

DOI:10.13296/j.1001-1609.hva.2018.07.015

负极性同轴圆柱电极电晕建模研究与计算

王黎明^{1,2}, 陈正颖^{1,2}, 怡 勇^{1,2}

(1. 清华大学电机工程与应用电子技术系, 北京 100084; 2. 清华大学深圳研究生院, 广东 深圳 518055)

摘要: 电晕特性是特高压直流输电线路设计的关键技术问题之一。电晕放电物理过程复杂, 影响因素多, 基于电晕放电物理过程建立数值模型进行计算是研究电晕问题的有效手段。电晕流体模型在电晕等离子体的仿真计算中得到广泛的应用。大部分电晕流体模型的计算中使用 Kaptzov 假设作为边界条件, 没有考虑二次电子发射机制, 并且当电晕电流较大时, 没有充分考虑的电子扩散、电荷复合和空间光电离等因素的影响。文中基于简化的电晕等离子体流体模型, 进一步考虑电子扩散、电荷复合、空间光电离和二次电子发射机制提出完整模型, 采用 4 阶龙格—库塔法对同轴圆柱模型的负极性电晕进行了仿真计算, 分析了不同因素对计算结果的影响, 探究了负极性电晕等离子体电荷密度和电晕场的分布规律。考虑二次电子发射对结果影响最大, 但在 180 kV 时差别也不超过 2%。

关键词: 电晕等离子体; 数值计算模型; 电子扩散; 电荷复合; 空间光电离; 二次电子发射

Modelling and Calculation of the Negative DC Corona Plasma in Coaxial Cylindrical Electrode

WANG Liming^{1,2}, CHEN Zhengying^{1,2}, YI Yong^{1,2}

(1. Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China;
2. Graduate School at Shenzhen, Tsinghua University, Guangdong Shenzhen 518055, China)

Abstract: Corona is one of the critical technical problems in ultra-high voltage direct current (UHVDC) transmission. Corona discharge is a complex physical process and has various influencing factors. Establishing numerical model based on the physical process of corona discharge is an effective means to research the corona problem. Corona fluid model has been widely used in the simulation calculation of corona plasma. However, most of calculations in corona fluid model using Kaptzov assumption as boundary condition do not have considering on secondary electron emission mechanism. Moreover, the effects of electron diffusion, charge recombination and photoionization were not taken a full consideration when corona current was larger. In this paper, a comprehensive model based on the simplified corona plasma fluid model has been proposed, which furtherly considers electron diffusion, charge recombination, space photoionization and secondary electron emission mechanism. Meanwhile, the negative DC corona plasma in coaxial cylindrical electrode has been calculated by the Runge-Kutta method. Finally, the impacts of different factors on the calculation result have been analyzed and the distribution regularities of negative DC corona plasma and corona field have been observed. Secondary electron emission mechanism has larger effect on the result than the other factors but the difference is less than 2% under 180 kV.

Key words: corona plasma; numerical model; electron diffusion; charge recombination; photoionization; secondary electron emission

收稿日期: 2018-01-11; 修回日期: 2018-03-17

基金项目: 国家自然科学基金项目(51307094); 深圳市基础研究项目(JCYJ20140902110354245); 国家电网科技项目(GYB17201400178)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China(51307094), Shenzhen Basic Research Project(JCYJ20140902110354245), State Grid Science and Technology Project(GYB17201400178).

0 引言

直流输电相比于交流输电具有稳定性好,线路成本低,线路损耗小,输送容量大等优势,因此近年在中国得到了大力发展^[1-4]。电晕特性是特高压直流输电线路设计的关键技术问题之一^[5-6]。一方面电晕是影响线路损耗的关键因素,关系到线路的安全有效运行;另一方面由电晕产生的可听噪声和无线电干扰等问题也日益受到关注^[7-9]。

电晕放电物理过程复杂,影响因素多,除了基于试验的外推法,基于电晕放电物理过程,建立数值模型进行计算也是研究电晕问题的有效手段。导线起晕后,导线周围会产生大量空间电荷,电晕等离子体与标称电场共同作用形成电晕场。电晕场空间可以分为传导区(离子流区)和电离区(等离子体区),传导区中只有单极离子,被广泛应用于静电除尘等领域,而电离区中有大量正负离子和电子,被广泛应用臭氧生产、材料表面改性和化学气相沉积等领域^[10-11]。

Boltzmann方程是研究气体放电常用的模型^[12-13],但其自由度多,计算十分复杂。电晕流体模型的计算更加简单,同时也能反映电晕放电基本物理过程,因此在电晕等离子体的仿真计算中得到广泛的应用。电晕流体模型包括空间电荷连续性方程和泊松方程两个部分,文[14]提出了较完整的高压直流导线电晕流体模型,对电离区内的电晕场进行了仿真计算,在电晕电流较小时,空间电荷对电场的影响不显著。文[15]则对电晕流体模型和离子流模型进行了比较分析。

在电晕流体模型中,导线表面场强具有实际的物理意义,与电晕的二次电子发射机制有直接的联系。大部分电晕流体模型计算中使用Kaptzov假设^[16],并没有考虑二次电子发射机制。实际上,Kaptzov假设的使用范围并不明确,当电晕电流较大时,空间电荷的数量会大大增加,对电场的影响会更加明显,此时Kaptzov假设是否成立并不清楚。文[17]提出了Kaptzov假设随电压增大的修正函数;文[18]认为导线表面场强与离子流密度有关,并对Kaptzov假设做了特殊处理;文[19]则采用直流导线电晕伏安特性作为边界条件进行计算。

另外,电子扩散、电荷复合和空间光电离等因素也会因空间电荷的增多而扩大它们的影响,计算时他们通常被直接忽略。而目前仍缺少对这些影响因素的系统性研究。

文中基于简化的电晕等离子体流体模型,进一步考虑电子扩散、电荷复合、空间光电离和二次电子发射机制提出完整模型,采用4阶龙格—库塔法对同轴圆柱模型负极性电晕进行了仿真计算,分析不同因素对计算结果的影响,探究了负极性电晕等离子体电荷密度和电晕场的分布规律。

1 电晕等离子体计算模型

1.1 简化数值模型

在同轴圆柱电极结构中,导线半径为 r_1 ,外电极接地,半径为 r_n ,电晕等离子体的流体模型控制方程是柱坐标系下关于半径 r 的一维微分方程组,包括电子、正负离子的连续性方程和泊松方程,未考虑电子扩散、复合、光电离及二次电子发射^[20-23]。

$$\frac{d(rN_e v_e)}{rdr} = (\alpha - \eta)N_e v_e \quad (1)$$

$$\frac{d(rN_p v_p)}{rdr} = -\alpha N_e v_e \quad (2)$$

$$\frac{d(rN_n v_n)}{rdr} = \eta N_e v_e \quad (3)$$

$$\frac{d(rE)}{rdr} = -\frac{e(N_p - N_n - N_e)}{\epsilon} \quad (4)$$

式(1)-(4)中: r 为与导线圆心的距离,cm; N_e 、 N_p 、 N_n 为电子、正离子、负离子浓度, cm^{-3} ; v_e 、 v_p 、 v_n 为电子、正离子、负离子运动速度, cm/s ; E 为电场强度, V/cm ; α 和 η 分别为电子碰撞和吸附系数, cm^{-1} ;介电常数 $\epsilon=8.85 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$;元电荷量 $e=1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ 。

1.1.1 系数取值

电子、正离子、负离子运动速度等于电场强度乘以各自的电迁移率, $v_x = \mu_x E$,下标 $x=e, p, n$,分别代表电子、正离子和负离子,它们形成的电流 $I_x = 2\pi r e N_x v_x$,总电流 $I = I_e + I_p + I_n$ 根据电流守恒处处相等。

电迁移率与相对空气密度成反比关系 $\mu_x = \mu_{x0} N_0 / N$,其中 $N = p / (kT)$,标准状态下 $p_0 = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 293 \text{ K}$ 。 $N = N_0$ 时,取 $\mu_{e0} = 500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, $\mu_{p0} = 1.5 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, $\mu_{n0} = 1.8 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ 。

α 和 η 系数的取值,文中使用了文[21]的计算公式, $25 \leq E/p \leq 60 \text{ Vcm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ 时($1 \text{ torr} = 133.322 \text{ Pa}$):

$$\alpha/p = 4.7786 \exp(-221p/E) \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1} \quad (5)$$

$$\eta/p = 0.013 - 0.54 \times 10^{-3} (E/p) + 0.87 \times 10^{-5} (E/p)^2 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1} \quad (6)$$

1.1.2 边界条件与计算流程

方程组有电子、正离子、负离子浓度和电场强度4个量需要求解,因此每个量都需要一个边界条件。对于直流负极性电晕,导线表面电子浓度大小

反映电晕的剧烈程度, 计算时, 通过给定不同的导线表面电子浓度即可获得不同电晕电流下的带电粒子浓度分布。而负极性电晕在导线表面没有负离子, 因此有 $N_n(r_1)=0$ 。在外电极处, 已属于传导区, 正离子浓度为 0, 即 $N_p(r_n)=0$ 。根据 Kaptzov 假设, 起晕后导线表面场强维持在起晕场强不变, $E(r_1)=E_c$ 。根据 Peek 公式^[24]可以计算出

$$E_c = 31.0m \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{r_1}} \right) \text{ kV/cm} \quad (7)$$

方程组使用 4 阶龙格—库塔法进行求解, 计算流程为: ①确定 4 个边界条件; ②计算电子浓度; ③计算正负离子浓度; ④计算电场强度; ⑤若电场强度不收敛则重复②-④直至收敛。

计算结束后用 $I_x = 2\pi r e N_x v_x$ 计算电晕电流, 对电场强度进行积分得到导线表面电压。

1.2 电荷复合和电子扩散数值模型

在传导区中只有负离子的存在, 而电离区中有电子和正负离子同时存在, 因此可以进一步考虑电荷的复合和电子的扩散来完善电晕等离子体的控制方程。

考虑正离子与电子和负离子的复合时, 方程(1)-(3)变为^[21]:

$$\frac{d(rN_e v_e)}{rdr} = (\alpha - \eta) N_e v_e - \beta_{ep} N_e N_p \quad (8)$$

$$\frac{d(rN_p v_p)}{rdr} = -\alpha N_e v_e + \beta_{ep} N_e N_p + \beta_{np} N_n N_p \quad (9)$$

$$\frac{d(rN_n v_n)}{rdr} = \eta N_e v_e - \beta_{np} N_n N_p \quad (10)$$

式(8)-(10)中, β_{ep} 和 β_{np} 分别为电子和正离子、负离子和正离子的复合系数, Morrow^[25]取 β_{ep} 和 β_{np} 均为 $2.0 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。计算流程与简化模型一致。

当考虑电子的扩散后, 电离区内电子的运动还需要加上一个扩散项, 方程(1)变为^[21]

$$\frac{d(rN_e v_e)}{rdr} - \frac{d\left(rD_e \frac{dN_e}{dr}\right)}{rdr} = (\alpha - \eta) N_e v_e \quad (11)$$

该方程由一阶微分方程变为二阶微分方程, 需增加边界条件 $N_e(r_n)=0$, 使用差分法求解, 计算流程与简化模型一致。

关于电子扩散系数的选取, Morrow^[21]取 $D_e = 0.334 \times 10^{-9} \mu_e (E/N)^{0.54069} \text{ cm}^2/\text{s}$ 。

1.3 空间光电离数值模型

空间光电离对电晕等离子体起着重要的作用, 对于电子和正离子的控制方程(1)、(2)有影响, 而与负离子没有直接关系。考虑空间光电离后, 方程(1)、(2)需修改为^[20]:

$$\frac{d(rN_e v_e)}{rdr} = (\alpha - \eta) N_e v_e + S \quad (12)$$

$$\frac{d(rN_p v_p)}{rdr} = -\alpha N_e v_e - S \quad (13)$$

式(12)、(13)中, S 为光电离源项。对于负电晕等离子体, 其光电离项为

$$S(r) = \frac{\gamma_p}{r} \int_{r_1}^{r_m} \alpha(r') N_e(r') \mu_e E(r') r' G(r, r') dr' \quad (14)$$

式(14)中: Townsend 第二系数 γ_p 取 0.003; r_m 为负电晕电离区边界半径; $G(r, r')$ 为电晕等离子体的光子吸收函数, 其物理意义为一个光子由 r' 处传输到 r 处时在单位长度内被空气吸收的概率。其表达式为

$$G(r, r') = \begin{cases} \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi - \arcsin(r_1/r')} \mu e^{-\mu \lambda / \cos \phi} d\theta d\phi & r_1 < r' < r \\ \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\arcsin(r_1/r')} \mu e^{-\mu \lambda / \cos \phi} d\theta d\phi & r < r' < r_m \end{cases} \quad (15)$$

式(15)中光子吸收系数与相对空气密度成正比 $\mu = \mu_0 N/N_0$, μ_0 的值取 6 cm^{-1} 。

$$\lambda = \left| \sqrt{r^2 - r'^2 \sin^2 \theta} - r' \cos \theta \right| \quad (16)$$

光子由 r' 处沿径向和轴向传输到 r 处的示意图见图 1。

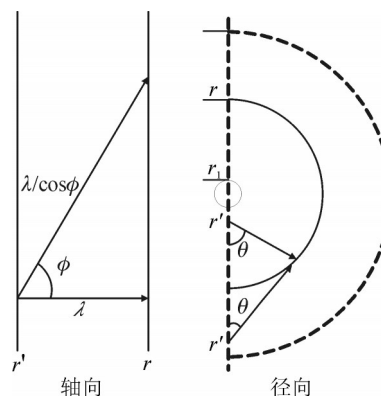


图1 光子由任意位置沿径向和轴向传输示意图

Fig. 1 Diagram of photon transmission along the radial and axial

计算时, 边界条件不变, 计算流程在简化模型的基础上, 需要在计算 N_e 、 N_p 之前先计算光电离源项 S 。计算中需要在循环之前预先对 $G(r, r')$ 进行大量的积分运算, 因此计算用时较长。

1.4 二次电子发射的影响

在以往的高压直流电晕等离子体的控制方程中, 并没有考虑二次电子发射机制的作用, 只考虑空间电荷的作用而没有考虑光子的作用, 使用 Kaptzov 假设 $E(r_1)=E_c$ 作为边界条件。负电晕的二次电子主要来源于导线表面的光致发射, 因此二次电子发射机制体现在电晕起始判据上, 随着电晕电流的增大,

空间电荷影响电场分布,从而影响电晕起始判据,此时 Kaptzov 假设是否仍然成立并不清楚。

考虑二次电子发射机制的作用后,负直流电晕起始的判据为^[20]

$$\gamma_p \int_{r_1}^{r_m} \alpha(r) \exp \left\{ \int_{r_1}^r [\alpha(r') - \beta(r')] dr' \right\} G(r_1, r) / \mu dr = 1 \quad (17)$$

在计算时由于两层积分都需要用求和代替,因此必须进一步加密网格,以保证计算精度。计算时电场强度边界条件由 Kaptzov 假设变为判据(17),在求出电场强度分布后验证判据,如不满足则更新导线表面电场强度再次计算,直至判据(17)被满足。导线表面电场强度初值取 Peek 公式结果。

1.5 完整数值模型

综合电子扩散、复合及光电离的影响,可得到负极性电晕等离子体的完整数值模型为:

$$\frac{d(rN_e v_e)}{rdr} - \frac{d \left(rD_e \frac{dN_e}{dr} \right)}{rdr} = (\alpha - \eta) N_e v_e - \beta_{ep} N_e N_p + S \quad (18)$$

$$\frac{d(rN_p v_p)}{rdr} = -\alpha N_e v_e + \beta_{ep} N_e N_p + \beta_{np} N_n N_p - S \quad (19)$$

$$\frac{d(rN_n v_n)}{rdr} = \eta N_e v_e - \beta_{np} N_n N_p \quad (20)$$

$$\frac{d(rE)}{rdr} = -\frac{e(N_p - N_n - N_e)}{\epsilon} \quad (21)$$

完整的计算流程见图2。

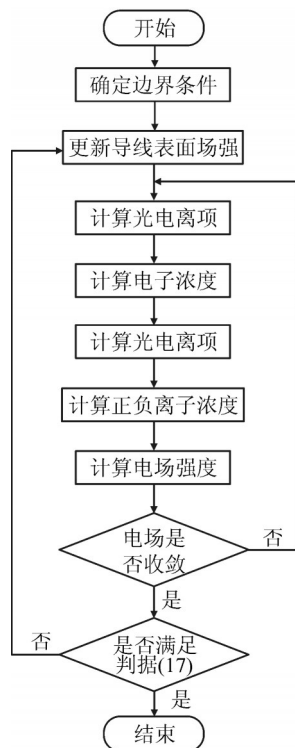


图2 完整数值模型计算流程图

Fig. 2 Calculation flow chart of the complete numerical model

2 计算结果与分析

2.1 不同数值模型的比较

设置同轴圆柱模型外径接地极半径为 20 cm, 负极性导线半径为 1 cm, 对计算模型部分的 5 种模型——简化模型、扩散模型、复合模型、光电离模型以及二次电子发射模型分别进行电晕等离子体仿真, 得到它们的空间电荷浓度分布。计算结果显示, 在施加电压同为 180 kV 的条件下, 前 4 种模型的计算结果十分接近, 空间电荷的浓度分布曲线几乎完全重合, 只有二次电子发射模型的计算结果略小于其他模型。二次电子发射模型与简化模型的计算结果对比见图 3。

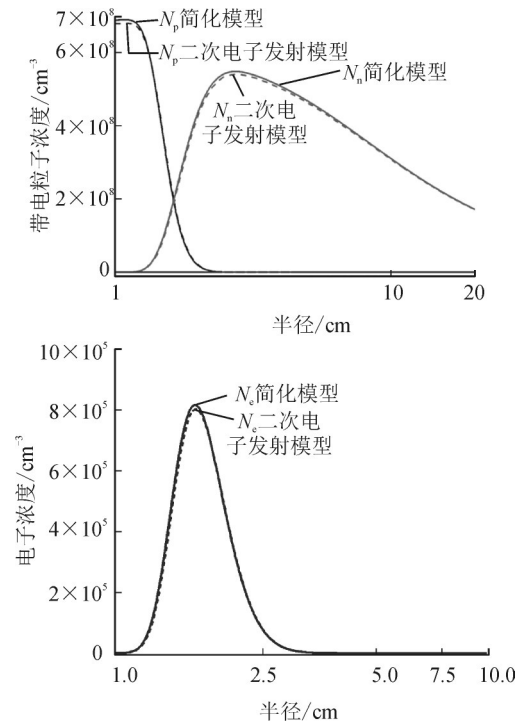


图3 180 kV 时简化模型与二次电子发射模型结果比较

Fig. 3 Comparison between simplified model and secondary electron emission model under 180 kV

图3反映了空间电荷的分布规律, 负极性电晕导线表面没有负离子, 只有大量正离子和极少量电子。距离导线越远, 正离子浓度快速减小, 电子和负离子浓度先增大后减小。在半径约 3 cm 以内存在着大量电子和正负离子, 属于电离区, 而此半径以外只有负离子, 属于传导区, 可以依此判定电离区半径。

在 130 kV 和 180 kV 电压下 5 种模型计算出的空间电荷浓度最大值见表 1、2。

从图 3 和表 2 中可以看出, 在同样电压下, 与简化模型结果相比, 对计算结果影响从大到小的因素分别是二次电子发射、光电离、扩散、复合并且二次电子发射使得计算结果整体减小, 且影响明显大于

表1 130 kV下5种模型计算结果比较

Table 1 Comparison among five models under 130 kV

离子浓度	简化	扩散	复合	光电离	二次电子发射
$N_{e,max}/(10^4 \text{ cm}^{-3})$	7.844 3	7.846 8	7.844 3	7.843 5	7.819 1
$N_{p,max}/(10^7 \text{ cm}^{-3})$	6.763 2	6.765 1	6.763 1	6.763 0	6.742 1
$N_{n,max}/(10^7 \text{ cm}^{-3})$	5.590 2	5.591 8	5.590 2	5.590 1	5.572 9

表2 180 kV下5种模型计算结果比较

Table 2 Comparison among five models under 180 kV

离子浓度	简化	扩散	复合	光电离	二次电子发射
$N_{e,max}/(10^5 \text{ cm}^{-3})$	8.144 5	8.145 6	8.146 0	8.145 9	8.010 7
$N_{p,max}/(10^8 \text{ cm}^{-3})$	6.908 2	6.908 7	6.908 5	6.909 8	6.808 9
$N_{n,max}/(10^8 \text{ cm}^{-3})$	5.491 8	5.492 2	5.492 1	5.492 9	5.415 8

后三者,但也不超过2%。而结合表1、2的结果,随着施加电压增大,电晕过程更加剧烈,不同模型对结果的影响也随之增大。

考虑二次电子发射机制后,在较大的电压和电晕电流下,空间电荷影响了导线表面场强,在二次电子发射模型中,根据判据计算出的导线表面场强为40 752 V/cm,而其他模型中导线表面场强为Peek公式计算出的40 548 V/cm。电压是电场强度的积分,在同样的电压下表面场强更大就说明场强分布下降更快,即空间电荷对场强的影响更小,表现为考虑二次电子发射机制后空间电荷浓度略有减小。

根据计算结果的比较,可以得出结论,简化模型的计算简单,结果也是足够准确的,适合电晕等离子体的计算。光电离、扩散、复合的影响在计算中可以忽略。考虑二次电子发射机制会大幅度增大计算时间,因此在电晕电流较小时,可以使用简化模型快速、可靠地对电晕等离子体进行计算。但在电晕电流较大时,有必要进一步考虑二次电子发射机制使结果更加准确。

2.2 不同电晕电流下计算结果比较

根据不同模型的比较结果,使用二次电子发射模型进行计算,调整导线表面电子浓度使电晕电流 $I=1, 10, 30, 50 \mu\text{A/cm}$,将电子和正、负离子的浓度和对应电流以及电场强度分布进行比较。计算结果见图4-6。

从图4、5可以看出,电流不同时,电子和正、负离子的浓度和对应电流的分布规律一致。随着电晕电流增大,浓度都相应增大,近似线性关系。电晕电流越大,正离子和电子的浓度降至0的半径越大,反映出电晕过程越剧烈,电离区半径越大。导线附近的电晕电流几乎全部由正离子提供,而在传导区只有

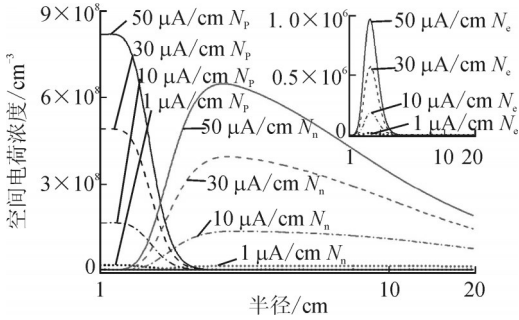


图4 $I=1, 10, 30, 50 \mu\text{A/cm}$ 时空间电荷浓度分布

Fig. 4 Concentration distributions of charged particles

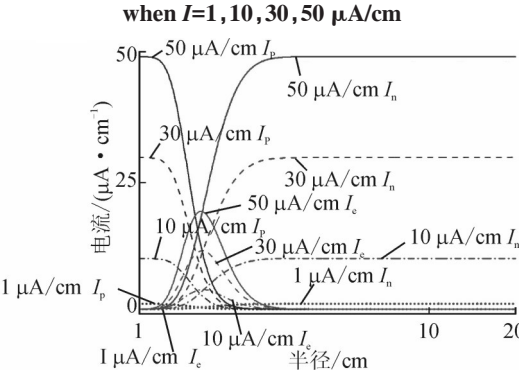


图5 $I=1, 10, 30, 50 \mu\text{A/cm}$ 时不同粒子电流分布

Fig. 5 Current distributions of charged particles

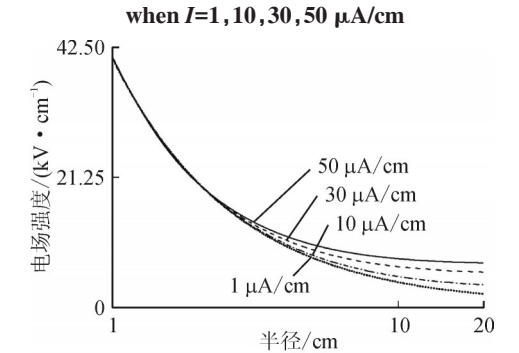


图6 $I=1, 10, 30, 50 \mu\text{A/cm}$ 时电场强度分布

Fig. 6 Electrical field distributions

when $I=1, 10, 30, 50 \mu\text{A/cm}$

负离子产生的电流,电子电流在 α 和 η 系数相等时达到最大值,全空间内总电流处处相等,保持守恒。

从图6的场强分布可以看出,随着电晕电流的增大,在电离区内场强分布基本一致,而在传导区,由于负离子浓度的增大,当电流由1 $\mu\text{A/cm}$ 增大至50 $\mu\text{A/cm}$,场强明显升高,接地极处场强由2 257.3 V/cm升高到7 311.6 V/cm,此时的电压也由123.67 kV升高至188.21 kV。

考虑二次电子发射机制后导线表面电场强度随电晕电流的变化见图7。从图7中可以看出,电晕电流达到10 $\mu\text{A/cm}$ 时导线表面场强就已明显大于Peek公式计算出的40 548 V/cm,并随着电晕电流增大进一步增大。作为边界条件之一,这对计算结果

有着显著的影响,说明了在较大电晕电流下考虑二次电子发射机制的必要性。

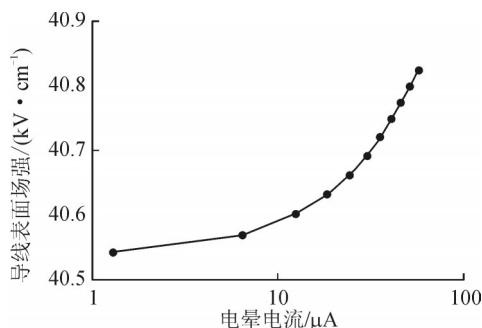


图7 导线表面场强随电晕电流的变化

Fig. 7 Electrical field on wire surface along with the change of the corona current

考虑空间电荷作用电场与标称电场对比见图8,与同样电压下的不考虑空间电荷的标称电场进行对比,由于标称电场是按反比例分布的,在导线附近,导线表面场强在起晕后被限制在起晕场强,因此标称电场明显更大,而在距离导线较远处,空间电荷的存在使得场强增大,离子流场明显大于标称电场。

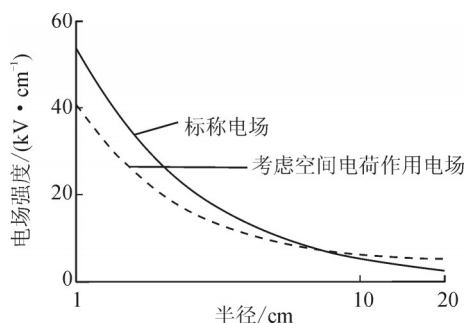


图8 考虑空间电荷作用电场与标称电场对比

Fig. 8 Comparison between electric field affected by space charges and nominal electric field

2.3 不同导线半径对电晕等离子体的影响

对半径为 0.01、0.025、0.05、0.075、0.1、0.25、0.5、0.75、1 cm 的导线进行计算,给定不同的导线表面电子浓度得到它们的 $U-I$ 曲线见图9。电晕电流都为 $4 \mu\text{A}/\text{cm}$ 时,不同半径导线的电晕等离子体电场强度及粒子浓度分布分布如图10、11。

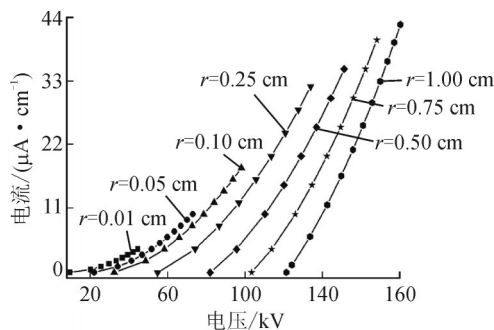


图9 不同半径导线的电晕 $U-I$ 曲线

Fig. 9 Corona $U-I$ curves of different radius wires

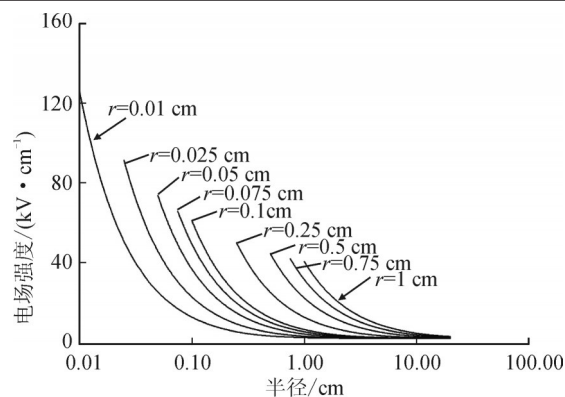


图10 不同半径导线的电场强度分布

Fig. 10 Electrical field distributions of different radius wires

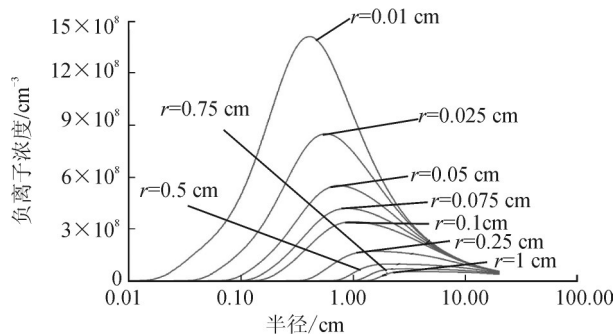
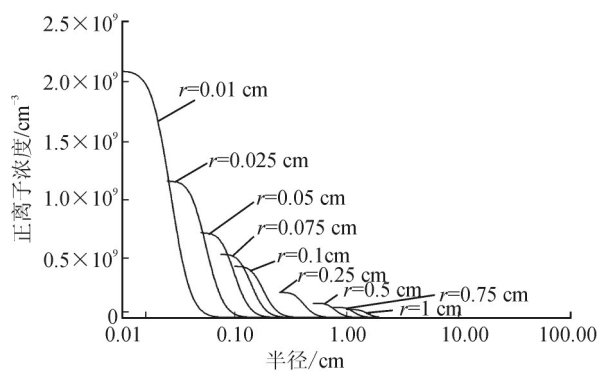
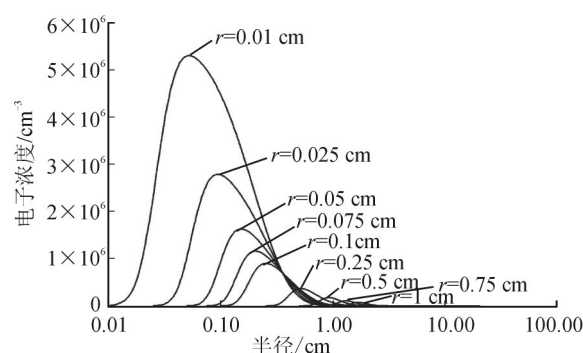


图11 不同半径导线浓度分布

Fig. 11 Concentration distributions of different radius wires

图9反映出,随着导线半径的增大,导线的起晕电压逐渐增大,而达到相同电晕电流时,粗导线上所需要施加的电压更高,这与试验规律一致。从图11可以明显看出半径不同时,空间电荷的浓度有着一

致的分布规律,粗导线的空间电荷浓度最大值远小于细导线的,并且导线越粗,粒子浓度达到最大值的半径越大。图10中,虽然粗导线的起晕场强低于细导线,但细导线不均匀系数大,电场强度迅速下降,在空间同一位置,粗导线的场强均高于细导线。这使得粗导线起晕后,带电粒子的运动速度更快,结合式子 $I_s = 2\pi r e N_s v_s$,在电晕电流相同时,粗导线的 r 和 v 更大,空间电荷浓度最大值更小。

3 结论

文中在负极性同轴圆柱电极电晕等离子体简化模型的基础上,进一步考虑电子扩散、电荷复合、光电离及二次电子发射机制,提出了完整的数值模型并分别进行了计算,得到了以下结论。

1)空间光电离、电子扩散和电荷复合对计算结果影响很小,可以忽略不计。二次电子发射机制使得导线表面场强增大,空间电荷浓度减小,但影响仍然不大。

2)考虑二次电子发射机制会大幅度增大计算时间,因此在电晕电流较小时,可以使用简化模型快速、可靠地对电晕等离子体进行计算。但在电晕电流较大时,有必要进一步考虑二次电子发射机制使结果更加准确。

3)随着电晕电流增大,空间电荷浓度都相应增大,近似线性关系。在电离区内场强分布基本一致,而在传导区,由于负离子浓度的增大,场强明显升高。

4)导线越粗,起晕电压越高,电晕 $U-I$ 曲线越低,起晕场强越低,但在相同半径处场强越高。电晕电流相同时,粗导线的空间电荷浓度最大值远小于细导线的。

参考文献:

- [1] 张文亮,吴维宁,胡 毅. 特高压输电技术的研究与我国电网的发展[J]. 高电压技术,2003,29(9):16-18.
ZHANG Wenliang, WU Weining, HU Yi. Research on UHV transmission technology and development of power network in China[J]. High Voltage Engineering, 2003, 29(9):16-18.
- [2] 娄彦涛,马元社,刘 飞,等. 锦屏—苏南±800 kV 特高压直流工程晶闸管换流阀[J]. 高压电器,2015,51(7):42-45.
LOU Yantao, MA Yuanshe, LIU Fei, et al. Thyristor valves in Jinping-Sunan ±800 kV UHVDC project[J]. High Voltage Apparatus, 2015, 51(7):42-45.
- [3] 刘振亚,舒印彪,张文亮. 直流输电系统电压等级序列研究[J]. 中国电机工程学报,2008,28(10):1-8.
LIU Zhenya, SHU Yinbiao, ZHANG Wenliang, et al. Study on voltage class series for HVDC transmission system[J]. Proceedings of the CSEE, 2008, 28(10):1-8.
- [4] 张文亮,周孝信,郭剑波,等. ±1 000 kV 特高压直流在我国电网应用的可行性研究[J]. 中国电机工程学报,2007,27(28):1-5.
ZHANG Wenliang, ZHOU Xiaoxin, GUO Jianbo, et al. Feasibility of ±1 000 kV ultra HVDC in the power grid of China[J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(28):1-5.
- [5] 梁曦东,陈昌渔,周远翔. 高电压工程[M]. 北京:清华大学出版社,2003.
LIANG Xidong, CHEN Changyu, ZHOU Yuanxiang. High voltage engineering[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2003.
- [6] 刘 民,唐 炬,潘 成. 空气中针板直流正负电晕发展过程实验研究[J]. 高电压技术,2016,42(4):1018-1027.
LIU Min, TANG Ju, PAN Cheng. Development processes of positive and negative DC corona under needle-plate electrode in the air[J]. High Voltage Engineering, 2016, 42(4):1018-1027.
- [7] 张文亮,于永清,李光范,等. 特高压直流技术研究[J]. 中国电机工程学报,2007,27(22):1-7.
ZHANG Wenliang, YU Yongqing, LI Guangfan, et al. Researches on UHVDC technology[J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(22):1-7.
- [8] 李凌燕,杜志叶,阮江军,等. ±800 kV/±500 kV 混压双回直流线路的电磁环境分析及改善研究[J]. 高压电器,2016,52(9):26-33.
LI Lingyan, DU Zhiye, RUAN Jiangjun, et al. Electromagnetic environment analysis on ±800 kV/±500 kV double-circuit DC transmission lines[J]. High Voltage Apparatus, 2016, 52(9):26-33.
- [9] 舒印彪,张文亮. 特高压输电若干关键技术研究[J]. 中国电机工程学报,2007,27(31):1-6.
SHU Yinbiao, ZHANG Wenliang. Research of key technologies for UHV transmission[J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(31):1-6.
- [10] 胡红利,于 敏,申忠如,等. 几种基于高电压技术的燃煤电厂烟气处理方法[J]. 高压电器,2002,38(1):31-34.
HU Hongli, YU Min, SHEN Zhongru, et al. Some newkind-sof FGD processes based on high voltage technology[J]. High Voltage Apparatus, 2002, 38(1):31-34.
- [11] 闫克平,李树然,冯卫强,等. 高电压环境工程应用研究关键技术问题分析及展望[J]. 高电压技术,2015,41(8):2528-2544.
YAN Keping, LI Shuran, FENG Weiqiang, et al. Analysis and prospect on key technology of high-voltage discharge for Environmental engineering study and application[J]. High Voltage Engineering, 2015, 41(8):2528-2544.
- [12] KOLOBOV V, ARSLANBEKOV R R. simulation of electron

- kinetics in gas discharges[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2006, 34(3): 895-909.
- [13] BROK W. Modelling of transient phenomena in gas discharges[D]. Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 2005.
- [14] SARMA M P, JANISCHEWSKYJ W C. Corona on smooth conductors in air. steady-state analysis of the ionisation layer[J]. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 1969, 116(1): 161-166.
- [15] ALIAT A, HUNG C T, TSAI C J, et al. Implementation of fuchs' model of ion diffusion charging of nanoparticles considering the electron contribution in DC-corona chargers in high charge densities[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, 42(12): 125206-125215.
- [16] KAPZOW N A. Elektrische vorgänge in gasen und im Vakuum[M]. Berlin: VEB Deutscher Verlag Der Wissenschaften, 1955: 488-491.
- [17] ABOELSAAD M M, SHAFI L, RASHWAN M M. Improved analytical method for computing unipolar DC corona losses[J]. IEE Proceedings A - Physical Science, Measurement and Instrumentation, Management and Education, 1989, 136(1): 33-40.
- [18] TAKUMA T, IKEDA T, KAWAMOTO T. Calculation of ION flow fields of HVDC transmission lines by the finite element method[J]. IEEE Transactions on Power Apparatus & Systems, 1982, PER-1(12): 4802-4810.
- [19] LANDERS E U. Distribution of electrons and ions in a corona discharge[J]. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 1978(125): 1069-1073.
- [20] 郑跃胜. 直流高压导线的电晕场研究[D]. 北京: 清华大学, 2012.
- ZHENG Yuesheng. Research on characteristics of corona field around HVDC conductors[D]. Beijing: Tsinghua University, 2012.
- [21] ZHENG Yuesheng, HE Jinliang, ZHANG Bo, et al. Ion flow effects on negative direct current corona in air[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2010, 30(1): 55-73.
- [22] ZHENG Yuesheng, HE Jinliang, ZHANG Bo, et al. Surface electric field for negative corona discharge in atmospheric pressure air[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2011, 39(8): 1644-1651.
- [23] CHEN J, DAVIDSON J H. Model of the negative DC corona plasma: Comparison to the positive DC corona plasma[J]. Plasma Chemistry & Plasma Processing, 2003, 23(1): 83-102.
- [24] PEEK F W. Dielectric phenomena in high voltage engineering[M]. New York: McGraw-Hill Book Company, Incorporated, 1920.
- [25] MORROW R, LOWKE J J. Streamer propagation in air[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997, 30(8): 614-627.
- 王黎明(1963—), 男, 博士(后), 教授, 博导, 主要从事高压外绝缘、输变电设备电晕、电磁环境及电工新技术的研究。
- 陈正颖(1993—), 男, 硕士, 主要从事直流高电压试验技术和电磁环境仿真计算方面的研究工作。

(上接第 122 页)

- age measurement in switching small capacitive current test of 1 100 kV GIS disconnector[J]. High Voltage Apparatus, 2009, 45(6): 106-114.
- [19] YUE GONGCHANG L W, LI Zhibing. Development of full frequency bandwidth measurement of VFTO in UHV GIS[J]. IEEE Transaction on Power Delivery, 2013, 28(4): 2050-2057.
- [20] 岳功昌, 刘卫东, 陈维江, 等. 特高压气体绝缘组合开关设备中特快速瞬态过电压测量系统的标定[J]. 高电压技术, 2012, 38(2): 342-349.
- YUE Gongchang, LIU Weidong, CHEN Weijiang, et al. Calibration of very fast transient overvoltage measurement system for ultra high voltage gas insulated switchgear[J]. High Voltage Engineering, 2012, 38(2): 342-349.
- 刘卫东(1961—), 男, 博士, 教授, 博导, 主要从事高压电器、电力设备在线检测和故障诊断方面的研究工作。