Draft version May 10, 2023使用
AASTeX6 v.1.0 样式的 LATEX 排版预印本

太阳高能电子和质子起始延迟：共同加速源的证据

arXiv:2305.05347v1 [astro-ph.SR] 9 May 2023

R.D. Strauss[1, 2], N. Dresing[3], I.G. Richardson[4, 5], J.P. van den Berg[1], P.J. Steyn[1]1南非波切夫斯特鲁姆2522号西北大学空间研究中心2南非国家理论与计算科学研究所（NITheCS）3芬兰图尔库图尔库大学物理与天文学系4美国马里兰州格林贝尔特20771号NASA戈达德太空飞行中心5美国马里兰州大学公园市20742号马里兰大学天文学系

摘要

导致太阳高能粒子（SEPs）加速的过程仍未得到充分理解，其中包括 SEP电子和质子究竟是由共同过程还是不同过程加速的。我们使用一种同时纳入俯仰角扩散和垂直空间扩散的数值粒子输运模型，模拟包括 MeV 电子和质子的起始延迟在内的多种量，并将结果与相距甚远的航天器对太阳高能粒子的观测进行比较。此前，在一种假设不存在垂直扩散的简单情景中，此类观测被解读为电子和质子来自不同的源。我们表明，假设存在共同粒子源并纳入垂直扩散后，便能同时再现电子和质子的起始延迟。我们认为，这表明这些粒子可能来自共同加速源。此外，一个相对宽广的

模型中需要粒子源，才能正确描述这些观测。这表明，发生在大型激波结构处的扩散激波加速在这些太阳高能粒子的加速过程中发挥着重要作用。

关键词 ： 宇宙射线 — 扩散 — 太阳：日球层 — 太阳风 — 湍流 e

1. 引言

太阳高能粒子（SEPs）的潜在加速机制仍存在激烈争论。最可能的加速区域是太阳耀斑中的磁重联（或密切相关的机制），以及与日冕物质抛射（CMEs）驱动的激波有关的激波加速（激波漂移加速或扩散激波加速）。地球上的太阳高能粒子观测促成了对事件的分类（这种分类可能过于简单）：脉冲型事件（有时也称为富电子型事件）与持续时间较短的太阳耀斑相关，而渐进型太阳高能粒子事件与日冕物质抛射和持续时间较长的耀斑相关（例如 Reames2013），不过有些研究指出，太阳高能粒子事件的性质可能是连续变化的（例如 Cane et al.2010）。因此，目前尚不清楚在同一太阳瞬变事件中，太阳高能粒子电子和质子是否由相同的加速机制加速。

先前的研究表明，MeV 电子和质子测量结果之间存在明确的经验关系。例如，Posner(2007) 用于探索的相对论电子警报系统（REleASE）算法利用相对论电子强度与随后质子强度之间已经确立的经验关系，来预测未来的质子水平。近期，Dresing 等人 (2022)发现，电子和质子强度对激波参数具有类似的依赖性，这表明两种粒子可能具有共同的、与激波相关的加速器。此外，Richardson 等人 (2014)发现，在观测航天器处，相对于相关 III 型射电辐射起始时间的粒子起始延迟和峰值延迟之间存在明确的线性关系（在对数空间中）

，其取决于航天器与相关耀斑位置之间不同程度的磁连接。 然而，Richardson 等人 (2014)所得到的这些线性关系对于电子和质子而言并不相同，且无法通过单个膨胀源与观测者之间的简单弹道运动来解释；Kollhoff 等人 (2021)在讨论2020年11月29日的广泛分布的太阳高能粒子事件时也指出了这一点。如果忽略粒子输运，则电子和质子的不同依赖关系可以解释为：这些太阳高能粒子电子和质子来自不同的源，并且这些源以不同的速率沿经度方向膨胀。

在本研究中，我们考察在考虑行星际输运（即粒子散射）的情况下，地球处的 SEP 电子和质子测量结果是否确实能够用一个共同的加速源来解释。重点是模拟 Richardson 等人（2014 年）所报告的粒子起始延迟。此处采用的建模方法包含垂直（跨磁场）扩散。越来越多的证据表明，垂直扩散是太阳高能粒子输运过程中不可或缺的过程。Kouloumvakos 等人（2022）例如指出，与日冕物质抛射驱动激波在磁场上不相连的航天器仍可能观测到显著的太阳高能粒子增强。与此类连接不良的观测者相关的低粒子各向异性水平（例如 Dresing 等人 2014 年）也与显著的跨磁场扩散相符：由于垂直扩散过程通常比平行输运慢得多，太阳高能粒子的初始高各向异性束流主要沿平均磁场传播，而不会显著散射偏离磁场。然而，在太阳高能粒子事件近各向同性的衰减阶段，垂直扩散会逐渐变得更加有效。这些粒子分布在事件后期受到有效散射，沿垂直于平均磁场的方向扩散，通常与较低的粒子各向异性水平相关。此外，例如 Dr¨oge 等人（2016）的建模表明，要重现许多观测到的太阳高能粒子事件，需要显著的垂直扩散。

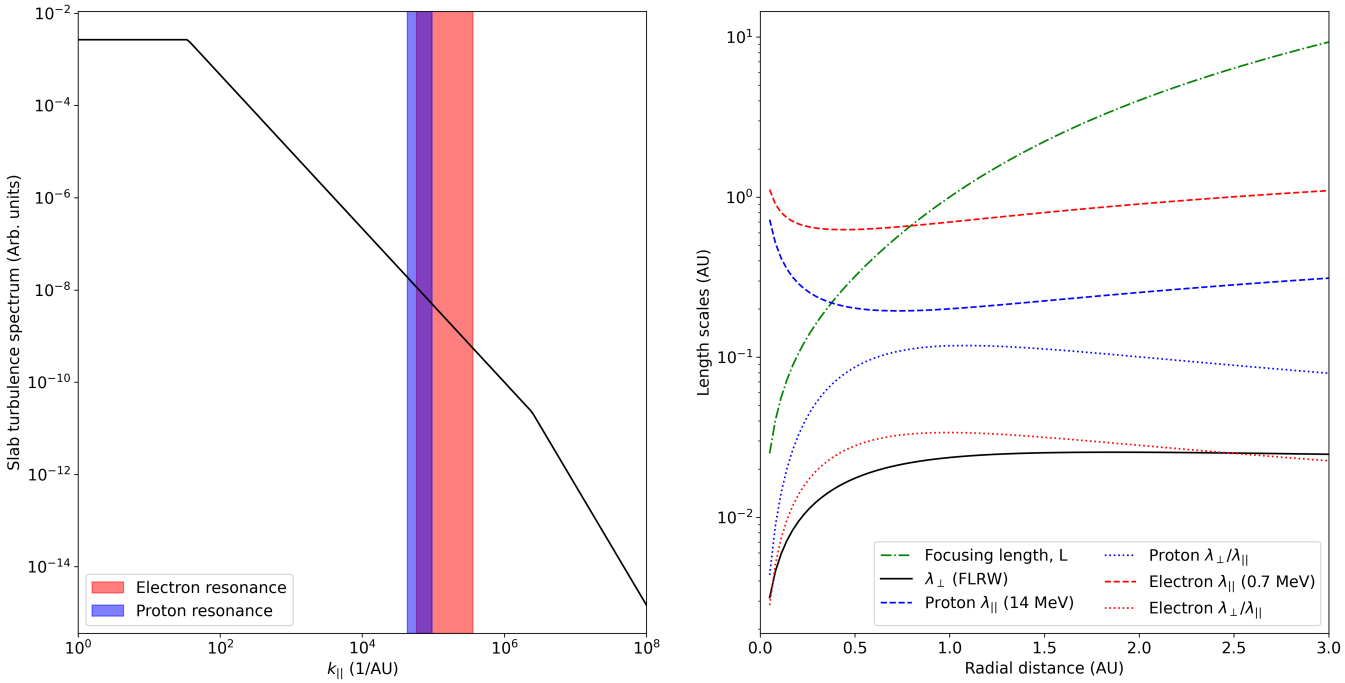


图 1。左面板展示了地球处假定的板状湍流谱随平行波数的变化，阴影区域表示假定能量范围内的电子（红色阴影）和质子（蓝色阴影）发生共振的区域。右面板展示了本研究所用的电子和质子的平行及垂直平均自由程。图中还显示了磁聚焦长度。

2. 数值输运模型

在本研究中，我们通过求解以下分布函数聚焦输运方程 f，来模拟太阳高能粒子在湍流行星际介质中的输运，

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mu v \hat{b} f\right) + \frac{\partial}{\partial \mu}\left(\frac{1-\mu^2}{2L} v f\right) = \frac{\partial}{\partial \mu}\left(D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) + \nabla \cdot \left(\mathbf{D}_{\perp}^{(x)} \cdot \nabla f\right) \tag{1}$$

采用 Strauss& Fichtner (2015 年提出的方法。这里， μ 表示相对于平均磁场的粒子俯仰角余弦 ˆ，平均磁场沿 b 方向（例如参见van den Berg 等人 2020 年）。Strauss 等人此前曾将该模型应用于近相对论电子输运 （(2017 年）以及

Strauss 等人 (2020 年）。在这些先前的应用中，重点是利用观测到的太阳风湍流值，从第一性原理计算俯仰角扩散系数 $D_{\mu\mu}$和垂直扩散系数 $D_{\perp}$。我们在此继续采用这一方法，但将模型应用于 SEP电子和质子的输运。尽管我们已尽可能利用测量结果约束所有湍流量，但仍承认这些量以及据此计算出的相关扩散系数存在一些不确定性。图 1 左面板显示了地球处假设的板状湍流谱随平行波数 $k_{||}$的变化。红色和蓝色阴影区域分别表示假设能量范围内的电子和质子发生共振的位置。这里采用 Richardson 等人 ((2014 年）给出的能量范围，即电子为 0.7–4 MeV，质子为 14–24 MeV。作为这一示例性说明，我们假设粒子将在 $k_{||} \sim r_L^{-1}$ 处发生共振，其中 r_L 是粒子的拉莫尔半径（Strauss 等人 2020 年）。这一计算表明，在假设的能量范围内，质子和电子将在板状湍流的惯性范围内发生共振，且共振波数非常接近。与通常一样，这里假设帕克 ((1958 年）日球层磁场（HMF）几何构型，并采用相应的聚焦长度 L。Strauss 等人 ((2017 年）的计算所得电子和质子的平行及垂直平均自由程随径向距离的变化，显示在图 1右面板中。下一节将更详细地讨论垂直扩散系数。我们未纳入漂移效应，因为通常认为对于低能（即 ~MeV）粒子而言，漂移效应可以忽略不计（Engelbrecht 等人 2017 年；van den Berg 等人 2021 年）。

作为内部边界　　对模型施加条件（$r_0 = 0.05$ 天文单位）时，指定以下函数

$$f(r = r_0, \phi, t) = \frac{C}{t} \exp\left[-\frac{\tau_a}{t} - \frac{t}{\tau_e}\right] \exp\left[-\frac{(\phi - \phi_0)}{2\sigma^2}\right]. \quad (2)$$

该函数的时间变化由所谓的加速（$\tau_a = 1$ 小时）和逃逸（$\tau_e = 1$小时）时间尺度决定，同时指定一个高斯源（以经度表示），其宽度 σ 可进行调整。该函数量化了假定的加速 SEP 粒子分布，该分布由粒子加速器释放到行星际介质中。由于加速过程存在不确定性，而且这些时间尺度无法直接测量，因此这些数值在未来的模拟中可能会有所变化。虽然 τ_e 似乎对模拟强度的影响很小，但计算出的峰值延迟（后文讨论）对 τ_a 的选择很敏感。目前正在进一步约束这些模型输入参数。

2.1. 垂直扩散的效率

与以往的研究一样，我们假设垂直扩散受所谓的场线随机游走（FLRW）过程控制（Jokipii1966），从而得到如下形式的垂直扩散系数

$$D_\perp = a|\mu|v\kappa_{FL}, \tag{3}$$

其中 κ_{FL} 是所谓的 FLRW 扩散系数，用于描述磁场线的扩散，并取决于基础湍流的相关量（另见 Strauss 等人 2016 年）。请注意，$D_\perp$ 与粒子速度成正比；一般而言，速度越快的粒子，垂直于平均行星际磁场的扩散也越快。引入因子 a 是为了考虑到粒子具有有限的回旋半径，因而无法完美地沿着扩散的磁力线运动（例如，Shalchi 2009 年）。因此，该模型中垂直扩散的效率很大程度上取决于这个看似临时设定的因子 a，因此可以将其解释为粒子与涨落磁场线相联系的概率（例如，Qin 和 Shalchi 2014 年）。尽管在从第一性原理推导 a 方面已取得一些进展

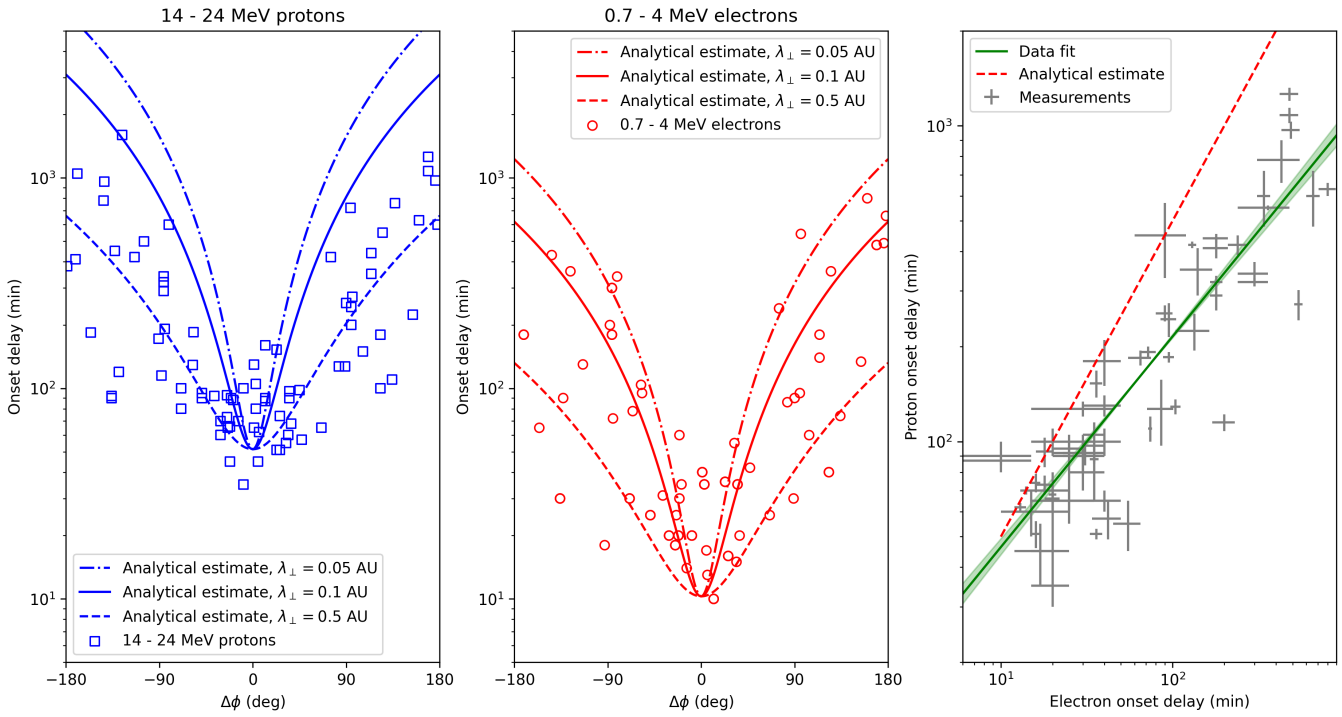


图 2。左侧和中间面板分别显示了 SEP 点源情况下，质子和电子起始延迟随磁连接性变化的解析估算。右侧面板显示电子和质子起始延迟之间的关系，该关系独立于 $\lambda_\perp$。观测数据取自 Richardson 等人 (2014 年)，解析估算则基于对 $\lambda_\perp$ 的不同假设给出。原理（Shalchi 2015、2020）方面，在先前的研究中，Strauss 等人 (2017 年) 将 a 视为自由参数，并在 $a = 0.2$时，发现 SEP 测量结果（针对 100 keV 电子）与建模结果吻合良好。尽管该数值是基于单一能量下单一粒子种类的比较得出的，我们仍在本研究进行的所有模拟中采用 $a = 0.2$ 。

3. 解析估算与模型结果

3.1. 解析估算

本节首先通过简单的解析论证，估算起始延迟随磁连接的变化。对于与太阳高能粒子源实现完美磁连接的观测者而言，太阳高能粒子只需沿平均行星际磁场传播。假设这一过程以弹道方式进行

（无散射）方式下，我们可以估算起始延迟为 $\tau_0 = \Delta s_{||}/v$ 其中 $\Delta s_{||} = 1.2$ 天文单位是太阳高能粒子沿名义螺旋磁力线到达 1 天文单位所经过的距离，而 v 是粒子速度。对于 1.7 MeV 电子，该值为 $v_e \sim 7$ 天文单位/小时；对于 18 MeV 质子，该值为 $v_p \sim 1.4$ 天文单位/小时。现在，假设粒子通过垂直于 HMF磁力线的方向进行扩散传播，以到达磁连接不相连的观测者，且这一过程还需要额外时间 τ_d，那么起始延迟变为 $\tau = \tau_0 + \tau_d$。我们可以通过假设相对于平均行星际磁场的垂直扩散运动是由垂直扩散造成的，来估算 τ_d 。对于各向同性分布（意味着存在显著散射），扩散传播时间可表示为 $\tau_d \sim (\Delta s_\perp)^2/(6\kappa_\perp)$（例如参见 Strauss 等人，2011 年）。垂直扩散系数的各向同性形式为

$$\kappa_\perp = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} D_\perp(\mu)d\mu = \frac{av}{2}\kappa_{FL}, \tag{4}$$

以及，从垂直平均自由程的角度来看，$\lambda_\perp = 3\kappa_\perp/v = (3/2)a\kappa_{FL}$。需要注意的是，对于 FLRW，$\lambda_\perp$ 不具有速度（能量）依赖性，完全由其底层磁湍流决定。假设垂直于磁场的位移距离 $\Delta s_\perp$ 仅沿方位角方向（即忽略 HMF 的非径向几何结构），则可以估算 $\Delta s_\perp \sim \Delta s_{||}\Delta\phi$ 其中，$\Delta\phi$ 表示偏离与源具有最佳磁连接方向的方位角。由此得到的起始延迟为

$$\tau = \frac{\Delta s_{||}}{v}\left[1 + \frac{\Delta s_{||}}{2\lambda_\perp}(\Delta\phi)^2\right]. \tag{5}$$

图中显示了电子和质子的这些估算值。 2 对应 $\lambda_\perp$ 的不同取值。左面板和中间面板分别显示质子（左）和电子（中）的计算起始延迟随磁连接性的变化。右面板显示电子和质子起始延迟之间的关系，$\tau_p = (v_e/v_p)\tau_e$ 该关系仅取决于此处粒子的速度比

方法。

在这一简化推导中，我们假设粒子沿磁场方向做弹道运动，而各向同性分布的粒子则垂直于平均行星际磁场做扩散运动。因此，这里未能一致地纳入俯仰角散射以及可能存在的各向异性分布；要正确估算起始延迟，必须在建模方法中将这些因素考虑在内。下一节将进行这项工作，并纳入更真实的帕克几何，即磁场并非简单地沿径向分布。不过，即便采用这种极为简化的方法，我们仍可看到，沿平均行星际磁场的运动与垂直于平均磁场的扩散相结合，足以解释观测到的起始延迟对磁连接的依赖关系。此外，假设垂直扩散系数具有场线随机游走型形式（其本身与粒子速度成正比），我们便可以一阶近似解释观测到的电子和质子起始延迟之间的线性关系。下一节将进行更详细的计算。

3.2. 垂直扩散的几何

假设源较窄，且满足 $\sigma = 5°$，图3 展示了初始粒子释放后 5 小时的 14 MeV质子（左面板）和 0.7 MeV 电子（右面板）归一化强度等值线图。地球轨道（半径为 1 天文单位的圆形轨道）以及连接到太阳高能粒子注入中心的 HMF磁力线，均以粗白线表示。此外，图中还以细白色虚线标出了不同径向位置处垂直于 HMF 的线元。垂直扩散会沿这些线元输运粒子。需要牢记，垂直扩散并不意味着粒子只沿纵向运动；由于 Parker太阳磁场几何（在地球轨道处，行星际磁场螺旋角为 $\sim 45°$ ），粒子也会被输运到

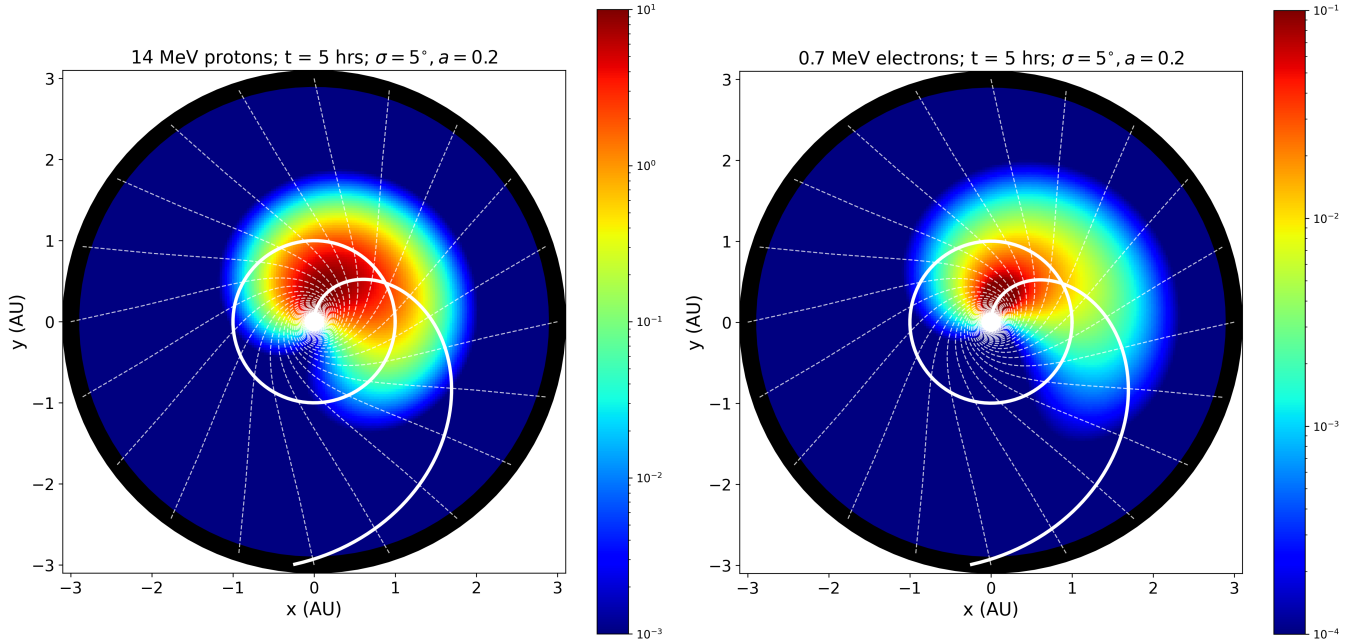


图 3。粒子注入 5 小时后 SEP 质子（左）和电子（右）强度的等值线图。

径向。对于固定的源，这通常意味着粒子向最佳连接 HMF磁力线西侧的输运效率更高，因为这些粒子被输运 远离 太阳，从而形成经度方向上的不对称分布。在此背景下，也可参见Laitinen 等人 (2023)。

3.3. *SEP* 强度的经度依赖性

Richardson 等人(2014 年) 考察了不同航天器观测到的多航天器SEP质子和电子事件强度随经度的变化，能量范围分别为 14 – 24 MeV 和 0.7 – 4 MeV。具体做法是对不同观测航天器（STEREO A/B 和 SOHO）记录的峰值强度拟合高斯分布。图 4 中的直方图展示了这些结果：顶部（蓝色）分布对应质子，底部（红色）分布对应电子。左面板显示连接角（即高斯函数峰值与连接至母活动区的名义 Parker太阳磁场磁力线之间的角偏移），正值表示向西偏移（即朝太阳自转方向）。其他研究也推断出向西偏移

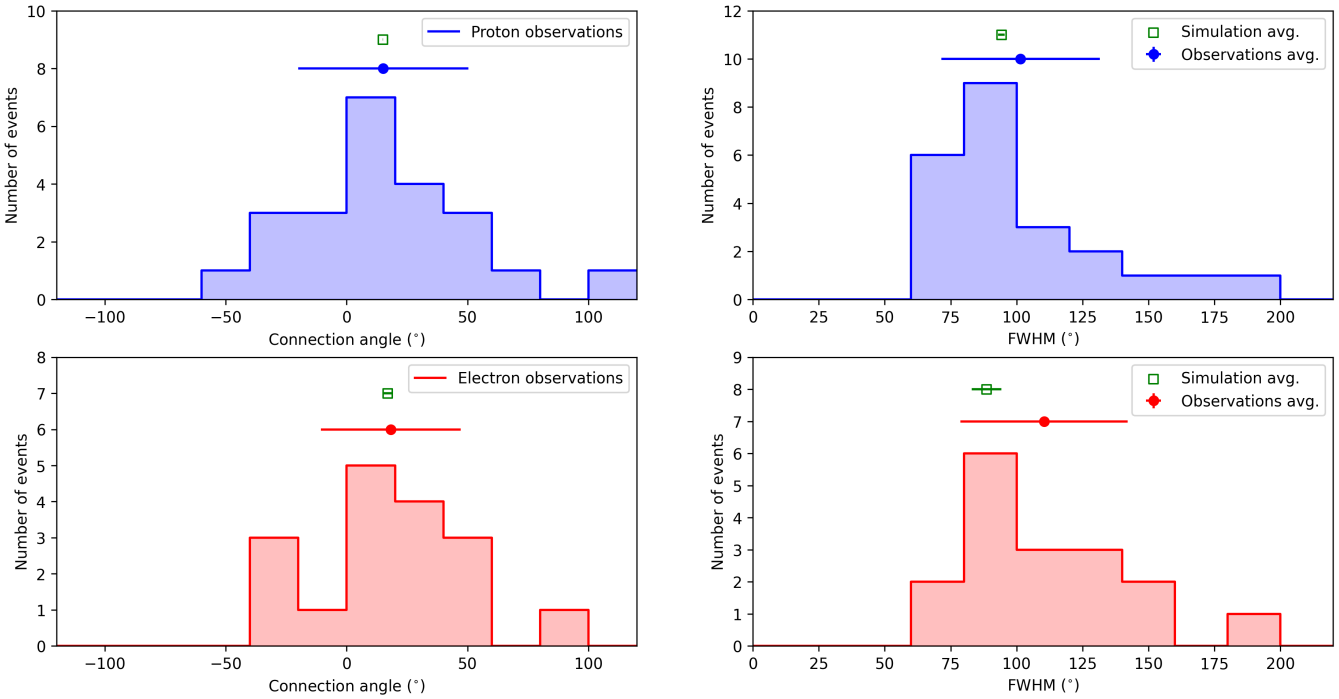


图 4。直方图展示了图 24 中观测到的 14–24 MeV 质子（上方面板；蓝色）和 0.7–4 MeV 电子（下方面板；红色）的连接角（左侧面板）及半峰全宽（FWHM；右侧面板）分布，数据摘自Richardson 等人(2014 年）。实心圆表示观测平均值，空心绿色符号则表示最佳拟合数值模型的结果。

多航天器事件研究，例如Lario 等人(2014 年）、Cohen 等人(2017 年）以及Bruno 和 Richard- son(2021）。右侧面板显示了以半峰全宽（FWHM）表示的高斯函数宽度。所有分布都显示出事件间变化，这很可能是由于各事件发生期间的行星际条件不同，以及各事件的加速器存在差异，例如日冕物质抛射（CME）规模较大或较小所致。我们承认每个 SEP 事件各不相同，但本研究旨在重现这些事件的平均特征。这些平均值在图4 的直方图上方以带有相应误差棒的实心圆表示。

我们建模方法中唯一剩下的自由参数是粒子源的大小， σ。现在，我们模拟能量为 0.7 和 4 MeV 的电子，以及能量为

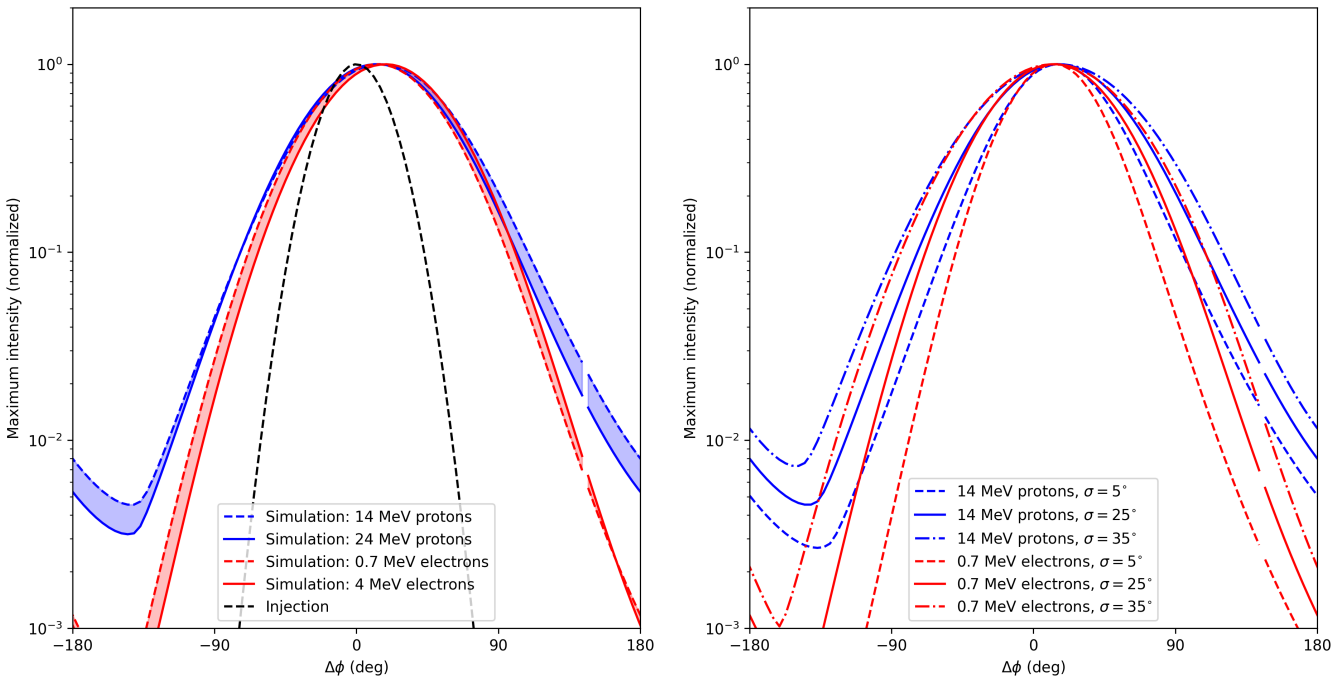


图 5。左面板显示了假设源区宽度为 $\sigma = 25°$ 的最佳拟合模型中，最大全向强度随磁连接角的变化，黑色虚线表示该模型。右面板显示了对源区大小采用不同假设时得到的强度（见图例）。

14 和 25 MeV 的质子——这是 Richardson 等人 (2014 年所考虑的能量范围的上下限——计算全向强度随经度变化的最大值，并据此计算所得的连接角和半高全宽（FWHM）。随后，以 5°为增量调整假定源的大小，直至与 Richardson 等人(2014 年) 的平均值取得良好吻合。假设 $\sigma = 25°$，即可得到最佳拟合。这些建模结果显示在图 4中，以绿色符号表示；相应的误差棒表示不同能量（即能量通道的上下边界）所造成的偏差。有趣的是，模型和观测都显示，分布系统性地向西偏移（连接角为正，数值为 $\sim 15°$）。在建模方法中，这可用垂直扩散过程的几何特性解释，详见第 3.2节；该特性使粒子朝这一方向的（垂直）输运更有效。当最佳拟合值为 $\sigma = 25°$时，图 5 左面板显示最大全向

不同能量的各种粒子种类的定向强度随连接角的变化，而黑色虚线表示假定的源区大小。显然，垂直扩散会使这个初始源区变宽，同时将分布峰值向西移动。右面板显示了不同源区大小对应的分布。

在本节中，我们调整了模型中剩余的自由参数——太阳高能粒子源的大小，直到能够重现测得的全向强度分布。然而，如果只考虑粒子强度，建模方法可能会出现简并：不同的粒子源组合和垂直扩散水平都能重现地球轨道处的相同分布。要唯一确定所有输运参数，还需要其他可观测量。Strauss 等人 Strauss 等人 (2017 年) 中采用了这种方法，而我们使用了他们给出的 $a = 0.2$ 值来固定垂直扩散水平。不过，正如我们将在下一节展示的那样，采用$a = 0.2$ 和 $\sigma = 25°$的模型设置，也能与 MeV 电子和质子的起始延迟较好地吻合。因此，我们相信该模型能够较为合理地表征观测结果。

3.4. 电子和质子起始延迟

为了模拟粒子起始延迟，需要在模型中选定一个相对背景。我们沿用Strauss 等人 (2017) 的方法，计算 1 天文单位处所有经度上的最大全向强度，然后将背景定义为峰值强度的 $1/1000^{th}$ 。随后，只需计算从模拟开始到各经度处强度达到这一背景水平所需的时间，即可得到起始延迟。不同背景水平的影响见第 3.5节。

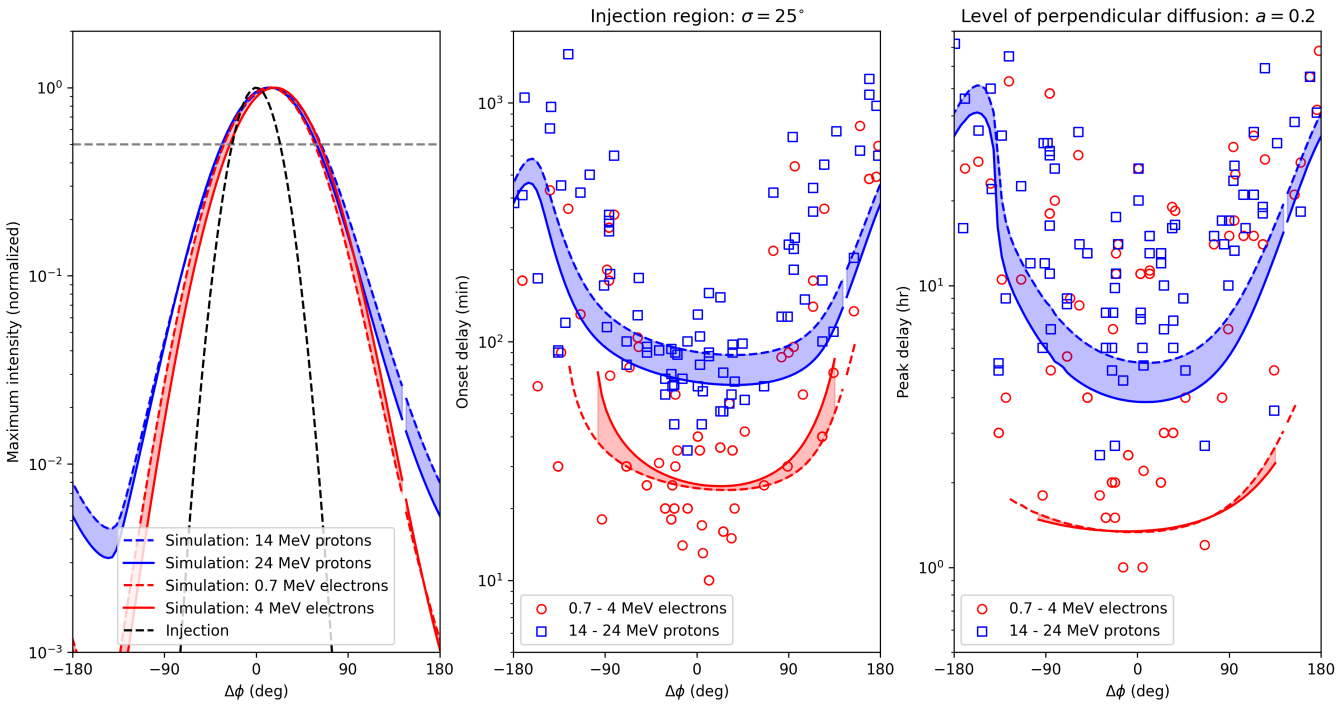


图 6。左面板显示计算得到的最大全向强度随经度（即磁连接）的变化，中间面板显示起始延迟（分钟），右面板显示峰值延迟（小时）。左面板中的水平虚线表示峰值的 50%。根据图例所示，对不同能量的电子和质子进行了模拟。所有测量结果均取自 Richardson 等人（2014 年）。

使用上一节的最佳拟合模型，图 6展示了由此得到的起始延迟。左面板再次显示了最大全向强度随经度的变化（不同曲线对应图例所示的不同能量电子和质子）。中间面板以数据点的形式显示了 Richardson 等人 (2014 年) 的测量结果（蓝色仍表示质子，红色表示电子），曲线则表示模型计算结果。如果模型计算的强度在某一经度处未达到背景水平，则起始延迟未定义，因此不显示相应的模型值。正如预期，观测者与源之间磁连接最佳时，起始延迟最短；此时，最先到达的粒子（通常具有很强的各向异性）几乎以无散射的方式到达观测者。随后，随着磁连接减弱，起始延迟增大，这是由于（垂直）扩散过程相对缓慢

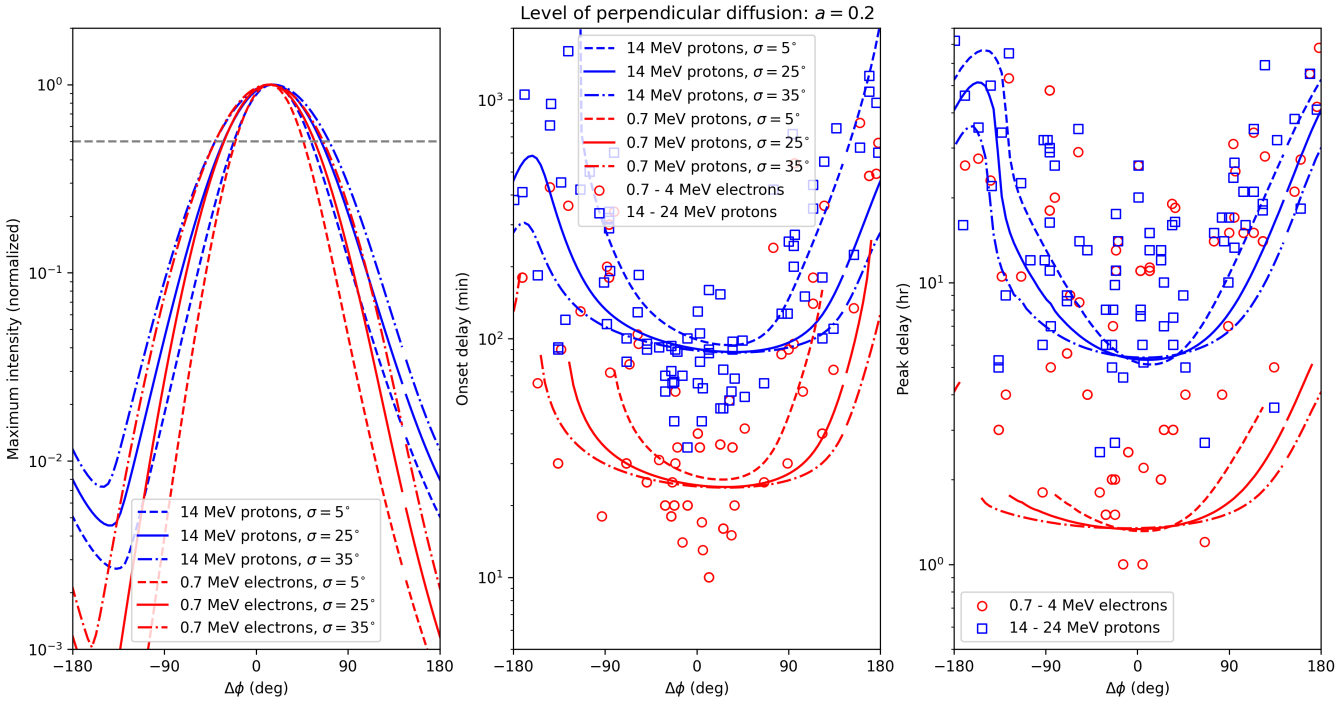


图7。与图6所示相同，但现在展示了不同源区大小下的模型结果。

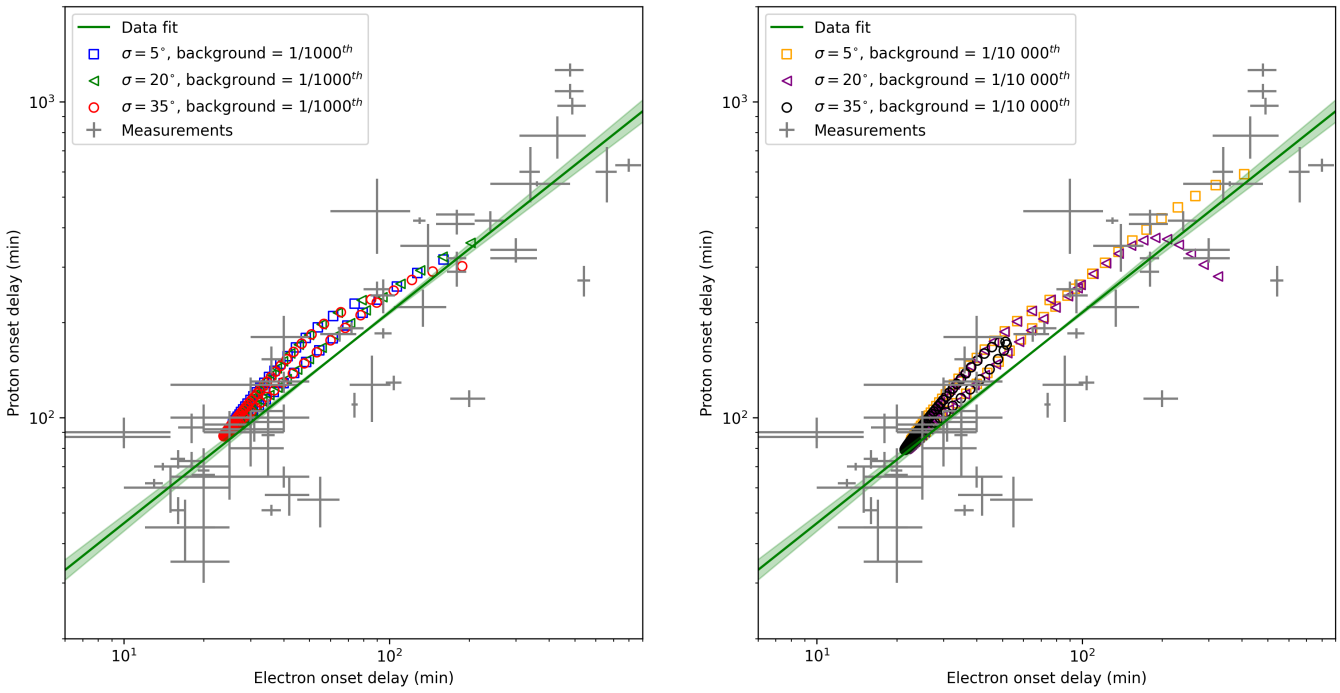


图8。计算得到的质子和电子起始延迟（不同符号）与Richardson 等人（2014 年）的测量结果进行比较。左面板展示了不同源区大小下的模型结果，而右面板中的模型还假设了较低的背景水平。

将粒子输运穿过磁场线。尽管测量结果在不同事件之间存在显著差异，但总体趋势和大致数值与模型结果一致。

图 6右面板显示了计算得出的峰值延迟与观测到的峰值延迟随经度的变化。这一延迟定义为粒子注入（即模拟开始）与各经度处最大全向强度出现之间经过的时间。尽管模型结果与观测再次有较好的吻合，但模型无法重现观测到的电子极长峰值延迟。第 3.6 节将对此进行更详细的讨论。图 7 与图 6 类似，但展示了源区大小变化对模型计算的影响。总体而言，较大的源区会使起始延迟和峰值延迟缩短。

<escape>图 6 和 7 中所示的结果现已合并，并展示于图 8 中。在这里，我们在左面板中展示了计算得到的质子起始延迟随计算得到的电子起始延迟变化的关系。计算结果以不同符号表示，分别针对不同的源区大小进行，并再次与 Richardson 等人 (2014 年) 的测量结果进行比较（灰色数据点和数据的绿色拟合曲线）。模型结果与测量结果吻合良好，并证实了电子和质子起始延迟之间存在线性关系。由于模型中存在东西向不对称性，模拟得到的关系并非完全线性，而是呈现出一个闭合环路。在图 8 的右面板中，我们重复了模型计算，但采用了不同水平的假设模型背景，具体讨论见下一节。尽管最佳拟合模型与测量结果吻合良好，但我们再次指出，诸如背景水平和加速器大小等因素在不同事件之间的变化，可能有助于解释观测到的起始延迟在事件间存在的较大差异。</escape>

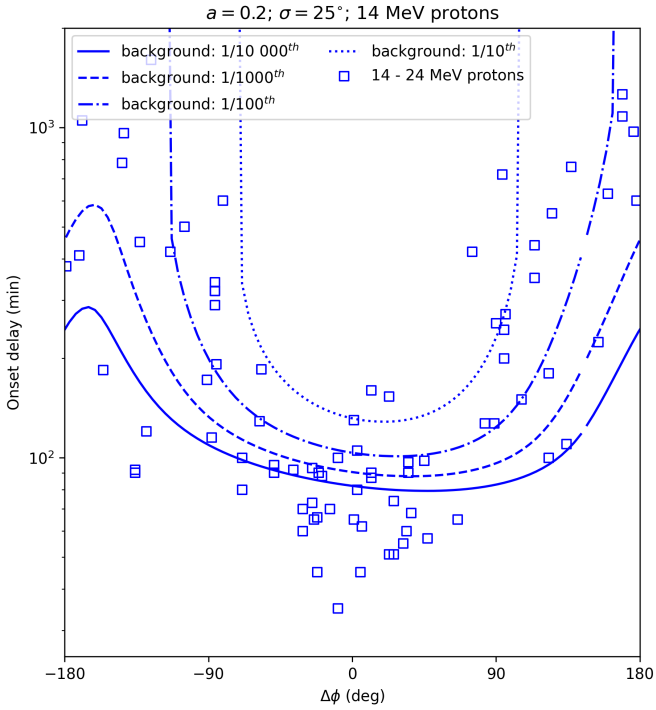


图9。质子的起始延迟，与图6类似，但现在模型中的背景水平各不相同，模拟也相应地采用不同的背景水平进行。

3.5. 起始延迟模拟中的注意事项

模型计算的起始延迟取决于模型中假定的背景水平。观测结果也是如此（另见 Laitinen 等, 2015；Zhao 等, 2019）。当（模型计算的）微分强度随时间缓慢增加时，例如磁场上与源断开的观测者，较低的背景会导致较短的起始延迟。图 9 展示了这一点，其中背景水平从峰值强度的 $1/10000^{th}$ 变为峰值强度的 $1/10^{th}$ 。默认情况仍为峰值强度的 $1/1000^{th}$ 。值得注意的是，这些不同的起始延迟计算也可能有助于解释观测结果中的离散（事件间差异）：在模型中，峰值强度始终相同，并通过调整背景水平来模拟背景水平变化的影响；而对于不同事件的观测，仪器的背景可能相对恒定，但事件的幅度（即峰值强度）会发生变化。观测到的事件前背景

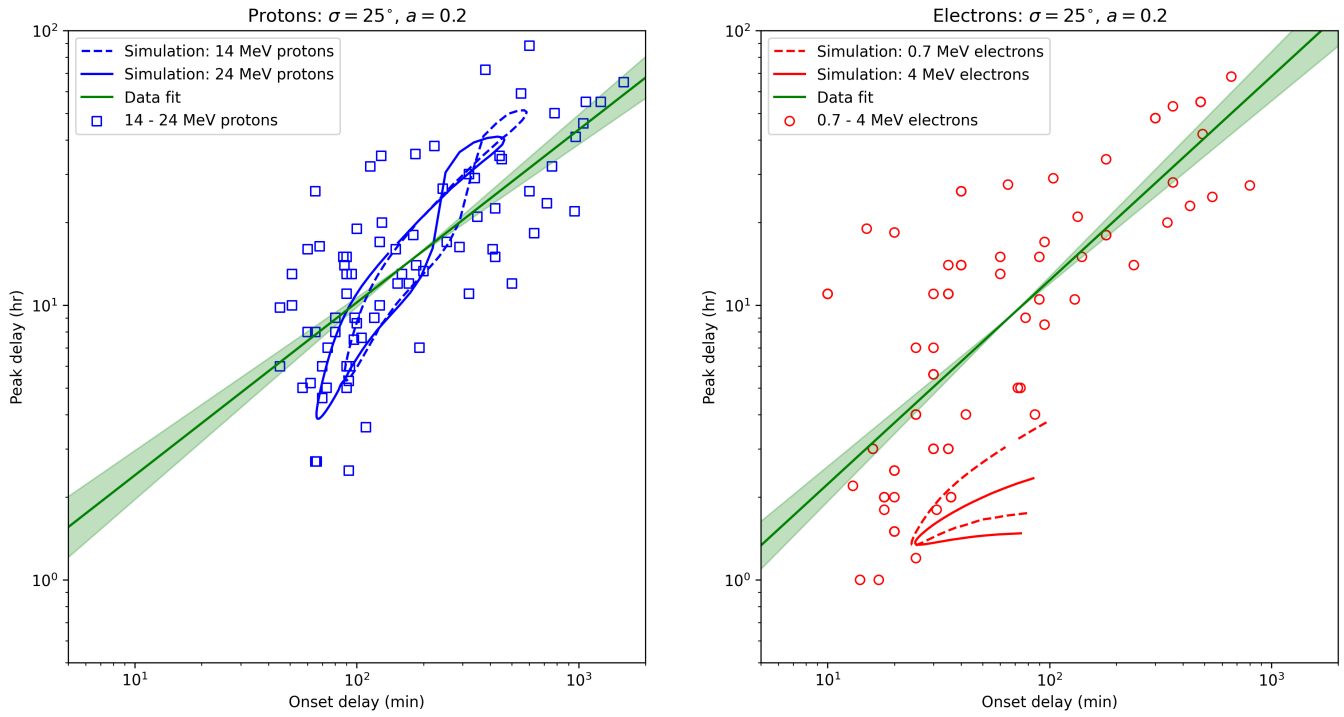


图 10。质子（左面板）和电子（右面板）的模型峰值延迟随起始延迟的变化。测量结果同样取自 Richardson 等人 （2014 年）。请注意，当未显示模型值时，模型强度在该经度处未超过背景水平。

如果存在，来自之前事件的相对背景也可能因事件而异。在每种情况下，相对背景，即峰值强度与背景的比值，都会随事件变化，并可能导致图 9 中所示的变化。

3.6. 电子和质子的峰值延迟

作为我们研究的最后一部分，我们考察模型所描述的峰值延迟与起始延迟之间的关系。图 10 展示了不同粒子能量（不同曲线）下质子（左面板中的蓝色）和电子（右面板中的红色）的模拟结果。这些计算结果再次与Richardson 等人（2014 年）的观测结果进行了比较。对于质子，模型很好地再现了观测到的线性依赖关系，尽管这些曲线是非线性的：由于 Parker太阳磁场 引入的微小不对称性，西经处的起始时间略短，而在

东经处则略长。在这些图中，这表现为“八字形”。这些结果表明，当源与观测者之间具有最佳磁连接时，起始延迟和峰值延迟都处于最小值；而随着连接状况逐渐变差，二者都会增加。然而，对于电子，计算得到的峰值延迟远短于根据观测结果推导出的数值。目前尚不清楚造成这一现象的原因，尽管我们将在下一节中推测这一差异可能产生的原因。

4. 讨论

利用基于第一性原理计算得出的输运系数，我们能够同时再现观测到的14–24 MeV质子和0.7–4 MeV电子的纵向强度分布。为此，我们假设源区大小为 $\sigma = 25^{\circ}$的平均 值。当然，测量结果显示事件间变化很大，这可以用不同的行星际输运条件、不同的源区大小，以及峰值强度相对于背景的不同水平来解释。

将垂直扩散纳入模型后，我们注意到，由于Parker太阳磁场的几何结构，峰值强度相对于最佳磁连接系统性地向西偏移。有趣的是，在测量结果中也能看到类似的偏移，其他作者此前的模拟研究中也有类似发现，例如 He 与 Wan （2015 年）。

我们的建模方法可以通过假设粒子源相同，同时再现 SEP电子和质子的起始延迟。纳入行星际输运后，我们无需假设不同粒子源以不同速率扩展，便可解释Richardson 等人(2014 年) 的观测。在最佳磁连接处，起始延迟最短；而延迟

则会随着与最佳连接的距离增大而增加，这是因为粒子穿过磁力线的垂直输运过程较慢。事实上，通过假设垂直扩散遵循场线随机游走过程（FLRW），且扩散系数与粒子速度呈线性关系，我们也能够再现观测到的电子和质子起始延迟之间的线性关系。在这些能量下，电子的活动能力远强于质子，因此它们沿平均磁场方向和垂直于平均磁场方向的运动都更快。

因此，我们的结果表明，MeV 电子和质子拥有共同的加速器或源。输运模型本身无法区分与激波相关还是与耀斑相关的过程。不过，显然该模型需要一个扩展源（$\sigma \sim 25°$），并且需要一定程度的垂直扩散，才能解释观测到的太阳高能粒子事件的宽广分布。这样的扩展源可能指向日冕物质抛射相关源。另一方面，Dresing 等人(2016) 未发现行星际激波加速 ~ 100 keV 电子的证据，而与遥感观测的比较似乎表明这些低能电子与耀斑有关联（例如Dresing 等人，2021）。在先前的建模工作中，我们发现，假设存在一个紧凑源并满足 $\sigma \sim 5°$，即可再现平均而言的 100 keV 电子观测。这可能表明，紧凑耀斑源是这些低能电子的主要加速器。因此，我们当前及先前的模拟结果与Dresing 等人(2022) 的发现一致：低能（~100keV 量级）电子很可能是在紧凑耀斑区中加速产生的，而~MeV 电子很可能产生于范围更广的日冕物质抛射驱动的激波区。此外，我们的结果表明，~MeV 电子和 ~ 10 MeV 质子产生于同一源。

我们目前建模方法的一个可能不足之处，是无法重现观测到的电子峰值延迟。目前尚不清楚造成这种差异的原因。虽然这可能是

模型中纳入的俯仰角扩散程度不正确所致（扩散通常会导致更长的峰值延迟），但这种可能性不大，因为要将峰值延迟增加一个数量级所需的俯仰角散射，也会使起始延迟增加相近的幅度，这与观测结果不符。这些较长的峰值延迟更可能与太阳高能粒子电子持续注入行星际介质有关，其原因可能是粒子俘获，或在膨胀的日冕物质抛射激波处发生粒子再加速；我们目前的注入剖面未能涵盖这一效应。这一差异仍是后续研究的课题。

本研究部分得到了南非国家研究基金会（NRF，资助编号 SRUG220322419 和 RA170929263913）的支持。文中表达的观点和得出的结论均为作者所有，不一定代表 NRF 的观点。本文内容由作者负责。N.D. 感谢芬兰科学院（SHOCKSEE，资助编号 346902）的支持。IGR 感谢美国国家航空航天局项目 NNH19ZDA001N-LWS、NNH19ZDA001N-HSR 以及 STEREO任务的支持。图表使用 Matplotlib（Hunter 2007）制作，部分计算使用 NumPy（Harris etal.2020）完成。

参考文献

Bruno, A., & Richardson,I. G. 2021, 太阳物理学, 296, 36, doi: 10.1007/s11207-021-01779-4Cane, H. V., Richardson, I. G., & von Rosenvinge, T. T. 2010, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 115, A08101,doi: 10.1029/2009JA014848Cohen, C. M. S., Mason,G.M., & Mewaldt, R. A. 2017, 《天体物理学杂志》, 843,132, doi: 10.3847/1538-4357/aa7513Dresing,N., G´ omez-Herrero, R., Heber, B., et al. 2014, 《天文学与天体物理学》, 567, A27, doi: 10.1051/0004-6361/201423789Dresing, N., Kouloumvakos, A., Vainio, R., & Rouillard, A. 2022, 《天体物理学杂志快报》, 925,L21, doi: 10.3847/2041-8213/ac4ca7

Dresing, N., Theesen, S., Klassen, A., & Heber, B. 2016, 《天文学与天体物理学》, 588, A17, doi: 10.1051/0004-6361/201527853Dresing, N., Warmuth, A., Effenberger, F., 等. 2021, 《天文学与天体物理学》, 654, A92, doi: 10.1051/0004-6361/202141365Dr¨oge, W., Kartavykh, Y. Y., Dresing, N., & Klassen, A. 2016, 《天体物理学杂志》, 826, 134, doi: 10.3847/0004-637X/826/2/134Engelbrecht, N. E., Strauss, R. D., le Roux, J.A., & Burger, R. A. 2017 年, 《天体物理学杂志》, 841, 107, doi: 10.3847/1538-4357/aa7058

Harris, C. R., Millman, K.J., van der Walt, S. J., 等，2020 年，Nature，585，357，doi：10.1038/s41586-020-2649-2He, H. Q., & Wan, W.，2015 年，ApJS，218，17，doi：10.1088/0067-0049/218/2/17Hunter, J. D.，2007 年，Computing in Science & Engineering，9，90，doi：10.1109/MCSE.2007.55Jokipii, J. R.，1966 年，《天体物理学杂志》，146，480，doi：10.1086/148912Kollhoff, A., Kouloumvakos, A., Lario, D., 等，2021 年，《天文学与天体物理学》，656，A20，doi：10.1051/0004-6361/202140937Kouloumvakos, A.,Kwon, R.Y., Rodr´ıguez-Garc´ıa, L., 等，2022 年，《天文学与天体物理学》，660，A84，doi：10.1051/0004-6361/202142515Laitinen, T., Dalla, S., Waterfall, C. O. G., & Hutchinson, A.，2023 年，arXiv 电子预印本，arXiv:2303.03168，doi：10.48550/arXiv.2303.03168Laitinen, T., Huttunen-Heikinmaa, K., Valtonen, E., & Dalla, S.，2015 年，《天体物理学杂志》，806，114，doi：10.1088/0004-637X/806/1/114Lario, D., Roelof, E. C., & Decker, R. B.，2014 年，载于《太平洋天文学会会议系列》第 484 卷《日球物理学中的未解难题：从日冕加热到日球层边缘》，编者 Q. Hu & G. P. Zank，98；Parker, E. N.，1958 年，《天体物理学杂志》，128，664，doi：10.1086/146579Posner, A.，2007 年，Space Weather，5，05001，doi：10.1029/2006SW000268Qin, G., & Shalchi，2014 年，Applied Physics Research，6，1；Reames, D. V.，2013 年，SSRv，175，53，doi：10.1007/s11214-013-9958-9

Richardson, I. G., von Rosenvinge, T. T., Cane, H. V., 等。2014 年，太阳物理学，289，3059，doi：10.1007/s11207-014-0524-8Shalchi, A. 2009 年，《非线性宇宙射线扩散理论》，第 362 卷，doi：10.1007/978-3-642-00309-7—。2015 年，《空间研究进展》，56，1264，doi：10.1016/j.asr.2015.06.018Shalchi, A. 2020 年，载于《物理学杂志：会议系列》，第 1620 卷，《物理学杂志：会议系列》，012018，doi：10.1088/1742-6596/1620/1/012018Strauss, R. D., Dresing, N., Kollhoff, A., & Br¨udern, M. 2020 年，《天体物理学杂志》，897，24，doi：10.3847/1538-4357/ab91b0Strauss, R. D., & Fichtner, H. 2015 年，《天体物理学杂志》，801，29，doi：10.1088/0004-637X/801/1/29Strauss, R. D., le Roux, J. A., Engelbrecht, N. E., Ruffolo, D., & Dunzlaff, P. 2016 年，《天体物理学杂志》，825，43，doi：10.3847/0004-637X/825/1/43Strauss, R. D., Potgieter, M.S., Kopp, A., & B¨usching, I. 2011 年，《地球物理研究杂志：空间物理》，116，A12105，doi：10.1029/2011JA016831Strauss, R. D. T., Dresing, N., & Engelbrecht, N. E. 2017 年，《天体物理学杂志》，837，43，doi：10.3847/1538-4357/aa5df5van den Berg, J., Strauss, D. T., & Effenberger, F. 2020 年，太阳物理学评论，216，146，doi：10.1007/s11214-020-00771-xvan den Berg, J. P., Engelbrecht, N. E., Wijsen, N., & Strauss, R. D. 2021 年，《天体物理学杂志》，922，200，doi：10.3847/1538-4357/ac2736

Zhao, L., Li, G., Zhang, M., et al. 2019，《天体物理学杂志》，878，107，doi：10.3847/1538-4357/ab2041