

介质部分填充平行平板传输线微放电过程分析

翟永贵 王瑞 王洪广 林舒 陈坤 李永东

Multipactor in parallel-plate transmission line partially filled with dielectric material

Zhai Yong-Gui Wang Rui Wang Hong-Guang Lin Shu Chen Kun Li Yong-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 157901 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180351

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180351>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[磁控溅射铂抑制镀银表面的二次电子发射](#)

Suppressing secondary electron emission from silver-plated surface by magnetron sputtered platinum

物理学报.2018, 67(8): 087901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172740>

[金纳米结构表面二次电子发射特性](#)

Secondary electron emission characteristics of gold nanostructures

物理学报.2018, 67(8): 087902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180079>

[材料二次电子产额对腔体双边二次电子倍增的影响](#)

Influence of secondary electron yield of material on two-sided multipactor discharge in cavity

物理学报.2018, 67(3): 037901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.037901>

[铝阳极氧化的多孔结构抑制二次电子发射的研究](#)

Suppressing second electron yield based on porous anodic alumina

物理学报.2018, 67(3): 037902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.037902>

[腔体双边二次电子倍增一阶与三阶模式瞬态特性对比](#)

Comparison between the 1st and 3rd order mode temporal characteristics of two-sided multipactor discharge in cavity

物理学报.2017, 66(20): 207901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.207901>

介质部分填充平行平板传输线微放电过程分析*

翟永贵¹⁾ 王瑞¹⁾²⁾ 王洪广¹⁾ 林舒¹⁾ 陈坤¹⁾ 李永东^{1)†}

1) (西安交通大学电子与信息工程学院, 电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (中国空间技术研究院西安分院, 空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2018年2月25日收到; 2018年4月23日收到修改稿)

本文主要研究了介质填充微波部件微放电随时间演变的过程, 重点分析了介质微波部件微放电自熄灭机理. 以介质部分填充平行平板传输线为研究对象, 忽略空间电荷效应, 采用自主研发粒子模拟软件模拟微放电过程, 并将模拟结果与金属微波部件结果进行对比. 结果表明, 在一定功率下, 金属微放电过程中电子数目呈指数形式增长, 而介质微放电过程经历初始电子倍增后发生自熄灭现象, 同时发现在电子数目即将下降为0时, 介质表面的平均二次电子发射系数大于1或约等于1. 另外, 在上述模拟结果的基础上对微放电过程中介质表面积累电荷问题进一步分析, 模拟结果表明, 如果持续向微波部件内注入电子, 介质表面的平均二次电子发射系数最终都约等于1. 所得结论对研究复杂介质填充微波部件微放电的机理具有一定的理论指导价值.

关键词: 微放电阈值, 介质, 自熄灭, 二次电子发射系数

PACS: 79.20.Hx, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.67.20180351

1 引言

微放电效应^[1,2]是一种发生在真空环境中的二次电子倍增击穿现象, 其实质是电子在电磁场作用下发生谐振引起的二次电子雪崩过程, 它限制了航天大功率微波部件功率提高, 通常是不希望发生的, 因为它将对微波部件造成很大的损害^[3-5], 是目前空间大功率微波部件的主要失效模式.

微波部件根据腔体内是否填充介质材料, 主要分为金属微波部件与介质微波部件, 过去的研究工作主要集中在金属微波部件中, 而且形成了一个比较全面的分析方法^[6-14]. 介质微波部件具有高 Q 值、低损耗、易于小型化等优点, 在空间微波部件中的使用比例越来越高, 如介质谐振器、介质滤波器^[15]、介质双工器、介质波导传输线等; 由于介质材料的引入, 部件的某些性能得到了大幅度提高, 但在某些程度上对微放电的分析带来了复杂性; 与金属部件不同的是电子与介质表面发生碰撞时, 可

能会在介质表面积累一层正电荷/负电荷(正负电荷由有效二次电子发射系数决定), 其产生的准静电场与微波电场共同作用影响电子运动轨迹.

截止到目前, 关于介质微放电的研究报道较少, 主要集中在微波介质窗^[16,17]和介质填充加速器结构^[18]方面. 微波介质窗和介质填充加速器结构中, 微波电场与介质表面基本上都是平行的, 主要发生单边微放电, 介质表面积累正电荷产生准静电场是使电子返回介质表面并发生二次电子倍增的必要条件; 而介质填充微波部件中, 微波电场与介质表面垂直, 以双边微放电为主, 同时介质表面积累电荷可能抑制微放电过程. 国际上, Torregrosa等^[19-21]提出介质表面积累正/负电荷产生的准静电场, 可以降低发生微放电的风险, 但在求解静电场时忽略了感应电荷(介质表面积累电荷在金属极板上引起的)产生的静电场; Coves等^[22]考虑介质表面积累电荷和空间电荷产生的静电场, 提出空间电荷可以延缓微放电自熄灭过程; Soumas等^[23-25]考虑介质表面积累电荷、空间电荷、感应

* 国家自然科学基金(批准号: U1537210)和中国博士后科学基金(批准号: 2018M633509)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: leyond@mail.xjtu.edu.cn

电荷产生的静电场,提出了在长时间微放电过程中介质表面积电荷对微放电阈值影响显著,同时发现了其长时间微放电可能发生两种不同机理:自维持机理和自熄灭机理; Sorolla等^[26]考虑介质表面二次电发射系数随介质表面积累电荷变化,提出了一种新的微放电动态过程.但是这些研究中都提出了介质表面积累电荷可以使微放电发生熄灭,同时给出了介质表面最终的平均二次电子发射系数($\bar{\delta}$)大于1,且介质表面积累电荷量保持稳定.实际上,如果在粒子数目即将为0时重新向空间注入电子,由于此时介质表面的 $\bar{\delta} > 1$,其表面仍具有继续积累电荷的能力,从而可能导致不同的微放电过程.鉴于介质微放电可能潜存多种物理机理,因此,厘清微放电自熄灭的机理并确定介质表面最终积累电荷状态(电子数目即将下降为0时介质表面是否具有继续积累电荷能力)是非常必要的.

自熄灭过程是介质微波部件微放电中难以避免的,考虑到自熄灭过程空间电子数目较少,其空间电荷效应^[27]较弱,在分析介质微放电自熄灭机理时可以忽略不计.在此基础上,本文建立了一种介质部分填充平行平板传输线模型,模型中静电场采用一维(1D)近似处理,采用该模型模拟了不同工作电压下的微放电过程,通过分析 $\bar{\delta}$ 、空间电子数目以及介质表面积累电荷曲线,阐明了微放电自熄灭的物理机理及介质表面最终积累电荷状态.

2 模型介绍

2.1 几何模型

介质部分填充平行平板传输线的几何模型如图1所示,其中,平行平板面积 $S = 1.2 \times 10^{-3} \text{ mm}^2$,上下两金属板之间的间距 $h = 1.1 \text{ mm}$,下金属极板上填充一层介质材料,其相对介电常数 $\epsilon_r = 3$,

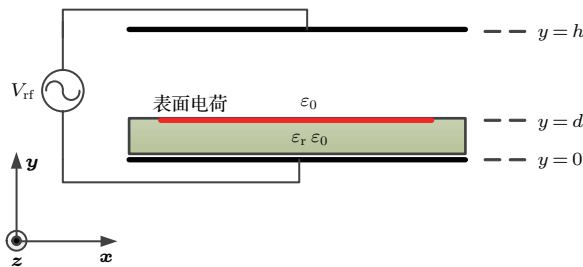


图1 介质部分填充平行平板传输线示意图

Fig. 1. Parallel-plate transmission lines partially filled with dielectric layer.

厚度 $d = 0.1 \text{ mm}$;设置工作频率 $f = 1.0 \text{ GHz}$,仿真时间步长 $\Delta t = 1/(125f)$,初始宏粒子(每个宏粒子包含若干个电子)权重为1,为了提高计算效率,宏粒子数目上限设置为 1×10^6 个,当空间宏粒子数目大于该值时进行宏粒子合并.

2.2 静电场计算

与金属微波部件不同,由于介质表面可能会积累电荷,空间中的电子除了受微波电场作用之外,还需考虑介质表面积累电荷所产生的准静电场,为了分析该静电场对微放电过程的影响规律,模型中微波电场采用1D理论表达式:

$$E_{\text{RF}} = A \cos(\omega t + \phi), \quad (1)$$

其中, A 为电场的幅值, $\omega = 2\pi f$ 为角频率, ϕ 为电场的初始相位.

在求解静电场时,将介质表面积累电荷均匀近似处理,即电荷均匀分布在介质表面,根据电磁场理论可知,面电荷在真空区域产生的电场方向与上下两极板垂直,平行于极板的两个方向上的电场分别为0,设真空与介质的相对介电常数分别为 ϵ_1 与 ϵ_2 ,其静电场的求解公式为

$$\begin{cases} \epsilon_1 \cdot E_1 - \epsilon_2 \cdot E_2 = q/S, \\ E_1 \cdot (h - d) + E_2 \cdot d = 0, \end{cases} \Rightarrow E_1 = \frac{q}{S} \frac{d}{\epsilon_1 \cdot d + \epsilon_2 \cdot (h - d)}, \quad (2)$$

式中, q 为电子的电荷量, E_1 与 E_2 分别为介质表面积累电荷在真空区域与介质区域产生的静电场.

根据叠加原理,空间中的电子所受的总电场为 $E_{\text{Total}} = E_{\text{RF}} + E_1$.

2.3 电子运动轨迹求解

描述粒子运动的牛顿-洛伦兹力方程如下:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (4)$$

$$\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}, \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (5)$$

微放电中电子运动速度一般远小于光速,可以不考虑相对论效应,则 $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, $\gamma = 1$.

采用中心时间差分, $n\Delta t$ 时刻求解电子位置, $(n + 1/2)\Delta t$ 时刻求解粒子速度, 则差分格式如下:

$$\frac{\mathbf{v}^{n+1/2} - \mathbf{v}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}^n + \frac{\mathbf{v}^{n+1/2} + \mathbf{v}^{n-1/2}}{2} \times \mathbf{B}^n \right), \quad (6)$$

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\Delta t} = \mathbf{v}^{n+1/2}, \quad (7)$$

其中, m , q , \mathbf{r} 和 \mathbf{v} 分别代表电子的质量、电荷、位移和速度.

2.4 二次电子发射模型

Vaughan 模型是一种唯象模型, 它忽略了二次电子发射过程的具体细节, 通过使用分段指数函数给出了二次电子发射系数 (SEY) 与入射能量和入射角度之间的关系, 同时考虑了材料表面形貌对 SEY 的影响. Vaughan 模型 [28] 目前被广泛应用于介质微放电 [19–23] 中, 本文中金属与介质材料的二次电子发射模型采用 Vaughan 模型处理 [23], 图 2 为二次电子发射模型示意图. 其中, 材料的光滑参数 $k_s = 1$, 电子垂直入射时 SEY 最大值为 2.22, 该值对应的入射动能为 165 eV, 阈值入射动能为 16 eV, 低入射动能段 SEY 值设置为 0.5 [29], 二次电子的出射能谱服从伽马分布:

$$f(E) = \delta(E_0, \theta_0) \frac{E}{T^2} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) P^{-1}\left(2, \frac{E_0}{T}\right), \quad (8)$$

其中, E 代表出射能量; T 代表温度, 单位为电子伏特; E_0 代表入射能量; θ_0 代表电子入射速度方向与碰撞表面法向的夹角; δ 代表 SEY; P 代表不完全伽马函数; 模型中的温度参数 $T = 3.68$ eV.

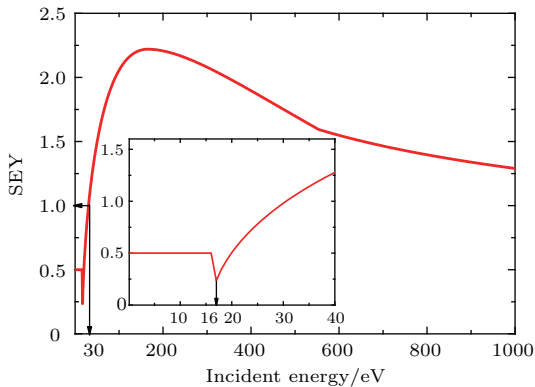


图 2 二次电子发射 Vaughan 模型
Fig. 2. SEY model of Vaughan.

由于介质的导电性差, 电子打到表面被吸收沉积在外表面; 如果 SEY 大于 1, 即出射电子数目大于入射电子数目, 则会在内表面残余正电荷, 否则在内表面沉积负电荷. 两种机理都会在介质表面积累电荷, 其产生的静电场最终影响入射和出射电子的运动轨迹. 因此, 需要根据 δ 值的大小来确定积累电荷的数目, 积累电荷计算方法如下:

$$N_{i+1} = N_i - 1 + \delta_{i+1}, \quad (9)$$

其中, N_i 与 N_{i+1} 分别为第 i 次与 $i+1$ 次碰撞后介质表面积累电子数目; δ_{i+1} 为第 $i+1$ 次碰撞时的 SEY 值.

3 结果分析

3.1 自熄灭机理

当输入电压略大于阈值电压时, 金属微放电过程中的空间自由电子数目呈指数形式倍增, 但介质微波部件中的微放电过程会随着介质表面电荷的累积与作用而发生自熄灭现象. 为了说明介质微波部件中的自熄灭现象, 保持真空区域中的电场相同, 采用粒子模拟软件分别模拟金属微波部件与介质微波部件的微放电过程, 获得的模拟结果如图 3 所示.

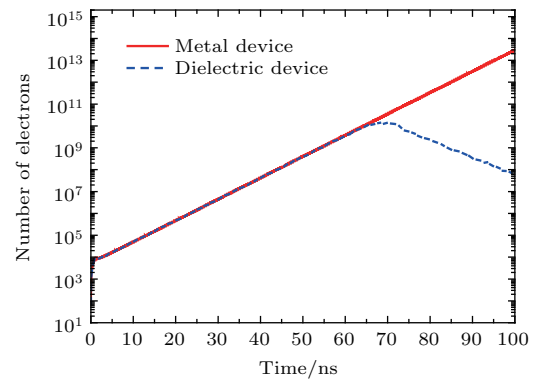


图 3 电子数目曲线示意图
Fig. 3. Evolution of the electrons.

从图 3 可以看出, 金属部件中的电子数目呈指数形式增长, 而介质微波部件中的电子数目先经历倍增后发生下降过程. 对比两种部件中的电子数目曲线, 在 70 ns 之前, 两种部件中的电子数目曲线几乎一致, 这是因为这个过程中介质表面积累电子数目较少, 微波场起主导作用; 随着模拟的进行, 由于金属材料不具备积累电荷的能力, 其电子数目倍增速率与前面保持一致, 而介质微波部件中的电子数

目由于静电场的作用开始出现下降过程,即发生自熄灭现象.

为了分析介质填充微波部件微放电自熄灭机理,采用上述方法模拟微放电过程,并根据空间电子数目即将下降为0时介质表面 δ 值的大小,将微放电自熄灭现象的原因分为大于1和约等于1两种情况,本文主要通过分析金属表面与介质表面净发射电子数目曲线解释介质填充微波部件微放电物理机理,其中净发射电子数目等于出射电子数目减

去入射电子数目.

3.1.1 介质表面 δ 值大于1 ($V = 46\text{ V}$)

对金属与介质表面的入射、出射电子数目分别进行统计分析,获得电子数目曲线如图4所示.图4中的红色与蓝色曲线分别代表金属与介质材料表面净发射电子数目,同时,蓝色曲线也代表介质表面积累电子数目,粉色曲线Total代表空间中电子数目.所获得的平均二次电子发射系数如图5所示.

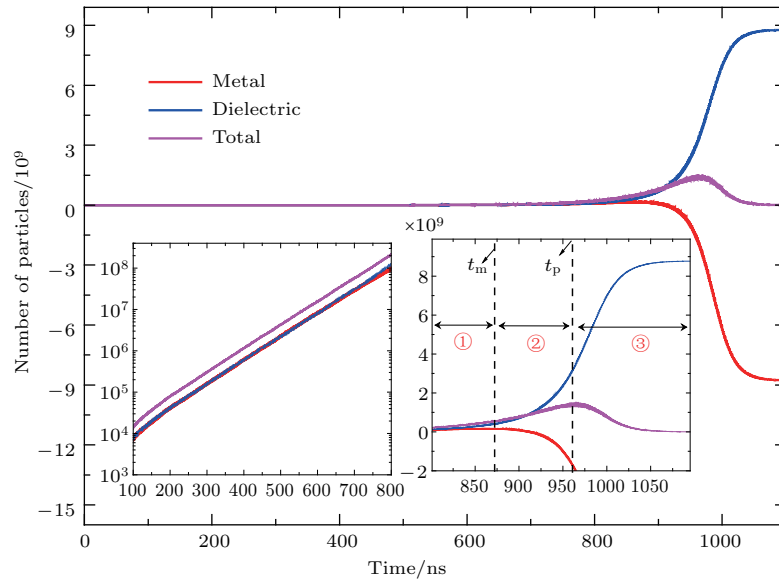


图4 $V = 46\text{ V}$ 时净发射电子数目

Fig. 4. Evolution of the electrons when $V = 46\text{ V}$.

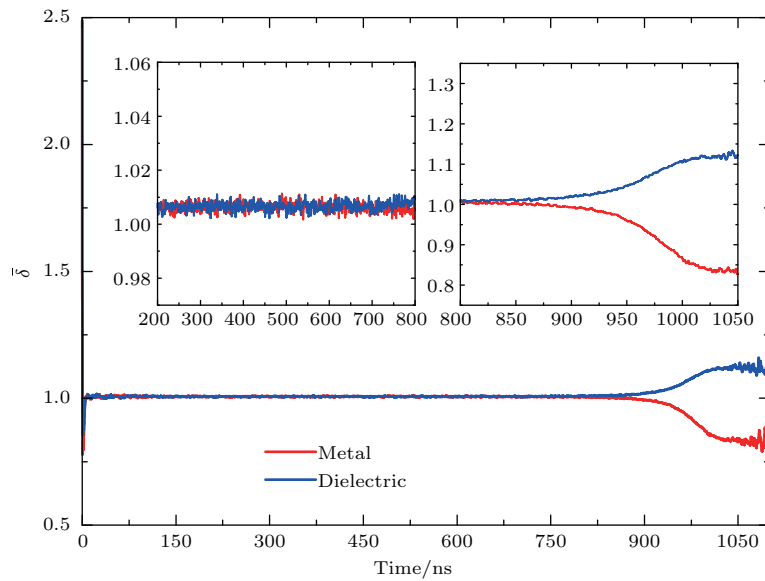


图5 $V = 46\text{ V}$ 时平均二次电子发射系数

Fig. 5. Evolution of the average secondary electron emission coefficient when $V = 46\text{ V}$.

假定 t_m 与 t_p 分别为金属与空间电子数目最大值所对应的时间, 结合两个时刻并按照时间顺序将整个微放电过程划分为: 金属表面与介质表面 $\bar{\delta}$ 值均大于 1, 空间电子数目倍增; 金属表面 $\bar{\delta}$ 值小于 1, 介质表面 $\bar{\delta}$ 值大于 1, 空间电子数目倍增; 金属表面 $\bar{\delta}$ 值小于 1, 介质表面 $\bar{\delta}$ 值大于 1, 空间电子数目减少.

第一阶段即金属与介质倍增阶段, 该阶段内静电场较小可以忽略不计, 电子在微波电场作用下做谐振运动, 并以较高的动能 ($\bar{\delta}$ 值大于 1) 与介质和金属表面发生碰撞, 从而产生二次电子, 同时会在介质表面积累一层正电荷, 其积累电荷量随着电子的碰撞逐渐增加. 这段时间内, 电子与金属和介质表面碰撞产生的 $\bar{\delta}$ 值均大于 1, 空间电子数目逐渐增加.

当进入第二阶段时, 介质表面已积累了大量的正电荷, 产生的静电场与微波电场相比不能够被忽略, 阻碍电子向金属极板运动的趋势, 甚至有些无法到达金属表面, 导致电子与金属表面发生碰撞被吸收, 其对应的 $\bar{\delta}$ 值小于 1, 空间电子数目减少; 同时, 静电场促使电子向介质极板运动, 从而增加电子的碰撞动能, 介质表面的 $\bar{\delta}$ 值大于 1, 电子数目与积累电荷量增加. 该段时间内, 介质表面发射二次电子的速率大于金属表面吸收电子的速率, 空间中总的电子数目继续增长.

t_p 时刻, 介质表面碰撞产生电子的速率等于金属表面吸收电子的速率, 空间中电子数目达到最大值, 接着电子数目开始逐渐减少, 由于静电场的作用, 介质表面的净发射电子数目仍大于 0, 而金属表面吸收电子, 但金属表面吸收电子的速率大于介质表面发射的电子, 因而导致电子数目下降.

3.1.2 介质表面 $\bar{\delta}$ 值约等于 1 ($V = 50$ V)

电子数目即将下降为 0 时, 介质表面的 $\bar{\delta}$ 约等于 1 同样可以引起微放电发生自熄灭现象, 采用上述方法对该过程进行分析, 获得的电子数目曲线与 $\bar{\delta}$ 曲线分别如图 6 与图 7 所示. 除了 t_m 与 t_p 两个重要时间之外, 还包括介质表面净发射电子数目最大值对应的时间 t_d .

t_p 时刻之前, 空间中电子数目呈指数形式增长, 具体的物理过程与上节相同.

$t_p - t_d$ 时间内, 电子与金属表面碰撞产生的 $\bar{\delta}$ 值小于 1, 介质表面的 $\bar{\delta}$ 值大于 1, 电子数目增加的

速率小于金属表面吸收电子的速率, 整体电子数目下降, 但介质表面积累电荷量仍在增加, t_d 时刻, 介质表面积累电荷量达到最大值.

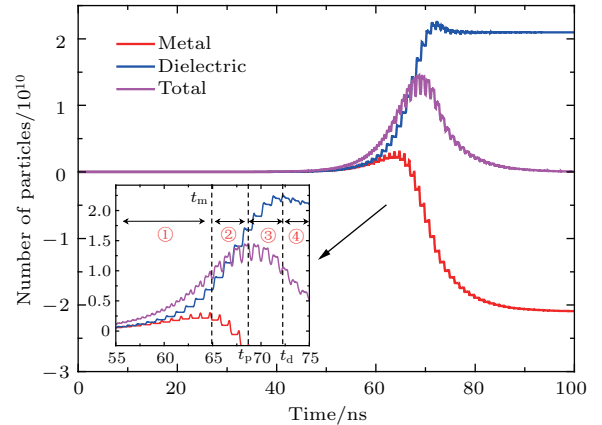


图 6 $V = 50$ V 时净发射电子数目

Fig. 6. Evolution of the electrons when $V = 50$ V.

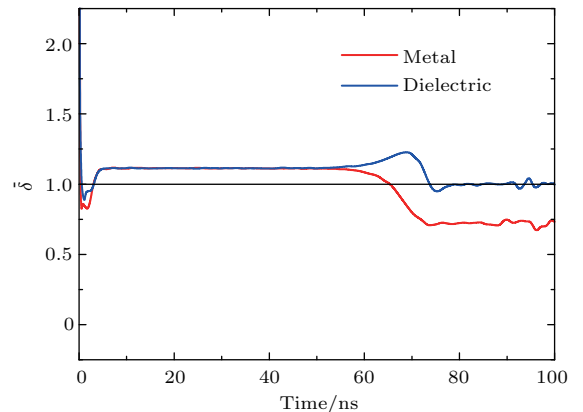


图 7 $V = 50$ V 时平均二次电子发射系数曲线

Fig. 7. Evolution of the average secondary electron emission coefficient when $V = 50$ V.

t_d 时间之后, 介质表面积累电荷量开始减少, 以单个射频周期为例, 当电子从介质表面离开向金属极板运动时, 一部分电子能够到达金属表面并以较小的动能碰撞被吸收, 同时部分电子返回到介质表面发生单边碰撞, 由于该部分电子在自由空间内加速运动的时间较短, 因此与介质表面碰撞时被吸收, 介质表面积累电荷量减少; 接着微波电场方向发生改变, 从金属表面出射的电子在静电场与微波电场的共同作用下向介质表面运动, 此时静电场的方向与微波电场的方向相同, 电子以较高动能与介质表面发生碰撞产生更多二次电子, 空间电子数目增加, 但这一周期内电子数目的净增加率小于零, 空间电子数目减少, 介质表面积累电荷量减少. 重复上述过程直至介质表面积累电荷量稳定, 即介

质表面的 $\bar{\delta}$ 值约为 1, 金属表面的 $\bar{\delta}$ 值小于 1, 电子数目最终趋于 0.

上述的分析表明, 导致微放电自熄灭现象发生的物理过程有两种: 一种是介质表面的 $\bar{\delta}$ 值约等于 1, 金属表面的小于 1, 总的电子数目随着时间逐渐趋于 0; 另外一种一种是介质表面的 $\bar{\delta}$ 值大于 1, 金属表面的小于 1, 此时金属与介质表面的 $\bar{\delta}$ 值分别保持为一常数, 但金属表面吸收电子的速率小于介质表面发射电子的速率.

3.2 持续注入电子对介质表面积累电荷的影响

对于介质表面 $\bar{\delta}$ 值大于 1 模型, 在 $t = 1100$ ns 时刻, 由于空间电子数目为 0, 介质表面积累电子数目达到最大值, 而介质表面的 $\bar{\delta}$ 值大于 1, 仍具有继续积累电荷的能力, 如果在该时刻向计算区域重新注入电子, 介质表面积累电荷量将发生改变, 且变化量与注入电子数目多少相关. 为了研究介质表面的最终稳定状态, $t = 1100$ ns 时刻重新向空间注入电子, 采用上述方法模拟其微放电过程, 计算得到介质表面积累电荷量曲线如图 8 所示, 金属表面与介质表面 $\bar{\delta}$ 值随静电场与微波场之比变化曲线如图 9 所示.

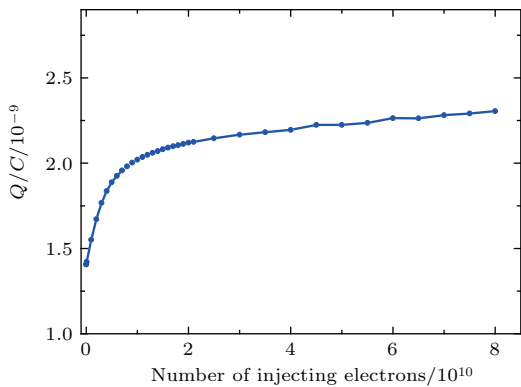


图 8 $V = 46$ V 介质表面积累电荷量随注入电子的变化
Fig. 8. Accumulated charge on the surface of dielectric versus time when $V = 46$ V.

结果表明: 随着初始加载电子数目的增加, 介质表面积累电荷量逐渐增大, 但增加的速率逐渐减小, 原因是介质表面的 $\bar{\delta}$ 值也逐渐减小, 越小的 $\bar{\delta}$ 值意味着积累电荷速度越慢; 当注入电子数目增加到一定程度时, 介质表面将不会积累电荷, 其电荷量值将最终趋于稳定. 还可以看出, 介质表面与金属表面 $\bar{\delta}$ 值随着静电场与微波电场之比的增加而减

小, 换句话说, 介质表面积累电荷对金属表面与介质表面的 SEY 有一定的影响.

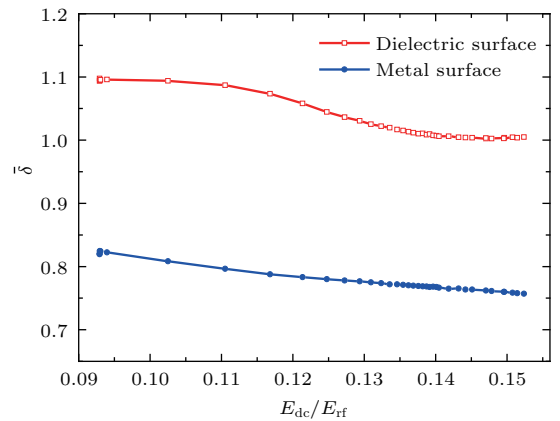


图 9 $V = 46$ V 时金属表面与介质表面 $\bar{\delta}$ 值随静电场与微波场之比 E_{dc}/E_{rf} 变化曲线
Fig. 9. Average SEY on the surface of metal and dielectric versus the ratio of static field to microwave field when $V = 46$ V.

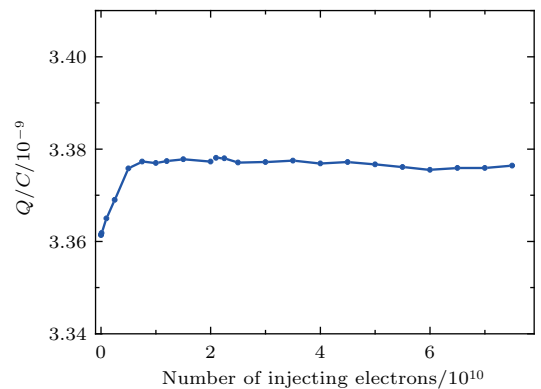


图 10 $V = 50$ V 时介质表面积累电荷量随注入电子的变化
Fig. 10. Accumulated charge on the surface of dielectric versus time when $V = 50$ V.

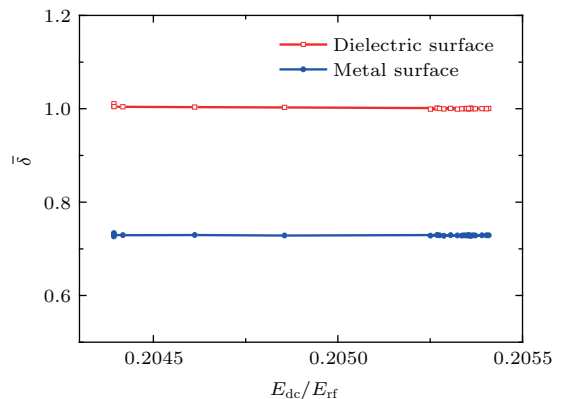


图 11 $V = 50$ V 时金属表面与介质表面 $\bar{\delta}$ 值随静电场与微波场之比 E_{dc}/E_{rf} 变化曲线
Fig. 11. Average SEY on the surface of metal and dielectric versus the ratio of static field to microwave field when $V = 50$ V.

对于介质表面 $\bar{\delta}$ 值约等于1模型, $t = 100$ ns时刻重新向空间注入电子, 采用上述方法模拟不同电子数目对微放电过程的影响, 计算得到结果分别如图10与图11所示.

结果表明, 介质表面积累电荷随着注入电子数目的增加很快趋于稳定, 即介质表面最终不再具备积累电荷的能力; 另一方面, 金属表面与介质表面的 $\bar{\delta}$ 随着静电场与微波电场之比几乎保持不变.

4 结 论

本文建立了一种介质部分填充平行平板传输线模型, 采用该模型模拟了其微放电过程, 并分析电子数目、介质表面积累电荷量以及平均二次电子发射系数曲线. 结果表明, 根据电子数目下降为0时介质表面的状态, 将微放电自熄灭现象的情况分为两种: 一种是介质表面的平均二次电子发射系数大于1; 另外一种为介质表面的平均二次电子发射系数约等于1. 为了说明该现象与金属微波部件中的不同, 以后者为参考对象, 保持真空区域中的电场相同, 模拟金属微波部件的微放电过程并与介质微波部件相比, 阐明了介质表面积累电荷产生的静电场可以导致微放电熄灭. 此外, 在上述计算结果的基础上, 分析了介质表面积累电荷的最终状态, 研究表明, 随着注入电子数目的增加, 介质表面的平均二次电子发射系数最终约等于1, 即介质表面最终不具备积累电荷的能力. 鉴于介质表面积累电荷产生的静电场可以降低微放电发生的风险, 在设计介质微波器件时如果可以选择电荷驻极体介质材料, 微放电阈值将可能被提高.

参考文献

- [1] Farnsworth P T 1934 *Franklin Inst.* **218** 411
- [2] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [3] Rozario N, Lenzing H 1994 *IEEE Trans. MTT* **42** 558
- [4] Lu Q L, Zhou Z Y, Shi L Q, Zhao G Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 1465
- [5] Udiljak R, Anderson D, Ingvarson P, Jordan U, Jostell U, Lapierre L, Li G, Lisak M, Puech J, Sombrin J 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 396
- [6] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120

- [7] Ang L K, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [8] Nieter C, Stoltz P H, Roark C, Mahalingam S 2010 *AIP Conf. Proc.* **1299** 399
- [9] Gill E W B, Engel A V 1948 *Proc. Roy. Soc. London A* **192** 446
- [10] Vdovicheva N K, Sazontov A G, Semenov V E 2004 *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 580
- [11] Anza S, Vicente C, Gil J, Boria V E, Gimeno B, Raboso D 2010 *Phys. Plasmas* **17** 062110
- [12] Lin S, Wang H G, Li Y, Liu C L, Zhang N, Cui W Z, Neuber A 2015 *Phys. Plasmas* **22** 082114
- [13] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [14] Birdsall C K, Langdon A B 1984 *Plasma Physics via Computer Simulation* (New York: McGraw Hill Higher Education) pp1-400
- [15] Keneshloo R, Dadashzadeh G, Frotanpour A, Okhovvat M 2012 *J. Commun. Eng.* **1** 18
- [16] Chang C, Li Y D, Verboncoeur J, Liu Y S, Liu C L 2017 *Phys. Plasmas* **24** 040702
- [17] Chang C, Liu G Z, Huang H J, Chen C H, Fang J Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 083501
- [18] Gold S H, Jing C, Gai W, Kanareykin A 2014 *IEEE International Conference on Plasma Sciences Washington, USA, May 25-29, 2014* p1
- [19] Torregrosa G, Coves A, Vicente C P, Pérez A M, Gimeno B 2006 *IEEE Trans. Electron Dev.* **53** 619
- [20] Torregrosa G, Coves A, Martinez B G, Montero I, Vicente C, Boria V E 2010 *IEEE Trans. Electron Dev.* **57** 1160
- [21] Torregrosa G, Coves A, Blas A A S, Pérez A M, Vicente C P, Gimeno B, Boria V E 2005 *Proceedings of MULCOPIM 2005 Noordwijk, The Netherlands, September 12-15, 2005*
- [22] Coves A, Torregrosa G, Vicente C, Gimeno B, Boria V E 2008 *IEEE Trans. Electron Dev.* **55** 2505
- [23] Sounas A 2015 *Ph. D. Dissertation* (Lausanne: École Polytechnique Fédérale de Lausanne)
- [24] Sounas A, Sorolla E, Mattes M 2014 *Proceedings of MULCOPIM Valencia, Spain, September 17-19, 2014*
- [25] Sounas A L, Sorolla E, Mattes M 2014 *European Conference on Antennas and Propagation Hague, Netherlands, April 6-11, 2014* p1469
- [26] Sorolla E, Belhaj M, Sombrin J, Puech J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103508
- [27] Wang H G, Zhai Y G, Li J X, Li Y, Wang R, Wang X B, Cui W Z, Li Y D 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 237901 (in Chinese) [王洪广, 翟永贵, 李记肖, 李韵, 王瑞, 王新波, 崔万照, 李永东 2016 物理学报 **65** 237901]
- [28] Vaughan J R M 1989 *IEEE Trans. Electron Dev.* **36** 1963
- [29] Vicente C, Mattes M, Wolk D, Hartnagel H L, Mosig J R, Raboso D 2006 *The 27th International Power Modulator Symposium Arlington, VA, USA, May 14-18, 2006* p22

Multipactor in parallel-plate transmission line partially filled with dielectric material*

Zhai Yong-Gui¹⁾ Wang Rui¹⁾²⁾ Wang Hong-Guang¹⁾ Lin Shu¹⁾
Chen Kun¹⁾ Li Yong-Dong^{1)†}

1) (Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710100, China)

(Received 25 February 2018; revised manuscript received 23 April 2018)

Abstract

Due to the poor conductivity of the dielectrics, if an electron collides with the dielectric material, a charge will be deposited on the surface as a consequence of the secondary electron emission. Thus, the multipactor process in dielectric-loaded microwave devices differs from those in metallic devices. The objective of this paper is to study the self-extinguishing physical mechanism of the multipactor in parallel-plate transmission lines partially filled with dielectric layers by particle-in-cell simulation. The self-consistent field generated by the electrons in the simulation is assumed to be neglected, since there do not exist too many electrons in the self-extinguishing process. To illustrate the self-extinguishing phenomenon in a dielectric-loaded waveguide device, the strength of electric field in the vacuum area needs to be the same as that in a metallic device. When the input power is slightly higher than the multipactor threshold, the self-extinguishing phenomenon occurs after the initial electron multiplication while the number of electrons increases exponentially with the simulation duration in metallic device. Based on this fact, the physical mechanism of self-extinguishing phenomenon is investigated in detail. By analyzing the temporal evolution of the electrons and the average secondary electron yield (SEY), it can be concluded that the self-extinguishing phenomenon is caused by the electrostatic field generated by the charges deposited on the surface of the dielectric. Moreover, the average SEY of the dielectric tends to be one or greater than one when the number of electrons drops to nearly zero. Hence, it is necessary to further analyze the ability to continue accumulating charges on the dielectric surface when extra electrons are injected into the simulation region at the instant when the number of electrons is close to zero. For the former case, the charges deposited on the dielectric surface remain steady all along, while the charges reach to a stable state eventually as the number of injected electrons increases for the latter one. Both of them mean that the average SEY of the dielectric surface will be unity in the end. Since the electrostatic field generated by the charge deposited on the dielectric surface can reduce the risk of occurrence of multipactor, the electret material could be used in the design of the dielectric-loaded microwave devices to improve the multipactor threshold.

Keywords: multipactor threshold, dielectric, self-extinguish, secondary electron yield

PACS: 79.20.Hx, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.67.20180351

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1537210) and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M633509).

† Corresponding author. E-mail: leyond@mail.xjtu.edu.cn