

基于高速摄像实验的开放腔体圆柱壳入水空泡流动研究

路中磊 魏英杰 王聪 孙钊

An experimental study of water-entry cavitating flows of an end-closed cylindrical shell based on the high-speed imaging technology

Lu Zhong-Lei Wei Ying-Jie Wang Cong Sun Zhao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014704 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014704

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014704>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

疏水表面减阻环带实验研究

Investigation about drag reduction annulus experiment of hydrophobic surface

物理学报.2013, 62(15): 154701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.154701>

激波冲击 R22 重气柱所导致的射流与混合研究

The generation of jet and mixing induced by the interaction of shock wave with R22 cylinder

物理学报.2013, 62(14): 144701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144701>

非理想流体中 Rayleigh-Taylor 和 Richtmyer-Meshkov 不稳定性气泡速度研究

Bubble velocities in the nonlinear Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities in non-ideal fluids

物理学报.2013, 62(14): 144705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144705>

油气水三相流段塞流不稳定周期轨道探寻

Detecting unstable periodic orbits from oil-gas-water three-phase slug flows

物理学报.2013, 62(8): 084701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084701>

具有密度跃层分层流体中回转体激发内波特性实验

The characteristics of internal waves generated by a revolution body in a stratified fluid with a pycnocline

物理学报.2012, 61(7): 074701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.074701>

基于高速摄像实验的开放腔体圆柱壳 入水空泡流动研究*

路中磊 魏英杰[†] 王聪 孙钊

(哈尔滨工业大学航天学院, 哈尔滨 150001)

(2015年7月7日收到; 2015年8月21日收到修改稿)

基于高速摄像方法, 针对入水空泡流动特征和机理, 进行了开放腔体圆柱壳垂直入水实验研究. 通过对实验现象的观测, 发现开放腔体圆柱壳入水运动会形成波动流动和云化流动两种流动方式, 结合影像数据, 分别描述了两种流动状态下的空泡形态特征, 并获得了空泡波动参数的变化规律; 对比不同入水速度实验, 分析了入水速度对入水空泡流动方式和流动参数的影响; 依据流体力学基本理论, 分析了入水空泡波动和云化现象的形成机理. 结果表明: 随入水速度增加, 入水空泡依次呈现波动和云化两种流动状态, 波动频率与入水速度无关, 闭合发生时间随入水速度增加而减小, 与 Froude 数呈线性关系; 入水导致开放空腔内部气体涨缩, 引起开放端压力场和速度场周期性扰动, 空泡截面扩展程度出现差异, 形成空泡波动现象; 空泡闭合后尾部形成回射流, 回射流触及空泡壁面引起壁面流动转捩, 形成空泡云化现象.

关键词: 开放腔体圆柱壳, 空泡波动, 空泡云化, 入水实验

PACS: 47.20.Ma, 47.54.De, 47.55.Ca, 47.55.N-

DOI: 10.7498/aps.65.014704

1 引言

入水空泡是结构体通过撞击液面, 导致流体流动产生的一个含气空腔, 将对入水过程中流体动力特性产生影响. 入水空泡的形成破坏了稳定的流场环境, 造成强烈的湍流流动, 大量气体被结构体裹带进入空泡内部, 形成气液交界面, 即空泡壁面. 空泡壁面在流体运动的作用下产生一系列运动和变形, 整体上形成了空泡流动, 其过程是气液两相流动相互作用的结果.

开放腔体圆柱壳垂直入水过程中, 开放端正对水面首先撞水, 空腔内部气体被压缩, 涌入的液体将腔体封闭, 内部形成等截面积的空气弹簧. 由于气体涨缩作用, 液体由开放端周期性被吸入、排出腔体, 在开放端位置处形成恶劣的流场环境, 导致入水空泡产生复杂的流动现象. 目前, 针对这种流

动复杂、时变、强湍流、非线性的气液两相流问题, 采用实验方法开展研究是较为常规且有效的.

对于入水空泡的实验研究可以追溯到十九世纪末期. Worthington 等^[1-3]采用高速摄影测量方法, 首次对刚性球体结构垂直入水空泡进行了观测记录, 并对其演化过程及相关流动现象给予了描述. 此后这种实验方法得以广泛应用, Maccoll^[4], May^[5]及何春涛等^[6]众多学者对入水空泡发展过程进行了观测, 对空泡的生成、发展、溃灭等现象给出了明确的物理描述. 对于影响入水空泡形态和发展的因素也已开展了大量研究. May^[7]通过实验全面分析了表面亲水性、结构体形状、入水速度、环境密度和压力等参数对入水空泡演化的影响; 刘秀梅等^[8]采用理论和实验相结合的方法分析了表面张力对空泡膨胀、收缩过程的影响; 赵瑞等^[9]通过光偏转实验研究了含气量和液体黏性对空泡脉动的

* 黑龙江省自然科学基金(批准号: A201409)、哈尔滨市科技创新人才研究专项基金(批准号: 2013RFLXJ007)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: HIT.NSRIF.201159)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: weiyingjie@gmail.com

影响. 关于空泡生成及运动规律的理论研究也取得了一些列进展. Logvinovich^[10]最早基于能量守恒原理对空泡的扩张过程进行分析, 并提出空泡截面扩张理论; Richardson^[11]结合势流理论对入水空泡发展过程进行了理论描述. 近期, 随着入水空泡研究的深入, 针对低速垂直入水空泡形态变化^[12]、旋转入水空泡形态及流体特性^[13,14]以及空泡壁面波动^[15]等问题正受到广泛关注.

目前, 参阅已公开发表的文献, 针对实心结构体入水空泡的运动特征, 国内外学者已经开展了大量实验和数值研究, 并取得了丰硕成果, 但对于撞水端敞开的半封闭腔体结构入水问题而言, 几乎找不到相关文献. 本文基于高速摄像方法, 对开放腔体圆柱壳结构低速垂直入水空泡的流动特征开展了实验研究. 基于实验结果, 描述了入水空泡的形态和动态特征, 定量地给出了空泡流动参数的变化规律, 并探讨流动方式与入水速度间的关系, 最后结合流体力学基本理论, 分析了入水空泡波动和云化流动的形成机理. 本文的研究对今后类似开放腔体结构入水研究具有借鉴作用.

2 实验系统及方法

高速摄影是现代流体力学实验中较为普遍的测量方法之一^[16], 可以进行可视化定量分析, 具有较直观、易实现、高精度等特点, 被广泛应用于瞬时性较强且流动现象明显的流体流动性实验研究. 开放腔体圆柱壳入水空泡的流动是一个宏观、瞬态过程, 为了有效地捕捉到空泡形态和流动变化等特征, 本文采用高速摄影方法对开放腔体圆柱壳垂直入水过程开展了实验研究.

2.1 实验系统

实验系统如图 1 所示. 入水实验在室内玻璃水槽内开展, 水槽尺寸为 $1.5\text{ m} \times 0.8\text{ m} \times 0.9\text{ m}$, 营造一个稳定的流域环境, 对于低速入水条件未考虑空化及热力学影响, 实验流体选用温度 $10\text{ }^\circ\text{C}$ 的自来水, 水深条件 0.75 m . 通过机械装夹方式将模型以竖直姿态固定于支撑平台上, 置于水面上方, 并由释放机构实现其自由落体释放, 支撑平台由高强度铝型材搭建而成, 高度可调节, 整体固定于地面基座上, 与水槽分离, 减小释放过程对模型及水域的

扰动影响. 采用 Photron FASTCAM SA-X 型高速摄像机拍摄, 综合考虑空泡扩展速率和流动范围, 选用如下拍摄参数: 图像分辨率 1024×512 、拍摄帧率 2000 fps 、曝光时间 0.0005 s . 由于拍摄帧率较高, 曝光时间较短, 为保证实验照片的清晰度, 适当增加环境光照强度, 实验中使用总功率 3600 W 卤素灯组成的背景点阵光源和两盏功率 1000 W 新闻灯构成的侧向辅助光源, 在背景光源前架设柔光屏, 令入射光线漫射, 达到流域亮度均匀一致效果. 应用计算机控制高速摄像机和释放机构的同步触发, 并对实验照片记录存储.

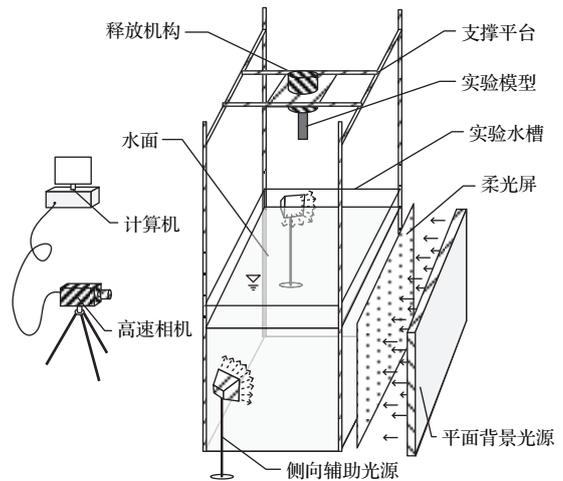


图 1 实验系统示意图

Fig. 1. Schematic of the water-entry experiment.

2.2 实验模型

实验模型为一端完全封闭、另一端完全开放的圆柱形空腔壳体结构. 考虑到姿态的稳定性, 即垂直入水后壳体不发生大角度偏转, 适当降低实验模型质心位置, 使其更加靠近开放端. 因此, 在不改变圆柱壳体几何外形的情况下, 模型采用尼龙、铝合金和不锈钢三种材料分段加工, 段间进行密封拼接, 模型如图 2 所示, 模型参数如表 1 所列.

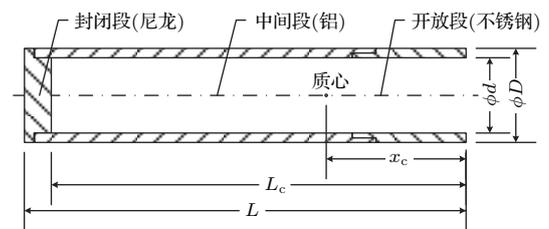


图 2 实验模型示意图

Fig. 2. Sketch of profile of un-closed solid cavity cylinder.

表1 模型参数
Table 1. Parameters of model.

外径 D/m	内径 d/m	长度 L/m	腔体长度 L_c/m	质心位置 x_c/m	质量 m/kg	等效密度 $\rho^*/kg \cdot m^{-3}$
0.04	0.032	0.2	0.19	0.08	0.345	1372.7

2.3 影像数据处理方法

为了对入水空泡的形态及其演化过程进行定量分析, 需要对空泡轮廓进行高效且精确地提取. 空泡壁面作为气液两种光密介质的交界面, 侧壁处背景光将产生全反射, 侧壁面内部亮度急剧下降, 与外部液体形成较大的灰度梯度, 从而为通过实验照片提取空泡轮廓奠定了基础. 本文基于Soleb算

子的边缘检测方法^[17], 采用MATLAB软件对实验记录的影像信息进行处理. 首先将实验照片转换为二值灰度图, 并提取图中空泡轮廓的像素点坐标, 再通过像素点坐标与实际坐标的转换关系, 得到空泡轮廓的实际坐标值, 最终拟合成空泡轮廓曲线, 如图3所示, 坐标转换过程已经去除了水槽玻璃产生的折射效应影响.

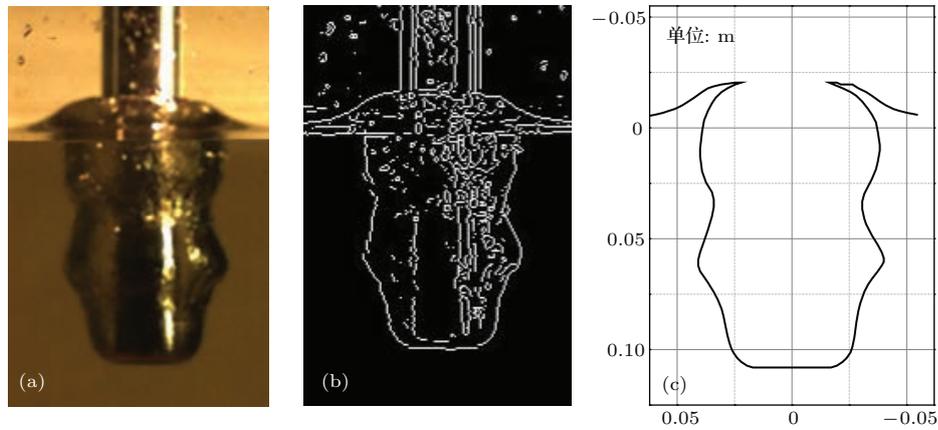


图3 影像数据处理过程 (a) 原始照片; (b) 边缘检测; (c) 轮廓提取

Fig. 3. Image processing procedure: (a) Original image; (b) edge detection; (c) outline extraction.

3 入水空泡流动特征及参数的变化规律

开放腔体圆柱壳入水过程中, 随着入水速度的增加, 入水空泡将分别呈现波动和云化两种截然不同的流动特征. 基于两种流动方式下的实验数据, 对波动和云化状态下空泡的形态特征、演化方式、流动规律以及入水速度的影响进行分析.

3.1 入水空泡的波动特征

开放腔体圆柱壳低速入水过程, 入水空泡壁面表现出明显的波动特征. 选取入水速度为 $(1.96 \pm 0.08) \text{ m/s}$ 的典型实验结果, 图4展示了空泡波动过程的实验照片及相应的空泡轮廓曲线, 考虑空泡的对称性, 仅给出左侧的空泡轮廓线. 以撞击水面时刻作为时间零点, 分别以壳体轴向和径向为

坐标轴、自由液面位置作为坐标原点建立惯性坐标系, 以壳体外径 D 为特征长度, 对空泡几何尺寸无量纲化处理.

从图4的照片可见, 入水撞击传递动量, 液体流动形成, 在开放端边缘处发生流动分离, 生成入水空泡. 但区别于传统实心结构体的入水空泡, 开放腔体圆柱壳的入水空泡形成后不久, 在开放端位置产生射流喷溅 (7 ms), 此处空泡骤涨, 并向水面方向扩展 (12 ms), 骤涨后开放端空泡收缩, 形成沿轴线的一次空泡波动 (17 ms); 开放端附近空泡重复出现上述涨缩过程, 空泡壁面形成同频率波动 (27—52 ms), 波动幅值及传播速度均呈衰减趋势; 随着入水深度的增加, 空泡完成闭合 (52 ms), 闭合后空泡末端沿轴线收缩, 引起末段空泡壁面的层叠堆积 (67 ms); 随后空泡波动趋于平缓 (77 ms), 在波动谷值位置出现空泡部分脱落和溃灭 (82 ms).

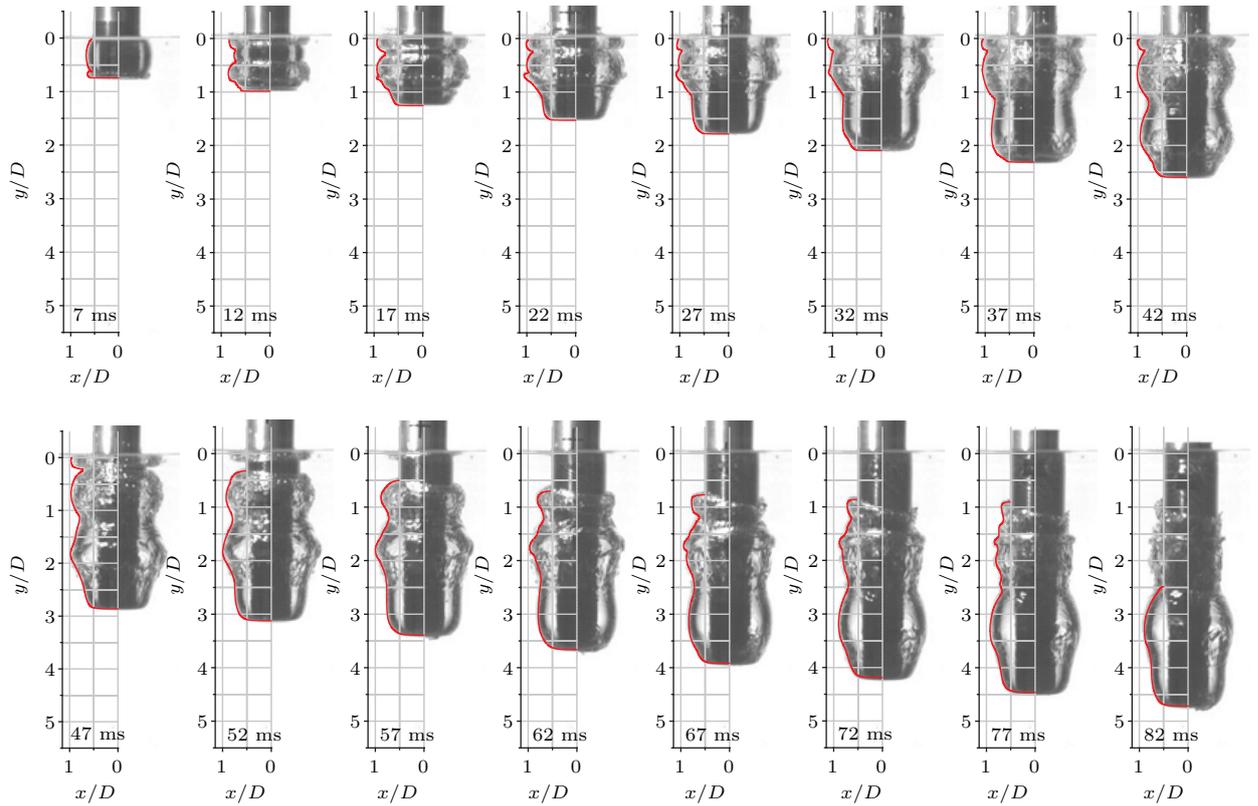


图4 入水空泡波动过程照片及轮廓曲线

Fig. 4. The photos and the profile for fructuant cavity.

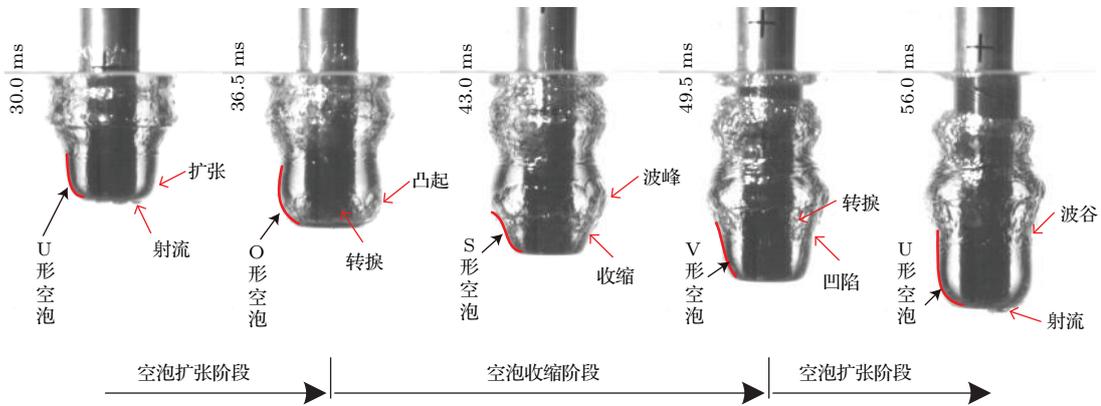


图5 空泡周期波动特征

Fig. 5. The fluctuant features of water-entry cavity.

为进一步描述空泡波动特征,图5展示了一个完整波动周期内典型阶段的空泡形态特征照片,波动周期为26 ms左右.空泡波动起始于开放端,分别历经减速扩张、加速收缩、减速收缩和加速扩张四个阶段.对各阶段典型空泡特征描述如下:开放端产生射流,局部空泡壁面大曲率弯曲,形成拐点,拐点上方空泡直径变化微弱,下方空泡直径变化剧烈,呈U形空泡(30.0 ms);拐点处空泡继续扩张,形成凸起,凸起点上下两侧的空泡扩张速率相对缓

慢,出现大范围弯曲,呈O形空泡(36.5 ms);膨胀持续至凸起点直径达到峰值,其上方空泡形态保持稳定,下方空泡出现收缩,呈S形空泡(43.0 ms);新生成的空泡收缩速率减缓,曲率减小,呈V形空泡(49.5 ms);开放端再次出现射流,新生空泡扩张速度增加,斜率增大,再次形成U形空泡(56.0 ms),完成一个周期波动.在波峰和波谷位置由于对流、回流、涡旋等流动作用引起空泡壁面黏性层的转换失稳,峰值和谷值位置均出现扰动紊乱,所不同的

是波峰位置的扰动逐渐恢复稳定, 波谷位置的扰动逐渐加剧.

3.2 空泡波动参数变化规律

在壳体上建立随壳体运动的弹体坐标系, 图6展示了在弹体坐标系下开放腔体圆柱壳入水空泡直径波动过程的三维曲面, 其中 x/D 为空泡横截面距开放端的无量纲距离, t 为撞水后时间, d_c/D 为空泡横截面的无量纲直径. 可见, 空泡直径沿箭头方向形成脊状凸起, 表示空泡直径最大值将随时间沿壳体轴向移动, 呈现向封闭端方向的空泡波动. 在投影图像中, 空泡长度呈阶梯状增长, 空泡长度斜率与波动峰值运动斜率基本相同, 即空泡长度平均增长速度与空泡波动速度基本一致. 首次波动幅值最大, 随后逐级递减, 反映出腔内气体首次涨缩释放能量较高, 并在惯性阻力作用下气体涨缩振荡衰减. 在 83 ms 时刻距开放端 $2.47D$ 位置处空泡出现闭合, 闭合后空泡继续呈增长趋势, 增长速度略有减缓.

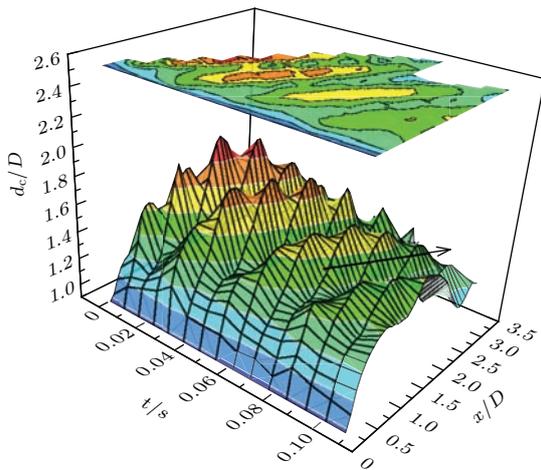


图6 沿轴向空泡波动规律

Fig. 6. Three-dimensional curves diagram for fluctuation rule.

空泡波动主要是空泡壁面流体微团振动的结果, 为进一步说明开放腔体圆柱壳入水空泡波动的特点, 沿壳体轴线选取 15 个截面位置, 具体位置见图7. 图8(a)给出了各截面空泡壁面流体微团的振动时程曲线, 根据振动规律的区别, 将空泡沿轴向分为波动起始区和波动稳定区. 波动起始区位于靠近开放端部分 ($0-0.4D$), 泡壁振动同步, 不存在相位差, 其峰值对应开放端液体流出状态, 谷值对应开放端液体流入状态; 波动稳定区位于远离开放端

的部分, 泡壁振动不再同步, 而是存在一定相位差, 远离开放端的流体微团振动相对迟缓, 形成沿轴向向水面的空泡波动过程. 图8(b)给出了各截面空泡壁面流体微团的振动幅频曲线, 两个波动区域具有相同的幅频特性. 空泡壁面的振动出现两个主频, 高频振动 (40 Hz) 幅值较大, 能量集中, 分析认为其频率与空腔内气体涨缩频率相同, 反映空腔气体涨缩引起的流体振动响应; 在部分空泡脱落后, 波动能量部分耗散, 稳定的振动频率受到影响, 出现另一个相对较低的振动主频 (10 Hz), 其幅值也相应减小. 另一方面, 在回射流、涡旋等湍动流动作用下, 空泡壁面自身出现小幅振荡^[18], 形成一系列高频、杂乱的振动, 此外由于实验数据处理过程中的人为误差, 也导致了曲线中的小幅高频噪声. 因此, 空泡壁面振动频率基本相同, 空泡具有单一频率的波动特征.

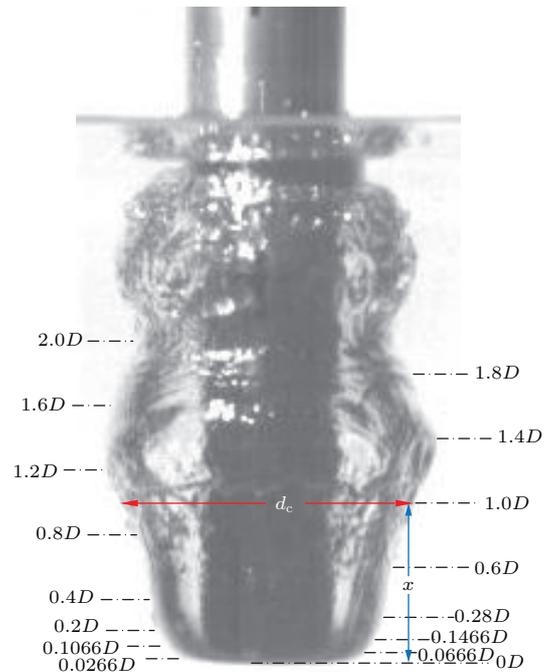


图7 对称轴截面位置

Fig. 7. The position of axial monitor section.

在静止的自由液面上建立惯性坐标系, 图9为惯性坐标系下不同时刻空泡轮廓线, 时间间隔 $t = 7.5$ ms, 未考虑空腔内部液变化. 开放端为空泡起始点, 即流动分离点, 沿深度方向空泡壁面呈现凸凹有序的波动形态, 这种波动形态基本不沿深度方向传播. 分析认为, 不同深度位置空泡间相互影响较小, 任意深度位置空泡截面独立膨胀, 膨胀程

度只与开放端经过此深度位置时的流动状态相关。由腔体排出的液体提供给流域更多动能, 空泡膨胀

充分形成波峰, 由腔体吸入的液体减小流域压力势能, 空泡膨胀受限形成波谷。

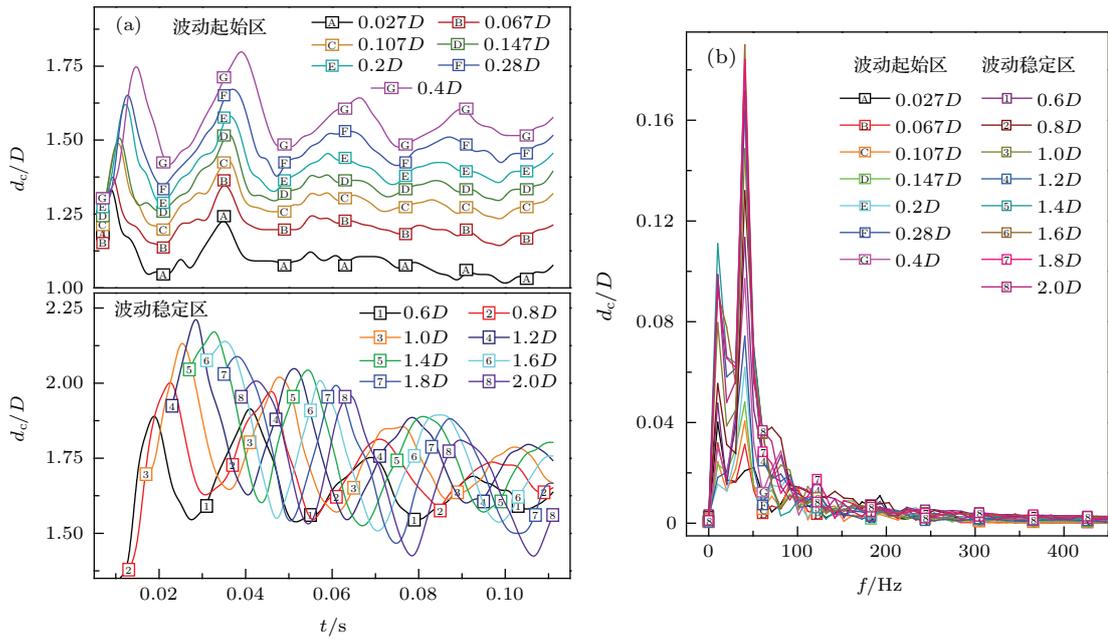


图8 轴向截面空泡壁面振动规律 (a) 时程曲线; (b) 幅频曲线

Fig. 8. Vibration of axial monitor section: (a) Time history curves; (b) amplitude-frequency curves.

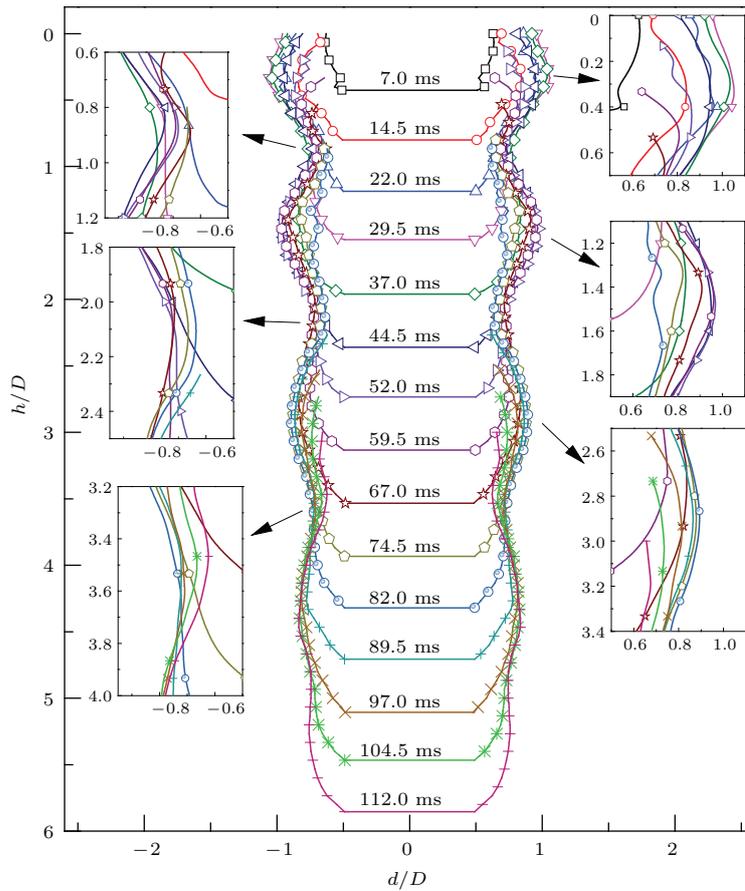


图9 不同时刻开放端位置及空泡轮廓

Fig. 9. Cavity profiles in different time.

表2 深度测点位置
Table 2. Position of monitor points.

测点	A ₁	B ₁	C ₁	D ₁	A ₂	B ₂	C ₂	D ₂	A ₃	D ₃	C ₃	D ₃
深度	0D	0.34D	0.6D	0.87D	1.2D	1.47D	1.8D	2.14D	2.47D	2.87D	3.27D	3.6D

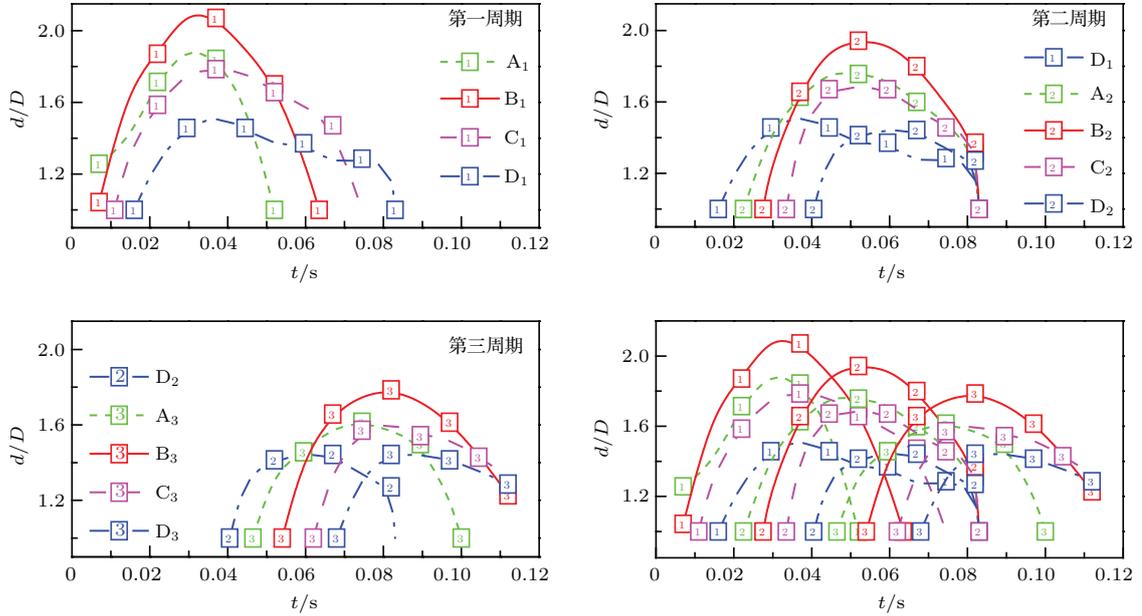


图10 不同深度位置空泡直径膨胀时程曲线

Fig. 10. Time evolution of cavity diameter expansion.

进一步对空泡截面扩展特征分析,在水面以下选取12个深度测点,测点涵盖水面以下空泡的三个波动周期区域,深度位置见表2,其中以B代表波峰位置,D代表波谷位置,A,C为其间位置.图10给出测点深度位置空泡直径膨胀时程曲线,任意深度位置空泡截面仅出现一次膨胀和收缩过程,对于膨胀过程,总是由波谷到波峰段加速膨胀,由波峰到波谷段减速膨胀;对于收缩过程,除了空泡脱落情况(83 ms),总是由波谷到波峰段加速收缩,由波峰到波谷段减速收缩.波峰所处深度位置(B_i)的空泡截面膨胀和收缩速率均较快,波谷所处深度位置(D_i)则相对缓慢.对于轴向不同波动周期,沿深度方向,波峰直径衰减明显,波谷直径基本没有衰减.

3.3 入水空泡云化特征

当入水速度增加到一定值后,空泡将不再呈现波动特征,而是表现出云状紊乱特征,称为空泡云化.选取入水速度为(2.97±0.08) m/s的典型实验

结果,图11展示了入水空泡云化过程实验的照片及相应的空泡轮廓曲线,采用与空泡波动特征研究同样的时间和空间坐标系.从图11照片可见,入水初期空泡流动与波动特征实验表现一致,例如开放端首次射流喷溅时间(7 ms)、空泡鼓胀扩展特征和波峰处转换失稳现象等(12 ms),但鼓胀和转换失稳的程度更为剧烈;差异性出现在12 ms后,开放端空泡收缩,空泡提前闭合,闭合点出现回射流(17 ms),波动特征基本消失(22 ms),空泡壁面出现云化现象(27 ms);在之后的运动中这种云化流动状态一直持续,空泡尺度变化幅度较小.

图12展示了空泡云化过程和云状空泡的局部特征,在入水速度达到一定值后,空泡较早闭合,并在闭合点形成回射流,此时开放端空泡呈现S形空泡形态特征,对应液体流入腔内状态(15 ms);回射流强度较高,沿壳体壁面快速向开放端流动(17.5 ms);在回射流达到分离点前,空泡基本处于光滑稳定状态(22.0 ms);回射流运动触及到空泡壁面后,空泡壁面迅速出现云雾状波纹、透明度降低.

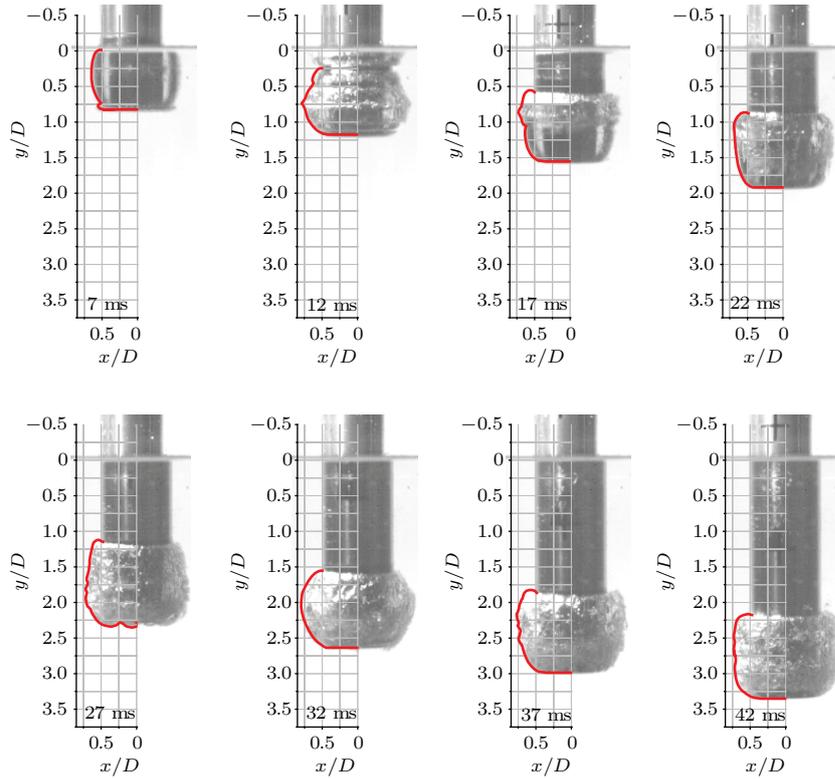


图 11 入水空泡云化过程照片及轮廓曲线

Fig. 11. The photos and the outline for cloudy cavity.

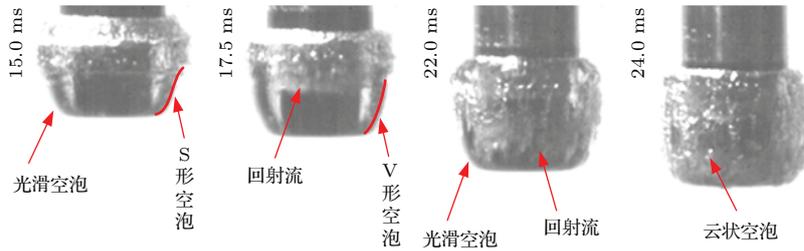


图 12 空泡云化特征

Fig. 12. The cloudy features of water-entry cavity.

3.4 入水速度对空泡流动特征影响分析

图 13 给出了八种不同入水速度实验条件下空泡演化过程的照片, 速度区间为 0.9—4.18 m/s. 通过实验照片发现, 开放端首次射流时间与入水速度无关, 均发生在 7 ms 时刻; 空泡闭合时间随入水速度增加而提前; 随着入水速度增加, 空泡依次出现波动和云化两种流动形态. 对于波动流动形态, 空泡长度相对较大, 最大直径随入水速度增加而增加, 在波动谷值位置将出现阶段性脱落现象, 空泡稳定性优异; 对于云化流动形态, 空泡长度相对较小, 随入水速度增加其尺度基本恒定, 在分离点位置出现整体脱落现象, 空泡稳定性较差; 在

2.46 m/s 入水速度条件下, 空泡先后历经波动和云化两个流动过程, 属于过渡流动.

图 14 给出了不同速度条件下空泡流动幅频曲线, 空泡波动规律具有相似性, 存在两个相对集中的波动主频. 从虚线框中放大区域可以看到, 波动流动的空泡具有相同的波动主频, 波动幅值与入水速度成正比关系. 由此可以推断: 在波动流动时, 空泡波动频率与运动速度无关; 云化流动的空泡同样具有波动特征, 随入水速度增加, 波动主频呈现增大的趋势, 波动幅值与入水速度成反比关系. 在空泡发生脱落后, 波动频率降低, 由于脱落空泡体积与入水速度有关, 对于不同入水速度条件下脱落后的空泡波动频率将出现差异.

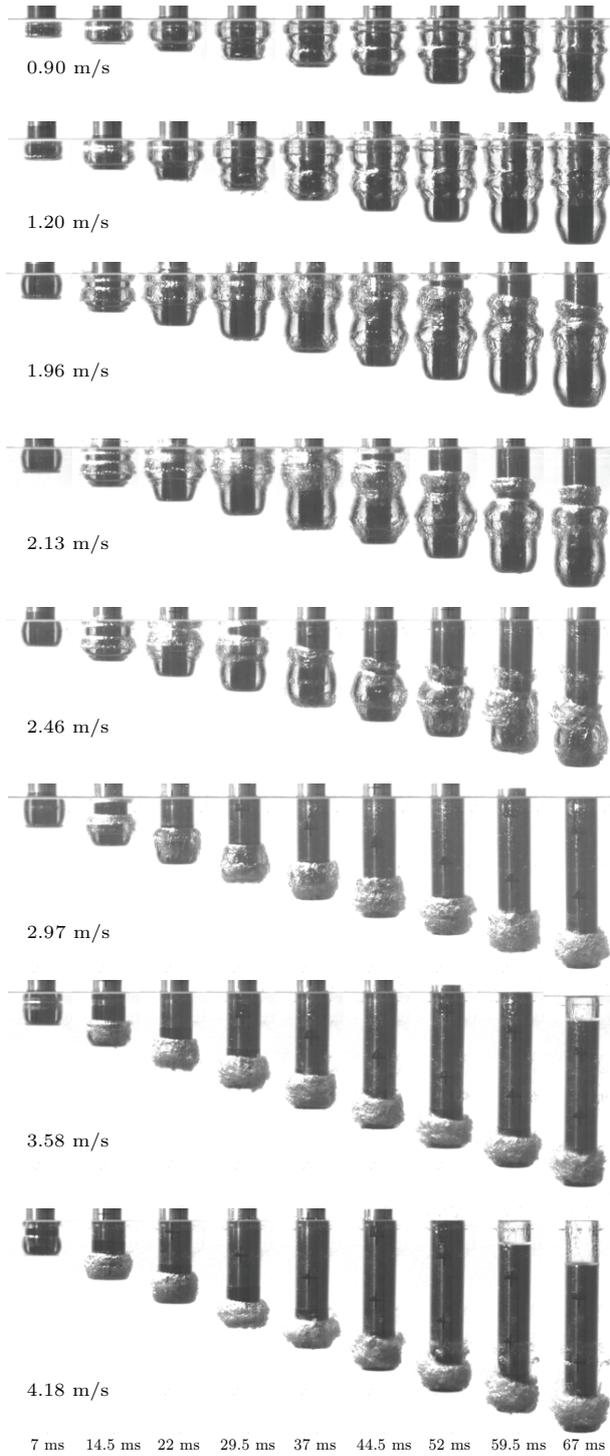


图13 不同速度条件下空泡演化过程的照片

Fig. 13. Development of water-entry cavity with various entry speeds.

云化过程发生在空泡闭合后期, 对于入水问题而言, 入水空泡与Froude数密切相关, 特别是空泡闭合特征^[19]. Froude数是表征惯性力与重力间比例关系的无量纲数, 其表达式为

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gD}}, \quad (1)$$

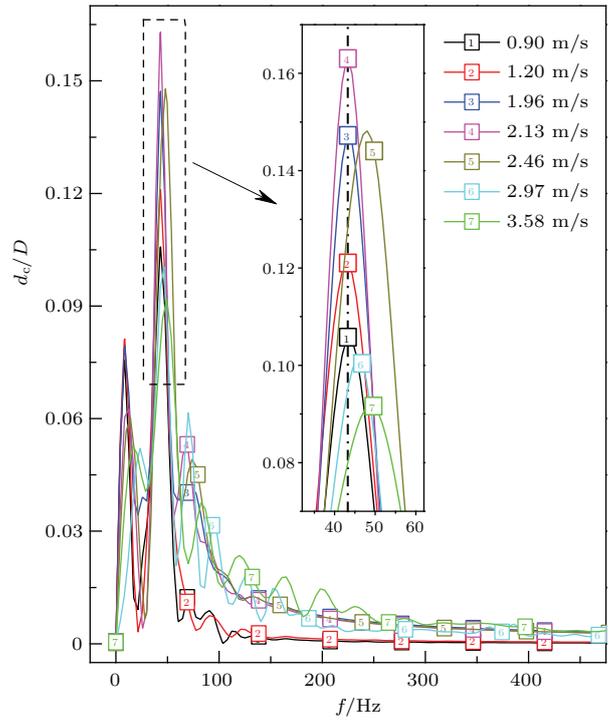


图14 空泡波动幅频曲线

Fig. 14. Amplitude-frequency curves with various entry speeds.

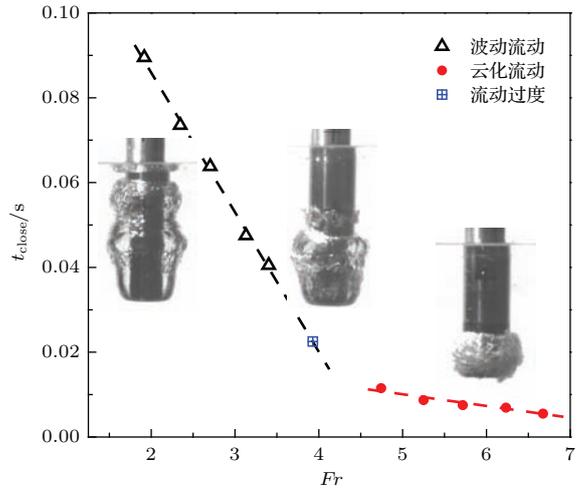


图15 空泡闭合时间与Froude数的关系

Fig. 15. Comparison of pinch-off time at different Froude number.

式中, u 为结构体入水速度, g 为重力加速度, D 为特征长度, 本文特征长度选取壳体外径. 对于不同入水速度条件, 具有不同的Froude特征准数. 图15给出了空泡闭合时间与Froude数间的关系, 可以发现, 空泡流动特征与Froude数有关, 低Froude数条件下, 空泡处于波动流动状态, 高Froude数条件下, 空泡处于云化流动状态; 空泡闭合时间 t_{close} 与Froude数呈分段线性关系, 即在同

一种流动特征下分别满足线性关系, 如图中虚线所示, 但两段线性变化的斜率具有明显差异. 拟合得到空泡闭合时间与 Froude 数的线性关系式:

$$t_{\text{close}} = \begin{cases} k_{\text{fluctuation}}Fr + c_{\text{fluctuation}}, & \text{波动流动,} \\ k_{\text{cloud}}Fr + c_{\text{cloud}}, & \text{云化流动,} \end{cases} \quad (2)$$

式中, $k_{\text{fluctuation}}$, $c_{\text{fluctuation}}$ 和 k_{cloud} , c_{cloud} 分别为波动流动和云化流动状态的斜率和截距. 因此, Froude 数对入水空泡的流动特征和发展过程具有直接影响, 另一方面, 可以采用 Froude 数作为空泡流动方式的判定依据.

4 入水空泡流动机理分析

入水空泡是气液两相流动结果, 其流动特征反映出流场运动情况. 基于不可压流体力学基本理论, 结合开放空腔特殊结构在入水过程中产生的气体周期性涨缩运动和壳体运动, 对入水空泡流动机理进行分析.

4.1 入水空泡形成机理

按照 Waugh^[20] 对入水空泡发展阶段的定义, 空泡的形成发生在撞击之后, 是结构体运动所导致的液体流动分离的结果. 以实心结构体入水为例, 对入水空泡形成机理进行分析, 图 16 给出了空泡发展过程示意图. 假设液体无黏不可压, 液体运动满足欧拉方程 (Euler equation):

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla\mathbf{u} = \mathbf{f} - \frac{1}{\rho}\nabla P, \quad (3)$$

式中, \mathbf{u} 为速度矢量, \mathbf{f} 为体积力, ∇P 为压力梯度. 如图 16(a) 所示, 壳体运动使撞水面始终维持高压, 在下方流域形成梯度分布的压力场, 由于流场速度与压力间存在耦合关系, 在压力梯度作用下, 产生沿梯度方向的加速流动, 并以撞水面外缘位置为分离点形成流动分离, 液体被排开, 排开后的空间成为低压区, 空气填充生成入水空泡.

基于空泡独立膨胀原理^[17], 宏观空泡任意横截面独立膨胀, 扩展程度与分离点经过此截面深度时液体获得的动能相关. 依据连续性假设, 可将空泡视作气液界面上流体微元连续性排布的结果, 空泡流动则是连续流体微元运动在宏观上的表现, 因此空泡扩展程度与其界面流体微元动能成正比. 流体微元动能来自于周围流体压力场和速度场作用,

从能量角度分析, 压力场和速度场分别表征流体的势能和动能, 结构体将其动能转化成为周围流场的势能, 流场通过压力和速度耦合关系, 将流体势能转化成流体动能, 形成流动. 流动又将导致周围流场压力改变, 再次将流体动能转化成为流体势能, 从而影响更远区域的流场, 实现能量的传递. 可见, 流体流动是通过压力场和速度场相互演化实现的, 当空泡界面流体微元势能转化为动能时, 空泡开始扩展, 动能完全转化为势能时, 空泡扩展将达到极大值, 因此空泡扩展起始于流动分离点, 扩展程度与分离点处流速成正比.

空泡生成后, 分离点位置仍然维持相对高压状态, 形成沿空泡壁面的压力梯度, 导致空泡壁面出现沿空泡壁面的速度分量和速度环量, 图 16(b) 给出了空泡壁面压力及速度分布示意图. 低速入水过程可以假设液体为正压流体, 速度环流变化满足开尔文定理 (Kelwin's theorem):

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = - \oint_c \frac{1}{\rho} \nabla P dl + \oint_c \mathbf{f} dl + \oint_c \mathbf{v} \nabla^2 \mathbf{u} dl, \quad (4)$$

式中, $\Gamma = \nabla \times \mathbf{v}$, 为速度环量, 是表征涡旋流动强度的物理量; 方程左侧表示速度环量的变化量, 方程右侧依次表示压力梯度项、体积力项和黏性项. 对于体积力项, 体积力为重力, 是有势力, 其环量为零; 对于黏性项, 空泡壁面黏性力贡献相对微小, 其环量忽略不计; 对于压力梯度项, 在空泡不同位置表现出相反的特征, 为表述方便将空泡分为靠近分离点和远离分离点两部分. 在靠近分离点的 e 点位置, 处于分离点高压和空泡膨胀动压作用范围, 形成横向扩展、垂向向上的压力梯度分布, 如图 16(b) 所示, 其环线积分产生 ω_e 方向的速度环量, 形成旋涡, 与压力梯度一同作用, 促使空泡扩展. 在远离分离点的 f 点位置, 脱离其高压作用范围, 扩展速度减缓, 泡壁边界层增厚, 静压力和黏性力为主导, 形成横向收缩、垂向向下的逆压梯度, 其环线积分产生 ω_f 方向的速度环量, 形成与 e 点反向旋转的漩涡, 两漩涡交汇点处动压达到极值, 将成为此后的空泡闭合点.

两个反向旋转的漩涡促使空泡闭合, 并在闭合后实现彼此的分离, 分离后独立的空泡可划分为回射区和稳定区, 分别对应逆压梯度 ∇P_a 和正压梯度 ∇P_p 作用区域, 如图 16(c) 所示. 空泡尾部处于回射区, 形成回射流, 回射流速度与逆压梯度大小成正比, 经回射区加速, 在稳定区减速. 当稳定区域足够大, 回射流速度不高的情况下, 空泡将处于

稳定发展状态; 当稳定区域较小, 回射流速度相对较大的情况下, 正压梯度无法阻止回射流前进, 回射流最终到达分离点, 与空泡壁面液体形成对流、掺混, 破坏分离点流场结构, 导致空泡失稳、脱落.

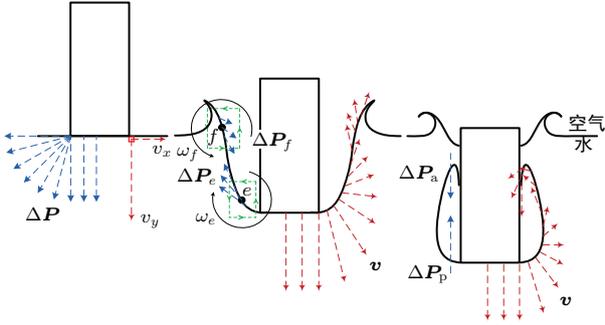


图 16 空泡形成机理示意图 (a) 空泡生成过程; (b) 空泡发展过程; (c) 空泡闭合过程
 Fig. 16. Schematic of the water-entry cavity formation mechanism: (a) Generation process; (b) developing process; (c) closure process.

4.2 入水空泡波动机理

对于撞水端开放的空腔圆柱壳垂直入水而言, 撞击水面后, 开放端被液体封闭而形成独立空腔, 由于壳体与液体间存在相对运动, 液体流入空腔内部, 气体压缩形成空气弹簧, 发生周期性涨缩运动. 气体的涨缩导致开放端周期性吸入、排出液体, 引起开放端处流场压力和速度出现连续性波动变化, 这种变化将改变流场结构, 对空泡区域流场产生扰动.

假设液体无黏且不可压, 涨缩过程未有气体泄出, 并忽略腔内液体高度差, 开放端压力扰动形成横向扰动的压力梯度:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{2(P_{\text{open}} - P_{\text{ring}})}{D - d}, \quad (5)$$

式中, P_{open} 为开放端压力, P_{ring} 为环状撞水面压力, 均可以简化为静压和动压之和, 分别表示为

$$P_{\text{open}} = \rho g x + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{dx}{dt} - \frac{dh}{dt} \right)^2, \quad (6)$$

$$P_{\text{ring}} = \rho g x + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{dx}{dt} \right)^2, \quad (7)$$

式中, x 为开放端距液面深度, h 为腔内液体上升高度. 通过 (5)–(7) 式得到扰动压力梯度表达式:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{\rho}{D - d} \left(\frac{d^2 h}{dt^2} - 2 \frac{dh}{dt} \frac{dx}{dt} \right), \quad (8)$$

其与腔内液体惯性力、涨缩速度和壳体运动速度相关. 由于腔内液体上升高度 $h(t) = h(t + T)$ 具有

周期性特征, 因此, 扰动压力梯度同样具有周期性特征, 可将扰动压力梯度表示成波动形式:

$$\partial P / \partial r = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (9)$$

空泡波动主要是由于截面扩展程度不同造成的, 扩展的动力来源于结构体运动形成的横向压力, 任意截面的扩展程度主要由撞水面经过此截面时分离点处流体的流动速度决定. 对于开放腔体圆柱壳而言, 开放端的扰动压力梯度形成附加作用, 使分离点流速出现周期变化, 从而形成空泡波动变化. 由 (8) 式可知, 对于均质液体而言, 扰动压力梯度的强度及周期性特征由腔内气体涨缩速度和壳体运动速度决定, 但涨缩速度与运动速度并不独立, 其耦合关系复杂. 下面通过实验结果分析扰动压力梯度与涨缩速度和运动速度之间的关系. 对于扰动压力梯度的波动特征, 从图 14 中不同入水速度情况下空泡波动的幅频曲线发现, 波动频率与入水速度无关, 由于空泡波动由扰动压力梯度引起, 表明扰动压力梯度频率 ω 与运动速度无关. 从图 13 中不同入水速度情况下空泡演化照片发现, 开放端首次射流时间一致, 即空泡波动相位角与入水速度无关, 由于空泡波动与扰动压力梯度波动同步, 表明扰动压力梯度的相位角 ϕ 与运动速度无关. 对于扰动压力梯度的强度特征, 图 17 展示了同一时刻不同入水速度实验的空泡波峰和波谷的扩展尺度. 定义空泡波动幅度系数:

$$\beta = (A_{\text{max}} - A_{\text{min}}) / (A_{\text{max}} + A_{\text{min}}), \quad (10)$$

式中, A_{max} 为空泡波峰截面面积, A_{min} 为空泡波谷截面面积. β 表征空泡波动的程度, 图 18 展示了不同入水速度条件下空泡波动程度与入水速度之间的关系. 随入水速度的增加, 空泡波动程度呈现指数规律增长, 即扰动压力梯度的波动幅值 A 与运动速度存在非线性关系.

图 19 展示了液体排出状态下空泡的流动特征, 左侧为实验照片, 右侧为局部速度矢量及流线示意图. 考虑开放端液体的流出状态, 腔体内液面下降 ($dh/dt < 0$), 由 (6) 和 (7) 式可知, 开放端压力将大于环状撞水面压力 ($P_{\text{open}} > P_{\text{ring}}$), 在开放端形成压力梯度 $\partial P / \partial r > 0$, 促使径向的附加流动 $\partial u / \partial r > 0$. 附加流动导致分离点处流体速度势变大, 由于壳体运动速度稳定, 使环状撞水面运动在分离点处形成的流动速度势稳定. 因此, 在附加流动作用下, 分离点截面流体的扩展程度将有所增加.

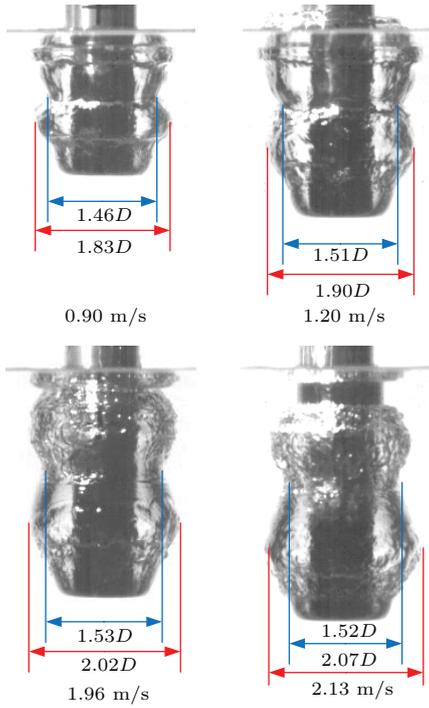


图 17 不同入水速度条件下空泡波动峰值扩展尺度
Fig. 17. Amplitude of cavity at different entry speeds.

图 20 展示了液体吸入腔体状态的空泡流动特征, 左侧为实验照片, 右侧为局部速度矢量及流线示意图. 考虑开放端的液体流入状态, 腔

体内液面上升 ($dh/dt > 0$), 但整体流动仍然与壳体运动方向一致, 同样形成开放端高压. 但根据 (6) 和 (7) 式, 开放端压力将小于环状撞水面压力 ($P_{open} < P_{ring}$), 在开放端形成压力梯度 $\partial P/\partial r < 0$, 在局部同样产生了附加流动. 整体而言, 开放端流动依然是沿径向扩展, 但附加流动减缓了横向流动速度, 使分离点位置流体速度势减小, 因此, 在附加流动作用下, 分离点截面流体的扩展程度将有所减小.

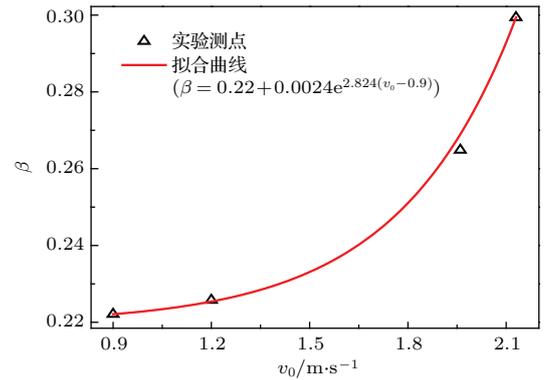


图 18 空泡波动幅度系数与入水速度关系
Fig. 18. Coefficient of amplitude of cavity fluctuation at different entry speeds.

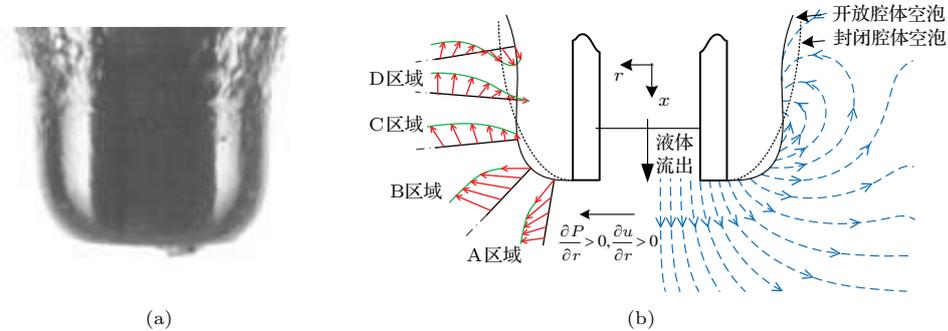


图 19 液体排出过程的流动特征 (a) 特征空泡照片; (b) 局部速度矢量及流线示意图
Fig. 19. Feature of cavity flow at stage of outflow: (a) Photo; (b) velocity vector and streamline.

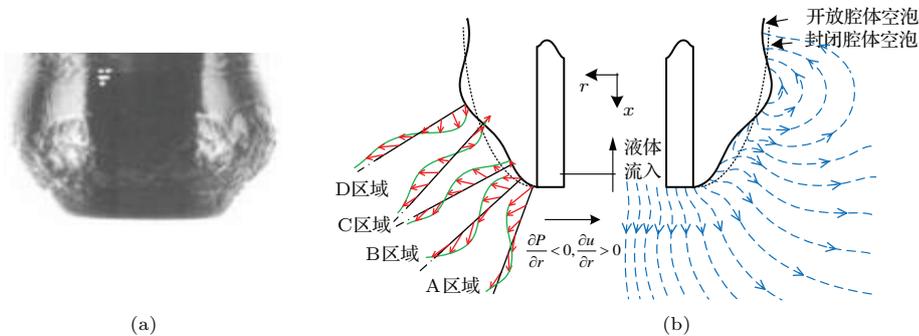


图 20 液体吸入过程流动特征 (a) 特征空泡照片; (b) 局部速度矢量及流线示意图
Fig. 20. Feature of cavity flow at stage of inflow: (a) Photo; (b) velocity vector and streamline.

在近开放端的波动起始区形成空泡扩展程度差异,但在远开放端的波动稳定区则主要受到沿空泡壁面流动的影响.空泡流动分解成径向扩展和轴向绕流,前者受到压力场及其梯度影响,后者受到流动状态影响.根据压力场和速度场主导区域和作用方式,将空泡流动区域分为A, B, C, D四个区域,如图19和图20所示.在流场压力、速度耦合作用下,空泡将经历扩张和收缩过程,在靠近分离点A区域,以撞水面高压作用为主导,形成径向压力梯度,流速增加,空泡加速扩展;在B区域,根据(3)式,空泡扩展流动必然形成一个阻碍其运动的压力梯度,即流体压差阻力,扩展速度逐渐衰减,此区域由压力场和速度场共同作用,空泡减速扩展;在C区域,脱离撞水面高压作用,此处空泡法向扩展速度相对切向流动速度已经较小,沿空泡壁面流动特征明显,形成近似边界层流动,并在静压力作用下空泡加速收缩;在D区域,同样考虑(3)式,切向流动将形成一个阻碍其流动的压力梯度场,称之为逆压梯度,在其作用下流动将出现反向,生成回射流,并引起壁面流动紊乱,空泡处于减速收缩状态.

综上所述,开放端液体受到腔内气体涨缩影响而出现周期性的吸入和排出流动过程,使径向附加流动速度势出现连续周期性变化,导致开放端截面扩展程度不同,随着壳体下沉,沿深度空泡交替出现扩张、收缩的波动形态,相对壳体则出现空泡波动流动.波动幅度正比于开放端液体相对流动速度与壳体运动速度之比,波动频率与腔内气体涨缩频率一致.

4.3 入水空泡云化机理

空泡波动特征在一定程度上可以抑制回射流的产生,从而使空泡闭合时间延迟,但当入水速度达到一定值后,参照边界层理论,沿空泡壁面流速相应增加,由(3)式可知,将形成沿轴线反方向的逆压梯度,使局部流动反向,将这种流动称作回射流现象.回射流将沿结构体壁面向空泡分离点流动,但由于逆压梯度仅作用于局部,回射流脱离逆压梯度作用范围后,将受到正压梯度作用,使回射运动得到抑制,往往在空泡尾部形成相对稳定的回射区域.

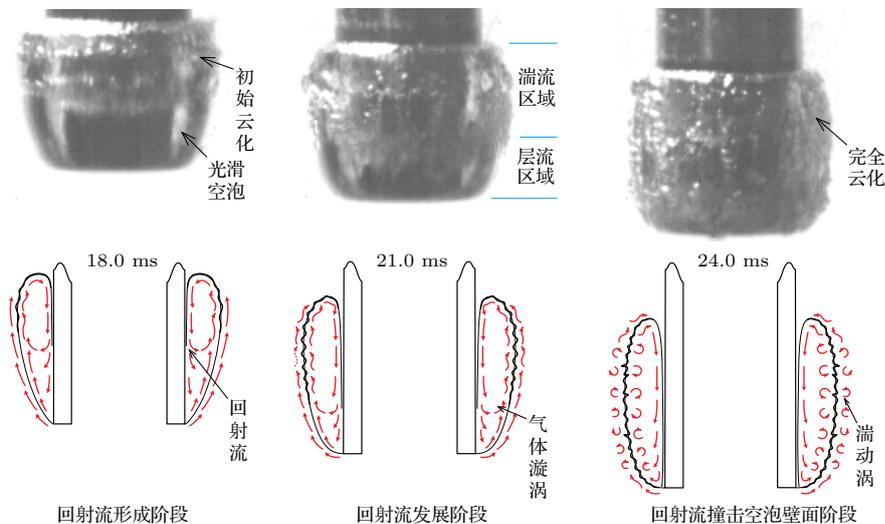


图21 空泡云化过程示意图

Fig. 21. Schematic of the process of cloudy cavity development.

对于开放腔体圆柱壳入水而言,由于开放端周期流动影响,在空泡区域形成周期变化的压力场和速度场,减小了闭合点位置的逆压梯度强度,同时也减弱了正压梯度对回射流的抑制作用.逆压梯度强度与入水速度成正比,当入水速度达到某一定值后,将形成较为强烈的逆压梯度场,使空泡闭合,并产生回射流现象.由于压力场沿轴线周期变化,

沿轴线形成交替出现的高压区和低压区,继而在高压区和低压区之间交替出现正压梯度和逆压梯度,回射流将进入上述区域,由于回射流流速较高,正压梯度区域分散,并有逆压梯度逐级加速,将无法完全抑制其运动,因此,回射流可以在较短时间内接近空泡分离点位置.在靠近分离点区域,始终受到正压梯度作用,回射流出现减速运动,但由于空

腔内气体涨缩频率与入水速度无关,因此正压梯度将按恒定周期出现强弱交替,回射流经过时可能恰逢正压梯度较弱的时期,将无法完全制止回射流与壳体的相对运动,导致回射流对分离点流动形成冲击.

图 21 是开放腔体圆柱壳入水空泡云化形成过程的示意图,对于波动流动的空泡,空泡壁面形成类似边界层的层流运动,层流间几乎没有相互扰动.回射流的形成首先影响到空泡内部的气体流动,由于回射流速度较高,产生了气体漩涡,使空泡壁面流动速度出现波动,破坏空泡壁面层流的稳定性,出现转捩现象.随着回射流运动的深入,空泡壁面扰动区域增大,层流区域减小,当回射流冲击分离点空泡壁面后,空泡壁面层流环境完全被破坏,形成湍流流动,使空泡流动失稳,形成云化流动现象.

5 结 论

本文基于高速摄像方法,开展了开放腔体圆柱壳垂直入水实验,研究了不同入水速度条件下入水空泡的流动特征和流动机理,得到如下结论.

1) 随着入水速度增加,开放腔体圆柱壳入水空泡依次呈现波动和云化两种流动方式.波动流动主要表现为空泡截面扩展程度的周期性差异;云化流动则表现为空泡壁面流动失稳引起的云雾状湍流现象.

2) 对于波动流动状态,空泡壁面任意位置的流体微团振动频率相同,近开放端振动同步,远开放端振动存在相位差;空泡的增长速率、波动速率均与壳体运动速率相同;任意深度的空泡截面独立膨胀,且仅出现一次涨缩过程,膨胀程度与开放端经过此深度位置时的流动状态有关;最终空泡出现多次脱落,均发生在波动谷值位置.

3) 开放端首次射流时间与入水速度无关;波动流动空泡的波动频率与入水速度无关,云化流动空泡的波动频率随入水速度增加而增大;两种流动方式下空泡闭合时间与 Froude 数均呈线性关系,但线性比例不同,交点对应的 Froude 数为空泡波动流动过渡到云化流动的特征条件.

4) 开放端首先撞水,冲击导致腔内气体压缩,并形成周期性涨缩,引起开放端周期性吸入、排出

液体,对流动场产生扰动的附加压力梯度,进而改变流域速度场,使空泡截面的扩展程度出现差异,形成空泡波动流动.当入水速度足够大时,速度环量明显,沿空泡轴向产生逆压梯度,促使空泡闭合,并产生回射流现象,回射流对分离点流动冲击,破坏空泡壁面层流环境,出现转捩失稳,形成空泡云化流动.

参考文献

- [1] Worthington A M, Cole R S 1897 *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **189** 137
- [2] Worthington A M, Cole R S 1900 *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **194** 175
- [3] Worthington A M, Cole R S 1909 *A Study of Splashes* (London, New York, Bombay, Calcutta: Longmans, Green, and Co.) p78
- [4] Maccoll J W 1928 *J. Roy. Aeronaut. Soc.* **32** 777
- [5] May A, Woodhull J C 1948 *J. Appl. Phys.* **19** 1109
- [6] He C T, Wang C, He Q K, Qiu Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134701 (in Chinese) [何春涛, 王聪, 何乾坤, 仇洋 2012 物理学报 **61** 134701]
- [7] May A 1951 *J. Appl. Phys.* **22** 1219
- [8] Liu X M, He J, Lu J, Ni X W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4020 (in Chinese) [刘秀梅, 贺杰, 陆建, 倪晓武 2009 物理学报 **58** 4020]
- [9] Zhao R, Xu R Q, Liang Z C, Lu J, Ni X W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8400 (in Chinese) [赵瑞, 徐荣青, 梁忠诚, 陆建, 倪晓武 2009 物理学报 **58** 8400]
- [10] Logvinovich G V (translated by Lederman) 1972 *Hydrodynamics of Free-boundary Flows* (Jerusalem: IPST Press) pp104-118
- [11] Richardson E G 1948 *Proc. Phys. Soc.* **61** 352
- [12] Truscott T T 2009 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
- [13] Truscott T T, Techet A H 2009 *Phys. Fluids.* **21** 121703
- [14] Truscott T T, Techet A H 2009 *J. Fluid Mech.* **625** 135
- [15] Weninger K R, Cho H, Hiller R A, Putterman S J, Williams A 1997 *Phys. Rev. E* **56** 6745
- [16] Huang J T 1989 *J. Tsinghua Univ.* **29** 1 (in Chinese) [黄继汤 1989 清华大学学报 **29** 1]
- [17] Heath M, Sarkar S, Sanocki T 1996 *1996 IEEE Computer Society Conference on. Computer Vision and Pattern Recogniton* San Francisco, USA, June 18-20,1996 p143
- [18] Grumstrup T, Keller J B, Belmonte A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 114502
- [19] Bergmann R, van der Meer D, Stijnman M, Sandtke M, Prosperetti A, Lohse D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 154505
- [20] Waugh G 1975 *Naval Undersea Center California: AD-A007 529*

An experimental study of water-entry cavitating flows of an end-closed cylindrical shell based on the high-speed imaging technology*

Lu Zhong-Lei Wei Ying-Jie[†] Wang Cong Sun Zhao

(School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 7 July 2015; revised manuscript received 21 August 2015)

Abstract

The objective of this present study is to address the cavitating flow patterns and regimes in the water-entry cavity. For this purpose, an experimental study of vertical water-entry cavity of an end-closed cylindrical shell is investigated by using high-speed video cameras and visualization technique. According to the cavitating flows as observed in the experiments, two flow pattern forms of fluctuation cavitation and cloud cavitation are found around the body. A further insight into the characteristics of the cavity shape and the variation in the cavity fluctuations parameters is gained by analyzing the image data. Furthermore, the experiments at different impact velocities are conducted to analyze the effects of impact velocity on the flow patterns and parameters. Finally, the formation mechanisms of cavitation fluctuations and cavitation clouds are studied based on the basic theory of fluid mechanics. The obtained results show that the cavitation flow pattern form of fluctuation cavitation occurs under the impact velocity condition of low speed, and the cloud cavitation occurs under the velocity condition of high speed. As fluctuation cavitation, the maximal extension diameters of cavitation fluctuate periodically along the water depth, and the speeds of extension and shrinkage are both proportional to the extension diameter. The collapses are different for the two flow pattern cavitations, i.e., the fluctuation cavitation, which is of deep closure and closed at the trough of wave cavitation more than once, and the cloud cavitation, which falls off and forms the leading edge of the cylindrical shell. The frequency fluctuation is independent of the impact velocity, the corresponding pinch-off time decreases with increasing the impact velocity, and the pinch-off time decreases in a nearly linear relation with Froude number. The water poured to the cylindrical shell causes the internal air to compress and expand, and as a consequence of these effects, periodic disturbances of pressure distribution and velocity field occur around the leading edge of the cylindrical shell, then the extended intensity of the cross section of the cavity shows variation in this process, which can be defined as fluctuation cavitation pattern. It appears that the re-entrant flow after the pinch-off at the trailing edge of cavity, then the laminar-turbulent transition is waken as a consequence of the re-entrant flow moving upstream, which flow pattern involved in this structure occurs as cloud cavitation.

Keywords: an end-closed cylindrical shell, fluctuation cavity, cloud cavity, water-entry experiment

PACS: 47.20.Ma, 47.54.De, 47.55.Ca, 47.55.N-

DOI: 10.7498/aps.65.014704

* Project supported by the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province, China (Grant No. A201409), the Special Foundation for Harbin Science and Technology Innovation Talents of China (Grant No. 2013RFLXJ007), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. HIT. NSRIF. 201159).

[†] Corresponding author. E-mail: weiyingjie@gmail.com