水下两相冲压喷射发动机性能的数值模拟研究

付英杰，魏英杰，张嘉钟，董 磊

（哈尔滨工业大学 航天学院，哈尔滨 150001，fuyj2271@sina.com）

摘 要：为了对水下两相冲压喷射发动机的性能进行理论研究，分别对扩张段、混合腔及喷管进行分析并建立了物理模型. 基于双流体模型，采用变步长的 Runge－Kutta 法进行了喷管内泡状流计算. 综合各部分计算结果求得发动机推力与推进效率. 重点研究了混合腔与入口面积比（A_m/A_i）、发动机入口面积（A_i）、通气量、航行速度及初始气泡半径对发动机推力及效率的影响. 计算结果表明：发动机推力和效率均随着面积比 A_m/A_i 的增大而增大；当 A_m/A_i 保持不变时，推力和效率随入口面积 A_i 的增大而增大；推力随着通气量、航行速度的增大而增大，效率却随其增大而减小；气泡初始半径增大时，发动机推力及效率同时减小. 这将为两相冲压喷射发动机设计提供一定依据.

关键词：水下两相冲压喷射推进；泡状流；推力；推进效率；数值模拟

中图分类号：U664.34 **文献标志码**：A **文章编号**：0367－6234(2010)03－0343－05

Numerical study on performance of bubbly water ramjet engine

FU Ying-jie, WEI Ying-jie, ZHANG Jia-zhong, DONG Lei

(School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China, fuyj2271@sina.com)

Abstract: To predict the performance of bubbly water ramjet propulsion, the physical processes occurring in the diffuser, mixing chamber and nozzle were analyzed. The mathematical models were obtained separately under the restrictions of certain simplifying assumptions. The bubbly nozzle flow was calculated with two-fluid model and variable step-size Runge-Kutta scheme. The influence of area ratios (mixing chamber to inlet area, A_m/A_i), inlet area A_i, air mass flow rate, vessel speed, initial bubble radii and half nozzle converging angle on the thrust and efficiency was investigated by comparing the simulation results. It is indicated that bubbly water ramjet propulsion is more effective for bigger area ratios A_m/A_i and bigger inlet area A_i. With the increasing air mass flow rate and vessel speed, the thrust increases, but the efficiency decreases. The increase in half nozzle converging angle and initial bubble radii reduces the ramjet thrust and propulsion efficiency. The results are useful for further investigation of bubbly water ramjet engine.

Key words: bubbly water ramjet propulsion; bubble flow; ramjet thrust; propulsion efficiency; numerical simulation

水下两相冲压喷射发动机利用高压气体作为动力源，高压气体与进入发动机的水流混合形成泡状流，通过喷管时压力降低，气泡膨胀对液相做功使其加速并高速喷出，产生推力[1]. 与传统的螺旋桨或喷水推进方式相比，具有以下优点：1）动力直接来自压缩空气，只有气体动力的传动，省去了许多复杂的齿轮箱、传动轴，结构简单，减轻了重量；2）不受高速运行时液体空化的影响，高速条件下依然可以提供高的推力及效率；3）与海水接触的部分，没有任何动件，避免空蚀破坏的问题. Gany 和 Varshay[2] 在 1997 年就水下两相冲压喷射发动机申请了发明专利，并对其性能进行了分析. 但在分析过程中，他们把混合腔、喷管作为一个整体研究，并忽略了气泡动力学的影响，不够准确[3]. 喷管内泡状流计算是水下两相冲压喷射发动机性能分析的一个难点，也是比较重要的一

收稿日期：2009－05－01.
基金项目：国家自然科学基金资助项目(10802026).
作者简介：付英杰(1983—)，男，博士研究生；
张嘉钟(1945—)，男，教授，博士生导师.

部分,国内外在这方面已经进行了大量研究,并取得了很大进展[4-8].

本文参考了文献[9-10]中的分段分析方法,把水下两相冲压喷射发动机分为入口扩张段、混合腔和喷管 3 个部分,分别建立物理模型. 喷管内泡状流采用双流体模型,通过变步长 Runge-Kutta 法,进行数值模拟. 综合各部分的计算结果,得出发动机的推力及效率. 重点研究发动机入口面积、混合腔与入口面积比、通气量、航行速度及初始气泡半径等对发动机推力和效率的影响,为水下两相冲压喷射发动机设计提供依据.

1 物理模型

水下两相冲压喷射发动机主要包括扩张段(Diffuser)、混合腔(Mixing chamber)和喷管(Nozzle)3 部分,如图 1 所示. 其中 i、m、n、e 分别表示发动机入口、混合腔入口、喷管入口及出口所处位置,截面上的流场变量分别采用对应下标表示. 实际上该推进系统还包括高压气体存储或产生装置,但因其与性能分析无关,不再考虑.

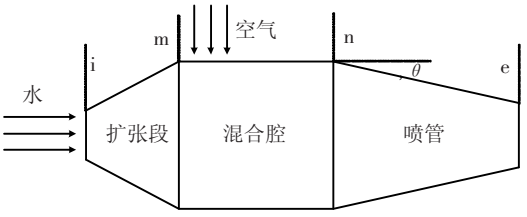

图 1 水下两相冲压喷射发动机示意图

扩张段和喷管均为圆锥形,而混合腔采用等截面的圆柱. 液态水流经扩张段时,速度降低压力增大,在混合腔入口附近通入高压气体,与水形成泡状气液两相流,泡状流在喷管内加速直到压力与外界环境压力相等,气泡在负的压力梯度作用下,膨胀对液相做功使其动量增加,因此在喷管出口处液相速度大于发动机入口速度,产生推力. 本文所有的计算分析均建立在流场为准一维的假定基础上,下面通过分析依次建立发动机各段的物理模型.

扩张段内为单相水的流动,忽略壁面间的摩擦作用及能量损失,并假定扩张段中流场无分离现象,且入口压力 p_i 与环境压力 p_∞ 相同,使用质量守恒方程和伯努利方程可求得混合腔入口处流场参数,即

$$\rho_L u_{Li} A_i = \rho_L u_{Lm} A_m = \dot{m}_L,$$

$$\frac{p_i}{\rho_L} + \frac{u_{Li}^2}{2} = \frac{p_m}{\rho_L} + \frac{u_{Lm}^2}{2}.$$

式中:$\dot{m}_L$ 为液相质量流率,A 表示对应截面面积,ρ_L、u_L 分别为液相密度和速度.

混合腔内气液两相混合形成均匀泡状流的过程较为复杂,目前尚且没有理想的模型进行详细的计算分析,只能在一定假设基础上,近似计算得出喷管入口处(混合腔出口)的两相流场变量. 假定可压缩气体垂直注入混合腔,且注入气体压力与混合腔入口液相压力 p_m 相等,在混合腔出口处为均匀的泡状流. 以整个混合腔为控制体,则由气液两相的质量守恒定律得

$$\rho_L(1-\alpha_n) u_{Ln} A_n = \dot{m}_L, \tag{1}$$

$$\rho_{Gn} \alpha_n u_{Gn} A_n = \dot{m}_G. \tag{2}$$

式中:α_n 为混合腔出口处泡状流含气率,$\dot{m}_G$ 为通入的高压气体质量流率,ρ_G、u_G 分别为气相密度和速度.

对控制体在水平方向上应用动量定理可得

$$p_m A_m - p_n A_n = \dot{m}_L(u_{Ln} - u_{Lm}) + \dot{m}_G u_{Gn}. \tag{3}$$

由于混合腔内压力梯度很小,可忽略气泡动力学作用,认为气泡内压力与当地流场压力相同,并按理想气体处理,则有状态方程

$$\frac{p_n}{\rho_{Gn}} = R_g T. \tag{4}$$

式中,Rg 为气体常数,对于空气 $R_g = 0.287 \times 10^3$ J/(kg·K). 文献[7]通过泡状流计算表明:入口处气相温度对流场影响很小,在流动过程中其温度近似恒定,与液相相当. 故假定通入的气体温度与液相温度相同,流动过程中各相温度保持不变,取 $T = 300$ K.

当流场压力梯度较小时,两相间的速度差异可忽略不计,即在混合腔出口处两相速度相等,即

$$u_{Ln} = u_{Gn}. \tag{5}$$

通过求解方程(1)~(5)组成的代数方程组,可得混合腔出口即喷管入口相应的流场参数. 向静止液体中通入气体时,所形成泡状流中气泡半径是由通气孔半径决定的[11],当液体流动时变得更为复杂. 计算过程中直接给出初始气泡半径,并分析了初始气泡半径对发动机推力及效率的影响.

喷管内泡状流流场计算是两相冲压喷射发动机分析的重点,也是难点之一. 本文基于文献[6]中采用的双流体模型,进行喷管内泡状流计算. 除了在扩张段和混合腔分析过程中所做的假设外,还对喷管内泡状流动作了以下假定:1)流场中气泡始终保持球形,且不发生分裂或合并;2)忽略气液两相间的质量转换;3)除了壁面与流体间的摩擦应力外,不考虑湍流及边界层效应. 这也是当前进行水下两相冲压喷射发动机研究普遍采用的假设. 下面给出双流体模型的控制方程,具体推导过程等参见文献[6].

气、液相的连续性方程如下：

$$(1-\alpha)\rho_L u_L A = \dot{m}_L = \text{constant}, \quad (6)$$

$$\alpha\rho_G u_G A = \dot{m}_G = \text{constant}. \quad (7)$$

气相密度方程如下：

$$\rho_G = \frac{\rho_{Gn} V_{Bn}}{V_B}.$$

式中：V_{Bn} 为喷管入口处单个气泡体积，则在任意位置 $V_B = 4\pi R^3/3$，R 为相应位置的气泡半径.

两相平均动量方程为

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{1}{A}\frac{d}{dx}\{A[(1-\alpha)\rho_L u_L^2 + \alpha\rho_G u_G^2]\} + f_{wall} + f_{rel}. \quad (8)$$

式中：f_{wall}，f_{rel} 分别为单位体积流体所受管壁摩擦力和两相间相对运动引起的作用力，且

$$f_{wall} = \frac{c}{A}\tau_w.$$

$$f_{rel} = \rho_L \frac{d}{dx}\left\{\frac{1}{4}\alpha(u_G - u_L)^2 + \alpha\left[R\frac{D_G^2 R}{Dt^2} + \frac{5}{2}\left(\frac{D_G R}{Dt}\right)^2\right]\right\}.$$

式中：c 为喷管截面周长；τ_w 为壁面剪切应力[6]；$\frac{D_G}{Dt}$ 表示基于气相速度的物质导数，且 $\frac{D_G(\,)}{Dt} = \frac{\partial(\,)}{\partial t} + u_G\frac{\partial(\,)}{\partial x}$，对于稳态流场 $\frac{\partial(\,)}{\partial t} = 0$.

气泡径向运动使用 Rayleigh-Plesset 方程表示，由于考虑了两相间的相对滑移，故需要对其进行如下修正：

$$R\frac{D_G^2 R}{Dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{D_G R}{Dt}\right)^2 + \frac{4v_e}{R}\frac{D_G R}{Dt} + \frac{2S}{\rho_L R_n}\left[\frac{R_n}{R} - \left(\frac{R_n}{R}\right)^3\right] + \frac{p - p_n}{\rho_L} + \frac{p_n - p_v}{\rho_L}\left[1 - \left(\frac{R_n}{R}\right)^3\right] - \frac{1}{4}(u_G - u_L)^2 = 0. \quad (9)$$

式中：p_v 为在环境温度下的饱和蒸汽压，本文取 $p_v = 4\,240$ Pa；S 为液相表面张力系数，可根据环境条件下水的属性选取；v_e 为气泡运动的有效粘度[6]，可表示为

$$v_e = 0.125\omega_N R_n^2.$$

式中，ω_N 为气泡自然震荡频率[12]，且

$$\omega_N = \left\{\frac{1}{\rho_L R_n^2}\left[3k(p_n - p_v) + 2(3k-1)\frac{S}{R_n}\right]\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

式中：k 为气相多变指数，当气泡等温变化时 $k = 1$；R_n 为喷管入口处气泡半径.

气泡滑移运动方程表示如下：

$$\frac{1}{2}\rho_L V_B\left(\frac{D_L u_L}{Dt} - \frac{D_G u_G}{Dt}\right) + \frac{1}{2}\rho_L(u_L - u_G)\frac{D_G V_B}{Dt} - V_B\frac{dp}{dx} - C_D\frac{1}{2}\rho_L |u_G - u_L|(u_G - u_L)\pi R^2 = 0. \quad (10)$$

式中：$\frac{D_L}{Dt}$ 表示基于液相速度的物质导数，且 $\frac{D_L(\,)}{Dt} = \frac{\partial(\,)}{\partial t} + u_L\frac{\partial(\,)}{\partial x}$；阻力系数 C_D 的计算方法见文献[6].

方程(6)～(10)组成了基于双流体模型进行喷管内泡状流计算的封闭方程组，可求得喷管内任意点的流场参数.

计算过程中需要确保喷管出口压力与外界环境压力相等，故只给出喷管形状，而长度则是通过计算得到的. 半收缩角为 θ 的锥形收缩喷管，截面面积沿轴向变化，可表示为

$$A(x) = \pi\left[\sqrt{\frac{A_n}{\pi}} - x\tan\theta\right]^2.$$

由动量定理可推得两相冲压喷射发动机所产生推力的表达式，即

$$F = \dot{m}_L(u_{Le} - u_{Li}) + \dot{m}_G u_{Ge} + (p_e - p_\infty)A_e. \quad (11)$$

假定航行体行进速度与水流入口速度 u_i 相同，则发动机推进效率可表示为

$$\eta = \frac{Fu_i}{E}. \quad (12)$$

式中：E 为由常温常压状态的空气转化为常温、压力为 p_m 的高压气体时所付出的能量，且

$$E = \dot{m}_G c_p T\left[\left(\frac{p_m}{p_\infty}\right)^{\gamma-1} - 1\right].$$

式中：c_p 为空气的定压比热容；γ 为空气的绝热指数，取 $\gamma = 1.4$.

2　计算方法

通过对两相冲压喷射发动机各部分分析建模，得出了推力及效率的计算方法：1）根据发动机入口参数，求解混合腔入口处流场变量；2）求解混合腔模型方程组，求得喷管入口处泡状流场变量；3）根据喷管入口参数、给定的初始气泡半径以及喷管几何形状，采用空间向前推进的方法，求解喷管内泡状流模型方程组，直到流场压力与外界环境压力相等时停止计算，此时的位置作为喷管出口；4）把 3）中求得的喷管出口处各相速度等代入方程(11)得到发动机推力，并通过方程(12)求得推进效率.

上述求解发动机推力和效率的计算过程中，1），2），4）均为代数计算，较为简单，3）为非线性微分方程组求解，是整个计算的重点. 将修正的 Rayleigh－Plesset 方程(9)写成两个一阶常微分方程的形式，并通过整理最终将模型方程组化为一阶常微分形式，即

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{y}}{\mathrm{d}x} = f(x,\boldsymbol{y}) .$$

式中，$\boldsymbol{y} = [u_G, u_L, p, \alpha, R, \mathrm{d}R/\mathrm{d}x]^T$.

由于 Rayleigh – Plesset 方程具有很强的非线性，并且在 R 很小时会产生奇异，故采用变步长的 Runge – Kutta 法对方程组求解. 计算过程中，确保每一步内各流场变量的相对增量均不超过 2%. 通过该方法可求得流场变量在喷管内的精确分布，进而求得发动机推力及推进效率.

3 计算结果与讨论

两相冲压喷射发动机入口截面面积 $A_i = 7.85 \times 10^{-3}\ \mathrm{m}^2$，液相水的密度 $\rho_L = 998\ \mathrm{kg/m^3}$，入口速度 $u_i = 16\ \mathrm{m/s}$，假定发动机在距水面较近位置，可取环境压力 $p_\infty = 1.013\ 25 \times 10^5\ \mathrm{Pa}$，且 $p_i = p_\infty$. 通入气体为压缩空气，温度与水相同 $T = 300\ \mathrm{K}$，初始气泡半径 $R_n = 2 \times 10^{-4}\ \mathrm{m}$，在混合腔截面积 A_m 依次取 $2A_i$，$3A_i$，$4A_i$ 和 $8A_i$ 条件下，发动机推力及推进效率随通气量的变化情况如图 2 ~ 3 所示.

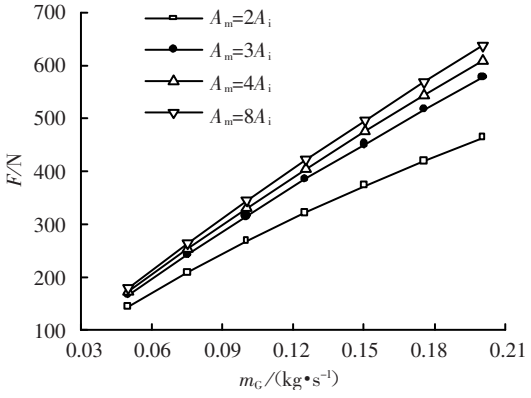

图 2 推力随气体质量流率的变化关系

由图 2 可知，在各种混合腔截面面积条件下，发动机推力均随着通气量的增大而增大；通气量相同，混合腔截面积增大时，推力也随之增大，当通气量较大时尤为明显. 主要是由于当混合腔截面积增大时，在混合腔入口处液相速度减小，压力增大，因此通入气体的压力也同时增大，在喷管中等温膨胀时，对液相作了更多的膨胀功，使液相出口速度增加，推力增大. 但随着混合腔截面积持续增大，混合腔入口压力变化量逐渐减小，因此推力增量也逐渐减小；当混合腔面积 A_m 大于 $8A_i$ 且继续增大时，推力几乎不再变化.

由图 3 可知在各条件下，发动机效率均随着通气量的增大而减小；当通气量相同时，效率随面积比 A_m/A_i 的增大而增大，由上面的分析可知当 A_m 增大到一定程度后，继续增大时推力不再随其变化，因此发动机效率也不再随其增大而变化.

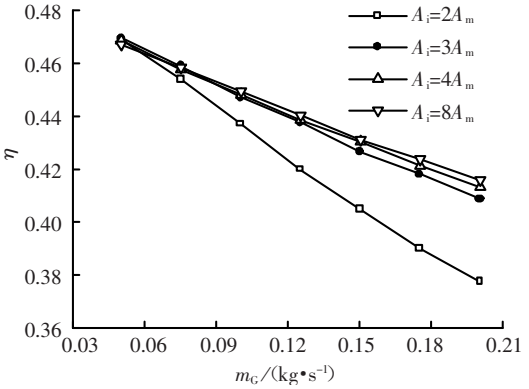

图 3 推进效率随气体质量流率的变化关系

保持面积比 $A_m/A_i = 8$，气相质量流率 $\dot{m}_G = 0.15\ \mathrm{kg/s}$ 不变，发动机入口面积 A_i 取不同值条件下，研究发动机推力及推进效率随航行速度即液相入口速度的变化情况，如图 4 ~ 5 所示，面积单位为 m^2.

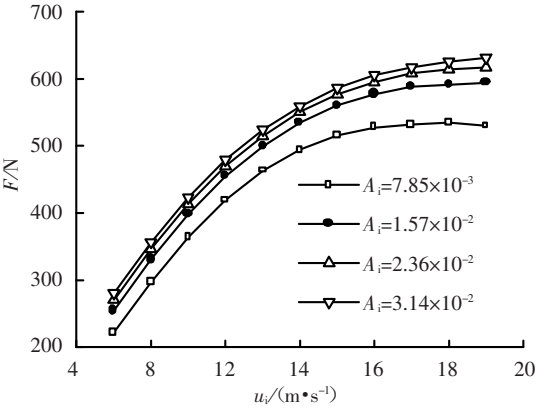

图 4 推力随航行速度的变化关系

当航行速度增大时混合腔压力也随之增大，即通入气体的压力增大，进而提高了发动机推力，如图 4. 当航行速度保持不变时，发动机推力随着入口截面积 A_i 的增大而增大，主要是由于面积比 A_m/A_i 和入口速度不变情况下，混合腔压力保持不变，即通入的气体压力不变，故在气体等温膨胀过程中对液相所作功近似相等，转化为液相动能；而当入口面积增大时，液相质量流率随之增大，而动能增量不变，因此增加了液相的动量变化量，进而增大了发动机推力.

由图 5 可知，当发动机入口面积较小时，推进效率随航行速度的增大而先增大后减小；当入口面积较大时，效率随航行速度的增大而减小. 在航行速度保持不变条件下，通入气体压力不变，即压缩气体所需能量 E 相同，而推力随入口面积增大而增大，因此发动机效率随着入口面积的增大而增大，当航行速度较小时尤为显著. 虽然发动机入口面积增大时，发动机推力及推进效率同时增大，但同时也增大了发动机的体积和质量，故进行发

动机设计时，应综合考虑各因素，选择合适的入口面积.

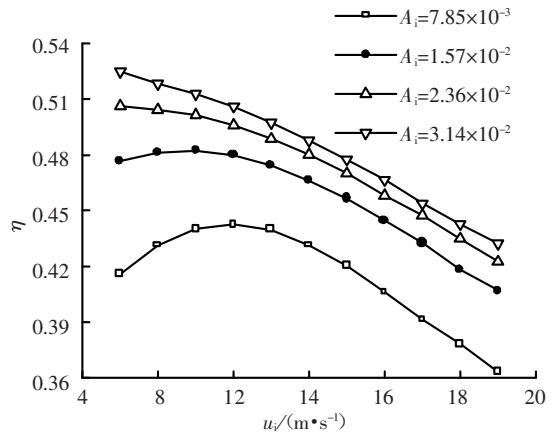

图 5　推进效率随航行速度的变化关系

在发动机入口面积 $A_i = 7.85 \times 10^{-3}\,m^2$，混合腔截面积 $A_m = 8A_i$，入口速度 $u_i = 16$ m/s 条件下，气体质量流率 $\dot{m}_G$ 依次取 0.12 kg/s，0.15 kg/s 和 0.18 kg/s，初始气泡半径取不同值计算发动机推力和效率，研究初始气泡半径对发动机推力及效率的影响，如图 6 ~ 7 所示.

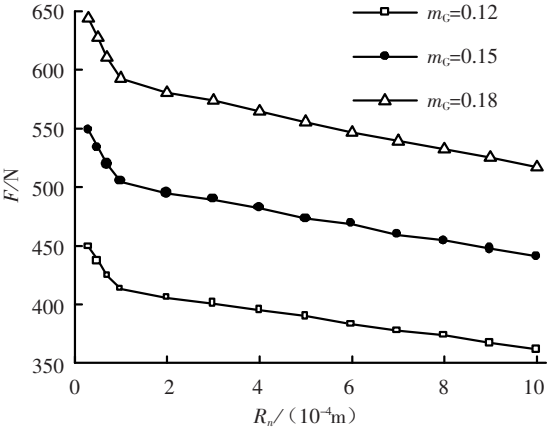

图 6　推力随初始气泡半径的变化关系

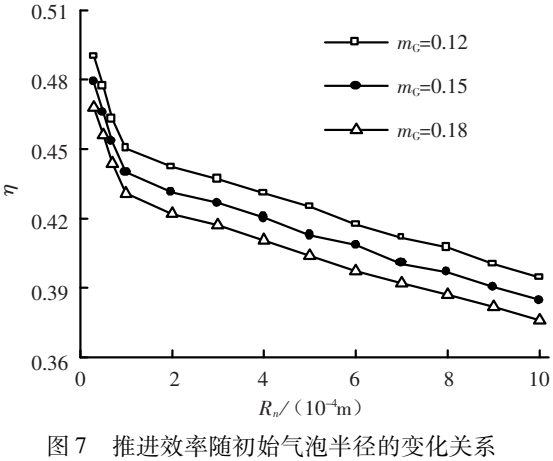

图 7　推进效率随初始气泡半径的变化关系

可见，在各种通气量条件下，推力及效率均随着初始气泡半径的增大而减小；但只有在初始气泡半径 R_n 小于 0.2 mm 时，改变 R_n 对推力及效率的影响才比较显著.

4　结　论

1）随着通气量的增大，推力逐渐增大效率却逐渐减小；通气量相同时，推力和效率均随发动机混合腔与入口面积比 A_m/A_i 的增大而增大.

2）面积比 A_m/A_i 和通气量保持不变时，推力随着航行速度的增大而增大，效率却随其增大而减小；航行速度相同条件下，推力及效率随发动机入口面积 A_i 的增大而增大.

3）发动机推力和效率均随着初始气泡半径的增大而减小.

参考文献：

[1] WITTE J H. Predicted performance of large water ramjets [C]//AIAA 2nd Advanced Marine Vehicles and Propulsion Meeting. Washington: American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc, 1969: 3 - 47.

[2] GANY A, VARSHAY H. Underwater two phase ramjet engine. United States:08268586[P], 1997.

[3] MOR M, GANY A. Performance mapping of bubbly water ramjet [J]. International Journal of Maritime Engineering, 2007, 149(A1): 45 - 50.

[4] ALEHOSSEIN H, QIN Z. Numerical analysis of Rayleigh - Plesset equation for cavitating water jets [J]. International Journal of Numerical Methods in Engineering, 2007, 72(7):780 - 807.

[5] QIN Z, BREMHORST K, ALEHOSSEIN H, *et al.* Simulation of cavitation bubbles in convergent—divergent nozzle water jet [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 573(1):1 - 25.

[6] WANG Y C, CHEN E. Effects of phase relative motion on critical bubbly flows through a converging - diverging nozzle [J]. Physics of Fluids, 2002, 14(9): 3215 - 3223.

[7] ALBAGLI D, GANY A. High speed bubbly nozzle flow with heat, mass, and momentum interactions [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(11):1993 - 2003.

[8] 魏英杰，付英杰，张嘉钟. 喷管中泡状气液两相流影响因素分析[J]. 推进技术，2009, 30(3): 267 - 272.

[9] AMOS R G, MAPLES G, DYER D F. Thrust of an air-augmented waterjet [J]. Journal of Hydronautics, 1973, 7(2): 64 - 71.

[10] MAXWELL T T, MAPLES G, DYER D F. Thrust of an air-augmented waterjet with a converging - diverging nozzle [J]. Journal of Hydronautics, 1975, 9(4): 154 - 159.

[11] WALLIS G B. One-dimensional Two-phase Flow [M]. New York: McGrawHill, 1969.

[12] BRENNEN C E. Cavitation and Bubble Dynamics [M]. New York: Oxford University Press, 1995.

（编辑　张　宏）