

霍尔推力器放电通道低频振荡特性及抑制方法*

陈龙 王迪雅 陈俊宇 段萍† 杨叶慧 檀聪琦

(大连海事大学理学院, 大连 116026)

(2023年4月27日收到; 2023年6月28日收到修改稿)

霍尔推力器放电通道低频振荡是影响其性能和稳定性的重要物理现象. 本文通过一维流体模型数值研究了霍尔推力器放电电流低频振荡特性及其抑制方法. 假设放电通道内满足准中性条件, 考虑电子与中性气体碰撞、电子反常传导及电子与壁面碰撞频率对电导率的影响, 研究了等离子体参数的变化以及磁场、放电电压、原子速度和预电离率对放电电流振荡的幅值及频率的影响. 结果表明, 在典型工况下, 放电通道内电流出现频率约为 40 kHz 的稳定周期性振荡; 随着通道内部磁场强度的增大, 电流振荡频率减小, 放电电流振幅在较高的磁场强度下随着电压的升高逐渐降低; 当预电离率升至 4% 以上时, 电流振幅随电压的升高逐渐降低; 通过降低原子速度, 升高预电离率, 可达到部分或完全抑制电流振荡的效果. 模拟结果表明, 通过提高通道磁场强度、降低放电电压、提高工质预电离率和调整进气方式以降低原子轴向速度等方式, 可有效减弱或完全抑制放电电流的低频振荡.

关键词: 低频振荡, 流体模拟, 放电特性, 预电离率**PACS:** 52.25.Jm, 52.25.Ya, 52.35.-g, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.72.20230680

1 引言

霍尔推力器是一种先进的空间等离子体推进装置, 具有高效率、高比冲、小推力和寿命长等特点, 广泛应用于航天器姿态控制、位置保持和轨道转移等空间推进任务^[1-5]. 在霍尔推力器工作过程中, 观测到大规模的放电电流低频振荡现象, 振荡频率在 10—100 kHz 之间, 较大幅值的放电电流振荡会对航天器电源产生不良影响, 影响推力器的推力、效率及可靠性等, 甚至导致推力器的工作效率降低^[6-10].

近年来, 为了解释放电电流低频振荡的产生原理和通道内各物理参数对电流低频振荡的影响, 学者们针对电流低频振荡物理过程做了大量研究工作^[11-13]. Fife 等^[14]建立二维混合模型数值模拟霍尔推力器在多种工作参数下放电电流低频振荡的

现象, 其中电子假设为服从麦克斯韦分布的流体, 而离子则用改进的粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 方法进行处理. 研究表明放电电流振荡与电离涨落有关, 电离涨落可以用捕食者-猎物的方法来模拟. Morozov 和 Savel'ev^[15]在给定电导率沿通道的函数分布前提下, 使用经典电子传导机制, 根据原子、离子的流体动力学方程与电路积分方程建立了一维准中性流体模型, 数值模拟放电电流振荡及放电通道内的相关粒子参数变化符合实验结果. 随后, 为更多地反映出推力器在放电运行过程中通道内复杂的粒子变化过程, Morozov 和 Savel'ev^[16]又建立了反映霍尔推力器放电电流低频振荡的混合一维模型. 在原一维流体模型上, 引入离子的动能方程与电子的能量方程, 以更好地反映电子的热传导在放电过程中的作用. Boeuf 和 Garrigues^[17]基于准中性一维混合模型, 电子使用流体方程模拟, 离子使用无碰撞的动力学方程模拟, 根据不同形式

* 国家自然科学基金 (批准号: 11975062, 11605021, 11975088) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: duanping591@sohu.com

的电子传导方程,对霍尔推力器放电通道内离子参数的分布及低频振荡特性进行了仿真计算.张雯等^[18]通过实验研究电感补偿对回路振荡的影响,研究得到振荡、相位差和频率三者之间的关系,并建立一维准中性流体模型进行仿真,引入离子数密度对电导率的控制作用建立动态电导率模型,仿真结果与实验结果相吻合.Hara和Mikellides^[19]建立一维流体模型,电子使用漂移-扩散近似处理,考虑离子温度方程和中性原子动量方程,讨论电子温度、离子温度、中性原子流速等物理过程对等离子体振荡的影响,以及等离子体振荡中的近阳极异常电子输运现象.魏立秋等^[20]使用一维直接动力学混合模型,离子通过弗拉索夫方程求解,电子被假设为流体,模拟离子数密度和放电电位的变化特征.模拟结果表明,低频振荡过程中离子能量分布的周期性变化取决于放电通道电离过程中电离源项与放电电位分布之间的关系.Lafleur等^[21]利用零维和一维流体模型,数值模拟霍尔推力器中呼吸模式的起源及其稳定性,研究结果表明呼吸模式与电离不稳定性以及电子功率吸收的非线性有关.在影响低频振荡的因素中,磁场是一个需要考虑的重要因素.王春生等^[13]通过实验和数值模拟的方式研究了磁场强度对低频振荡的影响,结果表明在低磁场强度区域,低频振荡在低质量流量下随磁场强度的增大而增大,在高质量流量下随磁场强度的增大而减小.Dorf等^[22]通过一维流体动力学模型数值模拟发现改变磁场结构会影响通道内外电子迁移率以及沿轴向等离子体密度分布.以上工作中,对电子输运方程中的电导率均采用了只与磁场相关的简化假设,Bareilles等^[23]建立了混合模拟的研究模型,针对霍尔推力器低频振荡特性进行了研究,其中离子和原子使用了PIC描述,电子使用了流体

描述,并且在电子迁移率的模型中考虑了电子与壁面碰撞及电子反常传导对低频振荡的影响.Hara^[24]利用二维混合模拟方法来研究霍尔推力器中的多维电离振荡现象,其中包括由于磁场引起的离子磁化效应,显示出加速离子的涡旋效应,并且在方位角方向上观察到局域电离振荡.Yu等^[25]通过使用一维流体模型和实验对比研究了霍尔推力器工质预电离率对低频振荡的影响特点,并得出预电离率提高可以降低低频振荡幅值的结论.

本文在Morozov的一维流体模型基础上,增加了电子迁移率与电子-中性气体碰撞、电子-壁面碰撞及电子反常传导相关的模型,针对等离子体参数的变化、磁场、放电电压、工质气体进气速度和预电离率对放电电流低频振荡的幅值和频率的影响和抑制机制进行了详细研究.第2节介绍了建立的物理模型和使用的基本方程,第3节介绍数值模拟结果与讨论,最后第4节给出结论.

2 物理模型和基本方程

首先,建立霍尔推力器放电通道一维准中性流体模型,图1为霍尔推力器的典型立体剖面和本研究所选取的模拟区域及通道放电物理过程.空间坐标的轴向和径向分别用 z 和 r 表示,中性气体在通道入口处沿轴向注入放电通道,电离区的离子由于质量较大,不受磁场约束,在轴向电场的作用下加速运动,喷出放电通道,中性气体和离子主要沿轴向运动,故将流体模型简化为一维轴向模型.放电通道内存在正交电磁场,电子在电漂移作用下与氙气充分碰撞电离,电离后的离子经过电场加速喷出放电通道.在放电过程中,由于电离强度和工质气体密度之间存在制约关系,通道电离区、电场

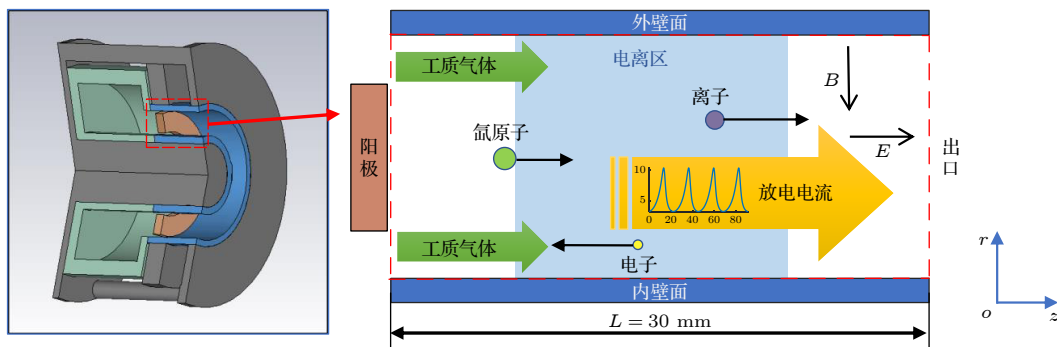


图1 霍尔推力器典型立体结构及放电通道模拟区域示意图

Fig. 1. Typical 3D structure of a Hall thruster and schematic of the simulation region for discharge channels.

强度、放电电流等参数出现不同程度的规律振荡现象。

假设放电通道内等离子体呈准中性. 原子满足的连续方程可以表示为

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + v_a \frac{\partial n_a}{\partial z} = -\beta n_i n_a, \quad (1)$$

其中, v_a 表示原子速度, β 表示电离率, n_i 表示离子数密度, n_a 表示原子数密度.

方程 (1) 假定了原子速度为常数. 进行这样简化设定主要是因为针对低频振荡的一维流体模拟中, 中性气体一般采用简化的平流输运描述, 中性气体的速度变化对低频振荡的物理过程没有显著影响 [26]. 因此在低频振荡的一维流体模拟研究中常采用这种中性气体流速恒定的假设 [15,17,27].

离子满足的连续方程可以表示为

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial z} = \beta n_i n_a, \quad (2)$$

其中, v_i 表示离子速度. 离子动量方程表示为

$$\frac{\partial(n_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i^2)}{\partial z} = \frac{en_i}{m_i} E + \beta n_i n_a V_a, \quad (3)$$

其中, e 表示基本电荷, E 表示轴向电场强度, m_i 表示单个离子或者原子的质量. 电流回路方程和电子能量方程可分别表示为

$$\int_0^L E dx = U, \quad (4)$$

$$\frac{5}{2} \frac{\partial(n_e v_{ex} T_e)}{\partial x} = -en_e v_{ex} E - \beta n_n n_e \varepsilon_{iz} \chi - \nu_{wall} n_e \varepsilon_w, \quad (5)$$

其中, U 表示放电电压, T_e 表示电子温度, $\varepsilon_w = 2T_e + (1 - \sigma)T_e \ln[(1 - \sigma)\sqrt{m_i/2\pi m_e}]$ 表示电子和壁面碰撞的能量损耗, ε_{iz} 表示中性气体的电离阈值, χ 表示有效电离成本因子, σ 表示二次电子发射系数.

电子轴向速度表示为

$$v_{ex} = -\mu_e E, \quad (6)$$

其中, μ_e 表示电子迁移率, 其垂直于磁场方向的值表示为 [28]

$$\mu_e = \frac{e}{m_e} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega_{ce}^2}, \quad (7)$$

其中, m_e 表示电子质量, $\omega_{ce} = eB(z)/m_e$ 表示电子回旋频率, $\nu = \nu_{en} + \nu_B + \nu_{wall}$ 表示电子总碰撞频率, $\nu_{en} = k_m n_a$ 表示电子与中性气体碰撞频率, $\nu_B = \omega_{ce}/160$ 表示玻姆反常传导频率, $k_m = 2.5 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$, ν_{wall} 表示电子与壁面碰撞频率. 将 (7) 式代入 (6) 式, 得

$$v_{ex} = -\frac{e}{m_e} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega_{ce}^2} E. \quad (8)$$

根据 (8) 式, 电场强度可以表示为

$$E = \frac{I/A - en_i v_i}{\frac{n_i e^2}{m_e} \frac{1}{\nu + \omega_{ce}^2/\nu}}, \quad (9)$$

其中, I 表示放电电流. 电导率表示为

$$\sigma(z) = \frac{n_i e^2}{m_e} \frac{1}{\nu + \omega_{ce}^2/\nu}. \quad (10)$$

磁场沿放电通道轴向分布设定为拟合函数 [25]:

$$B(z) = B_0 \cdot [b_0 + (1 - b_0) \cdot (z/L)^2], \quad (11)$$

其中, B_0 是通道出口处的磁场强度, L 表示通道长度, $b_0 = B(0)/B_0 = 0.01$.

建立霍尔推力器通道放电电流低频振荡数值模型, 为准确求解通道原子和离子数密度及离子速度等物理量随时间的变化规律, 需设定恰当的边界条件. 通道内径 $r_1 = 21.5 \text{ mm}$, 通道外径 $r_2 = 35.5 \text{ mm}$, 通道长度设定为 30 mm , 通道横截面积约为 $A = 25 \text{ cm}^2$. 阳极处边界: 放电电压 U 为 300 V , 中性气体采用氙气, 氙气的质量流量设定为 $q_m = 2.5 \text{ mg/s}$ [29], 原子速度 $v_a = 200 \text{ m/s}$, 则原子数密度方程表示为

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{N}{V} = \frac{n N_A}{\pi(r_2^2 - r_1^2)L} = \frac{m N_A / M}{\pi(r_2^2 - r_1^2)L} \\ &= \frac{q_m N_A}{v_a M \pi(r_2^2 - r_1^2)}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, 氙气摩尔质量 $M = 131 \text{ g/mol}$, 阿伏伽德罗常数 $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, V 表示放电通道体积, n 表示氙气物质的量, 将推力器的尺寸、中性气体的运动速度以及氙气的摩尔质量等参数代入原子数密度方程 (12), 可求得氙原子在通道入口处的数密度约为 $n_0 = 2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 入口处预电离得到的离子初速度设定为 $v_{i0} = 2000 \text{ m/s}$, 离子数密度为 $n_{i0} = 0.05 n_0$. 通道出口边界处电子温度先设定一个初始值, 然后根据电子能量方程 (5) 数值计算出整个放电通道的值, 求解电子能量方程的差分方式选择向前差分, 通道出口处的电子温度设置为 5 eV [26].

3 数值模拟结果与讨论

3.1 放电通道低频振荡驱动及周期规律

图 2 为放电电压 300 V 、原子速度 200 m/s 以

及通道出口磁场强度 20 mT 时放电通道发生低频振荡时原子数密度和离子数密度分布特性. 由图 2 可知, 放电通道内的原子数密度在振荡过程中呈现周期性变化, 在原子数密度的一个变化周期中, 随着中性气体注入放电通道, 原子数密度迅速增大, 阳极注入的中性气体在通道中部与做漂移运动的电子碰撞电离, 使得原子数密度降低, 随着阳极不断注入中性气体, 放电通道又开始新一轮的电离过程. 图 2(b) 显示通道内离子数密度分布随时间的变化规律, 阳极注入的中性气体在放电通道内与做漂移运动的电子碰撞电离产生离子, 在图中可以看到离子数密度在放电通道内分布呈现周期性变化. 在离子数密度变化的一个周期中, 原子和电子碰撞电离产生离子, 使得离子数密度迅速增大, 电离产生的离子经轴向电场加速喷出放电通道, 通道内离子数密度不断降低. 阳极注入的中性气体原子与电子在通道中部碰撞电离, 随着通道中部区域电子逐渐被消耗, 中性气体前锋面向通道出口处移动; 当电离区原子逐渐被消耗完时, 电离区由通道出口处向通道中部收缩, 通道原子数密度增大, 电离强度也随之增大. 电离区位置和电离强度的变化影响放

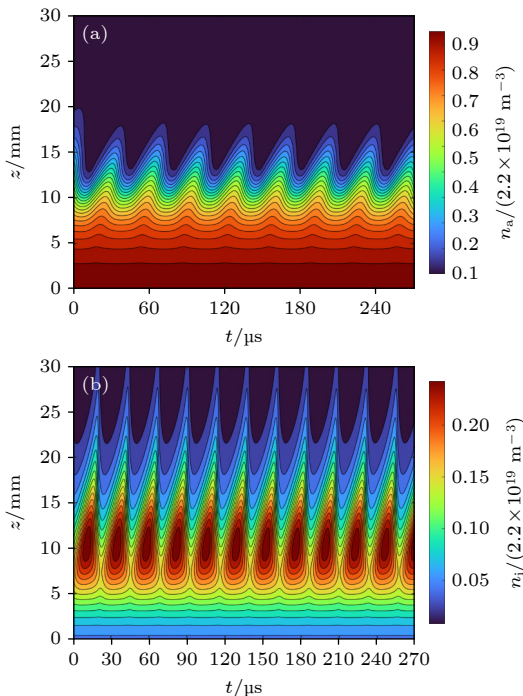


图 2 放电通道原子数密度和离子数密度分布 (a) 原子数密度; (b) 离子数密度

Fig. 2. Atomic number density and ion number density distribution in the discharge channel: (a) Atomic number density; (b) ion number density.

电通道内参数的分布, 电离强度的振荡在放电回路中表现为放电电流的振荡, 因此放电通道内电离区的移动及电离过程的强弱变化是放电电流振荡产生的重要驱动力.

图 3 表示通道放电电流低频振荡变化规律. 由图 3 可以看出, 电流振荡呈现明显的周期性变化, 放电电流在 3—11 A 之间振荡, 振荡频率约为 $f = 42.86$ kHz. 电流的增大与电子及离子的运动和加速过程密切相关, 随着电离强度增大, 电子及离子数密度增大, 放电电流增加. 当电离强度减弱时, 放电电流逐渐减小.

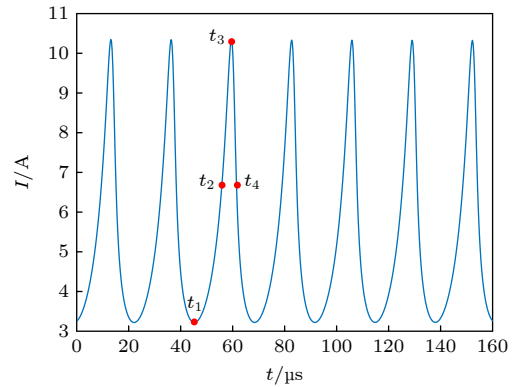


图 3 通道放电电流低频振荡变化规律

Fig. 3. Low frequency oscillation of the channel discharge current.

在图 3 放电电流低频振荡的一个周期内取 4 个时刻, 分别是放电电流幅值最低点 t_1 、幅值增大的中点 t_2 、幅值最高点 t_3 及幅值下降的中点 t_4 , 绘制出这 4 个时刻的通道电子温度分布图, 如图 4 所示. 由图可知, 电子温度在放电通道中的分布先升高后降低, 电离区的电子温度值最大. 图 5 表示通道电场随时间的变化规律. 由图 5 可知, 电场强度在放电通道内呈指数增长, 且在通道出口处达到最大值. 电场在放电通道内的分布受离子分布的影响, 随着中性气体电离过程的起伏, 电场在放电通道内的分布也呈现周期性变化. 结合图 4 的电子温度分布可以看到, 在 t_2 时刻电离区电子温度最高, 随着电离强度的增大, 电离区电子数密度和离子数密度变大, 放电通道内的电场强度增大, 在接下来的 $1/4$ 周期内 ($t_2 - t_3$) 通道电流强度上升至最高点, 较强的电场强度和电流值导致电子和离子更快速的离开电离区, 电子温度恢复相对较低水平, 电场和电流值回落, 形成一个周期的振荡. 对比通道

电场的变化规律 (图 5) 和离子数密度的变化规律 (图 2) 可知, 当通道离子数密度升高时, 电场强度增大, 随着离子喷出放电通道, 通道内离子数密度降低, 电场强度减小。

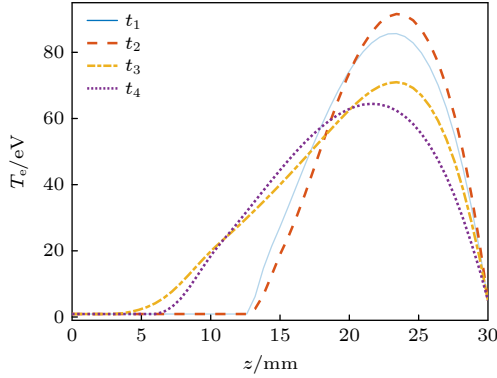


图 4 放电通道电子温度分布特性

Fig. 4. Electron temperature distribution through the discharge channel.

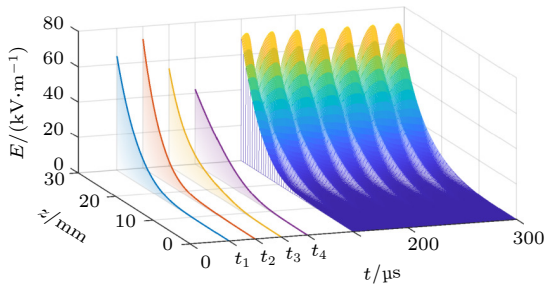


图 5 通道电场随时间的变化规律

Fig. 5. The variation law of channel electric field with time.

由上文结果可以看到通道轴向电场呈现周期性变化, 取通道电场周期变化的峰值, 得到放电通道内电子与壁面碰撞频率对电场的分布, 如图 6 所示. 电子与壁面碰撞频率显著影响电场强度的变化, 尤其在电势降主要集中的通道出口区域, 不同的碰撞频率下电场强度差异较大, 这对霍尔推力器放电过程中的离子加速效果、产生的比冲和推力都有显著影响. 且在放电通道的电离区和加速区, 电场强度随不同碰撞频率的变化呈现相反的规律, 即在电离区碰撞频率越大, 电场强度越小, 在加速区时, 碰撞频率越大, 电场强度越大。

由于霍尔推力器种类和结构特点较多, 其中的电子温度和电场范围也较大, 常见的典型电子温度分布在 5—80 eV 范围内 [21,30–33], 文献 [27, 31, 34] 中霍尔推力器常见电场强度分布在 30—80 kV/m 范围内. 本文模拟的电子温度在 60—90 eV 之间波动,

稳定振荡的过程中, 电场振荡范围在 40—80 kV/m, 推测可能出现这种情况的原因是: 在实际的霍尔推力器放电过程中, 电势降较大的加速区分布在通道出口内外两侧; 而在数值模拟当中, 一般将通道出口截面设置为电势为零的点, 这样电势降集中在通道出口内部较小范围内, 增大了数值模拟中的电场强度, 因此电场数值偏高. 由电子能量方程可知, 电子获得能量的主要方式是电场加速, 由于电场强度数值较高也间接导致电子温度偏高. 未来在讨论相关问题时, 可尝试将通道外部区域纳入到模型边界中, 从而达到更加真实的模拟结果。

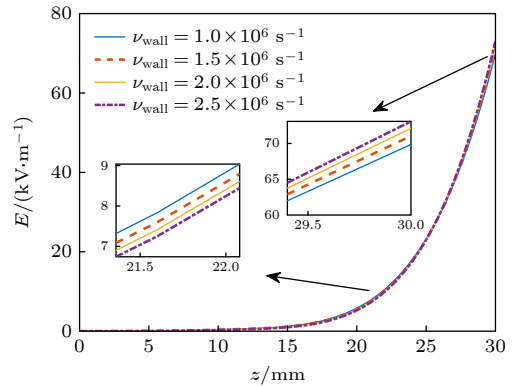


图 6 电子与壁面碰撞频率对电场分布的影响

Fig. 6. The influence of electron-wall collision frequency on the distribution of electric field.

3.2 磁场对低频振荡的影响

在影响霍尔推力器通道放电电流低频振荡的因素中, 磁场是需要考虑的重要因素 [13]. 在典型的霍尔推力器磁场设计中, 磁场位形分布在 $r-z$ 平面上, 磁场强度较大位置分布在通道出口处, 且在这个位置上磁场方向为径向, 与电场垂直以形成电子霍尔漂移电流, 磁场主要通过影响与磁场垂直方向的电子传导 (轴向和角向) 的方式来影响等离子体输运过程. 霍尔推力器低频振荡主要体现在轴向上的不稳定性, 因此本文只考虑了磁场对轴向上的电子输运影响机制, 即只考虑了 r 方向上的磁场强度, 将其简化为由通道内部向出口处逐渐增大的一个单调增长模型. 复杂的磁场分布略有变化确实对霍尔推力器中的放电过程有显著影响, 但在本文简化后的模型中, 磁场主要通过影响模型中的轴向电子迁移率来改变电流、电场等宏观参数, 从而间接影响到低频振荡的幅值特性. 本节通过设计 3 种沿推力器通道轴向分布的磁场, 研究放电通道磁场强

度对放电电流振荡的影响. 通过改变磁场分布方程 (11) 中通道出口处的磁场强度 B_0 , 得到三种沿放电通道轴向的磁场强度分布 B_1, B_2, B_3 , 对应的通道出口处的磁场强度值分别为 20, 22 和 24 mT, 3 种磁场大小沿轴向分布如图 7(a) 所示. 磁场强度从放电通道阳极至出口处逐渐增大, 在通道出口处达到最大值, 且磁场强度由 B_1, B_2 变化至 B_3 时, 磁场强度沿通道轴向增长速度逐渐变大.

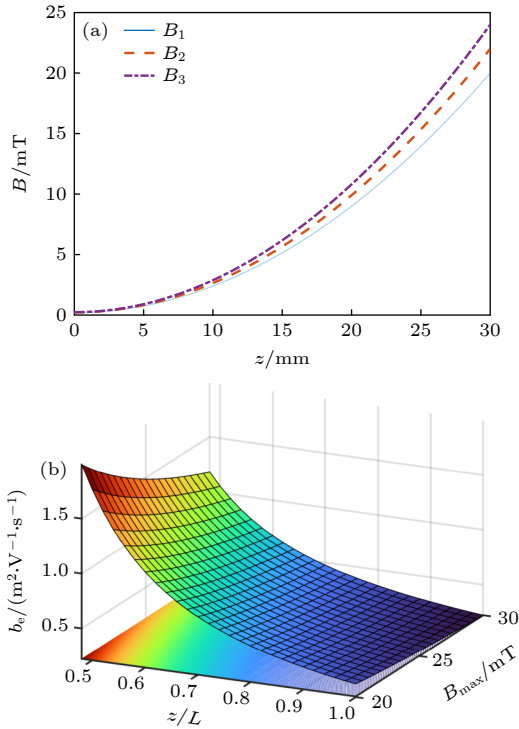


图 7 通道轴向磁场强度分布及对电子迁移率的影响 (a) 磁场强度在轴向上的分布; (b) 磁场分布对轴向电子迁移率的影响

Fig. 7. The distributions of axial magnetic field intensity and their effects on electron mobility: (a) Distributions of axial magnetic field intensity; (b) effects of magnetic field on electron mobility.

放电通道中的磁场通过约束电子运动行为、参与玻姆传导等方式影响电子传导电流. 由图 7(b) 可以看到, 不同磁场分布下通道内的电子迁移率有着显著差异. 在通道内部磁场相对较小的环境下, 电子受到的约束相对较小而更易在轴向传导, 当磁场强度增大时, 电子迁移率减小, 更多电子被束缚在磁场中做漂移运动, 电子与原子碰撞电离更加充分, 原子在电离区的前锋面移动距离减小, 电离区域缩短, 放电电流振荡幅值降低. 图 8 所示为不同通道轴向磁场分布情况下电流振荡频率及振幅随放电电压变化的趋势. 通道放电电流振荡频率与放

电电压呈近似线性关系, 随着通道磁场强度的增强而减弱.

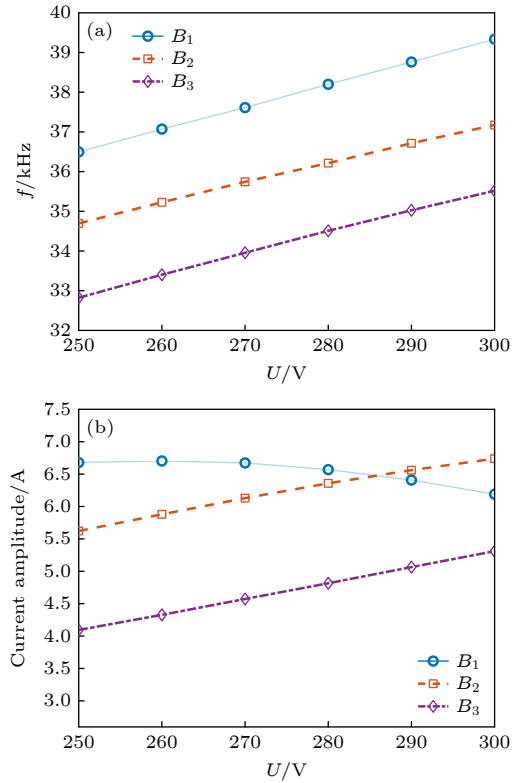


图 8 不同磁场强度分布下放电电流频率和振幅随放电电压变化规律 (a) 振荡频率变化规律; (b) 振荡幅值变化规律

Fig. 8. The variation of discharge current frequency and amplitude with discharge voltage under different magnetic field intensity distribution: (a) Oscillation frequency variation; (b) oscillation amplitude variation.

由图 8(b) 可知, 当磁场为 B_1 时, 电流振幅维持在较高位置, 随着电压的增大, 电流振幅整体呈缓慢减小趋势. 当磁场为 B_2 和 B_3 时, 随着电压的增大, 电流振幅逐渐增大. 放电通道内磁场分布决定电子运动及电势分布, 而电子运动和电势分布影响电离过程, 进而影响低频振荡的频率和幅值. 在相对较强的 B_3 磁场条件下, 电子受束缚的程度增强, 电子迁移能力较弱, 放电电流的振荡幅值较小, 随着放电电压的提高, 电子传导增强而导致放电电流的振荡幅值逐渐升高. 由此可见, 通过整体提高放电通道的磁场强度、尽量维持较小的放电电压, 可以在一定程度上减弱通道放电电流振荡幅值和降低振荡频率.

3.3 工质进气速度及预电离率对低频振荡的影响

在一些霍尔推力器放电通道的设计中, 部分推

进剂在进入放电通道之前被预先电离, 这种电离现象称为预电离^[12]. 中性气体预电离可以改变通道阳极处的原子数密度和离子数密度比, 有助于提高推力器放电效率, 相关粒子模拟研究发现一定的预电离率可以有效降低低频振荡的振幅^[35], 因此有必要研究预电离对电流低频振荡的影响机制. 预电离率可表示为

$$\alpha = \frac{N_i}{N_i + N_a} \times 100\%, \quad (13)$$

其中 N_i 表示预电离产生的离子数密度, N_a 表示未电离的原子数密度.

图 9 为不同预电离率下放电电流振荡幅值随通道电压变化规律. 当预电离率 $\alpha = 1\%$, 2% , 3% 时, 电流振荡幅值随通道电压的增大而略微增大, 而当预电离率增至 4% 以上, 振幅随电压增大的变化幅度减小, 当达到 5% 预电离率时, 振荡幅值大幅降低. 可见在较大预电离率情况下, 通道电压的增大对电流振幅产生了抑制作用, 即放电通道电压增大, 放电电流振幅减小. 提高预电离率增大了放电通道入口处的离子数密度, 降低了原子数密度,

使得原子电离速度加快, 中性气体前锋面和电离区位置沿轴向变动幅度降低, 电流振荡幅值减小.

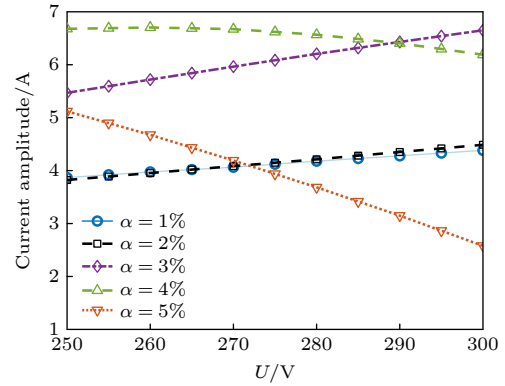


图 9 不同预电离率下电流振荡幅值随通道电压变化规律
Fig. 9. The variation of current oscillation amplitude with channel voltage under different preionization rates.

除预电离率外, 阳极入口处的工质进气方式通过影响工质原子在通道左端的初速度而间接影响整个放电过程. 图 10 为通道阳极入口处不同原子速度对放电电流振荡幅值影响规律. 当通道原子速度 $V_a = 100$ m/s 时, 放电电流经过一段时间的振荡

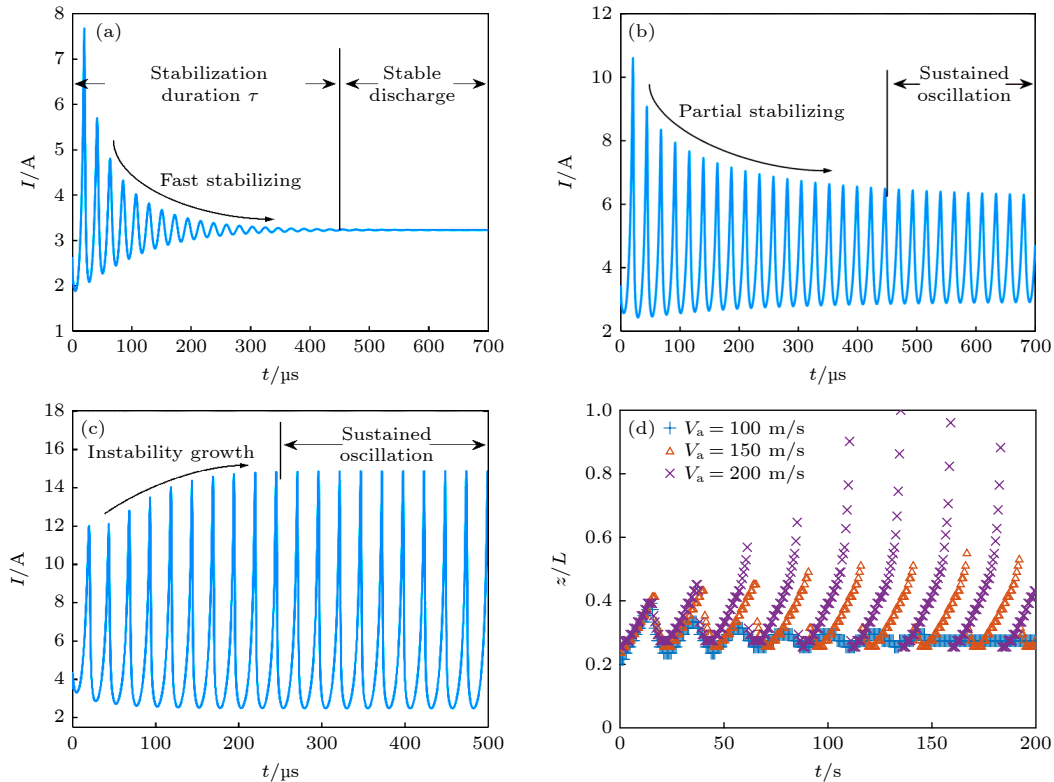


图 10 通道原子速度对电流振荡和电离区位置的影响 (a) $V_a = 100$ m/s 时电流振荡变化; (b) $V_a = 150$ m/s 时电流振荡随时间演化; (c) $V_a = 200$ m/s 时电流振荡随时间演化; (d) 3 种原子速度下电离区中心位置随时间演化

Fig. 10. The influence of channel atomic velocity on current oscillation and ionization region position: (a) The evolution of current oscillation over time when $V_a = 100$ m/s; (b) the evolution of current oscillation over time when $V_a = 150$ m/s; (c) the evolution of current oscillation over time when $V_a = 200$ m/s; (d) the evolution of the ionization zone position under different atomic velocities.

之后逐渐收敛,最后保持一个稳定值,电流由振荡达到稳定放电的时间定义为致稳时间 τ .当通道原子速度 $V_a=150, 200\text{ m/s}$ 时,放电通道内的电流会形成稳定的振荡,且原子速度越大,电流振荡的幅值越大.通道原子速度大小决定了原子在放电通道内的运动,并且直接影响电离过程.由图10(d)的3种原子速度下电离区中心位置随时演化过程可以看到,当通道原子速度较小时,放电通道内的原子流量减小,原子在电离区的电离过程更充分,原子在轴向较小范围内能够完成电离过程,相应的电离区范围会随之缩小且不会在轴向发生大范围波动,放电电流的振荡也因此被削弱甚至达到稳定.

图11为不同预电离率和通道原子速度下电流振荡幅值的分布特性.与文献[17]的实验和模拟结果相比,在预电离率高于3%的情况下出现了振荡幅值衰减的相同结果;在不同工质气体速度的前提下,预电离率对电流幅值的变化影响并不相同,在较高进气速度情况下,预电离率在3%左右时电流振荡幅值最大;而在较小进气速度的情况下,超过4%的预电离率可以达到低频振荡致稳的效果.由图11可知,随着通道原子速度增大,放电电流振荡幅值变大.当预电离率 $\alpha=3\%$ 时,幅值的增大速度最快.当预电离率 $\alpha=1\%, 2\%$ 时,振荡幅值范围在2—5 A之间,当预电离率 $\alpha=4\%, 5\%$ 时,电流振荡的增大速度最慢,振荡幅值范围在0—3 A之间.随着预电离率提高及通道原子速度降低,图11中深蓝色区域出现了放电电流振幅为零的完全致稳区域,可见在较高预电离率的前提下,通过改变进气方式,充分降低原子速度能够有效抑制放电电流的低频振荡.

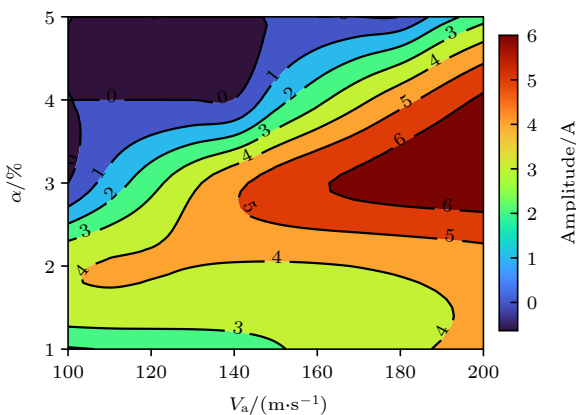


图 11 不同预电离率和原子速度下的电流振幅分布特性
Fig. 11. The current amplitude distribution under different preionization rates and atomic velocities.

4 结 论

本文针对霍尔推力器通道等离子体放电物理过程建立一维流体模型,数值研究了通道磁场强度、放电电压、原子速度及预电离率等物理参数对放电电流振荡幅值和振荡频率的影响,讨论了放电通道电流低频振荡的驱动机理及抑制方法.得到如下结果.

1) 放电通道内电子温度的变化与电离过程密切相关,随着电离强度的增大,电子温度升高.中性气体流量及原子密度在放电过程中的起伏所造成的电离区前后移动和电离强度变化是通道放电电流低频振荡发生的主要驱动力.因此,通过降低中性气体电离不稳定性可以抑制放电电流低频振荡,提高推力器的性能.

2) 通道磁场及工质进气参数显著影响电流低频振荡的频率和幅值.放电通道内磁场强度通过影响轴向电子迁移率而间接影响电流和电场的振荡过程;随着磁场强度的增大,电流振荡频率减小,且在不同磁场强度下,随着通道放电电压的降低,电流振幅均有减小的趋势.提高工质气体预电离率到4%以上,放电电流振荡幅值逐渐减小,与相关实验研究相一致.预电离率大于3%,原子速度小于160 m/s时,通道放电电流振荡会呈现阻尼削弱,达到致稳效果,有助于霍尔推力器稳定放电.

参考文献

- [1] Morozov A I 2003 *Plasma Phys. Rep.* **29** 235
- [2] Yang S X, Wang Q N, Gao J, Jia Y H, Geng H, Guo N, Chen X W, Yuan X L, Zhang P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 105201 (in Chinese) [杨三祥, 王倩楠, 高俊, 贾艳辉, 耿海, 郭宁, 陈新伟, 袁兴龙, 张鹏 2022 *物理学报* **71** 105201]
- [3] Wei L Q, Li W B, Cai H K, Sun J N Yang X Y, Yu D R 2020 *J. Astronaut.* **41** 666 (in Chinese) [魏立秋, 李文博, 蔡海阔, 孙建宁, 杨鑫勇, 于达仁 2020 *宇航学报* **41** 666]
- [4] Duan P, Bian X Y, Cao A N, Liu G R, Chen L, Yin Y 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 525
- [5] Duan P, Liu G R, Bian X Y, Chen L, Yin Y, Cao A N 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 382
- [6] Wei L Q, Li W B, Ding Y J, Yu D R 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 075502
- [7] Han K, Wang Y, Lu H F 2020 *Journal of Propulsion Technology* **41** 1434 (in Chinese) [韩轲, 汪颖, 鲁海峰 2020 *推进技术* **41** 1434]
- [8] Wei L Q, Han L, Ding Y J, Yu D R, Zhang C H 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 073502
- [9] Wang C, Wei L, Yu D 2011 *Contrib. Plasma Phys.* **51** 981
- [10] Han L, Ding Y J, Wei L Q, Yu D R 2014 *Rev. Sci. Instrum.*

- 85 066113
- [11] Chauhan S, Ranjan M, Bandyopadhyay M, Mukherjee S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 123524
- [12] Yu D R, Wei L Q, Zhao Z Y, Han K, Yan G J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 043502
- [13] Wang C S, Wei L Q, Ning Z X, Yu D R 2011 *Phys. Plasmas* **18** 013507
- [14] Fife J, Martinez-Sanchez M, Szabo J 1997 *33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit* (Seattle: AIAA) p3052
- [15] Morozov A I, Savel'ev V 2000 *Plasma Phys. Rep.* **26** 219
- [16] Morozov A I, Savel'ev V 2000 *Plasma Phys. Rep.* **26** 875
- [17] Boeuf J P, Garrigues L 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 3541
- [18] Zhang W, Shi R, Fei W H 2015 *Missiles Space Veh.* **4** 99 (in Chinese) [张雯, 史锐, 费王华 2015 *导弹与航天运载技术* **4** 99]
- [19] Hara K, Mikellides I G 2018 *Joint Propulsion Conference* (Cincinnati: AIAA) p4904
- [20] Wei L Q, Li W B, Ding Y J, Han L, Yu D R, Cao Y 2017 *Eur. Phys. J. Plus* **132** 452
- [21] Lafleur T, Chabert P, Bourdon A 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 053305
- [22] Dorf L, Raitsev Y, Fisch N J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 057104
- [23] Bareilles J, Hagelaar G J M, Garrigues L, Boniface C, Boeuf J P, Gascon N 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3035
- [24] Hara K 2015 *Ph. D. Dissertation* (Ann Arbor: University of Michigan)
- [25] Yu D R, Wang C S, Wei L Q, Gao C, Yu G 2008 *Phys. Plasmas* **15** 113503
- [26] Barral S, Ahedo E 2009 *Phys. Rev. E* **79** 046401
- [27] Garrigues L, Heron A, Adam J C 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 219
- [28] Chapurin O, Smolyakov A I, Hagelaar G, Raitsev Y 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 233307
- [29] Wang Y L 2013 *M. S. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [王雨龙 2013 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [30] Hara K, Sekerak M J, Boyd I D, Gallimore A D 2014 *Phys. Plasmas* **21** 122103
- [31] Dale E T, Jorns B A 2019 *Phys. Plasmas* **26** 013516
- [32] Hara K 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 044001
- [33] Andreussi T, Giannetti V, Leporini A, Saravia M M, Andreucci M 2017 *Phys. Plasmas* **60** 014015
- [34] Lafleur T, Baalrud S D, Chabert P 2016 *Phys. Plasmas* **23** 053503
- [35] Quan L L, Xing W, Lu C, Gong K Y, Cao Y 2016 *Chin. Space Sci. Technol.* **36** 51 (in Chinese) [权路路, 邢伟, 鹿畅, 龚科瑜, 曹勇 2016 *中国空间科学技术* **36** 51]

Characteristics and suppression methods of low-frequency oscillation in Hall thruster^{*}

Chen Long Wang Di-Ya Chen Jun-Yu Duan Ping[†]
Yang Ye-Hui Tan Cong-Qi

(*School of Science, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China*)

(Received 27 April 2023; revised manuscript received 28 June 2023)

Abstract

Low frequency oscillation in the discharge channel of Hall thruster is an important physical phenomenon that affects its performance and stability. In this paper, the characteristics of low-frequency oscillation of the discharge current of Hall thruster and its suppression method are numerically studied by using a one-dimensional fluid model. Assuming that the discharge channel satisfies the quasi-neutral condition, the effects of electron-neutral collision, electron anomalous transport and electron-wall collision on conductivity are considered. The changes of plasma parameters and the effects of magnetic field, preionization rate, and atomic velocity on the amplitude and frequency of discharge current oscillation are also studied. Research results show that the variation of electron temperature in the discharge channel is closely related to the ionization process, and the electron temperature increases as the ionization intensity increases. The fluctuations in neutral gas flow rate and atomic density in the discharge process cause the ionization region to move forward and backward and the ionization intensity to change, which are the main driving forces for the low-frequency oscillation of discharge current in the channel. The magnetic field intensity in the discharge channel affects the axial current by influencing the electron mobility. With the increase of field strength, the oscillation frequency of current decreases, and under different magnetic field strengths, the current amplitude drops as the discharge voltage decreases. When the preionization rate of the working gas increases to above 4%, the amplitude of the discharge current oscillation gradually decreases. When the preionization rate is greater than 3% and the atomic velocity is less than 160 m/s, the discharge current oscillation in the channel exhibits damping attenuation, achieving a stabilizing effect which conduces to stabilizing the discharge of the Hall thruster.

Keywords: low-frequency oscillation, fluid simulation, discharge characteristics, preionization rate

PACS: 52.25.Jm, 52.25.Ya, 52.35.-g, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.72.20230680

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11975062, 11605021, 11975088).

[†] Corresponding author. E-mail: duanping591@sohu.com



霍尔推力器放电通道低频振荡特性及抑制方法

陈龙 王迪雅 陈俊宇 段萍 杨叶慧 檀聪琦

Characteristics and suppression methods of low-frequency oscillation in Hall thruster

Chen Long Wang Di-Ya Chen Jun-Yu Duan Ping Yang Ye-Hui Tan Cong-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 175201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230680

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230680>

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

相位角对容性耦合电非对称放电特性的影响

Effect of phase angle on plasma characteristics in electrically asymmetric capacitive discharge

物理学报. 2018, 67(22): 225203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181400>

正弦交流电压驱动低气压CO₂放电特性的对比: DBD结构与裸电极结构

Comparative study on discharge characteristics of low pressure CO₂ driven by sinusoidal AC voltage: DBD and bare electrode structure

物理学报. 2022, 71(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220086>

星光III装置上材料动态压缩过程的激光质子照相实验研究

Experimental study on the dynamic compression of materials at XGIII facility by laser proton photography

物理学报. 2022, 71(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220919>

脉冲调制条件下介质阻挡特高频放电特性的数值模拟

Numerical study on discharge characteristics in ultra-high frequency band modulated by pulses with electrodes covered by barriers

物理学报. 2020, 69(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191853>

暗声学超材料型充液管道的低频消声特性

Characteristics of low-frequency noise elimination in a fluid-filled pipe of dark acoustic metamaterial type

物理学报. 2019, 68(14): 144301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190311>

新型Helmholtz型声子晶体的低频带隙及隔声特性

Low-frequency bandgaps and sound isolation characteristics of a novel Helmholtz-type phononic crystal

物理学报. 2022, 71(11): 114301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211932>