



·等离子体及应用技术·

# 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\*

田 甲, 刘文正, 张文俊, 姜希涛

(北京交通大学 电气工程学院, 北京 100044)

**摘要:** 综述了不同阳极结构脉冲金属离子等离子体推进器的放电特性、等离子体生成及传播特性。首先, 讨论了一种带有绝缘套筒的裸阳极推进器结构。对比分析了无、有绝缘套筒的裸阳极推进器的等离子体生成及传播特性的区别。结果表明, 绝缘套筒阻碍了阴极近旁带电粒子的径向运动, 提高了沿绝缘套筒轴向喷射出去的等离子体的喷射性能。此外, 发现采用裸阳极推进器结构放电过程中会有大量带电粒子进入阳极。其次, 讨论了一种绝缘阳极推进器结构。结果表明, 采用绝缘阳极结构进一步提高了沿绝缘套筒轴向喷射出去的等离子体密度。但是, 与裸阳极推进器结构相比, 等离子体的生成量减少。再次, 讨论了一种微孔绝缘阳极推进器结构。结果表明, 与裸阳极推进器结构相比, 采用微孔绝缘阳极推进器结构生成的等离子体的密度峰值和传播速度峰值分别提高了12.6倍、3.9倍。最后, 分别讨论了一种螺旋阳极推进器结构和一种多阳极推进器结构。结果表明, 这两种推进器结构分别利用放电过程中形成的自磁场及电场有效提高了等离子体羽流的定向喷射性能。本研究可以为金属等离子体喷射性能的提高以及脉冲金属离子等离子体推进器的设计提供支持。

**关键词:** 脉冲金属离子等离子体推进器; 等离子体羽流; 绝缘阳极; 微孔绝缘阳极; 螺旋阳极; 多阳极

中图分类号: V43

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202133.210051

## Generation and propagation characteristics of plasma applied to pulsed metal ion plasma thruster

Tian Jia, Liu Wenzheng, Zhang Wenjun, Jiang Xitao

(School of Electrical Engineering, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

**Abstract:** In this paper, discharge characteristics, plasma generation and propagation characteristics of pulsed metal ion plasma thruster (PMIPT) using different anode structures are reviewed. First of all, a PMIPT using an exposed anode structure with an insulating sleeve (EASIS) is discussed. Differences in plasma generation and propagation characteristics between the EASIS-PMIPT and the PMIPT using an exposed anode structure without an insulating sleeve (EAS-PMIPT) are analyzed. Results show that the insulating sleeve blocks radial diffusion of generated charged particles near cathode, and improves the ejection performance of plasma. In addition, it is found that a large number of charged particles enters anode during discharge with an exposed anode (EA). Then, a PMIPT using an insulated anode structure (IAS) is discussed. Results indicate that peak density of plasma ejected along axial direction of insulating sleeve is further increased by using an IAS. However, compared with the PMIPT with an EA, production of plasma is reduced. Furthermore, a PMIPT using an IAS with a micropore (IASM) is discussed. It is revealed that, compared with the PMIPT with an EA, plasma peak density and propagation velocity when adopting an IASM increase by 12.6 times and 3.9 times respectively. Eventually, PMIPT structures with a spiral anode structure (SpAS) and a multi-anode structure (MAS) are discussed respectively. Results show that for the two thrusters, directional ejection performance of plasma plumes are effectively improved by using the self-magnetic field and electric field during discharge respectively. This study will provide support for improvement of metal plasma ejection

\* 收稿日期: 2021-02-21; 修订日期: 2021-05-17

基金项目: 国家自然科学基金项目(51577011); 中央高校基本科研业务费专项资金项目(2018YJS162)

作者简介: 田 甲(1992—), 男, 博士研究生, 主要从事真空及气体放电等离子体的生成及应用研究。

通信作者: 刘文正(1964—), 男, 博士, 教授, 主要从事真空及气体放电等离子体的生成及应用研究。

performance and the design of a PMIPT.

**Key words:** pulsed metal ion plasma thruster; plasma plume; insulated anode; insulated anode with a micropore; spiral anode; multi-anodes

目前卫星推进系统主要有化学推进和电推进两种方式。随着微小卫星技术的发展,对推进系统提出了低能量输入、高比冲输出等新的要求<sup>[1-2]</sup>。由于自身结构及功能上的优势,电推进逐渐成为微小卫星系统的主要推进方式<sup>[3-4]</sup>。脉冲等离子体推进器是一种应用最早的电推进器<sup>[5]</sup>,结构简单,并且能够产生高比冲、精确控制的推力,非常适合作为微小卫星的推进系统<sup>[6-7]</sup>。传统的脉冲等离子体推进器是通过烧蚀推进剂材料来提供等离子体推力源的<sup>[8-9]</sup>。但是在烧蚀推进剂过程中会产生大量的中性粒子,使得推进器的效率较低<sup>[10]</sup>。

研究表明,利用真空脉冲放电烧蚀阴极金属材料能够生成高电离度、高能量、高密度、定向运动的金属离子等离子体<sup>[11-12]</sup>。Hump 理论认为:当电极的阴极和阳极间施加一个高电压后,在场致发射作用下,电子从阴极释放出来。在这个过程中,焦耳加热产生的能量足以使阴极金属局部熔化,生成金属蒸气。场致发射产生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。实验证明,在真空放电过程中生成的电子和金属离子都会以阴极近旁为原点,向四面八方运动。这是由于电子质量小、运动速度快,能够迅速从阴极点近旁逃离;而运动速度较慢的正离子会在阴极近旁积累,从而在阴极近旁形成一个正的空间电位(Hump 电位)。在 Hump 电位作用下,等离子体向阳极及周边以发散形态作定向运动<sup>[13-14]</sup>。因此,以定向运动的金属离子等离子体作为推力源的脉冲金属离子等离子体推进器具有一定的推进性能<sup>[15-17]</sup>。但是,由于在空间传播的真空放电等离子体的密度小,运动能量低,定向性差,产生的推力相对较小。所以基于脉冲等离子体推进器的真空放电等离子体生成和传播特性的研究非常必要。

目前,有一些学者也针对真空放电金属离子等离子体的生成及定向喷射性能的提高等方面进行了研究。例如,James E. Polk 通过外加加速电场提高了等离子体的运动速度<sup>[18]</sup>。P. R. C Neumann 等研究发现阴极电流形态是影响等离子体特性的重要因素<sup>[19]</sup>。I. A. Krinberg 的研究结果表明通过增加外加磁场提高了等离子体的定向喷射性能<sup>[20]</sup>。但是这些方式主要是通过外加条件来提高等离子体喷射性能的,增加了系统的复杂性,减弱了电推进系统的结构优势。

本文结合前期研究成果和已发表的论文,综述了推进器结构对等离子体生成及传播特性的影响以及等离子体羽流的控制<sup>[21-27]</sup>,分析了带有裸金属阳极、绝缘阳极和孔绝缘阳极推进器间放电特性及等离子体特性的区别。

## 1 实验装置

本研究采用的真空脉冲放电实验系统示意图如图 1 所示。整个实验系统主要由 4 部分组成:真空系统、单脉冲放电电路、推进器电极结构及测量系统。所有的实验都是在一个接地的不锈钢真空腔室内完成的。放电研究过程中,采用一个机械泵和一个油扩散泵将真空腔室内的气压控制在  $10^{-4}$  Pa。电极间的放电现象通过安装在真空腔室侧面上的玻璃视窗观测。研究采用的单脉冲放电电路的输出电压为 0~20 kV。电极间的放电电压由型号为 Tektronix P6015A 1000X 的高压探头直接测得。流过阴极侧及阳极侧的放电电流由 2 个相同型号的 Rogowski coil 同时测得。高压探头和罗氏线圈的测量位置如图 1 所示。高压探头和 Rogowski coil 的输出信号由示波器 Tektronix TBS 1154 记录。为了探究不同结构金属离子等离子体推进器等离子体羽流的区别,本文分别采用 Langmuir 单探针及双探针系统测量了生成的等离子体的密度及传播速度。这种测量方法已经多次被用于脉冲放电等离子体参数的诊断<sup>[21-29]</sup>。

## 2 裸阳极真空脉冲放电金属等离子体特性

在脉冲金属离子等离子体推进器研究过程中,讨论了一种带有绝缘套筒的裸阳极电极结构。对比研究带有绝缘套筒的裸阳极电极结构与无绝缘套筒的裸阳极电极结构放电特性,等离子体生成及传播特性的区别。

采用的 2 种电极结构示意图及其尺寸参数如图 2 所示。对于这 2 种电极结构,阴极均为直径 5 mm 的圆筒状铅电极,一端制成锥角为  $53^\circ$  的圆锥状,作为放电端。阳极为圆筒状,内直径、外直径分别为 7, 9 mm。阴极锥端与阳极下端表面的几何中心重合。由图 2(b)可知,对于带有绝缘套筒的裸阳极脉冲金属离子等离子体推进器,阴极外侧表面套设有外直径为 7 mm 的圆筒状聚四氟绝缘套筒。阳极套设在绝缘套筒上,阳极喷口与绝缘套筒喷口平齐。

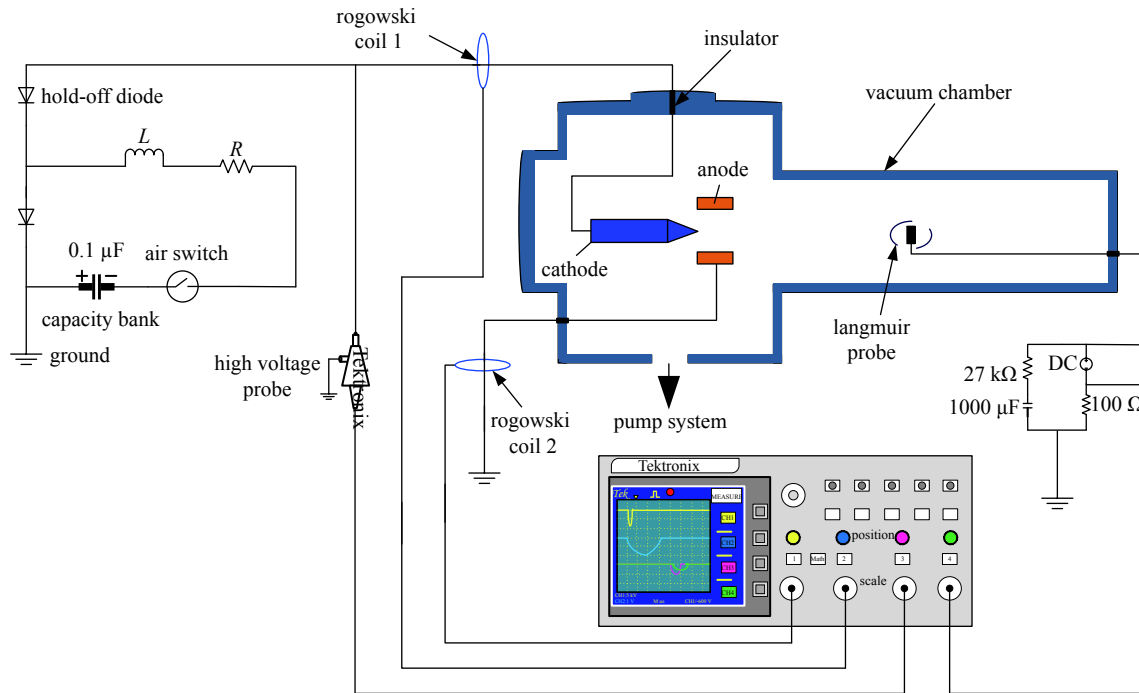


Fig. 1 Schematic of experimental setup of the pulsed vacuum discharge system

图1 脉冲真空放电实验系统示意图

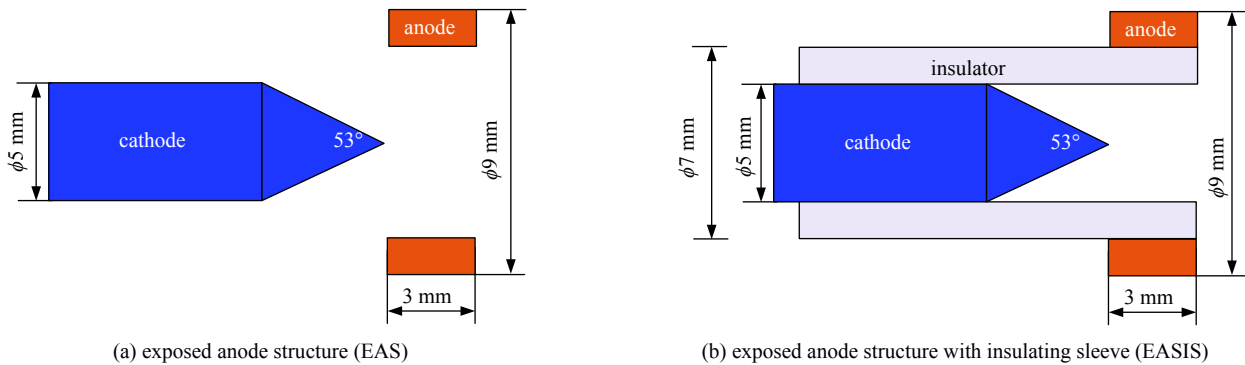


Fig. 2 Schematic of electrode structure and parameters

图2 电极结构示意图及其尺寸参数

采用曝光时间为 0.5 s 的相机拍摄到的典型的长曝光放电照片如图 3 所示。由图 3 可知, 对于 2 种不同的电极结构, 在阳极喷口处都形成了沿轴向喷射的等离子体射流。但是, 2 种放电现象又有明显的区别。由图 3(a) 可知, 对于无绝缘套筒的裸阳极电极结构, 在阴极尖端近旁形成了一个明亮的发光区域, 并且向四面八方扩散。由图 3(b) 可知, 与无绝缘套筒电极结构相比, 采用带有绝缘套筒的裸阳极电极结构放电生成的沿绝缘套筒轴向喷射

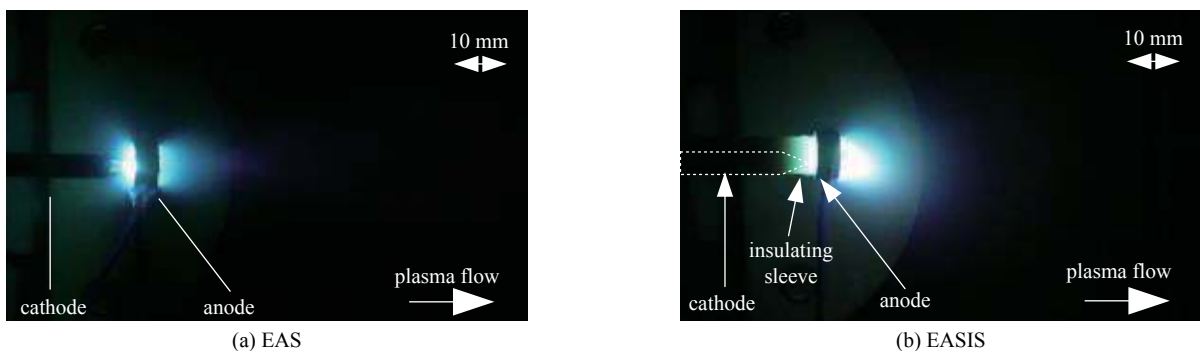


Fig. 3 Side-view images of discharge phenomenon for an electrode structure

图3 放电现象侧视图

的等离子体射流的亮度和长度都明显提高。此外,当电极间进行多次放电以后,我们仔细观察电极各部分的表面,包括阴极、绝缘套筒以及阳极。结果发现,对于2种电极结构,都是只有阴极尖端及近旁有明显的烧蚀现象。因此,本研究中生成的等离子体的确是金属等离子体。

在相同的电容电压条件下,2种不同电极结构的放电参数及在等离子体羽流下游轴向方向,距离阴极尖端200 mm处测得的等离子体参数如表1所示。由表1可知,对于无绝缘套筒的裸阳极电极结构,电极间放电电压幅值为13 kV,阴极电流幅值为110 A,阳极电流幅值和阴极电流相等。与无绝缘套筒的裸阳极电极结构相比,带有绝缘套筒的裸阳极电极结构间的放电电压幅值降低了23%,而阴极电流幅值增大了18%。此外,对于有绝缘套筒的裸阳极电极结构,阳极电流幅值占阴极电流幅值的69%。由Langmuir探针测得的数据可知,与无绝缘套筒的裸阳极电极结构相比,采用带有绝缘套筒的裸阳极电极结构放电生成的沿轴向喷射的等离子体的密度及传播速度分别提高为原来的4.6倍、1.15倍。

表1 两种不同裸阳极电极结构的放电参数及等离子体生成

Table 1 Electrical parameters and plasma generation of two different exposed-anode electrode structures

electrode structure	discharge voltage/kV	cathode current/A	anode current/A	plasma density/( $10^{16} \text{ m}^{-3}$ )	propagation speed/( $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ )
EAS	13	110	110	3.1	7.1
EASIS	10	130	90	14.5	8.2

根据图3所示的放电现象以及表1中的数据分析可知,对于无绝缘套筒电极结构,放电生成的带电粒子在阴极近旁Hump作用下,向四面八方运动。其中有一部分带电粒子进入阳极形成了阳极电流,一部分从阳极喷口喷射出去形成等离子体射流。而对于带有绝缘套筒的裸阳极电极结构,根据Hump理论<sup>[13-14]</sup>推测可知,绝缘套筒阻碍了阴极近旁金属离子的径向扩散,因而阴极近旁金属离子密度增大,形成了一个更高的Hump电位,进一步增强阴极尖端电场强度。由文献[22]可知,电子电流密度与阴极尖端电场强度呈正相关。因而在相同的放电条件下,采用带有绝缘套筒的电极结构生成了更多的等离子体。此外,在更高的Hump电位作用下,带电粒子获得了更多的能量,因而传播速度提高。综上所述,在脉冲金属离子等离子体推进器设计过程中,采用带有绝缘套筒的电极结构,能够在降低放电电压的同时,提高等离子体的密度和传播速度。

### 3 绝缘阳极真空脉冲放电金属等离子体特性

根据本文第2节的研究及讨论,我们发现采用裸阳极放电时,会有大量的带电粒子进入阳极。我们推测,通过减小进入阳极的带电粒子数量能够提高沿推进器阳极喷口喷射出去的等离子体数量,从而增大推进器推力。在此研究一种绝缘阳极结构,该结构阻断了带电粒子进入放电阳极的通道<sup>[24]</sup>。并且,研究绝缘套筒的直径对等离子体生成及传播特性的影响。

#### 3.1 电场分布及放电特性

本文采用的电极结构示意图及其参数如图4(a)所示。电极结构由铅金属阴极、陶瓷绝缘套筒以及铜金属阳极组成。阴极为直径4 mm的圆柱状,一端制成锥角为 $53^\circ$ 的圆锥状。绝缘套筒外直径为5 mm。阳极外直径为6 mm,宽度为1 mm。阳极喷口距离绝缘套筒喷口 $L=1$  mm。放电实验过程中发现,当施加电压低于15 kV时,电极间就不能发生放电。本文利用Ansys Maxwell 3D仿真软件对电极间的空间电场进行了仿真分析。仿真模型中

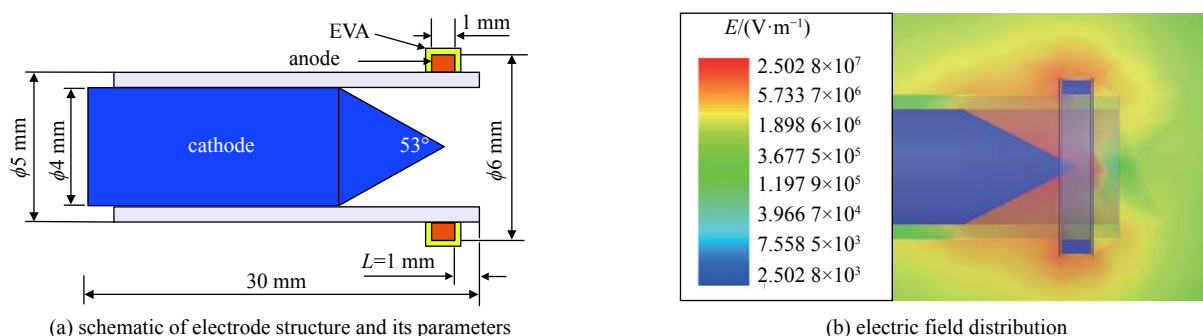


Fig. 4 Schematic of electrode structure and its parameters and electric field distribution (insulating sleeve diameter is 4 mm)<sup>[24]</sup>

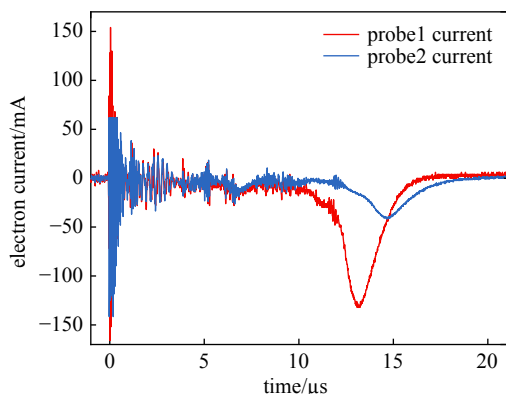
图4 绝缘套筒直径为4 mm时的电极结构示意图及其参数和电场分布图<sup>[24]</sup>



阴极的施加电位为 $-15\text{ kV}$ ，阳极接地，电极间及周围空间电场分布仿真结果如图4(b)所示。由图4(b)可知，锥-筒电极的阴极锥端附近电场强度较大，最大幅值为 $2.5028 \times 10^7\text{ V/m}$ 。根据真空放电理论，电子场致发射应该在电场强度大的地方发生<sup>[30]</sup>。由图4(b)可知，对于锥-筒电极结构，阴极锥端更容易发生场致发射。

放电实验过程中，测量得到的典型的放电电压波形和阴极放电电流波形如图5所示。由图5可知，阴极电流幅值约为 $120\text{ A}$ ，维持时间约为 $17\text{ }\mu\text{s}$ ，之后出现反向振荡。在放电开始后的 $9\text{ }\mu\text{s}$ 内，电极间电压都维持在 $1\text{ kV}$ 以上。分析可知，由于电极间电容及电感的影响，绝缘阳极电极的放电电压波形整体上呈振荡衰减趋势。并且，绝缘阳极电极结构阻碍了带电粒子运动到阳极的通道，储能电容器的能量释放速率减小，使得电极间放电电压有较长的维持时间。

采用朗缪尔探针法在等离子体流下游方向、距离阴极尖端 $153\text{ mm}$ 处对放电生成的等离子体参数进行测量。在单次放电实验过程中，双探针偏压都为 $10\text{ V}$ 时，流过2个探针上的电子电流波形如图6(a)所示。根据双探针电子电流峰值之间的时间差测得等离子体传播速度为 $8.10 \times 10^3\text{ m/s}$ 。取探针1电子电流峰值为当前探针偏压下的电子电流值。改变探针1偏压得到偏压与电子电流的 $V\text{-}\ln I$ 曲线，如图6(b)所示。由 $V\text{-}\ln I$ 曲线计算得到测量位置处的等离子体密度为 $9.78 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$ 。利用曝光时间为 $0.7\text{ s}$ 的照相机拍摄的放电现象如图7所示，由图可知射流长度为 $7\text{ mm}$ 。



(a) waveforms of electron currents when bias voltages on the two probes are both  $10\text{ V}$

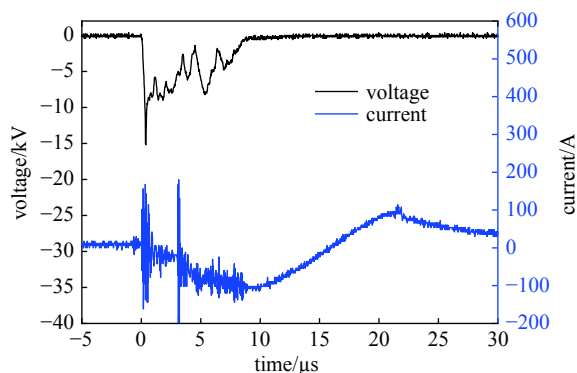
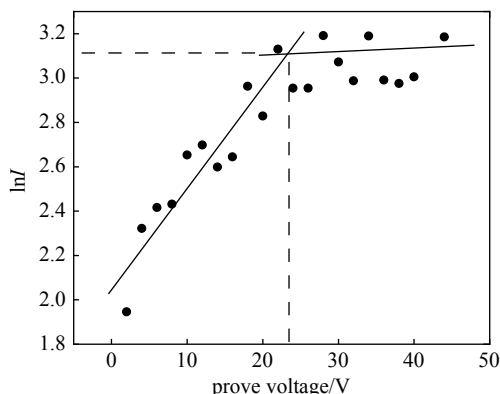


Fig. 5 Typical waveforms of discharge voltage and cathode current of the insulated anode structure

图5 绝缘阳极电极的典型放电电压及阴极电流波形



(b)  $V\text{-}\ln I$  characteristic curve

Fig. 6 Measurement results of plasma parameters<sup>[24]</sup>

图6 等离子体参数测量结果<sup>[24]</sup>

在真空间隙放电中，电子来源于阴极点的发射。生成的电子碰撞阴极金属蒸气生成金属离子以及更多的电子。然后，电子向阳极运动，而金属离子会在阴极近旁聚集，从而在阴极近旁形成一个正的较高的空间电位(Hump 电位)。在Hump 电位的作用下，金属离子牵引着电子向四面八方运动<sup>[13-14]</sup>。而基于本文讨论的绝缘阳极电极结构，从阴极生成的等离子体受到绝缘套筒的阻挡和束缚作用，只能沿着绝缘套筒轴向运动。最终，在Hump 电位的作用下沿绝缘套筒轴向喷射出去，形成等离子体射流。并且将阳极用绝缘材料包裹后，阻碍了等离子体运动到阳极的通道，使得更多的带电粒子沿绝缘套筒喷射。因此，在真空放电中，增加了绝缘套筒和绝缘型阳极的电极结构，能够进一步提高从阳极喷口喷射出去的等离子体的密度。

### 3.2 绝缘套筒的直径对等离子体生成的影响

在放电实验过程中，为了降低推进器的起始放电电压，本文采用了绝缘套筒直径为 $1\text{ mm}$ 的电极结构进行了放

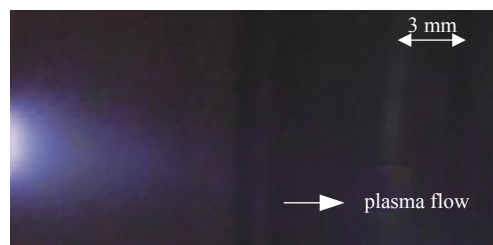


Fig. 7 Side-view image of discharge phenomenon when insulating sleeve diameter is  $4\text{ mm}$ <sup>[24]</sup>

图7 绝缘套筒直径为 $4\text{ mm}$ 时的放电现象侧视图<sup>[24]</sup>

电实验研究,电极结构示意图如图 8(a)所示。圆柱端阴极直径为 1 mm,圆锥端阴极锥角为 53°;绝缘套筒外直径为 2 mm。阳极外直径为 3 mm,宽度为 1 mm。阳极距离绝缘套筒喷口  $L=1$  mm。放电实验过程中发现,当施加电压低于 9.5 kV 时电极间不能发生放电。

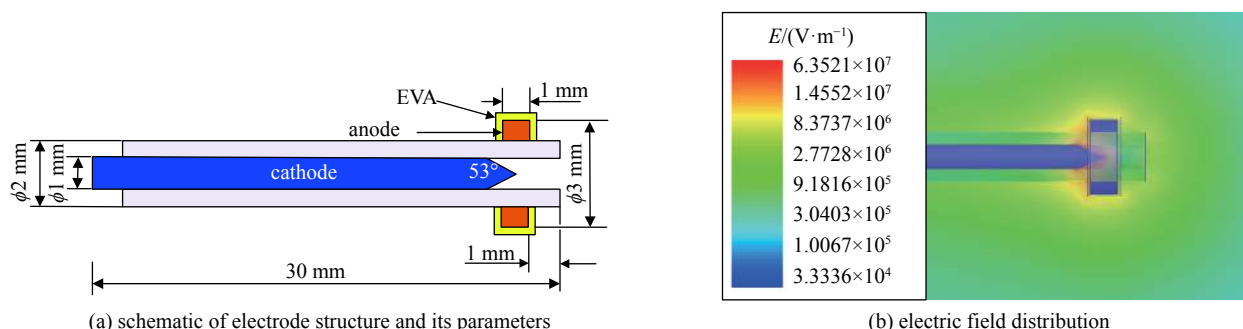


Fig. 8 When the insulating sleeve diameter is 1 mm, schematic of electrode structure and its parameters and electric field distribution<sup>[24]</sup>

图 8 绝缘套筒直径为 1 mm 时的电极结构示意图及参数和电场分布图

在阴极施加 -9.5 kV 电压、阳极接地时,电极间及周围空间电场的仿真结果如图 8(b)所示。由图可知,阴极锥端附近最大电场强度为  $6.3521 \times 10^7$  V/m,为绝缘套筒直径为 4 mm、施加电压为 15 kV 时最大电场强度的 2.54 倍。因此,减小绝缘套筒直径,可以在降低电极放电电压的同时提高阴极尖端附近电场强度。

在等离子体射流通道中,利用单探针系统在距离阴极尖端 153 mm 处测得等离子体密度为  $1.13 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。相比于绝缘套筒直径为 4 mm 时的等离子体密度增加了 15%。采用双探针系统测得等离子体传播速度为  $8.72 \times 10^3$  m/s,相比于绝缘套筒直径为 4 mm 时的传播速度增大了 7.7%。利用曝光时间为 0.7 s 的照相机得到的放电现象如图 9 所示,由图可得到射流长度为 11 mm,相比于绝缘套筒直径为 4 mm 时的射流长度增长了 57%。根据实验结果分析可知,绝缘套筒直径越小,阴极生成的等离子体径向运动距离减小。即生成的等离子体在更小的径向运动距离内就会受到绝缘套筒的阻挡作用。因此,更多的金属离子聚集在阴极近旁,从而在阴极近旁形成一个更高的 Hump 电位。在 Hump 电位的作用下,等离子体射流最终获得更大的传播速度。

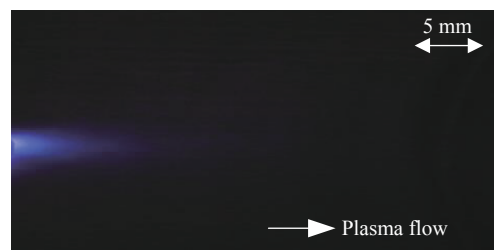


Fig. 9 Side-view image of discharge phenomenon when insulating sleeve diameter is 1 mm<sup>[24]</sup>

图 9 绝缘套筒直径为 1 mm 时的放电现象侧视图<sup>[24]</sup>

#### 4 微孔绝缘阳极真空脉冲放电金属等离子体特性

根据本文第 2 节和第 3 节的讨论可知,裸阳极电极结构和绝缘阳极电极结构的放电特性、等离子体生成特性都有明显的区别。我们推测带电粒子从阴极到阳极之间的运动通道对推进器等离子体的生成特性及其传播特性有着重要的影响,在此讨论一种微孔绝缘阳极电极结构<sup>[25]</sup>。为了更加清晰地研究微孔绝缘阳极结构的特性,对比分析了裸阳极结构、绝缘阳极结构以及微孔绝缘阳极结构放电特性、等离子体生成及传播特性。

##### 4.1 放电特性及等离子体特性

采用的三种电极结构示意图及参数如图 10 所示,分别为裸阳极结构、绝缘阳极结构以及微孔绝缘阳极结构。

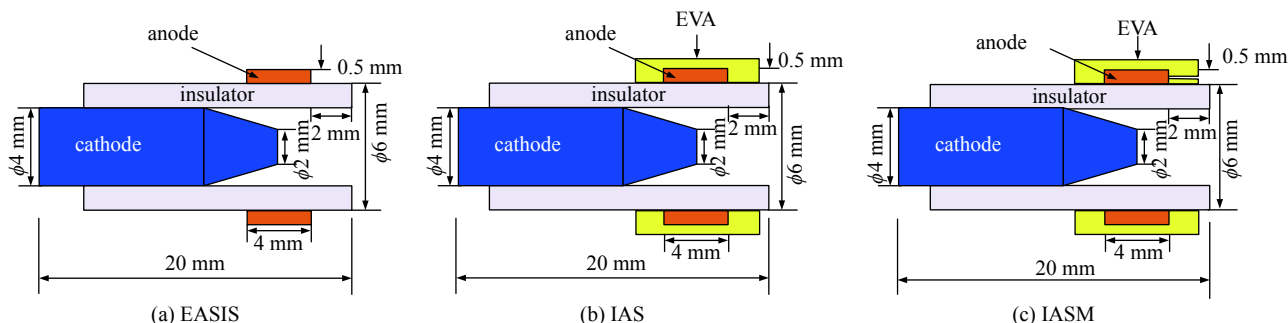


Fig. 10 PMPIPT structures and their parameters<sup>[25]</sup>

图 10 脉冲金属离子等离子体推进器结构及其参数<sup>[25]</sup>

对于裸阳极电极结构,它主要由3部分组成:铅金属阴极、陶瓷绝缘套筒及铝金属阳极。阴极为圆柱状,一端制成圆台,圆柱端的直径为4 mm,圆台端上表面直径为2 mm。绝缘套筒的外直径为6 mm,阳极距离绝缘套筒喷口距离为2 mm。阳极是圆筒状,固定在绝缘套筒上,阳极的外直径为7 mm,宽度为4 mm。整个电极的长度为20 mm。相比较而言,对于绝缘阳极电极结构,金属阳极被EVA绝缘层包裹。而对于微孔绝缘阳极电极结构,阳极由带有一个立方体型微孔的EVA绝缘层包裹,微孔的尺寸为: $D \times H \times W = 1.5 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$ ,微孔的深度、高度和宽度分别由字母 $D, H, W$ 标识。阴极、绝缘套筒以及阳极的几何轴线相互重合。阴极台端上表面的几何中心和阳极的几何中心相重合。值得注意的是,放电生成的一部分等离子体会运动到接地的真空腔壁上。因而,实际上,真空腔壁起着阳极的作用,收集生成的带电粒子。

在放电实验过程中,利用曝光时间为0.5 s的相机拍摄到的电极间的放电现象如图11所示。由图11可看出,裸阳极电极结构放电生成的等离子体中只有一部分沿绝缘套筒轴向喷射出去形成了射流。全绝缘阳极电极结构放电生成的等离子体同样从绝缘套筒喷射,但是,整体的射流长度没有明显增加。相比较而言,微孔绝缘阳极电极结构放电生成的等离子体射流的亮度和喷射长度明显增加。

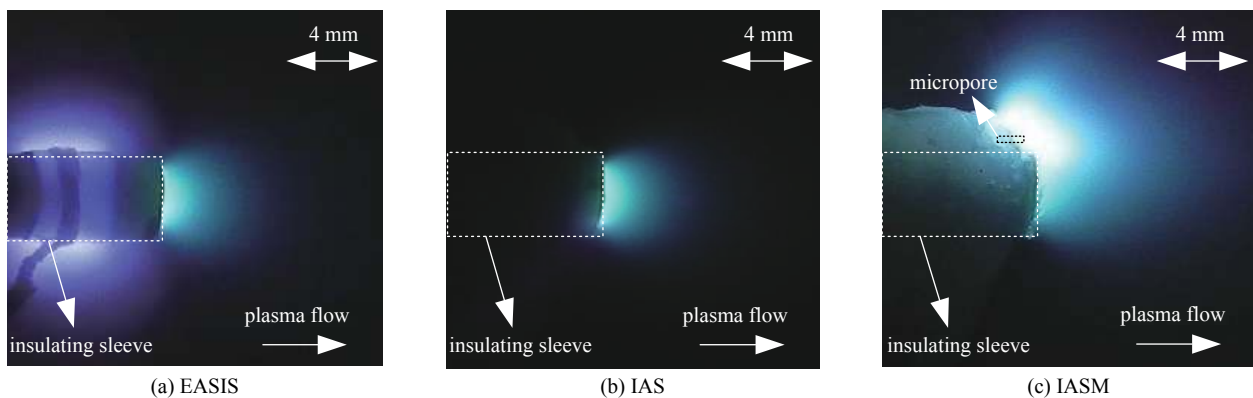


Fig. 11 Side-view images of discharge phenomenon for PMIPT with different structures<sup>[25]</sup>

图11 不同推进器放电现象侧视图<sup>[25]</sup>

实验测得的3种不同电极结构下的典型的放电电压、电流波形(阴极电流和阳极电流)如图12所示,具体放电参数的测量结果如表2所示。

由表2可知,在相等的放电电压条件下,裸阳极电极结构放电时的阴极电流幅值为104 A,阳极电流幅值为58 A。阳极电流幅值占阴极电流幅值的55%。分析可知,这是由于放电生成的部分电子沿绝缘套筒轴向喷射而没有进入阳极所造成的。全绝缘阳极电极结构放电时的阴极电流幅值为88 A。由于阳极金属被EVA绝缘材料全部包裹,因而测得的阳极电流幅值为0。而微孔绝缘阳极电极结构放电时的阴极电流幅值为104 A,阳极电流幅值只占阴极电流的44%。

为了探究不同电极结构放电生成的等离子体密度的空间分布特征,利用Langmuir探针法在距离绝缘套筒喷口几何中心 $O$ 点140 mm处的 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, -15^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ, -75^\circ, -90^\circ$ ,等不同位置处测量了等离子体的密度大小,如图13所示。等离子体密度空间分布测量结果如图14所示,具体的等离子体参数如表3所示。

由图14可知,裸阳极电极结构和绝缘阳极电极结构放电生成的等离子体的密度的空间分布具有轴对称性。裸阳极电极结构放电生成的等离子体射流的密度峰值最低,传播速度最小;而对于微孔绝缘阳极电极结构,等离子体密度最大值出现的位置偏向有微孔的一侧。根据表3可知,与裸阳极结构相比,采用微孔绝缘阳极结构放电生成的等离子体射流的密度峰值、传播速度分别提高为原来的5.5倍、1.3倍。因此,在推进器设计过程中,用微孔绝缘阳极结构代替传统的裸金属阳极结构能够有效提高等离子体射流的喷射性能。

根据Hump理论,我们推测在阴极Hump电位作用下,电子和离子一起向阳极运动。对于微孔绝缘阳极电极结构,运动到阳极微孔近旁的等离子体中的电子通过微孔进入阳极,但是大多数离子聚集在微孔近旁,形成了一个正的空间电位 $V_a$ 。最后在 $V_a$ 作用下,微孔近旁也形成了等离子体射流。

#### 4.2 微孔尺寸对等离子体生成的影响

基于微孔绝缘阳极电极结构,本文又继续探究了微孔大小对放电特性及等离子体生成特性的影响。在放电实

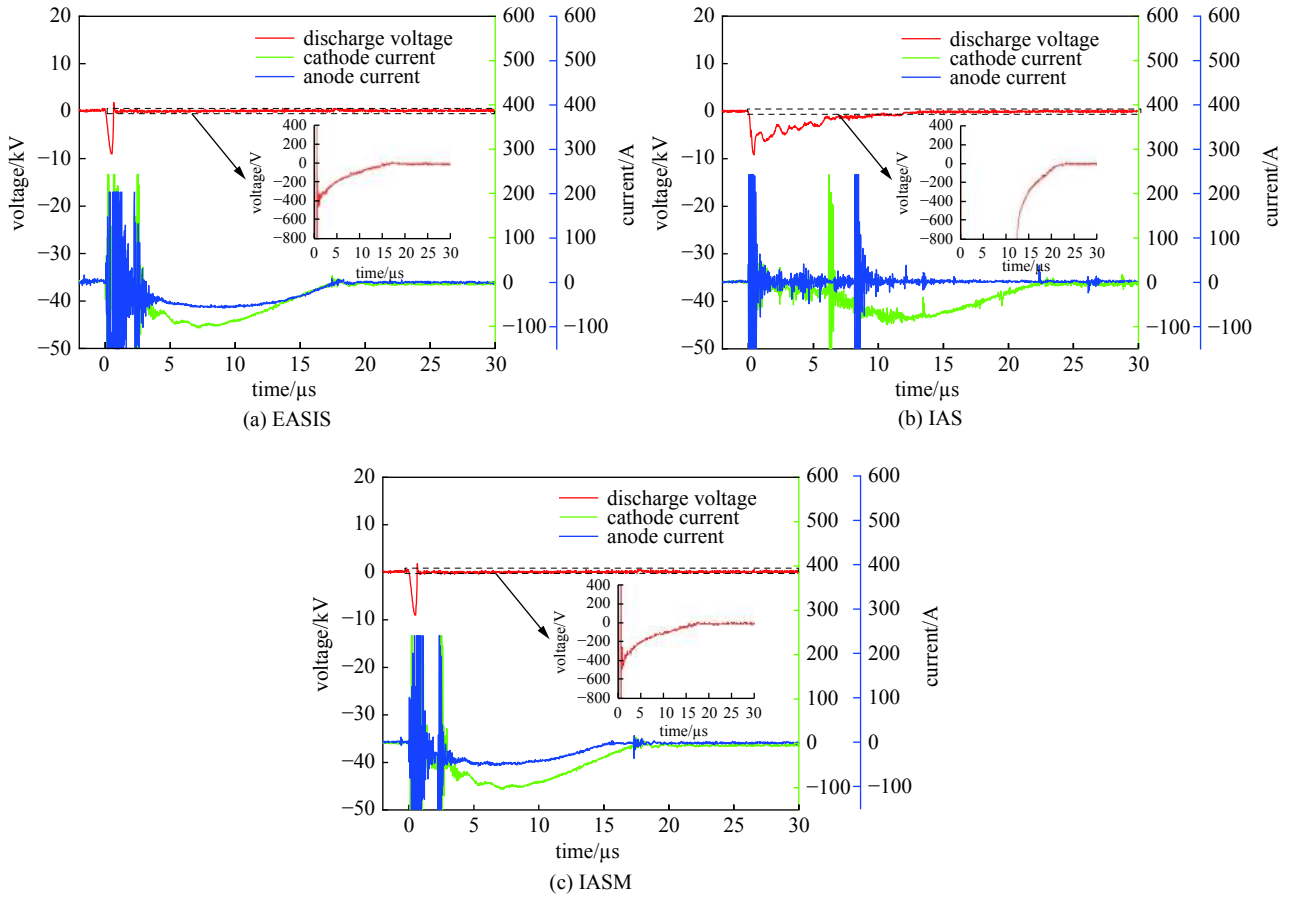


Fig. 12 Typical waveforms of discharge voltage, cathode current and anode current<sup>[25]</sup>

图 12 典型的放电电压, 阴极电流及阳极电流波形图<sup>[25]</sup>

表 2 带有不同阳极结构的电极的电参数<sup>[25]</sup>

Table 2 Electrical parameters of electrode with different anode structures<sup>[25]</sup>

electrode structure	discharge voltage/kV	cathode current/A	anode current/A	duration of cathode current/μs	duration of anode current/μs
EASIS	9	104	58	17.6	17.6
IAS	9	88	0	23	0
IASM	9	104	46	17.6	16

验研究过程中, 控制微孔深度和高度不变,  $D=1.5\text{ mm}$ ,  $H=0.2\text{ mm}$ 。设置微孔宽度  $W$  分别为 0.2, 1.0, 3.0 mm, 不同微孔宽度下的放电现象如图 15 所示。为了更清晰地对比不同微孔宽度下的放电特征,  $W=1.0\text{ mm}$  条件下的数据采用了和 4.1 节中微孔绝缘阳极电极结构相同的实验数据。由放电现象可知, 微孔宽度越小, 等离子体的喷射长度越长。

不同微孔宽度  $W$  下测得的典型的阳极电流波形如图 16 所示, 具体的放电参数如表 4 所示。由表 4 可知, 微孔尺寸对电极间放电电压幅值、阴极电流幅值及周期无明显影响。但是由图 16 可以清晰的看出, 微孔尺寸减小, 阳极电流的幅值和周期都明显减小。分析可知, 采用较小微孔尺寸的绝缘阳极电极结构, 进入电极的等离子体数量减少了。

不同微孔宽度下的等离子体参数如表 5 所示。由测量结果可知, 当微孔宽度从 3.0 mm 减小为 0.2 mm 时, 等离子体

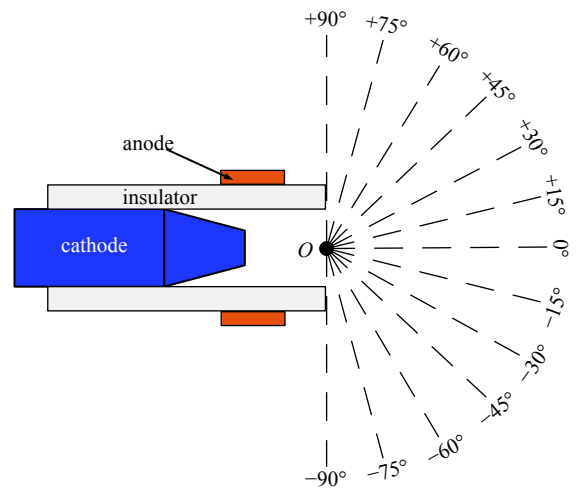


Fig. 13 Schematic of measurement points for plasma densities

图 13 等离子体密度空间测量位置示意图



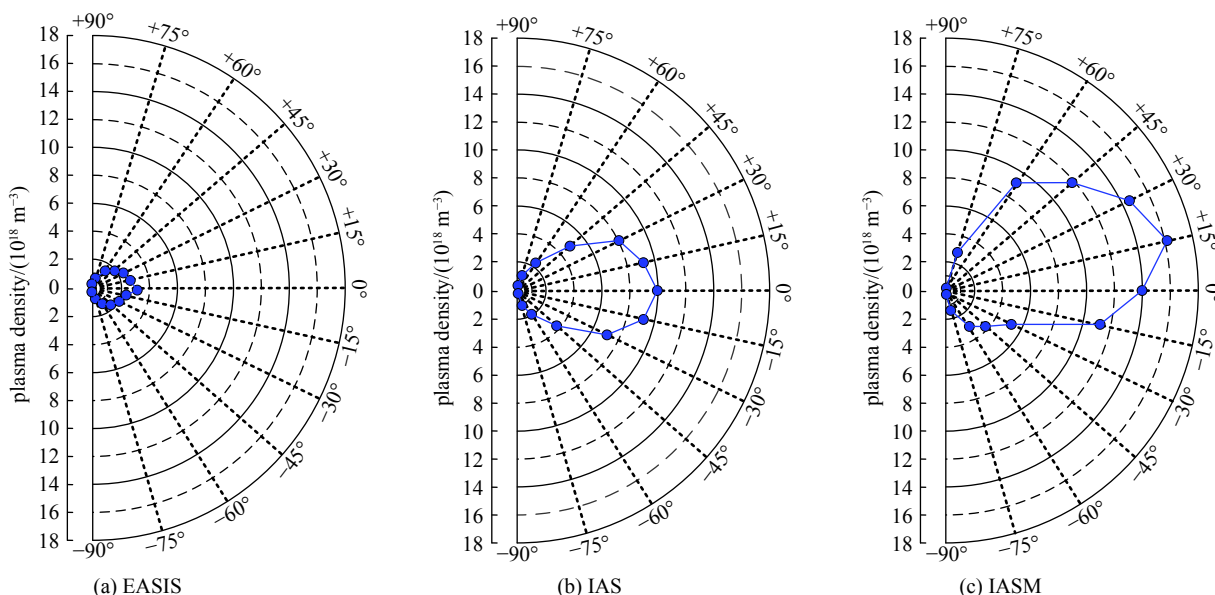


Fig. 14 Spatial angular distributions of plasma densities<sup>[25]</sup>

图 14 等离子体密度空间分布<sup>[25]</sup>

表 3 带有不同阳极结构的电极的等离子体参数<sup>[25]</sup>

Table 3 Plasma parameters of electrodes with different anode structures<sup>[25]</sup>

electrode structure	plasma density/( $10^{18} \text{ m}^{-3}$ )	point of peak plasma density/( $^{\circ}$ )	propagation speed/( $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ )	plasma length/mm
EASIS	2.94	0	8.5	5
IAS	9.70	0	9.6	4
IASM	16.40	15	11.1	9

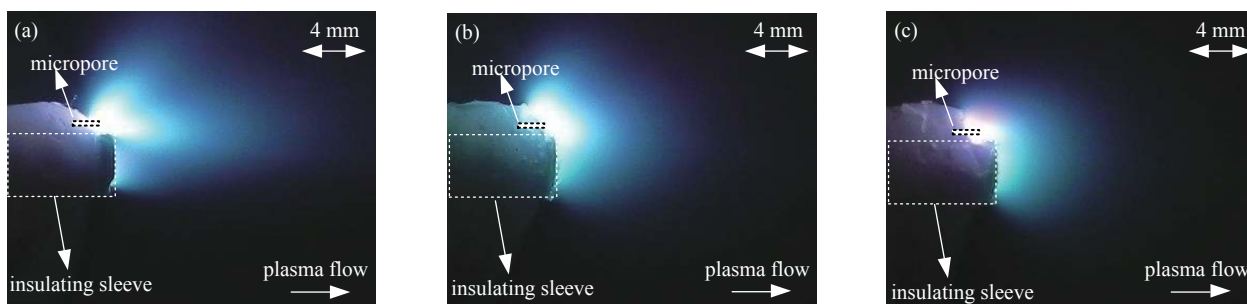


Fig. 15 Side-view images of discharge phenomena for PMIPT structures with different micropore widths<sup>[25]</sup>

图 15 不同微孔宽度下的放电现象侧视图<sup>[25]</sup>

的密度、传播速度、射流长度分别增大为原来的 2.3 倍、2.56 倍、1.66 倍。基于 5.1 节的分析可知，阳极绝缘层上的微孔越小，微孔近旁的金属离子密度则越大，形成的空间电位  $V_a$  越高，从而形成喷射性能更好的等离子体射流。

### 5 等离子体羽流定向喷射特性

等离子羽流污染会影响推进器的寿命以及性能<sup>[31]</sup>。在此讨论 2 种不同阳极结构对推进器等离子体羽流定向喷射性能的影响：一种是螺旋阳极推进器结构<sup>[26]</sup>，一种是多阳极推进器结构<sup>[27]</sup>。

#### 5.1 螺旋阳极推进器的放电特性

对比分析带有圆筒状阳极结构 (CAS) 以及螺旋状阳极结构 (SpAS) 的两种推进器的放电特性及等离子体生成

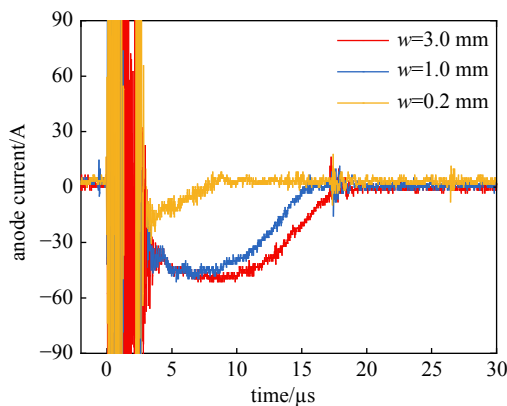


Fig. 16 Anode current waveforms with different micropore widths<sup>[25]</sup>

图 16 不同微孔宽度下的阳极电流波形<sup>[25]</sup>

表 4 不同微孔宽度条件下电参数<sup>[25]</sup>

Table 4 Electrical parameters with different micropore widths<sup>[25]</sup>

W/mm	discharge voltage/kV	cathode current/A	anode current/A	duration of cathode current/ $\mu$ s	duration of anode current/ $\mu$ s
0.2	9	104	23	17.6	9
1.0	9	104	46	17.6	16
3.0	9	104	50	17.6	17

表 5 不同微孔宽度条件下等离子体参数<sup>[25]</sup>

Table 5 Plasma parameters with different micropore widths<sup>[25]</sup>

W/mm	plasma density/ $(10^{18} \text{ m}^{-3})$	point of peak plasma density/ $(^\circ)$	propagation speed/ $(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	plasma length/mm
0.2	37.3	15	33.2	16
1.0	16.4	15	11.1	9
3.0	11.3	15	9.3	6

特性。放电阴极采用锥角  $60^\circ$ ，内径 5 mm 的铅质锥状电极；圆筒状阳极，内径为 10 mm。螺旋状阳极，内径 10 mm，螺距 3 mm，10 匝；2 种不同的阳极结构长度都为 34 mm，材料都为钢金属；阴极尖端与阳极的几何中心重合。实验测得 2 种电极结构的放电参数以及采用 Langmuir 探针法在等离子体羽流下游、距离阳极 100 mm 处测量得的等离子体密度如表 6 所示。由表 6 可知，与锥筒电极结构相比，在相同的放电条件下，采用锥螺旋电极生成的等离子体密度提高了 2.1 倍。

表 6 相同阴极电流时不同电极结构的电参数及生成的等离子参数

Table 6 Electrical parameters and plasma parameters of different electrode structures at same cathode current

anode structure	discharge voltage/kV	cathode current/A	anode current/A	plasma density/ $(10^{16} \text{ m}^{-3})$
CAS	15	250	250	2.95
SpAS	15	250	250	6.25

采用 Ansoft Maxwell 3D 软件对 2 种电极结构间的电场和磁场分布进行了仿真分析，仿真结果分别如图 17、图 18 所示。

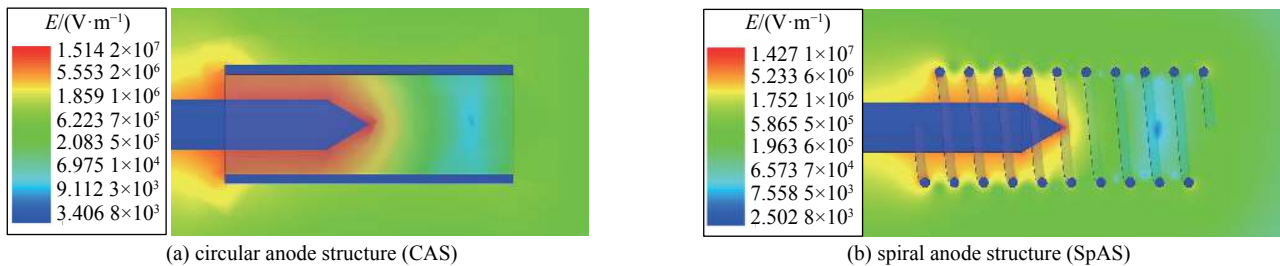


Fig. 17 Electric field distribution of PMIPT

图 17 不同脉冲金属离子等离子体推进器的电场分布

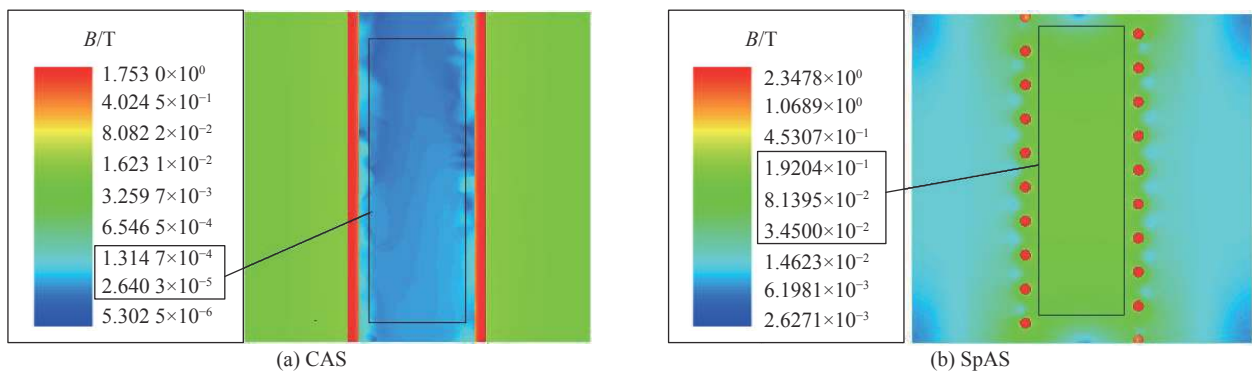


Fig. 18 Magnetic field distribution of PMIPT<sup>[26]</sup>

图 18 不同脉冲金属离子等离子体推进器的磁场分布<sup>[26]</sup>

由图 17 可知, 2 种电极结构内阴极尖端的电场强度近似相等。根据电子场致发射理论推测可知, 在给定的放电条件下, 2 种结构生成的带电粒子数量近似相等。但是, 根据图 18 中的 2 种电极内部的磁场仿真结果分析可知, 锥-筒电极结构在放电时其内部的磁感应强度为  $10^{-5} \sim 10^{-4}$  T, 而锥-螺旋电极的内部可产生 0.01~0.1 T 与电极轴线平行的磁场。因而, 与圆筒状阳极结构相比, 螺旋状阳极在放电过程中能够产生一个更强的磁场来束缚等离子体的扩散, 从而使更多的等离子体沿阳极喷口轴向喷射。

## 5.2 多阳极推进器放电特性

测试了一种多阳极推进器结构, 对比分析了传统的单阳极电极结构与多阳极电极结构的放电特性及等离子体生成特性的区别, 结构示意图及参数如图 19 所示。如图 19(a) 所示, 对于传统的单阳极结构, 聚四氟乙烯绝缘套筒的内径和外径分别为 5 mm 和 7 mm。阴极是圆柱型, 直径为 5 mm, 其一端为锥状, 锥角为  $60^\circ$ , 材料为铅。它置于聚四氟乙烯筒内部, 阴极锥端距离聚四氟乙烯筒喷口 6 mm。阳极为喇叭状, 固定于聚四氟乙烯筒喷口端, 材料为不锈钢。如图 19(b) 所示, 对于多阳极结构, 其包含 1 个阴极和 2 个阳极。第一阳极用于引发放电, 其结构和参数和传统电极结构中的阳极相同, 但是其表面由 EVA 绝缘材料包裹。第二阳极为环状, 位于轴向远离阴极尖端 100 mm 处, 用于引导等离子体羽流并完成放电, 其内径为 5 mm, 外径为 10 mm。采用曝光时间为 0.5 s 的照相机拍摄的两种电极结构的放电现象如图 20 所示。

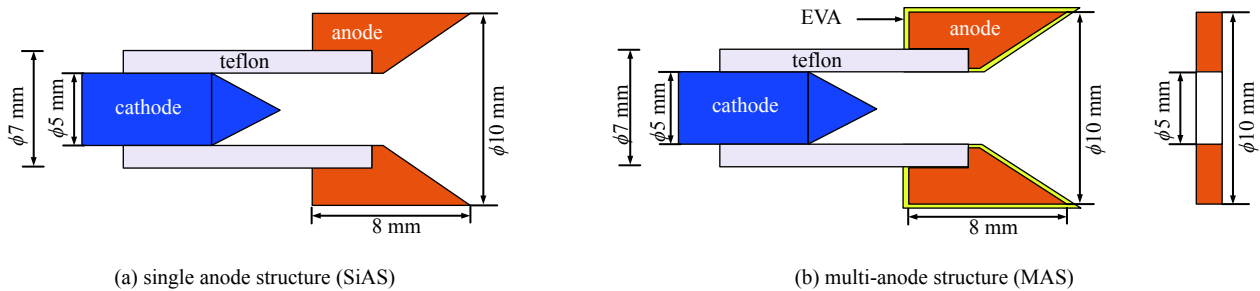


Fig. 19 Schematic of PMIPT structures and parameters

图 19 脉冲金属离子等离子体推进器结构示意图及其参数

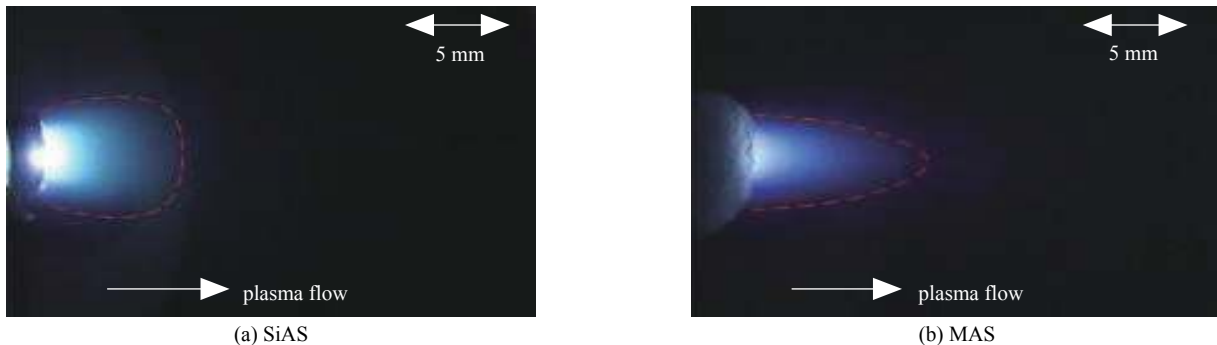


Fig. 20 Side-view images of discharge phenomenon for different PMIPT structures (the second-anode is not shown in the picture because of its long distance from the cathode)<sup>[27]</sup>

图 20 不同脉冲金属离子等离子体推进器放电现象侧视图<sup>[27]</sup>

从图 20 可以看出, 传统的单阳极结构喷口外的等离子体羽流明亮并呈发散状, 多阳极电极结构的等离子体羽流亮度有所下降, 但呈明显的收缩效果。

两种电极结构在相同放电参数下的典型放电电压和放电电流波形如图 21 所示。

从图 21 可以看出, 2 种结构的放电电压基本相等。放电过程中流过绝缘阳极的电流基本为 0, 阴极电流的幅值降为传统电极结构的 58.6%。

采用朗缪尔探针法在距离阳极喷口 110 mm 处对相同放电参数下 2 种电极结构生成的等离子体羽流的电子密度的空间分布进行测量, 结果如图 22 所示。

从图中 22 可以看出, 2 种电极结构的电子密度分布均呈轴向 ( $0^\circ$ ) 密度大, 随着角度的增大密度呈减小的趋势。相对于传统电极结构, 多阳极电极结构的等离子体羽流在轴向电子密度更大, 径向电子密度更小。多阳极电极结构  $0^\circ$  的电子密度为  $7.46 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 约为传统电极结构的 2 倍。多阳极电极结构其他角度的电子密度下降更为

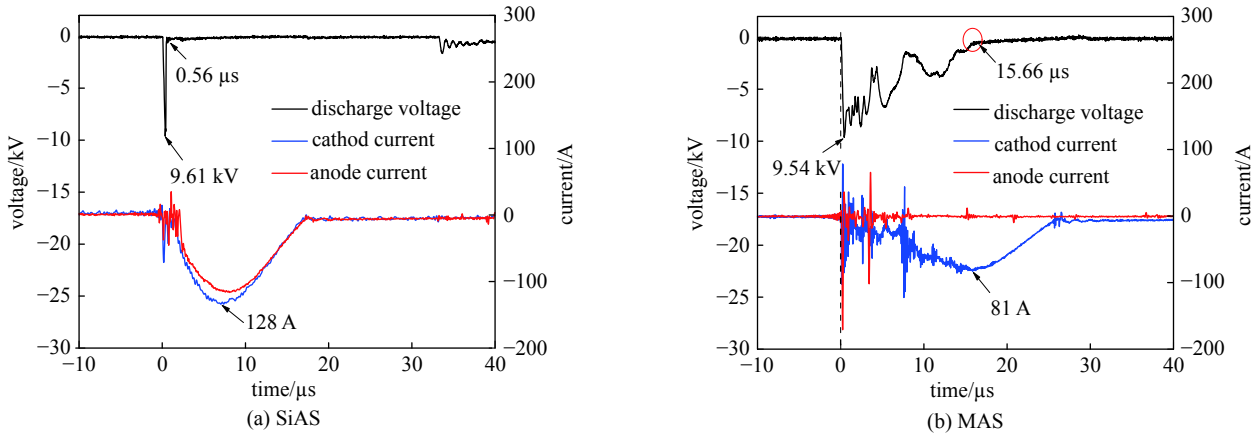


Fig. 21 Typical waveforms of discharge voltage, cathode current and anode current (the anode current refers to that flowing through the first anode)<sup>[27]</sup>

图 21 典型的放电电压, 阴极电流及阳极电流波形<sup>[27]</sup>

明显。传统电极结构 15°和 30°的电子密度为  $3.16 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  和  $2.65 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 为 0°时电子密度的 83.60% 和 70.10%。与之相比, 多阳极电极结构 15°和 30°的电子密度为  $1.80 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  和  $8.65 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ , 仅为 0°时电子密度的 24.13% 和 11.60%, 2 种电极结构其他角度的电子密度仍然同样存在较大差异。

基于以上数据分析可知, 传统电极结构的等离子体生成量较大, 因没有径向束缚, 等离子体羽流存在径向扩散, 其定向性较差。尽管多阳极电极结构生成的等离子体量比较小, 但其羽流受到径向的束缚力的作用, 使轴向传播的等离子体的密度和能量明显增大。

## 6 结 论

本文讨论分析了脉冲金属离子等离子体推进器的阳极结构变化、阳极的绝缘特性对其等离子体生成及传播特性的影响。通过对比分析裸阳极, 绝缘阳极, 微孔绝缘阳极放电特性及等离子体生成特性的区别, 探讨了真空脉冲放电特性及金属等离子体的传播机理。主要结论如下:

(1) 与无绝缘套筒的裸阳极推进器结构相比, 带有绝缘套筒的裸阳极推进器结构能够阻碍阴极近旁带电粒子的径向运动, 提高从推进器喷口喷射的等离子体密度。

(2) 绝缘阳极推进器结构阻断了推进器放电过程中带电粒子进入放电阳极的通道, 使生成的等离子体更多从电极喷射出去形成推力。但是与裸金属阳极结构相比, 在相等的储能条件下, 采用全绝缘阳极结构放电生成的等离子体量减少。

(3) 与裸金属阳极结构相比, 采用微孔绝缘阳极推进器结构, 能够在不影响等离子体生成条件下, 明显提高等离子体射流密度和传播速度。采用较小微孔尺寸的绝缘阳极电极结构, 能够进一步阻碍带电粒子进入阳极, 并且提高放电生成的等离子体射流的密度和速度。

(4) 采用带有螺旋阳极或者远端阳极的电极结构能够提高等离子体羽流的定向性喷射性能, 减小羽流污染。

## 参考文献:

- [1] Vondra R, Thomassen K, Solbes A. A pulsed electric thruster for satellite control[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1971, 59(2): 271-277.
- [2] Rayburn C D, Campbell M E, Mattick A T. Pulsed plasma thruster system for microsattelites[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2005, 42(1): 161-170.
- [3] Frisbee R H. Advanced space propulsion for the 21st century[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2003, 19(6): 1129-1154.
- [4] Mazouffre S. Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2016,

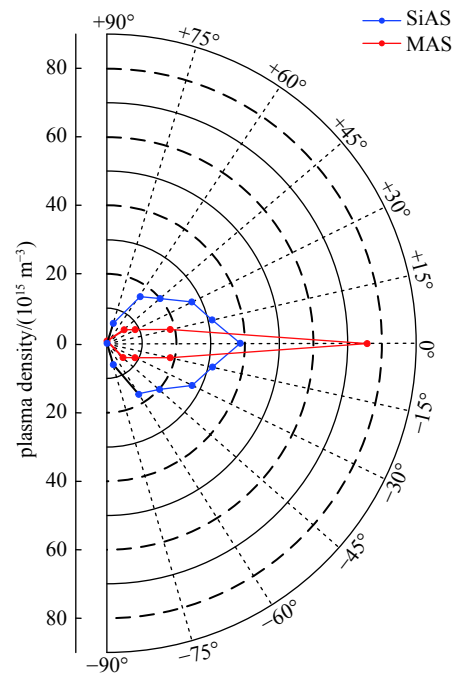


Fig. 22 Spatial angular distributions of plasma densities<sup>[27]</sup>

图 22 等离子体密度空间分布图<sup>[27]</sup>



- 25: 033002.
- [5] Burton R L, Turchi P J. Pulsed plasma thruster[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1998, 14(5): 716-735.
- [6] Haque S E, Keidar M, Lee T. Low-thrust orbital maneuver analysis for cubesat spacecraft with a micro-cathode arc thruster subsystem[C]//Proceedings of 33rd International Electric Propulsion Conference. Washington, USA, 2013.
- [7] Coletti M, Ciaralli S, Gabriel S B. PPT development for nanosatellite applications: experimental results[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43(1): 218-225.
- [8] 黄天坤, 武志文, 刘向阳, 等. 脉冲等离子体推力器电离机制数值分析[J]. *高电压技术*, 2015, 41(9): 2958-2964. (Huang Tiankun, Wu Zhiwen, Liu Xiangyang, et al. Numerical analysis on the ionization mechanism of pulsed plasma thrusters[J]. *High Voltage Engineering*, 2015, 41(9): 2958-2964)
- [9] Ling W Y L, Zhang Zhe, Tang Haibin, et al. In-plume acceleration of leading-edge ions from a pulsed plasma thruster[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2018, 27: 104002.
- [10] Schein J, Qi N, Binder R, et al. Inductive energy storage driven vacuum arc thruster[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2002, 73(2): 925-927.
- [11] 刘文正, 王浩. 同轴电极结构下真空放电等离子体生成及传播特性[J]. *强激光与粒子束*, 2013, 25(8): 2111-2116. (Liu Wenzheng, Wang Hao. Generation and propagation characteristics of vacuum discharge plasma with co-axial electrodes[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 25(8): 2111-2116)
- [12] Keidar M, Zhuang Taisen, Shashurin A, et al. Electric propulsion for small satellites[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, 57: 014005.
- [13] Plyutto A A, Ryzhkov V N, Kapin A T. High speed plasma streams in vacuum arcs[J]. *Soviet Physics Jetp*, 1965, 20(2): 328-337.
- [14] Bolotov A, Kozyrev A, Korolev Y. A physical model of the low-current-density vacuum arc[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1995, 23(6): 884-892.
- [15] Beilis I I. Modeling of a microscale short vacuum arc for a space propulsion thruster[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, 36(5): 2163-2166.
- [16] Lukas J, Teel G, Kolbeck J, et al. High thrust-to-power ratio micro-cathode arc thruster[J]. *AIP Advances*, 2016, 6: 025311.
- [17] 耿金越, 熊子昌, 龙军, 等. 微阴极电弧推力器研究进展[J]. *深空探测学报*, 2017, 4(3): 212-218, 231. (Geng Jinyue, Xiong Zichang, Long Jun, et al. The research progress in the micro-cathode arc thruster[J]. *Journal of Deep Space Exploration*, 2017, 4(3): 212-218, 231)
- [18] Polk J E, Sekerak M J, Ziemer J K, et al. A theoretical analysis of vacuum arc thruster and vacuum arc ion thruster performance[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, 36(5): 2167-2179.
- [19] 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: 045005.
- [20] Krinberg I A. Three modes of vacuum arc plasma expansion in the absence and presence of a magnetic field[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2005, 33(5): 1548-1552.
- [21] Liu Wenzheng, Zhang Dejin, Kong Fei. The impact of electrode configuration on characteristics of vacuum discharge plasma[J]. *Plasma Science and Technology*, 2012, 14(2): 122-128.
- [22] Liu Wenzheng, Wang Hao, Zhang Dejin. Impact of the electric field distribution on the generation characteristics of vacuum-arc discharge plasmas[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2013, 41(7): 1690-1695.
- [23] Liu Wenzheng, Wang Hao, Dou Zhijun. 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.
- [24] Tian Jia, Liu Wenzheng, Cui Weisheng, et al. Generation characteristics of a metal ion plasma jet in vacuum discharge[J]. *Plasma Science and Technology*, 2018, 20: 085403.
- [25] Tian Jia, Liu Wenzheng, Gao Yongjie, et al. Discharge and metallic plasma generation characteristics of an insulated anode with a micropore[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 26: 023511.
- [26] 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 Engineering*, 2017, 43(6): 1863-1867)
- [27] Cui Wensheng, Liu Wenzheng, Gao Yongjie, et al. Discharge characterization of a multi-anode electrode geometry for vacuum arc thruster[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2019, 28: 125010.
- [28] Andruczyk D, Tarrant R N, James B W, et al. Langmuir probe study of a titanium pulsed filtered cathodic arc discharge[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2006, 15(3): 533-537.
- [29] Borthakur S, Talukdar N, Neog N K, et al. Study of plasma parameters in a pulsed plasma accelerator using triple Langmuir probe[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25: 013532.
- [30] Shao Jiahang, Antipov S P, Baryshev S V, et al. Observation of field-emission dependence on stored energy[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115: 264802.
- [31] Myers R M, Arrington L A, Pencil E J, et al. Pulsed plasma thruster contamination[C]//Proceedings of the 32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit. Lake Buena Vista, 1996.