稿件已于*2021*年*4*月*5*日被《地球物理研究杂志：空间物理》在线接收。 *https://doi.org/10.1029/2020JA028965*

航天器尘埃撞击产生的天线信号实验室研究

Mitchell M. Shen[1,2], Zoltan Sternovsky[1,2], Mihály Horányi[1,3], Hsiang-Wen Hsu[1], 和 David Malaspina[1,4]

1. 大气与空间物理实验室，科罗拉多大学，博尔德，科罗拉多州 *80303 2.* 斯米德航空航天工程科学系，科罗拉多大学，博尔德，科罗拉多州 *80303 3.* 物理系，科罗拉多大学，博尔德，科罗拉多州 *80309 4.* 天体物理与行星科学系，科罗拉多大学，博尔德，科罗拉多州 *80309*

通讯作者：***Mitchell.Shen@lasp.colorado.edu***

要点：

（1）研究表明，基于感应充电的简单模型能够再现天线仪器检测到的尘埃撞击信号。（2）通过将模型拟合到实验室测量数据，获得了尘埃撞击等离子体的关键参数。（3）所提出的模型适用于配备天线仪器的各类空间任务。

关键词：宇宙尘埃、尘埃探测、天线仪器

摘要

空间任务通常搭载对尘埃撞击敏感的天线仪器，但人们对信号产生机制的理解仍不完整。本文提出一种解析形式的信号产生模型，该模型与实验室测量结果吻合良好。模型基于航天器因收集和逸出撞击产生的等离子体云中的自由电荷而发生的直接充电和感应充电。在尘埃加速器设施中，使用按 20:1 比例缩小的卡西尼号航天器模型开展了一系列实验室实验。结果表明，撞击等离子体可建模为从撞击位置流出的离子羽流，以及一团各向同性膨胀的电子云。将模型拟合到采集的天线波形，可得出撞击等离子体的一些关键参数。模型还表明，在典型空间环境中，由于环境等离子体中的放电效应，撞击信号的振幅可能会显著降低。

1. 引言

天线仪器用于测量行星电离层、磁层或行星际介质中的电场和/或传播的电磁波。然而，多个任务的观测结果表明，天线仪器也会受到宇宙尘埃粒子撞击的影响，包括旅行者1号和2号、卡西尼号、STEREO（太阳—地球关系观测台）、Wind卫星、MMS（磁层多尺度任务）和帕克太阳探测器[*Gurnett*等人，1983，1997，2004，2005；*Aubier*等人，1983；*Meyer-Vernet*等人，1986，2009，2017；*Kurth*等人，2006；*Wang*等人，2006；*Morooka*等人，2011；*Hill*等人，2012；*Ye*等人2014，2016a，2016b，2018，2019；*Zaslavsky*等人，2012；*Malaspina*等人，2014，2020；*Thayer*等人，2016；*Kellogg*等人，2016；*Vaverka*等人，2017，2019；*Szalay*等人，2020]。天线仪器通过尘埃粒子撞击航天器或天线时产生的瞬态等离子体云，以及相关的电荷分离和电荷收集过程，记录尘埃颗粒[*Oberc*，1996]。

对尘埃撞击相关波形产生机制的定量理解仍不完整。人们使用多种模型分析不同任务的数据，并考虑天线配置（偶极天线与单极天线）。这些模型不断演进：从简单地通过收集撞击等离子体中的电子使天线充电 [，例如 *Gurnett* 等人，1983], 或通过膨胀的撞击等离子体中的电荷分离产生“极化”电场 [*Wang* 等人，2006], 发展到近期基于膨胀等离子体云物理过程的综合模型 [*Oberc*，1996年；*Meyer-Vernet* 等人，2014年，2017]。科罗拉多大学尘埃加速器设施投入使用后，天线耦合机制的实验室模拟成为可能 [*Shu* 等人，2012]。*Collette* 等人 [2015] 指出，有三种机制可能产生撞击信号：（1）航天器充电，即部分撞击等离子体被重新收集，信号极性受航天器偏置电势影响；（2）发生在天线基座附近的撞击导致天线充电；（3）感应充电，即探测等离子体云中膨胀的电子和离子所形成的空间电荷。*Nouzák* 等人 [2018] 通过使用卡西尼号航天器的缩比模型进行测量，进一步完善了这些测量。这些测量揭示了所施加的偏置电势和天线配置对天线信号振幅和极性的影响。*Nouzák* 等人 [2020]进一步将这项研究扩展到磁场效应。综合而言，

实验室研究定性阐明了撞击等离子体中被收集和逸出的电子与离子如何产生信号：既可能通过航天器充电，也可能通过逸出带电粒子的感应效应产生信号。在另一项研究中，*O'Shea* 等人 [2017] 指出，除非尘埃撞击发生在探测天线基座附近，否则撞击等离子体从航天器向外膨胀时对天线的充电影响相对次要。此外，对实验室测量结果的分析有助于确定撞击等离子体的一些相关参数，包括电子和离子的有效温度。针对少数尘埃与靶材组合，研究人员还在实验室条件下单独研究了撞击等离子体的有效温度 [*Collette* 等人，2016年；*Kočiščák* 等人，2020]。

本文提出了首个定量解析模型，在若干简化假设下描述天线信号的产生机制。研究表明，该模型能够准确拟合在实验室测得的波形。本文的总体动机是能够根据天线波形计算总撞击电荷，因为撞击电荷是尘埃粒子质量和撞击速度的度量，而这三个量可通过标定测量建立关联[例如，*Collette* 等人， 2014]。

2. 实验装置

测量采用卡西尼号航天器的缩比模型，模型的详细描述见*Nouzák* 等人 [2018]。简而言之，这个简化的20:1缩比模型由圆柱形主体、高增益天线（HGA）、磁强计支架（MAG）和三根正交天线组成，分别为 E_U、 E_V 和 E_W （图1）。铝制主体涂有石墨涂料，以提供均匀的表面电势 [*Robertson* 等人，2004]。天线由不锈钢杆制成。尘埃束对准一片25×25 毫米^2 钨（W）箔，该箔安装在HGA边缘附近，如图1所示。天线和钨靶使用有机溶剂清洁。模型通过电绝缘支架安装在大型实验真空室中央。测量时，真空室（直径1.2米、长1.5米）抽至<10^{-6} 托，且无环境等离子体。天线距离尘埃撞击位置相对较远，因此也远离正在膨胀的撞击等离子体。在这种布置下，主要的信号产生机制是航天器本体带电。

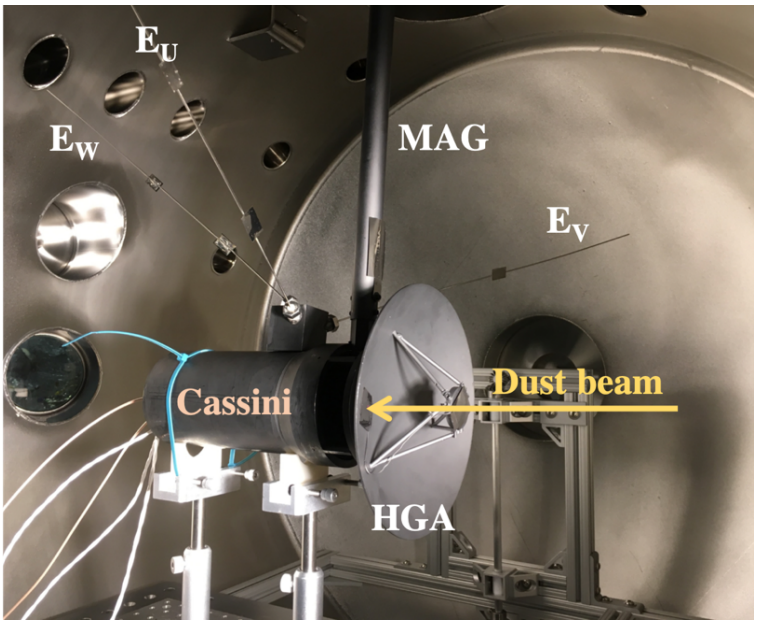

图1：安装在真空室内的模型航天器。尘埃束指向安装在高增益天线（HGA）边缘附近的钨箔，如箭头所示。HGA的直径约为20厘米。

实验使用铁（Fe）尘埃颗粒。这些球形颗粒的半径通常为40–50纳米，并使用科罗拉多大学的加速器设施将其加速至20–25千米/秒 [*Shu* 等人，2012]。选择尘埃—靶材（Fe-W）组合，以便结果可直接与先前研究进行比较 [*Collette* 等人， 2015年；2016年；*Nouzák* 等人， 2018年；2020]。撞击速度范围受到限制，以确保整组测量过程中撞击等离子体的基本参数具有可比性。

前端电子设备集成在航天器模型（SC）的圆柱形部分中。在偶极模式下，它测量 $E_U - E_V$ 天线之间的电压差；在单极模式下，它测量 E_w –SC （图 1）。本文中的测量和建模仅限于后一种模式。*Nouzák* 等人 [2018] 此前报告的测量结果表明，由于先前实验装置的带宽有限（50 Hz – 400 kHz），天线信号中的某些精细结构未能得到充分分辨。电子设备的带宽已扩展至 270 Hz – 5 MHz，从而解决了这一问题。带宽上限对应的上升时间约为 70 ns，放大器的压摆率为 35 V/μs，因此不会造成进一步限制。放大器的电压增益为 $G = 50$。天线和

航天器的偏置方案保持不变，电势可通过一个有效值为 $R_{BIAS} = 5\ M\Omega$ 的电阻器分别施加到天线和航天器上。在此报告的测量中，所有部件均施加相同的偏置电势。数据使用快速数字示波器以 200 MS/s 的采样率记录。

3. 天线信号生成模型

3.1. 模型描述

假设尘埃粒子会产生由自由电子和阳离子组成的撞击电离等离子体云（忽略阴离子）。总撞击电荷（Q_{IMP}）与粒子的质量（m）和撞击速度（v）遵循幂律关系，形式为：

$$Q_{IMP} = Q_i = |Q_e| = \gamma m^{\alpha} v^{\beta}, \qquad (1)$$

其中，参数 γ、α 和 β 可通过实验室标定测量 [确定，例如，*Auer*， 2001；*Collette* 等人， 2014]。这里假设正（Q_i）和负（Q, ）电荷载流子的总电荷相等。下一个必要假设是，Q_{IMP} 足够小，使得 (a) 它对航天器的平衡电势（V_{SC}）仅造成相对较小的扰动；(b) 撞击等离子体中的电子和离子在相对于航天器特征尺寸（R_{SC}）较小的距离内彼此解耦（即电子不再被离子云的正空间电荷束缚）。相应关系分别为 $Q_{IMP} < C_{SC}V_{SC}$，和 $Q_{IMP} < 4\pi\varepsilon_0{}^{T}{}_{!}$，$_0R_{SC}$,，其中 C_{SC} 为航天器的电容，T, 为撞击等离子体中电子的温度（以 eV 为单位表示），ε_0 为真空介电常数，e_0 为元电荷。随着膨胀进行，当离子云的空间电势降至低于电子温度时，速度较快的电子便会与等离子体解耦。上述相应假设由 *Meyer-Vernet* 等人 [2009] 和 *O'Shea* 等人 [2017], 推导得出，并使得可以将离子和电子独立处理，视为其轨迹主要由航天器的电势决定的粒子。对于在行星际空间中 1天文单位附近运行的典型航天器 [, 例如 *Zaslavsky*， 2015], 和 T, $= 5$ eV，上述条件在撞击电荷为 $Q_{IMP} < 5 \times 10^{-10}$ C 时成立。

撞击总电荷，包括正离子（i）和电子（e）部分，可分为被航天器收集和从航天器逸出的两部分，即：

$$Q_i = Q_{i,esc} + Q_{i,col}$$
$$Q_e = Q_{e,esc} + Q_{e,col}. \quad (2)$$

收集到的部分和逃逸的部分由其有效温度（T, 和T_i）以及航天器电势决定。对于$V_{SC} > 0$,

$$Q_{e,esc} = -\kappa\, Q_{IMP}\, e^{\frac{-V_{SC}}{T_e}}$$
$$Q_{e,col} = -Q_{IMP} - Q_{e,esc}$$
$$Q_{i,esc} = Q_{IMP}$$
$$Q_{i,col} = Q_{IMP} - Q_{i,esc} = 0. \quad (3)$$

上面的第三个方程表示这样一个假设：离子以羽流的形式从撞击位置向外运动。另一方面，轻而快的电子在膨胀早期通过碰撞获得各向同性的速度分布。引入几何系数κ（取值介于0和1之间），以考虑撞击点周围航天器本体的几何形状。在半无限靶体且膨胀的视场内没有障碍物的理想情况下，$\kappa = 1/2$表示一半的电子远离航天器并将会逃逸，前提是能量条件允许。对于负的航天器电势（$V_{SC} < 0$），相应的方程为：

$$Q_{e,esc} = -\kappa\, Q_{IMP}$$
$$Q_{e,col} = -Q_{IMP} - Q_{e,esc}$$
$$Q_{i,esc} = Q_{IMP}\, e^{\frac{V_{SC}}{T_i}}$$
$$Q_{i,col} = Q_{IMP} - Q_{i,esc}. \quad (4)$$

在实验室条件下，使用尘埃加速器测量了正、负电荷载流子的有效温度。*Collette* 等人 [2014], 使用

对撞击钨靶的铁尘埃颗粒进行测量后发现，随着撞击速度从 4 km/s 增至 20 km/s，负、正电荷载流子的有效温度分别从 $T_{,}$ = 1 eV 变化至 4 eV，以及从 T_i = 4 eV 变化至 20 eV。*Nouzák* 等人 [2018] 发现其数值约为 1 eV，而在使用相同的铁/钨尘埃-靶材组合、撞击速度范围为 20–25 km/s 时，T_i 为 10–15 eV。*Kočiščák* 等人 [2020], 在一项较新的研究中，使用有机物包覆橄榄石尘埃样品撞击钨靶，发现$T_i \approx 7$ eV，且在 2–18 km/s 的宽撞击速度范围内保持如此；而在相同的撞击速度范围内，$T_{,}$ 以非单调方式在 1–10 eV 之间变化。作者认为，阴离子与自由电子的相对比例不断变化，是导致$T_{,}$ 显著变化的原因。选择橄榄石开展这项研究，是因为它是一种常见于陨石中的造岩矿物；尘埃样品表面的有机涂层则是为了使样品能够用于加速器[*Fielding* 等人， 2015]。

接下来，我们将描述天线信号随时间的演变。我们假设一个简单的单极天线配置，其中天线远离撞击位置，不处于膨胀等离子体云的路径上。天线仪器测量的是天线相对于航天器本体的电势。在空间中，天线和航天器都处于平衡浮动电势，此时充电电流达到平衡。行星际空间中的两种主要电流分别来自光电子发射和对环境等离子体中电子的收集 [*Zaslavsky,* 2015], ，由此产生的浮动电势约为 +5V。由于电子设备采用交流耦合，单极天线测量的是瞬态尘埃撞击事件引起的电势差变化，即：

$$V_{meas}(t) = \delta V_{ANT}(t) - \delta V_{SC}(t). \quad (5)$$

我们进一步假设尘埃撞击航天器本体，且天线电势不受影响（见第2节所示的配置）。换言之，测量信号仅为航天器电势的变化，$V_{m,\ as}(t) \cong -\delta V_{SC}(t)$。航天器电势通过其电容与航天器上的电荷相关，即 $\delta V_{SC}(t) = \delta Q_{SC}(t)/C_{SC}$。为求完整起见，补充说明天线与航天器之间存在一定的电容耦合。这种耦合会使测量电压略有降低，即 $V_{m,\ as}(t) \cong -\Gamma\delta Q_{SC}(t)/C_{SC}$, 其中 Γ 称为耦合参数，其取值介于 0–1 之间。电容耦合的程度

然而尚未通过实验确定该实验装置中的电容耦合程度。为简单起见，假设 $\Gamma = 1$ 。

航天器充电模型的定性描述基于*Meyer- Vernet* 等人 [2017] 和*Nouzák* 等人 [2018的研究；2020], 其高层次描述也见于*Ye* 等人 [2019] 和*Mann* 等人 [2019]。简而言之，撞击等离子体（由方程（3）或（4）描述）中的一部分电子会迅速逸出，导致航天器快速正向充电。较慢离子的逸出同时发生，使航天器带负电。逸出过程完成后，航天器留下了从撞击等离子体中收集到的电子和离子的净电荷。在整个过程中，环境等离子体的作用会驱使航天器电势恢复平衡。以下充电方程描述了尘埃撞击引发的瞬态事件（发生于时间 $t = 0$）：

$$\delta Q_{SC}(t) = Q_{i,col} + Q_{e,col} + Q_{i,esc}\frac{R_{SC}}{R_{SC}+v_i t} + Q_{e,esc}\frac{R_{SC}}{R_{SC}+v_e t} + \int_0^t I_{dis}(\tau)d\tau \qquad (6)$$

该关系假设撞击电荷的产生是一个瞬时过程。需要注意的是，航天器（SC）近旁的小电荷云对其电势的影响，与航天器上收集到相同电荷量的影响相似。这称为感应充电。因此，航天器对电子和离子电荷（$Q_{,\ 678}$ 和 $Q_{i,\ 678}$）的收集可视为瞬时发生，即使部分电子或离子在返回航天器之前处于弹道轨道上。对于航天器本体的球形近似（有效半径 R_{SC}），逸逸部分所产生的感应电荷（$Q_{,\ 56}$ 和 $Q_{i,\ 56}$）随径向距离 [*Jackson* 的增大而按 $\sim 1/r$ 缩放，正如式（6）右侧第三项和第四项所示。离子和电子的特征膨胀速度分别为 v_i 和 $v_{,}$ 。式（6）的最后一项考虑了通过周围等离子体环境发生的放电。*Zaslavsky* [2015] 和 *O'Shea* 等人 [2017] 推导了在如下条件下的放电电流方程及其时间常数：平衡航天器电势由光电子发射与从周围等离子体环境收集电子之间的平衡维持（例如，在行星际空间中）。在假设球对称的情况下，相应的放电时间常数为

$$\tau_{dis} = \frac{1}{2}\frac{C_{SC}T_{ph}}{e_0 n_e w_e S_{SC}}, \quad (7)$$

其中 T_{ph} 是光电子的特征温度，n_e 是环境等离子体的密度，S_{SC} 是航天器的表面积，$w_e = S e_0 T_{ap}/2\pi m_e$ 是电子热速度，其中 T_{ap} 和 ~~m_e，分别是环~~境等离子体电子的温度和电子质量。

对公式（6）求导并使用公式（2），可得如下形式的瞬态充电方程：

$$\frac{d}{dt}(\delta Q_{SC}) = -Q_{i,esc}\frac{v_i R_{SC}}{(R_{SC}+v_i t)^2} - Q_{e,esc}\frac{v_e R_{SC}}{(R_{SC}+v_e t)^2} - \frac{Q_{SC}}{\tau_{dis}}. \quad (8)$$

该方程可以通过数值方法求解。

3.2. 行星际空间中的天线信号

本节展示上述信号生成模型在行星际空间中理想航天器上的求解结果。具体而言，我们将考察位于1天文单位处的STEREO航天器，并参考*Zaslavsky* [2015] 和*O'Shea* 等人[2017]的研究。所采用的相关参数如下：航天器的平衡浮动电势为$V_{SC} = 5.5$ V，航天器电容为 $C_{SC} = 200$ pF，表面积为 $S_{SC} = 10$ m^2, ，有效半径为 $R_{SC} = 1$ m。等离子体环境的典型参数为 $n_e = 5$ cm^{-3}, $T_{e\,ap}$ =8 eV，以及 $T_{ph} = 2$ eV。在这些条件下，$w_e = 0.47 \times 10^6$ m/s，且 $\tau_{dis} = 0.053$ ms。以下参数用于描述撞击等离子体：$\kappa = 0.5$, $v_e = 10^6$ m/s、$v_i = 10^4$m/s、$T_e = 7$ eV 和 $T_i = 25$ eV。这些参数值将在第4节中加以说明。

图2展示了一个在行星际空间、距太阳约1天文单位处运行的模型航天器的天线信号。为简化起见，撞击电荷设为 $Q_{IMP} = C_{SC}(1\ V) = 200$ pC。尖锐的负向特征称为"前冲"，由撞击等离子体中的自由电子迅速逃逸而产生，正如*Nouzák* 等人 [2018; 2020]所解释的那样。该信号的形状和特征时间常数，在定性上与*Zaslavsky*等人 [2012], *Collette* 等人 [2015],或*O'Shea* 等人 [2017]描述的 STEREO航天器的"三重撞击"信号非常吻合。

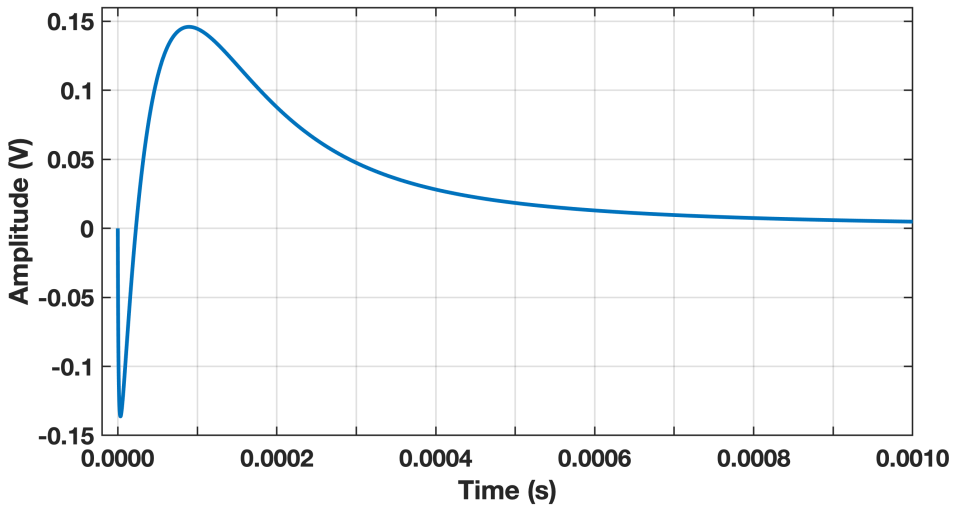

图2： 行星际空间中靠近1天文单位运行的模型航天器所产生的天线信号。更多详情请参见正文。

图2中一个值得注意的现象是，信号振幅显著低于 $Q_{IMP}/C_{SC} = 1$ V。根据公式（3）及上文定义的参数，逃逸电子电荷为 $-0.23 \times Q_{IMP}$。然而，前冲的振幅始终达不到完整的 0.23 V，因为撞击等离子体中的离子也在同时膨胀，只是速度较慢。若没有周围等离子体环境放电，在等离子体膨胀完成后，航天器上的净收集电荷为 $Q_{col} = Q_{e\,col} + Q_{i,col} = -$ W$Q_{e\ \ sc} + Q_{i,sc}$X $= -0.77 \times Q_{IMP}$。如此收集的电荷会产生振幅为 0.77 V 的相应信号。然而，实际振幅明显较低，只有约 0.15 V。这是因为周围等离子体仍在持续放电，公式（7）中相应的时间常数较短。图3详细展示了电子逃逸的贡献（$V_{esc}(t)$）和离子逃逸的贡献（$V_{i,sc}(t)$），以及计入周围等离子体放电影响后的测量电压（$V_{meas}(t)$）。

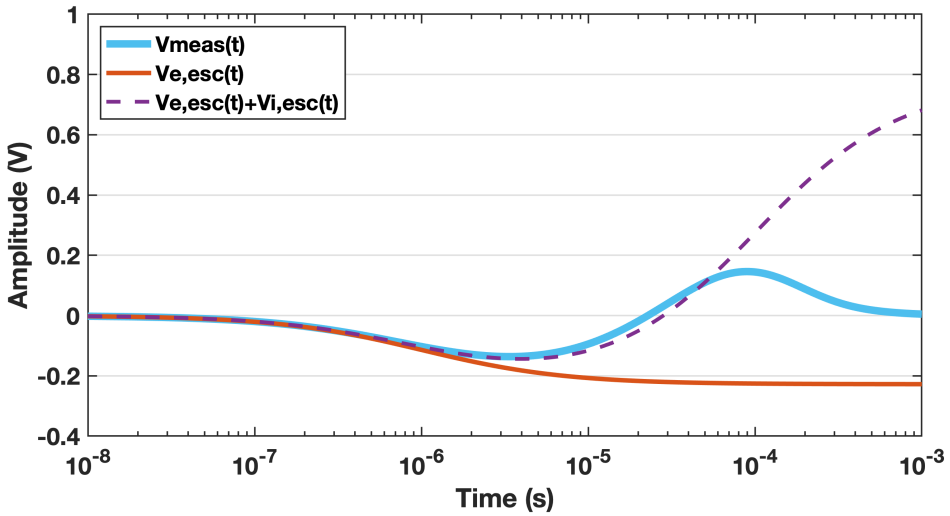

图3： 对数时间尺度上的天线信号及所选项的贡献。$V_{meas}(t)$与图2所示的测量信号相同。红色曲线表示逃逸电子的贡献，$V_{e,\ esc}(t)$；紫色虚线表示电子和离子逃逸所产生信号的总和，$V_{e,\ esc}(t) + V_{i,\ esc}(t)$。计算所用参数的详细列表见表I。

总之，第（3.1）节中的天线信号模型具有三个特征时间常数：（1）电子逃逸由$\tau_{,\ sc} = R_{SC}/v_{,}$描述；（2）离子逃逸由$\tau_{i,\ sc} = R_{SC}/v_i$描述；（3）等离子体放电时间常数为$\tau_{dis}$。前冲和主信号的振幅受这些相互竞争效应的共同影响。对于上述行星际空间中航天器的模型情形，信号幅度相较于理论最大值Q_{IMP}/C_{SC}显著降低。

3.3. 实验室测量的天线信号

本节讨论受控实验室环境中的测量结果与空间中预期测量结果之间的相似之处和差异。航天器通过环境等离子体放电的过程，被建模为通过偏置电阻（R_{BIAS}）放电，如*Nouzák* 等人 [2018]所述。相应的放电时间常数$R_{BIAS}C_{SC}$，选取得较长，因此信号振幅不会受到显著影响（图4）。除放电外，环境等离子体对撞击等离子体的膨胀及相关充电过程影响甚微。若在近1天文单位处，该环境等离子体的德拜长度远大于航天器的特征尺寸，则航天器周围的电势分布不会因等离子体鞘层而发生显著变化。

等离子体的德拜长度远大于航天器的特征尺寸，则航天器周围的电势分布不会因等离子体鞘层而发生显著变化。

测量和数据分析仅限于撞击速度为 ≥ 20 km/s 的情况，与*Nouzák* 等人 [2020] 的研究相似。本文旨在说明，第 (3.1) 节中的简化物理模型可用于解释所产生的信号形状。通常，撞击等离子体的参数（包括离子组成）以及正、负电荷载流子的有效温度都会随撞击速度而变化。特别是对于 ≥ 20 km/s 的情况，预计体电离占主导地位，等离子体主要由电子和原子阳离子组成 [*Mocker*等人 2013年、*Hillier*等人， 2014]。换言之，所述测量得到的撞击等离子体特性与上述信号产生模型所采用的假设最为接近。

出于第 2 节所述原因，实验室测量采用铁钨靶材—尘埃材料组合。下文所述实验数据所确定的参数，未必能代表成分复杂的宇宙尘埃粒子撞击航天器材料时的情况。

图4展示了在实验装置参数以及下文所述实验室测量所确定参数下，方程（8）的解。由于模型的物理尺寸较小，前冲和主峰都提前出现。尘埃加速器的能力有限（Q_{IMP} 通常约为$10^{-14} - 10^{-15}$ C），因此撞击信号的振幅也有所降低。表I列出了行星际空间中的航天器与实验室模型之间的典型数值对比。

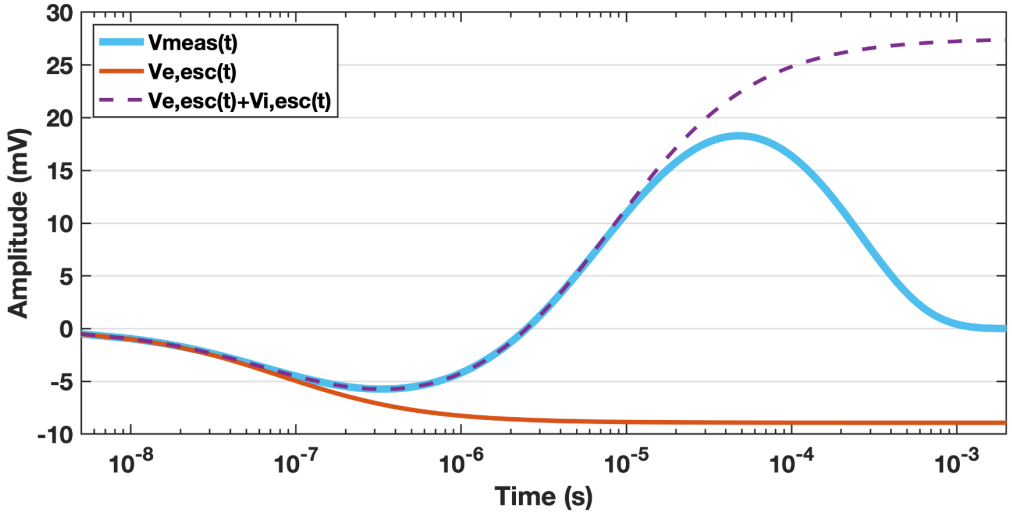

图4：与图（3）相同，但采用表I所示的实验室装置参数。

表I：用于计算图（3）和图（4）所示天线信号的参数列表。

	行星际空间（图3）	实验室模型（图4）
V_{SC}	+5.5 V	+5.0 V
Q_{IMP}	$2.0 \times 10^{-10} C$	$3.5 \times 10^{-14} C$
C_{SC}	200 pF	48 pF
R_{SC}	1.0 米	0.08 米
v_e	1,000 千米/秒	1,000 千米/秒
v_i	10 千米/秒	10 千米/秒
T_e	7 eV	7 eV
T_i	25 eV	25 eV
κ	0.50	0.50
τ_{dis}	53 μs（公式 7）	240 μs = $R_{BIAS}C_{SC}$
$Q_{e,esc}/Q_{IMP}$	0.23	0.24
$Q_{e,col}/Q_{IMP}$	0.77	0.76

4. 实验数据分析

使用第2节所述的实验装置，共记录了182个尘埃撞击波形。这些波形大致均匀地分布在所研究的三种施加偏置电压（–5V、0V和+5V）之间。由于加速器提供的粒子数量会随着速度增加而减少[*Shu* 等人，2012], 大多数撞击事件都发生在接近20 km/s这一速度下限处，其中最高

撞击速度约为40 km/s。通过集成在加速器中的探测器实时测量粒子的质量和速度，并据此筛选速度超过20 km/s的粒子。撞击体的典型质量约为10^{-18} kg。

使用第3节所述模型拟合一部分记录的波形，拟合结果给出了撞击等离子体的相关参数，包括航天器的电容（C_{SC}）、几何系数（κ）、电子和离子膨胀速度（v_e 和v_i）、相应的有效温度（T_e 和T_i），以及撞击电荷（Q_{IMP}）。

4.1. 偏置电势$V_{SC} = 0$ V

图5显示了航天器偏置电压设为$V_{SC} = 0$ V时三次典型撞击事件的波形。该条件使我们能够考察撞击等离子体从撞击位置自由膨胀的过程。信号的总体形状与第3节所述的信号相似。波形以向负方向变化的预脉冲开始，这是由快速逃逸的电子造成的。撞击等离子体中的电子和离子膨胀过程约在$t \approx 50$ μs时结束。随后出现指数衰减，这是航天器上净收集电荷的放电过程，其特征时间常数为$\tau_{dis,\ L} = R_{BIAS}C_{SC}$。数据分析的第一步是根据该指数衰减计算航天器电容，得到$C_{SC} = (48 \pm 8)$ pF。该电容值可用于将测量电压信号转换为电荷。值得注意的是，计算所得的C_{SC} 比*Nouzák* 等人 [2018] 在类似实验装置中测得的值低约2.5倍。C_{SC} 的有效值是航天器本体的物理电容与航天器本体对支架、天线、真空室、电子电路板等产生的寄生电容之和。数值差异可能是由于电子电路板更新、安装支架略有改动或电缆布线不同等原因造成的。航天器的物理电容也可估算为$C = \varepsilon_0\sqrt{4\pi S} \cong 18.6$ pF，其中$S \cong 0.35$ m^2 是围绕*Chow*和*Yovanovich* [模型的凸包络面的表面积，1982]。

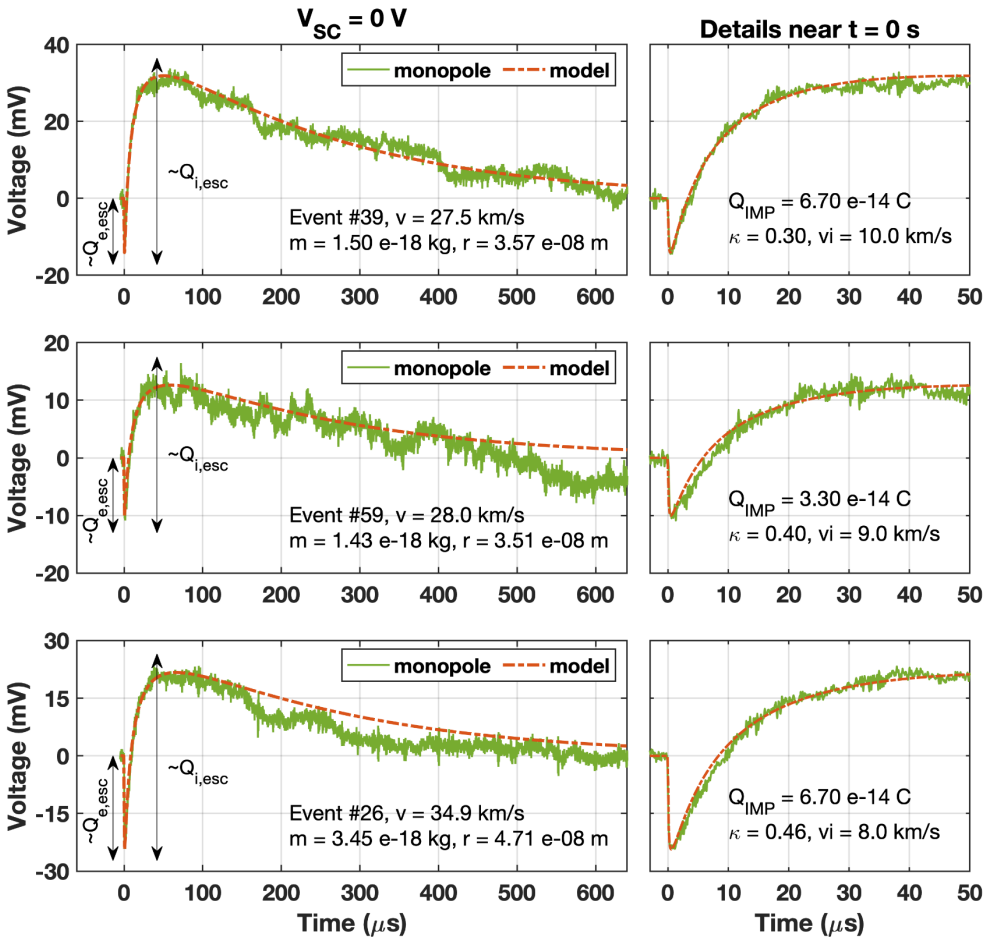

图5：单极天线测得的三个示例波形，偏置电压为$V_{SC} = 0$ V。红色虚线曲线来自对数据进行拟合的模型。图中同时给出了粒子的参数以及通过拟合程序获得的部分参数。粒子的半径表示为r。图中标出了逸出电子和离子电荷的近似值。详情请参见正文。

数据分析的下一步是求出电子和离子的膨胀速度。根据公式（6），感应电荷随时间的变化为 $\sim 1\left(/\ 1+\frac{t}{R}\right)_{vx\,sc}$，其中 x 表示电子或离子。然而，航天器模型并非球形，因此航天器半径的“有效”值估算为 $R_{SC} = 8$ cm（第2节）。对于这一尺寸，离子膨胀速度介于5–15 km/s之间，平均值为 $v_i = (9.3 \pm 3.0)$ km/s。这一离子膨胀速度与 *Collette* 等人[2016], *Kellogg*等人 [2016], 和 *Lee*等人 [2012]报告的数值非常吻合。速度快得多的电子膨胀会使预脉冲信号呈现陡峭的斜率，其测得的上升-

约为0.4 μ秒的时间可由更新后的快速电子设备完全分辨（第2节）。然而，要找到v_e的一致取值却很困难，这可能是由于电子和离子同时膨胀、电子能量分布较宽，或不同撞击之间存在较大差异。电子逃逸速度设为$v_e \cong 10^6$ 米/秒，因为该值能很好地拟合数据。此速度相当于温度约为2 eV的电子热速度。使用该模型进行的计算表明，将v_e改变2倍，预脉冲幅度的变化仍不超过< 15%。因此，与选择v_e取值相关的不确定性相对较小。

图5清楚表明，逃逸电子电荷与离子电荷之比大致等于$Q_{e\ sc}\ Q_{i,}/\ \ _{sc} \approx 1/2$。假设撞击产生的电子和离子数量相同，这一观察结果意味着，即使偏置电势为零，电子也较不容易从表面逃逸。这与如下物理图像一致：离子流从撞击位置向外运动，而速度较快的电子则形成各向同性分布。当膨胀等离子体云足够大、电子和离子彼此解耦时（在实验室测量中通常发生于距表面1毫米以内），一半电子朝靶体运动，另一半则远离靶体。该物理图像由模型中的几何系数κ 描述，见方程（3）和（4）。拟合偏置电压为$V_{SC} = 0$ V时的数据，可以确定κ，而无需知道电子温度。数据分析得出的范围约为$\kappa = 0.3 - 0.5$，平均值为$\kappa = 0.405 \pm 0.078$。逃逸电子略少于一半这一事实，可能是由发生尘埃撞击处HGA的凹形所致（第2节）。

4.2. 偏置电势 $V_{SC} = +5$ V

航天器偏置电势为 $V_{SC} = +5$ V 时记录的波形（图 6）总体上与零偏置情形相似。一个显著差异是前冲的振幅减小了，因为只有一部分电子能够克服施加正偏置电压所形成的势垒。随后，在保持 $\kappa = 0.405$ 参数不变的情况下，通过拟合数据确定电子的有效温度。有效温度 $T_{,}$ 的含义由公式（3）定义；需要注意的是，离开航天器表面的膨胀过程是一个三维过程，而模型简化为球对称一维情形。对这组数据进行拟合后得到$T_{,} = (7.8 \pm 1.3)$ eV。该值显著高于*Collette* 报告的 ~1 eV。

等人。[2016] 以及*Nouzák* 等人 [2020] 针对相同撞击速度范围和尘埃与靶材组合报告的数值。前一篇文献的作者根据撞击板上滞留电荷随施加偏置电压变化的统计分布，计算了$T_{,}$。*Nouzák* 等人 [2020] 采用与本文所述类似的实验装置采集波形，随后对偏置电势为 0 和 +5 V 时逃逸电子比例的减少情况进行了统计评估。相比之下，本文对每个波形都采用第（3.1）节中的模型进行拟合，以获得 $T_{,}$ 的数值。本文所述测量使用带宽更高的电子设备进行，从而能够完整分辨信号的前冲部分。这至少可以部分解释本文报告的电子温度为何较高。Kočiščák 等人 [2020] 近期开展的一项研究测量了橄榄石尘埃样品和钨靶的撞击等离子体中负电荷载流子的有效温度（假设其中既有自由电子，也有阴离子）。该研究中，粒子表面涂覆了导电聚合物，以便对其加速。对于 12–18 km/s 的撞击速度范围，报告的温度为 4.4 eV，与本文报告的数值更为接近。

用于将模型拟合到测量波形的常规方法将电子膨胀速度（$v_{,}$）和电子温度（$T_{,}$）视为相互独立的变量，但实际上二者存在自然联系。所选的膨胀速度$v_{,} = 10^{6}$ m/s 对应的电子温度约为 2 eV，显著低于前文确定的 7.8 eV 有效温度。然而，这并不一定构成矛盾，因为在假设电子各向同性膨胀的情况下，电子速度的径向分量会随电子相对于撞击位置处表面法线的仰角不同而在很大范围内变化。因此，$v_{,}$ 参数描述的是电子整个分布的有效径向膨胀速度。如第（3）节所述，前冲振幅还受到电子和离子膨胀速度之比的影响。

对于 $V_{SC} = +5$ V 情形，测得的离子膨胀速度为 $v_i = (9.3 \pm 2.3)$ km/s，即与零偏置情形基本相同。这是合理的，因为施加的偏置相较于阳离子的动能很小。此外，电势分布随距航天器表面的距离d按 $\sim 1\,(R_{SC} + d)/$ 的规律变化，而在膨胀初期，离子速度仅受到微弱影响。

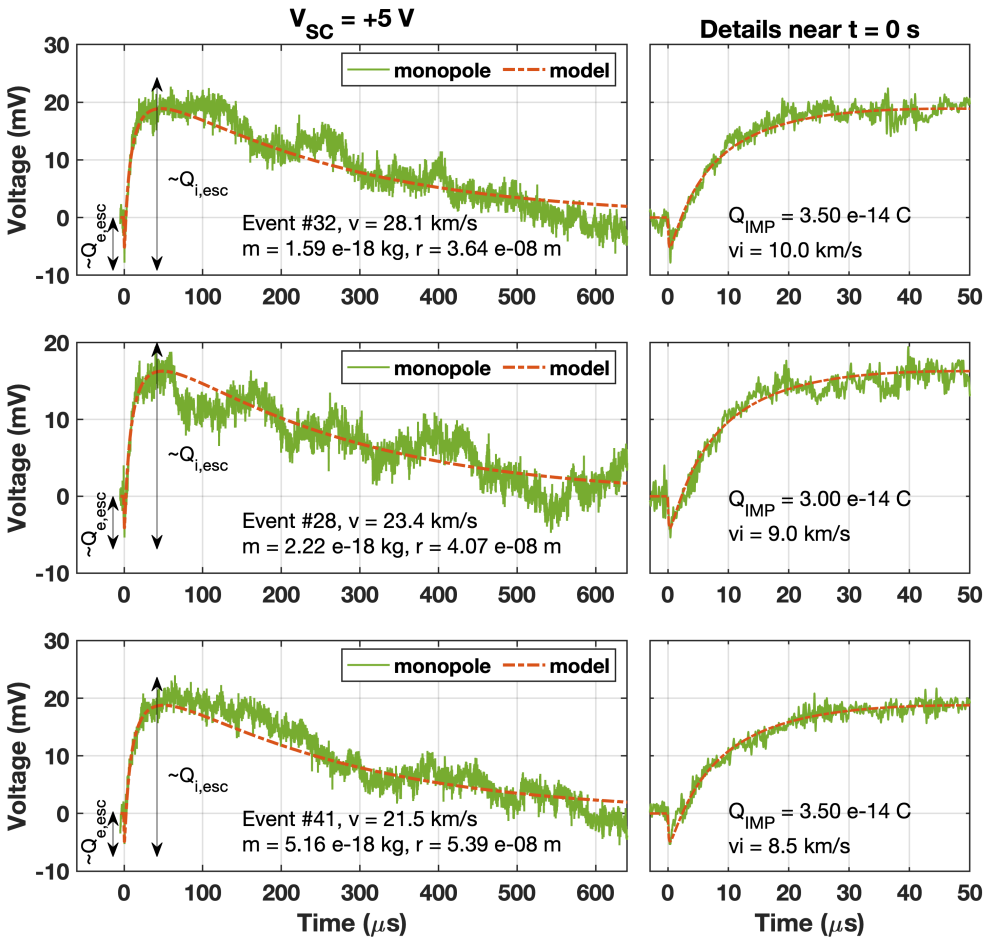

图6：单极天线测得的三个示例波形，适用于V_{SC} = 5 V。标注方式与图5相同。

4.3. 偏置电势 $V_{SC} = -5$ V

图 7 显示了负偏置电势 $V_{SC} = -5$ V 下的波形，其中前冲分量再次十分明显。根据上一节末尾的论述，负偏置对收集到的电子比例与逃逸电子比例几乎没有影响，因此假定 $\kappa = 0.405$。离子的有效温度可参照电子温度，使用公式 (4) 进行计算。结果为 T_i =(25.4 ± 12.5) eV。鉴于离子温度相较于施加的偏置电势较高，该数值的置信度较低。尽管如此，值得指出的是，在此撞击速度范围内测得的离子有效温度与 *Collette* 等人 [2016], 测得的 23 eV 相当吻合，而*Nouzák* 等人 [2020] 测得的数值为 10–15 eV。对于撞击速度范围为 12–18 km/s 的撞击以及聚合物包覆橄榄石颗粒，测得的阳离子温度约为 7 eV [*Kočiščák* 等人,

2020]。离子膨胀速度为 $v_i = (10.0 \pm 3.1)$ km/s，与前述两种情况相近。由于离子温度远高于偏置电势，离子膨胀速度受到的影响并不显著。值得注意的是，对于质量为 Fe（$m = 55.8$ u）的离子，其膨胀速度和离子温度数值彼此吻合。在这些撞击速度下，铁离子无疑是撞击等离子体中最丰富的阳离子种类之一。与另外两种情况相比，负航天器偏置下采集的波形有一处明显差异：预冲峰底部较宽，并出现一个平台和斜率变化（图 7）。这一特征是由前端放大器（AD8421 仪表放大器）产生的伪影。

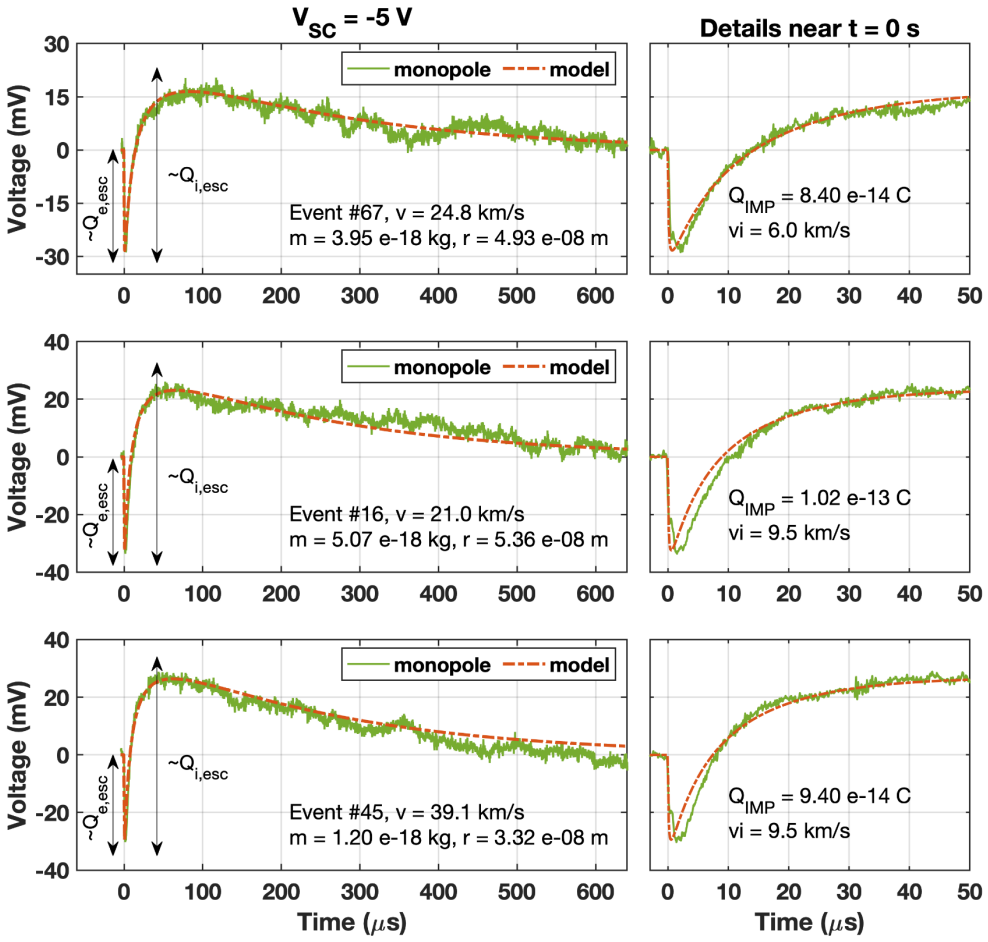

图7：单极天线测得的三个波形示例，电压为$V_{SC} = -5$ V。标注方式与图5相同。

4.4. 撞击电荷 Q_{IMP}

对每个分析的波形，均确定其撞击电荷 Q_{IMP}。根据公式 (1)，撞击电荷是一个重要参数，因为它与尘埃粒子的质量和速度有关。波形主峰的振幅与 Q_{IMP} 有关，但也受正、负电荷载流子的有效温度、几何系数（κ）以及放电时间常数的影响，其中放电时间常数的影响最大，如第 3 节所示。

图 8 显示了 Q_{IMP}/m 随撞击速度的变化关系，涵盖了所有经过详细分析的波形。这里有几点值得注意。首先，该比值随速度按 $\sim v^{3.7}$变化，这与此前在更宽速度范围内的测量所得到的 $\sim v^{3.5}$ 标度关系一致 [*Dietzel* 等人， 1973]。不过，电荷的绝对值约低了两倍。这或许可以用第 3.1 节中忽略了耦合参数 Γ 来解释。由于撞击电荷在航天器上形成的电势也会通过电容耦合影响天线的电势，测得的信号 $V_{m,\ as}(t)$ 实际上有所减弱。Q_{IMP}/m 比值相对较大的离散程度是撞击电离过程的典型特征 [例如，*Horanyi* 等人， 2014]。

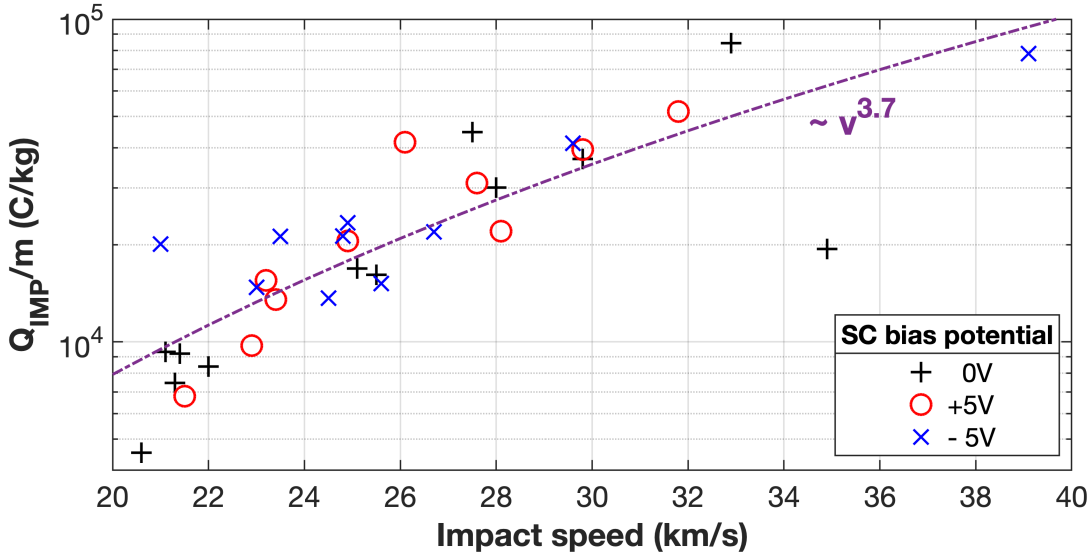

图 8： 三种不同航天器偏置电势下，归一化撞击电荷（$Q_{IM,}\ /m$）随撞击速度变化的关系。更多详情请参见正文。

5. 讨论与总结

上述研究的主要结果是，所提出的天线信号模型与使用缩比模型和尘埃加速器设施进行实验室测量所获得的数据吻合良好。此外，通过将模型拟合到测量数据中得出的参数，也与先前研究的预期基本一致。总之，该模型包含以下四个关键要素：第一，撞击电荷可分为逸出电荷和收集电荷，其中负电荷组分为电子，正电荷组分为阳离子。第二，撞击云中逸出和收集电荷的比例取决于系统的能量学以及撞击等离子体云的性质。这里的能量学是指逸出和收集电荷的比例由航天器电势以及带电粒子的有效温度决定。此外，本研究表明，将撞击等离子体视为从撞击位置向外扩展的离子羽流是合理的，而电子则在扩展过程中形成各向同性分布。第三，可根据静电学理解天线和航天器各组件上形成的电压。这意味着，由撞击等离子体中收集的电荷引起的直接充电，以及由其中逸出的电荷引起的感应充电，是产生天线信号的主要机制。第四，还需考虑光电子发射和周围等离子体环境使电势恢复至平衡电势的过程。相应的放电电流可能并且很可能会显著限制信号振幅，因此需要进行详细分析，才能将天线信号转换为撞击电荷；若已知撞击速度，撞击电荷便可用于衡量尘埃颗粒的质量。

在推导天线信号模型时采用了若干简化假设。其中最重要的两项是撞击电荷有限，以及撞击位置远离天线。高速撞击的大型尘埃粒子可能产生大量撞击电荷，此时本文提出的模型将不再适用。后一项假设意味着撞击电荷云不会与天线相互作用。如果不满足这一假设，就需要在模型中纳入天线的直接充电或感应充电，因为天线上的电压也会偏离平衡状态。此外需要指出的是，当前模型并未定量描述以偶极模式运行的天线如何探测尘埃撞击事件。

最后需要说明的是，尽管该模型已针对较高撞击速度（3 20 km/s）进行了评估，但没有理由认为它不能扩展到较低速度。所研究的高撞击速度所产生的撞击云具有“最简单”的参数，包括撞击等离子体瞬时产生，以及电子是负电荷的主要载体。在较低速度下，撞击等离子体会在有限时间间隔内产生，持续时间约为 10 μs [例如，*Collette* 等人，2013]。此外，撞击等离子体的组成（包括电子/阴离子比）可能随撞击速度迅速变化。尽管如此，纳入上述效应后，天线信号产生的物理模型仍应保持一致。作为未来研究的一项内容，可以尝试利用本文提出的模型，根据测得的实验室天线信号推断低撞击速度下撞击等离子体的性质。

致谢

作者 M.S.、M.H.、H.H. 和 Z.S. 对本研究的贡献由美国国家航空航天局的卡西尼数据分析计划（CDAP）资助，资助编号为 NNX17AF99G。作者 D.M. 的贡献由美国国家航空航天局合同 NNN06AA01C 项下追加的尘埃碎屑损伤评估经费支持。帕克太阳探测器上的 FIELDS 实验依据该合同设计并研制。尘埃加速器的运行由美国国家航空航天局太阳系探索研究虚拟研究所（SSERVI）的合作协议公告资助，资助编号为 80NSSC19M0217。作者感谢 David James 和 John Fontanese 在实验活动期间操作尘埃加速器。实验室数据（Shen 等人，2021）已公开存放于 Zenodo 存储库（ https://doi.org/10.5281/zenodo.4285807）。

参考文献

Aubier, M.G.、Meyer-Vernet, N. 和 Pedersen, B.M.（1983），土星环面中尘粒与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。Chow, Y. L. 和 M. M. Yovanovich（1982）。导体电容的形状因子。应用物理学杂志，*53*（12），8470–8475。Collette, A.、Drake, K.、Mocker, A.、Sternovsky, Z.、Munsat, T. 和 Horányi, M.（2013）。超高速尘埃撞击过程中的温度测量。《行星与空间科学》，*89*，58–62。http://doi.org/10.1016/j.pss.2013.02.007 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。航天器尘埃撞击产生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。Dietzel, H.、Eichhorn, G.、Fechtig, H.、Grun, E.、Hoffmann, H.-J. 和 Kissel, J.（1973）。HEOS 2 和 HELIOS 微流星体实验。Journal of Physics E: Scientific Instruments，6（3），209–217。https://doi.org/10.1088/0022-3735/6/3/008 Fielding, L. A.、Hillier, J. K.、Burchell, M. J. 和 Armes, S. P.（2015）。导电聚合物颗粒的空间科学应用：宇宙尘埃和微陨石的合成模拟物。*Chemical Communications*，*51*（95），16886–16899。http://doi.org/10.1039/C5CC07405C。Gurnett, D. A.、Grün, E.、Gallagher, D.、Kurth, W. S. 和 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颗粒。Icarus，53（2），236–254。https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90145-8 Gurnett, D. A.、Ansher, J. A.、Kurth, W. S. 和 Granroth, L. J.（1997）。旅行者1号和2号等离子体波仪器在太阳系外围探测到的微米级尘埃颗粒。《地球物理研究快报》，24（24），3125–3128。https://doi.org/10.1029/97gl03228 Gurnett, D. A.、Kurth, W. S.、Kirchner, D. L.、Hospodarsky, G. B.、Averkamp, T. F. 等，2004。卡西尼号无线电与等离子体波探测。《空间科学评论》114（1–4），395–463。Gurnett, D. A.、Kurth, W. S.、Hospodarsky, G. B.、Persoon, A. M.、Averkamp, T. F.、Cecconi, B.、……和 Galopeau, P.（2005）。卡西尼号接近阶段及首个轨道期间在土星开展的无线电与等离子体波观测。Science，307（5713），1255–1259。Hill, T. W.、Thomsen, M. F.、Toka, R. L.、Coates, A. J.、Lewis, G. R.、Young, D. T.、Crary, F. J.、Baragiola, R. A.、Johnson, R. E.、Dong, Y.、Wilson, R. J.、Jones, G. H.、Wahlund, J.-E.、Mitchell, D. G. 和 Horányi, M.，2012。土卫二羽流中的带电纳米尘粒。《地球物理研究杂志：空间物理》117（A05209）。Hillier, Jon K. 等人。“聚吡咯包覆的磁黄铁矿微粒的撞击电离质谱法。”《行星与空间科学》97（2014）：9–22。

Horanyi, M., Sternovsky, Z., Lankton, M., Dumont, C., Gagnard, S., Gathright, D., ... & Lamprecht, B.（2014年）。月球大气与尘埃环境探测器（LADEE）任务搭载的月尘实验（LDEX）。Space Science Reviews，185(1-4)，93-113。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年。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。S. Kočiščák, Å. Fredriksen, M. DeLuca, J. Pavlu and Z. Sternovsky，《橄榄石尘埃撞击等离子体的有效温度》，发表于《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RPWS对土星E环尘埃的观测。《行星与空间科学》54（9–10），988–998。Lee, N., 等（2012年）。超高速撞击产生的自由膨胀等离子体测量。《国际撞击工程杂志》44（2012年）：40-49。Malaspina, D. M., Horányi, M., Zaslavsky, A., Goetz, K., Wilson, L. B., & Kersten, K.（2014年）。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年）。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年）。利用天线测量观测尘埃及其在帕克太阳探测器和太阳轨道器观测中的应用前景。《地球物理年刊》37（6），1121–1140。https://doi.org/10.5194/angeo-37-1121-2019 Meyer-Vernet, N., Aubier, M. G., & Pedersen, B. M.（1986年）。天王星附近的旅行者2号：环面上的尘粒撞击。《地球物理研究快报》13（7），617-620。Meyer-Vernet, N., Lecacheux, A., Kaiser, M. L., and Gurnett, D. A.（2009年），在无线电频率下探测纳米颗粒：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., M. Moncuquet, K. Issautier, and A. Lecacheux（2014年），单极天线对尘埃观测的重要性：为何Wind/WAVES无法探测纳米尘埃，《地球物理研究快报》41，2716–2720，doi:10.1002/2014GL059988。Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., Issautier, K., and Schippers, P.（2017年），利用无线电和等离子体波接收器在空间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研究中的应用，《J. Geophys. Res. Space Physics》122，8– 22，doi:10.1002/2016JA023081。Mocker, A., Hornung, K., Grün, E., Kempf, S., Collette, A., Drake, K., ... & Srama, R.（2013年）。线性飞行时间质谱仪在微米及亚微米级尘埃颗粒超高速撞击研究中的应用。《行星与空间科学》89，47-57。Morooka, M. W., Wahlund, J.-E., Eriksson, A. I., Farrell, W. M., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Persoon, A. M., Shafiq, M., André, M., and Holmberg, M. K. G.（2011年），土卫二附近的含尘等离子体，《地球物理研究杂志》，116，A12221，doi:10.1029/2011JA017038。

Nouzák, L., Hsu, S., Malaspina, D., Thayer, F. M., Ye, S.–Y., Pavlů, J., Němeček, Z., Šafránková, J. and Sternovsky, Z., 2018年。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.（2019年）。尘埃粒子撞击引发的天线信号的磁场效应。《地球物理研究杂志：空间物理》124。https://doi.org/10.1029/2019JA027245 Oberc, P.（1996年）。作为尘埃探测器的电天线。Advances in Space Research，17(12)，105-110。O'Shea, E., Sternovsky, Z., & Malaspina, D. M.（2017年）。解读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, doi:10.1002/2017JA024786。Robertson, S., Sternovsky, Z., & Walch, B.（2004年）。环形彭宁阱中非对称输运的减少。等离子体物理学，*11*(5)，1753–1756。http://doi.org/10.1063/1.1688337 Shen, Ming-Hsueh, Sternovsky, Zoltan, Horányi, Mihály, Hsu, Hsiang-Wen, & Malaspina, David.（2020年）。《航天器尘埃撞击产生的天线信号》的补充数据 [数据集]。Zenodo。http://doi.org/10.5281/zenodo.4285807 Shu, A., Collette, A., Drake, K., Grun, E., Horányi, M., Kempf, S., Mocker, A., Munsat, T., Northway, P., Srama, R., Sternovsky, Z., and Thomas, E., 2012年。科罗拉多月尘与大气研究中心的3 MV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年）。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系列》246（2），27。Thayer, F. M., Malaspina, D. M., Collette, A., and Sternovsky, Z.（2016年），STEREO上天线相对于航天器电势变化时尘埃撞击电荷相对再收集的变化，《J. Geophys. Res. Space Physics》121，4998–5004，doi:10.1002/2015JA021983。Vaverka, J., Nakamura, T., Kero, J., Mann, I., Spiegeleer, A. D., Hamrin, M., Norberg, C., Lindqvist, P., & Pellinen-Wannberg, A.（2018年）。MMS航天器上的多副电场天线探测到的尘埃撞击与孤立波特征对比。《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年）。对MMS航天器上持续一年、类似尘埃撞击的事件进行分析。《地球物理研究杂志：空间物理》。https://doi.org/10.1029/2019ja027035 Wang, Z., Gurnett, D. A., Averkamp, T. F., Persoon, A. M., Kurth, W. S., 2006年。土星环面附近探测到的尘埃颗粒特性。《行星与空间科学》54（9–10），957–966。Ye, S.-Y., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Averkamp, T. F., Kempf, S., Hsu, H. W., Srama, R. and Gruen, E., 2014年。根据卡西尼号航天器上尘埃撞击产生的电压脉冲推断土星附近尘埃颗粒的性质。《J. Geophys. Res.: Space Physics》119（8），6294–6312。Ye, S.-Y., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., 2016a年。基于卡西尼号RPWS探测到的尘埃撞击信号进行土星尘埃环的原位测量。Icarus 279，51–61。Ye, S.–Y., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Averkamp, T. F. and Gurnett, D. A., 2016b年。利用单极和偶极电场天线进行空间尘埃探测。《J. Geophys. Res.: Space Physics》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. 无线电与等离子体波科学仪器在卡西尼号终章阶段的尘埃观测。《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), 微流星体撞击引起的浮动电势扰动：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.