



# 月球南极沙克尔顿撞击坑周围电势和尘埃静电输运的理论分析

赵呈选<sup>1,2</sup>, 甘红<sup>3</sup>, 谢良海<sup>4,5\*</sup>, 王鹞<sup>2</sup>, 王永军<sup>1,2</sup>, 洪靖焱<sup>6</sup>

1. 兰州空间技术物理研究所真空技术与物理重点实验室, 兰州 730000;
2. 兰州空间技术物理研究所空间环境载荷工程中心, 兰州 730000;
3. 深空探测实验室, 合肥 230026;
4. 中国科学院国家空间科学中心空间天气国家重点实验室, 北京 100190;
5. 中科·莘县联合研发中心, 聊城 252400;
6. 兰州交通大学交通学院, 兰州 730000

\* 通讯作者, E-mail: [xielianghai@nssc.ac.cn](mailto:xielianghai@nssc.ac.cn)

收稿日期: 2022-10-13; 收修改稿日期: 2023-05-05; 接受日期: 2023-07-12; 网络版发表日期: 2023-09-21

国家自然科学基金项目(批准号: 42174216、12075108、41903058、62371215)、国家航天局民用航天预研项目(编号: D050106、D020201)、深空探测实验室前沿科研计划项目(编号: 2022-QYKYJH-HXYF-023)和中科院国家空间科学中心“攀登计划”项目资助

**摘要** 近年来, 月球南极地区因其特殊的光照条件以及撞击坑永久阴影区中可能存在的水冰而成为未来探测的焦点. 沙克尔顿(Shackleton)撞击坑几乎位于月球南极点, 已成为包括嫦娥七号任务在内的未来着陆任务最热门的目的地. 然而, 人们对该撞击坑周围的电势和尘埃环境仍然知之甚少. 本文建立了一个理论模型来研究撞击坑周围的月表电势和尘埃的静电输运. 研究发现, 由于地形遮挡, 该撞击坑的底部会充负电, 背风侧坑壁表面电位最低可至 $-175\text{V}$ . 相应地, 有大量带电尘埃颗粒会从背风侧坑壁发射出来, 迁移高度可达 $10\text{km}$ , 水平迁移距离约为 $40\text{km}$ , 这使得撞击坑附近可形成局部尘埃云. 通过数值模拟对地形遮挡和局部尘埃云进行了验证, 发现撞击坑附近确实产生了局部尘埃云, 典型尘埃密度为 $10^4\sim 10^5\text{m}^{-3}$ . 研究结果对未来撞击坑附近月面探测的环境评估具有重要意义. 此外, 研究结果还有助于理解其他无大气天体的表面充电和尘埃静电输运过程.

**关键词** 月球南极, 月面撞击坑, 太阳风等离子体, 月尘, 表面充电

## 1 引言

月球没有浓密大气层的保护, 其表面因为直接暴露于周围空间环境中而很容易带电(Li等, 2016). 同时,

由于德拜屏蔽月表附近还可形成等离子体鞘层, 其特征厚度由德拜长度决定, 鞘层内电场提供静电力, 使得带电的尘埃颗粒离开月表并在月面附近输运. 通常, 月表电场只有大约几 $\text{V/m}$ (Halekas等, 2008; Stubbs等,

中文引用格式: 赵呈选, 甘红, 谢良海, 王鹞, 王永军, 洪靖焱. 2023. 月球南极沙克尔顿撞击坑周围电势和尘埃静电输运的理论分析. 中国科学: 地球科学, 53(10): 2314–2322, doi: [10.1360/N072022-0293](https://doi.org/10.1360/N072022-0293)

英文引用格式: Zhao C, Gan H, Xie L, Wang Y, Wang Y, Hong J. 2023. Theoretical analysis of the electric potential and the electrostatic dust transport around the Shackleton crater in the Lunar south pole region. Science China Earth Sciences, 66(10): 2278–2286, <https://doi.org/10.1007/s11430-022-1143-3>

2014), 其强度不足以发射尘埃颗粒. 然而, 在月面晨昏线附近, 太阳光和太阳风离子都会被地形障碍物(如撞击坑边缘)阻挡, 只有运动速度更快的太阳风电子才能进入阴影区域, 从而在阴影区内产生显著的负电势(Farrell等, 2010). 因此, 在明暗边界处存在强电场, 它们可以促进带电月尘的输运. Xie等(2020)在撞击坑阴影区附近发现了五次尘埃密度增强事件, 进一步证实了撞击坑阴影区带来的尘埃静电输运活动. 这些悬浮的尘埃颗粒极易黏附在月球探测器表面进而对探测器产生损害(Kuznetsov等, 2017). 因此, 有必要对撞击坑周围的电场环境和尘埃静电输运活动进行研究, 研究结果将为未来月面探测任务提供重要支撑.

此前, Farrell等(2010)通过理论模型和Zimmerman等(2011, 2012)利用全粒子(Particle in cell, PIC)数值模拟研究了地形(撞击坑或山脉)的遮挡效应对月表带电的影响. 此外, Xie等(2020)提出了一个尘埃喷泉模型来计算晨昏线附近撞击坑周围的尘埃迁移范围, 并成功解释LADEE和阿波罗任务观测到的尘埃活动增强现象. Poppe等(2012)以及Piquette和Horányi(2017)使用PIC模拟来研究阴影区撞击坑附近的带电尘埃输运. 然而, 计算中他们假设尘埃颗粒以恒定的速率从月球表面出射, 这在物理上是不真实的. Hess等(2015)发展了一款名为SPIS-DUST的尘埃静电迁移PIC模拟软件, 该软件中尘埃颗粒具有不同的尺寸, 遵循设定的粒径分布函数, 尘埃出射由静电力、黏滞力和重力来决定. 此外, 该软件还可以对由微观结构造成的电荷不均匀分布进行建模. 因此, 该软件可以以更加自洽的方式来模拟月面尘埃的静电迁移过程. 最近, Kuznetsov等(2018)用SPIS-DUST软件成功研究了月球着陆器对月表充电和尘埃分布的遮挡效应.

近年来, 月球极区由于其特殊的光照条件以及可能的水冰存储而成为月球研究和探测的焦点之一. 特别是位于月球南极点附近的沙克尔顿撞击坑具有独特的光照特征, 其边缘高于周围月面, 最大光照率为86.71%(Mazarico等, 2011). 同时, 撞击坑的坑底为永久阴影区并具有极低的温度, 这对于水冰的存储来说非常有利. 因此, 沙克尔顿撞击坑被选为未来月面探测的主要着陆点. 在本文中, 我们试图研究沙克尔顿撞击坑周围的电场和尘埃环境, 这将有助于未来的月球探测, 也对研究其他无大气天体的近表面环境具有参考意义.

## 2 分析模型

太空中的无大气天体表面可以接收来自周围环境的各种带电粒子, 这些粒子为表面充电提供不同的电流源. 当所有到达和离开表面的电流达到平衡时, 将形成一个稳定的表面电势. 典型的电流源包括太阳风电子电流( $J_e$ )、太阳风离子电流( $J_i$ )和从表面发射的光电子电流( $J_p$ )或二次电子电流( $J_s$ ). 向阳面的表面光电子电流起主导作用, 表面一般带正电; 但在电子电流起主导的阴影区, 表面一般带负电. 在月球南极附近, 太阳风的入射角非常低(几乎是水平的). 与此同时, 在月球地区有很多撞击坑. 因此, 太阳风离子可以很容易地被地形障碍物遮挡并被表面吸收, 从而在障碍物的背风侧留下密度空洞. 然而, 电子由于质量小、热速度大, 近似做各向同性运动因而可以进入离子空洞区, 并造成该区域有多余的电子, 称为电子云(图1). 因此, 撞击坑底部将带负电. 此外, 部分离子可通过热运动以及双极扩散偏转而进入撞击坑内, 并可能打到迎风侧坑壁. 这里我们关注的是直径数十公里、深度数公里的撞击坑, 这些撞击坑的大小与LADEE观测中的撞击坑相似(Xie等, 2020), 在那里可以期待尺度为数十公里的尘埃喷泉. 如图1所示, 该撞击坑附近的月面可分为三个区域, 区域I: 位于撞击坑上游, 不受撞击坑边缘的遮挡, 可以同时接收太阳风和太阳光; 区域II: 位于撞击坑内并受到撞击坑边缘遮挡, 且太阳风离子通过偏转运动但仍不能到达, 在该区域存在电子云; 区域III: 位于撞击坑以内, 太阳风离子通过偏转运动可以达到的区域.

这三个区域中的电势、德拜长度和电场需要用不同的公式来计算. 在区域I中, 太阳风电子电流( $J_e$ )和光电子电流( $J_p$ )在表面充电中起着主导作用, 月球表面的充电电流平衡方程可近似表达为 $J_e + J_p = 0$ . 电流密度定义为 $J = qnV$ , 其中 $q$ 是粒子电荷(对于电子 $q = -e$ ),  $n$ 是

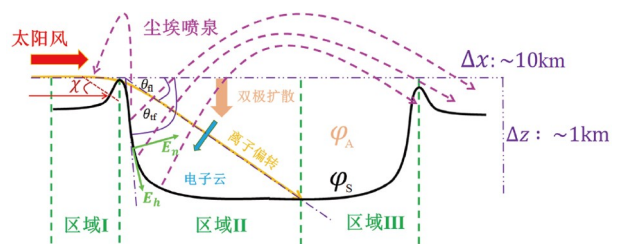


图1 月球极区撞击坑附近地形遮挡效应示意图

带电粒子数密度,  $V$  是粒子速度, 当径向远离表面时为正. 因此,  $J_p = J_{p0} \cos \chi$  为负, 其中  $J_{p0} = -4.5 \mu\text{A}/\text{m}^2$  为光照垂直入射时的光电子发射电流,  $J_e = en_0 V_{te}$  为正, 其中  $V_{te}$  为太阳风电子的热速度. 根据 Stubbs 等 (2014) 给出的电流方程, 可以得到区域 I 内的月面电势为

$$\varphi = \begin{cases} -\frac{k_B T_p}{e} \ln \left( -\frac{en_0}{J_{p0} \cos \chi} \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \right), & \chi < \chi_{DZ}, \\ -\frac{k_B T_e}{e} \ln \left( -\frac{J_{p0} \cos \chi}{en_0} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_B T_e}} \right), & \chi \geq \chi_{DZ}, \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $k_B$  是玻尔兹曼常数;  $T_p$  是光电子温度;  $T_e$  是太阳风中电子的温度;  $e$  是单位电子电荷;  $n_0$  是太阳风等离子体的密度;  $\chi$  是太阳天顶角,  $\chi_{DZ} = \arccos \left( -\frac{en_0}{J_{p0}} \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \right)$  是表面电势从正值变为负值的临界角度.

在撞击坑内部, 存在一个由遮挡和双极扩散形成的迷你尾迹. 针对这种迷你尾迹前人已经建立比较成熟的自相似真空扩散模型 (Farrell 等, 2010). 双极扩散引起的电势由下式给出:

$$\varphi_A = \frac{k_B T_e}{e} \left[ -1.08 \left( \frac{\Delta z}{\Delta x} \right) \cdot \left( \frac{v_{sw}}{\lambda_D \omega_{pi}} \right) - 1 \right], \quad (2)$$

式中,  $\Delta x$  为距撞击坑遮挡边缘的水平距离,  $\Delta z$  为距撞击坑遮挡边缘的垂直距离;  $v_{sw}$  和  $\lambda_D$  分别是太阳风的体速度和太阳风等离子体的德拜长度;  $\omega_{pi}$  是太阳风离子的振荡频率. 双极扩散会带来双极电场, 可进一步造成太阳风离子的偏转. 太阳风离子的偏转角定义为  $\theta_n = \arctan \left( \frac{v_i}{v_{sw}} \right)$ , 其中  $v_i = \frac{\Delta z}{\Delta x} v_{sw} + v_{ti}$  是向内的离子速度,  $v_{ti}$  是离子热速度. 电子云 (或区域 II) 是在  $\theta_n$  小于坑壁局部坡度  $\theta_{tp}$  时产生的. 当靠近撞击坑坑内表面时, 除了双极扩散电势, 还有一个由表面充电平衡决定的表面电势 (称为  $\varphi_s$ ).

对于区域 III, 太阳风离子和电子都可以到达, 并且在表面附近有一个等离子体鞘层, 其厚度由局部德拜长度决定. 鞘层上方的局部等离子体性质可以从双极扩散理论中导出, 并且离子电流和电子电流可以用它们的数密度和速度来计算. 通过这种方式,  $\varphi_s$  可以从  $J_e$  和  $J_i$  之间的电流平衡中得出, 并且表面相对于无扰动

太阳风等离子体的总电势等于  $\varphi_A + \varphi_s$ . 对于区域 II 来说, 由于不存在  $J_i$ , 要获得表面的电流平衡并不容易. 在这里, 我们假设一个向上的尘埃电流来平衡  $J_e$ , 因为到带负电荷的尘埃颗粒可以携带大量的负电荷离开表面. 电子云上方是双极性扩散带来的准中性等离子体, 并且假设电子云中的电子电流  $J_e$  等于从双极性扩散获得的电子电流  $J_e$ , 这样就能计算区域 II 的  $\varphi_s$ . 区域 II 和区域 III 中  $\varphi_s$  的计算公式如下:

$$\varphi_s = \begin{cases} \frac{k_B T_e}{e} \ln \left( \frac{\sqrt{v_{sw}^2 + v_i^2} \sin \Delta \theta}{V_{te} (1 - \delta_{eff})} \right), & \text{区域 III}, \\ -\frac{k_B T_e}{e} \ln \left( \frac{en_0 V_{te} (1 - \delta_{eff})}{J_{D,0}} \right) \cdot C_n, & \text{区域 II}, \end{cases} \quad (3)$$

其中,  $\Delta \theta = \theta_n - \theta_{tp}$  是太阳风偏转角和地形坡度之间的差,  $J_{D,0} = 10^{-14} \text{A}/\text{m}^2$  是根据阿波罗月面尘埃实验中测得的尘埃电流密度,  $C_n = 1 - \exp(e\varphi_A/k_B T_e)$  是与尘埃电流相关的表面电势平滑系数.  $V_{te}$  是太阳风电子的热速度;  $\delta_{eff}$  是表面的二次电子产生系数, 对于能量约  $10 \text{eV}$  的入射电子, 其值约等于  $0.3$  (Farrell 等, 2010). 撞击坑内月表相对于太阳风的电势等于  $\varphi_A$  和  $\varphi_s$  之和, 即  $\varphi = \varphi_A + \varphi_s$ . 需要指出的是, 撞击坑右侧凸起边缘背风侧区域可以视为次级撞击坑, 表面电势也可以用方程 (3) 来计算.

已知撞击坑中的电势、坡度和德拜长度, 可以计算撞击坑内的电场. 一般来说, 电场可以通过电势的梯度来获得. 这里不考虑太阳风对流电场, 因为它比表面附近的电场小大约三个数量级. 月球表面的水平方向和垂直方向上的局部电场由下式给出:

$$\begin{cases} E_n = \frac{\varphi}{\lambda_D}, \\ E_p = \frac{\Delta \varphi}{\Delta L}, \end{cases} \quad (4)$$

其中,  $E_n$  为垂直方向的电场,  $E_p$  为水平电场;  $\Delta L$  是两个相邻点之间的直线距离;  $\lambda_D$  是由局部等离子体数密度

决定的德拜长度  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}$ , 其中  $n_e = n_0 \exp \left( \frac{e\varphi_A}{k_B T_e} \right)$ .

需要注意的是, 撞击坑壁面有一定的坡度, 因此其平行表面方向与月面整体的水平方向不同. 此外, 我们假设电子云的尺度等于双极扩散内边界处的德拜长度, 然后可以计算月面电场和尘埃颗粒的迁移距离. 为了获得尘埃在不同方向上的迁移距离, 必须将  $E_p$  和  $E_n$  转换为平行和垂直电场分量:



$$\begin{cases} E_x = -E_n \sin \theta_{tp} + E_p \cos \theta_{tp}, \\ E_z = E_n \cos \theta_{tp} + E_p \sin \theta_{tp}, \end{cases} \quad (5)$$

其中,  $E_x$  是平行电场(与太阳风的方向一致),  $E_z$  是向上方向的垂直电场. 利用  $E_x$  和  $E_z$ , 通过  $qE/m$  可以计算单个尘埃颗粒受到的静电力, 其中  $q$  和  $m$  是尘埃颗粒的电荷和质量. 然后, 可以根据静电喷泉模型(Stubbs等, 2006; Xie等, 2020)估计尘埃颗粒的输运距离:

$$\begin{cases} X_{\max} = \frac{6\varepsilon_0 \rho_d \lambda_D}{\rho_d r_d^2 g_1} E_x, \\ Z_{\max} = \frac{3\varepsilon_0 \rho_d \lambda_D}{\rho_d r_d^2 g_1} E_z, \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $Z_{\max}$  表示尘埃输运可以达到的最大高度,  $X_{\max}$  是尘埃达到的高度  $Z_{\max}$  时的水平输运距离;  $\rho_d$  和  $r_d$  分别是尘埃的质量密度和半径;  $g_1$  是月球表面附近的重力加速度.

### 3 理论分析模型应用于沙克尔顿撞击坑

月球南极地区有许多撞击坑, 其中距离南极点最近的是沙克尔顿撞击坑. 该撞击坑的边缘几乎持续暴露在太阳光照下, 而内部则永远处于阴影之中. 这样, 撞击坑的底部温度非常低, 可以捕获和冻结挥发物, 并且在永久阴影区域可能有一些水冰, 因此, 沙克尔顿撞击坑是未来月面探测的一个很好的候选地. 本节我们尝试研究沙克尔顿撞击坑周围的带电和尘埃环境. 如图2所示, 沙克尔顿撞击坑的中心非常靠近南极点, 直径21km, 深度(从边缘到底部)约4.1km, 坑底直径6.96km, 撞击坑边缘高出周围表面约1.3km(Zuber等, 2012; Barker等, 2015). 假设太阳风从撞击坑的左边界水平流入, 并使用第2节中的公式来计算月球表面电势和撞击坑周围尘埃颗粒的输运距离.

太阳风参数设为其典型值, 密度  $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$ , 速度  $v_{\text{sw}} = 400 \text{ km/s}$ , 电子能量  $T_e = 12.1 \text{ eV}$ . 光电子温度为  $T_p = 2.2 \text{ eV}$ . 考虑半径为  $0.1 \mu\text{m}$  的尘埃颗粒, 根据 LADEE 的观测数据, 其质量为  $1.26 \times 10^{-17} \text{ kg}$ . 尘埃携带的电荷由  $q = C\phi$  给出, 其中  $C = 4\pi\varepsilon_0 r_d$  为尘埃颗粒的电容. 对于尺寸为  $0.1 \mu\text{m}$  的尘埃颗粒, 尘埃电荷约为  $1.11 \times 10^{-17} \phi \text{ C}$ . 计算结果如图3和图4所示. 从图3a和图4a中可以看出, 沙克尔顿撞击坑附近表面的电势基本上可以分为三个区域, 分别是区域 I、区域 II 和区域 III. 在区域 I (撞

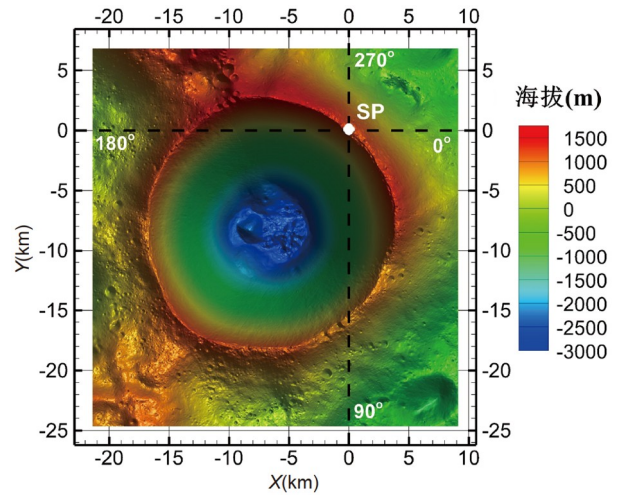


图2 沙克尔顿撞击坑的海拔和地理位置

SP点表示月球南极点的位置,  $X$ 轴表示沿 $0^\circ$ 经线的坐标,  $Y$ 轴表示沿 $270^\circ$ 经线的坐标

击坑上游), 月球表面可以接收到光照, 表面电位接近于零, 部分区域甚至为正电位(高达+2V). 而在 II 区(撞击坑左侧坑壁), 存在地形遮挡引起的热电子, 表面电位低至-175V. 在 III 区(撞击坑右侧坑壁)中, 表面电位从大约-50V 逐渐增加到大约0V, 最终在坑右侧坑壁下游月面再次降至负值. 这些结果与图1所示的地形遮挡理论一致.

德拜长度主要由表面附近的电子数密度决定. 对于太阳天顶角较低(例如,  $\chi < \chi_{\text{DZ}}$ ) 的光照面, 德拜屏蔽主要由光电子密度控制. 当接近晨昏线时, 德拜长度主要由太阳风电子密度决定. 当在撞击坑内部时, 德拜长度由双极扩散带来的局部电子数密度决定. 计算得到的德拜长度如图3b和图4a所示, 其中  $\lambda_D$  从区域 I 中的约10m 增加到区域 II 中的约300m, 最后在区域 III 中下降到约50m. 根据月面电势和德拜长度, 可以根据方程(4)计算电场, 最后通过方程(5)和(6)获得尘埃的输运距离.

如图3c和图3d所示, 从区域 I 和区域 III 出射的尘埃并不显著, 大多数尘埃颗粒都是从区域 II 发射出的. 区域 II 中的尘埃颗粒在  $X$  方向的运动有两种情况: 向  $X$  轴负方向运动和向正  $X$  轴方向运动, 其中大多数尘埃颗粒向  $X$  轴正方向迁移,  $X_{\max}$  最大可达20km, 相应的  $Z_{\max}$  可达10km, 这意味着尘粒可以在撞击坑周围迁移到10km的最大高度和40km的最大水平距离(图4b). 总

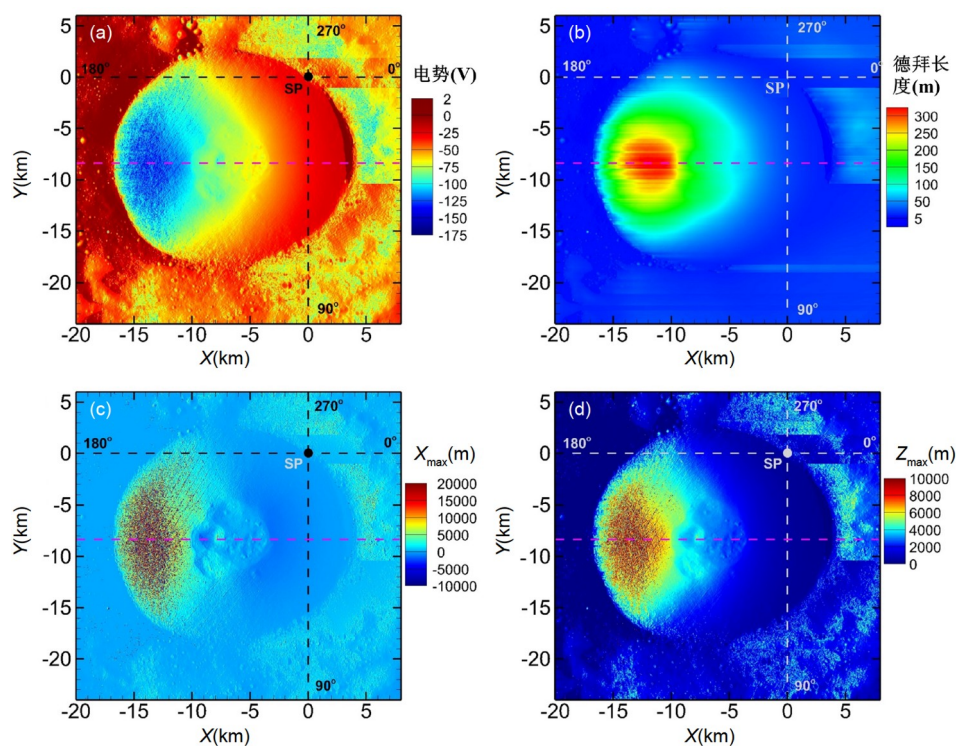


图3 月面电势(a)、德拜长度(b)、 $X_{\max}$ (c)和 $Z_{\max}$ (d)的计算结果

$Z_{\max}$ 表示尘埃运输可以达到的最大高度,  $X_{\max}$ 是尘埃达到的高度 $Z_{\max}$ 时的水平运输距离

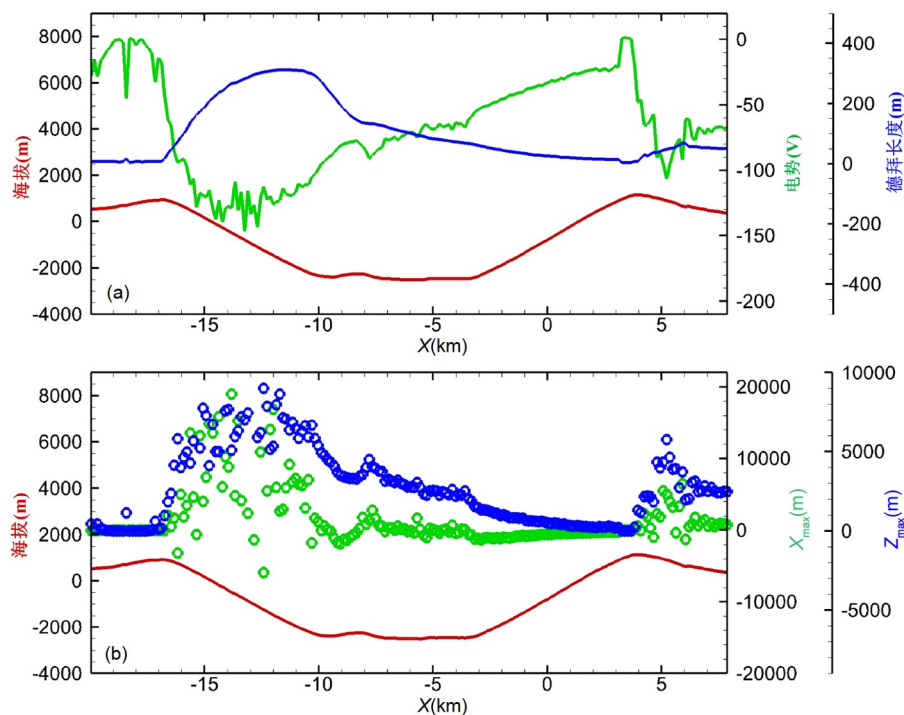


图4 沿着图3中的紫色虚线提取得到的计算结果

(a) 沿 $X$ 轴的电势和德拜长度分布; (b) 沿 $X$ 轴的 $X_{\max}$ 和 $Z_{\max}$ 的计算结果. (a)和(b)中的红线表示该撞击坑壁的海拔高度分布

的来说, 从区域 II 出来的尘埃可形成一个尘埃喷泉, 因而我们可以期待撞击坑周围会有局部尘埃云。

#### 4 撞击坑周围表面充电和尘埃运输的数值模拟

理论分析模型假设在撞击坑内壁的表面上有一个等离子体鞘层, 德拜长度由双极扩散理论给出的等离子体数密度决定。对于微观的表面单元, 理论分析模型忽略了水平方向上的电位变化, 只考虑了法线方向上的电势变化。通过这种方式, 可以获得垂直于表面的电场。此外, 通过两个相邻表面单元之间的电势差获得平行表面方向上的电场。最后, 获得了不同方向上的尘埃运输距离。目前尚不确定这些假设在电子云区是否合适, 并且是否会产生局部尘埃云。我们尝试用静电PIC数值模拟来验证理论分析结果。使用SPIS-DUST软件来模拟表面充电和静电尘埃的运输。在数值模拟中, 沙克尔顿撞击坑的尺寸缩小了1000倍: 撞击坑模型尺寸设置为直径21m, 深度约4.1m, 坑底直径6.96m, 坑沿高出周围月表约1.3m, 如图5所示。需要注意的是, 缩小后的撞击坑和真实的撞击坑的深度都小于太阳风电子的回旋半径(约15km), 这意味着磁场对等离子体的作用并不重要。因此, 分析模型和数值PIC模型的静电假设都是合适的。此外, 撞击坑的深度、直径和坡度对于确定表面电荷和尘埃悬浮起决定作用。这些参数在分析模型和数值模拟之间是相同的。因此, 我们认为, 对缩小后的撞击坑的数值模拟至少可以定性地反映真实情况。

整个模拟域设置为80m×80m×100m, 采用非均匀网格进行划分, 靠近月球表面和撞击坑的网格尺寸为0.5m, 模拟域上表面附近的最大网格尺寸为5m, 满足网格尺寸小于德拜长度的要求。应该注意的是, 与表面充电相关的电场不足以克服月表尘埃颗粒之间的范德华力(或粘附力)。事实上, 有一些微观的充电过程( $r_d$ 尺度范围内)可以提供足够大的电场。SPIS代码使用放大因子 $\beta$ 来模拟尖端的微观充电过程, 这有助于从表面发射尘埃颗粒(Hess等, 2015)。需要注意, 一旦尘埃离开月面, 微观电场的作用就消失了, 后续尘埃的运动主要受重力和等离子体鞘层电场决定。因此, 引入放大因子 $\beta$ 只是提高了尘埃发射率但并不会影响较高海拔区域的尘埃分布。根据De Rosa等(2012)的计算结果, 南极附

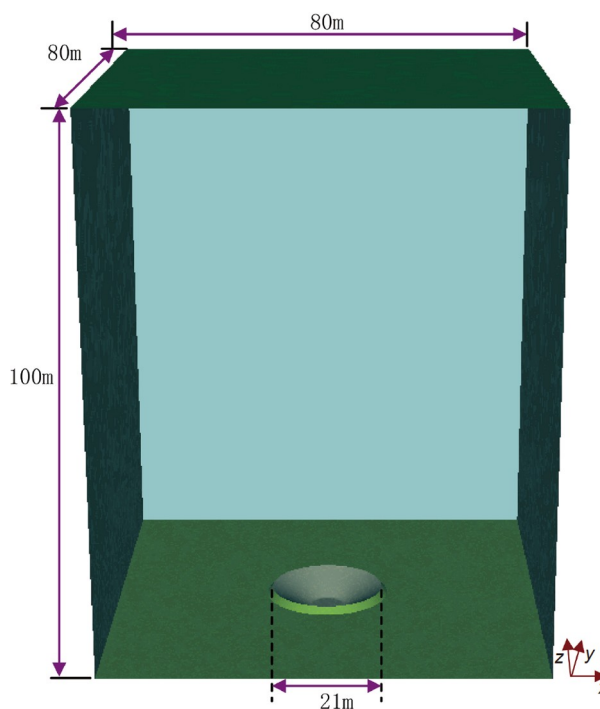


图5 模拟区域以及内部按比例缩小的沙克尔顿撞击坑

近的太阳高度角在 $0^\circ \sim 2^\circ$ 的范围内变化, 因此在模拟中将太阳高度角设置为 $2^\circ$ 。太阳风从左侧边界注入模拟区域, 采用第3节所述的典型太阳风参数。由于在阳光照射下的月球表面会产生大量光电子, 因此将撞击坑外的月球表面设置为导电表面; 撞击坑内几乎没有光照, 因此坑内表面被设置为绝缘表面。数值模拟时间设置为2000s, 此时可以获得准平衡的模拟结果。

撞击坑周围电势以及不同带电粒子的数密度分布如图6所示。在图6a中, 我们可以看到撞击坑背风侧坑壁电势最低, 可小于 $-30\text{V}$ 。向右侧表面电势逐渐增加(从大约 $-36\text{V}$ 到 $-17\text{V}$ ), 这与第2节和第3节中讨论的区域 I、II 和 III 的电势分布趋势基本一致。在左侧撞击坑边缘的背风方向, 由于地形遮挡, 太阳风有一个明显的离子空洞, 如图6c中蓝色区域所示。而背风方向的电子密度因热运动而下降不明显(图6b)。在离子空洞之外, 离子密度急剧增加, 最终接近太阳风离子密度。由于靠近月球南极, 太阳高度角接近于零, 而且撞击坑内几乎没有光照, 因此撞击坑内的光电子密度非常低。当在撞击坑外时, 光电子密度开始增加, 尤其是在阳光直射的表面附近(图6d)。撞击坑周围的等离子体密度分布也与第2节中讨论的地形遮挡效应一致。



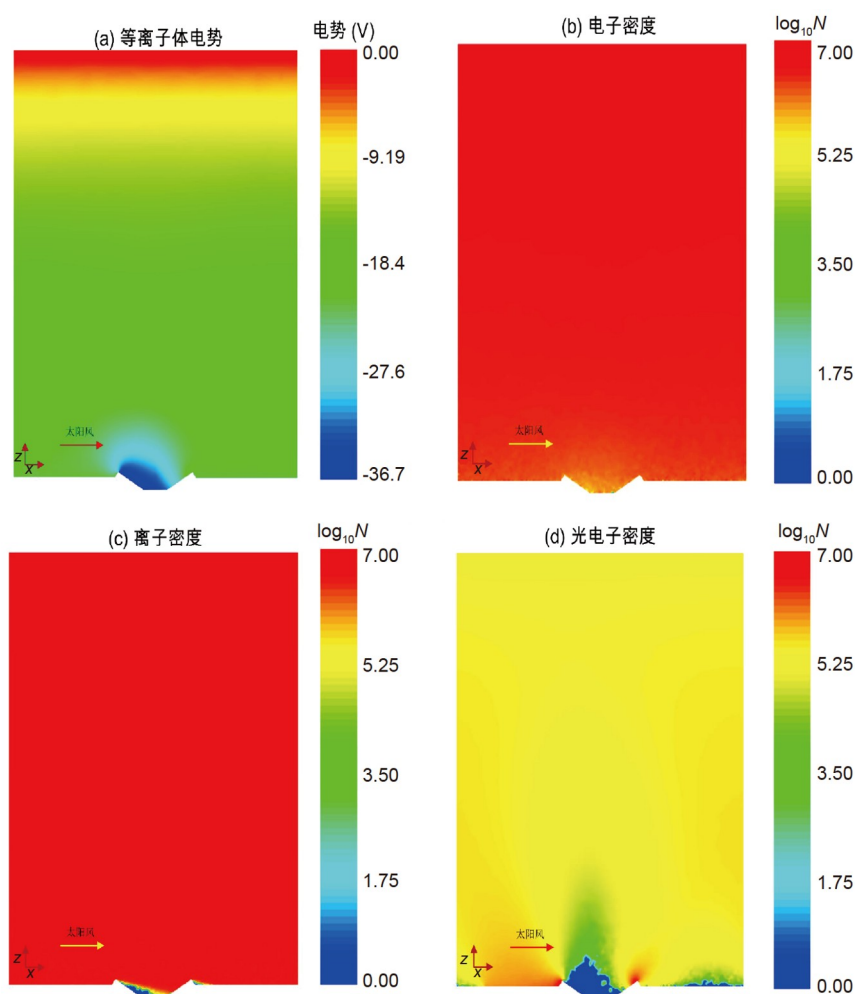


图6 撞击坑周围电势以及不同带电粒子的数密度分布

(a) 电势的模拟结果; (b)~(d) 分别是太阳风电子、离子和光电子的数密度模拟结果

由图6a所示的电势分布, 可得到撞击坑附近的电场, 它提供了一种尘埃静电输运的静电力. 图7显示了模拟域中尘埃颗粒的密度分布. 可以看出, 大多数尘埃颗粒都是从撞击坑中出射的, 在撞击坑表面附近的典型尘埃密度约为 $10^4 \text{ m}^{-3}$ . 最大尘埃密度位于撞击坑的背风侧坑壁附近, 靠近地表的密度约为 $10^5 \text{ m}^{-3}$  (图7a). 由于撞击坑外的电位相对较小, 因此该区域的尘埃静电活动较弱, 靠近地表的尘埃密度仅为 $10^3 \text{ m}^{-3}$ 左右. 总的来说, 我们在撞击坑周围模拟发现了局部尘埃云, 这与第3节得到的理论分析结果一致. 从图7b中我们发现大量的尘埃颗粒从坑壁背风侧斜坡出射. 此外, 这些尘埃颗粒可以输运到撞击坑外部或撞击坑底部的下游区域, 这与第2节和第3节所述的尘埃喷泉理论基本一致.

## 5 结论

我们通过理论分析和PIC数值模拟研究了月球南极撞击坑附近的电势和尘埃静电输运. 研究发现, 由于地形遮挡效应, 月面电势可以发生显著改变, 撞击坑内部的表面可以带更多的负电荷. 一般来说, 撞击坑周围电势分布可以分为三个区域: 撞击坑外电位最弱的区域(区域I), 坑壁背风侧附近负电位最强的区域(区域II), 迎风侧坑壁(区域III)具有中等电位. 与表面电位相关的是电场和尘埃静电活动的局部增强, 从而在产生撞击坑周围产生局部尘埃云. 沙克尔顿撞击坑的理论计算结果表明, 该撞击坑内部的表面电位可低至 $-175 \text{ V}$ , 坑壁上的尘埃颗粒可输运到最高约

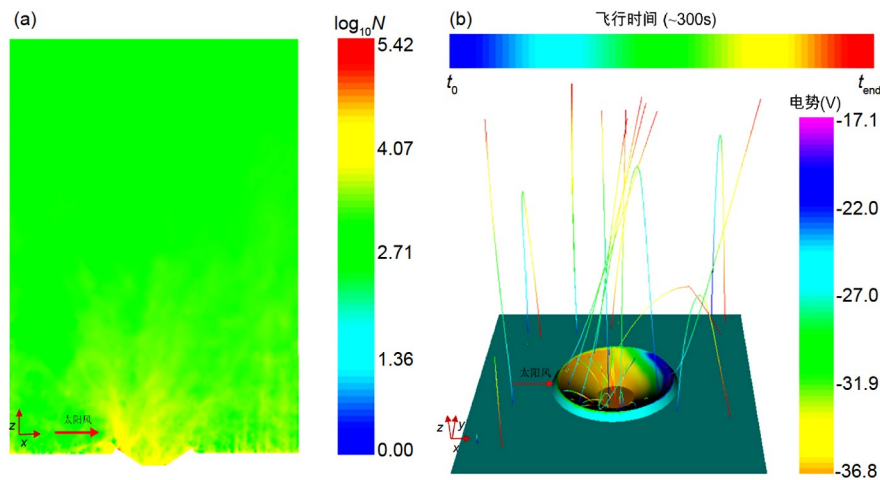


图7 模拟域中尘埃颗粒的密度分布及迁移

(a) 尘埃颗粒的数密度分布; (b) 撞击坑附近悬浮的尘埃粒子的典型轨迹

10km和最远约40km的地方。PIC数值模拟对这种地形遮挡效应和局部尘埃云进行了定性验证, 其中撞击坑内的月面可以被充电到小于 $-30\text{V}$ 的电势, 并且撞击坑附近的尘埃密度也会局部增强, 典型值约为 $10^4\text{m}^{-3}$ , 最大值约为 $10^5\text{m}^{-3}$ 。此前, LADEE任务在哥白尼和普利纽斯撞击坑都观测到了局部尘埃云, 其中尘埃云可以延伸到撞击坑外, 其直径与撞击坑的直径相当(Xie等, 2020)。LADEE观测的尘埃密度与阿波罗任务观测到的月球地平线辉光的尘埃密度一致, 后者在月球表面附近观测的最大密度约为 $5\times 10^4\text{m}^{-3}$ 。本研究得到的 $X_{\text{max}}$ 最大约为20km, 也接近撞击坑的直径(21km), 并且模拟得到的尘埃密度与观测值在同一量级。因此, 我们的结果与观测结果基本是一致的。研究结果表明, 沙克尔顿撞击坑周围可以产生半径约20km、典型尘埃密度约 $10^4\text{m}^{-3}$ 的局部尘埃云, 这意味着需要仔细评估这些悬浮月尘对未来月球极区探测任务的危害, 例如中国的嫦娥七号任务和美国国家航空航天局的阿尔忒弥斯计划都将去月球南极进行原位探测。此外, 阴影区内尘埃颗粒长期的定向输运可能会改变撞击坑退化过程, 从而影响撞击坑年龄的估计。研究结果还对研究其他无大气天体(例如小行星、冰卫星)的表面带电及尘埃输运具有参考意义。

**致谢** 感谢欧洲航天器与等离子体相互作用技术网站(SPINE)提供的开源软件。

## 参考文献

- Barker M K, Mazarico E, Neumann G A, Zuber M T, Haruyama J, Smith D E. 2015. A new Lunar digital elevation model from the Lunar orbiter laser altimeter and SELENE terrain camera. *Icarus*, 273: 346–355
- Farrell W M, Stubbs T J, Halekas J S, Killen R M, Delory G T, Collier M R, Vondrak R R. 2010. Anticipated electrical environment within permanently shadowed Lunar craters. *J Geophys Res*, 115: E03004
- Halekas J S, Delory G T, Lin R P, Stubbs T J, Farrell W M. 2008. Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the Lunar surface and its response to incident currents. *J Geophys Res*, 113: A09102
- Hess S L G, Sarrailh P, Mateo-Velez J C, Jeanty-Ruard B, Cipriani F, Forest J, Hilgers A, Honary F, Thiebault B, Marple S R, Rodgers D. 2015. New SPIS capabilities to simulate dust electrostatic charging, transport, and contamination of Lunar probes. *IEEE Trans Plasma Sci*, 43: 2799–2807
- Kuznetsov I A, Zakharov A V, Dolnikov G G, Lyash A N, Afonin V V, Popel S I, Shashkova I A, Borisov N D. 2017. Lunar dust: Properties and investigation techniques. *Sol Syst Res*, 51: 611–622
- Kuznetsov I A, Hess S L G, Zakharov A V, Cipriani F, Seran E, Popel S I, Lisin E A, Petrov O F, Dolnikov G G, Lyash A N, Kopnin S I. 2018. Numerical modelling of the Luna-Glob lander electric charging on the Lunar surface with SPIS-DUST. *Planet Space Sci*, 156: 62–70
- Li L, Zhang Y T, Zhou B, Feng Y Y. 2016. Dust levitation and transport over the surface of the Moon. *Sci China Earth Sci*, 59: 2053–2061



- Mazarico E, Neumann G A, Smith D E, Zuber M T, Torrence M H. 2011. Illumination conditions of the Lunar polar regions using LOLA topography. *Icarus*, 211: 1066–1081
- Piquette M, Horányi M. 2017. The effect of asymmetric surface topography on dust dynamics on airless bodies. *Icarus*, 291: 65–74
- Poppe A R, Piquette M, Likhanskii A, Horányi M. 2012. The effect of surface topography on the Lunar photoelectron sheath and electrostatic dust transport. *Icarus*, 221: 135–146
- De Rosa D, Bussey B, Cahill J T, Lutz T, Crawford I A, Hackwill T, van Gasselt S, Neukum G, Witte L, McGovern A, Grindrod P M, Carpenter J D. 2012. Characterisation of potential landing sites for the European Space Agency's Lunar Lander project. *Planet Space Sci*, 74: 224–246
- Stubbs T J, Vondrak R R, Farrell W M. 2006. A dynamic fountain model for Lunar dust. *Adv Space Res*, 37: 59–66
- Stubbs T J, Farrell W M, Halekas J S, Burchill J K, Collier M R, Zimmerman M I, Vondrak R R, Delory G T, Pfaff R F. 2014. Dependence of Lunar surface charging on solar wind plasma conditions and solar irradiation. *Planet Space Sci*, 90: 10–27
- Xie L, Zhang X, Li L, Zhou B, Zhang Y, Yan Q, Feng Y, Guo D, Yu S. 2020. Lunar dust fountain observed near Twilight craters. *Geophys Res Lett*, 47: e2020GL089593
- Zimmerman M I, Farrell W M, Stubbs T J, Halekas J S, Jackson T L. 2011. Solar wind access to Lunar polar craters: Feedback between surface charging and plasma expansion. *Geophys Res Lett*, 38: L19202
- Zimmerman M I, Jackson T L, Farrell W M, Stubbs T J. 2012. Plasma wake simulations and object charging in a shadowed Lunar crater during a solar storm. *J Geophys Res*, 117: E00K03
- Zuber M T, Head J W, Smith D E, Neumann G A, Mazarico E, Torrence M H, Aharonson O, Tye A R, Fassett C I, Rosenburg M A, Melosh H J. 2012. Constraints on the volatile distribution within Shackleton crater at the Lunar south pole. *Nature*, 486: 378–381

(责任编辑: 魏勇)