

金属微粒影响三电极气体火花开关 击穿过程的仿真研究

周鑫淼 张博雅[†] 陈立 李兴文

(西安交通大学, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

(2023 年 8 月 7 日收到; 2023 年 9 月 2 日收到修改稿)

气体火花开关在脉冲功率技术中得到了大量应用, 但由于脉冲功率技术大电流高电压的特点, 气体火花开关在使用过程中很容易对电极表面造成烧蚀, 烧蚀产生的金属微粒会显著影响开关的稳定性和可靠性. 本文首先针对大气压氮气环境下的三电极气体火花开关放电过程进行建模, 对触发极边缘高场强区域的电离系数进行修正, 使用场致电离发射电流模拟初始电子产生的过程, 深入探究开关导通的物理机理, 详细叙述开关击穿过程各阶段的放电形态. 接着研究了金属微粒对于击穿过程的影响, 研究表明金属微粒的存在增强了触发极附近的电场, 加速了初始电子云的产生, 同时金属微粒与触发极之间会率先击穿, 并成为后续流注发展的源头. 除此之外, 金属微粒对于流注的传播具有阻碍作用, 使放电通道产生分支. 最后本文讨论了不同形状以及尺寸的金属微粒对于放电过程的影响, 这些都为进一步研究三电极气体火花开关放电过程以及金属微粒诱发开关击穿的物理机理提供了理论支撑.

关键词: 流注放电, 气体火花开关, 金属微粒, 场致发射

PACS: 52.30.-q, 52.65.-y, 52.75.Kq

DOI: 10.7498/aps.73.20231283

1 引言

在高功率脉冲技术中, 开关具有特殊的地位, 气体火花开关则是大功率脉冲系统中运用最为普遍的高功率开关, 特别是三电极气体火花开关因其可控性高, 工作电压低, 抖动性小等优点受到了广泛使用^[1-3].

由于脉冲功率技术的特点, 开关在工作中通常能够达到 kV/kA 量级的工作状态, 多次放电后很容易对电极表面造成烧蚀, 并且随着现代制造工业的不断提升, 电极表面烧蚀成为了气体火花开关内部金属微粒产生的最主要来源^[4]. 文献^[5-7]通过实验发现了开关内部存在的金属微粒会显著降低气体火花开关的击穿电压, 其下降程度与颗粒存在形式、颗粒尺寸形状、气体种类、背景压力、外加电压形式和电场分布等有关^[8,9]. Li 等^[5]通过实验

发现固定在电极表面的 300 μm 金属微粒可以使 8 mm 氮气间隙的自击穿电压降低 19%, 而游离的微粒可以使自击穿电压降低 24%. Wang 等^[6]通过实验研究了相同半径下静止微粒与游离微粒对于击穿电压的不同影响, 并且在金属微粒存在情况下对静态电压、脉冲电压以及微放电电压进行了详细的比较研究.

而在金属微粒击穿理论与仿真研究方面, 研究人员同样开展了大量工作, 早在 20 世纪, Hara 和 Akazaki^[10]就使用流注理论与 Meek 判据给出了自由导电微粒存在情况下的击穿电压阈值, 并与实验结果取得了良好的一致性. 国内 Xu 等^[11]使用 PIC-MCC 方法对带电微粒引发间隙击穿的完整过程进行了仿真模拟, 并在后续的工作中提出了一种预测毫米尺度下金属微粒引发间隙击穿的方法, 并提出使用流注判据时可能存在的问题^[12]. 最近, Sun 等^[13]

[†] 通信作者. E-mail: zhangby@xjtu.edu.cn

通过理论分析和数值模拟研究了微米尺度气隙中金属微粒诱发击穿的现象,在预测微粒击穿电压时还考虑了二次电子发射与场致电子发射的影响。

但上述研究往往集中于两电极气体火花开关中,三电极开关结构则更为复杂,触发极与阳极和接地极之间都有可能发生击穿,场致发射效应、极不均匀场以及绝缘介质的闪络过程^[14]都给三电极气体火花开关的研究带来了巨大的挑战,目前大部分的文献^[15–17]仍集中在实验测量三电极气体火花开关的时延,抖动特性以及可重复性方面,只能得到一些规律性结果,很难给出击穿细节过程和物理机理解释,对于三电极气体火花开关中金属微粒诱导击穿的微观过程更是尚未见报道,因此为了提高开关的整体工作性能,有必要对金属微粒触发开关击穿现象的微观物理过程进行深入研究.第2节介绍了微粒诱导放电模型的仿真设置;第3节讨论了有无金属微粒下的放电结果以及不同尺寸及形状对于放电过程的影响;第4节对仿真结果进行了总结并指出了存在的不足及展望。

2 数值建模

2.1 模型设置

触发管型三电极气体火花开关结构如图1所示,开关包含3个电极分别是触发极,阳极以及接地极,电极的材料为钨,阳极施加正高压,触发极施加负脉冲高压,触发极与接地极之间包含绝缘介质陶瓷,间隙中充入氮气绝缘,其中触发极与阳极之间的间隙为1 mm,触发极与接地极之间的间隙为0.5 mm,触发极顶部与接地极顶部相差0.2 mm,

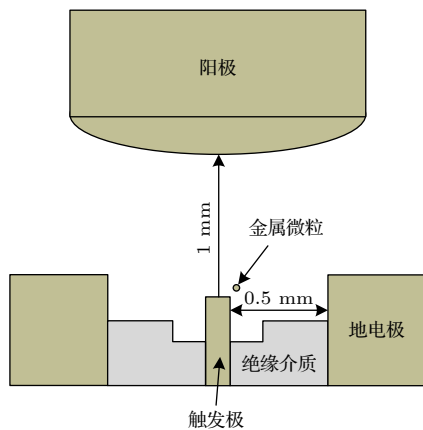
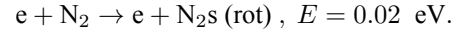
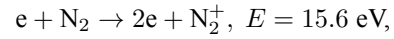
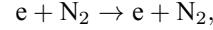


图1 开关结构示意图

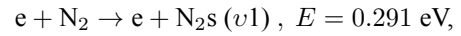
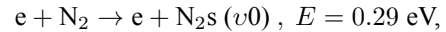
Fig. 1. Schematic diagram of switch structure.

触发极半径为0.3 mm,由于三电极开关为对称结构,所以在仿真中使用了二维轴对称结构。

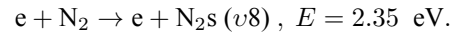
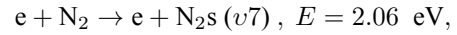
本文考虑的等离子体化学反应包含电子与氮气分子的25个碰撞过程,包括弹性碰撞、转动激发、振动激发、电子态激发、电离^[14].其中部分弹性碰撞、激发、电离反应的能量阈值如下(完整反应列表见补充材料(online)).



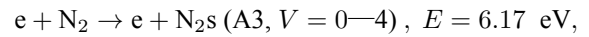
振动激发过程:



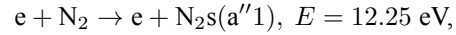
...



电子态激发过程:



...



以上电子碰撞反应速率通过BOLSIG+利用电子碰撞截面求得^[18].

由于在纯氮气条件下光电离效应并不明显^[19],并且本文所研究的开关结构中为负流注击穿过程,光电离效应并不能显著影响放电过程,而当使用较大背景电子密度时可能由于电场的不均匀性产生非物理的电子崩,进而影响对放电过程的分析,因此本文使用较低的背景电子密度($1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$)来代替光电离效应^[20].

2.2 控制方程

采用流体模型对开关击穿过程进行建模,采用的有限元分析软件为COMSOL Multi-physics 6.0@软件包,流注放电模型主要由3个控制方程组成,分别是电子连续性方程、泊松方程、重粒子多组分扩散输运方程。

电子连续性方程描述电子的运动和产生,利用漂移扩散(DD)近似理论描述电子的运动,这种近

似适用于大气压放电下的高碰撞等离子体:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e) + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e, \quad (1)$$

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot E) n_e - \nabla (D_e n_e), \quad (2)$$

式中, n_e 是电子密度, Γ_e 表示电子通量, t 是时间, μ_e 是电子迁移率, D_e 是电子扩散率, $\mathbf{u}$ 是中性流体速度矢量 (通常情况下可忽略不计), R_e 是电子密度源项, 其中包含光电离, 电离反应等.

泊松方程用于求解空间中的电势分布以及等离子体内部电场:

$$\nabla^2 U = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad (3)$$

$$E = -\nabla U. \quad (4)$$

重粒子多组分扩散输运方程用于描述各种离子以及中性粒子的运动, 通常在纳秒级放电过程中, 重粒子相较于电子近似处于静止不动的状态, 因此文中忽略了重粒子的迁移过程:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (w_k) + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) w_k = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k, \quad (5)$$

$$\mathbf{j}_k = \rho w_k \mathbf{V}_k, \quad (6)$$

式中, $\mathbf{j}_k$ 是扩散通量矢量, R_k 是物种 k 的速率表达式, w_k 是物种 k 的质量分数, $\mathbf{V}_k$ 是物种 k 的多组分扩散速度.

本文采用局部场近似的方法求解电子平均能量, 局部场近似在大气压下的计算准确性得到了广泛的认可 [21]. 但在靠近电极表面的区域为鞘层区域, 属于高场强低电子密度区域, 电子由于扩散造成的顺电场方向运动将损失能量, 局部场近似模型无法描述这一过程, 最终造成鞘层区域的电子密度的异常增大. 由于在三电极开关击穿中以负流注击穿过程为主, 触发极附近边缘位置将始终保持高密度的电子团, 并且空间电荷所产生的鞘层将对场致电子发射产生重要影响, 因此有必要对其进行处理以保证计算的准确性和连续性, 目前常用的两种处理手段一种是增加电子能量方程, 但会消耗大量的计算资源并增加收敛难度; 一种是 Soloviev 和 Krivtsov [22] 采用的电离速率修正系数. 在此使用第 2 种方法, 同时给出简单的推导过程.

电子能量输运方程表示为 [22]

$$\begin{aligned} n_e \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} - [\mu_e n_e \mathbf{E} + \nabla (D_e n_e)] \cdot \nabla \bar{\varepsilon} \\ - e [\mu_e n_e \mathbf{E} + \nabla (D_e n_e)] \times \mathbf{E} \\ = -\eta k_i n_e N - n_e W_{el}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中, η 是所有非弹性碰撞过程引起的能量损失, $n_e W_{el}$ 表示与准弹性碰撞相关的总电子能量汇, k_i 是新的电离速率常数, 方程等式左侧第 2 项代表在空间中的漂移和扩散引起的平均电子能量变化, 等式左侧第 3 项代表电子在电场中受到电场力的作用而导致的电子平均能量的增大, 假设这种增长主要有非弹性碰撞过程导致的电子能量损失平衡, 则可以表示为

$$e [\mu_e n_e \mathbf{E} + \nabla (D_e n_e)] \times \mathbf{E} = \eta k_i n_e N. \quad (8)$$

在使用齐次玻尔兹曼动力学方程的解求取反速率时, 该能量损失平衡被表述为

$$e \mu_e n_e E^2 = \eta k_0 n_e N, \quad (9)$$

其中 k_0 表示旧电离速率常数, 由此可以得到一个新的局部电离速率常数 k_i :

$$k_i = k_0 \left[1 + \frac{E \nabla (D_e n_e)}{\mu_e n_e E^2} \right]. \quad (10)$$

需要注意这里使用了修正的电子扩散通量 $J_{\text{diff}} = -\nabla (D_e n_e)$ 代替 $J_{\text{diff}} = -D_e \nabla n_e$, 因为在靠近电极或电介质表面时, 电子密度和电场的梯度都非常大, 解对于扩散通量的变化非常敏感, 在靠近电极与介质表面时, 电场逐渐加强, 而电子密度逐渐减小, 因而电场和电子密度梯度有着相反的符号, 但电子扩散系数随电场的增大而增大, 因此随扩散通量运动的电子会随之扩散到扩散系数更大的区域, 急剧变化的电场梯度和对电场高度依赖的电子扩散系数将引发另一种数值不稳定性 [22], 这导致了在时间步选取较大时可能会造成电子的逆浓度梯度扩散.

大多数由电极侵蚀而产生的金属微粒的尺寸通常在几微米到几十微米之间, 并且呈球形 [14]. 在电场力、重力以及流场对流效应的多因素叠加作用下, 微粒将离开电极表面并携带一定量的电荷. 微粒所携带的电荷量与间隙的电场强度有关, 可以用下式计算 [23]:

$$Q = \frac{2}{3} \pi^3 \varepsilon_0 r^2 E_0, \quad (11)$$

其中 ε_0 为真空介电常数, r 为金属微粒半径, E_0 为背景电场强度, 金属微粒与背景电场的耦合将由静电场自洽求解.

2.3 边界条件与场致电子发射

在对开关进行静电场仿真后发现在触发电极尖角部分存在极高的电场畸变, 该区域的电场强度

往往能够达到 $1 \times 10^7 \sim 1 \times 10^8$ V/m 之间, 同时由于电极表面无法做到绝对光滑, 存在微观凸起, 会造成局部电场的进一步畸变^[24], 而在触发极表面附近形成的正空间电荷层会进一步加强表面电场, 造成强烈的电子发射流, 因此在三电极气体火花开关的放电过程中需要持续考虑场致电子发射对于击穿过程的影响, 所以本文在触发极表面尖角附近添加了场致电子发射通量作为初始电子的产生与后续的边界电子源.

触发极表面间的场致电子发射电流可由 Fowler-Nordheim 公式计算得到^[25]:

$$J(E) = 1.541 \times 10^{-6} \frac{(\beta E)^2}{\phi t^2(y)} \times \exp \left[6.831 \times 10^9 v(y) \frac{\phi^{1.5}}{\beta E} \right], \quad (12)$$

$$y = 3.79 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{\beta E_s}}{E_\phi}, \quad (13)$$

$$v(y) = 1 - y^2 \left(1 - \frac{1}{3} \ln y \right), \quad (14)$$

$$v(y) = 1 + y^2 \left(1 - \frac{1}{9} \ln y \right), \quad (15)$$

其中, E 是电场强度, ϕ 是电极材料逸出功, $t(y)$ 和 $v(y)$ 反映 Schottky 效应对电子逃脱概率的影响, y 为 Schottky 效应降低金属表面势垒的比例, 即 $\Delta\phi$ 应降, β 场致增强因子, 在这里取经验值 90^[13,26].

当正离子撞击阴极以及绝缘材料表面时会导致二次电子发射, 本文在阴极、触发极以及绝缘介质表面所采用了相同的二次电子发射系数 0.02^[27], 金属微粒表面二次电子发射系数为 0.1, 同时在绝缘介质表面考虑电荷累积效应. 为了避免有限元分析软件在处理尖角附近区域的网格时产生奇异性, 在不影响结果的情况下将电极附近的尖角进行倒圆角处理 ($r = 0.01$ mm), 提高了尖角附近网格的平均质量.

3 结果与讨论

3.1 无微粒发展过程

首先讨论在无金属微粒的情况下的开关放电过程, 放电过程中施加阳极电压为 3.3 kV, 图 2 为触发脉冲波形实测图. 图 3 显示了在没有金属微粒存在时, 开关放电过程中的电子密度发展过程. 因

此将放电过程分为 3 个阶段.

阶段 1 到达自击穿电压后, 部分电子由于外电场的作用“透过”势垒而脱离金属表面进入气体区域, 形成初始电子, 但由于触发极附近的极不均匀电场分布为向外逐渐衰减 (图 4(a)), 这导致初始电子在触发极附近发生剧烈碰撞电离并以电子云团的形式发展 (图 3(a)) 而非均匀场中的电子崩形式.

阶段 2 触发极附近的电子云团密度不断增大, 达到 $5 \times 10^{18} \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 之时, 电子云团头部以及尾部的空间电荷显著影响了附近电场, 此时的触发极表面的电场强度可达 4×10^7 V/m 以上, 如图 4(b) 所示. 触发极表面的正空间电荷层一方面加强了电子团与触发极之间的电场, 使得场致电子发射电流迅速增加, 发射出大量电子并迅速在触发极附近形成了高密的电子团, 另一方面削弱了电子云团内部的电场, 限制了高密度区域的进一步发展. 流注主通道发展受到抑制, 而外围的较低密度的等离子体层将在电场引导作用下向四周扩散, 形成大范围的均匀放电, 此时进入到流注过渡阶段, 放电发展模式以“球-壳”的形式发展, 球壳中心处的电子密度可达 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上, 而球壳外层的低密度等离子体则在 $1 \times 10^{18} \sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 之间, 如图 3(c) 所示.

阶段 3 随着“壳”层的向外传播, 其发展模式与流注发展模式相一致, 受头部电场的引导向前发展, 主通道发展方向与阳极加压有关, 当电压较低时开关工作模式为慢导通模式, 触发极与接地极先击穿; 电压较高时, 开关工作在模式为快导通模式, 触发极与阳极先击穿, 如图 3(d) 所示.

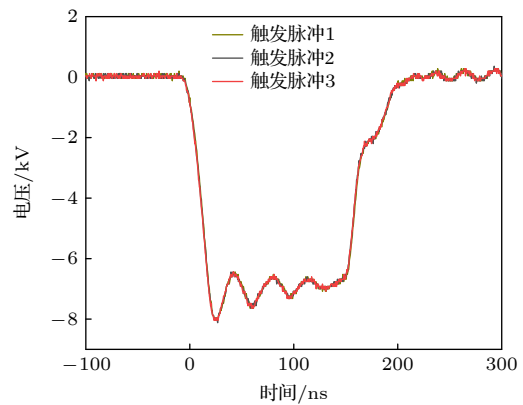


图 2 触发脉冲波形实测图

Fig. 2. Trigger pulse waveform.

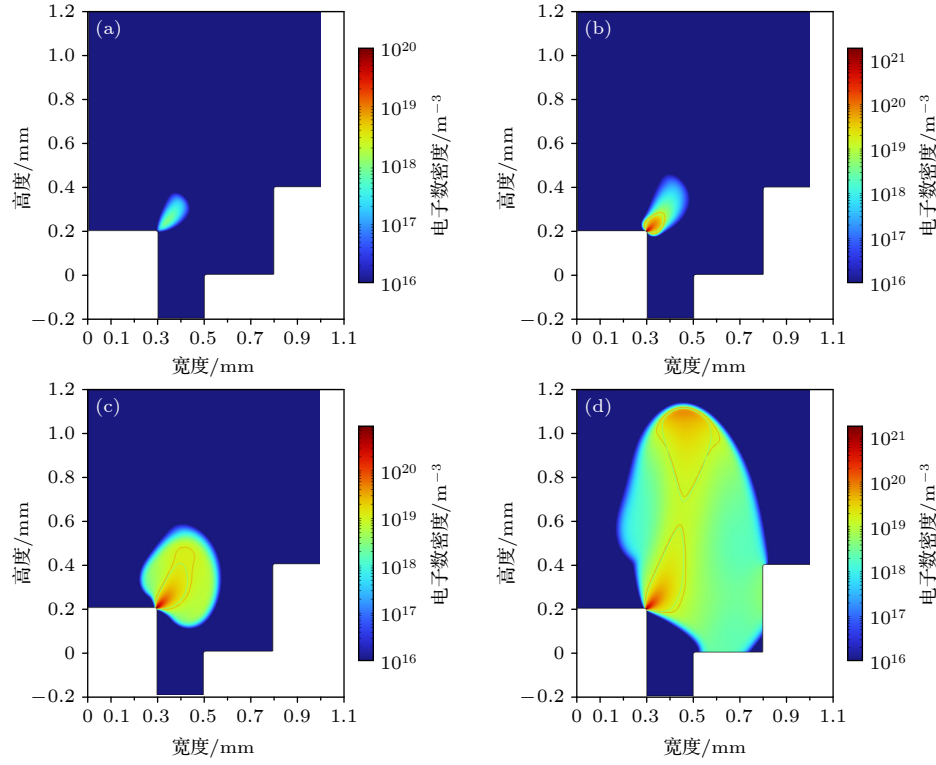


图 3 电子密度时空分布图, 其中绿色等高线为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 电子数密度等高线, 红色等高线为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 正离子数密度等高线 (a) 4.0 ns; (b) 4.5 ns; (c) 5.0 ns; (d) 6.3 ns

Fig. 3. Spatial and temporal distribution of electron density, where the green contour is the $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ electron number density contour and the red contour is the $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ positive ion number density contour: (a) 4.0 ns; (b) 4.5 ns; (c) 5.0 ns; (d) 6.3 ns.

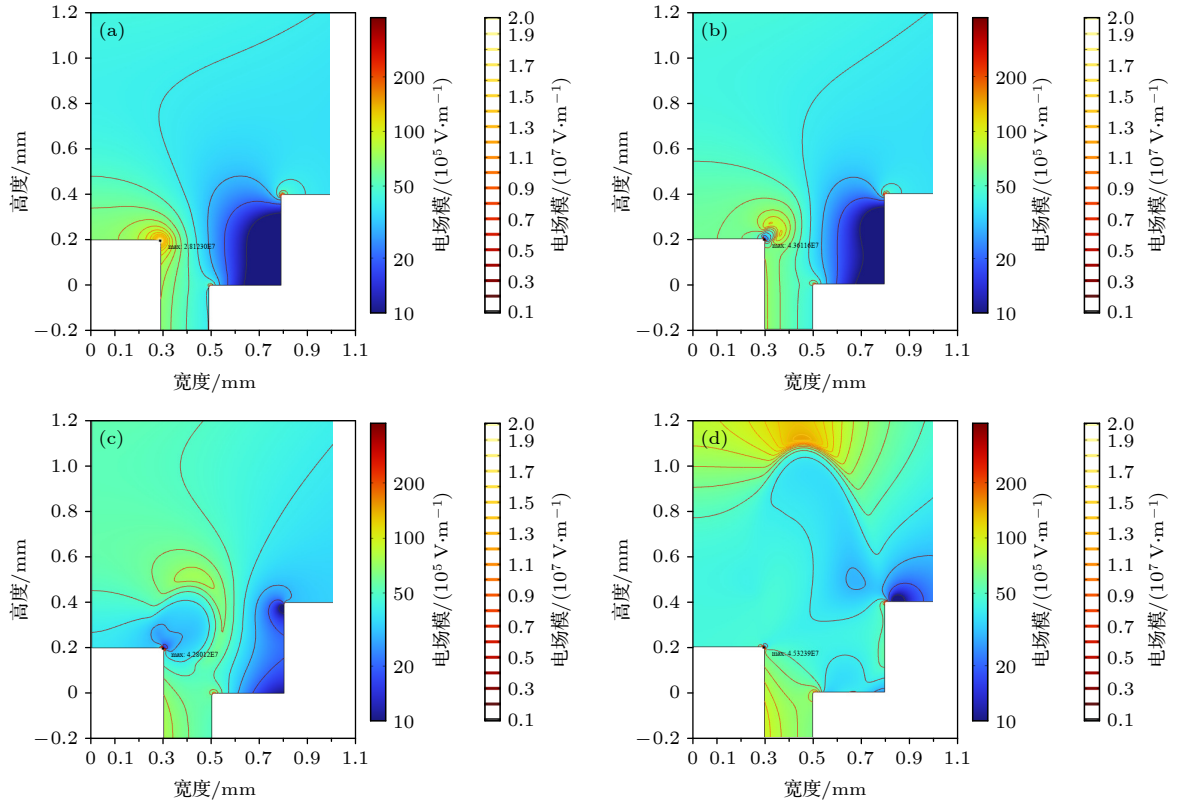


图 4 电场模时空分布图 (a) 4.0 ns; (b) 4.5 ns; (c) 5.0 ns; (d) 6.3 ns

Fig. 4. Spatial and temporal distribution of electric field modes: (a) 4.0 ns; (b) 4.5 ns; (c) 5.0 ns; (d) 6.3 ns.

3.2 有微粒的发展过程

下面将讨论金属微粒存在时的击穿情况, 由于在实际工作中微粒的产生与运动具有较大的随机性, 因此选择对放电过程影响较大的情况进行仿真, 放置半径为 $20\text{ }\mu\text{m}$ 的圆形金属微粒在触发极附近, 其所带电荷极性与分离电极有关, 本文主要讨论金属微粒携带正电荷的情况, 各电极施加电压情况与无金属微粒情况下相一致. 由 (11) 式计算所得金属微粒带电量变化如图 5 所示, 在整个放电过程中金属微粒带电量的量级大概在 10^{-13} C .

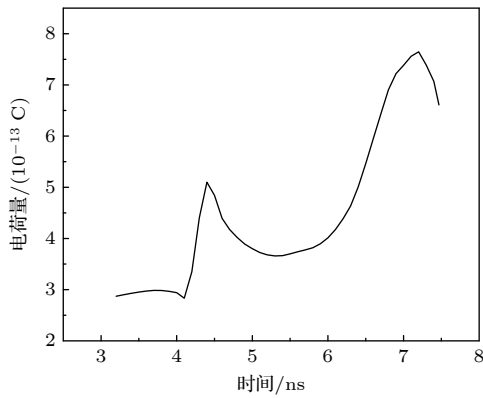


图 5 金属微粒所带电荷量
Fig. 5. Charge carried by metal particles.

金属微粒对开关放电过程产生的影响大致可以分为两个方面. 第 1 个方面是带电金属微粒存在时会对周围的电场形成畸变, 增大微粒与电极间的电场, 从而增大电极表面的场致发射电子电流 (图 6 和图 7). 从图 6 可以看到, 在金属微粒存在的情况下, 触发极表面的场致电子发射通量峰值增大了 1 倍左右, 同时金属微粒的存在加强了触发极与金

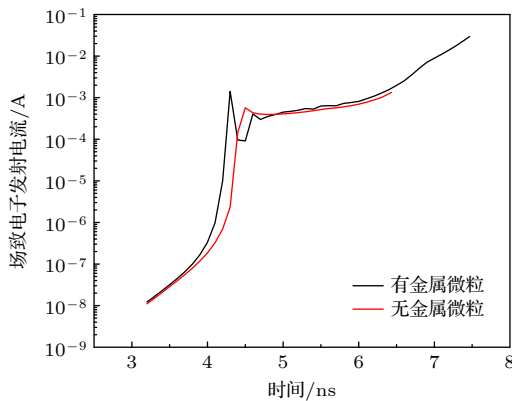


图 6 有无金属微粒存在时触发极表面发射电流波形
Fig. 6. Surface emission current waveforms of the trigger electrode in the presence or absence of metal particles.

属微粒之间的电场, 使得原本向外逐渐减弱的不均匀电场出现了先降低后上升的情况 (图 7), 电场的增强显著加快了前期电子崩的发展. 第 2 个方面是由于金属微粒会阻挡电子崩及流注的运动, 负流注头部受到金属微粒的挤压后向金属微粒两侧运动, 同时由于金属微粒表面电场线处处垂直, 导致在金属微粒径向两侧电子受电场驱动向远离金属微粒的方向运动, 造成了金属微粒上方存在电子的“真空”地带, 如图 8(b) 所示.

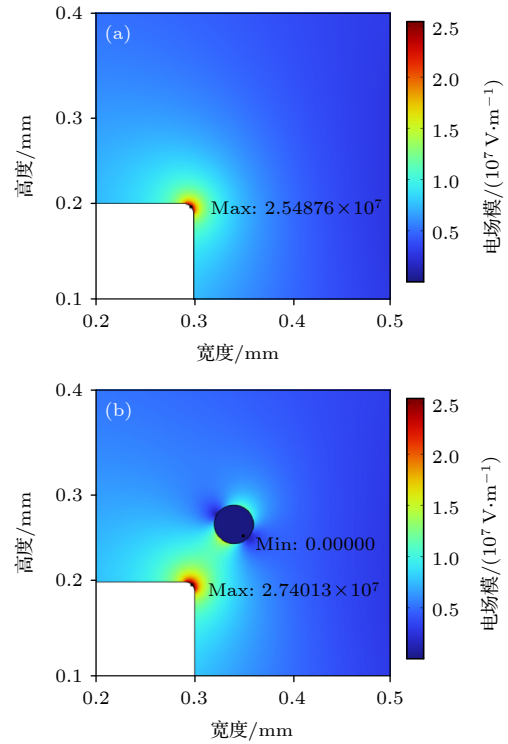


图 7 触发极电场局部放大图 (a) 无金属微粒; (b) 金属微粒

Fig. 7. Local magnification of the electric field at the trigger electrode: (a) No metal particles; (b) with metal particles.

通过上述分析可知当金属微粒存在时, 击穿过程的发展同样可以分为 3 个阶段, 在第 1 个阶段中由于金属微粒的存在使得触发极表面的电场增强, 增大了场致电子发射效应, 使得开关在较低的脉冲电压等级下便可产生明显的场致电子发射电流, 同时由于间隙电场的增强增大了电子的电离速率, 加快了电子崩到流注的发展速度, 如图 8(a) 与图 3(a) 所示. 第 2 阶段中流注发展过程与无金属微粒时有所区别, 由于金属微粒的存在触发极附近无法形成稳定的电子云, 而是会在金属微粒与触发极率先发生击穿, 并由于金属微粒的阻碍作用使得流注发展

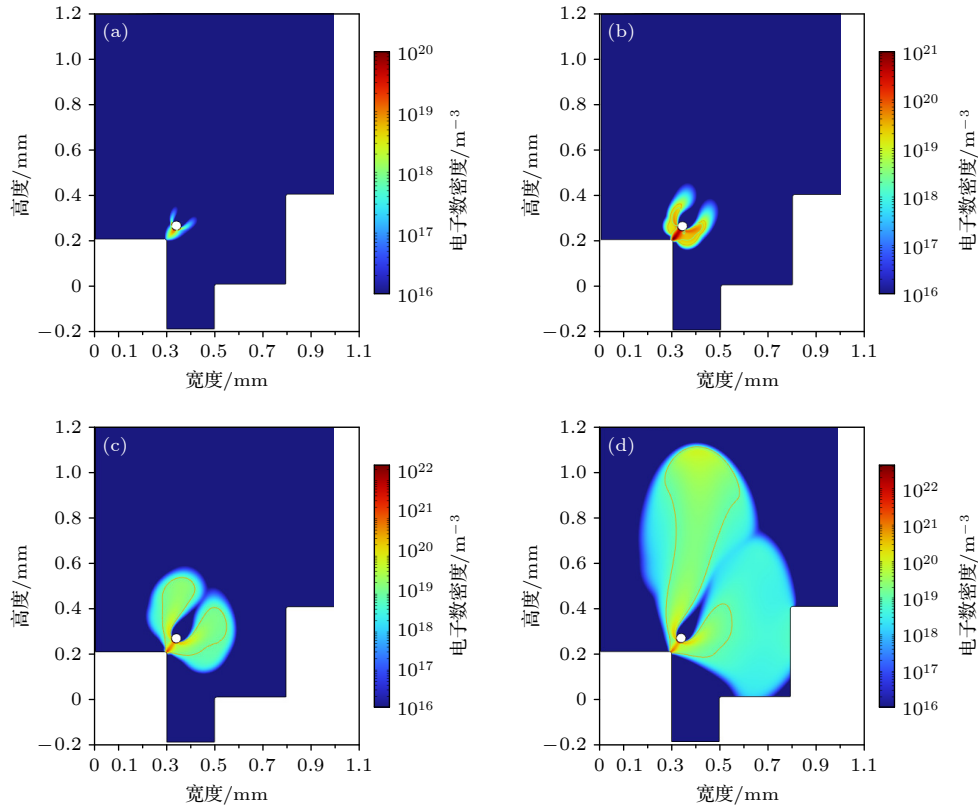


图 8 电子密度时空分布图, 其中绿色等高线为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 电子数密度等高线, 红色等高线为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 正离子数密度等高线 (a) 4.0 ns; (b) 4.5 ns; (c) 5.0 ns; (d) 6.3 ns

Fig. 8. Spatial and temporal distribution of electron density, where the green contour is the $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ electron number density contour and the red contour is the $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ positive ion number density contour: (a) 4.0 ns; (b) 4.5 ns; (c) 5.0 ns; (d) 6.3 ns.

受到阻碍, 主流注发生分叉, 形成两条放电分支, 同时金属微粒与触发极击穿后形成的等离子体通道成为后续流注发展的主要源头. 第 3 阶段中由于金属微粒所导致的分叉形成了两条新的放电通道, 之后若无后续的微粒影响, 则两条放电通道将受电场驱动独立发展, 最终到达阳极或地电极发生击穿.

同时注意到当金属微粒存在时, 虽然会显著地加快初始电子产生到电子崩再到流注的发展过程, 降低了开关的自击穿电压, 但由于开关工作中施加的是脉冲电压, 因此不一定会减小击穿电压. 从图 8(d) 与图 3(d) 可以看到在相同时刻, 金属微粒存在时的阳极导向流注头部要慢于无微粒时的情况, 这是由于金属微粒对流注的阻碍作用使得流注不能沿原路径发展, 而且在金属微粒赤道附近削弱了电场, 减缓了流注的发展速度, 同时金属微粒对于电子具有一定的吸收作用, 多种因素共同决定了流注的发展速度.

3.3 微粒尺寸及形状对于放电过程的影响

图 9 为不同形状下以及不同尺寸下的金属微

粒对于初始电场的影响, 选用正方形的金属微粒表示放电中可能出现的带有尖锐外形的金属微粒. 结果表明, 在具有尖锐外形的金属微粒存在时, 电场的极大值点出现在了金属微粒附近, 电场对于流注发展有着明显的导向作用, 微粒附近的高场强区域能够引导流注的发展方向, 同时在金属微粒朝向阳极的一面存在着高达 $1.7 \times 10^7 \text{ V/m}$ 大小的电场, 这有可能引发金属微粒表面的场致电子发射现象, 成为新的电子源.

不同金属微粒尺寸对于放电的影响过程则比较复杂, 以球形金属微粒为例, 当金属微粒的半径由 $20 \text{ }\mu\text{m}$ 变为 $5 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 触发极到金属微粒之间电场的变化如图 10 所示, 金属微粒的存在会弯曲局部电场线, 微粒尺寸越小对于触发极表面电场的畸变程度越小, 但总体还是加强了触发极与金属微粒之间的电场, 特别是在金属微粒附近有着极为明显的电场抬升, 加强的电场加快了电子崩过程以及触发极与微粒之间的击穿过程, 在金属微粒与触发极之间发生击穿后, 初始流注由于受到金属微粒的阻碍作用而发生分叉, 对于尺寸较大的微粒来说, 流

注分叉以后很难在金属微粒后面汇合,而是会形成两个独立的流注发展通道^[28],但对于尺寸较小的微粒来说,流注分叉以后会迅速在金属微粒后面汇合成一条主放电通道,如图11所示。

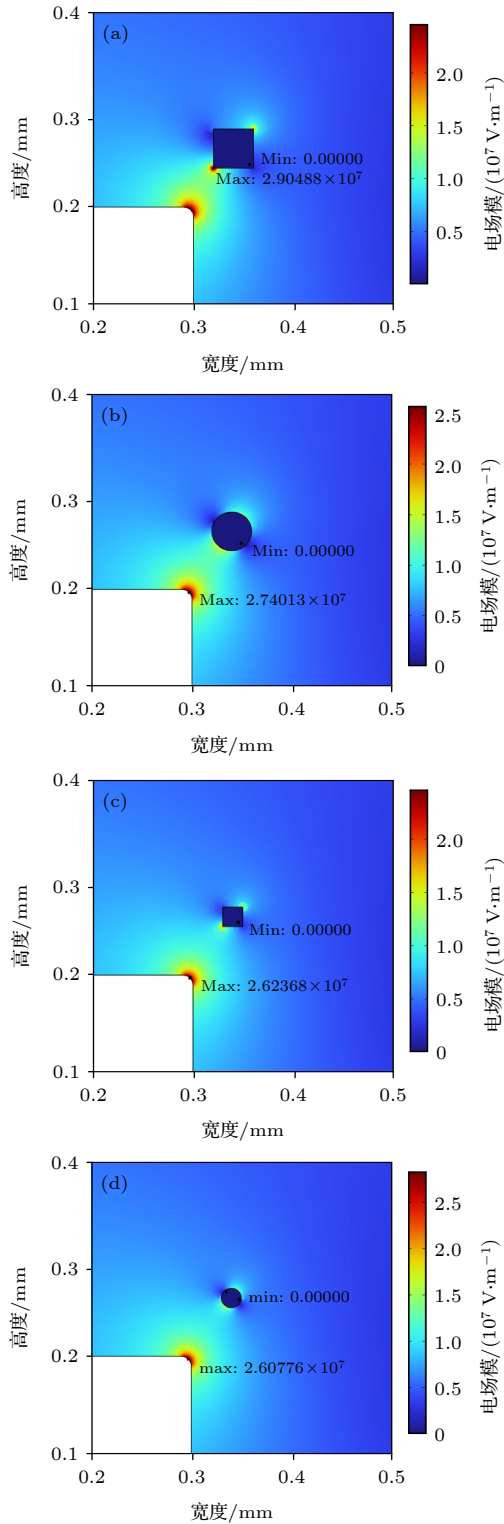


图9 不同形状、半径金属微粒对触发极附近电场的影响
Fig. 9. Effect of metal particles of different shapes and radius on the electric field near the trigger electrode.

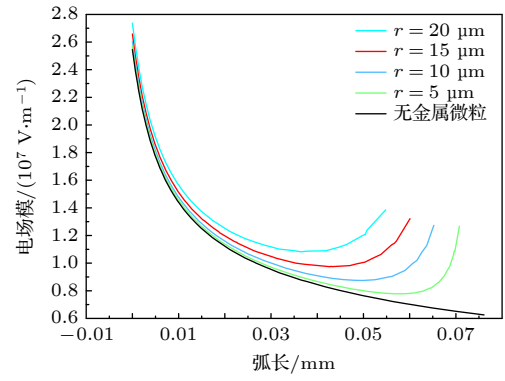


图10 不同尺寸微粒下微粒与电极间隙电场分布图
Fig. 10. Distribution of electric field between particle and electrode gap for different particle sizes.

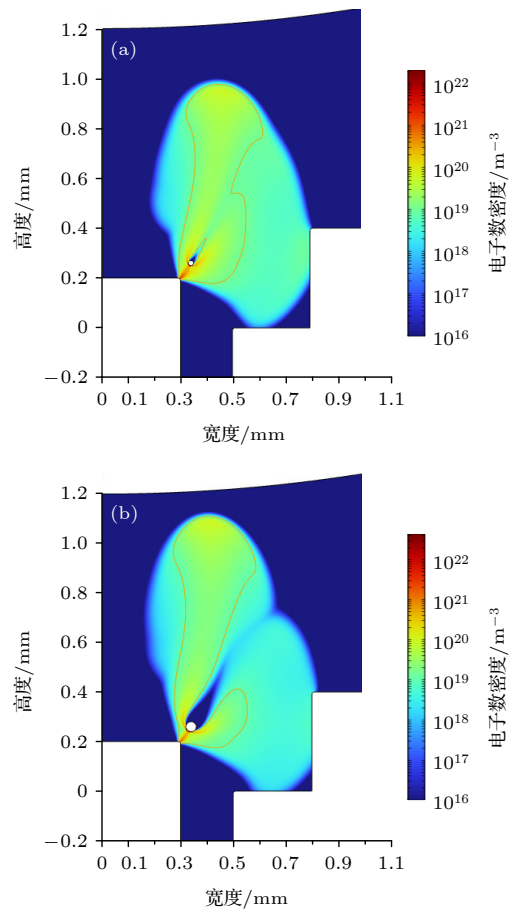


图11 不同尺寸金属微粒存在时的电子密度分布图,红色等高线为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 正离子数密度等高线 (a) $r = 10 \text{ μm}$; (b) $r = 20 \text{ μm}$
Fig. 11. Electron density distribution in the presence of metal particles of different sizes, with the red contour being the $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ positive ion number density contour: (a) $r = 10 \text{ μm}$; (b) $r = 20 \text{ μm}$.

综上所述,在实际的使用过程中应避免大尺寸金属微粒的出现,避免多条放电通道的产生,特别是处于快导通与慢导通模式过渡态的工作系数时,

触发间隙与主间隙的同时导通会给触发回路带来较大的电流^[26], 为电路设计带来不必要的麻烦.

4 结 论

本文针对大气压氮气环境下的三电极气体火花开关击穿过程进行了理论与数值模拟研究, 探究了金属微粒对于开关击穿过程的关键影响因素, 通过仿真得出以下结论.

1) 三电极结构气体火花开关击穿过程的发展模式为“球-壳”, 触发极附近的高电子密度区域由于空间电荷的作用而被限制发展, 外层的“壳”电子密度则处于较低的量级.

2) 金属微粒的存在加强了触发极附近的电场, 加快了电子崩到流注的发展过程, 促使金属微粒与触发极先发生击穿, 同时流注由于金属微粒的阻碍作用而分叉, 形成两条放电分支.

3) 存在尖锐边角的金属微粒对电场的畸变作用更加明显, 同时电场强度的最大值点可能会出现金属微粒附近, 甚至可能造成金属微粒表面的场致电子发射现象. 尺寸越小的金属微粒对于触发极附近电场的增强效果越弱, 但对于自身附近电场的增强作用则依然十分明显, 同时微粒尺寸越小对于流注发展的阻碍越小, 无法形成大金属微粒存在时的放电分支.

综上所述, 本文使用的流体模型及相关修正方法很好地描述了气体火花开关放电过程中的电子产生及发展过程, 对于金属微粒的建模也较好地反映微粒带电量的变化以及微粒与流注的相互作用, 因此该模型及仿真结果为探究金属微粒对开关击穿过程影响机理提供了重要理论参考, 但仍需要注意的是, 流体模型忽略了放电过程中的随机过程以及本文使用了较为简单的预电离背景电子密度代替光电离效应. 并且当触发极与金属微粒之间发生击穿后, 触发极与金属微粒之间的电子密度可以达到 10^{21} m^{-3} 量级, 此时在高压以及高电子密度的情况下非常容易出现高能电子逃逸的现象, 本文并未考虑. 除此之外在本文中为了简化建模的复杂性使用了二维轴对称模型, 这使得流注的真实形态存在误差. 因此在后续的研究中考虑进行三维的仿真以获得更精确的放电模型, 以及使用简化的粒子-流体混合模型考虑高能电子以及随机过程对于放电的影响.

参考文献

- [1] Golnabi H 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 413
- [2] Yalandin M I, Sharypov K A, Shpak V G, Shunailov S A, Mesyats G A 2008 *Proceedings of the 2008 IEEE International Power Modulators and High Voltage Conference, PMHVC Las Vegas, NV, USA, May 27–31, 2008* pp207–210
- [3] Shao T, Zhang C, Wang R X, Yan P, Ren C Y 2016 *High Voltage* **42** 685 (in Chinese) [邵涛, 章程, 王瑞雪, 严萍, 任成燕 2016 高电压技术 **42** 685]
- [4] Zhong W, Zhang G L, Xu A 2019 *AIP Adv.* **9** 045023
- [5] Li X A, Pei Z H, Wu Z C, Zhang Y Z, Liu X D, Li Y D, Zhang Q G 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 035113
- [6] Wang J, Li Q, Li B, Chen C, Liu S, Li C 2016 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **23** 1951
- [7] You H, Zhang Q, Guo C, Xu P, Ma J, Qin Y, Wen T, Li Y 2017 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **24** 876
- [8] Cookson A H, Farish O, Sommerman G M L 1972 *IEEE Trans. Power Appar. Syst.* **PAS-91** 1329
- [9] Laghari J R, Qureshi A H 1981 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **EI-16** 388
- [10] Hara M, Akazaki M 1977 *J. Electrostat.* **2** 223
- [11] Xu A, Zhong W, Jin D Z, Chen L, Tan X H 2019 *Chin. J. Vacuum Sci. Tech.* **39** 7 (in Chinese) [徐翱, 钟伟, 金大志, 陈磊, 谈效华 2019 真空科学与技术学报 **39** 7]
- [12] Zhong W, Shi Y, Zhang C, Li X 2020 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **27** 1095
- [13] Sun Q, Zhou Q H, Yang W, Dong Y, Zhang H T, Song M M, Wu Y 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 045001
- [14] Sun Q, Zhou Q H, Song M M, Yang W, Dong Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 015202 (in Chinese) [孙强, 周前红, 宋萌萌, 杨薇, 董烨 2021 物理学报 **70** 015202]
- [15] Asimuni V I, Davydov S G, Dolgov A N, et al. 2018 *Plasma Phys. Rep.* **44** 605
- [16] Dang T F, Yin J H, Sun F J, Wang Z G, Jiang X F, Zeng J T, Wei H, Qiu A C 2015 *High Power Laser Part. Beams* **27** 065004 (in Chinese) [党腾飞, 尹佳辉, 孙凤举, 王志国, 姜晓峰, 曾江涛, 魏浩, 邱爱慈 2015 强激光与粒子束 **27** 065004]
- [17] Sun X, Su J C, Zhang X B, Wang L M, Li R 2012 *High Power Laser Part. Beams* **24** 843 (in Chinese) [孙旭, 苏建仓, 张喜波, 王利民, 李锐 2012 强激光与粒子束 **24** 843]
- [18] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [19] Montijn C, Hundsdoerfer W, Ebert U 2006 *J. Comput. Phys.* **219** 801
- [20] Dhali S K, Williams P F 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 4696
- [21] Zhu Y F, Chen X C, Wu Y, Hao J B, Ma X G, Lu P F, Tardiveau P 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 075025
- [22] Soloviev V R, Krivtsov V M 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 125208
- [23] Nefyodtsev E V 2014 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **21** 892
- [24] Yang C P, Geng Y N, Wang J, Liu X N, Shi Z G 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 135102 (in Chinese) [杨初平, 耿屹楠, 王捷, 刘兴南, 时振刚 2021 物理学报 **70** 135102]
- [25] Forbes R G, Deane J H B 2007 *Proc. R. Soc. A* **463** 2907
- [26] Xu A, Yang L, Zhong W, Liu Y L, Shang S H, Jin D Z 2018 *High Voltage* **44** 1922 (in Chinese) [徐翱, 杨林, 钟伟, 刘云龙, 尚绍环, 金大志 2018 高电压技术 **44** 1922]
- [27] Levko D, Arslanbekov R R, Kolobov V I 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 043301
- [28] Li B N, Li X, Huang L F, Liu Y, Wu Y M, Wu P 2019 *Electric Power Eng. Tech.* **38** 123 (in Chinese) [李伯男, 李熙, 黄磊峰, 刘洋, 吴益明, 吴鹏 2019 电力工程技术 **38** 123]

Simulation of effect of metal particles on breakdown process of three-electrode gas spark switches

Zhou Xin-Miao Zhang Bo-Ya[†] Chen Li Li Xing-Wen

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

(Received 7 August 2023; revised manuscript received 2 September 2023)

Abstract

Compared with two-electrode gas spark switch, three-electrode gas spark switch has the advantages of lower operating voltage, higher reliability and less discharge jitter, so it has been widely used in pulse power systems. However, due to the characteristics of pulse power technology, the gas spark switch is easy to cause ablation on the electrode surface during use, and the metal particles generated by ablation will significantly affect the stability and reliability of the switch. In this work the discharge process of the three-electrode gas spark switch under atmospheric pressure nitrogen environment is simulated first. In this model, the ionization coefficient near the trigger electrode is modified to compensate for the shortcomings of the local field approximation, and the relevant mathematical derivation process is given. The formation of the initial electrons is described by the field electron emission phenomenon, and the development process of electron collapse into the streamer is obtained. The physical mechanism of switch on is investigated, and the development process of each stage of switch discharge is described in detail. Then, the discharge process of the switch is studied when there are metal particles near the trigger. The study shows that the presence of metal particles enhances the electric field near the trigger and accelerates the formation of the initial electron cloud. In addition, in the presence of metal particles, the metal particles and the trigger will first break down, forming a high-density plasma channel after the breakdown, and becoming the source of the subsequent flow development. At the same time, because the metal particles on the channel have an obstructing effect on the streamer development, the streamer generates a discharge branch after contacting metal particles. In the end, the influences of metal particles of different shapes and sizes on the discharge process are discussed. The results show that metal particles with sharp shapes have stronger electric field distortion, when the electric field intensity is large enough, it may cause field emission on the surface of metal particle. And it is also made clear that the size of metal particle is small, the obstruction of the development path of streamer is small, and the streamers quickly converge behind the particles.

Keywords: streamer discharge, gas spark switch, metal particle, field emission

PACS: 52.30.-q, 52.65.-y, 52.75.Kq

DOI: [10.7498/aps.73.20231283](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231283)

[†] Corresponding author. E-mail: zhangby@xjtu.edu.cn

金属微粒影响三电极气体火花开关击穿过程的仿真研究

周鑫淼 张博雅 陈立 李兴文

Simulation of effect of metal particles on breakdown process of three-electrode gas spark switches

Zhou Xin-Miao Zhang Bo-Ya Chen Li Li Xing-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 015202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231283

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231283>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

氮气火花开关击穿机制的理论和数值研究

Theoretical and numerical study on breakdown mechanism of nitrogen spark switch

物理学报. 2021, 70(1): 015202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201206>

针-板空气间隙流注放电起始过程的三维PIC/MCC仿真研究

Three-dimensional PIC/MCC numerical study on the initial process of streamer discharge in a needle-plate electrode in atmospheric air

物理学报. 2018, 67(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172309>

光电离速率影响大气压空气正流注分支的机理研究

Influence of photoionization rates on positive streamer branching in atmospheric air

物理学报. 2019, 68(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190060>

高压氦气平行极板击穿电压及场致发射的影响

Breakdown voltage of high pressure helium parallel plates and effect of field emission

物理学报. 2021, 70(13): 135102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210086>

微波瑞利散射法测定空气电火花激波等离子体射流的时变电子密度

Measurement of time-varying electron density of air spark shock wave plasma jet by the method of microwave Rayleigh scattering

物理学报. 2020, 69(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191909>

四方结构GaN纳米线制备、掺杂调控及其场发射性能研究

Preparation, doping modulation and field emission properties of square-shaped GaN nanowires

物理学报. 2020, 69(16): 167805 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200445>