

强直流场介质表面次级电子倍增效应的数值模拟研究

蔡利兵^{1)†} 王建国¹⁾²⁾ 朱湘琴¹⁾

1) (西北核技术研究所, 西安 710024)

2) (西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

(2010年5月16日收到; 2010年9月25日收到修改稿)

通过粒子模拟方法, 实现了强直流场下介质表面击穿过程中次级电子倍增效应的数值模拟. 具体研究了强直流场场强、介质表面光滑度和次级电子产生率等对次级电子倍增的影响, 以及倾斜直流场和外加磁场对次级电子倍增的抑制. 结果表明, 选择次级电子产生率较低的介质材料和倾斜强直流场可以有效降低次级电子倍增效应的强度, 而外加磁场必须超过一定值时才可以有效降低次级电子倍增强度.

关键词: 次级电子倍增, 强直流场, 介质表面击穿, 数值模拟

PACS: 51.50.+v, 77.22.Jp, 52.65.Rr, 52.25.Mq

1. 引言

绝缘介质材料是高功率脉冲装置(如加速器等)不可或缺的重要组成部分, 介质材料良好的绝缘性是获得高电压的必要条件^[1,2]. 但是, 随着高功率脉冲技术的发展, 加载在介质上的电场强度不断提高, 介质击穿已成为提高介质绝缘性能的关键制约因素之一. 目前, 强直流场介质材料击穿一般为表面击穿, 其击穿物理机理包括场致电子发射、次级电子发射与倍增、电子碰撞引起的介质表面气体脱附和气体击穿等^[3,4]. 从目前实验结果分析, 其击穿过程可分为以下三个阶段: 场致电子发射和次级电子发射雪崩阶段、次级电子倍增饱和与电子碰撞引起介质表面气体脱附阶段和最后发生在介质表面气体层中的气体碰撞电离阶段^[5-7]. 这种强直流场介质材料的击穿机理和过程与高功率微波(HPM)介质表面击穿非常类似.

次级电子倍增在强直流场介质表面击穿时起着关键作用, 决定着介质表面气体的脱附速度(即介质表面气体层的形成速度), 而气体层中的气体击穿是介质表面击穿的最终原因. 因此, 通过抑制次级电子倍增效应可以减缓介质表面气体层的形成, 可以有效减轻或防止介质表面击穿的发生. 自文献[8]引用 Vaughan^[9]提出的次级电子发射经验

公式建立了单介质表面次级电子倍增模型后, 交变场介质表面次级电子倍增已经被广泛研究^[10,11], 并应用于 HPM 介质表面击穿现象的研究^[12-15]. 本文将此次级电子倍增模型应用于强直流场下介质表面击穿研究, 通过粒子模拟 (particle-in-cell, 简记为 PIC) 方法实现了强直流场下次级电子倍增的数值模拟, 获得了次级电子倍增过程中电子数、能量、空间分布等数据, 并通过数值模拟研究了直流场场强、介质材料次级电子产生率和介质表面光滑度等参数对次级电子倍增的影响, 最后针对抑制介质表面击穿的倾斜直流场和外加磁场^[16,17], 模拟研究了两种方法对次级电子倍增效应的影响.

2. 研究模型

2.1. 强直流场次级电子倍增模型

研究模型如图 1 所示, 强直流场 E_0 与介质表面夹角为 θ , 外加磁场 B_0 垂直于强直流场 E_0 和介质表面, 介质表面由于发射电子而留下的正电荷产生的介质表面直流场 E_{dc} 垂直于介质表面. 电子以随机角度 φ 和速度 v_0 发射进入直流场区域, 受强直流场 E_0 加速并获得能量, 受介质表面直流场 E_{dc} 和强直流场 E_0 垂直于介质表面的分量作用返回并以与介质表面法向夹角 ξ 轰击介质表面, 将在强直流场

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn

中获得的能量沉积到介质表面,同时打出 δ 个次级电子. 这些次级电子进入直流场区域获得能量并继续轰击打出新的次级电子. 如果次级电子产生率 $\delta > 1$, 则次级电子发射雪崩就会发生. 介质表面上的电荷也会随着雪崩而增加, 直流场 E_{dc} 迅速增加, 电子受到的恢复力增加, 运动时间和能量变小, 次级电子产生率也会减小, 从而进入饱和状态. 介质表面直流场 E_{dc} 和强直流场 E_0 垂直于介质表面的分量并不直接影响电子与介质表面碰撞时的能量, 只决定了电子在直流场区域的运动时间. 由于多数电子运动方向与直流场 E_0 的方向相反, 在外磁场作用下的 $E \times B$ 漂移力将电子拉回或推离介质表面.

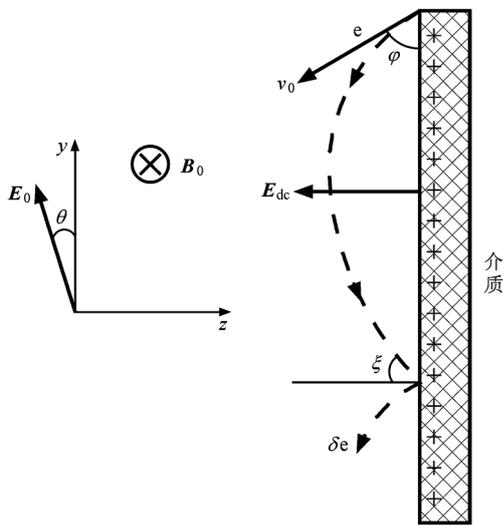


图 1 强直流场次级电子倍增模型

2.2. PIC 模型

PIC 模拟是在高速计算机上通过跟踪大量微观带电粒子在它们的自洽场和外加电磁场作用下的运动, 再对其进行统计平均后得到宏观物理特性和

运动规律的一种数值模拟方法^[18]. PIC 模拟直接采用原始的粒子描述, 如位置、速度等, 包括静电模型、静磁模型和电磁模型. 由于强直流场介质表面次级电子倍增为静电问题, 本文采用了 PIC 模拟的一维静电模型, 其基本方程如下:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \tag{1}$$

$$E_{dc} = -\nabla \phi, \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt} m\mathbf{v} = q(\mathbf{E}_{dc} + \mathbf{E}_0 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0), \tag{3}$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x} = \mathbf{v}, \tag{4}$$

其中, ϕ 和 E_{dc} 分别为电荷产生的电势和静电场强度, E_0 和 B_0 分别为外加直流场的电场强度和外加磁场后的磁感应强度, ρ 为电荷密度, \mathbf{x} 和 \mathbf{v} 分别为电子的位移和速度, m 和 q 分别为电子的质量和电量, ϵ_0 为真空电容率.

2.3. 次级电子发射与倍增

次级电子发射是由于“初始”电子的碰撞而从固体中发射出电子的现象^[3]. 次级电子产生率 δ 决定了净电流是流出还是流入固体表面. 如果 $\delta > 1$, 就会出现电子倍增, 亦即相对于注入电子, 有更多的电子从固体中发射出来. 由此导致的电子雪崩增长可能最初只是来源于少数入射电子, 这些少数电子可以通过诸如场致发射的方式产生, 随特定材料、场强以及其他参数的不同而改变.

次级电子产生率 δ 为初级电子碰撞能量 E_i 的函数, 其中最大次级电子产生率 δ_{max} 以及对应于 $\delta = \delta_{max}$ 的初级电子能量 E_{max} 是两个非常重要的参数. 本文采用 Vaughan 提出的经验公式来描述次级电子产生率与初级电子参数之间的关系^[9], 公式如下:

$$\delta(E_i, \xi) = \delta_{max0} \left(1 + k_s \frac{\xi^2}{2\pi} \right) f(w, k), \tag{5}$$

$$f(w, k) = \begin{cases} (we^{1-w})^k & (k = 0.56, w \leq 1; k = 0.25, 1 < w \leq 3.6), \\ 1.125w^{-0.35} & (w > 3.6), \end{cases} \tag{6}$$

$$w = \frac{E_i - E_{min}}{E_{max0} \left(1 + k_s \frac{\xi^2}{2\pi} \right) - E_{min}}, \tag{7}$$

其中 δ_{max0} 和 E_{max0} 分别为初级电子法向入射时的最

大次级电子产生率及其对应的初级电子能量, E_{min}

为产生次级电子的最小碰撞能量; ξ 为初级电子入射角度,以 rad 为单位; k_s 为表面光滑度因子,取值范围在 0—2 之间. 通常情况下 k_s 取 1; 对于粗糙表面(例如碳纤维编织材料), k_s 取 0; 对于理想光滑、清洁和无氧表面, k_s 可取 2. 当 $\delta = 1$ 时,次级电子发射曲线存在两个能量交叉点 E_{p1} 和 E_{p2} . 次级电子的发射能量 E_{emi} 和发射角度 φ 分别服从下列分布^[8]:

$$f(E_{emi}) = \frac{E_{emi}}{E_{om}^2} e^{-(E_{emi}/E_{om})}, \quad (8)$$

$$g(\varphi) = \frac{1}{2} \sin\varphi \quad (0 < \varphi < \pi), \quad (9)$$

其中 E_{om} 为次级电子发射能量分布的峰值.

3. 模拟结果及分析

模拟采用的缺省值如下: 直流场 E_0 与介质表面夹角 $\theta = 0$, 电场强度 $E_0 = 3.0 \text{ MV/m}$, 场致发射等效电流密度 $J = 1.0 \text{ kA/m}^2$, $B_0 = 0$. 介质表面面积

为 10 cm^2 , 光滑度因子 $k_s = 1$. 次级电子发射相关参数缺省值如下: 法向入射时最大次级电子产生率 $\delta_{\max0} = 3.0$, 对应的电子碰撞能量 $E_{\max0} = 420 \text{ eV}$, 次级电子的最小碰撞能量 $E_{\min} = 0$, 次级电子发射能量分布的峰值 $E_{om} = 2.1 \text{ eV}$.

3.1. 介质表面次级电子倍增效应

图 2(a) 为场致发射等效电流密度 J 分别为 0.8, 1.0 和 2.0 kA/m^2 时电子数随时间的变化. 次级电子倍增饱和时间受介质表面场致发射等效电流密度的影响, 只有当介质表面正电荷达到一定程度, 即介质表面直流场 E_{dc} 达到一定强度, 电子在直流场区运动中获得能量使次级电子产生率 $\delta > 1$ 时, 次级电子发射才会发生雪崩现象, 且在极短的时间内使次级电子倍增达到饱和状态. 因此, 较大的场致发射速度将导致较快的次级电子倍增饱和. 电子数量在次级电子倍增进入饱和后保持稳定, 且不再受场致发射电流影响.

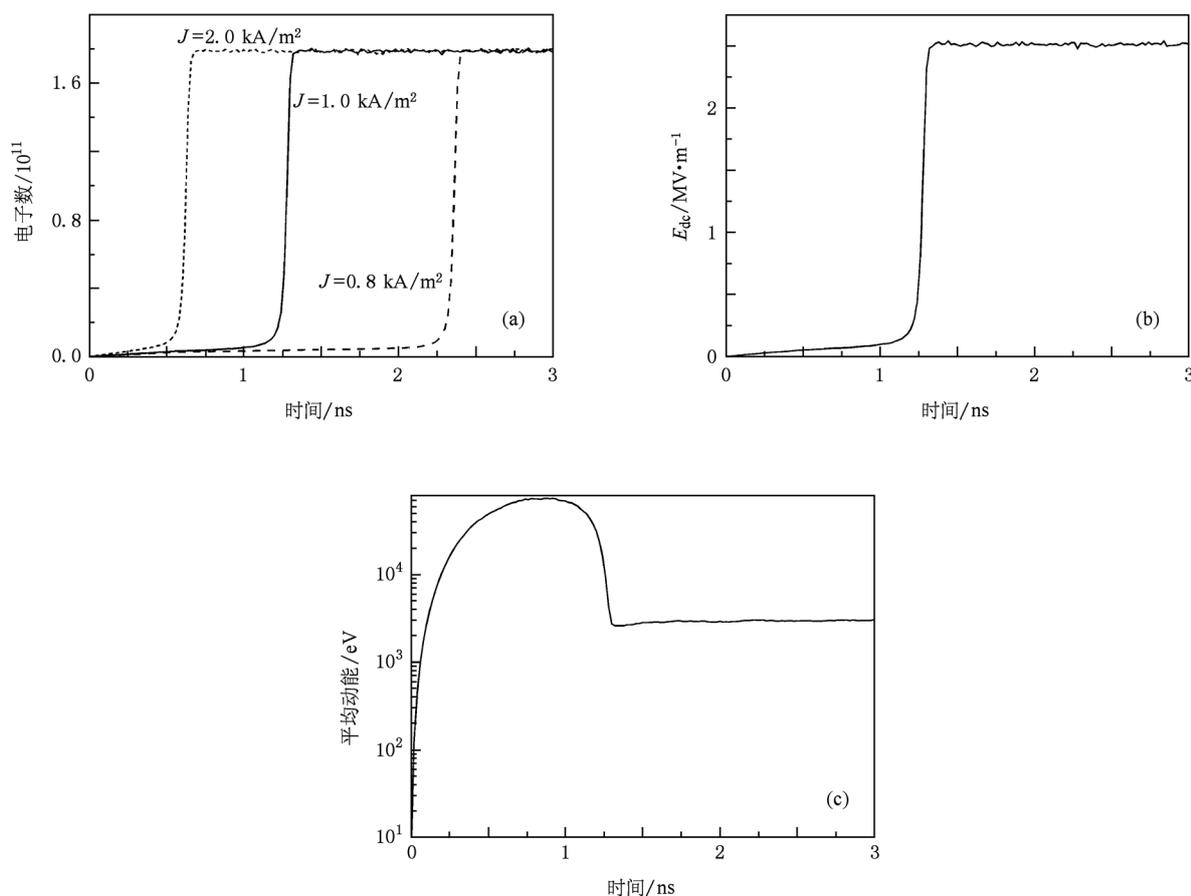


图 2 直流场下介质表面发生次级电子倍增现象时的电子数、介质表面直流场 E_{dc} 和电子平均动能随时间的变化 (a) 电子数随时间的变化, (b) 介质表面直流场 E_{dc} 随时间的变化, (c) 电子平均动能随时间的变化

图 2(b) 为介质表面直流场 E_{dc} 随时间的变化, 直流场 E_{dc} 的大小由介质表面正电荷的密度决定. 在次级电子发射雪崩前, 直流场 E_{dc} 主要由场致发射在介质表面留下的正电荷产生, 因此随时间呈线性增加. 当次级电子发射雪崩时, 随着电子数的迅速增加, 介质表面的正电荷数量随之增加, 介质表面直流场 E_{dc} 也随之增强, 并在次级电子倍增饱和后保持稳定.

运动电子平均动能随时间的变化如图 2(c) 所示, 在次级电子发射雪崩前, 由于介质表面直流场 E_{dc} 较小, 电子的平均动能随其在直流场区域运动时间的增加而增加. 但是, 随着直流场 E_{dc} 的增大, 平均动能的增长速度逐渐减小. 当次级电子发射雪崩时, 随着直流场 E_{dc} 的迅速增加, 电子在直流场区域的运动时间迅速减少, 电子平均动能也迅速下降, 由 10^4 eV 量级下降到 2 keV 左右, 并在次级电子倍增饱和后保持稳定. 此时电子平均动能主要由电子在直流场区域的运动时间而定, 即由直流场 E_{dc} 决定. 另外, 由图 3 的电子能量分布可以看出, 大部分运动电子能量都小于 30 eV, 远小于电子平均动能. 这是由于电子对介质表面直流场 E_{dc} 的屏蔽作用, 外层电子受到直流场 E_{dc} 作用很小, 因此在直流场区域运动时间可以很长, 从而获得很高的能量, 使平均动能远大于大部分电子的动能.

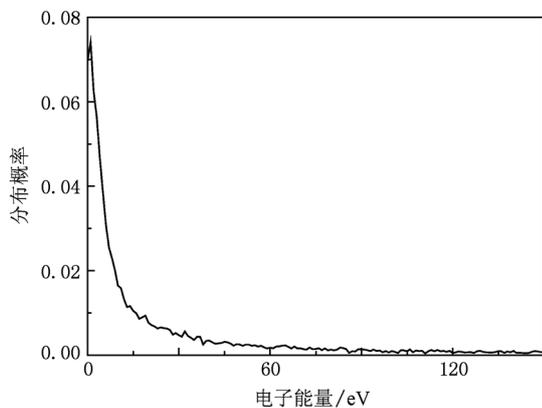


图 3 次级电子倍增饱和时的电子能量分布

图 4(a) 为电子与介质表面平均碰撞能量随时间的变化, 在次级电子倍增饱和前平均碰撞能量与电子平均动能在同一量级, 都为 10^4 eV 量级, 远大于次级电子发射曲线中的第二能量交叉点 E_{p2} . 当次级电子倍增饱和后, 平均碰撞能量保持在 100 eV 左右, 这比电子平均动能低一个数量级, 略高于次级电子发射曲线中的第一能量交叉点 E_{p1} . 对比分析可

知, 虽然外层电子能量很高, 但是运动时间也比较长, 与介质表面碰撞的频率比较低; 内层电子虽然能量比较低, 但与介质表面碰撞比较频繁.

图 4(b) 为次级电子产生率 δ 随时间的变化, 在次级电子发射雪崩前, 由于电子能量比较高, 大于次级电子发射曲线中的第二能量交叉点 E_{p2} , 次级电子产生率 δ 基本上都小于 1. 另一方面, 因电子数量比较少, 由于随机性的原因使得 δ 曲线波动很大. 随着场致发射的继续, 直流场 E_{dc} 达到合适的强度, 满足次级电子发射雪崩的条件后, 次级电子产生率很快超过 1, 并保持 $\delta > 1$ 的状态直到次级电子倍增饱和. 次级电子倍增饱和后, 维持 $\delta = 1$ 的状态基本不变.

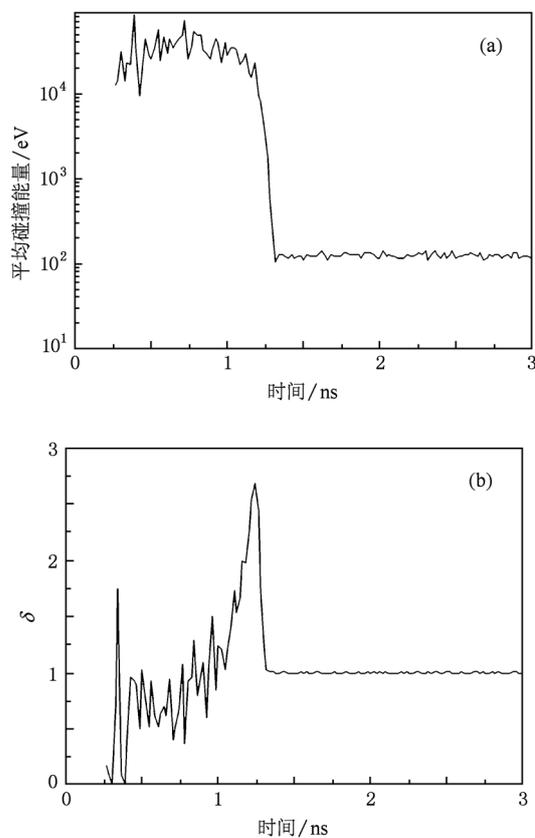


图 4 电子与介质表面平均碰撞能量和次级电子产生率 δ 随时间的变化 (a) 平均碰撞能量随时间的变化, (b) 次级电子产生率 δ 随时间的变化

图 5(a) 为次级电子倍增饱和时电子的空间分布, 其中 d 为电子到介质表面的距离. 由图 5(a) 可以看出, 绝大部分电子都分布在距离介质表面 10 μm 的范围内. 电子密度在介质表面处最高, 随着 d 的增加而迅速降低. 介质表面直流场 E_{dc} 的空间分布如图 5(b) 所示, 在介质表面, 直流场 E_{dc} 强度最

大,受电子屏蔽作用,随着 d 的增大,直流场 E_{dc} 强度下降.在距离介质表面 $100 \mu\text{m}$ 之外,直流场 E_{dc} 已比介质表面下降超过了一个数量级,分布在这个区域的电子受到的恢复力远小于内层电子,其在直流场区域运动的时间和获得的能量也都远高于内层电子.

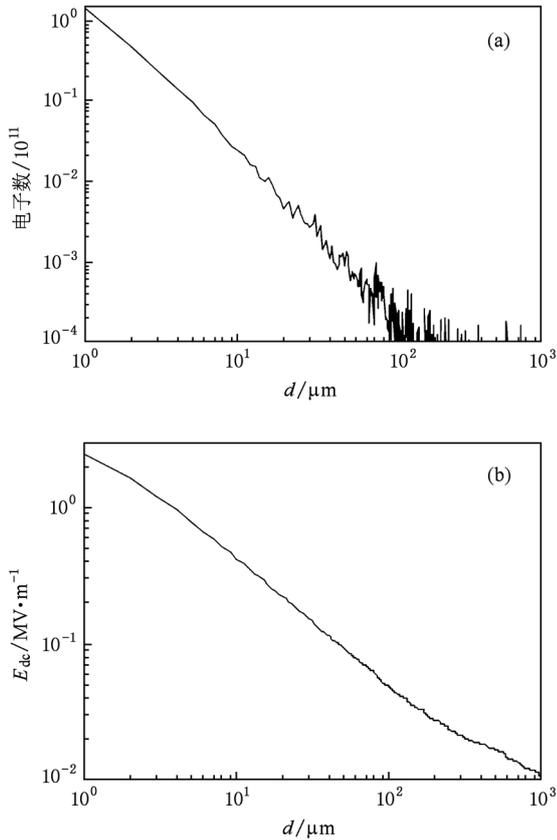


图5 次级电子倍增饱和时电子和介质表面直流电场 E_{dc} 的空间分布 (a) 电子的空间分布, (b) 介质表面直流电场 E_{dc} 的空间分布

图6为介质表面吸收功率随时间的变化,在次级电子倍增饱和后,对于直流场电场强度 $E_0 = 3.0 \text{ MV/m}$ 情况,介质表面吸收功率为 0.5 MW .这个强度与电场强度为 3.0 MV/m 的微波场入射情况下介质表面吸收功率峰值相等,为微波场总功率的2%左右.这样的介质表面吸收功率并不会造成微波介质窗的损毁,只有在击穿后期当气体击穿发生时,才会使介质表面吸收功率增加,从而造成介质窗的损毁^[5,15].由于微波场介质表面击穿和强直流场介质表面击穿具有类似的物理过程,因此我们认为直流场介质表面击穿的损毁也是更多由于后期的气体击穿造成,次级电子倍增效应并不是介质损毁的主要原因.

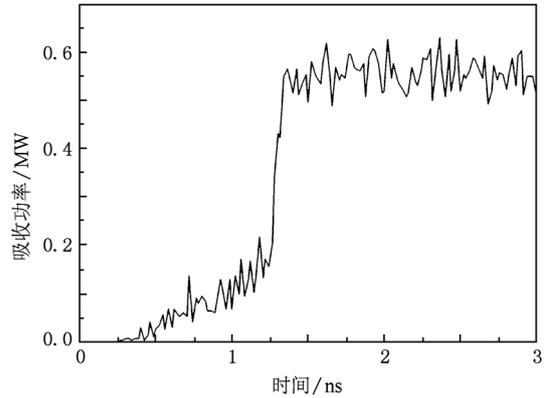


图6 介质表面吸收功率随时间的变化

3.2. 电场强度、介质材料对次级电子倍增的影响

介质表面击穿延迟时间主要由两部分组成,一是次级电子倍增饱和时间,二是介质表面气体层形成时间.次级电子倍增雪崩的发生要求介质表面直流场 E_{dc} 达到一定强度,以使电子在直流场区域获得的能量足以及在介质表面打出更多的次级电子,即满足 $\delta > 1$.在初始时刻 E_{dc} 主要由场致发射电子留下的正电荷产生,因此抑制场致发射可以有效延长次级电子倍增饱和时间.最终的气体击穿要求介质表面气体必须达到一定厚度和密度,以满足气体碰撞电离雪崩的发生.介质表面气体主要是次级倍增电子与介质表面碰撞引起的介质表面吸附气体的脱附,因此次级电子倍增饱和时较少的电子意味着较慢的气体脱附速度,最终的气体击穿也会发生得比较晚.当介质表面击穿延迟时间大于强直流场脉冲时间时,就可避免击穿的发生.

图7(a)为次级倍增电子数量随直流场电场强度 E_0 的变化.电子数量与电场强度 E_0 呈正比关系,这意味着较高的直流场情况下将有更多的电子与介质表面碰撞,引起介质表面吸附气体更快的脱附,击穿也将更容易发生.图7(b)为次级倍增电子数量随介质表面光滑度因子 k_s 的变化.光滑度因子主要决定了电子碰撞角度对次级电子产生率 δ 的影响.对于光滑表面 ($k_s = 2$),电子掠入射可以造成更多次级电子产生;而对于 $k_s = 0$ 的粗糙表面,电子碰撞角度对次级电子产生率没有影响.从图7(b)可以看出,在其他参数相同的条件下,电子数与光滑度因子呈近似线性关系,电子数量变化范围为理想光滑表面情况下电子数的20%左右.

图7(c)为介质表面光滑度因子 k_s 分别为0,1,2时,次级倍增电子数量随介质次级电子产生率 δ 的变化.在次级电子产生率 $\delta > 1$ 时,电子数与次级电子产生率 δ 呈近似线性关系,但 δ 对电子数的影

响非常大.因此,在介质表面场强 E_0 无法降低的情况下,选择次级电子产生率较低的介质可以有效抑制次级电子倍增效应,减缓介质表面的释气速度,增加介质表面击穿延迟时间.

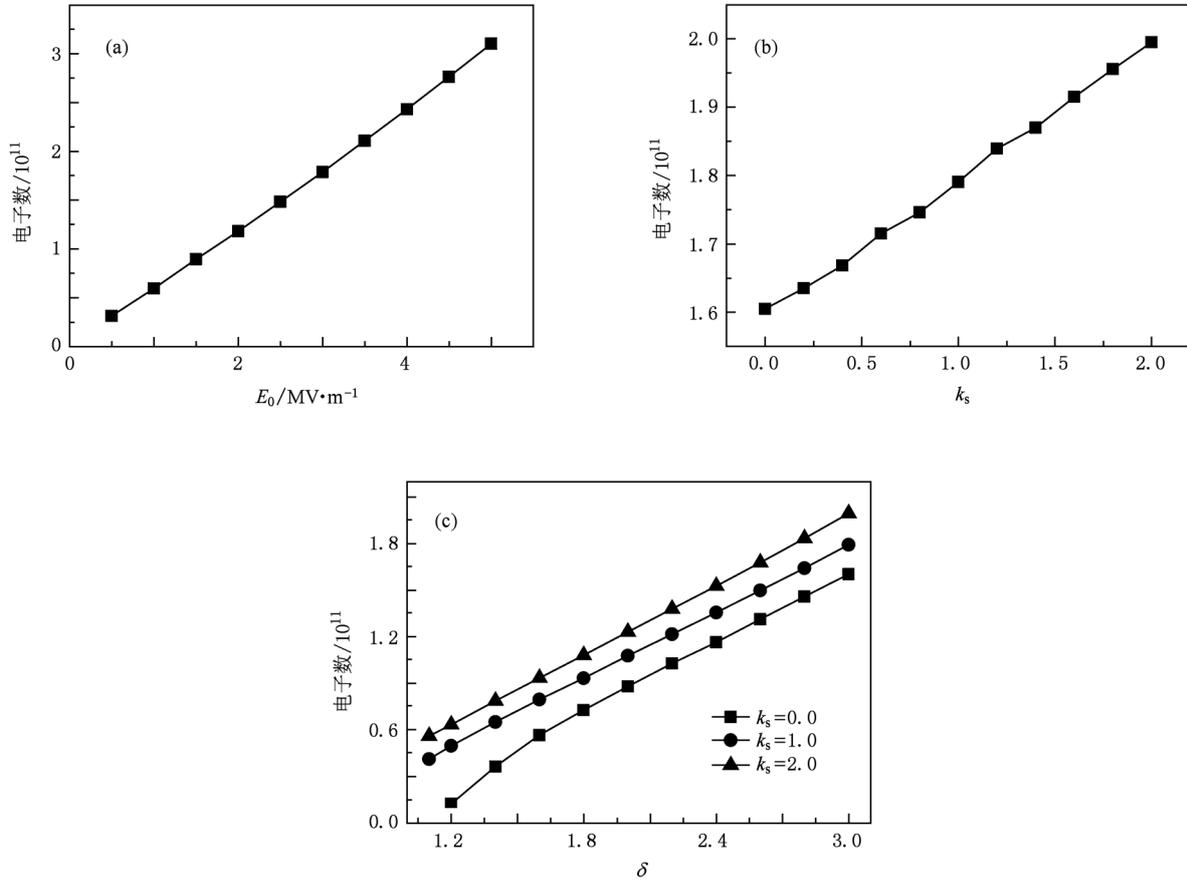


图7 次级倍增电子数随直流场电场强度 E_0 、介质表面光滑度因子 k_s 和次级电子产生率 δ 的变化 (a)电子数随 E_0 的变化,(b)电子数随 k_s 的变化,(c)电子数随 δ 的变化

3.3. 倾斜直流场对次级电子倍增的抑制

倾斜直流场的作用在于直流场在介质表面法向上的分量对电子运动时间产生影响,本文中以直流场偏向 z 负方向的角度为正.当夹角 θ 为负时,强直流场 E_0 在介质表面法向上的分量方向与介质表面正电荷产生的直流场 E_{dc} 的方向相反,其对电子产生的力将电子推离介质表面,抵消直流场 E_{dc} 的作用.因此,只有当介质表面直流场 E_{dc} 大于强直流场 E_0 的法向分量,且其差额达到一定程度时,次级电子发射雪崩才可能发生.另外,由于电子屏蔽作用,初始的场致发射电子受到的强直流场 E_0 的法向分量作用力会大于介质表面直流场 E_{dc} 的作用力,发射电子将会逃逸出介质表面击穿区域.因此当 θ

为负时,倾斜直流场主要通过延长次级电子倍增饱和时间来延长介质表面击穿时间.本文主要集中于次级电子倍增的研究,因此我们主要模拟了夹角 θ 为正的情况,图8为不同直流场强度下次级倍增电子数量随角度 θ 的变化.

当强直流场 E_0 与介质表面夹角 θ 为正时,强直流场 E_0 的法向分量对电子的作用力将电子拉回介质表面,电子的运动时间和能量同时受介质表面直流场 E_{dc} 和强直流场 E_0 的法向分量作用.当夹角 θ 较小时,强直流场 E_0 的法向分量相对介质表面直流场 E_{dc} 较小,并不影响次级电子倍增的饱和,但由于夹角的存在, E_0 的切向分量随着夹角 θ 的增大而减小,因此次级倍增电子数量随夹角的增大而缓慢变小.当夹角 θ 逐渐变大, E_0 的法向分量达到与直流

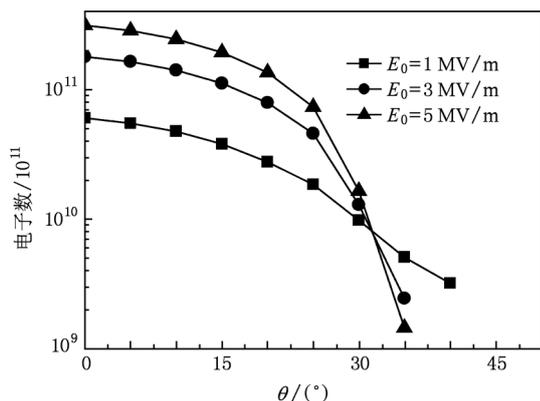


图8 次级倍增电子数随角度 θ 的变化

场 E_{dc} 可比较甚至超过 E_{dc} 时,电子在强直流场区域的运动时间会很快变短,所获得的能量也很快降低,当能量小于次级电子发射曲线的第一能量交叉点 E_{p1} 时,次级电子发射雪崩将不会发生.角度的影响随着强直流场 E_0 的增大而增大,电子数的下降速度也随着强直流场 E_0 的增大而增大.当 $E_0 = 1.0$ MV/m,夹角 $\theta > 40^\circ$ 时,次级电子倍增饱和才会消失;当 $E_0 = 5.0$ MV/m 时,夹角 $\theta > 35^\circ$ 时,次级电子倍增就会消失.

3.4. 外磁场对次级电子倍增的抑制

外加磁场的磁感应强度 B_0 对次级电子倍增的影响是通过 $E \times B$ 的漂移力作用而实现的,当漂移力将电子推离介质表面时,外加磁场的磁感应强度 B_0 主要通过延长次级电子倍增饱和时间来延长击穿延迟时间,其与夹角为负的倾斜直流场作用相类似.当漂移力将电子拉回介质表面时,外加磁场的磁感应强度 B_0 主要通过影响电子在强直流场区域的运动时间和所获的能量,降低次级电子产生率 δ 和次级倍增电子数量,从而降低释气速度,延长击穿延迟时间.次级倍增电子数随外加磁场的磁感应强度 B_0 的变化如图9所示.当 B_0 较小时,对电子的漂移力使部分本来能量大于 E_{max} 的电子能量变小,其对应的次级电子产生率 δ 变大,从而使电子数有

小幅增加.当 B_0 进一步增大,电子漂移力的增加使电子运动时间和所获得的能量进一步减小,当能量小于 E_{max} 时,次级电子产生率 δ 随着能量的降低而变小,饱和时的电子数也会随之减少,此时电子数与外加磁场的磁感应强度 B_0 基本呈线性递减关系.因此,如果要通过外加磁场来抑制次级电子倍增效应,外加磁场的磁感应强度 B_0 必须大于一定值.

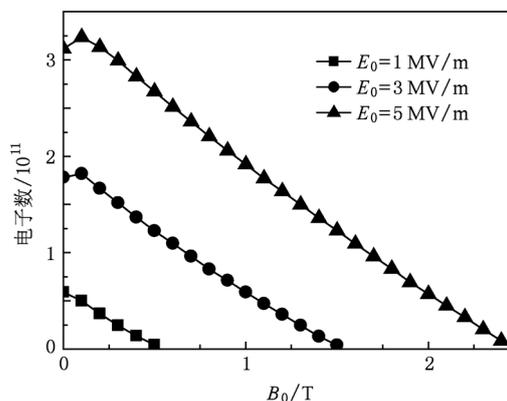


图9 次级倍增电子数随 B_0 的变化

4. 结 论

本文对强直流场条件下介质表面击穿中的次级电子倍增效应进行了数值模拟研究,给出了次级电子倍增过程中电子数、介质表面直流场、电子能量和介质表面吸收功率等随时间的变化,同时还给出了次级电子倍增饱和时电子的空间和能量分布.次级倍增电子数量与强直流场场强呈正比关系,而对于场强一定的系统,可以通过选择次级电子产生率较低的材料和倾斜强直流场方向以降低次级倍增电子数量,从而降低电子碰撞引起的介质表面气体脱附速度,减缓介质表面气体层的形成,减轻或避免介质表面击穿的发生.另外,当外加磁场强度超过一定值时,次级倍增电子数量随磁场强度呈线性递减,因此通过外加一定强度的磁场,亦可以有效抑制次级电子倍增效应.

[1] Bluhm H 2008 *Pulsed Power System: Principles and Applications* (Beijing: Tsinghua University Press) pp6—45 (in Chinese) [布鲁姆 H 2008 脉冲功率系统的原理与应用 (中译本) (北京:清华大学出版社) 第6—45页]

[2] Liu X S 2007 *High Pulsed Power Technology* (Beijing: National Defense Industry Press) pp314—326 (in Chinese) [刘锡三 2007 高功率脉冲技术 (北京:国防工业出版社) 第314—326页]

- [3] Vaughan R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [4] Neuber A A, Butcher M, Hatfield L L, Krompholz H G 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3084
- [5] Neuber A A, Butcher M, Krompholz H G, Hatfield L L, Kristiansen M 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1593
- [6] Krile J T, Neuber A A, Dickens J C, Krompholz H G 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1149
- [7] Krile J T, Neuber A A, Dickens J C, Krompholz H G 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 1828
- [8] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [9] Vaughan R M 1993 *IEEE Trans Electron Dev.* **40** 830
- [10] Hao J H, Ding W, Dong Z W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4789 (in Chinese) [郝建红、丁武、董志伟 2006 物理学报 **55** 4789]
- [11] Ying X H, Hao J H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4799 (in Chinese) [应旭华、郝建红 2009 物理学报 **58** 4799]
- [12] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasma* **13** 123506
- [13] Cai L B, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3268 (in Chinese) [蔡利兵、王建国 2009 物理学报 **58** 3268]
- [14] Cai L B, Wang J G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1143 (in Chinese) [蔡利兵、王建国 2010 物理学报 **59** 1143]
- [15] Cai L B, Wang J G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025217 (in Chinese) [蔡利兵、王建国 2011 物理学报 **60** 025217]
- [16] Korzekwa R, Lehr F M, Krompholz H G, Kristiansen M 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 612
- [17] Korzekwa R, Lehr F M, Krompholz H G, Kristiansen M 1991 *IEEE Trans. Electron Dev.* **38** 745
- [18] Fu Z F, Hu Y Q 1995 *Numerical Simulation of Space Plasma* (Hefei: Anhui Science and Technology Publishers) pp433—476 (in Chinese) [傅竹风、胡友秋 1995 空间等离子体数值模拟 (合肥: 安徽科学技术出版社) 第 433—476 页]

Numerical simulation of multipactor on dielectric surface in high direct current field

Cai Li-Bing^{1)†} Wang Jian-Guo¹⁾²⁾ Zhu Xiang-Qin¹⁾

1) (Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

2) (School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 16 May 2010; revised manuscript received 25 September 2010)

Abstract

The numerical simulation of multipactor in the dielectric surface breakdown in high direct current field is realized by using the particle-in-cell method. And the influence of the strength of the high direct current field, smoothness of the dielectric surface and secondary electron yield coefficient on the multipactor are researched through the simulation of multipactor. Finally, the influence of the tilting of high direct current field and external magnetic field on the multipactor are also investigated. The results show that selecting of the dielectric with low secondary electron yield coefficient and tilting of high direct current field can reduce the degree of multipactor, and for the external magnetic field the degree of multipactor decreases effectively only when the external magnetic field exceeds a certain value.

Keywords: multipactor, high direct current field, dielectric surface breakdown, numerical simulation

PACS: 51.50.+v, 77.22.Jp, 52.65.Rr, 52.25.Mq

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn