

低功率平面型霍尔推力器的工作特性研究*

任林渊, 王亚楠, 靳丽云, 付瑜亮, 孙安邦, 丁卫东

(西安交通大学 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 陕西 西安 710049)

摘要: 为了解决低功率霍尔推力器存在的寿命问题, 本文设计了一种平面型霍尔推力器。该推力器取消了内部放电通道, 前壁和阳极在同一平面, 电离和加速过程完全发生在推力器外部的开放空间中。推力器在0.6~1.0 mg/s的氙气流量下, 实现稳定放电。本文实验研究了不同运行参数下推力器的阳极电流特性、推力特性和羽流束流特性。结果表明, 阳极电流的振荡频谱主要集中在20~60 kHz, 与常规霍尔推力器的呼吸振荡频率范围相似。在62~245 W的功率下, 推力为3.2~10.5 mN, 阳极效率为8%~22%。推力水平与同功率等级的传统霍尔推力器相当, 而阳极效率偏低。利用法拉第探针获得离子的束流特性, 结果表明: 较低的羽流发散效率是造成目前推力器阳极效率偏低的主要因素。结合实验结果, 分析了平面型霍尔推力器与传统霍尔推力器在离子加速方面的差异。本文设计的平面型霍尔推力器为解决霍尔推力器的壁面侵蚀问题提出了一种可能的方案。

关键词: 霍尔推力器; 点火; 阳极效率; 负梯度磁场; 羽流发散

中图分类号: V439+.2 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2024) 02-2302007-10

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2302007

1 引言

在微小卫星应用不断扩展的牵引下, 小型化、低功率电推进系统的研制开发需求日益迫切。霍尔推力器因其推功比高、效率高以及结构简单等优势, 在空间任务中已经获得了广泛的应用^[1-3]。然而, 霍尔推力器通道壁面的离子侵蚀是制约其运行寿命的关键因素^[4-6]。由于小型化霍尔推力器的结构更加紧凑、面容比更大, 其放电通道壁面更容易被等离子体侵蚀。此外, 离子壁面损失也是小型化霍尔推力器效率较低的主要原因^[7-12]。为了提升霍尔推力器的运行寿命和工作效率, 目前主要有两种优化思路: 磁路拓扑优化和阳极位置优化。在磁路拓扑优化方面, 有磁屏蔽、多级会切磁场和后加载磁场等技术路径^[13-16]。其中, 磁屏蔽技术降低放电通道壁侵蚀已获得诸多应用验证, 然而磁屏蔽技术会对小功率霍尔推力器的性能造成较大的衰减^[8, 17]。在阳极位置优化方面, 主要通过改变阳极位置或通道结构, 使电离

区和加速区转移到推力器外部。20世纪90年代, Semenkin^[18]将阳极向下游延伸, 改变阳极层霍尔的放电通道长度, 研究了通道长度对侵蚀率的影响, 将通道长度缩短至零的推力器命名为“外部阳极层推力器”。2014年, Mazouffre等^[19]将阳极移向通道出口, 使加速区移到推进器本体之外。由于该结构中依然存在通道壁面, 磁极侵蚀未得到根本解决。2018年, Burak等^[20]提出了一种外部放电式等离子体推力器。由于缺少放电通道的约束, 其气体工质利用率较低。此外, 由于气体分配器装配方式的限制, 工质在周向上分布不均匀, 导致羽流出现分区, 影响了推力器性能。2021年, 普林斯顿大学的Simmonds等^[21]提出了一种无壁霍尔推力器, 通过在阳极外部设置了一个带有偏压的电极, 可以显著抑制阳极电流的呼吸振荡。这类将电离区和加速区转移到推力器外部的霍尔推力器减少了等离子体与推力器部件之间的相互作用, 有望获得更长的运行寿命。然而, 由于较大的羽流发散角和较低的工质利用率, 此类霍尔推力器

* 收稿日期: 2023-02-07; 修订日期: 2023-04-25。

基金项目: 国家自然科学基金(52007147); 中央高校基本科研业务费专项资金(xzy022022052); 中国博士后科学基金(2020M683480)。

作者简介: 任林渊, 博士生, 研究领域为微型电推进技术、脉冲功率技术。

通讯作者: 丁卫东, 博士, 教授, 研究领域为放电等离子体、脉冲功率技术。E-mail: wdding@xjtu.edu.cn

引用格式: 任林渊, 王亚楠, 靳丽云, 等. 低功率平面型霍尔推力器的工作特性研究[J]. 推进技术, 2024, 45(2):2302007. (REN L Y, WANG Y N, JIN L Y, et al. Operating characterization of low power planar Hall thruster[J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(2):2302007.)

的性能参数通常较差。此外,去除放电通道的特殊设计会改变传统霍尔推力器的一些物理特性,仍需进一步深入研究。

本文设计了一种推力器头部为平面结构的霍尔推力器,称为平面型霍尔推力器(Planar Hall Thruster, PHT),文中阐述了PHT的基本原理和结构,计算了推力器正常运行需要的最小流量,实验验证了PHT稳定放电的可行性,并初步研究了不同运行参数下推力器的阳极电流特性、推力性能和离子束流特性,并分析了PHT与传统霍尔推力器运行机理的差异,并探讨了下一步的优化方向。

2 实验平台

2.1 平面型霍尔推力器的基本原理

典型霍尔推力器通常由环形放电通道、阳极、磁路和阴极构成,如图1(a)所示。通道壁通常为介电材料(如氮化硼),阳极同时作为推进剂分配器被放置在放电通道底部。磁路的主要部件包括铁磁芯、极片、磁屏和电磁线圈。阴极发射的电子在通道出口处被磁场捕获,围绕磁力线螺旋运动。被捕获的电子与气体工质发生碰撞电离后,逐渐扩散到阳极,形成稳定放电。电子在扩散过程中在磁场强度较大的通道下游区域形成了较大的轴向电场,轴向电场与径向磁场相交,电子在交叉场的作用下做 $E \times B$ 方向的霍尔漂移运动。中性气体分子发生碰撞电离后产生的离子在轴向电场的作用下加速喷出,产生推力。喷射出的离子最终被阴极发射的电子中和,保证航天器表面的电中性。由于放电通道内部不仅存在轴向电场,还存在径向电场,这使离子产生径向的速度分量。部分离子碰撞通道壁面,从而对通道壁造成侵蚀。

平面型霍尔推力器的原理如图1(b)所示,主要由环形阳极、一对永磁环和阴极组成,没有磁芯或电磁线圈及相关电源,整体重量大大降低。推力器的头部是前壁构成的平面,阳极延伸至前壁表面。平面霍尔推力器没有放电通道,仅靠磁场约束等离子体。由于磁场线曲率的变化,前壁磁尖端处的磁场强度大于阳极中心线处的磁场强度,这在阳极表面附近构成了磁镜系统。在霍尔推力器的磁镜场中,离子未被显著磁化,主要是电子的运动特性受到影响。在弱不均匀磁场中,电子的磁矩是守恒的($\mu \equiv mv_{\perp}^2 / (2B)$)。当电子由弱场区向强场区运动时,由于磁矩守恒,垂直于 B 的速度 v_{\perp} 会增加。因为磁场不做功,电子的总动能是守恒的,因此平行于 B 的速度 v_{\parallel} 会减小。如果磁尖端处的磁场强度足够大,且

电子具有一定的俯仰角,则电子的平行速度 v_{\parallel} 最终就会变为零,于是电子被“反射”回弱场区。这使被磁镜捕获的电子能够在两个磁尖端之间来回弹跳,并在交叉场的作用下做 $E \times B$ 方向的霍尔漂移运动。中性气体分子从位于阳极的气体分配器出来后,与被捕获的电子发生碰撞导致电离。径向的强磁场降低了电子的轴向迁移率,在等离子体中产生了较强的轴向电场。离子在轴向电场的作用下向外加速产生推力。

由于缺少放电通道的约束,中性气体分子从气体分配器出来后会快速扩散。因此,中性分子的电离和离子的加速过程预计主要发生在阳极表面附近一个很窄的薄层内。

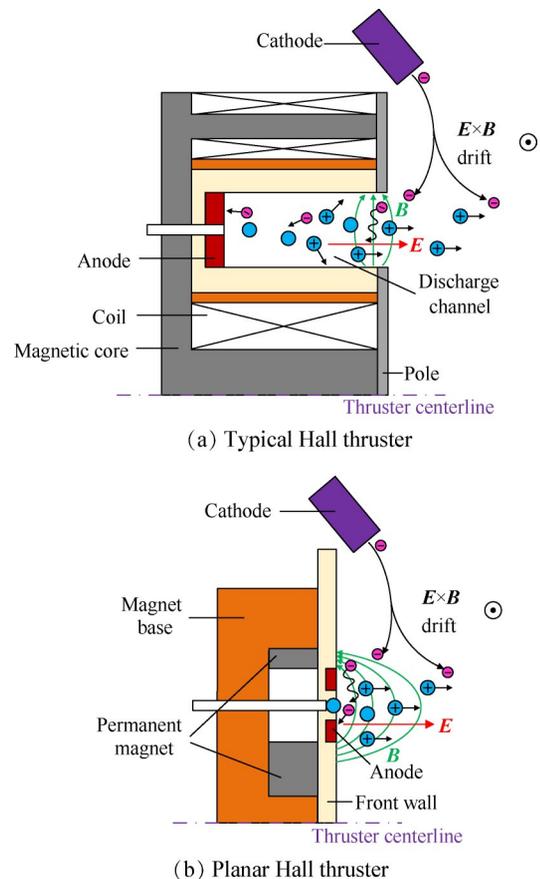


Fig. 1 Schematic diagram of the Hall thruster

2.2 平面型霍尔推力器的结构设计

PHT的结构如图2所示。阳极外径为3 cm,材质选用不锈钢。将阳极的后表面向推力器内部延伸以增加厚度,来提升阳极的散热能力。前壁由耐高温的氮化硼陶瓷制成,用来电隔离阳极和推力器本体。同时起隔热作用,避免永磁体因温度过高而磁性衰退。工质进气孔位于推力器底部中心,气体工质通过气体缓冲腔,从位于阳极的气孔到达推力器外部

的电离区域。阳极气孔沿周向均匀排列,保证推力器羽流的均匀性。推力器的磁路由一对钐钴永磁环构成,与环形阳极同轴装配。推力器的主体材质选用铜,要求具有较好的导热性能。

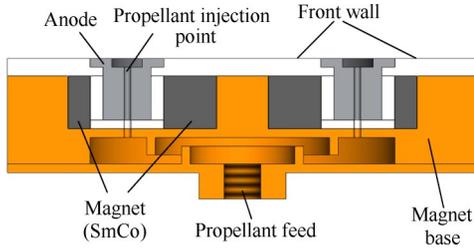


Fig. 2 Structure diagram of the PHT

霍尔推力器的磁场构型是推力器设计的关键参数。图3(a)为PHT磁场构型的仿真结果,从图中可以看出磁场区域主要分为封闭磁镜场和开放磁镜场两部分。封闭磁镜场是气体分子电离和离子加速过程的主要区域,在2.1节中已经描述。开放磁镜场几乎不会对推力的产生作出贡献,然而当阴极发射的电子被开放磁镜场捕获而做霍尔漂移运动时,电子需要横向穿越更多的磁力线才能进入封闭磁镜场区域。电子在移动的过程中与中性原子发生碰撞,造成电子能量损失。因此,阴极位置的选取对平面霍尔推力器的点火具有重要影响。

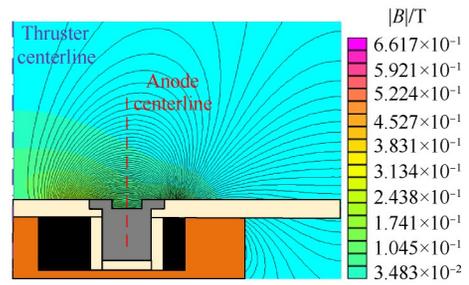
图3(b)给出了阳极中心线上磁场强度的仿真和测量结果。由于高斯计探针尖端的结构限制,磁场强度只能从阳极表面2 mm处开始测量。对比测量和仿真的结果,可以看出两者之间具有良好的一致性。由图3(b)可知,PHT具有负梯度磁场构型,这与采用正梯度磁场构型的常规霍尔推力器不同^[22-23]。阳极中心线上径向磁场强度最大值约为0.11 T,阳极表面位于磁场最大值附近。因此,PHT的阳极比常规霍尔推力器更靠近高电子温度区域,这可能会加剧阳极电子轰击并导致较高的阳极功率沉积。

2.3 起始点火流量计算

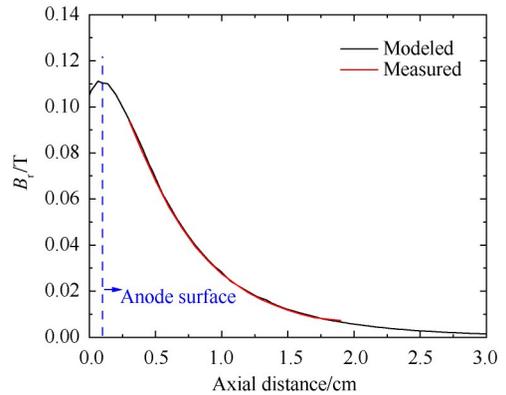
PHT没有放电通道约束气体工质,离子在推力器外部的开放空间中通过碰撞电离产生,在实验前对起始点火流量进行计算。中性原子在与电子发生碰撞电离前在等离子体中所移动的平均自由路径称为电离平均自由程 λ_i ,定义为^[24]

$$\lambda_i = \frac{v_n}{n_e \langle \sigma_i v_e \rangle} \quad (1)$$

式中 n_e 为电子密度; $\langle \sigma_i v_e \rangle$ 为电离反应系数,单位为 m^3/s ,是电子温度的函数; v_n 为中性原子平均速度。



(a) Magnetic field simulation model



(b) Magnetic field intensity distribution (along the anode centerline)

Fig. 3 Magnetic field simulation model and magnetic field intensity distribution of the PHT

$$v_n = \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi M}} = \sqrt{\frac{8RT_n}{\pi M}} = 4.601 \sqrt{\frac{T_n}{M}} \quad (2)$$

式中 R 为热力学常数, M 为中性原子的相对分子量, T_n 为中性原子的温度。

由于推进剂在供给的过程中会在阳极中被加热,因此可认为 T_n 是阳极温度。在准中性的条件下,可认为电子密度 n_e 和离子密度 n_i 相等。而离子密度则可以用工质利用率 η_p 表示为

$$n_i = \frac{\eta_p \dot{m}}{m_i A_c v_i} \quad (3)$$

式中 \dot{m} 为阳极质量流量, m_i 为离子质量, A_c 是离子流离开推力器时的截面积, v_i 为离子速度。

假设离子在加速过程中没有能量损失,离子速度 v_i 可以表示为

$$v_i = \sqrt{\frac{2eU_b}{m_i}} \quad (4)$$

式中 e 为元电荷, U_b 为束流电压,可采用阳极电压 U_a 进行估算。

用式(3)替式(1)中的电子密度,可以重新得到电离平均自由程为

$$\lambda_i = \frac{A_c m_i v_n v_i}{\eta_p \dot{m} \langle \sigma_i v_e \rangle} \quad (5)$$

为了实现推进剂的有效电离,电离平均自由程要足够小。根据 Bugrova-Maslennikov-Morozov 准则的经验公式^[25],为满足霍尔推力器的正常放电,电离平均自由程需要满足

$$\lambda_i/L < 1/3 \quad (6)$$

式中 L 为霍尔推力器的特征长度,表示磁化等离子体的厚度。对于典型霍尔推力器, L 可近似当作放电通道的长度。对于平面型霍尔推力器, L 可取为大磁场区域的长度。

将式(6)代入式(5)中,可以得到霍尔推力器正常放电所需的最小流量为

$$\dot{m}_{\min} = \frac{3A_e m_i v_n v_i}{\eta_p L \langle \sigma_i v_e \rangle} \quad (7)$$

针对 PHT,选用氙气作为推进剂,对最小放电流量进行估算:

(1) 假定阳极在运行时的温度为 650 K,通过式(2)计算得到氙原子速度为 323 m/s。假定阳极电压为 250 V,通过式(4)计算得到氙离子速度为 1.91×10^4 m/s。

(2) 从文献中的拟合曲线可得^[24]:在电子温度 25 eV 时,电离反应系数为 1.29×10^{-13} m³/s。

(3) 阳极平均直径为 26.5 mm,宽度为 3.5 mm,则截面积为 2.91×10^{-4} m²。

(4) 霍尔推力器中电子被磁化的准则是电子拉莫尔半径 r_e 必须远小于特征长度 L ,电子的拉莫尔半径为

$$r_e = \frac{v_e}{\omega_e} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{8m_e T_{eV}}{\pi e}} \ll L \quad (8)$$

式中 v_e 为电子速度; ω_e 为电子回旋频率; B 为磁场强度; m_e 为电子质量; T_{eV} 为电子温度,单位是 eV。

结合图 3(b) 中磁场强度的分布, L 可近似取为 16 mm。

(5) 最终计算得到所需氙气的最小流量为 0.57 mg/s。

2.4 真空平台与测试电路

PHT 的测试在内径 1 m、长 2 m 的不锈钢罐式真空腔内进行,配备了一台机械泵、一台罗茨泵和三台分子泵。真空腔内的极限背景压力为 2×10^{-3} Pa,在实验过程中背景压力始终维持在 2×10^{-2} Pa 以下。阴极被安装在距离推力器平面轴向距离 5 cm,径向距离 5 cm 的位置,阴极轴线与推力器轴线的夹角为 45°。实验中采用的阴极为钨丝空心阴极,其结构如图 4 所示。与六硼化镧空心阴极相比,钨丝空心阴极具有简单的结构和操作方法^[26]。在实验中能够快速启

动,大大缩短实验进程。采用氙气作为气体工质,阴极流量设定为 0.15 mg/s。对保持极施加高压后,钨丝阴极启动。在推力器的测试中,阴极保持极电流设定为 0.6 A。

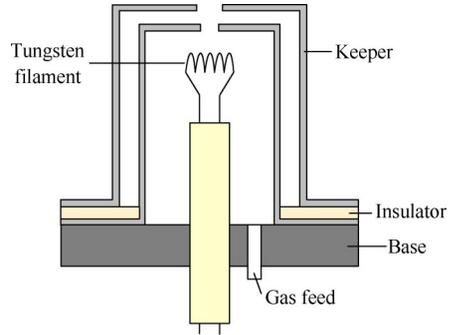


Fig. 4 Structure diagram of the tungsten filament hollow cathode

推力器和阴极的电路原理图如图 5 所示,电源系统由加热电源 (MS3010DS, 30 V, 10 A)、保持极电源 (MP4003D, 400 V, 3 A) 和阳极电源 (MP3002D, 300 V, 2 A) 组成。阳极电流由电流探头 (Pintech PT-350, DC-50 MHz, 1%) 测量,电流探头连接到示波器 (PicoScope 6404E, 500 MHz, 2.5 GS/s, 1.5%)。以钨丝的负极作为推力器系统的共地,与真空腔电气隔离。推力器和阴极都以氙气作为气体工质,分别采用两台流量计 (Alicat MC-10SCCM-D) 精确调控流量。

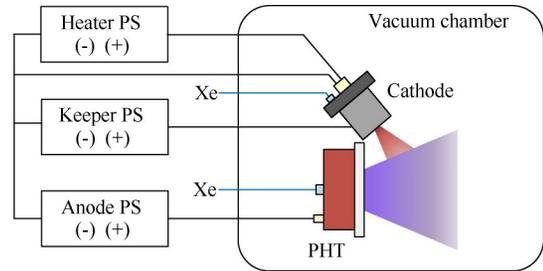


Fig. 5 Electrical schematic of the thruster and cathode

2.5 诊断设备

推力器的推力通过悬挂式推力靶测量,本文采用的推力靶是一个直径 10 cm 的云母圆盘。在推力靶上安装线性位移传感器 (GA-2, 分辨率 0.2 μm),将推力靶的微小位移转换为电压信号。再通过标定数据将电压信号转换为推力的具体数值,推力测量的误差为 ± 0.05 mN。根据测得的推力 F 可以计算出霍尔推力器的阳极效率为

$$\eta_a = \frac{F^2}{2\dot{m}(I_a U_a)} \quad (9)$$

式中 I_a 和 U_a 分别是阳极电流和阳极电压。

推力器的离子电流密度通过法拉第探针进行测量,测量方法如图6(a)所示。探针安装在电动旋转位移平台上,其转轴中心位于推力器平面,旋转半径30 cm,能够从 -90° 旋转至 $+90^\circ$ 。探针结构如图6(b)所示,保护环直径1.8 cm,收集器直径1 cm,保护环和收集器都被直流电源偏置在 -30 V。

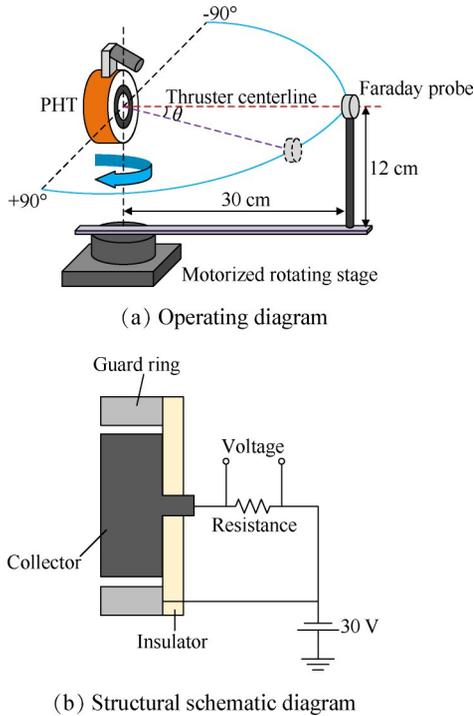


Fig. 6 Operating diagram and structural schematic diagram of the Faraday probe

离子电流密度 $j(\theta)$ 可以通过测量采样电阻两端的电压进而计算得到,离子电流 I_b 的计算公式为

$$I_b = 2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} j(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (10)$$

式中 R 为探针到推力器平面中心的距离, θ 为探针与推力器中心线的夹角, $j(\theta)$ 为离子电流密度。

推力器的工质利用率 η_p 可以由离子电流和质量流量计算得到,它反映中性推进剂被电离的程度,其表达式为

$$\eta_p = \frac{I_b M}{e \dot{m}} \quad (11)$$

推力器的电流利用率 η_c 可以由离子电流和阳极电流计算得到,它反映磁场对电子的约束能力,其表达式为

$$\eta_c = \frac{I_b}{I_a} \quad (12)$$

此外,利用离子电流密度分布还可以计算推力

器的羽流发散效率 η_d , 计算公式如(13)所示。羽流发散效率越低,说明羽流发散角越大。

$$\eta_d = \left(\frac{2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} j(\theta) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta}{2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} j(\theta) \sin(\theta) d\theta} \right)^2 \quad (13)$$

3 实验结果与讨论

3.1 阳极电流特性

当流量低于 0.4 mg/s 时, PHT 无法点火。当流量为 0.5 mg/s 时, PHT 能够实现点火,但羽流会闪烁,阳极电流极不稳定。当流量大于 0.6 mg/s 时, PHT 才能实现稳定放电,这与 2.3 节中估算的最小放电流量相一致。在推力器运行 30 min 后进行推力器参数的测量,不同质量流量和阳极电压下的阳极电流如图 7(a) 所示。阳极电流随阳极电压的增加而单调增加,这是由于电子迁移率随阳极电压的增大会有小幅的增加。在给定的阳极电压下,随着质量流量的增加,可以获得更高的阳极电流。为了防止推力器热损坏,阳极电压不超过 250 V。在流量 1.0 mg/s, 阳极电压 250 V 时, 阳极电流达到 0.98 A, 功率为 245 W。阳极电流振荡幅度是推力器运行稳定性的一个指标,不同工作条件下阳极电流的振荡幅度如图 7(b) 所示。当流量为 0.8 mg/s 和 1.0 mg/s 时, 振荡幅度在 200 V 以后保持递减。而当流量为 0.6 mg/s 时, 电流振荡在 175 V 以后始终保持增加。振荡幅度在所有的运行条件下都低于 20% , 满足霍尔推力器功率处理单元正常运行的限制条件。

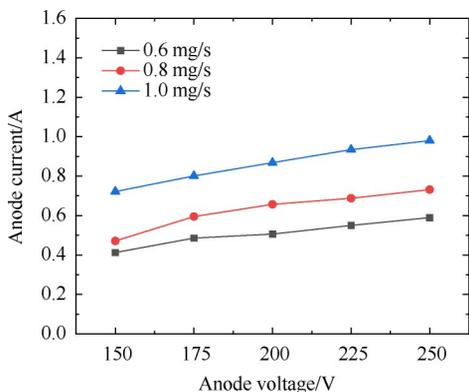
在霍尔推力器中, 磁场强度和中性粒子密度需要满足式(14)才能保证放电的稳定性^[25], 即

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_0}{n_0} \right) > 0 \quad (14)$$

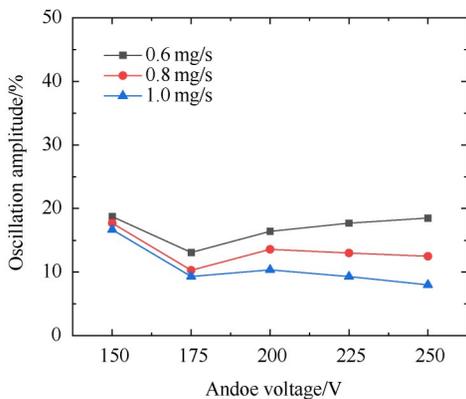
式中 B_0 为阳极中心线上的磁场强度, n_0 为中性粒子密度, z 为轴向距离。

传统霍尔推力器由于放电通道的约束, 中性粒子数密度在电离区域内近似不变。这意味着如果磁场强度沿轴向负梯度变化, 会导致放电的不稳定。由图 3(b) 可知, PHT 的径向磁场在阳极下游始终为负梯度 ($\partial B_r / \partial z < 0$), 然而图 7(b) 的测试结果表明阳极电流振荡幅度并没有超出限制。这可能是由于中性粒子密度的下降幅度快于径向磁场沿轴向的衰减幅度, 因此仍然可以满足霍尔推力器稳定放电的条件。阳极电流功率谱密度如图 8 所示, 横纵坐标均采用对数刻度。平面型霍尔推力器的低频振荡主要

集中在 20~60 kHz, 这与众所周知的呼吸振荡相对应^[27-28]。这种振荡来源于电离的不稳定性, 可以用原子和离子之间的捕食者-被捕食者循环的机制来解释^[29]。



(a)



(b)

Fig. 7 Anode current and oscillation amplitude of anode current at different voltages

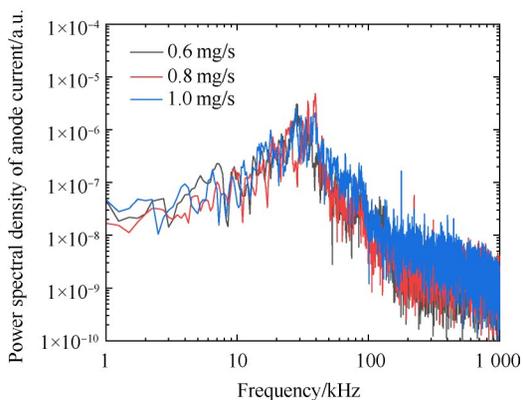
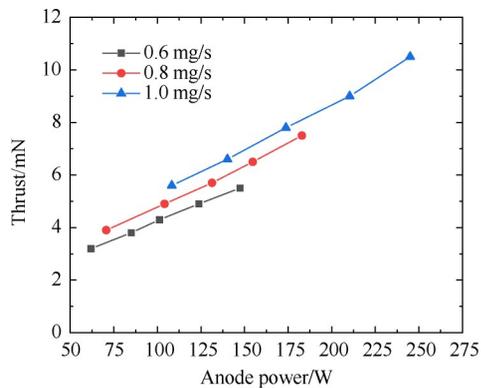


Fig. 8 Power spectrum density of anode current

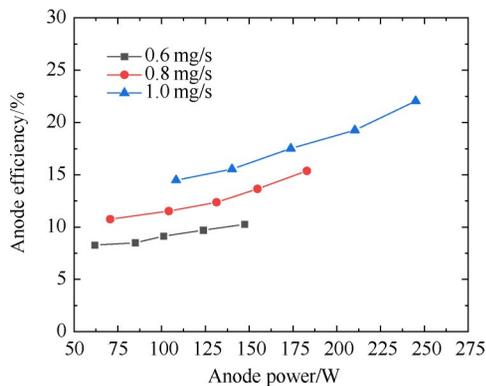
3.2 推力特性

PHT 的推力特性如图 9(a) 所示, 可以看出推力和阳极功率之间几乎呈线性关系。在 60~245 W 内, 推力维持在 3.2~10.5 mN。不同阳极功率和质量流量下的阳极效率如图 9(b) 所示, PHT 的阳极效率总体

在 8%~22%。阳极功率越高、质量流量越大, 阳极效率越高。在流量 1.0 mg/s、阳极电压 250 V 时, 阳极效率达到 22.5%。



(a)



(b)

Fig. 9 Thrust and anode efficiency at different anode powers

表 1 对比了不同霍尔推力器的推力和阳极效率。由表 1 可见, PHT 的推力水平与同功率等级的常规霍尔推力器相当, 而阳极效率偏低。值得注意的是, PHT 的推力密度有望较传统霍尔推力器进一步提升。这是因为传统霍尔推力器的加速区域为狭窄的放电通道, 离子在加速运动的过程中受到通道壁的限制。因此, 最理想的情况是整个大磁场区域都被用来产生推力, 这需要等离子体只受磁场而不受通道壁的限制。然而, 去除放电通道会导致中性气体分子缺少约束, 在电离区的驻留时间变短, 进而造成工质利用率和阳极效率偏低。在之后的优化中, 可以采用旋转供气技术来提升中性气体分子在电离区的驻留时间^[30-31]。

3.3 束流特性

PHT 的羽流图像如图 10 所示。在阳极电压 150 V 和 250 V 下, 呈现出两种不同的羽流形貌。当阳极电压 150 V 时, 羽流近似呈半球状。当阳极电压

Table 1 Comparison of experimental parameters of different Hall thrusters

Item	P/W	F/mN	$\eta_e/\%$
PHT	60~245	3.2~10.5	8~22
ISCT-100 ^[9]	70~220	4.2~8.9	23~32
CHT ^[10]	85~185	3.3~6.4	21~29
KM-32 ^[11]	96~247	5.0~11.9	26~32
CAM-200 ^[12]	100~250	5.2~14.2	22~43

增加到250 V时,羽流呈现锥形的羽流形貌。羽流长度也变得 longer,羽流边界较为发散。羽流中心出现明显的“尖峰”,意味着离子在羽流中心的集中,这一现象在常规霍尔推力器中也同样存在。可能是电子在环形阳极产生的轴向电势作用下与中性原子发生碰撞电离形成的。

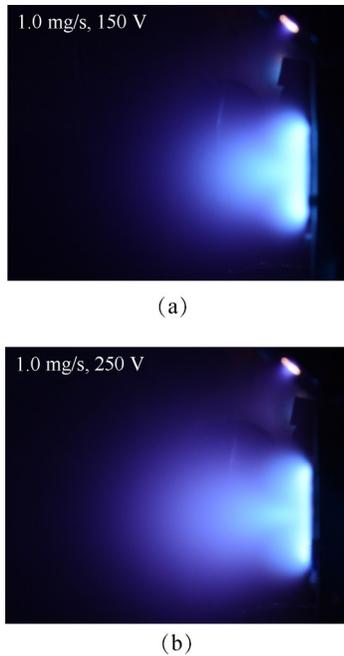


Fig. 10 Plume images at different voltages

图 11 给出了在流量 1.0 mg/s 时不同阳极电压下离子电流密度的分布。不同电压下的离子电流密度沿推力器中心线对称,中心线附近较高的离子电流密度与羽流图像中的“尖峰”相对应。阳极电压越高,离子电流密度越高,羽流同时也更加聚焦。阳极 150 V 时,羽流发散效率为 42.1%。阳极电压 250 V 时,羽流发散效率为 45.8%。与常规霍尔推力器 70%~90% 的羽流发散效率相比,较低的羽流发散效率是 PHT 目前总体效率较低的主要因素。

羽流发散效率较低的原因是离子在加速过程中没有很好地聚焦,这主要与 PHT 平面型的结构以及负梯度的磁场构型有关。霍尔推力器电场线的方向

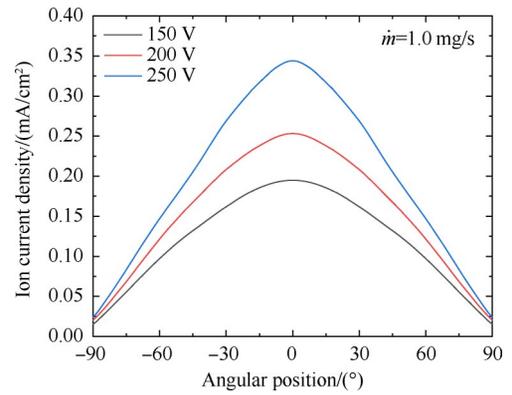


Fig. 11 Ion current density distribution at different anode voltages

与磁力线方向密切相关。电子在磁场的束缚下沿磁力线运动,可以近似认为磁力线就是等势线。因此,离子沿着与磁场线正交的电场方向加速。图 12 给出了两种不同磁场梯度下磁场线和电场线的分布。传统霍尔推力器的磁场强度从阳极至通道出口逐渐增大,即正梯度磁场构型。这样的构型能够形成一个“离子透镜”,对羽流起到很好的聚焦效果。而 PHT 的磁场构型为负梯度,这导致加速喷出的离子具有较大的径向速度分量,造成较大的羽流发散角。在之后的优化中,可以通过外加电极对加速电场分布进行调控的方法提升羽流发散效率。

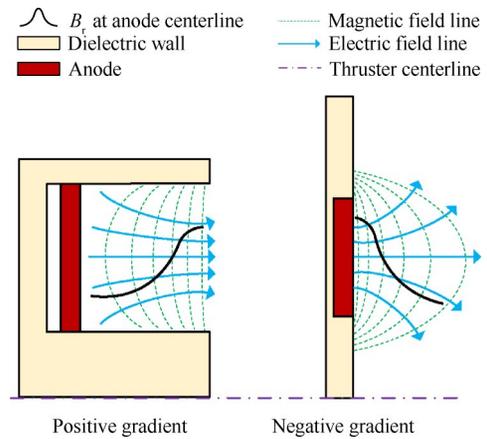


Fig. 12 Distribution of magnetic field lines and electric field lines under different magnetic field gradients

表 2 给出了流量 1.0 mg/s 时,推力器的其它效率参数。可以看出,工质利用率随放电电压增加。这是因为放电电压越高,电子密度和电子温度越高,电离率就越高。需要注意的是,在 250 V 的阳极电压下,工质利用率超过了 1。这意味着,如此高的工质利用率是由于羽流中存在着大量的多价离子。低功率霍尔推力器的电流利用效率通常较

低,而PHT的电流利用效率保持在80%~100%。这是因为PHT的放电区域并不局限于环形或圆柱形腔内,因此只有很少一部分离子会溅射在前壁和阳极表面。

Table 2 Experimentally measured parametric results

Parameter	Value		
Anode voltage/V	150	200	250
Anode power/W	108	172	245
Thrust/mN	5.6	7.8	10.5
$\eta_d/\%$	42.1	43.3	45.8
$\eta_p/\%$	74.2	94.5	117.1
$\eta_c/\%$	82.5	86.7	95.6
$\eta_a/\%$	14.5	17.6	22.5

4 结论

本文通过研究,得到如下结论:

(1)由于结构设计更加简单,平面型霍尔推力器相比于传统霍尔推力器更容易小型化,有望在几十到几百瓦的低功率水平下运行。实验结果表明,平面型霍尔推力器在0.6~1.0 mg/s的流量下实现了稳定放电,阳极电流振荡幅度低于20%。这证明在负梯度的磁场构型下,霍尔推力器仍然有可能实现稳定放电。PHT的振荡频谱主要集中在20~60 kHz,这与传统霍尔推力器中的呼吸振荡相对应。

(2)在62~245 W的功率范围内,PHT产生了3.2~10.5 mN的推力。这表明PHT在去除放电通道后,仍然能够达到常规构型霍尔推力器的推力水平。PHT的羽流形貌表明推力器存在两种不同的工作模式,需要进一步研究模式转换条件以及模式转变的内在机理。

(3)目前PHT的阳极效率较低,将来可以采用旋转供气技术降低中性分子的轴向速度分量,提升中性分子在电离区的驻留时间。还可以通过外加电极的方式调控离子的加速方向,减小羽流发散角。

致谢:感谢国家自然科学基金、中央高校基本科研业务费专项资金、中国博士后科学基金的资助。

参考文献

- [1] KIM V, POPOV G, ARKHIPOV B, et al. Electric propulsion activity in Russia[R]. IEPC-01-05.
- [2] WELANDER B, CARPENTER C, GRYS K, et al. Life and operating range extension of the BPT-4000 qualification model Hall thruster[R]. AIAA 2006-5263.
- [3] LIM J W M, LEVCHENKO I, HUANG S, et al. Plasma parameters and discharge characteristics of lab-based kryptonpropelled miniaturized Hall thruster[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28: 064003.
- [4] AHEDO E, GALLARDO J M, MARTINEZ-SÁNCHEZ M. Effects of the radial plasma-wall interaction on the Hall thruster discharge[J]. Physics of Plasmas, 2003, 10(8): 3397-3409.
- [5] MAZOUFFRE S, DANNENMAYER K, PÉREZ-LUNA J. Examination of plasma-wall interactions in Hall effect thrusters by means of calibrated thermal imaging[J]. Journal of Applied Physics, 2007, 102(2): 023304.
- [6] 丁永杰, 扈延林, 颜世林, 等. 聚焦磁场及发散磁场对霍尔推力器壁面侵蚀的影响研究[J]. 推进技术, 2015, 36(5): 795-800. (DING Y J, HU Y L, YAN S L, et al. Effects of focusing and diverging magnetic field topology on Hall thruster channel wall erosion[J]. Journal of Propulsion Technology, 2015, 36(5): 795-800.)
- [7] HRUBY V, MONHEISER J, POTE B, et al. Development of low power Hall[R]. AIAA 99-3534.
- [8] CONVERSANO R W, GOEBEL D M, HOFER R R, et al. Performance analysis of a low-power magnetically shielded Hall thruster: experiments[J]. Journal of Propulsion and Power, 2017, 33(4): 975-983.
- [9] MAZOUFFRE S, GRIMAUD L. Characteristics and performances of a 100-W Hall thruster for microspacecraft[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2018, 46(2): 330-337.
- [10] POLZIN K A, MARKUSIC T E, STANOJEV B J, et al. Performance of a low-power cylindrical Hall thruster[J]. Journal of Propulsion and Power, 2007, 23(4): 886-888.
- [11] BELIKOV M B, GORSHKOV O A, DYSHLYUK E N, et al. Development of low-power Hall thruster with lifetime up to 3000 hours[R]. IEPC-2007-129.
- [12] LEV D, EYTAN R, ALON G, et al. The development of CAM200-low power Hall thruster[J]. Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan, 2016, 14(30): 217-223.
- [13] MIKELLIDES I G, KATZ I, HOFER R R, et al. Magnetic shielding of the channel walls in a Hall plasma accelerator[J]. Physics of Plasmas, 2011, 18(3): 033501.
- [14] GRIMAUD L, MAZOUFFRE S. Ion behavior in low-power magnetically shielded and unshielded Hall thrusters[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2017, 26: 055020.
- [15] KORNFELD G, KOCH N, HARMANN H P. Physics and evolution of hump-thrusters[R]. IEPC-2007-108.
- [16] DING Y J, PENG W J, SUN H Z, et al. Performance characteristics of no-wall-losses Hall thruster[J]. The European Physical Journal Special Topics, 2017, 226: 2945.

- [17] 于博, 余水淋, 康小录. 磁屏蔽对小功率霍尔推力器性能的影响机理[J]. 推进技术, 2022, 43(12): 210572. (YU B, YU S L, KANG X L. Impact mechanisms of magnetic shielding on performance of low-power Hall thrusters [J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43(12): 210572.)
- [18] SEMENKIN A V. Investigation of erosion in anode layer thruster and elaboration high life design scheme [R]. IEPC-93-231.
- [19] MAZOUFFRE S, TSIKATA S, VAUDOLON J. Development and experimental characterization of a wall-less Hall thruster[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 116(24).
- [20] KARADAG B, CHO S, FUNAKI I. Thrust performance, propellant ionization, and thruster erosion of an external discharge plasma thruster [J]. Journal of Applied Physics, 2018, 123: 153302.
- [21] SIMMONDS J, RAITSES Y. Mitigation of breathing oscillations and focusing of the plume in a segmented electrode wall-less Hall thruster [J]. Applied Physics Letters, 2021, 119: 213501.
- [22] DORF L, RAITSES Y, FISCH N J. Effect of magnetic field profile on the anode fall in a Hall-effect thruster discharge[J]. Physics of Plasmas, 2006, 13: 057104.
- [23] 程佳兵, 康小录, 杭观荣, 等. 磁场对高电压霍尔推力器性能影响研究[J]. 推进技术, 2019, 40(3): 714-720. (CHENG J B, KANG X L, HANG G R, et al. Effects of magnetic field on performance of Hall effect thruster under high discharge voltage [J]. Journal of Propulsion Technology, 2019, 40(3): 714-720.)
- [24] GOEBEL D M, KATZ I. Fundamentals of electric propulsion: ion and Hall thrusters [M]. US: John Wiley & Sons, 2008.
- [25] MOROZOV A I, SAVELYEV V V. Fundamentals of stationary plasma thruster theory [J]. Reviews of Plasma Physics, 2000, 21: 203-391.
- [26] REN L Y, WANG Y N, DING W D, et al. Discharge characteristics and mode transition of a ring-cusp magnetically confined plasma bridge neutralizer [J]. Journal of Applied Physics, 2022, 132: 083301.
- [27] CHOEIRI E Y. Plasma oscillations in Hall thrusters [J]. Physics of Plasmas, 2001, 8(4): 1411-1426.
- [28] BARRAL S, AHEDO E. Low-frequency model of breathing oscillations in Hall discharges [J]. Physical Review E, 2009, 79(4): 046401.
- [29] CHABLE S, ROGIER F. Numerical investigation and modeling of stationary plasma thruster low frequency oscillations [J]. Physics of Plasmas, 2005, 12(3): 033504.
- [30] DING Y, JIA B, XU Y, et al. Effect of vortex inlet mode on low-power cylindrical Hall thruster [J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(8): 080703.
- [31] XIA G J, LI H, DING Y J, et al. Performance optimization of a krypton Hall thruster with a rotating propellant supply [J]. Acta Astronautica, 2020, 171: 290-299.

(编辑:朱立影)

Operating characterization of low power planar Hall thruster

REN Linyuan, WANG Yanan, JIN Liyun, FU Yuliang, SUN Anbang, DING Weidong

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: In order to extend the life time of low power Hall thrusters, a planar Hall thruster is proposed in this paper. This design eliminates the internal discharge channel. The front wall and the front surface of the anode are in the same plane, therefore the ionization and acceleration process completely occur outside the thruster. The thruster achieves stable discharge at the xenon flow rate of 0.6~1.0 mg/s. The characteristics of anode current, thrust, and plume beam under different operating parameters were experimentally studied. The oscillation frequency spectrum of anode current is mainly concentrated from 20 to 60 kHz, which is similar to that of conventional Hall thrusters. At the power level from 62 to 245 W, the thrust and the anode efficiency are separately in the range of 3.2~10.5 mN and 8%~22%. The thrust level is close to the traditional Hall thruster with the same power level, but the anode efficiency is lower. The measurement results of the ion beam characteristics with Faraday probe show that the low plume divergence efficiency is the main reason for the low anode efficiency. Based on the experimental results, the differences between the operation mechanism of the planar Hall thruster and the traditional Hall thruster are analyzed. The planar Hall thruster designed in this study proposes a possible solution to the wall erosion problem of the Hall thruster.

Key words: Hall thruster; Ignition; Anode efficiency; Negative gradient magnetic field; Plume divergence

Received: 2023-02-07; **Revised:** 2023-04-25.

Foundation items: National Natural Science Foundation of China(52007147); Fundamental Research Funds for the Central Universities(xzy022022052); China Postdoctoral Science Foundation(2020M683480).

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 2302007

Corresponding author: DING Weidong, E-mail: wdding@xjtu.edu.cn