



空化气泡驱动平板起跳行为的机理研究

周琳涛, 孙源, 刘文渊, 李帅*

哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001

*联系人, E-mail: lishuai@hrbeu.edu.cn

收稿日期: 2026-04-19; 接受日期: 2026-05-20; 网络出版日期: 2026-10-23

国家自然科学基金(编号: 12372239, 52622116)资助项目

摘要 本文采用实验观测与数值模拟相结合的方法, 探究了空化气泡与平板结构的流固耦合问题, 重点关注空化气泡驱动下平板的起跳行为及其动力学演化规律. 实验中, 平板水平置于支架顶部的承载圆盘上, 通过水下放电技术在平板上方产生厘米尺度电火花空化气泡, 并借助高速摄影技术捕捉该瞬态流固耦合过程. 实验结果表明, 空泡脉动过程中诱导的周围流场非均匀压力梯度可驱动平板发生显著跃起, 其最大跃升高度可达约2倍气泡最大半径. 同时, 基于边界积分方法的数值模拟准确再现了空泡射流和平板起跳等关键的动力学特征. 进一步研究发现, 平板的最大上升高度 $h_{\max}^*$ 随无量纲距离参数 γ 呈现明确的分段标度律关系. 此外, 针对不同质量 M 的平板, 本文在 M - γ 参数空间内构建了相图, 给出了空泡诱导不同质量的平板发生跳跃的临界距离. 研究结果为空泡与水下结构之间的流固耦合动力学提供了新的机理认识.

关键词 空泡, 气泡动力学, 流固耦合

1 引言

气泡动力学因其丰富的水动力学特性一直是流体力学领域的研究热点, 广泛存在于水下爆炸^[1-4]、螺旋桨空蚀^[5-7]等典型工程场景中. 在实际流场环境中, 气泡通常存在于各种边界附近, 并耦合边界呈现出复杂的动力学行为. 例如, 近自由液面气泡坍塌时产生远离自由液面的射流, 同时诱发自由液面产生水冢^[8,9]; 靠近壁面的空化气泡受Bjerknes力的吸引会产生指向壁面的射流^[10-12], 进而可能导致壁面的空蚀损伤^[13,14]; 当边界的尺寸较小时, 空泡会导致结构边缘发生流动分离, 由此产生的环形二次空泡会显著影响主空泡的

形态和动力学特性^[15]. 气泡与结构物之间的流固耦合效应同样是海洋工程中的重要研究问题, 当气泡在水下结构附近脉动时, 其诱导形成的非对称流场及瞬态压力梯度可能诱发结构响应^[16]、空蚀^[17], 甚至损伤^[18-20].

针对气泡与结构物之间的相互作用, 前人已开展了大量研究. Hu等人^[21]对垂直放置的圆板与气泡进行实验探索, 确定了四种空泡坍塌模式, 同时通过边界积分法对气泡的射流冲击速度及对平板的压力载荷进行了对比分析. Tong等人^[22]结合实验与数值方法研究了近场水下爆炸气泡与悬浮平板的耦合行为, 系统分析了不同距离参数下的气泡塌缩形态及其对平板动力学

引用格式: 周琳涛, 孙源, 刘文渊, 等. 空化气泡驱动平板起跳行为的机理研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2027, 57: 214708

Zhou L, Sun Y, Liu W, et al. Mechanism of plate jumping induced by cavitation bubble dynamics (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2027, 57: 214708, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0302

响应的影响. Han等人^[23]针对电火花气泡与弹性板相互作用的实验研究表明, 气泡与板之间的距离参数显著影响弹性板的振动幅值. 此外, Wang等人^[3,24]基于三维边界元方法探究了水下爆炸气泡与刚性固定及自由运动结构间的相互作用, 并进一步分析了结构厚度等关键参数对结构响应的影响. 然而, 上述研究多关注气泡本身的动力学特征、壁面冲击载荷特性以及结构的局部响应模态等传统工程问题, 对于空泡如何驱动结构物产生显著的宏观位移仍缺乏系统的力学解释与机理认知.

近年来, 利用空泡驱动结构物运动逐渐成为研究热点, 相关研究证实空化气泡的形成过程中释放的能量可用于驱动物体运动^[25]甚至实现物体发射^[26]. Borkent等人^[27]指出, 颗粒附近生成的空化气泡可在极短时间内使颗粒获得显著加速度, 且颗粒的后续运动行为在很大程度上受气泡早期脉动的影响^[28]. Li等人^[29,30]通过全耦合三维边界元方法对气泡与球体之间的相互作用进行了数值研究. Wu等人^[31]和Ren等人^[32,33]通过系统实验与数值分析, 揭示了激光诱导气泡在自由场及壁面约束条件下驱动颗粒弹射的完整动力学过程, 并建立了颗粒运动的标度律关系. Shen等人^[34]和Yang等人^[35]则进一步从尺度效应及多气泡协同作用角度出发, 系统分析了气泡与颗粒尺寸比及多气泡耦合效应对颗粒运动特性的调控机制. 上述研究表明, 气泡对结构物具有显著的驱动作用, 这在药物输送^[36]、超声清洗^[37]等生物医学领域具有广阔的应用前景.

然而, 现有研究对象多集中于尺度与气泡相当的球形颗粒体系, 对于一般水下的结构物, 其受气泡诱

导产生宏观运动的动力学机制仍缺乏深入且系统的研究. 基于此, 本文以电火花诱导的脉动气泡与典型水下结构物(平板)为研究对象, 结合实验与数值模拟, 系统研究了空泡诱导平板跃升的动力学演化规律. 通过系列实验, 揭示了平板起跳高度与无量纲距离之间的标度关系, 同时阐明气泡射流行为对平板跳跃的影响. 最后, 构建平板质量与距离参数的相图, 明确不同工况下平板起跳的临界条件, 从而为利用空化气泡实现水下结构物的非接触操控提供理论依据与技术支撑.

本文围绕气泡诱导平板起跳的物理过程开展基础性研究, 全文的逻辑结构如下: 第2节介绍实验装置及数值模型; 第3节讨论了三种典型距离参数下的实验现象; 第4节将数值模拟结果与实验结果进行对比验证; 第5节探讨平板位移随时间的演化规律, 揭示了平板最大起跳高度与距离参数之间的关系; 第6节则针对不同质量平板, 系统研究气泡诱导平板起跳的临界距离.

2 研究方法

2.1 实验装置

气泡诱导平板跃升的实验装置如图1所示, 实验在边长为500 mm的正方体水箱内进行, 通过水下放电技术生成空化气泡^[38,39]. 实验过程中环境温度基本保持在室温25°C, 在一根直径约为0.2 mm的铜合金线的中点处制造一个缺陷, 作为气泡初始生成中心, 电容为500 μF 的电容器充电至400 V后触发放电, 缺陷处的强焦耳热导致周围流体发生汽化, 生成厘米尺度空化气泡. 重复实验以确定平均气泡最大半径为18 mm, 相应

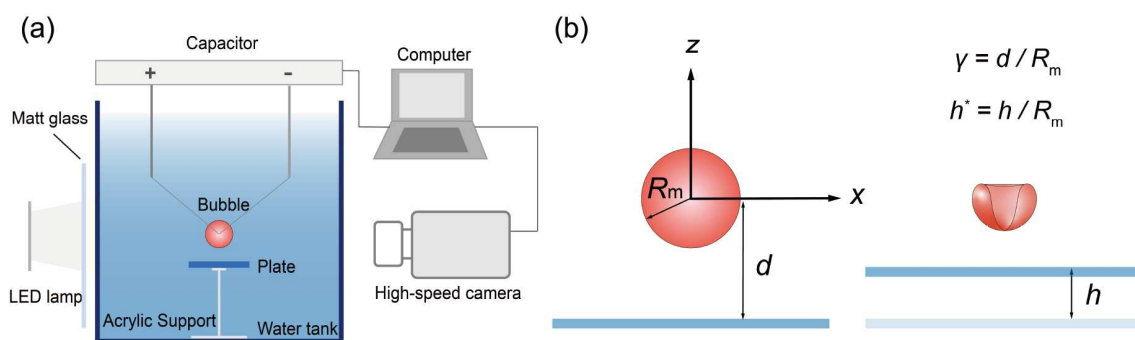


图1 (网络版彩图) (a) 试验装置示意图(侧视图); (b) 气泡诱导平板运动的参数示意图

Figure 1 (Color online) (a) Schematic diagram of the experimental setup (side view); (b) illustration of parameters governing the bubble-induced plate movement.

的第一振荡周期为3.6 ms. 重复性实验中气泡尺寸的变化小于最大半径的5%, 约为 ± 2 mm.

平板支撑系统采用亚克力材质特制支架, 结构由三部分组成: 直径80 mm、厚度20 mm的圆形底座, 直径10 mm、高度120 mm的支撑柱和直径20 mm、厚度2 mm的顶部承载圆盘. 实验所用平板材料为圆形钕铁硼合金, 半径为40 mm, 厚度范围10–60 mm, 密度约为 7.6 g/cm^3 . 实验时, 平板水平放置于支架顶部承载圆盘上, 通过支架抬高平板初始位置以减小水箱底部对平板运动的干扰. 支架顶部的承载圆盘半径约为0.25倍气泡最大半径, 在保证支撑的同时减小支架对平板运动的影响. 布置于正上方的气泡诱导平板显著跃升并脱离支架. 此后, 平板的动力学演化由重力、浮力以及水动力共同作用, 支架仅在实验初始阶段承担支撑与定位功能.

哑光玻璃对连续的400 W LED光源进行漫反射滤光处理, 从而提供均匀的实验照明背景. 气泡的瞬态演化及平板的长周期运动通过高速摄像机(Phantom V2012)进行捕捉, 摄像机与放电装置同步触发, 设置曝光时间为 $1 \mu\text{s}$, 拍摄分辨率为 512×608 , 拍摄帧率为57000 fps. 实验影像中单个像素点对应实际物理尺寸约0.17 mm, 平板位移数据通过追踪并逐帧提取高速影像中平板质心位置获得. 受拍摄分辨率限制, 无法识别小于一个像素的微小位移, 因此实验中以平板质心位移是否超过一个像素点作为平板是否发生起跳的判断.

2.2 数值模型与参数设置

本文利用边界积分法(Boundary Integral Method, BIM)构建了气泡与平板流固耦合过程的二维轴对称数值模型^[21,30,36]. 在初始时刻, 球形气泡置于平板正上方, 以气泡初始几何中心为原点 O 建立柱坐标系 $O-r\theta z$, 其中 z 轴垂直向上(与重力方向相反). 气泡中心与平板之间的初始距离记为 d , 平板在竖直方向上的位移记为 $h(t)$. 伴随着空泡的剧烈脉动, 其诱导的压力梯度驱动平板发生运动. 在空泡诱导平板起跳的数值模拟中, 当空泡的节点数 $N = 100$ 时可以获得较好的收敛结果. 因此, 本文选择 $N = 100$ 对空泡表面进行离散. 便于分析不同参数条件下气泡动力学行为, 定义无量纲距离参数 γ 、气泡内部强度参数 ε :

$$\gamma = d/R_m, \quad (1)$$

$$\varepsilon = p_0/p_\infty, \quad (2)$$

其中, R_m 为气泡最大半径, p_∞ 为无穷远处流场静压力, p_0 为气泡内部初始压力. 在后续研究中, 均采用上述无量纲参数对气泡及平板的动力学行为展开计算与分析.

在无黏、不可压缩流体假设下, 气泡外流场满足Laplace方程 $\nabla^2 \varphi = 0$. 通过格林公式可以将其转化为边界积分形式, 从而只需在气泡界面和固体边界上进行离散即可求解整个流场. 相应的边界积分方程表示为

$$\lambda(r, t)\varphi(r, t) = \iint_S \left[\frac{\partial \varphi(q, t)}{\partial \mathbf{n}} G(r, q) - \varphi(q, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G(r, q) \right] dS, \quad (3)$$

其中, r 为流场控制点, S 表示流场边界, q 为边界 S 上的积分点, $\mathbf{n}$ 为边界 S 上的法向量. 函数 $G(r, q) = \frac{1}{|r - q|}$ 为格林函数, 用于描述控制点与边界点之间的相互作用.

在求解壁面附近的气泡动力学演化的同时, 还需要考虑气泡诱导流场对平板运动的影响. 本文通过引入辅助函数方法^[30]来计算平板的瞬时加速度 U_z . 在该模型中, 平板在竖直方向上的运动由水动力与重力共同决定, 其中施加于平板的水动力可由其湿表面积分获得:

$$F_z = - \iint_{S_s} \left(\varphi_t + \frac{1}{2} \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi + \delta^2 z \right) n_z dS. \quad (4)$$

由牛顿第二定律可得, 平板的运动方程为

$$F + F_e = M \cdot U_z, \quad (5)$$

其中, M 为平板质量, F_e 为平板受到其余外力. 平板表面的 φ_t 可以分解为

$$\varphi_t = \Re + \Im. \quad (6)$$

气泡表面有

$$\Re = 1 - \varepsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\kappa - \frac{|\nabla \varphi|^2}{2} - \delta^2 z, \quad \Im = 0. \quad (7)$$

平板表面有

$$\frac{\partial \Re}{\partial \mathbf{n}} = -U \cdot \frac{\partial \nabla \varphi}{\partial \mathbf{n}}, \quad \frac{\partial \Im}{\partial \mathbf{n}} = U \cdot \mathbf{n}. \quad (8)$$

将式(6)代入式(4)中有

$$F_z = - \iint_{S_s} \left(\mathfrak{R} + \frac{1}{2} \nabla \varphi \nabla \varphi + \delta^2 z \right) n_z dS - \iint_{S_s} \mathfrak{J} \cdot n_z dS, \quad (9)$$

引入辅助函数 β , 使其满足 $\mathfrak{R} = \beta - U \nabla \varphi$, 代入式(7)和(8)中可得:

$$\beta = U \nabla \varphi + 1 - \varepsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\kappa - \frac{|\nabla \varphi|^2}{2} - \delta^2 z \quad (\text{气泡表面}), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (\text{平板表面}). \quad (11)$$

联立式(10)和(11)求解边界积分方程, 可获得平板表面 β 值, 进而求得 $\mathfrak{R}$ 值.

引入辅助函数 χ , 使其满足 $\mathfrak{J} = U \chi$.

在气泡表面满足边界条件:

$$\chi = 0. \quad (12)$$

在平板表面满足边界条件:

$$\frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{n}} = n_z. \quad (13)$$

联立式(12)和(13)可得

$$- \iint_{S_s} \mathfrak{J} \cdot n_z dS = -U_z \iint_{S_s} \chi \cdot n_z dS, \quad (14)$$

再联立式(5), (9)和(14)可得

$$\left(M + \iint_{S_s} \chi \cdot n_z dS \right) \cdot U_z = - \iint_{S_s} \left(\mathfrak{R} + \frac{1}{2} \nabla \varphi \nabla \varphi + \delta^2 z \right) n_z dS - \delta^2 M, \quad (15)$$

其中, M 为平板质量, S_s 为气泡表面, n_z 为法向量在竖直方向上的分量. 通过求解方程(15)可以得到平板的瞬时加速度, 进而通过时间积分获得平板的速度和位移.

在实验中, 气泡初始膨胀阶段平板由底部支架支撑. 因此, 尽管气泡在膨胀阶段会对平板产生向下作用力, 平板仍保持静止. 数值模型中为了体现这一物理约束, 在计算初期将平板向下的加速度设为0. 随着气泡持续膨胀, 气泡内部压力逐渐降低, 当平板上下表面的压力差超过其自身重力时, 水动力开始对平板产生向上的驱动作用. 在数值计算中, 一旦平板所受合力对应的加速度方向转为向上, 即可利用上述动力学方程更新平板的速度与位移, 从而描述平板随后的起跳过程. 当平板受到向下流体力时, 其运动受到限制,

而当合力方向向上时, 平板能够脱离支架并开始自由运动.

3 典型实验现象

本节利用高速摄影详细记录了三个典型距离参数下, 气泡与质量为 $M = 0.33 \text{ kg}$ 的刚性平板相互作用的动力学过程, 如图2所示. 在图2(a)展示的第一个工况下, 空泡在平板上方 $\gamma = 2.51$ 处产生, 对应气泡与平板间较弱的耦合作用. 空泡在产生后迅速膨胀, 并诱导周围流场对平板施加向下的水动力载荷. 由于下方支架提供的支撑力足以平衡该力, 平板在此阶段保持静止, 如 $t = 1.03$ 时(第2帧)所示. 当气泡膨胀至最大体积时, 其内部的压力约为5000 Pa, 可通过改进的RP (Rayleigh-Plesset)方程获得^[40]. 此时气泡内部压力显著低于静水压, 形成了指向气泡的压力梯度力, 使平板获得向上的合力. 从实验中可以观察到, 平板在 $t = 1.70$ 时(第3帧)开始离开支架逐渐向上运动. 由于气泡与平板初始距离较大, 平板对气泡形态的约束作用较弱, 气泡在收缩阶段仍保持近似球形, 并在 $t = 1.99$ 时刻收缩至最小体积(第4帧). 随后, 气泡进入多周期脉动阶段, 逐渐演化成涡环结构并向下迁移, 最终在平板表面附近扩散后逐渐消散. 经历两个周期脉动后, 气泡对平板的动力学影响可忽略不计, 平板在重力、浮力与流体阻力共同作用下做减速上升运动(第7–9帧), 在 $t = 17.13$ 时达到最大位移 $h_{\max}^* = 0.13$ (第10帧), 随后平板开始下落, 并于 $t = 34.85$ 时落回初始位置(第12帧).

随着 γ 的减小($\gamma = 1.39$), 气泡与平板之间的相互作用随之增强, 如图2(b)所示. 当气泡膨胀至最大半径时(第2帧), 其诱发的流场压力梯度开始驱动平板起跳. 由于平板施加的更强的次级Bjerknes力, 气泡在坍塌过程中不再保持球形, 而是形成指向平板的高速射流(第3–4帧). 射流刺穿气泡下表面后, 气泡沿壁面膨胀(第5帧), 在随后的多周期振荡过程中观察到沿平板表面扩散的壁面涡结构(第6–8帧)^[41]. 受气泡生成位置与平板几何中心轻微偏移的影响, 平板在起跳初期不仅发生竖直上抛运动, 还伴随一定程度的俯仰或侧向摆动. 这种偏移导致平板两端受力不均, 使其在上抛运动过程中呈现轻微的旋转或倾斜姿态. 为避免只追踪边缘一点受旋转姿态影响而产生误差, 本文将平板的竖直位移定义为其质心的空间坐标变化. 平板于 $t =$

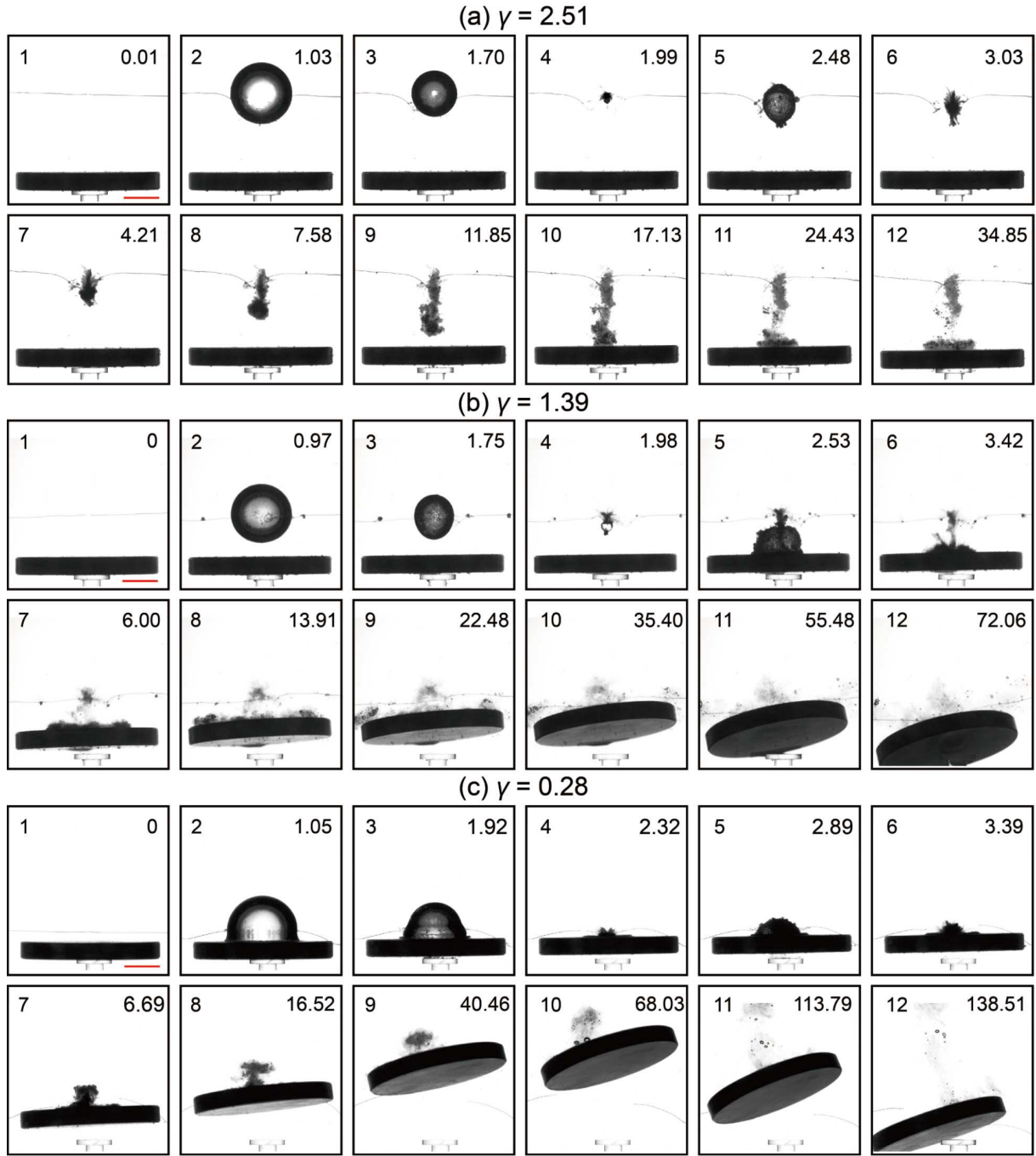


图 2 (网络版彩图)不同距离参数下气泡诱导平板起跳的代表性实验. 无量纲时间因子($R_m\sqrt{\rho/P_\infty}$)分别为1.7、1.7和2.0 ms. 每组图中第一帧红线长度对应实际长度为20 mm. (a) $\gamma = 2.51$; (b) $\gamma = 1.39$; (c) $\gamma = 0.28$

Figure 2 (Color online) Representative experiments of plate jumping induced by cavitation bubble under different stand-off parameters. The time scales for non-dimensionalization ($R_m\sqrt{\rho/P_\infty}$) are 1.7, 1.7, and 2.0 ms, respectively. In the first frame of each sequence, the red line represents a scale of 20 mm. (a) $\gamma = 2.51$; (b) $\gamma = 1.39$; (c) $\gamma = 0.28$.

35.40时达到最大高度 $h_{\max}^* = 0.66$ (第10帧). 空泡与平板之间的距离更近, 导致平板获得更大的向上加速度,

从而获得了更高的最大上升高度. 随后, 在重力与流体阻力的共同作用下, 平板进入回落阶段, 于 $t = 72.06$ 时

质心回到初始位置(第12帧).

在第三个工况下($\gamma = 0.28$), 气泡紧贴平板产生, 如图2(c)所示. 在此工况下, 膨胀阶段气泡呈现更明显的非球形特征. 由于气泡与平板间距极小, 平板上下表面的压力差更加显著, 平板在气泡膨胀至最大半径之前便已开始起跳(第2帧). 气泡转入收缩阶段后迅速形成指向平板的射流, 并于 $t = 2.32$ 时收缩至最小体积(第4帧). 射流撞击平板表面后会在壁面附近诱导强烈的径向汇聚流动, 进而在平板附近诱发沿垂直方向向上卷起的自由涡^[42](第8帧). 随着平板的逐渐跃升, 当 $t = 68.03$ 时达到最大高度 $h_{\max}^* = 2.07$ (第10帧), 约为气泡最大半径的2.07倍, 这远高于前两种工况下平板达到的最大上升高度. 随后平板在重力作用下逐渐下落, 并于 $t = 138.51$ 时质心位置落回初始位置(第12帧).

4 数值与实验结果对比

本节采用边界积分法对气泡诱导平板起跳的动力学行为进行数值求解, 并将数值模拟结果与实验观测进行对比验证, 结果如图3所示, 其中左图中蓝色实线为边界积分法模拟结果, 右图为数值模拟与实验测量得到的平板位移时历曲线. 当 $\gamma = 1.39$ 时, 气泡与平板之间的距离相对较大, 气泡在膨胀阶段基本保持球形, 如图3(a)所示. 在 $t = 0.81$ 时, 平板开始起跳. 数值模拟中平板起跳时间为0.82. 在随后的坍塌阶段, 受平板的次级Bjerknes力作用, 气泡逐渐向壁面迁移, 并形成指向平板的高速射流. 当射流撞击另一侧气泡壁时, 平板的无量纲上升高度约为0.07, 数值结果约为0.068, 两者之间的相对误差约为2.9%.

图3(b)展示了在 $\gamma = 0.48$ 工况下气泡与平板的强耦

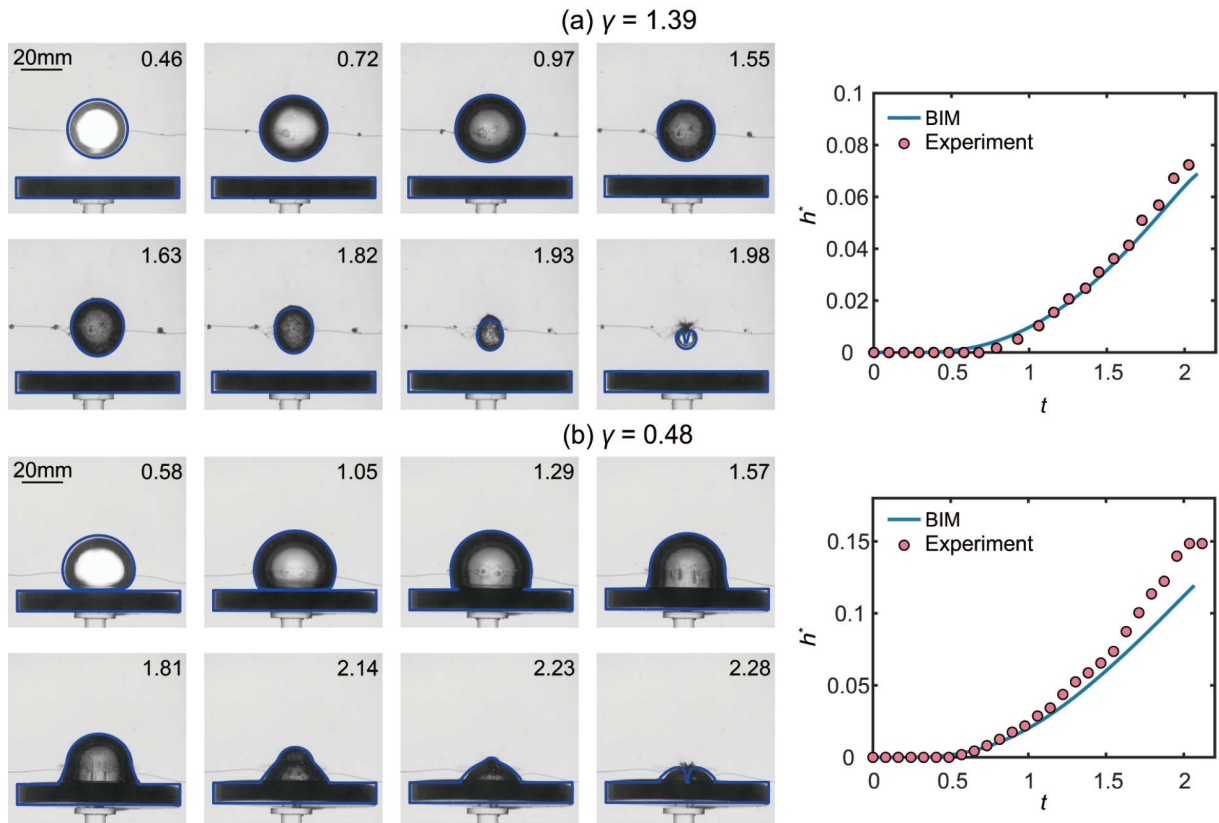


图3 (网络版彩图)两种距离参数下气泡与平板相互作用的数值计算与实验对比结果. (a) $\gamma = 1.39$; (b) $\gamma = 0.48$. 左图为气泡形态对比, 其中, 蓝色实线表示边界积分法的计算结果; 右图为BIM模拟以及实验测量的平板位移的时历曲线对比. 气泡的初始半径为 $R_0 = 0.21$, 强度参数取 $\varepsilon = 50$. 无量纲时间因子 $(R_m \sqrt{\rho/P_\infty})$ 分别为1.7和1.9 ms

Figure 3 (Color online) Comparison between numerical data and experimental measurements of bubble-plate interactions for two distance parameters. (a) $\gamma = 1.39$; (b) $\gamma = 0.48$. Left figure is the comparison of bubble shapes, where the blue solid line denotes the BIM result; right figure compares the displacement histories of the plate between the BIM simulation and the experiment. The initial radius of the bubble is $R_0 = 0.21$, the strength parameter is $\varepsilon = 50$. The time scales for non-dimensionalization $(R_m \sqrt{\rho/P_\infty})$ are 1.7 and 1.9 ms, respectively.

合作用. 由于气泡与平板初始距离相对较近, 气泡在膨胀阶段受到壁面的显著约束作用, 下侧气泡壁沿平板表面扩展, 形态近似半球状. 在 $t = 0.65$ 时, 平板开始起跳(数值模拟中 $t = 0.69$). 当气泡达到最大半径时, 气泡底部与平板之间形成极薄的液膜, 其厚度小于数值网格尺寸. 为保证计算稳定性, 本文在数值模拟中通过移除液膜并将气泡边界与平板直接连接, 以等效处理气泡与平板接触后的界面演化. 气泡进入收缩阶段后, 径向流动逐渐向顶部汇聚, 导致气泡顶部曲率迅速增加, 最终在流场压力梯度驱动下形成指向平板的射流. 此时平板的无量纲上升高度约 0.15, 数值结果为 0.14, 两者之间的相对误差约为 6.7%.

在这两种工况下, 基于边界元方法的模拟结果在气泡膨胀、坍塌及射流形成等关键动力学行为上均与实验观测高度吻合, 同时能够准确预测平板在气泡第一周期内的起跳与位移演化规律. 数值结果与实验结果在跳跃时间和第一个空泡脉动周期结束时的平板位移方面均存在较小的相对误差, 证明了数值模型的准确性以及可靠性.

5 平板起跳规律研究

5.1 平板起跳的动力学分析

本节展示了气泡驱动下平板位移的时历演化曲线. 图 4(a) 以 $\gamma = 1.25$ 典型工况为例, 详细刻画了气泡在前三个脉动周期内的半径演化, 以及由此诱发的平板

运动学响应. 观察实验数据可以发现, 在气泡达到最大体积前, 泡内压力的急剧下降致使平板上下表面建立大于平板自身重力的非对称流体动压差, 导致平板在气泡膨胀阶段便开始向上跳跃. 在坍塌阶段, 气泡发展出指向平板方向的高速射流. 该射流冲击平板时施加了剧烈的瞬态冲击载荷(水锤作用), 显著消耗了平板向上的平动动量, 致使其位移曲线出现明显的“平台期”, 表现为平板短暂的速度停滞甚至静止状态. 随后气泡进入第二周期回弹阶段, 内部压力再次降低, 流场的压力梯度重新驱动平板向上运动, 但受前一阶段射流抑制效应的影响, 此阶段平板上升速度较第一周期显著减缓. 当气泡经历三个振荡周期后, 其能量大幅度衰减, 气泡的脉动对平板的运动几乎不产生影响, 此时平板以某一初速度开始做上抛运动.

图 4(b) 展示了两个典型距离参数下的空泡第一脉动周期过程中平板的加速度时历演化曲线. 在膨胀阶段, 气泡会在周围流场中引起压降, 从而在平板的上下表面形成向上的压力梯度, 表现为向上的加速度, 文中规定向上的加速度为正. 随着空泡的持续膨胀, 平板的加速度逐渐增加. 当平板上下表面的压力差大于其自重时, 平板发生起跳行为. 对于 $\gamma = 1.83$ 工况, 平板的最大向上加速度为 0.04. 当气泡进入坍塌阶段时, 气泡内部压力逐渐升高并超过静水压力, 导致平板向上的加速度逐渐减小并进入负值. 当空泡射流冲击时, 平板会经历约 -0.56 的向下加速度, 即平板处于减速运动阶段. 因此, 平板位移在相对较短的时间内呈

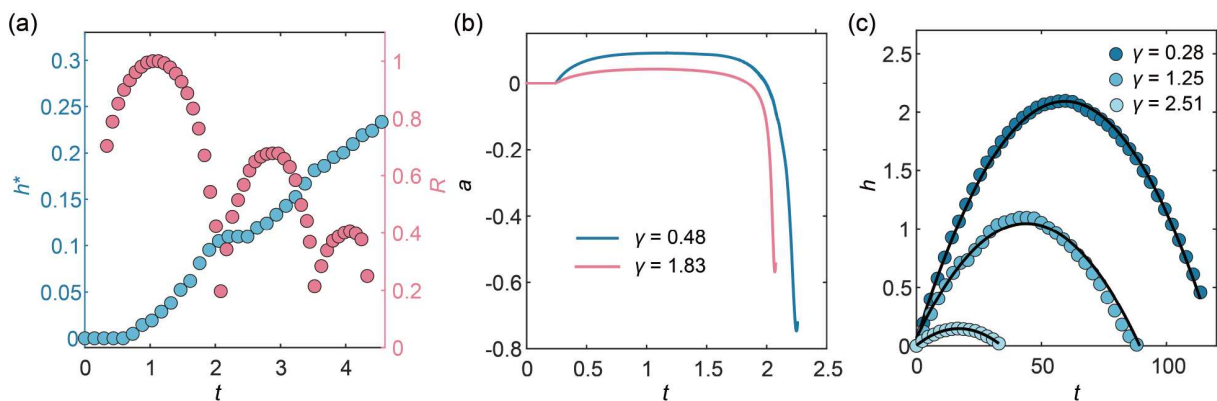


图 4 (网络版彩图) (a) 气泡脉动前三个周期内平板位移与气泡半径随时间的变化曲线; (b) 平板的加速度时历演化曲线; (c) 平板起跳全过程中位移的时历曲线. 实验测量中平板位移和气泡最大半径的不确定度约为 0.35 mm

Figure 4 (Color online) (a) Time evolution of the plate displacement and bubble radius during the first three oscillation cycles of the bubble; (b) temporal evolution of the plate acceleration; (c) temporal evolution of the displacement during the entire jumping process. In the experimental measurements, the uncertainties in the plate displacement and the maximum bubble radius are approximately 0.35 mm.

现平台期. 数值研究表明, 随着距离参数的减小, 平板的向下加速度逐渐增大. 当 $\gamma = 0.48$ 时, 平板的最大向上加速度为 0.09, 平板在空泡射流砰击时的向下加速度可达 -0.75. 这可以解释为: 随着 γ 的逐渐减小, 空泡在坍塌阶段形成的高速液体射流更直接冲击平板表面, 从而产生更大的向下加速度. 这表明, 除空泡脉动载荷外, 射流冲击也是影响平板运动的重要机制. 这会显著削弱平板后续向上跃升的动量, 从而改变其最大跳跃高度与距离参数之间的幂律关系.

图 4(c) 对比了气泡在 $\gamma = 0.28$ 、1.25 和 2.51 三种工况下平板的完整运动轨迹. 平板与气泡的距离越近, 平板获得的压力梯度越大, 平板做上抛运动时的初速度就越大. 图中蓝色散点表示实验测得的平板位移数据, 黑色实线为基于平板初始速度拟合得到的二次函数曲线. 由拟合曲线可知, 平板运动的规律满足上抛运动. 当气泡与平板距离参数为 $\gamma = 0.28$ 时, 平板进行上抛运

动的初速度为 0.69 m/s, 平板的最大位移 $h_{\max}^* = 2.07$. 随着距离参数的增大, 气泡对平板的驱动作用减弱, 当距离参数 $\gamma = 1.25$ 时, 平板的初速度降为 0.45 m/s, 此时平板的最大位移 $h_{\max}^* = 1.14$; 当距离参数 $\gamma = 2.51$ 时, 平板初速度为 0.17 m/s, 对应的最大位移 $h_{\max}^* = 0.15$. 总的来说, 平板起跳的位移随时间的演化近似于上抛运动, 其能达到的最大高度受初始速度的影响, 这在当前系统中主要由气泡与平板之间的距离参数 γ 决定.

为更清晰地揭示气泡诱导平板跃升的动力学行为, 本节利用边界元数值模拟, 展示了气泡第一周期脉动过程中的速度场与压力场, 如图 5 所示. 数值计算中, 初始距离参数为 $\gamma = 1.25$, 气泡内强度参数 $\varepsilon = 50$. 在初始膨胀阶段时, 气泡快速向外扩张, 周围流体向外排开, 速度场呈现以气泡为中心向外发散的分布特征, 此时平板未发生运动. 随着气泡体积增大, 气泡内部压力持续降低, 同时在平板上下表面逐渐形成压力差,

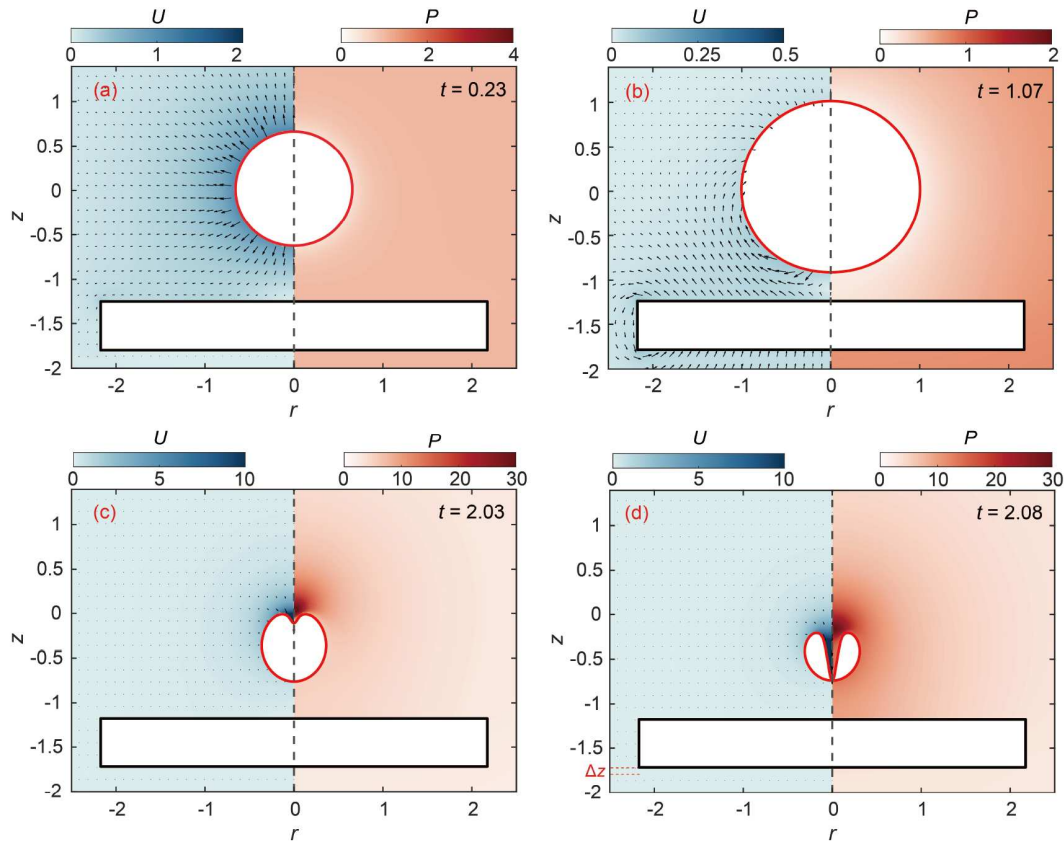


图 5 (网络版彩图) 气泡第一周期脉动诱导平板运动的速度场(左)与压力场(右)云图. 图中箭头代表速度方向及大小

Figure 5 (Color online) Velocity (left) and pressure (right) contours during the first oscillation cycle of a bubble-plate interaction. Arrows represent the direction and magnitude of the velocity.

当 $t = 0.23$ 时, 平板受到的压力差大于平板自身重力, 驱动平板开始向上加速运动. 当 $t = 1.07$ 时, 气泡达到最大半径. 此时速度场整体减弱, 平板上下表面的压力梯度差更加显著, 如图 5(b) 所示, 该压力差是推动平板起跳的原因. 进入收缩阶段后, 气泡在边界的 Bjerknes 力作用下逐渐形成指向平板的射流结构, 对应图 4(a) 中所描述的平台期. 在该阶段, 速度场在轴线附近显著增强, 而驱动平板起跳的压力梯度开始下降. 当 $t = 2.08$ 时, 气泡收缩至最小体积, 此时局部速度达到峰值, 同时在平板上下产生向下的压力梯度, 从而阻碍平板向上运动. 平板一周期的无量纲位移在图中以 Δz 表示.

5.2 距离参数 γ 对起跳最大高度 $h_{\max}^*$ 的影响

前述研究表明, 气泡诱导平板跃升的最大高度 $h_{\max}^*$ 显著依赖于无量纲距离参数 γ . 为此, 在本节对质量 $M=0.33$ kg 和 $M=0.66$ kg 的平板开展了系统的实验研究, 结果如图 6 所示. 当距离参数 $\gamma > 4.2$ 时, 气泡与平板之间的相互作用显著减弱, 平板几乎没有明显的起跳行为, 因此本文后续分析主要聚焦距离参数 $\gamma < 4.2$ 范围内气泡与平板的相互作用.

实验结果表明, 随着 γ 的逐渐减小, 气泡诱导平板起跳的最大高度 $h_{\max}^*$ 单调增加. 随后发生转折, 展现出分段的标度关系. 利用空泡在第一溃灭周期的射流是否可以直接冲击平板这一实验判据, 本文确定转折点后为 $\gamma \approx 1.25$. 在 $\gamma < 1.25$ 的近边界区间内, 气泡与平板之间的流固耦合效应较强, 赋予了平板更大的起跳高度. 在气泡膨胀阶段, 平板上下两侧流场的强压力梯度驱动平板向上跃起; 而在随后的坍塌阶段, 气泡形成的高速射流直接撞击平板, 对其施加了强烈的向下瞬态冲击载荷, 从而耗散了平板的上升动能, 进而抑制其最大起跳高度. 在该小距离参数区域内, 射流砰击对平板运动影响显著, 因此, 实验结果呈现出较为平缓的衰减标度关系:

$$h_{\max}^* \propto \gamma^{-0.5}. \quad (16)$$

随着距离参数 γ 进一步增大, 气泡脉动过程引起的流场压力梯度减弱, 平板的最大位移随之显著下降. 同时, 气泡在多周期脉动与迁移中已耗散大量能量, 当形成的涡环状气泡到达平板附近时, 其动量已明显衰减, 对平板的直接冲击可以忽略. 此时, 平板运动主要由气

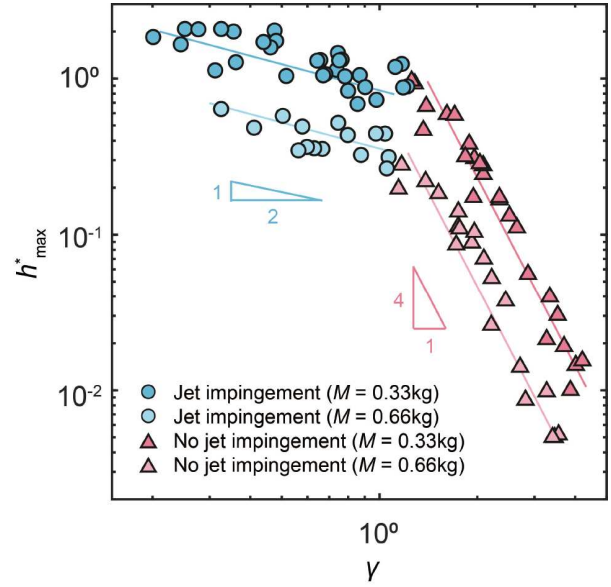


图 6 (网络版彩图) 平板起跳最大高度与距离参数的关系. 实验中 $h_{\max}^*$ 的不确定度约为 0.019, 有量纲形式为 0.35 mm

Figure 6 (Color online) Maximum jumping height of the plate as a function of the distance parameter. The experimental uncertainty of $h_{\max}^*$ is approximately 0.019, corresponding to 0.35 mm in dimensional form.

泡脉动诱导的压力差驱动, 距离参数 γ 成为决定平板运动的核心因素. 实验结果表明, 平板的最大起跳高度相对于距离参数的关系发生转折, 遵循一种更为陡峭的幂律关系:

$$h_{\max}^* \propto \gamma^{-4}. \quad (17)$$

为了解释这一物理关系, 本文基于动量守恒定律进行了理论分析. 首先, 根据开尔文冲量理论, 气泡在运动过程中的动量数量级可估算为^[39]

$$I_b \sim \frac{\rho^{1/2}}{d^2} \cdot R_m^5 P_\infty^{1/2}, \quad (18)$$

同时, 假设平板的上升运动由重力和浮力共同作用, 起跳的平板的动量表达式可表示为

$$I_p \sim mv \sim m \sqrt{\left(1 - \frac{\rho V}{m}\right) g h_{\max}}, \quad (19)$$

其中, m 为平板质量及附加质量, v 为平板上升运动过程中的特征速度, ρ 为流体密度, V 为平板排开水的体积, $h_{\max}$ 为平板的最大上升高度. 需要指出, 在实验数据中测到的平板起跳的上升速度较低 (特征速度 v 约 0.1 m/s), 在低雷诺数假设下, 平板运动过程中受到的

流体非定常阻力(水动力)远小于其自身重力,所以在理论推导中可忽略水动力对平板的影响. 在大距离参数下平板与气泡的运动满足动量守恒定律,通过式(18)和(19)可以获得

$$\frac{\rho^{1/2}}{d^2} \cdot R_m^5 P_\infty^{1/2} \sim m \sqrt{\left(1 - \frac{\rho V}{m}\right) g h_{\max}}, \quad (20)$$

进一步无量纲化可得

$$h_{\max}^* \sim M^{*-2} \gamma^{-4} \delta^{-2}, \quad (21)$$

其中, M^* 为无量纲质量, 浮力参数 $\delta = \sqrt{\frac{\rho g R_m}{P_\infty}}$. 因此, 可得到气泡驱动下平板最大起跳高度与 γ 之间的关系可由式(21)表示.

与 $\gamma < 1.25$ 的小距离参数区域相比, $\gamma > 1.25$ 后幂律指数显著降低. 这一标度律的改变表明, 气泡的射流冲击效应使平板的上升动力学发生改变. 基于参数空间内气泡与平板相互作用的实验观测发现, 平板起跳高度与距离参数 γ 的标度关系与气泡塌缩过程中产生的射流是否直接砰击平板密切相关. 据此, 可将 $h_{\max}^*$ 与 γ 的关系清晰地划分为两个特征区域.

总的来说, 距离参数 γ 通过改变气泡坍塌过程中的射流与平板的接触方式, 决定了平板的动力学演化规律. 当 $\gamma < 1.25$ 时, 气泡射流直接砰击平板, 此时平板的上升运动由空泡膨胀过程中施加的压差和溃灭阶段的射流冲击共同支配, 前者为平板提供了向上的驱动力, 后者又削弱了平板初始动能, 抑制平板向上的运动, 因此标度律趋于平缓. 当 $\gamma > 1.25$ 时, 气泡射流后形成向下脉动的涡环, 在此过程中消耗了气泡的大部分能量. 由于气泡射流无法有效冲击靶面, 平板的运动学响应单一地由空间压力梯度主导. 两种不同机制共同导致平板起跳高度在不同距离参数区间内呈现出显著差异的标度特征.

6 气泡驱动平板起跳的临界条件

在气泡初始能量与最大半径基本恒定的条件下, 本节系统研究了6种不同质量的平板在气泡驱动下起跳的临界距离, 同时添加了BIM的数值模拟进行补充验证, 如图7所示. 实验与数值模拟均采用“平板最大位移超过一个像素点”作为起跳的判据, 以确保两者之间具有良好的一致性.

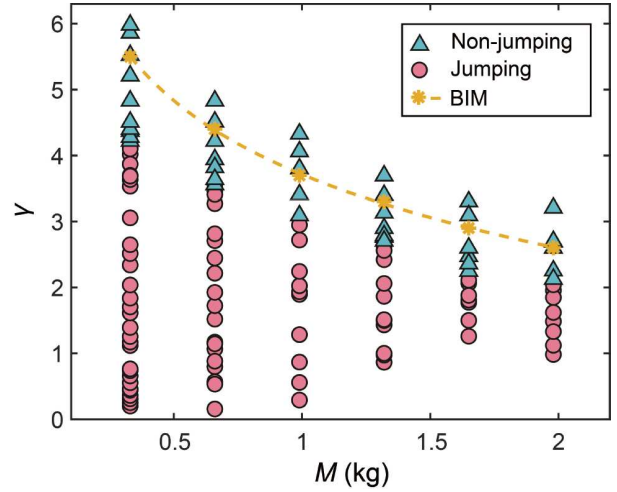


图7 (网络版彩图) 平板起跳临界距离与平板质量之间的关系

Figure 7 (Color online) Critical jumping distance of the plate as a function of plate mass.

以质量 $M=0.33$ kg 的平板为例, 当距离参数较小时, 气泡脉动过程产生的流场压力差能够有效克服平板重力, 驱动平板发生显著起跳. 随着距离参数 γ 的逐渐增大, 气泡膨胀过程中诱发的压力梯度减弱, 平板最大位移随之降低, 当 $\gamma=4.21$ 时, 实验中已无法观测到平板的起跳. 而随着平板质量的增加, 平板起跳所需的梯度力增大, 因此临界距离参数呈现出严格单调递减的规律. 针对本文研究的不同质量的平板 ($M = 0.33-1.98$ kg), 气泡能够提起平板对应的临界距离 γ 从 4.21 减小至 2.03. 本文的数值模拟结果在整体趋势上与实验结果吻合良好. 但因数值计算过程中未考虑电火花气泡初生阶段的能量耗散, 其预测的平板起跳临界距离参数相对偏大. 对于质量为 $M=0.33$ kg 的平板, 数值模拟得到的起跳临界值约为 $\gamma=5.5$. 总体而言, 气泡能否诱导平板发生跃起由距离参数和平板质量共同决定, 本文构建的相图在当前参数范围内可较好地预测平板的起跳行为.

7 结论

本文系统研究了空化气泡诱导平板起跳的动力学行为. 结合实验与数值模拟, 揭示了空泡脉动过程中诱导的非对称流场压力梯度驱动平板起跳的力学机理, 建立了平板起跳的最大高度与距离参数之间的标度关

系,掌握了气泡驱动不同质量平板起跳的临界距离. 主要结论如下:

(1) 当空化气泡在平板上方产生时,气泡膨胀阶段诱导的流场压力在平板上下表面形成显著压力差,为平板提供向上的驱动力. 当该驱动力克服平板重力后,平板脱离底部支撑并发生起跳运动. 实验结果表明,气泡脉动三周期后,平板的后续动力学行为可视为受重力、浮力与流体阻力共同作用的上抛运动.

(2) 气泡与平板之间的距离参数对气泡形态演化及平板运动规律具有显著影响. 当距离参数较小($\gamma < 1.25$)时,气泡坍塌后形成的射流会直接冲击平板,显著削弱了平板的初始上升动能,从而导致平板的位移曲线呈现出明显的平台期. 在此区间内,平板的上升

动力学由气泡脉动诱导的压力差与射流冲击共同决定, $h_{\max}^*$ 与 γ 呈现较为平缓的标度关系 $h_{\max}^* \propto \gamma^{-0.5}$.

(3) 当距离参数较大($\gamma > 1.25$)时,空泡在溃灭后演化为向下迁移的脉动涡环,并在此过程中耗散大量能量,这导致其对平板的直接冲击效果显著减弱. 此时,平板的位移由空泡脉动诱导的空间压力梯度主导,与距离参数之间遵循陡峭的幂律关系为 $h_{\max}^* \propto \gamma^{-4}$.

(4) 平板起跳的临界条件由无量纲距离参数 γ 与平板质量 M 共同决定. 随着平板质量增大,对于相同能量的空泡来说,其诱导平板起跳所需的临界距离参数 γ 逐渐减小,即气泡必须更靠近平板,才能在其周围形成足够强的压力梯度,从而克服平板的自重并驱动其运动.

参考文献

- 1 Nguyen V T, Phan T H, Duy T N, et al. Numerical modeling for compressible two-phase flows and application to near-field underwater explosions. *Comput Fluids*, 2021, 215: 104805
- 2 Gannon L. Submerged aluminum cylinder response to close-proximity underwater explosions—A comparison of experiment and simulation. *Int J Impact Eng*, 2019, 133: 103339
- 3 Wang J, Zong Z, Liu K, et al. Simulations of the dynamics and interaction between a floating structure and a near-field explosion bubble. *Appl Ocean Res*, 2018, 78: 50–60
- 4 Zhang A M, Li S M, Xu R Z, et al. A theoretical model for compressible bubble dynamics considering phase transition and migration. *J Fluid Mech*, 2024, 999: A58
- 5 Dular M, Požar T, Zevnik J, et al. High speed observation of damage created by a collapse of a single cavitation bubble. *Wear*, 2019, 418–419: 13–23
- 6 Silberrad D. Propeller erosion. *Engineering*, 1912, 33: 33–35
- 7 Zhou M, Cao Y, Cheng H, et al. Cavitation erosion induced by tip leakage cavitating flow: Numerical assessment and mechanism analysis. *Wear*, 2025, 578–579: 206214
- 8 Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries Part 2. Free surface. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 197–212
- 9 Zhang A M, Liu Y L. Improved three-dimensional bubble dynamics model based on boundary element method. *J Comput Phys*, 2015, 294: 208–223
- 10 Benjamin T B, Ellis A T. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Philos Trans R Soc Lond Ser A Math Phys Sci*, 1966, 260: 221–240
- 11 Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries. Part 1. Rigid boundary. *J Fluid Mech*, 1986, 170: 479–497
- 12 Philipp A, Lauterborn W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *J Fluid Mech*, 1998, 361: 75–116
- 13 Kornfeld M, Suvorov L. On the destructive action of cavitation. *J Appl Phys*, 1944, 15: 495–506
- 14 Lindau O, Lauterborn W. Cinematographic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall. *J Fluid Mech*, 2003, 479: 327–348
- 15 Xu Y F, Zhang S, Cui P, et al. Experimental study on the dynamics of a spark bubble near the top of a cylinder and associated annular secondary cavitation bubbles. *Phys Fluids*, 2023, 35: 123342
- 16 Hu Z Y, Cao Z E, Li S, et al. Fluid-structure interaction between a high-pressure pulsating bubble and a floating structure (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2021, 53: 944–961 [胡振宇, 曹卓尔, 李帅, 等. 水中高压脉动气泡与浮体流固耦合特性研究. 力学学报, 2021, 53: 944–961]

- 17 Zhao Z, Li S, Xiong C, et al. New insights into the cavitation erosion by bubble collapse at moderate stand-off distances. *J Fluid Mech*, 2025, 1015: A33
- 18 Peng Y X, Zhang A M, Xue B, et al. Numerical investigation of ship structure damage subject to strong impact using a 3D meshless SPH-RKPM method (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2021, 51: 124614 [彭玉祥, 张阿漫, 薛冰, 等. 强冲击作用下舰船结构毁伤的三维无网格 SPH-RKPM 方法数值模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 124614]
- 19 Zhang A M, Ming F R, Liu Y L, et al. Review of research on underwater explosion related to load characteristics and ship damage and protection (in Chinese). *Chin J Ship Res*, 2023, 18: 139–154 [张阿漫, 明付仁, 刘云龙, 等. 水下爆炸载荷特性及其作用下的舰船毁伤与防护研究综述. 中国舰船研究, 2023, 18: 139–154]
- 20 Cui P, Zhang A M, Wang S, et al. Ice breaking by a collapsing bubble. *J Fluid Mech*, 2018, 841: 287–309
- 21 Hu Z Y, Li S, Wang S P, et al. The role of fluid-structure interaction in pulsating bubble dynamics near a movable structure. *Ocean Eng*, 2021, 238: 109650
- 22 Tong S Y, Wang S P, Yan S, et al. Fluid-structure interactions between a near-field underwater explosion bubble and a suspended plate. *AIP Adv*, 2022, 12: 095224
- 23 Han L, Chen J, Zhou R, et al. On the interaction of a cavitation bubble with an carbon fiber composite elastic plate. *Int J Multiphase Flow*, 2025, 188: 105203
- 24 Zong Z, Wang J, Zhou L, et al. Fully nonlinear 3D interaction of bubble dynamics and a submerged or floating structure. *Appl Ocean Res*, 2015, 53: 236–249
- 25 Zhang Y, Zhang Y, Qian Z, et al. A review of microscopic interactions between cavitation bubbles and particles in silt-laden flow. *Renew Sustain Energy Rev*, 2016, 56: 303–318
- 26 Wang D, Liu Z, Zhao H, et al. Launching by cavitation. *Science*, 2025, 389: 935–939
- 27 Borkent B M, Arora M, Ohl C D, et al. The acceleration of solid particles subjected to cavitation nucleation. *J Fluid Mech*, 2008, 610: 157–182
- 28 Poulain S, Guenoun G, Gart S, et al. Particle motion induced by bubble cavitation. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 214501
- 29 Li S, Zhang A M, Han R, et al. 3D full coupling model for strong interaction between a pulsating bubble and a movable sphere. *J Comput Phys*, 2019, 392: 713–731
- 30 Li S, Han R, Zhang A M. Nonlinear interaction between a gas bubble and a suspended sphere. *J Fluids Struct*, 2016, 65: 333–354
- 31 Wu S, Zuo Z, Stone H A, et al. Motion of a free-settling spherical particle driven by a laser-induced bubble. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 084501
- 32 Ren Z, Zuo Z, Wu S, et al. Particulate projectiles driven by cavitation bubbles. *Phys Rev Lett*, 2022, 128: 044501
- 33 Ren Z, Zhang W, Zeng Q, et al. How boundary layer flows influence cavitation bubble-driven particle jumps from rigid walls. *J Fluid Mech*, 2025, 1025: A64
- 34 Shen X, Han W, Li R, et al. Experimental analysis of particle dynamics influenced by cavitation bubbles near a rigid wall. *Phys Fluids*, 2024, 36: 093341
- 35 Yang S, Han W, Li R, et al. Weakening the synergistic strength of cavitation bubbles and wall particles. *Phys Fluids*, 2025, 37: 083377
- 36 Zeng B, Lai J, Chen J, et al. Photothermal cavitation-driven micromotor to penetrate cell membrane. *J Am Chem Soc*, 2025, 147: 8906–8916
- 37 Ohl C D, Arora M, Dijkink R, et al. Surface cleaning from laser-induced cavitation bubbles. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 074102
- 38 Zhang T, Zhang A M, Zhang S, et al. Free-surface jetting driven by a cavitating vortex ring. *J Fluid Mech*, 2025, 1003: A4
- 39 Han R, Zhang A M, Tan S, et al. Interaction of cavitation bubbles with the interface of two immiscible fluids on multiple time scales. *J Fluid Mech*, 2022, 932: A8
- 40 Pei S, Zhang A M, Liu C, et al. Influence of ambient temperature on cavitation bubble dynamics. *J Fluid Mech*, 2025, 1023: A28
- 41 Reuter F, Gonzalez-Avila S R, Mettin R, et al. Flow fields and vortex dynamics of bubbles collapsing near a solid boundary. *Phys Rev Fluids*, 2017, 2: 064202
- 42 Huang J, Wang J, Guo W, et al. Wall vortex induced by the collapse of a near-wall cavitation bubble: Influence of the water surface. *Phys Rev Fluids*, 2024, 9: 053602

Mechanism of plate jumping induced by cavitation bubble dynamics

ZHOU Lintao, SUN Yuan, LIU Wenyuan & LI Shuai*

College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China

**Corresponding author (email: lishuai@hrbeu.edu.cn)*

This study investigates the fluid-structure interaction between a cavitation bubble and a plate by combining experimental observations with numerical simulations, with particular emphasis on the bubble-driven jumping behaviour of the plate and its dynamical evolution. In the experiments, the plate is horizontally placed on the supporting disc mounted at the top of a holder, while centimetre-scale spark-generated cavitation bubbles are produced above the plate via underwater electric discharge technique. The transient fluid-structure interaction process is captured using high-speed imaging. The experimental results demonstrate that the non-uniform pressure gradient induced in the surrounding flow during bubble oscillation can drive the plate to undergo significant upward motion, with the maximum jumping height reaching approximately twice the maximum bubble radius. Meanwhile, numerical simulations based on the boundary integral method accurately reproduce the key dynamical features, including bubble jetting and plate jumping. Further analysis reveals that the maximum rising height of the plate exhibits a clear piecewise scaling relation with the dimensionless stand-off parameter γ . In addition, for plates of different masses M , a phase diagram is constructed in the M - γ parameter space, which identifies the critical distance for bubble-induced jumping of plates with different masses. These findings provide new mechanistic insight into the fluid-structure interaction dynamics between cavitation bubbles and submerged structures.

cavitation bubble, bubble dynamic, fluid-structure interaction

doi: [10.1360/SSPMA-2026-0302](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2026-0302)