第 40 卷 第 2 期 实 验 流 体 力 学 Vol. 40, No. 2
2026 年 4 月 Journal of Experiments in Fluid Mechanics Apr., 2026

文章编号：1672-9897(2026)02-0090-11 doi: 10.11729/syltlx20230138

高弗劳德数下绕锥头回转体通气空泡流态特征及压力脉动特性实验研究

李涵[1]，郝亮[1]，张孟杰[3]，刘涛涛[1, 2, *]，孔德才[4]

1. 北京理工大学 机械与车辆学院，北京 100081 2. 北京理工大学 重庆创新中心，重庆 401120

3. 中国北方车辆研究所，北京 100072 4. 北京宇航系统工程研究所，北京 100076

摘要：本文在循环水洞中，采用高速摄影和压力传感器对绕锥头回转体通气空泡的流场特性进行了测量，重点分析了高弗劳德数下通气空泡的流态特征以及不同空泡形态下回转体壁面的压力演化规律。研究结果表明：在高弗劳德数下，重力效应可忽略不计，绕锥头回转体通气空泡呈现出泡沫状（FC）、间歇透明状（ITC）和连续透明状（CTC）3 种典型流态。其中，FC 空泡出现在小通气率范围内，空泡末端以小尺度空泡团脱落为主，回转体壁面瞬态压力分布呈现高频低幅值脉动，压力系数最大脉动幅值为 0.18；ITC 空泡是 FC 与 CTC 之间的过渡流态，空泡末端的大尺度空泡团脱落导致回转体壁面瞬态压力分布呈现低频高幅值脉动，压力系数最大脉动幅值为 0.49；CTC 空泡出现在大通气率范围内，其空泡脱落及压力脉动特性与 ITC 空泡类似。在特定弗劳德数下，由 FC 逐渐转变为 CTC 的过程中，不同测点获得的回转体壁面压力均呈现先减小后增大并最终稳定的趋势。

关键词：高弗劳德数；通气空泡；流态特征；压力脉动

中图分类号：O359；V211 **文献标识码：**A

Experimental study on the flow pattern and pressure fluctuation characteristics of ventilated cavitating flows around a conical axisymmetric body at high Froude number

LI Han[1], HAO Liang[1], ZHANG Mengjie[3], LIU Taotao[1, 2, *], KONG Decai[4]

1. School of Mechanical Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

2. Chongqing Innovation Center, Beijing Institute of Technology, Chongqing 401120, China

3. China North Vehicle Research Institute, Beijing 100072, China

4. Beijing Institute of Astronautical System Engineering, Beijing 10076, China

Abstract: This paper is based on a circulating water tunnel, employing high-speed photography and pressure sensors to measure the flow characteristics of the ventilated cavity around a conical axisymmetric body. The focus of the discussion is on the flow characteristics of ventilated cavities at high Froude numbers and the pressure evolution on the axisymmetric body surface for different cavity shapes. The research results indicate that under high Froude numbers, gravity effects can be neglected, and ventilated cavities around the conical axisymmetric body exhibit three typical flow patterns: foamy cavity (FC), intermittent and transparent cavity (ITC), and continuous and transparent cavity (CTC). Among these, FC cavities are found within a small ventilation rate range, accompanied by some small-scale cavity shedding at cavity's

收稿日期：2023-10-25；**修回日期：**2024-01-11；**录用日期：**2024-01-16

基金项目：国家自然科学基金项目（12002038，U22B6010，52109111，U20B2004）

* 通信作者 E-mail: liutaotao@bit.edu.cn

引用格式：李涵, 郝亮, 张孟杰, 等. 高弗劳德数下绕锥头回转体通气空泡流态特征及压力脉动特性实验研究 [J]. 实验流体力学, 2026, 40(2): 90-100.
LI H, HAO L, ZHANG M J, et al. Experimental study on the flow pattern and pressure fluctuation characteristics of ventilated cavitating flows around a conical axisymmetric body at high Froude number[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2026, 40(2): 90-100.

trailing. The transient pressure distribution on the axisymmetric body surface exhibits high-frequency, low-amplitude fluctuations, with the maximum pressure coefficient fluctuation amplitude of 0.18. ITC cavities represent a transitional flow pattern between FC and CTC, characterized by the shedding of large-scale cavity clusters from the cavity's trailing, resulting in low-frequency, high-amplitude fluctuations in the transient pressure distribution on the axisymmetric body surface, with a maximum pressure coefficient fluctuation amplitude of 0.49. CTC cavities are observed within a large ventilation rate range, exhibiting similar characteristics in cavity shedding and pressure pulsation to ITC cavities. Under specific Froude numbers, during the transition from FC to CTC, the pressure on the axisymmetric body surface at different measurement points exhibits a trend of initially decreasing, then increasing, and finally stabilizing.

Keywords: high Froude number; ventilated cavity; flow pattern; pressure fluctuation

0　引　言

由于水和空气密度差异巨大，航行阻力一直是制约海洋装备发展的关键因素，仅依靠改进物体外形和流体动力布局的传统方法已难以满足高航速和远航程的要求。近年来，基于通气方法的空泡减阻技术已成为海洋装备减阻增速的重要手段之一[1-2]。该技术的减阻效果很大程度上取决于形成的空泡形态，当空泡包裹整个航行体时，其摩擦阻力可降低90%[3]。因此，通气空泡的流动形态及其稳定性一直是通气减阻技术研究的重点[4-8]。

通气空泡流动的研究最早可追溯至1946年，Reichardt[9]通过水洞实验建立了通气空泡尺寸的半经验公式，发现通气空泡与自然空泡具有相似特征。随着研究的深入，人们发现通气空泡的减阻效果在很大程度上受其流动特征影响，并针对其流动形态与转变过程开展了大量研究。Cox 和 Clayden[10]首次在重力效应下开展通气超空泡实验，研究了双涡管泄气（TV）与回射流泄气（RJ）方式下的流动特性。Karn 等[11]发现了新的混合泄气模式，如双涡–回射流泄气（TVRJ）、四涡–回射流泄气（QVRJ）、双涡–四涡泄气（TVQV）等，并确定了不同泄气模式的发生条件。Xu 等[12]研究了高弗劳德数下双涡超空泡和回射流超空泡的气体流动结构与气体泄漏特性，发现超空泡内部存在下游湍流区及反向湍流区。许海雨等[13]采用 SST 湍流模型对通气超空泡流动进行研究，分析了通气空泡的流动演化过程。研究表明，随着通气量增加，泄气模式逐渐由 RJ 转变为 TV，空泡长度增加，且无明显的空泡脱落行为。近几年，一些学者尝试从空泡内部流动结构进一步分析通气空泡流动形态的演化过程。陆凡等[14]分析了通气超空泡的内部流动结构及压力和速度的三维分布，并研究了不同通气量及通气速度对空泡结构的影响。Wu[15]和 Lv[16]等对回射流泄气和双涡管泄气的空泡内部流动进行研究，进一步阐明了 RJ 与 TV 泄气模式之间的转换。然而，这些研究多聚焦于绕空化器的通气空泡，空泡在流场中自由闭合，忽略了空化器后体对空泡流动的影响。

相比于自由闭合的通气空泡，非自由闭合空泡极易受后体固壁影响，导致空泡稳定性发生改变[17-18]。尤其是当后体直径与空化器直径相当时，在固体壁面与空泡界面的相互作用下，绕回转体通气空泡的流态特征和影响因素更加多样化，空泡的发展演化及其泄气过程更为复杂[19-20]。目前，绕回转体通气空泡流动的研究多聚焦于空泡的非定常演化特性，以探究其尾部泄气机制。Wang 等[21]基于 SHPB 实验系统及均质混合模型开展实验与模拟，对通气云状空泡的发展过程进行研究，并基于反向射流运动阐述了空泡破裂和脱落机理。张孝石[22]通过实验和模拟方法研究了通气空泡断裂、脱落、溃灭过程中的压力脉动及其频域特性，获得了空泡脱落方式、脱落频率特征和压力脉动的变化规律。Sun 等[23]采用 FBM 湍流滤波模型对通气局部空泡进行模拟，分析了空泡演化过程和脱落机理。结果表明，回射流是空泡脱落的原因，且空泡的涡结构与通气空泡流动特征密切相关。近年来，一些学者开始逐渐关注绕回转体通气空泡流动形态的演变机制。Liu 等[24-25]在闭式循环空化水洞中开展实验，将绕回转体通气空泡流态划分为 4 种不稳定流态和 3 种稳定流态，并分析了不同流态下空泡的断裂和脱落特性。Hao 等[26]在 Liu 等[24]研究的基础上，进一步揭示了不同通气空泡流态间的转变机理，并基于泄气模型定量解释了由 ITC 到 CTC 转变过程中的迟滞现象。

然而，上述关于绕回转体通气空泡的研究往往缺乏物面压力数据，导致无法验证其相关理论，也难以定量描述空泡的演化特性。为深入了解通气空泡的流动机理，本文聚焦于有后体作用下的通气空泡流动，基于高速摄影和压力传感器，分析高弗劳德数下绕回转体通气空泡的流态特征，阐明不同空泡形态下的压力脉动特性。

1 实验设备

1.1 空化水洞实验装置

本文实验研究在上海船舶运输科学研究所的空泡水筒中进行，如图 1 所示。空泡水筒实验系统主要由压缩机、稳压罐、流量计、信号采集系统和实验水筒组成。筒身采用不锈钢材料，并配有减压箱和除气装置。回转体模型安装在工作段中部，水流由左侧流入工作段。工作段长度为 2600 mm，截面尺寸为 600 mm × 600 mm，最高水速可达 12 m/s，压力调节范围为 0～200 kPa。流量计为基于压差原理的 ALICAT100 型流量计，稳压罐内气压维持在 0.6 MPa，以确保通气压力稳定。信号采集系统负责同步采集水速、压力和流量信号，并储存至计算机中。流动显示系统包括 2 台功率均为 1 kW 的镝灯（作为光源）、1 台高速摄像机和 1 台用于实时显示与存储图像的计算机。高速摄像机型号为 Phantom M310，具有高速采集和清晰成像能力，最高记录速度可达 100000 帧/s，实验中记录频率为 2500 帧/s。

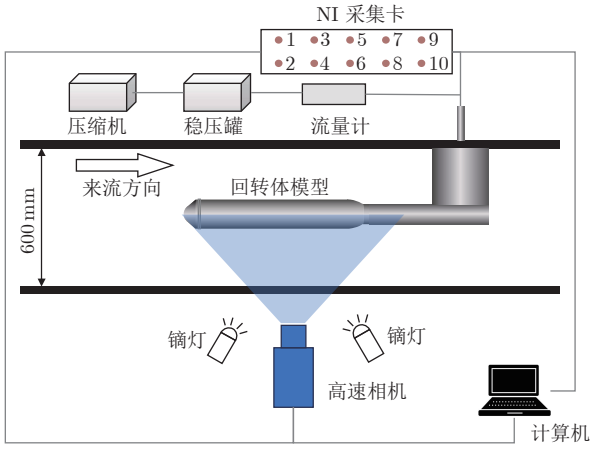


图 1 空泡水筒实验示意图

Fig. 1 Schematic diagram of cavitation water tunnel experiment

1.2 实验模型及参数定义

实验模型为不锈钢锥头回转体，其长度 L = 243 mm，直径 D = 40 mm，通气缝宽度为 2 mm，如图 2 所示。模型采用尾部支撑，水平固定于水洞实验段中央，尾部支撑为空心管道以便通入气体。回转体内部出气部位沿周向设有 2 个排气孔，以避免通气因重力效应在回转体上部聚集而导致通气不均匀。回转体上部安装有 7 个 GYG505 型压力传感器（P1～P7），采样频率设为 4096 Hz，传感器以 15 mm 间隔均匀分布在回转体表面，用于监测壁面压力。

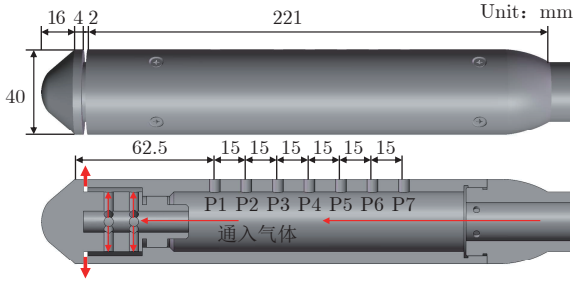


图 2 回转体模型示意图

Fig. 2 Schematic of the axisymmetric body model

本研究定义了以下无量纲数：

$$C_Q = \frac{Q_{\text{in}}}{u_\infty D^2} \tag{1}$$

$$Fr = \frac{u_\infty}{\sqrt{gD}} \tag{2}$$

$$\sigma_{\text{c}} = \frac{p_\infty - p_{\text{c}}}{0.5\rho u_\infty^2} \tag{3}$$

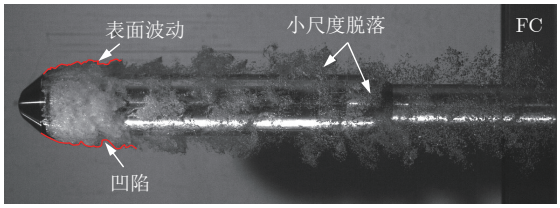
$$\sigma_{\text{v}} = \frac{p_\infty - p_{\text{v}}}{0.5\rho u_\infty^2} \tag{4}$$

式中：C_Q 为通气率，Fr 为弗劳德数，σ_{c} 为通气空化数，σ_{v} 为来流空化数，Q_{in} 为通气量，u_∞为来流速度，g 为重力加速度，p_{c} 为当地压力，p_∞为环境压力，p_{v} 为实验温度下水的饱和蒸汽压，ρ 为水的密度。

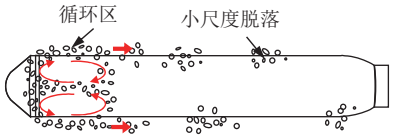
2 结果与讨论

2.1 通气空泡的流态特征

由于空泡与回转体壁面的相互作用，绕回转体通气空泡流动呈现出多种复杂的流态特征[24]。为了进一步分析绕回转体通气空泡流动形态与压力演化之间的关系，本文忽略重力效应，主要聚焦于高弗劳德数下的流场演变过程。图 3～5 分别给出了实验观测得到的 3 种典型通气空泡流态及相应的流动结构示意图，图中 L_{c} 为空泡的最大长度，D_{c} 为空泡的最大直径，实心箭头表示水气混合物运动，空心箭头表示透明区气体运动。这 3 种典型的空泡流态分别为泡沫状空泡（Foamy Cavity, FC）、间歇透明状空泡（Intermittent and Transparent Cavity, ITC）和连续透明状空泡（Continuous and Transparent Cavity,



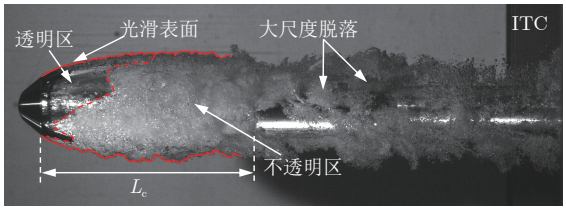
（a）实验观测图



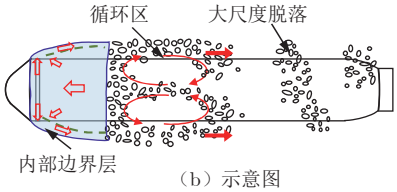
（b）示意图

图 3　FC 的实验观测图及示意图（Fr = 9.58，C_Q = 0.004，σ_v = 5.45）

Fig. 3　Experimental observation and schematic illustration of the foamy cavity at Fr = 9.58, C_Q = 0.004 and σ_v = 5.45



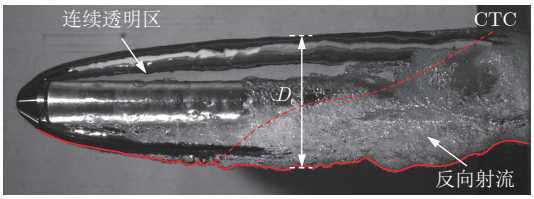
（a）实验观测图



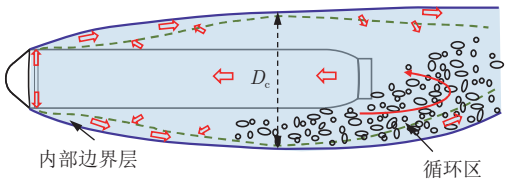
（b）示意图

图 4　ITC 的实验观测图及示意图（Fr = 9.58，C_Q = 0.034，σ_v = 5.47）

Fig. 4　Experimental observation and schematic illustration of the intermittent and transitional cavity at Fr = 9.58, C_Q = 0.034 and σ_v = 5.47



（a）实验观测图



（b）示意图

图 5　CTC 的实验观测图及示意图（Fr = 9.58，C_Q = 0.082，σ_v = 5.47）

Fig. 5　Experimental observation and schematic illustration of the continuous and transparent cavity at Fr = 9.58, C_Q = 0.082 and σ_v = 5.47

CTC）。FC 空泡整体上无明显水气界面，内部为水气两相混合介质，尾部伴有强随机性的小尺度空泡团脱落，如图 3(a)所示。从图 3(b)可以看出，由于通气率较小，通入的气体在回转体肩部分离涡的作用下立即离散成小气泡向下游运动。当离散气泡运动至空泡尾部时，部分气体在水流的剪切作用下脱离主体空泡形成小尺度空泡团脱落；剩余气体在分离涡的夹带作用下进入空泡内部形成回流涡，进而使空泡表面产生波动和凹陷，整体呈现出不透明的泡沫状。

当通入的气体量增大至足以克服回转体肩部分离涡向下游的夹带作用时，离散气泡开始聚集形成较大尺度泡团，此时空泡流态开始转变，逐渐演变为 ITC，如图 4(a)所示。对于 ITC 空泡而言，空泡前端开始出现水气界面清晰的透明区，尾部特征与 FC 空泡类似，表现为水气两相混合剧烈的不透明区，同时空泡的脱落尺度明显增大，以大尺度空泡团脱落为主。从图 4(b)可以看出，相比于 FC 空泡，ITC 空泡内部的气体流动更为复杂。空泡前端透明区会形成内部边界层，气体沿内部边界层向下游运动（图 4(b)中绿色虚线所示），当运动至透明空泡尾部时，部分气体在水流的剪切作用下进入水气混合区，剩余气体进入空泡内部向上游运动。其中，进入水气混合区的气体间歇性地以大尺度空泡脱落形式进行泄气。与文献 [15] 不同的是，ITC 的空泡直径尚未达到最大，透明区的内部边界层没有发生闭合，处于开放状态。另外，值得注意的是，ITC 空泡前端的透明区并不稳定：当回流涡运动至回转体肩部时，整个空泡内始终为水气混合状，此时流动结构与 FC 相同；而当回流涡无法发展至回转体肩部时，空泡前端则呈现连续透明状。

由独立膨胀原理可知，通气空泡的形状为椭球形，其最大直径主要由头部空化器直径决定。在 ITC 空泡的基础上进一步增大空泡尺寸，当空泡直径增长至最大值后，回流涡无法运动至回转体肩部，空泡前端呈现稳定的透明区，通气空泡流态转变为 CTC，如图 5(a)所示。此时的空泡为覆盖回转体的超空泡，空泡上表面无明显波动，空泡尾部以回射流方式泄气。Hao 等[26] 同样对空泡流态进行划分，但其划分的 CTC 空泡未形成覆盖回转体的超空泡，空泡前端的透明区域较小，且空泡后方被不透明的水气混合物覆盖，空泡尾部伴随着大尺度脱落的空泡团，空泡形态存在显著差异。从图 5(b)可以看出，空

泡内部分为 3 个区域：内部边界层、反向流动区和循环区。气体沿内部边界层向下游运动，在达到最大直径后受逆压梯度影响，内部边界层内的气体被夹带至反向流动区。反向流动区内的气体向上游运动的过程中，在空泡上游最终被夹带至内部边界层。空泡尾部的回流涡造成水气掺混形成循环区并向上游运动，空泡尾部的水气混合物受重力效应下沉至空泡尾部下方，由于回流涡与空泡界面的相互作用，空泡下表面产生波动。与 ITC 相比，CTC 空泡的长度和直径显著增加，回流涡无法发展至回转体肩部，透明区稳定存在，且空泡形态随时间变化不明显。

图 6 进一步给出了高弗劳德数（$Fr > 7.98$）下绕回转体通气空泡的流态图谱，其中黑色虚线表示标况下相同的通气量（单位为标准升每分钟，SLPM），黑色实线代表流态转变需要的通气率。FC 分布区域较小，位于图谱左侧，形成于小通气率条件；CTC 分布在图谱右侧，形成于大通气率条件；ITC 分布在两者之间，位于图谱中央，占据图谱大部分位置。其中 CTC 空泡为超空泡，ITC 与 CTC 的分界即局部空泡与超空泡的分界。在同一流态区域内，通气空泡的宏观流态不会因 Fr 和 C_Q 的变化而发生转变。在现有的实验通气量条件下，随着弗劳德数的增大，FC 和 ITC 的分布区域有所增大，这说明形成透明空泡所需的最小通气量随弗劳德数增大而增加。其原因在于弗劳德数增大导致回转体表面分离涡强度增强，进而增强分离涡向下游夹带泄气的能力，空泡需要通入更多气体才能形成连续空泡团。而在相同弗劳德数下，随着通气率的增加，空泡流态由 FC 逐渐转变至 CTC。值得注意的是，由于水洞实验环境不同，3 种空泡流态的分布规律与文献 [26] 存在一定差异，ITC 的分布宽度随 Fr 增加而显著增大，占据范围明显扩展，这可能与水洞阻塞比不同有关。

2.2 压力脉动特性分析

不同空泡流态下的气体泄气过程存在较大差异，这必然导致流场压力演变特征的不同。图 7 给出了 $Fr = 9.58$ 时不同通气率下的时均空泡外形，其中空泡长度和直径采用回转体直径进行无量纲化。当 $C_Q = 0.004$ 时，整个空泡内部充满水气混合物，在回转体肩部形成尺度较小的 FC 空泡。随着通气率增加，空泡径向膨胀，外形发生显著变化，空泡长度和直径增大，通气空泡流态由 FC 逐渐转变为 ITC，空泡在回转体表面的闭合位置逐渐向下游移动。当通气率进一步增大至 $C_Q = 0.067$ 时，空泡直径达到最大值，空泡长度增长至最大截面直径位置之后，流态进一步转变为 CTC。当通气率增加到一定程度后，空泡直径受通气率的影响减弱，通气率的增加不再引起空泡直径的显著增大。

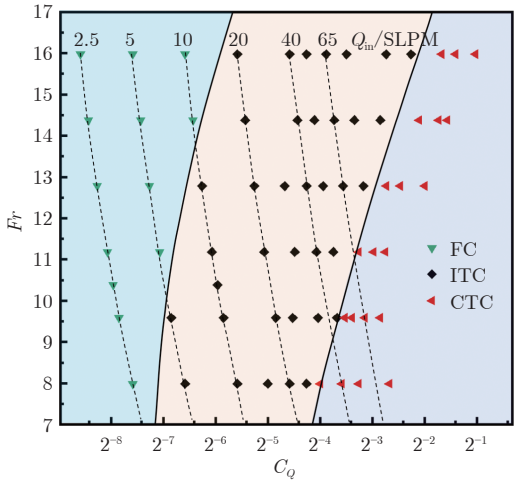


图 6 回转体通气空泡流态图谱

Fig. 6 Flow pattern map of ventilated cavities around an axisymmetric body

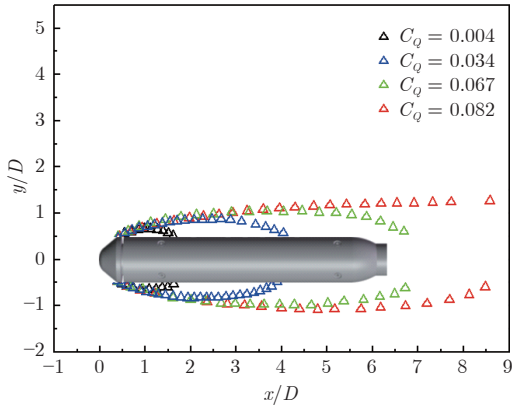


图 7 $Fr = 9.58$ 时不同通气率下的时均空泡外形（$\sigma_v = 5.47$）

Fig. 7 Time-averaged cavity shapes at different ventilation rates at $Fr = 9.58$ and $\sigma_v = 5.47$

图 8 进一步给出了 $Fr = 9.58$ 时不同通气率下 7 个测点的时均压力系数，其中压力系数 $C_p = (p - p_\infty)/(0.5\rho u_\infty^2)$。整体而言，随着通气率增加，所有压力测点的时均压力系数均呈现先减小后增大最后趋于稳定的趋势。文献 [27-28] 给出了回转体表面压力系数的分布规律：空泡内部压力远低于环境压力，空泡尾部出现高于环境压力的峰值，且由于空泡尾部脱落，该区域存在较大的压力波动。结合图 7 可知，当 $C_Q = 0.004$ 时，通气空泡流态为 FC，空泡长度较短且未能完全覆盖测点 P1，此时 7 个测点处均监测到与文献 [27-28] 一致的尾部高压，测点 P1 的压力系数在 $C_p = 0.05$ 附近。随着通气率增加，空泡

长度逐渐增加，被空泡覆盖的测点数目增多。当 $C_Q = 0.017$ 时，空泡逐渐由 FC 转变为 ITC，并开始覆盖测点 P1，P1 的压力迅速降低至环境压力以下，压力系数降至 $C_p = -0.116$，而测点 P2～P7 尚未被空泡覆盖，其压力系数仍为正值。由于空泡长度增加，测点 P2～P7 较 $C_Q = 0.004$ 时更靠近空泡尾部，易受脱落空泡团影响，导致测点压力上升。当通气率进一步增加至 $C_Q = 0.034$ 时，空泡持续增长并逐渐覆盖至测点 P6，测点 P1～P6 压力持续降低，而未被空泡覆盖的测点 P7 压力进一步增大至最大值。由于空泡前端出现连续透明区，测点 P1 和 P2 压力降至泡内压力最低值，P1 的压力系数达到最小值 $C_p = -0.257$；测点 P3～P6 位于空泡尾部水气混合区，压力虽有所降低但未达到最小值，且越远离空泡尾部，压力降幅越大。当通气率增加至 $C_Q = 0.058$ 时，空泡长度迅速增加至覆盖整个回转体，所有测点均位于空泡内部，压力均小于环境压力且趋于一致，但由于通气率增大，泡内压力有所提升，测点 P1 的压力系数较小通气率时有所增加（$C_p = -0.189$）。继续增加通气率，测点 P1 的压力系数继续增大，当通气率超过 $C_Q = 0.078$ 后，空泡透明区完全覆盖整个回转体，测点 P1 的压力系数基本保持不变，随通气量仅有微小变化，逐渐稳定至 $C_p = -0.153$。值得注意的是，在 $C_Q = 0.058$～0.078 变化过程中，所有测点压力均出现不同程度的波动，这可能与空泡底部回流涡形成的反向射流有关。

为阐明通气率与空化数之间的关系，表 1 给出了 $Fr = 9.58$ 时不同测点处的当地空化数。表中“/”表示该工况下对应测点处于空泡外部，由于空泡外的空化数不具备实际物理意义，故未给出相应数据。图 9 给出了不同弗劳德数下测点 P1 在不同通气率时的空化数。由表 1 和图 9 可知，不同弗劳德数下测点 P1 的当地空化数发展趋势一致。在小通气率下，测点 P1 位于空泡尾部，受反向射流影响，测得的空化数较小。随着通气率增加，空泡长度增大，测点逐渐被空泡覆盖，当 P1 位于空泡内部时，其当地空化数增加。测点 P1 进入空泡内部后，进一步增大通气率，空泡尺寸增加且泡内压力升高，P1 处当地空化数逐渐减小。根据文献 [11] 和 [29]，在固定弗劳德数下增加通气量，空化数减小，但受限于测试段壁面阻塞及水洞性能，空化数不能无限减小。当 $Fr = 9.58$ 时，随着通气率增加，测点 P1 的当地空化数减小至 $\sigma_c = 0.153$，与张广等[30] 的模拟结果趋于一致。Zou 等[31] 提出了最小空化数经验公式 $\sigma_m = \left[(2.5C_{x0})^{1/3} - 1.472B^{-0.3755}\right]Fr^{-4/3} + 3.885B^{-1.276}$，其中，$\sigma_m$ 为最小空化数，B 为阻塞比（$B = D_T/D$，D_T 为空泡水筒的水力直径，本实验中 $D_T = 600$ mm，$D = 40$ mm），C_{x0} 为空化数为 0 时锥头回转体的阻力系数，本实验取 0.61[32]。当 $Fr = 9.58$ 时，计算得到的最小空化数 $\sigma_m = 0.153$，与实验结果一致。当 $Fr = 12.78$ 时，计算得到的最小空化数 $\sigma_m = 0.143$，实验测得测点 P1 的当地空化数稳定在 0.141 附近，二者差异不大。此外，最小空化数是指在一定条件下所能达到的空化数最小值，由经验公式可知，其与水洞性能、模型结构及来流条件有关，而与通气量大小无关。

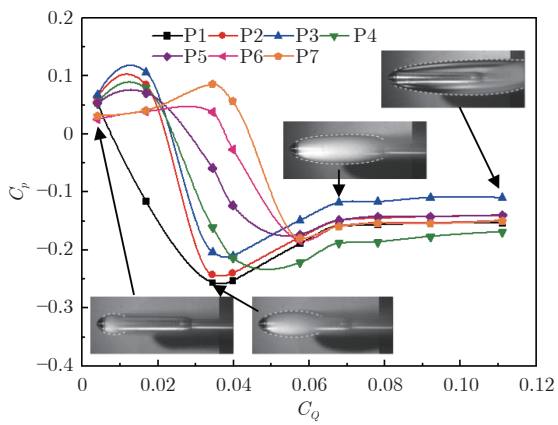


图 8　不同通气率下的压力系数

Fig. 8　The pressure coefficient at different ventilation rates

空泡的断裂与脱落等非定常特性是绕回转体通气空泡流动的重要特征。为进一步研究不同流态下空泡非定常演化过程中的压力脉动特性，图 10 给出了图 3 和 4 中 FC 和 ITC 空泡长度随时间 t 的变化规律。FC 空泡和 ITC 空泡的时均长度分别为 $1.4D$ 和 $3.9D$，ITC 空泡长度脉动幅值明显高于 FC。为定量描述空泡长度的波动程度，计算了 2 种流态下的标准差：FC 空泡长度的标准差为 0.1736，ITC 空泡长度的标准差为 0.2836，表明 ITC 空泡长度的离散程度更高，随时间脉动更大，非定常特征更显著。

图 11 和 12 分别给出了 FC 和 ITC 空泡形态的发展演化过程以及对应的压力系数随时间的变化，图中小圆圈表示传感器在模型表面的分布位置。FC 空泡经历生长、断裂及小尺度空泡脱落的过程，如图 11（a）所示，白色虚线位置为空泡闭合位置。当 $t = 0.46$ s 时，通气空泡长度最短，脱落的小尺度空泡团覆盖在回转体表面；当 $t = 0.48$ s 时，空泡长度增加，空泡表面出现断裂；当 $t = 0.49$ s 时，空泡上部从裂痕处断裂，气体继续通入，空泡出现局部凹陷

表 1 不同通气率下的空化数

Table 1 Cavitation numbers at different ventilation rates

C_Q	σ_c						
	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7
0.017	0.116	/	/	/	/	/	/
0.034	0.257	0.243	0.204	0.161	0.059	/	/
0.040	0.253	0.240	0.210	0.213	0.124	0.027	/
0.058	0.189	0.179	0.149	0.222	0.174	0.184	0.180
0.067	0.159	0.149	0.119	0.189	0.149	0.159	0.160
0.078	0.157	0.146	0.118	0.187	0.143	0.154	0.154
0.092	0.154	0.143	0.111	0.177	0.143	0.153	0.155
0.111	0.153	0.141	0.111	0.169	0.140	0.150	0.150

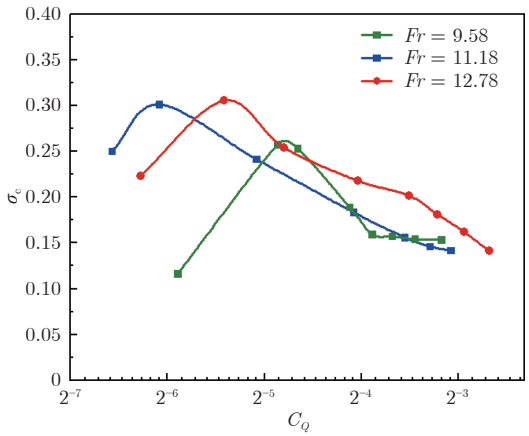


图 9 测点 P1 在不同通气率下的空化数

Fig. 9 Cavitation numbers at measurement point P1 under different ventilation rates

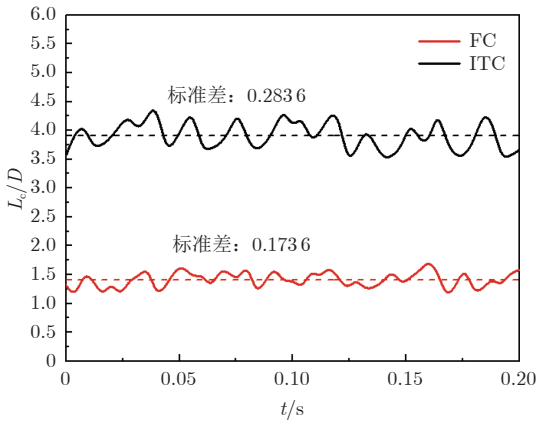
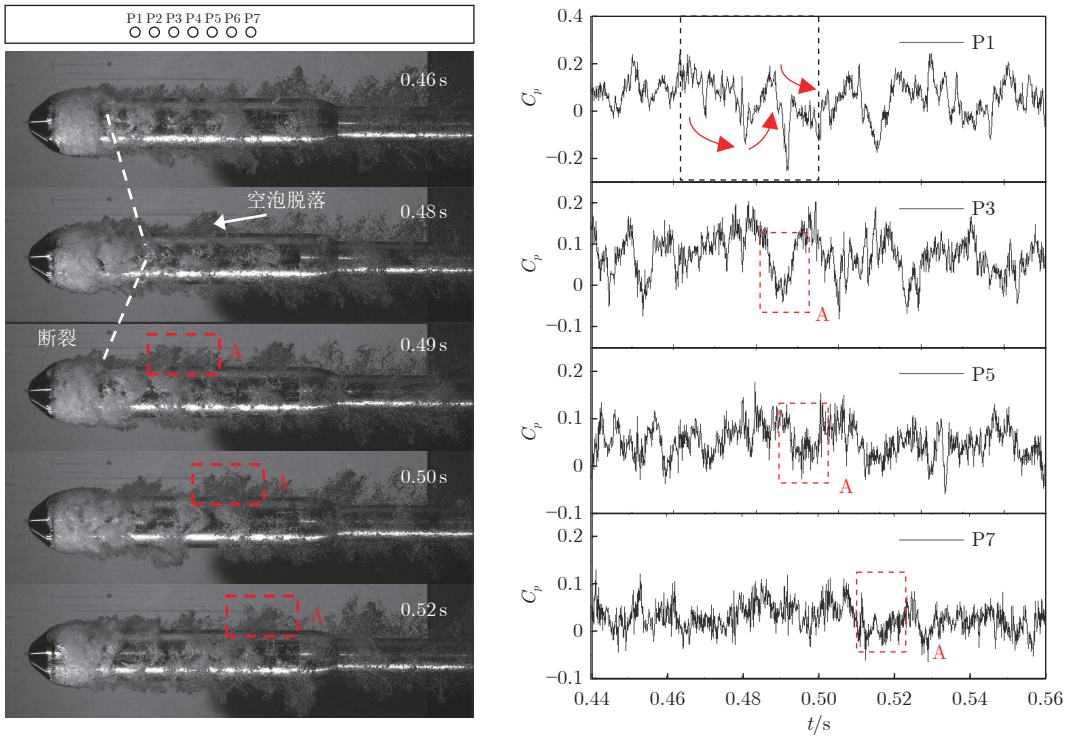


图 10 2 种流态下空泡长度随时间的变化（FC: Fr = 9.58，C_Q = 0.004; ITC: Fr = 9.58，C_Q = 0.034）

Fig. 10 Cavity length variation with time in two flow patterns (FC: Fr = 9.58, C_Q = 0.004; ITC: Fr = 9.58, C_Q = 0.034)

和膨胀。空泡下表面未出现断裂现象，表明空泡脱落具有强烈的三维特性，空泡发展和断裂位置具有一定随机性。从图 11(b)可以看出，压力脉动过程与空泡形态演变密切相关，整体表现为压力系数先减小至某一拐点后逐渐增加至峰值。测点 P1、P3 压力系数脉动较强，测点 P5、P7 压力系数脉动较弱。在空泡演化过程中，空泡周期性生长、脱落并覆盖测点 P1。当 t = 0.46 s 时，空泡闭合于测点 P1 之前，测点 P1 出现压力峰值。随着气体继续通入，空泡长度增加，当 t = 0.48 s 时空泡生长至最长并覆盖测点 P1，此时测点 P1 压力降低至环境压力以下，测点 P3 出现压力峰值，空泡内外存在较大压力梯度，导致空泡中间出现裂痕。当 t = 0.49 s 时，空泡在外部高压作用下上表面发生明显脱落，空泡长度减小。脱落的空泡团离开尾部向下游运动，测点 P1 不再被空泡覆盖，压力升高并出现新峰值。在 t = 0.46～0.56 s 内，空泡经历 2 个周期的生长–断裂过程，测点 P1 压力随空泡生长和脱落周期性变化。由上述分析可知，测点 P1 的压力脉动由空泡生长和尾部小尺度脱落共同导致，呈现高频低幅值脉动特征，压力系数波动幅值约为 0.18。空泡无法覆盖测点 P3、P5、P7，这些位置的压力脉动由尾部脱落的小尺度空泡团向下游运动引起。当 t = 0.49 s 时空泡断裂形成的小尺度空泡团 A(用红色虚线框示意)运动至测点 P3，测点 P3 压力迅速下降至泡内低压；当 t = 0.5 s 时，小尺度空泡团 A 离开测点 P3 继续向下游运动至测点 P5，测点 P5 被空泡团 A 覆盖，压力迅速下降，而测点 P3 压力迅速升高；当 t = 0.52 s 时，小尺度空泡团 A 离开测点 P5 后运动至测点 P7，测点 P7 被空泡覆盖，压力迅速下降，而测点 P5 压力升高至新峰值。

与 FC 相比，ITC 空泡前端间歇性出现透明区，空泡长度和直径显著增加，空泡脱落尺度更大，其发展和演化过程与 FC 存在明显差异。图 12(a)给出了 ITC 空泡的演化过程。ITC 空泡经历反向射流发

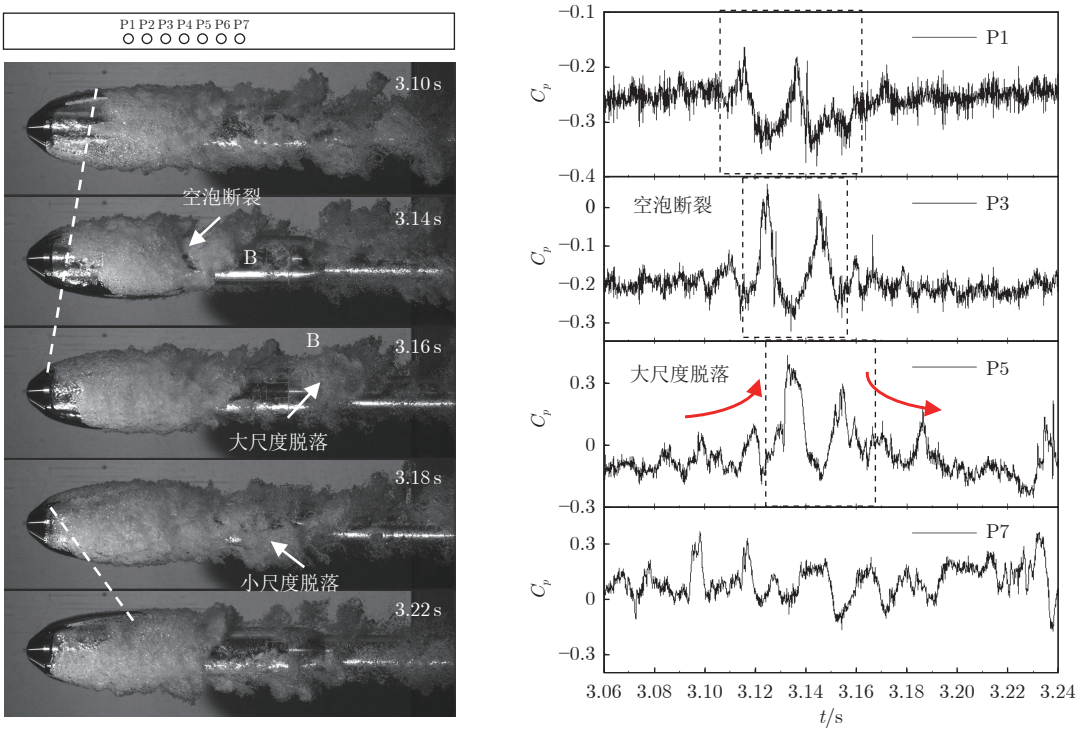


（a）空泡的发展演化过程　　（b）压力系数随时间的变化

图 11　FC 空泡的演化过程及其压力系数随时间的变化（Fr = 9.58，C_Q = 0.004）

Fig. 11　Evolution process of the FC cavity and its pressure coefficient variation with time (Fr = 9.58, C_Q = 0.004)

展、空泡断裂和生长、大尺度空泡脱落的过程。受反向射流影响，空泡前端透明区不稳定，尾部出现较高压力梯度，导致空泡断裂脱落，该过程与文献 [22] 类似。当 t = 3.10 s 时，空泡前端出现水气界面稳定的



（a）空泡的发展演化过程　　（b）压力系数随时间的变化

图 12　ITC 空泡的演化过程及其压力系数随时间的变化（Fr = 9.58，C_Q = 0.034）

Fig. 12　Evolution process of the ITC cavity and its pressure coefficient variation with time (Fr = 9.58，C_Q = 0.034)

透明区，后方为不透明的水气混合区，伴随明显空泡脱落，脱落空泡附着于回转体表面。当 $t = 3.14$ s 时，反向射流向上游运动，空泡前端上方逐渐被水气混合物覆盖，空泡尾部发生断裂，形成脱落的大尺度空泡团 B，空泡长度明显减小。$t = 3.16$ s 时，随着气体继续通入，空泡长度增加，上一时刻脱落的大尺度空泡团 B 运动至下游，此时反向射流运动至回转体肩部，回转体上方空泡被水气混合物完全覆盖，而下方空泡仍存在透明区，表明反向射流发展具有明显三维特性。当 $t = 3.18$ s 时，空泡完全被水气混合物覆盖，整体呈现水气混合状态，空泡尾部形成一系列较小尺度的连续脱落并覆盖回转体表面。随着空泡继续生长，回射流向下游运动，当 $t = 3.22$ s 时，通气空泡前缘上方再次出现透明区，上一时刻连续脱落空泡运动至下游，回转体表面被更小尺度空泡覆盖。

图 12(b)给出了测点 P1、P3、P5、P7 对应位置的压力系数随时间的变化。整体而言，与 FC 相比，ITC 空泡的瞬态压力分布呈现低频高幅值脉动特征。当 $C_Q = 0.034$ 时，空泡覆盖测点 P1 和 P3，二者压力均小于环境压力，压力系数为负值。测点 P5 和 P7 位于空泡尾部，压力脉动正负交替，压力系数脉动幅值分别为 0.49 和 0.29。由于尾部高压存在，反向射流发展程度更强，导致空泡尾部脱落尺度更大，ITC 空泡长度随时间波动程度更大。在 $t = 3.10$～3.16 s 期间，测点 P1 和 P3 处压力剧烈波动，这是因为通气空泡经历了断裂和生长过程，空泡尾部断裂脱落引起的压力脉动传递至空泡内部。$t = 3.16$ s 后，通气空泡长度基本不变，测点 P1 和 P3 压力脉动幅度减小并稳定在某一值附近：测点 P1 压力系数在 $C_p = -0.25$ 上下波动，测点 P3 在 $C_p = -0.22$ 上下波动。空泡断裂过程中，测点 P5 首先出现压力脉动，随后传递至测点 P3，并继续影响上游测点 P1。测点 P5 位于通气空泡尾部，由于空泡断裂，该点间歇性监测到高压：$t = 3.14$ s 时空泡断裂，测点 P5 压力升高；当空泡生长覆盖测点 P5 后，该点恢复至泡内低压。与测点 P1、P3 相比，P5 压力更高，压力系数更大。测点 P7 位于空泡后部，未被空泡覆盖，其压力脉动频率较大，压力系数正负交替，这是由通气空泡断裂产生的大尺度与小尺度空泡间歇性发展至覆盖测点 P7 所致。

3 结 论

本文基于循环水洞开展了绕锥头回转体通气空泡流态特征及其压力特性的实验研究，分析了高弗劳德数下绕回转体通气空泡的流动结构及不同空泡形态下回转体壁面的压力演化规律，得到以下结论：

1)高弗劳德数下，绕锥头回转体通气空泡呈现出泡沫状(FC)、间歇透明状(ITC)和连续透明状(CTC)3 种典型流态。空泡流态的转变与回转体表面回流涡的发展密切相关：当空泡闭合于最大截面直径下游时，回流涡无法发展至回转体肩部，空泡前端连续透明区稳定存在。

2)在特定弗劳德数下，随着通气率增加，空泡长度增大，流态由 FC 逐渐转变为 CTC，不同测点获得的回转体壁面时均压力均呈现先减小后增大并最终稳定的趋势。当 $Fr = 9.58$ 时，测点 P1 的时均压力系数随通气量增加逐渐稳定至−0.153 附近。

3)FC 空泡形态下，回转体壁面瞬态压力分布呈现高频低幅值脉动，主要由空泡末端小尺度空泡团的断裂、脱落及向下游运动导致；ITC 空泡末端以大尺度空泡脱落为主，空泡断裂脱落使流场压力分布呈现低频高幅值脉动，且该压力脉动可传递至空泡内部。

参考文献：

[1] SANDERS W C, WINKEL E S, DOWLING D R, et al. Bubble friction drag reduction in a high-Reynolds-number flat-plate turbulent boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 552: 353-380. doi: 10.1017/S0022112006008688

[2] 王海斌, 张嘉钟, 魏英杰, 等. 水下航行体通气超空泡减阻特性实验研究[J]. 船舶工程, 2006, 28(3): 14-17.
WANG H B, ZHANG J Z, WEI Y J, et al. Experimental study of the drag reduction of ventilated supercavity of underwater bodies[J]. Ship Engineering, 2006, 28(3): 14-17.

[3] 颜开, 褚学森, 许晟, 等. 超空泡流体动力学研究进展[J]. 船舶力学, 2006, 10(4): 148-155.
YAN K, CHU X S, XU S, et al. Research progress of supercavitation hydrodynamics[J]. Journal of Ship Mechanics, 2006, 10(4): 148-155.

[4] SHAO S Y, KARN A, AHN B K, et al. A comparative study of natural and ventilated supercavitation across two closed-wall water tunnel facilities[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 88: 519-529. doi: 10.1016/j.expthermflusci.2017.07.005

[5] QIN S J, WU Y, WU D Z, et al. Experimental investigation of ventilated partial cavitation[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2019, 113: 153-164. doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.01.007

[6] 陈伟政, 韦喜忠, 李鹏. 通气空泡水洞试验壁面影响理论分析及空化数修正[J]. 实验流体力学, 2021, 35(2): 112-116.
CHEN W Z, WEI X Z, LI P. Wall effects and cavitation number correcting of supercavitating tests in water

tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2021, 35(2): 112-116.
doi: 10.11729/syltlx20200007

[7] ZOU W, ZHANG X. Shear layer on a ventilated supercavity wall[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2021, 135: 103504.
doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103504

[8] 段磊, 王国玉, 付细能. 绕圆头回转体通气空化流型的实验研究[J]. 实验流体力学, 2014, 28(4): 31-36,64.
DUAN L, WANG G Y, FU X N. Experimental research on multiphase flow of ventilated cavity around a hemisphere cylinder[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2014, 28(4): 31-36,64.
doi: 10.11729/syltlx20130040

[9] REICHARDT H. The law of cavitation bubbles as axially symmetric bodies in a flow[J]. Ministry of Aircraft Production, Report and Translation, 1946, 766: 322-326.

[10] COX R N, CLAYDEN W A. Air entrainment at the rear of a steady cavity[C]//Proceedings of the Symposium on Cavitation in Hydrodynamics. 1956.

[11] KARN A, ARNDT R E A, HONG J R. An experimental investigation into supercavity closure mechanisms[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2016, 789: 259-284.
doi: 10.1017/jfm.2015.680

[12] XU H Y, LUO K, DANG J J, et al. Numerical investigation of supercavity geometry and gas leakage behavior for the ventilated supercavities with the twin-vortex and the re-entrant jet modes[J]. International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering, 2021, 13: 628-640.
doi: 10.1016/j.ijnaoe.2021.04.007

[13] 许海雨, 罗凯, 黄闯, 等. 低弗劳德数通气超空泡初生及发展演变特性[J]. 上海交通大学学报, 2021, 55(8): 934-941.
XU H Y, LUO K, HUANG C, et al. Variation characteristics of formation and development of ventilated supercavity at low Froude numbers[J]. Journal of Shanghai Jiao Tong University, 2021, 55(8): 934-941.
doi: 10.16183/j.cnki.jsjtu.2020.128

[14] 陆凡, 李杰. 无后体空化器双涡管泄气模式通气超空泡内部流动结构研究[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2023, 38(3): 356-362.
LU F, LI J. Study on flow structure in supercavity ventilated by double vortex tube in backless cavitation device[J]. Chinese Journal of Hydrodynamics, 2023, 38(3): 356-362.
doi: 10.16076/j.cnki.cjhd.2023.03.004

[15] WU Y, LIU Y, SHAO S Y, et al. On the internal flow of a ventilated supercavity[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019, 862: 1135-1165.
doi: 10.1017/jfm.2018.1006

[16] LV Y F, ZHANG M J, LIU T T, et al. Physical and numerical study on the transition of gas leakage regime of ventilated cavitating flow[J]. Ocean Engineering, 2021, 239: 109861.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2021.109861

[17] SHAO S Y, BALAKRISHNA A, YOON K, et al. Effect of mounting strut and cavitator shape on the ventilation demand for ventilated supercavitation[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2020, 118: 110173.
doi: 10.1016/j.expthermflusci.2020.110173

[18] LEE S J, KAWAKAMI E, KARN A, et al. A comparative study of behaviors of ventilated supercavities between experimental models with different mounting configurations[J]. Fluid Dynamics Research, 2016, 48(4): 045506.
doi: 10.1088/0169-5983/48/4/045506

[19] ZHANG X W, WEI Y J, ZHANG J Z, et al. Experimental research on the shape characters of natural and ventilated supercavitation[J]. Journal of Hydrodynamics, Ser B, 2007, 19(5): 564-571.
doi: 10.1016/S1001-6058(07)60154-1

[20] 魏英杰, 闵景新, 王聪, 等. 重力静压梯度场中通气空泡形态研究[J]. 兵工学报, 2009, 30(9): 1217-1222.
WEI Y J, MIN J X, WANG C, et al. Research on ventilated cavity shapes in a longitudinal gravity force field[J]. Acta Armamentarii, 2009, 30(9): 1217-1222.

[21] WANG Y W, HUANG C G, DU T Z, et al. Shedding phenomenon of ventilated partial cavitation around an underwater projectile[J]. Chinese Physics Letters, 2012, 29(1): 014601.
doi: 10.1088/0256-307x/29/1/014601

[22] 张孝石. 水下航行体空化流动与压力脉动特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2017.
ZHANG X S. Study on the cavitating flows and pressure fluctuation for underwater vehicle[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2017.

[23] SUN T Z, ZHANG X S, XU C, et al. Numerical modeling and simulation of the shedding mechanism and vortex structures at the development stage of ventilated partial cavitating flows[J]. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 2019, 76: 223-232.
doi: 10.1016/j.euromechflu.2019.02.011

[24] LIU T T, HUANG B, WANG G Y, et al. Experimental investigation of the flow pattern for ventilated partial cavitating flows with effect of Froude number and gas entrainment[J]. Ocean Engineering, 2017, 129: 343-351.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2016.11.026

[25] LIU T T, HUANG B, WANG G Y, et al. Experimental investigation of ventilated partial cavitating flows with special emphasis on flow pattern regime and unsteady shedding behavior around an axisymmetric body at different angles of attack[J]. Ocean Engineering, 2018, 147: 289-303.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2017.10.039

[26] HAO L, KONG D C, WU Y, et al. Transition and gas leakage mechanisms of ventilated cavities around a conical axisymmetric body[J]. Physical Review Fluids, 2022, 7(12): 123901.
doi: 10.1103/physrevfluids.7.123901

[27] 孙铁志. 通气参数对潜射航行体流体动力特性影响的数值模拟研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2012.
SUN T Z. Numerical study on effect of ventilation parameters on hydrodynamic characteristics of submaring-launched vehicle[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2012.

[28] ZHANG X S, WANG C, WEKESA D W. Numerical and experimental study of pressure-wave formation around an underwater ventilated vehicle[J]. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 2017, 65: 440-449.
doi: 10.1016/j.euromechflu.2017.01.011

[29] KAWAKAMI E, ARNDT R E A. Investigation of the behavior of ventilated supercavities[J]. Journal of Fluids Engineering, 2011, 133(9): 091305.
doi: 10.1115/1.4004911

[30] 张广, 于开平, 邹望, 等. 通气空泡最小空化数影响因素数值研究[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2013, 45(5): 13-17.
ZHANG G, YU K P, ZOU W, et al. Numerical research on influencing factors of ventilated cavity minimum cavitation number[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2013, 45(5): 13-17.
doi: 10.11918/j.issn.0367-6234.2013.05.003

[31] ZOU W, YU K P, ARNDT R E A, et al. On minimum cavitation number of the ventilated supercavity in water tunnel[J]. Science China Physics, Mechanics and Astronomy, 2013, 56(10): 1945-1951.
doi: 10.1007/s11433-012-4917-0

[32] LEE S J, PAIK B G, KIM K Y, et al. On axial deformation of ventilated supercavities in closed-wall tunnel experiments[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 96: 321-328.
doi: 10.1016/j.expthermflusci.2018.03.014



作者简介:

李 涵(1999—),女,河北邯郸人,硕士研究生。研究方向:通气空泡流态特征及非定常特性。

E-mail: lh184358@163.com

(编辑:秦虹)