

电子入射角度对聚酰亚胺二次电子发射系数的影响*

翁明¹⁾ 胡天存²⁾ 曹猛^{1)†} 徐伟军¹⁾

1) (西安交通大学电子科学与技术系电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (西安空间无线电技术研究所空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2014年12月12日收到; 2015年3月23日收到修改稿)

采用具有负偏压收集极的二次电子发射系数测试系统, 对聚酰亚胺样品的二次电子发射系数与入射电子角度和入射电子能量的关系进行了测量. 测量结果表明, 在电子小角度入射样品的情况下, 随着入射角度的增加, 二次电子发射系数单调增加, 并符合传统的规律, 但是在电子大角度入射时, 却与此不符合. 测量显示, 出现偏差时对应的临界电子入射角度随着入射电子能量的降低而减小. 采用简化的电子弹性散射过程和卢瑟福弹性散射截面公式对这种偏差的出现进行了分析, 并推导出修正后的二次电子发射系数的计算公式. 修正后的二次电子发射系数的计算结果更加符合实验结果.

关键词: 二次电子发射系数, 入射角, 聚酰亚胺, 电子散射

PACS: 79.20.Hx, 79.60.Fr, 41.75.Fr, 77.84.Jd

DOI: 10.7498/aps.64.157901

1 引言

聚合物材料的二次电子发射不仅是电子物理领域一个重要科学问题, 同时在工程领域也日益得到越来越多的关注. 近年来, 如聚酰亚胺 (PI)、聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA) 和聚乙烯 (PE) 等, 不仅在电气、微电子等领域得到广泛的应用^[1,2], 也在航天领域作为热控材料而越来越受到大家的关注^[3-6]. 电子辐照导致聚合物材料表面带电的现象已经成为影响航天器可靠性的重要因素^[7,8]. 一般而言, 聚合物材料的带电特性与其二次电子发射特性密切相关, 因此, 研究聚合物二次电子发射特性是提高航天器工作可靠性的基础.

电子入射角度是影响材料二次电子发射特性的一个重要因素. 一般认为电子在斜入射情况下的二次电子发射系数 (secondary electron yield, SEY) 要大于垂直入射样品时的情况, SEY 会随着入射

角度 θ (定义为电子入射方向与样品表面法向的夹角) 的增加而增加. 然而有报道则指出, 有些材料的 SEY 与 θ 之间并非总是单调增的关系^[9-12], 尤其是在入射电子能量 E 较低时, SEY 与 θ 在高入射角度下有可能呈现更复杂的关系. 对聚合物而言, 关于 SEY 与入射角 θ 之间的关系鲜见报道, 入射角对聚合物 SEY 的影响规律, 尤其是在大入射角度下的影响规律仍需要深入研究.

本文以聚酰亚胺为例, 主要研究了电子入射角度与 SEY 之间的定量关系. 在课题组自主研发的绝缘材料 SEY 测量装置上^[13,14], 测量并探讨了入射电子角度 θ 对聚酰亚胺的 SEY 的影响规律. 研究表明, 在 θ 较小时, SEY 的值基本上与 $1 - \cos\theta$ 呈指数增加的关系, 但是在 θ 较大时出现了偏差甚至不符. 本文采用简化的电子弹性散射过程和卢瑟福弹性散射截面公式对这种偏差的出现进行了分析, 并结合实验结果, 得到了出现偏差时对应的临界入射角度 θ_0 与 E 之间的关系. 在此基础上提出了一

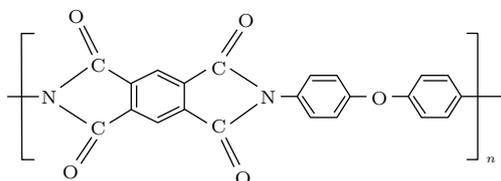
* 国家自然科学基金 (批准号: 11375139, 11175140) 和空间微波技术国家重点实验室基金 (批准号: 9140C530101130C53013) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mengcao@mail.xjtu.edu.cn

个简单的SEY修正计算公式,用该公式计算出的SEY与实验结果符合得较好.

2 SEY的测量

图1所示的是本课题组开发的聚合物材料SEY测量装置的示意图. 由电子枪产生的脉冲电子束以入射角 θ 照射聚合物样品. 入射电子的能量 E 为20—3000 eV, 电子束流 I 在0.5—2 μ A范围内可调. 电子枪可以输出脉冲宽度在0.15—3 ms内可调的单个脉冲电子束或重复频率约为100 Hz的周期性脉冲电子束. 测量SEY时, 真空室内的真空度约为 $2-4 \times 10^{-4}$ Pa. 本文选用的样品为杜邦公司的产品均苯型聚酰亚胺Kapton, 其单体的分子式为 $C_{22}H_{10}O_5N_2$, 化学结构式为



薄膜外观呈金黄色, 厚度为30 μ m, 其成膜方法为流涎法. 测试时样品与下方接地的金属样品托紧密相贴. 样品台可以绕固定的轴倾斜以调整电子束的入射角度. 测量SEY时, 设置收集极偏压为+40 V, 并用单次电子束脉冲照射样品, 用数字示波器同时测量出流经样品的电流 I_s 和收集极接收到的二次电子电流 I_c , 即可得到对应的SEY, 即 $SEY = I_c / (I_c + I_s)$. 为了消除前一次测量导致的样品表面电荷积累, 在两次SEY的测量之间, 增加样品表面电荷的中和是必须的. 中和时, 将收集极偏压设为-40 V, 并用周期性电子束脉冲照射样品1—5 s. 有关详细的测量过程和方法, 请参考我们先前的工作[13,14].

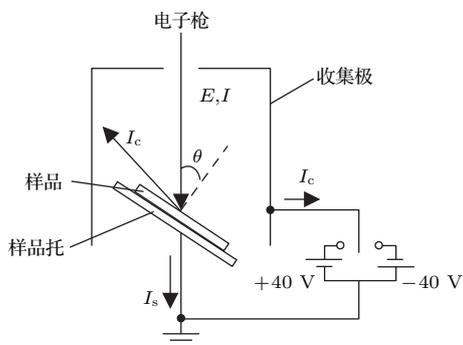


图1 测量聚合物材料SEY的装置示意图

Fig. 1. The schematic of the equipment for measuring the SEY of polymer materials.

3 结果与讨论

3.1 不同入射电子能量 E 下SEY与 θ 关系的测量结果

在相同入射电流的情况下, 通过改变入射电子能量, 我们测量了不同入射角度所对应的SEY, 得到了如图2所示的结果, 在图2中用空心点状符号表示. 随着 θ 的增加, 在图2(c)所示的高入射电子

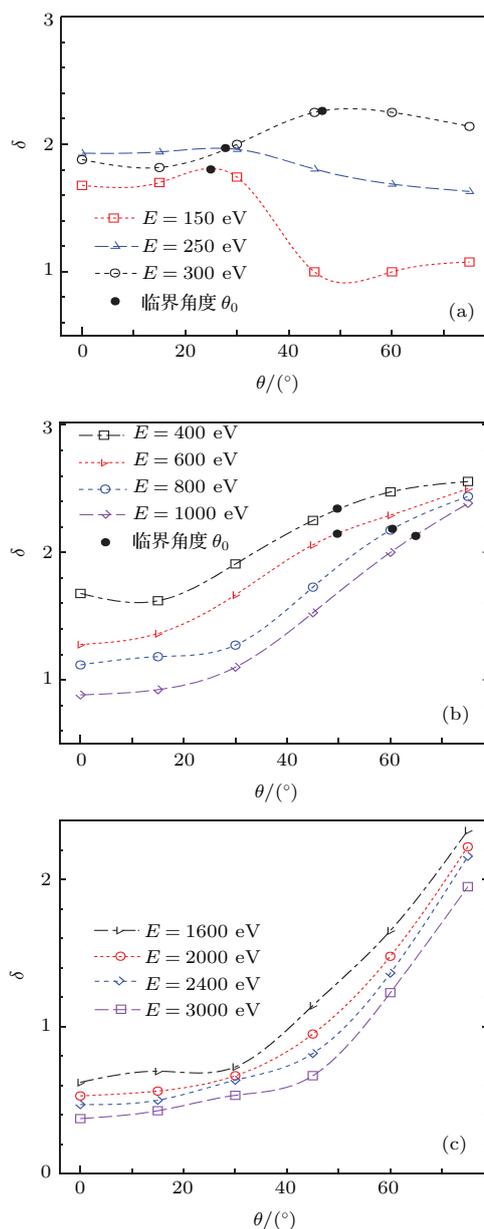


图2 (网刊彩色) 不同 E 时 θ 对SEY的影响 (a) $E = 150$ eV, 250 eV 和 300 eV; (b) $E = 400$ eV, 600 eV, 800 eV 和 1000 eV; (c) $E = 1600$ eV, 2000 eV, 2400 eV 和 3000 eV

Fig. 2. (color online) The effects of θ on SEY under different E respectively (a) $E = 150$ eV, 250 eV and 300 eV; (b) $E = 400$ eV, 600 eV, 800 eV and 1000 eV; (c) $E = 1600$ eV, 2000 eV, 2400 eV and 3000 eV.

能量的情况下, SEY基本上与 $1 - \cos \theta$ 呈指数增加的关系. 与此不同的是, 在图 2(b) 所示的中等入射电子能量的情况下, SEY 虽然与 θ 呈单调增加的关系, 但是在入射角度较大时 SEY 明显低于与 $1 - \cos \theta$ 对应的指数值. 甚至在图 2(a) 对应的低入射电子能量时, 当 θ 增大到一定值后, SEY 不增反降. 例如在 $E = 300 \text{ eV}$ 的情况下, 随着 θ 的增加, SEY 增加, 但是当 θ 超过 45° 时, SEY 反而下降. 这就表明, 传统的 SEY 与 $1 - \cos \theta$ 呈指数增加的关系只适合于小角度电子入射的情况, 而不适用于大角度电子入射的情况. 因此, 有必要对此进行合理的分析, 并修正大角度电子入射时 SEY 的计算.

3.2 SEY 与 θ 关系的分析

我们知道, 入射电子进入样品后, 在其沿途激发出内二次电子, 而大量的内二次电子一般产生于入射电子行程 L 的末端. 如图 3 所示, 电子在斜入射的情况下, 内二次电子离样品表面的距离为 $L \cdot \cos \theta$, 与垂直入射相比, 这些内二次电子离表面较近, 容易从样品表面发射出来, 所以一般认为, 斜入射时的 SEY 与垂直入射时的 SEY 之间存在关系 [15-18]

$$\delta(\theta) = \delta(0) \cdot \exp(c(1 - \cos \theta)), \quad (1)$$

式中, $\delta(\theta)$ 表示在入射角为 θ 时的 SEY, 而 $\delta(0)$ 表示垂直入射时的 SEY, c 为一个与 E 有关的常数.

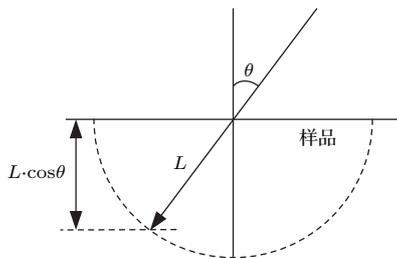


图 3 内二次电子产生的位置与 θ 的关系

Fig. 3. The intrinsic secondary electron generation depth as a function of θ .

然而, (1) 式是建立在入射电子在材料内的行程为一直线且内二次电子仅分布于这条直线附近这一假设的基础上的. 这一假设忽略了散射对入射电子轨迹以及内二次电子横向(垂直于入射方向)分布的影响. 当入射电子能量较高且入射角度较小时, 这些影响较小, 反之, 则可能引起较大的误

差. 这一点在图 2 中可以清楚的看出. 当 E 较低时(图 2(a)), 随着 θ 的增加, SEY 开始先增加, 但是, 当 θ 超过临界角时, SEY 不增反降, 明显与 (1) 式的规律不符. 因此, 在入射能量较低和入射角度较大的情况下, 不能再简单的用 (1) 式来描述 SEY 与 θ 的关系, 而需要综合考虑电子散射引起的轨迹偏离以及内二次电子的横向分布来确定两者的关系.

3.3 临界入射角度

电子的散射区域分布是影响大角度入射情况下 SEY 的重要因素. 我们知道, 入射电子进入样品后, 受到固体内部原子和电子的散射, 其前进方向偏离其原来的入射方向. 一般认为, 弹性散射是入射电子改变前进方向的主要原因. 电子的弹性散射基本上可以分为散射角较小的前散射和散射角较大的背散射, 而大部分的散射属于前散射 [19,20]. 前散射的基本特征可以看成是电子基本上沿其入射方向前进, 并沿入射电子方向附近散开, 如图 4 所示, 落在一个扇形区域内. 随着 θ 的增加, 内二次电子离表面越近. 当 θ 一旦超过如图 4(c) 所示的临界角度 θ_0 时, 就会有一些前散射电子落在样品之外, 这些电子并未参与内二次电子的激发过程, 因此从样品表面出射的二次电子数量将减少, 此时, 二次电子与入射角的关系开始偏离 (1) 式所给出的规律. 当入射角进一步增大时, 大量的前散射电子落在样品之外, 使得对应的 SEY 不升反降.

临界角与电子的散射角密切相关. 显然, 电子散射角越大, 前散射电子偏离入射方向的角度 α 也就越大. 根据卢瑟福散射公式, 以 φ 为散射角对应的散射截面或散射概率 $\sigma_e(\varphi)$ 可以按照卢瑟福弹性散射公式为 [21]

$$\sigma_e(\varphi) = \left(\frac{Z \cdot e^2}{E} \right)^2 \cdot \frac{1}{16 \sin^4 \left(\frac{\varphi}{2} \right)}, \quad (2)$$

其中, φ 代表散射角, $\sigma_e(\varphi)$ 为电子被散射到散射角为 φ 的散射截面或散射概率, Z 为与样品材料对应的原子序数, e 代表电子电荷量. 可以近似的认为 α 与电子散射角成正比, 于是有

$$\left(\frac{1}{E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\alpha}{2} \right)} = C_1, \quad (3)$$

其中, C_1 为与样品和散射截面有关的常数.

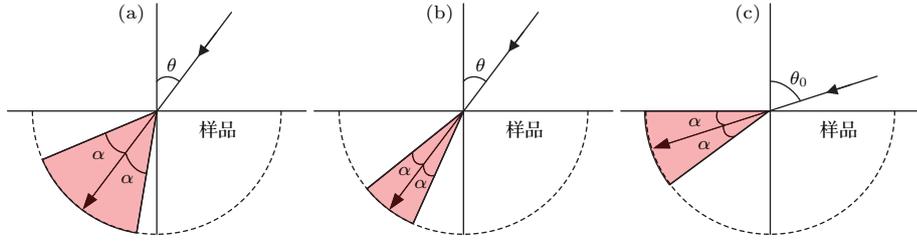


图4 (网刊彩色) 电子在样品中散射的简化过程 (a) E 较低时; (b) E 较高时; (c) 临界电子入射角

Fig. 4. (color online) The simplified process of electron scattering in the sample (a) For lower E ; (b) For higher E ; (c) Critical incident angle.

假定在 $\theta = \theta_0$ 时, SEY 开始偏离 (1) 式的计算值, 那么, 由图 4(c) 可知, 此时对应的张角 α 为

$$\alpha = \pi/2 - \theta_0. \quad (4)$$

由 (3) 式可知, 在相同散射概率的情况下, 当入射电子能量较低时, 张角 α 较大, 电子前散射的范围较宽, 对应的 θ_0 较小; 而对于较大的 E 时, 由于 α 较小, 所以临界状态对应的 θ_0 也较大. 结合 (3), (4) 式得到, 在散射概率固定的情况下, 临界角 θ_0 与 E 应该满足

$$\sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta_0}{2}\right) = C_2 \sqrt{\frac{1}{E}}, \quad (5)$$

其中, C_2 为常数.

在图 2 中, 我们标出了 SEY 明显偏离 (1) 式时对应的 θ_0 , 在图 2 中用黑实心点表示, 其值与 E 的对应关系如图 5 所示. 由图 5 可见, 二者之间基本上符合 (5) 式的线性规律, 这表明上述的定性分析是可行的.

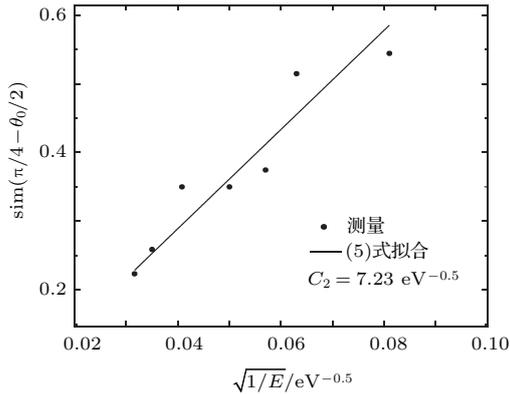


图5 临界角度 θ_0 与 E 的关系

Fig. 5. The relationship between the critical incident angle θ_0 and E .

3.4 $\theta > \theta_0$ 时 SEY 的修正

通过考虑电子前散射张角 α 的影响可以对入射角度大于临界角时 SEY 与 θ 的关系进行修正. 这

里, 假定入射电子在样品内被散射后落在图 4 所示扇形区域内沿散射角方向分布均匀, 则, 当 $\theta > \theta_0$ 时, 有一部分扇形区将落在样品之外, 这部分占整个扇形的比例为 $(\theta - \theta_0)/2\alpha$, 而位于该区域内的散射电子将直接被收集极接收形成二次电子. 与此同时, 落在样品中的扇形区所占的比例为 $[2\alpha - (\theta - \theta_0)]/2\alpha$, 这部分散射电子在样品内激发出内二次电子, 然后从样品表面出射.

所以, 当 $\theta > \theta_0$ 时, SEY 的计算应该修正为

$$\delta'(\theta) = \frac{\theta - \theta_0}{2\alpha} + \frac{2\alpha - (\theta - \theta_0)}{2\alpha} \delta(\theta). \quad (6)$$

将 (1) 和 (4) 式代入, 得到

$$\delta'(\theta) = \frac{\theta - \theta_0}{\pi - 2\theta_0} + \frac{\pi - \theta - \theta_0}{\pi - 2\theta_0} \delta(0) \times \exp(c(1 - \cos \theta)). \quad (7)$$

按照 (7) 式, 我们对修正后的 SEY 进行了计算. 计算中, 对于垂直入射时的 $\delta(0)$, 我们使用“二次电子发射系数的普适公式”^[9,22]

$$\delta(0) = 1.28\delta_m(0) \cdot \left(\frac{E_m(0)}{E}\right)^{0.67} \times \left[1 - \exp\left(-1.614\left(\frac{E}{E_m(0)}\right)^{1.67}\right)\right], \quad (8)$$

其中, $\delta_m(0)$, $E_m(0)$ 分别表示 $\theta = 0^\circ$ 时 SEY 的最大值及其对应的入射电子能量, 临界角则通过 (5) 式得到, 常数 c 由 $0-\theta_0$ 之间的实验数据按照 (1) 式拟合而出.

修正后的 SEY 计算结果如图 6 所示. 可以看出, 当 θ 较小时, 如图 6(a) 所示, 修正结果不是很明显, 但是在 θ 较大时, 修正结果非常明显, 如图 6(b) 所示. 按照 (5) 式的计算结果, 只有当 $E < 200$ eV 时, 临界角度才小于 30° , 因此, 图 6(a) 的大部分 E 对应的都是 $\theta < \theta_0$ 的情况, 因此计算结果基本上就与未修正的 (1) 式相同. 作为比较, 图 6(a) 中还给

出了文献 [23] 在 $\theta = 0^\circ$ 时的测量数据, 可以看出, 它与本文的测量结果也基本一致, 差别可能来自于样品本身在成分、结构和表面状态方面的不同。

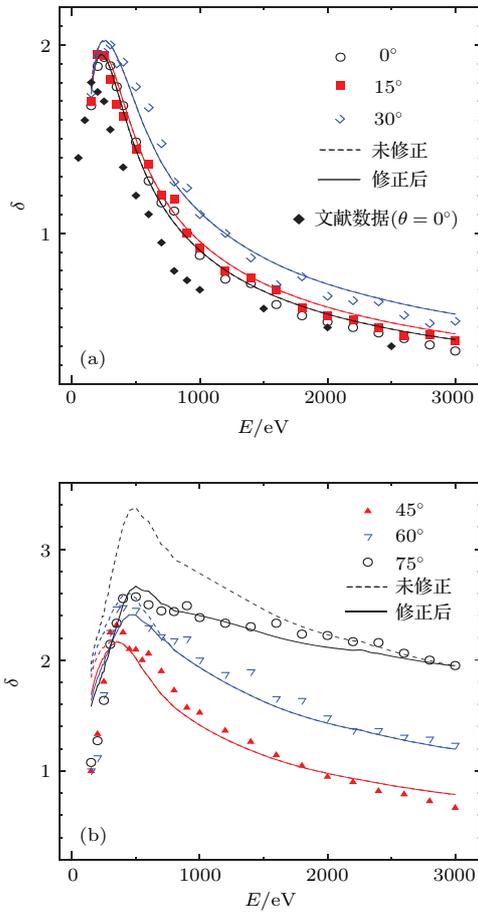


图6 (网刊彩色) SEY的计算结果与测量结果的比较 (a) $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$; (b) $\theta = 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$
 Fig. 6. (color online) The comparison of SEY between calculated and measured (a) $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$; (b) $\theta = 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$.

随着 θ 的增加, 对应于 $\theta > \theta_0$ 的入射能量范围也逐渐扩大, 这就使得图 6(b) 中修正结果逐渐体现. 例如, 当 $\theta = 75^\circ$ 时, $\theta_0 < 75^\circ$ 所对应的入射能量为 $E < 3050$ eV, 也就是说, 在全部能量范围内, 都满足 $\theta > \theta_0$ 的条件, 因此, SEY 需要进行修正计算. 如图 6(b) 所示, 修正后的计算结果更加与实验结果相近.

通过修正后的计算, 我们得到了不同 θ 时, SEY 的最大值 $\delta_m(\theta)$ 及其位置 $E_m(\theta)$ 与 θ 的关系, 如表 1 所示. $\delta_m(\theta)$ 及 $E_m(\theta)$ 的计算值与实验结果也相符合, 也表明上述修正方法可行.

除入射角度外, 样品本身的化学、物理结构以及表面状态等对其二次电子发射特性也有着重要的影响: 对于聚酰亚胺等聚合物而言, 电子的散射

尤其是非弹性散射过程会因材料内部化学结构的差异而不同; 电子的迁移、扩散和俘获等受材料结构影响也很大, 这些也会最终影响二次电子的出射过程. 但决定入射角度与二次电子发射特性之间关系的核心过程是电子在材料中的弹性散射, 因此本文所得到的结论在总体规律上都应是成立的. 当然, 为适应工业各领域的需求, 深入研究不同化学结构和制备方法的聚酰亚胺材料的二次电子发射特性也是非常重要的课题.

表 1 $\delta_m(\theta)$ 及 $E_m(\theta)$ 的计算值与实验结果的比较
 Table 1. The comparison of $\delta_m(\theta)$ and $E_m(\theta)$ between calculation and measurement.

$\theta / (^\circ)$	计算		测量	
	$\delta_m(\theta)$	$E_m(\theta)/\text{eV}$	$\delta_m(\theta)$	$E_m(\theta)/\text{eV}$
0	1.947	230	1.93	250
15	1.965	235	1.95	250
30	2.021	240	2	300
45	2.163	355	2.31	350
60	2.404	450	2.47	400
75	2.662	500	2.57	500

4 结 论

实验测量并结合理论分析给出了聚酰亚胺材料 SEY 与电子入射角之间的定量关系. 尤其是对大入射角下 SEY 的规律进行了深入的分析. 得到的主要结论有:

- 1) 由于入射电子因散射而偏离入射方向, 其激发内二次电子的区域分布于与一定的张角范围之内.
- 2) 当入射角增大至临界角时, 部分入射电子因直接反弹出材料而不再激发内二次电子, 使得 SEY 与 $1 - \cos \theta$ 之间不再满足传统的指数增长的规律.
- 3) 得到了临界角与入射电子能量之间的定量关系.
- 4) 通过考虑临界角的影响, 对 SEY 与 θ 之间的关系进行了修正, 与传统的模型相比, 修正模型在大角度下 SEY 与 θ 关系的精度得到了很大程度的提高.

参考文献

[1] Liang T, Makita Y, Kimura S 2001 *Polymer* 42 4867

- [2] Zhang Q P, Wen L, Xiang W W, Zeng H J, He L W, Chu J R 2011 *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology* **31** 114 (in Chinese) [张秋萍, 文莉, 向伟玮, 曾洪江, 何利文, 褚家如 2011 真空科学与技术学报 **31** 114]
- [3] Fujii H, Okumura T, Takahashi M 2014 *Electr. Eng. Jpn.* **188** 9
- [4] Molinie P, Dessante P, Hanna R, Paulmier T, Dirassen B, Belhaj M, Payan D, Balcon N 2012 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **19** 1215
- [5] Griseri V, Perrin C, Laurent C 2009 *J. Electrostat.* **67** 400
- [6] Cao S Z, Chen X K, Wang X Y, Han C, Yang J P 2013 *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology* **33** 751 (in Chinese) [曹生珠, 陈学康, 王熙元, 韩闯, 杨建平 2013 真空科学与技术学报 **33** 751]
- [7] Lanzerotti L J, Breglia C, Maurer D W, Johnson G K, MacLennan C G 1998 *Advances in Space Research* **22** 79
- [8] Nagasawa K, Honjoh M, Miyake H, Watanabe R, Tanaka Y, Takada T 2010 *IEEJ Trans. Electr. Electron. Eng.* **5** 410
- [9] Insepov Z, Ivanov V, Frisch H 2010 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **268** 3315
- [10] Dapor M, Ciappa M, Fichtner W 2010 *J. Micro-Nanolithogr. MEMS MOEMS* **9** 023001
- [11] Chang T H, Zheng J R 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 241401 (in Chinese) [常天海, 郑俊荣 2012 物理学报 **61** 241401]
- [12] Schwarz S A 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 2382
- [13] Weng M, Cao M, Zhao H J, Zhang H B 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 036108
- [14] Weng M, Cao M, Zhao H J, Zhang H B 2014 *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology* **34** 1262 (in Chinese) [翁明, 曹猛, 赵红娟, 张海波 2014 真空科学与技术学报 **34** 1262]
- [15] Shih A, Hor C 1993 *IEEE Trans. Electron Devices* **40** 824
- [16] Kirby R E, King F K 2001 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **469** 1
- [17] Suharyanto, Yamano Y, Kobayashi S, Michizono S, Saito Y 2007 *IEEE Trns. Dielectr. Electr. Insul.* **14** 620
- [18] Yang W J, Li Y D, Liu C L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 087901 (in Chinese) [杨文晋, 李永东, 刘纯亮 2013 物理学报 **62** 087901]
- [19] Balcon N, Payan D, Belhaj M, Tondu T, Inguibert V 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 282
- [20] Cui Z 2009 *Micro-nanofabrication Technologies and Applications 2nd Edition* (Beijing: Higher Education Press) pp130–136 (in Chinese) [崔铮 2009 微纳米加工技术及其应用第 2 版 (北京: 高等教育出版社) 第 130—136 页]
- [21] Yang F J 1985 *Atomic Physics* (Shanghai: Shanghai Science and Technology Press) pp16–18 (in Chinese) [杨福家 1985 原子物理学 (上海: 上海科技出版社) 第 16—18 页]
- [22] Lin Y H, Joy D C 2005 *Surf. Interface Anal.* **37** 895
- [23] Chen Y, Kouno T, Toyoda K, Cho M G 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 152101

Effects of electron incident angle on the secondary electron yield for polyimide*

Weng Ming¹⁾ Hu Tian-Cun²⁾ Cao Meng^{1)†} Xu Wei-Jun¹⁾

1) (*Key laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*Science and Technology on Space Microwave Laboratory, China Academy of Space Technology, Xi'an 710100, China.*)

(Received 12 December 2014; revised manuscript received 23 March 2015)

Abstract

Relationship between secondary electron yield (SEY) and electron incident angle has been measured for a polyimide sample. SEY as a function of incident angle at different incident electron energy is measured by use of a system with a single pulsed electron beam and a special surface charge neutralization technology based on the negatively biased collector. Measured results show that the SEY may deviate from the traditional law of monotonic increase with the incident angle when the angle is higher than a certain critical value. This deviation is even more obvious at lower incident electron energy. The critical incident angle decreases with decreasing incident energy. A theoretical analysis on the deviation is given in a simplified electron elastic scattering process. The distribution of the scattering region has an important effect on the relation of SEY versus incident angles. A sector region is introduced to describe the electron scattering region. Due to the limit of sample surface, the electron scattering region will decrease if the angle between the incident direction and the sample surface is smaller than half of the central angle of the sector. Corresponding SEY might no longer increase. Based on the Rutherford's elastic scattering formula, a formula for the critical incident angle is derived as a function of incident electron energy, which is also confirmed by our measurement results. Finally, a revised SEY computation formula is developed which can give more accurate results at high incident electron angle.

Keywords: secondary electron yield, incident angle, polyimide, electron scattering

PACS: 79.20.Hx, 79.60.Fr, 41.75.Fr, 77.84.Jd

DOI: 10.7498/aps.64.157901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11375139, 11175140), and the Foundation of National Key Laboratory of Space Microwave Technology, China (Grant No. 9140C530101130C53013).

† Corresponding author. E-mail: mengcao@mail.xjtu.edu.cn