DOI: 10.11883/1001-1455(2016)06-0781-08

高速射弹超空泡流动的重力和压缩性效应*

孟庆昌,张志宏,李启杰
(海军工程大学理学院,湖北 武汉 430033)

摘要: 超空泡射弹是一种新型的水下高速动能武器。基于理想可压缩势流理论,考虑流体的重力效应,建立了水下细长锥形射弹超空泡流动的统一理论模型和数值计算方法,分别导出了亚、超声速条件下用于计算细长锥形射弹超空泡形态的积分-微分方程。采用二次多项式局部拟合空泡,提出了超空泡形态的数值离散和递推求解方法。通过超空泡长细比的渐近解与数值解计算结果比较,验证了所建立的理论模型和计算方法的有效性。通过分析细长锥形射弹在不同运动方式、深度、速度条件下的超空泡形态和流体动力系数计算结果,明确了流体重力和压缩性效应对超空泡尺度、射弹表面压力分布和压差阻力系数的影响。

关键词: 流体力学;压缩性;势流理论;超空泡;射弹;亚声速;超声速;重力
中图分类号: O353.4 **国标学科代码**: 1302534 **文献标志码**: A

利用超空泡现象可以大幅度减小水下运动物体的摩擦阻力,从而大大提高其航行速度。基于超空泡原理的高速射弹,利用其弹道末端的剩余动能可拦截鱼雷、击毁水雷和破除水下障碍等。20 世纪末,在美国,机载快速灭雷系统(RAMICS)已经装备部队,超空泡射弹水下速度超过 1 000 m/s。Y. D. Vlasenko[1]、Y. N. Savchenko[2]、I. N. Kirschner[3] 开展的超空泡射弹实验水下运动速度分别达到 1 300、1 350 和 1 549 m/s,已超过了水中声速 1 450 m/s。目前,超空泡射弹还在进一步向高速方向发展[4-6]。在不考虑流体的压缩性效应时,Y. S. Chou[7]、S. S. Kulkarni 等[8]、K. Ohtani 等[9] 对射弹超空泡流动和弹体运动特性进行了计算。由于射弹高速冲击导致的流体压缩性效应不容忽视,A. N. Varghese 等[10]、A. D. Vasin[11-13]、V. V. Serebryakov 等[4-6] 基于细长体理论和渐近匹配展开法对超空泡形态影响的可压缩效应进行了理论研究,张志宏等[14-15] 进一步拓展得到了亚、超声速条件下细长锥形射弹的超空泡形态二阶近似解,金永刚等[16]、张志宏等[17] 建立了高速射弹超空泡流场的数值计算方法。

超声速超空泡射弹发射后在水下依靠惯性无动力飞行,其速度从超声速逐渐减至亚声速,期间需要经历压缩性效应显著的跨声速阶段。另外,超空泡射弹还需在变水深条件下运动,水深变化引起的重力效应(环境压力和空泡数的变化)也不容忽视。因而,需要综合分析流体压缩性和重力效应对高速射弹超空泡形态和流体动力特性的影响。文献[14-17]仅能反映流体压缩性效应对超空泡形态和流场的影响,没有反映流体的重力效应。本文中,针对高速细长锥形超空泡射弹的实际应用背景,综合计及流体的重力和压缩性效应影响,统一建立亚、超声速条件下超空泡流动的理论模型和数值计算方法,系统完整地解决高速射弹的超空泡形态、射弹表面压力分布和压差阻力系数等计算问题,拟为下一步超空泡射弹的弹型优化设计和水下弹道预报提供理论基础。

1 数学问题

在细长锥形射弹底部建立柱坐标系(x,r),如图 1 所示。设射弹绕流为理想可压缩流体无旋运动,来流速度为 U_∞。根据亚、超声速流动特点,假定亚声速时超空泡尾部采用 Riabouchinsky 闭合方式,超声速时则不需提供闭合方式。考虑重力对超空泡流动的影响,假定重力加速度 $\boldsymbol{g}$ 指向 x 轴负方向,当

* **收稿日期**: 2015-04-27; **修回日期**: 2015-06-15
基金项目: 国家自然科学基金项目(51309230,51479202);
中国博士后科学基金项目(2013M542531,2014T70992)
第一作者: 孟庆昌(1981—),男,博士,讲师; **通信作者**: 张志宏,zhangzhihong_999@163.com。

射弹沿 x 轴负方向运动时，对应于流体重力势能减小即垂直入水方向，反之为垂直出水方向。由于入水开空泡通大气的复杂性，本文中只考虑射弹在液体中的水平、垂直向下和向上的运动，不考虑气水交界面上的入水问题。射弹半径 $r=r_1(x)=\varepsilon(x+l)$ 预先给定，超空泡半径 $r=R(x)$ 和长度 L 则需通过计算确定，其中 l 和 R_n 分别为射弹长度和底部半径，取小参数 $\varepsilon=R_n/l$。

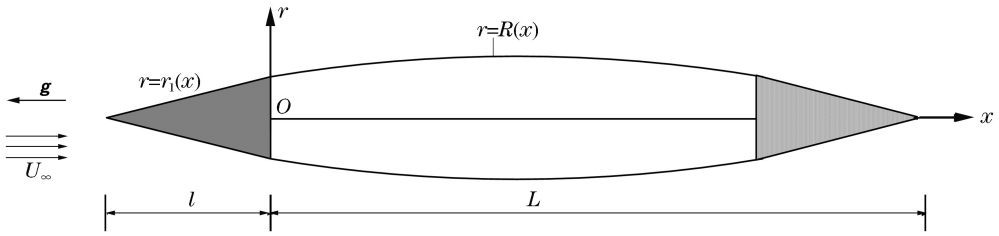

图 1 细长锥形射弹及超空泡坐标系

Fig. 1 Coordinate system on slender conical projectile and supercavity

设高速射弹引起的流场扰动速度势为 φ，则描述亚、超声速超空泡流动的数学问题是：

$$(1-Ma_\infty^2)\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}+\frac{\partial\varphi}{r\partial r}=0 \qquad Ma_\infty<1 \text{ or } Ma_\infty>1 \tag{1}$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=\left(U_\infty+\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}x} \qquad r=r_1(x),\ r=R(x) \tag{2}$$

$$\nabla\varphi\to 0 \qquad (x,r)\to\infty \tag{3}$$

$$r_1=R,\ \frac{\mathrm{d}r_1}{\mathrm{d}x}=\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}x} \qquad x=0 \tag{4}$$

式中：$Ma_\infty=U_\infty/a_\infty$ 为无穷远处来流马赫数，a_∞ 为无穷远处来流声速。

流体压力与密度关系采用 Tait 状态方程描述，即：

$$\frac{p+B}{p_\infty+B}=\left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^n \tag{5}$$

式中：p_∞、ρ_∞ 为无穷远处来流压力和密度；p、ρ 为流场中某点压力和密度；$n=7.15$；$B=298$ MPa。

计及重力效应的伯努利方程为：

$$\frac{n}{n-1}\frac{p+B}{\rho}+\frac{U^2}{2}+gx=\frac{n}{n-1}\frac{p_\infty+B}{\rho_\infty}+\frac{U_\infty^2}{2}+gx_\infty \tag{6}$$

式中：x_∞ 为重力场参考平面坐标，取 $x_\infty=0$ 时对应于射弹底面的中心位置。

对细长锥形射弹，流场压力系数可导出：

$$C_p=\frac{p-p_\infty}{0.5\rho_\infty U_\infty^2}=\frac{2}{nMa_\infty^2}\left(\left(1-\frac{n-1}{2}Ma_\infty^2\left(\frac{2\varphi_x}{U_\infty}+\frac{\varphi_r^2}{U_\infty^2}+\frac{2(x-x_\infty)}{Fr^2R_n}\right)\right)^{\frac{n}{n-1}}-1\right) \tag{7}$$

式中：傅鲁德数 $Fr=U_\infty/\sqrt{gR_n}$。

定义空化数为 $\sigma=\dfrac{p_\infty-p_\mathrm{v}}{0.5\rho_\infty U_\infty^2}$，其中 $p_\infty=p_\mathrm{a}+\rho gh$，$p_\mathrm{a}$ 为当地大气压，p_v 为水的饱和蒸汽压，ρ 为水的密度，h 为水面距射弹底面中心的高度。在空泡边界 $0\leqslant x\leqslant L-l$ 上，有 $C_p=-\sigma$。

2 积分-微分方程

根据亚、超声速流动特点，流场扰动速度势可分别写为：

$$\varphi(x,r)=-\int_{-l}^{L}\frac{q(\xi)\mathrm{d}\xi}{4\pi\sqrt{(x-\xi)^2+(mr)^2}} \qquad Ma_\infty<1 \tag{8}$$

$$\varphi(x,r)=-\int_{-l}^{x-mr}\frac{q(\xi)\mathrm{d}\xi}{2\pi\sqrt{(x-\xi)^2-(mr)^2}} \qquad Ma_\infty>1 \tag{9}$$

式中：$m=\sqrt{|1-Ma_\infty^2|}$；$q(\xi)=U_\infty\left.\dfrac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}x}\right|_{x=\xi}$；$S=\pi r^2$，为细长射弹及超空泡横截面面积。

利用式(2)和式(4)，将式(8)、式(9)分别代入式(7)，得到描述亚、超声速细长锥形射弹超空泡形态($0\leqslant x\leqslant L-l$)的非线性积分-微分方程分别为：

$$\int_0^{L-l}\left.\frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}x^2}\right|_{x=\xi}\frac{\mathrm{d}\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2+m^2\zeta}}=-2\sigma_m+\frac{4(x-x_\infty)}{Fr^2R_n}+\frac{1}{2\zeta}\left(\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}x}\right)^2-$$

$$2\varepsilon^2\ln\frac{(x+l+\sqrt{(x+l)^2+m^2\zeta})(x-L+l+\sqrt{(x-L+l)^2+m^2\zeta})}{(x+\sqrt{x^2+m^2\zeta})(x-L+\sqrt{(x-L)^2+m^2\zeta})}\qquad Ma_\infty<1\tag{10}$$

$$\int_0^{x-mR}\left.\frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}x^2}\right|_{x=\xi}\frac{1}{((x-\xi)^2-m^2\zeta)^{1/2}}\mathrm{d}\xi=$$

$$-\sigma_m+\frac{2(x-x_\infty)}{Fr^2R_n}+\frac{1}{4\zeta}\left(\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}x}\right)^2-2\varepsilon^2\ln\frac{x+l+\sqrt{(x+l)^2-m^2\zeta}}{x+\sqrt{x^2-m^2\zeta}}\qquad Ma_\infty>1\tag{11}$$

式中：$\zeta=R^2$，$\sigma_m=\dfrac{2}{(n-1)Ma_\infty^2}\left(1-\left(1-\dfrac{nMa_\infty^2}{2}\sigma\right)^{\frac{n-1}{n}}\right)$。

3　离散及迭代方法

求解超空泡形态，可将超空泡沿长度方向均匀分成 N 段，有 $N+1$ 个节点，且 $x_1=0$，$x_{N+1}=L-l$。设 ζ 在每段的相邻两节点之间按 $x(x_i\leqslant x\leqslant x_{i+1})$ 的二次多项式变化，即：

$$\zeta=\zeta_i+a_i(x-x_i)+b_i(x-x_i)^2\qquad i=1,2,\cdots,N\tag{12}$$

式中：a_i 和 b_i 是待定系数。

利用式(4)及 $\mathrm{d}\zeta/\mathrm{d}x$ 在各节点处连续的条件，得 $a_1=2\varepsilon R_n$ 以及 a_{i+1} 的递推公式为：

$$a_{i+1}=a_i+2b_i(x_{i+1}-x_i)\qquad i=1,2,\cdots,N\tag{13}$$

利用式(12)，可得计算各节点 x_k 处超空泡 ζ_k 的累加表达式为：

$$\zeta_k=\zeta_1+\sum_{i=1}^{k-1}(a_i(x_{i+1}-x_i)+b_i(x_{i+1}-x_i)^2)\qquad k=2,3,\cdots,N+1\tag{14}$$

系数 $b_i(i=1,2,\cdots,N)$ 的确定成为超空泡形态计算的关键。在亚、超声速条件下，将式(12)分别代入式(10)和式(11)，得到求解 b_i 的线性代数方程组和递推公式分别为：

$$\sum_{i=1}^{N}b_i\ln\frac{x_k-x_{i+1}+\sqrt{(x_k-x_{i+1})^2+m^2\zeta_k}}{x_k-x_i+\sqrt{(x_k-x_i)^2+m^2\zeta_k}}=\sigma_m-\frac{2(x_k-x_\infty)}{Fr^2R_n}-\frac{1}{4\zeta_k}\left(\left.\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_k}\right)^2+$$

$$\varepsilon^2\ln\frac{(x_k+l+\sqrt{(x_k+l)^2+m^2\zeta_k})(x_k-L+l+\sqrt{(x_k-L+l)^2+m^2\zeta_k})}{(x_k+\sqrt{x_k^2+m^2\zeta_k})(x_k-L+\sqrt{(x_k^2-L)^2+m^2\zeta_k})}$$

$$k=1,2,\cdots,N,\ Ma_\infty<1\tag{15}$$

$$b_i\ln\frac{m^2\zeta_{i+1}}{(x_{i+1}-x_i+\sqrt{(x_{i+1}-x_i)^2-m^2\zeta_{i+1}})^2}=\sigma_m-\frac{2(x_{i+1}-x_\infty)}{Fr^2R_n}-\frac{1}{4\zeta_{i+1}}\left(\left.\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_{i+1}}\right)^2+$$

$$2\varepsilon^2\ln\frac{x_{i+1}+l+\sqrt{(x_{i+1}+l)^2-m^2\zeta_{i+1}}}{x_{i+1}+\sqrt{x_{i+1}^2-m^2\zeta_{i+1}}}-$$

$$2\mathrm{sgn}(i-1)\sum_{j=1}^{i-1}b_j\ln\frac{x_{i+1}-x_{j+1}+\sqrt{(x_{i+1}-x_{j+1})^2-m^2\zeta_{i+1}}}{x_{i+1}-x_j+\sqrt{(x_{i+1}-x_j)^2-m^2\zeta_{i+1}}}\qquad i=1,2,\cdots,N,\ Ma_\infty>1\tag{16}$$

式中：$\zeta_k=R_k^2$，$\zeta_{i+1}=R_{i+1}^2$。

在已知射弹几何参数和运动参数条件下，采用超空泡形态的一阶近似解[13-15]作为初解，可以加快计算的收敛速度。超空泡最终长度及外形由 $\zeta|_{x=L-l}=R_n^2$ 确定[16-17]。根据计算得到的超空泡形态，利用式(8)或式(9)以及式(7)，可以计算得到超空泡流动的速度场和压力场。而亚、超声速条件下细长锥形射弹表面上($-l\leqslant x\leqslant 0$)的压力系数分别为：

$$C_p=\frac{2}{nMa_\infty^2}\left(\left(1-\frac{n-1}{2}Ma_\infty^2\left(\sum_{i=1}^{N}b_i\ln\frac{x-x_{i+1}+\sqrt{(x-x_{i+1})^2+m^2\zeta_b}}{x-x_i+\sqrt{(x-x_i)^2+m^2\zeta_b}}+\right.\right.\right.$$

$$\varepsilon^2\ln\frac{\mathrm{e}(x+\sqrt{x^2+m^2\zeta_b})(x-L+\sqrt{(x-L)^2+m^2\zeta_b})}{(x+l+\sqrt{(x+l)^2+m^2\zeta_b})(x-L+l+\sqrt{(x-L+l)^2+m^2\zeta_b})}+\frac{2(x-x_\infty)}{Fr^2R_n}\Bigg)\Bigg)^{\frac{n}{n-1}}-1\Bigg)$$

$$Ma_\infty<1 \quad (17)$$

$$C_p=\frac{2}{nMa_\infty^2}\left(\left(1-\frac{n-1}{2}Ma_\infty^2\left(\varepsilon^2\ln\frac{\mathrm{e}m^2\varepsilon^2}{(1+\sqrt{1-m^2\varepsilon^2})^2}+\frac{2(x-x_\infty)}{Fr^2R_n}\right)\right)^{\frac{n}{n-1}}-1\right) \quad Ma_\infty>1 \quad (18)$$

式中：$\zeta_b=r_1^2=\varepsilon^2(x+l)^2$。

通过积分，可以进一步得到以 πR_n^2 为特征面积的细长锥形射弹压差阻力系数为[7,10]：

$$C_D=\frac{D}{0.5\rho_\infty U_\infty^2\pi R_n^2}=\frac{2}{l^2}\int_{-l}^{0}(x+l)C_p\mathrm{d}x+\sigma \quad (19)$$

式中：D 为射弹的压差阻力。

4 结果与分析

取射弹几何参数为：$l=120$ mm，$R_n=6$ mm，$\varepsilon=0.05$。由文献[4-6]，超空泡长细比 λ 的渐近解为：

$$\sigma=\frac{2}{\lambda^2}\ln\frac{\lambda}{m\sqrt{\mathrm{e}}} \quad (20)$$

在已知射弹运动速度时，可以计算来流马赫数 Ma_∞ 和空化数 σ，通过式(10)或式(11)和式(14)，可以计算亚声速或超声速条件下细长锥形射弹的超空泡形态，并进一步得到超空泡长细比与马赫数的变化关系。不同深度射弹水平运动时超空泡长细比的渐近解与数值解结果比较如图 2 所示，两者整体上符合较好，验证了本文理论模型和数值解法的正确性。在大部分情况下，λ 随 Ma_∞ 基本呈线性变化，即随 Ma_∞ 增加超空泡形态将变得更加细长。但在跨声速($0.8<Ma_\infty<1.2$)时，曲线将会出现一个窄的尖峰，此时 λ 随 Ma_∞ 呈非线性变化。在 Ma_∞ 相同时，不计重力效应的超空泡长细比最大(这里可视为水深为零)，随着水深增加(如 $h=20$，40 m)，λ 将逐渐减小，说明水深增加将使超空泡向短粗方向发展。

在射弹深度和速度恒定(如 $h=20$ m，$Ma_\infty=0.7$，1.2)时，计算射弹水平及出、入水运动的超空泡形态。当射弹水平运动(对应于 $Fr\to\infty$)时，计算得到的超空泡形态在亚声速时前后对称，在超声速时前后稍微不对称，主要原因是：亚声速时扰动可向流场四周传播，而超声速时扰动仅在马赫锥内向下游传播。在射弹垂直入水(对应于 $Fr^2>0$)或垂直出水(因射弹运动方向与重力加速度 $\boldsymbol{g}$ 方向相反，对应于 $Fr^2<0$)时，由于重力效应的影响，推迟或加速了超空泡尾部的封闭，使超空泡的长度拉长或缩短，如图 3 所示。射弹出入水时重力效应主要影响超空泡的尾部形态，并使超空泡前后呈现不对称。

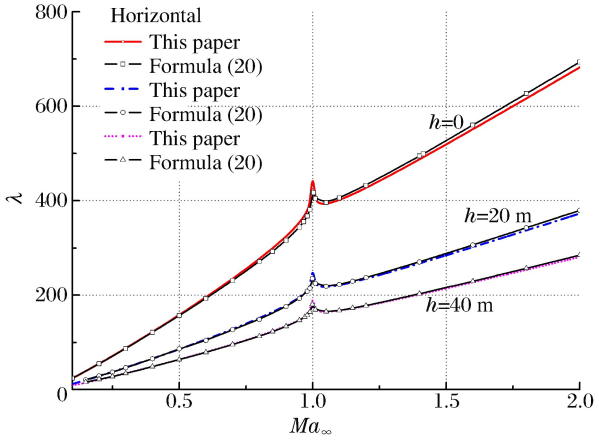

图 2 超空泡长细比的数值解与渐近解

Fig. 2 Supercavity aspect ratio between numerical and asymptotic solution

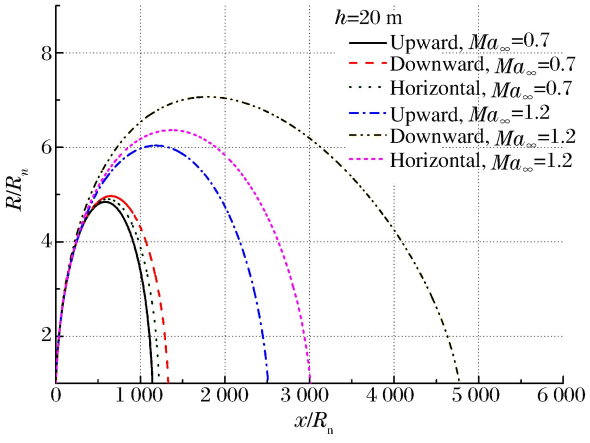

图 3 运动方式对超空泡形态的影响

Fig. 3 Effect of movement mode on supercavity profile

另外，重力效应并不完全体现在 Fr 数的大小上，由式(10)和式(11)可以看出，它同时还与超空泡的尺度坐标 x 有关。计算分析表明，当射弹沿水平方向或沿垂直出水方向运动时，超空泡尾部可以自然封闭，因而可以得到超空泡形态的收敛解。当射弹沿垂直入水方向运动时，由于超空泡长度随 Ma_∞ 增加而增加，当 Ma_∞ 过大导致超空泡长度过长而入水深度不足时，由于超空泡来不及封闭，则无法满足超空泡尾部的闭合准则，理论计算将得不到收敛的超空泡形态数值解。

重力效应对超空泡尺度的影响还与水深大小有关，如图 4 所示。图中纵坐标 L_u/L_h、R_u/R_h 分别为射弹出水和水平运动的超空泡长度和最大半径之比。在水深较小(如水深为零)时，超空泡尺度受重力效应的影响较大，且随 Ma_∞ 的增加而增加。相对于射弹水平运动的超空泡尺度，射弹出水时超空泡长度比半径减小得更快，即在同样的 Ma_∞ 下，L_u/L_h 偏离 1 的位置比 R_u/R_h 大。当水深增加(如 $h=20$ m)时，L_u/L_h 和 R_u/R_h 偏离 1 的位置减小。说明水深较大时，射弹出水时的超空泡尺度受重力效应的影响相对减小，即更加接近于射弹水平运动时的超空泡尺度。因此，水深越大，无论射弹是水平运动还是垂向运动，他们的超空泡尺度大小就越接近，重力效应对射弹不同运动方式形成的超空泡尺度的影响就越小。

在射弹速度恒定时，进一步计算水深变化对射弹出水超空泡形态的影响。当射弹沿垂直方向(垂直向下或垂直向上)运动时，其超空泡在垂向将遭受不同的重力作用。图 5 为射弹以速度 $Ma_\infty=0.7$ 垂直出水的超空泡形态，水深 h 分别为 10、20、30、40 m。可见，随着水深增加，超空泡长度和半径将依次缩小，但缩小的趋势逐渐减缓。

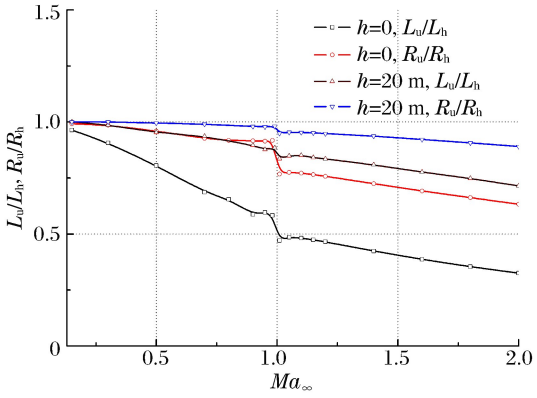

图 4　出水与水平运动超空泡长度和最大半径之比

Fig. 4　Ratio of supercavity length to maximum radius for upward to horizontal movement

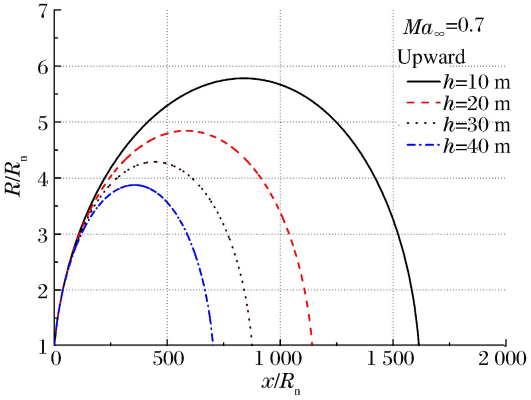

图 5　深度对出水超空泡尺度的影响

Fig. 5　Effect of depth on supercavity scale for upward movement

当射弹沿水平方向运动时，由于不同深度条件下空化数不同，也将导致所形成的超空泡尺度不同。当射弹以亚声速 $Ma_\infty=0.8$ 和超声速 $Ma_\infty=1.2$ 作水平运动时，深度增加将使超空泡长度和最大半径相应缩小。水深小时减小得快，水深大时减小得慢，如图 6 所示。说明水深较小时，超空泡尺度对深度变化比较敏感，而水深较大时，深度变化对超空泡尺度的影响较小。

考虑重力和压缩性效应，计算射弹表面压力分布和压差阻力系数随马赫数的变化关系。在水深一定(如 $h=20$ m)时，Ma_∞ 的变化对射弹表面压力分布有较大影响，射弹表面的压力系数在锥尖处为驻点压力，亚声速时由锥尖至锥底逐渐减小，在锥底处压力系数减小为各自水深和速度下的负空化数，如图 7 所示。当 Ma_∞ 由 0.3 增加至 0.7 时，压力系数增加较慢，当 Ma_∞ 由 0.7 增加至 0.9 时，压力系数增加较快，而当 Ma_∞ 由 0.9 增加至 0.99 时，压力系数则急剧增加。Ma_∞ 的变化反映了流体压缩性效应的影响。

超声速条件下，由式(18)可知，相同速度时射弹表面压力系数与水深无关。由于超声速时 Fr 很大，而射弹尺度又很小，因此无论射弹是水平运动还是出水或入水运动，射弹表面的压力系数将基本保持不变，且近似为常数。

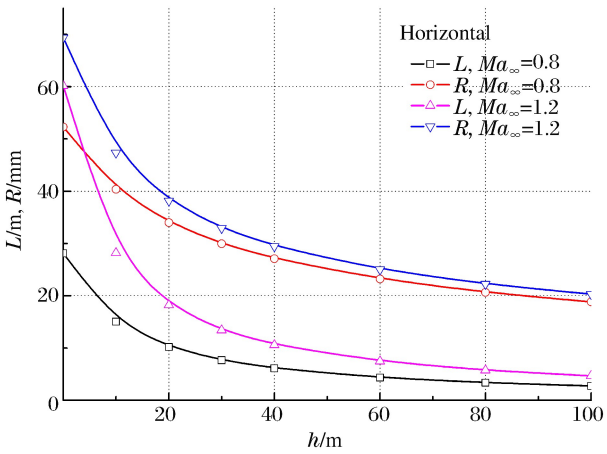

图 6 深度对超空泡长度和半径的影响

Fig. 6 Effect of depth on supercavity length and radius

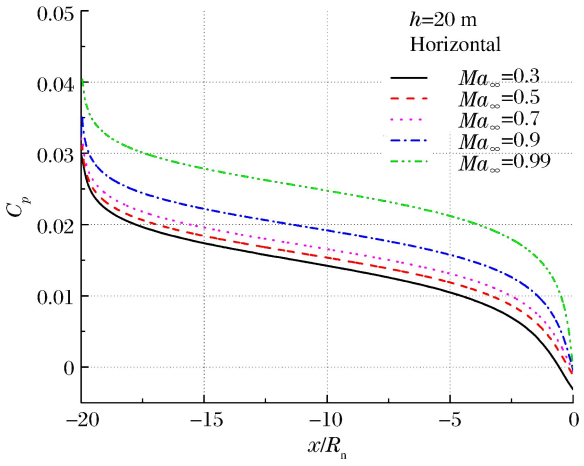

图 7 不同马赫数下的压力系数分布

Fig. 7 Pressure coefficients for different Mach number

射弹的压差阻力系数与其表面的压力系数和空化数的大小有关。通过射弹表面的压力系数分布，可以定性反映射弹运动的压差阻力系数大小。在亚声速时，压差阻力系数随水深增加有明显增加，主要是由水深变化导致的空化数增加而引起的，如图 8 所示。在超声速时，由于射弹速度大，水深增加引起的空化数变化小，不同水深、相同速度时射弹表面的压力系数分布基本保持不变，因而压差阻力系数与水深变化关系不大。因此，在亚声速时流体重力效应对压差阻力系数的影响较大，而在超声速时则影响较小。

在 $0.8<Ma_\infty<1.2$ 时，压差阻力系数增加迅速，主要是流体的压缩性效应导致射弹表面压力系数迅速增加造成的。此外，流体的压缩性效应还体现在对超空泡尺度的改变上。图 9 为射弹在 3 种深度($h=0$，20，40 m)水平运动时的可压与不可压超空泡流动的参数之比，其中 L/L_0、R/R_0、C_D/C_{D0} 分别为超空泡长度之比、超空泡最大半径之比、射弹压差阻力系数之比。当 $Ma_\infty\to1$ 时，有 $L/L_0>1.7$、$R/R_0>1.4$、$C_D/C_{D0}>1.8$，说明流体压缩性效应在跨声速范围内影响明显。当 $Ma_\infty<0.3$ 和 $Ma_\infty\to\sqrt{2}$ 时，可压与不可压超空泡流动的参数之比趋于 1，说明此时流体的压缩性效应较小。对 $Ma_\infty>\sqrt{2}$ 的高超声速情况，流体压缩性效应将随 Ma_∞ 增加而增加。因此可知，射弹运动速度范围不同，导致的流体压缩性效应影响也不同，如果在理论模型中不考虑流体的压缩性效应，计算结果将会引起较大误差。

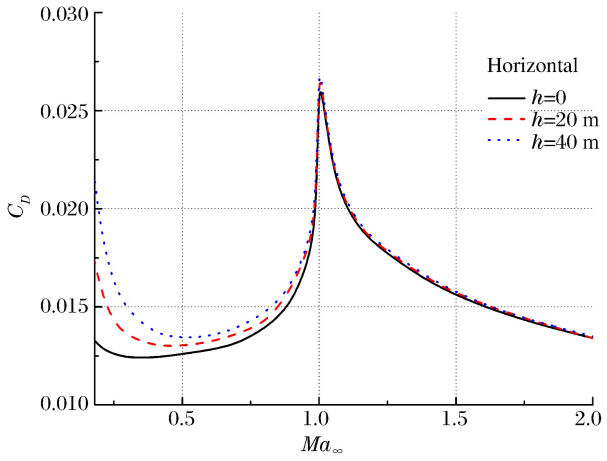

图 8 不同深度时压差阻力系数与马赫数的关系

Fig. 8 Base drag coefficient vs. Mach number at different depths

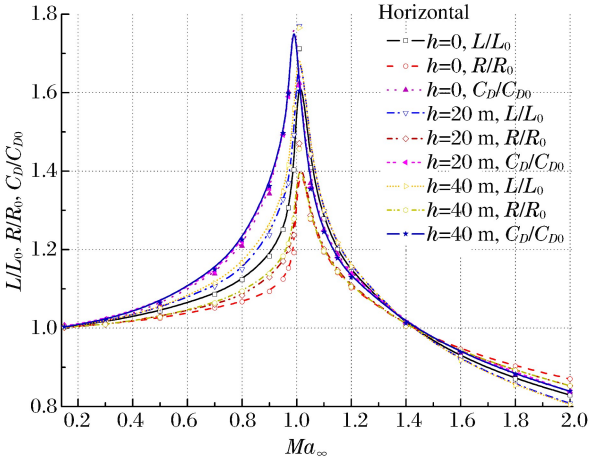

图 9 可压缩与不可压缩流动参数之比

Fig. 9 Flow parameter ratio of compressibility to incompressibility

5 结　论

建立的亚、超声速细长锥形射弹超空泡流动的理论模型和计算方法，考虑了流体的压缩性特别是重力效应，可以计算细长锥形射弹运动方式、深度、速度的变化对超空泡形态和流体动力系数的影响。对细长锥形射弹垂直出入水运动，流体重力效应主要体现在沿深度方向空泡周围的压力改变上。对细长锥形射弹水平运动，流体重力效应主要体现在水深变化导致的空泡数改变上。亚声速时，流体重力效应对细长锥形射弹压差阻力系数有明显影响，而超声速时影响较小。流体压缩性效应对超空泡形态、细长锥形射弹表面压力分布和射弹压差阻力系数的影响主要体现在跨临界速度和高超声速范围内。由于理论模型中未计及跨声速时的非线性效应影响，因而在跨声速范围时计算结果只能定性反映超空泡射弹的流动特性变化。

参考文献：

[1] Vlasenko Y D. Experimental investigation of supercavitation flow regimes at subsonic and transonic speeds[C]// Fifth International Symposium on Cavitation (CAV2003). Osaka, Japan, 2003.

[2] Savchenko Y N. Investigation of high-speed supercavitating underwater motion of bodies[C]// North Atlantic Treaty Organization. High Speed Body Motion in Water. Hull, Canada: Communication Group Inc, 1998:203-214.

[3] Kirschner I N. Results of selected experiments involving supercavitating flows[C]// The Research and Technology Organization of NATO. Supercavitating Flows (RTO EN-010/AVT-058). Ottawa, Canada: St Joseph Corporation Company, 2002:343-356.

[4] Serebryakov V V, Kirschner I N, Schnerr G H. High speed motion in water with supercavitation for sub-, trans-, supersonic Mach numbers[C]// Seventh International Symposium on Cavitation (CAV2009). NY, USA: Curran Associates, 2011:219-236.

[5] Serebryakov V V. Problems of hydrodynamics for high speed motion in water with supercavitation[C]// Sixth International Symposium on Cavitation (CAV2006). Wageningen, Netherlands, 2006.

[6] Serebryakov V V, Schnerr G H. Some problems of hydrodynamics for high sub- and supersonic motion in water with supercavitation[C]// Fifth International Symposium on Cavitation (CAV2003). Osaka, Japan, 2003.

[7] Chou Y S. Axisymmetric cavity flows past slender bodies of revolution[J]. Journal of Hydronautics, 1974,8(1): 13-18.

[8] Kulkarni S S, Pratap R. Studies on the dynamics of a supercavitating projectile[J]. Applied Mathematical Modeling, 2000,24(2):113-129.

[9] Ohtani K, Kikuchi T, Numata D, et al. Study on supercavitation phenomena induced by a high-speed slender projectile on water[C]// 23rd International Association for Hydraulic Research Symposium (IAHR). Yokohama, Japan, 2006:17-21.

[10] Varghese A N, Uhlman J S, Kirschner I N. Axisymmetric slender-body analysis of supercavitating high-speed bodies in subsonic flow[C]// Proceedings of the Third International Symposium on Performance Enhancement for Marine Applications. Gieseke: British Library, 1997:225-240.

[11] Vasin A D. Supercavitating flows at Supersonic speed in compressible water[C]// North Atlantic Treaty Organization. High Speed Body Motion in Water (AGARD-R827). Hull, Canada: Communication Group Inc, 1998:2101-2110.

[12] Vasin A D. Some problems of supersonic cavitation flows[C]// Fourth International Symposium on Cavitation (CAV2001). Pasadena, CA, 2001:20-23.

[13] Vasin A D. Supercavities in compressible fluid[C]// The Research and Technology Organization of NATO. Supercavitating Flows (RTO EN-010/AVT-058). Ottawa, Canada: St Joseph Corporation Company, 2002:1601-1629.

[14] 张志宏，孟庆昌，顾建农，等. 水下亚声速细长锥形射弹超空泡形态的计算方法[J]. 爆炸与冲击，2010，30(3)：254-261.

Zhang Zhihong, Meng Qingchang, Gu Jiannong, et al. A calculation method for supercavity profile about a slender cone-shaped projectile traveling in water at subsonic speed[J]. Explosion and Shock Waves, 2010,30(3):254-261.

[15] 张志宏,孟庆昌,顾建农,等.水下超声速细长锥形射弹超空泡形态的计算方法[J].爆炸与冲击,2011,31(1):49-54.
Zhang Zhihong, Meng Qingchang, Gu Jiannong, et al. A calculation method for supercavity profile about a slender cone-shaped projectile traveling in water at supersonic speed[J]. Explosion and Shock Waves, 2011,31(1):49-54.

[16] 金永刚,张志宏,王冲,等.水下亚声速细长锥形射弹超空泡流的数值计算方法[J].计算力学学报,2012,29(3):393-398.
Jin Yonggang, Zhang Zhihong, Wang Chong, et al. Numerical method of supercaviting flow past a slender cone type projectile traveling in water at subsonic speed[J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2012,29(3):393-398.

[17] 张志宏,孟庆昌,金永刚,等.超声速锥形射弹超空泡流动数值计算方法[J].华中科技大学学报(自然科学版),2014,42(1):39-43.
Zhang Zhihong, Meng Qingchang, Jin Yonggang. Numerical method of supercavitating flow past a slender cone type projectile traveling at supersonic speed[J]. Journal of Huazhong University of Science and Technology (Nature Science Edition), 2014,42(1):39-43.

Effects of gravity and compressibility on supercavitating flow caused by high speed projectile

Meng Qingchang, Zhang Zhihong, Li Qijie

(*College of Science, Naval University of Engineering, Wuhan* 430033, *Hubei, China*)

Abstract: The supercavitating projectile is a new underwater weapon with high speed and kinetic energy. Based on the theory of the ideal compressible potential flow, and taking into account of the gravity effect, an unified theoretical model and numerical calculation for the supercavitating flow caused by an underwater slender conical projectile were constructed, the integral-differential equations for computing the supercavity profiles at subsonic and supersonic speed were derived, and the numerical discrete scheme and a recursive solution were proposed using local fitting of quadratic polynomial, thus obtaining the supercavity profile. The theoretical model and numerical calculation were verified by comparing the asymptotic solutions with the numerical ones of the supercavity aspect ratio. The effects of gravity and compressibility on the supercavity scale, pressure distribution over the projectile and base drag coefficient were summarized through analysis of the supercavity profiles and hydrodynamic coefficients in different movement modes, depths and speeds for the slender conical projectile.

Key words: fluid mechanics; compressibility; potential flow theory; supercavity; projectile; subsonic; supersonic; gravity

(责任编辑 丁 峰)