

电喷雾推力器单发射点电流模型及稳定性分析*

陈冲^{1,2}, 夏广庆^{1,3}, 康会峰³, 范益朋^{1,2}, 鹿畅^{1,3}, 孙斌^{1,2}

(1. 大连理工大学 工业装备结构分析优化与CAE软件全国重点实验室, 辽宁大连 116024;

2. 大连理工大学 辽宁省空天飞行器前沿技术重点实验室, 辽宁大连 116024;

3. 北华航天工业学院 河北省微纳卫星协同创新中心, 河北廊坊 065000)

摘要: 为促进对纯离子模式下电喷雾推力器的深入理解, 分析了电喷雾推力器单发射点受力、供液及离子蒸发行为, 建立了发射电流理论模型, 明确了电压、供液装置流阻等参数对发射电流的影响规律。所得结果与现有实验数据吻合良好。基于所得模型, 进而对单发射点顶端用于发射离子的凸起结构进行了瑞利稳定性分析, 得到了单发射点稳定发射的电流上限, 并分析了流阻对电流上限的影响。结果表明: 发射电流为外加电压的二次函数, 与供液装置的流阻成反比关系; 纯离子模式存在一个稳定发射电流上限, 超过此上限, 凸起结构便会破碎; 流阻越大, 发射电流上限越大。

关键词: 电推进; 电喷雾推力器; 纯离子模式; 电流模型; 稳定性分析

中图分类号: V439+.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2024) 05-2304021-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2304021

1 引言

卫星的小型化与轻量化趋势对推进系统提出了小体积、低功率等要求。传统化学推进、冷气推进及电推进因为需要携带大量燃料难以满足该要求。为解决该问题, Lozano^[1]提出一种以离子液体(Ionic liquids)为工质的电推进技术——电喷雾推力器(Electrospray thruster)。如图1所示, 该推力器利用电场来控制液体的流动和形态, 使得在发射阵列表面生成大量锥形液滴(即发射点)。这些锥形液滴尖端尺寸可以达到10 nm量级, 尖端场强可达到 10^9 V/m量级, 从而将离子直接蒸发到空间中去。从锥形液滴尖端蒸发出去的离子进一步在电场的作用下被加速, 从而产生高速离子束流, 为航天器提供推力。借助多孔材料的毛细效应, 液体推进剂的储存、供给和发射可在非常紧凑的空间中实现一体化, 避免了传统电

推进气体工质储供所需的气瓶、管路、阀门等原件, 极大地节省了空间。同时, 由于电喷雾推力器特有的离子产生方式(即离子蒸发), 其所需功率仅数瓦特, 很好地满足了小型卫星对推进系统的要求。

近年来, 对此种推力器的研究激增。在近年的国内与国际电推进会议(CEPC, IEPC)上, 关于电喷雾推力器的研究报告几乎接近主流的离子与霍尔推进。Krejci等^[2]开发了一种名为S-iEPS的推进系统。S-iEPS采用多孔玻璃发射阵列, 推力器体积仅为 $1.44\text{ cm}\times 1.44\text{ cm}\times 1.41\text{ cm}$, 加上电源模块, 整个推进单元体积不到 $0.5\text{ U}(\text{dm}^3)$, 几乎可轻易安装于目前所有小型航天器上。Courtney等^[3]发展了一种采用棱条状发射阵列的电喷雾推力器, 单个棱条上可生成多个泰勒锥。此种发射阵列在使用更廉价快捷的机械加工的情况下(以往发射阵列大多采用MEMS工艺), 同等发射面积下的推力水平并没有显著下降。Naoki

* 收稿日期: 2023-04-10; 修订日期: 2023-07-04。

基金项目: 国家重点研发计划(2021YFE0116000); 国家自然科学基金(12175032; 12102082; 12275044; 12211530449); 中央高校基本科研业务费(DUT22RC(3)078; DUT21GJ206; DUT22QN232); 河北省科技计划(YCYZ202201; 216Z1901G; 206Z1902G); 河北省科技创新项目(SJMYF2022X18; SJMYF2022X06); 北京控制工程研究所先进空间推进技术实验室和北京市高效能及绿色宇航推进工程技术研究中心开放基金(LabASP-2022-04)。

作者简介: 陈冲, 博士, 讲师, 研究领域为空间电推进与电流体力学。

通讯作者: 夏广庆, 博士, 教授, 研究领域为微纳卫星与空间电推进。E-mail: gq.xia@dlut.edu.cn

引用格式: 陈冲, 夏广庆, 康会峰, 等. 电喷雾推力器单发射点电流模型及稳定性分析[J]. 推进技术, 2024, 45(5): 2304021. (CHEN C, XIA G Q, KANG H F, et al. Current model and stability analysis of single emission site in electrospray thrusters[J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(5):2304021.)

等^[4]发展了一种毛细管供液的电喷雾推力器。他们将其高超的半导体加工技术应用到了毛细管阵列的加工上,使得管径达到了100 nm量级,比以往采用MEMS工艺加工的管径减小100倍。借此技术,毛细管阵列的集成度被提升到 $4 \times 10^6/\text{cm}^2$,发射电流密度被提高到 $43 \text{ mA}/\text{cm}^2$ 。除此之外,国内如西北工业大学^[5-6]、北京理工大学^[7-8]、上海交通大学^[9]、北京航空航天大学^[10-11]、华中科技大学^[12]、北京机械设备研究所^[13]、北京控制工程研究所^[14]等,国外如耶鲁大学^[15]、美国空军研究实验室^[16]、密歇根大学^[17]、南安普顿大学^[18]等数十家单位都开展了相关研究。

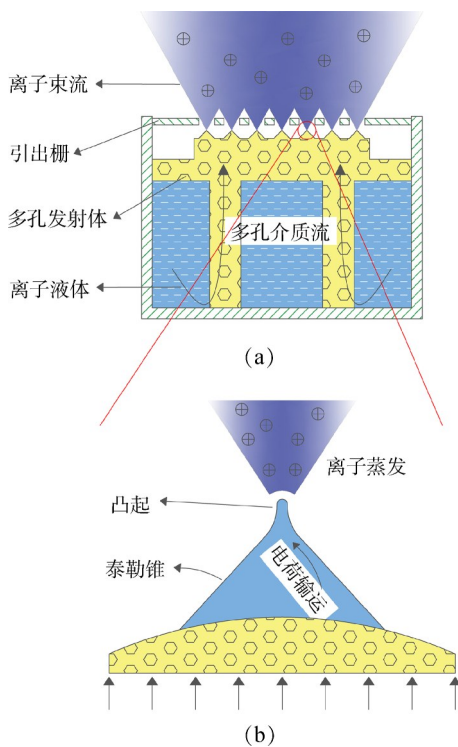


图1 电喷雾推力器结构与工作原理

目前,美国的 Accion systems 和 Busek 公司已分别逐步推出其推进产品,并已验证超过 $100 \text{ N} \cdot \text{s}$ 的总冲,且更大的总冲验证仍在进行中,足以证明此种推力器的可行性。但由于提出时间较晚,针对此种推力器的基础研究仍比较欠缺。Higuera^[19]与 Coffman等^[20]对纯离子模式的一些基本特征量进行了数量级分析,结果表明:对于如 EMI-BF_4 等常用离子液体,锥形液面尖端特征场强、特征尺寸、发射电流分别处于 $1 \text{ V}/\text{nm}$, 1 nm , $1 \mu\text{A}$ 量级。Coffman等^[20-21]利用数值手段得到了纯离子模式下的稳定液滴结构,即泰勒锥-凸起结构(如图1(b)所示)。离子蒸发主要在凸起表面进行。Gallud等^[22]对纯离子模式稳定存在的参数域进行了研究。在外加场强不断增大时,液面存在

两种失稳情形。在第一种情形下,液面所受电场力大于表面张力的2倍后,靠近接触线附近的液面产生了大幅畸变。在第二种情形下,当发射电流超过一定上限,求解器得到的解是静态不稳定的。

在电喷雾推力器的机理研究中,推力器的发射电流理论模型及发射稳定性作为推力器性能与稳定性预估、设计改进的重要理论依据仍需要进一步研究。由于目前的电喷雾推力器普遍采用被动式供液,其发射束流基本完全由离子组组成,同时,整个推力器的运行是由众多单发射点发射离子所组成的,单发射点研究是推力器研究的基础和核心。因此,本文拟以纯离子发射模式下的单发射点为研究对象,分析其中的液体流动、界面受力等行为,明确发射电流与外加电压、供液装置流阻等条件参数间的关系,建立发射电流理论模型,并进一步对凸起结构进行瑞利不稳定分析,以揭示发射不稳定的原因。

2 问题描述

针对电喷雾推力器单发射点上的弯月面结构,采用如图2所示的物理情景。在该情景中,液体工质通过供给装置输送到发射体表面,并在发射体与平板电极间的电场作用下形成泰勒锥-凸起结构,从而在凸起表面发射离子束流。两极间距为 h_0 ,电压为 U ,泰勒锥与发射体的接触线半径为 r_0 ,离子液体的电导率、相对介电常数、密度、表面张力、粘性系数分别为 $\sigma, \epsilon_1, \rho, \gamma, \mu$,多孔介质的流阻为 R_f ,凸起结构的长度与半径分别为 l_{hump} 和 r_{hump} 。

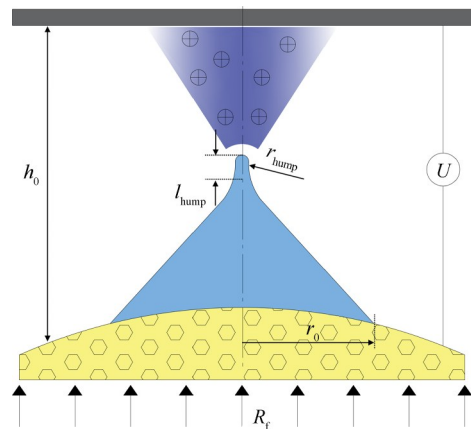


图2 单发射点模型

在本文中,不对供液装置内流动做具体分析,供液装置特性采用流阻 R_f 参数来描述,因此该模型适用于任一类型电喷雾推力器,并不局限于多孔介质型推力器。

3 分析与讨论

3.1 Coffman的离子蒸发尺度分析

离子蒸发符合阿雷尼乌斯定律,其速率可由 Iribarne等^[23]给出的模型进行描述,即

$$j_{\text{evap}} = \rho_{e,s} \frac{k_B T}{h} \exp\left(-\frac{1}{k_B T} \left(\Delta G - \sqrt{\frac{e^3 E_n^v}{4\pi\epsilon_0}}\right)\right) \quad (1)$$

式中 $\rho_{e,s}$ 为表面电荷密度, T 为液面开氏温度, E_n^v 为真空相界面法向场强, k_B 和 h 分别为玻尔兹曼常数和普朗克常数, e 为离子荷电量, ϵ_0 为真空介电常数, ΔG 为离子蒸发活化能,取值一般在1~2 eV。

由式(1)可见,蒸发电流密度 j_{evap} 随液面场强 E_n^v 增大而指数增长,因此在液面电场 E_n^v 达到特征场强前,液面上基本不存在离子蒸发。此处,符号 \sim 表示等价。

$$E_n^* \sim \frac{4\pi\epsilon_0(\Delta G)^2}{e^3} \quad (2)$$

在进行离子蒸发的凸起表面,电场力和表面张力远大于其他作用力,两者存在平衡关系,即

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 (E_n^*)^2 \sim \frac{2\gamma}{r^*} \quad (3)$$

由此可导出离子蒸发区域(即凸起)特征尺寸为

$$r^* \sim \frac{4\gamma}{\epsilon_0 (E_n^*)^2} \sim \frac{e^6 \gamma}{4\pi^2 \epsilon_0^3 (\Delta G)^4} \quad (4)$$

对于离子液体,凸起表面的蒸发电流与传导电流间存在平衡关系为

$$j_{\text{evap}} \sim j_{\text{cond}} \quad (5)$$

而传导电流密度可写为

$$j_{\text{cond}} = \sigma E_n^l \quad (6)$$

式中 E_n^l 为液相界面法向场强。综合考虑式(4)~(6),便可得到单发射点表面的特征发射电流,即

$$I^* \sim \frac{\sigma E_n^l}{\epsilon_1} \pi (r^*)^2 \sim \frac{\sigma e^9 \gamma^2}{4\pi^3 \epsilon_1 \epsilon_0^5 (\Delta G)^6} \quad (7)$$

上式中利用了凸起表面真空相与液相场强间的联系

$$E_n^l \sim \frac{E_n^v}{\epsilon_1} \quad (8)$$

对于电喷雾推力器常用的离子液体工质(如EMI-Im,EMI-BF₄等),上述特征参数的取值一般为 $E_n^* \approx 0.1\sim 1$ V/nm, $r^* \approx 10^1\sim 10^2$ nm, $I^* \approx 10^2\sim 10^3$ nA。

3.2 单发射点电流模型

以图2中的泰勒锥-凸起结构为对象进行轴向受力分析。根据动量守恒定律,有

$$F_e + F_\gamma + F_p = \dot{m}_{\text{evap}} u_{\text{evap}} \quad (9)$$

式中 F_e 、 F_γ 、 F_p 分别为泰勒锥-凸起结构所受静电力、

表面张力及压力, \dot{m}_{evap} 为离子蒸发质量流量, u_{evap} 为蒸发的离子云团逃逸液面的速率。

根据Taylor^[24]的研究,作用于弯月面上的静电力为

$$F_e = \frac{\pi\epsilon_0 U^2}{C} \quad (10)$$

式中 ϵ_0 为真空介电常数,常数 C 满足

$$\ln\left(\frac{2h}{r_0}\right) < C < \ln\left(\frac{4h}{r_0}\right) \quad (11)$$

发射体施加于弯月面的表面张力可写为

$$F_\gamma = 2\pi r_0 \gamma \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \quad (12)$$

式中 α 为弯月面与发射体之间的接触角。

F_p 为泰勒锥底端压强与面积之积,即

$$F_p = \pi r_0^2 p \quad (13)$$

对于离子蒸发动量损失项,有

$$\dot{m}_{\text{evap}} u_{\text{evap}} \sim \frac{(I^*)^2}{\pi (r^*)^2 \rho (e/m)^2} \quad (14)$$

式中 m 为离子质量。将式(14)与式(12)相除,可得离子蒸发动量与表面张力 F_γ 的比为

$$\frac{\dot{m}_{\text{evap}} u_{\text{evap}}}{F_\gamma} \sim \frac{2r_0 \gamma \cos(\pi/2 - \alpha) (I^*)^2}{(r^*)^2 \rho (e/m)^2} \quad (15)$$

按照电喷雾推力器常用推进剂对式(15)中的物性参数取值,可以发现式(15)右端项取值一般在 $10^{-5}\sim 10^{-4}$ 。因此式(9)中的离子蒸发动量损失项相比于其余项完全可以忽略,即有

$$F_e + F_\gamma + F_p = 0 \quad (16)$$

将式(10)、式(12)和式(13)代入式(16),可得泰勒锥底端压强为

$$p = \frac{1}{\pi r_0^2} \left(\frac{\pi\epsilon_0 U^2}{C} - 2\pi r_0 \gamma \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \right) \quad (17)$$

已知供给装置的流阻 R_f ,根据泊肃叶定律,供给到弯月面上的流量为

$$Q = \frac{p}{R_f} \quad (18)$$

将式(17)代入式(18),有

$$Q = \frac{\frac{\epsilon_0 U^2}{C} - 2r_0 \gamma \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)}{r_0^2 R_f} \quad (19)$$

在稳定发射状态下,发射离子的质量流量与供给流量相平衡,可得发射电流为

$$I = \frac{Q\rho e}{m} = \frac{\rho e}{m r_0^2 R_f} \left(\frac{\epsilon_0 U^2}{C} - 2r_0 \gamma \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \right) \quad (20)$$

式(20)便是得到的单发射点发射电流数学模型。

为便于分析,将式(20)进行归一化处理。在 $\frac{\varepsilon_0 U^2}{C} = 2r_0 \gamma \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)$ 时, $I = 0$, 发射过程开始启动,记此时的电压为

$$U_{st} = \sqrt{\frac{2Cr_0\gamma\cos(\pi/2 - \alpha)}{\varepsilon_0}} \quad (21)$$

令归一化电压 $\tilde{U} = (U - U_{st})/U_{st}$ 。同时,取参考发射电流为 I^* ,并令 $\tilde{I} = I/I^*$,对式(20)进行归一化后有

$$\tilde{I} = \frac{2e\varepsilon_1\gamma\rho\cos(\pi/2 - \alpha)}{\pi(r^*)^2\sigma E^*mr_0R_f}\tilde{U}(\tilde{U} + 2) \quad (22)$$

可以看出,发射电流与电压间存在二次函数关系,且与流阻为反比关系。

对于毛细管型推力器的流阻,可直接用泊肃叶定律计算,即

$$R_f = \frac{128\mu l_{cap}}{\pi d_{cap}^4} \quad (23)$$

式中 d_{cap} , l_{cap} 分别为毛细管的管径和长度。

对于表面润湿型推力器,以最为常见的针形结构(圆锥形针尖+圆柱形针尾)为例,其流阻为^[25]

$$R_f = \frac{3\mu l_{cyl}}{\pi d_{cyl}^3} + \frac{3\mu \ln\left(1 + \frac{d_{cyl}}{2r_{cone}}\right)}{2\pi\delta_{film}^2 \tan\theta_{cone}} \quad (24)$$

式中 d_{cyl} 和 l_{cyl} 分别为圆柱段直径和长度, r_{cone} 为锥尖曲率半径, θ_{cone} 为锥半角, δ_{film} 为液膜厚度。式(24)右端两项分别为圆柱段流阻和圆锥段流阻。

对于多孔介质型推力器,以最常见的多孔薄片表面集成有圆锥形发射体的结构为例,其流阻可按式(25)计算^[26],即

$$R_f = (1 + c_{base}) \frac{\mu \left(\frac{\tan\theta_{cone}}{r_{cone}} - \frac{\cos\theta_{cone}}{h_{cone}} \right)}{2\pi\mathcal{K}(1 - \cos\alpha_{cone})} \quad (25)$$

式中 \mathcal{K} 为多孔介质渗透率, r_{cone} , h_{cone} 与 θ_{cone} 分别为多孔圆锥结构的尖端曲率半径、锥高及锥半角。 c_{base} 为系数,用来表示多孔基底相对于锥结构的流阻大小,一般有 $c_{base} \sim 1$ 。

为验证模型的准确性,图3针对毛细管型推力器,对比了式(22)得到的发射电流曲线与Suzuki等^[27]测量的实验数据。根据Suzuki等所用液体工质EMI-DCA的物性参数及毛细管的尺寸参数,分别取

$$\begin{cases} \gamma = 0.049 \text{ N/m} & \rho = 1080 \text{ kg/m}^3 \\ e/m = 10^6 \text{ C/kg} & \alpha = \pi/6 \\ \varepsilon_1 = 10 & \mu = 0.021 \text{ Pa}\cdot\text{s} \\ \sigma = 2.8 \text{ S/m} & E^* = 1 \times 10^9 \text{ V/m} \\ r^* = 1 \times 10^{-8} \text{ m} & d_{cap} = 1 \times 10^{-7} \text{ m} \\ l_{cap} = 1 \times 10^{-6} \text{ m} & \end{cases} \quad (26)$$

将式(26)代入式(22)中,并采用式(23)计算流阻,便得到图3所示的理论曲线。

采用毛细管型推力器进行验证,可以最大程度降低人为因素的干扰。在表面润湿型及多孔介质型推力器中,流阻计算涉及发射针表面的液膜厚度 δ_{film} 和多孔介质的渗透率 \mathcal{K} ,而现有文献都没有提供这两个参数。此外,对于多孔介质型推力器,单个多孔发射尖的尖端往往产生多个泰勒锥,存在流量分配的问题,影响了单个发射点流阻的计算。因此采用后两种推力器的实验数据进行验证会带来一定不确定性。

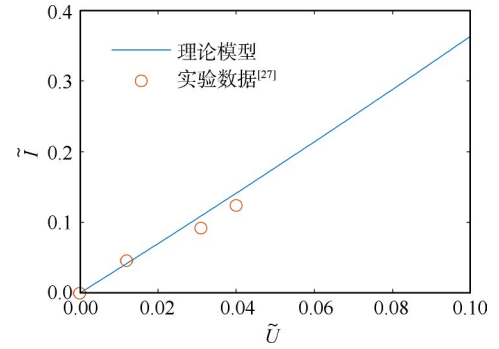


图3 发射电流理论模型验证

由图3看出,理论模型准确地反映了发射电流随电压的增长规律。在电压变化范围较小时,发射电流与电压之间近似呈线性关系,该趋势与大多数电喷雾推力器伏安特性的测试结果相符^[2,5,28-29]。但由式(22)可见,本质上,发射电流与电压呈二次函数关系。但该趋势只有在电压变化范围较大的时候可以看出,文献[30]中的数据验证了这一点。

离子液体物性参数 σ , ε_1 , ρ , γ , μ 对发射电流的影响也在公式(22)中得到体现。无量纲发射电流分别与这些参数成正比或反比。物性参数对发射电流的影响可统一用系数表示。

$$\Pi_{prop} = \frac{\varepsilon_1\gamma\rho}{\sigma\mu} \quad (27)$$

对于EMI-BF₄, EMI-Im, EMI-DCA等电喷雾推力器常用的离子液体, Π_{prop} 的取值一般在 10^4 左右(国际单位制),且变化范围很小。鉴于此,在后续讨论中参考应用最为普遍的EMI-BF₄工质,物性参数默认取值且在讨论中不再解耦物性参数的影响。

$$\begin{cases} \gamma = 0.045 \text{ N/m} & \rho = 1280 \text{ kg/m}^3 \\ \frac{e}{m} = 10^6 \text{ C/kg} & \alpha = \pi/6 \\ \varepsilon_1 = 10 & \mu = 0.037 \text{ Pa}\cdot\text{s} \\ \sigma = 1.4 \text{ S/m} & E^* = 6.9 \times 10^8 \text{ V/m} \\ r^* = 1 \times 10^{-8} \text{ m} & \end{cases} \quad (28)$$

流阻是影响发射电流水平的另一重要参数。图 4 展示了其对电流的影响。此时,其中,4 条实线分别表示流阻为 $2.4 \times 10^{22}, 1.5 \times 10^{21}, 9.4 \times 10^{19}, 5.9 \times 10^{18} \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^3$ 时的电流-电压曲线(以毛细管型推力器为参考,在毛细管长度 l_{cap} 统一取 1 mm 时,其对应的毛细管直径 d_{cap} 分别为 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 μm)。箭头所指方向为流阻增大的方向。由于流阻与毛细管管径的四次方成反比(对于多孔介质型,为多孔材料孔径),毛细管管径的轻微变化便可引起流阻大幅增加或减少,而发射电流与流阻成反比,因此,毛细管管径的微弱增大便使得发射电流随电压的增长速率急剧增大。考虑到实际中离子发射电流的范围有限,能维持弯月面进行稳定离子蒸发的毛细管直径或多孔材料孔径范围非常有限,必须准确设计供给系统的流阻。

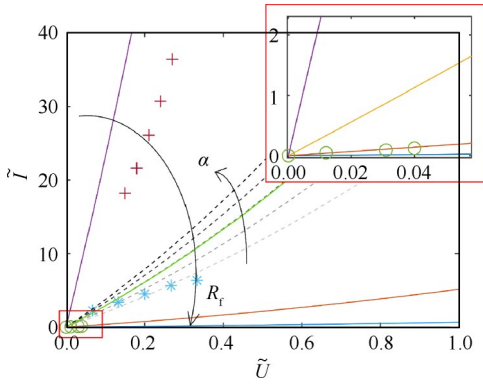


图 4 以流阻 R_f 和接触角 α 为参数的单发射点伏安特性

此外,图 4 中同时给出了 3 组实验数据。其中, $\circ, *, +$ 分别表示 100 nm 毛细管型推力器、表面润湿型推力器、多孔介质型推力器的单个发射点伏安特性,数据分别来自于文献[27, 31-32]。其所处的流阻为 $10^{18} \sim 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^3$ 。鉴于这些推力器取得了较好的发射特性,因而该数值范围可以为推力器流阻设计提供一定参考。但对于多孔介质型推力器,这一约束可以放宽。在多孔发射尖的尖端,往往会产生多个发射点进行离子发射,且发射点的数目会因流量增加而增多(发射点数目增多等同于流阻降低)。因此,多孔介质型推力器的此种自我调节能力使得其可以采取更小的流阻,如文献[32]中实际采用的流阻大小为 $10^{17} \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^3$ 。这也是多孔介质型推力器最终成为发展主流的内在原因。

图 4 中的一簇虚线为接触角 α 取不同值时的电流-电压曲线。对于被动式供液,弯月面内压为负, α 应小于 40.7° (内压为 0 时的泰勒锥半角)。因此,令 α 分别为 $40^\circ, 35^\circ, 30^\circ, 25^\circ, 20^\circ$ 。 α 沿箭头所指方向增

大。可以看出, α 对曲线斜率的影响程度远小于流阻。

3.3 单发射点稳定性分析

电喷雾推力器的伏安特性测试显示,当发射电流增大到一定程度以后,离子发射便进入不稳定状态^[33]。根据 Coffman^[21] 的研究,随着发射电流的增大,弯月面尖端的凸起也会逐渐伸长。当凸起长度大于某一值时,势必因瑞利不稳定引起凸起结构的破碎,从而引发离子发射的不稳定。本节对这一现象引起的发射不稳定进行分析。所用物理模型仍然如图 2 所示。

离子蒸发只在凸起的半球形端面进行,因而发射电流可以表示为

$$I = \frac{\pi r_{\text{hump}}^2 \sigma E_n^v}{\varepsilon_1} \quad (29)$$

且已知

$$E_n^v = E^* \quad (30)$$

因而可得凸起半径为

$$r_{\text{hump}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 I}{\pi \sigma E^*}} \quad (31)$$

根据文献[34],尖端场强可以如下计算,即

$$E_n^v = \frac{U}{r_{\text{hump}}} \left(\frac{l_{\text{hump}}}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

综合式(30),(31)与(32),可以得出凸起长度

$$l_{\text{hump}} = \frac{\varepsilon_1 E^* h_0}{\pi \sigma U^2} I \quad (33)$$

再将 $I-U$ 系式(20)代入式(33),便可得到凸起长度与电流之间的关系为

$$l_{\text{hump}} = \frac{1}{\frac{\pi \sigma r_0^2 R_f m}{\rho h_0 \varepsilon_0 \varepsilon_1 e E^*} + \frac{2 \pi C \sigma r_0 \gamma \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 h_0 E^*}} \frac{1}{I} \quad (34)$$

利用式(34)与式(31),可得到凸起的长径比,即

$$\frac{l_{\text{hump}}}{r_{\text{hump}}} = \frac{h_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 (E^*)^3}{\pi \sigma}} \sqrt{I}}{\frac{r_0^2 R_f m}{\varepsilon_0 \rho e} I + \frac{2 r_0 \gamma}{\varepsilon_0} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \ln\left(\frac{2 h_0}{r_0}\right)} \quad (35)$$

图 5 给出了以流阻为参数时 $r_{\text{hump}}, l_{\text{hump}}, l_{\text{hump}}/r_{\text{hump}}$ 随电流 I 的变化曲线。几何参数取值为 $h_0 = 2 \times 10^{-6} \text{ m}$, $l_{\text{cap}} = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$ 。

随着发射电流增大,凸起长度也随之增大。在起始阶段,凸起长度随电流的增长率较大,之后逐渐趋于一个稳定的值。也即凸起长度存在一个极限值。在式(34)中,令 $I \rightarrow \infty$,可得极限凸起长度为

$$l_{\text{lim}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \rho e h_0 E^*}{4 \pi m \sigma r_0^2 R_f} \quad (36)$$

根据式(36),极限凸起长度 l_{lim} 与流阻 R_f 成反比。而凸起半径 r_{hump} 随发射电流 I 单调递增。因此,长径比 l_{hump}/r_{hump} 随发射电流 I 增大先增大后减小。也即,凸起长径比存在极值。由图5(b)可见,这一极值随流阻的增大而降低,且对应的发射电流也随之降低。若长径比越大,凸起越不稳定,则该趋势意味着流阻的增大会提高凸起的稳定性,但同时会降低发射电流。

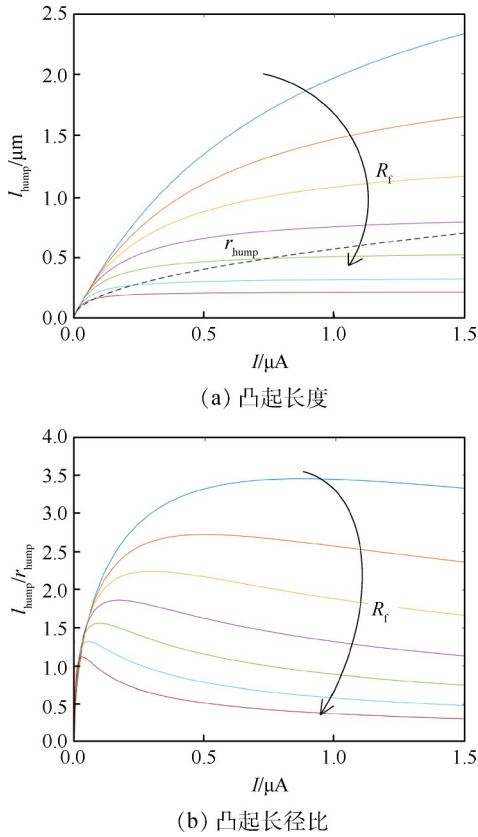


图5 凸起长度及长径比随发射电流变化

参考 Vladimirov 等^[34]的研究,当液体流经凸起所花费的时间大于凸起由于表面张力而破碎所花费的时间时,认为凸起是不稳定的,即

$$\frac{l_{hump}}{u_0} > t_0 \quad (37)$$

式中 u_0 和 t_0 分别为液体流速和凸起破碎所需时间。

根据瑞利的线性理论^[34]

$$t_0 = (2\omega_m)^{-1} \ln \frac{\gamma}{k_B T k_m^2} \quad (38)$$

式中 ω_m, k_m 分别为最大增长率及与其对应的波数, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为开氏温度。由此可将式(37)写为

$$l_{hump} > \frac{u_0}{2\omega_m} \ln \frac{\gamma}{k_B T k_m^2} \quad (39)$$

上式是在无粘假设下得到的结果。在纳米尺度,粘性的影响变得重要,考虑其影响后,式(40)可改写为^[34]

$$l_{hump} > \frac{u_0}{2\omega_m} \left(\ln \frac{\gamma}{k_B T k_m^2} + 2 \ln \frac{\mu k_m^2}{\rho \omega_m} \right) \quad (40)$$

式(40)右端为临界凸起长度,即

$$l_c = \frac{u_0}{2\omega_m} \left(\ln \frac{\gamma}{k_B T k_m^2} + 2 \ln \frac{\mu k_m^2}{\rho \omega_m} \right) \quad (41)$$

上式中的最大增长率 ω_m 及波数 k_m 可以根据带电射流的色散关系来求。参考文献[35],对于一个表面电场为 E_0 、半径为 r 的射流,给与初始扰动 $\tilde{\epsilon} e^{\tilde{\omega}t + \tilde{k}z}$ (其中, $\tilde{\epsilon} = \epsilon r, \tilde{\omega} = \omega \sqrt{\rho r^3 / \gamma}, \tilde{k} = kr$),存在色散关系,即

$$\frac{1}{N_{oh}^2} \left[1 - \tilde{k}^2 - 2N_E \left(1 - \tilde{k} \frac{K_1(\tilde{k})}{K_0(\tilde{k})} \right) \right] \tilde{k} \frac{J_1(\tilde{k})}{J_0(\tilde{k})} = (\beta^2 - \tilde{k}^4) + 2\tilde{k} \left(\frac{k J_0(\tilde{k}) - J_1(\tilde{k})}{J_0(\tilde{k})} \right) \times \left[(\beta^2 + \tilde{k}^2) - 2\tilde{k}^2 \frac{J_1(\tilde{k})}{J_1(\tilde{k})} \left(\frac{\beta J_0(\beta) - J_1(\beta)}{\tilde{k} J_0(\tilde{k}) - J_1(\tilde{k})} \right) \right] \quad (42)$$

式中 $\beta^2 = \tilde{k}^2 + \tilde{\omega}/N_{oh}, N_{oh} = \sqrt{\mu^2 / (\gamma \rho r)}, N_E = r \epsilon_0 E_0^2 / (2\gamma), K, J$ 分别表示第一类与第二类修正贝塞尔函数。

取工质为 EMI-BF₄, 利用式(42)可绘制出不同发射电流参数下(对应不同射流/凸起半径)的带电射流色散关系,结果如图6所示。沿箭头方向,电流参数 I 增大,取值范围为 0.1~1 μA。通过图6,可以进而得到不同发射电流参数下的最大增长率及相应的波数。将其代入公式(41)便可得到极限凸起长度 l_c 。

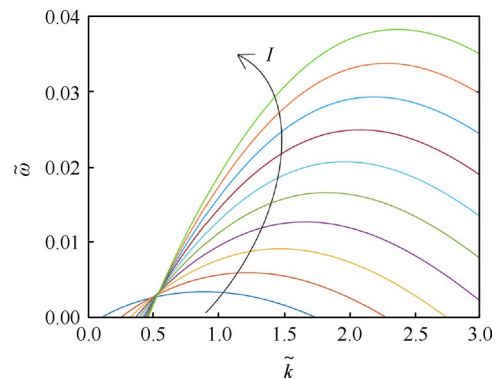
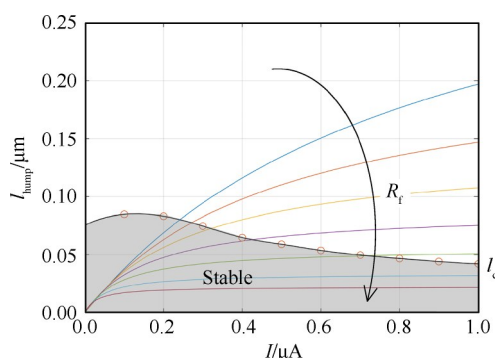


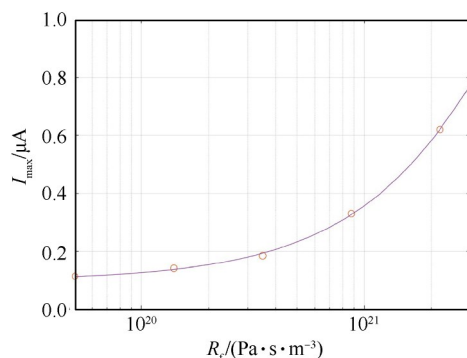
图6 带电射流色散关系

图7(a)对比了不同电流下的凸起长度 l_{hump} 与极限长度 l_c 的大小。其中,处于 l_c 曲线以下的区域为稳

定参数域。图7(b)进一步给出了不同流阻所对应的电流上限 I_{\max} 。对于所计算的情况, I_{\max} 基本处于0.1~1.0 μA 水平,这符合在实验中得到的结果。可以看出,发射电流上限受到供液装置流阻的极大影响。流阻越大,电流上限也越大。因此,考虑到推力器的发射稳定性,可以在设计时适当增大其供液装置流阻。但也不宜过度增大,否则电流随电压增长率会大幅降低,反而会导致发射电流降低。



(a) 弯月面凸起长度与极限凸起长度 l_{\max} 随电流 I 变化



(b) 最大发射电流随流阻变化

图7 弯月面凸起结构稳定性分析与最大发射电流

4 结论

本文通过研究,得到如下结论:

(1) 发射电流为外加电压的二次函数,与供液通道的流阻成反比,且发射电流对供液通道的孔径非常敏感。

(2) 纯离子模式下电喷雾推力器存在一个稳定发射的电流上限,发射电流超过此上限,液面尖端的凸起便会破碎。

(3) 流阻越大,稳定发射的电流上限越大。考虑到流阻与供液通道孔径的四次方成反比,在设计推力器时应严格控制供液通道的孔径大小:一方面,孔径不应太小,以避免发射电流过低;另一方面,孔径不应太大,以避免降低推力器的稳定性。参考现有取得较好

发射特性的案例,具体数值可以在 $10^{18}\sim 10^{21}$ $\text{Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^3$ 内选取。对于多孔介质供液式推力器,这一范围的下限可适当放宽。

致谢:感谢国家重点研发计划、国家自然科学基金、中央高校基本科研业务费、河北省科技计划、河北省科技创新项目、北京控制工程研究所先进空间推进技术实验室和北京市高效能及绿色宇航推进工程技术研究中心开放基金的资助。

参考文献

- [1] LOZANO P. Studies on the ion-droplet mixed regime in colloid thrusters [D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2003.
- [2] KREJCI D, MIER-HICKS F, THOMAS R, et al. Emission characteristics of passively fed electro spray microthrusters with propellant reservoirs [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2017, 54(2): 447-458.
- [3] COURTNEY D G, DANDAVINO S, SHEA H. Comparing direct and indirect thrust measurements from passively fed ionic electro spray thrusters [J]. Journal of Propulsion and Power, 2016, 32(2): 392-407.
- [4] NAOKI I, MASAYOSHI N, KATSUHISA M, et al. Fabrication of a high-density emitter array for electro spray thrusters using field emitter array process [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2019, 58: 4.
- [5] CHEN 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.
- [6] HUANG C J, LI J, LI M, et al. The current analysis of electro spray process on a single emitter with ionic liquid for micro propulsion [C]. Online: AIAA Propulsion and Energy 2020 Forum, 2020.
- [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 Y T, LI S P, WU Z W, 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] SUN W, WU Z W, SUN Z N, et al. Study on the control of propellant flow by electric field in ionic liquid electro spray thruster [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 183: 121926.
- [9] 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.
- [10] ZHANG J R, CAI G B, SHAHZAD A, et al. Ionic liquid electro spray behavior in a hybrid emitter electro spray

- thruster [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 175: 121369.
- [11] 张金瑞, 翁惠焱, 蔡国飙. 电喷雾推力器离子液体发射过程的分子动力学模拟研究[C]. 南京: 第十五届中国电推进学术研讨会, 2019.
- [12] ZHANG K, KUANG S, SUO X, et al. Analysis of beam currents under an oscillating cone-jet mode for developing high-precision electrospray thrusters [J]. *Journal of Applied Physics*, 2022, 131(9): 094501.
- [13] 高辉, 薛森文, 许诺, 等. 离子液体微推进技术试验研究进展[C]. 北京: 第十三届中国电推进学术研讨会, 2017.
- [14] 刘子健, 沈岩, 耿金越, 等. 离子液体推力器发射过程的初步实验研究进展[C]. 南京: 第十五届中国电推进学术研讨会, 2019.
- [15] LENGUITO G, GOMEZ A. Pressure-driven operation of microfabricated multiplexed electrosprays of ionic liquid solutions for space propulsion applications [J]. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 2014, 23(3): 689-698.
- [16] MILLER S W, PRINCE B D, BEMISH R J, et al. Electrospray of 1-butyl-3-methylimidazolium dicyanamide under variable flow rate operations [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(6): 1701-1710.
- [17] TERHUNE K J, KING L B, PRINCE B D, et al. The effects of magnetic surface stress on electrospray of an ionic liquid ferrofluid [C]. Salt Lake City: 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 2016.
- [18] MA C, BULL T, RYAN C. Feasibility study of a micro-electrospray thruster based on a porous glass emitter substrate [C]. Atlanta: Proceedings of the 35th International Electric Propulsion Conference, 2017.
- [19] HIGUERA F J. Model of the meniscus of an ionic-liquid ion source [J]. *Physical Review E-Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 2008, 77(2): 1-11.
- [20] COFFMAN C, 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).
- [21] COFFMAN C. Electrically-assisted evaporation of charged fluids: fundamental modeling and studies on ionic liquids [D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2016.
- [22] GALLUD X, LOZANO P C. The emission properties, structure and stability of ionic liquid menisci undergoing electrically assisted ion evaporation [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 933: 43.
- [23] IRIBARNE J V, THOMSON B A. On the evaporation of small ions from charged droplets [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 1976, 64(6): 2287-2294.
- [24] TAYLOR G. The force exerted by an electric field on a long cylindrical conductor [J]. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 1966, 291: 145-158.
- [25] MAIR G L R. The effects of flow impedance on the current-voltage characteristics of liquid-metal ion sources [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1997, 30(13): 1945-1950.
- [26] COURTNEY D G. Ionic liquid ion source emitter arrays fabricated on bulk porous substrates for spacecraft propulsion [D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2011.
- [27] SUZUKI K, NAGAO M, LIU Y, et al. Fabrication of nano-capillary emitter arrays for ionic liquid electrospray thrusters [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2021, 60: 3-9.
- [28] MAXIMO D V M, VELASQUEZ-GARCIA L F. Additively manufactured electrohydrodynamic ionic liquid pure-ion sources for nanosatellite propulsion [J]. *Additive Manufacturing*, 2020, 36: 101719.
- [29] HUANG C J, LI J L, LI M. Experimental characterization of the electrospray propulsive performance for ionic liquid propellants [J]. *Fuel*, 2023, 336: 126822.
- [30] COURTNEY D G, ALVAREZ N, DEMMONS N R. Electrospray thrusters for small spacecraft control: pulsed and steady state operation [C]. Cincinnati: 2018 Joint Propulsion Conference, 2018.
- [31] LOZANO P, MARTINEZ-SANCHEZ M. Ionic liquid ion sources: characterization of externally wetted emitters [J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2005, 282(2): 415-421.
- [32] GUERRA-GARCIA C, KREJCI D, LOZANO P. Spatial uniformity of the current emitted by an array of passively fed electrospray porous emitters [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016, 49(11): 115503.
- [33] CHEN C, CHEN M L, 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.
- [34] VLADIMIROV V V, GORSHKOV V N. Stability of liquid-metal ion sources [J]. *Applied Physics A*, 1988, 46: 131-136.
- [35] SAVILLE D A. Stability of electrically charged viscous cylinders [J]. *The Physics of Fluids*, 1971, 14: 1095-1099.

(编辑:白鹭)

Current model and stability analysis of single emission site in electrospray thrusters

CHEN Chong^{1,2}, XIA Guangqing^{1,3}, KANG Huifeng³, FAN Yipeng^{1,2}, LU Chang^{1,3}, SUN Bin^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Structural Analysis, Optimization and CAE Software for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;

2. Key Laboratory of Advanced Technology for Aerospace Vehicles of Liaoning Province, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;

3. Collaborative Innovation Center of Micro & Nano Satellites of Hebei Province, North China Institute of Aerospace Engineering, Langfang 065000, China)

Abstract: To enable a more comprehensive understanding of electrospray thrusters operating in pure ion mode, a theoretical model of the emitted current of electrospray thrusters was established. This was achieved by analyzing the force and liquid supply balance of a single emission site, while investigating the influence of parameters such as voltage and flow resistance of the liquid supply device on the emitted current. The results obtained exhibit a strong alignment with existing experimental data. The Raleigh stability of the protruding structure of the emission site was further analyzed based on the theoretical model of emitted current. An upper limit of the current for stable emission was determined, and the impact of flow resistance on this upper limit was assessed. The main findings are as follows: the emitted current demonstrates a direct proportionality to the square of the applied voltage and an inverse proportionality to the flow resistance. In pure ion mode, there exists a maximum limit of current for stable emission, beyond which the protruding structure at the tip of the emission site will fail. Additionally, an increase in flow resistance results in a higher upper limit of the emitted current.

Key words: Electric propulsion; Electrospray thruster; Pure ion mode; Current model; Stability analysis

Received: 2023-04-10; **Revised:** 2023-07-04.

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2304021

Foundation items: National Key R&D Program of China (2021YFE0116000); National Natural Science Foundation of China (12175032; 12102082; 12275044; 12211530449); Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (DUT22RC(3)078; DUT21GJ206; DUT22QN232); S&T Program of Hebei (YCYZ202201; 216Z1901G; 206Z1902G); S&T Innovation Program of Hebei (SJMYF2022X18; SJMYF2022X06); Advanced Space Propulsion Laboratory of BICE and Beijing Engineering Research Center of Efficient and Green Aerospace Propulsion Technology (LabASP-2022-04).

Corresponding author: XIA Guangqing, E-mail: gq.xia@dlut.edu.cn