

头型对回转体垂直入水时空泡面闭合影响的数值模拟

温俊生¹,施红辉¹,徐胜利²,彭 杰²,陈 波¹

(1. 浙江理工大学机械与自动控制学院,杭州 310018;2. 清华大学航空航天学院,北京 100084)

摘 要: 为了获得头型对入水空泡面闭合时间的影响以及某实际射弹模型入水过程中发展的空泡尺寸,通过VOF(Volume of fluid)方法和二维轴对称模型,在Fluent 15.0中嵌入用户自定义函数并应用动网格技术,对不同头型圆柱体和实际射弹模型以500.00 m/s的速度匀速入水时产生的入水空泡进行了数值模拟。结果表明:圆头型圆柱体入水空泡发生面闭合的时间最早,其次是圆锥型圆柱体,平头型圆柱体入水空泡发生面闭合时间最晚;圆头型圆柱体诱导的气相速度最大,其次是圆锥型圆柱体,平头型圆柱体诱导的气相速度最小。模拟结果与文献结果一致性很好。实际射弹模型入水后,其空泡由前后两部分复合而成,数值结果和Logvinovich半经验公式的计算结果具有很好的一致性。该研究结果可以为高速物体入水超空泡的流动特性分析提供参考。

关键词: 超空泡;头型;实际射弹模型;面闭合;速度场;数值模拟

中图分类号: O352;O359

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851(2018)09-0573-07

0 引 言

物体在水中运动时,受到的阻力大约是在空气中运动的1000倍,这是水下防御系统缺乏高效硬毁伤手段的主要原因之一。在当前国际环境下,研制高速突防、高效毁伤的水下攻击性武器,对我国有着至关重要的意义。超空泡技术是一种高效减阻技术,可以将物体在水下运动时受到的阻力减少90%,因此吸引了众多学者投入大量的精力对其进行研究。

1969年,Logvinovich^[1]提出了空泡的独立膨胀原理。Lee等^[2]数值研究了刚性材料高速射弹入水空泡的发展和溃灭,发现当射弹的形状不变时,深闭合的时间与入水速度无关,是一个常数,入水速度对深闭合发生位置的影响微乎其微。Savchenko^[3]对表征超空泡特征的无量纲参数即弗劳德数(Fr)、空化数(σ)、韦伯数(We)、雷诺数(Re)等进行了分析。Roohi^[4]使用一种改进的VOF方法,针对不同空化数下不同几何模型的入水空泡进行了数值模拟,准

确预测了空泡的发展和溃灭。魏照宇等^[5]数值研究了回转体以较高的速度从空气中入水时的冲击特性,得到了入水过程中的流体动力学的一些基本规律。杨衡等^[6]实验研究了不同头型弹体低速入水空泡的形成、发展特性及其影响因素,得到了入水角度、速度、弹体头部形状对弹体入水空泡及弹道稳定性的影响规律。马庆鹏等^[7-8]对锥头圆柱体高速入水诱导的超空泡流动进行了数值模拟,发现入水速度较高时,空泡首先会发生面闭合,随后才会发生深闭合,空泡最大直径和航行体头部压力随着入水速度的提高而增加。黄海龙等^[9]数值模拟了圆柱后体对圆锥垂直入水空泡的影响,结果显示,后体模型的存在,会增强流场内的空化效应,有利于模型肩部流动分离点附近自然空化的发生。陈晨等^[10]对锥头圆柱体高速入水过程进行了数值模拟,发现在自由液面上方的喷溅形态、空泡表面闭合时间以及空泡内部空化效应受空气域压力影响较大。卢炳举等^[11]数值研究了高速射弹以408.00 m/s的初速度入水过程中的空泡流场特性,得到了射弹入水过程

收稿日期:2018-03-05 网络出版日期:2018-05-10

基金项目:浙江省自然科学基金项目(LY16A020003);“十三五”海军装备预研项目(30208)

作者简介:温俊生(1994-),男,河北张家口人,硕士研究生,主要从事入水超空泡方面的研究。

通信作者:施红辉,E-mail:hhshi@zstu.edu.cn

的空泡形态、入水深度规律、速度衰减规律以及阻力特性。王瑞琦等^[12]实验及数值研究了平头弹丸低速垂直入水时空泡的形成、发展及闭合现象,发现空泡面闭合会产生上下两股射流,并且向下的射流会撞击弹丸尾部而改变弹丸的加速度。宋武超等^[13]数值研究了不同头型回转体低速倾斜入水的流场特性,发现锥角越大,入水空泡的直径越大,阻力系数也越大。本课题组也研究了入水物体头型对空泡面积和空气携带量的影响^[14]。

面闭合过程对入水空泡的形成、发展乃至溃灭具有十分重要的影响。本文为了研究头型对面闭合的影响,取不同头型的圆柱体为研究对象,分析了头型对圆柱体入水空泡面闭合时间以及空泡形态的影响。本文也研究了实际射弹模型入水过程中超空泡的产生和发展。

1 数值模型

1.1 控制方程

本文假设流体为不可压缩流体,通过求解混合相连续性和动量方程组来对超空泡流场进行数值研究,空化模型采用 Schnerr-Sauer 模型。

混合相连续方程^[8,14-15]可以用公式表示为:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_m u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_m = \alpha_w \rho_w + \alpha_a \rho_a + \alpha_v \rho_v \quad (2)$$

$$\alpha_w + \alpha_a + \alpha_v = 1 \quad (3)$$

其中: t 表示时间; ρ_m 表示混合物密度; ρ_w, ρ_a, ρ_v 分别表示水相、空气相和蒸汽相的密度; $\alpha_w, \alpha_a, \alpha_v$ 分别表示水相、空气相和蒸汽相的体积分数; $x_i (i=1,2,3)$ 表示笛卡尔坐标; u_i 表示*i*方向的速度分量。

动量方程^[8,14-15]可以用公式表示为:

$$\frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho_m f_i \quad (4)$$

$$\mu_m = \alpha_w \mu_w + \alpha_a \mu_a + \alpha_v \mu_v \quad (5)$$

其中: $x_j (j=1,2,3)$ 表示笛卡尔坐标; f_i 表示*i*方向的单位质量力; u_j 表示*j*方向的速度分量; μ_m 表示混合物的动力粘性系数; μ_w, μ_a, μ_v 分别表示水相、空气相和蒸汽相的动力粘性系数。

Schnerr-Sauer 空化模型^[16]的水蒸气传输方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_v \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \mathbf{V}) = R_e - R_c \quad (6)$$

$$R_e = \frac{\rho_w \rho_v}{\rho_m} \frac{3\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_B} \sqrt{\frac{2(p_v - p)}{3\rho_w}} \quad (7)$$

$$R_c = -\frac{\rho_w \rho_v}{\rho_m} \frac{3\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_B} \sqrt{\frac{2(p - p_v)}{3\rho_w}} \quad (8)$$

其中: R_B 代表气核半径,取 1.00×10^{-3} mm; p_v 为蒸汽压力; p 为环境压力; \mathbf{V} 为水蒸气速度。

1.2 计算模型、区域及边界条件

本文采用的计算模型如图1所示。其中,图1(a)为圆柱体模型,长 L 均为72.00 mm,空化器直径 D_n 均为6.00 mm,头型分别为平头型、圆锥型和圆头型,圆锥头型的锥角 β 为 90.00° ,圆头头型为半球型。圆锥型和圆头型圆柱体肩部与其头部顶点之间的距离 ΔL 为3.00 mm。图1(b)为实际射弹模型,详细参数如表1所示。其中: l_1, l_2, l_3, l_4, l_5 表示各段圆台长度; d_1, d_2, d_3, d_4, d_5 表示各段圆台上下底直径。

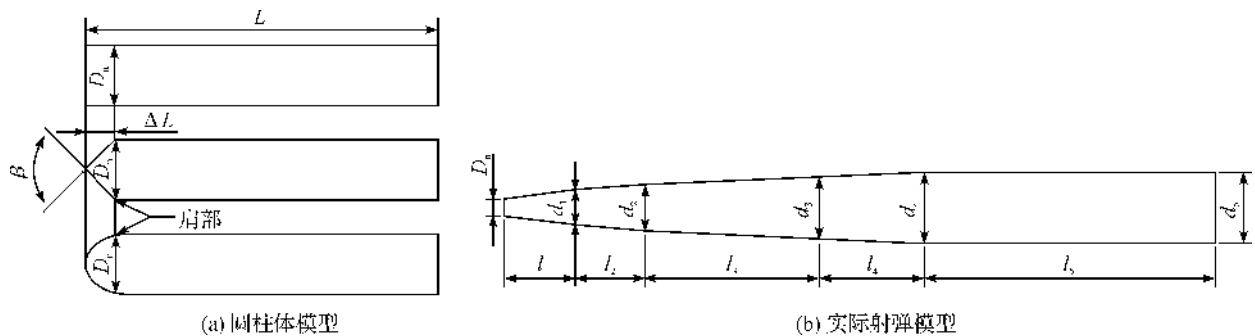


图1 计算模型示意图

表1 实际射弹模型参数

l_1 /mm	l_2 /mm	l_3 /mm	l_4 /mm	l_5 /mm	D_n /mm	d_1 /mm	d_2 /mm	d_3 /mm	d_4 /mm	d_5 /mm
25.00	25.00	60.00	17.00	103.00	1.45	6.50	8.50	11.00	12.00	12.00

为了提高计算效率,本文采用二维轴对称模型,将三维问题简化成二维问题进行数值模拟。计算区域及边界条件设置如图2所示。忽略重力的影响,以 x 轴作为对称轴,设置上下边界为无滑移壁面,

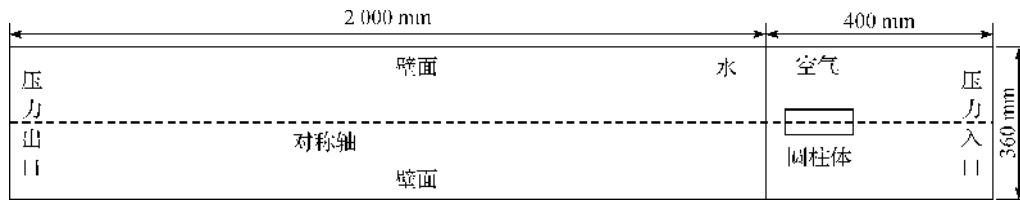


图2 计算区域及边界条件设置

1.3 计算方法

在Fluent 15.0中嵌入用户自定义函数,结合动网格技术控制物体以500.00 m/s的速度匀速向左运动。湍流模型选择工程中应用最为普遍的标准 $k-\epsilon$ 两方程模型。采用VOF方法对本文涉及到的多相流问题进行求解。采用PISO算法对压力-速度耦合场进行求解,综合考虑计算精度和计算效率,采用二阶迎风格式对动量方程进行离散化,采用一阶迎风格式对紊动能方程和紊动能耗散率方程进行离散化,采用CICSAM格式对体积分数进行离散化。

2 数值及网格验证

将坐标原点置于物体头部顶点处,定义以下四个无量纲参数:超空泡无量纲直径 $\bar{D}=D_x/D_n$;超空泡无量纲长度 $\bar{L}=L_x/D_n$;超空泡最大无量纲直径 $\bar{D}_c=D_c/D_n$;超空泡最大无量纲长度 $\bar{L}_c=L_c/D_n$ 。其中: D_x 表示横坐标 x 处的超空泡半径; L_x 表示横坐标 x 处超空泡的长度; D_c 表示超空泡最大直径; L_c 表示超空泡最大长度。

2.1 网格划分及无关性验证

本文采用四边形网格对计算模型进行网格划分,为了保证超空泡流场和不同相间交界面的计算精度,在圆柱体周围区域进行网格加密。为了排除网格疏密程度对模拟结果的影响,本文以平头型圆柱体为例进行了网格无关性的验证。创建了三种不同密度的网格,如表2所示。

表2 网格划分情况

网格	网格1	网格2	网格3
网格数量	393148	648432	792252
最小网格尺寸/mm	0.75	0.50	0.25

取时间步长为 5.00×10^{-4} ms,分别采用上述三种网格密度针对平头型圆柱体的入水过程展开了数值模拟。图3为当圆柱体头部距离未扰动界面的

左边界为压力出口,右边界为压力入口,压强均为101325 Pa。计算区域宽设置为360.00 mm。设置空气域的长度为400.00 mm,水深为2000.00 mm,物体头部位于水面右侧10.00 mm处。

垂直距离等于100.00 mm时,产生的入水空泡的无量纲尺寸在空间上的变化规律。三种不同网格密度计算结果的空泡轮廓随空间的变化规律基本一致。但是在相同截面处,网格1计算结果的超空泡无量纲直径略小于网格2和网格3的计算结果,网格2和网格3计算结果的空泡轮廓非常接近,差别可忽略不计。

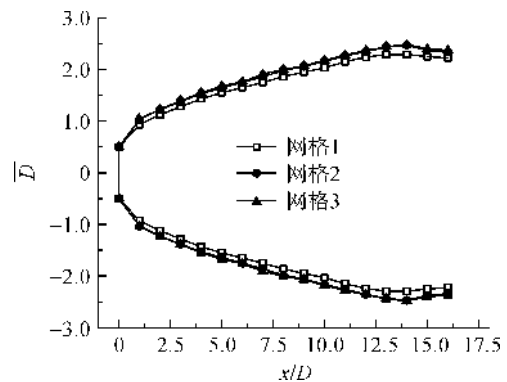


图3 网格无关性验证

网格分辨率应当足够高以精确获取空间流场的信息,但是分辨率过高会降低计算效率,综合考虑两种因素,本文选择第二种网格数量来对三种计算模型进行网格划分。平头型圆柱体的初始网格数量为648432,圆锥型圆柱体的初始网格数量为640265,圆头型圆柱体的初始网格数量为641015,实际射弹模型的初始网格数量为622495,网格分布如图4所示。

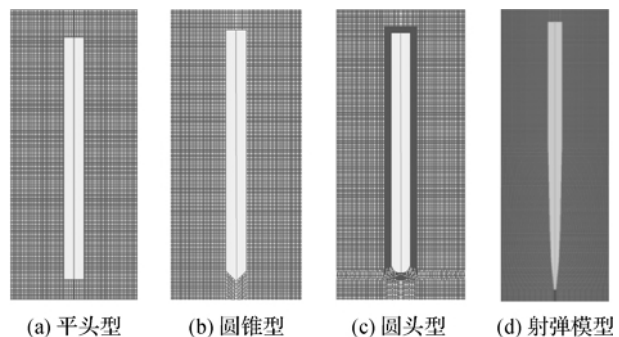


图4 物体周围网格

2.2 数值验证

为了验证本文计算方法的准确性,对文献[17]中的模型进行了计算,图5为本文与文献[17]结果的对比情况。其中,图5(a)为超空泡最大无量纲直径随着入水时间的变化,当入水时间相同时,本文的模拟结果略小于文献[17]的计算结果,两者的最大误差为6.31%。图5(b)为超空泡最大无量纲长度随着入水时间的变化,

随着入水时间的变化,在相同的入水时间,本文的模拟结果略大于文献[17]的计算结果,两者的最大误差为7.90%。本文模拟得到的超空泡形状比文献[17]更加细长,误差主要是由于测量误差和模拟精度造成的。本文认为小于10.00%的误差是可以接受的,所以本文采用的计算方法具有可靠性,可以应用到进一步的数值模拟中。

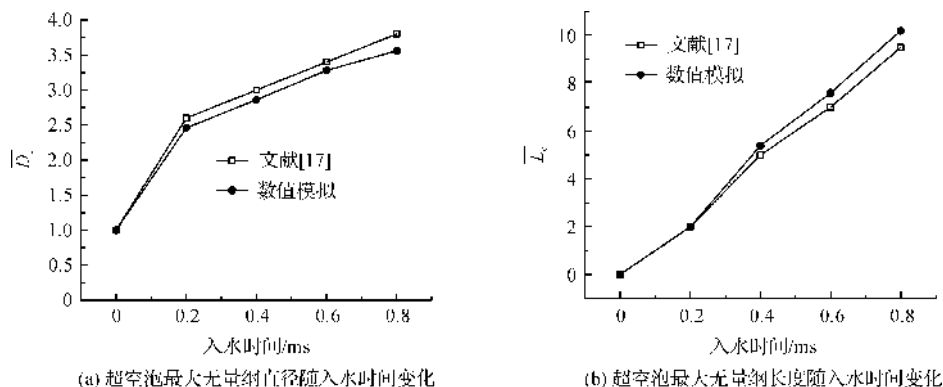


图5 本文研究结果与文献[17]的对比结果

3 计算结果及分析

3.1 不同头型圆柱体入水的数值模拟

图6为平头型圆柱体的入水过程。其中,图6(a)为水相图,白色为水相,黑色为空气相。在入水过程中,空泡从圆柱体头部开始产生,包裹整个圆柱体。图6(a)中1对应的入水时间为0.10 ms,后续每相邻两幅图之间的时间间隔为0.20 ms。图6(b)为对应时间下的速度云图。当圆柱体在空气中运动时,

其动能会传递给周围的空气,使得其周围的空气随着圆柱体一起穿过气液交界面进入空泡中。平头型圆柱体进入水体后,诱导的气相速度可以达到圆柱体入水速度的1.00~1.36倍。圆柱体撞击水面形成的喷溅在压差作用下逐渐向对称轴收缩,当入水时间达到0.90 ms时,平头型圆柱体入水形成的超空泡发生面闭合,此时,空气进入空泡的运动被阻断,面闭合发生位置处的流场速度急剧减少,最后趋向于0,如图6(b)中5—6所示。

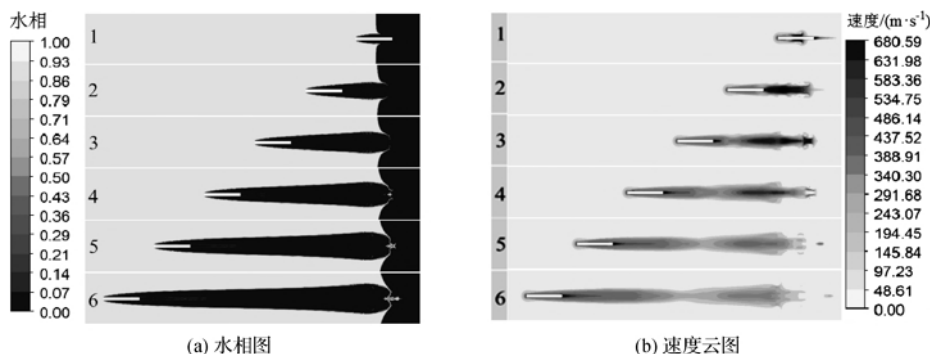


图6 平头型圆柱体入水过程

圆锥型圆柱体的入水过程如图7所示。其中,图7(a)为水相图,图中1对应的入水时间为0.25 ms,后续每相邻两幅图之间的时间间隔为0.20 ms,图7(b)为对应时间下的速度云图。与平头型圆柱体不同,圆锥型圆柱体的入水空泡从其肩部开始产生,包裹整个圆柱体。圆锥型圆柱体诱导的气相速度可以达到其入水速度的1.00~1.46倍,大于平头型圆柱

体。当入水时间达到0.85 ms时,圆锥型圆柱体入水空泡开始发生面闭合,略早于平头型圆柱体。文献[8]中,圆锥型圆柱体在入水后1.00 ms左右发生面闭合,与本文计算结果具有较好的一致性。

圆头型圆柱体的入水过程见图8。其中,图8(a)为水相图,图中1—6对应的时间分别是0.10,0.30,0.50,0.70,0.90 ms和1.10 ms,图8(b)为对应时

间下的速度云图。当圆头型圆柱体从空气中进入水中时,空泡从圆柱体的肩部开始产生,包裹整个圆柱体。与其他两种头型的圆柱体相比,圆头型圆柱体

诱导的气相速度最大,可以达到其入水速度的 1.00 ~ 1.47 倍。圆头型圆柱体入水空泡在 0.70 ms 时就已经开始发生闭合。

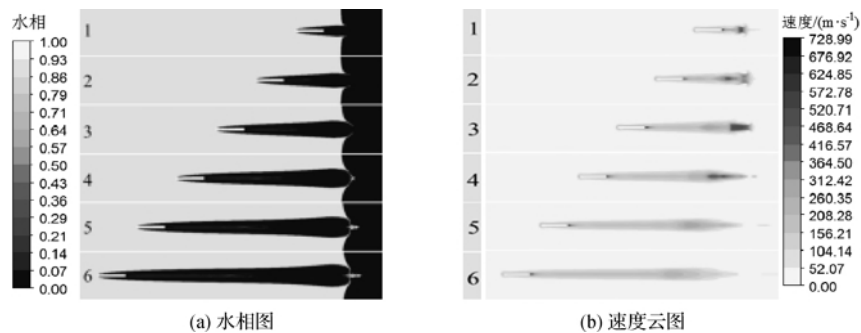


图 7 圆锥型圆柱体入水过程

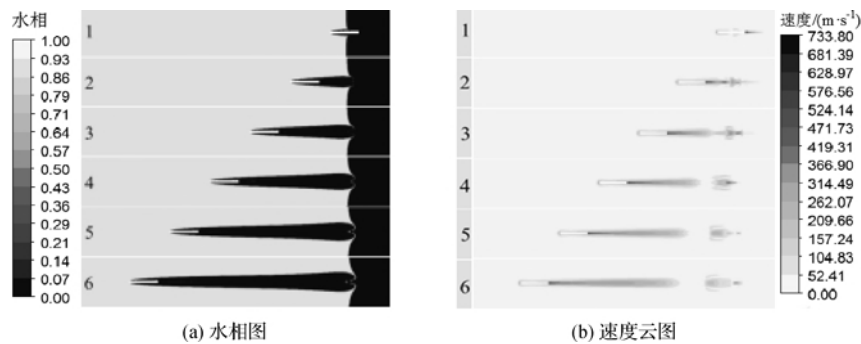
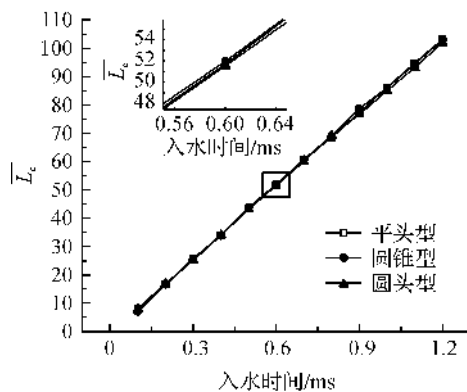


图 8 圆头型圆柱体入水过程

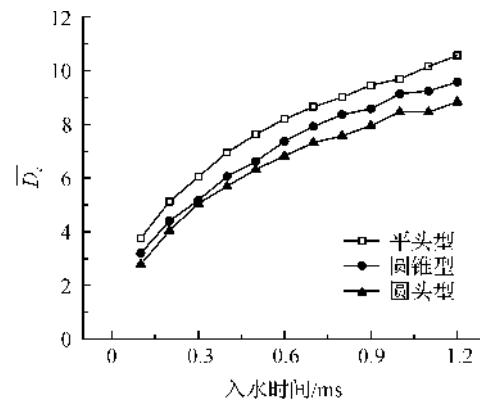
为了研究面闭合发生的时间产生差异的原因,本文对不同头型圆柱体入水空泡的无量纲尺寸随着时间和空间的变化规律进行了定量的研究。

图 9 为超空泡最大无量纲尺寸随着入水时间的变化规律。其中,图 9(a)为超空泡最大无量纲长度的变化规律。在圆柱体匀速入水过程中,超空泡最大无量纲长度随着入水时间呈线性增加的趋势。在超空泡发生面闭合之前,当入水时间相同时,不同头型圆柱体产生的超空泡的最大无量纲长度之间差别很小,这说明超空泡的最大无量纲长度对面闭合时间的影响可以忽略不计。

图 9(b)为超空泡最大无量纲直径随入水时间的变化规律。不同头型圆柱体产生的超空泡的最大无量纲直径随着入水时间增大。在入水初期,增长率较快,随着入水时间的增加,增长率开始逐渐减少。圆锥型圆柱体入水时,锥角越大,相同水深处的空泡直径就越大^[13],平头型圆柱体等价于 $\beta=180.00^\circ$ 的圆锥型圆柱体,而圆头型圆柱体入水不易形成空泡^[6],所以当入水时间相同时,平头型圆柱体入水空泡的最大直径大于圆锥型圆柱体,又大于圆头型圆柱体,头型对超空泡最大直径的影响显著。图 9(b)得到的结果,与本课题组用二维模型计算出的结果是一致的^[14]。



(a) 超空泡最大无量纲长度随入水时间变化



(b) 超空泡最大无量纲直径随入水时间变化

图 9 超空泡最大无量纲尺寸随入水时间变化

图10为当圆柱体头部距离未扰动界面的垂直距离等于100.00 mm时,三种头型圆柱体诱导产生的超空泡的无量纲尺寸在空间上的分布规律。在相同截面处,平头型圆柱体产生的入水空泡的直径最大,其次是圆锥型圆柱体,圆头型圆柱体入水空泡的直径最小。

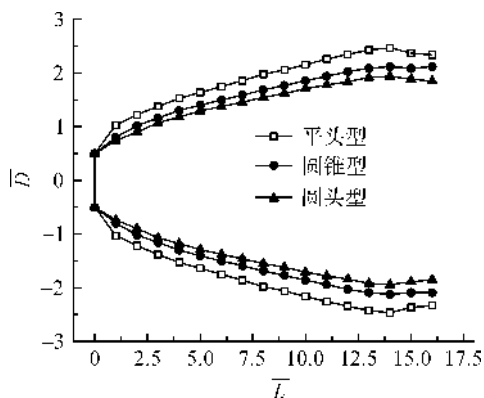


图10 超空泡无量纲尺寸的空间分布规律

3.2 实际射弹模型入水的数值模拟

为了获得实际射弹模型入水空泡的形态发展特征,对其入水过程进行了数值模拟,水相图见图11。图11中,1对应的入水时间为0.20 ms,后续每相邻两幅图之间的时间间隔为0.40 ms。由于射弹模型的头部直径很小,导致其入水时所形成的空泡较小而被分成两个部分。前部空泡从射弹模型头部开始产生,在距离射弹模型头部水平距离22.00 mm处终止。后部空泡在距离头部水平距离24.00 mm处开始产生,包裹后侧弹体区域。当入水时间达到1.80 ms时,射弹模型产生的入水超空泡开始发生面闭合。

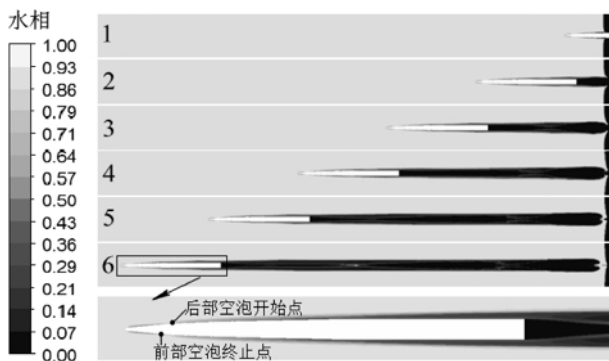


图11 实际射弹模型入水水相图

为了验证本文模拟得到的射弹模型入水空泡数值结果的准确性,将入水时间为2.20 ms时的空泡轮廓与Logvinovich半经验公式进行了对比,对比结果如图12所示。在射弹模型周围,通过数值模拟得到的空泡轮廓和半经验公式计算得到的空泡轮廓吻合度非常高,最大误差仅为7%,满足本文误差要求。

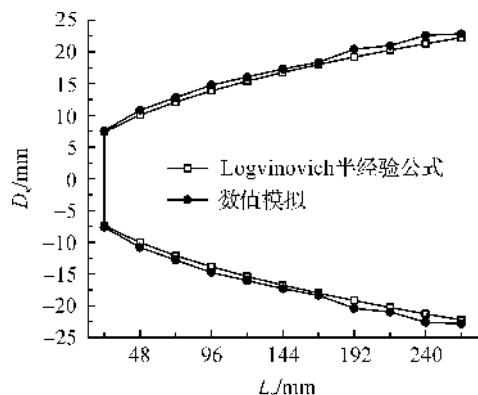


图12 本文研究结果与半经验公式对比

4 结论

通过对不同头型圆柱体和实际射弹模型的入水超空泡流场的数值模拟,将计算得到的数据进行后处理分析,并与文献以及Logvinovich半经验公式进行对比分析,得出如下结论:

a) 当入水时间相同时,在相同截面处,平头型圆柱体的入水空泡直径最大,圆锥型圆柱体次之,圆头型圆柱体入水空泡直径最小。头型对超空泡最大长度的影响很小,可以忽略不计。

b) 圆头型圆柱体产生的入水空泡发生面闭合的时间最早,为0.70 ms,其次是圆锥型圆柱体,其产生的入水空泡在入水时间达到0.85 ms时开始发生面闭合,平头型圆柱体产生的入水空泡发生面闭合的时间最晚,为0.90 ms。

c) 圆头型圆柱体对周围流场的速度分布影响最大,诱导的气相速度可以达到圆柱体速度的1.00~1.47倍;圆锥型圆柱体次之,诱导的气相速度是圆柱体速度的1.00~1.46倍。平头型圆柱体对周围流场的影响最小,诱导的气相速度是圆柱体速度的1.00~1.36倍。

d) 实际射弹模型入水空泡会被分成两部分,并在1.80 ms时发生面闭合。前部空泡从射弹模型头部开始产生,在距离头部22.00 mm时终止,后部空泡从距离头部24.00 mm时开始产生,包裹射弹模型的后部区域。

参考文献:

- [1] Logvinovich G V. Hydrodynamics of Flow with Free Boundaries[M]. Kiev: Naukova Dumka, 1969: 7-59.
- [2] Lee M, Longoria R G, Wilson D E. Cavity dynamics in high-speed water entry[J]. Physics of Fluids, 1997, 9 (3): 540-550.
- [3] Savchenko Y N. Experimental investigation of supercavitating

- motion of bodies[C]//Proceedings of the Fourth International Symposium on Supercavitating Flows, Brussels: RTO-AVT and VKI, 2001:12-24.
- [4] Roohi E. Transient simulations of cavitating flows using a modified volume-of-fluid (VOF) technique[J]. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2008, 22(1/2):97-114.
- [5] 魏照宇, 石秀华. 回转体高速垂直入水冲击特性研究[J]. 鱼雷技术, 2010, 18(5):339-342.
- [6] 杨衡, 张阿曼, 龚小超, 等. 不同头型弹体低速入水空泡试验研究[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2014, 9(35):1060-1066.
- [7] 马庆鹏, 魏英杰, 王聪, 等. 锥头圆柱体高速入水空泡数值模拟[J]. 北京航空航天大学学报, 2014, 40(2):204-209.
- [8] 马庆鹏, 魏英杰, 王聪, 等. 锥头圆柱体高速入水空泡深闭合数值模拟研究[J]. 兵工学报, 2014, 35(9):1451-1457.
- [9] 黄海龙, 王柏秋. 圆柱型后体对圆锥垂直入水空泡的影响[J]. 哈尔滨商业大学学报(自然科学版), 2014, 30(5):583-588.
- [10] 陈晨, 马庆鹏, 魏英杰, 等. 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.
- [11] 卢炳举, 罗松, 朱珠, 等. 高速射弹入水空泡多相流场数值模拟[J]. 兵器装备工程学报, 2017, 12(38):242-246.
- [12] 王瑞琦, 黄振贵, 朱世权, 等. 平头弹丸入水空泡闭合实验研究及数值模拟[J]. 兵器装备工程学报, 2017, 12(38):36-39.
- [13] 宋武超, 王聪, 魏英杰, 等. 不同头型回转体低速倾斜入水过程流场特性数值模拟[J]. 北京理工大学学报, 2017, 37(7):661-666.
- [14] 朱棒棒, 施红辉, 侯健, 等. 高速射弹入水时空气携带量的数值模拟[J]. 浙江理工大学学报, 2017, 37(3):402-408.
- [15] 张鸣远, 景思睿, 李国君. 高等工程流体力学[M]. 西安:西安交通大学出版社, 2006:289-386.
- [16] 洪锋, 袁建平, 周帮伦, 等. 改进 Schnerr-Sauer 模型在水翼空化模拟中的评估分析[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2016, 37(7):885-890.
- [17] 叶取源. 用 E-L 方法计算圆平头物体垂直入水空泡的面闭合和深闭合[J]. 应用力学学报, 1990, 7(4):17-24.

Numerical simulation of the effect of different head form on surface closure of water entry supercavity

WEN Junsheng¹, SHI Honghui¹, XU Shengli², PENG Jie², CHEN Bo¹

(1. Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China;

2. School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In order to obtain the effects of head form on surface closure time and the supercavity size which forms and develops in the water entry process of projectile model, Based on VOF (Volume of fluid) method and two-dimensional axisymmetric model, user defined function was embedded in Fluent 15.0 and dynamic mesh technology was used to conduct numerical simulation of water entry supercavity generated by the cylinders with different head forms and the uniform velocity of 500.00 m/s of a practical projectile model. The results showed that the surface closure time of the cylinder with round head form was the earliest, followed by the cylinder with the conical head form, and the cylinder with the closely cropped head form was the latest one. The cylinder with round head form induced the largest gas phase velocity, followed by the cylinder with the conical head form, and the cylinder with the flat head form had the smallest effect. The results agree with the literature very well. After the projectile model entered the water, the supercavity consisted of two parts. The results have a good agreement with the calculation result of Logvinovich semi-empirical formula. It can provide the reference for the study of the supercavity flow characteristics induced by the water entry of high-speed objects.

Key words: supercavity; head form; practical projectile model; surface closure; velocity field; numerical simulation