

江朝伟. 2022. 太阳爆发活动三维复杂磁结构研究. 地球与行星物理论评, 53(5): 497-516. doi: 10.19975/j.dqyxx.2022-022.

Jiang C W. 2022. Study on complex magnetic structure of solar eruptions. Reviews of Geophysics and Planetary Physics, 53(5): 497-516 (in Chinese). doi:10.19975/j.dqyxx.2022-022.

太阳爆发活动三维复杂磁结构研究

江朝伟*

哈尔滨工业大学(深圳)空间科学与应用技术研究院, 深圳 518055

摘要: 剧烈的太阳爆发活动, 如耀斑和日冕物质抛射等, 是地球与行星空间天气变化的主要驱动源. 因此理解太阳爆发机理、进而预测太阳爆发是实现空间天气准确定量预报的重要前提. 太阳爆发的根源在于日冕磁场的复杂结构和演化. 研究太阳爆发活动相关的日冕磁场, 关键在于获得日冕三维磁场的的数据, 从而基于磁场进行深入分析. 由于太阳日冕磁场难以直接测量, 人们主要基于光球磁图, 采用一定的物理模型, 并通过数值方法来求解, 从而对三维日冕磁场进行静态重建和动态模拟. 近年来人们在太阳爆发三维复杂磁结构研究方面取得一系列重要进展, 包括发展新的日冕磁场外推方法、开发由时序矢量磁图数据驱动的磁流体日冕演化模式, 这些新方法在刻画日冕复杂磁场形成与演化、揭示爆发物理机制方面发挥了巨大的优势: 例如能够完整追溯日冕磁通量绳的产生历程、分析光球运动对其形成的具体作用、诊断其不稳定性, 并真实再现其爆发的三维磁场演化. 通过结合观测和模拟对磁拓扑和演化的深入分析, 显著拓展了我们对日冕三维磁场复杂性的认识, 并将不断刷新我们对太阳爆发机制的理解.

关键词: 耀斑; 日冕物质抛射; 日冕磁场

doi: 10.19975/j.dqyxx.2022-022

中图分类号: P353 .7

文献标识码: A

Study on complex magnetic structure of solar eruptions

Jiang Chaowei*

Institute of Space Science and Applied Technology, Harbin Institute of Technology, Shenzhen 518055, China

Abstract: Solar eruptions, such as flares and coronal mass ejections, are the major drivers of space weather between the Sun and the planets. Therefore, understanding the mechanism of solar eruption and further predicting solar eruption is an important prerequisite for the accurate and quantitative forecast of space weather. Although it has been well recognized that solar eruptions originate from the complex structure and evolution of the coronal magnetic field, the underlying physical mechanisms remain elusive. The key to studying the coronal magnetic field associated with solar eruption is to obtain the three-dimensional (3D) coronal magnetic field. Due to the difficulty of directly measuring the solar coronal magnetic field, physical models with numerical implementation and constrained by the photospheric magnetogram have been developed. The model statically reconstructs the three-dimensional coronal magnetic field with a single magnetogram snapshot and dynamically simulates the coronal magnetic field with a time series of magnetograms. We review the progress made during the last decade in studying the three-dimensional complex magnetic structure of the corona in solar eruptions, including the development of new coronal magnetic field extrapolation methods and a data-driven coronal evolution model based on time-series vector magnetograms. During the eruption, the complex magnetic topological properties and their evolutionary components are investigated. Finally, a comprehensive discussion of the eruption mechanism is investigated in conjunc-

收稿日期: 2022-03-12; 录用日期: 2022-04-06

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(42174200, 41822404); 中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(HIT.OCEF.2021033)

Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 42174200, 41822404) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. HIT.OCEF.2021033)

*通信作者: 江朝伟(1983-), 男, 教授, 博士生导师. 主要从事太阳爆发活动的研究. E-mail: chaowei@hit.edu.cn



tion with observations and simulations. These advanced techniques of coronal magnetic field modeling have played an important role in characterizing the formation and evolution of the complex coronal magnetic field and revealing the physical mechanism of the eruptions. Such new techniques can track the generation process of the coronal magnetic flux rope. Alternatively, they can be used to analyze the specific role of photospheric motion in creating the magnetic flux rope and diagnose their instability. The new simulation techniques can also realistically reproduce the magnetic field evolution during an outburst. By in-depth analysis of magnetic topology and evolution combined with observation and simulation, these studies have significantly improved our knowledge of the complexity of the 3D coronal magnetic field and will continue to refresh our understanding of the mechanism of solar eruptions.

Key words: solar flares; coronal mass ejections; coronal magnetic fields

0 引言

太阳活动主宰着日地空间环境的变化，特别是爆发性的太阳活动现象，包括剧烈的太阳耀斑和日冕物质抛射（也被形象地称作“太阳风暴”），是空间天气变化的主要驱动力。太阳风暴携带着巨量的磁化等离子体从太阳表面抛射至行星际空间形成磁云，引起强烈的太阳风扰动和地磁暴，从而导致灾害性空间天气事件，因此理解太阳爆发机理、进而预测太阳爆发是实现空间天气准确、定量预报的重要前提。同时，揭示太阳爆发的机制、描述和预测太阳爆发的过程是当前太阳物理与空间物理研究的重点、前沿内容，也是极富挑战性的难点问题。

利用地面和空间望远镜多年、多波段的观测，人们已经认识到驱动太阳爆发活动的根源在于太阳大气磁场的演化（Priest and Forbes, 2002; Chen, 2011; Shibata and Magara, 2011）。在日冕中，等离子体的能量密度远低于磁场能量密度，磁场起到绝对的主导作用。太阳耀斑是日冕中发生的磁场重联迅速释放磁能形成多个电磁波段的强烈辐射，这种重联后新组织的磁场等离子体系统在有利的条件下会快速向行星际空间运动形成日冕物质抛射。太阳爆发活动主要发生在由太阳黑子控制的活跃区，也就是高达几千高斯的强磁场聚集区。太阳活跃区主要分布于太阳赤道两侧的低纬度区域，其磁极性和磁通量由太阳发电机驱动，存在大约 22 年的周期性变化。但是爆发活动发生的时标通常在几小时或更短，并且同一活跃区可能连续发生多次爆发。这些活动显然和日冕三维磁场和其快速演化有重要关系。

在太阳大气中，磁场结构的显著特点就是其空间分布和时间演化的复杂性。首先从可测量到的太阳表面（光球面）的磁图可以看出，不同磁极性交

错分布，尤其是太阳活动峰年，多个活跃区同时浮现，形成特别复杂的活跃区群。虽然目前尚难以测量日冕三维磁场，但是从软 X 射线和极紫外望远镜拍摄的日冕照片可以粗略推测出日冕三维磁场的连接性。由于磁冻结条件决定了日冕温度、密度的分布极其不均匀，因此日冕显现出清晰的冕环结构，如图 1 所示，这种复杂的日冕环位形暗示了复杂的磁场连接性。此外，从日冕中的典型结构——暗条（或日珥，由日冕磁场支撑的、悬挂于日冕中的高密低温物质）的复杂形态和分布也可以推测支撑暗条的磁场结构是非常复杂的。在暗条的爆发过程中，物质的运动展现出的缠绕、扭结、旋转和不对称性都是背后磁结构复杂性的表现。太阳耀斑最显著的观测特征——耀斑带，也存在各种形态，包括圆环形、X 形、多带形等等，都反映了磁重联的复杂位形。从时间演化来讲，日冕磁场时刻进行着新旧交替过程，从光球下方的对流层内的新磁通量携带着电流不断浮现，和日冕中的旧磁场相互作用，并伴随光球面上的剪切、旋转、对消等运动，使得日冕

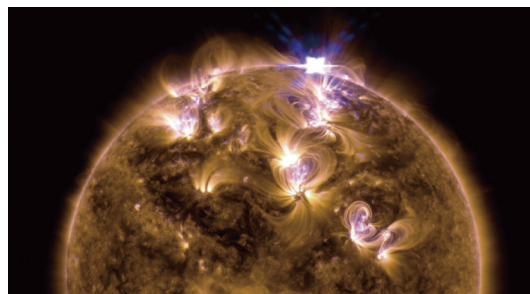


图 1 太阳动力学卫星在极紫外波段拍摄的日冕照片。日冕呈现出复杂的冕环系统，反映了日冕磁场的复杂性（图片来自于太阳动力学 SDO 卫星数据）

Fig. 1 Corona photographs taken by Solar Dynamics Observatory (SDO) in the extreme ultraviolet wavelengths. The corona presents a complex structure of coronal loop system, which reflects the complexity of the coronal magnetic fields (picture from observational data of SDO)

磁场发生扭缠而形成磁绳、不同连接性的磁通在日冕中相互挤压形成电流片、进而触发磁重联等各种活动; 而且存在多种运动时标, 如光球面的运动速度大概在每秒公里量级, 对应的日冕磁能的积累过程相对缓慢, 而在爆发过程中日冕中的运动变化都在每秒千公里量级以上, 对应的能量释放特别迅速. 这些日冕磁场结构和演化的时空复杂特征给太阳爆发物理机制相关的研究带来了极大挑战.

近 10 多年来, 人们在太阳爆发的日冕三维复杂磁结构研究取得了许多进展, 包括发展新的日冕磁场外推方法、开发由时序矢量磁图驱动的磁流体日冕演化模式, 以及结合观测和模拟分析复杂磁拓扑性质、爆发过程中磁场的演化、探究爆发机制等. 本文将对这些进展进行简要的回顾.

1 日冕磁场的数值研究方法

磁场在各种爆发活动中起到了主导作用, 太阳爆发的根源在于日冕磁场的演化. 研究太阳爆发活动相关的日冕磁场, 首先需要获得日冕三维磁场的的数据, 从而基于磁场数据进行详细分析. 由于太阳日冕的磁场难以直接测量, 人们主要基于日面光球磁图, 采用一定的物理模型, 通过数值方法来求解模型方法, 从而对三维日冕磁场进行静态重建 (也称作日冕磁场外推) 或者动态模拟 (数据驱动模拟).

1.1 静态日冕磁场重建

目前静态重建采用的物理模型主要是无力场 (Wiegmann and Sakurai, 2021). 一般认为, 无力场近似在色球上层和低日冕区域有效 (Metcalf et al., 1995). 因为在这一区域等离子体 β (即热压和磁压之比) 远远小于 1, 同时由于日冕的高温, 气体的标高接近活动区的典型尺度, 因此热压强梯度力 (简称热压力) 和重力都远远小于磁压力. 在静态平衡下, 等离子体所受的洛伦兹力的大小应该接近于热压力和重力, 因此洛伦兹力应该远远小于磁压力, 所以洛伦兹力的两个部分即磁压力和磁张力应该保持近似平衡, 从而使合力近似为零, 这就是无力场. 无力场意味着电流方向和磁场方向平行或者反向. 通过矢量磁图, 可以推断出光球面上的法向电流分布, 进一步可以外推出含有丰富电流系统的日冕磁场的三维分布.

虽然无力场假设早在上世纪中期就被提出了,

求解一般的无力场方程却非常困难, 至今仍没有一个可靠、有效的求解非线性无力场的方法. 主要的困难来自于几个方面. 首先在数学理论上, 关于一般非线性无力场问题, 磁场需要满足:

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

该非线性偏微分方程在给定边界下, 解的存在性和唯一性尚未得到证明. 再者很难从解析形式上寻找完备解, 因此一般只能求助于数值方法. 此外, 观测上只能提供光球面上的矢量磁图, 而光球面上一般并不满足低等离子体 β 、无力场条件, 因此不能提供一个和无力场假设一致的边界条件; 而且观测的数据本身就存在各种噪声、误差和反演不确定性 (主要是横场方向的 180° 不确定性), 也非常不利于实际的外推计算. 这些问题常常使磁场外推工作陷入困境. 因此我们认为, 由于上述问题的存在, 几乎不可能获得一个完全满足光球观测的、精确的无力场解. 最好的办法就是在尽可能地近似满足无力场的同时, 做到尽量使数值解符合观测事实. 这里观测事实不应局限于光球的矢量磁图数据, 也应该包括能反映日冕磁力线几何位形的观测特征, 如日冕环、暗条等. 毕竟实际日冕磁场不可能是精确无洛伦兹力的, 任何强求精确无力解, 亦或是强求完全符合观测磁图的做法可能都有失偏颇.

开发非线性无力场的数值求解方法是太阳物理研究中的重点和热点, 近 30 年来, 已经有大量的文献报道过基于不同原理、不同技术手段的数值外推代码 (Wu et al., 1990; Roumeliotis, 1996; Amari et al., 1999; Wheatland et al., 2000; Yan and Sakurai, 2000; Wiegmann, 2004; Valori et al., 2007; Inoue et al., 2011). 这里仅列出了几个代表性的文献, 还有大量的文献不胜枚举, 读者可参考相关综述 (Wiegmann, 2008; Wiegmann and Sakurai, 2021). 由于外推代码的多样性和复杂性, 在做具体事件的应用分析时, 可能莫衷一是, 无法确定究竟哪一个真实可靠. 鉴于此, 开发人员曾将主要的一些方法集中做了多次的联合测试和评估 (Schrijver et al., 2006; Metcalf et al., 2008; Schrijver et al., 2008; DeRosa et al., 2009), 然而得到的结果却颇令人失望. 虽然在作相对简单、理想的测试时, 不同的代码可以达到比较一致的结果, 但一旦应用于实际的观测数据, 它们却产生了明显互不一致的结果. 比如其中有些代码在理想测试中表现最佳, 但在实际应用中似乎逊色不少; 针对同一幅磁图, 有些代码可以外推获得高度扭缠的磁通量绳结构

(magnetic flux rope, 常被作为导致太阳爆发活动的关键磁结构), 有些则不能; 在某些情况下, 有些基于迭代运算的代码甚至无法收敛到一个稳定的最终解; 定量上的考察也发现不同方法得到的如磁场自由能、磁螺度等重要参数显著不同. 显然这些不确定性会给实际应用和事件分析中带来不可靠性 (Schrijver, 2009). 由于目前的这些方法的诸多不可靠性和不一致性, 磁场外推的数值办法还远未达到成熟阶段, 尚需进一步的研究开发.

近年来, 在无力场外推研究方面取得了多项进展. Jiang 和 Feng (2013) 开发了一个新的外推方法 CESE-MHD-NLFFF, 并应用到了 SDO/HMI 的矢量磁图数据, 获得了与各种观测特征在几何形态上吻合的磁场结构 (见图 2). 在这一新方法中, 他们基于 MHD 松弛原理, 并采用具有较高精度的时空守恒 (CESE) 数值格式 (Jiang et al., 2010), 从而在计算精度和效率上超过现有的外推代码. 利用 MHD 松弛原理求解非线性无力场, 一般是在 MHD 方程中省略重力和热压力, 并借助于一定的

动量黏性或摩擦力, 在给定边界磁场的条件下, 从某个任意磁场 (如势场模型) 开始, 使系统逐步松弛到一稳定态. MHD 松弛法在磁场外推应用中具有明显的优势, 因为它不直接求解上述非线性方程 (1), 而是求解 MHD 方程, 可以利用现有的各种 MHD 方程求解器, 因此便于数值实现. 为提高处理空间高分辨率观测数据的能力, Jiang 和 Feng (2013) 还基于 PARAMESH (MacNeice et al., 2000) 实现了网格的并行化和自适应化, 使得在计算过程中自动地、高分辨地捕捉关键的强电流区域和强磁场区域, 这样可以在不牺牲计算精度的情况下有效地减少计算量, 从而缩减计算时间. 此外, 他们还采用了磁场分裂的形式, 将总磁场分成势场和非势场两个部分, 其中势场直接基于底面磁图纵向分量外推得到, 在松弛计算过程中保持不变, 所以实际计算中仅需单独求解非势场部分, 也可以显著提高精度. 考虑到实际观测磁图本身不满足无力条件, 同时观测存在随机性质的噪声, 使数据跳跃性非常大, 很不光滑, 对基于差分的数值格式也

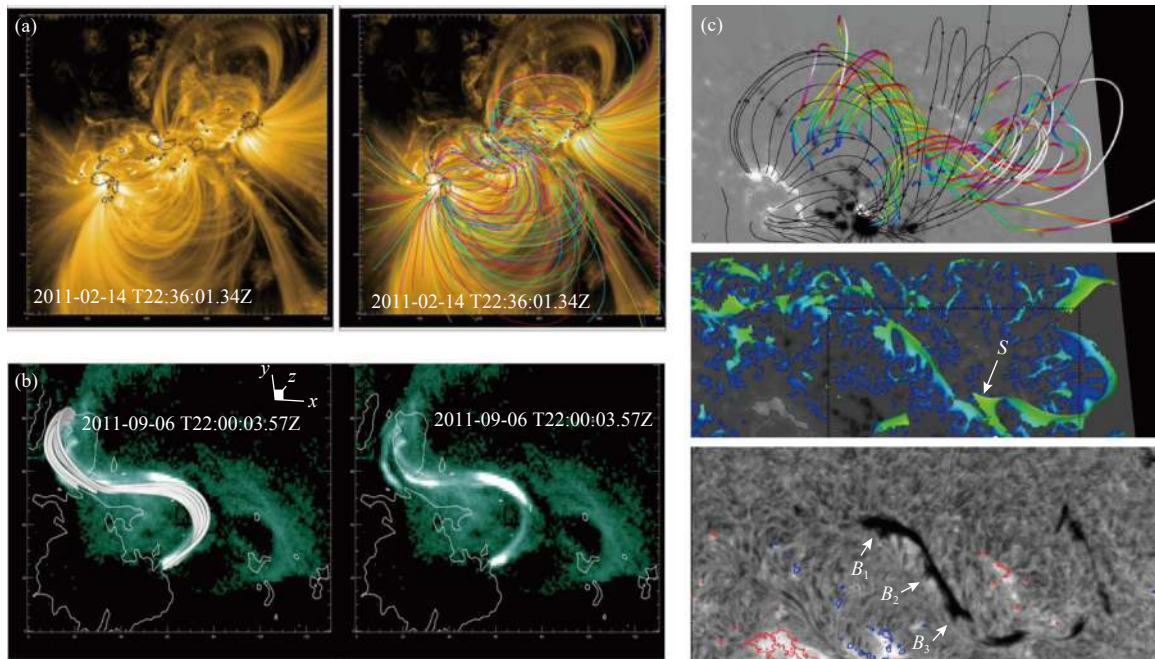


图 2 利用 CESE-MHD-NLFFF 方法重建的不同日冕观测结构相应的磁场. (a) 活动区 AR 11158 日冕环结构和三维磁力线的比较, 左边为 SDO/AIA-171 波段的日冕图像, 右图上叠加了外推的磁力线 (修改自 Jiang and Feng, 2013); (b) 对 S 形的日冕环 (sigmoid) 结构的外推和观测比较 (修改自 Jiang et al., 2014a); (c) 对大尺度日珥 (或暗条) 磁场的重构, 上图为磁力线, 呈现出互相缠绕的绳状结构, 中图为磁力线所有凹陷部分 (能提供支撑日珥物质的部分) 形成的结构, 下图是 H α 波段观测的暗条 (修改自 Jiang et al., 2014a)

Fig. 2 The corresponding magnetic fields of different coronal structures as reconstructed using the CESE-MHD-NLFFF method. (a) Comparison of the structure of coronal loops and three-dimensional magnetic field lines in AR 11158. The image of corona in SDO/AIA-171 wavelength is shown on the left, and the extrapolated magnetic field lines are shown on the right (modified from Jiang and Feng, 2013); (b) Comparison of extrapolation and observation of the structure of the S-shaped coronal loops (sigmoid) (modified from Jiang et al., 2014a); (c) Reconstructing the magnetic field of large-scale prominences (or dark filaments). The magnetic field lines in the figure above show a large-scale magnetic flux rope structure. The figure in the middle shows the structure formed by all the dip parts of the magnetic field lines (which can support the filament material). The figure below shows H α observation of the filament (modified from Jiang et al., 2014a)

尤其不利(对噪声的差分可能会放大噪声和信号之比,使外推结果严重失真).因此在外推之前,一般需要对这些磁图进行预处理,以去除磁图所含的洛伦兹力信息,同时对原始数据进行一定的平滑,以过滤噪声提高信噪比.利用磁场分裂形式, Jiang 和 Feng (2014) 提出了一种新的预处理办法,将势场和非势场两个部分进行单独预处理,能够有效地去除光球磁场所含的洛伦兹力成分,为外推提供较为相容的边界条件.

随着全日面矢量磁图观测的实现,人们希望能够实现非线性无力场的全日冕外推,来了解大尺度日冕磁结构如多个活动区的拓扑连接性、活动区之间的电流系统、宁静区暗条的磁结构,以及爆发活动受背景大尺度磁环境的影响等.目前有一些相关的代码,将直角坐标下的外推方法推广到了球坐标下 (Wiegelmann, 2007; Tadesse et al., 2009). Guo 等 (2012) 对这些程序进行了详细的测试,表明球坐标下大区域的外推效果显著优于较小局域直角坐标的外推,特别是他们还发现针对于大尺度的日冕环(高度超过 50 Mm),球坐标非线性无力场外

推结果仍然优于势场外推.基于磁摩擦(magneto-frictional)原理, Guo 等 (2016) 利用开源 MHD 代码 MPI-VAC 代码 (Keppens et al., 2012) 实现了一个包含直角坐标和球坐标自适应网格的非线性无力场外推程序.磁摩擦法本质上和 MHD 松弛法一致,只是将黏性项换成更简单的和动量线性相关的摩擦力,并省略动量惯性项,将动量方程简化成了摩擦力和洛伦兹力相平衡的方程,从而运动速度可以直接用洛伦兹力表达 (Yang et al., 1986; Roumeliotis, 1996),因此计算量比求解整个 MHD 方程少,可以显著加快外推计算速度.不过由于球面两极处理的困难,这些代码没有实现包含完整全球的外推. Jiang 等 (2012) 利用阴阳网格系统 (Kageyama and Sato, 2004),进一步将 CESE-MHD-NLFFF 推广到了完整全球面日冕外推.阴阳网格如图 3 所示,由两个相同的、低纬度的部分球面网格叠合而成,在边缘处存在一定的重叠,以无缝的覆盖全球面.采用这种网格可以很好地避免标准球坐标网格下的极区奇点和网格尺度收敛问题,同时又比非结构网格更方便处理.通过三阶精度的

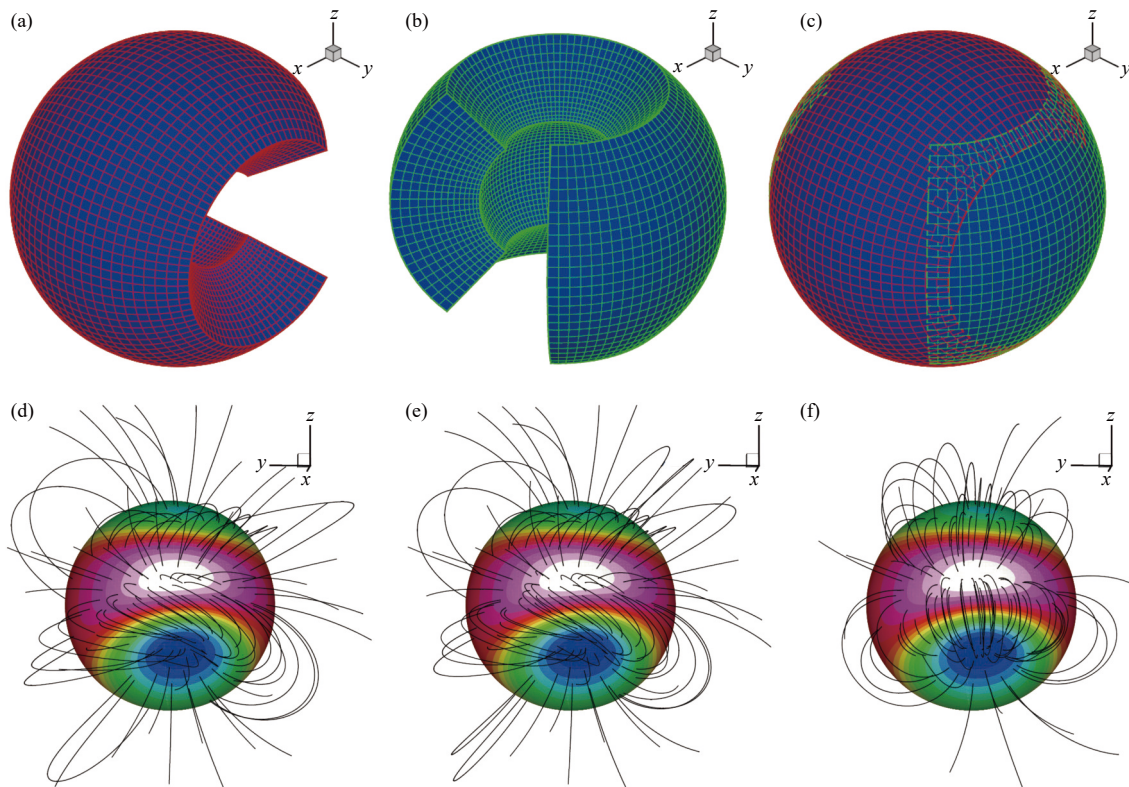


图 3 基于阴阳网格的全球日冕磁场外推. (a)阴; (b)阳部分网格及其组成的 (c)重叠网格.全球面外推 Low 和 Lou (1990) 的半解析无力场解.底面是径向的磁图,黑色线条代表磁力线. (d)原始解; (e)外推解; (f)势场解(修改自 Jiang et al., 2012)

Fig. 3 Global coronal magnetic field extrapolation based on the Yin-Yang grid. (a)Yin; (b) Yang partial grids and their (c) overlapping grid. Global coronal extrapolation of the semi-analytic force-free field solution of Low and Lou (1990). The sphere is shown with radial magnetogram and the overlying lines are magnetic field lines. (d) The original solution; (e) Extrapolation; (f) Potential field solutions (modified from Jiang et al., 2012)

拉格朗日插值来传递阴阳两部分网格之间重叠边界的数据,可以很好地保证解的信息在两部分网格之间透明、无损地交流.为了应用 SDO/HMI 的全日面矢量磁图数据, Duan 和 Zhang (2018) 开发了球坐标下全日面矢量磁图的磁场分裂预处理方法.

通常,基于矢量磁图的外推对磁图的数据质量要求较高.在弱场区,由于磁场测量的误差较大,直接基于矢量磁图的外推结果存在很大不确定性.为了重现弱场区日冕磁结构如大尺度的宁静暗条, Su 等 (2011) 进一步发展了磁绳插入法来模拟含有磁绳的日冕磁场.不同于基于矢量磁图的磁场外推方法,磁绳插入法首先基于视向磁图计算出势场,然后根据暗条轴向的走势,构造一个磁绳插入到势场内部,最后利用磁摩擦方法让系统松弛到近似无力状态.这一办法能够通过调整插入磁绳的环形通量和轴线通量等参数,获得一系列不同模型,并通过与观测特征对比,挑选出最佳的磁场模型 (Su and van Ballegooijen, 2012; Su et al., 2015).

除了针对求解无力场模型之外,尝试求解 MHD 静力学平衡态也被用来计算日冕磁场.基于最小能量耗散率的变分原理, Hu 和 Dasgupta (2008) 开发出了一个“非无力”日冕磁场模型 (Hu and Dasgupta, 2008; Hu et al., 2010). 在该模型中,总磁场可以分解成一个势场和两个线性无力场的叠加,其中两个线性无力场的一对无力因子需要通过多次迭代获得,直到底面磁场和观测磁图最接近.因此这一方法的核心算法依赖于线性无力场的求解.最近, Wang 等 (2020) 基于非无力场模型,利用 Jiang 和 Feng (2012) 开发的全球线性无力场超快速计算方法,实现了全日面非无力场的快速求解.而采用全套的 MHD 方程进行松弛计算,可以获得代表准静态演化中的日冕磁场的“快照” (Wang et al., 2008; Wu et al., 2009; Jiang et al., 2011). Fan 等 (2012) 利用经典的 TVD Lax-Friedrichs 算法开发一个全套 MHD 松弛程序 (Fan et al., 2012; Zhu et al., 2013, 2016), 能够较好地反应大型耀斑爆发前后的日冕磁场变化情况;另外,通过设置 MHD 模型底边界的实际高度和背景大气分层模型,可以得到不同层次的磁场解,例如反应出色球层的纤维的低层大气磁场结构.最近, Zhu 和 Wiegelmann (2018) 利用最优化原理开发了一个求解 MHD 静力学方程的程序,并对线性的解析模型进行了验证,获得了比较好的精度.

1.2 日冕磁场动态演化的数据驱动模拟

通过太阳内部的发电机过程,新的磁通量以及携带的磁能和磁螺度不断穿过光球到达日冕,同时光球的各种对流运动时刻驱动着日冕磁场的变化,因此日冕磁场也时刻处于动态变化状态.特别是,日冕磁场演化到爆发的时候,等离子体速度与阿尔芬速度接近,静态重建就完全失效,需要采用全套的、时变的 MHD 方程来描述这种动态演化,而且需要在模拟过程中反应光球面运动、磁浮现等作用对日冕演化的驱动作用.用观测的磁图来驱动日冕 MHD 演化模拟最早由 Wu 等 (2006) 提出,初步能够反映三维日冕磁环的变化以及部分的低层大气的运动特征,但是由于当时的数据局限于视向磁图,无法重现日冕复杂的非势性磁场和电流系统的演化.近年来,SDO/HMI 获得了丰富的时序矢量磁图数据,促进了这一研究方向的发展.

在重现爆发过程中的动态演化磁场的研究中, Jiang 等 (2013) 通过结合静态磁场重建和时变 MHD 模拟,以临近爆发态的日冕磁场作为 MHD 模拟的初始条件,成功地再现了发生于活动区 AR 11283 的一次大型太阳爆发过程 (见图 4),他们模拟的磁场的形态和演化都与 SDO/AIA 在极紫外波段观测到的日冕环和暗条的爆发非常接近.这一做法的关键在于紧邻爆发态的磁场重建解接近于或者已经处于不稳定,因此一定的残留力就足以作为这种不稳定的扰动条件而触发爆发.事实上,采用临近爆发时间的磁图外推日冕磁场,往往能得到不稳定的磁场解.进一步, Wu 等 (2016) 将该不稳定磁场输入到包含背景太阳风的大尺度模拟中,成功再现了真实触发条件下日冕物质抛射的起源和传播过程,说明这种方法可以作为行星际扰动演化传播模式中更为真实的扰动源输入.此后, Jiang 等 (2018) 将同样的方法应用到了研究活动区 AR 12673 中发生的最大的一次爆发耀斑的磁拓扑的演化中,也得到了和观测吻合 (包括暗条的位置、耀斑带的形态与演化等方面) 的爆发过程.其他的研究如 Xue 等 (2016) 利用磁绳插入法 (Su et al., 2011) 首先重建了爆发前的磁场,然后采用 MHD 模拟了爆发过程中的由于磁重联导致的暗条解缠运动; Guo Y 等 (2019) 应用类似的思路,重现了发生在活动区 AR 11123 的一次暗条爆发.

如果只考虑非爆发过程的日冕磁场慢演化,可以用一系列的静态日冕磁场重建来近似这种准静态

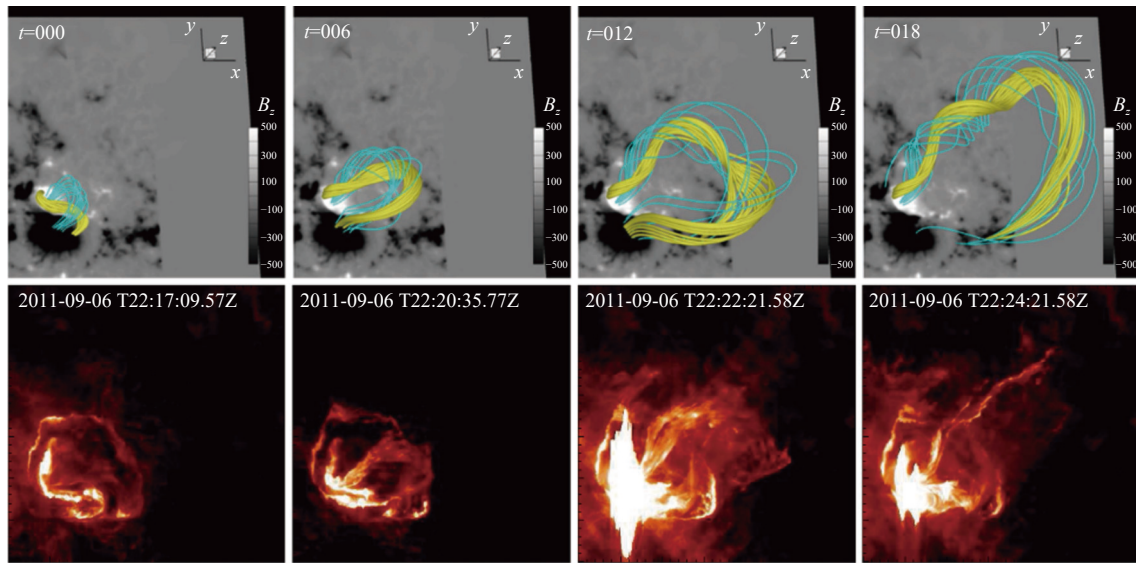


图 4 2011 年 9 月 6 日发生于活动区 AR 11283 的 X2.1 级耀斑及暗条爆发活动的观测和模拟对比。上图是模拟的磁力线演化图；下图是观测的暗条爆发过程，来自于 SDO/AIA-304 从正面拍摄的图像。对比观测和模拟表明模拟的磁场（在爆发方向、形态变化两方面）比较吻合实际爆发暗条及其演化（修改自 Jiang et al., 2013）

Fig. 4 Comparison of observation and simulation of an X2.1 flare and filament eruption which occurred on September 6, 2011 in AR 11 283. The above figure is the simulated evolution of magnetic field lines. The image below shows the observed filament eruption as taken by SDO/AIA-304. By comparing the observations and simulations, it shows that the simulated magnetic field (in both the erupting direction and the morphological evolution) is in good agreement with the actual eruption and evolution (modified from Jiang et al., 2013)

的演化。如果只关注爆发过程，可以采用外推磁场作为初始条件的 MHD 模拟。但是要完整、自洽地重现太阳活动区从形成、发展、直到爆发的全过程，需要进一步采用连续的观测磁图作为边界驱动的 MHD 模拟。实现这种连续的数据驱动模拟存在诸多挑战：首先模拟日冕的演化对数值格式提出了比较高的要求，由于低层日冕的等离子体 β 值极低，求解全套的 MHD 方程，很容易出现负的热压强，因此许多日冕模拟的程序直接省略掉热压力，采用所谓的零 β 模型；同时，由于日冕中阿尔芬速度非常高，达到几千乃至上万 km/s，因此在保证计算数值稳定的条件下（CFL 条件），若以太阳上一个角秒（即 720 km）作为典型的分辨率，那么计算的时间步长小于 0.1 s，因此要计算一个典型尺度的活动区（几百角秒）在典型演化时标（两三天左右）上的变化，所需的计算资源较大（至少需要上百个 CPU 运行上百小时）。另外，由于观测数据只提供了磁场三个分量，而 MHD 模拟需要求解八个变量，因此如何将数据自洽地输入到模式底边界也是一个难题。Jiang 等（2016）利用 AMR-CESE-MHD 格式（Jiang et al., 2010）开发一个初步能重现活动区日冕磁场演化的数值模式 DARE-MHD。他们利用了自适应网格技术来显著提升计算速度，采用了投影特征线边界条件（Wu et al., 2006）来保证

边界条件的输入在 MHD 框架下自洽，同时考虑到光球的演化速度远远慢于日冕的演化速度，人为加快了时序磁图输入的频率，从而通过加快实际的演化进程来进一步缩短计算的时间。图 5 显示了利用这一模式和 SDO/HMI 的时间间隔为 12 min 的矢量磁图数据，对活动区 AR 11 283 内的一个磁浮现导致爆发过程进行了详细的模拟结果，首次得到在空间形态和时间演化上都和观测非常接近的日冕磁场的连续演化过程。最近，Guo Y 等（2019）和 Liu 等（2019）发展了类似的数据驱动模型，其中 Guo Y 等（2019）在模式中忽略了热压力，但是采用了更加真实的反映光球、色球和过渡区的密度分层大气，成功地模拟了一次耀斑过程中暗条的慢速抬升和快速爆发过程；而 Liu 等（2019）则采用了球坐标系，可以在更大的尺度上模拟磁场的演化，并再现了活动区 AR 12371 的一次 X 级耀斑爆发产生 CME 的过程。

2 复杂三维磁场拓扑与重联

磁重联在太阳爆发活动中的重要性是不言而喻的，特别是磁重联被认为是爆发触发的关键机制之一（Antiochos et al., 1999; Moore and Sterling, 2006）。磁重联与其源区日冕磁场的三维拓扑性质

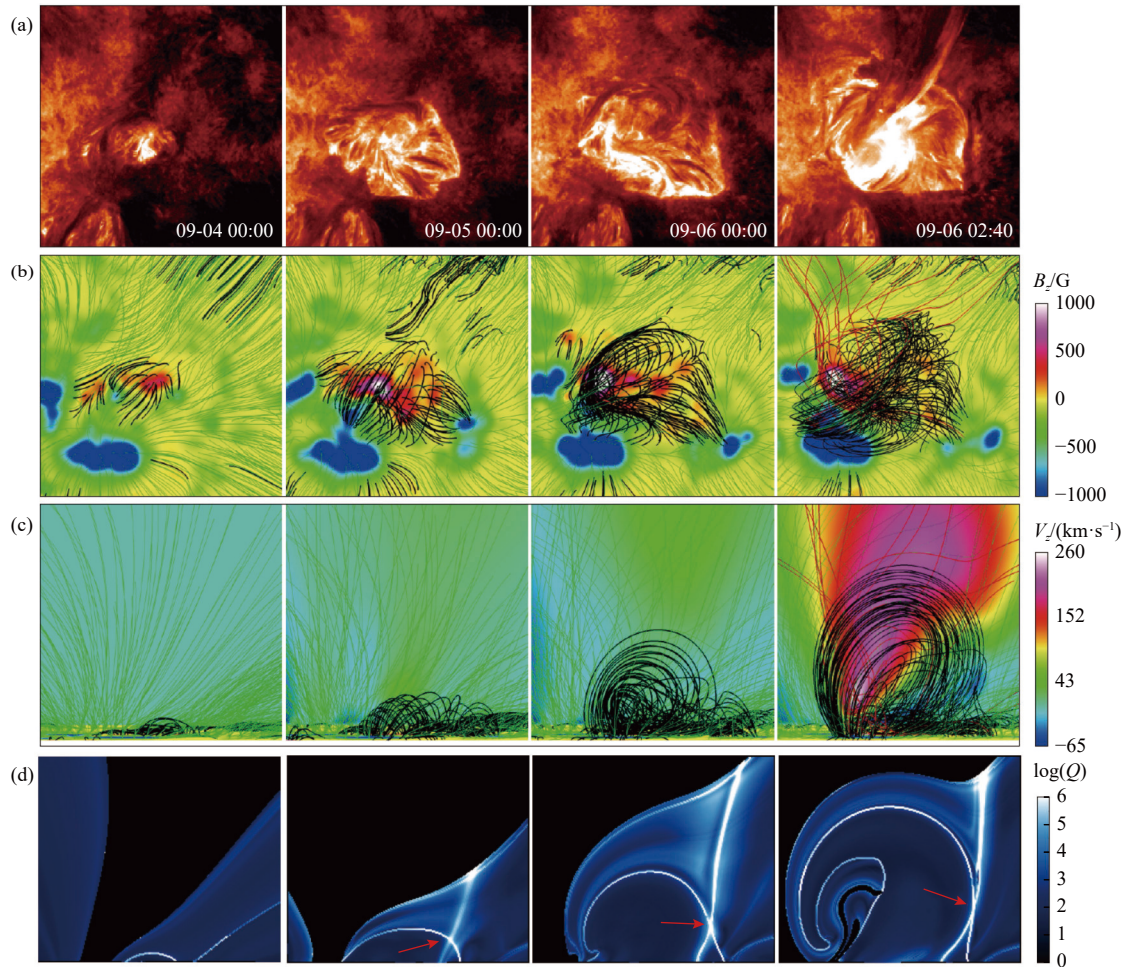


图 5 数据驱动 MHD 模拟重现连续磁浮现触发太阳爆发的过程. (a) SDO/AIA 304 Å 观测图像; (b, c) 模拟的磁力线演化, 其中图 (b) 是俯视图, 背景为光球磁通量分布, 图 (c) 是侧视图, 背景为中心垂直截面上 z 方向速度的分布; (d) 垂直截面上的磁挤压因子分布图 (修改自 Jiang et al., 2016)

Fig. 5 Data-driven MHD simulation reproduces the process of solar eruption initiation by continuous magnetic flux emergence. (a) SDO/AIA 304 Å observation images (b) and (c) are simulated magnetic field line evolution, where (b) is the top view and the background is the photospheric magnetic flux distribution; (c) A side view with the background as the distribution of z direction velocity on the central vertical section; (d) The distribution of magnetic squashing factors on the vertical section (modified from Jiang et al., 2016)

有密切的关系, 重联前后磁拓扑会发生明显的变化. 比如读者熟悉二维磁重联图像就是一组反向磁力线 (两端点分别记为 AB 与 CD) 靠近, 在磁场零点处发生断裂、重新连接, 形成和之前截然不同的磁力线连接性 (如 AC、BD). 从磁零点处出发的 X 线就是磁场的拓扑分界线. 三维重联则比二维重联要复杂得多, 磁拓扑元素如磁场零点、磁秃斑、以及这些基本拓扑元素相关的磁分割面 (包括脊柱——扇面型的磁零点分界面和秃斑分界面)、分割线 (即两个分割面的交线)、以及准分割层 (Longcope, 2005).

耀斑最显著的观测特征——耀斑带, 是由于日冕中快速磁重联释放的能量沿着磁力线传输到色球形成加热增亮导致的. 因此耀斑带的形态反映了参

与磁重联的磁力线的足点的位置与演化. “标准耀斑模型”考虑的主要是双带耀斑 (Chen, 2011), 其磁场结构是简单的双极场. 然而大量的观测表明, 太阳爆发更倾向于在复杂的多极结构如多个活动区聚集处 (active-region cluster) 发生 (Wang et al., 2015). 多极磁结构中容易出现的最基本的磁拓扑是磁零点结构. 比如近年来, 经常观测到环形或者准环形耀斑带, 一般会存在磁零点或者准零点结构, 因为磁零点的脊柱——扇面拓扑位形 (spine-fan topology) 在日冕中会出现穹顶状的闭合磁分割面, 这一分割面在底面与光球相交形成闭合环形 (见图 6a), 重联释放的能量会沿着分割面到达底面而形成的环形耀斑带. Wang 和 Liu (2012) 观测到了一系列环形耀斑, 这些耀斑事件中, 都存在类似

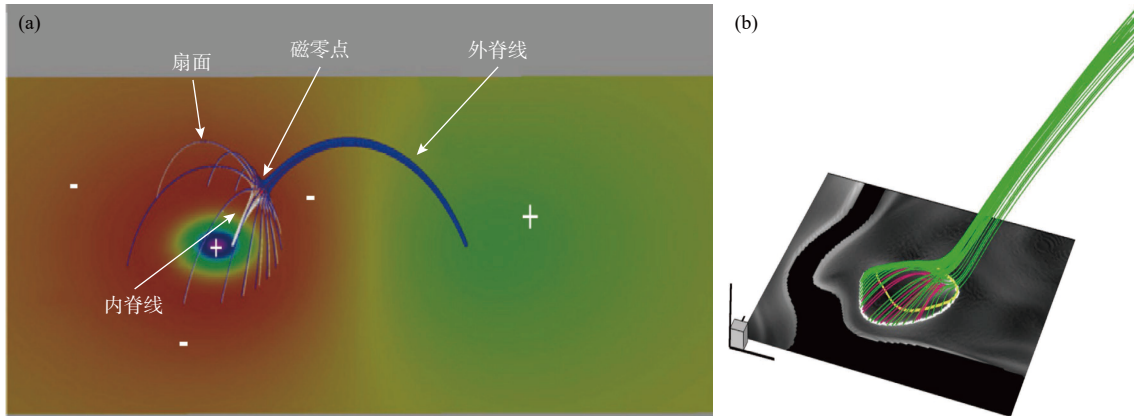


图 6 (a) 磁零点基本拓扑结构. 底面上的颜色代表磁极性在光球面上的分布, 其中蓝色的代表正极性, 红色代表负极性. 在负极性的中间出现了正的寄生极性. 其上方存在磁零点. 有两根特殊的磁力线终止于磁零点, 分别是内脊线和外脊线. 磁力线围绕脊线形成扇面 (修改自 [Pariat et al., 2010](#)). (b) 由磁秃斑形成的准环形拓扑界面 (修改自 [Jiang et al., 2016](#))

Fig. 6 (a) Basic topology associated with magnetic null point. The color on the bottom represents the distribution of magnetic polarity on the surface of the photosphere, where blue represents positive polarity and red represents negative polarity. A positive parasitic polarity appears in the middle of the negative polarity. There is a magnetic null point above it. There are two special magnetic field lines that end at the magnetic null point, i.e., the inner spine and outer spine. The magnetic field lines around closely the spine form a fan (modified from [Pariat et al., 2010](#)). (b) Quasi-circular topological interface formed by magnetic bald patch (modified from [Jiang et al., 2016](#))

的光球磁场极性分布: 同性磁极的中间存在反向极性的寄生磁极 (parasitic polarity), 因此在寄生磁极周围形成了环形的极性反转线 (PIL), 并且观测到了环形的暗条物质和这些环形 PIL 在几何形态上非常一致. 基于非线性无力场外推, 许多研究确认环形耀斑发生前存在三维磁零点的拓扑结构 ([Sun et al., 2012, 2013](#); [Jiang et al., 2013](#); [Liu et al., 2015](#)), 并推测爆发的触发过程可能和零点处的爆裂型 (breakout) 磁重联 ([Antiochos et al., 1999](#)) 有关. 磁零点在日冕中的形成比较普遍, 因为新磁通量不断从对流区浮现到日冕, 难免会有新磁场浮现到极性与之相反的旧磁场中, 若新浮现磁极完全被背景反极性磁场包围, 则很有可能形成零点结构. 例如, [Hou et al. \(2019\)](#) 联合 SDO 和 IRIS 高精度观测以及非线性无力场外推, 在活动区 AR 11 897 发现了一个大的零点拓扑结构里面还嵌套着一个次级的磁零点结构, 也就是这个小的零点的相关脊柱—扇面拓扑完全被一个外部零点的扇面所包围. 这一双重零点结构是由于寄生磁极的内部又有新的寄生磁极浮现所形成的.

需要指出的是, 由于磁场分布的不对称性, 零点的位置不一定位于扇面的中心, 可能偏向一侧. 甚至零点直接位于光球面上, 或者消失在光球下方. 此时, 磁场拓扑结构可能形成所谓的秃斑型 ([Jiang et al., 2016](#)), 也就是在中型线上存在磁力线和光球相切的地方, 从秃斑出发的磁力线的足点

和秃斑本身一起也能形成封闭的准环形结构 (见图 6b). [Hao et al. \(2017\)](#) 观测到一例环形白光耀斑, 他们发现并没有典型的零点结构, 但是可以计算出环形的准分割层, 对应着穹顶状的位形. 此外, 由于日冕磁场的复杂性和非势性即日冕电流带来的作用, 会出现一些并非标准的磁零点位形的准零点拓扑结构, 从而导致在耀斑过程中出现不寻常的耀斑带形态. 比如 [Wang et al. \(2014\)](#) 利用 GST 在活动区 AR 11515 观测到两个罕见的“三带”耀斑, 不同于经典的双带耀斑, 这些耀斑增亮大致形成三个平行的带状. 光球磁图显示存在带状的寄生型磁极, 利用磁场外推发现存在一个“鱼刺型”的日冕磁场拓扑结构, 这种结构可能是由于一排磁零点 (组合成磁零线) 形成的, 从零点出发的脊柱线和光球面的交点也会形成一条线, 对应于三带耀斑的中间带. [Liu et al. \(2016a\)](#) 则分析了活动区 AR 11967 边缘发生的一系列 X 形状的耀斑带. 基于势场外推结果的拓扑分析, 他们发现日冕内存在一个双零点结构, 这两个零点的分割面相交形成了分割线. 分割线临域的磁力线足点在底面确实形成了一个 X 形状, 不过和观测到的 X 形耀斑带并不吻合. 随后, [Jiang et al. \(2017\)](#) 利用高精度的 MHD 松弛法对该活动区耀斑之前进行磁场的重建, 发现实际上在日冕中存在一个大尺度的电流片结构, 从这一电流片追踪的磁力线足点形成了和观测耀斑几乎一致的形状 (见图 7). 这就说明由于日冕电流的存在, 原

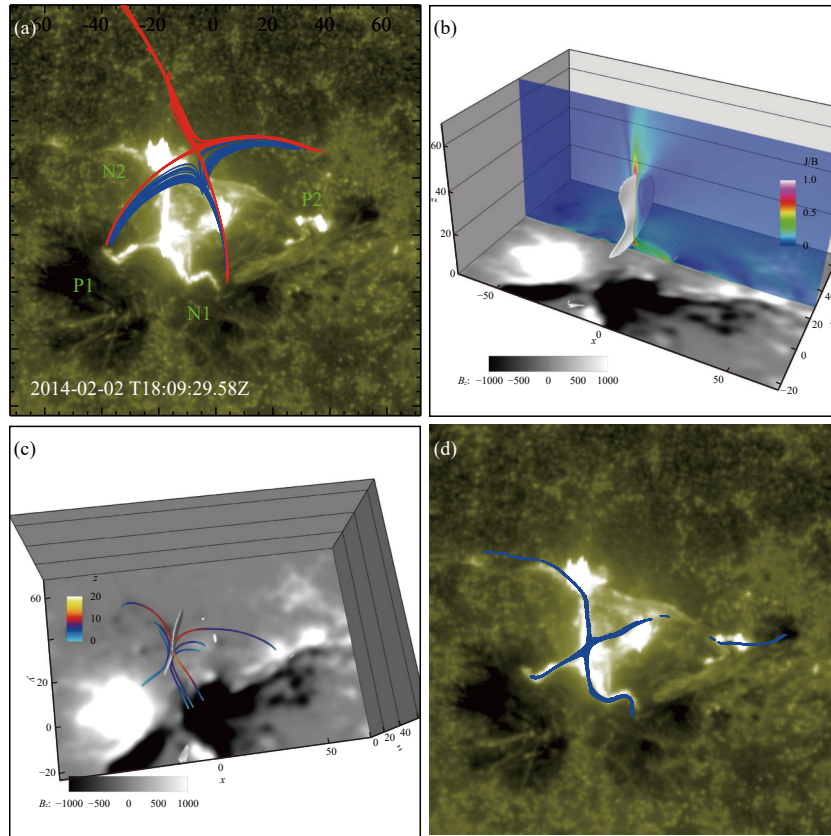


图 7 活动区 AR 11967 的 X 形耀斑带的磁拓扑结构. (a) SDO/AIA 1600 Å 的耀斑带照片. 红色和蓝色的线条代表基于势场模型计算的基本磁拓扑骨架. (b) 基于 MHD 松弛方法计算的三维电流片结构. (c) 从电流片出发的若干磁力线. (d) 从电流片连续追踪磁力线到光球面的足点形成的轨迹与耀斑带形态的重叠图 (修改自 Jiang et al., 2017)

Fig. 7 Magnetic topology of the X-shaped flare ribbons in AR 11967. (a) SDO/AIA 1600 Å image of the flare ribbons. The red and blue lines represent the basic magnetic topology skeleton calculated based on the potential field model. (b) Three-dimensional and slice of the electric current sheet calculated based on MHD relaxation method. (c) Several sampled magnetic lines that is traced with locations at the current slice. (d) The blue dots denote that photospheric footpoints of the magnetic field line traced from the current sheet. These footpoints form the location of flare ribbons (modified from Jiang et al., 2017)

来的磁零点拓扑结构发生了明显的形变. Li 等 (2016) 利用 IRIS 发现一个较小尺度的 X 形态的耀斑, 并通过磁场外推发现也存在和磁零点有关的磁分割线. 最近, Guo J 等 (2019) 利用边界元积分的磁场外推法, 发现在活动区 AR 11719 耀斑爆发前后持续存在多达 5 个磁零点形成半环形的复合结构, 这些磁零点的拓扑骨架和耀斑带和耀斑环在形态上接近, 并对爆发方向起到决定性的作用.

近年来的观测和理论研究发现, 即使没有这些特殊的磁拓扑结构, 磁场也可以发生重联, 其表现为: 固定磁力线的一个 (光球面上的) 足点, 其共轭足点会连续运动, 而且运动的速度明显大于当地等离子体运动速度, 在一定的情况还可以超过当地阿尔芬速度, 这说明磁冻结条件明显被破坏, 这种重联被形象的称作“滑动磁重联” (Aulanier et al., 2006, 2007, 2012), 就好像磁力线脱离等离子体的冻结, 在等离子体中滑过一样. 在观测上, 滑动重联表现在耀斑环的连续移动. Li 和 Zhang (2014)

对这种滑动现象进行了观测, 他们还首次观测到了准周期性的耀斑环滑动过程 (Li and Zhang, 2015), 这种准周期性滑动重联可能源于磁重联中的复杂湍动过程. 滑动重联在三维日冕中发生于一种特殊的磁场位形中, 被称为磁场准分割层的薄片区域 (Démoulin, 2006). 不同于磁分割面, 准分割层内磁力线的两足点之间映射仍然是连续的, 但是映射函数的梯度会比较大, 比如从一个圆形的足点区域映射到共轭足点区域会形成长轴远大于短轴的椭圆. 所以准确而言, 准分割层并不是磁拓扑元素, 但是在日冕中比磁拓扑元素更加普遍存在. Titov 等 (2002) 定义了磁挤压因子 Q 来帮助准确定位这些准分割层. 对于闭合磁力线, 从一个足点 [光球面坐标记为 (x, y)] 映射到共轭足点 (X, Y) , 这一根磁力线上的挤压因子定义为:

$$Q = \frac{a^2 + b^2 + c^2 + d^2}{|ad - bc|} \quad (2)$$

式中, a, b, c, d 是映射函数 $X = X(x, y); Y = Y(x, y)$ 的雅

可比矩阵元素:

$$a = \frac{\partial X}{\partial x}, b = \frac{\partial X}{\partial y}, c = \frac{\partial Y}{\partial x}, d = \frac{\partial Y}{\partial y} \quad (3)$$

在准分割层中, 磁挤压因子显著高于其他区域, 而在真正的磁分割面上, 磁挤压因子无穷大, 表示磁场连接性发生了突变. 总之, 通过计算 Q 在三维空间的分布, 可以帮助精确地搜寻各种关键的磁拓扑结构, 从而准确把握三维磁拓扑位形. 目前计算磁挤压因子被广泛应用于太阳磁拓扑分析研究. 计算给定空间点的挤压因子 Q 需要追踪穿过该点及其临域的至少四根磁力线, 因此计算整个空间的 Q 分布需要大量的磁力线追踪运算. Liu 等 (2016b) 开发了基于 OpenMP 的 Fortran 并行计算程序来快速获得 Q 值.

导致太阳爆发的磁场演化非常复杂, 从光球磁图的演化即可窥见一斑 (Yang et al., 2014, 2017). 因此, 理解爆发机制需要了解爆发源区磁拓扑的形成和演化过程. 利用连续观测的磁图进行非线性无力场外推和拓扑分析, Zhao 等 (2014) 研究了活动区 AR 11 158 连续五天的磁拓扑演化, 发现在演化过程中形成了一个尺度的准分割层, 可能有利于触发爆发. Jiang 等 (2016) 通过数据驱动模拟了 AR 11 283 的磁浮现导致爆发过程并分析了其中磁拓扑的变化, 发现新浮现磁通量和背景磁通量之间存在一个环形的拓扑分界面, 在临近爆发时, 一个新的准分割层形成, 和原来的拓扑界面相交, 在日冕内形成了一个 X 形的磁结构 (见图 5d), 并迅速激发了电流片的形成, 从而触发了日冕中的快速磁重联, 所以导致爆发的关键原因在于这一新拓扑结构的形成, 触发的机制类似于磁爆裂模型, 即在新浮现磁拱的膨胀和重联之间建立正反馈机制.

3 磁绳相关结构及其演化

磁绳是等离子体中存在的一种基本磁结构. 许多证据表明磁通量绳 (简称磁绳) 是太阳爆发的核心磁结构: 包括观测到 S 形日冕环 (sigmoid, Rust and Kumar et al., 1996)、极紫外热通道 (EUV hot channel, Cheng et al., 2011)、暗条和日冕暗腔 (coronal cavity, Gibson et al., 2006) 等特征都被认为可能是磁绳的间接证据 (详见综述文章 Cheng et al., 2017); 此外从各种日冕磁场外推经常可以获得与这些观测特征在形态上吻合的磁绳结构 (见综述文章 Guo et al., 2017). 特别是磁绳结构的理想

磁流体不稳定性, 也被成功地用来解释许多太阳爆发的触发机制, 例如包括扭曲不稳定性 (kink instability, Hood and Priest, 1981; Török et al., 2004) 和电流环不稳定性 (torus instability, Kliem and Török, 2006). 前者指的是在磁绳内磁力线的缠绕数超过一定的阈值时, 磁绳的轴会发生迅速的扭曲而侧向膨胀; 后者则是磁绳内电流的自感产生的外向膨胀力和外部箍束磁拱的内向束缚力之间的失衡. 同时磁绳模型还可以解释大部分的观测现象: 磁绳中电流密度相对较高, 因此在演化过程中, 电流的耗散会产生高温的结构, 对应于极紫外热通道; 磁绳内部含有 S 形的磁力线, 对应于 S 形日冕环; 磁绳的磁力线含有磁凹陷, 能够支持暗条物质; 磁绳内部磁压较高, 因此等离子体密度可能较低, 日冕暗腔可能是从观测到的磁绳内部的横截面. 此外从行星际磁云 (interplanetary CME, Burlaga, 2002) 的观测数据重建能得到高度缠绕的磁绳结构 (Wang et al., 2016), 说明磁云的源区也存在缠绕的磁结构. 因此, 与爆发相关的磁绳三维结构及其演化已成为近年来研究的热点.

磁绳可能形成于爆发过程中, Wang 等 (2017) 观测到从活动区 AR 12 443 爆发的耀斑过程中形成了一个高度缠绕的磁绳, 通过结合分析耀斑带扫过的磁通量以及行星际磁云的重构, 他们推测该磁绳的缠绕达到 10 圈, 而外推爆发前磁场并没有发现磁绳结构, 说明这些高度缠绕的磁力线是通过爆发中的磁重联形成的. Gou 等 (2019) 观测表明爆发的大尺度磁绳的可能起源于电流片重联形成的小尺度磁岛结构. 但更多证据显示磁绳在爆发前存在 (Guo et al., 2017). 从理论上, 电流系统在日冕的三维分布有两种形式, 一种是薄层的形式也就是电流片, 另一种则是体积电流; 另外由于日冕常常处于近似无力状态, 因此场向电流占主导, 可以从静磁场角度简单理解, 在磁力线方向 (记为轴向磁场) 的电流产生环形磁场, 这一环形分量叠加到原轴向磁场就形成了缠绕的磁力线, 从而能够组成磁绳. 此外, 观测经常发现黑子的旋转运动 (Yan et al., 2017, 2018), 这种运动也能驱动日冕磁力线缠绕形成磁绳. 其他的机制如通过磁对消、磁浮现都可能直接或间接的形成磁绳.

日冕磁绳的理论三维模型 (例如, Titov and Démoulin, 1999) 通常考虑一个双极磁系统, 存在和中性线大致平行的半环形的电流管, 电流产生的磁场和背景场叠加, 形成两足点植根于光球面的缠

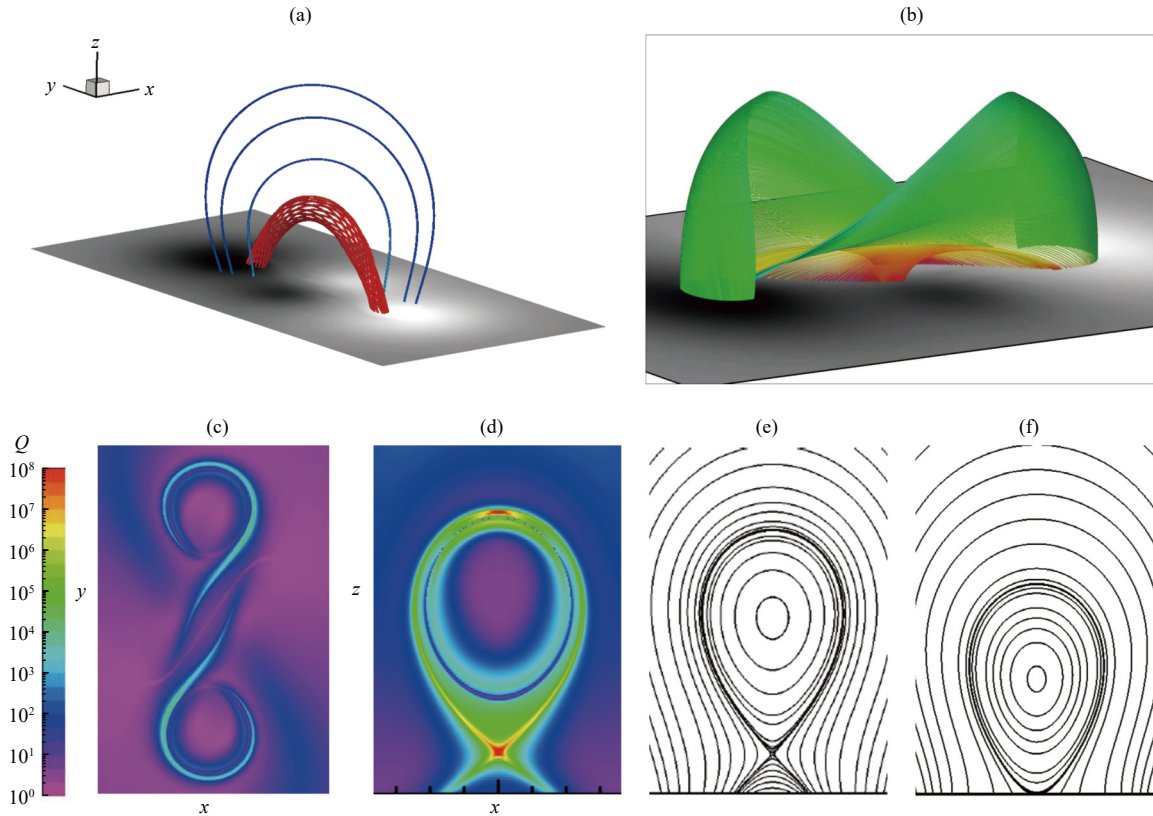


图 8 TD 日冕磁绳的拓扑模型. (a) 磁绳的磁力线位形, 红色线代表磁绳的磁力线, 蓝色代表背景磁场, 底面上显示的是光球磁极分布 (白色为正极, 黑色为负极). (b) 磁绳和背景场之间的准分割层. 这一准分割层在磁绳下面相交形成双曲磁力管. (c) 底面上的磁挤压因子 Q 的分布. 可以看出高 Q 值 (如超过 100) 区域形成两个规则的 J 形带, 这就是双曲磁力管在光球面的足点. (d) 在中心纵剖面 (即磁绳主体的横截面) 上 Q 的分布, 可以看出高 Q 值形成一个水滴状的环形, 并在底部交叉形成 X 形. (e) 在中心纵剖面上切线磁分量形成的磁力线图, 对应于典型的 Plasmoid-X 点结构. (f) 如果磁绳的高度低一些, 这个 X 交叉可能在光球下方, 这时磁绳的磁力线和光球相切, 形成秃斑分界面 (修改自 Jiang and Feng, 2016)

Fig. 8 TD topological model of coronal magnetic flux ropes. (a) The magnetic field line configuration of the magnetic flux rope system, the red line representing the magnetic field line of the magnetic rope, the blue line representing the background magnetic field, and the distribution of the photospheric magnetic polarities (white for positive polarity and black for negative polarity) is shown on the bottom. (b) Quasi-separatrix layer (QSL) between the magnetic flux rope and the background field. This QSL intersects itself under the magnetic flux rope and forms a hyperbolic flux tube. (c) Distribution of the magnetic squashing factor Q on the bottom surface. The areas with high Q values ($\gg 100$) form two regular J-bands, which are the footprints of the hyperbolic flux tube on the bottom surface. (d) The distribution of Q on the central vertical slice (i.e., the cross section of the main body of the magnetic flux rope) shows that the high Q values form a teardrop shape and its bottom forms an X shape. (e) The magnetic field line formed by the tangent magnetic component on the central vertical slice, which corresponds to the typical plasmoid-X point structure in 2D. (f) If the height of the magnetic flux rope is lower, the X point may be beneath the photosphere, where the magnetic field line of the magnetic flux rope and the photosphere are tangent, forming a bald patch interface (modified from Jiang and Feng, 2016)

绕的、结构紧致的一股磁力线. 如图 8 所示, 从三维磁拓扑上而言, 磁绳和背景场之间可能会形成一个准分割层, 并且根据磁场轴的高度变化, 这一准分割层的中间部分可能是所谓的双曲磁流管 (hyperbolic flux tube), 也可能是秃斑分割面 (bald patch separatrix surface). 这一系统从二维纵剖面图上更容易理解, 存在秃斑分界面的情形对应于磁绳位置较低, 其中部和底面直接接触; 而存在双曲磁流管的情况则是磁绳中部和底面分离, 在剖面上形成磁岛 (plasmoid) 和一个 X 点结构. 双曲

磁流管和光球相交形成互相旋转对称的两个 J 形带, 在耀斑重联过程中, 它们对应于观测到的耀斑双带. 这些与磁绳相关的磁拓扑元素从三维磁场重建的分析中得到了验证 (如 Guo et al., 2013; Jiang et al., 2014b, 2018b; Liu et al., 2016a).

由于日冕磁场分布的不对称性和拓扑复杂性, 实际的日冕磁绳更复杂. 首先, 磁绳的三维形态显然也是不规则的, 虽然一些模型重建的磁绳大致具有 S 形 (Jiang et al., 2013; Liu et al., 2018), 从观测的形态各异的暗条来看, 对应的磁绳的轴的走向

可能是蜿蜒扭曲的, 所以大部分的磁绳结构都难以用上述理论模型表现. 磁绳的复杂度也体现在不对称性. Cheng 和 Ding (2016) 分析了四个爆发前呈现 S 形热通道的磁绳结构发现, 磁绳的一个足点位于黑子边缘附近的强磁场区, 而另一个足点则源于较弱场区.

在同一活动区甚至同一中性线附近, 可能存在两组或多组磁绳形成一个复杂磁绳系统. 例如, Liu 等 (2012) 首次观测到所谓的双层暗条 (double-decker filament), 即在同一中性线上存在高度不同的两个暗条分支, 并推测对应的磁结构可能是两个磁绳结构. Li 和 Zhang (2013) 基于热通道和暗条的观测, 发现从活动区 AR 11 745 的中性线上连续形成了 4 个磁绳结构, 他们称之为同源磁绳 (homologous flux ropes). Cheng 等 (2014) 研究了活动区 AR 11 520 发生一次 X1.4 级耀斑前的磁结构, 也发现了双层磁绳结构. 他们通过非线性无力场外推活动爆发前存在一个高度较低、在中性线附近形成的磁绳结构, 同时利用 AIA 观测发现在该磁绳上方存在一个 S 形的热通道结构, 对应于另外一个磁绳. 在耀斑爆发过程中, 高一些的磁绳抛射, 而低一些的磁绳则保持稳定, 因此这种双层磁绳结构可以解释经常观测到的暗条部分爆发 (partial eruption) 现象 (Zhu and Alexander, 2014). 利用非线性无力场外推, Liu 等 (2016a) 在活动区 AR 11 817 直接得到了双层磁绳结构. Bi 等 (2015) 则发现一个暗条由两个互相缠绕的磁绳组成, 其中一个磁绳的缠绕强一些, 发生了扭曲不稳定性, 导致暗条的撕裂而发生了部分抛射. Li S 等 (2017) 发现同一中性线不同部分形成两个磁绳结构, 一个磁绳先发生了扭曲不稳定性爆发, 并触发了和第二个磁绳的背景场重联而导致第二磁绳的爆发. Jiang 等 (2018) 重建了活动区 AR 12 673 在一次 X9.3 耀斑前的磁场, 发现存在三组不同拓扑连接性的磁绳组成的多重磁绳结构, 每一个磁绳的缠绕度都在 1.5~2 圈之间; 通过进一步的 MHD 动态模拟, 他们发现这些磁绳在爆发过程中通过磁重联形成了一个紧致的单磁绳, 并且缠绕度显著增加. 利用不同的日冕磁场外推方法, Hou 等 (2018) 在同一活动区也发现了类似的多磁绳系统. Awasthi 等 (2018) 在活动区 AR 12 371 的一系列耀斑爆发前也发现了复杂的、有五组分支的多磁绳结构, 通过计算磁挤压因子显示不同磁绳之间存在清晰的准分割层, 说明了多磁绳系统的内部结构的复杂性,

这种复杂性可以会引发内部丰富的动力学过程, 如磁绳之间发生重联. 最近, 通过统计 2011 年至今的发生在日面中心东西 45° 范围内的所有 M4 级以上耀斑爆发事件 (共 44 例), Duan 等 (2019) 发现至少有 30% 的耀斑发生前存在多组磁绳系统, 这些磁绳可能都参与了爆发过程. 甚至在一些事件中, 如发生一系列 X 级以上束缚型耀斑的超大尺度活动区 AR 12 192, 多磁绳结构内不同的磁绳的缠绕方向相反 (磁螺度符号相反). 这也为这些耀斑为何没有产生抛射提供了新的解释: 缠绕方向相反的磁绳可以通过内部重联抵消磁螺度, 而不需要通过抛射物携带磁螺度离开太阳.

磁绳经常出现在磁零点相关的结构中, 使得磁结构更为复杂. 单独的磁零点结构通常与小型的喷流事件相关 (Wang, 2012; Wang and Liu, 2012), 而磁绳和磁零点的同时存在往往能够产生较大的爆发事件. 例如, Jiang 等 (2013) 发现活动区 AR 11 283 发生一次 X 级耀斑前的磁绳上方存在一个磁零点 (见图 9), 磁零点的穹顶形扇面完全将该磁绳覆盖, 在爆发过程中同时出现了磁绳的抛射和准环形的耀斑带, 说明确实是在磁零点处发生了重联. Sun 等 (2013) 在活动区 AR 11 346 中也发现了类似的结构, 并推测耀斑的极紫外后相可能和这一复杂拓扑结构有关. 被磁零点结构覆盖的磁绳也被多个作者发现 (Sun et al., 2012; Liu et al., 2015; Zhang et al., 2015; Sun et al., 2016; Li H et al., 2017, 2018; Zhou et al., 2019). Xu 等 (2017) 分析了一例同调环形耀斑事件, 发现实际的磁结构是在同一磁零点拓扑结构覆盖着两个磁绳结构, 这两个磁绳的相继爆发导致了同调的环形耀斑. 事实上, 这种复杂结构也是通过磁浮现形成的, 一方面如前文所述, 磁浮现容易形成磁零点结构, 另一方面, 磁浮现也常常携带内部电流穿过光球 (表现为伴随磁通量增长的光球剪切、旋转运动), 从而在日冕形成磁绳 (不过形成磁绳的过程通常并不是内部磁绳直接浮现, 而是内部磁绳的电流系统在日冕中重新组织, 形成日冕中的磁绳). 因此磁绳和磁零点的同时出现并导致不稳定是太阳爆发的重要途径, 而重联和理想不稳定性可能共同参与了关键的触发过程.

不仅如此, 磁绳还可能与多个关键磁拓扑元素 (如磁零点、磁秃斑、双曲磁流管等结构) 同时存在 (Liu et al., 2014; Zhao et al., 2014; Yang et al., 2015; Zhong et al., 2019; Zou et al., 2019), 在耀斑过程中所有拓扑结构可能都参与其中, 详细分析这

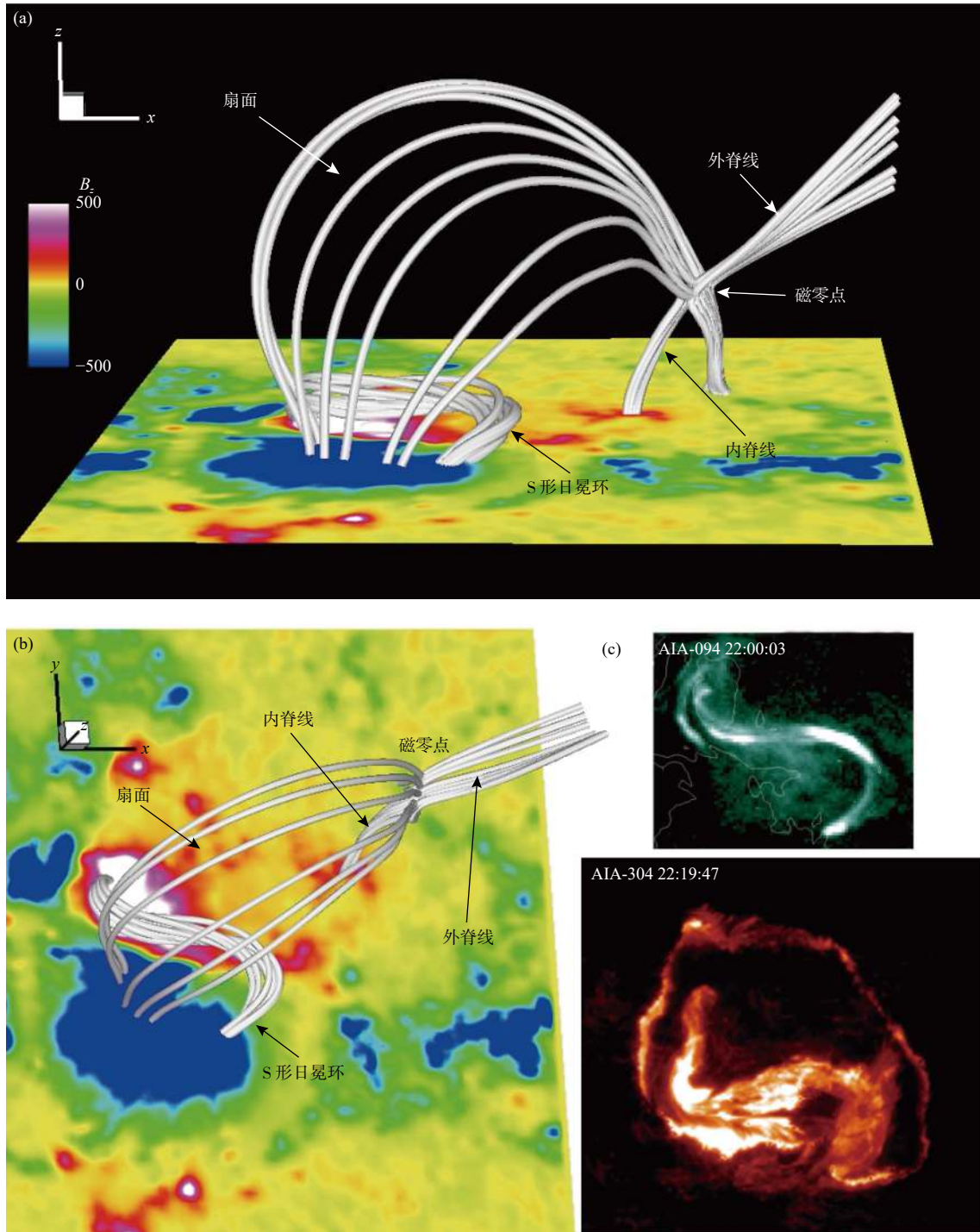


图9 活动区 AR 11283 在一次 X2.1 级耀斑爆发前日冕磁场的拓扑结构. 其中存在 S 形的磁绳. 在侧上方存在磁零点. (a) 侧面视角; (b) SDO 的视角; (c) SDO/AIA 94 Å 波段拍摄的 S 形日冕环以及 SDO/AIA 304 Å 观测的环形耀斑带 (修改自 Jiang et al., 2013)

Fig. 9 Topological structure of coronal magnetic field in AR 11283 before a flare eruption. There is an S-shaped magnetic flux rope, and a magnetic null point at the western side above the flux rope. (a) Side view; (b) SDO view; (c) Observations from SDO/AIA 94 Å for the S-shaped coronal loops and from SDO/AIA 304 Å for the circular flare ribbons (modified from Jiang et al., 2013)

些结构及其作用可以更加精细化地理解耀斑中的三维过程. 如 Zou 等 (2019) 发现在活动区 AR 12673 的一次 X 级的束缚型耀斑存在两个阶段的重联过程, 其对应的磁结构中首先存在一个磁绳, 磁绳一

个足点上方存在一个零点结构, 而在磁绳的下方存在一个双曲磁流管结构. 这次耀斑产生的过程可能是由于磁绳足点的旋转导致磁绳的膨胀, 挤压磁零点导致第一次重联, 进一步触发了磁绳下方双曲磁

流管的重联，但是由于磁绳的高度较低，两次重联都无法导致爆发。Zhong 等 (2019) 发现活动区 AR 12268 内一个磁绳与附近的秃斑、双曲磁流管和一个环形准分割层（准磁零点结构）有关，这些复杂结构可能也导致了两步重联过程，在观测上表现为先出现环形耀斑，然后转变成三个大致平行的耀斑带。

利用数据驱动模拟可以真实再现这些复杂爆发的三维磁场动态演化。Jiang 等 (2018) 基于 DARE-MHD 模拟再现爆发过程，详细分析了发生于活动区 AR 12673 的一次 X9.3 级耀斑中的三维磁拓扑演化过程。他们发现爆发前存在多组弱缠绕的磁结

构，在爆发过程中融合成了一个紧致的磁绳，缠绕数达到了 3 圈。磁绳爆发前的拓扑分割面是秃斑分界面，在爆发过程中形成了含有双曲磁流管形的准分割层，其中持续发生滑动磁重联。分析磁绳内部的缠绕数分布，他们发现磁绳外围的缠绕数明显增加，而中心处的缠绕数变化较小，与爆发前基本一致。这说明重联过程增加了磁绳的缠绕度，因为在磁绳准分割层重联后，短的剪切磁拱形成长的磁力线，不断被纳入到磁绳。通过计算全三维的磁挤压因子，可以完整绘制出爆发过程中的磁绳的三维表面（见图 10a、10b）。它与光球的相交线形成了复杂的形态，其空间形态和演化与观测的耀斑带高度

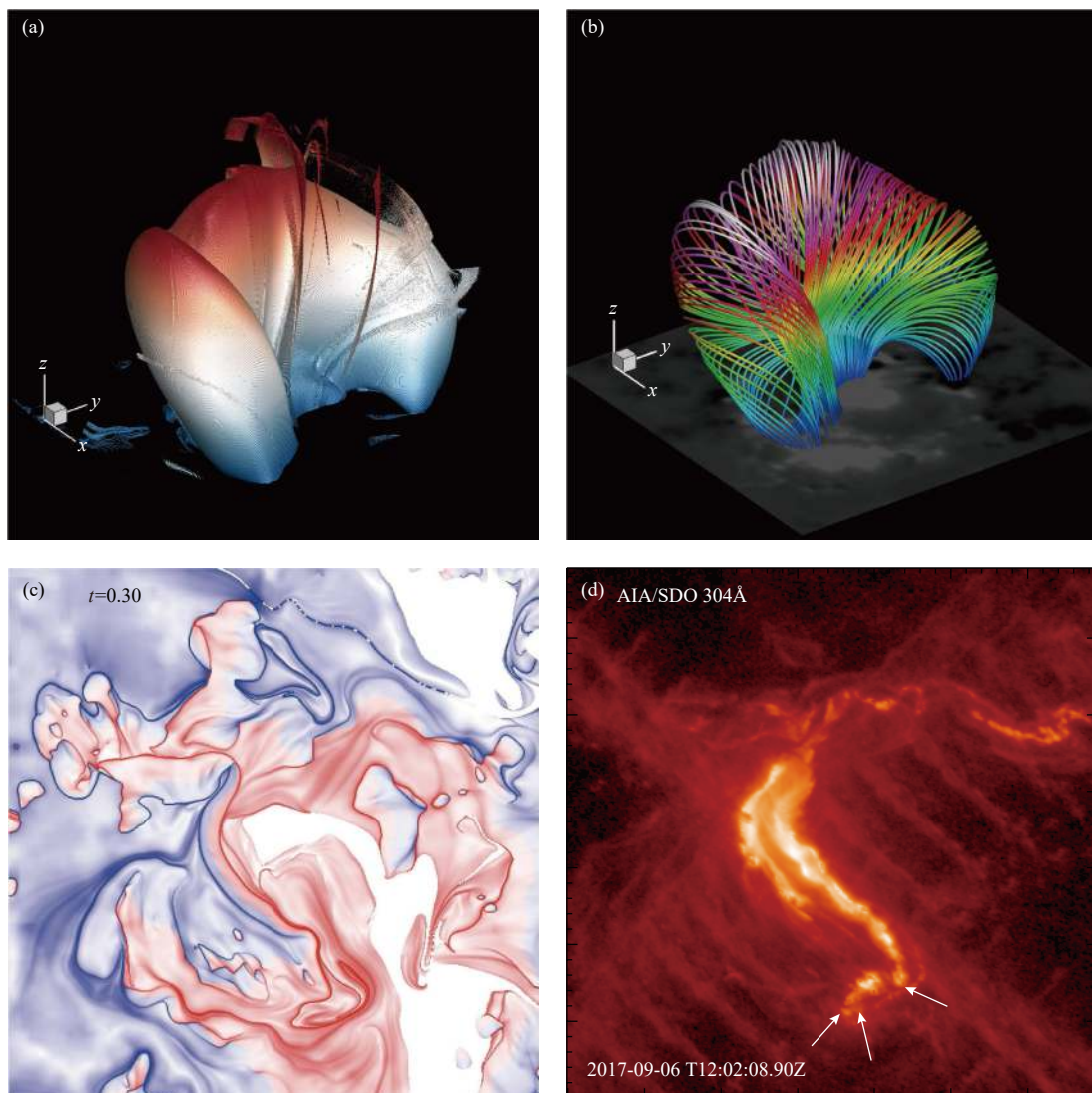


图 10 活动区 AR 12673 发生 X9.3 级耀斑的磁绳拓扑结构。(a) 通过计算全空间的磁挤压因子绘制的磁绳的三维外表面；(b) 外表面的磁力线；(c) 底面的磁挤压因子的分布，红色表示正磁极，蓝色表示负磁极。(d) 观测的耀斑带。其中箭头指向的是近似封闭的弱耀斑带（修改自 Jiang et al., 2018b）

Fig. 10 The magnetic flux rope topology of an X9.3 flare that occurred in AR 12673. (a) Three-dimensional topological surface of the magnetic flux rope drawn by calculating the magnetic squashing factor for the whole computational volume; (b) Magnetic field lines that form the topological surface; (c) Distribution of the magnetic squashing factor at the bottom, with red in positive polarities and blue in negative polarities. (d) Observed flare ribbons. The arrows point to a nearly closed weak flare ribbon (modified from Jiang et al., 2018b)

吻合. 特别是, 从耀斑的形态可以看出除了中间的双带之外, 在南部存在近似封闭的弱耀斑带, 这部分结构实际对应于磁绳足部的拓扑边界 (见图 10c、10d). 这一结果基本上与三维标准耀斑模型 (Aulanier et al., 2012) 一致.

在背景场有多极结构和磁零点的情况下, 磁绳的演化过程会变得非常复杂, 磁绳的本身可能在演化中消失并形成新的结构. Jiang 等 (2018a) 进一步分析了活动区 AR 11283 的 X2.1 耀斑过程中的磁绳的演化过程 (见图 11). 他们发现实际上整个爆发过程涉及到依次发生于不同位置的三个阶段的磁重联, 在观测上表现为三个位置的依次出现的耀

斑带. 最初, 爆发前的磁绳通过电流环不稳定性触发而快速膨胀, 挤压其上方的磁零点, 在磁零点处形成电流片, 进而触发磁绳和背景场之间的重联. 持续的重联导致磁绳的磁通量不断被剥离, 最后原磁绳完全解体, 从其中一个足点断开, 并形成一个新的迅速膨胀的复杂缠绕结构 (新磁绳), 其形状如龙卷风, 并通过三个足点连接于光球的复杂. 此时位于原磁绳附近的低层磁场受到挤压, 从而发生第二次重联, 对应位置的暗条被加速并沿着新磁绳向外抛射. 随着新磁绳不断上升, 覆盖其上方的磁拱受到拉伸, 并在磁绳下方相互靠近并重联, 最后形成了大尺度的耀斑后环, 由于最后的磁重联的位

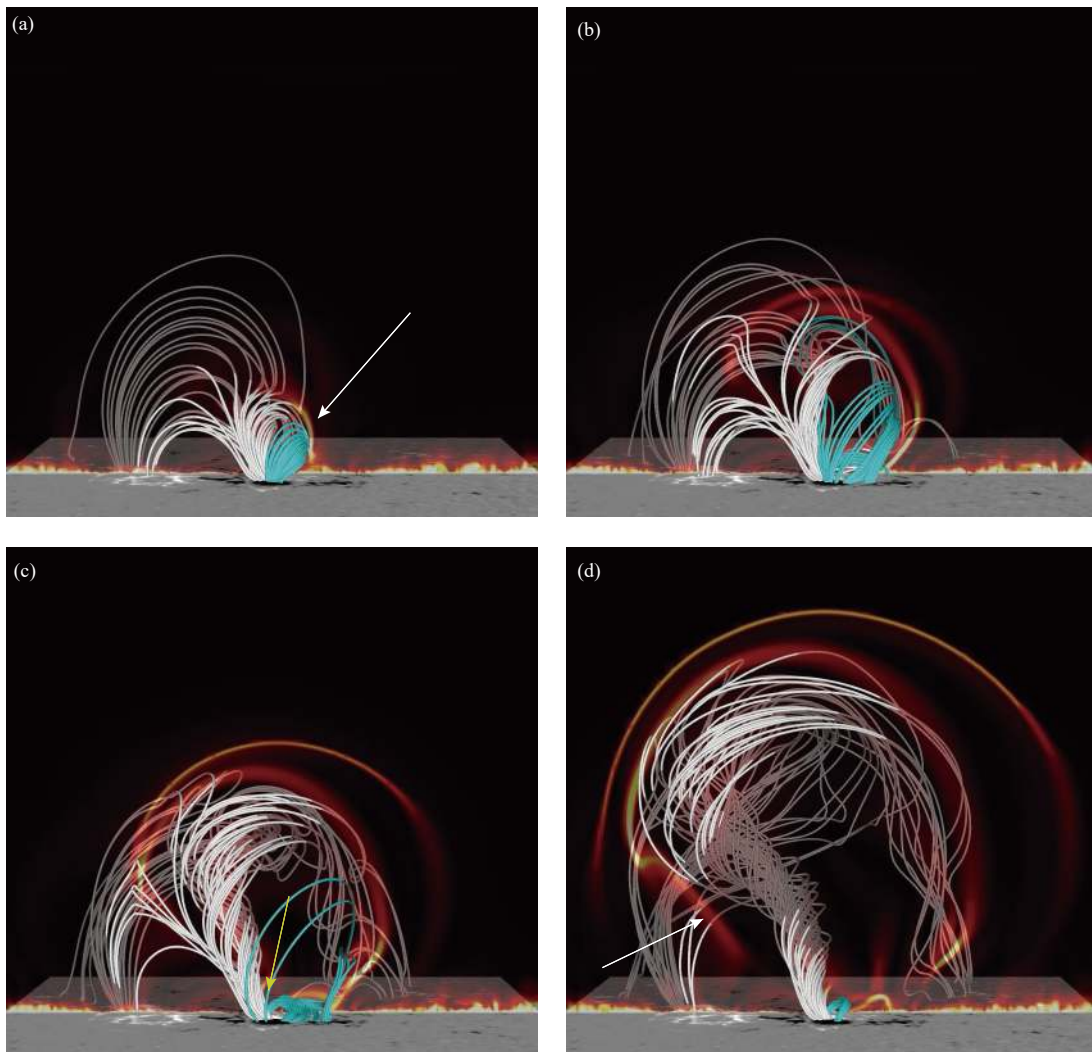


图 11 活动区 AR 11283 发生 X2.1 耀斑过程中磁绳复杂演化的四个瞬间 [时间先后顺序为从 (a) 到 (d)]. 其中, (a) 蓝色线代表初始的磁绳 (和图 4 黄色线表示的是同一结构), 白色线代表初始的背景场, 白色箭头位置代表第一阶段的磁场重联位置. (b) 显示初始磁绳重联后产生明显的剥离. (c, d) 显示原磁绳因附近的低层磁场受到挤压, 发生第二次重联 (黄色箭头处), 同时背景磁场在重联过程中形成了新的龙卷风状的复杂缠绕磁结构, 在该结构左下方形成大尺度电流片, 导致第三次重联 (白色箭头处) (修改自 Jiang et al., 2018a)

Fig. 11 Four moments of complex evolution of the magnetic flux rope during the X2.1 flare occurrence in AR 11283. The blue line represents the initial magnetic flux rope (the same structure as the yellow line in Fig. 4), and the white line represents the initial background field, but a new tornado-like complex winding magnetic structure is formed during the reconnection process (modified from Jiang et al., 2018a)

置相对较高, 对应的磁能密度较低, 无法产生典型耀斑的 X 波段增亮, 但是在极紫外有明显的增亮, 这可能为耀斑极紫外后相 (EUV later phase, Woods et al., 2011) 提供了一个解释 (Dai et al., 2013)。

4 结 论

当前, 结合多波段观测和数值重建及数值模拟, 我们已经能够初步地重现接近真实的太阳爆发相关的三维日冕磁场, 并对其进行分析。通过非线性无力场外推, 能计算和观测特征几何形态基本吻合的、太阳爆发发生之前的日冕磁场, 而进一步采用连续数据驱动的磁流体力学模拟, 可以追溯活动区磁结构形成到爆发的完整过程。基于磁拓扑分析, 可以找出触发磁重联的关键因素如磁零点、电流片、准分割层等, 从而推测出三维磁重联过程, 理解复杂的、非典型的耀斑带的形成原因, 并为解释触发机制提供思路。一系列的研究表明日冕中的磁绳结构在太阳爆发中的重要地位, 但是实际的磁绳结构要比理论模型复杂得多, 深入分析复杂磁绳的三维结构和拓扑性质对理解磁绳相关的观测特征以及磁绳系统不稳定性、连续多次爆发、部分爆发、爆发失败等都有重要意义。

需要指出的是, 目前许多相关研究停留在套用早期的简单模型或者早期的研究思路 (如基于直接观测画出卡通图) 来试图解释复杂多样的观测真实, 这些研究有助于从复杂现象中归纳抽象出具有模式或范式意义的物理模型, 但研究手段已经明显落后于观测水平、数据处理和运算能力的发展, 而且无法仅凭观测确定这些模型的可行性。虽然融合观测数据的数值模式在地球大气动力学模拟方面已经非常成熟, 但是在太阳大气中的研究仍然处于初步阶段, 今后值得大力发展。同时, 需要发展数据驱动的辐射磁流体模式 (Xia, 2018), 以获得能直接与观测进行对比的结果。通过在模拟和观测之间进行反复沟通和验证, 从而促进模拟的迭代升级。另外, 大部分相关研究仍然停留在个例分析上, 还没有对太阳爆发磁结构的复杂性有一个全面、系统的把握。今后, 需要加强利用三维外推和模拟对日冕三维磁场结构进行统计性的研究, 以期提取复杂磁结构的主要特点和性质, 分析这些特性和触发机制的关系, 提取一些可能的参数用于帮助建设预报能力。同时, 不断更新的观测设备和快速发展的观测能力将产生多源、多波段、多尺度的海量丰富数据,

例如抵近日冕的帕克太阳探针 (Parker Solar Probe)、太阳环绕器 (Solar Orbiter)、我国已发射的首个太阳空间望远镜羲和号 (CHASE, Li et al., 2019) 和即将发射的先进天基太阳观测台 (ASO-S, Gan et al., 2019) 等, 将会给太阳爆发相关三维磁结构研究提供更多的高质量观测数据。总之, 直接基于海量观测数据的分析和数值模拟方法在未来应该会快速发展, 进一步破解太阳爆发之谜。

References

- Amari T, Boulmezaoud T Z, Mikic Z. 1999. An iterative method for the reconstruction of the solar coronal magnetic field. I. Method for regular solutions[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 350: 1051-1059.
- Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. 1999. A model for solar coronal mass ejections[J]. *The Astrophysical Journal*, 510: 485-493.
- Aulanier G, Parlat E, D'emoulin P, DeVore C R. 2006. Slip-running reconnection in quasi-separatrix layers[J]. *Solar Physics*, 238: 347-376.
- Aulanier G, Golub L, DeLuca E E, et al. 2007. Slipping magnetic reconnection in coronal loops[J]. *Science*, 318: 1588-1591. DOI: [10.1126/science.1146143](https://doi.org/10.1126/science.1146143).
- Aulanier G, Janvier M, Schmieder B. 2012. The standard flare model in three dimensions. I. Strong-to-weak shear transition in post-flare loops[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 543: A110-A123.
- Awasthi A K, Liu R, Wang H, et al. 2018. Pre-eruptive magnetic reconnection within a multi-flux-rope system in the solar corona[J]. *Astrophysics Journal*, 857: 124-136.
- Bi Y, Jiang Y, Yang J, et al. 2015. Partial eruption of a filament with twisting non-uniform fields[J]. *Astrophysics Journal*, 805(1): 48-55.
- Burlaga L F. 2002. Successive CMEs and complex ejecta[J]. *Journal of Geophysical Research*, 107: 1266.
- Chen P F. 2011. Coronal mass ejections: Models and their observational basis[J]. *Living Reviews in Solar Physics*, 8(1): 1.
- Cheng X, Zhang J, Liu Y, Ding M D. 2011. Observing flux rope formation during the impulsive phase of a solar eruption[J]. *Astrophysics Journal*, 732: L25-L30.
- Cheng X, Ding M D, Zhang J, et al. 2014. Formation of a double-decker magnetic flux rope in the sigmoidal solar active region 11520[J]. *Astrophysics Journal*, 789(2): 93-104.
- Cheng X, Ding M D. 2016. The characteristics of the footpoints of solar magnetic flux ropes during eruptions[J]. *Astrophysics Journal (Supplement Series)*, 225(1): 16-38.
- Cheng X, Guo Y, Ding M. 2017. Origin and structures of solar eruptions I: Magnetic flux rope[J]. *Science China Earth Sciences*, 60(8): 1383-1407.
- Dai Y, Ding M D, Guo Y. 2013. Production of the extreme-ultraviolet late phase of an X class flare in a three-stage magnetic reconnection process[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 773: L21-L26.
- Démoulin P. 2006. Extending the concept of separatrixes to QSLs for magnetic reconnection[J]. *Advances in Space Research*, 37(7): 1269-1282.

- DeRosa M L, Schrijver C J, et al. 2009. A critical assessment of nonlinear force-free field modeling of the solar corona for active region 10953[J]. *Astrophysics Journal*, 696: 1780-1791.
- Duan A N, Jiang C W, He W, et al. 2019. A study of pre-flare solar coronal magnetic fields: magnetic flux ropes[J]. *The Astrophysics Journal*, 884: 73-88.
- Duan A Y, Zhang H. 2018. Preprocessing photospheric vector magnetograms for nonlinear force-free field extrapolation of the global corona[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 18(7): 85-96.
- Fan Y L, Wang H N, He H, et al. 2012. Application of a data-driven simulation method to the reconstruction of the coronal magnetic field[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12: 563-572.
- Gan W Q, Zhu C, Deng Y Y, et al. 2019. Advanced space-based solar observatory (ASO-S): an overview[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 19: 156-163.
- Gibson S E, Foster D, Burkepile J, et al. 2006. The calm before the storm: The link between quiescent cavities and coronal mass ejections[J]. *Astrophysics Journal*, 641: 590-605.
- Gou T, Liu R, Kliem B, et al. 2019. The birth of a coronal mass ejection[J]. *Science Advances*, 5(3): 7004.
- Guo J, Wang H, Wang J, et al. 2019. The role of a magnetic topology skeleton in a solar active region[J]. *The Astrophysics Journal*, 874(2): 181-190.
- Guo Y, Ding M D, Liu Y, et al. 2012. Modeling magnetic field structure of a solar active region corona using nonlinear force-free fields in spherical geometry[J]. *The Astrophysics Journal*, 760(1): 47-60.
- Guo Y, Ding M D, Cheng X, et al. 2013. Twist accumulation and topology structure of a solar magnetic flux rope[J]. *The Astrophysics Journal*, 779(2): 157-169.
- Guo Y, Xia C, Keppens R, et al. 2016. Magneto-frictional modeling of coronal nonlinear force-free fields. I. Testing with analytic solutions[J]. *The Astrophysics Journal*, 828(2): 82-97.
- Guo Y, Cheng X, Ding M. 2017. Origin and structures of solar eruptions. II: Magnetic modeling[J]. *Science China Earth Sciences*, 60(8): 1408-1439. <https://org/10.1007/s11430-017-9081-x>.
- Guo Y, Xia C, Keppens R, et al. 2019. Solar magnetic flux rope eruption simulated by a data-driven magnetohydrodynamic model[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 870(2): L21-L29.
- Hao Q, Yang K, Cheng X, et al. 2017. A circular white-light flare with impulsive and gradual white-light kernels[J]. *Nature Communications*, 8: 2202.
- Hood A W, Priest E R. 1981. Critical conditions for magnetic instabilities in force-free coronal loops[J]. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 17: 297-318.
- Hou Y J, Zhang J, Li T, et al. 2018. Eruption of a multi-fluxrope system in solar active region 12673 leading to the two largest flares in solar cycle 24[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 619: A100-A109.
- Hou Y J, Li T, Yang S H, Zhang J. 2019. A secondary fan-spine magnetic structure in active region 11897[J]. *The Astrophysics Journal*, 871(1): 4-14.
- Hu Q, Dasgupta B. 2008. An improved approach to non-force-free coronal magnetic field extrapolation[J]. *Solar Physics*, 247: 87-101.
- Hu Q, Dasgupta B, Derosa M L, et al. 2010. Non-force-free extrapolation of solar coronal magnetic field using vector magnetograms[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 72: 219-223.
- Inoue S, Kusano K, Magara T, et al. 2011. Twist and connectivity of magnetic field lines in the solar active region NOAA 10930[J]. *The Astrophysics Journal*, 738: 161-166.
- Jiang C W, Feng X S, Zhang J, et al. 2010. AMR simulations of magnetohydrodynamic problems by the CESE method in curvilinear coordinates[J]. *Solar Physics*, 267: 463-491.
- Jiang C, Feng X, Fan Y, Xiang C. 2011. Reconstruction of the coronal magnetic field using the CESE-MHD method[J]. *The Astrophysics Journal*, 727: 101-111.
- Jiang C W, Feng X S. 2012. A unified and very fast way for computing the global potential and linear force-free fields[J]. *Solar Physics*, 281: 621-637.
- Jiang C, Feng X, Xiang C. 2012. A new code for nonlinear force-free field extrapolation of the global corona[J]. *The Astrophysics Journal*, 755: 62-74.
- Jiang C, Feng X. 2013. Extrapolation of the solar coronal magnetic field from SDO/HMI magnetogram by a CESE-MHD-NLFFF code[J]. *The Astrophysics Journal*, 769: 144-156.
- Jiang C, Feng X, Wu S T, Hu Q. 2013. Magnetohydrodynamic simulation of a sigmoid eruption of active region 11283[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 771(2): L30-L34.
- Jiang C, Feng X. 2014. Preprocessing the photospheric vector magnetograms for an NLFFF extrapolation using a potential-field model and an optimization method[J]. *Solar Physics*, 289: 63-77.
- Jiang C, Wu S T, Feng X, Hu Q. 2014a. Nonlinear force-free field extrapolation of a coronal magnetic flux rope supporting a large-scale solar filament from a photospheric vector magnetogram[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 786: L16-L22.
- Jiang C W, Wu S T, Feng X S, et al. 2014b. Formation and eruption of an active region sigmoid. I. A study by nonlinear force-free field modeling[J]. *The Astrophysics Journal*, 780(1): 55-73.
- Jiang C W, Feng X S. 2016. Testing a solar coronal magnetic field extrapolation code with the Titov-D'emoulin magnetic flux rope model[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 16(1): 15-20.
- Jiang C W, Wu S T, Feng X S, et al. 2016. Data-driven magnetohydrodynamic simulation of a flux-emerging active region leading to solar eruption[J]. *Nature Communications*, 7: 11522-11532.
- Jiang C, Yan X, Feng X, et al. 2017. Reconstruction of a large-scale pre-flare coronal current sheet associated with a homologous X-shaped flare[J]. *The Astrophysics Journal*, 850: 8-13.
- Jiang C, Feng X, Hu Q. 2018a. Formation and eruption of an active region sigmoid. II. Magnetohydrodynamic simulation of a multistage eruption[J]. *The Astrophysics Journal*, 866(2): 96-105.
- Jiang C, Zou P, Feng X, et al. 2018b. Magnetohydrodynamic simulation of the X9.3 flare on 2017 September 6: Evolving magnetic topology[J]. *The Astrophysics Journal*, 869(1): 13-30.
- Kageyama A, Sato T. 2004. "Yin-Yang grid": An overset grid in spherical geometry[J]. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 5: 9005.
- Keppens R, Meliani Z, van Marle A J, et al. 2012. Parallel, grid-adaptive approaches for relativistic hydro and magnetohydrodynamics[J]. *Journal of Computational Physics*, 231(3): 718-744.
- Kliem B, Török T. 2006. Torus instability[J]. *Physical Review Letters*, 96(25): 255002.
- Li C, Fang C, Li Z, et al. 2019. Chinese *H α* Solar Explorer (CHASE) -A complementary space mission to the ASO-S[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 19: 165-170.

- Li H, Jiang Y, Yang J, et al. 2017. Rotating magnetic structures associated with a quasi-circular ribbon flare[J]. *The Astrophysics Journal*, 836(2): 235-244.
- Li H, Yang J, Jiang Y, et al. 2018. The surge-like eruption of a miniature filament associated with circular flare ribbon[J]. *Astrophys. Space Science*. 363(2): 26.
- Li S, Su Y, Zhou T, et al. 2017. High-resolution observations of sympathetic filament eruptions by NVST[J]. *The Astrophysics Journal*, 844(1): 70-82.
- Li T, Zhang J. 2013. Homologous flux ropes observed by the solar dynamics observatory atmospheric imaging assembly[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 778(2): L29-L34.
- Li T, Zhang J. 2014. Slipping magnetic reconnection triggering a solar eruption of a triangle-shaped flag flux rope[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 791(1): L13-L18.
- Li T, Zhang J. 2015. Quasi-periodic slipping magnetic reconnection during an x-class solar flare observed by the solar dynamics observatory and interface region imaging spectrograph[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 804(1): L8-L14.
- Li Y, Qiu J, Longcope, et al. 2016. Observations of an X-shaped ribbon flare in the sun and its three-dimensional magnetic reconnection[J]. *The Astrophysical Journal*, 823: L13-L19.
- Liu C, Deng N, Liu R, et al. 2015. A circular-ribbon solar flare following an asymmetric filament eruption[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 812(2): L19-L25.
- Liu C, Chen T, Zhao X. 2019. New data-driven method of simulating coronal mass ejections[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 626: A91-A103.
- Liu R, Titov V S, Gou T, et al. 2014. An unorthodox X-class long-duration confined flare[J]. *The Astrophysics Journal*, 790(1): 8-19.
- Liu R, Chen J, Wang Y, et al. 2016a. Investigating energetic X-shaped flares on the outskirts of a solar active region[J]. *Scientific Reports*, 6: 34021-34032.
- Liu R, Kliem B, Titov V S, et al. 2016b. Structure, stability, and evolution of magnetic flux ropes from the perspective of magnetic twist[J]. *The Astrophysics Journal*, 818(2): 148-169.
- Liu T, Su Y, Cheng X, et al. 2018. Magnetic field modeling of hot channels in four flare/coronal mass ejection events[J]. *The Astrophysics Journal*, 868(1): 59-74.
- Longcope D W. 2005. Topological methods for the analysis of solar magnetic fields[J]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2: 1-72.
- Low B C, Lou Y Q. 1990. Modeling solar force-free magnetic fields[J]. *The Astrophysics Journal*, 352: 343-352.
- MacNeice P, Olson K M, Mobarry C, et al. 2000. PARAMESH: A parallel adaptive mesh refinement community toolkit[J]. *Computer Physics Communications*, 126: 330-354.
- Metcalfe T R, Jiao L, McClymont A N, et al. 1995. Is the solar chromospheric magnetic field force-free?[J]. *The Astrophysics Journal*, 439: 474-481.
- Metcalfe T R, DeRosa M L, Schrijver C J, et al. 2008. Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields. II. Modeling a filament arcade and simulated chromospheric and photospheric vector fields[J]. *Solar Physics*, 247(2): 269-299.
- Moore R L, Sterling A C. 2006. Initiation of coronal mass ejections[J]. *American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 165: 43.
- Pariat E, Antiochos S K, DeVore C R. 2010. Three-dimensional modeling of quasi-homologous solar jets[J]. *The Astrophysics Journal*, 714: 1762-1778.
- Priest E R, Forbes T G. 2002. The magnetic nature of solar flares[J]. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 10: 313-377.
- Roumeliotis G. 1996. The "Stress-and-Relax" method for reconstructing the coronal magnetic field from vector magnetograph data[J]. *The Astrophysics Journal*, 473: 1095-1103.
- Rust D M, Kumar A. 1996. Evidence for helically kinked magnetic flux ropes in solar eruptions[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 464: L199-L202.
- Schrijver C J, De Rosa M L, Metcalfe T R, et al. 2006. Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields part I: A quantitative comparison of methods[J]. *Solar Physics*, 235: 161-190.
- Schrijver C J, Elmore C, Kliem B, et al. 2008. Observations and modeling of the early acceleration phase of erupting filaments involved in coronal mass ejections[J]. *The Astrophysics Journal*, 674: 586-595.
- Schrijver C J. 2009. Driving major solar flares and eruptions: A review[J]. *Advances in Space Research*, 43: 739-755.
- Shibata K, Magara T. 2011. Solar flares: Magnetohydrodynamic processes[J]. *Living Reviews in Solar Physics*, 8: 1-99.
- Su Y, Surges V, van Ballegoijen A, et al. 2011. Observations and magnetic field modeling of the flare/coronal mass ejection event on 2010 April 8[J]. *The Astrophysics Journal*, 734(1): 53-69.
- Su Y, van Ballegoijen A. 2012. Observations and magnetic field modeling of a solar polar crown prominence[J]. *The Astrophysics Journal*, 757(2): 168-184.
- Su Y, van Ballegoijen A, McCauley P, et al. 2015. Magnetic structure and dynamics of the erupting solar polar crown prominence on 2012 March 12[J]. *The Astrophysics Journal*, 807(2): 144-160.
- Sun J Q, Zhang J, Yang K, et al. 2016. Observation of magnetic reconnection at a 3D null point associated with a solar eruption[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 830(1): L4-L11.
- Sun X, Hoeksema J T, Liu Y, et al. 2012. A non-radial eruption in a quadrupolar magnetic configuration with a coronal null[J]. *The Astrophysics Journal*, 757: 149-157.
- Sun X, Hoeksema J T, Liu Y, et al. 2013. Hot spine loops and the nature of a late-phase solar flare[J]. *The Astrophysics Journal*, 778: 139-155.
- Tadesse T, Wiegmann T, Inhester B. 2009. Nonlinear force-free coronal magnetic field modelling and preprocessing of vector magnetograms in spherical geometry[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 508: 421-432.
- Titov V S, D'emoulin P. 1999. Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 351: 707-720.
- Titov V S, Hornig G, D'emoulin P. 2002. Theory of magnetic connectivity in the solar corona[J]. *Journal of Geophysical Research*, 107(A8): 1164.
- Török T, Kliem B, Titov V S. 2004. Ideal kink instability of a magnetic loop equilibrium[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 413: L27-L30.
- Valori G, Kliem B, Fuhrmann M. 2007. Magnetofrictional extrapolations of low and low's force-free equilibria[J]. *Solar Physics*, 245: 263-285.
- Wang A H, Wu S T, Liu Y, et al. 2008. Recovering photospheric velocities from vector magnetograms by using a three-dimensional,

- fully magnetohydrodynamic model[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 674: L57-L60.
- Wang B, Chen Y, Hu Q, et al. 2020. A method of forced extrapolation of the global magnetic field in the solar corona[J]. *Science China Technological Sciences*, 63: 234-242.
- Wang H. 2012. Slow rise and partial eruption of a double-decker filament. I. Observations and interpretation[J]. *The Astrophysics Journal*, 756(1): 59-72.
- Wang H, Liu C. 2012. Circular ribbon flares and homologous jets[J]. *The Astrophysics Journal*, 760: 101-109.
- Wang H, Liu C, Deng N, et al. 2014. Study of two successive three-ribbon solar flares on 2012 July 6[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 781(1): L23-L29.
- Wang J, Zhang Y, He H, et al. 2015. Cluster of solar active regions and onset of coronal mass ejections[J]. *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 58: 5682.
- Wang W, Liu R, Wang Y, et al. 2017. Buildup of a highly twisted magnetic flux rope during a solar eruption[J]. *Nature Communications*, 8: 1330-1340.
- Wang Y, Zhuang B, Hu Q, et al. 2016. On the twists of interplanetary magnetic flux ropes observed at 1 AU[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121: 9316-9339.
- Wheatland M S, Sturrock P A, Roumeliotis G. 2000. An optimization approach to reconstructing force-free fields[J]. *The Astrophysical Journal*, 540: 1150-1155.
- Wiegmann T. 2004. Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields[J]. *Solar Physics*, 219: 87-108.
- Wiegmann T. 2007. Computing nonlinear force-free coronal magnetic fields in spherical geometry[J]. *Solar Physics*, 240: 227-239.
- Wiegmann T. 2008. Nonlinear force-free modeling of the solar coronal magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113: 3.
- Wiegmann T, Sakurai T. 2021. Solar force-free magnetic fields[J]. *Living Reviews in Solar Physics*, 18: 1-67.
- Woods T N, Hock R, Eparvier F, et al. 2011. New solar extreme-ultraviolet irradiance observations during flares[J]. *The Astrophysical Journal*, 739: 59-71.
- Wu S T, Sun M T, Chang H M, et al. 1990. On the numerical computation of nonlinear force-free magnetic fields[J]. *The Astrophysics Journal*, 362: 698-708.
- Wu S T, Wang A H, Liu Y, Hoeksema J T. 2006. Data-driven magnetohydrodynamic model for active region evolution[J]. *The Astrophysics Journal*, 652: 800-811.
- Wu S T, Wang A H, Gary G A, et al. 2009. Analyses of magnetic field structures for active region 10720 using a data-driven 3D MHD model[J]. *Advances in Space Research*, 44: 46-53.
- Wu S T, Zhou Y, Jiang C, et al. 2016. A data-constrained three-dimensional magnetohydrodynamic simulation model for a coronal mass ejection initiation[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121(2): 1009-1023.
- Xia C. 2018. Radiative magnetohydrodynamics simulations on solar corona[J]. *Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica)*, 48(8): 089501.
- Xu Z, Yang K, Guo Y, et al. 2017. Homologous circular-ribbon flares driven by twisted flux emergence[J]. *The Astrophysics Journal*, 851(1): 30-40.
- Xue Z, Yan X L, Cheng X, et al. 2016. Observing the release of twist by magnetic reconnection in a solar filament eruption[J]. *Nature Communications*, 7: 11837-11847.
- Yan X L, Jiang C W, Xue Z K, et al. 2017. The eruption of a small-scale emerging flux rope as the driver of an M-class flare and a coronal mass ejection[J]. *The Astrophysical Journal*, 845(1): 18-30.
- Yan X L, Wang J C, Pan G M, et al. 2018. Successive X-class flares and coronal mass ejections driven by shearing motion and sunspot rotation in active region NOAA 12673[J]. *The Astrophysical Journal*, 856(1): 79-92.
- Yan Y, Sakurai T. 2000. New boundary integral equation representation for finite energy force-free magnetic fields in open space above the sun[J]. *Solar Physics*, 195: 89-109.
- Yang K, Guo Y, Ding M D. 2015. On the 2012 October 23 circular ribbon flare: Emission features and magnetic topology[J]. *The Astrophysical Journal*, 806(2): 171-183.
- Yang S, Zhang J, Zhu X, Song Q. 2017. Block-induced complex structures building the flare-productive solar active region 12673[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 849(2): L21-L27.
- Yang W H, Sturrock P A, Antiochos S K. 1986. Force-free magnetic fields —The magneto-frictional method[J]. *The Astrophysical Journal*, 309: 383-391.
- Yang Y-H, Chen P F, Hsieh M-S, et al. 2014. Characteristics of the photospheric magnetic field associated with solar flare initiation[J]. *The Astrophysical Journal*, 786: 72-83.
- Zhang Q M, Ning Z J, Guo Y, et al. 2015. Multiwavelength observations of a partially eruptive filament on 2011 September 8[J]. *The Astrophysical Journal*, 805(1): 4-21.
- Zhao J, Li H, Pariat E, et al. 2014. Temporal evolution of the magnetic topology of the NOAA active region 11158[J]. *The Astrophysical Journal*, 787(1): 88-99.
- Zhong Z, Guo Y, Ding M D, et al. 2019. Transition from circular ribbon to parallel-ribbon flares associated with a bifurcated magnetic flux rope[J]. *The Astrophysical Journal*, 871(1): 105-122.
- Zhou G P, Tan C M, Su Y N, et al. 2019. Multiple magnetic reconnections driven by a large-scale magnetic flux rope[J]. *The Astrophysical Journal*, 873(1): 23-32.
- Zhu C, Alexander D. 2014. Eruption of a bifurcated solar filament[J]. *Solar Physics*, 289(1): 279-288.
- Zhu X, Wang H, Du Z, He H. 2016. Forced field extrapolation of the magnetic structure of the H α fibrils in the solar chromosphere[J]. *The Astrophysical Journal*, 826(1): 51-57.
- Zhu X, Wiegmann T. 2018. On the extrapolation of magnetohydrostatic equilibria on the Sun[J]. *The Astrophysical Journal*, 866(2): 130-139.
- Zhu X S, Wang H N, Du Z L, Fan Y L. 2013. Forced field extrapolation: testing a magnetohydrodynamic (MHD) relaxation method with a flux-rope emergence model[J]. *The Astrophysical Journal*, 768(2): 119-125.
- Zou P, Jiang C, Feng X, et al. 2019. A two-step magnetic reconnection in a confined X-class flare in solar active region 12673[J]. *The Astrophysical Journal*, 870(2): 97-104.