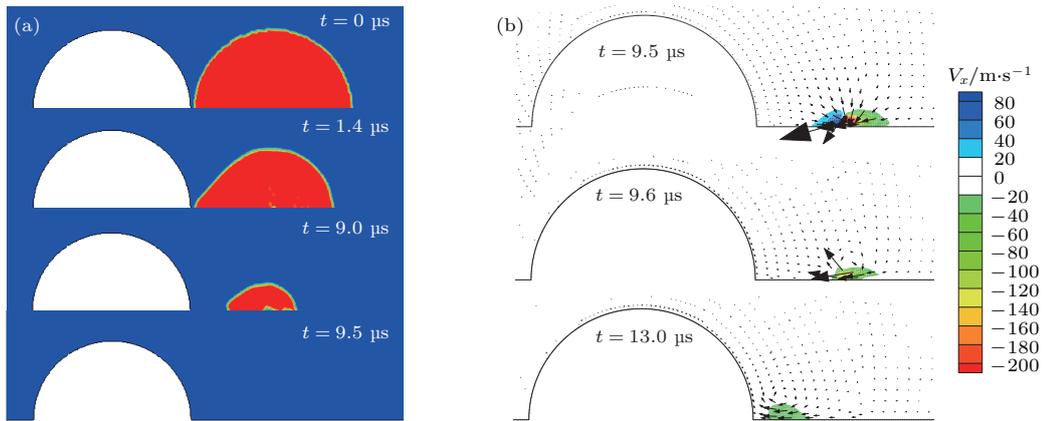


图 3 (网刊彩色) (a) 不同时刻流场相图 (红色区域为气泡); (b) 不同时刻流体速度矢量图

Fig. 3. (color online) (a) Phase diagrams at different times (red zone represents bubble); (b) flow velocity vectors at different times.

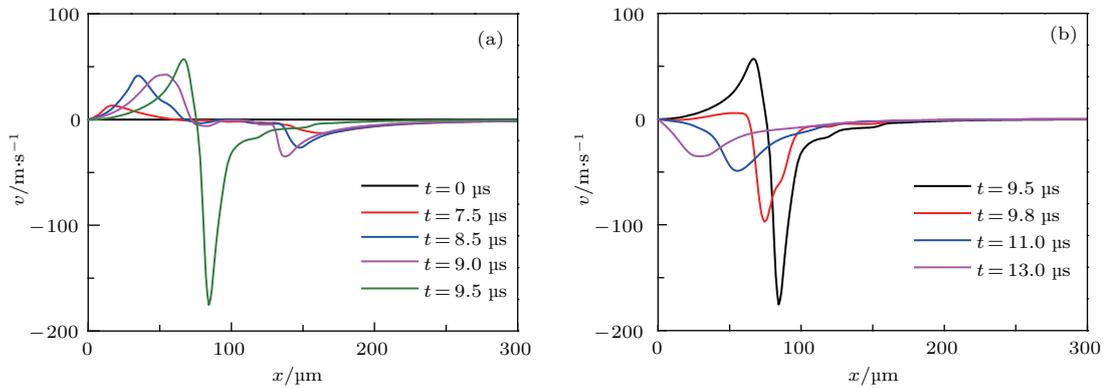


图 4 (网刊彩色) 不同时刻对称轴线上的速度分布 (a) 气泡开始溃灭至消失; (b) 气泡消失形成射流

Fig. 4. (color online) The velocity distribution on the symmetrical axis at different moments: (a) The bubbles begin to collapse and disappear; (b) after the bubbles disappear, a jet flow is formed.

为了进一步说明微球尺度的影响, 对比了相同距离 ( $L = 5 \mu\text{m}$ ) 情况下在微球 ( $R_p = 100 \mu\text{m}$ ) 与平直壁面 ( $R_p = \infty$ ) 附近气泡溃灭瞬时的压强值, 结果如表 1 所列. 对比发现, 在微球附近溃灭时, 气核中心的压强大于在平直壁面附近溃灭的气核中心的压强, 前者为后者的 6 倍. 而对比作用于固体

壁面(原点处)的压强, 在平直壁面的情形, 压强减少, 为相应气核中心压强值的  $1/2$ ; 而在微球表面, 压强衰减剧烈, 为相应气核中心压强峰的  $1/65$ . 因此, 同样压强差驱动下, 微球表面最终承受的压强比平直壁面小, 约是后者的  $2/11$ . 这一差别可以分两个阶段解释: 在气泡收缩阶段, 由于微球的受

限程度更弱, 气泡收缩的历时短, 更高的速度会转化为更高的压强, 而平直壁面因为具有半无限大边界, 流场与边界的摩擦更多, 更多的能量会耗散, 因此压强略低; 在气泡消失后的射流阶段, 同样由于受限的程度不同, 微球附近的射流不受阻挡, 流场甚至可以绕过微球, 影响到下游, 这时动能转化为压强的比例小, 而当平直壁面完全阻挡了射流时, 大部分的动能会在滞止点转化为压强势能, 可见微球与平壁存在显著不同.

表1 气泡消失瞬间压强对比

Table 1. Comparison of pressure at the moment when bubble is disappeared.

	原点处压强值/MPa	气核中心压强值/MPa
$R_p = 100 \mu\text{m}$	9.94	657.48
$R_p = \infty$	59.47	108.32

在分别获得了切应力和正应力的贡献后, 就可

以研究微球的整体受力  $F$ . 下面首先研究作用力的峰值, 随后再给出作用力的时间累积效果, 即冲量. 图6给出了间距及微球半径的影响. 从图6(a)可以看出, 当  $R_p$  一定时, 随着间距  $L$  的增大完成溃灭所需的时间  $t$  更短, 力  $F$  的峰值随着  $L$  的减小而增大; 图6(b)则给出了不同微球半径  $R_p$  的影响, 当间距  $L$  一定时, 随着半径  $R_p$  的增大溃灭所需的时间  $t$  增大, 力  $F$  的峰值随  $R_p$  的增大而增大. 在不同情况下, 溃灭时间的变化可以用固壁的影响进行解释, 这里得到的规律与算法验证部分的延长因子  $K$  的规律基本一致. 综合图3—图6, 分析微球所受到的总力可以看到: 微球受力由两部分组成, 射流阶段压差力的贡献  $F_{\Delta p}$ , 指向  $x$  轴的负向, 起到推动微球的作用; 泡收缩阶段切应力的贡献  $F_{\tau}$ , 指向  $x$  轴的正向, 起到拉动微球的作用; 而图6中的总力  $F$  为负, 说明在目前给定的参数范围内, 射流阶段压差力  $F_{\Delta p}$  的贡献更大.

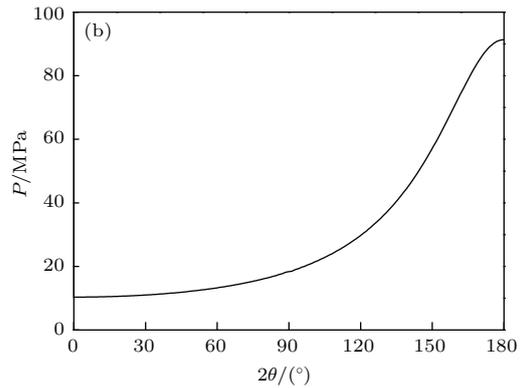
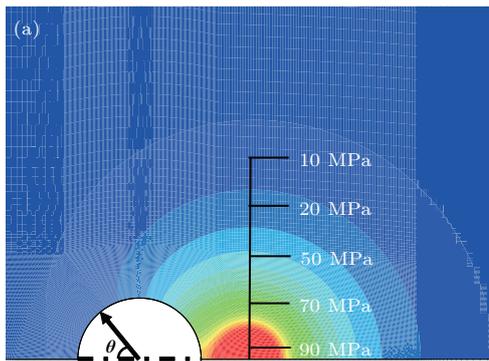


图5 (网刊彩色) 气泡消失瞬时的压强分布 (a) 流体域内的压强分布; (b) 微球表面的压强分布

Fig. 5. (color online) The pressure distribution at the moment when bubble is disappeared: (a) Pressure distribution inside the fluid domain; (b) the pressure distribution on the surface of microspheres.

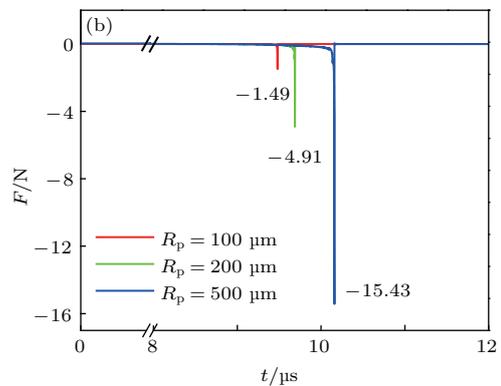
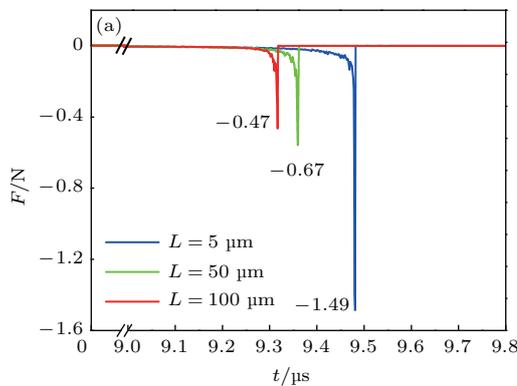


图6 (网刊彩色) 不同工况微球表面受力对比 (a)  $R_p = 100 \mu\text{m}$  时, 微球表面受力随时间的变化; (b)  $L = 5 \mu\text{m}$  时, 微球表面受力随时间的变化

Fig. 6. (color online) Comparison of the surface force of microspheres in different conditions: (a) for  $R_p = 100 \mu\text{m}$ , the change of force on the surface of microspheres; (b) for  $L = 5 \mu\text{m}$ , the change of force on the surface of microspheres.

在气泡溃灭过程中, 微球的净位移取决于不同阶段推力和拉力随时间累积的综合作用. 又由于实验观察到在气泡溃灭过程中微球近乎静止, 因此模拟中将其设定为固定的微球, 而根据球体受力随时间的变化数据进行积分, 得到微球获得的冲量  $I = \int F dt$ , 再根据  $I = \Delta(m \cdot v_0)$ , 计算出颗粒瞬时的速度. 其中  $m = \rho_p \frac{4}{3} \pi R_p^3$ ,  $v_0$  为微球被瞬间加速后的瞬时速度, 认为微球真实密度与水同一量级,  $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$ . 图 7 给出了不同工况下微球被瞬间加速后的瞬时速度  $v_0$  的变化, 从图 7(a) 可以看出  $R_p$  一定时, 微球速度  $v_0$  随  $L$  增大而减小,  $L$  较小时, 微球速度  $v_0$  随  $L$  降低较慢,  $L$  较大时, 微球速度  $v_0$  随  $L$  降低较快. 从图 7(b) 可以看出, 当  $L$  一定时, 微球速度  $v_0$  随  $R_p$  的增大而减小,  $R_p$  较小

时, 微球速度  $v_0$  下降较快,  $R_p$  较大时, 微球速度  $v_0$  下降较慢.

微球能否显著运动是本文研究的主要目标. 这里首先定义微球的临界位移  $S_{cr} = 0.1R_p$ , 认为当微球运动位移  $S > S_{cr}$  时, 视为微球被显著推动, 小于这一临界位移后, 实验难以观测. 通过实验分析, 我们认为微球是瞬间加速的, 不产生位移, 位移主要产生在速度衰减的过程中. 颗粒速度一般按照指数规律迅速衰减, 根据 Stokes 阻力公式计算得到微球的位移  $S$ ,  $S = \frac{v_0}{A} [1 - e^{-At}]$ , 其中  $A = \frac{6\pi\mu_{\text{water}}R_p}{\rho_p V_p}$ , 这里的时间  $t$  取  $10 \mu\text{s}$ , 即两帧间微球的位移, 后期微球的速度趋于零, 所产生的位移被忽略. 根据图 8 的结果, 当  $R_p = 100 \mu\text{m}$  时,

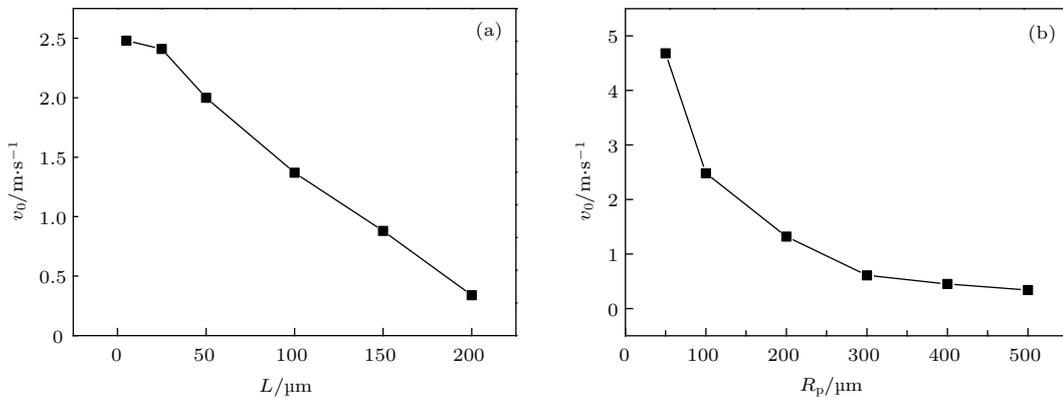


图 7 不同工况速度值的对比 (a)  $R_p = 100 \mu\text{m}$  时, 微球速度  $v_0$  与气泡微球间距  $L$  的关系; (b)  $L = 5 \mu\text{m}$  时, 微球速度  $v_0$  与半径  $R_p$  的关系

Fig. 7. Comparison of velocities in different conditions: (a) For  $R_p = 100 \mu\text{m}$ , the relationship between microspheres velocity  $v_0$  and the spacing  $L$  of bubbles and microspheres; (b) for  $L = 5 \mu\text{m}$ , the relationship between microsphere velocity  $v_0$  and microsphere radius  $R_p$ .

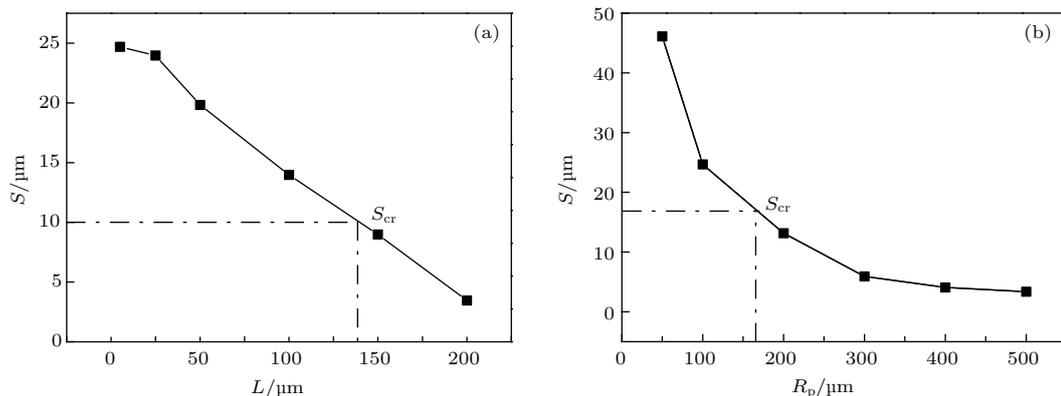


图 8 不同工况位移值的对比 (a)  $R_p = 100 \mu\text{m}$  时, 微球位移  $S$  与气泡微球间距  $L$  的关系; (b)  $L = 5 \mu\text{m}$  时, 微球位移  $S$  与半径  $R_p$  的关系

Fig. 8. Comparison of displacement of different working conditions: (a) For  $R_p = 100 \mu\text{m}$ , the relationship between the microspheres displacement  $S$  and the spacing  $L$  of bubbles and microspheres; (b) for  $L = 5 \mu\text{m}$ , the relationship between microsphere displacement  $S$  and microsphere radius  $R_p$ .

产生显著位移的条件为  $L < 1.48R_b$ ; 当固定  $L = 5 \mu\text{m}$ , 在  $R_p < 1.66R_b$  时产生显著位移, 这时视为微球能够被推动. 因此, 从上面的模拟分析可以看出, 当气泡与微球的距离越小或者微球半径越小时, 空化泡驱动 Janus 颗粒运动效果越显著.

## 4 讨 论

本文以观察到的实验现象为基础, 通过数值模拟研究了百微米气泡与同量级微球的相互作用. 由于问题的复杂性及难度, 并未针对实验现象进行完备的数值模拟, 而是对其中的关键环节进行了抽象, 建立了简化的数值模型, 因此在现阶段忽略了催化反应生成气泡的过程、气泡生长向溃灭转换的条件、微球运动对流动的影响等环节. 这一做法的优点在于可以将现有模型与大量蒸汽空泡的既有研究进行对比. 尽管如此, 由于没有考虑真实的  $\text{O}_2$  气泡过程, 为了使得与实验基本参数一致, 本文引入了内外压差作为拟合参数, 通过给定合理的压差参数, 使得气泡在实验观察到的时间量级范围内溃灭.

针对空泡能够推动微球运动这一反直觉的现象, 理论解释为: 形成射流是微球运动的关键, 微球两侧的压力差是微球瞬间加速的直接原因, 高速射流的曳力提供了部分贡献. 可见动量传递是在密度相近的液体射流与固体颗粒间进行的, 并不是气泡整体的动量, 气泡的作用是提供了液体射流所需的加速空间. 对于微尺度所起的作用, 从 Kelvin 冲量定理  $\mathbf{F}t = \Delta(mv_p)$  分析这一问题,  $v_p$  为颗粒速度,  $\mathbf{F}$  由表面张力主导, 量级约为  $\pi R_b \sigma$ , 特征时间  $t$  约为  $(\rho_{\text{water}} R_b^3 / \sigma)^{0.5}$ , 可以得到  $v_p$   $(\sigma \rho_{\text{water}} / \rho_p^2 R)^{0.5}$ , 可以看出颗粒速度与半径成反比, 对于  $100 \mu\text{m}$  左右的体系计算出  $v_p$  约为  $0.1\text{--}1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . 当颗粒半径增大到毫米甚至厘米量级时,  $v_p$  将显著减小, 同时由于颗粒自身的尺度变大, 更难以观察到相对于其自身的显著运动, 所以在宏观尺度很难观察到空泡溃灭对颗粒的推动作用.

此外, 在部分百微米气泡与颗粒相互作用的研究中 [13,14], 尽管问题的尺度类似, 但却没有观察到射流推动颗粒的现象. 我们认为气泡的生成方式和气泡与颗粒间的位置是造成这一差异的主要原因. 之前空泡动力学主要是通过瞬间加热的方式生成的, 气泡的溃灭取决于外界的传热条件, 而且气泡

生成的位置则是由热源的位置决定的, 这就意味着气泡与颗粒间的距离可能会很大. 而本文模拟结果已说明这一参数会具有重要的影响. 尽管本文并没有在这里研究微马达体系的气泡生成, 但实验表明在基于表面催化反应生成的气泡与微球在大部分时间内是接触的或它们之间的间距很小, 有利于射流的形成.

## 5 结 论

本文通过数值模拟的方法对实验中观察到的气泡溃灭推动微球运动进行了研究, 了解和分析这一问题的机理, 基于合理的简化模型, 得到如下结论: 1) 实验表明百微米级气泡能够通过射流方式驱动同尺度固体颗粒向前显著运动, 颗粒在气泡溃灭过程中基本保持静止, 随后在瞬间被加速, 由于黏滞阻力的影响, 速度很快衰减, 在这期间产生了显著位移; 2) 通过数值模拟研究了这一过程, 发现前期曳力会拉动颗粒, 但推动气泡的动力主要来源于射流阶段, 此时压差力为主导, 且曳力也与颗粒运动方向一致; 3) 对比不同参数的研究表明, 气泡受限的程度对射流驱动的效果具有重要影响, 颗粒半径越小、气泡与颗粒间距越近推动的效果越明显.

## 参考文献

- [1] Yang F, Chen W Z, Tang X L 2009 *Fluid Mach.* **37** 36 (in Chinese) [杨帆, 陈伟政, 唐学林 2009 流体机械 **37** 36]
- [2] Huang J T 1991 *Principle and Application of Cavitation* (Beijing: Tsinghua University Press) p2 (in Chinese) [黄继汤 1991 空化与空蚀的原理及应用 (北京: 清华大学出版社) 第2页]
- [3] Blake J R, Taib B B, Doherty G 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 197
- [4] Blake J R, Taib B B, Doherty G 1986 *J. Fluid Mech.* **170** 479
- [5] Gregorčić P, Petkovšek R, Možina J 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 094904
- [6] G K Batchelor (translated by Shen Q, Jia F) 1997 *Introduction to the Fluid Dynamics* (Beijing: Science Press) p69 (in Chinese) [巴特勒 G K 著, (沈青, 贾复译) 1997 流体动力学引论 (北京: 科学出版社) 第69页]
- [7] Gao X X, Chen W Z, Huang W, Xu J F, Xu X H, Liu Y N, Liang Y 2009 *Chin. Sci. Bull.* **4** 408 (in Chinese) [高贤娴, 陈伟中, 黄威, 徐俊峰, 徐兴华, 刘亚楠, 梁越 2009 科学通报 **4** 408]
- [8] Kröninger D, Köhler K, Kurz T, W Lauterborn 2010 *Exp. Fluids* **48** 395

- [9] Didenko Y T, Suslick K S 2002 *Nature* **418** 394
- [10] Zwaan E, Le Gac S, Tsuji K, Ohl C D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 254501
- [11] Li S, Han R, Zhang A M 2016 *J. Fluid. Struct.* **65** 333
- [12] Poulain S, Guenoun G, Gart S, Crowe W, Jung S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 214501
- [13] Borkent B M, Arora M, Ohl C D, de Jong N, Versluis M, Lohse D, Khoo B C 2008 *J. Fluid Mech.* **610** 157
- [14] Manjare M, Yang B, Zhao Y P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 128305
- [15] Wang L L, Cui H H, Zhang J, Zheng X, Wang L, Chen L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 220201 (in Chinese) [王雷磊, 崔海航, 张静, 郑旭, 王磊, 陈力 2016 物理学报 **65** 220201]
- [16] Zhang J, Zheng X, Wang L L, Cui H H, Li Z H 2017 *J. Exp. Fluid Mech.* **31** 61 (in Chinese) [张静, 郑旭, 王雷磊, 崔海航, 李战华 2017 实验流体力学 **31** 61]
- [17] Zhou G J, Yan Z J, Xu S X 2000 *Fluid Dynamics* (Beijing: Higher Education Press) p132 (in Chinese) [周光炯, 严宗教, 许世雄 2000 流体力学 (北京: 高等教育出版社) 第132页]
- [18] Wang F J 2004 *Computational Fluid Dynamics* (Beijing: Tsinghua University Press) p7 (in Chinese) [王福军 2004 计算流体力学分析: CFD 软件原理与应用 (北京: 清华大学出版社) 第7页]
- [19] Zhang L X, Yin Q, Shao X M 2012 *Chin. J. Hydrodyn.* **27** 127 (in Chinese) [张凌新, 尹琴, 邵雪明 2012 水动力学研究与进展 A 辑 **27** 127]
- [20] Christopher E B 1995 *Cavitation and Bubble Dynamics* (New York: Oxford University Press) p34
- [21] Petkovsek R, Gregorcic P 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 044909
- [22] Plesset M S, Chapman R B 1971 *J. Fluid Mech.* **47** 283
- [23] Yeh H C, Yang W J 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3156

# Mechanism of the motion of spherical microparticle induced by a collapsed microbubble\*

Wei Meng-Ju Chen Li Wu Tao Zhang Hong-Yan Cui Hai-Hang<sup>†</sup>

(School of Environment and Municipal Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China)

( Received 23 March 2017; revised manuscript received 2 June 2017 )

## Abstract

Collapse of a confined bubble is the core problem of bubble dynamics. The recent study has shown that the collapse of macroscopic bubble may drive the motion of suspended particle with the similar size, but, there has still been a lack of the relevant study on a microscale. In the experiment about the bubble driven micro-motor, the locomotion of motor pushed by microjetting has been noticed. However, due to the limitation of experimental conditions, it is difficult to reveal the details of propulsion mechanism. In this paper, the volume of fluid based numerical method is adopted to simulate the interaction process between a collapsing microbubble and the suspended particle nearby. The spatial distribution and the time evolution of flow field are obtained, and the velocity that the micromotor could be achieved is deduced by integrating the impulsive force. The results show that when the bubble size is fixed, the interaction force is inversely proportional to the size of microparticle and the gap between microparticle and bubble. The Kelvin impulse theorem is used to clarify the difference between the interaction on a macroscopic scale and that on a microscopic scale. This study not only extends the scope of cavitation dynamics, which reveals the characteristics of interaction between bubble and particle on a microscale, but also is significant for improving the efficiency of self-propelled micro-motor.

**Keywords:** bubble collapse, micromotor, volume of fluid, microflow

**PACS:** 47.63.mf, 07.10.Cm, 02.60.Cb, 47.70.Fw

**DOI:** 10.7498/aps.66.164702

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China for Emergency Management Projects (Grant No. 11447133), the National Natural Science Foundation of China for Young (Grant No. 11602187), the Natural Science Foundation of Shaanxi Province for Youth Talent Project, China (Grant No. 2016JQ1008), Special Research Project of Shanxi Educational Committee, China (Grant No. 15JK1385), and the Project from State Key Laboratory of Building Science and Technology in Western China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [cuihaihang@xauat.edu.cn](mailto:cuihaihang@xauat.edu.cn)