

伪火花放电初始阶段电势势垒形成的仿真研究

孙国祥, 申赛康, 闫家启, 丁卫东

(西安交通大学电力设备与电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

摘要: 伪火花放电是一种工作于巴申曲线左半支的特殊低气压放电, 在气体开关、电子束源等方面具有重要应用。当气压较低时, 伪火花放电在空心阴极放电阶段的末尾会在阴极孔处形成电势势垒, 阻碍阴极腔内电子的流出, 从而阻碍放电的进一步发展。为研究电势势垒的形成过程, 采用粒子模拟和蒙特卡罗碰撞方法(PIC/MCC), 建立了与外回路元件相耦合的二维静电等离子体仿真模型。通过研究阴极孔区域的电势与电荷变化, 发现当气压较低时虚阳极形成后, 阴极孔处电势下降速度过快加速了阴极孔内电子的流出, 直至电子消耗殆尽最终形成电势势垒。仿真结果发现: 增大气压可以有效增大阴极孔内的电子数、离子数以及电子的碰撞电离率, 从而使电势势垒的形成时间不断向后推移乃至完全抑制; 虚阳极形成后阴极孔内的碰撞电离主要由空心阴极放电阶段产生的大量自由电子维持, 二次电子发射对虚阳极和鞘层电场的维持作用仅占 20%。

关键词: 伪火花放电; 电势势垒; PIC/MCC; 电子耗尽; 二次电子发射

Simulation Investigation on the Formation of Potential Barrier in the Initial Stage of Pseudospark Discharge

SUN Guoxiang, SHEN Saikang, YAN Jiaqi, DING Weidong

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

Abstract: Pseudospark discharge is a kind of special low pressure discharge which works in the left half branch of Paschen curve. It has important applications in gas switch and electron beam sources. When the pressure is low, the potential barrier will be formed at the cathode hole at the end of the hollow cathode discharge stage, which will hinder the outflow of electrons in the cathode cavity and thus hinder the further development of discharge. In order to study the formation process of potential barrier, particle simulation and Monte Carlo collision method (PIC/MCC) are used in this paper to establish a two-dimensional electrostatic plasma simulation model coupled with external circuit elements. By studying the variations of electric potential and charge in the cathode hole area, it is found that when the virtual anode is formed at low pressures, the electric potential at the cathode hole decreases rapidly, which accelerates the outflow of electrons in the cathode hole until the electrons are exhausted and finally forms the electric barrier. The simulation results show that increasing gas pressure can effectively increase the number of electrons, ions and the probability of collision ionization of electrons in the cathode hole, so that the formation time of the barrier can be continuously pushed back or even completely suppressed. After the formation of the virtual anode, the collision ionization in the cathode hole is mainly maintained by a large number of free electrons generated during the discharge stage of the hollow cathode, and the effect of secondary electron emission on the electric field establishment of the virtual anode and sheath layer is only 20%.

Key words: pseudospark discharge; potential barrier; PIC/MCC; depletion of electrons; secondary electron emission

0 引言

伪火花放电是一种引燃于空心阴极结构, 工作区域在巴申曲线左半支的特殊低气压放电^[1-5], 由于主放电通道在阴极孔内, 使得伪火花放电同时具备火花放电的大电流导通能力和辉光放电的通道弥散

特征, 被广泛应用于气体开关、电子束源、极紫外光源等众多领域^[6-10]。国内外学者通过实验和仿真展开了对伪火花放电的研究, 虽然放电阶段个别物理过程的描述仍不清晰, 但普遍可以将触发模式工作下的伪火花放电分为 4 个阶段: 预放电, 空心阴极放电, 超密集辉光放电和电弧放电^[11-15]。

目前关于伪火花放电的仿真主要集中于伪火花放电的初始阶段, 即从触发引燃到虚阳极透入阴极腔内形成阴极鞘层。众多学者对伪火花放电初始

基金资助项目: 国家自然科学基金面上项目(51777163)。
Project supported by National Natural Science Foundation of China (51777163).

阶段的物理过程进行了详细的研究^[16-20]。Pitchford 和 Boeuf 等人建立了流体-粒子混合模型, 从而完整地描述了伪火花放电初始阶段的发展过程, 即汤逊放电、虚阳极形成和拓展、空心阴极放电、阴极鞘层形成^[15]。Kushner 等人则重点研究了离子碰撞的作用^[16]。胡静等人主要研究了放电过程中电离截面的发展规律^[17]。但以上工作均未考虑阴极鞘层形成后放电的发展过程。由于超密集辉光放电电流密度较高, 粒子数量较多, 难以在低气压环境下用仿真方法进行描述, 因此在仿真中普遍认为阴极鞘层形成后, 伪火花放电就可以发展至超密集辉光放电^[21-25]。事实上, 阴极鞘层形成与超密集辉光放电之间还有阴极孔的密集辉光放电阶段, 该阶段会呈现出不同的表现形式进而对之后的伪火花放电发展产生较大的影响。

众多学者对超密集辉光放电的形成机制提出了不同的见解, 如离子轰击加热引起的热电子发射机制^[26], 强场发射电流在阴极微凸起处引起的爆炸发射^[27], 以及自持自溅机制下引起的高离子电流^[28], 但这些理论都需要相同的条件, 即在形成超密集辉光放电之前阴极孔处的鞘层能够持续建立, 鞘层电场能够稳定维持, 从而保证带电粒子能够获得很高的能量, 场致发射具有足够的表面场强。事实上, 在之前的工作中发现^[29], 当气压较低时, 阴极孔处鞘层不一定能够持续稳定建立, 在空心阴极放电阶段的末尾会在阴极孔处形成电势势垒, 从而阻碍了放电的进一步发展(文中描述的电势势垒均指电子数为 0 的区域电势低点), 这与伪火花开关在气压较低时触发导通的稳定性降低相一致, 而增大气压则有利于伪火花开关向超密集大电流阶段转变。因此对伪火花放电初始阶段阴极鞘层形成后放电发展的研究至关重要, 该阶段决定了伪火花放电能否从空心阴极放电转变为超密集辉光放电。

若在低气压下用流体仿真描述放电的发展, 输运系数(transport coefficients)会变得很低, 仿真结果难以收敛且并不准确。而 PIC/MCC(Particle in Cell/Monte Carlo Collision)法可以计算每一个宏粒子的物理量变化、对外部电势的影响以及碰撞概率, 从而较为准确地描述放电的发展过程及其物理规律, 因此本文采用 PIC/MCC 方法计算伪火花放电的发展。为研究电势势垒的形成机制和影响因素, 本文参考实际的伪火花放电装置结构, 搭建了与外回路元件相耦合的二维静电动力学(2D Electrostatic

Kinetic) 等离子体仿真模型, 研究了阴极孔处电势势垒形成对伪火花放电发展的重要影响, 并详细阐述了电势势垒的形成原因和形成过程, 最后研究了气压对电势势垒形成的影响规律和抑制作用。

1 物理模型

本文在 Tech-X 公司推出的 VSim 仿真平台上进行计算。由于放电过程中阳极电压的改变会影响放电区域的电势分布, 因此将粒子仿真区域与外回路 RLC 元件进行耦合^[29]。在仿真中记录阳极表面每一点处的电势, 运用高斯定理求得阳极的表面电荷, 进而通过电荷守恒和基尔霍夫定律求得阳极上所分得的电压^[30-31]。仿真模型如图 1 所示, 空心阴极腔体深度与直径均为 54 mm, 触发电极距阴极孔 50 mm, 阴极孔厚度、阴极孔直径、放电间隙距离均为 3 mm。右侧小图为阴极孔区域的放大图, 点的标号对应对称轴上与阳极的距离。负载电阻 R 、主电容 C 分别为 2Ω 、 10 nF 。为了减小放电时由于电感存在以及时间差分算法所带来的电压振荡, 回路电感 L 取为 1 nH 。阳极电压 2 kV , 工作气体为氦气, 温度为 300 K 。阴极与阳极均为铜电极, 考虑电子和离子轰击阴极表面引起的二次电子发射过程^[32-33]。空间步长为 0.25 mm , 时间步长为 8 ps 。电子、离子的初始权重为 10^7 , 为加快仿真速度, 每个网格分别超过 500 个宏粒子时将多个宏粒子进行合并, 宏粒子最大权重不超过 10^8 。

触发时触发电极将向阴极腔连续注入轴向动能为 500 eV 、总量为 10^{-7} C 的电子, 注入时间为 20 ns , 经过之前的研究发现该种触发方式将获得比较好的触发效果。在触发放电的模式下, 由于初始种子电子数量较多、仿真时间尺度较短, 表 1 中的反

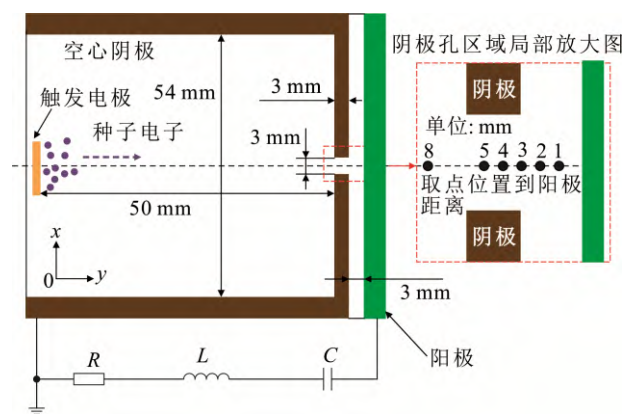


图 1 伪火花放电仿真结构示意图

Fig.1 Simulation structure of pseudospark discharge

应类型所占比例最大。因此本文的仿真工作只考虑了表 1 的反应类型，从而在保证仿真精度的同时减少计算量。碰撞截面的选取对应于表中的参考文献，部分截面通过平滑插值以达到所需要的能量范围。

2 仿真结果与分析

2.1 放电的发展过程

当氦气压为 93 Pa 时，触发模式下伪火花放电初始阶段电子与电势分布如图 2 所示，对称轴上电势随时间发展的变化如图 3 所示。

结合图 2 与图 3 可以看到触发前，放电空间的电压降主要在间隙与阴极孔区域，阴极腔内的透入电势很小。触发电极在阴极腔注入初始电子之后，先在放电间隙形成汤逊放电，放电间隙的电子发生大量碰撞电离。由于触发电极发出的初始种子电子数量足够多，所以放电间隙离子的产生速率远大于其迁移速率，离子不断堆积，从而抬高放电间隙的电势形成虚阳极。当虚阳极透入阴极孔后，在空心阴极效应的作用下阴极腔内的电势快速抬升，最终轴线上放电间隙、阴极孔与阴极孔附近的阴极腔内电势将高于阳极电势，大约在 52 mm(距阳极 8 mm)处电势最大，从而在阴极孔、阴极腔内形成阴极鞘层。阴极孔的鞘层能够维持的时间长短直接决定了伪火花放电能否顺利从空心阴极放电完成向超密集辉光放电的转变。但观察图 2 可以发现在阴极鞘层形成后一段时间，会出现阴极腔内透入电势回退的现象，阴极孔位置的电子束被截断，阴极鞘层也伴随电势的回退而消失。虽然此时阴极腔与阴极孔处电势均小于阳极电势，但阴极腔内的电子并不能被阳极抽出引发放电，伪火花放电逐渐熄灭。从图 3 可以看到阴极孔区域 55 mm 处的电势下降非常快，甚至快于阴极腔内的电势下降速度，从而在阴极孔 55 mm 处形成了一个电势势垒，即轴线上主间隙与阴极腔内的电势均高于阴极孔内的电势。此时，虽然阴极腔内仍然有大量的电子，但这些电子要想到

达阳极维持伪火花放电就必须越过阴极孔区域的电势势垒。但因为此时阴极腔内的电压降主要在阴极鞘层区域，轴向上电场几乎为 0，阴极腔内的电子很难获得能够穿过电势势垒的阈值能量使其被阳极捕获，阴极孔区域电子逐渐消耗殆尽。

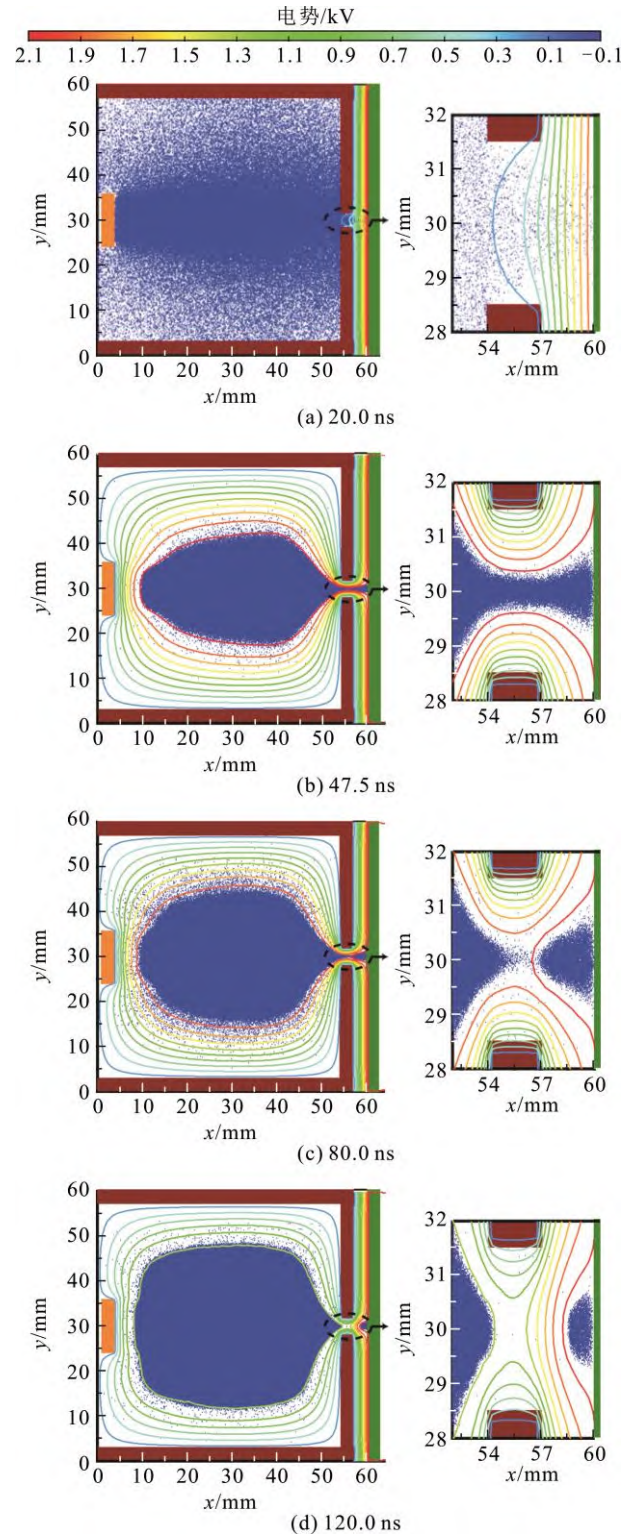


图 2 典型时刻的电子和电势分布图

Fig.2 Distributions of electrons and potential at typical moments

表 1 伪火花放电中的等离子体反应类型

Table 1 Plasma reactions types in pseudospark discharge

类型	反应式
电子弹性碰撞 ^[34]	$e + He \rightarrow e + He$
电子激发碰撞 ^[35]	$e + He \rightarrow e + He^*$
电子电离碰撞 ^[35]	$e + He \rightarrow 2e + He^+$
离子电荷交换碰撞 ^[36]	$He^+ + He \rightarrow He + He^+$
离子弹性碰撞 ^[36]	$He^+ + He \rightarrow He^+ + He$

为了探究放电区域的电势变化, 提取轴线上距阳极表面不同距离的几个典型位置, 如图 1 所示, 其电势随时间的变化曲线如图 4 所示, 其中距阳极 6、7 mm 处电势与 8 mm 处电势变化基本相同。

从图 4 可以看到触发放电后, 经过短暂的触发时延, 阳极上的电子电流快速增加, 阳极电压随之减小。随着虚阳极逐渐建立, 放电间隙的电场逐渐减弱, 碰撞电离产生的二次电子无法获得动能继续引起碰撞电离, 汤逊放电过程受到减弱。在 43.1 ns, 电子电流达到最大值, 之后电子电流开始快速下降, 而因为电感的存在, 阳极电压开始回升。同时可以看到 1、2 mm 处电势先上升到约 1.93 kV 后又重新抬升, 从而形成一个明显的“台阶”。这是因为阴极腔在触发阶段积累了大量的电子源, 且电场能够覆盖的区域更大。当虚阳极透入阴极孔与阴极腔内时, 阴极腔内的大量电子将向阴极孔汇聚, 使得阴极腔靠近阴极孔区域的电子流量最大。这时即使阴极孔与阴极腔内的电势升高至放电间隙的虚阳极电势, 阴极腔内仍有大量高能电子经过之前的电场加速向阴极孔汇聚并发生碰撞电离, 使阴极孔与阴极腔内的电荷密度与电势仍处于不断上升的状态, 并逐渐高于放电间隙的虚阳极电势, 最终放电空间的电势最大点形成于阴极腔轴线距阳极 8 mm 处。而由于等离子体的电荷屏蔽效应, 放电间隙的电势也会随着阴极孔与阴极腔内电势的抬升而重新上升, 轴线上各个位置的电势几乎在同一时间(47.5 ns)到达其最大值。

当对称轴上各位置电势达到最大值后, 4~8 mm 处电势均开始缓慢下降, 并在 70 ns 出现明显转折, 开始快速下降。在此期间电场又被重新建立, 电子电流重新抬升。但电流经过短暂抬升后又迅速归零, 伪火花放电未能重新建立。这是因为轴线上距阳极 5 mm 处电势下降速度最快, 80 ns 后 5 mm 处电势明显低于 4 mm 与 8 mm 处电势, 电子团出现断点从而在阴极孔处形成电势势垒。而越靠近阳极的位置, 电势开始下降的时刻越晚。由于某一点处的电势与该点所在区域的净电荷总量有关, 因此对阴极孔区域电荷总量变化的分析非常重要。

2.2 阴极孔区域的电荷变化

阴极孔区域(54~57 mm)的电荷总量及其变化率随时间的变化曲线如图 5 所示。其中离子电荷与电子电荷分别指阴极孔区域的离子与电子电荷总量(为便于比较将电子电荷量取负), 净电荷指离子与

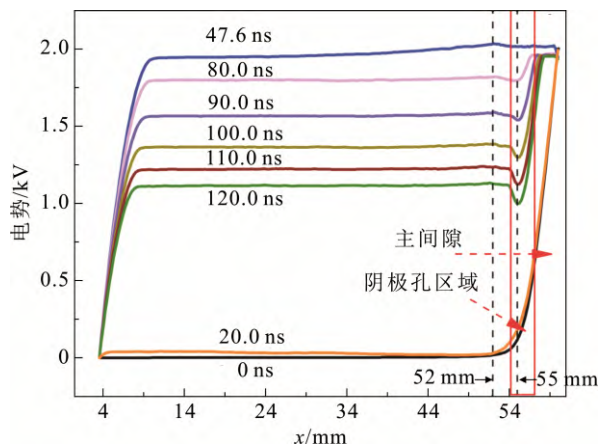


图 3 对称轴上电位随时间变化图

Fig.3 Potential on the symmetry axis varies over time

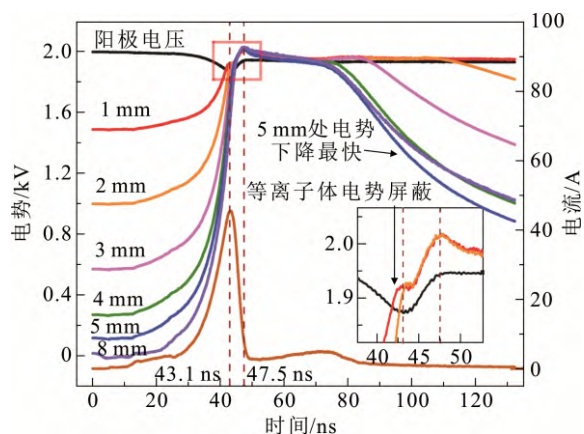


图 4 对称轴上距阳极不同位置的电位随时间变化曲线

Fig.4 Potential at different positions from the anode along the symmetry axis varies with time

电子电荷总量之和。电荷变化率指离子与电子电荷量的变化速率。

根据图 5 中电荷变化率的大小可以将整个放电分为 4 个阶段。

阶段 I (0~51 ns): 该阶段阴极孔区域发生较多碰撞电离, 电子与离子的电荷变化率均为正, 电子、离子的数量均在持续增加。由于离子质量大, 移动速度较慢, 阴极孔区域离子更容易堆积, 而碰撞电离产生的电子会被虚阳极迅速抽出, 所以离子的电荷变化率始终大于电子, 阴极孔区域的净电荷量也在不断增长。同时可以注意到在 43.1 ns 后, 离子与电子的电荷变化率开始迅速下降, 这也意味着阴极孔区域的碰撞电离速率开始快速下降。经过之前的分析, 此时阳极电流达到峰值, 虚阳极透入至距阳极 2 mm 处, 阴极孔区域的轴向电场较小, 二次电子难以积累碰撞电离的阈值能量, 阴极孔区域的净

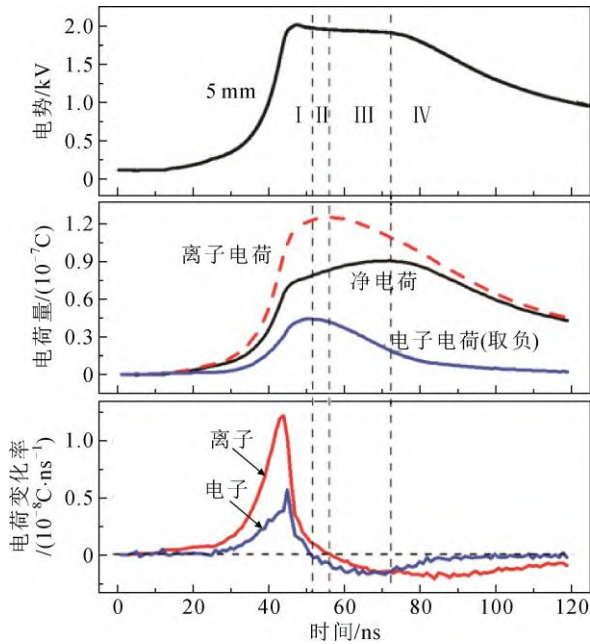


图5 阴极孔区域的电荷总量及变化率随时间的变化曲线(93 Pa)

Fig.5 Change of total charge and charge rate in the cathode hole area with time(93 Pa)

电荷增长速度也明显变慢。

阶段 II (51~56 ns): 该阶段离子总量仍在增加, 但电子的数量已经在减少。此时, 虽然阴极孔区域的净电荷量仍在不断增加, 但由于阴极孔区域鞘层电场较强, 导致轴线处的离子不断向阴极孔壁移动, 阴极孔处电荷密度分布由原来轴线处密度最大, 变为了轴线两侧密度较大而轴线处密度较小的情况, 这种密度分布使阴极孔区域的电势难以维持虚阳极电势而缓慢下降。虽然阴极腔内的电势同样在缓慢下降, 但由之前的分析可知虚阳极形成时放电空间的电势最大点位于阴极腔内, 且阴极腔内的鞘层电场较弱, 观察电子分布图可以看到仍有部分自由电子位于阴极腔内的鞘层中可以获得加速作为电离源。所以轴线上阴极孔区域距阳极 5 mm 处的电势下降速度始终大于 6~8 mm 处的电势下降速度, 这也就造成了阴极孔轴线处电势始终略小于阴极孔附近的阴极腔内电势。这种电势分布使得阴极孔处的电子会向阴极腔与放电间隙移动, 而阴极腔内能够移动至阴极孔处的电子数量非常有限。而且由于气压较小, 离子碰撞阴极孔壁引起的二次电子碰撞电离率较小, 最终导致阴极孔处的电子流入速率小于电子流出速率, 阴极孔处的电子总量开始不断减少。但电子在移动的过程中仍能产生碰撞电离, 所以此

时阴极孔区域离子的数量仍处于不断上升的态势。

阶段 III (56~72 ns): 在该阶段, 虚阳极形成时的大量离子从轴线处移动至阴极孔壁从而被阴极孔壁吸收, 电子抽出过程中碰撞电离所产生的离子数难以补充被阴极孔壁吸收的离子数, 阴极孔处的离子数量开始减少。同时随着阴极孔轴线处电势的不断下降, 阴极孔与放电间隙的电势差越来越大, 阴极孔处的电子向放电间隙的流出速率则在不断增加。该阶段电子下降速率大于离子下降速率, 阴极孔区域净电荷量仍在上升, 但逐渐趋于饱和。此时阴极孔区域电子尚且存在, 电势势垒尚未完全形成。

阶段 IV (72 ns 以后): 随着阴极孔轴线处的电势越来越小, 阴极孔处的电子数量越来越少, 电子的下降速率开始小于离子的下降速率, 电子数量下降所带来的电势补偿不再存在, 阴极孔处的净电荷量开始下降, 轴线上距阳极 5~8 mm 处的电势从缓慢下降均开始转变为快速下降。而由于阴极孔区域的电子数量有限, 最终在约 80 ns 后阴极孔区域的电子先被消耗殆尽, 电子变化率归 0, 阴极孔处的电子束被截断, 5 mm 处电势开始明显小于 6~8 mm 处电势, 电势势垒也完全形成。

放电间隙的电势呈现出类似的发展过程。由于离子向阴极运动导致电势的缓慢下降, 与此同时电子向高电势运动进行一定程度的电势补偿。当区域电子数量过少, 电子的下降速率小于离子的下降速率时, 则表现为放电间隙的电势快速下降。因此观察 2、3 mm 处的电势, 均呈现出缓慢下降后突然快速下降的趋势。

由以上分析可知, 阴极孔处电子、离子的产生与消耗对伪火花放电的发展至关重要, 电势势垒的形成是阴极孔处电子耗尽的结果。首先虚阳极形成时阴极孔轴线上的电势已经略小于阴极腔内的电势, 从而在一定程度上限制了阴极腔内电子的流出。同时阴极孔轴线处离子的消耗速率大于产生速率, 这影响了阴极孔区域的电荷分布, 使阴极孔与阴极腔内的电势缓慢下降, 电势的下降则增大了电子向放电间隙的流出速率。随着阴极孔处电子数量的下降, 电子消耗速率将小于离子消耗速率从而削弱了电子数量下降所带来的电势补偿作用, 阴极孔与阴极腔处电势出现转折, 开始快速下降。当阴极孔内电子消耗殆尽, 阴极孔轴线处电势将明显小于阴极腔电势, 阴极孔处的电势势垒将完全建立。

2.3 气压的影响

由以上分析可知, 由于虚阳极形成时电势最大点位于阴极腔内, 要想避免阴极孔处电势势垒的形成, 维持阴极孔的电势和鞘层电场, 就必须增大阴极孔轴线处离子的产生速率, 从而减小阴极孔处的电势下降速率, 限制阴极孔处的电子向放电间隙的移动。增大气压可以有效增大碰撞电离的概率, 从而影响阴极孔电势势垒的形成过程。不同气压下阴极孔区域 5 mm 处电势、阴极孔电荷总量随时间变化曲线如图 6 所示。

由图 6 可知, 气压越高, 虚阳极形成所需要的时间越短, 但由于阳极电压一定, 虚阳极形成时的电势最大值差别不大, 所以不同气压下阴极孔处形成虚阳极时的净电荷量相差不大。但气压越大, 碰撞电离数越多, 从而导致虚阳极形成时的阴极孔处电子电荷与离子电荷量明显增大, 且离子电荷与电子电荷的下降速率明显减慢。由电荷变化趋势可知: 107 Pa、120 Pa 下放电发展与 93 Pa 下相类似, 即迁移电子以及孔壁二次发射的电子所产生的碰撞电离仍不能补充阴极孔内的离子与电子消耗, 但明显电势势垒的形成时间不断向后推移, 107 Pa 下阴极孔区域的净电荷量在 90 ns 后才出现明显的下降, 同时伴随着 5 mm 处电势的快速下降, 120 Pa 下则在 120 ns 的范围内并没有显著见到阴极孔处的净电荷量与电势快速下降。这是因为气压增大后阴极孔处电子数量很多, 电子数量下降所带来的电势补偿能够维持较长的时间, 只有当电子数量过小, 电子电荷变化率小于离子电荷变化率时, 阴极孔区域的净电荷量与电势才开始快速下降。随着阴极孔处电子逐渐消耗殆尽, 电势势垒逐渐形成。电势势垒形成时间的不断延迟对于阴极强电场鞘层的持续建立以及伪火花放电向后一阶段的转变是比较有利的。

若增大气压为 133 Pa, 当阴极孔虚阳极电势完全建立后, 电子电荷、离子电荷与净电荷量保持稳定, 电势势垒不再形成。为了研究不同物理过程的作用, 将离子分为两类, 离子 1 为触发电子及其衍生电子碰撞电离形成的离子, 离子 2 为阴极表面的二次发射电子及其衍生电子碰撞电离形成的离子。为了探究阴极孔区域离子的产生与消耗机制, 提取阴极孔区域离子电荷变化率、离子的产生与消耗速率及其不同离子生成速率的比例随时间变化如图 7 所示。

在图 7 中, 离子的生成速率指碰撞电离生成离

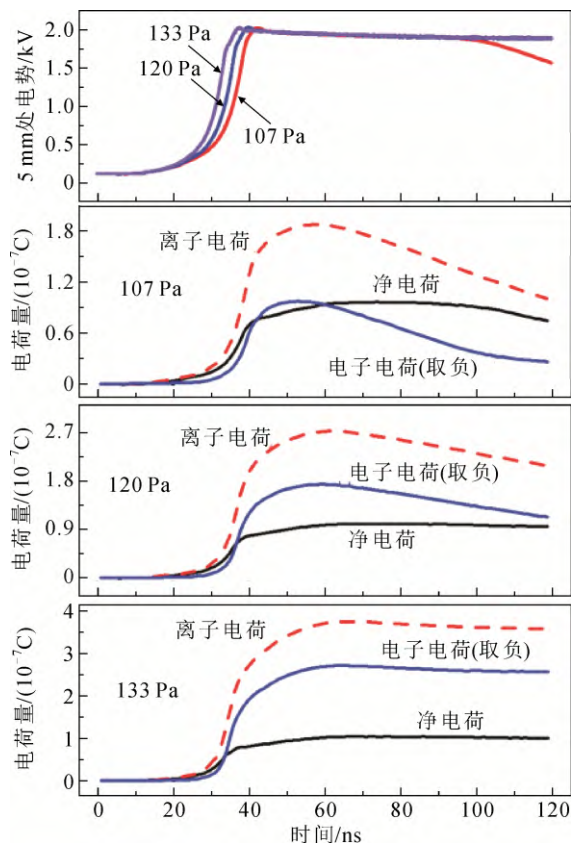


图 6 阴极孔区域的电势及电荷总量随时间的变化曲线

Fig.6 Variation curve of potential and total charge in cathode hole area with time

子的速率, 吸收速率指阴极孔壁吸收离子的速率, 迁移速率指阴极腔与放电间隙向阴极孔迁移离子的速率。由仿真结果可知, 随着阴极孔区域虚阳极电势的完全建立, 离子的电荷变化率归 0, 阴极孔壁对离子的吸收速率逐渐增大并趋于饱和, 电子碰撞电离而生成离子的速率则逐渐减小并趋于稳定, 但吸收速率要略高于生成速率。由于放电过程中电势最大点仍然形成于阴极腔内, 阴极孔轴线处电势要略低于放电间隙及阴极腔轴线处的电势, 所以放电间隙及阴极腔内的离子会向阴极孔区域迁移, 最终使阴极孔区域的离子数量保持恒定, 也即是离子被阴极孔壁吸收的速率与自由电子碰撞电离生成离子的速率、离子迁移的速率之和相等。对于电子来说, 电子将向放电间隙与阴极腔内移动, 离子撞击阴极孔壁表面会产生二次电子, 这些电子碰撞电离同样会产生二次电子, 从而使电子的生成速率与消耗速率相等。

观察离子 1 与离子 2 的生成比例可以发现, 随着离子吸收速率的增大, 离子 2 生成速率的比例在逐渐增大, 离子 1 的比例则在逐渐减小, 最终离子

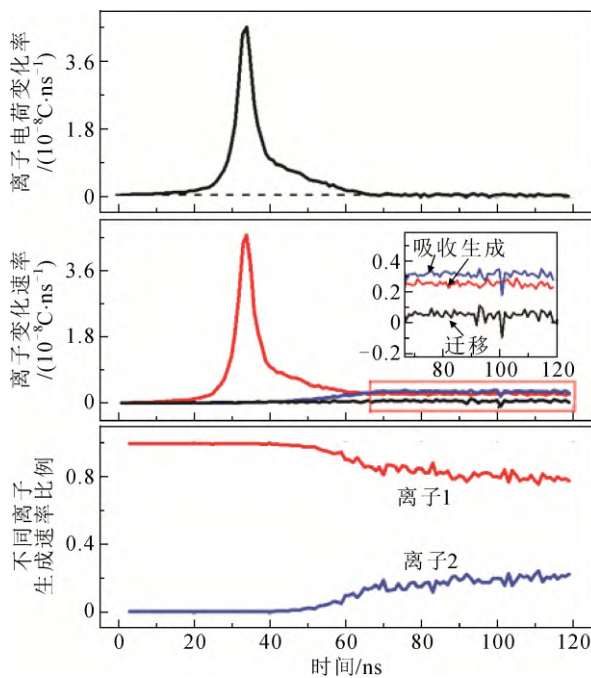


图7 阴极孔区域的离子电荷变化率及其比例(133 Pa)

Fig.7 Change rate and ratio of ionic charge in the cathode hole area(133 Pa)

2 的生成速率占离子总生成速率的比例约为 20%，也即是阴极孔壁发射的二次电子碰撞电离对于维持阴极孔区域虚阳极电势和鞘层电场的贡献约为 20%，大部分的碰撞电离仍由空心阴极放电阶段在阴极孔与阴极腔内形成的大量自由电子迁移所形成。这些电子虽然动能较小，但数量较多，在向阴极腔与放电间隙移动的过程中会产生较多的碰撞电离，对维持阴极孔的虚阳极电势非常重要。而阴极孔壁发射的电子能够在鞘层中加速获得很高的能量，但其数量较少，因此碰撞电离数比较有限，但可以预见当电压更高时，离子的二次电子发射系数将会更大，阴极孔壁发射的电子对于阴极孔区域鞘层电场的维持也会越来越重要。

由以上分析可知，增大气压可以从两个方面抑制阴极孔处电势的下降和电势势垒的形成。首先增大气压将会增大虚阳极形成时阴极孔处的离子和电子数，电子数量的增大意味着电子被消耗完的时间将向后推移，于是阴极孔处电势的快速下降与电势势垒的形成时间也不断向后推移；增大气压还可以增大阴极孔处电子碰撞电离的概率，使得阴极孔处离子的产生速率增大，从而有效减慢阴极孔处电势的下降速度。若增大气压到一定程度，电子产生的碰撞电离足以弥补阴极孔壁对离子的吸收，此时阴

极孔处的电子、离子、电势和鞘层电场将维持稳定，电势势垒将不再形成，也更有利于伪火花放电转变为超密集辉光放电。

3 结论

1) 当气压较低时，伪火花放电在经历汤逊放电、虚阳极形成与透入阴极腔后会在阴极孔区域形成电势势垒，阻碍了阴极腔内的大量自由电子被阳极抽出，不利于阴极孔区域虚阳极电势与鞘层电场的持续建立，伪火花放电难以完成向超密集辉光放电的转变而熄灭。

2) 阴极孔处电势势垒的形成是阴极孔内电子耗尽的结果。虚阳极形成后离子的迁移影响了阴极孔区域的电荷分布，从而使阴极孔区域的电势缓慢下降，并伴随阴极孔处的电子不断流出。随着阴极孔内电子数量的不断减小，阴极孔轴线处电势将快速下降并小于阴极腔轴线处电势，直至电子消耗殆尽电势势垒将完全建立。

3) 提高气压可以有效增大阴极孔区域的离子、电子总量及其碰撞电离概率，从而将电势势垒的形成时间不断向后推移乃至完全抑制，有利于维持阴极孔的鞘层电场从而促进伪火花放电的后续转变，因此在允许的耐压范围内适当增大气压能够保证伪火花开关更加稳定的触发导通；离子轰击阴极表面引起的二次电子发射碰撞电离对维持阴极孔区域的虚阳极电势和鞘层电场贡献约为 20%，大部分碰撞电离仍由空心阴极阶段产生的大量自由电子迁移所维持。

参考文献 References

- [1] CHRISTIANSEN J, SCHULTHEISS C. Production of high current particle beams by low pressure spark discharges[J]. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 1979, 290(1): 35-41.
- [2] 梅丹华, 方志, 邵涛. 大气压低温等离子体特性与应用研究现状[J]. *中国电机工程学报*, 2020, 40(4): 1339-1358.
MEI Danhua, FANG Zhi, SHAO Tao. Recent progress on characteristics and applications of atmospheric pressure low temperature plasmas[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2020, 40(4): 1339-1358.
- [3] 闫家启, 申赛康, 孙国祥, 等. 双间隙伪火花开关的触发及导通特性[J]. *高电压技术*, 2021, 47(8): 2799-2810.
YAN Jiaqi, SHEN Saikang, SUN Guoxiang, et al. Characteristics of triggering and conduction of a double-gap pseudospark switch[J]. *High Voltage Engineering*, 2021, 47(8): 2799-2810.
- [4] STETTER M, FELSNER P, CHRISTIANSEN J, et al. Investigation of the different discharge mechanisms in pseudospark discharges[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1995, 23(3): 283-293.
- [5] CHOI P, CHUAQUI H, FAVRE M, et al. Breakdown formation in a transient hollow cathode discharge—a statistical study[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1995, 23(3): 221-228.
- [6] YAN J Q, SHEN S K, WANG Y N, et al. A novel trigger for pseu-

- dispark switch with high repetition rate, low jitter, and compact structure[J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(6): 065102.
- [7] DING W D, SHEN S K, YAN J Q, et al. Discharge characteristics of a pseudospark switch in series with a saturable inductor[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2019, 47(10): 4572-4578.
- [8] YAN J Q, SHEN S K, DING W D. High-power nanosecond pulse generators with improved reliability by adopting auxiliary triggering topology[J]. IEEE Transactions on Power Electronics, 2020, 35(2): 1353-1364.
- [9] SHEN S K, YAN J Q, WANG Y N, et al. Further investigations on a modified avalanche transistor-based Marx bank circuit[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2020, 69(10): 8506-8513.
- [10] 程 显, 李泰煜, 葛国伟, 等. 同轴型火花开关研制及其触发特性试验研究[J]. 电工技术学报, 2019, 34(16): 3480-3486.
CHENG Xian, LI Taiyu, GE Guowei, et al. Development of coaxial spark switch and experimental study on its trigger characteristics[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2019, 34(16): 3480-3486.
- [11] ZHANG J, ZHAO J P, ZHANG Q G. The breakdown characteristics of multigap pseudospark under nanosecond pulsed voltages[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2014, 42(12): 3886-3890.
- [12] FRANK K, DEWALD E, BICKES C, et al. Scientific and technological progress of pseudospark devices[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1999, 27(4): 1008-1020.
- [13] KOROLEV Y D, KOVAL N N. Low-pressure discharges with hollow cathode and hollow anode and their applications[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2018, 51(32): 323001.
- [14] FRANK K, CHRISTIANSEN J. The fundamentals of the pseudospark and its applications[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(5): 748-753.
- [15] BOEUF J P, PITCHFORD L C. Pseudospark discharges via computer simulation[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1991, 19(2): 286-296.
- [16] PAK H, KUSHNER M J. Breakdown characteristics in nonplanar geometries and hollow cathode pseudospark switches[J]. Journal of Applied Physics, 1992, 71(1): 94-100.
- [17] CAO X T, HU J, ZHANG R X, et al. Dependence of pre-breakdown time on ionization processes in a pseudospark discharge[J]. AIP Advances, 2017, 7(11): 115005.
- [18] BIRDSALL C K. Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1991, 19(2): 65-85.
- [19] 徐 翱, 杨 林, 钟 伟, 等. 三电极气体火花开关触发过程中的等离子体行为特性[J]. 高电压技术, 2018, 44(6): 1922-1929.
XU Ao, YANG Lin, ZHONG Wei, et al. Plasma evolution in trigger process of three-electrode gas spark gaps[J]. High Voltage Engineering, 2018, 44(6): 1922-1929.
- [20] 徐 翱, 金大志, 王亚军, 等. 场致发射影响微间隙气体放电形成的模拟[J]. 高电压技术, 2020, 46(2): 715-722.
XU Ao, JIN Dazhi, WANG Yajun, et al. Simulation on influence of field emission to the gas discharge in micro-scale gaps[J]. High Voltage Engineering, 2020, 46(2): 715-722.
- [21] PITCHFORD L C, OUADOUDI N, BOEUF J P, et al. Triggered breakdown in low - pressure hollow cathode (pseudospark) discharges[J]. Journal of Applied Physics, 1995, 78(1): 77-89.
- [22] CETINER S O, STOLTZ P, MESSMER P, et al. Dependence of electron peak current on hollow cathode dimensions and seed electron energy in a pseudospark discharge[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(2): 023304.
- [23] 郑飞腾, 杨中海, 金晓林. 空心阴极类火花放电初始电离过程的PIC/MCC模拟[J]. 物理学报, 2008, 57(2): 990-995.
ZHENG Feiteng, YANG Zhonghai, JIN Xiaolin. The initiation phase of pseudospark discharge in a hollow cathode via PIC/MCC simulation[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(2): 990-995.
- [24] LIU Q, YANG L, HUANG Y P, et al. PIC simulation of plasma properties in the discharge channel of a pulsed plasma thruster with flared electrodes[J]. Plasma Science and Technology, 2019, 21(7): 074005.
- [25] ZHANG J, LIU X T, ZHANG Q G. Research on dynamical behavior of virtual anode in hollow cathode discharge[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(5): 053515.
- [26] HARTMANN W, DOMINIC V, KIRKMAN G F, et al. An analysis of the anomalous high - current cathode emission in pseudospark and back - of - the - cathode lighted thyratron switches[J]. Journal of Applied Physics, 1989, 65(11): 4388-4395.
- [27] PUCHKAREV V F. Fast processes on cathode surface resulting in pseudospark discharge[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1993, 21(6): 725-730.
- [28] ANDERS A, ANDERS S, GUNDERSEN M A, et al. Self-sustained self-sputtering: a possible mechanism for the superdense glow phase of a pseudospark[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1995, 23(3): 275-282.
- [29] 闫家启, 孙国祥, 申赛康, 等. 伪火花放电初始发展过程的仿真研究[J]. 高电压技术, 2021, 47(7): 2572-2582.
YAN Jiaqi, SUN Guoxiang, SHEN Saikang, et al. Simulation investigation on initial processes of pseudospark discharge[J]. High Voltage Engineering, 2021, 47(7): 2572-2582.
- [30] VERBONCOEUR J P, ALVES M V, VAHEDI V, et al. Simultaneous potential and circuit solution for 1D bounded plasma particle simulation codes[J]. Journal of Computational Physics, 1993, 104(2): 321-328.
- [31] VAHEDI V, DIPESO G. Simultaneous potential and circuit solution for two-dimensional bounded plasma simulation codes[J]. Journal of Computational Physics, 1997, 131(1): 149-163.
- [32] FURMAN M A, PIVI M T F. Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission[J]. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2002, 5(12): 124404.
- [33] STOLTZ P H, VERBONCOEUR J P, COHEN R H, et al. Modeling ion-induced electrons in the High Current Experiment[J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(5): 056702.
- [34] Morgan. Kinema research & software[EB/OL].[2020-12-29]. <https://nl.lxcat.net/contributors/#d16>.
- [35] XU L, KHRABROV A V, KAGANOVICH I D, et al. Investigation of the Paschen curve for helium in the 100-1000 kV range[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(9): 093511.
- [36] LINDSAY B G, STEBBINGS R F. Charge transfer cross sections for energetic neutral atom data analysis[J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2005, 110(A12): A12213.



SUN Guoxiang

孙国祥

1997—, 男, 硕士生

主要从事伪火花放电数值模拟和重复频率脉冲源方面的研究工作

E-mail: 2752613019@qq.com



DING Weidong

Ph.D., Professor

Corresponding author

丁卫东(通信作者)

1976—, 男, 博士, 教授, 博导

主要从事气体放电、高电压测量和脉冲功率技术方面的研究工作

E-mail: wdding@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期 2020-12-30 修回日期 2021-09-09 编辑 曹昭君