

DOI: 10.7652/xjtuxb201602013

直流电压下环氧浇注绝缘子的表面电场分析

李乃一, 彭宗仁, 刘鹏

(西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 针对直流气体绝缘设备电场分析及结构设计时气体侧模型的选择问题,以高压直流气体绝缘穿墙套管用环氧浇注绝缘子为研究对象,建立了直流电压下环氧浇注绝缘子的电场计算模型。其中,对气体侧分别采用离子迁移模型和线性模型,在直流电压下对环氧浇注绝缘子的表面电场进行了计算及分析。研究了不同气体电离率、外施电压、体积电导率等条件下两种模型对计算结果的影响及相互替换的条件,给出了直流电压下气体侧模型的选择建议。结果表明:离子迁移模型得到的绝缘子表面电场计算结果受气体中空间电荷不均匀分布的影响,随场强的变化呈现出较强的非线性;线性模型用以匹配离子迁移模型计算结果的气体电导率取值与气体电离率成正比,与外施电压等级成反比;当外施电压等级较高、绝缘子体积电导率较大时,固体侧电流在绝缘子表面电荷积聚过程中起主要作用,离子迁移模型与线性模型得到的计算结果差异较小。这时,线性模型计算时间更短,更适用于环氧浇注绝缘子的结构优化设计。

关键词: 直流;绝缘子;气体绝缘;气体电导;电场计算

中图分类号: TM216 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2016)02-0073-07

Surface Electric Fields for Epoxy Cast Insulator Under DC Voltage

LI Naiyi, PENG Zongren, LIU Peng

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

Abstract: Aiming at the issue of gas model selection of DC gas-insulated device in electric-field analysis and design, a model for electric-field evaluation is established for an epoxy cast insulator installed in HVDC gas-insulated wall bushing. Ion-drift model and linear model are considered for gas domain respectively. Calculating and analyzing the surface electric fields under DC voltage, the influences of two models on calculated results for different gas ionization rate, applied voltage level, bulk conductivity as well as the alternative conditions under DC voltage are investigated and the suggestions for gas model selection are proposed. The results show that the calculated results of ion-drift model depend on electric-field strength and are affected by the uneven space charges with gas nonlinearity. The gas conductivity in linear model matching ion-drift model is proportional to gas ionization rate and inversely proportional to applied voltage level. In the case of higher voltage level and larger bulk conductivity of insulator, the bulk current dominates the surface charge accumulation and calculated result for ion-drift model slightly differs from that for linear model. The linear model is more applicable to optimal design for epoxy cast insulator with shorter calculating time.

Keywords: DC; insulator; gas insulation; gaseous conduction; electric field calculation

在直流气体绝缘设备中不可避免地需要采用盆式、柱式绝缘子进行气室隔离及导体支撑^[1]。这些绝缘子大多由环氧树脂添加氧化铝、二氧化硅等填料浇注而成,具有很强的机械性能。在直流电压下,环氧浇注绝缘子表面容易积聚电荷^[2]。一定量的电荷会引起绝缘子的表面电场畸变,在极性反转电压下可能会降低沿面闪络电压^[3]。相比工频电压下较为稳定的容性电场分布,气体中存在各种各样的电离过程,包括气体自然电离、电极表面微放电、金属微粒等杂质引起的局部放电等,都会不同程度地影响气体中的微电流大小^[4]。这使得直流电压下绝缘子的表面电场分布受气体电导特性影响较大,呈现出较大的差异性和不确定性,给建立直流电压下气、固绝缘系统的电场计算模型、准确预测绝缘子的表面电场造成了很大困难。当进行绝缘子表面电场计算时,对于气体侧通常采用两种模型:①线性模型,采用恒定的气体电导率,通过欧姆定律表征气体中的电流密度,该模型被大多数文献所采用^[5];②离子迁移模型,考虑气体电离及离子复合,通过离子在电场作用下的迁移及扩散过程表征气体中的电流密度,该模型已被一些文献采用进行直流电压下空气间隙电导过程^[6]及绝缘子表面电荷积聚的仿真分析^[7-8]。在选用以上两种模型对绝缘子进行表面电场计算及结构优化设计时,首先需要回答以下两个问题:两种模型下的电场计算结果有什么区别?两种模型在什么条件下可以相互替换?目前,针对这两种模型在不同条件下进行横向比较的研究还较少。

本文以高压直流气体绝缘穿墙套管用环氧浇注绝缘子为研究对象,对气体侧分别采用离子迁移模型和线性模型,在直流电压下对绝缘子的表面电场进行了计算,研究了不同条件下两种模型对计算结果的影响及相互替换的条件。研究结果可以为直流气体绝缘设备电场分析及结构设计时气体侧模型的选择提供一定的参考。

1 电场模型

高压直流气体绝缘穿墙套管采用环氧浇注绝缘子支撑其超长导电杆。为了便于建模计算,简化了套管的中心导体及其轴向延伸,简化后的二维轴对称电场计算模型如图1所示,网格划分如图2所示。

绝缘子内部满足高斯定理及电流连续性方程

$$\nabla(-\epsilon_1 \nabla \varphi_1) = \rho_V \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_V}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_1 = 0 \quad (2)$$

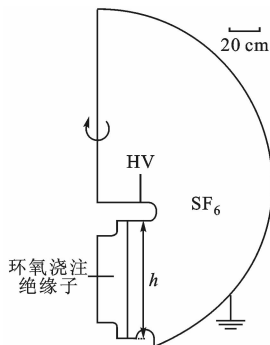


图1 电场计算模型

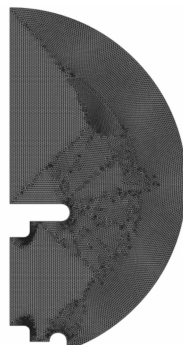


图2 网格剖分

式中: ϵ_1 为介电常数,F/m; φ_1 为电位,V; ρ_V 为空间电荷密度,C/m³; $\mathbf{J}_1$ 为电流密度矢量,A/m²。假设绝缘子内部场强不高,仅存在离子电导,则 $\mathbf{J}_1$ 满足欧姆定理

$$\mathbf{J}_1 = -\gamma_1 \nabla \varphi_1 \quad (3)$$

式中: γ_1 为体积电导率,S/m。假设绝缘子内部无空间电荷注入,且轴向无明显的温度梯度,则 ρ_V 为0, γ_1 为常数。根据式(1)~式(3), φ_1 可由拉普拉斯方程求得

$$\nabla^2 \varphi_1 = 0 \quad (4)$$

若采用线性模型,则与绝缘子内部的情况相同,SF₆气体中的电流密度 $\mathbf{J}_2$ 和电位 φ_2 满足欧姆定理和拉普拉斯方程。当气体电导率 γ_2 远小于 γ_1 时,可忽略 $\mathbf{J}_2$,仅计算绝缘子内部的电场分布。若采用离子迁移模型,考虑气体中存在的正、负离子,则 φ_2 可由泊松方程表示

$$\nabla^2 \varphi_2 = -\frac{\rho^+ - \rho^-}{\epsilon_0} \quad (5)$$

式中: ρ^+ 、 ρ^- 分别为正、负电荷密度,C/m³。正、负离子在直流电场的作用下会发生迁移运动,并伴随着一定的扩散过程,则正、负离子形成的电流密度矢量 $\mathbf{J}_2^\pm$ 可表示为

$$\mathbf{J}_2^\pm = \pm \mu^\pm \nabla \varphi_2 \rho^\pm - D^\pm \nabla \rho^\pm \quad (6)$$

式中: $\mu^\pm$ 为正、负离子迁移率,m²/(V·s); $D^\pm$ 为正、负离子的扩散系数,m²/s。已知 $\mu^\pm$ 后,可由Einstein方程求得

$$D^\pm = \frac{\mu^\pm kT}{e} \quad (7)$$

式中: k 为玻尔兹曼常数,等于 1.38×10^{-23} J/K; T 为温度,K; e 为元电荷,等于 1.6×10^{-19} C。电流连续性方程可表示为

$$\frac{\partial \rho^\pm}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_2^\pm = G e - \frac{R \rho^+ \rho^-}{e} \quad (8)$$

式中: G 为气体电离率,(m³·s)⁻¹; R 为离子复合系数,m³/s。在高压直流GIS/L、穿墙套管等气体绝

缘设备中,由电极表面状态和杂质引起的气体电离过程可以通过提高制造工艺及生产管理水平进行控制,因此后文计算时仅考虑气体的自然电离过程。根据式(6)、式(8),得

$$\frac{\partial \rho^\pm}{\partial t} \mp \mu^\pm \nabla \varphi_2 \nabla \rho^\pm \pm \mu^\pm \rho^\pm \frac{\rho^+ - \rho^-}{\epsilon} - D^\pm \nabla^2 \rho^\pm = Ge - \frac{R\rho^+ \rho^-}{e} \tag{9}$$

因此,可联立式(5)、式(9)求得 $\rho^\pm$ 及 φ_2 。

通常绝缘子表面在直流电压下会不断积聚电荷。当绝缘子内部无空间电荷时,表面电荷的主要来源为气体电离,并通过绝缘子、气体及其分界面消散^[9]

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = J_{1n} - J_{2n} - J_s \tag{10}$$

式中: σ 为表面电荷密度, C/m²; J_{1n} 、 J_{2n} 分别为 $\mathbf{J}_1$ 、 $\mathbf{J}_2$ 的法向分量, A/m²; J_s 为绝缘子表面的电流密度, A/m²。当环境湿度较小、绝缘子表面较为粗糙时, J_s 远小于 J_{1n} 和 J_{2n} ^[10], 后文计算时忽略了 J_s 的影响。因此,当采用线性模型时,由式(3)、式(10),得

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \mathbf{n} \cdot (\gamma_2 \nabla \varphi_2 - \gamma_1 \nabla \varphi_1) \tag{11}$$

若忽略 $\mathbf{J}_2$, 则有 $\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi_1 = 0$ 。当采用离子迁移模型时,由式(6)、式(10),得

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \mathbf{n} \cdot \mu(\rho^+ + \rho^-) \nabla \varphi_2 - \mathbf{n} \cdot \gamma_1 \nabla \varphi_1 \tag{12}$$

综上所述,绝缘子内部的电场计算方程为式(4);气体侧采用线性模型时的电场计算方程为式(4),绝缘子表面的边界条件为式(11);气体侧采用离子迁移模型时的电场计算方程为式(5)、式(9),绝缘子表面的边界条件为式(12)。电极表面为 Dirichlet 边界条件。全套微分方程采用有限元数值计算方法在 COMSOL Multiphysics 上进行求解。剖分后的模型约 10⁵ 个单元,如图 2 所示,在一台 Xeon 8×2.50 GHz 处理器、32 GB 内存的工作站上进行计算。

2 结果与讨论

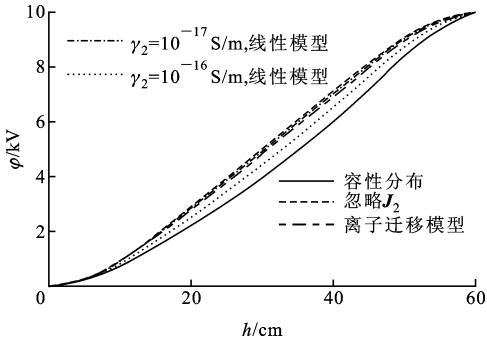
2.1 气体侧模型对计算结果的影响

由式(3)可知,当气体侧采用线性模型时, $\mathbf{J}_2$ 与 φ_2 相关,因此 $\mathbf{J}_2$ 与外施电压 U_r 相关。由式(6)、式(8)可知,当采用离子迁移模型时, $\mathbf{J}_2$ 与 ρ^+ 、 ρ^- 相关,因此 $\mathbf{J}_2$ 与气体电离率 G 相关。本文计算环氧浇注绝缘子的表面电位分布 φ 随 G 与 U_r 的变化,研究两种气体侧模型对计算结果的影响。

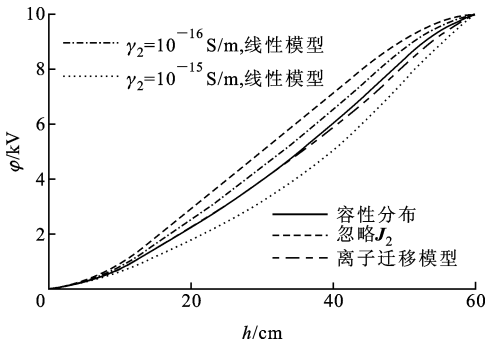
图 3 所示为绝缘子的表面电位分布随气体电离

率 G 的变化,其中外施电压 U_r 为 10 kV; R 、 $\mu^\pm$ 为 0.4 MPa 的 SF₆ 气体在室外环境下的取值,分别为 1.3×10⁻¹² m³/s、4.2×10⁻⁵ m²/(V·s)^[11]; ϵ_1 、 γ_1 为常温下环氧树脂/氧化铝复合材料的取值,分别为 4 ϵ_0 、10⁻¹⁵ S/m。 G 在室外环境、0.4 MPa 下的取值为 5.5×10⁷ (m³·s)⁻¹。已有研究表明,将 SF₆ 气体置于室内环境时,由于辐射强度的降低, G 的取值仅为室外环境时的 50%^[11]。另外,设备内部可能存在电极表面微放电或由杂质引起气体局部放电,本文定性地通过增大 G 的取值来模拟这些附加的电离过程^[4]。

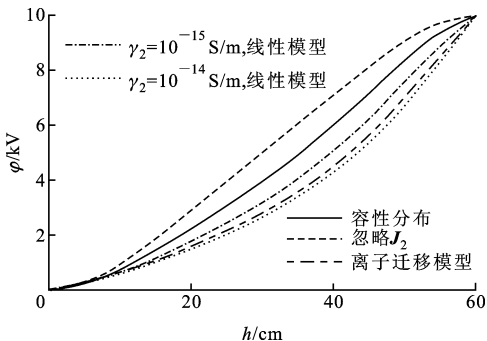
从图 3a 中可以看出,当 G 为 5.5×10⁶ (m³·s)⁻¹ 时,采用离子迁移模型计算得到的绝缘子表面电位均大于容性电位,即 $\sigma=0$,表明此时表面有正



(a) $G=5.5 \times 10^6 \text{ (m}^3 \cdot \text{s)}^{-1}$



(b) $G=5.5 \times 10^7 \text{ (m}^3 \cdot \text{s)}^{-1}$



(c) $G=5.5 \times 10^8 \text{ (m}^3 \cdot \text{s)}^{-1}$

图 3 G 对绝缘子表面电位分布的影响

电荷积聚。当 γ_2 取值在 $10^{-17} \sim 10^{-16}$ S/m 之间时, 线性模型和离子迁移模型计算结果相匹配。其中, 当 γ_2 的取值为 10^{-17} S/m 时, 由于 γ_2 远小于 γ_1 时, 线性模型与忽略 J_2 时的计算结果基本一致。当 G 增大到 $5.5 \times 10^7 (\text{m}^3 \cdot \text{s})^{-1}$ 时 (见图 3b), 离子迁移模型得到的绝缘子上半部的表面电位首先小于容性电位, 表明此时上半部表面有负电荷积聚。当 γ_2 取值在 $10^{-16} \sim 10^{-15}$ S/m 之间时, 线性模型和离子迁移模型计算结果相匹配。当 G 进一步增大到 $5.5 \times 10^8 (\text{m}^3 \cdot \text{s})^{-1}$ 时 (见图 3c), 离子迁移模型得到的绝缘子表面电位均小于容性电位, 说明此时表面有负电荷积聚。当 γ_2 取值在 $10^{-15} \sim 10^{-14}$ S/m 之间时, 线性模型和离子迁移模型计算结果相匹配。图 3 表明: 为了和离子迁移模型的计算结果相匹配, 线性模型 γ_2 取值与 G 成正比。

图 4 所示为电力线分布随 G, γ_1 的变化, $U_r, R, \mu^\pm, \epsilon_1$ 的取值与图 3 相同。从图中可以看出, 当 G 取值越大、 γ_1 取值越小时, 加压初期容性分布时的 J_{2n} 大于 J_{1n} , 绝缘子表面不断积聚负电荷以加强 J_{1n} , 最终平衡 J_{1n} 与 J_{2n} , 电荷积聚完成。电荷积聚稳定后, 绝缘子表面附近气体侧的电力线较为密集, 场强较低。反之, 容性分布时的 J_{2n} 小于 J_{1n} , 绝缘子表面不断积聚正电荷以削弱 J_{1n} 。电荷积聚稳定后, 固体侧的电力线较为密集, 场强较低。当 G 取值较小 (见图 4 左上角), 即对应的 γ_2 远小于 γ_1 时, 固体侧的电力线几乎平行于绝缘子表面, 即 $\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi_1 = 0$, 此时可忽略 J_2 。

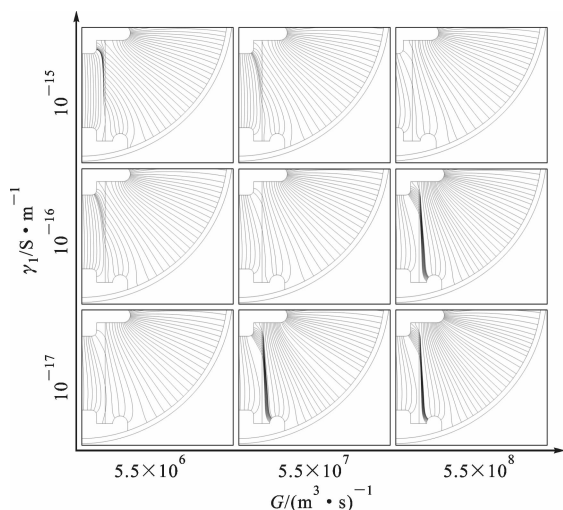
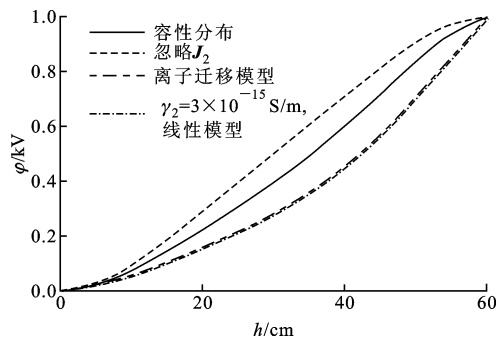


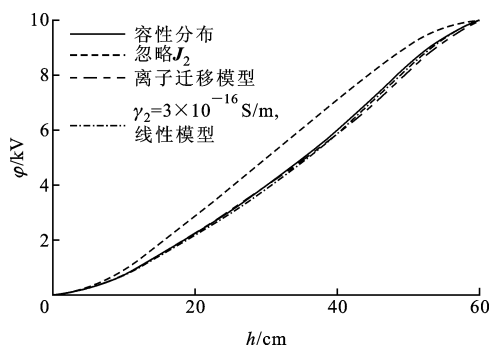
图 4 G, γ_1 对模型电力线分布的影响

图 5 所示为绝缘子的表面电位随外施电压 U_r 的变化。其中 G 为 $5.5 \times 10^7 (\text{m}^3 \cdot \text{s})^{-1}$, $R, \mu^\pm, \epsilon_1, \gamma_1$ 的取值与图 3 相同。从图中可以看出, 当 U_r 为 1

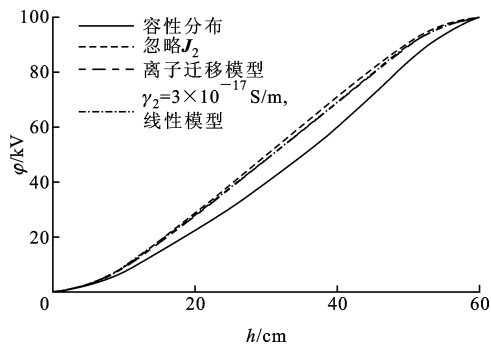
kV 时 (见图 5a), 采用离子迁移模型计算得到的绝缘子表面电位均小于容性电位, 说明此时表面有负电荷积聚。当 γ_2 取值约为 3×10^{-15} S/m 时, 线性模型和离子迁移模型计算结果相匹配。当 U_r 增大到 10 kV 时 (见图 5b), 采用离子迁移模型计算得到的绝缘子下半部的表面电位首先大于容性电位, 说明此时下半部表面有正电荷积聚。当 γ_2 取值约为 3×10^{-16} S/m 时, 线性模型和离子迁移模型计算结果相匹配。当 U_r 进一步增大到 100 kV 时 (见图 5c), 采用离子迁移模型计算得到的绝缘子表面电位均大于容性电位。当 γ_2 取值约为 3×10^{-17} S/m 时, 线性模型和离子迁移模型计算结果相匹配。图 5 表明: 为了和离子迁移模型计算结果相匹配, 线性模型 γ_2 取值与 U_r 成反比。



(a) $U_r = 1$ kV



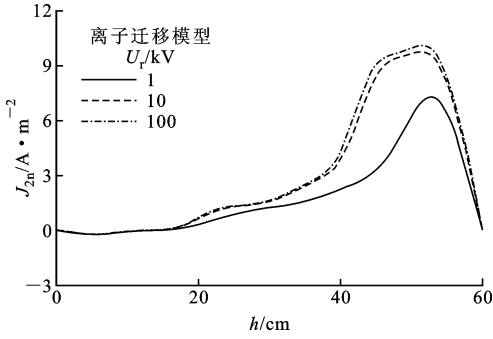
(b) $U_r = 10$ kV



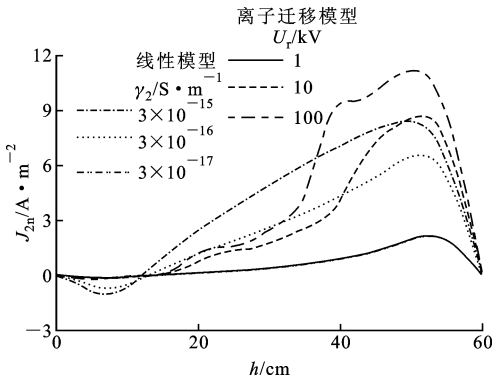
(c) $U_r = 100$ kV

图 5 U_r 对绝缘子表面电位分布的影响

图6所示为 J_{2n} 随 U_r 的变化, G 、 R 、 $\mu^\pm$ 、 ϵ_1 、 γ_1 的取值与图5相同。从图中可以看出,对于离子迁移模型, J_{2n} 不随 U_r 的升高而成比例的增加,且电荷积聚初期与稳定后的 J_{2n} 没有明显的变化, J_2 存在饱和现象,而 J_1 满足欧姆定理,因此在电荷积聚初期,即容性分布时的 J_{1n} 随 U_r 的升高逐渐接近并超过 J_{2n} 。绝缘子表面的负电荷不断减少,正电荷不断积聚。对于线性模型, J_{1n} 、 J_{2n} 均满足欧姆定理,因此 U_r 的变化不会影响绝缘子的表面电场分布,表面电荷积聚过程为Maxwell-Wagner极化^[12]。



(a) 电荷积聚初期(1 h)



(b) 电荷积聚稳定后

图6 U_r 对气体侧法向电流密度的影响

由式(12)可知,当气体侧采用离子迁移模型时, J_{2n} 可表示为

$$J_{2n} = n \cdot \mu(\rho^+ + \rho^-) \nabla \varphi_2 \quad (13)$$

对比式(3),采用离子迁移模型时气体侧的等效电导率可表示为

$$\gamma_2 = \mu(\rho^+ + \rho^-) \quad (14)$$

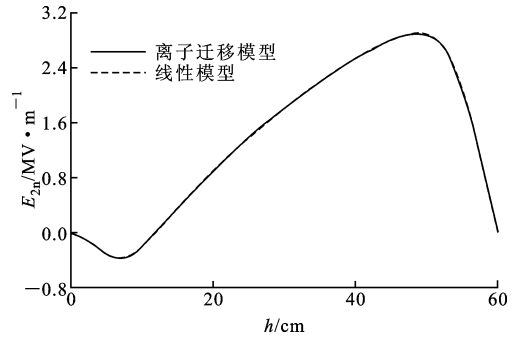
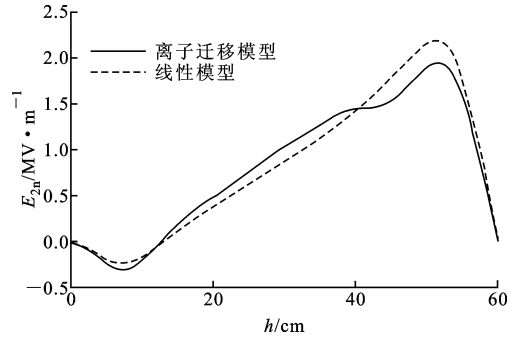
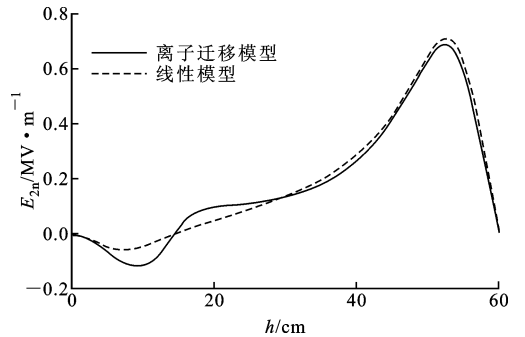
由式(14)可知,由于 $\rho^\pm$ 与 G 成正比,为了和离子迁移模型的计算结果相匹配,线性模型 γ_2 取值与 G 成正比。又由于 φ_2 与 U_r 成正比,因此当 J_{2n} 饱和后, $\rho^\pm$ 与 U_r 成反比以满足式(13),为了和离子迁移模型的计算结果相匹配,线性模型 γ_2 取值与 U_r 成反比。另外,与线性模型不同,离子迁移模型可以反映

出气体中空间电荷分布对气体电导特性的影响。由于表面电荷分布不均匀,离子迁移模型计算得到的 J_{2n} 与线性模型的计算结果存在一定的差异(见图6)。

2.2 气体侧模型的选择

由2.1节的分析可知,离子迁移模型得到的计算结果受 G 、 U_r 的影响呈现出较强的非线性,即使选择适当的 γ_2 ,线性模型下的计算结果与离子迁移模型的结果在气体侧仍存在一定的差异。本文在不同 U_r 、 γ_1 、 γ_2 下,研究两种模型相互替换的条件。

图7所示为气体侧法向场强 E_{2n} 随 U_r 、 γ_1 、 γ_2 的变化, G 、 R 、 $\mu^\pm$ 、 ϵ_1 的取值与图5相同。从7a图中可以看出,采用离子迁移模型和线性模型的计算结果基本一致。当 U_r 、 γ_1 的取值较大时,容性分布时的 J_{1n} 远大于 J_{2n} ,因此在绝缘子的表面电荷积聚过程中, J_{1n} 起主要作用,离子迁移模型与线性模型得到

(a) $U_r = 1 \text{ MV}$, $\gamma_1 = 10^{-15} \text{ S/m}$, $\gamma_2 = 10^{-18} \text{ S/m}$ (b) $U_r = 1 \text{ MV}$, $\gamma_1 = 10^{-17} \text{ S/m}$, $\gamma_2 = 3 \times 10^{-18} \text{ S/m}$ (c) $U_r = 1 \text{ kV}$, $\gamma_1 = 10^{-15} \text{ S/m}$, $\gamma_2 = 3 \times 10^{-15} \text{ S/m}$ 图7 U_r 、 γ_1 、 γ_2 对气体侧法向场强的影响

的计算结果差异较小。当 γ_1 减小为 10^{-17} S/m(见图 7b)或 U_r 减小为 1 kV(见图 7c)时,采用离子迁移模型和线性模型得到的气体侧法向场强在局部有一定的差别。当 U_r 、 γ_1 的取值较小时,容性分布时的 J_{1n} 远小于 J_{2n} ,因此在绝缘子的表面电荷积聚过程中, J_{2n} 起主要作用,离子迁移模型得到的计算结果受气体中空间电荷分布的影响,与线性模型得到的计算结果存在一定的差异。

图 8 所示为负电荷密度 ρ^- 随 U_r 的变化, G 、 R 、 $\mu^\pm$ 、 ϵ_1 、 γ_1 的取值与图 5 相同。从图中可以看出,绝缘子附近气体中的空间电荷密度分布不均匀,且随场强而变化。由于接地电极与外壳交界处的场强相对较低,负电荷由此处沿电力线向绝缘子表面迁移的速度较慢,电荷密度较大。可见,离子迁移模型随场强的变化呈现出较强的非线性,而且能够反映出气、固绝缘系统中距绝缘子表面较远的电场不均匀分布对绝缘子表面电场分布的影响,造成绝缘子表面气体侧电流密度(见图 6)及气体侧场强(见图 7)的不规则分布。

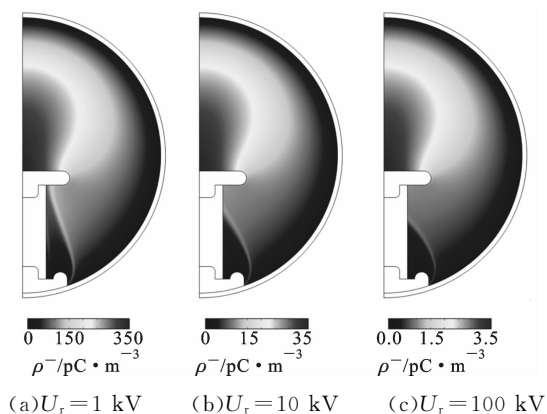


图 8 U_r 对负电荷密度 ρ^- 的影响

综上所述,当 U_r 、 γ_1 的取值较大,即气体电导率远小于绝缘子电导率时, J_{1n} 在绝缘子的表面电荷积聚过程中起主要作用。这时,由于表面电荷分布不均匀造成的离子迁移模型与线性模型得到的计算结果的差异可忽略,两种模型可以相互替换。当 U_r 或 γ_1 的取值较小,即气体电导率与绝缘子电导率相当或前者远大于后者时, J_{2n} 在绝缘子的表面电荷积聚过程中起主要作用。这时,离子迁移模型得到的计算结果受空间电荷和场强的影响较大,不可与线性模型进行替换。另外,从计算时间的角度考虑,当气体侧采用离子迁移模型时,图 1 模型计算一次需要约 1 000 s,而采用线性模型时,计算时间仅需要约 5 s,因此当两种模型的计算结果差异较小时,线

性模型的计算时间更短,更适用于需要对模型进行大量求解的绝缘子的结构优化设计。在其他情况下,采用离子迁移模型所得到的计算结果则更为准确。

3 结 论

(1)采用离子迁移模型计算得到的环氧浇注绝缘子的表面电场受电气电离率和外施电压等级的影响较大。为了和离子迁移模型计算结果相匹配,线性模型气体电导率取值与气体电离率成正比、与外施电压等级成反比。

(2)采用离子迁移模型计算得到的绝缘子的表面电场受气体中空间电荷不均匀分布的影响,随场强的变化呈现出较强的非线性。当外施电压等级较高、绝缘子体积电导率较大时,固体侧电流在绝缘子表面电荷积聚过程中起主要作用,离子迁移模型与线性模型得到的计算结果差异较小,这时线性模型计算时间更短,更适用于环氧浇注绝缘子的结构优化设计。

参考文献:

- [1] 赵畹君. 高压直流输电工程技术 [M]. 北京: 中国电力出版社, 2004: 339-344.
- [2] 汪泓, 张乔根, 罗毅, 等. 直流电压作用下绝缘子表面电荷积聚的研究 [J]. 西安交通大学学报, 2002, 36(4): 339-343.
WANG Feng, ZHANG Qiaogen, LUO Yi, et al. Research on the insulator surface charge accumulation under DC voltage [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2002, 36(4): 339-343.
- [3] 刘志民, 邱毓昌, 冯允平. 对绝缘子表面电荷积聚机理的讨论 [J]. 电工技术学报, 1999, 14(2): 65-68.
LIU Zhimin, QIU Yuchang, FENG Yunping. The discussion about accumulation mechanism of surface charge on insulating spacer [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 1999, 14(2): 65-68.
- [4] OKABE S. Phenomena and mechanism of electric charges on spacers in gas insulated switchgears [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2007, 14(1): 46-52.
- [5] DE LORENZI A, GRANDO L, PESCE A, et al. Modeling of epoxy resin spacers for the 1 MV DC gas insulated line of ITER neutral beam injector system [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2009, 16(1): 77-87.
- [6] SALTZER M, GAFVERT U, KALLSTRAND B, et

al. Observation of space charge dynamics in air under DC electric fields [C]// 2011 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2011: 141-144.

[7] WINTER A, KINDERSBERGER J. Stationary resistive field distribution along epoxy resin insulators in air under DC voltage [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2012, 19(5): 1732-1739.

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

[9] COOKE C M. Charging of insulator surfaces by ionization and transport in gases [J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1982, 17(2): 172-178.

[10] VOLPOV E. Electric field modeling and field formation mechanism in HVDC SF₆ gas insulated systems [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2003, 10(2): 204-215.

[11] WIEGART N, NIEMEYER L, PINNEKAMP F, et al. Inhomogeneous field breakdown in GIS — the prediction of breakdown probabilities and voltages: part II Ion density and statistical time lag [J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 1988, 3(3): 931-937.

[12] DELPINO S, FABIANI D, MONTANARI G C, et al. Polymeric HVDC cable design and space charge accumulation: part II Insulation interfaces [J]. IEEE Electrical Insulation Magazine, 2008, 24(1): 14-24.

(编辑 杜秀杰)

(上接第 37 页)

[11] NIE Feiping, WANG Hua, HUANG Heng, et al. Unsupervised and semi-supervised learning via L1-norm graph [C]//Proceedings of the 2011 IEEE International Conference on Computer Vision. Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2011: 2268-2273.

[12] HUANG Heng, XU Dong, NIE Feiping. Semi-supervised dimension reduction using trace ratio criterion [J]. IEEE Transactions on Neural Network Learning System, 2012, 23(3): 519-526.

[13] SYMEON N, ANASTASIOS T, LOANNIS P. Maximum margin projection subspace learning for visual data analysis [J]. IEEE Transactions on Image Processing, 2014, 23(10): 4413-4425.

(编辑 武红江)

(上接第 60 页)

[13] MICHELIN S, DOARE O. Energy harvesting efficiency of piezoelectric flags in axial flows [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 714(1): 489-504.

[14] PIÑEIRUA M, DOARÉO, MICHELIN S. Influence and optimization of the electrodes position in a piezoelectric energy harvesting flag [J]. Journal of Sound and Vibration, 2015, 346: 200-215.

[15] ABDELKEFI A, YAN Z, HAJJ M R. Modeling and nonlinear analysis of piezoelectric energy harvesting from transverse galloping [J]. Smart Materials and Structures, 2013, 22(2): 025016.

[16] SIROHI J, MAHADIK R. Piezoelectric wind energy harvester for low-power sensors [J]. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, 2011, 22(18): 2215-2228.

[17] ZHAO Liya, TANG Lihua, YANG Yiaowen. Enhanced piezoelectric galloping energy harvesting using 2 degree-of-freedom cut-out cantilever with magnetic interaction [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2014, 53(6): 060302.

[18] FACCHINETTI M L, DE LANGRE E, BIOLLEY F. Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations [J]. Journal of Fluids and Structures, 2004, 19(2): 123-140.

[19] BASAK S, RAMAN A, GARIMELLA S V. Hydrodynamic loading of microcantilevers vibrating in viscous fluids [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 99(11): 114906.

(编辑 武红江)