年轻太阳风磁场凹陷中产生的哨声波：帕克太阳探测器搭载的搜索线圈磁强计观测

C. Froment[1], O.V. Agapitov[2], V. Krasnoselskikh[1,2], S. Karbashewski[2], T. Dudok de Wit[1,3], A. Larosa[4], L. Colomban[1],D. Malaspina[5,6],M. Kretzschmar[1],V. K. Jagarlamudi[7],S. D. Bale[2,8],J. W. Bonnell[2],F. S. Mozer[2,8],和 M. Pulupa[2]

[1] LPC2E，法国国家科学研究中心/奥尔良大学/法国国家空间研究中心，科学研究大道3A号，奥尔良，法国；电子邮件：clara.froment@cnrs-orleans.fr[2] 加州大学伯克利分校空间科学实验室，美国加利福尼亚州伯克利，邮编94720-7450[3] 国际空间科学研究所，ISSI，瑞士伯尔尼[4] 伦敦玛丽女王大学物理与天文学系，英国伦敦[5] 科罗拉多大学大气与空间物理实验室，美国科罗拉多州博尔德，邮编80303[6] 科罗拉多大学天体物理与行星科学系，美国科罗拉多州博尔德，邮编80303[7] 约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，美国马里兰州劳雷尔，邮编20723[8] 加州大学伯克利分校物理系，美国加利福尼亚州伯克利

收稿 / 接收

arXiv:2302.01245v1 [astro-ph.SR] 2 Feb 2023

摘要

背景。 哨声波是由电子驱动不稳定性产生的电磁波，而这些波又可通过波粒相互作用重塑电子分布。在太阳风中，随着径向距离太阳越来越远，哨声波是解释束流电子群散射进入晕电子、并进而调节太阳风热流的主要候选机制之一。然而，究竟是哪种不稳定性主导了太阳风中哨声波的驱动，目前尚不清楚。

目标。 我们的目标是研究帕克太阳探测器（PSP）采样到的年轻太阳风中的哨声波参数。尤其是波法线角（WNA），它是区分这些波产生机制的关键参数。

方法。 我们分析了帕克太阳探测器首次近日点期间，FIELDS 仪器套件中的搜索线圈磁强计（SCM）测量并由数字场处理板（DFB）处理的磁场涨落互谱矩阵。

结果。 在互谱中检测到的 2701 个波包（即时间和频率上的独立分箱）中，大多数近似平行于背景磁场，但观测到的波中有相当一部分（3%）具有斜向波法线角（> 45°）。对时间序列波形进行的验证分析表明，这一比例是下限。此外，我们发现，频谱中检测到的哨声波约有 64% 与至少一个磁场凹陷相关联。

结论。 我们得出结论，磁场凹陷为哨声波的产生提供了有利条件。我们假设，在磁场凹陷中探测到的哨声波由热各向异性在局部产生，最初呈准平行传播，并在传播过程中逐渐变得倾斜。最后，我们讨论了研究结果对太阳风中束流电子散射的影响。

关键词。 太阳：日球层，太阳：太阳风，波，等离子体

1. 动机

W哨声波是圆偏振电磁波
a在动力学尺度上，其主导的频带由以下频率界定：
t下混杂频率 f_{LH} 与电子回旋频率——
q频率 f_{ce}。哨声波已在近
E　地球及行星环境：地球电离层（Helliwell 1965年）、行星磁层（例如 Gurnett 等人 1990年；Horne 等人 2005年；Millan 和 Thorne 2007年；Thorne 2010年；Artemyev 等，2016年）以及1天文单位处的太阳风（例如 Zhang 等人 1998年；Lacombe 等，2014；Kajdič 等人 2016年；Stansby 等人 2016年；Tong 等人 2019）中都存在哨声波，它们在波粒相互作用的背景下尤其值得关注。哨声波可由电子分布驱动的不同类型电磁不稳定性产生（例如，Verscharen 等人 2022年对太阳风中的电子驱动不稳定性进行了综述）。反过来，哨声波也能通过波粒相互作用塑造电子分布。

在太阳风研究中，哨声波是解释电子速度分布函数（eVDF）沿日球层传播时如何发生改变的首要候选机制。近期针对哨声波开展的大规模统计研究，一项是在 1天文单位处主要利用 STEREO 的高振幅近静电哨声波电场波形（Cattell 等，2020；Breneman 等，2010），另一项则是在近地环境之外，利用 HELIOS 的磁场测量，研究范围延伸至 0.3天文单位（Jagarlamudi 等（2020））。这些研究进一步凸显了全面理解哨声波在塑造日球层电子分布中作用的重要性。帕克太阳探测器（PSP；Fox 等，2016）和太阳轨道器（Müller 等，2020）的观测时代如今开启了广泛开展年轻太阳风动力学特性统计研究的可能性，尤其是研究年轻太阳风中的哨声波及其伴随的电子速度分布函数变化。

太阳风电子速度分布函数由三个主要部分组成：麦克斯韦核心、覆盖所有俯仰角的超热晕，以及束流电子——一种沿磁场排列的束流，其能量范围与晕电子相同。

在没有特定磁结构（如磁场反转；例如 Bale 等人，2019年；Kasper 等人，2019年）的情况下，束流电子指向远离太阳的方向。磁场反转是太阳风磁场的突然偏转，在年轻太阳风中普遍存在。

观测发现，随着日心距离增加，束流电子会逐渐展宽（Hammond 等人 1996；Graham 等人 2017），这与磁矩守恒相悖，表明波粒相互作用正在发生。此外，晕电子的相对密度不断增加，而束流电子的相对密度则不断降低（Maksimovi´c et al. 2005；Štverák 等人 2009）。这些观测表明，束流电子的散射会补充晕电子，不过这一过程可能并非解释晕电子形成的唯一来源（Abraham 等人 2022）。因此，束流电子的散射会调节太阳风热流；在快速太阳风中，这种超热粒子群承载了大部分热流（Scime et al. 1994）。

太阳风中的哨声波产生机制仍存在争议；此外，产生哨声波的主导等离子体不稳定性可能取决于日心距离。对哨声波及其特定性质的观测，例如波法线角（WNA）、传播方向、振幅、频率和出现率，可以揭示相关的不稳定性类型。在磁场数据中检测到的哨声波通常具有较小的波法线角，换言之，其k矢量与背景磁场准平行（Stansby 等人 2016；Tong et al. 2019；Kretzschmar et al. 2021）。然而，在电场中检测哨声波的研究（例如 Breneman 等，2010；Cattell 等，2020）发现，斜传播波占比较高，因为这些哨声波具有近似静电性质。准平行哨声波可由哨声波热流不稳定性（WHFI）产生（Gary etal. 1975, 1994；Feldman 等人 1976；Roberg-Clark 等人 2019, 2018）。这种不稳定性本质上有利于太阳风的膨胀（Micera 等人 2021），并由核电子和晕电子的反向流驱动。当哨声波热流不稳定性无法触发时，核电子速度分布函数（eVDF）中的朝日方向电子亏损弛豫也可驱动共振不稳定性，进而产生准平行哨声波（Berˇciˇc et al. 2021）。然而，尽管由朝日方向电子亏损驱动的不稳定性会导致总热流降低（Berˇciˇc et al. 2021），它是否有助于束流电子的散射仍不清楚。

虽然准平行哨声波似乎在年轻太阳风中占据主导地位，但也有证据表明存在斜向哨声波（Agapitov et al. 2020；Cattell et al. 2021b）。与平行哨声波不同，斜向哨声波无需逆着束流电子传播，也能与其相互作用。产生这类波的一种可能机制是斜向哨声波不稳定性，即扇形不稳定性；它由电子的反常回旋共振激发（Vasko et al. 2019），并能显著散射束流电子。然而，太阳风中是否存在扇形不稳定性仍有争议（Jeong et al. 2022）。斜向哨声波还可能通过其他机制产生；Micera et al.（2020）证明，哨声波热流不稳定性也能产生短寿命斜向哨声波，从而散射束流电子。除了斜向哨声波的产生机制外，他们还指出，日向准平行哨声波可能源自斜向哨声波的弛豫。Sauer和Sydora（2010）还提出了另一种产生斜向哨声波的机制：存在以超过阿尔fvén速度两倍的速度传播的电子束时，可能会激发斜向哨声波。

除波法线角外，传播方向也是评估哨声波散射束流电子效率的关键参数。已发现哨声波存在时，俯仰角散射会增强（Pagel et al. 2007；Cattell et al. 2021a；Jagarlamudi 等，2021）。在日心距离大于 50 个太阳半径处观测到的哨声波，绝大多数报告显示其主要沿背日方向传播（例如，Lacombe et al. 2014；Tong et al. 2019；Kretzschmar et al. 2021）。然而，背日向波与束流电子同向传播，因此对束流电子的散射效率较低（Verscharen et al. 2019）。帕克太阳探测器在 35 个太阳半径处的近期观测表明，年轻太阳风中存在一群日向传播的哨声波（Agapitov et al. 2020；Cattell et al. 2021a；Colomban & et al. 2023）；Agapitov et al. (2020) 的研究报告了斜向日向传播波与局部磁场凹陷共处的现象，这表明这些波可能由俘获热电子群的温度各向异性在局地产生。尽管这些波的出现频率低于背日向波，但仍可能对束流电子散射作出显著贡献。要恰当评估其在太阳风中的散射效率，仍需进一步研究以估算其出现率和波参数。

太阳风观测结合数值模拟还表明，波包结构（振幅谱）会影响束流电子的散射（Saito & Gary 2007a,b）。Cattell & Vo （ 2021 ）和 Vo 等人（ 2022 ）近期开展的模拟研究进一步揭示了k矢量谱的影响。

本文旨在研究年轻太阳风中哨声波的特性；我们使用帕克太阳探测器上 FIELDS（Bale 等人，2016）实验的搜索线圈磁强计（SCM，Jannet 等人，2021）测量数据所生成的直流互谱矩阵，这些矩阵由数字场处理板（DFB，Malaspina 等人，2016）分析，因而具有连续时间覆盖和宽频率覆盖。我们通过比较不同数据产品来交叉验证结果，具体说明见第2节。第3节将详细分析三个特征各异的哨声波事件。这使我们能够通过将结果与波形测量的时间序列进行比较，展示如何根据互谱估算波法线角（WNA）。因此，在第4节中，我们可以有把握地报告哨声波波法线角的统计数据，以及它们与磁凹陷频繁共位的情况。因此，我们的研究与其他分析同一数据集的统计研究相辅相成，例如 Jagarlamudi 等人（2021）和 Cattell 等人（2022）的研究，但两者的侧重点不同。最后，我们在第5节讨论其对波粒相互作用的意义，并在第6节总结研究结果。

2. 数据描述与分析技术

2.1. 帕克太阳探测器的测量

帕克太阳探测器搭载的 FIELDS 仪器套件（Bale等，2016；Malaspina 等人，2016；Pulupa等，2017）包含一系列仪器，可测量从直流到 20 MHz 的电场和磁场（Bale等，2016）：搜索线圈磁力仪（SCM）、电场（EF）天线和磁通门磁力仪（MAG）。SCM 是一台沿三个正交轴测量 3 赫兹至 1MHz 磁场涨落的磁力仪。Dudok de Wit 等人（ 2022 ）全面汇集了 SCM 的主要初步成果及仪器说明。DFB 根据 SCM 和 EF 测量生成的数据包括波形（采样率为 292.97 s^{-1} ）、突发间隔为 3.5 秒且采样率为 150 000 s^{-1}的波形，以及谱数据（电场振幅谱和磁场谱矩阵）。

本文重点关注磁场直流交叉谱矩阵所反映的哨声波特性。互谱包含六个傅里叶交叉乘积的实部和虚部，以及不同空间轴对应的三个自谱。由此，我们可以获取完整的谱矩阵，以检测哨声波包并推导其偏振特性。互谱乘积由仪器基于快速傅里叶变换计算，并按 28秒时间箱（采样率为 27.96 秒）进行平均。其频带覆盖 23 赫兹至 4541 千赫兹，囊括了本分析所研究太阳风条件下的大部分哨声波频段（f_{ce} < 3000 赫兹）。我们还利用其他类型的 DFB 数据产品补充分析，这些产品由 SCM 测量得出。由于互谱的采样率相较于太阳风背景磁场涨落的特征时间尺度较低，我们以带通滤波（BPF）测量补充交叉谱分析，其采样率为 0.87 秒。BPF测量提供 SCM 一个分量 B_u （传感器坐标系中）在特定频带内的波动磁场振幅。这些测量使我们能够精确定位 28秒交叉谱时间箱内的波包，这对于计算波法线角（见 2.3）至关重要。本文不统计 BPF 检测到的哨声波；例如 Jagarlamudi 等人（2021）已经对此进行过研究，尤其是波幅和持续时间。不过，第 4.2 节中呈现的 BPF 推导振幅有助于验证我们的结果与其他研究的一致性。最后，我们利用磁场波形验证交叉谱分析，并利用电场波形确定波包的传播方向。

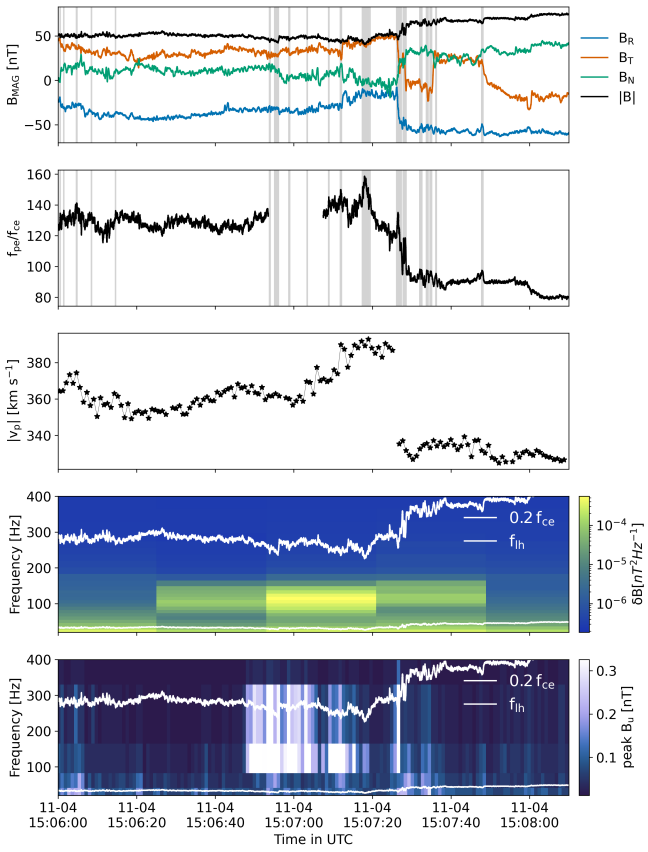


图 1。事件1：2018年11月4日协调世界时约 15:07 观测到的哨声波。第一面板：MAG 仪器测得的 RTN坐标系下太阳风背景磁场的各分量及其大小。第二面板：f_{pe}/f_{ce} 比值。前两个面板中，灰色条带标示背景磁场中存在凹陷的位置（见第 2.4 节）。第三面板：S WEAP/SPC 仪器测得的质子速度大小。第四面板：互谱矩阵的迹。第五面板：该数据产品唯一可用方向上相应带通滤波测量值的峰值。在最后两个面板中，两条白线分别表示 0.2f_{ce} （局部电子回旋频率）和下混杂频率f_{lh}。

近日点附近的巡测波形持续可用，采样频率从 73赫兹逐渐提高至 292.97 赫兹。这大幅限制了我们能够在交叉谱数据中检测到、并与连续波形进行比较的哨声波数量。不过，我们可以利用高频突发波形。每天都有数十个 150 kHz 的突发波形可用。这些突发波形并未捕获所有哨声波；它们会在 FIELDS 存储器中经过筛选，以确保始终保留质量最高的突发波形（Bale 等，2016；Malaspina 等人，2016）。本文所示的波形（MAG、SCM 和电场）均采用 RTN坐标系：R 为径向，指向远离太阳的方向；切向T分量是太阳自转矢量与R的叉积；法向N 分量则构成右手坐标系，并指向与太阳自转矢量相同的方向。

我们还使用 MAG 仪器测得的太阳风背景矢量磁场；使用射频频谱仪（RFS，Pulupa等，2017）的测量值，通过准热噪声（QTN）技术（Moncuquet等，2020）推导出的电子密度，采样率约为 7 秒；以及太阳风电子、阿尔法粒子和质子（SWEAP）套件中的太阳探测器杯（SPC，Case等，2020）测得的质子径向速度，采样率为 0.87 秒。

电场由电场仪器（EF）测量，该仪器由两对偶极电场天线组成，天线位于TN平面内并延伸至帕克太阳探测器隔热罩之外；第五根天线则位于隔热罩后方的仪器支撑杆上。由于天线5位于帕克太阳探测器的尾流中，R分量容易受到尾流电场的有害干扰，因此无法可靠解读（Bale 等人，2016）。在哨声波频段内，可根据$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ = 0重建本研究未采用的波动电场R分量。

我们研究的数据集对应于帕克太阳探测器首次近太阳遭遇，时间为2018年11月1日至2018年11月11日。在此期间，互谱和BPF数据产品均可用于研究磁场涨落。作为初步研究，探测器与太阳的径向距离在35.7至54个太阳半径之间。第1次近太阳遭遇之后，SCM的一根天线出现异常，导致无法充分利用谱矩阵进行偏振分析（详见Dudok de Wit等，2022）。

2.2. 哨声波波包的检测与偏振分析

我们在涨落磁场的互谱矩阵迹中检测哨声波。我们采用以下标准对其进行检测：

– 首先，我们确保功率谱密度（PSD）至少是环境涨落水平的四倍。我们通过计算数据集中每天 PSD 的中位数，得到磁场涨落的环境水平，以考虑到

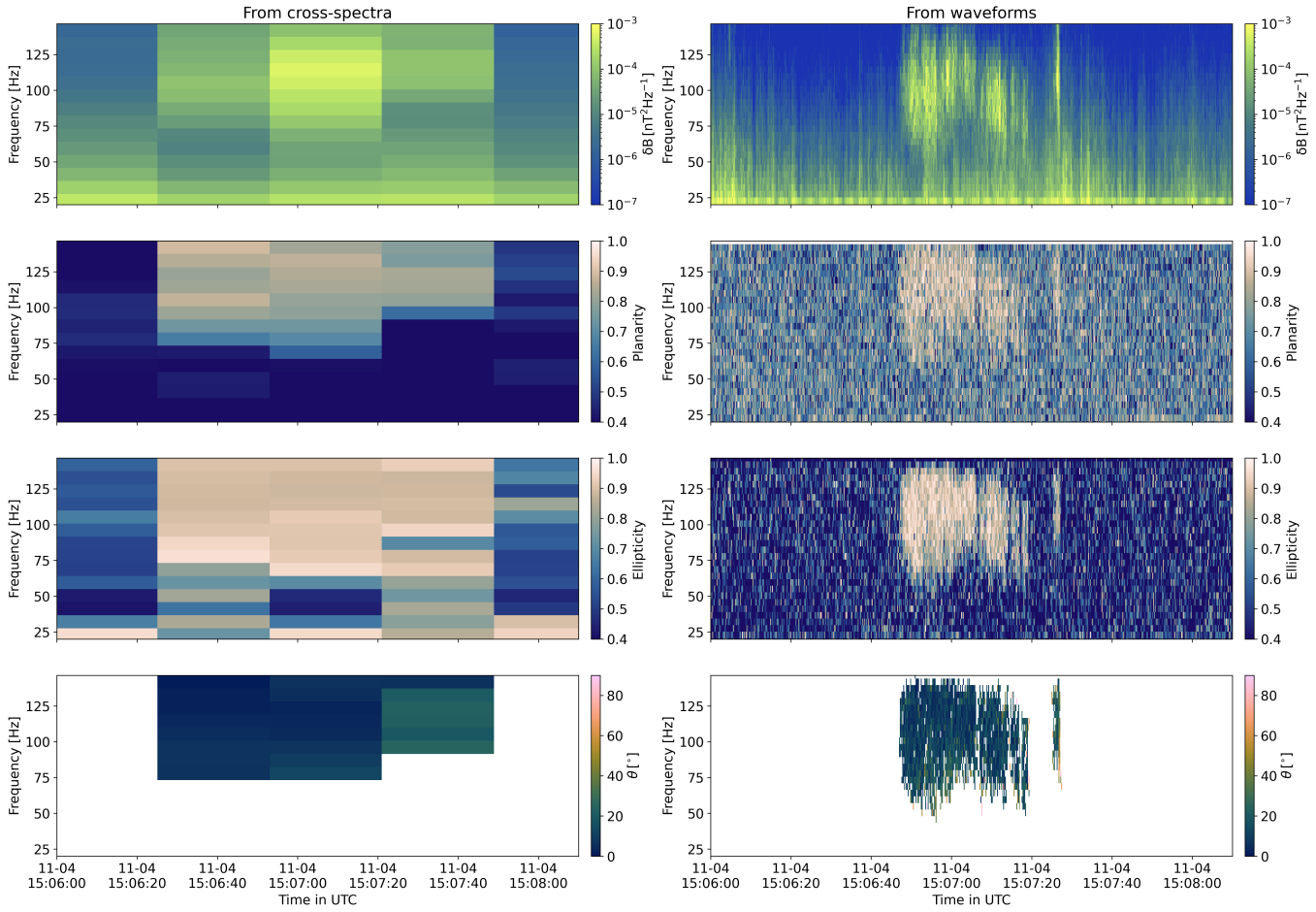


图2。 比较通过交叉谱测量（左侧面板）和波形（右侧面板）得出的事件1偏振特性。波形和频谱采用了相同的时间窗口。 第一行： 互谱矩阵的迹。第二行： 平面性。第三行： 椭圆率。第四行： θ 波矢与太阳风磁场之间的夹角。我们仅显示频率和时间上连续的分箱区块，其中椭圆率和平面性均高于0.6，且功率谱密度至少是环境涨落水平的4倍。

随着接近太阳，湍流功率水平不断升高。这一判据经过数据检验，能够有效检测 PSD 中具有哨声波特征的谱峰（Jagarlamudi 等（2020））；

– 随后，我们确定候选波的椭圆率和平面性，以检验它们是否为相干波，而非增强的湍流。我们采用 Santolík 等人（2003）所述的奇异值分解（SVD）技术。平面性定义为：$1 - \sqrt{w_3/w_1}$；椭圆率定义为：w_2/w_1，，其中 w_1,w_2,w_3 为按降序排列的奇异值。我们采用保守方法，对两者均使用0.6作为阈值；

– 最后，我们只保留频率高于当地下混杂频率的检测结果（f_{LH}）。我们预计不会因此排除大量多普勒频移的向日哨声波。Agapitov等人（2020）中的极端案例，其观测频率也高于f_{LH}。

在对频谱的分析中，我们将哨声波识别为波包，即时间和频率上的独立分箱。这一定义考虑到了在28秒的分箱内可能出现多个哨声波。它们的频率可能相近（处于同一频率区间），但并非同时出现（见第3节中的事件2）。此外，这种处理方式使我们能够捕捉真实波包在各个频率上的不同波法线角。

因此，我们想强调，第4节中给出的波包数量本身不应与其他研究（如 Cattell 等人 2022年）直接比较。

2.3. 波法线角（*WNA*）的确定

波法线角 θ（WNA）是波法线（k矢量）与太阳风局地背景磁场$\boldsymbol{B}$ 之间的夹角，计算方式如下：$\arccos\left(\frac{|\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{B}|}{|\boldsymbol{k}||\boldsymbol{B}|}\right)$。$k$矢量由奇异值分解得到的短轴方向给出。由于这里仅关注磁场测量，因此无法获得波传播的绝对方向。 θ 因此介于 0°和 90°之间。我们将在第3节中使用突发波形确定特定案例下波传播的绝对方向。互谱是在经过修改的传感器坐标系中由设备计算的，因此我们将求得的k矢量旋转至MAG坐标系（见附录A）。

研究发现，年轻太阳风中的哨声波具有间歇性（Jagarlamudi 等人，2021），并且有时会与磁场凹陷和/或磁偏转边界（如磁场反转）同时出现（Agapitov等人，2020）。因此，我们必须为每个28秒的互谱时间箱选取背景磁场的代表性矢量。为此，我们根据BPF测量峰值计算出的功率谱密度，对28秒时间窗口内的磁场矢量平均值进行加权——

在对应BPF中的功率谱密度高于BPF每日中位数功率谱密度的70%时才进行加权。这样，为每个交叉谱时间段选取的背景磁场，就对应于哨声波出现时刻的背景磁场。

Froment 等人（2021）和 Dudok de Wit 等人（2022）已经使用过这种方法。在本文中，我们通过对比几个示例中利用互谱获得的波法线角与利用波形获得的波法线角，详细说明了该方法的验证过程（第3.1节）。

当哨声波的波法线角 $\theta > 45°$ 时，我们将其归类为斜传播。对于整个数据集，我们使用相同的阈值，尽管 Gendrin 角 $\cos\theta_G = 2f/f_{ce}$（Gendrin，1961年）会从45°变化到 87°（对于 $f/f_{ce} = 0.35$ 和 $f/f_{ce} = 0.03$，分别对应于分析中遇到的最大和最小 f/f_{ce} 比值）。

2.4. 与磁场凹陷的共现

我们搜索检测到的哨声波是否可能与磁场凹陷共现。我们采用一种相对简单的检测方法，因为这些检测仅用于凸显哨声波统计中磁场凹陷的存在。我们寻找 MAG 磁场中的 |B| 相对于环境涨落水平的显著下降。首先，我们对背景太阳风磁场强度 |B|进行低通滤波。我们将 |B| 与其低通滤波版本 |B| 之间的偏差定义为：$(|B| - |B|_{filt})/|B|_{filt}$。随后，我们定位相对深度低于 −0.05的位置。使用这种方法，我们会漏检较浅的磁洞，尽管能够检测到通常嵌在这些较大尺度磁洞中的较小磁洞（见第4.3节）。

3. 处理技术的验证

3.1. 事件详细分析

本节基于 DFB 互谱，对三个哨声波案例进行详细分析，并将偏振处理结果与波形测量得出的结果进行比较。这一比较有助于验证采用 28 秒时间分辨率的互谱，使用第 2.3 节所述方法计算瞬态哨声波波法线角的可行性。

这些事件体现了在所研究数据集中检测到的哨声波的多样性，涉及倾斜度（准平行波/斜波）、间歇性、频率以及与磁场凹陷的共位情况。

3.1.1. 事件1：磁场反转边界处与磁场凹陷共位的准平行哨声波

我们分析的第一个事件发生在2018年11月4日协调世界时15:07左右。图1展示了该哨声波波包的太阳风背景情况和DFB频谱。互谱矩阵的轨迹显示，连续三个28秒时间箱内的谱功率显著增强（平均为背景波动水平的125倍），总计持续84秒。BPF测量中的磁场特征几乎连续存在约30秒。我们还观测到一个持续约1.6秒的瞬态波包，它与一个磁场凹陷重合（局部磁场强度下降了16%）。利用我们的方法检测到该事件中存在多个磁场凹陷，其中一些也与 $f_{pe}/f_{ce} \sim n_e^{1/2}/B$ 的局部增加同时出现，但这仅仅是由于磁场减弱所致。f_{pe}/f_{ce} 对散射效应很重要（例如 Artemyev 等，2016，第4节）。密度测量的采样率不足以显示局部密度增加。事件1位于磁场反转的后缘附近，其特征是 B_R 分量发生偏转。此外，我们注意到，质子速度平均约为 360 km s^{-1}，在该边界之前升至约390 km s^{-1}，随后降至约 330 km s^{-1}。f_{pe}/f_{ce} 比值也在下降（此处既是由于密度降低，也是由于 |B|增加）。在航天器参考系中，互谱检测到的哨声波频率范围为73赫兹至169赫兹（0.06–0.13 f_{ce}）。这意味着，该事件中的大多数哨声波也可以利用巡测波形进行研究。近日点附近的采样率为292.97赫兹，因此我们可以获取频率低于奈奎斯特频率（在航天器参考系中为146赫兹）的波包。研究时段内未记录到突发波形。我们通过对这些波形测量进行短时傅里叶变换（STFT）来构建互谱。谱图各分段之间没有重叠，但为提高信噪比，我们对连续两个频谱取平均。处理后，每段的持续时间为0.2秒。

在根据波形构建的谱图中，我们观察到两个主要波包，这一点在 BPF 数据中已有显示。第一个波包持续约 34 秒，另一个持续约 2 秒。图 2 展示了偏振分析结果：左侧面板基于互谱，右侧面板基于波形。在底部面板中，我们展示了平面性和椭圆率均高于 0.6，且功率谱密度至少高于环境涨落水平 4 倍时的波法线角。平面性和椭圆率的中位数均高于 0.8。根据我们的筛选标准，这些波属于准平行哨声波。根据互谱，波法线角最高可达 24.7°，中位数为 6.2°。根据波形，中位数较高，为 15.7°，且有百分之几的哨声波呈斜向（2.7%）

3.1.2. 事件2：位于磁场反转边界磁场凹陷处的准平行和斜向哨声波

此处重点介绍的第二个例子记录于2018年11月3日协调世界时14:26左右。图3展示了此次探测的背景信息。互谱矩阵的轨迹显示，其中一个28秒时间箱的谱功率超出环境涨落水平（平均高出186倍）。这是一个显著特征，尽管BPF数据中的这一特征仅在互谱时间箱结束前持续了几秒钟。哨声波包位于磁场反转的后缘（与事件1类似）。它们也与磁场凹陷同时出现，磁场强度局部相对降低了22%。磁场凹陷常见于磁场反转边界（Agapitov等人 2020；Froment 等人 2021）。对磁场反转事件进行叠加历元分析后发现，明显的磁场反转边界往往会在磁场反转的 ~ 0入口和出口处造成 |B| 的显著下降，平均为1|B| （Farrell等，2020年）。这些凹陷是在磁场反转形成（Drake等，2021年）和传播（Agapitov等，2022年）过程中自然产生的。与事件1类似，在磁场反转边界之前、哨声波出现的位置，质子速度略有上升（从325 km s^{-1} 增至350 km s^{-1}）。磁场凹陷处的 f_{pe}/f_{ce} 比值增加了约30%，这既是局部磁场减弱所致，也是局部密度增加所致。哨声波的频率为

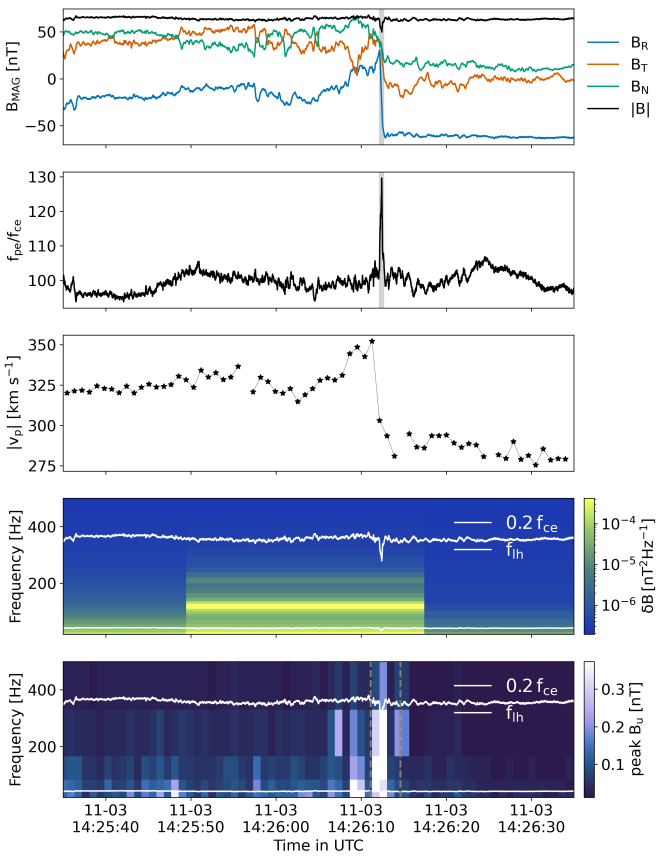


图 3. 事件2：2018年11月3日协调世界时约14:26观测到的哨声波。各面板与图1中事件1的相同。两条灰色虚线界定了图4所示的突发窗口。

在航天器参考系中，互谱中探测到的哨声波频率范围为96赫兹至237赫兹（0.05-0.14 f_{ce}）。此次事件有突发波形可供使用。

突发波形区间始于协调世界时14:26:11.1。突发覆盖了BPF数据中观察到的主要峰值。具体而言，磁场凹陷中的波包如图3所示（BPF测量中的虚线区间）。偏振分析结果见图4。由波形得到的频谱图显示出两个波包：第一个与磁场凹陷同时出现，第二个则是该区间内BPF数据中所见第二个波包的起始部分。对于互谱和波形，平面性和椭圆率都相当高（分别高于0.7和0.8）。对突发波形进行短时傅里叶变换时，我们选择了68毫秒的分段持续时间。

根据互谱，发现哨声波仅呈轻微斜向，其跨波包的波法线角中位数为 43.6°（最大值为 46.3°）。根据突发波形，我们获得了准平行和斜向哨声波的混合分布。尽管波形的中位数（18.2°）低于互谱的结果，但我们观测到相当数量的斜向哨声波（两个波包合计占 16%）。第二个波包为准平行（波法线角中位数为 12°，其中斜向哨声波占 1%），而在与磁场凹陷重合的第一个波包中，波法线角有所变化（中位数为 29.1°，其中斜向哨声波占 28%）。图 4 展示了两组数据中各频率区间内斜向波所占的百分比。结果表明，在互谱检测到的频带内，至少约有 30% 的哨声波呈斜向。由互谱得到的波法线角可以理解为我们从突发波形中推导出的、更为详细的波法线角分布的一个瞬时截面。由于在这一事件中，哨声波位于磁场凹陷内，我们的方法（如第 2.3 节所述）将捕捉到一个具有代表性的背景磁场，该背景磁场对应于哨声波强度较高的区域，并据此计算波法线角。然而，对于位于折返边界处的磁场凹陷，由于矢量方向变化相当剧烈，我们无法捕捉到其中完整范围的波法线角。

对于这一事件，我们还可以利用电场突发波形计算坡印廷通量的R分量，从而确定波的绝对传播方向。图 5 展示了第一个波包的磁场和电场涨落，以及坡印廷通量的R分量 δS_R 。我们还展示了整个突发持续时间内 δS_R 的谱图。 δS_R 显著为负，这意味着这些哨声波正向日传播。我们注意到，事件2与Agapitov等人（2020）报告的情况非常相似，即波与磁场凹陷共位、向日传播，且兼有准平行和斜向哨声波。然而，由于这些波位于磁场反转的边界处，向日传播并不一定意味着与束流电子反向传播（Colomban & et al. 2023）。事实上，在磁场反转情况下，磁场偏转期间束流电子会沿着磁场方向，而根据具体构型，束流电子可能完全或部分朝日传播。要详细研究这一特定事件中的波粒相互作用，还需进一步调查；这超出了本文的研究范围。

3.1.3. 事件3：准平行和斜向哨声波

这里详细分析的第三个事件记录于2018年11月3日协调世界时23:40左右。与另外两个事件不同，事件3中检测到的哨声波既不与磁场反转边界相关，也不与磁凹相关。如图 6所示，与前两个示例相比，这些哨声波出现在风速较低的太阳风中。实际上，平均风速为 (276 km s^{-1})。对于本例而言，这在一定程度上可归因于没有磁场反转及其相对于太阳风主体流速所伴随的速度增强。互谱矩阵的迹显示，连续两个28秒时间箱中的功率过高（平均高于环境涨落水平335倍）。在BPF测量中，我们观察到一段约3.5秒的短暂哨声波特征，对应第一个互谱时间箱；第二个互谱时间箱开始时则有一段持续约9.6秒的连续突发。f_{pe}/f_{ce}没有显著的同步变化。该事件在突发波形中也清晰可见。如图 7所示，对突发波形的分析在较低频率（低至40赫兹）检测到了哨声波。因此，我们决定放宽检测标准，取消互谱平面性的阈值。随后对互谱的分析覆盖114赫兹至421赫兹（0.06- 0.21 f_{ce}）的范围。

突发波形测量始于 23:40:36.9 UTC，覆盖了 BPF测量中所见波包组的最后一部分（见图 6 中的虚线）。从图 7 所示的偏振分析中，我们注意到一个持续约 1.8 秒的宽频带波包。与之前的事件类似，由于采用了我们的检测标准，基于互谱和波形得到的涨落椭圆率和平面性都相当高（大于 0.8）。其中位值

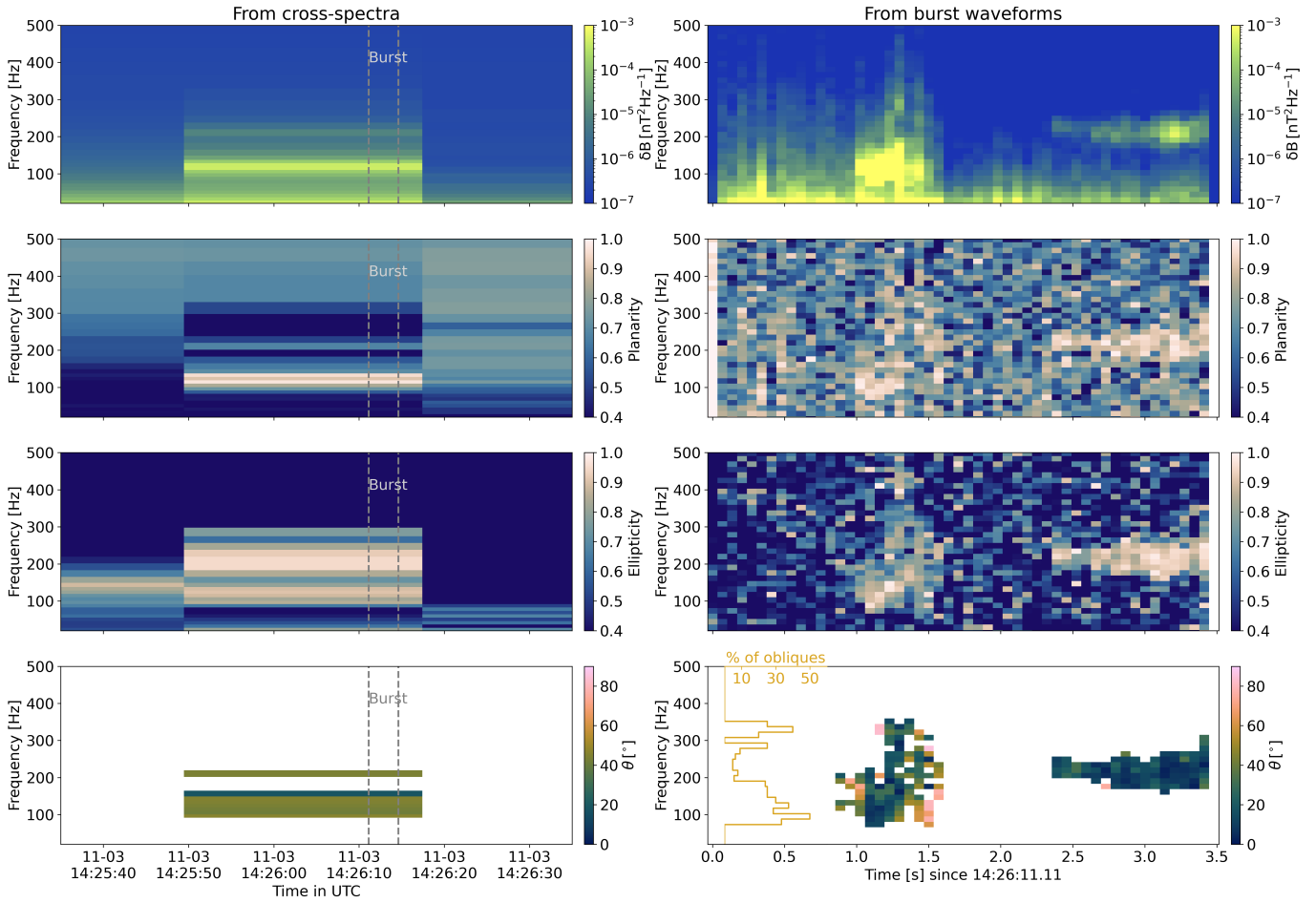


图 4. 利用奇异值分解技术对事件2的磁场测量结果进行分析，得到的偏振特性。各面板与图 2 中事件1的相同。不过，此处右侧面板所考虑的时间窗口对应于左侧面板中两条灰色虚线之间标示的突发时间窗。图中显示了突发波形分析中每个频率区间内斜向哨声波所占的百分比。

互谱中整个波包的平面性中位值略低，为 0.6，但仍然显著。根据互谱，波主要呈准平行传播，波法线角（WNA）的中位值为 22.6°。在包含突发波形的互谱频率分箱中，我们看到 θ 从 3.9°逐渐增至 43.8°。从根据波形构建的谱图中也能清楚地看到这种变化。尽管 $\theta = 19.1°$ 的中位值同样对应准平行哨声波，但图 7 所示各频率区间内斜传播波的占比清楚表明，200 赫兹以下超过 50% 的哨声波为斜传播。突发波形中的哨声波似乎分为两组：一组是 200 赫兹以上的高频波包，呈准平行传播；另一组是频率为 40 至 200 赫兹的较低频率波包，呈斜传播至高度斜传播。

对于这一事件，我们还分析了突发磁场和电场波形的坡印廷通量 R分量S。波形和谱图见图 8。 δS_R显著为负，这意味着这些哨声波向太阳方向传播。

3.2. 涨落的波法线角和振幅

对于根据波形得到的谱图中的每个哨声波区间，我们估算磁场涨落的相对振幅为 $\delta B/|B| = \sqrt{PSD} \times \Delta f/|B|$，其中 $|B|$ 是 MAG 仪器测得的背景磁场大小。

图9显示了哨声波相对振幅与其波法线角之间的关系。首先需要指出，这些振幅值对应于谱图中的单个波频率区间，这与整个频率范围内积分得到的振幅不同（例如 Tong等（2019）所示），也不同于直接根据波形得到的振幅（如 Cattell等（2020）所示）。因此，这些振幅值低于其他研究报告的数值，不应直接与之比较。

对于每个事件，斜向哨声波的 $\delta B/|B|$ 值通常低于准平行哨声波，可低至约两个数量级，这符合预期（Verkhoglyadova 等人，2010；Agapitov 等，2013）。三个案例中，准平行波群和斜传播波群的中位数相当接近：事件1分别为 3×10^{-4} 和 2×10^{-4}，事件2中两类波群均为 2×10^{-4}，事件3中两类波群均为 3×10^{-4}。然而，与另外两个事件相比，事件2的准平行和斜向哨声波涨落振幅都更大。事实上，9%的准平行哨声波振幅高于 4×10^{-4}，即超过事件1和事件3所达到的最大值，且最大值为 2×10^{-2}。此外，18%的斜向哨声波

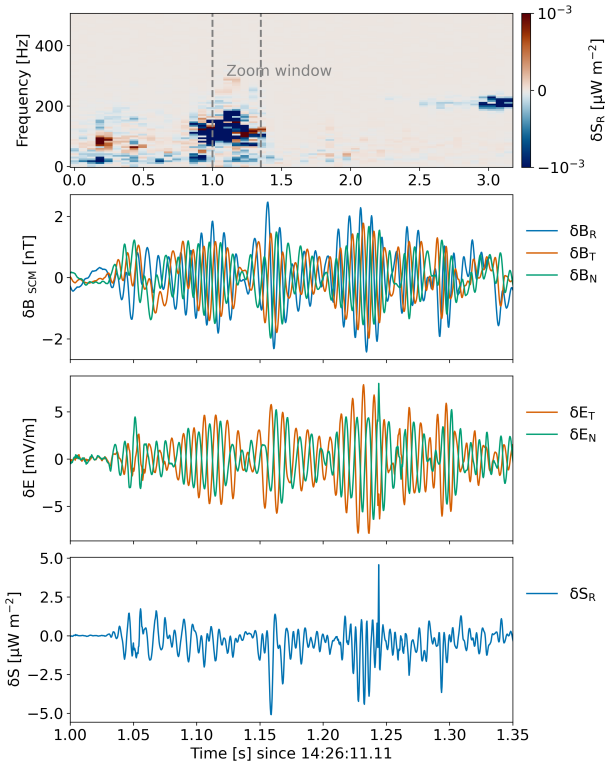


图 5. 事件2的磁场和电场波形及坡印廷通量。第一面板：坡印廷通量径向分量的谱图。两条灰色虚线界定了显示波形的时间窗口。第二面板：来自SCM测量的DFB磁场突发波形。第三面板：来自电场测量的DFB电场突发波形。第四行：坡印廷通量径向分量的波形 S_R。

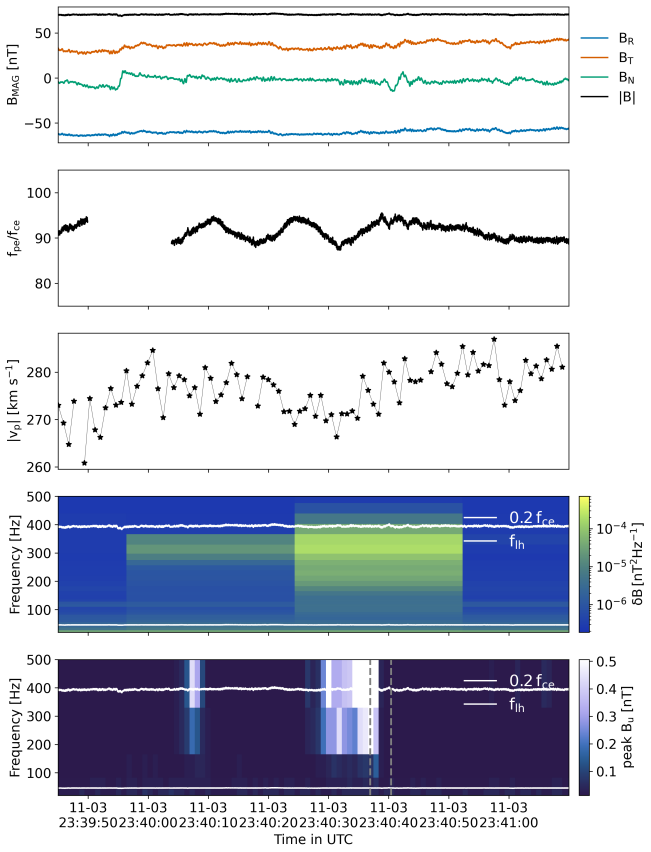


图6。事件3：2018年11月3日协调世界时约13:50观测到的哨声波。各面板与事件1的图1相同。两条灰色虚线标示了图4所示的突发窗口。

振幅高于 1×10^{-3}，最大值达到 3×10^{-3}；其他事件中只有准平行哨声波才达到这一数值。

总之，对三个事件的波形分析所得涨落振幅进行分析，进一步证明了由互谱确定的波法线角与由波形确定的数值一致。事件2估算出的准平行和斜向哨声波振幅均较大，尤其体现了这一点；该事件被发现仅略微倾斜（中位数为45.1°）。

4. 统计特性

4.1. 一般特性

我们总共检测到 240 个不同的哨声波簇。我们将簇定义为 DFB 互谱中在时间和频率上局部连续的频率—时间分箱，类似于第 3.1 节中的示例。这些波簇总共包含 2710 个独立波包。目视检查频谱后，我们剔除了少数检测结果。这些疑似伪检测在频谱中没有明显峰值，最有可能对应湍流水平增强。最终，我们得到 2701 个波包，对应 232 个哨声波簇。

这些波的频率范围为 32 赫兹至 531 赫兹（中位数为 141 赫兹），即介于 1.1 f_{lh} 和 0.35 f_{ce} 之间。我们注意到，98% 的哨声波特征频率低于 0.2 f_{ce}，这与以往研究结果一致（Jagarlamudi 等，2021；Agapitov et al. 2020；Cattell et al. 2021a, 2022）。其频带范围为 9 赫兹至 412 赫兹（中位数为 82 赫兹）。平面性和椭圆率的中位数分别为 0.8 和 0.9。观测到的波簇大多数（58%）持续时间不超过一个 28 秒的分箱。波簇的最长持续时间为 196 秒。我们注意到，如此长的持续时间极为罕见，实际上可能会造成误导。Jagarlamudi 等（2021）报告称，在帕克太阳探测器第 1 次近太阳遭遇期间，通过 BPF 测量检测到的大多数哨声波（80%）持续时间不到 3 秒，最长约为 70 秒。由于第 1 次近太阳遭遇期间互谱的时间分辨率较低，互谱中的哨声波持续时间和数量都显得模糊：其数量被低估，而持续时间则被高估。

互谱覆盖的时间中，约有 1.2% 观测到哨声波。哨声波簇通常成群出现，持续时间最长可达数小时。2018年11月5日之后，我们发现啸声波出现率大幅下降：约 60 小时内没有出现哨声波，随后 100 小时内也仅检测到少数事件。这意味着，互谱中的绝大多数哨声波都是在此次遭遇的进入阶段检测到的。在遭遇的离开阶段，太阳风条件发生了变化：平均速度有所增加，并遇到了几股高速流（Allen等人，

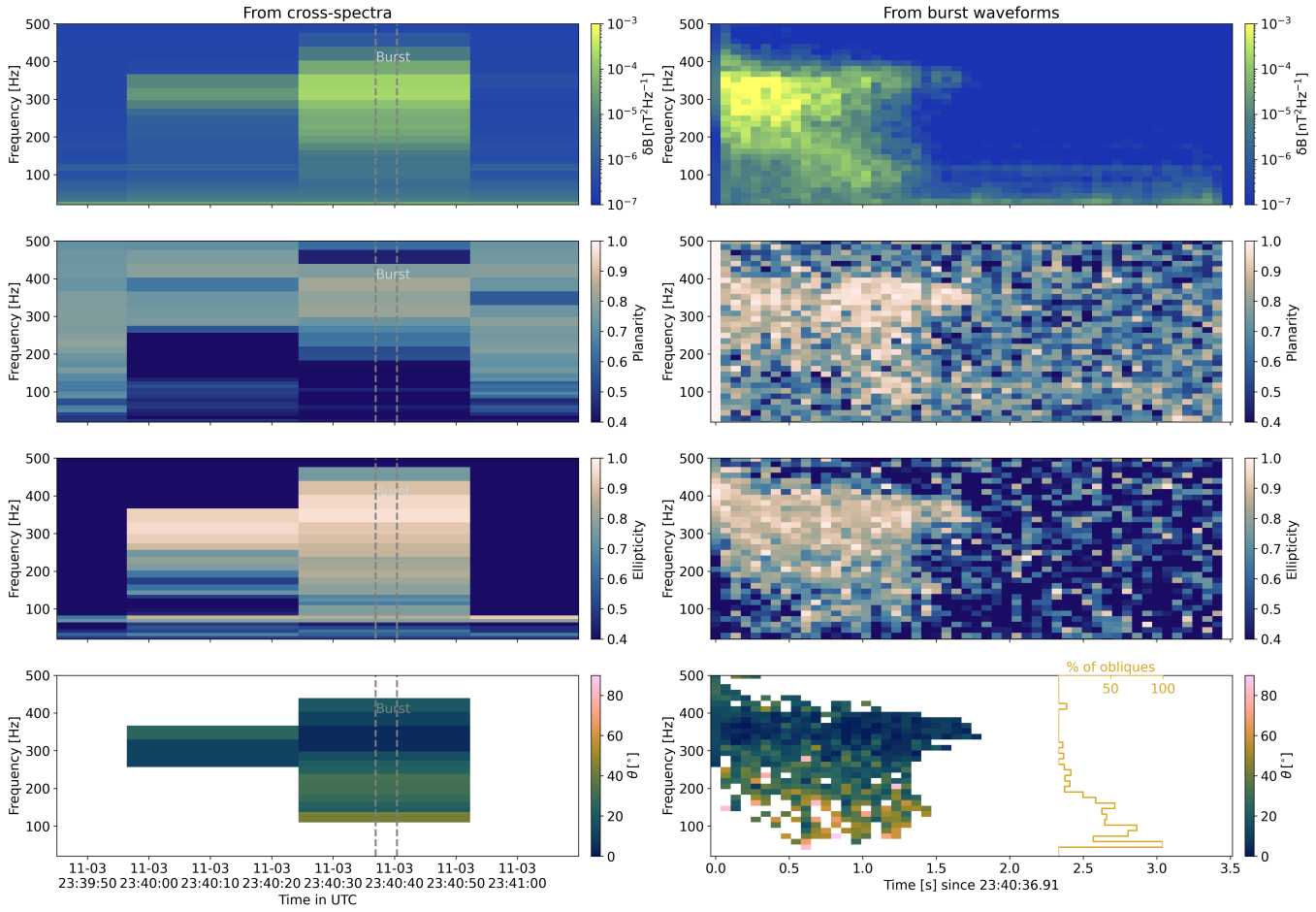


图 7. 事件3的 SCM 磁场所推导出的偏振特性。各面板与事件1的图 2 相同。不过，此处右侧面板所采用的时间窗口对应于左侧面板中两条灰色虚线之间标出的突发时间窗。图中显示了突发波形分析中每个频率区间内斜向哨声波所占的百分比。

2020年）。在这类太阳风中缺少哨声波，与 Jagarlamudi 等人（2020年、2021年）的研究结果一致；他们发现，哨声波的出现率与太阳风整体速度呈负相关。

与波形测量相比，我们注意到，一些瞬态哨声波突发未能被检测到，这可能是因为它们在交叉谱平均结果中被抹去了。例如，Dudok de Wit 等人（2022）第4节中描述的情况持续时间不足一秒，因此没有出现在我们的检测结果中。

4.2. 波法线角

图 10 给出了全部 2701 个波包的波法线角直方图。大多数哨声波为准平行哨声波。这与近期利用太阳轨道器数据开展的研究（Kretzschmar 等人 2021）以及 Cattell 等人（2022）对同一数据集的分析结果一致。然而，有相当一部分哨声波（即 3%）的波法线角高于 45°。我们注意到，在 Gendrin 角附近哨声波有所减少；对于 $0.2\,f/f_{ce}$，该角约为 66°（在磁层研究中也观察到了这一现象，例如 Agapitov 等人 2018）。第3.1节的详细分析表明，互谱中观测到的准平行哨声波波包可能包含少量斜向哨声波。此外，斜向情况通常具有较低的平面性值（45% 的斜向情况的平面性低于 0.65，即接近我们的平面性阈值）。这一点在事件3中尤为明显，其中斜向哨声波的平面性被发现低于我们的阈值。因此，我们得出结论：统计数据中斜向哨声波的比例很可能是一个下限；或者至少，总有少数几个百分点的斜向哨声波可能与准平行哨声波相关。我们注意到，斜向哨声波的频率低于准平行哨声波，尽管两种分布的中位数相近（约为 140 赫兹）；斜向哨声波达到的最高频率为 284赫兹，而准平行哨声波为 531 赫兹。就相对于 f_{ce} 的频率而言，我们发现斜向哨声波的频率始终低于 $0.15f_{ce}$。

图11展示了哨声波相对振幅随波法线角变化的关系，相对振幅通过两种不同的方法估算。采用两种方法，是为了使所得相对振幅一方面能够与第3.2节通过波形分析得出的振幅进行比较，另一方面能够与采用积分振幅的其他研究进行比较。对于右侧的散点图，相对振幅计算为$\delta B/|B| = \sqrt{PSD \times \Delta f}/|B|$，其中使用了互谱矩阵的迹。第3.2节中使用从波形估算的功率谱密度时，也采用了相同的方法。波振幅随波法线角增大而系统性降低，因此斜向哨声波的中位振幅为 2×10^4，而准平行波为 6×10^4。图的左侧是一幅二维直方

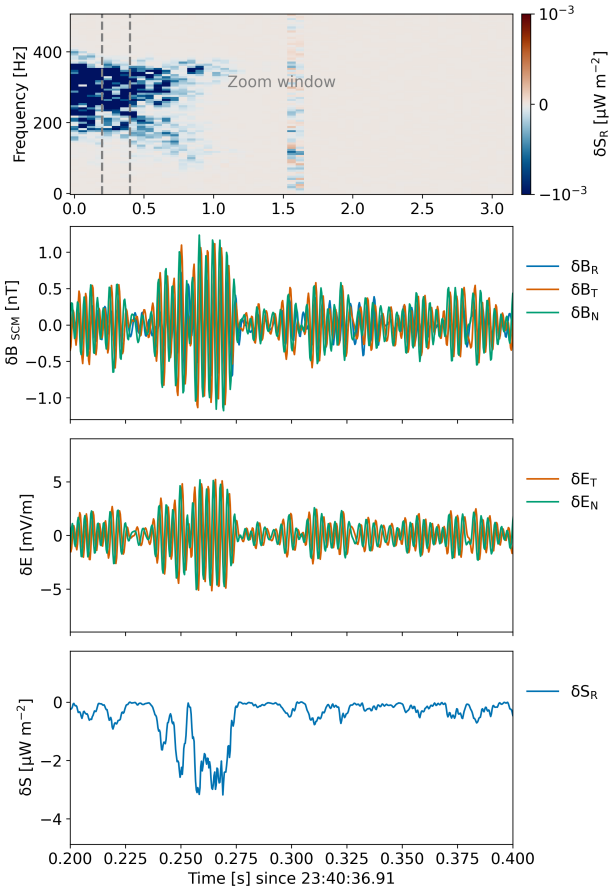


图 8. 事件3的磁场和电场扰动波形，以及坡印廷通量。各面板与事件2的图 5 相同。

图，展示了哨声波相对振幅随波法线角变化的关系。我们将哨声波的相对振幅定义为BPF测量给出的峰值（即特定频带内的峰值）与局地背景磁场强度之比。我们考虑一个互谱时间箱内的所有BPF频箱，并为每个频箱指定相应的波法线角。这意味着BPF波包的总数多于互谱波包的数量。不过，我们已确认这不会改变斜向哨声波所占比例，也不会改变波参数的分布。我们剔除了峰值$B_u/|B|$低于0.001的数据。由于在BPF数据中，互谱时间箱内检测到的一些哨声波在时间上呈现非常窄的响应（例如，参见事件2），设定这一任意阈值旨在排除可能并非哨声波的BPF频箱。大多数波包的相对振幅低于0.02（97%），这与1天文单位附近的研究结果一致（例如，Tong et al. 2019）。在我们的统计数据中，只有准平行哨声波的振幅较高（最高达0.075）。这与其他观测研究和理论预测一致。斜向哨声波具有更强的静电性质，因此其磁场振幅低于准平行哨声波（Agapitov 等，2013；Artemyev 等，2016）。

4.3. 与磁场凹陷的共位

图 12 中，我们重点展示了两个时间窗口，每个窗口约一小时，在这两个窗口内，我们检测到了与磁场凹陷共位的哨声波。对于大多数波簇，至少存在一个磁场凹陷。这并不罕见。我们发现，频谱中检测到的波包有 64% 与至少一个磁场凹陷共位；若考虑频谱中时间重合的波包组，即具有共同时间戳的波包组，这一比例为 69%。若分别考察准平行和斜向波群，我们发现斜向哨声波与凹陷共位的情况稍为常见：76% 的斜向波包与凹陷共位，而准平行波包的这一比例为 64%。我们强调，这只是粗略估算。我们的凹陷检测并不全面。由于我们将计算出的深度（见第 2.4 节）重新插值到 BPF 的采样率，因此无法检测持续时间短于 0.87 秒的凹陷。此外，在我们分析的数据集中，波簇呈串状出现，即一连串哨声波簇之间相隔数分钟，持续时间可达数分钟至数小时。其中一些风暴似乎出现在宏观（且浅）的磁场凹陷和磁场反转时段内，而我们的方法未能检测到这些现象。

4.4. 磁场凹陷中可能的形成机制

检测到的大多数凹陷都是磁场强度下降，降幅不到磁场强度的15%（我们的检测下限为5%）。磁场耗减的持续时间通常只有几秒。较长的磁场凹陷通常包含多个部分，即一系列相互重叠的磁场凹陷。如图13所示，该图展示了波法线角与磁场强度降幅的二维直方图；这种较小的凹陷在准平行和斜向哨声波中都最为常见。磁场强度 |B| 大幅下降的情况十分罕见，且通常伴有准平行哨声波。局部磁场强度耗减是磁场反转边界的统计特征（Farrell等人，2020年；Froment等人，2021年；Rasca等人，2022年），据推测，这些边界是在磁场反转生成过程中形成的（Drake等，2021年）。从事件1和事件2可以看出，磁场凹陷出现在磁场反转的边界处，但也可能出现在这些结构之外。磁场凹陷内部未观测到等离子体密度增加，这表明磁场耗减区内存在热等离子体群体。这样的群体有助于维持压力平衡，并可在结构形成过程中自然地被筛选进入其中。随后，这一群体可为统计上与距太阳35–40个太阳半径处的磁场反转边界相关的波生成提供种子（Larosa等人，2021年）。根据Agapitov等人（2020年）的讨论，我们因此推测，在磁场凹陷内部检测到的哨声波是由热各向异性在凹陷内部局部生成的准平行波；它们在传播至磁场强度较高、且磁场方向可能不同的区域时变得更加斜向（类似于磁层中观测到的情况；Agapitov等，2013）。

此外，通过分析与磁场凹陷共址和非共址哨声波的频率分布，我们发现，与磁场凹陷共址的哨声波频率往往较低。事实上，与磁场凹陷共址的哨声波中，83%的频率低于200赫兹，而没有磁场凹陷的哨声波中这一比例为56%。这可能表明其中至少一部分波向日传播，从而产生多普勒频移，使其频率低于等离子体参考系中的频率。

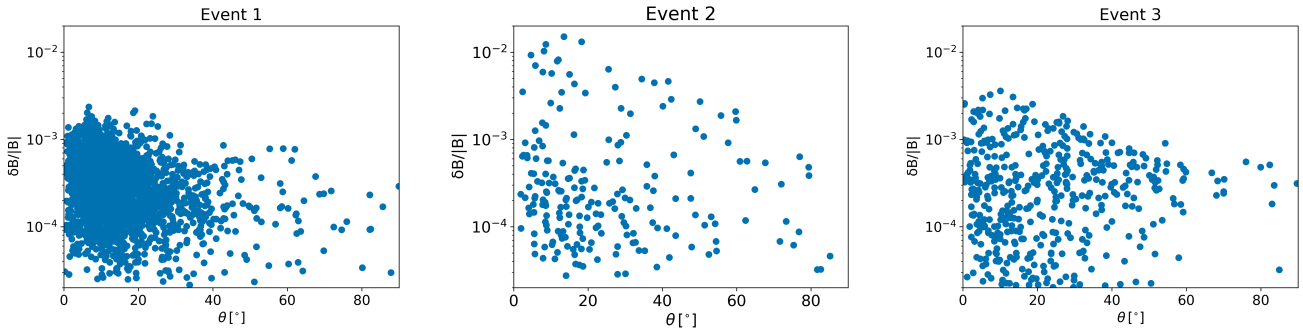


图 9. 第3.1节所述三个事件中，哨声波的磁场涨落相对振幅随波法线角的变化。这些波对应于根据波形构建的谱图中的频率—时间分箱。

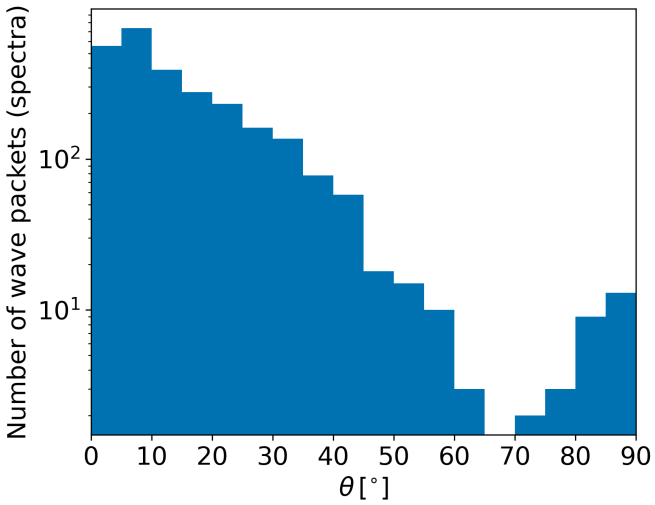


图 10. 首次遭遇太阳期间，在 DFB 互谱中检测到的哨声波波法线角直方图（帕克太阳探测器共检测到 2701 个波包）。

5. 波粒相互作用视角

人们认为，哨声波导致太阳风超热电子群——束流电子——的俯仰角散射增强（Pagel et al. 2007；Cattell et al. 2021a；Jagarlamudi 等，2021）。然而，在日心距离超过50个太阳半径处观测到的大多数波都呈反日向传播（例如，Lacombe et al. 2014；Tong et al. 2019；Kretzschmar et al. 2021），因此，与向日传播的波相比，它们对束流电子散射的效率约低一个数量级（Verscharen et al. 2019）。这对于准平行波而言确实如此，但哨声波的斜向波法线角可以提高反日向传播波的散射效率。哨声波统计数据中频繁出现斜向波法线角，尤其是在磁场反转边界处；磁场反转似乎是年轻太阳风的常见组成部分。这可能显著促进束流电子群向晕电子群的散射，并调制电子热流。哨声波与背景磁场强度梯度之间的统计联系，为能量在50电子伏特至1千电子伏特之间的电子发生非线性俘获和回旋冲浪加速提供了有利条件（Kis et al. 2013；Artemyev et al. 2013）；这一能量范围与日冕电子束电子的能量范围相对应（Halekas et al. 2020）。较短暂的局域哨声波暴发因此，磁洞可能更容易使束流电子发生散射。在磁场凹陷中产生哨声波，可能是由于波与束流电子相互作用，从而在磁场凹陷边缘发生高效的波粒相互作用／阻尼——波在其产生区域附近受到局部阻尼。

6. 总结

表征太阳风中的哨声波特性，是理解携带热流的电子速度分布函数的动力学与演化的关键。我们的研究有两个主要目标：利用覆盖适当频率范围的磁场数据，深入了解年轻太阳风中的哨声波特性；并通过详细研究几个示例来验证所呈现的统计结果，这些示例在采样率、测量的空间分量以及频率和时间覆盖范围方面均与互补数据集（互谱、BPF、波形）进行了交叉验证。

在第3节中，我们展示了尽管第1次近太阳遭遇期间互谱的采样率较低，为28秒，与背景磁场的典型变化时间尺度相比要长得多，但仍能得出有意义的波法线角统计数据。我们的方法依赖于BPF测量；这些测量无法直接用于推导波法线角，但能提供高得多的时间分辨率，即0.87秒。这使我们能够选取与哨声波相关的背景磁场矢量。我们详细介绍的三个事件呈现了多种波参数：从准平行哨声波到斜向哨声波；同时涵盖了不同的磁场构型：磁场反转边界、与磁场凹陷共位，或平静区间。我们发现，根据频谱推导的波法线角总体上与根据波形推导的结果一致。不过，我们注意到，波形中可能存在相当比例的斜向哨声波，却在互谱中无法显现。事件1便说明了这一点：互谱显示其完全为准平行波；而事件3则在其较低频带中显示出斜向哨声波，但由于这些波的平面性较低、低于我们的阈值，因此会在统计中被排除。

根据互谱得出的哨声波特性已在第4节中介绍，并汇总于图14。其主要特征如下：

– 大多数哨声波包（97%）与背景磁场准平行。不过，我们注意到，斜向哨声波所占的3%可能只是一个下限，这一点从第3节的详细分析中可以看出；

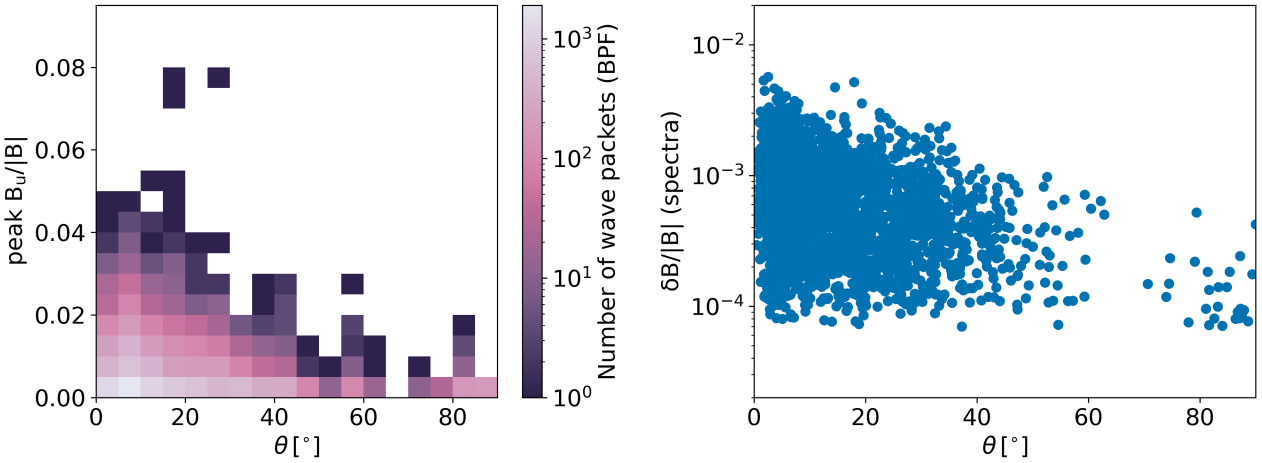


图 11. 帕克太阳探测器首次遭遇（2018年11月）期间的哨声波振幅：根据 DFB 互谱和 BPF测量得出，并与 MAG 测得的背景磁场进行比较。右：根据 BPF 和互谱测量得到的波的相对振幅与波法线角的二维直方图（共 8481 个波包，即 BPF 频箱）。左：互谱测得的磁场涨落相对振幅与哨声波波法线角的关系（共 2701 个波包）。

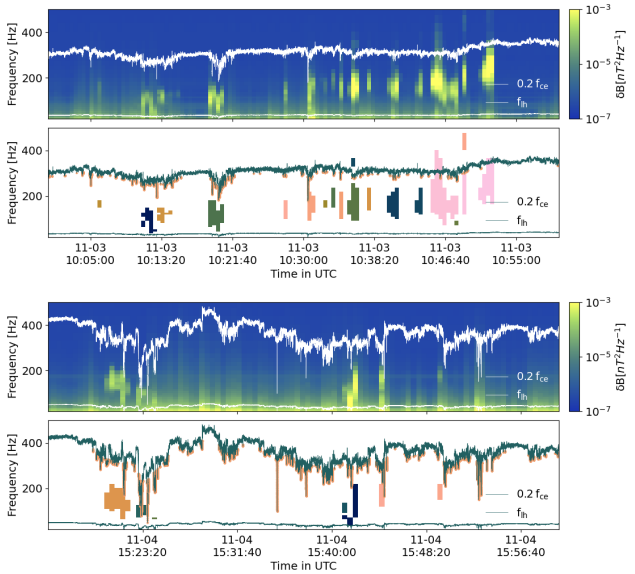


图 12. 在互谱中检测到的两个哨声波时间区间，均与磁场凹陷重合（每个区间约持续一小时）。对于两幅图，第一行显示谱矩阵的迹。两条白线分别表示电子回旋频率f_{ce} 的 20% 和下混杂频率f_{lh}。第二行显示检测到的哨声波簇，每个波簇随机分配一种颜色。两条绿线分别表示电子回旋频率f_{ce} 的 20% 和下混杂频率f_{lh}。采用第 2.4 节所述方法检测到的磁场凹陷以鲑粉色突出显示。

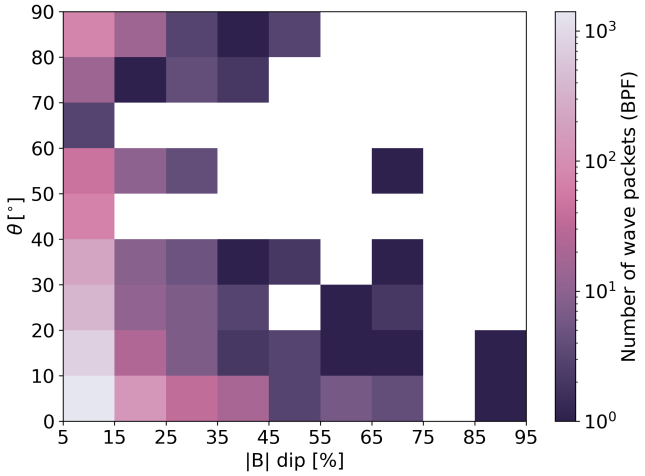


图 13. 哨声波的波法线角与背景磁场强度凹陷的二维直方图。

– 斜向哨声波的频率往往低于准平行哨声波。图14显示，斜向哨声波的频带要么比准平行哨声波窄得多，要么对应于较宽频带波簇中的较低频带；– 在帕克太阳探测器首次近太阳遭遇的观测范围内，即距离太阳35至55个太阳半径处，哨声波的相对振幅没有径向依赖性。这与 Cattell 等人使用 BPF 得出的结果一致（2022年）

对第 1 至 9 次遭遇的测量结果。然而，我们注意到，要得出完整结论，必须将径向演化（相对振幅及其他特征的变化）与太阳风性质的变化区分开来。我们还注意到，斜向哨声波的相对振幅确实低于准平行波；

– 哨声波（包括准平行波和斜传播波）常与短暂磁场凹陷同时出现（背景磁场降低超过 5%）。这一观察结果支持哨声波可能在这些结构中产生的观点。这些波被探测到时的频率往往低于那些未与磁场凹陷同时出现的波。这似乎可能表明它们向太阳方向传播，并且与磁场反转边界处凹陷中的共现现象相符（Agapitov et al. 2020）。

哨声波能够有效散射束流电子。在 Cattell 等（2021a）和 Jagarlamudi

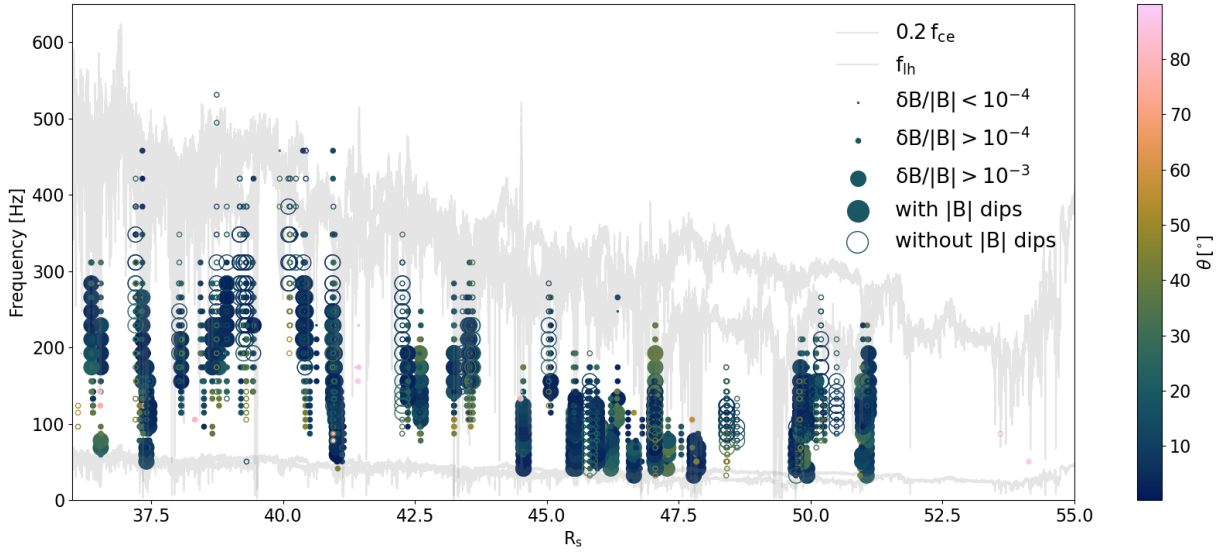


图14。 从帕克太阳探测器第1次近太阳遭遇的 DFB 互谱中探测到的哨声波所提取属性的汇总图。波频率与日心距离的关系。每个点代表频谱中的一个波包，其波法线角以颜色编码，相对振幅决定点的大小，而与 |B| dip未共址则以空心点表示。两条灰线分别表示从2018年11月1日到2018年11月11日期间，电子回旋频率的20%f_{ce} 和下混杂频率f_{lh}。如第4.1节所示，大多数哨声波是在11月1日至11月5日期间探测到的。因此，这些灰线的第二部分（此次遭遇的离开阶段）仅与极少数事件相关。

等人（2021）中，观测到在此次近日点期间，束流电子显著展宽的同时也出现了哨声波。在本文中，我们进一步表明，大多数探测到的哨声波的一般特性支持其在磁场凹陷中产生。背景磁场强度的梯度为电子的非线性俘获和回旋冲浪加速创造了有利条件，其能量范围与束流电子相关。这些磁场凹陷通常出现在磁场反转边界处。因此，年轻太阳风中哨声波的出现可能与磁场反转的出现密切相关。有趣的是，我们注意到，Rasca等人（2022）最近指出，磁场反转边界处存在磁场凹陷，往往与朗缪尔波的出现相关。Jagarlamudi 等人（2021）研究了与 Rasca 等人（2022）相同的探测过程，他们指出，探测到哨声波时往往也存在朗缪尔波（占 85% 的时间）。要理解哨声波与朗缪尔波出现之间的关系，还需要进一步研究；不过，磁场凹陷的存在可能有利于这两类波的产生。

帕克太阳探测器（Bale 等人 2019；Kasper 等人 2019；Dudok de Wit 等人 2020）的测量表明，磁场反转在年轻太阳风中无处不在。因此，我们推测，磁场凹陷出现得足够频繁，能够在生成哨声波的过程中发挥重要作用，而不仅限于本文所分析的数据。Drake等人（2021）和 Agapitov 等人（2022）关于互换重联的数值模拟也支持这一观点。这些模拟表明，在折返结构生成和传播过程中，磁场凹陷可以自然形成。然而，磁场凹陷的存在可能并不是生成哨声波的充分条件。正如 Jagarlamudi 等人（2020）所讨论的，以及 Jagarlamudi 等人（2020、2021）和本文所观测到的那样，较低的太阳风主体速度似乎也是生成哨声波的重要条件。不同的太阳风条件或许可以解释为什么在最内层日球层（低于28个太阳半径）中几乎不存在哨声波（Cattell 等人 2022 ），尽管那里确实存在磁场凹陷。

最后，我们想强调，我们认为这些结果并不与此前关于其他潜在不稳定机制的研究相矛盾（例如，β 热通量的出现与 Jagarlamudi 等，2021 中的扇形不稳定性相符；Cattell 等（2022））；不同的产生机制可以在年轻太阳风中共存。我们更想指出，太阳风磁场凹陷中的哨声波产生可能十分频繁，应进一步研究，以了解其对太阳风电子群体的影响。

附录A：交叉谱坐标系

由交叉频谱得出的k矢量首先使用以下变换矩阵在SCM坐标系中旋转，然后在航天器参考系中旋转：

$$\begin{pmatrix} k_u \\ k_v \\ k_w \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} k_d \\ k_e \\ k_f \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

with

$$R = \begin{pmatrix} 0.4683 & -0.8134 & 0.3451 \\ -0.6692 & -0.0715 & 0.7396 \\ -0.5769 & -0.5773 & -0.5778 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

致谢。C.F.、V.K.、T.D.、L.C. 和 M.K 感谢法国国家空间研究中心提供的资助。V.K. 和 O.V.A. 获得了美国国家航空航天局拨款 80NSSC20K0697 和 80NSSC20K0697 的支持；A.L. 获得了英国科学技术设施委员会整合拨款 ST/T00018X/1 的支持；O.V.A 和 S.K. 部分获得了美国国家科学基金会拨款 1914670、美国国家航空航天局“与恒星共存计划”（LWS）（合同 80 0848、80 20 0218 80 19 22 0433、80 22 0522 NSSC K）以及美国国家航空航天局拨款合同 NNSC K NSSC K NSSC K 的支持。S. D. B. 感谢 Leverhulme Trust访问教授计划提供的支持。V.K.J 感谢帕克太阳探测器任务提供的支持，该任务是美国国家航空航天局“与恒星共存计划”（LWS）的一部分，合同编号为 NNN06AA01C。帕克太阳探测器由约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室设计、建造，目前也由该实验室负责运行，是美国国家航空航天局“与恒星共存计划”（LWS）的一部分（合同编号 NNN06AA01C）。LWS 管理和技术团队的支持对帕克太阳探测器任务的成功发挥了关键作用。我们感谢 FIELDS团队提供数据（首席研究员：Stuart D. Bale，加州大学伯克利分校）。本研究所用数据可在公共数据档案 NASA CDAWeb（https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html/）获取。我们也感谢使用 CDPP档案库。作者感谢法国国家空间研究中心（Centre National d Etudes Spatiales）、法国国家科学研究中心（Centre National de la Recherche Scientifique）、巴黎天文台、美国国家航空航天局和 FIELDS/RFS团队对 PSP/SQTN数据生成的支持，并感谢等离子体物理数据中心（Centre de Données de la Physique des Plasmas）对数据进行归档和提供。帕克太阳探测器上的 FIELDS实验是在美国国家航空航天局合同 NNN06AA01C 下设计和开发的。以下致谢内容使用 Astronomy Acknowledge-ment Generator（https://astrofrog.github.io/acknowledgment-generator/）编写。图件使用 Matplotlib（Hunter 2007）和通用易读色图（Crameri 2018）制作。

参考文献

Abraham, J. B., Owen, C. J., Verscharen, D. 等，2022年，《天体物理学杂志》，931，118；Agapitov, O., Artemyev, A., Krasnoselskikh, V. 等，2013年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，118，3407；Agapitov, O. V., Drake, J. F., Swisdak, M. 等，2022年，《天体物理学杂志》，925，213；Agapitov, O. V., Dudok de Wit, T., Mozer, F. S. 等，2020年，《天体物理学杂志快报》，891，L20；Agapitov, O. V., Mourenas, D., Artemyev, A. V. 等，2018年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，123，297；Allen, R. C., Lario, D., Odstrcil, D. 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，36，出版方：美国天文学会；Artemyev, A., Agapitov, O., & Krasnoselskikh, V.，2013年，《等离子体物理学》（1994年至今），20，124502；Artemyev, A., Agapitov, O., Mourenas, D. 等，2016年，《空间科学评论》，200，261；Bale, S. D., Badman, S. T., Bonnell, J. W. 等，2019年，《自然》，576，237；Bale, S. D., Goetz, K., Harvey, P. R. 等，2016年，《空间科学评论》，204，49；Berˇciˇc, L., Verscharen, D., Owen, C. J. 等，2021年，《天文学与天体物理学》，656，A31；Breneman, A., Cattell, C., Schreiner, S. 等，2010年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，115；Case, A. W., Kasper, J. C., Stevens, M. L. 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，43；Cattell, C., Breneman, A., Dombeck, J. 等，2022年，《天体物理学杂志》，924，L33；Cattell, C., Breneman, A., Dombeck, J. 等，2021a，《天体物理学杂志快报》，911，L29；Cattell, C., Short, B., Breneman, A. 等，2021b，《天文学与天体物理学》，650，A8 Cattell, C. & Vo, T. 2021年，《天体物理学杂志快报》，914，L33 Cattell, C. A., Short, B., Breneman, A. W., & Grul, P. 2020年，《天体物理学杂志》，897，126 Colomban, L. & et al. 2023年，编写中 Crameri, F. 2018年，科学色彩图 Drake, J. F., Agapitov, O., Swisdak, M., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，650，A2 Dudok de Wit, T., Krasnoselskikh, V. V., Agapitov, O., et al. 2022年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，127 Dudok de Wit, T., Krasnoselskikh, V. V., Bale, S. D., et al. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，39 Farrell, W. M., MacDowall, R. J., Gruesbeck, J. R., Bale, S. D., & Kasper, J. C. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，249，28 Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Gary, S. P., & Montgomery, M. D. 1976年，《地球物理研究杂志（1896—1977）》，81，2377 Fox, N. J., Velli, M. C., Bale, S. D., et al. 2016年，《空间科学评论》，204，7 Froment, C., Krasnoselskikh, V., Dudok de Wit, T., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，650，A5 Gary, S. P., Feldman, W. C., Forslund, D. W., & Montgomery, M. D. 1975年，《地球物理研究杂志（1896—1977）》，80，4197 Gary, S. P., Scime, E. E., Phillips, J. L., & Feldman, W. C. 1994年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，99，23391 Gendrin, R. 1961年，《行星与空间科学》，5，274 Graham, G. A., Rae, I. J., Owen, C. J., et al. 2017年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，122，3858 Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Cairns, I. H., & Granroth, L. J. 1990年，《地球物理研究杂志》，95，20967 Halekas, J. S., Berˇciˇc, L., Whittlesey, P., et al. 2021年，《天体物理学杂志》，916，16 Halekas, J. S., Whittlesey, P., Larson, D. E., et al. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，22 Hammond, C. M., Feldman, W. C., McComas, D. J., Phillips, J. L., & Forsyth, R. J. 1996年，《天文学与天体物理学》，第316卷，350–354页，316，350 Helliwell, R. A. 1965年，《啸声及相关电离层现象》（美国斯坦福大学出版社）Horne, R. B., Thorne, R. M., Shprits, Y. Y., et al. 2005年，《自然》，437，227 Hunter, J. D. 2007年，《科学与工程计算》，9，90 Jagarlamudi, V. K., Alexandrova, O., Berˇciˇc, L., et al. 2020年，《天体物理学杂志》，897，118 Jagarlamudi, V. K., Dudok de Wit, T., Froment, C., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，650，A9 Jannet, G., Dudok de Wit, T., Krasnoselskikh, V., et al. 2021年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，126 Jeong, S.-Y., Abraham, J. B., Verscharen, D., et al. 2022年，《天体物理学杂志》，926，L26 Kajdiˇc, P., Alexandrova, O., Maksimovic, M., Lacombe, C., & Fazakerley, A. N. 2016年，《天体物理学杂志》，833，172 Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G., et al. 2016年，《空间科学评论》，204，131 Kasper, J. C., Bale, S. D., Belcher, J. W., et al. 2019年，《自然》，576，228 Kis, A., Agapitov, O., Krasnoselskikh, V., et al. 2013年，《天体物理学杂志》，771，4 Kretzschmar, M., Chust, T., Krasnoselskikh, V., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，656，A24 Lacombe, C., Alexandrova, O., Matteini, L., et al. 2014年，《天体物理学杂志》，796，5 Larosa, A., Krasnoselskikh, V., Dudok de Wit, T., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，650，A3 Li, W., Shen, X.-C., Menietti, J. D., et al. 2020年，《地球物理研究快报》，47 Maksimoviˊc, M., Zouganelis, I., Chaufray, J. Y., et al. 2005年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，110，A09104 Malaspina, D. M., Ergun, R. E., Bolton, M., et al. 2016年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，121，5088 Micera, A., Zhukov, A. N., López, R. A., et al. 2021年，《天体物理学杂志》，919，42 Micera, A., Zhukov, A. N., López, R. A., et al. 2020年，《天体物理学杂志》，903，L23 Millan, R. M. & Thorne, R. M. 2007年，《大气与太阳—地球物理学杂志》，69，362 Moncuquet, M., Meyer-Vernet, N., Issautier, K., et al. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，44 Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., et al. 2020年，《天文学与天体物理学》，642，A1 Pagel, C., Gary, S. P., de Koning, C. A., Skoug, R. M., & Steinberg, J. T. 2007年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，112，A04103 Pulupa, M., Bale, S. D., Bonnell, J. W., et al. 2017年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，122，2836 Rasca, A. P., Farrell, W. M., Whittlesey, P. L., et al. 2022年，《天体物理学杂志》，935，81 Roberg-Clark, G. T., Agapitov, O., Drake, J. F., & Swisdak, M. 2019年，《天体物理学杂志》，887，190

Roberg-Clark, G. T., Drake, J. F., Swisdak, M., & Reynolds, C. S. 2018年, 《天体物理学杂志》, 867, 154 Saito, S. & Gary, S. P. 2007a, 《地球物理研究快报》, 34, L01102 Saito, S. & Gary, S. P. 2007b, 《地球物理研究杂志》（空间物理学）, 112, A06116 Santolík, O., Parrot, M., & Lefeuvre, F. 2003年, 《无线电科学》, 38 Sauer, K. & Sydora, R. D. 2010年, 《地球物理年刊》, 28, 1317 Scime, E. E., Bame, S. J., Feldman, W. C., et al. 1994年, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 99 Stansby, D., Horbury, T. S., Chen, C. H. K., & Matteini, L. 2016年, 《天体物理学杂志》, 829, L16 Štverák, Š., Maksimovic, M., Trávní˘cek, P. M., et al. 2009年, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 114, A05104 Thorne, R. M. 2010年, 《地球物理研究快报》, 372, 22107 Tong, Y., Vasko, I. Y., Artemyev, A. V., Bale, S. D., & Mozer, F. S. 2019年, 《天体物理学杂志》, 878, 41 Vasko, I. Y., Krasnoselskikh, V., Tong, Y., et al. 2019年, 《天体物理学杂志》, 871, L29 Verkhoglyadova, O. P., Tsurutani, B. T., & Lakhina, G. S. 2010年, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 115 Verscharen, D., Chandran, B. D. G., Boella, E., et al. 2022年, 《天文学与空间科学前沿》, 9, 951628 Verscharen, D., Chandran, B. D. G., Jeong, S.-Y., et al. 2019年, 《天体物理学杂志》, 886, 136 Vo, T., Lysak, R., & Cattell, C. 2022年, 《等离子体物理学》, 29, 012904 Zhang, Y., Matsumoto, H., &Kojima, H. 1998年, 《地球物理研究杂志》, 103, 20529