太阳日冕弥漫结构及其针状体环足点

N. Milanovi´c、L. P. Chitta、H. Peter

马克斯·普朗克太阳系研究所，德国哥廷根 37077，电子邮箱：milanovic@mps.mpg.de

收稿..... / 接受.....

arXiv:2303.13161v1 [astro-ph.SR] 23 Mar 2023

摘要

背景。 除了来自清晰可辨日冕环的辐射成分外，太阳日冕还呈现较为弥散的极紫外（EUV）和X射线背景辐射，这种辐射常被视为不受欢迎的背景。重要的是，与通常结构更明显的过渡区和色球层不同，弥散日冕看起来几乎没有明显特征。

目标。 人们尚未充分了解弥散日冕的磁性，尤其是其在低层大气中的磁足点。我们研究超米粒尺度上宁静太阳网络上方弥散日冕的起源。

方法。 我们利用搭载于太阳动力学观测台（SDO）上的大气成像组件（AIA）获取的日冕图像，识别出弥散极紫外辐射区域。为探究它们与低层大气的联系，我们将这些SDO/AIA数据与界面区成像光谱仪（IRIS）提供的过渡区光谱数据，以及同样搭载于SDO上的日震与磁成像仪（HMI）提供的下方表面磁场信息结合起来。

结果。弥散辐射区域的尺度与超米粒相当，持续时间超过五小时，期间未显示出明显的子结构。该区域与温度约为100万开尔文、位于磁冠内部及其上方的等离子体相关。磁冠由单极磁足点形成，这些磁足点在上覆过渡区中呈现出高度结构化的针状体状辐射。

结论。我们的结果表明，弥散EUV辐射斑块形成于长程环的底部，并覆盖过渡区中的针状体结构。加热物质可能通过针状体上流、日冕加热事件引起的热传导驱动的上流，或许也可能通过来自较远磁足点的流动补给该斑块。因此，弥散EUV斑块如何得以维持，仍是一个悬而未决的问题。尽管如此，我们的研究表明，被长程磁环束缚的加热等离子体可能对无明显结构的背景日冕辐射有重要贡献。

关键词。Sun：日冕，Sun：磁场，Sun：过渡区，Sun：紫外辐射

1. 引言

T太阳日冕等离子体及其相关辐射通常
e呈现为一些清晰可辨的结构。这一
h点在日食观测中已得到确认，当然，在
e最早从太空拍摄的X射线图像中也已得到确认（Bray 等，1991年），随后
l又有了极紫外（EUV）光图像。这
b日冕辐射中最明亮的特征是活动区，
w其中包含多个日冕环，高温等离子体受磁场约束，
fi（Reale 2014）。那些大面积的
a缺乏辐射的区域称为日冕洞（Timothy等 975），而活动区外亮度中等的区
l域
g以及日冕洞则称为宁静太阳。

显著的日冕环对总量的贡献很小，
t日冕辐射，尽管它们是最明亮的离散
f特征，例如 Viall & Klimchuk（2011）所讨论的那样。
T 这些作者报告称，单个环的辐射亮度通常仅占总辐射亮度的约 10%–20%。相比之下，呈现朦胧状且没有子结构的弥散辐射贡献显著。早期采用中等空间分辨率进行的X射线观测显示，活动区和宁静区中都存在这种弥散辐射（Sturrock 等，1996）。不同仪器的观测均可见这一现象，而且它不取决于日冕中源区的确切温度。研究日冕环时，弥散辐射通常被视为背景，需要仔细扣除，之后才能分析环本身的性质（Del Zanna 和 Mason，2003）。尽管这一背景通常不是研究的主要目标，但——由于它构成了大部分辐射，理解日冕等离子体的这一部分如何受热至关重要。

在环结构显著的区域，弥散辐射可能被认为源自多个低强度环，它们沿视线方向相互重叠，因此基本上无法区分（Williams 等人，2020）。然而，这无法解释在较宁静区域观测到的弥散辐射，例如 Sturrock 等人（1996）的研究。无论日冕辐射多么弥散，其下方的色球层和过渡区却具有高度复杂的结构。色球针状体是其中显著的特征之一（Beckers，1968；De Pontieu等人，2007），其温度也可达到过渡区温度（Pereira 等人，2014）。我们尚不清楚，这种从太阳表面磁网络开始的高度复杂的基础结构，如何能够在日冕中产生这种毫无特征的辐射。本文旨在探讨这一问题。我们分析了一项对超米粒尺度上弥散辐射的观测，该辐射源自温度接近100万开尔文的等离子体。我们结合日冕观测、过渡区观测以及下方表面磁场的观测，讨论这种弥散辐射的形成。

2. 观测与数据处理

2.1. 观测数据

我们使用了三种不同仪器的数据，以覆盖从光球层到日冕的大气层。为此，我们使用了

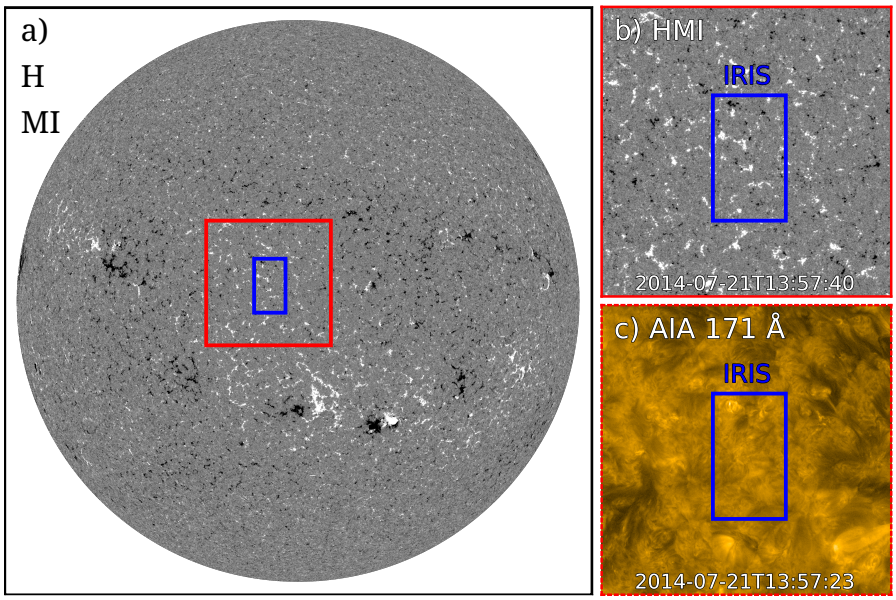


图 1. 观测背景。面板 a) 显示了由 HMI 获取的全日面磁图，观测时间约为 IRIS 获取光栅图的中点。IRIS 视场以蓝框标出。红框所示视场在面板 b) 中放大显示。面板 c) 显示了 AIA 171 Å 通道观测的同一区域，采用对数刻度绘制。图中标出了对应于 HMI 和 AIA 曝光开始时刻的时间戳。参见第 2.1 节。

光球层磁场数据、用于研究色球层和过渡区的紫外光谱数据，以及日冕的极紫外成像数据。

我们使用了界面区成像光谱仪（IRIS；De Pontieu等人，2014）于2014年7月21日 11:50至15:21 UT期间获取的一幅大型、包含400步的密集光栅图（OBSID 3824263396）。[1] 观测目标是太阳圆盘中心附近的一个宁静太阳区（图 1）。光栅步长为 0.35″，覆盖东西方向约 106″，沿狭缝方向约 171″（狭缝方向的图像尺度为每像素 0.17″）。每个光栅步的曝光时间为30秒，以确保良好的信噪比。本文重点关注 Si IV（1394 Å）和 O IV（1401 Å）跃迁区发射线，以及约1395 Å处中性硅的莱曼连续谱（见表 1）。光谱尺度为每像素25.6 mÅ，相当于约5.5 km s^{-1}。

为了观测日冕等离子体，我们使用了由太阳动力学观测台（SDO；Pesnell 等人，2012，见表 1）搭载的大气成像组件（AIA；Lemen 等人，2012）获取的 171 Å 全日面滤光图时间序列。所用的 AIA 时间序列从 IRIS 光栅开始前一小时开始，到光栅结束后一小时结束。像元尺度约为每像素 0.6″，时间分辨率为 12 秒。此外，我们还使用了 131 Å、193 Å、211 Å 和 304 Å 的类似全日面滤光图，以提供不同温度范围下的背景信息（见表 1）。这些滤光图于同一天 13:57 UT 左右观测，当时 IRIS 狭缝穿过感兴趣区域的中部。

为研究太阳上同一区域的光球磁场，我们使用了搭载于 SDO 上的日震与磁成像仪（HMI；Scherrer 等人，2012；Schou 等人，2012）获取的全日面视向磁图时间序列。[2] HMI 数据覆盖了我们所考察的 AIA 171 Å 数据的整个时段。像元尺度约为每像素 0.5″，时间分辨率为 45 秒。为了进一步了解更大尺度上的磁场构型，我们还使用了 HMI 每日更新的 2014年7月21日同步图帧。该数据产品提供了覆盖整个太阳的磁场同步图

[1] 这些数据可从 https://iris.lmsal.com/ 获取。[2] 所有 AIA 和 HMI 数据均可从 http://jsoc.stanford.edu/ 获取。

表 1. 谱线和极紫外波段

	谱线[a]/ 波段[b]	对数T [K][d]	T [百万开尔文][d]
IRIS	中性硅连续谱	(低色球层)	
	Si IV 1393.76 Å	4.90	0.08
	O IV 1401.163 Å	5.18	0.15
AIA	304 Å (He II)	4.92	0.08
	131 Å (Fe VIII)[c]	5.76	0.58
	171 Å (Fe IX)	5.93	0.85
	193 Å (Fe XII)	6.18	1.5
	211 Å (Fe XV)	6.27	1.9

注释。 [(a)] Si IV 和 O IV 的静止波长取自 Sandlin 等人（1986年）。[(b)] 对于 AIA 波段，列出了主要贡献离子。[(c)] 131 Å 波段在约 10 百万开尔文时也有 Fe XXI 的显著贡献（Lemen 等人，2012年），但这与我们的宁静太阳观测无关。[(d)] 对于 Si IV 和 O IV，T 表示磁流体力学模型中的谱线形成温度，取自 Peter 等人（2006年）的表 1。对于 AIA 通道，列出了贡献函数的峰值温度T，依据 Peter 等人（2022年）的图9。

太阳表面，极区附近的磁场数值在此处进行了填补（有关该数据产品的完整说明，请参见 Sun 2018年）。

2.2. 数据处理

我们研究了 Si IV（1394 Å）谱线轮廓和中性硅莱曼连续谱的性质。对于 Si IV 谱线，我们使用 Python 软件包 SciPy（Virtanen 等人 2020年）中的 curve_fit 函数，以单个高斯函数拟合观测到的谱线轮廓。根据拟合参数计算得到的总谱线强度见图2a。此次观测期间，IRIS 未跟踪太阳自转，因此太阳表面的特征在光栅图中显得被拉伸。由于视场接近太阳盘中心，我们假设自转完全沿东西方向（图像中的水平方向）。为在绘图时校正这一影响，我们调整了所有显示 IRIS 光栅数据的图像的宽高比。

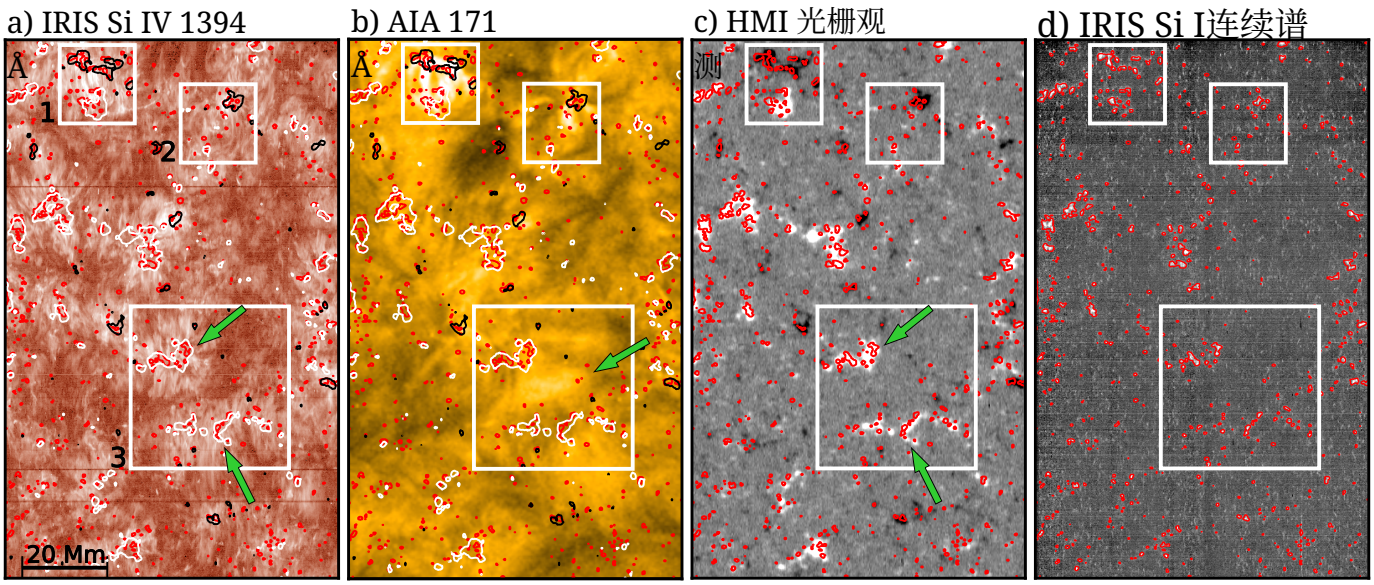


图 2. IRIS 光栅视场概览。各个面板分别表示：a) IRIS 获得的 Si IV 1394 Å 发射线总强度；b) 在 IRIS 光栅时间中点附近观测到的 AIA 171 Å 通道图像；c) 使用 HMI 数据构建的光栅视线方向磁图，其观测时间与 IRIS 光栅几乎同时（见第 2.2 节）；d) IRIS 在 1395Å 附近获得的 Si I 莱曼连续谱。面板 a) 和 b) 采用对数刻度绘制。面板 a) 和 b) 中的黑色和白色等高线分别描绘了面板 c) 中磁场值为 −30 G 和 +30 G 的区域。所有面板中的红色等高线描绘了面板 d) 连续谱强度中的增亮区域。所有面板中的三个白色方框和绿色箭头标示了不同的结构，具体讨论见第 2.2 节和第 3.1 节。

我们还利用 IRIS 光谱获得了约 1395 Å 处的中性硅莱曼连续谱光栅图，该连续谱形成于低色球层的温度极小层上方（例如，Vernazza 等人 1981年）。图2d展示了这幅图。该图像通过对 Si IV 谱线红侧 150 kms^{-1} 至 420 km s^{-1} 范围内的光谱求和得到，覆盖 49 个光谱像素。我们采用这种方法而非高斯拟合，以降低这一较暗连续谱强度水平上的噪声。随后，我们对连续谱图像进行了处理，以消除可见的整体趋势以及狭缝方向上的奇偶像素图样；这些现象仅在计数率极低时才会出现，我们在此处的连续谱数据中也观测到了它们。经过这一处理，我们得以探测到 Si I 连续谱中色球网络内的小尺度增亮区域。图2的所有面板中，红色等高线均标出了这些明亮位置。预计其中相当一部分增亮区域是过渡区和日冕结构的色球足点。因此，人们认为它们与网络中增强磁场的斑块有很强的相关性。

我们通过更新指向信息、将像元尺度重新缩放至恰好每像素 0.6″、移除滚转角，并校正仪器退化造成的观测强度变化，处理了 AIA 日冕数据。处理时使用了 Python 软件包 aiapy 中的例程（Barnes 等（2020）），其功能类似于 SolarSoft 中的 aia_prep 程序。为了将 IRIS 数据与 AIA图像进行比较，我们首先将日冕成像的时间序列与光谱数据配准。借助数据头信息中的信息，我们首先使用 Python 软件包 reproject（Astropy 项目的一部分；Astropy 合作组等（2013，2018））中的 reproject_interp 函数，将 AIA 数据投影到 IRIS 视场上。随后，我们校正 AIA图像中的太阳自转效应，以追踪 IRIS 观测所针对的感兴趣区域。我们对每张 AIA 快照分别重复了这一操作。对于 IRIS 数据，我们假设在靠近太阳盘中心处，这种效应沿着东西方向，因此沿水平方向平移图像，以校正自转效应。平移量始终为整数个 IRIS 像素（其大小仅为 AIA 像素的一小部分）。经过这种处理的 AIA 171Å 通道的一张快照见图 2b。

同样，我们将 HMI 的磁场数据投影到 IRIS 视场，并进行了太阳自转校正。随后，我们根据所得的 HMI 时间序列，构建了光栅化的视线方向磁图，如图 2c 所示。为此，我们找出与每个 IRIS 狭缝位置时间最接近的磁图。从该磁图中截取与狭缝位置对应的（垂直）条带，并将其添加到（伪）光栅中。通过这种方式，我们构建了一幅与 IRIS 光栅几乎同时的磁图。由于 IRIS 用狭缝扫描视场的约 3.5 小时期间磁图会发生变化，这一处理对于验证 IRIS、HMI 和 AIA 之间是否正确对齐至关重要。图 2c 显示，代表 IRIS 在低色球层观测到的增亮位置的红色等高线，与 HMI 在光球层观测到的磁场集中区对齐良好。这种吻合证实，IRIS 和 SDO 的不同数据集彼此对齐良好。

2.3. 磁场外推

为了将我们研究的弥散发射图样与大尺度磁场结构联系起来，我们基于势场源面模型（PFSS）进行了外推。为此，我们使用 Python 软件包 pf-sspy（Stansby 等，2020）中的程序，这些程序可根据给定的磁场边界条件计算 PFSS 模型。作为边界条件，我们采用了 HMI 的同步图（数据产品名为 hmi.mrdailysynframe_polfil_720s），如第 2.1 节末尾所述。

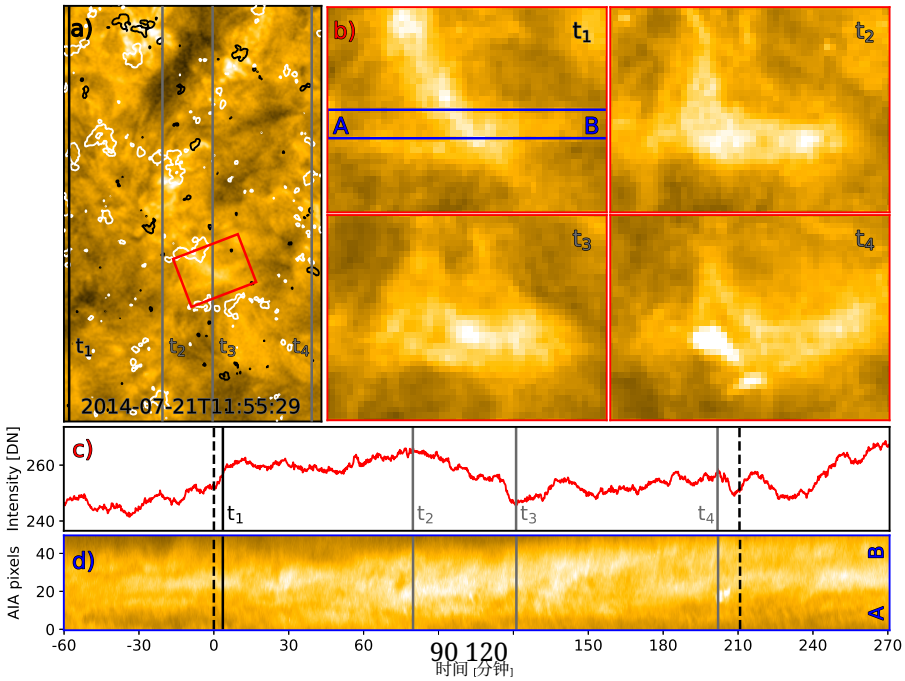


图 3. 弥散日冕区的演化。面板 a) 显示图 2b 的重复图像，即时刻 t_1 ,的 AIA 171 Å 图像，其中黑白轮廓表示光球层中极性相反的磁斑。红色矩形标出了弥散日冕区的位置。面板 b) 显示该矩形区域在时刻 t_1 至 t_4 , 的四幅快照，具体时刻如面板 c) 和 d) 所示（采用线性标度绘制）。面板 c) 显示红色矩形区域内的平均辐射强度变化；在超过五小时的时间内，其变化幅度不超过约 10%。面板 d) 显示面板 b) 中 A 至 B 狭缝沿线的辐射强度。此处的强度为蓝线之间的（垂直方向）积分值。面板 c) 和 d) 的时间轴以 IRIS 光栅开始时刻为零点。IRIS 光栅约在 210 分钟时结束。时间演化可见在线影片。参见第 3.2 节。

这些数据提供了太阳表面的磁场信息，其空间像素在经度和纬度正弦值方向上均匀分布。我们对这些数据进行了重映射，使网格点在太阳赤道处的间距为 0.5°，约合 6 兆米。在径向方向上，我们设置了一个包含 100 个点、按对数尺度均匀分布的网格，并将源表面（磁场变为径向的表面）半径设为 2.5 $R_\odot$。因此，靠近太阳表面的径向网格间距约为 6.4 兆米，与太阳赤道附近的水平间距相近。我们认为这足以满足研究需求。

完成外推后，我们使用同一 pfsspy Python 软件包中的程序追踪磁力线。用于追踪磁力线的起点（即“种子点”）位于 IRIS 视场内及其附近，且始终处于太阳表面上方 0.015 $R_\odot$（约 10 兆米）的高度。外推和磁力线追踪的结果将在第3.5节讨论。

3. 结果

通过结合过渡区和日冕的强度图像与其下方的磁图，我们识别出一种异常的弥散日冕特征。我们利用其时间演化、不同波段和谱线来表征这一特征。

3.1. 弥漫日冕发射模式异常

来自宁静日过渡区、温度约为 0.1 百万开尔文的辐射集中在亮网络中。它形成蒲式耳型发射图样，这些图样从磁场集中区向外延伸，并带有指向远离磁场斑块方向的细长结构（例如，Samanta 等，2019年）。这一广为人知的太阳特征也出现在我们的数据集中，见图2a中的 Si IV 图像。

在网络通道中，尤其是在磁场较强的区域，可以在 Si iv 中看到短小的冷环。它们延伸约 10 至 20 兆米，并与 AIA 171 Å 中可见的短小日冕环交错分布。图 2 中，我们用方框标出了两个这样的例子，分别标记为视场上部的 1 和 2。正如预期，这些短环的根部位于异极性磁场的脚点处（见图 2a–c）。它们可视为短暂活动区或日冕亮点的小型版本（例如，Madjarska，2019年）。

然而，视场中还有一个辐射模式与上述模式截然不同的区域（图2中的方框3）。其中有两个正磁场集中区，在图 2c 中以绿色箭头标出。从这两个正极性区域延伸出的 Si IV 辐射模式，似乎与存在针状体活动的区域相似（图 2a 中的绿色箭头；例如，Samanta 等，2019年）。在 Si IV 图像中两个针状体区域之间的位置，AIA 171 Å 图像显示了一个亮度相当高的弥散状特征（图 2b 中的绿色箭头）。这一现象十分罕见，也是本研究的重点。

乍看之下，这两个针状体区域可能被认为存在磁连接。这样一来，延伸至约 15 兆米 × 20 兆米的弥散日冕辐射，就会起源于针状体脚点之间这一闭合磁连接的顶点。由于投影效应，从上方观测时，日冕辐射会出现在过渡区中明亮的针状体特征之间。然而，这两个针状体区域位于具有相同（正）磁极性的磁场集中区上方。因此，这种闭合磁环情形并不适用于此处。

3.2. 弥散区的时间演化

这种弥散辐射的时间演化是另一项不同寻常的特征。弥散辐射持续至少五个小时，在此期间，其演化方式与常见的磁闭合（日冕）环明显不同。它的亮度逐渐变化，某些部分变亮或变暗，但没有明显的（空间）亚结构迹象。

为研究这种演化，我们分析了 171 Å 通道中的一系列 AIA图像（图 3）。弥散区的结构

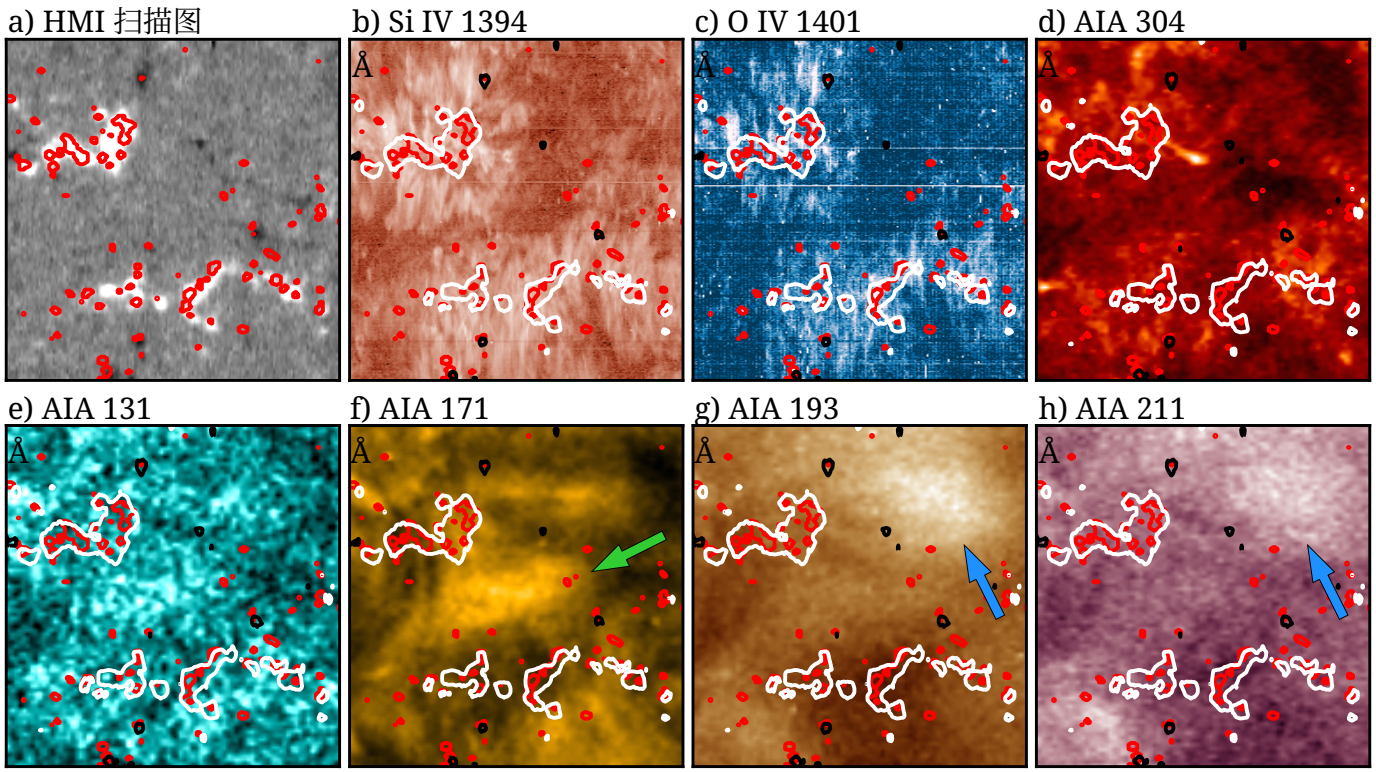


图 4. 不同光谱波段下弥散区的放大图。各面板分别显示：a) HMI 的栅格式视线方向磁图，如图 2c 所示；b) IRIS 的 Si IV 1394 Å 发射线强度，如图2a所示；c) IRIS 的 O IV 1401 Å 发射线强度；d)–h) AIA 在各面板所示不同通道中的观测结果。面板 b) 和 c) 采用对数刻度绘制。与图 2 一样，黑色和白色等高线分别描绘磁场强度为 −30 G 和 +30 G 的区域。红色等高线描绘 Si I 莱曼连续谱中的增亮区域。面板 f) 中的绿色箭头指向我们研究的弥散区。面板 g) 和 h) 中的蓝色箭头指向一个等离子体温度较高的区域。参见第 3.3 节。

会发生变化，但变化十分缓慢，而且该区域始终保持平滑的外观。图 3 附带的影片最能展现这一点，我们也在图 3b 中单独展示了弥散区在不同时刻的图像。图 3c 显示了弥散区平均强度的变化。超过五小时的时间里，强度变化幅度不超过约 10%。为强调变化只是渐进的，且整个区域始终相当弥散，我们还绘制了穿过弥散区的一条狭缝上的平均强度时空图。时空图见图 3d，狭缝的位置在图 3b 中以 AB 标出。图中证实演化是渐进的，没有脊线或其他表明存在动态演化的特征。

作为规则的例外，有些位置会出现明亮的局部特征。在图 3b 中的 t_1 时刻，视场左上角可见一个明亮特征。它似乎与同一位置的磁场集中区有关（见面板 a 中表示磁场的白色等值线）。另一个例子是图 3b 中视场中部下方、位于 t_4 时刻的明亮紧凑特征。这个亮斑在 AIA 304 Å 通道中也可见，该通道拍摄的是温度约为 0.1 百万开尔文的等离子体。这表明，这是较冷的过渡区等离子体发生增亮，同时也能在 171 Å 通道中观测到。该通道成像的不仅是温度略低于 100万开尔文、通过 Fe IX 离子发射显现的等离子体，也包括温度约为 0.3 百万开尔文、由 O V 离子发射显现的过渡区等离子体（见第 3.3 节）。尽管如此，除这些例外情况外，正如图 3 附带的影片所示，该区域在五小时内总体上仍保持弥散。

图 2b 中方框 1 下方也可见另一处外观弥散的辐射。它同样位于脚点具有相同磁极性的针状体束之间（见图 2a、c），与上文详细讨论的情况相同。然而，这第二处弥散特征更靠近方框 1 中的亮点。由于这一情况不像上文讨论的弥散区那样孤立，因此本文没有对此进行重点讨论。

3.3. 弥散区的温度

仅凭 AIA 数据不足以确定弥散区是日冕现象还是过渡区现象。因此，我们加入了 IRIS 获取的 O IV（1401 Å）数据，以确定弥散辐射是否形成于约 100万开尔文，或者是否可能源自低于 0.3 百万开尔文的温度。

在不同的 AIA 通道中，明亮的弥散区在 171 Å（图 4d–h）下最为清晰可见。该特征在 131 Å 滤光片图像中也能辨认出来，但不如 171 Å 图像中清晰；该滤光片对较冷等离子体的辐射敏感（见表 1）。在温度较高的通道中，例如 193 Å 和 211 Å，该区域较暗，但仍然可见[3]，而 304 Å 通道中的亮特征（来自约 0.1 MK 的过渡区）则大多集中在网络中的强磁场斑块周围，通常避开弥散区所在的区域。

[3] 在 171 Å 图像中所见弥散区的西北方，193 Å 和 211 Å 图像中还可见另一种可能与之相关、温度或许更高的结构（图 4g–h 中的蓝色箭头）。由于我们关注的是 171 Å 图像中的弥散区（图 4f 中的绿色箭头），因此未在此分析该结构。

仅根据 AIA图像可见，弥散区出现在（主要）显示温度高于 0.8 MK 的等离子体的通道中，而在 0.1 MK 下不可见。171 Å 通道的温度响应峰值约为 0.85 MK（见表 1），这主要归因于 Fe ix 谱线。然而，过渡区在约 0.26 MK 时也有显著贡献（例如 Peter 等人 2022年的图9），主要来自 O v。[4] 因此，仅凭 171 Å 观测不足以确定弥散辐射是否源自温度更接近过渡区还是日冕的源区。

为缩小弥散区的温度范围，我们使用了 O IV（1401 Å）发射线的光谱。假设处于电离平衡，该谱线形成于约 0.15 百万开尔文的温度下（见表 1）。图 4c 展示了在谱线静止波长附近 ± 55 km s^{-1} 范围内（20 个光谱像素）观测到的总强度。该图像与 Si IV 图像非常相似。尤其是在弥散区所在位置，O IV 和 Si IV 图像均呈现暗区（图 4b、c）。未见明显的 O IV 辐射。因此，我们认为 171 Å 通道中的弥散辐射不太可能源自 O V。于是，我们假设观测到的弥散等离子体温度更接近 100 万开尔文。这与 Martínez-Sykora 等人（ 2011 ）的结论一致：除少数位置外，171 Å 通道的辐射确实主要来自温度接近 100万开尔文的区域。

3.4. 弥散区针状体环足点处的 *Si*IV 谱线轮廓

我们研究了弥散区周围区域的 Si IV 1394 Å 谱线轮廓，以探究相邻的两个针状体区域是否与弥散日冕辐射相连。为此，我们研究了谱线轮廓拟合，特别是谱线的不对称性，以确定流入和流出弥散区的上流与下流所起的作用。

高斯函数谱线拟合的结果汇总于图 5。面板 a)–c) 分别显示谱线强度、多普勒位移和非热宽度。图 5a 所示视场内谱线轮廓的平均多普勒位移为 8.1 kms^{-1}，方向为红移（图 5e）；这一数值与宁静 Sun 过渡区的平均值基本一致（Peter & Judge 1999）。

Si IV 谱线轮廓大多呈单高斯形态，并且与低层过渡区的通常情况一样，主要表现为红移（图 5b）。然而，许多像素仍偏离单高斯函数谱线轮廓，在谱线红翼或蓝翼出现偏差。图 5 的面板 f)–h) 展示了具有和不具有明显偏差的单个像素示例。

为了确定谱线翼中这些偏移的空间分布，我们计算了每个空间像素处 Si IV 的红蓝不对称性（RBA），即红翼与蓝翼光谱区间内谱线积分之差（McIntosh & De Pontieu 2009）。积分之前，我们对光谱进行线性插值，将其重采样到间距约为 0.9 km s^{-1} 的网格上。我们选择这种重采样方式，是为了使光谱网格间距大致匹配通过高斯拟合确定的谱线位移误差。随后，我们分别计算红翼 $[+30, +50]$ km s^{-1} 和蓝翼 $[-50, -30]$ km s^{-1} 范围内的谱线积分，积分范围均以通过高斯拟合推导出的谱线中心位置为基准。选取这些光谱范围，是为了大致涵盖距谱线中心一至两倍线宽之间的谱线轮廓。为说明这一点，我们在图 5 的 f）–h）面板中用来自单个像素的样本光谱标出了这些范围。这样的选择最清楚地显示了谱线不对称性，尽管结果并不严格依赖于光谱范围的具体选取。我们在图 5d 中展示了通过这一流程得到的红蓝不对称性图。

根据图 5 中的图像，较强的红蓝不对称性值似乎与较大的非热谱线宽度在空间上高度相关。这是意料之中的，因为谱线翼中的偏移可以理解为谱线轮廓中除主成分之外的独立成分。对于多成分谱线轮廓进行单个高斯函数拟合时，最佳拟合通常比各个成分的宽度更宽，因此红蓝不对称性较强的位置具有较大的非热谱线宽度。

红蓝不对称性图上的特征也与强度图中的特征相似。我们主要在磁网络中观测到蓝翼过量发射，尤其是在网络与网络间区的交界处。这与 DePontieu 等（2009）的观点一致：观测到针状体束时，预期会出现蓝翼发射，它们可能将物质输送至日冕结构。红翼过量发射则主要集中在网络元素的中心，这或许表明有冷却物质从日冕结构中快速下流。

3.5. 弥散区的磁连通性

我们研究的区域位于宁静太阳中。然而，根据图 1a 中太阳圆面上的磁场分布来看，该区域的磁环境令人费解。表面上更大的一片区域由边长为 $430''$ 的红色方框标出，其磁场以单极性为主，且主要由正极性的磁通集中区（白色）构成。

这类延展的单极区斑块通常位于日冕洞底部。然而，在本例中，AIA 极紫外图像未显示日冕洞的迹象。因此，我们预计从感兴趣区域发出的磁场会重新连接到太阳表面。由于该区域存在磁通不平衡，这些闭合磁连接必定延伸很远。该区域的正磁通源自一个大型活动区复合体的衰减；在此前多次太阳自转期间，该复合体一直存在于此处。随着这些活动区衰减后留下残余磁通，预计此处会形成远距离磁连接。

为了定量检验这一假设，我们基于势场源面模型进行了磁场外推（见第 2.3 节）。图 6 展示了叠加在 HMI 全日面磁图上的一组追踪磁力线示例。闭合磁力线起源于弥散区，其足点距离约为$400''$，相当于约 300 兆米。因此，外推结果证实，弥散日冕区与约 300 兆米外的其他位置相连。

4. 讨论

4.1. 弥散日冕辐射的磁结构

其位于两个磁足点极性相同的针状体束之间，这是观测到的弥散辐射令人费解的特征之一。下文将讨论一种可能的情景，即弥散辐射与磁场构型有关。

可以合理地假设，弥散辐射的磁足点确实是相邻的两个针状体束，它们都

[4] Peter 等人（2006年）在其磁流体动力学模型中报告，O v 谱线的形成温度为 0.27 百万开尔文；见其表 1。

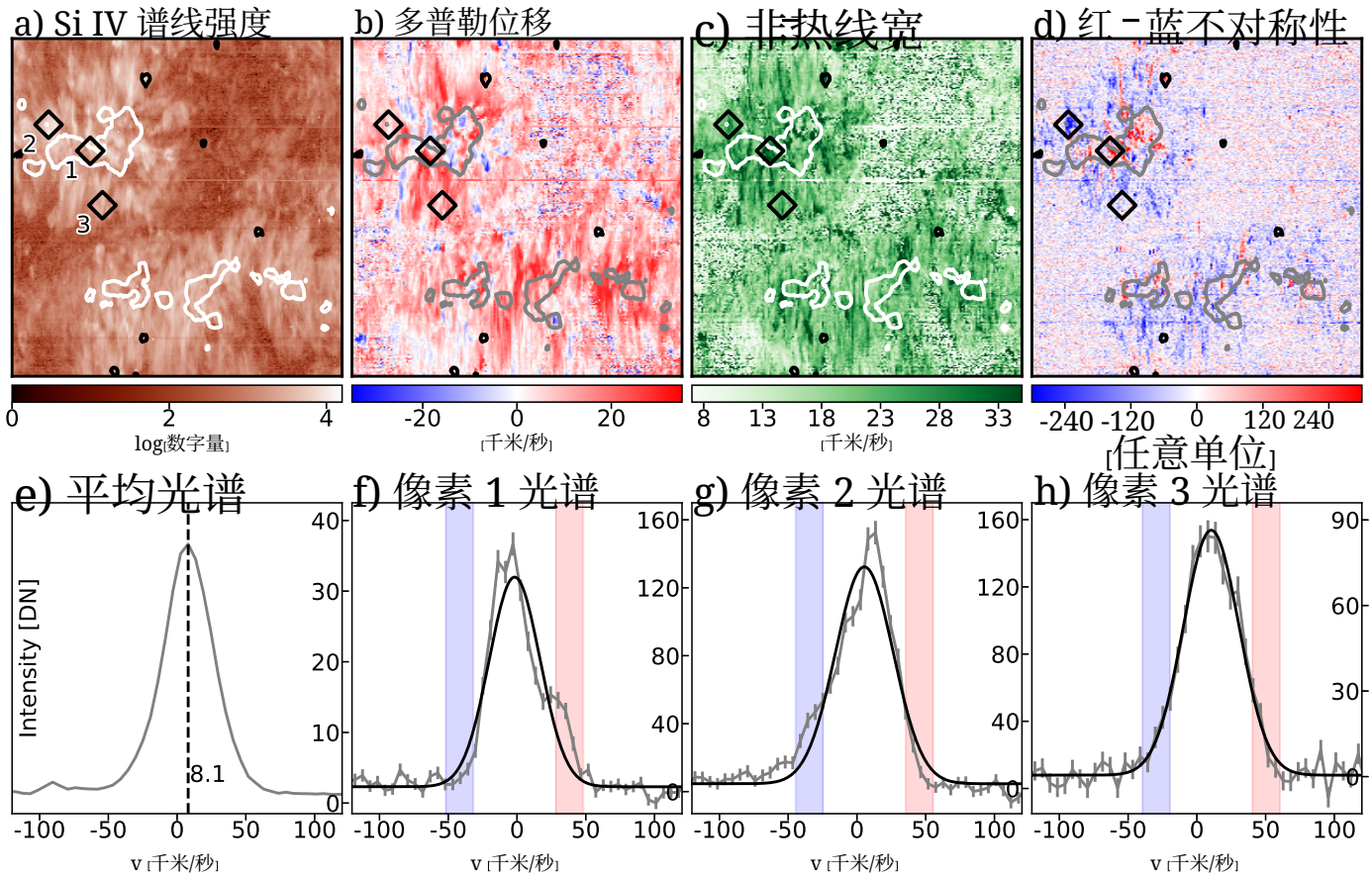


图 5. 弥散区附近 Si IV 1394 Å 谱线轮廓的性质。各面板分别显示：a）总谱线强度，b）多普勒位移，c）非热线宽，d）红蓝不对称性，以及 e）其他面板所示整个区域的平均轮廓。图中标出了 8.1 km s^{-1} 的平均多普勒位移。面板 f）–h）显示三个独立空间像素处的谱线轮廓。这些轮廓对应的位置用上方面板中的菱形标出。轮廓中的灰色条表示误差，黑线表示拟合轮廓的单个高斯函数。上方面板中的等高线与图 2 中的含义相同。下方面板的波长以多普勒位移单位表示（正值表示红移）。面板 f）–h）中，对应像素用于计算红蓝不对称性的积分范围以阴影标出。见第 3.4 节。

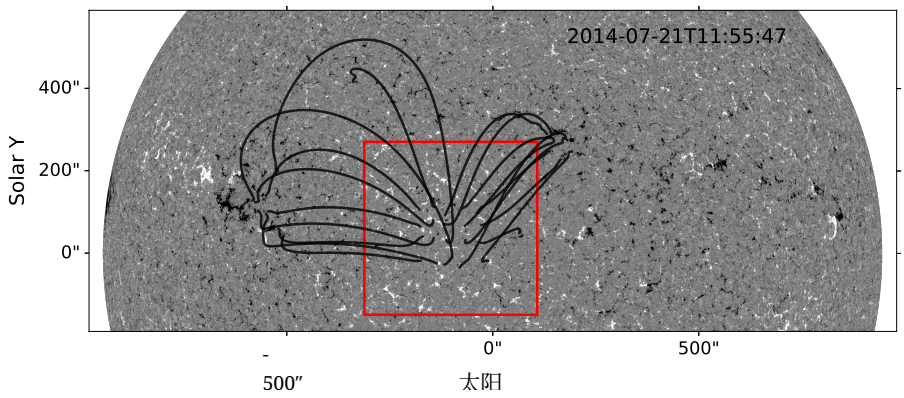


图6. 与观测到的弥散发射区相关的大尺度磁场构型。我们展示了从弥散区附近出发、通过PFSS外推计算得到的远距离磁连接。背景图像为HMI视向磁图，其中红框标出了与图1a中红框相同的区域。弥散区位于红框中央附近。见第3.5节。

从相似极性的磁场集中区向上升起（图4a）。因此，我们预计局部磁场构型类似于图7中的示意图。这主要受到De Pontieu等人（2009）提出的情景启发，他们认为日冕环由针状体供给。该示意图展示了穿过弥散日冕区及其磁足点的垂直截面。后者标记为N，表示北向（正）磁极性。过渡区中的针状体特征以橙色表示。由于两个斑块具有相同的磁极性，它们在其上方和之间形成一个向更远处延伸的磁冠位于日冕中。随后，发出明显弥散日冕辐射（黄色）的等离子体位于针状体束之间的磁冠内。目前尚不清楚这些磁力线上的日冕等离子体是通过针状体注入的，还是通过其他过程形成的。

我们观测到的弥散辐射持续存在数小时，超过了典型的日冕冷却时间（1 MK 等离子体的冷却时间不到一小时；例如，Aschwanden 2005）。这段时间足以让该结构达到某种近似平衡状态，并接近气压分层。它应当垂直向上延伸至少一个压力标高，相当于——

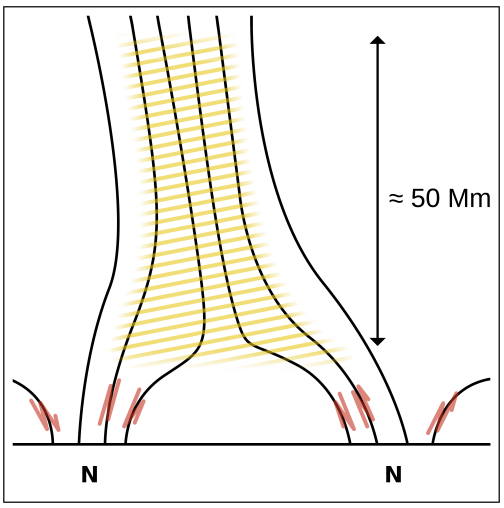


图7。 弥散辐射与磁场构型的关系。我们展示了观测系统的垂直截面，该截面沿着连接图4a中两个正磁场集中区的方向。磁场斑块以 N 标记，表示北极性；其上产生的针状体辐射以橙色显示。磁力线在弥散辐射源区下方形成磁冠，以黄色显示。参见第 4.1 节。

——对于温度约为 1 MK 的等离子体，约为 50 兆米。该弥散结构在盘面中心附近观测起来近乎紧凑，但它位于极性相同的网络斑块之间（见图 4f；绿色箭头）。因此，若它实际上是一个延展结构，只是看起来紧凑，就必须嵌入一个近乎垂直向上延伸、直至约 50 兆米高度的磁场结构中（见图7中的示意图）。

在第 3.5 节中，我们报告弥散区位于一个具有长距离磁连接的区域内。因此，高约 50 兆米的垂直磁结构可能是这些长距离连接（环）之一的一部分。假设一条半圆形磁力线在距弥散区 300 兆米处闭合，那么这条半圆的一端若延伸至 50 兆米的高度，其走向将近乎垂直。从垂直方向投影来看，根据简单几何关系，在 50 兆米的高度处，磁力线仅会水平偏离磁足点 8.5 兆米。因此，我们预计弥散区的水平范围约为 10 兆米。这与观测到的弥散区范围大致一致（见图 2b 及 a 面板中的比例尺）。因此，我们观测到的弥散辐射可能源自长距离环茎部中的等离子体。

理解该区域呈现弥散外观的一个关键，或许在于其高度。如果这里提出的情景（以及图7中的示意图）确实适用，那么较长的视线自然会导致对结构体积内各个特征进行平均。为了进一步研究这一点，非常有必要从两个接近正交位置的视角进行观测。

4.2. 宁静太阳上方弥散日冕的热气体供给

我们解释了弥散辐射的温度和磁结构，但其形成机制仍未明了。我们在此推测了可能的过程，这些过程有待未来研究评估并证实或证伪。

寻找与磁足点相关的解释似乎顺理成章。IRIS 的 Si IV谱线显示，磁场集中区域上方的蓝翼存在过量发射，尤其是在弥散日冕斑块以南（见图 4f 和 5d）。这表明存在上流，可能正以高温等离子体填充弥散辐射区域。这些上流可能由低层的加热过程驱动，如同 II型针状体的情形；前提是它们确实达到日冕温度（De Pontieu等人，2017）。否则，它们也可能由日冕加热事件驱动。在这一传统情景中，热传导会在磁足点引发色球蒸发（Patsourakos 和 Klimchuk，2006年）。要区分这两种过程，即针状体注入与蒸发，我们还需要获取 Si IV 的时间演化，以及温度约为一百万开尔文的更高温日冕等离子体的光谱信息，但本文均未提供这些资料。

我们的研究结果表明，足点区域存在可能与针状体有关的上流。不过，这些上流可能与弥散辐射无关；两者表面上的联系或许只是巧合。此外，我们观测的区域虽然位于宁静太阳，却因其表面磁通以单极磁通为主，而让人联想到日冕洞。此前曾在日冕洞中观测到外观朦胧的羽流，其磁足点处呈现高度动态的活动（例如，Raouafi & Stenborg 2014）。这种以小喷流和羽流瞬变亮点形式出现的活动，被认为是由少数极性与主导单极磁通相消所引起的。它可能对羽流维持数小时至数天至关重要。按照这一类比，我们观测到的弥散区磁足点处的活动可能对其形成十分重要，并能使其维持数小时。

弥散辐射也是长距离磁连接的一部分。这意味着，产生弥散辐射的等离子体可能由来自较远脚点（即长距离磁连接另一端）的流动供给，而非由较近脚点的上流供给。此前，人们多次观测到太阳黑子上方过渡区中的下流；这些位置是长日冕环的脚点（Chitta et al. 2016; Chen et al. 2022）。这些下流表现为过渡区发射线中的红移分量，且速度往往达到超声速。要维持这些下流，物质必须由另一脚点供给，可能是通过虹吸流。为了验证弥散辐射斑是否由共轭足点上流维持的超声速下流造成，我们研究了 Si IV (1394 Å) 和 O IV (1401 Å) 的平均谱线轮廓。然而，我们未发现显著红移，这表明弥散区位置至少在过渡区温度下没有下流迹象。覆盖约 100万开尔文较高温度范围的 EUV 光谱观测，或许有助于更好地了解这类区域中等离子体流动的性质。

根据本文展示的观测结果，哪些相关过程将等离子体输送到弥散区域，仍是一个悬而未决的问题。若能获得过渡区和约100万开尔文高温日冕等离子体的时间演化数据，以及这两个区域的光谱数据，将有助于更好地约束类似区域的形成机制。

5. 结论

我们报告了在超颗粒尺度上观测到的弥散辐射，这种辐射在AIA的近100万开尔文等离子体图像中呈现为盘面结构（图4）。它持续了数小时，并不像上部过渡区和低日冕中常见的小环（图3）。尽管其下方的大气中存在各种小尺度结构，它仍呈弥散状，外观如云团。与典型的小环不同，它并非直接位于磁网络上方，而是处在两个正磁场集中区之间的网络间区域（图2）。

根据我们的发现，我们认为观测到的弥散辐射源自长程环，其基部有结构高度复杂的针状体环足点。本质上，我们观测到了脚点上方超过一个压力标高高度处长环中（大部分）垂直的部分。这意味着，视线方向上的积分可能会使该区域呈现弥散状。弥散日冕辐射基部的针状体型结构表明，针状体可能是为弥散区补充等离子体的一种机制，但蒸发也可能为日冕弥散斑块提供物质。虹吸流从较远脚点向弥散区输送物质的可能性则较低。然而，在本文的研究范围内，观测到的弥散辐射的真实形成机制仍不明确。

这种区域具有一种占主导地位的磁极性，并参与长距离磁连接的构型引人关注。磁场的长期演化（超过一次太阳自转周期）表明，在我们的案例中，大范围区域内单一极性的这种优势是复杂活动区（部分区域）的残余。这些延展的单极区斑块通常反映了活动区的长期衰减，这意味着，衰减中的活动区与宁静太阳之间相关的长距离磁连接可能对整体日冕辐射有重要贡献。

在太阳日冕中，经常可以发现与本文研究的特征相似、尺度为超米粒尺度的弥散特征。未来，我们计划利用 SDO 和太阳轨道器任务搭载的遥感仪器，在正交位置对其进行观测（Müller 等（2020））。这两个平台同时从日面和日缘观测，将为我们提供更多关于这些特征的形状和垂直延伸范围的信息。

致谢。 我们衷心感谢审稿人提出的建设性意见。本研究得到马克斯·普朗克太阳系及其以外物理过程国际研究生院（IMPRS）的支持。N.M. 感谢马克斯·普朗克太阳系及其以外物理过程国际研究生院（IMPRS）提供的博士奖学金。L.P.C. 衷心感谢欧盟（欧洲研究委员会，ORIGIN，101039844）提供的资助。然而，本文所表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟或欧洲研究委员会的观点。欧盟和拨款机构均不对此承担责任。

参考文献

Aschwanden, M. J. 2005，《太阳日冕物理学：问题与解答导论》（第2版） Astropy 合作组，Price-Whelan,A.M., Sip˝ocz, B. M., 等，2018，《天文学杂志》，156，123 Astropy 合作组，Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., 等，2013，《天文学与天体物理学》，558，A33 Barnes, W. T., Cheung, M. C. M., Bobra, M. G., 等，2020，《开放源代码软件杂志》，5，2801 Beckers, J. M. 1968，《太阳物理学》，3，367 Bray, R. J., Cram, L. E., Durrant, C., & Loughhead, R. E. 1991，《太阳日冕中的等离子体环》，剑桥天体物理学（剑桥大学出版社） Chen, H., Tian, H., Li, L., 等，2022，《天文学与天体物理学》，659，A107 Chitta, L. P., Peter, H., & Young, P. R. 2016，《天文学与天体物理学》，587，A20 De Pontieu, B., De Moortel, I., Martinez-Sykora, J., & McIntosh, S. W. 2017，《天体物理学杂志》，845，L18 De Pontieu, B., McIntosh, S., Hansteen, V. H., 等，2007，《日本天文学会刊》，59，S655 De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Hansteen, V. H., & Schrijver, C. J. 2009，《天体物理学杂志》，701，L1 De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., 等，2014，《太阳物理学》，289，2733 Del Zanna, G. & Mason, H. E. 2003，《天文学与天体物理学》，406，1089 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., 等，2012，《太阳物理学》，275，17 Madjarska, M. S. 2019，《太阳物理学综述》，16，2 Martínez-Sykora, J., De Pontieu, B., Testa, P., & Hansteen, V. 2011，《天体物理学杂志》，743，23 McIntosh, S. W. & De Pontieu, B. 2009，《天体物理学杂志》，707，524 Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., 等，2020，《天文学与天体物理学》，642，A1 Patsourakos, S. & Klimchuk, J. A. 2006，《天体物理学杂志》，647，1452 Pereira, T. M. D., De Pontieu, B., Carlsson, M., 等，2014，《天体物理学杂志》，792，L15 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012，《太阳物理学》，275，3 Peter, H., Chitta, L. P., Chen, F., 等，2022，《天体物理学杂志》，933，153 Peter, H., Gudiksen, B. V., & Nordlund, Å. 2006，《天体物理学杂志》，638，1086 Peter, H. & Judge, P. G. 1999，《天体物理学杂志》，522，1148 Raouafi, N. E. & Stenborg, G. 2014，《天体物理学杂志》，787，118 Reale, F. 2014，《太阳物理学综述》，11，4 Samanta, T., Tian, H., Yurchyshyn, V., 等，2019，《科学》，366，890 Sandlin, G. D., Bartoe, J. D. F., Brueckner, G. E., Tousey, R., & Vanhoosier, M. E. 1986，《天体物理学杂志增刊系列》，61，801 Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., 等，2012，《太阳物理学》，275，207 Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., 等，2012，《太阳物理学》，275，229 Stansby, D., Yeates, A., & Badman, S. T. 2020，《开放源代码软件杂志》，5，2732 Sturrock, P. A., Wheatland, M. S., & Acton, L. W. 1996，《天体物理学杂志》，461，L115 Sun, X. 2018，arXiv 电子预印本，arXiv:1801.04265 Timothy, A. F., Krieger, A. S., & Vaiana, G. S. 1975，《太阳物理学》，42，135 Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981，《天体物理学杂志增刊系列》，45，635 Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2011，《天体物理学杂志》，738，24 Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., 等，2020，《自然·方法》，17，261 Williams, T., Walsh, R. W., Winebarger, A. R., 等，2020，《天体物理学杂志》，892，134