

DOI: 10.7652/xjtuxb201704020

采用收拢式表面的二次电子发射抑制策略

封国宝^{1,2}, 崔万照¹, 李军¹, 刘纯亮²

(1. 中国空间技术研究院西安分院国家级空间微波技术重点实验室, 710000, 西安;

2. 西安交通大学电子物理与器件教育部重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 针对二次电子谐振倍增引起的微放电效应导致微波部件传输性能降低的现象,提出了一种能显著抑制二次电子的收拢式微陷阱表面结构。首先,通过分类处理弹性背散射、非弹性背散射以及真二次电子出射概率得到平整表面的总二次电子出射特性;然后,采用粒子模拟的方法跟踪二次电子在收拢式陷阱结构内的级联再入射过程,获得收拢式陷阱结构对二次电子的抑制特性,从而得到收拢式表面结构对不同类型出射电子的抑制效果和二次电子能谱变化趋势,以及表面结构参数对二次电子发射特性和微放电品质因子的影响规律。仿真结果表明:收拢式表面使得二次电子产额在各个能量段整体下降,对应的二次电子能谱呈现更集中的趋势。收拢式结构中的矩形宽度对二次电子的影响呈先减小后增加趋势,而矩形深度能呈线性地提高微放电的品质因子。这种收拢式结构的椭圆水平轴长在最优的情况下比相同孔隙率和深宽比矩形陷阱结构对二次电子发射的抑制效果提高 21.2%,同时使微放电品质因子提升 24.97%。

关键词: 收拢表面;二次电子;微放电;数值模拟

中图分类号: O462.2 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2017)04-0128-07

A Restrictive Surface Structure for Suppressing Secondary Electron Emission

FENG Guobao^{1,2}, CUI Wanzhao¹, LI Jun¹, LIU Chunliang²

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology,

Xi'an 710000, China; 2. Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education,

Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A restrictive calabash surface structure for the purpose of suppressing the emission of secondary electron and the effect of multipactor is proposed to improve the multipactor phenomenon in microwave devices. Simulation is performed to calculate secondary electron emission with the phenomenological probabilistic model, and to follow tracks of secondary electrons inside the groove with considering electrons multi-generation. Effects of the calabash surfaces on secondary electron yield (SEY) and secondary electron energy spectrum (SES) are simulated. Moreover, the SEY and the multipactor factor in different structures of the calabash surface are calculated. Simulation results show that increasing the half-width of upper calabash structure makes SEY have a trend of increase after first decrease, while the height of the upper calabash structure improves the multipactor factor linearly. In addition, when the half-width of the bottom calabash structure reaches its optimal value, the effects of the SEY suppression are 21.2% better than the effects of SEY of the rectangle structure surface, and the multipactor

收稿日期: 2016-10-20。 作者简介: 封国宝(1987—),男,博士后;崔万照(通信作者),男,研究员,博士生导师。 基金项目: 国家自然科学基金重点资助项目(U1537211);中国博士后科学基金资助项目(2016M602944XB)。

网络出版时间: 2017-02-20 网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20170220.1608.006.html>

factor improves by 24.97%.

Keywords: restrictive surface; secondary electron; multipactor; numerical simulation

在空间科学中,由二次电子谐振倍增引起的微放电效应会显著影响微波部件的传输性能^[1-2],同时还会使放电表面发生侵蚀现象,导致器件性能逐渐变坏,有效载荷性能下降,甚至航天器载荷永久失效^[3-5]。近年来,随着电子设备集成度的增加和功率的提高,微放电对微波部件的损伤显著加剧,对二次电子强有效地控制成为了国内外学者的热门研究课题^[6-7]。

微放电效应实际上是一种二次电子的雪崩过程,因此解决航天器微放电效应的首要 and 核心问题就是抑制二次电子的发射^[8-9]。二次电子是由入射电子打入到样品材料内部后从样品表面出射的次级电子^[10-11]。对于某一确定的金属材料而言,最有效和直接的办法就是通过改变表面的形貌来抑制二次电子的发射^[12]。近年来,表面微纳米加工工艺的进步为表面微结构的制备提供了良好的技术支持,也使得采用表面形貌对二次电子来进行抑制的方法受到越来越广泛的关注。国际上主流的表面处理办法包括采用三角槽、矩形槽或者随机表面等开口式粗糙结构,可在一定程度上对二次电子发射进行抑制^[13-14],但由于这种抑制主要是利用粗糙结构侧壁对二次电子出射的遮挡作用,其最大的问题来源于这种遮挡结构还可能会引起二次电子再入射的级联倍增,使得对二次电子发射的抑制效果减弱。

本文提出一种收拢式表面陷阱结构,能对陷阱内二次电子再入射级联倍增进行收拢式的强抑制。其中,对二次电子的发射过程采用了复合唯象概率模型进行描述。对电子在表面结构下的出射过程采用了更为全面的二次电子多代模型,相比于以往的二次电子的单代模型,能更准确地模拟电子出射的实际轨迹过程。本文采用数值方法模拟和分析了收拢式表面结构下二次电子出射的特性,包括二次电子产额(secondary electron yield, SEY)、二次电子能谱(secondary electron energy spectrum, SES)等特性。此外,还进一步研究和分析了收拢式表面不同结构参数对二次电子发射以及微放电特征参数的影响。本文的研究有助于二次电子发射的进一步研究,并为微放电效应提供了一种更为有效的抑制方法,具有重要的科学研究和工程应用价值。

1 理论及模型

从具有收拢式微陷阱结构(以葫芦槽结构为例)

表面出射的二次电子,主要包含 2 个部分:①从表面平整部分直接出射的二次电子;②从表面陷阱内出射的二次电子。模拟从葫芦槽表面部分出射的二次电子,需要首先得到直接入射产生的二次电子,然后再跟踪二次电子在葫芦槽内部的轨迹,最终能从表面出射的电子即为得到的二次电子。本文模拟过程中二次电子的产生采用唯象概率模型进行描述。

1.1 二次电子发射模型

二次电子发射的唯象概率模型^[15]主要解决 3 个方面的求解问题:激发的二次电子个数、出射的能量以及出射的方向。

具有一定能量的初始电子入射到金属表面后,激发的二次电子按其产生的物理过程可划分为 3 类:弹性背散射电子、非弹性背散射电子、本征二次电子。对于单次碰撞而言,究竟激发哪一种二次电子,属于具有一定发生概率的随机事件。发生弹性背散射的概率为

$$P_e(E_p, \theta_p) = \epsilon(E_p, \theta_p) = \epsilon(E_p)^{\cos\theta_p} C_2^{1-\cos\theta_p} \quad (1)$$

式中: $C_2 = \chi\epsilon(E_p)/(\epsilon(E_p) + \eta(E_p))$ 为弹性背散射相关系数, $\chi = 0.89$; $\epsilon(E_p) = \epsilon_1/(1 + E_p/E_{e1}) + \epsilon_2/(1 + E_p/E_{e2})$ 为均化弹性背散射系数, $\epsilon_1 = \epsilon_0 - \epsilon_2$, ϵ_0 为初始电子入射能量为 0 时的弹性背散射系数,通常取值为 1, $\epsilon_2 = 0.07$, $E_{e1} = gZ^{-1/2}$, $E_{e2} = hZ^2$, $g = 50$, $h = 0.25$, Z 为原子序数; E_p 为初始电子入射能量; θ_p 为初始电子入射角度。

发生非弹性背散射的概率为

$$P_i(E_p, \theta_p) = \eta(E_p, \theta_p) = \eta(E_p)^{\cos\theta_p} C_1^{1-\cos\theta_p} \quad (2)$$

式中: $C_1 = \chi\eta(E_p)/(\epsilon(E_p) + \eta(E_p))$ 为非弹性背散射相关系数; $\eta(E_p) = a_1(1 - b_1E_p)E_p^\gamma \exp(-(E_p/E_b)^\mu)$ 为均化非弹性背散射系数, $E_b = c_1 + d_1Z$, a_1 取决于材料特性,通常的取值范围为 $7 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2}$ (本文取值为 0.007 8), $b_1 = 3.0 \times 10^{-5}$, $c_1 = 300$, $d_1 = 175$, $\gamma = 0.56$, $\mu = 0.70$ 。

对于任意一次轰击,弹性背散射、非弹性背散射、本征二次电子发射三者中有且仅有一种发生。所以,发生本征二次电子发射的概率为

$$P_s(E_p, \theta_p) = 1 - \epsilon(E_p, \theta_p) - \eta(E_p, \theta_p) \quad (3)$$

在确定了 3 类二次电子发射的概率后,即可依据具体的发射类型求解发射个数、发射能量以及发射方向。本征二次电子产额 δ 、背散射二次电子产额 η 以及总二次电子产额 σ 分别为

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \delta_m \frac{sE_p/E_m}{s-1+(E_p/E_m)^s} \frac{k+1}{k+1\cos\theta_p} \\ \eta &= [(1-P_s(E_p, \theta_p))/P_s(E_p, \theta_p)]\delta \\ \sigma &= \delta/P_s(E_p, \theta_p) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中: δ_m 、 E_m 分别为最大产额及对应的入射能量; s 为与材料相关的常数; θ_p 为入射角度; $k = pZ + r$, $p = 0.0027$, r 为与表面状态相关的常数。由于二次电子产额为出射电子与入射电子数的比值, 因此以上产额均为无量纲量。

对于弹性背散射, 其出射能量等于入射能量; 对于非弹性背散射, 其出射能量为

$$E_b = E_p G_b(u) = E_p \alpha^{-1/n_b} (\arccos(1 - \beta u))^{1/n_b} \quad (5)$$

式中: $\beta = 1 - \cos\alpha$; $\alpha = \pi X_{cb}^{n_b}$; n_b 、 X_{cb} 为待定参数, 通常取 $n_b = 1.5$ 、 $X_{cb} = 0.9$; u 为在 $(0, 1)$ 区间内服从均匀分布的随机数。对于本征二次电子, 其出射能量为

$$E_{se} = E_{re} G_s(u) \quad (6)$$

式中: E_{re} 为弹性背散射能量; 本征二次电子的能量概率密度函数 $G_s(u)$ 满足

$$G_s(u) = \left(\frac{2}{\pi} \arctan \left(\tan \left(\frac{\pi}{2} X_{cs} \right) \tan \left(\frac{\pi}{2} u \right) \right) \right)^{1/2} \quad (7)$$

其中 $X_{cs} = X_c / (0.9 + 1.1X_c)$, $X_c = 4(B - e^{-E_{tr}/A}) / E_{tr}$, E_{tr} 为本征二次电子能量, n_s 、 A 、 B 为与材料相关的待定参数, 通常取 $n_s = 0.51$ 、 $A = 4.0$ 、 $B = 5.8$ 。

为了计算方便, 对二次电子的出射方向约定如下: 弹性背散射和非弹性背散射均按照镜面反射定律确定其出射方向; 本征二次电子的出射角服从余弦分布、方位角服从均匀分布^[16]。图1给出了利用上述唯象概率计算方法计算 Ag 表面总二次电子产额随能量变化规律以及实验测量的结果^[17], 由图1可见, 模拟计算结果与实验测量结果吻合良好, 证明了将唯象概率计算方法应用于葫芦槽表面结构二次电子模拟的可行性。

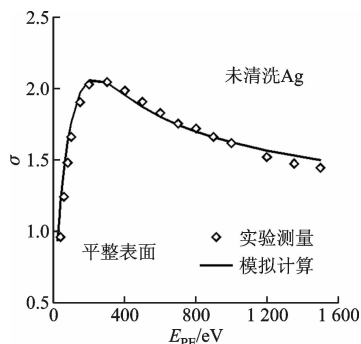


图1 Ag 总二次电子产额与入射能量实验测量与模拟计算结果的对比

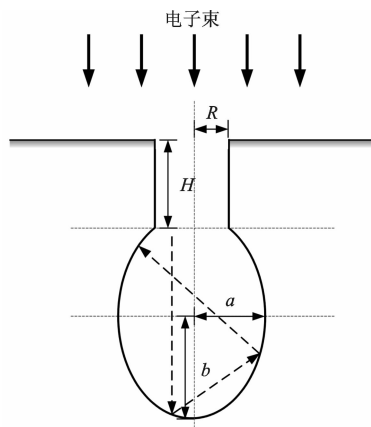


图2 葫芦槽表面剖面结构示意图

1.2 葫芦槽表面结构

考虑到入射电子会在微表面结构内部产生多代二次电子, 这种多代二次电子在一定程度上会增加二次电子产额。因此, 本文采用有助于内部二次电子收拢效果的葫芦槽结构来抑制槽结构部分的二次电子产生。图2中的收拢式葫芦槽结构包括2个部分: ①上部的矩形结构, 矩形的半宽为 R , 高为 H ; ②下部的椭圆结构, 其水平方向半轴长为 a (要求水平半轴长大于矩形的半宽, 即 $a \geq R$), 竖直方向的半轴长为 b 。本文研究的表面微型槽结构在微米量级, 在本文研究的入射电子能量范围内, 不会产生由于二次电子穿透表面结构的情况。

由于表面为微型葫芦槽阵列, 为了减小二次电子在平整表面的出射, 葫芦槽结构在表面均为紧密排列。因此, 从表面出射的二次电子产额 (包括 σ 、 δ 和 η) 都可以通过空隙率 $P = R/a$ 的加权来求得。

平整表面部分出射的二次电子产额, 可以直接通过上述的二次电子唯象概率模型求得; 葫芦槽结构表面出射的总二次电子产额, 需要通过模拟槽结构内部的多代二次电子发生过程来求得。图3为葫芦槽结构表面多代二次电子出射模拟流程图。根据入射电子位置的不同分为平整表面和葫芦槽表面入射, 对于平整表面入射的情况, 其二次电子可以直接通过唯象计算模块求得; 对于葫芦槽表面入射的情况, 在得到二次电子后, 还需要跟踪二次电子轨迹, 如果出射的二次电子不能从表面出射, 则在进行了坐标变换之后进行再入射模拟, 直至从表面出射或者在结构内部损耗。

2 结果及分析

本文模拟的表面结构是构建在无清洗的金属银样品表面, 与图1中银的状态相同。这里, 银的功函

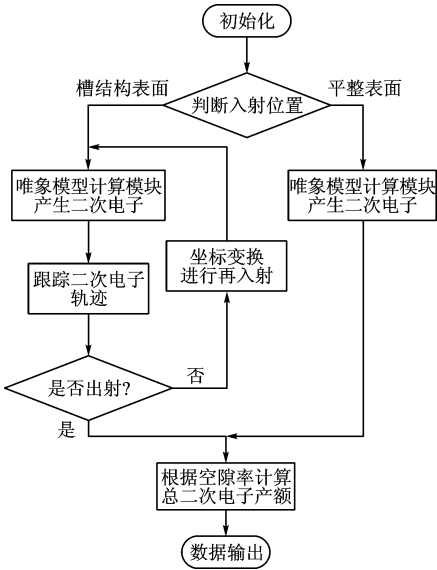
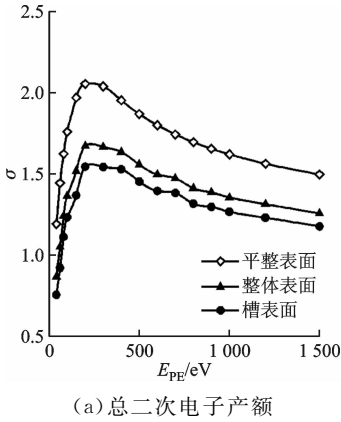


图 3 葫芦槽表面结构多代二次电子模拟流程图

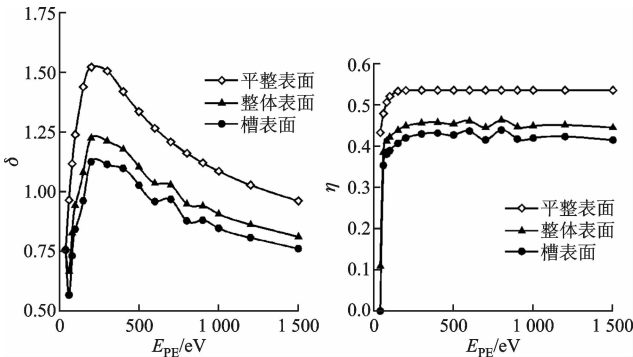
数为 4.26 eV。为了最大程度地抑制二次电子产额,本文模型中表面的葫芦槽结构均为紧密排列。模拟和分析了该表面结构下二次电子出射特性以及表面结构参数对二次电子和微放电特征参数的影响。

2.1 二次电子出射特性

图 4 为电子垂直入射到葫芦槽表面不同处的二次电子产额曲线。这里, $R=30\text{ }\mu\text{m}$, $H=4\text{ }\mu\text{m}$, $a=$



(a)总二次电子产额



(b)本征二次电子产额

(c)背散射二次电子产额

图 4 表面葫芦槽结构对二次电子产额的影响

$40\text{ }\mu\text{m}$, $b=60\text{ }\mu\text{m}$,空隙率 $P=0.75$ 。

从图 4b、4c 可以发现,本征二次电子和背散射二次电子在葫芦槽表面处的二次电子产额曲线都出现了整体减小;对应的本征二次电子产额和背散射二次电子产额峰值分别从 1.5 和 0.54 左右下降到 1.1 和 0.42 左右,从而使得总二次电子产额曲线(图 4a)相应地出现了整体减小,葫芦槽表面和整个表面的产额峰值分别减小了 25.5% 和 18.6%。

二次电子从葫芦槽结构表面出射,由于可能发生了多次再入射和再出射,最终从表面出射的二次电子能谱同样可能发生一定的变化。图 5 为葫芦槽结构表面出射的二次电子能谱曲线与平整表面出射的情况对比。这里, $R=15\text{ }\mu\text{m}$, $H=2\text{ }\mu\text{m}$, $a=20\text{ }\mu\text{m}$, $b=50\text{ }\mu\text{m}$ 。可以发现,葫芦槽结构表面使得二次电子能谱有一定量地向峰值区域集中,整体能谱呈现出变窄的趋势。这主要是由于陷阱内的多次入射降低了平均入射能量,从而使得产生的多代二次电子能谱收窄。

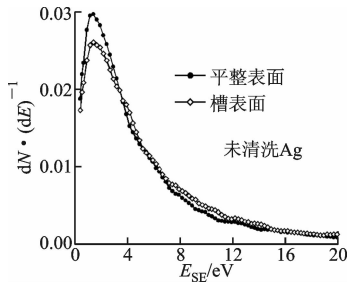
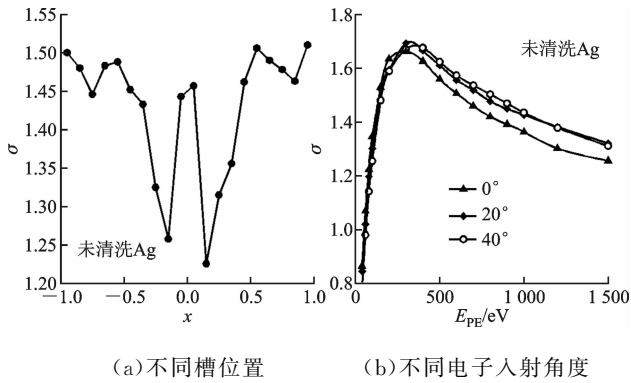


图 5 表面结构对本征二次电子能谱的影响

图 6 为不同槽位置处出射的二次电子产额和不同入射角度下槽结构处出射的二次电子产额曲线。其中图 6a 为位置归一化的曲线,从图中可以发现产额曲线基本沿中心对称,在中心两侧处对二次电子的收拢抑制效果最好。从图 6b 中可以发现,二次电子产额曲线随着入射角的增大会有一定程度的增大,同时产额峰值对应的入射能量呈现轻微向右侧



(a)不同槽位置

(b)不同电子入射角度

图 6 入射位置和角度对总二次电子产额的影响

移动的趋势。

2.2 表面结构参数的影响

不同的葫芦槽结构表面对二次电子发射的抑制效果同样也会不同,结构参数的不同可能改变材料表面的空隙率或者影响槽结构对二次电子的收拢抑制效果。

图7为不同葫芦槽矩形宽度 R 的情况下,金属银Ag(未清洗)表面出射二次电子产额曲线。这里, R 取值范围为 $1\sim 19\ \mu\text{m}$, $H=2\ \mu\text{m}$, $a=20\ \mu\text{m}$, $b=30\ \mu\text{m}$ 。此时,垂直入射电子能量 $E_{\text{PE}}=800\ \text{eV}$ 。

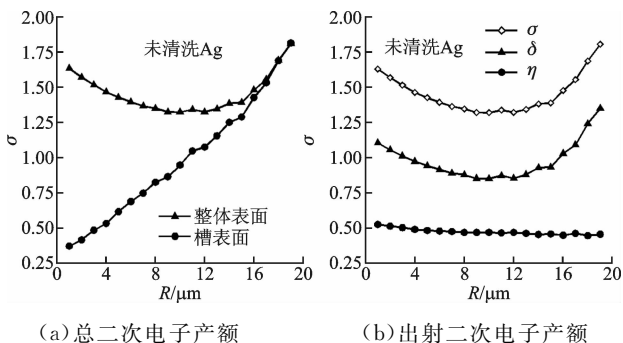


图7 槽结构中矩形宽度对各种二次电子产额的影响

从图7a中可以发现,虽然随着 R 的增加槽结构表面出射的二次电子产额在逐渐增加,但整体表面出射的二次电子产额却呈现先减小后增加的趋势,并最终与槽结构表面的产额一致。这是因为,一方面 R 的增加会直接减弱槽结构对二次电子的抑制效果,产额随着 R 的增加明显增大;另一方面, R 增大的同时还增大了表面的孔隙率 P ,从而减小了入射电子进入到陷阱结构内的数量比例,使得整体的二次电子产额呈现先减小后增大的趋势,最终接近于槽表面出射的产额。由图7b可以发现,矩形半宽的增大使得背散射二次电子产额轻微减小,主要体现为对真二次电子产额的影响。

在葫芦槽表面结构中,下部的椭圆结构主要起到对多代二次电子的收拢效果,因此,椭圆结构参数一定程度上影响着二次电子的抑制效果。图8为椭圆尺寸对总二次电子产额的影响。在图8a中, $b=2\sim 70\ \mu\text{m}$, $a=20\ \mu\text{m}$, $R=10\ \mu\text{m}$, $H=2\ \mu\text{m}$, $E_{\text{PE}}=300\ \text{eV}$ 。从图8a中可以发现,随着垂直半轴长的增加,总的二次电子产额均出现减小,并且大致可以分为2段:①在垂直半轴长 b 逐渐增大到水平半轴长 $a=20\ \mu\text{m}$ 的过程中,总二次电子产额呈现快速下降阶段;②当垂直半轴长 b 大于水平半轴长继续增长时,总二次电子产额的减小就不再显著,这说明当椭圆结构中 $b<a$ 时,对二次电子束缚效果显著,而当

$b>a$ 时,深度的增加对陷阱内的二次电子的收拢束缚效果减弱,从而对二次电子发射的抑制效果增强变慢,此时垂直方向对椭圆的继续拉长对二次电子的收拢抑制效果将变得不再明显。

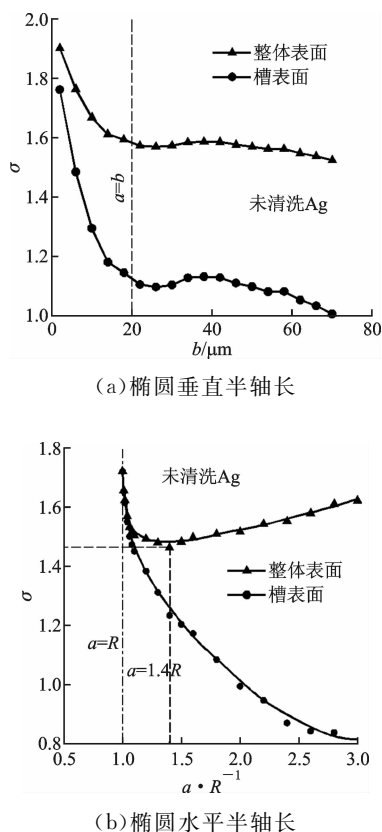


图8 椭圆尺寸对总二次电子产额的影响

图8b中 $a=10\sim 30\ \mu\text{m}$, $b=30\ \mu\text{m}$, $R=10\ \mu\text{m}$, $H=10\ \mu\text{m}$, $E_{\text{PE}}=300\ \text{eV}$,为垂直入射。虽然随着 a 的增大,槽表面出射的二次电子产额在持续减小,但整体出射的二次电子产额却呈现先减后增的变化趋势。这是因为:一方面,水平半轴长的增大使得槽结构内部对二次电子的收拢抑制效果加强;另一方面,水平半轴长的增大还会增大平整表面的比例,减小孔隙率,反过来减弱整体表面的抑制效果。值得注意的是,水平半轴长接近于矩形半宽($a\approx R$)时的表面结构类似于矩形表面结构(考虑到实际矩形槽结构底部无法做到绝对的平整),但此时对二次电子的抑制效果并不是最好,而当 $a/R\approx 1.4$ 时的抑制效果最好。此时,葫芦槽结构表面的抑制效果比孔隙率趋近于1的理想矩形槽结构的抑制效果提高了14.5%。与相同深宽比和孔隙率的矩形槽结构相比,葫芦槽结构对总二次电子的抑制效果能提高21.2%,如图9所示。

在微波部件中,表面结构改变二次电子产额的

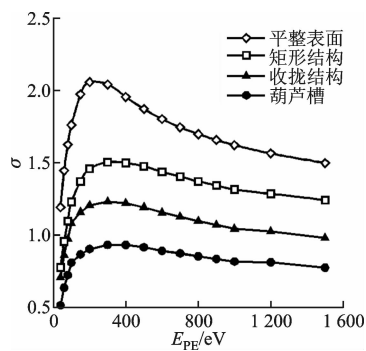
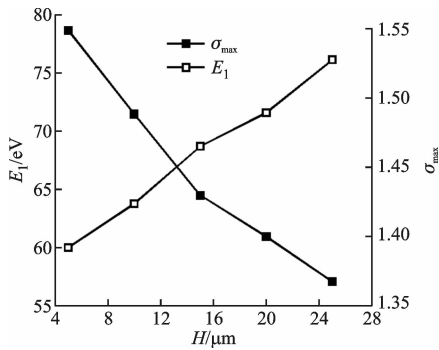
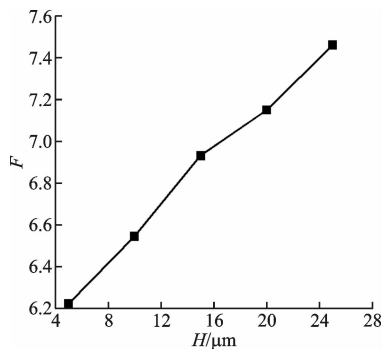


图 9 相同深宽比和孔隙率时收拢结构与矩形槽结构的总二次电子发射产额对比

同时也会进一步影响微放电过程。图 10 为表面葫芦槽结构对二次电子发射及微放电品质因子 F 的影响曲线。其中,金属银 Ag 槽的结构参数为: $a=14\text{ }\mu\text{m}$, $b=30\text{ }\mu\text{m}$, $R=10\text{ }\mu\text{m}$,入射电子仍然为垂直入射。



(a) E_1 和最大二次电子产额



(b) 微放电品质因子

图 10 槽结构中矩形高度对二次电子发射及微放电品质因子 F 的影响

图 10a 中的第一临界能量 E_1 为二次电子产额为 1 时对应的第一个入射能量值 $E_1=E|_{\sigma=1,\text{first}}$ 。从图中可以发现:随着矩形高度 H 的增大,第一临界能量 E_1 也相应增大,这意味着二次电子产额曲线也相应地向右侧偏移;同时,最大二次电子产额 σ_{max} 随着 H 的增大而减小。这是由于,矩形高度的增大

拉长了槽结构内二次电子的逃逸路程,抑制了二次电子的发射。

二次电子发射特性直接影响微放电阈值,比如总二次电子产额 σ 的值越大,微波器件的微放电阈值通常就越低,而二次电子发射系数曲线的第一临界能量 E_1 越大,则阈值通常就越高。由材料的二次电子发射特性定义的微放品质因子的计算公式如下

$$F=(E_1/\sigma_{\text{max}})^{1/2} \tag{8}$$

由图 10b 中可以发现,矩形高度 H 的增大会明显提高微放电的品质因子 F ,二者呈现一种近线性的对应关系

$$F\propto H \tag{9}$$

这里,品质因子 F 的增大意味着微波部件微放电阈值的提高。此外,通过对比同样深宽比和孔隙率的矩形槽结构,葫芦槽表面结构下的微放品质因子 F 可提高 24.97%。因此,要获得更好的微放电抑制效果,需要在允许的条件下设计品质因子 F 值更高的材料表面结构。并且,随着表面加工工艺的微细化,本文所提出的收拢结构可以通过微纳压印拼接、3D 打印等表面微纳工艺进行加工。

3 结 论

本文提出一种收拢式葫芦槽微陷阱表面来抑制二次电子发射,通过内部的椭圆结构对槽结构内产生的多代二次电子进行收拢。本文的研究结果表明:表面葫芦槽结构使得二次电子产额在各个入射能量段整体性降低,并且对本征二次电子的抑制效果更好;槽结构表面出射的二次电子能谱呈现收窄的趋势;葫芦槽结构参数中,矩形半宽的增大使得整体表面二次电子产额先减后增;椭圆结构部分的竖直半轴长的增长对二次电子产额的抑制效果不再显著;水平半轴长取最优抑制值时的二次电子产额比相同深宽比和孔隙率尺寸下矩形槽表面减少了 21.2%,同时对应的微放品质因子提高 24.97%。此外,葫芦槽结构中矩形部分高度的增加能阻碍二次电子的逃逸,并且能近线性地提高微放电的品质因子。

参考文献:

[1] ZHANG Haibo, LI Weiqin, CAO Meng. Space charge characteristics of an insulating thin film negatively charged by a low-energy electron beam [J]. Journal of Electron Microscopy, 2012, 61(2): 85-97.

- [2] 曹猛, 李瀛台, 张海波, 等. 厚样品电子断层成像中的电子透过率非线性效应 [J]. 西安交通大学学报, 2011, 45(6): 50-54.
CAO Meng, LI Yingtai, ZHANG Haibo, et al. The nonlinear effect of electron transmission in electron tomography for thick specimens [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2011, 45(6): 50-54.
- [3] GERMER L H. Electrical breakdown between close electrodes in air [J]. Journal of Applied Physics, 1959, 30(1): 46-51.
- [4] GO D B, VENKATRAMAN A. Microscale gas breakdown: ion-enhanced field emission and the modified Paschen's curve [J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2014, 47(50): 503001-503005.
- [5] 何望, 白春江, 王新波, 等. 一种采用交流激励的微弱非线性电流电压关系测试方法 [J]. 西安交通大学学报, 2016, 50(6): 97-103.
HE Yun, BAI Chunjiang, WANG Xinbo, et al. Measuring method of weak nonlinear current-voltage relationship based on AC excitation [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2016, 50(6): 97-103.
- [6] 张娜, 崔万照, 胡天存, 等. 微放电效应研究进展 [J]. 空间电子技术, 2011, 8(1): 38-43.
ZHANG Na, CUI Wangzhao, HU Tiancun, et al. Advances in research on multipactor [J]. Space Electronic Technology, 2011, 8(1): 38-43.
- [7] LI Yun, CUI Wangzhao, ZHANG Na, et al. Three-dimensional simulation method of multipactor in microwave components for high-power space application [J]. Chinese Physics: B, 2014, 23(4): 686-693.
- [8] 王德甫. 微波部件微放电特性及抑制研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2010: 8-14.
- [9] 刘婧, 张海波. 混合能量电子辐照聚酰亚胺的带电特性 [J]. 西安交通大学学报, 2014, 48(8): 1-6.
LIU Jing, ZHANG Haibo. Charging characteristics of polyimide irradiated by electron with complex energies [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2014, 48(8): 1-6.
- [10] 虞阳烨, 曹猛, 张海波. 金属二次电子发射能谱的表面吸附势垒模型 [J]. 西安交通大学学报, 2015, 49(10): 97-102.
YU Yangye, CAO Meng, ZHANG Haibo. A model of surface adsorption barrier on secondary electron spectrum of metal [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2015, 49(10): 97-102.
- [11] FENG Guobao, CAO Meng, YAN Liping, et al. Combined effects of sample parameters on polymer charging due to electron irradiation: a contour simulation [J]. Micron, 2013, 52/53(3): 62-66.
- [12] PIVI M, KING F K, KIRBY R E, et al. Sharp reduction of the secondary electron emission yield from grooved surfaces [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 104(10): 104904.
- [13] ZHANG Na, WANG Rui, LI Yun, et al. Simulation of metal surfaces secondary electron emission in multipactor [C]// 2011 International Conference on Electronics, Communications and Control. Piscataway, NJ, USA: IEEE Computer Society, 2011: 4520-4522.
- [14] YE Mimg, HE Yongning, HU Shaoguan, et al. Suppression of secondary electron yield by micro-porous array structure [J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(7): 074904-074904-8.
- [15] DE LARA J, PEREZ F, ALFONSECA M, et al. Multipactor prediction for on-board spacecraft RF equipment with the MEST software tool [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2006, 34(2): 476-484.
- [16] CAZAUX J. Secondary electron emission and fundamentals of charging mechanisms in XPS [J]. Journal of Electron Spectroscopy & Related Phenomena, 2010, 178/179(5): 357-372.
- [17] 叶鸣. 微波无源器件的微放电抑制及无源互调效应研究 [D]. 西安: 西安交通大学, 2014: 6-8.

[本刊相关文献链接]

- 孟庆之, 李尊朝, 关云鹤, 等. 考虑可移动电荷的双栅隧穿场效应晶体管电流模型. 2016, 50(8): 38-44. [doi: 10.7652/xjtuxb201608007]
- 赵凯, 王闯, 李尊朝, 等. 结合平衡和滤波技术抑制 GaN 电源转换器的电磁干扰. 2016, 50(2): 38-42. [doi: 10.7652/xjtuxb201602007]
- 骆东旭, 李尊朝, 关云鹤, 等. 一种新型 GaAs 基无漏结隧穿场效应晶体管. 2016, 50(2): 68-72. [doi: 10.7652/xjtuxb201602012]
- 李昕, 张永, 殷德民, 等. 采用紧束缚格林函数法研究原子吸附石墨烯纳米带电子输运. 2015, 49(2): 37-42. [doi: 10.7652/xjtuxb201502007]
- 叶鸣, 贺永宁, 王新波, 等. 金属波导连接的无源互调非线性物理机制和计算方法. 2011, 45(2): 82-86. [doi: 10.7652/xjtuxb201102017]

(编辑 刘杨)