第 49 卷 第 1 期：391-400 高电压技术 Vol.49, No.1: 391-400
2023 年 1 月 31 日 High Voltage Engineering January 31, 2023
DOI: 10.13336/j.1003-6520.hve.20220261

具有内外分段阳极结构的金属离子等离子体推进器的放电特性

刘文正，姜希涛，田　甲，张文俊，徐　帅，於金亮
（北京交通大学电气工程学院，北京 100044）

摘　要：金属离子等离子体推进器是一种通过烧蚀阴极金属材料，产生电离度高的金属离子等离子体，在 Hump 峰加速作用下从而定向喷射形成推力的推进器类型。文中提出了一种带有分段阳极结构的金属离子等离子体推进器(SA-MIPT)，该结构由圆锥状阴极、圆筒状绝缘套桶以及圆环状分段阳极组成。基于该金属离子等离子体推进器，探究了峰值电压维持时间 t_1 以及阳极吸收电子对金属等离子体的生成及喷射性能的影响。研究结果表明，当 t_1 从 0.4 μs 增大到 1.2 μs 时，单脉冲放电中生成的等离子体的定向传播速度、离子电流幅值以及离子电流与阴极电流的比值 G_r 分别提高了 1.7 倍、18 倍、15 倍。此外，研究发现采用减小阳极裸露面积或者阳极侧串联电阻的方法，能够有效提高从推进器喷口喷射出去的等离子体射流的喷射性能。当内阳极宽度 W 从 2 mm 减小到 0.1 mm 时，放电生成的离子电流峰值以及对应的 G_r 值分别提高了 2.41 倍、2.66 倍。当阳极宽度 W=2 mm 不变，在内阳极侧串联 1 MΩ 电阻后，放电生成的离子电流峰值以及对应的 G_r 值分别提高了 2.24 倍、2.52 倍。
关键词：金属等离子体射流；峰值电压维持时间；电子吸收；等离子体推进；离子电流

Discharge Characteristics of Metal Ion Plasma Thruster with Inner and Outer Segmented Anode Structure

LIU Wenzheng, JIANG Xitao, TIAN Jia, ZHANG Wenjun, XU Shuai, YU Jinliang
(School of Electrical Engineering, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract: The metal ion plasma thruster is a type of thruster that generates a high ionization degree of metal ion plasma by ablating the cathode metal material, and the directional jet is accelerated by the Hump peak to form thrust. In this paper, a metal ion plasma thruster with a segmented anode structure (SA-MIPT) is proposed, which consists of a conical cathode, a cylindrical insulating sleeve, and an annular segmented anode. Based on the metal ion plasma thruster, the effects of the peak voltage maintenance time t_1 and the absorption of electrons by the anode on the generation and ejection performance of metal plasma were investigated. The research results show that when t_1 increases from 0.4 μs to 1.2 μs, the directional propagation velocity, the ion current amplitude and the ratio of the ion current to the cathodic current of the plasma generated in the single-pulse discharge will increase by 1.7 times, 18 times, 15 times, respectively. In addition, the study find that the method of reducing the exposed area of the anode or the series resistance of the anode side can effectively improve the jetting performance of the plasma jet ejected from the nozzle of the thruster. When the inner anode width is reduced from 2 mm to 0.1 mm, the peak ion currents generated by discharge and the corresponding G_r value are increased by 2.41 times and 2.66 times, respectively. When the anode width W=2 mm is unchanged, and the 1 MΩ resistor is connected in series on the inner anode side, the peak ion current and the corresponding G_r generated by the discharge are increased by 2.24 times and 2.52 times, respectively.
Key words: metal plasma jet; peak voltage maintenance time; electron absorption; plasma propulsion; ion current

0　引言

金属离子等离子体推进器是利用真空脉冲放电烧蚀阴极金属材料而产生金属等离子体作为推力源的脉冲等离子体推进器类型。根据 Hump 理论可知，在电场的作用下，场致发射电子从阴极释放出来，产生的焦耳热熔化阴极金属，形成金属蒸汽。溢出的电子与金属蒸气中的金属原子相碰撞生成金属离子和电子，构成金属离子等离子体，然后在

基金资助项目：国家自然科学基金(51577011)。
Project supported by National Natural Science Foundation of China (51577011).

Hump 峰的加速作用下形成定向喷射的等离子体射流[1-4]。传统的脉冲等离子体推进器需携带气态或固态工质，通过电离气体工质或烧蚀固态工质产生定向喷射的等离子体，形成推进器的推力。微阴极电弧推进器是利用阴阳极间产生的微电弧放电，主要通过消耗阴极材料产生定向运动的金属离子等离子体形成推力，在放电机理上金属离子等离子体推进器与其相同。不同点在于金属离子等离子体推进器在放电过程中通过阳极绝缘等方式，抑制等离子体中的带电粒子流入阳极，从而减小两电极间的电流，使带电粒子不被束缚在阴阳极间，最终让更多等离子体喷出形成推力。该类型推进器具有更高的比冲，能够提供精确可控的推力，有着较好的应用前景，因而，近年来受到越来越多的关注[5-7]。但是目前脉冲真空放电中，由于产生的金属离子密度较低、定向传播的速度较小，所以等离子体射流形成的推力只能维持在 μN 级，导致金属离子等离子体推进器的实际应用受到了限制。众所周知，等离子体射流的喷射性能直接决定了推进器的推力大小。目前，国内外研究者已经采用改变外界条件或者增加外电磁场的方法提高了等离子体射流的喷射性能[8-12]。但是改变放电条件或者增加辅助电磁系统来提高等离子体源喷射性能的方式增加了推进系统的复杂度，减弱了电推进系统的结构优势。而从带电粒子生成及传播的角度讨论如何产生高性能金属等离子体射流的研究又相对缺乏。

在真空放电中，金属等离子体由阴极表面的阴极点生成[13-15]。并且，金属等离子体的生成量与阴极表面场致发射电场强度呈正相关关系[16]。刘文正通过电极结构的设计增强了阴极放电端的场致发射电场强度，从而提高了等离子体的密度[17]。但是，在脉冲金属等离子体射流喷射性能研究过程中，发现不仅仅是阴极表面的电场，放电过程中生成的带电粒子形成的新的动态的空间电场也对金属等离子体射流的生成及喷射性能有显著影响[18-19]。

在本研究中，提出了一种具有内外分段阳极的电极结构，该结构由放电端为圆锥状的阴极、圆筒状绝缘套筒以及圆环状阳极构成。其中，圆环状阳极由内阳极和外阳极组成。本文的研究目的是，在初始场致发射电场幅值相等的条件下，探究峰值电压维持时间 t_1(放电初期电子被阳极吸收的时间)以及阳极吸收电子两方面对金属等离子体射流生成及其喷射性能的影响。在实验研究过程中，采用改变阴极和内阳极之间放电通道的距离，改变内阳极的面积以及给内阳极侧连接电阻的方式分别对上述内容进行分析研究。本研究结果将为进一步揭示真空放电基本物理过程，高喷射性能金属等离子体射流的生成，以及金属离子等离子体推进器的设计提供参考。

1 实验装置

1.1 金属离子等离子体推进器结构及其电路系统

本研究系统主要由真空系统、金属离子等离子体推进器结构、单脉冲放电电路以及测量系统组成。所有的实验均在接地的不锈钢真空腔室内完成，真空系统的详细描述见文献[19-20]。使用 Nikon D3400 相机通过真空腔室侧面玻璃视窗拍摄电极间的放电现象，其曝光时间为 0.6 s。放电研究过程中，真空腔室内的气压被控制在 10^{-4} Pa。

本文提出了一种带有分段阳极的金属离子等离子体推进器的结构(metal ion plasma thruster with segmented anode, SA-MIPT)及其电路系统，如图 1 所示。

SA−MIPT 主要由铅金属阴极、聚四氟绝缘套筒、分段不锈钢金属阳极构成。金属阳极包括位于套筒内侧的内阳极以及套筒外侧的外阳极。阴极为圆锥状的柱状电极。阴极直径及圆锥椎尖高度分别为 6、4 mm。在阴极上的绝缘套筒套的外径为 8 mm；绝缘套筒喷口距离阴极锥端 16 mm。内阳极设置在绝缘套筒内壁上，其内径为 5.6 mm。外阳极设置在绝缘套筒外侧，其外径和宽度分别为 8.4、4 mm。

SA−MIPT 工作时，首先由阴极尖端在强电场作用下形成电子的场致发射。电子流形成的阴极斑点具有极高的热能，能使阴极“局部”金属熔化，生成金属蒸气[21]。场致发射电子与金属蒸气中的金属

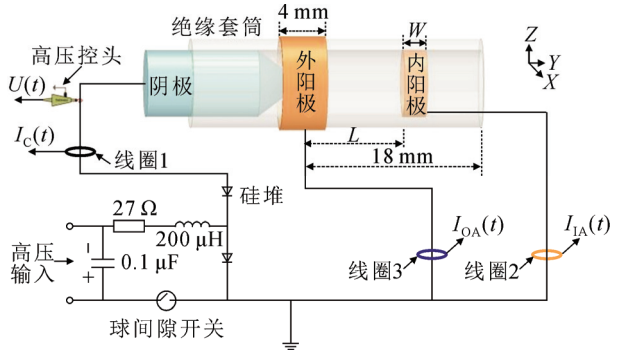


图 1 分段阳极电极结构及电路系统示意图

Fig.1 Schematic diagram of segmented anode electrode structure and circuit system

原子碰撞电离，从而形成金属离子等离子体。等离子体中的电子在电场作用下从阴极附近逃离，阴极近旁的金属正离子构成了正的空间电位区域。该正的空间电位(hump 峰)，一方面与阴极点间形成持续放电的维持电场，另一方面对正的金属离子形成作用力，推动金属离子等离子体以阴极点为中心向四周运动。在真空脉冲放电中，阳极主要起到两个作用。一个作用是在阴极端部形成放电所需的强电场；另一个作用是吸收阴极产生的带电粒子，并形成放电通道。在本研究中，通过分段阳极的设计，使阴极近旁的外阳极在阴极尖端产生强电场，有效降低放电电压幅值；而内阳极则通过增加与阴极间的距离，控制阳极对电子的吸收，

本文采用的单脉冲放电电路如图 1 所示。电压输出的范围为 0~–20 kV(详细的电路描述见文献[19-20])。放电过程中，阴极与放电电路的负高压端相连，内阳极和外阳极分别接地。电极间的放电电压由悬挂在阴极引出线上的高压探头 Tektronix P6015A 直接测量。流过阴极侧的放电电流 $I_C(t)$(阴极电流)、内阳极侧的放电电流 $I_{IA}(t)$(内阳极电流)以及外阳极侧的放电电流 I_{OA}(外阳极电流)分别由 3 个相同的，设置在阴极引出线和内外阳极引出线上的罗氏线圈同时测得。高压探头及罗氏线圈的测量位置如图 1 所示。高压探头的输出信号 $V(t)$和罗氏线圈的输出信号 $I_C(t)$、$I_{IA}(t)$、$I_{OA}(t)$都由示波器 Tektronix TBS 1154 记录。

1.2　双 Langmuir 探针测量系统

本文采用如图 2 所示的双 Langmuir 探针系统对等离子体的定向传播速度进行测量。这种方式已被多次应用于脉冲放电等离子体参数的诊断[17-20,22]。

由于本研究系统工作在脉冲模式，整个放电过程是一个瞬态过程(微秒级)。因而，在测量等离子体定向传播速度时，首先，将相隔为 25 mm 的双 Langmuir 探针放置于电极结构几何中心轴线上，距离绝缘套筒喷口 170 mm。在放电前，双探针上分别施加正直流电压，放电后生成的等离子体射流从绝缘套筒喷口轴向向外喷射，分别传播到探针 1 和探针 2。流过双探针上的电子电流波形由示波器 Tektronix TBS 1154 记录。双探针之间的距离除以两电子电流峰值间的时间间隔得到等离子体的定向传播速度 v。为了减小误差，取 10 次测量得到的等离子体的定向传播速度 v 的平均值。

1.3　离子电流测量系统

由于金属离子等离子体推进器的推进性能是由金属离子的数量和定向运动的能量决定的。为了讨论不同放电结构单次脉冲放电过程中金属离子的生成量，本文采用半球形的收集器对离子电流进行了测量。测量系统的示意图如图 3 所示。这种测量方式已被应用于真空脉冲放电离子电流的测量[23]。

采用的半球形收集器的半径为 50 mm，材料为不锈钢。与双 Langmuir 探针测量系统测量方法相似，在推进器放电前，首先将半球形收集器放置于距离绝缘套筒喷口 50 mm 处，使半球形收集器的几何中心和绝缘套筒喷口几何中心重合，并在半球形探针上施加–100 V 直流电压。然后，放电生成的等离子体运动到半球形收集器上时，使用示波器 Tektronix TBS 1154 记录所测得的离子电流波形。为了减小误差，取 10 次离子电流幅值的平均值。在本研究中，离子电流测量和双 Langmuir 探针测量分别进行。

为了评估等离子体射流中的离子数量，本文定义了一个参数 G_r。它等于单次脉冲放电中，离子电流 I_{ion} 与阴极电流 I_C 的比值，即

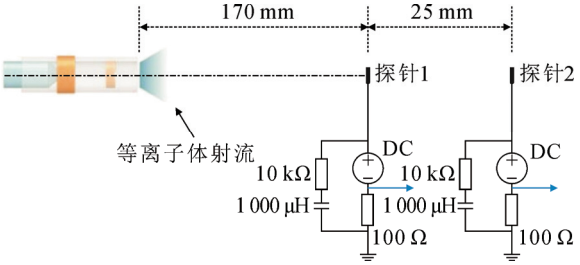


图 2　双 Langmuir 探针测量系统示意图

Fig.2　Schematic diagram of double Langmuir probe measurement system

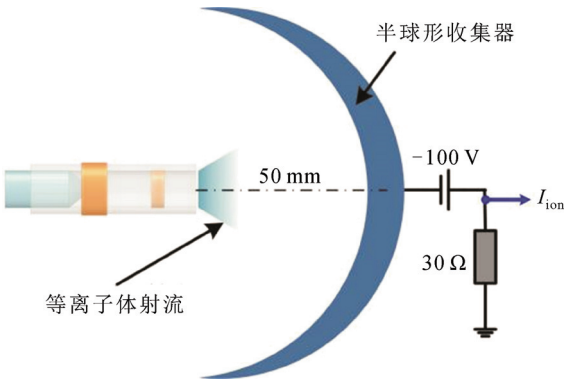


图 3　半球形收集器离子电流测量系统示意图

Fig.3　Schematic diagram of the ion current measurement system of the hemispherical collector

$$G_{\mathrm{r}}=\frac{I_{\mathrm{ion}}}{I_{\mathrm{C}}} \tag{1}$$

G_{r}幅值越大，说明金属离子的生成效率越高。另外。由于金属离子等离子体推进器的推进性能，包括推力和推功比，都是由生成的金属离子的数量和定向传播能量决定的。因此推测可知，G_{r}越大，金属离子等离子体推进器的推进性能更好。

2 内阳极位置对等离子体射流的影响

在本节中，基于图 1 所示内外分段阳极的推进器结构，探究了峰值电压维持时间对推进器放电特性及等离子体射流生成特性的影响。在实验研究过程中，通过改变阴极和内阳极间放电通道的长度 L，来改变峰值电压维持时间(放电初始阶段电子被阳极吸收的时间)。

当内阳极的宽度 W=2 mm 时，分别设置 L 为 4、10、14 mm，相应的推进器结构分别记为 SA_{L4W2}−MIPT、SA_{L10W2}−MIPT、SA_{L14W2}−MIPT。然后，对不同峰值电压维持时间下的放电现象及生成的等离子体射流形态进行了记录。最后，基于电场仿真，对放电过程中金属等离子体射流的生成和定向喷射机理进行了分析。

2.1 等离子体射流生成

真空放电中，电极间的长曝光放电照片有助于更好地理解不同结构放电过程中带电粒子的传播过程及生成的等离子体射流的喷射性能。

采用 3 种不同类型的推进器 SA_{L4W2}−MIPT、SA_{L10W2}−MIPT、SA_{L14W2}−MIPT，并在储能电容上施加 10 kV 电压(电容器 C=0.1 μF，相当于储能 5 J)，进行放电实验。放电过程中单次脉冲持续时间 T 为十几微秒，实验过程中使用的 Nikon D3400 照相机的曝光时间为 0.6 s(远大于单次脉冲放电持续时间 T)，拍摄 3 种推进器的等离子体射流照片见图 4。

由图 4 可知，当内阳极处于不同位置时，阴极锥端和内阳极之间均有明亮的发光区域。放电通道长度 L 越长，发光区域面积越大。并且，由图 4(c)可知，SA_{L14W2}−MIPT 在绝缘套筒喷口处形成了明显可见的等离子体射流。

采用 MATLAB 软件对图 4(a)中放电照片的发光强度分布进行测量。取电极结构的中心轴线位置为测量处，其发光强度分布如图 5 所示。

在图 5 中，横坐标的 0 点为阴极锥端位置。定义相对光强≥150 为强等离子体射流区域，其长度

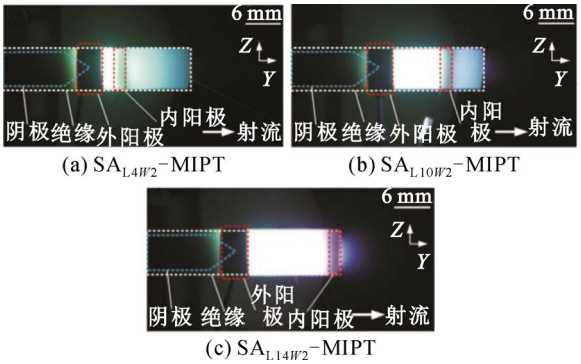


图 4 当储能电压为 10 kV(5 J)时，放电照片侧视图

Fig.4 The side view of the discharge photo when the energy storage voltage is 10 kV (5 J)

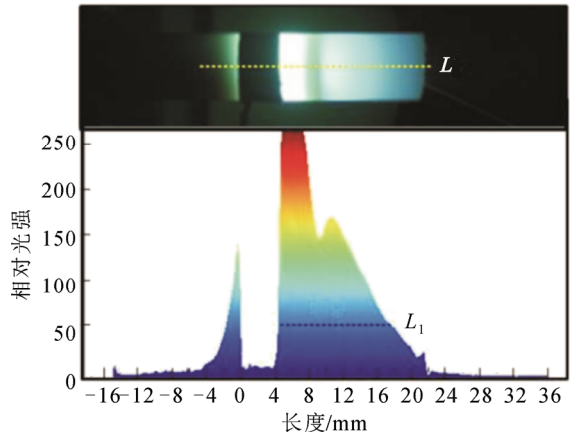


图 5 基于 SA_{L4W2}−MIPT 结构测得的发光强度分布图

Fig.5 Light intensity distribution based on SA_{L4W2}−MIPT structure

L_1 为强等离子体射流长度。

由图 5 可知，采用 SA_{L4W2}−MIPT 放电生成的强等离子体射流的喷射长度约为 6.5mm。采用相同的方法，测得 SA_{L10W2}−MIPT、SA_{L14W2}−MIPT 放电生成的强等离子体射流长度分别为 13、20 mm。也即是说，在相同的储能水平下，与 SA_{L4W2}−MIPT 结构相比，采用 SA_{L14W2}−MIPT 推进器结构放电生成的强等离子体射流的喷射长度增大约 3 倍。

2.2 放电特性

对 3 种不同推进器进行放电实验，测量其各项参数，发现放电电压波形及放电电流波形均有较好的重复性(重复性误差小于 4%)。当储能电容上施加电压为 10 kV 时，3 种不同结构推进器的典型放电电压及放电电流波形，包括阴极电流、内阳极的电流以及外阳极电流，如图 6 所示。不同推进器结构的放电参数如表 1 所示。

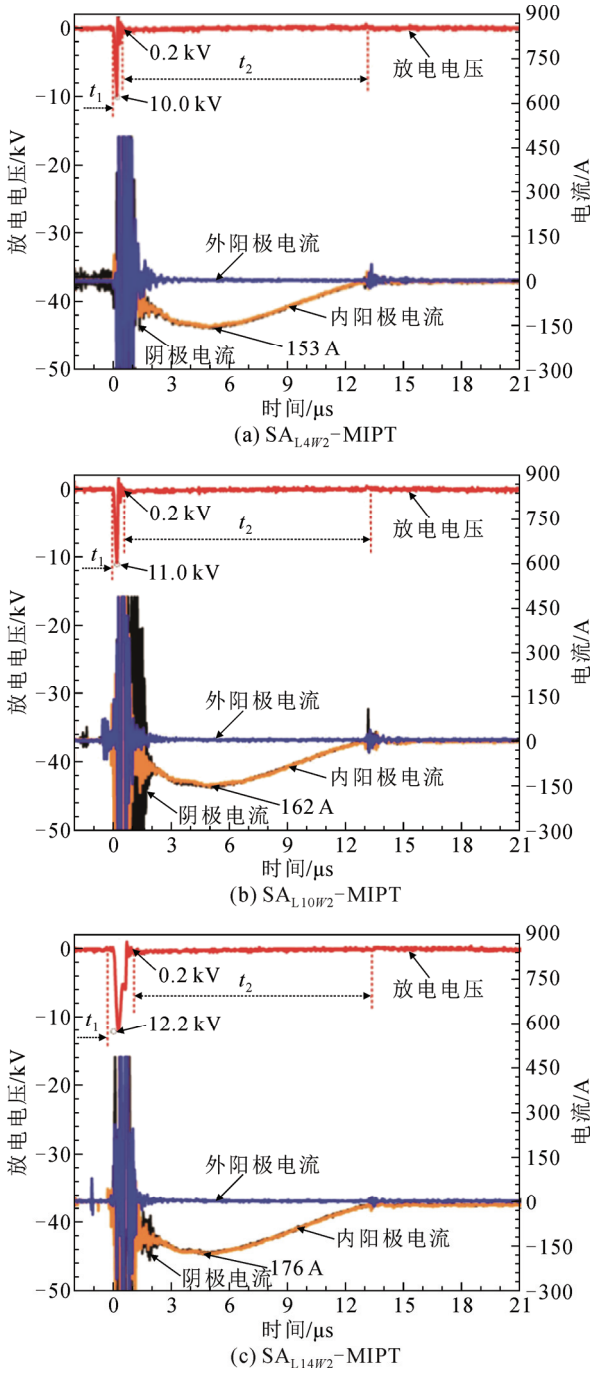


图 6　当储能电容上施加电压为 10 kV(5 J)时，测得的典型的放电电压及放电电流波形

Fig.6　The typical discharge voltage and discharge current waveforms when the voltage applied to the energy storage capacitor is 10 kV (5 J)

由图 6 及表 1 中的数据可知，对于以上 3 种推进器，外阳极的电流幅值都为 0。原因是因为在本研究中，由于绝缘套筒的存在，阴极与外阳极之间不形成放电通道，所以外阳极的主要作用是为电子场致发射提供所需的电场。此外，内阳极电流与阴极电流的幅值和持续时间基本相等。并且，随着 t_1 的增大，放电电压的幅值和持续时间的幅值也逐渐增大，阴极侧和内阳极侧的电流幅值及持续时间也呈增大趋势。

表 1　不同推进器结构的放电参数

Table 1　Discharge parameters of different thruster structures

L /mm	t_1 /μs	放电电压 /kV	阴极电流峰值/A	持续时间 /μs	I_{IA} 峰值 /A	持续时间 /μs	OA 峰值 /A
4	0.4	10.0	153	13.1	153	13.1	0
10	0.7	11.0	160	13.3	160	13.3	0
14	1.2	12.2	176	13.6	176	13.6	0

2.3　基于 SA−MIPT 的金属等离子体射流生成机理分析

在小电流真空放电过程中，根据电子场致发射理论，电极间的电场分布对电极的放电特性和等离子体射流的生成特性具有重要的影响[16]。本研究采用电场仿真软件 Ansys Electronics 3D，对电极结构的空间电场的矢量分布进行了仿真，结果如图 7 所示。可以看出，3 种推进器的最大电场强度都分布于阴极尖端。并且，在误差范围内，最大场致发射电场强度近似相等，约为 10^7 V/m。因而在该电压下，阴极表面电场强度值足以使得电子发生场致发射。对于本文提出的分段阳极 MIPT 结构，内阳极的存在不影响场致发射电场。此外，由于在实际的电极制造过程中，阴极表面会存在凸起，所以导致实际的局部电场强度值还会增大一到两个数量级[24-25]。在进行 150 次脉冲放电实验后，观察阴极、绝缘套筒以及阳极表面，发现阴极表面有明显的烧蚀现象，而绝缘套筒内壁以及阳极表面没有烧蚀现象。此实验结果和前期分析是一致的。

因而，结合 3.1—3.2 节中的数据，分析不同长度的 L 对应的放电参数以及等离子体射流性能，发现产生该现象的主要原因是受到放电过程中带电粒子运动所形成的动态空间电场的影响。

根据图 7 可知，由于外阳极的存在，以及内外阳极等电位，形成了阴极与内阳极之间的特殊空间电场区域 R，在 R 区域中，左右两侧电力线方向相反。然后，随着 L 的增大，R 区域逐渐向远离阴极的方向移动。当从阴极生成的带电粒子运动到 R 区域的左侧时，电子继续向前运动，而部分离子受到阻碍，因此在阴极近旁堆积，促进了阴极近旁空间电位 V_C 的形成。V_C 一方面能够进一步促进电子的场致发射，同时还加速了阴极近旁后续生成的离子

向阳极方向运动[26-27]。从而，在阴极近旁的 V_C 以及电子–离子间作用力共同作用下等离子体向内阳极运动。运动到内阳极近旁的部分带电粒子进入内阳极形成内阳极电流，其他的带电粒子从绝缘套筒喷口喷射出去形成等离子体射流。

结合图 6 和图 7 中的数据分析可知，随着 L 值增大，从阴极放电端生成的离子运动过 R 区域最后到达内阳极的难度增大，因而峰值电压维持时间 t_1 延长，且相对应的放电电压增大。根据 Hump 理论推测可知，t_1 增大，有更多的金属离子在阴极近旁堆积，从而在阴极近旁形成一个更高的 Hump 电位。因而，采用 SA_{L14W2}–MIPT 放电生成的金属等离子体射流的定向传播速度以及离子电流幅值是最大的。

3 不同电子吸收量下等离子体射流的生成

本节探究了内阳极吸收电子对推进器放电特性、等离子体生成特性以及喷射性能的影响。在研究过程中，通过改变内阳极的宽度 W 和内阳极侧串联电阻的方式来进行对比实验分析。

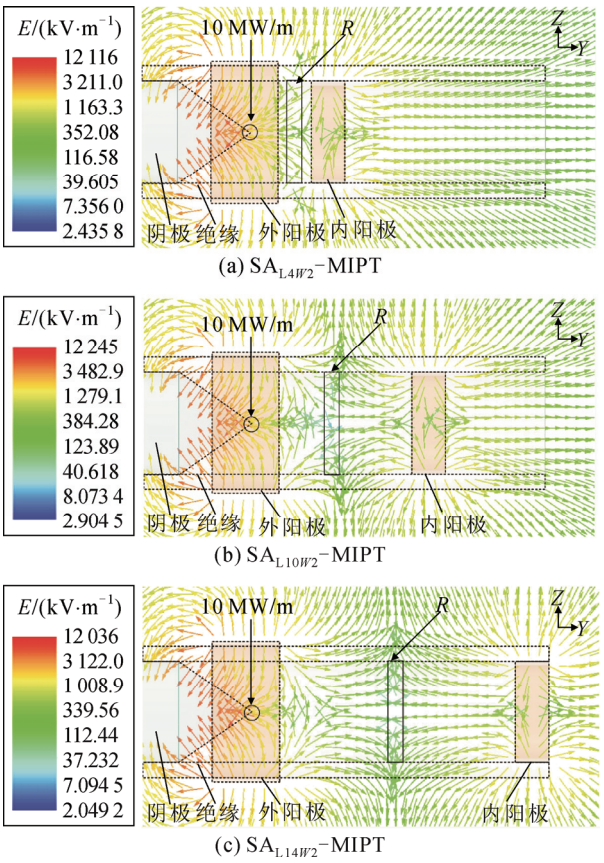


图 7 电极间空间电场矢量分布

Fig.7 Vector distribution of space electric field between electrodes

3.1 内阳极宽度 W 的影响

本节主要探究内阳极的宽度 W(如图 1 所示)对等离子体射流生成及喷射性能的影响。在实验研究过程中，保持内阳极的内、外径大小不变，使内阳极的宽度 W 由 2 mm 变为 0.1 mm(标注为 $SA_{L14W0.1}$–MIPT)。当储能电容器的电压为 10 kV 时，采用曝光时间为 0.6 s 的相机 Nikon D3400 拍摄到的放电照片如图 8(a)所示。

结合图 4(c)和图 8(a)中的现象可知，随着内阳极宽度 W 的减小，在绝缘套筒喷口处形成的等离子体射流的喷射长度和亮度都明显增大。当内阳极宽度 W 从 2 mm 减小到 0.1 mm 时，强等离子体射流长度增大了 10 mm。图 8(b)为 $SA_{L14W0.1}$–MIPT 放电时所测得的典型的放电电压及放电电流波形。

由图 8(b)可知，当内阳极宽度从 2 mm 减小到 0.1 mm 时，放电电压增大 9%，阴极电流的幅值减小 9%。但是，阳极电流幅值占阴极电流幅值的比率减小 62.5%(从 1 减小到 37.5%)。

分析可知，随着内阳极宽度 W 的减小，内阳极的裸露面积减小，进入内阳极的带电粒子数量减少，

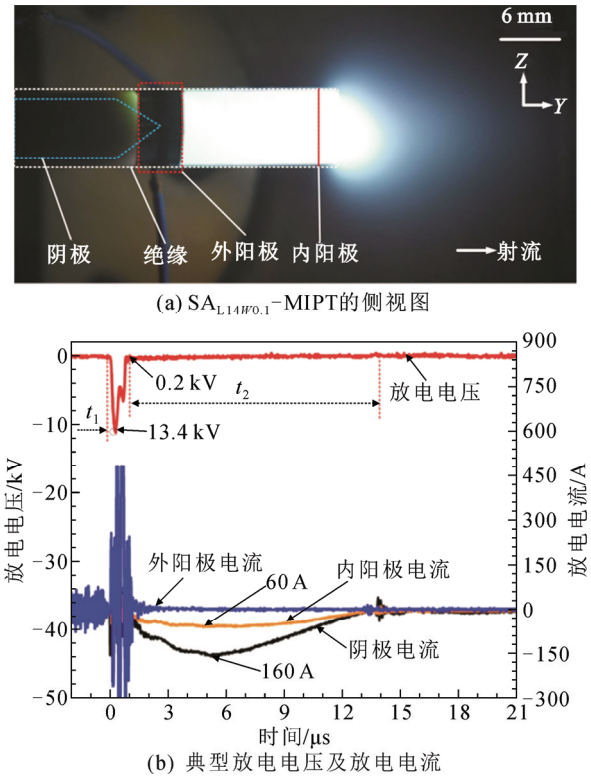


图 8 基于 $SA_{L14W0.1}$-MIPT 的侧视图和典型的放电电压及放电电流波形

Fig.8 The side view and typical discharge voltage and discharge current waveforms based on $SA_{L14W0.1}$-MIPT

从电极喷射出去的带电粒子数量明显增多。根据以上数据推测，采用较小的内阳极能够有效提高从电极喷射出去的金属等离子体射流的喷射性能。

3.2　阳极侧串联电阻 *R* 的影响

本节探究了阳极侧电阻对推进器放电特性及等离子体射流生成特性的影响，采用的推进器结构如图 9 所示。在图 9 所示电极结构中，内阳极通过一个 1 MΩ 的电阻接地，外阳极直接接地，其他结构尺寸参数与图 4(c)所示的结构相同，记为 SA_{L14W2}−R−MIPT。

采用如图 9 所示的电极结构进行放电实验，储能电容器的电压为 10 kV，得到的放电现象以及典型的放电电压及放电电流波形如图 10 所示。由图 10(a)可以看出，与 SA_{L14W2}−MIPT 放电生成的等离子体射流相比(如图 4(c)所示)，采用阳极侧串电阻的 SA_{L14W2}−R−MIPT 放电生成的强等离子体射流喷射长度增大了 6 mm。由图 10(b)也可以看出，与内阳极没有加电阻的 SA_{L14W2}−MIPT 相比，放电电压幅值和 t_1 分别增加了 18%、2.8 倍。而阴极电流幅值减小了 20%，但是维持时间增大了 1.47 倍。此外，内阳极电流接近为 0 A。

分析可知，带电粒子在空间电场作用下运动到内阳极形成放电电流。流过电阻的电流在电阻两端形成电压。由于电阻的一端是接地的，于是与电阻另一端相连的阳极电位得到了提升。阳极电位的提升，阻碍后续带电粒子进入阳极。因此，从阴极生成的带电粒子几乎全部从绝缘套筒喷口喷出形成等离子体射流。与 SA_{L14W2}−MIPT 相比，此结构中电子不能被及时吸收，电弧通道的形成难度进一步增加，t_1 值增大，因而放电电压幅值以及 T 都明显增大。

4　5 种 SA-MIPTs 生成的等离子体射流的参数分析

根据第 2、3 章的讨论，在相同的储能条件下，不同电极结构的金属离子等离子体推进器的放电参数和放电现象明显不同。在本节中，对 5 种不同金属离子等离子体推进器，SA_{L4W2}−MIPT，SA_{L10W2}−MIPT，SA_{L14W2}−MIPT，$SA_{L14W0.1}$−MIPT，SA_{L14W2}−R−MIPT 进行参数测量。首先采用如图 2 所示的双 Langmuir 探针，在单次脉冲放电中，对生成的金属等离子体射流的定向传播速度进行了测量。其次，采用如图 3 所示的半球形测量系统对单次脉冲放电中的离子电流幅值 I_{ion} 以及对应的 G_r 值随储能电容水平 E(5 J, 7 J, 9 J, 11 J,13 J)的变化进行了测量。

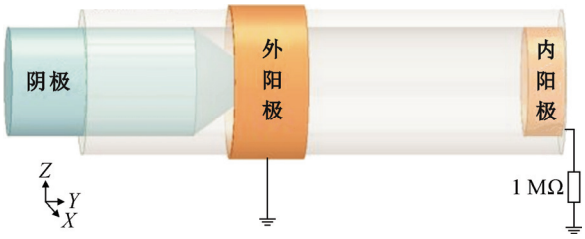
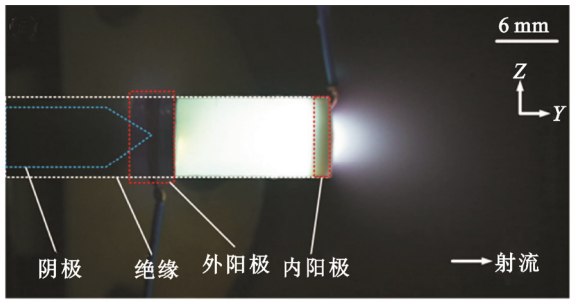
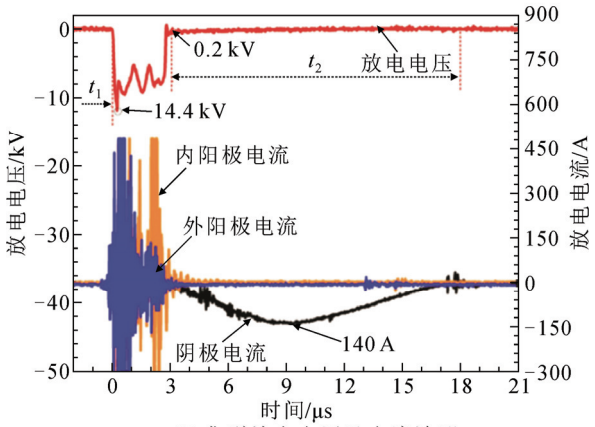


图 9　SA_{L14W2}-R-MIPT 结构示意图

Fig.9　SA_{L14W2}-R-MIPT structure diagram



(a) SA_{L14W2}−MIPT的侧视图



(b) 典型放电电压及电流波形

图 10　基于 SA_{L14W2}-R-MIPT 的侧视图和典型的放电电压及电流波形

Fig.10　The side view and typical discharge voltage and current waveforms based on SA_{L14W2}-R-MIPT

4.1　等离子体射流定向传播速度

图 11 所示为本文讨论的 5 种不同结构推进器放电生成的金属等离子体射流定向传播速度图。

由图 11 可知，当 t_1 增大时，生成的等离子体射流的定向运动速度也增大。当 t_1 从 0.4 μs 增大到 1.2 μs 时，射流的定向传播速度从 8.5×10^3 m/s 增大到了 2.2×10^4 m/s，增大了约 2.5 倍。

4.2　离子电流幅值

通过提高施加在储能电容器上的电压，提高储能水平，从而对不同储能下的离子电流进行测量。

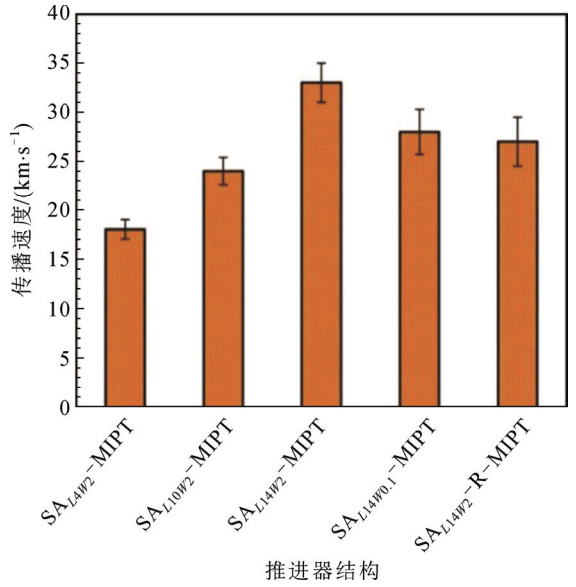


图 11 等离子体射流的定向传播速度图

Fig.11 Directional propagation velocity diagram of plasma jet

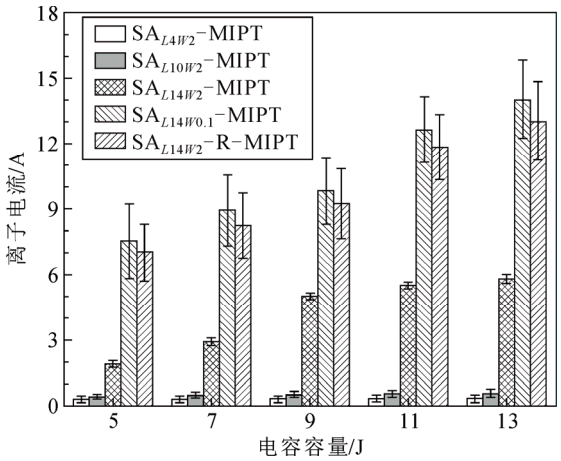


图 12 在单次脉冲放电生成的离子电流幅值 I_{ion} 随输入能量的变化图

Fig.12 Variation of the ion current amplitude I_{ion} generated in a single pulse discharge with the input energy

图 12 所示为 5 种推进器在单次脉冲放电中的离子电流幅值 I_{ion} 随储能水平变化图，图中误差线表示测量误差的最大值。

由图 12 可知，随着系统输入能量的提高，对于以上 5 种金属离子等离子体推进器，放电生成的离子电流幅值的峰值都是逐渐提高的。并且，在相同的储能水平下，放电生成的金属离子电流幅值 I_{ion} 都遵循以下关系：$I_{ion}(SA_{L14W0.1}-MIPT)>I_{ion}(SA_{L14W2}-R-MIPT)>I_{ion}(SA_{L14W2}-MIPT)>I_{ion}(SA_{L10W2}-MIPT)>I_{ion}(SA_{L4W2}-MIPT)$。离子电流幅值随系统输入能量增加而增加的量也是遵循相同的关系。

随着阴极与内阳极之间的轴向距离 L 增大，生成的离子电流幅值峰值也增大。当系统输入能量为 13 J 时，与 L=4 mm 时的金属离子等离子体推进器相比，采用 L=14 mm 的推进器进行放电，生成的离子电流幅值的峰值从 0.32 A 提高到 5.80 A，提高了约 18 倍。

此外，通过减小阳极裸露面积以及给阳极侧串联电阻的方法能够提高从电极喷射出来的金属离子数量。当储能水平为 13 J 时，与 SA_{L14W2}−MIPT 相比，采用 $SA_{L14W0.1}$−MIPT 以及 SA_{L14W2}−R−MIPT 放电生成的金属离子数量分别提高了 2.41 倍、2.24 倍。分析可知，与 SA_{L14W2}−MIPT 相比，采用 $SA_{L14W0.1}$−MIPT 以及 SA_{L14W2}−R−MIPT，虽然单次脉冲放电中生成的带电粒子总体数量减小，但是进入阳极的带电粒子数量也减小，总的净电流幅值增大，因而测得的喷射出去的金属离子数量增大。

4.3 离子电流峰值与阴极电流峰值的比值 G_r

图 13 所示为 5 种推进器在单次脉冲放电中离子电流峰值与阴极电流峰值的比值 G_r 随输入能量的变化图。

由图 13 可以看出，对于以上 5 种不同金属离子等离子体推进器结构，在相同的储能水平下，对应的 G_r 都遵循以下关系：$G_r(SA_{L14W0.1}-MIPT)>G_r(SA_{L14W2}-R-MIPT)>G_r(SA_{L14W2}-MIPT)>G_r(SA_{L10W2}-MIPT)>G_r(SA_{L4W2}-MIPT)$。

随着阴极与内阳极之间的轴向距离 L 增大，对应的离子电流峰值与阴极电流峰值的比值 G_r 也增大。对于 SA_{L14W2}−MIPT，当储能水平为 11 J 时，G_r 幅值达到最大值 2.4，为 SA_{L4W2}−MIPT 最大值 G_r(7 J)的 15 倍。此测量结果与 3.1 节中的推测结果一致。并且，对于 SA_{L4W2}−MIPT、SA_{L10W2}−MIPT、SA_{L14W2}−MIPT 3 种金属离子等离子体推进器，随着输入能量的增大，其 G_r 都是呈现先增大后减小的特征。分析可知，对于这 3 种推进器结构，随着输入能量的增大，阴极电流增大，带电粒子的生成量也增大。但是，大部分的带电粒子都进入了内阳极形成了内阳极电流，从绝缘套筒喷射出去的带电粒子数量相对减少。因而，随着输入能量的增大，G_r 值反而逐渐减小。

此外，对于 $SA_{L14W0.1}$−MIPT 以及 SA_{L14W2}−R−MIPT，随着储能水平的增大，对应的 G_r 值逐渐增大。并且，通过减小阳极裸露面积以及给阳极侧串

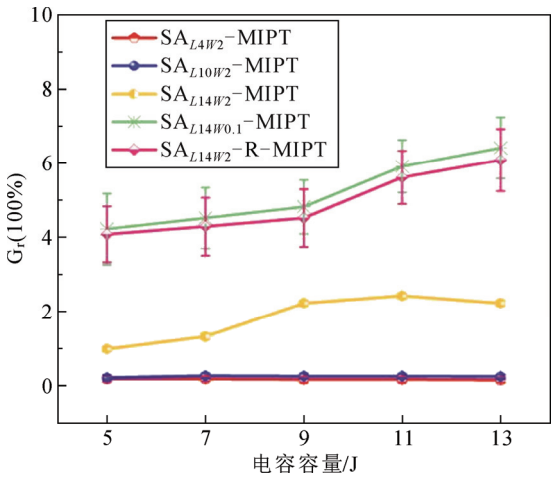


图 13　单次脉冲放电生成的离子电流与阴极电流比值 G_r 随输入能量的变化图

Fig.13　Variation diagram of the ratio of ion current to cathode current G_r generated by single pulse discharge with input energy

联电阻的方法能够提高 G_r 的幅值。当储能水平从 5 J 增大到 13 J 时，$SA_{L14W0.1}$−MIPT 以及 SA_{L14W2}−R−MIPT 的 G_r 幅值分别从 4.2、4.1 增大到了 6.4、6.1。它们分别是 SA_{L14W2}−MIPT 对应的 G_r 的 2.66 倍、2.52 倍。

5　结论

1）在小电流真空放电中，电极产生的电子被吸收的越慢，电极间电弧通道越难形成，相应的击穿电压幅值增大，峰值电压维持时间增长。

2）实验发现，在金属等离子体射流生成过程中，通过调节放电初期电子被内阳极吸收的速度和被吸收的数量，能够提高金属等离子体射流的喷射性能。

3）通过减小内阳极宽度和内阳极串电阻两种方式能够有效控制进入阳极的带电粒子数量，从而提高等离子体射流的喷射性能，包括等离子体的定向传播速度、离子电流幅值、离子电流峰值与阴极电流峰值的比值 G_r。

参考文献　References

[1] KEIDAR M, BEILIS I I, BROWN I G. Multiply charged ion transport in free boundary vacuum arc plasma jet[J]. Journal of Applied Physics, 1998, 84(11): 5956-5960.

[2] 田　甲，刘文正，张文俊，等. 脉冲金属离子等离子体推进器的等离子体生成和传播特性[J]. 强激光与粒子束，2021，33(6)：065020.
TIAN Jia, LIU Wenzheng, ZHANG Wenjun, et al. Generation and propagation characteristics of plasma applied to pulsed metal ion plasma thruster[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2021, 33(6): 065020.

[3] LIU W Z, ZHANG W J, TIAN J, et al. Study on generation characteristics of plasma jets of multi-electrode in a pulse vacuum discharge[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(11): 115011.

[4] 赵　雨，杨　飞，孙　昊，等. 基于 PIC-MCC 方法真空直流断路器弧后金属蒸气击穿过程分析[J]. 高电压技术，2021，47(6)：2141-2148.
ZHAO Yu, YANG Fei, SUN Hao, et al. Analysis of metal vapor breakdown process of vacuum DC circuit breaker after arc based on PIC-MCC method[J]. High Voltage Engineering, 2021, 47(6): 2141-2148.

[5] LUN J, DOBSON R T, STEYN W H. Performance measurements of a medium-current short-pulsed vacuum arc thruster[J]. Experimental Techniques, 2014, 38(3): 6-16.

[6] LEVCHENKO I, XU S, TEEL G, et al. Recent progress and perspectives of space electric propulsion systems based on smart nanomaterials[J]. Nature Communications, 2018, 9: 879.

[7] NEUMANN P R C, BILEK M, MCKENZIE D R. A centre-triggered magnesium fuelled cathodic arc thruster uses sublimation to deliver a record high specific impulse[J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(9): 094101.

[8] ZOLOTUKHIN D B, DANIELS K P, BANDARU S R P, et al. Magnetoplasmadynamic two-stage micro-cathode arc thruster for CubeSats[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28(10): 105001.

[9] NEUMANN P R C, BILEK M M M, TARRANT R N, et al. A pulsed cathodic arc spacecraft propulsion system[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2009, 18(4): 045005.

[10] LIU W Z, ZHANG D J, KONG F. The impact of electrode configuration on characteristics of vacuum discharge plasma[J]. Plasma Science and Technology, 2012, 14(2): 122-128.

[11] XIA Q M, WANG N F, WU X M, et al. The influence of external magnetic field on the plume of vacuum arc thruster[J]. Acta Astronautica, 2019, 164: 69-76.

[12] 刘文正，陈修阳，崔伟胜，等. 锥–螺旋电极在真空等离子体生成中的作用[J]. 高电压技术，2017，43(6)：1863-1867.
LIU Wenzheng, CHEN Xiuyang, CUI Weisheng, et al. Impact of cone-spiral electrode on generation characteristics of vacuum-arc discharge plasmas[J]. High Voltage Technology, 2017, 43(6): 1863-1867.

[13] BEILIS I I. Mechanism for cathode spot grouping in vacuum arcs[J]. Applied Physics Letters, 2002, 81(21): 3936-3938.

[14] ANDERS A. Energetics of vacuum arc cathode spots[J]. Applied Physics Letters, 2001, 78(19): 2837-2839.

[15] MESYATS G A, BOCHKAREV MB, PETROV A A, et al. On the mechanism of operation of a cathode spot cell in a vacuum arc[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(18): 184101.

[16] FENG J, VERBONCOEUR J P. Transition from Fowler-Nordheim field emission to space charge limited current density[J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(7): 073105.

[17] LIU W Z, WANG H, DOU Z. Impact of the insulator on the electric field and generation characteristics of vacuum arc metal plasmas[J]. Plasma Science and Technology, 2014, 16(2): 134-141.

[18] LIU W Z, DOU Z J, WANG H. Impact of optimized electrodes on generation characteristics of vacuum-discharge plasmas[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, 43(4): 1077-1081.

[19] TIAN J, LIU W Z, GAO Y J, et al. Study on plasma ejection near the anode in a pulsed low-current vacuum discharge[J]. Europhysics Letters, 2020, 129(1): 15001.

[20] TIAN J, LIU W Z, GAO Y J, et al. Discharge and metallic plasma generation characteristics of an insulated anode with a micropore[J]. Physics of Plasmas, 2019, 26(2): 023511.

[21] 付　思，曹云东，李　静，等. 真空金属蒸气电弧作用下阴极表面蚀坑形成过程[J]. 高电压技术，2020，46(3)：843-851.
FU Si, CAO Yundong, LI Jing, et al. Formation of crater on cathode surface in vacuum metal vapor arc[J]. High Voltage Engineering, 2020, 46(3): 843-851

[22] TIAN J, LIU W Z, CUI W S, et al. Generation characteristics of a metal ion plasma jet in vacuum discharge[J]. Plasma Science and Technology, 2018, 20(8): 085403.

[23] TIAN J, LIU W Z, ZHANG W J, et al. Micro-cathode arc thruster using segmented insulated anode with a slit for micro-satellite propulsion[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(10): 105005.

[24] HURLEY S, ZOLOTUKHIN D, KEIDAR M. Advancing the micro-cathode arc thruster: effect of the ablative anode[J]. Journal of Propulsion and Power, 2019, 35(5): 917-921.

[25] HEBERLEIN J V R, GORMAN J G. The high current metal vapor arc column between separating electrodes[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1980, 8(4): 283-288.

[26] ANDERS A, BROWN I G, MACGILL R A, et al. 'Triggerless' triggering of vacuum arcs[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1998, 31(5): 584-587.

[27] PLYUTTO A A, RYZHKOV V N, KAPIN A T. High speed plasma streams in vacuum arcs[J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1965, 20(2): 328-337.



刘文正(通信作者)
1964—，男，博士，教授，博导
主要从事放电等离子体及铁路电气化研究
E-mail: wzhliu@bjtu.edu.cn

LIU Wenzheng
Ph.D., Professor
Corresponding author



姜希涛
1997—，男，硕士
主要从事真空放电等离子体研究
E-mail: 22110455@bjtu.edu.cn

JIANG Xitao

收稿日期　2022-03-03　在线出版日期　2022-06-01　　编辑　曹昭君