

空间站快速充电事件的机理研究

黄建国[†] 易忠 孟立飞 赵华 刘业楠

(北京卫星环境工程研究所, 研发中心, 北京 100094)

(可靠性与环境工程技术重点实验室, 北京 100094)

(2012年8月30日收到; 2012年12月3日收到修改稿)

空间站等大型航天器由于采用高压太阳电池阵而引发的带电问题成为近年来航天器带电研究领域的热点问题。近年来观测到国际空间站(ISS)在出地影瞬间产生的“快速带电”事件(也称“异常带电”),再度引起了对低轨道航天器充电效应的深入研究。“快速带电”事件的特征为,集中出现在出地影的瞬间,在几秒内快速上升到较高电位(30—70 V),然后在几十秒时间内缓慢衰降,相对高压电池阵本身引起的结构体带电(称为“正常带电”,一般在30 V以下)严重得多。目前国际上对“快速带电”的研究尚不充分。本文在Furguson等人机理研究工作的基础上,首次建立了描述“快速带电”事件的物理模型,定量揭示了其充电过程的主要机理。根据该模型对国际空间站的“快速带电”进行计算,结果与观测到的典型充电脉冲符合,模型预测的快速带电事件的统计规律也与观测结果基本一致。

关键词: 表面充电, 等离子体, 空间站, 高压太阳电池阵

PACS: 94.05.Dd, 94.05.Jq, 77.22.Jp

DOI: 10.7498/aps.62.099401

1 引言

国际空间站(International Space Station, ISS)采用的是母线电压160 V的高压太阳电池阵,结构体连接于电池阵负端。早期分析认为可能导致结构体产生高达-110—-140 V的悬浮电位,足以使阳极化铝热控涂层(厚约1.5 μm,用以微小碎片防护)发生频繁击穿放电^[1];同时实验研究表明,高悬浮电位可能引发与结构体连接的航天员出舱活动单元(EMU)相关部件发生强弧光放电,并引发航天员心脏停搏^[2,3]。因此,在ISS运行之初即安装了悬浮电位探针(FPP)用以监测结构体悬浮电位,并设计了采用等离子体接触器的电位控制单元(FPCU),同时展开了一系列ISS带电的相关研究工作^[4,5]。然而FPB的观测数据表明,实际的空间站悬浮电位一般不高于25 V,远低于之前预测的水平。于是,关于空间站带电的机理研究引起了航天界极大关注,成为近年来空间环境效应领域的研究热点。

空间站的悬浮电位指结构体相对于空间等离子体的电位。LEO等离子体温度较低,不会引起可

观的带电,结构体的悬浮电位主要来源于几个因素:首先,高压太阳电池阵与LEO等离子体环境相互作用(收集电子或离子)达到平衡时,电池阵的某一点与空间等离子体处于等电位,而连接于电池阵负端的结构体相对于空间等离子体悬浮于某一负电位,这是引起结构体带电的主要因素,也称作“正常带电”(normal charging events, NCE);其次,庞大的结构体在地磁场中飞行也会产生最多十伏左右的电位($v \times B \cdot l$),并随飞行姿态而变化;此外,光电子、环境等离子体参量变化等也会引起结构体电位的变化,但属于次要因素。

在LEO轨道等离子体环境中,电子的充电电流密度是离子电流的几十倍,根据充电电流平衡方程,如果只考虑太阳电池边缘的暴露导体(早期分析认为),则太阳电池阵大约90%将悬浮于负电位(收集离子电流),而10%悬浮于正电位(收集电子),因此,连接于电池阵负端的结构体将悬浮于-140 V左右。但针对太阳电池暴露导体收集电流的飞行试验及地面研究表明^[6],处于正电位的太阳电池,其缝隙内的暴露导体并不能充分地收集空间电子,入射电子被玻璃盖片表面电位(相对于空间等离子体带

[†] 通讯作者。E-mail: huangjg2012@163.com

负电, 电位为几个 kT_e) 形成的势垒“堵塞”了, 因此收集电子能力大大降低, 实际 ISS 结构体(电池阵负端)的悬浮电位远低于早期预测水平, 只有不到 25 V。图 1 所示为 FPP 得到的 ISS 悬浮电位, 在 ISS 出地影时观测到 NCE 脉冲叠加在 $v \times B \cdot l$ 电位本底上, 脉冲宽度约在分钟量级, 之后随着电池阵关闭充电脉冲消失。

为了更详尽观测空间站带电问题, 2006 年 ISS 上安装了一套多探针悬浮电位测量单元(FPMU)^[8,9], 观测数据的采样率及精度都大大提高, 从而可以观测带电事件的细致过程。很快便观测到一种新的空间站带电现象, 即“快速带电”(rapid charging events, RCE), 相对于 NCE 严重得多。RCE 的特征是, 集中出现在空间站出地影的瞬间, 结构体悬浮电位呈快速脉冲, 在几秒内电位迅速上升至几十 V(最高观测到 70 V), 然后在几十秒时间内降落到“正常带电”水平, 如图 2 所示。

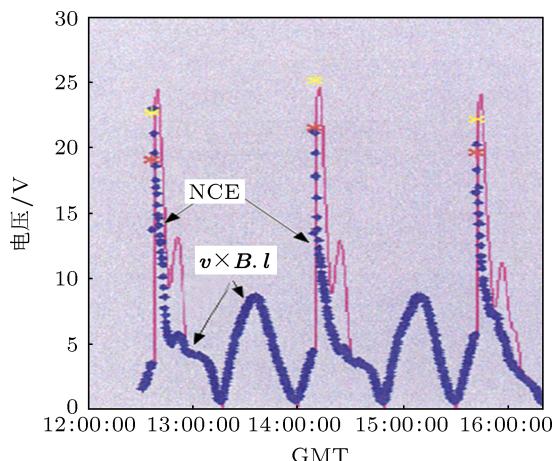


图 1 国际空间站 FPP 观测的 NCE 和切割磁力线带电($v \times B \cdot l$)^[10]

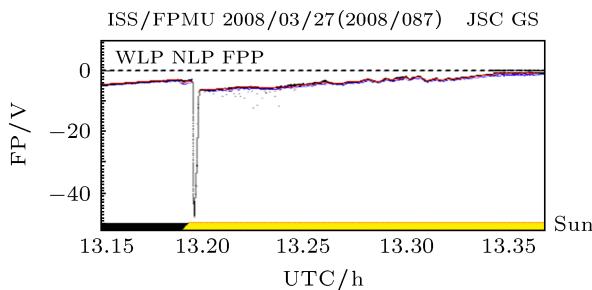


图 2 国际空间站 FPMU 观测的 RCE^[10]

针对“快速带电”事件, Ferguson 等^[9]分析总结了带电幅度与环境参量关系的统计规律, 并从充

电过程、出地影瞬间的环境特征、ISS 具体结构参数分析等入手初步揭示了其基本轮廓。目前还没有一个完整清晰的物理模型来描述“快速带电”事件并定量揭示其机理。本文在 Ferguson 等^[9]的研究基础上, 从充电的电路模型入手, 建立了快速带电的物理模型用以描述带电的微观过程及参量变化。根据该模型对国际空间站在典型环境下的“快速带电”进行计算, 结果与观测到的典型充电脉冲符合, 模型预测的快速带电事件随环境参量变化的统计规律也与观测结果基本一致。

2 充电的电路模型及充电方程

空间站的带电是空间等离子体与空间站相互作用的结果, 充电过程可以用适当的电路方程来模拟。航天器表面绝缘材料和暴露导体在等离子体环境中相对独立充电, 彼此之间可以认为没有电流交换, 因此, 结构体的悬浮电位主要由暴露导体的面积决定。表面绝缘材料的充电对结构体充电主要由两方面影响: 一方面, 表面绝缘材料改变了结构体对空间等离子体的电容从而影响充电过程, 但对平衡电位没有影响; 另一方面, 太阳电池玻璃盖片的充电会堵塞进入盖片缝隙内导体的电流, 该效应对结构体充电过程和平衡电位都会产生影响(后面将详细讨论)。暴露导体主要有两类: 首先是太阳电池缝隙内导体, 如互连片、太阳电池片侧缘的半导体等; 另一类是结构体上直接暴露的金属部件, 如支撑或拉伸太阳帆板的杆状或丝状导体等。因此, 空间等离子体对结构体的充电主要有两个渠道: 一个是通过太阳帆板缝隙导体对结构体充电, 另一个是对结构体暴露导体直接充电。

结构体充电过程及电路模型如图 3 所示。整个空间站系统可以简化为太阳帆板和结构体两部分, 若太阳帆板上的压降为 V_0 , 连接于帆板负端的结构体的悬浮电位为 ϕ , 则太阳帆板正端的悬浮电位为 $V_0 - \phi$ 。设太阳帆板由 n 个串联的电池单元组成, 第 k 个单元从周围等离子体中收集的电流为 I_k ($k = 1, 2, \dots, n$), I_k 是该点电位及等离子体参量的函数; 结构体暴露导体收集的电流为 I_{str} ; 收集电流用电流源等效; 图中, ΔV 表示每个电池单元上的电压降。考虑到太阳帆板上的电位梯度只取决于电池阵两端的电压降 V_0 , 因此, 太阳电池从空间等离子体收集的电流都传输到结构体用于改变结构体的悬浮电位, 而太阳帆板的电位随结构体电位变化作整

体性移动而保持帆板上电位梯度(两端的电压降)不变。结构体的充电满足如下方程:

$$\sum_{k=1}^n I_k + I_{\text{str}} = C_s \frac{dV_s}{dt}, \quad (1)$$

这里 V_s , C_s 分别是结构体悬浮电位及其相对于空间等离子体的电容。

如图所示, 帆板的正偏压部分(“+”)收集电子

电流(负), 而负偏压部分(“-”)收集离子电流(正)。值得注意的是, “快速充电”事件发生在空间站刚出地影的几十秒内, 太阳帆板首先受到红外波段的太阳辐照 [9,11,12], 而光电子主要由随后到来的紫外辐照产生, 而快速充电事件只发生在出地影后短短几十秒时间内, 所以, 这里只考虑环境等离子体的充电流, 而不考虑光电子电流。

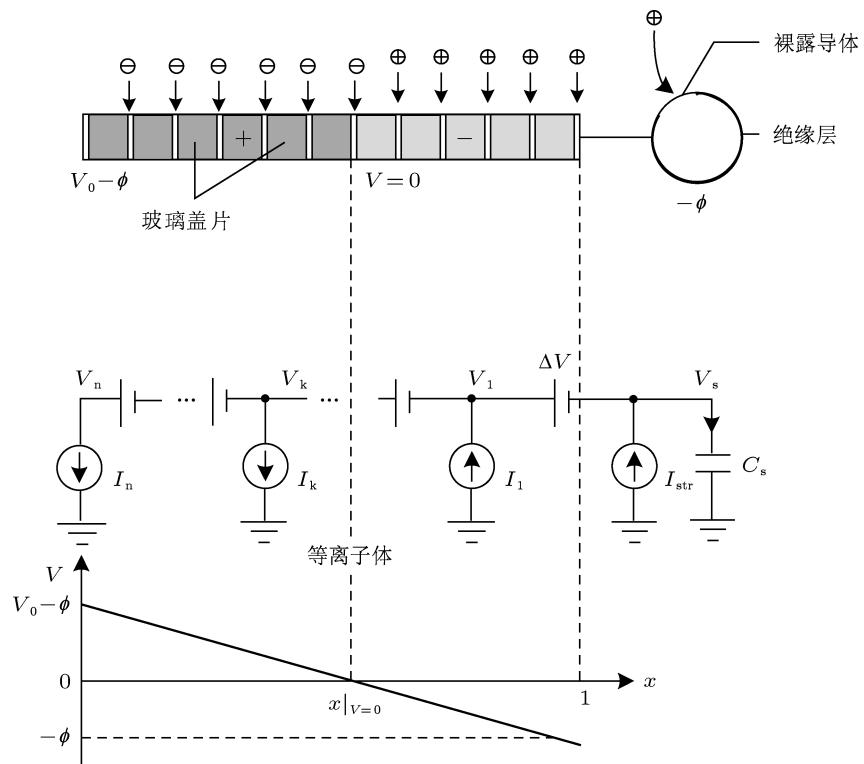


图 3 结构体充电过程及等效电路示意图

将(1)式中求和化为积分, 得到结构体充电的微分方程

$$\int_0^{x|_{V=0}} J_{e-SA}[V(x, \phi)] A_{SA} \cdot dx - \int_{x|_{V=0}}^1 J_{i-SA}[V(x, \phi)] A_{SA} \cdot dx - J_{i-str}(\phi) A_{str} = C_s \frac{d\phi}{dt}, \quad (2)$$

这里, x 为归一化位置坐标, 在帆板的最左端, $x = 0$, 最右端, $x = 1$; V 表示 x 处电位; A_{SA} , A_{str} 分别表示帆板及结构体上暴露导体的总面积。式中第一项表示帆板正偏压部分(从最左端 $x = 0$ 到电位分界点 $x|_{V=0}$ 部分)的收集电流, 第二项表示帆板负偏压部分(从电位分界点 $x|_{V=0}$ 到最右端 $x = 1$ 部分)的收集电流, 第三项表示结构体暴露导体的收集电流。

若帆板上压降为 V_0 , 结构体悬浮电位为 $-\phi$, 则电位分界点由下式确定:

$$x(t)|_{V=0} = \frac{V_0(t) - \phi(t)}{V_0(t)}. \quad (3)$$

空间站出地影瞬间太阳帆板在光照下迅速启动, 设电压降 V_0 由 0 V 线性升至饱和值, 则其函数形式为

$$V_0(t) = \begin{cases} \frac{t}{t_0} U, & t \leq t_0, \\ U, & t > t_0, \end{cases} \quad (4)$$

这里, U 为帆板上的饱和电压, 对于 ISS, $U = 160$ V; t_0 是启动时间。

3 充电机理及收集电流的计算

3.1 电子电流

方程(2)中第一项为帆板正偏压部分收集的电子电流。对于LEO等离子体，航天器速度(7.8 km/s)远大于离子热速度而远小于电子热速度，等离子体按中热等离子体模型处理，即相对于航天器而言，离子被看做以航天器速度迎面而来的束流，而电子仍以热速度运动。电子电流密度为

$$J_{e0} = N_e e (k T_e / 2\pi m_e)^{1/2} = 6.43 \times 10^{-15} N_e T_e^{1/2}, \quad (5)$$

这里，单位选取： N_e [m⁻³]， T_e [eV]。

对于处于偏压 V 的导体，等离子体鞘层增大，所有进入鞘层的电子都被收集；对于柱状导体，当鞘层半径远大于导体柱半径时，鞘层半径近似为^[13]

$$r_{sh} = 0.78(V/T_e)^{1/2} \lambda_d, \quad (6)$$

这里， λ_d 是德拜半径。

根据文献[9]中分析，ISS太阳帆板的大部分正偏压部分鞘层半径大于帆板宽度，整个帆板被半径变化的柱面状鞘层所包裹（如图4所示），所有进入鞘层的电流平均分布在帆板表面上，所以，收集的电子电流密度为

$$J_e(V) = \frac{\pi r_{sh}}{d} J_{e0}. \quad (7)$$

当太阳电池瞬间处于正电位 V 时，玻璃盖片也近乎处于此电位，正偏压部分的收集电流可按上式计算；但随之处于正偏压的玻璃盖片会被空间等离子体迅速充电到平衡电位，并在缝隙上部形成势垒，对进入缝隙导体的电子产生堵塞效应。

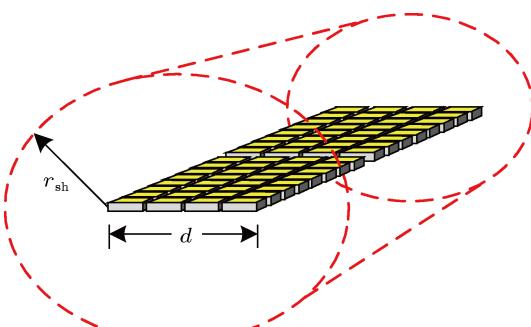


图4 太阳电池帆板鞘层示意图

3.2 电池片缝隙的堵塞效应

并非所有的电池片暴露导体都能同样有效地

收集电流，对于相邻电池片间隙内导体，当玻璃盖片充电达到周围等离子体电位时，在缝隙上方形成势垒并进一步阻挡了进入缝隙内的电流，相当于缝隙内导体的电流收集通道被堵塞了，而只有处在帆板两侧的电池边缘暴露导体可以有效地收集电流。如果玻璃盖片缝隙的堵塞时间为 τ_{ch} ，则电池片缝隙内导体的收集电流按照 $\exp(-t/\tau_{ch})$ 形式衰减。布局如图4所示，则电池阵两侧暴露导体面积约占全部电池暴露导体的1/8。所以，太阳帆板正偏压部分所收集的平均电子电流密度为

$$J_{e-SA}(V) = \frac{\pi r_{sh}}{d} \left[\frac{1}{8} J_{e0} + \frac{7}{8} J_{e0} \exp(-t/\tau_{ch}) \right]. \quad (8)$$

3.3 离子电流

空间站的飞行速度约为7.8 km/s，远大于离子热速度，通常只需要考虑迎面撞击的离子电流。对于一个以速度 v_s 在电离层中飞行的平板导体（法向与速度方向一致），表面收集的离子电流密度为^[14]

$$J_{i0} = N_e e v_s. \quad (9)$$

对于处于负偏压 V 的柱状导体（柱半径远小于德拜半径），根据轨道限制理论，入射离子的有效收集面积增大，离子电流密度如下式所示^[14]，相当于入射离子发生了汇聚：

$$J_i(V) = J_{i0} \left(1 + \frac{|V|}{T_i^*} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

这里， T_i^* [eV]是与 $\frac{1}{2}m_i v_s^2$ 相当的等效离子温度；对于ISS轨道，离子主要是氧离子， $v_s = 7.8$ km/s， $T_i^* = 4.89$ eV。

对于太阳电池阵的负偏压部分，考虑到电池片缝隙导体被部分遮挡，而且离子对缝隙导体表面的入射角十分复杂，简单采用公式(9)的平板模型是合适的。因而，电池阵负偏压部分的离子收集电流密度为

$$J_{i-SA} = J_{i0} = N_e e v_s. \quad (11)$$

ISS上总共有超过500 m的丝状或杆状导体（电位为 $-\phi$ ），采用柱状模型((10)式)并考虑到它们方向各异，其有效电流收集面积应该加上因子1/2，则其电流密度为

$$J_{i-str}(\phi) = \frac{1}{2} N_e e v_s \left[1 + \frac{|\phi|}{T_i^*} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

将(8), (11), (12)式代入方程(2), 得到充电的微分方程

$$\begin{aligned} & A_{\text{SA}} \left\{ \int_0^{x|_{V=0}} \frac{\pi r_{\text{sh}}}{d} J_{\text{e0}} \left[\frac{1}{8} + \frac{7}{8} e^{-t/\tau_{\text{ch}}} \right] \cdot dx \right. \\ & \left. - \int_{x|_{V=0}}^1 N_{\text{e}} e v_s \cdot dx \right\} - A_{\text{str}} \frac{N_{\text{e}} e v_s}{2} \left[1 + \frac{|\phi|}{T_i^*} \right]^{1/2} \\ & = C_s \frac{d\phi}{dt}. \end{aligned} \quad (13)$$

根据ISS的相关结构参数为^[15]: 电池片尺寸为8 cm × 8 cm, 电池侧缘暴露深度为0.15 mm; 4个电池阵每个包含82个电池串, 每串有400个电池片; 因此电池阵的暴露面积为: $A_{\text{SA}} = 6.3 \text{ m}^2$. 框架上用于拉伸太阳帆板的金属丝、杆平均直径2.38 mm, 长度共计500 m, 因此, 结构体暴露面积为 $A_{\text{str}} = 7.5 \text{ m}^2$. 为了求解方程, 结构体电容 C_s 、玻璃盖片缝隙的堵塞时间常数 τ_{ch} 、以及电池阵的启动函数 $V_0(t)$ 还需要确定.

4 参量的估算

4.1 结构体电容 C_s

结构体相对空间等离子体的电容如图5所示, 结构体表面绝缘层(平均几十μm)的电容 C_{ins} 和绝缘层表面等离子体鞘层形成的电容 C_{sh} 串联, 再与裸露导体与等离子体鞘层之间的电容 C_{cond} 并联. $C_{\text{ins}} \gg C_{\text{sh}} \gg C_{\text{cond}}$, $C_s \approx C_{\text{sh}}$. 若取结构体表面积500 m², 鞘层厚度cm量级, 则 $C_s \approx 1 \times 10^{-6} \text{ F}$.

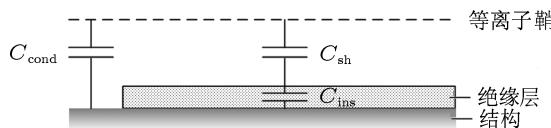


图5 结构体电容的等效电路

4.2 堵塞时间常数 τ_{ch}

如上分析, 玻璃盖片缝隙内电流堵塞主要是由于玻璃盖片的充电引起的, 因此, 估算堵塞时间常数 τ_{ch} 需要首先考察玻璃盖片的充电时间. 当太阳电池突然施加正偏压 V 的瞬间, 玻璃盖片表面与太阳电池之间的电位差不会突变, 其变化是个电容充电过程; 因此, 突然加电后瞬间玻璃盖片几乎达到太阳电池电位, 随后等离子体对盖片重新充电直到平衡. 在整个充电过程中, 入射到玻璃盖片的电子

电流密度约为(平板模型)

$$J_{\text{e}} = \begin{cases} J_{\text{e0}}, & V > 0, \\ J_{\text{e0}} \exp\left(\frac{eV}{kT_{\text{e}}}\right), & V \leq 0. \end{cases} \quad (14)$$

倘若没有缝隙内导体的影响, 玻璃盖片会充电到悬浮电位为止($J_{\text{e0}} = J_{\text{i0}}$). 由于有处于正偏压 V 的缝隙内导体暴露在外, 会继续吸引高能尾中的电子进入缝隙区域, 因此缝隙边缘附近的玻璃盖片会继续充到远低于悬浮电位的负电位, 直到将进入缝隙的入射电子全部堵塞.

$V > 0$ 时的充电电流远大于 $V < 0$ 时的电流, 因此, 玻璃盖片充电的时间主要由 $V < 0$ 时的充电过程决定. 有

$$\frac{J_{\text{e}}}{C/A} = -dV/dt, \quad (15)$$

式中, C/A 为单位面积玻璃盖片的电容. 这里, $C/A = \epsilon_0/\lambda_d$, λ_d 为cm量级, C/A 为nF/m²量级. 将(14)式第二式代入(15)式, 得

$$V = -\frac{kT_{\text{e}}}{e} \left[1 + \ln \left(\frac{e}{kT_{\text{e}}} \frac{J_{\text{e0}}}{C/A} t \right) \right]. \quad (16)$$

玻璃盖片的表面电位变化($V < 0$ 部分)如图6所示, 堵塞时间常数 τ_{ch} 约为0.5—3 s.

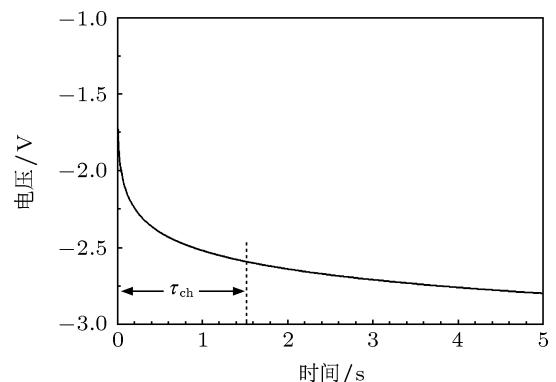


图6 玻璃盖片表面电位演化($V < 0$ 的充电过程)及堵塞时间常数

4.3 太阳帆板的电压启动函数 $V_0(t)$ 及启动时间 t_0

太阳帆板在出地影受到光照的瞬间, 虽然每个电池片的启动时间(μs级)可以忽略不计, 但由于电池片激发的随机性, 整个帆板电压的启动模式无法确切知道.“快速充电”脉冲的典型上升时间只有1—3 s, 可以认为在该时间尺度内整个帆板两端的压降 V_0 由0 V线性爬升到饱和值 U , 如(4)式所示.

此外, 还有一种更为合理的启动方式, 即假设单个电池片的激发是随机过程, 单位时间内激发的太阳电池片数量 $n(t)$ 符合麦克斯韦分布, 且沿太阳帆板均匀分布

$$n(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}t_0} \exp \left[-\left(\frac{t-t'}{t_0} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

则整个帆板上的压降为 $n(t)$ 对时间的积分, 如图 7 所示.

$$V_0(t) = \frac{U}{\sqrt{\pi}t_0} \int_0^t \exp \left[-\left(\frac{t-t'}{t_0} \right)^2 \right] dt. \quad (18)$$

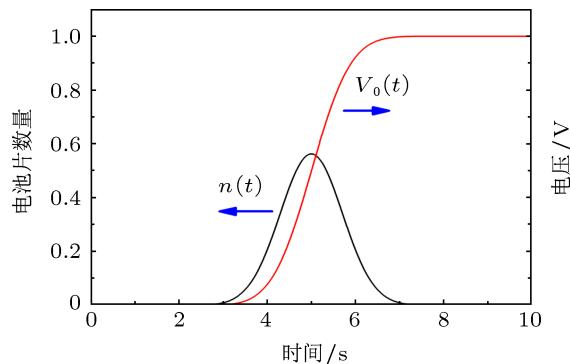


图 7 太阳帆板启动过程中帆板两端电压降及激发的电池片数量随时间的变化

5 计算结果及分析

对 ISS 轨道典型的电离层等离子体环境, 取 $n_e = 2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 0.173 \text{ eV}$ ^[9]. 分别针对“线性启动”和“麦克斯韦”启动情况进行了计算. 图 8 为该环境条件下观测到的一个典型快速充电脉冲波形^[9], 图 9 根据模型计算的“麦克斯韦”启动方式下(图中虚线所示)的结构体充电脉冲的算例, 其中, 玻璃盖片充电时间 $t_0 = 1.0 \text{ s}$, 结构体电容 $C_s = 1.0 \mu\text{F}$. 可以看出, 二者在上升时间、充电幅度、衰减时间上都比较一致.

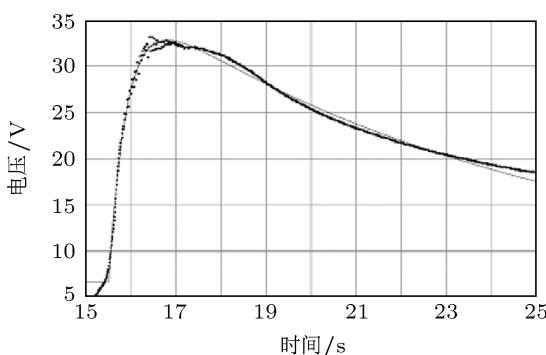


图 8 一个 ISS 结构体快速充电的典型波形^[9]

图 10 和图 11 分别为另一个典型观测脉冲及模型计算结果, 模型计算中取“线性启动”方式(图 10 中虚线所示), $t_0 = 1.2 \text{ s}$, $C_s = 1.0 \mu\text{F}$. 图 10 的充电脉冲中, 快速充电脉冲叠加在一个 10 V 左右的本底电位上, 该电位是由 $(B \times v) \cdot l$ 效应产生的, 扣除本底后脉冲幅度约 40 V , 观测脉冲的特征参数与模型计算结果比较符合.

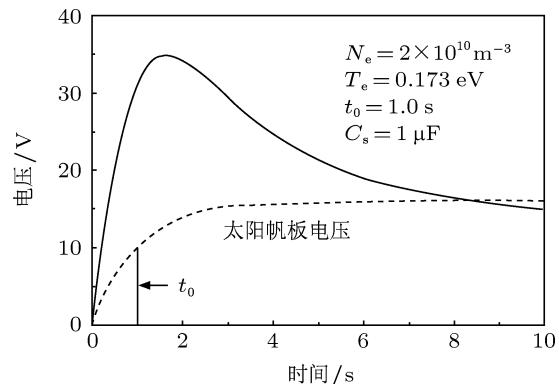


图 9 快速充电脉冲算例一(虚线所示为麦克斯韦启动方式下的太阳帆板电压)

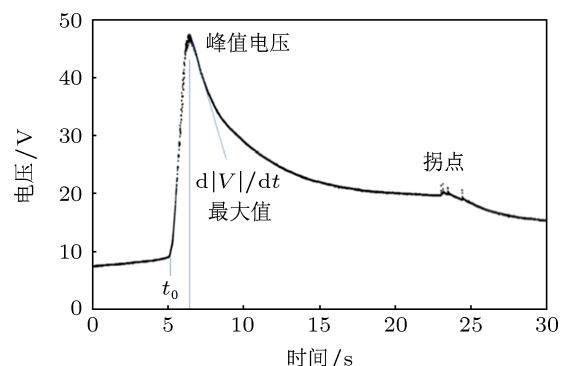


图 10 一个 ISS 结构体快速充电的典型波形^[9] (叠加了约 10 V 的 $(B \times v) \cdot l$ 本底电位)

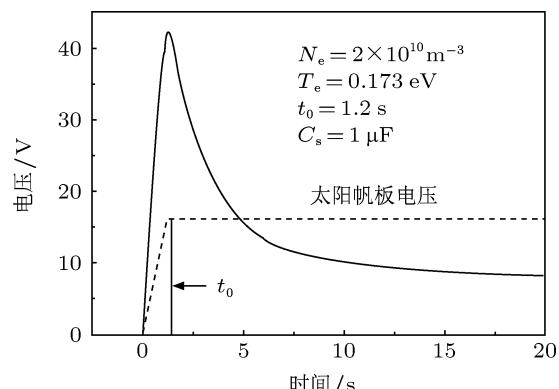
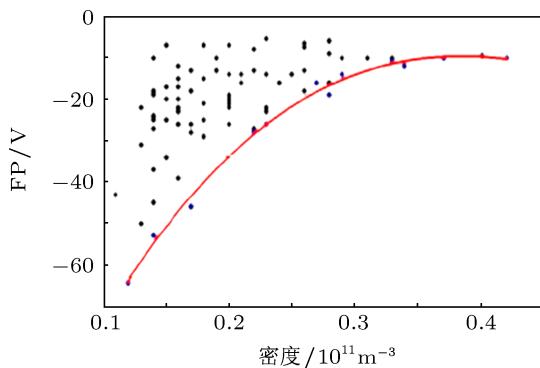
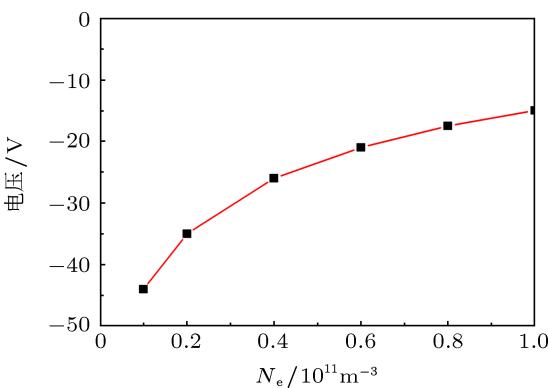


图 11 快速充电脉冲算例二(虚线所示为线性启动方式下的太阳帆板电压)

图 12 观测的 ISS 快速充电脉冲幅度随 N_e 的分布^[16]图 13 ISS 快速充电脉冲幅度随 N_e 变化的计算结果

根据该模型, 简单研究了快速充电脉冲幅度随

LEO 等离子体环境的变化规律, 如图 12 所示为观测结果, 图 13 为模型计算结果, 在 T_e (0.173 eV) 不变的情况下充电脉冲幅度随 N_e 增加而衰减^[16], 与图 12 中最大充电脉冲的变化规律基本一致.

6 结 论

通过计算结果与 ISS 典型观测数据的比较, 说明所建立的空间站快速充电过程的物理模型是合理的. 由于文献中提供的关于 ISS 出地影时的快速充电事件观测数据十分有限, 模型的比较和验证无法覆盖更广泛的环境条件, 有待于进一步进行研究.

从计算结果分析, 之所以在出地影瞬间产生远大于“正常充电”(一般低于 25 V)的“快速充电”事件, 主要是由于在空间站出地影的瞬间, 太阳帆板收集的空间电子电流来不及被玻璃盖片的表面电势堵塞, 从而结构体须瞬间悬浮于较大的负电位以满足电流平衡. 另外, 太阳帆板在出地影而进入光照区瞬间的启动方式(激发方式)严重地影响着快速充电脉冲的上升时间. 关于“快速充电”行为的更多特征和规律, 有待进一步深入研究.

感谢北京卫星环境工程研究所童靖宇、冯伟泉等多位专家的讨论和建议.

-
- [1] Ferguson D C, Snyder D B 1990 *NASA Technical Memorandum* 103717
 - [2] Carruth M R, Schneider T, McCollum M, Finckenor M, Suggs R 2001 *AIAA Paper* 2001-0401
 - [3] Schneider T A, Carruth M R, Hansen H J 2002 *AIAA Paper* 2002-1040
 - [4] Ferguson D C, Hillard G B, Morton T L 2001 7th *Spacecraft Charging Technology Conference* 23-27
 - [5] Ferguson D C, Gardner B M 2002 40th *AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* 14-17
 - [6] Mandell M J, Davis V A, Jongeward G A, Gardner B M 2002 *SAIC Report: SAIC 02/2014*
 - [7] Swenson C M, Thompson D, Fish C 2003 41st *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA paper 2003-1081
 - [8] Swenson C M, Fish C, Thompson D, 2004 8th *Spacecraft Charging Technology Conference* NASA/CP-2004-213091
 - [9] Ferguson D C, Craven P, Minow J I, Jr K H W 2009 1st *AIAA Atmospheric and Space Environments Conference* San Antonio, TX
 - [10] Minow J I, Wright K H, Jr, Chandler M O, Coffey V N 2010 11th *Spacecraft Charging Technology Conference* Albuquerque 20-24
 - [11] Kerslake T W, Scheimann D A 2005 *NASA TM* 2005-213988
 - [12] Kerslake T W, Scheimann D A 2005 *AIAA 2005-5671*
 - [13] Rodgers D 2004 *Spacecraft Plasma Interaction Guidelines and Handbook*, European Space Agency QinetiQ/KI/SPACE/HB042617 19
 - [14] Chen F F 2008 *Use of Langmuir Probes in RF Plasmas*, Institute of Nuclear Energy Research Taiwan
 - [15] Kerslake T W, Scheimann D A 2005 *AIAA 2005-5671*
 - [16] Craven P D, Wright K H, Jr, Minow J I, Coffey V N, Schneider T A 2009 47th *AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, AIAA 2009-119

Mechanism of rapid-charging events for international space station

Huang Jian-Guo[†] Yi Zhong Meng Li-Fei Zhao Hua Liu Ye-Nan

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

(Science and Technology on Reliability and Environmental Engineering Laboratory, Beijing 100094, China)

(Received 30 August 2012; revised manuscript received 3 December 2012)

Abstract

The high negative amplitude rapid-charging events (RCEs), which were observed by the floating potential measurement unit (FPMU) on the International Space Station (ISS) and occurred at the eclipse exit, have attracted a lot of attention recently and are not yet understood. The RCEs are most serious of all types of ISS charging phenomena. Compared with the normal-charging events (NCEs) which occurred on morning sector, the RCEs are characteristic of rapid rise time (< 10 seconds) and higher amplitude (30—70 V). In particular, their occurrence at the morning terminator indicates that they are related to the solar panel excitation process at the moment of receiving solar illumination. In this paper, an electric circuit model for the charging of the ISS structure and solar panel is established, based on which a differential equation is developed, with the different charging mechanisms included and also the way of solar panel excitation considered. The calculation results for the RCEs agree well with the typical waveforms.

Keywords: spacecraft charging, plasma, International Space Station, high voltage solar array

PACS: 94.05.Dd, 94.05.Jq, 77.22.Jp

DOI: 10.7498/aps.62.099401

[†] Corresponding author. E-mail: huangjg2012@163.com