

射频自中和离子推力器放电腔等离子体鞘层振荡机理研究*

张立伟¹⁾ 李昊霖²⁾ 杨谨远¹⁾ 谢涵道¹⁾ 王安之¹⁾ 孙安邦¹⁾†

1) (西安交通大学电气工程学院, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

2) (安徽工业大学电气与信息工程学院, 马鞍山 243032)

射频自中和离子推力器是一种无需中和器的推进装置, 具有系统复杂度低和预期寿命长等优势, 工程应用前景广阔。推力器放电腔内存在的等离子体鞘层振荡现象影响推力器性能, 而该振荡特性与产生机理仍不清晰, 这成为制约推力器性能提升的关键瓶颈。本文对推力器放电腔内的感性耦合放电过程开展系统的仿真研究, 重点分析等离子体鞘层振荡现象。研究发现, 放电腔中等离子体电势不与屏栅电势同步变化, 且壁面收集电流随屏栅射频电压周期性变化, 呈现出与典型非对称 CCP 放电相似的特征。进一步, 结合电气拓扑分析与等效仿真模型验证, 对放电腔等离子体鞘层振荡机理展开研究, 发现杂散电容和屏栅射频电压的共同作用是导致鞘层振荡的根本原因。在此基础上, 系统分析了鞘层振荡对屏栅偏压的调控机制, 并结合鞘层振荡机理提出了通过增大推力器外壳尺寸提升推力器性能的优化方案。本研究为射频自中和离子推力器结构优化与性能提升提供了理论依据。

关键词: 无中和器离子推力器, PIC/MCC, 数值模拟

PACS: 52.50.Qt, 52.75.-d, 52.65.Rr, 52.65.Pp

1 引言

射频自中和离子推力器是一种能够直接产生准中性羽流的离子推力器, 其将屏栅连接至射频电压源和隔直电容构成的串联电路, 在运行过程中隔直电容两端自洽建立正直流自偏压, 离子被直流偏压持续

† 通信作者. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn

* 国家自然科学基金(批准号: 52577178)和陕西省自然科学基金基础研究计划(批准号: 2024ZY-JCYJ-01-06)资助的课题.

加速引出, 而电子则在屏栅射频电压负半周期被引出, 从而实现束流的自中和^[1]。相较于传统离子推力器, 射频自中和离子推力器无需额外的中和器, 有效降低了系统复杂度、提升了推进系统寿命; 同时, 其仍然保留了离子推力器高比冲、推力精确可调等优点, 具备广阔的工程应用潜力^[2]。然而, 由于引入了射频栅极和自偏压效应, 射频自中和离子推力器内部涉及更加复杂的物理过程。探明推力器内部等离子体的演化特性, 对推力器性能优化和可靠性提升工作具有指导意义。

射频自中和离子推力器的概念最早由 Rafalskyi 和 Aanesland 提出^[1,3], 其通过原理样机 Neptune 的实验验证了该推力器的离子加速引出和羽流自中和能力, 并发现屏栅射频电压幅值和离子引出速度之间的对应关系^[4,5]。为进一步探明推力器的羽流中和机理, Dedrick 使用相位分辨光学发射光谱法探究了等离子体羽流动态特性, 揭示了电子的周期性引出特性及其在羽流中和过程中起到的重要作用^[6,7]; Hahl 对羽流区域开展 particle-in-cell/Monte Carlo collision (PIC/MCC) 仿真, 发现羽流区域的受限电子对羽流中和过程具有重要贡献, 并指出屏栅射频频率和引出电流对羽流中和效果具有一定影响^[8]。尽管上述研究已经对推力器羽流中和机制进行了较为深入的探讨, 但是其并不关注推力器内部的物理过程和束流的引出机制, 对屏栅自偏压形成的机制认知较少, 使得推力器性能提升工作难以开展。

Lafleur 首次对射频自中和离子推力器屏栅自偏压的形成机制进行了系统分析^[9]。其通过理论推导建立了屏栅直流自偏压计算公式, 并结合 PIC/MCC 栅极单孔束流引出模型对理论结果进行了验证, 揭示了等离子体中带电粒子对栅极回路的充放电过程在屏栅自偏压建立中的关键作用^[9,10]。该研究为后续射频自中和离子推力器中束流引出特性及栅极工作机制的研究奠定了重要的理论基础。

基于 Lafleur 的研究, 白进伟利用栅极单孔束流引出模型进一步揭示了屏栅射频电压幅值和频率对束流引出性能的影响规律与机理^[11]; 李亦非则基于该模型系统研究了不同工质条件下的射频栅极束流引出过程和栅极溅射腐蚀特性^[12], 并通过扩展至三维结构分析了栅孔错位对束流引出的影响^[13]。上述研究为推力器性能提升工作提供了重要的理论支撑, 然而其均建立在一个关键假设上, 即等离子体和屏栅之间的鞘层电势降在射频周期内保持恒定^[9]。该假设忽略了等离子体电势可能存在的时变振荡行为, 一旦该假设不再成立, 现有屏栅自偏压理论及后续相关研究结论的适用性将受限。

杨谨远通过实验系统研究了等离子体放电功率和栅极结构对屏栅自偏压的影响规律, 发现观测到的自偏压变化趋势难以用现有理论加以解释, 进而提出屏栅鞘层电势降可能随屏栅射频周期发生振荡^[14]。在此基础上, 通过在理论模型中引入屏栅鞘层电势降的射频分量, 对屏栅自偏压计算公式进行了修正, 修正结果与实验数据取得了较好的一致性^[14]。这一发现表明, 传统基于恒定鞘层电势降假设的分析框架在

部分工况下已不再适用，相关理论及其衍生研究亟需重新审视。

然而，受限于实验诊断手段，目前尚无法直接获取放电腔内部等离子体的时空演化信息，等离子体鞘层振荡特性与产生机理仍不清晰。这导致推力器参数与鞘层振荡行为之间的内在联系难以建立，从而制约了基于物理机理的推力器性能优化与结构设计，成为射频自中和离子推力器进一步发展的瓶颈。为解决此问题，本文使用 PIC/MCC 仿真方法对放电腔内部等离子体放电过程开展系统研究，通过分析等离子体的时空演化特性和电学特性，探究等离子体的振荡特性和产生机理，并在此基础上揭示影响振荡行为的关键物理因素。本研究将为射频自中和离子推力器的结构优化与性能提升提供理论依据。

2 仿真模型

目前已有多种主流的射频离子推力器数值模拟方法，其中，基于第一性原理的 PIC/MCC 方法能够对等离子体放电过程进行更为精确的模拟，可以有效解析等离子体鞘层的时空演化行为^[15]。本研究所用的射频自中和离子推力器放电腔 PIC/MCC 仿真模型如图 1 所示。模型包含圆柱形电介质放电腔、5 匝射频线圈、屏栅、加速栅以及推力器外壳等主要结构部件。其中，射频线圈通以射频电流，其在放电腔内产生交变电磁场，从而电离工质气体并产生等离子体；同时，屏栅施加射频电压信号，而加速栅和推力器外壳均接地。

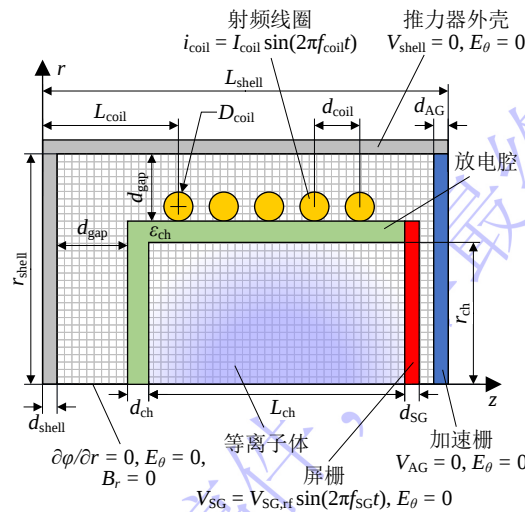


图 1 射频自偏压离子推力器放电腔仿真模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the RF self-biased ion thruster discharge chamber simulation model.

考虑到本文主要关注放电腔内部等离子体的演化特性，为尽可能降低计算量，模型中不考虑等离子

体束流的引出过程，并将屏栅和加速栅简化为平板理想导体^[16]。实际推力器中，屏栅上会自动产生直流偏压，使得从栅孔中引出的束流为准中性。仿真中，为简化模型，将屏栅电势的直流分量设为零，同时保留其射频分量。由于放电腔由电介质材料构成，腔内等离子体仅与屏栅直接接触，而与推力器外壳之间不存在直接接触，因此屏栅上的直流电压分量并不会对放电腔内部等离子体动力学特性产生影响，仿真模型中的这一简化并不会影响本文关于物理机理的分析。

本研究使用柱坐标系下的二维 PIC/MCC 方法对放电腔内等离子体演化过程进行模拟。为了提升电磁场求解的数值稳定性与计算效率，模型中使用了隐格式时域有限差分法对 Maxwell 方程组进行求解^[16,17]。隐格式 PIC/MCC 算法流程如图 2 所示，在此框架下，电磁场与粒子运动在每个时间步内通过迭代方式耦合求解。隐格式下的 Maxwell 方程组可表示为^[17]：

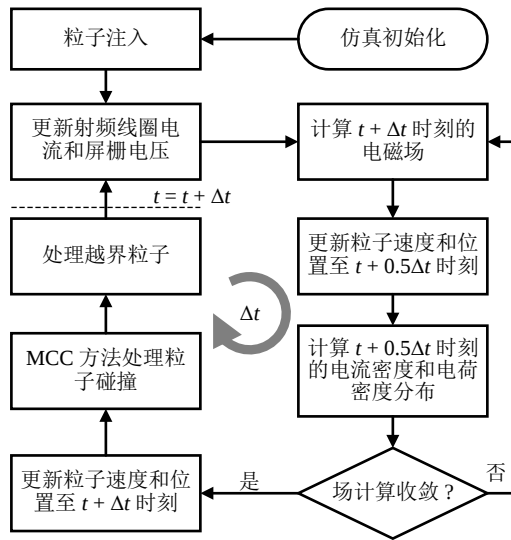


图 2 隐格式PIC/MCC仿真流程图

Fig. 2. Procedure of the implicit PIC/MCC simulation.

$$\frac{\mathbf{B}^{(t+\Delta t)} - \mathbf{B}^{(t)}}{\Delta t} = -\nabla \times \mathbf{E}^{(t+\xi\Delta t)}, \quad (1)$$

$$\frac{\mathbf{E}^{(t+\Delta t)} - \mathbf{E}^{(t)}}{\Delta t} = \frac{1}{\mu\epsilon} \nabla \times \mathbf{B}^{(t+\xi\Delta t)} - \frac{1}{\epsilon} \mathbf{J}^{(t+0.5\Delta t)}. \quad (2)$$

其中， $\mathbf{B}$ 为磁感应强度， $\mathbf{E}$ 为电场强度， $\mathbf{J}$ 为电流密度， μ 为磁导率， ϵ 为介电常数。等式右侧的电场强度和磁感应强度由 t 和 $t + \Delta t$ 时刻的值加权平均得到：

$$\mathbf{E}^{(t+\xi\Delta t)} = \xi \mathbf{E}^{(t+\Delta t)} + (1 - \xi) \mathbf{E}^{(t)}, \quad (3)$$

$$\mathbf{B}^{(t+\xi\Delta t)} = \xi \mathbf{B}^{(t+\Delta t)} + (1 - \xi) \mathbf{B}^{(t)}. \quad (4)$$

其中, ξ 为时间加权系数。为保证隐格式具有无条件稳定性, 该系数通常在 0.5 到 1 之间取值^[18]。前期仿真研究表明, 在 $\xi = 0.6$ 的条件下, 模型能够在保持较好数值稳定性的同时兼顾计算效率与计算精度^[16], 因此本文沿用该设定。

在柱坐标系 (z, r, θ) 中, 电磁场可被分解为 (B_z, B_r, E_θ) 和 (E_z, E_r, B_θ) 两组独立分量^[19]。考虑到射频线圈中仅有环向电流, 且等离子体中的轴向与径向电流密度远小于线圈电流密度, 因此仿真域中的电流分量主要产生轴向和径向磁场以及环向电场, 而轴向和径向电场以及环向磁场的射频分量可被近似忽略^[20]。在当前模型中, 射频分量 (B_z, B_r, E_θ) 通过求解 Maxwell 方程(1)和(2)得到; 轴向和径向电场 (E_z, E_r) 则被视为静电场, 由 Poisson 方程得到; 环向磁感应强度 B_θ 则近似为零。栅极和推力器外壳均被视为理想导体, 其内部电场及表面切向电场强度为零。由于电磁场在 Yee 网格下被离散, 电场和磁场的交错特性使得磁场边界条件被自然满足, 无需额外设置^[21]。

放电腔外侧的射频线圈通过交变电流产生时变电磁场, 并主要依靠感生的环向电场对放电腔内等离子体进行加热。考虑到本文仅关注线圈与等离子体之间的感性耦合作用, 因此, 与其他射频离子推力器粒子仿真工作相同, 本文仅考虑推力器中的感性耦合放电过程, 将线圈整体视为等势体, 而不求解线圈的电势变化^[22,23]。仿真过程中, 程序根据放电腔内电流密度与电场强度的分布计算等离子体吸收功率, 并通过不断调节线圈电流幅值实现恒定吸收功率下的稳定放电。

在粒子推动过程中, 粒子速度和位置首先在 $t + \xi\Delta t$ 时刻的电磁场下从 t 时刻更新至 $t + 0.5\Delta t$ 时刻, 同时更新该时刻下的等离子体电流密度和空间电荷分布。随后, 利用电磁场方程的残差判断场求解过程是否收敛: 若未收敛, 则根据更新后的电流密度和电荷分布重新计算电磁场并更新粒子信息; 若收敛, 则进一步将粒子速度和位置更新至 $t + \Delta t$ 时刻, 并进行后续的粒子碰撞和边界条件处理。

仿真中的粒子处理方式如图 3 所示。其中, 粒子的碰撞过程采用 MCC 方法处理, 考虑了电子-中性粒子之间的弹性碰撞、激发碰撞和电离碰撞, 以及离子-中性粒子之间的弹性碰撞和电荷交换碰撞。相应的碰撞截面参数均来源于 LXCat 数据库^[24]。在仿真域中, 粒子仅与屏栅和放电腔壁面相互作用。当粒子到达屏栅边界时, 粒子将被直接吸收; 而当粒子撞击放电腔壁面时, 其所携带的电荷将沉积于入射位置。此外, 模型中考虑了放电腔壁面的二次电子发射过程, 当电子轰击壁面时, 其二次电子发射系数采用基于入射能量的经验模型确定^[16], 而离子轰击产生的二次电子发射系数则取常数 0.25^[25]。

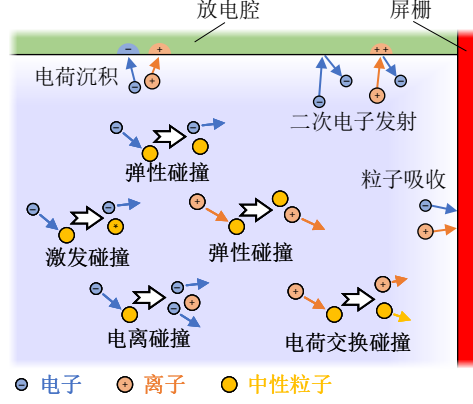


图 3 仿真中的粒子碰撞类型和边界条件

Fig. 3. Particle collision types and boundary conditions in the simulation.

仿真模型的几何参数如表 1 所示。本研究以德国吉森大学的 $\mu\text{N-RIT}$ 1.0 微型射频离子推力器为参考原型 [26]，采用直径 $\phi 10\text{ mm}$ 的小尺寸放电腔结构进行建模。前期研究已证明该尺寸能够有效表征射频离子推力器放电腔内等离子体的时空演化特性 [16]。仿真中的射频线圈频率设为 5 MHz ，电流幅值则在仿真过程中动态调节，以使等离子体吸收功率稳定在 1 W ；屏栅电势频率设定为 10 MHz ，幅值为 400 V 。放电腔内均匀填充 Ar 中性气体，气体温度为 300 K ，气压为 0.5 Pa 。仿真时间步长设为 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-11}\text{ s}$ ，空间步长设为 $\Delta z = \Delta r = 1.25 \times 10^{-4}\text{ m}$ 。课题组先前的研究中已通过对比实验结果充分验证了该模型的可靠性 [16]，本文不再进一步描述。

3 结果与讨论

3.1 放电腔内部等离子体鞘层振荡特性

3.1.1 等离子体时空演化特性

放电稳定后的射频自中和离子推力器放电腔内部等离子体分布如图 4 所示。在不同屏栅射频相位下，电子分布表现出明显的周期性迁移行为，而由于屏栅射频频率较高，离子难以响应其变化，其空间分布在整个射频周期内基本保持不变。 $\omega t = 0$ 时刻的电子主要分布于放电腔的上游区域，屏栅附近的密度较低。随着相位演化至 $\omega t = 1/2\pi$ ，电子整体向屏栅方向迁移，并在屏栅附近形成高密度区域，此时屏栅表面鞘层厚度减小，而放电腔内壁附近鞘层相应增厚。当相位进一步演化至 $\omega t = \pi$ 和 $\omega t = 3/2\pi$ 时，电子整体

表 1 射频自中和离子推力器模型几何参数

Table 1. Geometry parameters of the RF self-biased ion thruster model.

参数名	参数值/mm	说明
L_{shell}	17	外壳长度
r_{shell}	10	外壳内半径
d_{shell}	1	外壳厚度
d_{gap}	3	外壳与放电腔间距
L_{ch}	10	放电腔长度
r_{ch}	5	放电腔内半径
d_{ch}	1	放电腔厚度
L_{coil}	5	线圈与左侧外壳间距
d_{coil}	2	线圈间距
D_{coil}	1	线圈直径
d_{SG}	0.5	屏栅厚度
d_{AG}	0.5	加速栅厚度

远离屏栅并向上游迁移，导致屏栅附近电子密度降低、鞘层增厚，而放电腔内壁附近电子密度升高、鞘层厚度减小。相较于鞘层区域显著的振荡现象，放电腔中心区域的等离子体变化较弱，电子数密度在整个射频周期内与离子数密度相当，约为 $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。整体而言，放电腔内的等离子体振荡主要表现为鞘层区域的周期性变化，而等离子体主体区域的响应较弱，呈现出典型的射频驱动下鞘层振荡特性。

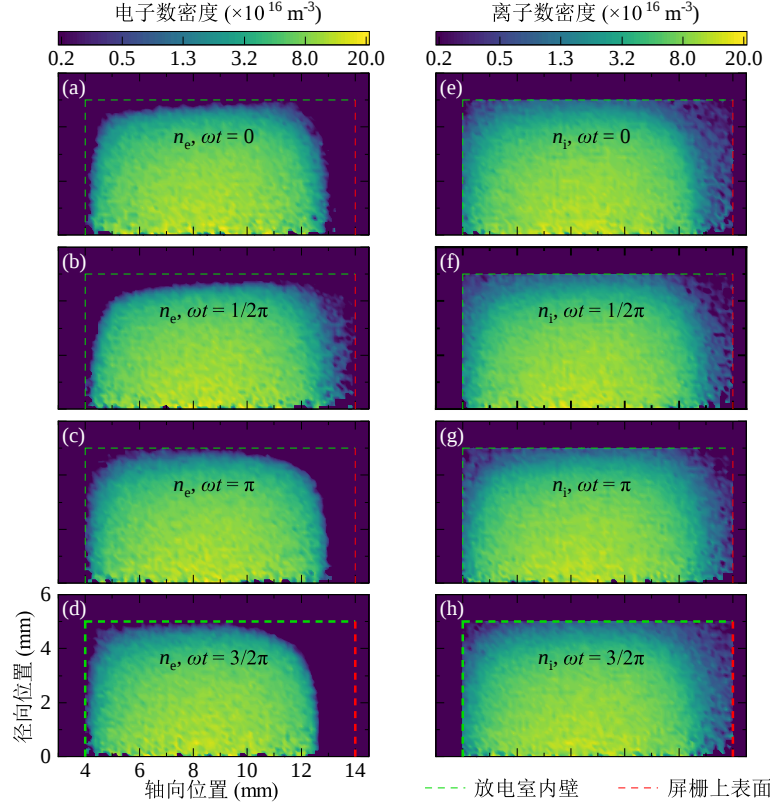


图 4 放电腔内部粒子数密度空间分布 (a)-(d) 不同屏栅相位的电子数密度；(e)-(h) 不同屏栅相位的离子数密度

Fig. 4. Spatial distribution of particle densities inside the discharge chamber: (a)-(d) electron densities at different screen-grid phases; (e)-(h) ion densities at different screen-grid phases.

3.1.2 电势时空分布特性

推力器放电腔内的电势分布如图 5 所示。整体而言，放电腔内电势以屏栅射频频率周期性变化，但不同区域之间的变化特性存在显著差异。在 $\omega t = 1/2\pi$ 时刻，放电腔内的等离子体电势达到最大值，其数值与屏栅电势接近，但与放电腔内壁电势之间存在一定的电势差。相比之下，在其余相位内，等离子体电势整体更接近放电腔内壁电势，而与屏栅电势之间存在较大偏差。在 $\omega t = 3/2\pi$ 时刻，等离子体和屏栅电势均达到最小值，此时二者之间的电势差达到最大值。上述结果表明，在屏栅射频电压的驱动下，放电腔内等离子体、屏栅和腔壁电势之间并非同步变化，三者在整个射频周期内均维持着不同的振幅与直流偏置。

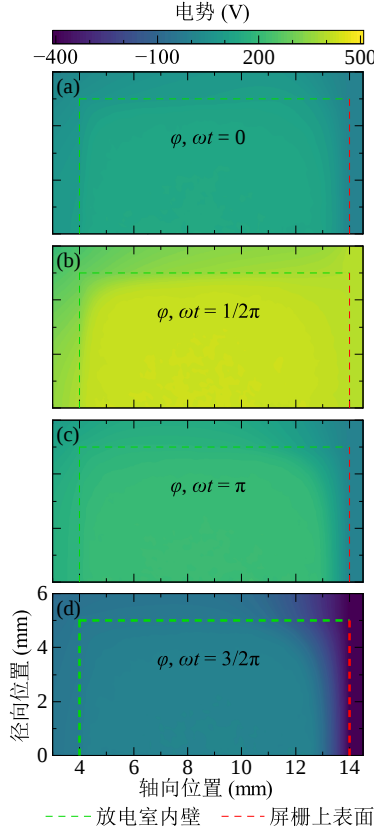


图 5 放电腔内部电势空间分布 (a) $\omega t = 0$; (b) $\omega t = 1/2\pi$; (c) $\omega t = \pi$; (d) $\omega t = 3/2\pi$

Fig. 5. Spatial distribution of potential inside the discharge chamber: (a) $\omega t = 0$; (b) $\omega t = 1/2\pi$; (c) $\omega t = \pi$; (d) $\omega t = 3/2\pi$.

放电腔内壁的电势分布如图 6 所示，其中 0~5 mm 的实线部分表示放电腔左侧壁面的电势，5~15 mm 的虚线部分表示放电腔上壁面的电势。整体而言，除局部区域外，放电腔内壁电势在空间上分布较为均匀，并呈现周期性变化特征。局部电势差异主要出现在放电腔左上角以及靠近屏栅的区域，其形成与等离子体鞘层密切相关。如图 4(b)和(d)所示，放电腔左上角鞘层在 $\omega t = 1/2\pi$ 时刻达到最大厚度，对应的电势降最大，从而导致该区域电势显著低于其他区域；而靠近屏栅区域的鞘层则在 $\omega t = 3/2\pi$ 时最厚，此时该区域的电势与其他避免区域的差异最为显著。综合而言，除了靠近屏栅处的电势差异较大、难以忽略外，其余的放电腔内壁电势相近，可近似视为等势面。该近似处理的合理性已在附录 A 中得到验证。

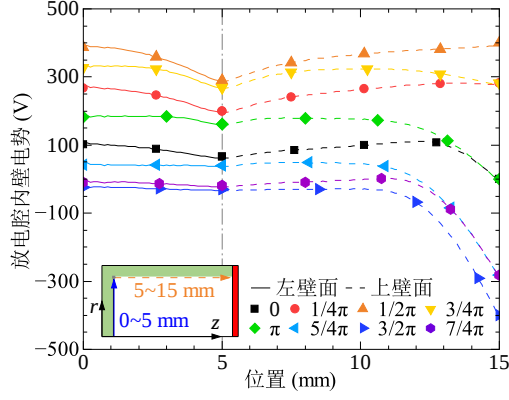


图 6 放电腔内壁电势分布

Fig. 6. Potential distribution along the inner wall of the discharge chamber.

基于上述近似处理，可获得放电腔内壁电势的时变曲线，其与屏栅和等离子体电势的变化关系如图 7 所示。结果表明，三者均以相同频率振荡，且相位基本一致，在 $\omega t = 1/2\pi$ 附近达到最大值，在 $\omega t = 3/2\pi$ 附近达到最小值。尽管三者具有相似的相位特性，但其幅值和直流偏置存在显著差异。其中，屏栅电势的直流分量为 0，射频幅值为 400 V；等离子体电势和放电腔内壁电势的幅值相近，分别为 215.37 V 和 204.32 V，而直流偏置差异较大，分别为 230.17 V 和 174.28 V。通过计算等离子体电势与屏栅和放电腔内壁电势的差值即可得到屏栅和放电腔内壁附近鞘层的电势降，其中屏栅鞘层电势降存在较大的直流分量和射频分量，而放电腔内壁鞘层电势降则只有较小的直流分量和几乎可以忽略的射频分量。鞘层电势降存在的差异与典型非对称容性耦合等离子体（Capacitively coupled plasma, CCP）放电行为十分相似 [27]。

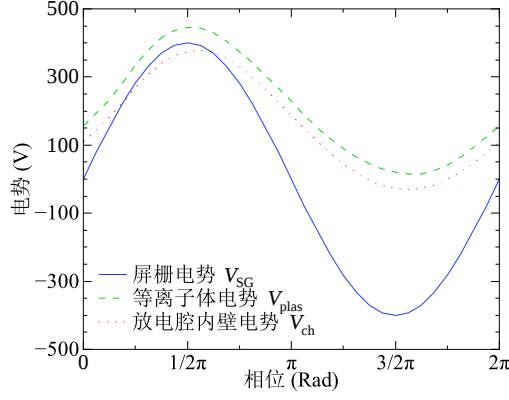


图 7 屏栅、等离子体和放电腔内壁电势的时变曲线

Fig. 7. Temporal variations of the screen grid, plasma, and chamber inner-wall potentials.

3.1.3 屏栅与放电腔内壁电流时变特性

射频周期内屏栅收集的电子和离子电流如图 8 所示。可以看出，屏栅电子电流呈现显著的脉冲特性，在 $\omega t \in [1/4\pi, 3/4\pi]$ 区间内电流显著增强，峰值可达 9 mA。该时段内等离子体与屏栅间的鞘层电势降较低，电子向屏栅的输运过程增强。而在其余相位内，屏栅鞘层电势降较大，电子难以到达屏栅，使得电子电流接近于零。相较于电子电流，屏栅收集的离子电流波动明显较小，整体维持在 1~3 mA 范围内小幅度波动。这主要是由于离子质量远大于电子，其对射频电压的响应能力较弱，难以跟随快速变化的电场振荡运动。

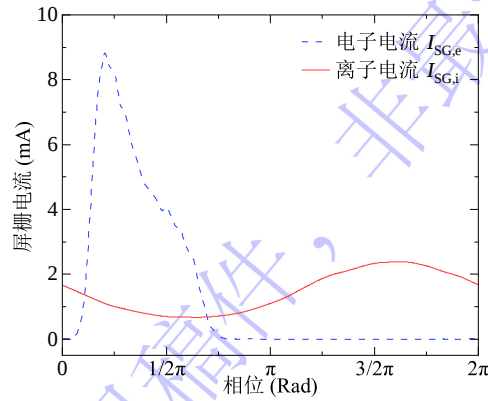


图 8 屏栅收集电流时变曲线

Fig. 8. Temporal variations of the currents collected by the screen grid.

放电腔内壁收集的电子与离子电流如图 9 所示，与屏栅电流相比，放电腔内壁收集的电流波动更为平缓，且其变化趋势与屏栅电流相反。如图 7 所示，放电腔内壁鞘层电势降的时间变化幅度较小，仅在 $\omega t \approx 1/2\pi$ 附近达到较高值，其余时段均维持在较低水平。因此，放电腔内壁在整个射频周期内均能够收集到电子电流，在 $\omega t \approx 1/2\pi$ 附近出现约 2 mA 的电流谷值；同时，其收集到的离子电流也表现出更好的时间均匀性。此外，放电腔内壁电子电流中存在较弱的高频波动，即在 $\omega t = 1/8\pi$ 、 $5/8\pi$ 和 $7/8\pi$ 等相位附近存在小波峰。这一现象可能与射频线圈驱动下等离子体电子温度的周期性波动有关。在本研究中，射频线圈频率为屏栅频率的两倍，而电子在每半个线圈周期内均被加速一次^[16]，从而导致电子能量以四倍屏栅频率波动；而高能电子更易克服鞘层势垒到达壁面，从而在壁面电子电流中表现为高频小幅波动。屏栅与放电腔内壁电流均展现出以屏栅射频周期波动的特性，其与 CCP 放电中的电极电流特性具有高度一致性。

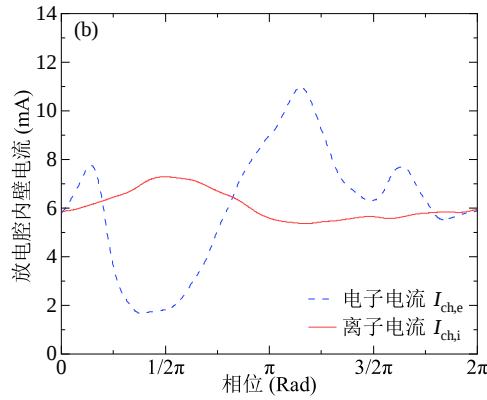


图 9 放电腔内壁收集电流时变曲线

Fig. 9. Temporal variations of the currents collected by the chamber inner wall.

3.2 放电腔内部等离子体鞘层振荡机理

本节对射频自中和离子推力器放电腔的电气拓扑结构进行分析，以探究等离子体鞘层振荡的物理机理。由第 3.1.2 节可知，放电腔内壁电势在空间分布上较为均匀，因此可以近似视为等势面，如图 10(a) 所示。在该假设下，放电腔壁面与推力器外壳之间的杂散电容可等效为连接于二者之间的集总电容元件。基于上述处理，射频自中和离子推力器放电腔的电气拓扑如图 10(b) 所示。在该拓扑中，等离子体位于放电腔内壁等势面与屏栅之间，其中放电腔内壁与等离子体的接触面积较大，经集总杂散电容接地；屏栅与等离子体的接触面积较小，与屏栅射频电源相连。

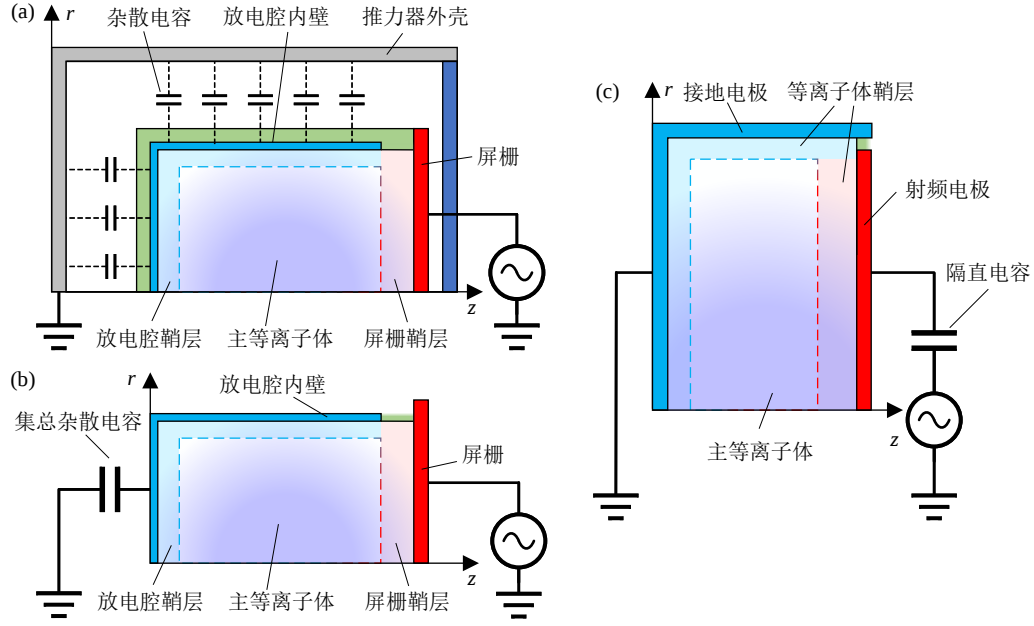


图 10 (a) 射频自中和推力器杂散电容与放电腔内壁等势面示意图 (b) 射频自中和离子推力器放电腔的电气拓扑示意图; (c) 典型非对称 CCP 放电结构的电气拓扑示意图

Fig. 10. (a) The schematic of the stray capacitance and equipotential surface in RF self-biased ion thrusters; (b) The schematic of electrical topology of the discharge chamber in RF self-biased ion thrusters; (c) The schematic of electrical topology of typical asymmetric CCP discharge structure.

图 10(c) 为典型非对称 CCP 放电结构的电气拓扑, 其中等离子体位于接地电极和射频电极之间, 接地电极与等离子体的接触面积更大, 射频电极与等离子体的接触面积更小。对比两种电气拓扑可以发现, 除隔直电容 (杂散电容) 在电路中的位置不同外, 二者在拓扑结构层面具有高度一致性。考虑到电容连接位置的差异并不会改变系统的分压关系和等离子体鞘层动力学特征, 因此射频自中和离子推力器中的等离子体振荡与非对称 CCP 放电中的振荡具有可比性。由于等离子体鞘层可等效为电容元件, 外加射频电压将在鞘层电容与杂散电容之间进行分配, 其中鞘层电势降上的射频分量导致了等离子体鞘层的周期性振荡。对比屏栅鞘层与放电腔鞘层的电容, 由于放电腔有效面积较大, 其鞘层电容较大, 对应的射频分压较小; 而屏栅有效面积较小, 其鞘层电容较小, 从而承受更大的射频电压。因此, 屏栅鞘层表现出更强的振荡特性。

两个鞘层电势降的射频分量差异会进一步导致其直流分量的不同。由于杂散电容在回路中起到隔直作用, 稳态条件下其两端将自洽形成直流电势差, 使得从等离子体流入屏栅或放电腔内壁的平均电流为

零。在此情况下，由于两个电极的鞘层电容存在不对称性，小面积电极一侧的鞘层将承受更大的射频电压分量^[20,28]，此时若要使流经杂散电容的平均电流为零，杂散电容两端应当建立正直流电势差，使得放电腔内壁电势被抬升。该结果与图 7 中屏栅电势与放电腔内壁电势的相对关系一致。

需要指出的是，区别于典型非对称 CCP 放电中常用的大容量隔直电容，射频自中和离子推力器中的杂散电容较小。典型非对称 CCP 放电中，隔直电容通常取几十至数百 nF 量级^[29,30]，因此一个射频周期内隔直电容两端的电压变化通常可以忽略；相比之下，经静电场计算得到的第 2 节中仿真模型的杂散电容仅为 2.23 pF，其对射频电压分配的影响不可忽略。在该分压结构中，屏栅射频电压不仅分配在两个鞘层上，同时也会在杂散电容上产生分压，因此两个等离子体鞘层所承受的射频电压幅值之和小于屏栅射频电压，其比例关系与杂散电容相关。此外，尽管放电腔的电气拓扑与非对称 CCP 结构相似，但其等离子体加热机制仍以感性耦合放电为主，即通过射频线圈产生的交变感应电场对电子进行加热。在该情况下，屏栅与放电腔内壁之间的电势差虽会引起等离子体鞘层振荡，但对等离子体总吸收功率的影响较弱，不改变放电腔等离子体的主要能量沉积机制。

3.3 等离子体鞘层振荡对屏栅自偏压的影响

栅极系统是决定离子推力器性能的关键部件之一，其中屏栅电压直接影响离子的加速过程，决定了推力器比冲、推力等性能指标^[31]。在射频自中和离子推力器中，屏栅电压由射频分量和直流自偏压分量共同组成，其中射频分量由外加电源提供，而直流自偏压则在推力器运行过程中自洽建立^[1]。由于离子质量较大，对射频电压响应较弱，其加速过程主要受时间平均电场影响，因此屏栅自偏压的大小在很大程度上决定了离子加速能力及推力器整体性能。基于上述认知，本节进一步分析等离子体振荡对屏栅自偏压的影响规律，并在此基础上探讨推力器性能优化的可行途径。

为避免概念混淆，首先需要区分文中涉及的两类“直流偏压”：其一为放电腔中腔体内壁相对于屏栅形成的直流偏压，下文称之为“放电腔偏压”；其二为栅极系统中屏栅相对于加速栅形成的直流偏压，称为“屏栅偏压”。其中，放电腔偏压与腔体内的等离子体鞘层振荡直接相关，而不受屏栅偏压的影响；屏栅偏压则通过带电粒子对栅极回路的充放电过程自洽建立，如图 11 所示的屏栅偏压调节机制确保稳态下栅极引出束流的准中性特性。如图 11(a) 所示，当等离子体电势低于加速栅电位（0 V）的时间窗口过窄时，电子难以通过栅孔引出，引出束流呈正极性，同时大量未被引出的电子被屏栅收集，导致屏栅净电流为负、屏栅偏压降低。相反，在如图 11(c) 所示的情况下，当等离子体电势低于加速栅电位的窗口过宽

时，电子大量引出，引出束流呈负极性，屏栅持续收集正电荷，使屏栅偏压升高。在上述两种调节机制的共同作用下，系统最终达到如图 11(b) 所示的动态平衡状态，此时一个射频周期内引出的电子和离子数量相同，束流保持准中性，同时屏栅所收集的净电荷趋于零，屏栅偏压维持恒定。

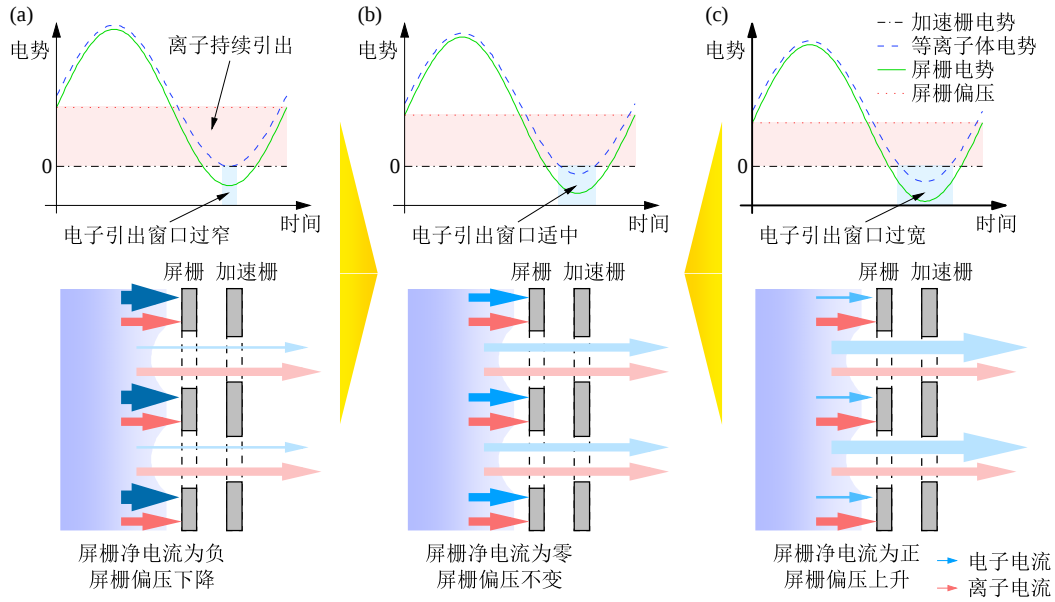


图 11 射频自中和离子推力器屏栅直流偏压调节机制 (a) 屏栅偏压过高；(b) 屏栅偏压适中；(c) 屏栅偏压过低

Fig. 11. Screen-grid DC bias adjustment mechanism in RF self-biased ion thrusters: (a) The screen-grid bias is too high; (b) The screen-grid bias is adequate; (c) The screen-grid bias is too low.

当等离子体鞘层振荡强度变化时，放电腔偏压以及等离子体与屏栅之间的鞘层电势降也将随之调整，这将间接影响稳态下的屏栅偏压。当放电腔偏压不可忽略时，等离子体和屏栅电势之间的关系如图 12(a) 所示。为保证引出束流的准中性，稳态下等离子体电势的最低值需略低于加速栅电势，此时等离子体相对于加速栅的直流电压分量与等离子体电势振幅相当，即 $V_{\text{plas,dc}} \approx V_{\text{plas,rf}}$ 。当等离子体与屏栅之间的鞘层电势降不可忽略时，假设等离子体和屏栅电势的峰值相近，则可得到屏栅偏压的估算公式：

$$V_{\text{SG,dc}} \approx 2V_{\text{plas,rf}} - V_{\text{SG,rf}}. \quad (5)$$

由该关系可知，随着等离子体振荡强度增大，屏栅鞘层电势降增加，屏栅与等离子体电势之间的射频分量差值增大，从而导致稳态下的屏栅偏压减小。而当等离子体振荡小到可以忽略时，等离子体和屏栅电势之间的关系如图 12(b) 所示，此时等离子体和屏栅的射频幅值趋于一致，屏栅偏压满足：

$$V_{\text{SG,dc}} \approx V_{\text{SG,rf}}, \quad (6)$$

此即理想情况下的屏栅偏压最大值。

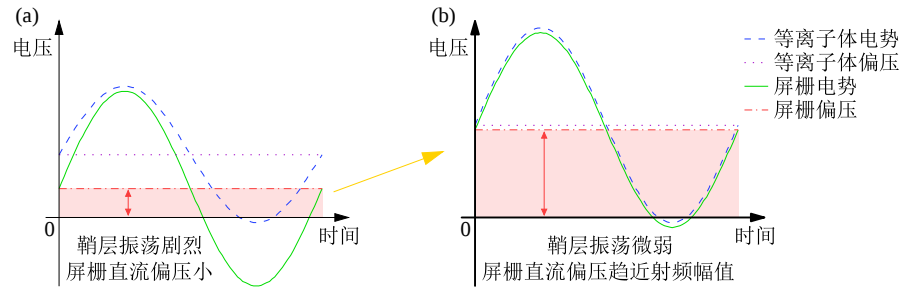


图 12 等离子体鞘层振荡对射频自中和离子推力器屏栅直流偏压的影响机制 (a) 鞘层振荡剧烈；(b) 鞘层振荡微弱

Fig. 12. Influencing mechanism of the plasma sheath oscillation on the screen-grid DC bias in RF self-biased ion thrusters: (a) The sheath oscillation is intense; (b) The sheath oscillation is mild.

由上述分析可知，等离子体鞘层振荡对屏栅偏压具有显著影响，因此通过推力器结构优化的方式降低鞘层振荡强度能够有效提升推力器性能。由第 3.2 节的等离子体鞘层振荡机理可知，屏栅与放电腔内壁的面积比以及放电腔与外壳间的杂散电容大小都会影响鞘层振荡强度，因此通过对二者进行优化均有望提升屏栅偏压。然而，调节屏栅与放电腔内壁的面积比需要对放电腔结构和栅极结构进行调整，这些改动可能对推力器放电性能和束流引出性能产生影响^[14,32]，实现难度较大。相比之下，通过减小放电腔与外壳之间的杂散电容实现性能优化更具工程可行性，其可通过增大外壳尺寸实现。当外壳与放电腔的间距增大导致杂散电容减小时，射频电压在杂散电容上的分压比例增大，分配到等离子体鞘层的射频分量减小，使得屏栅鞘层振荡强度减弱、鞘层电势降低。在此基础上，屏栅直流偏压得以提升，推力器的性能得到改善。

需要指出的是，第 3.1 节中的仿真模型将栅极简化为平板电极，并忽略了束流引出过程。在仿真中忽略栅孔会使屏栅与放电腔等离子体的有效接触面积略大于实际工况中的带孔栅极，从而在一定程度上减弱屏栅鞘层与放电腔鞘层之间的不对称性，使仿真中得到的屏栅鞘层振荡偏小。而不考虑束流引出则意味着忽略了屏栅射频周期内电子和离子引出导致的上游等离子体电荷分布变化，该过程也会在一定程度上影响等离子体电势和鞘层电势降。因此，本文的简化模型可能会低估屏栅上游鞘层振荡强度，但并不会改变放电腔内部存在鞘层振荡的结论及其形成机理，因此不影响本文主要结论的可靠性。

4 结论

本文对射频自中和离子推力器放电腔内等离子体振荡特性进行了系统研究。

首先，基于 PIC/MCC 方法开展数值仿真研究，结果表明，在屏栅施加射频电压后，屏栅附近与放电腔内壁附近的等离子体鞘层在射频周期内发生交替振荡，且等离子体电势与屏栅电势存在明显的不同步现象。进一步对电势与电流的时变特性展开分析，发现屏栅鞘层存在较大的电势降，且包含显著的射频分量；同时，屏栅与放电腔壁面收集的电流均呈现周期性波动，其中屏栅电子电流表现出脉冲式特性，整体行为与非对称 CCP 放电具有较高相似性。

之后，通过电气拓扑分析对等离子体鞘层振荡机理进行了研究。结果表明，若将放电腔内壁近似为等势面，则系统在电气拓扑上与非对称 CCP 放电结构具有相似性，其中面积较小的屏栅接入射频电压源，面积较大的放电腔内壁经杂散电容接地，等离子体则位于二者之间。在该结构中，射频电压将在屏栅鞘层、放电腔鞘层和杂散电容之间分配，鞘层电势降的射频分量驱动了等离子体鞘层振荡；同时，由于电极面积不对称，屏栅鞘层承担更大的射频分量，其振荡强度显著高于放电腔鞘层。区别于 CCP 放电，射频自中和离子推力器放电腔的杂散电容也参与到射频电压的分配过程，杂散电容大小直接影响鞘层振荡强弱，因此杂散电容也是导致鞘层振荡的关键因素。

最后，分析了等离子体鞘层振荡对屏栅自偏压的影响规律，发现鞘层振荡强度的减弱有助于提升屏栅直流自偏压。在此基础上，结合鞘层振荡机理，提出了通过增大推力器外壳尺寸以提升推力器性能优化方案。该方案通过减小杂散电容的方式降低鞘层射频分压，从而实现对鞘层振荡强度的有效调控。本研究为射频自中和离子推力器结构优化与性能提升提供了理论依据。

附录 A：放电腔内壁等势面假设的合理性验证

本节基于放电腔内壁的等势面假设建立相应的放电腔等效模型，通过将其与第 3.1 节的原仿真结果进行对比来验证该假设的合理性。

射频自中和离子推力器的放电腔等效模型如图 A1 所示，相较于图 1 所示的原始放电腔模型，该模型将放电腔主体区域等效为大面积的虚拟电极，其余几何参数则于表 1 保持一致。虚拟电极的电势 V_{virt} 通过虚拟电极收集到的电荷自动调节，使射频周期内的屏栅平均电流收敛于零，等效为将虚拟电极经隔直电容接地。为了保留电子的感性耦合获能机制，在电场求解过程中引入了差异化处理方法。在基于 Poisson 方程求解轴向与径向电场时，将虚拟电极视为零电势边界；而在基于 Maxwell 方程求解磁场和环向电场

时，虚拟电极仍然按照电介质处理，使射频线圈产生的电磁场仍然能够有效进入放电腔内部。此外，考虑到原放电腔中靠近屏栅区域的放电腔内壁电势与其他区域存在明显差异（如图 6 所示），若将所有放电腔内壁等效为单一电极，可能导致局部鞘层结构与电势分布失真。因此，在虚拟电极和屏栅之间保留了 3 mm 的间隔区域，该区域仍被视为电介质。为了消除原模型中杂散电容承担的射频电压分量，等效模型中屏栅的射频电压幅值设为原模型中屏栅与放电腔内壁电势幅值之差，即 $V_{SG,rf} - V_{ch,rf} = 201.4 \text{ V}$ 。

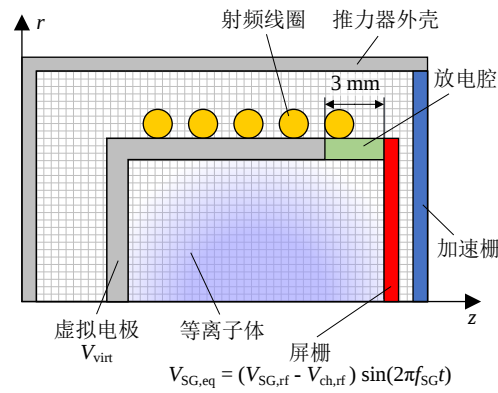


图 A1 推力器放电腔等效仿真模型示意图

Fig. A1. Schematic diagram of the equivalent simulation model of thruster discharge chamber.

放电腔等效仿真得到的电子数密度时空分布如图 A2 所示。整体来看，腔体内电子数密度呈现出与图 4 中原放电腔仿真结果高度一致的振荡特性。在 $\omega t = 1/2\pi$ 时刻，屏栅鞘层变薄，而虚拟电极鞘层增厚；当相位演化至 $\omega t \in [\pi, 3/2\pi]$ 时，屏栅鞘层逐渐增厚，而虚拟电极鞘层相应变薄。两种模型中的电子周期性迁移方向及演化过程具有良好的一致性。需要指出的是，等效模型中虚拟电极鞘层的空间分布较原仿真结果更加均匀，这是因为原仿真中放电腔内壁电势仍存在一定空间非均匀性，例如左上角区域的低电势会导致局部鞘层厚度增加；而在等效模型中，放电腔被等效为电极，其表面电势分布均匀，鞘层结构的差异也更小。尽管两个仿真的局部鞘层形貌存在一定差异，但是其在相位特性和空间迁移行为上均表现出高度一致性，这说明等效模型能够有效复现原放电腔中等离子体的主要时空演化特征。

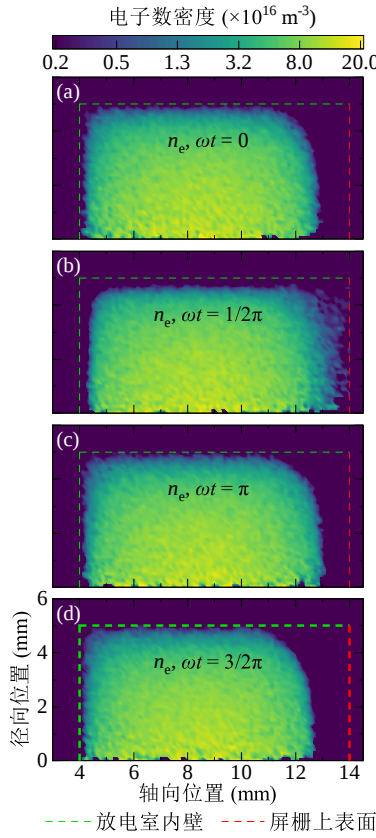


图 A2 等效仿真模型的电子数密度空间分布 (a) $\omega t = 0$; (b) $\omega t = 1/2\pi$; (c) $\omega t = \pi$; (d) $\omega t = 3/2\pi$

Fig. A2. Spatial distribution of electron densities in the equivalent simulation model: (a) $\omega t = 0$; (b) $\omega t = 1/2\pi$; (c) $\omega t = \pi$; (d) $\omega t = 3/2\pi$.

两个仿真模型的屏栅鞘层和放电腔内壁鞘层电势降波形对比情况如图 A3 所示。对于屏栅鞘层电势降 $V_{sh,SG}$ ，两种模型在幅值、相位和直流偏置上均表现出较高一致性。其中，等效模型的射频幅值为 185.36 V，原模型为 189.16 V，误差仅 2.0%；等效模型的稳态直流偏置为 206.77 V，与原模型的 209.48 V 相比误差为 1.3%。该结果表明，等效模型能够较为准确地再现放电腔中的自偏压形成特征。尽管如此，二者在波形细节上仍存在一定差异。原仿真中的屏栅鞘层电势降存在轻微畸变，这主要源于原仿真中放电腔内壁电势并非理想正弦波，屏栅与放电腔内壁间的电势差与等效模型中的正弦波存在差异。对于放电腔鞘层电势降 $V_{sh,ch}$ ，两种模型的结果同样高度一致，均呈现出较为平缓的时变特性，并在 $\omega t = 1/2\pi$ 附近出现小幅上升。

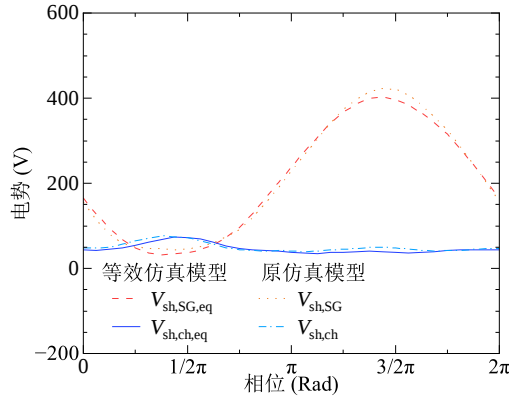


图 A3 等效仿真模型的鞘层电势降时变曲线

Fig. A3. Temporal variations of the screen grid and plasma potentials in the equivalent simulation model.

综上，等效仿真模型能够较好地再现原放电腔仿真的主要特征，验证了将放电腔内壁近似为等势面的合理性。

参考文献

- [1] Rafalskyi D, Aanesland A 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys* **47** 495203
- [2] Sun A B, Li H L, Yang J Y, Fan J, Zhang S Y, Li C, Zhang L W, Wang Y N, Zhang G J 2023 *Chin. Sci. Bull.* **68** 112 (in Chinese) [孙安邦, 李昊霖, 杨谨远, 范健, 张思远, 李程, 张立伟, 王亚楠, 张冠军 2023 科学通报 **68** 112]
- [3] Rafalskyi D, Aanesland A 2014 In *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (Cleveland, OH)
- [4] Rafalskyi D, Aanesland A 2015 *Phys. Plasmas* **22** 063502
- [5] Rafalskyi D, Aanesland A 2015 In *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (kobe, Japan)
- [6] Dedrick J, Gibson A R, Rafalskyi D, Aanesland A 2017 *Phys. Plasmas* **24** 050703
- [7] Dedrick J, Gibson A R 2017 In *35th International Electric Propulsion Conference* (Atlanta, Georgia)
- [8] Habl L, Lafleur T, Rafalskyi D, Chabert P 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 045014

- [9] Lafleur T, Rafalskyi D 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 125004
- [10] Lafleur T, Rafalskyi D, Aanesland A 2019 In *36th International Electric Propulsion Conference* (University of Vienna, Austria)
- [11] Bai J W, Cao Y, Li Y, Wang K F, Tian B, Hu Y 2023 *Plasma Sci Technol.* **25** 085502
- [12] Li Y F, Tang H, Cai G B, Fu C C, Wang W Z 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 035009
- [13] Li Y F, Wang W Z, Liu W, Dong Y C, Fu C C 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 045014
- [14] Yang J Y, Zhang S Y, Fu Y L, Zhang L W, Feng C, Li H L, Zhang G J, An-Bang S 2025 *Vacuum* **231** 113729
- [15] Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 39 (in Chinese) [张钰如, 高飞, 王友年 2021 物理学报 **70** 39]
- [16] Li H L 2024 *Particle Simulation Study on the Inductively Coupled Discharge and Beam Extraction Characteristics of Micro Radio-Frequency Ion Thruster*. Ph.D. Dissertation, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, China (in Chinese) [李昊霖 2024 微型射频离子推力器感性耦合放电与束流引出特性粒子模拟研究 博士学位论文 (西安:西安交通大学)]
- [17] Mattei S, Nishida K, Onai M, Lettry J, Tran M, Hatayama A 2017 *J. Comput. Phys.* **350** 891
- [18] Brackbill J, Forslund D 1982 *J. Comput. Phys.* **46** 271
- [19] Takao Y, Koizumi H, Komurasaki K, Eriguchi K, Ono K 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 064004
- [20] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons)
- [21] Yee K 1966 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14** 302
- [22] Fu C C, Dong Y C, Li Y F, Wang W Z, Wang Z H, Liu W 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys* **57** 135201
- [23] Liu A W, Jia S X, Zhang X, Liu Y X, Geng J Y, Sun S R, Huang H J, Wang H X 2025 *Plasma Sources Sci. Technol.* **34** 075007

- [24] Phelps database. Retrieved on August 3, 2019
- [25] Daksha M, Derzsi A, Wilczek S, Trieschmann J, Mussenbrock T, Awakowicz P, Donkó Z, Schulze J 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 085006
- [26] Henrich R 2014 *Development of a plasma simulation tool for Radio Frequency Ion Thrusters*. Ph.D. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Giessen, Giessen
- [27] Köhler K, Coburn J W, Horne D E, Kay E, Keller J H 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 59
- [28] Chabert P, Braithwaite N 2011 *Physics of Radio-Frequency Plasmas* (Cambridge University Press)
- [29] Saikia P, Bhuyan H, Escalona M, Favre M, Rawat R S, Wyndham E 2018 *AIP Adv.* **8** 045113
- [30] Hartmann P, Korolov I, Escandón-López J, van Gennip W, Buskes K, Schulze J 2023 *J. Phys. D: Appl. Phys* **56** 055202
- [31] Goebel D M, Katz I, Mikellides I G 2023 *Fundamentals of electric propulsion* (John Wiley & Sons)
- [32] Ma L F, He J W, Duan L, Kang Q 2020 *Microgravity Sci. Technol.* **32** 513

录用稿件，非最终出版稿

Plasma Sheath Oscillation Mechanisms Inside the Discharge Chamber of Radio-frequency Self-biased Ion Thruster*

ZHANG Liwei¹⁾ LI Haolin²⁾ YANG Jinyuan¹⁾ XIE Hanxiao¹⁾
WANG Anzhi¹⁾ SUN anbang¹⁾†

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

2) (*School of Electrical and Information Engineering, Anhui University of Technology, Ma'anshan, China*)

Abstract

The radio-frequency (RF) self-biased ion thruster is a neutraliser-free electric propulsion device in which a positive DC self-bias is established on the screen grid and electrons are periodically extracted during the negative half-cycles of the RF voltage, enabling the generation of a quasi-neutral plasma plume without an external neutraliser. However, with the introduction of an RF-biased screen grid and the self-bias effect, the plasma inside the discharge chamber exhibits more complex spatiotemporal behaviour than that in conventional ion thrusters. In particular, the sheath oscillation upstream of the ion optics and its influence on the screen-grid self-bias voltage remain insufficiently understood. This limits the applicability of existing self-bias theories based on a time-independent sheath potential drop and hinders the physics-based optimisation of RF self-biased ion thrusters. In this work, the plasma dynamics inside the discharge chamber of an RF self-biased ion thruster are systematically investigated using a two-dimensional axisymmetric implicit particle-in-cell/Monte Carlo collision (PIC/MCC) model. The model

* Project supported by the National Science Foundation Council (No. 52577178) and the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi (Program No. 2024ZY-JCYJ-01-06).

† Corresponding author. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn

includes a dielectric discharge chamber, an inductively coupled RF coil, an RF-biased screen grid, a grounded accelerator grid, and a grounded thruster shell. The spatiotemporal distributions of the electron and ion densities, plasma potential, chamber-wall potential, and currents collected by the screen grid and chamber wall are analysed over one screen-grid RF period. The physical origin of the sheath oscillation is further examined through electrical topology analysis. The simulation results show that the sheaths near the screen grid and the inner chamber wall oscillate alternately within the RF cycle. Electrons periodically migrate between the upstream region and the screen-grid side, whereas ions respond only weakly to the high-frequency screen-grid voltage. Therefore, the oscillation is mainly concentrated in the sheath regions, while the bulk plasma remains relatively weakly modulated. The plasma potential, screen-grid potential, and chamber-wall potential oscillate at the same frequency but with different amplitudes and DC offsets, indicating that the plasma potential does not vary synchronously with the screen-grid voltage. The screen-grid sheath exhibits a large potential drop containing a significant RF component, whereas the RF component of the chamber-wall sheath potential drop is much smaller. Meanwhile, the electron current collected by the screen grid shows a distinct pulsed behaviour, while the ion current varies more smoothly. These features are similar to those observed in asymmetric capacitively coupled plasma discharges, although the dominant plasma heating mechanism in the present thruster remains inductive coupling. The sheath oscillation mechanism can be understood from the electrical topology of the discharge chamber. The chamber inner wall can be approximately regarded as an equipotential surface connected to ground through the chamber-shell stray capacitance, while the screen grid acts as a small-area RF electrode. The applied RF voltage is therefore divided among the screen-grid sheath capacitance, the chamber-wall sheath capacitance, and the stray capacitance. Because the screen-grid sheath capacitance is smaller than the chamber-wall sheath capacitance and is comparable to the stray capacitance, a larger RF voltage drop develops across the screen-grid sheath, resulting in a stronger sheath oscillation near the screen grid. Finally, the influence of sheath oscillation on the screen-grid self-bias voltage is clarified. A stronger sheath oscillation increases the RF component of the screen-grid sheath potential drop and consequently lowers the steady-state DC self-bias voltage on the screen grid. Therefore, weakening the sheath oscillation is beneficial for increasing the screen-grid self-bias voltage and improving

the ion acceleration capability. Based on this mechanism, reducing the chamber-shell stray capacitance, for example by enlarging the gap between the discharge chamber and the thruster shell, is proposed as a feasible optimisation strategy. This study reveals the sheath oscillation characteristics and formation mechanism inside the discharge chamber of RF self-biased ion thrusters, and provides a theoretical basis for their structural optimisation and performance improvement of RF self-biased ion thrusters.

Keywords: neutraliser-free thruster, PIC/MCC, numerical simulation

录用稿件，
非最终出版稿