

氮气开关流柱形成过程的理论研究

周前红 董志伟 简贵胄 周海京

Theoretical study on the stream formation in the nitrogen switch

Zhou Qian-Hong Dong Zhi-Wei Jian Gui-Zhou Zhou Hai-Jing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 205206 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.205206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.205206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铷原子耦合光频率近共振时的电磁感应透明

[Electromagnetically induced transparency in a near-resonance coupling field](#)

物理学报.2015, 64(15): 154208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154208>

基于数字相干叠加的相干光正交频分复用系统中光纤非线性容忍性研究

[Fiber nonlinearity tolerance research of coherent optical orthogonal frequency division multiplexed system based on digital coherent superposition](#)

物理学报.2015, 64(14): 144203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144203>

有源环形谐振腔辅助滤波的单模光电振荡器

[Single mode optoelectronic oscillator assisted by active ring resonance cavity filtering](#)

物理学报.2015, 64(4): 044202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044202>

MoS₂ 纳微薄膜激光非线性透射的调控研究

[Research on the controllable nonlinear laser transmission properties of MoS₂ nano-micron film](#)

物理学报.2015, 64(3): 034214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034214>

超短超强激光导引及对电子加速的影响

[Ultra-short ultra-intense laser guiding and its influence on electron acceleration](#)

物理学报.2012, 61(16): 165201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.165201>

氮气开关流柱形成过程的理论研究*

周前红^{1)2)†} 董志伟¹⁾ 简贵胄³⁾ 周海京¹⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) (高功率微波技术重点实验室, 绵阳 621900)

3) (北京微电子技术研究所, 北京 100076)

(2015年2月12日收到; 2015年6月3日收到修改稿)

使用蒙特卡罗-粒子模拟方法对氮气开关中的流柱形成过程进行模拟, 并结合计算结果对其进行理论分析。发现在流柱击穿发生前(即空间电荷场远小于本底电场), 等离子体的电离频率、电子平均能量及其迁移速度等都近似为常数, 因此可以解析求解电子数密度方程对等离子体的演化行为进行分析。在击穿发生后, 随机碰撞过程会破坏初始等离子体区域分布的对称性, 并出现分叉的等离子体区域结构。在放电过程中, 随着等离子体密度增加, 其内部基本保持电中性且电场不断减小, 靠近阴阳极两端电荷分离产生的净电荷密度不断增加, 场强也不断增加, 且靠近阳极端的电荷密度(绝对值)和场强都大于阴极端。通过改变极板间电压发现, 平均电子能量随极板间场强增加而增加, 电子迁移速度随着场强近似线性增加, 电离频率随场强的变化快慢介于 E^4 与 E^5 之间。

关键词: 氮气气体开关, 流柱击穿, 蒙特卡罗-粒子模拟

PACS: 52.65.Pp, 52.65.Rr, 52.80.Mg

DOI: 10.7498/aps.64.205206

1 引言

纳秒与亚纳秒氮气气体火花开关由于其自身的优势被广泛用于各种脉冲功率源中^[1-3]。目前, 对高场强下氮气气体开关的快(纳秒量级)击穿过程并没有太多研究。已有文献对大气压下的氮气击穿研究主要集中在对氮气介质阻挡放电的气体温度、放电模式等的实验研究和相关放电特性的数值模拟^[4]。对于氮气气体开关, 除了少量文献使用简化模型对气体开关的击穿过程进行描述外^[5], 大量文献主要在实验上测量气体开关的导通延时、抖动性及可重复性等方面^[6-9], 对氮气气体开关的具体击穿过程还很难做到定量的理论描述, 相关击穿过程的细节也缺乏细致的理论研究。气体开关放电过程属于高气压(1 atm或更高)气体放电, 具有电子

碰撞频率高(10^{12} Hz)、平均自由程短(10^{-6} m), 击穿发生的时间短(10^{-9} s), 物理过程复杂(包括极板二次电子发射、种子电子产生、电子雪崩过程、空间电荷效应及电子与氮气分子的各种碰撞过程)等特点^[1,10]。在种子电子产生后, 气体火花开关的击穿过程为流柱击穿。对于流柱击穿过程, 早期研究者主要使用流体模型对其进行了数值模拟研究^[11], 但由于流柱击穿头部高的电场梯度、非电中性及逃逸(runaway)电子的存在, 使用流体模拟并不能很好地描述这一过程^[12], 也无法描述流柱在发展过程中的分叉过程。而多反应过程、高碰撞频率决定了使用蒙特卡罗-粒子模拟(PIC-MCC)方法需要庞大的计算资源^[13]。这些都直接导致了气体开关数值模拟和理论研究较少, 而实验上关于开关导通时间及电压等的测量也主要得到一些规律, 很难给出细节过程和物理机理解释。因此需要对氮气气体

* 国家重点基础研究发展规划(批准号: 2013CB328904)、国家自然科学基金(批准号: 11105018, 11305015, 61201113, 11475155)和国防基础科研计划(批准号: B1520132018)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: zhou_qianhong@iapcm.ac.cn

开关的流柱击穿过程进行细致的模拟研究。

本文使用 PIC-MCC 方法对氮气气体开关的流柱击穿过程进行模拟, 为了减少模拟的计算量, 模拟使用 2D3V(空间二维, 速度三维)模型。第一部分简要介绍电子与氮气分子的碰撞截面; 第二部分对模型进行介绍; 第三部分分析计算结果; 第四部分是总结以及对结果的讨论。

2 电子与氮气分子的碰撞截面

本文在模拟中考虑了电子与氮气分子的 47 个碰撞过程, 包括弹性碰撞、转动激发、振动激发、电子态激发、电离。其中弹性碰撞、氮气各转动激发和电离的能量阈值如下:

- 1) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$;
- 2) $e + N_2 \rightarrow e + N_2(\text{rot})$, $E = 0.02$ eV;
- 3) $e + N_2 \rightarrow e + e + N_2^+$, $E = 15.581$ eV.

15 个振动激发过程及能量阈值如下:

- 4) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB V1), $E = 0.2889$ eV;
- 5) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 2V1), $E = 0.5742$ eV;
- 6) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 3V1), $E = 0.8559$ eV;
- 7) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 4V1), $E = 1.1342$ eV;
- 8) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 5V1), $E = 1.4088$ eV;
- 9) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 6V1), $E = 1.6801$ eV;
- 10) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 7V1), $E = 1.9475$ eV;
- 11) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 8V1), $E = 2.2115$ eV;
- 12) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 9V1), $E = 2.4718$ eV;
- 13) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 10V1), $E = 2.7284$ eV;
- 14) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 11V1), $E = 2.9815$ eV;
- 15) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 12V1), $E = 3.231$ eV;
- 16) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 13V1), $E = 3.4769$ eV;
- 17) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 14V1), $E = 3.7191$ eV;
- 18) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (VIB 15V1), $E = 3.9576$ eV.

29 个电子态激发过程及能量阈值如下:

- 19) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A3 SIG $V = 0$ —4),
 $E = 6.725$ eV;
- 20) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A3 SIG $V = 5$ —9),
 $E = 7.36$ eV;
- 21) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B3 PI $V = 0$ —3),
 $E = 7.744$ eV;
- 22) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (W3 DEL $V = 0$ —5),
 $E = 8.05$ eV;

- 23) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A3 SIG $V = 10$ —21),
 $E = 8.217$ eV;
- 24) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B3 PI $V = 4$ —16),
 $E = 8.451$ eV;
- 25) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (W3 DEL $V = 6$ —10),
 $E = 8.729$ eV;
- 26) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A1 PI $V = 0$ —3),
 $E = 8.95$ eV;
- 27) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B13 SIG $V = 0$ —6),
 $E = 8.974$ eV;
- 28) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A1 SIG $V = 0$ —6),
 $E = 9.191$ eV;
- 29) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (W3 DEL $V = 11$ —19),
 $E = 9.562$ eV;
- 30) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (W1 DEL $V = 0$ —5),
 $E = 9.59$ eV;
- 31) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A1 PI $V = 4$ —15),
 $E = 9.665$ eV;
- 32) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B3 SIG $V = 7$ —18),
 $E = 9.933$ eV;
- 33) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A1 SIG $V = 7$ —19),
 $E = 10.174$ eV;
- 34) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (W1 DEL $V = 6$ —18),
 $E = 10.536$ eV;
- 35) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (C3 PI $V = 0$ —4),
 $E = 11.188$ eV;
- 36) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (E3 SIG), $E = 11.875$ eV;
- 37) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (A1 SIG $V = 0$ —1),
 $E = 12.289$ eV;
- 38) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B1 PI $V = 0$ —6),
 $E = 12.771$ eV;
- 39) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (C1 SIG $V = 0$ —3),
 $E = 12.95$ eV;
- 40) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (G3 PI $V = 0$ —3),
 $E = 13.001$ eV;
- 41) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (C31 PI $V = 0$ —3),
 $E = 13.093$ eV;
- 42) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (F3 PI $V = 0$ —3),
 $E = 13.174$ eV;
- 43) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B1 SIG $V = 0$ —10),
 $E = 13.371$ eV;
- 44) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B1 PI $V = 7$ —14),
 $E = 13.382$ eV;

- 45) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (O31 PI $V = 0 - 3$),
 $E = 13.564$ eV;
 46) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (B1!1 SIG $V = 10 - H$),
 $E = 14$ eV;
 47) $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ (SUM SINGLETS),
 $E = 14.2$ eV.

具体的各碰撞截面数据可以参见文献[14—16]和数据库[17].

3 计算模型

3.1 PIC方法描述

带电粒子运动满足牛顿运动方程:

$$\frac{d}{dt}(m\gamma\mathbf{v}) = q\mathbf{E}; \quad (1)$$

速度定义式为

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}; \quad (2)$$

粒子单位静止质量的动量为

$$\mathbf{u} = \gamma\mathbf{v}; \quad (3)$$

相对论因子 γ 满足

$$\begin{aligned} \gamma &= 1/\sqrt{1 - (v/c)^2} \\ &= \sqrt{1 + (u/c)^2}; \end{aligned} \quad (4)$$

其中, m 和 q 分别为粒子的静止质量和电量, 矢量 \mathbf{v} 为粒子运动速度, 矢量 \mathbf{x} 为粒子位移, c 为光速. 虽然在模拟中考虑了相对论效应, 但对于本文研究的氮气气体开关, 模拟发现只有少量电子的最高能量能达到 10^2 eV 量级; 而对于 1 keV 的电子, 其相对论因子为 $\gamma \approx 1.002$, 因此在本文中电子的相对论效应可以忽略. 矢量 \mathbf{E} 为作用在粒子上的电场强度, 可由泊松方程

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad \nabla^2\phi = -\rho/\varepsilon_0 \quad (5)$$

求出, 其中 ϕ 为电势, ρ 为空间电荷密度, ε_0 为真空介电常数.

对(1)和(2)式进行离散, 并利用(3)和(4)式的关系, 就可对粒子运动进行离散数值求解. 对(1)式进行离散, 可以得到

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{u}^{n-1/2}}{h_t} = \frac{q}{m}\mathbf{E}^n; \quad (6)$$

同样对(2)式进行离散, 可以得到

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{h_t} = \frac{\mathbf{u}^{n+1/2}}{\gamma^{n+1/2}}; \quad (7)$$

其中, h_t 为时间步长, 位移 \mathbf{x} 定义在时刻 $t = nh_t$, 动量 \mathbf{u} 定义在时刻 $t = (n + 1/2)h_t$.

3.2 电子与中性气体分子碰撞的MCC方法描述

在 Δt 时间内电子碰撞气体分子概率为

$$P_{c,e} = 1 - \exp[-N\delta_{c,e}(\varepsilon_e)v_e\Delta t], \quad (8)$$

其中, N 为中性气体分子密度, 本文研究室温下一个大气压氮气的碰撞电离过程, 因此取 $N = 2.6 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$; ε_e 为电子碰撞能量, v_e 电子碰撞速率, $\delta_{c,e}$ 为电子总碰撞截面.

产生一个随机数 $R \in [0, 1]$, 若 $P_{c,e} \geq R$, 则认为电子碰撞中性气体分子过程产生. 电子总碰撞截面 $\delta_{c,e}$ 满足

$$\delta_{c,e} = \delta_{\text{elastic},e} + \delta_{\text{excitation},e} + \delta_{\text{ionization},e}, \quad (9)$$

其中, $\delta_{\text{elastic},e}$, $\delta_{\text{excitation},e}$, $\delta_{\text{ionization},e}$ 分别为电子与中性粒子的弹性、激发以及电离碰撞截面. 至于发生何种碰撞, 由下面的随机数判定.

3.2.1 电子与中性粒子的弹性碰撞

产生条件: 对于随机数 $R \in [0, 1]$, 若存在满足 $R \in [0, \delta_{\text{elastic},e}/\delta_{c,e}]$, 则产生该类碰撞. 电子与中性粒子弹性碰撞时, 入射电子动能的变化量为

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_e &= \frac{1}{2}m_e v_e'^2 - \frac{1}{2}m_e v_e^2 \\ &= -K_{\text{en}}(1 - \cos\chi)(\varepsilon_e - \varepsilon_n), \end{aligned} \quad (10)$$

其中, $K_{\text{en}} = 2m_e m_n / (m_e + m_n)^2$, m_e 和 m_n 分别为电子和中性气体分子静止质量; v_e' 和 v_e 分别为入射后和入射前电子的速率; 电子动能 ε_e 远大于中性气体分子动能 ε_n , 即 $\varepsilon_e \gg \varepsilon_n$. 所以, (10) 式可以化简为

$$\Delta\varepsilon_e = -\frac{2m_e m_n (1 - \cos\chi)}{(m_e + m_n)^2} \left(\frac{1}{2}m_e v_e^2 \right). \quad (11)$$

由于 $m_n \gg m_e$, 对(11)式化简后可得

$$v_e' = v_e \sqrt{1 - \frac{2m_e (1 - \cos\chi)}{m_n}}. \quad (12)$$

由此, 电子弹性碰撞后的能量损失为

$$\Delta\varepsilon_e = \frac{2m_e}{m_i} (1 - \cos\chi) \varepsilon_e, \quad (13)$$

考虑到 $m_n \gg m_e$, 计算时可以认为电子是理想弹性碰撞, 其碰撞前后能量保持不变, 只是方向发生改变. χ 为质心系下的散射角, 可由下面公式求出:

$$\cos \chi = \frac{2 + \varepsilon_e - 2(1 + \varepsilon_e)^R}{\varepsilon_e}, \quad (14)$$

其中, R 为随机数, 满足 $R \in [0, 1]$; ε_e 为电子入射能量.

散射后电子运动方向与 z 轴夹角 θ' 为

$$\cos \theta' = \cos \theta \cos \chi + \sin \theta \sin \chi \cos \varphi, \quad (15)$$

其中, θ 为碰撞前电子运动方向与 z 轴夹角, 方位角 φ 在 $[0, 2\pi]$ 均匀分布, $\varphi = 2\pi R$, 随机数 R 满足 $R \in [0, 1]$.

3.2.2 电子与中性粒子的激发碰撞

产生条件: 由随机数 $R_5 \in [0, 1]$, 若存在满足

$$R_5 \in \left[\frac{\delta_{\text{elastic},e}}{\delta_{c,e}}, \frac{(\delta_{\text{elastic},e} + \delta_{\text{excitation},e})}{\delta_{c,e}} \right],$$

则产生该类碰撞.

碰撞后电子的能量为

$$\varepsilon'_e = \varepsilon_e - \varepsilon_{\text{exc}}, \quad (16)$$

其中, ε_e 为电子碰撞前的入射能量, ε_{exc} 为电子激发阈值能量. 对于电子碰撞后散射角的处理方式与电子弹性碰撞相同.

3.2.3 电子与中性粒子的电离碰撞

产生条件: 由随机数 $R \in [0, 1]$, 若存在满足 $R \in [(\delta_{\text{elastic},e} + \delta_{\text{excitation},e})/\delta_{c,e}, 1]$, 则产生该类碰撞. 由能量守恒可得

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{scattered},e} + \varepsilon_{\text{created},e} + \varepsilon_{\text{created},i} \\ = \varepsilon_{\text{incident},e} - \varepsilon_{\text{ionization}} + \varepsilon_{\text{neutral}}. \end{aligned} \quad (17)$$

由于 $m_e \ll m_i \approx m_n$, 则有 $\varepsilon_{\text{created},i} \approx \varepsilon_{\text{neutral}}$, 于是 (17) 式可以进一步简化为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{scattered},e} + \varepsilon_{\text{created},e} \\ = \varepsilon_{\text{incident},e} - \varepsilon_{\text{ionization}}. \end{aligned} \quad (18)$$

散射电子和新电子能量由入射电子扣除损耗电离能后的能量进行随机分配, 新电子和被散射的电子运动方向随机决定. 散射电子能量为

$$\varepsilon_{\text{scattered},e} = (\varepsilon_{\text{incident},e} - \varepsilon_{\text{ionization}}) R, \quad (19)$$

新生电子能量为

$$\varepsilon_{\text{created},e} = (\varepsilon_{\text{incident},e} - \varepsilon_{\text{ionization}}) (1 - R), \quad (20)$$

其中, R 为随机数, 满足 $R \in [0, 1]$. 新生离子能量从具有中性气体温度的 Maxwell 分布取样, 运动方向随机决定.

3.3 PIC-MCC 方法描述

PIC-MCC 程序的计算流程在很多文献中都有介绍 [13,18]. 首先, 将位于网格点上电场分量利用 PIC 插值方法权重到粒子位置计算出粒子受力; 而后根据粒子受力和初始位置, 利用 Newton 方程推进粒子, 得到粒子速度和新位置; 接着判断粒子是否到达边界被吸收或是否发射新粒子; 若存在粒子碰撞, 则进入 MCC 过程, 判断粒子是否产生某类碰撞, 若产生则计算其碰撞后的速度; 而后, 根据 PIC 方法插值权重各个粒子到网格结点和棱心位置, 计算电荷密度和电流密度; 最后, 运用 GMRES 迭代方法求解泊松方程, 更新电场分量. 重复上述过程即进入下一个时间步的计算.

目前使用 MCC 主要考虑电子与氮气分子的碰撞. 其中, 电子与氮气分子的碰撞包括: 弹性碰撞、转动激发碰撞、振动激发碰撞、电子态激发碰撞和电离碰撞.

3.4 模型假设和计算区域

由于电子与氮气分子的碰撞过程很多, 使用 PIC-MCC 方法计算 47 个碰撞过程所需计算量比较大. 本文在模拟中不考虑本底分子的运动过程, 只考虑电子与氮气离子的运动; 不考虑各碰撞激发对分子的影响, 只考虑各激发碰撞过程对电子能量、动量的影响. 为了研究物理规律, 我们对几何模型进行简化, 只考虑平板电极的气体击穿过程, 并对其进行 2D3V (空间二维、速度三维) 模拟. 图 1 给出了二维模拟区域示意图. 为了研究流柱形成过程, 使用最简单的平板电极模型, 在阴极表面附近中心区域放置少量的初始电子, 在两极板加上给定直流电压; 这里只研究流柱纳秒击穿过程, 不考虑外加电压脉冲波形变化对击穿过程的影响, 为了简单取 CD 电压为零, AB 取给定的负电压; 边界 AD , BC 取电场法向为零边界条件. 由于本文研究 1 atm 氮气的击穿过程, 因此不考虑二次电子发射过程的影响, 对计算区域边界 $ABCD$ 取吸收边界, 即认为电子和氮气离子遇到计算区域边界后消失.

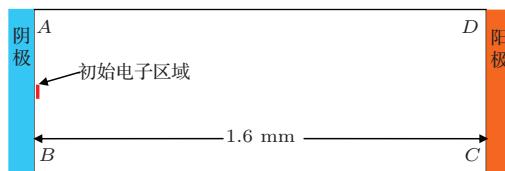


图 1 二维模拟区域示意图

Fig. 1. Computational domain.

为了简单,本文没有考虑光电离对流柱产生过程的影响、电极表面二次电子发射等对气体开关击穿过程的影响.计算区域为 $0.6 \text{ mm} \times 1.6 \text{ mm}$,空间网格步长取为 $\Delta z = 2 \times 10^{-6} \text{ m}$,时间步长为 $\Delta t = 10^{-13} \text{ s}$.选取初始种子电子的分布在 $0.01 \text{ mm} \times 0.04 \text{ mm}$ 的区域,初始电子区域距离阴极表面为 0.01 mm .初始电子数为1000个,初始宏粒子数目为1000个,即初始时刻每个宏粒子的权重为1.雪崩电离过程中电子数不断增加,为了减少计算资源,在计算过程中不断合并宏粒子,从而有些宏粒子的权重不断增加.

4 计算结果

4.1 等离子体流柱的发展过程

现在分析两极板电压为16000 V时(即计算区域内场强为 10 MV/m)氮气气体开关中等离子体流柱的发展过程.在放电开始阶段,由于电子和氮离子电荷产生的电场远小于极板所加电场,因此所有电子所在处的场强相同,此时电子数密度方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla n_e - v_d n_e) + v_i n_e, \quad (21)$$

式中的扩散系数 D 、电离频率 v_i 、迁移速度 v_d 为常数,有解析解(二维):

$$n_e = At^{-1} \exp \left(v_i t - \frac{(x - v_d t)^2 + r^2}{4Dt} \right), \quad (22)$$

(22)式给出电子数密度分布区域为一圆形,这可从图2(a)看出.图2给出了不同时刻电子和氮气离子的分布图.从图2(a)中可以发现,在圆形电子区域的中心电荷密度最高,由于模拟中网格中宏粒子总数的控制,超过限制数目的宏粒子将被合并,使得在该中心区域的宏粒子权重很大.从图2中可以发现,由于整个计算区域和初始电子数密度关于 $y = 0$ 对称,因此,在计算的开始阶段,电子分布都具有空间对称性(如图2(a)和图2(b)所示).但是随着电荷密度的增加,在流柱击穿发生后,随机的碰撞过程会破坏这种对称性,如图2(c)所示.从图2(c)可以发现,随着时间的推移,等离子体头部区域会出现分叉.有关流柱发展过程中的分叉现象在实验上已经有大量的研究.由于氮气的质量较大,在模拟的时间尺度内很难离开产生区域,故在放电的初始阶段氮气的分布区域为带有圆形头部的三角形区域(这里未给出分布图).从图2(d)可以发现,氮气分布前半部分($x > 0.5 \text{ mm}$)与电子分布基本相同,在 $x < 0.5 \text{ mm}$ 的区域内其分布为三角形区域.从图2还可以发现,随着时间增加,在放电区域前部的等离子体密度不断增加.

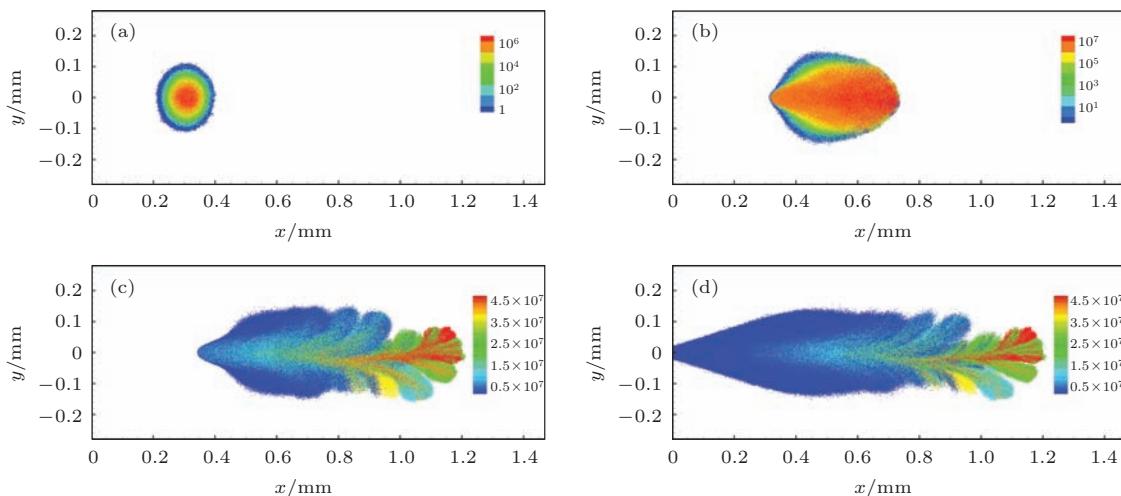


图2 (网刊彩色) 不同时刻电子(a), (b), (c) 和氮气离子(d) 的分布 (a) 0.5 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.02 ns; (d) 1.02 ns; 图中的图例分别为电子和离子的宏粒子权重

Fig. 2. (color online) Space distributions of electron at (a) 0.5 ns, (b) 0.8 ns, (c) 1.02 ns, and nitrogen ion at (d) 1.02 ns. The legend shows the weight of macro-electrons and macro-ions.

图3给出了不同时刻电荷密度和场强($E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$)的空间分布. 从图3左列不同时刻的空间电荷密度分布可以发现, 在等离子体区域内部基本上为电中性, 电荷分离出现在等离子体区域沿着场强方向的两端, 且随着时间的推移, 由于雪崩电离产生等离子体密度的不断增强, 电荷分离也不断增强. 由于电子的质量远小于离子的质量, 因此在等离子体区域靠近阳极的一端, 聚集着大量的电子, 空间电荷为负; 而在靠近阴极的一侧, 剩有大量 的氮气离子, 因此空间电荷为正. 且计算中发现, 靠近阳极一端的最大负电荷密度绝对值大于靠近阴极一端的正电荷密度. 例如, $t = 0.8$ ns时, 图3(c)中最低负电荷密度为 -23.6 C/m², 而最高正电荷密度为 13.2 C/m²; $t = 1.02$ ns时, 图3(e)中最大负电荷密度为 -44.6 C/m², 而最高正电荷密度为 22.6 C/m². 在放电的过程中, 两端的空间电荷密度也在不断增强, 这也使得空间电荷产生的场不断增强, 如图3右列所示. 从图3右列可以看出, 随着

时间增加, 由于等离子体密度不断增加, 使得等离子体区域内部的场强不断减小.

为了更清楚地看出流柱击穿过程中计算区域内的场强变化, 图4给出了不同时刻y轴上的场强分布, 由于对称性, y轴上的场强为 $E = E_x$. 从图4可以发现, 在 0.1 ns时, 放电起始阶段等离子体密度较低, 未能影响空间场强分布; 当 0.5 ns时, 等离子体空间电荷产生的电场使得等离子体内部场强降低40%; 当 $t = 0.8$ ns时, 空间电荷产生的电场使得等离子体区域内部场强降低80%, 等离子体头部的场强增强到本底场强的两倍. 随着时间增加, 空间电荷引起的场强不断增加. 从图4还可以看出, 在等离子体区域, 由于等离子体的屏蔽作用, 场强很小; 而在等离子体的两端, 场强都相对于本底电场增加. 由于靠近阳极端, 电荷密度绝对值大于靠近阴极端, 因此等离子体头部(靠近阳极端)的场强高于等离子体阴极端.

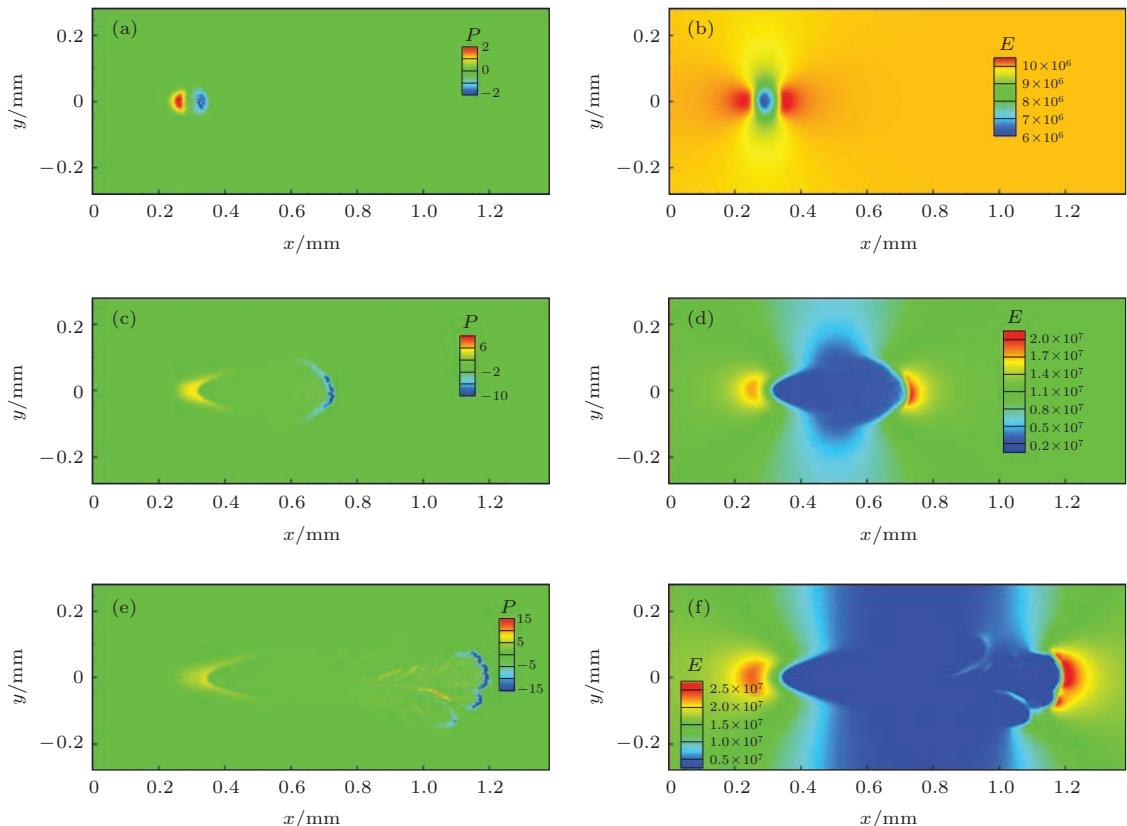


图3 (网刊彩色) 不同时刻电子的电荷密度(a), (c), (e) 及场强分布(b), (d), (f): (a), (b), 0.5 ns; (c), (d), 0.8 ns; (e), (f), 1.02 ns; 电荷密度的单位为 C/m²; 场强的单位为 V/m

Fig. 3. (color online) Space distributions of the charge density at (a) 0.5 ns, (c) 0.8 ns, (e) 1.02 ns and the electric field at (b) 0.5 ns, (d) 0.8 ns, (f) 1.02 ns. The unit of charge density and electric field are C/m² and V/m, respectively.

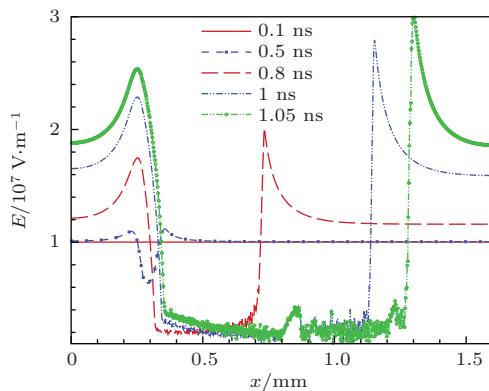


图4 (网刊彩色) 16000 V、初始电子数为1000时, y 轴上的场强分布

Fig. 4. (color online) The electric field distribution along y axis for 16000 V and initial electron number of 1000.

4.2 电压对开关击穿的影响

极板电压直接决定场强的大小, 而场强直接决定了电离频率, 因此极板电压影响流柱击穿发生的时间. 图5给出了10000 V、初始电子数为1000时, y 轴上的场强分布. 可以发现, 空间电荷起作用的时间远小于图4中16000 V的情况. 在1.5 ns时, 空间电荷产生的电场约为本底电场的2%; 当2.5 ns时, 空间电场达到本底场强的1/2. 随着时间增加, 空间电荷引起的场强不断增加.

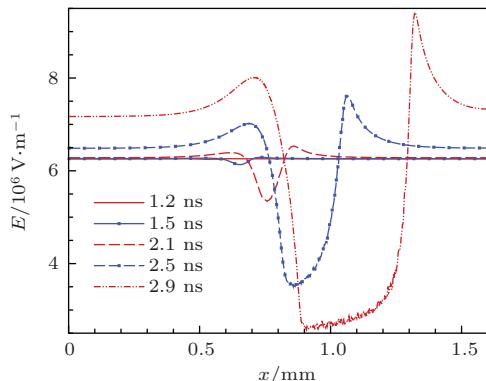


图5 (网刊彩色) 10000 V、初始电子数为1000时, y 轴上的场强分布

Fig. 5. (color online) The electric field distribution along y axis for 10000 V and initial electron number of 1000.

我们还对7000, 8000, 12000 V的情况进行了模拟, 图6给出了不同电压条件下, 电子数随时间的变化. 可以看出, 在电荷电场远小于本底电场时, 电子数随时间呈指数增加, 即(22)式中电离频率不变. 当电荷增加到一定数目时(图6中约为 10^{11} 个), 由于电荷产生的电场与外电场同量级, 此时

等离子体内部区域电子感受的电场减小(如图3和图7所示), 只有在等离子体边缘的电子能被有效加速实现碰撞电离, 因此总电子数的增长率减小(即图6中9000 V对应线的斜率在3.3 ns明显下降, 10000 V对应线的斜率在2.1 ns明显下降). 图6中电压为9000和10000 V两条线的斜率变化处即为流柱击穿发生时间.

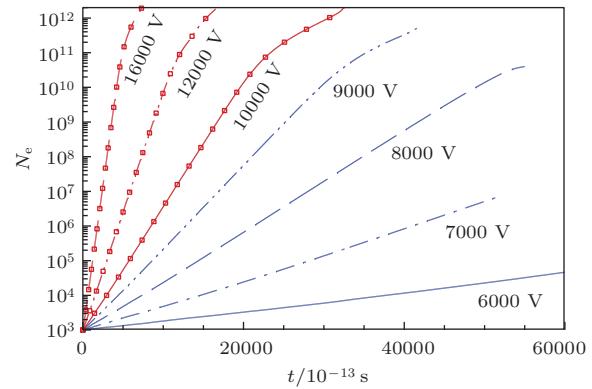


图6 不同电压下电子数随时间的变化

Fig. 6. Electron number versus time for different voltages.

可以根据图6中击穿发生前 $\log N_e$ 随时间变化的斜率求出不同电压对应的电离频率, 还可以由模拟结果得到不同电压下电子在电场中的迁移速度. 图7给出了电离频率 v_i 及电子迁移速度 v_d 随极板电压 V_{dc} 的变化. 由图7可以看出, 电子的迁移速度与极板电压(极板间场强)成正比, 这也与文献[10]中的结果符合; 而电离频率随电压非线性增加. 电离频率随场强的变化快慢介于 E^4 与 E^5 之间.

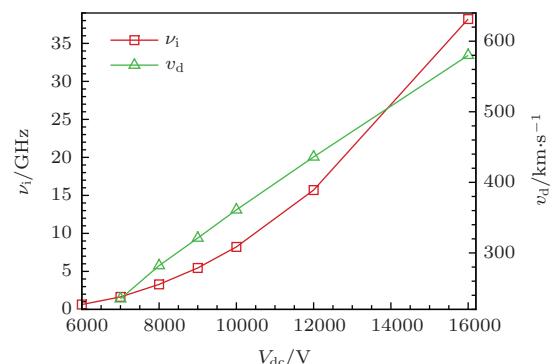


图7 流柱击穿前电离频率及电子迁移速度随电压的变化

Fig. 7. The ionization frequency and electron drift velocity versus voltage before streamer breakdown.

4.3 流柱击穿的理论分析

对于二维计算, 当电荷自产生场远小于外加场时, 由(22)式可得

$$\begin{aligned}
n_e &= At^{-1} \exp \left(v_i t - \frac{(x - v_d t)^2 + r^2}{4Dt} \right) \\
&= At^{-1} \exp \left(\alpha x - \frac{(x - v_d t)^2 + r^2}{4Dt} \right),
\end{aligned}$$

其中 $\alpha = v_i/v_d$ 为汤森电离系数. 对于二维模拟, 电子数为 N_e 的电子云在其周围产生的场强为

$$E' = \frac{eN_e}{2\pi r \varepsilon_0}. \quad (23)$$

一般击穿的判据为 $E' = E_0$ (E' 和 E_0 分别为电荷产生的电场和本底电场), 从数值模拟结果可以发现(如图2所示), 一般发生击穿时, 等离子体区域半径约为 1.8×10^{-4} m. 因此发生流柱击穿时的电子数为

$$N_e = \frac{E_0 2\pi r \varepsilon_0}{e}$$

表1 不同电压下的电离频率、迁移速度及电离系数

Table 1. The ionization frequency, electron drift velocity and ionization coefficient for different voltages.

极板电压/V	外加场强/MV·m ⁻¹	电离频率/GHz	迁移速度/km·s ⁻¹	电离系数/mm ⁻¹	流柱击穿距离/mm	流柱击穿时间/ns
7000	4.375	1.64	235	6.98	2.73	11.6
8000	5	3.29	282	11.7	1.63	5.79
9000	5.625	5.45	321	17	1.12	3.49
10000	6.25	8.2	361	22.7	0.84	2.32
12000	7.5	15.7	436	36	0.53	1.21
16000	10	38.2	580	65.9	0.29	0.50

由表1可以看出, 8000 V时, 流柱击穿距离为 1.63 mm, 稍大于极板间距. 因此可以推断, 对于极板间距为 1.6 mm 的氮气, 在我们的计算模型下, 发生流柱击穿的电压在 8000 V附近, 且应比 8000 V稍大.

4.4 电子平均能量

图8给出了极板电压为 10000 和 16000 V时, 电子平均能量 E_e 及电子数 N_e 随时间的变化. 电子平均能量是通过对整个计算区域内电子动能平均得到. 从图8中可以发现以下几个特点: 一是电子平均能量在很短的时间内 (10^{-12} — 10^{-11} s) 就能达到稳定状态, 这是由于氮气中存在大量转动能级, 在 1 eV附近, 电子平均能量弛豫频率约为 10^{11} — 10^{12} Hz (比电子碰撞频率低一个量级); 二是在放电初始阶段, 由于宏电子数少 (1000 个), 电子平均能量的抖动很大, 随着宏电子数的增加, 平均能量的抖动不断减小, 在流柱击穿发生前电子平

$$\begin{aligned}
&= \frac{3 \times 10^6 \times 2 \times 3.14 \times 1.8 \times 10^{-4} \times 8.854 \times 10^{-12}}{1.6 \times 10^{-19}} \\
&\approx 1.87 \times 10^{11},
\end{aligned} \quad (24)$$

这也和图6中的转折点处的电子数相对应.

由于 PIC-MCC 模拟需要大量的计算资源, 因此可以使用(24)式和电离频率计算击穿发生所需的时间; 也可以使用(24)式和电离系数计算击穿发生时电子云到阴极的距离. 表1给出了不同电压下的电离频率、迁移速度及电离系数. 从图7可以看出, 电离频率与近似场强的 4—5 次方成正比 ($\nu_i \propto E^4$ — $\nu_i \propto E^5$), 而迁移速度和场强成正比 ($v_d \propto E$). 由电离频率和迁移速度可以计算得到电离系数、流柱击穿时间及其距离, 如表1所列. 可以发现, 计算得到的击穿时间、距离与图5符合得很好.

均能量基本维持恒定值; 三是当电子数足够高时 (16000 V, 在 0.4 ns 处), 由于等离子体对电场的屏蔽作用, 在等离子体区域内部电场减弱, 因此该区域的电子能量减小, 从而导致整个区域的电子平均能量减少.

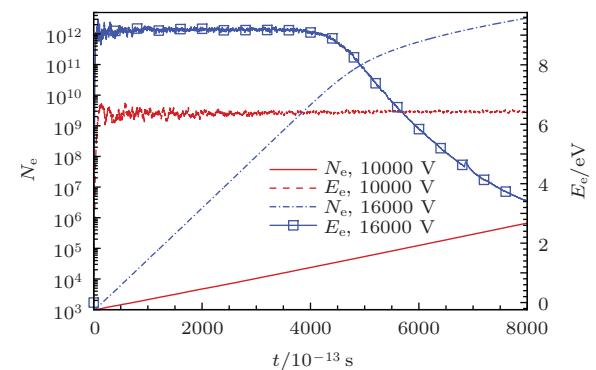


图8 (网刊彩色) 极板电压为 10000 和 16000 V 时, 电子平均能量及电子数随时间的变化

Fig. 8. (color online) The average electron energy and number versus time for 10000 and 16000 V.

5 结 论

在目前的计算资源条件下, 二维模拟能给出很好的物理图像和定性的物理结果. 但是需要对二维结果进行深入的理论分析, 才能对真实的物理过程有更定量化的认识. 基于目前的模拟结果, 可以得到以下几点结论: 一是在流柱击穿发生前(即空间电荷场远小于本底电场, $E' \ll E_0$), 等离子体的电离频率、电子平均能量及其迁移速度等都近似为常数, 因此可以根据电子数密度方程对等离子体的运动行为进行很好的估计; 二是在击穿发生后, 随机的碰撞过程会破坏初始等离子体区域分布的对称性, 并出现分叉的等离子体区域结构; 三是随着等离子体密度增加, 其内部基本保持电中性且电场不断减小, 靠近阴阳极两端电荷分离产生的净电荷密度不断增加, 场强也不断增加, 且靠近阳极端的电荷密度(绝对值)和场强都大于阴极端; 四是流柱击穿发生时间随极板间场强增加大幅减小, 击穿发生前电子平均温度随着极板间电场增加而增加, 电子迁移速度随着场强近似线性增加, 电离频率随场强的变化快慢介于 E^4 与 E^5 之间.

下面我们对计算结果进行简单的讨论.

1) 二维结果发生流柱击穿所需的电子数要大于三维

这点可以通过比较二维、三维高斯定理得出. 对于三维情况, 球状电子云周围的场强应为

$$E' = \frac{eN_e}{4\pi r^2 \epsilon_0}, \quad (25)$$

显然, (7)式给出流柱击穿 $E' = E_0$ 时的电子数目为

$$N_e = \frac{E_0 4\pi r^2 \epsilon_0}{e} = \frac{3 \times 10^6 \times 2 \times 3.14 \times (1.8 \times 10^{-4})^2 \times 8.854 \times 10^{-12}}{1.6 \times 10^{-19}} \approx 3.34 \times 10^7. \quad (26)$$

(26)式给出的电子数比二维的(24)式小近4个量级. 因此, 在相同的电离条件下, 三维流柱的产生时间小于二维模拟结果. 需要指出的是, 在不同的条件下, E_0 与 r 会有差异. (24)和(26)式只是给出了一个大致的估计.

2) 流柱击穿发生后, 二维模拟得到流柱前端的场强远小于三维

这可从导体周围场强依赖于金属表面的曲率来理解, 导体表面某处曲率半径越小, 则该处的场

强越大. 对于二维, 等离子体流柱相当于一导体板, 其顶端的场强一般可以增加几倍; 而对于三维, 等离子体流柱相当于一导体丝, 其顶端场强可以是附近本底场强的几十倍. 因此, 三维流柱产生后, 将大幅增加顶端场强, 从而使等离子体流柱快速发展.

3) 流柱击穿半径的变化

使用(24)式计算击穿阈值时, 将电子云半径取为常数. 而在实际放电过程中, 随着发生击穿时间的增加, 电子云半径不断增加. 由(22)式知:

$$r = 2\sqrt{Dt} = 2\sqrt{D \frac{\ln n_0}{v_i}},$$

显然, 场强越高, v_i 越大, 击穿时半径越小, 此时需要的 N_e 也就越少.

4) 初始电子数的影响

本文没有考虑初始电子数流柱击穿发生时间的影响. 但基于本文的模拟结果, 在击穿发生前, 初始电子数目不会影响电子碰撞电离的频率. 即对于一个初始电子数相差 N 倍的两种模型, 对于同一极板电压, 若都发生流柱击穿, 其击穿发生的时间相差为 $\ln N/v_i$; 击穿的距离增加 $\ln N/\alpha$. 例如, 对于 10000 V 的情况, 如果其初始电子为 1, 而不是 1000, 则可得其击穿所需的时间为 $2.32 + \ln 1000/8.2 \approx 3.16$ ns, 或击穿的距离为 $0.84 + \ln 1000/22.7 \approx 1.14$ mm.

参 考 文 献

- [1] Mesyats G A 2005 *Pulsed Power* (New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers)
- [2] Liu X S 2005 *High Pulsed Power Technology* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [刘锡三 2005 高功率脉冲技术 (北京: 国防工业出版社)]
- [3] Benford J, Swegle J A, Schamloglu E 2007 *High Power Microwaves* (New York: Taylor & Francis)
- [4] Luo H Y, Wang X X, Liang Z, Guang Z C, Wang L M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8739 (in Chinese) [罗海云, 王新新, 梁卓, 关志成, 王黎明 2010 物理学报 **59** 8739]
- [5] Li G P, Wang X X, Yuan J S 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 540 (in Chinese) [李桂萍, 王新新, 袁建生 2004 强激光与粒子束 **16** 540]
- [6] Yin Y, Liu J L, Zhong H H, Feng J H 2008 *Plasma Sci. Tech.* **10** 379
- [7] Mao J B, Wang X, Tang D, Lü H Y, Li C X, Shao Y H, Qin L 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 075112
- [8] Yeckel C, Curry R 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 093112
- [9] Welch D R, Rose D V, Thoma C, Clark R E, Miller C, Madrid E A, Zimmerman W R, Rambo P K, Schwarz J, Savage M, Atherton B W 2013 *Phys. Plasmas* **20** 083108

- [10] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer)
- [11] Ebert U, Saarloos W V 1997 *Phys. Rev. E* **55** 1530
- [12] Luque A, Ebert U 2011 *Phys. Rev. E* **84** 04641
- [13] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Control Fusion* **47** A231
- [14] Phelps A V, Pitchford L C 1985 *Phys. Rev. A* **31** 2932
- [15] Pitchford L C, Oneil S V, Rumble Jr J R 1981 *Phys. Rev. A* **23** 294
- [16] Itikawa Y, Hayashi M, Ichimura A, Onda K, Sakimoto K, Takayanagi K 1986 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **15** 985
- [17] <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>[2015.2.1]
- [18] Birdsall C K, Langdon A B 1991 *Plasma Physics via Computer Simulation* (Bristol: IoP Publishing)

Theoretical study on the stream formation in the nitrogen switch*

Zhou Qian-Hong^{1)2)†} Dong Zhi-Wei¹⁾ Jian Gui-Zhou³⁾ Zhou Hai-Jing¹⁾

1) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

2) (Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Mianyang 621900, China)

3) (Beijing Microelectronics Technology Institute, Beijing 100076, China)

(Received 12 February 2015; revised manuscript received 3 June 2015)

Abstract

The stream formation in a 1-atm nitrogen gas switch is investigated by the two-dimensional and three-velocity (2D3V) particles through the cell-Monte Carlo collision (PIC-MCC) simulation and theoretical analysis. For simplicity, two parallel plane electrodes of 0.6 mm width are separated by a distance of 1.6 mm. It is found that the analytical solution of the electron density equation can be used to study the evolution of the plasma before the stream breaks down, for the ionization frequency, mean electron energy and electron drift velocity are all constant. After the breakdown of the stream, random collisions destroy the symmetry of the plasma region and cause plasma to branch. As plasma density increases, the electric field inside the plasma region decreases due to the shielding effect. However, charge densities at both ends of the plasma region increase and the density at the anode end is larger than that at the cathode end, for the plasma exponentially grows as electrons move from the cathode toward the anode. This causes the electric field at the end of plasma near the anode to be larger than that near the cathode. It is found that the electrons can achieve their stable mean energy in several picoseconds due to the high transfer frequency (10^{11} – 10^{12} Hz) of the electron energy in the nitrogen plasma. After the breakdown of the stream, the mean electron energy decreases due to the decrease of the electron energies inside the plasma. By increasing the electrode voltage, it is found that the mean electron energy increases, the electron drift velocity increases linearly, and the variation rate of ionization frequency with electric field is in a range between E^4 and E^5 . Therefore, the time taking for breaking down the stream decreases with the increase of the electrode voltage.

Keywords: nitrogen gas switch, streamer breakdown, particle in cell-Monte Carlo simulation

PACS: 52.65.Pp, 52.65.Rr, 52.80.Mg

DOI: [10.7498/aps.64.205206](https://doi.org/10.7498/aps.64.205206)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105018, 11305015, 61201113, 11475155), and the National Defense Basic Research Program, China (Grant No. B1520132018).

† Corresponding author. E-mail: zhou_qianhong@iapcm.ac.cn