|     | 第29卷第4期   | 中 | 玉  | 电    | 机     | 工       | 程     | 学  | 报 | Vol.29 No.4 Feb. 5, 2009     |
|-----|-----------|---|----|------|-------|---------|-------|----|---|------------------------------|
| 110 | 2009年2月5日 |   | Pr | ocee | dings | s of th | ne CS | EE |   | ©2009 Chin.Soc.for Elec.Eng. |

文章编号: 0258-8013 (2009) 04-0110-07 中图分类号: TM 85 文献标志码: A 学科分类号: 470-40

# 大气压下流注放电光电离过程的数值仿真

张赟, 曾嵘, 杨学昌, 张波, 何金良

(电力系统及发电设备控制和仿真国家重点实验室(清华大学电机系), 北京市 海淀区 100084)

### Study on Photoionization Produced by Discharge in Atmospheric Air by Numerical Method

ZHANG Yun, ZENG Rong, YANG Xue-chang, ZHANG Bo, HE Jin-liang

(State Key Lab of Control and Simulation of Power Systems and Generation Equipments (Dept. of Electrical Engineering, Tsinghua University), Haidian District, Beijing 100084, China)

ABSTRACT: The photoionization model developed by Zhelezniak is introduced into the numerical simulation of streamer discharge in atmospheric air. Due to the non-locality of radiative transfer, the photoionization model involves describing radiative relations between all points of the plasma. To overcome the enormous effort required for calculation of photoionization in gas discharge problems, some simplified methods are implemented in this paper. The results of streamer discharge in rod-plane air gap with and without the process of photoionization are compared by numerical method. It shows that the photoionization offers the seed electron of secondary avalanche which is indispensable for streamer, so the streamer can't develop without photoionization. The results of two-dimensional modeling of positive streamer dynamics in rod-plane gap are presented. The electric field distribution, streamer speed, radius of streamer channel predicted by the simulation is in good agreement with experimental measurement.

**KEY WORDS:** photoionization; streamer discharge; hydrodynamic model; secondary avalanche

**摘要:**将光电离模型引入气体流注放电的流体模型中,针对 光电离数值仿真计算需要对空间任意两点建立联系,导致方 程求解计算量增大、计算较困难的问题,提出了光电离模型 的简化计算方法。然后求解流注放电流体模型,仿真棒--板 空气间隙放电过程,并比较了有和没有光电离2种情况,结 果表明光电离提供了流注放电所必须的二次电子崩的种子 电子,在没有光电离时,不能形成流注放电。在考虑光电离 情况下仿真了流注发展过程,得到各时刻电子、光电子、电 场空间分布,并从流注发展速度、通道半径、电场强度多方 面与实验结果比较,验证了模型和算法的正确性。

关键词:光电离;流注放电;流体模型;二次电子崩

## 0 引言

电网运行的可靠性在很大程度上取决于电气设备的绝缘水平<sup>[1-2]</sup>,随着超/特高压输电的发展<sup>[3-16]</sup>, 空气间隙的放电特性引起人们越来越多的关注。在 气体放电的流注过程中,流注头部的电子与分子碰 撞电离会辐射光子,这些光子按一定的概率被分子 吸收,如光子能量达到电离能的水平,就会发生光 电离。通常光电离制造的电子数量远小于碰撞电离, 但在流注过程中,光电离可在流注头部前方强电场 区域制造种子电子,从而引发二次电子崩,因此光 电离在流注发展过程中起着非常重要的作用<sup>[17-18]</sup>。

一些学者<sup>[19]</sup>通过实验研究了N<sub>2</sub>、O<sub>2</sub>混合气体 (包含空气)中光电离强度与气压、气体成分、光发 射源与吸收点距离的关系。表明光电离强度与发射 源的电离强度及发射源与吸收点间的距离有关。

Zhelezniak<sup>[20]</sup>提出了氮、氧混合气体中光电离 计算模型。模型中的光电离主要是由激励态的氮原 子 b<sup>1</sup>Π, b'1<sup>+</sup><sub>n</sub>和 c'<sup>1</sup><sub>4</sub><sup>±</sup><sub>n</sub>发射的波长 98~102.5 nm光 波,被氧分子吸收造成电离,并提出了光电离的具 体计算表达式。Naidis<sup>[21]</sup>认为水分子也能够吸收光 子电离,因此水分对光电离有较大影响,并改进了 模型,引入空气湿度的影响。一些学者将该模型引 入流注放电的流体模型,但由于光电离发射源与被 辐射产生电离的区域不是同一区域,计算中需要对 空间任意 2 点建立联系,计算量很大。文献[22-24] 采用另外剖分稀疏二次网格计算光电离量,再线性

**基金项目**:国家自然科学基金项目(50777035);"十一五"国家科 技支撑计划重大项目(2006BAA02A19)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (50777035); Key Project of the National Eleventh-Five Year Research Program of China(2006BAA02A19).

插值得到原网格各节点光电离量的方法,该方法需 要为光电离单独剖分二次网格,增加了计算量,特 别是采用自适应网格剖分技术后,在2种网格间线 性插值的方法也存在误差。因此目前一些学者采用 数值方法研究流注放电时采用假设空间均匀背景 电离代替光电离提供流注发展所需的二次电子崩 种子电子。

本文采用有限元-通量校正输运(FE-FCT)方 法<sup>[25-26]</sup>求解流体模型,仿真了大气压下空气间隙流 注放电,在模型中引入了光电离模型。从计算精度 及计算效率两方面考虑,选择合适的时间离散差分 格式;并通过合理的假设,简化了光电离模型,减 小了光电离的计算量。最后采用该模型仿真了棒板 间隙流注放电过程,并分析了光电离的特性及其对 流注过程的影响。

#### 1 光电离模型

空气间隙流注放电从微观上说主要包含分子 电离、电子--正离子和正--负离子间复合、电子--分 子附着、粒子的迁移和扩散过程,可采用粒子平衡 方程表征<sup>[27-28]</sup>,光电离为该方程中的一项。考虑 2 个相距r的单元dV<sub>1</sub>和dV<sub>2</sub>,dV<sub>1</sub>单元辐射光子被dV<sub>2</sub>单 元吸收后电离出的电子数可用式(1)计算<sup>[20]</sup>

$$\mathrm{d}Q = \frac{R_{ph}f(r)}{4\pi r^2}\mathrm{d}V_1\mathrm{d}V_2 \tag{1}$$

式中:  $R_{ph}$ 为 $dV_1$ 中由于碰撞电离而辐射的光子数;  $f(r)/4\pi r^2$ 为这些光子被 $dV_2$ 中分子(主要是氧分子、水 分子)吸收的概率;  $R_{ph}$ 和f(r)可用式(2)表示

$$R_{ph} = \frac{P_q}{P + P_q} w v_e N_e \tag{2}$$

式中: $N_e$ 为电子密度; $v_e$ 为电子迁移速度;w为辐射 光子概率,根据文献[19],w与碰撞电离率 $\alpha$ 成正比; P和 $P_q$ 分别为大气压和激发态氮原子衰减压强,对 于空气 $P_q$ =3997 Pa<sup>[19]</sup>。

$$f(r) = \frac{\exp(-k_1 P_{O_2} r) - \exp(-k_2 P_{O_2} r)}{r \lg(k_2 / k_1)}$$
(3)

式中:  $k_1$ ,  $k_2$ 分别为O<sub>2</sub>对 98~102.5 nm光波最小和最 大吸收系数,  $k_1$ =2.63×10<sup>-4</sup>cm<sup>-1</sup> Pa<sup>-1</sup>,  $k_2$ =0.015cm<sup>-1</sup>. Pa<sup>-1</sup>,  $P_{O_2}$ 为O<sub>2</sub>压强<sup>[20]</sup>。

在潮湿空气中,水分子也会吸收光子电离,其 影响可通过在式(3)上乘以 $Z_{H_{2}O} = \exp(-k_{H_{2}O}P_{H_{2}O}r)$ 表征<sup>[21]</sup>,式中 $P_{H_{2}O}$ 为水的分压, $k_{H_{2}O}$ 为水分子在波 长 98~102.5 nm范围内平均吸收系数,取 $k_{H,O}$ =  $0.002 \text{ cm}^{-1}\text{Pa}^{-1}$ .

# 2 流注数值仿真中光电离模型的简化

由于光电离模型需要建立计算区域内任意两 点之间的联系,因此在流注数值仿真中光电离模型 所需要的计算量和数据存储量极大。它使流注模型 离散得到的线性方程组 *Ax=b* 中,*A、b* 中均包含随 时间变化的 *n×n* 的满阵(*n* 为节点数),限制了流注 数值仿真的应用。笔者从以下 3 个方面对光电离模 型进行了简化,使光电离部分的计算量与流注仿真 中其它部分相当。

首先,采用显式差分格式离散粒子平衡方程, 避免光电离项出现在A矩阵中,使A矩阵成为带宽 不超过 10 的稀疏矩阵。求解流注模型首先需要在 时间和空间上离散,在空间上离散采用有限元方 法,在时间上离散可用简单的差分近似表示时间偏 导,可选择显式方式、隐式方式或半隐式方式。

半隐式和隐式差分对于任意时间步长都是无 条件稳定的,而显式差分可能导致计算结果的发 散<sup>[29]</sup>。图1所示为一团电子在均匀电场作用下由阴 极向阳极迁移运动过程的仿真结果,分别采用不同 差分格式。可以看出,直接采用显式差分计算导致 剧烈的振荡,电子团到达阳极板时和原电子团差别 很大,可以认为计算发散,不能直接使用。而采用 隐式差分格式电子团到达阳极时仍然能保持原来 的形状, 仅出现一些振荡。因此目前有限元算法中 采用隐式或半隐式差分格式较多。隐式差分的缺点 是离散成Ax=b形式后,A矩阵中包含粒子迁移、扩 散、电离、附着、复合、光电离等项,与时间有关, 每一个时步均需要重新计算。不考虑光电离时A矩 阵仅为带宽小于 10 的稀疏矩阵, 计算量并不大, 但考虑光电离后,由于光电离过程发射源与吸收光 子电离区域不是同一区域,因此计算中需要对空间 任意两点建立联系,A矩阵为满阵,如每一时步都 需要重新计算,计算量极大。如果采用显式差分, A矩阵仅与网格剖分有关,其带宽为节点相邻节点 总数,且与时间无关,只需在最开始计算一次即可, 计算量比隐式差分小很多。因此考虑光电离过程的 流注数值仿真模型在时间上离散需要采用显式差 分方法,对于显式差分可能造成的误差,通过 FCT<sup>[30]</sup>方法可以有效地抑制。如图 1(d)所示,电子 闭到达阳极时较好地保持了原有的电子闭形状, 仅 在电子团边缘出现一些扩散,这是由FCT方法引起 的。可以看出,显式差分结合FCT方法的计算精



**Fig. 1** Computing example by different scheme methods 度甚至优于半隐式方法,因此可应用在本模型中。

其次,在流注模型离散后形成的方程组 Ax=b 右边,b 向量中每一项均包含空间所有区域辐射光 子在该点电离出的电子,即在每一时步均需要 m×n 次计算(m 为单元总数,n 为节点总数)。根据光电离 特性可简化如下。

光电离计算公式中,可按照参数性质分为3个 部分:  $\frac{P_q}{P+P_q}$ 为常数;  $wv_eN_e$ 和发射源区域电场、

粒子密度有关,用I表示;  $[f(r)/4\pi r^2]$ 与发射源至 吸收光子电离区域的距离有关(如图 2 所示)。空间 任一点( $r_2, z_2$ )光电离产生的电子数为

$$Q(r_2, z_2) = \sum_{i=1}^{m} \frac{P_q}{P + P_q} \cdot \int I(r_i, z_i) \cdot \frac{f(r_{i2})}{4\pi r_{i2}^2} dV_i$$
(4)

式中: m为总单元数;  $r_{i2}$ 为两单元间距离,  $r_{i2} = \sqrt{r_i^2 + r_2^2 + (z_2 - z_i)^2 - 2r_i r_2 \cos \varphi}$ 。

由于流注发展过程在空间上是轴对称的,因此 *I*(*r<sub>i</sub>*, *z<sub>i</sub>*)在半径*r<sub>i</sub>*的圆环上相等,式(4)等价为

$$Q(r_2, z_2) = \sum_{i=1}^{m} \frac{P_q}{P + P_q} \int I(r_i, z_i) \cdot \left(\int_0^{2\pi} \frac{f(r_{i2})}{4\pi r_{i2}^2} d\varphi\right) dr_i dz_i \quad (5)$$

式(5)在每一时步均需要对所有单元对( $r_2$ ,  $z_2$ )点的影响进行一次积分,计算量巨大,需要简化。分析式(3)知:  $\frac{f(r_{i_2})}{4\pi r_{i_2}^2}$ 只与单元剖分形状有关,在每一



#### 图 2 光电离发射源和吸收区域位置 Fig. 2 Emitting and absorbing volume in photoionization calculations

个计算时步都不变。而*I*(*r<sub>i</sub>*, *z<sub>i</sub>*)取决于粒子密度、电场强度,在每一个计算时步都会改变,有限元方法 计算泊松方程得到的电场强度在每个单元中相等, 而电子密度在空间上为一阶精度,因此在一个单元 内*I*为空间坐标的线性函数。由于求解粒子平衡方程 时网格剖分很小,在粒子密度较大区域网格特征长 度小于 0.001 cm,在一个单元内粒子密度相差不大 于 10%,因此可假设*I*(*r<sub>i</sub>*, *z<sub>i</sub>*)在二维剖分的每个单元 上相等

$$\int I(r_i, z_i) \left( \int_0^{2\pi} \frac{f(r_{i2})}{4\pi r_{i2}^2} \mathrm{d}\varphi \right) \mathrm{d}r_i \mathrm{d}z_i = I \int \left( \int_0^{2\pi} \frac{f(r_{i2})}{4\pi r_{i2}^2} \mathrm{d}\varphi \right) \mathrm{d}r_i \mathrm{d}z_i$$

则式(5)简化为

$$Q(r_2, z_2) = \sum_{i=1}^{m} I(r_i, z_i) \cdot \frac{P_q}{P + P_q} \cdot \int (\int_0^{2\pi} \frac{f(r_{i2})}{4\pi r_{i2}^2} d\varphi) dr_i dz_i$$
(6)

只需按照剖分的网格离散化,并在计算最开始生成  $A_{ph}(i,j) = \frac{P_q}{P+P_q} \cdot \int (\int_0^{2\pi} \frac{f(r_{ij})}{4\pi r_{ij}^2} d\varphi) dr_i dz_i$ 矩阵。在每 个时步计算时只需更新每个单元辐射的光子数 $I(r_i)$ 

个时步计算时只需更新母个单元辐射的光于数 $I(r_i, z_i)$ ,每个节点光电离量为 $A_{ph} \times I$ 。

图 3 为分别按照简化前后方法计算的 0.5 cm 长、棒电极半径 0.03 cm的棒-板间隙流注放电过程 中某一时刻的空间光电离分布。图 3(a)为流注过程 中电子密度空间分布(cm<sup>-3</sup>),图 3 (b)为简化后得到 的光电离产生的电子密度空间分布(cm<sup>-3</sup>),图 3 (c) 为没有采用简化计算的结果(cm<sup>-3</sup>)。由图可知采用 简化方法后得到的空间光电离分布形状和精确求 解基本相同,仅仅峰值小 5%。

最后,按照上述方法计算的*A*<sub>ph</sub>矩阵仍然是满阵,在计算过程中需要占用很大的内存容量,导致总节点和网格数受到很大限制。由于*A*<sub>ph</sub>矩阵中元素 *f*(*r*)(式(3))随距离增加剧烈减小,如图 4 所示,*f*(*r*) 与函数*g*(*r*)=170exp(-120*r*)曲线几乎重合,为指数 衰减函数,衰减系数为 1/120=0.008 3 cm。而且



(a) 流注过程电子密度 (b) 简化后电子密度 (c) 简化前电子密度



0.000 0.004 0.008 0.012 0.016 0.020 r/cm

20

图 4 *f*(*r*)随距离增加衰减曲线 Fig. 4 Decrease curve of *f*(*r*) with the increase of distance *r* 

 $A_{ph}(i, j) \propto \frac{f(r)}{4\pi r^2}$ ,所以当距离增加到一定值 $r_0$ 时光 电离可忽略不计,从而将 $A_{ph}$ 矩阵稀疏化。经过计算, 本文取 $r_0=0.02$  cm:一方面,当距离为 0.02 cm时, f(r)值仅为峰值的 0.09 倍,光电离可忽略不计;另 一方面,取 $r_0=0.02$  cm,则 $A_{ph}$ 矩阵带宽为 3.14× 0.02<sup>2</sup>/网格面积,约为 500 左右,所需内存已足够小, 继续稀疏化对提高计算效率没有明显作用。

# 3 光电离特性及其在流注发展中的作用

由式(1)、(2)知,光电离强度正比于光子发射源 点电子密度N<sub>e</sub>、碰撞电离强度α、迁移速度v<sub>e</sub>,由于 α随电场强度E指数增长,v<sub>e</sub>也正比于E,因此光电 离强度N<sub>ph</sub>也随E指数增长。由第2节知,光电离强 度随源点和吸收点距离r增加而指数衰减,因此光电 离发生在强电场、高电子密度附近区域。图5为0.5 cm板-板间隙施加不同电压时,电子崩引起的光电 离电子密度空间分布,其中图5(a)为电子崩接近阳 极时电子密度分布(cm<sup>-3</sup>),图5(b)为施加电压20kV, 即场强为40kV/cm时光电离产生的电子密度空间 分布(cm<sup>-3</sup>),图5(c)为施加电压40kV,即场强为80 kV/cm时光电离产生的电子密度空间分布(cm<sup>-3</sup>)。可 以看出,当空间电场均匀分布时,光电离产生的电 子分布形状与原电子崩相同,但数值要小很多,当 场 强 为 40 kV/cm时,电子密度仅 为 4.56×10<sup>3</sup> cm<sup>-3</sup>。空间电场强度增加到 80 kV/cm 时,光电离产生的电子密度增加到 9.19×10<sup>4</sup> cm<sup>-3</sup>, 增加了 20 倍,可见光电离强度对发射区场强更加敏 感。在流注过程中光电离强度如图 7 所示,在整个 流注通道中都有一定强度的光电离,但最大值出现 在流注头部强电场区域,这是由于流注头部电子密 度远大于通道中的电子密度,且头部前方场强较大。



(a) 电子密度分布
 (b) 场强 40 kV/cm 光电离
 (c) 场强 80 kV/cm 光电离
 图 5 不同场强下电子崩造成的光电离
 Fig. 5 Photoionization of avalanche under different electric field strength

为研究光电离在流注放电过程中的作用,仿真 棒-板间隙流注放电过程,分别考虑有和没有光电 离 2 种情况。仿真条件如下:棒-板间隙,棒电极 为半径 0.03 cm的针电极,间隙距离 0.5 cm。施加 0.05/0.2 µs的双指数波冲击电压,幅值 24 kV。气压 为 1.013×10<sup>5</sup> Pa,温度 300 K,空气中中性粒子密度 2.45×10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>。空气中由于空间的各种辐射,存在 少量的带电质点,一般为 500~1 000 cm<sup>-3</sup>,因此设 置 1000 个电子-正离子对作为种子电子<sup>[31]</sup>。采用上 述仿真条件,当不考虑光电离时,结果如图 6 所示, 图 6(a)为各时刻电子密度空间分布(cm<sup>-3</sup>),图 6(b) 为空间电场分布(V/cm)。其中横坐标为径向距离, 纵坐标为轴向距离。

由图 6 可见,当忽略光电离过程时,种子电子 在电场作用下向阳极运动,同时发生碰撞电离不断 增殖,形成初次电子崩,到达阳极附近时达到 10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup>,电子崩中电子向阳极移动,而正离子运 动速度较慢,相对于电子几乎可以忽略,在棒电极 附近形成向上的空间电荷场,该空间电荷场显著畸 变原外加电场,使棒电极附近电场减小,而电子团 下方电场显著增大(图 6(b))。由于电子浓度大的

第29卷



#### 图 6 不考虑尤电离放电过程仿真 Fig. 6 Computation result of gas discharge without photoionization

区域空间电场很小,不足以造成碰撞电离,而在 电场强度大的区域没有种子电子,也不能电离出 新的电子,因此该初次电子崩经过一段时间会慢 慢减小,直至消失(由于电子崩消失时间很长,本 文所用方法计算量较大,没有仿真电子崩消失过 程),不能形成流注。

如果考虑光电离的作用,其他仿真条件和图 6 完全相同,仿真结果如图 7 所示,图 7(a)为仿真的 流注发展各时刻电子密度分布(cm<sup>-3</sup>),图 7(b)为光 电离产生的电子密度空间分布(cm<sup>-3</sup>)。则在电子崩 下方强电场区域由于光电离产生光电子,这些光电 子虽然密度很小,仅为 10<sup>5</sup>cm<sup>-3</sup>量级,远小于碰撞 电离产生的电子数,但提供了流注发展所必需的种 子电子。这些光电子在强电场作用下不断和分子碰 撞电离,形成二次电子崩,二次电子崩被正电荷吸 引,进入主电子崩,空间电荷继续畸变空间电场, 使电场强度最大区域向前发展,从而流注通道向前 发展,经过 7 ns时间流注到达负极板。

由仿真及实验结果得知,流注在7ns时间内贯 通 0.5 cm间隙,平均速度 71.4 cm/µs。流注通道半



径约为 200 μm,且随流注的发展略微增大。与一些 学者的相关实验数据吻合<sup>[32-34]</sup>。

在仿真中将光电离强度增加1倍,流注的放电 过程,包括粒子分布、发展速度、通道半径等均 没有变化。这主要是由于当光电离提供的种子电 子已经足够量时,继续增加光电离强度对流注发 展影响不大。

## 4 结论

1)本文针对流注放电中的光电离数值仿真模型 采用新的简化方法,并对算法进行优化,减少了计 算量及内存占用量,提高了计算效率及计算规模。

2)采用流体模型及 FE-FCT 方法仿真了有和没 有光电离情况下棒-板间隙放电过程,结果表明, 光电离提供了流注发展所必需的二次电子崩种子 电子,没有光电离流注不能形成。

新采用的流注流体模型及求解方法能够完整地仿真流注发展的微观过程,得到了流注形状、
 电子、电场分布、发展速度、通道半径等微观参量,

#### 且与已发表的实验结果吻合较好。

## 参考文献

- 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(in Chinese).
- [2] 蒋兴良,于亮,胡建林,等. 棒-板长空气间隙在低气压下雷电冲击特性及电压校正[J].中国电机工程学报,2005,25(11):152-156.
  Jiang Xingliang, Yu Liang, Hu Jianlin, et al. Lightning impulse discharge performance and voltage correction of long air gaps at lower atmospheric pressure[J]. Proceedings of the CSEE, 2005, 25(11): 152-156(in Chinese).
- [3] 刘振亚. 特高压电网[M]. 北京: 中国经济出版社, 2005: 2-33.
- [4] 舒印彪,刘泽洪,袁骏,等. 2005 年国家电网公司特高压输电论 证工作综述[J]. 电网技术, 2006, 30(5): 1-12.

Shu Yinbiao, Liu Zehong, Yuan Jun, et al. A survey on demonstration of UHV power transmission by State Grid Corporation of China in the year of 2005[J]. Power System Technology, 2006, 30(5): 1-12(in Chinese).

- [5] 舒印彪,刘泽洪,高理迎,等.±800 kV 6400 MW 特高压直流输 电工程设计[J].电网技术,2006,30(1):1-8.
  Shu Yinbiao, Liu Zehong, Gao Liying, et al. A preliminary exploration for design of ±800 kV UHVDC project with transmission capacity of 6400 MW[J]. Power System Technology, 2006, 30(1): 1-8(in Chinese).
- [6] 常浩, 樊纪超. 特高压直流输电系统成套设计及其国产化[J]. 电网技术, 2006, 30(16): 1-5.
  Chang Hao, Fan Jichao. System design and its localization of UHVDC transmission project[J]. Power System Technology, 2006, 30(16): 1-5(in Chinese).
- [7] 马为民,聂定珍,曹燕明.向家坝—上海±800 kV 特高压直流工程 中的关键技术方案[J]. 电网技术, 2007, 31(11): 1-5.
  Ma Weimin, Nie Dingzhen, Cao Yanming. Key technical schemes for ±800 kV UHVDC project from Xiangjiaba to Shanghai[J]. Power System Technology, 2007, 31(11): 1-5(in Chinese).
- [8] 张文亮,张国兵. 特高压 GIS 现场工频耐压试验与变频谐振装置 限频方案原理[J]. 中国电机工程学报, 2007, 27(24): 3-6. Zhang Wenliang, Zhang Guobing. UHVAC GIS on site powerfrequency voltage tests and restricted-frequency principle of frequency-regulating resonance devices[J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(24): 3-6(in Chinese).
- [9] 张文亮,张国兵.特高压交流试验电源特点探讨及比较[J].中国电机工程学报,2007,27(4):3-6.
  Zhang Wenliang, Zhang Guobing. Discussion and comparison of characteristics of AC-testing supply used for UHVAC[J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(4): 3-6(in Chinese).
  [10] 张武军,何奔腾,沈冰.特高压带并联电抗器线路的行波差动保
- 护[J]. 中国电机工程学报, 2007, 27(10): 58-63. Zhang Wujun, He Benteng, Shen Bing. Traveling-wave differential protection on UHV transmission line with shunt reactor 此同时 [J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(10): 58-63(in Chinese).
- [11] 周勤勇,郭强,卜广全,等.可控电抗器在我国超/特高压电网中

的应用[J]. 中国电机工程学报, 2007, 27(7): 3-8.

Zhou Qinyong, Guo Qiang, Bu Guangquan, et al. Application of controllable reactors in China's power grid at extra and ultra voltage level[J]. Proceedings of the CSEE, 2007, 27(7): 3-8(in Chinese).

- [12] 舒印彪. 1000kV 交流特高压输电技术的研究与应用[J]. 电网技术,
   2005, 29(19): T1-T6.
- [13] 张运洲. 对我国特高压输电规划中几个问题的探讨[J]. 电网技术, 2005, 29(19): T11-T14.
- [14] 周浩,余字红.我国发展特高压输电中一些重要问题的讨论[J].电网技术,2005,29(12):1-9.
  Zhou Hao, Yu Yuhong. Discussion on several important problems of developing UHV AC transmission in China[J]. Power System Technology, 2005, 29(12): 1-9(in Chinese).
  [15] 邵方殷.我国特高压输电线路的相导线布置和工频电磁环境[J].电
- 网技术, 2005, 29(8): 1-7. Shao Fangyin. Phase conductor configuration and power frequency electromagnetic environment of UHV transmission lines in China[J]. Power System Technology, 2005, 29(8): 1-7(in Chinese).
- [16] 周文俊,阮江军,邬雄.特高压输电线路对电视信号接收的影响研究[J].中国电机工程学报,2001,21(4):83-87.
  Zhou Wenjun, Ruan Jiangjun, Wu Xiong. Television interference from very high voltage transmission lines[J]. Proceedings of the CSEE, 2001, 21(4): 83-87(in Chinese).
- [17] Serdyuk Y V, Larsson A, Gubanski S M, et al. The propagation of positive streamers in a weak and uniform background electric field
   [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, 34(4): 614-623.
- [18] 邵涛,袁伟群,孙广生,等.常压下重频纳秒脉冲气体放电试验研究[J].中国电机工程学报,2005,25(8):161-166.
  Shao Tao, Yuan Weiqun, Sun Guangsheng, et al. Experimental study of repetitively nanosecond-pulse breakdown in atmospheric air [J]. Proceedings of the CSEE, 2005, 25(8): 161-166(in Chinese).
- [19] Penney G W, Hummert G T. Photoionization measurements in air, oxygen and nitrogen[J]. Journal of Applied Physics, 1970, 41(2): 572-577.
- [20] Zheleznyak M B, Mnatsakanian A Kh, Sizykh S V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from gas discharge [J]. High Temperature, 1982, 20(3): 357-362.
- [21] Naidis G V. On photoionization produced by discharges in air[J]. Plasma Sources Science & Technology, 2006, 15(2): 253-255.
- [22] Hallac A, Georghiou G E, Metaxas A C. Secondary emission effects on streamer branching in transient non-uniform short-gap discharges [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2003, 36(20): 2498-2509.
- [23] Hallac A, Georghiou G E, Metaxas A C. Numerical model for photoionisation in three-dimensional calculations[C]. 26th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Greifswald, 2003.
- [24] Georghiou G E, Morrow R, Metaxas A C. The effect of photoemission on the streamer development and propagation in short uniform gaps[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, 34(2): 200-208.
- [25] 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.
- [26] Kulikovsky A A. Positive streamer in a weak field in air: A moving avalanche-to-streamer transition[J]. Physics Review E, 1998, 57(6): 7066-7074.

- [27] Davies A J, Davies C S, Evans C J. Computer simulation of rapidly developing gaseous discharges[J]. IEE Proceedings-Science, Measurement and Technology, 1971, 118(6): 816-823.
- [28] Morrow R, Lowke J J. Streamer propagation in air[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997, 30(4): 614-627.
- [29] 张涤明. 计算流体力学[M]. 广州: 中山大学出版社, 1991: 58-72.
- [30] Lohner R, Morgan K, Peraire J, et al. Finite element flux-corrected transport for the Euler and Navier-Stokes equation[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1987, 7(10): 1093-1109.
- [31] 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: 19-22.
- [32] Ono R, Oda T. Ozone production process in pulsed positive dielectric barrier discharge[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(1): 176-182.
- [33] Braun D, Kuchler U, Pietsch G. Microdischarges in air-fed ozonizers[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1991, 24(4): 564-572.
- [34] Yi W J, Williams P F. Experimental study of streamers in pure N<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> mixtures and 13 cm gap[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2002, 35(3): 205-218.



#### 收稿日期: 2008-05-25。 作者简介:

张赟(1981一),男,博士研究生,主要从事空 气间隙放电研究,zhangyun99@mails.thu.edu.cn;

曾嵘(1971一),男,博士,教授,博士生导师, 研究方向为过电压与接地、防雷、电力系统电磁兼 容、电磁场光纤测量、长空气间隙放电;

杨学昌(1945一), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 从事电力系统绝缘检测和故障诊断、电工环保、 高压臭氧技术研究, yangxuechang@t singhua.org. cn;

张波(1976一),男,博士,研究方向为电力系 统电磁兼容和电磁场理论及其应用;

何金良(1966一),男,教授,博士生导师,研 究方向为过电压、电磁兼容、接地技术和电介质材 料。

(责任编辑 马晓华)