爆 炸 与 冲 击
Explosion and Shock Waves
DOI：10.11883/bzycj-2025-0312

头部锥角对弹体高速入水流场变化特性的影响*

李腾，高贵山，姚伟光，仇洋，胡顺治，桂毓林，何雨，郑晓波*

（中国工程物理研究院，流体物理研究所，四川 绵阳 621900）

摘　　要：弹体高速入水过程中会发生空化现象形成空泡，引起流场变化，进一步影响弹体运动稳定性，本文针对不同头部锥角双锥段弹体穿越自由液面后的流场变化影响特性展开研究。基于电磁发射装置进行弹体高速入水试验，基于重叠网格技术和 VOF 多相流模型建立弹体高速入水数值仿真模型展开计算，通过试验验证了仿真模型的有效性，获取了不同头型弹体垂直入水后的流场变化特性。研究发现：双锥段弹体垂直入水后，空泡对称发展，空泡面闭合后，总长度增加，最大宽度逐渐减小；随着弹体空化器头部锥角的增加，弹体入水初期空泡闭合、表面沾湿的位置越靠近尾部，空泡轮廓越宽，入水瞬间和水中运动时的阻力也变大，速度衰减加快，空泡发生面闭合的时间推迟，水中运动同一时刻，弹体尾空泡的长度越长，水域内涡结构的长度越短。

关键词：高速入水；空泡；弹体；头型

中图分类号：O352　　**国标学科代码**：1302534　　**文献标识码**：A

Effect of Head Cone Angle on Flow Field Variation during High-Speed Projectile Water Entry

LI Teng，GAO Guishan，YAO Weiguang，QIU Yang，HU Shunzhi，GUI Yulin，HE Yu，ZHENG Xiaobo*

(*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China*)

Abstract: During the high-speed water entry of a projectile, cavitation occurs, forming a cavity bubble that alters the flow field and subsequently affects the projectile's motion stability. Our study investigates the characteristics of flow field changes after double-cone projectiles with different head cone angles traverse the free surface. High-speed water entry experiments were conducted by using an electromagnetic launch device, and a numerical simulation model of high-speed water entry was established basing on the overset mesh technique and the VOF multiphase flow model. The validity of the simulation model was verified through experiments, and the flow field characteristics after the vertical water entry of projectiles with different head shapes were obtained. The research findings are as follows: After the vertical water entry of a double-cone projectile, the cavity bubble develops symmetrically. Following surface closure of the cavity bubble, its total length increases while its maximum width gradually decreases. As the head cone angle of the projectile's cavitator increases: during the initial entry phase, the closure point and wetted surface position move closer to the tail; the cavity contour becomes wider; the resistance experienced at the moment of entry and during underwater motion increases, leading to faster velocity decay; the time of surface closure for the cavity bubble is delayed. At the same moment during underwater motion, the length of the tail cavity bubble is longer, while the length of the vortex structures within the water domain is shorter.

Keywords: high-speed water entry; cavity bubble; projectile; head shape

*收稿日期：2025-09-28；　修回日期：2025-11-13；
基金项目：中物院院长基金自立项目（YZJJZL2024019）；
第一作者：李腾（1999－ ），男，硕士，工程师. E-mail: liteng201606@163.com；
通信作者：郑晓波（1986－ ），男，博士，高级工程师. E-mail: zxb3710@163.com。

录用稿件，非最终出版稿

0 引言

现代海战水下对抗愈演愈烈，为实现对敌水下目标的有效攻击，利用空投或火箭助飞的方式发射高速入水导弹武器是一种现实可行方法，具有作战距离远、隐蔽性好和突防效果佳的特点。然而弹体高速入水运动过程涉及水、空气和水蒸气的多相流动作用，入水瞬间流场介质发生突变，伴随有湍流、空化等复杂流动现象，同时空气和水介质在密度、粘度等特性上存在巨大差异，导致入水过程具有强瞬时性和非定常性，入水时弹体表面也会受到强烈的流体作用力。

入水过程中弹体将部分动能传递给附近的流体从而使流体产生径向向外的流动，在弹体表面发生空化现象形成空泡，空泡经历初生、发展、闭合、脱落溃灭的过程，影响弹体运动姿态偏转，同时引起流场环境复杂变化。入水空泡的发展演化会影响弹体水下弹道稳定性，空泡脱落溃灭引起弹体表面出现沾湿现象，沾湿面积非对称变化时，会导致弹体受力不均，从而弹道偏转，运动稳定性受到影响。因此针对抨击自由液面弹体跨介质高速入水后的空泡演化特性展开研究，获取不同头型对空泡轮廓和流场变化的影响规律，为弹形优化设计、水下弹道增稳提供支撑，具有重要意义。

有关入水问题的研究主要通过理论分析、数值模拟和试验验证的方法展开，入水空泡流动特性的研究最初基于势流理论开展，忽略流体粘性影响后得到了超空泡的形态及升阻力计算公式，而由于入水空泡的形成及其形态发展是一个复杂的多相流变化过程，空泡形态及喷溅特性受弹体头型、初始入水速度、角度、自由液面表面张力等众多因素影响，且实际空泡中存在明显的气液交界面及高雷诺数的湍流特征，流场变化复杂，空泡发展涉及一系列的动力学难题，通过直接求解势流理论方程无法准确描述入水空泡的发展演化特性，因此现阶段针对入水空泡的研究主要集中在数值仿真和试验方法上。数值模拟研究方面，主要包括两种方法，一类是基于流体势流理论的计算方法，主要包括 Logvinovich 空泡截面独立膨胀原理和边界元方法，另一类是基于求解 Navier-Stokes 方程的计算流体动力学方法，数值仿真可以获取试验难以测试的空泡流场内部压力、速度、涡量场变化等细节，得到更全面的水下空泡流场变化信息。由仿真模拟弹体入水运动过程，结合入水试验结果，共同预测空泡演变过程。

针对运动体入水问题，国内外学者进行了诸多研究。1900 年英国科学家 Worthington[1]采用闪光照相技术观察了小球垂直落入不同液体时的空泡形态变化及液滴喷溅等现象，研究了入水速度、小球表面状态及液体密度粘度特性对喷溅的影响规律，之后入水研究大量开展。Logvinovich[2]（1972）基于能量守恒定律推导提出了空泡截面独立膨胀原理，其主要思想是，在单个独立的空泡截面内空泡的扩张收缩独立于弹体之前或之后的运动轨迹，只与无穷远处压力及空泡内部压力、运动体速度及阻力系数等有关；Duclaux 等人[3]（2007）基于气泡平衡理论，推导了入水空泡半径随时间变化的数学模型，并基于该模型数值计算了球体和圆柱体的入水空泡形态，与试验结果吻合较好；Grumstrup[4]（2007）对不同表面粗糙度的球体低速入水空泡形态展开了试验研究，结果表明空泡波动与空泡的长度及深闭合时产生的压力脉冲相关；Yan 等人[5]（2009）针对低弗劳德数（Fr 小于 10）条件下的入水空泡问题，基于匹配渐近线法和势流理论分别推导了描述空泡形态变化的数学模型，两种模型的计算结果吻合较好，同时进行了球体自由落体试验验证了计算结果；Truscott[6]（2009）等人对旋转球体入水空泡形态变化进行了研究，发现旋转球体入水的空泡和飞溅是非对称的；Belden 和 Hurd（2016）等人[7]研究了弹性小球“跳水”过程中的空泡特性，结合仿真模拟方法，对弹性小球的跳水机理进行了分析。

国内方面，张伟等[8]（2011）开展了在 35-160m/s 速度条件下平头、卵形和截卵形弹体的入水试验，分析了入水空泡形态和弹道变化特性，结果表明平头弹体入水弹道稳定性较好；何春涛等人[9]（2012）进行了 140°锥头圆柱形弹体垂直和倾斜入水试验研究，分析了入水空泡的生成、发展、闭

录用稿件，非最终出版稿

合现象，发现入水速度影响空泡闭合方式；施红辉等人[10]（2012）进行了细长体高速入水试验研究，通过高速摄像清晰记录了细长体入水撞击自由液面瞬间及空泡演变情况，获得了头型、入水速度及角度对空泡演变及液面稳定性的影响；并[11]（2015）进行了不同头型钝体在不同速度下倾斜、垂直入水试验研究，获取了头型、速度对入水空泡形态发展的影响特性；杨衡等人[12]（2014）进行了圆头、90°、120°及150°锥角不同头型的弹体低速入水时入水速度和角度对空泡形态及弹道稳定性的影响研究，结果表明圆头弹体入水时不易形成开空泡且弹道稳定性最差；马庆鹏等人[13]（2014）针对球体垂直入水问题展开了实验研究，分析了入水速度及表面沾湿状态对空泡演化的影响特性，发现球体表面沾湿对入水空泡形成具有抑制作用；施瑶[14]（2016）进行了回转体型航行器高速入水空泡演变、冲击载荷特性及缓冲防护技术方面的研究，结合入水冲击试验测试，获得了航行体头型、入水速度、入水攻角、壳体厚度等对空泡形态、冲击载荷及结构响应的影响规律；赵成功[15]（2017）采用理论、模拟和试验结合的方法进行了高速射弹水平和倾斜入水多相流场及弹道变化特性研究，获取了攻角、尾翼、质心位置、初始扰动、空化数、头型和入水速度对射弹空泡形态、尾拍运动特性、流场变化及弹道偏转特性的影响规律。

郭子涛等人[16]（2017）利用轻气炮进行了截卵形弹在速度100~150m/s的水平入水实验，获取了弹体水中运动速度衰减规律，建立了关于空泡扩展的理论模型，实验和理论结果吻合很好；黄振贵等人[17]（2018）进行了不同速度下90°锥头弹丸低速垂直入水试验，获取了空泡不同闭合方式和演变过程，及空泡壁面波动规律；Chen Chen等[18]（2018）进行了楔形体高速入水试验研究（速度110-180m/s），结果表明空泡闭合时间与入水角成正比，入水阻力受弹体结构形状影响，和结构长径比无关；Yao Shi等[19]（2019）进行了不同头型回转体航行器在不同速度、角度下的入水试验，研究了头型、速度、角度等因素对航行体入水空泡演化的影响；郭子涛等人[20]（2019）开展了平头、截卵型和半球型三种不同头型的柱形射弹在100m/s~300m/s速度范围内的水平入水试验，分析了入水深度对空泡内外压差的影响规律；杨柳等人[21]（2021）进行了超弹性球体入水空泡演化特性试验研究，分析了球体剪切模量、入水速度及球体直径对入水空泡流动特性及球体变形行为的影响；华扬等[22]（2021）基于高速摄影技术对35°、40°、45°等不同切角及平头头型的航行体开展了不同入水角度下的低速入水实验，发现非对称头型切角侧能有效促进空泡扩张从而形成不对称入水空泡；车沛錡[23]（2023）基于流场计算和固体求解方法建立了弹性回转体高速入水双向流固耦合数值计算模型，对回转体入水的空泡流场变化、冲击载荷及结构动态响应特性进行了研究；陈建良等人[24]（2024）采用ALE流固耦合方法进行了大口径锥头弹体倾斜入水偏转特性仿真研究，分析了入水角度对弹体弹道偏转的影响规律；同时[25]（2025）进行了锥头弹体倾斜入水试验研究，详细分析了弹体受力和载荷变化特性，结合模拟得到了不同入水速度、角度及攻角对锥头弹体水下弹道偏转的影响规律。

Yilan Yu等人[26]（2024）通过仿真研究了不同入水速度、角度对航行体入水空泡演化及流场的影响，相关结论支撑高速入水多相流研究；Peiqi Che等人[27]（2024）采用流固耦合方法研究了不同弗劳德数Fr、入水角度及攻角对弹体高速入水空泡演化、载荷变化及结构响应的影响特性；Xiangju Liu等人[28]（2024）采用欧拉多相流有限元方法模拟了弹体高速入水运动过程，从空泡截面角度分析了空泡典型特征，发现空泡扩张与收缩时的不对称性与自由液面运动及空泡闭合相关；Seongho Park等人[29]（2024）采用仿真方法研究了锥头、半球头及平头弹体高速入水时的非定常空化流动特性，揭示了头部形状对入水流场压力分布、阻力系数及弹体运动等的影响机制；Yutong Sui等人[30]（2024）通过实验和仿真研究了凹头弹体高速入水时的瞬态冲击载荷及流场变化特性，揭示了凹头弹体入水流场压力峰值变化机制；Chao Qi等人[31]（2024）采用仿真实验相结合的方法研究了横流对圆柱体入水空泡和流动特性的影响；T.I. Khabakhpasheva等人[32]（2024）针对锥形壳体撞击无粘性不可压缩无限深度液体的轴对称问题进行研究，分析了入水冲击阶段壳体的应变及流体动力载荷特性，发现只有当入水角极小时才可用圆板近似锥壳；Shengsheng Xia等人[33]（2025）采用数值方法进行了不密封和密封空心圆柱高速入水研究，获取了空泡射流变化及受力特性，并分析了壁厚对空心圆柱入水的

录用稿件，非最终出版稿

影响规律；Shiqi Fan 等人[34]（2025）进行了不同环境下多尺度航行体入水空泡演化及冲击载荷相似性研究，提出了大气压力-密度双参数调节修正方法，能实现小尺度模型试验对原型空泡演化的精确预测。

上述研究虽涉及锥头弹体，但未系统分析双锥段结构对入水空泡闭合的调控作用，为本研究提供了探索空间。因此本文针对抨击自由液面后的双锥段弹体高速入水空泡演化特性展开研究，建立高速入水数值仿真模型，进行试验校核了模型准确性，获取了入水空泡的演变过程，并进行了不同头型弹体高速入水运动模拟，获取了头型对空泡轮廓变化的影响规律，支撑低阻高稳入水弹体头型设计。

1 入水研究方法

弹体高速入水运动过程涉及水、空气和水蒸气的多相耦合作用，具有强瞬时性和非定常性，同时伴随有湍流、空化、弹道偏转等复杂流动现象。本文基于重叠网格技术和有限体积法结合 VOF（Volume of Fluid）多相流模型建立了弹体高速入水仿真计算模型，模型建立时选择雷诺平均 N-S 方法下的 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流模型及 Schnerr-Sauer 空化模型，数值离散求解流体控制方程展开计算，由试验结果验证了仿真模型的准确性。

1.1 控制方程

仿真计算时忽略流体之间的热量传递，因此描述该多相流动的控制方程包括连续性方程及动量方程。

连续性方程：

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

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_m u_j\right)+\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_m u_i u_j\right)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\rho_m g+\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu_m+\mu_t\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}+\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)\right] \tag{2}$$

式中 ρ_m 为混合相密度，t 为时间，x_i 是笛卡尔坐标分量，u_i 是笛卡尔坐标系下的速度分量（i、j、k 对应 x、y、z 轴），g 为重力加速度，μ_m 为混合相动力粘度，μ_t 为湍流粘性系数。

1.2 模型选择

1.2.1 多相流模型

弹体高速入水过程涉及多相流动，目前基于求解 N-S 方程的计算流体动力学方法主要包括三种多相流模型，分别是混合多相流 MMP（Mixture Multiphase）、欧拉多相流 EMP（Eulerian Multiphase）及流体域体积多相流 VOF（Volume Of Fluid）模型。其中 VOF 多相流模型可对不混溶两相交界面的分布和移动变化进行预测与追踪，不同相之间共用控制方程，通过对各相流体介质赋予一个表示其所占体积分数的变量，求解该变量来获取相间交界面变化，该模型适用于物体在液体中的运动、溃坝后流体流动、射流破裂的预测及气水自由液面的流动追踪等多相流研究。对于本文模拟的弹体高速入水运动过程，需清晰捕捉空气、水蒸气及水多相交界面的形态变化过程，结合以往入水仿真计算经验，选择 VOF 多相流模型模拟相交界面的变化过程。

VOF 多相流模型中混合介质相间交界面处的相分布和位置可以通过相体积分数来描述 α_i 来描述，

录用稿件，非最终出版稿

相 i 的体积分数定义为 $\alpha_i = V_i / V$，其中 V_i 是网格单元中 i 相的体积，V 是总网格单元的体积，网格单元中所有相体积分数的总和是 1。VOF 多相流模型中通过求解相体积分数输运方程可得到各相的分布及空间位置，输运方程的表达式为：

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_v \alpha_i dV + \oint_A \alpha_i v \cdot da = \int_v \left(S_{\alpha_i} - \frac{\alpha_i}{\rho_i}\frac{D\rho_i}{Dt} \right) dV - \int_v \frac{1}{\rho_i}\nabla \cdot \left(\alpha_i \rho_i v_{d,i} \right) dV \tag{3}$$

式中 a 为表面矢量，v 为质量平均速度，$v_{d,i}$ 为扩散速度，S_{α_i} 表示各相的自定义源项。

1.2.2 湍流模型

弹体高速入水运动过程属于大雷诺数强湍流流动，流体惯性力作用远大于粘性力，流动状态具有高度随机性和不规则不稳定性，因此引入湍流模型来描述湍流变化过程，常见的湍流模型有直接数值模拟 DNS（Direct Numerical Simulation）、大涡模拟 LES（Large Eddy Simulation）、分离涡模拟 DES（Detached Eddy Simulation）及雷诺平均 N-S 模拟 RANS（Reynolds-Averaging Navier-Stokes）方法。目前 RANS 方法下的湍流模型应用广泛，其计算精度可满足入水模拟要求，对网格分辨率和时间步长设置的要求不高，计算量适中，普遍性和适用性较好。RANS 模拟采用湍流平均的方法，将湍流流动状态下的流场分解为时均量和脉动量两部分，将这两部分湍流量进行时均化处理得到湍流平均统计特性，求解控制方程获取湍流流动状态。

RANS 方法下应用较多的湍流模型有 Spalart-Allmaras 湍流模型、$k-\varepsilon$ 湍流模型和 $k-\omega$ 湍流模型，其中 S-A 模型主要用于气动湍流变化模拟，$k-\omega$ 湍流模型适用于边界层流动，能对近壁面处的流动状态进行更精确的预测。$k-\varepsilon$ 湍流模型将湍流粘性与湍动能 k 和耗散率 ε 联系起来，并建立了与涡粘性的关系，包括 Standard、RNG、Realizable 三种模型，其中 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流模型是在标准模型的基础上修正湍流粘性系数得到，其考虑气液两相混合物密度变化对湍流粘性系数的影响，由小密度介质决定相交界面处的湍流粘性系数，计算精度较高，修正后的 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流模型在模拟自然空化的非定常周期性特征中效果较好，适合自由流动、均匀剪切流及边界层流动等湍流状态模拟。本文选择 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流模型模拟弹体高速入水运动过程。

1.2.3 空化模型

弹体高速入水时会发生空化现象形成空泡，引入空化模型来精确模拟空泡演化过程，目前流体仿真计算软件中应用广泛的两种空化模型为 Schnerr-Sauer 空化模型和完整 Rayleigh-Plesset 空化模型，均依据 Rayleigh-Plesset 方程推导而来，该方程是一个模拟流体中单球形空泡生成、发展、振荡及溃灭等运动过程的常微分方程，一般表达式为：

$$\rho_l \left[R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 \right] + \frac{2S}{R} + \frac{4\mu}{R}\frac{dR}{dt} - p_{g0}\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} = p - p_\infty \tag{4}$$

式中 ρ_l 为水的密度，R 为空泡半径，R_0 为空泡初始半径，t 为时间，S 表示空泡表面张力，μ 为水的动力粘度，p_{g0} 表示空泡内不可凝结气体分压，γ 表示气体定压比热容和定容比热容之比，p 表示空泡内部压力，p_∞ 表示远处流场压力。

完整 Rayleigh-Plesset 空化模型考虑空化气泡增长速度、空泡表面张力和水的粘性等影响，而 Schnerr-Sauer 空化模型是一个不考虑经验常数的质量输运空化模型，本文仿真计算不需要对空化气泡增长速度进行求解，结合计算效率和应用经验，采用 Schnerr-Sauer 空化模型模拟入水空泡的演化

录用稿件，非最终出版稿

过程，其质量传输速率表达式为（ p_v 表示水的饱和蒸气压）：

$$\begin{cases} \dot{m}^{+}=\dfrac{\rho_v\rho_l}{\rho_m}\alpha_v\left(1-\alpha_v\right)\dfrac{3}{R}\sqrt{\dfrac{2}{3}\dfrac{\left(p_v-p\right)}{\rho_l}}, p\le p_v \\ \dot{m}^{-}=-\dfrac{\rho_v\rho_l}{\rho_m}\alpha_v\left(1-\alpha_v\right)\dfrac{3}{R}\sqrt{\dfrac{2}{3}\dfrac{\left(p-p_v\right)}{\rho_l}}, p> p_v \end{cases} \tag{5}$$

1.3 重叠网格方法

流体仿真计算中模型边界运动的实现方式有滑移网格方法、动计算域方法和重叠网格方法等，其中滑移网格方法边界处网格不能相互交错，只适用于单自由度运动方式；动计算域方法不适合相对运动模拟。重叠网格方法又称嵌套网格方法，先为运动体单独创建网格区域，称为子域或重叠域网格，重叠域网格跟随弹体一起运动，二者间无相对位移，之后创建背景域网格，弹体和重叠域在背景域内运动，重叠域网格最外围和背景域网格接触，创建重叠网格界面实现流场信息插值传递交换，运动过程中背景域网格静止不动。

重叠网格方法的优势在于进行相对运动的复杂结构之间网格不需要变形和重新生成，只需要分别对子域划分网格并定义其运动特性，各子域网格间互不影响，同时重叠网格易生成，对网格质量的要求不高，有利于数值计算。因此本文研究中采用重叠网格方法建立弹体高速入水数值仿真模型，实现弹体的六自由度入水运动过程。

1.4 计算模型建立

仿真计算和试验验证用的弹体模型外形见下图 1，弹体由头部空化器、中部双锥段和尾部圆柱段组成，弹体尾柱段部分最大外径 D 为 120 mm，头部空化器长度 L_1 为 90 mm，直径 d 为 30 mm，顶部锥角 α 为 120°，仿真计算中弹体模型在 x、y、z 三个方向上绕质心的惯性矩大小分别为：$I_{xx}=0.4883kg\cdot m^2$，$I_{yy}=0.0205kg\cdot m^2$，$I_{zz}=0.4883kg\cdot m^2$，计算时弹体运动方向沿 Y 轴反方向竖直向下。

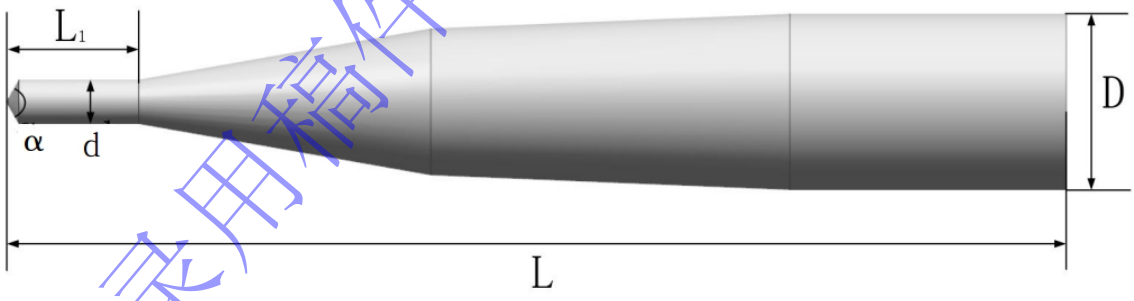


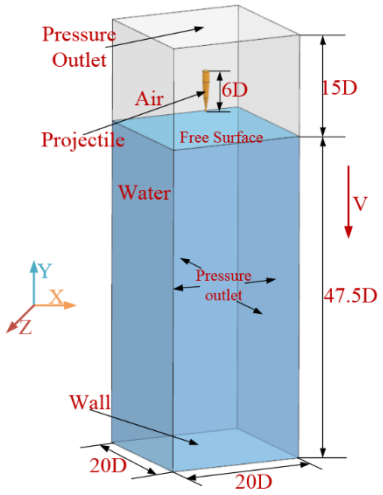
图 1 弹体模型

Fig. 1 Projectile Model

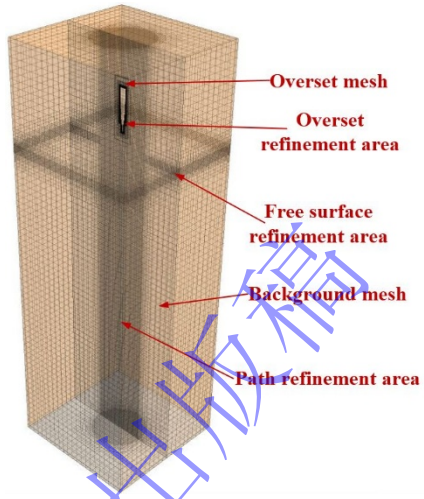
基于流场计算软件建立弹体高速入水数值仿真模型，采用全模计算，弹体入水后作六自由度运动，下图 2a 表示所建立的弹体高速入水几何模型，其中长方体形背景域的尺寸为 62.5D×20D×20D，D 为弹体尾柱段直径，大小 120 mm，水域部分高 47.5D，计算时弹体入水后运动 5 m 位移，背景域四周和上侧边界条件设置为压力出口，底部设置为壁面。重叠域为圆柱体形，直径为 3D，高度为 9D，将弹体包裹在内。初始时刻弹体头部距离水面 0.3 m。图 2b 表示整个流体域的网格划分结果，包括重叠域网格、背景域网格及相关加密区域细化网格，其中弹体表面加密网格尺寸为 0.01 D，水面和运动路径加密区域网格尺寸为 0.08 D。图 2c 表示流场重叠域的网格划分结果，为精确获取近壁面区域的流场变化信息，在弹体模型表面划分棱柱边界层网格，棱柱边界层网格的总厚度为 2.7 mm，延

采用稿件，非最终出版稿

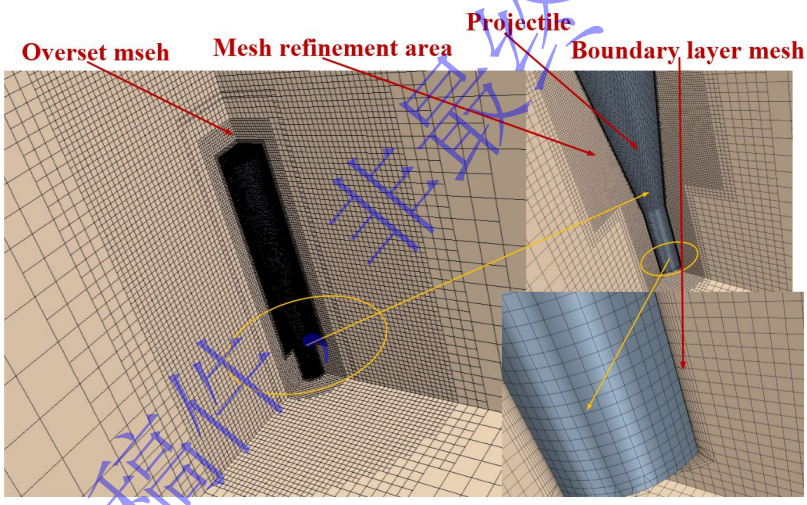
伸率为 1.2，本文利用壁面函数法求解弹体近壁面区域的流场变化，无量纲壁面距离 y^+ 的大小取 50（30< y^+ <300），满足计算要求。



(a) Geometric model and boundary conditions



(b) Fluid domain mesh



(c) Overset domain mesh

图 2 计算模型及网格划分

Fig. 2 Computational model and mesh generation

1.5 模型验证

1.5.1 网格无关性验证

对本文所建立的弹体高速入水数值仿真模型进行网格无关性验证，验证工况的弹体入水速度 110 m/s，调整弹体表面边界层及各加密区域网格尺寸，划分三种不同数量的网格分别为 368 万、485 万、671 万，各网格量下弹体入水运动速度变化过程见下图 3。由计算结果可知，不同网格量下弹体入水运动的速度变化曲线基本一致，差距非常小，低于 1%，可验证本文数值仿真模型的网格无关性，根据现有计算资源、并考虑计算准确性和计算效率，后续仿真模拟中选择网格数量为 485 万时的尺寸参数划分网格展开计算。

录用稿件，非最终出版稿

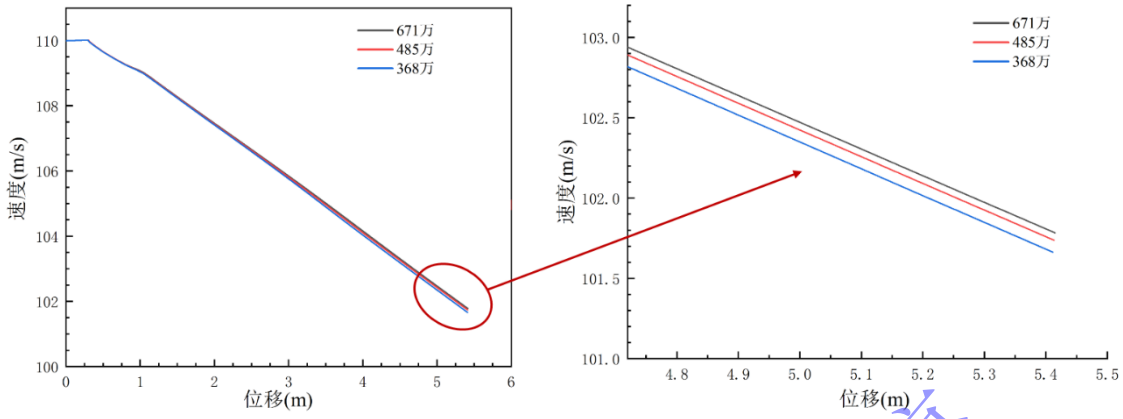


图 3 不同网格量下速度变化对比

Fig. 3 Comparison of velocity variations under different mesh quantity

1.5.2 区域无关性验证

对所建立的入水仿真模型进行区域无关性验证，弹体入水速度仍为 110m/s，设置背景流场域的宽度依次为 16D、20D、30D 开展计算，其中背景域和重叠域的网格划分尺寸保持一致，得到不同背景域宽度下各弹体入水运动速度变化过程见下图 4。由图可知，不同宽度区域下弹体入水运动速度变化曲线基本一致，差距远小于 1%，可验证仿真模型的区域无关性。同时对比不同区域下弹体入水运动 5 m 后的水蒸气流场相云图见下图 5，可知背景域宽度为 16D 时，模型表面空泡更贴近弹体壁面，空泡宽度明显低于区域 20D 和 30D 时的宽度，而背景域宽度 20D 和 30D 时的空泡轮廓宽度接近，综合考虑总网格数量和计算效率，选择背景域宽度为 20D 建立仿真模型。

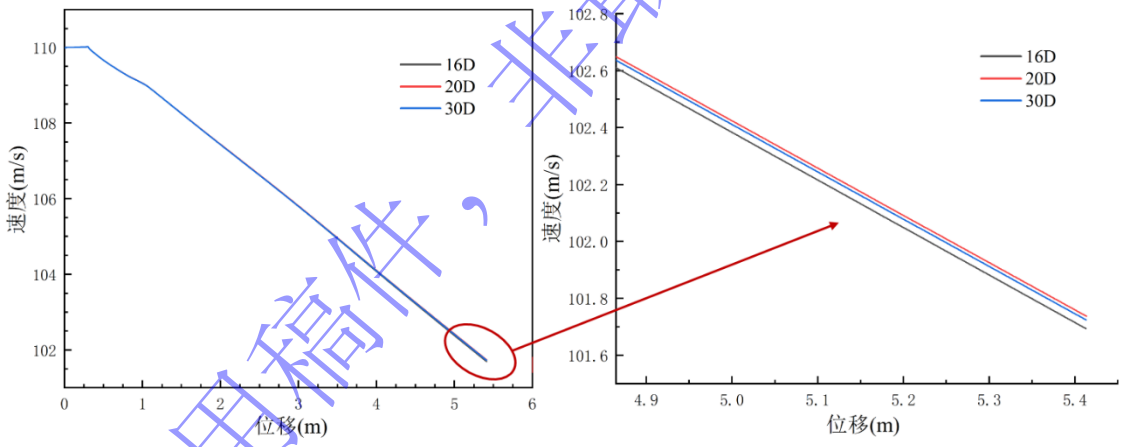


图 4 不同区域宽度下速度变化对比

Fig. 4 Comparison of velocity variations under different area widths

录用稿件，非最终出版稿

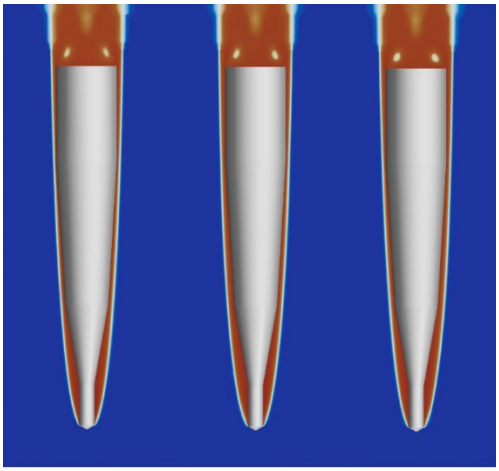


图 5 不同区域宽度下入水 5m 处水蒸气流场对比

Fig. 5 Comparison of water vapor flow fields at a depth of 5m under different area widths

2 仿真模型计算有效性试验验证

2.1 试验装置

为校核数值仿真模型的计算准确性，同时获取弹体穿越自由液面高速入水后的空泡演化特性，进行试验研究。本文试验采用电磁发射装置加载弹体至一定速度后以 90°着角垂直入水，试验布局见下图 6，试验装置由电磁发射系统、高速摄像系统，触发控制系统和水箱四部分组成。

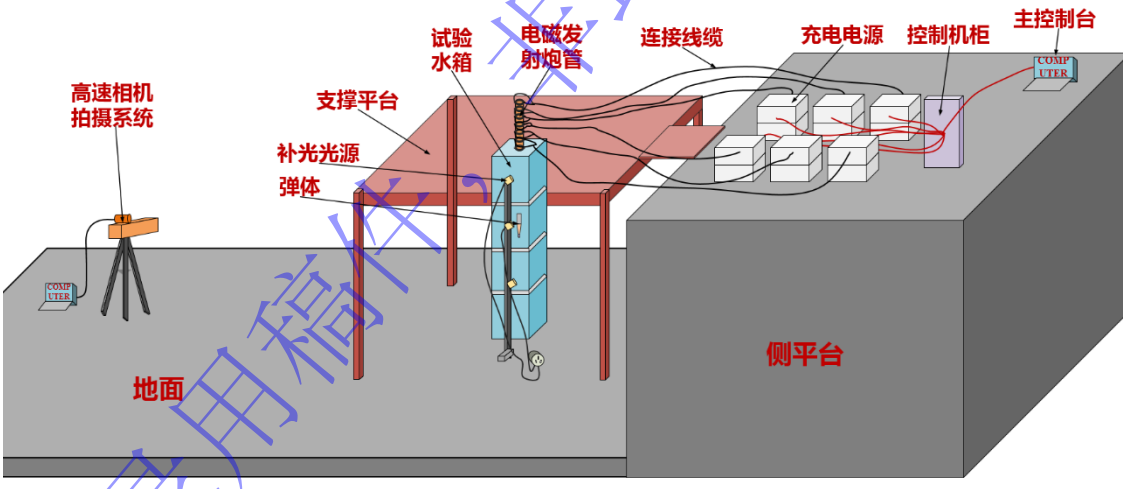


图 6 试验布局

Fig. 6 Experimental layout

其中电磁发射炮管连接电源的数量越多，流经炮管的电流越大，作用到弹体尾段电枢上的电磁推力越大，弹体入水速度亦越大。试验时高速相机拍摄帧率为 5000 fps，分辨率 384×896，快门速度 30 μs，采用同步触发方式，试验前进行多次触发联试。总控制系统布置于侧平台上，连接高速相机、电磁发射系统等，试验人员通过控制系统进行加压充电、接地泄放、发射触发等操作。试验用水箱高 6 m，上方开口正对炮管下方筒口，前侧和右侧设计有视窗，由亚克力透明玻璃组成，前侧布置相机，右侧布置补光光源，水箱下半部分处于深 2 m 的方形槽中，试验时相机可拍摄的弹体入水运动过程约 3 m 左右，水箱底部同时布置有回收装置。

2.2 结果对比

录用稿件，非最终出版稿

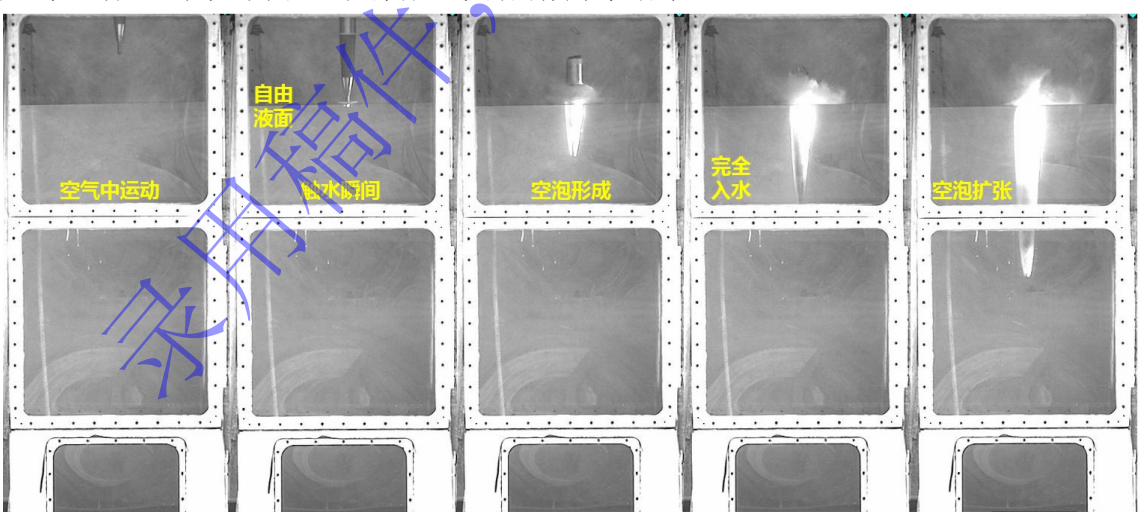
基于上述电磁发射装置进行弹体高速入水试验，对比空泡轮廓和入水速度变化，校核仿真模型的有效性和准确性。试验弹体入水速度 110 m/s，攻角 0°，90°着角垂直入水。相机拍摄及数值模拟得到弹体入水运动 1.25 m 水深时的空泡图像分别见下图 7a、b，提取空泡轮廓对比可知，该时刻下，试验和仿真计算得到的弹体入水空泡整体吻合较好，试验拍摄得到的空泡长度和宽度略大于仿真，误差在可接受范围内，可初步验证仿真模型的有效性。

(a) Experimental cavitation (b) Simulated cavitation (c) Comparison of cavitation contours

图 7 水深 1.25m 时试验仿真空泡对比

Fig. 7 Comparison of cavitation between experiment and simulation at a water depth of 1.25m

为了进一步验证所建立入水仿真模型的准确性，详细对比试验和仿真结果，对弹体高速垂直入水运动过程进行分析，揭示弹体入水后不同阶段的空泡发展演化规律。试验中弹体经电磁发射装置加载后入水，依次经历出筒、空气中运动、入水、水中运动及触底减速运动阶段，高速相机拍摄的弹体入水运动全过程见下图 8，以弹体入水瞬间作为零时刻。



t=-3.4 ms t=0 ms t=3.2 ms t=6.4 ms t=11.2 ms

录用稿件，非最终出版稿

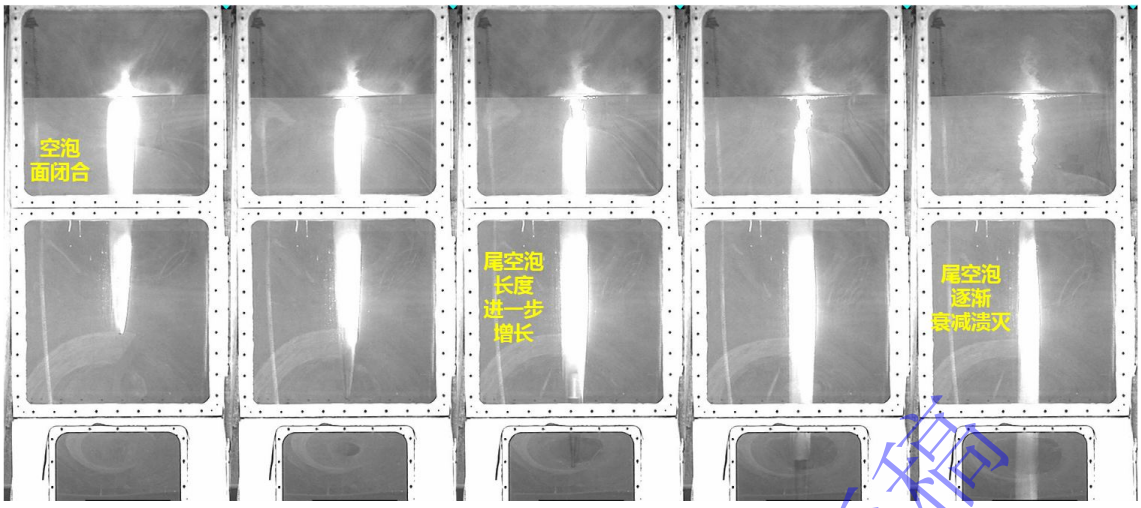


图 8 弹体入水运动过程

Fig. 8 The motion process of experimental projectile's water entry

试验后分析高速摄影结果得到弹体垂直入水速度约 110 m/s 左右，弹体出筒后需先经历一段空气中运动再入水，入水后弹体表面形成空泡，同时在自由液面引起喷溅，6.4 ms 左右弹体完全入水，之后空泡继续扩张，其长度和宽度均快速增长。15.6 ms 左右，弹体入水运动约 1.73 m 后，尾空泡发生面闭合，之后尾空泡长度进一步增加，而宽度逐渐变小，弹体运动消失在视野后，尾空泡逐渐衰减直至完全溃灭。可观察区域内弹体一直处于被空泡完全包裹的超空化状态，运动姿态良好，弹道竖直向下保持稳定。

对高速摄像获取的结果进一步分析，得到弹体入水运动位移、速度变化曲线见下图 9，由图知弹体入水后运动 27 ms 左右，向下运动了 2.84 m，速度衰减了 6.1 m/s。

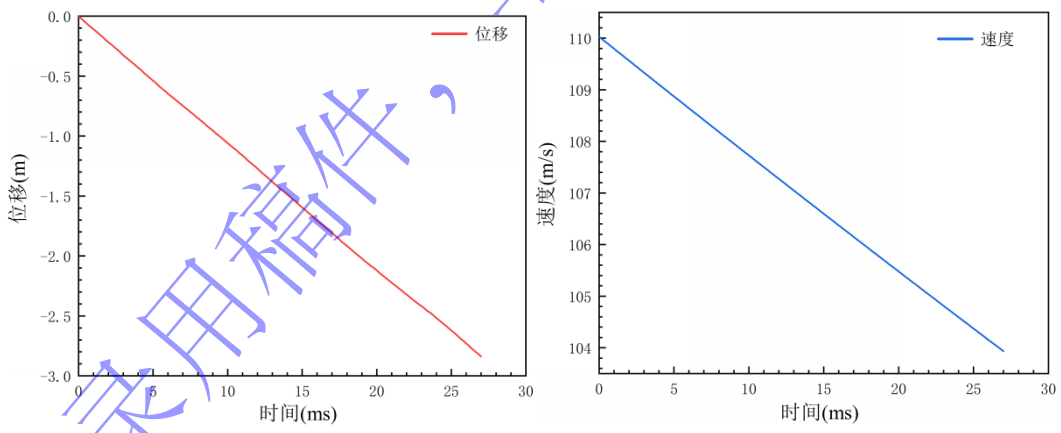


图 9 试验弹体入水位移、速度变化

Fig. 9 The displacement and velocity variations of the test projectile during water entry

对试验弹体入水运动过程图像进一步分析得到空泡的总长度变化和空泡末端向下运动的位移变化见下图 10，其中空泡长度变化图像的零时刻为弹体头部触水时刻，空泡末端向下运动位移变化图像的零时刻为尾空泡发生面闭合的时刻。由图可知，空泡长度随着弹体向下运动不断增加，增长速度较为线性，从弹体入水约 27 ms 后，空泡长度增加至 2740 mm，后半段空泡长度的增长速率呈下降趋势；空泡闭合后，空泡末端向下朝着追赶弹体尾部的方向运动，末端速度逐渐升高，空泡末端到达的位置越深，运动速度越大，空泡衰减脱落的程度越强。

录用稿件，非最终出版稿

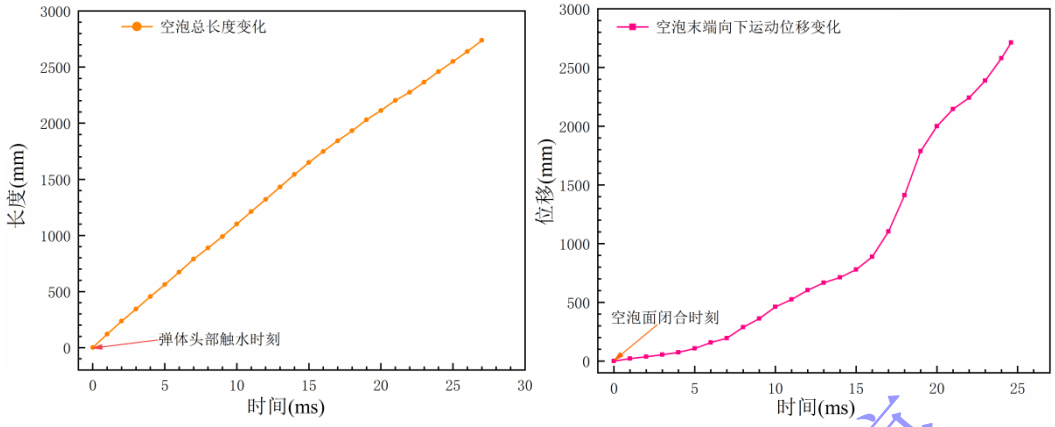


图 10 空泡尺度变化特性

Fig. 10 The characteristic of cavitation size variation

选择不同时刻下的弹体入水运动图像，处理得到弹体表面空泡轮廓变化见下图 11，零时刻为弹体头部触水时刻。入水初期，随着弹体向下运动，空泡长度宽度均增加。入水运动过程中空泡最大宽度出现的位置也不断变深，逐渐远离水面，水面处空泡宽度呈现出先增大后减小的趋势，空泡面闭合后，长度继续增加，最大宽度逐渐减小。

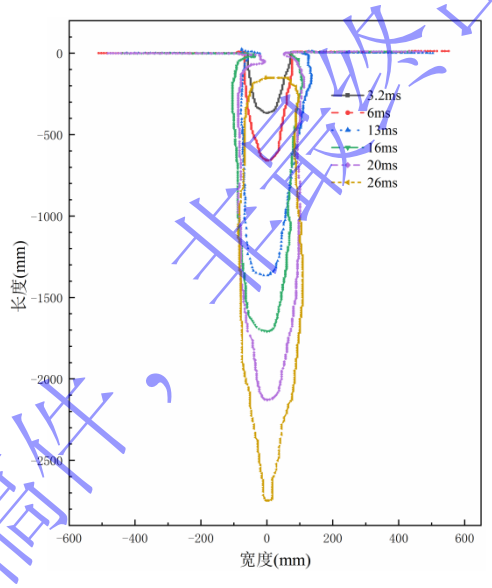


图 11 不同时刻空泡轮廓

Fig. 11 The contours of the cavitation at different times

基于上述仿真模型进行双锥段弹体高速入水模拟计算，弹体入水速度仍为 110 m/s，入水后作六自由度运动，计算得到弹体入水运动流场相云图变化见下图 12。仍以弹体头部触水时刻作为零时刻，观察到 16 ms 左右时弹体尾空泡已经发生面闭合，和试验结果相符，48 ms 后，弹体运动水深达到 5 m，整个运动过程中弹体始终处于被空泡全包裹的状态，弹体表面未出现沾湿，弹道竖直向下保持稳定，尾空泡对称发展演化。

录用稿件，非最终出版稿

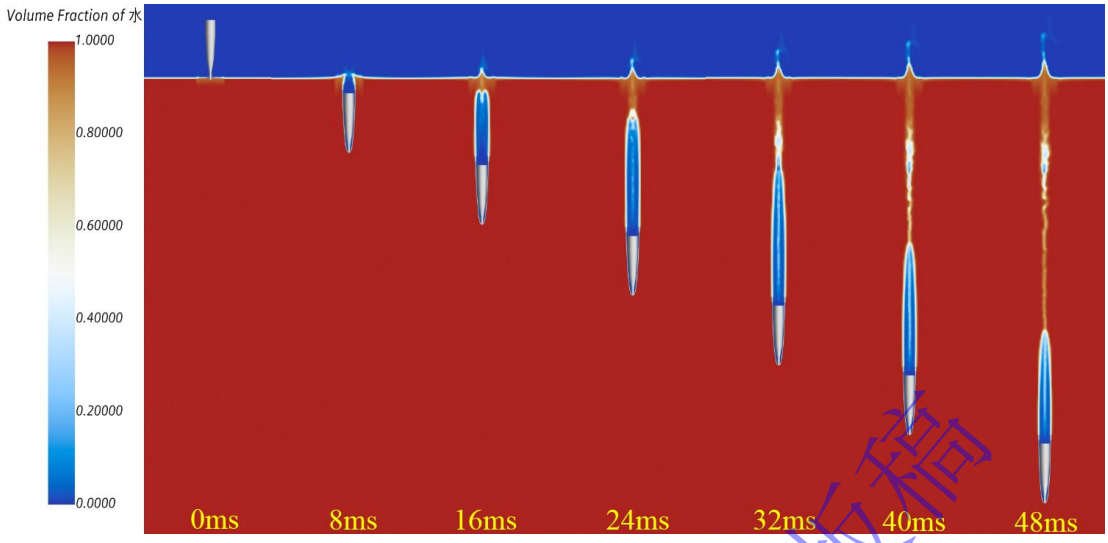


图 12 弹体入水运动流场变化

Fig. 12 Flow field changes during the water entry motion of the projectile

仿真和试验得到弹体入水运动位移变化过程见下图 13，入水 27 ms 后，仿真的弹体运动了 2.92 m，和试验结果的 2.84 m 相近，差距较小，仅有 2.8%。

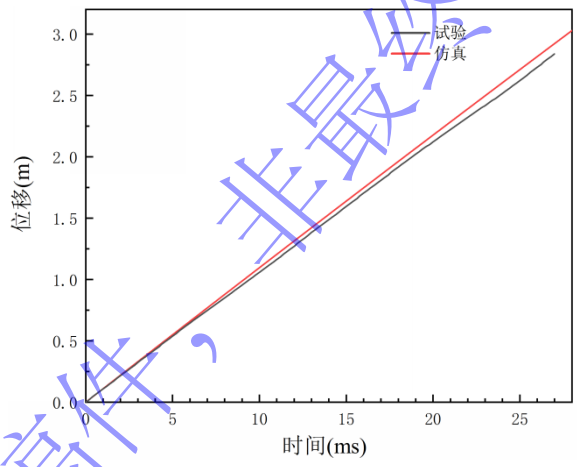


图 13 弹体入水位移变化

Fig. 13 Displacement variation of the projectile during water entry

试验和仿真得到的弹体入水运动速度变化过程见下图 14，由图可知，运动至 27 ms 左右时，试验弹体速度降低至 103.9 m/s，仿真计算弹体的速度降低至 104.7 m/s，试验弹体的速度衰减略快，相对误差为 0.77%，模拟得到的弹体入水速度变化过程和试验结果基本一致。

录用稿件，非最终出版稿

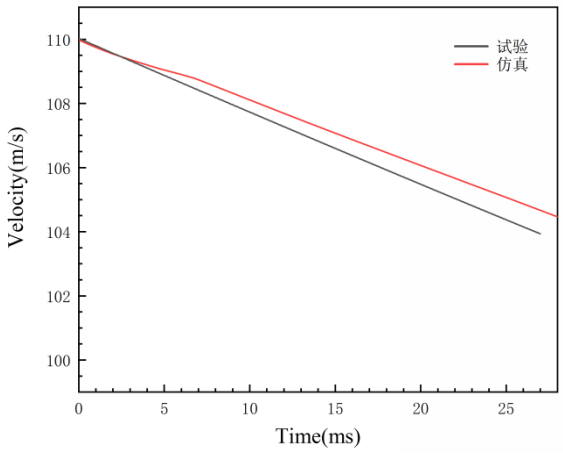


图 14 弹体入水速度变化

Fig. 14 Velocity variation of the projectile during water entry

对比试验和仿真获取的弹体入水后水面处空泡宽度变化过程，见下图 15，可知弹体入水后水面处空泡宽度经历了先扩张增大后收缩减小的趋势，在入水初期，试验和仿真的水面处空泡张开宽度接近一致，随着弹体向下运动，试验弹体在水面处的空泡宽度增长速率逐渐大于仿真的，试验的水面空泡最大宽度为 147.9 mm，仿真的为 127.7 mm，水面处空泡宽度达到峰值后，空泡宽度开始减小。

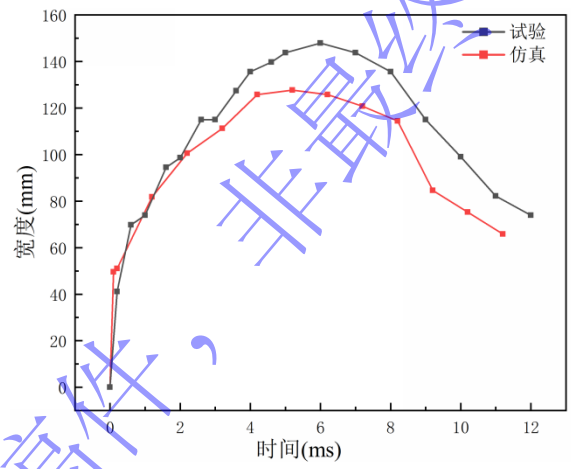
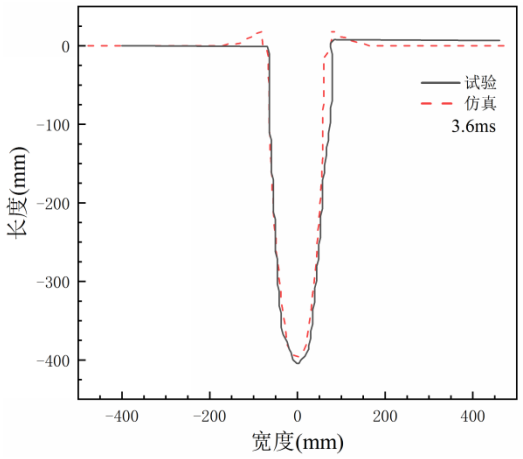


图 15 水面处空泡宽度对比

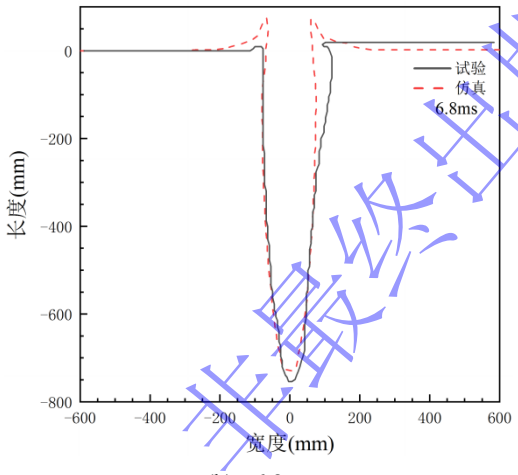
Fig. 15 Comparison of cavitation width at the water surface

对比弹体入水初期计算和试验得到的空泡轮廓演化过程见下图 16，可知入水初期，3.6 ms 时刻，仿真和试验的空泡轮廓吻合较好，空泡长度、宽度差距较小，试验入水空泡最大宽度为 143.6 mm，仿真空泡最大宽度为 128.3 mm，相差 15.3 mm，空泡总长度接近 400 mm。6.8 ms 时刻，试验测得的入水空泡最大宽度大于仿真，试验为 197.5 mm，仿真为 155.5 mm，相差 42 mm，空泡长度在 750 mm 左右，仿真计算的入水空泡呈对称状发展，而试验拍摄的空泡明显观察到右侧较宽，左右不对称变化，左侧空泡轮廓和仿真结果接近一致，右侧空泡轮廓过宽可能是由于试验拍摄光线问题导致。14 ms 时刻，弹体尾空泡尚未闭合，试验测得空泡最大宽度为 246.1 mm，仿真计算的空泡最大宽度为 207.8 mm，空泡总长度在 1590 mm 左右，由仿真结果预测试验弹体模型垂直入水后尾空泡也应呈对称状变化。

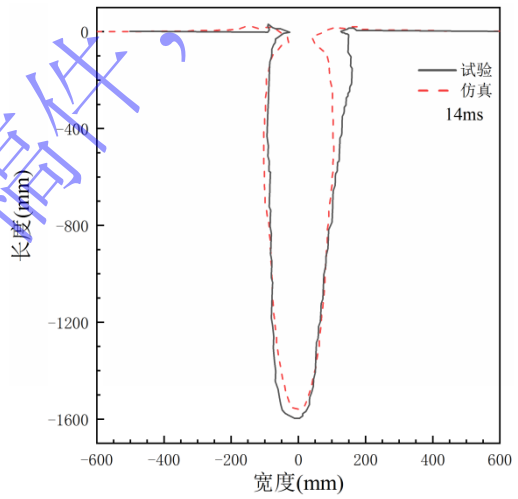
录用稿件，非最终出版稿



(a) 3.6ms



(b) 6.8ms



(c) 14ms

图 16 不同时刻空泡轮廓对比

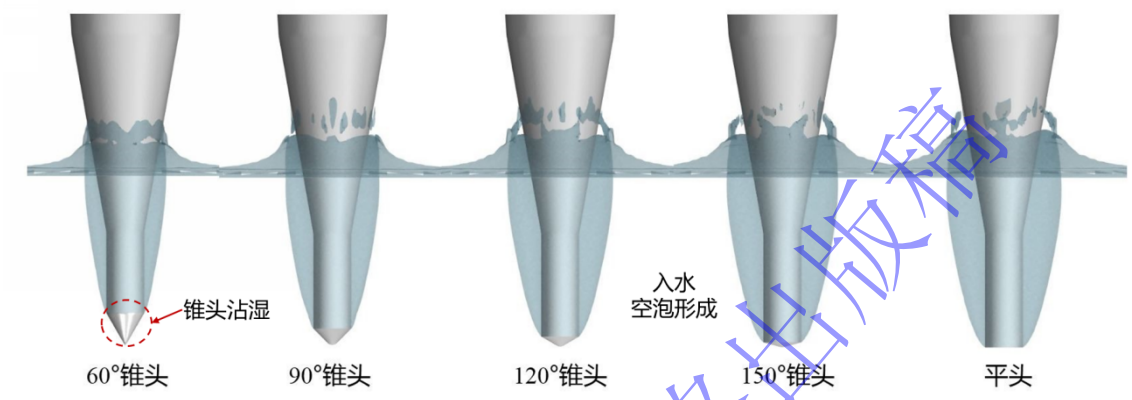
Fig. 16 Comparison of cavitation contours at different times

综上所述，试验和仿真计算结果吻合较好，表明本文所建立的弹体高速入水数值仿真模型计算结果准确可信，可较好的模拟弹体入水运动空泡演化过程，支撑后续研究开展。

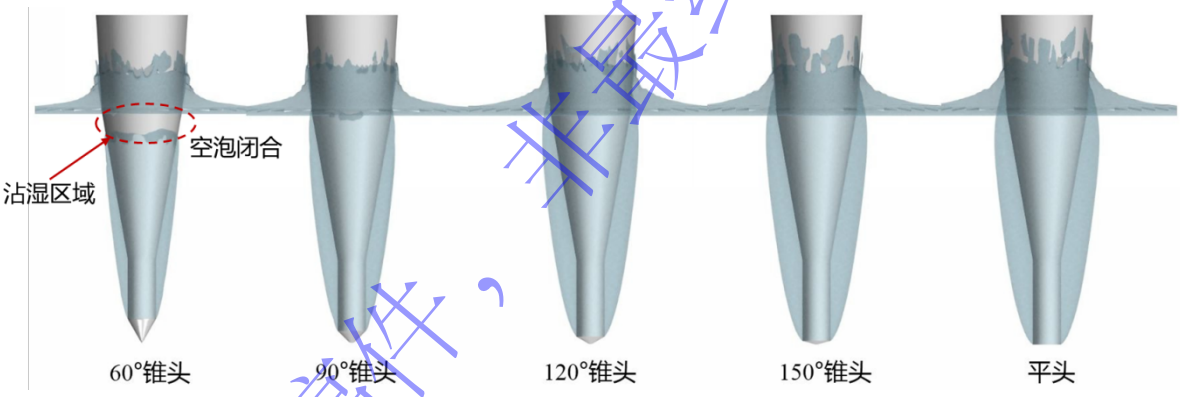
录用稿件，非最终出版稿

3 头部锥角对入水空泡演化特性的影响研究

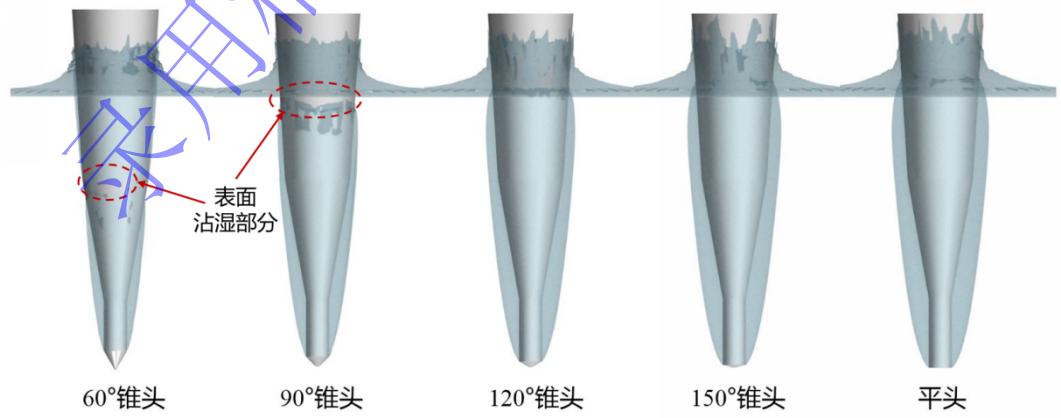
为探究头型对弹体入水空泡及弹道变化的影响，支撑低阻高稳弹体头型设计，基于所建立的仿真模型进行不同空化器头型对弹体高速入水空泡演化特性的影响研究，改变空化器头部锥角依次为60°、90°、120°、150°和180°平头，模型中部双锥段和尾柱段保持不变。各头型弹体以110 m/s速度、0°攻角、90°着角垂直入水，水中运动位移5 m。计算得到各弹体从头部触水到尾部完全入水的空泡演化过程见下图17。



(a) 1 ms

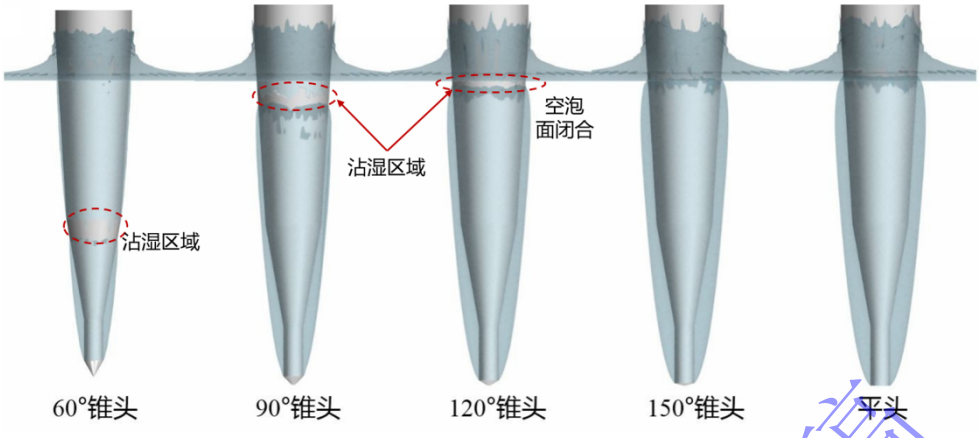


(b) 2 ms

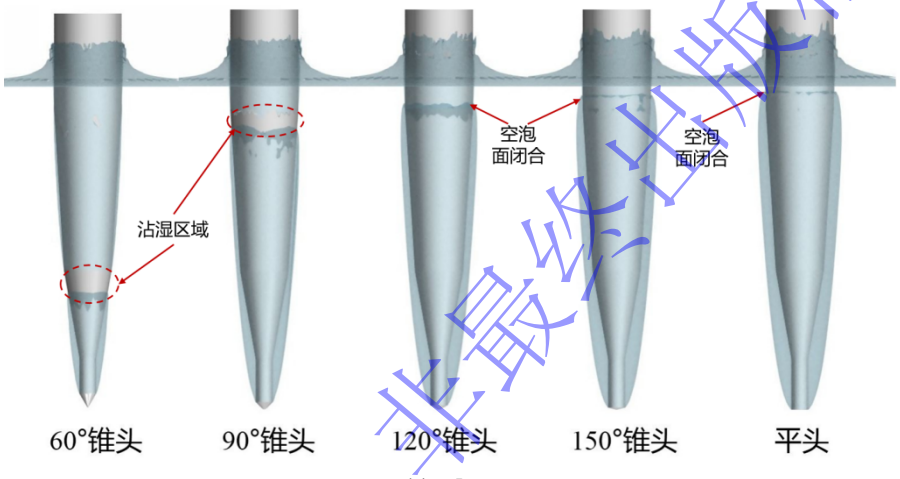


(c) 3 ms

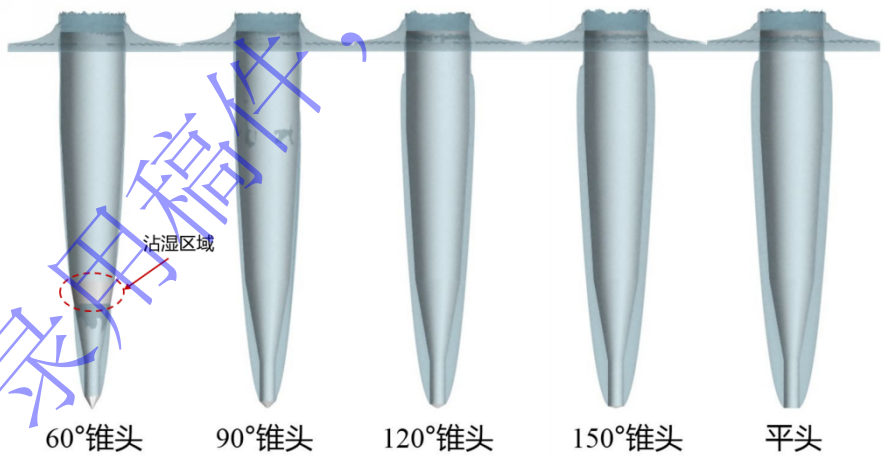
录用稿件，非最终出版稿



(d) 4 ms



(e) 5 ms



(f) 6 ms

图 17 不同头型弹体入水初期空泡演化过程

Fig. 17 The initial cavitation change process of projectiles with different head shapes during water entry

以弹体头部触水时刻作为 0 ms 时刻，分析得到，随着空化器头部锥角的增加，弹体入水初期空泡宽度越大，在自由液面处形成的喷溅也越高。1 ms，各弹体入水后形成初始空泡，随弹体向下运动不断增长扩大；2 ms 时，60° 锥头弹形成的空泡在肩部表面闭合，弹体前半锥段部分沾湿，90° 锥头弹形成的空泡在水面附近闭合，其余弹体在水面上的弹体肩部表面闭合；3 ms 时，60° 锥头弹体

录用稿件，非最终出版稿

肩部表面部分沾湿后，在后方表面发生二次空化，形成新空泡，120°锥头弹形成的空泡在水面附近闭合，4 ms 时 150°锥头弹和平头弹形成的空泡在水面附近弹体表面也发生闭合。

头部小锥角的弹体入水初期空化器形成的空泡长度较短，不能完全包裹弹体模型，在弹体表面部分出现了沾湿现象，而随着头部锥角的增加，空泡闭合、弹体表面沾湿的位置越靠近弹体尾部。150°锥头弹和平头弹在入水期间空化器形成的空泡将弹体包裹在内，水面下的弹体表面未出现沾湿现象。6 ms 时，弹体即将完全入水，60°锥头弹的肩部表面部分仍处于沾湿状态，其余弹体的表面基本被空泡全包裹，且头部锥角越大，空泡越宽。

提取不同时刻下不同头型弹体入水初期的空泡轮廓宽度最大值，见下表 1，可知，随着弹体向下运动，表面空泡的最大宽度逐渐变大，且同一时刻，头部锥角大的弹体空泡轮廓最大宽度值更大。3 ms 时刻 60°锥头弹体由于肩部锥段表面发生了二次空化，所以形成的空泡最大宽度值大于 90°锥头弹体。6ms 时刻弹体完全入水后，60°锥头弹和 90°锥头弹形成空泡的最大宽度接近 1 倍弹径，平头弹的空泡最大宽度最大，为 1.28 倍弹径。

表 1 不同时刻各弹体入水初期空泡最大宽度

Table 1 The maximum width of the cavitation at the initial stage of each projectile entering the water at different times

弹体模型	1ms 空泡最大宽度(mm)	2ms（mm）	3ms（mm）	4ms（mm）	5ms（mm）	6ms（mm）
60°锥头	64.10	75.71	106.06	110.89	116.66	123.25
90°锥头	74.37	89.45	103.19	114.11	120.42	124.90
120°锥头	82.98	103.82	114.55	126.38	134.49	136.10
150°锥头	86.88	106.97	120.82	133.87	138.11	147.02
平头	90.16	110.06	125.19	137.44	144.93	153.83

不同头型弹体入水初期空泡轮廓最大宽度变化曲线见下图 18，由图可知，随着时间的增加，各弹体入水初期空泡轮廓最大宽度逐渐增加，同一时刻，弹体头部锥角越大，空泡轮廓最大宽度越大。

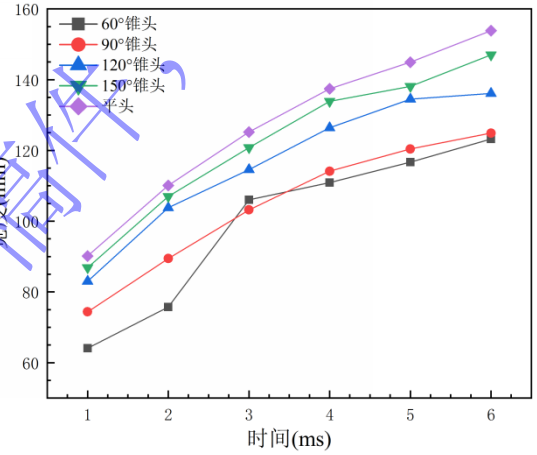


图 18 弹体入水初期空泡最大宽度变化曲线

Fig. 18 The curve of the maximum cavitation width variation at the initial stage of the projectile entering the water

不同头型弹体入水运动 6 ms 后，流场压力云图对比见下图 19，分析得到，弹体高速入水初期在其头部附近形成高压区域，在两侧壁面空泡附近形成低压区域，且随着空化器头部锥角的增加，头部压力峰值越大，高压区范围也越大，两侧空泡轮廓越宽，低压区域范围也越大。6 ms 时 60°锥头弹体肩部表面部分出现沾湿，沾湿区域也形成了高压，但沾湿部分的压力值小于头部峰值压力。

录用稿件，非最终出版稿

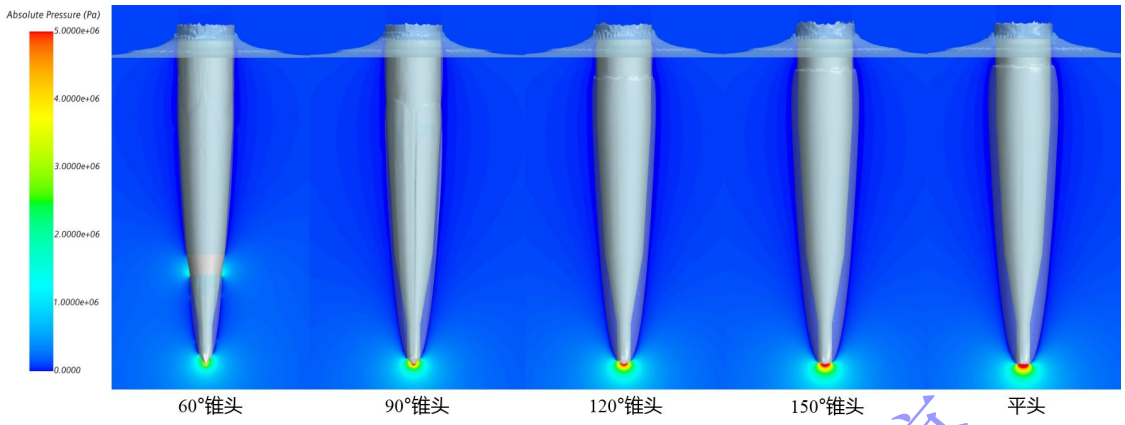
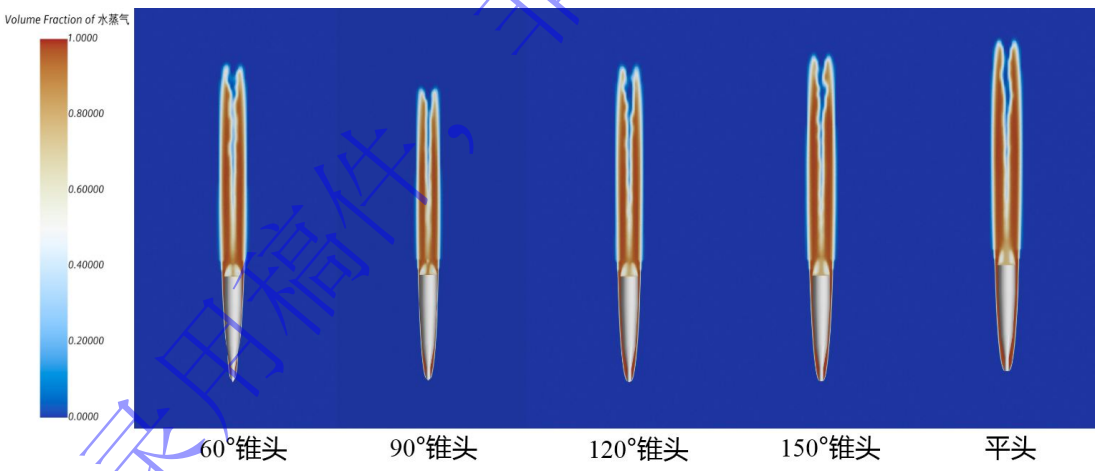


图 19 不同头型弹体入水 6ms 后压力场

Fig. 19 The pressure field of the projectile with different head shapes after entering water for 6ms

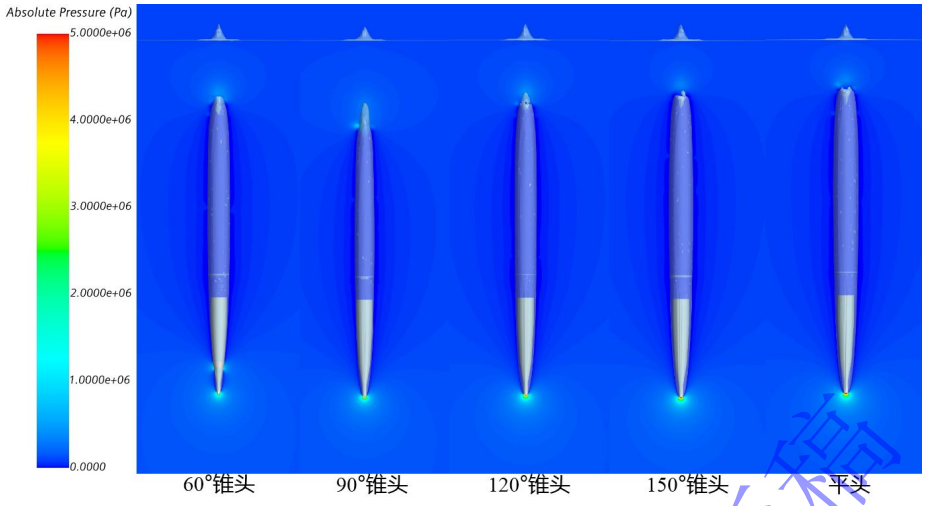
不同头型弹体入水运动 24 ms 后的水蒸气流场相云图、压力场见下图 20，由图可知，24 ms 时，60°锥头弹体的中间锥段部分仍出现了沾湿，形成高压区域，其余弹体该时刻被空泡全包裹，弹体表面附近除头部外未有高压区域。弹体入水尾空泡闭合后在空泡末端形成回射流，空泡被回射流从中间分隔成接近对称的两部分，同时在空泡末端附近形成了高压区域，该区域内压力值也低于头部峰值压力。同一时刻，弹体头部锥角越大，形成的尾空泡长度越长，弹体表面附近空泡轮廓也越宽，头部高压区范围仍越大。

该入水工况下 60°锥头弹体水中运动时中间锥段始终存在部分沾湿区域，导致头部空化器形成的空泡在肩部表面闭合后，后方锥段接触水域又重新发生空化现象形成新的空泡，该锥段的直径大于头部空化器直径，导致形成的尾空泡长度、宽度均较大，从计算结果来看，60°锥头弹形成的空泡尺度大于 90°锥头和 120°锥头弹体的。



(a) Water vapor field phase nephogram

录用稿件，非最终出版稿

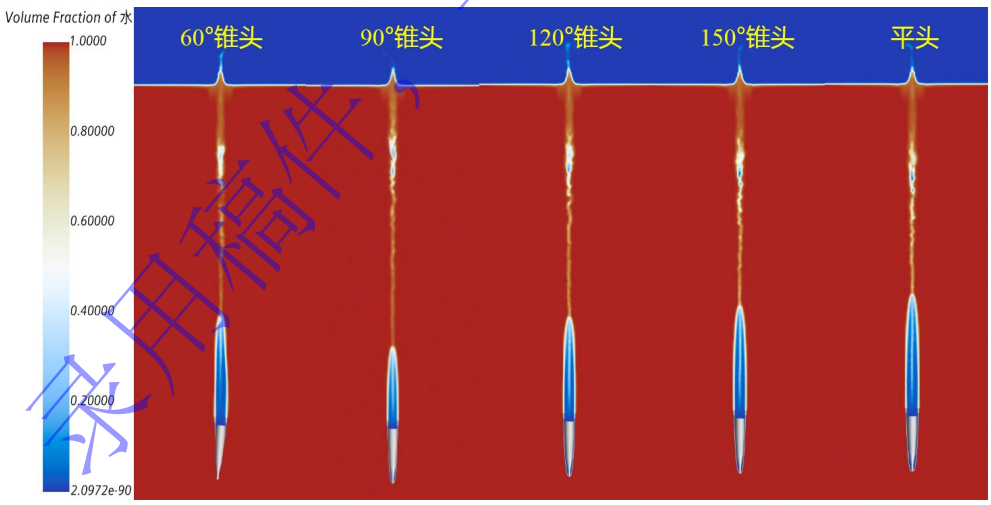


(b) Pressure field

图 20 不同头型弹体入水 24ms 后流场特性

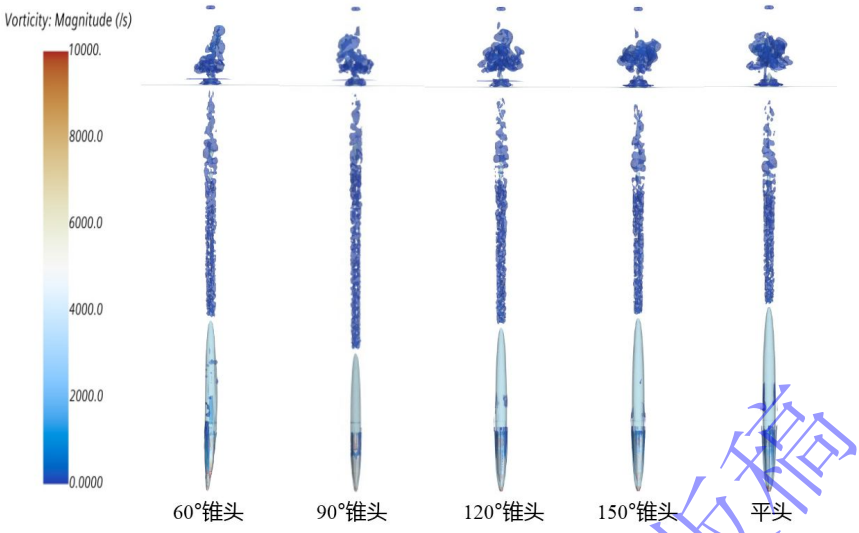
Fig. 20 The flow field characteristics of projectiles with different head shapes after entering water for 24ms

不同头型弹体入水运动 48 ms 后的流场相云图、涡结构场见下图 21，其中计算时采用 Q 准则来捕捉流场内的涡结构，涡量等值面取值 100/s²，通过涡结构来表征弹体水中运动时的流场变化。由图可知，48 ms 时，60°锥头弹体运动姿态向右发生了偏转，其余弹体弹道竖直向下保持稳定，同时 60°锥头弹由于在中间锥段表面发生了二次空化，尾空泡的长度、宽度也较大；各弹体在入水前空气中运动时的涡结构外形存在差异，但大小尺度相似，水中运动时涡结构的总长度不一致，入水 48 ms 后，60°锥头弹体水域涡结构长度约 2.88 m，平头弹体约 2.38 m，随头部锥角增大涡结构长度缩短约 17.4%且只在水域有涡结构，空泡区域不存在。弹体头部锥角增加，弹道稳定性提升，空泡总长度增加，水域内涡结构长度变短，不同头型弹体水中运动时引起流场变化的程度近似。



(a) Flow field phase nephogram

录用稿件，非最终出版稿



(b) Vortex structure field

图 21 不同头型弹体入水 48ms 后流场特性

Fig. 21 The flow field characteristics of projectiles with different head shapes after entering water for 48ms

不同头型弹体入水后的速度变化曲线见下图 22，由图可知，对于水下运动时处于空泡完全包裹状态的弹体，随着头部锥角的增加，水中运动至同一水深位置时，弹体的余速越小，速度衰减越多，水下运动所受阻力越大。而 60° 锥头弹体水中运动时中间锥段部分始终存在部分沾湿，导致弹体水下运动阻力增加，速度衰减也较快；水下运动时还发生弹道偏转，弹体表面沾湿面积更大，水中运动阻力也迅速增加，速度进一步降低。其余弹体水中运动时速度变化较为线性。

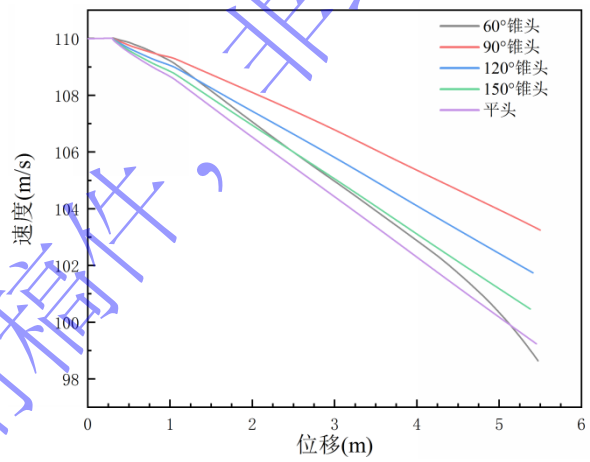


图 22 入水速度变化

Fig. 22 The variation of water entry velocity

不同头型弹体入水后绕 X 轴和 Z 轴的偏转角度变化曲线见下图 23，由图可知，60° 锥头弹体水中运动时姿态发生了偏转，弹道失稳，绕 X 轴偏转 8.8° 左右，绕 Z 轴偏转 3.7° 左右，其余弹体水中运动时姿态良好，弹道稳定。

录用稿件，非最终出版稿

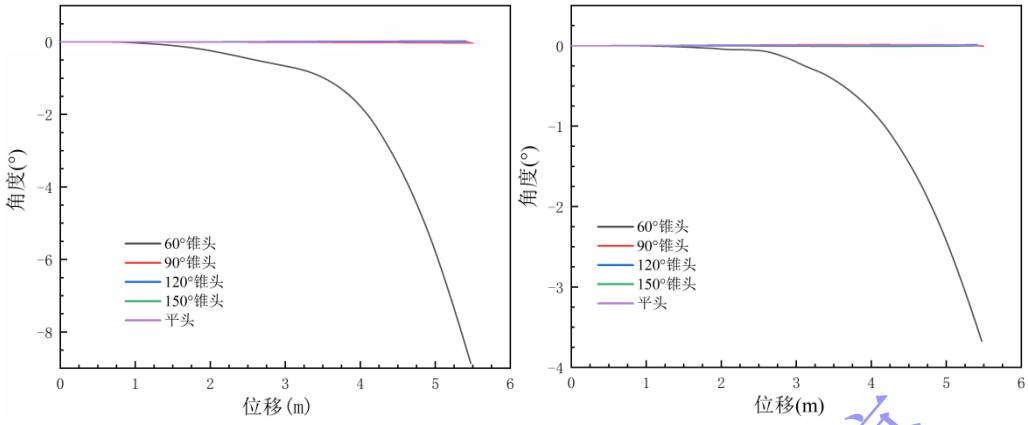


图 23 弹体绕 X 轴（左）和 Z 轴（右）偏转角度变化

Fig. 23 The variation in the deflection angle of the projectile around the X-axis(left) and the Z-axis(right)

不同头型弹体入水后的头部顶点压力变化过程见下图 24，由图知，随着头部锥角的增加，入水瞬间弹体头部顶点峰值压力越大，水中运动时的头部压力也越大，同时弹体头部顶点峰值压力出现的位置提前。平头弹体入水瞬间顶端压力最大，约 22.7 MPa，60° 锥头弹体的最小，约 5.1 MPa。

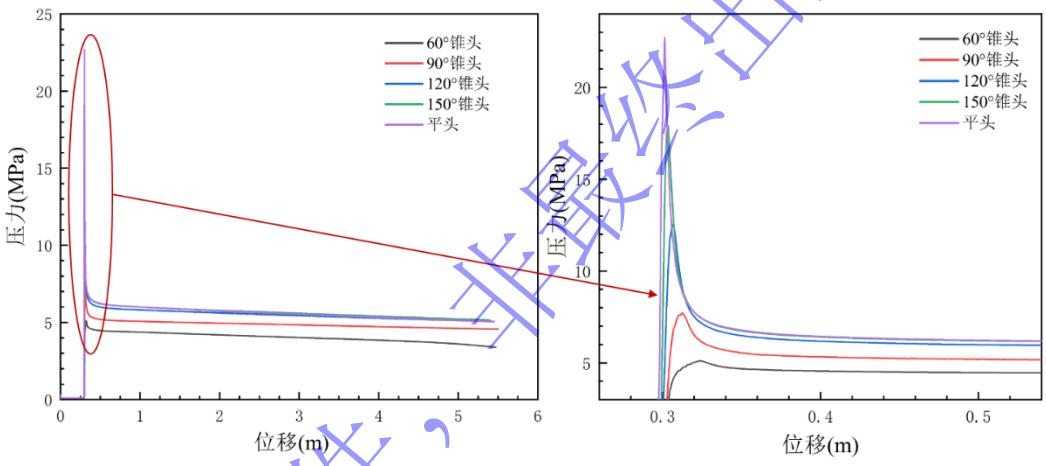


图 24 头部顶点压力变化

Fig. 24 Pressure changes at the head vertex

不同头型弹体入水后的余速大小、头部顶点压力大小等见下表 2，头部顶点压力的测量位置为每个头型弹体最前端的中心位置，设置监测点结合计算模型控制不同工况下头部顶点压力测试的数据误差基本一致。可知，60° 锥头弹体入水后由于肩部表面沾湿及弹道偏转等，所受阻力较大，水中运动 5 m 后速度衰减量最多，约 10.7 m/s。150° 锥头弹和平头弹体水中运动稳定阶段，头部顶点压力大小变化相似，差距较小。

表 2 弹体入水后速度、压力变化

Table 2 The velocity and pressure variation of the projectile after entering the water

弹体模型	入水 5m 后余速（m/s）	速度衰减（m/s）	入水瞬间头部顶点峰值压力（MPa）	入水 5m 后头部顶点压力（MPa）
60°锥头	99.3	10.7	5.1	3.47
90°锥头	103.5	6.5	7.7	4.58
120°锥头	101.9	8.1	12.6	5.08
150°锥头	100.6	9.4	17.9	5.17
平头	99.5	10.5	22.7	5.09

录用稿件，非最终出版稿

4 结论

本文针对双锥段弹体高速入水后的流场变化特性展开了研究，得到的主要结论如下：

（1）基于电磁发射装置建立了大尺寸弹体高速入水试验能力，进行了双锥段弹体高速垂直入水试验，发现双锥段弹体以 110 m/s 速度垂直入水后，表面空泡对称发展，空泡最大宽度出现的位置逐渐变深；空泡面闭合后，总长度增加，最大宽度逐渐减小，空泡末端所处位置越深，其向下运动的速度越大，空泡衰减脱落的程度越强；由试验结果校核了仿真模型有效性；

（2）基于仿真模型进行了不同头部锥角弹体高速入水仿真，发现随着空化器头部锥角的增加，弹体入水空泡轮廓越宽，自由液面喷溅越高，入水初期空泡闭合、弹体表面沾湿的位置也越靠近弹体尾部，水下弹道越稳定；头部顶点压力峰值越大，弹体速度衰减加快；空泡面闭合的时间推迟，弹体越不容易沾湿，同一时刻尾空泡越长，水域内涡结构的长度越短；

（3）研究发现 60° 锥头弹体水中运动时中间锥段始终存在部分沾湿区域，沾湿区域形成了高压，并在后方锥段表面发生了二次空化，导致形成的尾空泡长度、宽度均较大，速度衰减加快，水中运动姿态发生偏转，弹道稳定性差；而 120° 锥头弹体入水空泡张开良好的同时，入水瞬间头部峰值压力较小，水中弹道稳定，因此 120° 锥头双锥段弹体的入水性能更好。

参考文献

[1] Worthington A M, Cole R S. Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society, 1900, 194(A): 175-200.

[2] Logvinovich G V. Hydrodynamics of flows with free boundaries[M]. Kiev: Naukova Dumka, 1969.

[3] Duclaux V, Caillé F, Duez C, et al. Dynamics of transient cavities[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 591: 1-19. DOI: 10.1017/S0022112007007343.

[4] 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. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.114502.

[5] Yan H M, Liu Y M, Kominiarczuk J, et al. Cavity dynamics in water entry at low Froude numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 641: 441-461. DOI: 10.1017/S0022112009991558.

[6] Truscott T T, Techet A H. A spin on cavity formation during water entry of hydrophobic and hydrophilic spheres[J]. Physics of Fluids, 2009, 21(12): 121703. DOI: 10.1063/1.3272264.

[7] Belden J, Hurd R C, Jandron M A, et al. Elastic spheres can walk on water[J]. Nature Communications, 2016, 7: 10551. DOI: 10.1038/ncomms10551.

[8] 张伟, 郭子涛, 肖新科, 等. 弹体高速入水特性实验研究[J]. 爆炸与冲击, 2011, 31(6): 579-584. DOI: 10.11883/1001-1455(2011)06-0579-06.

ZHANG W, GUO Z T, XIAO X K, et al. Experimental investigations on behaviors of projectile high-speed water entry[J].

录用稿件，非最终出版稿

Explosion and Shock Waves, 2011, 31(6): 579-584. DOI: 10.11883/1001-1455(2011)06-0579-06.

[9] 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): 134701.
HE C T, WANG C, HE Q K, et al. Low speed water-entry of cylindrical projectile [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(13): 134701.

[10] 施红辉, 周浩磊, 吴岩, 等. 伴随超空泡产生的高速细长体入水实验研究[J]. 力学学报, 2012, 44(1): 49-55.
SHI H H, ZHOU H L, WU Y, et al. Experiments on water entry of high-speed slender body and the resulting supercavitation [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2012, 44(1): 49-55.

[11] 施红辉, 胡青青, 陈波, 等. 钝体倾斜和垂直冲击入水时引起的超空泡流动特性实验研究[J]. 爆炸与冲击, 2015, 35(5): 617-624. DOI: 10.11883/1001-1455(2015)05-0617-08.
SHI H H, HU Q Q, CHEN B, et al. Experimental study of supercavitating flows induced by oblique and vertical water entry of blunt bodies[J]. Explosion and Shock Waves, 2015, 35(5): 617-624. DOI: 10.11883/1001-1455(2015)05-0617-08.

[12] 杨衡, 张阿漫, 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, 35(9): 1060-1066. DOI: 10.3969/j.issn.1006-7043.201304035.
YANG H, ZHANG A M, GONG X C, et al. Experimental study of the cavity of low speed water entry of different head shape projectiles[J]. Journal of Harbin Engineering University, 2014, 35(9): 1060-1066. DOI: 10.3969/j.issn.1006-7043.201304035.

[13] 马庆鹏, 何春涛, 王聪, 等. 球体垂直入水空泡实验研究[J]. 爆炸与冲击, 2014, 34(2): 174-180. DOI: 10.11883/1001-1455(2014)02-0174-07.
MA Q P, HE C T, WANG C, et al. Experimental investigation on vertical water-entry cavity of sphere[J]. Explosion and Shock Waves, 2014, 34(2): 174-180. DOI: 10.11883/1001-1455(2014)02-0174-07.

[14] 施瑶. 回转体型航行器高速入水空泡与冲击载荷特性研究[D]. 西安: 西北工业大学博士学位论文, 2016.

[15] 赵成功. 高速射弹非定常运动多相流场与弹道特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学博士学位论文, 2017.

[16] 郭子涛, 张伟, 郭钊, 等. 截卵形弹水平入水的速度衰减及空泡扩展特性[J]. 爆炸与冲击, 2017, 37(4): 727-733. DOI: 10.11883/1001-1455(2017)04-0727-07.
GUO Z T, ZHANG W, GUO Z, et al. Characteristics of velocity attenuation and cavity expansion induced by horizontal water-entry of truncated-ogive nosed projectiles[J]. Explosion and Shock Waves, 2017, 37(4): 727-733. DOI: 10.11883/1001-1455(2017)04-0727-07.

[17] 黄振贵, 王瑞琦, 陈志华, 等. 90°锥头弹丸不同速度下垂直入水冲击引起的空泡特性[J]. 爆炸与冲击, 2018, 38(6): 1189-1199. DOI: 10.11883/bzycj-2018-0115.

录用稿件，非最终出版稿

HUANG Z G, WANG R Q, CHEN Z H, et al. Experimental study of cavity characteristic induced by vertical water entry impact of a projectile with a 90° cone-shaped head at different velocities[J]. Explosion and Shock Waves, 2018, 38(6): 1189-1199. DOI: 10.11883/bzycj-2018-0115.

[18] CHEN C, Ma Q P, WEI Y J, et al. Experimental study on the cavity dynamics in high-speed oblique water-entry[J]. Fluid Dynamics Research, 2018, 50: 045511. DOI: 10.1088/1873-7005/aac766.

[19] SHI Y, WANG G H, PAN G. Experimental study on cavity dynamics of projectile water entry with different physical parameters [J]. Physics Of Fluids, 2019, 31: 067103. DOI: 10.1063/1.5096588.

[20] 郭子涛，陈拓，郭钊，等. 弹体水平入水的空泡扩展相关特性研究[J]. 振动与冲击，2019，38(4): 90-94. DOI: 10.13465/j. cnki. jvs. 2019. 04. 015.

GUO Z T, CHEN T, GUO Z, et al. A study on the cavitation expansion related characteristics induced by horizontal water entry of projectiles [J]. Journal of Vibration and Shock, 2019, 38(4): 90-94. DOI: 10. 13465/j. cnki. jvs. 2019. 04. 015.

[21] 杨柳，孙铁志，魏英杰，等. 超弹性球体入水过程空泡演化及球体变形实验[J]. 物理学报, 2021, 70(8): 084701. DOI: 10.7498/aps.70.20201738.

YANG L, SUN T Z, WEI Y J, et al. Experimental study of cavity evolution and deformation during water entering into hyperelastic sphere[J]. Acta Physica Sinica, 2021, 70(8): 084701. DOI: 10.7498/aps.70.20201738.

[22] 华扬， 施瑶， 潘光， 等. 非对称头型航行体入水空泡形态与弹道特性的实验研究[J]. 西北工业大学学报，2021, 39(6): 1249-1258. DOI: 10.1051/jnwpu/20213961249.

HUA Y, SHI Y, PAN G, et al. Experimental study on water-entry cavity and trajectory of vehicle with asymmetric nose shape[J]. Journal of Northwestern Polytechnical University, 2021, 39(6): 1249-1258. DOI: 10.1051/jnwpu/20213961249.

[23] 车沛錡. 大型回转体高速入水空泡演变及载荷特性研究[D]. 西安: 西北工业大学硕士学位论文, 2023.

[24] 陈建良,杨璞,李继承，等. 大口径锥头弹体高速倾斜入水偏转规律数值模拟[J]. 爆炸与冲击, 2024, 44(7): 073301. DOI: 10.11883/bzycj-2023-0398.

Chen J L, Yang P, Li J C, et al. Numerical simulation on the deflection behavior of large caliber conical nose projectile at oblique high-speed water entry[J]. Explosion and Shock Waves, 2024, 44(7): 073301. DOI: 10.11883/bzycj-2023-0398.

[25] CHEN J L, YANG P, LI J C, et al. Deflection law in trajectory of large caliber conical-nosed projectile at high-speed oblique water entry [J]. Physics of Fluids, 2025, 37(3): 034126. DOI: 10.1063/5.0259854.

[26] YU Y L, SHI Y, PAN G, et al. Effect of velocity and angle on the structural evolution of cavity and flow field during vehicle water entry process [J]. Physics of Fluids, 2024, 36(12): 123338. DOI: 10.1063/5.0238803.

录用稿件，非最终出版稿

[27] CHE P Q, SHI Y, ZHAO H R, et al. Study on the cavity evolution and load characteristics of large projectile during high-speed water entry [J]. Ocean Engineering, 2024, 303: 117673. DOI: 10.1016/J.OCEANENG.2024.117673.

[28] LIU X J, LIU W T, MING F R, et al. Investigation of free surface effect on the cavity expansion and contraction in high-speed water entry [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2024, 988(453): A53. DOI: 10.1017/JFM.2024.473.

[29] SEONG H P, VAN T N, WARN G P. Numerical investigation on supercavitation hydrodynamics of high-speed water entry projectiles under effect of different head shapes [J]. Ocean Engineering, 2024, 311(P2): 118926. DOI: 10.1016/J.OCEANENG.2024.118926.

[30] SUI Y T, MING F R, WANG S P, et al. Experimental and numerical investigations on the transient impact load of the oblique water entry of the concave-nose projectiles [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2024, 174: 104748. DOI: 10.1016/J.IJMULTIPHASEFLOW.2024.104748.

[31] QI C, LV X J, WANG X, et al. Experimental and numerical studies on vertical water entry of a cylinder under the influence of current [J]. Physics of Fluids, 2024, 36(3): 033322. DOI: 10.1063/5.0190612.

[32] KHABAKHPASHEVA T.I., KOROBKIN A.A., MALENICA S. Water entry of an elastic conical shell [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2024, 980(434): A34. DOI: 10.1017/JFM.2024.17.

[33] XIA S S, WEI Y J, WANG C, et al. Structural and hydrodynamic characteristics of hollow cylinder during high-speed water entry [J]. Physics of Fluids, 2025, 37(1): 015227. DOI: 10.1063/5.0251334.

[34] FAN S Q, YAO X L, MA G H, et al. Research on high-speed water entry similarity of multiscale vehicle based on two-parameter compensation of atmospheric pressure-density [J]. Physics of Fluids, 2025, 37(1): 013373. DOI: 10.1063/5.0251086.

录用稿件，非最终出版稿