



气核浓度对水下航行体空化载荷特性的影响研究

胡承龙, 孙龙泉, 李志鹏*, 方明, 刘宗昱

哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001

*联系人, E-mail: hrbeulzp@hrbeu.edu.cn

收稿日期: 2026-04-20; 接受日期: 2026-06-18; 网络出版日期: 2026-09-28

国防科技基金(编号: 2019-JCJQ-JJ-293)资助项目

摘要 准确预测空化载荷是预防潜在空化侵蚀的关键. 自由流中的气核通过调控空泡初生与演化, 显著影响航行体出水过程中的非定常空泡流动及壁面压力特性. 本文以半球-圆柱结构为对象, 在立式减压舱中营造稀疏、中等和丰富三种典型的气核浓度条件, 结合高速摄像与阵列式压力传感器, 同步观测空泡演化与壁面压力脉动. 结果表明, 气核通过改变空泡形态、尺寸与溃灭模式影响壁面压力, 稀疏条件下空泡呈现典型的推进式到同步式溃灭, 中等条件下泡群溃灭在局部产生最大压力脉冲, 丰富条件下溃灭特征与稀疏条件类似. 压力脉动依据时频特征可分为四种类型: 中低频低幅、低频高幅、高频低幅和高频高幅. 随着气核浓度的增加, 中高频带脉动强度及持续时间增加. 本研究可为多尺度空化模拟与水下结构设计提供参考.

关键词 空化, 气核, 出水, 压力脉动

1 引言

结构物在水下高速运行时会在周围形成绕流低压区, 发生空化现象^[1]. 空化初生、发展、溃灭及脱落会引起强烈的压力脉动, 从而对水翼、螺旋桨和 underwater 航行器等水力机械造成结构振动、辐射噪声及侵蚀等负面影响^[2-6]. 因此, 对附着空化流动的研究十分重要. 理论上, 纯水在均匀成核时的抗拉强度高达上百 bar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$)^[1]. 然而, 自然环境及工业应用中的流动空化总是非均相成核导致的^[7,8]. 自由流中存在的微纳米级气泡(一般称为气核), 组成了离散的薄弱部分, 降低了水体的抗拉强度^[9,10], 加剧了空化的复杂性. 因此, 了解水中气核尺寸分布对结构物表面空化及壁面

压力脉动的影响, 对于预测并有效预防空化流动对海洋结构物造成的危害具有重要意义.

近壁面空泡演化是一个涉及气液相变、流场扰动、压力脉动与结构响应的流固耦合问题^[11-14]. 由于空泡溃灭产生指向壁面的高速射流和冲击波造成材料侵蚀和损伤, 该问题被广泛研究. 早期研究通常将空泡溃灭简化为刚性或弹性壁面附近单泡或群泡的动力学行为^[15-18], 重点关注特征参数(泡壁距离、泡-自由面距离、泡间距离等)影响下的射流模式、泡间相互作用及压力波动特征^[12,19-21]. 然而, 上述研究多聚焦于固定边界附近空泡的局部溃灭行为. 对于水下结构物(如轴对称体、升力体等)而言, 空化通常沿结构表面发展形成大尺度附着空泡, 伴随生长、收缩、回射流形成

引用格式: 胡承龙, 孙龙泉, 李志鹏, 等. 气核浓度对水下航行体空化载荷特性的影响研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2027, 57: 214719

Hu C, Sun L, Li Z, et al. Influence of nuclei concentration on cavitation load characteristics of an underwater vehicle (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2027, 57: 214719, doi: [10.1360/SSPMA-2026-0303](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2026-0303)

和云空泡脱落、溃灭等一系列非稳态过程^[22,23]. Brandner等人^[23]系统性地开展了不同空化数($\sigma = (p - p_v)/(0.5\rho U^2)$)下球体表面空化实验研究,发现空化生长、脱落频率均与空化数强相关. 高空化数下($0.95 < \sigma$), K-H (Kelvin-Helmholtz)不稳定性主导了分离剪切层的流动转换,导致空化云破碎. 中等空化数下($0.4 < \sigma < 0.95$), 回射流成为片空泡发生云破碎的主导机制,并诱导了大尺度相干脱落与溃灭. de Graaf等人^[24]在此基础上通过测量周期性空泡脉动压力,并与像素强度信号进行交叉频谱分析,发现空泡的大尺度溃灭源于回射流与冷凝激波的耦合作用. Ganesh等人^[25]、Wang等人^[26]、Wu等人^[27]和Li等人^[28]分别在楔形结构、收敛-扩张通道、水翼及文丘里管等典型结构的周期性片-云空化转变中发现这一机制,并进一步指出回射流引发的局部空化破碎为激波形成提供了必要的气液混合介质. 但对于水下高速垂直运动的结构物,脱落空泡可能被来流迅速携带至下游,导致回射流成为空泡溃灭的主要控制因素^[29].

与固定边界周期性空化流动不同,结构物非定常出水伴随速度及浸没深度的快速变化,空化数随时间非线性演化^[30]. 穿越自由液面时,附体空泡与自由液面发生强烈相互作用,空泡的脱落与溃灭呈现瞬态、非周期性的特征^[31-33]. 王一伟等人^[31]发现结构出水时气-水-汽间的两个界面形成高压梯度,附着水层加速撞击壁面,空泡前缘迅速凝结,发生自上而下的溃灭,并根据溃灭过程及压力峰值将其分为推进溃灭和同步溃灭两个阶段. Chen等人^[32]和Gao等人^[33]通过建立结构物高速出水空化数值模型,研究了出水溃灭过程中的涡旋结构. 此外,一些研究还探讨了波浪环境^[34]、来流^[35]等因素对结构物出水过程中附体空泡演化的影响. 但在上述出水空化研究中,实验水体被尽可能地除气,或者被视为理想流体进行空化数值模拟. 而实际环境中存在的气核群,以及云空泡内部微观气泡间的相互作用,对空泡演化均具有不可忽略的影响^[36-38].

自由流中气核的存在使得空化不再是简单的汽-液两相转变,而是呈现出气-液-汽多相混合、跨尺度相互作用的复杂特性^[39,40]. 已有研究表明,水中气核会积极地参与到空泡演化全过程,包括初生、发展和脱落^[37,41-43]. 因此,对受空泡演化影响的壁面压力脉动的研究也需要计及水中气核含量的影响. 相较于以

往广泛使用基于欧拉连续介质场的均质空化模型,近年来,在欧拉场和拉格朗日场分别模拟大尺度空泡和小尺度微气泡的欧拉-拉格朗日耦合方法,为复杂空化的研究提供了新框架^[44,45]. 基于特定的尺度转变标准,该方法已成功捕捉空化初生、片-云空泡之间的转变及云空泡内部结构^[28,36,46]. 此外,该方法还被进一步应用于空化溃灭及材料侵蚀的工程分析^[4,47]. 然而,在上述模拟中,微泡通常被假设为球形,且泡间的复杂相互作用(如聚并、破碎、溶解等)被简化处理,这在一定程度上降低了预测的保真度. 同时,数值模拟中不同网格尺度对应不同的相变系数,初始气核边界条件也需要进行大量的敏感性分析,这导致计算资源的大幅增加. 因此,系统性地开展并监测不同气核尺寸分布下的空泡流动及壁面压力特性的实验研究尤为必要. 这不仅可以提供高质量的数据集以支撑数值模型的验证与改进,还能深化对气核影响空化动力学物理本质的认识.

即使在早期研究未能精准测量水体气核尺寸分布的条件下,Kawakami等人^[48,49]仍发现气体含量显著影响水翼表面云空化的脱落频率和升力频谱. 具有人工气核播种与测量能力的实验设备的发展,进一步促进了对气核如何影响结构表面空泡演化的系统性研究. Brandner等人^[41]在球体绕流空化实验中发现,高浓度核条件下气泡的频繁激活与溃灭破坏了低浓度核条件下附着空泡清晰的前缘分离线. Venning等人^[42]探究了定常来流条件下气核浓度对水翼水动力特征的影响,发现气核浓度增加会降低空泡脱落频率并扩大空泡凝结范围. 在定常空化流动条件下,结构物水动力脉动主要由冲击波驱动的周期性大尺度空化脱落主导. 相比之下,结构物非定常垂直出水过程难以忽略重力与自由液面的影响,附着空泡的生长和溃灭具有非线性瞬态特征. Zhi等人^[37]发现,气核浓度升高后诱导的空泡形态转变以及空泡群的不均匀分布,加剧了肩部区域的压力波动和不确定性. 然而,局部区域的单点压力测量难以全面反映受气核浓度影响的空泡演化过程对结构表面压力分布及溃灭载荷的作用. 因此,针对结构物垂直出水过程,气核对空化载荷的影响亟待开展更为系统的研究.

对此,本研究针对半球-圆柱结构垂直出水过程,通过营造稀疏、中等和丰富三种气核浓度条件,系统探究了气核对非定常空泡演化及壁面压力特性的影响

机制. 实验在立式减压舱中开展, 基于微气泡播种与监测装置, 在保持其他流动条件不变前提下实现了气核尺寸分布的精确控制. 区别于以往局限于局部压力测量的研究, 本研究沿结构母线方向布置了阵列式压力传感器^[37], 并结合高速摄像同步观测, 进一步系统探究空化初生、发展、溃灭及脱落行为的空间特征和压力脉动. 本文结构如下: 第2节介绍实验方法与装置; 第3和4节分析不同气核浓度下空泡演化与壁面压力脉动的规律; 第5节总结主要结论.

2 实验方法

2.1 实验系统

本研究基于一个立式减压舱开展实验. 实验系统主要由真空泵、掺核及测核系统、运动系统、观测系统、数据采集系统及控制柜组成. 实验系统布置如图1所示. 减压舱主要试验段为高2.0 m、直径0.8 m的圆柱体. 舱体两侧设置了透明玻璃视窗, 其中一侧用于记录回转体运动时的非定常空化流动现象, 另一侧通过照明灯为图像提供充分的亮度. 舱内负压环境通过真空泵实现. 调节真空泵作业时间可使舱内最低压强达到5 kPa. 舱内的环境压强通过压力表测量(精确度为

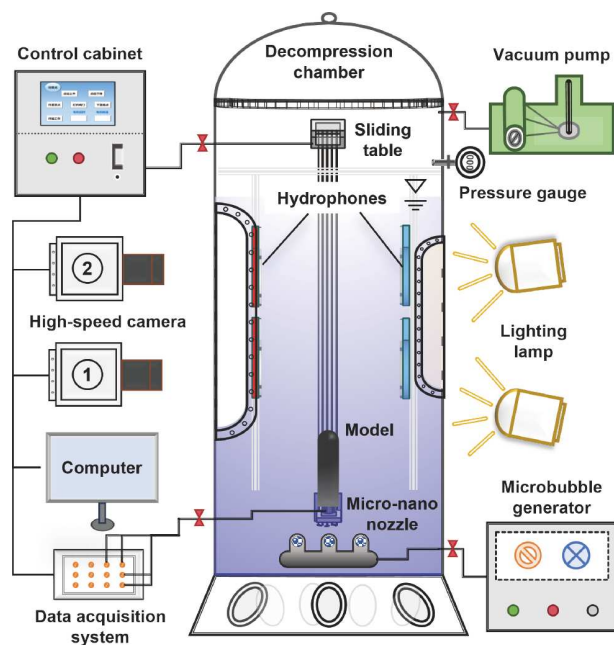


图 1 (网络版彩图)实验装置示意图

Figure 1 (Color online) Schematic of the experimental setup.

0.2% Full Scale).

考虑到过饱和水法具有人工气核生成效率高且易于调控的特点^[50], 本研究采用基于该方法的微泡发生器进行气核播种. 通过调控微泡发生器的进气量和运行压力控制生成的气核数目. 在本实验中, 该装置的进气口流量和运行压力分别为20 L/min和0.5 MPa. 含核水在被注入舱内前, 先经过布置于舱室底部的微米喷头的剪切作用进一步减小微气泡的尺寸. 播种完成后, 使用基于声学测量法的声波气泡光谱仪(ABS, Dyna-flow公司)监测和标定水中气核尺寸分布. 该方法能在保持气核初始环境的同时避免其他固体微粒的干扰^[51]. 该装置由两对垂直布置于水中的水听器 and 相应的信号放大器组成. 水听器的声信号频率范围为10–350 kHz, 可测量气核半径范围为4–100 μm . 关于气核播种、控制、监测及气核尺寸分布的标定可参考之前的工作^[37,52,53].

固定于舱体内壁的直线滑台和顶端的伺服电机共同驱动实验模型的垂向运动. 模型通过滑块与滑台连接. 滑台长度为1.8 m, 电机功率为2 kW. 通过改变电机的转速控制模型的运动状态. 如图2所示, 模型先加速, 达到设定速度后开始匀速运动. 通过两台帧率为4000 fps的高速摄像机(型号Phantom VEO 710S)记录模型整个运动过程中的空泡演化. 其中一台用于记录水中运动阶段, 另一台记录穿越水面阶段. 此外, 在减压舱的另一侧视窗处布置了两台功率为2 kW的卤素灯, 以确保高帧率下拍摄的清晰度. 通过105C02型PCB压力传感器测量模型表面动态压力. 传感器最大量程

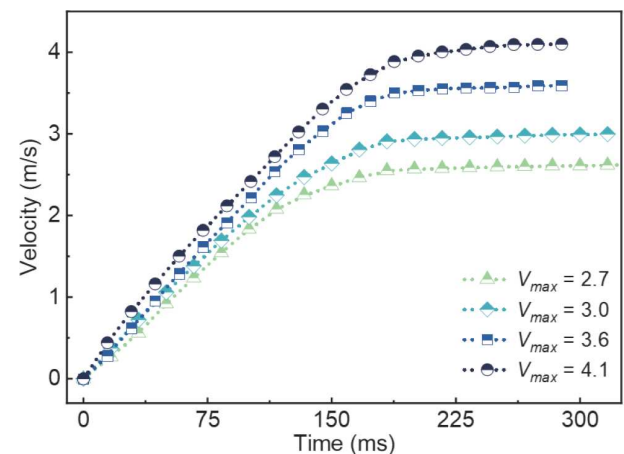


图 2 (网络版彩图)航行体运动速度曲线

Figure 2 (Color online) Motion velocity curves of the vehicle.

为690 kPa, 谐振频率 ≥ 250 kHz. 压力数据由NI (National Instruments)数据采集器配合计算机进行采集和记录. 为保证图像数据和压力数据的时空一致性, 本试验通过PLC (Programmable Logic Controller)控制柜实现回转体运动、高速摄像机系统及数据采集系统的同步触发.

2.2 实验模型与相关参数

实验所用模型是由半球形首部和圆柱形身体组成的轴对称细长体结构, 如图3所示. 模型总长度 $L = 3.63D$. 经过前期预实验, 为监测不同条件下空泡演化对模型壁面压力脉动的影响, 四个压力传感器分别被安装在沿模型壁面的一条母线方向上. 其中Point1 (P1)位于模型肩部位置, 余下几个传感器(P2-P4)之间的距离如图3所示, 分别为 $0.33D$ 、 $0.34D$ 和 $1.00D$. 压力传感器通过适配器固定于壁面, 以确保在装配时压力传感器表面与模型表面齐平. 实验时保持水深不变, 自由液面距离回转体头部 $H = 7.95D$. 自由液面上方压强通过真空泵调节, 在实验中保持 $P_0 = 5$ kPa. 此外, 图3展示了空腔尺寸的定义, 其中 l 和 d 分别为主体空腔的长度和宽度.

将模型宽度 D 作为特征参数对空腔的长度和宽度

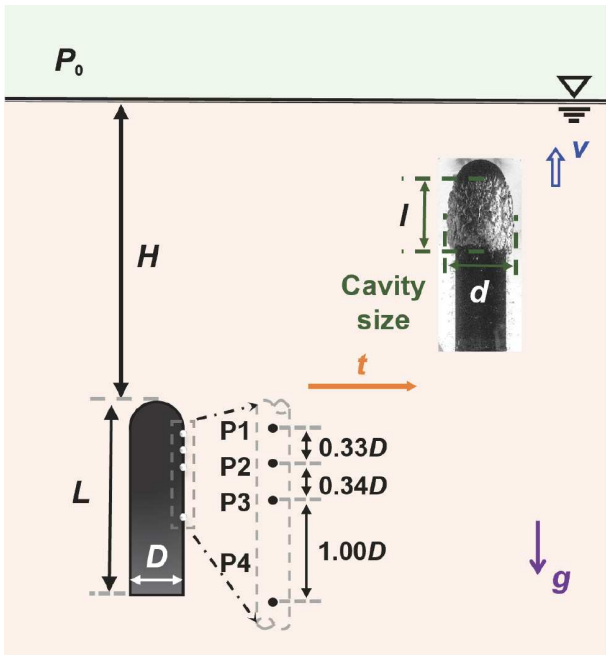


图3 (网络版彩图)实验参数示意图

Figure 3 (Color online) Schematic of experimental parameters.

分别进行无量纲化处理: $l^* = l/D$ 和 $d^* = (d - D)/D$. 在空化流动的相关研究中, 通常涉及傅劳德数 Fr 、局部空化数 σ_l 及压力系数 C_p , 分别定义为

$$Fr = V_m / \sqrt{gD}, \quad (1)$$

$$\sigma_l = (P_0 + \rho gh - P_v) / (0.5\rho V^2), \quad (2)$$

$$C_p = P / (0.5\rho V_m^2), \quad (3)$$

其中, σ_l 为任一时刻模型肩部位置的空化数, h 为任一时刻模型肩部到自由液面的距离, V 为任一时刻运动速度, V_m 为最大运动速度, g 为当地重力加速度, ρ 为水的密度, D 为回转体的直径, P_0 是舱内自由液面上方气体压力, P_v 为水的饱和蒸汽压力, P 为测点压力.

实验共营造三种不同的气核浓度条件, 其对应的气核数目和尺寸分布如图4所示. 按气核总数目密度(N_{tot})及相应的尺寸分布由高至低, 分别定义为丰富浓度($N_{\text{tot}} = 360 \text{ cm}^{-3}$ 、 $N(4 \mu\text{m}) = 139 \text{ cm}^{-3}$, Abundant Concentration)、中等浓度($N_{\text{tot}} = 325 \text{ cm}^{-3}$ 、 $N(4 \mu\text{m}) = 111 \text{ cm}^{-3}$, Medium Concentration)和稀疏浓度($N_{\text{tot}} = 300 \text{ cm}^{-3}$ 、 $N(4 \mu\text{m}) = 99 \text{ cm}^{-3}$, Sparse Concentration). 三种水体气核浓度的构建通过真空泵、掺核及测核系统开展. 其中, 稀疏浓度主要通过调节液面上方压强对舱内静置自来水进行充分除气来实现, 而中等和丰富浓度则主要通过控制微气泡发生装置的运行时间来实现. 每个浓度下的水体气核条件均通过测核系统进行多次测量和标定, 以保证试验所调控及营造的气核环境是稳定且可重复的. 在之前的研究中我们对负压环境下不同气核谱环境的播种、控制和标定进行了详细

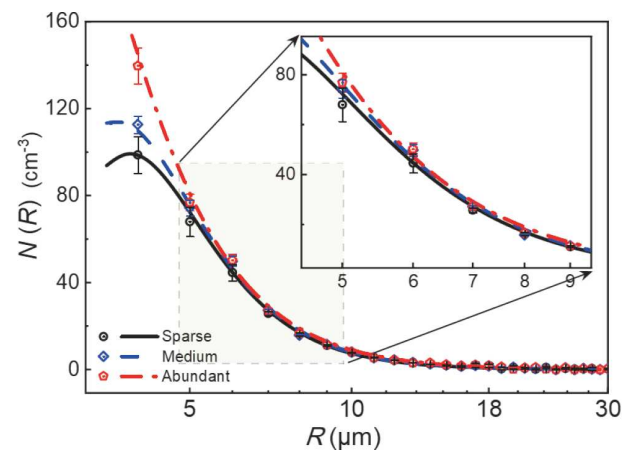


图4 (网络版彩图)气核尺寸分布特征

Figure 4 (Color online) Characteristics of nuclei size distribution.

的描述^[37,52,53].

2.3 重复性验证

即使在实验过程中尽可能地使气核均匀分布在水体中, 但低压区域对适宜尺寸气核的捕捉仍然是一个概率性事件. 对此, 本试验对每个实验工况均开展不少于5次的重复性实验. 对于稀疏浓度条件, 过去多数空化流实验均能说明该条件的稳定性, 在本试验环境下, 同样条件下的重复性依然可以得到保证. 对于丰富浓度条件, 更多数量的气核会相应地增大相同条件下气核被捕获然后空化的概率, 且重复性在以前的研

究中也得到了证实^[37]. 因此, 本文选取中等浓度气核条件进行可重复性验证. 在此条件下, 气核数量介于稀疏和丰富两个极端条件之间, 易反映出单次试验间的随机差异, 对其重复性的检验能够为实验结果的可靠性提供支撑.

图5展示了三组同样实验条件下的空泡演化过程. 在空泡演化初期, 空泡形态为沿结构物肩部周向随机分布的少量泡空泡或片空泡, 随着空化数的降低, 周向上的空泡尺寸增大, 数量增多, 并随着来流向下游迁移. 随后, 肩部不断新生的泡空泡沿流向下游运动. 同时, 部分附着在肩部的片空泡较为稳定, 并呈现出沿流

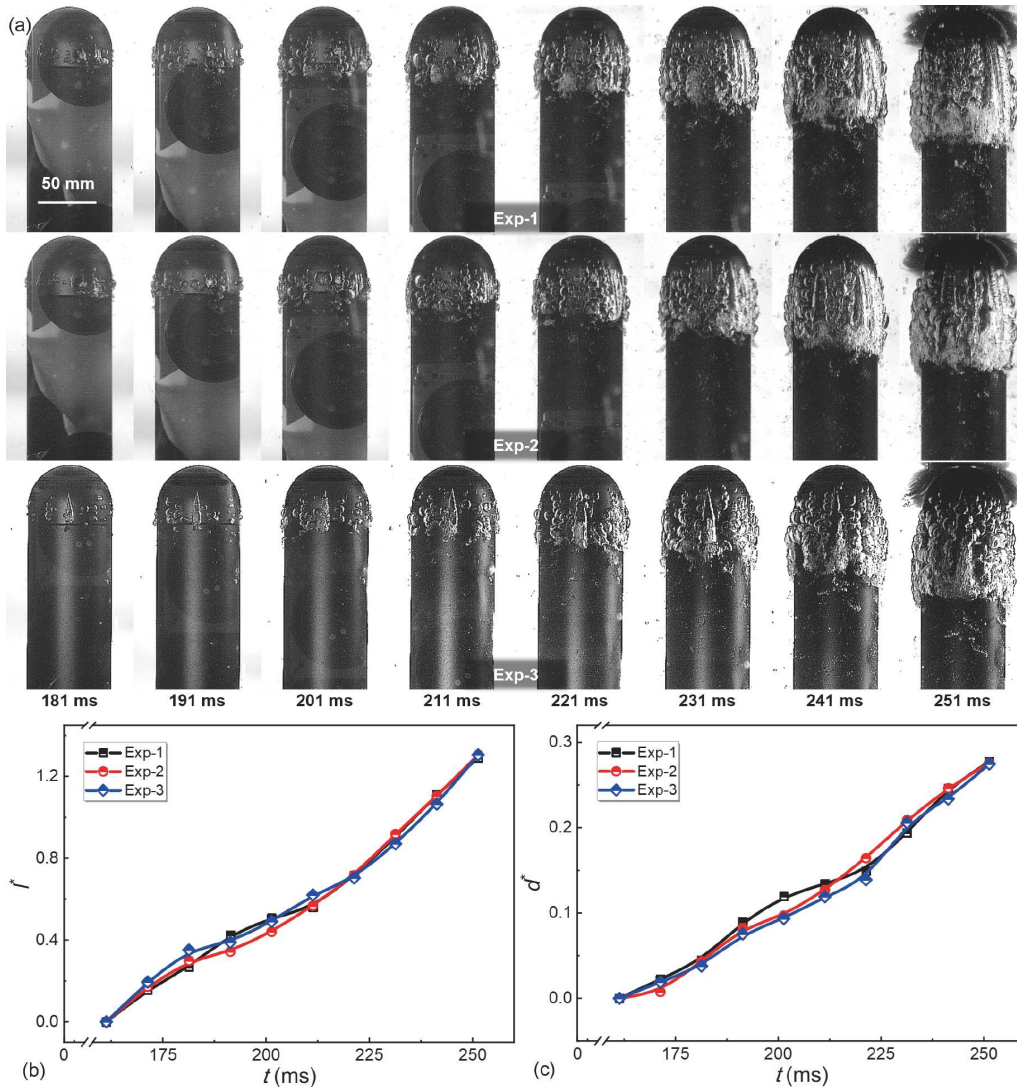


图 5 (网络版彩图)空泡演化过程. (a) 空泡演化图像; (b) 空泡长度变化; (c) 空泡宽度变化(中等条件, $Fr = 4.85$)

Figure 5 (Color online) Cavitation evolution process. (a) Images of cavitation evolution; (b) change in cavity length; (c) change in cavity width (medium conditions, $Fr = 4.85$).

向的扩张生长. $t = 211$ ms后, 空泡沿周向及流向方向上相互连接、聚合成较为连续的片-泡混合型空腔结构. 其中泡空泡融合形成的空腔表面凹凸不平, 而片空泡的末端则由于回射流的作用破碎成为云空化. 这同样导致空腔末端存在脱落的小尺度的云空化结构. 由于沿结构物肩部周向的空泡初生存在一定的随机性, 三组实验下的片空泡在附着位置上表现出一定的差异, 但空泡的整体演化过程高度一致, 而且空泡整体长度及宽度表现出了良好的一致性, 如图5(b)和(c)所示.

图6展示了三组同样工况下P1和P3点的压力变化. 其中压力信号通过小波阈值降噪方法进行去噪处理. 虽然受复杂空化流动影响的压力表现出一定的脉动特征, 特别是位于空化初生区域的P1点, 如图6(a)所示, 但三组实验的压力变化趋势及幅值较为一致, 特别是P3点, 如图6(b)所示. 这表明本实验所测得的数据具有可靠的重复性.

3 空泡演化特性

3.1 稀疏条件下的空泡演化

在稀疏浓度条件下, 结构物表面空泡的发展过程如图7所示. 空泡的演化可以分为三个阶段: 附着空泡形成、空泡轴向生长、空泡周向融合并最终形成具有清晰前缘边界和尾部闭合线的大尺寸片空泡(Sheet Cavity). $t = 181$ ms时, 附着在结构物肩部的斑状空泡(Spot Cavity)被观察到. 同时, 在该区域上游伴随着游

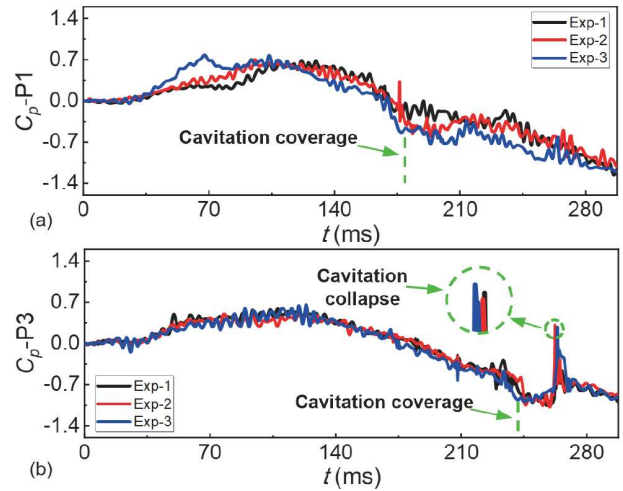


图 6 (网络版彩图)压力曲线. (a) P1, (b) P3(中等条件, $Fr = 4.85$)

Figure 6 (Color online) Pressure curves. (a) P1, (b) P3 (medium conditions, $Fr = 4.85$).

移泡状空泡(Bubble Cavity)的初生. 受来流及结构物周围气核随机性的影响, 该事件具有局部及间歇性的特点. $t = 191$ ms时, 当适宜尺寸气核通过层流分离点时, 会在气核的展向范围内触发形成条纹状分布的局部附着片空泡. 这些位置受来流气核被捕获概率事件与低压区分布的影响, 同样沿周向表现出非均匀特性. $t = 191-231$ ms时, 不同周向位置的孤立片空泡在向下游生长的同时, 也沿周向发展融合, 呈现较为均匀连续的大尺寸片状空泡. 在空泡完全融合之前, 存在片空

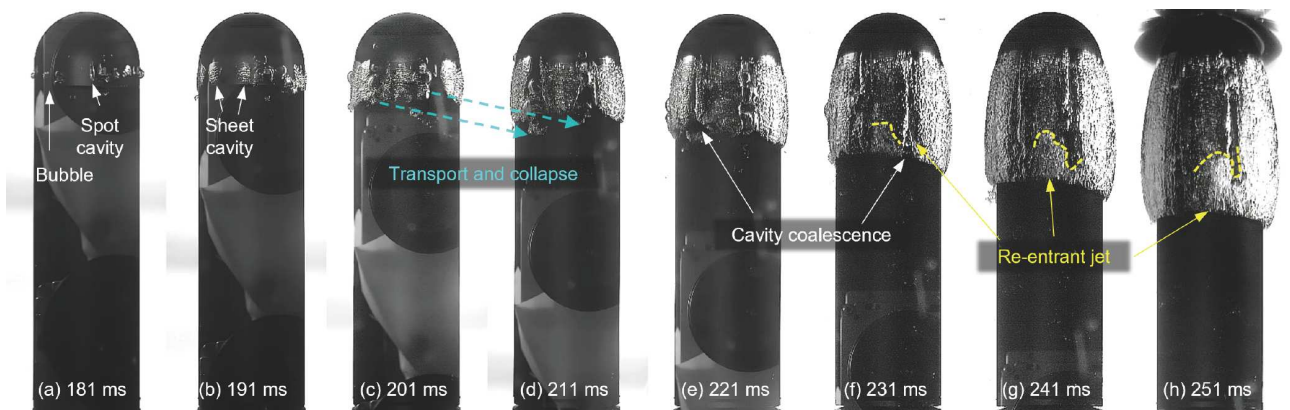


图 7 (网络版彩图)稀疏条件下结构物表面附着空泡发展过程. (a) 181 ms, (b) 191 ms, (c) 201 ms, (d) 211 ms, (e) 221 ms, (f) 231 ms, (g) 241 ms, (h) 251 ms ($Fr = 4.85$)

Figure 7 (Color online) Evolution of attached cavitation on the structural surface under sparse conditions. (a) 181 ms, (b) 191 ms, (c) 201 ms, (d) 211 ms, (e) 221 ms, (f) 231 ms, (g) 241 ms, (h) 251 ms ($Fr = 4.85$).

泡与空泡间的相互作用. 一部分空泡向下迁移, 运动到尾部高压区后溃灭形成局部湍流区^[1], 暂时地阻碍空泡的融合. 一部分在片空泡的间隙内生长、扩张, 最终参与到空泡之间的融合. $t = 231\text{--}251\text{ ms}$ 时, 随着空泡尺寸的增长, 其尾部的逆压梯度不断增大并促使了向上运动的回射流^[54]. 与以往研究不同的是, 回射流的运动并未导致空泡整体的断裂与脱落. 一方面是因为附着大尺寸空泡形成完整尾部闭合线的时间较晚, 受到重力的影响, 回射流不具备充足的动能抵达空腔前缘. 另一方面是因为空化发展阶段回射流具备内向、斜向等三维运动特征^[55].

如图8(a)所示, 随着空化数的减小, 空泡长度整体上呈现增加的趋势. 根据空泡的形态特征, 将稀疏条件下附体空泡演化分为三种模式. 如图8(b)所示, 在空化数较大时($0.74 < \sigma$), 航行体前缘低压区不足以维持稳定的宏观附着片空泡, 空泡前缘处于准周期性的脱落与再生瞬态过程中^[23]. 此阶段空泡动态地呈现为小尺寸条纹状或斑块状的特征形态. 具体而言, 气核首先在

层流边界层的剪切作用下被高度拉伸, 形成沿流向发展的条纹状空泡. 当其被输运或生长至下游区域时, 分离剪切层的层流-湍流转换迅速破坏其有序结构, 使其破碎为斑块状空泡^[56]. 值得注意的是, 当空化开始发生(即空化初生阶段)时, 空泡的尺寸受初生空泡形态影响较大, 存在一定的波动变化, 但并不影响空泡尺寸变化的整体特征. 随着空化数的降低($0.48 < \sigma < 0.74$), 空泡形态以泡状空泡和片状空泡共存的混合空化(Hybrid Cavity)为主. 其中片状空泡是斑状空化沿流向及轴向迅速生长而形成的. 在空化数较小时($\sigma < 0.48$), 空腔发展为完整的大尺寸片状空泡.

3.2 中等和丰富条件下的空泡演化

如图9所示, 在中等和丰富条件下, 由于来流中气核数量的增多, 流经结构物肩部低压区的适宜气核被激活, 并迅速生长为宏观的半球帽状空泡. 其中不同的气核尺寸及分布导致空泡尺寸及位置的差异. 可以发现, 在中等条件下, 空泡仍然是斑状或片状空化与

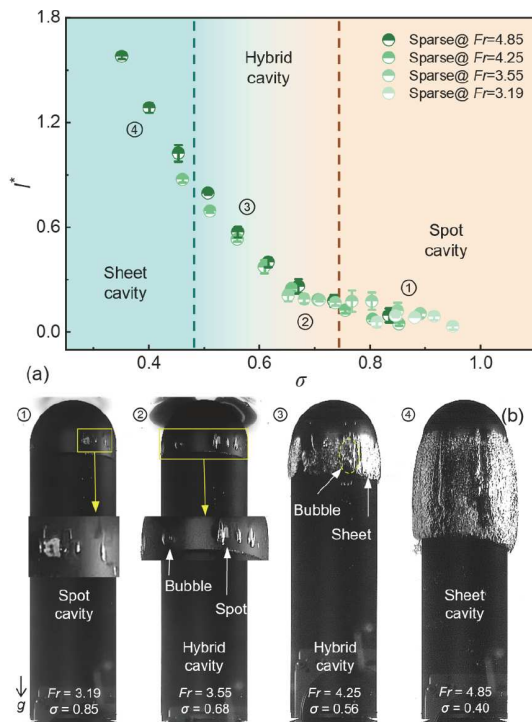


图 8 (网络版彩图)稀疏条件下的空泡演化. (a) 空泡长度随空化数的变化, (b) 空泡演化的典型形态

Figure 8 (Color online) Cavitation evolution under sparse conditions. (a) Variation of cavity length with cavitation number, (b) typical morphology of cavitation.

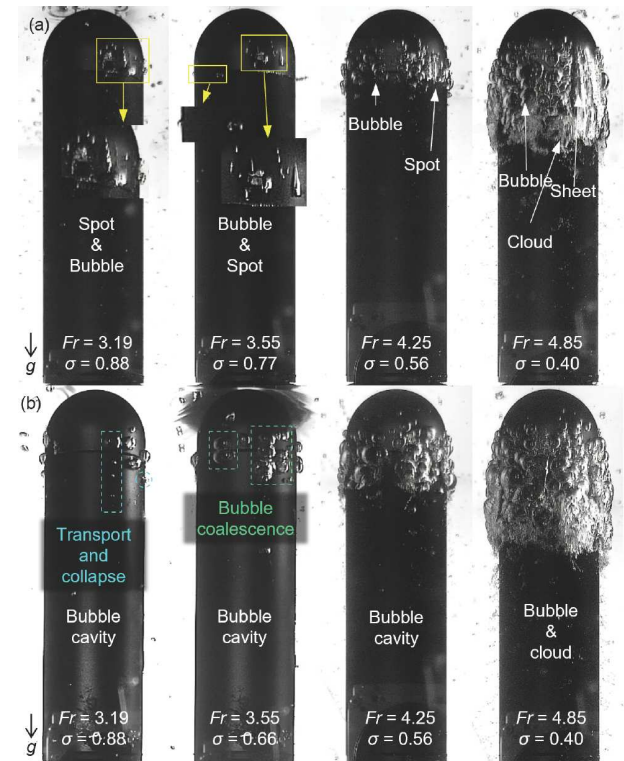


图 9 (网络版彩图)空泡演化. (a) 中等条件, (b) 丰富条件
Figure 9 (Color online) Cavitation evolution. (a) Medium conditions, (b) abundant conditions.

泡状空化的混合形态. 而丰富条件下, 附体空泡的类型则完全是泡空泡. 但随着空化数的降低, 中等条件下混合空泡模式中泡空泡占据了主导地位. 被激活气核的生长导致局部的三维流动, 破坏了结构物迎流面的层流边界层, 阻碍了附着的片状空腔的生成^[41]. 在丰富条件下, 气核数量足够多, 因此优先生长为泡空泡的事件概率最大. 被激活的泡空泡在向下迁移过程中会经历低压生长到高压溃灭的过程, 理论上会给片状空泡的生长提供必要的空间. 但气核被持续捕获导致先生长的空泡还未来得及溃灭便与新生的空泡相互聚并, 这进一步抑制了片空泡的生成, 如图9(b)所示. 而在中等条件下, 气核浓度相对少, 这在一定程度上允许局部斑状或片状空泡的生成. 但相较于稀疏条件, 泡空泡的生长与迁移也阻碍了片空泡的周向发展, 这导致其在生长初期主要呈现细长条纹状, 如图9(a)所示. 因此, 气核浓度增加时, 空泡类型会从单一空泡形态向混合空泡形态转变. 而且随着气核浓度的增加, 两种空泡共存区域会减小, 并最终全部变为泡状空泡. 丰富条件下的空泡类型便是这种极端状态的体现.

随着空化数降低, 气核被持续激活, 多个宏观气泡的生长、聚合使附体空泡形成簇状或连续气泡的空腔形态, 导致在中等和丰富条件下, 空腔并不具备连续的前缘. 此外, 尽管在周向范围内下游的大量泡空泡或片空泡倾向于融合, 但下游位置压力的升高仍然导致独立空泡的凝结或溃灭. 不同于稀疏条件下空腔生长到一定程度在尾部形成回射流, 中等和丰富条件下空腔尾部的脱落和破碎随机地形成由小尺度涡丝组成的相干涡结构. 空腔尾部呈现不连续的云状空泡的形态. 同时, 被激活气核数量增多暂时放大了空腔从初生到生长过程中的界面不稳定性, 空腔尺寸因此受到影响. 下面进一步讨论气核浓度对空腔尺寸变化的影响.

3.3 气核浓度对空泡尺寸的影响

如图10(a)所示, 不同气核浓度条件下归一化的空腔长度均随着空化数的增大而减小. 对空腔长度进行曲线拟合可以发现其随空化数的变化均遵循 $l^* = A/\sigma^n$ 式的反幂律分布, 但拟合参数 A 和 n 存在一定的差异, 如表1所示. 稀疏条件下的拟合曲线与黄彪等人^[57]和Pendar和Roohi^[58]的结果十分吻合, 这既验证了本试验稀疏条件的可重复性, 也证明了该函数关系在相应的空化区间内具有普适性. 系数 A 随气核浓度升高从

0.092增至0.184. 高浓度气核降低了水体抗拉强度^[10], 更多数量气核的存在提高了结构前缘低压区对适宜尺寸气核的捕获概率, 促使空化初生提前发生. 而且, 在初始空化阶段, 空泡形态从附着空化向泡状空泡的转变导致了空腔初始长度的增大, 如图10(b)所示. 值得注意的是, 在空化沿周向随机生长阶段, 相较于稀疏条件下的附着空腔, 中等和丰富条件下的泡空泡沿壁面的迁移行为显著影响了空腔长度的稳定性.

随着空化数的减小, 周向离散分布的空泡沿流向生长, 同时也趋向于周向的融合, 如图10(b)所示. 即使局部的片空泡或聚合成簇状的泡空泡的尾部存在回射流或是小范围的溃灭, 均因为空泡尺寸较小而并未对整体空腔的发展造成可观的影响. 此阶段, 三种条件下的空腔长度较为接近. 而随着空化数的进一步减小, 空腔融合成一个大尺寸的空泡. 在稀疏条件下, 空腔为光滑的片空泡, 末端连续稳定. 空腔的生长主要依赖于周围流动环境压力场的变化, 因此系数 n 最大. 而气核增多后, 空腔长度还取决于非定常空化流动时的局部介质因素. 中等条件下, 空泡末端存在持续的云空泡溃灭. 而在丰富条件下, 空泡末端同样存在间歇性的脱落空化涡, 但气核浓度的进一步增多促使更多适宜气核被激活为宏观空泡. 更加密集的泡空泡之间的相互融合在一定程度上缓解了来流对泡空泡的剪切作用和泡空泡的迁移溃灭. 相较于中等条件, 丰富条件下空腔整体稳定性增强. 因此该条件下融合后的大尺寸空腔生长的速度大于溃灭的速度. 空腔内复杂的动态演化行为在一定程度上弱化了空化数对空腔长度的调控, 系数 n 随之降低.

4 壁面压力特征

4.1 压力分布和溃灭特征

如图11所示, 附体空泡的动力学行为影响了结构物的壁面压力分布特征. 在空泡发展阶段, 随着空泡的生长, 监测点P1-P4依次被片状空腔覆盖. 在此过程中, 空腔尾部闭合处的滞止压力向下游传递(如图11中蓝色箭头所示). 在被空泡完全覆盖后, 压力降低. 由于P1点位于空泡前缘, 整体上压力平稳发展, 并伴随小幅度的波动(如图中拟合的绿色虚线所示). 而P2和P3监测点位于空泡发展区域, 压力脉动与附着空泡内部的流动有关. 由于向上运动的回射流的作用, 压力呈现

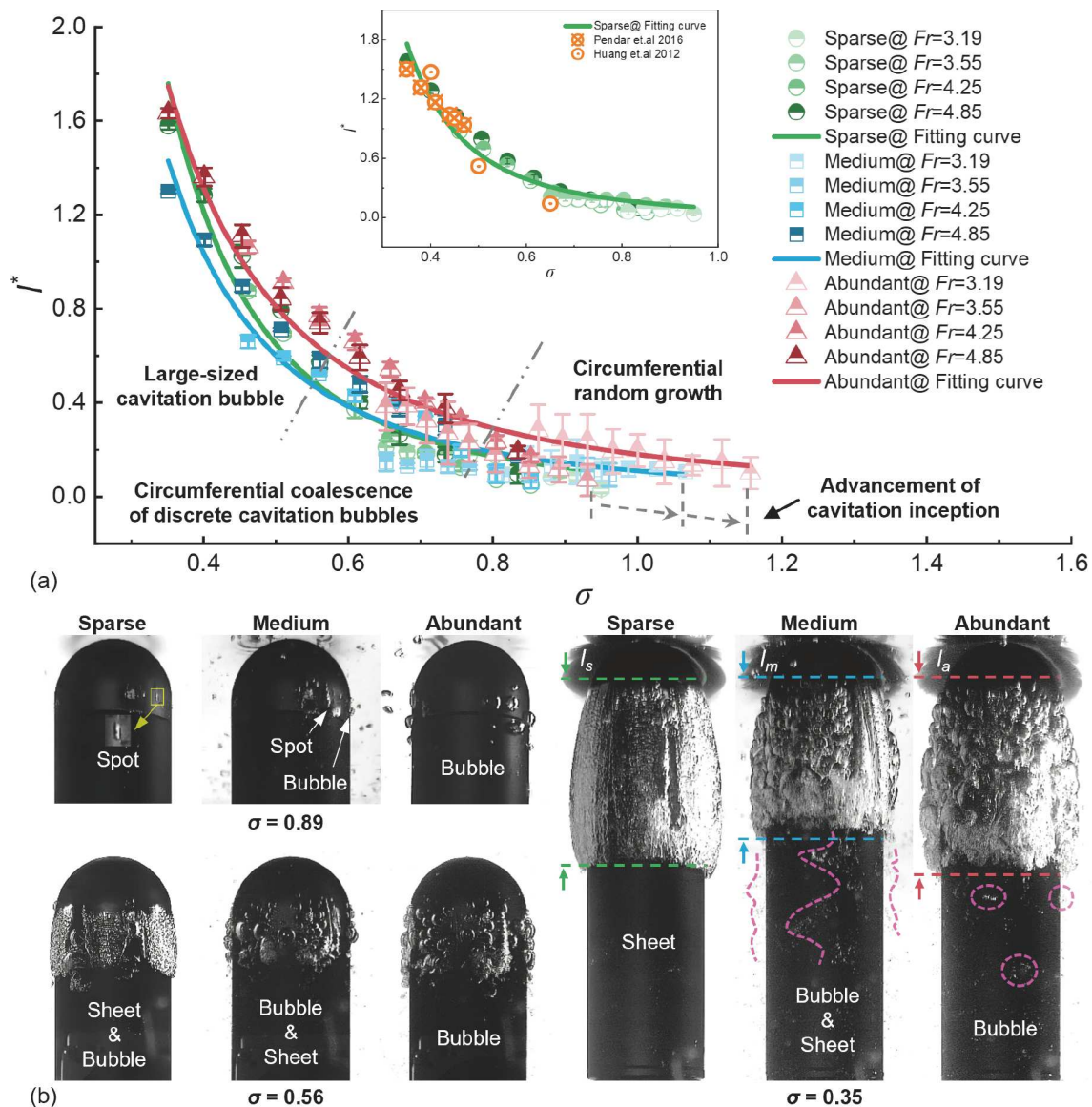


图 10 (网络版彩图)三种气核条件下空泡的尺寸变化。(a) 空泡长度随空化数的变化(主图为三种气核条件下的拟合曲线对比, 插图 of 稀疏条件下的拟合曲线与文献[57,58]数据的对比), (b) 空泡演化的典型形态

Figure 10 (Color online) Cavity size variation under three nuclei conditions. (a) Variation of cavity length with cavitation number (main panel: comparison of fitting curves under three nuclei conditions; inset: comparison of sparse-condition fitting curve with data from refs. [57,58]), (b) typical morphology of cavitation.

表 1 拟合曲线参数及误差

Table 1 Parameters and errors of the fitting curves

气核浓度	A	n	R^2	RMSE	σ_l
稀疏	0.092	2.816	0.95	0.08	(0.35, 0.98)
中等	0.110	2.447	0.93	0.08	(0.35, 1.06)
丰富	0.184	2.172	0.95	0.08	(0.35, 1.15)

上升趋势^[59](如图中拟合的黄色虚线所示)。P4监测点

位于空腔尾缘, 被空腔覆盖时间较短, 表现为空泡覆盖后的低压波动特征。

如图11中e–g所示, 稀疏条件下结构表面附着片空泡表面光滑连续、泡内介质相对均匀稳定, 在自由液面及附着水的挤压下向内凹陷。随着结构穿越水面, 空泡呈现向下剥落的状态。在P1–P3监测点没有监测到明显的溃灭压力。与常规水翼空化中由回流切断

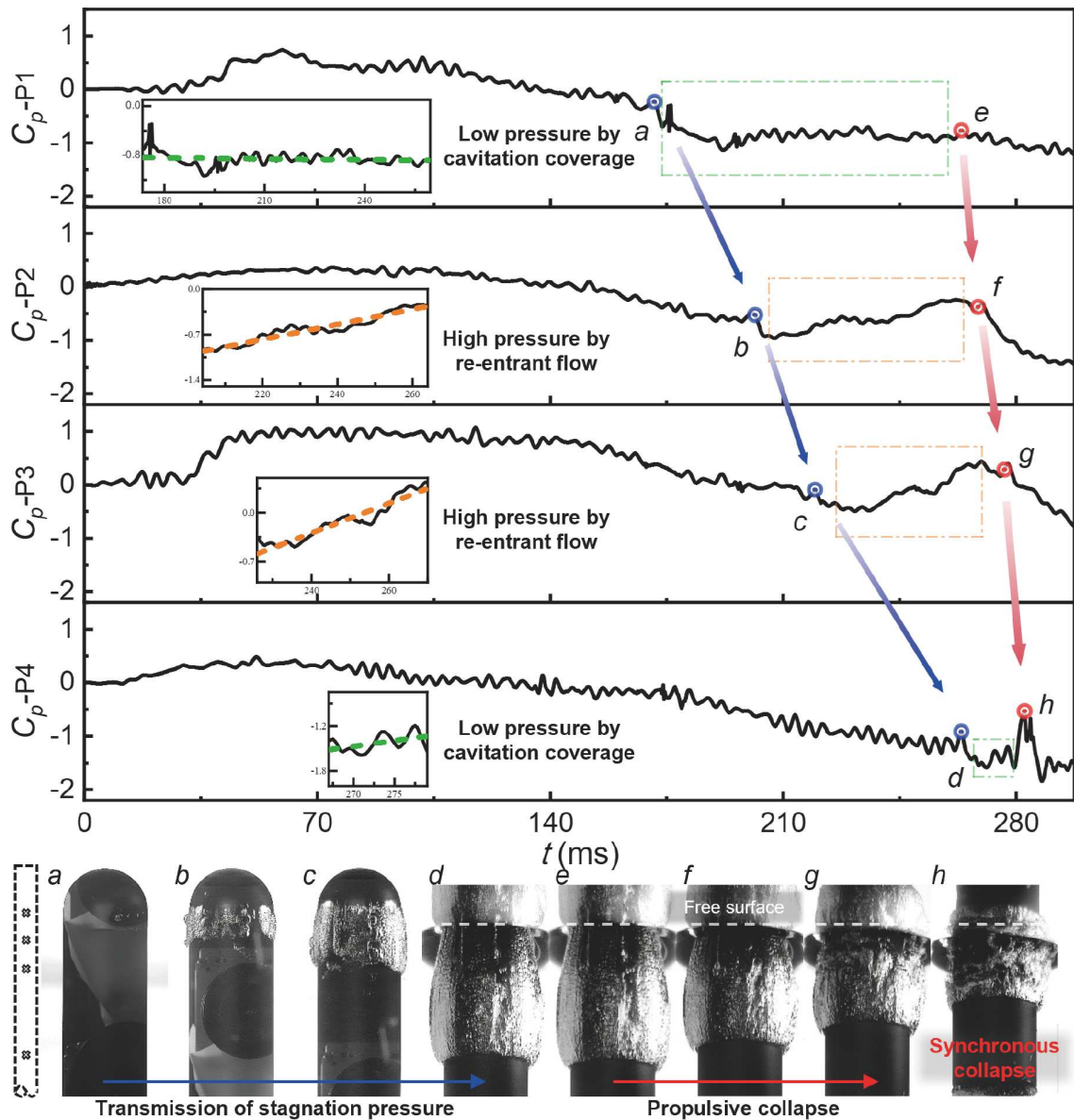


图 11 (网络版彩图)稀疏条件下的压力脉动及典型时刻空泡图像($Fr = 4.85$, 虚线框内为空泡覆盖后测点压力变化, 拟合曲线见左侧图)

Figure 11 (Color online) Pressure fluctuations and corresponding cavitation images at typical moments under sparse conditions. ($Fr = 4.85$, the dotted boxes indicate the pressure variation at measurement points after the region is covered by cavitation, and the fitting curves are shown in the left figures).

进而脱落形成的大尺度云空腔溃灭或冷凝激波导致的溃灭不同, 此类自空腔前缘向尾缘运动的溃灭一般称为推进溃灭^[31,37](如图中红色箭头所示). 在此过程中, 空泡并未出现宏观上片空泡向云空泡的转变, 溃灭压力较小, 基本可以忽略. 随后, 空腔推进溃灭加快, 在轴向上迅速收缩, 最终呈现类似单个椭球孤立泡式的

同步溃灭^[31,37]. 同时在P4监测点同步捕捉到了不同于其他几个监测点的短脉宽压力峰, 在以前的研究中也得到了相似的结论^[32,33].

图12和13分别展示了中等和丰富条件下P1–P4监测点的压力脉动与典型时刻空泡图像. 如前所述, 由于气核浓度的增大, 附体空泡的演化形态受到影响. 因此

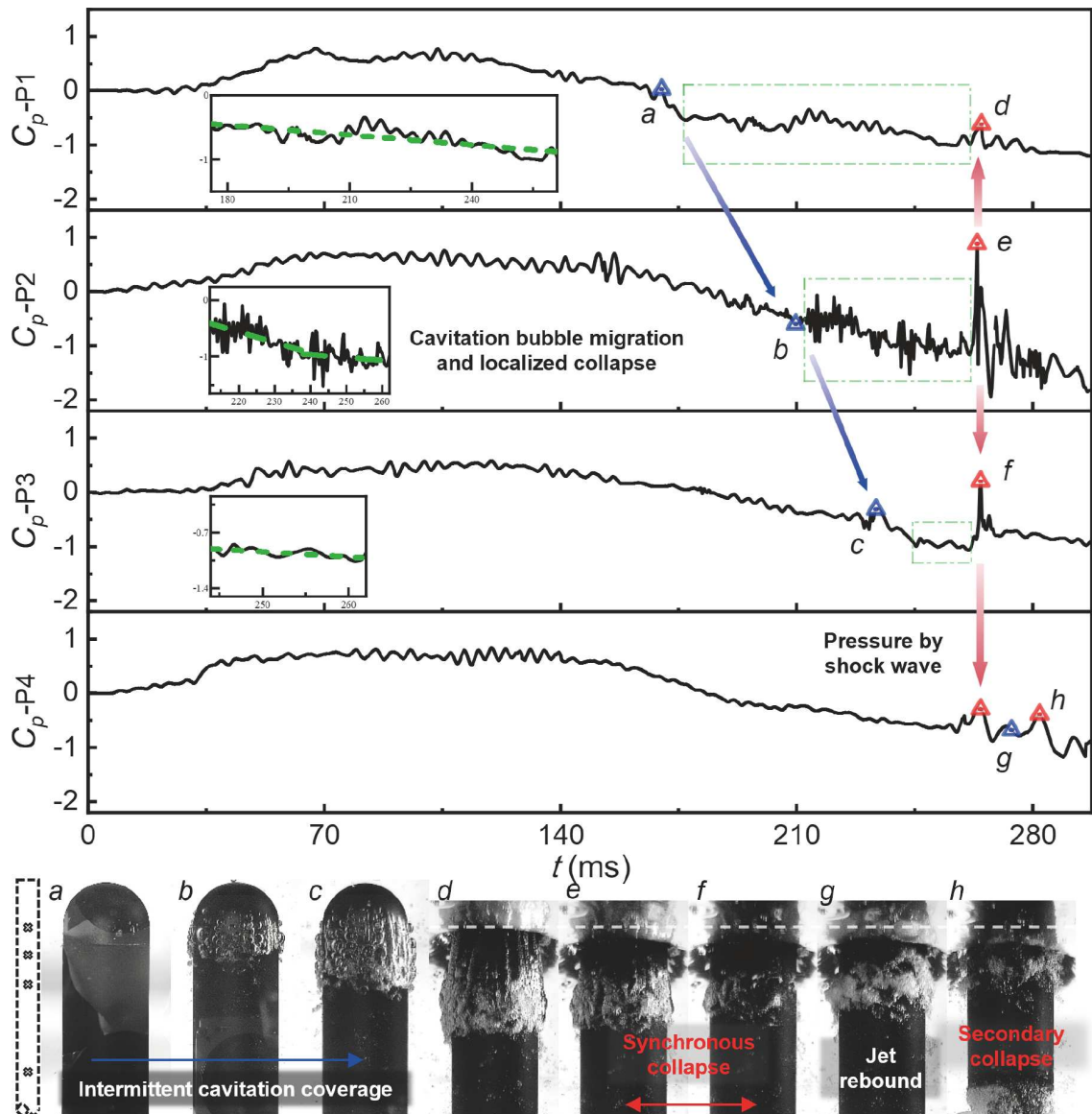


图 12 (网络版彩图)中等条件下的压力脉动及典型时刻空泡图像($Fr = 4.85$, 虚线框内为空泡覆盖后测点压力变化, 拟合曲线见左侧图)

Figure 12 (Color online) Pressure fluctuations and corresponding cavitation images at typical moments under medium conditions. ($Fr = 4.85$, the dotted boxes indicate the pressure variation at measurement points after the region is covered by cavitation, and the fitting curves are shown in the left figures).

相较于稀疏条件, 其余两种气核条件下压力特征的不同主要体现在空泡发展及溃灭阶段, 即空泡覆盖区域。

在中等和丰富条件下, 虽然P1点被空腔覆盖后下降, 但并未呈现出同稀疏条件类似的平台期, 而是继续缓慢下降。统计该时段P1监测点的时均压力系数($C_{p\text{mean}}$), 如图14所示。可以发现, 随着气核浓度的升高, 平均压力升高。气核浓度的升高使得水体中的空化

现象更容易发生。P1点位于空泡前缘, 在一定程度上反映了空泡初生状态。因此, 在气核浓度更高的条件下, 空化初生所需要的最小压力增大。此外, 中等和丰富条件下初生区域迁移泡空泡的动力学行为导致P1点处于被空泡覆盖或者暴露于水中的间歇性状态, 因此压力脉动更为剧烈。

随着空泡向下游发展, P2和P3监测点依次进入空

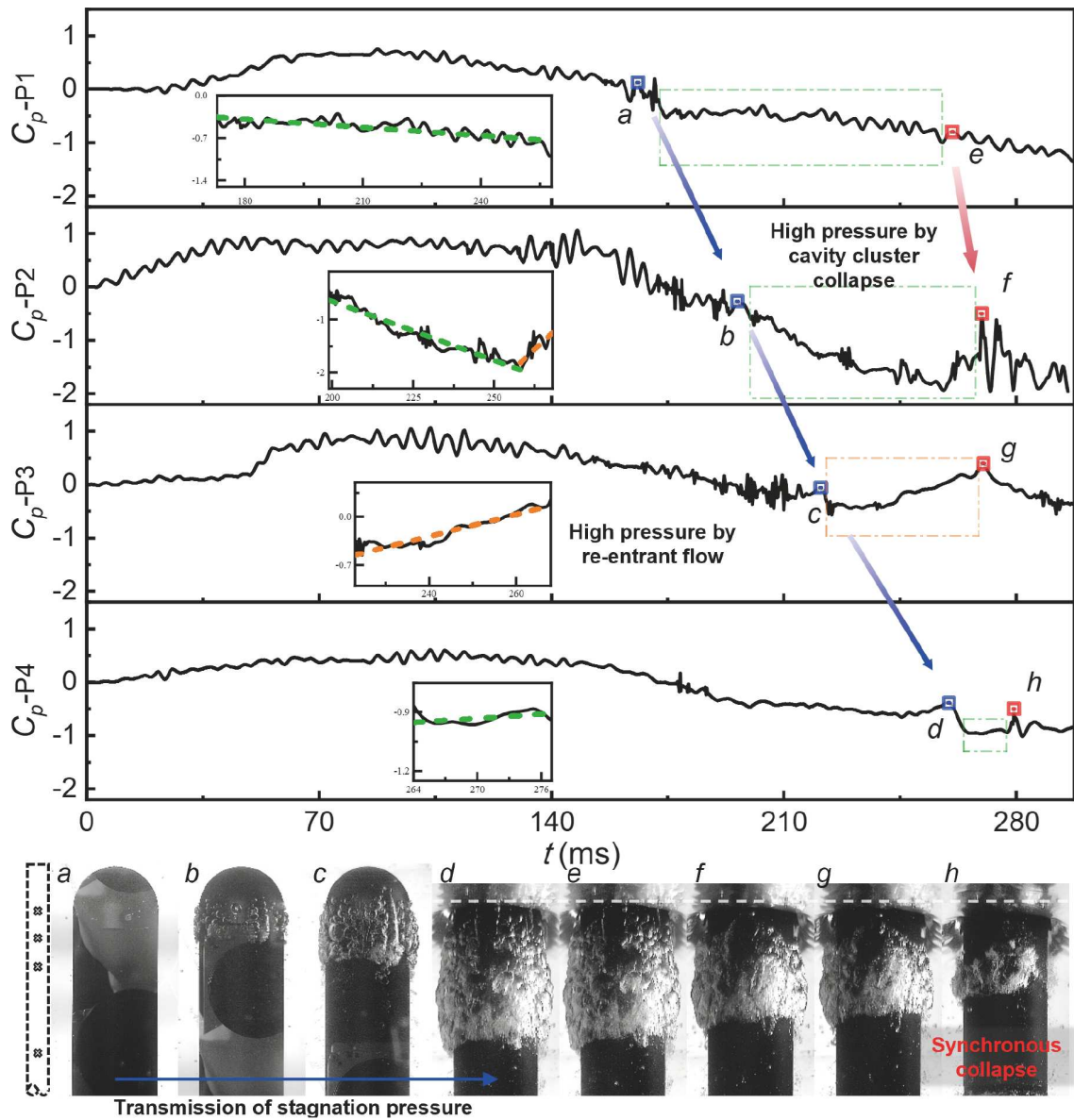


图 13 (网络版彩图)丰富条件下的压力脉动及典型时刻空泡图像($Fr = 4.85$, 虚线框内为空泡覆盖后测点压力变化, 拟合曲线见左侧图)

Figure 13 (Color online) Pressure fluctuations and corresponding cavitation images at typical moments under abundant conditions ($Fr = 4.85$, the dotted boxes indicate the pressure variation at measurement points after the region is covered by cavitation, and the fitting curves are shown in the left figures).

泡发展区域. 中等条件下结构物表面长时间存在泡空泡的迁移和局部溃灭, 特别是在空腔沿轴向完全融合之前. 这导致P2点存在持续的压力脉动. 由于空腔未完全融合, 在空腔演化过程中P2点存在暴露于水中的时刻, 这促使P2点压力呈现下降的趋势. 值得注意的是, 由于空腔末端存在持续的空化脱落, 并未形成连

续稳定的尾缘. 因此空泡内未出现成规模向上运动的回射流, 在空腔末端完全融合之后, P3点压力较为平稳. 而对于丰富条件, 附体空泡从较为稳定的片空泡转变为游移泡空泡同样导致P2和P3点存在持续的压力脉动. 但该条件下泡空泡更为密集, 沿周向的融合更早. 因此, 由泡空泡的局部溃灭或空泡的脱落引起的

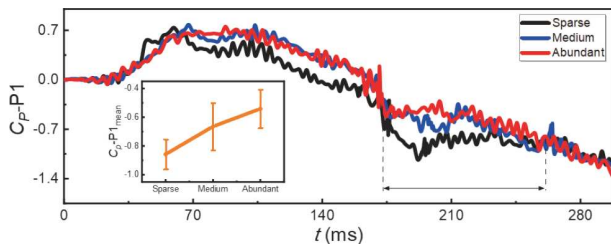


图 14 (网络版彩图)三种气核谱条件下P1监测点的压力脉动特性(左侧图为空泡覆盖后的时均压力)

Figure 14 (Color online) Pressure fluctuation characteristics at monitoring point P1 under three nuclei concentrations (the left figure shows the time-averaged pressure after the region is covered by cavitation).

压力脉动特征主要出现在监测点被主体空泡覆盖之前. 如图13所示, P2点压力虽然下降, 但并未出现如中等条件下的剧烈压力脉动. 同时, 密集的泡空泡之间更早的周向融合使得空腔生成较为稳定的尾缘结构, 促使向上运动的回射流. 因此, P3点压力在下降后逐渐升高, 这与稀疏条件类似.

如图15所示, 在稀疏条件下, 结构穿越自由液面过程中附着空泡呈现典型的由推进式溃灭到同步溃灭的演化. 而在中等和丰富条件下, 泡空泡和片空泡群间虽然发生融合, 但空泡前缘是不连续的, 其中中等条件下的空泡尾缘也不连续. 这导致在空泡溃灭阶段, 压力脉动并未呈现从推进式溃灭到同步溃灭的过程. 相较于

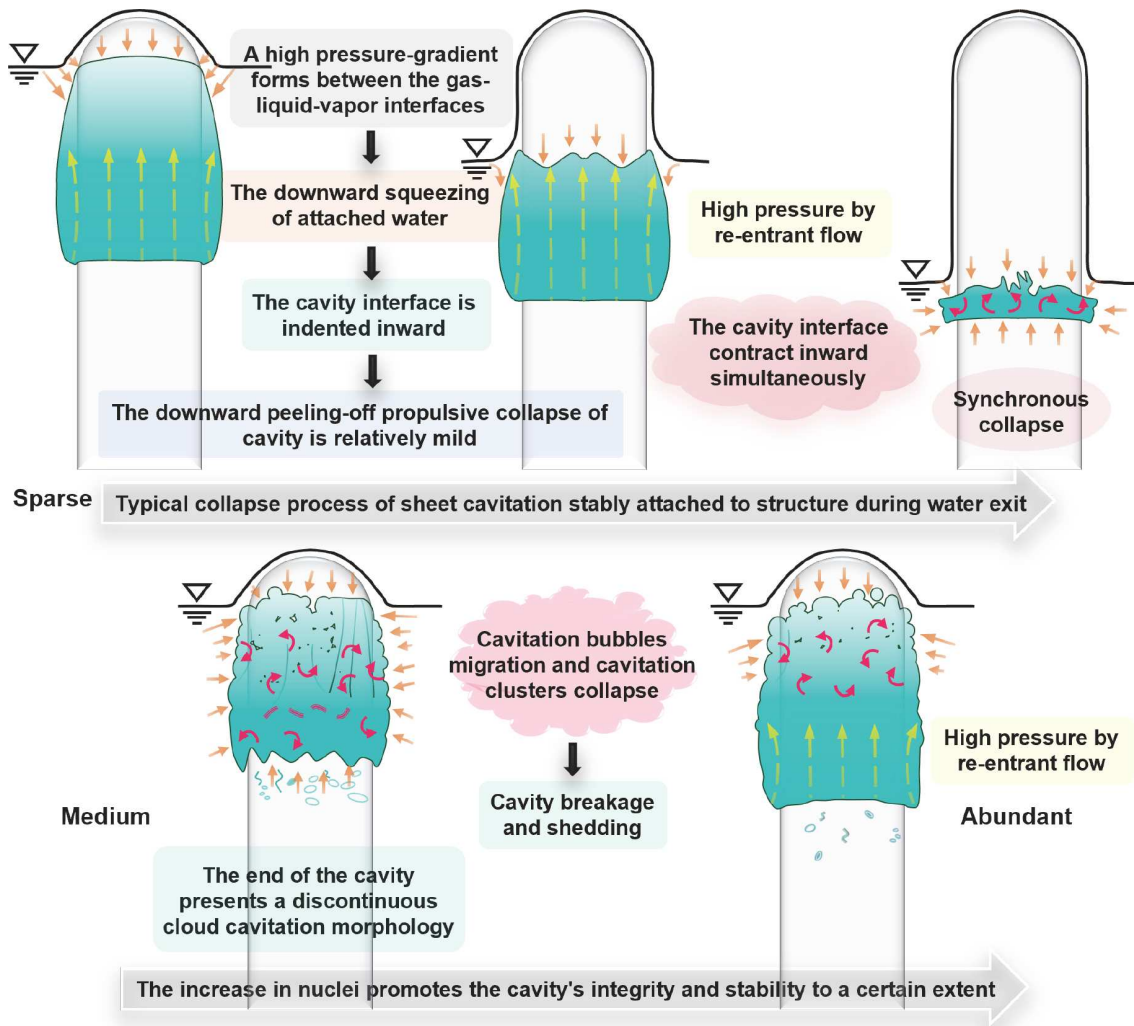


图 15 (网络版彩图)三种气核谱条件下的空泡溃灭示意图

Figure 15 (Color online) Schematic of cavitation collapse under three nuclei conditions.

稀疏条件下单一且完整的大尺寸片状空腔, 相对松散的空腔结构(空泡群)还未来得及向下剥落便会因为自由液面处的高压力梯度作用发生群泡溃灭, 如图12和13中的P2点所示. 与推进溃灭相比, 群泡溃灭导致下游泡群之间的相互作用, 溃灭速度更快. 特别是在中等条件下, P1–P4点在极短的时间内捕捉到了群泡溃灭的压力脉动. 如图12中a–d所示, 空泡溃灭时P4点并未被空泡覆盖, 该处的压力脉动来源于末端云空泡溃灭时向下游传播的冲击波. 随后, 空泡溃灭形成的射流冲击壁面后回弹^[37,38], 生成新的空泡覆盖了P4点, 导致压力下降. 在穿越水面过程中新生空泡再次溃灭, 因此捕捉到一个压力峰值. 而在丰富条件下, 如第3.3节讨论的那样, 由于其空泡尺寸较大且尾部相对连续, 因此空泡在P3及P4处的溃灭特征与稀疏条件类似, 分别经历了回射流向上运动产生的高压及同步溃灭诱导的短脉宽峰值压力.

进一步统计三种气核谱条件下P1–P4监测点溃灭时的 C_p , 如图16所示. 为更清晰地说明溃灭压力的变化, 定义相对溃灭压力系数 $\Delta C_p = C_{p\max} - C_{p\text{mean}}$, 其中 $C_{p\max}$ 为空泡溃灭时的压力系数, $C_{p\text{mean}}$ 为空泡完全覆盖时的时均压力系数(图中数据为5次实验的均值 $\pm$ 标准差). 可以发现, 中等条件下的P2点相对溃灭压力最大. 随着气核浓度的进一步升高, 空泡在生长初期即发生频繁的聚并融合, 使空泡结构从中等浓度下松散的簇状泡群转变为丰富浓度下具有连续尾缘的整体空泡. 这一转变促使空泡溃灭模式从离散泡群的局部溃灭向类片空泡的整体溃灭演化. 在中等浓度条件下,

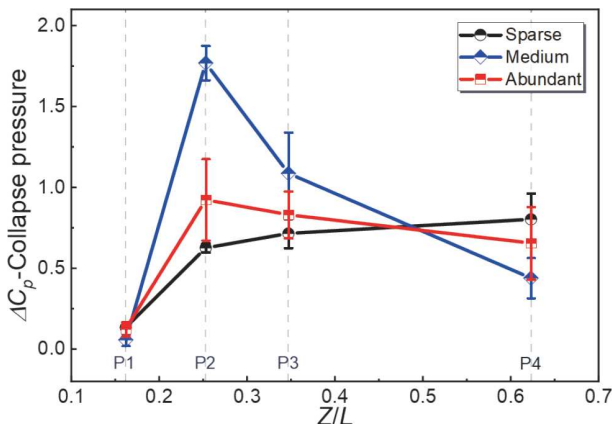


图 16 (网络版彩图)三种气核条件下的空泡溃灭压力
Figure 16 (Color online) Cavitation collapse pressure under three nuclei concentrations.

当自由液面与泡间的高压力梯度作用于泡群时, 单个空泡溃灭产生的冲击波会诱导邻近空泡相继溃灭, 局部区域内的多个空泡在极短时间内接连溃灭. 由于泡间为纯水介质, 冲击波衰减缓慢, 多个空泡的溃灭能量在局部区域叠加放大, 产生远高于单泡溃灭的压力峰值. 而在丰富浓度条件下, 密集泡空泡的提前融合使得泡间多相界面消失, 溃灭产生的冲击波在高含气率的混合介质中传播时发生衰减. 同时, 空泡结构的完整性导致溃灭同步性更高, 溃灭能量在相对较大的空间范围内较为均匀地释放, 因此溃灭压力相对减小. 稀疏和丰富条件下的溃灭压力变化趋势与幅值十分接近, 这也进一步说明这两种气核条件下的溃灭过程是更为类似的. 需要说明的是, 在这两种条件下同样在空泡图像中捕捉到了由射流回弹诱导的二次溃灭特征, 但受结构物运动的影响, 溃灭射流冲击偏离P4点. 因此未能捕捉到如中等条件下的压力回弹特征.

统计多组峰值数据的变异系数($C_v = \text{标准差}/\text{均值}$), 如表2所示. 可以发现, 同步溃灭时(P4)相对溃灭压力系数的 C_v 大于推进溃灭阶段(P2和P3, 由于P1相对峰值压力较小, 不适合进行变异系数分析). 值得注意的是, 图11–13中空泡在同步溃灭阶段并非完全对称的形态, 空泡非对称同步溃灭过程可能导致溃灭位置存在一定的随机性, 进而影响溃灭射流的冲击强度和作用位置. 此外, 相较于稀疏条件, 中等和丰富条件下的 C_v 更大, 也进一步说明气核浓度增加后, 以泡空泡形态为主体组成的空泡溃灭过程具有更强的不确定性. 由于四个监测点是沿结构物一条母线方向排列, 这在一定程度上可能造成对同步溃灭压力峰值的低估. 对此, 后续研究可考虑针对该特定溃灭状态进行周向监测. 此外, 压力峰值并不能完全说明气核对压力脉动的整体影响, 对于非定常空化流动而言, 受气核影响的空泡演化在时域上对壁面压力脉动产生了不可忽略的影响, 如图12和13中的多峰值脉动.

表 2 相对溃灭压力的变异系数

Table 2 C_v of relative collapse pressure

测点	C_v		
	稀疏	中等	丰富
P2	0.04	0.06	0.27
P3	0.12	0.23	0.17
P4	0.20	0.28	0.34

4.2 压力脉动频谱特征

不同气核条件下单个或多种群气核的激活导致附体空泡形成准稳定性或高度不稳定的复杂宏观空化流动. 结构物表面压力因此而具有多尺度或结构化的波动特性. 因此, 对于涉及成核、生长、脱落及溃灭等一系列复杂空泡流动现象, 通过小波变换可以更深入地了解单个非周期性的空化事件^[60]. 图17比较了不同气核浓度条件下压力脉动的小波变换, 分析中采用了常用的Morlet复小波^[61].

为了更好地对比气核浓度对压力脉动频率特征的

影响, 基于图17中的小波变换结果, 将频率区间划分为低频(LF)、中频(MF)和高频(HF)三个特征频带, 频率范围如表3所示. 如图17(a)–(d)所示, 随着气核浓度的升高, 泡空泡的生长和运动显著提升了中频带的压力脉动强度. 对于位于空化初生区域的P1点, 脉动增强主要发生在空化起始之后. 而对于空化发展区域(P2和P3), 中频带的压力脉动则在空泡覆盖监测点前便已出现增强, 这主要是由空泡迁移或溃灭脱落的云空泡所诱导. 此外, 非定常流动过程中环境压力的急剧变化, 会诱发不稳定游移泡空泡的局部溃灭. 这进一步加剧

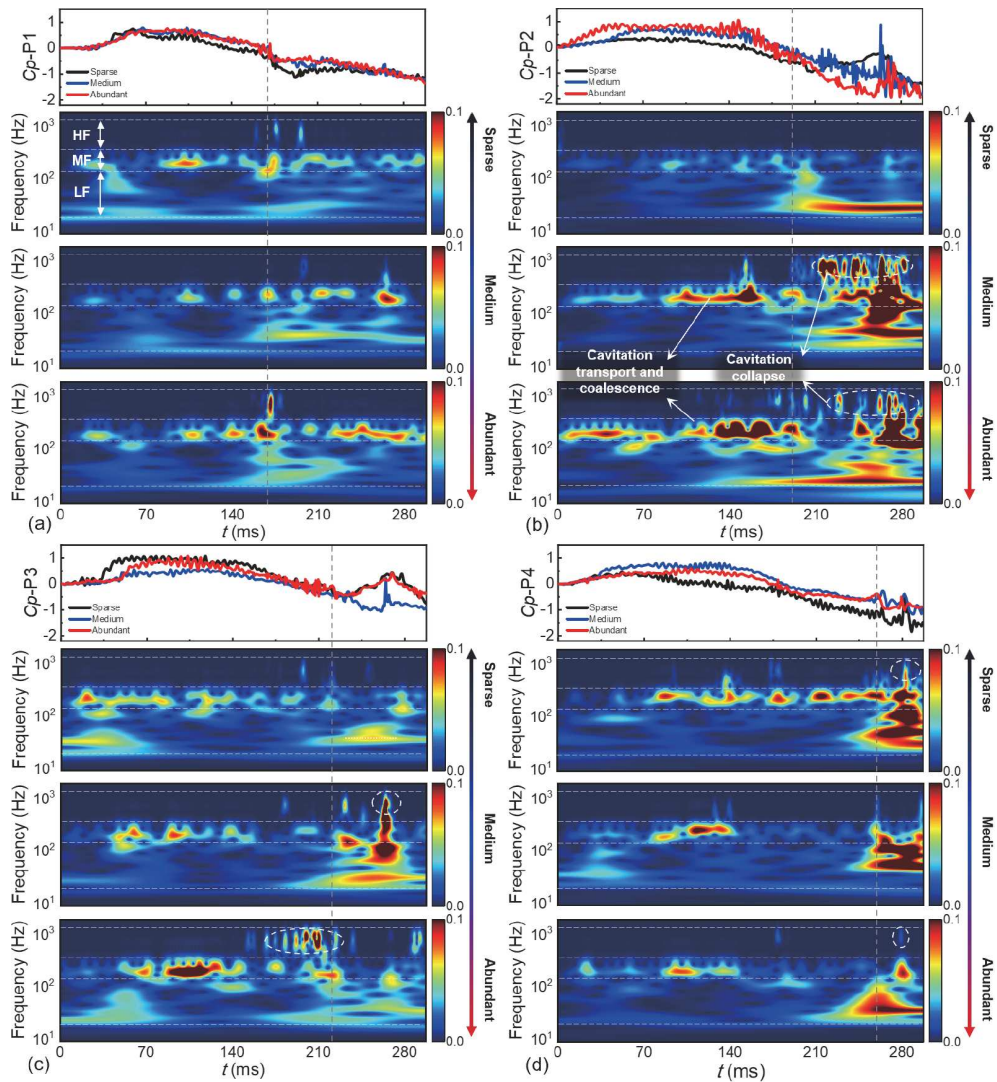


图 17 (网络版彩图)压力脉动的小波分析结果(上图压力时历曲线, 下图分别为稀疏、中等和丰富条件下的小波变换). (a) P1, (b) P2, (c) P3, (d) P4

Figure 17 (Color online) Wavelet analysis results of pressure fluctuation (the upper figure shows the pressure time-history curves, and the lower figures show the wavelet transforms under sparse, medium, and abundant conditions, respectively). (a) P1, (b) P2, (c) P3, (d) P4.

表 3 频带划分

Table 3 Frequency band segmentation

频带	对应频率范围(Hz)
Low-frequency (LF)	20–150
Medium-frequency (MF)	150–350
High-frequency (HF)	350–1300

了高频带的脉动强度. 尤其是在中等条件下, P2点的高频带压力脉动持续增强, 直接反映了附体空泡的不稳定性. 同时, 结构物穿越自由液面所诱导的空化溃灭, 也表现出典型的高频脉动特征.

如前所述, 泡状空泡的迁移与融合等行为, 使得中等和丰富条件下空泡前缘区域(P1和P2)间歇性暴露于水中, 这一现象在空泡沿周向完全融合前尤为显著. 稀疏条件下低频带的能量主要集中于20–50 Hz. 回射流主导了该时段的压力脉动, 如图17(b)和(c)所示. 而气核浓度升高后, 低频带能量不再集中, 而是在整个频带内均出现明显增强. 这说明在中等和丰富条件下不稳定的宏观多相掺混与云空化的发展更为剧烈, 存在多个尺度的流动. 如图17(d)所示, 不同气核谱条件下P4点的压力脉动同样表明, 空泡尾缘的多相流动影响了整个低频带的脉动强度.

与稀疏条件下形成较为稳定的附着片状空泡诱导的压力脉动相比, 泡状空泡和云空泡的运动、融合、溃灭、脱落等一系列空化行为导致中等和丰富条件下的压力脉动更为复杂. 不同类型的压力信号具备不同的幅值和频率. 在不同频率区间对应的压力脉动时段中, 以各测点处空泡稳定覆盖阶段的泡内压力均值 C_{pmean} 作为参考基准, 计算特定频带时段内压力脉动的相对压力系数幅值 ΔC_p . 若 $\Delta C_p > 0.5$, 则为高幅值, 否则为低幅值. 对于中等和丰富条件, 在附体空化产生但并未完全融合之前, 测点压力呈现持续下降的趋势, 该时段的相对幅值则为峰值减去航行体运动及水深变化诱导的背景压力(见图12和13的拟合曲线). 基于上述分析, 可以将空化流动诱导的压力脉动分为如图18所示的四种类型. 对于第一类压力信号(中低频低幅值, 定义为ML-L型), 小尺寸空泡的随机生长、运动、融合诱导了幅值较小的中频压力脉动, 其中还叠加着空泡与来流多相相互作用的低频分量. 该类型在以游移泡空泡为初生空泡类型的中等和丰富条件下更为常见. 第二类为空泡融合后由回射流流动诱导的低频高幅值压力脉动(定义为L-H型). 对于第三类压力信号

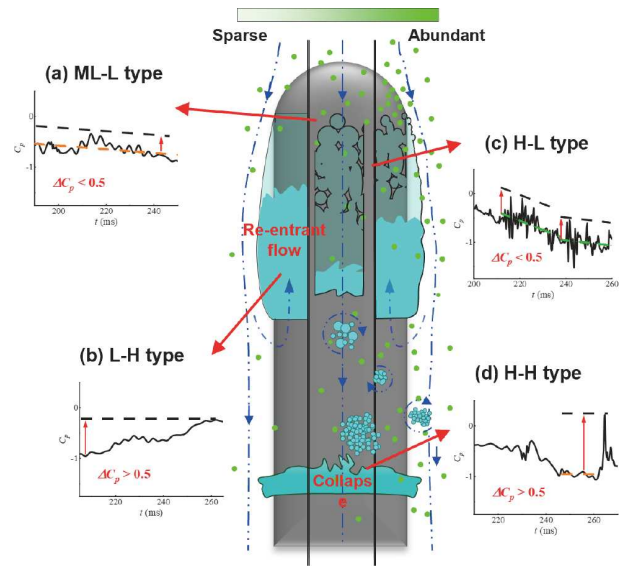


图 18 (网络版彩图)四种压力脉动信号对应的空化流动. (a) ML-L型, (b) L-H型, (c) H-L型, (d) H-H型

Figure 18 (Color online) Cavitation flows corresponding to four types of pressure fluctuation signals. (a) ML-L type, (b) L-H type, (c) H-L type, (d) H-H type.

(高频低幅值, 定义为H-L型), 小尺寸空泡的局部脱落与溃灭, 导致了幅度相对较小的高频压力脉动. 结构物穿越自由液面形成的自上而下的空泡溃灭诱导了第四类压力脉动信号, 其特征为高频高幅值(定义为H-H型).

图19展示了四个测点处不同类型压力脉动的累计持续时间. 在不同气核浓度条件下, 由空泡随机特征(空泡的生长、运动、融合、脱落和相应的多相流动)引起的ML-L型压力脉动占据压力信号的主要部分. 随着气核浓度的升高, 空泡形态由稳定的片状空化转向游移泡状空化, 导致此类压力脉动的持续时间增加. 此外, 泡状空泡的迁移及局部溃灭使得H-L型压力脉动持续时间也有所增加. 在中等条件下, 空腔形态最为不稳定, 周向融合时间推迟, 因此基本缺失由回射流主导的L-H型压力脉动. 相较于丰富条件, 稀疏条件下空腔的周向融合更早, 整体形态更为光滑完整, 回射流具有充足的发展时间, 该类型压力脉动的持续时间最长. 由空泡自上而下的大尺度瞬态溃灭产生的H-H型压力脉动持续时间较短. 需要注意的是, 由于空泡溃灭行为本身具有较强的随机性, 实验测量受到非正常运动的限制, 因此本研究可能低估了第四类压力脉

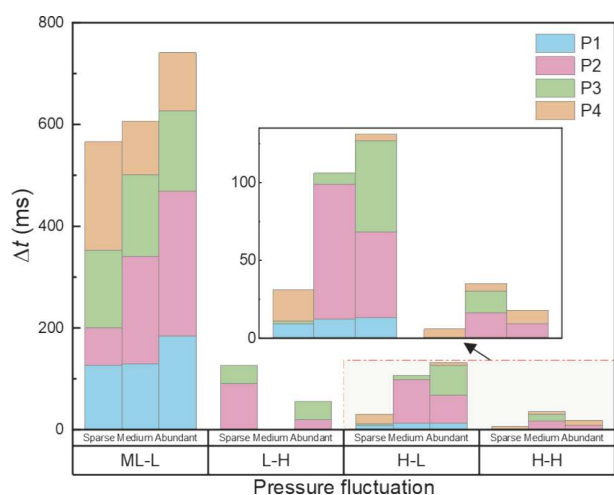


图 19 (网络版彩图)不同类型的压力脉动持续时间

Figure 19 (Color online) Durations of different types of pressure fluctuation.

动的幅值. 但对该类压力脉动信号的捕捉是成功的. 总体而言, 气核浓度的增加显著提升了空化流动过程中多频压力脉动持续时间. 泡空泡的分散性影响了整体空泡溃灭的同步性, 且泡群的局部溃灭会产生更强烈的局部压力脉冲. 近壁气泡的溃灭和泡群溃灭的累积效应可能进一步加剧结构的空化侵蚀^[47,62]. 因此在工程应用中, 应尽量使结构周围的流动环境保持在少核状态.

5 结论

针对结构物出水空化问题, 本文营造了三种不同浓度的气核条件, 通过实验系统研究了气核浓度对半球头航行体垂直出水过程中附着空泡流动及壁面压力脉动的影响. 对比了不同气核条件下空泡形态与尺寸的演化规律, 分析了空泡演化诱导的压力分布及溃灭特征, 得到的主要结论如下.

(1) 随着气核浓度增加, 表面空泡流态由片空泡主导转变为泡空泡主导. 稀疏条件下, 空泡生长主要受流

场低压区控制, 而在中等及丰富条件下, 气核介质成为附加调控因素, 通过融合与迁移溃灭的竞争作用改变空泡生长过程. 因此, 充分发展后空泡最大尺寸呈现非单调特征: 稀疏与丰富条件下长度相近, 且均大于中等条件.

(2) 气核浓度通过改变空泡覆盖与溃灭模式影响壁面压力. 稀疏条件下片空泡连续稳定, 溃灭呈现推进溃灭到同步溃灭的典型演化. 中等条件下, 泡空泡迁移与局部溃灭导致压力持续脉动, 群泡溃灭诱导最大压力峰. 丰富条件下, 密集泡空泡融合形成稳定尾缘, 溃灭特征趋近稀疏条件.

(3) 压力脉动可依据其时频特征划分为四种类型: 中低频低幅值(ML-L, 由小尺寸空泡随机生长、运动及融合诱发)、低频高幅值(L-H, 由回射流主导)、高频低幅值(H-L, 由小尺寸空泡群局部溃灭或脱落诱发)、高频高幅值(H-H, 由穿越自由液面的大尺度瞬态溃灭诱导).

(4) 气核通过调控空泡流态改变四类信号的占比和持续时间. 稀疏条件下, 回射流充分发展, L-H型持续时间最长. 随气核浓度升高, 中高频带脉动强度增加, ML-L型、H-L型与H-H型持续时间相应增加. 泡群溃灭产生的局部强压力脉冲可能加剧空化侵蚀.

本研究揭示了气核浓度对空泡形态、压力分布及脉动信号的作用规律, 可以为新的空化模拟方法提供实验参考. 需要注意的是, 试验中空泡形态并非完全对称演化, 未来可针对特定空泡溃灭区域采用周向多点测量, 以更全面地捕捉溃灭载荷. 另外, 三种气核浓度条件是基于宏观统计意义上的总数目. 未来将基于水中气核谱的主动控制和显微/声学等多种测核手段, 进一步探究在多分散气核群中对空化初生与发展起主导作用的关键气核尺寸范围; 同时, 借助欧拉-拉格朗日数值方法对多尺度空化流动进行模拟, 揭示特定区间内气核的分布特征对空泡演化过程的主导机制和影响规律, 进而建立从气核谱微观特征到宏观载荷的精确预测方法.

参考文献

- 1 Brennen C E. Cavitation and Bubble Dynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 2013
- 2 Liu Y, Wu Q, Zhang H, et al. Cavity dynamics and vibrations of a flexible hydrofoil in the cavitating flow. *Phys Rev Fluids*, 2024, 9: 014304
- 3 Hao H, Hong M, Zhang H, et al. Cavitation noise modulation in a model-scale propeller under non-uniform inflow: A time-frequency and

- cyclostationary perspective. *Ocean Eng*, 2026, 347: 124036
- 4 Wang Z, Cheng H, Luo X, et al. An improved Eulerian-Lagrangian method combined with ductile material model for cavitation erosion assessment. *J Fluids Eng*, 2025, 147: 051502
- 5 Wang Y, Liao L, Du T, et al. A study on the collapse of cavitation bubbles surrounding the underwater-launched projectile and its fluid-structure coupling effects. *Ocean Eng*, 2014, 84: 228–236
- 6 Wang Z, Cheng H, Bensow R E, et al. Numerical assessment of cavitation erosion risk on the Delft twisted hydrofoil using a hybrid Eulerian-Lagrangian strategy. *Int J Mech Sci*, 2023, 259: 108618
- 7 Andersen A, Mørch K A. Cavitation nuclei in water exposed to transient pressures. *J Fluid Mech*, 2015, 771: 424–448
- 8 Khoo M T, Venning J A, Pearce B W, et al. Natural nuclei population dynamics in cavitation tunnels. *Exp Fluids*, 2020, 61: 34
- 9 Groß T F, Pelz P F. Diffusion-driven nucleation from surface nuclei in hydrodynamic cavitation. *J Fluid Mech*, 2017, 830: 138–164
- 10 Gao Z, Wu W, Wang B. The effects of nanoscale nuclei on cavitation. *J Fluid Mech*, 2021, 911: A20
- 11 Jin Z, Yin C, Chen Y, et al. Dynamics of an underwater explosion bubble near a sandwich structure. *J Fluids Struct*, 2019, 86: 247–265
- 12 Li S M, Zhang A M, Cui P, et al. Vertically neutral collapse of a pulsating bubble at the corner of a free surface and a rigid wall. *J Fluid Mech*, 2023, 962: A28
- 13 Wang C, Wang G, Zhang M, et al. Experimental investigation of wall-pressure fluctuations in compressible turbulent cavitating flows with emphasis on non-Gaussian features. *Exp Therm Fluid Sci*, 2022, 139: 110726
- 14 Akcabay D T, Young Y L. Influence of cavitation on the hydroelastic stability of hydrofoils. *J Fluids Struct*, 2014, 49: 170–185
- 15 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
- 16 Tiwari A, Pantano C, Freund J B. Growth-and-collapse dynamics of small bubble clusters near a wall. *J Fluid Mech*, 2015, 775: 1–23
- 17 Ma X, Huang B, Zhao X, et al. Comparisons of spark-charge bubble dynamics near the elastic and rigid boundaries. *Ultrason SonoChem*, 2018, 43: 80–90
- 18 Brujan E A, Takahira H, Ogasawara T. Planar jets in collapsing cavitation bubbles. *Exp Therm Fluid Sci*, 2019, 101: 48–61
- 19 Zhang A M, Li S M, Cui P, et al. A unified theory for bubble dynamics. *Phys Fluids*, 2023, 35: 033323
- 20 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
- 21 Zhang L, Ming F R, Lin X, et al. Governing mechanisms of structural damage from underwater contact explosions induced by shock-wave and bubble loading. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2026, 69: 264712
- 22 Coutier-Delgosha O, Stutz B, Vabre A, et al. Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations. *J Fluid Mech*, 2007, 578: 171–222
- 23 Brandner P A, Walker G J, Niekamp P N, et al. An experimental investigation of cloud cavitation about a sphere. *J Fluid Mech*, 2010, 656: 147–176
- 24 de Graaf K L, Brandner P A, Pearce B W. Spectral content of cloud cavitation about a sphere. *J Fluid Mech*, 2017, 812: R1
- 25 Ganesh H, Mäkiharju S A, Ceccio S L. Bubbly shock propagation as a mechanism for sheet-to-cloud transition of partial cavities. *J Fluid Mech*, 2016, 802: 37–78
- 26 Wang C, Huang B, Wang G, et al. Unsteady pressure fluctuation characteristics in the process of breakup and shedding of sheet/cloud cavitation. *Int J Heat Mass Transfer*, 2017, 114: 769–785
- 27 Wu J, Ganesh H, Ceccio S. Multimodal partial cavity shedding on a two-dimensional hydrofoil and its relation to the presence of bubbly shocks. *Exp Fluids*, 2019, 60: 66
- 28 Li L, Cheng X, Zhu Z, et al. Investigation of cavitation shedding mechanisms including reentrant jet and shock wave by Eulerian-Lagrangian multiscale simulation. *Phys Fluids*, 2024, 36: 032126
- 29 Wang Y W, Huang C G, Wu X C, et al. Investigation of cavities shedding condition on underwater vehicles in the vertical launch process (in Chinese). *Eng Mech*, 2015, 32: 33–39 [王一伟, 黄晨光, 吴小翠, 等. 航行体水下垂直发射空泡脱落条件研究. *工程力学*, 2015, 32: 33–39]
- 30 Wang Y, Huang C, Fang X, et al. On the internal collapse phenomenon at the closure of cavitation bubbles in a deceleration process of underwater vertical launching. *Appl Ocean Res*, 2016, 56: 157–165
- 31 Wang Y W, Huang C G, Du T Z, et al. Mechanism analysis about cavitation collapse load of underwater vehicles in a vertical launching process

- (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2012, 44: 39–48 [王一伟, 黄晨光, 杜特专, 等. 航行体垂直出水载荷与空泡溃灭机理分析. *力学学报*, 2012, 44: 39–48]
- 32 Chen Y, Li J, Gong Z, et al. LES investigation on cavitating flow structures and loads of water-exiting submerged vehicles using a uniform filter of octree-based grids. *Ocean Eng*, 2021, 225: 108811
 - 33 Gao S, Shi Y, Pan G, et al. A study on the cavitation vortex dynamics and loads of water-exiting axisymmetric projectile. *Phys Fluids*, 2023, 35: 085112
 - 34 Zhang S, Xu H, Sun T, et al. Water-exit dynamics of a ventilated underwater vehicle in wave environments with a combination of computational fluid dynamics and machine learning. *Phys Fluids*, 2024, 36: 023312
 - 35 Qu Z, Cui J, Chen X, et al. Study on vortex structure and hydrodynamic characteristics of water-exit projectile with shoulder ventilation. *Ocean Eng*, 2024, 313: 119622
 - 36 Wang Z, Cheng H, Ji B, et al. Numerical investigation of inner structure and its formation mechanism of cloud cavitating flow. *Int J Multiphase Flow*, 2023, 165: 104484
 - 37 Zhi M, Li Z, Sun L, et al. The effect of nuclei population on cavitation evolution and load characteristics of a hemispherical-cylindrical structure. *Phys Fluids*, 2025, 37: 103328
 - 38 Hu C, Li Z, Sun L, et al. Influence of nuclei size distribution on cavitation and wall pressure of a conical-cylindrical structure. *J Fluids Struct*, 2026, 145: 104585
 - 39 Hsiao C T, Ma J, Chahine G L. Multiscale tow-phase flow modeling of sheet and cloud cavitation. *Int J Multiphase Flow*, 2017, 90: 102–117
 - 40 Tian B, Wang Y, Huang B, et al. Experimental study on multi-scale characteristics of cavitating flows with holographic imaging measurement. *Int J Multiphase Flow*, 2026, 196: 105569
 - 41 Brandner P A, Venning J A, Pearce B W. Nucleation effects on cavitation about a sphere. *J Fluid Mech*, 2022, 946: A1
 - 42 Venning J A, Pearce B W, Brandner P A. Nucleation effects on cloud cavitation about a hydrofoil. *J Fluid Mech*, 2022, 947: A1
 - 43 Russell P S, Barbaca L, Venning J A, et al. Influence of nucleation on cavitation inception in tip leakage flows. *Phys Fluids*, 2023, 35: 013341
 - 44 Peters A, el Moctar O. Numerical assessment of cavitation-induced erosion using a multi-scale Euler-Lagrange method. *J Fluid Mech*, 2020, 894: A19
 - 45 Madabhushi A, Mahesh K. A compressible multi-scale model to simulate cavitating flows. *J Fluid Mech*, 2023, 961: A6
 - 46 Qin X, Chen Y, Feng X, et al. A numerical investigation concerning wall-nucleation effects of the inception of sheet cavitation. *Int J Multiphase Flow*, 2025, 185: 105142
 - 47 Yang Y, Xiong C, Wang S, et al. Cavitation erosion risk on a hydrofoil using a multi-scale method. *Phys Fluids*, 2025, 37: 027107
 - 48 Kawakami D T, Qin Q, Arndt R. Water quality and the periodicity of sheet/cloud cavitation. In: *Proceedings of the ASME 2005 Fluids Engineering Division Summer Meeting*. New York: ASME, 2005. 513–517
 - 49 Kawakami D T, Fuji A, Tsujimoto Y, et al. An assessment of the influence of environmental factors on cavitation instabilities. *J Fluids Eng*, 2008, 130: 08130
 - 50 Maeda Y, Hosokawa S, Baba Y, et al. Generation mechanism of micro-bubbles in a pressurized dissolution method. *Exp Therm Fluid Sci*, 2015, 60: 201–207
 - 51 Wu X, Wendel M, Chahine G, et al. Gas bubble size measurements in liquid mercury using an acoustic spectrometer. *J Fluids Eng*, 2014, 136: 031303
 - 52 Yao X, Li Z, Sun L, et al. A study on bubble nuclei population dynamics under reduced pressure. *Phys Fluids*, 2020, 32: 112019
 - 53 Yao X, Li Z, Sun L, et al. Study on the size distribution and similarity law of bubble nuclei in water. *China Ocean Eng*, 2021, 35: 432–442
 - 54 Zhang J, Hao L, Wu Q, et al. Numerical investigation on the formation of the re-entrant flow and the transformation of varying shedding modes in cloud cavitation. *Ocean Eng*, 2023, 279: 114557
 - 55 Chen J, Zhang M, Wang Y, et al. An experimental investigation into the influence of the micro vortex generator on the leading stability of cloud cavities around a hydrofoil. *Phys Fluids*, 2024, 36: 093329
 - 56 Rijsbergen M V. A review of sheet cavitation inception mechanisms. In: *Proceedings of the 16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*. Honolulu, 2015
 - 57 Huang B, Wang G Y, Quan X B, et al. Experimental study on fluctuating hydrodynamics around axisymmetric bodies (in Chinese). *Eng Mech*, 2012, 29: 239–244 [黄彪, 王国玉, 权晓波, 等. 轴对称体空化水动力脉动特性的实验研究. *工程力学*, 2012, 29: 239–244]

- 58 Pendar M R, Roohi E. Investigation of cavitation around 3D hemispherical head-form body and conical cavitators using different turbulence and cavitation models. *Ocean Eng*, 2016, 112: 287–306
- 59 Che B, Cao L, Chu N, et al. Dynamic behaviors of re-entrant jet and cavity shedding during transitional cavity oscillation on NACA0015 hydrofoil. *J Fluids Eng*, 2019, 141: 061101
- 60 Brandner P A, Venning J A, Pearce B W. Wavelet analysis techniques in cavitating flows. *Phil Trans R Soc A*, 2018, 376: 20170242
- 61 de Graaf K L, Brandner P A, Penesis I. The pressure field generated by a seismic airgun. *Exp Therm Fluid Sci*, 2014, 55: 239–249
- 62 Wang Z, Cheng H, Ji B. Numerical prediction of cavitation erosion risk in an axisymmetric nozzle using a multi-scale approach. *Phys Fluids*, 2022, 34: 062112

Influence of nuclei concentration on cavitation load characteristics of an underwater vehicle

HU Chenglong, SUN Longquan, LI Zhipeng^{*}, FANG Ming & LIU Zongyu

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

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

Accurate prediction of cavitation loads is the key to preventing cavitation erosion. In the free flow, nuclei significantly affect the unsteady cavitation flow and wall pressure characteristics during water exit of vehicles by regulating the inception and evolution of cavitation. In this paper, a hemisphere-cylinder structure is adopted as the research object. Three typical nuclei concentration conditions (sparse, medium, and abundant) are generated in a vertical decompression chamber. The evolution of cavitation and wall pressure fluctuations are synchronously observed using high-speed photography and an array of pressure sensors. The results indicate that nuclei influence wall pressure by altering the shape, size, and collapse mode of cavitation. Under sparse conditions, cavitation exhibits a typical transition from propulsive collapse to synchronous collapse. Under medium conditions, the collapse of bubble clusters generates the maximum local pressure pulse. Under abundant conditions, the collapse characteristics resemble those under sparse conditions. Based on their time-frequency characteristics, the pressure fluctuations are classified into four types: medium-low frequency with low amplitude, low frequency with high amplitude, high frequency with low amplitude, and high frequency with high amplitude. As the nuclei concentration increases, the fluctuation intensity and duration in the medium- and high-frequency bands also increase. This study provides a reference for multi-scale cavitation simulations and underwater structure design.

cavitation, nuclei, water exit, pressure fluctuation

doi: [10.1360/SSPMA-2026-0303](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2026-0303)