

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

微牛级会切霍尔推力器模式转换*

吴嘉浩 曾明[†] 刘辉 于达仁[‡]

(哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 航天等离子体推进工信部重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2025年9月5日收到; 2025年10月15日收到修改稿)

微牛级会切霍尔推力器是一种微波辅助电离调控的电推进装置, 作为无拖曳控制系统的执行机构, 通过宽范围连续调节推力来保障控制精度与稳定性. 但调节过程中会发生模式转换导致阳极电流突变, 降低控制精度和稳定性. 因此, 有必要对模式转换发生的规律进行研究. 本文通过探针诊断等方式, 研究了微波模式转换前后推力器内部等离子体参数与放电特性的变化规律. 实验结果显示, 模式转换前, 等离子体亮区主要集中于阳极前端 1—3 mm 处的电子回旋共振区域; 转换后, 亮区向上游移动, 近阳极区等离子体密度超过截止密度, 沿轴向急剧下降. 等离子体密度变化改变基本波的传输特性是电子加热方式发生改变的根本原因. 等离子体密度上升至截止密度时, 驱动电离的 R 波与 O 波迅速衰减或被反射. 此时 R 波无法到达共振面, 主导的电子回旋共振 (ECR) 电离失效. R 波-O 波主导电离变为 O 波主导电离, 电子加热机制从体加热向表面波加热过渡. 本文研究将为后续优化推力器微波传输、降低模式转换发生的阈值提供依据.

关键词: 会切霍尔推力器, 模式转换, 探针诊断, 波与等离子体相互作用**PACS:** 52.75.Di, 52.50.Dg, 52.50.Sw**DOI:** 10.7498/aps.74.20251214**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251214

1 引言

2015 年美国地面激光干涉引力波天文台 (LIGO) 首次探测到引力波信号, 正式开启引力波天文学时代. 为了探测低频引力波信号, 日本提出了空间引力波探测计划 DECIGO^[1]; 欧美提出了空间引力波探测计划 LISA^[2], 并于 2015 年发射了技术验证卫星 LISA pathfinder^[3]. 2024 年 2 月欧洲航天局 (ESA) 和美国航天局 (NASA) 正式通过空间引力波探测计划 LISA 的立项, 计划于 2035 年发射空间引力波探测卫星^[4,5]. 2024 年 10 月, 中国《国家空间科学中长期发展规划 (2024—2050 年)》中指出空间引力波探测是国家下一阶段有望产出标志性重大成果的大型备选空间科学任务之一. 引力波探测卫

星通过无拖曳控制系统保证检验质量的稳定运行. 微推力器作为无拖曳控制系统的执行机构, 通过宽范围连续调节推力用于保证无拖曳控制系统的控制精度及稳定性^[6].

微牛级会切霍尔推力器是国家重点研发计划“引力波专项”中的一种重要微推进方案, 指标要求其具备宽范围连续调节等能力^[7-9]. 目前推力器已实现 1—100 μN 推力调节范围, 展现出良好的工程应用潜力^[10]. 其基本工作原理是在会切磁场中通过微波电子回旋共振 (ECR) 放电产生等离子体, 并在阳极电场作用下加速离子产生推力^[11-13].

为了实现高精度的无拖曳控制, 要求微牛级会切霍尔推力器的输出推力必须与输入控制参数保持单调且连续的对应关系. 然而, 在对微牛级会切霍尔推力器的阳极电流进行连续调节的实验研究中,

* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFC2201000) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: sasuke250@sina.com[‡] 通信作者. E-mail: yudaren@hit.edu.cn

观察到“模式转换”现象,如图1所示.该现象表现为,当仅改变单一输入参数(如阳极电压或微波功率)时,推力或放电电流等关键状态参数并非平滑变化,而是发生不连续的、急剧的跳变.这种突变是一个非预期干扰,直接影响到无拖曳控制的超静稳状态;并且,模式转换伴随的“滞环”现象(hysteresis loop),使得参数增大或减小调节时的模式转换工况点不一致,影响无拖曳控制系统对推力的精确跟踪与补偿,进而严重威胁无拖曳的控制精度与稳定性.

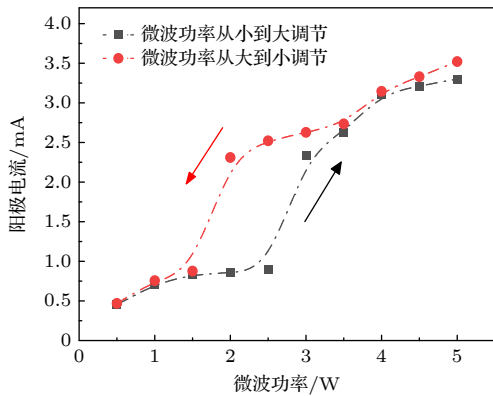


图1 微波调节中的模式转换

Fig. 1. Mode transition during microwave regulation.

日本九州大学等机构的研究人员较早关注到模式转换现象^[14].他们在 μ_1 和 μ_{10} 等离子推力器^[14-20]实验中发现,改变微波功率或工质流量会导致屏栅电流发生突然跳变.他们通过对比4种不同波导结构^[18],发现波导显著地改变了微波在腔室中的传输特性,进而影响了等离子体的生成位置和输运效率.波导结构差异导致能量耦合效率存在差异,当调节功率时,这种差异会使得放电状态在两种不同的工作模式之间发生切换.进一步研究指出^[19],这种工作模式的切换本质是推力器加热模式的改变.

在此基础上,大连理工大学丁振峰团队^[21-26]从机理层面开展了深入的研究.他们通过测量微波反射系数、采集光谱信号并结合理论建模,发现推力器内部的磁场分布以及微波功率的动态变化会影响等离子体的产生过程.在调节微波功率时,微波功率会在等离子体负载吸收和反射之间动态再分配,这种再分配会反过来影响等离子体的电离速率和密度.他们认为在参数调节中,等离子体密度变化会改变微波与等离子体之间的能量耦合状态,这种动态的不稳定性最终导致了模式转换^[26].

而哈尔滨工业大学曾明等^[27]的研究则提供了另一个重要视角.他们设计了一种简化结构的无磁约束微波离子推力器,调节微波功率的过程中发现了基于屏栅电流变化的模式转换现象.利用Langmuir探针和微波反射系数 Γ 的测量结果发现,模式转换与微波的截止密度密切相关.当等离子体密度超过微波的截止密度($n_e > n_c$)时,加热方式会从体加热(volume heating)转变为表面波加热(surface wave heating),这一转变直接引起了推力和电流的突变.

上述的研究分别从波导结构、微波能量耦合及截止密度等方面,揭示了微波传输特性、电子加热机制、等离子体密度变化都是微波等离子体推力器发生模式转换的重要诱因.在此基础上可以推测,波与等离子体相互作用、微波等离子体参数空间演化规律是理解微波等离子体推力器模式转换的核心.现有微波等离子体推力器模式转换研究中,对于推力器内部等离子体空间演化影响波的能量传播与吸收机制的研究,缺乏直接的实验观测.

微波放电是微牛级会切霍尔推力器稳定运行的核心手段,也是实现推力器宽范围连续调节的关键因素.深入研究微牛级会切霍尔推力器内部波与等离子体相互作用机制、等离子体参数空间演化规律,对揭示模式转换机理、提升推力器宽范围连续调节能力具有重大意义.本文在此基础上,通过测量传输线参数并结合探针诊断等离子体特性,旨在研究微牛级会切霍尔推力器模式转换规律,优化推力器设计,深化对微波放电等离子体推力器中波与等离子体相互作用、等离子体参数空间演化的理解.

2 实验方案

2.1 实验思路

微牛级会切霍尔推力器的模式转换现象可能与波与等离子体相互作用、等离子体参数空间演化有关.因此可以通过侵入式探针等离子体诊断方法和放电参数的监测,有效表征微牛级会切霍尔推力器的放电模式特征,以分析微牛级会切霍尔推力器模式转换规律.

首先,通过监测阳极电流、驻波比/反射系数的变化,结合放电图像确定推力器发生模式转换的阈值工况.阳极电流作为推力调节的关键参数,

驻波比作为推力器微波特征参数, 这两者结合可以有效地判断出推力器放电特征. 测量阳极电压 300—700 V 调节过程、微波功率 1—4 W 调节过程中阳极电流及驻波比的变化范围. 结合放电图像, 当阳极电流和驻波比同时发生大幅度变化时, 可以确定推力器发生了工作模式的转换.

随后, 在典型工况下分析等离子体参数的空间演化规律. 在确定推力器不同工作模式转换的阈值和条件基础上, 以推力器出口平面中心为 Faraday 探针的零点, 探针扫描的臂长 15 cm, 测量推力器不同工作模式下典型工况的出口羽流离子电流密度, 分析羽流特征. 随后对典型工况的通道内等离子体参数空间演化进行测量, 记推力器的阳极端面处为零点 $X = 0$ mm, 通道朝外的方向为正向. 通过步进电机带动 Langmuir 探针向推力器通道内进行测量 I - V 曲线, 从 $X = -1$ mm 处开始测量, 间隔为 1 mm, 测量到 $X = 4$ mm. 根据曲线计算出电子温度及等离子体密度. 最后根据结果综合分析推力器的模式转换规律.

2.2 实验装置与系统

如图 2(a), 微牛级会切霍尔推力器主要由永磁铁、氮化硼放电通道、阳极、微波传输线、谐振腔等部件组成. 阳极端面径向方向上是气体孔. 氮化

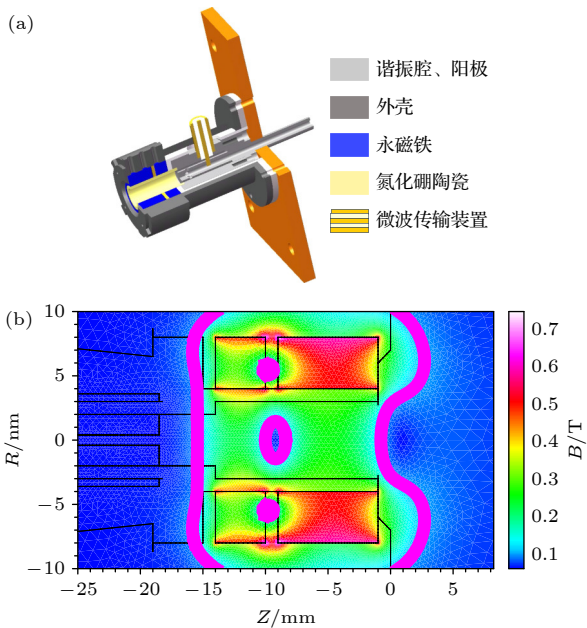


图 2 推力器示意图 (a) 推力器结构; (b) 推力器磁场分布
Fig. 2. Schematic of the thruster: (a) Structure; (b) magnetic field distribution.

硼陶瓷通道长度为 16 mm, 通道直径为 6 mm. 磁场由 8 mm 和 4 mm 长的钕钴永磁铁隔着导磁环同极放置产生会切磁场, 磁场强度分布如图 2(b). 实验采用的 2.45 GHz 微波源对应的共振面为 0.0875 T.

实验平台的真空罐大小为 80 cm×80 cm×80 cm, 长时间工作的真空度可维持 10^{-4} Pa. 工质流量计为 Alicat 流量计, 量程为 0.01—0.5 sccm ($1 \text{ sccm} = 1 \text{ mL/min}$ (标准大气压)). 实验用的电源为蚯蚓商用电源, 阳极电源电压范围为 0—1000 V、钨丝阴极触持极电源电压范围为 0—150 V, 钨丝阴极加热电源的电流范围为 0—3 A. 微波源的微波频率为 2.45 GHz, 内置装置可测量传输线与推力器负载端的反射功率及驻波比. 推力器与微波传输装置之间不存在可调匹配的网络, 并且传输线采用 50Ω 特性阻抗的同轴传输线.

实验中采用的 Faraday 探针、Langmuir 测量系统如图 3 所示, Faraday 探针施加 -30 V 的偏置电压, 抑制电子干扰. 测量电阻为 198 k Ω , 对测量电阻并联一个电容器, 对干扰电流进行抑制. Langmuir 探针电路中施加 -50 V 的偏置电压, 扫描电压变化为 -50—150 V, 测量电阻为 1 k Ω .

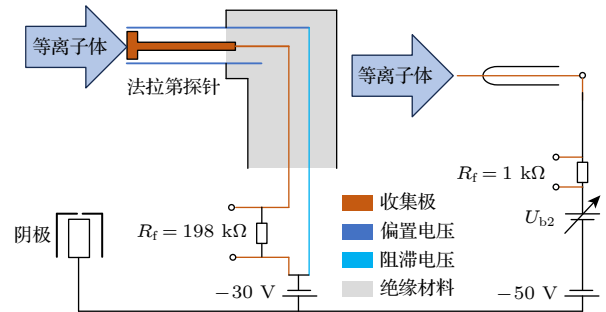


图 3 Faraday 探针、Langmuir 探针测量系统
Fig. 3. Schematic of the Faraday probe and Langmuir probe measurement system.

根据 Langmuir 探针测量得到推力器等离子体的 I - V 曲线后, 通过 floating potential 方法^[28]对测量等离子体密度 n_i 进行修正计算. 在计算等离子体参数的过程中, 由于鞘层效应的影响, 离子饱和电流 I_{sat} 会随着偏置电压的增大而增大, 因此需要扫描电压的起始小区间对扫描电流线性拟合, 取拟和直线在悬浮电位 ϕ_f 处的电流值为饱和离子电流 I_{sat} . 传统测量中, 常见通过 (1) 式计算等离子体密度, 但饱和电子电流 I_{cs} 通常难以确定. 为了提高

Langmuir 探针测量等离子体密度的精度, 如 (2) 式所示, 根据 bohm 传导电流及鞘层模型进行计算等离子体密度 n_i .

$$n_i = n_e = \frac{I_{es}}{eA} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{kT_e}}, \quad (1)$$

$$n_i = \frac{I_{sat}}{2\pi(R_p + d)eL\alpha_0 c_s}, \quad (2)$$

其中, I_{sat} 为饱和离子电流; R_p 为探针半径; L 为探针测量长度; α_0 为 Bohm 电流系数 (实验校准值 0.6—0.7); $c_s = \sqrt{kT_e/M}$ 为离子声速; d 为鞘层厚度.

鞘层厚度的计算公式为

$$d = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\alpha_0}} (2\eta_f)^{3/4} \lambda_D \approx 1.0 \eta_f^{3/4} \lambda_D, \quad (3)$$

其中归一化悬浮电位 $\eta_f = |V_f/T_{ev}|$; 德拜长度 $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 kT_e/n_e e^2}$.

测量使用的 Langmuir 探针材料为钨丝, 半径为 1 mm, 探针暴露长度为 2 mm. 设等离子体密度初始值为 $n_0 = 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 将 n_0 代入德拜长度计算公式得到初始赋值的 λ_{D0} , 随后开始进行迭代计算得到 n_i . 实际测量中, 由于探针污染、推力器羽流轰击等因素影响, 需要反复对同一进行测量.

3 实验结果与讨论

3.1 微牛级会切霍尔推力器模式转换现象

测量中发现, 微波功率 4 W、阳极电压 300—700 V 调控过程中, 500 V/0.4 sccm 阳极电流突然增大, 如图 4(a). 随后测量阳极电压 500 V、微波功率 1—5 W 的调控范围, 3 W/0.3 sccm, 3 W/0.4 sccm 时阳极电流均急剧减小, 如图 4(b). 结果表明推力器内部直流与微波耦合特性与工质流量变化影响模式转换的发生.

在调控过程中对推力器通道放电情况进行拍摄发现, 0.3 sccm/2 W 与 0.4 sccm/4 W 两种工况下的推力器通道的 ECR 电离区存在显著的区别如图 5 所示. 0.4 sccm/4 W (图 5(a)) 工况相较 0.3 sccm/2 W (图 5(b)) 工况通道内等离子体发光区域明显向阳极后方收缩, 表明等离子体放电特性发生改变.

为进一步探究模式转换的机理, 我们在 3 W/0.2 sccm 和 4 W/0.4 sccm 两种工况下, 测量了阳极电压调节过程中传输线参数与阳极电流的响应,

如图 6 所示. 4 W/0.4 sccm 工况下的驻波比和反射系数 Γ 分别为 2 和 0.33, 3 W/0.2 sccm 工况下分别为 1.2 和 0.1, 且都不随阳极电压的改变而

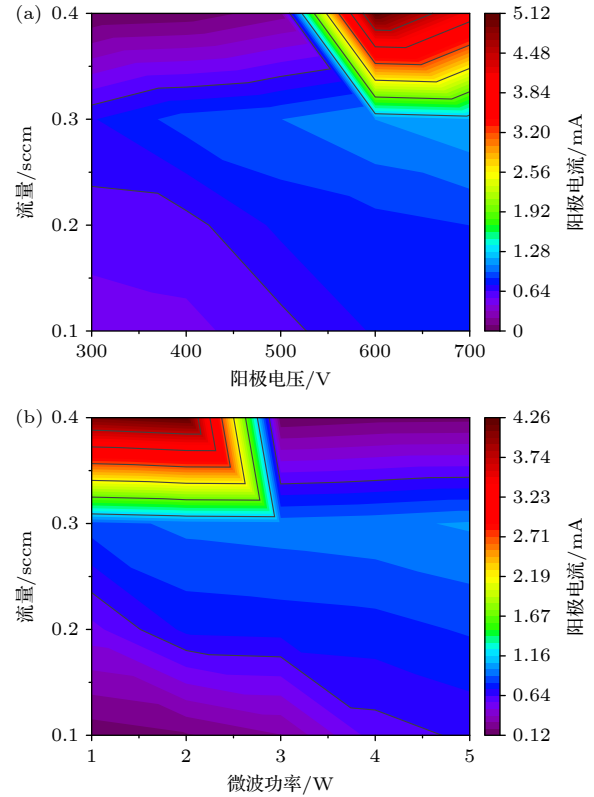


图 4 阳极电压、微波功率调节结果 (a) 4 W 微波功率下调控阳极电压 300—700 V, 阳极电流变化结果; (b) 500 V 阳极电压下调控微波功率 1—5 W, 阳极电流变化结果

Fig. 4. Results of anode voltage and microwave power regulation: (a) Variation of anode current with anode voltage regulated from 300 to 700 V at a fixed microwave power of 4 W; (b) variation of anode current with microwave power regulated from 1 to 5 W at a fixed anode voltage of 500 V.

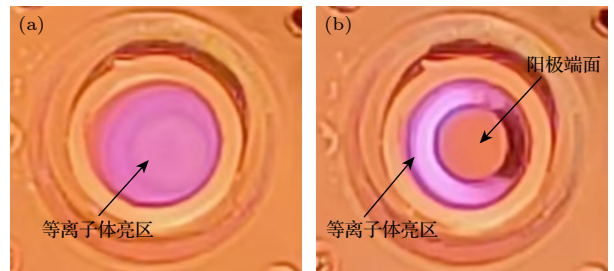


图 5 两种不同工况下等离子体亮区的分布 (a) 0.3 sccm/2 W 工况在等离子体亮区阳极前端; (b) 0.4 sccm/4 W 工况等离子体亮区退至阳极端面后

Fig. 5. Distribution of the plasma luminous region under two different operating conditions: (a) Distribution of the plasma luminous region upstream of the anode under the condition of 0.3 sccm and 2 W; (b) plasma luminous region recedes downstream beyond the anode end-face under the condition of 0.4 sccm and 4 W.

发生明显变化. 3 W/0.2 sccm 工况阳极电流随电压平稳上升; 4 W/0.4 sccm 工况在 500—600 V 之间电流响应急剧升高. 这一现象表明, 在直流-微波耦合的会切霍尔推力器中, 直流电压调控对等离子体状态的影响并未显著地改变微波传输的匹配特性, 传输线参数的变化主要来源于微波调控机制.

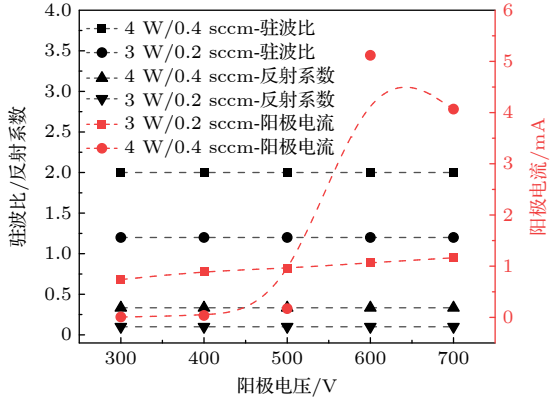


图 6 电压调控下两种典型工况阳极电流与驻波比/反射系数的结果

Fig. 6. Anode current and VSWR/reflection coefficient results under two typical operating conditions with voltage regulation.

在无直流电压的条件下, 分别调控微波功率 (1—5 W, 固定流量 0.3 sccm) 和工质流量 (0.1—0.5 sccm, 固定微波功率 4 W), 测量反射系数与驻波比的响应如图 7 所示. 实验发现在微波功率为 2—3 W (图 7(a)) 和流量为 0.3—0.4 sccm (图 7(b)) 的区间内, 驻波比分别从 1.2 跃升至 2、从 1.3 跃升至 2, 反射系数则由 0.1 和 0.11 分别增至 0.3. 根据传输线理论, 反射参数突变意味着负载阻抗发生显著变化. 理想情况下, 当驻波比为 2 时, 微波功率传输损耗可达 11%. 推力器 4 W 入射功率下实测反射功率达 1.3 W, 进一步证实模式转换过程中等离子体阻抗发生突变.

综合以上结果可知, 微牛级会切霍尔推力器的模式转换以微波放电主导, 并且受到工质流量大小的影响. 模式转换前 (以 0.3 sccm/2 W 为代表) 与模式转换后 (以 0.4 sccm/4 W 为代表) 两种工作模式的核心特征差异可总结为:

- 1) 等离子体亮区位置: 由阳极前端的 ECR 共振区 (1—3 mm) 收缩并移动至阳极端面附近;
- 2) 微波耦合效率: 驻波比由约 1.2 显著跃升至 2, 反射率大幅增加;
- 3) 放电电流特性: 阳极电流在参数调节中突变.

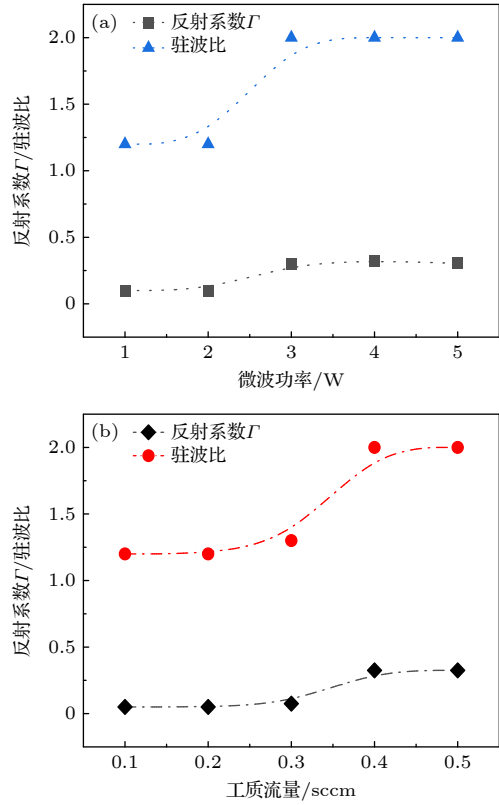


图 7 无直流电压下驻波比与反射系数随着调控参数而发生突变 (a) 1—5 W 微波功率变化下驻波比与反射系数显著增大; (b) 0.1—0.5 sccm 工质流量下驻波比与反射系数显著增大

Fig. 7. Abrupt changes in VSWR and reflection coefficient with control parameters in the absence of a DC voltage: (a) Significant increase in VSWR and reflection coefficient with microwave power varied from 1 to 5 W; (b) sharp rise in VSWR and reflection coefficient with propellant flow rate adjusted from 0.1 to 0.5 sccm.

3.2 模式转换过程等离子体参数空间演化测量结果及机理分析

由 3.1 的讨论可知, 微波主导的模式转换会导致 ECR 电离区的移动, 需要测量微波主导放电下空间演化过程中的等离子体密度变化. 通过 Faraday 探针测量推力器微波主导放电下 2 W/0.3 sccm (模式转换前) 和 4 W/0.4 sccm (模式转换后) 的出口羽流离子电流密度, 扫描结果如图 8 所示. 模式转换前, 推力器离子电流密度峰值为 0.073 A/m^2 , 羽流形貌为单峰形貌. 模式转换后, 离子电流密度显著降低.

随后, 通过 Langmuir 探针对模式转换发生前后推力器通道内等离子体密度进行测量. 图 9(a) 和图 9(b) 分别为发生微波放电模式转换前后的 $I-V$ 曲线. 对 $I-V$ 曲线求导, 一阶导数曲线分布如

图 10 所示, 根据一阶导数的极值点可以确定等离子体的空间电位 Φ_p . 平滑曲线后, 取悬浮电位

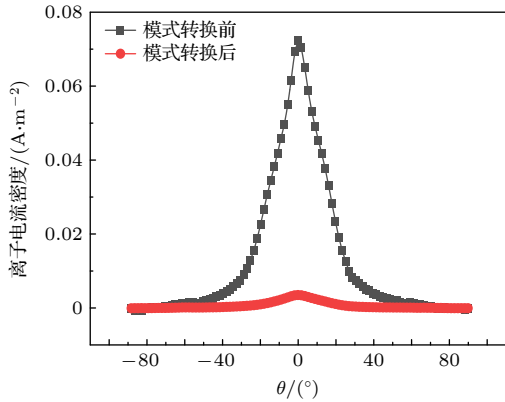


图 8 2 W/0.3 sccm(模式转换前)和 4 W/0.4 sccm(模式转换后)羽流离子电流分布

Fig. 8. Plume ion current distribution at 2 W/0.3 sccm (before mode transition) and 4 W/0.4 sccm (after mode transition).

Φ_f 与空间电位 Φ_p 范围内的 $I-V$ 曲线, 对曲线取对数 $\ln I$ 并进行直线拟合, 拟合的直线如图 11 所示. 通过直线斜率即能求出等离子体的电子温度 T_e .

计算出 T_e 后, 通过 floating potential 修正后的方法对等离子体密度 n_i 进行计算. 图 12 是模式转换前后通道内各长度的电子温度及等离子体密度值. 模式转换前即图 12(a), 推力器轴向方向上的电子密度主要集中在距离阳极端面 1 mm 附近, 且轴向方向上的电子温度距零点处 1 mm 最高, 主要电离区集中在阳极前端 1 mm. 并且根据磁场特征分布, 该区域也是推力器 ECR 共振面分布的区域. 这说明在微波单独主导放电下, 模式转换前的等离子体电离主要由 ECR 加热主导. 模式转换后即图 12(b), 等离子体密度主要集中在阳极端面 $-1-0$ mm 的区域内, 越往正向等离子体密度与电子温度就越低. 说明此时在推力器内部, ECR 加热

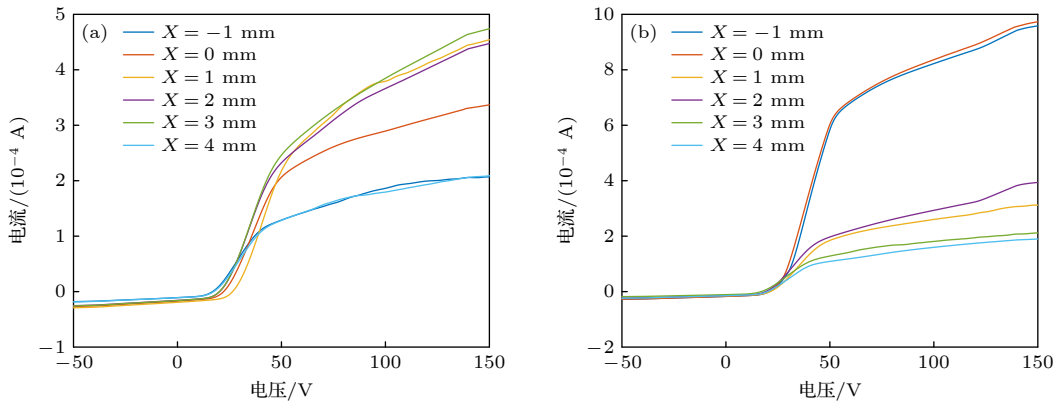


图 9 模式转换前后测量点的 $I-V$ 曲线 (a) 模式转换前 $X = -1-4$ mm 的 $I-V$ 曲线; (b) 模式转换后 $X = -1-4$ mm 处的 $I-V$ 曲线

Fig. 9. $I-V$ curves at the measurement points before and after mode transition: (a) $I-V$ curves at positions from $X = -1$ to 4 mm before mode transition; (b) $I-V$ curves at positions from $X = -1$ to 4 mm after mode transition.

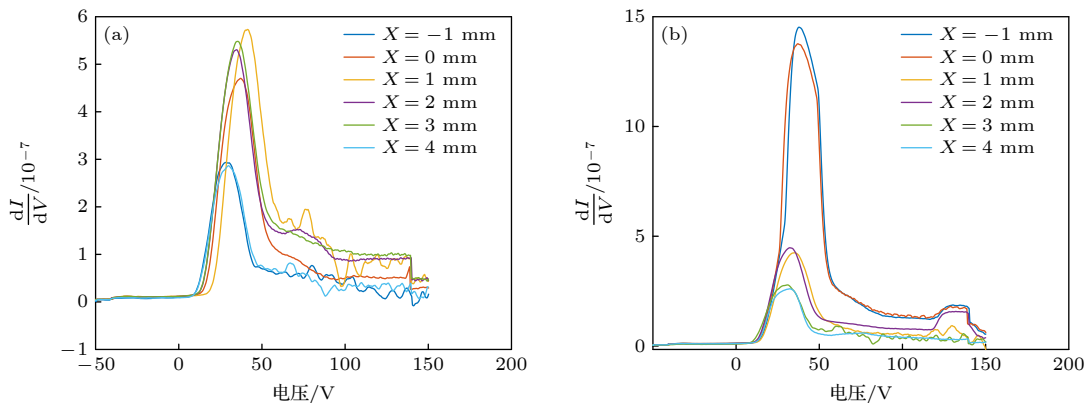


图 10 模式转换前后 $I-V$ 曲线的一阶导数分布 (a) 模式转换前 $X = -1-4$ mm $I-V$ 曲线的一阶导数分布; (b) 模式转换后 $X = -1-4$ mm $I-V$ 曲线的一阶导数分布

Fig. 10. Profiles of the first derivative of the $I-V$ curves before and after mode transition: (a) Distribution of the first derivative for $I-V$ curves at $X = -1$ to 4 mm before mode transition; (b) distribution of the first derivative for $I-V$ curves at $X = -1$ to 4 mm after mode transition.

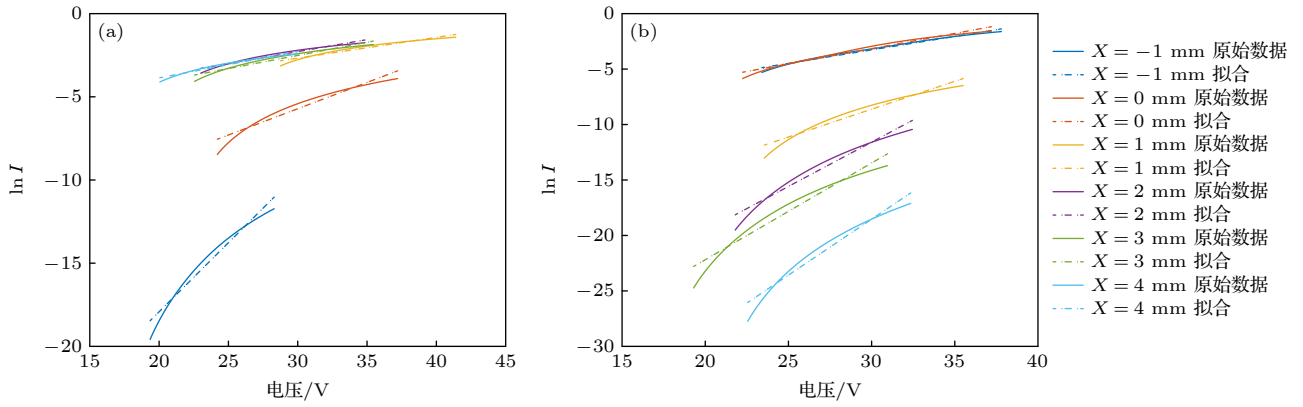


图 11 模式转换前后电子温度拟合曲线 (a) 模式转换前 $X = -1-4$ mm 测点处电子温度拟合直线; (b) 模式转换后 $X = -1-4$ mm 测点处电子温度拟合直线

Fig. 11. Fitting curves for electron temperature before and after mode transition: (a) Linear fits to the electron temperature at measurement points from $X = -1$ to 4 mm before mode transition; (b) linear fits to the electron temperature at measurement points from $X = -1$ to 4 mm after mode transition.

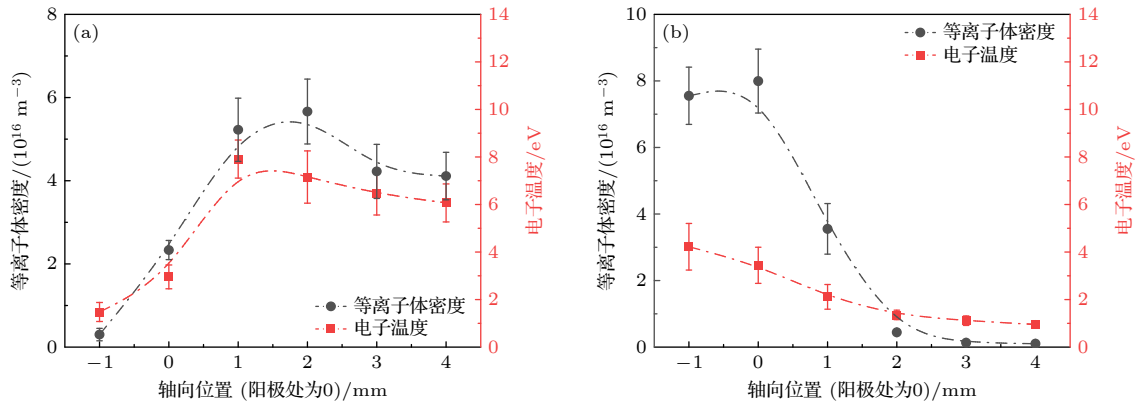


图 12 模式转换过程中推力器通道内等离子体参数的变化 (a) 模式转换前通道内各测点的电子温度及等离子体密度; (b) 模式转换后通道内各测点的电子温度及等离子体密度

Fig. 12. Evolution of plasma parameters within the thruster channel during the mode transition process: (a) Electron temperature and plasma density at various measurement locations within the channel before mode transition; (b) electron temperature and plasma density at various measurement locations within the channel after mode transition.

主导的电离方式发生了改变, 并且在这种主导加热模式下等离子体的能量急剧耗散。

已有的研究表明, 微波主导放电中电子加热模式改变的主要因素是等离子体密度变化导致基本波传播情况的变化^[29]. 在会切霍尔推力器中, 由微波电场与磁场的相对关系、特征等离子体密度可知, 驱动电离的主要两种基本波是 R 波和 O 波. 其在在磁场条件下的传播特性可由 CMA 图表示^[30,31], 如图 13 所示.

会切霍尔推力器阳极端面附近的微波传播路径为弱磁场区向强磁场区传播、低等离子体密度区向高密度区传播. 而 R 波与 O 波的传播路径如图 13 所示. 其中 O 波的截止密度 $n_{co} = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \omega_{pe}^2$,

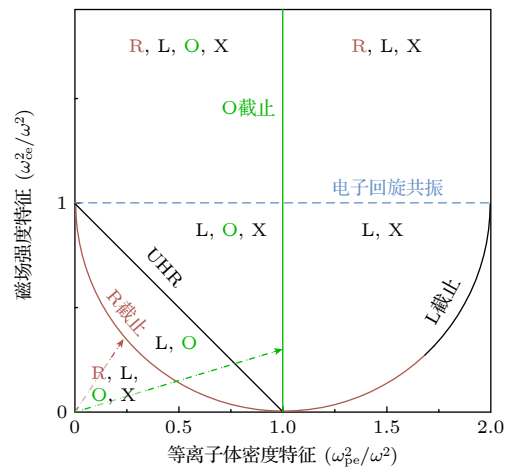


图 13 R 波和 O 波在磁化等离子体中的传播特性

Fig. 13. Propagation characteristics of R-wave and O-wave in magnetized plasma.

当微波频率 $\omega = 2.45$ GHz 时, $n_{co} = 7.45 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 在 $\omega_{pe} = \omega$ 处截止. R 波的截止密度 $n_{cR} = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \times (\omega^2 - \omega \omega_{pe})$, 在近阳极弱磁场区 (特征磁场强度低于 ECR 共振场强) 的截止密度低于 n_{co} , 其在轴向更上游区域被截止. 随着微波功率及工质流量的升高, 中性气体密度升高, 工质电离率及电子碰撞频率增加, 等离子体密度上升到截止密度, 基本波在一个趋肤深度内迅速衰减或被反射, 这造成了图 7(a) 中反射率的上升. 此时, R 波无法到达 ECR 共振面, 这导致了图 12(b) 中 ECR 共振面处 ($X = 1$ mm 处) 电子温度的下降和等离子体密度的降低. 由于 R 波主导 ECR 机制的失效, 共振近阳极区的电子加热机制由 R 波-O 波共存转变为 O 波及其衍生的表面波为主导.

当近阳极区等离子体密度达到并超过 O 波截止密度时, 作为横波的 O 波无法再以体波形式在等离子体中传播. 微波能量传输路径发生改变, 一部分 O 波在高密度等离子体边缘传输, 发生趋肤效应, 以欧姆加热向等离子体中馈入能量; 另一部分在等离子体-陶瓷的交界处发生波模转换, 形成表面波沿等离子体表面向前传播. 能量传输路径的变化使得推力器内部形成了一个等离子体沿轴向衰减的等离子体区, 电子加热机制逐渐由体加热 (bulk heating) 向表面加热 (surface heating) 过渡. 需要注意的是, 加热机制的转变可能导致电子能量分布偏离麦克斯韦分布, 此时单一电子温度 (T_e) 仅为近似, 但这并不影响关于加热模式发生根本转变的核心结论.

阳极端面作为谐振腔传输微波的前端, 在设计上与 ECR 共振面的不匹配, 导致在等离子体密度达到截止密度后, 微波在近阳极区被反射. 从而导致推力器通道内部的等离子体加热方式发生改变. 可以通过调节磁场增大 ECR 共振面, 增加基本波加热高能电子的概率. 并且通过优化阳极结构, 在阳极端面上增加尖端延长微波电离区, 使得在 ECR 共振面处等离子体超过截止密度后, 微波依然可以往通道下游传输.

4 结论及展望

针对空间引力波探测对微推进宽范围连续调节的需求, 本文通过测量微牛级会切霍尔推力器模式转换前后的放电参数并结合放电图像, 得到以下

主要结论.

1) 实验研究揭示, 微牛级会切霍尔推力器在参数调节过程中存在以微波放电为主导的模式转换, 其本质是电子加热机制的转变. 实验观察到 2 W/0.3 sccm(模式转换前) 等离子体亮区稳定在共振面, 微波耦合效率高; 4 W/0.4 sccm(模式转换后) 等离子体亮区收缩, 反射率增加、微波耦合效率下降.

2) 模式转换的本质是等离子体密度超过微波截止密度时, 微波被等离子体反射. 这导致 O 波传播被截止, R 波难以到达 ECR 共振面, 进而引发主导的电子加热机制从高效的 ECR 体加热向局域且低效的表面波加热转变. 这一转变使得电离区收缩、能量耗散加剧, 最终导致推力器性能 (羽流、电流) 急剧退化.

在后续的工作中将对磁场位型进行优化, 拓宽 ECR 共振面; 并且在阳极端面上增加尖端增强微波在推力器下游的传输能力, 从而降低模式转换边界的阈值, 提高微波传输效率, 抑制高等离子体密度下的反射率; 同时通过更精确的诊断手段, 对电子能量分布函数的详细演化做进一步的探究.

参考文献

- [1] Kawamura S, Nakamura T, Ando M, I-II-et al. 2006 *Classical Quantum Gravity* **23** S125
- [2] Cornelisse J W 1996 *Classical Quantum Gravity* **13** A251
- [3] Vetrugno D 2017 *Int. J. Mod. Phys. D* **26** 1741023
- [4] Mueller G 2024 *Optics and Photonics for Advanced Dimensional Metrology III Strasbourg, FRANCE* **2024** p27
- [5] Sala L 2025 *IL Nuovo Cimento C* **48** 103
- [6] Cui K, Liu H, Jiang W, Yu D 2020 *Microgravity Sci. Technol.* **32** 189
- [7] Liu H, Zeng M, Niu X, Huang H Y, Yu D R 2021 *Appl. Sci. - Basel* **11** 6549
- [8] Liu H, Niu X, Zeng M, Wang S S, Cui K, Yu D R 2022 *Acta Astronaut.* **193** 496
- [9] Chen Y, Wu J, Shen Y, Cao S 2024 *Aerospace* **11** 329
- [10] Liu H, Zeng M, Chen Z, Qiao L, Huang H, Yu D 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 09LT01
- [11] Zeng M, Liu H, Chen Z, Huang H, Yu D 2021 *Vacuum* **192** 110486
- [12] Zeng M, Liu H, Chen Y, Wu J, Wang S, Huang H, Yu D 2022 *Vacuum* **205** 111486
- [13] Zeng M, Liu H, Huang H, Yu D 2023 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56** 215203
- [14] Fukuda T, Ueda S, Ohnishi Y, Inomoto M, Abe T 2008 *RARIFIED GAS DYNAMICS: Proceedings of the 26th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics Kyoto (Japan), June 20–July 25, 2008* pp923–928
- [15] Tsukizaki R, Ise T, Koizumi H, Togo H, Nishiyama K, Kuminaka H 2014 *J. Propul. Power* **30** 1383

- [16] Tani Y, Tsukizaki R, Koda D, Nishiyama K, Kuminaka H 2019 *Acta Astronaut.* **157** 425
- [17] Tani Y, Yamashita Y, Tsukizaki R, Nishiyama K, Kuminaka H 2020 *Acta Astronaut.* **176** 77
- [18] Yamashita Y, Tsukizaki R, Daiki K, Tani Y, Shirakawa R, Hattori K, Nishiyama K 2021 *Acta Astronaut.* **185** 179
- [19] Yamashita Y, Tsukizaki R, Nishiyama K 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 095023
- [20] Gao Y, Fan W, Hu P, Liu H, Yu D 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 095021
- [21] Yang Y R, Fu S H, Ding Z F 2022 *AIP Adv.* **12** 055325
- [22] Li J, Fu S, Yang Y, Ding Z 2021 *Plasma Sci. Technol.* **23** 085506
- [23] Fu S H, Ding Z F 2021 *Phys. Plasmas* **28** 033510
- [24] Fu S H, Ding Z F 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 125004
- [25] Ding Z F, Yang Y R, Fu S H 2023 *AIP Adv.* **13** 095007
- [26] Fu S H, Tian L C, Ding Z F 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 025004
- [27] Zeng M, Liu H, Huang H, Yu D 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 095014
- [28] Chen F F, Arnush D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5051
- [29] Sugai H, Ghanashev I, Mizuno K 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3523
- [30] Bittencourt J A 2004 *Fundamentals of Plasma Physics* (New York: Springer New York) pp400–452
- [31] Li X, Zeng M, Liu H, Ning Z X, Yu D R 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 225202 (in Chinese) [李鑫, 曾明, 刘辉, 宁中喜, 于达仁 2023 物理学报 **72** 225202]

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas

Research on mode transition of micro-newton-level cusped field Hall thruster*

WU Jiahao ZENG Ming[†] LIU Hui YU Daren[‡]

(Key Laboratory of Aerospace Plasma Propulsion, School of Energy Science and Engineering,
Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 5 September 2025; revised manuscript received 15 October 2025)

Abstract

The micro-newton-level cusped field Hall thruster is an electric propulsion device that employs microwave-assisted ionization control. It serves as an actuator in drag-free control systems, ensuring control accuracy and stability by providing continuously adjustable thrust over a wide range. However, a mode transition occurring in the regulation process can lead to a sudden change in anode current, thereby degrading control precision and stability. Therefore, it is necessary to investigate the underlying patterns of mode transition. This study examines the variations in internal plasma parameters and discharge characteristics of the thruster before and after microwave mode transition, primarily through probe diagnostics. Experimental results indicate that prior to mode transition, the plasma luminous region is primarily concentrated within the electron cyclotron resonance (ECR) area, approximately 1–3 mm upstream of the anode. After the transition, the luminous region moves further upstream, and the plasma density near the anode exceeds the cutoff density, dropping sharply along the axial direction. The fundamental cause of the change in electron heating mechanism is the alteration in the propagation characteristics of fundamental waves due to this plasma density variation. When the plasma density rises to the cutoff density, the R-wave and O-wave, which drive ionization, are rapidly attenuated or reflected. At this point, the R-wave cannot reach the resonance layer, causing the dominant ECR ionization to become ineffective. The ionization mechanism shifts from being dominated by the R-wave and O-wave to being dominated primarily by the O-wave. Consequently, the electron heating mechanism shifts from volume heating to surface wave heating. This research will provide a basis for subsequently optimizing microwave transmission in the thruster and for reducing the threshold at which mode transition occurs.

Keywords: cusped field Hall thruster, mode transition, probe diagnostics, wave-plasma interactions

PACS: 52.75.Di, 52.50.Dg, 52.50.Sw

DOI: [10.7498/aps.74.20251214](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251214)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251214](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251214)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2020YFC2201000).

[†] Corresponding author. E-mail: sasuke250@sina.com

[‡] Corresponding author. E-mail: yudaren@hit.edu.cn



微牛级会切霍尔推力器模式转换

吴嘉浩 曾明 刘辉 于达仁

Research on mode transition of micro-newton-level cusped field Hall thruster

WU Jiahao ZENG Ming LIU Hui YU Daren

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235209 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251214

CSTR: 32037.14.aps.74.20251214

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251214>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微空心阴极自脉冲放电微观动力学过程

Experiment and simulation on spatiotemporal microscopic dynamics of self-pulsing discharge in micro-hollow cathode

物理学报. 2025, 74(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241586>

霍尔推力器中电子碰撞及等离子体密度和磁场梯度激发的不稳定性

Instabilities triggered off by electron collision, plasma density gradient, and magnetic field gradient in Hall thruster

物理学报. 2025, 74(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241330>

径向磁场对霍尔推力器性能影响的数值模拟研究

Numerical study of the effect of radial magnetic field on performance of Hall thruster

物理学报. 2022, 71(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212386>

气压对微束射频容性放电模式调制研究

Effect of pressure on discharge mode transition in radio-frequency capacitively coupled micro-beam plasmas

物理学报. 2021, 70(7): 075205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201716>

微波离子推力器中磁场发散区电子加热模式研究

Electron heating mode in magnetic field diffusion region of microwave discharge ion thruster

物理学报. 2024, 73(9): 095203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240017>

窄带空芯反谐振光纤的制备及其模式转换应用研究

Preparation and mode conversion application of narrowband hollow-core anti-resonant fiber

物理学报. 2022, 71(13): 134207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212194>