

一种新的航天器外露介质充电模型

原青云 王松

A new charging model for exposed dielectric of spacecraft

Yuan Qing-Yun Wang Song

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 195201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180532

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180532>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

聚酰亚胺电导率随温度和电场强度的变化规律

Study on temperature and electric field dependence of conductivity in polyimide

物理学报.2016, 65(2): 025201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.025201>

激光驱动准等熵压缩透明窗口 LiF 的透明性

Optical transparency of transparent window LiF in laser-driven quasi-isentropic compression experiment

物理学报.2015, 64(20): 205202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.205202>

不同温度下复杂介质结构内带电规律仿真分析

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

物理学报.2015, 64(12): 125201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.125201>

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>

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>

## 一种新的航天器外露介质充电模型\*

原青云<sup>1)†</sup> 王松<sup>2)</sup>

1) (陆军工程大学, 电磁环境效应国家级重点实验室, 石家庄 050003)

2) (63618 部队, 库尔勒 841000)

(2018 年 3 月 26 日收到; 2018 年 7 月 18 日收到修改稿)

为综合考虑高能电子辐射与周围等离子体对航天器外露介质充电的影响, 在航天器内带电模型的基础上, 通过添加边界充电电流来考虑等离子体与航天器介质表面的相互作用, 并统一参考电位为等离子体零电位, 建立了航天器外露介质充电模型, 给出了新模型的一维稳态解法, 并与表面充电模型和深层充电模型进行了对比分析. 结果表明: 新建模型能够综合考虑表面入射电流、深层沉积电流和传导电流对充电的耦合作用过程, 实现外露介质表面和深层耦合充电计算, 有利于全面评估航天器外露介质的充电问题.

**关键词:** 充电模型, 外露介质, 表面充电, 介质深层充电

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

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180532

## 1 引言

航天器充放电过程是指航天器在轨运行期间, 受空间等离子体、高能电子和太阳辐射等环境的影响, 会在航天器表面及介质材料内部发生静电荷的积累及泄放过程<sup>[1-5]</sup>. 静电放电会造成航天器材料击穿、太阳电池阵性能下降, 其产生的电磁脉冲干扰会使星上敏感电子设备/系统出现误操作或者损坏, 从而影响航天器的在轨安全运行. 因此, 开展航天器充放电研究具有重要意义<sup>[6-9]</sup>.

航天器蒙皮之外存在诸多外露介质结构. 按照几何尺寸分为两类: 一类是涂覆在航天器表面的介质薄层, 如聚酰亚胺膜; 另外一类是尺寸稍大(>1 mm)的介质结构, 例如外露电缆绝缘层和天线支撑结构. 介质薄层由于其厚度小(<100 μm), 一般只考虑表面充电问题, 不等量带电导致的表面电位差或薄层前后面电位差达到放电阈值时就会发生较严重的放电现象<sup>[10,11]</sup>; 而第二类外露介质除了表面充电威胁外, 还面临介质深层充电问

题. 一方面, 通量较大但能量较低(< 0.1 MeV)的等离子体会在介质表面沉积并伴随二次电子发射; 另一方面, 高能电子(> 0.1 MeV<sup>[12]</sup>)入射介质并在其中沉积, 导致介质深层充电<sup>[13-17]</sup>. 因此, 外露介质充电需要综合考虑表面入射电流和深层沉积电流. 回顾相关的充电模型, 表面充电的电流平衡方程<sup>[18]</sup>包含了入射电子、离子电流和二次电子电流以及介质传导(泄放)电流, 却未考虑介质的深层充电电流; 介质深层充电模型包括微观层面的产生-复合模型<sup>[19]</sup>和宏观的辐射诱导电导率(radiation induced conductivity, RIC)模型<sup>[20]</sup>, 这些模型都未考虑介质表面电流的作用. 因此, 鉴于航天器外露介质面临的特殊环境, 为全面评估外露介质的充电过程, 本文提出了一种新的能够同时兼顾表面充电和深层充电的航天器外露介质充电模型(surface and internal coupling charging model for exposed dielectric, SICCE), 利用此模型实现了表面充电和深层充电的耦合仿真, 准确刻画了航天器外露介质的完整充电过程.

\* 国家自然科学基金(批准号: 51577190)、装备预研重点基金(批准号: 61402090201)和电磁环境效应国家级重点实验室基金(批准号: 614220501020117)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qingyuny@163.com

## 2 SICCE的构建

### 2.1 表面充电模型

航天器介质表面充电过程如图1所示.

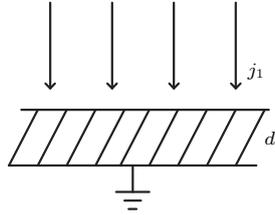


图1 航天器表面充电示意图

Fig. 1. Schema of spacecraft surface charging.

介质板背面与航天器结构地保持欧姆接触, 正面(上表面)与空间等离子体相互作用. 介质厚度为  $d$ , 表面电位为  $U$ , 表面充电的控制方程为

$$C_A \frac{dU}{dt} = j_1(U) - j_c(U), \quad (1)$$

式中,  $C_A$  为航天器单位表面积电容,  $j_c$  是介质从表面到背面方向的传导电流密度,  $j_1$  表征介质表面总入射电流密度, 其表达式为

$$j_1 = -j_e + j_{se} + j_{be} + j_i + j_{si} + j_{pe}, \quad (2)$$

其中,  $j_e$  为入射电子电流密度,  $j_{se}$  为电子二次电子电流密度,  $j_{be}$  为入射电子导致的背散射电子电流密度,  $j_i$  为离子电流密度,  $j_{si}$  为离子二次电子电流密度,  $j_{pe}$  为光电子电流密度.  $j_e$  前面的负号代表以入射电流到介质方向为正.

### 2.2 介质深层充电模型

根据电荷守恒定律, 介质深层充电的控制方程为

$$\nabla \cdot (\mathbf{J} + \mathbf{J}_e) = 0, \quad (3)$$

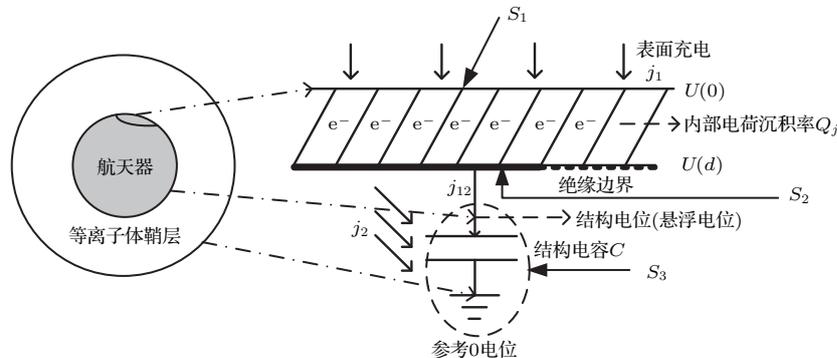


图2 外露介质充电模型

Fig. 2. Charging model for the exposed dielectric.

式中,  $\mathbf{J}$  为介质的传导电流密度和位移电流密度之和, 即

$$\mathbf{J} = \left( \sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}, \quad (4)$$

$\sigma$  和  $\varepsilon$  分别是介质的电导率和介电常数, 电场强度  $\mathbf{E}$  是电位  $U$  的负梯度(即  $\mathbf{E} = -\nabla U$ ),  $\mathbf{J}_e$  是高能电子入射导致的电流密度, 满足

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e = -Q_j, \quad (5)$$

$Q_j$  为介质内部的电荷沉积率.

控制方程(3)的定解需要结合特定的边界条件来获得. 对于航天器深层带电, 通常只考虑绝缘边界和接地边界条件, 其表达式分别为

$$\begin{cases} \mathbf{n} \cdot \mathbf{J}|_{S_{\text{ins}}} = 0, \\ U|_{S_{\text{grd}}} = 0, \end{cases} \quad (6)$$

式中,  $S_{\text{ins}}$  和  $S_{\text{grd}}$  分别代表绝缘边界和接地边界. 此处接地代表航天器结构电位  $U_0$ . 由于  $U_0$  仅是决定参考电位, 不影响电场强度的计算结果, 而且深层带电主要考察电场强度来判断是否发生介质击穿放电, 所以通常设置  $U_0 = 0$ .

### 2.3 新的外露介质充电模型 SICCE

表面带电模型没有考虑电荷沉积率, 而深层充电模型忽略了表面充电电流. 并且这两种充电模型的参考电位也不相同. 前者把无穷远处等离子体的电位视为参考电位(0电位), 而后者把航天器结构电位作为参考电位. 本文在表面充电模型((1)式)和介质深层充电模型((3)式)的基础上, 通过引入介质表面入射电流来考虑表面充电与深层充电的相互作用, 提出了一种新的外露介质充电模型, 见图2. 新模型采用与表面充电模型相同的参考电位, 即无穷远处等离子体的电位.

模型中有四个界面, 分别为等离子体与介质表面相互作用的界面(标记为  $S_1$ ), 介质和航天器结构体相接触的界面(标记为  $S_2$ ), 航天器结构体和等离子体相互作用的界面(标记为  $S_3$ ) 以及介质背面局部绝缘边界(标记为  $S_{\text{insulation}}$ ), 其对应面积分别记为  $|S_1|$ ,  $|S_2|$ ,  $|S_3|$  和  $|S_{\text{insulation}}|$ . 与表面充电模型或介质深层充电模型相比, 该模型可以综合考虑表面入射电流和介质内部电荷沉积率的作用.

当引入表面入射电流之后, 得到的表面电位是相对于周围等离子体而言的, 这与深层充电中的结构地电位是不同的. 因此, 需要在外露介质充电模型中考虑航天器结构体的充电过程, 从而统一参考电位为等离子体零电位. 记航天器单位表面积电容为  $C_0$ , 从介质到航天器结构体的充电电流密度为  $j_{12}$ , 等离子体到航天器结构体的充电电流密度为  $j_2$ , 于是航天器结构体电位  $U$  满足

$$C_0 dU/dt|_{S_2+S_3} = c_{r1} \mathbf{n} \cdot \mathbf{J}|_{S_2} + c_{r2} j_2(U|_{S_3}), \quad (7)$$

式中, 假定  $S_1 = S_2$ ,  $c_{r1} = |S_2|/(|S_2| + |S_3|)$ ,  $c_{r2} = |S_3|/(|S_2| + |S_3|)$ ;  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J}|_{S_2} = j_{12}(U|_{S_2})$  部分表明外露介质和航天器结构体的耦合充电过程.

将表面充电电流密度和(7)式分别作为介质上下表面充电的边界条件, 联立电荷守恒定律得到外露介质充电模型, 其控制方程为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J} &= Q_j, \\ \mathbf{J} &= \varepsilon \partial \mathbf{E} / \partial t + \mathbf{J}_c, \end{aligned} \quad (8)$$

边界条件为

$$\begin{cases} -\mathbf{n} \cdot \mathbf{J}|_{S_1} = j_1(U|_{S_1}), \\ \frac{C_0 dU}{dt}|_{S_3} = c_r \mathbf{n} \cdot \mathbf{J}|_{S_2} + j_2(U|_{S_3}), \\ \mathbf{n} \cdot \mathbf{J}|_{S_{\text{insulation}}} = 0, \end{cases} \quad (9)$$

式中, 第一个边界条件代表外露介质与等离子体的相互作用, 电流从等离子体流向  $S_1$ ; 第二个边界条件涵盖了航天器结构体充电过程以及结构体与外露介质充电的相互作用; 第三个边界条件泛指介质结构中存在的绝缘边界条件, 图2中介质背面只是局部与结构体接触, 而且背面不受空间等离子体的影响, 故需要设置为绝缘边界. 这个新模型((8)和(9)式)同样满足电荷守恒定律, 但边界条件上又不同于深层充电模型. 实际上, 它包含了外露介质的表面充电和深层充电两种过程. 通过改变控制参

数, 该模型可单独作为表面充电模型或深层充电模型.

### 3 模型的求解

#### 3.1 表面入射电流的计算

(2) 式中各项电流密度的计算如下.

假设空间等离子体满足麦克斯韦速率分布, 以温度为  $T_e$  的电子为例, 其速率分布函数满足

$$\begin{aligned} f(E) &= n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{E}{k T_e} \right), \\ E &= \frac{1}{2} m_e v_e^2, \end{aligned} \quad (10)$$

式中  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $m_e$ ,  $v_e$ ,  $E$  分别是电子的密度、温度、质量、速率和能量;  $k$  为玻尔兹曼常数. 将(10)式中的符号下标 'e' 换成 'i' 就得到离子速率分布函数.

当表面电位  $U \leq 0$  时, 只有能量  $E \geq -eU$  的部分电子可以到达介质表面, 也就是说到达表面能量为  $E \geq 0$  的电子对应于初始能量为  $E - eU$ , 此处  $e > 0$  是单位电子电量的绝对值 ( $1.6 \times 10^{-19}$  C). 积分得到

$$\begin{aligned} j_e(U) &= -e \frac{2\pi}{m_e^2} \int_0^\infty E f(E - eU) dE \\ &= j_{e0} \exp \left( \frac{eU}{k T_e} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

式中  $j_{e0} = -en_e \sqrt{k T_e} / 2\pi m_e$  是表面电位  $U = 0$  时对应的入射电子电流密度.

利用相同方法, 二次电子发射电流密度为

$$\begin{aligned} j_{se}(U) &= e \frac{2\pi}{m_e^2} \int_0^\infty Y_{se}(E) E f(E) dE \\ &\quad \times \exp \left( \frac{eU}{k T_e} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

式中  $Y_{se}$  为能量为  $E$  的入射电子对应的二次电子发射系数. 用背散射电子发射系数  $Y_{be}$  替代  $Y_{se}$  可得到背散射电子电流密度  $j_{be}$ . 对于离子电流密度, 负电位对离子存在吸引作用, 根据轨道限制模型<sup>[11]</sup>, 入射离子电流密度为

$$j_i(U) = j_{i0} \left( 1 - \frac{eU}{k T_i} \right), \quad (13)$$

式中,  $j_{i0} = -en_i \sqrt{k T_i} / 2\pi m_i$  是表面电位  $U=0$  时对应的入射离子电流密度;  $n_i$ ,  $T_i$ ,  $m_i$  分别是电子的密度、温度和质量. 由于库仑吸引作用, 能量为  $E$

的离子到达介质表面, 对应的能量增大到  $E - eU$  (注意  $U < 0$ ), 因此, 离子的二次电子电流密度为

$$j_{si}(U) = e \frac{2\pi}{m_i^2} \int_0^\infty Y_{si}(E - eU) E f(E) dE \times \left(1 - \frac{eU}{kT_i}\right), \quad (14)$$

式中  $Y_{si}$  为能量为  $E$  的入射离子对应的二次电子发射系数.

当表面电位  $U > 0$  时, 电子被吸引, 离子被排斥, 对应的电流密度分别为:

$$\begin{aligned} j_e(U) &= j_{e0} \exp\left(1 + \frac{eU}{kT_e}\right), \\ j_i(U) &= j_{i0} \exp\left(-\frac{eU}{kT_i}\right), \\ j_{se}(U) &= e \frac{2\pi}{m_e^2} \int_0^\infty Y_{se}(E + eU) E f(E) dE \times \left(1 + \frac{eU}{kT_e}\right) \exp\left(-\frac{eU}{T_{se}}\right), \\ j_{be}(U) &= e \frac{2\pi}{m_e^2} \int_0^\infty Y_{be}(E + eU) E f(E) dE \times \left(1 + \frac{eU}{kT_e}\right), \\ j_{si}(U) &= e \frac{2\pi}{m_i^2} \int_0^\infty Y_{si}(E) E f(E) dE \times \left(-\frac{eU}{kT_i}\right) \exp\left(-\frac{eU}{T_{si}}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

考虑到二次电子能量比较低, 当表面正电位超过一定阈值后, 会阻碍二次电子发射, 也就是  $j_{se}$ ,  $j_{si}$  最后一项中的二次电子温度分别为  $T_{se} = 2 \text{ eV}$  和  $T_{si} = 5 \text{ eV}$  [21]. 以上各式中出现的二次电子发射系数包括  $Y_{se}$ ,  $Y_{be}$  和  $Y_{si}$ . 对应光照导致的二次电子发射过程, 一般针对特定材料来直接约定光电子电流密度  $j_{pe}$ . 考虑到航天器严重充放电事件基本都是发生在阴影环境下, 本文侧重分析阴影环境下的充电过程, 并不考虑  $j_{pe}$ .

### 3.2 SICCE的一维稳态解

电导率主要受电场强度、环境温度和辐射剂量率的影响, 因为这三个参数是依赖于空间位置, 因此, 电导率表示为  $\sigma(x)$ . 对于特定的空间环境, 假定温度和辐射剂量率不受充电结果的影响和改变, 因此, 实际的耦合计算主要是在电导率和电场强度之间. 这个问题可以利用迭代算法解决.

在一维情况下, 介质板背面电位  $U(0)$  等于航天器结构电位. 稳态解是充电平衡解, 此时 SICCE 模型中关于时间  $t$  的偏导数等于 0, 得到一维稳态模型为

$$\begin{cases} \sigma(x) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \sigma'(x) \frac{\partial U}{\partial x} = -Q_j, \\ \frac{dU}{dx} \Big|_{x=0} = -j_1(U(0))/\sigma(0), \\ c_r \frac{dU}{dx} \Big|_{x=d} = j_2(U(d))/\sigma(d), \end{cases} \quad (16)$$

参照典型的常微分方程解法可以得到该模型的惟一解. 首先对控制方程一次积分得到

$$F(x) = \frac{\partial U}{\partial x} = \exp\left(\int_0^x p(x) dx\right) \times \left[\int_0^x q(x) \exp\left(-\int_0^x p(x) dx\right) dx + c_1\right], \quad (17)$$

于是有

$$U = \int_0^x F(s) ds + c_0, \quad (18)$$

式中,  $p(x) = -\sigma'(x)/\sigma(x)$ ,  $q(x) = -Q_j(x)/\sigma(x)$ ;  $c_0, c_1$  为待定系数. 利用边界条件得到

$$\begin{cases} c_1 + j_1(c_0)/\sigma(0) = 0, \\ c_r F(d) - j_2(U(d))/\sigma(d) = 0, \end{cases} \quad (19)$$

$F(d), U(d)$  都是关于  $c_1, c_2$  的函数; 由 (19) 式可得  $c_0, c_1$ , 从而得到模型的解  $U(x)$ , 继而通过  $E = -\nabla U$  得到电场强度. 只要 (19) 式的解是惟一存在的, 那么一维稳态模型 (16) 的解便是惟一的. 由于新模型的边界条件考虑了表面入射电流, 从而使其有别于深层带电模型.

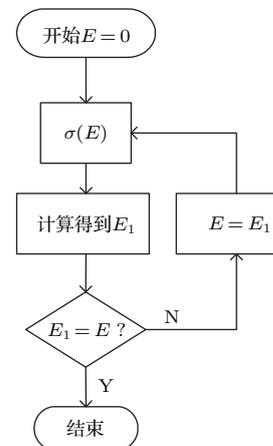


图3 迭代算法流程图

Fig. 3. Flowchart for the iterative algorithm.

上面提到的迭代算法流程如图3所示. 图示参数是迭代求解的关键参数, 对于其余参量如介质厚度和介电常数等在迭代算法求解过程中是不变的. 该方法中, 起始状态令电场强度  $E = 0$ , 得到固定的电导率分布  $\sigma(x)$ , 根据模型求解得到对应的电场强度, 利用新得到的电场强度更新电导率, 并再次求解直到最终达到收敛. 图3中终止条件判断不一定是严格相等, 而是设置为前后两次迭代计算对应的电场强度的相对误差(2范数意义上)  $< 0.001$ .

## 4 计算结果与分析

### 4.1 满足Flumic3的连续电子能谱辐照下外露介质电荷输运模拟结果

电荷输运模拟是外露介质充电仿真的关键环节. 由于不存在任何屏蔽, 取能谱范围0.03—10 MeV, 考虑航天器聚酰亚胺材料, 厚度为3 mm, 高能电子从单面以‘cos’方式入射平板介质, 电子通量为  $f_e = 2.7593 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ , 得到电荷沉积率  $Q_j$  和辐射剂量率如图4所示.

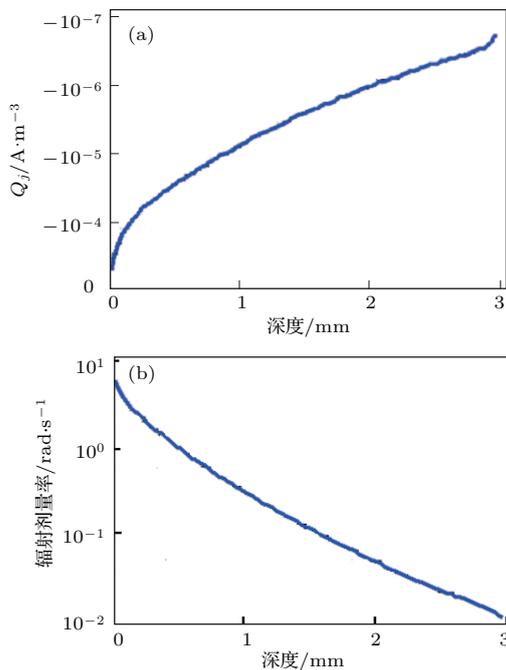


图4 Flumic 3 高能电子辐射下聚酰亚胺外露介质电荷输运结果 (a) 电荷沉积率; (b) 辐射剂量率  
Fig. 4. Charge transportation results in polyimide under the electrons radiation meeting Flumic 3: (a) Charge deposition rate; (b) radiation dose rate.

与单能电子入射会在介质内一定深度出现  $Q_j$  和辐射剂量率的峰值不同, 连续谱电子入射无屏蔽

材料得到  $Q_j$  和辐射剂量率随深度增加近似呈指数衰减. 这是因为连续能谱入射情况实际上是多个单能电子入射的叠加, 又因为此处的入射电子通量随能量增大呈指数减小, 所以各个单能电子入射对应的电荷沉积率和辐射剂量率峰值迅速减小, 又因为电子入射深度与电子能量成正比, 所以就得到图4所示的变化趋势.

### 4.2 表面充电电流的计算与对比验证

要准确评估航天器充电结果, 必须采用尽可能准确的二次电子发射公式<sup>[22]</sup>, 尤其是  $Y_{se}$  对充电结果有重要影响. 本文采用与Nascap-2k (NASA Charging Analyzer Program, NASCAP) 和SPIS (Spacecraft Plasma Internation Software, SPIS) 权威软件相同的  $Y_{se}$ , 即Katz型二次电子发射公式; 而  $Y_{be}$  和  $Y_{si}$  的表达式由欧空局ESA提供的表面充电在线软件Spennis的帮助文件得到.

考虑厚度为3 mm的聚酰亚胺平板, 其内部充电的电荷输运模拟结果与图4一致. 对照SICCE模型, 即图2, 上表面对应模型中的  $S_1$  边界, 与等离子体直接相互作用; 下表面为  $S_2$  边界, 与航天器结构体保持欧姆接触; 结构体材料为铝. 表面充电电流密度  $j_1$  和  $j_2$  中二次电子电流密度的计算参数分别取自聚酰亚胺和铝, 见表1. 其中  $r_1, n_1, r_2, n_2$  为Katz二次电子系数中的电子入射深度参数;  $Y_{max}$  和  $E_{maxe}$  分别为高能电子垂直入射时最大二次电子发射系数和对应的入射电子能量;  $Z$  为材料的原子序数或等价原子序数, 用来决定背散射电子系数;  $Y_{1keV}$  代表1 keV能量的质子垂直入射材料表面产生的二次电子发射系数;  $E_{maxi}$  为离子最大二次电子发射系数对应的入射离子能量.

铝和聚酰亚胺的二次电子发射系数如图5所示,  $\langle Yield \rangle$  是关于等离子体温度的平均发射系数, 定义为二次电子电流与初次入射电子电流之比, 表达式为

$$\langle Yield \rangle = \frac{\int_0^\infty E_e f(E_e) (Y_{se}(E_e) + Y_{be}(E_e)) dY_{se} dE_e}{\int_0^\infty E_e f(E_e) dE_e} \quad (20)$$

将  $\langle Yield \rangle = 1$  对应的较大电子温度称为充电阈值温度, 可见铝的阈值温度较聚酰亚胺更低, 这将导致铝的平衡电位更负.

表1 材料的二次电子和背散射电子发射系数 [23,24]

Table 1. Parameters of secondary and backscattered electrons.

参数	$r_1/10^{-10}$ m	$n_1$	$r_2/10^{-10}$ m	$n_2$	$Y_{max}$	$E_{maxe}/keV$	$Z$	$Y_1$ keV	$E_{maxi}/keV$
铝	154	0.80	220	1.76	0.97	0.30	13	0.244	230
聚酰亚胺	70	0.60	300	1.75	1.90	0.20	5	0.455	140
环氧树脂	75	0.50	150	1.70	1.60	0.35	10	0.455	140
聚四氟乙烯	45	0.40	218	1.77	3.00	0.30	7	0.455	140
Black kapton	80	0.60	200	1.77	2.50	0.30	5	0.455	140

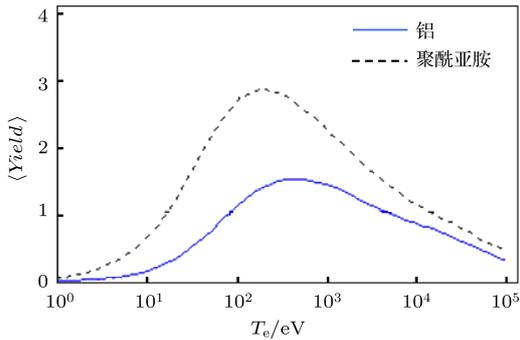


图5 铝和聚酰亚胺的平均二次电子发射系数

Fig. 5. Averaged secondary electron yields of aluminum and polyimide.

表2 ECSS-E-ST-10-04C [25] 的恶劣表面充电环境参数  
Table 2. Parameters of severe charging environment according to ECSS-E-ST-10-04C.

参数	能量/eV	浓度/ $10^6$ m <sup>-3</sup>
电子1	400	0.2
电子2	27500	1.2
质子1	200	0.6
质子2	28000	1.3

表3 ECSS 环境各向同性入射情况下聚酰亚胺表面电流密度

Table 3. Incident electric current density on polyimide for the isotropic incidence case.

电流密度 nA·cm <sup>-2</sup>	$U = 0$ V		$U = -10$ kV	
	本文	Spennis	本文	Spennis
$j_e$	-5442	-5450	-3708	-3708
$j_{se}$	911	913	486	484
$j_{be}$	916	919	622	616
$j_i$	141	142	455	458
$j_{si}$	615	605	1627	1580
$j_1$ (总电流)	-2859	-2871	-518	-572

与 Spennis 表面充电计算软件做对比, 均考虑 GEO (Geosynchronous Earth Orbit, GEO) 恶劣表面充电环境(等离子体参数见表2), 其中‘1’和‘2’分别代表两种组分的等离子体. 得到不同电位情况下对应的充电电流密度结果, 见表3. 通过与 Spennis 表面充电计算结果对比, 取得的结果一致性表明上述电流密度计算是正确的. 注意到表明电位 -10 kV 情况下的总充电电流仍为负值, 所以平衡态趋于更负电位.

### 4.3 外露介质充电计算结果的对比较证

对于外露介质充电, 目前难以实现等离子体与高能电子同时存在的充电环境, 因此通过与表面和深层充电进行对比来表明外露介质充电建模与仿真计算的正确性, 与此同时体现出新模型的必要性及仿真优势.

按照上述一维稳态求解方法, 相关参数取值  $c_r = 0.005$  代表  $|S_3|=200|S_2|$ . 首先利用电荷守恒定律对计算结果进行验证. 由(16)式中第一式积分和左边界条件得

$$j_1(U(0)) + j_e(x) = \sigma(x)E(x),$$

$$j_e(x) = \int_0^x Q_j(x)dx. \quad (21)$$

定义计算误差为

$$err(\Delta x) = \frac{|j_1(U(0)) + j_e - \sigma E|}{|\sigma E|}, \quad (22)$$

式中, 算符  $|\cdot|$  代表向量 2-范数. 利用(22)式检验计算结果, 如图6和图7所示. 图6曲线的一致性表明计算结果是正确的. 图7表明计算结果的精度会随着空间步长的缩小而变好, 当  $\Delta x < 3 \times 10^{-4}$  mm 时, 相对误差  $< 0.001$ . 部分网格越密, 求解过程中涉及的数值积分越精确.

将所提模型 SICCE 的计算结果分别与表面充电和介质深层充电的结果进行对比分析, 结果列于

表4. SICCE和标志SC分别代表外露介质充电模型和表面充电情况, 另外标志IC<sub>gnd</sub>是将外露介质边界设置为接地时的深层充电情况, 而标志IC<sub>fb</sub>是根据表面充电结果预先设定深层充电边界电位进行的仿真.

四类仿真结果的对比如图8所示. 根据(20)式, 分别计算聚酰亚胺和铝在ECSS恶劣表面充电环境下的平均二次电子发射系数都小于1 (分别等于0.34和0.40), 所以二者表面电位是负电位, 分别为-12.1 kV和-14.8 kV; 在两侧端点处, SICCE和表面充电的计算结果是十分接近的. 分析原因: 其一, 内部沉积电荷对表面电位只产生微弱影响; 内部充电电流 $j_e$ 比较小, 本例中为 $10^{-8}$  A/m<sup>2</sup>量级, 而表面电位几百伏特的波动就会引起而表面电流密度 $j_1$ 或 $j_2$ 在相同量级的变化( $U_0 = -12023$  V和 $-12106$  V分别对应于 $j_1 = 3.6 \times 10^{-9}$  A/m<sup>2</sup>和 $2.5 \times 10^{-8}$  A/m<sup>2</sup>); 其二, 介电电导率在 $10^{-15}$  S/m量级, 导致3 mm厚度的介质板中产生的传导电流密度很低, 从而前后表面电位互不影响. 与IC<sub>gnd</sub>结果对比, 最大电位相差悬殊, 对于外露介质充电评估, 直接设定接地边界条件是不恰当的; 与IC<sub>fb</sub>结果对比, 二者结果十分接近, 也就是说在该算例所考虑的充电环境下, 可以根据表面充电结果预先设定外露介质充电的边界条件, 但是IC<sub>fb</sub>实际上没有考虑表面充电与内部沉积电荷的相互作用, 这也是与SICCE的计算结果出现偏差的原因. 因此对

于其他充电环境, 不能保证IC<sub>fb</sub>依然得到可靠的充电结果.

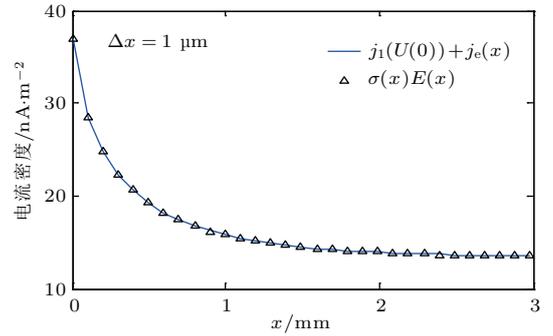


图6 利用电荷守恒定律验证结果

Fig. 6. Verification of the solution by the charge conservation law.

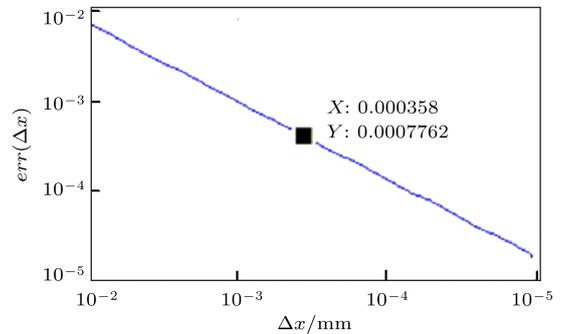


图7 计算精度随空间步长的缩小而变好

Fig. 7. Computation precisions turns better as the space step is reduced.

表4 四类仿真情况对比

Table 4. Comparison of four simulation cases.

标志	描述	高能电子辐射	等离子体作用	边界条件
SICCE	新模型	有	有	自适应
SC	表面充电	无	有	自适应
IC <sub>gnd</sub>	深层充电 (接地边界)	有	无	接地
IC <sub>fb</sub>	深层充电 (预设边界)	有	有	参照 SC 预设

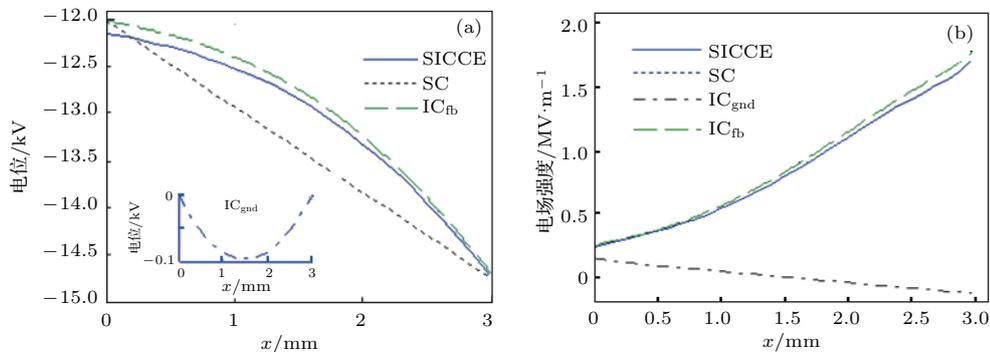


图8 新模型和表面充电与深层充电结果对比 (a) 电位; (b) 电场强度

Fig. 8. Comparison between results from new model and surface charging and internal charging. (a) Electric potential; (b) electric field intensity.

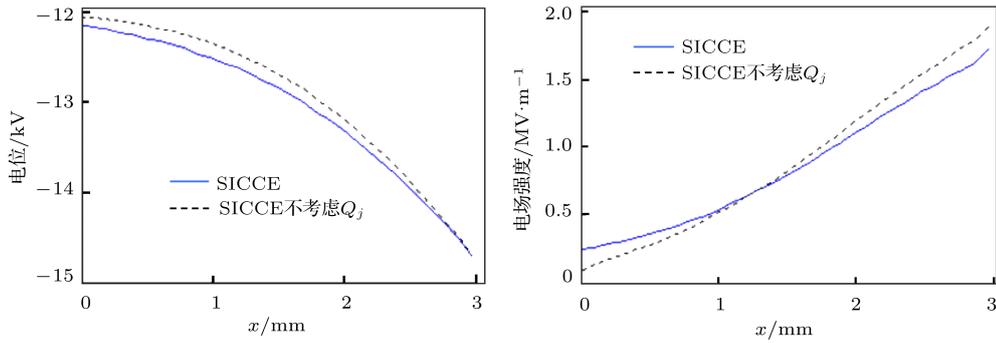


图9 电荷沉积率  $Q_j$  对充电结果的影响 (a) 电位; (b) 电场强度

Fig. 9. Charge deposition rate  $Q_j$  dependence of the charging results: (a) Electric potential; (b) electric field intensity.

对比电场强度,如图8(b)所示, SICCE得到的内部电位和电场强度分布与另外两种计算模型存在显著不同. SICCE得到的场强峰值比深层充电  $IC_{\text{gnd}}$  高一个数量级, 达到  $MV/m$  量级, 比表面充电 SC 的结果高一倍. 分析其原因, 介质两端将近 3 kV 的电位差导致其场强峰值远远高于两端接地的深层充电结果; 而 SICCE 与表面充电模型不同之处在于进一步考虑了介质内部电荷沉积  $Q_j$  和辐射诱导电导率. 如果令  $Q_j = 0$ , 对比计算结果如图9所示, 可见  $Q_j$  造成的影响不大, 表明辐射诱导电导率是造成场强非均匀分布的主要原因. 不考虑  $Q_j$  造成电场强度增大的原因见图10的相关分析.

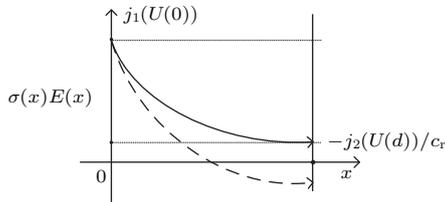


图10 介质中电流密度随深度的变化曲线式((21)式)  
Fig. 10. Schema for current variation of Eq.(21) versus depth.

为理清外露介质充电过程, 给出充电平衡状态下的介质内部传导电流密度  $\sigma(x)E(x)$  的分布, 结果如图10所示. 根据(21)式所代表的电流连续性方程, 有  $\sigma(x)E(x) = j_1(U(0)) + j_e(x)$ , 其中表面入射电流密度  $j_1(U(0)) > 0$ , 介质内部电荷沉积电流密度  $j_e(x) < 0$ , 所以出现图中随深度下降的变化趋势. 根据边界条件((16)式的后两式), 左边界(介质正面)有  $\sigma(0)E(0) = j_1(U(0))$ , 右边界(介质背面)电流密度  $j_{\text{end}} = -j_2(U(d))/c_r$ . 依据  $j_{\text{end}}$  是否大于 0, 将充电结果分成两种情况: 第一种情况  $j_{\text{end}} \geq 0$ , 如图10实线所示, 表明表面入射电流密度  $j_1$  被内

部沉积电荷抵消了一部分, 得到的电场强度大于 0, 上述算例属于这种情况. 图9(b)不考虑  $Q_j$  得到场强峰值增大的结果, 其原因正是没有  $Q_j$  抵消表面入射电流导致  $j_{\text{end}}$  增大, 从而在背面电导率不变情况下使得电场强度增大; 第二种情况  $j_{\text{end}} < 0$  代表内部电荷沉积率  $Q_j$  的贡献完全超越表面入射电流密度  $j_1$ , 从而电场强度方向发生改变, 对应于图10中虚线.

外露介质内部沉积电荷是通过介质表面或者背面泄放的, 新模型可以很好地刻画该过程. 图10实线对应内部电荷通过介质正面泄放, 而虚线则代表两侧共同泄放的情况. 电场强度的变化趋势是由总电流密度和电导率共同决定的. 介质中温度分布的存在会进一步影响电导率分布, 相应的场强峰值也会随之改变.

## 5 结 论

考虑到航天器外露介质面临的特殊空间环境, 本文提出了一种新的外露介质充电模型, 该模型包含了表面充电和深层充电两种过程. 新模型的构建以电荷守恒定律为基础, 综合考虑了表面入射电流、深层沉积电流和传导电流, 实现了表面充电和深层充电的耦合仿真. 当深层沉积电荷为0时, 该模型可退化为表面充电模型.

给出了 SICCE 模型的一维稳态解法, 得到了在恶劣等离子体和高能电子辐射环境下航天器外露介质平板充电的稳态解, 利用电荷守恒定律对计算结果做出了自洽验证. 将稳态解与单纯的表面充电或深层充电结果进行对比发现: 如果忽略等离子体与外露介质表面的相互作用, 有可能降低充电水平, 这表明所提 SICCE 的必要性和现实意义.

本文新模型的电流计算仅限于充电平衡条件下的一维情况, 下一步研究工作是给出模型的2维或3维解法, 并考虑局部接地条件.

## 参考文献

- [1] Mazur J E, Fennell J F, Roeder J L, O'Brien P T, Guild T B, Likar J J 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 237
- [2] Roeder J L, Fennell J F 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 281
- [3] Lai S T, Tautz M 2006 *J. Geophys. Res.* **111** 338
- [4] Green N W, Dennison J R 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2482
- [5] Han J, Huang J, Liu Z, Wang S 2005 *J. Spacecraft Rockets* **42** 1061
- [6] Garrett H B, Whittlesey A C 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 2017
- [7] Lai S T 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 402
- [8] Huang J G, Chen D 2004 *Chin. J. Geophys.* **47** 442 (in Chinese) [黄建国, 陈东 2004 地球物理学报 **47** 442]
- [9] 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]
- [10] Cao H F, Liu S H, Sun Y W, Yuan Q Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 119401 (in Chinese) [曹鹤飞, 刘尚合, 孙永卫, 原青云 2013 物理学报 **62** 119401]
- [11] Yuan Q Y, Sun Y W, Cai H F, Liu C L 2013 *High Voltage Engineering* **39** 2392 (in Chinese) [原青云, 孙永卫, 曹鹤飞, 刘存礼 2013 高电压技术 **39** 2392]
- [12] Lai S T 2012 *Fundamentals of Spacecraft Charging: Spacecraft Interactions with Space Plasmas* (Princeton: Princeton University Press)
- [13] Wang S, Wu Z C, Tang X J, Sun Y W, Yi Z 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 025201 (in Chinese) [王松, 武占成, 唐小金, 孙永卫, 易忠 2016 物理学报 **65** 025201]
- [14] Wang S, Tang X J, Wu Z C, Yi Z 2016 *Chin. J. Space Sci.* **36** 202 (in Chinese) [王松, 唐小金, 武占成, 易忠 2016 空间科学学报 **36** 202]
- [15] Wang S, Tang X J, Sun Y W, Wu Z C, Yi Z 2016 *High Voltage Engineering* **42** 1429 (in Chinese) [王松, 唐小金, 孙永卫, 武占成, 易忠 2016 高电压技术 **42** 1429]
- [16] Wang S, Tang X J, Wu Z C, Yi Z 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 4169
- [17] Wang S, Wu Z C, Tang X J, Yi Z 2015 *Spacecraft Environment Engineering* **32** 268 (in Chinese) [王松, 武占成, 唐小金, 易忠 2015 航天器环境工程 **32** 268]
- [18] Garrett H B 1981 *Rev. Geophys. Space Phys.* **9** 577
- [19] Labonte K 1982 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **29** 1650
- [20] Sessler G M 1992 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **27** 961
- [21] Help: EQUIPOT spacecraft surface charging code [online] Available: <https://www.spennis.oma.be/>, accessed Mar. 1, 2010 [2018-3-26]
- [22] Katz I, Mandell M, Jongeward G 1986 *J. Geophys. Research* **91** 739
- [23] Thiébault B, Jeanty-Ruard B, Souquet P 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2782
- [24] Jean-Charles M V, Theillaumas B, Sévoz M 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2808
- [25] ECSS-E-ST-10-04C-2008 Space Engineering- Space Environment 2008 p46

# A new charging model for exposed dielectric of spacecraft\*

Yuan Qing-Yun<sup>1)†</sup> Wang Song<sup>2)</sup>

1) (National Key Laboratory of Electromagnetic Environment Effect, Army Engineering University of PLA, Shijiazhuang 050003, China)

2) (Unit 63618, Kuerle 841000, China)

( Received 26 March 2018; revised manuscript received 18 July 2018 )

## Abstract

In order to consider comprehensively the effects of high-energy electron radiation and space plasma on the exposed dielectrics outside a spacecraft, in this paper, a model named surface and internal coupling charging model for the exposed dielectric of spacecraft is proposed, and its numerical solution is obtained. It is based on the deep dielectric charging model, with considering the interaction between the exposed dielectric surface and the ambient plasma by adding an incident charging current into the boundary in the proposed model, and the potential of infinite plasma is regarded as the referential potential (zero potential). The determinate solution of the model is analyzed and a numerical solution in one-dimensional case is provided by using an iterative algorithm to overcome the coupling between electric field and conductivity. The solution includes the potential of spacecraft body, the distribution of dielectric potential, and the electric field. Moreover, the new model is compared with surface charging model and internal charging model. The results show that the new model has an advantage of depicting the electric field exactly with respect to the surface charging model; if the internal deposition current is equal to zero, the new model degenerates into the one depicting the surface charging. It considers the effect of surface potential on charging results compared with the internal charging model. The three kinds of currents, namely the surface incident current, the internal deposition current and the leakage current, are considered comprehensively in the new model. Among them, the leakage current is the most complicated, which is determined by the potential and the dielectric conductivity affected by the electric field, radiation dose rate, and temperature. Using this new model, the surface and internal coupling charging simulation of the exposed dielectric can be performed. Therefore, the new model can provide a more comprehensive assessment for the charging of exposed dielectric of spacecraft.

**Keywords:** charging model, exposed dielectric, surface charging, deep dielectric charging

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

**DOI:** [10.7498/aps.67.20180532](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180532)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51577190), Equipment Preresearch Key Foundation, China (Grant No. 61402090201), and the Key Laboratory of Electromagnetic Environment Effect Foundation of China (Grant No. 614220501020117).

† Corresponding author. E-mail: [qingyuny@163.com](mailto:qingyuny@163.com)