

# 倾斜圆柱体入水流体动力特性数值仿真研究

夏维学<sup>1</sup>, 王聪<sup>2</sup>, 魏英杰, 杨柳

(哈尔滨工业大学 航天学院, 哈尔滨 150001)

**摘要:** 为了研究倾斜圆柱体入水流体动力特性, 采用大涡湍流模型 (LES)、VOF 均值多相流模型以及重叠网格技术, 对倾斜圆柱体入水过程开展数值仿真研究。计算结果表明: 倾斜圆柱体入水头空泡闭合时间几乎等于常数  $t_{ds}^2 g/D \approx 3.1$ , 初始速度和倾角的影响较小。圆柱体入水轨迹均呈现先向  $x^-$  方向移动后向  $x^+$  方向移动的变化规律。圆柱体倾角在入水初期 ( $v_0 t/D < 2$ ) 受入水冲击的影响较小, 随后随圆柱体下降快速增加。空泡闭合形成的局部高压使得力系数迅速衰减。

**关键词:** 倾斜圆柱体; 数值仿真; 入水空泡; 动力特性;

## 1 引言

实验研究运动体入水已经超过一个世纪, 但是直到 20 世纪 60 年代才有学者采用数值仿的方法研究入水。限于当时的计算条件和计算方法, 使用的仿真模型都比较简单, 且主要采用有差分法求解 N-S 方程<sup>[1,2]</sup>。但是有限差分法鲁棒性较弱, 同时对于求解三维模型精度不高。随着基于有限体积法的湍流模型、多相模型的建立和完善<sup>[3]</sup>, 以及计算机科学技术快速发展, 使得数值仿真方法成为研究运动体入水重要手段。

空泡闭合时间与液体介质黏度和表面张力成正相关关系, 而与气体密度无关<sup>[4]</sup>。空气密度对高速射弹入水空泡演化以及空化效应也有明显的影响<sup>[5]</sup>。佛汝德数  $Fr$  对低速运动体入水过程的空泡动力特性以及流体动力特性起着支配作用<sup>[6]</sup>。此外 Gaudet<sup>[7]</sup>等获得了低  $Fr$  数条件下运动体入水空泡闭合时间以及阻力系数与  $Fr$  的关系。圆柱体入水尤其是倾斜圆柱体入水主要采用实验的方法来研究<sup>[8-9]</sup>。大连理工大学孙铁志等<sup>[10]</sup>采用 LES 湍流模型对圆柱体倾斜入水开展了数值仿真, 研究不同初始倾角流场结构特性。学者 Derakhshanian<sup>[11]</sup>论证了采用 ABAQUS 研究回转体入水的可行性。

运动入水被广泛应用于船舶制造、海洋工程、军事科学、体育运动等领域。然而入水

1. 夏维学, 博士研究生, Email: 16B918044@stu.hit.edu.cn

2. 王聪, 教授 博导, Email: alanwang@hit.edu.cn

运动涉及多相流动、瞬时冲击、非线性载荷等复杂力学。运动体砰击自由液面后，在尾迹流域中形成入水空泡，空泡动力将严重影响动体后续弹道，甚至导致弹道失稳。目前已公开的关于倾斜圆柱体垂直入水数值仿真的研究较少，而倾斜圆柱体在工程应用中具有良好是模型相似性，如海洋平台受海浪砰击、舰船砰击水面等。因此开展倾斜圆柱入水仿真研究，从机理上探究圆柱体入水空泡演化以及流体动力，对跨介质武器、海洋平台等结构设计具有重要意义，同时对理论研究入水载荷特性提供数据参考。

## 2 数值计算方法

### 2.1 控制方程

本研究忽略传热以及介质不可压缩，对圆柱体入水过程开展数值仿真研究。LES 根据网格尺度计算求解旋涡尺度，然后选择相应的过滤算法对流场旋涡进行过滤。对于尺度较大的涡旋直接求解 N-S 方程，而对于亚尺度的涡旋进行近似求解<sup>[12]</sup>。对于流场内任意变量  $\phi$ ，可以由直接求解部分  $\bar{\phi}$  和近似求解部分  $\phi'$  组成，即  $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ 。

本研究采用隐式过滤器计算涡旋尺度，过滤旋涡后的连续性方程以及动量方程为：

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\tau_{ij}}{\rho} \quad (2)$$

式中， $u_i$  分别笛卡尔坐标系的速度分量， $i=1,2,3$ ； $\rho$  为水介质密度， $\rho=998.2\text{kg/m}^3$ ； $p$  为单元格上的正压力； $\tau_{ij}$  为亚单元尺度旋涡应力

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3)$$

式中非线性项  $\overline{u_i u_j}$  被 Leonard<sup>[12]</sup> 定义为  $\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u_i u_j'} + \overline{u_j u_i'} + \overline{u_i' u_j'}$ 。引入亚单元尺度旋涡应力使得控制方程不封闭，因此采用 Boussinesq 假设对  $\tau_{ij}$  进行求解：

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -\mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

式中， $\mu_t$  亚单元尺度湍流黏度， $\mu_t = \rho \Delta^2 S_w$ 。  $\Delta$  为过滤网格尺度， $\Delta = \min(\kappa d, C_w V_c^{1/3})$ 。式中，冯卡门常数  $\kappa=0.41$ ， $d$  为最近壁面距离， $V_c$  为控制单元体积以及单元常数  $C_w=0.544$ 。  $S_w$  为控制体变形参数， $S_w = (\overline{\mathbf{S}_d} : \overline{\mathbf{S}_d}^{3/2}) / (\overline{\mathbf{S}_d} : \overline{\mathbf{S}_d}^{5/4} + \overline{\mathbf{S}} : \overline{\mathbf{S}}^{5/2})$ 。式中  $\overline{\mathbf{S}_d}$  和  $\overline{\mathbf{S}}$  分别为过滤流场张量和应变率张量， $\overline{\mathbf{S}_d} = [\nabla \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}})^T] / 2 - \text{tr}(\nabla \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}) \mathbf{I} / 3$ ， $\overline{\mathbf{S}} = (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) / 2$ 。

VOF 多相流模型各个流场之间共享数据，并忽略相与相之间相对滑移。任一控制单元

的体积分数关系为,  $\alpha_{\text{air}} + \alpha_{\text{water}} = 1$ , 式中  $\alpha_{\text{air}}$  和  $\alpha_{\text{water}}$  分别为空气和水的体积分数。本研究定义气水交界面体积分数为  $\alpha_{\text{interface}} = 0.5$ 。

## 2.2 建立计算模型

基于 Star-CCM+数值仿真平台, 采用重叠网格技术对倾斜圆柱体入水过程开展三维数值仿真研究。圆柱体入水过程视为刚形体, 忽略结构变形。参考美国“三叉戟II”潜射导弹几何参数, 设计圆柱体长  $L=180\text{mm}$ , 直径  $D=29\text{mm}$ , 质量  $m=152.15\text{g}$ , 密度  $\rho=1.28\text{g/mm}^3$ 。图1给出了仿真计算域、网格划分和边界条件。由于倾斜圆柱体入水后具有  $X$  方向的位移, 因此计算域较宽; 而限制圆柱体在  $Z$  方向的位移, 因此相应计算域较窄。为了减小计算网格量, 采用切割体网格法在入水有空泡区域加密网格, 在圆柱体运动区域采用相对稀疏网格, 而对于远离圆柱体区域采用非常稀疏的网格。圆柱体区域重叠网格采用 ICEM 划分的结构化网格, 并在近壁面区域生成边界层网格, 底层网格高度保证  $y^+ < 1$ 。本研究背景网格数量为 230 万, 重叠网格 180 万。

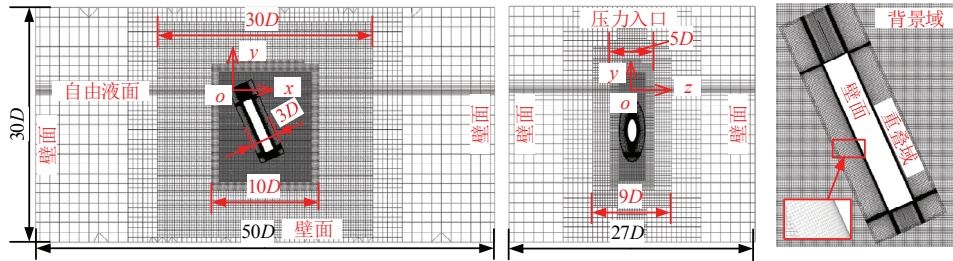


图1 计算域几何参数及其网格划分和边界条件设置示意图

## 2.3 数值结果验证

为验证数值计算方法的正确性, 开展初始速度  $v_0=2.5\text{m/s}$ , 初始初始倾角  $\alpha=110^\circ$  的圆柱体入水仿真, 并将仿真结果与实验对比。

图2为圆柱体入水空泡数值模拟和实验结果对比, 从图2中可以看出, 空泡敞开、空泡从圆柱体表面分离以及空泡收缩闭合过程都与实验结果吻合很好。同时数值模拟和实验的入水空泡时间特性也能准确匹配。通过空泡演化过程对比, 验证了采用的多相流模型计算空泡动力的准确性。

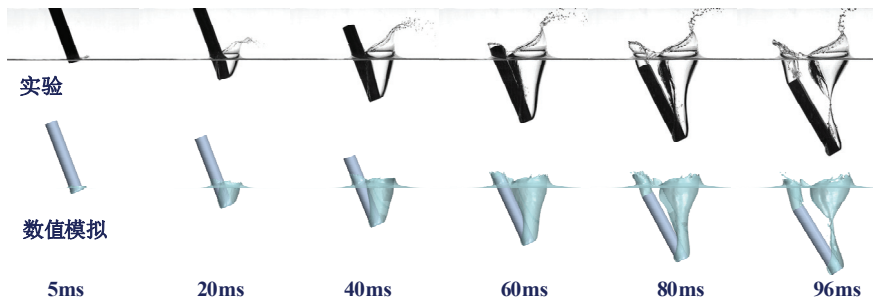


图2 圆柱体入水空泡形态实验和数值结果对比

当圆柱体底部接触自由液面瞬间，定义接触点为坐标原点、 $x$  水平向右、 $y$  竖直向上穿过圆柱体质心、 $z$  垂直于纸面向外的笛卡尔坐标（图 1）。根据上述坐标定义，将圆柱体入水过程数值模拟和实验的轨迹以及转角进行对比（图 3）。图 1 中竖直位移  $y$  和水平位移  $x$  采用圆柱体直径  $D$  进行无量纲处理，入水时间  $t$  使用  $v_0 t/D$  进行无量纲处理。可以看到，数值模拟结果和实验的轨迹和转角变化规律几乎一致。

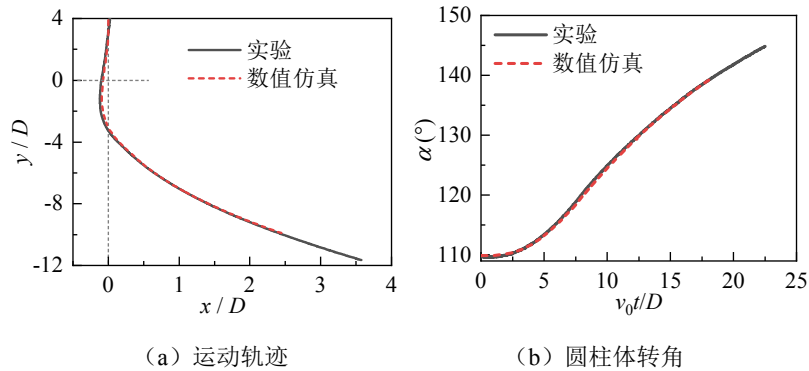


图3 圆柱体入水轨迹和转过倾角实验与仿真结果对比

### 3 圆柱体入水数值模拟结果与分析

表 1 中给出了不同初始速度和初始倾角圆柱体入水初始参数。

表 1 数值模拟初始参数

仿真模型	初始倾角 $\alpha_0 / (^\circ)$	初始速度 $v_0 / (m/s)$
圆柱体	110	1、3、5
	101、111、121	2.6

#### 3.1 轨迹及倾角研究

图 4 给出了不同初始速度和倾角的圆柱体入水后的轨迹和倾角变化规律对比，同时采用五角星在图中标记出不同初始条件下空泡闭合时刻的圆柱体中心位置和姿态角。从图 4 (a) 中可以看到不同初始条件下圆柱体入水轨迹均呈现先向  $x^-$  ( $x$  负方向) 方向移动，然后向  $x^+$  ( $x$  正方向) 方向移动的变化规律。且初始速度越大或者初始倾角越小，圆柱体向  $x^-$  方向位移量越大，竖直方向的位移在计算时间范围内也越大，而水平位移量在下降相同深度内越小。空泡闭合深度随初始速度的增加而增加，而初始倾角对空泡闭合深度几乎没有影响。

观察图 4 (b) 倾角变化规律可以发现，圆柱体倾角在入水初期 ( $v_0 t/D < 2$ ) 受入水冲击

载荷影响较小，因此在入水初期倾角几乎没有发生变化，随后入水倾角随无量纲入水时间快速增加。不同初始倾角圆柱体入水后，圆柱体倾角变化规律相似；而当入水倾角相同时，初始速度越小的圆柱体倾角增加越快。圆柱体入水无量纲空泡闭合时间  $v_0 t_{ds}/D$  ( $t_{ds}$  为入水头空泡闭合时间) 随初始速度的增加而增加，而不同初始倾角圆柱体入水空泡闭合时间  $v_0 t_{ds}/D$  几乎相同。

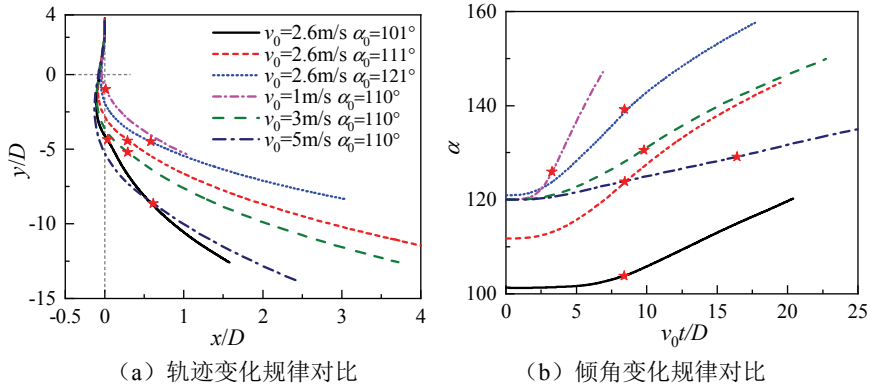


图 4 不同初始速度和倾角圆柱体入水轨迹和倾角变化规律对比

采用  $t_{ds}^2 g/D$  对不同初始条件下的圆柱体入水空泡闭合时间进行无量纲处理，获得了如图 5 (a) 所示的空泡闭合时间  $t_{ds}^2 g/D$  随弗劳德数  $Fr$  的变化规律。从图 5 中可以看出，圆柱体在不同弗劳德数  $Fr$  条件下入水空泡闭合时间几乎保持定值  $t_{ds}^2 g/D \approx 3.1$ 。不同圆柱体入水空泡闭合前 5ms 的空泡形态如图 5 (b) 所示。对于入水速度大的圆柱体，空泡在入水较深的位置开始向内收缩，且空泡壁面越粗糙。从头空泡靠近圆柱体一侧向内凹陷程度可以推断出， $v_0$  或  $\alpha_0$  越大的圆柱体入水空泡从圆柱体表面分离形成的分离射流对空泡影响越明显。此外还可以观察到， $v_0$  或  $\alpha_0$  越大的圆柱体入水空泡直径也越大。

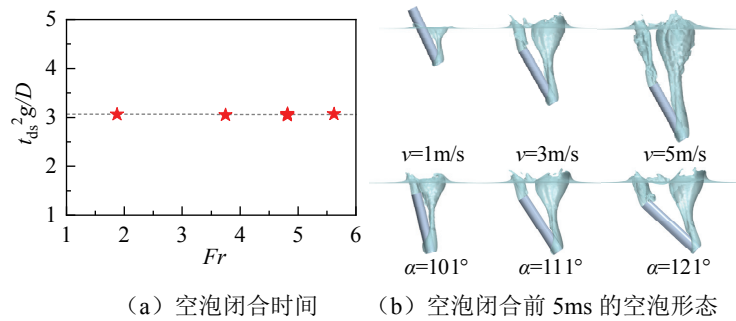


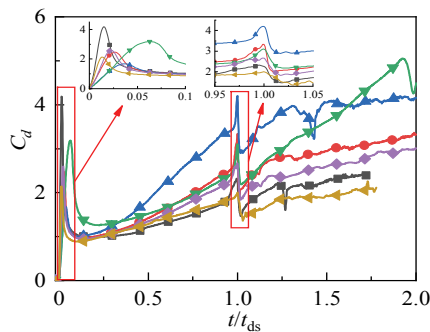
图 5 空泡闭合时间和空泡闭合前的空泡形态

### 3.2 水动力特性研究

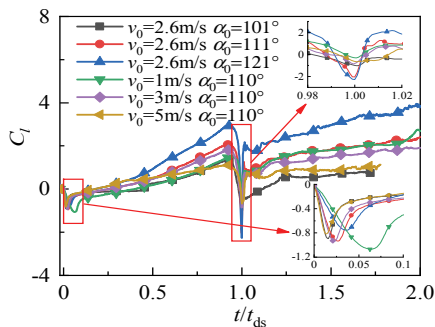
图 6 (a~c) 分别为圆柱体入水阻力系数  $C_d=F_d/(0.5\rho v^2 \cdot \pi D^2/4)$ 、升力系数  $C_l=F_l/(0.5\rho v^2 \cdot \pi D^2/4)$  以及力矩系数  $C_m=F_m/(0.5\rho v^2 \cdot \pi D^2/4 \cdot L)$  随时间的变化规律，其中  $v$  为圆柱体瞬时速度，入水时间  $t$  采用空泡闭合时间  $t_{ds}$  进行无量纲处理。不同初始条件下的圆柱体

砰击自由液面过程中，阻力系数在砰击自由液面瞬间出现一个较大的脉冲值，然后随着圆柱体下降逐渐增加，在空泡闭合后阻力系数逐渐趋于一个定值。从入水砰击阻力系数的局部放大图中可以看到，初始倾角或初始速度越小，圆柱体阻力系数越大。此外初始速度较小或者初始倾角较大的圆柱入水后，入水冲击达到脉冲峰值的时间越长。由于空泡闭合时在闭合点附近形成局部高压区域（图 6（d）），在圆柱体上产生一个与阻力方向相反的压差力，因此阻力系数在空泡闭合时迅速减小。圆柱体侧壁面在空泡闭合后几乎完全沾湿，因此圆柱体受到的阻力相对稳定，而速度逐渐衰减，所以阻力系数又缓慢增加。根据  $\alpha_0=121^\circ$  的圆柱体入水阻力系数变化可以推断出，超过某个时间临界点后，阻力系数将趋于一个常数。

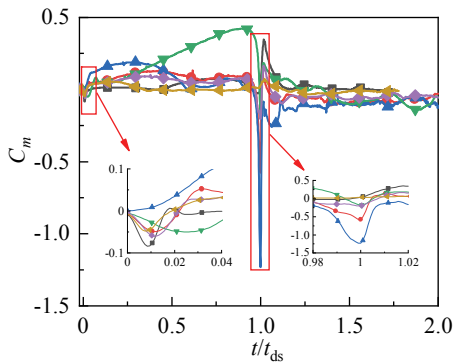
作用在圆柱体侧壁面上的力是使圆柱体产生升力和力矩的主要原因，因此图 6（b）和（c）中升力系数和力矩系数的变化规律非常相似。圆柱体在入水砰击瞬间主要受到底面的压差力的作用，而压差力产生负升力。由于圆柱体底面越靠下压力越高（图 6（e）），因此在圆柱体质心产生负方向的力矩和升力。随着圆柱体下降，侧壁面受到的压差力逐渐增加，因此升力系数和力矩系数逐渐增加。同理由空泡闭合形成局部高压，升力系数和力矩系数迅速衰减。空泡闭合后，力矩系数逐渐趋于一个常数。而由于圆柱体旋转将诱导垂直圆柱体侧表面的负升力，以及速度逐渐衰减，因此升力系数也缓慢增加。



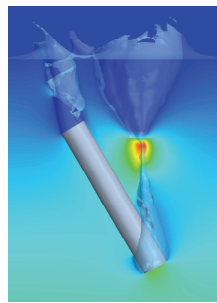
(a) 阻力系数变化规律



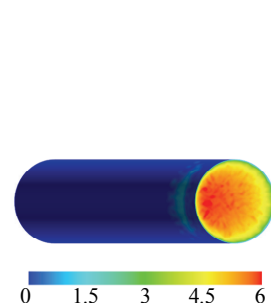
(b) 升力系数变化规律



(c) 力矩系数变化规律



(d) 空泡闭合时压力分布



(e) 圆柱体表面压力分布

图6 圆柱体入水力系数随入水时间的变化规律以及流场压力(kPa)分布

## 4 结论

基于 LES 模拟技术,开展了不同初始倾角和初始速度对圆柱体运动轨迹、倾角变化规律以及流体动力特性的影响研究。通过分析获得了如下结论:

(1)建立了基于 LES 湍流模型的倾斜圆柱体入水模拟算法,并通过与实验结果对比,验证了数值计算方法的准确性。

(2)圆柱体入水轨迹均呈现先向  $x^-$  方向移动,然后向  $x^+$  方向移动。圆柱体倾角在入水初期 ( $v_0 t/D < 2$ ) 几乎没有发生变化,随后随着时间推移快速增加。

(3)在本研究初始倾角和速度范围内,头空泡闭合深度随初始速度增加而增加,而几乎不受初始倾角的影响,此外不同初始条件下的圆柱体入水空泡闭合时间  $t_{ds}$  几乎相同。

(4)圆柱体砰击入水后阻力系数逐渐增加。入水砰击载荷在圆柱体质心产生负方向的升力和力矩。空泡闭合时在闭合点附近形成局部高压,使得各个力系数迅速衰减。

## 参考文献

- 1 Cointe R, Armand J-L. Hydrodynamic Impact Analysis of a Cylinder[J]. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 1987, 109(3): 237-243.
- 2 陈学农, 何友声. 平头物体三维带空泡入水的数值模拟[J]. 力学学报, 1990, 22(2): 129-138.
- 3 Moukalled F, Mangani L, Darwish M. The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics[M]. Springer International Publishing, 2016.
- 4 Quan S, Hua J. Numerical studies of bubble necking in viscous liquids[J]. Physical Review E, 2008, 77(6): 066303.
- 5 陈晨马庆鹏. 空气域压力对高速射弹入水流场影响[J]. 北京航空航天大学学报, 2015, 41(8): 1443-1450.
- 6 Glasheen J W, McMahon T A. Vertical water entry of disks at low Froude numbers[J]. Physics of Fluids, 1996, 8(8): 2078-2083.
- 7 Gaudet S. Numerical simulation of circular disks entering the free surface of a fluid[J]. Physics of Fluids, 1998, 10(10): 2489-2499.
- 8 Wei Z, Hu C. Experimental study on water entry of circular cylinders with inclined angles[J]. Journal of Marine Science and Technology, 2015, 20(4): 722-738.
- 9 路中磊, 魏英杰, 王聪, 等. 基于高速摄像实验的开放腔体圆柱壳入水空泡流动研究[J]. 物理学报, 2016, 65(1): 301-315.
- 10 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.
- 11 Derakhshanian M S, Haghdel M, Alishahi M M, et al. Experimental and numerical investigation for a reliable simulation tool for oblique water entry problems[J]. Ocean Engineering, 2018, 160: 231-243.
- 12 Leonard A. Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows[J]. Advances in Geophysics, 1974, 18: 237-248.

## Numerical investigation on water entry hydrodynamics of inclined cylinder

XIA Wei-xue, WANG Cong, WEI Ying-jie, YANG Liu

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

**Abstract:** The turbulence model of LES, multiphase model of VOF and overset mesh method are employed to numerical investigate the hydrodynamics of water entry by an inclined cylinder. Time of pinch-off for the head cavity is almost a constant of  $t_{ds}^2 g/D = 3.1$ . The effect of initial conditions investigated in herein on the time can be ignored. All the cylinder firstly moves to  $x^-$ , then moves to  $x^+$ . Attitude angle of cylinder is less affected by impact load at the initial stage of water entry ( $v_0 t/D < 2$ ). Then the attitude angle increases quickly as the descent of cylinder. High pressure created by the pinch-off leads to a rapid drop of force coefficients.

**Key words:** inclined cylinder; numerical simulation; water entry cavity; hydrodynamics;