手稿于*2021*年*8*月*13*日被《地球物理研究杂志：空间物理》在线接收。*https://doi.org/10.1029/2021JA029645*

尘埃撞击产生天线信号的静电模型

Mitchell M. Shen[1,2], Zoltan Sternovsky[1,2], Alessandro Garzelli[1,3], David M. Malaspina[1,4]

1. 大气与空间物理实验室，科罗拉多大学博尔德分校，*CO 80303*2. 斯米德航空航天工程科学系，科罗拉多大学博尔德分校，*CO 80303*3. 航空航天科学与技术系，米兰理工大学，*Via La Masa*，*MI 20156*，意大利4. 天体物理与行星科学系，科罗拉多大学博尔德分校，*CO 80309*

要点：

（1）基于重新收集电荷和感应电荷效应的新静电模型，改进了对尘埃撞击信号的分析与解释。（2）构建了实验室模型，以验证所提出模型的有效性，并测量尘埃撞击等离子体羽流的基本特性。（3）该静电模型为解释天线波形和确定撞击尘埃粒子的参数提供了框架。

关键词：宇宙尘埃、尘埃探测、天线仪器

提交至《地球物理研究杂志》的手稿

通讯作者：uniecoaass@gmail.com

手稿于2021年8月13日在线获《地球物理研究杂志：空间物理》接收。https://doi.org/10.1029/2021JA029645

摘要

航天器受到尘埃撞击时，通常由天线仪器检测到瞬态电压扰动。信号波形由撞击产生的等离子体云与天线—航天器系统各元件之间的相互作用产生。本文提出了一种通用静电模型，涵盖这种相互作用的两个关键要素：航天器从撞击等离子体中重新收集的电荷，以及逃逸至无穷远处的电子和阳离子所占的比例。逃逸电子和阳离子形成的云团会产生感应信号，而二者截然不同的逃逸速度则决定了波形的特征形状。我们根据系统的几何结构和撞击位置，对感应信号进行数值建模。该模型采用麦克斯韦电容矩阵，追踪系统各元件之间的相互作用。我们利用尘埃加速器设施，构建了一种新型小尺寸航天器模型，用于实验室测量。该模型航天器配备了四根天线：两根以单极模式工作，另有一对配置为偶极子。我们使用加速至 > 20 km/s 的亚微米级铁尘埃颗粒进行测试测量，并记录每根天线的波形。静电模型仅凭少量物理拟合参数（例如电子和阳离子的逃逸速度），便能与数据实现非常吻合的拟合。本文提出的通用模型为分析天线波形提供了框架，适用于多种空间任务，用于研究相关环境中的尘埃颗粒分布。

1. 引言

空间任务中的天线仪器主要用于测量电场和等离子体波 [*Gurnett*，1998]。研究还发现，当宇宙尘埃粒子撞击航天器表面或天线时，这些仪器对探测此类撞击也很敏感 [*Gurnett* 等，1983，1997；*Kurth* 等，2006；*Meyer-Vernet* 等，2009，2017；*Malaspina* 等，2014，2020；*Ye* 等，2014，2016a，2016b，2018，2019；*Kellog* 等，2016；*Szalay* 等，2020；*Vaverka* 等，2018，2019；*Zaslavsky* 等，2012, 2015]。

尘埃撞击表现为由撞击等离子体云膨胀产生的瞬态电压信号。撞击电离是一种物理现象：尘埃粒子高速撞击固体表面（$\gtrsim 1$ km/s）时，会产生电子、阳离子和阴离子形式的自由电荷 [例如，*Auer*， 2001]。根据实验室测量结果，产生的撞击电荷（Q_{IMP}）与尘埃粒子的质量（m）近似呈线性关系，随速度急剧增加，并且取决于靶材 [例如，*Auer*，2001；*Collette* 等人，2014 年及其中的参考文献]。如上所述，通过天线测得的瞬态电压信号（波形）可用于获取有关撞击尘埃粒子的宝贵信息。尘埃撞击也可在天线信号的功率谱中表现为宽带“噪声” [*Aubier* 等人，1983；*Meyer-Vernet* 等人， 2009]。本文仅讨论对单次撞击波形的解释。

天线仪器可工作于单极模式或偶极模式，分别测量天线与航天器（SC）之间或两根天线之间的电压差。天线和航天器在太空中会获得平衡电势，这是由光电子发射产生的充电电流，以及从环境等离子体中收集电子和离子所致。平衡电势可以为正，也可以为负（取决于充电电流的相对大小），并会影响撞击电离形成的等离子体云的膨胀。尘埃撞击表现为叠加在平衡电势上的瞬态电压扰动，随后会在具有环境特征的时间尺度内恢复至平衡值。

已有多种模型尝试描述导致天线测得电压信号产生的物理机制。*Gurnett* 等人 [1983, 1987] 假设，天线会收集撞击电荷电子中的显著比例（α），前提是天线具有正的平衡电势。此时天线测得的电压为 $V = \alpha Q_{IMP}/C_A$，其中 C_A 是

天线的电容。此外，*Gurnett* 等人 [1987] 还考虑了偶极模式下航天器对撞击电荷的收集。在这种情况下，天线可测得一小部分航天器电压，其值为 $V = \gamma Q_{IMP}/C_{SC}$，其中 C_{SC} 是SC电容，γ 是电子设备的共模抑制系数。在理论研究中，*Oberc* [1996]指出，可能导致电压信号产生的机制有三种：天线充电、航天器充电，以及对电荷分离电场的探测。前两种机制与上述模型类似。第三种机制中，天线探测的是撞击等离子体膨胀过程中离子云的电场。该模型假设撞击等离子体从撞击位置向外移动，并随时间不断膨胀。膨胀到某一阶段时，电子与等离子体云脱离，留下由较慢离子构成的云，其正空间电荷电势量级约为以电子伏特为单位表示的电子温度。随后，天线探测该电荷云分离出的电场。*Oberc* [1996] 指出，天线充电产生的测量信号也会强烈依赖撞击几何形状，即撞击位置相对于天线和航天器几何结构的位置。另一方面，航天器充电产生的信号则不受撞击几何形状影响。*Oberc* [1996] 指出，对于单极天线，主导机制是航天器充电；对于偶极天线，测得的信号来自两根天线的差分充电以及对分离电场的探测。后两种机制的相对重要性取决于天线的物理特性，例如天线长度。*Zaslavsky* [2015] 针对 STEREO/WAVES仪器 [*Bale* 等人，2008 年；*Bougeret* 等人，2008]采集的数据提出了浮动电势扰动模型。该模型假设航天器和天线都会重新收集一部分撞击等离子体。天线测得的信号是电荷收集导致的天线与航天器电压扰动之差。测得波形最终呈现的特征形状，由这两个元件通过环境等离子体放电时不同的放电时间常数决定。*Meyer-Vernet* 等人 [2017] 提出了一种用于计算天线信号上升时间的解析模型。该研究指出了信号产生机制的若干其他关键方面。例如，撞击等离子体中的电子因热速度较高而获得各向同性速度分布；因此，电荷分离后，半数电子会朝航天器方向运动，而非远离航天器。此外，航天器表面附近距离较小处的电荷 Q会感应出大小为 $\sim Q/C_{SC}$ 的电势，即，

其作用与在航天器上收集到相同电荷所产生的作用相似。*Kellogg* 等人 [2018] 指出，航天器与天线之间存在电容耦合，因此在确定放电时间常数时，需要考虑安装在这两个元件之间的基底电阻。

科罗拉多大学的尘埃加速器设施使在实验室条件下研究天线信号生成过程成为可能 [*Shu* 等人， 2012]。使用一种简单的装置，*Collette* 等人 [2015] 确定了三种不同的信号产生机制，即航天器充电、天线充电和感应充电。通过改变施加于各元件的偏置电压极性，可以反转航天器充电信号和天线充电信号的极性。后来的数值分析表明，只有发生在天线基座附近的尘埃撞击，天线才能有效收集电荷 [*O'Shea* 等人， 2017]。对于所分析的典型 STEREO 航天器及其天线仪器上的尘埃撞击，天线自身的收集效率仅约为 0.1–1%。*Nouzák* 等人 [2018,2020] 使用卡西尼号航天器和无线电与等离子体波科学仪器（RPWS）的 20:1 缩小模型，在单极模式和偶极模式下开展了实验室研究。实验室中测得的波形与太空中测得的波形在定性上具有良好一致性，并展示了波形特征如何随航天器偏置电压而变化。测量还证实，处于偶极模式的天线对航天器本体上的尘埃撞击不敏感，并且磁场会影响撞击等离子体中电子的再收集，这与电子的回旋运动有关。

此外，还进行了辅助测量，以表征各种材料的撞击电荷产额 [*Collette* 等人，2014年及其中引用的文献] ，并测量撞击等离子体中电子和离子的有效温度。研究发现，铁（Fe）尘埃颗粒撞击钨（W）靶时，电子温度约为 1 – 4 电子伏特，离子温度为 4 – 15 电子伏特，且随撞击速度增加而升高 [*Collette* 等人 2016年；*Nouzák* 等人， 2020]。使用带有机涂层的橄榄石尘埃颗粒进行的测量表明，离子温度约为 7 电子伏特，且随撞击速度略有变化。在 3 – 18 km/s 范围内，负电荷载流子的温度在 1 – 10 电子伏特之间变化，并呈现非单调的速度依赖性[*Kočiščák* 等人， 2020]。

实验室测量结果综合起来，形成了一个经过完善的天线信号生成定性物理模型，可概述如下：撞击等离子体由电子和离子组成，可分为被航天器再收集的部分和逸出的部分。

电子和离子的收集部分与逸出部分之比由航天器电势以及各自的有效温度决定。两种主要的信号产生机制是净再收集电荷导致的航天器充电，以及逸出部分导致的感应充电。特征波形由四个先后发生且部分重叠的阶段产生。第一，电子迅速逸出，在航天器上及其附近留下净正电荷，产生一个陡峭的负向信号，测量值为 $V_{ANT}(t) - V_{SC}(t)$。这一特征称为“前冲”，在带宽足够宽且采样率适当的天线仪器中普遍可见 [例如，*O'Shea* 等人，2017]。第二，电子逸出之后，离子也随之逸出，使信号进一步转为正向。第三，电荷逸出完成后，航天器上留下净收集电荷，形成波形的主峰。第四，随着系统通过周围环境放电，航天器和天线上的电压逐渐恢复至各自的平衡值。放电过程贯穿整个事件，并可能显著降低主峰幅度 [*Shen* 等人，2021]。放电过程的时间常数由来自周围环境的充电电流大小决定 [*Zaslavsky*，2015]。*Mann* 等人 [2019]的综述文章也介绍了天线信号生成过程的整体描述。

Shen 等人 [2021] 最近给出了上述模型的定量解析形式。该模型应用于一个简化系统，该系统由一根天线和一个球形航天器组成。后一假设使得航天器上的感应电荷可以用简单的解析形式表示，$Q_{SC,\ in,}(t) = Q_{esc}{}^{R_{!}{}_{"}R_{!}{}_{"}+r(t)}$。其中$R_{SC}$ 为航天器半径，$r(t) = vt$ 为以速度v逃逸的电荷的径向距离，而逃逸电荷Q_{esc} 近似为沿径向向外运动的点电荷 [*Jackson*，1999]。定量模型能够很好地拟合使用模型航天器采集的波形。通过将模型拟合到数据，可以确定撞击等离子体云的几个基本参数，包括撞击电荷（Q_{IMP}）、离子膨胀速度等。

本文在 *Shen* 等人 [2021] 提出的模型基础上进行了扩展，并将其推广到任意几何形状的航天器-天线系统。该模型利用电容矩阵，根据收集到的电荷和感应电荷计算各元件上产生的电压。此外，还构建了一种新的实验室航天器模型，用于研究撞击位置对波形的影响。为简化起见，该模型航天器呈球形，并采用四根天线：其中两根作为

单极天线，另一对组成偶极子对。对数据集的初步分析表明，静电模型能够准确描述利用尘埃加速器在实验室测得的波形。

本文结构如下：第 2 节介绍用于生成天线信号的广义静电模型。第 3 节介绍新的实验装置以及获取电容矩阵的方法。第 4 节介绍数值拟合程序，其中纳入了传感电子设备的影响，并对两种撞击几何构型的数据进行了初步分析。第 5 节给出总结和结论。

2. 静电模型

2.1 收集电荷与逸出电荷

下面介绍的模型沿用并扩展了*Shen* 等人 [2021]提出的模型。产生的撞击电荷遵循幂律，

$$Q_{IMP} = Q_i = |Q_e| = \gamma\, m v^{\beta}, \tag{1}$$

其中，m 是尘埃粒子的质量，v 是撞击速度。参数γ 和β 是靶材的特性，其数值可根据实验室测量结果确定[，例如*Auer,* 2001；*Collette* 等人*,* 2014]。在第一近似下，撞击等离子体由数量相等的电子（Q_e）和阳离子（Q_i）组成。这里我们采用与*Shen* 等人 [2021]先前研究相同的假设：(a) 尘埃撞击产生的电压信号相较于平衡浮动电势较小，因此可将撞击信号视为扰动。(b) 撞击等离子体中的电子和阳离子在膨胀的等离子体云中经过一段距离后彼此解耦，而这段距离远小于航天器的特征尺寸（R_{SC}）。因此，电子和阳离子可分别处理，各自以其特征速度膨胀。这两个假设限制了所述模型的有效范围：对于典型的航天器尺寸，撞击电荷须为$Q_{IMP} \lesssim 1 \times 10^{-9}$ C[*Shen* 等人, 2021]。

撞击等离子体的电子分量和离子分量分为逃逸部分和重新收集部分。对于带正电的航天器（$V_{SC} > 0$），这些部分可描述为：

$$
\begin{aligned}
Q_{e,esc} &= -\kappa\, Q_{IMP}\, e^{\frac{-V_{SC}}{T_e}} \\
Q_{e,col} &= -Q_{IMP} - Q_{e,esc} \\
Q_{i,esc} &= Q_{IMP} \\
Q_{i,col} &= Q_{IMP} - Q_{i,esc} = 0
\end{aligned} \tag{2}
$$

其中，T_e 是以电子伏特为单位的有效电子温度。方程（2）描述了这样一种物理图景：撞击等离子体中的离子以羽流的形式从撞击位置向外膨胀，而速度更快的电子在膨胀早期形成各向同性分布。系数κ 描述了各向同性电子能够逃逸的、不受遮挡的立体角比例。κ 的取值范围为0–1；对于半无限撞击表面，κ ≈为0.5，因为一半的各向同性电子将远离表面运动，而另一半则朝向表面运动并被重新收集。电子能否逃逸还受能量因素支配，这由玻尔兹曼因子描述。对于负的航天器电势（$V_{SC} < 0$），控制方程变为：

$$
\begin{aligned}
Q_{e,esc} &= -\kappa\, Q_{IMP} \\
Q_{e,col} &= -Q_{IMP} - Q_{e,esc} \\
Q_{i,esc} &= Q_{IMP}\, e^{\frac{V_{SC}}{T_i}} \\
Q_{i,col} &= Q_{IMP} - Q_{i,esc}\ ,
\end{aligned} \tag{3}
$$

其中，T_i 为以电子伏特为单位的有效离子温度。

2.2 单天线简化情形

首先，给出一个简化但具有说明性的示例：仅考虑一个元件上的收集电荷，研究带有一根天线的航天器。图1描绘了这种情况，其中 C_{SC} 和 C_{ANT} 分别是相应元件的物理电容。互电容 C_x由多个部分组成，包括“基座”电容（C_B）、电缆电容和前置放大器输入电容（C_{WP}），以及由

系统几何结构（C_G）决定的天线与航天器本体之间的电容 [参见例如 *Bale* 等人， 2008]。由于这三个电容实际上是并联的，$C_X = C_B + C_{WP} + C_G$。

下一步是考虑电荷 $\delta Q_{SC,\ col}$ 它沉积在航天器上。符号'δ'表示扰动，即沉积电荷是在导致平衡电势形成的电荷之外额外增加的。航天器上产生的电压为$\delta V_{SC} = \delta Q_{SC,\ col}\ C_{SC,}$ $/\quad_{eff}$，其中 $C_{SC,\ eff} = C_{SC} + {}_{CxCANT\ Cx+CANT}$ 是航天器的有效电容，其中包括 C_{ANT} 和 C_x 的贡献。尽管没有电荷沉积到天线上，这些元件的电压仍会受到航天器电压的影响。根据电容串联的规则，该电压为 $\delta V_{ANT} = \delta V_{SC}[C_{\overline{x(/\ C_x}} + C_{ANT}\ ])$。天线与航天器之间测得的电压为：

$$\delta V_{meas} = \delta V_{ANT} - \delta V_{SC} = -\frac{\delta Q_{SC,col}}{C_{SC,eff}}\ \frac{C_{ANT}}{C_x+C_{ANT}}. \tag{4}$$

式（4）末尾的比值通常被视为天线增益，$G_A = C_{ANT}\ (/\ C_x + C_{ANT})$[例如，参见*Bale* 等人，2008]。

类似地，对于沉积在天线上的电荷，测量电压为：

$$\delta V_{meas} = \delta V_{ANT} - \delta V_{SC} = \frac{\delta Q_{ANT,col}}{C_{ANT,eff}}\ \frac{C_{SC}}{C_x+C_{SC}} \tag{5}$$

其中，$C_{ANT,eff} = C_{ANT} + {}_{\sout{CxCsc}\ Cx+CSC}$是天线的有效电容。

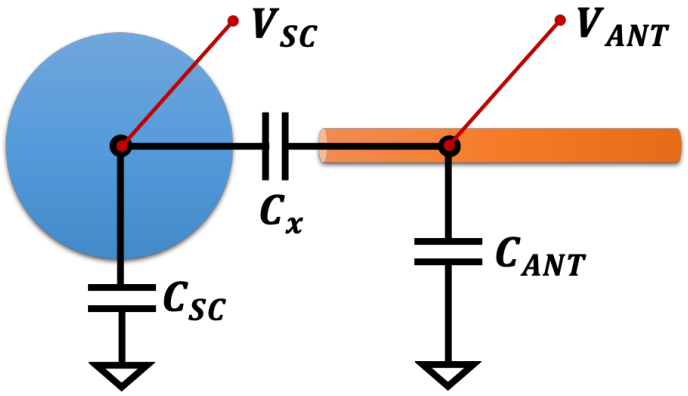

图1：由一艘航天器（SC）和一根天线（ANT）组成的简单系统原理图。详情请参阅正文。

对于所考虑的简化情形，可以使用公式（4）和（5）根据电压信号的幅值计算沉积电荷。这里有两点值得注意：第一，如果电荷沉积在天线上，天线增益G_A 便不再适用。第二，与以往研究中的常见做法相反，必须使用航天器和天线的有效电容值来进行电荷与电压之间的相互转换。当航天器-天线系统浸没在等离子体中时，各元件的电容会增大。不过，在等离子体的德拜长度大于航天器特征尺寸的情况下，例如在 1天文单位附近的行星际空间中，这种影响可以忽略不计。

2.3 矩阵形式与感应充电

随着天线数量增加，有效电容和测量电压的计算很快会变得复杂。幸运的是，可以使用麦克斯韦电容矩阵来跟踪航天器与天线元件之间的相互作用[*Maxwell*，1873年；*DiLorenzo*，2011年；*de Queiroz*，2012]。对于n 根天线，矩阵形式可写为

$$\begin{bmatrix} \delta V_{SC} \\ \vdots \\ \delta V_{ANT,n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{00} & \cdots & a_{0n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n0} & \cdots & a_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta Q_{SC,col} \\ \vdots \\ \delta Q_{ANT,col,n} \end{bmatrix} \tag{6}$$

该形式可根据已知的收集电荷计算物体上的电压。在此形式中，$[\boldsymbol{a}]$为包含（$n+1$）^{2} 个元素的弹性系数矩阵。公式（6）的逆形式为$[\delta Q] = [\boldsymbol{b}][\delta V]$，其中$[\boldsymbol{b}] = [\boldsymbol{a}]^{-1}$ 为电容矩阵。本节余下部分假定系统的弹性系数矩阵和电容矩阵已知。下文第3.2节将详细说明如何计算这些矩阵。此外，附录A详细介绍了航天器带有一根天线这一最简单情形下的弹性系数矩阵和电容矩阵。

感应充电指的是，导体附近的自由电荷会在该导体上感应出电势。对于球形物体这一简单情形，已建立电势的解析解是已知的，其中感应电势的大小随其与表面的径向距离按 $1/r$ 变化（见第 1 节及 *Jackson* [1999]）。*Shen* 等人 [2021] 给出了球形近似下航天器这一简单情形的解析解。

只要已知系统几何结构和电荷分布，就可以通过数值方法计算航天器和天线元件感应充电的一般解。为了描述位于位置 $\vec{r}$ 的测试点电荷 (Q_{test}) 在第 i 个元件上感应出的电荷比例，引入了几何函数。对于由航天器和 n 根天线组成的系统，几何函数定义如下：

$$g_{SC}(\vec{r}) = \frac{Q_{SC,ind}(\vec{r})}{Q_{test}},$$
$$g_{ANT,n}(\vec{r}) = \frac{Q_{ANT,n,ind}(\vec{r})}{Q_{test}}, \quad (7)$$

其中$Q_{SC,\ in,}\ (\vec{r})$例如表示航天器上感应的电荷，而单位点电荷位于 $\vec{r}$ 处。几何函数提供无量纲值，并且对于所有位置，其总和为 $g_{SC}(\vec{r}) + \sum\ g_{ANT,n}(_n \qquad \vec{r}\ \leq 1)$。对于靠近某个元件的点电荷，几何函数的值趋近于 1；随着距离增加，该值则逐渐减小。

可以使用现有的标准静电求解工具对几何函数进行数值计算。将航天器—天线系统的几何结构导入软件，并将每个关注的元件视为与系统其余部分电气隔离的导体。软件还会计算弹性系数矩阵和／或电容矩阵。根据每个元件上形成的电压，使用以下关系即可轻松计算几何函数的值：

$$\begin{bmatrix} g_{SC}(\vec{r}) \\ \vdots \\ g_{ANT,n}(\vec{r}) \end{bmatrix} = \frac{1}{Q_{test}} \begin{bmatrix} b_{00} & \cdots & b_{0n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{n0} & \cdots & b_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{SC} \\ \vdots \\ V_{ANT,n} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

可以针对系统附近所有感兴趣的位置计算几何函数。上述方程中的电容矩阵只能考虑元件之间的几何耦合，即 $C_x = C_G$。关于如何计入来自 C_B 和 C_{WP} 的额外贡献，见第 3.2 节。考虑到实际航天器–天线系统的规模和复杂性，以及所需的分辨率，几何函数的数值计算可能十分繁重。不过，这些计算

只需执行一次，之后即可使用标准数值技术，例如将查找表与线性插值结合起来，以确定任意位置处的数值。

图2展示了一个简化情形的数值计算结果：球形模型航天器配有一根天线。系统尺寸与第3节所述实验室测量中使用的模型相似。SC半径为$R_{SC} = 7.62$ cm，天线长27 cm，直径1.6 mm。在模型装置中，航天器表面与天线之间有5 mm的间隙，从而限制了二者的互耦。点电荷沿一条径向线运动，该径向线相对天线偏转10°，如图2插图所示。测试点电荷的电荷量为$Q_{test} = 100$ pC。左图显示了各元件上的电势及其差值$V_{meas} = V_{ANT} - V_{SC}$。当点电荷靠近航天器表面时，电势为$V_{SC} \cong Q_P/C_{SC,\ eff} = 10.8\ V$，其中$C_{SC,\ eff} = 9.60\ pF$是计算得到的有效SC电容。该值接近预期值$C_{SC,\ eff} = C_{SC} + C_{xC_{ANT}}/(C_x + C_{ANT}) = 9.46$ pF；其中$C_{SC} = 4\pi\varepsilon_0 R_{SC} = 8.47$ pF是航天器的电容，而$C_x = 1.43$ pF和$C_{ANT} = 1.84$ pF的数值也来自数值计算。点电荷靠近航天器表面时，天线电势为$V_{ANT} \approx 4.6$ V，接近计算值$V_{ANT} = V_{SC}[C_x/(C_x + C_{ANT})] = 4.7$ V。计算值与理论值之间的微小差异可能是由数值误差造成的（例如网格或软件中的数值设置）。

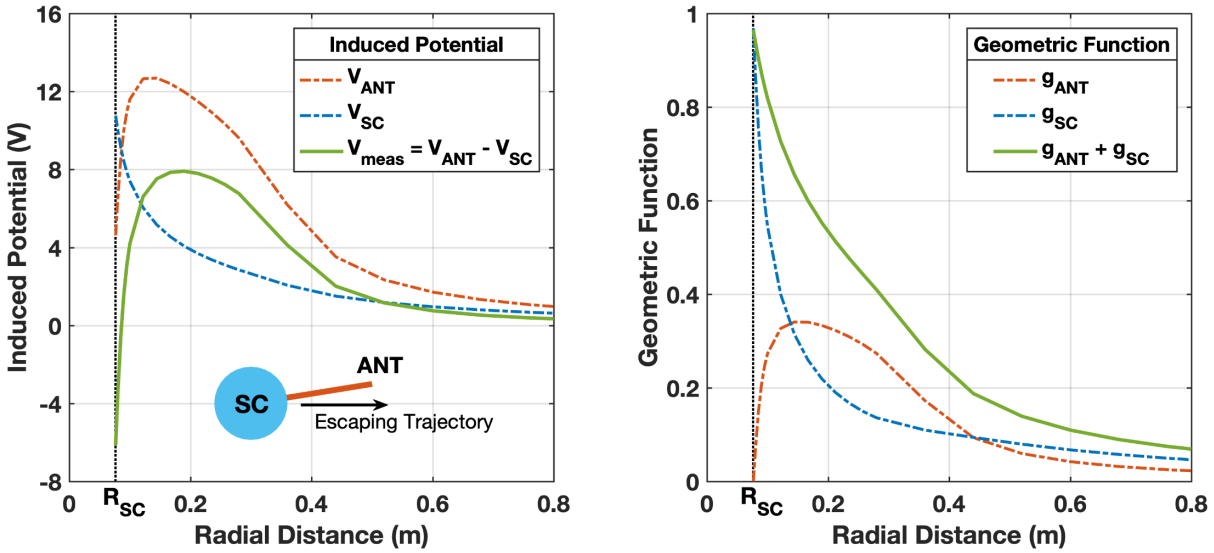

图2：由球形航天器和一根天线组成的系统在一个简单情形下的感应电势（左图）和几何函数（右图）。数值计算针对一个沿着与天线偏离10°的轨迹径向向外运动的测试点电荷（$Q_{test} = 100$ 皮法）（见左图示意图）。

图2右图显示了几何函数值随径向距离的变化。对于位于表面附近的点电荷，$g_{SC}(r)$接近1，随后随距离增加而迅速下降。在所研究的情形中，由于天线靠近点电荷，下降速度快于$1/r$，这是因为相当一部分感应电荷会出现在天线上，而不是航天器上。随着点电荷靠近天线一端，$g_{ANT}(r)$在几毫米的距离内迅速增加。在径向距离约为$r = R_{SC} + 0.27 \cong 0.35$ m处，$g_{ANT}(r)$明显下降，此处正是天线末端。

2.4 静电模型

Shen 等人提出的简化情形解析模型 [2021] 计算了航天器上的电荷随时间的变化，形式如下：

$$\delta Q_{SC}(t) = Q_{SC,col} + \sum_{s=e,i} Q_{esc,s}\left(\frac{R_{SC}}{R_{SC}+v_s t}\right) + \int_0^t I_{dis}(\tau)d\tau. \quad (9)$$

收集电荷是收集到的电子和阳离子的总和，$Q_{SC,\ col} = Q_{e,\ col} + Q_{i,\ col}$，使用公式（2）和（3）计算。第二项考虑了撞击等离子体中逸出的电子和离子所产生的感应充电。此处采用的简化假设是将航天器视为球体。电子和离子的逃逸可有效近似为以各自特征逃逸速度（v_s、 $s = e$、 i）径向向外运动的点电荷。公式（9）中的最后一项表示放电电流。对于实验室模型，放电电流由外接偏置电阻产生；对于在太空中运行的航天器，则由充电环境产生。当尘埃撞击等离子体引起充电，使航天器电势偏离平衡时，电子电流、离子电流和光电子电流之间的不平衡将驱使航天器恢复平衡[，例如 *Zaslavsky*，2015]。计算出航天器的充电后，即可得到尘埃撞击等离子体造成的电势扰动：δV_{SC}（t） $= \delta Q_{SC}$（t）$/C_{SC,\ eff}$。

在此，我们通过采用上文介绍的电容矩阵和几何函数，对 *Shen* 等人 [2021] 提出的简化解析模型进行推广。该模型的基本特性是，在计算

元件上的电势时，可以用相似的方式处理重新收集的电荷和感应电荷。电压扰动可按以下形式同时计算：

$$\begin{bmatrix} \delta V_{SC}(t) \\ \vdots \\ \delta V_{ANT,n}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{00} & \cdots & a_{0n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n0} & \cdots & a_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta Q_{SC,col} + \int_V \rho_{esc}(\vec{r},t) g_{SC}(\vec{r})\, dV + \int_0^t I_{SC,dis}(\tau) d\tau + \sum_{n=1}^{n} \int_0^t \frac{\delta V_{ANT,n}(\tau) - \delta V_{SC}(\tau)}{R_{base}} d\tau \\ \vdots \\ \delta Q_{ANT,col,n} + \int_V \rho_{esc}(\vec{r},t) g_{ANT,n}(\vec{r})\, dV + \int_0^t I_{ANT,dis,n}(\tau) d\tau - \int_0^t \frac{\delta V_{ANT,n}(\tau) - \delta V_{SC}(\tau)}{R_{base}} d\tau \end{bmatrix}. \quad (10)$$

右侧电荷向量的各元素与式（9）中所示的类似。第一项是收集电荷。第二项表示逸出电荷以体电荷分布形式产生的感应充电，$\rho_{esc}(\vec{r},t) = \rho_{esc,\ e}(\vec{r},t) + \rho_{esc,\ i}(\vec{r},t)$，其中同时考虑了电子和离子。这是最一般的形式，可纳入电子和离子逸出模型，例如考虑各自物种的初始速度分布和羽流形状。积分中的几何函数使得能够考虑撞击位置相对于航天器和天线几何结构的位置。第三项是环境等离子体导致的放电。还引入了第四项，因为天线与航天器通过基座电阻实现电连接，R_{base} [例如参见*Bale* 等人， 2008]。这种连接使电流能够流动，从而减小航天器与天线之间的电势差。与通过环境等离子体发生的放电相比，最后一项可能显著，也可能不显著，具体取决于R_{base} （通常约为$M\Omega$）、环境等离子体的密度以及与太阳的距离；这些因素会影响光电子发射电流。

3 实验室装置

3.1 实验室研究用模型航天器

基于以往实验室研究的经验，新型模型航天器已开发并制造完成 [*Nouzák* 等人，2018年、2020年；*Shen* 等人，2021]。新型模型航天器呈球形

半径为 R_{SC} = 7.62 厘米，配备四根天线，排列在同一平面内，彼此相隔 90°（图 3）。每根天线都是一根长 27 厘米、直径 1.6 毫米的杆。航天器和天线均采用不锈钢制成。球形航天器表面涂有石墨涂料，以提供均匀的表面电势 [*Robertson* 等人，2004]。天线表面使用有机溶剂清洁，且未涂覆涂料。模型航天器的赤道面上环绕着一条钨（W）箔带，该平面与天线所在平面重合。箔带宽约 1.5 厘米，并通过点焊固定在球体上。钨箔的作用是提供尘埃撞击目标表面，使测量结果能够与先前采用相同材料的研究直接比较 [*Nouzák* 等人，2018年、2020年；*Shen* 等人，2021]。箔片表面也使用有机溶剂进行了清洁。

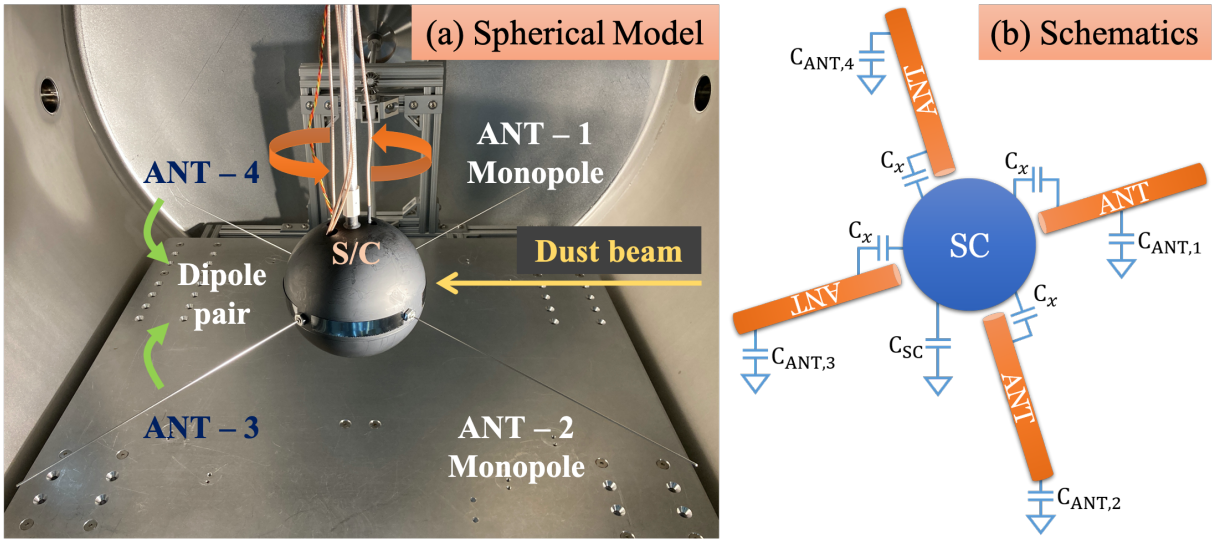

图3： *左*： 安装在真空室内的球形模型航天器照片。*右*： 元件之间电容及互耦关系的简化原理图。详情请参阅正文。

其中两根天线配置为单极天线，另一对以偶极模式工作（图 3）。传感电子设备与 *Shen* 等人 [2021], 所述相同，电路板安装在模型航天器的中空本体内。简而言之，使用三个仪表放大器测量航天器与两根天线之间的电压差，以及偶极天线对之间的电压差。放大器的带宽为 270 Hz – 5 MHz，电压增益为 50。这些电路还支持对航天器和天线施加外部偏置。相同的偏置电压通过各自的偏置电阻施加到每个元件（航天器和四根天线）上。各天线的这些电阻的有效值为 $R_{BIAS,\ A} = 5\ M\Omega$ ，而

2.5 $M\Omega$ 航天器的电阻有效值为。偏置电阻与天线和航天器的有效电容相结合，为每个元件提供特征时间常数：各天线的特征时间常数为 $R_{BIAS,\ A}C_{A,\ eff}$，航天器本体的特征时间常数为 $R_{BIAS,\ SC}C_{SC,\ eff}$ 。测得的波形使用快速数字化示波器记录。

模型航天器安装在垂直轴上，使天线处于水平面内（图3）。该轴连接到旋转馈通装置，可将模型航天器定位在大型真空室的中心。真空室直径为1.2米，长度为1.5米，并使用无油真空泵抽至~10^{-6} 托。

以下所述测量使用铁（Fe）尘埃样品进行，因此也可与*Collette* 等人 [2015；2016], *Nouzák* 等人[2018；2020], 以及*Shen* 等人 [2021]开展的先前研究进行比较。Shu 等人 [2012]介绍了研究中使用的加速器设施。每个加速粒子的质量和速度均根据设施提供的拾取管探测器信号计算。为研究撞击速度、撞击位置、偏置电压和天线运行模式对记录波形的影响，研究人员开展了全面的测量活动。本文重点仅限于20–40千米/秒的撞击速度范围，以评估所提出的信号生成模式的有效性。尘埃束对准球形模型航天器的中心，因此撞击垂直于钨靶箔发生。

3.2 电容矩阵

弹性系数矩阵是实现第 2 节所述静电天线信号生成模型的关键元件。本节介绍如何为上述模型航天器计算该矩阵，如何为实际航天器计算该矩阵，以及各元件的物理意义。附录A详细介绍了仅带有一根天线的航天器。

弹性系数矩阵 $[\boldsymbol{a}]$ 是电容矩阵 $[\boldsymbol{b}] = [\boldsymbol{a}]^{-1}$的逆矩阵。这些矩阵的维度为 $(n+1) \times (n+1)$，其中 n 是系统中独立天线的数量，而 +1 指的是航天器本体。$[\boldsymbol{b}]$ 中的对角元素 b_{ii} 称为自电容，表示某一构型中第i个物体的电容，此时系统中的所有其他元件均接地 [*Jackson*，1999]。例如，假设 $i = 0$ 指的是航天器，并考虑图 3 所示的原理图，可得 $b_{00} = C_{SC} + 4C_X$。这里 C_{SC}

是仅航天器本体（不含天线）的物理电容，并假设航天器与各天线之间的互电容相等。非对角元素 b_{ij} 表示元件 i 与 j之间互电容的负值。例如，$b_{01} = -C_x$表示航天器与天线#1之间的互电容。该矩阵是对称的，即 $b_{ij} = b_{ji}$ 实验室测量中使用的模型航天器的电容矩阵可写为：

$$[\boldsymbol{b}] \cong \begin{bmatrix} C_{SC}+4C_x & -C_x & -C_x & -C_x & -C_x \\ -C_x & C_{ANT,1}+C_x & 0 & 0 & 0 \\ -C_x & 0 & C_{ANT,2}+C_x & 0 & 0 \\ -C_x & 0 & 0 & C_{ANT,3}+C_x & 0 \\ -C_x & 0 & 0 & 0 & C_{ANT,4}+C_x \end{bmatrix} \cong$$

$$\begin{bmatrix} 52 & -6.5 & -6.5 & -6.5 & -6.5 \\ -6.5 & 16 & 0 & 0 & 0 \\ -6.5 & 0 & 17 & 0 & 0 \\ -6.5 & 0 & 0 & 19 & 0 \\ -6.5 & 0 & 0 & 0 & 16.5 \end{bmatrix} \text{pF} \tag{11}$$

公式（11）中的最后一项给出了根据模型航天器测量结果确定的数值。该项采用了一个简化假设，即天线间互电容可以忽略；下文将说明这一假设的有效性。测量和计算的详细信息见附录B。系统各元件的物理电容分别为 $C_{SC} = 26$ 皮法、 $C_{ANT,1} = 9.5$ 皮法、皮法、 $C_{ANT,2} = 10.5$ 皮法、 $C_{ANT,3}$ =12.5 皮法和$C_{ANT,4} = 10$ 皮法。这些数值显著高于仅依据物体物理尺寸得出的电容值。造成这种情况的原因有几个。模型航天器安装在一个接地壁围成的真空室中。此外，安装在中空球形模型航天器内部的电子电路板以地为参考，这会增大航天器的电容，也会增大天线的电容。换言之，对于实验室模型航天器，来自布线和前置放大器的寄生电容C_{WP} （见第2.2节）会影响天线相对于地的电容，而不是天线与航天器之间的互电容。

电容矩阵也可以使用标准数值静电求解器计算。模型航天器的模拟矩阵如下：

$$[\boldsymbol{b}]^{sim} = \begin{bmatrix} +11.800 & -1.2100 & -1.2100 & -1.2100 & -1.2100 \\ -1.2100 & +3.1300 & -0.0728 & -0.0267 & -0.0728 \\ -1.2100 & -0.0728 & +3.1300 & -0.0728 & -0.0267 \\ -1.2100 & -0.0267 & -0.0728 & +3.1300 & -0.0728 \\ -1.2100 & -0.0728 & -0.0267 & -0.0728 & +3.1300 \end{bmatrix} \text{pF.} \quad (12)$$

$[\boldsymbol{b}]_{sim}$ 中的元件与式（11）中的$[\boldsymbol{b}]$ 有显著差异。这是因为模拟结果只能包含系统几何结构。例如，第一根天线的模拟物理电容仅为 $C_{ANT,1} = \sum_{j=0}^{4} b_{1,j} \cong 1.75$ 皮法，明显低于根据实际测量结果确定的~10 皮法电容。这一差异是由布线、电子设备等带来的贡献造成的。同样，航天器与天线之间互电容的几何贡献仅为$C_G = 1.21$ 皮法。式（12）的结果还表明，对于天线彼此相距较远的模型航天器系统，相邻两根天线之间的互电容（~0.073 皮法）远小于航天器与天线之间的互电容，因此可以忽略。另一方面，卡西尼号或 STEREO 任务中的天线安装在基座上，因此它们之间的互电容很可能不可忽略[*Gurnett* 等人，2004 年；*Bale* 等人，2008]。

3.3 构建航天器的电容矩阵

本文旨在为改进空间任务中由天线仪器测得的尘埃撞击信号分析提供框架。本节建议如何以足够的精度估算任意航天器的电容矩阵。第一步是将包含天线的航天器计算机辅助设计（CAD）模型（细节程度适当）导入软件工具，并计算模拟电容矩阵。根据式 (11) 中给出的定义，可以对该矩阵进行分解，以确定C_{SC}、各天线的电容以及元件之间的互电容值。也可以采用仪器团队公布的天线电容。天线之间的互电容是否可以忽略，取决于其尺寸和排列方式。此时，互电容值仅包含系统几何结构（C_G）的贡献。基底电容（C_B）的贡献以及电缆和前置放大器输入电容的综合影响（C_{WP}）通常由仪器团队提供

。该综合值称为杂散电容，$C_{stray} = C_B + C_{WP}$[例如，$Bale$ 等人， 2008]。随后，天线与航天器之间的互电容可表示为$C_x = C_G + C_{stray}$。杂散电容可能已经包含C_G的影响，在这种情况下，$C_x = C_{stray}$很简单。由此即可根据确定的数值重建式 (11) 定义的电容矩阵。

3.4 模型航天器的感应充电

如第2.3节所述，数值求解器可计算测试点电荷产生的感应电势。本节展示了实验室实验中研究的三种几何构型的感应电势：尘埃撞击分别发生在天线#1与天线#2之间、相对天线#1测量的10°、30°和45°位置处（见图3）。图4显示了这三种构型下各元件上的感应电势。点测试电荷的电量为$Q_{test} = 100$ pC，并沿径向轨迹运动，起始位置距航天器表面0.3 mm。该设置与图2所示的简化情形相似，相应的电容矩阵为$[\boldsymbol{b}]^{sim}$，见公式（12）。相应的模拟弹性系数矩阵为$[\boldsymbol{a}^{\boldsymbol{sim}}] = [\boldsymbol{b}^{\boldsymbol{sim}}]^{-1}$。

当测试电荷最接近航天器本体时，天线上的感应电荷可以忽略不计，航天器电势为$\delta V_{SC} = a_{0,\ 0}^{sim}\ Q_{test} = 10.18$ V，符合公式（6）。弹性系数矩阵的第一个元件表示航天器有效电容的倒数。在相同条件下，所有天线上的电势都相同。例如，天线#1上的电势为$\delta V_{ANT,1} = a_{1,0}^{sim}\ Q_{test} = 4.17$ V，而这一关系定义了 $[\boldsymbol{a}^{\boldsymbol{sim}}]$ 对应元件的物理意义。航天器与天线之间的互电容耦合十分显著，并会影响测量电压（$\delta V_{meas} = \delta V_{ANT,1} - \delta V_{SC}$）。

在这三种情况下，随着测试电荷径向向外移动，航天器电势均单调下降。对于 10° 情况，由于测试电荷逐渐靠近该元件，天线#1上的感应电势急剧上升。当其达到约 $\delta V_{ANT,1}$ =12.5 V 的最大值时，根据 0.37 $a_{1,\ 1}^{sim}\ Q_{test} \cong 12.5$ V 的关系可计算出，该天线上的感应电荷约为 Q_{test} 的 37%。天线#1的电势也在 30° 情况下达到一个明显但较低的最大值

。弹性系数矩阵中的相关系数值为：$a_{0,}{}^{sim}_{0} = 1.018 \times 10^{11}\mathrm{F}^{-1}$、$a_{1,}{}^{sim}_{0} = 0.4166 \times 10^{11}\ \mathrm{F}^{-1}$ 和 $a_{1,}{}^{sim}_{1} = 3.369 \times 10^{11}\mathrm{F}^{-1}$。

航天器背向一侧的天线（#3 和 #4）上的电势分布大多遵循航天器互耦产生的电势分布，点电荷直接感应充电的贡献则很小。这些天线之间的偶极信号（$\delta V_{,ipople} = \delta V_{ANT,3} - \delta V_{ANT,4}$）很小，不过只有在对称的 45° 情况下才为零。若将天线#1 和 #2 连接成偶极子，测得的信号（$\delta V_{ANT,1} - \delta V_{ANT,2}$）将十分显著，并且会强烈受到撞击位置以及等离子体羽流相对于天线几何结构的扩展情况影响。

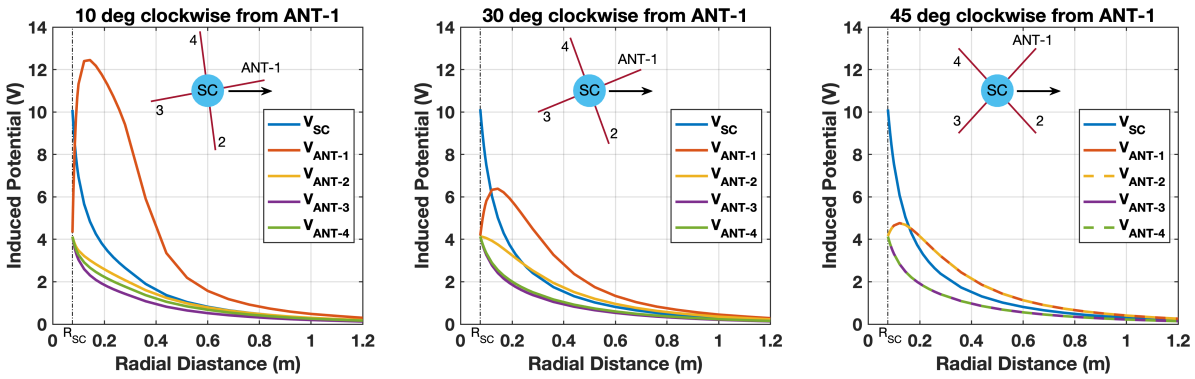

图 4：测试电荷沿径向轨迹运动时，航天器及四根天线上的感应电势；图示为相对于天线#1 的三种不同构型（10°、30° 和 45°）。采用数值方法计算电势，测试电荷为 $Q_{test} = 100$ 皮法，几何结构则采用实验中使用的模型航天器。详情见正文。

4 数据分析

本文展示了一组收集到的数据，旨在证明所提出的静电模型的有效性。这一限制的主要原因是我们对膨胀中的撞击等离子体云特性尚未充分了解。该模型假设膨胀中的电子具有各向同性速度分布；然而，离子膨胀羽流的形状并不明确。上文第 3.4 节表明，天线上感应的电压对逸出电荷与天线之间的距离相当敏感。换言之，例如，形状狭窄的铅笔束状离子羽流所产生的感应电压，会与形状较宽、呈锥形的离子羽流所产生的感应电压不同。为避免将不同机制与几何效应混淆，

我们将天线2接地电势（$V_{ANT,2}=0$）时采集的一部分测量数据纳入分析。这意味着相应通道直接测量航天器的反向电势，即 $\delta V_{meas}=0-\delta V_{SC}$。考虑离子羽流的持续时间和形状，超出了下文所述信号拟合程序目前的能力范围。因此，我们采用 Shen 等人 *Shen* 等人 [2021], 所作的简化，将逸出电子和阳离子建模为以各自的逃逸速度沿径向向外运动的点电荷。数据的详细分析留待未来进行。

4.1 拟合程序

使用方程（10）的数值版和简化版拟合实验室测量结果，以验证静电模型并计算逸出等离子体羽流的一些基本参数。由于天线2接地，实验系统中只有四个处于激活状态的元件。按照第3.2节所述，构建包含（4×4）个元件的电容矩阵，即

$$[\boldsymbol{b^{exp}}]\cong\begin{bmatrix}52 & -6.5 & -6.5 & -6.5\\ -6.5 & 16 & 0 & 0\\ -6.5 & 0 & 19 & 0\\ -6.5 & 0 & 0 & 16.5\end{bmatrix}\ \text{pF}, \tag{13}$$

弹性系数矩阵计算为 $[\boldsymbol{a^{exp}}]=[\boldsymbol{b^{exp}}]^{-1}$。针对相对于天线#1偏移10°、30°和45°的撞击位置，计算了径向轨迹的几何函数（见图4）。用于数值计算的公式（10）形式为：

$$\begin{bmatrix}\delta V_{SC}(i)\\ \delta V_{ANT,1}(i)\\ \delta V_{ANT,3}(i)\\ \delta V_{ANT,4}(i)\end{bmatrix}=[\boldsymbol{a^{exp}}]\begin{bmatrix}\delta Q_{SC,col}+\left[Q_{esc,e}g_{SC}(\vec{r_e}(i))+Q_{esc,i}g_{SC}(\vec{r_i}(i))\right]-\sum_{k=0}^{i-1}\frac{\delta V_{SC}(k)}{R_{base,SC}}\Delta t\\ \delta Q_{ANT,1,col}+\left[\zeta_e Q_{esc,e}g_{ANT,1}(\vec{r_e}(i))+\zeta_i Q_{esc,i}g_{ANT,1}(\vec{r_i}(i))\right]-\sum_{k=0}^{i-1}\frac{\delta V_{ANT,1}(k)}{R_{base,A}}\Delta t\\ \delta Q_{ANT,3,col}+\left[Q_{esc,e}g_{ANT,3}(\vec{r_e}(i))+Q_{esc,i}g_{ANT,3}(\vec{r_i}(i))\right]-\sum_{k=0}^{i-1}\frac{\delta V_{ANT,3}(k)}{R_{base,A}}\Delta t\\ \delta Q_{ANT,4,col}+\left[Q_{esc,e}g_{ANT,4}(\vec{r_e}(i))+Q_{esc,i}g_{ANT,4}(\vec{r_i}(i))\right]-\sum_{k=0}^{i-1}\frac{\delta V_{ANT,4}(k)}{R_{base,A}}\Delta t\end{bmatrix}. \tag{14}$$

数值计算以离散时间步长 Δt 进行，索引（i）表示时间 t（i）$= i \times \Delta t$，其中 $t = 0$ 标记撞击发生的时刻。此时的尘埃撞击等离子体大小约等于撞击粒子大小，且净电荷为零，因此初始条件为：

$$\begin{bmatrix} \delta V_{SC}(0) \\ \delta V_{ANT,1}(0) \\ \delta V_{ANT,3}(0) \\ \delta V_{ANT,4}(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} V \tag{15}$$

方程（14）右侧的项表示各元件上电荷平衡随时间的变化，包括收集电荷和感应电荷。向量中的第一项是方程（2）或（3）给出的收集电荷，为常数。第二项是逃逸电子和离子产生的感应电荷之和。这些电荷由几何函数加权，其中假定的点电荷的位置矢量随时间变化。逃逸电子的位置矢量为 $\vec{r_e}(i) = \vec{r}_{imp} + \hat{r}\, v_e\, i\Delta t$，逃逸离子的位置矢量为 $\vec{r_i}(i) = \vec{r}_{imp} + \hat{r}\, v_i\, i\Delta t$。其中，$\vec{r}_{imp}$ 是撞击位置，$\hat{r}$ 是撞击位置处的径向单位矢量，v_e 和 v_i 分别是电子和离子的逃逸速度。针对距离尘埃撞击位置最近的天线#1的感应电荷项，引入了两个新参数 ζ_e 和 ζ_i。这两个参数作为自由拟合参数，用于描述膨胀等离子体羽流形状相对于以恒定速度径向向外运动的点电荷形状的偏差。

最后一项是放电电流的积分（或数值形式中的求和）。这一项与式（10）中的有所不同，因为模型航天器中的每个元件只能通过各自接地的偏置电阻放电。该放电电流会使各元件上的电压扰动趋于零，适用于 $t \to \infty$。式（14）可以很容易地修改，以适用于在空间环境中运行的航天器。为此，需要引入来自环境等离子体的放电电流（第 2.4 节），并按照式（10）修改最后一项。

求解方程（14）即可得到各元件上物理电压随时间的变化。然而，该方程未考虑电子设备的影响，即其增益和有限带宽。天线仪器实际测得的波形可通过

将物理电压与电子设备的脉冲响应进行卷积来计算。图5显示了模型航天器所用电子设备的脉冲响应，该响应是根据电子设备原理图和所用元件，使用业界标准 SPICE（集成电路重点仿真程序）软件计算得出的。

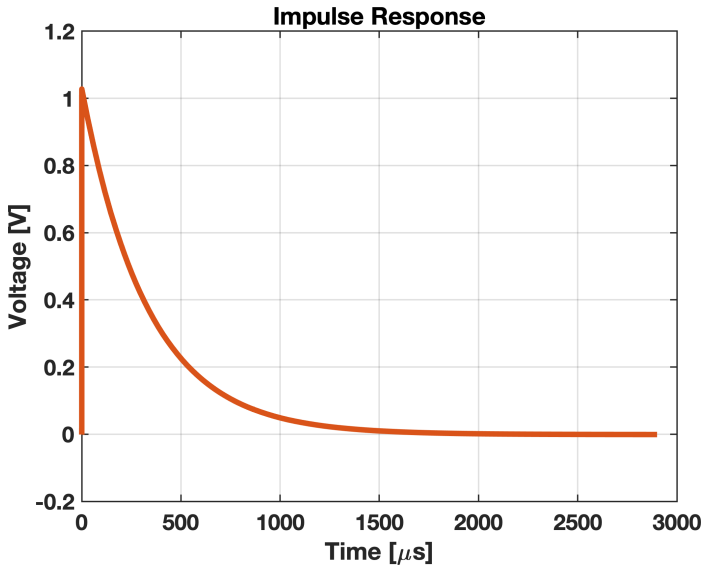

图 5：实验室测量中所用模型航天器的电子设备脉冲响应。

4.2 45°度角撞击

图6显示了在天线#1和天线#2之间的撞击位置（即偏离天线#1 45°处，见图3）测得的一组典型天线信号。所有元件的偏置电压均设为0V。图中显示的两个测量信号为$\delta V_{mono,1} = \delta V_{ANT,1} - \delta V_{SC}$，和$\delta V_{mono,2} = -\delta V_{SC}$，因为$\delta V_{ANT,2} = 0$。首先要注意的是，这两个信号差异显著，其中$\delta V_{mono,1}$ 的最大值出现得更早。这表明，逃逸电子产生的感应充电对天线#1测得的波形有显著贡献。逃逸电子和离子扩展到天线长度之外后，信号$\delta V_{mono,1}$便逐渐回落，此时测得的仅是SC上收集到的电荷。这意味着$\delta V_{mono,1} \cong (a_{1,0}^{exp} - a_{0,0}^{exp})(\delta Q_{i,col} - \delta Q_{e,col})$，其中最后一项是净收集电荷。相关弹性系数矩阵的数值为$a_{0,0}^{exp} = 2.24 \times 10^{10}\mathrm{F}^{-1}$ 和$a_{1,0}^{exp} = 0.91 \times 10^{10}\mathrm{F}^{-1}$，据此可估算$\delta V_{mono,1}/\delta V_{mono\,2} = (a_{0,0}^{exp} - a_{1,0}^{exp})\, a_{0,0}^{exp} \cong 0.6$的比值。测得的比值为

对于所示的具体示例，该比值略大一些；尽管如此，该模型解释了为什么天线#1测得的信号会在约$t = 30$ μs时降至$\delta V_{mono,\ 2}$ 信号以下。下文将说明，这大致是阳离子扩展到天线长度之外所需的时间。在这种配置下的所有测量中，信号$\delta V_{mono,\ 1}$ 与信号$\delta V_{mono,\ 2}$ 相交并降至其下方，这一特征很常见。

波形的起始部分与*Nouzák* 等人 [2018] 或*Shen* 等人[2021]观测到的波形相似。简而言之，急剧的负向下降称为前冲，这是由于快速逃逸的电子离开后，在航天器附近留下净正电荷所致；这会暂时使航天器电势降至 $\delta V_{SC} > 0$。达到最低点后，波形信号因较慢的阳离子逃逸而上升。然而，两种信号的上升速率不同。这是因为天线#1还会感应到逃逸阳离子云产生的感应电荷，如图4所示。在阳离子云扩展并覆盖天线长度的过程中，这种效应也会使$\delta V_{mono,\ 1}$ 比$\delta V_{mono,\ 2}$ 更为正向。电子和阳离子完全逃逸后，航天器留下净负电荷。这是因为从撞击等离子体中逸出的电子云和阳离子云具有不同的性质。阳离子以羽流的形式扩展，并远离撞击位置；而电子则呈各向同性分布。对于所研究的未对元件施加偏置电势的情况，后者导致航天器重新收集了约一半的电子。如第3.1节所述，航天器上收集的电荷会通过偏置电阻放电，其过程具有特征时间常数。

上述模型可用于拟合波形，并确定撞击等离子体的一些关键参数。对于图 6 所示的数据，这些参数为 Q_{IMP} =1.13 × 10^{-13} C、$\kappa = 0.44$ 和 $v_i = 12.0$ km/s。后两个数值与以往的测量结果非常吻合，电子膨胀速度设为 $v_e \cong 10^3$ km/s [*Shen* 等人，2021]。式（14）中引入的两个新参数的值分别为 $\zeta_e = 2.50$ 和 $\zeta_i = 1.24$。若没有这些辅助参数，就无法正确匹配 $\delta V_{mono,\ 1}$ 波形的负、正振幅。当前的数值模型只能将逃逸电子和阳离子视为点电荷，并假定它们以恒定速度径向向外运动。然而，这种物理图像过于简化。逃离等离子体云的电子呈各向同性分布，因此部分电子会到达天线近旁。这会产生比当前几何函数所能模拟的更强的感应充电信号。类似地，参数 $\zeta_i > 1$ 表明，

阳离子也会比沿径向线运动时更靠近天线。换言之，拟合结果表明，阳离子是以发散羽流的形式膨胀，而不是形成狭窄的铅笔束。要对数据进行更详细的分析，需要：（1）获得适用于航天器近旁所有位置的几何函数解；（2）采用真实的电子和离子膨胀模型，以便按照式（10）所示，计算其电荷密度随时间和位置的变化。

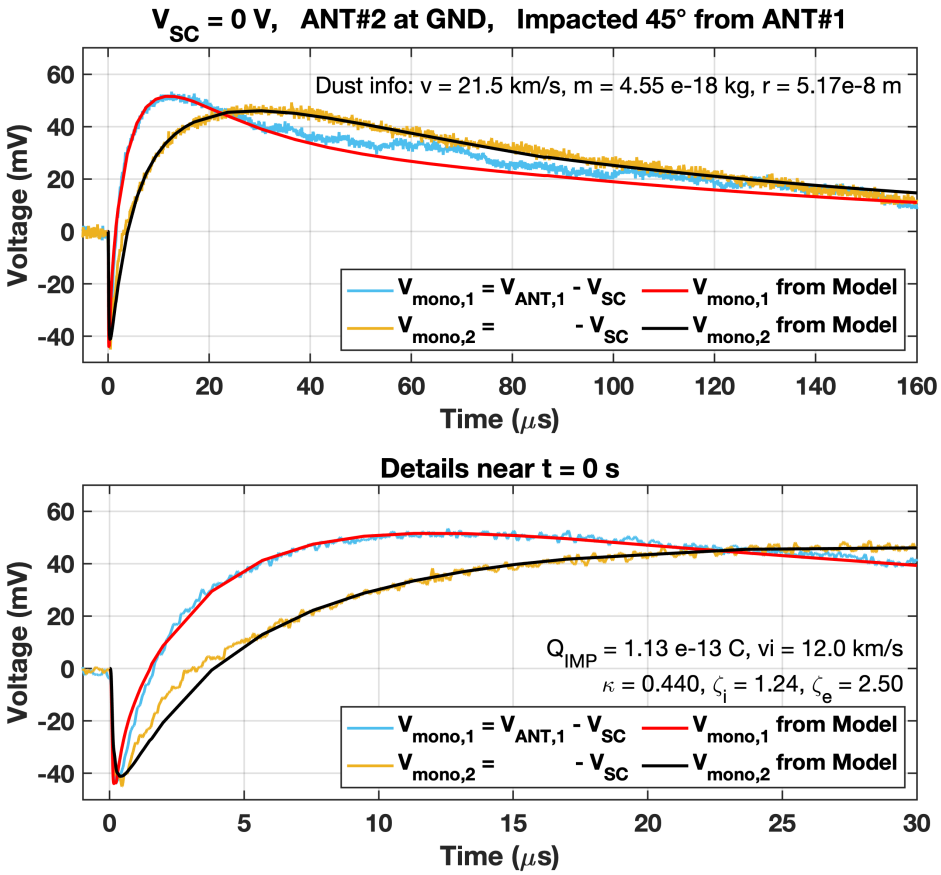

图6：在距天线#1 45° 的位置发生撞击时，在实验室测得的典型波形。撞击尘埃粒子的属性列于上方面板。下方面板展示了撞击等离子体膨胀早期阶段的细节。更多详情请参见正文。

4.3 10°处的撞击

图 7 展示了尘埃撞击位置相对天线#1 偏移 10° 时的一组典型波形。许多特征与上文讨论的 45° 情形相似。显著的区别在于，距离尘埃撞击位置最近的天线#1 上的感应电荷信号贡献明显更大，

膨胀的等离子体云也是如此。此外，该模型与数据的吻合程度不如撞击位置偏移 45° 时那么好。撞击位置紧邻天线基座（相距约 1–1.5 cm），而发散的阳离子羽流导致测量结果与简化膨胀模型之间存在较大差异。圆锥形膨胀羽流中的阳离子会比径向铅笔束中的阳离子更快地靠近天线；后者沿着与天线近乎平行的方向移动。因此，难以通过拟合确定离子膨胀速度。对图 7 数据的“最佳”拟合，是通过大致匹配 $\delta V_{mono,\ 1}$ 和 $\delta V_{mono,\ 2}$ 信号在约 $t = 30$ μs 处的交点来确定的。

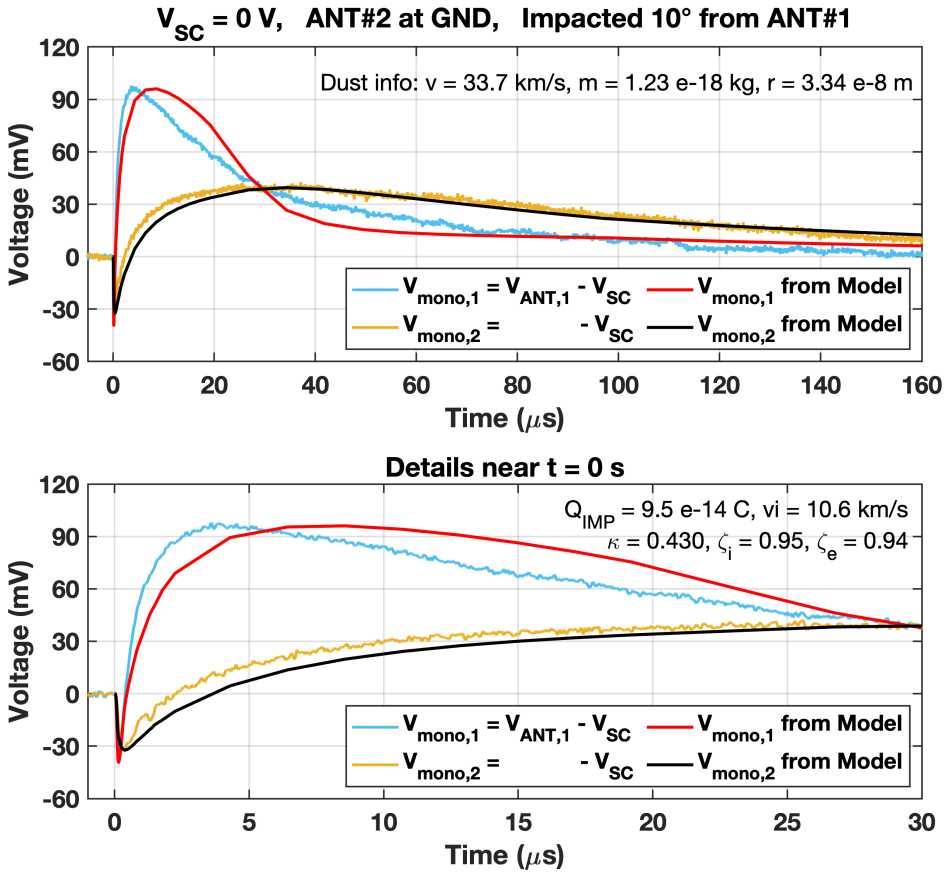

图7：实验室中测得的典型波形，撞击位置与天线#1的夹角为10°。上图给出了入射尘埃粒子的性质。下图展示了撞击等离子体膨胀早期阶段的细节。更多详情见正文。

模型确定的拟合参数为 $Q_{IMP} = 9.5 \times 10^{-14} C$、 $v_i = 10.6$ km/s 和 $\kappa = 0.43$，其中后两项与 45° 撞击的结果非常吻合

位置。两个 zeta 参数都接近 1，分别为 $\zeta_e = 0.94$ 和 $\zeta_i = 0.95$，这意味着模型准确再现了波形的振幅。总体而言，模型对整个 $\delta V_{mono,\ 2}$ 波形以及 $\delta V_{mono,\ 1}$ 波形的开头和结尾都拟合良好。

5 总结与结论

本文提出了一个通用静电模型，用于理解天线仪器检测到的瞬态电压扰动的产生过程。矩阵形式便于追踪各元件之间的相互作用，并计算它们之间的电压差。此外，弹性系数矩阵为计算各元件的有效电容提供了直接方法；这些电容用于将测量电压正确转换为电荷，反之亦然。总体而言，该模型将提高数据分析的准确性，并用于计算尘埃粒子的撞击电荷，进而确定其质量。当然，这需要假设我们已知撞击速度、航天器电势，以及撞击等离子体中电子和阳离子的有效温度。

值得注意的是，该模型仅使用少量拟合参数，就能很好地再现测量波形。这证实了先前研究的推断：信号主要通过两种机制产生，一种源于撞击等离子体中再收集的电荷，另一种源于撞击等离子体逸出部分产生的感应电荷。该模型的一项基本认识是，收集电荷和感应电荷可以用类似的方式处理。如有需要，还可轻松扩展该模型，将天线的电荷收集纳入其中，以进一步提高模型的准确性。这对于发生在天线基座附近的尘埃撞击可能尤为重要。

Shen 等人 [2021] 提出了一个适用于简化情形的简化模型，即天线远离撞击位置的情况。本文提出的完整模型采用几何函数来描述天线上感应电荷信号的产生。测量结果表明，即使撞击位置距离天线基座相对较远，感应电荷仍然显著。这带来了若干重要影响：(1) 可利用该模型分析尘埃撞击信号中预期会出现的各种波形如何随撞击位置（以及其他参数，例如环境等离子体的参数）变化。这类分析有助于识别有效的尘埃撞击事件。(2) 详细

分析多根天线探测到的波形，或可用于约束航天器本体上的撞击位置，进而提供有关撞击粒子轨道根数的有用信息。等离子体羽流产生的感应电荷信号因天线和撞击位置而异。天线波形之间的细微差异因此可能揭示尘埃粒子的来源。(3) 也可以反过来利用这一点：已知尘埃撞击位置时，可通过天线波形来表征尘埃撞击等离子体羽流的性质。我们对尘埃撞击等离子体的认识出人意料地有限，而天线或许能提供一种巧妙的方法，帮助了解电子和阳离子的膨胀特性。这种方法既适用于实验室测量，也适用于空间任务采集的数据。(4) 或许值得重新审视工作在偶极模式下的天线的尘埃撞击探测效率。所提出的模型可用于分析该模式下预期出现的各种撞击波形；这些波形与单极模式下测得的波形有显著差异。

手稿于2021年8月13日被《地球物理研究杂志：空间物理》在线接收。https://doi.org/10.1029/2021JA029645

附录A – 配备单根天线的航天器

本附录给出了一个简单算例的演示性计算：一个配备单根天线的航天器，以说明：(1) 电容矩阵能够正确追踪系统的有效电容；(2) 弹性系数矩阵的物理意义。为简洁起见，这些方程中省略了"δ"。简单的航天器–天线系统中各元件的电势用弹性系数矩阵 $[\boldsymbol{a}]$ 表示：

$$\begin{bmatrix} V_{SC} \\ V_{ANT} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{00} & a_{01} \\ a_{10} & a_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_{SC,col} \\ Q_{ANT,col} \end{bmatrix}. \tag{A.1}$$

利用逆形式，可以根据电压计算电荷：

$$\begin{bmatrix} Q_{SC} \\ Q_{ANT} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{00} & b_{01} \\ b_{10} & b_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{SC} \\ V_{ANT} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{SC} + C_x & -C_x \\ -C_x & C_{ANT} + C_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{SC} \\ V_{ANT} \end{bmatrix}, \tag{A.2}$$

其中 $[\boldsymbol{b}] = [\boldsymbol{a}]^{-1}$ 是电容矩阵。上式右侧说明了各元件的物理意义（另见第3.2节和公式（13））。航天器和天线上的电荷可表示为：

$$\begin{aligned} Q_{SC} &= (b_{00} + b_{01})V_{SC} + b_{01}(V_{ANT} - V_{SC}) \\ Q_{ANT} &= b_{10}(V_{SC} - V_{ANT}) + (b_{11} + b_{10})V_{ANT}\,, \end{aligned} \tag{A.3}$$

此处引入了航天器与天线之间的电势差。将式（A.2）中矩阵元的物理意义代入，可得：

$$\begin{aligned} Q_{SC} &= C_{SC}V_{SC} + C_x(V_{SC} - V_{ANT}) \\ Q_{ANT} &= C_x(V_{ANT} - V_{SC}) + C_{ANT}V_{ANT}\,, \end{aligned} \tag{A.4}$$

这组方程可用于求解电荷仅沉积在航天器上的情况，即$Q_{ANT} = 0$。由第二个方程表示出 $V_{ANT} = V_{SC}\, C_x\, (/\ C_x + C_{ANT}\ \ )$，并代入第一个方程，可得

$$Q_{SC} = C_{SC}V_{SC} + C_x\left(V_{SC} - \frac{C_x}{C_x+C_{ANT}}V_{SC}\right). \tag{A.5}$$

由此可得有效电容

$$\frac{Q_{SC}}{V_{SC}} = C_{eff,SC} = C_{SC} + \frac{C_xC_{ANT}}{C_x+C_{ANT}}. \tag{A.6}$$

天线的有效电容可以用类似的方法计算。

最后需要说明的是弹性系数矩阵对角项的物理意义。根据矩阵变换规则，由公式（A.2）可得

$$[\boldsymbol{a}] = \frac{1}{(C_{SC}+C_x)(C_{ANT}+C_x)-C_x^2}\begin{bmatrix} C_{ANT}+C_x & C_x \\ C_x & C_{SC}+C_x \end{bmatrix}. \tag{A.7}$$

由此很容易得出 $a_{00}^{-1} = C_{eff,\ SC}$ 和 $a_{11}^{-1} = C_{eff,\ ANT}$。换言之，对角元素可方便地给出系统中每个元件的有效电容。

附录B – 电容测量

本附录详细说明了如何确定式（11）中所示模型航天器的麦克斯韦电容矩阵各元素。以下所述测量是在模型航天器安装于真空室中的条件下进行的，即与进行尘埃撞击测量时的条件相同。测量使用函数发生器和一个 $C_{test} = 10$ 皮法测试电容器进行。函数发生器被配置为输出幅度为 $\Delta V = 50$ mV 的方波，并通过测试电容器将该信号施加到航天器或天线元件上。因此，注入的测试电荷大小为 $Q_{test} = \Delta V C_{test} = 0.5$ pC。使用快速数字化示波器记录模型航天器的电子设备对测试电荷输入的响应。随后，利用业界标准的 SPICE（集成电路重点仿真程序）软件工具对输出信号进行拟合，以计算输入端感测到的净电容。图 A1 展示了波形发生器输出以及对注入测试电荷的响应记录信号的一个实例。

第一组测量按照麦克斯韦电容矩阵对角元素的定义进行。在这些测量中，系统中除一个元件外，其余元件均接地，以计算净电容。以下列表给出了这些测量的结果：

航天器：$C_{test} + C_{SC} + 4C_x \cong 62pF$天线 1：
$C_{test} + C_{ANT,1} + C_x \cong 26.0pF$天线 2：
$C_{test} + C_{ANT,2} + C_x \cong 27.0pF$天线 3：
$C_{test} + C_{ANT,3} + C_x \cong 29.0pF$天线 4：
$C_{test} + C_{ANT,4} + C_x \cong 26.5pF$ 。

这组方程已包含一项简化假设，即航天器与天线之间的互电容相同。由于有六个未知数，却只有五个方程，因此需要进行进一步测量。开展了额外测量：将测试电荷注入其中一根天线，同时使其余三根天线接地，但允许航天器处于浮置状态。还记录了这些测量的输出信号。最后，在数值过程中，将 C_x 的值以 0.5 皮法为步长在 4–8 皮法之间变化，以求得对所有测量结果拟合最佳的解。计算得出，$C_x = 6.5$ 皮法是最佳值，由此得到以下

电容：$C_{SC} = 26\ pF$, $C_{ANT,1} = 9.5\ pF$, $C_{ANT,2} = 10.5\ pF$, $C_{ANT,3} = 12.5\ pF$ 和 $C_{ANT,4}$ =10 pF。

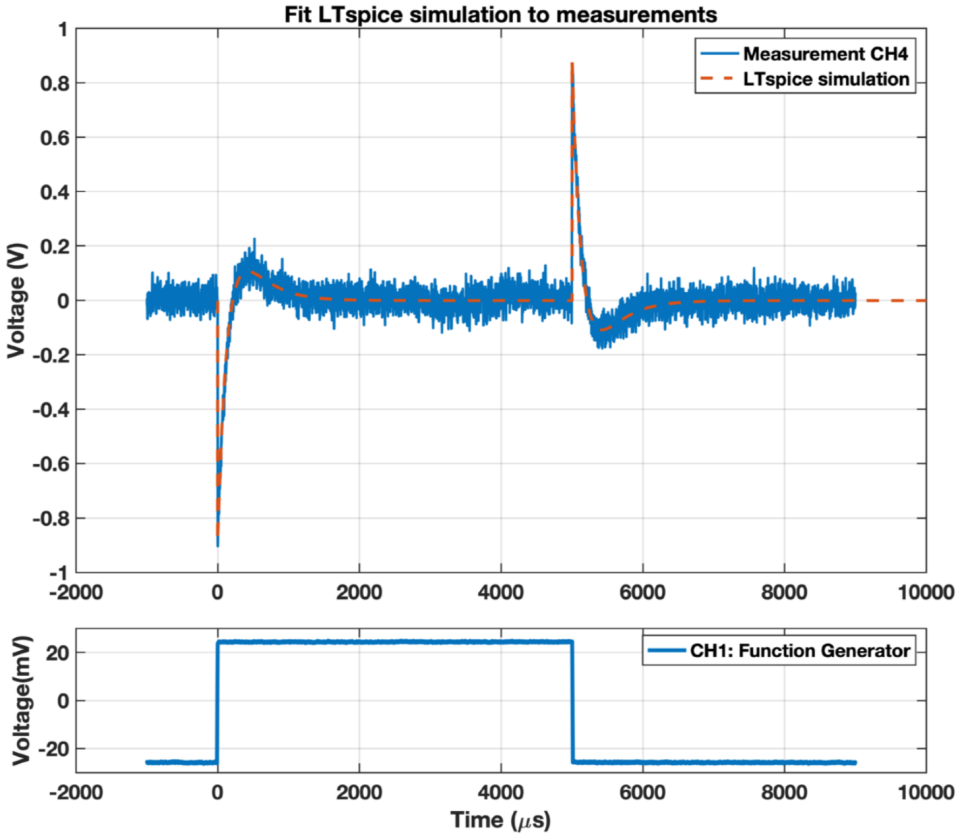

图 A1：函数发生器输出的波形（下图）以及将测试电荷注入其中一根天线后，模型航天器记录信号的输出波形。详情请参阅正文。

致谢

作者 M.S. 和 Z.S. 对本研究的贡献得到了美国国家航空航天局卡西尼数据分析计划（CDAP）NNX17AF99G号拨款的支持。作者 A.G. 的贡献得到了科罗拉多大学博尔德分校工程与应用科学学院欧洲—科罗拉多流动计划的支持。作者 D.M. 的贡献得到了美国国家航空航天局合同NNN06AA01C的支持。尘埃加速器的运行得到了美国国家航空航天局太阳系探索研究虚拟研究所（SSERVI）合作协议公告及80NSSC19M0217号拨款的支持。作者感谢 John Fontanese 在实验活动期间操作尘埃加速器。作者感谢物理系的 Craig Joy 为球形航天器模型的加工提供支持。实验室数据（Shen等，2021年，补充数据集）已在 Zenodo存储库（http://doi.org/10.5281/zenodo.4888925）公开提供。

作者贡献

概念化 – Z. Sternovsky 正式分析 – M. Shen 经费获取 - Z. Sternovsky, D. Malaspina 调查 – M. Shen, A. Garzelli 方法论 – M. Shen, Z. Sternovsky, A. Garzelli 验证 – M. Shen, Z. Sternovsky, D. Malaspina 写作 – 初稿 – Z. Sternovsky, M. Shen 写作 – 审阅与编辑 – Z. Sternovsky, M. Shen, D. Malaspina

参考文献

Aubier, M.G., Meyer-Vernet, N. 和 Pedersen, B.M. (1983), 土星环平面上尘埃和粒子撞击产生的散粒噪声。《地球物理研究快报》, 10: 5- 8. https://doi.org/10.1029/GL010i001p00005 Auer, S., (2001). 仪器技术，载于《行星际尘埃》，E. Grün 编，第 385–444 页，Springer，纽约。Bale, S. D., Ullrich, R., Goetz, K., Alster, N., Cecconi, B., Dekkali, M., ... & Pulupa, M. (2008). STEREO/WAVES实验的电天线。《STEREO任务》, 529-547. Bougeret, J. L., Goetz, K., Kaiser, M. L., Bale, S. D., Kellogg, P. J., Maksimovic, M., ... & Zouganelis, I. (2008). S/WAVES：STEREO任务上的无线电与等离子体波探测。《空间科学评论》, 136(1-4), 487-528. Collette, A., Grün, E., Malaspina, D., 和 Sternovsky, Z. (2014), 常见航天器材料的微流星体撞击电荷产额，《地球物理研究杂志：空间物理》, 119, 6019– 6026, doi:10.1002/2014JA020042. Collette, A., Meyer, G., Malaspina, D., 和 Sternovsky, Z., 2015. 航天器遭受尘埃撞击时天线信号的实验室研究。《地球物理研究杂志：空间物理》120 (7), 5298–5305. Collette, A., Malaspina, D., 和 Sternovsky, Z., (2016). 超高速尘埃撞击等离子体的特征温度。《地球物理研究杂志：空间物理》121 (9), 8182– 8187. de Queiroz, A. C. M. (2012). 电容计算。Di Lorenzo, E. (2011). 麦克斯韦电容矩阵。http//www. fastfieldsolver. com. Gurnett, D. A., Grün, E., Gallagher, D., Kurth, W. S., & Scarf, F. L. (1983). 旅行者号等离子体波仪器在土星附近探测到的微米级粒子。《伊卡洛斯》, 53(2), 236–254. https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90145-8 Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Scarf, F. L., Burns, J. A., Cuzzi, J. N., & Grün, E. (1987). 旅行者2号等离子体波仪器在天王星附近探测到的微米级粒子撞击。《地球物理研究杂志：空间物理》, 92(A13), 14959-14968. Gurnett, D. A., Ansher, J. A., Kurth, W. S., & Granroth, L. J. (1997). 旅行者1号和2号等离子体波仪器在太阳系外层探测到的微米级尘埃粒子。《地球物理研究快报》, 24(24), 3125–3128. https://doi.org/10.1029/97gl03228 Gurnett, D. A. (1998).《空间等离子体波仪器设计原理》。《空间等离子体测量技术——场：地球物理专著 103。由 Robert F. Pfaff 编》, 103(1276), 121–. http://doi.org/10.1029/GM103p0121. Gurnett, D.A., Kurth, W.S., Kirchner, D.L. 等。卡西尼号无线电与等离子体波探测。《空间科学评论》114, 395–463 (2004). https://doi.org/10.1007/s11214-004- 1434-0 Jackson, J. D. (1999),《经典电动力学》(第3版), Wiley, 纽约。Kellogg, P.J., Goetz, K., Monson, S.J., 2016. Wind航天器上的尘埃撞击信号。《地球物理研究杂志》121 (2), 966–991. https://doi.org/10.1002/2015JA021124. Kellogg, P. J., Goetz, K., & Monson, S. J. (2018). 尘埃撞击—天线耦合云的符号。《地球物理研究杂志：空间物理》, 123, 3273–3276. https://doi.org/10.1029/2017JA025173

S. Kočiščák, Å. Fredriksen, M. DeLuca, J. Pavlu 和 Z. Sternovsky（2020），《橄榄石尘埃撞击等离子体的有效温度》，载于《IEEE等离子体科学汇刊》，doi: 10.1109/TPS.2020.3033578。Kurth, W.S., Averkamp, T.F., Gurnett, D.A., Wang, Z., 2006年。卡西尼号无线电与等离子体波科学仪器对土星E环尘埃的观测。《行星与空间科学》54 (9–10), 988–998。Malaspina, D. M., Horányi, M., Zaslavsky, A., Goetz, K., Wilson, L. B., & Kersten, K. (2014)。Wind/WAVES电场仪器观测到的行星际尘埃和星际尘埃。《地球物理研究快报》, 41(2), 266–272。https://doi.org/10.1002/2013gl058786 Malaspina, D. M., Szalay, J. R., Pokorný, P., Page, B., Bale, S. D., Bonnell, J. W., ... & MacDowall, R. J. (2020)。《内日球层行星际尘埃变化的原位观测》。《天体物理学杂志》, 892(2), 115。Mann, I., Nouzák, L., Vaverka, J., Antonsen, T., Fredriksen, Å., Issautier, K., Malaspina, D., Meyer-Vernet, N., Pavlů, J., Sternovsky, Z., Stude, J., Ye, S., & Zaslavsky, A. (2019)。通过天线测量观测尘埃及其在帕克太阳探测器和太阳轨道飞行器观测中的前景。《地球物理年刊》, 37(6), 1121–1140。https://doi.org/10.5194/angeo-37-1121-2019 Maxwell, J. C. （1873 年）。《电学与磁学论》（第1卷）。牛津：克拉伦登出版社。Meyer-Vernet, N., Lecacheux, A., Kaiser, M. L., 和 Gurnett, D. A.（2009），在无线电频率下探测纳米粒子：木星尘埃流对卡西尼号/RPWS的撞击，《地球物理研究快报》，36, L03103，doi:10.1029/2008GL036752。Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., Issautier, K., 和 Schippers, P.（2017），利用无线电与等离子体波接收器在太空中探测尘埃的频率范围：理论及其在卡西尼号行星际纳米尘埃撞击探测中的应用，《地球物理研究杂志：空间物理》，122, 8– 22，doi:10.1002/2016JA023081。Nouzák, L., Hsu, S., Malaspina, D., Thayer, F. M., Ye, S.–Y., Pavlů, J., Němeček, Z., Šafránková, J. 和 Sternovsky, Z., 2018。卡西尼号航天器尘埃撞击探测的实验室建模。《行星与空间科学》156, 85–91。Nouzák, L., Sternovsky, Z., Horányi, M., Hsu, S., Pavlů, J., Shen, M. H., & Ye, S. Y. (2020)。磁场对尘埃粒子撞击所诱发天线信号的影响。《地球物理研究杂志：空间物理》, 125(1), e2019JA027245。Oberc, P. (1996)。作为尘埃探测器的电天线。《空间研究进展》, 17(12), 105- 110。O'Shea, E., Sternovsky, Z., & Malaspina, D. M. (2017)。解读由STEREO航天器探测到的尘埃撞击信号。《地球物理研究杂志：空间物理》, 122, 11,864 11,873 10 1002 2017 024786 – . https://doi.org/ . / JA Robertson, S., Sternovsky, Z., & Walch, B. (2004)。减少环形彭宁阱中的非对称输运。《等离子体物理学》, *11*(5), 1753–1756。http://doi.org/10.1063/1.1688337 Shen, M. M., Sternovsky, Z., Horányi, M., Hsu, H. W., & Malaspina, D. M. (2021)。航天器上尘埃撞击产生的天线信号的实验室研究。《地球物理研究杂志：空间物理》, 126(4), e2020JA028965。Shen, Mitchell M., Sternovsky, Zoltan, Garzelli, Alessandro, & Malaspina, David M. (2021)。以下文的补充数据："尘埃撞击产生天线信号的静电模型" [数据集]。Zenodo。http://doi.org/10.5281/zenodo.4888925

Shu, A., Collette, A., Drake, K., Grun, E., Horányi, M., Kempf, S., Mocker, A., Munsat, T., Northway, P., Srama, R., Sternovsky, Z., 和 Thomas, E., 2012年。科罗拉多月尘与大气研究中心的3兆伏超高速尘埃加速器。《科学仪器评论》83 (7), 075108。Szalay, J. R., Pokorný, P., Bale, S. D., Christian, E. R., Goetz, K., Goodrich, K., ... & McComas, D. J. (2020)。《近太阳尘埃环境：帕克太阳探测器的初步观测》。《天体物理学杂志增刊》, 246(2), 27。Vaverka, J., Nakamura, T., Kero, J., Mann, I., Spiegeleer, A. D., Hamrin, M., Norberg, C., Lindqvist, P., & Pellinen-Wannberg, A. (2018)。磁层多尺度探测器上的多个电场天线探测到的尘埃撞击与孤立波特征的比较。《地球物理研究杂志：空间物理》, 123(8), 6119–6129。https://doi.org/10.1029/2018ja025380 Vaverka, J., Pavlů, J., Nouzák, L., Šafránková, J., Němeček, Z., Mann, I., Ye, S., & Lindqvist, P. (2019)。对磁层多尺度探测器航天器遭遇的类尘埃撞击事件进行为期一年的分析。《地球物理研究杂志：空间物理》。https://doi.org/10.1029/2019ja027035 Ye, S.-Y., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Averkamp, T. F., Kempf, S., Hsu, H. W., Srama, R. 和 Gruen, E., 2014。根据卡西尼号航天器遭受尘埃撞击所诱发的电压脉冲推断土星附近尘埃粒子的性质。《地球物理研究杂志：空间物理》119 (8), 6294–6312。Ye, S.-Y., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., 2016a。基于卡西尼号无线电与等离子体波科学仪器探测到的尘埃撞击信号，对土星尘埃环进行原位测量。《伊卡洛斯》279, 51–61。Ye, S.–Y., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Averkamp, T. F. 和 Gurnett, D. A., 2016b。利用单极和偶极电场天线进行太空尘埃探测。《地球物理研究杂志：空间物理》, 121 (12), 11964–11972。Ye, S.–Y., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A. M., Sulaiman, A. H., Gurnett, D. A., Morooka, M., Wahlund, J.–E., Hsu, H.–W., Sternovsky, Z., Wang, X., Horanyi, M., Seiss, M., Srama, R., 2018。卡西尼号大结局任务期间，无线电与等离子体波科学仪器的尘埃观测。《地球物理研究快报》45 (19), 101–110。Ye, S.-Y., Vaverka, J., Nouzak, L., Sternovsky, Z., Zaslavsky, A., Pavlu, J., et al. (2019)。理解由尘埃撞击触发的卡西尼号RPWS天线信号。《地球物理研究快报》, 46, 10941– 10950。https://doi.org/10.1029/2019GL084150 Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N., Mann, I., Czechowski, A., Issautier, K., Chat, G. L., Pantellini, F., Goetz, K., Maksimovic, M., Bale, S. D., & Kasper, J. C. (2012)。通过无线电天线探测行星际尘埃：由STEREO/WAVES测得的质量标定和通量。《地球物理研究杂志：空间物理》（1978– 2012）, 117(A5), n/a-n/a。https://doi.org/10.1029/2011ja017480 Zaslavsky, A.（2015），微流星体撞击导致的浮动电位扰动：理论及其在S/WAVES数据中的应用。《地球物理研究杂志：空间物理》, 120: 855–867。doi: 10.1002/2014JA020635。