# 20A发射电流空心阴极小孔区等离子体特性研究\*

孙明明1, 宋嘉尧2, 张天平1, 杨 威1, 龙建飞1

(1. 兰州空间技术物理研究所 真空技术与物理重点实验室,甘肃 兰州 730000;2. 陕西省人工影响天气办公室研发中心,陕西 西安 710014)

摘 要:为了获得30cm口径离子推力器20A额定发射电流空心阴极工作时小孔区的等离子体特性参数,并验证现有阴极小孔结构设计下的阴极电流发射能力,采用数值模拟及有限元分析方法研究了空心阴极小孔区的等离子体特性参数。结果显示:空心阴极小孔区的中性原子密度基本在4×10<sup>21</sup>~6×10<sup>21</sup>/m<sup>3</sup>,分布较为均匀且越靠近小孔出口区域的原子密度越低;当阴极发射体温度为1800K时,采用等离子体零维扩散模型得到阴极小孔区轴向平均电子温度约为2.66eV,且靠近阴极顶小孔出口方向电子温度相对较高,从小孔区入口至出口电子温度增幅在1~2eV;通过离子连续性方程得到阴极孔区内,等离子体密度约在1×10<sup>21</sup>~1.4×10<sup>21</sup>/m<sup>3</sup>,靠近出口处的等离子体密度降低较为明显;通过电子连续性方程,得到小孔区入口处的电子电流约为7.2A,而出口处的电子电流约为11.6A,与性能测试试验结果一致,电子电流增益系数约60%;离子电流密度峰值约为6.16×10<sup>6</sup> A/m<sup>2</sup>,出现在距离小孔入口约0.5mm处。通过理论分析认为,阴极孔区的腐蚀特点是靠近出口处的直径在离子腐蚀作用下不断地扩张,并在扩张到一定程度后,孔区出口处被腐蚀后的直径将不会再发生变化,理论分析腐蚀趋势与兰州空间技术物理研究所研制的LHC-5阴极小孔区寿命试验腐蚀情况基本一致。

关键词:离子推力器;空心阴极;小孔区;等离子体特性

中图分类号: V439.4 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2018) 02-0473-08 **DOI**: 10.13675/j. cnki. tjjs. 2018. 02. 029

## Plasma Characteristics in Orifice Region of 20A Discharge Current Hollow Cathode

SUN Ming-ming<sup>1</sup>, SONG Jia-yao<sup>2</sup>, ZHANG Tian-ping<sup>1</sup>, YANG Wei<sup>1</sup>, LONG Jian-fei<sup>1</sup>

(1. Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory, Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou 730000, China;

2. Weather Modification Office of Shaanxi Province, Xi'an 710014, China)

Abstract: In order to obtain 30cm diameter ion thruster's 20A emission current hollow cathode's plasma characteristics in orifice region and verify the current emission ability in existence structure design of orifice, numerical calculation method and finite element method were used to study plasma characteristics in orifice region of hollow cathode. The obtained results indicate that neutral density is in range of  $4 \times 10^{21}$ /m<sup>3</sup> ~  $6 \times 10^{21}$ /m<sup>3</sup>, which is well-distributed and neutral density is lower closed to the exit of orifice. When emitter temperature is 1800K and the average radial electron temperature is about 2.66eV by plasma diffusion 0–D model and which is higher closed to exit of orifice, and electron temperature is increasing about 1 ~ 2eV from orifice entrance to exit. Orifice region plasma density is in the range of  $1 \times 10^{21} \sim 1.4 \times 10^{21}$ /m<sup>3</sup> by using ion continuity equations and plasma density decreasing obviously closed to exit of orifice. Electron current is about 7.2A closed to the entrance of ori-

基金项目:真空技术与物理重点实验室基金(6142207030103)。

作者简介:孙明明,男,博士,研究领域为空间电推进技术。E-mail:smmhappy@163.com

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2017-03-06;修订日期: 2017-04-19。

fice region and which is 11.6A closed to exit by using electron continuity equations, the calculation results are in well agreement with the experimental results, electron current gain coefficient is about 60% in orifice region. The highest ion current density is about  $6.16 \times 10^6$  A/m<sup>2</sup> which is about 0.5mm closed to the entrance. Through theory analysis, the exit of hollow cathode orifice is badly erosion meanwhile the diameter of orifice is increasing by erosion effect. The orifice diameter erosion rate is fall to negligible levels once orifice opened sufficiently, theory predict results of erosion tendency is in agreement with LHC-5 hollow cathode life test results.

Key words: Ion thruster; Hollow cathode; Orifice region; Plasma characteristics

### 1 引 言

30cm离子推力器是我国针对新一代大型桁架式 卫星平台所研制的高功率、大推力离子推力器[1],其 所使用的阴极包括空心阴极(或称主阴极)和中和器 阴极。为了满足 30cm 离子推力器的工作性能参数 要求,我国设计并研制了20A发射电流空心阴极(供 气流量约为 2.96 Pa·L·s<sup>-1</sup>)以作为 30cm 离子推力器 气体放电的初级电子供给器件。空心阴极的放电区 域可分为发射体区、阴极顶小孔区(小孔柱段区域) 和阴极羽流区,其中中性Xe气原子进入阴极管后,首 先在发射体区被电离并产生高密度等离子体,随后 等离子体中的大量电子在触持极和发射体区等离子 体鞘层间电场作用下,从发射体区被抽取出进入小 孔区,并在小孔区与中性原子继续发生电离产生新 增的二次电子,因此小孔区相比发射体区和羽流区 具有最高的电子电流密度。若将阴极小孔径向截面 假设为电流截面,则阴极小孔的尺寸和构型设计决 定了最终进入放电室的阴极发射电流大小,因此研 究小孔区等离子体特性对阴极小孔的设计和电流发 射能力预估具有重要意义。

2002年美国 Katz 等<sup>[2]</sup>对早期研制的 NSTAR 离子 推力器 BaW 阴极(发射电流为 3.26A,供气流率为 5.92Pa·L·s<sup>-1</sup>)发射体区和孔区等离子体特性参数进 行了计算,计算模型采用 Katz<sup>[3]</sup>在 1996年建立的空间 站空心阴极接触器等离子体特性一维流体计算模 型。在假设孔区中性气体密度为均匀分布的基础 上,将电子的运动行为假设为流体,研究结果显示 BaW 阴极孔区等离子体密度峰值出现在柱段孔区轴 线中心处,孔区两端的等离子体密度则相对较低,孔 区入口处和中心区域电子温度分别约 1.1eV 和 1.5eV,而进入放电室的电子温度则上升至约 2eV,电 子温度计算结果与 Malik 等<sup>[4]</sup>试验测试结果符合性较 好。Katz 等通过统计计算认为 NSTAR 离子推力器 BaW 阴极发射的总电子数中约有 1/3 是在小孔区产 生,并且小孔区尺寸设计对发射电流的产生具有决

定性影响。根据计算得到的孔区离子电流密度对孔 区壁面的腐蚀效应进行预测,预测结果与1999年 Polk 等<sup>[5]</sup>进行的 NSTAR 离子推力器 BaW 阴极 8200h 寿命试验结果进行了比对,证明了采用理论分析孔 区腐蚀趋势与试验结果的一致性。2005年美国 Jameson 等<sup>[6]</sup>对 NSTAR 离子推力器 TH15 空心阴极 (发射电流为13A,孔区柱段直径为1mm)小孔区等离 子体特性研究中发现,中性气体在由发射体区进入 孔区后,压强降低至约400Pa左右,在假设孔区气体 温度为2000K后,采用等离子体扩散零维模型计算 得到孔区轴向平均电子温度约为2.3eV,并且孔区电 子温度沿轴线变化不超过1eV,计算结果与2.2~ 2.3eV的试验测量结果一致,证明采用等离子体扩散 零维模型具有较高的精度并可用于孔区电子温度的 预估。根据一维离子连续性方程计算得到孔区等离 子体密度约在1×10<sup>22</sup>~6×10<sup>22</sup>/m<sup>3</sup>范围内,且密度峰值 发生在小孔直段约0.4mm处。

国内对于空心阴极内部等离子体特性研究较少,研究工作主要包括上海空间推进研究所对霍尔 推力器 BaW 空心阴极的试验研究<sup>[7]</sup>,以及兰州空间 技术物理研究所针对离子推力器 LaB。空心阴极的一 些计算和试验研究<sup>[8,9]</sup>。本文对我国研制的 30cm 离 子推力器 20A 发射电流 LaB。空心阴极采用数值模拟 结合有限元分析和试验验证的方法,对我国 20A 发 射电流空心阴极小孔区的等离子体特性参数(包括 Xe 原子密度分布、电子温度及电子和离子电流密度 等)进行计算,并根据结果对目前 20A 发射电流空心 阴极小孔的设计尺寸进行评估。

#### 2 阴极小孔区Xe原子密度

20A 发射电流空心阴极发射体区和小孔区的结构示意图如下图1所示,其中小孔直径为1mm,小孔柱段长度为2mm,小孔电离区域主要指阴极小孔柱段区域(小孔锥段区域属于阴极羽流放电区)。中性Xe气通过气体分配、气路绝缘以及石墨屏蔽套缓冲后进入阴极管,首先在发射体区发生自持放电并产

生高密度等离子体,在电场作用下,发射体区等离子体向阴极孔区运动,并在孔区形成高电子电流密度,因此电离效应在孔区非常显著。为后续进行孔区等离子体相关参数的计算,首先需考虑阴极小孔区 Xe 原子密度分布特性。



Fig. 1 Structure of 20A emission current hollow cathode

发射电流为 20A 的空心阴极,其供气流量为 2.96Pa·L·s<sup>-1</sup>,流量计出口压强约为 450Pa,根据作者 前期计算得到的空心阴极气路管道流导以及 Xe气通 过空心阴极小孔的流率、压强关系式<sup>[10]</sup>,得到阴极管 入口压强为 260.5Pa,阴极顶小孔处压强为 76Pa。在 确定阴极供气管路中的 Xe气流动为黏滞流后,并假 设气流在供气管路中均为稳定性流动,根据 Fluent 得 到阴极小孔区域的压强如图 2(a)所示。

根据小孔区中性 Xe 原子密度 n<sub>0</sub> 的表述形式(式(1)), n<sub>0</sub> 由孔区压强 p<sub>d</sub>和中性 Xe 原子温度 T<sub>n</sub> 的比 值决定,由于 Xe 原子与小孔区壁面不断碰撞并发生 能量交换,因此可认为 Xe 原子温度 T<sub>n</sub> 与小孔区壁面 温度(采用红外光学测量温度约1800K 左右)一致。

$$n_0 = 9.6 \times 10^{24} p_{\rm d} / T_{\rm p} \tag{1}$$

根据图 2(a)得到的小孔区压强分布,并假设小 孔区不同径向截面的压强基本相等,得到小孔区轴 线方向(阴极顶小孔入口至出口)的中性原子密度 分布如图 2(b)所示。从图中结果来看,20A发射 电流空心阴极孔区的中性原子密度基本在4×10<sup>21</sup>~

> Pressure/Pa 150 138.9 127.7 116.6 105.4 94.29 83.14 72.00

(a) Pressure distribution of orifice region

6×10<sup>21</sup>/m<sup>3</sup>,分布较为均匀且越靠近小孔出口区域的原 子密度较低,这主要是由于阴极小孔的结构特点所 造成的。

#### 3 阴极小孔区电子温度

获得阴极小孔区中性原子密度分布后,首先需 对小孔区的等离子体产生过程进行研究,并获得孔 区电子温度分布特性。本文采用Jameson等<sup>[6]</sup>给出的 基于等离子体双极扩散机制的阴极小孔区零维(0-D)等离子体扩散方程进行等离子体产生过程描述, 方程形式为

$$\left(\frac{r}{\lambda_{01}}\right)^2 n_0 \sigma_1(T_c) \sqrt{\frac{8kT_c}{\pi m}} - D = 0$$
 (2)

式中 r 为阴极小孔半径,  $T_e$  为电子温度, m 为电子质量, D 为双极扩散系数<sup>[11]</sup>(由电子温度、离子温度、离子速度、碰撞截面及原子密度共同决定),  $\lambda_{ord}$  为离子扩散方程零阶贝塞尔函数的初始零点, k 为Boltzmann常数,  $\sigma_i(T_e)$  为小孔区不同位置的电子温度 对应的电离碰撞截面, 根据 Bond, Rapp 等<sup>[12,13]</sup>的研究 结果, 碰撞截面  $\sigma_i(T_e)$  可表示为

$$\sigma_{i}(T_{c}) = (k_{1} \ln \Delta v + k_{2})^{2} \times 10^{-20}$$
(3)

式中 $k_1$ , $k_2$ 为碰撞参数, $\Delta v$ 为离子与原子的相 对速度(计算中近似以离子热速度代替)。对于 $\lambda_{ol}$ 的求解,在将离子扩散方程以柱坐标描述后,并将等 离子体密度n采用径向分布函数f(r)和轴向分布函 数g(z)分离变量后得到

$$\frac{1}{f}\frac{\partial^2 f}{\partial^2 r} + \frac{1}{rf}\frac{\partial f}{\partial r} + C_1^2 + \alpha^2 = -\frac{1}{g}\frac{\partial^2 g}{\partial^2 z} + \alpha^2 = 0$$
(4)

式中  $C_1$  和  $\alpha$  均为方程系数,采用贝塞尔函数的 第一种形式,可得到零阶贝塞尔函数的初始零点  $\lambda_{01}$ 表述形式

$$\frac{r}{\lambda_{01}} = \sqrt{C_1^2 + \alpha^2} \tag{5}$$



从图2分析结果来看,由于小孔区存在较为明显



的气体压强梯度,并且在轴向方向梯度差异较大,而 在径向梯度差异较小,因此可以预测阴极小孔区的 电子温度分布将会出现明显差异性。国外在采用零 维等离子体扩散方程进行阴极小孔区电子温度描述 时,是将中性气体压强(即原子密度分布)设置为均 匀值<sup>[2]</sup>,从而得到小孔区电子温度、等离子体密度的 计算平均值。为更好地描述小孔区电子温度分布的 区域性,本文对 20A发射电流空心阴极的小孔区压 强分别进行径向(r方向)和轴向(z方向)二阶多项 式拟合,其中z方向取点10个,步长为0.2mm,r方向 取点10个,步长为0.05mm。拟合后代入式(2),并将 式(4)和式(5)计算得到的 $\lambda_{01}$ ,以及式(3)计算得到 的电离碰撞截面代入式(2),得到径向和轴向电子温 度如表1所示。

 
 Table 1
 Electron temperature radial and axial calculation results in orifice region

r-position/mm	Electron temperature/eV	z-position/mm	Electron temperature/eV
0.1 (center)	1.35	0.1 (entrance)	1.62
0.2	4.51	0.5	1.86
0.3	2.52	1	2.71
0.4	1.77	1.5	3.26
0.5 (edge)	0.85	2 (exit)	3.83

如表1所示,30cm离子推力器空心阴极小孔区 轴向(z方向)平均电子温度约为2.66eV,径向(r方 向)平均电子温度为2.2eV。该结果与Goebel等<sup>[14]</sup>采 用零维扩散方程计算得到的NSTAR离子推力器空心 阴极小孔区平均电子温度为2.3eV的结果基本一致 (由于NSTAR离子推力器TH15空心阴极工作点为 13A,孔区温度2000K,小孔直径1mm,中性原子密度 在10<sup>21</sup>量级,我国30cm离子推力器空心阴极工作点 为15A,孔区温度1800K,小孔直径1mm,并且原子密 度与TH15在同一量级,因此具有一定可比性)。

从表1径向电子温度分布结果来看,越靠近中心 区域,电子温度越高,而从轴向电子温度分布结果来 看,阴极顶小孔入口处的电子温度较低,靠近阴极顶 小孔出口方向的电子温度相对较高。从作者前期的 研究结果来看<sup>[15]</sup>,电子温度沿阴极顶小孔区轴线的 变化特性与发射体区沿轴线方向的电子温度变化特 性是一致的,其中阴极发射体区电子温度在靠近小 孔区域最高,约为1.7eV,越靠近石墨屏蔽套电子温 度越低,且基本保持在1.5eV左右。也就是说,在空 心阴极的内部放电区域(包括发射体区和小孔区), 电子(包括原初电子和二次电子)沿轴线从放电产生

后直到从触持极孔引出,一直处于能量上升阶段。 但在发射体区域电子温度升高幅度较小,约在0.2~ 0.5eV,而小孔区是电子温度上升的主要区域,增幅在 1~2eV。这一结论通过美国NSTAR离子推力器 TH15空心阴极发射体区(发射体直径为3.6mm)和小 孔区的电子温度计算和测量结果可得到验证<sup>[6]</sup>, NSTAR离子推力器TH15空心阴极发射体区电子温 度分布在1.5~2eV,进入小孔区后,电子温度从2eV (入口处)升高至约3eV(出口处)。造成发射体区和 小孔区电子温度不均匀现象的原因是多方面的,其 中在发射体区认为由于电场作用不是很明显,而发 射体区等离子体密度高于小孔区域,因此在发射体 区等离子体之间强烈的相互碰撞以及不断的电离过 程会导致发射体表面的等离子体鞘层电势降低,因 此发射体区电子温度相对较低,且分布较为均匀。 从阴极的使用寿命来说,发射体区电子温度的降低 有利于减弱过强的电离碰撞效应和等离子振荡现 象,避免产生大量高能一价或二价 Xe 离子并降低高 能离子对发射体的溅射作用,从而延长发射体工作 寿命。

对于小孔区的电子温度分布特性,认为由于小 孔区中性原子密度明显降低,粒子间的相互碰撞作 用进一步减弱,双极扩散系数 D 则越大引起小孔区 电子温度相对发射体区的较大幅度提升,其次小孔 区电场作用也是重要影响因素。采用 Ansoft 电磁场 仿真软件对 20A 发射电流空心阴极小孔区的静电场 仿真结果来看,如图 3 所示,小孔区电场强度沿轴向 和径向是逐渐增强的,因此造成表1所示小孔区电子 温度的分布结果。



Fig. 3 Electric field distribution in orifice region

#### 4 阴极小孔区等离子体密度

阴极小孔区等离子体密度分布对于研究孔区电 子电流密度以及离子电流密度分布属于关键参数,而 对于孔区等离子体密度分布国外 Jameson, Polk 等<sup>[6,16]</sup> 分别给出了等离子体扩散零维模型以及一维模型<sup>[2]</sup> (即一维离子连续性方程)两种计算方法,由于零维 模型仅能粗略反映阴极孔区的等离子体平均参数, 并且精确性较差,因此本文采用一维模型进行孔区 等离子体密度计算,一维离子连续性方程为

$$\pi r^{2} \left( -\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial v_{i} n_{0}}{\partial z} \right) - 2\pi r v_{\text{wall}} n = 0$$
(6)

式中 $\partial n/\partial t$ 即为阴极小孔区的等离子体产生率  $\dot{n}$ ,其与中性原子密度 $n_0$ 、等离子体密度n、电离碰撞 截面 $\sigma_i(T_e)$ 以及小孔区的电子平均速度 $\overline{v}_e$ 相关,表述 形式为 $\dot{n}=4\sigma_i(T_e)n_0n\overline{v}_e$ 。式中 $v_i$ 为离子平均速度(计 算过程中,粗略认为阴极放电稳定后离子平均速度 与1800K下的离子热速度相等), $v_{wall}$ 为小孔区径向 边界处的粒子速度,根据Mikelides等<sup>[17]</sup>的研究结果, 引入双极扩散系数以及交换电荷离子平均碰撞时间 后, $v_{wall}$ 可以用小孔区域壁面离子径向平均漂移速度 V,进行表示,如下式

$$V_{\rm r} = \frac{2.4^2}{2r\sigma_{\rm CEX}n_0 v_{\rm scat}} \frac{e}{M} (T_{\rm i} + T_{\rm e}) \tag{7}$$

式中 $\sigma_{\text{CEX}}$ 为交换电荷碰撞截面<sup>[4]</sup>(约为10<sup>-18</sup>/m<sup>2</sup>), *M*为离子质量,*T*<sub>i</sub>为离子温度,*v*<sub>scat</sub>为离子轰击至阴极小孔壁面的散射速度。散射速度*v*<sub>scat</sub>与离子热速度*v*<sub>u</sub>、离子平均速度*v*<sub>i</sub>、中性原子速度*v*<sub>0</sub>相关,其表述形式为*v*<sub>scat</sub>= $\sqrt{v_{th}^2 + (v_i - v_0)^2 + v_r^2}$ 。对于中性原子速度*v*<sub>0</sub>,由于阴极小孔流导较低,导致中性气体在通过阴极小孔时,沿径向出现明显的速度梯度,此时的中性气体流可采用圆管道中的层性流动形式(即Poiseuille流动)进行描述,因此中性原子速度可用下式表述

$$v_0 = -\frac{r^2}{8\zeta} \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z} \tag{8}$$

式中 $\zeta$ 为由温度决定的中性气体黏滞系数,根据 Katz等<sup>[11]</sup>的研究结论,该系数与阴极小孔边界处 气体的相对温度  $T_r(T_r = T_n/289.7)$ 有密切关系,根据 图 2 给出的压强分布  $p_d$ ,可得到 20A 发射电流阴极 小孔区中性原子速度  $v_0$  约在 0.8~45m/s内,且越靠 近孔区壁面原子速度  $v_0$  越低。

离子热速度 v<sub>th</sub> 可表述为 v<sub>th</sub> = √kT<sub>i</sub>/M,根据离子 质量以及放电稳定后的中性气体近似温度(近似与 小孔温度相等)即可得到离子热速度约在 300~ 400m/s范围内。将计算得到的 v<sub>th</sub>,v<sub>o</sub>以及 v<sub>i</sub>代入式 (7),可得到阴极小孔壁面的离子径向平均漂移速度 V<sub>i</sub>约为 0.7~1.64m/s。从计算结果来看,壁面离子径 向平均漂移速度远低于离子热速度以及中性原子速 度。这主要由于小孔区壁面离子处于等离子体鞘层 边界区域,鞘层电势作用影响微弱且由于在小孔壁 面区域,离子与中性原子间的交换电荷碰撞,离子失 去能量的同时其速度出现明显降低。以美国 NEXIS 离子推力器空心阴极<sup>[17]</sup>为例,其内部放电稳定后的 电子温度约1.4eV,计算得到壁面区域离子速度仅有 3.1m/s,而离子热速度约为500m/s,正是由于离子与 中性原子间的交换电荷碰撞效应导致速度出现明显 的差异性。

将式(7)、式(8)计算得到的 v<sub>0</sub>, v<sub>wall</sub>, *n*以及前述 n<sub>0</sub>的拟合形式代入式(6),并将电子温度 T<sub>e</sub>取为表1 中小孔区轴线z方向的平均值2.66eV,在小孔区轴线 方向 0~2mm的长度上,取步长为0.1mm,计算得到 20A发射电流阴极小孔区等离子体密度分布如图4 所示。



Fig. 4 Plasma density distribution in orifice region

从图4计算结果来看,我国20A发射电流阴极等 离子体密度峰值出现在靠近小孔入口约0.4~0.6mm 的范围,越靠近出口,等离子体密度降低越明显。造 成此现象的原因主要是中性原子密度沿轴线方向逐 渐降低,而根据式(6)离子连续性方程表述形式,孔 区中性原子密度 n<sub>0</sub>的下降会导致电离效率以及等离 子产生率的降低,因此造成图4所示阴极小孔区等离 子体密度的分布特性。

#### 5 电子电流密度以及离子电流密度

由于阴极小孔区产生的电子电流是阴极发射电流的重要组成部分,而孔区电子电流与孔径设计存在密切关系,因此估算电子电流大小对小孔的尺寸 以及阴极电流引出能力的设计具有重要意义,而获 得孔区离子电流的密度分布则可以预估空心阴极小 孔的主要溅射腐蚀区域和寿命。本文对孔区电子电 流密度J。计算采用一维电子连续性方程进行求解, 其表述形式为

$$\pi r^2 \left( e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial J_e}{\partial z} \right) = 0 \tag{9}$$

根据电流定义,若将小孔区径向截面作为电子 通量截面,则式(9)说明小孔区(从小孔入口至小孔 出口)增加的电子电流主要是由小孔区放电等离子 体电离所产生的,并且根据 Katz 等<sup>[2]</sup>针对 NSTAR 离 子推力器空心阴极的计算结果,小孔区新增电子电 流大小约为空心阴极总发射电流的1/3。对于式(9) 的求解,将阴极小孔区的等离子体产生率 n、等离子 体密度 n 以及其余参数全部以关于小孔区轴向位置 z的函数表述后,式(9)以一维定解微分方程形式求 解,在小孔区轴向z方向取步长为0.1mm,待计算得 到0~2mm内孔区电子电流密度J。后,进一步考虑到 孔区径向截面面积,即可得到沿小孔区轴向电子电 流,如图5(a)所示。

从图 5(a) 计算结果来看, 小孔区入口处(对应发 射体放电区域的出口)电子电流约为7.2A,而出口处 的电子电流约为11.6A,孔区新增电子电流约占20A 空心阴极总发射电流(进入放电室)的36%。分析来 看,造成图5(a)结果的原因主要是由于孔区较高的 电离强度,会对进入小孔区的电子电流形成增益效 应,并且增益效应的程度完全是由小孔区的电离强 度决定。考虑到影响电离强度的内部因素,也可以 认为电子电流的增益是由孔区的中性原子密度、气 体温度、小孔直径以及电子温度等参数共同决定。

目前对于阴极小孔入口处的电子电流无法通过 试验手段进行验证,但对于阴极小孔出口处的电子电 流(即阴极发射电流)可以根据推力器实测电性能参 数获得,根据放电室电流平衡关系<sup>[18]</sup>即 $I_e = I_d - I_b - I_k$ , 发射电流 $I_a$ 等于放电电流 $I_a$ 减去推力器束流 $I_b$ 以及 阴极触持电流 I,,通过对我国研制的 30cm 离子推力 器工作电性能实测参数的计算,得到阴极发射电流 如图 5(b) 所示。

从图 5(b)来看,在180min 工作时间内,推力器主

0.2 0.4 0.6 0.8 1.0 1.2 1.4 1.6

Distance along orifice/mm

(a) Electron current in orifice region

12

11

8

7

Entrance

Electron current/A 10 9



我国 30cm 离子推力器空心阴极的小孔设计采 用的是A型孔加热模式小孔,因此小孔具有较大的 长径比。小孔长度和直径属于阴极关键设计参数, 其对发射电流具有明显影响,而发射电流会直接决 定束流大小,从而影响推力器所产生的推力值和比 冲值。根据 Mikelides 等<sup>[19]</sup>的研究结果,小孔孔径设 计越大,会造成孔区中性原子密度及等离子体密度 降低,并且等离子体电阻加热效应越弱,从而导致发 射电流较低。对于本文所研究的20A发射电流空心 阴极小孔,若保持流率等输入参数不变仅将孔径改 为1.2mm,出口处发射电流粗略预估将降低至8~ 9A,结果说明目前20A发射电流阴极的小孔尺寸设 计满足电流发射能力要求,并且计算结果与试验结 果具有较好的一致性。

在阴极放电成功后,小孔区内离子在电场作用 下加速向小孔壁面运动,并且部分离子轰击至壁面 后会与鞘层电子结合,部分离子则形成离子电流,因 此离子的轰击溅射作用是造成阴极小孔区腐蚀的重 要因素。根据国外研究结果<sup>[20]</sup>,离子对小孔壁面的 腐蚀会在阴极寿命初期造成明显影响,并且孔区腐 蚀最为严重区域为离子电流密度最高处,因此获得 离子电流密度分布可以进行孔区壁面腐蚀区域和腐 蚀程度的预估。



对于离子电流密度的计算,可通过稳态离子和 电子的能量方程以及动量方程进行计算,在忽略中

Fig. 5 Electron current calculation results and emission current experimental results

Exit

性原子的动量项后,离子电流密度和电子电流密度 关系如式(10)所示<sup>[21]</sup>。

$$J_{i} = \frac{m\nu_{en}}{M\nu_{in}(1 + \nu_{ie}/\nu_{in})} J_{e} - \frac{\nabla(nkT_{i} + nkT_{e})}{M\nu_{in}(1 + \nu_{ie}/\nu_{in})}$$
(10)

式中 $\nu_{ei}$ 和 $\nu_{en}$ 分别为电子和离子以及电子和原 子的碰撞频率<sup>[22]</sup>, $\nu_{ie}$ 为离子和电子的碰撞频率<sup>[12,13]</sup>。 代入式(9)得到的电子电流密度 $J_e$ 以及等离子体密 度等相关参数后,采用数值计算得到 20A 发射电流 阴极孔区离子电流密度如图 6(a)所示。

从图 6(a)结果来看, 阴极小孔区内的离子电流 密度分布较为均匀, 离子电流密度峰值出现在距离 小孔入口 0.5mm处, 约为 6.16×10<sup>6</sup>A/m<sup>2</sup>, 并且入口处 的离子密度整体高于出口处离子密度, 这主要由于 当距离沿孔区入口向出口发生变化时, 等离子体电 阻率逐渐降低, 导致孔区轴向等离子电势逐渐上升, 因此越朝向小孔出口, 离子能量越高且与孔区壁面 的溅射作用越为明显, 从而造成离子密度越低。综 合来看, 可认为小孔区的离子溅射腐蚀效应是越靠 近小孔出口越强, 因此长时间工作的阴极, 其孔区的 腐蚀特点应是靠近出口处的孔径在离子腐蚀作用下



不断扩张,并且在扩张到一定程度后,由于直径的增加,引起等离子密度、中性原子密度、孔区等离子轴向电势的逐渐降低,从而使得离子能量降低并最终使离子对小孔壁的腐蚀率降低至可忽略程度,孔区出口处被腐蚀后的直径将不会再发生变化。目前对于离子电流密度造成的孔区出口处腐蚀深度,以及阴极工作时间与腐蚀深度的关系,尚未有理论计算依据,上述分析仅属于理论预测,但可以通过完成寿命试验后的阴极小孔区变化结果与理论预测溅射腐蚀趋势进行比对。

由于目前 20A 发射电流阴极寿命试验正在进行, 无法取得试验结果,本文以我国研制的 5A 发射电流 空心阴极(型号为 LHC-5)进行理论预测溅射腐蚀趋 势的比对。如图 6(b)所示,5A 发射电流空心阴极在 经过 1.2×10<sup>4</sup>h后,其小孔出口区域出现了一定的离子 溅射腐蚀。从图中可明显看到小孔出口处直径由于 离子溅射作用发生了扩张,并且在 2.1×10<sup>4</sup>h的寿命试验 结束后,通过比对发现阴极孔区的腐蚀情况与 1.2× 10<sup>4</sup>h的腐蚀情况基本无变化,阴极孔区腐蚀情况的寿 命试验结果与理论分析预测结果趋势是一致的。



(a) Ion current density distribution of orifice region (b) Erosion image of LHC-5 cathode after  $1.2 \times 10^4$  hours

Fig. 6 Ion current density distribution and erosion of LHC-5 cathode after 1.2×10<sup>4</sup> hours

#### 6 结 论

本文通过对我国研制的 20A 发射电流空心阴极 开展小孔区等离子体特性分析研究,得出以下结论:

(1)20A发射电流空心阴极孔区的中性原子密度 基本在 4×10<sup>21</sup>~6×10<sup>21</sup>/m<sup>3</sup>,并且越靠近小孔出口区域 的原子密度越低。

(2)采用等离子体零维扩散模型得到阴极小孔 区轴向平均电子温度约为2.66eV,径向平均电子温 度为2.2eV,并且阴极顶小孔入口处轴向电子温度较 低,阴极顶小孔出口处(触持极孔方向)电子温度相 对较高,小孔区是电子温度上升的主要区域,入口至 出口的电子温度增幅在1~2eV。

(3)采用数值计算方法,得到小孔区域壁面离子 径向平均漂移速度约在0.7~1.64m/s,平均漂移速度 远远低于离子热速度以及中性原子速度,通过离子 连续性方程得到20A发射电流阴极孔区内,等离子 体密度约在1×10<sup>21</sup>~1.4×10<sup>21</sup>/m<sup>3</sup>。越靠近出口,等离 子体密度降低越明显。

(4)通过电子连续性方程,得到小孔区入口处的 电子电流约为7.2A,而出口处的电子电流大小约为 11.6A,电子电流增益系数约60%。离子电流密度峰 值为6.16×10<sup>6</sup> A/m<sup>2</sup>,且阴极小孔区内的离子电流密度 分布较为均匀,小孔入口处的离子密度整体高于出 口处离子密度。

(5)通过理论分析认为,长时间工作的阴极,其 孔区的腐蚀特点是靠近出口处的直径在离子腐蚀作 用下不断的扩张,并且在扩张到一定程度后,离子能 量降低并最终使离子对小孔的腐蚀率降低至可忽略 程度,孔区出口处被腐蚀后的直径将不会再发生变 化,理论分析腐蚀趋势与我国研制的LHC-5阴极小 孔区寿命试验腐蚀情况基本一致。

由于缺乏相关试验手段,本文计算得到的孔区 等离子体特性参数目前只有部分能够进行试验验 证,后续将继续进行相关的试验方法研究和进一步 验证。

#### 参考文献:

- [1] 孙明明,张天平,王 亮,等. 30cm 口径离子推力器 栅极组件热应力及热形变计算模拟[J]. 推进技术, 2016, 37(7): 1393-1400. (SUN Ming-ming, ZHANG Tian-ping, WANG Liang, et al. Thermal Stress and Thermal Deformation Analysis of Grids Assembly for 30cm Diameter Ion Thruster[J]. Journal of Propulsion Technology, 2016, 37(7): 1393-1400.)
- [2] Katz I, Anderson J, Polk J, et al. A Model of Hollow Cathode Plasma Chemistry [R]. AIAA 2002-4241.
- [3] Katz I. Model of Plasma Contactor Performance [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1997, 34(6): 824– 828.
- [4] Malik A, Montarde P, Haines M, et al. Spectroscopic Measurements of Xenon Plasma in a Hollow Cathode[J]. Journal of Applied Physics, 2000, 33(3): 2037-2048.
- [5] Polk J, Anderson J, Brophy J, et al. An Overview of the Results from an 8200- Hour Wear Test of the NSTAR Ion Thruster[R]. AIAA 99-2446.
- [6] Jameson K, Goebel D, Watkins R. Hollow Cathode and Keeper Region Plasma Measurements [R]. AIAA 2005-3667.
- [7] 张 岩,康小录,乔彩霞. 钡钨空心阴极放电等离子 体特性实验研究[J]. 火箭推进, 2014, 40(5):55-60.
- [8] 孙明明,顾 左,郭 宁,等.离子推力器空心阴极 热特性模拟分析[J].强激光与粒子束,2010,22(5): 1149-1152.
- [9] 郭 宁,唐福俊,李文峰. 空间用空心阴极研究进展
   [J]. 推进技术, 2012, 33(1): 155-160. (GUO Ning, TANG Fu-jun, LI Wen-feng. Advances in Spaceborne

Hollow Cathode [J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(1): 155-160.)

- [10] 孙明明,张天平,吴先明. 20cm离子推力器放电室流 场计算模拟[J].强激光与粒子束,2015,27(5).
- [11] Katz I, Anderson J, Polk J, et al. One Dimensional Hollow Cathode Model [J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(4): 595-600.
- [12] Bond Latham. Ion Thruster Extraction Grid Design and Erosion Modeling Using Computer Simulation [R]. AIAA 95-2923.
- [13] Rapp D Francis. Charge Exchange Between Gaseous Ions and Atoms [J]. Journal of Chemical Physics, 1962, 37(11): 2631-2645.
- Goebel D, Jameson K, Watkins R, et al. Hollow Cathode and Keeper-Region Plasma Measurements Using Ultra-Fast Miniature Scanning Probes [R]. AIAA 2004-3430.
- [15] 孙明明,张天平,龙建飞. 30cm离子推力器空心阴极 发射体区等离子体特性研究[J]. 推进技术, 2017, 38
  (12). (SUN Ming-ming, ZHANG Tian-ping, LONG Jian-fei. Plasma Characteristics in Hollow Cathode Emitter Region of 30cm Diameter Ion Thruter[J]. Journal of Propulsion Technology, 2017, 38(12).)
- [16] Polk J, Grubisic A, Taheri N, et al. Emitter Temperature Distributions in the NSTAR Discharge Hollow Cathode[R]. AIAA 2005-4398.
- [17] Mikelides I, Katz I, Goebel D, et al. Plasma Processes Inside Orificed Hollow Cathode [J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(5).
- [18] Matossian J, Beattie J. Model for Computing Volume Averaged Plasma Properties in Electron-Bombardment Ion Thruster [J]. Journal of Propulsion and Power, 1989, 5(1): 188-196.
- [19] Mikelides I, Katz I, Goebel D, et al. Theoretical Model of a Hollow Cathode Plasma for the Assessment of Insert and Keeper Lifetimes[R]. AIAA 2005-4234.
- [20] Rawlins V, Sovey J, Anderson J, et al. NSTAR Flight Thruster Qualification Testing[R]. AIAA 98-3936.
- [21] Mikelides I, Katz I, Goebel D, et al. Hollow Cathode Theory and Modeling: A Two-Dimensional Model of the Emitter Region [J]. Journal of Propulsion and Power, 2005, 98(10).
- [22] Book D. NRL Plasma Formulary [M]. Washington D C: Naval Research Laboratory, 1987: 402–410.

(编辑:朱立影)