

等离子体环境下孤立导体表面充电时域特性研究*

曹鹤飞¹⁾²⁾ 刘尚合^{1)†} 孙永卫¹⁾ 原青云¹⁾

1) (军械工程学院静电与电磁防护研究所, 石家庄 050003)

2) (石家庄学院物理系, 石家庄 050035)

(2013年3月9日收到; 2013年3月21日收到修改稿)

航天器在等离子体环境下的表面充放电受到多种因素影响, 其中充电时间是影响静电放电频次的一个重要因素. 本文从等离子体的微观结构出发, 同时考虑材料参数特性, 在对每个粒子运用力学原理的基础上, 以统计方法推导出孤立导体球表面充电电位时域表达式. 利用电位时域表达式推导出孤立导体球净电荷量时域表达式及静电场能量时域表达式. 以较低非极地地球轨道和较高地球同步轨道为例对孤立导体球电位、净电荷量及静电场能量的时域特性进行了讨论, 分析了空间环境参数和导体球半径大小对表面充电的影响, 总结出等离子体环境下孤立导体表面充电时域特性规律.

关键词: 等离子体, 孤立导体, 表面带电, 时域

PACS: 94.05.Jq, 51.10.+y

DOI: 10.7498/aps.62.149401

1 引言

航天器带电问题在 20 世纪中叶被发现并开始了研究^[1-7]. 处于等离子体环境中的航天器, 由于表面材料导电性能的差异, 不同材料间具有不同的电位. 如果电位差达到足够大时, 材料表面将会发生放电现象. 放电给航天器带来很多不利影响, 可能形成物理性损坏, 包括电源、微电子器件、敏感器件等器件损坏, 可能产生电磁干扰 (EMI), 对通信系统、逻辑系统、光学系统等产生影响, 还可能造成表面材料性能退化现象. 充放电效应是导致航天器故障的重要原因, 美国宇航公司空间科学应用实验室 Fennell 等^[8] 在对 298 起航天器在轨故障原因统计中给出了严峻的带电效应事实, 带电引起的航天器在轨故障超过总故障数的 50%.

影响航天器充放电的因素包括空间环境、材料特性及航天器飞行参数等. 航天器表面充电时间是影响放电频次的一个重要和直接因素. 本文综合考虑等离子体环境中粒子特性、孤立导体球大小及二次电子特性等因素, 从粒子的微观结构出发,

在对每个粒子运用力学原理的基础上, 运用统计方法, 利用粒子的麦克斯韦速度分布函数, 得出孤立导体球表面充电电位时域表达式. 在此基础上利用电位表达式推导出孤立导体球净电荷量时域表达式及静电场能量时域表达式. 通过讨论孤立导体球电位、静电荷量及静电场能量与时间及空间环境关系, 总结出等离子环境下孤立导体表面充电时域规律, 为我国航天器表面充放电防护技术研究提供一定理论参考.

2 孤立球形导体表面充电时域分析

等离子体一般分为低温等离子体和高温等离子体. 低温等离子体中电子热力学温度高于离子热力学温度 $T_e > T_i$, 在高温等离子体中电子和离子具有近似相同的热力学温度 $T_e \approx T_i$. 离子质量远远大于电子质量, 处于平衡态的等离子体电子的速度远远大于离子的速度 $v_e \gg v_i$. 由于电子和离子的随机热运动, 处于等离子体环境中的孤立导体表面将产生带电粒子的聚集. 电子的速率远大于离子的速率, 到达孤立导体表面的电子数目将大于离子数目,

* 国家自然科学基金 (批准号: 51177173) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2012M521886) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: liushh@cae.cn

其表面形成大量电子聚集,产生负场强.随着负场强的增加将对质子向表面聚集形成促进作用,对电子向孤立导体表面聚集形成阻碍作用,从而使流向孤立导体表面的电子流密度逐渐减小,质子流密度逐渐增加.当到达孤立导体表面的电子流密度与离子流密度相等时,表面电位将达到一个稳定值,保持不变^[9].

在 t 时刻,表面电位达到 $U(t)$ 时,由于负场强的存在,并非所有速率的电子都能够到达孤立导体球,只有面向孤立导体表面运动即沿表面法向且能量大到足够克服负电位所产生的势能的电子,才能够到达导体表面.设电子的质量为 m_e ,速度为 $v_{e\perp}$.则电子的最小动能为

$$-U(t)e = \frac{1}{2}m_e v_{e\perp\min}^2, \quad (1)$$

其中 $v_{e\perp\min}$ 为电子能够到达孤立导体表面的最小速率.即

$$|v_{e\perp\min}| = \sqrt{\frac{-2eU(t)}{m_e}}. \quad (2)$$

由 (2) 式可得只有当电子的速度

$$|v_{e\perp}| \geq \sqrt{\frac{-2eU(t)}{m_e}} \quad (3)$$

时,电子才能够到达孤立导体表面.其中 $v_{e\perp}$ 为垂直于导体表面电子速度的大小.

设单位时间内到达孤立导体表面,速度在 $dv_{e\perp}$ 区间的电子数为

$$d\Gamma_e = n_e f(v_{e\perp}) dv_{e\perp}, \quad (4)$$

其中沿垂直于导体表面方向的速度分量的麦克斯韦分布函数为

$$f(v_{e\perp}) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi kT_e}} \exp\left(-\frac{mv_{e\perp}^2}{2kT_e}\right), \quad (5)$$

将 (5) 式代入 (4) 式

$$d\Gamma_e = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi kT_e}} \exp\left(-\frac{mv_{e\perp}^2}{2kT_e}\right) dv_{e\perp}, \quad (6)$$

对 (6) 式两边积分,电子流密度为

$$\begin{aligned} \Gamma_e &= \int_{|v_{e\perp\min}|}^{\infty} n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi kT_e}} \exp\left(-\frac{mv_{e\perp}^2}{2kT_e}\right) v_{e\perp} dv_{e\perp} \\ &= n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{m_e v_{e\perp\min}^2}{2kT_e}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

将 (2) 式代入 (7) 式得

$$\Gamma_e = n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{eU(t)}{kT_e}\right). \quad (8)$$

由于负场强的存在,任何速率的离子均可到达导体表面.设质子的质量为 m_i ,由气体动理论得

$$d\Gamma_i = n_i f(v_{i\perp}) v_{i\perp} dv_{i\perp}, \quad (9)$$

其中

$$f(v_{i\perp}) = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi kT_i}} \exp\left(-\frac{mv_{i\perp}^2}{2kT_i}\right), \quad (10)$$

则离子流密度

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= \int_0^{\infty} n_i \sqrt{\frac{m_i}{2\pi kT_i}} \exp\left(-\frac{m_i v_{i\perp}^2}{2kT_i}\right) v_{i\perp} dv_{i\perp} \\ &= n_i \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}. \end{aligned} \quad (11)$$

设导体电子引起的二次电子系数为 δ_e ,由离子引起的二次电子系数为 δ_i ,则二次电子流密度

$$\Gamma_{se} = \delta_e \Gamma_e + \delta_i \Gamma_i. \quad (12)$$

设孤立导体球半径为 R ,面积 $S = 4\pi R^2$,导体球表面电位与电量的关系为

$$U(t) = \frac{Q(t)}{4\pi\epsilon R}, \quad (13)$$

两边求微分为

$$dU = \frac{dQ}{4\pi\epsilon R}, \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} dQ &= (-\Gamma_e + \Gamma_i + \Gamma_{se}) \cdot S \cdot dt \\ &= [-\Gamma_e(1 - \delta_e) + \Gamma_i(1 + \delta_i)] \cdot S \cdot dt, \end{aligned} \quad (15)$$

则

$$\begin{aligned} dU &= [-\Gamma_e(1 - \delta_e) + \Gamma_i(1 + \delta_i)] \frac{S}{4\pi\epsilon R} dt \\ &= [-\Gamma_e(1 - \delta_e) + \Gamma_i(1 + \delta_i)] \frac{R}{\epsilon} dt. \end{aligned} \quad (16)$$

将 (8) 和 (11) 式带入 (16) 式,得

$$\begin{aligned} dU &= \left[-n_e(1 - \delta_e) \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{eU}{kT_e}\right) \right. \\ &\quad \left. + n_i(1 + \delta_i) \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \right] \cdot \frac{R}{\epsilon} \cdot dt. \end{aligned} \quad (17)$$

设初始条件, $t = 0$ 时, $U = 0$,积分整理后表面电位与时间关系为

$$U(t) = -\frac{kT_e}{e} \ln \left[\left(1 - \frac{n_e(1 - \delta_e)}{n_i(1 + \delta_i)} \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \right) \right]$$

$$\begin{aligned} & \times \exp\left(-\frac{en_i(1+\delta_i)R}{kT_e\epsilon}\sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}\cdot t\right) \\ & + \frac{n_e(1-\delta_e)}{n_i(1+\delta_i)}\sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}}. \end{aligned} \quad (18)$$

为书写简便, 令

$$\begin{aligned} a &= -\frac{kT_e}{e}, \quad b = 1 - \frac{n_e(1-\delta_e)}{n_i(1+\delta_i)}\sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}}, \\ c &= -\frac{en_i(1+\delta_i)R}{kT_e\epsilon}\sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}, \\ d &= \frac{n_e(1-\delta_e)}{n_i(1+\delta_i)}\sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}}, \end{aligned}$$

则

$$U(t) = a \cdot \ln[b \cdot \exp(c \cdot t) + d], \quad (19)$$

其中 a, b, c, d 由等离子体环境参数及导体球参数决定.

将 (19) 式代入 (13) 式得导体球净电量随时间变化

$$Q(t) = 4\pi\epsilon R a \cdot \ln[b \cdot \exp(c \cdot t) + d]. \quad (20)$$

已知导体球静电场能量为

$$E(t) = \frac{Q(t)^2}{8\pi\epsilon R}, \quad (21)$$

将 (20) 式代入 (21) 式得导体球静电场能量随时间变化

$$E(t) = 2\pi\epsilon R a^2 \cdot \{\ln[b \cdot \exp(c \cdot t) + d]\}^2. \quad (22)$$

3 讨论

在高度较低的非极地地球轨道上 (LEO), 等离子体的温度较低, 为简单起见, 认为电子和离子温度近似相等 $T_e \approx T_i$, 一般为 1500—5000 K. 电子和离子密度近似相等 $n_e \approx n_i$, 一般为 $8 \times 10^{10} - 5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$, 离子以氧离子为主 [10]. 当 $T_e = 0.0773 \text{ eV}$, $T_i = 0.0745 \text{ eV}$, $n_e = 7.11 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$, $n_i = 7.03 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ 时, 由 (19) 式计算得到孤立导体表面电位为 0.36 V, 与欧空局的 SPIS (spacecraft plasma interaction system) 仿真软件计算得到的低轨道等离子体环境下航天器充电电位 $-0.334 - -0.375 \text{ V}$ 相一致 [11]. SPIS 软件在对卫星模型进行仿真过程中考虑了更多的实际情况, 起电率相对较小, (19) 式计算过程为理想情况, 起电率相对较大,

因此在充电时间上小于 SPIS 软件计算所得到的时间.

设孤立导体球半径为 0.1 m. 对处于阴影期的低轨孤立导体, 光电流为 0, 忽略二次电子流, 即 (19) 式中

$$b = 1 - \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad c = -\frac{en_i R}{kT_e \epsilon} \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}, \quad d = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}.$$

当 $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 保持不变, 由 (19) 式得到不同等离子体温度下孤立导体球表面充电电位随时间变化曲线如图 1 所示.

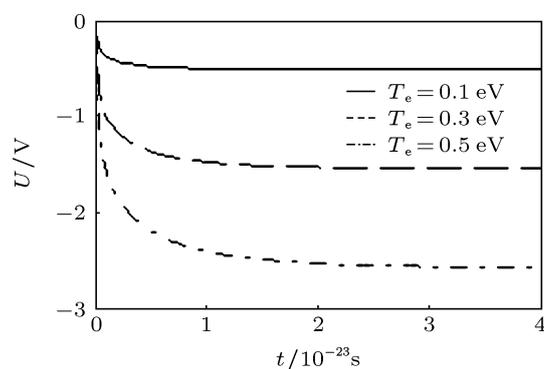


图 1 孤立导体球表面充电电位随时间变化 (n_e 不变)

从图 1 中可以看出孤立导体表面充电电位曲线在最初阶段斜率较大, 变化较为明显, 随着时间的增加, 曲线逐渐趋于平缓, 最后曲率为 0. 说明孤立导体在最初时间内充电较为明显, 电位增加较为明显, 随着时间的增加电位逐渐趋于一个固定值保持不变. 在相同的时间内等离子体温度越高, 孤立导体表面充电电位也就越高, 且最终的充电电位也越高.

当 $T_e = 0.5 \text{ eV}$ 保持不变, 由 (19) 式得到不同等离子体浓度下孤立导体球表面充电电位随时间变化曲线如图 2 所示.

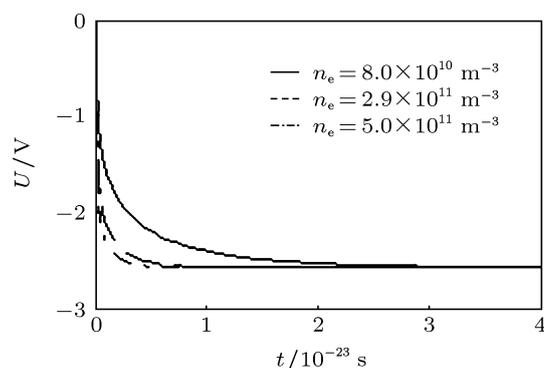


图 2 孤立导体球表面充电电位随时间变化 (T_e 不变)

从图 2 可以看出, 孤立导体表面充电电位曲线在最初阶段斜率随着离子浓度的增加而增加, 随着时间的增加, 斜率均有所下降, 趋近于 0, 曲线最终趋近于同一个值. 说明在相等的时间内, 随着等离子体浓度的增加孤立导体球表面充电电位增加也越为明显, 浓度越高孤立导体球表面电位到达最高值的时间就越短, 随着时间的增加它们最终的充电电位是相等的.

同理, 当 $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ 保持不变, 由 (20) 式得到不同等离子体温度下孤立导体球净电荷量随时间变化曲线如图 3 所示.

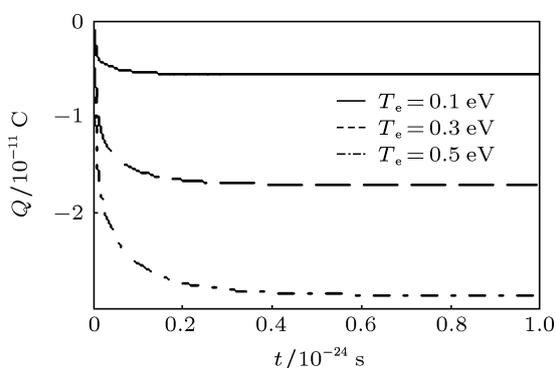


图 3 孤立导体球净电荷量随时间变化 (n_e 不变)

从图 3 可以看出, 孤立导体在最初时间内充电较为明显, 净电荷量增加较为明显, 随着时间的增加净电荷量逐渐趋于一个固定值保持不变. 在相同的时间内等离子体温度越高孤立导体所带净电荷量也就越高, 最终的净电荷量也越高.

当 $T_e = 0.5 \text{ eV}$ 保持不变, 由 (20) 式得到不同等离子体浓度下孤立导体球净电荷量随时间变化曲线如图 4 所示.

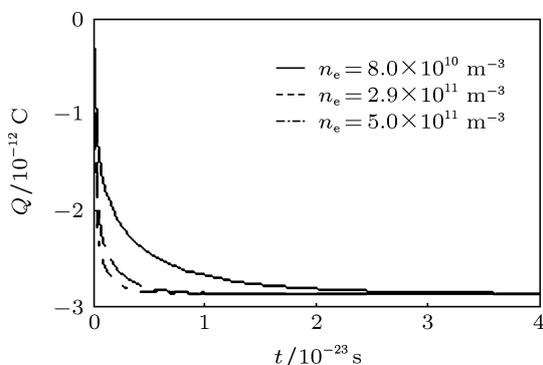


图 4 孤立导体球所带净电荷量随时间变化 (T_e 不变)

从图 4 可以看出, 在相等的时间内, 随着等离子体浓度的增加孤立导体球净电荷量增加也越为

明显, 浓度越高孤立导体球净电荷量到达最高值的时间就越短, 随着时间增加它们最终净电荷量是相等的.

当 $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 保持不变, 由 (22) 式得到不同等离子体温度下孤立导体球静电场能量随时间变化曲线如图 5 所示.

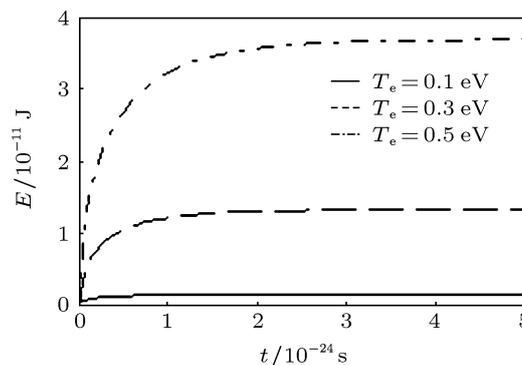


图 5 孤立导体球所带静电场能量随时间变化 (n_e 不变)

从图 5 可以看出, 孤立导体在最初时间静电场能量增加较为明显, 随着时间的增加净电荷量逐渐趋于一个固定值保持不变. 在相同的时间内等离子体温度越高孤立导体静电场能量也就越高, 最终的静电场能量也越高.

当 $T_e = 0.5 \text{ eV}$ 保持不变, 由 (22) 式得到不同等离子体浓度下孤立导体球静电场能量随时间变化曲线如图 6 所示.

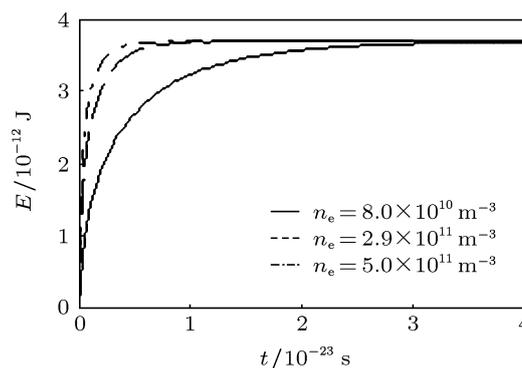


图 6 孤立导体球静电场能量随时间变化 (T_e 不变)

从图 6 可以看出, 在相等的时间内, 随着等离子体浓度的增加, 孤立导体球静电场能量增加也越为明显, 浓度越高孤立导体球静电场能量到达最高值的时间就越短, 随着时间增加它们最终的静电场能量是相等的.

在高度较高地地球同步轨道上 (GEO), 等离子体的温度很高, 基本处于 10^7 K 数量级, 等离子体浓度

较低一般为 10^7 m^{-3} [12]. 离子以质子为例进行计算, 由 (19) 式得到孤立导体表面充电电位随时间变化曲线, 如图 7 所示.

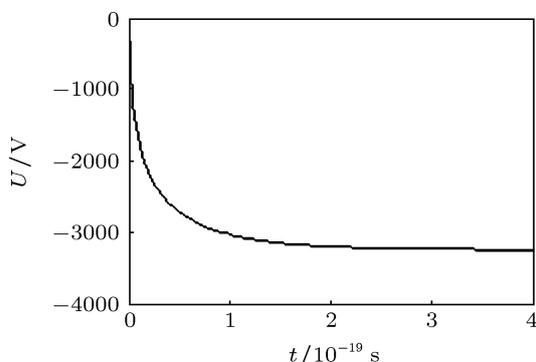


图 7 孤立导体球表面充电电位随时间变化

由图 7 可以看出, GEO 轨道孤立导体充电电位较高, 达到 -3237 V , 主要由于离子的温度较高造成的. 充电时间较 LEO 轨道充电时间增长, 主要因为离子浓度降低造成的. 高轨带电试验 ATS-6 卫星在 1974 年 9 月期间多次测得电位为 -3100 V , 理论计算结果与探测结果一致 [13].

由 (20) 式得到 GEO 轨道不同半径的孤立导体球净电荷量随时间变化曲线, 如图 8 所示.

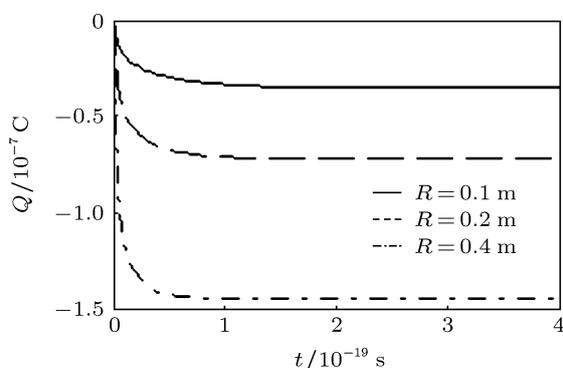


图 8 孤立导体球净电荷量随时间变化

由图 8 可以看出, 在初始阶段充电电量变化较为明显, 随着时间的增加净电荷量逐渐趋近于一最大值. 在等离子体环境参数保持不变的情况下, 净电荷量的最大值随着孤立导体球的半径增加而增加, 达到最大值的时间随着半径的增加而减小.

由 (22) 式得到 GEO 轨道不同半径的孤立导体球静电场能量随时间变化曲线, 如图 9 所示.

由图 9 可以看出, 在初始阶段静电场能量变化较为明显, 随着时间的增加静电场能量逐渐趋近于一最大值. 在等离子体环境参数保持不变的情况

下, 静电场能量的最大值随着孤立导体球的半径增加而增加, 达到最大值的时间随着半径的增加而减小. 当 $R = 0.4 \text{ m}$ 时, 静电场能量的最大值是 $2.3 \times 10^{-4} \text{ J}$, 经地面微波低噪声硅半导体晶体管电磁脉冲损伤研究发现, 当放电能量为 $2 \times 10^{-5} \text{ J}$ 时电子元件将出现损伤 [14], 若孤立导体球与周围电子元件进行电磁脉冲放电, 将有足够的静电场能量对其周围电子元气造成损伤和影响. 等离子体环境下, 半径为 0.1 m 的孤立导体球在 GEO 轨道达到最大净电荷量时间一般为 10^{-19} s 数量级, 当等离子体浓度增加或者孤立导体体积增大时该时间将变得更小. SCHATH 卫星在轨测量到的材料静电放电时间为纳秒数量级 [15], 若环境参数保持不变且孤立导体满足放电条件时, 由于充电时间远远小于放电时间, 将产生不间断的持续放电, 从而产生更大的危害.

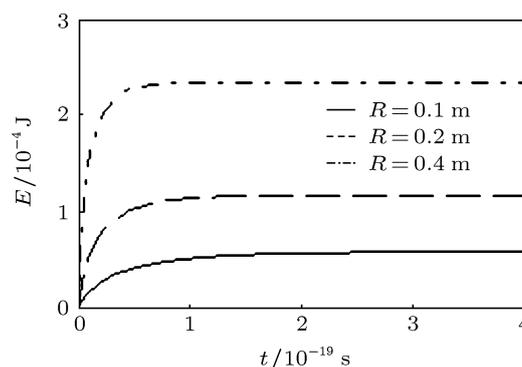


图 9 孤立导体球静电场能量随时间变化

4 结论

等离子体环境下孤立导体球表面充电电位、净电荷量及静电场能量在初始阶段变化明显, 随着时间的增加均趋近各自极值, 三者极值均随着等离子体温度的增加而增加, 达到极值的时间随着等离子体浓度的增加而变短. 孤立导体球表面电位极值与半径无关, 但到达电位极值的时间随着半径的增加而减小. 孤立导体球净电荷量及静电场能量达到极值的时间随着半径的增加而减小, 二者最大值随着孤立导体球的半径增加而增加. 孤立导体球在等离子体环境下表面充电电位、净电荷量及静电场能量均在极短时间内达到极值, 在一定条件下具有使硅半导体晶体管电磁脉冲损伤的足够能量. 一般情况下, 孤立导体极易满足达到充电最大电位的时间远小于放电所需时间的条件.

- [1] Cai M H, Han J W, Li X Y, Li H W, Zhang Z L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6659 (in Chinese) [蔡明辉, 韩建伟, 李小银, 李宏伟, 张振力 2009 物理学报 **58** 6659]
- [2] Lai S L 1998 *AIAA 36th Aerospace Sciences Meeting* Reno, NV, January 12–15, 1998 pp98–1042
- [3] Tajmar M 2002 *J. Spacecraft Rockets* **39** 886
- [4] Lai S T 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 1118
- [5] Katz I, Davis V A, Snyder D B 1998 *AIAA 36th Aerospace Sciences Meeting* Reno, NV, January 12–15, 1998 pp98–1002
- [6] Kazami Y, Junichiro K, Norio O, Michikazu K, Naoki H, Ryuji S, Kenichirou S, Takeshi T 2009 *Appl. Surf. Sci.* **256** 598
- [7] Kim H J, Lee J J, Rhee J G, Lee E S, Min K W, Sung D K 2003 *J. Spacecraft Rockets* **40** 875
- [8] Huang B C, Tong J Y 2010 *Space Environment Engineering* (Beijing: Chinese Science and Technology Press) p451 (in Chinese) [黄本诚, 童靖宇 2010 空间环境工程学 (北京: 中国科学技术出版社) 第 451 页]
- [9] Cao H F, Liu S H, Sun Y W, Yuan Q Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **63** 11 (in Chinese) [曹鹤飞, 刘尚合, 孙永卫, 原青云 2013 物理学报 **63** 11]
- [10] Pisacane V L (Translated by Zhang Y L, Chen X Q, Yan Y) 2011 *The Space Environment and Its Effects on Space Systems* (Beijing: China Aerospace Press) p262 (in Chinese) [Pisacane V L 著 (张育林, 陈小前, 闫野译) 2011 空间环境及其对航天器的影响 (北京: 中国宇航出版社) 第 262 页]
- [11] Yang F, Shi L Q, Liu S Q, Gong J C 2011 *Chin. J. Space Sci.* **31** 509 (in Chinese) [杨昉, 师立勤, 刘四清, 龚建村 2011 空间科学学报 **31** 509]
- [12] Pisacane V L (Translated by Zhang Y L, Chen X Q, Yan Y) 2011 *The Space Environment and Its Effects on Space Systems* (Beijing: China Aerospace Press) p234 (in Chinese) [Pisacane V L 著 (张育林, 陈小前, 闫野译) 2011 空间环境及其对航天器的影响 (北京: 中国宇航出版社) 第 234 页]
- [13] Bartlett R O, De Forest S E, Goldstein R 1975 *AIAA 11th Electric Propulsion Conference* New Orleans, La., March 19–21, 1975 pp75–0359
- [14] Yang J, Liu S H, Yuan Q Y, Wu Z C 2007 *High Voltage Engin.* **33** 111 (in Chinese) [杨洁, 刘尚合, 原青云, 武占成 2007 高电压技术 **33** 111]
- [15] Wang L, Qin X G 2002 *Vac. Cryogenics* **8** 83 (in Chinese) [王立, 秦晓刚 2002 真空与低温 **8** 83]

Characteristics plasma environment isolated conductor surface charging time domain*

Cao He-Fei¹⁾²⁾ Liu Shang-He^{1)†} Sun Yong-Wei¹⁾ Yuan Qing-Yun¹⁾

¹⁾ (Electrostatic and Electromagnetic Protection Institute, Ordnance Engineering College, Shijiazhuang 050003, China)

²⁾ (Department of Physics, Shijiazhuang College, Shijiazhuang 050035, China)

(Received 9 March 2013; revised manuscript received 21 March 2013)

Abstract

Spacecraft surface charging and discharging in a plasma environment are affected by many factors, and the charging time is an important factor to influence the discharging frequency. In this paper, considering microstructure and material parameters of the plasma characteristics, applying the principles of mechanics to each particle, and using statistical methods, the expression of isolated conductor ball surface charging potential time-domain is deduced. Using the general expression of voltage, we deduce the expression of the time domain of electrostatic charging quantity of isolated conducting sphere and the expression of the time domain of the electrostatic field energy. Taking low earth orbit and geosynchronous orbit for example, we discuss the potential of isolated conducting sphere, static load and the characteristics of the electrostatic field energy. The influences of space environment parameters and the size of the conducting sphere radius on surface charging are analyzed. The laws of the time domain of isolated conductor surface charging in plasma environment are summarized.

Keywords: plasma, isolated conductor, surface charging, time domain

PACS: 94.05.Jq, 51.10.+y

DOI: 10.7498/aps.62.149401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51177173) and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2012M521886).

† Corresponding author. E-mail: liushh@cae.cn