

不同温度下复杂介质结构内带电规律仿真分析

易忠 王松 唐小金 武占成 张超

Computer simulation on temperature-dependent internal charging of complex dielectric structure

Yi Zhong Wang Song Tang Xiao-Jin Wu Zhan-Cheng Zhang Chao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 125201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.125201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.125201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I12>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高能电子辐射下聚四氟乙烯深层充电特性

Research of deep dielectric charging characteristics of polytetrafluoroethene irradiated by energetic electrons

物理学报.2014, 63(20): 209401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.209401>

空间多能电子辐照聚合物充电过程的稳态特性

Steadystate charging characteristics of polymer irradiated by multi-energetic electrons

物理学报.2014, 63(14): 149401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.149401>

外磁场与温度对低温超导光子晶体低频禁带特性的影响

Effects of external magnetic field and temperature on low frequency photonic band width in cryogenic superconducting photonic crystals

物理学报.2012, 61(7): 075203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.075203>

$\text{Bi}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{FeO}_3$  陶瓷的电性能及阻抗分析

Electrical properties and impedance analysis of  $\text{Bi}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{FeO}_3$  ceramic

物理学报.2011, 60(2): 025201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.025201>

## 不同温度下复杂介质结构内带电规律仿真分析\*

易忠<sup>1)</sup> 王松<sup>1)2)</sup>† 唐小金<sup>1)</sup> 武占成<sup>2)</sup> 张超<sup>1)</sup>

1) (北京卫星环境工程研究所, 北京 100094)

2) (军械工程学院静电与电磁防护研究所, 石家庄 050003)

(2014年12月3日收到; 2015年1月8日收到修改稿)

卫星上某些介质结构会遭遇较大范围的温度变化, 其电导率会随之出现数量级的变化, 这将显著影响内带电结果. 受限于电导率-温度模型和内带电三维仿真工具, 该温度效应远没有得到深入研究. 为此, 在真空变温 (253—353 K) 和强电场 (MV/m 量级) 条件下测试了某种星用改性聚酰亚胺介质的电导率, 借鉴 Arrhenius 电导率-温度模型并考虑强电场下电导率的增强效应, 发现电导活化能取值为 0.40 eV 时, 可得到良好的拟合结果. 在此基础上, 同时考虑辐射诱导电导率, 采用地球同步轨道恶劣电子辐射能谱, 对该类介质盘环结构进行内带电三维仿真, 发现其内带电程度随温度降低而显著增加, 带电最严重的区域位于靠近辐射源的接地面边线. 温度低于 250 K 时, 2 mm 屏蔽铝板下该区域的场强可达到  $10^7$  V/m 量级, 发生介质击穿放电的可能性较大. 所讨论的电导率-温度模型与内带电三维建模方法对进一步评估卫星介质结构内带电程度和做好防护设计具有重要参考意义.

关键词: 不同温度, 复杂介质结构, 内带电, 三维建模

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

DOI: 10.7498/aps.64.125201

## 1 引言

近些年, 卫星充放电效应得到了广泛关注和研究<sup>[1-3]</sup>. 在实验与理论分析的基础上进行计算机仿真是研究卫星充放电效应的一种低成本、高效率的可行方法. 空间 0.1—10 MeV 高能电子可引发介质内带电效应<sup>[4]</sup>, 其建模仿真需要重点考虑介质电导特性, 即电导率受辐射剂量、温度和强电场的作用规律. 辐射诱导电导率模型 (Fowler 公式) 经过实验验证已得到广泛认可. 内带电伴随的强电场对电导率的作用是一个回馈调节的过程, 即电导增大会限制电场的进一步升高. Adamec 于 1975 年给出的介质材料强电场下的电导率模型得到了广泛应用. 在  $10^7$  V/m 量级的内带电电场强度范围, 200—330 K 温度下, 强电场不会导致电导率呈数量级增大. 比较而言, 一方面星上某些介质结构在光照与阴影交替过程中遭遇较大范围的温度变化 (200—330 K)

会导致电导率呈数量级的变化; 另一方面, 星用介质材料电导率温度模型至今还没有确立<sup>[5,6]</sup>, 因此变温条件下的内带电效应有待深入研究.

目前, 内带电分析多是针对一维结构<sup>[7-10]</sup>. 在仿真方面, 对于复杂的介质结构, 需要考虑辐射剂量的空间分布和非统一的边界条件, 因此, 有必要进行三维建模仿真. 内带电三维仿真需要借用粒子输运模拟软件 (如 Geant4) 来得到电荷沉积率和辐射剂量率. 对于充电过程计算模型, Sessler<sup>[11]</sup> 最先给出了辐射条件下聚合物内电荷输运模型, 它将空间电荷分成自由电荷和俘获电荷两部分, 并考虑了辐射诱导电导率. 全荣辉等<sup>[12]</sup> 借鉴该模型, 通过介质内载流子密度及其迁移率的表达式来考虑辐射剂量和电场强度对介质电导率的作用, 得到了类似的模型. 这两种模型都是多变量偏微分方程组, 虽然适用于三维建模, 但求解复杂, 而且涉及的材料参数难以把握. 实际上可以将两种电荷统一到空

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51177173) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 735314535@qq.com

间电荷, 基于电荷守恒定律得到单变量仿真模型, 模型中通过电导率来考虑温度、强电场和辐射剂量率对内带电的影响. 基于此, 本课题组前期研究实现了星内典型电路板内带电和外露介质深层带电的三维仿真<sup>[13]</sup>, 发现三维求解得到的内电场高于一维近似情况下的结果<sup>[14]</sup>. 总之, 尽管内带电效应已经得到了广泛关注与研究, 但针对星内复杂介质结构内带电的三维仿真鲜有报道, 也未见利用实测电导率数据来考察不同温度下介质结构内带电效应的报道.

为实现不同温度下介质结构内带电仿真, 本文分析了内带电平衡过程及其仿真方法, 讨论了在真空变温条件下介质电导率的测试方法; 然后利用测试结果, 基于 Arrhenius 电导率-温度模型拟合出相关参数, 得到某种改性聚酰亚胺介质电导率关于温度的表达式; 最后选取该介质结构中内带电问题严重的局部区域进行了三维仿真分析. 仿真借助 Geant4 模拟高能带电粒子输运过程, 根据电流守恒定律并结合复杂的边界条件来考虑沉积电荷与内建电场的相互作用, 实现了介质内带电直至平衡的全过程动态仿真, 得到了有代表意义的仿真结果.

## 2 卫星介质内带电物理模型

### 2.1 基于电流守恒的单变量充电模型

本质上, 介质内带电效应归因于由辐射作用引发的“空间电荷”现象, 这里空间电荷是指介质材料内局部空间存在的净电荷. 其充电平衡过程可以概括为图 1: 起初, 介质内没有沉积电荷, 电场强度为 0; 随着电荷积累, 电场强度逐渐增大, 对应的传导电流密度逐渐增大, 于是可能达到充电平衡或者发生击穿放电.

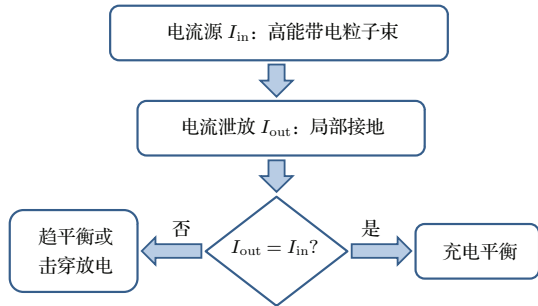


图 1 充电动态过程示意图

Fig. 1. Dynamic process of internal charging.

充电电位  $U$  和电场强度  $\mathbf{E}$  是内带电仿真最为关心的变量. 记空间电荷密度  $\rho$ , 辐射引入的电流密度  $\mathbf{J}_e$  和传导电流密度  $\mathbf{J}_c$ , 由高斯定理  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$  和电荷守恒定律

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{J}_c + \mathbf{J}_e) = 0 \quad (1)$$

得到电流连续性方程

$$\nabla \cdot \left( \mathbf{J}_c + \mathbf{J}_e + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0, \quad (2)$$

式中,  $\mathbf{D}$  为介质内电位移矢量, 对于各向同性线性介质, 满足  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$ , 其中  $\epsilon_r$  是介质的相对介电常数,  $\epsilon_0$  为真空电容率.

引入电荷沉积率  $Q_j$ ,

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e = -Q_j, \quad (3)$$

式中, 算符  $\nabla \cdot$  是对矢量求散度, 等号右边的负号是因为假设  $Q_j$  为电子导致的负电荷沉积率.

在已知  $Q_j$  的情况下, 根据欧姆定律  $\mathbf{J}_c = \sigma \mathbf{E}$  和  $\mathbf{E} = -\nabla U$ , (2) 式成为关于  $U$  的单变量方程, 由特定的边界条件, 可求出定解.

### 2.2 电荷沉积率与辐射剂量率

电荷沉积率和辐射剂量率  $\dot{D}$  是计算模型的两个关键参数, 前者反映辐射环境的模型输入变量, 后者与辐射诱导电导率  $\sigma_{ric}$  相关<sup>[15]</sup>, 即

$$\sigma_{ric} = k_p \dot{D}^\alpha, \quad (4)$$

式中,  $k_p$  是由介质材料物理性质决定的常数;  $\alpha$  取值范围是  $0.5 < \alpha < 1.0$ , 代表介质内俘获能级分布情况, 详见文献<sup>[15, 16]</sup>.

因为内带电事故的发生与空间高能粒子增强事件密切相关, 故采用地球同步轨道恶劣条件下的电子通量模型 FLUMIC3<sup>[17]</sup>, 取能量大于 2 MeV 的电子通量为  $flux(2) = 1.0 \times 10^9$ , 单位为  $m^{-2} \cdot s^{-1} \cdot sr^{-1}$ . 那么能量大于  $x$  的全向电子通量为

$$flux(x) = flux(2) \exp\left(\frac{2-x}{x_0}\right), \quad (5)$$

其中  $x_0 = 0.25 + 0.11 \times (\lg(flux(2)) - 7)^{1.3} = 0.5209$ .

设模拟电子总数为  $N$ , 粒子源有效截面积为  $S_r$ , 经 Geant4 模拟得到电荷沉积密度为  $Q_e$ , 辐射剂量为  $D_e$ . 那么在空间实际电子通量  $f_e$  下, 介质内单位体积电荷沉积率  $Q_j$  和辐射剂量率  $\dot{D}$  为

$$Q_j = \frac{Q_e}{\Delta t}, \quad \dot{D} = \frac{D_e}{\Delta t}, \quad (6)$$

式中,  $\Delta t = N/(f_e S_r)$  为完成该  $N$  个粒子入射的时间, 其中  $f_e$  以  $\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  为单位.

### 3 电导率-温度模型及其基于测试数据的参数拟合

这里考虑一种卫星用改性聚酰亚胺介质 (YS20 系列), 它属于有机高分子聚合物, 呈晶相与非晶相共存状态, 人们对该类介质的导电机理尚未研究清楚. 通常采用 Arrhenius 电导率-温度模型 [6,16] 来表征其电导率受温度的显著作用, 即

$$\sigma_T = \frac{A}{kT} \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right), \quad (7)$$

式中,  $k$  为玻尔兹曼常数; 温度  $T$  的单位为 K;  $E_A$  为介质材料电导活化能, 已知  $E_A$  的情况下, 常数  $A$  由室温条件 (293 K) 下的介质电导率得出. 此外, 考虑到强电场 ( $10^7 \text{ V/m}$  量级) 作用, 根据 Adamec 的研究结论 [18], 添加电场作用项, 得到

$$\sigma_{ET} = \sigma_T \frac{2 + \cosh(\beta_F E^{0.5}/2kT)}{3} \frac{2kT}{eE\delta} \times \sinh\left(\frac{eE\delta}{2kT}\right), \quad (8)$$

式中,  $E$  代表电场强度的模值;  $e$  为电子电量  $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ;  $\beta_F = (e^3/\pi\epsilon)^{0.5}$  取决于材料的介电常数  $\epsilon$ ;  $\delta$  为电子在介质晶格间的跳跃距离, 一般取值  $1 \text{ nm}$  [9]. (8) 式反映了温度和电场强度对材料电导率的作用规律. 从 (8) 式来看, 在  $10^7 \text{ V/m}$  范围内的电场强度下,  $\delta$  的取值对计算结果影响甚微, 而  $E_A$  直接决定了电导率随温度变化的趋势. 考虑到材料掺杂及真空出气的影响,  $E_A$  不能单纯地参考类似聚合物的取值, 如聚乙烯的  $1.0 \text{ eV}$ , 有必要进行相关实验研究.

利用 CT80 S-400T 超高真空介质放电装置, 保持测试空间真空度优于  $1.33 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ , 控制测试温度在  $-20\text{--}80 \text{ }^\circ\text{C}$  区间按  $5 \text{ }^\circ\text{C}$  步进变化. 为了避免测试样本的沿面漏电流, 采用三电极测试系统对片状介质样本进行测量. 如图 2 所示, 电极材料为黄铜, 通过弹簧将片状试样压紧, 保护电极可有效避免沿面爬闪电流对测试结果的干扰. 实验采用 ZGF-60 kV/5 mA 直流高压源, 最大输出电压为  $60 \text{ kV}$ , 允许通过的最大电流为  $5 \text{ mA}$ , 由 Keithley 6517 B 静电计测量通过试样的电流, 其弱电流测试范围达到  $1 \text{ fA}\text{--}20 \text{ mA}$ .

实验中, 试样厚度为  $1.6 \text{ mm}$ , 预先经过净化与  $10 \text{ h}$  真空出气处理. 借鉴文献 [19] 采用的去极化电流方案, 持续加电较长时间 (约  $1000 \text{ s}$ ), 取加电最后  $100 \text{ s}$  的电流平均值来计算电导率. 记测试电压  $U_M$ , 电流  $I$ , 试样厚度  $h$ , 三电极测试系统有效面积  $S$ , 那么试样电导率

$$\sigma_{ET} = \frac{hI}{SU_M}, \quad (9)$$

式中,  $S = \pi(d+g)^2/4$ , 其中,  $d$  为被保护电极直径,  $g$  为被保护电极与保护电极之间的间隙距离, 两者单位均为  $\text{m}$ .

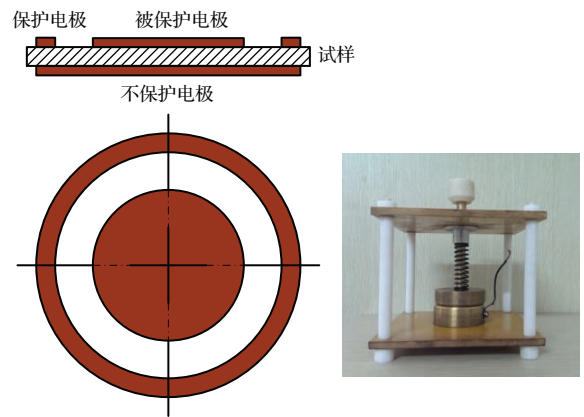


图2 三电极测试装置示意图

Fig. 2. Schema of tri-electrode device.

根据实验结果, 已知  $E = 8.125 \times 10^6 \text{ V/m}$ ,  $T = 293 \text{ K}$  时的电导率为  $6.17 \times 10^{-15} \text{ S/m}$ , 取  $\delta = 10^{-9} \text{ m}$  [9],  $\epsilon = 3.45\epsilon_0$  [20], 然后根据  $E_A$  的取值, 可以从 (8) 式中确定系数  $A$ , 从而实现电导率拟合. 比较发现,  $E_A$  取值约为  $0.40 \text{ eV}$ . 相对于其他参数, 如  $\delta$  和  $\epsilon$ , 电导率  $\sigma_{ET}$  对  $E_A$  的取值更加敏感. 考虑到  $T = 293 \text{ K}$  时电导率对拟合结果的关键作用和单点测试结果存在的一定误差, 这里兼顾  $293 \text{ K}$  上下对应的测试电导率变化趋势, 将  $T = 293 \text{ K}$  时电导率测试值调整为  $7.00 \times 10^{-15} \text{ S/m}$  可以得到满意的拟合结果, 如图 3 所示. 该介质电导率从  $253 \text{ K}$  到  $353 \text{ K}$  出现了两个数量级的增大, 从  $10^{-15} \text{ S/m}$  到  $10^{-13} \text{ S/m}$ . 拟合结果表明,  $E_A$  取值较一般参考值  $1 \text{ eV}$  相差很远, 这可能是因为试样改性 (添加玻璃纤维粉), 增加了介质的陷阱能级密度, 有利于提高介质的导电性能.



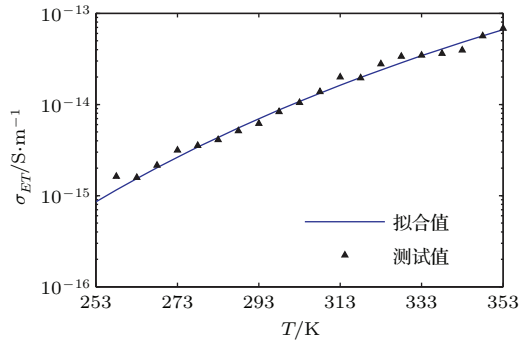


图3 本征电导率的测试值与拟合值

Fig. 3. Measured and fitted data of the intrinsic conductivity.

## 4 内带电三维建模仿真与结果分析

### 4.1 介质结构与建模过程

所考虑的复杂介质结构呈圆盘状, 上下表层刻有同心圆沟槽, 沟槽底部敷导体, 介质材料如2.1节所述, 导体材料为铜. 前期的研究表明, 其靠近边缘的局部区域内带电效应显著, 故截取如图4(a)所示的局部结构进行仿真分析. 所建立模型尺寸为 $14.0 \times 11.6 \times 13.2$  (单位为mm, 中心坐标为(0, 5.8, 0)), 关于 $z$ 轴对称,  $x$ 方向实际为弧度方向, 因为所截取的模型尺度小, 故忽略弧度影响. 为了避免边缘效应, 需要在Geant4中建立稍大的模型( $z$ 方向尺寸不变)进行电子入射模拟, 如图5(a)所示, 然后只取出计算区域(图4(b))对应的 $Q_e$ 和 $D_e$ , 如图5(b)所示. 平面型(Planar)高能电子源位于屏蔽板上方, 垂直向下入射, 屏蔽厚度为2.0 mm. 入射电子数 $N = 15 \times 10^8$ , 满足指数分布, 即(5)式, 最高能量不超过10 MeV. 为了提高模拟粒子的有效性, 根据屏蔽厚度设置能量下限为0.6 MeV, 对应的通量为 $1.85 \times 10^{11} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ; 通过划分网格(网格空间步长 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.4 \text{ mm}$ )采样, 得到 $Q_e$ 和 $D_e$ 的三维分布, 然后根据(6)式得到 $Q_j$ 和 $\dot{D}$ .

利用有限元方法求解方程(2), 其网格剖分见图4(b), 在接地面等局部区域做网格加密处理. 辅助方程包括 $\nabla \cdot \mathbf{J}_e = -Q_j$ ,  $\mathbf{J}_c = \sigma \mathbf{E}$ 和 $\mathbf{E} = -\nabla U$ , 与导体接触的面视为等电位 $U_0 = 0$  (供电电压与内带电导致的电位相比可以忽略), 其余边界满足

$$\mathbf{n} \cdot \left( \mathbf{J}_c + \frac{\partial D}{\partial t} \right) = 0, \quad (10)$$

式中 $\mathbf{n}$ 是边界面外法线单位向量. 计算中, 电导率 $\sigma$ 为 $\sigma_{ET}$ 与 $\sigma_{ric}$ 之和,  $\sigma_{ET}$ 及其相关参数取值与图3拟合结果一致, 温度低于253 K的本征电导率

采用(8)式进行外推. 另外参考文献[21, 22], 取 $k_p = 10^{-12} \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{J}^{-1} \cdot \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\alpha = 0.8$  (无量纲指数).

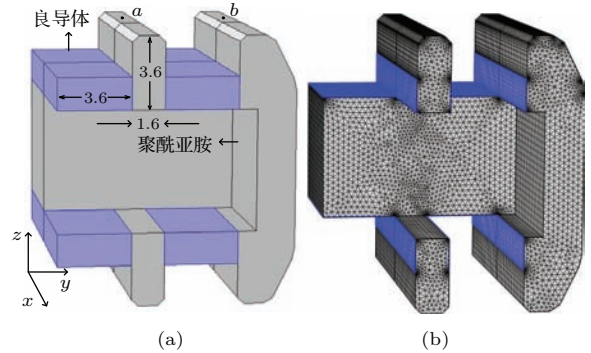


图4 (a) 导体与聚酰亚胺的结构图; (b) 聚酰亚胺的结构图  
Fig. 4. Modeled structures: (a) conductor and polyimide; (b) polyimide.

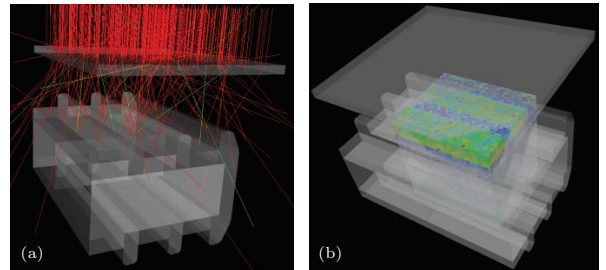


图5 Geant4 模拟示意图 (a) 整体模型; (b) 数据采集区域  
Fig. 5. Structures in Geant4: (a) overall; (b) data sampling location.

### 4.2 Geant4模拟结果——电荷沉积率与辐射诱导电导率

模拟得到的 $Q_j$ 和 $\sigma_{ric}$ 随深度分布如图6所示, 点 $a(-2, -1.4, -6.6)$ 和 $b(-2, 3.8, -6.6)$ 位置见图4(a), 深度方向为 $-z$ 轴方向. 由图6可见, 随深度增加,  $Q_j$ 和 $\sigma_{ric}$ 显著变小, 电荷沉积的有效深度约为6 mm, 0—4 mm深度内的 $\sigma_{ric}$ 与图3中253—273 K范围内的 $\sigma_{ET}$ 相当. 比较来看, 以1.6 mm深度为分水岭, 往浅处 $Q_j(a) > Q_j(b)$ , 而往深处则相反, 这是由于高能电子击穿屏蔽层后的入射方向是散乱的, 而模型中相对于接地导体的介质隆起高度正好是1.6 mm. 在0—1.6 mm范围内, 点 $a$ 对应的电荷沉积率受到来自两侧入射电子的影响较点 $b$ 更大; 超过1.6 mm, 点 $a$ 处介质两侧的导体对入射电子起到屏蔽作用, 而点 $b$ 处来自模型边缘的入射电子的贡献凸显. 同理, 可以分析辐射诱导电导率的变化规律.

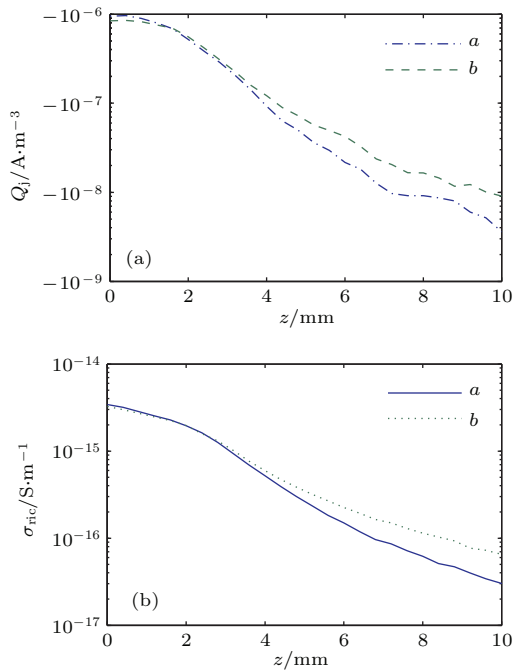


图6 (网刊彩色)  $Q_j$  和  $\sigma_{ric}$  随深度分布 (a)  $Q_j$ ; (b)  $\sigma_{ric}$ .  
Fig. 6. (color online) Profile of (a)  $Q_j$  and (b)  $\sigma_{ric}$ .

### 4.3 电位与电场强度分布

温度为 250 K 时, 充电平衡下电场强度分布如图 7 所示(矢量图的箭头长度采用对数标尺, 经  $\lg(|E|)$  换算后绘图). 根据欧姆定律, 电场强度的矢量分布代表了充电平衡后介质中传导电流密度的三维分布, 从图 7(a) 和图 8 可以看到, 在靠近非接地面时, 垂直于该面的场强迅速下降, 这与边界条件(10)式是一致的. 电流密度均背离接地面流向介质内部, 然后在内部呈现向模型顶部汇合的流动趋势, 这是因为外部高能电子辐射源是从模型顶部射入的. 结合图 1, 分析其充电平衡过程为: 在电荷沉积率  $Q_j$  的作用下, 介质内部出现电荷, 并伴随一定的电场强度, 只是充电阶段的电场强度较小, 故其对应的总传导电流小于总入射电流, 即  $I_{out} < I_{in}$ , 从而出现电荷累积, 该过程导致电场强度不断增大, 带来的泄漏电流也随之增大, 当满足  $I_{out} = I_{in}$  时, 就达到了充电平衡.

平衡态下的电位分布如图 9 所示, 高能电子的沉积导致模型所带电位为负电位. 首先, 该结果满足接地边界条件, 即电势为 0; 然后, 模型上半部分沉积了绝大部分电荷, 导致其电位明显高于下半部分; 虽然在 0—1.6 mm 范围内, 点 a 代表的隆起部位电荷沉积率略高于点 b 代表的右侧介质, 但由于右侧介质块体积更大, 存在边界入射电荷效应, 且

只受到单侧接地面的限制, 所以模型右侧隆起介质电位普遍高于左侧电位. 另外, 由于模型前侧存在介质空缺, 削弱了接地面对电位的限制作用, 导致前侧电位同样较高, 此处出现了模型充电电位峰值 -1392 V.

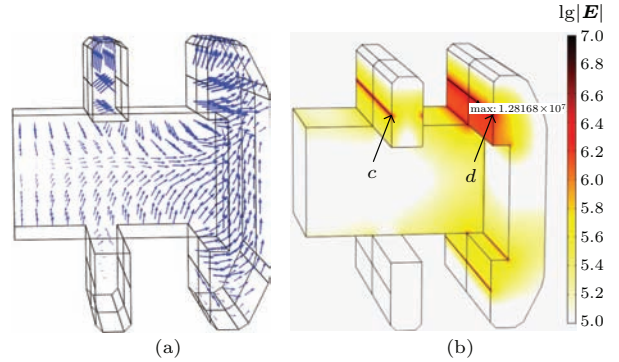


图7 (网刊彩色) 电场强度分布 (a) 矢量分布; (b) 模值 ( $\geq 10^5$  V/m) 分布  
Fig. 7. (color online) Electric field distribution: (a) vector; (b) modulus ( $\geq 10^5$  V/m).

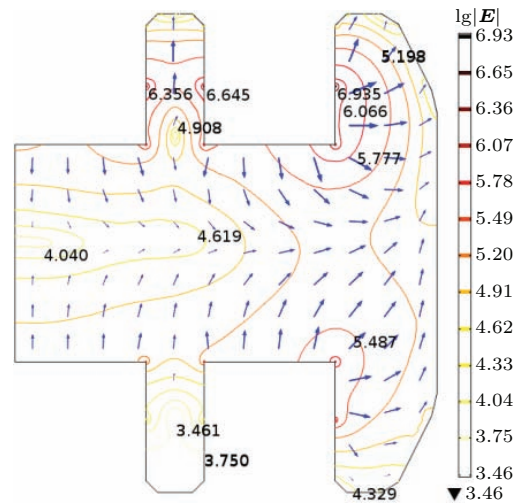


图8 (网刊彩色) 电场强度在切面  $x = -3$  mm 上的分布  
Fig. 8. (color online) Electric field strength distribution on the cut plane of  $x = -3$  mm.

电场强度  $|E| \geq 10^5$  V/m 的区域如图 7(b) 和图 8 所示, 接地面附近的  $|E|$  比其他区域高出 1—3 个数量级, 这是带电最为严重的区域. 首先, 这与最大场强出现在接地面的一般结论是一致的[7,8]; 然后, 如前所述, 模型上部积累了绝大部分电荷, 且模型右侧隆起介质相对于左侧的接地总面积小很多, 导致平均泄放电流密度较大, 从而右侧接地面上沿汇集了最高场强, 其峰值出现在如图 7(b) 所示位置, 达到  $1.28 \times 10^7$  V/m, 该强度有可能引发介质击穿放电.

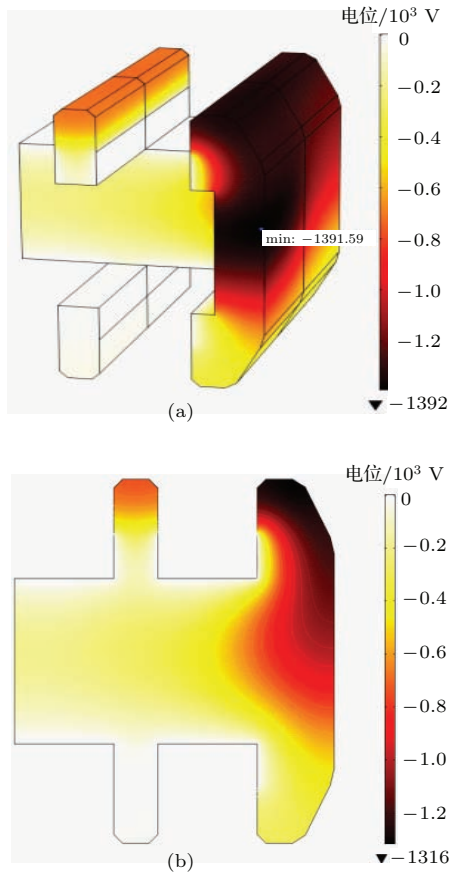


图9 (网刊彩色) 电位分布 (a) 全局图; (b)  $x = -3$  mm 切面图

Fig. 9. (color online) Potential distribution: (a) overall; (b) cut plane at  $x = -3$  mm.

#### 4.4 内带电时域特征

250 K 温度下, 得到内带电时域特征如图 10 所示, 点  $c$  (7, -2.2, -4.6) 与  $d$  (7, 3, -4.6) 位置见图 7 (b). 从图 10 可以看出, 其充电时间在  $10^4$  s 量级, 当充电超过 10 h 后, 电场强度达到峰值的 90% 以上. 在一定通量的电子能谱辐射下, 充电时间主要决定于电导率和介质结构的电容. 参考一维平板模型的充电方程,

$$E = \frac{j}{\sigma}(1 - e^{-t/\tau}), \quad (11)$$

该方程假设材料电导率是均匀的, 其中  $j$  为入射电子电流密度, 时间常数  $\tau = \epsilon/\sigma$ . 参照图 3 与图 6, 250 K 下的电导率约为  $10^{-15}$  S/m, 对应的  $\epsilon/\sigma = 3.1 \times 10^4$  s  $\approx$  9 h, 与仿真结果很接近. 另外, 对比来看, 带电越严重需要的充电时间越长. 在轨测试数据表明, 前文所述的恶劣电子辐射环境的持续时间可能达到 10 h 以上 [23], 故该介质结构存在较大的内带电风险.

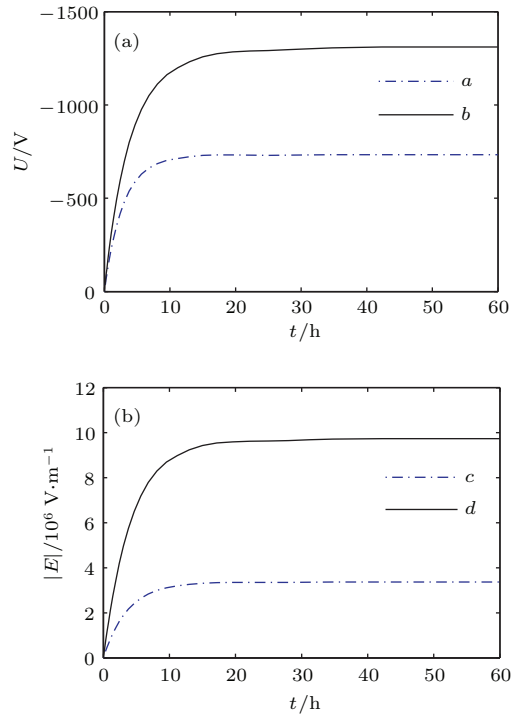


图 10 充电时域特征 (a) 电势; (b) 电场强度

Fig. 10. Transient characteristics of internal charging: (a) potential; (b) electric field strength.

#### 4.5 温度对内带电效应的作用规律

已知充电最严重的区域位于右侧接地面的边线 (即峰值所在接地线) 附近, 电场强度随深度增大而降低, 选择该接地面上沿  $z$  轴横跨该接地线的一段 (端点为  $(-2, 5.6, -4.8)$  和  $(-2, 5.6, -4.4)$ ), 得到电场强度随温度的变化趋势见图 11. 显然, 电场强度随着温度降低而显著升高, 这是因为此温度范围内的介质本征电导率随降温出现显著减小. 根据欧姆定律, 若要达到充电动态平衡, 必须增大电场强度来提高泄漏电流密度. 当温度低于 250 K 后, 其场强峰值达到  $10^7$  V/m 量级, 很可能发生介质击穿放电, 而温度高于 330 K 后, 场强基本位于  $10^6$  V/m 水平之下, 可以不考虑内带电带来的击穿放电威胁. 在各个温度下, 场强峰值的位置不变, 均位于接地线上沿 (偏向  $z$  轴负方向), 因为这是沉积电荷最近的泄放通道. 沿  $z$  轴或  $y$  轴 (见图 8) 空间方向, 偏离峰值位置 0.2 mm, 场强会迅速下降一个数量级, 而由接地条件和入射电子分布可知, 峰值位置沿  $x$  轴方向移动不会出现明显变化.

图 12 是温度对时域充电特征的影响, 可见电场强度随时间不断增大, 最后趋于平衡, 平衡态电场强度随温度降低而增大, 其原因如前所述. 另外, 温度对充电时间作用十分显著, 温度从 330 K 降低



到200 K, 充电时间出现了数量级的增大. 分析其原因, 温度降低导致介质本征电导率降低, 根据公式  $\tau = \epsilon/\sigma$  易知平衡时间会增大.

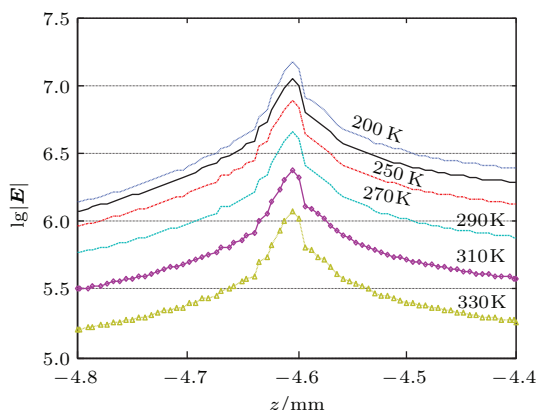


图 11 场强峰值随温度的变化 (场强  $E$  的单位是 V/m)  
Fig. 11. Variation of peak electric field strength versus temperature. The unit of electric field strength is V/m.

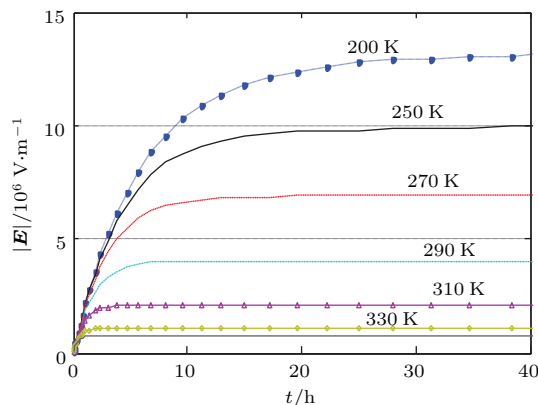


图 12 不同温度下电场强度随温度的变化  
Fig. 12. Variation of electric field strength versus time for different temperature.

## 5 结 论

介质内带电效应是卫星长期面临的重大潜在威胁. 星上某些复杂的介质结构可能遭遇较大范围的温度变化(200—330 K), 故变温条件下的内带电风险评估十分重要. 本文建立了星内典型复杂介质结构的内带电三维仿真模型, 实验测试了真空变温环境下的介质电导率, 探讨了温度对内带电的影响规律, 得到如下结论.

1) 通过对测试结果进行拟合, 发现聚合物介质的电导率-温度 Arrhenius 模型中的电导活化能需要根据具体的材料进行调整, 不能简单视为 1.0 eV. 文中所讨论的改性聚酰亚胺的电导活化能约为 0.40 eV.

2) 基于电流守恒定律的内带电计算模型, 通过考虑材料电导率对温度的依赖关系, 可以定量考察不同温度下的内带电风险. 其总体变化趋势为: 随着温度降低, 内带电风险显著增大. 地球同步轨道恶劣电子辐射下, 屏蔽厚度为 2 mm、温度为 330 K 时的充电时间约 1 h, 电场强度为  $10^6$  V/m, 而温度降低至 250 K 以下, 充电时间增大到 10 h, 电场强度超过  $10^7$  V/m, 很可能发生介质击穿放电.

3) 在介质本征电导率与辐射诱导电导率相当的情况下, 温度变化可以改变介质本征电导率, 从而对内带电充电时间和平衡态电场强度带来显著影响. 本文给出了可行的研究方法和初步研究结果. 针对常用的星用介质材料, 进一步深入研究电导率随温度的变化关系将是内带电仿真评估亟需解决的问题.

感谢西安交通大学电力设备电气绝缘重点实验室, 感谢郑晓泉教授在电导率测试方面提供的支持与帮助.

## 参考文献

- [1] Ferguson D C 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 139
- [2] Lai S T 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 402
- [3] Huang J G, Chen D, Shi L Q 2004 *Chin. J. Space Sci.* **24** 346 (in Chinese) [黄建国, 陈东, 师立勤 2004 空间科学学报 **24** 346]
- [4] Violet M D, Frederickson A R 1993 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **40** 1512
- [5] Frederickson A R, Dennison J R 2003 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** 2284
- [6] Wintle H J 1983 *Conduction Processes in Polymers, in Engineering Dielectrics Volume IIA: Electrical Properties of Solid Insulating Materials: Molecular Structure And Behaviour* (Philadelphia: ASTM Special Technical Publication 783) pp 239–354
- [7] Li S T, Li G C, Min D M, Zhao N 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 059401 (in Chinese) [李盛涛, 李国倡, 闵道敏, 赵妮 2013 物理学报 **62** 059401]
- [8] Huang J G, Chen D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 961 (in Chinese) [黄建国, 陈东 2004 物理学报 **53** 961]
- [9] Rodgers D J, Ryden K A, Wrenn G L, Latham P M, Sorensen J, Levy L 2000 *6th Spacecraft Charging Technology Conference AFRL-VS-TR-20001578*
- [10] Jun I, Garrett H B, Kim W 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2467
- [11] Sessler G M 1992 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **27** 961
- [12] 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, 严小娟 2009 物理学报 **58** 1205]



- [13] Wang S, Yi Z, Tang X J, Wu Z C, Sun Y W 2015 *High Voltage Eng.* **41** 687 (in Chinese) [王松, 易忠, 唐小金, 武占成, 孙永卫 2015 高电压技术 **41** 687]
- [14] Tang X J, Yi Z, Meng L F, Liu Y N, Zhang C, Huang J G, Wang Z H 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 3448
- [15] Fowler J F 1956 *Proc. R. Soc. Lond. A* **236** 464
- [16] Minow J I 2007 *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, USA, January 8–11, 2007 AIAA 2007-1095
- [17] Wrenn G L, Rodgers D J, Buehler P 2000 *J. Spacecr. Rockets* **37** 408
- [18] Adamec V, Calderwood J H 1975 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8** 551
- [19] Dennison J R, Brunson J 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2246
- [20] Lai S T 2012 *Fundamentals of Spacecraft Charging-Spacecraft Interactions with Space Plasma* (Princeton: Princeton University Press) p151
- [21] Passenheim B C, Van-Lint V A J, Riddell J D, Kitterer R 1982 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-29** 1594
- [22] Hartman E F, Zarick T A, Sheridan T J, Preston E F, Stringer T A 2010 *Sandia National Laboratories Report SAND2010-2080*
- [23] Han J W, Huang J G, Liu Z X, Wang S J 2005 *J. Spacecraft Rockets* **42** 1061

# Computer simulation on temperature-dependent internal charging of complex dielectric structure\*

Yi Zhong<sup>1)</sup> Wang Song<sup>1)2)†</sup> Tang Xiao-Jin<sup>1)</sup> Wu Zhan-Cheng<sup>2)</sup> Zhang Chao<sup>1)</sup>

1) (*Beijing Institute of Spacecraft Environment Engineering, Beijing 100094, China*)

2) (*Research Institute of Electrostatic and Electromagnetic Protection, Ordnance Engineering College, Shijiazhuang 050003, China*)

( Received 3 December 2014; revised manuscript received 8 January 2015 )

## Abstract

Some dielectric structures on satellites would experience temperature variation in a relatively large range, giving rise to a considerable change in its conductivity and consequently resulting in a significant influence on the dielectric internal charging. However, due to the limitation to the model of conductivity versus temperature and the tool for three-dimensional (3D) simulation of internal charging, this temperature dependence has not attracted much attention. Therefore, the conductivity of a satellite used modified polyimide is measured in a temperature changeable vacuum environment under high electric field (in MV/m). Keithley 6517 B is used to capture the mild electrical current in a relatively long measuring time (several hundred seconds). According to the Arrhenius temperature dependence and considering the conductivity enhancement due to high electric field, good agreement is obtained between fitted data and measured results by setting the activation energy to be 0.40 eV. In addition, the radiation induced conductivity (RIC) is taken into account by using the Fowler model. The conductivity at room temperature is found to be comparable to the RIC from the condition with 2 mm aluminum shielding. Using the derived results, the internal charging simulation in three dimensions is carried out for a selected part of a structure in this material, where Geant4 is used to derive the distribution of charge deposition and radiation dose in three dimensions. The incident energetic electrons are assumed to follow the exponential distribution under geosynchronous orbit severe radiation condition where the flux of electrons with energy larger than 2 MeV is assumed to be  $1.0 \times 10^9 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ . It is found that the internal charging will become more serious as the temperature decreases. The charging time is about 1 h at temperature 330 K, whereas this time is increased to 10 h for temperature below 250 K. The most serious charging domain appears around the boundary line of the grounding surface close to the radiation source, where the electric field strength exceeds  $10^7 \text{ V/m}$  under the condition of 2 mm aluminum board with temperature 250 K. So the dielectric breakdown discharge is most likely to occur within this domain. Above all, under the condition of the material intrinsic conductivity (mainly depending on temperature) comparable to the radiation induced conductivity, temperature will play an important role in internal charging. This model for temperature-dependent conductivity and the method of 3D simulation of internal charging have great significance in both further evaluating spacecraft internal charging and implementing well protective designs.

**Keywords:** different temperatures, complex dielectric structure, internal charging, three-dimensional modeling

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

**DOI:** 10.7498/aps.64.125201

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51177173).

† Corresponding author. E-mail: 735314535@qq.com