

磁场梯度对旋转辐条不稳定性的影响*

杨三祥^{1)†} 刘超¹⁾ 郭宁¹⁾ 王正涵²⁾

1) (兰州空间技术物理研究所, 兰州 730000)

2) (大连理工大学, 大连 116000)

(2025年7月29日收到; 2025年9月3日收到修改稿)

旋转辐条作为一种低频、长波长不稳定性, 广泛存在于磁控管、霍尔推力器等 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 放电装置中. 霍尔推力器中旋转辐条表现为位于放电通道中的明亮发光区域沿着角向旋转. 旋转辐条不稳定性引起的空间电势扭曲, 提高了在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 作用下沿电势等势线漂移运动的电子到达阳极的概率, 增加了电子的轴向运输. 本文利用轴向-角向的二维粒子-流体混合模型研究了霍尔推力器放电通道中的轴向磁场梯度对旋转辐条不稳定性的影响. 采用包含等离子体密度梯度和磁场梯度效应的色散关系, 结合模拟得到的离子密度分布、电势分布、电场分布对模拟结果进行分析. 模拟结果表明, 随着放电通道内磁场梯度的减小, 模数 $m = 1$ 的旋转辐条不稳定性的频率和传播速度会轻微的增大, 但不会对旋转辐条的传播方向和本质特征产生影响. 结合色散关系的分析结果表明, 密度梯度和磁场梯度共同驱动的角向漂移不稳定性是旋转辐条的诱发因素. 磁场改变引起的离子密度分布的变化对诱发旋转辐条的角向漂移不稳定性出现的轴向位置有轻微的影响, 但始终位于推力器出口下游附近. 结果表明旋转辐条不稳定性不属于电离不稳定性, 且改变放电通道内的磁场分布不会对旋转辐条的传播方向和模数产生影响. 本研究结果为明确旋转辐条的激发机制及其影响因素提供了理论支撑.

关键词: 霍尔推力器, 旋转辐条, 磁场梯度, 密度梯度, 色散关系

PACS: 52.90.+z, 52.75.Di, 52.35.-g, 11.55.Fv

DOI: 10.7498/aps.74.20251010

CSTR: 32037.14.aps.74.20251010

1 引言

旋转辐条作为一种低频 (10—100 kHz)、长波长 ($\lambda_{\text{spoke}}/\lambda_D \sim 10^4$ [1], $\lambda_{\text{spoke}} = 2\pi R_m/m$ 是波长, R_m 为放电通道的平均半径, m 为模数, λ_D 是德拜长度) 的自组织放电不稳定性 [2], 广泛存在于霍尔推力器中, 如 BHT-600 [3]、螺旋波霍尔推力器 [4]、M173v1 霍尔推力器 [5]、多环霍尔推力器 X2 [6]、高功率 H6 霍尔推力器 [7], 以及小功率永磁霍尔推力器和无壁霍尔推力器. 实验上表现为位于推力器放电通道内的明亮发光区域沿着角向旋转, 其传播速度比

电子的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移速度小 2—3 个量级 [2]. 依赖于等离子体, 以及电、磁场的分布, 旋转辐条可以沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 或 $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的方向传播 [8,9]. 具体而言, 当离子产生速率大于离子通量时, $n_e v_i > \nabla(n_i v_i)$, 离子密度随时间的变化 $\partial_t n_i > 0$, 即离子密度增大, 则辐条沿着 $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的方向旋转; 当离子产生速率小于离子通量时, $n_e v_i < \nabla(n_i v_i)$, 离子密度随时间的变化 $\partial_t n_i < 0$, 即离子密度减小, 则辐条沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的方向旋转 [10,11]. 其中, n_e , v_e , n_i , v_i 分别表示电子密度和速度、离子密度和速度. 研究表明, 旋转辐条不稳定性对霍尔推力器中电子的反常运输和中性原子的不完全电离 [12,13], 以及推力器的性能有

* 国家自然科学基金 (批准号: 62201238) 和国家重点研发计划 (批准号: 2021YFC2202704) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangsx_510@163.com

重要影响^[14,15].

1966年 Janes 和 Lowder^[16] 利用朗缪尔探针和悬浮发射探针首次在长放电通道的柱形霍尔推力器中发现了旋转辐条不稳定性. 在旋转辐条对推力器性能影响研究方面, Parker 等^[15] 利用高速相机对小功率柱形霍尔推力器中的旋转辐条进行了研究, 结果表明柱形霍尔推力器中旋转辐条不稳定性的出现与推力器效率的剧烈下降相关. 此外, Parker 等^[15] 的研究结果表明一旦产生旋转辐条不稳定性, 电子电流增加, 推力器的性能下降, 这是由于旋转辐条对空间电势的扰动, 削弱了磁场对电子的约束, 增大了电子到达阳极的概率, 电子电流增加, 电子与中性原子发生电离碰撞的概率降低, 等离子体密度降低, 推力下降^[15]; McDonald 等^[7] 认为旋转辐条有助于推力器性能的提升, 这是因为不稳定模式从全域不稳定性转化为局域不稳定性时, 放电电流减小, 推力器性能提升; Sekerak 等^[14,17] 的实验结果则表明旋转辐条的存在不会对推力器的性能产生影响, 这是因为旋转辐条位于霍尔推力器放电通道的近阳极区, 在该区域中电子消耗的功率小, 且电导率不会发生较大的变化, 因此不会对推力器性能产生影响.

McDonald 等^[7] 在 H6 霍尔推力器中利用分段阳极结合高速相机首次进行了旋转辐条对电子输运影响的实验研究. 结果表明, 存在旋转辐条的情况下, 位于推力器放电通道电离区的旋转辐条引起的空间电势扰动加剧了电子的轴向输运, 在阳极或阳极附近引起的电子电流占总放电电流的 50% 以上, 且位于近阳极区的放电电流振荡由旋转辐条不稳定性引起. 利用高速相机观察表明旋转辐条在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向上的传播速度为每秒数百到几千米, 波长在 10 cm 左右. 在采用分段阳极的情况下, 沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向传播的 $m = 4$ 或 $m = 5$ 的旋转辐条不稳定性占主导; 采用整体阳极时, $m = 2$ 或 $m = 3$ 的旋转辐条不稳定性占主导^[7]. Ellison 等^[18] 在采用分段阳极的柱形霍尔推力器中也同样观察到旋转辐条不稳定性能够引起大的阳极电流.

在旋转辐条不稳定性激发机制方面, Escobar 和 Ahedo^[13] 利用二维模型研究表明, 与呼吸振荡类似, 旋转辐条的频率随着放电电压的增大或工质流率的减小而线性增大. 此外, 改变玻姆扩散系数不会对旋转辐条产生影响, 表明旋转辐条不稳定性是一种内在的放电不稳定性而非电子扩散

引起. 在忽略中性原子密度、速度、电离、壁面复合、壁面损失引起的扰动, 以及离子角向速度扰动, 仍然可以得到 $m = 1$ 的旋转辐条不稳定性, 进一步表明旋转辐条是一种自激发的不稳定性. 忽略电子的热传导后, 旋转辐条不稳定性仍然存在, 这与 Escobar 和 Ahedo^[19] 早期的研究结论——电子的热传导是引起旋转辐条不稳定性因素^[19]——不符. 然而, 在忽略了电子的温度扰动、离子的轴向速度扰动, 以及等离子体密度扰动后, 角向不稳定性将不再存在. Escobar 和 Ahedo^[13] 认为旋转辐条是由阳极附近等离子体和鞘层过渡区域中的电子温度和离子轴向速度耦合导致的, 因此与电离过程有关. Kawashima 等^[1] 采用轴向-角向的二维模型得到了以周期 $\tau = 100 \mu\text{s}$ 、速度为 2500 m/s, 沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向连续传播的 $m = 1$ 的旋转辐条. 这与实验上观察到的旋转辐条不稳定性的特征符合较好. 由于模型中电子能量在角向上恒定, 因此认为旋转辐条的产生与电离过程无关. 采用线性稳定性分析进一步表明, 旋转辐条由位于推力器出口下游约 5 cm 处的密度梯度和磁场梯度驱动的不稳定性引起. Boeuf 和 Takahashi^[10,11,20] 利用动理学模型研究了磁控管放电装置中旋转辐条的形成机制以及影响辐条旋转方向的因素. 结果表明, Simon-Hoh 不稳定性演化形成的电离不稳定性是引起旋转辐条的因素, 即旋转辐条不稳定性产生与电离过程有关. 这与 Janes 和 Lowder^[16], Lomas 和 Kilkenny^[21] 以及 Chesta 等^[22] 的研究结论一致. 由于轴向磁场梯度的加热作用, 沿电势等势线运动的电子从电荷分离形成的双层结构中获得能量, 保证了辐条不稳定性能够沿着角向连续传播. 减小磁控管阴极处的磁感应强度可以使辐条旋转的方向从 $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 变为 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, 究其原因与等离子体非均匀分布的位置与电离区的相对位置, 以及轴向和角向电场分量的相对大小有关^[10,11]. 此外, 由于电离平均自由程随背景压强的增大而减小, 因此旋转辐条的模数随背景压强的增大而增加, 这与实验结果一致^[23]. 此外, Sekerak 等^[17] 的研究结果表明旋转辐条产生于电子消耗功率较小的区域, 其传播速度与 $T_e \sim 5 \text{ eV}$ 时的离子声速接近, 这意味着旋转辐条不稳定性产生于霍尔推力器的近阳极区和羽流区.

需要说明的是, Boeuf 和 Takahashi^[11] 的研究结果表明旋转辐条属于电离不稳定性, 在磁控管中

产生于阴极位置附近磁感应强度足够大的条件下, 在霍尔推力器中产生于放电通道中磁场衰减的区域. Sekerak 等 [17,24]、Kawashima 等 [1] 的研究结果则表明旋转辐条由等离子体密度和磁场梯度驱动的不稳定性引起, 而与电离过程无关. 鉴于此, 本文采用二维粒子-流体混合模型研究了霍尔推力器放电通道中轴向磁场梯度对旋转辐条的影响, 并结合模拟结果, 利用基于流体理论得到的色散关系对旋转辐条的产生机理进行分析.

2 模型方程与计算条件

本文利用轴向-角向的二维粒子-流体混合模型开展霍尔推力器放电通道中轴向磁场梯度对旋转辐条不稳定性影响的研究. 本文所采用的粒子-流体模型及边界条件设置在之前的工作中已有详细介绍 [25], 这里不再赘述. 为了在改变放电通道内的磁场梯度时不影响磁感应强度最大值及其位置, 以及羽流区磁场的分布, 磁场分布满足如下的表达式:

$$B(x) = \begin{cases} B_p \exp \left[\left(\frac{-14}{2\alpha_1^2} \right) \left(\frac{x}{L_c} - 1 \right)^2 \right], & x \leq L_c \\ B_p \exp \left[\left(\frac{-14}{2\alpha_2^2} \right) \left(\frac{x}{L_c} - 1 \right)^2 \right], & x > L_c \end{cases} \quad (1)$$

式中, $B_p = 230 \text{ G}$ ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$) 为推力器出口处的磁感应强度, $L_c = 23 \text{ mm}$ 为放电通道的长度, x 表示沿着推力器阳极到羽流区方向上任意一点的轴向位置. α_1 和 α_2 是两个无量纲的调节系数, 通过分别改变 α_1 和 α_2 的大小, 能够保证在 B_p 及其轴向位置不变的情况下实现对推力器放电通道和

羽流区轴向磁场梯度的独立调节. 为了研究推力器放电通道中轴向磁场梯度对旋转辐条不稳定性的影响, 在计算中固定 $\alpha_2 = 2.7$, α_1 的取值分别为 1.1, 1.3, 1.5, 1.7, 对应的磁场分布如图 1(a) 所示. 阳极附近以及放电通道内的磁感应强度随着 α_1 的增大而增大, 磁场梯度则随着 α_1 的增大而减小. 由于 Boeuf 和 Takahashi [10,11]、Sekerak 等 [17,24]、Kawashima 等 [1] 关于旋转辐条是否属于电离不稳定性的结论存在分歧, 这里为了避免磁场梯度所引起的电子加热效应对电子温度的影响 [10,11], 假定电子温度在角向上恒定. 计算中所采用的电子温度分布如图 1(b) 所示, 位于推力器出口上游的最大电子温度为 20 eV.

模拟中计算域是位于放电通道中心, 半径为 26 mm、长度为 50 mm 的圆筒, 展开后为矩形. 考虑到霍尔推力器的轴对称特点, 计算域的上、下边界采用周期性边界条件, 左、右边界分别为阳极和阴极边界. 计算域及边界条件的设置如文献 [25] 中的图 2 所示, 这里不再详述. 考虑到计算的精度和计算时长, 计算网格数为 96×96 , 初始单个网格内的宏离子数为 50, 最大宏离子数为 800. 粒子模拟的时间步长为 $1 \times 10^{-8} \text{ s}$, 流体电子的时间步长为 $1 \times 10^{-12} \text{ s}$, 离子的权重为 5×10^8 , 中性原子的权重为 1×10^9 , 阳极边界电势 $\phi = 300 \text{ V}$, 阴极边界电势 $\phi = 0 \text{ V}$. 当离子到达右边界后从计算域中删除, 当离子与阳极边界发生碰撞时被中和为中性原子并被反射到计算域中. 计算域中不包含放电通道壁面, 因此不存在等离子体与壁面之间的相互作用. 由于霍尔推力器放电通道的平均半径 $R_m = (R_{\text{out}} + R_{\text{in}})/2$ 大于放电通道宽度, R_{in} 和 R_{out} 分别为放电通道的内、外半径, 因此可以忽略沿角向运动的曲率效应 [13].

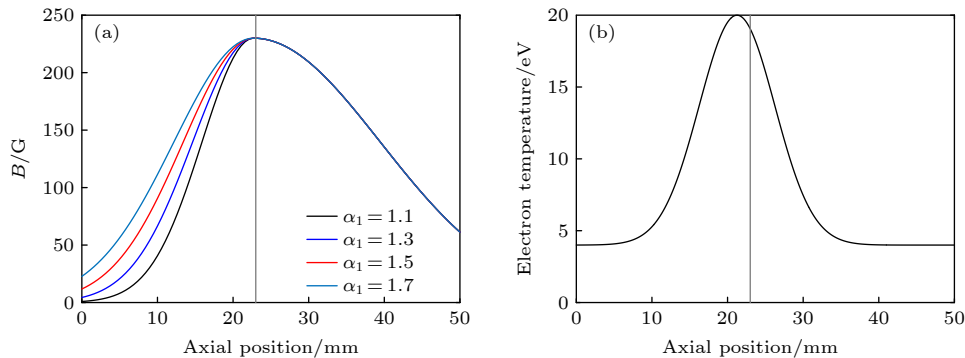


图 1 磁场 (a) 和电子温度 (b) 的轴向分布

Fig. 1. Axial distribution of magnetic field (a) and electron temperature (b).

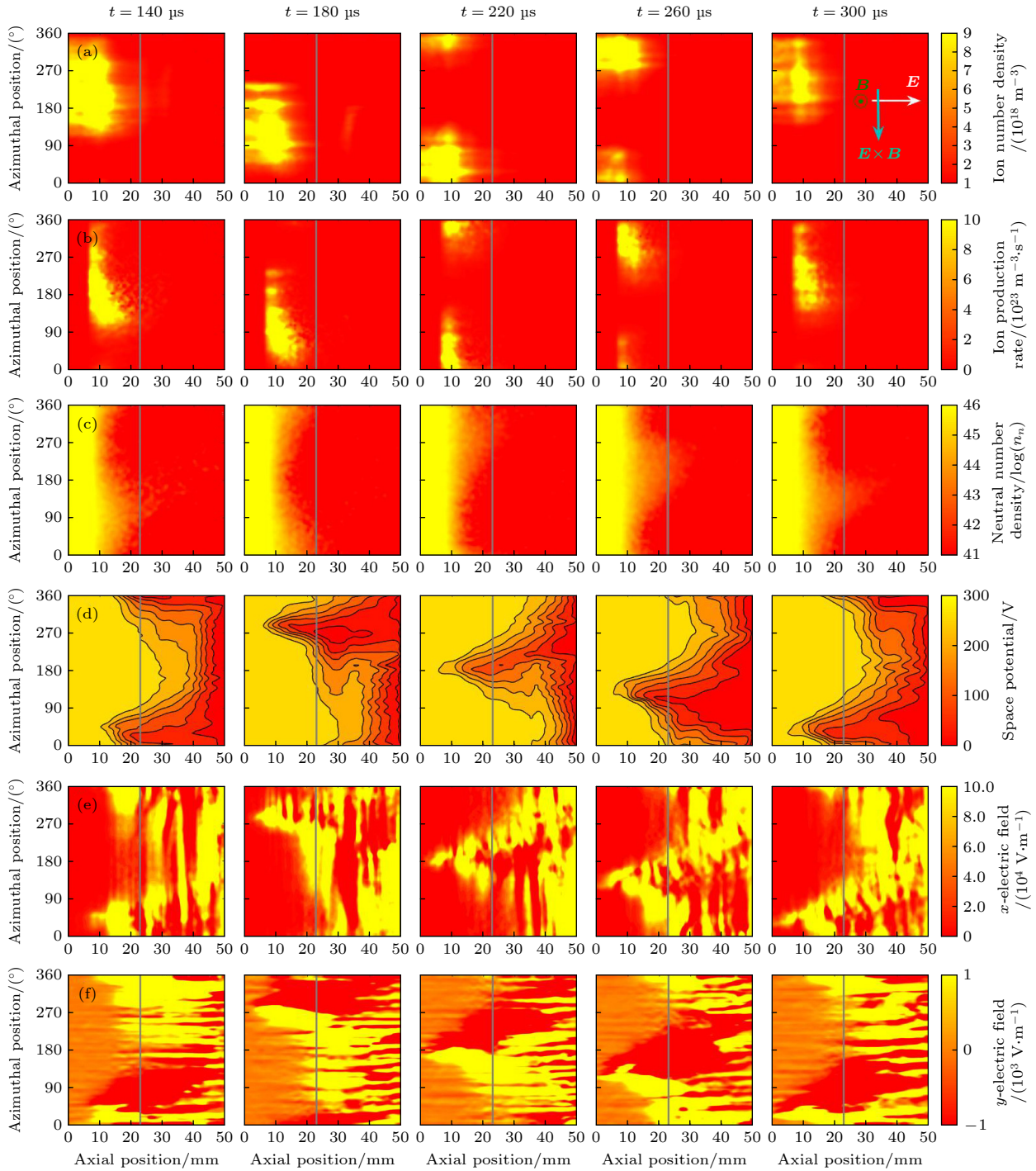


图2 $\alpha_1 = 1.1$ 时离子数密度 (a)、电离率 (b)、中性原子数密度 (c)、电势 (d)、轴向电场 (e)、角向电场 (f) 在一个周期内不同时刻的分布
 Fig. 2. Distribution of ion number density (a), ionization rate (b), neutral particle number density (c), electrical potential (d), axial electric field (e), and azimuthal electric field (f) at different time in one period for $\alpha_1 = 1.1$.

3 结果与讨论

图2给出了 $\alpha_1 = 1.1$ 时离子数密度、电离率、中性原子数密度、空间电势、轴向电场和角向电场在沿着角向运动的一个周期内不同时刻的分布. 从图2可以看出, 在给定的计算条件下, 只存在模数

$m = 1$ 的旋转辐条, 且沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的方向传播, 旋转周期 $\tau \approx 160 \mu\text{s}$, 频率 $f = 6.2 \text{ kHz}$, 辐条沿角向传播的相速度为 $v_{E \times B} = 2\pi R_m f / m = 1013 \text{ m/s}$, 满足旋转辐条不稳定性的特征^[16,22]. 事实上, 在霍尔推力器中存在 $m > 1$ 的旋转辐条不稳定性. McDonald 和 Gallimore^[26] 发现在大尺寸的霍尔推力器中 $m > 1$

的模式将起主导作用. 此外, 与采用整体阳极相比, 当霍尔推力器中采用分段阳极时, 旋转辐条不稳定性将从低模数向高模数转变^[7], 频率随着模数的增加而增大^[13].

从离子数密度分布可知 (图 2(a)), 高密度离子区在角向上以相速度沿 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向运动. 但是在轴向, 高密度离子区集中在 $x < 18$ mm 的区域. 这是因为产生于电离区的离子除了受轴向电场的作用加速向推力器出口喷出外, 还会在阳极鞘层的作用下向阳极运动, 从而在阳极附近也会有较高的离子密度. 另一方面, 上述结果意味着系统中不存在呼吸振荡不稳定性. 存在呼吸振荡不稳定性时, 高密度的离子区将在电离区附近沿着轴向做周期性的往复运动^[27].

图 2(b) 是同一周期内的电离率分布. 与离子数密度的分布比较可知, 电离率分布存在两个明显的特征: 1) 电离率最大值位于辐条的前端 (即等离子体密度最大值的位置); 2) 电离主要发生在 $8 \text{ mm} < x < 18 \text{ mm}$ 的区域, 离子高密度区则位于 $x < 18 \text{ mm}$ 的区域. 电子在电离区与中性原子发生非弹性碰撞后损失能量, 由电离新产生的二次电子或损失能量的原初电子从电离区向阳极运动的过程中携带的能量不足以与中性原子发生电离碰撞, 因此在阳极附近几乎不存在中性原子的电离. 沿着角向, 等离子体高密度区和电离率同时、同向传播, 表现出了电离振荡的特性. Boeuf 和 Takahashi^[10] 研究表明轴向磁场梯度对沿电势等势线漂移运动的电子有加热作用, 并且能够形成高能量的电子涡旋结构, 从而在辐条的前端引起电离率的增大. 但需要强调的是, 在这里电子温度沿着角向恒定, 因此不包含轴向磁场梯度引起的电子加热效应对电离率的影响.

图 2(c) 是对应不同时刻的中性原子密度分布, 为了清楚地看到中性原子密度在角向上的变化, 这里中性原子密度采用对数形式. 在 $x < 10$ mm 的区域, 中性原子几乎是均匀分布的; 在 $x > 10$ mm 的区域, 由于最大电离率位置沿着角向运动, 中性原子密度的角向分布也发生明显的变化. 在高密度离子区, 中性原子的密度沿着角向的变化 $\partial n_n / \partial \theta \sim 0$, 在其他位置 $\partial n_n / \partial \theta \neq 0$. n_n 是中性原子的密度, $\partial / \partial \theta$ 表示沿着角向的变化.

图 2(d) 是空间电势的分布. 从图中可以看到沿着轴向, 电势分布被明显地分为两个区域: 电势

接近阳极电势的小电场区 (图中黄色区域), 以及介于阴极和等电势区域的大电场区 (图中渐变的红色区域). Boeuf 和 Takahashi^[11,20] 认为在介于小电场区和大电场区的交界面上由于电荷的分离会形成一个双层结构. 由于电场与等势线垂直, 因此电子在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的作用下沿着等势线做漂移运动. 不稳定性引起的电势扭曲导致电势等势线凸向阳极, 提高了沿电势等势线运动的电子到达阳极的可能性, 增加了横越磁力线的电子输运. Janes 和 Lowder^[16] 认为旋转辐条是引起霍尔推力器中电子反常输运的机制之一. 比较离子密度分布和空间电势分布可以发现一个有趣的现象: 在离子密度大的区域, 等势线凹向阳极; 在离子密度小的区域, 等势线则凸向阳极. 这是因为在边界电势一定的情况下, 空间电势的分布主要受电子分布的影响. 当等势线凹向阳极时, 从放电通道外进入放电通道中的电子在电离区与中性原子发生电离碰撞, 产生大量的离子, 而电子由于电离碰撞导致自身能量损失, 垂直于磁力线的速度 v_{\perp} 减小, 无法从磁场的束缚中逃逸向阳极运动, 从而在空间形成一个电势接近于阳极电势的等势区, 对应高密度的离子区域. 当等势线凸向阳极时, 表明小电场区域减小 (图 2(d) 中黄色区域)、大电场区域增大 (图 2(d) 中红色渐变区域), 电子在向阳极运动的过程中未发生损失能量的电离碰撞, 且从电场中获得能量, v_{\perp} 增大, 电子有足够的能量克服磁场的约束向阳极运动, 从而在空间形成一个凸向阳极的大的轴向电场区, 对应低密度的离子区域, 如图 2(a) 所示.

非均匀分布的等离子体引起的空间电势扭曲所形成的轴向电场和角向电场分布如图 2(e), (f) 所示. 沿着轴向, 电场分布存在两个很明显的区域: 大电场区和小电场区. 与轴向电场的分布不同, 角向电场的方向将发生变化, 且角向电场的强度小于轴向电场的强度. 在小电场区, 角向电场 $E_{\theta} \sim 0$ 的区域轮廓与轴向小电场区域的轮廓相似. 但是在轴向大电场区沿着角向存在两个很明显的区域, 且电场的方向发生了改变, 即电场方向从 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 变为 $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. 与图 2(a) 比较可知沿 $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的电场区位于辐条的前端, 沿 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的电场区位于辐条的末端. 这意味着, 在辐条的前端, 电势沿着角向在几个电子拉莫尔半径的范围内发生剧烈的下降, 这与 Boeuf 和 Takahashi^[28] 的模拟结果一致. 产生这一结果的原因是电荷的分离. 在霍尔推

力器中电子是磁化的 ($\rho_e \ll L$), 离子是非磁化的 ($\rho_i \gg L$). ρ_e, ρ_i 分别为电子和离子的拉莫尔半径, L 为系统的特征长度. 电子在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 作用下沿着角向漂移, 导致角向上电子的局部集中, 引起电势陡降, 形成大的角向电场. 为了保证等离子体的准中性, 一部分离子在电子形成的角向电场 E_θ 作用下也将沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的方向运动. 由于离子的质量远大于电子的质量, 导致离子沿着角向运动的速度小于电子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移速度, 从而在角向方向上引起电荷分离. Escobar 和 Ahedo^[12,13] 认为角向等离子体密度和电场扰动引起的电子输运是驱动电子反常扩散的原因. 角向的电场扰动可以表示为关于离子密度扰动和轴向电场的函数^[7]:

$$E'_\theta = \frac{1}{4} \pi \frac{n'}{n_0} E_z, \quad (2)$$

式中 E'_θ 表示角向电场的扰动, n_0 表示平衡时的等离子体密度, n' 表示扰动的等离子体密度幅值, E_z 是轴向电场的分量. 电子在角向电场 E'_θ 和径向磁场 B_r 的作用下产生平行于轴向电场的电子输运, 由角向电场引起的轴向电流的密度为^[7]

$$j_{ez}(\theta) = nqv_{ez} = nq \frac{\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}_r}{B_r}. \quad (3)$$

换句话说, 旋转辐条不稳定性引起的角向电场扰动增加了流向阳极的电子通量, 成为引起电子反常输运的可能原因. 但是需要说明的是, 虽然角向电场 E_θ 不为 0, 但是为了保证角向霍尔电流的恒定, 角向电场在角向上的积分为 0.

减小放电通道内的磁场梯度 (增大 α_1 的值) 不

会改变旋转辐条的模数以及传播方向, 只会对频率和角向传播的速度产生轻微的影响, 如图 3 所示. 图 3 给出了 $\alpha_1 = 1.1, 1.3, 1.5, 1.7$ 时, 轴向平均后的归一化离子数密度在角向上的分布随时间的演化. 从图 3 可以看到, 离子在角上传播形成连续的模结构, 符合旋转辐条不稳定性的特征^[15]. 随着 α_1 的增大模式的旋转周期减小, 频率增大. $\alpha_1 = 1.1$ 时, 模式的周期 $\tau_{\alpha_1=1.1} \approx 160 \mu\text{s}$, 对应的频率为 $f_{\alpha_1=1.1} \approx 6.2 \text{ kHz}$, 沿角向传播的相速度 $v_{\alpha_1=1.1} = 1013 \text{ m/s}$; $\alpha_1 = 1.3$ 时, 周期 $\tau_{\alpha_1=1.3} \approx 150 \mu\text{s}$, 频率 $f_{\alpha_1=1.3} \approx 6.5 \text{ kHz}$, 相速度 $v_{\alpha_1=1.3} \approx 1062 \text{ m/s}$; $\alpha_1 = 1.5$ 时, 周期 $\tau_{\alpha_1=1.5} \approx 140 \mu\text{s}$, 频率 $f_{\alpha_1=1.5} \approx 7 \text{ kHz}$, 相速度 $v_{\alpha_1=1.5} \approx 1143 \text{ m/s}$; $\alpha_1 = 1.7$ 时, 周期 $\tau_{\alpha_1=1.7} \approx 130 \mu\text{s}$, 频率 $f_{\alpha_1=1.7} \approx 7.5 \text{ kHz}$, 相速度为 $v_{\alpha_1=1.7} \approx 1225 \text{ m/s}$. 模式的频率随着 α_1 的增大而增大, 但始终处于旋转辐条不稳定性的典型频率区间, 5—25 kHz^[24]. 相速度则小于 6 kW 级 H6 霍尔推力器中测得的旋转辐条的相速度 (1500—2000 m/s) 的下限^[26]. 这是因为旋转辐条的传播速度依赖于辐条的模数、放电通道的宽度等因素. 在百瓦功率量级的霍尔推力器中, 观察到旋转辐条的传播速度介于 1200—2800 m/s 之间^[18]. 因此, 放电通道宽度等因素的差异将导致相速度与典型值之间有偏差. 另一方面, 对于 $m = 1$ 的旋转辐条并不能在一个周期内沿整个放电通道传播, 而是在传播过程中存在模式的消失及产生, 因此导致计算得到的相速度与典型值之间存在差异^[24].

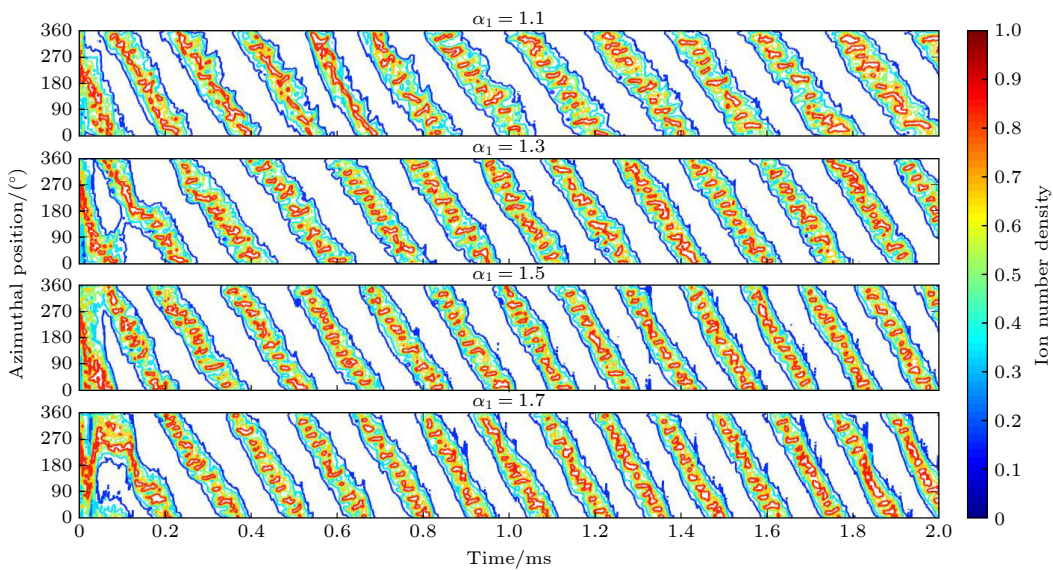


图 3 归一化的离子数密度在角向上的分布随时间的演化

Fig. 3. Time history of azimuthal distribution of normalized ion number density.

图 4 给出了 $\theta = 180^\circ$ 时离子密度和电离率在轴向上的分布随时间的变化. 从图 4 可以看到, 沿着轴向, 离子密度的分布和电离区的位置不随时间发生周期性变化, 进一步证实了这里的不稳定性为旋转辐条不稳定性, 而非沿着角向旋转的呼吸振荡^[29,30]. 从离子密度分布可以看到, 在放电通道内高密度的离子区和羽流区中高密度的离子区对应的时间存在轻微的差异, 这是因为产生于电离区的离子在阳极鞘层或轴向电场的作用下向阳极或者向推力器出口运动需一定的时间, 导致推力器通道内、外的高密度离子区出现时间稍有差异. 而对于电离率而言, 放电通道出口附近出现电离的时间早于通道内出现电离的时间, 这是因为从推力器通道外的空心阴极发射的电子向阳极运动的过程中, 少量的高能量电子 (能量大于工质第一电离能的电子) 在羽流区中就会与中性原子发生电离碰撞, 而

绝大多数电子则是从轴向电场中获得能量后运动至电离区发生电离碰撞, 从而导致发生于放电通道中的电离滞后于羽流区中的电离, 但电离主要发生在放电通道中. 在羽流区中, 高密度离子区出现的滞后或电离发生的提前这一特点不随放电通道中磁场梯度的变化而改变.

下文利用基于流体理论得到的色散关系, 结合数值模拟得到的离子密度分布、电势分布、电场分布等参数, 对模拟结果进行分析. 包含电子惯性、回旋黏滞、等离子体密度梯度、磁场梯度的色散关系可以写成如下的形式^[31]:

$$\frac{\omega_* - \omega_D + k_{\perp}^2 \rho_e^2 (\omega - \omega_0 + i\nu_{en})}{\omega - \omega_D - \omega_0 + k_{\perp}^2 \rho_e^2 (\omega - \omega_0 + i\nu_{en})} = \frac{k_{\perp}^2 c_s^2}{\omega^2}, \quad (4)$$

其中 $\omega_* = k_y v_*$, $\omega_D = k_y v_D$, $\omega_0 = k_y v_E$ 分别表示密度梯度、磁场梯度引起的抗磁性漂移频率和多普勒漂移频率. $v_* = -\frac{cT_e \kappa_n}{eB}$ 和 $v_* = -\frac{2cT_e \kappa_B}{eB}$ 分别表示

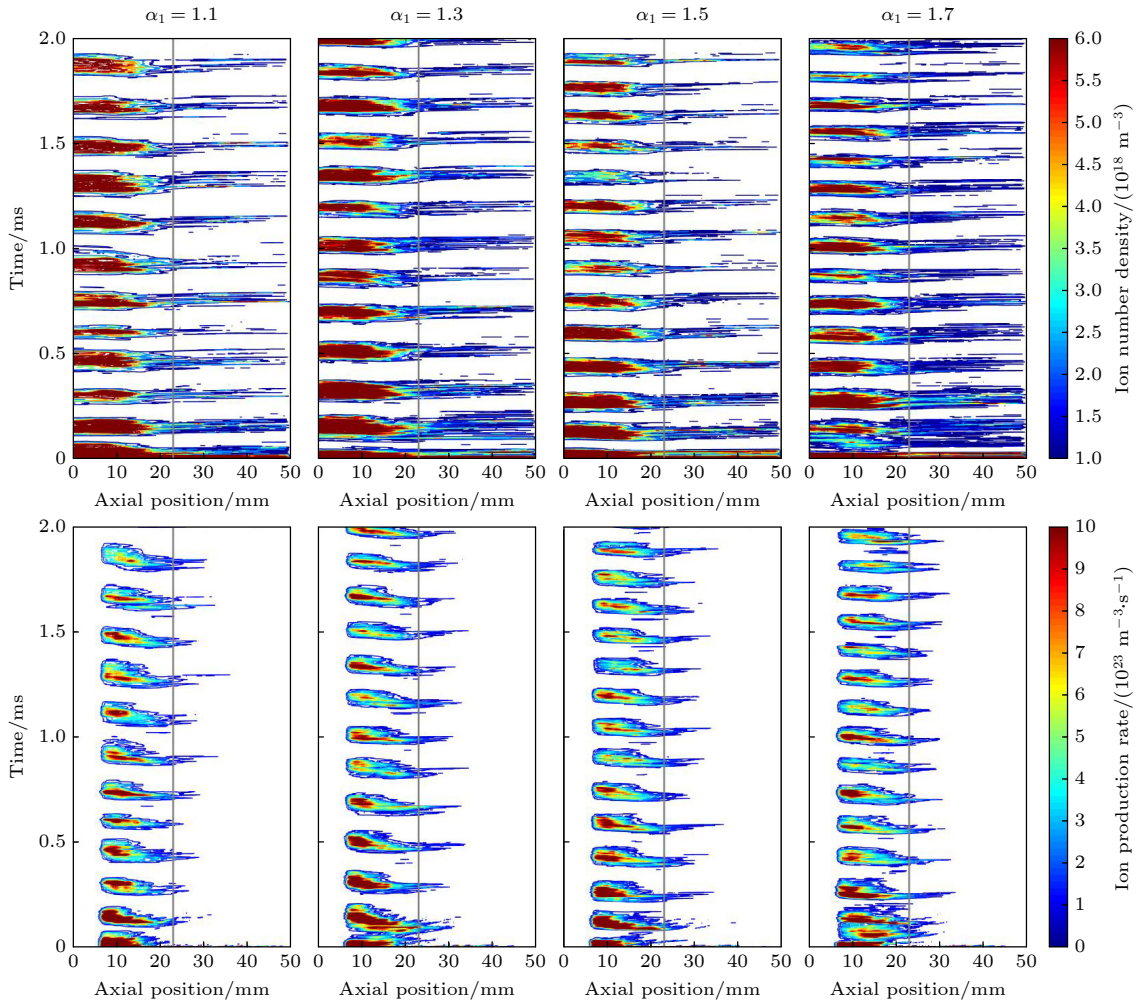


图 4 $\theta = 180^\circ$ 时, 离子数密度 (上方) 和电离率 (下方) 的轴向分布随时间的演化

Fig. 4. Time history of axially distribution for ion number density (upper panel) and ionization rate (lower panel) at $\theta = 180^\circ$.

密度和磁场梯度引起的漂移速度. $v_E = -cE\hat{\theta}/B$ 是电子沿着角向的漂移速度. $\kappa_N = \partial \ln n(x)/\partial x$ 为密度梯度, $\kappa_B = \frac{\partial \ln B(x)}{\partial x}$ 为磁场梯度, $c_s^2 = \frac{T_e}{m_i}$ 是离子声速, m_i 是离子的质量. $k_\perp^2 = k_x^2 + k_\theta^2$, k_x 和 k_θ 分别表示轴向和角向波数. $\rho_e^2 = cT_e/(eB\omega_{ce})$ 表示电子的拉莫尔半径, ω_{ce} 是电子的回旋频率. ν_{en} 是电子与中性原子碰撞的频率. 在之前的工作中, 利用该色散关系研究了电子与中性原子的碰撞、等离子体密度梯度, 以及磁场梯度对沿角向传播的高频不稳定性的影响^[32].

根据模拟结果, 图 5(a)—(d) 分别给出了 $\alpha_1 = 1.1, 1.3, 1.5, 1.7$ 时, 旋转辐条在一个周期内的离子密度、空间电势, 以及电场的轴向分布, 以及对密度分布的轴向梯度. 离子密度、电场, 以及空间电势的轴向分布通过在角向和时间上平均后得到. 此外, 为比较放电通道内的轴向磁场梯度对旋转辐条不稳定性的影响, 图 5(e) 给出了对应图 1(a) 磁场分布的磁场梯度.

Sekerak^[24] 的研究结果表明, 离子声波、静电离子回旋波的传播速度虽然接近旋转辐条的传播速度, 但是离子声波沿着平行于磁场的方向传播, 而静电离子回旋波沿着电场的方向传播, 因此这两种模式均不是驱动沿角向传播的旋转辐条的因素; 由密度梯度驱动的漂移不稳定性的相速度和频率

与旋转辐条不稳定性的频率和相速度差距较大, 因此也不是导致旋转辐条在角向移动的原因; 而由密度梯度和磁场梯度共同驱动的角向漂移不稳定性, 其频率和相速度都与旋转辐条不稳定性的特征值相符, 因此被认为是引起旋转辐条的原因. 基于此, 本文也只考虑存在密度梯度和磁场梯度时的情况. 此时的色散关系 (4) 可以写成如下的形式:

$$\frac{\omega_* - \omega_D}{\omega - \omega_D - \omega_0} = \frac{k_\perp^2 c_s^2}{\omega^2}, \quad (5)$$

波数 k_θ 与模数 m 之间满足关系 $k_\theta = m/R_m$. 模拟结果中只观察到了 $m = 1$ 的旋转辐条, 对应的角向波数 $k_\theta = 38 \text{ m}^{-1}$. 对于沿着角向传播的波, 轴向波矢 k_x 与角向波矢之间满足关系 $k_x = 0.1k_\theta$ ^[33]. 结合模拟结果, 由色散关系 (5) 得到的结果如图 6 所示.

图 6(a) 是轴向任意位置处由密度梯度和磁场梯度激发的沿角向传播的不稳定性的增长率. 当 $\alpha_1 = 1.1$ 时, $x < 9.1 \text{ mm}$ 和 $x > 26 \text{ mm}$ 的区域 $\gamma \leq 0$; 当 $\alpha_1 = 1.3$ 时, $x < 6.3 \text{ mm}$ 和 $x > 28.1 \text{ mm}$ 的区域 $\gamma \leq 0$; 当 $\alpha_1 = 1.5$ 时, $x < 7.0 \text{ mm}$ 和 $x > 26.76 \text{ mm}$ 的区域 $\gamma \leq 0$; 当 $\alpha_1 = 1.7$ 时, $x < 6.3 \text{ mm}$ 和 $x > 27.46 \text{ mm}$ 的区域 $\gamma \leq 0$, 即在该区中不存在由密度梯度和磁场梯度驱动的不稳定模式. 但该区区内模式的频率不为 0, 如图 6(b) 所示. 模式不稳定时对等离子体的影响占主导作用, 因此只关注 $\gamma > 0$ 的情况, 即只考虑 $9.1 \text{ mm} < x < 26 \text{ mm}$ 的区间, 在该

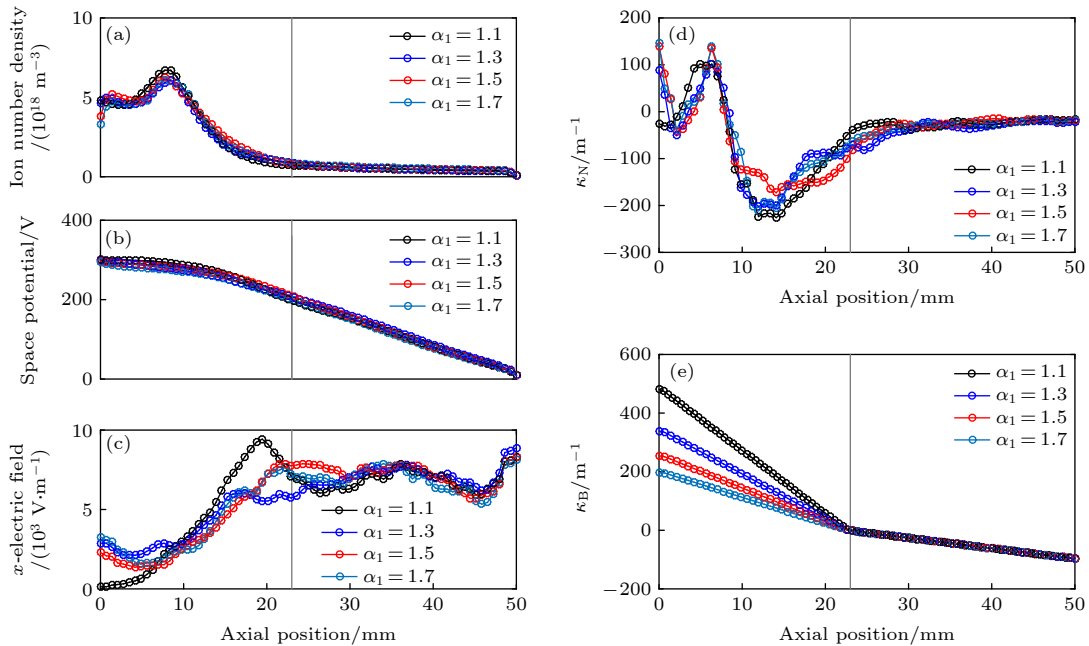


图 5 $\alpha_1 = 1.1, 1.3, 1.5, 1.7$ 时的 (a) 离子密度分布, (b) 空间电势分布, (c) 电场分布, (d) 密度梯度 κ_N , 以及 (e) 磁场梯度 κ_B
 Fig. 5. The axial distribution of (a) ion density profile, (b) space potential, (c) electric field, and (d) the density gradient κ_N , (e) the magnetic field gradient κ_B , for $\alpha_1 = 1.1, 1.3, 1.5, 1.7$, respectively.

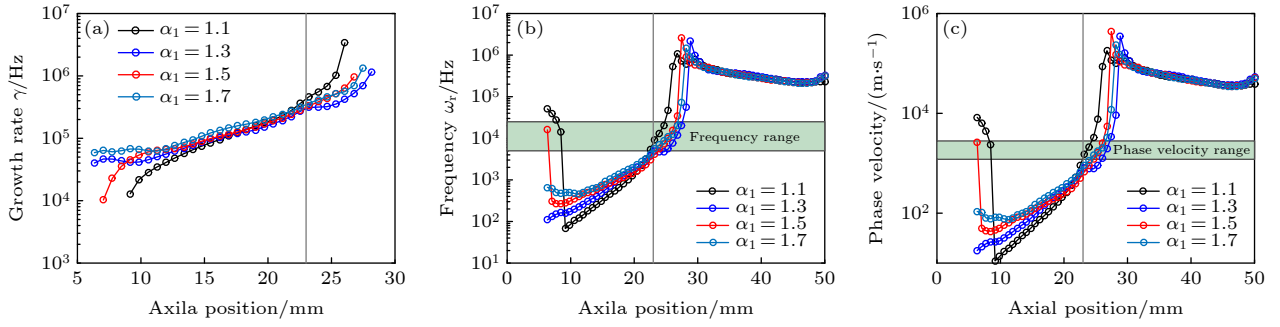


图 6 由密度梯度和磁场梯度驱动的不稳定性的增长率 (a), 频率 (b), 以及相速度 (c); (b), (c) 中的阴影区域表示旋转辐条不稳定性典型的频率范围和相速度范围, 分别为 5—25 kHz 和 1200—2800 m/s

Fig. 6. The instability growth rate (a), frequency (b), and phase velocity (c) induced by density and magnetic gradient. The shaded area in (b), (c), are the typical spoke frequency and phase velocity, range from 5–25 kHz and 1200–2800 m/s, respectively.

区间内 α_1 从 1.1 变化至 1.7 时均存在不稳定性, 即 $\gamma > 0$. 图 6(b) 中的阴影区域表示旋转辐条的典型频率区间 5—25 kHz^[24]. 从色散关系得到的不稳定模式的频率可看出, 在推力器出口附近, $22.54 \text{ mm} < x < 24.65 \text{ mm}$, 模式的频率位于旋转辐条不稳定性的典型频率区间, 相速度也处于实验中观察到的旋转辐条的传播速度范围之内 (图 6(c) 中的阴影区域, 1200—2800 m/s), 且与二维模拟得到的旋转辐条的相速度接近. 这意味着旋转辐条不稳定性是由位于推力器出口附近由密度梯度和磁场梯度引起的沿角向传播的梯度漂移不稳定性驱动. 这一结果与 SPT-100 推力器上观察到的结果一致^[33]. 在 $x < 22.54 \text{ mm}$ 的区域, 梯度漂移不稳定性的频率和相速度小于旋转辐条的典型值; 在 $x > 24.65 \text{ mm}$ 的区域, 不稳定性的频率 $\sim \text{MHz}$, 相速度 $\sim 10^5 \text{ m/s}$, 远大于旋转辐条频率和相速度的典型值. 因此, 处在推力器放电通道和羽流区中的梯度漂移不稳定性并不能引起旋转辐条不稳定性. 需要说明的是, 在 $\alpha \leq 1.5$ 时模拟得到的相速度略小于旋转辐条传播速度的下限 1200 m/s, 导致这一结果的可能原因有: 1) 模拟结果中等离子体、电势的分布是随时间变化的, 旋转辐条不稳定性的周期通过分布大致相似的等离子体轮廓在同一角向位置出现的时间差来确定, 导致统计得到的周期比实际的周期偏大, 进而引起计算得到的相速度比典型值小; 2) 在一个周期内, $m = 1$ 的旋转辐条不稳定性不能沿着整个放电通道传播, 而是会出现模式的消失及新模式的产生^[24], 这将导致计算得到的旋转辐条不稳定性的周期和频率与真实值之间出现轻微差异. 在我们的模拟结果中只观察到了 $m = 1$ 的模式, 从而导致计算得到的相速度与典型值之间稍有差异.

此外, 由图 3 和图 5(e) 可知, 放电通道内的轴

向磁场梯度的改变对旋转辐条不稳定性的影响较小. 这是因为旋转辐条不稳定性是由位于推力器出口附近的密度梯度和磁场梯度驱动的角向不稳定性所引起. 在 α_1 变化的过程中, 放电通道出口外的磁场梯度保持不变 (如图 5(e) 所示), 密度梯度有轻微的变化 (图 5(d) 所示), 导致由密度梯度和磁场梯度驱动的不稳定性的增长率和频率发生轻微改变 (图 6(a), (b) 所示), 从而导致旋转辐条的传播速度和频率发生轻微的变化. 与 Boeuf 和 Takahashi^[10,11] 的研究结论不同, 他们的研究表明, 当阳极处的磁场足够大时, 修正的 Simon-Hoh 不稳定性将会在霍尔推力器放电通道内磁感应强度减小的位置处被激发, 而 Simon-Hoh 不稳定性最终会演化为诱发旋转辐条的电离不稳定性且沿角向旋转. 我们的结果表明, α_1 从 1.1 增至 1.7 的过程中, 在放电通道 $9.1 \text{ mm} < x < 23 \text{ mm}$ 的区间内虽然始终存在不稳定性, 但其频率和相速度比旋转辐条不稳定性的典型频率和相速度小 1—2 个数量级, 这意味着在放电通道中的梯度漂移不稳定性不能够引起旋转辐条. 上述研究结果的差异表明, 电离不是诱发产生旋转辐条不稳定性的根本原因, 即旋转辐条不稳定性不属于电离不稳定性. 需要说明的是, 在 $\alpha = 1.1$ 和 1.5 时, 在 $x \sim 10 \text{ mm}$ 附近也出现了频率和相速度与旋转辐条特征值相近的不稳定性, 但此时模式的增长率 $\gamma < 0$, 因此该解为数值解, 而非物理解.

4 结 论

本文利用轴向-角向的二维粒子-流体混合模型研究了放电通道内的磁场梯度对霍尔推力器中旋

转辐条不稳定性的影响, 并利用包含等离子体密度梯度和磁场梯度效应的色散关系, 结合模拟得到的离子密度分布、电势分布、电场分布, 以及磁场分布, 对模拟结果进行分析.

1) 放电通道内的磁场梯度对 $m = 1$ 旋转辐条的频率和相速度有轻微的影响, 但不会对旋转辐条不稳定性产生本质的影响. 在最大磁感应强度不变的情况下, α_1 的值从 1.1 增至 1.7, 阳极处的磁感应强度增大了 15 倍, 不稳定性的频率从 6.2 kHz 增至 7.5 kHz, 但始终处于旋转辐条不稳定性的频率区间; 相速度从 1013 m/s 增至 1225 m/s, 符合旋转辐条不稳定性传播的速度, 且始终沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的方向传播. 模拟结果表明, 高密度的离子区和电离区在角向上同时、同向传播, 表现出了电离振荡的特性, 但由于沿着角向电子温度固定, 不存在电离不稳定性, 表明电离不稳定性不是激发旋转辐条不稳定性的诱因. 此外, 由于非均匀分布的等离子体导致空间电势扭曲, 使得轴向电场分为大电场区和小电场区, 而角向电场的方向则会发生改变. 扭曲的空间电势分布增大了沿电势等势线漂移的电子到达阳极的概率.

2) 利用基于流体理论得到的色散关系, 结合模拟得到的离子密度、电势、电场分布推测可知, 等离子体密度和磁场梯度驱动的角向漂移不稳定性是旋转辐条不稳定性的成因. 尽管在放电通道和羽流区中也存在由密度梯度和磁场梯度驱动的角向漂移不稳定性, 但由于模式的频率和相速度与旋转辐条的频率和相速度相差较大, 因此不是驱动旋转辐条的诱因. 此外, 改变放电通道内的磁场分布对等离子体的密度分布有轻微的影响, 从而导致能够引起旋转辐条的角向漂移不稳定性在轴向出现的位置稍有不同, 但始终处于推力器出口下游附近.

参考文献

[1] Kawashima R, Hara K, Komurasaki K 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 035010
 [2] McDonald M S, Gallimore A D 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2952
 [3] Lobbia R B, Gallimore A D 2007 *30th International Electric Propulsion Conference* Florence, Italy, September 17–20, 2007 IEPC-2007-177
 [4] Martinez R, Hoskins A, Peterson P, Massey D 2009 *31st International Electric Propulsion Conference* Michigan, USA,

September 20–24, 2009 IEPC-2009-120
 [5] Hoffer R R 2004 *Ph. D. Dissertation* (University of Michigan)
 [6] Liang R, Gallimore A 2011 *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting* Orlando, Florida, USA, January 4–7, 2011 AIAA-2011-1016
 [7] McDonald M S, Bellant C K, St. Pierre B A, et al. 2011 *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* San Diego California, USA, July 31–August 03, 2011 AIAA-2011-5810
 [8] Barral S, Makowski K, Peradzynski Z, Gascon N, Dudeck M 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4137
 [9] Campanell M D, Khrabrov A V, Kaganovich I D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 235001
 [10] Boeuf J P, Takahashi M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **18** 185005
 [11] Boeuf J P, Takahashi M 2020 *Phys. Plasmas* **27** 083520
 [12] Escobar D, Ahedo E 2014 *Phys. Plasmas* **21** 043505
 [13] Escobar D, Ahedo E 2015 *Phys. Plasmas* **22** 102114
 [14] Sekerak M J, Longmier B W, Gallimore A D 2013 *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* San Jose, CA, July 14–17, 2013 AIAA-2013-4116
 [15] Parker J B, Raitses Y, Fisch N J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 091501
 [16] Janes G S, Lowder R S 1966 *Phys. Fluids* **9** 1115
 [17] Sekerak M J, Longmier B W, Gallimore A D, Brown D L, Hofer R R, Polk J E 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 72
 [18] Ellison C L, Raitses Y, Fisch N J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 013503
 [19] Escobar D, Ahedo E 2014 *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Cleveland, USA, July 28–30, 2014, pAIAA-2014-3512
 [20] Boeuf J P, Smolyakov A 2023 *Phys. Plasmas* **30** 050901
 [21] Lomas P J, Kilkenny J D 1977 *Phys. Plasmas* **19** 329
 [22] Chesta E, Lam C M, Meezan N B, Schmidt D P, Cappelli M A 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 582
 [23] Panjan M, Loquai S, Klemberg-Sapieha J E, Martinu L 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 065010
 [24] Sekerak M J 2014 *PhD Dissertation* (University of Michigan)
 [25] Yang S X, Zhao Y D, Dai P, Li J P, Geng H, Yang J T, Jia Y H, Guo N 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 245202 (in Chinese) [杨三祥, 赵以德, 代鹏, 李建鹏, 耿海, 杨俊泰, 贾艳辉, 郭宁 2024 物理学报 **73** 245202]
 [26] McDonald M S, Gallimore A D 2011 *32nd International Electric Propulsion Conference* Wiesbaden, Germany, September 11–15, 2011 IEPC-2011-242
 [27] Yang S X, Guo N, Jia Y H, Geng H, Gao J, Liu J T, Liu S Y, Yang S L 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 085201 (in Chinese) [杨三祥, 郭宁, 贾艳辉, 耿海, 高俊, 刘家涛, 刘士永, 杨盛林 2023 物理学报 **72** 085201]
 [28] Boeuf J P, Takahashi M 2017 *Phys. Plasmas* **121** 011101
 [29] Sekerak M, Longmier B, Gallimore A D, Brown D, Hofer R, Polk J 2013 *33rd International Electric Propulsion Conference* Washington D. C., USA October 7–10, 2013 IEPC-2013-143
 [30] Escobar D, Ahedo E 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 149
 [31] Smolyakov A I, Chapurin O, Frias W, Kosakarov O, Romadanov I, Tang T, Umansky M, Raitses Y, Kaganovich I D, Lakhin V P 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 014041
 [32] Yang S X, Zhao Y D, Dai P, Li J P, Gu Z J, Meng W, Geng H, Guo N, Jia Y H, Yang J T 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 025201 (in Chinese) [杨三祥, 赵以德, 代鹏, 李建鹏, 谷增杰, 孟伟, 耿海, 郭宁, 贾艳辉, 杨俊泰, 2025 物理学报 **74** 025201]
 [33] Choueiri E Y 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1411

Influence of magnetic field gradient on rotating spoke instability*

YANG Sanxiang^{1)†} LIU Chao¹⁾ GUO Ning¹⁾ WANG Zhengxiong²⁾

¹⁾ (*Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou 730000, China*)

²⁾ (*Dalian University of Technology, Dalian 116000, China*)

(Received 29 July 2025; revised manuscript received 3 September 2025)

Abstract

Rotating spokes, as one of the low-frequency, long-wavelength instabilities, are commonly observed in the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ plasma discharge devices, such as the magnetrons and Hall thrusters. In Hall thrusters, the rotating spokes, which are located in the discharge channel and rotate in the azimuthal direction, feature the bright luminous regions. The space potential will be distorted by the instability of rotating spokes, thereby increasing the possibility for electrons to reach the anode and enhancing their drift along the equipotential lines. However, the excitation mechanism of the rotating spoke and its influencing factors remain ambiguous. In order to address this problem, we conduct numerical simulations and linear stability analysis to investigate the effects of the magnetic field gradient on the driving mechanism and mode characteristics of the rotating spoke instability. In this work, a particle-fluid two-dimensional hybrid model in the axial-azimuthal plane is employed to numerically study the effect of axial magnetic field gradient in the discharge channel on the rotating spoke. The numerical simulation results are analyzed using a dispersion relation derived from fluid theory, which combines the effects of plasma density and the magnetic field gradient. The output profiles of ion density, potential, and electric field from the numerical simulation serve as input parameters for the dispersion relation used in the linear stability analysis. The simulation results show that the frequency and propagation velocity of the $m = 1$ rotating spoke slightly increase as the magnetic field gradient in the discharge channel decreases. However, changing the magnetic field gradient in the discharge channel does not affect the propagation direction nor intrinsic characteristics of the rotating spoke. More specifically, when the value of α_1 increases from 1.1 to 1.7, which means a decrease of the magnetic field gradient in the discharge channel, the mode frequency rises from 6.2 kHz to 7.5 kHz, remaining within the frequency range of the rotating spoke instability. At the same time, the phase velocity also increases from 1013 m/s to 1225 m/s, which is consistent with the propagation velocity of the rotating spoke instability, and the rotating spoke instability still propagates along the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ direction. Dispersion relation analysis indicates that the rotating spoke arises from an azimuthal drift instability which is located near downstream region of the thruster exit, and it is excited by the plasma density and magnetic field gradient effects. The axial position of the azimuthal drift instability, responsible for the rotating spoke formation, is slightly modulated by density profile variations caused by the change of magnetic field in the discharge channel. However, it remains near the downstream region of the thruster exit. The results indicate that the rotating spoke does not originate from ionization instabilities, and changing the magnetic field distribution in the discharge channel does not affect its propagation direction nor mode number. The research results provide theoretical support for explaining the excitation mechanism and key influencing factors of rotating spoke.

Keywords: Hall thruster, rotating spokes, density gradient, magnetic gradient, dispersion relation

PACS: 52.90.+z, 52.75.Di, 52.35.-g, 11.55.Fv

DOI: 10.7498/aps.74.20251010

CSTR: 32037.14.aps.74.20251010

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62201238) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFC2202704).

† Corresponding author. E-mail: yangsx_510@163.com

磁场梯度对旋转辐条不稳定性的影响

杨三祥 刘超 郭宁 王正汹

Influence of magnetic field gradient on rotating spoke instability

YANG Sanxiang LIU Chao GUO Ning WANG Zhengxiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235214 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251010

CSTR: 32037.14.aps.74.20251010

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251010>

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

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>

羽流区磁场对霍尔推力器性能影响的二维模拟研究

Two-dimensional simulation of influence of plume magnetic field on performance of Hall thrusters

物理学报. 2024, 73(24): 245202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241331>

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>

背景气体对激光等离子体和外磁场界面上槽纹不稳定性的影响

Influence of background gas on flute instability produced at interface between laser plasma and external magnetic field

物理学报. 2023, 72(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231108>

流向磁场抑制Kelvin-Helmholtz不稳定性机理研究

Mechanism of suppressing Kelvin-Helmholtz instability by flowing magnetic field

物理学报. 2021, 70(15): 154702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202024>

磁场对激光驱动Rayleigh-Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Rayleigh-Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>