第 49 卷 第 2 期：554-564 高电压技术 Vol.49, No.2: 554-564
2023 年 2 月 28 日 High Voltage Engineering February 28, 2023
**DOI**: 10.13336/j.1003-6520.hve.20221570

# 低温温度梯度下环氧玻璃纤维材料表面电荷积聚行为及其对沿面闪络特性的影响

宋 波，任 明，陈 跃，胡一卓，柳玉洁，董 明
（西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室，西安 710049）

**摘 要**：超导能源管道终端由于其特殊的运行环境，终端用绝缘材料在承受高电场的同时，也承受着近百摄氏度的低温温度梯度。为此基于超导电缆终端常用绝缘材料——环氧玻璃纤维材料，研究了低温温度梯度下绝缘材料表面电荷积聚特性及其对沿面闪络特性的影响机制。首先测量了环氧玻璃纤维材料在不同温度以及不同温度梯度下的沿面闪络特性；随后利用仿真软件建立了绝缘材料气−固界面的电荷迁移模型，分析了不同温度以及不同温度梯度对材料表面电荷积聚特性和表面电场分布特性的影响；最后结合试验结果与仿真结果，提出了低温温度梯度对绝缘材料沿面闪络的影响机制。试验结果表明：当温差 $\Delta T$=100 K 时，绝缘材料表面的局部放电起始电压与闪络强度分别为无温度梯度时的 74.0%和 75.9%。而仿真结果显示，低温温度梯度下绝缘材料表面电荷积聚现象明显，表面最高电场强度可达到不存在温度梯度时的 10 倍左右。因此，温度梯度下材料表面电荷积聚以及电场的畸变被认为是造成绝缘材料沿面绝缘强度下降的重要原因。该研究有助于理解低温温度梯度下材料表面电荷积聚特性及其对电场分布和闪络电压的影响机制，对低温下绝缘材料的绝缘特性研究以及绝缘优化设计具有重要意义。
**关键词**：超导电缆终端；温度梯度；表面电荷积聚；沿面闪络；低温绝缘

## Surface Charges Accumulation on Glass Fiber Reinforced Plastic and Its Effects on Surface Flashover at Cryogenic Temperature Gradient

SONG Bo, REN Ming, CHEN Yue, HU Yizhuo, LIU Yujie, DONG Ming
(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract**: Due to the extreme operating conditions of superconducting cable terminal, the insulation material is subjected to high electric fields with a maximum temperature gradient of nearly 100 K. The operating conditions of terminal insulation material GFRP (Glass Fiber Reinforced Plastic) are taken into account, and the surface charge accumulation characteristics under temperature gradient and its influence on the surface flashover voltage are studied. Firstly, the surface flashover voltage of GFRP under different temperature gradients is measured. Secondly, the simulation model of charge transfer model in gas-solid interface is established, and the charge accumulation characteristics under the different temperature conditions is calculated as well as the distortion of electric field. Results show that temperature gradient will significantly reduce the surface flashover voltage. When the temperature gradient is 100 K, the partial discharge initial voltage and flashover voltage are only 74.0% and 75.9% of that without temperature gradient, respectively. Furthermore, the surface electric field can increase nearly 10 times owing to the surface charge accumulation, as suggested by stimulation results. Therefore, the surface charge accumulation under the temperature gradient is responsible for the decrease of surface flashover strength. This research is helpful to understand the characteristic of charge accumulation and its effect on flashover voltage under temperature gradient, and is of great significance to insulation optimization design of low temperature dielectric insulation.
**Key words**: superconducting cable terminal; temperature gradient; surface charge accumulation; surface flashover; low temperature insulation

## 0 引言

随着国家经济的发展，远距离电能输送的需求不断增长，超导输电技术备受瞩目。超导能源管道作为一种创新型的能源混输技术，其利用液态天然气作为冷源，为超导电缆提供稳定的低温运行环境，实现了液态天然气与电能的一体化输送[1-2]。

与常规超导电缆终端相似，超导能源管道的终

**基金资助项目**：国家电网公司科技项目(5500-202218131A-1-1-ZN)。
Project supported by Science and Technology Project of SGCC (5500-202218131A-1-1-ZN).

端实现了低温超导电缆与常规电力线路的连接。能源管道终端采用了低温气体与环氧玻璃纤维材料(glass fiber reinforced plastics，GFRP)复合绝缘的形式，其在承受高电场的同时，也承受着超导运行温度到环境温度的巨大温度差异[2-3]。

温度的变化除了会影响固体绝缘材料的电导率、介质损耗、击穿场强等电学参数之外[4-5]，也会对绝缘材料的沿面闪络特性产生影响。在沿面放电过程中，金属电极的电子发射、材料表面气体吸附及解附、气体碰撞电离等过程都会受到温度变化的影响[6-8]。而对于直流气−固界面绝缘体系，由于绝缘材料电导率与温度之间的非线性关系，温度变化会对绝缘材料电导率分布以及表面电荷分布产生重要影响，而表面电荷积聚则被认为是影响气−固界面绝缘特性的主导因素[9-10]。当绝缘材料内部存在温度梯度时，温度分布对界面闪络特性的影响将更加显著[11-12]：温度梯度会导致不同温区内材料的电导率产生数量级上的差异，这一差异会引起绝缘材料表面电荷的严重积聚以及电场的畸变，最终引起材料沿面闪络强度的降低。诸多文献中利用仿真的手段，建立了绝缘件表面电荷积聚模型并研究了温度梯度对表面电荷积累特性的影响[13-14]。文献[15]中实际测量了温度梯度下盆式绝缘子的电导率分布和表面电荷分布，发现温度梯度下绝缘材料内部更容易产生电荷注入而影响绝缘特性。文献[16]则认为温度梯度下的材料表面高温区热电子的迁移是导致直流闪络强度下降的主要原因，并提出了温度梯度下材料表面“近似失效区”的概念。

目前关于温度梯度下的绝缘材料的沿面闪络特性的研究主要是针对高温温度梯度，例如气体绝缘开关设备(gas insulated switchgear，GIS)或气体绝缘输电线路(gas insulated transmission line，GIL)中由于导杆的焦耳热而在绝缘件上产生的径向温度梯度[13-14,16]。而对于超导电缆终端等低温环境中的绝缘件在温度梯度下的表面电荷行为以及沿面闪络特性，目前还未有相关研究涉及。本文针对超导电力设备运行条件下绝缘材料中出现的低温温度梯度的情况，搭建了模拟超导电力设备运行工况的低温温度梯度下沿面闪络特性测试平台，研究了不同温度及不同温度梯度下的绝缘材料的沿面闪络特性；之后利用多物理场仿真软件分析了温度梯度的存在对绝缘材料表面电荷累积以及电场分布特性的影响，并解释了温度梯度下绝缘材料沿面闪络特性产生变化的原因；最后结合试验与仿真结果，提出了低温温度梯度对材料沿面闪络的影响机制。本研究有助于理解低温温度梯度下绝缘材料表面的电荷积聚行为及其对闪络特性的影响机制，对超导绝缘材料的绝缘特性研究以及绝缘结构的优化设计具有重要意义。

## 1　试验设置

### 1.1　超导能源管道终端结构

如图 1 所示为±100 kV/1 kA 的超导能源管道输电终端的结构示意图。终端采用了国际上主流的 GFRP 与低温氮气复合绝缘的形式[17-18]。该终端实现了超导电缆到常规电力线缆的过渡，因此终端绝缘材料内部存在巨大温度梯度。图 1 中使用虚线标注了能源管道终端可能发生沿面闪络的路径，其中 a、b 两个闪络路径位于终端内部芯子处，处于终端内轴向温度分布极不均匀的区域。根据终端运行条件，利用多物理场仿真软件计算终端芯子表面 M、N 两段弧长的温度分布如图 2 所示。对于 M、N 两段而言，其最低的温度为 193 K，首尾温差最大可以达到 50 K。因此，本文在综合考虑能源管道终端运行工况以及实际试验条件的限制后，设定试验及仿真的温度范围为 193~293 K。

### 1.2　温度梯度下沿面闪络试验平台

图 3(a)为本文中所使用的低温温度梯度沿面闪络试验平台。试验平台由试验变压器、温度梯度电学试验腔、信号测量系统以及温度检测系统组成。其中试验变压器可提供 0~100 kV 的工频电压，并通过高压硅堆实现直流电压的输出；使用分压比为 2000:1 的阻容分压器测量施加在试样两端的直流电压；并利用高频线圈实现对升压过程中绝缘材料局

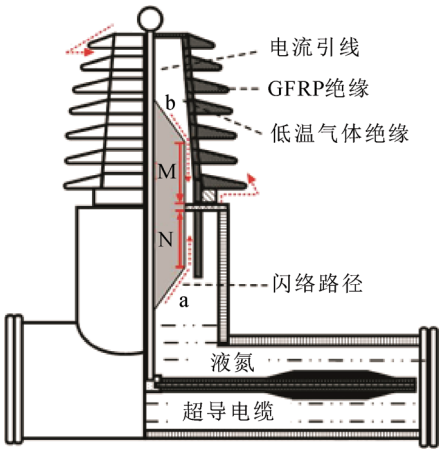



图 1　超导能源管道终端示意图

Fig.1　Superconducting energy pipeline terminal model

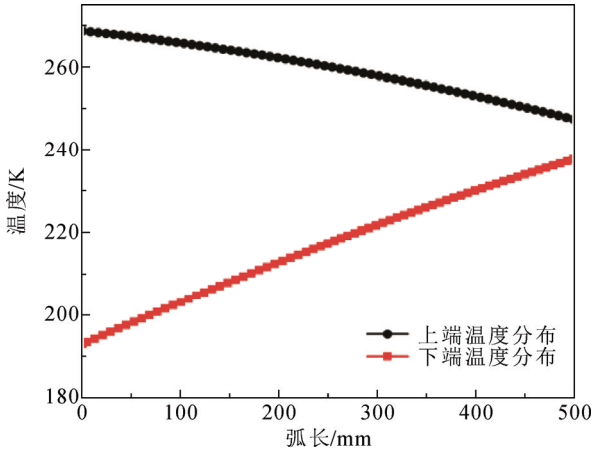



图 2 M 和 N 两段温度分布

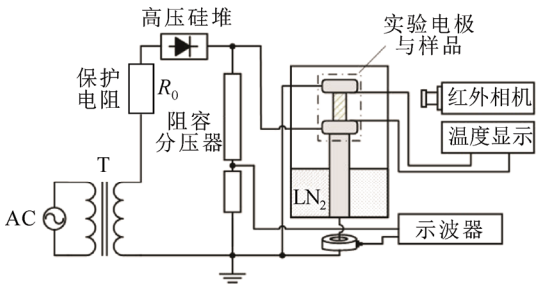
Fig.2 Temperature distribution of M and N

部放电信号的检测。低温试验腔体利用液氮实现被测样品的温度梯度控制，并提供干燥的氮气氛围；试验中采用了环氧玻璃纤维柱模拟终端芯子绝缘，如图 3(b)所示。所用的 GFRP 圆柱棒材的直径为 10 mm，绝缘距离为 20 mm；上下圆柱形铜电极直径为 30 mm，表面及棱角处做光滑处理。试验过程中采用匀速升压法测量试样的沿面闪络电压，升压速度为 200 V/s。每种温度条件下，闪络试验重复 10 次，并利用 Weibull 分布对闪络电压进行统计。

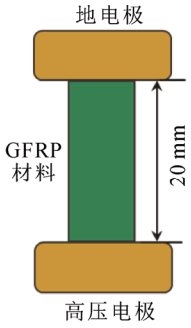
试验样品表面的温度梯度监测通过 PT100 贴片型温度传感器来实现，该传感器的有效检测范围为 73~773 K；与此同时为了直观地反映试样的温度梯度分布，使用 FLIR Therma CAM P30 红外相机验证了试样表面的温度分布，如图 4 所示。由于红外相机的温度测量范围为 233~1273 K，因此未能拍摄到温度<233 K 的试样温度分布。针对温度<233 K 的情况，其温度测量以 PT100 温度传感器的数据为准。

### 1.3 电热耦合的气固界面电荷迁移模型

为了分析低温温度梯度对绝缘材料沿面闪络特性的影响机制，本文建立了电−热场耦合的气固绝缘界面电荷迁移模型，研究了低温温度梯度下绝缘材料表面电荷积聚特性变化以及电场分布变化，并以此分析了低温温度梯度对绝缘材料沿面闪络特性的影响。仿真中建立了与图 3(b)中相同的二维轴对称模型。整个模型处于氮气氛围中，上端的铜电极设置为地电极，下端的铜电极为高压电极。模型中充分考虑了电场、热场的相互耦合作用以及气体氛围中带电粒子运动对绝缘材料表面电荷积聚的影响。仿真模型中边界条件的设置如下。



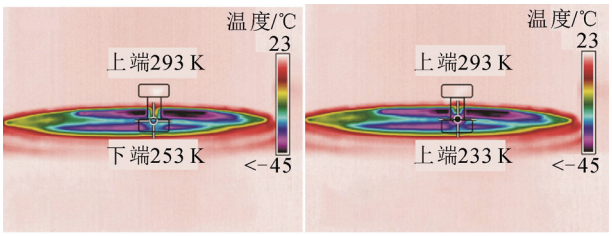

(a) 试验平台设置




(b) 电极设置

图 3 试验平台

Fig.3 Experimental setup




(a) 253~293 K (b) 233~293 K

图 4 试样温度分布红外图像

Fig.4 Temperature distribution photographed by infrared camera

#### 1.3.1 温度场仿真设置

仿真模型中绝缘材料的温度交换涉及热传导、热对流和热辐射这 3 种模式。由于本研究中所涉及到的最高温度为 293 K，因此辐射换热过程可忽略不计。在二维轴对称条件下，热传导方程可表示为

$$K_r\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}+K_z\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}=0 \tag{1}$$

式中：$T$ 为材料温度；$K_r$、$K_z$ 分别为材料沿 $r$、$z$ 方向的材料热导率，此处取 GFRP 的导热率为 0.2 $\mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$。

模型中涉及到热对流过程为自然对流过程，分别为高压电极与氮气的对流热量 $Q_{\mathrm{HV}}$、GFRP 与氮气的对流热量 $Q_{\mathrm{GFRP}}$ 以及地电极与氮气的对流热量

$Q_G$，对流方程如式(2)所示。

$$\begin{cases} Q_{HV} = h_{HV} A_{HV} (T_{HV} - T_a) \\ Q_{GFRP} = h_{GFRP} A_{GFRP} (T_{GFRP} - T_a) \\ Q_G = h_G A_G (T_G - T_a) \end{cases} \tag{2}$$

式中：$h_{HV}$、$h_{GRFP}$、$h_G$ 分别对应高压电极与氮气、GFRP 试样与氮气以及地电极与氮气的对流传热系数；$A_{HV}$、$A_{GFRP}$、$A_G$ 分别为对应的对流有效接触面积；$T_{HV}$、$T_{GFRP}$、$T_G$ 与 $T_a$ 分别为高压电极、试样、地电极与氮气的温度。对流系数的设定采用仿真软件中固体传热模块中外部自然对流模型。

1.3.2　电场仿真设置

在电场作用下，材料表面的电荷积聚主要有如下 3 种来源：流经 GFRP 试样体内的体传导电流 $J_b$、沿 GFRP 表面传导的表面电流 $J_s$ 以及气体氛围中带电粒子造成的气体侧电流 $J_a$，材料表面电荷密度与 3 种电流的关系式[12,14]可表示为

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = J_b - J_a - J_s \tag{3}$$

对于体传导电流，其在一定场强范围内可以表示为

$$J_b = \frac{\partial D}{\partial t} + \gamma_b E_n \tag{4}$$

式中：$D$ 为电通量密度；$\gamma_b$ 为材料体电导率；$E_n$ 为垂直于材料表面的法向电场强度。$\gamma_b$ 与温度 $T$ 的关系可以近似表示为

$$\gamma_b = A\mathrm{e}^{-\frac{B}{T}} \tag{5}$$

式中 $A$ 和 $B$ 为与材料有关的系数。

对于绝缘子的表面电流，同样可以使用欧姆定律来表示，即

$$J_s = \gamma_s E_s \tag{6}$$

式中：$\gamma_s$ 为材料表面电导率；$E_s$ 为平行于介质表面的切向电场强度。

对于绝缘材料周围气体侧电流，当不考虑气体侧碰撞电离与热电离时[11,14]，气体侧体积电流密度方程可表示为

$$J_a = eE_n(n^+b^+ + n^-b^-) - e\mathrm{grad}(D^+n^+ - D^-n^-) \tag{7}$$

式中：$e$ 为单位电荷；$n^+$、$n^-$分别为气体氛围中的正、负粒子数密度；$b^+$、$b^-$分别为正、负粒子在电场作用下的迁移率[19]；$b^+=b^-=1.113\ \mathrm{cm^2/(V\cdot s)}$；$D^+$、$D^-$分别为正、负粒子的扩散性系数；$D^+=D^-$，$b^+=b^-$，$D=b^+k_BT_g/e=b^-k_BT_g/e$，$k_B$ 为玻耳兹曼常数；$T_g$ 为气体温度。

氮气氛围中的正、负粒子数密度可由如下微分方程组表示为

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n^+}{\partial t} = \dfrac{\partial n_{IP}}{\partial t} - k_r n^+ n^- - \mathrm{div}(n^+ b^+ E) + D^+ \nabla^2 n^+ \\ \dfrac{\partial n^-}{\partial t} = \dfrac{\partial n_{IP}}{\partial t} - k_r n^+ n^- - \mathrm{div}(n^- b^- E) + D^- \nabla^2 n^- \end{cases} \tag{8}$$

式中：$\partial n_{IP}/\partial t$ 为氮气中自然粒子对生成速率[20]，设置为 $2\ (\mathrm{cm^3\cdot s})^{-1}$；$k_r$ 为正、负粒子复合系数，$k_r=e(b^++b^-)/\varepsilon_g$，$\varepsilon_g$ 为气体介电常数。

上述数值模型描述了氮气中正、负粒子的产生、漂移、扩散、复合等过程，将其与电场的泊松方程进行耦合，可以描述气体中电场与电荷的变化，耦合方程表示为

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_g}\left(n^+ - n^-\right) \tag{9}$$

式中 $\varphi$ 为电势。

1.3.3　电场−热场的耦合方式

仿真模型中，电场与热场的耦合通过绝缘材料随温度变化的体电导率以及气体侧电流密度来实现。根据式(5)中电导率与温度的关系式，本文测量了不同温度下 GFRP 材料的体电导率，并对结果进行曲线拟合后，将表达式代入有限元计算模型。由于电导率测量所使用的 Keithley 6517B 微电流计量程的限制，在 193 K 时，已经不能准确测量电导电流。因此本文中测量了 213~293 K 温度下的电导率，并通过式(5)利用曲线外推得到了 193 K 下 GFRP 的电导率，如图 5 所示。

材料表面电导率会受到环境温度、表面粗糙度、表面湿度以及电场强度等多个因素的影响，但是由于 GFRP 材料的表面电导率相比于体电导率小

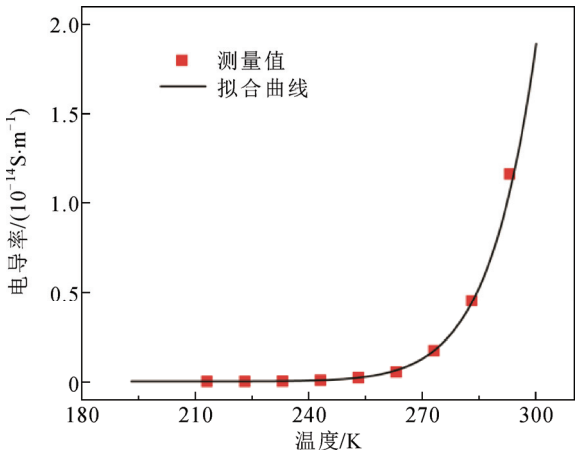



图 5　GFRP 材料体电导率随温度变化

Fig.5　Relationship between the electrical conductivity of GFRP material and temperature

4~5 个数量级，难以对材料表面的电荷积聚特性产生影响[11, 14]，因此可将材料表面电导率设为与温度无关的常数，此处设为 $10^{-25}$ S。该种假设在文献[14-15]中都得到了使用，是一种合理的简化计算的方法。

1.3.4 物理场边界条件的设置

在上述的温度梯度下电荷积聚物理模型中需要对电场的泊松方程以及气体氛围中的对流扩散方程赋予初始边界条件并求解。在温度场的设置中，根据仿真要求可直接设置高压电极与地电极的温度实现温度梯度分布，具体设置为：高压电极温度设置为 193 K，并调节地电极处的温度来调整温度梯度；在求解电场泊松方程的过程中，可在高压电极与地电极处设定固定电势值，具体为：高压电极为 3 kV，地电极接地。

在求解正、负粒子数的对流扩散方程中，可以针对高压电极及地电极设置狄利克雷边界条件与纽曼边界条件。高压电极施加正极性电压，电流由高压电极侧流出，因此可以假设高压电极处正极性粒子数密度为 0，同时负极性粒子由高压电极侧边界流出；同理，在地电极处负极性粒子数密度为 0，同时正极性粒子由地电极侧边界流出，具体边界条件表示为：

$$\begin{cases} n^+ = 0 \\ \nabla n^- = 0 \end{cases} \tag{10}$$

$$\begin{cases} \nabla n^+ = 0 \\ n^- = 0 \end{cases} \tag{11}$$

## 2 试验与仿真结果

### 2.1 沿面闪络试验结果

利用 1.2 节中试验平台测试了不同温度下 GFRP 材料的沿面闪络电压。图 6 展示了模型整体温度在 293、233 和 193 K 时，试样的沿面闪络电压 Weibull 分布。由于试样内部不存在温度差异，图示中所标注的温度为试样整体的温度。根据 Weibull 分布计算得到 3 种温度下的闪络电压特征值分别为 22.4、24.2、25.7 kV。随着温度下降，试样沿面闪络电压不断提高[8-9]。

图 7 中展示了不同温度梯度下试样沿面闪络电压的 Weibull 分布。在试验过程中，试样的温度梯度分布是通过固定高压电极的温度为 193 K，改变地电极的温度来实现的。图示中所标注温度的含义为“高压电极温度−地电极温度”。由 Weibull 分布计算得到的不同温度梯度下闪络电压特征值的具体数值列于表 1 中。可以看出，随着温度梯度的增大，GFRP 材料的闪络电压表现出不断减小的趋势。局部放电起始电压也表现出同样的变化规律。当 $\Delta T$=100 K 时(即高压电极温度为 193 K，地电极温

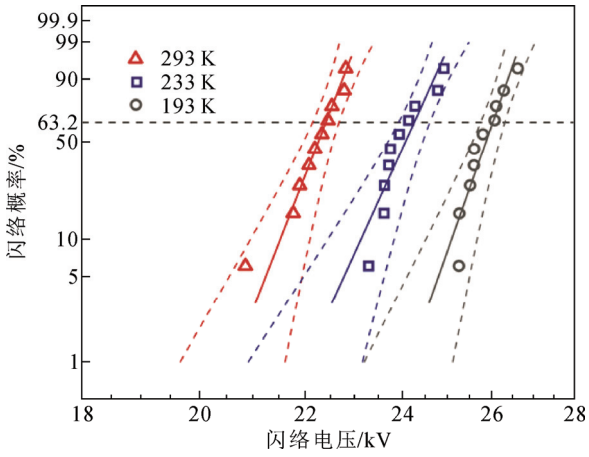



图 6 3 种温度下沿面闪络电压分布

Fig.6 Surface flashover voltage at three temperatures

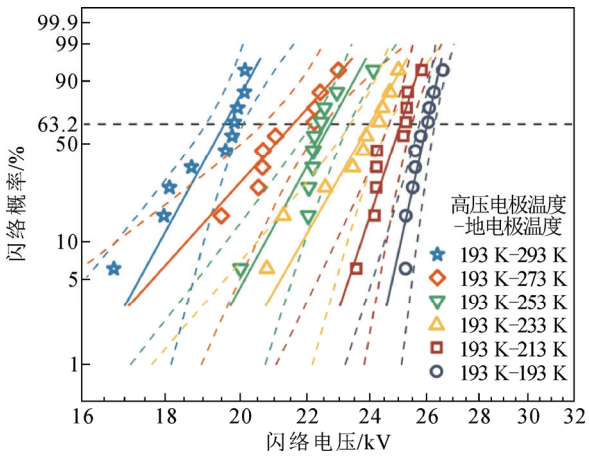



图 7 不同温度梯度下闪络电压分布

Fig.7 Flashover voltage under different temperature gradients

表 1 不同温度梯度下的闪络电压

Table 1 Flashover voltage under different temperature gradients

| 高压电极温度−地电极温度/K | 温差/K | 局部放电起始电压/kV | 闪络电压/kV |
|---|---|---|---|
| 193−193 | 0 | 5.16 | 25.7 |
| 193−213 | 20 | 4.94 | 25.0 |
| 193−233 | 40 | 4.68 | 23.8 |
| 193−253 | 60 | 4.45 | 23.1 |
| 193−273 | 80 | 4.15 | 21.6 |
| 193−293 | 100 | 3.82 | 19.5 |

度为 293 K)，试样表面局部放电起始电压与闪络电压分别为 3.82 kV 和 19.5 kV，分别为 $\Delta T$=0 K 时的 74.0%和 75.9%。

在温度梯度增大的过程中，材料地电极处的温度不断升高。结合图 6 中的试验规律可知，地电极温度升高也可能导致材料沿面闪络强度随温度梯度增大而下降。但经过进一步对比发现，试样在整体温度为 293 K 下的特征闪络电压为 22.4 kV，高于在 $\Delta T$=100 K 下的特征闪络场强 19.5 kV，因此可以认为单一电极温度变化这一因素对闪络场强造成的影响较小，温度梯度的存在是导致绝缘材料沿面闪络强度下降的最主要原因。

为了进一步确认温度变化对闪络电压的影响，本文中测量了等温度梯度($\Delta T$=20 K)下，不同温度区间内试样的闪络电压 Weibull 分布，结果如图 8 所示。根据 Weibull 分布计算出的不同温度区间内的闪络电压特征值列于表 2 中。结果发现，在固定温度梯度 $\Delta T$=20 K 条件下，试样所处温度区间越低，闪络电压越高。且通过与图 6 试验结果对比可知，当试样两端温差仅为 20 K 时，温度梯度对闪络电压影响不大。上述结果充分说明了低温对闪络现象的抑制作用，也证明了温度梯度越大，闪络电压下降得越明显。

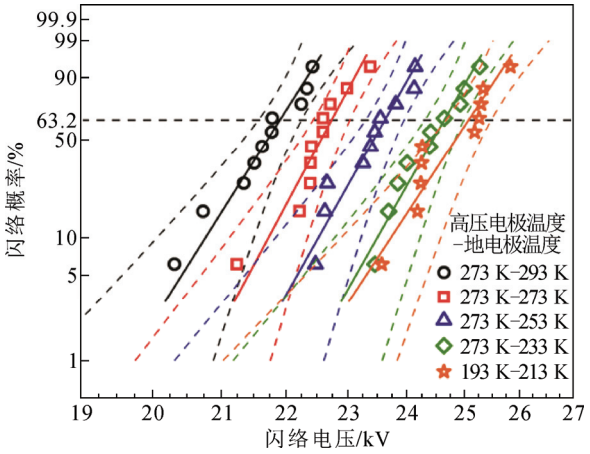



图 8　等温度梯度下不同温度区间闪络电压分布

Fig.8　Flashover voltage distribution in different temperature intervals under equal temperature gradient

表 2　等温度梯度下不同温度区间闪络电压

Table 2　Flashover voltage in different temperature intervals under equal temperature gradient

| 高压电极温度−地电极温度/K | 温差/K | 闪络电压/kV |
|---|---|---|
| 193−213 | 20 | 25.0 |
| 213−233 | 20 | 24.0 |
| 233−253 | 20 | 23.9 |
| 253−273 | 20 | 22.6 |
| 273−293 | 20 | 22.0 |

## 2.2　有限元仿真结果

为了深入分析低温温度梯度下绝缘材料沿面闪络电压下降的原因，本节中利用多物理场仿真软件，建立了电−热场耦合的气固绝缘界面电荷迁移模型，分析了温度梯度下表面电荷积聚特性以及电场分布特性对沿面闪络特性的影响。

### 2.2.1　不同温度对界面电荷累积及电场分布的影响

图 9 展示了绝缘材料在 193、213、233、253、273、293 K 温度下(不存在温度梯度)的表面电势分布、电场分布以及电荷分布情况。当不存在温度梯度时，试样内部电导率分布不存在明显差异，直流电压下表面电势由高压电极到地电极呈现出近似均匀下降的趋势。当温度降低到 193 K 时，电势的下降趋势产生轻微变化，如图 9(a)所示。

图 9(b)展示了绝缘材料表面电场强度随温度的变化。不同温度下材料表面电场分布基本呈现对分均匀分布的特性。与其他温度相比，193 K 下绝缘材料两端电场略有升高，中间段电场则略有降低。若以电场不均匀系数 $f$(材料表面电场最大值与电场平均值的比)衡量材料表面电场的不均匀程度，在 293 K 时材料表面场强最大值为 0.152 kV/mm，不均匀系数为 1.01，193 K 时最大值为 0.179 kV/mm，不均匀系数为 1.19，皆为准均匀电场。可见温度的变化虽然会对材料表面电场产生影响，但是影响有限，只有在 193 K 下会产生较为明显的变化。

不同温度下，材料表面的电场分布表现出平行分量主导的分布特性，如图 9(c)和 9(d)所示。图中给出了不同温度下，材料表面法向、切向电场最大值所在的位置及其数值变化。与其他温度下相比，193 K 下材料表面的法向电场(规定 $r$ 方向为正方向)整体下降，而切向电场(规定 $z$ 方向为正方向)则产生了靠近电极处电场增强，材料中间段电场下降的变化。但整体来说，温度变化对绝缘材料表面电场的影响有限。

图 9(e)解释了材料表面电场表现出近似均匀分布特性的原因。当不存在温度梯度时，由于绝缘材料内部电导率没有明显差异，因此材料表面电荷密度较低，对电场分布的影响较小。另一方面，在本

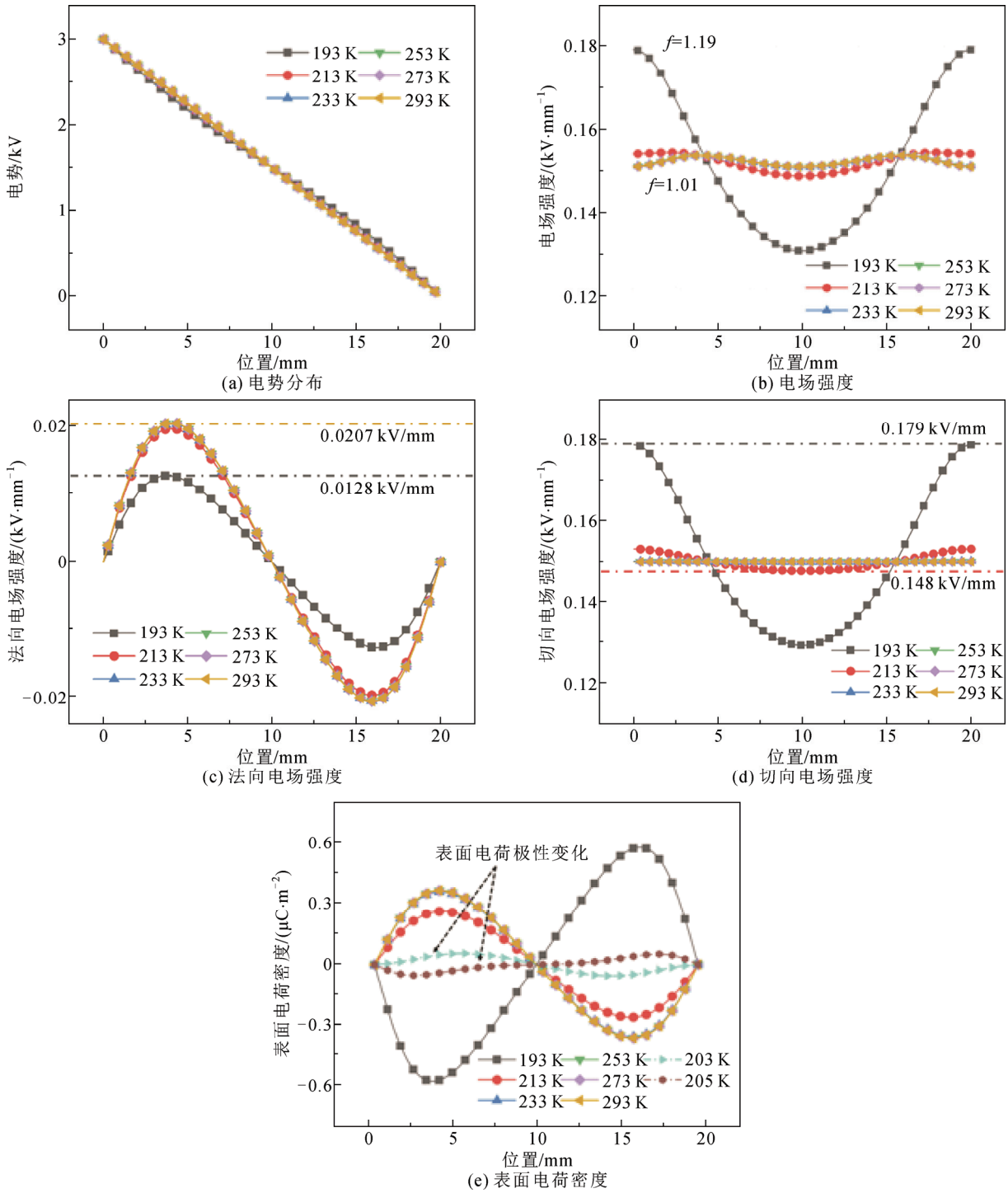



图 9 不同温度下的仿真结果

Fig.9 Simulation results at different temperatures

文的仿真模型中，大部分温度下绝缘材料表面电荷积聚特性表现为同极性电荷积聚，即高压电极附近表面积聚正电荷，地电极附近积聚负电荷。但是在 193 K 下表面积聚电荷的极性却表现为异极性电荷积聚。这是由于随着温度的降低，气−固界面处电荷的积聚形式由固体侧主导转变为气体侧主导。由式(3)可知，绝缘材料表面电荷的积聚途径由流经试样体内的体传导电流 $J_b$、沿表面传导的表面电流 $J_s$ 以及气体侧电流 $J_a$ 三部分组成。而表面电导的大小远小于其余两种电导，其对表面电荷累积的影响可以忽略不计[11, 14]。当温度较高时，$J_b$>$J_a$，表面电荷的积聚方式为固体侧主导，在法向电场的作用下，材料表面靠近高压电极处积聚正电荷，而靠近地电极处积聚负电荷；随着温度不断下降，$J_b$ 呈现指数

下降，且下降速度远大于 $J_a$。当温度为 193 K 时，$J_b<J_a$，此时绝缘材料表面电荷积聚方式为气体侧主导，电极两端开始积聚异极性电荷[15]。而对于本文所述的柱状绝缘结构，同极性电荷的累积会起到加强法向电场与材料中段的切向电场的作用，并削弱电极附近切向电场。异极性电荷对电场的影响相反。因此在 193 K 下，材料表面的电场分布会产生上述的变化。进一步计算可知，电荷积聚主导方式的转变临界温度大约为 204 K，此时对应材料的体电导率为 $2\times10^{-19}$ S/m，如图 9(e)中虚线所示。

2.2.2　温度梯度对界面电荷累积及电场分布的影响

图 10 中展示了温度梯度下绝缘材料表面电势分布、电场分布以及电荷积聚情况。仿真过程中保持高压电极温度为 193 K，通过改变地电极的温度来调节材料内部的温度梯度。图例中所代表的温度均为地电极温度。图 10(a)展示了不同温度梯度下，两电极间的绝缘材料的稳态温度分布。可以看出在考虑材料导热与氮气自然对流的情况下，材料表面温度从高压电极到地电极逐渐降低，且表现出非线性变化的规律。

直流场下，绝缘材料内部温度的不均匀分布会导致电导率的不均匀分布，进而引起电势的不均分布，如图 10(b)所示。随着温度梯度的增大，材料表面的电压降逐渐向高压电极附近集中。以距离高压电极 2 mm 处为例，当不存在温度梯度时，距高压电极 2 mm 处表面电势仅下降 0.37 kV，而当两端温差 $\Delta T$=100 K 时，距高压电极 2 mm 处表面电势下降量达到了 2.42 kV，约为整体电势的 81%。

图 10(c)、(d)、(e)分别展示了不同温度梯度下材料表面的电场模分布、法向电场分布以及切向电场分布。随着温度梯度的增大，材料整体电场分布由最初的对称分布逐渐变化，呈现出离高压电极距离越近、电场强度越高的特性。当 $\Delta T$=100 K 时，材料表面场强的最大值可达 1.888 kV/mm，约为不存在温度梯度时的电场强度的 10 倍。同样按照电场不均匀系数来衡量电场畸变程度，$\Delta T$=100 K 时材料表面电场分布的不均匀系数为 12.63，为极不均匀场。而法向场强和切向场强最大值分别达到了−1.01 kV/mm 和 1.52 kV/mm，数倍于不存在温度梯度时的电场强度。在距离高压电极 5~20 mm 范围内，材料表面切向电场几乎衰减到 0，法向电场主导了表面电场的分布。

温度梯度下绝缘材料表面电荷密度上升，电荷积聚现象严重是导致材料内部电势分布不均与电场畸变的直接原因，如图 10(f)所示。随着温度梯度的增大，高压电极附近积聚的正电荷密度不断增大，$\Delta T$=100 K 时，材料表面最高电荷密度可以达到 68.68 μC/m$^2$，远高于不存在温度梯度时的电荷积聚量。由于存在温度梯度时，绝缘材料表面法向电场的方向转变为−$r$ 方向，因此即使在气体侧主导表面电荷积累的情况下，在高压电极附近的绝缘材料处仍会积聚正电荷，而远离高压电极的试样表面温度逐步升高，开始积聚负电荷(固体侧主导)。

图 11 直观地展示了温度梯度下绝缘材料表面电场的分布情况。可以看出，当模型两端不存在温度梯度时，材料表面的电场分布呈现对称分布特征，在靠近高压电极处表面法向电场方向为 $r$ 方向，在靠近地电极时为−$r$ 方向。此时虽然由于材料体电导率的变化会产生表面电荷极性的变化(如图 9 所示)，但是基本不会改变材料表面电场的分布特征。而当温度梯度存在时，受到表面电荷积聚的影响，材料表面电场转变为指向−$r$ 方向的垂直分量主导的电场分布，且在高压电极的三结合点处，电场畸变非常严重。且在法向电场的作用下，绝缘材料气固界面处又会不断积累电荷，由此引起进一步的电荷积聚以及电场畸变。

## 3　低温温度梯度对绝缘材料沿面闪络影响机制

超导电缆终端由于其特殊的运行环境，其终端绝缘材料内部存在较大的温度梯度。温度梯度的存在会引起绝缘材料电导率的不均匀分布。在直流场下电导率的不均匀分布会导致材料局部电荷的累积，引起电势的分布不均以及电场的畸变，进一步影响材料的绝缘特性。

当绝缘材料内部不存在温度梯度时，不同温度下，文中仿真模型电势分布均表现出由高压电极到地电极均匀下降的特性，材料表面电荷积聚程度较低，相应的电场分布表现出平行于材料表面的均匀分布特征。随着温度降低，三结合点处的电场虽略有畸变，但是在 193 K 下其不均匀系数也仅为 1.2。因此，低温下绝缘材料表面电荷积聚不足以引起严重的电场畸变电场，也不是造成闪络电压随温度降低而不断升高的主要原因。相关研究指出，低温下气体相对密度升高、初始电子发射概率的降低以及电子电导下降被认为是影响材料沿面闪络强度的关键因素[8]。

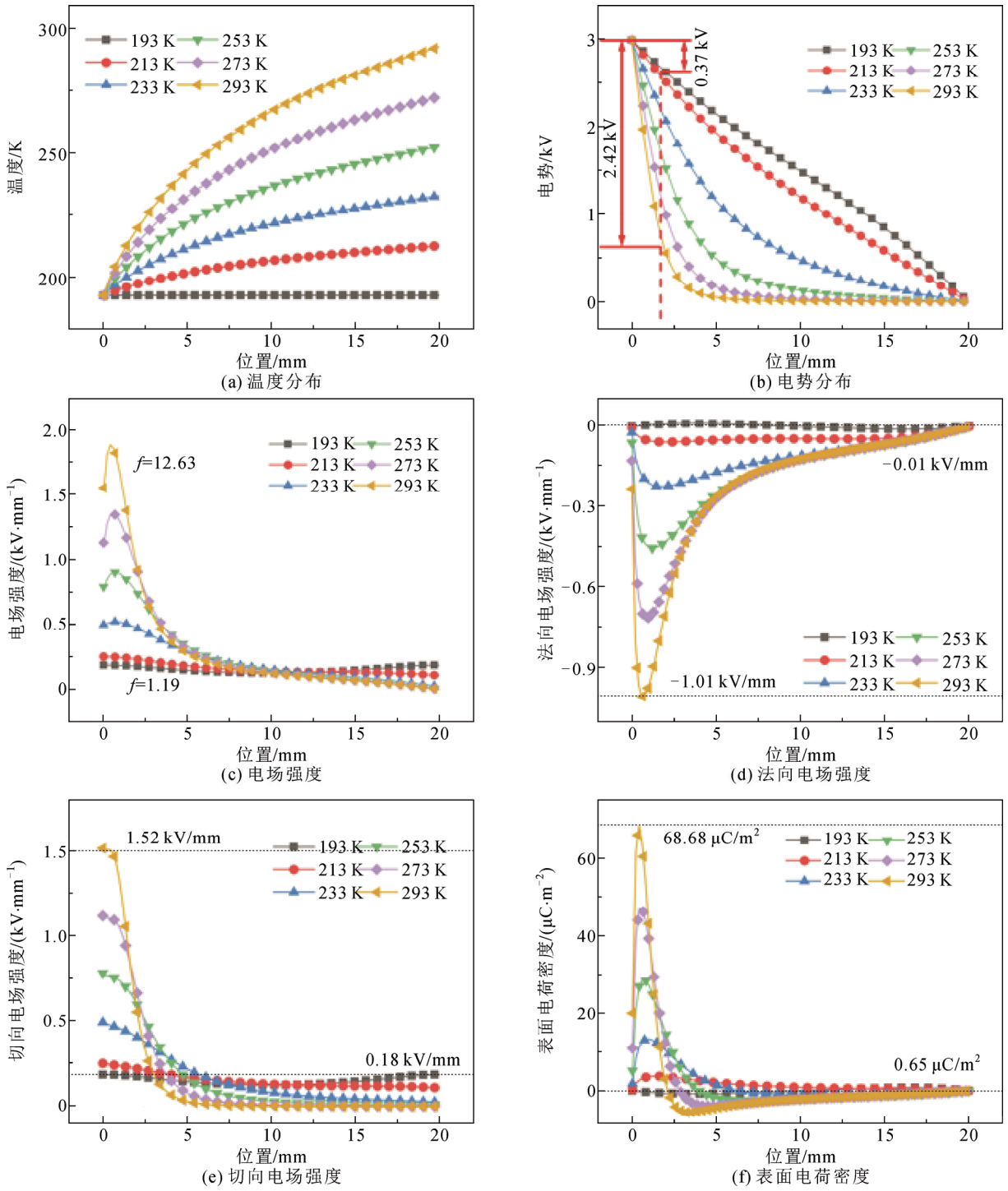



图 10 不同温度梯度下的仿真结果

Fig.10 Simulation results at different temperature gradients

当绝缘材料内部存在温度梯度时，由于低温区域材料电导率相较于高温区有数量级上的差异，因此材料内部会产生电荷积聚。而电荷的积聚将引起材料电势分布的不均及电场的畸变。由仿真结果可知，低温温度梯度下材料表面电荷密度最高达到68.68 μC/m²，是不存在温度梯度时表面电荷密度的近百倍。在电荷积聚的影响下，绝缘材料的电压降主要集中在低温区(高压端)，高压电极三结合点附近的电场畸变严重。当 $\Delta T$=100 K 时，高压端处最大电场强度约为不存在温度梯度时的 10 倍，绝缘材料表面电场分布也由切向电场主导的分布转变为法向电场主导的分布。而在法向电场的作用下，材料表面积累的电荷密度不断上升，而电荷密度的上升也会进一步畸变电场，形成更严重的表面电荷累

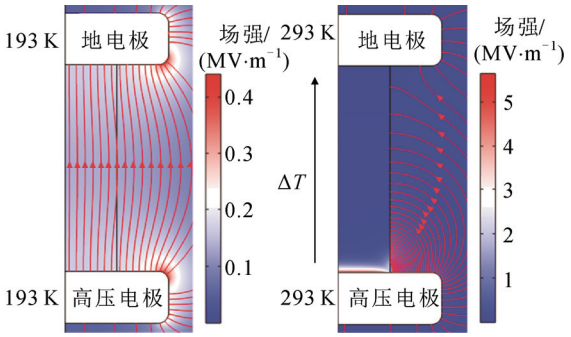



图 11　温度分布对电场分布的影响

Fig.11　Influence of temperature on electric field distribution

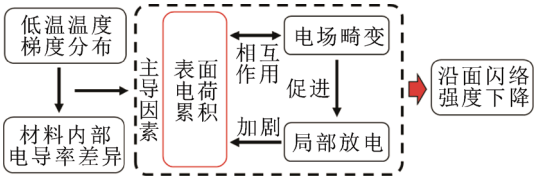



图 12　低温温度梯度对沿面闪络特性影响机制

Fig.12　Influence mechanism of low temperature gradient on surface flashover characteristics

积[21-22]。因此在温度梯度下，绝缘材料表面的电子可以在较低的外施电压下积累起足以引起碰撞气体电离以及二次电子倍增的能量，引发局部放电。2.1 节中材料局部放电起始电压随温度梯度增大而降低的现象也验证了上述推论。而局部放电的产生会在气体侧引入更多的带电粒子，进一步增强表面电荷累积程度。低温温度梯度对沿面闪络特性的影响机制的示意图如图 12 所示。在表面电荷积聚的作用下，材料表面电场畸变程度不断升高，促进了局部放电的产生和发展，导致绝缘材料的沿面闪络强度下降。

与文献[16]中所提出的高温温度梯度下高温区电荷迁移所形成的“近似失效区”扩张而导致的地电极处的电场畸变不同[16]，低温温度梯度下，高压电极附近电导率的下降反而会将电压降限制在高压电极附近的小范围区域内，导致高压电极处的电场畸变及局部放电。因此，促进低温区域材料表面电荷的消散是改善低温温度梯度下沿面闪络强度下降的重要途径。对于常规绝缘材料来说，进行表面改性处理提高材料的表面电导率，或者通过改变绝缘件的形状去优化局部电场分布都是减少表面电荷积聚行之有效的方法[23-24]。然而这些方法在超导运行工况下的适用性还有待进一步的研究。

## 4　结论

1）当绝缘材料内部不存在温度梯度时，GFRP 材料的沿面闪络强度表现出随温度降低而提高的变化规律。当温度梯度存在时，材料的局部放电起始电压和沿面闪络电压均表现出随温度梯度增大闪络电压减小的规律。当 $\Delta T$=100 K 时，材料的局部放电起始电压和闪络电压分别为无温度梯度时的 74.0%和 75.9%。

2）仿真结果显示，当不存在温度梯度时，绝缘材料表面电荷密度较低，对材料表面电场分布影响不大，电场始终为平行于材料表面的准均匀场。而在低温温度梯度下，材料内部电导率分布不均会导致材料表面电荷密度的上升以及高压端电场的畸变，形成法向电场主导的畸变电场。电场最大值可达到不存在温度梯度时的 10 倍左右。

3）综合试验及仿真结果提出了低温温度梯度对沿面闪络特性的影响机制。低温温度梯度下材料电导率的分布不均会导致材料表面电荷的严重积聚以及电场的畸变，促进了材料表面局部放电现象的产生，导致沿面闪络强度的下降。

## 参考文献　References

[1] 于立佳，王银顺，朱承治，等. ±100 kV/1 kA 能源管道双极直流高温超导电缆导体设计[J]. 低温与超导，2020，48(2)：37-43，49.
YU Lijia, WANG Yinshun, ZHU Chengzhi, et al. Design of ±100 kV/1 kA bipolar DC HTS cable conductor of energy pipe[J]. Cryogenics & Superconductivity, 2020, 48(2): 37-43, 49.

[2] 郑　健，宗曦华，韩云武. 超导电缆在电网工程中的应用[J]. 低温与超导，2020，48(11)：27-31，50.
ZHENG Jian, ZONG Xihua, HAN Yunwu. Application of superconducting cable in power grid[J]. Cryogenics & Superconductivity, 2020, 48(11): 27-31, 50.

[3] 张志斌，任　明，宋　波，等. 冷绝缘超导电缆终端用环氧玻璃钢材料绝缘劣化机制研究[J]. 中国电机工程学报，2022，42(5)：1690-1700.
ZHANG Zhibin, REN Ming, SONG Bo, et al. Insulation deterioration mechanism of glass fiber reinforced plastic used in cold dielectric superconducting cable terminal[J]. Proceedings of the CSEE, 2022, 42(5): 1690-1700.

[4] 桑文举，滕玉平，张　东，等. 超导直流电缆低温绝缘材料的研究进展[J]. 绝缘材料，2020，53(9)：7-12.
SANG Wenju, TENG Yuping, ZHANG Dong, et al. Research progress in cold insulating materials for superconducting DC cables[J]. Insulating Materials, 2020, 53(9): 7-12.

[5] 张传升，任成燕，章　程，等. 深冷温区绝缘材料击穿及沿面放电研究进展[J]. 中国电机工程学报，2021，41(23)：8195-8212.
ZHANG Chuansheng, REN Chengyan, ZHANG Cheng, et al. Research progress on breakdown and creeping discharge of insulation materials at cryogenic temperature range[J]. Proceedings of the CSEE, 2021, 41(23): 8195-8212.

[6] 路士杰. 温度和机械应力对环氧树脂绝缘件沿面闪络特性的影响[D]. 北京：华北电力大学，2020.
LU Shijie. Effects of temperature and mechanical stress on surface flashover characteristics of epoxy resin insulation parts[D]. Beijing, China: North China Electric Power University, 2020.

[7] 屠幼萍，谭 荣，张贵峰，等. 聚酰亚胺在低温真空环境下的直流电气特性[J]. 中国电机工程学报，2013，33(4)：194-200.
TU Youping, TAN Rong, ZHANG Guifeng, et al. DC electrical characteristics of polyimide at cryogenic temperature in vacuum[J]. Proceedings of the CSEE, 2013, 33(4): 194-200.

[8] 张振军，郑晓泉，吴文斌，等. 不同温度下聚酰亚胺真空直流沿面闪络特性[J]. 西安交通大学学报，2014，48(4)：47-51.
ZHANG Zhenjun, ZHENG Xiaoquan, WU Wenbin, at al. DC surface flashover characteristics of polyimide in vacuum at different temperatures[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2014, 48(4): 47-51.

[9] 李大雨，张贵新，王天宇. 交流电压下圆台型绝缘子表面电荷积聚特性[J]. 高电压技术，2022，48(4)：1480-1488.
LI Dayu, ZHANG Guixin, WANG Tianyu. Characteristics of surface charge accumulation on truncated cone-type insulator under AC voltage[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(4): 1480-1488.

[10] 李大雨，张贵新，王天宇. 交流电压下绝缘子表面电荷对闪络电压影响的主导因素[J]. 高电压技术，2021，47(12)：4199-4206.
LI Dayu, ZHANG Guixin, WANG Tianyu. Dominant factors affecting flashover by the presence of surface charge under AC voltage[J]. High Voltage Engineering, 2021, 47(12): 4199-4206.

[11] 罗 毅，唐 炬，潘 成，等. 直流 GIS/GIL 盆式绝缘子表面电荷主导积聚方式的转变机理[J]. 电工技术学报，2019，34(23)：5039-5048.
LUO Yi, TANG Ju, PAN Cheng, et al. The transition mechanism of surface charge accumulation dominating way in DC GIS/GIL[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2019, 34(23): 5039-5048.

[12] 张博雅，张贵新. 直流 GIL 中固−气界面电荷特性研究综述Ⅰ：测量技术及积聚机理[J]. 电工技术学报，2018，33(20)：4647-4662.
ZHANG Boya, ZHANG Guixin. Review of charge accumulation characteristics at gas-solid interface in DC GIL, part I: measurement and mechanisms[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2018, 33(20), 4647-4662.

[13] 赵轩宇，陈庆国，杨洪达，等. 温度梯度下直流套管内绝缘结构优化设计[J]. 高电压技术，2022，48(3)：928-937.
ZHAO Xuanyu, CHEN Qingguo, YANG Hongda, et al. Optimal design of insulation structure in dc bushing under temperature gradient[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(3): 928-937.

[14] ZHOU H Y, MA G M, LI C R, et al. Impact of temperature on surface charges accumulation on insulators in $SF_6$-filled DC-GIL[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2017, 24(1): 601-610.

[15] ZHANG B Y, QI Z, ZHANG G X. Thermal gradient effects on surface charge of HVDC spacer in gas insulated system[C]// 2016 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP). Toronto, Canada: IEEE, 2016: 703-706.

[16] LI C Y, HU J, LIN C J, et al. The potentially neglected culprit of DC surface flashover: electron migration under temperature gradients[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 3271.

[17] CHOI J W, CHOI J H, KIM H J, et al. A study on designing the electrical insulation of condenser-type terminations for 154 kV class HTS cables[J]. Physica C: Superconductivity, 2009, 469(15/20): 1707-1711.

[18] REN L, TANG Y J, SHI J, et al. Design of a termination for the HTS power cable[J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2012, 22(3): 5800504.

[19] 刘云鹏，吴振扬，朱 雷，等. 基于迁移管法气压对氮气正电晕放电离子迁移率的影响[J]. 电工技术学报，2016，31(22)：223-229.
LIU Yunpeng, WU Zhenyang, ZHU Lei, et al. Influence of air pressure on corona discharge ion mobility of nitrogen based on drift tube method[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2016, 31(22): 223-229.

[20] WIEGART N, NIEMEYER L, PINNEKAMP F, et al. Inhomogeneous field breakdown in GIS-the prediction of breakdown probabilities and voltages. I. overview of a theory for inhomogeneous field breakdown in $SF_6$[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 1988, 3(3): 923-930.

[21] WINTER A, KINDERSBERGER J. Transient field distribution in gas-solid insulation systems under DC voltages[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2014, 21(1): 116-128.

[22] KNECHT A. Development of surface charges on epoxy resin spacers stressed with direct applied voltages[M]. CHRISTOPHOROU L G. Proceedings of the Third International Symposium on Gaseous Dielectrics. Knoxville, USA: Pergamon, 1982: 356-364.

[23] ZHANG Z S, WANG ZM, TEYSSEDRE G, et al. Gas-solid interface charge tailoring techniques: what we grasped and where to go[J]. Nanotechnology, 2021, 32(12): 122001.

[24] DU B X, LIANG H C, LI J. Surface coating affecting charge distribution and flashover voltage of cone-type insulator under DC stress[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2019, 26(3): 706-713.



**宋 波**
1994—，男，博士生
主要从事高电压试验技术、新型绝缘材料绝缘特性以及绝缘优化设计等方面的研究工作
E-mail: songbo111@stu.xjtu.edu.cn;

SONG Bo
Ph.D. candidate



**任 明**(通信作者)
1987—，男，博士，副教授
主要从事高压试验技术、状态监测智能传感器、图像融合与故障可视化等技术研究方面的研究工作
E-mail: renming@ xjtu.edu.cn

REN Ming
Ph.D.
Associate professor
Corresponding author

收稿日期 2022-09-02 修回日期 2023-01-13 编辑 曾文君