

# 圆柱体落水过程多相流体动力特性数值分析

王 聪<sup>1</sup>, 夏维学<sup>2</sup>, 陈超倩<sup>3</sup>

- (1. 哈尔滨工业大学航天学院, 哈尔滨 150001;
2. 海军工程大学兵器工程系, 武汉 430033;
3. 西北机电工程研究所, 咸阳 712099)

**摘要:** 针对圆柱体大角度落水过程多相流动问题, 采用 VOF 多相流模型和重叠网格技术分析了低弗劳德数条件下圆柱体落水过程空泡演化、水动力特性以及尺度效应的影响。结果表明: 不同直径的圆柱体落水空泡均发生拉断闭合, 且空泡闭合时间随弗劳德数增加而线性增大。除落水抨击和空泡闭合阶段外, 升力系数在空泡闭合前的平均增长率比空泡闭合后快。阻力系数从落水撞击至空泡闭合阶段变化一致, 但是在空泡闭合后出现分化现象。

**关键词:** 圆柱体落水; 空泡演化; 水动力特性; 多自由度运动

中图分类号: O351.2      文献标识码: A      文章编号: 2096-4080 (2021) 03-0048-11

## Numerical Investigation on Multiphase Hydrodynamic Characteristics for Cylinder Water Entry

WANG Cong<sup>1</sup>, XIA Weixue<sup>2</sup>, CHEN Chaoqian<sup>3</sup>

- (1. School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China;
2. Department of Weaponry Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;
3. Northwest Institute of Mechanical and Electrical Engineering, Xianyang 712099, China)

**Abstract:** This study presents the multiphase flow characteristics and scale effect of compound movement for inclined cylinder in water entry. The VOF multiphase flow model and overset mesh technology are employed to carry out the water entry simulation of cylinder under lower Froude number. The cavity evolution, hydrodynamic characteristics and scale effect are analyzed for the water entry of cylinder with different diameters. Within the scope of initial parameters of current study, the cavity almost occurs deep seal in the water entry of the cylinder with different diameters. The pinch-off time linearly increases with the increase of Froude number. The lift coefficient is similar between the stage of impact and pinch-off stage for different diameter cylinders. Whereas, lift coefficient increases faster for the cylinder with smaller diameter after pinch off.

**Key words:** Cylinder water entry; Cavity evolution; Hydrodynamic characteristics; Compound movement

### 0 引言

运动体落水广泛存在于海洋工程、航空航天和日常生活, 如船舶撞击、鱼雷入水、飞机水上

迫降、滑跳等。本文采用数值方法开展具有初始倾角的圆柱体落水过程多相流动特性和多自由度运动特性研究。

针对运动体落水问题的研究最早见于 19 世纪

收稿日期: 2021-01-13; 修订日期: 2021-04-25

作者简介: 王聪 (1966-), 男, 博士, 教授, 主要研究方向为跨介质多相流动力学。E-mail: alanwang@hit.edu.cn

末, Worthington<sup>[1]</sup>针对不同参数的球体、液滴垂直下落撞击自由液面落水的实验研究, 分析了落水参数对空泡、水面波纹、回射流水柱、液滴反弹等现象的影响。运动体抨击自由液面瞬间受到瞬时抨击载荷作用<sup>[2-3]</sup>, 该抨击载荷可能导致运动体结构破坏, 内部仪器设备失效等问题。为了解决落水撞击问题, May 等<sup>[4-9]</sup>较为系统地研究了小球落水撞击、空泡生成、空泡闭合, 空泡溃灭等流动现象, 并分析了落水流动机理及其水动力特性<sup>[8-9]</sup>。Mcgehee 等<sup>[10]</sup>开展了返回舱原型和模型落水实验, 定量分析了不同接触角和攻角落水的加速度峰值。何春涛等<sup>[11]</sup>、路中磊等<sup>[12]</sup>针对圆柱体低速入水空泡形态特性进行了实验研究, 获得了不同速度下空泡闭合与演化规律。Grumstrup 等<sup>[13]</sup>、Yang 等<sup>[14]</sup>使用不同材料球体, 开展了低弗劳德数条件下落水实验, 解释了运动体落水过程的空泡波纹现象。Bodily 等<sup>[15]</sup>通过在模型内嵌入内测单元, 获得不对称亲疏水表面细长体落水加速度和角加速度的时变特性。Truscott 等<sup>[16-17]</sup>、夏维学等<sup>[18]</sup>进行了大量的旋转小球落水实验, 得到了旋转小球落水非对称的空泡演化现象, 并分析了低弗劳德数旋转小球产生的水楔、马格努斯效应曲线轨迹等。Bocquet<sup>[19]</sup>、Rosellini 等<sup>[20]</sup>采用实验和理论方法研究了刚性圆片落水弹跳现象, 获得了不同弹跳周期内空泡演化、再落水抨击时间的变化规律, 并建立了预测圆片运动和能量耗散的理论模型。Belden 等<sup>[21]</sup>、Farouk 等<sup>[22]</sup>分别通过实验和数值模型开展了小球落水弹跳研究, 获得了小球落水多相流场演化, 给出了基于高弗劳德数到低弗劳德数的渐进临界角的修正经验模型。

本文通过具有初始倾角的圆柱体在低弗劳德数条件下落水多自由度运动的数值分析, 开展不同直径圆柱体大角度落水过程空泡演化规律研究, 对比分析尺寸效应对落水空泡的影响, 并获得圆柱体落水过程流体动力演化特性。

## 1 数值分析方法

本文针对圆柱体在低弗劳德数条件下落水过程, 忽略流体介质的可压缩特性、空化和热效应, 假设圆柱体为刚体。考虑到具有初始倾角的圆柱体落水过程的复杂性和非定常多相流动特性, 采用基于 VOF 多相流模型的大涡模拟方法, 以及重叠网格方法开展圆柱体落水过程复杂多自由度运

动及流场演化特性研究。

### 1.1 基本控制方程

VOF 多相流模型是适用于多种互不相溶的流体介质界面追踪技术, 并忽略相间的相对滑移。对于仅涉及水和气两相的流动, 定义  $\alpha_w$  为控制单元内水相的体积分, 其表达式为

$$\alpha_w = V_w / V_c \quad (1)$$

式中,  $V_w$  为控制单元内水介质的体积,  $V_c$  为控制单元的体积。根据以上定义,  $1 - \alpha_w$  为空气相体积分, 则给定控制单元内流体体积分:  $\alpha_w = 1$  表示控制单元内全为水介质,  $\alpha_w = 0$  表示控制单元内全为空气,  $0 < \alpha_w < 1$  表示控制单元由空气和水的混合介质组成。

控制单元内混合介质密度  $\rho_m$  和混合动力黏度  $\mu_m$  表达式为

$$\rho_m = (1 - \alpha_w)\rho_a + \alpha_w\rho_w \quad (2)$$

$$\mu_m = (1 - \alpha_w)\mu_a + \alpha_w\mu_w \quad (3)$$

式中,  $\rho_a$  为空气相的密度,  $\mu_a$  为空气相的运动黏度,  $\rho_w$  为水相的密度,  $\mu_w$  为水相的运动黏度。

大涡模拟 (LES) 是基于流域空间滤波操作, 通过高频相关性将流域内的涡旋分解成直接求解尺度涡旋 (较大) 和亚格子尺度涡旋 (较小)。因此, 对于流场内任意变量  $\phi$ , 都可以由直接求解部分  $\bar{\phi}$  和近似求解部分  $\phi'$  组成<sup>[23]</sup>, 经过空间滤波的连续性方程和动量方程为

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_m \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (5)$$

式中,  $x_i$  为笛卡尔坐标, 下标  $i=1, 2, 3$  分别代表笛卡尔坐标系  $x, y, z$  这 3 个坐标分量, 下同;  $u_i$  为笛卡尔坐标系下的速度分量;  $t$  为落水物理时间;  $p$  为控制体正压力;  $\nu_m$  为混合运动黏度, 定义为  $\nu_m = \mu_m / \rho_m$ ;  $\tau_{ij}$  为亚格子尺度应力, 针对不可压缩湍流流动的亚格子尺度应力张量模型为<sup>[24]</sup>

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = 2\nu_i \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

式中,  $\delta_{ij}$  为克罗内克 (Kronecker) 符号 (当  $i=j$  时,  $\delta_{ij}=1$ ; 当  $i \neq j$  时,  $\delta_{ij}=0$ );  $\nu_i$  为亚格子尺度湍流黏度;  $\bar{S}_{ij}$  为滤波后的应变率张量, 其表达式为

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

为了获得精确的近壁面湍流, 本文数值分析采用 WALE SGS 模型<sup>[25]</sup>, 则  $\nu_t$  的定义为

$$\nu_t = \rho_m \Delta_s^2 \bar{S}_w \quad (8)$$

式中,  $\Delta_s$  为亚格子特征长度,  $\bar{S}_w$  为变形参数。

## 1.2 计算模型

本文基于 Star-CCM+ 开展圆柱体落水过程多相流动特性研究。图 1 为圆柱体大角度落水的计算域及边界条件, 该计算域与圆柱体落水试验的水箱一致<sup>[26]</sup>。计算域顶面的边界条件为压力入口, 其余表面均为壁面边界, 如图 1 所示。

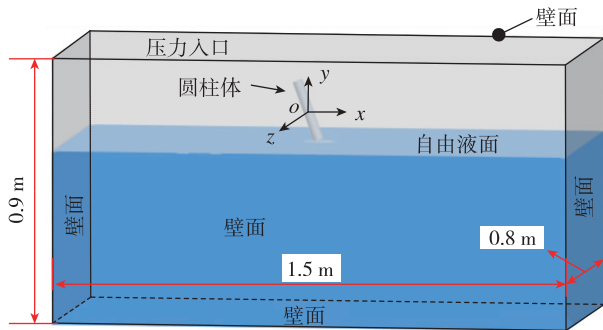
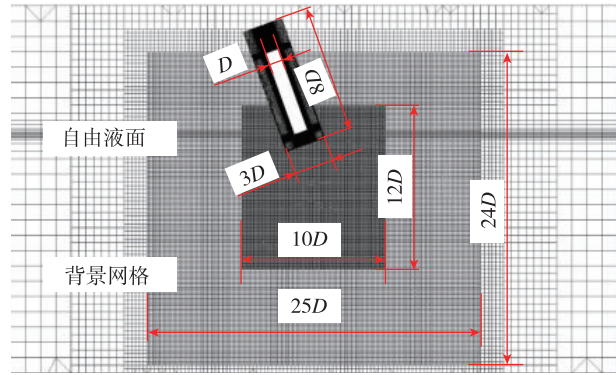


图 1 值模拟计算域和边界条件

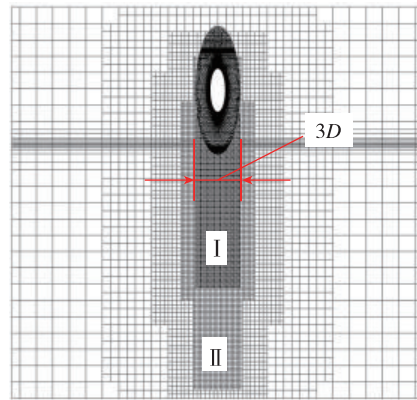
Fig. 1 Computational domain and boundary condition

重叠网格技术被用于捕捉圆柱体落水后的复杂多自由度运动, 图 2 给出了采用重叠网格技术的网格分布, 其中圆柱体直径  $D=29$  mm, 长度  $L=180$  mm。为了保障计算精度的同时提高计算效率, 采用切割体网格法生成如图 2 所示的非结构背景网格。为了准确捕捉圆柱体落水后的水动力变化和空泡瞬态演化, 在背景域中建立了  $10D \times 3D \times 12D$  和  $25D \times 3D \times 24D$  两个网格预加密区 I 和 II。同时自由液面区域也进行了加密处理, 以提高自由液面变化捕捉精度。为了更好地控制圆柱体壁面边界层网格的增长以及圆柱体域的网格分布, 采用 ICEM 软件生成圆柱体域网格, 如图 2 (c) 所示, 保证了在本文研究的圆柱体落水速度条件下满足  $y^+ < 1$  的约束条件。采用直径为  $3D$ 、长度为  $8D$  的圆柱计算域作为子计算域, 数值分析过程将圆柱体表面边界条件设置为无滑移壁面, 并给定固定接触角为  $67^\circ$ 。

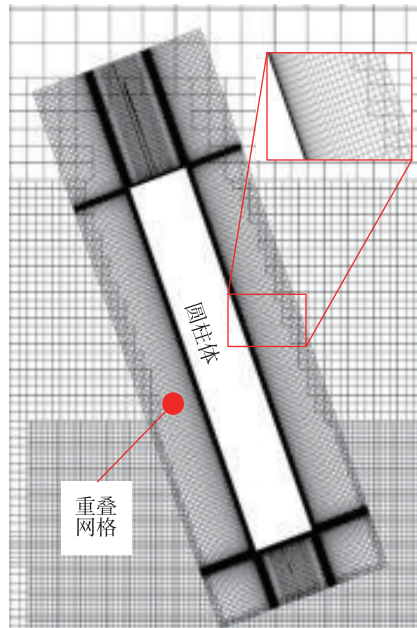
为了研究尺寸效应对圆柱体落水多相流动的影响, 以圆柱体直径  $D=29$  mm 为参考, 在保证圆柱体落水速度  $v_0=2.5$  m/s、倾角  $\alpha_0=120^\circ$ 、长



(a)  $xoy$  截面网格



(b)  $yoz$  截面网格



(c) 圆柱体附近网格

图 2 计算域网格分布

Fig. 2 Distribution of the computational grid

细比、当量密度以及质量分布等初始参数相同的条件下, 开展不同直径的圆柱体落水过程数值分析, 表 1 中给出了圆柱体的详细参数。



表 1 圆柱体参数

Tab. 1 Parameters of the cylinder

直径 $D=$ 29 mm	质量/kg	密度/ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	转动惯量/ ( $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ )		
			$I_x$	$I_y$	$I_z$
$2D$	1.220	1 282.66	$1.34 \times 10^{-2}$	$5.13 \times 10^{-2}$	$1.34 \times 10^{-2}$
$1.5D$	0.515		$3.19 \times 10^{-4}$	$1.22 \times 10^{-4}$	$3.19 \times 10^{-4}$
$D$	0.153		$4.20 \times 10^{-4}$	$1.60 \times 10^{-5}$	$4.20 \times 10^{-4}$
$0.75D$	0.064		$9.96 \times 10^{-5}$	$3.80 \times 10^{-6}$	$9.96 \times 10^{-5}$
$0.5D$	0.019		$1.31 \times 10^{-5}$	$5.01 \times 10^{-7}$	$1.31 \times 10^{-5}$
$0.25D$	0.002		$4.10 \times 10^{-7}$	$1.57 \times 10^{-8}$	$4.10 \times 10^{-7}$

1.3 数值分析方法验证

开展不同网格密度的直径为  $D$  的圆柱体落水过程数值分析，验证了网格的无关性，以及网格分布满足 LES 对网格密度的要求。此外，将数值

分析获得的落水空泡和水动力特性与初始参数相同的实验结果进行对比分析，对数值分析方法的有效性进行验证。图 3 对比了实验和数值分析的圆柱体落水空泡演化，图片的采集时间以圆柱体头部接触自由液面为零时刻。图中实验和模拟结果对应时刻的空泡尺度、喷溅、自由液面闭合、深闭合等局部流动结构高度一致，验证了 VOF 多相流模型及其相关参数选择的合理性。图 4 对比了具有初始倾角的圆柱体落水过程数值分析和实验结果的无量纲落水加速度  $a/g$  和加速度  $\Delta L^2/(v_0^2 \alpha_0)$  随落水时间  $t/t_p$  变化，其中  $\Delta$  为圆柱体角加速度。从图 4 中可以看到，数值分析获得的圆柱体加速度和角加速度与实验结果高度一致，表明本文数值分析方法可以有效预测圆柱体落水过程水动力特性。

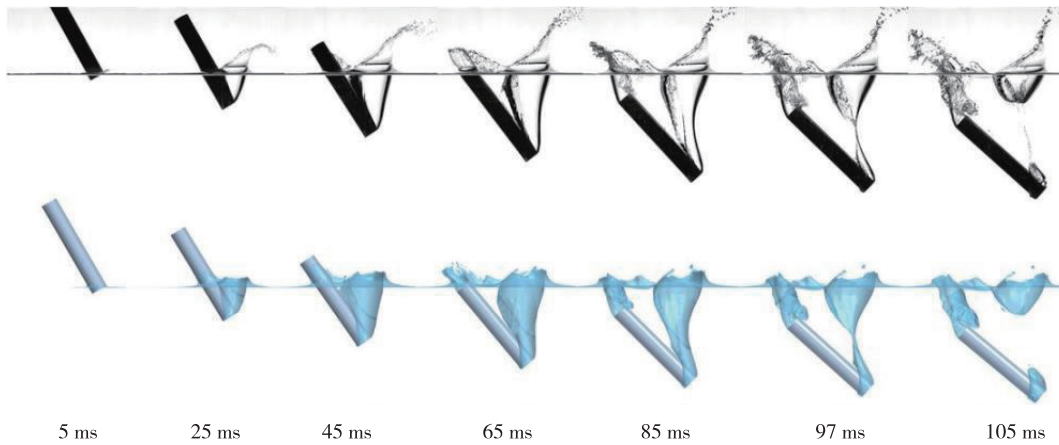


图 3 圆柱体落水过程空泡演化实验和数值结果对比

Fig. 3 Comparison of the experimental and numerical cavity for cylinder entering water

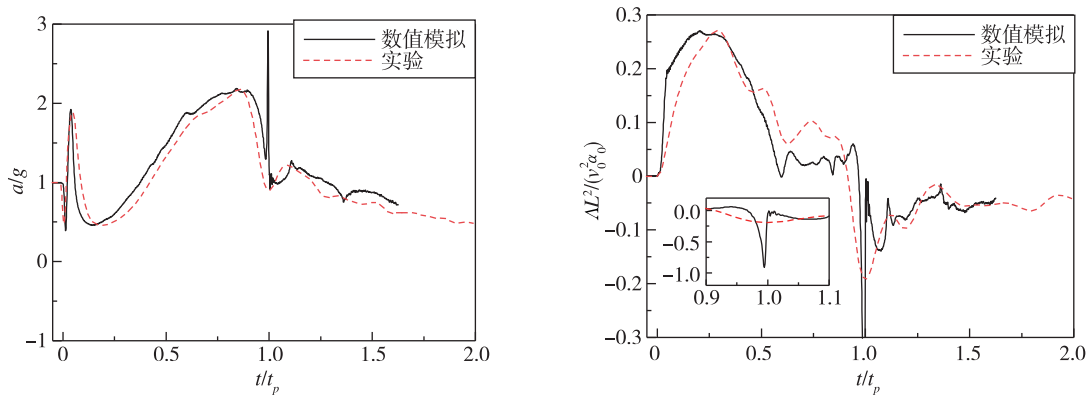


图 4 圆柱体落水加速度和角加速度变化时程数值和实验结果对比

Fig. 4 Comparison of cylinder acceleration and angular acceleration in water entry

## 2 结果分析

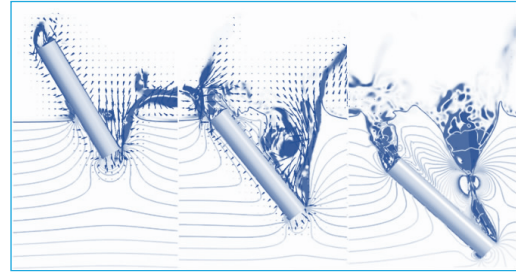
### 2.1 落水空泡演化过程

表2对比了不同直径圆柱体落水不同时刻的空泡形态,为了凸显直径变化对落水空泡的影响,通过定长高比缩放调节,保证图像中所有圆柱体直径相同。Truscott等<sup>[17,27]</sup>研究表明,运动体落水空泡闭合时间随其特征尺度的变化而变化。为了对比相对闭合时刻不同空泡形态,表2中图像提取时间间隔为 $0.2t_p$ ,同时给出了尾空泡闭合时刻 $t_{pt}$ 的图像。

对于直径 $D^* \geq 0.75D$ 的圆柱体,落水过程头空泡在空泡敞开、膨胀、分离、深闭合等演化过程高度一致,但是自由液面附近空泡口宽度( $d_{cw}$ )与圆柱体直径之比( $d_{cw}/D^*$ )随直径增加而逐渐减小,而尾空泡的演化形式差异明显。首先,当水楔侵入尾空泡后,空气填充水楔尾部形成明显的尾空泡凸起现象,且圆柱体直径越小,凸起越明显(如表2中 $t_p$ 时刻)。其次,当 $D^* = 2D$ 的圆柱体落水尾空泡直径较大,因此在当前落水速度下,沿圆柱体背流面的相对流动水射流没有切断尾空泡。图5(a)为圆柱体落水过程流场演化。图5(b)给出了表2中A-A截面空泡轮廓在 $t_{pt}$ 时刻的矢量分布。从图5中可以看到,尾空泡在水楔冲击作用下分裂为两个涡旋方向相反的空泡,最后对流旋转导致尾空泡闭合,而直径 $D^* = 1.5D, 1D$ 和 $0.75D$ 的尾空泡均被沿圆柱体的水射流切断而形成闭合空泡。

不同直径圆柱体在落水相同时刻的速度高度一致,即直径越大的圆柱体壁面曲率越小,越不容易发生流动分离,反之亦然。因此, $D^* \geq 0.75D$ 的圆柱体落水后均发生空泡从圆柱体表面分离的现象。然而对于直径 $D^* = 0.5D$ 和 $0.25D$ 的圆柱体落水空泡演化呈现明显的尺寸效应。圆柱体侧空泡形成后与头空泡连在一起形成连接空泡层。当圆柱体尾部浸没在自由液面下时,空泡层发生拉脱现象。随后,对于直径 $D^* = 0.5D$ 的圆柱体,空泡层从拉脱位置自上而下破裂,直至空泡闭合溃灭。侧空泡在空泡层破裂后沿圆柱体壁面向尾部运动,空气不断逃逸至尾空泡中,导致尾空泡在闭合后仍形成较大的驻留空泡。

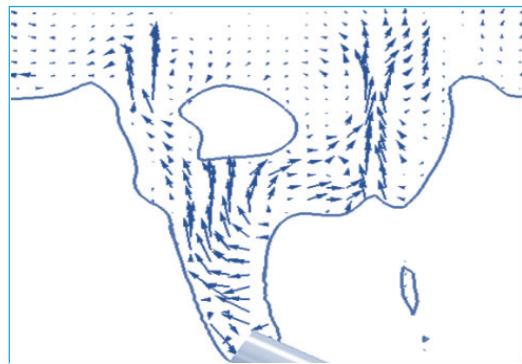
针对 $D^* = 0.25D$ 的圆柱体,空泡层从头空泡闭合点附近自下而上破裂。空泡破裂后快速向尾部和向上流动,破裂射流携着空泡冲击尾空泡使其闭合。空泡层在头空泡和尾空泡闭合后并未完全分裂(如表2中 $t_{pt}$ 时刻所示)。空气在空泡层快速收缩过程需通过连接头空泡的空泡层排出(如图5(c)所示为 $1.12t_p$ 时刻空泡内气体流动),所以空泡层没有完全分裂。



(a) 圆柱体落水过程流场演化



(b) A-A 截面空泡轮廓速度矢量



(c) xoy 平面空泡内速度矢量

图5 局部速度矢量分布

Fig. 5 Local distribution of velocity vector

表 2 不同直径圆柱体落水空泡对比  
Tab. 2 Comparison of impact cavity for the cylinders with different diameters

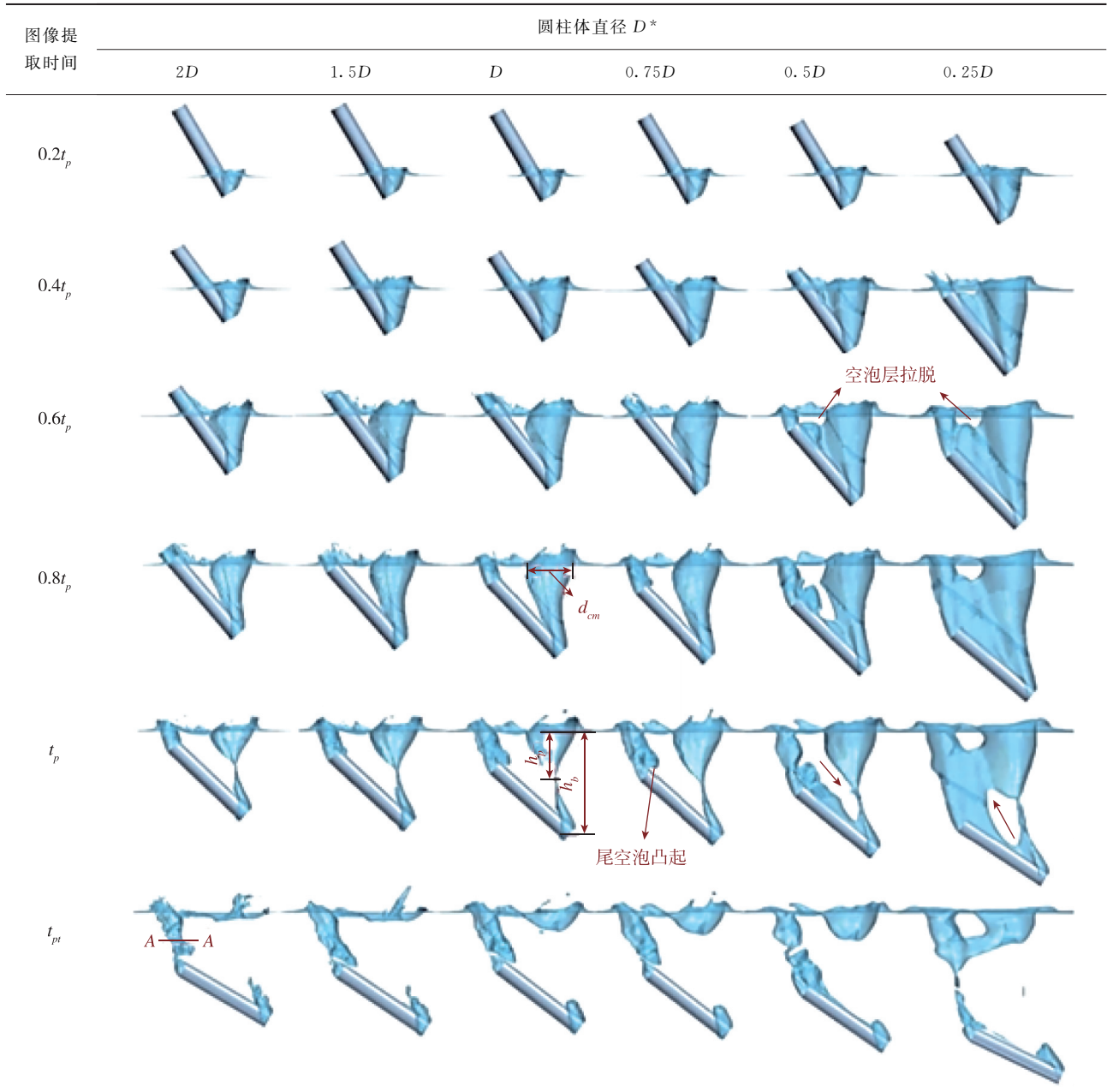


图 6 为无量纲头空泡闭合时间 ( $v_0 t_p / D$ ) 随弗劳德数  $Fr$  的变化。由表 2 空泡闭合形态可以看出, 不同直径圆柱体落水头空泡均为拉断深闭合。即使是直径  $D^* = 0.25D$  的圆柱体, 落水头空泡也是在环境压力作用下自中部附近向内收缩, 然后出现空泡层破裂, 并最终发生拉断闭合, 即  $v_0 t_p / D$  随  $Fr$  增加而线性增大。尾空泡的闭合形式比较复杂, 很难仅根据尾空泡的演化结构去判断空泡是否闭合。

### 2.2 闭合特征尺寸

图 7 为不同直径圆柱体落水空泡闭合瞬间特征

尺寸随  $Fr$  的变化。其中, 图 7 (a) 为头空泡闭合瞬间自由液面附近无量纲空泡口宽度  $d_{cw} / D^*$  随  $Fr$  的变化, 图中横坐标以 10 为底的对数变化。从图 7 (a) 中可以看出,  $d_{cw} / D^*$  随  $Fr$  的对数增加线性增长。头空泡闭合瞬间无量纲闭合点深度 ( $h_p / D^*$ ) 以及圆柱体底面中心下降深 ( $h_b / D^*$ ) 度随  $Fr^{0.5}$  增加而呈线性增长, 如图 7 (b) 所示。同时, 图 7 (b) 中给出了  $h_p / h_b$  随  $Fr$  的变化, 在本文研究范围内,  $h_p / h_b$  在  $Fr \leq 5.62$  时随  $Fr$  增加呈线性增长, 而在  $Fr \geq 5.6$  范围内保持定值  $h_p / h_b \approx 0.48$ 。

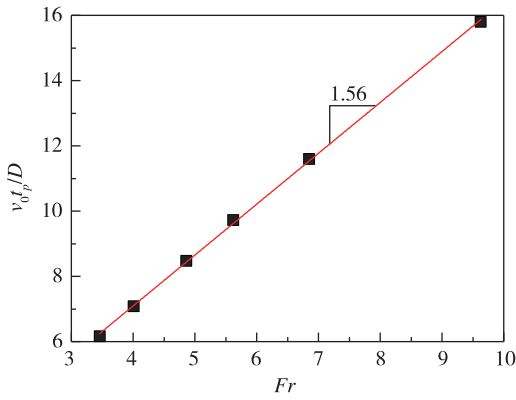
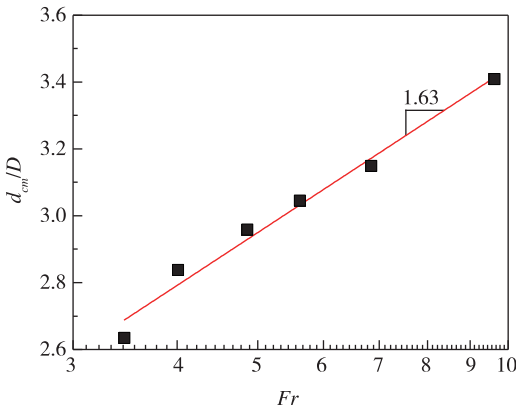
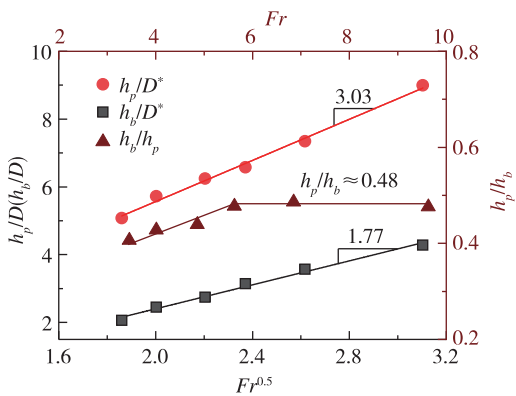


图6 空泡闭合时间随  $Fr$  的变化

Fig. 6 Change of pinch-off time as a function of froude number  $Fr$



(a) 空泡口宽度变化

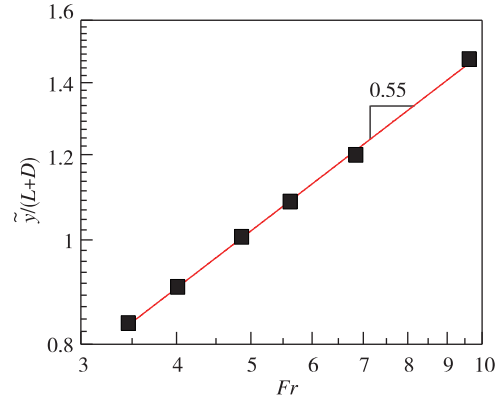


(b) 空泡闭合深度和圆柱体底面深度变化

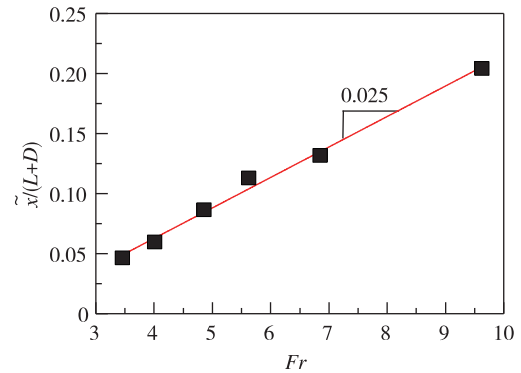
图7 不同直径圆柱体落水空泡闭合瞬间特征尺寸  
Fig. 7 Cavity critical sizes at pinch-off moment for the cylinders with different diameters

落水空泡闭合瞬间的圆柱体质心随  $Fr$  的变化如图8所示。圆柱体质心在空泡闭合瞬间到自由液面的无量纲距离 ( $\tilde{y} / (L + D)$ ) 的对数随  $Fr$  的对数增加线性增长, 如图8(a)所示。具有初始

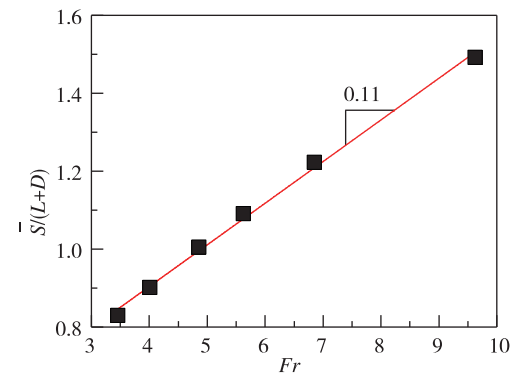
倾角的圆柱体落水后将产生水平位移, 圆柱体质心在空泡闭合瞬间相对落水瞬间的水平偏移距离 ( $\tilde{x} / (L + D)$ ) 随  $Fr$  的增加呈线性增加, 如图8(b)所示。从图8(c)无量纲圆柱体质心位移 ( $\tilde{S} / (L + D)$ ) 随  $Fr$  的变化中可见,  $\tilde{S} / (L + D)$  随  $Fr$  的增加而线性增加。



(a) 浸没深度



(b) 水平偏移距离



(c) 轨迹长度

图8 空泡闭合瞬间圆柱体质心位置随  $Fr$  的变化  
Fig. 8 Changes in cylinder center as a function of Froude number at pinch-off moment



2.3 水动力特性

本文采用瞬时动压力对圆柱体阻力、升力和力矩进行无量纲处理，得到圆柱体落水后的阻力系数  $C_d$ 、升力系数  $C_l$  和力矩系数  $C_M$ ，其表达式为

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2}\rho(U^*)^2 A}$$

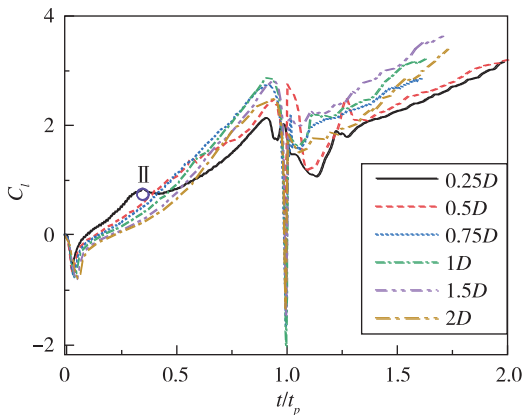
$$C_l = \frac{F_l}{\frac{1}{2}\rho(U^*)^2 A}$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho(U^*)^2 AL} \quad (9)$$

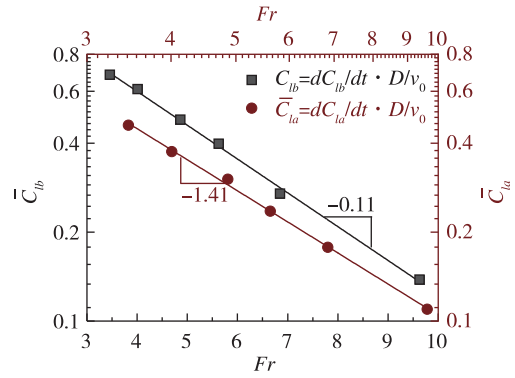
式中， $A = \pi D^2/4$  为圆柱体横截面积。

2.3.1 升力系数

圆柱体落水升力系数  $C_l$  变化特性如图 9 所示。对于具有初始倾角的圆柱体撞击自由液面瞬间，底面下缘压强取得极大值<sup>[28]</sup>，如图 9 (a) 所示。随后圆柱体侧壁面撞击水介质， $C_l$  逐渐增大，直至头空泡发生闭合。空泡闭合瞬间在闭合点附近形成局部高压，由表 2 中  $t_p$  时刻空泡形态可知，闭合压力导致圆柱体背流侧压力增加，使得压差力的方向与升力方向相反，所以  $C_l$  在空泡闭合时出现负向脉冲。空泡闭合后，圆柱体旋转诱导升力起支配作用且随圆柱体下降逐渐减小，但是圆柱体瞬时速度减小更快，因此  $C_l$  呈现缓慢增加的趋势。通过  $C_l$  随落水时间的变化发现，除去抨击和空泡闭合阶段外， $C_l$  大致呈现线性变化，对空泡闭合前后的  $C_l$  进行线性拟合，获得如图 9 (b) 所示的变化特性。



(a) 升力系数随落水时间的变化



(b) 空泡闭合前后升力系数渐进特性

图 9 不同直径圆柱体落水升力系数变化特性

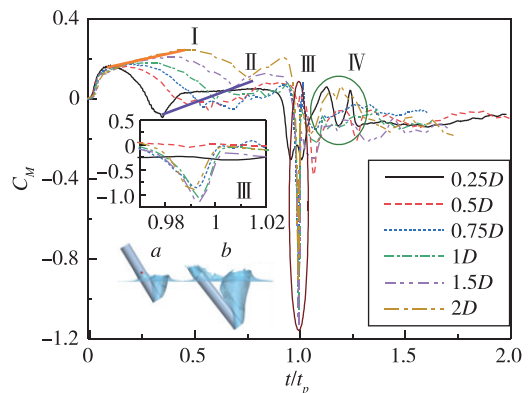
Fig. 9 Properties of lift coefficients for the cylinders with different diameters

2.3.2 力矩系数

图 10 (a) 为不同直径圆柱体落水过程力矩系数  $C_M$  随落水时间的变化规律。与升力系数变化机理相似，落水冲击力在圆柱体轴线法向分量作用在圆柱体质心产生正向力矩，且随着侧壁面撞击水介质后快速增加。但是  $C_M$  在迎流侧溅水膜顺压区高于圆柱体中心位置后达到最大值，见 10 (a) 中 I 时刻。随后  $C_M$  随着落水时间增加缓慢减小，并在圆柱体尾部完全浸没在水介质后达到极小值，见 10 (a) 中 II 时刻。从图 10 中可见，长细比一定的圆柱体，直径较小时其力矩系数在空泡闭合前达到最大值和极小值的时间越短，且 I → II 时刻的力矩系数衰减越快。图 10 (b) 给出了从 I → II 时刻的力矩系数平均衰减率随  $Fr$  的变化规律。

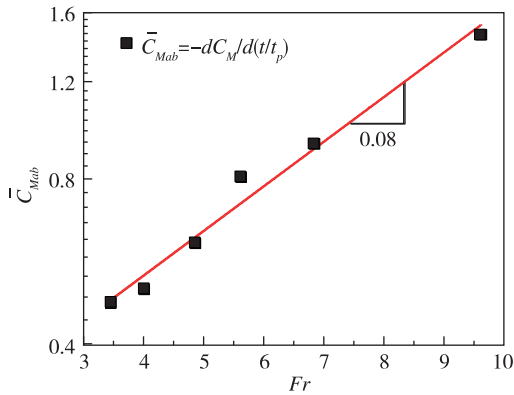
2.3.3 阻力系数

图 11 (a) 为不同直径圆柱体落水阻力系数  $C_d$  随落水无量纲时间  $t/t_p$  的变化。圆柱体落水后



(a) 力矩系数随落水时间的变化





(b) 空泡闭合前后力矩系数渐进特性

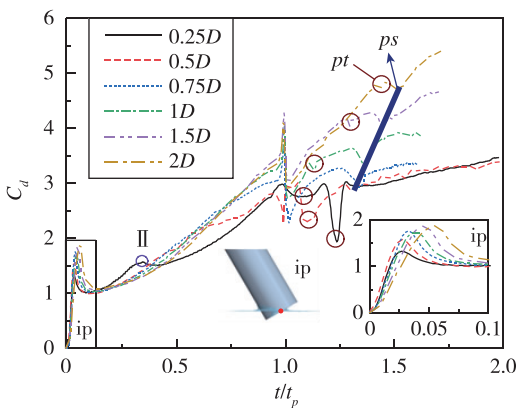
图 10 不同直径圆柱体落水力矩系数变化特性

Fig. 10 Properties of lift coefficients for the cylinders with different diameters

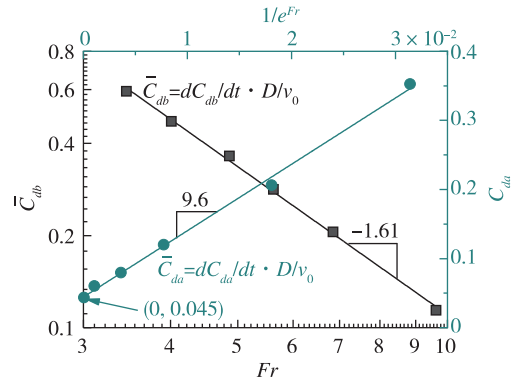
$C_d$  迅速增加,并在圆柱体底面中心没入自由液面后达到极大值。当落水速度一定时,到达极大值所需时间随  $D^*$  增加而逐渐增加,且极大值随圆柱体直径增加也缓慢增加,如图11(a)中局部图ip所示。落水撞击阶段结束后,  $C_d$  随圆柱体下降而逐渐增加。由图11(a)可见,不同直径圆柱体的  $C_d$  从撞击至头空泡闭合期间变化一致,但是在空泡闭合后出现明显分化,直径越小的圆柱体  $C_d$  在空泡闭合后增加越快。

空泡闭合前后  $C_d$  的平均增长率随  $Fr$  的变化如图 11 (b) 所示。不同直径圆柱体落水的对数在空泡闭合前随  $Fr$  的对数增加而线性减小,分析发现随以自然数  $e$  为底  $Fr$  的指数变化的倒数  $1/e^{Fr}$  成线性关系。

通过上述分析可知,带倾角圆柱体垂直落水尾空泡闭合形式非常复杂,且很难仅根据尾空泡



(a) 阻力系数随落水时间的变化



(b) 空泡闭合前阻力系数渐进特性

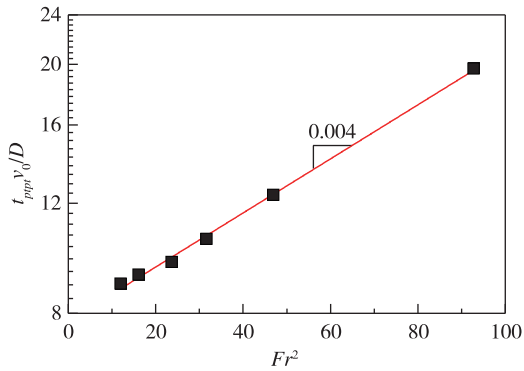
图 11 不同直径圆柱体落水力系数变化特性

Fig. 11 Properties of force coefficients for the cylinders with different diameters

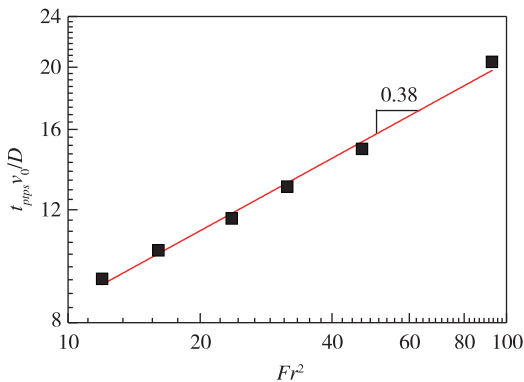
的演化形态定量测量尾空泡的闭合时间。但是,根据上述分析可知,尾空泡闭合形成的局部高压将导致圆柱体阻力减小,因此再结合  $C_d$  的变化,可以比较准确地判断尾空泡闭合时间  $t_{pt}$ 。

从图 11 (a) 中可以看到,不同直径圆柱体落水  $C_d$  在空泡闭合后存在两次较为明显的衰减,在图中分别用  $pt$  和  $ps$  表示。沿圆柱体表面的水射流切断尾空泡形成局部压力增加是导致  $D^* = 2D, 1.5D, 1D$  和  $0.75D$  的圆柱体阻力在  $pt$  时刻衰减的原因;而  $D^* = 0.25D$  和  $0.5D$  的圆柱体则是由头空泡闭合射流水楔冲击圆柱体壁面导致阻力衰减,因此从图中可以观察到  $C_d$  衰减明显(第一次衰减)。直径  $D^* = 2D, 1.5D, 1D$  和  $0.75D$  的圆柱体尾空泡被水射流切断后的上半尾空泡中间部分收缩、旋转最终发生拉断闭合,闭合形成的局部高压导致  $C_d$  出现明显的衰减现象;而  $D^* = 0.25D$  和  $0.5D$  的圆柱体落水,闭合射流不断抨击圆柱体壁面而释放了能量,所以  $C_d$  变化不明显,但是尾部空泡在闭合瞬间具有非常明显特征。因此,空泡形态和闭合水动力特征可以比较准确地判断尾空泡闭合。

图 12 为不同直径圆柱体落水空泡闭合后阻力系数第一次衰减及尾空泡闭合的无量纲时间随弗劳德数的平方  $Fr^2$  的变化规律。第一次衰减的无量纲时间  $t_{pt}v_0/D$  的对数随  $Fr^2$  的增加线性增长,如图 12 (a) 所示。尾空泡无量纲闭合时间  $t_{ptps}v_0/D$  的对数随  $Fr^2$  的对数呈线性增加,如图 12 (b) 所示。



(a) 第一次阻力系数衰减闭合时间



(b) 尾空形闭合时间

图12 不同直径圆柱体落水泡闭合后阶段特征时间随  $Fr^2$  的变化Fig. 12 The characteristic times after pinch off for water entry cylinders as a function of  $Fr^2$ 

### 3 结论

本文针对圆柱体大角度落水过程多自由度运动特性进行数值计算,对比分析了不同直径圆柱体落水空泡演化及水动力特性,主要结论如下:

1) 数值分析获得的圆柱体落水空泡形态及受到的水动力与实验结果均高度一致,验证了本文所建立的数值分析方法的有效性。

2) 直径大于临界值的圆柱体的落水头空泡敞开、膨胀、分离、深闭合等演化过程相同,但自由液面附近无量纲空泡口宽度随圆柱体直径增加而逐渐减小。直径小于临界值的圆柱体落水空泡演化呈现明显侧空泡现象。不同直径圆柱体落水头空泡均呈现深闭合,且空泡闭合无量纲时间随弗劳德数增加而线性增大。

3) 除落水抨击和空泡闭合阶段外,空泡闭合前升力系数的平均增长率总体比空泡闭合后快。不同直径圆柱体的阻力系数从落水撞击至空泡闭

合阶段变化一致,但是在空泡闭合后出现分化现象,直径越小的圆柱体阻力系数在空泡闭合后增加越快。

### 参考文献

- [1] Worthington A M. On the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate[J]. Proceedings of the Royal Society of London, 1876, 25 (171-178): 261-272.
- [2] 马庆鹏,何春涛,王聪,等.球体垂直落水空泡实验研究[J].爆炸与冲击,2014,34(2):174-180.
- [3] Truscott T T, Epps B P, Techet A H. Unsteady forces on spheres during free-surface water entry[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 704: 173-210.
- [4] May A. Effect of surface condition of a sphere on its water-entry cavity[J]. Journal of Applied Physics, 1951, 22(10): 1219-1222.
- [5] May A. Vertical entry of missiles into water[J]. Journal of Applied Physics, 1952, 23(12): 1362-1372.
- [6] May A. Review of water-entry theory and data[J]. Journal of Hydraulics, 1970, 4(4): 140-142.
- [7] May A, Hoover W R. A study of the water-entry cavity[R]. NOLTR 63-264, United States Naval Ordnance Laboratory, White Oak, MD, 1963.
- [8] May A, Woodhull J C. Drag coefficients of steel spheres entering water vertically[J]. Journal of Applied Physics, 1948, 19(12): 1109-1121.
- [9] May A, Woodhull J C. The virtual mass of a sphere entering water vertically[J]. Journal of Applied Physics, 1950, 21(12): 1285-1289.
- [10] McGehee J R, Hathaway M E, Vaughan V L Jr. Water-landing characteristics of a reentry capsule[R]. NASA-MEMO-5-23-59L, Washington: National Aeronautics and Space Administration, 1959.
- [11] 何春涛,王聪,何乾坤,等.圆柱体低速入水空泡试验研究[J].物理学报,2012,61(13):1347010.
- [12] 路中磊,孙铁志,魏英杰,等.开放空腔壳体倾斜入水运动特性试验研究[J].力学学报,2018,50(2): 263-273.
- [13] Grumstrup T, Keller J B, Belmonte A. Cavity ripples observed during the impact of solid objects into liquids [J]. Physical Review Letters, 2007, 99(11): 114502.
- [14] Yang L, Wei Y, Wang C, et.al. Numerical investigations on the deformation styles and stress distributions of hyperelastic/viscoelastic spheres during water entry [J]. Journal of Applied Physics, 2020, 127(6): 064901.
- [15] Bodily K G, Carlson S J, Truscott T T. The water

- entry of slender axisymmetric bodies[J]. *Physics of Fluids*, 2014, 26: 557-561.
- [16] Truscott T T, Techet A H. Cavity formation in the wake of a spinning sphere impacting the free surface [J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18: 091113.
- [17] Truscott T T, Techet A H. Water entry of spinning spheres[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 625: 135-165.
- [18] 夏维学,王聪,魏英杰,等.高速旋转小球入水空泡特性数值模拟[J].*哈尔滨工业大学学报*,2018,50(4): 138-144.
- [19] Bocquet L. The physics of stone skipping[J]. *American Journal of Physics*, American Association of Physics Teachers, 2003, 71(2): 150-155.
- [20] Rosellini L, Hersen F, Clanet C, et. al. Skipping stones[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 543: 137-146.
- [21] Belden J, Hurd R C, Jandron M A, et. al. Elastic spheres can walk on water[J]. *Nature Communications*, 2016, 7(1): 10551.
- [22] Farouk B, Bassindowa H, Segletes S. Impact and ricochet of a high-speed rigid projectile from an air-water interface. [J]. *International Journal of Multiphysics*, 2019, 13(2): 157-177.
- [23] Sagaut P. Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction[M]. Springer Science & Business Media, 2006.
- [24] Germano M. Turbulence: the filtering approach[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, 1992, 238: 325-336.
- [25] Hou Z, Sun T, Quan X, et.al. Large eddy simulation and experimental investigation on the cavity dynamics and vortex evolution for oblique water entry of a cylinder[J]. *Applied Ocean Research*, 2018, 81: 76-92.
- [26] Xia W, Wang C, Wei Y, et.al. Experimental study on water entry of inclined circular cylinders with horizontal velocities[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2019, 118: 37-49.
- [27] Aristoff J M, Truscott T T, Techet A H, et al. The water entry of decelerating spheres [J]. *Physics of Fluids*, 2010, 22: 032102.
- [28] Xia W, Cong W, Wei Y, et. al. Critical angle of attack and the corresponding impact cavity for non-circuitous trajectory of water entry of circular cylinder [J]. *Applied Ocean Research*, 2020, 103: 102322.

引用格式: 王聪,夏维学,陈超倩. 圆柱体落水过程多相流体动力特性数值分析[J].*宇航总体技术*,2021,5(3):48-58.

Citation: Wang C,Xia W X,Chen C Q. Numerical investigation on multiphase hydrodynamic characteristics for cylinder water entry [J]. *Astronautical Systems Engineering Technology*, 2021, 5(3): 48-58.