

低功率氩电弧加热发动机的数值模拟*

贾少霞¹, 王海兴¹, 陈 熙², 潘文霞³, 汤海滨¹

(1. 北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100191; 2. 清华大学 工程力学系, 北京 100084;
3. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

摘 要: 采用可求解可压缩流动与传热的全速度 SIMPLE 算法, 对低功率氩电弧加热发动机内部的传热与流动进行了数值模拟, 获得了电弧加热发动机内的温度、速度、马赫数及流线分布。计算结果表明: 电弧加热发动机内最高温度出现在阴极下游附近中心轴线处, 这是因为电弧在阴极表面收缩形成阴极弧点, 从而焦耳热成为该高温区的主要加热机制; 沿着发动机中心轴线, 气体温度和速度开始时随着距阴极距离的增加而迅速增加, 然后在等离子体流向喷管出口的过程中, 气体温度和速度逐渐下降。此外还详细考察了弧电流变化对电弧加热发动机内部传热与流动特性的影响, 计算获得的发动机流量和比冲与实验结果基本一致。

关键词: 电弧加热发动机; 等离子体; 流动与传热; 数值模拟

中图分类号: V439 文献标志码: A doi: 10.3788/HPLPB20102207.1539

电弧加热发动机利用直流放电形成的高温电弧来加热气态推进剂, 气体进入约束通道后被电弧加热到很高的温度, 然后流经兼做阳极的喷管扩张段, 膨胀后高速喷出产生反作用推力。低功率电弧加热发动机有着比冲高、寿命长、推进剂选择范围广等优点, 目前美国已研制成用于同步卫星南北位置保持及姿态调整的推进系统, 并得到了广泛的商业应用^[1]。电弧加热发动机空间狭小, 典型发动机(0.5~5.0 kW)的约束通道直径约 0.7 mm, 扩张半角为 20°^[2], kW 量级的发动机在膨胀比为 225 的情况下喷管出口直径也仅为 7~10 mm; 从喷管中心线到喷管壁面, 速度从几 km/s 变化到 0; 温度从阴极下游附近的 10⁴ K 变化到喷管出口的 10³ K。发动机内部涉及的物理过程非常复杂, 而且涉及到大温差、多组分以及喷管中可能存在冻结流动损失等众多复杂因素, 电弧加热发动机内传热与流动的研究十分困难。尽管已经有相当多关于电弧加热发动机的实验和模拟结果^[3-4], 至今对电弧加热发动机内部的复杂物理过程及能量转换规律等认识仍不全面, 国内电弧加热发动机的研究处于起步阶段。本文通过数值模拟方法对电弧加热发动机内部的流动与传热特性进行研究, 将有助于增进我们对电弧加热发动机内部传热与流动过程的了解, 为发动机的设计与改进提供参考。

1 数值模拟方案

图 1 是模拟中采用的电弧加热发动机结构示意图, 喷管的收缩段和扩张段的半角分别为 30° 和 20°, 约束段的半径为 0.35 mm, 喷管的面积比为 225, 计算中采用的网格数为 74×22。

模拟中采用的基本假设包括: (1) 发动机内气体作定常、轴对称、层流流动; (2) 等离子体处于局域热力学平衡状态, 对辐射为光学薄; (3) 旋流分量可以忽略。模拟中采用的控制方程如下^[5]

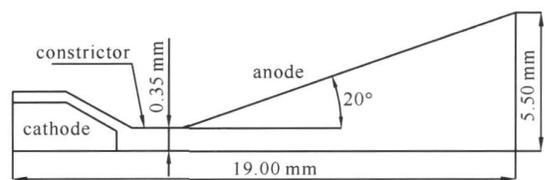


Fig. 1 Schematic diagram of the low-power arcjet thruster
图 1 低功率电弧加热发动机示意图

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho u u)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u v)}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[r \mu (\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z})] + j_z B_0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v v)}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu \frac{\partial v}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}[\mu (\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r})] - 2 \mu \frac{v}{r} - j_z B_0 \tag{3}$$

* 收稿日期: 2009-09-09; 修订日期: 2010-01-28

基金项目: 国家自然科学基金项目(50836007, 10921062)

作者简介: 贾少霞(1982-), 女, 硕士研究生, 从事空间电推进研究工作; jiashaoxi@163.com。

通信作者: 王海兴(1969-), 男, 博士, 从事等离子体传热与流动研究; whx@buaa.edu.cn。

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v h)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + u \frac{\partial p}{\partial z} + v \frac{\partial p}{\partial r} + \Phi - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 + \frac{j_z^2 + j_r^2}{\sigma} + \frac{5k_B}{2e} \left(\frac{j_z}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{j_r}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - U_r \tag{4}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}) = 0 \tag{5}$$

式中： k_B 为玻尔兹曼常数； e 为电子电荷； u 与 v 分别是轴向与径向的速度分量； p 与 ϕ 分别是压力与电位； ρ 、 h 、 μ 、 k 、 c_p 、 σ 与 U_r 分别是依赖于温度和压力的气体密度、比焓、粘性系数、热导率、定压比热容、电导率与单位体积辐射功率； Φ 为粘性耗散项^[5]。方程 (2)~ (4) 中的电流密度分量 j_r 和 j_z 以及自感磁场由 B_0 分别由下式计算

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad B_0 = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_z \xi d\xi \tag{6}$$

在发动机入口给定总压 $p_0 = 2.533 \times 10^5$ Pa，气体温度设为 500 K，径向速度 $v = 0$ ，轴向速度由如下可压缩流动等熵关系式得到^[5]

$$(p_0/p)^{(\gamma-1)/\gamma} = 1 + \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \frac{u^2}{\gamma RT} \tag{7}$$

式中： γ 为比热容比； R 为气体常数； T 为温度。发动机的流量是由计算最终结果确定。在所有固体壁面，速度采用无滑移边界条件。壁面温度按线性分布给定，沿发动机轴线采用轴对称条件，发动机出口参数均由外推得到。在阴极发射端给定电流密度，阳极处电位取为 0，其它边界上取电流密度为 0。对方程 (1)~ (5) 采用全速度 SIMPLE 型算法进行求解^[5]。

2 模拟结果与讨论

图 2 为发动机内部的温度与流线分布，从图 2(a) 中可以看出推进剂主要是在发动机约束段附近被加热，发动机内最高温度出现在阴极附近的中心轴线处，这是因为电弧在阴极表面收缩形成阴极弧点，约束段内电流密度也较高，从而焦耳热成为此区域内气体加热的主要机制。在喷管扩张段气动膨胀占据主导地位，焦耳加热的影响减弱，导致发动机内气体温度逐渐下降。从图中还可以看出，弧电流为 10 A 的发动机内中心轴线附近区域温度明显高于弧电流为 8 A 时的情形。图 2(b) 表明，大部分流线集中于喷管壁面附近的区域。

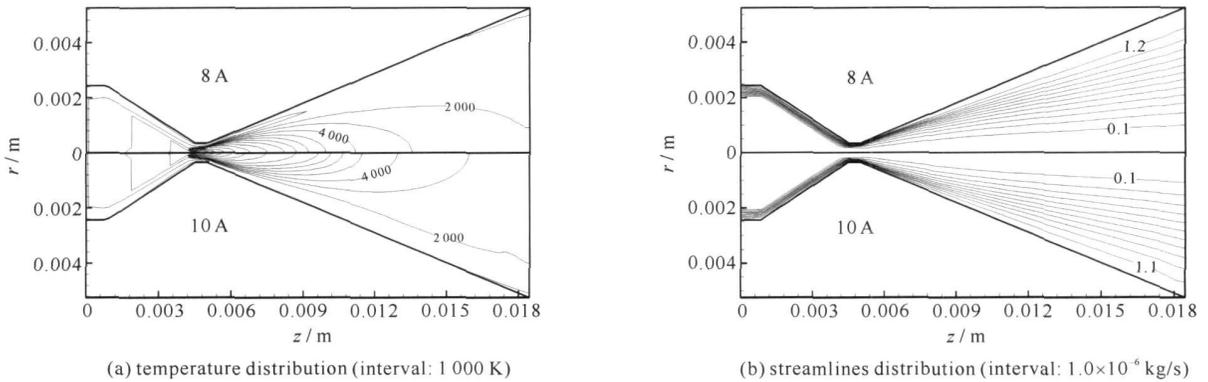


Fig. 2 Temperature and streamlines profiles within the arcjet

图 2 电弧加热发动机内的温度和流线分布

图 3 给出了电弧加热发动机内的轴向速度及马赫数分布，在发动机内约束段高温区的作用下，工作气体剧烈膨胀，轴向速度迅速增加，气体的热能不断转化为动能，从而在发动机中段的约束通道内达到声速，在扩张段则进一步加速达到超声速流动状态。整个喷管中的流动可以分为 3 部分：收缩段为亚声速区，约束段为跨声速区，而扩张段为超声速区。图 3 还表明，弧电流为 8 A 时电弧加热发动机轴线上的马赫数要高于弧电流为 10 A 时的情形。

图 4 比较了弧电流为 8, 9, 10 A 时电弧加热发动机轴线上等离子体温度和轴向速度的分布以及阳极表面的电流密度分布。在阴极尖下游，由于电流密度很高，使等离子体温度在短距离内陡升到最大值。弧电流分别为 8, 9, 10 A 时发动机轴线上的最高温度出现在 $z = 4.5$ mm 附近，其值分别为 15 920, 16 310, 16 740 K，过了

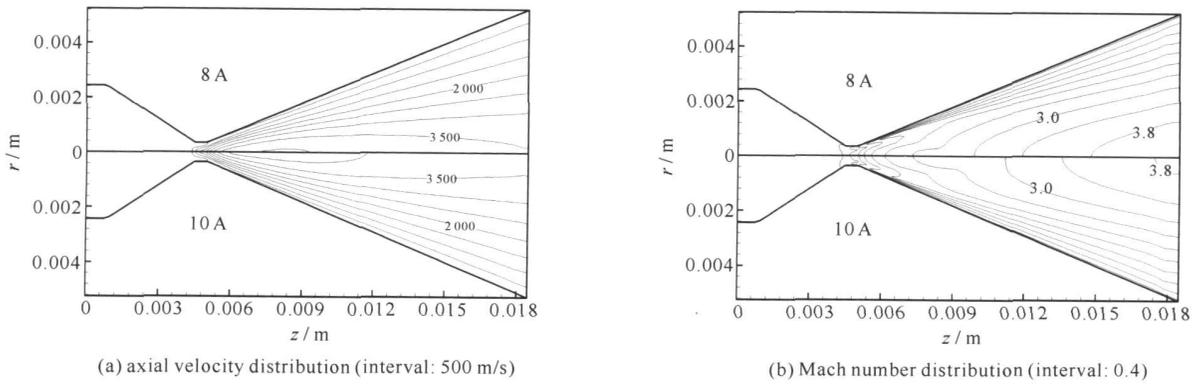


Fig. 3 Axial velocity and Mach number profiles within the arcjet

图 3 电弧加热发动机内的轴向速度分布和马赫数分布

最大值后温度逐渐减小, 分别降低到发动机出口截面上的 2 057, 2 281, 2 562 K。发动机轴线上的轴向速度分布同样经历了迅速上升和缓慢下降阶段。轴线上的轴向速度分布开始随着距阴极距离的增加而迅速增加, 流体的热能转化为机械能促使流体加速, 在喷管扩张段下游, 由于气体温度下降以及高温气流对喷管壁面的传热和粘性损失的影响, 轴向速度逐渐下降。弧电流为 8, 9, 10 A 时, 发动机轴线上的最大轴向速度由 4 042, 4 137, 4 248 m/s 逐渐减小到出口处的 3 514, 3 574, 3 638 m/s。由图 4(a)和(b)可以看出高弧电流时发动机轴线上的轴向速度和温度分布均高于低弧电流的情形。图 4(c)给出了阳极壁面电流密度分布的计算结果, 电流密度最大值出现在喷管约束段下游大约 0.5 mm 处, 对应发动机弧电流分别为 8, 9, 10 A 情形, 阳极表面的电流密度最大值分别为 3.0×10^6 , 3.2×10^6 , 3.3×10^6 A/m²。

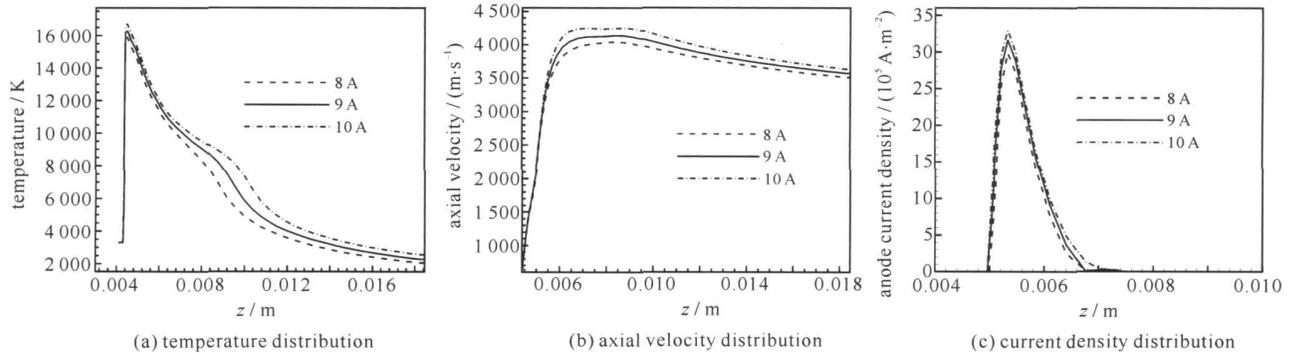


Fig. 4 Distribution of the temperature, the axial velocity along the thruster axis and the current density along the anode surface

图 4 电弧加热发动机内温度和轴向速度沿轴线分布及阳极壁面电流密度分布

图 5 给出了工作电流为 8, 9, 10 A 时电弧加热发动机出口截面参数的径向分布。图 5(a) 为出口截面上的径向温度分布。值得注意的是, 温度分布在中心线处出现了明显的凸起, 文献[6 8]中也有类似的结果, 出现这种温度分布是喷管内气体膨胀以及高温气体受壁面冷却及粘性耗散加热等相互作用的结果。从图 5(b) 可以

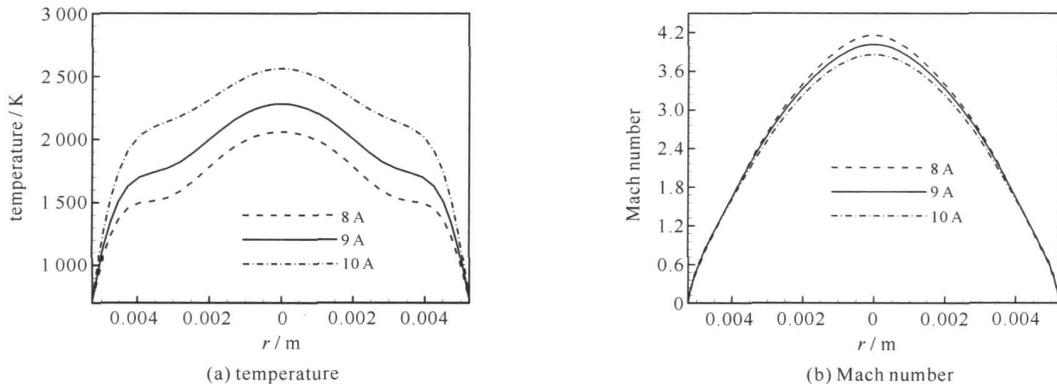


Fig. 5 Comparison of computed radial profiles of the plasma temperature and Mach number at the thruster exit plane for different arc currents

图 5 电弧加热发动机不同电流时出口参数的比较

看出,当工作电流为 8, 9, 10 A 时, 计算获得的最大出口马赫数分别为 4.16, 4.02, 3.86, 此时对应的发动机出口截面上压力的最大值分别为 245, 253, 256 Pa。

电弧加热发动机工作气体的流量 G 和比冲 I_{sp} 分别为

$$G = \int_0^{r_0} (\rho u) 2\pi r dr, \quad I_{sp} = \frac{F}{Gg} = \frac{\int_0^{r_0} (\rho u^2) 2\pi r dr}{Gg} \quad (8)$$

式中: r_0 为发动机出口截面半径; F 为发动机产生的推力; g 为重力加速度。在 8, 9, 10 A 工作状态下, 由计算获得的流量分别为 81.3, 78.7, 72.8 mg/s, 发动机比冲分别为 205, 213, 223 s。当工作电流为 10 A 时, 计算获得的弧电压(不包括鞘层电压)为 15.8 V, 表明以氩为工质时, 发动机的功率比较低。这些结果与实验测量结果基本一致。

3 结 论

本文对低功率氩电弧加热发动机内的传热与流动过程进行了数值模拟, 并分析了弧电流变化对发动机内传热与流动的影响。本文选取氩气为工作气体, 原因是相对于氮、氢等其它气体, 氩气放电相对容易, 有利于基础性研究的开展。结果表明: 等离子体最高温度出现在阴极尖下游附近的区域, 在发动机的约束段焦耳热是主要加热机制。在高温区的作用下, 轴向速度也迅速增加, 最高轴向速度出现在约束段出口下游附近位置。在发动机喷管下游, 由于热能不断转化为机械能, 气体温度不断下降, 同时轴向速度也逐渐下降。发动机喷管内的流场可大致分为亚声速、跨声速和超声速的 3 个区域, 计算获得的电弧加热发动机的流量和比冲与实验数据大体一致。

参考文献:

- [1] 吴汉基, 蒋远大. 美国电弧加热发动机的研究计划[J]. 上海航天, 1997, (6): 45-50. (Wu Hanji, Jiang Yuan da. The USA arcjet research program. *Aerospace Shanghai*, 1997, (6): 45-50)
- [2] Butler G W, King D Q. Single and two fluid simulations of arcjet performance[R]. AIAA Paper 1992-3104, 1992.
- [3] Martinez Sanchez M, Miller S A. Arcjet modeling: status and prospects[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(6): 1035-1043.
- [4] Auweter Kurtz M, Glocker B, Goelz T, et al. Arcjet thruster development[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(6): 1007-1083.
- [5] Han Peng, Chen Xi. Modeling of the subsonic-supersonic flow and heat transfer in a DC arc plasma torch[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2001, 21(2): 249-264.
- [6] Aithal S M, Subramaniam V V. Effects of arc attachment on arcjet flows[R]. AIAA Paper 1996-3295, 1996.
- [7] Babu V, Aithal S M, and Subramaniam V V. Numerical simulation of a hydrogen arcjet[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(6): 1114-1122.
- [8] Butler G W, Boyd L D, Cappelli M A. Nonequilibrium flow phenomena in low power hydrogen arcjets[R]. AIAA 1995-2819, 1995.

Numerical modeling of low-power argon arcjet thruster

Jia Shaoxia¹, Wang Haixing¹, Chen Xi², Pan Wenxia³, Tang Haibin¹

(1. School of Astronautics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;

2. Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

3. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: In this paper, modeling study is performed to reveal the plasma flow and heat transfer characteristics of the low-power argon arcjet thruster. The all-speed SIMPLE algorithm is used for the solution of the governing equations. Computed results are presented concerning the temperature, velocity, Mach number and streamline distributions within the thruster nozzle and concerning the current density distributions on the anode nozzle surface under typical operating conditions. It is found that the heating of the gaseous propellant takes place mainly in the cathode and constrictor regions and the highest plasma temperature appears at the location near the cathode tip where the current density assumes its maximum value. The plasma axial velocity and temperature profiles along the nozzle axis increases rapidly at first and then decreases gradually as the plasma flows toward the thruster exit. The effects of different arc currents on the flow and heat transfer characteristics within the thruster nozzle are also investigated. Under typical operating conditions studied here, the computed specific impulses and mass flow rates of the argon arcjet thruster are roughly consistent with corresponding experimental data.

Key words: arcjet; plasma; flow and heat transfer; numerical modeling