

# 真空背压对霍尔推力器放电特性影响的实验研究\*

鄂 鹏<sup>1)</sup> 段 萍<sup>2)</sup> 魏立秋<sup>1)</sup> 白德宇<sup>1)</sup> 江滨浩<sup>1)</sup> 徐殿国<sup>1)†</sup>

1) (哈尔滨工业大学电气工程系, 哈尔滨 150001)

2) (大连大学物理科学与技术学院, 大连 116622)

(2010 年 7 月 5 日收到; 2010 年 9 月 13 日收到修改稿)

真空背压的变化会改变进入霍尔推力器放电通道内的背景气体量, 对工质的电离、电子的传导等物理过程产生影响, 从而进一步影响到推力器的宏观放电特性. 为分析真空背压对推力器放电的影响规律, 通过向真空罐输入流量可控的氮气改变真空背压, 在不同真空背压下测量通道内原子、离子的发光特性以及出口处离子流的伏安特性. 分析结果表明: 背景气体返流对通道内工质放电过程具有全局性的影响, 提高背压会使通道内的电子温度降低、电离效率降低, 并会在通道内形成一个新的电离区, 且背压越高, 该电离区距推力器阳极越近.

**关键词:** 霍尔推力器, 真空背压, 放电特性

**PACC:** 5225F, 5275D

## 1. 引 言

霍尔推力器是一种基于电磁加速等离子体的气体放电装置, 因而背景真空气压会对其放电性能产生影响. 低地球轨道卫星的飞行高度通常在 400—500 km, 相应的背景真空压强在  $1.3 \times 10^{-5}$  Pa 以下<sup>[1]</sup>, 对于中轨道卫星和高轨道卫星, 背景真空压强将会更低. 然而由于真空技术条件的限制, 地面真空系统所能提供的背景气压很难达到真实太空环境的水平, 霍尔推力器在地面真空系统中点火运行时, 背景气压一般高于  $10^{-4}$  Pa, 即至少要高于太空环境压强一个数量级, 这种背景压强的差异对霍尔推力器的影响引起了许多研究者的重视<sup>[2-5]</sup>.

真空背景压强对推力器的影响主要表现在羽流效应和回流效应两个方面. 羽流效应是由于背景气体密度能改变出射离子碰撞截面, 从而影响羽流的发散角度而引起的<sup>[6]</sup>; 回流效应则是由于背景真空和推力器通道内存在压强梯度, 真空罐内的背景气体流入通道后在通道内被电离并被加速而引起的. 在羽流效应研究方面, Randolph 等<sup>[2]</sup>从背景气体影响离子流运动轨迹的角度出发, 针对推力器性能、电磁兼容、远场羽流特性和寿命的不同需求, 给

出了相应的真空背压优化选择区间. 后来, Hofer 等<sup>[7]</sup>通过改变低温泵数目和抽速来调节真空背压大小, 在比文献<sup>[2]</sup>给出的真空背压更大的范围内测量了羽流区电子温度、电子密度、离子电流密度、离子能量分布、等离子体电势等等离子体参数, 系统地分析了真空背压对羽流区离子运动行为的影响, 并认为 Randolph 准则针对大功率霍尔推力器并不成立. 在 Hofer 等<sup>[7]</sup>前期研究工作的基础上, Walker 等<sup>[4, 5]</sup>考虑电荷交换效应的影响, 发现提高真空背压能显著拓宽离子电流密度径向分布, 并增加离子密度. 杨涓等<sup>[8]</sup>发现提高真空背压能增加羽流区电子密度, 进一步深化了真空背压影响羽流特性的认识. 然而, 许多研究表明<sup>[4, 7, 9]</sup>, 背景气体进入推力器放电通道而产生的回流效应能够影响等离子体的放电, 从而进一步对推力器的宏观性能产生显著的影响. 这是因为推力器运行过程中伴随着工质电离后的加速过程, 这样会在加速区形成一个局部的低压区. 在地面真空系统这种背压相对较高的环境中, 背景气体和加速通道之间将产生一个指向通道内的压强梯度, 背景气体在原子(分子)密度梯度的作用下通过扩散过程进入放电通道, 与通道内“高能”电子发生碰撞电离后, 经电场加速重新回到背景环境中. 而在太空这种“理想”真空环境中,

\* 国家自然科学基金(批准号:11005025, 10975026)、辽宁省高等学校科研计划(批准号:2006A047)、哈尔滨工业大学科研创新基金(批准号:HITNSRIF2009044)和黑龙江省博士后科学基金(批准号:LBH-Z09161)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xudian@hit.edu.cn

压强梯度很小,甚至会产生由通道指向外部的压强梯度,这样离子流喷出后会在电子压力的作用下不断在外空间扩散,背景气体往通道内的回流并不明显,因而返流效应可以忽略不计<sup>[10]</sup>. 在地面真空系统内,这种因“人工”回流效应流入放电通道内的背景气体被电离后,会改变该处的等离子体密度,影响该处的电子传导过程,破坏已经建立的电势分布,从而影响到工质气体的电离和加速等放电过程,进一步影响到推力器的推力、比冲、效率等宏观性能指标,同时也会影响到羽流区电磁信号的传播特性<sup>[11]</sup>. 在此方面,文献[3, 4, 7]研究了背压对推力器宏观性能参数的影响,从背压影响工质气体中阳极气体和背景气体所占比例的角度给出了一些定性的解释. Randolph 等<sup>[2]</sup>将进入通道内的背景气体(返流)折算成阳极气体(主流),在一定程度上定量分析了性能参数的变化. 值得注意的是, Bugrova 等<sup>[12]</sup>研究发现出射离子在真空罐壁溅射产生的重粒子进入通道后会在阳极和绝缘陶瓷表面沉积,这样势必会影响阳极和陶瓷壁面传导和发射特性. 同时,这也会影响到鞘层的结构和动态特性<sup>[13]</sup>. 显然,这种溅射物沉积效应会受到真空背压的影响,但是通过设计磁场位形,使通道内离子流对壁面形成一定的冲刷作用,从而“清洁”壁面. 另外,通过设计真空罐内壁涂层,改善其抗溅射特性,也可以减小这种沉积效应.

从上述真空背压对霍尔推力器影响的研究可知,目前在羽流特性方面所进行的实验研究较为全面,这些研究工作和得出的结论为分析推力器与航天器相互作用规律提供了较好的基础. 相对而言,针对背景气体进入通道后影响工质放电过程的研究还不够深入,因而需要分析背景气体进入放电通道后影响工质电离和加速过程的物理图像,并分析其随背压的变化规律.

霍尔推力器通道内工质的电离位置分布决定了电势分布,从而影响离子流的运动轨迹和加速行为,进而影响到推力器的放电特性和宏观性能<sup>[14]</sup>. 为了研究真空背压对推力器放电行为的影响,本实验采用哈尔滨工业大学 P70 型霍尔推力器,在放电电压  $U_d = 400 \text{ V}$ 、工质(氦气)质量流量  $\dot{m}_a = 2 \text{ mg/s}$  (阴极供气质量流量  $\dot{m}_c = 0.3 \text{ mg/s}$ ) 的工况下,改变真空背压,通过多栅探针测量放电通道外离子的能量分布,分析背景气体离子的加速特性,进而通过光谱诊断分析返流背景气体在通道内的电离行

为,在此基础上研究背景气压变化给推力器放电特性带来的影响.

## 2. 实验装置

### 2.1. 推力器

本实验采用 P70 型霍尔推力器实验样机,样机的环形陶瓷通道外半径为 35.5 mm,宽度为 15 mm,长度为 36 mm;阴极安装在距通道出口 20 mm、距几何轴线 60 mm 的位置,如图 1<sup>[15]</sup>所示. 图 1 中三个励磁线圈(外线圈 I、内线圈 II 和附加线圈 III)的匝数分别为 74, 146 和 57 匝,导线直径为 1 mm,过流能力为 8 A,材料为铜铬钕合金(其中铜含量为 99%).

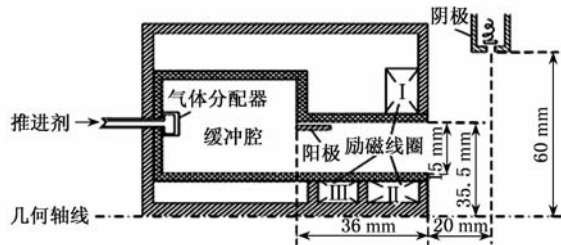


图 1 P70 型霍尔推力器实验样机结构示意图<sup>[15]</sup>

### 2.2. 真空系统

本实验所采用的真空系统主要由长度为 4 m, 直径为 1.5 m 的不锈钢真空罐体和两台抽速为 7000 L/s 的油扩散泵组成(图 2),真空系统静压能达到  $2.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ , 推力器阳极供气流量  $\dot{m}_a$  为 2 mg/s 并点火运行时,真空罐内压强约为  $2.0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ . 通过外加管路向真空罐内输入氦气,调节氦气流量的大小能够改变真空背压,当氦气馈入流量为 2 mg/s 时,相应的真空背压可提高到  $4.2 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ .



图 2 真空系统实物照片

### 2.3. 测量装置

本实验采用爱万提斯 Ava2048FT 型八通道光栅光谱仪和多栅探针对工质的电离和加速过程进行测量.

光谱仪的测量范围为 200—1200 nm, 分辨率小于 0.1 nm, 考虑到光谱仪探测器的敏感度, 实验测量时一般仅涉及 350—1000 nm 的波段, 为抑制噪声和防止信号饱和, 测量积分时间选为 100 ms. 为了减小光纤带宽对光谱辐射强度测量的影响, 在接收光纤头部安装了一个直径为 6 mm 的准直镜, 这样

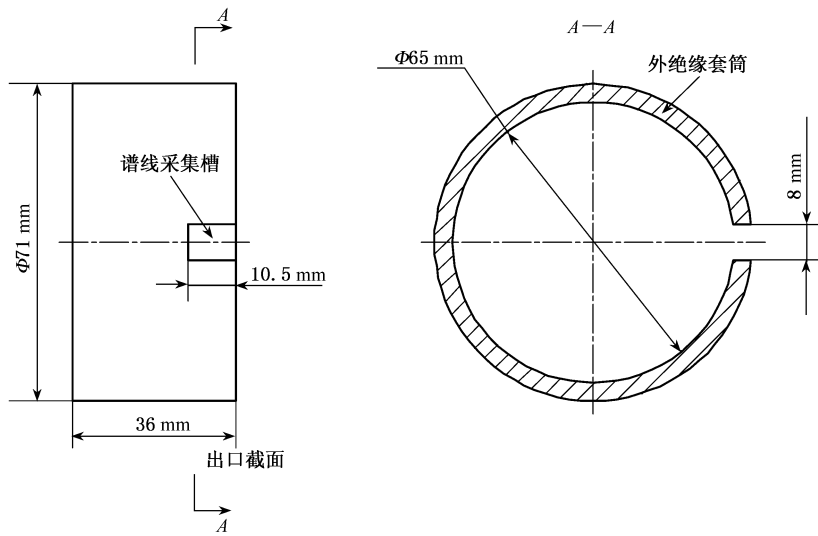


图3 外陶瓷壁面近出口区的信号采集槽<sup>[16]</sup>

多栅探针由栅格 1、栅格 2 和收集器 K 组成(图 4). 在栅格 1 与栅格 2 之间加上负偏压  $U_2$ , 就能截断电子电流分量而使离子电流分量顺利通过. 通过调节收集器 K 上的正偏压  $U_K$ , 可以测量出离子电流的变化. 实验之前, 调节探针截面径向位置, 使截面中心与推力器通道中心轴线保持在同一水平线上; 为减小等离子体流对探针的溅蚀, 通过步进电机调节栅格 1 轴向位置与推力器出口之间的距离  $L = 70 \text{ cm}$ <sup>[17]</sup>.

### 3. 实验结果及讨论

给定放电电压  $U_d = 400 \text{ V}$ 、工质(氮气)质量流量  $\dot{m}_a = 2 \text{ mg/s}$  (阴极供气质量流量  $\dot{m}_c = 0.3 \text{ mg/s}$ ), 通过三个独立电源分别给励磁线圈供电, 调节励磁线圈电流改变通道内的磁场波形, 当放电电流最小时记录外线圈、内线圈和附加线圈电流分别为

可以提高测量精度. 为方便采集通道内的发射光谱信号, 在通道外壁加工一道长度为 10.5 mm, 宽度为 8 mm 的沟槽(图 3<sup>[16]</sup>). 测量过程中, 为避免等离子体对准直镜的溅射以及测量探头对等离子体放电的干扰, 在准直镜前加装长度为 20 mm, 外径为 6 mm, 内径为 4 mm 的陶瓷套筒, 安装过程中套筒顶端深入沟槽但不超过放电通道内壁. 测量步距为 0.5 mm(通过步进电机控制), 为减小测量误差, 每个点采集五组谱线强度数据, 处理数据时取平均值, 并通过方差给出误差范围. 在抽真空之前, 对光谱仪进行了标定.

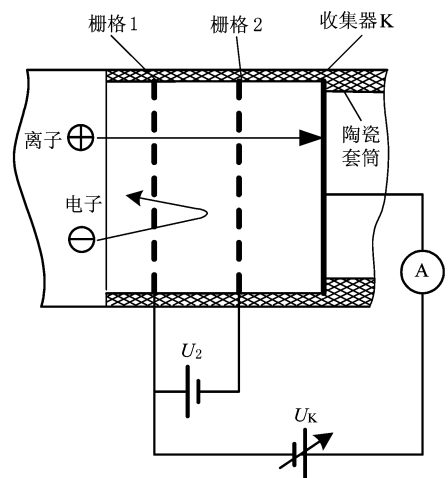


图4 多栅探针结构示意图

4.16, 3.32 和 1.74 A. 调节导管氮气流量改变真空背压, 分别在真空背压为  $2.0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ ,  $3.0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$  和  $4.0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$  下进行实验, 在推力器点火工作

30 min 并稳定放电后开始记录实验数据, 实验工况如表 1 所列。

表 1 实验工况

工况	放电电流/A	$U_2/V$	真空背压/ $10^{-2}$ Pa
1	3.16	-18	2.0
2	3.49	-17	3.0
3	4.02	-17	4.0

### 3.1. 背景气体参与放电后喷流离子的能量分布

图 5 所示为不同偏压下的探针归一化电流。从图 5 可以看出, 不同背压下的伏安特性曲线形貌相似。为了方便分析其变化趋势, 可将曲线分为平台区、返流区、过渡区和主流区四个部分。在平台区, 离子电流由推进工质气体和真空罐内背景气体返流电离后产生, 返流离子的能量范围决定了此区域的宽度。在返流区, 离子电流下降较快, 这是由返流离子能量的分布特性引起的。在过渡区, 离子电流由少量高能返流离子和主流离子构成, 占总离子电流的份额较小, 但离子能量  $E_i$  的变化范围较大。在主流区, 离子电流下降很快且下降的幅度也很大, 这是由主流离子能量的分布特性引起的。

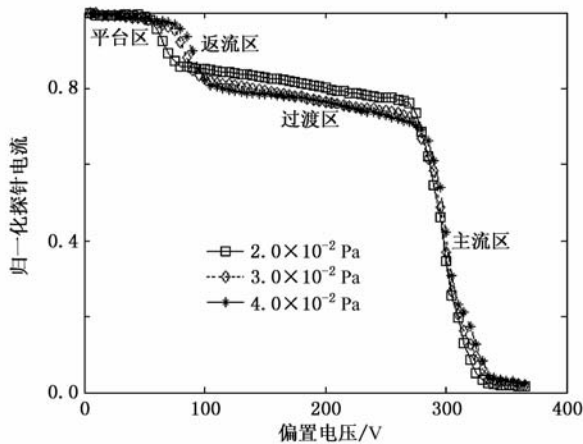


图 5 不同真空背压下多栅探针测得的电流-电压曲线

针对图 5 给出的伏安特性, 可采用差分、线性插值和滤波求得喷流离子的能量分布  $f(E_i)$ , 结果如图 6 所示。从图 6 可以看出:  $f(E_i)$  曲线有两个明显的峰, 较低的峰对应低能离子(返流离子), 较高的峰则对应高能粒子(主流离子), 说明背景气体进入通道电离后从电场获得的能量要明显小于阳极气体电离后获得的能量, 而且返流离子通量比主流离子通量小。随着背压的升高, 主流离子能量分布峰

值略有下降但变化并不明显, 说明背压的变化对主流离子的能量分布影响不大, 其能量分布峰值的变化可能是由于主流离子通量占总通量份额的变化引起的。另外, 随着背压的升高, 返流离子能量分布峰值变大且对应的离子能量增加, 说明背压越高, 返流离子从加速电场获得的能量越大, 且离子通量也会增加。值得指出的是, 背压的升高使得喷流离子通量和平均动能增加, 从而引起比冲、推力等推力器性能参数变大。这种背压变化导致的推力器积分特性变化已经得到了证实<sup>[3, 4, 7]</sup>。

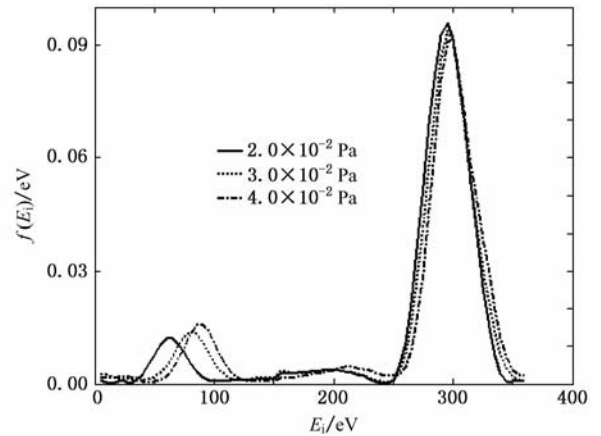


图 6 不同真空背压下的离子能量分布

根据以上对喷流离子能量分布的分析可知, 背压变化对喷流离子最明显的影响在于改变返流离子的通量和能量分布。

返流离子的通量主要取决于返流离子的密度和能量大小, 由于返流离子能量较低且相差不大(主要集中于 60—100 eV), 因而背压引起的返流离子通量变化主要原因在于返流离子密度的变化, 由此需要分析返流量随背压的变化。

探针接收到的离子电流可以表示为

$$I_i^{\text{probe}} = \varepsilon [I_{ia}(\dot{m}_a, \eta_a) + I_{ib}(\dot{m}_b, \eta_b) - I_i^{\text{loss}}(P_b)], \quad (1)$$

其中  $\varepsilon$  是与探针截面积、通道截面积和羽流发散角相关的常数;  $I_{ia}$  和  $I_{ib}$  分别为推力器出口处的主流离子电流和返流离子电流,  $I_{ia}$  和  $I_{ib}$  的大小分别取决于主流质量流量  $\dot{m}_a$  和返流质量流量  $\dot{m}_b$ 、主流电离率  $\eta_a$  和返流电离率  $\eta_b$ ;  $I_i^{\text{loss}}$  为出射离子与背景气体原子碰撞引起的离子电流损失, 其值与真空背压  $P_b$  有关。

假设出射离子与背景气体原子的碰撞为弹性碰撞, 则碰撞截面大小与离子平均速度无关, 于是

可认为主流离子和返流离子从出口截面到探针接收面的损失份额相同,从而可用图 6 中主流和返流离子能量分布函数所对应的面积比  $\alpha$  来近似表示  $I_{ia}$  与  $I_{ib}$  之比,

$$\alpha = \frac{S_a}{S_b} = \frac{I_{ia}}{I_{ib}}, \quad (2)$$

其中  $S_a$  和  $S_b$  分别为图 6 中主流离子能量分布函数和返流离子能量分布函数所对应的面积(计算区域截止到各自峰值的 5%). 由图 6 可以看出,真空背压越高,  $\alpha$  越小,表明返流离子电流占总离子电流的份额越大. 离子电流  $I_i$  通常可以表示为

$$I_i = \frac{e}{M} \eta \dot{m}, \quad (3)$$

其中  $e, M, \eta$  和  $\dot{m}$  分别表示基本电荷电量、工质原子质量、电离率和工质质量流量. 假设主流和返流都是完全电离,即  $\eta_a = \eta_b = 1$ , 结合(2)和(3)式可得

$$\alpha = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_b}. \quad (4)$$

根据图 6 和(4)式,可计算得出返流流量  $\dot{m}_b$  的值,所得结果如图 7 所示. 为分析方便,将返流流量按  $\dot{m}_b / (\dot{m}_a + \dot{m}_b)$  进行了归一化处理. 从图 7 可以看出,返流流量随真空背压的升高而变大,当真空背压在  $2.0 \times 10^{-2}$  Pa 与  $4.0 \times 10^{-2}$  Pa 之间变化时,返流流量占总流量的份额相应从约 17% 增加到近 30%. 由此可知,在此范围内真空背压的变化对返流影响较为明显. 值得注意的是,通道出口附近的电子温度一般低于通道中央的主电离区电子温度,因而返流电离率  $\eta_b$  可能会比主流电离率  $\eta_a$  小,实际的返流流量份额可能会比上述计算值偏大.

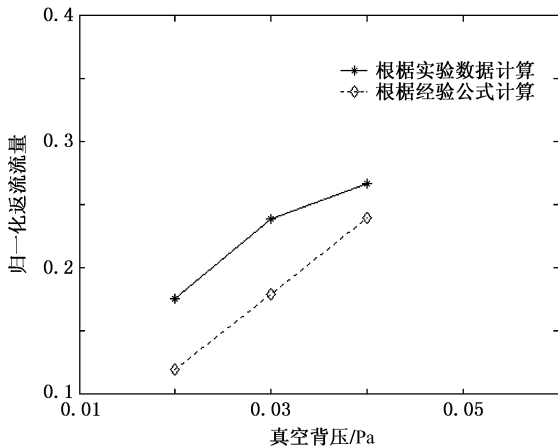


图 7 返流流量随真空背压的变化

返流离子的能量分布主要取决于背景气体返流进入通道与电子发生碰撞电离后从加速电场获

得的能量高低,假设背压并不影响通道内的电势分布,则返流离子的能量大小与背景气体在通道内的电离位置即其进入通道内的深度一一对应<sup>[14]</sup>. 因此,为了证实返流离子能量分布随背景气压的变化规律,需要分析背景气压对返流进入推力器放电通道深度的影响.

### 3.2. 背景气体进入推力器通道内的深度

由于推力器通道内的工质电离主要是一次电离,于是可以依据谱线强度与粒子密度成正比的规律,在  $\text{Kr}^+$  离子谱线( $\text{Kr II}$ )中选取相对强度较大的两条谱线,这两条谱线的波长分别为 966.33 nm ( $4p^4(^3P)5p(^4S_{3/2}^o) \rightarrow 4p^4(^3P)4d(^2P_{3/2})$ ) 和 989.30 nm ( $4p^4(^1D)4d(^2P_{3/2}) \rightarrow 4p^4(^3P)5p(^4S_{3/2}^o)$ )<sup>[18]</sup>, 可通过两条谱线相对强度沿推力器放电通道的轴向分布来研究背景气体在通道内的电离行为,结果如图 8 所示.

从图 8 可以看出:在通道内靠近出口的位置,离子谱线出现较明显的峰值,这是由返流电离产生的,峰值的轴向位置可认为就是返流电离区的位置. 背压越高,返流离子谱线峰值越高,说明背压提高后,返流流量变大使得电离的背景气体原子数增加,相应位置的等离子体密度也会增加. 随着真空背压的升高,离子谱线强度变小且返流离子能量分布曲线峰值所对应的轴向位置距离阳极更近. 这说明背景气体原子在通道内的平均自由程会随背压的提高而增加,而返流原子的平均自由程与相应位置的电子(返流原子)密度和电子温度有关,电子(返流原子)密度越小,电子温度越低,原子的平均自由程越长. 一般而言,背景气压越高,电子(返流原子)密度越大,这会导致返流原子的平均自由程变短. 然而本实验得到的结果恰恰相反,返流原子的平均自由程变长了,因此还需要进一步分析推力器放电通道内电子温度随背景气压的变化.

### 3.3. 背景气体对电子温度分布的影响

按照原子光谱理论,原子发射谱线强度(对于  $k \rightarrow i$  能级跃迁)通常可表示为<sup>[19]</sup>

$$I_{ik} = N_0 g_k A_{ik} h \nu_{ik} \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T_e}\right), \quad (5)$$

其中  $N_0$  为单位体积内处于基态的原子数,  $g_k$  为激发态能级  $k$  的简并度,  $E_k$  为激发态能级  $k$  的能量,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T_e$  为电子温度,  $A_{ik}$  为能级  $i$  与

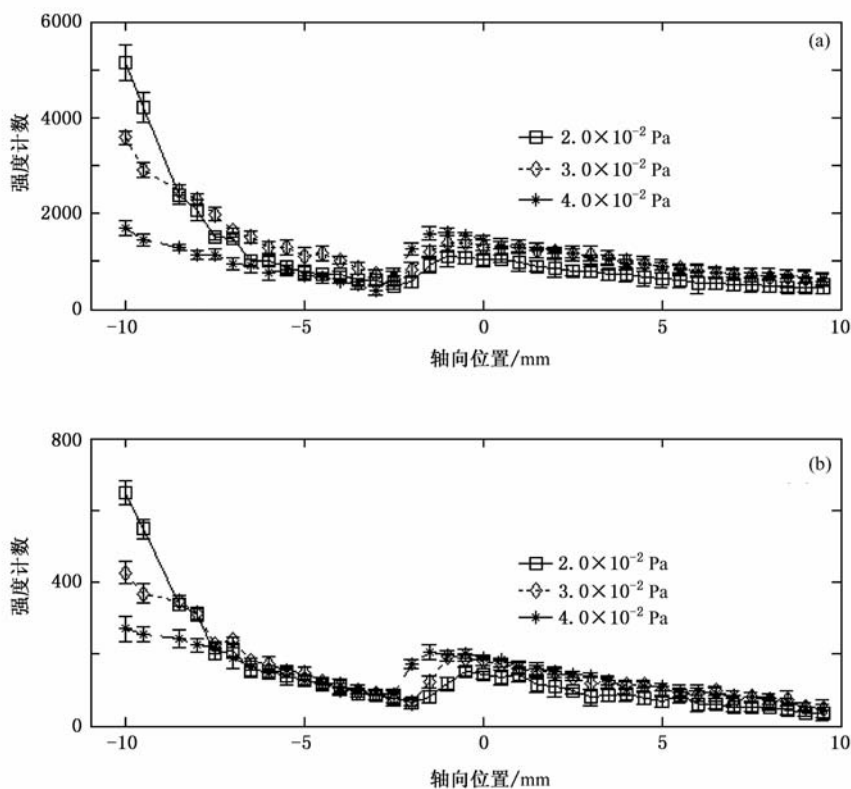


图 8 Kr II 谱线强度沿放电通道的轴向分布 (a)966.33 nm, (b)989.30 nm

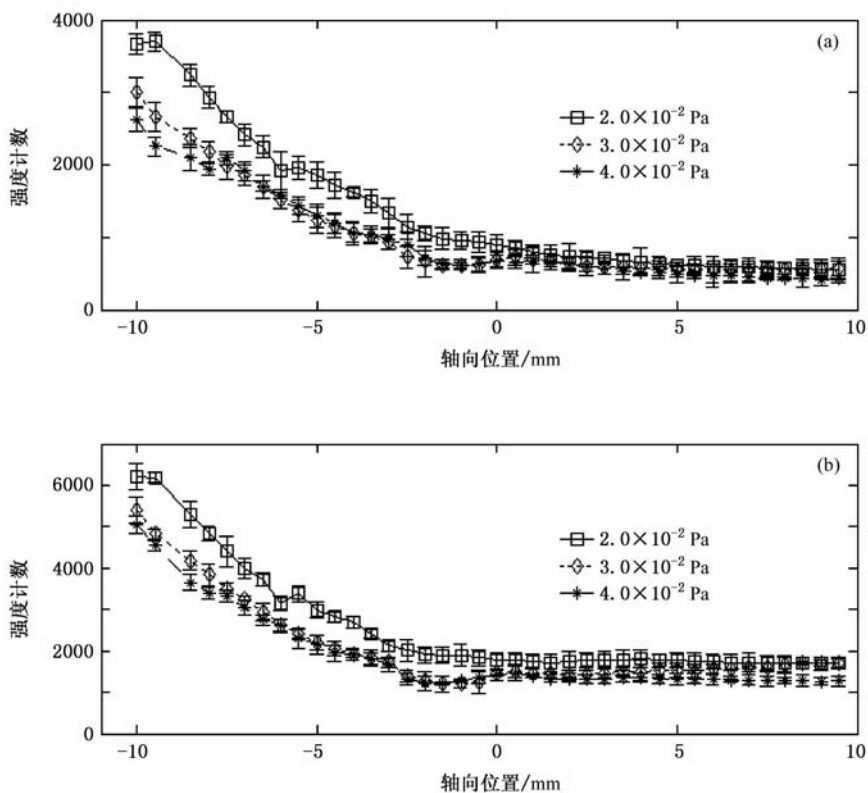


图 9 Kr I 谱线强度沿放电通道的轴向分布 (a)758.74 nm, (b)760.15 nm

能级  $k$  之间跃迁的 Einstein 系数,  $\nu_{ik}$  为能级  $i$  与能级  $k$  之间跃迁产生谱线所对应的频率,  $h$  为普朗克常数.

对于同种原子的两条谱线而言, 两条波长分别为  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的谱线强度之比应满足

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{k_B T_e}\right), \quad (6)$$

其中  $A_1$  和  $A_2$  分别为两条谱线所对应跃迁的 Einstein 系数,  $g_1$  和  $g_2$  为两条谱线激发态的简并度,  $E_1$  和  $E_2$  为两条谱线分别对应跃迁能级的能量差. 通常可以采用上述双谱线法来计算电子温度  $T_e$  [20].

为减小光谱透射率、光谱辐射率对测量结果的影响, 选用波长相差较小且相对强度较大的 758.74 nm ( $4p^5(^2P_{3/2}^o)5p^2[1/2]_0 \rightarrow 4p^5(^2P_{3/2}^o)5s^2[3/2]_1^o$ ) 和 760.15 nm ( $4p^5(^2P_{3/2}^o)5p^2[3/2]_2 \rightarrow 4p^5(^2P_{3/2}^o)5s^2[3/2]_2^o$ ) [21] 两条谱线来计算电子温度. 这两条谱线相对强度沿推力器放电通道的轴向分布如图 9 所示 (图中轴向位置“0”对应通道出口处).

根据美国标准与技术研究院原子谱线数据库提供的 758.74 和 760.15 nm 两条氩原子谱线的 Einstein 系数、能级简并度和能级差, 由 (2) 式计算不同真空背压下电子温度的轴向分布, 所得结果如图 10 所示.

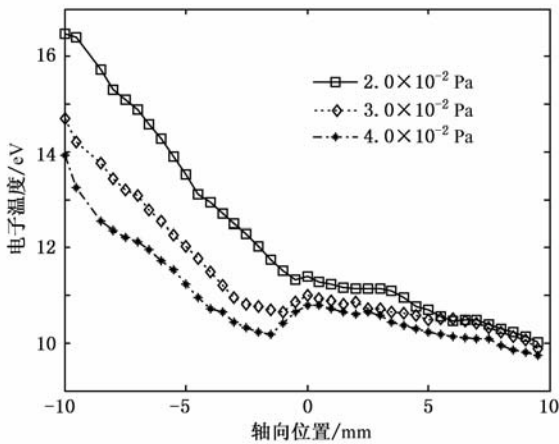


图 10 不同真空背压下电子温度的轴向分布

从图 10 可以看出, 真空背压越高, 通道内电子温度越低. 这是由于返流增加后使得电离耗能增加, 通道内的背景气体原子在电离过程中“冷却”电子, 从而降低了电子温度. 另外, 在通道内靠近出口的位置, 电子温度有一个相对的低点 ( $3.0 \times 10^{-2}$  Pa 和  $4.0 \times 10^{-2}$  Pa 工况下比较明显), 且该点位置随背压的升高而更加深入通道内部, 说明返流使出口

附近的电子温度下降较为明显. 电子温度低点位置可看作是返流电离区的位置, 真空背压增加后返流量变大, 此时虽然电子密度会增加, 但电子温度变低对背景气体电离带来的影响更大 (由图 11 [22] 可知, 在较低电子温度范围内, 电离速率随电子温度呈指数增长, 而随电子密度只是线性增长). 在这种情况下, 返流的背景气体原子的平均自由程变长, 导致返流进入到通道内更深的位置才发生电离, 与图 8 所示的结果相符. 从图 10 可进一步看出, 背压不仅会影响出口附近返流电离区域的电子温度, 还会影响到通道内部的主流电离区域的电子温度. 氩气的一次电离能为 14.02 eV, 当背压升高到一定程度后, 通道内主流电离区域 (轴向位置在 -9—-10 mm) 的电子温度低于此阈值时, 氩气工质的电离速率将迅速下降, 从根本上影响主流的放电.

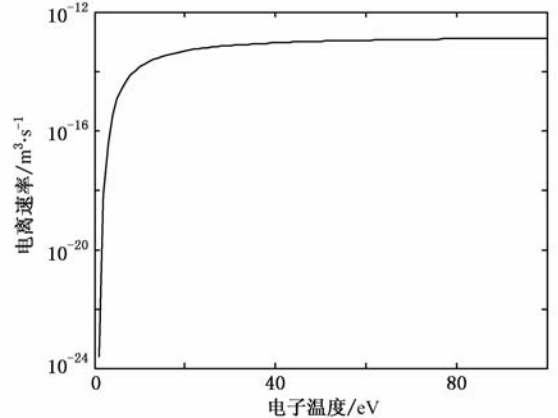


图 11 麦克斯韦分布下电子温度与计算得到的氩气电离速率之间的关系 [22]

## 4. 结 论

真空背压是影响霍尔推力器放电特性的一个重要因素. 可以通过控制进入放电通道的背景气体返流流量来影响电子的轴向传导行为, 进而影响推力器通道内的电离、加速等物理过程. 本文基于通道内原子和离子的发射光谱特性体现工质的电离情况、离子能量分布体现离子的加速情况, 测量了原子、离子特征谱线相对强度沿通道的轴向分布及通道外离子流的伏安特性. 分析表明: 由背压产生的背景气体返流对通道内工质气体放电的影响具有全局性, 背压升高会使通道内的电子温度降低、电离效率降低, 并会在通道内形成一个新的电离区, 且背压越高, 该电离区距推力器阳极越近.

- [1] Hegeler F, Masten G, Leiker G, Krompholz H, Kristiansen M 1993 *Proceedings of the 9th IEEE Pulsed Power Conference* (New Mexico: Institute of Electrical and Electronics Engineers) p237
- [2] Randolph T, Kim V, Kaufman H, Kozubsky K, Zhurin V V, Day M 1993 *Proceedings of the 23rd International Electric Propulsion Conference* (Worthingto: The Electric Rocket Propulsion Society) p95
- [3] Hofer R R, Peterson P Y, Gallimore A D 2001 *Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference* (Worthingto: The Electric Rocket Propulsion Society) p45
- [4] Walker M L R 2005 *Ph. D. Dissertation* (Michigan: University of Michigan)
- [5] Walker M L R, Victor A L, Hofer R R, Gallimore A D 2005 *J. Propul. Power* **21** 408
- [6] Geng S F, Tang D L, Zhao J, Qiu X M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5520 (in Chinese)[耿少飞、唐德礼、赵杰、邱孝明 2009 物理学报 **58** 5520]
- [7] Hofer R R, Peterson P Y, Gallimore A D 1990 *Proceedings of the 21st International Electric Propulsion Conference* (Worthingto: The Electric Rocket Propulsion Society) p41
- [8] Yang J, Liu W Y, Zhu G Q, Mao G W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 366 (in Chinese)[杨涓、刘文一、朱国强、毛根旺 2007 物理学报 **56** 366]
- [9] Byers D, Dankanich J W 2009 *Proceedings of the 31st International Electric Propulsion Conference* (Worthingto: The Electric Rocket Propulsion Society) p76
- [10] Morozov A I, Savelyev V V 2001 *Reviews of Plasma Physics* (Vol.21) (New York: Consultants Bureau) p375
- [11] Yang J, Mao G W, He H Q, Tang J L, Song J, Su W Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4282 (in Chinese)[杨涓、毛根旺、何洪庆、唐金兰、宋军、苏纬仪 2004 物理学报 **53** 4282]
- [12] Bugrova A I, Desyatskov A V, Morozov A I, Kharchevnikov V K 2000 *Plasma Phys. Rep.* **26** 715
- [13] Yu D R, Zhang F K, Li H, Liu H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1844 (in Chinese)[于达仁、张凤奎、李鸿、刘辉 2009 物理学报 **58** 1844]
- [14] Li Y Q, Yu D R 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 666
- [15] E P, Yu D R, Wu Z W, Han K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2535 (in Chinese)[鄂鹏、于达仁、王志文、韩轲 2009 物理学报 **58** 2535]
- [16] E P 2009 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese)[鄂鹏 2009 博士学位论文(哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [17] E P, Duan P, Jiang B H, Liu H, Wei L Q, Xu D G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7181 (in Chinese)[鄂鹏、段萍、江滨浩、刘辉、魏立秋、徐殿国 2010 物理学报 **59** 7181]
- [18] Dzierzega K, Griesmann U, Nave G 2001 *Phys. Scr.* **63** 209
- [19] Thorne A P 1974 *Spectrophysics* (London: Chapman and Hall) p162
- [20] Mills R L, Ray P C, Nansteel M, Xuemin C, Mayo R M, Hu J L, Dhandapani B 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 338
- [21] Tsurubuchi S, Kobayashi H, Hyodo M 2003 *J. Phys. B* **36** 2629
- [22] Garrigues L, Boyd I D, Boeuf J P 2001 *J. Propul. Power* **17** 772

# Experimental study of vacuum backpressure on the discharge characteristics of a Hall thruster<sup>\*</sup>

E Peng<sup>1)</sup> Duan Ping<sup>2)</sup> Wei Li-Qiu<sup>1)</sup> Bai De-Yu<sup>1)</sup> Jiang Bin-Hao<sup>1)</sup> Xu Dian-Guo<sup>1)†</sup>

1) (*Department of Electrical Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

2) (*College of Physics Science and Technology, Dalian University, Dalian 116622, China*)

(Received 5 July 2010; revised manuscript received 13 September 2010)

## Abstract

It is found that the vacuum backpressure affects the flow of background gas into a Hall thruster channel. The flow of background gas can affect the ionization of propellants and the conductivity of electrons, and thereby affect the physical process and discharge characteristic of Hall thrusters. In order to investigate these effects, the atomic and the ionic emission spectra in the discharge channel and the ions energy distribution are measured under different vacuum backpressures. The experimental results indicate that the increase of vacuum backpressure can reduce the electron temperature and ionization efficiency of propellants and a new ionization region appears near exit plane in the channel; and moreover, it is found that the new ionization region penetrates into the channel more deeply under the higher vacuum backpressure case.

**Keywords:** Hall thruster, vacuum backpressure, discharge characteristics

**PACC:** 5225F, 5275D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11005025, 10975026), the Scientific Research Program of Institution of Higher Education of Liaoning Province, China (Grant No. 2006A047), the Scientific Research Innovation Foundation of Harbin Institute of Technology, China (Grant No. HITNSRIF2009044) and the Science Foundation for Postdoctor of Heilongjiang Province, China (Grant No. LBH-Z09161).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xudiang@hit.edu.cn