0254-6124/2012/32(6)-862–07 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Zhang Jian, Xie Aigen, Wang Ling, Wang Tiebang. Numerical calculation and research of the effects of secondary emission characteristics on surface charging. *Chin. J. Space Sci.*, 2012, **32**(6): 862-868

材料次级电子发射特性对表面充电影响的数值计算研究*

张 健 谢爱根 王 玲 王铁邦

(南京信息工程大学数理学院 南京 210044)

摘 要 表面充电是最早被人们发现的空间环境效应, 是由空间环境引起的航天器异常和故障的主要诱因之一. 采用较精确的金属二次电子发射公式和局部电流平衡模型, 在无光照的情况下, 对不同表面材料及不同几何形体的航天器表面充电电位进行计算, 并绘制了表面材料的充电电位与最大二次电子发射系数之间的关系曲线. 根据数值计算结果及次级电子发射系数和曲线图得知, 航天器阴面充电电位与表面材料的原子序数、最大二次电子发射系数和入射离子引起的次级发射系数均有关. 该计算对航天器表面材料的选取和设计工艺有一定的参考价值.

关键词 次级发射系数, 航天器表面充电, 局部电流平衡模型

中图法分类号 V 25

Numerical Calculation and Research of the Effects of Secondary Emission Characteristics on Surface Charging

ZHANG Jian XIE Aigen WANG Ling WANG Tiebang

(*College of Mathematics and Physics, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing* 210044)

Abstract Surface charging is a space environment effect. It is one of the major incentives for spacecraft anomalies and failures, which is caused by the space environment. By using more accurate universal formulas for the secondary electron yield from metals and the local current balance model, the charging potentials of shaded-surfaces of a spacecraft are calculated for different surface materials and shapes in MATLAB. According to the results, we draw several curves of the charging potentials and the maximum secondary electron yield. Based on the numerical results, the secondary electron yield and the curves, it can be concluded that spacecraft surface charging have a great relationship with the maximum secondary electron yield, atomic number and the secondary electron yield caused by incident ions. These give certain reference value for the selection and design technique of surface materials.

Key words Secondary electron yield, Spacecraft surface charging, Local current balance model

* 南京信息工程大学科研基金项目资助 (S8108197001)

2011-07-03 收到原稿, 2011-11-20 收到修定稿

E-mail: xagth@126.com

0 引言

航天器充放电效应是航天器与空间等离子体环境相互作用的一个重要方面. 对于地球同步轨道, 在亚暴期间, 高密度、低能量的等离子体被能量为 1~50 keV 的低密度等离子体云取代. 这种情况可使航天器介电表面充电到很高电位, 甚至发生静电放电击穿现象. 一旦发生静电放电, 将会引起航天器部件的损坏或在电子部件中产生严重的干扰脉冲, 甚至造成航天器失效 [1]. 因此, 准确预测航天器的充电电位, 作好防护工作, 对确保航天器的正常运行具有重要的实际意义.

由于太阳活动作用, 地球同步轨道环境的等离子体状态处于不断的变化中. 影响航天器表面充电的决定性因素是等离子体电子温度, 即等离子体电子的能量 ($E = kT$, 这里, k 和 T 分别为 Boltzmann 常数和电子温度). 根据实际观测, 等离子体状态可大致分为 4 种能谱环境 (静态谱、午夜强扰动谱、午夜弱扰动谱和等离子片谱), 并分别得到了对应的能谱曲线 [2]. 该曲线反映了等离子体电子能量与电子数量之间的关系, 例如午夜强扰动谱的电子平均能量较高, 在较高能量范围分布的电子数量较多, 其对应于磁层亚暴时的情况.

具有较高能量的等离子体会影响航天器的正常运行, 须加涂层以保护航天器. 而表面材料的次级发射系数是航天器表面充电的重要影响因素之一. 因此, 采用精确的次级发射系数预测航天器的表面充电电位是很有必要的.

局部电流平衡模型是计算航天器带电电位的基础理论模型之一, 也叫探针模型. 采用这种模型, 利用轨道限制的电流收集理论, 可得到不同条件下, 空间环境中入射电子、入射离子、次级电子和背散射电子的粒子数通量表达式. 本文根据该模型, 采用较精确的金属材料二次电子发射公式 [3−4], 对不同能谱下, 具有不同几何形体和表面金属材料的航天器阴面 (可忽略光电效应) 充电电位进行数值计算, 并对计算结果进行了分析和讨论.

1 次级发射系数

1.1 由入射电子引起的二次电子

早期在计算航天器表面电位时采用的二次电子发射公式为 [5−6]

$$\delta(E) = 7.4\delta_{\mathrm{m}}\frac{E}{E_{\mathrm{m}}}\exp\Big[-2\Big(\frac{E}{E_{\mathrm{m}}}\Big)^{\frac{1}{2}}\Big]. \tag{1}$$

其中, δ_{m} 为最大二次电子发射系数, E_{m} 为对应的原电子入射能量. 然而, 当原电子入射能量在 2 keV 以上时, 根据式 (1) 计算得到金和铝的二次电子发射系数与实验数据 [7−9] 有很大差别. 以最大二次电子发射系数为 1.45 的金 [5] 为例, 入射能量为 30 keV 时, 根据式 (1) 计算得到的二次电子发射系数与实验结果相差约 100 倍. 而根据我们推导的金属二次电子发射公式计算得到的二次电子发射系数, 与实验数据符合较好 [3−4,7−9].

当原电子入射能量在 2~10 keV 范围内时, 我们推导的金属二次电子发射系数 [3]

$$\delta(E) = \frac{11.89(\mathrm{eV})^{0.5}\delta_{\mathrm{m}}\Big[1+\dfrac{11.25(\mathrm{keV})^{0.75}}{E^{0.75}}\eta(E)\Big]}{E^{0.5}}. \tag{2}$$

其中,

$$\eta(E) = A - B\exp(-CE) \tag{3}$$

为背散射系数, 对给定的金属材料, A, B, C 均为常数 (见表 1)[5,10−11].

表 1 几种表面材料的物性参数

Table 1 Physical parameters of several surface material

材料	z	n	A	B	C
金	79	1.62	0.4802	0.3566	0.6103
铝	13	1.72	0.1568	0.0303	0.3431
铜铍合金	29	1.68	0.3136	0.0692	0.6207
激活铜铍合金	29	1.68	0.3136	0.0692	0.6207

当原电子入射能量在 10~100 keV 范围内时, 推导的金属二次电子发射系数 [4]

$$\delta(E) = \frac{343.29(\mathrm{eV})^{n-1}\delta_{\mathrm{m}}z^{\frac{1}{3}(n-2.2)}}{nE^{n-1}}. \tag{4}$$

其中, z 为原子序数, n 为电子对金属射程的能量幂次, 是一个常数 [11] (见表 1). 式 (4) 中的二次电子发射系数只与原电子入射能量 E、能量幂次 n、原子序数 z 和最大二次电子发射系数 δ_{m} 有关 [12]. 这里分别计算了以金、铝、铜铍合金和激活铜铍合金为表面材料的航天器表面充电电位. 对于铜铍合金和激

活铜铍合金, 其主要成分是铜, 背散射系数的相关参数可按照铜金属相关参数来计算 [5,10].

与式 (1) 相比, 根据式 (2) 和式 (4) 计算得到的二次电子发射系数与实验数据吻合较好, 这里计算时, 原电子入射能量在 0~2 keV 范围内时, 二次电子发射公式仍可用式 (1), 而原电子入射能量在 2~10 keV 和 10~100 keV 范围内时, 二次电子发射公式分别采用式 (2) 和式 (4), 计算结果会更加准确可靠.

1.2 由入射离子引起的次级电子

迄今为止, 还没有关于由离子引起的次级电子的一般公式, 而现有实验数据不全且差异较大. 这里选择入射离子能量与同步轨道环境相近的实验数据 [13] (见表 2), 用 MATLAB 拟合出三次多项式函数, 作为金、铝两种材料次级发射系数的一般值 $\gamma(E)$. 与表 2 离子入射数据相对应的金和铝的通常最大二次电子发射系数分别是 1.45 和 0.97. 根据二次电子发射和离子引起的次级电子发射过程, 可设

$$\gamma(E)_{\mathrm{Au}} = \frac{\delta_{\mathrm{m,Au}}}{1.45}\gamma(E)_{\mathrm{Au}\,1.45}, \tag{5}$$

$$\gamma(E)_{\mathrm{Al}} = \frac{\delta_{\mathrm{m,Al}}}{0.97}\gamma(E)_{\mathrm{Al}\,0.97}. \tag{6}$$

2 局部电流平衡模型

采用局部电流平衡模型 [1,5] 计算同步轨道航天器阴面充电平衡电位. 在无光照的条件下, 关于平衡电位 φ_{s} 的局部电流平衡方程为

$$-I_{\mathrm{e}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + I_{\mathrm{i}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + I_{\mathrm{se}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + I_{\mathrm{si}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + I_{\mathrm{bse}}(\varphi_{\mathrm{s}}) = I_{\mathrm{t}}(\varphi_{\mathrm{s}}). \tag{7}$$

其中, φ_{s} 为表面电位, 在探针模型中也叫浮置电位; $I_{\mathrm{e}}(\varphi_{\mathrm{s}})$ 为入射电子电流, $I_{\mathrm{i}}(\varphi_{\mathrm{s}})$ 为入射离子电流; $I_{\mathrm{se}}(\varphi_{\mathrm{s}})$ 为由 I_{e} 产生的二次电子电流, I_{ie} 为由 I_{i} 产生的次级电子电流; $I_{\mathrm{bse}}(\varphi_{\mathrm{s}})$ 为由 I_{e} 产生的背散射电子电流, I_{t} (φ_{s}) 为航天器表面的总电流, 在平衡时为零. 航天器充电的基本问题就是求解式 (7), 找到一个 φ_{s} 使得 I_{t} $(\varphi_{\mathrm{s}}) = 0$.

在地球磁层, 等离子体的基本成分是电子和氢离子, 其均只带基本电荷电量 e, 因此, 电流密度 I 和粒子数通量 J 之间的关系为 $I = Je$. 式 (7) 则可变为粒子数通量的平衡方程

$$-J_{\mathrm{e}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + J_{\mathrm{i}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + J_{\mathrm{se}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + J_{\mathrm{si}}(\varphi_{\mathrm{s}}) + J_{\mathrm{bse}}(\varphi_{\mathrm{s}}) = J_{\mathrm{t}}(\varphi_{\mathrm{s}}). \tag{8}$$

这样, 若能表示出各 $J(\varphi_{\mathrm{s}})$, 便能利用粒子数通量来求解式 (8), 进而计算表面充电的平衡电位 φ_{s}.

前面提到, 四种能谱曲线反映了等离子体的电子能量与电子数量之间的关系, 已有研究拟合出了相应的计算函数 [6], 函数表达式中, $\mathrm{d}J_{\mathrm{e0}}/\mathrm{d}E$ 为每单位立体角的电子能量微分数通量. 根据拟合函数能计算得到各种能谱的平均能量, 亦能推导出式 (8) 中等离子体环境各带电粒子的数通量表达式 $J(\varphi_{\mathrm{s}})$.

3 带电粒子数通量

假定磁层等离子体是各向同性的, 则航天器表面带电粒子的数通量可由粒子分布函数 $f(v)$ 得出, 即

$$J = \int_0^{\infty} f(\boldsymbol{v}) v_{\mathrm{n}} \mathrm{d}^3\boldsymbol{v}. \tag{9}$$

其中, v_{n} 为垂直于表面的内法向速度, $f(\boldsymbol{v})$ 可按能量守恒定律得到, 积分区域可由轨道限制的电流收集理论确定, 而不必追踪粒子轨道 [14]. 计算涉及了一维板、二维柱和三维球三种对称几何形体的航天器. 不同几何形体下, 环境电子、离子以及由入射电子引起的次级电子和背散射电子的数通量表达式已经得到 [1,5−6].

表 2 氢离子入射到金和铝时的次级电子发射系数 $\gamma(E)$

Table 2 Secondary electron yield $\gamma(E)$ induced by the hydrogen ions incident on gold and aluminum

材料	离子能量/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

3.1 环境电子数通量

当 $\varphi_{\rm s}<0$ 时, 对任何几何形体, 以及 $\varphi_{\rm s}>0$ 时, 对三维球, 都有

$$J_{\rm e}=\int_0^{\infty} f(\boldsymbol{v})v_{\rm n}{\rm d}^3\boldsymbol{v}=\int_{\max(0,\,-e\varphi_{\rm s})}^{\infty}\Big(1+\frac{e\varphi_{\rm s}}{E}\Big)\frac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E. \tag{10}$$

其中, ${\rm d}J_{\rm e0}/{\rm d}E=2\pi fE/m_{\rm e}^2$. 这里 $E=\dfrac{1}{2}m_{\rm e}v^2-e\varphi_{\rm s}$ 为电子总能量, $m_{\rm e}$ 为电子质量.

当 $\varphi_{\rm s}>0$ 时, 对一维板和二维柱, 轨道限制电流理论要求改变积分限. 这样, 二维数通量表达式为

$$J_{\rm e}=\int_0^{\infty}\frac{2}{\pi}\left[\arcsin\Big(\frac{E}{E+e\varphi_{\rm s}}\Big)^{\frac{1}{2}}+\frac{(Ee\varphi_{\rm s})^{\frac{1}{2}}}{E+e\varphi_{\rm s}}\right]\Big(1+\frac{e\varphi_{\rm s}}{E}\Big)\frac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E. \tag{11}$$

一维数通量表达式为

$$J_{\rm e}=\int_0^{\infty}\frac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E. \tag{12}$$

3.2 环境离子数通量

假定环境离子满足 Maxwell 分布, 当 $\varphi_{\rm s}<0$ 时, 环境离子的数通量为

$$\begin{cases} J_{\rm i}=J_{\rm i0}(1+X_{\rm i}) \quad (三维),\\ J_{\rm i}=J_{\rm i0}\Big[2\Big(\dfrac{X_{\rm i}}{\pi}\Big)^{\frac{1}{2}}+\exp(X_{\rm i}){\rm erfc}\big(X_{\rm i}^{\frac{1}{2}}\big)\Big] \quad (二维),\\ J_{\rm i}=J_{\rm i0} \quad (一维). \end{cases} \tag{13}$$

当 $\varphi_{\rm s}>0$ 时, 对任何几何形体都有

$$J_{\rm i}=J_{\rm i0}\exp(X_{\rm i}). \tag{14}$$

这里

$$X_{\rm i}=-\frac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}.$$

其中, $T_{\rm i}$ 为离子温度, $J_{\rm i0}$ 为离子随机通量, 有

$$J_{\rm i0}=n_{\rm i\infty}\Big(\frac{kT_{\rm i}}{2\pi m_{\rm i}}\Big)^{\frac{1}{2}}. \tag{15}$$

其中, $n_{\rm i\infty}$ 为环境离子数密度, $m_{\rm i}$ 为离子质量. 这里假定 $E_{\rm i}=kT_{\rm i}=1\,{\rm keV}$[2].

环境离子与电子的随机通量之比

$$\frac{J_{\rm i0}}{J_{\rm e0}}=0.025. \tag{16}$$

在进行计算时, $J_{\rm i0}$ 按照式 (16) 来求解, 而 $J_{\rm e0}$ 由环境电子的能量微分通量 ${\rm d}J_{\rm e0}/{\rm d}E$ 积分求得.

3.3 二次电子和背散射电子的数通量

二次电子 $J_{\rm se}$ 和背散射电子 $J_{\rm bse}$ 分别与航天器表面材料的二次电子发射系数 $\delta(E)$、背散射系数 $\eta(E)$ 有关. 当 $\varphi_{\rm s}<0$ 时, 对任何几何形体均有

$$J_{\rm se}=\int_{-e\varphi_{\rm s}}^{\infty}\delta(E+e\varphi_{\rm s})\Big(1+\frac{e\varphi_{\rm s}}{E}\Big)\frac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E, \tag{17}$$

$$J_{\rm bse}=\int_{-e\varphi_{\rm s}}^{\infty}\eta(E+e\varphi_{\rm s})\Big(1+\frac{e\varphi_{\rm s}}{E}\Big)\frac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E. \tag{18}$$

当 $\varphi_{\rm s}>0$ 时, 表面正电位会对电子产生吸引作用, 只有部分次级电子和背散射电子能逃逸航天器表面, 次级电子的数通量表达式为

$$\begin{cases} J_{\rm se}=\omega_3\delta(E+e\varphi_{\rm s})\Big(1+\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{E}\Big)\dfrac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E \quad (三维),\\ J_{\rm se}=\omega_2\dfrac{2}{\pi}\Big[\arcsin\Big(\dfrac{E}{E+e\varphi_{\rm s}}\Big)^{\frac{1}{2}}+\dfrac{(Ee\varphi_{\rm s})^{\frac{1}{2}}}{E+e\varphi_{\rm s}}\Big]\\ \qquad\qquad \delta\Big(E+e\varphi_{\rm s}\Big)\Big(1+\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{E}\Big)\dfrac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E \quad (二维),\\ J_{\rm se}=\omega_1\delta(E+e\varphi_{\rm s})\dfrac{{\rm d}J_{\rm e0}}{{\rm d}E}{\rm d}E \quad (一维). \end{cases} \tag{19}$$

其中, ω_j $(j=1,2,3)$ 为 j 维形体对应的次级电子逃逸因子. 当次级电子满足 Maxwell 分布时, 有

$$\begin{cases} \omega_3=(1+X_{\rm se})\exp(-X_{\rm se}),\\ \omega_2=\Big[2\Big(\dfrac{X_{\rm se}}{\pi}\Big)^{\frac{1}{2}}+\exp(X_{\rm se}){\rm erfc}(X_{\rm se}^{\frac{1}{2}})\Big]\exp(-X_{\rm se}),\\ \omega_1=\exp(-X_{\rm se}). \end{cases} \tag{20}$$

这里,

$$X_{\rm se}=\frac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm se}}. \tag{21}$$

其中, $T_{\rm se}$ 为次级电子温度. 在求背散射电子的数通量 $J_{\rm bse}$ 时, 只需将式 (19) 的 $\delta(E+e\varphi_{\rm s})$ 更改为 $\eta(E+e\varphi_{\rm s})$, 式 (20) 和 (21) 中的 $X_{\rm se}$ 和 $T_{\rm se}$ 分别更改为 $X_{\rm bse}$ 和 $T_{\rm bse}$ ($T_{\rm bse}$ 为背散射电子温度). 这里假定 [10,15]

$$E_{\rm se}=kT_{\rm se}=1\,{\rm eV},$$

$$E_{\rm bse}=kT_{\rm bse}=(0.45+0.002z)\bar{E}\,{\rm eV}.$$

其中, z 为原子序数, $\bar{E}$ 为环境电子的平均入射能量.

前面已经提到, 在入射电子不同的能量范围, 需要采用对应的二次电子发射公式, 且在计算时, $\delta(E)$ 由 $\delta(E+e\varphi_{\rm s})$ 代替, 因此, 为避免积分区间不正确带来的计算误差, 部分积分上下限需要进行一定的更改, 即同一个积分式的积分区间应同时满足 $\mathrm{d}J_{\rm e0}/\mathrm{d}E$ 和 $\delta(E+e\varphi_{\rm s})$ 的定义域. 例如, 在计算静态谱 ($\varphi_{\rm s}<0$) 时, 同一个 $\mathrm{d}J_{\rm e0}/\mathrm{d}E$ 的表达式在积分区间 (1 keV, 10 keV) 内用到不同的二次电子发射公式 (1) 和公式 (2), 因此, 该积分区间的积分式分成了两个部分, 其积分区间分别为 (1 keV, $2-e\varphi_{\rm s}/1000$ keV) 和 ($2-e\varphi_{\rm s}/1000$ keV, 10 keV).

3.4 由环境离子数引起的次级电子数通量

当 $\varphi_{\rm s}<0$ 时, 对不同几何形体分别有

$$\begin{cases} J_{\rm si}=J_{\rm i0}\ e^{-x}\Big(x-\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}\Big)\gamma\Big(x-\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}\Big)\mathrm{d}x \quad (\text{三维}),\\ J_{\rm si}=J_{\rm i0}\dfrac{2}{\sqrt{\pi}}e^{-x}\sqrt{x-\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}}\gamma\Big(x-\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}\Big)\mathrm{d}x \quad (\text{二维}),\\ J_{\rm si}=J_{\rm i0}e^{-x}x\gamma\Big(x-\dfrac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}\Big)\mathrm{d}x \quad (\text{一维}). \end{cases} \tag{22}$$

其中, $x=m_{\rm i}v^2/(2kT_{\rm i})$ 表示在表面微元的速度空间里对 $v_x>0$ 的半空间求积分.

当 $\varphi_{\rm s}>0$ 时, 对三种形体均有

$$J_{\rm si}=\omega_j J_{\rm i0}\mathrm{e}^{-\frac{e\varphi_{\rm s}}{kT_{\rm i}}}\int_0^{\infty}\mathrm{e}^{-x}x\gamma(x)\mathrm{d}x. \tag{23}$$

其中, 逃逸因子 ω_j ($j=1,2,3$) 与式 (20) 相同.

4 计算结果及分析

由于粒子数通量表达式较为复杂, 不同能量范围的 $J_{\rm e}$, $J_{\rm se}$ 和 $J_{\rm bse}$ 单个积分计算采用高斯 - 勒让德数值积分公式; 而 $J_{\rm si}$ 的积分采用高斯–拉盖尔积分公式, 然后通过二分法即可求得式 (8) 的根 $\varphi_{\rm s}$. 以上计算过程均在 MATLAB7.0 中实现.

按照上述理论、模型和方法, 首先, 在不计离子引起的次级电子时, 分别计算了以金、铝、铜铍合金和激活铜铍合金为表面材料 [5,9,16−18] 的航天器表面充电电位 (见表 3). 然后, 计算了在计入离子引起的次级电子后, 以金和铝分别为表面材料 [5,9,16−18] 的航天器表面充电电位 (见表 4).

由于计算采用了较精确的金属材料二次电子发射系数公式, 与已有结果相比, 本文计算结果更加准确. 例如, 表 3 和表 4 中, 有些材料在午夜强扰动谱的情况下, 航天器的充电负电位高达上万伏, 甚至达到两万伏, 这与在 ATS-6 航天器阴面所观测的最大负电位量级相同. 说明本文计算结果是可靠的, 对准确预估航天器的带电情况具有一定参考价值.

由表 3、表 4、式 (2) 及式 (4)∼(6) 可知, 对于同种金属材料, 最大二次电子发射系数越大, 原电子入射能量相同时, 材料的二次电子发射系数越大, 离子引起的次级电子发射系数也越大, 这样航天器表面充电负电位的绝对值越小, 而正电位值越大; 根据表 3、式 (2) 和式 (4) 可知, 对于不同金属材料, 在最大二次电子发射系数相同的情况下, 原子序数 z 越大, 反射系数越大, 二次电子发射系数也越大, 这样航天器表面充电负电位的绝对值越小, 而正电位值越大, 例如, $\delta_{\rm m}$ 为 0.809 的金与 $\delta_{\rm m}$ 为 0.97 的铝相比, 充电电位相差最高可达一个量级. 从表 4 和离子引起的次级电子发射系数定义可知, $\gamma(E)$ 越大, 航天器表面充电的负电位绝对值越低, 正电位越高. 综上可得, 航天器阴面充电电位与金属表面材料的原子序数 z、最大二次电子发射系数 $\delta_{\rm m}$ 和入射离子引起的次级发射系数 $\gamma(E)$ 均有关.

最大负电位均出现在午夜强扰动谱具有一维形体的航天器阴面, 这可以作为航天器充电能达到的最坏情况 [6]. 此外, 还分别计算了计入离子引起的次级电子后, 该情况下以多种具有不同 $\delta_{\rm m}$ 的金和铝为表面材料的航天器表面充电电位, 并用 MATLAB 三次样条插值方法分别进行了曲线拟合, 如图 1 和图 2 所示. 除了文中计算过的, 航天器材料还包括 $\delta_{\rm m}$ 分别为 1.395[16], 1.55[19], 1.65[7] 的金和 1.58[7], 1.666[8], 3.179[19] 的铝, 对应的原电子入射能量 $E_{\rm m}$(单位均为 keV) 分别为 0.8[16], 0.5[19], 1[7] 和 1[7], 1[8], 0.513[19]. 图 1 和图 2 中曲线分别反映了金和铝表面材料的充电电位 $\varphi_{\rm s}$ 随 $\delta_{\rm m}$ 的变化关系 (由于实验数据不足, 图 2 中曲线尾部拟合得不好). 为了给航天器表面材料选择提供参考, 对材料表面进行适当的工艺处理以得到合适的 $\delta_{\rm m}$, 可使航天器的充电电位处于安全范围之内.

本文计算并未得到较高的正电位值, 这与航天器金属材料表面的充电正电位最高可达正几伏 [20] 是相符的. 另外, 在计算时, 每一种情况都考虑了所有

表 3 不计离子引起的次级电子时同步轨道航天器的阴面平衡电位 φ_s (单位 V)

Table 3 Charging potentials φ_s (Unit V) of shaded-surfaces of a spacecraft in a geostationary orbit when ignoring the secondary electron effects by ions

表面材料	δ_m	E_m	静态谱			午夜强扰动谱			午夜弱扰动谱			等离子片谱		
		/keV	一维	二维	三维	一维	二维	三维	一维	二维	三维	一维	二维	三维
金	0.809[9]	1.87	−466.9	−339	−313	−14083	−6000	−3396	−410.2	−374.1	−360.3	+0.006	+0.042	+0.117
	1.45[5]	0.8	−24.56	−24.25	−24.22	+0.192	+0.450	+0.752	+0.042	+0.147	+0.297	+0.590	+1.044	+1.510
	1.77[16]	0.5	+0.245	+0.527	+0.844	+0.368	+0.728	+1.117	+0.379	+0.730	+1.104	+0.695	+1.186	+1.682
铝	0.642[17]	0.3	−4868	−1948	−1313	−20 963	−10 904	−6406	−455.2	−401.1	−381.5	−5040	−3228	−2493
	0.97[5]	0.3	−4337	−1661	−1119	−20 362	−10 451	−6106	−68.25	−66.52	−66.20	−4593	−2883	−2213
	2.17[18]	0.4	+0.413	+0.784	+1.176	−17 551	−8269	−4661	+0.568	+0.999	+1.527	+0.289	+0.609	+0.964
铜铍合金	2.2[5]	0.3	+0.685	+1.159	+1.634	+0.186	+0.440	+0.740	+0.782	+1.285	+1.782	+0.518	+0.945	+1.390
激活铜铍合金	5[5]	0.4	+1.433	+2.088	+2.708	+1.056	+1.650	+2.229	+1.567	+2.247	+2.884	+1.456	+2.139	+2.788

表 4 计入离子引起的次级电子后同步轨道航天器的阴面平衡电位 φ_s (单位 V)

Table 4 Charging potentials φ_s (Unit V) of shaded-surfaces of a spacecraft in a geostationary orbit when considering the secondary electron effects by ions

表面材料	δ_m	E_m	静态谱			午夜强扰动谱			午夜弱扰动谱			等离子片谱		
		/keV	一维	二维	三维	一维	二维	三维	一维	二维	三维	一维	二维	三维
金	0.809[9]	1.87	−355.6	−278.6	−257.4	−11 346	−4938	−2911	−392.9	−357.5	−340.2	+0.016	+0.078	+0.189
	1.45[5]	0.8	−20.57	−20.05	−20.02	+0.207	+0.475	+0.787	+0.055	+0.177	+0.344	+0.599	+1.057	+1.526
	1.77[16]	0.5	+0.258	+0.548	+0.870	+0.383	+0.751	+1.147	+0.390	+0.746	+1.124	+0.705	+1.199	+1.698
铝	0.642[17]	0.3	−3673	−1575	−1098	−17 353	−8896	−5423	−425.6	−372.0	−351.0	−4418	−2900	−2269
	0.97[5]	0.3	−2844	−1186	−831.6	−15 573	−7870	−4829	−62.73	−60.23	−59.11	−3787	−2452	−1914
	2.17[18]	0.4	+0.424	+0.799	+1.195	−10 254	−4770	−2903	+0.577	+1.012	+1.541	+0.301	+0.628	+0.989

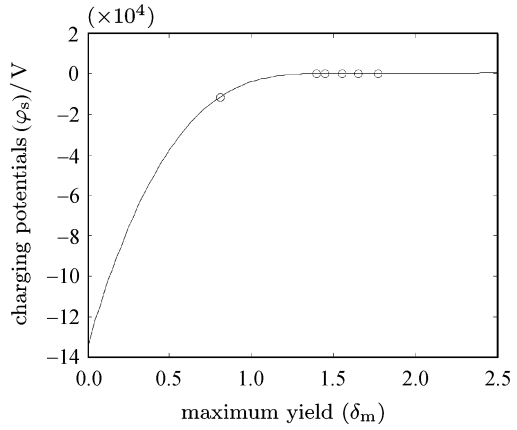


图 1 金的表面充电电位 φ_s 与其 δ_m 的关系

Fig. 1 Relationship between the charging potentials φ_s and the maximum yield δ_m of gold

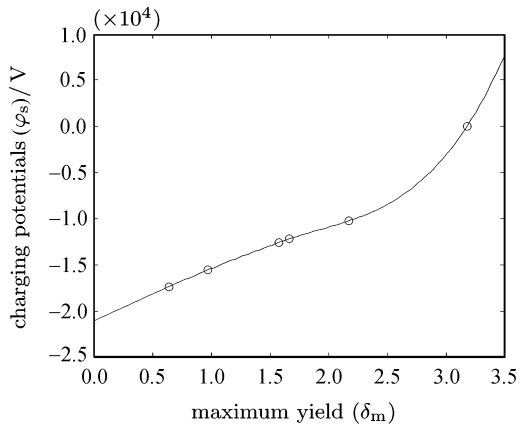


图 2 铝的表面充电电位 φ_s 与其 δ_m 的关系

Fig. 2 Relationship between the charging potentials φ_s and the maximum yield δ_m of aluminum

可能的电位取值范围, 但未得到多重根 [6] 的情况, 原因可能是采用的计算工具精度不同等. 航天器的多重带电现象十分复杂, 这里不作深入研究.

5 结论

二次电子发射系数 δ 对预估航天器表面电位十分重要, 进行数值计算时, 有必要采用精确的二次电子发射系数公式. 本文采用了更为精确的金属二次电子发射系数, 计算结果更加准确可靠, 对航天器表面带电的预测具有一定参考价值. 航天器阴面充电电位与金属表面材料的原子序数 z、最大二次电子发射系数 δ_{m} 和入射离子引起的次级发射系数 $\gamma(E)$ 均有关. 除计算涉及的几种金属材料外, 航天器表面材料还包括氧化铝、石英、特氟隆和卡普通等, 但由于缺乏这些材料较为精确的次级电子发射系数公式, 这里没有对这些材料的表面充电电位进行计算. 此外, $\gamma(E)$ 没有较精确的一般公式, 这些将有待更进一步研究.

参考文献

[1] Jiao Weixin. Science of Space Weather [M]. Beijing: China Meteorological Press, 2003. In Chinese (焦维新. 空间天气学 [M]. 北京: 气象出版社, 2003)

[2] Knott K. The equilibrium potential of a magnetospheric satellite in an eclipse situation [J]. *Chin. J. Space Sci.*, 1972, **20**:1137-1146

[3] Xie Aigen, Zhang Jian, Wang Tiebang. Secondary electron yield of 2∼10 keV electrons from metals [J]. *High Power Las. Part. Beams*, 2012, **24**(2):481-485. In Chinese (谢爱根, 张健, 王铁邦. 金属的二次电子发射系数的表达式 [J]. 强激光与粒子束, 2012, **24**(2):481-485)

[4] Xie Aigen, Yao Yijun, Su Jing, Zhang Jian. A universal formula for secondary electron yield form metals [J]. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, 2010, **268**(17/18):2565-2570

[5] Prokopenko S M L, Laframboise J G. Prediction of large negative shaded-side spacecraft potentials [C]// Space Charging Technology Conference. Lewis: Lewis Research Center, 1977. 369-387

[6] Wang Boyi, Wu Qingsong, Jiang Rongfu, Xu Yanhou. Calculation of the upper bound of negative potentials of spacecrafts in a Geostationary orbit by using the local current balance model [J]. *Chin. J. Space Sci.*, 1991, **11**(2):133-141. In Chinese (王柏懿, 吴清松, 江荣富, 徐燕候. 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 [J]. 空间科学学报, 1991, **11**(2):133-141)

[7] Reimer L, Tolkamp C. Measuring the backscattering coefficient and secondary electron yield inside a scanning electron microscope [J]. *Scanning*, 1980, **3**(1):35-39

[8] Shimizu R. Secondary electron yield with primary electron beam of kilo-electron-volts [J]. *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**(5):2107-2111

[9] Suszcynsky D M, Borovsky J, Goertz C K. Secondary electron yields of solar system ices [J]. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**(E2):2611-2619

[10] Sternglass E J. Backscattering of kilovolt electrons from solids [J]. *Phys. Rev.*, 1954, **95**:345-358

[11] Kanaya K, Kawakatsu H. Secondary electron emission due to primary and backscattered electrons [J]. *J. Phys. D*, 1972, **5**:1727-1741

[12] Xie Aigen, Lei Yong, Yao Yijun. The relations among energy exponent, incident energy and real efficient secondary electron emission coefficient at higher incident electron energy [J]. *J. Anhui Univ. Nat. Sci. Ed.*, 2009, **33**(5):53-56. In Chinese (谢爱根, 雷勇, 姚义俊. 较高能有效真二次电子发射系数与入射能量、能量幂次的关系 [J]. 安徽大学学报, 2009, **33**(5):53-56)

[13] Baragiola R A, Alonso E V, Oliva Florio A. Electron emission from clean metal surfaces induced by low-energy light ions [J]. *Phys. Rev. B*, 1979, **19**(1):121-129

[14] Whipple E C. Potentials on surfaces in space [J]. *Rep. Prog. Phys.*, 1981, **44**:1197-1250

[15] Chung M S, Everhart T E. Simple calculation of energy distribution of low-energy secondary electrons emitted from metals under electron bombardment [J]. *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**:707-709

[16] Bronstein I M, Fraiman B S. Secondary Electron Emission [M]. Moskva: Nauka, 1969. 220, 340

[17] Bruining H, de Boer J H. Secondary electron emission Part I. Secondary electron emission of metals [J]. *Phys. A*, 1938, **5**(1):17-30

[18] Mai Shengli, Wang Li, Li Kai, Qin Xiaogang. Numerical simulation of the effects of secondary electron emission characteristic on material surface charging [J]. *Vac. Cryog.*, 2006, **12**(2):87-90. In Chinese (买胜利, 王立, 李凯, 秦晓刚. 材料二次电子发射特性对表面充电过程影响的数值模拟研究 [J]. 真空与低温, 2006, **12**(2):87-90)

[19] Bongeler R, Golla U, Kussens M, *et al*. Electron-specimen interactions in low-voltage scanning electron microscopy [J]. *Scanning*, 1993, **15**(1):30-42

[20] Song Yougao. The space environment of the satellite surface charging and its simulation method [J]. *J. Astron.*, 1988, **1**:89-94. In Chinese (宋佑诰. 卫星表面充电空间环境及其模拟方法 [J]. 宇航学报. 1988, **1**:89-94)