

双边二次电子倍增效应分析*

应旭华, 郝建红, 范杰清

(华北电力大学 电气与电子工程学院, 北京 102206)

摘 要: 根据高功率微波源相互作用腔结构,建立了一种双边二次电子倍增效应模型。采用概率统计和蒙特卡罗模拟方法,计算了敏感曲线和二次电子的时间演化规律,分析了射频场参数和结构参数对二次电子倍增效应的影响。结果表明:高频场比低频场更容易发生二次电子倍增效应;二次电子倍增效应的时间演化与射频场的大小和腔结构呈非单调关系,且电子掠入射时比正入射时的共振区域要大得多,这与理论分析的结果一致。

关键词: 双边二次电子倍增效应; 敏感曲线; 二次电子; 共振区域

中图分类号: O462.2; O411.3 **文献标志码:** A

在高功率微波源和加速器中,脉冲缩短是一个普遍存在的问题^[1-3]。脉冲缩短限制了脉冲能量的提高,制约了高功率微波源和加速器的发展。造成脉冲缩短的重要原因之一就是二次电子倍增效应。二次电子倍增效应是一种电子在射频(RF)场作用下撞击金属表面并释放出大量二次电子,由此而引起的一种雪崩效应,这不仅导致大量等离子体出现,而且还可以使器壁表面温度升高,噪声增大和击穿,对器件形成毁灭性损害。所以研究二次电子倍增效应,在了解其演化规律的基础上提出有效的抑制方案,是研究脉冲缩短的一个重要工作。

一般情况下,二次电子倍增效应分为单边和双边两种模式^[4-5]。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二次电子倍增效应的模式,如图 1 所示。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)产生的静电场和(或)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二次电子倍增效应的模式,如图 2 所示。

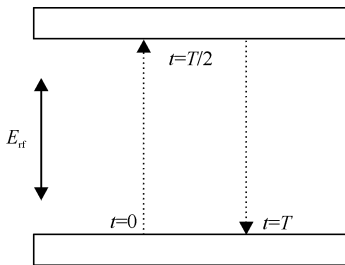


Fig. 1 Two-surface multipactor

图 1 双边二次电子倍增效应

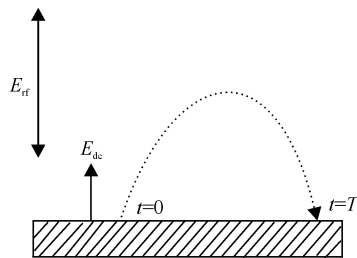


Fig. 2 One-surface multipactor

图 2 单边二次电子倍增效应

在微波器件和加速器结构中,双边和单边二次电子倍增效应都有可能发生。但不同的结构类型可能更有利于某种模式二次电子倍增效应的发生。一般情况下,介质表面有利于单边模式的二次电子倍增效应,而两个金属电极(或金属壁)之间则有利于双边模式的二次电子倍增效应。对于传统的慢波器件(如行波管和返波管),其微波产生结构中的褶皱或波纹相互作用腔以及一些射频窗口等,次级电子倍增效应过程中都存在着双边二次电子倍增效应发生的机制和结构条件。本文建立了一种双边二次电子倍增效应模型,讨论、分析和计算了其敏感曲线和二次电子的时间演化规律。

1 动力学理论及二次电子倍增效应模型

在微波器件、射频窗口或加速器结构中的波束相互作用腔中,当腔半径远远大于振荡幅度时,我们可以将其简化为如图 1 所示的平面。相对论电子束在径向 RF 场 $E_{RF} = E_{RF0} \sin \omega t$ 的作用下,由器壁的一个表面出发撞

* 收稿日期:2008-06-19; 修订日期:2008-11-28

基金项目:国家高技术发展计划强辐射重点实验室基金资助课题

作者简介:应旭华(1984—),男,浙江东阳人,硕士,研究方向为电子科学与强辐射理论;xuehua1127@163.com。

击相对的另一表面,其运动方程和初始条件为

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_{RF0} \sin \omega t \quad (1)$$

$$\left. \frac{dx}{dt} \right|_{\omega t = \theta_0} = v_{0,x} \quad (2)$$

$$x \Big|_{\omega t = \theta_0} = 0 \quad (3)$$

式中: θ_0 和 $v_{0,x}$ 分别为电子的发射相位和发射速度。对式(1)积分,可以得到

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{e}{m\omega} E_{RF0} [\cos \omega t - \cos \theta_0] + v_{0,x} \quad (4)$$

$$x = -\frac{e}{m\omega^2} E_{RF0} [\sin \omega t - \sin \theta_0 - (\omega t - \theta_0) \cos \theta_0] + \frac{v_{0,x}}{\omega} (\omega t - \theta_0) \quad (5)$$

在双边二次电子倍增效应中,电子从一个器壁出发,在 RF 场作用下打击相对器壁的渡越时间为

$$\omega t_i = N\pi + \theta_0 \quad (N \text{ 为奇数}) \quad (6)$$

将式(6)和 $x=d$ (d 为器壁间的空间距离)代入式(4)和式

(5)可以得到共振方程和电子打击速度

$$\omega d = v_{RF0} (2\sin \theta_0 + N\pi \cos \theta_0) + N\pi v_{0,x} \quad (7)$$

$$v_i = 2v_{RF0} \cos \theta_0 + v_{0,x} \quad (8)$$

$$v_{RF0} = eE_{RF0}/m\omega \quad (9)$$

对于每个从器壁表面发射的二次电子,其发射相位(θ_0)、发射能量($E_0 = (1/2)mv_0^2$)和发射角(α_0)都是随机的,计算中我们选择发射能量为如图 3 所示的矩形分布。发射角遵从分布函数

$$g(\alpha_0) = \frac{1}{2} \cos \alpha_0 \quad (\alpha_0 \text{ 在 } -\frac{\pi}{2} \sim \frac{\pi}{2} \text{ 之间分布}) \quad (10)$$

打击能量和碰撞角可以通过 $E_i = (1/2)m(v_i^2 + v_{0,y}^2)$, $\alpha_i = \arctan(v_{0,y}/v_i)$ 计算得到。

二次电子激发采用 Vaughan 提出的可变化的 constant- k 理论^[6-7]

$$\delta = \delta_m [\epsilon e^{1-\epsilon}]^g \quad (11)$$

$$g = \begin{cases} 0.62, & \epsilon \leq 1 \\ 0.25, & \epsilon > 1 \end{cases} \quad (12)$$

$$\epsilon = \frac{E_i - E_{i0}}{E_m - E_{i0}} \quad (13)$$

$$\delta_m = \delta_{m0} (1 + k_s \alpha_i^2 / 2\pi) \quad (14)$$

$$E_m = E_{m0} (1 + k_s \alpha_i^2 / \pi) \quad (15)$$

式中: δ 是二次电子发射几率; δ_{m0} 和 δ_m 分别是正入射和掠入射的二次电子最大发射几率; E_{m0} 和 E_m 是其相应的能量; E_{i0} 是二次发射的最小能量阈值; k_s 是表面光滑系数(一般 k_s 取 0, 1.0, 2.0, 分别表示粗糙、不光滑、光滑 3 种情况); α_i 是电子入射角($\alpha_i=0$ 代表正入射, $\alpha_i=\pi/2$ 代表掠入射)。电子碰撞器壁表面激发出 n 个电子的几率为

$$p_n = \frac{\delta^n}{n!} e^{-\delta} \quad (16)$$

2 敏感区域

由二次电子倍增效应的动力学理论可知,在相互作用腔结构和材料特性确定后,二次电子发射率 δ 由 RF 场 $E_{RF0}(\omega)$ 决定。为了计算二次电子发射率的敏感区域,以金属铜材料为例,其 $\delta_{m0}=1.2 \sim 2.0$, $E_{m0}=300 \sim 500$ eV, $E_0=15$ eV。

对于初始相位为 θ_0 的电子,经过一个渡越时间 $\omega T_1 = \pi + \theta_0$ 碰撞另一个表面,打击能量 E_{i1} 和二次电子发射率 δ_1 通过式(7)和式(11)~(15)计算得出。第一次碰撞后,射频相角被刷新为 $\theta_1 = \theta_0 + \omega T_1$, 利用这个新的

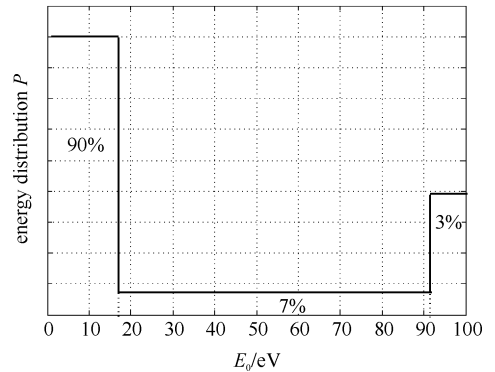


Fig. 3 Distribution of electron emission energy E_0
图 3 电子发射能量 E_0 的矩形分布

相位,可以重复上述过程得到一系列碰撞的发射率 $(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N)$,对每个确定的 θ_0 ,电子碰撞器壁表面的打击能量和二次电子发射几率的 N 次平均值为

$$E_i(\theta_0) = (E_{i1} + E_{i2} + \dots + E_{iN})/N \quad (17)$$

$$\delta(\theta_0) = (\delta_1 \delta_2 \dots \delta_N)^{1/N} \quad (18)$$

假定有 M 个种子电子,其初始相位 θ_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

$$E_i(E_{RF}, \omega) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M [E_i(\theta_0)]_j \quad (19)$$

$$\delta(E_{RF}, \omega) = \sqrt[M]{[\delta(\theta_0)]_1 [\delta(\theta_0)]_2 \dots [\delta(\theta_0)]_M} \quad (20)$$

通过给定的 δ_{max0} (1.2~2.0)和 E_{max0} (300~500 eV),就可以计算出二次电子倍增效应 $\delta > 1$ 和 $\delta < 1$ 的敏感区域。

图 4 是 $k_s = 1.0$,电子掠入射($\alpha_i = \pi/2$)的情况下,计算得到的二次电子发射率的敏感曲线。对于不同的 δ_{m0} 和 E_{m0} ,图中的敏感曲线有一个二次电子发射率 δ 的峰值区域,其对应于二次电子发射的共振区域,在这个区域里满足电子运动的共振条件,且 $\delta \approx \delta_{m0}$ 。另外从图中可以看出:(1)虽然 δ_{m0} 的增大导致敏感曲线上二次电子激发率的增大,但共振区域基本没有变,这表明在二次电子发射环境一定的条件下,发生二次电子共振的 RF 场就确定了;(2)随着 δ_{m0} 的增大,敏感曲线上 $\delta > 1$ 的区域变大,这是由于 δ_{m0} 增大后,发生二次电子倍增效应的碰撞能范围 $\Delta E_i = E_2 - E_1$ (E_1, E_2 分别是 δE 曲线上 $\delta > 1$ 的两个能量交叉点)变大,所以导致 RF 场范围增大;(3)发生二次电子倍增效应的敏感区域随着 E_{m0} 的增大向强场方向移动。

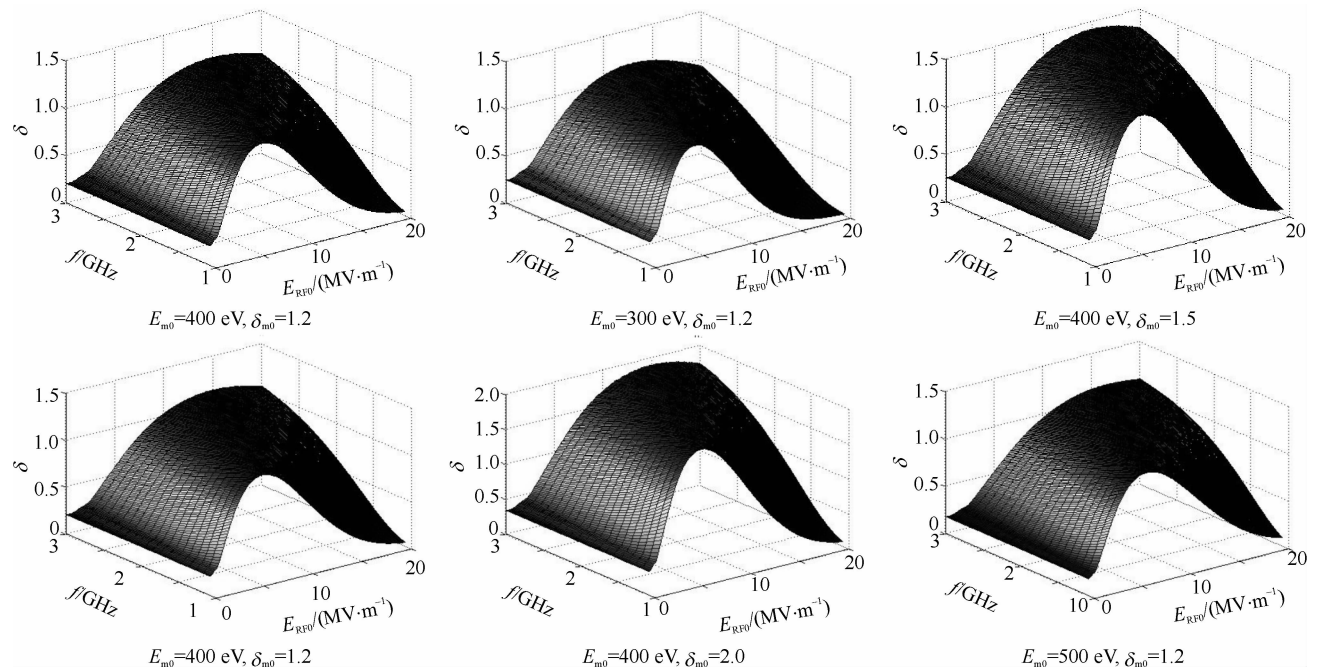


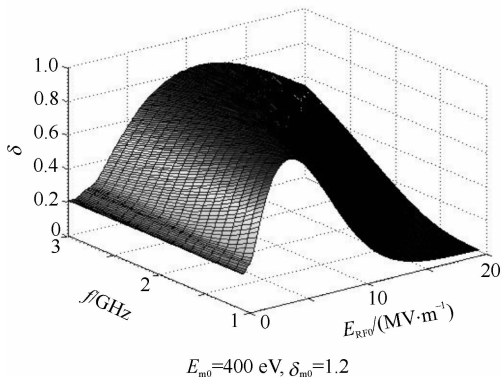
Fig. 4 Relationship between emission probability and RF field when $\alpha_i = \pi/2$

图 4 $\alpha_i = \pi/2$ (掠入射)时发射概率与射频场的关系

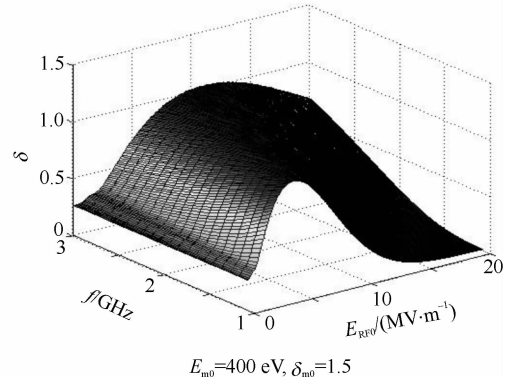
图 5 是在 $k_s = 1.0$ 情况下,电子正入射($\alpha_i = 0$)时计算得到的二次电子倍增效应敏感曲线。与图 4 相比,可以看出在相同条件下,电子正入射比掠入射的二次电子激发率 $\delta > 1$ 的区域明显减小。这表明相对于正入射,电子掠入射时更容易发生二次电子倍增效应,这与对单边分析的结果是一致的。

图 6 是电子打击器壁的入射角是随机计算得到的敏感曲线。它更接近于实际情况,由于随机的发射角介于 0 (正入射)~ $\pi/2$ (掠入射)之间,所以敏感曲线介于两者之间。

观察图 4~6,可以看出:敏感曲线在低频部分向下弯曲,表明对相同的 RF 场幅值,低频 RF 场比高频 RF 场的二次电子激发率要低得多,也就是说高频场更容易产生二次电子激发。



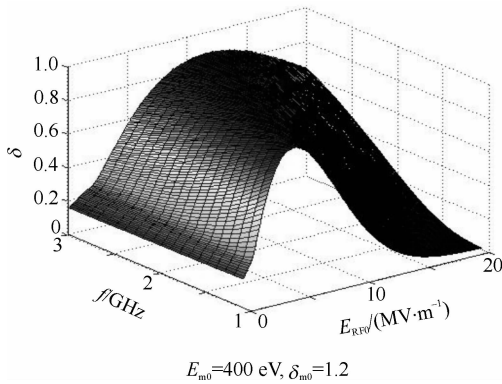
$E_{m0}=400\text{ eV}, \delta_{m0}=1.2$



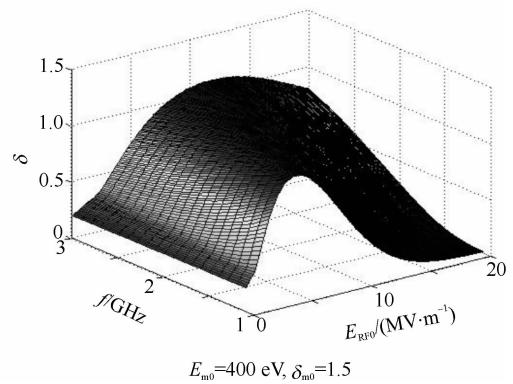
$E_{m0}=400\text{ eV}, \delta_{m0}=1.5$

Fig. 5 Relationship between emission probability and RF field when $\alpha_i=0$

图 5 $\alpha_i=0$ (正入射)时发射概率与射频场的关系



$E_{m0}=400\text{ eV}, \delta_{m0}=1.2$



$E_{m0}=400\text{ eV}, \delta_{m0}=1.5$

Fig. 6 Relationship between emission probability and RF field when α_i is random

图 6 α_i 随机变化时发射概率与射频场的关系

3 二次电子的时间演化

从以上的分析可以知道,在双边二次电子倍增效应中二次电子的激发率是由 RF 场参数和结构参数决定的。为了了解二次电子的演化规律,找出抑制和减小二次电子倍增效应的方法,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。以铜材料($\delta_{m0}=1.2, E_{m0}=400\text{ eV}, E_{i0}=15\text{ eV}$)和掠入射($\alpha_i=\pi/2$)为例,选择 $f=1\text{ GHz}$ 、光滑系数 $k_s=1.0$,计算了二次电子的时间演化。

RF 场(V_{RF0})一定时,相互作用腔结构参数(ωd)对电子数目的增长的影响如图 7 所示。由于发生二次电子倍增效应共振的 RF 场初始相位有一定的范围(双边模型 $0\sim 32.5^\circ$)^[8],这样由共振条件式(7)的限制,使得能够发生二次电子倍增效应的腔结构参数 ωd 具有一定的范围,大致在 $0.32\sim 0.60V_{RF0}/\omega$ 之间。也就是说,在共振条件的限制下,能够发生二次电子倍增效应的结构范围是有限的。在一定的条件下,RF 场越高,发生二次电子倍增效应共振的腔结构参数范围(ωd 的大小)就越小。图 7 显示在共振范围里,腔直径(双边模型的两个表面间距)在某个值附近,电子增长最快,所以可以适当优化相互作用腔的结构,达到抑制二次电子倍增效应的目的。但这种调节作用只在很小的 d 范围里才有效,并且调节效果也较差。

图 8 是腔结构一定时,计算得到的二次电子时间演化规律,随着时间的增长(碰撞次数的增加),二次电子的数目呈指数增长,但随着 RF 场的增强二次电子倍增效应不是单调变化。对应于某一 RF 场,二次电子倍增最严重,RF 场在这个值附近增大或减小,二次电子倍增效应均变弱。

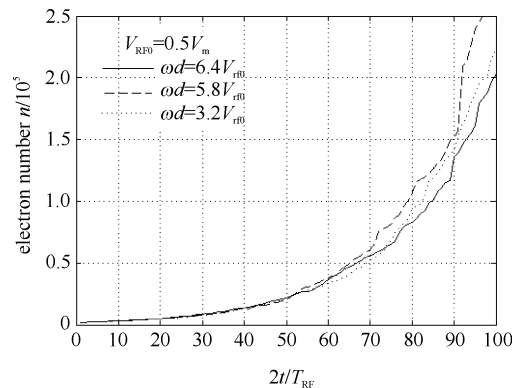


Fig. 7 Secondary electron evolution at certain RF field

图 7 RF 场一定时的二次电子时间演化

4 结 论

对于双边二次电子倍增效应,敏感曲线上 $\delta \sim \delta_{m0}$ 的共振区域在一定的 RF 场(大小和频率)范围里,随着二次电子激发率 δ_{m0} 的增大,敏感曲线上 $\delta > 1$ 的区域明显增大,并随着 E_{m0} 的增大向强场方向移动。另外,电子掠入射时比正入射时的敏感区域要大得多,这与理论分析的结果一致。由于受到共振条件的限制,二次电子倍增效应的时间演化与 RF 场的大小和腔结构呈非单调关系。

通过对结构参数(ωd)和 RF 场参数(V_{RF0})对二次电子激发影响的分析,我们可以对抑制二次电子倍增效应的措施有所建议:在器件条件允许的情况下,可以设计腔的结构(ωd),使其偏离二次电子倍增效应共振条件要求的范围,或者通过调节 RF 场参数(V_{RF0}),使之偏离二次电子倍增效应的敏感区域的峰值范围,这样可以减弱和抑制二次电子倍增效应。比如对于一般的慢波结构,在综合权衡各项性能指标的基础上,可以优化金属结构特别是超导腔的几何设计^[9],尽量使谐振腔内电子的运动偏离次级电子倍增的同步条件;又如在波导中增加一个弯头、修整边缘的槽成为王冠结构或者移动输出窗等等^[10-11]。

参考文献:

- [1] Barker R J, Schamiloglu E. High-power microwave sources and technologies[M]. New York: John Wiley and Son Inc, 2001.
- [2] Wu L, Ang L K. Multipactor discharge in a dielectric-loaded accelerating structure[J]. *Phys of Plasmas*, 2007, **14**:013105.
- [3] Benford J, Benford G. Survey of the pulse shortening in high power microwave sources[J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 1997, **25**(2): 311-317.
- [4] Kryazhev A, Buyanova M, Semenov V, et al. Hybrid resonant modes of two-sided multipactor and transition to the polyphase regime[J]. *Phys of Plasmas*, 2002, **9**(11):4736-4742.
- [5] Vance E F. One-sided multipactor discharge modes[J]. *J Appl Phys*, 1963, **34**(11):3237-3242.
- [6] Rodney J, Vaughan M. Multipactor[J]. *IEEE Trans Electron Dev*, 1988, **35**(7):1172-1180.
- [7] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, et al. Multipactor discharge on metals and dielectrics; historical review and recent theories[J]. *Phys of Plasmas*, 1998, **5**(5):2120-2126.
- [8] 郝建红, 丁武, 董志伟. 磁绝缘传输线振荡器中的次级电子倍增现象[J]. *物理学报*, 2006, **55**(9):4789-4794. (Hao Jianhong, Ding Wu, Dong Zhiwei. Multipactor discharge in a magnetically insulated transmission line oscillator. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(9):4789-4794)
- [9] Haworth M D, Luginsland J W. Evidence of a new pulse-shortening mechanism in a load-limited MILO[J]. *IEEE Trans on Plasma Sci*, 2000, **28**(3):511-515.
- [10] Yoshida M, Isagawa S, Takeuchi Y, et al. Instabilities due to multipacting, modulation and anode emission found for Tristan high power CW klystrons[C]//Proc of 6th Symposium on Accelerator Science and Technology. 1987:126.
- [11] Power T, Kneisel P, Allen R. Arcing phenomena on CEBAF RF-windows at cryogenic temperatures[C]//Proc of 1995 IEEE International Particle Accelerator Conference. 1995:1645.

Analysis of two-surface multipactor discharge

Ying Xuhua, Hao Jianhong, Fan Jieqing

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

Abstract: According to the interaction cavity structure of HPM, a two-surface multipactor discharge model was presented. Through the calculation of susceptibility curves and secondary electron evolution using statistical and Monte-Carlo simulation methods, the impacts of parameters of RF field and the cavity structure on multipactor discharge were analyzed. The results show that: the high-frequency field is more liable to multipactor than the low-frequency field is, the secondary electron evolution of multipactor is non-monotonic related to RF field intensity and cavity structure, and the resonant region at grazing incidence is much larger than that at normal incidence, which accords with theoretical analysis.

Key words: two-surface multipactor discharge; susceptibility curves; secondary electron; resonant region

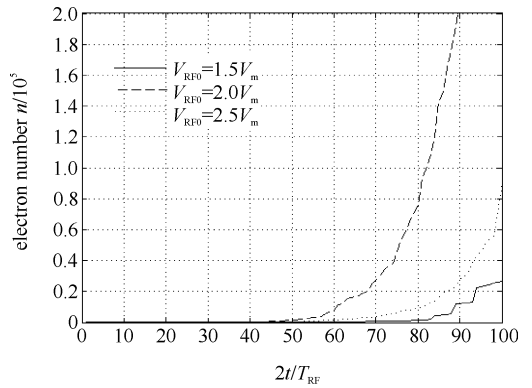


Fig. 8 Secondary electron evolution at certain construction of cavity

图 8 腔结构一定时的二次电子的时间演化