

# 大气压空气纳秒脉冲板-板放电中 逃逸电子产生机理\*

肖江平<sup>1)</sup> 戴栋<sup>1)†</sup> Victor F. Tarasenko<sup>2)</sup> 邵涛<sup>3)</sup>

1) (华南理工大学电力学院, 广州 510641)

2) (俄罗斯科学院大电流研究所, 俄罗斯托木斯克 634055)

3) (中国科学院电工研究所, 北京 100190)

(2022年12月20日收到; 2023年3月19日收到修改稿)

经典放电理论 (Townsend 和流注理论) 解释纳秒脉冲气体放电存在局限性, 近年来基于高能电子逃逸的纳秒脉冲气体放电理论研究受到广泛关注. 但是目前对大气压空气纳秒脉冲板-板放电中逃逸电子产生机理研究仍较少, 严重阻碍了纳秒脉冲放电等离子体的应用发展. 本文利用一维粒子模型, 对幅值为 20 kV 的纳秒脉冲电压驱动下, 间隙长为 1 mm 的板-板电极之间的大气压空气放电中逃逸电子的产生机理进行了数值模拟研究. 结果表明, 在空间电荷动力学行为的影响下, 板-板电极之间出现了增强电场区域, 使得电子可以满足电子逃逸判据而进入逃逸模式. 此外, 还观察到放电通道前逃逸电子的预电离效应导致了二次电子崩的产生, 随着二次电子崩与放电通道不断汇聚, 引导并加速了放电通道的发展, 最终导致气隙击穿. 本研究进一步揭示了纳秒脉冲板-板放电机理, 拓展了纳秒脉冲气体放电基础理论, 为纳秒脉冲放电等离子体的应用和发展开辟了新的机会.

**关键词:** 纳秒脉冲放电, 逃逸电子, 增强电场, 预电离

**PACS:** 52.20.-j, 52.25.Jm, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222409

## 1 引言

大气压空气纳秒脉冲放电具有高电子温度、高功率密度以及无需真空装置等特点, 在能量转换<sup>[1]</sup>、材料加工<sup>[2]</sup>、污染控制<sup>[3]</sup>和生物医学<sup>[4]</sup>等许多领域具有非常大的应用潜力, 因此在科学界和工业界都引起了越来越多的关注<sup>[5-7]</sup>. 与交流 and 直流电源驱动的一般放电相比, 纳秒脉冲放电具有一些特殊的放电特性, 如高击穿电压、高能电子和重叠等离子体通道等<sup>[8-10]</sup>. 当脉冲宽度短至几纳秒时, 气隙击穿通常发生在亚纳秒或纳秒时间尺度上, 传统的汤森或流注理论不能解释其中的放电现象<sup>[11]</sup>.

因此, 国内外学者提出了电子崩链模型、快速电离波模型等多种物理模型来描述纳秒脉冲放电, 这些物理模型都认为逃逸电子在纳秒脉冲放电中起着重要作用, 因为它们可以引导电子崩的发展并预电离背景气体<sup>[12,13]</sup>.

为了验证逃逸电子的存在, 以及研究逃逸电子在纳秒脉冲放电中的作用, 研究人员已经在许多场景中进行了大量研究<sup>[14-19]</sup>. 早在 1966 年, Frankel 等<sup>[14]</sup>首次在大气压氦气纳秒脉冲针-板放电产生的 X 射线中间接识别出逃逸电子. 随后, 研究人员致力于通过测量纳秒脉冲放电中的 X 射线来研究逃逸电子的物理特性及机理<sup>[15-17]</sup>. 由于高速示波器和超快脉冲发生器的发展, 自 2003 年以来, 许

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFE0114700) 和国家自然科学基金 (批准号: 51877086) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ddai@scut.edu.cn

多学者在实验中直接捕获和测量到逃逸电子<sup>[18]</sup>, 这些实验研究为揭示纳秒脉冲放电中逃逸电子的潜在机制做出了巨大贡献. 例如, Beloplotov 等<sup>[19]</sup>在间隙长为 8.5 mm 的针-板电极中分别注入了空气和氦气并进行了纳秒脉冲放电实验, 通过对比分析逃逸电子束流和动态位移电流, 发现逃逸电子不仅在间隙击穿期间产生, 而且在间隙击穿之后也会产生.

虽然实验研究取得了诸多进展, 但目前仍无法在实验中直接观察和测量逃逸电子的产生和运动等微观物理过程<sup>[11]</sup>. 因此, 基于粒子 (particle-in-cell/Monte Carlo collisions, PIC/MCC) 模型<sup>[20]</sup>或流体模型<sup>[21]</sup>的数值模拟, 可以作为研究纳秒脉冲放电物理机理的有力补充手段. 例如, Levko<sup>[20]</sup>使用 PIC/MCC 模型分析了 0.5—4 MPa 压力范围内氮气的纳秒脉冲击穿机理. 结果表明, 逃逸电子的产生显著改变了放电的时间和空间动力学.

尽管上述实验和数值模拟研究已经广泛探索了极不均匀电场 (例如针-板电极) 中的纳秒脉冲放电中逃逸电子的相关物理机制, 但仍有许多问题尚不清晰. 例如, 通常认为在板-板电极中施加的均匀电场难以达到产生逃逸电子所需的电场阈值, 因此对板-板电极中逃逸电子的产生机制研究较少. 然而, Kozyrev 等<sup>[22]</sup>对高压氮气纳秒脉冲放电进行了数值模拟, 他们发现在空间电荷动力学行为的影响下, 在具有初始均匀电场的气隙中会形成局部增强电场区域. 此外, 纳秒脉冲放电中可能存在大体积弥散放电<sup>[23]</sup>, 所以气隙中的电场均匀性可能会减弱. 因此, 在板-板电极之间的纳秒脉冲放电中, 也可能存在逃逸电子及其引导放电并导致气隙击穿的物理机制. 此外, 板-板电极相比针-板电极更易产生大范围的低温等离子体, 并且大气压空气价

格低廉, 不需要高压空气泵或真空设备, 所以大气压空气纳秒脉冲放电在未来的应用中具有无可比拟的优势. 因此有必要深入了解并掌握大气压空气纳秒脉冲放电中逃逸电子的产生机理.

本文通过使用 PIC/MCC 模型对板-板电极之间的大气压空气纳秒脉冲放电过程进行了数值模拟, 从而研究大气压空气纳秒脉冲放电中逃逸电子的产生机理. 基于模拟结果, 讨论了大气压空气纳秒脉冲放电中增强电场区域和逃逸电子的存在. 此外, 根据逃逸判据, 讨论了逃逸电子的产生机制. 最后, 还对逃逸电子的预电离效应进行了理论解释. 这项工作加强了关于大气压空气纳秒脉冲放电中逃逸电子动力学行为的认识, 并进一步定性分析了大气压空气纳秒脉冲放电中逃逸电子的产生机理, 这对大气压空气纳秒脉冲放电的基础研究具有重要价值. 同时, 深入了解并掌握大气压空气纳秒脉冲放电中逃逸电子的产生机理, 对进一步调控大气压空气纳秒脉冲放电中的等离子体特性和参数具有实际指导意义.

## 2 模型描述

本研究采用的几何模型的示意如图 1(a) 所示. 板-板电极间隙长为 1 mm, 其中注入温度为 300 K 的均匀大气压干燥空气 (79% N<sub>2</sub> 和 21% O<sub>2</sub>), 并在时间和空间上保持恒定. 阳极接地, 阴极电压为  $U_C = U_0 \sin(2\pi t/T)$ , 其中  $U_0 = -20$  kV,  $0 \leq 2\pi t/T \leq \pi$ ,  $T = 2$  ns, 即纳秒脉冲电压上升时间为 0.5 ns, 脉冲宽度为 1 ns, 纳秒脉冲电压波形如图 1(b) 所示, 此电压波形用于拟合文献<sup>[24]</sup>的实验研究中使用的纳秒脉冲电压波形, 这种处理手段已在之前的研究中被广泛采用<sup>[25]</sup>.

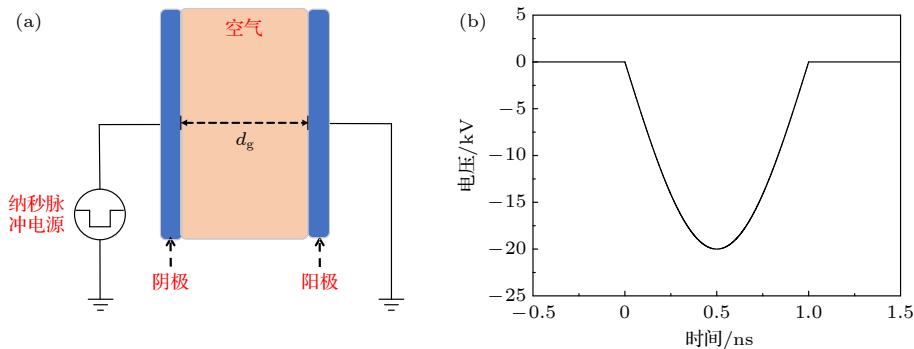


图 1 (a) 几何模型示意图,  $d_g$  代表空气间隙长度; (b) 纳秒脉冲电压波形

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the model,  $d_g$  represents the air gap width; (b) the waveform of nanosecond pulse voltage.

本文采用 Langdon 等<sup>[26]</sup>提出的隐式 PIC/MCC 模型, 相比显式模型, 隐式模型可以在保证精度的同时增大空间和时间步长, 从而提高计算速度. 计算流程图如图 2 所示. 所有计算步骤在每个时间步  $\Delta t$  内进行一次循环.

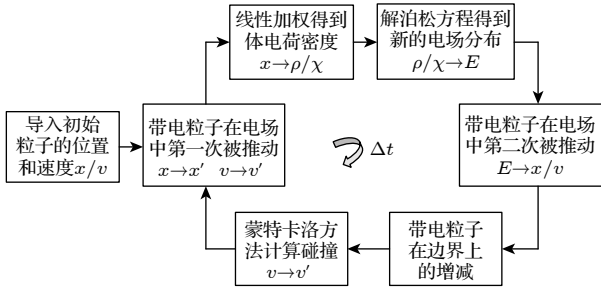


图 2 隐式 PIC/MCC 模型计算流程图

Fig. 2. Computational flow chart of the implicit PIC/MCC model.

根据文献 [27] 可知, 空气中含有大量具有高电子附着系数的氧气, 所以空气间隙中存在自由电子的概率小于 0.01%. 因此, 本研究中假设初始电子的来源是阴极表面微凸起上的场发射, 这一过程可以用 Fowler-Nordheim 方程<sup>[28]</sup>来描述:

$$j_{\text{FN}} = 6.2 \times 10^{-6} \frac{(\varepsilon_{\text{F}}/\varphi)^{1/2} (\beta E)^2}{\varepsilon_{\text{F}} + \varphi} \times \exp\left(\frac{-6.85 \times 10^7 \varphi^{3/2} \xi}{\beta E}\right), \quad (1)$$

其中  $j_{\text{FN}}$  是场发射电流;  $\varepsilon_{\text{F}} = 7.0 \text{ eV}$  是费米能量;  $\varphi = 4.4 \text{ eV}$  是功函数;  $E$  是阴极表面电场;  $\xi$  是修正系数, 其值取决于  $E$  和  $\varphi$ ;  $\beta$  是场增强因子, 表征电极表面粗糙度.

带电粒子 (电子/离子) 运动过程分为两次推动过程, 这是与显式模型最明显的区别. 第  $n$  个时间步的第 2 次推动过程和第  $(n+1)$  个时间步的第 1 次推动过程可以合并为一个过程, 因此粒子只需被推动一次, 这可以提高代码的效率, 并且不会影响计算结果, 这在文献 [29] 中已被证明. 第  $n$  个时间步的第 2 次推动过程由 (2) 式—(4) 式确定, 第  $(n+1)$  个时间步的第 1 次推动过程由 (5) 式和 (6) 式<sup>[30]</sup>确定:

$$v_{n-1/2} = \tilde{v}_{n-1/2} + (\Delta t/2)(q/m)E_n(\tilde{x}_n), \quad (2)$$

$$x_n = \tilde{x}_n + (\Delta t^2/2)(q/m)E_n(\tilde{x}_n), \quad (3)$$

$$\bar{a}_{n-1} = \frac{1}{2}[\bar{a}_{n-2} + (q/m)E_n(\tilde{x}_n)], \quad (4)$$

$$\tilde{v}_{n+1/2} = v_{n-1/2} + (\Delta t/2)\bar{a}_{n-1}, \quad (5)$$

$$\tilde{x}_{n+1} = x_n + \Delta t\tilde{v}_{n+1/2}, \quad (6)$$

其中,  $v_{n-1/2}$ ,  $x_n$  和  $\bar{a}_{n-1}$  分别是第  $n$  个时间步的第 2 次推动后带电粒子的速度、位置和加速度;  $\tilde{v}_{n+1/2}$  和  $\tilde{x}_{n+1}$  分别是在第  $(n+1)$  个时间步的第 1 次推动后带电粒子的速度和位置;  $q/m$  是带电粒子的荷质比;  $E_n(\tilde{x}_n)$  表示  $\tilde{x}_n$  处的电场强度.

在带电粒子被第 1 次推动之后, 使用线性加权方法计算体电荷密度. 在两个推动过程之间, 求解泊松方程以获得空间电场分布<sup>[29]</sup>:

$$\nabla[1 + \chi(\mathbf{x})]\nabla\Phi_{n+1} = -\tilde{\rho}_{n+1}, \quad (7)$$

$$\chi(\mathbf{x}) = \sum (q/m)(\Delta t^2/2)\tilde{\rho}_{n+1}, \quad (8)$$

$$\nabla\Phi_{n+1} = E_{n+1}(\tilde{x}_{n+1}), \quad (9)$$

其中  $\tilde{\rho}_{n+1}$  是体电荷密度,  $E_{n+1}(\tilde{x}_{n+1})$  表示  $\tilde{x}_{n+1}$  处的电场强度.

计算域的边界是电极板, 带电粒子在边界上会被吸收. 不考虑二次电子发射过程, 因为在模拟时间内移动到阴极表面的离子数量非常少.

该模型的蒙特卡罗碰撞过程采用空碰撞方法<sup>[31]</sup>, 并考虑了 19 个反应, 包括弹性碰撞、激发碰撞、电离碰撞和附着碰撞. 表 1 列出了详细的化学反应式, 该模型考虑了几十种反应物种, 包括电子 ( $e$ )、分子 ( $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ )、离子 ( $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{O}_2^-$ ) 和具有不同能量损耗阈值的各种激发物种, 这些物种是放电过程中最主要的反应物种<sup>[32]</sup>. 所需的碰撞横截面和能量损耗阈值可从 LXCat 数据库中获得<sup>[33]</sup>. 如果电子的能量高于可用数据时, 使用  $1/\varepsilon$  定律<sup>[34]</sup> 计算横截面. 电子散射遵循 Vahedi-Surendra 算法<sup>[35]</sup>. PIC/MCC 模型中仅跟踪带电粒子 ( $e$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{O}_2^-$ ), 假设分子在时空上恒定不变, 由于等离子体中电离率非常低 ( $\leq 0.01\%$ ), 所以这一假设是合理的. 考虑到模拟时间尺度非常小 (纳秒量级), 比复合反应的弛豫时间短很多, 因此该模型不考虑复合反应. 该模型中也不考虑解离过程和离子-中性分子碰撞过程, 因为这些反应的横截面相对较小, 重粒子的速度也较小, 因此, 忽略这些反应对纳秒脉冲放电过程中等离子体的动力学几乎没有影响. 由于本文重点关注逃逸电子的产生机理及其预电离效应, 因此忽略了光电离的作用, 如此可以更清楚地区分出逃逸电子在纳秒脉冲放电中的所起到的作用.

表 1 模型中的化学反应  
 Table 1. Chemical reactions in the model.

序号	反应方程式	能量损耗阈值/eV
1	$e + N_2 \rightarrow e + N_2$	0
2	$e + O_2 \rightarrow e + O_2$	0
3	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 A(^3\Sigma_u^+)$	6.169
4	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 B(^3\Pi_g)$	7.353
5	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 W(^3\Delta_u)$	7.362
6	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 B'(^3\Sigma_u^-)$	8.165
7	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 a(^1\Sigma_u^+)$	8.399
8	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 a(^1\Pi_g)$	8.549
9	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 w(^1\Delta_u)$	8.890
10	$e + N_2 \rightarrow e + N + N$	9.754
11	$e + N_2 \rightarrow e + N_2 C(^3\Pi_u)$	11.032
12	$e + O_2 \rightarrow e + O_2 a(^1\Delta_g)$	0.977
13	$e + O_2 \rightarrow e + O_2 b(^1\Sigma_g^+)$	1.627
14	$e + O_2 \rightarrow e + O + O$	5.58
15	$e + O_2 \rightarrow e + O + O^1D$	8.4
16	$e + O_2 \rightarrow e + O^1D + O^1D$	9.97
17	$e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$	15.58
18	$e + O_2 \rightarrow 2e + O_2^+$	12.06
19	$e + O_2 \rightarrow O_2^-$	—

气隙击穿和电子逃逸现象主要发生在纳秒脉冲电压的上升阶段<sup>[18,36,37]</sup>, 因此, 本文重点研究纳秒脉冲电压上升阶段的气体放电过程. 该模型的空间步长为  $\Delta x = 0.001 \text{ m}/500 = 2 \text{ }\mu\text{m}$ , 时间步长为  $\Delta t = 0.1 \text{ ps}$ , 共模拟 5000 个周期, 这足以模拟纳秒脉冲放电的击穿过程.  $\Delta x/\Delta t = 2 \times 10^7 \text{ m/s}$  大于该模型中所有粒子的速度, 这满足 PIC/MCC 模型的限制条件<sup>[29]</sup>. 由于气隙中的带电粒子数量非常庞大, 为了减少整个数值模拟过程的计算量, 假设每个初始宏粒子代表  $10^6$  个真实颗粒, 并在数值模拟过程中使用合并算法, 即当宏粒子的总数高于特定值时, 将两个宏粒子合并为一个宏粒子, 同时保持动量和能量守恒.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 电子逃逸判据

在纳秒脉冲放电中, 气隙两端的电势差非常大, 气隙中会产生强电场. 强电场会加速推动电子, 而背景气体对电子具有阻力, 这是由电子和气体分子的非弹性碰撞引起的. 如果这些电子在加速过程

中获得的能量远大于非弹性碰撞所损失的能量, 则电子可能进入连续加速模式, 并从电子崩中逃逸. 方程 (10) 可用于判定电子是否可以逃逸<sup>[38]</sup>:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = eE - F(\varepsilon), \quad (10)$$

其中  $\varepsilon$  是电子能量,  $x$  表示电子运动距离,  $E$  是电场强度,  $F(\varepsilon)$  是电子与背景气体分子碰撞受到的阻力. 当  $d\varepsilon/dx > 0$ , 即电子受到的电场力大于阻力时, 电子可能会逃逸. 如果忽略弹性散射, 非弹性碰撞产生的有效摩擦力可以通过 Bethe 公式<sup>[38]</sup> 确定:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 n_0 Z}{\varepsilon} \ln \frac{2\varepsilon}{I}, \quad (11)$$

其中  $e$  是电子电荷,  $n_0$  表示背景气体分子的数密度,  $Z$  为背景气体分子中电子的数量,  $I$  为平均非弹性能量损失.

$F(\varepsilon)/e$  对电子能量的依赖曲线如图 3 所示.  $F(\varepsilon)/e$  先增大后减小, 即  $F(\varepsilon)/e$  存在的最大值. 对 (11) 式求导后可知, 当  $\varepsilon = 2.72I/2$  时,  $F(\varepsilon)$  达到最大值:

$$F_{\max}(\varepsilon) = \frac{4\pi e^4 n_0 Z}{2.72I}. \quad (12)$$

如果  $eE > F_{\max}(\varepsilon)$ , 则所有自由电子, 无论其初始能量大小, 都可能成为逃逸电子. 对于温度为 300 K 的背景气体, 产生逃逸电子的电场阈值表示为<sup>[38]</sup>

$$E_{\text{cr}} = \frac{F_{\max}(\varepsilon)}{e} = \frac{4\pi e^3 n_0 Z}{2.72I} = 3.38 \times 10^3 \frac{ZP}{I}. \quad (13)$$

由于空气的主要成分是  $N_2$ , 取  $Z = 14$ ,  $I = 80 \text{ eV}$ <sup>[39]</sup>,  $P = 0.1 \text{ MPa}$ , 则第一电子逃逸判据为

$$E > E_{\text{cr}}, \quad E_{\text{cr}} \approx 450 \text{ kV/cm}. \quad (14)$$

除了第一电子逃逸判据外, 还有第二电子逃逸判据. 如图 3 所示, 当初始电子能量超过能量阈值  $\varepsilon = 2.72I/2 = 109 \text{ eV}$  (空气) 时, 阻力随着电子能量的增大而单调减小. 因此, 对于给定的电场值  $E$ , 总是存在对应的电子能量阈值  $\varepsilon_{\text{cr}}$ , 如果电子的初始能量超过该阈值, 则电子也可能逃逸, 则第二电子逃逸判据为<sup>[40]</sup>

$$\varepsilon > \varepsilon_{\text{cr}}, \quad F(\varepsilon_{\text{cr}}) = eE. \quad (15)$$

从上述分析可看出, 对于第一电子逃逸判据, 板-板电极中的均匀电场很难达到产生逃逸电子所需的电场阈值. 对于第二电子逃逸判据, 统计平均的电子通常无法在均匀电场中获得如此大的初始

能量. 因此, 为了满足上述两个电子逃逸判据, 放电间隙中需要存在具有局部强电场强度的区域. 接下来将首先讨论在板-板电极之间是否存在具有高电场强度的区域, 以及大气压空气纳秒脉冲放电中是否存在逃逸电子.

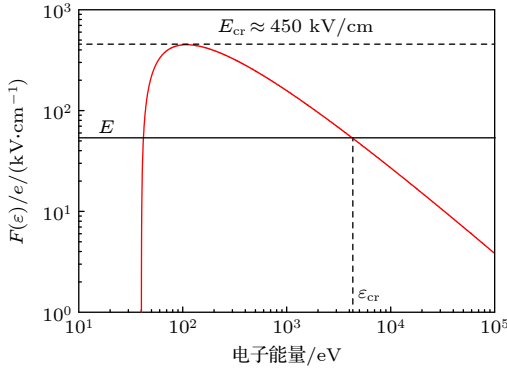


图 3  $F(\varepsilon)/e$  对电子能量的依赖曲线  
Fig. 3. Dependence of  $F(\varepsilon)/e$  on the electron energy.

### 3.2 存在增强电场区域和逃逸电子

为了满足电子逃逸判据, 板-板电极之间间隙中必须存在具有强电场强度的区域. 因此, 首先讨论间隙中的电场分布. 以  $t = 330$  ps 时间隙中的实际电场和外施均匀电场的空间分布为例进行讨论, 如图 4 所示. 存在两个实际电场大于外施均匀电场的区域, 其中一个区域靠近阴极 ( $x = 0$ ), 另一个区域靠近阳极 ( $x = 1$  mm), 可将这两个区域称为增强电场区域. 在两个增强电场区域之间, 电场强度几乎接近 0.

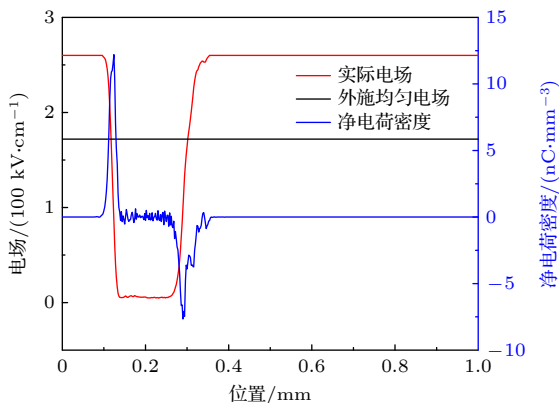


图 4 330 ps 时气隙中的实际电场, 外施均匀电场和净电荷密度的分布

Fig. 4. Distribution of the actual electric field, the applied external uniform electric field and the net charge density at 330 ps in the air gap.

根据泊松方程可知, 净电荷密度分布是决定实际电场分布的重要因素之一.  $t = 330$  ps 时的净电荷密度分布如图 4 所示. 阴极附近有一个正电荷密度峰值. 形成这一峰值的原因是电子的迁移速度远大于离子的迁移速度, 纳秒尺度量级下当电子在电场推动下远离阴极时, 离子的位置几乎没有变化, 因此, 电离碰撞产生的大量正离子仍留在阴极附近, 导致该区域的正离子远多于电子. 在电荷电场和外部均匀电场的叠加下, 形成了第一增强电场区域. 类似地, 在  $x = 0.29$  mm 处存在负电荷密度峰值. 该峰值的出现是由于发生了剧烈的电离碰撞, 使得在放电通道头部产生了大量的电子. 负电荷密度峰值增强了放电通道的头部和阳极之间的电场强度, 导致产生了第二增强电场区域. 在两个增强电场区域之间, 净电荷数密度接近于零, 这表明存在一个准等离子体区域, 所以该区域中的电场几乎趋于零, 这是等离子体屏蔽效应造成的结果.

放电间隙中存在增强电场区域, 这表明也可能产生了逃逸电子. 能量高是逃逸电子的特征之一, 因此, 放电过程中的高能电子是最受关注的, 将每个时刻能量最高的电子称为最大能量电子. 最大能量电子的位置和能量如图 5 所示. 当  $t = 156$  ps 时, 第 1 个电子出现在气隙中, 这表明第一个场发射电子 (第 1 个有效电子) 在阴极表面产生. 场发射电子与背景气体分子发生电离碰撞反应, 生成新的带电粒子, 新的带电粒子继续电离碰撞发展成电子崩, 从而逐渐形成了向阳极传播的放电通道. 放电通道穿过间隙所需的时间非常短, 在  $t = 400$  ps 时, 气隙中净电荷密度和实际电场分布见图 6,

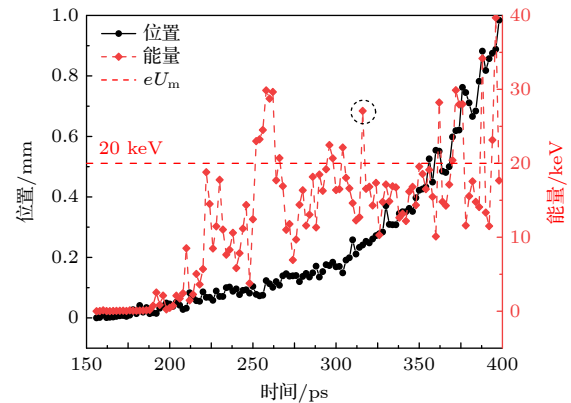


图 5 最大能量电子的位置和能量

Fig. 5. Positions and energies of maximum energy electrons.

从图 6 可看出准等离子区域已扩大至阳极, 这表明放电通道完全桥接气隙, 此时气隙被击穿. 该现象表明, 在纳秒脉冲的上升阶段, 气隙就会击穿, 这与许多实验结果吻合 [41].

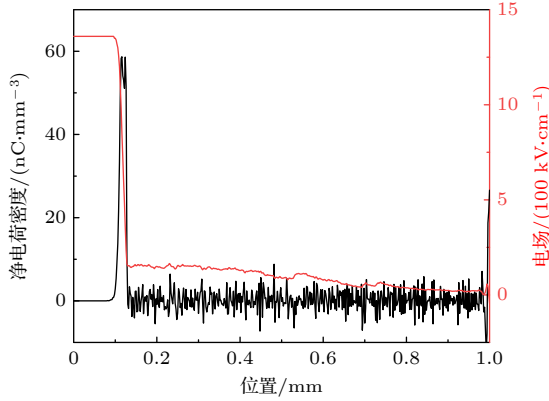


图 6 400 ps 时气隙中净电荷密度和实际电场分布  
Fig. 6. Distribution of the net charge density and the actual electric field at 400 ps in the air gap.

直到气隙击穿时, 最大能量电子的最大能量为 39.7 keV, 超过 20 keV, 这表明在放电发展过程中存在能量大于  $eU_m$  的电子, 其中  $e$  是电子电荷,  $U_m$  是纳秒脉冲电压幅值, 这与许多实验和数值模拟结果一致 [18,19,22,42], 这种异常现象被称为 Askaryan 效应 [43]. 在某些时刻, 最大能量电子的能量会突然增加 (如图 5 黑色圆圈所示), 这意味着电子进入了连续加速模式, 即产生了逃逸电子.

此外, 到达阳极的电子数量随时间变化的曲线如图 7 所示, 可直接看出产生了逃逸电子. 当  $t = 400$  ps 时, 气隙才被击穿, 在这之前到达阳极的电子全是逃逸电子. 当  $t = 273$  ps 时, 逃逸电子首次到达阳极, 然后到达阳极的逃逸电子数量急剧增加, 直到  $t = 366$  ps 时达到最大值 ( $4.1 \times 10^9$ ). 此后, 逃逸电子的数量随时间连续波动, 并以减少的趋势下降到 0. 从图 5 可看出在  $t = 366$  ps 之后, 最大能量电子的位置已非常靠近阳极, 这说明放电通道头部也接近阳极, 因此, 放电通道头部前方电离碰撞产生的新电子在电场中的加速距离较短, 与此同时, 随着电压的升高, 第二增强电场区域的电场也随之变大, 这与加速距离形成竞争关系, 导致新产生的逃逸电子数量随时间连续波动. 但随着放电通道头部逐渐靠近阳极, 第二增强电场区域逐渐缩短, 因此逃逸电子的数量总体呈现下降的趋势, 并在放电通道完全桥接气隙的同时降为 0.

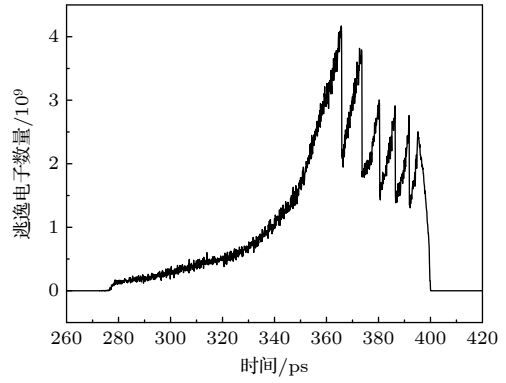


图 7 到达阳极的电子数量  
Fig. 7. Number of electrons reaching the anode.

上述结果表明, 在板-板电极之间的大气压空气纳秒脉冲放电中, 存在增强电场区域和逃逸电子. 此外, 在逃逸电子向阳极的传播过程中, 放电通道的发展速度随着时间的推移变得越来越快, 并且气隙最终在没有光电离的情况下被击穿, 这表明逃逸电子在纳秒脉冲放电的发展中发挥了重要作用. 接下来, 将讨论并分析逃逸电子的产生机制和动力学行为, 以及逃逸电子在纳秒脉冲放电发展中发挥的作用.

### 3.3 逃逸电子产生机制

为了研究逃逸电子的产生机制和动力学行为, 首先需要了解气隙中不同时刻的电场分布和电子数密度分布, 如图 8 所示. 在电子数密度分布图中, 最大能量电子的位置用三角形标记. 从最大能量电子的能量可以看出, 它们都是逃逸电子, 因为常规电子难以具有如此大的能量.

从图 8(a) 可看出, 从放电早期直到气隙击穿都产生了逃逸电子, 而且最大能量电子的能量越来越大, 在放电后期最大能量电子的能量甚至超过 20 keV. 在大多数时刻, 最大能量电子出现在放电通道头部 (电子密度最大值处) 的前面, 这表明逃逸电子可以从放电通道头部逃逸并向阳极移动. 然而, 当  $t = 342$  ps 和 355 ps 时, 放电通道中出现最大能量电子, 这表明在阴极和放电通道头部之间也产生了逃逸电子. 在最大能量电子附近经常可看到许多小电子崩 (如图 8 黑色虚线圆圈所示), 这表明逃逸电子从放电通道头部逃逸后, 会与背景气体分子发生非弹性碰撞, 然后发展产生二次电子崩. 从电子数密度分布随时间变化的趋势可看出, 二次电子崩会逐渐发展成电子密度峰值, 并与放电通道

汇聚. 例如, 当  $t = 376$  ps 时, 存在两个二次电子崩, 从它们的位置可以看出,  $t = 388$  ps 时最靠近阳极的两个电子密度峰值是由这两个二次电子崩发展而来的. 随着二次电子崩和放电通道的汇聚, 放电通道向阳极跳跃发展.

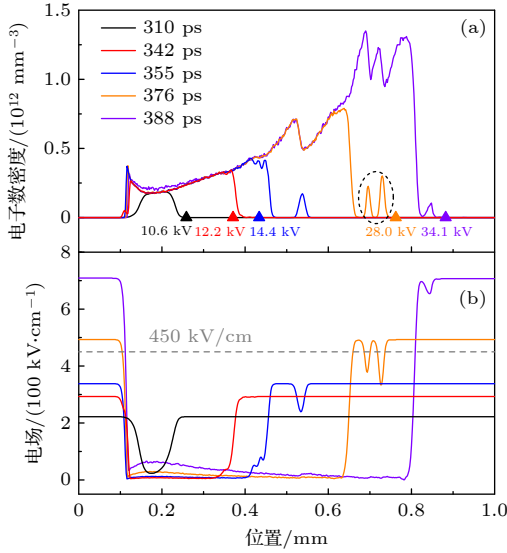


图 8 气隙中电子数密度 (a) 和电场 (b) 的分布, 最大能量电子的位置用三角形标记

Fig. 8. Distribution of the electron density (a) and the electric field (b) in the air gap. The positions of maximum energy electrons are marked with triangles.

从图 8(b) 可看出, 所有时刻的电场分布都具有一个共同的特征, 即在气隙中出现两个增强电场区域. 随着时间的发展, 纳秒脉冲电压不断升高, 致使增强电场区域的电场强度不断增强. 与此同时, 第二增强电场区域不断缩小, 两个增强电场区域之间电场强度约为 0 的区域则不断扩大. 因为随着时间的推进, 放电通道逐渐向阳极发展, 使准等离子体区域不断扩大, 出现屏蔽效应的区域也不断扩大, 从而扩大了电场强度约为 0 的区域, 压缩了第二增强电场区域. 在放电早期 ( $t < 355$  ps), 增强电场区域中的电场强度小于  $450$  kV/cm, 这不满足第一电子逃逸判据, 而从最大能量电子的能量可看出气隙中仍然存在逃逸电子, 这是由于少量电子在第一增强电场区域被加速, 从而满足第二电子逃逸判据而发生逃逸. 此时最大能量电子可能出现在放电通道的内部和前面. 当  $t = 310$  ps 时, 由于放电通道较短, 逃逸电子可越过大部分漂移电子并出现在放电通道的前面. 当  $t = 342$  ps 和  $t = 355$  ps 时, 由于放电通道较长, 逃逸电子不足以穿越放电

通道, 从而出现在放电通道内部. 在放电后期 ( $t > 355$  ps), 增强电场区域中的电场强度逐渐大于  $450$  kV/cm, 这满足第一电子逃逸判据, 所有电子都可能发生逃逸. 因此, 在空气间隙中产生的逃逸电子越来越多, 并且逃逸电子的能量越来越大. 当  $t = 376$  ps 和  $388$  ps 时, 最大能量电子出现在较长放电通道的前面, 这表明逃逸电子主要是在第二增强电场区域中满足第一电子逃逸判据而产生的.

### 3.4 逃逸电子的预电离效应

逃逸电子从放电通道逃逸, 并预电离放电通道前面的气体, 加速放电的发展, 这可以解释放电通道向阳极的跳跃发展. 接下来将详细讨论逃逸电子的预电离效应.

当  $t = 342$  ps 时, 放电通道头部和阳极之间所有电子的能量和位置分布如图 9 所示. 虽然少量电子具有非常高的能量, 但绝大多数电子具有非常低的能量, 甚至接近于 0. 显然, 前者是高能逃逸电子, 后者是由逃逸电子预电离背景气体分子产生的预电离电子. 假设能量低于  $150$  eV 的电子是预电离电子, 其他电子是逃逸电子. 当  $t = 342$  ps 时, 放电通道头部和阳极之间的逃逸电子和预电离电子的数密度分布如图 10 所示. 逃逸电子和预电离电子的数密度都呈快速下降趋势, 而预电离电子数量大约比逃逸电子数量大两个数量级, 这与许多实验和模拟结果一致 [36,44].

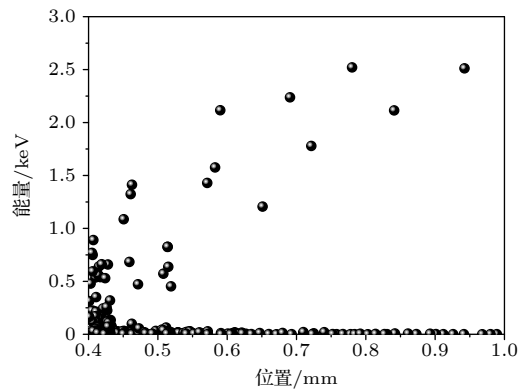


图 9 342 ps 时放电通道头部和阳极之间所有电子的能量和位置分布

Fig. 9. Energy and position of all electrons (macroparticles) between the head of the discharge channel and the anode at 342 ps.

图 11 中不同时刻电子数密度的空间分布可更清楚地说明逃逸电子的预电离效应对纳秒脉冲放

电发展的典型影响. 在  $t = 353$  ps 时, 预电离电子进一步发展成二次电子崩, 出现在放电通道前面 (如黑色箭头所示). 在  $t = 360$  ps 时, 由于电子与气体分子在强电场中的连续电离碰撞, 二次电子崩进一步扩大并向阳极发展. 在  $t = 371$  ps 时, 二次电子崩与放电通道合并, 导致放电通道跳跃发展.

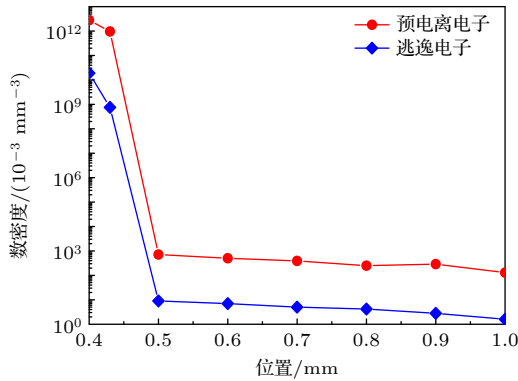


图 10 342 ps 时放电通道头部和阳极之间的逃逸电子和预电离电子的数密度分布

Fig. 10. Number densities of runaway and pre-ionized electrons between the head of the discharge channel and the anode at 342 ps.

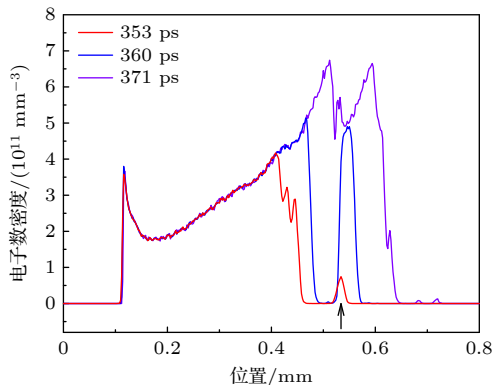


图 11 电子数密度的空间分布

Fig. 11. Spatial distribution of electron number density.

## 4 结论

本研究通过 PIC/MCC 数值模拟研究了板-板电极之间的大气压纳秒脉冲放电中逃逸电子的产生机制及其在纳秒脉冲放电发展中的作用. 结果表明, 放电发展过程中在板-板电极间隙出现了两个增强电场区域, 使得局部电场可以达到电子逃逸所需的电场阈值, 从而满足电子逃逸判据, 使电子发生逃逸. 具体机理表现为: 在放电早期, 电子在第一增强电场区域中被加速推动从而满足第二电子

逃逸判据进入逃逸模式; 在放电后期, 电子在第二增强电场区域中因满足第一电子逃逸判据进入逃逸模式. 此外, 本文发现逃逸电子可以预电离背景气体, 并在放电通道前面产生许多新的二次电子崩, 随着二次电子崩和放电通道持续汇聚, 引导并加速放电通道的发展, 最终导致气隙击穿. 此项研究有助于进一步理解大气压空气纳秒脉冲放电机理, 这对推动大气压空气纳秒脉冲放电的基础理论研究和实际应用具有重大现实意义.

## 参考文献

- [1] Bogaerts A, Tu X, Whitehead J C, Centi G, Lefferts L, Guaitella O, Azzolina Jury F, Kim H H, Murphy A B, Schneider W F, Nozaki T, Hicks J C, Rousseau A, Thevenet F, Khacef A, Carreon M 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 443001
- [2] Wang S, Yang D Z, Zhou R S, Zhou R W, Fang Z, Wang W C, Ostrikov K 2019 *Plasma Process. Polym.* **17** 1900146
- [3] Cai Y K, Lyu L, Lu X P 2021 *High Volt.* **6** 1092
- [4] Bekeschus S, Favia P, Robert E, Woedtke T V 2019 *Plasma Process. Polym.* **16** 1800033
- [5] Huang B D, Zhang C, Zhu W C, Lu X P, Shao T 2021 *High Volt.* **6** 665
- [6] Tang J F, Tang M, Zhou D S, Kang P T, Zhu X M, Zhang C H 2019 *Plasma Sci. Technol.* **21** 044001
- [7] Zhang S, Wang W C, Yang D Z, Yuan H, Zhao Z L, Sun H, Shao T 2019 *Spectrochim. Acta A Mol. Biomol. Spectrosc.* **207** 294
- [8] Shao T, Tarasenko V F, Zhang C, Baksh E K, Zhang D, Erofeev M V, Ren C, Shutko Y V, Yan P 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 093301
- [9] Shkurenkov I, Burnette D, Lempert W R, Adamovich I V 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 065003
- [10] Yatou S, Gleizer J Z, Levko D, Vekselman V, Gurovich V, Hupf E, Hadas Y, Krasik Y E 2011 *Europhys. Lett.* **96** 65001
- [11] Shao T, Wang R X, Zhang C, Yan P 2018 *High Volt.* **3** 14
- [12] Kunhardt E E, Byszewski W W 1980 *Phys. Rev. A* **21** 2069
- [13] Zhang C, Gu J W, Wang R X, Ma H, Yan P, Shao T 2016 *Laser Part. Beams* **34** 43
- [14] Frankel S, Highland V, Sloan T, Dyck O V, Wales W 1966 *Nucl. Instrum. Method* **44** 345
- [15] Bratchikov V B, Gagarinov K A, Kostyrya I D, Tarasenko V F, Tkachev A N, Yakovlenko S I 2007 *Tech. Phys.* **52** 856
- [16] Byszewski W W, Reinhold G 1982 *Phys. Rev. A* **26** 2826
- [17] Kostyrya I D, Tarasenko V F 2015 *Plasma Phys. Rep.* **41** 269
- [18] Tarasenko V F 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 034001
- [19] Beloplotov D V, Tarasenko V F, Shklyayev V A, Sorokin D A 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 304001
- [20] Levko D 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 083303
- [21] Babaeva N Y, Zhang C, Qiu J T, Hou X M, Tarasenko V F, Shao T 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 085008
- [22] Kozhevnikov V Y, Kozyrev A V, Semeniuk N S 2015 *Europhys. Lett.* **112** 15001
- [23] Huang B D, Zhang C, Ren C H, Shao T 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 114002
- [24] Ivanov S N 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 285201
- [25] Levko D 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 083303

- [26] Langdon A B, Cohen B I, Friedman A 1983 *J. Comput. Phys.* **51** 107
- [27] Ivanov S N, Lisenkov V V 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 103304
- [28] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer) pp69–70
- [29] Wang H Y, Jiang W, Wang Y N 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 045023
- [30] Friedman A 1990 *J. Comput. Phys.* **90** 292
- [31] Nanbu K 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 971
- [32] Kossyi I A, Kostinsky A Y, Matveyev A A, Silakov V P 1992 *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 207
- [33] *Lxcat Program of IST-Lisbon Database* <https://lxcat.net/> [2022-10-10]
- [34] Jiang W, Wang H Y, Bi Z H, Wang Y N 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 035013
- [35] Vahedi V, Surendra M 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 179
- [36] Li Y T, Fu Y Y, Liu Z G, Li H D, Wang P, Luo H Y, Zou X B, Wang X X 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 045027
- [37] Mesyats G A, Yalandin M I, Zubarev N M, Sadykova A G, Sharypov K A 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 063501
- [38] Tarasenko V F, Yakovlenko S I 2004 *Physics-Uspekhi* **47** 887
- [39] Zhang C, Ma H, Shao T, Xie Q, Yang W J, Yan P 2014 *Acta Phys. Sin.* **638** 085208 (in Chinese) [章程, 马浩, 邵涛, 谢庆, 杨文晋, 严萍 2014 物理学报 **638** 085208]
- [40] Zubarev N M, Ivanov S N 2017 *Plasma Phys. Rep.* **44** 445
- [41] Naidis G V, Tarasenko V F, Babaeva N Y, Lomaev M I 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 013001
- [42] Shao T, Tarasenko V F, Zhang C, Kostyrya I D, Jiang H, Xu R, Rybka D V, Yan P 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 066001
- [43] Askaryan G A 1975 *Proc. (Tr.) P. N. Lebedev Phys. Inst. (USSR) (Engl. Transl.)* **66** 66
- [44] Kozhevnikov V Y, Kozyrev A V, Semeniuk N S 2017 *Russ. Phys. J.* **60** 1425

## Mechanism of runaway electron generation in nanosecond pulsed plate-plate discharge at atmospheric-pressure air\*

Xiao Jiang-Ping<sup>1)</sup> Dai Dong<sup>1)†</sup> Victor F. Tarasenko<sup>2)</sup> Shao Tao<sup>3)</sup>

1) (School of Electric Power, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

2) (Institute of High Current Electronics, Russian Academy of Sciences, Tomsk 634055, Russia)

3) (Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

( Received 20 December 2022; revised manuscript received 19 March 2023 )

### Abstract

Classical discharge theory (Townsend theory and streamer theory) has limitations in explaining nanosecond pulsed gas discharge. In recent years, the research on nanosecond pulsed gas discharge theory based on the high-energy runaway electrons has attracted extensive attention. But so far, there have been few studies of the generation mechanism of runaway electrons in atmospheric-pressure-air nanosecond pulsed plate-to-plate discharge, which seriously hinders the application and development of nanosecond pulse discharge plasma. In this paper, a one-dimensional implicit particle-in-cell/Monte Carlo collision (PIC/MCC) model is developed to investigate the mechanism of runaway electron generation and breakdown in a 1 mm-long atmospheric-pressure-air gap between the plate electrode and plate electrode driven by a negative nanosecond pulse voltage with an amplitude of 20 kV. The results show that under the influence of space charge dynamic behavior, the electric field enhancement region appears between the plate electrode and plate electrode, so that electrons can satisfy the electron runaway criteria and behaves in the runaway mode. In addition, it is also observed that the pre-ionization effect of the runaway electrons in front of the discharge channel can cause the secondary electron avalanches. As the secondary electrons avalanche and the discharge channel continues to converge, the discharge is guided and accelerated, eventually leading to the breakdown of the air gap. This study further reveals the mechanism of nanosecond pulsed plate-plate discharge, expands the basic theory of nanosecond pulsed gas discharge, and opens up new opportunities for the application and development of nanosecond pulsed discharge plasma.

**Keywords:** nanosecond pulse discharge, runaway electron, electric field enhancement, pre-ionization

**PACS:** 52.20.-j, 52.25.Jm, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222409

\* Project supported by the National Key Research and Development Plan of China (Grant No. 2021YFE0114700) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51877086).

† Corresponding author. E-mail: [ddai@scut.edu.cn](mailto:ddai@scut.edu.cn)



大气压空气纳秒脉冲板-板放电中逃逸电子产生机理

肖江平 戴栋 Victor F. Tarasenko 邵涛

**Mechanism of runaway electron generation in nanosecond pulsed plate-plate discharge at atmospheric-pressure air**

Xiao Jiang-Ping Dai Dong Victor F. Tarasenko Shao Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 105201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222409

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222409>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

基于电致伸缩效应的水中纳秒脉冲放电起始机制

Initiation of nanosecond-pulsed discharge in water: Electrostriction effect

物理学报. 2021, 70(2): 024701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201048>

大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge

物理学报. 2021, 70(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202246>

大气压甲烷针-板放电等离子体中粒子密度和反应路径的数值模拟

Numerical simulation on particle density and reaction pathways in methane needle-plane discharge plasma at atmospheric pressure

物理学报. 2018, 67(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172192>

脉冲电压上升沿对He 大气压等离子体射流管内放电发展演化特性的影响

Effects of pulse voltage rising edge on discharge evolution of He atmospheric pressure plasma jet in dielectric tube

物理学报. 2022, 71(2): 025202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210470>

高压纳秒脉冲电场的细胞器生物电效应综述

A review on bioelectrical effects of cellular organelles by high voltage nanosecond pulsed electric fields

物理学报. 2022, 71(6): 068701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211850>

常压针-板放电等离子体密度演化

Evolution of electron density of pin-to-plate discharge plasma under atmospheric pressure

物理学报. 2021, 70(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201790>