第11卷 第2期 空间科学学报 Vol. 11, No. 2
1991年4月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 1991

采用局部电流平衡模型计算同步轨道航天飞行器上界负电位*

吴清松 江荣富 徐燕侯
(中国科学技术大学近代力学系,合肥)

王柏懿
(中国科学院力学研究所,北京)

摘 要

本文采用局部电流平衡模型,在无光照条件下,对不同表面材料、不同几何形体的航天器充电情况进行了计算. 计算得到的最大负电位代表在同步轨道上飞行的航天器充电时可能达到的最坏情况. 计算还得到某些航天材料可能出现多重带电的现象.

关键词 航天器带电,局部电流平衡模型,数值计算

一、引 言

航天飞行器与空间等离子体环境间相互作用的一个重要方面是航天器的充电现象[1]. 准确预估飞行器带电电位的大小对确保航天器的正常运行具有重要的实际意义. 因此,近年来许多作者对此问题开展了广泛深入的理论和实验研究,提出了不同的理论计算模式. 其中最简单的是局部电流平衡模型,亦称为"探针模型". 本文采用这种模型,从轨道限制的电流收集理论出发,除了考虑环境电子、环境离子及由环境电子撞击产生的二次电子和反向散射电子以外,还计入了环境离子撞击引起的二次电子,得到了不同条件下粒子数通量表达式. 我们还依据实测的磁层环境电子通量模拟能谱曲线[2],拟合出相应的计算函数,求得了一维、二维及三维对称形体飞行器在无光照条件下(即阴面)所能达到的最大负电位,并得到了不同航天器材料可能出现多重带电电位的情况. 在不计离子产生的二次电子时,本结果与文献[3]基本一致;但计入此种效应后,飞行器充电的负电位显著减小. 这说明在实际工程设计中应考虑离子产生的二次电子效应.

二、理论模型和计算方法

1. 航天器带电机制

本文于1989年11月28日收到.
* 国家自然科学基金资助课题.

处在磁层等离子体中的航天飞行器表面受到环境中带电粒子和光子的不断撞击，从而形成流入航天飞行器表面的电流．当带电粒子能量较高时，除了环境电子电流 I_e 和环境离子电流 I_i 以外，还需计入环境电子产生的二次电子电流 I_{esec}、反向散射电子电流 I_{scat} 和环境离子产生的二次电子电流 I_{isec} 等．此外，高能光子入射还产生光电流 I_{ph}．因此航天器任意表面上的总电流密度 I 为

$$I(\varphi_s)=I_i(\varphi_s)-I_e(\varphi_s)+I_{esec}(\varphi_s)+I_{scat}(\varphi_s)+I_{isec}(\varphi_s)+I_{ph}(\varphi_s). \qquad (1)$$

其中 φ_s 为航天器表面电位．当 $I(\varphi_s)=0$ 时所对应的 φ_s 即为航天器表面达到电流平衡时所具有的带电电位，在探针理论中亦称作浮置电位．通常，环境电子的随机通量(即电子热运动所产生的通量）远大于离子随机通量．因此，在不计光电效应和次级电子效应时，常用的航天材料在环境中达到电流平衡时均带负电．光电子通量总是产生正电流，使航天器表面带电时的负的电位数值减小．而本文旨在寻求航天器表面可能达到的上界负电位值，因此可暂不考虑光电流的影响．这样，对于与航天器其它部分电绝缘的阴面来说，局部电流平衡模型的方程变为

$$I_i(\varphi_s)-I_e(\varphi_s)+I_{esec}(\varphi_s)+I_{scat}(\varphi_s)+I_{isec}(\varphi_s)=0. \qquad (2)$$

地球磁层等离子体的基本成分为电子和氢离子，它们都带有基本电荷电量 e．于是，电流密度 I 和粒子数通量 J 间的关系为 $I=Je$．因此数通量的平衡方程为

$$J_i(\varphi_s)-J_e(\varphi_s)+J_{esec}(\varphi_s)+J_{scat}(\varphi_s)+J_{isec}(\varphi_s)=0. \qquad (3)$$

2. 轨道限制的带电粒子数通量表达式

假定磁层等离子体各向同性，则航天器表面带电粒子数通量可由粒子分布函数 $f(\boldsymbol{v})$ 算出：

$$J=\int f(\boldsymbol{v})v_n\mathrm{d}^3\boldsymbol{v}. \qquad (4)$$

其中 v_n 为垂直于表面的内法向速度．计算上述积分时，要求给出分布函数 $f(\boldsymbol{v})$ 并确定积分区域．前者可按能量守恒定律得到，后者则需要已知粒子运动的轨道特性．对于具有对称性的形体，积分区域可以由轨道限制的电流收集理论来确定，而不必追踪粒子轨道[4]．由此，文献[3]得到了环境电子、离子以及由入射电子引起的二次发射电子和反向散射电子的数通量表达式，本文则进一步导出入射离子引起的二次发射电子数通量表达式．下面将给出这些表达式．

环境电子的数通量可按实测的电子通量能谱曲线拟合出的函数计算之． 对 $\varphi_s<0$ 时的任何对称几何形体及 $\varphi_s>0$ 时的三维球体，有

$$J_e=\int f(\boldsymbol{v})v_n\mathrm{d}^3\boldsymbol{v}=\int_{\max(0,-e\varphi_s)}^{\infty}\left(1+\frac{e\varphi_s}{E}\right)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}E. \qquad (5)$$

其中 $\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}=\frac{2\pi fE}{m_e^2}$ 为每单位立体角的电子能量微分数通量，由实测能谱曲线确定．$E=\frac{1}{2}m_ev^2-e\varphi_s$ 为电子总能量，m_e 为电子质量．如果 $\varphi_s>0$，对一维和二维对称形体，轨道限制电流理论要求改变积分限．这样，二维表达式为

$$J_e=\int_0^{\infty}\frac{2}{\pi}\left[\mathrm{Arc}\sin\left(\frac{E}{E+e\varphi_s}\right)^{1/2}+\frac{(Ee\varphi_s)^{1/2}}{E+e\varphi_s}\right]\left(1+\frac{e\varphi_s}{E}\right)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}E. \qquad (6)$$

而一维表达式为

$$J_e = \int_0^{\infty} \frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E. \tag{7}$$

现假定环境离子为 Maxwell 速度分布，令 $\chi_{is} = -\frac{e\varphi_s}{kT_i}$(其中 k 为 Boltzmann 常数，T_i 为离子温度)，则当 $\chi_{is} > 0$ 时环境离子的数通量为

$$\begin{cases} J_i = J_{i0}(1 + \chi_{is}); & \text{三维球} \\ J_i = J_{i0}[2(\chi_{is}/\pi)^{1/2} + \exp(\chi_{is})\mathrm{erfc}(\chi_{is}^{1/2})]; & \text{二维柱} \\ J_i = J_{i0}. & \text{一维板} \end{cases} \tag{8}$$

如果 $\chi_{is} < 0$，对于任何对称几何形体均有

$$J_i = J_{i0}\exp(\chi_{is}). \tag{9}$$

这里，离子随机通量 J_{i0} 为

$$J_{i0} = n_{i\infty}\left(\frac{kT_i}{2\pi m_i}\right)^{1/2}. \tag{10}$$

其中 $n_{i\infty}$ 为环境离子数密度，m_i 为离子质量。

由环境电子产生的二次电子和反向散射电子的数通量分别与航天器表面材料的二次发射系数 $\delta(E)$、反向散射系数 $\eta(E)$ 有关。如果 $\varphi_s < 0$，则对任何对称几何形体有

$$J_{esec} = \int_{-e\varphi_s}^{\infty} \delta(E + e\varphi_s)\left(1 + \frac{e\varphi_s}{E}\right)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E; \tag{11}$$

$$J_{scat} = \int_{-e\varphi_s}^{\infty} \eta(E + e\varphi_s)\left(1 + \frac{e\varphi_s}{E}\right)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E. \tag{12}$$

如果 $\varphi_s > 0$，由于表面电位对电子的吸引作用，只有部分二次电子和反向散射电子能够逃逸飞行器表面。对二次电子有

$$\begin{cases} J_{esec} = \omega_3 \int_0^{\infty} \delta(E + e\varphi_s)\left(1 + \frac{e\varphi_s}{E}\right)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E; & \text{三维球} \\ J_{esec} = \omega_2 \int_0^{\infty} \frac{2}{\pi}\left[\mathrm{Arc\,sin}\left(\frac{E}{E + e\varphi_s}\right)^{1/2} + \frac{(Ee\varphi_s)^{1/2}}{E + e\varphi_s}\right]\left(1 + \frac{e\varphi_s}{E}\right)\delta(E + e\varphi_s)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E; & \text{二维柱} \\ J_{esec} = \omega_1 \int_0^{\infty} \delta(E + e\varphi_s)\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E. & \text{一维板} \end{cases} \tag{13}$$

其中 $\omega_j(j = 1, 2, 3)$ 为 j 维形体对应的二次电子逃逸因子。当二次电子为 Maxwell 速度分布时则有

$$\begin{cases} \omega_3 = (1 + \chi_{sec})\exp(-\chi_{sec}); \\ \omega_2 = [2(\chi_{sec}/\pi)^{1/2} + \exp(\chi_{sec})\mathrm{erfc}(\chi_{sec}^{1/2})]\exp(-\chi_{sec}); \\ \omega_1 = \exp(-\chi_{sec}). \end{cases} \tag{14}$$

这里 $\chi_{sec} = \frac{e\varphi_s}{kT_{sec}}$. 对于反向散射电子，只需将式(13)中的 δ 因子改为 η，将 χ_{sec} 改为

$\chi_{scat}=\frac{e\varphi_s}{kT_{scat}}$，即可得到相应的数通量表达式。

现推导由环境离子产生的二次电子数通量表达式。令飞行器表面的二次发射系数为 $\nu(E)$，假定环境离子及其产生的二次电子均为 Maxwell 速度分布。欲计算粒子在表面上任意微元处的通量时，可取该面元外法向为负 x 方向并在速度空间里对 $v_x>0$ 的半空间求积分。如果 $\varphi_s<0$，在轨道限制条件下到达表面的离子所产生的二次电子可以全部逃逸。这样，相应于三维球体，我们取其球坐标 (v,θ,ϕ)，而轨道限制要求 $E=\frac{1}{2}m_iv^2+e\varphi_s\geqslant 0$（即 $\frac{1}{2}m_iv^2\geqslant -e\varphi_s$），于是

$$
\begin{aligned}
J_{isec}&=\int f(\boldsymbol{v})v_n\nu\mathrm{d}^3\boldsymbol{v}=\int n_{i\infty}\left(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\right)^{3/2}e^{-E/kT_i}v\cos\theta\cdot\nu\left(\frac{1}{2}m_iv^2\right)v^2\sin\theta\mathrm{d}v\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi\\
&=n_{i\infty}\left(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\right)^{3/2}e^{-e\varphi_s/kT_i}\cdot 2\left(\frac{kT_i}{m_i}\right)^2\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\phi\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta\int_{-\frac{e\varphi_s}{kT_i}}^{\infty}e^{-m_iv^2/2kT_i}\\
&\quad\cdot\left(\frac{m_iv^2}{2kT_i}\right)\nu\left(\frac{m_iv^2}{2kT_i}\right)\mathrm{d}\left(\frac{m_iv^2}{2kT_i}\right)=n_{i\infty}\left(\frac{kT_i}{2\pi m_i}\right)^{1/2}e^{-e\varphi_s/kT_i}\int_{-\frac{e\varphi_s}{kT_i}}^{\infty}e^{-x}x\nu(x)\mathrm{d}x\\
&=J_{i0}\int_0^{\infty}e^{-x}\left(x-\frac{e\varphi_s}{kT_i}\right)\nu\left(x-\frac{e\varphi_s}{kT_i}\right)\mathrm{d}x.
\end{aligned}
\tag{15}
$$

注意上式中函数 ν 右边括号中的因子为其自变量，这点与式(11)—(13)中函数 δ 和 η 情况类似。相应于二维柱体，我们令 $v^2=v_x^2+v_y^2$ 并取柱坐标 (v,ϕ,v_z)，而轨道限制要求 $E_\perp=\frac{1}{2}m_iv^2+e\varphi_s\geqslant 0$，于是有

$$
\begin{aligned}
J_{isec}&=\int f(\boldsymbol{v})v_n\nu\mathrm{d}^3\boldsymbol{v}=\int n_{i\infty}\left(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\right)^{3/2}e^{-E/kT_i}\nu\left(\frac{1}{2}m_iv^2\right)v^2\cos\phi\mathrm{d}\phi\mathrm{d}v\mathrm{d}v_z\\
&=n_{i\infty}\left(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\right)^{3/2}e^{-e\varphi_s/kT_i}\left(\frac{2kT_i}{m_i}\right)^{3/2}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}e^{-m_iv_z^2/2kT_i}\mathrm{d}v_z\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\cos\phi\mathrm{d}\phi\\
&\quad\cdot\int_{-\frac{e\varphi_s}{kT_i}}^{\infty}e^{-m_iv^2/2kT_i}\left(\frac{m_iv^2}{2kT_i}\right)^{1/2}\nu\left(\frac{m_iv^2}{2kT_i}\right)\mathrm{d}\left(\frac{m_iv^2}{2kT_i}\right)\\
&=n_{i\infty}\left(\frac{kT_i}{2\pi m_i}\right)^{1/2}\frac{2}{\sqrt{\pi}}e^{-e\varphi_s/kT_i}\int_{-\frac{e\varphi_s}{kT_i}}^{\infty}e^{-x}x^{1/2}\nu(x)\mathrm{d}x\\
&=J_{i0}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}e^{-x}\left(x-\frac{e\varphi_s}{kT_i}\right)^{1/2}\nu\left(x-\frac{e\varphi_s}{kT_i}\right)\mathrm{d}x.
\end{aligned}
\tag{16}
$$

相应于一维板，取直角坐标系 (v_x,v_y,v_z)，而轨道限制要求 $E_\perp=\frac{1}{2}m_iv_x^2+e\varphi_s\geqslant 0$，因此有

$$
\begin{aligned}
J_{isec}&=n_{i\infty}\left(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\right)^{3/2}e^{-e\varphi_s/kT_i}\int_{-\infty}^{\infty}e^{-m_iv_z^2/2kT_i}\mathrm{d}v_z\int_{-\infty}^{\infty}e^{-m_iv_y^2/2kT_i}\mathrm{d}v_y\\
&\quad\cdot\int_{-\left(\frac{2e\varphi_s}{m_i}\right)^{1/2}}^{\infty}e^{-m_iv_x^2/2kT_i}v_x\nu\left(\frac{1}{2}m_iv_x^2\right)\mathrm{d}v_x=n_{i\infty}\left(\frac{kT_i}{2\pi m_i}\right)^{1/2}e^{-e\varphi_s/kT_i}\int_{-\frac{e\varphi_s}{kT_i}}^{\infty}e^{-x}\nu(x)\mathrm{d}x
\end{aligned}
$$

$$= J_{i0}\int_0^\infty e^{-x}\nu\left(x - \frac{e\varphi_s}{kT_i}\right)\mathrm{d}x. \tag{17}$$

如果 $\varphi_s > 0$，由离子激发的二次电子数对任何对称几何形体均有相同的形式:

$$J_{is} = J_{i0}\exp\left(-\frac{e\varphi_s}{kT_i}\right)\int_0^\infty e^{-x}x\nu(x)\mathrm{d}x. \tag{18}$$

但这些电子不能全部逃逸出表面．在二次电子为 Maxwell 速度分布假定下，则有

$$\begin{cases} J_{isec} = \omega_3 J_{is}; & \text{三维球} \\ J_{isec} = \omega_2 J_{is}; & \text{二维柱} \\ J_{isec} = \omega_1 J_{is}. & \text{一维板} \end{cases} \tag{19}$$

其中逃逸因子 ω_j 的表达式与式(14)相同．

3. 环境电子数通量能量微分函数 $\dfrac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E}$

Knott 依据实际测量值，大体将磁层等离子体环境的电子能谱区分为三类四种，并在文献[2]中以曲线表示．本文根据这些能谱曲线，并参照文献[3]的工作，拟合出以下计算函数:

静态谱(对应[2]中图 1)为

$$\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E} = 10^7\pi/\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}\cdot\mathrm{Ster}\cdot\mathrm{keV}\cdot\begin{cases} 0.0, & E \geqslant 50\mathrm{keV}; \\ 10.0/E^2, & 10\mathrm{keV} \leqslant E < 50\mathrm{keV}; \\ 1.0/E, & 1.0\mathrm{keV} \leqslant E < 10\mathrm{keV}; \\ 1.0/E^2, & 0.1\mathrm{keV} \leqslant E < 1.0\mathrm{keV}; \\ 100, & 0.001\mathrm{keV} \leqslant E < 0.1\mathrm{keV} \\ 10^5 E, & 0\mathrm{keV} \leqslant E < 0.001\mathrm{keV}. \end{cases} \tag{20}$$

午夜强扰动谱(对应[2]中图 2b)为

$$\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E} = 10^8\pi/\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}\cdot\mathrm{Ster}\cdot\mathrm{keV}\cdot\begin{cases} 0.0, & E \geqslant 40\mathrm{keV}; \\ \sqrt{2}\times 10/E^{3/2}, & 10\mathrm{keV} \leqslant E < 40\mathrm{keV}; \\ \sqrt{2}/E^{1/2}, & 0.5\mathrm{keV} \leqslant E < 10\mathrm{keV}; \\ 2.0, & 0.001\mathrm{keV} \leqslant E < 0.5\mathrm{keV}; \\ 2\times 10^3 E, & 0\mathrm{keV} \leqslant E < 0.001\mathrm{keV}. \end{cases} \tag{21}$$

午夜弱扰动谱(对应[2]中图 2a)为

$$\frac{\mathrm{d}J_{e0}}{\mathrm{d}E} = 10^8\pi/\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}\cdot\mathrm{Ster}\cdot\mathrm{keV}\cdot\begin{cases} 0.0, & E \geqslant 4\mathrm{keV}; \\ 0.19/E^3, & 0.5\mathrm{keV} \leqslant E < 4\mathrm{keV}; \\ 2.0, & 0.1\mathrm{keV} \leqslant E < 0.5\mathrm{keV}; \\ 10.0, & 0.001\mathrm{keV} \leqslant E < 0.1\mathrm{keV}; \\ 10^4 E, & 0\mathrm{keV} \leqslant E < 0.001\mathrm{keV}. \end{cases} \tag{22}$$

等离子片谱(对应[2]中图 3)为

$$\frac{dJ_{e0}}{dE}=10^8\pi/\mathrm{cm^2\cdot sec\cdot ster\cdot keV}\cdot$$

$$\begin{cases}0.0, & E\geqslant 50\mathrm{keV};\\ 600/E^3, & 10\mathrm{keV}\leqslant E<50\mathrm{keV};\\ (1307.5/E^3)\exp(-3.4/E)-0.033E, & 1.6\mathrm{keV}\leqslant E<10\mathrm{keV};\\ 38.07E\exp(-0.18E), & 0.02\mathrm{keV}\leqslant E<1.6\mathrm{keV};\\ 10\sqrt{10}E, & 0\mathrm{keV}\leqslant E<0.02\mathrm{keV}.\end{cases}\tag{23}$$

为了使求 J_e 的积分函数不致奇异，各拟合函数在 $E\to 0$ 时均取为线性关系。

4. 计算方法

我们采用对分法求解方程(3)的根 φ_s：设定 φ_s 求出相应的 J；如果 $J(\varphi_s)\neq 0$，则逐步更改 φ_s，直到 $J(\varphi_s)=0$。其中，不同能量范围的 J_e、J_{esec}、J_{scat} 的计算采用 Gauss-Legendre 积分公式，而 J_{isec} 的计算则采用 Gauss-Laguerre 积分公式。

我们采用文献 [3] 提供的简单解析表达式和相关的物理常数来确定 $\delta(E)$ 和 $\eta(E)$。对于 $\nu(E)$，至今尚无在各种能量范围内普遍适用于多种材料的一般表达式，能得到的实验资料很少且数据差异甚大。本文选择离子入射能量大体与磁层环境相近的实验数据[5]，采用立方样条方法拟合了铝和金两种材料的 $\nu(E)$，其值在表 1 中给出。计算中假定了离子对电子的随机数通量之比 $J_{i0}/J_{e0}=0.025$，离子温度 $kT_i=1\mathrm{keV}$，与文献[2]、[3]一致。

表 1 氢离子撞击金和铝两种材料时的二次电子发射系数 $\nu(E)$

材料 \ 发射系数 $\nu(E)$ \ 入射离子动能 E(keV)	2	3	4	7	10	15	20	30	40	50
金	0.360	0.540	0.680	0.980	1.22	1.46	1.64	1.77	2.03	2.15
铝	0.225	0.310	0.380	0.560	0.700	0.875	1.01	1.23	1.34	1.38

三、数值结果和讨论

按照前述的理论和方法，我们对球体、无限长柱体及无限大平板三种形体的数种航天材料，在不同空间等离子体环境条件下的阴面平衡浮置电位进行了计算，其结果列于表 2、表 3 中。

从上述结果可以看出：

1. 相对一定的航天材料，同种几何形体在不同环境谱下带电不同。对应有较高平均电子能量的午夜强扰动谱，其平衡浮置电位较其它谱高得多。有些材料的负电位高达数十个千电子伏特，它对应于磁层亚暴情况。这和人们在 ATS-6 航天器的阴面所观测到

表 2 不计离子二次电子时同步轨道航天飞行器的阴面平衡浮置电位

材料	平衡浮置电位(eV)											
	静态谱			午夜强扰动谱			午夜弱扰动谱			等离子片谱		
	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维
金	−39.9	−40.0	−40.7	+2650 +162 −3475	−6430	−15444	+1.04	≈0.0	+0.22	+874 +3.78	+2.05	+1.31
铝	−1409	−2142	−5394	−6768	−11495	−21769	−73.8	−74.3	−76.7	+1578 −963	−989	−1024
氧化铝	+4.5 −581 −792	+3.1 −472 −1559	+1.9 −401 −4900	+985 +222 −6614	−11356	−21612	+4.96	+3.80	+2.28	+1644 −81.7	−82.7	−87.3
石英	+3.8	+2.3	+1.5 −620 −4119	+1582 +175 −6308	−10961	−21125	+4.59	+3.41	+2.06	+1644 +2.37	+0.99	+0.6
石墨	−1561	−2383	−5888	−7089	−12006	−22350	−393	−416	−478	+1728 −1071	−1100	−1137
铜铂合金	+4.6	+2.9	+1.9 −522 −3425	+1038 +185 −5736	−9916	−19887	+5.00	+3.62	12.31	+1881 −1374	−1408	−1446
激活铜铂合金	+7.8	+6.5	+4.2	+2995 −896 −3948	+2.5 −833 −7579	+1.6 −768 −17669	+8.25	+7.30	+4.69	+1178 +6.82	+5.65	+3.22
特氟隆	+5.1	+3.8 −618 −1442	+2.2 −488 −4956	+1185 +151 −6688	−11502	−21778	+5.51	+4.43	+2.65	+1706 +0.86	≈0.0	+0.1
卡普通	+2.5 −144 −1442	+0.01 −142 −2259	+0.73 −137 −5794	−7066	−11997	−22350	+2.97	+1.45	+1.06	+1748 −820	−842	−874
所有材料仅计环境粒子通量 $J=J_i+J_e=0$	−1862	−2832	−6875	−7553	−12686	−23134	−642	−688	−806	+1881 −1374	−1408	−1446

表 3 计入离子二次电子时同步轨道航天飞行器的阴面平衡浮置电位

材料	平衡浮置电位(eV)											
	静态谱			午夜强扰动谱			午夜弱扰动谱			等离子片谱		
	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维
金	−32.8	−34.3	−36.4	+2651 +151 −2206	−3747	−9056	+1.14	≈0.0	+0.26	+3.83	+2.09	+1.34
铝	−1091	−1582	−3611	−5329	−8644	−16925	−66.1	−67.6	−70.9	+1578 −933	−966	−1010

的最大负电位的量级相同．从工程设计角度来看，这种情况是应该考虑的最坏可能．

2. 相对一定的航天材料，在同一环境谱下，航天器几何形体不同，带电亦不同．一维形体平衡浮置电位明显高于二维，二维又高于三维．由于航天器带电实质上是航天器与空间等离子体环境间的相互作用而引起的电荷转移，可以看出，在同种环境条件下，三维形体与空间环境相互作用较二维为弱，而二维又较一维为弱．

3. 本文进行了四种电子谱情况的计算，同时还计入了离子引起的二次电子效应．比较表 2、表 3 的数据可以看到，离子引起的二次电子对航天器表面带电大小的影响是显著的，它使表面负电位减小． 减小的多少取决于表面材料的离子二次电子发射系数 $\nu(E)$．相对于午夜强扰动谱，金的负电位值减小 40% 左右，而铝减小 20% 稍多．本文仅计算了金、铝两种材料，但所提供的计算方法对其它材料均适用．

4. 某些航天材料，对应 $J(\varphi_s)=0$ 的电位 φ_s 有多个根．这表明航天器可以在几种不同的电位条件下达到局部电流平衡．在有三个根时，中间值是不稳定的．当航天器表面浮置电位发生微小变化时，它会引起电流收集，使其表面电位偏离该浮置值而趋向其余两根中任意一个． 考察这些材料，它们的电子二次电子发射系数的最大值 δ_m 均大于 1．对于 $\delta_m<1$ 的材料(如铝和石墨)，则没有三根现象．但是，我们对等离子片谱计算中，得到 $\delta_m<1$ 的材料可能出现两根情况． 其中大的正根相应的电子二次电子和离子二次电子电流均为零．这是在表面电位为较大正值时，有可能使二次电子逃逸因子趋于零的结果．航天器在某些条件下，可能具有多重平衡浮置电位的现象，是采用轨道限制的局部电流平衡模型计算航天器带电所揭示出的一种重要的物理现象．文献[3]首先作了报道，我们的结果亦证实了这一点．但是与文献[3]结果相比较，我们在强扰动谱三维形体的金、氧化铝、石英、铜铂合金及特氟隆等材料的计算中，均得到三重根，而[3]只有单根．这可能是由于他们在求根迭代计算中，取值范围较小的缘故．另外，得到了某些条件下可能出现两根情况．他们没有计算这种谱，亦未得到此种现象．航天材料可能出现的多重浮置电位是个复杂的有待深入探讨的物理问题．

最后需要指出的是，本文对所有的次级电子效应均是按粒子垂直入射航天器表面情况来处理的，没有考虑入射角度不同对发射系数 δ、η、ν 等的影响．这将引起次级电子效应的减弱，因此现在算出的负电位值较实际值偏高．另外，在计算中均假定磁层环境等离子体为各向同性．但是事实上，同步轨道航天器的环境中，离子漂移运动速度可达到它的

无规热运动速度量级．这就是说，实际的环境是各向异性的，应当进一步研究各向异性条件对航天器带电的影响．

四、结　语

采用轨道限制的局部电流平衡模型，能够估算航天器带电性能特征．在不计光电效应的情况下，所得到的航天器阴面的带电状况可以作为工程设计过程中应当考虑的最坏情况的依据．因此，它对于工程估算具有一定的实用价值．这种模型还揭示了不同航天材料可能出现多重带电的物理现象．这对于深入研究航天器与等离子体环境间电荷转移的相互作用机制和材料特性对航天器表面带电特性的影响等，有着重要的理论意义．对于讨论中提到的某些问题，我们将作进一步的探讨和研究．

参　考　文　献

[1] 王柏懿，徐燕侯，吴清松，宇航学报，第 3 期，第10页，1990.

[2] Knott, K., *Planet, Space Sci.*, Vol. 20, p. 1137, 1973.

[3] Prokopenko, S. M. L. and J. G. Laframboise, Proc. Spacecraft Charging Technology Conference (Ed. by C. P. Pike and R. R. Lovell), Lewis Research Center, p. 369, 1977.

[4] Whipple, E. C., *Rep. Prog. Phys.*, Vol. 44, p. 1197, 1981.

[5] Baragiola, R. A., E. V. Alonso and F. A. Oliva, *Phys. Review*, B, Vol. 19, p. 121, 1979.

CALCULATION OF THE UPPER BOUND OF NEGATIVE POTENTIALS OF SPACECRAFTS IN A GEOSTATIONARY ORBIT BY USING THE LOCAL CURRENT BALANCE MODEL

Wu Qing-song　Jiang Rong-fu　Xu Yan-hou

(Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei)

Wang Bo-yi

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

In this paper, by using the local current balance model, the charging magnitudes of electrically-isolated, shaded surfaces of a spacecraft are calculated for different shapes and materials. The upper limits of the negative floating potentials calculated are the representations of the "worst case" of spacecraft charging in a geostationary orbit. The calculations also indicate that a multiple floating potential phenomenon for some materials of spacecraft may occur.

Key words　Spacecraft charging, Local current balance model, Numerical calculation