DOI:10.11918/202405025

基于发射光谱法监测小功率霍尔推力器通道侵蚀

习 薇[1],邹纫秋[2],郑博文[1],朱悉铭[1],宁中喜[1],贾军伟[3],于达仁[1]

(1.哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院,哈尔滨 150001;2.北京航天长征飞行器研究所,北京 100076;
3.北京东方计量测试研究所,北京 100094)

摘 要:分析霍尔推力器在工作过程中陶瓷通道壁的侵蚀特性,对评估霍尔推力器的性能和寿命具有重要意义。传统的侵蚀评价方法主要依靠对侵蚀深度的测量,这种方法耗时长、无法提供在线实时监测以及多工况监测。为此,首先,利用具备非侵入式、原位在线特点的发射光谱法对霍尔推力器工作过程中侵蚀情况进行监测,成功监测到硼原子信号。然后,利用先进光度法基于硼原子谱线与氙原子谱线比,以及基于氙原子碰撞辐射模型计算的电子温度,对不同工况下硼原子约化浓度进行计算。结果表明,硼的约化浓度随着质量流量和电压的增大而增大,而磁场强度对硼约化浓度的影响较复杂,还需进一步研究。采用发射光谱法和先进的光度法可以实时和原位高效地评估不同操作条件下航空航天设备的侵蚀特性,对深空探测和引力波探测等关键应用中推力器的设计和寿命优化等具有指导作用。

关键词:小功率霍尔推力器;发射光谱法;先进光度法;侵蚀产物浓度

中图分类号:V439 **文献标志码**:A **文章编号**:0367-6234(2025)05-0067-10

Monitoring channel erosion of low-power Hall thruster based on optical emission spectroscopy method

XI Wei[1], ZOU Renqiu[2], ZHENG Bowen[1], ZHU Ximing[1], NING Zhongxi[1], JIA Junwei[3], YU Daren[1]

(1. School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China;
2. Beijing Aerospace Long March Aircraft Research Institute, Beijing 100076, China;
3. Beijing Orient Institute of Measurement and Test, Beijing 100094, China)

Abstract: The analysis of the erosion characteristics of ceramic channel walls during the operation of Hall thruster is of great significance to evaluate the performance and lifespan of Hall thruster. Traditional erosion evaluation methods mainly rely on measuring the depth of erosion, which is time-consuming and unable to provide real-time online monitoring capabilities and multi-condition monitoring. Therefore, this paper uses non-invasive and in-situ online optical emission spectroscopy to monitor the erosion during the operation of the Hall thruster, and successfully detects the boron atom signal. Then, advanced actinometry method is used to calculate the boron atom reduced concentration under different working conditions based on the ratio of xenon atomic spectral line to boron atomic spectral line and the electron temperature calculated by xenon atomic collision radiation model. The results indicate that the reduced concentration of boron increases with the increase of mass flow rate and voltage, and the influence of magnetic field intensity on the boron atom reduced concentration is complex and requires further investigation. The use of emission spectroscopy and advanced photometry enables real-time and in-situ efficient assessment of erosion characteristics of aerospace equipment under different operating conditions, provideing guidance for the design and lifetime optimization of thrusters in key applications such as deep space exploration and gravitational wave detection.

Keywords: low-power Hall thruster; optical emission spectroscopy; advanced actinometry; erosion product concentration

近年来,大规模的卫星星座成为航天界发展的重点领域之一,随着小卫星技术和火箭回收技术的成熟,大规模星座建设的成本显著降低[1-5]。霍尔推力器以其推力功率比大、结构简单、可靠性高等优点得到应用[6-10]。霍尔推力器通道采用陶瓷材料制成的同心环形壁,高能离子对陶瓷壁的侵蚀是推

收稿日期:2024-05-10;**录用日期**:2024-06-26;**网络首发日期**:2024-08-08
网络首发地址:https://link.cnki.net/urlid/23.1235.T.20240808.1459.002
基金项目:国家自然科学基金(U22B2094)
作者简介:习 薇(1991—),女,博士研究生;朱悉铭(1984—),男,教授,博士生导师
通信作者:朱悉铭,zhuximing@hit.edu.cn

力器寿命的主要限制因素之一[11-13]。

典型评估霍尔推力器侵蚀过程的方法是将霍尔推力器置于地面真空舱内运行数周至数月,间断停机并测量通道壁面厚度的改变[14-15]。这样的实验既耗时又昂贵,且通常需要拆卸推力器,很容易造成推力器的损坏。另外,由于沉积速率和其他真空舱效应的不确定性,以及在表面几何测量中建立静态参考平面的困难,难以对结果进行进一步的分析,且难以获得通道壁面在不同工况条件下腐蚀速率的变化。为此,有学者利用光腔衰荡法、激光诱导荧光、发射光谱法等对霍尔推力器陶瓷通道的侵蚀开展了研究。文献[16]采用设计精度高的光腔衰荡法测量了霍尔推力器标称工况下通道壁面溅射产物,得到硼原子的数密度为 $6\times10^{14}\sim9\times10^{14}$ m^{-3}。文献[17]采用双束激光诱导荧光对霍尔推力器放电通道内外壁面和内磁极附近的等离子体速度进行了诊断,获得了轰击壁面的离子能量,并进一步评估了内外壁面的溅射侵蚀速率分别约为 1.3 μm/h 和 3.1 μm/h。然而,开发推力器的研究机构需要以有效和灵活的方式监测侵蚀特征,这更符合发射光谱方法的特点,而且光谱仪和光探测器(如光电倍增管)均已实现国产化,本课题组已用光栅光谱仪和光电倍增管实现了对阴极发射体侵蚀产物的诊断[18]。

研究人员已经开始使用发射光谱方法分析霍尔推力器运行过程中通道的侵蚀状况。文献[19]为美国国家航空航天局的推力器 BHT-200 开发了基于发射光谱的实时壁面腐蚀量监测方法,根据氮化硼陶瓷壁溅射的硼原子在羽流区的辐射强度来评估器壁烧蚀速率,以确定各种放电条件对推进器寿命的影响。文献[20]利用发射光谱法测量 SPT-100 和 PPS-1350 壁面侵蚀。实验的过程中主要测量氙原子、氙离子以及 B 原子的特征谱线,结合日冕模型和光量子假设,计算通道的相对侵蚀速率。文献[21]用激光诱导击穿光谱和发射光谱法测量 PPS100-ML 壁面侵蚀产物。同样地,根据日冕模型,用谱线比方法计算了相对侵蚀速率,将轮廓仪测量的烧蚀体积和光谱信号关联,实现了对发射光谱法的校准。然而,上述采用发射光谱法监测霍尔推力器通道侵蚀基于日冕模型,没有考虑亚稳态激发,没有量化侵蚀产物的密度。

传统光度法根据来自反应物质的光强与来自额外注入惰性气体的光强的比值(光度计)来量化反应物质的数密度,通过选择激发态相似的反应物,如可以用 Ar 作为光度计,用 Ar-I 750.4 nm 与 F-I 703.7 nm 的光强比,直接得到氟原子密度[22];将 2% 的氩气混合到氧射频放电中,利用 Ar-I 750.4 nm 与 O-I 777.2 nm、844.6 nm 得到氧原子的密度[23]。在这些场景中,由于所选择的激发态具有相近的能量,激发截面具有相同的形状,仅简单地通过测量氟原子或氧原子和氩原子谱线比以及氩原子密度就能知道氟或氧原子密度。在此过程中,电子温度的影响可忽略。文献[24]对传统光度法进行了发展,对电子能量分布函数进行测量和计算,得到了相应过程的速率系数,通过比较氧和氩原子谱线的强度进而求解了氧原子密度。然而,在该方法中氩原子和氧原子具有相近的激发能量。在大多数场景中,用作光度计的气体原子激发能与等离子体放电中工质原子的激发能相差很大,如本文的霍尔推力器中常用工质氙和侵蚀产物硼原子,氙原子的激发能(10~13 eV)大于硼原子的激发能(5 eV),必须考虑电子温度的影响,且在本文中硼原子密度远小于氙原子密度,则前述方法不再适用,需要开发一种具有更加普适性、灵活的光度法来计算所需产物的浓度。

本文基于发射光谱法研究了霍尔推力器工作过程中通道侵蚀,并开发了一种先进的光度法测定不同工况下硼原子的浓度。首先,通过考虑跃迁过程中的动态行为,基于所选择的氙原子能态建立了氙原子碰撞辐射模型(C-R 模型)以及仅考虑基态激发的硼原子日冕模型。电子温度由 Xe 原子建立的 C-R 模型确定。利用 B 原子的日冕模型和选择的 B-I 和 Xe-I 谱线比,以及由 Xe 原子的 C-R 模型获得的电子温度,开发了先进的光量法,确定了侵蚀过程中硼原子浓度。最后,讨论了气流、电压、励磁电流对侵蚀特性的影响。

1 实验方法

本节介绍了发射光谱法和先进光度方法,包括建立的氙原子碰撞辐射模型和硼原子日冕模型、基于谱线比开发的先进光度法。

1.1 氙原子碰撞辐射模型和硼原子日冕模型

首先建立氙原子碰撞辐射模型和硼原子日冕模型,模型中使用 B 样条 $\boldsymbol{R}$ 矩阵方法计算的电子碰撞截面[25-26]描述氙和硼的激发过程。模型中考虑氙原子 $5p^6$, $5p^5 6s$, $5p^5 6p$, $5p^5 5d$ 组态和硼原子 $2s^2 2p$, $2s^2 3s$ 组态的能级,本文诊断所使用的主要能级是氙原子 $5p^5 6p$ 和硼原子 $2s^2 2p$、$2s^2 3s$,对应的能级表如表 1、2 所示。

氙原子碰撞辐射模型考虑的物理过程有电子碰撞激发、电子碰撞电离、离子碰撞激发、自发辐射等过程,氙原子激发态的产生和损失速率平衡方程如表 3 中式(1)所示。氙原子碰撞辐射模型的建模过

程和实验验证在文献[27 – 28]中有详细的介绍，这里不展开。由于霍尔推力器通道出口(近场羽流区)硼原子密度远远低于氙原子密度，且电子温度低于 10 eV，接近稀薄等离子体放电状态，用日冕模型描述硼的反应过程。硼原子日冕模型中激发态密度见式(2)，每项具体介绍见表 3。式(2)中，基态密度由仿真得到，电子密度和速率系数由氙原子碰撞辐射模型可得到，代入就能求解激发态密度。得到能级的原子激发态密度，再利用激发态密度和跃迁过程的爱因斯坦系数计算得到各个跃迁过程所辐射谱线的光强。这样由日冕模型得到了谱线的理论光强，将理论光强和光谱仪测量的谱线强度比较，并参考 NIST[29] 提供的参考光强，确认本文需要的关键原子线。

表 1　模型中考虑的氙原子 6p 能级

Tab. 1　Inclusion of xenon atom 6p energy level in the model

能级	光谱项	角动量	能量/eV	NIST 编号	波长/nm
$5p^5(^2P^o_{3/2})6p$	$^2[5/2]$	3	9.721	8	881.9
	$^2[5/2]$	2	9.686	7	904.6, 992.3
	$^2[3/2]$	2	9.821	10	823.2, 895.2
	$^2[3/2]$	1	9.789	9	980.0
	$^2[1/2]$	1	9.580	6	840.9, 916.3
	$^2[1/2]$	0	9.933	13	828.0
$5p^5(^2P^o_{1/2})6p$	$^2[3/2]$	2	11.055	34	834.7
	$^2[3/2]$	1	10.958	24	820.6, 893.1
	$^2[1/2]$	1	11.069	36	764.2, 826.7
	$^2[1/2]$	0	11.141	38	788.7

表 2　模型中考虑的硼原子能级

Tab. 2　Boron atomic level in the model

能级	光谱项	角动量	能量/eV	NIST 编号	波长/nm
$2s^23s$	^2S	1/2	4.964	6	249.7, 249.8
$2s^22p$	$2P^o$	1/2	0		
	$2P^o$	3/2	0.002		

1.2　先进光度法

在碰撞辐射模型的基础上，通过求解表 3 中式(4) ~ (13)，开发一种先进的光度法来确定硼原子的浓度。方程(4) ~ (6)中 I_1、I_2、I_3 表示实验测量选定的 3 根氙原子光强，Xe-I 881.9 nm 和 Xe-I 823.2 nm 是亚稳态激发，Xe-I 828.0 nm 是基态直接激发，考虑亚稳态激发和基态直接激发的光强表达式分别见式(4)、(5)和(6)。式中，n 表示数密度，下标 e、m、g 分别代表电子、亚稳态和基态，β 代表能级跃迁分支比，含义是某一跃迁的爱因斯坦系数与从同一高能级跃迁的爱因斯坦系数和的比值，此参数通过 NIST 可得。联立方程(4) ~ (6)即 Xe-I 881.9 nm 和 Xe-I 823.2 光强比、Xe-I 823.2 nm 和 Xe-I 828.0 nm 光强比能得到谱线比(式(7)、(8))，其中，根据式(3)σ 为对应能级截面，即前述提到的由文献[25 – 26]可得；υ 为电子速度，表达式为 $(2E_e/m)^{1/2}$，这里 E_e 和 m 为电子能量和质量；$g_e(E_e)$为电子能量分布函数，根据文献[30]在霍尔羽流区电子能量分布函数符合麦克斯韦分布，即 $g_e(E_e) \sim e^{(E_e/T_e)}$，由此式(3)中速率系数 Q 为电子温度的函数。这样式(7)、(8)中谱线比可表示为电子温度的函数。此外，式(7)、(8)中将亚稳态原子密度与基态原子密度的比值作为另一个未知数，即将式(8)变换形式为式(9)，将式(9)代入式(8)得到式(10)，I_1、I_2、I_3 由光谱仪测量可直接确定 R_1、R_2，这样式(10)中仅含有一个未知量即电子温度能被确定。

本文中使用多根氙原子线计算了电子温度，由此计算速率系数，最后利用选择的硼原子和氙原子谱线光强比基于先进光度法求解了侵蚀产物浓度。即由 B-I 249.8 nm 和 Xe-I 828.0 nm 光强的表达式(11)、(12)，联立求解得到式(13)，该式中 B-I 249.8 nm 和 Xe-I 828.0 nm 光强由光谱仪测量得到，并用卤钨灯对光谱测量系统的响应进行了标定；速率系数Q_B 和Q_{Xe}由式(4) ~ (10)求得的电子温度确定；β_{Xe}和β_B 表示直接激发的 Xe-I 和 B-I 发射谱线对应的辐射跃迁过程分支比，由 NIST 查表可得。式(13)为最终得到的先进光度法的关键方程，C 为调节因子，表达式为 $\beta_B Q_B(T_e)/\beta_{Xe} Q_{Xe}(T_e)$。由于前面提到已经确认了电子温度，这里能直接得到速率系数的具体值，并且可以使用模拟方法计算氙原子密度。因此，式(13)中仅有的一个未知量即硼原子浓度被确定。由于氙原子的激发能大于硼原子的激发能，需要考虑电子温度的影响，基于此建立硼原子与氙原子谱线比的先进光度法计算侵蚀产物浓度具有普适性和灵活性，并结合正在开发的侵蚀产物监测软件，研发推力器机构根据采集的光谱能在线实时快速对侵蚀产物浓度进行诊断，进而指导推力器的设计优化。

硼原子浓度受光纤采集位置和采集方向等影响，引入硼的参考浓度 n_{refer}。重在研究不同工况下霍尔推力器通道侵蚀特性，参考浓度带来的不确定性分析见 4.2 节。本文参考浓度取 4.5×10^{-8} mol/L。这样根据式(13)得到的硼原子浓度除以参考浓度就是约化浓度 $n_{reduced}$。后文用硼的约化浓度研究气流、电压、磁场强度对侵蚀产物的影响。

表 3 侵蚀产物浓度计算公式

Tab. 3 Formula for calculating concentration of erosion products

编号	公式	参数
(1)	$\sum_{y\neq x} R_{y\to x}^{\mathrm{col}} + \sum_{y>x} R_{y\to x}^{\mathrm{rad}} + \sum_{y<x} R_{y\to x}^{\mathrm{abs}} = \sum_{y\neq x} R_{x\to y}^{\mathrm{col}} + \sum_{y<x} R_{x\to y}^{\mathrm{rad}} + \sum_{y>x} R_{x\to y}^{\mathrm{abs}} + R_x^{\mathrm{diff}}$	R 为不同过程反应速率,上角标 col、rad、abs、diff 表示电子碰撞激发、辐射、自吸收和扩散过程
(2)	$n_{\mathrm{p}} = n_{\mathrm{g}}\, n_{\mathrm{e}}\, Q_{\mathrm{g}\to\mathrm{p}}$	n_{p} 为激发态密度,n_{g} 为基态原子密度,n_{e} 为电子密度,$Q_{\mathrm{g}\to\mathrm{p}}$ 为速率系数,见式(3)
(3)	$Q_{\mathrm{g}\to\mathrm{p}}^{\mathrm{e}} = \int_0^{\infty} \langle \sigma_{y\to x}^{\mathrm{e}}(E_{\mathrm{e}})\upsilon \rangle\, g_{\mathrm{e}}(E_{\mathrm{e}})\,\mathrm{d}E_{\mathrm{e}}$	σ 为氙原子或硼原子截面[25-26],g_{e} 为电子能量分布函数,E_{e} 和 υ 为电子能量和速度
(4)	$I_1 = (n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{m}} \cdot Q_{\mathrm{m}\to 1} + n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{g}} \cdot Q_{\mathrm{g}\to 1}) \cdot \beta_1$	I_1 为 Xe-I 881.9 的光强,n_{m} 为亚稳态原子密度,Q 为速率系数,β_1 为跃迁过程分支比
(5)	$I_2 = (n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{m}} \cdot Q_{\mathrm{m}\to 2} + n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{g}} \cdot Q_{\mathrm{g}\to 2}) \cdot \beta_2$	I_2 为 Xe-I 823.2 nm 的光强
(6)	$I_3 = (n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{g}} \cdot Q_{\mathrm{g}\to 3}) \cdot \beta_3$	I_3 为 Xe-I 828.0 nm 的光强
(7)	$R_1 = \dfrac{I_1}{I_2} = \dfrac{\frac{n_{\mathrm{m}}}{n_{\mathrm{g}}} \cdot Q_{\mathrm{m}\to 1} + Q_{\mathrm{g}\to 1}}{\frac{n_{\mathrm{m}}}{n_{\mathrm{g}}} \cdot Q_{\mathrm{m}\to 2} + Q_{\mathrm{g}\to 2}}$	R_1 为 I_1/I_2 谱线比
(8)	$R_2 = \dfrac{I_2}{I_3} = \dfrac{n_{\mathrm{m}}}{n_{\mathrm{g}}} \cdot \dfrac{Q_{\mathrm{m}\to 2}}{Q_{\mathrm{g}\to 3}} + \dfrac{Q_{\mathrm{g}\to 2}}{Q_{\mathrm{g}\to 3}}$	R_2 为 I_2/I_3 谱线比
(9)	$\dfrac{n_{\mathrm{m}}}{n_{\mathrm{g}}} = \left(R_2 - \dfrac{Q_{\mathrm{g}\to 2}}{Q_{\mathrm{g}\to 3}}\right) \cdot \dfrac{Q_{\mathrm{g}\to 3}}{Q_{\mathrm{m}\to 2}}$	式(8)变换形式
(10)	$R_1 = \dfrac{I_1}{I_2} = \dfrac{\left(R_2 - \frac{Q_{\mathrm{g}\to 2}}{Q_{\mathrm{g}\to 3}}\right) \cdot \frac{Q_{\mathrm{g}\to 3}}{Q_{\mathrm{m}\to 2}} \cdot \frac{Q_{\mathrm{m}\to 1}}{Q_{\mathrm{g}\to 1}} + 1}{\left(R_2 - \frac{Q_{\mathrm{g}\to 2}}{Q_{\mathrm{g}\to 3}}\right) \cdot \frac{Q_{\mathrm{g}\to 3}}{Q_{\mathrm{g}\to 1}} + \frac{Q_{\mathrm{g}\to 2}}{Q_{\mathrm{g}\to 1}}}$	式(9)代入式(8)
(11)	$I_{\mathrm{B}} = (n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{B}} \cdot Q_{\mathrm{B}}) \cdot \beta_{\mathrm{B}}$	I_{B} 为 B-I 249.8 nm 的光强,β_{B} 为直接激发 B-I 谱线对应的辐射跃迁分支比
(12)	$I_{\mathrm{Xe}} = (n_{\mathrm{e}} \cdot n_{\mathrm{Xe}} \cdot Q_{\mathrm{Xe}}) \cdot \beta_{\mathrm{Xe}}$	I_{Xe} 为 Xe-I 828.0 nm 的光强
(13)	$R = \dfrac{I_{\mathrm{B}}}{I_{\mathrm{Xe}}} = C \cdot \dfrac{n_{\mathrm{B}}}{n_{\mathrm{Xe}}}$	$\frac{n_{\mathrm{B}}}{n_{\mathrm{Xe}}}$ 为硼原子浓度,C 为调节因子
(14)	$C_{\mathrm{reduced}} = C_{\mathrm{B}}/C_{\mathrm{refer}}$	C_{refer} 为参考浓度,C_{reduced} 为约化浓度

2 实验装置

使用的霍尔推力器是本团队开发的 HT-40 小功率推力器。HT-40 可以在 200 ~ 300 V 的放电电压和 50 ~ 250 W 功率下工作。HT-40 放电通道由氮化硼制成,外径为 4.0 cm,内径为 2.2 cm,通道深 2 cm。空心阴极是一个自持的阴极,安装在推进器的顶部,阴极出口面向等离子体羽流。整个实验过程中,阴极工况不变。推力器和阴极工作中参数见表 4。

表 4 实验设备

Tab. 4 Laboratory equipment list

设备	参数	工作条件
真空罐	推力器工作时气压	$<2\times10^{-2}$ Pa
流量计	CS200 0.4-20 $\times10^{-7}$ kg/s(Xe)精度为 0.5%	(4 ~ 10) $\times10^{-7}$ kg/s
	CS200 0.4-10 $\times10^{-7}$ kg/s(Xe)精度为 0.5%	2 $\times10^{-7}$ kg/s
直流源	汉晟普源方块电源分辨率为 1 mA/100 mV 阳极电源为 300 V,电流为 2 A 励磁电源为 30 V,电流为 10 A 加热电源为 30 V,电流为 10 A 触持电源为 500 V,电流为 1 A	根据用途选择
光谱仪	高灵敏度光谱仪,可实现 0.05 nm 分辨率	200 ~ 1 000 nm
相机	帧间时间 <500 ns	倍增设置 5 ~ 50
法拉第探针	自制,收集极 4 mm, 分辨率为 5 μA	屏蔽极和收集极 -24 V
阻滞势分析仪(RPA)	自制四栅网探针,分辨率为 1 eV	离子能量扫描栅 0 ~ 500 V 电子排斥和抑制栅 -24 V

实验在地面真空舱内进行，真空舱配有一台机械泵和两台分子泵。将推力器系统放置于真空舱内的后部，且推力器轴线与舱轴线平行，以减小等离子体羽流与舱壁相互作用对推力器运行的影响。霍尔推力器和阴极使用的工作气体为纯度为 99.999 9% 的氙气，氙气的流量由高精度质量流量计控制。

利用光学探针测量推力器出口的发射光谱，如图 1 所示。光学探头对准内通道壁面，与推力器轴线呈 70°，径向距离推力器轴线 6 cm，轴向距离推力器出口平面 3 cm。为了防止污染溅射损坏光学探头，在探头前放置透紫外的石英玻璃。通过调节励磁电流、质量流量、放电电压，使用光栅光谱仪配套 ICCD 光探测器采集发射光谱。实验中首先通过光谱仪的扫描模式进行全谱扫描，倍增 5，积分时间为 20 ~ 70 ms。对于其他强度较弱的谱线，如能量较高的 Xe-II 谱线和本工作感兴趣的 B-I 谱线，由于其浓度较低，在扫谱模式下的低倍增和积分时间下无法检测到。B-I 线的监测基于“中心波长模式”，倍增 50，积分时间为 1 000 ~ 3 000 ms。根据所选择的中心波长，该模式覆盖的波长范围为 20 nm。在这种模式下，可以通过设置高倍积和较长的积分时间来检测硼原子光强。在整个光谱测量过程中光纤探头位置不变，采集时间约 21 h。光谱采集完成后取出光纤探头前的石英玻璃，结构完好。

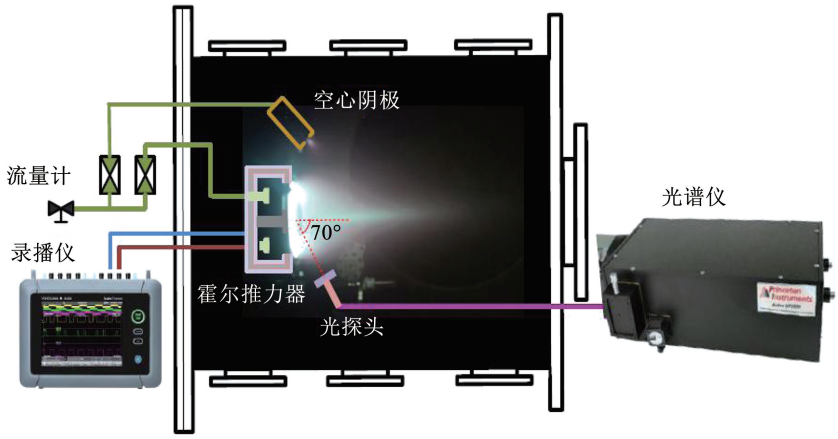


图 1　实验装置示意

Fig. 1　Schematic diagram of experimental apparatus

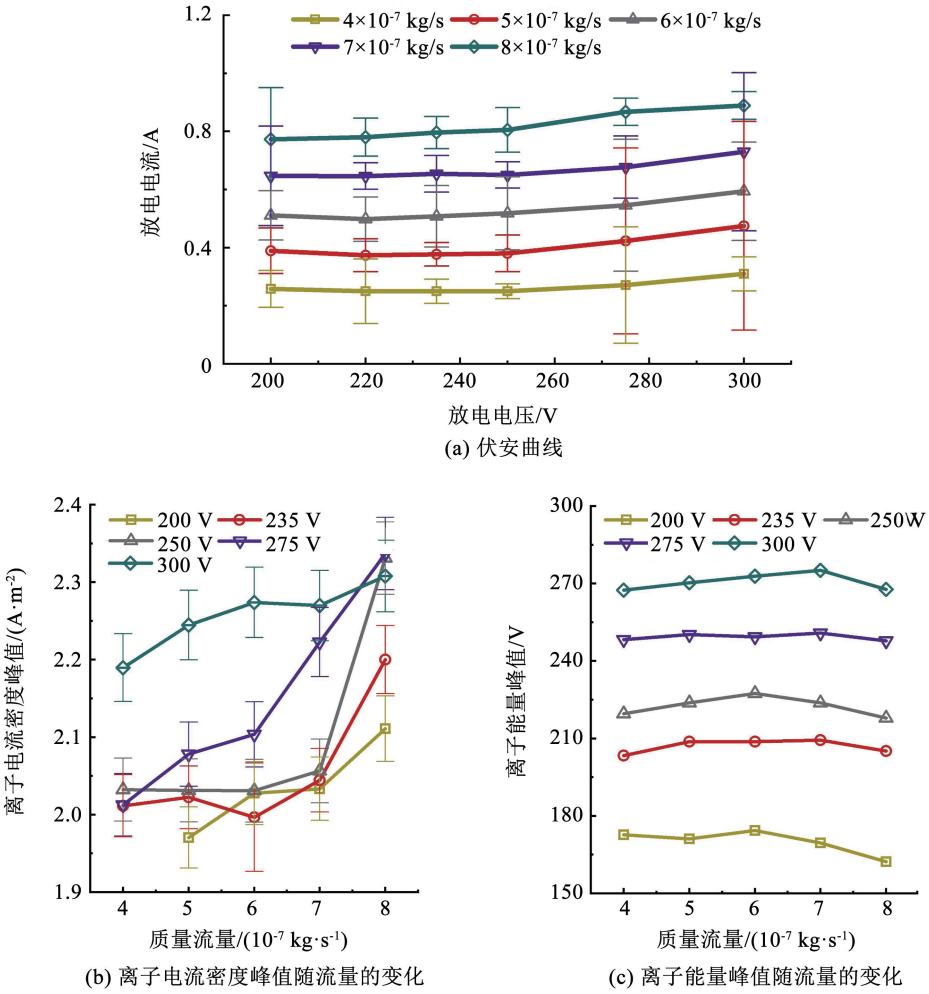
此外，法拉第探针和阻滞势分析仪（RPA 探针）被应用于电推进器中，实现对离子电流密度、离子能量等参数的测量[31-32]，探针电路以及诊断方法见文献[31-32]。自制的 RPA 探针放于推力器羽流下游、距离推力器出口平面 31 cm，RPA 探针轴线与推力器轴线重合。自制的法拉第探针收集极直径为 4 mm，放置于一维电机上进行直线扫描，同样地放置于羽流下游，垂直距离推力器出口平面 8.5 cm，初始扫描位置径向距离推力器轴线 26 cm，通过在收集极连接电阻和滤波电路并移动电机进行离子电流密度、羽流发散半角等参数的测量。

3　实验结果

首先，利用电学探针监测霍尔推力器的放电特性，作为分析陶瓷通道侵蚀特性的支撑。其次，讨论了霍尔推力器陶瓷通道硼原子浓度随励磁电流、气流、放电电压的变化，以评估该推力器的性能和腐蚀特性。

3.1　小功率霍尔推力器放电特性

为研究放电电压、阳极质量流量以及磁场强度对通道侵蚀的影响，设计放电电压为 200 ~ 300 V，阳极质量流量为 $(4 \sim 8) \times 10^{-7}$ kg/s，内励磁电流为 3.33 ~ 5 A，外励磁电流为 2 ~ 3 A。在霍尔推力器工作过程中阴极工况不变。图 2(a) 为内励磁电流为 5 A、外励磁电流为 3 A 时，不同气流下的伏安特性曲线，推力器工作在 50 ~ 270 W。图中的误差棒为放电电流的标准方差。结果显示，该推力器在较高电压（放电电压大于 250 V）、较低流量（阳极流量为 4×10^{-7}、5×10^{-7} kg/s）时电流振荡幅值较大，推力器处于振荡放电模态；当电压在 200 ~ 250 V 的不同流量下推力器能实现稳定放电。图 2(b)、(c) 分别为离子电流密度峰值、离子能量峰值在不同电压下随阳极流量的变化。图 2(b) 中误差棒是同样工况下测量 3 次求的标准差。由图 2(b) 可以看出：离子电流密度峰值随阳极流量增加而增加；当固定磁场强度和质量流量，离子电流密度峰值整体随放电电压增大而增大；当固定电压，离子能量峰值随流量变化不明显。



(a) 伏安曲线

(b) 离子电流密度峰值随流量的变化

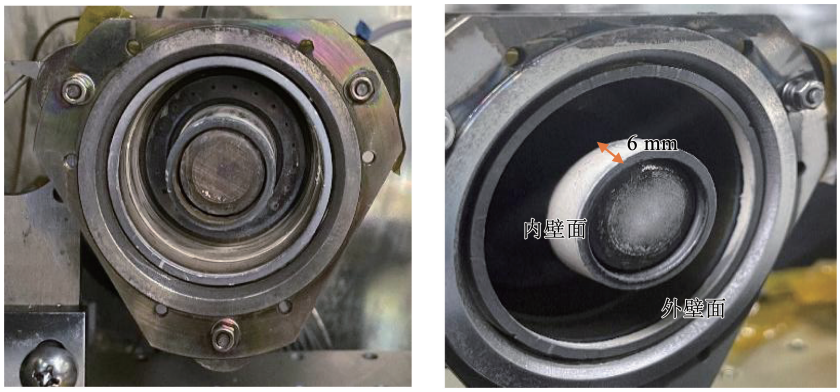
(c) 离子能量峰值随流量的变化

图 2 霍尔推力器放电参数

Fig. 2 Discharge parameters of Hall thrusters

3.2 不同工况下硼原子和氙原子光强变化

霍尔推力器放电过程中离子轰击陶瓷壁面会造成特有的“腐蚀带”现象,图 3(a)为推力器工作前形貌,图 3(b)为推力器工作 40 h 后内外陶瓷壁面的腐蚀情况。可以明显地看到存在腐蚀带和覆膜区,且通道内壁面腐蚀带比外壁面腐蚀带宽,分别为 6 mm 和 2 mm,这与文献[17]观察的现象一致。由于内壁面陶瓷侵蚀带宽,侵蚀量高,将光纤固定对准内壁面并与推力器轴线呈 70°放置,以验证提出的先进光度法测量侵蚀产物浓度的高效性和准确性。后续会测量侵蚀产物的空间分布包括外壁面的侵蚀特性。



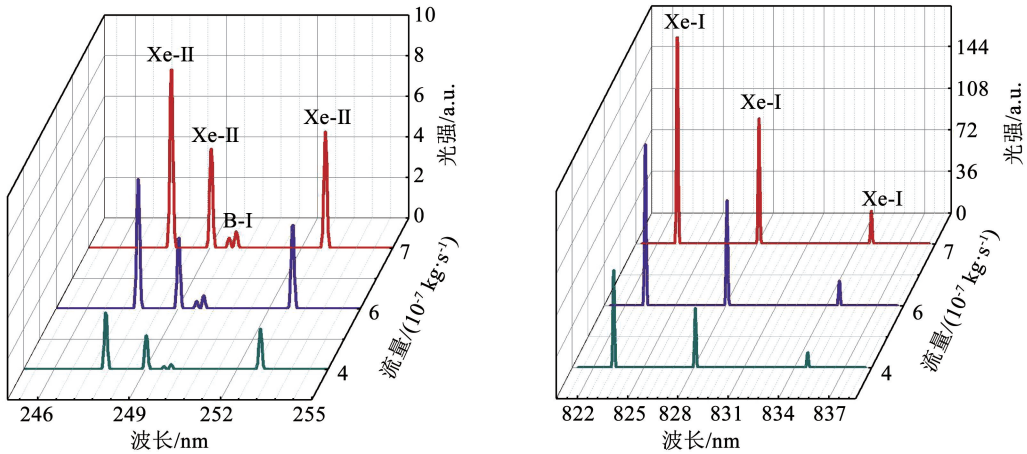
(a) 工作前 (b) 40 h后

图 3 霍尔推力器工作前和 40 h 后的陶瓷内外壁面形貌

Fig. 3 Surface morphology of ceramic inner and outer walls before and 40 h after Hall thruster operation

根据上述光纤布置以及光谱仪两种模式采集发射谱线，得到本文确认谱线的光强。利用光谱仪“中心波长模式”中将波长设置成 235 nm 或者 820 nm采集的光谱如图 4 所示，光谱仪倍数为 50，积分时间为 60 ~ 1 000 ms，该模式覆盖的波长范围为 20 nm。对照 NIST 数据库[29]，当中心波长为 250 nm时，该区域主要包含 Xe-II 247.6 nm、248.9 nm、252.7 nm 和 B-I 249.7 nm、249.8 nm 的谱线；中心波长为 830 nm 时，该区域主要包含 Xe-I 823.2 nm、828.0 nm、834.7 nm 谱线。为了观察硼和氙原子等谱线发射强度的变化，改变阳极质量流量、放电电压等参数测量了不同波段的发射光谱。根据谱线辨识方法，选取硼原子的关键谱线 249.6 nm、249.7 nm，氙原子谱线 823.2 nm、828.0 nm、881.9 nm，通过在不同参数条件下提取这些谱线的光强，并除以增益、积分时间以及光谱仪的响应得到硼原子和氙原子部分光强图，如图 5、6 所示，图中的误差棒是用光谱仪的“中心波长模式”对同一工况下的光谱进行 10 次采集求的方差，能看到光强波动约 8%。

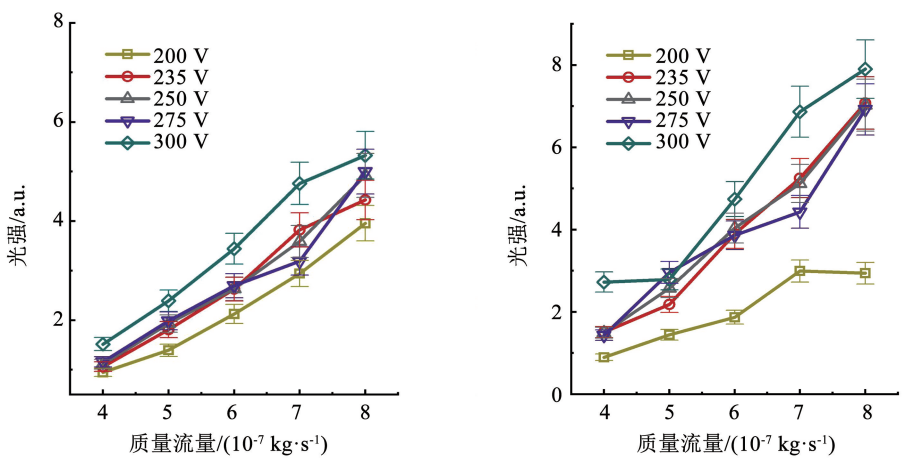
图 5、6 为在外线圈励磁为 3 A、内线圈励磁为 5 A时，不同质量流量和放电电压下 B-I 249.7 nm、249.8 nm 和 Xe-I 823.2 nm、828.0 nm 光强的变化。由图 5、6 可以看出，随着阳极流量从 4×10^{-7} kg/s 增加到 8×10^{-7} kg/s，B-I 249.7 nm、249.8 nm 和 Xe-I 823.2 nm、828.0 nm 光强随质量流量呈线性增加，这与文献[17,33]报道的硼谱线光强随阳极流量的变化趋势一致。还可以看出当外线圈励磁为 3 A、内线圈励磁为 5 A 时，固定质量流量，改变放电电压，B-I 249.7 nm、249.8 nm 和 Xe-I 823.2 nm、828.0 nm 光强随放电电压的增高整体呈增大趋势，这与文献[17]中的变化规律一致。图 6(a)、(b)中电压 250 V 以及图 6(b)中电压 300 V，气流为 8×10^{-7} kg/s 时 Xe-I 823.2 nm、828.0 nm 光强比 7×10^{-7} kg/s 稍低，原子谱线光强的减小意味着原子密度减小，这可能是因为气流增大引起电子温度降低，也有可能是因为光谱仪和 ICCD 测量噪声引起。



(a) 235 nm　　(b) 820 nm

图 4　中心波长 235 nm 和 820 nm 范围内的发射光谱

Fig. 4　Set a spectral line with a central wavelength of 235 nm and 820 nm



(a) B-I 249.7 nm　　(b) B-I 249.8 nm

图 5　B-I 249.7 nm 和 249.8 nm 光强随参数的变化

Fig. 5　B-I 249.7 nm and 249.8 nm variation of intensity with parameters

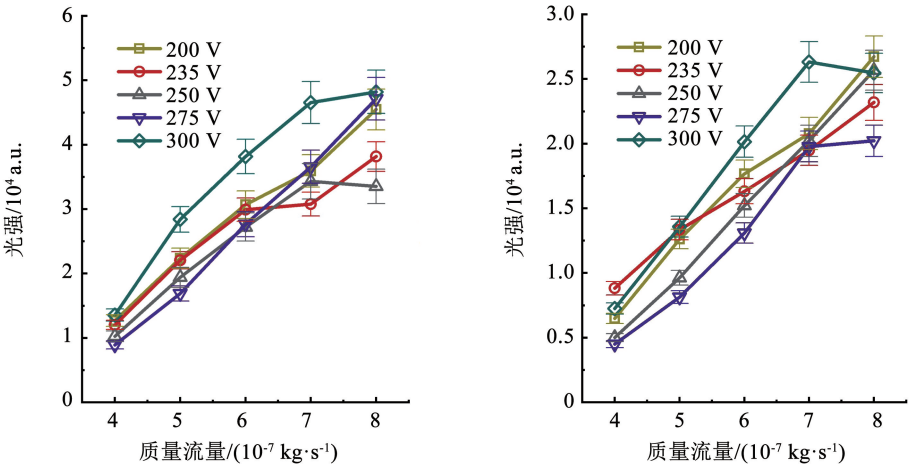


图 6 Xe-I 823.2 nm 和 828.0 nm 光强随参数的变化

Fig. 6 Xe-I 823.2 nm and 828.0 nm variation of intensity with parameters

3.3 不同工况下硼原子约化浓度变化

图 7 为当外线圈励磁为 3 A、内线圈励磁为 5 A 时,硼原子约化浓度结果。可以看出,随着阳极质量流量增大,硼原子约化浓度增大。不难理解,更大的质量流率会造成轰击壁面的离子数增加,最终溅射侵蚀增强。当电压为 200 ~ 300 V 时,硼原子浓度整体随放电电压的增大而增大,说明放电通道的侵蚀加剧。当电压为 200 V,质量流量从 4×10^{-7} kg/s 增加到 8×10^{-7} kg/s,硼原子约化浓度从 0.66 增加到 1.65,变化了 2.5 倍;当电压为 300 V,质量流量从 4×10^{-7} kg/s 增加到 8×10^{-7} kg/s,硼原子约化浓度从 2.27 增加到 6.98,变化了 3.07 倍。

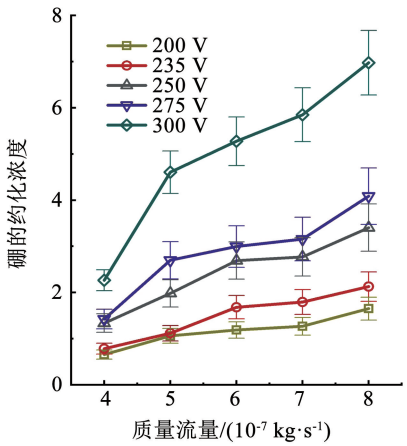


图 7 霍尔陶瓷通道硼约化浓度随气流和电压的变化

Fig. 7 Variation of boron reduced concentration with mass flow and voltage in Hall ceramic channel

为了观察硼的发射强度与磁场强度的关系,将推力器内外线圈的电流分别等比例调节,内励磁电流为 3.33、4.25、5 A,分别记为编号 1、2、3,对应图 8 中的横轴,外励磁电流从 2 A 增加到 3 A。图 8(a)、(b)分别为当阳极流量为 5×10^{-7}、6×10^{-7} kg/s 时硼的约化浓度随磁场强度的变化,可以看出,当内励磁电流为 3.33、4.25 A,外励磁电流为 2、2.4 A 时,硼的约化浓度变化很小,而当内励磁电流升至 5 A、外励磁电流为 3 A 时,硼的约化浓度变化剧烈。对于阳极流量为 6×10^{-7} kg/s,电压为 275 V,当内励磁电流从 4 A 增大到 5 A,硼的约化浓度从 2.35 增加到 3.0,变化了 1.28 倍;当电压为 200 V,内励磁电流从 3 A 增大到 5 A,硼原子约化浓度从 1.15 增加到 1.19,变化了 1.04 倍。硼的光强随励磁电流变化趋势与文献[17,19]一致,然而在考虑氙原子光强、电子温度后硼的约化浓度变化趋势发生了改变,因此,工况对硼的约化浓度影响不能仅简单地靠硼的光强定性分析。综合来看,磁场对侵蚀产物的影响较复杂,下节将结合霍尔推力器放电特性来分析原因。

4 讨 论

4.1 霍尔推力器通道侵蚀特性分析

由图 7 可以看出,随着阳极质量流量增大,硼原子约化浓度增大。这是因为通道内工质原子通量增大,电离产生的氙离子通量增加,造成轰击壁面的离子数增加,溅射侵蚀增强。因此,随着工质流量增加,放电通道的侵蚀量及侵蚀产物也增加,图 2(b)中离子电流密度峰值随质量流量的变化也验证了这一规律。

当电压为 200 ~ 300 V 时,硼原子约化浓度整体随放电电压的增大而增大,放电通道侵蚀加剧。原因有两点,一是随着电压增加,离子平均能量增大(表 5),轰击壁面的离子能量增大。此外,由图 2(b)可以看出,随着电压增加,离子电流密度增

加，可以推断轰击壁面的离子通量也有所增加。因此，总体呈现的效果是随着电压增加，轰击壁面的离子能量和通量都增加，造成侵蚀增加。另外，当电压为 300 V 时，不同流量下侵蚀产物的约化浓度明显高于 275 V，这是因为对于本文中使用的小功率霍尔推力器，300 V 的电压使得推力器处于异常状态。

如图 8 表示，随着磁场强度增强，硼原子约化浓度基本呈先减小后增大趋势。这是因为磁场较弱时，工质电离效率低，以低速原子态逃逸的粒子多，其不造成侵蚀。而且弱磁场无法有效控制电子向阳极迁移，电子电流组分较大（表 5 第 3 列），推力器无法高效稳定工作，造成了过多的能量和工质的浪费。当内励磁电流增加到 5 A、电压大于 240 V 时，硼的约化浓度增加且变化幅度明显。由表 5 可知，这可能是因为随着磁场增强，离子电流密度增大，而离子能量和羽流发散半角变化较小，且放电电流峰峰值较大，等离子不稳定。但是此时放电电流较小，推力器电流利用率较高。因此，霍尔推力器研究者需采用合适的磁场位形、强度兼顾推力器的性能和寿命。

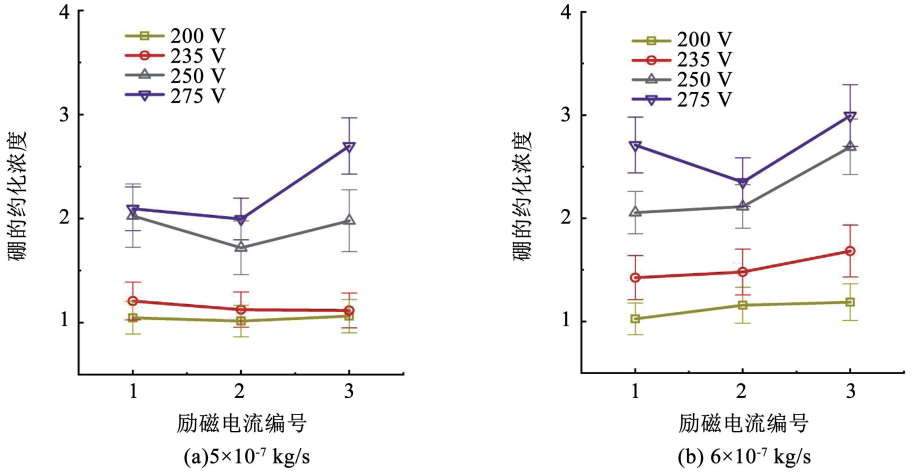


图 8　霍尔陶瓷通道硼约化浓度随磁场强度的变化

Fig. 8　Variation of boron reduced concentration with magnetic field strength in Hall ceramic channel under fixed flow rate

表 5　6×10^{-7} kg/s 时不同磁场下的放电参数

Tab. 5　Discharge parameters under different magnetic fields at 6×10^{-7} kg/s

放电电压/V	磁场强度编号	放电电流/A	电流峰值/A	离子能量峰值/V	羽流发散半角/(°)
200	1	0.62	0.32	178.67	65.67
	2	0.56	0.44	176.83	65.77
	3	0.51	0.82	174.42	65.79
235	1	0.67	0.37	214.75	65.76
	2	0.55	0.36	214.67	65.75
	3	0.51	0.93	208.75	65.82
250	1	0.64	0.33	230.42	65.76
	2	0.57	0.46	229.83	65.80
	3	0.52	1.05	227.50	65.82
275	1	0.97	1.64	248.67	65.78
	2	0.67	0.36	252.67	65.83
	3	0.55	1.36	249.42	65.84

4.2　侵蚀产物浓度不确定分析

讨论了定量分析过程中的不确定因素。本工作的主要结果是硼原子的约化浓度可以用来研究陶瓷通道壁面的侵蚀特性。硼原子约化浓度是用实验数据和理论计算相结合确定的，实验数据包括发射谱线的光谱信号、放电电流、离子能量分布、离子电流密度等。理论计算数据主要集中在碰撞截面上，Xe-I和 B-I 截面由 R-Matrix 计算得出[25-26]，这些截面数据已在文献[34－35]中得到了应用。所有这些因素都会给最终结果硼的约化浓度带来不确定性。本文认为硼的约化浓度不确定度包括由光谱仪测量造成的不确定度[36-37]、Xe 原子截面和 B 原子截面以及参考浓度的取值（即考虑光纤采集位置和方向），而其他电学测量误差忽略。考虑这些因素带来的影响，硼的约化浓度误差如图 7、8 所示。针对参考浓度值带来的不确定度，采用多根光纤在不同位置同时采集以减小误差，这将在后续报道。

5　结　论

1）硼原子约化浓度随质量流量和放电电压的增大而增大。

2）改变磁场强度对硼原子约化浓度的影响较复杂。当内励磁电流为 3.33 A 和 4 A 时，硼的约化浓度变化很小。当内励磁电流增加到 5 A、电压大于 240 V 时，硼的约化浓度增加且变化幅度明显。霍尔推力器研究者需采用合适的磁场位型、强度兼

顾推力器的性能和寿命。

3)本研究可以帮助实时评估推力器的侵蚀特性,对推力器的设计优化等提供参考。未来的研究将深入讨论侵蚀产物的空间分布、时间特性等。这些工作有助于更深刻地理解推力器侵蚀机制,对推力器的优化迭代提供有价值的指导。

参考文献

[1] LEV D, MYERS R M, LEMMER K M, et al. The technological and commercial expansion of electric propulsion[J]. Acta Astronaut, 2019, 159: 213. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.03.058

[2] LEVCHENKO I, XU S, TEEL G, et al. Recent progress and perspectives of space electric propulsion systems based on smart nanomaterials[J]. Nat Commun, 2018(9): 879. DOI: 10.1038/s41467-018-03818-4

[3] LEVCHENKO I, BAZAKA K, DING Y J, et al. Space micro propulsion systems for CubeSats and small satellites: from proximate targets to furthermost frontiers[J]. Appl Phys Rev, 2018, 5(1): 011104. DOI: 10.1063/1.5007734

[4] LEVCHENKO I, KEIDAR M, CANTRELL J, et al. Explore space using swarms of tiny satellites[J]. Nature, 2018, 562(7726): 185. DOI: 10.1038/d41586-018-06957-2

[5] LEVCHENKO I, XU S, MAZOUFFRE S, et al. Perspectives, frontiers, and new horizons for plasma-based space electric propulsion[J]. Phys Plasmas, 2020, 27: 020601. DOI:10.1063/1.5109141

[6] BENAVIDES G, KAMHAWI H, LIU T, et al. Development of a high-propellant throughout small spacecraft electric propulsion system to enable lower cost NASA science missions[C]//AIAA Propulsion and Energy Forum. Indianapolis:[s.n.], 2019

[7] LASCOMBES P, HENRI D. Electric propulsion for small satellites orbit control and deorbiting: the example of a Hall effect thruster[C]//SpaceOps Conferences. Marseille:[s.n.], 2018

[8] MISURI T, ALBERTONI R, DUCCI C, et al. MEPS: a low power electric propulsion system for small satellites[C]//10th IAA Symposium on Small Satellites for Earth Observation. Berlin:[s.n.], 2015

[9] CONVERSANO R, ARORA N, STRANGE N, et al. An enabling low-power magnetically shielded Hall thruster for interplanetary smallsat missions[C]//Interplanetary Small Satellite Conference. Pasadena: California Institute of Technology, 2016

[10] MISURI T, STANZIONE V, MELEGA N. HT100 in-orbit validation: μHETSat mission[C]//35th International Electric Propulsion Conference. Atlanta:[s.n.], 2017

[11] HOFER R R, MIKELLIDES I G, KATZ I, et al. BPT-4000 Hall thruster discharge chamber erosion model comparison with qualification life test data[C]//30th International Electric Propulsion Conference. Florence:[s.n.], 2007

[12] CHENG S Y. Modeling of Hall thruster lifetime and erosion mechanisms[C]//30th International Electric Propulsion Conference. Florence:[s.n.], 2007

[13] KOIZUMI H, KOMURASAKI K, ARAKAWA Y. Numerical prediction of wall erosion on a Hall thruster[J]. Vacuum, 2009(83): 14. DOI: 10.1016/j.vacuum.2008.03.096

[14] MARCHANDISE F R, BIRON J, GAMBON M, et al. The PPS-1350 qualification demonstration 7500h on ground, about 5000h in flight[C]//29th International Electric Propulsion Conference. IEPC-2005-209, 2005

[15] MAO Wei, WU Nan, HU Yanlin, et al. Life test research of a high specific impulse Hall thruster HEP-140MF[J]. Plasma Sci Technol, 2020, 22: 094016. DOI: 10.1088/2058-6272/abacac

[16] HUANG Wensheng. Study of Hall thruster discharge channel wall erosion via optical diagnostics[D]. Ann Arbor: University of Michigan, 2011

[17] 段兴跃. 霍尔推力器中等离子体与通道壁相互作用的机理研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2020
DUAN Xingyue. Investigation on the interaction mechanism between the plasma and the channel wall in the Hall thrusters[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2020

[18] 王福锋. 空心阴极稳态寿命限制机理及拓展方法研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学, 2018
WANG Fufeng. The study on steady lifie limit mechanism and development method of hollow cathode[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2018

[19] CELIK M, BATISHCHEV O, MARTINEZ-SANCHEZ M. Use of emission spectroscopy for real-time assessment of relative wall erosion rate of BHT-200 Hall thruster for various regimes of operation[J]. Vacuum, 2010, 84(9): 1085. DOI: 10.1016/j.vacuum.2010.01.031

[20] PAGNON D, BALIKA L, PELLERIN S. QCM and OES: two ways used to study simultaneously HET thruster chamber ceramic erosion. First QCM results on PPS100-ML validate previous OES measurements[C]//31th International Electric Propulsion Conference (IEPC). Dental Implantology Update, 2009

[21] PAGNON D, PELLERIN S, et al. Measurement and modeling of the inside channel deposition of the sputtered ceramics on HET PPSX000-ML. A tool to predict the erosion along the thruster lifetime[C]//30th International Electric Propulsion Conference. Florence: IEPC, 2007

[22] COBURN J W, CHEN M. Optical emission spectroscopy of reactive plasmas: a method for correlating emission intensities to reactive particle density[J]. J Appl Phys, 1980(51): 3134. DOI: 10.1063/1.328060

[23] WALKUP R E, SAENGER K L, SEWYN G S. Studies of atomic oxygen in O_2 + CF_4 rf discharges by two-photon laser-induced fluorescence and optical emission spectroscopy[J]. Chem J Phys, 1986(84): 2668. DOI: 10.1063/1.450339

[24] KATSCH H M, TEWES A, QUANDT E, et al. Detection of atomic oxygen: improvement of actinometry and comparison with laser spectroscopy[J]. J Appl Phys, 2000(88): 6232. DOI: 10.1063/1.1315332

[25] ZATSARINNY O, BARTSCHAT K. Benchmark calculations for near-threshold electron-impact excitation of krypton and xenon atoms[J]. J Phys B: At Mol Opt Phys, 2010(43): 074031. DOI: 10.1088/0953-4075/43/7/074031

[26] WANG Kedong, ZATSARINNY O, BARTSCHAT K. Electron-impact excitation and ionization of atomic boron at low and intermediate energies[J]. Phys Rev A, 2016(93): 052715. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.052715

[27] WANG Yang, WANG Yanfei, ZHU Ximing, et al. A xenon collisional-radiative model applicable to electric propulsion devices: I. Calculations of electron-impact cross sections for xenon ions by the Dirac B-spline R-matrix method[J]. Plasma Sources Sci Technol, 2019(28): 105004. DOI: 10.1088/1361-6595/ab3125

[28] ZHU Ximing, WANG Yanfei, WANG Yang, et al. A xenon collisional-radiative model applicable to electric propulsion devices: II. Kinetics of the 6s, 6p, and 5d states of atoms and ions in Hall thrusters[J]. Plasma Sources Sci Technol, 2019, 28(10): 105005. DOI: 10.1088/1361-6595/ab30b7

[29] National Institute of Standards and Technology Atomic Spectra Database[DB]. https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

[30] 颜世林. 霍尔推力器放电过程的光谱特性及光谱诊断方法研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2019. DOI: 10.27061/d.cnki.ghgdu.2019.000034

[31] NING Zhongxi, LIU Chenguang, ZHU Ximing, et al. Diagnostic and modelling investigation on the ion acceleration and plasma throttling effects in a dual-emitter hollow cathode micro-thruster[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2021, 34(12): 85. DOI: 10.1016/j.cja.2021.02.007

[32] MA Dong, DING Yongjie, WANG Lei, et al. Experimental study on the influence of magnetic inclination in plume region on performance of low-power Hall thruster[J]. Vacuum, 2022, 195: 110673. DOI: 10.1016/j.vacuum.2021.110673

[33] HARGUS W A, STRAFACCIA J. Optical boron nitride insulator erosion characterization of a 200 W xenon Hall thruster[C]//41st Joint Propulsion Conference and Exhibit. Tucson:[s.n.], 2005

[34] QIU Jie, LEI Zhicheng, PU Yikang. Feasibility of determining electron energy distribution function using optical emission lines in low-pressure Ar/Kr discharge[J]. Plasma Sources Sci Technol, 2023, 32(11): 115013. DOI: 10.1088/1361-6595/ad0921

[35] JURGITA K, JONAUSKAS V. Electron-impact single, double, and triple ionization of B^+[J]. Phys Rev A, 2021. DOI: 10.1103/PhysRevA.104.042804

[36] ZHANG Yu, WANG Guangyi, XU Jiangtao. Parameter estimation of signal-dependent random noise in CMOS/CCD image sensor based on numerical characteristic of mixed poisson noise samples[J]. Sensors, 2018(18): 7. DOI: 10.3390/s18072276

[37] ZHAO Jizhen, PENG Bodong, SHENG Liang, et al. The design of time resolved intensified CCD imaging system[J]. Nucl Electron Detect Technol, 2010, 30(8): 1063

(编辑　刘　彤)