

高能电子照射绝缘样品的泄漏电流特性*

李维勤^{1)†} 刘丁¹⁾ 张海波²⁾

1) (西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

2) (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)

(2014年6月4日收到; 2014年7月8日收到修改稿)

建立了考虑电子散射、输运、俘获和自洽场的数值计算模型, 研究了高能电子束照射下绝缘厚样品的泄漏电流特性, 并采用一个实验平台测量了泄漏电流. 结果表明: 在电子束持续照射下, 电子总产额会下降; 由于电子在样品内部的输运, 样品近表面呈现微弱的正带电, 在样品内部呈现较强的负带电; 样品内部电子会向下输运形成电子束感生电流, 长时间照射下会形成泄漏电流; 随着照射, 泄漏电流逐渐增大并趋于稳定值; 泄漏电流随样品厚度的增大而减小, 随电子束能量、电子束电流的增大而增大.

关键词: 绝缘样品, 泄漏电流, 电子产额, 数值模拟

PACS: 73.61.Ng, 02.60.Cb, 61.80.Fe

DOI: 10.7498/aps.63.227303

1 引言

高能电子束照射绝缘样品的泄漏电流特性是目前电子显微成像和检测、功能电介质材料以及空间技术中的一个重要研究课题^[1-9]. 一方面, 高能电子照射样品产生的泄漏电流会降低绝缘材料的绝缘性能, 从而会引起器件的失效和损伤^[3-6]; 另一方面, 泄漏电流还可用于样品结构和参数的检测和测量^[7,8].

高能入射电子束照射于绝缘样品时, 样品产生明显的带电现象. 当高能电子束能量大于使电子总产额等于1的第二临界能量时, 入射电子束电流会大于从样品表面出射的电子电流, 样品负带电^[10-12]. 高能入射电子在照射过程中会与绝缘样品发生复杂的散射, 也就是碰撞过程, 这会激发出大量的电子空穴对. 部分电子在内部场作用下向下输运, 形成电子束感生电流, 长时间照射下会形成泄漏电流, 从而影响样品内部空间电荷和电位分布^[13-15]. 此外, 相关电子束和材料参数对泄漏电流特性的影响较大^[16,17]. 然而, 目前相关的研究还较为缺乏.

电子的散射、输运和俘获是影响绝缘样品泄漏电流性的关键因素^[15,16]. 近来, 我们建立了考虑电子散射、输运和俘获的简化数值模型, 采用 Monte Carlo 和有限差分法相结合的方法, 研究了低能聚焦、非聚焦电子束照射电介质薄膜的带电和二次电子特性^[17-19].

本文研究高能电子束照射绝缘样品的泄漏电流特性. 首先介绍考虑电子散射、俘获和输运以及自洽场等因素的数值模型、实验测试设备; 然后给出空间电荷、空间电位的动态模拟结果, 并阐明泄漏电流的产生机理和时变特性; 最后分析电子束和样品相关参数对泄漏电流的影响.

2 数值模型与方法

2.1 电子散射过程

电子入射样品后与样品原子或分子发生复杂的散射过程. 当一个电子入射样品后要发生多次散射, 直到能量耗尽为止. 散射过程或产生大量的电子, 这些电子进一步散射, 直至从表面出射或沉积于样品内部.

* 国家自然科学基金(批准号: 11175140)和陕西省自然科学基金项目(批准号: 2013JM8001)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wqlee@126.com

高能电子的弹性散射过程采用 Rutherford 弹性散射微分截面来描述^[20]:

$$\sigma_R = 5.21 \times 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \frac{4\pi}{\alpha(1+\alpha)} \times \left(\frac{E+511}{E+1024} \right)^2, \quad (1)$$

其中, α 等于 $3.4 \times 10^{-3} Z^{0.67}/E$, E 为电子能量, Z 是样品的原子序数.

弹性散射平均自由程可以由下式得到:

$$\lambda_e = \frac{1}{N_a \rho \sigma_R / A}, \quad (2)$$

其中, N_a 为 Avogadro 常数, ρ 为材料质量密度, A 为原子质量.

电子的非弹性散射过程较为复杂. 传统的方法一般采用连续慢化近似方法, 对于其能量损失则采用 Bethe 阻止本领来描述, 但是忽略了样品的特征能量损失过程^[21]. 基于改进的无参数光学介电函数外推得到的介电函数更能准确地描述固体中复杂的非弹性散射过程^[22-24].

根据介电函数理论, 当能量为 E 的电子在固体内部散射时, 其非弹性散射微分平均自由程为^[25,26]

$$\frac{d^2 \lambda_{in}^{-1}}{dq d\omega} = \frac{\hbar}{\pi a_0 E} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\} \frac{1}{q}, \quad (3)$$

其中, λ_{in}^{-1} 为非弹性平均自由程, dq 和 $d\omega$ 分别表示电子动量转移和能量损失, a_0 为玻尔半径, \hbar 为普朗克常数, $\text{Im}\{-1/\varepsilon(q, \omega)\}$ 为能量损失函数. 基于统计近似, 利用 Lindhard 能量损失函数, 可得到无参数能量损失函数

$$\text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\} = \int_0^\infty d\omega_p g(\omega_p) \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon_L(q, \omega; \omega_p)} \right\}, \quad (4)$$

其中, $\varepsilon_L(q, \omega; \omega_p)$ 为长波极限下等离子体激元能量为 $\hbar\omega_p$ 的 Lindhard 介电函数, $g(\omega_p)$ 为展开系数.

Lindhard 介电函数的计算较为复杂, 因此我们采用单极近似简化方法计算, 可得到 Lindhard 能量损失函数的近似计算公式为^[25,26]

$$\text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\} = \frac{\omega_0}{\omega_q} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(\omega_0)} \right\}, \quad (5)$$

其中, ω_0 为 $\omega_q(q, \omega_0) = \omega$ 的解.

非弹性散射平均自由程 λ_{in} 满足

$$\lambda_{in}^{-1} = \int_0^{E-E_F} d\omega \int_{q^-}^{q^+} dq \frac{d^2 \lambda_{in}^{-1}}{dq d\omega}, \quad (6)$$

其中, 积分限 $q_{\pm} = \sqrt{2m}(\sqrt{E} \pm \sqrt{E - \hbar\omega})/\hbar$, E_F 为费米能.

2.2 Monte Carlo 模拟过程

本文采用 Monte Carlo 方法模拟电子的散射过程. 电子散射时, 其运动方向的改变和能量损失可以用随机数来表示. 一个电子在两次散射之间的步长 S 用下式来表示^[20]:

$$S = -\lambda_T \ln R_1, \quad (7)$$

其中, R_1 为随机数, λ_T 为总平均自由程, 如下式所示:

$$\lambda_T^{-1} = \lambda_e^{-1} + \lambda_{in}^{-1}. \quad (8)$$

电子散射类型利用随机数 R_2 来决定, 假如 $R_2 < \lambda_e^{-1}/\lambda_T^{-1}$, 则为弹性散射; 否则为非弹性散射. 弹性散射的散射角 θ 用下式来表示:

$$R_3 = \frac{1}{\sigma_T} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta. \quad (9)$$

对于非弹性散射, 其能量损失由下式确定:

$$R_4 = \frac{\int_0^{\Delta E} \frac{d\sigma}{d(\Delta E')} d(\Delta E')}{\int_0^{E-E_F} \frac{d\sigma}{d(\Delta E')} d(\Delta E')}. \quad (10)$$

电子散射的方位角 ψ 满足

$$\psi = 2\pi R_5. \quad (11)$$

通过上述 Monte Carlo 过程, 就可得到一个电子在样品内部的散射过程.

2.3 电子俘获和输运

经过散射过程沉积在电介质样品内部的电子会被陷阱俘获. 陷阱对电子的俘获是一个复杂的过程, 既包括俘获也包括去俘获过程. 本研究采用较为准确的考虑 Poole-Frenkel 效应的捕获、去捕获截面模型^[27]. 这里, 电子密度 N 随时间 t 变化的微分形式如下:

$$\frac{dN}{dt} = -N v_d \cdot S \left(N_{\text{trap}} - \frac{Q}{\varepsilon} \right) + \frac{Q}{\varepsilon} f \exp \left(-\frac{E_T - \Delta E_{\text{PF}}}{kT} \right), \quad (12)$$

其中, $v_d \cdot S$ 表示捕获率, ε 是样品介电常数, S 是相对于电荷 Q/ε 的捕获截面, N_{trap} 表示陷阱密度, f 是逃逸频率因子, E_T 是依赖于电场 ΔE_{PF} 的热激活能, T 表示温度. 相关变量的获得可通过 Monte Carlo 模拟来得到.

此外, 通过散射产生的电子在内部电场和密度梯度作用下会进行输运. 对于一个给定的一维坐标系, 电荷的输运满足电流连续性方程:

$$\frac{dN(z,t)}{dt} = \nabla J(z,t)/e, \quad (13)$$

$$J(z,t) = -e\mu N(z,t)\nabla V(z,t) + eD\nabla N(z,t). \quad (14)$$

其中, $J(z,t)$ 表示电子电流密度, e 表示电子电量的绝对值, μ 和 D 分别表示电子迁移率和扩散系数. 空间电位 $V(z,t)$ 满足泊松方程

$$\nabla^2 V(z,t) = -[P(z,t) - N(z,t) - Q(z,t)]e/\epsilon, \quad (15)$$

这里, $P(z,t)$ 表示空穴密度.

本文对微分方程组 (12)—(15) 采用有限差分法求解. 各个变量的初始值为零.

3 研究对象与实验平台

本文主要以氧化铝 (Al_2O_3) 作为研究对象, 样品为石家庄伟天科学仪器设备有限公司提供的不同厚度的氧化铝薄板, 氧化铝样品的密度约为 $3.97 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. 图 1 给出了样品示意图, 样品具有正方形均匀表面, 厚度为 H , 边长 L 为 $100 \mu\text{m}$. 假设入射电子束为点照射模式, 电子束均匀垂直照射在样品表面, 电子束照射方向为 z 方向. 电子迁移率取 $10^{-11} \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$, 陷阱密度 N_T 取 10^{17} cm^{-3} .

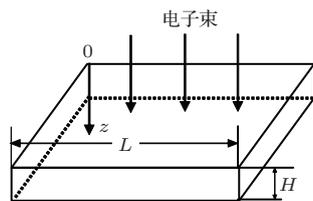


图 1 电子束照射绝缘样品示意图

电子在内部电场和密度梯度作用下输运形成电子束感生电流, 在长时间照射下, 电子会到达衬底形成泄漏电流. 对于图 1 所示的样品, 在 t 时刻的泄漏电流 I_E 可表示为

$$I_E = J(H,t) \cdot z. \quad (16)$$

为了对模拟结果进行验证, 采用如下的实验测试装置. 测试装置为 JEOL 公司的 JSM-6360F 型扫描电镜, 并添加测试接收装置, 可对高能电子束

照射过程中的电子产额和泄漏电流进行测量. 该实验装置主要技术性能如下: 电子枪束流密度为 1.6 nA , 电子枪束斑直径为 100 nm , 电子束加速电压的范围为 $5\text{—}30 \text{ kV}$. 图 2 是实验装置示意图. 电子枪位于样品台正上方, 电子枪产生的电子束流垂直入射在电介质样品上, 样品放置在金属铜板上. 电子收集器位于样品上方. 样品下方连结一个高灵敏度的电流计, 该电流计为美国 Keithley 公司的 6485 型皮安计, 用于测试泄漏电流.

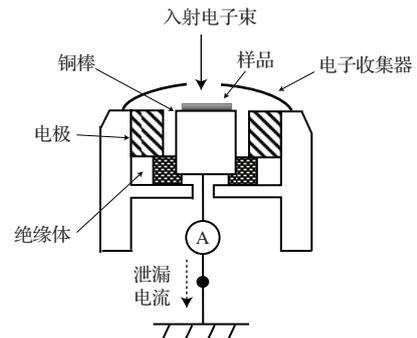


图 2 实验装置示意图

4 结果与分析

4.1 电子产额

电子产额是影响样品带电特性的关键. 电子总产额 σ 等于二次电子产额 δ 和背散射系数 η 之和. 在模拟中, 电子总产额 σ 表示出射电子数目与入射电子数目之比

$$\sigma = \frac{N_E}{N_B}, \quad (17)$$

这里, N_E 和 N_B 分别表示出射电子数目和入射电子数目.

首先采用脉冲电子束照射方式来计算和测量电子总产额. 这里, 在脉冲电子束照射下, 样品的带电非常微弱, 因而一般认为样品不带电 [16]. 图 3 给出了氧化铝样品在不同入射电子束能量 E_B 下电子总产额 σ 的模拟和测量结果, 其中, 实线是模拟结果, 三角符号是测量结果. 从图中可看出, 电子产额随入射电子束能量的增大呈现逐渐下降的变化特性; 使得氧化铝样品电子总产额等于 1 的第二临界能量 E_L 约为 10 keV , 模拟结果与实验结果基本一致.

而在电子束连续照射方式下, 电子总产额会发生明显变化. 在这种情况下, 样品会产生明显的带电现象. 一般认为, 当入射电子束能量 E_B 大于第二

临界能量时 E_L , 出射电子数目小于入射电子数目, 二次电子产额小于 1, 样品负带电. 事实上, 在连续电子束照射下, 随着电子束的持续照射, 样品内部沉积的电子数目会逐渐增大, 表面电位 V_S 逐渐下降. 当入射电子束能量小于第二临界能量时 E_L 时, 表面负电位的排斥作用会引起入射电子束着陆能量 ($E_B - |eV_S|$) 的降低, 电子总产额因而会增大.

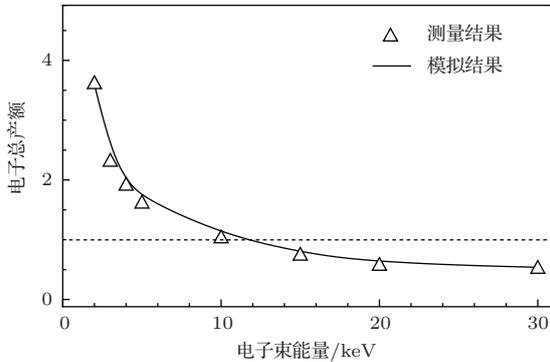


图3 电子总产额模拟和测量结果

4.2 空间电荷和电位

空间电荷的分布特性决定空间电场以及泄漏电流特性. 图4是入射电子束能量为 20 keV 时, 不同照射时间空间电荷密度沿深度方向分布的模拟结果. 这里, 空间电荷密度等于空穴电荷密度与电子电荷密度之差. 从图中可看出, 空间电荷基本上为负电荷分布, 而在近表面, 空间电荷呈现微弱的正电荷分布. 这是因为在近表面通过散射产生的部分电子会从表面出射, 导致空间电荷为正; 而在样品内部, 近表面的电子在内部电场和浓度梯度的作用下向下输运, 导致散射区域下方呈现明显的负带电.

图5是入射电子束能量为 20 keV 时, 不同照射时间空间电位沿深度方向分布的模拟结果. 从图中不难发现, 在样品内部, 沿着深度方向, 空间电位基本为等电位分布, 差别较小, 然后沿着深度方向空间电位降低到负最大值, 最后逐渐升高, 这种分布特性源于图5所示的空间电荷分布. 此外, 随着电子束照射, 空间电位整体会上下降.

4.3 泄漏电流

事实上, 图5所示的空间电位分布特性直接影响泄漏电流, 由于衬底电位接近于零, 样品内部电位较低, 这种电场会导致一些电子沿着深度方向向下输运, 形成电子束感生电流 I_{EBIC} . 而随着电子

束的照射, 电子会逐渐向下输运, 最终到达样品衬底形成泄漏电流 I_E .

事实上, 对于电子束照射电介质产生的电子束感生电流及泄漏电流, 一般认为其满足空间电荷限制流的 Mott-Gurney 定律^[13], 如下所示:

$$I_{EBIC} = 9\mu\epsilon AV_d^2 / (8d^3). \quad (18)$$

如图6所示, 以样品内部最低电位 V_d 会形成一个与样品表面积相等的发射面, d 取最低点电位处到衬底的距离, V_d 是样品内部最低电位. 由于电子束均匀地照射绝缘样品, 因而 A 是电子束照射区域的面积.

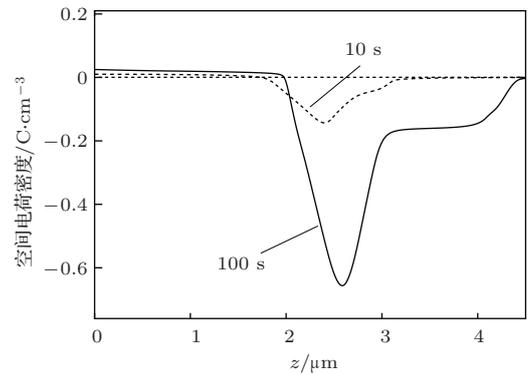


图4 空间电荷密度沿深度方向分布的模拟结果

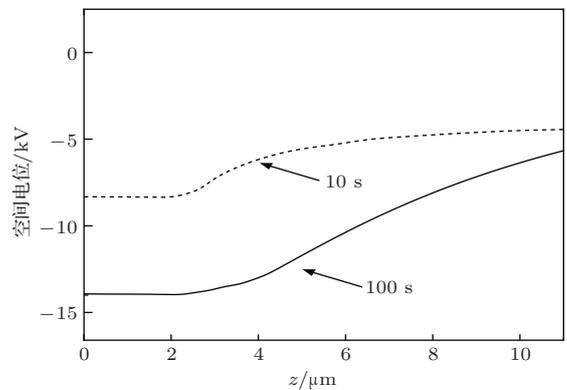


图5 空间电位沿深度方向分布的模拟结果

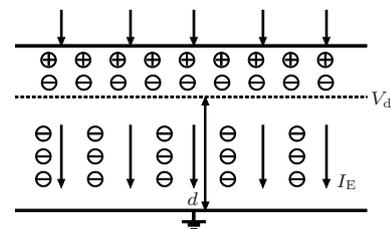


图6 电子束感生电流示意图

图7是电子束感生电流时变特性的模拟和理论结果. 可以看出, 电子束感生电流随照射逐渐增大并趋于稳定值, 图中方框是根据(18)式计算得到

的理论结果, 实线是模拟结果. 这里, 在电子束照射初期, 负空间电位较小, 因而相应的电子束感生电流较低; 而随着电子束照射, 负空间电位较大, 相应的电子束感生电流较大; 当空间电位趋于稳定时, 相应的电子束感生电流也将趋于稳定值. 此外, 电子束感生电流模拟结果低于理论计算值, 这是因为由于电子在向下输运会被陷阱俘获, 而这些电子不会形成泄漏电流, 因此实际的泄漏电流低于理论值. 这说明电子束感生电流并不满足空间电荷限制流的 Mott-Gurney 定律.

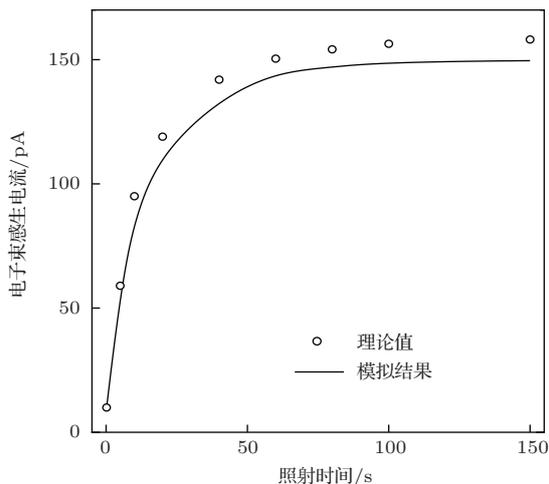


图7 电子束感生电流的时变特性

图8是泄漏电流随电子束照射时间的模拟和测量结果. 可以看出, 在较长的照射时间, 才可以产生漏电流. 随着漏电流的继续增大, 流入样品的净电子电流开始逐渐减小, 最终泄漏电流达到平衡值, 模拟结果和测量值基本一致.

事实上, 由于电子总产额小于1, 样品内空间电荷总体为负, 随着电子束照射, 样品内部沉积的电子数量逐渐增大, 相应的表面电位会逐渐降低. 随着电子束持续照射, 表面电位大幅下降, 引起入射电子束着地能量的降低, 从而出射电子电流逐渐增大, 带电过程将趋于平衡^[11]. 在平衡态, 流入流出样品的电流应该相等, 即

$$I_B = I_E + I_S, \quad (19)$$

这里, I_S 表示出射电子电流.

4.4 参数对泄漏电流的影响

样品和电子束相关参数可以明显影响泄漏电流的特性. 图9给出了不同样品厚度下的泄漏电流的模拟和测量结果, 可以看出, 随着样品厚度的增大, 泄漏电流减小, 模拟和测量结果一致. 这里, 随

着样品厚度的增大, 样品内部使得电子向下输运的电场会减弱, 电子更难向衬底运动, 因而泄漏电流会减弱.

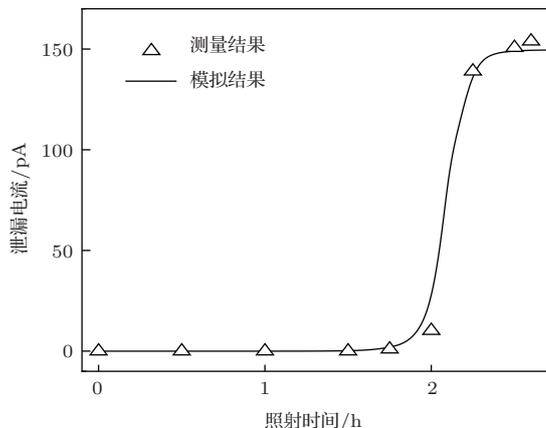


图8 泄漏电流随电子束照射的时变特性

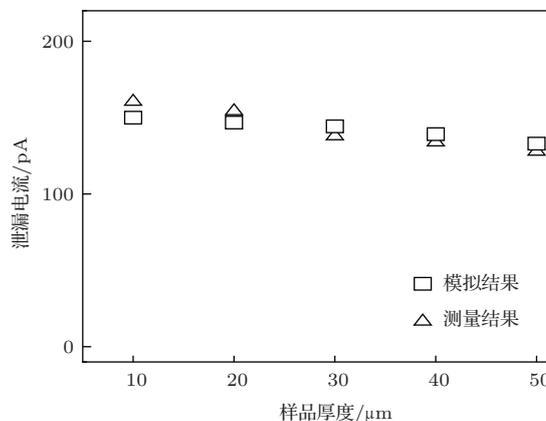


图9 不同样品厚度下的泄漏电流

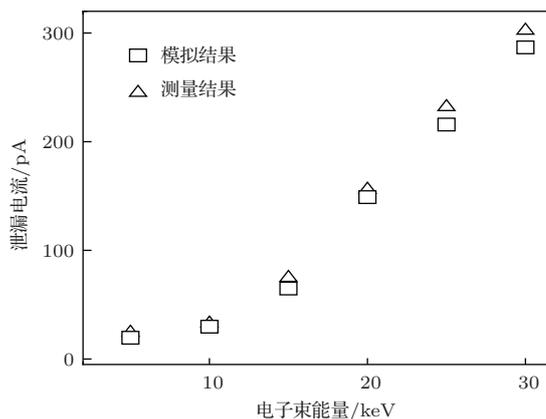


图10 不同电子束能量下的泄漏电流

图10是电子束能量对泄漏电流的影响结果. 这里, 如图3所示, 当入射电子能量增大时, 电子总产额减小, 空间电位明显降低, 使得电子向下输运的电场增大, 因而泄漏电流逐渐增大. 同时, 随着电子束能量的增大, 电子的散射范围增大, 电子更容易向下输运到达衬底形成泄漏电流. 这两方面的

作用使得泄漏电流增大.

图 11 给出了不同入射电子束电流下的泄漏电流的模拟和测量结果. 可以看出, 泄漏电流随电子束电流的增大而增大. 这是因为, 随着入射电子束电流的增大, 单位时间内更多的电子入射, 因而样品内部会沉积更多的电子, 空间电位明显降低, 因而泄漏电流会增大 [18].

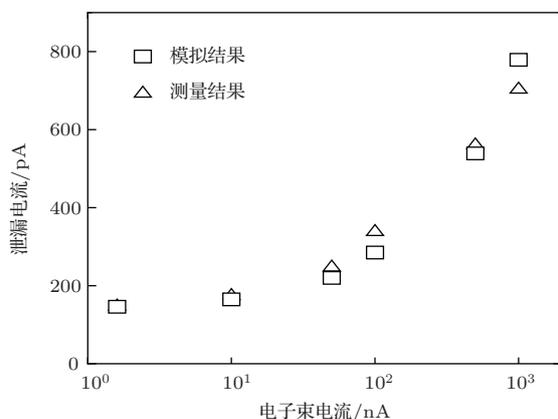


图 11 不同电子束电流下的泄漏电流

5 结 论

通过建立数值模拟和实验相结合的方法, 研究了高能电子照射绝缘厚样品的泄漏电流特性, 得到以下主要结果.

1) 在 高能 电子 照射 下, 由于 内部 电场 和 浓度 梯度 的 作用, 通过 散射 产生 的 电子 会 朝 样品 衬底 输运, 在 样品 内部 形成 近表面 为正、样品 内部 为负 的 空间 电荷 分布 特性. 而 由于 样品 强烈 负 带电, 样品 近表面 正 带电 特性 比较 微弱.

2) 样品 内部 电子 向下 输运 形成 电子 束 感生 电流, 由于 样品 内部 存在 陷阱 的 俘获 作用, 电子 束 感生 电流 会 小于 Mott-Gurney 定律 的 理论 值. 在 高能 电子 长 时间 照射 下, 即使 对于 绝缘 厚 样品, 依然 可以 形成 泄漏 电流. 这 对于 研究 空间 领域 绝缘 材料 的 绝缘 性能 具 有 一定 的 意义.

3) 对于 绝缘 厚 样品, 泄漏 电流 随 样品 厚度 的 增大 而 减小, 而 随 电子 束 能量 的 增大 而 增大, 随 电子 束 电流 的 增大 而 明显 增大.

需要 指出 的 是, 本文 仅 研究 了 光滑 表面 的 单层 绝缘 厚 样品 的 泄漏 电流 特性, 而 实际 中 一些 样品 可能 会 具有 不规则 表面 结构 或者 内部 包含 多层 绝缘 层, 这种 情况 下 的 泄漏 电流 特性 会 更加 复杂. 例如, 不规则 表面 绝缘 样品 的 电子 总 产额 会 有所 变化, 从而 有可能 影响 泄漏 电流, 这 对于 目前 空间 领域 绝缘

材料 的 绝缘 性能 研究 至 关 重要. 因而 有 必要 进一步 开展 相关 的 研究 工作.

参考文献

- [1] Abe H, Babin S, Borisov S, Hamaguchi A, Kadowaki M, Miyano Y, Yamazaki Y 2009 *J. Vac. Sci. Technol. B* **27** 1039
- [2] Joo J, Chow B Y, Jacobson J M 2006 *Nano Lett.* **6** 2021
- [3] Paulmier T, Dirassen B, Payan D, Eesbeek M V 2009 *IEEE Trans. Dielect. Elect. Ins.* **16** 682
- [4] Huang J G, Han J W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2907 (in Chinese) [黄建国, 韩建伟 2010 物理学报 **59** 2907]
- [5] Qin X G, He D Y, Wang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 684 (in Chinese) [秦晓刚, 贺德衍, 王骥 2009 物理学报 **58** 684]
- [6] Sessler G M, Figueiredo M T, Ferreira G F L 2004 *IEEE Trans. Dielect. Elect. Ins.* **11** 192
- [7] O'Shea A, Wallace J, Hummel M, Strauss L H, Kidd T E 2013 *Micron* **52–53** 57
- [8] Mizuhara Y, Kato J, Nagatomi T, Takai Y, Inoue M 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6128
- [9] Zhang X, Liu B W, Zhao Y, Li C B, Xia Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 127303
- [10] Cazaux J 2010 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **176** 58
- [11] Cornet N, Goeuriot D 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064110
- [12] Cao M, Wang F, Liu J, Zhang H B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 127901
- [13] Taylor D M, Mehdi Q H 1979 *J. Phys. D* **12** 2253
- [14] Li W Q, Zhang H B 2010 *Micron* **41** 416
- [15] Askri B, Raouadi K, Renoud R, Yanguis B 2009 *J. Electrostat.* **67** 695
- [16] Rau E I 2008 *Appl. Surf. Sci.* **254** 2110
- [17] Li W Q, Mu K, Xia R H 2011 *Micron* **42** 443
- [18] Wang C H, Li W Q, Zhang H B 2014 *Acta Electr. Sin.* **42** 144 (in Chinese) [汪春华, 李维勤, 张海波 2014 电子学报 **42** 144]
- [19] Li W Q, Zhang H B, Lu J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 027302 (in Chinese) [李维勤, 张海波, 鲁君 2012 物理学报 **61** 027302]
- [20] Joy D C 1995 *Monte-Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis* (New York: Oxford University Press)
- [21] Li Y G, Mao S F, Li H M, Xiao S M, Ding Z J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 064901
- [22] Mao S F, Ding Z J 2010 *Surf. Interf. Anal.* **42** 1096
- [23] Da B, Mao S F, Zhang G H, Ding Z J 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 034310
- [24] Desalvot A, Rosa R 1987 *J. Phys. D* **20** 790
- [25] Penn D R 1987 *Phys. Rev. B* **35** 482
- [26] Dapor M, Calliari L, Filippi M 2008 *Surf. Interf. Anal.* **40** 683
- [27] Touzin M, Goeuriot D, Guerret-Piécourt C, Juvé D, Tréheux D, Fitting H J 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 114110

Leakage current characteristics of the insulating sample under high-energy electron irradiation*

Li Wei-Qin^{1)†} Liu Ding¹⁾ Zhang Hai-Bo²⁾

1) (School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

2) (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)

(Received 4 June 2014; revised manuscript received 8 July 2014)

Abstract

The leakage current characteristics of an insulating sample under high-energy electron beam irradiation are simulated by a numerical model with taking into account the electron scattering, transport, trapping and self-consistent field. The leakage current is measured by using a detection platform. Results show that under the continuous electron beam irradiation, the total electron yield decreases evidently; because of electron transport, the sample near the surface is positively charged weakly and its interior is negatively charged strongly; some electrons are transported downward, forming the electron beam induced current and the leakage current under the long time irradiation. Under the irradiation, the leakage current increases to a stable level gradually. The leakage current decreases with the increase of sample thickness, but it increases with beam energy and current.

Keywords: insulating sample, leakage current, electron yield, numerical simulation

PACS: 73.61.Ng, 02.60.Cb, 61.80.Fe

DOI: [10.7498/aps.63.227303](https://doi.org/10.7498/aps.63.227303)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175140), and the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Province, China (Grant No. 2013JM8001).

† Corresponding author. E-mail: wqlee@126.com