

DOI: 10.11883/bzycj-2019-0478

弹道枪不同水深下全淹没式发射膛口流场的数值分析*

张京辉, 余永刚

(南京理工大学能源与动力工程学院, 江苏 南京 210094)

摘要: 为了解弹道枪水下全淹没发射时, 水深对膛口流场演化特性的影响, 建立了二维轴对称非稳态膛口流场模型。采用流体体积函数多相流模型、标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型和 Schnerr-Sauer 空化模型, 结合动网格及用户自定义函数技术, 对水下全淹没发射膛口流场演变全过程进行了数值模拟。搭建了弹道枪水下可视化射击实验平台, 对 12.7 mm 口径弹道枪在水中全淹没式发射时膛口流场演化过程进行了观测, 并验证了数值模型的合理性。在此基础上, 对比了不同水深下 ($h=1\sim 100$ m) 膛口流场的演化特性。通过对比发现: 在不同水深条件下, 在膛口流场影响范围内, 弹丸膛外行程随时间的变化均满足指数函数规律; 水越深, 膛口流场典型波系结构形成所需时间越长, 且燃气在膛口轴向马赫盘处的温度和压力峰值越低, 压力振荡幅度也越小, 更快趋于平稳, 但在径向上, 水越深, 压力振荡持续时间越长。

关键词: 弹道枪; 全淹没式发射; 水下发射; 膛口流场; 马赫盘; 演化特性

中图分类号: O354.5; TJ6 国标学科代码: 13025 文献标志码: A

Numerical investigation on the muzzle flow field of an underwater submerged launched ballistic gun at different water depths

ZHANG Jinghui, YU Yonggang

(School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China)

Abstract: To investigate the influence of water depth on the evolution characteristics of the muzzle flow field of an underwater submerged launched ballistic gun, a two-dimensional axisymmetric transient muzzle flow field model was established. The fluid volume function multiphase flow model, standard $k-\varepsilon$ turbulence model, Schnerr-Sauer cavitation model, combined with dynamic grid and user-defined function technology, are used to numerically simulate the evolution process of underwater muzzle flow field. An underwater visualized shooting experimental platform for a ballistic gun was built. The evolution process of the muzzle flow field when the 12.7 mm ballistic gun was fully submerged in water was observed, and the rationality of the numerical model was verified. Based on this, the evolution characteristics of the muzzle flow field at different water depths ($h=1\sim 100$ m) are analyzed and compared. Through comparison, it is found that within the range of the muzzle flow field, the projectile displacement meets the exponential function with time under different water depths; the deeper the water, the longer it takes for the typical wave structure of the muzzle flow field to form, and the lower the peak temperature and pressure of the gas at the axial Mach disc, the smaller the pressure oscillation amplitude, the faster it stabilizes. but in the radial direction, the deeper the water depth, the longer the duration of pressure oscillations.

Keywords: ballistic gun; submerged launch; underwater launching; muzzle flow field; Mach disk; evolutionary characteristics

* 收稿日期: 2019-12-25; 修回日期: 2020-03-02

基金项目: 国家自然科学基金 (11372139)

第一作者: 张京辉 (1995—), 男, 博士研究生, zjhsg@vip.qq.com

通信作者: 余永刚 (1963—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, yygnjust801@163.com

膛口流场一般指枪炮发射时,膛内气体在膛口外膨胀而形成的随时间变化的气流区域^[1],是非定常、带有强激波间断的复杂流场。众多学者针对枪炮在空气中发射的膛口流场进行了大量实验和数值研究。姜孝海等^[2]运用有限体积法,对空气中膛口流场形成的动力学过程进行了数值模拟。吴伟等^[3]基于无网格方法,对包含大位移运动边界和非平衡化学反应的膛口流场进行了数值模拟。陈川琳等^[4]结合实验与数值模拟,研究了弹丸在膛口流场中的受力情况和运动规律。

而在水下枪炮发射过程中,由于水的物性特点与空气大不相同,且不同水深下发射的环境压力也会不同,这不仅使得水下航行体的运动阻力极大,而且会对水下枪炮发射所形成的膛口流场的演化特性产生复杂的影响,这对枪炮等身管武器在水下进行发射提出了极大的挑战。在水下膛口流场方面,张欣慰等^[5-6]运用 Fluent 软件,针对机枪在空气中和水下密封式发射所形成的膛口流场进行了数值对比分析。水下膛口流场涉及气液两相流相互作用问题,围绕燃气射流与水的作用,许多学者开展了实验与数值模拟。Hu 等^[7]建立了燃气射流在受限空间内扩展的三维非稳态数理模型,对贴壁燃气射流在充液圆管内的扩展特性进行了数值模拟。Zhao 等^[8]建立了多股燃气射流数值求解模型,对锥形分布燃气射流的干涉、汇聚特性进行了分析。在前人的基础上,Zhou 等^[9]对静态和准动态条件下气幕式发射的内弹道及气液相互作用过程进行了数值模拟。而在水下超声速射流方面,郝宗睿等^[10]采用 VOF (volume of fluid) 两相流模型结合动网格方法对系留状态和运动状态下的燃气喷射流场进行数值模拟,分析了两种状态下燃气喷射形成的复杂流场结构。唐云龙等^[11]设计了一种解决水下超音速燃气射流复杂相变过程的计算模型,并对典型工况的水下高温、高速燃气射流问题中相变过程进行了数值分析。张焕好等^[12]建立了二维轴对称水下超声速气体射流的数值计算模型,并进行了相关的数值模拟,得到了水下超声速气体射流的初始流动结构。

已有研究主要针对空气中膛口流场和水下燃气射流问题,但对水下全淹没发射(即身管内充满水),尤其是不同发射水深条件下的膛口流场演化特性的研究较少。本文中,建立二维轴对称非稳态膛口流场模型,对水下全淹没发射膛口流场演变全过程进行数值模拟,并搭建水下可视化射击实验平台,利用高速录像观测 12.7 mm 口径弹道枪在水中全淹没式发射时膛口流场演变的过程。在此基础上,针对 12.7 mm 口径弹道枪在 3 种水深下全淹没发射膛口流场演化过程进行数值模拟,以期研究结果对深入了解水下膛口流场特性以及降低膛口气流危害有所帮助,同时对新型水下枪炮设计有一定的参考价值。

1 数理模型与计算方法

1.1 物理模型

根据弹道枪水下全淹没式发射特点,采用下列物理模型:

(1)火药燃烧遵循几何燃烧定律。药粒均在平均压力下燃烧,且遵循指数燃速定律。单位质量火药燃烧所放出的热量及生成的燃气温度均为定值,在以后的膨胀做功过程中,不考虑燃气组分变化,火药力 f_p 、余容 α_p 及比热比 k_p 等均视为常数。

(2)枪管内膛表面的热散失用减小火药力 f_p 或增大比热比 k_p 的方法间接修正,用系数 φ 来考虑其他的次要功。

(3)考虑到在膛口流场中气相密度远小于液相密度,重力场影响很小,以二维效应为主,因此本文中采用二维轴对称模型对膛口流场进行研究,湍流模型采用标准 $k-\varepsilon$ 模型。

(4)将火药燃气看作理想气体,不考虑燃气在膛口的二次燃烧,忽略体积力的影响。

(5)假设水为不可压缩相,密度取 998.2 kg/m^3 。因膛口燃气射流与水的作用时间短暂,忽略燃气射流对水的汽化作用。

(6)对于膛口以及弹丸表面附近水的空化现象,采用 Schnerr-Sauer 空化模型进行计算。

1.2 数学模型

针对上述物理模型建立下列数学模型:

(1) 连续性方程:

$$\frac{\partial(\alpha_q \rho_q)}{\partial t} + \nabla \times (\alpha_q \rho_q \mathbf{U}_q) = S_m \quad (1)$$

式中: $q=1, 2, 3$ 分别代表燃气相、液相和水蒸气相, ρ_q 为对应项的密度; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 为各相的体积分, 且 $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$; \mathbf{U}_q 为流体速度; S_m 为单位体积内气液两相的质量流量, 这一项在水与蒸汽相发生质量输运时才有, 当各相之间不发生质量输运时, 此项为零。

(2) 动量守恒方程:

$$\frac{\partial(\alpha_q \rho_q \mathbf{U}_q)}{\partial t} + \nabla \times (\alpha_q (\rho_q \mathbf{U}_q \times \mathbf{U}_q)) = -\alpha_q \nabla p_q + \mu_q \nabla^2 \mathbf{U}_q + \mathbf{S}_p \quad (2)$$

式中: 混合物密度 $\rho = \sum_i \alpha_i \rho_i$; p_q 为对应项的压力; \mathbf{S}_p 为汽液两相间质量输运引起的动量变化, 此项在水与蒸汽相发生质量输运时才有, 当各相之间不发生质量输运时, 此项为零。

(3) 能量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \times [\mathbf{U}_q (\rho E + p)] = \nabla \times (k_{\text{eff}} \nabla T) + S_e \quad (3)$$

$$E = \sum_q \alpha_q \rho_q E_q \left/ \left(\sum_q \alpha_q \rho_q \right) \right. \quad (4)$$

$$T = \sum_q \alpha_q \rho_q T_q \left/ \left(\sum_q \alpha_q \rho_q \right) \right. \quad (5)$$

式中: E 为平均能量; p 为混合相压力; T 为平均温度; k_{eff} 为有效热传导率; S_e 为能量方程源项, 即空化引起的流场能量的改变, 其大小等于气液之间质量交换量与汽化潜热的乘积。

(4) 气体状态方程:

$$p = \rho RT \quad (6)$$

式中: $R=319.6 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, 为火药气体常数。

(5) k - ε 湍流方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (8)$$

式中: k 为湍动能, ε 为耗散率; i 和 j 为自由指标, u_i 与 u_j 为速度矢量, μ 为黏度系数, $\overline{u_i' u_j'}$ 为雷诺压力项; 常数 $\sigma_k=1.0$ 为湍动能对应的普朗特数; $\sigma_\varepsilon=1.3$ 为耗散率对应的普朗特数; $\mu_t=C_\mu k^2/\varepsilon$ 表示湍流黏性系数, 常数 $C_{\varepsilon 1}=1.44$, $C_{\varepsilon 2}=1.92$ 和 $C_\mu=0.08$ 为经验系数。

(6) Schnerr-Sauer 空化模型:

$$\Gamma_e = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \alpha_v (1 - \alpha_v) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2(p_v - p)}{\rho_l}} \quad p_v > p \quad (9)$$

$$\Gamma_c = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \alpha_v (1 - \alpha_v) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2(p - p_v)}{3 \rho_l}} \quad p_v < p \quad (10)$$

式中: Γ_e 和 Γ_c 分别为气泡生长和溃灭时质量传递源项; α_v 为空泡的体积分, c 为单位体积内的气泡数,

ρ_v 和 ρ_l 分别为汽相和液相的密度, ρ 为混合相的密度, p_v 为蒸汽分压力, R_b 为气泡的半径。气泡半径的表达式为:

$$R_b = \left(\frac{\alpha_v}{1-\alpha_v} \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (11)$$

膛口流场的计算中需要耦合内弹道方程组, 内弹道方程如下:

(1)形状函数:

$$\psi = \begin{cases} \chi Z(1 + \lambda Z + \mu_c Z^2) & Z < 1 \\ \chi_s \frac{Z}{Z_k} \left(1 + \lambda_s \frac{Z}{Z_k} \right) & 1 \leq Z < Z_k \\ 1 & Z \geq Z_k \end{cases} \quad (12)$$

式中: ψ 为火药燃烧质量百分比, χ 、 λ 和 μ_c 均为火药形状函数, Z 为火药燃烧相对厚度, Z_k 为当颗粒燃尽时燃烧相对厚度, χ_s 和 λ_s 为在火药表面缩小阶段的形状函数。

(2)燃速方程:

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{u_1 p^n}{e_1} \quad (13)$$

式中: u_1 为火药燃速系数, n 为火药燃速指数, e_1 为火药半弧厚, p 为膛内火药燃气平均压力, t 为时间。

(3)弹丸运动方程:

$$\int_0^A (p_d - p_f) dA = \varphi m \frac{dv}{dt} \quad (14)$$

式中: p_d 和 p_f 分别为弹底和弹前压力, A 为弹丸横截面积, φ 为次要功系数, m 为弹丸质量, v 为弹丸运动速度。

(4)内弹道基本方程:

$$\frac{Ap(l_\psi + x)}{\theta} = \frac{fw\psi}{\theta} - \frac{\varphi}{2} mv^2 - \int_0^x \int_0^A p_f dA dx \quad (15)$$

$$l_\psi = l_0 \left[1 - \frac{\Delta}{\rho_p} (1 - \psi) - \alpha_p \Delta \psi \right] \quad (16)$$

式中: l_ψ 为药室自由容积缩径长, 绝热指数 $\theta = k_p - 1$, w 为装药质量, x 为弹丸行程, Δ 为装填密度, α_p 为单位质量气体分子体积有关的修正量, 称为余容。

(5)弹丸速度与行程关系式:

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (17)$$

方程(12)~(17)组成内弹道方程组。

1.3 计算方法

本文中借助 FLUENT 软件开展数值模拟, 结合用户自定义函数(user defined function, UDF)技术, 耦合内弹道方程组求解得到弹丸速度、位移和膛压; 采用流体体积函数(volume of fluid, VOF)多相流模型来描述气液相互作用; 利用 PRESTO! 方法对压力项离散; 动量和能量的离散采用一阶迎风格式; 采用 PISO 算法对压力与速度进行耦合; 计算采用的时间步长控制在 0.1 μ s 内。

2 网格划分与无关性验证

2.1 网格划分

如图1所示, 计算域分为身管区域和膛口流场区域两个部分, 其中身管区域为长 1 m、半径为 6.35 mm 的圆柱形区域, 流场区域为长 1 m、半径 0.3 m 的圆柱形区域。以结构化网格为主, 对膛口附近的网格进

行局部加密, 最小网格尺寸为 $0.3 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$ 。采用了动网格技术中的层铺法来实现弹丸的运动, 随着弹丸向前运动, 当靠近弹底的网格长度被拉长至 0.6 mm 时, 网格会分裂成两个网格, 同理, 当靠近弹头的网格长度被压缩至 0.2 mm 时, 该网格会与相邻的网格合并。

本文计算的边界条件为: 燃烧室为压力入口, 其初始参数由内弹道方程组求解得出; 身管壁面及弹丸为固壁边界; 计算域外边界为压力出口, 压力为环境压力。将弹前身管区域和流场区域初始化为充满水, 温度和压力初始化为环境条件, 即温度为 300 K , 压力根据不同水深分别设置为 111.5 、 608.0 和 $1\ 114.6 \text{ kPa}$ 。

2.2 网格无关性验证

为尽量避免网格粗细程度对计算结果产生较大影响, 分别采用 20 万、15 万和 10 万的网格数(N)进行试算, 选择弹丸出膛后 1 ms 时刻膛口中心轴向速度分布作为网格无关性验证的特征参数, 无关性验证结果如图 2 所示。相对于 20 万网格数的计算结果, 15 万网格数的最大相对误差仅为 6% , 而 10 万网格数的最大相对误差达到 30.6% 。综合考虑计算效率和计算精度, 现选择网格数为 15 万的网格进行计算。

3 模型验证

为观察水下全淹没式膛口流场中气、汽、液三相的掺混过程以及验证数值模型的合理性, 以 12.7 mm 口径的弹道枪为平台, 搭建了全淹没式发射的可视化实验测试系统, 如图 3 所示。实验系统由水箱、 12.7 mm 口径弹道枪、水泥平台以及脉冲电点火器组成, 其中水箱上开有射击孔, 供身管伸入, 水箱侧面

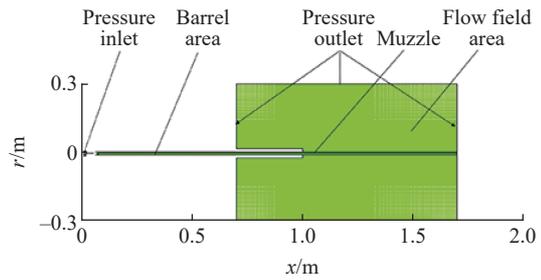


图 1 计算域及边界条件

Fig. 1 Calculation domain and boundary conditions

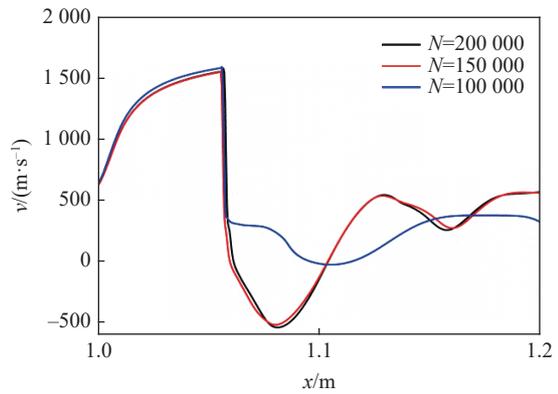


图 2 不同网格数下膛口中心速度沿轴向的变化($t=1 \text{ ms}$)
Fig. 2 Velocity of the muzzle center varying along the axial direction for different grid quantities at $t=1 \text{ ms}$

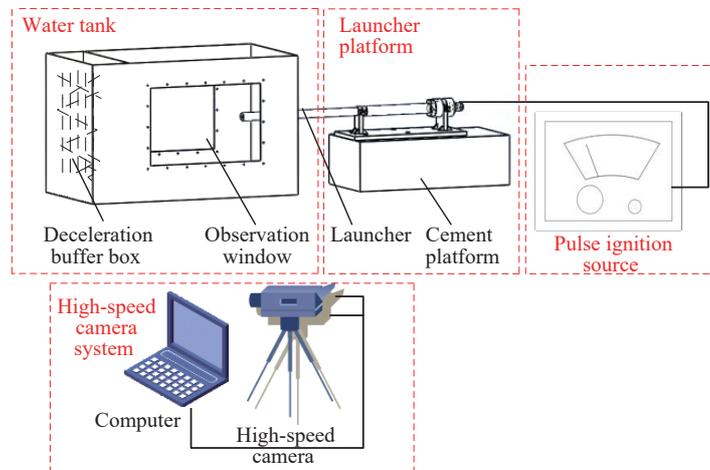


图 3 实验装置示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the experimental device

开有观察窗。采用 FASTCAM-Ultima APX 高速摄像机和计算机进行流场演化过程的观察和记录,其中高速摄像机最大分辨率为 $1\,024 \times 512$ 像素,频率为 $4\,000\text{ s}^{-1}$ 。

在实验准备阶段,将弹丸填充在枪膛底部,通过弹带进行密封以阻止水进入弹后燃烧室;为保证全淹没发射环境,将身管以及水箱内注满水;调整高速摄像拍摄的焦距与角度,使其能透过观察窗清楚的拍摄到膛口流场区域;当仪器调整后,将称量好的火药装入燃烧室,装好电底火,并将其连接到脉冲电点火器上。所有装置就绪后,用脉冲电点火器放电进行点火。实验后,用计算机将高速摄像拍摄的结果进行截取和后处理。

本次模型验证所选取的实验工况水深为 0.3 m ,对应的数值模拟工况水深也为 0.3 m 。采用的实心弹丸质量为 45 g ,装药采用 6 g 的 $4/7$ 单基火药,实验测得弹丸初速为 264.2 m/s 。实验阴影照片与数值模拟相图的对比情况如图 4 所示,将弹丸出膛口时刻定义为 $t=0$ 时刻。

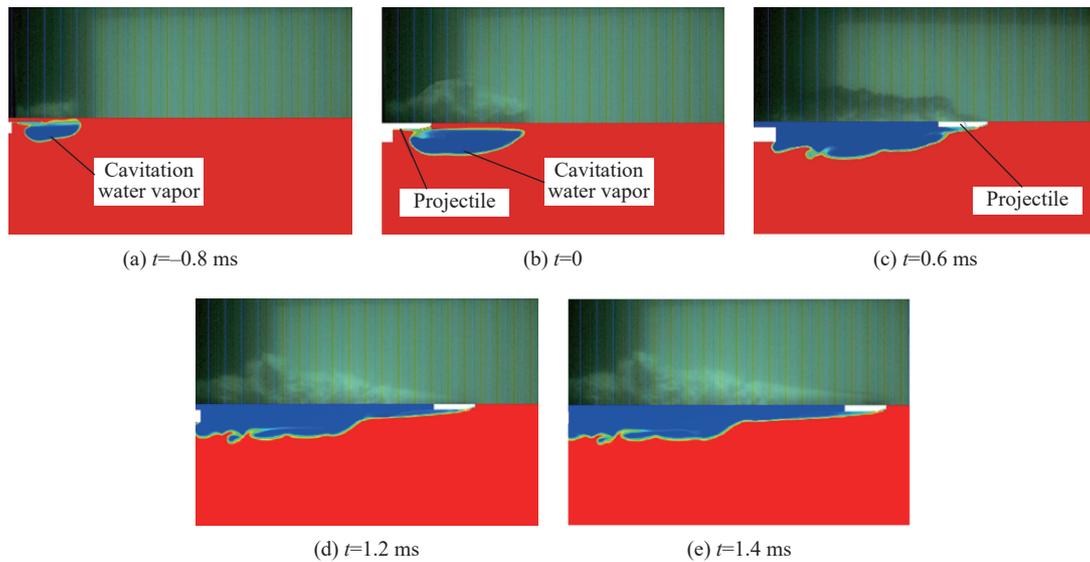


图 4 实验照片阴影图与模拟相图对比情况

Fig. 4 Comparison of experimental shadow photos and simulated phase diagrams

由图 4 可见,在全淹没发射条件下,身管内与外界环境都充满了水。图 4(a)~(b)对应点火后,弹丸在膛内如同活塞般不断推动弹前水柱的过程,其中图 4(a)对应弹丸出膛前 0.8 ms 时刻。水柱在弹丸推动下不断加速,使得膛口附近的局部压力低于水的饱和蒸汽压力,膛口附近的水不断汽化为水蒸汽,在膛口逐渐堆积成一个蒸汽团。图 4(b)对应弹丸即将出膛口瞬间,弹丸头部被侧面的蒸汽团完全包裹。图 4(c)~(e)对应弹丸逐渐飞离膛口的过程。在图 4(c)中,高压火药燃气由膛内喷出,与蒸汽团迅速掺混,初步形成了泰勒空腔,同时提高了膛口附近的压力,使得蒸汽团迅速溃灭。随着弹丸运动到射流头部,对射流在轴向上的约束减弱,使射流在轴向上迅速扩展,而在径向上扩展仍受周围水介质的限制,因此头部呈锥形,同时气液之间的强烈湍流掺混引起的 Kelvin-Helmholtz 不稳定效应使得射流边界变得不规则。弹丸穿过泰勒空腔后相对水介质做高速运动,使得弹丸头部表面的水的压强降低,初步形成自然空泡。在图 4(d)和(e)中弹丸已完全超越射流,弹丸出膛 1.2 ms 后,随着弹丸继续向前飞行,弹丸表面的空泡长度逐渐变长,形成超空泡,包裹着弹丸前进,同时在弹丸尾部会留下细长的气柱。

从图 4 中可以看出实验阴影照片与数值模拟相图中的膛口流场的外部轮廓基本吻合,为进一步验证数值模型的合理性,做出了射流轴向、径向最大位移对比图,如图 5 所示。高速录像在进行拍摄时,由于光路传播原因,照片上水箱前后透明观察窗固定螺钉的间距为等比例缩小。在实验中,枪管位于水箱对称面位置,根据梯形中位线特征,在进行膛口数据处理时,前后观察窗的螺钉间距可以直接从照片中量取,两者的平均值与实际螺钉间距的比值即为量取长度与实际长度的比值,再结合照片中量取的射流

轴向、径向最大位移从而得到实际射流的最大位移。为了减小误差,对每种工况实验数据进行了多次测量求平均值。由图 5 可知,模拟结果中不同时刻燃气射流的轴向、径向最大位移与实验测量值吻合较好,最大相对误差为 6.4%,说明本文中采用的数值模型基本合理。

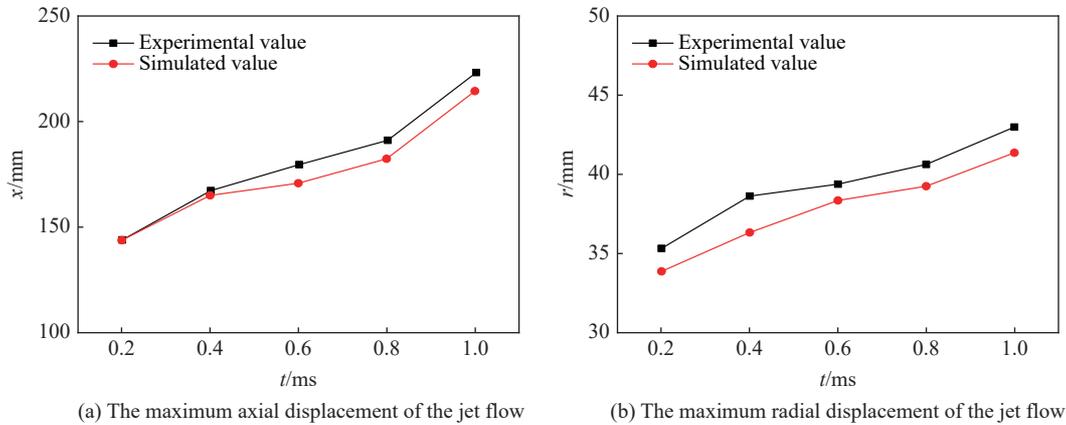


图 5 射流轴向、径向最大位移对比

Fig. 5 Comparison of the maximum axial and radial displacements of the jet flow between experimental and simulated results

4 结果与分析

为研究发射水深对全淹没式发射膛口流场的影响,针对 12.7 mm 口径弹道枪在 3 种水深 h 下全淹没发射膛口流场演化过程进行了数值模拟和对比分析。3 种工况的初始参数如表 1 所示,表中 l 为身管长度, v_0 为弹丸初速, p_{k0} 为膛口压力。图 6 给出了不同水深条件下弹丸的膛外行程对比曲线。

表 1 膛口初始参数

Table 1 Initial parameters for the muzzle

h/m	l/m	$v_0/(m \cdot s^{-1})$	p_{k0}/MPa
1	1	230	14.5
50	1	220	15.5
100	1	207	20.5

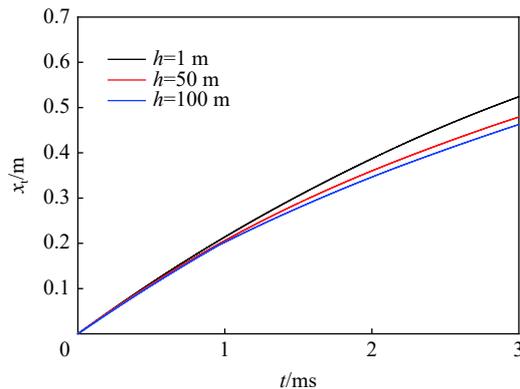


图 6 不同水深下弹丸膛外行程

Fig. 6 Displacement-time curves of the projectile at different water depths

由表 1 可见,随着水深增加,弹丸初速降低明显,膛口压力也随之升高。由图 6 可见,水深越深,弹丸速度越慢。对膛口流场影响范围内,弹丸行程随时间变化特性进行拟合,发现其在不同水深条件下均

满足指数函数规律, 即:

$$x_t = x_0 - x_1 e^{-t/t_1} \tag{18}$$

式中: x_t 为弹丸膛外行程, m; t 为时间, ms; x_0 、 x_1 和 t_1 为弹丸膛外行程随时间变化的拟合参数, 如表 2 所示。由表 2 可见, x_0 、 x_1 和 t_1 都会随着水深增大而减小。

表 2 拟合参数

Table 2 Fitting parameters

h/m	x_0/m	x_1/m	t_1/ms
1	1.09	1.09	4.55
50	0.84	0.84	3.55
100	0.79	0.79	3.42

全淹没发射条件下, 由于膛内的火药燃气处于高温高压状态, 当燃气从膛口喷出后, 会迅速膨胀与高密度水介质以及弹丸相互作用, 从而形成复杂的波系结构。为了便于对不同发射环境条件下的膛口流场流谱结构进行对比分析, 图 7 给出了空气中枪炮发射时的膛口流场流谱示意图^[1], 图 8 给出了全淹没发射时膛口流场流谱示意图。为研究水深对膛口流场演化特性的影响, 图 9~11 分别给出了 3 种水深条件下的膛口中心剖面的马赫数云图和等值线图。

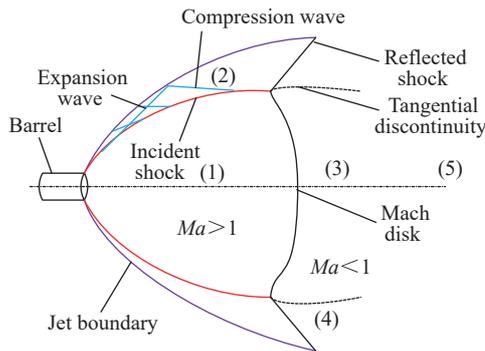


图 7 空气中发射时典型膛口流场流谱示意图

Fig. 7 Schematic diagram of the typical muzzle flow field during air launch

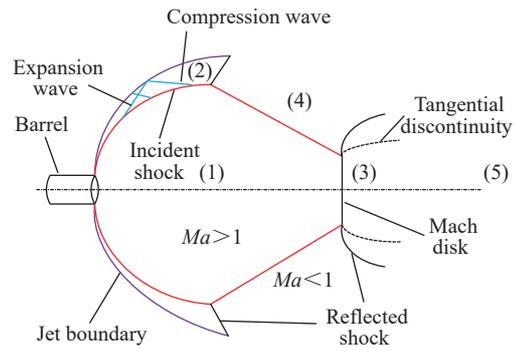


图 8 全淹没发射时膛口流场流谱示意图

Fig. 8 Schematic diagram of the muzzle flow field during submerged launch

由图 7 可见, 空气中膛口流场将射流理论边界包围的整个流场区域划分为了 5 个区域, 分别为: (1) 区, 即瓶状激波内的自由膨胀区, 气流主要在此瓶状区内膨胀, 压力剧降、速度激增; (2) 区, 即相交激波与射流边界之间的超声速区; (3) 区, 即马赫盘下游的亚声速区, 气流经过正激波后速度剧降、压力和温度陡增; (4) 区, 经过两次斜激波后, 流动情况变得复杂, 压力与 (3) 区相同, 但为超声速区, 两区之间形成类似于拉瓦尔喷管形状的切向间断面; (5) 区, 即湍流混合过渡区。

由图 9~11 可见, 水下全淹没式发射时, 由于燃气喷射出膛口后迅速膨胀, 膨胀波系在气液边界以及弹底发生反射形成激波, 约在 $t=0.4$ ms 时刻, 演化成了如图 8 所示的波系结构。类似于空气中膛口流场典型结构, 入射激波、马赫盘以及反射激波交汇形成了三波点, 通过正激波后的亚声速气流与经过斜激波后速度仍为超声速的气流之间有速度差, 因此在三波点沿流向形成切向间断。瓶状激波虽然已经形成, 但受高密度水介质的影响, 流场波系结构的分布特点存在一些不同: (1) 区(自由膨胀区)受气液边界的影响, 形状尚不饱满, 入射斜激波在径向上向内收缩, 马赫盘在轴向上向外突出且直径较小; 受气液边界和 (1) 区影响, (2) 区被挤压呈狭长状未能充分发展至将 (1) 区包裹起来; (3) 区也受高密度水介质的压缩影响, 在径向上大大被压缩。在后续的发展中 ($t > 0.4$ ms), 随着弹丸完全脱离泰勒空腔, 对膛口近场的波系结构不再有影响, 同时膛内后续气体不断喷出, 使得泰勒空腔在径向上扩展明显, 对瓶状激波

在径向上的限制减小。整个瓶状激波系逐渐饱满, 最终形成如图 7 所示的膛口流场典型波系结构。

从图 9~11 的对比中可以看出, 在 3 种水深下, 弹丸出膛后 0.4 ms, 包括入射激波、反射激波、马赫盘和三波点等结构的瓶状激波都已经形成。当水深为 1 m 时, 在 $t=0.4\sim 1.4$ ms 期间, 瓶状激波在径向上趋于饱满, 马赫盘直径也相应增大, 最终在 $t=1.4$ ms 形成与如图所示的膛口流场典型波系结构。而在水深为 50 m 时, 在 $t=0.4\sim 1.4$ ms 期间, 瓶状激波在径向上有一定扩展, 马赫盘沿轴向逐渐向下游移动, 使得瓶状激波的“瓶口”仍向外突出。在 $t=1.4$ ms 时, 马赫盘已经到达距膛口最大位移并逐渐向膛口方向移动, 在 $t=1.8$ ms 时, 瓶状激波才趋于饱满, 形成膛口流场典型波系结构。而在水深为 100 m 的条件下, 在 $t=2.4$ ms 时, 流场内才形成膛口流场典型波系结构。

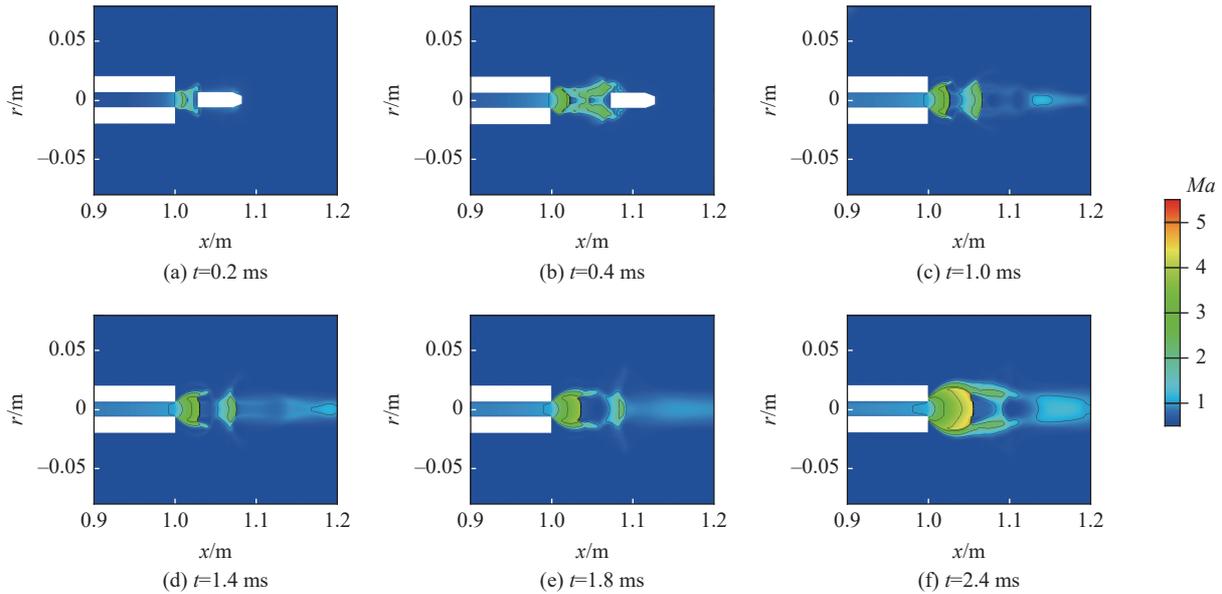


图 9 $h=1$ m 时膛口中心剖面马赫数云图与等值线图

Fig. 9 Mach number cloud map and contour map at $h=1$ m

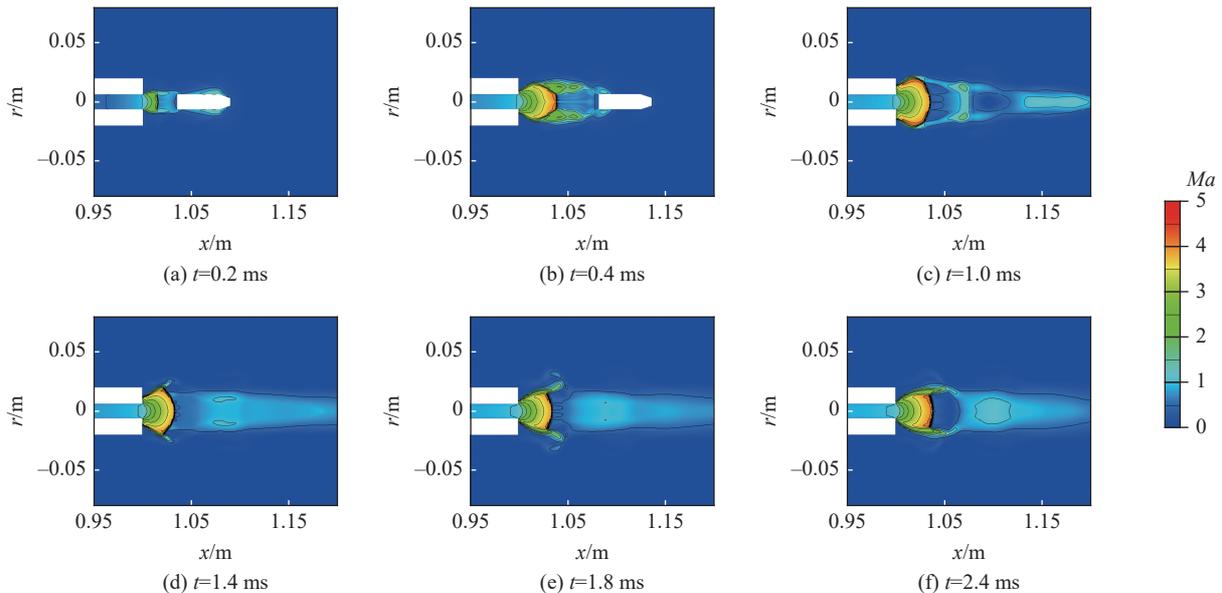


图 10 $h=50$ m 时膛口中心剖面马赫数云图和等值线图

Fig. 10 Mach number cloud map and contour map at $h=50$ m

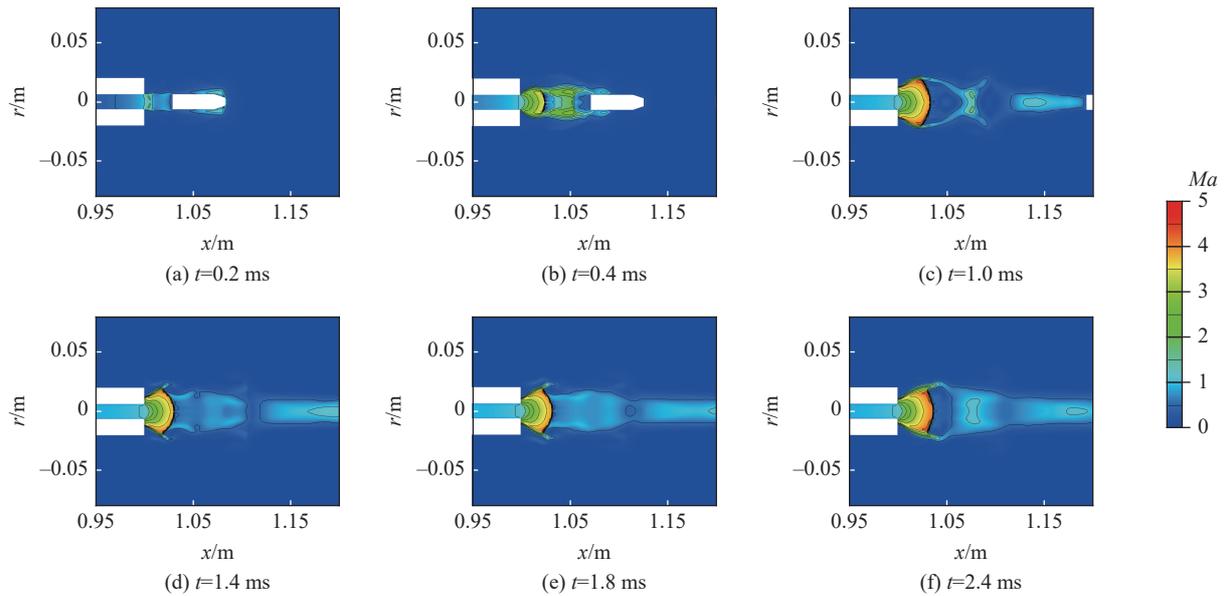


图 11 $h=100$ m 时膛口中心剖面马赫数云图和等值线图

Fig. 11 Mach number cloud map and contour map at $h=100$ m

这说明相同装药条件下,水深越大,对应的弹丸初速越低,脱离膛口流场区域所需的时间越长,对流场内的波系结构演化的限制时间更长,同时也由于水深处的环境压力较大,使得水深越大,瓶状激波在径向上需要更长时间趋于饱满,形成膛口流场典型波系结构。

为研究流场内压力变化特性,图 12 给出了水深为 50 m 的条件下膛口中心剖面的压力云图,图 13 则给出了不同水深下,压力沿膛口中心轴线的分布曲线和瓶状激波内($x=1.02$ m 处)压力沿径向的分布曲线。

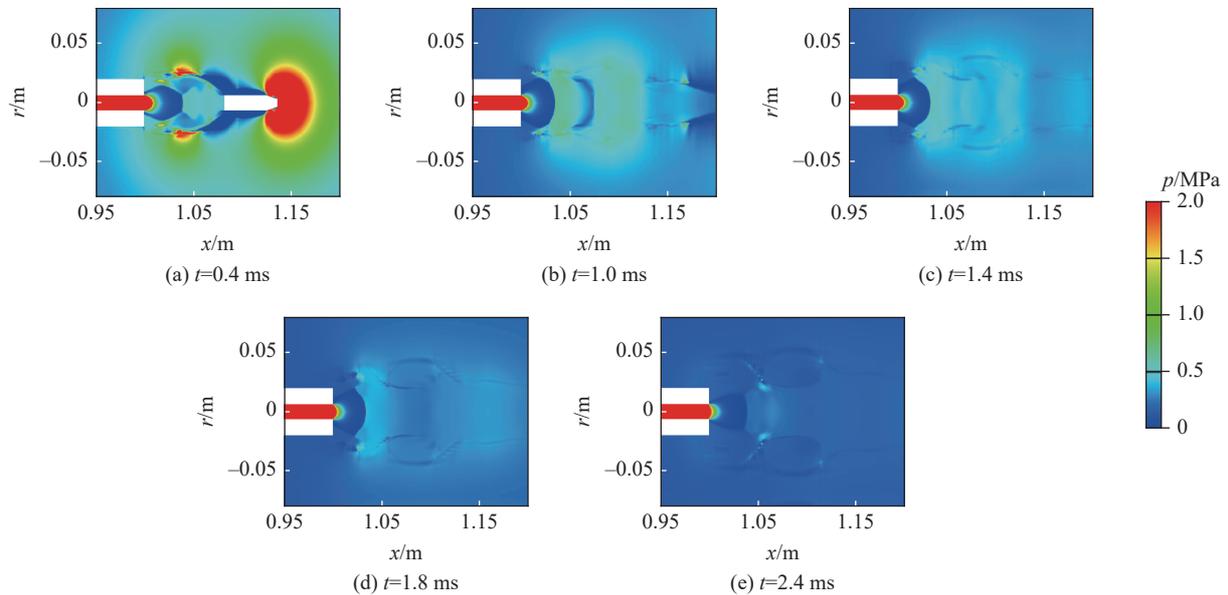


图 12 $h=50$ m 是膛口中心剖面压力云图

Fig. 12 Pressure cloud map of the muzzle center section at $h=50$ m

由图 12 可见,弹丸出膛后,膛内的火药燃气喷出膛口,迅速膨胀,在 $t=0.4$ ms 已经形成了包含瓶状激波在内的复杂激波结构,从而影响了流场内的压力分布。瓶状激波内是燃气射流的主要膨胀区,射流在瓶区内迅速膨胀,使得瓶区内的压力剧降。而在马赫盘的下流,由于射流受到周围高密度水介质与弹

底的压缩作用, 使得压力骤升, 形成高压区域。随后由于燃气自身被压缩后的膨胀作用, 以及受到的压缩作用, 使得马赫盘后高压区域与低压区域交替出现。在 $t=1.4$ ms 后, 由于弹丸远离膛口区域, 以及后续燃气喷出, 使得马赫盘下游的压力趋于平均, 不再有突变, 而自由膨胀区内的压力仍然较低, 瓶状激波结构仍清晰可见。

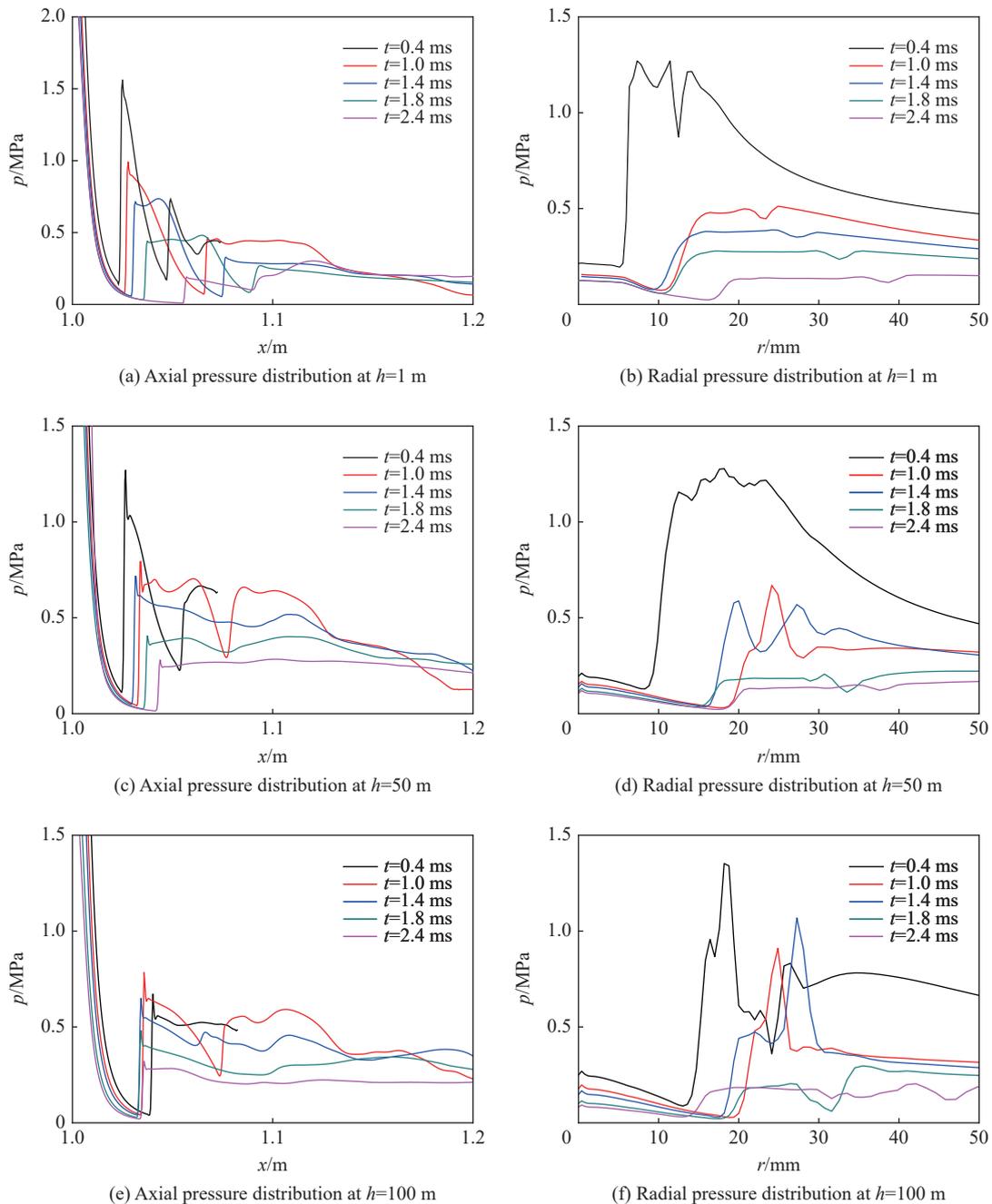


图 13 膛口压力分布曲线

Fig. 13 Pressure distribution curves of muzzle

由图 13(a)~(b) 可见, 在水深为 1 m 时, 在弹丸出膛 0.4 ms 时刻, 此时弹丸仍处在膛口近场区域内, 燃气从膛口喷出后迅速膨胀, 在轴向上压力降至约 0.2 MPa。随后由于水介质与弹底的压缩作用, 压力在马赫盘处分别骤升至 1.6 MPa。由于射流自身被压缩后的膨胀作用, 以及水介质与弹底的压缩作用,

流场内的压力在马赫盘至弹底区间内多次震荡,最终在弹底骤升至约 60 MPa。而在径向上,燃气压力在小幅度下降后,于瓶状激波的斜激波处压力骤升至 1.3 MPa,随后在斜激波至气液边界区间内震荡,最终缓慢下降。

随着弹丸逐渐远离膛口($t=1.0$ ms),膨胀区内的最低温度与最低压力有所降低,马赫盘处的温度与压力峰值也相应减小。在马赫盘下游,压力在轴向上的震荡幅度有所减弱,但仍十分明显,而在径向上,压力在斜激波处到达压力峰值后呈缓慢下降趋势,不再震荡。弹丸出膛 1.4 ms 后,马赫盘后压力的震荡幅度进一步减弱,几乎消失,压力呈缓慢下降趋势。

对比不同发射水深下的压力曲线,可以发现,在轴向上,在弹丸出膛后相同时刻,相对于 1 m 水深时,50 和 100 m 水深发射时,在轴向上,射流出膛后在马赫盘处的压力峰值偏小,且马赫盘后压力震荡程度大大减弱,震荡次数也相对减少,在弹丸出膛 1.4 ms 后,马赫盘后的压力几乎不再震荡,沿程缓慢下降。在径向上,由于环境压力的增大,与 1 m 水深时不同,50 和 100 m 水深发射时,弹丸出膛 1.0 ms 后,燃气压力于瓶状激波的斜激波处压力骤升后,在斜激波至气液边界区间内仍有较大幅度的震荡,直到 $t=1.4$ ms,压力才趋于平稳,几乎不再震荡。

整体而言,在不同发射水深条件下,燃气射流出膛后迅速膨胀,压力在轴向与径向上迅速降低,随后分别在马赫盘与斜激波处骤升。随后轴向与径向压力都多次震荡,且震荡幅度随时间逐渐减小,最终呈缓慢下降趋势。当发射水深越深时,在轴向上,燃气在马赫盘处的温度与压力峰值相应越低,压力震荡程度也越小,且更快趋于平稳,而在径向上,压力的震荡持续的时间更长,需要更长时间趋于平稳。

5 结 论

针对弹道枪水下全淹没发射膛口流场问题建立了二维轴对称非稳态模型,借助 Fluent 软件,结合动网格和用户自定义函数技术,对 3 种水深下的膛口流场演变过程进行数值模拟,得到如下结论:

(1)全淹没发射条件下,在弹丸出膛前,身管内水柱在弹丸推动下不断加速,在膛口空化形成蒸汽团;高压火药燃气由膛内喷出后,与蒸汽团迅速掺混,初步形成了泰勒空腔;穿过泰勒空腔后,弹丸头部初步形成自然空泡;随着弹丸继续向前飞行,弹丸表面形成超空泡,包裹着弹丸前进;实验结果与数值模拟结果吻合较好,验证了数值模型的合理性。

(2)同空气中膛口流场典型波系结构相比,全淹没发射条件下,弹丸出膛后 0.4 ms 瓶状激波虽已形成,但在径向上尚不饱满;在后续发展中,瓶状激波在径向上逐渐扩展,最终形成膛口流场典型波系结构,且水深越深,形成膛口流场典型波系结构所需时间越长。

(3)在膛口流场影响范围内,弹丸膛外行程随时间在不同水深条件下均满足指数函数规律,即: $x(t) = x_0 + x_1 e^{-t/t_1}$,且水深越深燃气在膛口轴向马赫盘处的温度与压力峰值越低,压力振荡幅度也越小,更快趋于平稳,但在径向上,水深越深,压力振荡的持续时间越长。

参考文献:

- [1] 李鸿志,姜孝海,王杨,等. 中间弹道学 [M]. 北京:北京理工大学出版社,2015: 10.
- [2] 姜孝海,范宝春,李鸿志. 膛口流场动力学过程数值研究 [J]. *应用数学和力学*, 2008, 29(3): 316-324. DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2008.03.006.
JIANG X H, FAN B C, LI H Z. Numerical investigations on the dynamic process of the muzzle flow [J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2008, 29(3): 316-324. DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2008.03.006.
- [3] 吴伟,许厚谦,王亮,等. 含化学反应膛口流场的无网格数值模拟 [J]. *爆炸与冲击*, 2015, 35(5): 625-632. DOI: 10.11883/1001-1455(2015)05-0625-08.
WU W, XU H Q, WANG L, et al. Numerical simulation of a muzzle flow field involving chemical reactions based on gridless method [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2015, 35(5): 625-632. DOI: 10.11883/1001-1455(2015)05-0625-08.
- [4] 陈川琳,黄陈磊,许辉,等. 小口径步枪弹头后效期运动特性试验与数值研究 [J]. *兵工学报*, 2019, 40(2): 265-275. DOI:

- 10.3969/j.issn.1000-1093.2019.02.006.
- CHEN C L, HUANG C L, XU H, et al. Experimental and numerical research on motion characteristics of a small caliber bullet in muzzle flows [J]. *Acta Armamentarii*, 2019, 40(2): 265–275. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2019.02.006.
- [5] 张欣尉, 余永刚. 水下发射对机枪膛口温度场影响的数值分析 [J]. *含能材料*, 2017, 25(11): 932–938. DOI: 10.11943/j.issn.1006-9941.2017.11.008.
- ZHANG X W, YU Y G. Numerical analysis for the effect of underwater launch on the temperature field of machine gun muzzle [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials*, 2017, 25(11): 932–938. DOI: 10.11943/j.issn.1006-9941.2017.11.008.
- [6] 张欣尉, 余永刚, 莽珊珊. 装药参数对水下机枪密封式膛口流场影响的数值分析 [J]. *兵工学报*, 2018, 39(1): 18–27. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2018.01.002.
- ZHANG X W, YU Y G, MANG S S. Numerical analysis of influence of charge parameters on flow field around sealed muzzle of underwater machine gun [J]. *Acta Armamentarii*, 2018, 39(1): 18–27. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2018.01.002.
- [7] HU Z T, YU Y G. Expansion characteristics of multiple wall jets in cylindrical observation chamber [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 113: 1396–1409. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.11.140.
- [8] ZHAO J J, YU Y G. Flow structure of conical distributed multiple gas jets injected into a water chamber [J]. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2017, 31(4): 1683–1691. DOI: 10.1007/s12206-017-0316-9.
- [9] ZHOU L L, YU Y G. Study on interaction characteristics between multi gas jets and water during the underwater launching process [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2017, 83: 200–206. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2017.01.007.
- [10] 郝宗睿, 王乐勤, 吴大转. 水下喷气推进高速射流场数值研究 [J]. *浙江大学学报 (工学版)*, 2010, 44(2): 408–412. DOI: 10.3785/j.issn.1008-973X.2010.02.036.
- HAO Z R, WANG L Q, WU D Z. Numerical simulation of high-speed jet flow field of underwater jet propulsion craft [J]. *Journal of Zhejiang University (Engineering Science)*, 2010, 44(2): 408–412. DOI: 10.3785/j.issn.1008-973X.2010.02.036.
- [11] 唐云龙, 李世鹏, 谢侃, 等. 有相变的水下超音速燃气射流数值模拟 [J]. *哈尔滨工程大学学报*, 2016, 37(9): 1237–1243. DOI: 10.11990/jheu.201506010.
- TANG Y L, LI S P, XIE K, et al. Numerical simulation of underwater supersonic gas jets with phase transitions [J]. *Journal of Harbin Engineering University*, 2016, 37(9): 1237–1243. DOI: 10.11990/jheu.201506010.
- [12] 张焕好, 郭则庆, 王瑞琦, 等. 水下超声速气体射流的初始流动特性研究 [J]. *振动与冲击*, 2019, 38(6): 88–93, 131. DOI: 10.13465/j.cnki.jvs.2019.06.013.
- ZHANG H H, GUO Z Q, WANG R Q, et al. Initial flow characteristics of an underwater supersonic gas jet [J]. *Journal of Vibration and Shock*, 2019, 38(6): 88–93, 131. DOI: 10.13465/j.cnki.jvs.2019.06.013.

(责任编辑 张凌云)