

DOI:10.13296/j.1001-1609.hva.2018.12.020

正极性电晕放电脉冲特性仿真研究

李维虎¹, 张 锦², 万保权³, 何旺龄⁴

(1. 国网甘肃省电力公司白银供电公司, 甘肃 白银 730600; 2. 中国电力科学研究院(武汉), 武汉 430074;
3. 中国电力科学研究院电网环境保护国家重点实验室, 武汉 430074; 4. 武汉大学电气工程学院, 武汉 430072)

摘要: 正极性电晕放电脉冲由于其幅值较大,持续时间较长,在特高压交直流输电线路无线电干扰产生中占主导地位。为了深入研究正极性电晕脉冲发展的微观物理过程及其重复机制,文中基于流体动力学模型,用背景电离来代替光电离为正极性流注的发展提供种子电子,对间距为1 cm,施加电压为17.5 kV的同轴电极进行了正极性电晕放电特性仿真,得到了一组较为规则的正极性电晕电流脉冲,脉冲幅值为15~25 mA。而后对初始脉冲不同发展阶段的空间电场分布特性和3种带电粒子(正离子、电子和负离子)空间浓度分布特性进行了分析讨论,对死区时间内的电场和正离子空间演化特性进行了描述,并给出了新的脉冲发展时空间电场分布。通过仿真发现,正流注在向前发展时,等离子体通道内的场强非常小,而流注头部场强较大。流注停止发展,逐渐消散时,通道内和流注头部的正离子在电场力的作用下向外迁移,导线表面电场逐渐恢复,当恢复至可以引发初始电子崩的起晕场强时,新的电晕脉冲发生。

关键词: 正极性电晕脉冲; 空间电场分布; 粒子浓度

Simulation Study on Pulse of Positive Corona Discharge

LI Weihu¹, ZHANG Jin², WAN Baoquan³, HE Wangling⁴

(1. State Grid Baiyin Electric Power Supply Company, Gansu Baiyin 730600, China; 2. China Electric Power Research Institute (Wuhan), Wuhan 430074, China; 3. China Electric Power Research Institute, State Key Laboratory of Power Grid Environmental Protection, Wuhan 430074, China; 3. School of Electrical Engineering, Wuhan University, Wuhan 430074, China)

Abstract: Due to the large amplitude and long duration, the positive corona discharge pulses play a dominant role in radio interference performance of UHV AC or DC transmission lines. In order to study the micro physical process and repetitive mechanism of positive pulses more deeply, the positive corona discharge pulses in air are numerically simulated in this paper based on the hydrodynamic drift-diffusion model, where the seed electrons are supplied by background ionization instead of the photoionization process. The simulation is performed in a coaxial wire-cylinder electrode with an inter-electrode gap of 1cm and a voltage of 17.5 kV, and the amplitude of positive pulse between 15 mA and 30 mA. Then the distributions of electric field (E-field) and three ionic species densities (positive ions, negative ions and electrons) along the gap at different stages of the first current pulse are discussed. Further the influence of positive ion movement on E-field distribution in dead time is analyzed in details. Moreover, the distribution of E-field around the second positive current pulse is also presented. It is observed that the positive streamer propagation velocity has fallen when the streamer head are moving away from anode. After the streamer terminated, the streamer channel begins to decay. Due to the E-field force, the positive ions diffuse away from anode while the conductor surface E-field strength recovers gradually. Until the strength reach the threshold value for avalanche ionization the next new pulse occurs.

Key words: positive corona pulses; electric field distribution; ion density

收稿日期:2018-05-25; 修回日期:2018-07-29

基金项目:国家重点基础研究发展计划项目(973计划)(2011CB209400);国家电网公司科技项目(SG1021)。

Project Supported by the National Basic Research Program(973 Program)(2011CB209402), Science-technology Research Foundation of State Grid Corporation of China(SG1021).

0 引言

随着中国特高压输电线路的发展^[1-2],电压等级越来越高,高等级的运行电压会导致导线周围的电晕放电现象愈加强烈,从而引起线路的绝缘劣化,电晕损失增大等问题^[3]。同时,电晕放电所产生的无线电干扰和可听噪声等环境效应问题也日益受到人们的广泛关注^[4-6]。正极性电晕放电由于其自身的特征,如脉冲幅值大,持续时间长等^[7],使得正极性电晕放电在上述问题中占据一定的主导地位。因此研究正极性电晕脉冲放电具有重要的意义。

国内外对正极性电晕放电进行了大量的实验研究和数值仿真研究。在实验研究方面,惠剑峰等人利用光电倍增管对不同气压湿度条件下的正极性流注传播电场和传播速度进行了测量研究,同时讨论了不同气压湿度下,正极性流注起晕电压,离子电流等特征量的变化规律^[8-9]。尹晗等人利用同轴电极,在施加正电压的条件下,测量了不同施加电压和不同同轴电极半径下的电晕脉冲特性,认为单个正极性电晕脉冲的幅值、上升时间和持续时间不随电压和同轴电极半径的变化而发生变化,上述两个变化量主要影响正极性电晕脉冲的重复频率^[10]。刘浩,刘尚合等人对高空低气压,低温环境下的电晕放电模拟试验系统进行了研制^[11]。然而,目前仍比较缺乏能够有效测量空气等离子体放电各个特征量的手段,很多微观特征还需要借助数值计算的方法来进行研究^[12]。

在数值计算方面,Morrow等人对正极性电晕放电进行了大量的研究,在早期就利用流体动力学模型对100 kPa条件下的SF₆气体正极性起始电晕机理展开研究^[13],随后,又讨论了空气放电等离子体单个电晕脉冲起始和发展过程中各特征量的变化规律以及二次脉冲发生机制^[14-17]。K. Adamiak等人利用针板结构,采用有限元方法,对正极性电晕放电过程中电场分布及电荷密度分布进行了仿真,计算了电晕放电的伏安特性曲线并与实际测量结果进行了对比分析^[18]。Olivier等人利用流体动力学模型^[19],分别采用了FEM-FCT(有限元一通量校正法)和FVM-MUSCL(有限体积一单调迎风中心守恒法)对正极性电晕放电进行了数值计算,在计算中,采用10¹³ m⁻³的背景电离来模拟正极性电晕放电的光电离过程。张赞等人对正极性电晕放电中的光电离过程进行了分析研究^[20-21],在进行流体动力学计算时,引入了Zheleznyak所提出的光电离计算模型^[22],同时采用自适应剖分和并行计算方法来保证计算精度和提高计算效率。廖瑞金等人提出了一种基于

流体-化学的二维混合数值计算模型,该模型考虑了气体放电过程中发生的27种化学反应以及光电离的影响,而后利用该模型对棒板电极的正电晕放电过程各个特征量进行了分析描述^[12,23]。

上述文献主要针对正极性电晕放电单个脉冲的微观过程进行建模和仿真分析,而对脉冲的重复机制讨论不足。文中基于流体模型,利用有限元方法,对正极性电晕脉冲发展过程中的3种粒子进行建模仿真,讨论初始脉冲发展不同阶段的电场强度和粒子浓度分布特性,并讨论了第2个脉冲起始前后的电场和粒子浓度的发展过程。

1 数值模型建立

1.1 控制方程

文中基于流体动力学模型,对正极性电晕放电过程中电子,正离子和负离子的对流扩散运动以及产生和消失过程进行数学建模,并与考虑空间电荷影响的泊松方程进行耦合求解,从而模拟正极性电晕脉冲的发展过程。泊松方程和连续性方程见(1)-(5)。

泊松方程为

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{e(N_p - N_e - N_n)}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi \quad (2)$$

连续性方程为:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot (N_e \mathbf{W}_e - D_e \nabla N_e) = S_i + (\alpha - \eta) N_e |W_e| - N_e N_p \beta_{ep} \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla \cdot (N_p \mathbf{W}_p) = S_i + N_e \alpha |W_e| - N_n N_p \beta_{np} - N_e N_p \beta_{ep} \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} + \nabla \cdot (N_n \mathbf{W}_n) = N_e \eta |W_e| - N_n N_p \beta_{np} \quad (5)$$

式(1)-(5)中: Φ 表示电势; $\mathbf{E}$ 为空间电场强度矢量; N_e, N_p, N_n 分别为电子,正离子和负离子的密度(1/m³); e 为单位元电荷($e=1.69 \times 10^{-19}$ C), S_i 为光电离过程中电子和正离子密度的单位时间产生量,文中采用背景电离代替光电离, S_i 取值为10¹³ m⁻³s⁻¹; ϵ_0 为空气介电常数($\epsilon_0=8.854 \times 10^{-12}$ F/m), α 为碰撞电离系数(1/m),计算如下^[24]

$$\alpha = \begin{cases} 3.632 \times 10^5 \delta \exp(-1.68 \times 10^7 \frac{\delta}{|E|}) & \frac{|E|}{\delta} \leq 4.56 \times 10^6 \text{ V/m} \\ 7.358 \times 10^5 \delta \exp(-2.01 \times 10^7 \frac{\delta}{|E|}) & \frac{|E|}{\delta} > 4.56 \times 10^6 \text{ V/m} \end{cases} \quad (6)$$

式(6)中, δ 为相对空气密度。

η 为吸附系数(1/m), 计算如下

$$\eta = \delta [9.865 \times 10^2 - 5.41 \times 10^{-4} \frac{|E|}{\delta} + 1.145 \times 10^{-10} (\frac{|E|}{\delta})^2] \quad (7)$$

W_e 、 W_p 和 W_n 分别为电子, 正离子和负离子的运动速度矢量, m/s, 其计算如下:

$$W_e = \begin{cases} -\frac{3.2376}{|E|^{0.285}} E & |E| \leq 7.6 \times 10^6 \text{ V/m} \\ -\frac{14.5958}{|E|^{0.38}} E & |E| > 7.6 \times 10^6 \text{ V/m} \end{cases} \quad (8)$$

$$W_p = \mu_p E \quad (9)$$

$$W_n = -\mu_n E \quad (10)$$

式(9)-(10)中: μ_p 、 μ_n 为正离子和负离子迁移率, 分别取 $1.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 和 $1.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$; β_{ep} 为电子—正离子复合率; β_{np} 为正负离子复合率; $\beta_{ep} = \beta_{np} = 2.2 \times 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$; D_e 为电子扩散系数, $D_e = 1.28 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ [24]。

1.2 计算模型

正极性电晕放电的示意图见图1。图1中, 导线半径为 $5 \times 10^{-4} \text{ m}$, 同轴电极外半径为 0.01 m 。导线施加电压为 17.5 kV , 外电极接地。

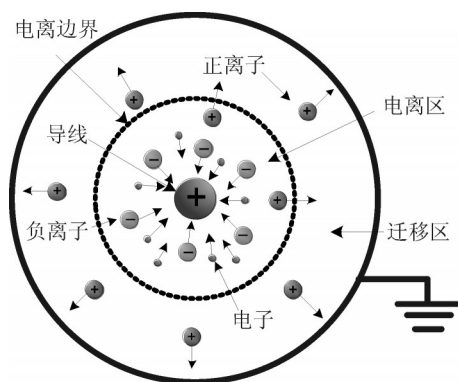


图1 正极性电晕放电模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of positive corona discharge

光电离过程对正极性流注的发展起着至关重要的作用, 尽管光电离过程制造出的电子数量远少于碰撞电离, 但是在流注发展头部的强电场区域, 光电离制造出的种子电子能够引发二次电子崩, 使流注进一步向前发展。

光电离主要是由激励态的氮原子 $b_1\Pi$, $b^1\Sigma_u^+$ 发射的波长 $98 \sim 102.5 \text{ nm}$ 光波, 被氧分子吸收造成电离 [22]。光电离模型较为符合实际电晕放电的物理过程, 但是其计算量较大, 仿真时间很长。文 [25] 分别采用 Zheleznyak 所提出的光电离计算模型和背景电离方法, 对标准大气压空气中 1 cm 间隙双头流注发展进行了数值仿真, 结果认为在流注流注经

过的区域, 背景电离和光电离模型整体吻合较好, 相差不大。同时, 鉴于文 [19, 26] 均以背景电离来代替光电离进行正极性电晕放电的模拟, 文中在正极性电晕放电过程中, 为了提高计算速率, 降低计算时间, 也采用背景电离代替光电离的方法来进行正极性电晕放电的模拟仿真。

电晕电流的计算采用文 [26-27] 提出的方法, 即导线表面的带电粒子通量与导线表面感应电荷变化量的环路积分。

$$I_s = \oint_{\text{cathode}} [e(N_p W_p - N_e W_e - N_n W_n) \cdot dS + \frac{d}{dt} (\sigma_{ca} \cdot n \cdot dS)] \quad (11)$$

式(11)中: n 为表面的法向量; S 为阳极表面的微元; σ_{ca} 为阳极表面的电荷密度, 计算为

$$\sigma_{ca} = -n \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r E_{\text{anode}}) \quad (12)$$

式(12)中: ϵ_0 为空气介电常数; ϵ_r 为相对空气介电常数, 在文中等于1; E_{anode} 为阳极表面的电场强度。

1.3 仿真模型及边界条件

文中主要是基于有限元软件的流体模块来进行数值计算的, 计算的环境条件为 300 K 和 1 个标准大气压。导线前端放置的初始粒子(种电子和正离子)服从幅值为 10^{14} m^{-3} 的高斯分布 [25]。

文中进行仿真计算时, 具体的网格剖分结构图见图2。在导线表面附近区域以及放电通道可能发展到达区域, 电子密度和电场强度等物理量相对于其他区域具有较大的数值以及梯度, 因此该部分区域的网格划分非常细。在计算过程中, 模型总共划分为 $161\,080$ 个网格, 平均网格质量为 0.9828 。

网格剖分原则: 考虑到 COMSOL 求解器是基于 Galerkin 离散元求解方法, 采用该方法时, 决定对流扩散方程的参数为 P_e , 即

$$P_e = \frac{\|W\| h}{2D_i} \quad (13)$$

式(13)中: W 是速度矢量; h 为网格单元大小; D_i 为扩散系数。当 $P_e \leq 1$ 时, 解稳定。但是当对流扩散效应中对流效应占有时, 需要在减小网格尺寸的同时, 加入人工扩散, 具体方法可见 [26]。

同时, 对于流体模型来说, 边界条件的设置至关重要, 文中仿真时, 具体的边界条件设置见表1。

仿真时间选取原则: 考虑到电晕放电过程中的脉冲上升时间为 ns 级, 因此, 文中在脉冲仿真时设置步长为 1 ns , 仿真时间为 $50 \mu\text{s}$ 。计算时间步长的设置主要依赖于网格尺寸和电荷迁移速度。总体的设计原则为

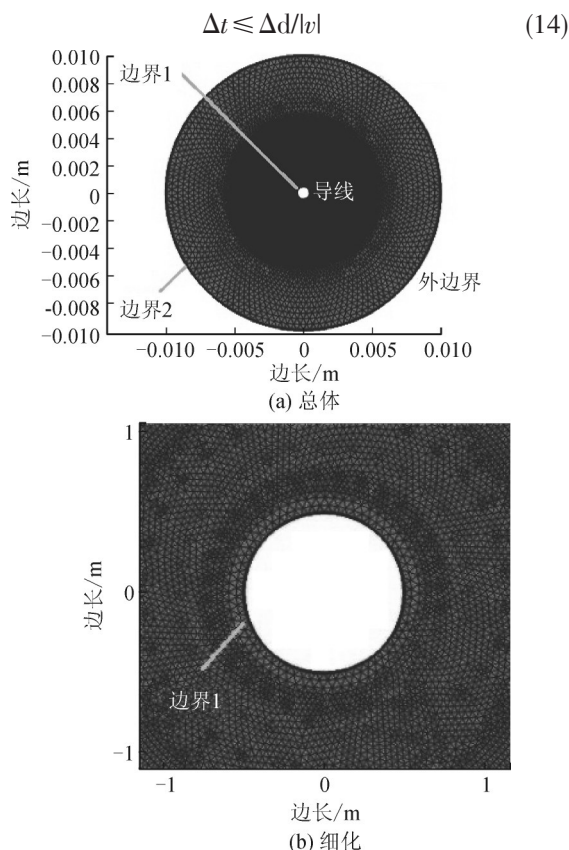


图2 计算几何结构网格剖分图
Fig. 2 Meshed simulation geometry

表1 边界条件
Table 1 Boundary conditions

边界条件	边界1	边界2
电子 N_e	流出 $n \cdot (-D_e \nabla N_e) = 0$	流出 $n \cdot (-D_e \nabla N_e) = 0$
正离子 N_p	绝缘 $-n \cdot (W_p N_p - D_p \nabla N_p) = 0$	流出 $n \cdot (-D_p \nabla N_p) = 0$
负离子 N_n	流出 $n \cdot (-D_n \nabla N_n) = 0$	密度 $N_n = 0$
静电场	电势 17.5 kV	外边界 0 kV

式(13)中: Δd 为网格尺寸; v 为电荷迁移速度。

2 仿真结果及讨论

2.1 正极性脉冲仿真波形

仿真计算的正极性电晕放电脉冲组见图3。由图3可以看出,除第一个脉冲外,正极性电晕电流的幅值在15~25 mA,这与文[24]给出的实测统计值范围相同。第一个脉冲幅值较大的主要原因是,由于初始电场建立时没有受到空间电荷抑制作用的影响,使得起晕时导线表面附近的场强较大,电离区电离程度强烈,放电电流较大。

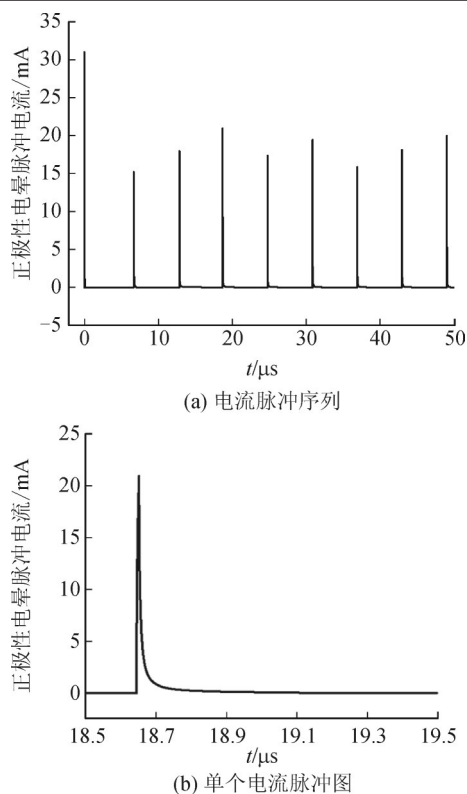


图3 电晕电流仿真波形

Fig. 3 The simulated positive current pulses

2.2 初始脉冲的仿真特性

初始脉冲不同发展阶段的空间电场分布见图4,正离子、电子和负离子3种带电粒子的空间浓度分布见图5。初始放置的种电子在电场力的作用下,开始向导线方向运动,运动过程中与气体分子发生碰撞电离,产生初始电子崩。随着初始电子崩向阳极方向发展,崩头的场强越来越大,电离程度愈加强烈。当崩头到达阳极,崩电子被阳极迅速吸收,而尾部暂留的正离子使得原有的空间电场增强,导致初始电子崩中由于电子碰撞所产生激发态分子发生光电离现象,引起新的二次电子崩,为流注发展提供了种电子,使得正流注向阴极方向开始发展。在发展过程中,流注头部的二次电子崩电子进入主电子崩,部分电子在吸附作用变成负离子,从而形成存在大量正负离子的等离子体通道,同时也在流注头部形成大量的正离子。

通过图4可以看出,流注向阴极方向发展,在5 ns的时间内,流注的发展距离为0.668 mm,发展速度为 1.34×10^5 m/s,在50 ns的时间内,流注的发展距离为1.32 mm,平均发展速度为 2.64×10^4 m/s。通过对比不同时间段的流注头部距离发现流注向前发展的速度逐渐减缓。在空间电场分布方面,由于流注头部正离子所形成的空间电荷场在流注通道内与原Laplace场方向相反,因此流注通道内的场强变得

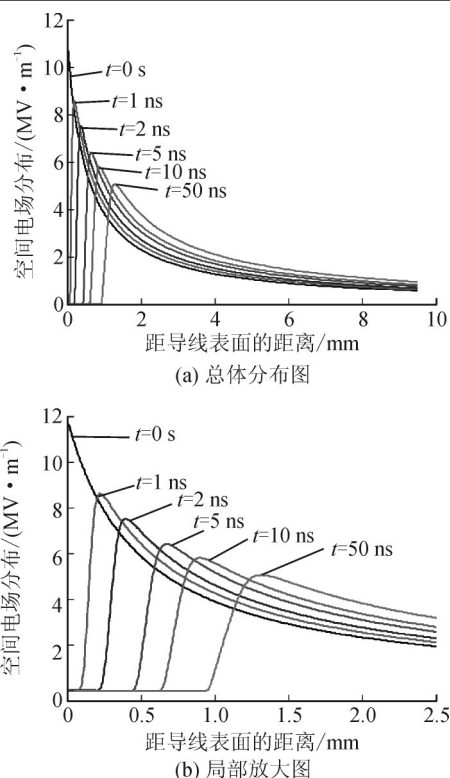


图4 初始脉冲不同时刻空间电场分布图

Fig. 4 Electric field distribution at different times during the first positive current pulse

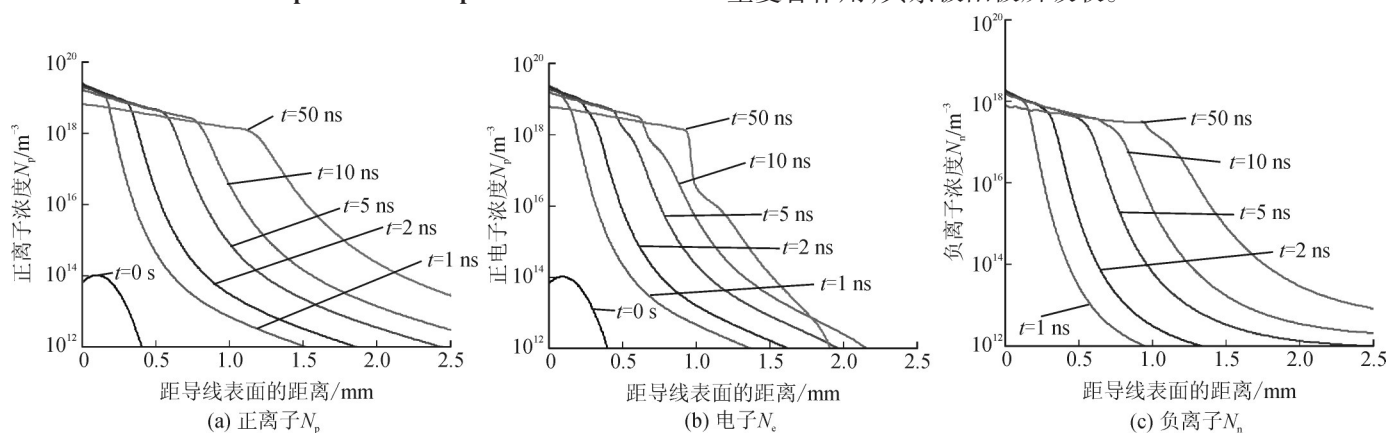


图5 初始脉冲不同时刻带电粒子浓度分布图

Fig. 5 Density distribution at different times during the first pulse

通道内的正离子及流注头部的正离子在电场力的作用下开始向外迁移,使正离子对导线表面及附近的电场抑制作用开始减弱,该区域的电场逐渐恢复。死区时间的空间场分布图见图6。电场的变化过程通过图6可以明显看出。从 $0.5\ \mu\text{s}$ 发展到 $6\ \mu\text{s}$ 时,导线表面的电场从 $57.8\ \text{V/m}$ 恢复至 $5.59 \times 10^6\ \text{V/m}$ 。死区时间内,空间电场和空间正离子浓度二维分布分别见图7、8。由图7、8可以看出,在电场力的作用下,通道内及头部的正离子逐渐向外扩散,通道内的最大正离子浓度也呈下降趋势。从 $0.5\ \mu\text{s}$ 到 $6\ \mu\text{s}$,最大正离子浓度从 $8.87 \times 10^{17}\ \text{m}^{-3}$ 下降至 $4.41 \times 10^{16}\ \text{m}^{-3}$ 。这主要是由于迁移过程中与电子及负离子发生复

很小,而在流注体以外的区域,即流注头部和阴极之间区域,由于电场方向相同,所以该区域的场强要大于原Laplace场。随着流注向阴极方向发展,流注头部所处Laplace场逐渐较小,从而使得由空间电荷场和Laplace场叠加的流注头部场强逐渐减小。

由图5可以看出,从 $0\ \text{s}$ 至 $1\ \text{ns}$ 时,正离子和电子浓度由初始放置的幅值 $10^{14}\ \text{m}^{-3}$ 迅速上升到 $10^{19}\ \text{m}^{-3}$ 的量级,导线表面附近的最大浓度分别为 $2.02 \times 10^{19}\ \text{m}^{-3}$ 和 $2.07 \times 10^{19}\ \text{m}^{-3}$ 。由于吸附作用,负离子从 0 上升到 $1.92 \times 10^{18}\ \text{m}^{-3}$ 。而后,随着流注向阴极方向发展,可以看出等离子体通道内存在大量的正负离子和电子。在通道内,负离子浓度基本在 $10^{18}\ \text{m}^{-3}$ 量级,而正离子和电子大约在 $10^{19}\ \text{m}^{-3}$ 量级。随着流注头部向前发展,流注通道内的带电粒子浓度也呈微弱的下降趋势。当流注进一步向前发展时,流注头部场强逐渐减小,直至不能维持流注头部的碰撞电离,流注停止发展,开始逐渐消散。

2.3 死区时间内的电场和正离子浓度分布

当流注停止发展,逐渐消散时,流注通道内的负离子和电子向阳极移动,部分与通道内正离子发生复合作用,其余被阳极所吸收。

合作用所导致。对比图6、7可以看出,正离子的迁移对导线表面电场的恢复起至关重要的作用。

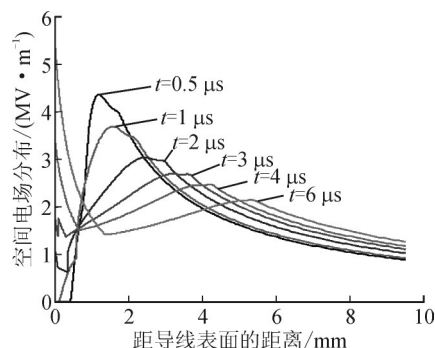


图6 死区时间内的空间电场分布图

Fig. 6 Electric field distribution at different times during the dead time

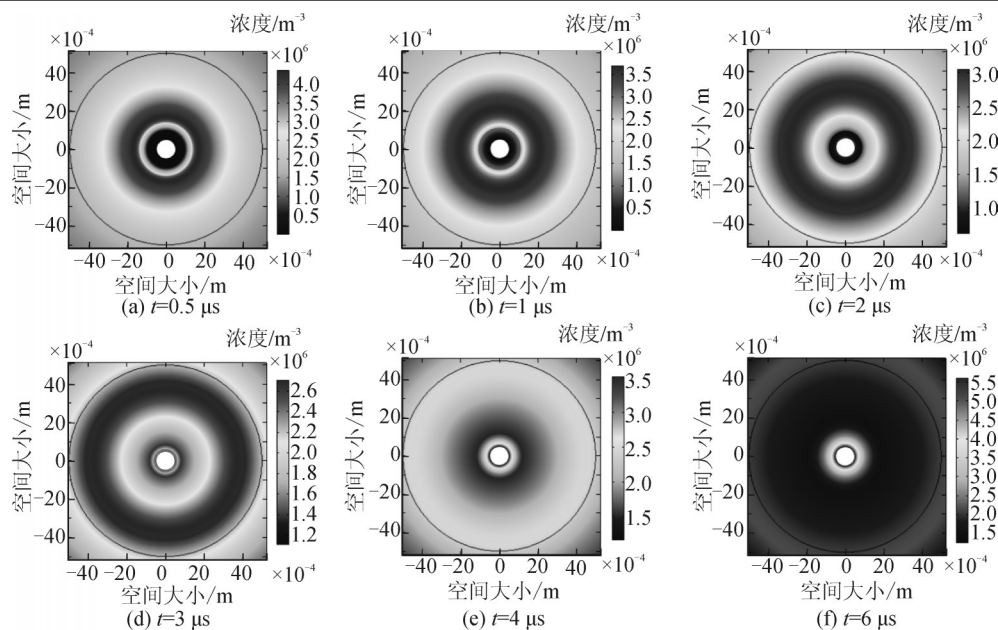


图7 死区时间的空间电场二维分布图

Fig. 7 2-D Electric field distribution at different times during the dead time

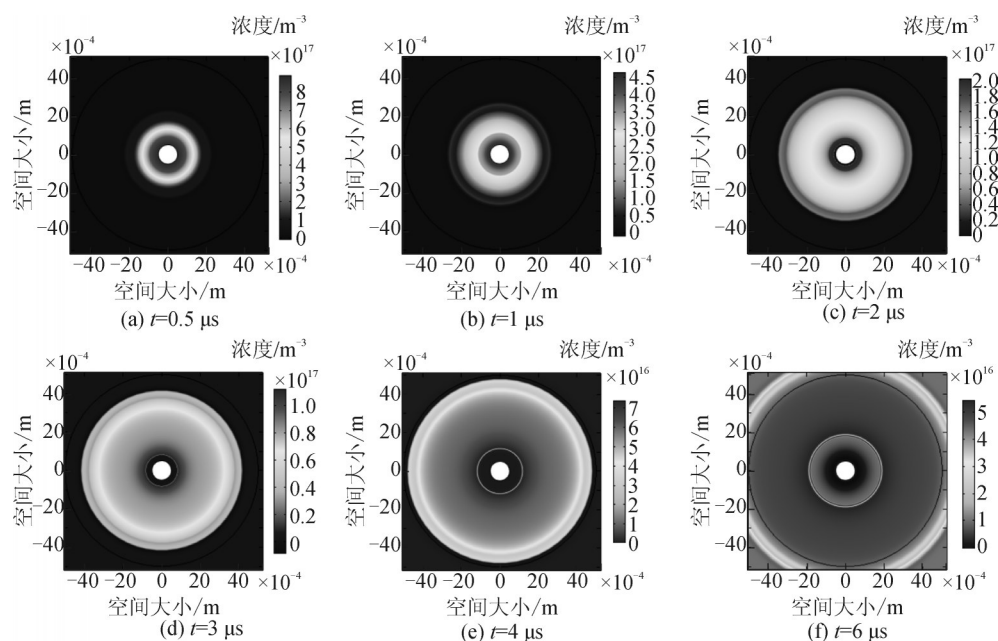
图8 死区时间的空间正离子 N_p 二维分布图

Fig. 8 2-D positive ion distribution at different times during the dead time

2.4 新脉冲发生时空间电场分布

第二次脉冲发生时的空间电场分布图见图9,从图9可以看出,新的脉冲发生时,空间电场并未恢复至初始Laplace场。这主要原因是:随着正离子向外迁移,导线表面的电场强度开始恢复,当场强恢复至可以引起初始电子崩起晕场强,新的脉冲就开始发生,而非恢复至初始Laplace场。这一机理可以解释如下试验现象:即随着导线施加电压的增大,正极性脉冲的幅值并未发生较为明显的变化,而脉冲频率大幅增加。由于脉冲幅值与起晕时的电离强度密切相关,当导线施加电压增大时,导线的起

晕场强并未发生变化,所以,脉冲幅值并未发生明显变化。而由于大的施加电压使得空间分布的Laplace背景场强较大,从而使得正离子迁移速度较快,死区时间减小,导线表面的电场恢复至起晕场强的速度加快,脉冲频率增大。

3 结语

文中建立了基于有限元的流体动力学模型,而后对同轴电极结构的正极性流注进行了数值仿真。仿真采用的同轴电极间距为1 cm,施加电压为17.5 kV。通过计算,在50 μs的时间长度内,总仿

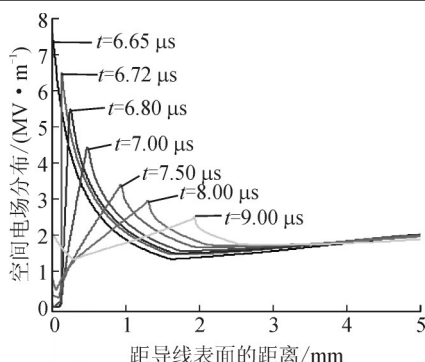


图9 新的脉冲发生过程中空间电场分布图

Fig. 9 Electric field distribution at different times during the second pulse

真出多个连续规则的正极性电流脉冲,除第一个脉冲外,脉冲幅值均在15~25 mA。

通过描述初始脉冲不同发展阶段的微观物理过程,获得了流注空间电场和空间带电粒子的微观物理量变化特性。可以看出,当正流注向远离导线方向发展时,流注等离子体通道内的场强非常小,而流注头部的场强较大,但总体小于导线表面的初始Laplace场。流注头部电离作用较强,正离子和电子密度基本维持在 10^{19} m^{-3} 量级,负离子在 10^{18} m^{-3} 。流注发展速度在流注向前发展的过程中逐渐放缓。流注停止向前发展,逐渐消散的过程中,正离子在电场力的作用下逐渐向外迁移,由于复合作用,最大正离子浓度在迁移过程中逐渐减小。由于正离子抑制作用的减弱,导线表面的场强开始恢复,直至恢复到起晕场强,新的电晕脉冲发生。

参考文献:

- [1] 刘振亚. 特高压电网[M]. 北京: 中国经济出版社, 2006: 32-35.
LIU Zhenya. Ultra-high voltage grid[M]. Beijing: China Economy Press, 2006: 32-35.
- [2] HUANG D C, SHU Y B, RUAN J J, Hu Y. Ultra-high-voltage transmission in China: Developments, current status, and future prospects[J]. Proceeding of the IEEE, 2009, 97(3): 553-554.
- [3] 邬雄, 万保权. 输变电工程的电磁环境[M]. 北京: 中国电力出版社, 2009: 108-111.
WU Xiong, WAN Baoquan. The electromagnetic environment of Power transmission project[M]. Beijing: China Electric Power Press, 2009: 108-111.
- [4] 何旺龄, 万保权, 裴春明, 等. 利用随机模型建模分析特高压交流输电线路的无线电干扰特性[J]. 高电压技术, 2013, 39(10): 2438-2444.
HE Wangling, WAN Baoquan, PEI Chunming, et al. Radio interference characteristic of ultra-high voltage AC transmission lines by using stochastic modeling[J]. High Voltage Engineering, 2013, 39(10): 2438-2444.
- [5] 何旺龄, 万保权, 刘震寰, 等. 特高压交流试验线段的无线电干扰特性研究及长线路预测[J]. 高电压技术, 2014, 40(12): 3953-3960.
HE Wangling, WAN Baoquan, LIU Zhenhuan, et al. Radio interference characteristics of UHVAC test lines and prediction for long lines[J]. High Voltage Engineering, 2014, 40(12): 3953-3960.
- [6] 任成燕, 王珏, 严萍, 等. 直流电压下尖板电晕放电及其声特性试验分析[J]. 高电压技术, 2013, 39(1): 226-233.
REN Yanyan, WANG Yu, YAN Ping, et al. Experimental analysis of corona discharges and sound characteristics of needle-plane electrodes under DC voltage[J]. High Voltage Engineering, 2013, 39(1): 226-233.
- [7] MARUVADA P S. Corona performance of high-voltage transmission lines[M]. Baldock: Research Studies, 2000: 91-96.
- [8] 惠建峰, 关志成, 王黎明, 等. 正直流电晕特性随气压和湿度变化的研究[J]. 中国电机工程学报, 2007, 27(33): 53-58.
HUI Jianfeng, GUAN Zhicheng, WANG Liming et al. Research on variation of positive DC corona characteristics with air pressure and humidity[J]. Proceeding of the CSEE, 2007, 27(33): 53-58.
- [9] 惠建峰, 关志成, 王黎明, 等. 正流注传播动力学特性随气压湿度的变化[J]. 高电压技术, 2007, 33(6): 55-58.
HUI Jianfeng, GUAN Zhicheng, WANG Liming, et al. Variation of propagation dynamics of positive streamer with pressure and humidity[J]. High Voltage Engineering, 2007, 33(6): 55-58.
- [10] YIN Han, ZHANG Bo, HE Jinliang, et al. Measurement of positive direct current corona pulse in coaxial wire-cylinder gap[J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(3): 032116.
- [11] 刘浩, 刘尚合, 曹鹤飞, 等. 高空低气压、低温环境下的电晕放电模拟试验系统[J]. 高电压技术, 2015, 41(2): 578-583.
LIU Hao, LIU Shanghe, CAO Hefei, et al. Experimental simulation system of corona discharges under high-altitude, low-pressure and low-temperature conditions[J]. High Voltage Engineering, 2015, 41(2): 578-583.
- [12] 廖瑞金, 伍飞飞, 刘兴华, 等. 大气压直流正电晕放电暂态空间电荷分布仿真研究[J]. 物理学报, 2012, 61(23): 370-380.
LIAO Ruijin, WU Feifei, LIU Xinghua, et al. Numerical simulation of transient space charge distribution of DC positive corona discharge under atmospheric pressure air[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(24): 370-380.
- [13] MORROW R. Theory of positive onset corona pulses in SF₆/sub 6[J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1991, 26(3): 398-404.

- [14] MORROW R, LOWKE J J. Streamer propagation in air[J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 1997, 30(4):614-627.
- [15] GEORGHIOU G E, MORROW R, METAXAS A C. A two-dimensional, finite-element, flux-corrected transport algorithm for the solution of gas discharge problems[J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 2000, 33(19): 2453-2466.
- [16] MORROW R, TREVOR B. Burst pulses and secondary streamers from positive points[J]. Journal of Physics D - Applied Physics, 2002, 35(24):3199-3206.
- [17] GEORGHIOU G E, PAPADAKIS A P, MORROW R, et al. Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production[J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 2005, 35(20): 303-328.
- [18] ADAMIAK K, ATTEN P. Simulation of corona discharge in point-plane configuration[J]. Journal of Electrostatics, 2004, 61(2): 85-98.
- [19] DUCASSE O, PAPAGEORGHIOU L, EICHWALD O, et al. Critical analysis on two-dimensional point-to-plane streamer simulations using the finite element and finite volume methods[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2007, 35(5): 1287-1300.
- [20] 张 赟, 曾 嵘, 黎小林, 等. 大气中短空气隙流注放电过程数值仿真[J]. 中国电机工程学报, 2008, 28(28):6-12. ZHANG Yun, ZENG Rong, LI Xiaoling et al. Numerical simulation on streamer discharge of short air gap of atmospheric air[J]. Proceeding of the CSEE, 2008, 28(28):6-12.
- [21] 张 赟, 曾 嵘, 杨学昌, 等. 大气压下流注放电光电离过程的数值仿真[J]. 中国电机工程学报, 2009, 29(4):110-116. ZHANG Yun, ZENG Rong, YANG Xuechang, et al. Study on photoionization produced by discharge in atmospheric air by numerical method[J]. Proceeding of the CSEE, 2009, 29(4): 110-116.
- [22] ZHELEZNYAK M B, MNATSAKANIAN A KH, SIZYKHS V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from gas discharge[J]. High Temperature, 1982, 20(3): 357-362.
- [23] LIU Xinghua, HE Wei, YANG Fan, et al. Numerical simulation and experimental validation of a direct current air corona discharge under atmospheric pressure[J]. Chinese Physics B, 2012, 21(7):368-377.
- [24] YIN Han, ZHANG Bo, HE Jinliang, et al. Modeling of trichel pulses in the negative corona on a line-to-plane geometry[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2014, 50(2):473-476.
- [25] 刘里鹏. 流注放电的混合数值方法与解析模型研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2013:26-27. LIU Lipeng. Research on the hybrid numerical method and analytical model of streamer propagation[D]. Wuhan: Huazhong University of science and technology, 2013: 26-27.
- [26] TRAN T N. Surface discharge dynamics: Theory, Experiment and simulation[D]. Southampton: University of Southampton, 2010: 134-136.
- [27] TRAN T N, GOLOSNOY I O, LEWIN P L, et al. Numerical modelling of negative discharges in air with experimental validation[J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 2011, 44(1): 015203.

李维虎(1966—), 男, 高级工程师, 主要从事电力系统分析与控制、电网规划、电力系统自动化方面的研究。

万保权(1971—), 男, 博士, 硕导, 教授级高工, 主要从事电力系统电磁环境和电磁兼容技术研究(通讯作者)。