

多孔阵列式电喷雾推力器纯离子电流的物理模型^{*}

雪佳强¹, 郭宁¹, 孟伟¹, 杨三祥¹, 李春波¹, 王墨戈²

(1. 兰州空间技术物理研究所 真空技术与物理重点实验室, 甘肃 兰州 730000;

2. 国防科技大学 空天科学学院, 湖南 长沙 410073)

摘要: 纯离子 (PIR) 发射状态的多孔发射极阵列 (PEA) 使离子液体电喷雾推力器 (ILET) 具有高精度、高比冲、高效率、小体积等优点。为了研究 PEA 在 PIR 发射状态下的束电流机制, 构建了一种包含起始电压、多点发射、黏性流动、离子电流的物理模型。通过引入正态性假设简化了加工公差不确定性和多孔基材不均匀性的量化过程, 基于 Monte Carlo 方法推导出了 PEA 的 PIR 电流解析表达式, 并通过对比试验结果验证了模型的可靠性和准确性。结果表明, 模型机理明确、误差较小, 能够较高精度地预测锥形多孔硼硅酸盐 PEA 的 PIR 电流和多点发射行为; 模型计算结果与 AFET-2 推力器试验结果基本一致, 相对误差范围为 1.0%~1.5%, 随着工作电压的增大和发射体数量的增加有助于提升模型的精度。模型为计算效率较高的 OD 模型, 为 ILET 的鲁棒性设计和性能优化提供了一种新的计算方法。

关键词: 离子液体电喷雾推力器; 离子蒸发; 多点发射; 纯离子模式; 物理模型

中图分类号: V439+.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2023) 06-2206039-12

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2206039

Physical Model for Current of Electrospray Thruster with Porous Emitter Array Operated in Pure Ionic Regime

XUE Jia-qiang¹, GUO Ning¹, MENG Wei¹, YANG San-xiang¹, LI Chun-bo¹, WANG Mo-ge²

(1. Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory, Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou 730000, China;

2. College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: There are the dominant positions of high thrust precision, high specific impulse, high efficiency and compact structure for an ionic liquid electrospray thruster (ILET) with porous emitter array (PEA) operated in the pure ionic regime (PIR). In order to investigate the beam current mechanism of a PEA in the PIR, a physical model including onset voltage, multi-site emission, viscous flow, and ion current was constructed. In addition, the assumption of normality was introduced to quantify the uncertainty of machining tolerances and the non-uniformity of porous substrates. In particular, it is based on the Monte Carlo method that the analytical expression for the current of a PEA in the PIR was derived. The accuracy of the model was verified by comparing the agreement between the calculated results based on this model and experiment data. The results show that the model mechanism is clear and the error is small. In particular, the model can predict the current in the PIR and multi-

* 收稿日期: 2022-06-15; 修订日期: 2022-10-02。

基金项目: 国家重点研发计划引力波探测专项 (2021YFC2202704)。

作者简介: 雪佳强, 硕士生, 研究领域为空间电推进技术与工程。

通讯作者: 郭宁, 博士, 研究员, 研究领域为空间电推进技术与工程。E-mail: guoningaa@163.com

引用格式: 雪佳强, 郭宁, 孟伟, 等. 多孔阵列式电喷雾推力器纯离子电流的物理模型[J]. 推进技术, 2023, 44(6): 2206039. (XUE Jia-qiang, GUO Ning, MENG Wei, et al. Physical Model for Current of Electrospray Thruster with Porous Emitter Array Operated in Pure Ionic Regime[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2023, 44(6):2206039.)

sites emission behavior of conical porous borosilicate PEA with high accuracy. The model calculation results are basically consistent with the experimental data of AFET-2 thruster, with a relative error range of 1.0%~1.5%. The study indicates that increasing the operating voltage and the number of emitters helps to improve the accuracy of the model. Finally, the model is a computationally efficient OD-model with fewer parameters, which provides a new computational method for robust design and performance optimization of ILET.

Key words: Ionic liquid electrospray thruster; Ion evaporation; Multi-site emission; Pure ionic regime; Physical model

1 引言

微推力器是实现空间引力波探测中无拖曳控制任务的关键^[1]。为了实时抵消微纳卫星在轨道上所受太阳光压、宇宙辐射等干扰力的影响,我国天琴计划、太极计划^[2]以及欧空局 LISA 计划^[3]均对微推力器的性能提出了超高分辨率、微牛级推力可调的严苛要求。离子液体电喷雾推力器(Ionic Liquid Electrospray Thruster, ILET)具有结构紧凑、控制精度高、效率高等优势,成为了空间引力波探测任务中微推力器的首选类型之一^[4-5]。ILET是一种静电式推力器,其核心部件为发射极和提取极,二者之间的强电场作用使得离子液体(Ionic Liquids, ILs)可以直接从发射极尖端加速喷出从而产生推力。由于ILs是一种室温熔融盐^[6],因此ILET与传统的离子、霍尔推力器相比,无需使用复杂的贮供系统^[7]。此外,通过控制电源正负极性的切换可以实现羽流自中和^[8-10],故ILET不需要配置专门的中和器。

目前,在所有电推力器中ILET的理论推力密度最高,但是单发射点产生的推力较小。为了改善ILET的性能,研究人员根据ILs供给方式的不同,提出了三种适用于ILET的发射极阵列:外部润湿型、毛细管型和多孔介质型。外部润湿型发射体表面积小,供给能力不足,难以获得较大推力,并且难以保持长时间连续、均匀发射^[11]。毛细管型的ILET通过外部压力主动供给可以提供较大推力,但是束流中存在带电液滴以及容易分解的离子簇,导致推进效率和比冲较低^[12]。通过在毛细管内填充微颗粒阻塞物以增大发射体流阻的方式,可以实现低流量下纯离子模式(Pure Ionic Regime, PIR)的高比冲发射状态,但工作时容易产生电化学沉积以及微通道堵塞的现象^[13]。多孔介质自身的大量微孔构成了理想的毛细通道,避免了毛细管型发射体中容易堵塞的问题;同时,表面大量微孔可以形成多个发射点,与外部润湿型发射体相比,容易获得较大电流,从而产生较大推力。Legge等^[14]制造了钨材质的多孔介质型

ILET,证实了其可以实现PIR。Coffman等^[15]利用纳秒脉宽激光技术将硼硅酸盐多孔玻璃加工成具有微米级精度的多孔发射极阵列(Porous Emitter Array, PEA),解决了湿式加工技术无法将多孔金属加工成高精度PEA的问题。

综上所述,多孔介质型与另外两种类型相比,具有显著优势,因此基于PEA构建高功率、小体积的ILET受到国内、外研究人员的广泛关注。但是目前针对ILET的研究主要集中在原理样机研制和性能测试等方面^[16-19],而对其在PIR状态下发射电流的物理机制研究却非常少,主要原因是多孔介质型ILET的物理机制包含微通道渗流、离子蒸发、多点发射等跨尺度复杂过程,该特点使得分子动力学、电流体动力学或计算流体动力学等数值方法无法直接应用于ILET的全阶段模拟^[20]。为了探索PIR状态下电喷雾过程的物理机制和多孔发射体多点发射行为与电压之间的关系,Coffman等^[21]基于数值方法研究了单发射点的离子蒸发过程,解释了电场强度和微通道流阻对弯月面(Meniscus)形貌的影响;Dressler等^[22]使用了一种与法拉第探针结构类似的微型电流探针对单个锥形多孔发射体的多点发射行为进行了试验研究,获得了发射电流的空间分布图像,揭示了发射点数量和电流大小与电压的关系,并发现了发射体尖端存在跨越多个孔隙的液体聚集现象。但是这些理论工作目前仅做了数量级分析,给出了一些基本问题的定性结论,针对PIR电流与工作电压、发射体几何尺寸等参数之间的物理规律并没有给出清晰的解释和具体的数学表达式,这不利于工程领域形成系统且精准的设计依据。因此,目前的样机研制工作严重依赖于试验周期长、制造成本高、研发效率低的迭代设计方法。

对PEA的PIR电流物理机制做定量的理论研究,建立可以准确预测PIR电流和发射行为的物理模型,将为ILET的研制提供重要的理论支撑。本文基于离子蒸发机制,以单发射点为研究对象,对起始电压、多点发射、黏性流动、离子电流分别建立

解析模型。其中,起始电压模型用于预测发射 PIR 电流的临界电压;多点发射模型用于计算在工作电压下发射体尖端发射点的数量和尺寸大小;黏性流动模型用于描述微通道内的层流过程;离子电流模型用于计算发射点的 PIR 电流大小。基于正态性假设,简化对多孔介质特性参数和发射体结构参数的量化过程,考虑加工公差不确定性和多孔基材不均匀性对 PIR 电流的影响,采用 Monte Carlo 方法实现较高精度地预测 PEA 的 PIR 电流。最后,通过对比计算结果与试验数据验证了模型的可行性和准确性。

2 离子蒸发机制

ILET 在 PIR 状态工作时,因为发射体尖端没有形成锥形射流,所以在电场作用下每个发射点处的 ILs 可以形成封闭弯月面,其表面的离子不断被提取、发射,该过程被称为“离子蒸发”,如图 1 所示。

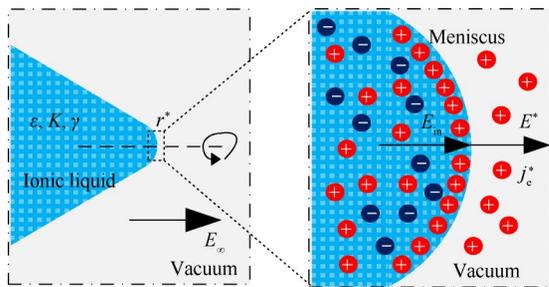


Fig. 1 Schematic of ion evaporation on a meniscus surface

弯月面表面的离子蒸发是一个复杂动力学过程,其电流密度^[20]可表示为

$$j_e = \sigma \frac{k_B T}{h} \exp\left(-\frac{\Delta G - G(E)}{k_B T}\right) \quad (1)$$

式中 j_e 为弯月面单位面积上的离子电流, σ 为表面电荷密度, h 为普朗克常数, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为 ILs 的工作温度, ΔG 为离子蒸发的活化能垒, E 为真空条件下弯月面尖端的法向电场强度, $G(E)^{[23]}$ 为在电场作用下 ΔG 的减少量。

$$G(E) = \sqrt{\frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2)$$

式中 ϵ_0 为真空介电常数, q 为离子的电荷量。

式(1)表明离子蒸发是一个非线性的激活过程,对 $G(E)$ 的大小非常敏感。因为 $\Delta G/(k_B T)$ 在实际中通常较大,所以很少观察到离子蒸发过程。当 $\Delta G - G(E) \approx 0$ 时,电场强度足够克服离子蒸发的活化能垒,从而产生离子蒸发,即离子蒸发临界条件为

$$E \approx \frac{4\pi\epsilon_0}{q^3} (\Delta G)^2 \equiv E^* \quad (3)$$

式中 E^* 为离子蒸发临界电场强度。

离子蒸发时弯月面表面受力平衡,忽略切向电场力等影响因素,此时法向电场力和液面表面张力相等,平衡方程为

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 E^{*2} - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E_{in}^2 = \frac{2\gamma}{r^*} \quad (4)$$

式中 γ 为 ILs 的表面张力系数, ϵ 为 ILs 的相对介电常数, r^* 为弯月面特征曲率半径, E_{in} 为液体内部电场强度,与 E^* 方向相同,均垂直于弯月面表面。

弯月面发射出的离子将由液体内部的电荷进行补充,该传导过程遵循欧姆定律^[24]

$$j_e^* = K E_{in} \quad (5)$$

式中 j_e^* 为特征电流密度, K 为 ILs 的电导率。

假设带电液面远未完全松弛,此时表面电荷密度^[24]为 $\sigma = \epsilon_0 (E^* - \epsilon E_{in})$,代入式(1),(5)中可推导出液体内部电场强度为

$$E_{in} = \frac{E^*}{\epsilon(1+\chi)} \quad (6)$$

$$\chi = \frac{Kh}{\epsilon\epsilon_0 k_B T}$$

将式(6)代入式(4)中,解得弯月面特征曲率半径为

$$r^* = \frac{4\gamma}{\epsilon_0 E^{*2}} \left(1 - \frac{1}{\epsilon(1+\chi)^2}\right)^{-1} \quad (7)$$

假设离子蒸发发生在弯月面尖端的球冠面上(高为 $r^*/2$, 曲率半径为 r^*),根据上述关系式,可推导出离子蒸发的特征电流为

$$I^* = j_e^* \cdot \pi r^{*2} = \frac{K\gamma^2 q^9}{4\pi^2 \epsilon_0^5 (\Delta G)^6} \frac{\epsilon(1+\chi)^3}{[\epsilon(1+\chi)^2 - 1]^2} \quad (8)$$

式(8)表明,ILs 的性质是影响离子蒸发特征电流的关键因素,特别是离子蒸发的活化能垒 ΔG 和离子电荷量 q 的影响尤为显著。以常用的 EMI-BF₄ 和 EMI-Im 为例,其性质^[25-26]如表 1 所示,代入式(3),(7),(8)中,得到 E^* , r^* , I^* 分别为 1.71V/nm, 7.50nm, 32.40nA 和 1.55V/nm, 7.38nm, 6.28nA, 表明离子蒸发的必要条件为弯月面尖端的激活电场强度极大(1V/nm 量级)和曲率半径极小(7nm 量级)。

Table 1 Properties for EMI-BF₄ and EMI-Im at 293K

Property	EMI-BF ₄	EMI-Im
Density $\rho/(kg/m^3)$	1252.2	1523.6
Dynamic viscosity $\mu/(Pa \cdot s)$	0.0361	0.0325
Surface tension $\gamma/(N/m)$	0.0452	0.0359
Electrical conductivity $K/(S/m)$	1.590	0.921
Relative permittivity ϵ	14.80	12.25
Activation energy barrier $\Delta G/eV$	1.5683	1.4925
Mass of anion BF ₄ ⁻ , Im ⁻ /amu	86.80	280.15
Mass of cation EMI ⁺ /amu	111.17	111.17

3 PIR 电流的模型建立

ILET在工作时,多孔储层内的推进剂通过毛细力和电场力的耦合作用渗流至孔径较小的发射极表面,其上的大量发射体尖端具有多个微孔,微孔内的液体在外加电场和表面张力的共同作用下形成凸起的封闭弯月面。增大电场强度直至足够克服表面张力时,弯月面表面开始离子蒸发,大量离子被不断地发射从而形成束流,如图1所示。发射体表面微孔的不均匀性以及发射体尖端存在推进剂跨越多个微孔的聚集现象^[22]导致发射体尖端出现多个离轴发射点。如图2所示,锥形多孔发射体尖端在初始外加电场作用下,只能激活半径较大的发射点,随着电场强度的不断增加,越来越多的发射点被逐个激活^[27],束电流也随之增大。

本节以PEA的第*i*个发射体上的第*j*个发射点为研究对象,对起始电压、多点发射、黏性流动、离子电流进行分析,进而推导出采用被动供给方式的ILET在PIR状态时锥形PEA的束电流解析表达式。

3.1 起始电压模型

对于发射体上完全润湿的微孔,当弯月面尖端

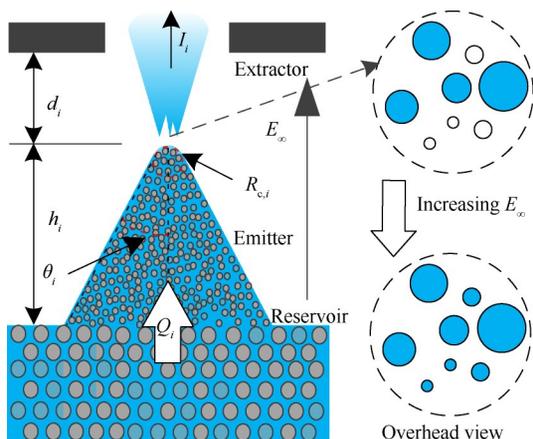


Fig. 2 Schematic of a conical porous emitter with key dimensions and multi-site emission

的法向电场强度恰好克服表面张力(近似为特征毛细压强)和多孔储层产生的内部压强时,弯月面形貌开始发生改变,表面的离子随即被提取、喷出,此时电场强度对应的电压被称为“起始电压”。故平衡方程为

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 \left(E_{tip}^{ij} \Big|_{U=U_{start}^{ij}} \right)^2 = p_c^{ij} - p_{int}^i \quad (9)$$

式中*i, j*为发射体上发射点的索引编号, E_{tip}^{ij} 为弯月面尖端法向电场强度, U_{start}^{ij} 为起始电压, p_c^{ij} 为发射点的特征毛细压强, p_{int}^i 为内部压强。

$$p_c^{ij} = \frac{2\gamma}{r_{base}^{ij}} \quad (10)$$

$$p_{int}^i = -\frac{2\gamma}{r_{res}^i}$$

式中 r_{base}^{ij} 为发射点的基底半径, r_{res}^i 为多孔储层的有效孔隙半径。

虽然发射点位置在发射体尖端的径向分布难以确定,但是发射体尖端所在的曲面尺寸极小,故可以忽略发射点偏离发射体顶端中心导致的弯月面尖端电场差异。假设发射体上每一个发射点的电场强度 E_{tip}^{ij} 均等于该发射体尖端的电场强度 E_{tip}^i , 即

$$E_{tip}^{ij} = E_{tip}^i \quad (11)$$

通过对电势分布的求解可以进一步推导出发射体尖端的电场强度 E_{tip}^i 。如图3所示,在发射体、提取极的基础上,构建长旋转椭球坐标系 (Prolate Spheroidal Coordinates), 此时坐标的转换关系为

$$r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + \left(z + \frac{a}{2}\right)^2} \quad (12)$$

$$r_2 = \sqrt{x^2 + y^2 + \left(z - \frac{a}{2}\right)^2}$$

式中 x, y, z 分别为直角坐标系下基底坐标值。

假设平面 $\eta = 0$ 表示提取极, 电势 ϕ 为 0; 双曲面 $\eta = \eta_0$ 表示发射体表面, 该表面为等势面, 电势 ϕ 为 U (即提取电压为 U), 并且忽略空间电荷效应造成的影响, 则电势分布的 Laplace 方程 $\nabla^2 \phi = 0$ 可转变为关于 η 的定解问题^[28]

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[(1 - \eta^2) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right] = 0 \quad (13)$$

$$\phi \Big|_{\eta=0} = 0, \phi \Big|_{\eta=\eta_0} = U$$

二次积分求解式(13), 解为

$$\phi = U \left(\ln \frac{1 + \eta_0}{1 - \eta_0} \right)^{-1} \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \quad (14)$$

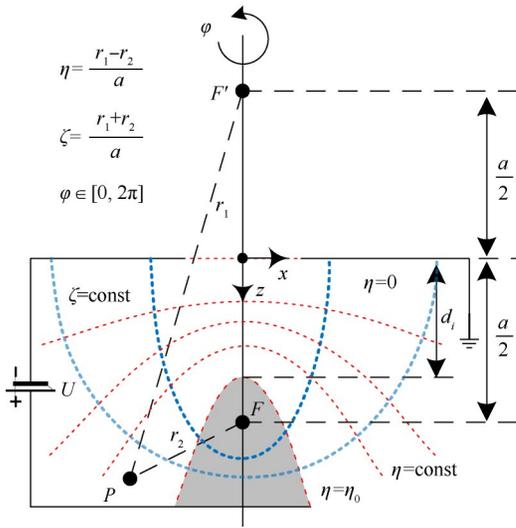


Fig. 3 Orthogonal system of coordinates called “Prolate Spheroidal Coordinates” (φ is an angle about the line FF')

令 $R^2 = x^2 + y^2$, 代入 $\eta = (r_1 - r_2)/a$ 中有

$$a\eta = \sqrt{R^2 + \left(z + \frac{a}{2}\right)^2} - \sqrt{R^2 + \left(z - \frac{a}{2}\right)^2} \quad (15)$$

当 $z > 0$ 时, 化简式(15)为

$$z = \eta \sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{R^2}{1 - \eta^2}} \quad (16)$$

将 z 对 R 求偏导数后, 曲率半径 R_c 可表示为

$$R_c = \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial R} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} / \left(\frac{\partial^2 z}{\partial R^2} \right) = \frac{a}{2\eta} \left[(1 - \eta^2) + \frac{4}{a^2} \cdot \frac{R^2}{1 - \eta^2} \right] \quad (17)$$

令式(16), (17)中 $R = 0, \eta = \eta_0$, 此时 $z = d_i, R_c = R_{c,i}$, 其中 d_i 为发射体尖端到提取极的距离, $R_{c,i}$ 为发射体尖端的曲率半径, 进一步化简得到

$$\frac{a}{2} = \frac{d_i}{\eta_0} \quad (18)$$

$$\eta_0 = \left(1 + \frac{R_{c,i}}{d_i} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

发射体尖端的法向电场 E_z 为

$$E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{\text{tip}} = -\frac{\partial \phi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} \Big|_{\text{tip}} \quad (19)$$

根据式(18)可知 $\frac{\partial \eta}{\partial z} \Big|_{\text{tip}} = \frac{2}{a}$, 代入式(19)中得到发射

体尖端的电场强度为

$$E_{\text{tip}}^i = \frac{4U}{a(1 - \eta_0^2)} \left(\ln \frac{1 + \eta_0}{1 - \eta_0} \right)^{-1} \quad (20)$$

联立式(9)~(11), (18), (20), 可推导出每个发

射点的起始电压表达式为

$$U_{\text{start}}^{ij} = d_i \cdot f_i(\eta_0) \sqrt{\frac{\gamma}{\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_{\text{base}}^{ij}} + \frac{1}{r_{\text{res}}^i} \right)} \quad (21)$$

$$f_i(\eta_0) \triangleq \left(\frac{1}{\eta_0} - \eta_0 \right) \ln \frac{1 + \eta_0}{1 - \eta_0}$$

3.2 多点发射模型

发射体为PIR状态时, 发射点基底半径服从以下幂律关系^[21]

$$r_{\text{base}}^{ij} = r_{\text{ass}} \left[1 - \left(\frac{j-1}{N_{\text{max}}^i - 1} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right] + r_{\text{emi}}^i \quad (22)$$

式中 r_{emi}^i 为多孔发射体的有效孔隙半径, j 为发射点序号, N_{max}^i 为发射体尖端可以激活的发射点数量最大值, α 为幂律指数 (通常取4), r_{ass} 为液体聚集的等效半径。

r_{ass} 的引入有效地解释并描述了实际中起始电压为什么小于按发射体有效孔隙半径 r_{emi}^i 计算的理论起始电压: (1) 发射体靠近表面的部分微孔呈喇叭状, 导致表面有效空隙半径变大; (2) 局部液体跨越多个微孔产生聚集现象, 导致部分发射点基底半径变大。

式(22)表明随着电压增大, 越来越多的发射点被逐个激活, 其基底半径也越来越小。当推力器开始工作时, 发射体上第一个被激活的发射点基底半径为 $r_{\text{ass}} + r_{\text{emi}}^i$; 电压足够大时, 最后一个被激活的发射点基底半径为 r_{emi}^i 。 N_{max}^i 的计算按照发射体尖端的有效面积除以发射点基底平均半径对应的圆面积进行。将发射体尖端视为球冠面, 故 N_{max}^i 的表达式为

$$N_{\text{max}}^i \triangleq \text{floor} \left\{ \frac{2\pi R_{c,i}^2 (1 - \sin \theta_i)}{\pi \left[(r_{\text{ass}} + r_{\text{emi}}^i) + r_{\text{emi}}^i \right]^2 / 4} \right\} = \text{floor} \left\{ 8(1 - \sin \theta_i) \cdot \left(\frac{r_{\text{ass}}}{R_{c,i}} + 2 \cdot \frac{r_{\text{emi}}^i}{R_{c,i}} \right)^{-2} \right\} \quad (23)$$

式中 $\text{floor}\{\cdot\}$ 为向下取整函数, θ_i 为发射体的圆锥半角。

假设电压为 U 时, 发射体尖端的电场强度激活第 n_i 个发射点但还未激活第 $n_i + 1$ 个发射点, 根据式(21)可得

$$\frac{1}{r_{\text{base}}^{i,n_i}} = \left(\frac{U}{U_{\text{start}}^{i,N_{\text{max}}^i}} \right)^2 \left(\frac{1}{r_{\text{emi}}^i} + \frac{1}{r_{\text{res}}^i} \right) - \frac{1}{r_{\text{res}}^i} \triangleq \frac{1}{r_i(U)} \quad (24)$$

将 n_i 代入式(22)中, 可得其表达式为

$$n_i = \left(1 - \frac{r_i(U) - r_{\text{emi}}^i}{r_{\text{ass}}} \right)^\alpha (N_{\text{max}}^i - 1) + 1 \quad (25)$$

显然, 电压 U 为连续变量, 发射体上被激活的发

射点数量为整数,故在提取电压 U 的作用下第 i 个发射体上被激活的发射点数量为

$$N_{\text{sites}}^i = \begin{cases} 0 & U < U_{\text{start}}^{i,1} \\ N_{\text{max}}^i & U > U_{\text{start}}^{i,N_{\text{max}}^i} \\ \text{floor}\{n_i\} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (26)$$

式中 $U_{\text{start}}^{i,N_{\text{max}}^i}, U_{\text{start}}^{i,1}$ 对应的发射点基底半径为 $r_{\text{emi}}^i, r_{\text{ass}} + r_{\text{emi}}^i$,代入式(21)可进行计算。

3.3 黏性流动模型

ILET 正常工作时,毛细作用和静电场作用的耦合效果驱动多孔发射体中的 ILs 流向发射体表面,该流动过程雷诺数较小,属于层流^[29],服从达西定律,故体积流量可以表示为压降和流阻的比值,即

$$Q^{ij} = \frac{p_{\text{int}}^i - p_{\text{men}}^{ij}}{R_{\text{h}}^{ij}} \quad (27)$$

式中 Q^{ij} 为发射点的体积流量, p_{men}^{ij} 为发射点的弯月面底部压强,与法向电场强度 E_{up}^{ij} 有关, R_{h}^{ij} 为发射点的流阻。

式(27)表明储层内部压强与弯月面底部压强之间的压差是驱动液体流动的根本原因,压差不同或流阻不同,为每一个发射点提供的体积流量也随之不同。增大电场强度后导致更多的发射点被逐个激活,此时较高的流阻对高电压下的流动起到抑制作用,形成了稳定的发射。假设发射点的流阻与发射体的总流阻线性相关,即 $R_{\text{h}}^{ij} = k_{\text{R}}^{ij} R_{\text{h}}^i$ 。锥形多孔发射体的总流阻与文献[30]的计算方法一致。

$$R_{\text{h}}^i = \frac{\mu}{2\pi\kappa_i} \cdot \frac{1}{1 - \cos\theta_i} \left(\frac{\tan\theta_i}{R_{\text{c},i}} - \frac{\cos\theta_i}{h_i} \right) \quad (28)$$

式中 R_{h}^i 为发射体总流阻, μ 为 ILs 的动力黏度, κ_i 为发射体多孔介质的渗透率, h_i 为发射体的高度。

如果多孔介质的渗透率 κ 未知,可假设多孔介质为球形颗粒堆积而成,孔隙率为 ϕ_p ,孔隙半径为 r_o ,其渗透率根据 Kozeny-Carman 方程^[30]进行估计,即

$$\kappa = \frac{r_o^2}{60(1 - \phi_p)^2}$$

根据多孔介质的成型方法,例如粉末烧结,其孔隙半径的分布具有随机性、不均匀性,按照上式对渗透率进行估计与真实值相比可能出现较大偏差。如果已知多孔介质的渗透率 κ 可直接根据式(28)对总流阻进行计算,而不需要额外估计。

3.4 离子电流模型

每个发射点的离子电流由弯月面底部通过的流量来提供

$$(q/m)^{ij} = I_{\text{ion}}^{ij} / (\rho Q^{ij}) \quad (29)$$

式中 $(q/m)^{ij}$ 为发射离子的荷质比, ρ 为 ILs 的密度, I_{ion}^{ij} 为发射点的离子电流, j 的取值为 $j = 1, \dots, N_{\text{sites}}^i$ 。将式(29)代入式(27)中进行化简并且等式两边同除以 p_c^{ij} ,得到

$$\frac{p_{\text{int}}^i}{p_c} - \frac{p_{\text{men}}^{ij}}{p_c} = \frac{I_{\text{ion}}^{ij}}{I_o^{ij}} \quad (30)$$

$$I_o^{ij} \triangleq \rho (q/m)^{ij} p_c^{ij} / R_{\text{h}}^{ij}$$

根据式(10)可知 p_{int}^i 为负值,式(30)似乎表明发射点产生的电流为负方向(离子流向内部),该结论显然和在电场作用下发射点喷出离子这一现象产生了矛盾。Coffman 等^[23-24]对离子蒸发机制进行了理论研究,表明电场牵引力的作用等效为在弯月面底部提供了一个负压强,随着外加电场的增大,底部压强相对减小,促使更多的液体流向弯月面尖端。基于该项工作,定义以下无量纲参数空间

$$\widetilde{p}_*^{ij} = \frac{p_{\text{int}}^i}{p_c}, \quad \widetilde{I}_*^{ij} = \frac{I_{\text{ion}}^{ij}}{I_o^{ij}} \quad (31)$$

$$\widetilde{E}_*^{ij} = \frac{E_{\text{up}}^{ij}}{E_c^{ij}}, \quad \xi(\widetilde{E}_*^{ij}) = -\frac{p_{\text{men}}^{ij}}{p_c^{ij}}$$

式中 E_c^{ij} 为特征毛细压强 p_c^{ij} 对应的特征电场。

$$\frac{1}{2} \varepsilon_o (E_c^{ij})^2 \triangleq p_c^{ij} = \frac{2\gamma}{r_{\text{base}}^{ij}} \quad (32)$$

将式(31)代入式(30)中,得到

$$\widetilde{p}_*^{ij} + \xi(\widetilde{E}_*^{ij}) = \widetilde{I}_*^{ij} \quad (33)$$

式中 $\xi(\widetilde{E}_*^{ij})$ 是关于无量纲电场强度 \widetilde{E}_*^{ij} 的线性单调递增函数^[23]。

将 $\xi(\widetilde{E}_*^{ij})$ 在 $\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij}$ 处泰勒展开

$$\xi(\widetilde{E}_*^{ij}) = \xi(\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij}) + \frac{\partial \xi}{\partial \widetilde{E}_*^{ij}} \bigg|_{\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij}} (\widetilde{E}_*^{ij} - \widetilde{E}_{\text{start}}^{ij}) \quad (34)$$

式中 $\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij}$ 为起始电压 U_{start}^{ij} 对应的无量纲电场强度。

对于单个发射点而言, $\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij}$ 为一常数,联立式(9),(32),可知其表达式为

$$\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij} = \sqrt{1 + \frac{r_{\text{base}}^{ij}}{r_{\text{res}}^i}} \quad (35)$$

因为 $\xi(\widetilde{E}_*^{ij})$ 与无量纲电场强度 \widetilde{E}_*^{ij} 为线性关系,且 $\xi(\widetilde{E}_{\text{start}}^{ij})$ 与无量纲压强 \widetilde{p}_*^{ij} 具有较高的相关性^[31],故假设

$$\left. \frac{\partial \xi}{\partial E_*^{ij}} \right|_{E_{start}^{ij}} = k_E^{ij} \quad (36)$$

$$\xi(E_{start}^{ij}) = -(k_p^{ij} + 1) \cdot \widetilde{p}_*^{ij}$$

式中 k_E^{ij}, k_p^{ij} 为发射点相关的参数。

定义起始电流为发射点在起始电压下产生的电流大小,联立式(30),(32),(33),(36)可推导出其表达式为

$$I_{start}^{ij} = \frac{k_p^{ij}}{k_R^{ij}} \frac{2\gamma\rho}{R_h^i} \frac{(q/m)^{ij}}{r_{res}^i} \quad (37)$$

式中 I_{start}^{ij} 为发射点起始电流。

式(37)表明, k_p^{ij}/k_R^{ij} 的大小反映了 I_{start}^{ij} 的大小,且发射点起始电流与自身的基底半径无关,主要受多孔储层的影响。忽略弯月面切向电场力以及离子的隧穿效应^[32]等影响因素,假设在低电压稳定发射时,发射点起始电流与离子蒸发的特征电流近似相等,即 $I_{start}^{ij} \approx I^*$,将其代入式(8)中,得到 k_p^{ij}/k_R^{ij} 的表达式为

$$\frac{k_p^{ij}}{k_R^{ij}} = C_e \frac{K\gamma q^9 R_h^i r_{res}^i}{8\pi^2 \varepsilon_0^5 \rho (\Delta G)^6 (q/m)^{ij}} \quad (38)$$

$$C_e = \frac{\varepsilon(1+\chi)^3}{[\varepsilon(1+\chi)^2 - 1]^2} \approx \frac{\varepsilon}{(\varepsilon - 1)^2}$$

稳定发射时已激活的发射点流阻不会产生明显变化,且每个发射点的离子荷质比与PEA束流的平均荷质比较为接近,故令 $k_e = k_E^{ij}/k_p^{ij}$,该值需要通过试验进行校准。

综合上述分析,当 $U > U_{start}^{ij}$ 时,单发射点的PIR电流表达式为

$$\frac{I_{ion}^{ij}}{k_p^{ij} I_o^{ij}} = \frac{r_{base}^{ij}}{r_{res}^i} + k_e \left(\frac{E_{tip}^i}{E_c^{ij}} - \sqrt{1 + \frac{r_{base}^{ij}}{r_{res}^i}} \right) \quad (39)$$

$$k_p^{ij} I_o^{ij} = \frac{k_p^{ij}}{k_R^{ij}} \frac{2\gamma\rho}{R_h^i} \frac{(q/m)^{ij}}{r_{base}^{ij}}$$

式(39)表明,单发射点的PIR电流与电压(或电场强度)呈线性关系。上述模型中共包含ILs性质参数($K, \varepsilon, \gamma, \mu, \rho, \Delta G$),多孔介质特性参数($\kappa_i, r_{emi}^i, r_{res}^i$),工作参数(U, T),束流参数(q/m)^{ij},发射体结构参数($d_i, R_{c,i}, \theta_i, h_i$)以及参数(r_{ass}, k_e)。考虑到温度对ILs性质的影响、多孔介质自身的不均匀性、加工公差造成的不确定性以及束流中存在离子簇分解的可能性,在模型计算中基于Monte Carlo方法,可假设:(1)温度恒定为常温293K,且ILs性质参数不会发生变

化;(2)多孔介质特性参数、束流参数、发射体结构参数等共8个参数均服从正态分布。将这8个参数统称为参数 $X, X \sim N(\mu, \sigma^2)$,则概率密度函数为

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (40)$$

式中 μ 为参数分布的均值; σ 为参数分布的标准差,可按照“3 σ 原则”确定其大小,即参数的变化区间为($\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma$)。

按照随机采样可以确定每一个发射体的 $d_i, R_{c,i}, \theta_i, h_i, \kappa_i, r_{emi}^i, r_{res}^i$ 和每一个发射点的 $(q/m)^{ij}$ 的大小,为方便描述,继续使用参数 X 。从均匀分布 $U(0, 1)$ 中随机抽取 u ,将其代入式(41)中,即

$$\frac{x-\mu}{\sigma} = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2u-1) \quad (41)$$

式中 x 为随机采样后参数 X 的取值, $\operatorname{erf}^{-1}(\cdot)$ 为误差函数的反函数。

PEA的PIR电流可表示为每一个发射点的电流之和,但是在采用Monte Carlo方法仿真模拟时,随机采样的引入使得每一次计算结果不尽相同,故可通过多次模拟求均值的方法使得计算结果以更高的概率接近真实值,并要求模拟次数 N 至少大于发射体数量 N_{emi} 。故PEA的PIR电流解析表达式为

$$I_{ion} = \frac{1}{N} \sum_N \left(\sum_{i=1}^{N_{emi}} \sum_{j=1}^{N_{sim}} I_{ion}^{ij} \right) \quad (42)$$

考虑到模型计算的准确性,可设置模拟次数 $N=1000$ 。至此,适用于多孔阵列式ILET的模型框架已构建完毕,被激活的发射点数量以及PIR电流大小均可通过该模型直接计算得到。最后,对上述模型的计算思路进行总结:

Step 1 根据实际情况确定各类参数的变化范围,基于随机采样按式(41)计算得到ILET中每个发射体的多孔介质特性参数、发射体结构参数;

Step 2 通过式(18),(21)计算起始电压后,根据式(23)~(26)确定每个发射体上已激活的发射点数量,并根据式(22)计算已激活的发射点基底半径;

Step 3 通过式(28)计算每一个发射体的总流阻并根据式(41)确定每一个发射点的束流参数后,将其代入式(38),(39)中计算每一个发射点的PIR电流大小;

Step 4 基于Monte Carlo方法多次计算后将上述结果代入式(42)中得到PEA的PIR电流。

4 模型验证与分析

为了验证模型的可行性和准确性,本文选用目前研究中典型 PEA 的试验结果与模型计算结果进行对比分析,这种 PEA 是由多孔硼硅酸盐玻璃材质加工而成的锥形发射极阵列。

首先,基于 Busek 公司公开的推力器试验数据^[22]对多点发射行为进行验证与分析,该推力器使用 EMI-1m 为推进剂,性质参数如表 1 所示,推力器具体参数设置如表 2 所示,并设置参数(r_{ass}, k_e)为(8.8 μm , 12.5),结果如图 4 所示,表明计算结果与试验结果相吻合,模型可以实现对多点发射行为的初步预测,随着工作电压增大,已激活的发射点数量呈阶梯上升趋势。同时,由于发射体尖端表面的空间约束,越来越多的离轴发射点随着电压增大被逐个激活。

为了进一步验证发射点的尺寸特征,针对 2kV 内已激活的发射点基底半径进行定量计算,结果如图 5 所示。结果表明,后续被激活的发射点与早期被激活的发射点相比,基底半径逐渐减小,且减小趋势逐渐变缓。这是因为每一个新的发射点被激活后,微

通道的流动使得内部产生负压导致孔隙边缘的液体被吸入多孔介质中,从而有效减小后续发射点的基底半径以及增大所需的起始电压。

当工作电压为 1300V 时,最早被激活的发射点基底半径为 9.7 μm ,其次为 7.1 μm ,对比文献[22]中的电流空间分布图像,该计算结果基本符合试验结果。可以发现,最先被激活的发射点尺寸比多孔基材的孔隙尺寸大了一个数量级,这是因为发射体尖端的部分微孔口径较大,容易产生液体聚集现象,在较低的电压下能够达到离子发射需要的电场强度。通过对比多孔基底的 SEM 图像以及电流空间分布图像,可以说明上述分析的合理性,同时验证了模型中参数 r_{ass} 的有效性。

推力器发射的 PIR 电流与电压之间的定量关系是 ILET 设计的关键,为了验证模型能够正确预测 PIR 电流的大小,本文将模型计算结果与前述推力器的试验数据进行对比,结果如图 6 所示。

图 6 表明,随着工作电压增大,发射电流呈非线性的上升趋势,并具有一定的不连续性,这是因为发射点数量的增加是一种不连续过程。模型的预测结果不仅能够正确反映这种非线性趋势,而且计算结

Table 2 Parameter setting of thrusters

Parameter description	Busek		AFET-2	
	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation
Charge-to-mass ratio of the beam $(q/m)^{ij}/(\text{C/kg})$	2.163×10^5	8.013×10^3	5.500×10^5	1.003×10^4
Radius of the emitter tip $R_{e,t}/\text{m}$	1.600×10^{-5}	4.550×10^{-6}	1.500×10^{-5}	1.650×10^{-6}
Distance between emitter tip and extractor d_i/m	1.200×10^{-4}	1.150×10^{-5}	3.000×10^{-5}	5.230×10^{-6}
Emitter cone half-angle θ_i/rad	5.236×10^{-1}	5.820×10^{-3}	2.768×10^{-1}	4.000×10^{-3}
Emitter height h_i/m	3.500×10^{-4}	5.260×10^{-6}	3.018×10^{-4}	5.130×10^{-6}
Permeability κ_i/m^{-2}	2.421×10^{-13}	9.120×10^{-15}	1.510×10^{-13}	6.040×10^{-15}
Pore radius of emitter r_{em}^i/m	8.500×10^{-7}	8.333×10^{-8}	6.500×10^{-7}	7.500×10^{-8}
Pore radius of reservoir r_{res}^i/m	1.400×10^{-5}	2.000×10^{-6}	6.500×10^{-6}	5.000×10^{-7}

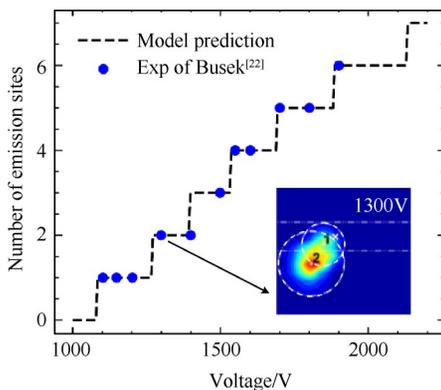


Fig. 4 Modeled and observed number of active emission sites vs extraction voltage

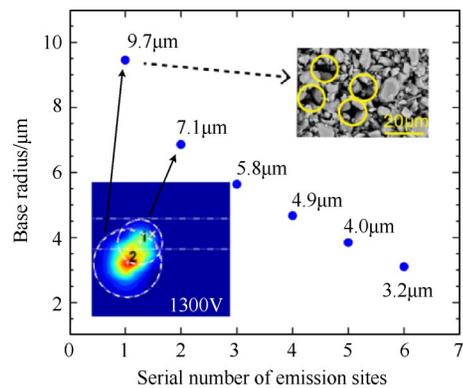


Fig. 5 Base radius of active emission sites

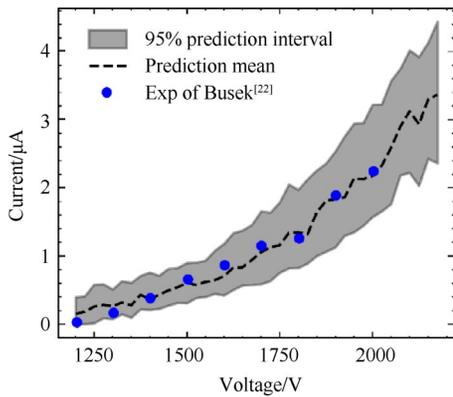


Fig. 6 Model prediction results compared to experimental data of Busek

果与试验数据基本一致,说明本文建立的模型具备可靠预测PIR电流的能力。可以发现,预测区间的波动与预测均值的变化并不完全同步,且预测区间宽度较大,约为试验值的50%。这是因为试验数据为发射体的平均电流,在模型计算中,本文针对PEA发射体数量的设置规定为1,因此采用Monte Carlo方法时抽样数量不足,导致精度不够。

为了增加抽样数量进而提升模型精度,并验证模型对于PEA发射体数量较多的适用性,本文选用AFET-2推力器的试验结果^[33]与模型计算结果进行对比。如图7所示,AFET-2推力器的发射极具有576个锥形多孔发射体,并使用EMI-BF₄为推进剂。推力器的参数^[23,31]设置如表2所示,并设置参数(r_{ass}, k_e)为(10.2μm, 1.36)。此外,EMI-BF₄的性质参数在表1中已有表述。计算结果如图8所示,图中带误差棒的散点为AFET-2推力器试验数据,计算结果与试验结果基本一致,整体吻合度较高,说明本文所建模型针对发射体数量较多的PEA是同样适用的,并且在增大抽样数量后精度得到了明显提升。

因为Monte Carlo方法的精度具有随机性,使得每一次计算结果的误差并不稳定。在多次计算中,统计结果表明:模型预测的残差在不同电压下稳定

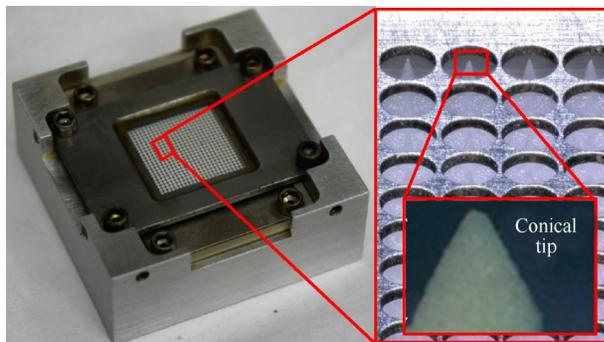


Fig. 7 Schematic of an AFET-2 thruster^[33]

在2.5μA内,整体预测的平均绝对误差(MAE)稳定在2μA内、平均相对误差(MRE)稳定在1.5%内,其中一次计算结果的残差如图9所示,MAE为1.14μA,MRE为1.24%,说明本文所建模型实现了对PIR电流的较高精度预测。图9表明,虽然高电压下的残差较大于低电压下的残差,但是高电压下的电流本身较大,因此对应的相对误差却较小,说明高电压工况有助于提升模型的精度。

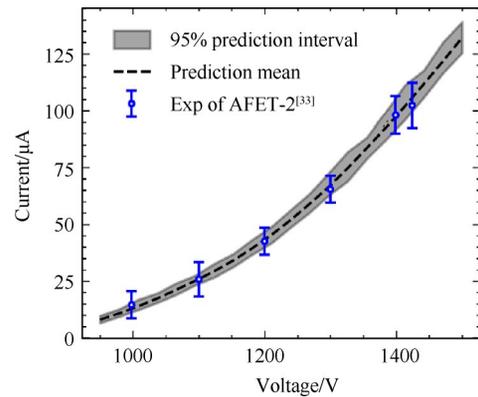


Fig. 8 Model prediction results compared to experimental data of AFET-2 thruster

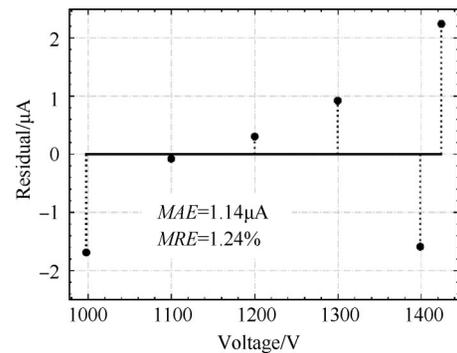


Fig. 9 Residual diagram of model prediction results

式(22),(25)表明, r_{ass} 是影响发射点数量和尺寸的关键参数;式(39)表明, k_e 是影响发射点离子电流的关键参数,通过调整参数(r_{ass}, k_e)可以较高精度地重现试验观测到的物理特征,因此有必要进一步研究参数(r_{ass}, k_e)的取值和精度对模型预测准确性的影响,图10为参数(r_{ass}, k_e)与模型MAE的变化关系。结果表明, r_{ass} 为10~10.5μm, k_e 为1.28~1.42时,MAE≤1.5μA。同时,合理选取最佳参数后MAE低至1μA,但是偏离最佳参数后MAE呈现增大的趋势。因此在实际应用中,(r_{ass}, k_e)的取值是影响模型精度的重要因素。

图8表明,推力器从起始电压运行至较高电压的过程中,PEA的PIR电流呈现出与图6相同的趋势,

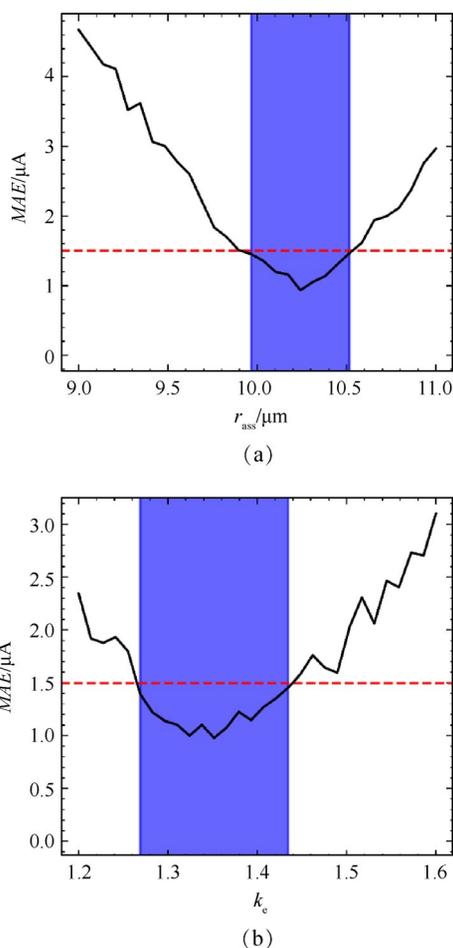


Fig. 10 Mean absolute error of model vs r_{ass} and k_e

本文推测发射点数量的非线性增加是引起 PIR 电流非线性增加的主要原因,因此对 PEA 的发射点数量进行计算,结果如图 11 所示。图 11 表明,随着工作电压的增大,发射点数量呈现出与 PIR 电流相同的上升趋势。为了进一步验证这种推测,针对发射点数量与电流之间的变化规律进行线性拟合,如图 12 所示。结果表明,发射点数量与电流之间具有显著的线性关系,电流每增加 $1\mu\text{A}$,发射点数量增加 19 个。在起始电压下,PEA 中约 22% 的发射体开始发射离子,发射点数量为 130 个,与图 11 的结果基本符合。这是由于存在加工公差的不确定性和多孔基材的不均匀性,一些结构参数较为特殊的发射体率先激活了发射点。文献[34]基于光学测量方法针对多孔条形发射体进行了实验研究,获得了类似的线性规律,说明本文所建模型具有适用于预测多孔条形发射体性能的潜力。

综合上述分析,本文所建模型可以较高精度地预测由多孔硼硅酸盐玻璃材质加工而成的锥形发射极阵列在工作电压下的发射行为和 PIR 电流大小。但是针对 PEA 的发射行为,模型只能预测发射

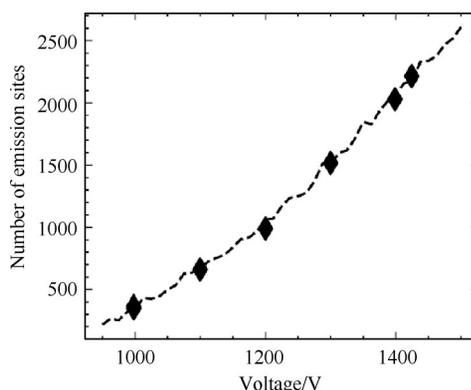


Fig. 11 Number of emission sites predicted by the model

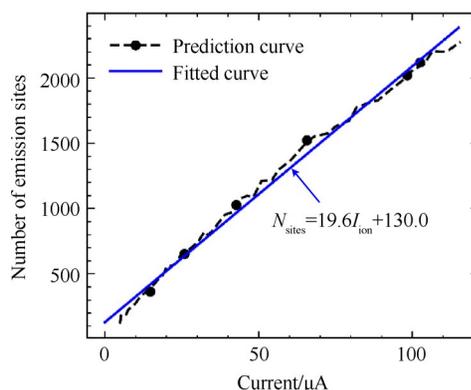


Fig. 12 Number of emission sites increases with emitted current

点的数量以及尺寸特征,并不能直接预测发射点的空间分布特征。如果可以正确建立预测发射点空间分布特征的数学模型,对多点发射行为的微通道流动情况进行分析,将会建立更加可靠、准确的物理模型。

5 结 论

本文通过研究,得到如下结论:

(1)工作电压的增大和发射体数量的增加,有助于提升模型的预测精度。以 AFET-2 推力器为例,PIR 电流误差不超过 $2\mu\text{A}$,相对误差不超过 1.5%。

(2)随着工作电压的增加,锥形多孔发射体尖端已激活的发射点数量呈阶梯上升趋势,PEA 的 PIR 电流呈非线性上升趋势,并且发射点总数量与 PIR 电流之间具有显著的线性关系。

(3)模型属于 0D 模型,物理机理明确、公式简单、计算成本低、考虑因素多,应用该模型能够快速且高精度地预测由多孔硼硅酸盐玻璃材质加工而成的锥形发射极阵列在工作电压下的 PIR 电流、发射点数量和尺寸等特征,为 ILET 的设计提供了一种新的计算方法。

后续将基于该模型探究不同种类的ILs、多孔基材以及发射体结构与模型参数的关系,进一步研究模型的适用性,并通过全局敏感性分析方法研究发射体结构参数对PIR电流的影响程度,为ILET工程样机研制提供合理化建议,从而提高产品的正向化设计能力。

致谢:感谢国家重点研发计划引力波探测专项的资助。

参考文献

- [1] 于达仁,牛翔,王泰卜,等. 面向空间引力波探测任务的微推进技术研究进展[J]. 中山大学学报(自然科学版), 2021, 60(Z1): 194-212.
- [2] Gong Y G, Luo J, Wang B. Concepts and Status of Chinese Space Gravitational Wave Detection Projects [J]. *Nature Astronomy*, 2021, 5(9): 881-889.
- [3] Flauger R, Karnesis N, Nardini G, et al. Improved Reconstruction of a Stochastic Gravitational Wave Background with LISA [J]. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2021, 59(1).
- [4] 陈茂林,刘旭辉,周浩浩,等. 适用于微纳卫星的微型电推进技术研究进展[J]. 固体火箭技术, 2021, 44(2): 188-206.
- [5] 于达仁,乔磊,蒋文嘉,等. 中国电推进技术发展及展望[J]. 推进技术, 2020, 41(1): 1-11. (YU Daren, QIAO Lei, JIANG Wen-jia, et al. Development and Prospect of Electric Propulsion Technology in China [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(1): 1-11.)
- [6] Zhang Q, Shreeve J N M. Energetic Ionic Liquids as Explosives and Propellant Fuels: A New Journey of Ionic Liquid Chemistry[J]. *Chemical Reviews*, 2014, 114(20).
- [7] 郭云涛,李世鹏,武志文,等. 离子液体电喷微推力器系统设计及性能初步研究[J]. 推进技术, 2020, 41(1): 212-219. (GUO Yun-tao, LI Shi-peng, WU Zhi-wen, et al. Design of Ionic Liquid Electro-spray Micro-Thruster System and Preliminary Study on Its Performance [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(1): 212-219.)
- [8] Cui C, Wang J. Simulations of Pure Ionic Electro-spray Thruster Plume Neutralization [C]. *Virtual Event: AIAA Propulsion and Energy 2020 Forum*, 2020.
- [9] Asher J S, Wang J. Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulations of Bipolar Ionic Electro-spray Thruster Plume [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2022, 38: 1-8.
- [10] 孙振宁,武志文,郭云涛,等. 离子液体电喷推力器羽流中和特性研究[J]. 推进技术, 2022, 43(4): 200310. (SUN Zhen-ning, WU Zhi-wen, GUO Yun-tao, et al. Plume Neutralization Characteristics of Ionic Liquid Electro-spray Thruster [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(4): 200310.)
- [11] Lozano P, Glass B, Martinez-Sanchez M. Performance Characteristics of a Linear Ionic Liquid Electro-spray Thruster [C]. *Princeton: 29th International Electric Propulsion Conference*, 2005.
- [12] Romero-Sanz I, Bocanegra R, Fernandez de la Mora J, et al. Source of Heavy Molecular Ions Based on Taylor Cones of Ionic Liquids Operating in the Pure Ion Evaporation Regime [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 94(5): 3599-3605.
- [13] Lenguito G, Fernandez de la Mora J, Gomez A. Scaling up the Power of an Electro-spray Microthruster [J]. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2014, 24(5): 055003.
- [14] Legge R S, Lozano P, Martinez-Sanchez M. Fabrication and Characterization of Porous Metal Emitters for Electro-spray Thrusters [C]. *Florence: 30th International Electric Propulsion Conference*, 2007.
- [15] Coffman C S, Lozano P C. On the Manufacturing and Emission Characteristics of Dielectric Electro-spray Sources [C]. *San Jose: 49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2013.
- [16] Ma C, Ryan C. Plume Particle Energy Analysis of an Ionic Liquid Electro-spray Ion Source with High Emission Density. [J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 129(8): 083302.
- [17] Courtney D G, Dandavino S, Shea H. Performance and Applications of Ionic Electro-spray Micro-Propulsion Prototypes [C]. *Pasadena: AIAA Space 2015 Conference and Exposition*, 2015.
- [18] Chong C, Chen M L, Zhou H H. Characterization of an Ionic Liquid Electro-spray Thruster with a Porous Ceramic Emitter [J]. *Plasma Science and Technology*, 2020, 22(9): 094009.
- [19] Liu X Y, Kang X M, Deng H W, et al. Energy Properties and Spatial Plume Profile of Ionic Liquid Ion Sources Based on an Array of Porous Metal Strips [J]. *Plasma Science and Technology*, 2021, 23(12): 125502.
- [20] Peter B S, Dressler R A, Chiu Y, et al. Electro-spray Propulsion Engineering Toolkit (ESPET) [J]. *Aerospace*, 2020, 7(7).
- [21] Coffman C S, Martinez-Sanchez M, Higuera F J, et al. Structure of the Menisci of Leaky Dielectric Liquids During Electrically-Assisted Evaporation of Ions [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(23): 231602.
- [22] Dressler R A, Peter B S, Chiu Y H, et al. Multiple Emission Sites on Porous Glass Electro-spray Propulsion Emitters Using Dielectric Propellants [J]. *Journal of Pro-*

- pulsion and Power*, 2022, 38: 1–13.
- [23] Coffman C S, Martinez-Sanchez M, Lozano P C. Electrohydrodynamics of an Ionic Liquid Meniscus During Evaporation of Ions in a Regime of High Electric Field [J]. *Physical Review E*, 2019, 99(6): 063108.
- [24] Coffman C S. Electrically-Assisted Evaporation of Charged Fluids: Fundamental Modeling and Studies on Ionic Liquids[D]. *Cambridge: Massachusetts Institute of Technology*, 2016.
- [25] Uchizono N M, Collins A L, Marrese-Reading C, et al. The Role of Secondary Species Emission in Vacuum Facility Effects for Electrospray Thrusters [J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 130(14): 143301.
- [26] Zhang S J, Sun N, He X Z, et al. Physical Properties of Ionic Liquids: Database and Evaluation [J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2006, 35(4): 1475–1517.
- [27] Whittaker C B, Gorodetsky A A, Jorns B A. Quantifying Uncertainty in the Scaling Laws of Porous Electrospray Emitters[C]. *Virtual Event: AIAA Propulsion and Energy 2020 Forum*, 2020.
- [28] Martinez-Sanchez M, Lozano P. Space Propulsion: Lecture 22–24 Notes [EB/OL]. <https://ocw.mit.edu/courses/16-522-space-propulsion-spring-2015/pages/lecture-notes/>, 2022-06-10.
- [29] Wright P L, Wirz R E. Transient Flow in Porous Electrospray Emitters [C]. *Virtual Event: AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum*, 2021.
- [30] Perez Martinez C S. Engineering Ionic Liquid Ion Sources for Ion Beam Applications[D]. *Cambridge: Massachusetts Institute of Technology*, 2016.
- [31] Whittaker C B, Gorodetsky A A, Jorns B A. Model Inference from Electrospray Thruster Array Tests [C]. *San Diego: AIAA SCITECH 2022 Forum*, 2022.
- [32] 程世豪. 离子液体微型电推进器三维仿真与性能分析 [D]. 南京: 南京航空航天大学, 2017.
- [33] Natisin M R, Zamora H L. Performance of a Fully Conventionally Machined Liquid-Ion Electrospray Thruster Operated in PIR [C]. *Austria: 36th International Electric Propulsion Conference*, 2019.
- [34] Chen C, Chen M, Fan W, et al. Effects of Non-Uniform Operation of Emission Sites on Characteristics of a Porous Electrospray Thruster [J]. *Acta Astronautica*, 2021, 178: 192–202.

(编辑:梅 瑛)