

空心阴极的发射热特性研究^{*}

于 博^{1,2,3}, 于 建^{2,3}, 康小录^{2,3}, 赵 青¹

(1. 电子科技大学 资源与环境学院 信息地学研究中心, 四川 成都 611731;

2. 上海空间推进研究所, 上海 201112;

3. 上海空间发动机工程技术研究中心, 上海 201112)

摘 要: 空心阴极的发射体在电子发射时会处于动态热平衡状态, 这种发射热特性对发射体的利用率和使用寿命有重要意义。为研究空心阴极发射热特性及相关热设计方法, 建立一种流-热耦合数值模型, 将等离子体流场计算与组件热分布计算进行耦合, 并采取一种逆向迭代方法来收敛计算, 数值模型在验证试验下的计算误差低于11.3%。在此基础上, 对发射体温差的机理以及阴极顶孔径对发射体温差的影响规律进行数值分析, 主要结论为: 羽状模式下的核心电离区较发散, 导致发射体温差较点状模式高出50 K左右; 适当增加阴极顶孔径可对发射体温差有降低作用。

关键词: 空心阴极; 热电子发射; 热特性; 逆向迭代; 数值计算

中图分类号: V439^{+.4}

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2020) 04-0951-10

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 190124

Investigation on Thermal Characteristics of Thermionic Emission in a Hollow Cathode

YU Bo^{1,2,3}, YU Jian^{2,3}, KANG Xiao-lu^{2,3}, ZHAO Qing¹

(1. Center for Information Geoscience, College of Resource and Environment, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China;

2. Shanghai Institute of Space Propulsion, Shanghai 201112, China;

3. Shanghai Engineering Research Center of Space Engine, Shanghai 201112, China)

Abstract: A dynamic thermal balance will be established as the emitter performing in the thermionic emission state in the hollow cathode, in which the thermal characteristics exerts a great influence on the utilization and life time of the emitter. In order to study the thermal behavior of the electron emission and the relevant optimizing strategy of the thermal performance, an numerical model was employed to simulate the charged particle transportation coupling with the heat transfer process in the assemblies of the cathode, namely the flow-heat coupling model. In this model, a reverse iteration method was conducted to make the computational solution converged. A measurement test of the temperature of three cathodes has been performed to examine the accuracy of the flow-heat coupling model, and the relative error of this model was no more than 11.3%. Based on those, the physics of temperature difference in emitter and the change law of the temperature difference at different orifice diameters were analyzed numerically. This was because the core ionization region of the plume mode was more diverging than that of spot mode so that the temperature difference of the emitter in plume mode was 50 K more than that of spot mode; an appropriate size of the orifice diameter would decrease the emitter temperature difference

^{*} 收稿日期: 2019-02-27; 修订日期: 2019-06-10。

通讯作者: 于 博, 博士生, 工程师, 研究领域为电推进数值计算。E-mail: 441695759@qq.com

引用格式: 于 博, 于 建, 康小录, 等. 空心阴极的发射热特性研究[J]. 推进技术, 2020, 41(4):951-960. (YU Bo, YU Jian, KANG Xiao-lu, et al. Investigation on Thermal Characteristics of Thermionic Emission in a Hollow Cathode[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(4):951-960.)

for the sake of thermal performance optimization.

Key words: Hollow cathode; Thermionic emission; Thermal characteristics; Reverse iteration; Numerical simulation

1 引 言

本文所讨论的空心阴极为应用于霍尔或离子电推进系统的电子源装置,发射体常采用多孔钨为基底、金属氧化物浸渍的钨钨 411 发射体,放电工质为 Xe。空心阴极的发射热特性主要有以下两方面研究意义:(1)发射体的工作温度分布直接影响发射体局部工作寿命;(2)发射体的温度分布决定了发射体的有效发射区域,影响发射体的结构利用率。

在空心阴极正常工作时,会处于一种自持弧光放电的状态,发射体将保持一定的工作温度,因而,空心阴极的电子发射伴随着整个装置动态热平衡,阴极这种发射热特性既是影响放电性能的因素,也是反映放电性能高低的指征。目前,关于空心阴极发射热特性的现存理论主要为:发射体表面的温度分布并不是呈均匀分布,而是存在 50K~150K 左右的温度差^[1-2]。此外,发射体温度随着气体流率的升高而出现先减小后缓慢增大的趋势^[3-5],这是阴极进入羽状模式后发射体的热负荷升高所致。Ira 等对阴极建立了热平衡模型^[2,5],揭示阴极发射体的能量平衡关系,以离子轰击、电子发射冷却作为传热作用的输入条件,为阴极放电状态下的温度分布计算提供了数值方法,但该方法需要先假设发射体的工作温度,没有做到真正的流场与热场计算的耦合。空心阴极在正常工作状态时,发射体的发射状态属于一种特殊的空间电荷发射区,即发射体的理论发射电流总要高于阴极的放电电流,该结论表明发射体的工作温度总要高于其零场发射温度。Ira 等^[6]又针对三个不同阴极顶孔径的阴极进行了发射体温度的计算,但温度计算的目的在于对阴极发射体寿命进行研究,对于产生这种温度分布的原因并未进行深入讨论。在 2015 年以后,研究重点转向一些非传统的空心阴极:六硼化镧的无加热器阴极的发射体工作温度会低于理查森的理论预估值, Alexander 推测这可能与发射体表面的化学作用或肖特基效应有关^[7];此外,一种新型发射体材料 C12A7 的空心阴极^[8],由于其发射体逸出功较低(0.6 eV),可以令发射体的工作温度维持在较低的数值(400℃左右),但这种发射体在长期工作中会出现热负荷过载的情况;对于 100 A 量级的空心阴极,阴极管、发射体以

及触持极都受到等离子体的撞击作用,会面临更高的热负荷威胁^[9]。同时,研究人员发现,大电流工作下的空心阴极发射体将面临更严峻的工作寿命问题,温度分布差异更显著,这对阴极热设计带来了更大难度。综上,由于以往研究方法多采用试验方法,很多阴极内部的物理机制并没有得到清晰的解释,尤其是发射体温度分布差异的成因;其次,对于阴极核心结构尺寸——阴极顶孔直径对发射热特性的影响机理鲜有报道,上述问题空心阴极的热设计有一定阻碍。

空心阴极的热问题是带电粒子相互作用、粒子与组件壁面相互作用以及组件间传热作用的耦合问题。对该问题的研究方法需要进行讨论:试验方法目前仅能做到阴极外部宏观参数的测量,例如阴极表面的温度、阴极放电电压、电流以及羽流中的各类诊断参数等,但对阴极内部参数的测量却是非常困难,这对阴极内部的物理机制研究有一定制约。

本文采用试验与数值分析结合的方法,建立一种将阴极内部带电粒子流场与组件传热过程耦合的数值方法(简称流-热耦合模型),通过几种有代表性工况下的试验测量数据验证数值模型的正确性,再利用数值模型对不同工况下的阴极发射热特性变化规律进行研究,揭示相关物理机制,为空心阴极的热设计优化提供理论参考。

2 流-热耦合模型

空心阴极内部的热能平衡机制主要发生在粒子与组件壁面作用的各表面,Ira K^[6]所采用的仅为发射体表面,但本文认为阴极组件表面与正离子相互作用的位置不仅在发射体表面,还有阴极顶的 2 个表面,具体计算模型如图 1 所示。

整个数值模型由两部分组成:阴极流场区域的粒子输运、碰撞过程和组件之间的热传导、热辐射过程。流场计算主要为热计算提供表面 1,2,3 的热流密度输入,图 1 中的青蓝色方框区域为流场计算域,而热分布计算为流场计算更新发射体温度、发射电子数量。在计算前,先设定发射体工作温度为 T_{emit} (该数值可据情况调整,本文取 1200K),进而计算阴极流场区域的粒子运动状态,输出表面 1,2,3 的热流密度分布,将该输入条件代入热计算中,获得阴极组

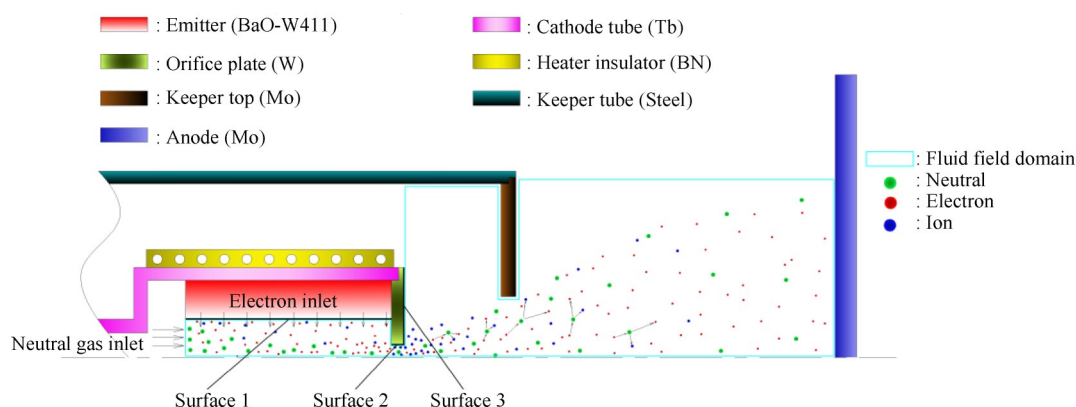


Fig. 1 A 2D hybrid model of the particle flow and the heat transfer in the hollow cathode

件间热传导与热辐射的稳态温度计算,输出发射体的平均工作温度 T'_{emit} , 并且更新 T_{emit} 的数值(需要说明的是,更新的 T_{emit} 并不是 T'_{emit} , 具体的迭代公式在小节 2.3 中有详述), 往复循环直至计算收敛, 具体计算流程见图 2。

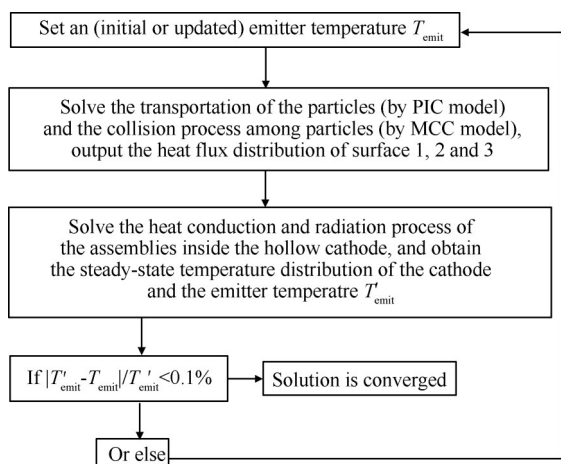


Fig. 2 Flow chart of the computational procedures

2.1 流场计算模型

带电粒子的流场计算模型主要处理由发射体表面发射的电子、中性气体来流引入的 Xe 原子在阴极与阳极间电场作用下的一系列输运、碰撞过程。本文采用单元粒子(Particle-in-cell, PIC)模型来模拟带电稀薄粒子的输运过程。PIC 模型在求解粒子的运动过程中,在网格节点处要进行网格内粒子参数的权重统计,这种统计包括数密度、温度、电势等物理参数,以网格节点参数来代表整个网格的状态,具体权重统计的分配方法见文献[10]。PIC 模型的优势在于,一方面为输出计算结果提供了方便,但更重要的是,另一方面为求解过程中影响运动状态输入条件的更新提供了快速的计算方法,故 PIC 模型是一种非常适合计算稀薄流体的方法,模型具体细节可

参考文献[10-12], 这里不再赘述。

在该模型中,主要考虑电子和离子两类粒子,采用对离子的加速策略,即将离子质量降低至 1/2500, 介电常数降低至 1/100。此外,将原子视作背景气体,以 DSMC 算法先针对原子在空心阴极内部的数密度分布进行计算,为后文的电子-原子碰撞提供计算输入。考虑电子数密度在 10^{17}m^{-3} 量级,电子温度在 2eV 左右,电子振荡频率在 10^9Hz 量级,时间步长取 $5 \times 10^{-11} \text{s}$ 。

由于计算域不存在磁场,对空间电势的求解可基于泊松方程,以阳极电压、阴极结构为输入条件计算阴极中静电势分布,再以每个时间步长中的节点净电荷数据求解净电荷的电势分布,以上两者的代数和则为空间电势。以此来更新每个时间步长中电子、离子的受力情况。

在空心阴极正常工作时,流场计算域通常会发生电子、离子和原子间的各类碰撞,但对于阴极的自持放电而言,只有电子-原子间的碰撞类型是影响其放电性能的关键。因此,本文忽略其它电子-离子间、离子-原子间的碰撞类型,仅考虑电子-原子间的弹性、激发和电离碰撞。为此,采用蒙特卡罗碰撞(Monte-Carlo collisions, MCC)模型。

MCC 模型认为,电子与原子发生弹性、激发或电离碰撞的概率与两者的碰撞频率有关,在一个时间步长 $\Delta\tau$ 内,某个电子发生某一类碰撞的概率为

$$P_s = (1 - e^{-v_{e-a}\Delta\tau}) \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma_t} \quad (1)$$

式中下标 s 可以分别表示弹性、激发或电离碰撞类型, σ_t 为电子与原子的总碰撞截面,为三类碰撞截面之和。 v_{e-a} 为电子与原子的碰撞频率,可描述为

$$v_{e-a} = n_a v_e \sigma_t \quad (2)$$

式中 n_a 为电子所在当地的原子数密度, v_e 为电子

与原子的相对速度,可取电子运动速度。

关于各类电子-原子碰撞截面公式可参考文献[12],这里不再赘述。

在流场计算结束时,需要输出表面1,2,3的热流密度分布,为热分布计算提供输入条件。正离子与3个表面的碰撞是较为复杂的。由于鞘层的存在,并不是所有正离子都会与3个表面发生碰撞^[13-14];当待进入鞘层的离子速度低于波姆速度时,认为离子无法进入鞘层,以镜反射来处理碰撞过程;当离子速度不低于波姆速度时,认为离子可以进入鞘层。在鞘层的加速下,离子会获得一定的动能,并将全部能量沉积在撞击表面。表面1,2,3的每个网格内的热流密度可由式(3)计算

$$q = [E_i + \frac{3}{2}kT_i + E_{\text{ionization}} + \phi \cdot e] \times \frac{D_i}{A \cdot \Delta\tau} \quad (3)$$

式中 E_i 为正离子进入鞘层前的动能, T_i 为离子温度,该参数与中性气体温度接近,考虑发射体壁面温度在1250K左右, T_i 取1000K, k 为玻尔兹曼常数, $E_{\text{ionization}}$ 为Xe电离能级, ϕ 为鞘层电势, e 为元电荷, D_i 为正离子在1个时间步长内进入网格的数量, A 为网格面积。鞘层电势可以通过Child提出的鞘层模型^[15]计算

$$\phi = -\frac{kT_e}{2} \ln \frac{m_i T_e}{m_e T_i} \quad (4)$$

式中 T_e 为电子温度,这里取2eV^[6], m_i 为离子质量, m_e 为电子质量。需要说明的是,阴极鞘层属于有电子发射的鞘层,与Child的鞘层模型(主要用于悬浮电极)有一定差别,但考虑电子温度较低,两者之间误差可以接受。

2.2 热分布计算模型

以表面1,2,3的热流密度分布为第二类边界条件,环境温度300K为第三类边界条件,可对整个空心阴极进行稳态的热分布计算。网格间的热传导采用傅里叶导热模型,而空间内的热辐射换热并不采用传统的四次方定律(本文工况中的表面数量较多,单个表面的温度分布也有差异,利用角系数计算的热流密度误差较高),取而代之,采用辐射传递系数^[16]来表征空间内网格之间的辐射传递角度和比例,该系数定义为由某个表面甲出发的、经过多次反射达到另一表面乙,而被表面乙吸收的能量,与表面甲所辐射的总能量的比例。具体可通过追踪光路的算法来实现,例如,网格g对网格h的辐射传递系数 $R_{g \rightarrow h}$ 为

$$R_{g \rightarrow h} = \frac{N_{g \rightarrow h}}{N_g} \quad (5)$$

式中 N_g 为从网格g辐射出的全角度光线数量, $N_{g \rightarrow h}$ 为网格h接收到的来自网格g的光线数量(这些光线包括直接到达的,也包括经过反射到达的)。

网格g所吸收的净辐射热流密度 $q_{\text{rad},g}$ 为

$$q_{\text{rad},g} = (Q_{t,g} - \sigma \varepsilon_g A_g T_g^4) / A_g \quad (6)$$

式中 ε_g 为网格g的表面发射率, A_g 为网格g的面积, T_g 为网格g的温度, $Q_{t,g}$ 为网格g所吸收的总辐射热流,可表示为

$$Q_{t,g} = k \sum_{j=1}^n \varepsilon_j A_j R_{j \rightarrow g} T_j^4 \quad (7)$$

由此,将热辐射所求解的网格内的热流密度作为第二类边界条件代入导热计算中,可求解出空心阴极组件内的温度分布,进而,可输出发射体的平均工作温度 T_{emit} ,并由式(8)计算发射电流密度^[17]为

$$J = \alpha_0 \beta T_{\text{emit}}^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi_{\text{emit}}}{kT_{\text{emit}}}\right) \cdot \exp\left(-\frac{e}{kT_{\text{emit}}} \sqrt{\frac{eF}{4\pi\varepsilon_0}}\right) \quad (8)$$

式中发射系数 $\alpha_0 = 1.204 \times 10^6 \text{ A}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2)$,透射系数 $\beta = 0.98$, ϕ_{emit} 为发射体逸出功,对于钨钨411发射体,取2.18eV, F 为鞘层电场强度, ε_0 为真空介电常数。

2.3 迭代公式

前文有述,流场计算与热分布计算将进行对 T_{emit} 的迭代更新。然而,流-热耦合模型的迭代处理与常规的迭代方法有所不同。首先,假如直接以热分布计算所得的 T'_{emit} 来替换 T_{emit} ,所得到的计算结果如图3所示。在不同的初始 T_{emit} 的工况中(随机选取收敛值附近的6个工况:Case a ~ Case f,其初始温度标注于图3中),所得到的计算结果全部都是发散的,并且,离实际收敛值越远的 T_{emit} ,发散速度越快。出现这种现象并不是偶然,本文认为:增大流场计算的输入条件 T_{emit} 会增大电子发射数量,增加计算域中的电离次数,增加离子对表面1,2,3的反流轰击作用,最终增加热分布计算的输入条件(壁面热流密度);同样地,增大表面1,2,3的热流密度也会增加发射体的工作温度 T'_{emit} ,因此,这种相互产生增益作用的两个计算过程将会导致计算走向发散。

然而,图3所表现出的发散规律却指向一个关键点:距离真实值越远,迭代计算所产生的发散程度越大,由此可以根据发散速度的快慢来判定初始 T_{emit} 距离真实 T_{emit} 的远近。假设某一次迭代计算所采用的发射体初始温度为 $T_{\text{emit}}(r)$,计算所得到的发射体温度

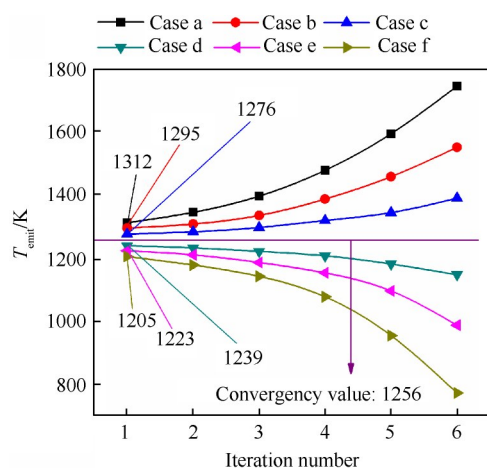


Fig. 3 T_{emit} as a function of iteration number at different initial emitter temperatures

为 $T'_{\text{emit}}(r)$, 下一次迭代所采用的初始温度为 $T_{\text{emit}}(r+1)$, 本文给出迭代公式

$$T_{\text{emit}}(r+1) = T_{\text{emit}}(r) \cdot \left(\frac{T_{\text{emit}}(r)}{T'_{\text{emit}}(r)} \right)^{0.75} \quad (9)$$

式(9)的物理意义为: 如果迭代计算发生发散, 则下一次迭代所使用的初始值将在发散方向相反的区域选取。指数“0.75”是通过多次尝试得到的系数(在0.8, 0.85, 0.9及以上的系数都会导致计算不能收敛), 但无法确定0.751, 0.7512, 0.752256等更多临近的系数是否同样成立, 不妨暂取0.75。由此, 得到的计算结果如图4。图4中青色方框中的数值代表由某一次迭代初始值 $T_{\text{emit}}(r)$ 所计算出的发射体温度 $T'_{\text{emit}}(r)$, 经过式(9)的处理后, 可得到下一次的迭代初始值 $T_{\text{emit}}(r+1)$ 。从计算结果来看, 发射体温度确实在逐渐接近真实值。这种收敛方式, 本文称之为逆向迭代收敛。这种收敛方式之所以能够适用于流-

热耦合模型, 是因为流-热耦合模型的常规迭代发散速度能够指征迭代初值与真实值的距离, 这是逆向迭代收敛方式能够生效的前提。

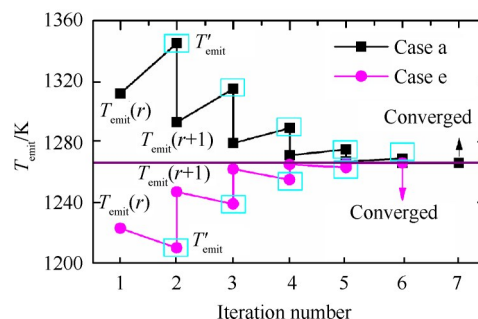


Fig. 4 T_{emit} as a function of iteration number in the new iteration equation

2.4 模型验证

为验证流-热耦合模型的计算精度, 在真空舱中开展空心阴极放电中的测温试验, 并以相同结构、相同工作条件下的计算结果与试验结果进行对比。试验系统见图5。整个试验在长1.0m, 直径0.6m的真空舱内进行, 为获得较高的真空度, 以机械泵、分子泵联合抽真空, 在阴极正常工作时, 真空度可以达到 10^{-3} Pa量级。试验共采用3个阴极顶孔直径不同的空心阴极。采用4个K型镍铬镍硅热电偶(测温上限: 1350℃)对阴极外表面4个测点进行测温, 以光学温度计通过真空舱可视窗口对阴极顶进行测温(该测点编号为5), 共计5个温度测点。热电偶的测量绝对误差在-30K~30K之间, 光学温度计的测温误差在-20K~20K。

数值计算与试验采用的阴极结构为全电推进平台用5kW级霍尔电推进系统的空心阴极样机。在该

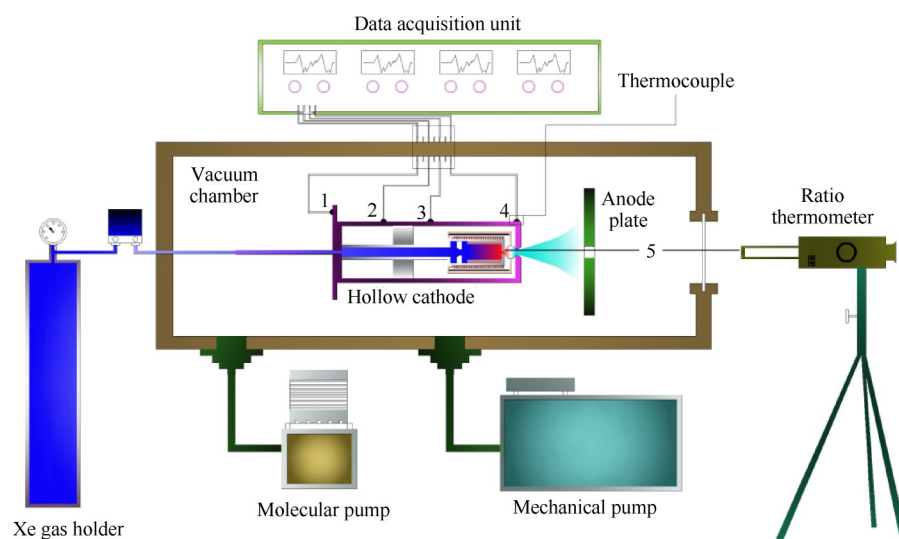


Fig. 5 Schematic diagram of the rectification test

工程样机的原理研制阶段,共设计了3组阴极顶孔直径的结构。试验及后文仿真所采用的工况如表1所示,相应地,给出阳极电压和工作模式的羽流状态。在工况的选取上,以气体流率3mL/min,4mL/min代表羽状模式下的典型工作点,以6mL/min,7mL/min代表

点状模式下的典型工作点。

图6给出12个工况的5个测点的温度测量结果和计算结果(测点位置见图5)。流-热耦合模型的计算精度与流场计算和热计算都有关系,因此,对误差的影响因素较多,在定量的角度,计算结果的误差在

Table 1 Operation conditions of three hollow cathodes in the rectification test

Case	Configuration	Gas flow rate/(mL/min)	Anode voltage/V	Discharge current/A	Operation mode and pume color
1	Orifice diameter:0.70mm	3	26.4	10	Plume, purple
2		4	23.1	10	Plume, purple
3		6	18.5	10	Spot, blue
4		7	18.7	10	Spot, blue
5	Orifice diameter:0.75mm	3	28.7	10	Plume, purple
6		4	24.5	10	Plume, purple
7		6	18.2	10	Spot, green
8		7	18.3	10	Spot, green
9	Orifice diameter:0.80mm	3	29.6	10	Plume, purple
10		4	25.5	10	Plume, purple
11		6	18.4	10	Spot, blue
12		7	18.5	10	Spot, blue

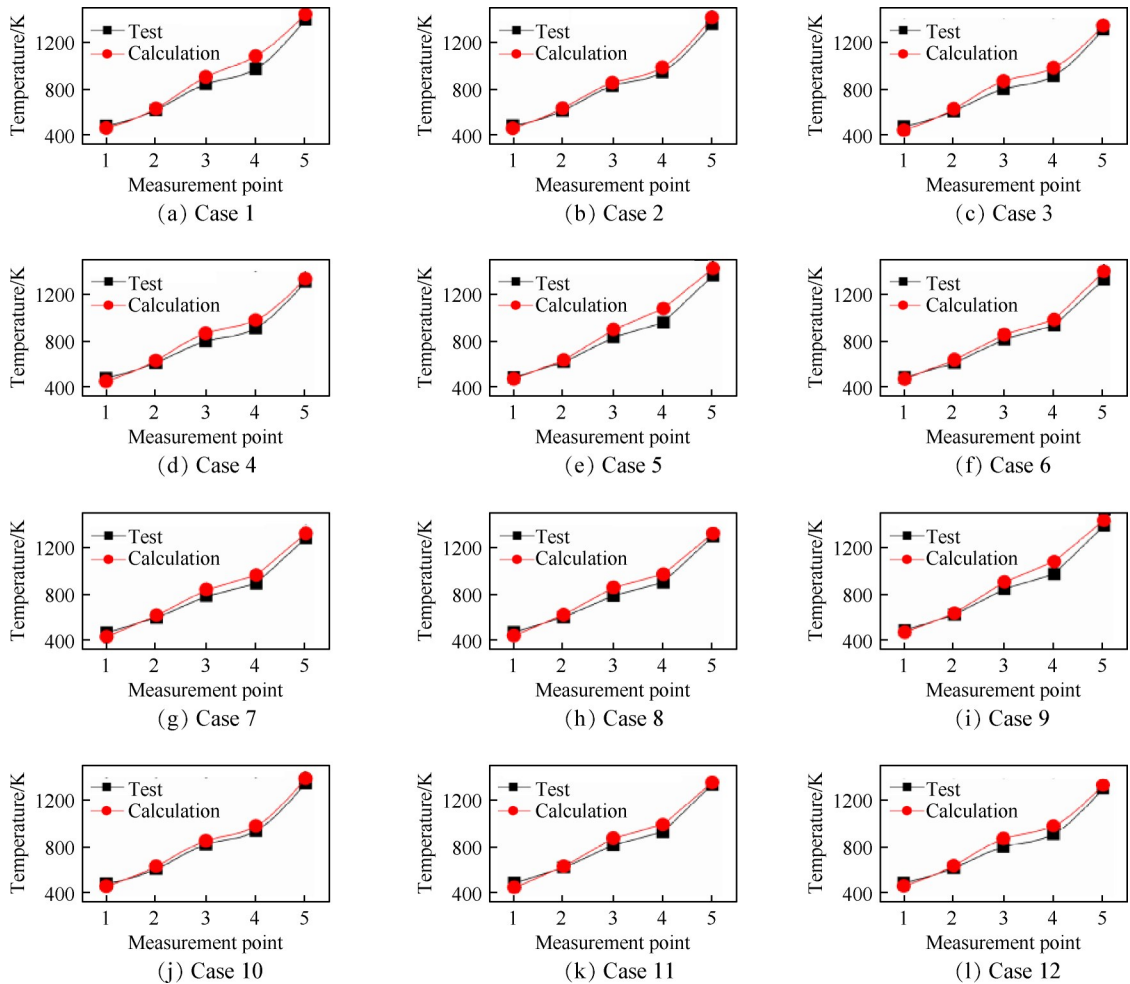


Fig. 6 Comparison of the test and the calculation results in 12 operation cases

2.3%~8.7%,如果考虑测量仪器的误差,那么,最大误差不超过11.3%;在定性的角度,试验结果与计算结果的变化趋势是基本一致的,可认为后文变化规律和机理的分析具有一定可信度。

3 计算结果与分析

本节主要针对两个问题进行研究:(1)不同气体流率下,发射体温度分布差异的原因;(2)对于阴极工程研制的热设计过程而言,阴极顶孔直径对发射热特性会有何影响。

图7给出阴极顶孔径为0.75mm,不同气体流率下的发射体区域温度分布的计算结果,该结果显示几点热特性:(1)羽状模型下(流率为3mL/min和4mL/min),发射体整体温度较点状模式(流率为6mL/min和7mL/min)高;(2)羽状模式下的发射体温度差异较点状模式高。关于第一个特性的机理已在Ira等^[2]以往的研究中有述,这里不再赘述。而第二个特性则是本文要进行研究的。考虑发射体的温度分布受热输入条件(主要为热流密度的输入)影响,图8进一步给出3个热输入表面(见图1)的热流密度分布。

图8给出3个热输入表面的热流密度分布,其中,工况6mL/min和7mL/min的结果比较接近,导致绿色和蓝色图线会有重合在一起的情况。根据图8的计算结果,对于表面1,不同气体流率下的热流密度分布整体变化不显著;而对于表面2和表面3,羽状模式下的热流密度则大幅度上升,明显高于点状模

式。这里,我们推测:热流密度分布的变化是 Xe^+ 离子轰击表面作用的体现,在羽状模式下, Xe^+ 离子对3个表面的轰击作用(尤其是表面3)应高于点状模式。进一步地,给出图9的计算结果。

图9为流场计算域中,每一秒发生的电离次数的分布云图以及 Xe^+ 离子从高密度电离区向3个表面的运动流线(黑色曲线)。计算结果表明,羽状模式下,核心电离区位置偏向下流,且区域较为发散,这使得离子有部分会流向表面2和3(主要是表面3);而点状模式下的情况则相反,离子流向表面2和3的程度明显降低。这种离子流向的变化直接导致了阴极顶表面(表面2和3)的热流密度变化:离子流向阴极顶表面越多,阴极顶位置的热流密度越高,发射体的温差将越大,该机理解释了图7计算结果的产生原因。这里,本文做进一步的分析,图9结果中电离区发散程度的影响机制为:羽状模式下的气体流率不足、中性气体背压较低、电子-原子碰撞概率较低,导致电离次数不够充足,为弥补电离不足的机制,阳极电压升高以增加更多区域的电子动能,因而电离区较为弥散,且靠近下游;而点状模式则不存在电离不足的机制,核心电离区则较为集中。

对于空心阴极的工程设计而言,发射体的温度分布差异应越小越好,这对于发射体的有效发射利用率有极大的帮助(当温差在100K时,高温区的电子发射能力要高于低温区50%以上),因此,本文继续研究优化发射体温差的设计方向。

在阴极正常工作时,一般都处于点状模式下,因

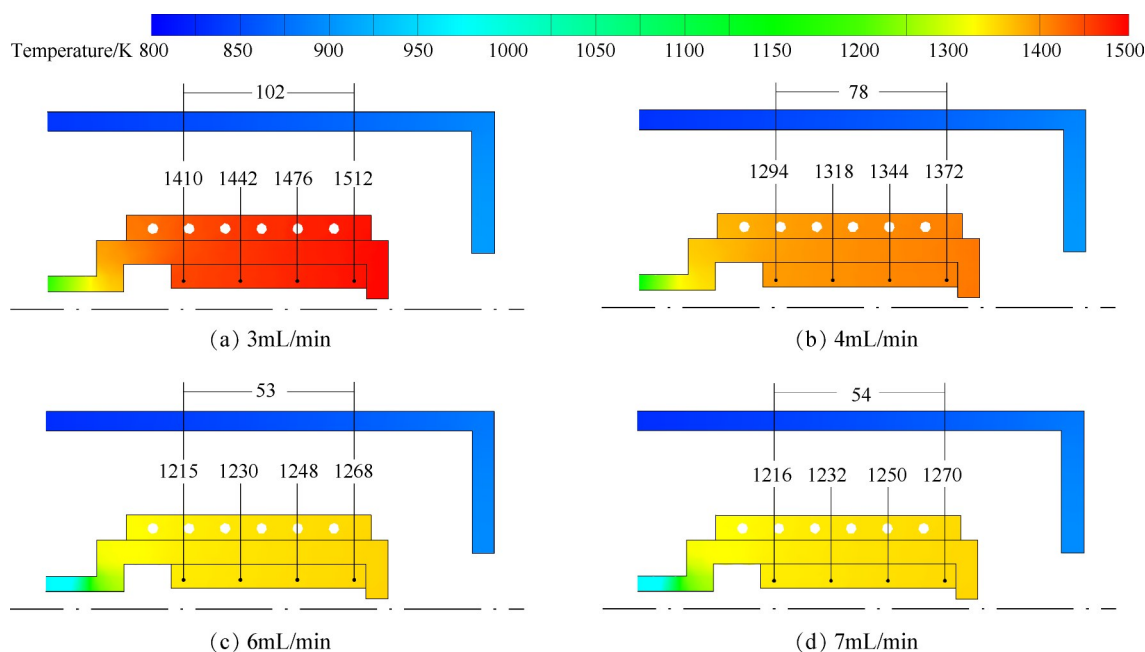


Fig. 7 Temperature distribution in the emitter region at different gas flow rates

此,下文研究对象主要针对点状模式下的工况。图 10 分别给出阴极顶孔径为 0.7mm 和 0.8mm 下的计算结果,当阴极顶孔径为 0.8mm 时,发射体的温差将降

至约 43K。

结合图 7 的计算结果,阴极顶孔径从 0.7mm 变化至 0.8mm 时,点状模式下,发射体温差分别约为 64K,

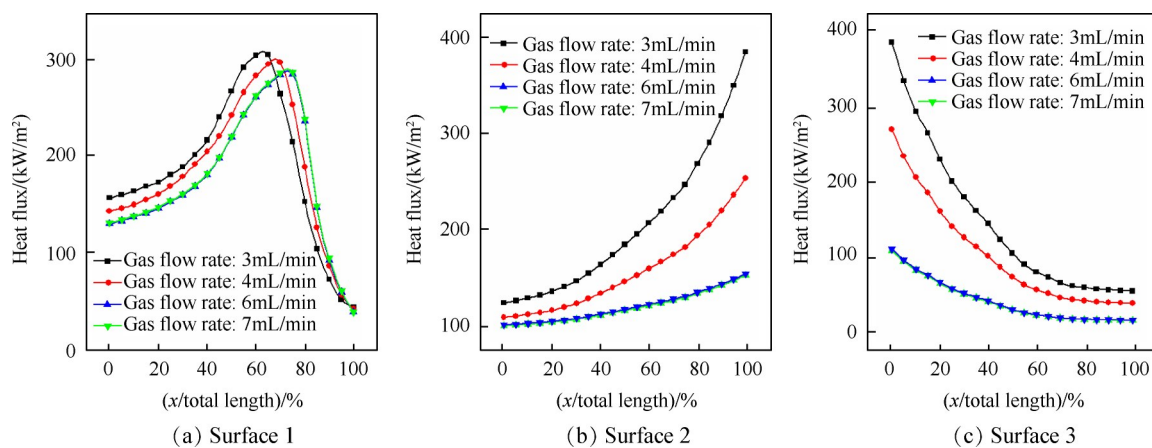


Fig. 8 Heat flux distribution on the 3 surfaces of thermal source to the emitter

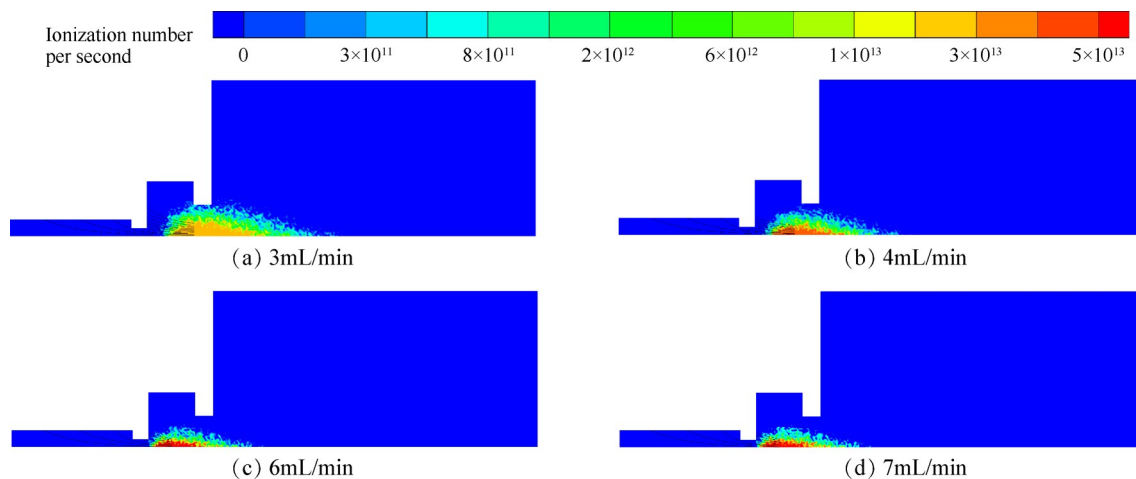


Fig. 9 Ionization number distribution and the flux line of ions in different operation cases (0.75 mm)

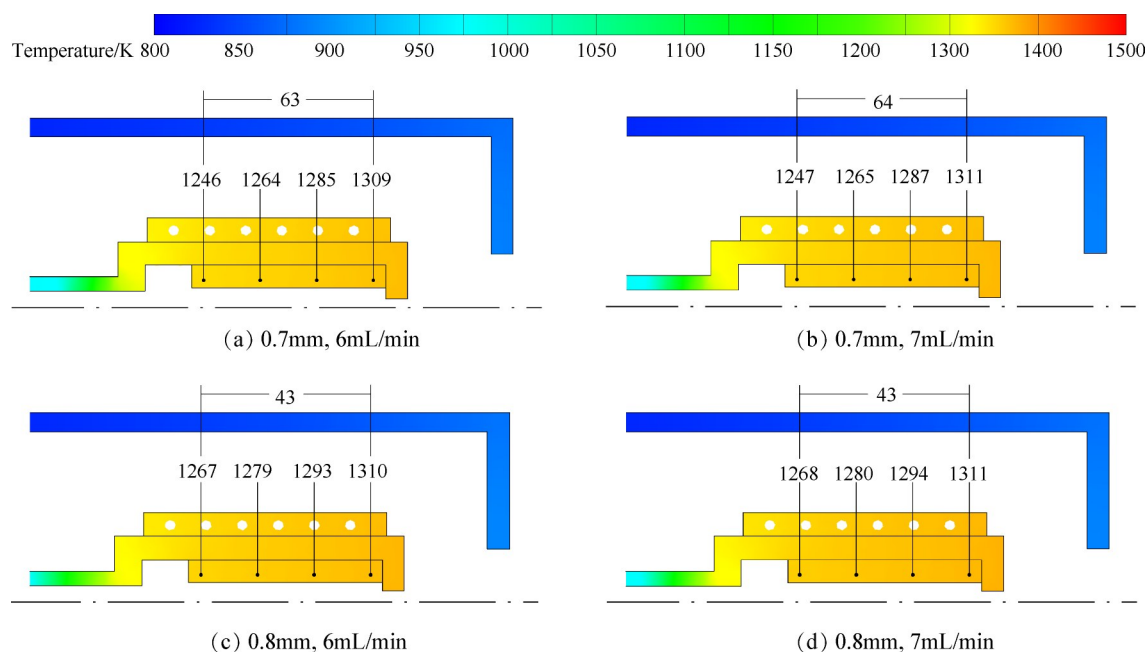


Fig. 10 Temperature distribution vs gas flow rate with two orifice diameters

53K和43K。根据前文已提出的机理,发射体温差的升高应与流向阴极顶表面的离子数量有关,为此,图11展示出两个阴极顶孔径工况下的电离区与离子运动流线,图11的结果显示:当阴极顶孔径较小时,有更多的离子无法进入发射体区域而与表面2或表面3碰撞(图11(a)),这会增加这两个表面的热流密度,从而增加发射体的温差,而对于孔径较大的情况(图

11(b))则恰好相反。

值得注意的是,虽然阴极顶孔径的增大会优化发射体的温差,对于提升发射体利用率及工作寿命都有帮助。但是,根据以往的研究结论^[3-4],阴极顶直径的过度增加也会引起阳极电压升高、能效降低,这是不利于阴极放电性能的因素。因此,应综合考虑上述影响机制,折中选取阴极顶孔径。

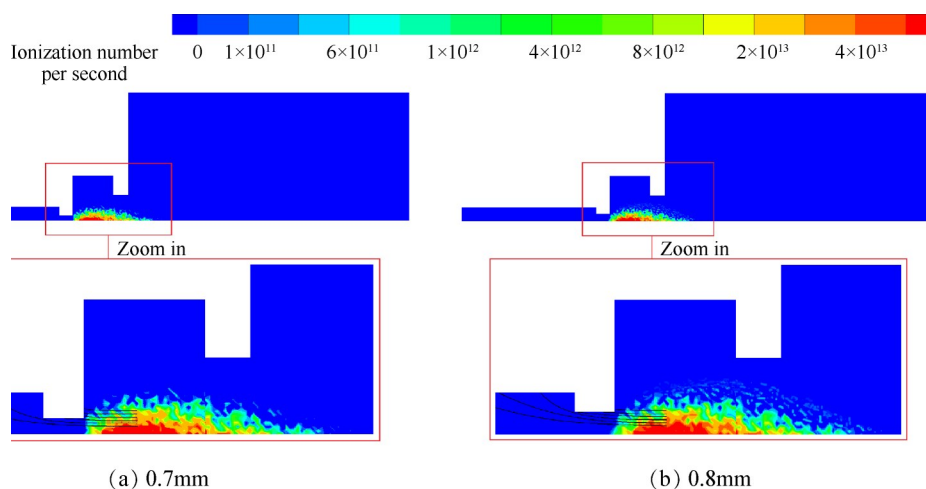


Fig. 11 Ionization number distribution and the flux line of ions at different orifice diameters (gas flow rate: 7mL/min)

4 结 论

本文利用流-热耦合模型对空心阴极的发射热特性进行了研究,主要结论为:

(1)空心阴极在羽状模式下的核心电离区较为发散、且靠近下游,使离子轰击阴极顶表面的作用得到增益,进而导致发射体温差较高,最大温差在100K以上,点状模式下的发射体温差一般比羽状模式低30K~50K。

(2)在阴极热设计中,增加阴极顶孔径会导致更多的离子进入发射体区域,降低离子对阴极顶表面的轰击,使点状模式下的发射体温差降低,是单独优化阴极发射热特性的设计方向,但若综合考虑发射体利用率、寿命与放电性能,应合理设计阴极顶孔径的尺寸。

参考文献

- [1] James E P, Dan M G, Ron W. Characterization of Hollow Cathode Performance and Thermal Behavior [R]. AIAA 2006-5150.
- [2] Ioannis G M, Ira K, Dan M G, et al. Theoretical Model of a Hollow Cathode Insert Plasma [R]. AIAA 2004-3817.
- [3] Jay P, Colleen M, Ben T, et al. Temperature Distribution in Hollow Cathode Emitters [R]. AIAA 2004-4116.
- [4] Vasyl M R, Miguel C I, Iryna A P. Possible Mechanisms of the Hollow Cathode Neutralizers Destruction [R]. AIAA 2005-4240.
- [5] Ira K, Ioannis G M, James E P, et al. Thermal Model of the Hollow Cathode Using Numerically Simulated Plasma Fluxes [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2007, 23 (3): 522-527.
- [6] Ira K, Ioannis G M, Dan M G, et al. Insert Heating and Ignition in Inert-Gas Hollow Cathodes [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, 36(5): 2199-2206.
- [7] Alexander D I, Igor G, Steve G. Thermal Profile of a Lanthanum Hexaboride Heaterless Hollow Cathode [C]. Atlanta: 35th International Electric Propulsion Conference, 2017.
- [8] Drobny C, Tajmar M, Wirz R. Development of a C12A7 Electride Hollow Cathode [C]. Atlanta: 35th International Electric Propulsion Conference, 2017.
- [9] Kohei K, Tatsuya K, Hisashi K, et al. 100A Class Hollow Cathode [C]. Hyogo-kobe: 34th International Electric Propulsion Conference, 2017.
- [10] Robert S, Eduardo A. Accuracy Improvements in a Hall Thruster PIC/Fluid Code [C]. Denver: 45th Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2009.

- [11] Szabo J J. Fully Kinetic Numerical Modeling of a Plasma Thruster [D]. *Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology*, 2001.
- [12] Szabo J J, Warner N, Martinez-Sanchez M, et al. Full Particle-In-Cell Simulation Methodology for Axisymmetric Hall Effect Thrusters [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(1): 197–208.
- [13] Emmanuelle S, Michelle K A, Mark A C. Wall Erosion in 2D Hall Thruster Simulations [C]. *Princeton: 29th International Electric Propulsion Conference*, 2005.
- [14] John T Y, Michael K, Iain D Boyd. An Investigation of Factors Involved in Hall Thruster Wall Erosion Modeling [R]. *AIAA* 2006–4657.
- [15] Langmuir I. The Nature of Adsorbed Films of Caesium on Tungsten, Part I: The Space Charge Sheath and the Image Force [J]. *Physical Review*, 1933, 43(4): 224–251.
- [16] 王平阳, 程惠尔, 谈和平. 半透明高温图层的内部辐射效应 [J]. *推进技术*, 2002, 23(1): 60–62. (WANG Ping-yang, CHENG Hui-er, TAN He-ping. Internal Radiation Effects in Semitransparent High-Temperature Coatings [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2002, 23(1): 60–62.)
- [17] 林祖伦, 王小菊. 阴极电子学(第一版) [M]. 北京: 国防工业出版社, 2013.

(编辑: 朱立影)