Draft version January 8, 2026 年使用 AASTeX7.0.1 中
的 LaTeX 双栏 样式排版

arXiv:2601.03354v1 [astro-ph.SR] 6 Jan 2026

合并磁通绳导致的类纳米喷流喷发的极紫外合成

Samrat Sen*,[1,2] A. Ramada C. Sukarmadji,[3] D. Nóbrega-Siverio,[1,2] F. Moreno-Insertis,[1,2] J. Martínez-Sykora,[4,5,6,7] and Patrick Antolin[8]

[1] Instituto de Astrofísica de Canarias, 38205 La Laguna, Tenerife, Spain
[2] Universidad de La Laguna, 38206 La Laguna, Tenerife, Spain
[3] Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 9, avenue du Colonel Roche, 31028, Toulouse, France
[4] SETI Institute, 339 Bernardo Ave, Mountain View, CA 94043, USA
[5] Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory, 3251 Hanover Street, Palo Alto, CA 94306, USA
[6] Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, P.O. Box 1029 Blindern, N-0315 Oslo, Norway
[7] Rosseland Centre for Solar Physics, University of Oslo, P.O. Box 1029 Blindern, N-0315 Oslo, Norway
[8] School of Engineering, Physics, and Mathematics, Northumbria University, Newcastle upon Tyne, NE1 8ST, UK

摘要

尽管纳米耀斑和纳米喷流等小尺度高能事件可能在日冕加热中发挥作用，但由于其寿命短、空间尺度小且能量释放相对较低，对它们进行探测和表征仍颇具挑战。近期观测已确认，纳米喷流是小尺度（长度为 $\lesssim 6.6$ 兆米、宽度为 $\lesssim 1$ 兆米）、高速（$\sim$ 数百 km s^{-1}）且短暂（$\lesssim 30$ 秒）的喷射，其能量与纳米耀斑相当，为小空间尺度上的磁重联提供了证据。然而，缺乏合成诊断手段，限制了磁流体力学（MHD）模型与观测之间的联系。本文基于 MPI-AMRVAC代码获得的数值模型，展示了两条磁通绳合并所产生的类纳米喷流特征的合成观测。我们报告了与 SDO/AIA 等现有仪器以及即将实施的 MUSE任务相适配的极紫外谱线合成观测量，并将其与已有的纳米喷流观测进行比较。发射率图、多普勒速度、热致谱线展宽和非热谱线展宽的合成诊断呈现出关键的观测特性，表明纳米喷流可能通过环内微小磁通绳发生磁重联而产生，形成一种合理的三维情景。我们的研究结果预测了利用现有及未来光谱观测设施探测纳米喷流的可能性，并在磁流体动力学建模与观测之间搭建了桥梁。

关键词： 谱线：形成；磁重联；磁流体力学（MHD）；方法：数值计算；太阳：日冕

1. 引言

利用当前最先进的观测设备探测纳米耀斑和纳喷流等小尺度高能事件颇具挑战性，因为要捕捉这些事件，需要很高的空间（$\lesssim$ 数百千米）和时间（$\lesssim$数十秒）分辨率。尽管这类小尺度事件（纳米耀斑）的寿命短、尺度小、能量释放低，但预计其发生率为$10^3 - 10^4$ s^{-1} (A. Pauluhn 与 S. K. Solanki 2007)，并且据信它们对加热太阳日冕并使其维持在数百万开尔文的温度起着重要作用。

纳米喷流的发现由 P. Antolin 等人 (2021年) 揭示了磁力线缠绕导致磁重联的观测特征，这也得到了以下观测的支持：A. R. C. Sukarmadji 等人(2022年) 以及 A. R. C. Sukarmadji & P. Antolin (2024)。他们报告称，这些喷射尺度小（$\lesssim$ 1.5兆米长，$\lesssim$ 1 兆米宽），持续时间短（$\lesssim$ 20 秒），速度快（$\approx$ 100 千米/秒$^{-1}$），对应的能量范围为纳耀斑能量范围，即 $10^{22} - 10^{26}$ 尔格（A. Fludra2023；S. A. Belov 等人 2024及其中的参考文献）。另一方面，利用太阳轨道器（SolO）/HRI在极紫外（EUV）波段的高分辨率观测$_{\rm EUV}$ (P. Rochus 等人 2020年)，Y. Gao 等人(2025)、A.Bura

电子邮件： *samratseniitmadras@gmail.com; *samrat.sen@iac.es

等人 (2025)、S. Tan 等人(2025) 和 T. Wallace & P.Antolin (2025)。这些研究发现了两类纳米喷流。第一类与界面区成像光谱仪（B. De Pontieu 等人 2014年）报告的P. Antolin 等人 (2021年)；A. R. C. Sukarmadji 等人 (2022年) 的 IRIS 观测结果相符。第二类能量高得多（速度最高可达 1000 千米/秒$^{-1}$），持续时间更长、数量也更多，这表明纳米喷流的特性可能随总能量释放量而变化。

纳喷流另一个令人费解的特点是，绝大多数纳喷流都被发现呈单向喷射，这显然与小角度磁重联的解释相矛盾。P. Antolin 等人（2021年）推测，这可能是由于环的局部曲率所致；更普遍地说，也可能是因为电流片周围缺乏对称性。事实上，P. Antolin 等人（2021年）和A. R. C. Sukarmadji 等人（2022年）报告称，大多数纳喷流相对于其所在日冕环的曲率半径向内传播。相比之下，A. R. C.Sukarmadji &P.Antolin （2024）报告了日冕环中存在向外运动纳喷流的观测证据；而Y. Gao 等人（2025）则提供了证据，表明在一次日珥爆发期间，纳喷流喷发以近乎相同的发生率朝两个相反方向发生；此时磁力线曲率的影响很小，因此没有明显的方向偏向。然而，研究发现纳喷流甚至会沿垂直于环平面的方向运动（A. R. C. Sukarmadji 等人 2022年），这表明环的内部缠绕可能是解开这一谜团的关键。尽管如此，在纳米喷流产生机制及其特性方面，理论认识与观测之间仍存在许多差异，例如喷射的方向偏向、单次和簇发事件的成因、相关的类磁岛喷射物、狭窄的宽度，以及高达 1000 km s^{-1}。

P. Pagano 等人提出的解析模型（2021年）表明，考虑曲率后，纳喷流型喷发可能呈现不对称性：由于两条略微错位的日冕环之间发生磁重联，沿曲率半径方向的流动能量更高。他们还通过 2.5D磁流体力学模拟支持了这些现象。相比之下，P. Antolin 等人（2021年）的 3D磁流体力学模拟表明，此类喷发最终大多呈双向喷发，这是由两条错位的直磁通管合并产生的。由 W. Daughton 等人 （2011年）开展的三维建模工作表明，电流片（CS）中撕裂不稳定性的发展会形成磁通绳；他们报告了次级磁通绳的形成及其后续相互作用。由 S. Sen 和 R. Keppens （2022年）的二维模型，以及由 S. Sen 等人 （2023年）开展的三维模型；J. De Jonghe 和 S. Sen（2025）将热传导、辐射冷却和背景热量等非绝热效应纳入模型，以逼真地模拟太阳日冕。他们展示了日冕电流片中的撕裂—热演化耦合过程，捕捉到了磁通绳的形成（二维情况下为磁岛），以及多温度（从 ∼kK 到 MK）的日冕。然而，这些模型均未报告由磁岛或磁通绳合并所导致的喷流状喷发。

最近，S. Sen &F. Moreno-Insertis （2025，下文简称 SMI25）首次证明，双向纳米喷流状喷发可以由两条合并磁通绳界面处的磁重联引起。然而，迄今为止，由磁通绳合并导致的这些喷发尚缺乏合成观测，且合成观测与现有纳米喷流观测之间的比较研究也未受到关注。因此，有必要生成与现有及未来望远镜相兼容的合成观测，将合成观测量与现有观测进行比较，并为未来的纳米喷流观测计划提供指导。

为此，在本研究中，我们基于 SMI25 的磁流体动力学模型，生成了聚焦于磁通绳合并和纳米喷流状喷发、并适用于不同极紫外谱线的合成图像和谱线轮廓，这些谱线与现有的 大气成像组件 （AIA）仪器相兼容；该仪器搭载于太阳动力学天文台（SDO；J. R. Lemen 等, 2012年）上，同时也与即将发射的多狭缝太阳探测器（MUSE；B. De Pon-tieu 等, 2020年）相兼容。 此外，我们比较了合成图像与 A. R. C. Sukarmadji 等（2022年）观测结果之间的形态相似性。该观测显示，在爆发喷流情景中，纳米喷流喷发之前，两个等离子体团状结构在 SDO/AIA 的不同极紫外通道中发生了相互作用。

2. 磁流体动力学模型概述

作为本文综合分析基础的数值模拟由 S. Sen & F.Moreno-Insertis(2025) 开展。我们采用带有 `MPI-AMRVAC` (R. Kep-pens et al. 2012; O. Porthet al. 2014; C.Xiaet al.2018; R. Keppens et al. 2021; R. Keppens et al. 2023）进行二维半电阻磁流体力学模拟，研究日冕电流片（CS）中磁通绳对合并所产生的小尺度喷发。系统初始处于分层低温日β ($\lesssim 0.3$冕的无力状态，受太阳引力作用，并包含沿磁场热传导。计算区域从 $x = -20$ 延伸至 20 兆米， $y = 0$

延伸至 40 兆米，且在 z方向上保持不变。初始时，$B_x = 0$在整个计算区域内，B_y 在 $x = 0$处（即电流片位置）变号，导引场在此处达到峰值，数值为 $B_z = 6$ 高斯。采用自适应网格加密后，两个方向上的最高分辨率均达到 26.04 千米。模型采用均匀磁扩散率 2.33×10^{12} 厘米^2 秒$^{-1}$，相应的 Lundquist 数为 $\approx 1.3 \times 10^4$，处于等离子体团不稳定性机制范围内（N. F. Loureiroet al. 2007）。然而，我们模型中的磁扩散率远高于典型日冕值 $\sim 10^4$ 厘米^{2}秒$^{-1}$ (G.Vekstein 2016），这也是电阻磁流体力学机制下日冕建模的惯常做法（L.Ni et al.2012；C. Shen等, 2022；S. Senetal. 2024、2025及其中的参考文献）。在磁流体力学模型中采用实际日冕磁扩散率，要求模拟的空间分辨率比本模型高出许多个数量级，这在实现上极具挑战（甚至可能无法实现）。关于模型所用初始条件、数值格式和边界条件的进一步说明，请参阅 SMI25。

初始状态下，系统处于力学平衡。为触发磁重联，我们在大气中 $y = 23.33$、30 和 36.67 兆米处施加局域高速挤压扰动，使得位置越高，速度越大。这些扰动在相应高度引发受迫磁重联，导致电流片发生撕裂不稳定性，并逐渐形成两个主要磁通绳，分别位于 $y \approx 27$ 和 33 兆米处。洛伦兹力垂直分量的空间非均匀性驱动磁通绳之间的相对运动。图1显示了v_x时 $t = 118.02$、128.81 和 145.98 秒时的密度、温度和水平速度（）。磁通绳之间的相互作用始于 $t \gtrsim 100$ 秒（参见图1对应的动画）。极性相反的磁力线在磁通绳交界面处发生磁重联，产生双向流；在 $t = 118$ 秒时，右上图中的椭圆标出了这一现象。约在 $t = 129$秒时，这种流仍然存在，此时上方磁通绳开始与下方磁通绳合并，导致磁重联从纯二维转变为 2.5 维（或分量）磁重联。到 $t = 146$ 秒时，v_x 流在椭圆区域内几乎消失（参见右下图），因为导引场占据主导地位。这些双向喷射的总能量为 $\sim 3.3 \times 10^{24}$ 尔格，与纳耀斑量级的能量一致；其动力学和热力学性质也与 SMI25 中所述观测到的纳喷流相似。

3. 正向建模结果与讨论

3.1. 合成观测

为获得不同极紫外通道的合成观测，我们在光学薄近似下进行正向建模，这一近似适用于典型的日冕介质。详细方法见附录A。

为展示类纳米喷流喷发在不同极紫外通道中的成像特征，我们生成了 AIA 的 94、193、211 和 335 $^{\circ}$A 波段的合成发射率图。此外，我们还为 Fe IX 171、Fe XV 284 和 Fe XIX108 $^{\circ}$A 谱线构建了合成发射率图，这些谱线与即将开展的 MUSE 任务相关。为估算以 DN cm^{-1}s^{-1} pix^{-1} 为单位的发射率，我们在相应的贡献函数中纳入了 AIA 通道和 MUSE 谱线的有效像素面积。我们还合成了 Fe XII（193 $^{\circ}$A）、Fe XVIII（94 $^{\circ}$A）、Fe XIV（211 $^{\circ}$A）、Fe XVI（335 $^{\circ}$A）、Fe IX（171 $^{\circ}$A）、Fe XV（284 $^{\circ}$A）和 Fe XIX（108 $^{\circ}$A）离子的谱线轮廓。

在图2的顶行和底行中，我们展示了 $t = 118.02$ 时各个 AIA通带的发射率图，以突出纳喷流状喷射的成像特征。顶行的图像以两个方向上最高的 26 km 模拟分辨率绘制。在 $y = 27.2$ 兆米附近的局部区域（由左上面板中的黑色虚线标出）可见发射率增强，并从 $x = 0$ 向左右水平方向延伸。这一特征与图1左上面板中明显的密度增强区域空间重合，也与同一图右上面板中的喷流状高速特征（速度高达 150 km s^{-1}）相吻合。图2底行展示的是分辨率降至 $1.2''$ ($\approx$ 870 km)、与 AIA 相当的发射率图。绿色箭头所示的类纳米喷流特征在相同高度处仍可辨认，但与模拟分辨率下的对应图像相比，亮度要暗得多。这些纳米喷流特征从电流片位置向外延伸至 3 个像素，对应长度为 $\lesssim 2.6$ 兆米。根据模拟，我们估计这些特征的温度为 $\lesssim 1.5$ MK，而上、下磁岛的温度达到 ≈ 3.2 MK（见图1的上方中间面板）。AIA 335 $^{\circ}$A 通带中贡献最大的谱线，其形成温度为 ≈ 2.8 MK，因而使335 $^{\circ}$A 发射率图中的磁岛区域出现增亮。相比之下，其他 AIA 通带中的增亮要暗得多。

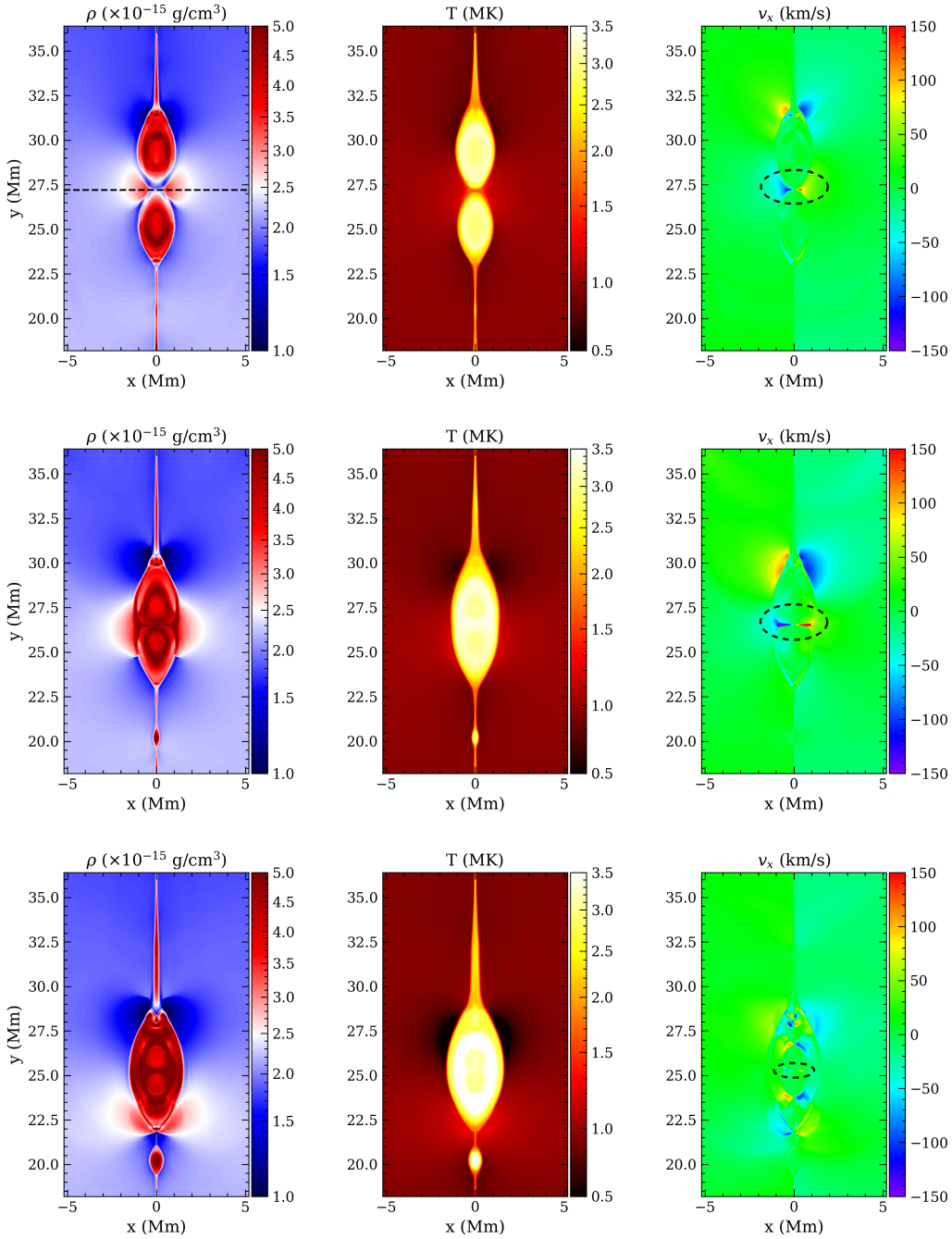

图1. 从左至右，各列展示了 SMI25 磁流体力学模拟得到的等离子体密度（ρ）、温度（T）和水平速度（v_x）的空间变化。顶部、中部和底部面板分别展示了这些量在 $t = 118.02$、128.81 145.98 和秒时的时间演化。顶部和中部面板中，虚线椭圆内的 v_x 图上可见纳米喷流状双向流出；而在底部面板中，标记椭圆内的这些流几乎消失。左上面板中的水平虚线表示高度为 27.2 兆米处的 y 值。时间演化动画可在线查看。

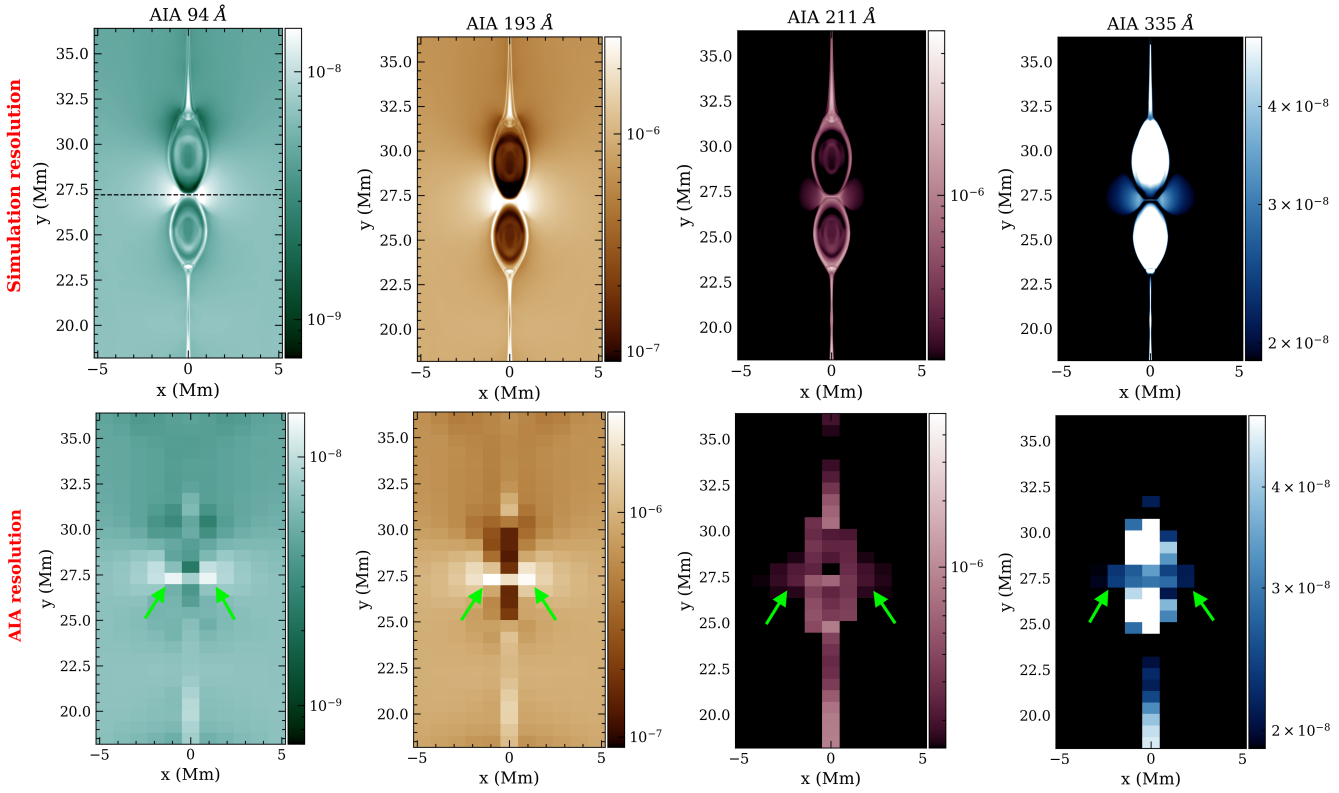

图2. 顶行：在模拟的空间分辨率下，不同 SDO/AIA 宽带通道的合成发射率图，时间为 $t = 118.02$ 秒。发射率值以 DN cm^{-1} 秒$^{-1}$ 像素$^{-1}$为单位，并由相应的色标表示。左侧面板中的黑色虚线标示的位置与图1左上面板中的位置相同。底行：与顶行相同，但空间分辨率降低至 $1''.2$，与 AIA 分辨率相当；标出的绿色箭头指示纳米喷流状特征的位置。时间演化动画可在线查看。

图3展示了对应的 MUSE 谱线合成发射率图，时间同样为 $t = 118.02$ 秒。顶行显示原始模拟分辨率下的图像，底行则显示空间分辨率降低后的图像，其分辨率分别对应于沿 x方向的 MUSE 狭缝宽度和像素大小 $0''.4$，以及沿 y 方向的 $0''.167$ 。Fe IX 171 ˚A 谱线的峰值温度约为 0.9 MK，与温度约为 $y = 27.2$ 兆米处纳喷流状特征的温度更接近；相比之下，高温谱线分别形成于 2.5 MK （Fe XV 284 ˚A）和 10 MK （Fe XIX 108 ˚A）。因此，Fe IX（171 ˚A）谱线对纳喷流状特征的信号最强。相比之下，电流片和磁岛的温度分别为 ≈ 2.5 MK 和 ≈ 3.2 MK。因此，Fe XV 284 ˚A 发射率图突出显示了电流片和磁岛结构，而 Fe XIX 108 ˚A 图仅突出显示磁岛区域的信号。为了测算图2和图3发射率图中所示纳喷流状特征对应的光子计数预测值，我们假设该特征沿不变方向延伸 1 兆米，这与其沿 y方向的宽度相当。这使得最大值

在高度为 $y = 27.2$ 兆米处的强度为 ≈ 550 在 AIA 193 ˚A 和 AIA 211 ˚A 通道中为 ≈ 100 DNs^{-1} pix^{-1}，在 MUSE Fe IX（171 ˚A）谱线中为。在其他通道和光谱线中，强度则明显较低，即为 $\lesssim 10$ DN s^{-1} pix^{-1}。不过，需要指出的是，在生成 AIA 通道和 MUSE谱线的合成图像时，我们没有引入任何读出噪声或泊松噪声。针对小尺度能量事件（例如纳耀斑风暴）（G. Cozzo等, 2024；C. D. Johnston等, 2025），以及微观物理过程（例如磁流体力学湍流）（S. Sen与V. Pant, 2021；C. Shen等, 2022）也开展过不含任何噪声的类似分析。然而，加入额外仪器效应（噪声）、视线方向上存在更多物质（E. Alsina Ballester等, 2025），或延长积分时间在多大程度上会平滑或模糊纳米喷流特征，仍是未来研究中的重要课题。

在图4中，顶行显示了不同铁发射线的光谱图随高度的变化， y，其中横坐标为光谱维度。每个高度处的强度通过沿视线

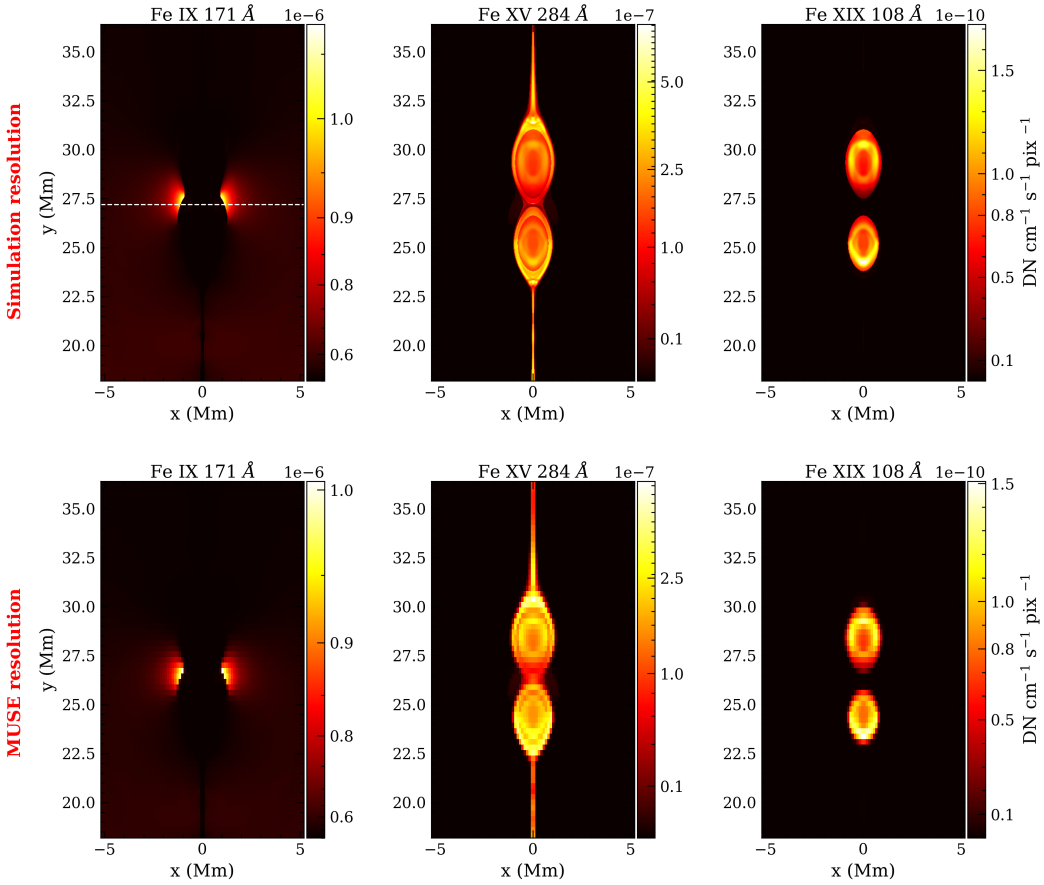

图3. 顶行：在 $t = 118.02$ s 时，采用模拟的空间分辨率绘制的不同 MUSE 谱线的合成发射率图，其中水平虚线标记位于 $y = 27.2$ 兆米处。底行：与顶行相同，但分辨率为 $0''.4$，分别沿 x和 y 方向以 $0''.167$表示，与 MUSE 相匹配。

（LOS）沿 x积分计算，光谱分辨率为 15 m ˚A。每个面板中靠近 $y = 27.2$ 兆米处的白色方框标出了 Δv 轴上显著的尖峰特征。这些特征表明，流沿 x 方向准直。这些尖峰的峰值强度（靠近 $y = 27.2$ 兆米处）偏移至 Δv 轴中心的左右两侧，展示了这些流的双向性。这些尖峰左右对称，反映出喷射的速度、密度和温度分布具有相应的对称性，这一点在图1的顶行中也很明显。所有光谱图中还出现了其他显著的尖峰，位于 $y \approx 32$ 和 23 兆米处。前者由局部等离子体压力梯度导致的等离子体流入产生，后者则由微小的重联外流产生，如图1右上方面板所示。这些合成光谱图展示了示例性输出，与我们利用当前和即将投入使用的望远镜所能获取的光谱仪观测结果类似。例如，日出号 / 极紫外成像光谱仪 (EIS;J. L. Culhane 等，2007)中提供了一条 Fe XIV 211.32 ˚A 谱线光谱仪由两种模式组成，狭缝宽度分别为 $1''$ 和 $2''$，每条狭缝的光谱分辨率为 22 m ˚A（J. L. Culhane 等，2007）；即将开展的 Solar-C / 极紫外高通量光谱望远镜（EUVST；T. Shimizu 等，2021）任务预计将配备单条狭缝，空间分辨率更高，为 $0''.4$，光谱分辨率为 17–21。5 m ˚A。Fe XV（284.163 ˚A）发射线将由即将开展的 MUSE 任务观测，该任务将配备 35 条狭缝，空间分辨率为 $\lesssim 0''.4$ （B. De Pontieu 等，2020）。MUSE 谱线的此类合成光谱图预测也见于B. De Pontieu 等 （2022年）以及G. Cozzo 等 （2024）。Fe XVI（335.410 ˚A）发射线的光谱图还展示了位于 $y = 27.2$ 兆米处的多普勒位移特征，并强调了未来仪器设备的重要性，因为目前的天文台（或近期即将投入运行的天文台）中，没有可用的光谱仪能够观测这条谱线。

为了了解纳喷流喷发的光谱轮廓，我们从光谱中提取了位于 $y = 27.2$ 兆米处的截面

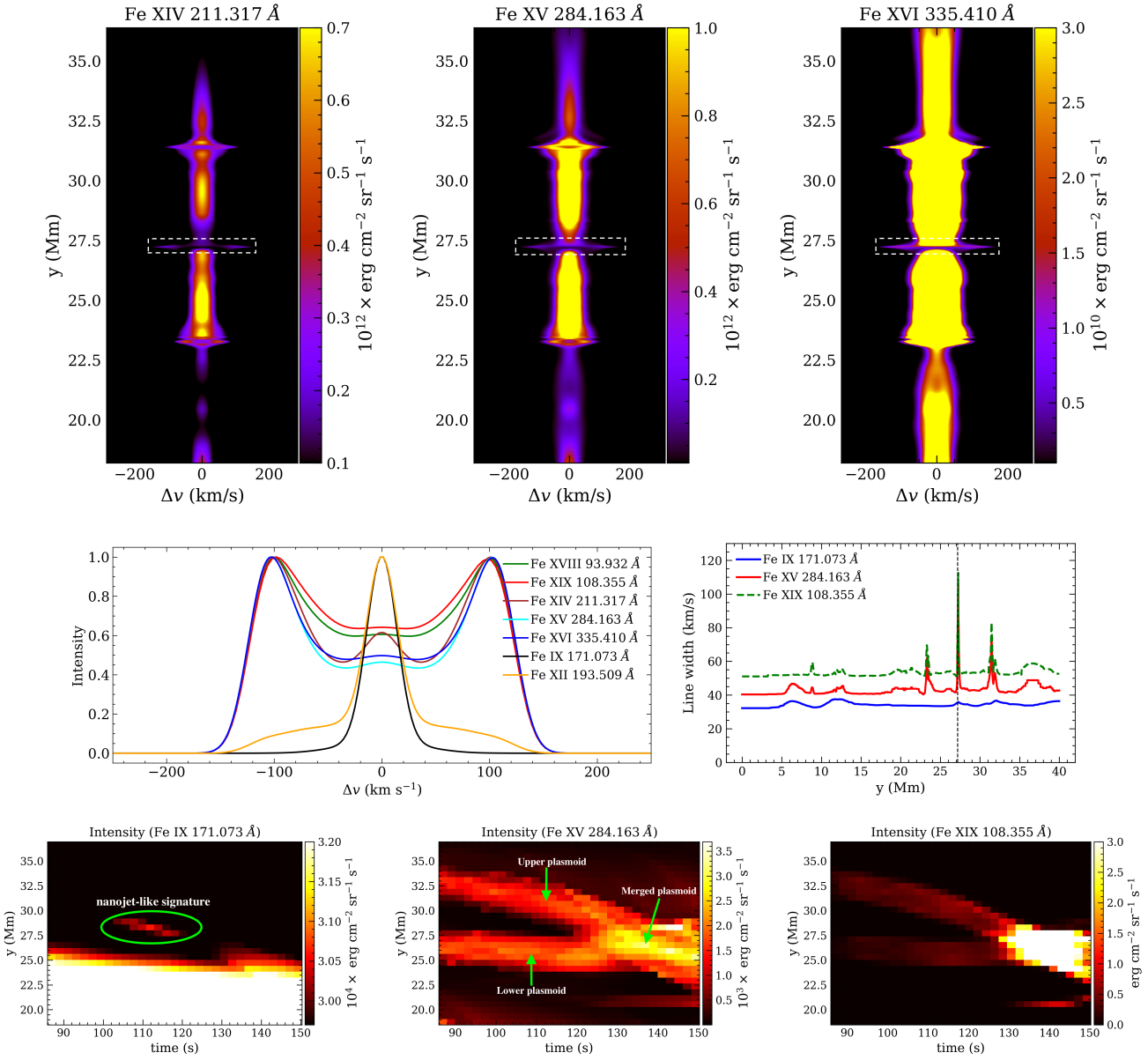

图4. 顶行： $t = 118.02$ s 时不同发射线的光谱图，强度通过沿 x 方向积分计算得出。白色方框位于约 $y = 27.2$ 兆米处，用于突出显示类纳米喷流喷发的光谱特征。中间一行：左图展示了 $y = 27.2$ 兆米处各发射线（以相应图例标示）的光谱轮廓，右图显示了总线宽沿 y 方向的变化，其中垂直虚线标记了 $y = 27.2$ 兆米处的位置。底行：强度的时距图，强度通过沿狭缝积分得到；狭缝沿水平方向（沿 x）放置在 31 个不同的 y 高度。左图中的绿色椭圆标出了 $y \approx 27$ 至 30 兆米、 $t \approx 100$ 至 120 秒之间的增亮区域，展现了类纳米喷流特征。中图和右图展示了合并磁岛的演化（如中图所示）。

强度归一化为 1 的图，如图4中间一行左侧面板所示。对于 Fe XIV、XV、XVI、XVIII 和 XIX，我们在 $\Delta v \approx \pm 100$ km s^{-1} 处发现两个不同的峰，分别对应于相对于其中心波长 211.317、284.163、335.410、93.932 和 108.355 ˚A 的红翼和蓝翼多普勒位移。这些峰是密度、温度、视线（LOS）速度、光谱响应函数以及每条谱线贡献函数复杂组合的结果。相比之下，Fe IX（171 ˚A）和 Fe XII（193 ˚A）谱线轮廓在 $\Delta v = 0$ 处达到峰值；与纳喷流的速度（$\approx \pm 100$ km s^{-1}）相比，它们没有显著的多普勒位移。Fe XV、XVI、XVIII 和 XIX 谱线轮廓在 $\Delta v = 0$ 附近几乎平坦，而 Fe XIV 谱线轮廓（棕色曲线）在 $\Delta v = 0$ 处呈现一个较小的局部峰值。这一特征反映出，速度极低的像素对强度的贡献占主导。中间一行右侧面板展示了 MUSE 谱线的速度（v_x）分布的二阶矩（公式 A9）随 y 的变化。该二阶矩可用作热展宽、非热展宽和仪器展宽综合效应的代理量。根据各条 MUSE 谱线各自的峰值形成温度计算得到的热展宽（见公式 A6）分别为 Fe IX、XV 和 XIX 谱线的 16 km s^{-1}、27 km s^{-1} 和 54 km s^{-1} 。每条 MUSE 谱线的仪器展宽估算为 $\frac{2.9c}{\sqrt{8\ ln2}}\frac{\Delta\lambda}{\lambda_f}$（Ø. H. Færder 等，2024），其中，$\Delta\lambda = 15$m ˚A 为光谱采样，λ_f 是第 f 个仪器通道的波长。由此得到 Fe IX（171 ˚A）、Fe XV（284 ˚A）和 Fe XIX（108 ˚A）谱线的仪器线宽分别为 32.3、19.5 和 51.2 km s^{-1} 。对于 Fe XV 和 XIX，总线宽在 $y = 27.2$ 兆米处（即纳米喷流状特征的高度）达到峰值，数值为 $\lesssim 100$ km s^{-1}。在 $y \approx 23$ 兆米和 $y \approx 32$ 兆米处还可见另外两个显著尖峰，对应的速度为 $\lesssim 80$ km s^{-1}。另一方面，Fe IX 谱线没有明显的尖峰。

3.2. 时间演化

在图4的底行中，我们展示了MUSE谱线的强度时空图，其中强度是通过沿x积分像素，并在不同的 y 高度 y =18.2至36.4兆米之间以均匀间隔布置31条狭缝计算得到的，时间范围为 ≈ 600 千米，时间间隔介于 $t = 86$ 至150秒之间。

Fe IX（171 ˚A）图突出显示了一个局部区域（绿色椭圆标出）内的强度增亮，位置介于 $y \approx 27$–29 兆米和 $t \approx 102$–122 秒之间。该特征对应沿 x方向的准直等离子体喷射，其强度对温度 敏感为 ~ 1 MK，并位于合并磁通绳之间。根据时空图，我们估计该特征的寿命为 ≈ 20 秒。我们在一个时空位置识别出该特征（位于绿色椭圆内），在那里，它的增亮未受到合并磁岛其他部分遮挡的影响。在磁岛合并过程的后期，由于上覆磁岛结构造成的视线效应将其遮蔽，该特征在时空图中已无法清晰辨认。随着时间推移，该特征沿 y 向下移动，表明随着上方磁通绳向下运动并逐渐进入合并过程，类纳米喷流特征也随之向下位移。增亮沿 y轴延伸约 1–2 个像素，这表明该特征的厚度在 600 千米至 1.2 兆米之间变化。这说明该特征的寿命为 ≈ 20 秒，厚度为$\lesssim 1.2$ 兆米。相比之下，在对应更热线的图中看不到这一局部增亮。Fe XV（中图）和 Fe XIX（右图）图显示了上、下磁岛从合并前阶段（$t \approx 90$–120 秒）到合并状态（$t \gtrsim 135$ 秒）的变化。然而，Fe XIX 108 ˚A 发射的强度比 Fe XV284 ˚A 谱线低约三个数量级。

时距图中“纳喷流样信号”下方出现的亮带（图4左下图）源于整个水平区域内（介于 $x = -20$ 至20兆米之间）的视线积分强度。因此，亮带的出现可能是由较低处的磁岛（合并前）、正在合并的磁岛、电流片和背景分层共同造成的，此外还可能与位于 $x = 0$之外的子结构有关。然而，我们认为，在磁岛合并事件的观测中，纳喷流特征下方或上方出现此类亮带都是可以预期的。这一解释得到了图5 （顶行）中的强度图支持，尤其是在AIA 193 ˚A和 211 ˚A通道中，磁岛区域比纳喷流位置更亮。

3.3. 与观测的比较

在 IRIS 和 AIA 中均观测到了纳米喷流，其在 AIA 日冕通道中的可见度各不相同（A. R. C. Sukarmadji 等, 2022年；A.R.C. Sukarmadji&P.Antolin 2024）。当纳米喷流足够大时，在 AIA 304 ˚A 中总是清晰可见，而且通常在 193 ˚A 和 171 ˚A 中也可见。对于在较热结构中观测到的纳喷流，我们发现它们在其余 AIA 日冕通道中也可能可见，但在 AIA 94 中仅隐约可见。A. R. C. Sukarmadji 等人 (2022年) 给出的一个示例如下

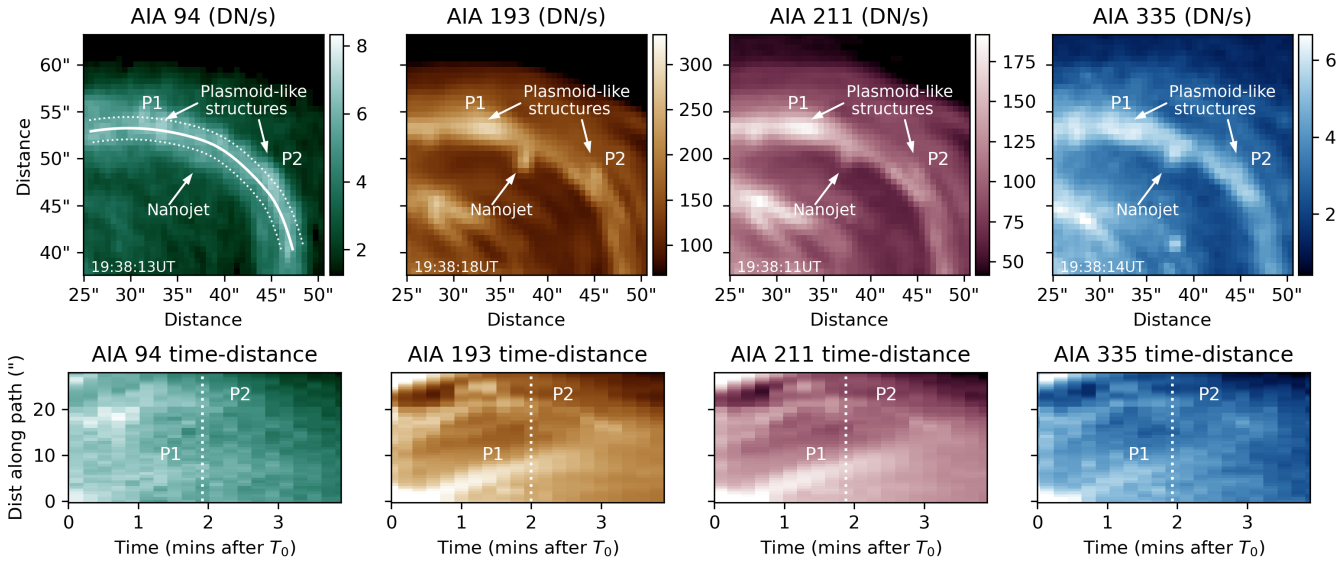

图5. 上排：A. R. C. Sukarmadji 等人 的 （2022年）所示的纳喷流 N2 的部分 AIA 快照，箭头标出了细丝中彼此相向运动的等离子体团状结构 P1 和 P2。白色实线表示用于生成时距图的路径；沿路径某一点的值，是对其法线方向上、两条虚线之间均匀分布的八个数值取平均得到的。白色竖直虚线标示图像的时间戳，此时 T_0 位于 19:36:18 协调世界时。此图的动画版本可在线查看。

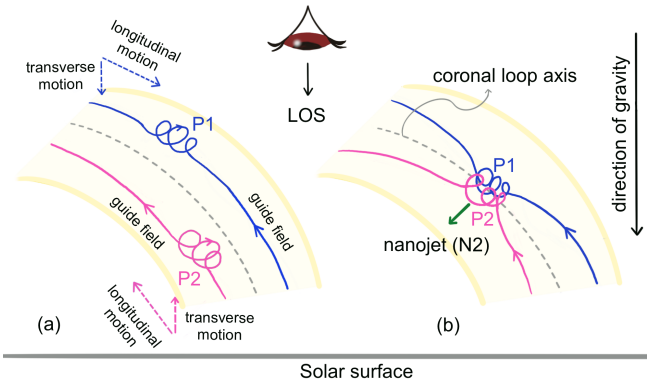

图6. 观测示意图（图5）展示了磁岛合并事件及随后纳喷流（N2）的喷射。观测视线与引力方向平行。黄色阴影区域表示日冕环，其中两条细丝分别以蓝色和粉色表示。面板（a）描绘了磁岛 P1 和 P2 合并前的阶段，它们沿导引场方向运动（“纵向运动”），同时也沿与引力平行或反平行的方向运动（“横向运动”）。面板（b）展示了较面板（a）所示阶段更晚时磁岛 P1 和 P2 之间的相互作用，并由此引发纳喷流（N2）的喷射。

图 5展示了纳喷流 N2。它出现在由爆发喷流驱动的类环结构外缘，长度为 1.5 兆米，宽度为 1 兆米，寿命为持续时间为 20 s。通过使用基追踪法进行微分发射量测分析，估算其温度约为 3.4 MK（M. C. M. Cheung 等, 2015），其动能与热能之和为2.9×10^{25} erg。在此情况下，纳喷流本身在 IRIS 和大多数高温 AIA通带中都明显更亮，而其起源处的高温环细丝也能在大多数高温 AIA通带中观测到。在这次观测中，我们在磁重联事件发生前，于爆发喷流中观测到多个未对齐的细丝（可能表明存在编织），以及等离子体团状结构。图 5标出了其中两个这样的结构；它们具体可见于 AIA 193、211 和 335 通带。这些细丝中的结构似乎也在纳喷流出现前相向移动，随后在纳喷流所在位置彼此相遇（参见图 5 对应的动画）。

图 6展示了观测的一种合理构型示意图（图 5），突出了类磁岛结构（P1 和 P2）的运动、相关导引场以及纳喷流（N2）的喷射。类磁岛结构表明存在磁通量绳，其中的导引场平行于日冕环轴。该导引场还具有垂直于引力的分量，尤其是在 P1 和 P2 所在位置，因

为观测是在日面上进行的。这些磁岛既可以沿日冕环轴运动（“纵向运动”），也可以平行于引力方向运动（“横向运动”），如图6（a）所示。然而，需要注意的是，无法从强度图（图5上排）推断 P1 和 P2 的横向运动，因为视线方向几乎与引力方向平行。在后续阶段，这些磁岛相互作用，导致纳喷流（N2）喷射，如图6（b）所示。与 SMI25 的模型相比，此处的导引场仅沿垂直于引力的方向作用。不过，模型中磁通绳的双向运动主要由洛伦兹力垂直分量的空间非均匀性所支配（更多细节参见 SMI25），这表明引力在驱动磁通绳运动中作用甚微。

图5 底部几行的时距图显示了两个等离子体团状结构对应的两条斜线，表明在纳喷流出现之前，等离子体朝彼此运动。因此，我们推测，等离子体团状结构的合并，加上细丝之间的错位，触发了产生纳喷流的磁重联事件。合并的磁岛也可能起源于开尔文–亥姆霍兹不稳定性（KHI）涡旋之间的磁重联；这些涡旋已存在于观测到纳喷流的区域中A. R. C. Sukarmadji 等（2022年）。

将模型生成的合成观测与实际观测进行比较后，我们发现，观测到的纳喷流（N2）与纳喷流状特征的合成观测，在 AIA 193、211 和 335 宽波段中具有相似的形态和强度值。此外，合成观测得到的长度（$\lesssim$ 2.4 兆米）、宽度（$\lesssim$ 1.2 兆米）和寿命（$\approx$ 20 秒），以及磁流体力学模型得出的温度（$\lesssim$ 1.5 兆开尔文）和能量通量（$\sim 10^{24}$ 尔格），均与观测到的纳喷流较为吻合。

然而，观测到的纳喷流（N2）喷发是单向的，沿宿主细丝的曲率半径向内传播，这可能是由向内方向占主导的磁张力所促成；而模拟中的纳喷流喷发则是双向的，水平延伸，且由于构型左右对称，不存在方向偏向。

4. 总结与结论

在本文中，我们首次基于 SMI25 的 2.5维磁流体动力学模型，展示了合成观测结果，从而能够对两个磁通绳（二维情况下为磁岛）合并所产生的纳米喷流状特征进行光谱诊断。我们在光学薄近似下进行正向建模，合成对应于当前 SDO/AIA 和未来 MUSE 任务的多个极紫外通道中的观测量。AIA 94、193、211 和 335 $^{\circ}$A 通带的合成发射率图（图 2 底排），以及 MUSE 171 $^{\circ}$A 谱线的合成发射率图（图 3 左下图）显示出局部增亮，其长度为 $\lesssim 2.3$ 兆米，令人联想到纳米喷流。然而，AIA 335 $^{\circ}$A 和 MUSE 284, 108 $^{\circ}$A 图则突出显示了与磁岛结构相关的增亮。不同发射线的光谱图和谱线轮廓（图 4）显示，多普勒位移约为 ± 100 km s^{-1}，呈双向分布，反映了沿纳米喷流喷射方向的准直流。时空强度图（图 4 底排左图）显示，喷射纳米喷流的寿命为 ≈ 20 s，厚度为$\lesssim 1.2$ 兆米；而其他 MUSE 谱线的时空图（图 4 底排中图和右图）则显示了磁岛合并过程的特征。根据磁流体动力学模型估算，纳米喷流的温度和总能量通量分别为 $\lesssim 1.5$ MK 和 $\approx 3.3 \times 10^{24}$ erg。这些基于合成观测和模拟得出的估值，与 A. R. C. Sukarmadji等（2022）在爆发喷流情景中报告的纳米喷流（N2）观测结果吻合良好；此外，纳米喷流和磁岛的形态特征（图 5）也与 AIA 合成图（图 2 底排）较为相似。

总之，本研究强调了生成纳喷流合成观测量的重要性，以预测利用当前和未来的光谱观测设施探测纳喷流的可能性。本研究还建立了纳喷流模拟与观测之间的重要联系，为深入理解纳米喷流形成机制开辟了途径，并有助于诊断其热力学和能量学特性，从而评估其对日冕加热的贡献。

致谢

我们感谢匿名审稿人提出有益且富有建设性的意见，这些意见大幅改进了稿件。SS、DNS 和 FMI 感谢欧洲研究委员会通过协同基金#810218（“The Whole Sun”，ERC-2018-SyG）提供支持。他们也衷心感谢西班牙超级计算网络（Red Espa˜nola de Supercomputaci´on）提供的专业技术知识与协助，以及所使用的计算资源：位于加那利天体物理研究所的 LaPalma 超级计算机。JMS 感谢 NASA 合同

NNG09FA40C（IRIS）和 80GSFC21C0011（MUSE），以及美国国家科学基金会项目 AGS2532363 和 AGS2532187 提供支持。MUSE 由位于加利福尼亚州帕洛阿尔托的洛克希德·马丁太阳与天体物理实验室牵头。MUSE 由 NASA 戈达德太空飞行中心位于马里兰州格林贝尔特的探索者计划办公室负责管理，隶属 NASA 科学任务理事会日球物理部。洛克希德·马丁先进技术中心与合作机构共同建造 MUSE 仪器和航天器，加利福尼亚大学伯克利分校则提供任务运行中心。MUSE 并受益于挪威航天局（NOSA）、意大利航天局（ASI）、德国航空航天中心以及马克斯·普朗克太阳系研究所（MPS）提供的国际支持。太阳动力学天文台（SDO）是 NASA“与恒星共存”（LWS）计划的一项任务。AIA 是搭载在 SDO 上的仪器。本研究使用的所有 SDO 数据均可从联合科学运行中心（http://jsoc.stanford.edu）不受限制地获取。

附录

A. 正向建模

对标记为索引 i 和 j 的每个像素估算发射率（$\epsilon_{i,\ j}$），其中这两个索引分别对应行和列，

$$\epsilon_{i,j} = A_b\ n_{e_{i,j}} n_{H_{i,j}} G(T_{i,j}), \tag{A1}$$

其中，A_b 是发射元素的丰度，而$n_{e_{i,\ j}}$、$n_{H_{i,\ j}}$、$T_{i,\ j}$和 G（$T_{i,\ j}$）分别表示（$i,\ j$）网格单元处的电子数密度、氢数密度、温度和贡献函数。这里，我们提供取自模拟的$n_{e_{i,\ j}}$、$n_{H_{i,\ j}}$和$T_{i,\ j}$。MUSE谱线（Fe IX 171 Å、Fe XV 284 Å 和 Fe XIX 108 Å）对应的贡献函数是在等离子体压力恒定为 3×10^{15} K cm^{-3}时，针对 $10^5 - 10^8$ K 的温度范围计算的。其他谱线和通带对应的贡献函数是在密度恒定为 10^9 cm^{-3}时，针对 $10^5 - 10^8$ K 的温度范围计算的。日冕元素丰度采用 U. Feldman（1992）的数据。对于单谱线发射率，我们使用 CHIANTI 10 中的 ch_synthetic.pro（G. Del Zanna 等，2021）；对于 AIA 滤波器，我们使用 SSWIDL软件包中的 aia_get_response.pro。AIA通带的温度响应见 J. R. Lemen 等（2012），MUSE谱线的温度响应见 G. Cozzo 等（2024）。

我们对每一列的各行求和，计算强度：

$$I_j = \sum_i \phi_f(\lambda) \epsilon_{i,j}\ \Delta l_{i,j}, \tag{A2}$$

其中，$\Delta l_{i,\ j}$ 是相应网格单元沿视线方向的长度（此处沿行方向），而 $\phi_f(\lambda)$ 是 f 个仪器通道的光谱响应函数（类似于 P. Zacharias 等人(2011年) 中的方程 3，但该方程是在速度空间中表述的），

$$\phi_f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\ \Delta\lambda} \exp\left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_s}{\Delta\lambda} \right)^2 \right], \tag{A3}$$

其中，

$$\lambda_s = \lambda_0 (1 + v_{LOS_{i,j}}/c) \tag{A4}$$

是发射线中心波长 (λ_0) 的偏移波长，$v_{LOS_{i,\ j}}$ 是 ($i,\ j$) 像素处的视线速度，c 是真空光速，而

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2 k_B T_{i,j}}{m}}, \tag{A5}$$

是由热展宽导致的波长偏移，

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2 k_B T_{i,j}}{m}}, \tag{A6}$$

其中， k_B 是玻尔兹曼常数， m 是发射元素的原子质量。发射等离子体在（i, j）网格单元处的强度为

$$F_{i,j} = A_b \; n_{e_{i,j}} n_{H_{i,j}} \Lambda_f(T) \Delta l_{i,j}, \tag{A7}$$

其中， $\Lambda_f(T)$ 是每个像素的温度响应函数，它结合了等离子体的发射特性与第 f 个仪器通道 $\phi_f(\lambda)$ 的响应，

$$\Lambda_f(T) = A_{pix} \int_\lambda G_\lambda(T) \phi_f(\lambda) \mathrm{d}\lambda, \tag{A8}$$

其中， A_{pix} 是单个网格单元的面积。热展宽、非热展宽和仪器展宽导致的总线宽可通过视线速度的二阶矩计算，并对每一列估算如下:

$$\Delta \bar{v}_j = \sqrt{\frac{\sum_i (v_{i,j} - \bar{v}_j)^2 F_{i,j}}{\sum_i F_{i,j}}}, \tag{A9}$$

其中， $\bar{v}_j$ 是速度分布的一阶矩，定义为

$$\bar{v}_j = \frac{\sum_i v_{i,j} F_{i,j}}{\sum_i F_{i,j}}. \tag{A10}$$

参考文献

Alsina Ballester, E., N´obrega-Siverio, D., Moreno-Insertis, F., & Supriya, H. D. 2025, 《天文学与天体物理学》, 700, A204, doi: 10.1051/0004-6361/202555520Antolin, P., Pagano, P., Testa, P., Petralia, A., & Reale, F. 2021年, 《自然·天文学》, 5, 54, doi: 10.1038/s41550-020-1199-8Belov, S. A., Bogachev,S. A.,Ledentsov, L. S., & Zavershinskii, D. I. 2024, 《天文学与天体物理学》, 684, A60, doi: 10.1051/0004-6361/202348199Bura, A., Shrivastav, A. K.,Patel, R., et al. 2025, 《天体物理学杂志快报》, 988, L65, doi: 10.3847/2041-8213/adef0fCheung, M. C. M., Boerner,P.,Schrijver, C. J., et al. 2015, 《天体物理学杂志》, 807, 143, doi:10.1088/0004-637X/807/2/143Cozzo, G., Reid, J., Pagano, P., et al. 2024, 《天文学与天体物理学》, 689, A184, doi: 10.1051/0004-6361/202450644Culhane, J. L., Harra, L. K.,James, A. M., et al. 2007, 《太阳物理学》, 243, 19, doi:10.1007/s01007-007-0293-1Daughton, W., Roytershteyn, V., Karimabadi, H., et al. 2011年, 《自然·物理学》, 7, 539, doi: 10.1038/nphys1965De Jonghe, J., & Sen, S. 2025, 《皇家天文学会月刊》, 536, 3308, doi: 10.1093/mnras/stae2740De Pontieu, B., Mart´ınez-Sykora, J., Testa, P., et al. 2020年, 《天体物理学杂志》, 888, 3, doi:10.3847/1538-4357/ab5b03De Pontieu, B., Title, A. M.,Lemen, J. R., et al. 2014年, 《太阳物理学》, 289, 2733, doi: 10.1007/s11207-014-0485-yDe Pontieu, B., Testa, P.,Mart´ınez-Sykora, J., et al. 2022年, 《天体物理学杂志》, 926, 52, doi:10.3847/1538-4357/ac4222 Del Zanna,G.,Dere, K.P.,Young, P.R.,&Landi,E. 2021, 《天体物理学杂志》, 909, 38, doi:10.3847/1538-4357/abd8ceFærder, Ø. H., N´obrega-Siverio, D.,Carlsson, M.,&Mart´ınez-Sykora, J. 2024, 《天文学与天体物理学》, 687, A171, doi: 10.1051/0004-6361/202449357Feldman, U. 1992, 物理手稿, 46, 202, doi: 10.1088/0031-8949/46/3/002Fludra, A. 2023, 《天文学与天体物理学》, 674, A131, doi: 10.1051/0004-6361/202245306Gao, Y., Tian, H., Berghmans, D., et al. 2025, 《天体物理学杂志快报》, 985, L12, doi: 10.3847/2041-8213/add33aJohnston, C. D., Daldorff, L. K. S., Klimchuk, J. A., et al. 2025, 《天体物理学杂志》, 994, 139, doi: 10.3847/1538-4357/ae08a2Keppens, R., Meliani, Z., van Marle, A. J., et al. 2012, 计算物理学杂志, 231, 718, doi: 10.1016/j.jcp.2011.01.020Keppens, R., Popescu Braileanu, B., Zhou, Y., et al. 2023, 《天文学与天体物理学》, 673, A66, doi: 10.1051/0004-6361/202245359Keppens, R., Teunissen, J., Xia, C., & Porth, O. 2021, 计算机与数学及其应用, 81, 316, doi: https://doi.org/10.1016/j.camwa.2020.03.023Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, 《太阳物理学》, 275, 17, doi: 10.1007/s11207-011-9776-8Loureiro, N. F., Schekochihin, A. A., & Cowley, S. C. 2007, 等离子体物理学, 14, 100703, doi: 10.1063/1.2783986Ni, L., Roussev, I. I., Lin, J., & Ziegler, U. 2012, 《天体物理学杂志》, 758, 20, doi: 10.1088/0004-637X/758/1/20

Pagano, P., Antolin, P., & Petralia, A. 2021, 《天文学与天体物理学》, 656, A141, doi: 10.1051/0004-6361/202141030Pauluhn, A., & Solanki, S. K. 2007, 《天文学与天体物理学》, 462, 311, doi: 10.1051/0004-6361:20065152Porth,O.,Xia,C., Hendrix, T., Moschou, S. P., & Keppens, R. 2014, 《天体物理学杂志增刊》, 214, 4, doi:10.1088/0067-0049/214/1/4Rochus, P., Auch` ere, F., Berghmans, D., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A8, doi: 10.1051/0004-6361/201936663Sen, S., Jenkins, J., & Keppens, R. 2023, 《天文学与天体物理学》, 678, A132, doi: 10.1051/0004-6361/202347038Sen, S., & Keppens, R. 2022, 《天文学与天体物理学》, 666, A28, doi: 10.1051/0004-6361/202244152Sen, S., & Moreno-Insertis, F. 2025, 《天文学与天体物理学》, 699, A106, doi: 10.1051/0004-6361/202453595Sen, S., Nayak, S. S., & Antolin, P. 2025, 《天文学与天体物理学》, 703, A241, doi: 10.1051/0004-6361/202556232Sen, S., & Pant, V. 2021, 《天体物理学杂志》, 923, 178, doi: 10.3847/1538-4357/ac3003Sen, S., Prasad, A., Liakh, V., & Keppens, R. 2024, 《天文学与天体物理学》, 688, A64, doi: 10.1051/0004-6361/202449767

Shen, C., Chen, B., Reeves, K. K., 等. 2022年, 《自然·天文学》, 6, 317, doi: 10.1038/s41550-021-01570-2Shimizu, T., Imada, S., Kawate, T., 等. 2021年, 载于国际光学工程学会（SPIE）会议系列, 第11444卷, 《国际光学工程学会（SPIE）会议系列》, 编者: J.-W. A. den Herder、S. Nikzad 和 K. Nakazawa, 114440N, doi: 10.1117/12.2560887Sukarmadji, A. R. C., & Antolin, P. 2024, 《天体物理学杂志快报》, 961, L17, doi: 10.3847/2041-8213/ad1402Sukarmadji, A. R. C., Antolin, P., & McLaughlin, J. A. 2022年, 《天体物理学杂志》, 934, 190, doi: 10.3847/1538-4357/ac7870Tan, S., Warmuth, A., Schuller, F., 等. 2025, arXiv预印本, arXiv:2509.04741, doi: 10.48550/arXiv.2509.04741Vekstein, G. 2016, 《等离子体物理学杂志》, 82, 925820401, doi: 10.1017/S0022377816000726Wallace, T., & Antolin, P. 2025, 《皇家天文学会月刊》, 544, 1758, doi: 10.1093/mnras/staf1879Xia, C., Teunissen, J., El Mellah, I., Chan´e, E., &Keppens, R. 2018年, 《天体物理学杂志增刊》, 234, 30, doi: 10.3847/1538-4365/aaa6c8Zacharias, P., Peter, H., & Bingert, S. 2011年, 《天文学与天体物理学》, 532, A112, doi: 10.1051/0004-6361/201116708