2023年4月11日草稿版 使用 LATEX双栏样式排版，采用
AASTeX 631

arXiv:2304.01088v3 [astro-ph.SR] 9 Apr 2023

太阳耀斑脉冲相期间电子加速的效率

EDUARD P.KONTAR，[1] A.GORDONEMSLIE，[2] GALINAG.MOTORINA，[3] 和BRIANR.DENNIS[4]

[1]格拉斯哥大学物理与天文学学院，苏格兰，英国[2]西肯塔基大学物理与天文学系，美国肯塔基州鲍灵格林市，*KY 42101*[3]捷克科学院天文研究所，捷克共和国翁德热约夫 *251 65*；俄罗斯科学院普尔科沃中央天文台，俄罗斯圣彼得堡 *196140*；约飞物理技术研究所，俄罗斯圣彼得堡波利捷赫尼切斯卡娅街 *26* 号，邮编 *194021*[4]*NASA*戈达德太空飞行中心日球物理科学部太阳物理实验室，代码 *671*，美国马里兰州格林贝尔特 *20771*

摘要

众所周知，太阳耀斑是高效的电子加速器，但要确定太阳耀斑（以及类似天体物理环境）中如此高效的电子加速机制，仍是一项重大挑战。部分原因在于，缺乏对主要加速区本身环境条件的观测约束。硬X射线（HXR）韧致辐射揭示了能量高于 ∼20 千电子伏的加速电子，而能量更高的加速电子则通过射电回旋同步辐射显现出来。我们在此表明，对于2017年9月10日一次观测充分的耀斑，结合 *RHESSI* 硬X射线和 SDO/AIA 极紫外观测，可以可靠估算任一时刻被加速的环境电子群体所占比例，并给出非热（≥ 20 千电子伏）电子数密度的上限 $\lesssim 10^{-2}$，该数值以同一体积内环境质子数密度的比例表示。此上限比此前根据对同一事件的微波观测推断的数值低约两个数量级。我们的结果有力表明，任一时刻日冕区内加速电子所占比例相对较小；但硬X射线辐射的整体持续时间也意味着电子必须持续补充到加速位置。对瞬时加速电子数密度及其对应的特定电子加速率进行同步测量，可为定量研究磁重联事件中导致电子加速的机制提供关键约束。

1. 引言

对太阳耀斑进行空间分辨的硬X射线（HXR）观测表明，电子加速很可能发生在磁重联流出区（综述见 Holman 等，2011；Benz（2017））。事实上，Ramaty 高能太阳光谱成像仪（RHESSI；Lin 等（2002））的观测已证实（Sui 与 Holman（2003）；Asai 等（2007）；Liu 等（2008）；Battaglia 与 Kontar（2013）；Krucker 与 Battaglia（2014）；Battaglia 等（2019）），日冕环结构顶部上方存在微弱的硬X射线辐射源，这为磁重联提供了证据，Masuda 等（1994）最早注意到了这一现象。这些源与磁湍流可能提供足够能量、将电子加速至所需能量的区域相符（Kontar 等（2017）；Ruan 等（2019）；Chitta 与 Lazarian（2020）；Stores 等（2021））。众所周知（例如 Miller 等（1997）；Zharkova 等（2011）），大型太阳耀斑中被加速的电子总数可能超过日冕源区中的电子总数，因此必须持续向加速区补充电子（例如通过共空间回流电流；Knight & Sturrock 1977；Emslie 1980年；Zharkova 与 Syniavskii（1997）；Alaoui 与 Holman 2017年）是一个可行的电子加速模型不可或缺的要素。

空间积分的 硬X射线韧致辐射由非热电子与周围离子碰撞产生，可直接诊断指定能量（通常取 20 千电子伏）以上的总电子加速率 $\dot{N}\,(\mathrm{s}^{-1})$。在这种“厚靶”计算中，推导出的电子加速率通常与耀斑区的密度结构无关，但加速电子分布与发射的硬X射线能谱之间的关系，取决于采用冷靶（Brown 1971；Syrovatskii& Shmeleva 1972）还是温靶（Kontar et al. 2015）模型。（总加速率之所以会受影响，是因为冷靶中能量损失项及等离子体中的输运（Kontaret al.2019）与温靶不同：在冷靶中，周围电子的平均能量远低于加速电子的能量；而在温靶中，加速电子与靶粒子的能量可能相当。）推断出的总电子加速率强烈依赖于低能谱截止值，而这一数值难以通过观测确定（例如，Aschwanden et al. 2019综述）。

与空间积分的情况相比，耀斑中给定空间子区域的硬X射线通量能谱

提供了该区域内按密度加权的平均电子通量能谱信息。本分析采用“薄吸收片”模型（Brown 等（2003））；这种方法不需要对占主导地位的电子输运机制性质作出任何假设。按密度加权意味着明亮的硬 X 射线足点格外显著（例如，Emslie 等（2003）；Kontar 等（2008）），这是因为色球层密度较高；而强烈的日冕硬 X 射线源则相对少见（Holman 等（2011）），因为日冕密度很低。由于 *RHESSI* 及采用间接（基于傅里叶变换）成像技术的类似仪器的动态范围有限，视场中亮得多的足点辐射加剧了表征低密度日冕加速区硬X射线辐射的难题。

在理解将粒子加速至高能的过程本质时，一个颇受关注的问题是：非热电子和热电子的数密度（cm^{-3}）（分别为 n_{nth} 和 n_{th}）与背景电子总数密度之比。根据电荷中性的考虑，背景电子总数密度等于同一区域内质子的数密度：氢等离子体中的 $n_p = n_{th} + n_{nth}$。文献此前曾讨论过耀斑日冕中瞬时加速电子所占的比例，但各研究的结果、方法以及界定“日冕源”和“环顶上方”的区域有所不同，因此有必要进一步研究。Krucker 等人（2010）报告了 $n_{nth}(>16\text{千电子伏})/n_p \simeq 0.1$，而 Oka 等人（2013）重新分析了该耀斑，并推得 $n_{nth}(>20\text{ 千电子伏})/n_p \simeq 0.01$（参见其公式（4））。Krucker 与 Battaglia（2014）分析了一次存在明亮足点辐射的太阳边缘耀斑，并在日冕源上方的区域发现 $n_{nth}(>(10-15)\text{ 千电子伏})/n_p \simeq 1$，其假设是能谱为具有尖锐低能截止的幂律谱，截止能量范围为 $10-15$ 千电子伏。然而，这一高值是通过对硬X射线能谱进行麦克斯韦分布+幂律拟合得到的。在一些日冕硬X射线源中，发现源电子平均能谱（Brown 等（2003））与 κ 分布（Kašparová 与 Karlický（2009））更为吻合；该分布从高能处的幂律平滑地转变为低能处的麦克斯韦分布。与分别拟合能谱的热部分和非热（幂律）部分相比，使用 κ 分布拟合数据通常会（如 Oka 等人（2013）所示）显著降低转折能量附近所需的电子通量，从而降低推断出的 n_{nth}。事实上，Battaglia 等人（2015）表明，对 RHESSI 数据使用 κ 分布拟合，同时纳入极紫外发射线数据来约束拟合结果，与常用的纯幂律拟合相比，n_{nth} 最多可降低 ~30 倍。在耀斑早期，磁重联流出区中的电子分布可能会形成整体热分布，并带有相对陡峭的（例如幂律）非热尾部，因此高于例如 20 千电子伏的电子仅占一部分。

环境粒子群总数的一小部分（Battaglia 等（2019））。然而，在耀斑峰值期间，能谱可能会发生变化。由能量相对较高的$\gtrsim$100 千电子伏加速电子产生的回旋同步辐射射电辐射也常见于耀斑大气中（参见Dulk 与 Marsh（1982年）；Nindos（2020年），综述见），并能够揭示能量高于产生大部分硬X射线辐射的电子的电子特性（例如White 等（2011年）；Musset 等（2018年））。

在本文中，我们将对一次观测充分的太阳耀斑进行的 RHESSI X 射线观测的薄靶模型和厚靶模型，与太阳动力学观测台大气成像组件（SDO/AIA；Lemen 等（2012））同期的极紫外观测相结合，以便更好地约束加速电子的总数以及至关重要的比值 n_{nth}/n_p。该耀斑发生于 2017年9月10日，并显示出明确证据（Chen 等（2020）），表明耀斑环顶上方存在一条磁重联电流片。Fleishman 等（2022）根据扩展欧文斯谷太阳阵列（EOVSA；Gary 等（2018））对该事件的射电观测表明，在一个延展的日冕体积中，热辐射相对缺乏，但同一体积却存在相当强的非热辐射。他们认为，在一个尺度为 $\ell \simeq 4\times10^8$ cm 的磁重联区内，磁场以约 5 G s^{-1} 的速率衰减，从而产生了约 20 V cm^{-1} 的感应电场；他们据此得出结论，该延展体积内几乎所有电子都被加速到超过 20 千电子伏的能量，对应于 $n_{nth}/n_p \simeq 1$（以及 $n_{th}/n_p \simeq 0$）。然而，我们的硬 X 射线和极紫外观测有力地证明，瞬时加速比例 n_{nth}/n_p 远小于 1，具体为 $\lesssim 0.01$。此外，我们认为，加速电场的强度很可能显著小于 Fleishman 等人（2020）和 Fleishman 等（2022）所提出的值，这表明与加速区内重联磁场相关的尺度长度 $\ell \simeq 10^3$ cm 要小得多。

2. X射线和极紫外观测

我们研究观测资料丰富的太阳耀斑 GOES X级耀斑 SOL2017-09-10T15:58，其 GOES光变曲线如图 1 所示。该耀斑出现在太阳圆面的西侧日缘，因此其垂直几何结构可以得到很好的确定。硬X射线辐射持续演化了数十分钟，但我们在此聚焦于脉冲相峰值附近的一段狭窄时间区间，即世界时15:58左右。此时的空间积分硬X射线能谱（图 2）同时呈现热成分和非热成分，其中能谱在约 30千电子伏以上由非热辐射主导。

空间积分硬X射线能谱可用于推断高于选定参考能量的加速电子总数，再将其除以硬X射线源的体积（由成像光谱数据获得），即可得到加速电子的...

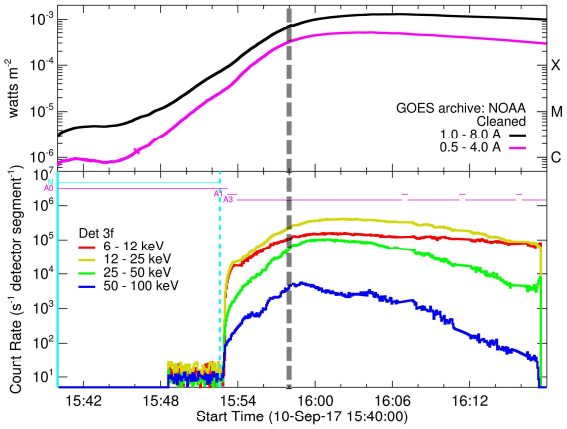


图1. GOES和*RHESSI* 2017年9月10日X8.2级耀斑在所示能量范围内的X射线光变曲线。请注意，*RHESSI* 数据仅在轨道日照段开始时的世界时15:52:30至进入南大西洋异常区时的16:17:30期间可用。水平紫色线表示不同衰减器状态（A0、A1和A3）对应的时段。图中显示的是3号探测器前段（3f）的计数率，并经过一阶校正，使其对应于在A1衰减器状态下（即仅安装薄吸收片时）记录的计数率。位于世界时15:58的垂直虚线标示了关注的时间区间。请注意，约16:06之后光变曲线中的周期性波动，是衰减器运动导致仪器轴相对于航天器自旋轴的方向发生变化而未校正所致（见Inglis等，2011年）。

加速电子数密度 n_{nth} (cm^{-3})。为精确量化这些关系，考虑一个体积为V (cm^3)的区域，其中分布着数密度谱为 $n(E)$ (电子 cm^{-3} 千电子伏$^{-1}$) 的加速电子。相应的电子通量 $F(E)$ (电子 cm^{-2} s^{-1} 千电子伏$^{-1}$) 为 $F(E) = n(E)\,v(E)$，其中（非相对论）电子速度为 $v(E) = \sqrt{2E/m_e}$，m_e 为电子质量。这群电子会产生轫致辐射硬X射线谱 $I(\epsilon)$ (光子 cm^{-2} s^{-1} 千电子伏$^{-1}$)，该谱在距发射区 R 处的形式如下（Brown 等（2003））

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi R^2}\int_{\epsilon}^{\infty} \langle n_p V F(E)\rangle\, \sigma(\epsilon, E)\, dE \ . \qquad (1)$$

这里，$\sigma(\epsilon, E)$ 是轫致辐射截面[1]。量 $\langle n_p V F(E)\rangle$ 是平均源电子能谱，即局部电子通量（对能量的微分）在体积上的积分，并以靶质子的体积平均数密度加权^{n_p}; $\langle\cdots\rangle$ 强调该量是体积平均值。需要注意的是，$\langle n_p V F(E)\rangle$ 可直接由观测到的硬X射线能谱确定，只需要知道所涉及的轫致辐射截面；无需了解或假设源几何结构，也无需了解加速电子传播所遵循的物理过程。

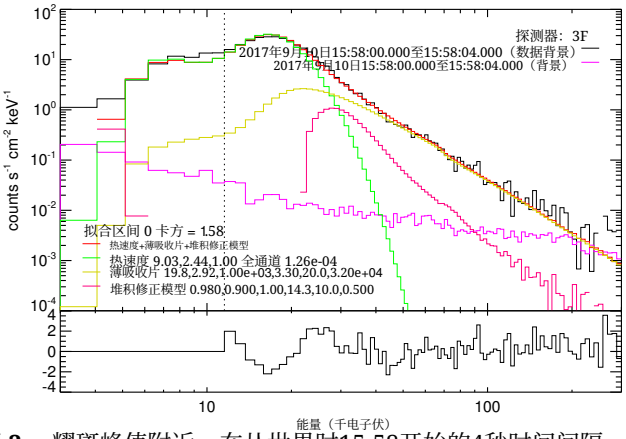


图 2。 耀斑峰值附近，在从世界时15:58开始的4秒时间间隔内，由四个正常工作的 *RHESSI* 探测器之一——3号探测器测得的空间积分硬X射线（HXR）能谱。该硬X射线能谱可由热成分（“vth”，绿色）和非热成分（“thin”，黄色）组合很好地拟合。这里，“thin”函数用于非热成分，并假设幂律能谱的电子发生薄靶相互作用。列出的拟合参数如下：A(0)（此处为19.8）是高于参考能量 E_o 时的 $\langle n_p V \mathcal{F}_o\rangle$（单位为 10^{55} 电子 cm^{-2} s^{-1}）数值；A(1) 是电子幂律谱指数 δ（此处为2.92）；A(4) 是 E_o 的数值（此处为20千电子伏）。参数 A(2)、A(3) 和 A(5) 定义了在本分析关注能量范围之外的延展电子能谱，即该幂律的上限（“断裂能量”；此处为1000千电子伏）、高于该断裂能量时的谱指数（此处为3.3），以及计算能谱所用的最大能量（此处为32兆电子伏）。在 $\epsilon \simeq 27$千电子伏的X射线能量处，热成分与非热成分的贡献相当。总能谱（红色）还包括堆积成分（下方的红色曲线），其峰值接近30千电子伏；背景能谱以洋红色显示。底部面板显示拟合残差，单位为测得计数率在各能量处的 1σ 统计不确定度。

由于平均源电子能谱对应于日冕靶中高能电子的瞬时分布，因此可通过对轫致辐射硬X射线能谱进行“薄吸收片”拟合得到其形式。图2 表明，对该事件的硬X射线能谱拟合最佳的非热电子瞬时能谱[2] 可由如下形式的幂律很好地表示

[1]参见 OSPEX 软件 https://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi3/software/spectroscopy/spectral-analysis-software/index.html

[2]使用 OSPEX 进行薄靶拟合 https://sohoftp.nascom.nasa.gov/solarsoft/packages/spex/doc/ospex_explanation.htm

$$F(E) = (\delta - 1)\,\frac{\mathcal{F}_o}{E_o}\left(\frac{E}{E_o}\right)^{-\delta}\ , \qquad (2)$$

其中， E_o 为参考能量（例如低能截止），$\mathcal{F}_o$ 为高于该能量的总电子通量（电子 $\mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}$），而 δ 为幂律谱指数。

由此可得加速电子的数密度能谱（电子 $\mathrm{cm^{-3}\,keV^{-1}}$）

$$n(E) = \frac{F(E)}{v(E)} = \sqrt{\frac{m_e}{2}}\,(\delta - 1)\,\mathcal{F}_o\,E_o^{\delta-1}\,E^{-\delta-1/2}\ , \qquad (3)$$

因此，非热电子数密度 n_{nth}（定义为每 $\mathrm{cm^3}$ 中加速至高于 E_o能量的电子数）为

$$n_{nth} = \int_{E_o}^{\infty} n(E)\,dE = \frac{(\delta - 1)}{\left(\delta - \frac{1}{2}\right)}\,\frac{\mathcal{F}_o}{v_o}\,, \qquad (4)$$

其中 $v_0 = \sqrt{2E_0/m_e} \simeq 8 \times 10^9\ \mathrm{cm\ s^{-1}}$ 当 $E_0 = 20$ keV。总平均源电子通量（电子 $\mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}}$能量高于 E_o）可写为电子通量能谱（方程（2））与质子密度和发射体积的乘积的积分，因此

$$\langle n_p V \mathcal{F}_o \rangle = n_p\,V \int_{E_0}^{\infty} F(E)\,dE\ . \qquad (5)$$

合并方程（4）和（5），可得

$$n_{nth}\,n_p = \frac{(\delta - 1)}{\left(\delta - \frac{1}{2}\right)}\,\frac{\langle n_p V \mathcal{F}_o \rangle}{v_o\,V} = \frac{(\delta - 1)}{\left(\delta - \frac{1}{2}\right)}\sqrt{\frac{m_e}{2E_o}}\,\frac{\langle n_p V \mathcal{F}_o \rangle}{V}\ . \qquad (6)$$

观测推得的 $\langle n_p V \mathcal{F}_o \rangle$值，结合对源体积 V的估算，可直接约束研究区域内加速电子数 n_{nth} 与靶质子平均数密度 n_p 的乘积。

Fleishman 等人（2022年）确定了图 3 中所示的两个“感兴趣区域”，即 ROI-1（洋红色线）和 ROI-2（黑色线）。ROI-1 是一个延伸的弯曲椭圆区域，勾勒出他们所称电子加速效率接近 100% 的体积。该结论基于 EOVSA 成像光谱学分析，结果显示 ROI-1 具有：（1）大量非热电子群体；（2）在一段较长的（4 分钟）时间内，相对缺乏热电子；以及（3）快速的磁场衰减（此前由 Fleishman 等（2020）报道），这种衰减会产生较大的感应电场，能够在极短时间内加速整个环境粒子群。作为比较，ROI-2 被确定为“更典型的耀斑等离子体区域，位于加速区之外”。

通过分析*RHESSI* 对同一耀斑的观测，可以进行该事件的X射线成像光谱学。Pi- ana等人 (2022年)介绍了多种图像重建算法，例如Clean、MEM_NJIT, uv_smooth和Vis_FwdFit。图3中的X射线图像采用Clean方法生成，使用了以15:58:00 UT为中心、持续20秒时间区间的观测。图像显示了一个我们称为ROI-0的源，其半高全宽面积为256 角秒^2，质心高度略低于ROI-1和ROI-2（约低15角秒）。该图像表明，此时绝大多数硬X射线辐射并非来自ROI-1，而是来自紧凑的ROI-0源；RHESSI对其结构的分辨效果相当有限*RHESSI*。

使用 *RHESSI* 成像光谱学技术获得的各感兴趣区X射线能谱如图 4 所示。该技术由 （2003年）的 Battaglia 和 Benz （2006年）、Piana 等人（2007年）、Saint-Hilaire 等人 （2008年）以及 Jeffrey 等人 （2014年）进行了描述。这些成像光谱学结果受到两方面限制：（1）当时九个 *RHESSI* 锗探测器中仅有四个（1、3、6 和 8 号探测器，其半高全宽角分辨率分别为 2.3 、 6.8 、 35.3 和 106 角秒）处于工作状态；（2）计数率足够高，从而导致显著的脉冲堆积，即两个或更多低能光子在很短时间（~1 μ秒）内到达时，会被记录为单个高能计数。（在图 2 中可以看到，在能谱中 3号探测器记录的约 30 千电子伏处或低于$10-20\%$ 能级的位置存在明显的脉冲堆积特征；其他能量处的堆积效应较弱。）一般而言，在高于计数率能谱峰值的能量处（此处为 A3衰减器状态下的 ~18 千电子伏），脉冲堆积往往会增大可见度振幅。这对于采用较粗栅格的探测器（6号和 8号探测器）尤其明显，因为这些探测器的信号具有最大的调制振幅，并且在调制周期的峰值处，堆积效应比在谷值处更强。6号探测器在所有工作的探测器中灵敏度最高，因此，该探测器在其采样的特征性 35 角秒尺度上估计的源范围会受到人为增大的影响；这样一来，源可能看起来比实际源范围更大，从而 ROI-1 和 ROI-2 中的 X 射线强度都可能被高估。

对三个感兴趣区（ROI-0 至 ROI-2）进行空间积分，得到图 4 所示的三个硬X射线源能谱。与先前研究的方法类似（例如，Emslie 等（2003）），通过对半高全宽面积进行积分，计算每个能量范围内 $I_o(\epsilon)$ 来自 ROI-0 的硬X射线通量，而 $I_1(\epsilon)$和 $I_2(\epsilon)$来自较弱区域 ROI-1 和 ROI-2 的能谱，则通过对各自区域的整个范围内的图像进行积分获得。我们发现，ROI-2 占 ~30总辐射的 %，而 ROI-1 较为微弱，占总辐射不到 10%。事实上，在这些重建图像中看似来自 ROI-1 的硬X射线通量，很可能主要是由若干伪影造成的，这些伪影与脉冲堆积、未能完全去除强紧致源的旁瓣，以及使用 *RHESSI* (Hurford 和 Curtis

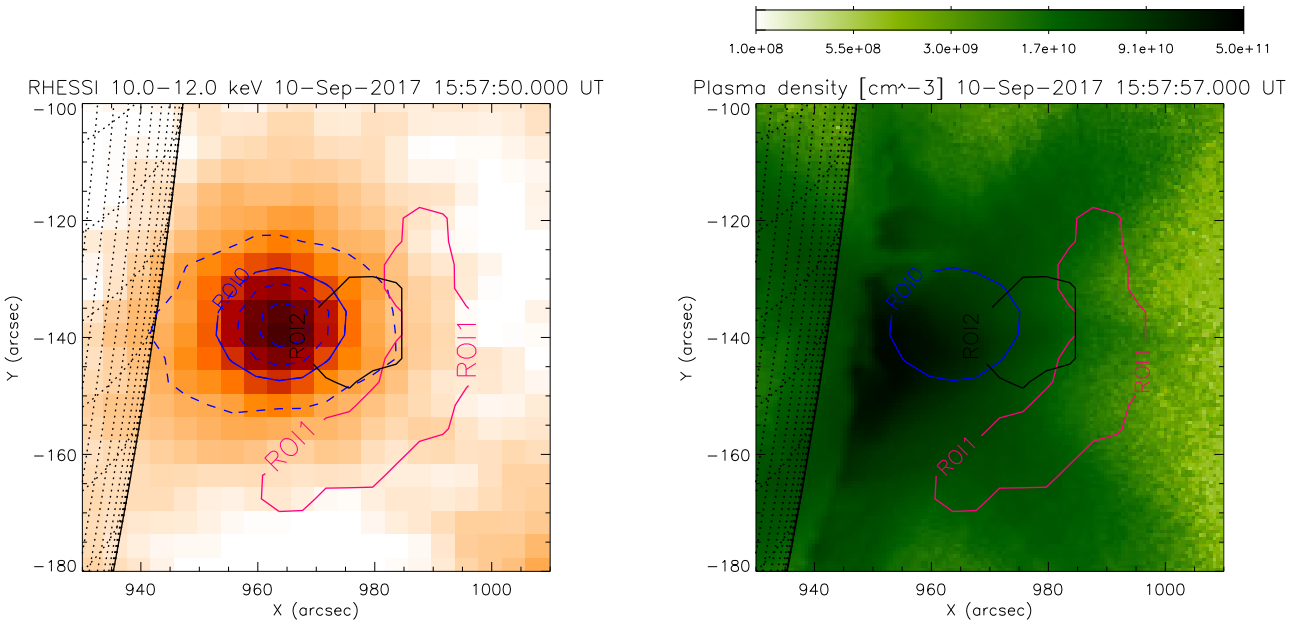


图3。 左图： Clean *RHESSI* 使用3号和6号探测器获得的RHESSI X射线图像，观测时间为以世界时15:58为中心的20秒时间区间，并标出了三个感兴趣区。彩色图像表示热辐射（10-12千电子伏）。蓝色虚线表示50-100千电子伏非热辐射峰值的20%、70%和90%等值线。标记为ROI-0的感兴趣区域由50-100千电子伏图像中50%水平处的蓝色实线等值线界定。Fleishman 等人 Fleishman 等人 (2022年)中的感兴趣区域ROI-1和ROI-2分别以黑色和洋红色实线边界线表示。 右图： 热等离子体密度图，同时显示ROI-1和ROI-2。该图通过对相关事件的SDO/AIA数据应用正则化微分发射量算法（Hannah 和 Kontar，2012年）构建，并假设视线方向距离与 8″ 所用距离相同；该距离由 Fleishman 等人 (2022年)采用。

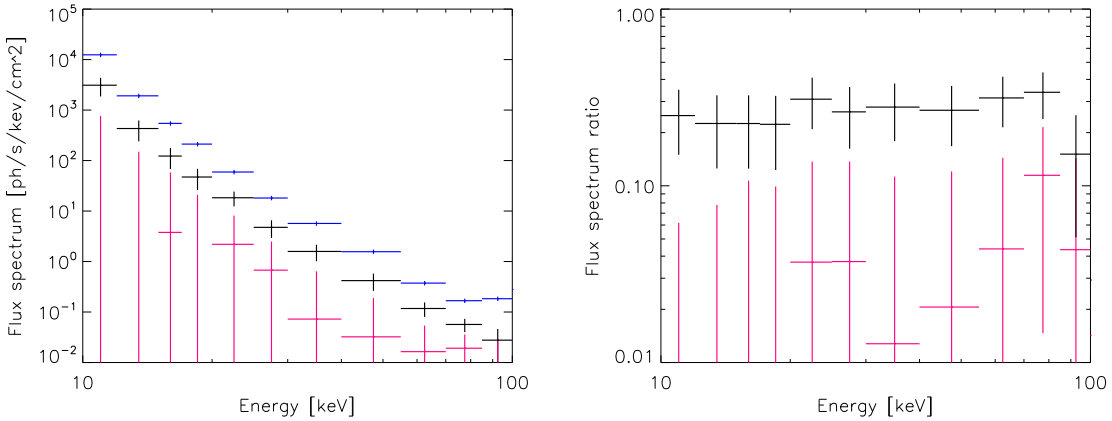


图4。 左图： 所选区域的硬X射线通量谱：蓝色表示积分辐射，洋红色表示来自 ROI-1 的辐射，黑色表示来自 ROI-2 的辐射；右图： ROI-1（洋红色）和 ROI-2（黑色）的电子通量谱，以图像积分谱归一化。

2002）有关。因此，图 4 所示的推断出的 ROI-1 硬X射线通量本就很小，是该区域实际硬X射线强度的上限，因此

$$\frac{I_{ROI-1}}{I_{\rm total}} \leq 0.1 \ .$$

使用薄吸收片靶模型对图 2 中的空间积分硬X射线谱进行能谱拟合，得到平均电子通量谱-

耀斑整体的 $\langle n_p V \mathcal{F}_o \rangle (E_o)$ 为 $\simeq 2 \times 10^{56}$ 电子 cm^{-2} s^{-1}，高于参考能量 $E_o = 20$ 千电子伏。鉴于上一段所述，ROI-1 中高于 20 千电子伏的平均源电子通量上限为该值的 10%，即 $\langle n_p V \mathcal{F}_o \rangle_{ROI-1} \lesssim 2 \times 10^{55}$ 电子 cm^{-2} s^{-1}。用源区半高全宽的立方估算 ROI-1 的体积，得到 $V \simeq 1.6 \times 10^{27}$ cm^3，，这与数值 V =非常吻合

$1.7\times10^{27}\,\mathrm{cm}^3$由 Fleishman 等人 (2022年) 根据射电观测得出。将这些数值代入 $\delta = 2.92$和 $v_o = 8.4\times10^9\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$ 公式（6）中，得到

$$n_{nth}\,n_p \lesssim 0.79\times\frac{2\times10^{55}}{(8.4\times10^9)\,(1.6\times10^{27})} \simeq 1.2\times10^{18}\,\mathrm{cm^{-6}}\,. \tag{7}$$

SDO/AIA 的极紫外图像使我们能够对 ROI-1 中的数密度进行独立估计。将该区域内 n_p^2V 极紫外发射等离子体的总发射量除以先前确定的源体积，我们得到该区域的环境质子密度（图3右图）为 $n_p \simeq 10^{10}\,\mathrm{cm^{-3}}$，即与耀斑前日冕中常见的数密度一致。

考虑到这一约束，我们现在来讨论方程（7）的含义。

1. Fleishman 等（2022）声称 ROI-1 中的所有电子都被加速，即 $n_{nth} \simeq 10^{10}\,\mathrm{cm^{-3}}$；此外，他们还指出（其图2c），ROI-1 中热电子的数密度有所降低。然而，由于等离子体具有准中性，质子密度必须为 $n_p \simeq n_{nth}$；方程（7）随后表明，非热电子的数密度不可能超过 $10^9\,\mathrm{cm^{-3}}$。Fleishman 等（2022）的扩展数据图3显示，在其样本 ROI-1 像素中，最佳拟合的热等离子体密度为 $10^{8.3}\,\mathrm{cm^{-3}}$（不确定性约为一个数量级）。同一篇 Fleishman 等（2022）的研究在扩展数据图5b中使用 SDO/AIA 数据得出结论：ROI-2 中的热数密度 n_{th} 的数量级为 $10^{10}\,\mathrm{cm^{-3}}$。该数值与我们对该区域热密度的估计（我们图3右图）一致；我们还要指出，我们的图3显示，SDO/AIA 推断的 ROI-1 和 ROI-2 热密度相当。根据 SDO/AIA 数据推断的 ROI-1 热密度（我们的图3）比 Fleishman 等（2022）图2c中所示基于射电观测的同一物理量估计值高约两个数量级。

2. 如果ROI-1中的平均环境（热）等离子体密度为 $n_p = 10^{10}$ 厘米$^{-3}$，正如SDO/AIA观测（图3右图）所表明的那样，那么 $n_{nth}/n_p \simeq 0.012$，这一数值与其他估计值（例如Simões 与 Kontar（2013））以及硬X射线日冕源中的κ型电子分布（Kašparová 与 Karlický（2009）；Oka 等（2013））和磁重联外流区域（Battaglia 等（2019））一致。

我们认为，$n_{nth}/n_p \simeq 0.01$ ROI-1区域内的情况与该耀斑的所有现有观测结果，以及对ROI-1物理性质的合理预期均相符。通过上述推理得到的 $n_{nth}(>20$千电子伏) 数值，也可通过对该事件进行厚靶（Brown 1971）模型分析予以佐证。厚靶对图2中空间积分硬X射线能谱的拟合给出了高于20千电子伏的注入电子率 $\dot{N} \simeq 9\times10^{35}$ 电子 $\mathrm{s^{-1}}$。通过比较环顶与足点处的电子率，Simões & Kontar (2013)表明，日冕 $\dot{N}$ 平均是电子向环足点沉降速率的 $\sim 1.7-1.8$ 倍，这种差异源于某种形式的日冕俘获（例如湍流散射或磁镜效应）。将这一修正因子应用于厚靶 $\dot{N}$，可得[3] “环顶加速率”$\dot{N}_{LT} = n_{nth}\,v_o\,A \simeq 5\times10^{35}$ 电子 $\mathrm{s^{-1}}$，对应于电子从环顶加速区注入周围靶中的速率。假设加速区的横截面积至少为 $A = 8''\times8'' \simeq 3.3\times10^{17}\,\mathrm{cm^2}$,，并采用 $v_o \simeq 8.4\times10^9\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$（对应于低能截止电子能量 $E_o = 20$ 千电子伏），可得 $n_{nth} < 2\times10^8\,\mathrm{cm^{-3}}$，该值远低于SDO/AIA测得的环境等离子体密度，并给出 $n_{nth}/n_p < 0.02$，与仅对ROI-1区域进行薄靶模型分析的结果一致。

作为最后的自洽性检验，可以利用Fleishman 等（2022年）报告的非热和热电子分布图，在无需任何额外假设的情况下，采用薄吸收片模型生成模拟硬X射线图。能量范围为 30 – 40 千电子伏的模拟硬X射线辐射图显示于图5右图，同时给出了*RHESSI* 在相同能量范围内观测到的硬X射线辐射的50%等值线。本图显示，基于Fleishman 等（2022年）电子分布图得到的模拟硬X射线辐射空间分布，与*RHESSI*观测到的分布不一致。具体而言，在50%等值线范围内（图 30 – 40 千电子伏（图5）的观测硬X射线通量约为0.6 光子/秒$^{-1}$ 角秒$^{-2}$ 厘米$^{-2}$，但Fleishman 等（2022年）推断出的非热和热电子密度会预测ROI-1中许多像素的硬X射线计数率显著更高。事实上，对于某些 $2''\times2''$ 像素，模拟通量超过了整个耀斑体积的观测辐射。

我们进一步指出，Fleishman 等人 （2022年）进行的射电频谱分析所覆盖的范围为 $2''$ 像素。这个尺度远小于 EOVSA 的波束分辨率 $(45-5)''$（适用于 $(2-18)$ GHz 范围），因此，他们的非热电子图必须谨慎解读。所需的角分辨率（$1''$ 在 15 GHz）以及更高的灵敏度和前所未有的 u-v 覆盖

[3]值得注意的是，所讨论的事件是一次西侧日缘事件，没有明显可见的足点源。日冕密度可能足够高，使日冕充当厚靶（Veronig & Brown 2004年），从而在电子到达色球层之前有效地将其阻止。然而，如果足点源确实被太阳光球遮挡，那么观测到的硬X射线强度并不能代表全部硬X射线辐射，因此沉降率 $\dot{N}_{LT}$以及据此推断出的 n_{nth}，均高于根据观测到的硬X射线通量得到的数值。

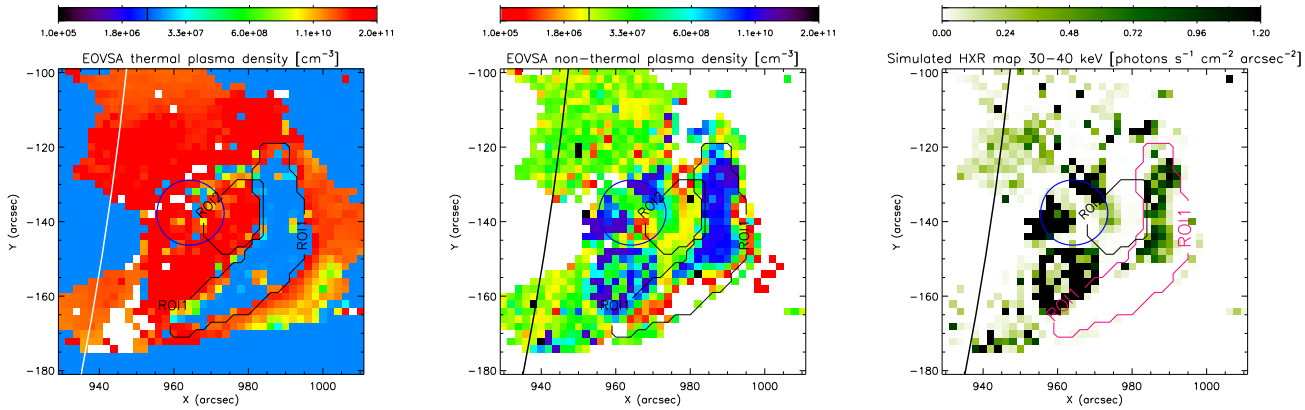


图5。 Fleishman等人推断的热等离子体（左图）和非热电子（能量高于20千电子伏，中图）数密度 Fleishman （2022年）。右图显示相应的模拟硬X射线辐射，蓝色等高线表示50%水平（0。6 光子 cm^{-2} 秒$^{-1}$ 角秒$^{-2}$），该水平由 *RHESSI* 在相同时间间隔内、30 – 40 千电子伏范围的成像光谱学观测得到；该时间间隔与图2所用时间相同。

然而，正在建设中的平方公里阵列（SKA）有望实现这些要求（Nindos 等人，2019年），我们鼓励开展此类观测[4]，，理想情况下应与同时进行的硬X射线成像光谱学测量相结合（例如，使用太阳轨道器上的STIX仪器）。

3. 总结与讨论

上一节基于 *RHESSI*硬X射线和SDO/AIA对2017年9月10日耀斑的观测结果，与Fleishman等人（2020年）给出的结果存在差异。我们的分析表明，在X射线辐射峰值附近，ROI-1中的非热电子与周围电子之比为 $n_{nth}/n_p \simeq 0.01 - 0.02$，而Fleishman等人（2022年）仅依据射电观测进行的分析则表明$n_{nth}/n_p \simeq 1$。鉴于 n_{nth}/n_p 的这些数值存在巨大差异（或者说，Fleishman等人（2022年）的模型所预测的硬X射线辐射显著高于同一事件的实际*RHESSI* 观测值，见图5），因此值得重新审视Fleishman等人（2020年）关于表征初级磁重联过程的物理参数取值的论证。

首先，我们指出，每个电子的平均动能 $\langle E\rangle = (1/n_{nth})\int_{E_o}^{\infty} E\,n(E)\,dE$ 由Fleishman 等人(2022年)针对 ROI-1 推断为 ~25 千电子伏，即 $\langle E\rangle/k_B \simeq$250 兆开，位于一个5）所示的区域，该区域的热电子密度据称可以忽略不计。这远远超过通常认可的 20 – 30 兆开（大多数耀斑主体等离子体成分的温度；例如，参见Doschek 等人（1979）；Dennis（1988）；Holman 等（2011）；Benz（2017）；Aschwanden 等人（2017）的综述），甚至超过了所谓“超热”成分的温度为 30 – 50 兆开的温度，这一温度已在某些事件中得到推断（Lin 等（1985年）；Phillips（1996年）；Caspi 等（2014年））。因此，将一定体积的太阳等离子体整体加速到如此高的等效温度，代表了一种前所未有的情况。

第二，Fleishman 等（2022）使用法拉第定律 $\nabla\times\mathcal{E} = (1/c)\partial B/\partial t$ 并写出 $\nabla\times\mathcal{E} \simeq \mathcal{E}/\ell$，其中 ℓ 是与重联磁场区域中梯度相关的特征尺度长度。这给出[5]$\mathcal{E} \simeq (300\,\ell/c)\;\partial B/\partial t = (\ell/10^8)\partial B/\partial t$ V cm^{-1}。根据 Fleishman 等人（2020）报告的观测结果，取 $\partial B/\partial t \simeq 5$ G s^{-1}，并进一步估计 $\ell = 3.65\times10^8$ cm（对应于太阳盘面上的 5″），Fleishman 等（2022）得到 $\mathcal{E} \simeq 20$ V cm^{-1}，比德雷塞尔（1959年）电场 $\mathcal{E}_D \simeq 4\times10^{-4}\,(n/10^{10}\text{ cm}^{-3})(10^6\text{ K}/T) \simeq 1.3\times10^{-4}$ V cm^{-1}（对于密度 $n = 10^{10}$ cm^{-3} 和温度 $T = 3\times10^6$ K）大五个数量级以上。在如此强大的电场作用下，环境麦克斯韦分布中的所有电子都会被加速，并将在非常短的距离$L \simeq 10^3$ cm内达到 20 千电子伏的能量，这比假定的重联尺度 ℓ小约五个数量级。这与 Fleishman 等（2022）所声称的“这种强超德雷塞尔电场必须存在于 ROI-1 的相当大一部分区域”并不一致。这样的 L 值还对应于 $L/v \simeq 10^{-7}$ s 的加速时间，因此，在加速比例为 1 的情况下，对应的比加速率（单位时间内被加速至 20 千电子伏的电子比例；Emslie 等（2008）；Guo 等（2012），2013年）为 η（20 千电子伏）$\simeq 1/10^{-7} = 10^7$ s^{-1}，比此前针对其他耀斑推断出的数值（Guo 等（2013））大九个数量级。

然而，对于电场而言，环境麦克斯韦分布中的电子将发生显著的逃逸加速。

[4]目前正在开发中的频率敏捷太阳射电望远镜（FASR）（Gary 等人 2022年）在这方面也可能非常有用。

[5]系数 300 用于将 cgs 静电伏特单位换算为伏特

强度 $\mathcal{E}$ 仅为德雷塞尔电场量级时，环境麦克斯韦分布中的电子仍会发生显著的逃逸加速，远低于 Fleishman 等人(2022年) 所声称的场强。此外，一旦这种逃逸加速开始，加速区的基本电动力学性质（包括以共空间回流电流取代加速粒子）将发生足够大的变化，因此没有必要、实际上也不太可能进一步增强电场。采用示例性的重联尺度长度 $\ell = 10^3$ cm，以及 $^{-1}$ Fleishman 等人根据磁场变化率 5 G s 推断出的同一数值 (2020年)，得到的感应电场为 $\mathcal{E} \simeq 5 \times 10^{-8}\, \ell \simeq 5 \times 10^{-5}\, \mathrm{V\,cm^{-1}}$，约为德雷塞尔电场的三分之一。这样的电场将使 $v \gtrsim v_{crit} = \sqrt{\mathcal{E}_D/\mathcal{E}}\, v_{th} \simeq \sqrt{3}\, v_{th}$的电子~~发生~~逃逸加速，占环境麦克斯韦分布的 $0.5 \times \mathrm{erfc}(\sqrt{3}/\sqrt{2}) \simeq 5\%$。然而，加速区很可能高度不均匀，因此，所需的电子能量是通过一种更随机的过程达到的：一系列较小的脉冲以不同方向和不同效率依次作用，使电子通过费米加速过程获得加速（例如，Miller 等（1997）；Bian 等 2012；Zank 等 2015；Gordovskyy 等 2020；Arnold 等 2021），而非由单次大尺度单向加速事件所致。

在任一时刻，若有 5% 的电子群体通过逃逸加速达到数十千电子伏能量，且尾部以 0.5 s 的时间尺度通过碰撞再填充，那么加速电子的瞬时数密度n_{nth}（对应于分布中高能逃逸尾部的电子数密度）仅占环境数密度n_p的相对较小比例。此外，相应的比加速率为 η (20 千电子伏) $\simeq 0.05/0.5 = 0.1\ \mathrm{s^{-1}}$，这与第 2 节中的 RHESSI 和 SDO/AIA观测结果一致，也与此前通过不同方法推断的比加速率相当（例如 Guo 等（2013））。相比之下，更多的电子总体会在显著更长的时间尺度内依次被加速。对于环境密度为 $n_p \simeq 10^{10}\ \mathrm{cm^{-3}}$ 、源体积为 $V \simeq 10^{27}\ \mathrm{cm^3}$, 的情况，可用电子总数为 $\simeq 10^{37}$，因此，根据该事件的厚靶模型（第 2 节）推断出的电子加速率 $9 \times 10^{35}\ \mathrm{s^{-1}}$ 意味着日冕中的所有电子都能在 ~ 10 s内被加速，这一时间短于硬X射线爆发的持续时间。这构成了众所周知的“数目问题”（例如 Brown 1971），需要持续补充加速区，例如由环境热电子携带的共空间回流电流（Knight & Sturrock1977；Emslie 1980；Alaoui & Holman2017）。

($n_{nth}/\, n_p$)从≃0.01 到 ≃1的巨大差异，显然给我们带来了一个难题。如何调和如此悬殊的结果？一种可能的解释在于，发射的微波通量对低能截止能量 E_o 相当不敏感（见 Holman 2003 中的图 1）。此外，Fleishman 等（2022）的扩展数据图 3 声称，ROI-1 中一个“典型”像素的谱指数 $\delta \simeq 5{-}6$ 相对较高，远高于从空间积分的硬X射线能谱中得到的数值 $\delta \simeq 3$ （图 2）。这表明（可能与 Chen 等 2021 的结果类似），如此高的 δ 并不适用于十千电子伏范围，而 n_{nth} 的大部分贡献正是来自这一范围。电子能谱在较低能量处如此变平，会使 n_{nth} 低于 Fleishman 等（2022）所声称的数值。事实上，由于加速电子的总数（$\int_{E_o}^{\infty} E^{-\delta-1/2}\, dE \ \propto\ E_o^{1/2-\delta}$；方程（3））对 E_o 和δ的数值都相当敏感，因此，与根据硬X射线和极紫外观测推得的数值相当的低得多的 n_{nth}，也可能与观测到的微波辐射相符。有趣的是，关于宏观系统中磁重联期间电子加速的自洽模拟（Arnold 等 2021），以及空间延展的湍流电子加速模拟（Stores 等 2023）也表明，非热电子的瞬时数密度仍然很小。

作者感谢 G. Fleishman 分享数据并进行有益的讨论。我们还感谢审稿人对稿件进行细致审阅，并提出了一些出色的修改建议。本研究得到 STFC 综合拨款 ST/T000422/1 的支持。AGE 获得 NASA Kentucky 通过 NASA 奖项编号 80NSSC21M0362 提供的支持。GGM 获得捷克共和国拨款机构的 21-16508J 号拨款、RVO:67985815 项目、捷克共和国教育、青年与体育部的 LM2018106 项目，以及国家任务 0040-2019-0025 的支持。*RHESSI*数据可从以下网址免费获取：https://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi3/

参考文献

Alaoui, M., & Holman, G. D. 2017年，《天体物理学杂志》，851，78，doi：10.3847/1538-4357/aa98deArnold, H., Drake, J. F., Swisdak, M., 等. 2021年，《物理评论快报》，126，135101，doi：10.1103/PhysRevLett.126.135101

Asai, A., Nakajima, H., Oka, M., Nishida, K., & Tanaka, Y. T. 2007,《空间研究进展》, 39, 1398, doi: 10.1016/j.asr.2007.03.077Aschwanden, M. J., Kontar, E. P., & Jeffrey, N. L. S. 2019,《天体物理学杂志》, 881, 1, doi: 10.3847/1538-4357/ab2cd4

Aschwanden, M. J., Caspi, A., Cohen, C. M. S., et al. 2017, 《天体物理学杂志》, 836, 17, doi: 10.3847/1538-4357/836/1/17 Battaglia, M., & Benz, A. O. 2006, 《天文学与天体物理学》, 456, 751, doi: 10.1051/0004-6361:20065233 Battaglia, M., & Kontar, E. P. 2013, 《天体物理学杂志》, 779, 107, doi: 10.1088/0004-637X/779/2/107 Battaglia, M., Kontar, E. P., & Motorina, G. 2019, 《天体物理学杂志》, 872, 204, doi: 10.3847/1538-4357/ab01c9 Battaglia, M., Motorina, G., & Kontar, E. P. 2015, 《天体物理学杂志》, 815, 73, doi: 10.1088/0004-637X/815/1/73 Benz, A. O. 2017, 《太阳物理学综述》, 14, 2, doi: 10.1007/s41116-016-0004-3 Bian, N., Emslie, A. G., & Kontar, E. P. 2012, 《天体物理学杂志》, 754, 103, doi: 10.1088/0004-637X/754/2/103 Brown, J. C. 1971, 《太阳物理学》, 18, 489, doi: 10.1007/BF00149070 Brown, J. C., Emslie, A. G., & Kontar, E. P. 2003, 《天体物理学杂志快报》, 595, L115, doi: 10.1086/378169 Caspi, A., Krucker, S., & Lin, R. P. 2014, 《天体物理学杂志》, 781, 43, doi: 10.1088/0004-637X/781/1/43 Chen, B., Battaglia, M., Krucker, S., Reeves, K. K., & Glesener, L. 2021, 《天体物理学杂志快报》, 908, L55, doi: 10.3847/2041-8213/abe471 Chen, B., Shen, C., Gary, D. E., et al. 2020, 《自然·天文学》, 4, 1140, doi: 10.1038/s41550-020-1147-7 Chitta, L. P., & Lazarian, A. 2020, 《天体物理学杂志快报》, 890, L2, doi: 10.3847/2041-8213/ab6f0a Dennis, B. R. 1988, 《太阳物理学》, 118, 49 Doschek, G. A., Kreplin, R. W., & Feldman, U. 1979, 《天体物理学杂志快报》, 233, L157, doi: 10.1086/183096 Dreicer, H. 1959年, 《物理评论》, 115, 238, doi: 10.1103/PhysRev.115.238 Dulk, G. A., & Marsh, K. A. 1982, 《天体物理学杂志》, 259, 350, doi: 10.1086/160171 Emslie, A. G. 1980年, 《天体物理学杂志》, 235, 1055, doi: 10.1086/157709 Emslie, A. G., Hurford, G. J., Kontar, E. P., et al. 2008, 载于美国物理联合会会议系列, ed. G. Li, Q. Hu, O. Verkhoglyadova, G. P. Zank, R. P. Lin, & J. Luhmann, Vol. 1039, 3–10, doi: 10.1063/1.2982478 Emslie, A. G., Kontar, E. P., Krucker, S., & Lin, R. P. 2003, 《天体物理学杂志快报》, 595, L107, doi: 10.1086/378931 Fleishman, G. D., Gary, D. E., Chen, B., et al. 2020, 《科学》, 367, 278, doi: 10.1126/science.aax6874 Fleishman, G. D., Nita, G. M., Chen, B., Yu, S., & Gary, D. E. 2022, 《自然》, 606, 674, doi: 10.1038/s41586-022-04728-8 Gary, D. E., Chen, B., Drake, J. F., et al. 2022, arXiv预印本, arXiv:2210.10827, doi: 10.48550/arXiv.2210.10827 Gary, D. E., Chen, B., Dennis, B. R., et al. 2018, 《天体物理学杂志》, 863, 83, doi: 10.3847/1538-4357/aad0ef Gordovskyy, M., Browning, P. K., Inoue, S., et al. 2020, 《天体物理学杂志》, 902, 147, doi: 10.3847/1538-4357/abb60e Guo, J., Emslie, A. G., Massone, A. M., & Piana, M. 2012年, 《天体物理学杂志》, 755, 32, doi: 10.1088/0004-637X/755/1/32 Guo, J., Emslie, A. G., & Piana, M. 2013年, 《天体物理学杂志》, 766, 28, doi: 10.1088/0004-637X/766/1/28 Hannah, I. G., & Kontar, E. P. 2012年, 《天文学与天体物理学》, 539, A146, doi: 10.1051/0004-6361/201117576 Holman, G. D. 2003年, 《天体物理学杂志》, 586, 606, doi: 10.1086/367554 Holman,G. D., Aschwanden, M. J., Aurass, H., 等 2011年, 《空间科学评论》, 159, 107, doi: 10.1007/s11214-010-9680-9 Hurford, G. J., & Curtis, D. W. 2002年, 《太阳物理学》, 210, 101, doi: 10.1023/A:1022440330527 Inglis, A. R., Zimovets, I. V., Dennis, B. R., 等 2011年, 《天文学与天体物理学》, 530, A47, doi: 10.1051/0004-6361/201016322 Jeffrey, N. L. S., Kontar, E. P., Bian, N. H., & Emslie, A. G. 2014年, 《天体物理学杂志》, 787, 86, doi: 10.1088/0004-637X/787/1/86 Kašparová, J., & Karlický, M. 2009年, 《天文学与天体物理学》, 497, L13, doi: 10.1051/0004-6361/200911898 Knight, J. W., & Sturrock, P. A. 1977年, 《天体物理学杂志》, 218, 306, doi: 10.1086/155683 Kontar, E. P., Hannah, I. G., & MacKinnon, A. L. 2008年, 《天文学与天体物理学》, 489, L57, doi: 10.1051/0004-6361:200810719 Kontar, E. P., Jeffrey, N. L. S., & Emslie, A. G. 2019年, 《天体物理学杂志》, 871, 225, doi: 10.3847/1538-4357/aafad3 Kontar, E. P., Jeffrey, N. L. S., Emslie, A. G., & Bian, N. H. 2015年, 《天体物理学杂志》, 809, 35, doi: 10.1088/0004-637X/809/1/35 Kontar, E. P., Perez, J. E., Harra, L. K., 等 2017年, 《物理评论快报》, 118, 155101, doi: 10.1103/PhysRevLett.118.155101 Krucker, S., & Battaglia, M. 2014年, 《天体物理学杂志》, 780, 107, doi: 10.1088/0004-637X/780/1/107 Krucker, S., Hudson, H. S., Glesener, L., 等 2010年, 《天体物理学杂志》, 714, 1108, doi: 10.1088/0004-637X/714/2/1108 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., 等 2012年, 《太阳物理学》, 275, 17, doi: 10.1007/s11207-011-9776-8 Lin, H. A., Lin, R. P., & Kane, S. R. 1985年, 《太阳物理学》, 99, 263, doi: 10.1007/BF00157311 Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., 等 2002年, 《太阳物理学》, 210, 3, doi: 10.1023/A:1022428818870 Liu, W., Petrosian, V., Dennis, B. R., & Jiang, Y. W. 2008年, 《天体物理学杂志》, 676, 704, doi: 10.1086/527538 Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., & Ogawara, Y. 1994年, 《自然》, 371, 495, doi: 10.1038/371495a0 Miller, J. A., Cargill, P. J., Emslie, A. G., 等 1997年, 《地球物理研究杂志》, 102, 14631, doi: 10.1029/97JA00976 Musset, S., Kontar, E. P., & Vilmer, N. 2018年, 《天文学与天体物理学》, 610, A6, doi: 10.1051/0004-6361/201731514 Nindos, A. 2020年, 《天文学与空间科学前沿》, 7, 57, doi: 10.3389/fspas.2020.00057 Nindos, A., Kontar, E. P., & Oberoi, D. 2019年, 《空间研究进展》, 63, 1404, doi: 10.1016/j.asr.2018.10.023

Oka, M., Ishikawa, S., Saint-Hilaire, P., Krucker, S., & Lin,R. P. 2013年，《天体物理学杂志》，764, 6，doi: 10.1088/0004-637X/764/1/6Phillips, A. T. 1996年，《空间研究进展》，17, 39，doi: 10.1016/0273-1177(95)00537-OPiana, M., Emslie, A. G., Massone, A. M., & Dennis, B. R. 2022年，太阳耀斑硬X射线成像（施普林格出版社） Piana, M., Massone, A. M., Hurford, G. J., 等 2007年，《天体物理学杂志》，665, 846，doi: 10.1086/519518Ruan, W., Xia, C., & Keppens, R. 2019年，《天体物理学杂志快报》，877, L11，doi: 10.3847/2041-8213/ab1f78Saint-Hilaire, P., Krucker, S., & Lin, R. P. 2008年，《太阳物理学》，250,53，doi: 10.1007/s11207-008-9193-9Simões, P. J. A., & Kontar, E. P. 2013年，《天文学与天体物理学》，551, A135，doi: 10.1051/0004-6361/201220304Stores, M., Jeffrey, N. L. S., & Kontar, E. P. 2021年，《天体物理学杂志》，923,40，doi: 10.3847/1538-4357/ac2c65

Stores, M., Jeffrey, N. L. S., & McLaughlin, J. A. 2023年，arXiv预印本，arXiv:2301.13682，DOI：10.48550/arXiv.2301.13682Sui, L., & Holman, G. D. 2003年，《天体物理学杂志快报》，596, L251，DOI：10.1086/379343Syrovatskii, S. I., & Shmeleva, O. P. 1972年，《苏联天文学》，16，273；Veronig, A. M., & Brown, J. C. 2004年，《天体物理学杂志快报》，603，L117，DOI：10.1086/383199White, S. M., Benz, A. O., Christe, S. 等，2011年，《空间科学评论》，159，225，DOI：10.1007/s11214-010-9708-1Zank, G. P., Hunana, P., Mostafavi, P. 等，2015年，《天体物理学杂志》，814，137，DOI：10.1088/0004-637X/814/2/137Zharkova, V. V., & Syniavskii, D. V. 1997年，《天文学与天体物理学》，320，L13；Zharkova, V. V., Arzner, K., Benz, A. O. 等，2011年，《空间科学评论》，159，357，DOI：10.1007/s11214-011-9803-y