

# 基于 MILO 结构的一种单边 multipactor 模型分析\*

应旭华 郝建红†

(华北电力大学电气与工程学院, 北京 102206)  
(2008 年 4 月 25 日收到, 2008 年 11 月 11 日收到修改稿)

根据高功率微波源相互作用腔的物理结构特性, 以磁绝缘传输线振荡器(MILO)为例, 建立了一种单边二次电子倍增效应(multipactor)模型. 采用概率统计和蒙特卡罗(MC)模拟方法, 计算了敏感曲线和二次电子的时间演化规律, 分析了射频场参数对二次电子倍增效应的影响, 并提出了减小和抑制二次电子倍增效应的具体措施.

关键词: 单边二次电子倍增效应, 敏感曲线, 二次电子的时间演化

PACC: 5275, 5240D

## 1. 引言

实验表明, 高功率微波源在实际功率超过 100 MW 时, 将出现脉冲缩短现象. 脉冲缩短将限制微波脉冲输出能量的提高<sup>[1]</sup>. 从硬管子技术和装配技术考虑, 提高管壁的洁净度、改善表面条件、使用高真空技术、采用新型材料制造与硬管子兼容的阴极等新技术应用和创新, 在一定程度上减小了脉冲缩短, 但从降低硬管子技术和技术装配要求考虑, 从物理上分析脉冲缩短现象的机理、寻求抑制脉冲缩短的有效方法才是消除微波脉冲缩短的最根本途径. 脉冲缩短产生的重要原因之一就是二次电子倍增效应(multipactor), 因此研究 multipactor 的产生机理和消除方法是研究脉冲缩短的一个重要工作.

Multipactor 是电子在射频(RF)场加速下撞击金属或介质表面并释放出大量电子、由二次电子引起的一种雪崩效应. 一般情况下, multipactor 分为双边(two-surfaces)和单边(one-surface)两种模式. 双边模式是指电子在 RF 场的作用下从一个金属表面离开, 经过半个 RF 场周期打击相对的另一个金属表面, 如此来回在两个金属表面之间相互撞击产生 multipactor 的模式; 单边模式是指电子在 RF 场作用下从金属表面离开, 由相对论电子束(REB)产生的静电场或/和用于传输 REB 的静磁场提供的力迫使它返回, 经过一个 RF 周期又打击这个金属表面产

生 multipactor 的模式<sup>[1, 2]</sup>.

根据 RF 场是平行还是垂直金属表面, 单边 multipactor 可以分为两种形式, 如图 1 所示.

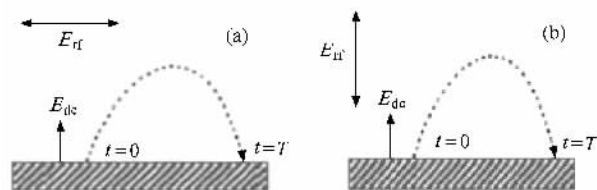


图 1 单边 multipactor 的两种形式

图 1(a)中 RF 场平行于腔壁表面, 电子的渡越时间  $\tau_{\text{trans}}$  和渡越距离  $x_c$  仅与直流电场  $E_{\text{dc}}$  有关, 可以很方便地计算出来, 许多文献都是基于这种方式分析的<sup>[3, 4]</sup>. 图 1(b)中, 影响电子渡越时间  $\tau_{\text{trans}}$  的不仅有直流电场  $E_{\text{dc}}$ , 还有射频电场  $E_{\text{rf}}$ , 其对 multipactor 的影响比较复杂. 本文以 MILO 结构为基础, 针对垂直射频场的情况建立一种单边 multipactor 模型, 为全面精确分析 MILO 中的 multipactor 物理特性奠定基础.

## 2. 单边 multipactor 模型

图 2 表明了单边次级电子倍增过程: 当二次电子从金属表面发射出, 则金属表面会留下同等数量的正离子, 这些正离子堆积产生静电场( $E_{\text{dc}}$ ), 静电

\* 国家高技术研究发展计划(863) 强辐射重点实验室基金(批准号: 20050601)资助的课题.

† E-mail: jianhonghao@ncepu.edu.cn

场又迫使电子回到金属表面。

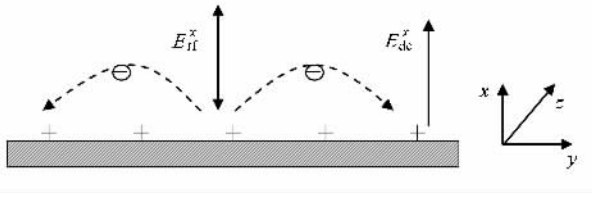


图2 单边次级电子倍增示意图

当波导半径远远大于电子的振荡尺度时,波导曲面可视为平面,在波-束相互作用腔中,电子受到射频场  $E_{rf}^x = E_{r0} \sin \omega t$  ( $x$  方向的)、静磁场  $B_0$  ( $z$  方向的) 和空间电荷(包括电子束和二次电子的堆积)产生的静电场  $E_{dc}$  ( $x$  方向)的作用,于是从金属平面二次发射出的电子运动方程为

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m \Omega^2 x = e | E_{dc}(x) | - e E_{r0} \sin(\omega t + \theta), \quad (1a)$$

$$\frac{dy}{dt} = \Omega x, \quad (1b)$$

$$\Omega = \frac{e B_0}{mc}. \quad (1c)$$

为方便计算和分析,将时变磁场  $B_0$  视为缓变量,积分中作为常数处理.求解方程(1),并应用初始条件可得

$$x = C_1 \cos \Omega t + C_2 \sin \Omega t + \frac{e E_{r0}}{m(\omega^2 - \Omega^2)} \times \sin(\omega t + \theta_0) + \frac{e}{\Omega^2 m} E_{dc}, \quad (2)$$

$$\frac{dx}{dt} = -C_1 \Omega \sin \Omega t + C_2 \Omega \cos \Omega t + \frac{e \omega E_{r0}}{m(\omega^2 - \Omega^2)} \times \cos(\omega t + \theta_0), \quad (3)$$

$$C_1 = -\frac{e E_{r0}}{m(\omega^2 - \Omega^2)} \sin \theta_0 - \frac{e}{\Omega^2 m} E_{dc},$$

$$C_2 = \frac{v_{0x}}{\Omega} - \frac{\omega e E_{r0}}{\Omega m(\omega^2 - \Omega^2)} \cos \theta_0,$$

其中  $v_{0x}$  是电子在垂直于表面方向的初始速度.二次电子从金属表面发射,经过渡越时间  $\tau_{trans}$  后回到表面,每个电子的渡越时间与射频场的初始相位有关,为了求得二次电子打击金属表面的打击能量  $E_i$ ,令

$$-C_1 \Omega \sin \Omega t + C_2 \Omega \cos \Omega t + \frac{e \omega E_{r0}}{m(\omega^2 - \Omega^2)} \times \cos(\omega t + \theta_0) = 0. \quad (4)$$

解方程(4)得到电子速度等于零时对应的的时间  $t$ ,且

$\tau_{trans} = 2t$ .所以二次电子的打击能量和打击角度为

$$E_{ix} = \frac{1}{2} m \left[ -C_1 \Omega \sin \Omega \tau_{trans} + C_2 \Omega \cos \Omega \tau_{trans} + \frac{e \omega E_{r0}}{m(\omega^2 - \Omega^2)} \cos(\omega \tau_{trans} + \theta_0) \right]^2, \quad (5a)$$

$$E_{iy} = \frac{1}{2} m (\Omega x + v_{0y})^2, \quad (5b)$$

$$\varphi = \arctan \left( \sqrt{\frac{E_{iy}}{E_{ix}}} \right). \quad (5c)$$

### 3. 敏感曲线

敏感曲线是描述确定发生 multipactor 的参数范围.一个种子电子打击金属表面,其依据二次电子发射率可以激发出一定数量的二次电子.电子激发率不仅与种子电子的碰撞能和碰撞角有关,还与材料和表面条件有关.我们利用 Vaughan 提出的可变化的 constant- $k$  理论来求二次电子激发率<sup>[5]</sup>:

$$\delta = \delta_m [\epsilon e^{1-\epsilon}]^k, \quad (6)$$

$$g = \begin{cases} 0.62, & \epsilon \leq 1, \\ 0.25, & \epsilon > 1, \end{cases} \quad (7)$$

$$\epsilon = \frac{E_i - E_{i0}}{E_m - E_{i0}}, \quad (8)$$

$$\delta_m = \delta_{m0} (1 + k_s \alpha_i^2 / 2\pi), \quad (9)$$

$$E_m = E_{m0} (1 + k_s \alpha_i^2 / \pi), \quad (10)$$

其中  $\delta$  为二次电子发射率,  $\delta_{m0}$  和  $\delta_m$  分别是正入射和掠入射的二次电子最大发射概率,  $E_{m0}$  和  $E_m$  是其相应的能量,  $E_{i0}$  是二次电子发射的最小能量阈值,  $k_s$  为表面光滑系数,  $\alpha_i$  为入射角.

以金属铜为例,其  $\delta_{m0} = 1.2-2.0$ ,  $E_{m0} = 300-500$  eV,  $E_{i0} = 15$  eV.对于初始相位为  $\theta_0$  的种子电子,经过一个渡越时间  $\omega \tau_{trans} + \theta_0 = 2\pi$  回到金属表面,计算出打击能量  $E_{i1}$  和二次电子发射率  $\delta_1$ .第一次碰撞后,电子射频相角被刷新为  $\theta_1 = \theta_0 + \omega \tau_{trans}$ ,利用这个新的相位,可以重复上述过程得到一系列电子碰撞能量 ( $E_{i1}, E_{i2}, \dots, E_{iN}$ ) 和碰撞的发射率 ( $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N$ )<sup>[4]</sup>.对每个确定的  $\theta_0$ ,电子碰撞器壁表面的打击能量和二次电子发射概率的  $N$  次平均值为

$$E_N(\theta_0) = (E_{i1} + E_{i2} + \dots + E_{iN}) / N, \quad (11)$$

$$\delta_N(\theta_0) = (\delta_1 \delta_2 \dots \delta_N)^{1/N}. \quad (12)$$

假定有  $M$  个种子电子,其初始相位  $\theta_0$  按照等间隔分布在  $(0, 2\pi)$  之间,对每一个种子电子,都重复上述计算过程,这样得到电子打击能量和二次电子激发

率的平均值为

$$E_i(E_{rf}, E_{dc}) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M [E_i(\theta_0)]_j, \quad (13)$$

$$\delta(E_{rf}, \omega) = \sqrt[M]{[\delta(\theta_0)]_1 [\delta(\theta_0)]_2 \dots [\delta(\theta_0)]_M}. \quad (14)$$

通过给定的  $\delta_{m0}$  和  $E_{m0}$ , 就可以计算和分析  $\delta > 1$  和

$\delta < 1$  的敏感特性.

图 3 是  $k_s = 2.0$ ,  $\Omega = 5.85 \times 10^5$  Hz,  $\delta_m = 2.0$ ,  $E_m = 400$  eV 时, 电子掠入射 ( $\alpha_i = \frac{\pi}{2}$ ) 情况下, 计算得到的不同射频场频率下的二次电子发射率的敏感曲线.

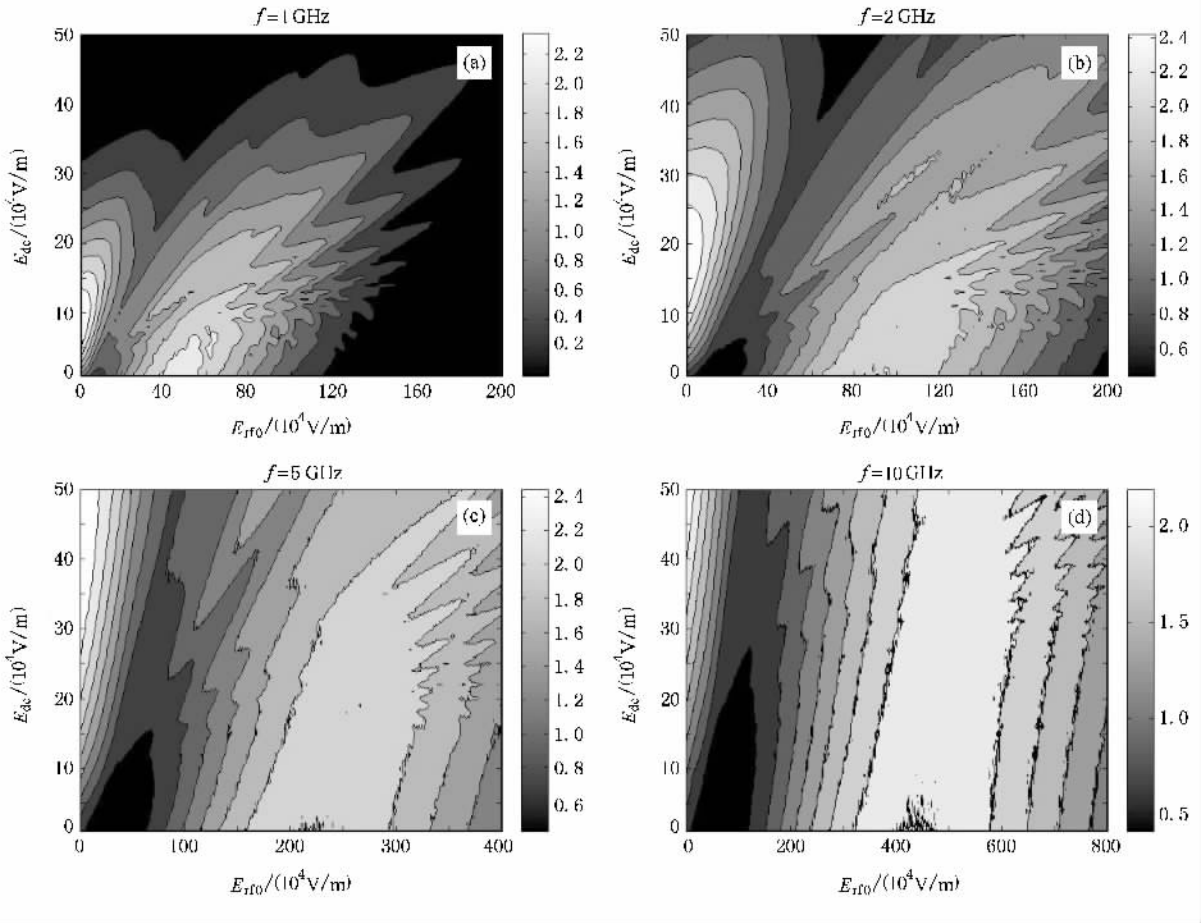


图 3  $\alpha_i = \frac{\pi}{2}$  不同频率条件下的敏感区域

图 3 中颜色越浅的区域代表其  $\delta$  越大, 反之则  $\delta$  越小, 从图中可以看出: (1) 在腔材料特性及结构确定的情况下, 敏感曲线出现二次电子发射率  $\delta$  的峰值区域, 其对应于二次电子发射的共振区域, 在这共振区域里满足  $\delta > \delta_{m0}$ ; (2) 由于碰撞能  $E_i$  必须介于  $E_1$  和  $E_2$  ( $E_1, E_2$  分别是  $\delta-E$  曲线上  $\delta > 1$  的两个能量交叉点) 之间<sup>[24]</sup>, 由方程 (5) 可知  $E_i$  由  $E_{dc}$  和  $E_{m0}$  共同决定. 对于不同的共振级, 都有两个峰值区域, 如图 3 所示, 图中出现两个峰值区域; (3) 射频场频率越高, 发生 multipactor 的共振区域和  $\delta > 1$  的区域也越大, 而且两个共振区域分离的也越远. 这表明相对于低频情况, 高频时发生 multipactor 的场范围越宽大,

所以更容易发生 multipactor. (4) 在不同的射频场频率条件下, 共振区域发生了变化, 随着频率的增大, 共振区域逐渐向强场方向移动并逐渐扩大, 这说明随着频率的增大, 发生 multipactor 的场强也在增加.

图 4 是在相同条件下, 电子正入射 ( $\alpha_i = 0$ ) 时得到的敏感曲线. 比较图 3 和图 4 可以看出, 在相同场参数条件下, 电子正入射情况时的二次电子激发率比掠入射时小得多; 电子掠入射时共振区域和  $\delta > 1$  的区域比电子正入射时明显增大. 说明在材料特性、表面条件和场一定的情况下, 电子掠入射比正入射更易发生 multipactor. 这个结果与我们对双边 multipactor 的讨论结果是一致的<sup>[7,8]</sup>.

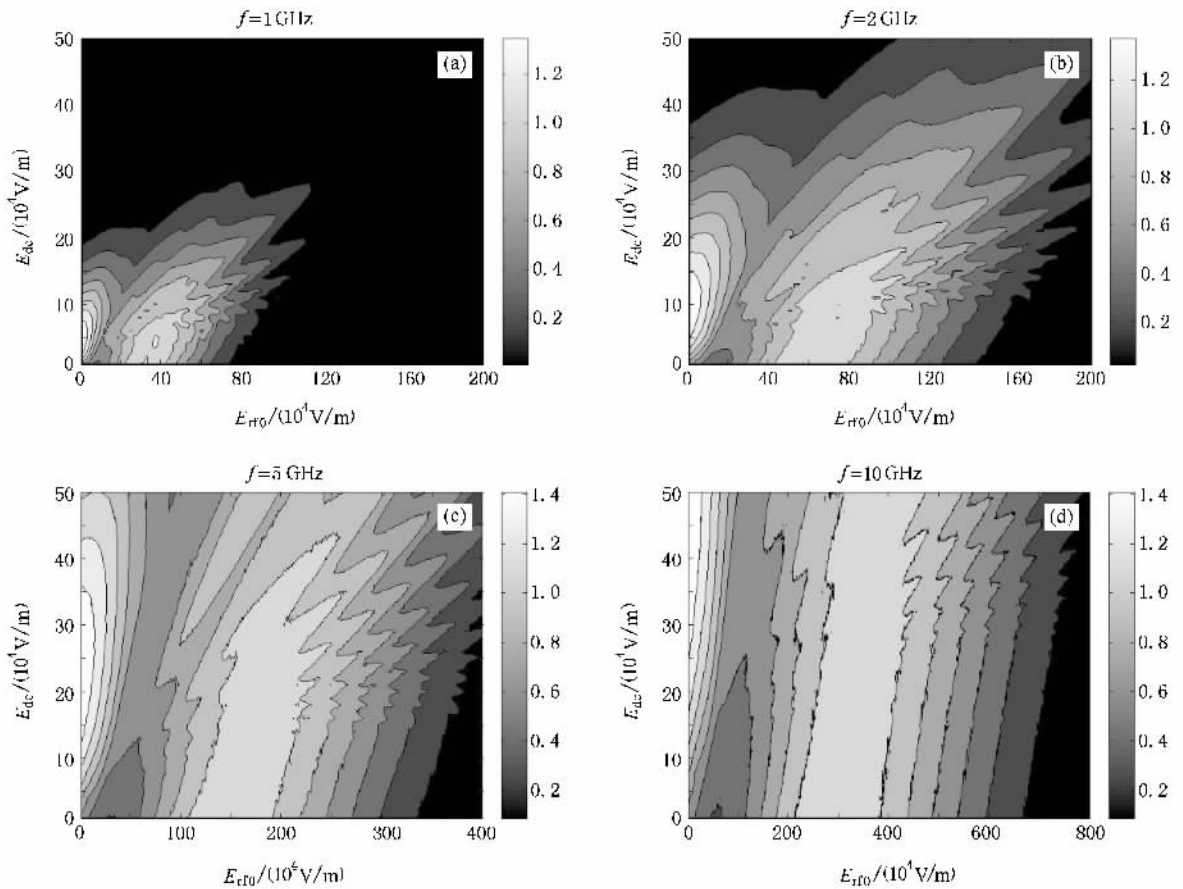


图 4  $\alpha_1 = 0$  时,不同频率条件下的敏感区域

值得一提的是,在许多处理单边 multipactor 的电子轨迹计算中,时变磁场总是被忽略了<sup>[9,10]</sup>.对于 MILO 器件,当考虑到可能出现的磁绝缘损失情况时<sup>[2]</sup>,磁场作用可以不予考虑.通常,当只考虑具有第一交叉点附近能量的电子时,磁场作用远小于电场作用,忽略磁场作用是合理的.但当电子能量较大时,如电子能量大于 5.6 keV,电场力与磁场力之比接近于 10,此时就必须考虑磁场的影响,而且磁场和电场通常并不作用于同一平面,因此即使电子运动速度比较低,有时也应考虑磁场的影响.在上面的计算中我们将磁场作用作为一个常量分析了 multipactor 的敏感特性,限于篇幅,磁场大小对 multipactor 的影响我们将在另一篇文章中进行详细分析.

#### 4. 二次电子的时间演化

由于发生 multipactor 的共振区域是由材料特性、表面特性和 RF 场参数决定的.为了找出减少和

抑制 multipactor 的有效方法,必须研究电子在相互作用腔内的演化规律.我们在 Vaughan 的可变化的 constant- $k$  理论的基础上,采用蒙特卡罗(MC)模拟的方法来统计电子数目.由前边分析知,在二次电子雪崩式增长的过程中,随着激发出的电子数目的增多,在器壁上留下的等量正离子建立的直流电场也越大,这个直流电场加速电子返回器壁表面.所以,相互作用腔中的二次电子数目与直流电场是相互制约的,在一定条件下,这种制约作用达到平衡,此时,电子增长达到一种饱和状态.我们就是以这种自恰的相互作用机理为基础,分析和计算二次电子倍增数目的演化规律.

假设腔内的电子束为一薄层,则此薄层的单位面电荷为  $\sigma_e = -N_{\text{super}} e/A$ <sup>[3,4]</sup>,其中  $N_{\text{super}}$  为各个时刻(考虑到大量电子的平均效应,可以认为是一个常数)二次电子和种子电子之比, $A$  为表面积.根据电荷守恒,器壁上面电荷密度( $\sigma_{\text{wall}}$ )与腔中被激发出的二次电子数满足

$$\sigma_{\text{wall}} + N_e \sigma_e = 0, \quad (15)$$

其中  $N_e$  为空间中的电子总数,所以静电场  $E_{dc} = \sigma_{wall}/\epsilon_0$  (其中  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数).

我们仍然以铜材料( $\delta_{n0} = 2.0, E_{n0} = 400 \text{ eV}, E_{r0}$

$= 15 \text{ eV}$  )和掠入射( $\alpha_i = \frac{\pi}{2}$ )为例,选择光滑系数  $k_s = 2.0$ ,计算了二次电子的时间演化.

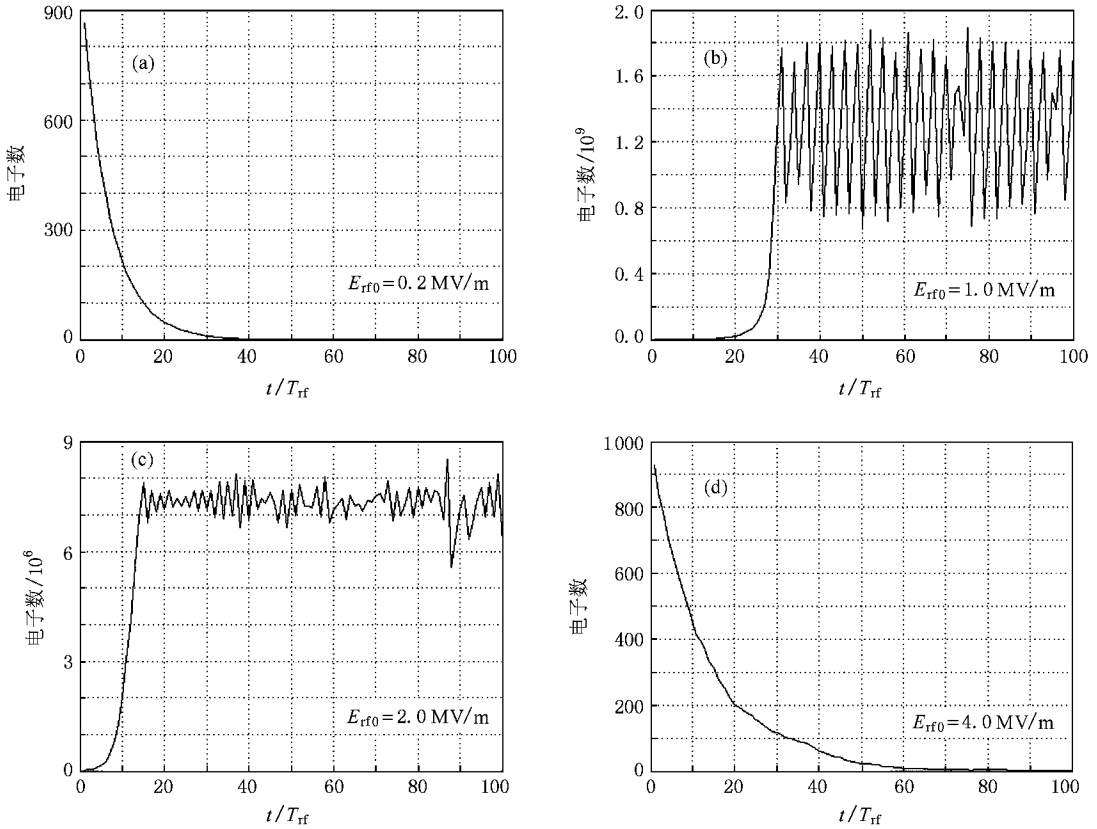


图 5 频率  $f = 1 \text{ GHz}$  时,不同 RF 场下的二次电子时间演化

如图 5 所示,在 RF 场频率一定、大小不同的情况下,二次电子的时间演化呈现出不同的规律.可以看出:1)由于受 RF 场和静电场  $E_{dc}$  的双重作用,而且电子数与直流场具有自洽相互作用,当二次电子数目增加到一定数量,即静电场  $E_{dc}$  达到一定大小时(由(15)式知,  $E_{dc} \propto N_e$ ),二次电子的增长会在饱和的基础上出现振荡现象.2)在材料特性及腔结构确定的情况下,频率一定时,multipactor 只在一定的 RF 场范围内发生,在范围之外则不发生 multipactor.这是因为  $E_i \propto E_{r0}$ (见(5)式),且发生 multipactor 的  $E_i$  的值必须在  $E_1$  和  $E_2$  ( $E_1, E_2$  分别是  $\delta-E$  曲线上  $\delta > 1$  的两个能量交叉点)之间,所以  $E_{r0}$  增大或减小到一定程度都将导致  $E_i$  超出这个范围.3)在发生 multipactor 的 RF 场范围内,当  $E_{r0}$  为某一个值时,multipactor 现象最为严重,而且越接近这个值,电子数量振荡时的幅度越大.

频率不同时,二次电子的时间演化如图 6 所示.

图中显示:在射频场大小一定的情况下,二次电子的时间演化与射频场频率有关.二次电子的增长是在一定的频率范围里产生的,频率过低或过高都将抑制二次电子的激发.这点也可以通过(5a)式进行分析.

通过对  $E_{r0}$  和  $f$  对 multipactor 敏感特性和二次电子时间演化影响的分析可知:multipactor 的产生和强弱与射频场  $E_{r0}$  大小和频率  $f$  有很明显的依赖关系,在射频场的一定范围里,multipactor 才可能发生.

## 5. 结 论

对基于 MILO 的单边 multipactor,  $\delta > 1$  的敏感区域和共振区域对应于一定的 RF 场和静电场  $E_{dc}$  范围.随着频率的增大,发生 multipactor 的 RF 场和静电场  $E_{dc}$  的范围也明显增大,而且频率越高,敏感区

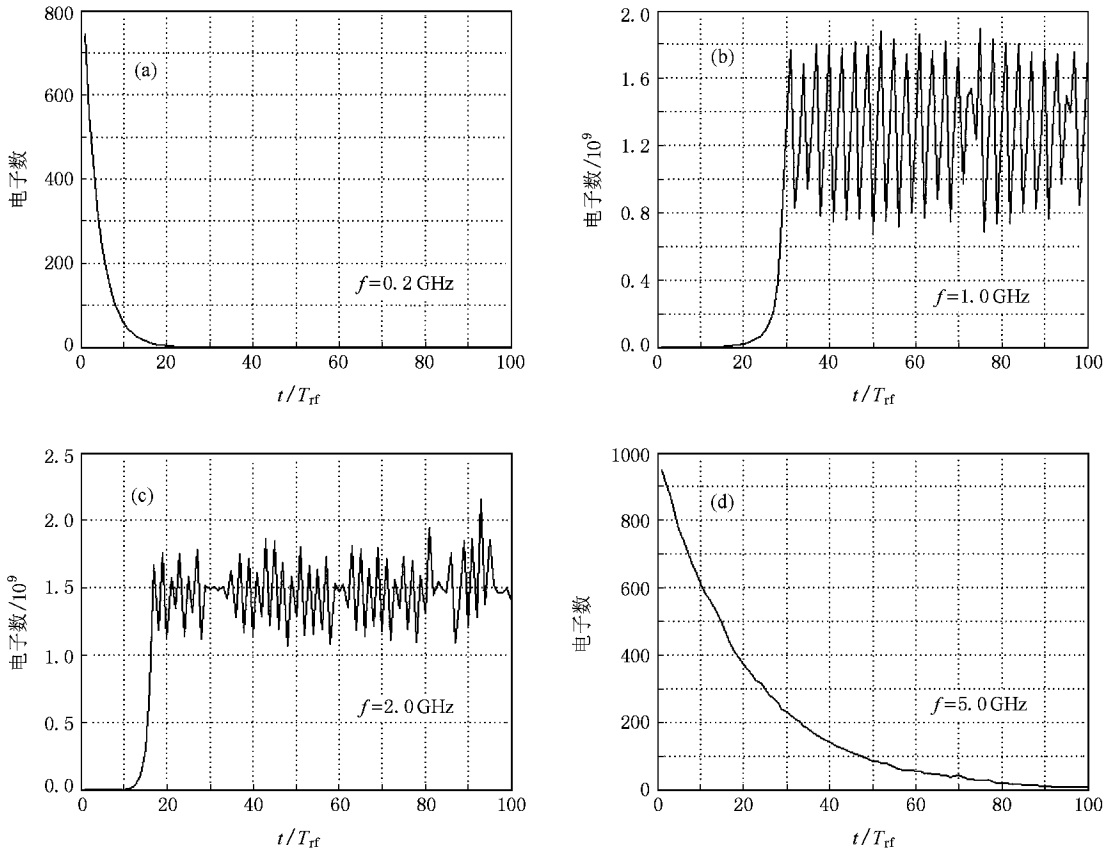


图 6  $E_{rf0} = 1$  MV/m 时, 不同频率  $f$  下的二次电子时间演化

域和共振区域也越大; 由于受 RF 场和静电场  $E_{dc}$  的双重作用, 当二次电子数目达到一定数量, 即静电场  $E_{dc}$  达到一定大小时, 二次电子的增长达到饱和. 在 multipactor 的敏感区域里, 频率越高, 二次电子激发率也越大; 二次电子数目与 RF 场参数大小呈非单调关系. 电子掠入射比正入射时更容易发生 multipactor.

实际中, 可以考虑采取如下措施抑制或减小 multipactor: 在器件结构设计允许的条件下, 可以通过调节 RF 场参数 ( $f$  和  $E_{rf0}$ ) 以及设计控制种子电子尽量接近正入射到表面等措施, 使其偏离 multipactor 的共振区域和敏感区域, 这样就可以有效地减小或抑制 multipactor.

[1] Robert J Barker, Edl Schamiloglu 2005 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua X in Chinese X) (美) Robert J Barker, Edl Schamiloglu 2005 高功率微波源与技术 (北京: 清华大学出版社) 第 75 页]

[2] 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]

[3] Kim H C, Verboncoeu J P 2005 *Phys. of Plasmas* **12** 123504

[4] Kim H C, Verboncoeu J P 2006 *Phys. of Plasmas* **13** 123506

[5] Vaughan J, Rodney M 1988 *IEEE Trans. on Electron Devices* **35** 1172

[6] Wu L, Ang L K 2007 *Phys. of Plasmas* **14** 013105

[7] Kishek P A, Lau X Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach A 1988 *Phys. of Plasmas* **5** 2120

[8] Semenov V, Kryazhev A, Anderson D, Lisak M 2001 *Phys. of Plasmas* **8** 5034

[9] Yamaguchi S, Saito Y, Anami S, Michizono S 1992 *IEEE. Trans. Nucl. Sci.* **39** 278

[10] Ang L K, Lau X Y, Kishek R A, Gilgenbach R A 1998 *IEEE. Trans. on Plasma Sci.* **26** 290

[11] Ding W 2002 *High-power Technologies* **10** 17 (in Chinese) [丁武 2002 高功率微波技术 **10** 17]

[12] D. Shiffler et al 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 304

# Physical analysis of a one-surface multipactor model based on the structure of MILO<sup>\*</sup>

Ying Xu-Hua Hao Jian-Hong<sup>†</sup>

( Department of Electronic Engineering , North China Electric Power University , Beijing 102206 , China )

( Received 25 April 2008 ; revised manuscript received 11 November 2008 )

## Abstract

According to the interaction cavity structure of high-power microwave sources ( HPM ), using magnetically insulated transmission line oscillator ( MILO ) as example , a one-surface multipactor discharge model is presented. Through the calculations of the susceptibility curves and the secondary electron evolution by using statistics and Monte Carlo simulation method , we analyzed the influence of the parameters of RF on multipactor discharge. Finally , measures for reducing and inhibiting multipactor discharge are proposed.

**Keywords** : one-surface multipactor discharge , susceptibility curves , secondary electron evolution

**PACC** : 5275 , 5240D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China ( Grant No. 20050601 ).

<sup>†</sup> E-mail : jianhonghao@ncepu.edu.cn