第 52 卷 第 6 期：2789-2802 高电压技术 Vol.52, No.6: 2789-2802
2026 年 6 月 30 日 High Voltage Engineering June 30, 2026
DOI: 10.13336/j.1003-6520.hve.20251380

高温石墨颗粒与开关绝缘腔体的碰撞黏附过程及其影响因素

罗 成[1]，张永民[1]，史爱国[2]，张少杰[1]，孟 杨[1]，赵和杰[1]
（1. 电工材料电气绝缘全国重点实验室(西安交通大学)，西安 710049；2. 华能煤业有限公司，北京 100070）

摘 要：为揭示石墨电极气体火花开关中，高温凝华石墨颗粒与绝缘腔体的碰撞黏附机制，耦合了碰撞动力学方程与瞬态传热方程，建立了基于碰撞黏附行为的“石墨颗粒-绝缘腔壁传热模型”。该模型将绝缘材料熔化深度作为表征黏附强度的关键参数，系统分析了颗粒入射速度、粒径、温度及绝缘材料特性对碰撞传热过程及黏附强度的影响。计算结果表明，尽管增大颗粒入射速度可促进反弹并减少热作用时间，但降低颗粒入射温度是减小熔化深度、削弱黏附强度更为有效的主导途径。基于此，研究提出了 2 种优化方案：将电极-腔壁间距从 25 mm 增至 60 mm；涂覆 0.3 mm 氧化铝陶瓷涂层。实验验证表明，2 种方案均能显著减少腔体表面污染物并使其更易清除。该研究为提升气体开关绝缘腔体的抗污染能力与工作可靠性提供了理论依据和以热管理为导向的设计思路。
关键词：石墨颗粒；气体火花开关；碰撞黏附；传热模型；绝缘污染

Impact and Adhesion of High-temperature Graphite Particles on Switch Insulating Cavities and Its Influencing Factors

LUO Cheng[1], ZHANG Yongmin[1], SHI Aiguo[2], ZHANG Shaojie[1], MENG Yang[1], ZHAO Hejie[1]
(1. State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment(Xi’an Jiaotong University), Xi’an 710049, China;
2. Huaneng Coal Co., Ltd., Beijing 100070, China)

Abstract: To elucidate the collision and adhesion mechanism between high-temperature sublimation particles and the insulating cavity in graphite electrode gas spark switches, this study establishes a theoretical model that couples collision dynamics with transient heat transfer. By using the melting depth of the insulating material as a key parameter to quantify adhesion strength, the model systematically analyzes how particle impact velocity, particle size, temperature and insulating material properties affect the collision heat transfer process and adhesion strength. The findings demonstrate that, although increasing particle velocity promotes rebound and reduces thermal exposure time, reducing particle temperature is a more effective approach to minimizing melting depth and weakening adhesion strength. Two strategies are proposed for optimization purposes. Firstly, the distance between the electrode and the chamber wall should be increased from 25 mm to 60 mm. Secondly, a 0.3 mm aluminium oxide ceramic coating should be applied. Experimental validation has confirmed that both approaches can be adopted to significantly reduce cavity surface contamination and facilitate easier removal. This study provides the theoretical foundations and innovative, thermal-management-centric design concepts to enhance the contamination resistance and operational reliability of gas switch insulating cavities.
Key words: graphite particles; gas spark switch; impact adhesion; heat transfer model; insulation contamination

0 引言

气体火花开关是脉冲功率驱动源中控制高功率能量释放、实现电功率放大的关键部件。在大电流(百千安级)、高转移库伦量(十库伦级)下长期稳定工作的气体火花开关是实现基于脉冲功率的可控冲击波技术工业化应用的必要前提[1-2]。然而，大电流下的电极烧蚀产物喷溅行为引起的电极材料大量流失和绝缘介质劣化是影响气体开关寿命和工作稳定性的重要因素。

等静压成型石墨作为一种典型的非金属导体，各向同性、良好的导电性能和优异的耐烧蚀能力使其在大电流开关电极中得到了广泛应用[3-5]。气体开关导通时，石墨材料会在电弧热流作用下相变直接升华，不会因液态大颗粒喷溅而影响开关工作稳定性[6-7]。但是，随着电弧收缩熄灭，升华的石墨蒸气

基金资助项目：国家重点研发计划(2020YFA0710500)。
Project supported by National Key R&D Program of China (2020YFA0710500).

从电弧中溢出后遇冷会重新凝华为固态石墨颗粒，并在气体压力推动下向腔室内壁发射，形成腔室污染。受石墨自身升华温度(3 697 K)的影响，其重新凝华为固态颗粒时仍具有较高的温度[5]。因此高温石墨颗粒与开关绝缘腔体碰撞黏附时，会导致熔点(T')较低的绝缘材料熔化。而流动性较好的液态绝缘浸入粗糙的石墨颗粒表面并重新凝固后，形成的机械互锁结构会将颗粒牢牢固定在腔室表面[8]，导致黏附石墨污染物难以通过气吹甚至擦拭的方式清理去除。在持续高强度工作后，分布在开关腔体内壁的大量石墨污染会降低绝缘强度，增加开关的自闪概率，威胁整个脉冲功率驱动源的工作可靠性[9-11]。

在过去几年中，学者为改善气体开关腔体环境做出了许多研究，但主要优化方法有 3 种。第 1 种为设计阻隔结构防止飞溅颗粒直接污染绝缘[12]；第 2 种为调整放电气氛，增加石墨蒸气的氧化率并使其以气体形式排出，但持续的气体消耗和有限的效果限制了其在高强度工业中的应用[4,13]；第 3 种为设计气流循环系统，改善开关内气流分布以提高污染物的清除效率[14-16]，但电极烧蚀产物与腔室内壁较高的黏附强度使该种方法仅对气氛中弥散和腔室内壁黏附强度不高的颗粒有较好的清除效果。若先削弱石墨颗粒与绝缘材料的黏附强度，降低污染物的去除难度，再进行“吹气与换气”，可更为高效便捷地改善石墨电极气体开关腔体环境。因此有必要对高温石墨颗粒与绝缘腔体的碰撞黏附机制开展研究，为气体开关腔体的设计和改善提供理论依据和技术指导。近年来，细微颗粒的碰撞黏附研究不断发展。清华大学的柳冠青通过数值计算方法合理划分了多种颗粒静态接触模型的适用范围，并构建了黏附相图[17]。华北电力大学的黄志成提出了颗粒与复合绝缘子表面的碰撞黏附模型，获得了绝缘子结构及参数对其抗污性能的影响机制[18]。哈尔滨工业大学的孟祥和基于原子力显微镜非共振磁驱技术，为粘附力的快速、高效测量提供了新的技术手段[19]。但常温干燥灰尘与绝缘材料间由范德华力主导的粘附力通常较低，不能反映高温石墨颗粒与开关腔室壁面因机械互锁形成的高黏附强度。目前，针对高温颗粒与绝缘腔体的碰撞黏附机制研究尚未见报道。

基于以上研究现状，本研究以揭示高温石墨颗粒与绝缘腔体的碰撞黏附机制为目标，首先利用颗粒与平面的碰撞动力学方程，计算了石墨颗粒与绝缘腔室的碰撞黏附行为，讨论了入射速度和粒径大小对碰撞黏附结果的影响。随后，利用一维热传导方程分析了碰撞过程中高温颗粒与绝缘材料的热传导过程，对比了不同碰撞条件下的绝缘材料熔化深度 d_{m}，并以熔化深度作为反映黏附强度的重要参数，对气体开关绝缘腔室材料的选择和结构优化方向进行了讨论。最后，根据计算结果设计了高温石墨颗粒与绝缘材料的碰撞黏附实验，验证了以“热管理”为核心的 2 种优化策略(增大间距、涂覆涂层)的有效性。本研究为削弱气体开关绝缘腔体壁面的石墨颗粒黏附强度、改善气体开关腔室环境提供了新的理论依据和设计思路。

1 模型建立

1.1 模型假设

为简化问题，建立的数学模型基于如下所述的假设。

1）假设石墨颗粒为理想球体。且关注的黏附颗粒粒径为 10~10^2 μm 级别，重力、库仑力及偶极力相对范德华力很小[17]。因此忽略重力和库仑力等外力影响。

2）由于开关腔体中凝华的石墨粒径远小于绝缘子表面的曲率半径(大于 60 mm)，参考颗粒碰撞研究常用的简化方法[18-21]，将石墨颗粒与绝缘子表面的碰撞运动研究简化为颗粒与平面碰撞运动的建模与计算。

3）目前，如何根据碰撞材料的物理性质计算碰撞过程的阻尼参数在国际上仍是巨大难题[17-18]。材料的相变过程又极大增加了碰撞黏附过程的复杂程度。在本研究中，假设阻尼系数为固定值，仅对其他条件参数进行对比，取值见后文说明。

4）由于本研究的核心目标是对比分析不同条件下轴向熔化深度的趋势与相对大小，而非重建微观三维温度场。因此，假设颗粒-绝缘接触面热量分布均匀，绝缘材料热传导特性各向同性，且忽略接触热阻的分布不均性，可采用一维热传导模型高效开展参数化研究与方案对比。

5）绝缘材料融化深度的增大会影响颗粒与绝缘界面力的作用模式，并进一步增强粘附力[22]。因此本研究在一维模型下，利用绝缘材料的熔化深度间接表征黏附强度。且不考虑温度变化引起的材料性质变化对碰撞和传热的影响。同时为简化问题，不考虑绝缘材料的蒸发过程。

1.2　计算过程

气体开关击穿时，升华的石墨电极蒸气会在喷射过程中重新冷凝为石墨颗粒。而固体颗粒接触开关腔室内壁后，动能和弹性势能将不断转换，促使颗粒碰撞后反弹离开，或在阻尼作用下振荡平衡并黏附于腔室表面。在碰撞过程中，石墨颗粒也会作为高温热源不断向低温腔室表面和空气中传热，传热示意图如图 1 所示。假设空气温度 T_{air} 恒为 300 K，颗粒入射温度为 $T_p(t)$，颗粒-绝缘接触层温度为 $T_{s0}(t)$。高温颗粒传递到绝缘的热量 $Q_{contact}$ 和空气中的热量 Q_{air} 可表示为：

$$Q_{contact}=\frac{A_{p\text{-}s}(t)}{\Theta_{p\text{-}s}}\left(T_p(t)-T_{s0}(t)\right) \tag{1}$$

$$Q_{air}=h_{air}A_{p\text{-}air}(t)\left(T_p(t)-T_{s0}(t)\right) \tag{2}$$

式中：$A_{p\text{-}s}(t)$为颗粒与绝缘材料的接触面积；$A_{p\text{-}air}(t)$为颗粒与空气的接触面积，其值可由式(3)计算；h_{air}为空气与石墨颗粒的对流换热系数；$\Theta_{p\text{-}s}$为颗粒-绝缘间的接触热阻，可按式(4)计算。

$$A_{p\text{-}s}(t)+A_{p\text{-}air}(t)=4\pi R^2 \tag{3}$$

$$\Theta_{p\text{-}s}=\frac{L_p}{k_p}+\frac{\mathrm{d}x}{k_s} \tag{4}$$

式中：L_p 和 k_p 分别为石墨颗粒的热传导路径长度和热导率；$\mathrm{d}x$ 和 k_s 分别为绝缘的热传导路径长度和热导率；R 为颗粒半径。

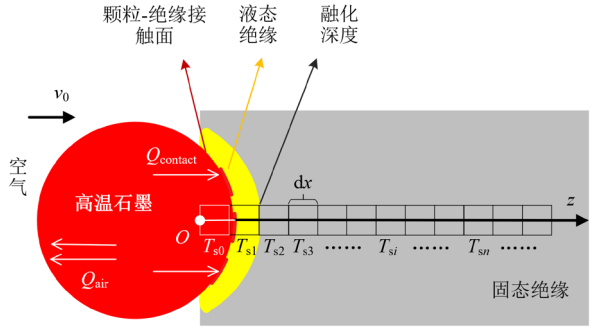


图 1　石墨颗粒传热示意图

Fig.1　Diagram of heat transfer in graphite particles

对于颗粒的温度变化，根据能量守恒方程有：

$$m_pc_p\frac{\mathrm{d}T_p(t)}{\mathrm{d}t}=-Q_{contact}-Q_{air} \tag{5}$$

式中：m_p、c_p 分别为石墨颗粒的质量和比热容。

使用一维热传导模型对石墨颗粒与绝缘壁面的传热过程进行计算。建立的坐标系如图 1 所示，以碰撞中心点为原点，垂直指向绝缘表面的方向为 z 正方向。利用差分方法计算接触层温度 $T_{s0}(t)$和距绝缘表面深度 $i\mathrm{d}x$ 处的温度 $T_{si}(t)$有：

$$\rho_sc_s\frac{T_{s0}(t+1)-T_{s0}(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{k_s}{\mathrm{d}x^2}\cdot\left(T_{s1}(t)-T_{s0}(t)\right)+\frac{Q_{contact}}{\mathrm{d}x\cdot A_{p\text{-}s}(t)} \tag{6}$$

$$\rho_sc_s\frac{T_{si}(t+1)-T_{si}(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{k_s}{\mathrm{d}x^2}\cdot\left(T_{s(i+1)}(t)-2T_{si}(t)+T_{s(i-1)}(t)\right) \tag{7}$$

式中：ρ_s、c_s 分别为绝缘材料的密度和比热容。

设置绝缘腔体外壁温度恒为室温，则有：

$$T_{sn}(t+1)=T_{sn}(t)=T_{air} \tag{8}$$

颗粒与平面的接触面积 $A_{p\text{-}s}(t)$与碰撞动态过程有关。JKR 模型是研究颗粒与平面碰撞黏附行为的著名模型之一。经 Tabor 数计算，JKR 模型适用于本研究中颗粒粒径较大、接触变形量较高且碰撞物体质地较软的情况[23]。考虑阻尼损耗及粘附力做功，以 JKR 模型为基础的颗粒碰撞动力学模型[24]可描述为：

$$m_p\frac{\mathrm{d}^2\delta}{\mathrm{d}t^2}=-F_{attr}\left(1+C_A\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}t}\right)-F_{rep}\left(1+C_R\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}t}\right) \tag{9}$$

式中：C_A 和 C_R 分别为引力和斥力的阻尼系数；δ 为颗粒与绝缘材料的重叠量；F_{attr} 和 F_{rep} 为接触力的引力和斥力分量。接触区的应力分布如图 2 所示，r 为接触区域内任一点到接触中心的径向距离，应力分布函数 $p(r)$[25]满足：

$$p(r)=\frac{3aK}{2\pi R}\sqrt{1-r^2/a^2}-\frac{\sqrt{3wK/2\pi a}}{\sqrt{1-r^2/a^2}} \tag{10}$$

式中：$K=4/(3(k_1+k_2))$，$k_1=(1-P_1^2)/E_1$，$k_2=(1-P_2^2)/E_2$，E_1、E_2 和 P_1、P_2 分别为 2 种材料的杨氏模量和泊松比；w 为单位面积吸附功，$w=2(\gamma_1+\gamma_2)^{1/2}$，$\gamma_1$、$\gamma_2$ 分别为 2 种材料的表面能；a 为颗粒与平面在当前接触状态下的接触半径。根据该时刻接触区的应力分布，颗粒与平面间的作用力在 $r_c<r<a$ 的同心圆环内表现为引力，在半径为 r_c 的圆内区域表现为斥力。而当 $a<(2\pi wR^2/3K)^{1/2}$ 时，接触区将只存在引力分量。对相应区域内的应力函数进行积分运算可以得到：

$$F_{attr}=-\frac{4}{3}(R\sqrt{2\pi w}/a\sqrt{3Ka})^{3/2}\cdot\pi a^2(3aK/2\pi R) \tag{11}$$

$$F_{rep}=(\frac{2}{3}-2R\sqrt{2\pi w}/a\sqrt{3Ka}+\frac{4}{3}(R\sqrt{2\pi w}/a\sqrt{3Ka})^{3/2})\cdot\pi a^2(3aK/2\pi R) \tag{12}$$

此外，C_A 和 C_R 与黏弹性迟滞直接相关。由于引力分量在接触碰撞的靠近阶段被削弱而在反弹阶段会被加强，C_A 应为负值。对于粒径较大的颗粒，C_R 接近于 0，且 C_A 和 C_R 的绝对值会随着粒径的增大而减小[17]。根据颗粒碰撞振荡过程的周期 T(式(13))，(C_R–C_A)减小会导致振荡周期减小，对硬颗粒撞击较软聚合物材料则更加明显[24]。因此本研究参考粒径为 6.89 μm 的荧光胺撞击 Mo 表面的阻尼系数值[17]，令 C_A 和 C_R 分别取−0.142 和 0.002 9，对数十至百微米石墨颗粒撞击绝缘平板的振荡周期进行过高估计。

$$T=\frac{2\pi}{\sqrt{\left(k_1-k_2\right)^2-\dfrac{\left(\left(C_R-C_A\right)C_0F_0\right)^2}{4}}} \tag{13}$$

式中：C_0 与 F_0 为与材料属性和平衡重叠量相关的常数[24]，采用 4 阶荣格-库塔方法对式(9)从初始接触时刻 t=0、δ=0、入射速度 dδ/dt=v_0 开始计算，可以得到石墨颗粒与绝缘材料在不同时刻的重叠量 $\delta(t)$和平衡后的重叠量 δ_{eq}或分离点重叠量 δ_{off}。

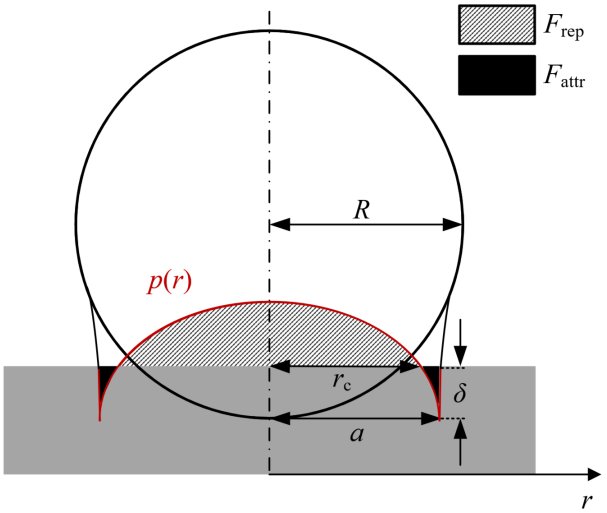


图 2 接触区域应力分布示意图

Fig.2 Schematic diagram of stress distribution in contact region

根据颗粒-腔碰撞动态模型计算的重叠量随时间的变化关系，可以积分得到球状颗粒与平面的动态接触面积 $A_{p\text{-}s}(t)$为：

$$A_{p\text{-}s}(t)=2\pi R\delta(t) \tag{14}$$

表 1 展示了石墨材料、尼龙 66(polyamide 66, PA66)、聚四氟乙烯(polytetrafluoroethylene，PTFE)、超高分子量聚乙烯(ultra-high-molecular-weight polyethylene，UPE)、有机玻璃(polymethyl methacrylate，PMMA)等常用作开关绝缘的聚合物材料及陶瓷隔热涂层的物性参数[5,26-27]。结合表 1 数据，利用 MATLAB 建模并联立求解式(3)、(9)、(11)、(12)、(14)可以判断入射石墨颗粒的黏附或反弹行为和 $A_{p\text{-}s}(t)$与 $A_{p\text{-}air}(t)$，再由式(1)、(2)、(4)—(8)计算得到石墨颗粒和绝缘内部不同深度处的温度随时间的变化关系，计算流程图如图 3 所示。时间步长 dt 取 0.1 ns。

表 1 材料参数

Table 1 Material parameters

材料	表面能 γ/(mJ·m^{-2})	杨式模量 E/GPa	泊松比 P	密度 ρ/(kg·m^{-3})	比热容 c/(J·(kg·K)$^{-1}$)	热导率 k/(W·(m·K)$^{-1}$)	T'/K
石墨	54	20	0.24	2 260	710	100	—
PA66	46	2	0.37	1 140	1 700	0.25	527
PTFE	18	0.6	0.45	2 170	1 235	0.26	602
UPE	31	0.75	0.43	942	2 050	0.41	408
PMMA	39	2.75	0.375	1 185	1950	0.195	435
陶瓷	800	350	0.235	3 205	880	25	2 325

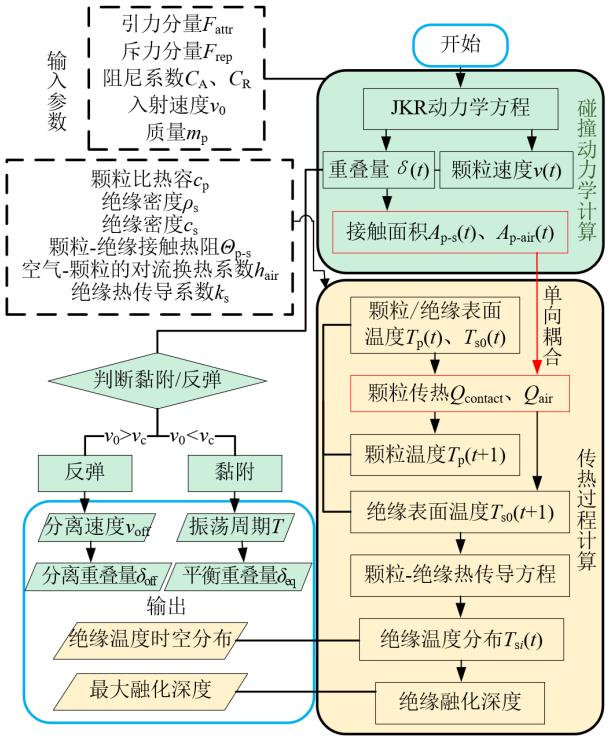


图 3 计算流程图

Fig.3 Flowchart of calculation process

2 实验设置

前期通过高速相机记录了石墨电极在放电过程中的高温粉尘时空行为，如图 4 所示。随着放电的发展，石墨蒸汽在高亮电弧外围逐渐凝结出了淡

紫色的高温粉尘聚集区域，且随着径向距离的增大，高温粉尘的亮度和扩散速度均表现为大幅度降低。虽然目前仍难以通过实验方法进行单个高温石墨颗粒与绝缘表面碰撞过程的直接跟踪。但仍可以得出放电过程中的凝华石墨颗粒温度和速度会随径向扩散距离增加而迅速降低的初步结论。因此本研究通过控制绝缘材料与放电电极的距离，实现对不同温度及入射速度的颗粒碰撞黏附结果进行定性分析。此外，通过对比同一放电环境下不同绝缘材料表面的污染物形貌与粒径分布，对不同粒径的石墨颗粒黏附情况进行分析。

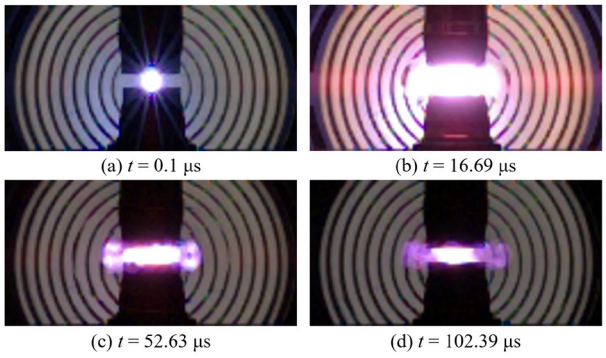


图 4　石墨电极间隙放电产物行为图像

Fig.4　Behavioral images of discharge products in the gap between graphite electrodes

基于此，分别设计了距离电极边沿 25 mm 和 60 mm 的 PA66 绝缘腔体，并在该条件下开展了石墨电极放电实验。实验平台示意图如图 5 所示。在距离电极外径 25 mm 处分别固定了由 UPE、PTFE、PMMA、PA66 和涂有 0.3 mm 隔热涂层的 PA66 试片组成的测试绝缘板阵，布置情况如图 6 所示。

实验时，首先对开关腔室充气，使腔室气压增加至 0.5 MPa，以提高 3 mm 石墨间隙的绝缘强度；随后通过变压与整流过程，将脉冲电容器电压 U_c(电容值为 270 μF)充电至工作电压(25.5 kV)；最后通过释放气压触发气体开关导通。电容电压 $U_c(t)$利用电压探头(型号为 PVM-1，分压比为 1 000:1)进行监测；回路电流 $I(t)$利用 Rogowski 线圈(型号为 CWT 1500，灵敏度为 0.02 mV/A)进行监测。负载采用直径为 2.4 mm 的金属铝丝。受电容充电时间及负载更换时间的影响，放电时间间隔约 5 min/次，可以确保各次放电独立。根据如图 7 所示的回路电流与放电时间的关系曲线可知，电流峰值约为 100 kA，单次放电转移库伦量约为 15 ℃。

为降低电弧建立位置对实验结果的影响，在两电极放电面中心处分别引入 0.5 mm 尖端缺陷，以控制电弧多数建立于电极中心。将进出气口置于测试绝缘板阵对面，并控制充/放气速度，以控制气流对绝缘板黏附颗粒的影响。

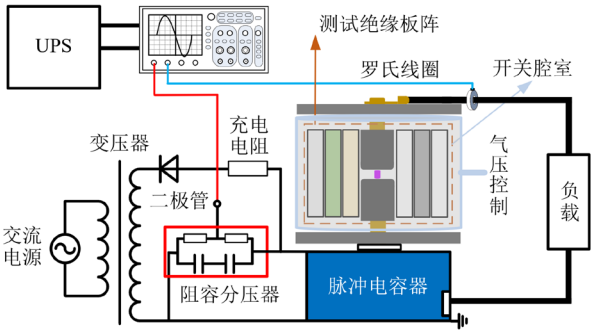


图 5　高温石墨颗粒-绝缘体碰撞黏附实验平台

Fig.5　Test platform for high-temperature graphite particle-insulator collision-adhesion

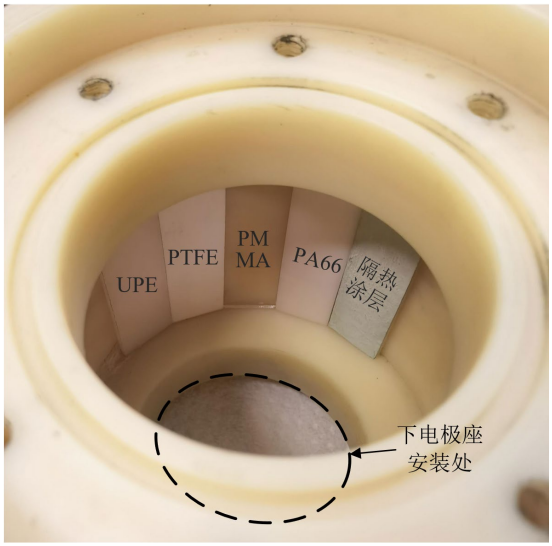


图 6　测试绝缘板阵安装位置图

Fig.6　Installation position of the test insulating plate array

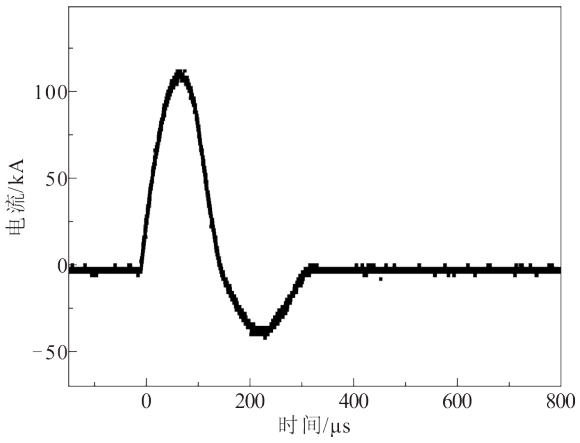


图 7　回路电流与放电时间的关系曲线

Fig.7　Current-discharge time relationship curve

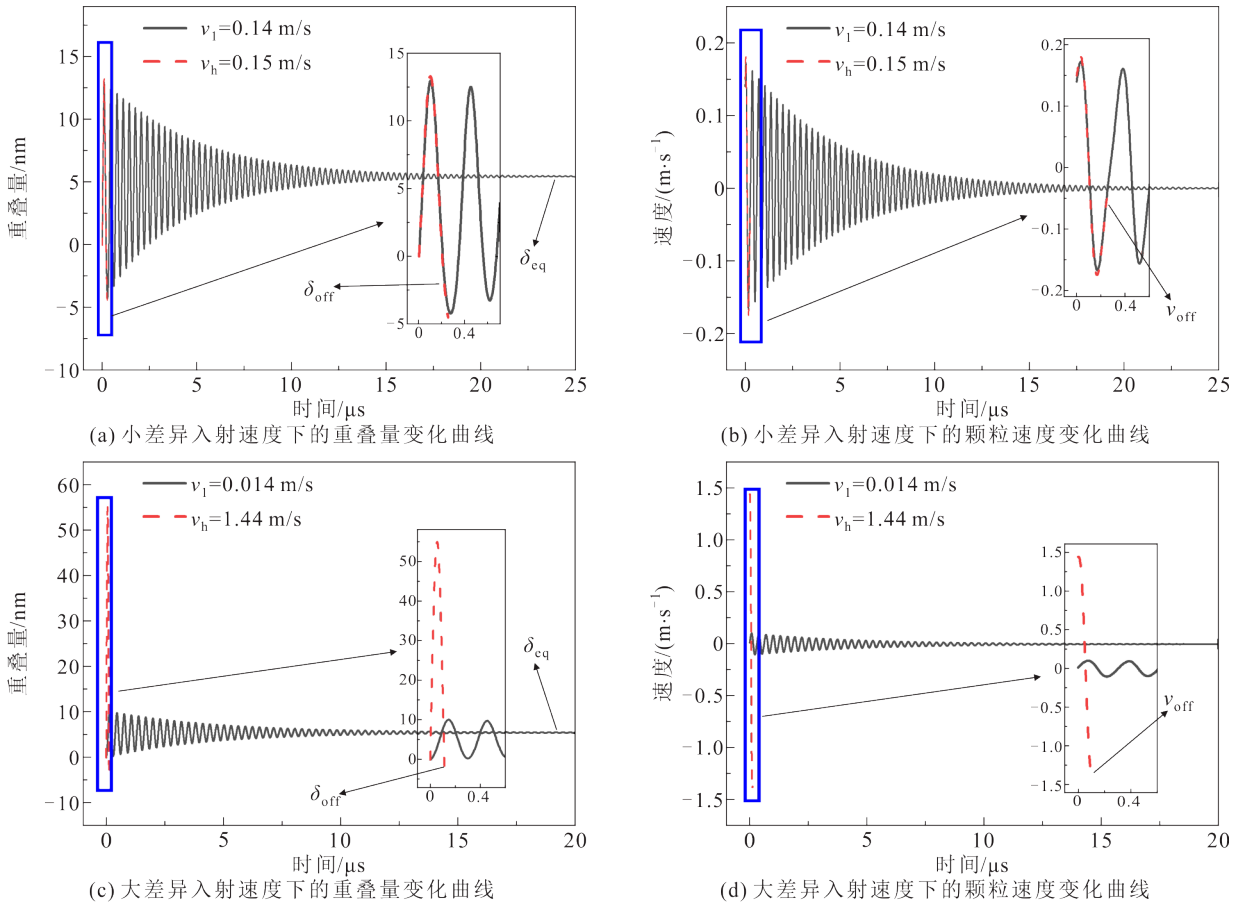
3 结果与讨论

3.1 石墨颗粒与绝缘腔室的碰撞动力学计算

根据碰撞动力学过程计算结果，半径为 10 μm 的石墨颗粒撞击 PA66 绝缘的临界黏附速度 v_c 约为 0.144 m/s。计算 v_l=0.14 m/s 和 v_h=0.15 m/s 这 2 种入射速度下重叠量及颗粒速度随时间的变化关系曲线如图 8(a)和图 8(b)所示。以速度 v_l=0.14 m/s 入射的石墨颗粒平衡重叠量 δ_{eq} 约为 5.50 nm，而以速度 v_h=0.15 m/s 入射的石墨颗粒分离点重叠量 δ_{off} 约为 −4.54 nm。碰撞刚发生时，重叠量 $\delta(t)$较小，F_{attr} 大于 F_{rep}，因此颗粒在碰撞初始阶段是加速的。随着颗粒的进一步靠近，F_{attr} 逐渐小于 F_{rep}，颗粒开始减速。重叠量到达最大值时，颗粒速度减速至 0，并开始反向加速运动。随着颗粒的远离，F_{attr} 又逐渐大于 F_{rep}。值得注意的是，无论颗粒最终是否离开绝缘表面，2 种入射速度下均存在重叠量 $\delta(t)$<0 的时段。由于接触面积不会为负值，在重叠量 $\delta(t)$<0 时，接触面积计为 0，此时石墨颗粒仅向空气中散热而不与绝缘腔室发生热交换。

对于小于 v_c 的 v_l，石墨颗粒在第 1 次反弹结束时无法达到分离点，而会被拉回进行新一次的靠近和之后的反弹。在反复的类似阻尼振荡过程中，颗粒能量会被逐渐消耗，并最终静止在平衡位置 δ_{eq} 处。而对大于 v_c 的 v_h，由于初始动能较大，颗粒会在反弹过程中达到分离点 δ_{off} 而不会被捕捉。但通常，气体火花开关的石墨电极在一次工作过程中会产生许多不同粒径的石墨颗粒，并以不同速度和路径轰向绝缘壁面。反弹的石墨颗粒很可能与密集分布的颗粒群发生二次碰撞，或在热扰流等作用下再次反向，以更低的速度向开关腔体运动，并最终黏附。此外，根据图 8(b)的计算结果，单个石墨颗粒以 v_h=0.15 m/s 的速度入射时，会在 1 次压缩和反弹过程后以 v_{off} = −0.04 m/s 的碰撞反弹速度从绝缘表面脱离。

当石墨颗粒以相对 v_c 更小或更大的速度入射时，计算 v_l=0.014 m/s 和 v_h=1.44 m/s 这 2 种情况下重叠量和颗粒速度随时间的变化关系曲线，如图 8(c)和图 8(d)所示。以速度 v_l=0.014 m/s 入射的石墨颗



(a) 小差异入射速度下的重叠量变化曲线

(b) 小差异入射速度下的颗粒速度变化曲线

(c) 大差异入射速度下的重叠量变化曲线

(d) 大差异入射速度下的颗粒速度变化曲线

图 8 颗粒-PA66 碰撞重叠量及颗粒速度与时间的关系曲线

Fig.8 Particle-PA66 collision: overlap and velocity vs. time

粒较 v_c 小了 10 倍，但 δ_{eq} 仍为 5.50 nm。可以认为入射速度虽然是决定颗粒黏附与否的重要因素，但对黏附平衡后的状态差异不大。且在动态碰撞过程中，更小的入射速度会导致 $\delta(t)$恒大于 0，即不存在接触面积为 0 的时段，颗粒热量会持续向绝缘壁面传导。以速度 v_h=1.44 m/s 入射的石墨颗粒较 v_c 大了约 10 倍，δ_{off}约为−4.49 nm，仅小了 1%。但根据图 8(d)，v_{off} 约为−1.38 m/s，相对入射速度减小了 4%，远小于 v_h=0.15 m/s 时的 72%。这意味着以更高速度撞击绝缘腔体的石墨颗粒反弹时 v_{off} 也越大，更易使石墨颗粒穿越密集的颗粒群回到电极表面，并成为影响电极间电场均匀性的重要因素。

图 9 展示了不同半径的石墨颗粒在 PA66 腔室表面的临界黏附速度和平衡重叠量计算结果。可以看到，随着颗粒粒径的增加，其临界黏附速度逐渐减小。这意味着以相同速度从电弧中射出的石墨颗粒群中，大颗粒更容易在碰撞后反弹并以更小的速度损失离开绝缘表面。当入射颗粒群平均速度较大时，小粒径颗粒更容易黏附；而平均速度较小时，大颗粒更容易黏附。此外，对于黏附于腔室内壁的石墨颗粒，随着粒径的增加，其与 PA66 材料的 δ_{eq} 也越大，因此平衡后的 $A_{p\text{-}s}$ 和黏附力也会越大。

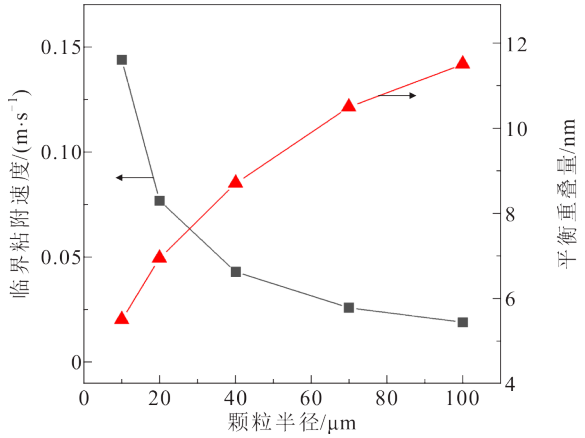


图 9　不同半径石墨颗粒-PA66 碰撞的临界黏附速度和平衡重叠量关系图

Fig.9　Relationship between critical adhesion velocity and equilibriμm overlap for graphite particles-PA66 collisions with varying radii

3.2　高温石墨颗粒与绝缘腔室的传热过程计算

高温石墨颗粒会在振荡及后续的稳定过程中不断与开关腔室发生热交换，直至温度也达到平衡状态。对于初始温度为 300 K 的 PA66 绝缘腔体，若高温石墨球入射温度为 1 275 K，半径为 10 μm，入射速度分别为 v_l=0.14 m/s 和 v_h=0.15 m/s，计算不同时间尺度下，距离绝缘表面不同深度 z 处的绝缘温度随时间的变化如图 10 所示。

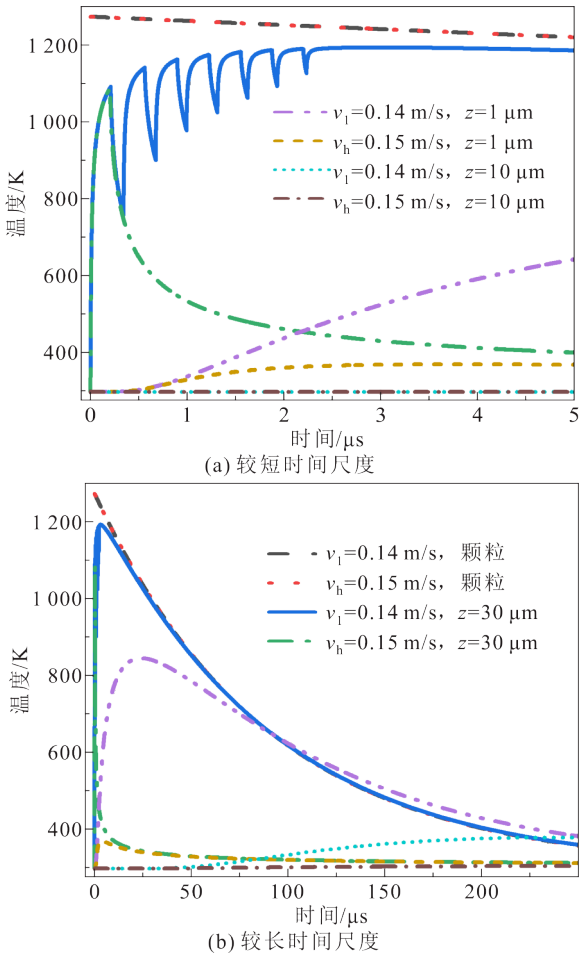


图 10　距绝缘表面不同深度处的温度随时间的变化关系

Fig.10　Temperature variation curves vs. time at different depths from insulating surface

从较短时间尺度来看，PA66 表层(约 30 nm)在与石墨颗粒初始接触后，温度便迅速升高，并在第 1 个压缩过程就超过了熔化温度。其中，以 v_l=0.14 m/s 入射的石墨颗粒会在振荡平衡过程中不断向 PA66 传热。由于颗粒在反弹时存在 $A_{p\text{-}s}(t)$=0 的时段，且该时段热源输入量为 0，表层热量会向深层传导，导致温度出现间歇性下降。从长时间尺度来看，接触位置的表层温度被迅速加热至颗粒温度后，会在空气对流散热过程中随颗粒温度降低。由于绝缘内部的热传导速率较低，存在 1 个时刻使绝缘局部温度超过颗粒温度，如图 10(b)中，距离 PA66 表面 1 μm 深的 PA66 温度在 93 μs 时开始超过颗粒温度，且温度变化梯度小于石墨颗粒。而更深层(10 μm)的 PA66 温度在传热过程中升温时刻相对

较迟，且最高温度低于 PA66 的熔点。以 0.15 m/s 入射的石墨颗粒仅在 1 次碰撞压缩后便迅速反弹离开了 PA66 表面，较短的热传递时间导致腔体表层(约 30 nm)平均温度未升至颗粒温度，但即使传热时间短暂，仍有一部分绝缘材料温度超过了熔点。

事实上，在温度传导过程中，碰撞材料的黏弹性会随温度发生变化，造成实际振荡平衡过程与计算过程的差异。若石墨颗粒入射时的温度足够高，高温颗粒将会在入射后的某一时段使绝缘腔体经历熔化-包覆-凝固过程，形成牢固附着且难以去除的污染层，影响开关绝缘强度和工作稳定性。特别的，对于速度略大于临界黏附速度的入射颗粒，若在 1 次压缩和反弹过程中，绝缘材料的大量熔化导致阻尼力迅速增大，也可能导致原本碰撞反弹的石墨颗粒反而以更强的粘附力嵌于绝缘体中。忽略绝缘材料黏弹性随温度变化会影响颗粒碰撞黏附过程和黏附结果。但根据前述研究，颗粒的碰撞振荡平衡过程持续时间极短，相对后续持续传热过程，其对材料总吸热量的贡献较小；同时该假设主要影响的是入射速度略高于临界黏附速度的颗粒的最终状态，而对远低于或远高于该速度的颗粒行为影响有限。因此，对本研究对比不同材料抗黏附性能的研究目标而言，该假设带来的误差在可接受范围内。

基于上述分析，本研究将材料温度超过熔点的深度定义为熔化深度，并将其作为评估黏附强度的关键指标。熔化深度能够有效表征黏附强度是因为它直接决定了界面间的力学作用模式：较浅的熔化会润湿表面，增加真实接触面积从而增强范德华力；更深的熔化则可能形成液桥，产生量级更大的毛细力[28]；形成宏观的机械互锁结构，黏附强度则将进一步提升[29-30]。

根据传热过程计算结果，半径为 10 μm、温度为 1 275 K 的石墨颗粒碰撞 PA66 腔室的传热过程中，熔化深度随时间的变化如图 11 所示。当高温石墨颗粒以 v_h=0.15 m/s 入射时，熔化深度在 0.4 μs 达到最大值，约 0.3 μm。以 v_l=0.14 m/s 入射时，在 89.1 μs 时刻，PA66 熔化深度最大值约为 4.16 μm。可以合理推测以 0.14 m/s 入射的高温石墨颗粒黏附强度更大。

3.3 熔化深度及其影响因素

气体开关腔室受污程度受多种因素综合影响。对比不同影响因素下绝缘腔体的最大熔化深度 d'_m，可对开关腔体的结构设计及材料选择提供依据。

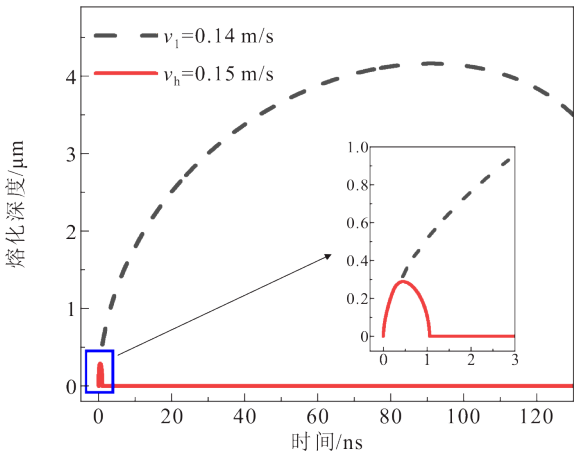


图 11 熔化深度与时间的关系曲线

Fig.11 Relationship curve between melt depth and time

3.3.1 颗粒参数对绝缘熔化深度的影响

图 12 中展示了入射颗粒温度为 1 275 K 的情况下，不同粒径的石墨颗粒以不同速度入射时 PA66 绝缘腔体的最大熔化深度。可以看到，v_0 对 PA66 腔体最大熔化深度的影响主要集中在临界速度 v_c 附近，而在 $v_0<v_c$ 及 $v_0>v_c$ 的速度范围内，d'_m 受速度的影响便迅速降低；且在各区间内均表现为入射速度越大，d'_m 越小。一方面，黏附颗粒比反弹颗粒有更长的热传导时间导致了 v_c 两侧的较大差异；另一方面，在 $v_0<v_c$ 的速度区间内，入射速度越快，$A_{p\text{-}s}(t)$ 为 0 的时间越长，绝缘散热时间也就越长，因此表现为速度越快，d'_m 越小。但更小的入射速度导致 $\delta(t)$ 恒大于 0 时，熔化深度便几乎不再受入射速度的影响，如半径为 10 μm 的石墨颗粒在速度<0.13 m/s 时，计算熔化深度恒为 4.16 μm；而在 $v_0>v_c$ 的速度区间内，入射速度越快，压缩和反弹过程越短，颗

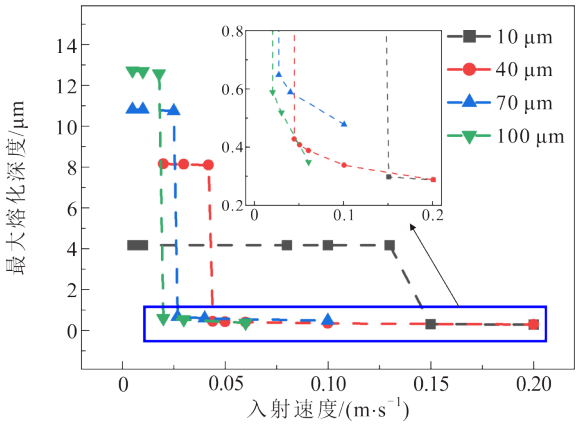


图 12 最大熔化深度与入射速度的关系

Fig.12 Relationship between maximum melting depth and incident velocity

粒与绝缘表面的接触时间也就越短，导致越快入射的颗粒引起的 d'_m 越小。可以认为颗粒入射速度是通过影响碰撞结果影响熔化深度的。

对于不同半径的石墨颗粒，大颗粒在 $v_0<v_c$ 的速度区间内有更大的 d'_m。这是因为大颗粒碰撞平衡后不仅有更大的 $A_{p\text{-}s}$，也具有更多的热能，有能力向腔体表面传递更多的热量。而在 $v_0>v_c$ 的速度区间内，各粒径颗粒的 d'_m 差异不大，且均小于 0.8 μm。

图 13 展示了略大和略小于 v_c 的不同粒径石墨颗粒以不同温度入射时，PA66 的 d'_m 计算结果。可以看到，随着入射颗粒温度降低，d'_m 均迅速下降，且入射温度越低，d'_m 的下降梯度也越大。

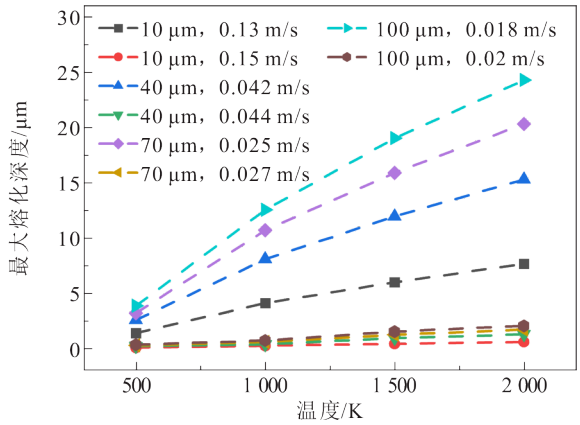


图 13　最大熔化深度与入射温度的关系图

Fig.13　Relationship between maximum melting depth and incident temperature

总之，向绝缘腔室入射的石墨电极烧蚀产物中，温度较高且低速入射的大块石墨颗粒更可能使腔体产生更多的熔化深度，并以更高的黏附强度嵌于腔体中。而石墨电极烧蚀产物的入射速度和温度除了受制于电弧参数外，还与电弧距腔体壁面的长度有关。增大石墨电极与开关腔体内壁的距离将使石墨颗粒群的平均速度和温度大幅衰减。而粒子群平均速度减小虽可能增加单个颗粒的黏附概率，但也会减少能到达壁面的颗粒总数。温度的降低将大幅减小绝缘材料的熔化深度和黏附强度。但过大的腔体直径不但会影响开关整体体积，也会减小腔室换气效率和腔室内的气流流速，增大去污难度。

3.3.2　绝缘腔室材料和涂层对绝缘熔化深度的影响

随着高分子聚合物材料研究的迅速发展，优越的绝缘性能、较好的机械强度、优良的耐高温性能、低廉的制造成本以及轻便的质量等优点使其在电工技术领域得到了广泛应用。本节根据表 1 数据计算了半径为 10 μm、入射温度为 1 275 K 的石墨颗粒碰撞常用聚合物材料后各绝缘的 d'_m，展示于图 14。根据计算结果，UPE 和 PTFE 分别具有最大和最小的熔化深度，因此高温石墨颗粒更容易在 UPE 表面以较强的黏附强度存在，而 PTFE 有较好的抗高温颗粒污染能力。此外，PA66 应该具有较 PMMA 更为优异的抗高温颗粒污染能力。但根据前人研究，电极材料的溅射对 PA66 内表面的污染更严重[30]，这是因为虽然 PMMA 的耐热性不如 PA66，但属于非晶态的 PMMA 在熔点温度下流动性很差，更难以与石墨颗粒形成机械互锁。

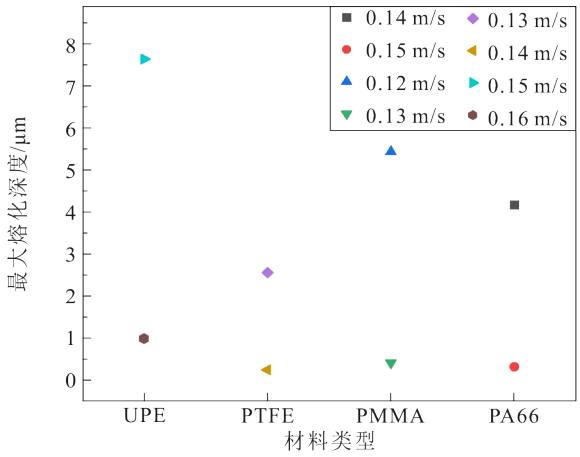


图 14　最大熔化深度与材料的关系

Fig.14　Maximum melt depth vs. material properties

颗粒-绝缘间的接触热阻 $R_{p\text{-}s}$ 是影响高温颗粒向绝缘表面传热效果的重要参数，其值越大，热能向绝缘表面的传递速率越小，更多的热量将会散发于气体环境。目前，绝缘子表层涂覆涂层已经在气体绝缘输电线路中抑制金属微粒运动、架空输电线路绝缘子中疏水、防覆冰和防污中有广泛应用[31-32]，但耐高温涂料在绝缘子中的应用较少。由于氧化铝基陶瓷绝缘涂层具有较高的耐热性能和绝缘强度，该部分考虑氧化铝陶瓷涂层与 PA66 基底的双层一维热传导。为凸显涂层效果，假设涂层与 PA66 之间为理想接触，并设置入射高温石墨颗粒半径为 100 μm，入射时温度为 2 275 K，计算开关腔体各部分温度与时间的关系曲线如图 15 所示。可以看到，涂层的引入大幅减小了涂层-绝缘界面的温度。经计算，涂层厚度 d 为 0.1 mm 时，整个传热过程的涂层-绝缘界面最高温度约为 1 275 K，仍有部分绝缘材料在短时间升温至熔化温度。而不同材料在热应力下的形变差异会造成涂层松动，使其在后续

电弧冲击波重复作用下更易脱落。当增加涂层厚度至 0.3 mm 时，涂层-绝缘界面温度大幅下降，隔热涂层的高熔点也避免了涂层表面熔化导致的机械互锁。

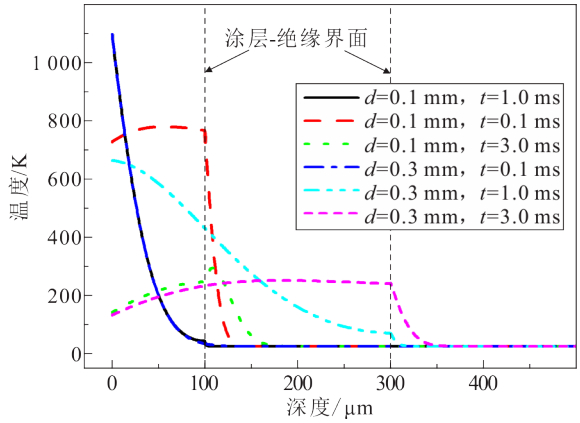


图 15 距开关腔体内表面不同深度处的温度变化曲线

Fig.15 Temperature variation curves at different depths from the switch chamber inner wall

根据上述计算结果，气体火花开关常用的聚合物材料中，UPE 受颗粒碰撞传热影响最大，而 PTFE 受颗粒碰撞传热影响最小。但在本研究的应用背景下，绝缘腔体作为气体火花开关支撑结构的一部分，不仅需要有较强的耐污性能，还需要有足够的刚度，以免在强大电动力的持续冲击下造成腔体变形，影响电极间距。PTFE 相对较小的杨氏模量使其更适合用于开关腔体内部的隔离绝缘子，而不适用于兼顾承力作用的腔室主体。而 PA66 较 PMMA 耐高温性能更好，但因 PMMA 的弱流动特性，在实验中表现出了更好的抗污染特性。此外，给绝缘表面涂覆 0.3 mm 的氧化铝陶瓷绝缘涂层可以很大程度上减小高温石墨颗粒对腔室的融蚀，并减小因热应力引起的涂层开裂。

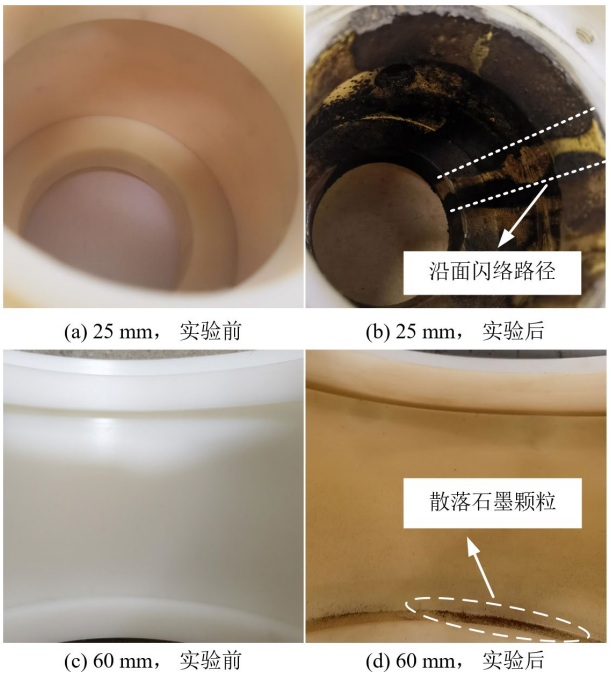
3.3.3 数学模型计算结果分析

计算结果表明，颗粒入射速度、粒径及温度均是影响绝缘材料熔化深度与黏附行为的关键参数。其中，增大速度虽可促进反弹，但其影响仅在临界速度附近最为显著；而增大粒径和颗粒温度则会显著增加熔化深度，导致更牢固的机械互锁。然而，对气体开关腔体进行抗污优化，须基于工程可控的设计参数。在电极烧蚀产物(粒径分布、初始温度)难以精确控制的背景下，降低颗粒入射温度是削弱黏附强度最为有效且稳定的途径。基于此以“热管理”为核心的思想，本研究提出 2 种可直接在腔体设计上实施的优化方案：1）增大电极-腔壁间距。此举会带来多重效应：(1)延长颗粒飞行过程中的冷却时间，可以降低颗粒入射温度，削弱其熔蚀壁面的能力；(2)飞行距离的增加使得大量动能较小的细小颗粒无法到达腔壁，从而过滤低动能小粒径颗粒碰撞绝缘壁面，直接从源头上减少了污染物的总数量；(3)降低颗粒入射速度。尽管该效应会增加单个颗粒越过能量势垒(临界黏附速度 v_c)的概率，但效应(1)和(2)的综合正收益应大于其潜在的负面影响。并最终导致腔壁单位面积上黏附颗粒的数量减少、强度下降。2）涂覆高性能隔热涂层。该方案不改变颗粒状态，而是通过引入一个高热阻屏障，阻断热量向绝缘基体的输运，从而削弱机械互锁的形成，降低黏附强度。

3.4 实验结果

基于第 2 章的实验设置，本节通过宏观至微观的多种表征手段，比对不同条件下的黏附状态与界面形貌，以桥接宏观实验现象与基于数学模型的微观机理分析。

为评估电极-腔壁间距对绝缘腔体污染情况的影响，对比了经历 1 000 次大电流放电后距离电极外径分别为 25 mm 与 60 mm 的 PA66 绝缘腔室内壁的污染物分布，结果如图 16 所示。其中，小间距(25 mm)腔室内壁黏附了大量难以擦除的黑色石墨



(a) 25 mm， 实验前 (b) 25 mm， 实验后

(c) 60 mm， 实验前 (d) 60 mm， 实验后

图 16 不同内径开关腔室的污染物分布

Fig.16 Contaminant distribution mapping in switching chambers with varied inner diameters

污染物，甚至引发了沿面闪络。相比之下，大间距(60 mm)腔体内壁虽因高温而整体氧化发黄，但可见污染物显著减少，且其形态多为疏松、易擦拭脱落的沉积物。此外，大间距腔体底部可见散落的颗粒物堆积，推测为低温石墨颗粒碰撞壁面后反弹所致。

为对上述观察进行定量表征，本研究采用数字图像分析法，通过灰度统计来量化污染程度。为削弱偶然误差，在不同直径的腔体内壁各随机选取 3 处 4 cm²的代表性区域进行分析，结果取平均值。将灰度值<80 的区域判定为污染区，计算其面积占比，结果如表 2 所示。

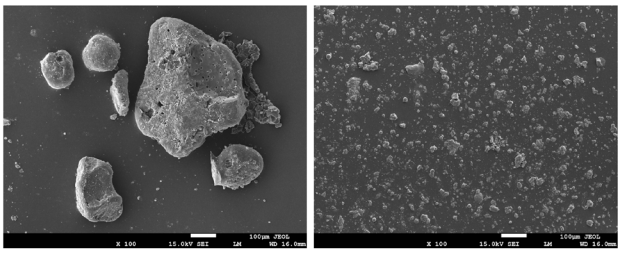
表 2　不同间距下 PA66 腔体的污染程度

Table 2　Contamination level of PA66 cavities under different spacings

距离/mm	平均灰度值	污染面积占比/%
25	38.21	82.95
60	112.78	0.31

数据分析表明，增大电极-腔壁间距至 60 mm 后，腔体内壁的平均灰度值约为小间距腔体的 3 倍，而污染面积占比则由 82.95%急剧降至 0.31%。该结果一致地证明，增大间距能从根本上改善腔体环境。

为探究上述现象的原因，分别从大间距腔体内壁及下电极座表面收集散落颗粒，并利用扫描电镜(scanning electron microscope，SEM)进行观测，结果如图 17 所示。SEM 图像显示，腔体内壁黏附的颗粒粒径较大(数十至百微米量级)且形态完整，表明其未发生大面积嵌入。而从电极座表面收集的颗粒平均粒径更小(微米量级)，分布更为均匀。



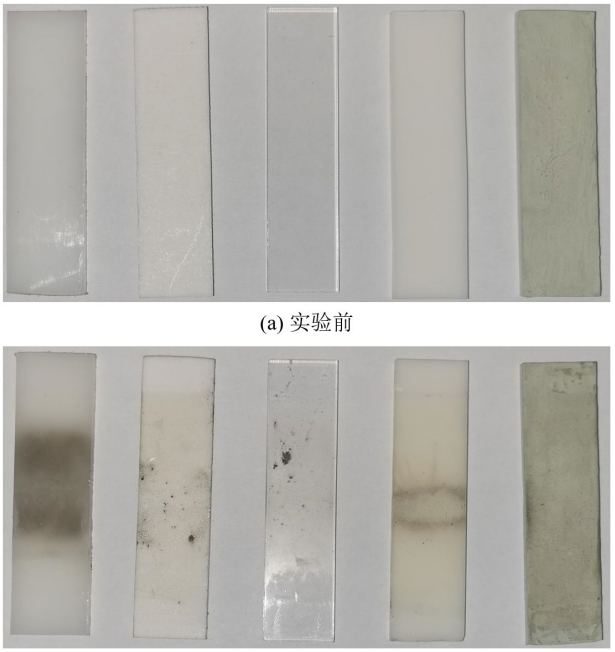
(a) 腔体内壁　(b) 下电极座表面

图 17　腔体内壁和下电极座表面黏附颗粒微观图像

Fig.17　Microscopic image of particulate adhesion on cavity inner wall and lower electrode base surface

综上，该实验结果可揭示间距对石墨颗粒黏附影响的机理：小粒径颗粒因动能低、定向性差，难以抵达远距离壁面，最终倾向悬浮，并散落于腔体底部；而大颗粒在飞行过程中的速度衰减较弱，更易黏附于间距较远的绝缘壁面，但飞行距离的增加也使其有充分时间与冷空气换热降温，从而削弱了绝缘壁面熔化及由此引发的颗粒大面积嵌入，最终形成的机械互锁结构较弱，污染物更易脱落。

为评估不同绝缘材料的抗黏附能力，将不同材料的绝缘试片置于距电极外径 25 mm 处，经历相同次数的放电实验后。其宏观污染物分布如图 18 所示。鉴于不同绝缘材料的初始颜色及实验后氧化程度存在差异，为避免自身色差干扰，本研究以实验前后灰度值的变化量作为污染程度的评价参数，并将污染区域定义为灰度值低于试片实验前灰度值 80%的区域。对各试片进行全域灰度统计，结果如表 3 所示。



(a) 实验前

(b) 实验后

图 18　不同绝缘材料的污染物分布

Fig.18　Contaminant distribution patterns across different insulating materials

表 3　不同绝缘材料试片的污染程度

Table 3　Contamination level of test pieces with different insulating materials

材料	平均灰度值变化量	污染面积占比/%
UPE	–46.15	57.17
PTFE	–21.77	8.25
PMMA	–19.26	2.24
PA66	–16.42	15.01
涂层	–10.04	1.64

综合表 3 数据可知，UPE 试品的污染面积占比最大(57.17%)，且平均灰度值下降幅度最大，表明

其对不同粒径颗粒均具备强捕获能力，且形成的污染物层致密。PTFE 与 PMMA 的污染面积占比较小，但宏观分布不均，呈零散斑点状。PA66 的污染面积占比(15.01%)远高于 PMMA，且其表面存在被电弧冲击波清除的明显清洁区。尽管模型计算显示 PA66 与 PMMA 的熔化深度相近，但污染程度的差异可能与 PMMA 熔化后的弱流动性有关，使其难以形成有效的机械互锁。涂有隔热涂层的试片，其灰度值变化与污染面积占比均为最小，展现出了最优异的抗污性能。

为进一步印证上述结论，利用金相显微镜观测各试片中心区域的微观形貌，结果如图 19 所示。实验前，各试片表面平整，仅有微米级划痕。实验后，UPE 表面被大量微米级石墨颗粒镶嵌并连接成片，黏附牢固，且粘附有少量直径百微米的大石墨颗粒；PTFE 表面则存在大量颗粒脱落后留下的烧蚀坑，机械互锁效应微弱；PMMA 表面嵌有大量未脱落的数十微米颗粒和颗粒脱落后留下的数十微米高亮反光区域；PA66 表面黏结的微米级颗粒数量较 PMMA 更多；而隔热涂层表面则几乎未见明显碳沉积。这些微观现象与宏观定量分析结果高度相符，证实了涂层通过阻断热流、抑制机械互锁，实现了最佳保护效果。

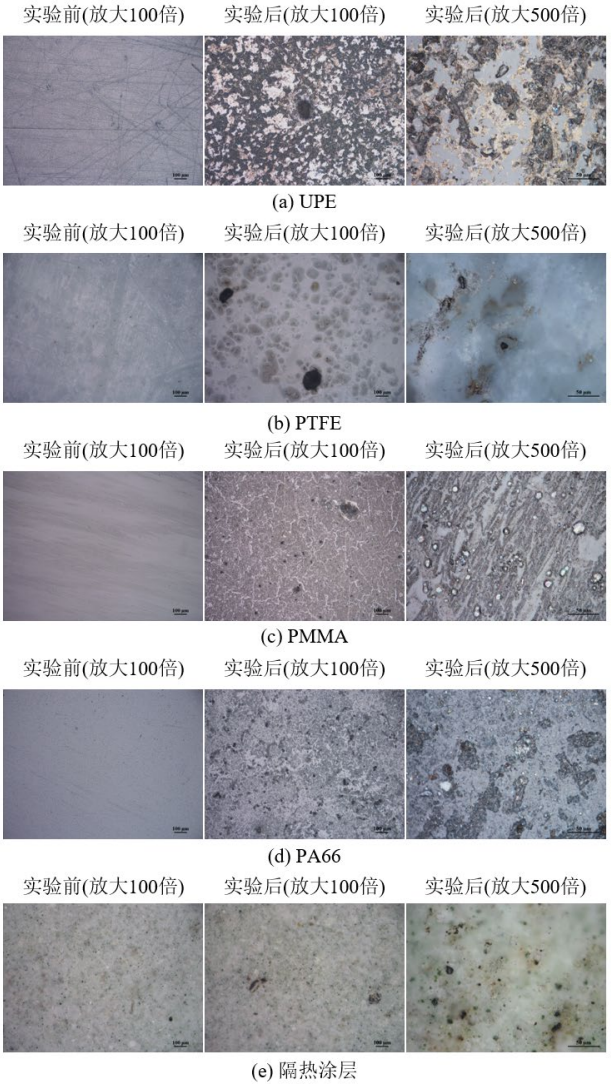


图 19 不同绝缘材料表面中心处微观形貌

Fig.19 Microstructural morphology at the center of different insulating material surfaces

4 结论

本研究通过耦合高温石墨颗粒与绝缘腔室的碰撞动力学过程和瞬态传热过程，结合实验研究，讨论了高温入射颗粒参数(速度、粒径、温度)和腔室材料对碰撞结果和黏附强度的影响，揭示了石墨电极气体火花开关中高温石墨颗粒与绝缘腔体的碰撞黏附机理，提出了开关绝缘腔体有效地优化设计思路。得到的主要结论如下所述。

1）以低于临界黏附速度 v_c 入射的石墨颗粒将在阻尼振荡过程中黏附于开关腔室并与腔体持续产生热交换，进而导致绝缘材料产生更大的熔化深度。而速度较高的石墨颗粒将在 1 次压缩反弹后离开腔室表面，较短的接触时间也导致绝缘材料熔化深度很小；石墨粒径越大，在绝缘表面的 v_c 越小，且大颗粒能与绝缘表面发生更多热交换，造成更大的熔化深度；颗粒温度是影响熔化深度的最敏感因素，降低入射颗粒温度是减小熔化深度、削弱黏附强度最为有效的途径。

2）以“热管理”为核心的 2 种方案(增大间距与涂覆隔热涂层)能显著提升气体开关绝缘腔体抗污能力。其中，增大电极与腔体壁面的间距可以从源头降低热源温度，而涂覆涂层可以阻断热流路径。绝缘表面宏观污染物分布与微观形貌分析均表明，2 种方案能显著减少绝缘表面的高温石墨颗粒污染并使其更易清除。

3）影响高温颗粒黏附强度的主要原因是绝缘与颗粒的机械互锁程度，其强度可由绝缘材料的熔化深度有效量化和预测。模型计算结果与实验结果均表明：UPE 材料因最易形成强机械互锁而抗污性最差；PTFE 因其高熔点和弱流动性，机械互锁效应微弱，表现出优异的抗污特性；而 PA66 与 PMMA 的性能介于二者之间。

尽管本研究采用的简化模型能有效揭示高温

颗粒与绝缘腔体间由熔化深度的主导的黏附机制并指导优化设计，但仍存在一定局限性，如一维传热模型对多维热效应的忽略无法反映局部传热细节，固定阻尼系数难以刻画碰撞过程中的能量耗散细节。且实验中对颗粒参数的调控为间接实现，虽验证了宏观趋势，但未能实现对单个颗粒参数(如温度、速度)的独立精确控制。随着实验技术进步，未来可搭建单个高温颗粒精准碰撞与观测实验平台、发展能够处理更复杂物理过程的进阶模型，并对优化策略的可靠性及工程化应用进行深入评估。

参考文献　References

[1] 文振明，王志国，吕明辉，等. 直线变压器驱动源模块中自放电气体火花开关绝缘恢复的研究[J]. 高电压技术，2025，51(2)：686-697.
WEN Zhenming, WANG Zhiguo, LYU Minghui, et al. Investigation on insulation recovery of pre-fired gas spark switch in linear transformer driver modules[J]. High Voltage Engineering, 2025, 51(2): 686-697.

[2] LI L, LEI X B, ZHANG S, et al. Physical simulation analysis of coal rock mechanics characteristics and shock wave effects in Liuxiang coal mine[J]. Geomechanics and Geophysics for Geo-Energy and Geo-Resources, 2025, 11(1): 36.

[3] GLINOV A P, GOLOVIN A P, KOZLOV P V. Extended high-current arc discharges in an external magnetic field in gas media[J]. Fluid Dynamics, 2025, 60(3): 42.

[4] DAI H Y, LI L, REN S, et al. Effect of dilution gas composition on the evolution of graphite electrode characteristics in the spark gap switch[J]. Plasma Science and Technology, 2021, 23(6): 064009.

[5] 曾晗，林福昌，蔡礼，等. 石墨电极烧蚀机理及实验[J]. 电工技术学报，2013，28(1)：43-49，86.
ZENG Han, LIN Fuchang, CAI Li, et al. Mechanism and experiment of graphite electrode erosion[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2013, 28(1): 43-49, 86.

[6] 姚雨阳，郝迈，周鑫淼，等. 300~4 000 K 下气体火花开关中 N2 及其与少量 O_2、H_2 和 Xe 混合气体的击穿性能[J]. 高电压技术，2025，51(11)：5567-5577.
YAO Yuyang, HAO Mai, ZHOU Xinmiao, et al. Breakdown performance of N_2 and its mixture with a small amount of O_2, H_2 and Xe in gas spark switch at 300~4 000 K[J]. High Voltage Engineering, 2025, 51(11): 5567-5577..

[7] WANG L J, Zhang X, Li J G, et al. Study of cathode-spot crater and droplet formation in a vacuum arc[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2021, 54(21): 215202.

[8] 施棋辉，朱增伟. 电铸镍微结构表面与复材胶结强度研究[J]. 有色金属工程，2023，13(5)：39-45.
SHI Qihui, ZHU Zengwei. Study on the bonding strength of electroformed nickel microstructure surface and composite[J]. Nonferrous Metals Engineering, 2023, 13(5): 39-45.

[9] 刘云飞. 大电流气体火花开关电极烧蚀及其对绝缘子性能的影响[D]. 西安：西安交通大学，2015.
LIU Yunfei. Electrode erosion and its influence on insulator perfor mance in high current spark gap switch[D]. Xi'an, China: Xi'an Jiaotong Univeristy, 2015.

[10] LI X A, LIU X D, ZENG F H, et al. Ejection of electrode molten droplet and its effect on the degradation of insulator in gas spark switches[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, 43(4): 1049-1053.

[11] 曾清. 低电感强流气体火花开关的特性研究[D]. 北京：中国工程物理研究院，2006.
ZENG Qing. Research on the characteristics of low-inductance high-impedance gas spark switches[D]. Beijing, China: China Academy of Engineering Physics, 2006.

[12] 程新兵，刘金亮，陈蒸，等. 高电压长寿命型气体火花开关的设计及初步研究[J]. 强激光与粒子束，2008，20(10)：1753-1756.
CHENG Xinbing, LIU Jinliang, CHEN Zheng, et al. Design and primary experiment of high voltage long-life gas spark switch[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(10): 1753-1756.

[13] DAI H Y, LI L, PENG M Y, et al. Carbon-oxygen reaction efficiency in air gap switch with graphite electrodes under high current pulse discharge[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(12): 123512.

[14] PAI S T, ZHANG Q. Introduction to high power pulse technology[M]. Singapore, Singapore: World Scientific, 1995.

[15] 陈林，王凌云，王杰，等. 高功率气体开关长寿命设计和初步实验[J]. 强激光与粒子束，2024，36(11)：115013.
CHEN Lin, WANG Lingyun, WANG Jie, et al. Design and preliminary experiment of high power long lifetime gas spark switch[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2024, 36(11): 115013.

[16] 袁琪，孙国祥，丁卫东，等. 基于二极管断路开关的重频高压纳秒脉冲发生器[J]. 高电压技术，2025，51(2)：978-985.
YUAN Qi, SUN Guoxiang, DING Weidong, et al. Repetitive high-voltage nanosecond pulse generator based on diode opening switch[J]. High Voltage Engineering, 2025, 51(2): 978-985.

[17] 柳冠青. 范德华力和静电力下的细颗粒离散动力学研究[D]. 北京：清华大学，2011.
LIU Guanqing. Discrete element methods of fine particle dynamics in presence of van der Waals and electrostatic forces[D]. Beijing, China: Tsinghua University, 2011.

[18] 黄志成. 颗粒与复合绝缘子的碰撞粘附模型及其应用研究[D]. 北京：华北电力大学(北京)，2022.
HUANG Zhicheng. Research on collision adhesion model between particles and composite insulators and its application[D]. Beijing, China: North China Electric Power University, 2022.

[19] 孟祥和. 原子力显微镜非共振磁驱技术及其微纳力学测量应用研究[D]. 哈尔滨：哈尔滨工业大学，2020.
MENG Xianghe. Atomic force microscopy non-resonant magnetic-drive technology and its application in micro/nano mechanical measurement[D]. Harbin, China: Harbin Institute of Technology, 2020.

[20] 张芳琴. 瓷绝缘子的动态表面粗糙度积污仿真及悬浮修正模型[D]. 上海：东华大学，2023.
ZHANG Fangqin. Dynamic surface roughness fouling simulation and suspension correction model for porcelain insulators[D]. Shanghai, China: Donghua University, 2023.

[21] 王佳文. 表面能对典型绝缘子积污特性影响的数值模拟[D]. 保定：华北电力大学，2021.
WANG Jiawen. Simulation of the influence of surface energy on contamination deposition characteristics of typical insulators[D]. Baoding, China: North China Electric Power University, 2021.

[22] BERBNER S, LÖFFLER F. Influence of high temperatures on particle adhesion[J]. Powder Technology, 1994, 78(3): 273-280.

[23] 刘云鹏，黄志成，耿江海，等. 颗粒与绝缘子碰撞粘附问题的模型选择[J]. 高电压技术，2022，48(3)：809-819.
LIU Yunpeng, HUANG Zhicheng, GENG Jianghai, et al. Selection of model for particle-insulator collision adhesion problem[J]. High Volt-

age Engineering, 2022, 48(3): 809-819.

[24] LIU G Q, LI S Q, YAO Q. A JKR-based dynamic model for the impact of micro-particle with a flat surface[J]. Powder Technology, 2011, 207(1/3): 215-223.

[25] JOHNSON K L. Contact mechanics[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1985.

[26] 辛春亮，薛再清，涂建，等. 有限元分析常用材料参数手册[M]. 北京：机械工业出版社，2020.
XIN Chunliang, XUE Zaiqing, TU Jian, et al. Handbook of common material parameters for finite element analysis[M]. Beijing, China: China Machine Press, 2020.

[27] 方昆凡. 工程材料手册：非金属材料卷[M]. 北京：北京出版社，2002.
FANG Kunfan. Engineering materials handbook: non-metallic materials volume[M]. Beijing, China: Beijing Publishing House, 2002.

[28] MELROSE J C. Model calculations for capillary condensation[J]. AIChE Journal, 1966, 12(5): 986-994.

[29] 张英，王明伟，高朋，等. 基于 DFT+U 理论的 SF_6 分子与 TiO_2(001)表面吸附研究[J]. 高电压技术，2024，50(9)：4232-4239.
ZHANG Ying, WANG Mingwei, GAO Peng, et al. Study on the adsorption of SF_6 molecules on the surface of TiO_2(001) based on DFT+U theory[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(9): 4232-4239.

[30] QIU H Y, SCHMIDT C, CARSTENSEN J, et al. Nanoscale-sculptured Al microparticles as universal hierarchical adhesion promoters[J]. Physica Status Solidi (RRL)-Rapid Research Letters, 2021, 15(10): 2100296.

[31] 冉海燕. 复合硅橡胶涂层对 GIS 中金属颗粒运动抑制研究[D]. 西安：西安工程大学，2023.
RAN Haiyan. Study on the inhibition of metal particle movement in GIS by composite silicone rubber coating[D]. Xi'an, China: Xi'an Polytechnic University, 2023.

[32] 余美玲，谭新玉. 超疏水涂层应用于绝缘子表面防覆冰作用探究[J]. 三峡大学学报(自然科学版)，2023，45(2)：108-112.
YU Meiling, TAN Xinyu. Study on anti-icing performance of superhydrophobic coating on insulator surface[J]. Journal of China Three Gorges University (Natural Sciences), 2023, 45(2): 108-112.



罗　成
1998—，男，博士生
主要从事脉冲功率技术、水中金属丝电爆炸和气体火花开关方面的研究工作
E-mail: luocheng19980130@163.com

LUO Cheng
Ph.D. candidate



孟　杨(通信作者)
1997—，男，博士，助理教授
主要从事脉冲功率放电等离子体方面的研究工作
E-mail: mengyang_xjtu@163.com

MENG Yang
Ph.D.
Corresponding author

收稿日期　2025-09-18　在线出版日期　2026-04-02　　编辑　曾文君