Draft version March 27, 2023年，使用 LaTeX 双栏 样式排版，采用 AASTeX63

arXiv:2303.14050v1 [astro-ph.SR] 24 Mar 2023

U揭示太阳爆发快速加速阶段的机制

Ze Zhong [1,2,3] Yang Guo [2] Thomas Wiegelmann,[3] M. D. Ding [2] and Yao Chen [1]

[1] Center for Integrated Research on Space Science, Astronomy, and Physics, Institute of Frontier and Interdisciplinary Science, Shandong University, Qingdao 266237, China [2] School of Astronomy and Space Science and Key Laboratory of Modern Astronomy and Astrophysics, Nanjing University, Nanjing210023, China [3] Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig-Weg 3, D-37077, Göttingen, Germany

摘要

人们提出了两种驱动太阳爆发的主要机制：理想磁流体不稳定性和电阻性磁重联。由于这两种机制紧密耦合且同步发生，因此难以确定它们各自对太阳爆发的贡献，尤其是对关键快速加速阶段的贡献。为深入探究这一问题，我们针对2011年8月4日的磁通绳爆发展开了数据驱动数值模拟，并量化了沿耀斑电流片发生的磁重联所产生的向上喷流，以及作用于磁通绳的大尺度洛伦兹力所做的功各自的贡献。模拟所得的爆发主要特征，例如宏观形态、磁通绳的早期运动学以及耀斑带，均与观测结果吻合良好。我们估算了快速加速阶段电流片上方磁弹弓效应所释放的能量，以及大尺度洛伦兹力作用于磁通绳所做的功，发现：(1) 大尺度洛伦兹力所做的功约为前者的4.6倍；(2) 上覆磁场产生的约束力减弱有助于爆发。这些结果表明，在此次爆发的快速加速阶段，大尺度洛伦兹力发挥着主导作用。

关键词：太阳日冕物质抛射（310）— 太阳磁场（1503）— 太阳活动区磁场（1975）— 磁流体动力学模拟（1966）

1. 引言

日冕物质抛射（CMEs）是磁能的爆发性释放（Forbes 2000）。其早期运动学通常包含两个不同阶段：先是缓慢上升阶段，随后进入快速加速阶段（Schrijver 等，2008；Cheng 等，2020）。已有多种机制被提出，用以解释爆发的起始过程（Green 等，2018）。其中一类机制诉诸理想磁流体动力学（MHD）不稳定性，例如螺旋扭结不稳定性（Hood 和 Priest，1979；T¨or¨ok 等，2004）、倾斜扭结不稳定性（Keppens 等，2014）以及双弧不稳定性（Ishiguro 和 Kusano，2017）。另一类机制则要求磁拓扑发生变化，并涉及磁重联。候选机制包括系绳切割重联（Moore 等，2001；Jiang 等，2021）、磁突破（Antiochos 等，1999；Karpen 等，2012年），磁通量浮现（Chen 和 Shibata，2000年），汇聚运动（Amari 等，2003年）等。

对于太阳爆发的快速加速阶段，可能存在两种潜在机制，即理想磁流体力学（MHD）不稳定性，例如环形不稳定性（Kliem &T¨or¨ok 2006；Olmedo & Zhang 2010），也称为平衡丧失或灾变（vanTend & Kuperus1978；Forbes &Isenberg 1991），以及磁重联。平衡丧失源于大尺度洛伦兹力不同分量之间的不平衡，而当上覆磁场衰减得足够快时，就会发生环形不稳定性。这两种表述从不同角度描述了同一种物理机制（D´emoulin &Aulanier2010；Kliem et al. 2014）。力的不平衡发生后，磁通量绳（MFR）在大尺度洛伦兹力做功的作用下加速并发生爆发（Chen et al.2006）。耀斑与日冕物质抛射（CME）之间的电流片中会发生电阻性磁重联。从

通讯作者：Ze Zhongzezhong@sdu.edu.cn

磁重联排气区流出的物质对日冕物质抛射（CME）的加速起主要作用（例如，Jiang 等，2021）。

由于上述过程之间存在耦合，因此难以厘清哪种机制在快速加速阶段起主导作用（Vršnak，2016）。磁重联发生时，可能会将上覆磁通量转移至磁通绳，从而增强磁通绳所受的箍缩力，并减小上覆磁场的约束力。反之，当力平衡被打破时，拉伸的磁力线可能会在磁通绳后方留下电流片，这有利于磁重联产生外流。区分这两个过程的一种方法，是研究其中一个过程能否单独驱动太阳爆发。Shibata 和 Tanuma (2001年）假设在一个简化框架中，磁通绳仅受磁重联外流的动量交换影响，并再现了典型的日冕物质抛射运动学特征。利用三维（3D）磁流体力学模拟，Jiang 等人 (2021年）表明，他们模拟中的磁通绳爆发主要由磁重联外流驱动。

与电阻过程不同，理想磁流体力学过程也已被证实能够单独加速日冕物质抛射。Chen 等 （2007年）发现，理想磁流体力学灾变无需磁重联即可产生快速日冕物质抛射。Kliem &T¨or¨ok （2006年）推导了环形不稳定性的阈值，并定性再现了快速和缓慢日冕物质抛射的运动学。上述研究表明，在理论框架下，这两种过程中的任一种都能够单独驱动爆发。然而，在实际观测中，它们各自的贡献仍不明确。得益于数据驱动磁流体力学技术的发展（Jiang 等，2016a；Leake 等，2017；Hayashi 等，2018；Guo 等（2019）；Kaneko 等，2021；Jiang 等，2022；Inoue 等，2022；Chen 等，2023），通过量化具体贡献（例如磁重联外流以及大尺度洛伦兹力所做的功），有可能厘清它们之间的耦合关系。

本文重点关注与日冕物质抛射相关的一次M级耀斑的立体观测。通过重建三维日冕磁场，我们发现耀斑起始前已有磁通绳存在。具体而言，我们以观测到的光球矢量磁图和速度时间序列为输入，进行数据驱动磁流体力学模拟，以重现爆发早期的运动学过程。我们的目的是阐明快速加速阶段由哪种机制主导。第2节介绍多波段观测。数据驱动磁流体力学模型见第3节。结果见第4节。总结与讨论见第5节。

2. 观测与数据分析

复杂活动区（AR）11261于2011年8月4日产生了一次M9.3级耀斑。地球静止轨道环境业务卫星8 °的软X射线1–*A*通量数据(*GOES*显示，耀斑于世界时03:42起始，在世界时03:58达到峰值，持续了 ∼2 小时（图1(a)）。根据太阳动力学天文台（SDO；Lemen等人，2012）搭载的大气成像组件（AIA；Pesnell等人，2012）以及太阳地球关系天文台（STEREO；Kaiser等人，2008）搭载的太阳地球连接日冕与日球层探测仪（SECCHI；Howard等人，2008）中的极紫外成像仪（EUVI）观测，耀斑起始前，沿极性反转线（PIL）分布着一条弧形暗条。随后耀斑发生，明亮等离子体迅速从活动区喷出（图1(b)和1(c)中的白色箭头），复合图像中可见大量辐射。之后形成了一系列耀斑后环，如 171 °A中所示；同时，一道大范围极紫外波掠过太阳圆面（图1(d)中的绿色菱形）。根据大视场光谱日冕仪（LASCO；Brueckner等人，1995）的C2和C3日冕仪数据，随后在世界时 ∼04:12，C2视场内探测到一次大型日冕物质抛射；在世界时 ∼04:30，C3视场内也探测到该抛射。这些仪器的协同观测清晰记录了太阳爆发早期的运动学过程。

为定量研究抛射物的运动学，我们绘制了图1 (a)中的时距图，沿人工切片（图1 (d)中的红色斜线）测量运动前沿，位置如青色加号所示。耀斑开始前，太阳暗条基本保持静止（见图1 (b)的动画）。世界时03:42时，耀斑发生，随后抛射物以线性速度缓慢加速，速度为 46.6 km s^{-1}。经过转折点（黑色加号）后，运动前沿的速度骤增至330.1 km s^{-1}。五分钟后，抛射物离开视场。我们还计算了*GOES* 软X射线通量数据的导数，如黄色曲线所示；通常认为它满足 Neupert效应（Neupert 1968年）。转折点附近通量的剧烈变化与抛射物的运动学特征高度吻合。

结合极紫外成像仪和 AIA 观测到的极紫外数据，我们重建了抛射物的三维轨迹。图1(e)展示了世界时 03:52时 STEREO A 和 B 在日心惯性（HCI）坐标系中的位置。STEREO A 与 SDO 之间的分离角约为 99°。如图1(b)和1(c)所示，AIA 视角下的同一抛射物对应于极紫外成像仪视场中的东北方向。通过对一系列时刻抛射物的不同位置进行线性拟合，我们

获得了校正后的抛射物时间—高度轨迹，如图1(f)所示。

3. 数值建模方法

我们采用零β 假设下的磁流体力学模型来模拟磁通绳的演化。该模型与我们此前的研究基本相同（Zhong 等（2021））。我们使用开源消息传递接口自适应网格加密代码 MPI-AMRVAC，在笛卡尔坐标系中对磁流体力学方程进行数值求解；该代码是一种多功能平流代码（MPI-AMRVAC；Keppens 等，2012；Porth 等，2014；Xia 等，2018；Keppens 等，2021）。时间积分采用三步 Runge—Kutta 方法。空间离散方面，我们采用有限体积格式，并结合 Harten—Lax—van Leer 求解器（Harten 等，1983）和三阶 Koren 斜率限制器（Koren, 1993）。我们采用三维均匀网格，在 $224\times192\times192$ 方向上设置 x个网格单元， y和 z 方向上设置 $330\times283\times283$ 兆米^3，以覆盖完整的计算区域。

我们采用磁摩擦法（Guo 等，2016），基于世界时03:00的光球矢量磁图，重建初始磁构型的非线性无力场（NLFFF）（图2(a)）。这些磁图由搭载于SDO上的日震与磁成像仪（HMI；*Scherrer* 等，*2012*）获取。我们校正投影效应（Gary 与 Hagyard，1990），并通过预处理（Wiegelmann 等，2006）去除净洛伦兹力和力矩，以确保无力性和无力矩性。我们将预处理后的矢量磁图与势场结合，作为初始非无力场，并使其弛豫至无力状态。最终的非线性无力场接近无力且无散状态，可通过两个度量进行评估（Wheatland 等，2000）。其中一个是无力性度量，定义为电流密度与磁场之间夹角正弦值的电流加权平均值电流密度和磁场$\boldsymbol{B}$。另一个是无散性度量，由磁通量相对增量的加权平均值确定。本研究中的无力性度量为 ~0.16，对应于 9.2° 电流密度与磁场$\boldsymbol{B}$之间的夹角，而后者为 $\sim2.2\times10^{-4}$。这些结果与以往采用磁摩擦法（例如，He 等，2022）和优化法（例如，Jing 等，2021）得到的非线性无力场相近。

图2（b）展示了初始构型，其中低层大气中有一条磁通绳，高度为 11 兆米。垂直切片显示，磁通量绳中心的电流密度很强（8 mA m^{-2}），约为边缘处的三倍。磁通绳主体连接负极性 N1 和正极性 P1，而部分足点延伸至东侧的正极性 P2。

。我们采用几何方法计算磁通绳的扭缠数（Guo 等（2017）），如图2（c）所示。最大扭缠数约为 1 圈。我们还在图2（d）中比较了磁通绳与爆发前暗条的形态。暗条的路径和足点总体上与磁通绳一致。

初始大气采用平面平行模型，其中辅助温度与先前研究相同（Guo 等（2019）；Zhong 等（2021）；Guo 等（2021））。密度通过静力平衡求解，$d(\rho T)/dh=-\rho g$。在我们的设置中， ρ，底边界处为 $2.3\times10^{-7}\mathrm{g\ cm^{-3}}$ ，并逐渐减小至$3.1\times10^{-15}\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$，位于顶边界处。请注意，温度仅用于求解密度分布，不会出现在零β 方程中。

对于边界条件，我们将六个边界都设为其初始值，并保持密度不变。底部磁场由一系列矢量磁图构成，时间范围为世界时03:00至04:24，间隔为12分钟。所有磁图均与世界时03:00对齐，并采用与外推相同的方式进行预处理。我们将这些磁图赋值给底边界的内幽灵层，并对外幽灵层进行二阶常值外推。导出的速度由矢量磁图差分仿射速度估计器（DAVE4VM；Schuck（2008））计算得到。我们将这些速度设定在底边界的内幽灵层，并对外幽灵层进行常值外推。对于顶边界和侧边界，磁场通过常值外推给定，而速度设为零。

4. 结果

4.1. 模拟结果与观测比较

从两个不同视角来看，图 3(a) 和3(d) 展示了世界时03:42时磁通绳的形态，对应耀斑起始。与世界时03:00不同，尽管磁通绳的高度几乎没有变化，但正极性中的部分足点从极性区 P1 移动到了 P2。随后，磁通绳变得不稳定并开始上升。在耀斑脉冲相期间（图3(b) 和3(e)），磁通绳迅速爆发，其下方拉伸出一条电流片。在世界时03:58（图 3(c) 和 3(f)），接近耀斑峰值时，磁通绳上升至约175 兆米；由于持续膨胀，其体积变得非常大。

为了将磁场与观测结果直接比较，我们将磁场反投影到日心坐标系，并将其叠加在 AIA304 $\mathring{}$A 图像上（图 3(a)–3(c)）。我们用不同颜色标示典型

的磁力线，以区分磁通绳（绿色）和上覆磁场（灰色）。磁流体力学模拟的两个方面与观测结果一致。从时间演化来看，耀斑起始与磁通绳开始上升的时间吻合，而耀斑峰值则与磁通绳快速上升相关。在形态方面，磁通绳的运动轨迹基本与爆发暗条一致，二者均朝西北方向运动。磁力线的足点也与 304 $\mathring{A}$ 图像中的耀斑带吻合良好。

我们计算底部的准分界层（QSLs），以定性追踪磁拓扑的变化。通常认为，准分界层是磁连接性梯度较大的位置（Titov 等，2002）。这些区域可能发生磁重联，并使耀斑带变亮。我们通过计算光球上的挤压因子 Q 来识别准分界层，并将带符号的准分界层与 $\log(Q) > 3$ 叠加在 1700$\mathring{A}$ 图像上（图 3(g)−3(i)），对应于耀斑起始、耀斑脉冲相和耀斑峰值的三个典型时刻。我们发现，准分界层的演化总体上与耀斑带十分一致。尤其是在耀斑起始之后，准分界层开始在 PIL 两侧分离。这表明我们的模拟对磁拓扑演化的再现具有较高保真度。

我们还从模拟中推导出磁通绳的时高剖面（青色三角形），并将其与修正后的时距剖面进行比较，如图1(f)所示。两者均呈现出先缓慢上升、随后快速加速的阶段。在耀斑起始之前，磁通绳经历了40分钟的稳定演化。此后，磁通绳以均匀速度缓慢上升，速度为45.8 km s^{-1}，与观测速度几乎一致。随后，过了转折点，磁通绳的速度急剧增加，达到179.2 km s^{-1}，约为观测速度的41.1%。通过比较这两个阶段，我们发现模拟基本再现了观测到的特征，尤其是从缓慢加速阶段向快速加速阶段的转变。

4.2. 重联流的作用

磁重联外流被认为是加速磁通绳的重要机制（例如，Jiang 等，2021）。我们重点关注外流位置，并通过定义电流片的位置来确定该位置。与Gibson& Fan （2006年）和Jiang 等 （2016b）类似，这里将电流片定义为比值$J/B = |\nabla \times \boldsymbol{B}|/|\mu_0 \boldsymbol{B}|$ 大于 $0.35/\mu_0 \Delta X$的区域，其中J 表示电流强度， B 表示磁场强度， ΔX表示网格分辨率。这样的定义便于识别发生磁重联的高电阻率区域。需要注意的是，按照这一定义，电流片具有有限体积，其厚度为 $\sim 3\Delta X$，而不是标准耀斑模型中无限薄的结构。图4（a）−4（f）展示了耀斑起始后磁重联的完整三维演化。随着磁通绳上升，三维电流片（粉色等值面）扩展，向上流出（黄色箭头）推动磁通绳。向上流出的最快点（红色）也在空间中移动。

我们计算了所定义的三维电流片中的三个量，包括向上动能、重联前的磁能和重联后的磁能，以评估向上外流的作用，如图4(g)所示。这里，我们选取世界时03:40这一固定时刻，近似计算动态三维电流片发生磁重联前的磁能（红色曲线）。磁重联后的磁能由局部磁场贡献。需要注意的是，向上动能取决于流体元的速度及其在不同时刻所占据的空间，而重联前后的磁能则与电流片的体积变化有关。这三个量的演化呈现出相似的趋势，即可分为三个阶段。在耀斑起始之前，由于没有电流片，所有量均为零。随着磁通绳上升，这三个量迅速增加，在世界时03:54前后达到峰值，随后逐渐下降。三个量的最大值处于同一数量级。

注入三维电流片的磁能定义为:

$$E = -\int_0^t \oint_S \boldsymbol{P} \cdot d\boldsymbol{S} \mathrm{d}t = -\int_0^t \int_V \nabla \cdot \boldsymbol{P} \, \mathrm{d}V \mathrm{d}t \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{P} = \frac{1}{\mu_0} \boldsymbol{B} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$ 是从边界注入的坡印廷通量， V 是由闭合曲面 S围定的已定义电流片区域，其中 $J/B > 0.35/\mu_0 \Delta X$。图 4(h) 分别显示了注入三维电流片的总磁能（红色）及其时间导数（蓝色）。蓝色曲线的变化趋势与前三个量相似。请注意，注入的总磁能几乎是重联后磁能的 100 倍。这表明注入电流片的大部分磁能都被释放了。

4.3. 洛伦兹力分析

力的不平衡源于大尺度洛伦兹力中不同分量之间的相互竞争。我们首先通过计算垂直分量，检查大尺度洛伦兹力的整体分布，

L_z = 电$_z$·(电流密度 ×磁场)。图 5(a)−5(d) 展示了四个典型时刻（世界时03:40、03:44、03:48和世界时03:52）的向上 L_z 的三维分布（图 1(f) 中的四个箭头），其中两个时刻位于转折点之前，另外两个位于转折点之后。随着磁通绳上升，三维电流片扩展，存在向上外流的区域（黄色箭头），该区域对向上的L_z有所贡献。随后，我们将 L_z 分解，以探究哪一分量贡献最大。参照 Zhong 等人(2021年)，我们通过组合电流和磁场分量，研究三个力分量，包括箍缩力、张力和约束力，如图 5(e)−5(h) 所示。箍缩力（红色）始终推动磁通绳上升，而约束力（蓝色）则限制磁通绳。张力（青色）的作用会发生变化：起初是驱动力，最终则成为约束力。各力分量的相对大小也会显著变化。尤其是约束力，在转折点之后变小，因而约束减弱，进一步促进了爆发。

我们还计算了洛伦兹力所做的功，以估算三维电流片和磁通绳区域内磁能释放的大小。磁通绳区域由准分离面边界限定。功定义为：

$$W = \int_0^t \int_V \boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E}\ \mathrm{d}V\mathrm{d}t = \int_0^t \int_V \boldsymbol{J}\cdot(-\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\ \mathrm{d}V\mathrm{d}t$$
$$= \int_0^t \int_{V,V_z>0,L_z>0} (\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B})_z\cdot\boldsymbol{v}_z\ \mathrm{d}V\mathrm{d}t \tag{2}$$

其中电流密度 和电场 分别表示电流密度和电场。请注意，积分仅在向上运动且受到向上洛伦兹力的区域内进行。爆发期间，洛伦兹力垂直分量所做的功粗略估计为：三维电流片区域约为 9.58×10^{29}erg，磁通绳区域约为 4.40×10^{30} erg。前者代表弹弓效应，后者则反映了作用于磁通绳的大尺度洛伦兹力的影响。这表明，大尺度洛伦兹力所做的功是加速磁通绳的主要机制。此外，我们注意到，注入电流片的磁能为 4.78×10^{30} erg，其中大部分通过磁重联释放。它转化为上升流和下降流的动能、磁场中的自由能以及其他形式的能量，说明了磁重联的重要作用。

5. 总结与讨论

我们利用数据驱动的磁流体力学模型和时间序列，研究了2011年8月4日的一次太阳爆发。SDO/HMI磁图作为边界条件输入的数据驱动磁流体力学模型，研究了2011年8月4日的一次太阳爆发。初始条件是一个近似无力的磁场，由耀斑起始前约42分钟、世界时03:00的光球磁图外推得到。与SDO/AIA多波段观测相比，我们发现模型结果基本再现了四个方面，包括宏观形态、三维爆发轨迹、磁通绳早期运动学和模拟准分离面。

我们分析了磁重联外流和大尺度洛伦兹力在快速加速中的作用。首先，我们评估了磁重联外流的影响。在标准情景中，磁重联发生时，电流片会不断拉伸，大量磁重联外流会促使磁通绳加速（例如，Jiang 等, 2021）。在我们的模拟中，电流片在耀斑峰值附近停止增长。尽管耀斑起始后有大量等离子体流入电流片，但只有少量磁能转化为动能。其次，我们计算了作用于磁通绳以及电流片上方磁弹弓效应的磁场上的大尺度洛伦兹力所做的功。前者是后者的 4.6 倍，这说明至少对于这里模拟的事件而言，大尺度洛伦兹力在快速加速阶段发挥了主要作用。通过进一步分解洛伦兹力，我们确认，上覆磁场约束力的减弱导致了这种不平衡，而由此产生的向上洛伦兹力推动磁通绳加速。

尽管我们定量评估了重联外流的影响，但要量化重联引起的拓扑变化仍然很困难。在实际情况下，磁通绳和上覆磁场都处于高度动态变化之中。我们需要进一步区分新加入的剪切拱廊磁通、减少的上覆磁场，以及内部重联导致的磁通绳内磁通转化。更重要的是，拓扑变化会直接影响作用于磁通绳的大尺度洛伦兹力的分布。其后续影响则体现在洛伦兹力的变化上。因此，我们并不排除磁重联的作用。恰恰相反，没有磁重联，太阳爆发根本不可能发生。

我们注意到，第二阶段磁通绳的速度较慢，且转折点比观测结果早了6分钟。在耀斑起始前的AIA观测中，可以看到明显的太阳暗条。 Guo 等(2021年) 在两个阶段采用了两个密度值，以模拟太阳暗条的物质流失，因为零-β阶近似无法揭示热力学过程。可以想见，引力可能会延缓磁通绳抬升

，而且质量密度降低时，磁通绳的速度可能会大幅增加。目前，低层大气中没有额外的力能够抵消非零的洛伦兹力。在零-β假设下，能量转换也未得到充分考虑。注入电流片的总磁能主要通过做功释放。其他形式的能量传输，如热传导和辐射，目前均被忽略，这要求我们开展包含热力学过程的完整数据驱动磁流体力学模型（Jiang 等，2022）。

我们的模拟为真实太阳爆发中的快速加速提供了一种可能的解释。考虑到其内在的复杂性，且不同事件之间甚至可能存在差异，我们并不排除其他机制。例如，Jiang 等人（2021年）重新审视了三维系绳切割模型中磁重联外流的作用。他们认为，磁通绳主要由新重联磁力线向上的磁张力驱动。磁重联可能会增强磁通绳的箍缩力（Vrˇsnak，2016）。箍缩力的增强也会带来更高的加速度，并延长日冕物质抛射的晚期阶段。此外，我们的研究未涉及触发机制，而触发机制也具有高度复杂性（例如，参见Green 等人，2018年的综述）。最后，由于各种物理因素相互耦合，太阳爆发的驱动机制仍是一个复杂的问题。我们希望在未来的数据驱动磁流体力学模型中纳入更多物理过程，并输入时空分辨率更高的观测数据，以对此进行探索。

致谢

作者感谢匿名审稿人提出的建设性意见，并感谢 SDO/AIA、HMI 和 STEREO/SECCHI 联合团队提供数据。SDO 是美国国家航空航天局伴星计划的一项任务。STEREO 是美国国家航空航天局太阳—地球探测器计划的第三项任务。Z.Z.、Y.G.、M.D.D. 和 Y.C. 获得了中国国家重点研发计划（2022YFF0503004）、国家自然科学基金（11973031、11790303 和 11733003）以及中国博士后科学基金（2022M711931）的资助。T.W. 获得了德国航空航天中心（DLR）项目资助（50 OC 2101）。我们感谢马克斯·普朗克太阳系研究所高性能计算集群、南京大学高性能计算中心的集群系统以及北京超级云计算中心（BSCC，网址：http://www.blsc.cn）提供的计算资源。

参考文献

Amari, T., Luciani, J.F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003, 《天体物理学杂志》, 585, 1073, doi: 10.1086/345501Antiochos, S. K., DeVore, C.R., & Klimchuk, J. A. 1999, 《天体物理学杂志》, 510, 485, doi: 10.1086/306563Brueckner, G. E., Howard,R. A., Koomen, M. J., et al. 1995, 太阳物理学, 162, 357, doi: 10.1007/BF00733434Chen, F., Cheung, M. C. M., Rempel, M., & Chintzoglou, G. 2023, arXiv 预印本, arXiv:2301.07621, doi: 10.48550/arXiv.2301.07621Chen, P. F., & Shibata, K. 2000年, 《天体物理学杂志》, 545, 524, doi: 10.1086/317803Chen, Y., Hu, Y. Q., & Sun, S. J. 2007, 《天体物理学杂志》, 665, 1421, doi: 10.1086/519551 Chen, Y., Li, G. Q., &Hu, Y.Q. 2006年, 《天体物理学杂志》, 649, 1093, doi: 10.1086/506600Cheng, X., Zhang, J., Kliem, B., et al. 2020, 《天体物理学杂志》, 894, 85, doi: 10.3847/1538-4357/ab886aD´emoulin, P., & Aulanier, G. 2010年, 《天体物理学杂志》, 718, 1388, doi: 10.1088/0004-637X/718/2/1388Forbes, T. G. 2000年,J. Geophys. Res., 105, 23153, doi: 10.1029/2000JA000005Forbes, T. G., & Isenberg, P. A. 1991, 《天体物理学杂志》, 373, 294, doi: 10.1086/170051 Gary, G. A., & Hagyard, M. J. 1990, 太阳物理学, 126, 21, doi: 10.1007/BF00158295Gibson, S. E., & Fan, Y. 2006年, 《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 111, A12103, doi: 10.1029/2006JA011871Green, L. M., T¨或¨ok, T., Vrˇsnak, B., Manchester, W., & Veronig, A. 2018年, 《空间科学评论》, 214, 46, doi: 10.1007/s11214-017-0462-5Guo, Y., Xia, C., Keppens, R., Ding, M. D., & Chen, P. F. 2019, 《天体物理学杂志快报》, 870, L21, doi: 10.3847/2041-8213/aafabfGuo, Y.,Xia, C., Keppens, R.,& Valori, G. 2016年, 《天体物理学杂志》, 828, 82, doi: 10.3847/0004-637X/828/2/82Guo, Y., Zhong, Z., Ding, M. D., et al. 2021年, 《天体物理学杂志》, 919, 39, doi: 10.3847/1538-4357/ac10c8Guo, Y., Pariat, E., Valori, G., et al. 2017年, 《天体物理学杂志》, 840, 40, doi: 10.3847/1538-4357/aa6aa8Harten, A., Lax, P. D., & Leer, B. v. 1983, 《工业与应用数学学会评论》, 25, 35 Hayashi, K., Feng, X., Xiong, M., & Jiang, C. 2018年, 《天体物理学杂志》, 855, 11, doi: 10.3847/1538-4357/aaacd8He, W., Hu, Q., Jiang, C., Qiu, J., & Prasad, A. 2022, 《天体物理学杂志》, 934, 103, doi: 10.3847/1538-4357/ac78df

Hood, A. W., & Priest, E. R. 1979, 太阳物理学, 64, 303, doi: 10.1007/BF00151441 Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008年, 《空间科学评论》, 136, 67, doi: 10.1007/s11214-008-9341-4 Inoue, S., Hayashi, K., & Miyoshi, T. 2022, arXiv 预印本, arXiv:2210.07492, doi: 10.48550/arXiv.2210.07492 Ishiguro, N., & Kusano, K. 2017年, 《天体物理学杂志》, 843, 101, doi: 10.3847/1538-4357/aa799b Jiang, C., Feng, X., Guo, Y., & Hu, Q. 2022, 创新, 3, 100236, doi: 10.1016/j.xinn.2022.100236 Jiang, C., Wu, S. T., Feng, X., & Hu, Q. 2016a, 《自然-通讯》, 7, 11522, doi: 10.1038/ncomms11522 Jiang, C., Wu, S. T., Yurchyshyn, V., et al. 2016b, 《天体物理学杂志》, 828, 62, doi: 10.3847/0004-637X/828/1/62 Jiang, C., Feng, X., Liu, R., et al. 2021年, 自然·天文学, 5, 1126, doi: 10.1038/s41550-021-01414-z Jing, J., Inoue, S., Lee, J., et al. 2021年, 《天体物理学杂志》, 922, 108, doi: 10.3847/1538-4357/ac26c7 Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., et al. 2008年, 《空间科学评论》, 136, 5, doi: 10.1007/s11214-007-9277-0 Kaneko, T., Park,S.-H.,& Kusano,K.2021年,《天体物理学杂志》,909,155, doi: 10.3847/1538-4357/abe414 Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2012年, 《天体物理学杂志》, 760, 81, doi: 10.1088/0004-637X/760/1/81 Keppens, R., Meliani, Z., van Marle, A. J., et al. 2012, 计算物理学杂志, 231, 718, doi: 10.1016/j.jcp.2011.01.020 Keppens, R., Porth, O., & Xia, C. 2014, 《天体物理学杂志》, 795, 77, doi: 10.1088/0004-637X/795/1/77 Keppens, R., Teunissen, J., Xia, C., & Porth, O. 2021, 计算机与应用数学, 81, 316, doi: 10.1016/j.camwa.2020.03.023 Kliem, B., Lin, J., Forbes, T. G., Priest, E. R., & T¨or¨ok, T. 2014, 《天体物理学杂志》, 789, 46, doi: 10.1088/0004-637X/789/1/46 Kliem, B., & T¨or¨ok, T. 2006, 物理评论快报, 96, 255002, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.255002

Koren, B. 1993, 《一种用于平流、扩散和源项的稳健迎风离散方法》, 数值流体力学札记（德国：Vieweg）, 117–138 Leake, J. E., Linton, M. G., & Schuck, P. W. 2017, 《天体物理学杂志》, 838, 113, doi: 10.3847/1538-4357/aa6578 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, 太阳物理学, 275, 17, doi: 10.1007/s11207-011-9776-8 Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S., & Lemen, J. R. 2001, 《天体物理学杂志》, 552, 833, doi: 10.1086/320559 Neupert, W. M. 1968, 《天体物理学杂志快报》, 153, L59, doi: 10.1086/180220 Olmedo, O., & Zhang, J. 2010, 《天体物理学杂志》, 718, 433, doi: 10.1088/0004-637X/718/1/433 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, 太阳物理学, 275, 3, doi: 10.1007/s11207-011-9841-3 Porth, O., Xia, C., Hendrix, T., Moschou, S. P.,& Keppens, R. 2014, 《天体物理学杂志增刊》, 214, 4, doi: 10.1088/0067-0049/214/1/4 Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, 太阳物理学, 275, 207, doi: 10.1007/s11207-011-9834-2 Schrijver, C. J., Elmore, C., Kliem, B., T¨or¨ok, T., & Title, A. M. 2008, 《天体物理学杂志》, 674, 586, doi: 10.1086/524294 Schuck, P. W. 2008, 《天体物理学杂志》, 683, 1134, doi: 10.1086/589434 Shibata, K., & Tanuma, S. 2001, 《地球、行星与空间》, 53, 473, doi: 10.1186/BF03353258 Titov, V. S., Hornig, G., & D´emoulin, P. 2002, 《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 107, 1164, doi: 10.1029/2001JA000278 T¨or¨ok, T., Kliem, B., & Titov, V. S. 2004, 《天文学与天体物理学》, 413, L27, doi: 10.1051/0004-6361:20031691 van Tend, W., & Kuperus, M. 1978, 太阳物理学, 59, 115, doi: 10.1007/BF00154935 Vrˇsnak, B. 2016, 《天文学消息》, 337, 1002, doi: 10.1002/asna.201612424 Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G. 2000, 《天体物理学杂志》, 540, 1150, doi: 10.1086/309355 Wiegelmann, T., Inhester, B., & Sakurai, T. 2006, 太阳物理学, 233, 215, doi: 10.1007/s11207-006-2092-z Xia, C., Teunissen, J., El Mellah, I., Chan´e, E., & Keppens, R. 2018, 《天体物理学杂志增刊》, 234, 30, doi: 10.3847/1538-4365/aaa6c8 Zhong, Z., Guo, Y., & Ding, M. D. 2021, 《自然-通讯》, 12, 2734, doi: 10.1038/s41467-021-23037-8

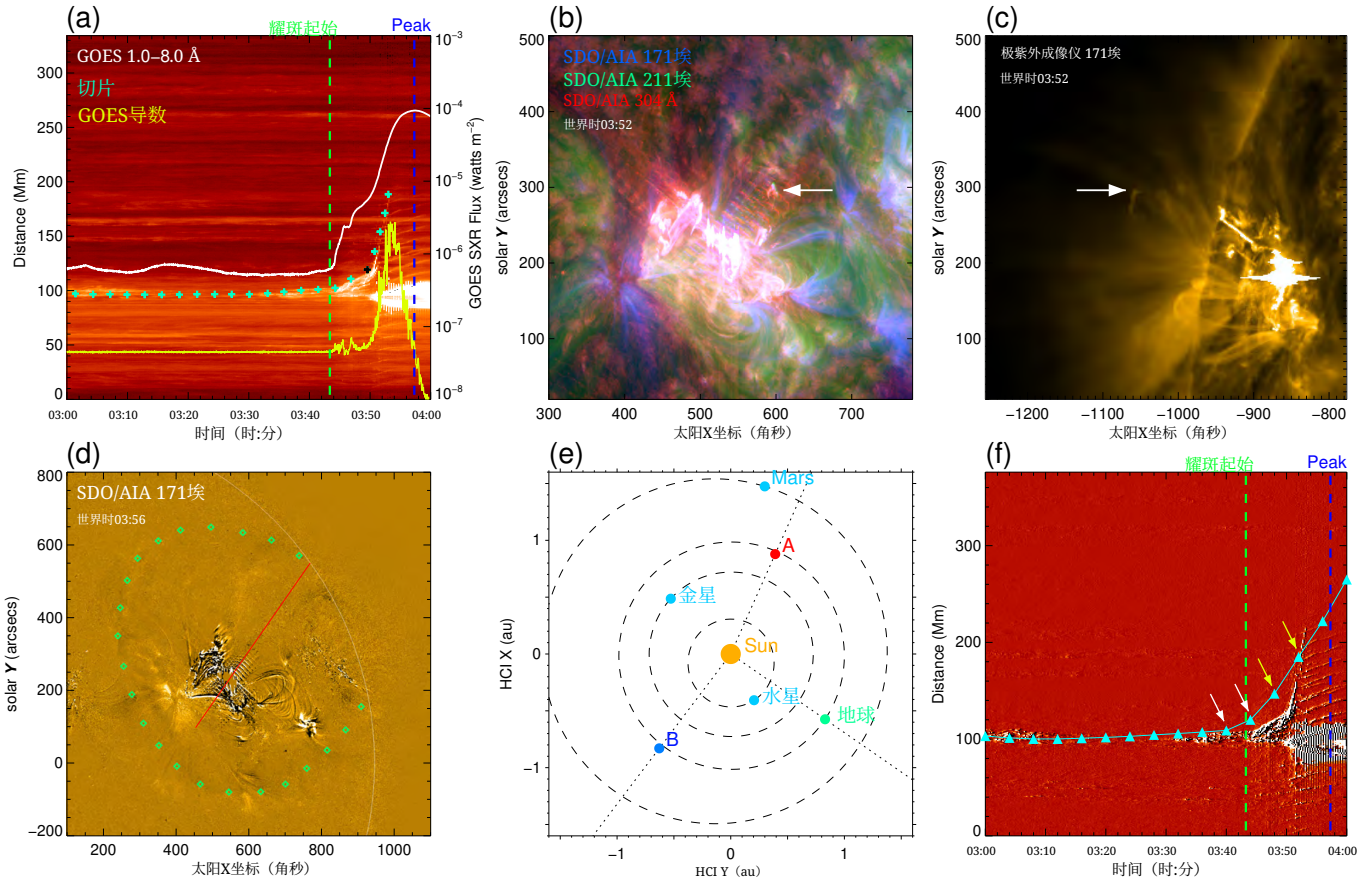


图1. (a) AIA 304 ˚A 图像的时间—距离图显示了抛射物的运动。青色加号表示移动的前沿，黑色加号标出转折点。白色和黄色曲线分别表示 *GOES* 1.0–8.0 ˚A 软X射线通量数据及其导数。绿色和蓝色竖直虚线分别表示耀斑在世界时03:42起始和在世界时03:58达到峰值。(b) AIA 171、211 和 304 ˚A 图像的合成图。白色箭头表示抛射物。(c) 白色箭头标示与面板(b)中相同的抛射物，该抛射物由 STEREO A 的 EUVI 171 ˚A 观测到。(d) 世界时03:56的 AIA 171 ˚A 图像运行差分图像。白色弧线表示太阳边缘。绿色菱形标示极紫外波的前沿。红色斜线表示爆发方向。(e) 世界时03:52时 STEREO A 和 B 在 HCI 日心惯性坐标系中的位置。(f) 校正投影效应后 AIA 304 ˚A 运行差分图像的时间—距离图。青色三角形表示根据磁流体力学模拟测得的磁通绳高度。白色和黄色箭头分别标示世界时03:40、03:44、03:48和03:52的四个时刻。竖直虚线与面板(a)中的相同。面板(a)和(b)的动画可供观看。动画展示了合成图像中世界时03:00至04:00的太阳暗条爆发。

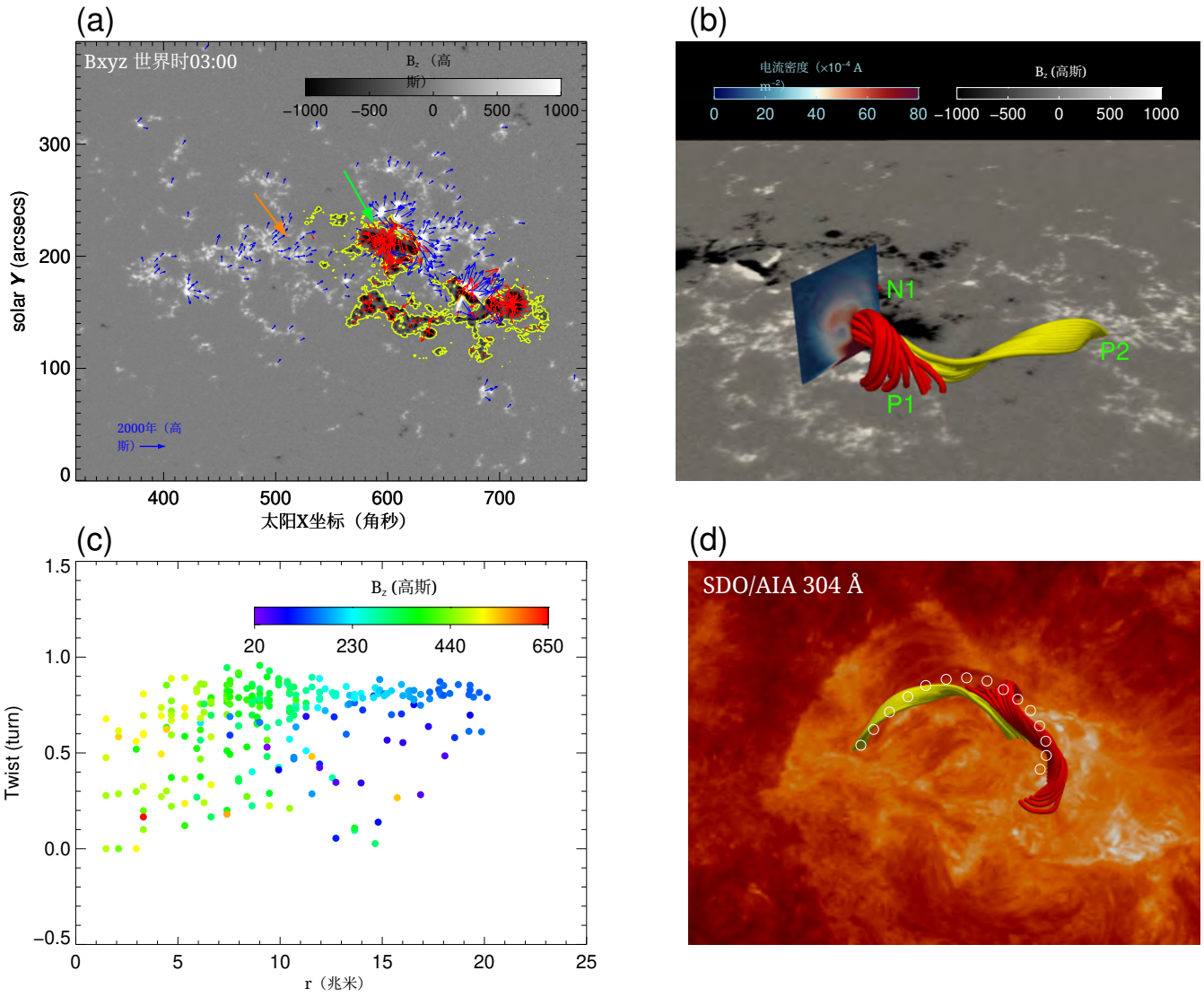


图2. (a) 世界时03:00的光球矢量磁图，视场为 $456'' \times 392''$。红色和蓝色箭头分别表示负、正磁极性的横向磁场。黄色等值线表示 B_z，等值为 -100 高斯。(b) 根据世界时03:00的光球矢量磁图外推得到的非线性无力场。红色和黄色线条描绘了由三种磁极性N1、P1和P2构成的磁通绳，其位置分别由面板(a)中的绿色和橙色箭头指示。穿过磁通绳轴的半透明垂直切片显示了总电流密度的分布。(c) 扭缠数随到磁通绳轴距离变化的分布，r。不同颜色表示足点处 B_z 的强度，该强度在正极性区域测量。(d) 俯视图中的磁通绳，叠加在AIA 304 ˚A图像上。太阳暗条由白色圆圈勾勒。

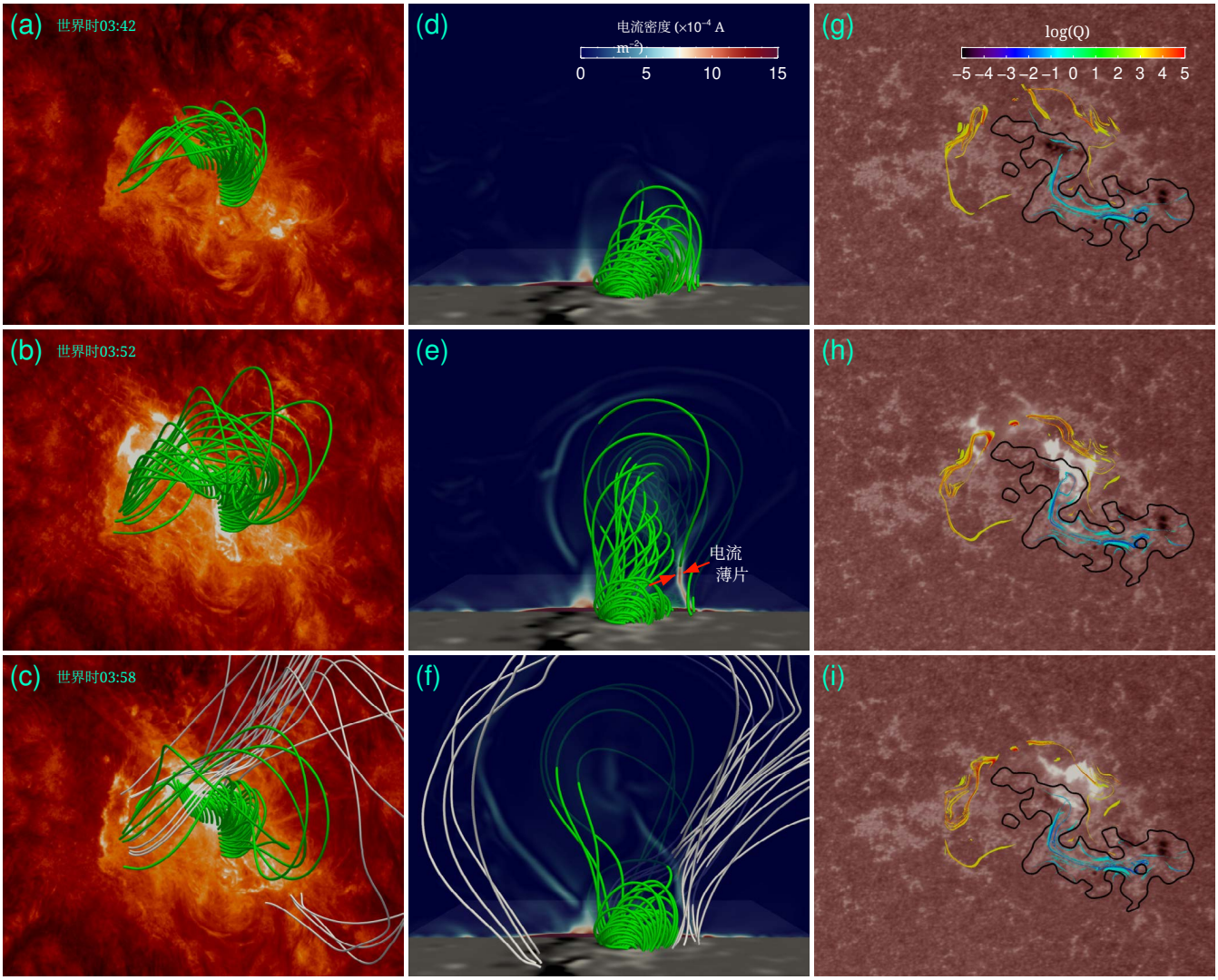


图3。 三个典型时刻的快照展示了世界时03:42、03:52和世界时03:58时耀斑的形态，分别对应耀斑起始、脉冲阶段和峰值时刻。(a)–(c) 叠加在AIA 304图像上的磁力线。绿色和灰色线分别表示磁通绳和上覆磁场。(d)–(f) 沿磁场 x轴的侧视图。垂直切片显示总电流密度的分布。底边界为光球磁图。(e)图中有一条延伸的电流片，两个红色箭头标示局部重联流入。(g)–(i) 底边界上的准分界层与AIA 1700 ˚A发射的对比图，并叠加了等值线，其水平为 B_z 高斯。带有 $|\log(Q)| > 3$的准分界层以正、负极性标示。此图的动画可供查看。动画展示了世界时03:00至世界时04:20期间，相对于AIA 304和 1700 ˚A图像的磁场演化。

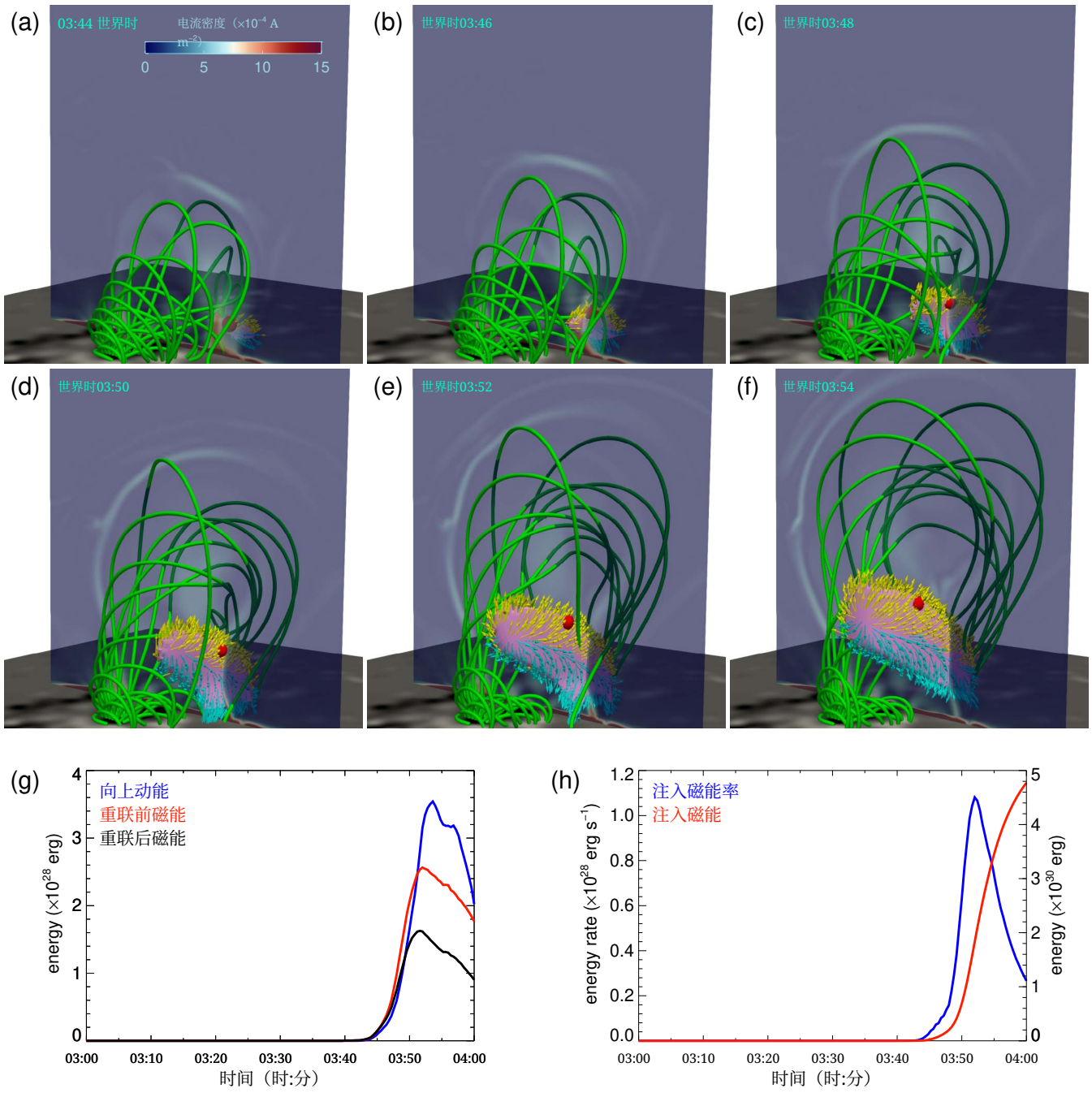


图450、03 3 03 44、03 46、03 48、03 52、03 54 。(a)–(f) 六个快照展示了世界时03:50、03:44、03:46、03:48、03:52 和 03:54 时三维电流片（粉色等值面）的演化。黄色和青色箭头分别表示两个方向相反的磁重联外流。红点表示向上流出速度最快的位置。绿色磁力线表示磁通绳的主体。垂直的半透明切片显示总电流密度的分布，而底边界表示光球磁图。(g) 蓝色、红色和黑色曲线分别显示向上运动能，以及定义的三维电流片中重联前后的磁能随时间的演化。(h) 注入三维电流片的总磁能（红色）随时间的变化及其导数（蓝色）。

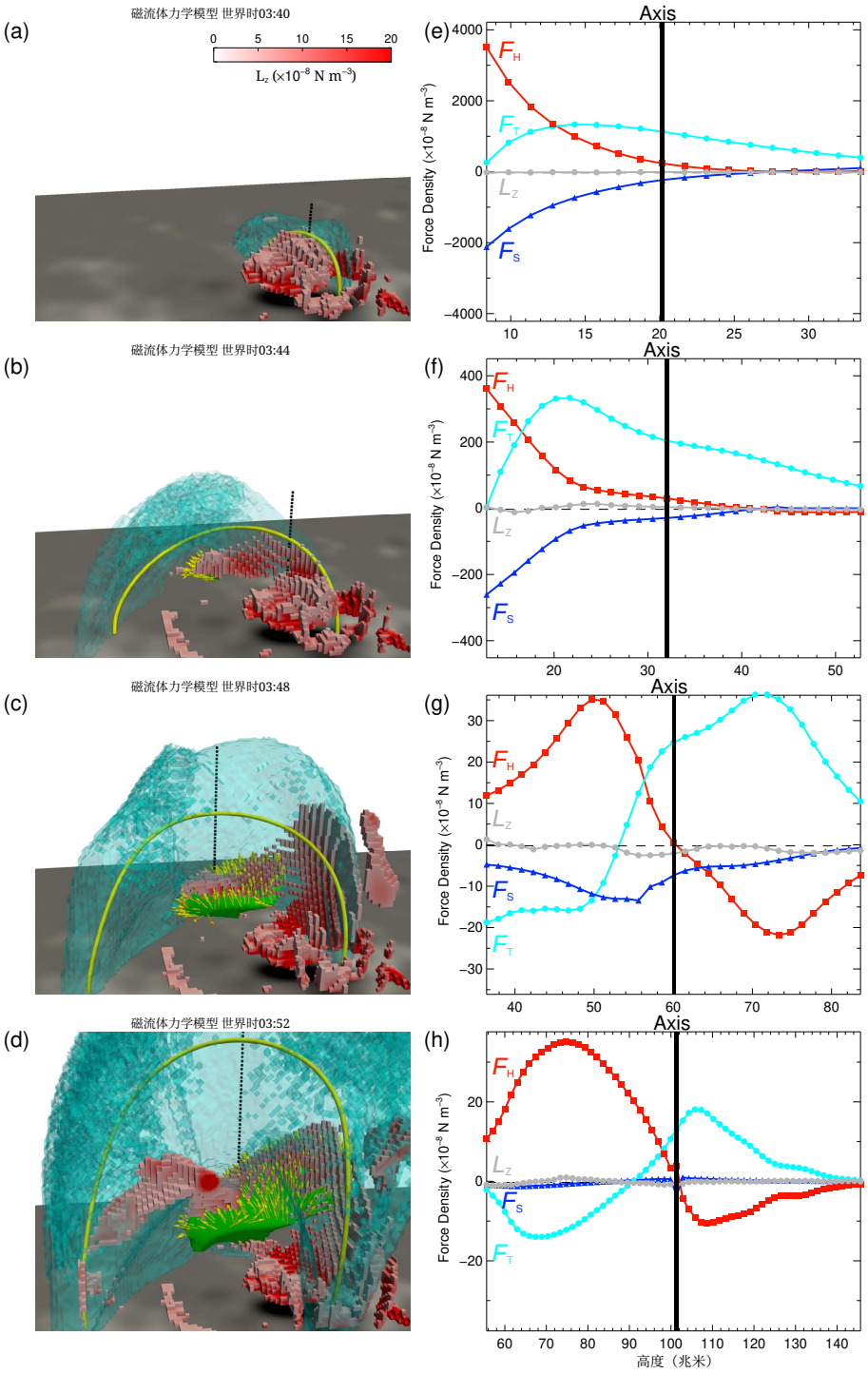


图 5. 四个典型时刻展示了世界时03:40、03:44、03:48 和世界时03:52的洛伦兹力。其中两个时刻位于转折点之前，另外两个位于转折点之后。(a)–(d) 向上 L_z的三维分布。青色半透明等值面勾勒出磁通绳。黄色线表示磁通绳轴。绿色等值面表示三维电流片，其中有向上的（黄色）外流。黑色虚线在面板(a)中覆盖的高度范围为 8.4 至 33.5 兆米，在面板(b)中为 12.8 至 52.7 兆米，在面板(c)中为 36.4 至 83.7 兆米，在面板(d)中为 55.6 至 145.6 兆米。底边界显示光球磁图。(e)–(h) 分别为沿面板(a)–(d)中黑色虚线的垂直洛伦兹力（L_z，灰色）、箍缩力（$F_{\rm H}$，红色）、约束力（$F_{\rm S}$，蓝色）和张力（$F_{\rm T}$，青色）的分布。黑色垂直线表示磁通绳轴的位置。由于磁通绳轴不断上升，各图的横坐标均不同。