

电介质表面纵向射频电场对次级电子倍增效应的影响*

朱方^{1)2)†} 张兆传¹⁾ 戴舜¹⁾²⁾ 罗积润¹⁾

1) (中国科学院电子学研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2009年12月22日收到; 2010年12月27日收到修改稿)

基于次级电子倍增动力学模型和次级电子发射曲线, 运用蒙特卡罗方法模拟电介质表面具有纵向射频电场作用下的单边次级电子倍增现象, 研究次级电子倍增的表面电场敏感曲线和时间演化图像. 以一个S波段射频介质窗为例, 计算次级电子在其介质表面的沉积功率. 结果表明, 纵向射频电场可能加剧电介质表面的次级电子倍增效应, 易于导致介质片破裂, 不利于高频能量传输.

关键词: 纵向射频场, 次级电子倍增效应, 蒙特卡罗方法, 功率沉积

PACS: 41.20.Jb, 41.75.Fr

1. 引言

实验发现, 高功率微波器件在提高脉冲或平均输出功率过程中, 其功率输出部件中的介质表面会出现强烈的辉光放电, 即发生次级电子倍增现象. 次级电子轰击到介质片上将其动能以热和光的形式耗散, 造成表面局部温度骤升, 使介质片烧坏或击穿^[1], 其后果是导致器件内部真空泄漏, 器件失效. 由于次级电子倍增限制了微波器件输出功率的进一步提高, 因此建立介质表面次级电子倍增模型、研究次级电子倍增的产生条件是抑制次级电子发射从而提高微波器件输出功率的一个重要前提.

次级电子倍增分为双面和单面两种模式^[2, 3]. 双面模式通常发生在两金属电极平板之间, 电子由于垂直于表面的射频电场加速从一个金属表面离开, 经过半个射频周期击打另一个金属表面. 这样来回在两个金属表面产生次级电子的模式称为双面模式. 单面模式通常发生在介质表面, 游离电子由平行于表面的横向射频电场加速, 并在表面积聚正电荷而产生的纵向直流电场作用下返回, 击打介质表面产生次级电子, 这些次级电子再次在射频电场和直流电场作用下加速、返回. 这样如此循环往

复的模式称为单面模式.

在高功率微波器件的功率输出部件中, 其圆波导内嵌入介质片的结构容易引起单面次级电子发射. 近年来有关电介质单面次级电子倍增方面的理论研究工作取得了一定进展, 如文献[4, 5]利用蒙特卡罗方法计算得到次级电子的相对返回时间、撞击能量和纵向位移等; Kim 和 Verboncoeur^[6, 7]在此基础上结合粒子模拟方法研究了填充一定高压背景气体情况下的次级电子倍增过程. 上述理论模型在计算次级电子的运动状态时, 考虑了横向射频电场(工作模式)和由于表面正电荷积聚而产生的纵向直流电场对电子的综合作用. 而实验和理论分析均证实^[8, 9], 由于圆波导内传输媒质的不均匀性, 含有纵向射频电场分量的高次干扰模式可能被激起, 且在次级电子激发初期干扰模式的电场强度可能较纵向直流电场强度高出若干个数量级, 此时横向射频电场和纵向射频电场将在次级电子产生和运动过程中起主要作用, 这会使上述物理模型或计算结果的应用受到限制.

本文建立一个描述介质单面次级电子倍增的简单物理模型. 在同时考虑横向和纵向射频电场以及纵向直流电场三种电场模式综合作用的前提下, 分析介质表面的二维电子运动规律. 利用蒙特卡罗

* 国家高技术研究发展计划(批准号:2007AA12Z124)资助的课题.

† E-mail: zhufang06@mails.gucas.ac.cn

方法计算次级电子激发随表面电场分量变化的敏感曲线和时间演化过程. 通过与文献[4, 5]中相关计算结果的对比, 讨论纵向射频电场对介质表面次级电子倍增过程的影响. 最后以一 S 波段介质波导为例, 计算次级电子激发在介质表面造成的功率沉积和温升.

2. 电子倍增的动力学模型

电介质单面次级电子倍增的简单模型如图 1 所示, 介质片表面同时存在横向射频电场分量 $E_y = E_{y0} \sin(\omega t + \theta)$ 和纵向射频电场分量 $E_z = E_{z0} \cos(\omega t + \theta)$, 两者幅值达到最大的时间相位相差 $\pi/2$. 设初始电子以大小为 v_0 、与 y 轴夹角为 ϕ 的随机速度自介质表面某点射出, 随即受到电场 E_y 和 E_z 的共同作用. 初始电子在渡越过程中吸收射频电场能量获得加速, 同时运动轨迹发生偏转, 最终以较初始状态高得多的动能撞击介质表面. 如果介质表面的次级电子发射系数 $\delta > 1$, 这就就会产生初始电子数量 δ 倍的次级电子, 这些次级电子将再次吸收射频电场能量, 并再次撞击介质表面. 如此循环, 即出现次级电子倍增现象, 大量能量由此沉积在介质表面, 不利于微波能量的高频传输. 在此过程中, 由于次级电子发射, 介质表面剩余的正电荷将产生纵向直流电场 E_{dc} . 设剩余正电荷在介质表面均匀分布, 则

$$E_{dc}(t) = E_{dc0} + \frac{eN_e(t)}{2A\epsilon_0}, \quad (1)$$

其中 e 为电子电量, N_e 为次级电子总数, A 为介质表面积, ϵ_0 为真空介电常数. 当 $t = 0$ 时, $E_{dc} = E_{dc0}$

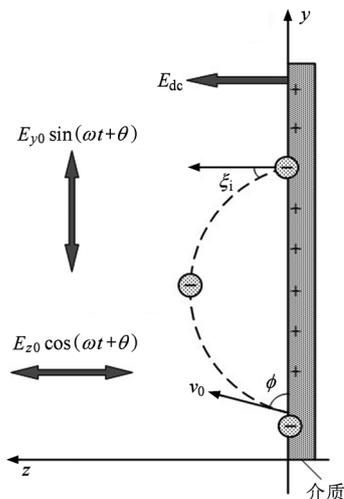


图 1 次级电子动力学模型

为初始纵向直流电场强度.

由上述分析可计算次级电子经表面电场作用后的撞击速度和角度. 为研究纵向射频电场 E_z 对次级电子运动的影响, 在相同横向射频电场 E_y 和初始纵向直流电场 E_{dc0} 条件下, 考虑无纵向射频电场和有纵向射频电场作用下的两种情况.

当电介质表面只存在横向射频电场 E_y 和纵向直流电场 E_{dc1} 两种电场模式时, 电子运动方程与文献[4, 5]采用的电子动力学模型一致, 即

$$v_{y1} = v_0 \cos\phi + \frac{e}{m\omega} E_{y0} [\cos(\omega\tau_1 + \theta) - \cos\theta],$$

$$v_{z1} = v_0 \sin\phi - \frac{e}{m} E_{dc1} \tau_1,$$

$$\tau_1 = \frac{2mv_0 \sin\phi}{eE_{dc1}}.$$

2(a)

当电介质表面同时存在横向射频电场 E_y 、纵向射频电场 E_z 和纵向直流电场 E_{dc2} 三种电场模式时, 次级电子遵循的运动方程如下:

$$v_{y2} = v_0 \cos\phi - \frac{e}{m} \int_0^{\tau_2} E_{y0} \sin(\omega t + \theta) dt,$$

$$v_{z2} = v_0 \sin\phi - \frac{e}{m} \int_0^{\tau_2} [E_{z0} \cos(\omega t + \theta) + E_{dc2}] dt,$$

$$v_0 \tau_2 \sin\phi + \frac{eE_{z0}}{m\omega^2} [\cos(\omega\tau_2 + \theta) - \omega\tau_2 \sin(\omega\tau_2 + \theta)$$

$$- \cos\theta] - \frac{eE_{dc2}}{2m} \tau_2^2 = 0.$$

2(b)

这里 τ 为电子的渡越时间, v_y 和 v_z 分别为电子撞击介质表面时 y 方向和 z 方向的速度分量, m 为电子的质量, ω 和 θ 分别为射频电场的角频率和初相位. 由(2)式可求得电子渡越时间 τ_1 和 τ_2 , 并进一步得到撞击速度分量 v_y 和 v_z , 由此可得电子撞击介质表面时的入射能量 W_i 和入射角度 ξ_i , 即

$$W_i = \frac{1}{2} m (v_y^2 + v_z^2), \quad (3)$$

$$\xi_i = \arctan(v_y/v_z).$$

介质表面次级电子发射系数 δ 是关于入射电子撞击能量 W_i 和撞击角度 ξ_i 的函数^[10, 11]. 图 2 所示为本文模拟计算中采用的三种电介质材料的次级电子发射曲线, 电子法向入射时的最大次级电子发射系数 δ_{max0} 分别为 3.0, 4.5 和 6.0, 相应的最大电子碰撞能量 W_{max0} 分别为 420, 800 和 1300 eV. 对应于 $\delta = 1$ 的两个能量交叉点 W_{p1} 和 W_{p2} , 即为次级电子倍增达到饱和状态时的平均电子撞击能量. 由图

2 可见,初始电子撞击能量只有落在这两点之间次级电子数才会增长.

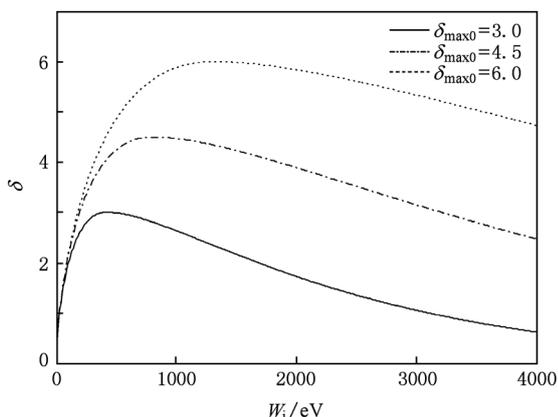


图2 三种介质材料的次级电子发射曲线(电子法向入射)

3. 蒙特卡罗模拟

蒙特卡罗算法是以概率模型为基础,按照这个模型所描绘的过程,通过部分模拟实验结果作为问题近似解的仿真算法^[12, 13]. 对于本文的次级电子动力学模型,蒙特卡罗算法即为模拟电子自介质表面出射、撞击、再次出射及再次撞击的循环过程. 在真空环境中,电子从介质表面出射的状态是随机的,但是它们遵从一定的规律. 计算时把出射能量 W_0 和方位角 ϕ 作为随机变量,建立这些随机变量所满足的分布密度函数,在此基础上进行随机抽样,每个子样代表一种初始状态,由抽取的子样可计算出大量初始状态随机分布的电子撞击能量,并进一步得到次级电子发射系数及其他重要参量. 由于这种方法考虑了电子发射状态的随机性,因此其计算结果的准确性较高.

以一个带电量为 Q , 质量为 M 的宏粒子代表介质表面产生的次级电子团,设其初始电量为 e , 质量为 m , 出射能量 W_0 服从 $\Gamma(W_0 | 2, W_{om})$ 分布,出射方位角 ϕ 服从 $[0, \pi]$ 区间正弦分布,其概率分布密度函数分别为

$$f(W_0) = \frac{W_0}{W_{om}^2} e^{-(W_0/W_{om})}, \quad (4)$$

$$g(\phi) = \frac{1}{2} \sin\phi, \quad (5)$$

其中 W_{om} 为次级电子的平均出射能. 由于电子的出射能量通常为若干 eV, 这里取 $W_{om}/W_{max0} = 0.005$.

将满足上述分布的抽样值 $v_0 (v_0 = \sqrt{2W_0/m})$ 和 ϕ 分别代入 (2) 和 (3) 式,可得到宏粒子经电场第一次加速后撞击介质表面时的能量 W_{i1} 和撞击角度 ξ_{i1} , 利用介质材料的次级电子发射曲线可得到此时次级电子发射系数 δ_1 ; 调整宏粒子电量为 $e\delta_1$, 质量 M 为 $m\delta_1$, 再次赋予其满足上述概率分布的随机出射能量和方位角,于是又可得到第二次碰撞模拟的次级电子发射系数 δ_2 ; 调整宏粒子电量为 $e\delta_1\delta_2$, 质量为 $m\delta_1\delta_2$, 如此循环下去,在经过较多次数的循环模拟碰撞后,可得到最终宏粒子的电量 (即次级电子数 N_e) 为

$$Q = N_e = e \prod_{k=1}^n \delta_k(W_{ik}, \xi_{ik}), \quad (6)$$

其中 k 为宏粒子循环撞击介质表面的次数, δ_k 为宏粒子第 k 次撞击表面时的发射系数. 由此间宏粒子电量增加或减少的变化趋势可看出次级电子数的增长或下降,进而可判断是否出现次级电子倍增现象. 为简化计算过程,这里忽略初始电子碰撞与次级电子发射之间的时间延迟和空间电荷间的相互作用力.

4. 纵向射频电场对次级电子发射的影响

4.1. 敏感曲线

蒙特卡罗模拟结果显示,次级电子数随宏粒子撞击介质表面的次数呈指数增长或指数衰减的趋势,即在大量重复的碰撞模拟实验中,次级电子数或者激增至较初始电量高十几个数量级,或者迅速衰减为零. 由(1)–(5)式可知,在参数 δ_{max0} , W_{max0} , W_{om} 及 ω 确定的情况下,次级电子发射情况主要受表面电场分量幅值 E_{y0} , E_{z0} 及 E_{dc} 决定.

模拟实验发现,当表面电场分量幅值为某些特定值时,在经过大量碰撞后次级电子发射系数 δ 趋于 1, 此时撞击电子的数量与产生的次级电子数量基本平衡,从而达到次级电子倍增的饱和状态. 敏感曲线是界定电介质表面是否发生次级电子倍增饱和的电场幅值曲线. 图 3 为无纵向射频电场和有纵向射频电场两种情况下不同电介质的电场敏感曲线,纵轴为归一化的横向射频电场幅值 E_{y0} , 横轴分别为归一化的纵向直流电场幅值 E_{dc1} 、纵向直流电场与纵向射频电场叠加后的归一化电场幅值

$E_{y0} + E_{dc2}$,按照文献[4, 5]对电场幅值的归一化方法,归一化因子为 $(f/1 \text{ GHz})^{-1} (W_{\text{max}0}/400 \text{ eV})^{-1/2}$.敏感曲线由两条分别对应于电子次级发射饱和状态 $\delta = 1$ 的电场曲线决定,将电场分量的变化范围分为以下三部分:当电场分量位于两条曲线之间时,介质表面激发的次级电子数将逐渐增长,即电子倍增敏感区域;位于两条曲线之外时,次级电子数将逐渐降低;若恰位于曲线之上,则次级电子数既不增长也不减少,达到饱和状态.

从图3可以看出:电介质材料的次级电子发射系数 $\delta_{\text{max}0}$ 越大,发生电子倍增的电场敏感区域也越大,这与图2能量交叉点之间的电子碰撞能量区间相对应.在纵向电场趋于零时,横向射频电场的变化趋势均是先减小后增长,而在纵向电场较大时,横向射频电场均为近似线性增长.同时还可以发现,图3(b)中同种电介质材料的电场敏感区域较图3(a)中有所增

宽,即位于图3(a)敏感区域外的不会发生电子倍增的表面电场参数有可能落入图3(b)的敏感区域之内.造成这种差异的原因在于图3(a)中纵向电场是指向介质表面外的直流场,而图3(b)中则是纵向叠加电场,直流电场作用力始终迫使次级电子返回介质表面,而纵向叠加电场则可能使部分电子飞离介质表面,从而增加次级电子的渡越时间.这种作用在介质表面只存在纵向射频电场时最强,因为此时不存在纵向直流场.在纵向射频电场幅值为负时,会有更多电子无法返回介质表面,电子渡越时间也就更长.在相同的横向射频电场幅值 E_{y0} 条件下,纵向叠加电场作用下的次级电子在渡越过程中获得的动能即撞击表面的能量 W_i 也有所增加,也就是电场敏感区域有所扩大.由上述分析可知,含有纵向射频电场的高次干扰模式会加剧介质表面的次级电子倍增现象,不利于高频能量传输.

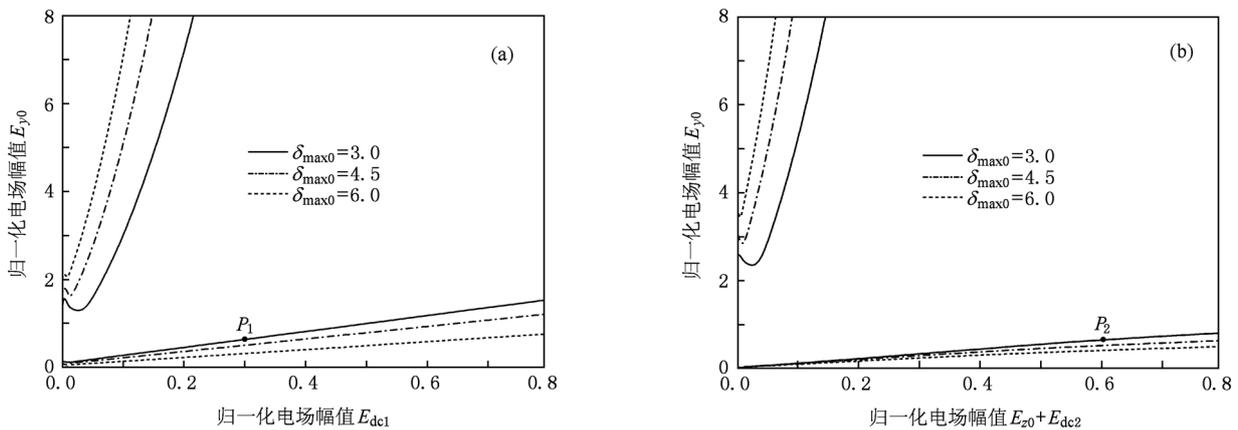


图3 电介质表面电场的次级电子倍增敏感曲线 (a) E_y 和 E_{dc1} 共同作用, (b) E_y , E_z 及 E_{dc2} 共同作用

4.2. 次级电子倍增的时间演化过程

介质波导窗是真空微波器件通常采用的一种功率输出部件.研究表明,当微波功率通过该部件传输至下级负载时,介质窗内除工作模式的横向射频电场分量外,还存在高次干扰模式的纵向射频电场分量和表面正电荷积聚产生的纵向直流电场.理论分析和实验均证实,S波段射频介质窗的次级电子发射区域并非遍布整个介质窗片,而主要集中在介质表面存在纵向射频电场的有限区域内,本文中取此区域面积为 12 cm^2 ,并设纵向射频电场幅值为横向射频场的40%^[14, 15].下面以一S波段氧化铝波导窗为例,计算次级电子倍增的时间演化过程及其在介质上的功率沉积.

S波段氧化铝介质窗的材料参数、表面初始射

频电场幅值及频率的取值如下: $\delta_{\text{max}0} = 3.0$, $W_{\text{max}0} = 420 \text{ eV}$, $W_{\text{om}} = 2.1 \text{ eV}$, $A = 12 \text{ cm}^2$; $E_{y0} = 2.0 \text{ MV/m}$, $E_{z0} = 0.8 \text{ MV/m}$, $E_{dc0} = 10 \text{ V/m}$, $f = \omega/(2\pi) = 3.0 \text{ GHz}$.利用蒙特卡罗模拟方法,可得到上述介质材料和表面电场条件下波导窗内次级电子激发过程的物理图像,为研究纵向射频电场对次级电子激发过程的影响,同样分别考虑上述无纵向射频电场和有纵向射频电场两种情况.图4所示为只考虑建立在介质表面的纵向直流场和横向射频电场时次级电子数 N_e 、次级电子发射系数 δ 、纵向直流场幅值 E_{dc1} 、电子撞击表面能量 W_i 、撞击角度 ξ_i 和渡越时间 τ 随次级电子碰撞次数达到饱和的变化曲线.图5是在相同的横向电场情况下,增加纵向射频电场后上述参量的时间演化曲线.图4和图5中的实线为蒙特卡罗模拟结果,虚线为解析结果.宏粒子循环

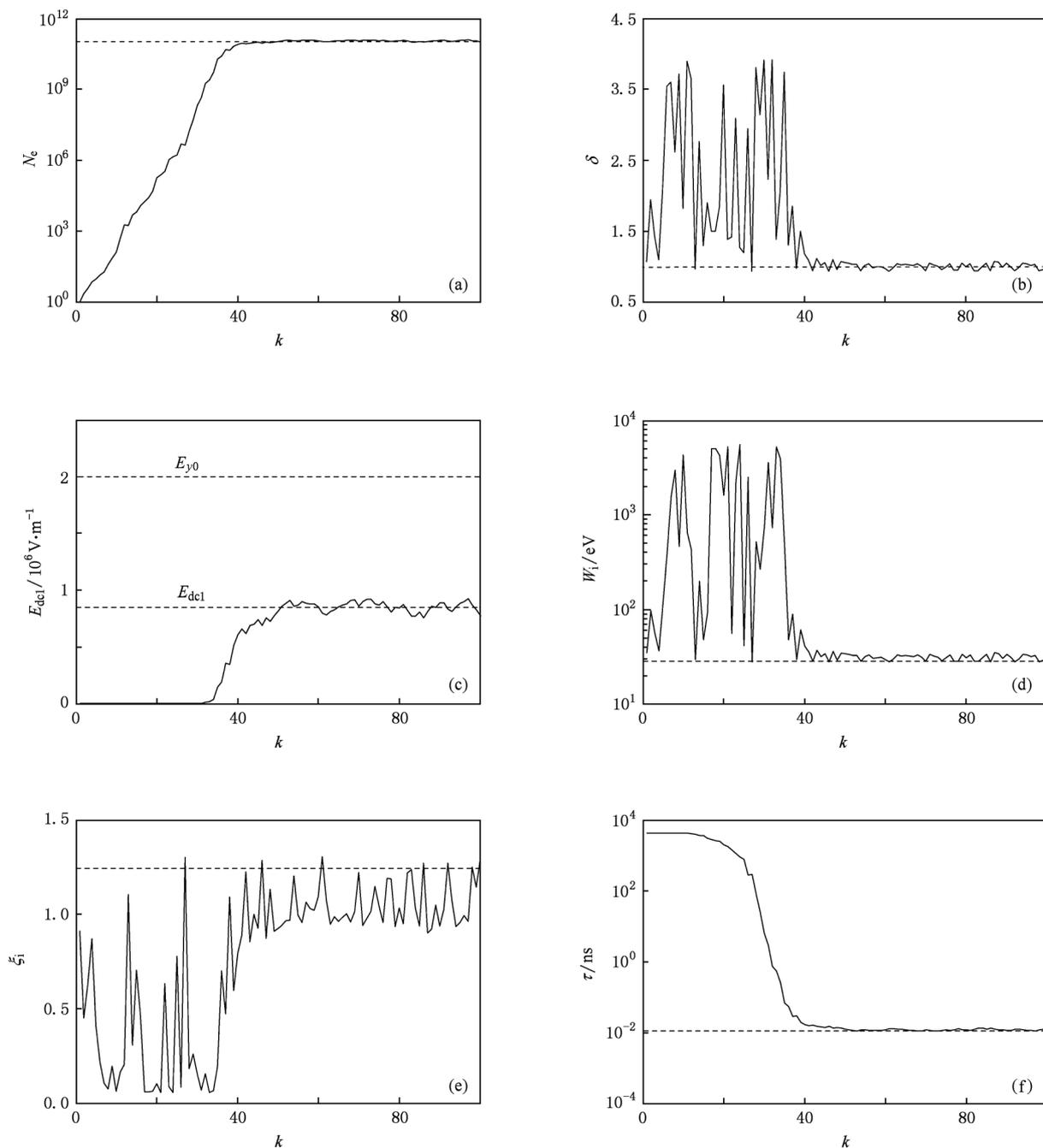


图4 氧化铝电介质表面只存在纵向直流电场和横向射频电场情况下参量 N_e , δ , E_{dcl} , W_i , ξ_i 和 τ 的演化 (a) 次级电子总数 N_e , (b) 次级电子发射系数 δ , (c) 纵向直流电场幅值 E_{dcl} , (d) 电子碰撞能量 W_i , (e) 电子碰撞角度 ξ_i , (f) 电子渡越时间 τ

撞击表面的次数分别为 100 和 200.

图 4 所反映的次级电子激发过程中各个参量与文献[4, 5]中的计算结果基本一致. 次级电子数 N_e 在电子激发初期呈指数增长, 当碰撞次数为 40 左右时次级电子激发达到饱和态, 此时 N_e 基本稳定在 1.159×10^{11} 左右(图 4(a)); 次级电子发射系数 δ 的平均值为 1(图 4(b)); 介质表面建立的纵向直

流场幅值为 0.874 MV/m, 对应于图 3(a) 电场敏感曲线上 P_1 点(图 4(c)); 电子撞击表面能量 W_i 也基本维持在次级电子发射曲线的第一个能量交叉点 $W_{P_1} = 28$ eV 附近(图 4(d)); 碰撞角度 $\xi_i \approx 85^\circ$, 即电子近似切线入射(图 4(e)); 电子在碰撞过程中的平均渡越时间为 1.17×10^{-11} s 左右(图 4(f)).

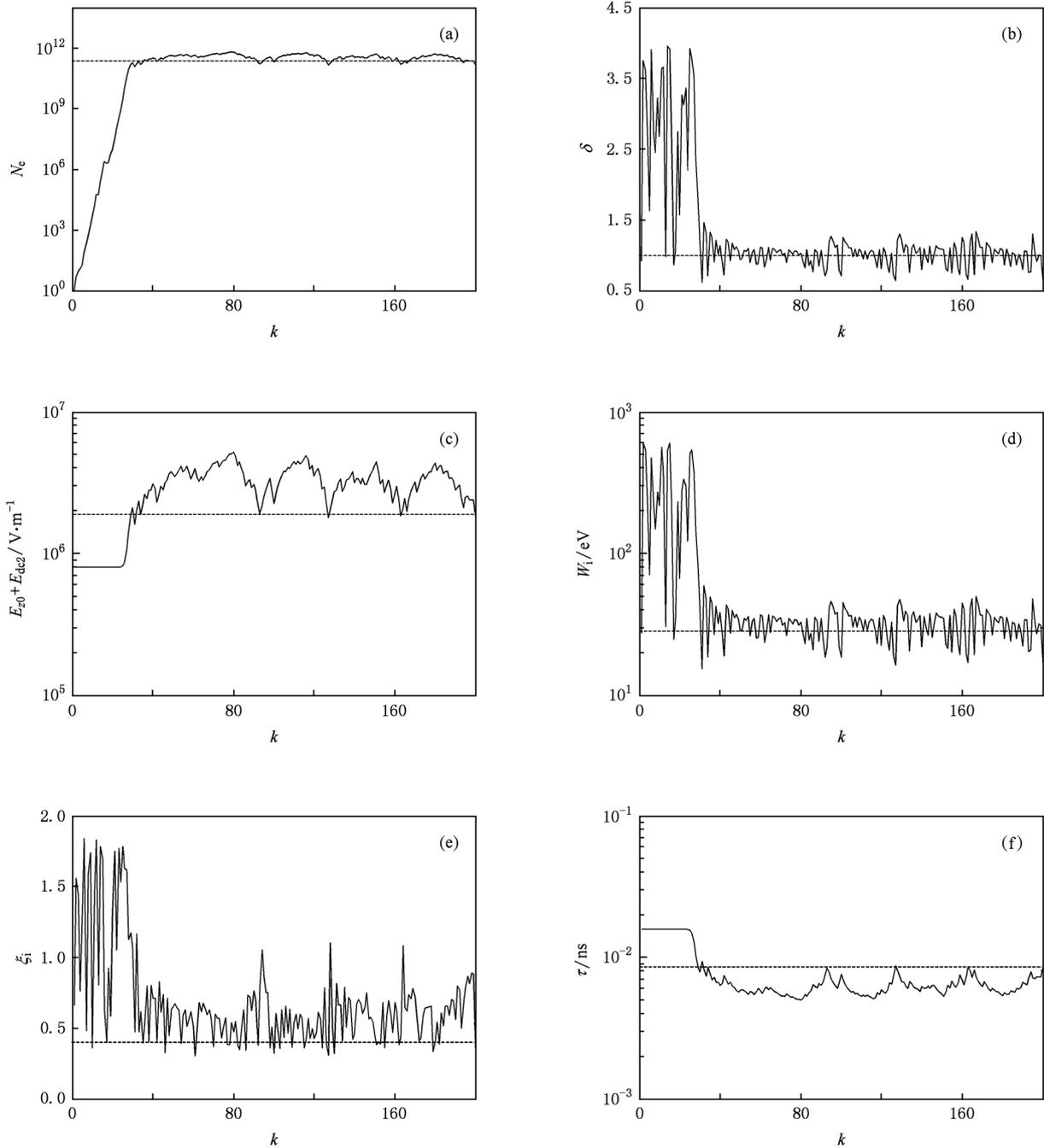


图5 氧化铝电介质表面考虑纵向射频电场后参量 N_e , δ , $E_{e0} + E_{dc2}$, W_i , ξ_i 和 τ 的演化 (a) 次级电子总数 N_e , (b) 次级电子发射系数 δ , (c) 纵向直流电场幅值 $E_{e0} + E_{dc2}$, (d) 电子碰撞能量 W_i , (e) 电子碰撞角度 ξ_i , (f) 电子渡越时间 τ

由图5可见,考虑纵向射频电场情况下,次级电子倍增达到饱和状态后次级电子激发的时间演化趋势呈现出一定的周期性,即次级电子大约每循环碰撞40次,各参量变化一个周期.这种周期性对图5(a), (c), (e), (f)的体现更为明显,对5(b), (d)的表现相对较弱,但均有尖峰间距可以表征.由2(b)式可知,造成这种现象的原因可能是纵向射频电场的引入使电子渡越时间 τ_2 具有了周期性,这样就使得电子

在渡越时获得的能量也具有周期性,从而进一步影响着这些参量的时间演化过程.从图5可以看出:达到电子倍增饱和态时的碰撞次数约为35,次级电子发射系数 δ 稳定在1(图5(b)),电子撞击表面能量 W_i 同样维持于28 eV附近(图5(d)).达到饱和态后,相对无纵向射频电场情况,次级电子数 N_e 增至 1.382×10^{11} 左右(图5(a)),介质表面存在的纵向电场幅值变为1.842 MV/m,即由 $E_{e0} = 0.8$ MV/m 和 $E_{dc2} = 1.042$

MV/m 叠加而成,对应于图 3(b) 电场敏感曲线上 P_2 点(图 5(c)). 电子撞击角度 ξ_i 约减小为 19° , 即电子近似是法向入射, 这表明了纵向电场对电子显著的加速作用(图 5(e)). 次级电子平均饱和和渡越时间下降为 0.856×10^{-11} s 左右(图 5(f)), 由此可估算图 5 中参量变化的平均周期 $T_m = 40 \times 0.856 \times 10^{-11}$ s = 3.424×10^{-10} s, 与介质表面射频电场的周期(1/3.0 GHz)相符. 由于纵向射频电场的影响, 被激发出来的次级电子增多, 导致即使饱和状态下纵向直流电场幅值相对无纵向射频电场时都增加了 19% 以上, 纵向叠加场幅值是图 4 中纵向直流场幅值的两倍多. 当纵向射频电场幅值为正时, 若按照图 4 中情况则次级电子平均饱和和渡越时间应缩短 50% 以上; 当纵向射频场幅值为负时, 介质表面纵向电场方向与直流场方向相反($E_{a0} < E_{dc2}$), 可能造成部分电子的饱和和渡越时间有所增长. 不过, 由于总电场强度增强产生的加速效果强于交流变化产生的减速效果, 使得次级电子平均饱和和渡越时间 $\tau_2 = 0.856 \times 10^{-11}$ s 较 $\tau_1 = 1.17 \times 10^{-11}$ s 缩短了 27%. 此外, 在次级电子发射进入饱和状态之后, 纵向射频电场的周期性变化会保持次级电子发射在一定的约束范围内周期性重现, 从而对纵向直流电场幅值增加有一种稳定的周期性影响, 于是便产生了图 5(c), (e), (f) 中纵向叠加电场高于平均值、电子撞击介质表面角度 ξ_i 大于平均值和电子渡越时间小于平均值的演化过程.

4.3. 介质表面的能量沉积

利用图 5 中相关计算参量可估算纵向射频电场作用下次级电子在上述 S 波段射频窗介质表面的功率沉积 P_m . 设次级电子撞击表面时其携带的动能完全被介质表面吸收, 则^[5]

$$P_m = N_e W_i e / \tau, \quad (7)$$

其中功率的单位为 W, 而电子碰撞能量的单位为 eV. 对于无射频电场的情况, $N_e = 1.159 \times 10^{11}$, $W_i = 28$ eV, $\tau = 1.17 \times 10^{-11}$ s, $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C, 将上述参量值代入(7)式可得沉积功率 $P_m = 44.43$ kW^[4]; 对考虑纵向射频电场情况, 由图 5 可知, $N_e = 1.382 \times 10^{11}$, $\tau = 0.856 \times 10^{-11}$ s, 相应的沉积功率为 $P_m = 72.42$ kW. 假设脉冲宽度为 80 μ s, 重复频率为 100 Hz, 通过射频窗的平均微波功率为 50 kW, 则一个脉冲中沉积的能量大约为 5.79 J. 设这些能量均匀沉积在厚度为 1 μ m, 面积为 12 cm^2 的介质表层, 氧化铝的热导率为 25 W/m·K, 相对介电常数为 9.3, 损耗角正切为 3×10^{-4} , 由傅里叶定律可得考虑纵向射频电场后次级电子沉积能量在介质表面造成的温升大约为 94°C . 通常情况下, 介质表面的温升来源于以下两个方面: 一方面是次级电子倍增引起的能量沉积, 另一方面是介质本身的损耗引起的微波加热. 在上述边界条件基础上, 由次级电子倍增效应和介质损耗产生的平均功率密度并应用一维稳态热传导方程, 可分别求得电介质圆盘在有纵向射频电场和无纵向射频电场作用下其轴向和径向上的温度分布^[16], 计算参量与图 4 和图 5 相同, 圆盘半径 $r = 42$ mm, 厚度 $d = 3.0$ mm, 结果如图 6 所示. 由图 6(a) 可见, 两种情况下介质片内表面 ($d = 0$) 温度分别为 196 和 160 $^\circ\text{C}$, 最高温度 202 和 165 $^\circ\text{C}$ 大致位于 $d = 1.2$ mm 处, 厚度方向温度变化平缓. 由图 6(b) 可见, 介质圆盘中心 ($r = 0$) 处温度分别为 154 和 160 $^\circ\text{C}$, 最高温度点分别位于 $r = 15$ mm 和 $r = 0$ 处, 圆盘边缘冷却至 30 $^\circ\text{C}$, 径向温度起伏较大. 由最大径向温差 ΔT 可估算介质内部热应力 σ_r 的大小^[17], 即

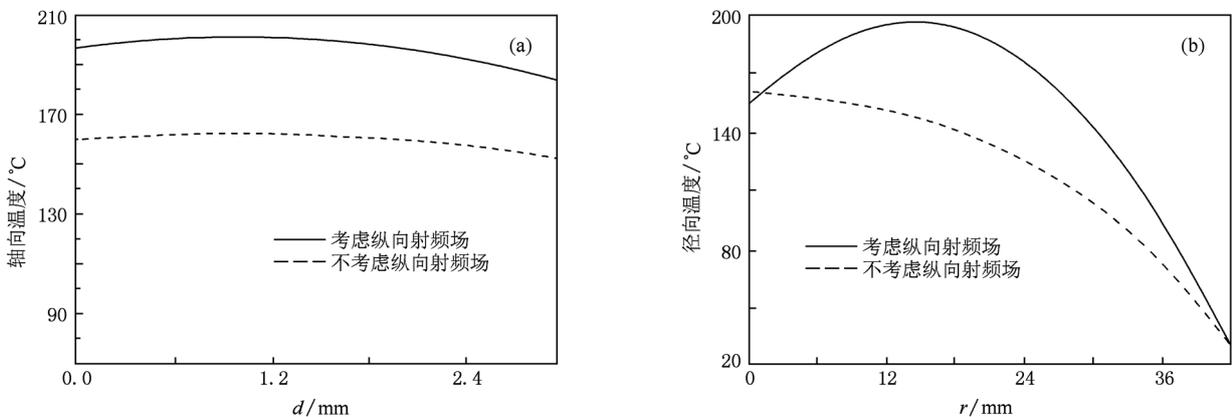


图 6 电介质圆盘的温度分布 (a) 轴向温度分布, (b) 径向温度分布

$$\sigma_r = 1.4p\alpha \frac{(dr)^{1/2}}{l} \Delta T, \quad (8)$$

其中 $p = 303 \text{ GPa}$ 为 97% 氧化铝材料的弹性模量, α 为线膨胀系数 $8.2 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, l 为介质片表面出现最大径向温差的两点之间距离, 单位为 mm, ΔT 为最大径向温差, 单位为 $^\circ\text{C}$. 由(8)式求得材料内部热应力 σ_r 分别为 229.03 和 120.85 MPa, 而氧化铝材料(氧化铝的纯度为 97%, 应变速率为 10^{-6} m/s) 的最大抗张强度为 179 MPa^[18]. 上述计算结果表明, 存在纵向射频电场时, 介质圆盘轴向温度分布明显升高, 径向温差也相应增大, 圆盘内表面最高温度点由中心向边缘外移, 在介质表面未涂覆低电子发射系数薄膜情况下, 次级电子倍增效应和介质损耗共同产生的温度梯度可能导致介质内部热应力超

过其最大抗张强度, 容易导致介质片破裂.

5. 结 论

本文研究了纵向射频电场对介质表面次级电子倍增的影响, 计算了不同电场模式下的次级电子倍增敏感区域和次级电子激发过程的物理图像. 蒙特卡罗模拟结果表明, 相对于介质表面单独存在纵向直流电场的情况, 纵向射频电场同时参与下的电场敏感区域明显增大. 在相同横向射频电场幅值情况下, 纵向射频电场的作用使介质表面释放的次级电子数增加, 次级电子饱和渡越时间缩短, 电子撞击表面的角度也明显减小, 纵向射频电场加剧了介质表面的次级电子撞击和功率沉积, 不利于高频能量传输.

- [1] 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]
- [2] Hao J H, Ding W, Dong Z W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4789 (in Chinese) [郝建红、丁武、董志武 2006 物理学报 **55** 4789]
- [3] 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]
- [4] Kishkek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3198
- [5] Ang L K, Lau Y Y, Kishkek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [6] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [7] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123506
- [8] Yamaguchi S, Saito Y, Anami S, Michizono S 1992 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** 278
- [9] Neuber A, Hemmert D, Dickens J, Krompholz H 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 138
- [10] Vaughan J R M 1989 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [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] Deng C Y, Zhao H, Wang Y S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1385 (in Chinese) [邓朝勇、赵辉、王永生 2001 物理学报 **50** 1385]
- [13] Gao F, Ryoko Y, Mitsuo W, Liu H F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3584 (in Chinese) [高飞、山田亮子、渡边光男、刘华锋 2009 物理学报 **58** 3584]
- [14] Michizono S 2007 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **14** 583
- [15] Zhu F, Zhang Z C, Luo J R, Zhang Y W 2010 *IEEE Trans. Electron Dev.* **57** 946
- [16] Zhong Z F, Li H 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 1219 (in Chinese) [钟哲夫、李浩 2005 强激光与粒子束 **17** 1219]
- [17] Preist D H, Talcott R C 1961 *IRE Trans. Electron Dev.* **8** 243
- [18] Nemat-Nasser S, Deng H 1994 *Acta Metall. Mater.* **42** 1013

Influence of longitudinal radio frequency electric field on multipactor effect on a dielectric surface^{*}

Zhu Fang^{1)2)†} Zhang Zhao-Chuan¹⁾ Dai Shun¹⁾²⁾ Luo Ji-Run¹⁾

1) (*Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 22 December 2009; revised manuscript received 27 December 2010)

Abstract

Based on the multipactor dynamic model and the secondary electron emission yield curves, the multipactor phenomenon of the secondary electron emission subjected to the longitudinal radio frequency (RF) electric field existing on a dielectric surface is simulated using the Monte Carlo method. The susceptibility curve of the electric field on the surface and the temporal evolution image of the multipactor discharge are investigated. The power deposited on the dielectric surface by the multipactor is also obtained in terms of an S-band RF dielectric window. The results show that the longitudinal RF electric field may intensify the single-surface multipactor effect, which is likely to result in dielectric crack and detrimental to RF transmission.

Keywords: longitudinal radio frequency electric field, multipactor effect, Monte Carlo method, power deposition

PACS: 41.20.Jb, 41.75.Fr

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2007AA12Z124).

[†] E-mail: zhufang06@mails.gucas.ac.cn