

## 入射电子能量对低密度聚乙烯深层充电特性的影响\*

李盛涛<sup>†</sup> 李国倡 闵道敏 赵妮

(西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2012年7月17日收到; 2012年10月10日收到修改稿)

高能带电粒子与航天器介质材料相互作用引起的深层带电现象, 一直是威胁航天器安全运行的重要因素之一. 考虑入射电子在介质中的电荷沉积、能量沉积分布以及介质中的非线性暗电导和辐射诱导电导, 建立了介质深层充电的单极性电荷输运物理模型. 通过求解电荷连续性方程和泊松方程, 可以得出不同能量 (0.1—0.5 MeV) 电子辐射下, 低密度聚乙烯 (厚度为 1 mm) 介质中的电荷输运特性. 计算结果表明, 不同能量的电子辐射下, 介质充电达到平衡时, 最大电场随入射能量的增加而减小; 同一能量辐射下, 最大电场随束流密度的增大而增加. 入射电子能量较低时 ( $\leq 0.3$  MeV), 最大电场随束流密度的变化趋势基本相同. 具体表现为: 当束流密度大于  $3 \times 10^{-9}$  A/m<sup>2</sup> 时, 最大场强超过击穿阈值  $2 \times 10^7$  V/m, 发生静电放电 (ESD) 的可能性较大. 随着入射电子能量的增加, 发生静电放电 (ESD) 的临界束流密度增大, 在能量为 0.4 MeV 时, 临界束流密度为  $6 \times 10^{-8}$  A/m<sup>2</sup>. 当能量大于等于 0.5 MeV 时, 在束流密度为  $10^{-9}$ — $10^{-6}$  A/m<sup>2</sup> 的范围内, 均不会发生静电放电 (ESD). 该物理模型对于深入研究深层充放电效应、评估航天器在空间环境下深层带电程度及防护设计具有重要的意义.

**关键词:** 高能电子辐射, 低密度聚乙烯 (LDPE), 介质深层充电, 电导特性

**PACS:** 94.05.Hk, 94.05.Jq, 52.25.Mq

**DOI:** 10.7498/aps.62.059401

## 1 引言

随着空间技术的发展和多功能卫星的大量应用, 近年来高能电子引起的航天器介质深层充放电现象引起人们的广泛关注<sup>[1-4]</sup>. 介质深层充放电, 是指高能带电粒子穿透航天器介质表面, 电荷在介质内部沉积、传导, 使介质内部建立高电场, 当场强超过介质的击穿场强阈值时, 介质将发生静电放电 (ESD), 放电时产生的电磁脉冲会干扰卫星电子系统的正常工作, 引发电子芯片发生软件错误, 大量放电还可能引起悬浮电缆、太阳帆板等局部放电, 影响航天器供电系统<sup>[4-8]</sup>.

高能电子与介质材料相互作用时, 介质内部总电流主要包括入射电子通量引起的入射电子电流和介质中电导和场强决定的传导电流. 在电荷输运过程中, 介质电导率的准确与否直接影响着介质内部最大电场强度、表面电位等参数的计算. 依据

IEC 标准, 电导率测量中, 一般用加压 1 min 后的电流值计算电导率; 而实际电荷输运过程中, 在外施电压作用下, 电介质材料的去极化电流衰减过程往往较长 (超过 1 min), 因此, 计算得到的电导率会高于其实际值. Dennison<sup>[9]</sup> 考虑了去极化电流的衰减过程, 在压强为  $10^{-3}$  Pa 的真空腔中, 测量介质 LDPE 在加压较长时间时 ( $\sim 1$  h) 的电流, 并取最后 10 min 内的电流平均值来计算材料的电导率, 其计算结果更符合实际情况. 本文采用 Dennison 测得的电导率数据, 并考虑了入射电子在介质中的电荷沉积、能量沉积分布. 在此基础上, 建立了介质深层充电的单极性电荷输运物理模型, 计算了不同辐射电子能量对低密度聚乙烯深层充电特性的影响.

## 2 高能电子辐射下介质深层充电物理模型

高能电子辐射下, 航天器会发生深层充放电现象

\* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2011CB209404) 和国家自然科学基金国际 (地区) 合作与交流项目 (批准号: 51161130524) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: sli@mail.xjtu.edu.cn

象, 深层充电物理模型主要研究该过程中介质的空间电荷、最大电场、表面电位等电荷输运特性. 卫星部件的结构和接地情况各不相同, 典型的结构主要由平板形 (太阳帆板、集成电路板等) 和圆柱形 (悬浮电缆等)<sup>[10-12]</sup>. 本文以背部接地的平板形结构为例建立了单极性电荷输运模型.

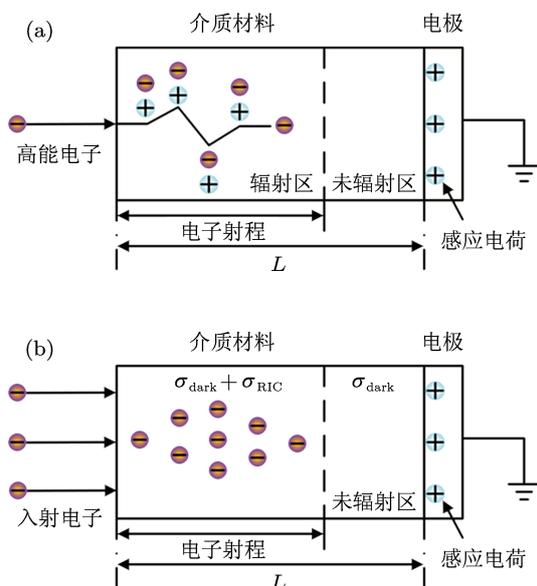


图1 介质深层充电物理机理 (a) 高能电子与介质材料相互作用示意图; (b) 介质中的电荷沉积以及电荷输运示意图

如图1所示, 高能电子与介质材料相互作用时, 会将能量转移给靶原子, 由于能量损失, 入射电子会逐渐减速, 最后沉积在材料中; 当靶原子得到足够的能量时, 会发生电离, 产生正负电荷对; 当介质内电荷沉积的速率超过电荷泄漏速率时, 就会发生内部电荷积聚, 其过程为入射电子不断沉积, 建立内电场并产生泄漏电流的动态过程<sup>[1,13]</sup>.

## 2.1 高能电子辐射下, 介质中的电荷沉积、能量沉积分布特性

### 2.1.1 电子的最大射程

当高能电子垂直入射到一定厚度的介质中时, 会与介质发生弹性碰撞、非弹性碰撞、散射等物理过程, 逐渐将能量转移给介质, 最后沉积在介质中或穿透介质. 高能电子在无限厚的介质平板中的最大射程可由 Weber 半经验公式<sup>[14]</sup> 表示为

$$R = \frac{\alpha E_0}{\rho} \left( 1 - \frac{\beta}{1 + \gamma E_0} \right) \times 10^{-2}, \quad (1)$$

其中,  $R$  是入射电子在介质中的最大射程 (单位 m),  $\alpha, \beta, \gamma$  分别为  $0.55 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{MeV}^{-1}, 0.9841, 3 \text{ MeV}^{-1}$ ,

$E_0$  为电子的入射能量 (单位为 MeV),  $\rho$  是介质的密度 (单位是  $\text{g/cm}^3$ ).

### 2.1.2 电荷沉积

单位时间单位路程上的电荷沉积<sup>[15]</sup> 为

$$\frac{dQ(x,t)}{dt} = 14.42 \frac{x^3}{R^4} j_0 (1 - \eta) \times \exp \left( -3.605 \left( \frac{x}{R} \right)^4 \right), \quad (2)$$

其中,  $dQ(x,t)/dt$  是单位时间沉积电荷密度 (单位是  $\text{C}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ );  $j_0$  是入射电子电流密度 (单位是  $\text{A}/\text{m}^2$ );  $\eta$  是背散射系数, 其值约为 0.2;  $x$  是电子穿透深度, 单位 m.

### 2.1.3 能量沉积

单位路程的能量沉积与入射能量  $E_0$ 、最大射程  $R$  及在介质中的穿透深度  $x$  有关, 可表示<sup>[15]</sup> 为

$$\frac{dE}{dx} = 1.544 \frac{E_0}{R} \exp \left( -2.2 \left( \frac{x}{R} - 0.7 \right)^2 \right), \quad (3)$$

其中,  $dE/dx$  是单位路程的能量沉积, 单位是  $\text{MeV}/\text{m}$ ;  $E_0$  是入射电子能量, 单位是 MeV.

将 (1) 式代入 (2) 和 (3) 式中, 可以计算出不同能量 (0.1—0.5 MeV) 的电子辐射下 LDPE (厚度为 1 mm) 材料中的电荷沉积和能量沉积分布曲线, 如图 2 和 3 所示.

当入射电子能量较低时, 高能电子会沉积在材料内部. 由于材料中存在部分未辐射区, 因此, 电荷沉积和能量沉积呈现先增大后减小的趋势, 在靠近接地电极处沉积电荷接近为零, 如图 2 和图 3 中能量为 0.1—0.3 MeV 辐射时对应的曲线; 当入射电子能量较高时, 高能电子部分或完全穿透材料, 受辐射诱导电导率的影响, 在材料接地电极处存在一定的电荷沉积, 如图 2 和图 3 中能量为 0.4, 0.5 MeV 辐射下对应的曲线.

图 2 和图 3 的计算结果与采用蒙特卡罗方法计算得到的结果一致. 文献 [16] 中采用的 Geant 4 计算了 0.2 MeV 电子辐射下, LDPE (厚度为  $5 \times 10^{-4} \text{ m}$ ) 中的电荷沉积和能量沉积分布曲线. 其电荷沉积和能量沉积曲线的峰值对应的材料深度分别为  $\sim 3 \times 10^{-4} \text{ m}$  和  $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ m}$ . 可以看出通过 (1), (2) 和 (3) 式得到的电荷沉积和能量沉积

曲线与蒙特卡罗方法计算得到的结果十分符合。

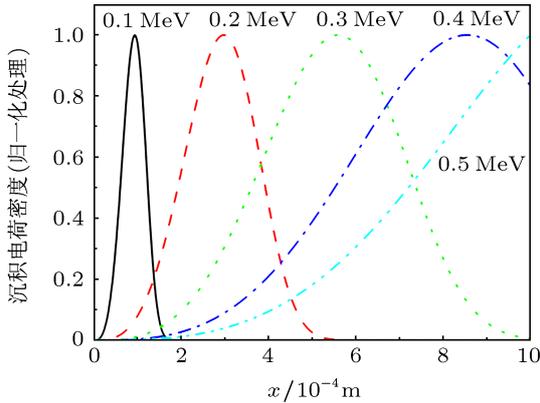


图2 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE (厚度为  $1 \times 10^{-3}$  m) 中电荷沉积分布曲线

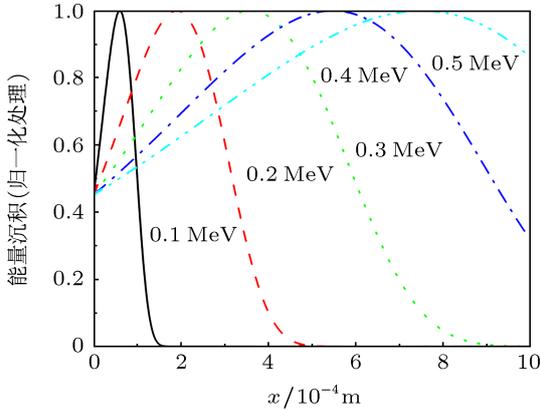


图3 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE (厚度为  $1 \times 10^{-3}$  m) 中能量沉积分布曲线

## 2.2 LDPE 的暗电导特性

介质未受空间环境辐射时, 材料的电导主要由暗电导 (热助跳跃电导 (TAH) 和变程跳跃电导 (VRH)) 决定。

### 2.2.1 热助跳跃电导率 (TAH)

TAH 原用于描述离子晶体的电荷输运过程. 它是一种与电场和温度都有关的跳跃电导模型, 主要针对浅陷阱里的电子跳跃电导. 其大小主要受温度控制, 其公式<sup>[9]</sup>为

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{TAH}}(\text{EF}, T) &= \left[ \frac{2N(T)v_{\text{TAH}}ea}{\text{EF}} \right] \\ &\times \exp \left[ \frac{-\Delta H}{k_{\text{B}}T} \right] \sinh \left[ \frac{ae\text{EF}}{k_{\text{B}}T} \right] \\ &= \left\{ \sigma_{\text{TAH0}}(T)(T_{\text{A}}/T)Z_{\text{A}}(\beta_{\text{A}}) \right. \end{aligned}$$

$$\left. \times \exp(-T_{\text{A}}/T) \right\}, \quad (4)$$

其中

$$\sigma_{\text{TAH0}}(T) = 2N(T)v_{\text{TAH}}e^2a^2, \quad (5)$$

$$T_{\text{A}} = \Delta H/k_{\text{B}}, \quad (6)$$

$$\beta_{\text{A}} = 4\text{EF} \cdot T_{\text{A}}/3\text{EF}_{\text{A}} \cdot T = e\text{EF} \cdot a/k_{\text{B}}T, \quad (7)$$

$$\text{EF}_{\text{A}} = 4\Delta H/3ea, \quad (8)$$

$$Z_{\text{A}}(\beta_{\text{A}}) = 1/\beta_{\text{A}} \sinh(\beta_{\text{A}}), \quad (9)$$

其中,  $\sigma_{\text{TAH0}}$  为热助跳跃电导初始值, 单位是 S/m, 正比于电子跳跃频率, 且与陷阱能级密度相关;  $T_{\text{A}}$  为温度比例因子, 单位是 K;  $T$  为介质温度, 单位是 K;  $\text{EF}_{\text{A}}$  为电场强度比例因子, 单位是 V/m;  $\text{EF}$  为介质中电场强度, 单位是 V/m;  $e$  为电子电量, 单位是 C;  $\Delta H$  为陷阱势垒高度, 单位是 eV;  $a$  为陷阱之间的平均距离, 单位是 m;  $k_{\text{B}}$  为玻尔兹曼常数。

### 2.2.2 变程跳跃电导 (VRH)

VRH 电导是在低温和较深陷阱情形中更精确的电导模型, 电荷在局域态之间的隧穿, 主要受电场强度控制, VRH 电导的公式<sup>[9]</sup>为

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{VRH}}(\text{EF}, T) &= \left\{ \sigma_{\text{VRH0}}(T)(T_{\text{V}}/T)^{1/4}Z_{\text{V1}}(\beta_{\text{A}}) \right. \\ &\left. \cdot \exp \left[ (-T_{\text{V}}/T)^{1/4}Z_{\text{V2}}(\beta_{\text{V}}) \right] \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中

$$\sigma_{\text{VRH0}}(T) = 2N_{\text{EFV}}v_{\text{VRH}}e^2/(2\alpha)^2, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \beta_{\text{V}} &= 4\text{EF} \cdot T_{\text{V}}/3\text{EF}_{\text{V}} \cdot T \\ &= e\text{EF}(2\alpha)^{-1}/k_{\text{B}}T, \quad (12) \end{aligned}$$

$$T_{\text{V}} = 3(2\alpha)^3/N_{\text{EF}}\pi k_{\text{B}}, \quad (13)$$

$$\text{EF}_{\text{V}} = 4(2\alpha)^4/N_{\text{EF}}\pi e, \quad (14)$$

其中,  $\sigma_{\text{VRH0}}$  为变程跳跃电导初始值, 单位是 S/m;  $T_{\text{V}}$  为温度比例因子, 单位是 K;  $T$  为介质温度, 单位是 K;  $\text{EF}_{\text{V}}$  为电场强度比例因子, 单位是 V/m;  $N_{\text{EF}}$  是陷阱态能量密度, 单位是个  $(\text{eV} \cdot \text{m}^3)^{-1}$ ,  $Z_{\text{V1}}$  和  $Z_{\text{V2}}$  分别为关于  $\beta_{\text{V}}$  的复杂的多项式, 在低场强下,  $Z_{\text{V1}}$  和  $Z_{\text{V2}}$  都趋近于 1。

## 2.3 LDPE 的辐射诱导电导率

介质在空间辐射环境下, 会将价带上的电子激发到扩展态或者导带, 辐射诱导电导率 ( $\sigma_{\text{RIC}}$ ) 公式为<sup>[9]</sup>

$$\sigma_{\text{RIC}}(\dot{D}) = k_{\text{RIC}}(T) \cdot (\dot{D})^{\Delta(T)}, \quad (15)$$

其中,  $\dot{D}$  是辐射剂量率, 单位 rad/s;  $k_{\text{RIC}}(T)$  是比例系数, 单位 S/m;  $\Delta(T)$  是指数系数, 两者都与材料本身有关, 且随温度变化.  $\Delta(T)$  一般取 0.5—1.0 之间, 取决于介质中陷阱的能态分布.  $\Delta(T)$  和  $k_{\text{RIC}}(T)$  分别为

$$\Delta(T) = [1 + T/T_{\text{RIC}}]^{-1}, \quad (16)$$

其中,  $T$  为介质温度, 单位 K;  $T_{\text{RIC}}$  为一温度常数, 单位 K.

$$k_{\text{RIC}}(T) = k_{\text{RIC}0} \cdot k_{\text{RIC}1}^{\Delta(T/T_{\text{RIC}})} \times [T/T_{\text{RIC}}]^{3/2 - 2\Delta(T/T_{\text{RIC}})}, \quad (17)$$

其中,  $k_{\text{RIC}0}$  代表与温度无关的量, 它与载流子迁移率成正比;  $k_{\text{RIC}1}$  取决于载流子处在导带中的概率, 与温度有关.

## 2.4 介质深层充电物理过程

高能电子与介质材料相互作用时, 会经过碰撞、散射等物理过程, 最后沉积在材料中, 并建立起内电场. 当深层充电产生的电场超过介质最大击穿阈值时, 就会发生静电放电 (ESD). 充电过程中电荷的输运特性可以通过求解电荷连续性方程和泊松方程<sup>[16]</sup>得出.

### 2.4.1 电流传导方程

$$j_e(x, t) = n_e(x, t) \cdot \mu_e \cdot E(x, t). \quad (18)$$

电流传导方程, 描述了电荷输运方程中宏观参数电流与微观参数载流子浓度和迁移率的关系. 其中,  $t$  是时间变量, 单位是 s;  $j_e(x, t)$  是电流密度, 单位是 A/m<sup>2</sup>;  $n_e(x, t)$  是电荷密度, 单位是 C/m<sup>3</sup>;  $\mu_e$  是载流子迁移率, 单位是 m<sup>2</sup>/V·s;  $E(x, t)$  是电场强度, 单位是 V/m.

### 2.4.2 泊松方程

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (19)$$

通过求解泊松方程, 可以得出介质电场强度. 其中,  $\rho(x, t)$  是电荷密度, 单位是 C/m<sup>3</sup>;  $\epsilon_0$  是真空介电常数, 单位 F/m;  $\epsilon_r$  是相对介电常数 (LDPE 的相对介电常数约为 2.3).

### 2.4.3 电荷连续性方程

由电荷连续性分布可得

$$\frac{\partial q(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_e(x, t)}{\partial x} = \frac{\partial Q(x, t)}{\partial t}. \quad (20)$$

将 (2) 式中的  $Q(x, t)$  和 (18) 式中的  $j_e(x, t)$  分别代入 (20) 式, 可以求出介质空间电荷密度  $q(x, t)$ .

## 3 结果与分析

分别计算了不同能量 (0.1—0.5 MeV) 电子辐射下, LDPE 的深层充电特性. 具体给出了 0.2 MeV 和 0.5 MeV 两种能量下空间电荷、最大电场和表面电位的分布曲线. 计算得到的不同时刻 LDPE 中的空间电荷、电场分布曲线, 与文献 [17] 中采用电声脉冲法 (PEA) 测得的结果一致; 表面电位随时间变化的曲线, 与文献 [18] 中采用非接触式表面电位计 (Trek) 测得的结果一致.

### 3.1 0.2 MeV 电子辐射下, LDPE 的深层充电特性

在能量为 0.2 MeV、束流密度为  $5 \times 10^{-7}$  A/m<sup>2</sup> 的电子辐射下, 介质内部电荷密度随深度的变化规律如图 4 所示. 在该能量下, 入射电子沉积在材料内部, 由于材料中存在部分未辐射区, 因此, 电荷密度随深度的增加先增大后减小; 同一深度处, 沉积电荷随时间的增加而增多, 且随着时间增加, 泄漏电流不断增大. 因此, 随着时间的增加, 空间电荷波峰右移且变窄, 当入射时间大于  $5 \times 10^2$  s 时, 较为明显.

计算结果与文献 [17] 采用空间电荷电声脉冲法 (PEA) 测量的结果一致. 文献 [17] 中将介质 LDPE (厚度为  $5 \times 10^{-4}$  m) 置于能量为 0.2 MeV, 束流密度为  $5 \times 10^{-7}$  A/m<sup>2</sup> 电子辐射下, 并采用 PEA 装置测量得出不同时刻下, 电荷密度曲线的峰值对应的材料深度约为  $3.7 \times 10^{-4}$  m, 与本文计算结果比较符合.

在能量为 0.2 MeV、束流密度为  $5 \times 10^{-7}$  A/m<sup>2</sup> 的电子辐射下, 介质内部电场强度随深度变化曲线, 如图 5 所示. 由 (19) 式泊松方程可知, 介质内部场强随深度增加而增大, 且当超过一定深度后, 逐渐趋于饱和, 最大场强出现在靠近接地处. 将计算结果与文献 [17] 采用电声脉冲法 (PEA) 的测量值比较, 在材料深度约为  $4.5 \times 10^{-4}$  m 处, 电场强度达到最大值, 与本文计算结果一致.

介质中总的电流密度包括两部分: 一部分是有入射电子通量引起的入射电子电流密度  $j_\phi$ ; 另一部分是介质中电导和场强决定的传导电流密度  $j_e$ . 高能电子辐射下, 电荷沉积与电流传导的动态过程为:

在介质表面, 入射电子的通量比较大, 此时  $j_\phi$  最大, 随着深度的增加其值逐渐减小; 在介质表面, 场强比较小, 此时  $j_e$  较小, 随着深度的增加, 其值逐渐增大, 当二者达到平衡时, 介质内部场强趋于饱和, 如图 5 所示. 表达式如下 [12]:

$$j_{\text{total}}(x,t) = j_\phi(x,t) + j_e(x,t), \quad (21)$$

$$j_\phi(x,t) = Q(x,t) \cdot dx/dt, \quad (22)$$

$$j_e(x,t) = \sigma \cdot E, \quad (23)$$

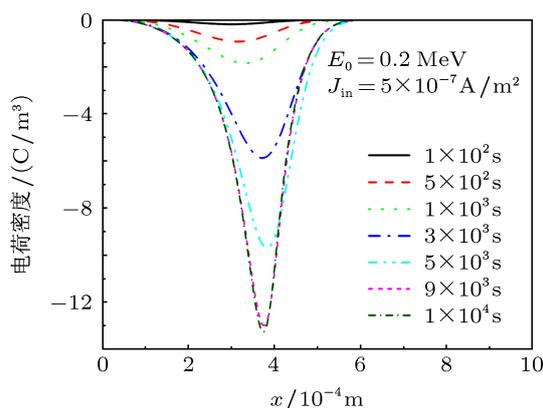


图 4 束流密度为  $5 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ , 能量为 0.2 MeV 的电子辐射下, LDPE 中电荷密度随深度变化的空间电荷分布图

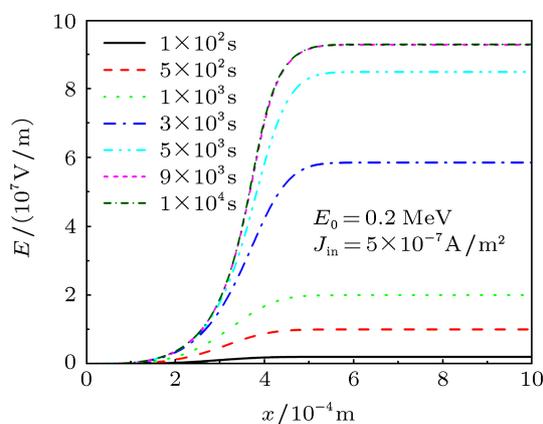


图 5 束流密度为  $5 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ , 能量为 0.2 MeV 的电子辐射下, LDPE 中电场强度随深度变化的电场分布图

其中,  $j_\phi$  为入射电子的电流密度, 与介质的电导率和场强无关, 单位是  $\text{A/m}^2$ ;  $j_e$  为传导电流密度, 由介质电导率和电场决定, 单位是  $\text{A/m}^2$ ;  $Q(x,t)$  是沉积电荷密度, 单位是  $\text{C/m}^3$ ;  $\sigma$  是电导率, 单位是  $\text{S/m}$ .

依据美国航空航天局 (NASA) 发布的空间辐射效应技术指导手册 [19], 当入射电子束流密度数量级为  $10^{-9}$ — $10^{-8} \text{ A/m}^2$  时, 卫星发生静电放电 (ESD) 的危险性较大, 发生 ESD 的最小电子束流密

度大约是  $2 \times 10^{-9} \text{ A/m}^2$ . 因此, 本试验选取束流密度范围为  $1 \times 10^{-9}$ — $9 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ .

能量为 0.2 MeV, 不同束流密度 ( $1 \times 10^{-9} \text{ A/m}^2$ — $9 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ ) 的电子辐射下, 最大电场和表面电位随时间的变化规律如图 6 和图 7 所示. 由 (23) 式可知, 随着传导电流密度的增加, 介质内部场强逐渐增加并达到最大值. 因此, 最大电场和表面电位正比于电子的束流密度, 随着时间的累积, 最后逐渐趋于平衡, 达到最大值; 且随着束流密度的增加, 趋于饱和的时间变短. 计算结果与文献 [18] 中采用非接触式表面电位计 (Trek) 测得的结果相符合. 文献 [18] 中将介质 PTFE (厚度为  $5 \times 10^{-4} \text{ m}$ ) 置于能量为 0.25 MeV, 束流密度为  $5 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$  电子辐射下, 测量得出的表面电位随深度增加而不断增大, 并逐渐趋于饱和.

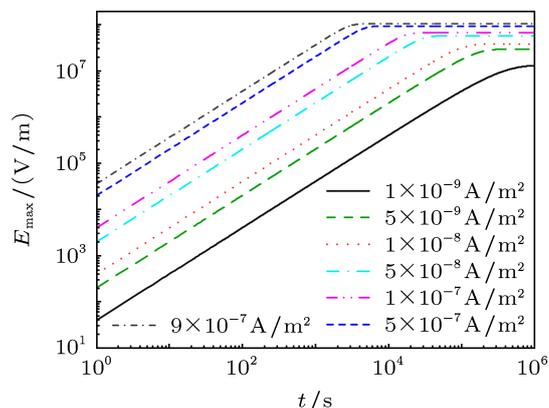


图 6 能量为 0.2 MeV, 不同束流密度的电子辐射下, 材料内部的最大电场随时间变化的关系图

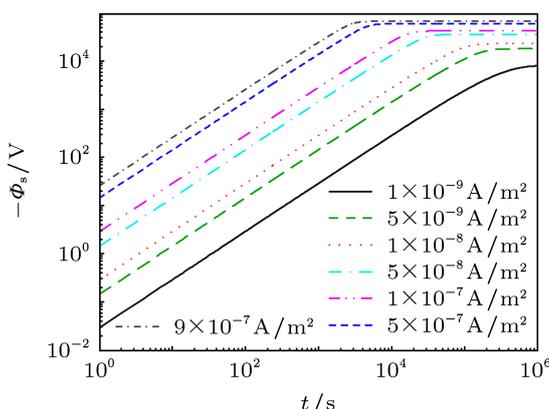


图 7 能量为 0.2 MeV, 不同束流密度的电子辐射下, 材料表面电位随时间变化的关系图

### 3.2 0.5 MeV 电子辐射下, LDPE 的深层充电特性

由电荷沉积和能量沉积分布 (见图 2, 图 3) 可

知,在能量为 0.5 MeV 的电子辐射下,入射电子会穿透介质. 介质全部处于辐射环境下,受辐射诱导电导率的影响,电荷密度随深度的增加而不断增大;同一深度处,辐射时间越长,电荷密度越大,如图 8 所示给出了束流密度为  $5 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ 、能量为 0.5 MeV 的电子辐射下,LDPE 中电荷密度随深度变化的空间电荷分布. 与图 4 对比,可以看出,当入射电子能量较高时,沉积电荷密度相对较小,能量为 0.5 MeV 辐射下在时刻  $1 \times 10^4 \text{ s}$  的最大电荷密度为  $-1 \text{ C/m}^3$ ,而能量为 0.2 MeV 辐射下,对应时刻的最大电荷密度为  $-13 \text{ C/m}^3$ .

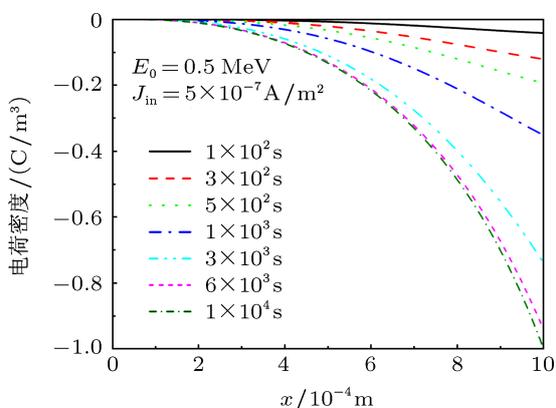


图 8 束流密度为  $5 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ 、能量为 0.5 MeV 的电子辐射下,LDPE 中电荷密度随深度变化的空间电荷分布图

在能量为 0.5 MeV 的电子辐射下,随着辐射诱导电导率的增加,电荷泄漏速率加快,因此,材料内部电场强度相对较小,图 9 中,在时间  $1 \times 10^4 \text{ s}$  时,最大场强为  $1.2 \times 10^7 \text{ V/m}$ ,而对应时刻能量为 0.2 MeV 辐射(如图 5 所示)时的能量为  $9 \times 10^7 \text{ V/m}$ .

能量为 0.5 MeV,不同束流密度 ( $1 \times 10^{-9}$ — $9 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ ) 的电子辐射下,最大电场和表面电位随时间的变化规律如图 10 和图 11 所示. 材料最大电场和表面电位随着束流密度的增加而增大,且随着时间的累积,逐渐趋于平衡;入射电子束流密度越大,趋于饱和的时间就越短,当束流密度为  $1 \times 10^{-9} \text{ A/m}^2$  时,在  $10^5 \text{ s}$  时处,材料最大电场和表面电位趋于饱和,当束流密度为  $9 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$  时,在  $10^3 \text{ s}$  处,即趋于饱和. 主要是由于束流密度较大时,受辐射诱导电导率的影响,材料电荷沉积和泄漏的动态过程进行较快,达到平衡的时间也就越短.

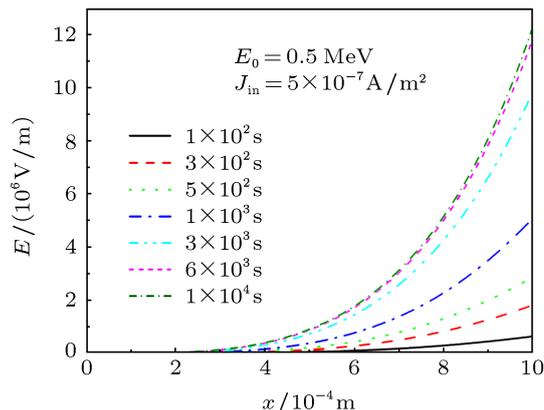


图 9 束流密度为  $5 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ 、能量为 0.5 MeV 的电子辐射下,LDPE 中电场强度随深度变化的电场分布图

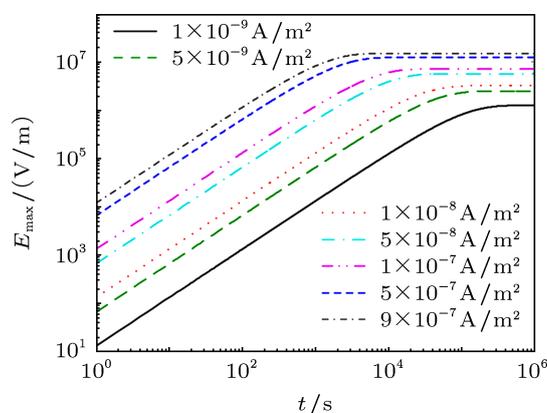


图 10 能量为 0.5 MeV,不同束流密度的电子辐射下,材料内部的最大电场随时间变化的关系图

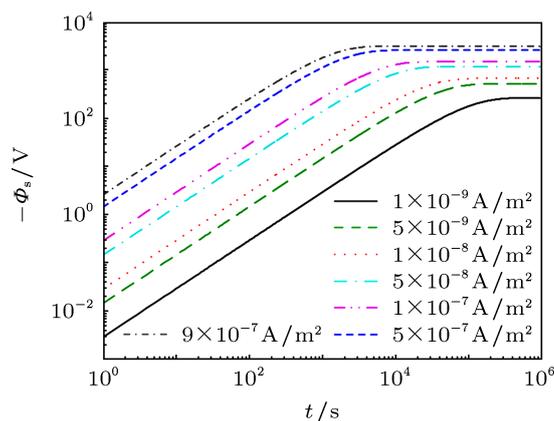


图 11 能量为 0.5 MeV,不同束流密度的电子辐射下,材料表面电位随时间变化的关系图

## 4 讨论

讨论分析了不同能量 (0.1—0.5 MeV) 电子辐射下,LDPE 的深层充电特性. 具体包括: 材料内部沉积的总电荷、最大电荷沉积密度、最大电场、

表面电位和充电时间随入射电子束流密度的变化规律.

当入射电子的能量较小时, 电子的最大穿透距离小于材料的厚度, 材料中会存在一段未辐射区. 未辐射区的电导主要由材料的暗电导 (热助跳跃电导和变程跳跃电导) 决定, 当温度一定时, 材料的暗电导只有在电场较高时才会呈现非线性增加. 因此, 只有当介质中沉积了较多的电荷, 在未辐射区建立起较高的电场时, 电荷泄漏的速率才会和电荷沉积的速率相等, 此时介质中的空间电荷、电场分布趋于稳定状态. 由图 2 和图 3 得出当入射电子的能量小于等于 0.3 MeV 时, 电子不会穿透 1 mm 厚的 LDPE, 材料中会存在一段未辐射区. 这种情况下, 介质中沉积的总电荷量基本相等, 如图 12 所示. 而当电子能量较高时 ( $\geq 0.4$  MeV), 电子会穿透辐射 1 mm 厚的 LDPE, 整个材料中都会存在辐射诱导电导, 导致材料的电荷泄漏速率增加, 材料中的总沉积电荷量减小, 如图 12 所示.

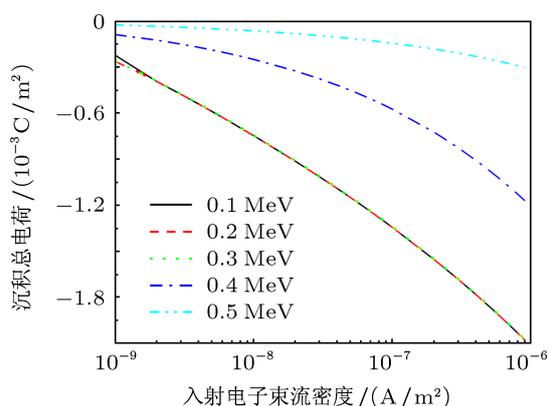


图 12 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE 深层充电达到平衡时, 材料内部沉积的总电荷与入射电子束流密度之间的关系图

不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, 材料内部最大电荷沉积密度随着束流密度的变化曲线如图 13 所示. 最大电荷沉积密度随束流密度的增加而增大, 且能量越低, 最大电荷增大趋势越快, 能量为 0.1 MeV 辐射下, 最大电荷随束流密度增大趋势最快; 同一束流密度下, 能量越大, 最大电荷沉积密度越小, 主要是由于能量较大时, 材料中存在的辐射区较多, 辐射诱导电导增大, 导致材料的电荷泄漏速率增加.

材料内部的最大电场是判断材料发生 ESD 的重要参量, 且最大电场的大小决定了介质放电释放能量的多少, 释放能量越大, 对介质的破坏性越

大. 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, 材料内部的最大电场与入射电子束流密度的关系是不同的, 如图 14 所示. 一般当航天器的充电电场超过  $2 \times 10^7$  V/m 时, 就可能受到静电放电 (ESD) 的威胁. 当入射电子的能量小于等于 0.3 MeV 时, 高能电子不会穿透 LDPE, 介质的最大电场分布基本相同, 如图 14; 当电子能量较高时 ( $\geq 0.4$  MeV), 高能电子会穿透 LDPE, 受辐射诱导电导的影响, 介质中沉积的电荷相对较少, 因此场强也较小. 由图 14 可以得出, 电子能量为 0.1—0.3 MeV 时, 最大电场分布基本重合, 且在束流密度大于  $3 \times 10^{-9}$  A/m<sup>2</sup> 时, 最大场强超过击穿阈值; 能量为 0.4 MeV 辐射时, 当束流密度大于  $6 \times 10^{-8}$  A/m<sup>2</sup> 时, 最大场强超过击穿阈值. 能量大于等于 0.5 MeV 辐射时, 最大场强均小于击穿阈值, 不会发生静电放电 (ESD).

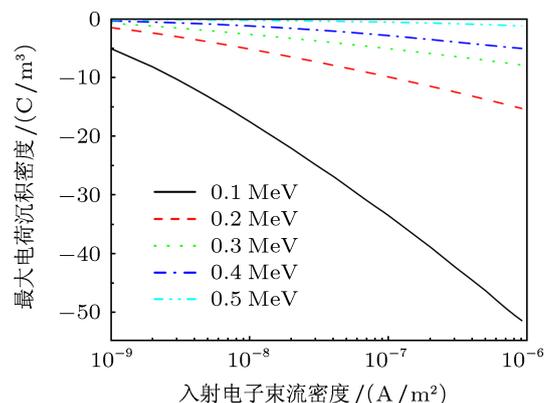


图 13 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE 深层充电达到平衡时, 材料内部最大电荷沉积密度与入射电子束流密度之间的关系图

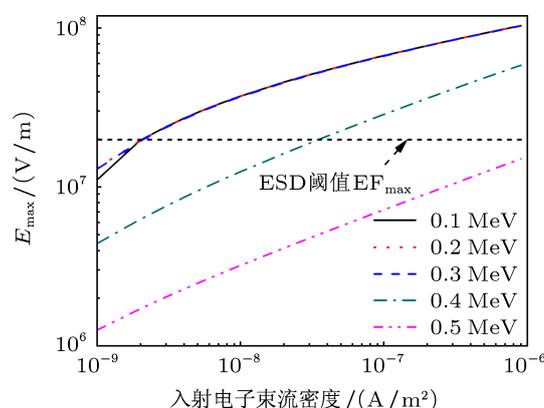


图 14 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE 深层充电达到平衡时, 材料内部的最大电场与入射电子束流密度之间的关系图

材料最大表面电位随束流密度的分布规律如

图 15 所示, 与最大电场分布规律相似. 同一束流密度下, 入射电子的能量较低时 ( $\leq 0.3$  MeV), 表面电位较大; 能量较高时 ( $\geq 0.4$  MeV), 由于辐射诱导电导率的影响, 表面电位较小. 能量为 0.1 MeV 时, 表面电位约为  $10^4$ — $10^5$  V; 能量为 0.5 MeV 时, 表面电位约为 400—1500 V, 数值相差 2 个数量级.

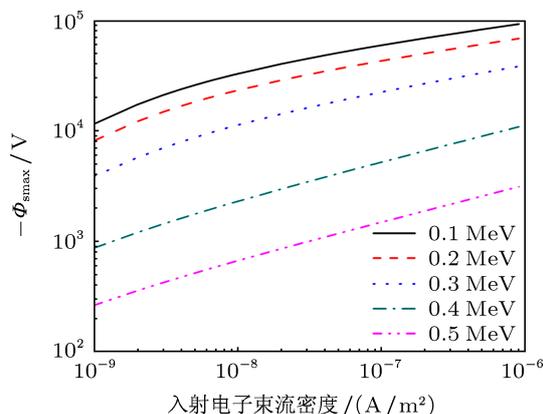


图 15 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE 深层充电达到平衡时, 材料的最大表面电位与入射电子束流密度之间的关系图

材料深层充电平衡时间决定了单位时间内材料发生放电的次数. 充电平衡时间越长, 单位时间内放电次数就越少, 对材料危害越小. 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, 材料充电时间随着束流密度的变化如图 16 所示. 材料充电平衡时间随着束流密度的增加而降低, 当入射电子能量较低时 ( $\leq 0.3$  MeV), 材料充电时间随入射电子束流密度的变化规律基本相同, 如图 16 所示. 这主要是由于低能量时, 材料存在部分未辐射区, 其材料内部沉积的总电荷和最大场强基本相同 (如图 12 和图 14); 当入射电子能量较高时 ( $\geq 0.4$  MeV), 由于辐射诱导电导率的增加, 相同入射电子束流密度下, 入射能量越大, 充电时间越短.

## 5 结论

高能电子辐射下, 介质内部会产生电荷沉积和能量沉积, 并建立内电场, 介质中的电荷在自建电场的作用下会向接地电极迁移. 介质中电荷迁移包含暗电导和辐射诱导电导 (RIC). 辐射诱导电导会增加载流子的迁移速度, 使得电荷泄漏速度增加,

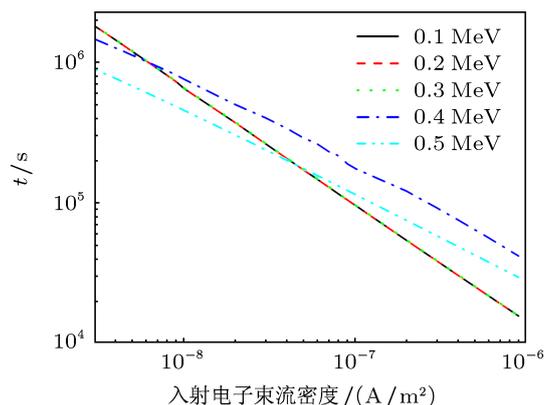


图 16 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, LDPE 深层充电达到平衡所需时间与入射电子束流密度之间的关系图

从而不容易在介质中建立起电场. 本文建立了单极性电荷输运模型, 计算了不同能量 (0.1—0.5 MeV) 的电子辐射下, 低密度聚乙烯 (LDPE) 中空间电荷分布、电场分布、表面电位等随时间的变化特性. 通过分析介质中电荷输运规律, 可以得出以下结论:

1. 采用单极性电荷输运模型, 计算得出的材料 LDPE 中的空间电荷、最大场强和表面电位随时间变化的规律, 与采用空间电荷电声脉冲法 (PEA) 和非接触式表面电位计 (Trek) 测得的结果一致.

2. 不同能量 (0.1—0.5 MeV) 的电子辐射下, 介质深层充电达到平衡时, 其内部最大电场随入射电子能量的增大而减小; 同一能量辐射下, 最大电场随束流密度的增大而增加. 入射电子能量较低时 ( $\leq 0.3$  MeV), 最大电场随束流密度的变化规律基本相同. 当束流密度大于  $3 \times 10^{-9}$  A/m<sup>2</sup> 时, 最大场强超过击穿阈值  $2 \times 10^7$  V/m, 发生静电放电 (ESD) 的危险性较高; 随着入射电子能量的升高, 发生静电放电 (ESD) 的临界束流密度增大, 在能量为 0.4 MeV 时, 临界束流密度为  $6 \times 10^{-8}$  A/m<sup>2</sup>. 当能量大于等于 0.5 MeV 时, 在束流密度为  $10^{-9}$ — $10^{-6}$  A/m<sup>2</sup> 的范围内, 均不会发生静电放电 (ESD).

3. 不同能量的电子 (0.1—0.5 MeV) 辐射下, 材料充电平衡时间随着束流密度的增加而减小. 当入射电子能量较低时 ( $\leq 0.3$  MeV), 材料充电平衡时间随束流密度的变化规律基本相同; 当入射电子能量较高时 ( $\geq 0.4$  MeV), 相同束流密度下, 入射能量越大, 充电时间越短.

- [1] Quan R H, Zhang Z L, Han J W, Huang J G, Yan X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1205 (in Chinese) [全荣辉, 张振龙, 韩建伟, 黄建国, 闫小娟 2009 物理学报 **58** 1205]
- [2] Jun I, Garrett H B, Kim W, Minow J I 2008 *IEEE Transactions on Plasma Science.* **36** 2467
- [3] Qin X G 2010 *Ph. D. Dissertation* (Lanzhou: Lanzhou University) (in Chinese) [秦晓刚 2010 博士学位论文 (兰州: 兰州大学)]
- [4] Quan R H 2009 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Graduate University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [全荣辉 2009 博士学位论文 (北京: 中国科学院研究生院)]
- [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] Tu D M, Wang X, Lv Z P, Wu K, Peng Z R 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 017104 (in Chinese) [屠德民, 王霞, 吕泽鹏, 吴锴, 彭宗仁 2012 物理学报 **61** 017104]
- [7] Sessler G M, Figueiredo M T, Ferreira G F L 2004 *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* **11** 192
- [8] Min D M, Cho M, Khan A R, Li S T 2012 *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* **19** 600
- [9] Dennison J R, Brunson J 2008 *IEEE Transactions on Plasma Science* **36** 2246
- [10] Fitting H J, Cornet N, Tauzin M, Goeuriot D, Guerret-Piecourt C, Tréheux D 2007 *Journal of the European Ceramic Society* **27** 3977
- [11] Frederickson A R, Woolf S, Garth J C 1993 *IEEE Transactions on Nuclear Science* **40** 1393
- [12] Huang J G, Chen D 2004 *Chinese Journal Geophysics* **47** 392 (in Chinese) [黄建国, 陈东 2004 地球物理学报 **47** 392]
- [13] Dennison J R, Sim A, Brunson J, Gillespie J, Hart S, Dekany J, Sim C, Arnfield D 2009 *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition Orlando, Florida, January 5–8, 2009* p0562
- [14] Sørensen J, Rodger D S, Ryden K A, Latham P M, Wrenn G L, Levy L, Panabiere G 2000 *IEEE Transactions on Nuclear Science* **41** 491
- [15] Touzin M, Goeuriot D, Guerret-Piécourt C, Juvé D, Tréheux D, Fitting H J, 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **99** 11411011
- [16] Roy S L, Baudoin F, Griseri V, Laurent C, Teysseire G 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 315402
- [17] Perrin C, Griseri V, Inguibert C, Laurent C 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 205417
- [18] Perrin C, Griseri V, Laurent C, Fukunaga K, Maeno T, Levy L, Payan D, Schwander D 2008 *High Performance Polymers* **20** 535
- [19] Ryschkewitsch M G 2011 *Mitigating in space charging effects -a guideline* (Washington: NASA) p33

# Influence of radiation electron energy on deep dielectric charging characteristics of low density polyethylene\*

Li Sheng-Tao<sup>†</sup> Li Guo-Chang Min Dao-Min Zhao Ni

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 17 July 2012; revised manuscript received 10 October 2012)

## Abstract

The interactions between high-energy charged particles and spacecraft insulating materials can cause deep dielectric charging and discharging, leading to spacecraft anomalies. In this paper, we establish a unipolar charge transport physical model of deep dielectric charging, according to the charge distribution and energy deposition of incident electrons and nonlinear dark conductivity and radiation induced conductivity (RIC) of material. Under the irradiation of electrons with different energies (from 0.1 to 0.5 MeV), the charge transport process of low density polyethylene (LDPE) can be obtained through solving the charge continuity equation and Poisson's equation. The calculation results show that the maximum electric field decreases with the increase of radiation electron energy. When radiation electron energy is less than 0.3 MeV, the distribution of the maximum electric field is similar to the change of the electron beam density. When the electron beam density is more than  $3 \times 10^{-9}$  A/m<sup>2</sup>, the maximum electric field will be greater than breakdown threshold (about  $2 \times 10^7$  V/m), and it has higher risk of electrostatic discharge (ESD). With the increase of incident electron energy, the critical electron beam density will increase. When the radiation electron energy is 0.4 MeV, the critical electron beam density is  $6 \times 10^{-8}$  A/m<sup>2</sup>. When the radiation electron energy is more than 0.5 MeV, it seems that no electrostatic discharge (ESD) will occur in a range from  $10^{-9}$  to  $10^{-6}$  A/m<sup>2</sup>. The physical model has the great significance for further studying deep dielectric charging, evaluating the charged degree of spacecraft in space environment and designing protection devices.

**Keywords:** high-energy electron radiation, low density polyethylene (LDPE), deep dielectric charging, conductivity

**PACS:** 94.05.Hk, 94.05.Jq, 52.25.Mq

**DOI:** 10.7498/aps.62.059401

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB209404) and the Funds for International Cooperation and Exchange of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51161130524).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: sli@mail.xjtu.edu.cn