

文章编号: 1000-8349(2009)03-0193-10



日冕亮点的观测特征和供能机制

田 晖^{1,3}, 夏利东², 何建森¹, 李 爽⁴

(1. 北京大学 地球与空间科学学院空间物理与应用技术研究所, 北京 100871; 2. 山东大学威海分校
空间科学与物理学院, 威海 264209; 3. 马普协会太阳系研究所, 德国; 4. 斯坦福大学物理系, 美国)

摘要: 该文通过综述相关研究成果, 对日冕亮点的观测特征和供能机制进行了总结和评论。日冕亮点是发生在过渡区和低日冕的小尺度局地增亮现象, 经常在 X 射线和极紫外波段观测到, 其寿命在 5~40 h 之间。日冕亮点的产生和演化与双极磁场的相互作用紧密相关。对于日冕亮点的供能机制, 目前主要存在三种观点: (1) 磁场对消的观点, 当不同极性的磁场区域相互靠近时, 局地发生磁重联, 并在重联区域加热等离子体, 从而导致 X 射线和极紫外辐射的增强; (2) 分隔线重联, 与日冕亮点相联系的磁场结构可以形成分隔线重联位形, 沿分隔线的快速磁场重联导致过渡区和日冕局地的等离子体被加热, 从而产生日冕亮点; (3) 光球水平运动所诱发的电流片为亮点提供了能量来源。近期研究表明, 三种机制可能同时作用, 为亮点提供所需的能量。

关键词: 太阳物理学; 太阳过渡区; 日冕; 紫外辐射

中图分类号: P182.6⁺2 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳是一颗处于中年时期的主序恒星, 按传统的大气分层观点, 其大气结构由里往外分别是光球、色球、过渡区和日冕。太阳大气温度由色球顶部的 2.5×10^4 K 左右, 经过渡区加热从而升到日冕的 1×10^6 K 以上^[1,2]。20 世纪三四十年代, Lyot、Grotrian 和 Edlén 等人^[3~5] 就已证实了日冕的高温特性。日冕通过辐射和太阳风外流损失能量, 因而要维持日冕的高温, 必须有附加的能量从低层大气传输到日冕^[6]。长期以来, 对日冕加热机制的探讨一直是太阳物理领域最活跃的课题之一。

过渡区和低日冕是太阳大气温度由色球层向上的日冕高层急剧增加的区域, 在日冕加

收稿日期: 2008-06-05; 修回日期: 2008-08-14

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (40874090, 40574078)

热的过程中占有重要地位^[7]。过渡区和低日冕是瞬变的高度动态的等离子体区域，其辐射和热传导的特征时间尺度非常小^[8]。因此，日冕加热过程中的一些信息，例如传播的波动和小尺度的能量沉积，都会在过渡区和低日冕有所反映，表现为小尺度的瞬时物质流动、辐射突然增强等瞬变现象^[9]。日冕亮点就是这样一类瞬变现象，它是发生在过渡区和低日冕的小尺度局地增亮现象，经常在 X 射线和极紫外波段被观测到。日冕亮点被认为是局地日冕加热的一种反映，因而对于理解日冕加热这一难题具有重要意义^[10~12]。

日冕亮点最早是由 Vaiana 等人^[13]通过火箭观测发现的宁静太阳区域 X 射线辐射增强的小尺度现象。随后，人们发现在极紫外波段^[14]、射电波段^[15]也能观测到日冕亮点。

近 40 年来，人们对 X 射线和极紫外波段观测到的日冕亮点进行了细致而富有成效的分析研究。在 20 世纪七八十年代，通过分析 Skylab 空间站以及火箭上搭载的 X 射线和极紫外观测仪器采集的数据，人们对日冕亮点的形态和演化特征有了比较全面的了解。进入 20 世纪 90 年代，Yohkoh 卫星上搭载的 SXT(软 X 射线望远镜)、SOHO 飞船上搭载的 EIT(极紫外成像望远镜)^[16]、CDS(日冕诊断光谱仪)^[17]、SUMER(太阳紫外辐射测量仪)^[18,19]以及 TRACE 卫星^[20]的高空间和时间分辨率的观测进一步丰富了人们对日冕亮点形态和演化特点的认识。与此同时，通过对太阳光球磁场的地基和空基观测，尤其是利用 SOHO 飞船上搭载的 MDI(麦克斯韦多普勒成像仪)^[21]连续不断的观测数据，人们能够对亮点下方光球磁场演化过程进行全程跟踪研究，从而对亮点的磁本质有了更深的认识。

本文将首先介绍日冕亮点的形态及其演化特征，继而讨论亮点等离子体特征的诊断，然后介绍日冕亮点供能机制的几种主流观点，并结合笔者的认识进行必要的评论，最后对未来的研究方向提出看法。

2 日冕亮点的形态及其演化特征

大量的观测表明，日冕亮点的尺寸约 $10'' \sim 40''$ ，在其中心部分一般有个 $5'' \sim 10''$ 的辐射最强的区域^[10,22]。图 1 是用 EIT 的 195\AA 波段观测的全日面图像，可以看到，宁静太阳区

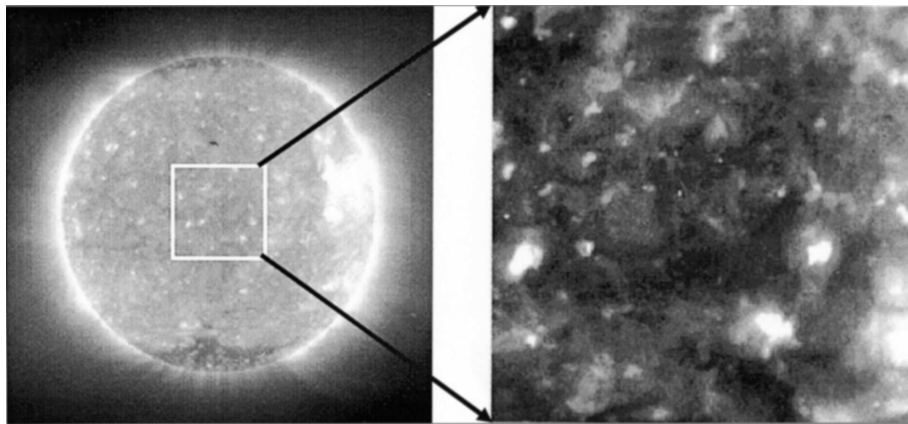


图 1 EIT-Fe XII (195\AA) 所观测的日冕亮点形态及其在日面上的分布^[35,37]

布满了日冕亮点。通过分析 Skylab 空间站上的哈佛极紫外观测仪 (Harvard EUV Experiment) 数据, Habbal 等人^[10]发现, 日冕亮点位于网络组织的边界附近。所谓网络组织边界是宁静太阳区域磁场非常集中并且随高度不断扩展的地方^[23~25], 在这里磁漏斗结构与低矮的磁力线圈共存^[26~30]。早在 Skylab 时代, Sheeley 等人^[31]就分辨出了日冕亮点的精细结构, 他们发现, 每个日冕亮点都是由数个很小且温度不同的磁力线圈组成的, 小磁力线圈截面直径约为 2.5 Mm, 长约 12 Mm。后来, TRACE 高时间和高空间分辨率的观测清晰地证实了这一结果^[32]。图 2 显示了一个日冕亮点内部的精细结构, 可以看到多个明显的小磁力线圈。对亮点从产生到消失的全程追踪观测发现, 其寿命在 5~40 h, 极紫外亮点的平均寿命为 20 h^[33], 而 X 射线亮点的平均寿命为 8 h^[34]。Zhang 等人^[33]认为, 日冕亮点的温度应该在 2×10^6 K 以下, 这样才能解释为什么 X 射线亮点的平均寿命和尺寸都比极紫外亮点的小。而 Brajša 和 Tian 等人^[35,36]的研究也表明, 日冕亮点的辐射源在光球上方低于 20 Mm 的地方, 主要位于过渡区和低日冕, 从而支持 Zhang 等人对亮点温度的推测。通过比较位于冕洞和一般宁静区的日冕亮点的形态及其辐射随时间的变化特征, Habbal 等人^[10]发现两者没有本质上的不同。

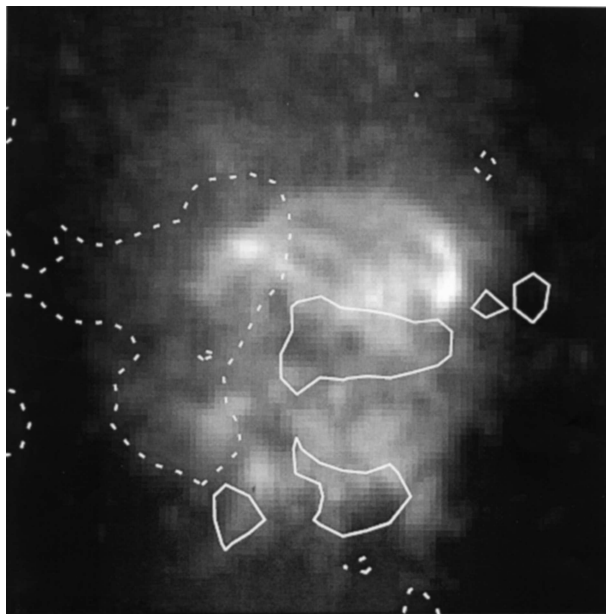


图 2 TRACE-Fe IX/X(171Å) 所观测的日冕亮点精细结构以及磁场等值线^[32]

实线和虚线处的磁场强度分别为 $\pm 25 \times 10^{-4}$ T

日冕亮点是小尺度的双极磁场结构^[1], 其产生和演化与双极磁场的演化(如双极磁流浮现、磁对消)紧密相关。通过比较日冕亮点位置与其下方的光球磁场结构, 人们发现日冕亮点总是发生在正负极性的磁场结构共存的地方^[35,37,38], 如图 2 所示。统计研究表明, 三分之一的日冕亮点伴随着新浮磁流, 而三分之二的日冕亮点与磁场对消有关^[38]。Brown 等人通过分析 TRACE-Fe XII 和 MDI 磁场的观测数据, 研究了同一个日冕亮点的全部演化过程。他们发现, 正负极性的磁场结构在浮现、聚拢、分裂和旋转的过程中, 产生了各种形态的亮点结构, 比如 S 形、 π 形等^[39]。而 Madjarska 等人用 EIT-Fe XII 和相应的 MDI 磁场数据, 分析

了另一个日冕亮点的全部演化过程。他们发现,两个不同极性的磁场结构相互靠近,当它们之间的距离在 7000 km 左右时,亮点开始产生;之后,双极磁场之间发生对消,当一个极性的磁场完全消失时,亮点也消失了^[22]。

日冕亮点的辐射是高度动态的。在 Skylab 观测时期, Sheeley 等人^[31]就发现,组成日冕亮点的小磁环结构是动态变化的,单个小磁环的寿命约为 6 min。Habbal 等人^[10,11,14]分析了几条色球谱线 ($\text{Ly } \alpha$, C II)、过渡区谱线 (C III, O IV, O VI) 和日冕谱线 (Mg X) 的辐射强度随时间的变化特征。他们发现,亮点辐射变化的特征时间有较短的 5 min 和较长的 20~30 min,但是没有明显的周期性。在几条过渡区谱线上,变化特征存在明显的对应关系,并且在多数情况下,日冕辐射的增强都对应着过渡区和色球辐射的增强。他们还发现,辐射变化在 10^5 K 最强。通过分析 CDS 和 SUMER 的时间序列观测数据, Ugarte-Urra 等人^[32]发现,一个位于冕洞的亮点在两条过渡区谱线 (O III, O V) 上辐射变化的特征时间为 420~650 s,而日冕谱线 Mg IX 的辐射变化则相对比较缓慢。同时,他们还发现,在其中的一段时间内, O V 的辐射呈现出明显的周期为 546 s 的振荡,该振荡持续了 5 个周期。随后, Ugarte-Urra 等人用 CDS 的光谱数据进一步发现日冕亮点里的振荡周期范围在 400~1100 s 之间^[40]。最近, Tian 等人利用 TRACE 的色球 (1216 Å) 和日冕 (195 Å) 辐射数据,发现亮点中存在长周期 (8~64 min) 的振荡,振荡信号在亮点中的小磁环结构中最强^[41]。这些振荡信号被认为可能是从光球沿磁力线向日冕传播的慢磁声波^[32,40,41],或者是重现性的连续磁场重联的反映^[41]。

最近,利用 Hinode 卫星上搭载的 XRT(X 射线望远镜)^[42]和 EIS(极紫外成像光谱仪)^[43],人们可以在 X 射线和极紫外波段同时观测日冕亮点。一些关于亮点观测的数据目前正在处理中,初步的结果显示,这两台仪器的观测数据将对研究日冕亮点的精细结构和动态演化特征起到很重要的作用^[44]。

3 亮点等离子体特征的诊断

虽然在过去十几年的时间里,人们对亮点等离子体的特征已有一定的研究。但受观测数据的限制,对日冕亮点等离子体的特征如多普勒速度、电子密度等的诊断研究相对来说还比较少。

早在 1994 年, Moses 等人就利用 HRTS(高分辨率光谱望远镜)的火箭观测资料对亮点的多普勒速度进行了研究。他们发现,在日冕亮点所在的区域,过渡区谱线 C IV 所呈现的多普勒速度可达 40 km/s,这个速度远小于另一类瞬变事件即过渡区爆发事件 (explosive events) 的典型速度 100 km/s,因此亮点与爆发事件没有直接联系^[45]。这一结论被 Madjarska 等人证实。他们利用 SUMER 的光谱数据,得到一个日冕亮点区域的多普勒速度在过渡区谱线 S IV 上显示为 $-10 \sim 10$ km/s^[22]。在极区冕洞,日冕亮点在谱线 Ne VIII 上显示的多普勒频移为 0 或者红移^[46]。而在赤道冕洞,日冕亮点处的 Ne VIII 被发现具有较小的蓝移^[47]。由于 Ne VIII 主要形成于过渡区顶部和日冕底部磁漏斗结构迅速扩展的区域,它所显示的大幅的蓝移 (大于 5 km/s) 被认为是太阳风初始流动的信息^[26,48]。因此,如上结果表明,日冕亮点对太阳风起源的贡献可以忽略。Popescu 对位于极区冕洞的一个亮点区域进行了研究,发现过渡区谱线 O III 表现为最大 5 km/s 的红移,而日冕谱线 Mg IX 则在亮点中心区域显示 4 km/s 的蓝移^[47]。最

近, Brosius 等人用 EUNIS(极紫外正入射光谱仪) 的火箭光谱数据, 发现在一个亮点的两边存在方向相反的物质流动, 根据在过渡区谱线 He II 上的分析, 流动速度可达 ± 15 km/s, 而在日冕谱线 Fe XVI 上分析则可达 ± 35 km/s。这些相反方向的速度被认为与磁场重联有关^[50]。利用 SUMER 和 EIS 这两台目前最好的太阳紫外光谱仪的观测数据, Tian 等人分析了在形成温度的对数 $\lg(T/K) = 4.5 \sim 6.3$ 范围内的十几条过渡区和日冕谱线上日冕亮点的形态和多普勒特征, 发现在亮点区域所有谱线的红移和蓝移都存在明显的分界线, 这条分界线在过渡区和在日冕区是相互垂直的。这种多普勒频移的分布特征被解释为与亮点相联系的螺旋形磁力线圈中的物质流动, 或者是磁场重联的结果。他们还发现, 在过渡区底部和顶部以及低日冕区, 亮点的多普勒频移比较小, 而在过渡区中部最强, 其红移和蓝移均可超过 10 km/s^[51]。

日冕亮点区域的电子密度可以通过密度灵敏谱线对的辐射强度比值来求得^[52,53]。利用 CDS 光谱仪的几对密度灵敏谱线对亮点的观测数据, Ugarte-Urra 等人^[54] 求得了日冕亮点在 $\lg(T/K) = 6.1 \sim 6.3$ 温度范围内的电子密度。Brosius 等人^[55] 用火箭观测的 EUNIS 数据也求得了相同温度范围的亮点密度。而 Tian 等人^[51] 则利用 SUMER 和 EIS 的密度灵敏谱线对, 求得了日冕亮点在 $\lg(T/K) = 5.2 \sim 6.3$ 温度范围内的电子密度 n_e 。结果显示, 在 $\lg(T/K) = 6.0 \sim 6.3$ 范围内, 亮点的电子密度范围大致为 $(10^{9.0} \sim 10^{10.0}) \text{ cm}^{-3}$ 。这比相同温度下宁静太阳的平均电子密度高, 而与活动区的电子密度相近, 说明日冕亮点与活动区具有一定的类似性^[54]。而 Ugarte-Urra 等人和 Tian 等人都发现, Fe XII 和 Si X 的形成温度均为 $\lg(T/K) = 6.1$, 然而用 Fe XII 的密度灵敏谱线对求得的亮点密度却大于用 Si X 的密度灵敏谱线对求得的值。这可能是由太阳大气结构的不均匀性造成的, 也可能是因为理论上计算的 Fe XII 碰撞率不正确, 还有可能是有未知的谱线与 Fe XII 谱线对混在一起^[54]。而在过渡区典型温度 $\lg(T/K) = 5.2 \sim 5.4$ 的情况下, 亮点的电子密度范围约为 $(10^{10.0} \sim 10^{11.0}) \text{ cm}^{-3}$ 。这个值比宁静太阳的过渡区电子密度要高, 而比相同温度下活动区的密度要小或者类似^[51]。

4 日冕亮点的供能机制

对于日冕亮点的产生与演化机制, 目前主要存在三种观点。一种是磁场对消的观点, 即不同极性的磁场区域相互靠近, 发生对消, 产生亮点。第二种观点是分隔线重联, 认为沿分隔线的快速磁场重联导致过渡区和日冕局地的等离子体被加热, 形成亮点。第三种观点则认为光球水平运动所诱发的电流片为亮点提供了能量来源。

观测发现三分之二的日冕亮点与磁场对消有关^[38]。基于这一观测事实, Priest 等人^[56] 和 Parnell 等人^[57] 建立了不同极性的磁场区域通过对消重联产生日冕亮点的模型。该模型采用势场, 当不同极性的磁场区域相互靠近时, 局地发生磁重联, 并在重联区域加热了等离子体, 从而导致 X 射线和极紫外辐射的增强。Priest 模型中, 正负磁场结构是对称的; 而 Parnell 等人的模型采用了不对称的偶极磁场结构。图 3(a) 显示了磁场对消过程中磁力线相互作用的三个阶段: 预相互作用阶段、相互作用阶段、对消阶段。这一模型可以解释日冕亮点发生过程中的多种现象, 从一开始就得到了广泛的支持。但是因为还有 1/3 的亮点可能与磁场对消无关, 磁场对消模型并不适用于所有的日冕亮点。

第二种观点是分隔线重联。Longcope 等人^[58]认为,与日冕亮点相联系的磁场结构可以形成分隔线重联位形,分隔线连接两个磁零点,是快速磁场重联非常容易发生的位置,沿分隔线的重联导致过渡区和日冕局部的等离子体被加热,从而产生日冕亮点。这种观点得到了一些观测的支持,如 Brown 等人认为磁极分裂很容易产生磁场零点,因而也就容易产生分隔线,他们通过 TRACE 的观测,发现日冕亮点的位置和形态与根据势场外推得到的分隔线的位置和走向比较接近^[39]。Longcope 等人统计分析了 764 个日冕亮点,发现观测到的亮点形态经常同与亮点相联系的磁环走向不一致,而与分隔线的走向比较一致,如图 3(b) 所示。这与分隔线重联的假设相符合^[59]。

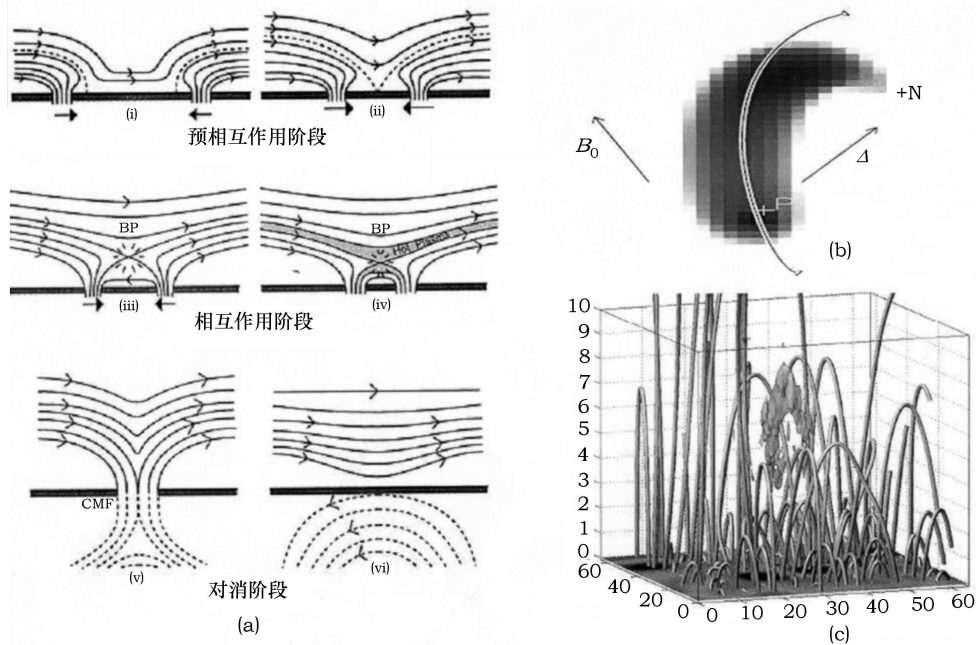


图 3 亮点供能机制的三种主要模型^[60]

(a) 磁场对消模型; (b) 分隔线重联模型; (c) 光球水平运动诱发电流片模型。图中标度为 0.5 Mm。

最近 Büchner 等人^[60~62]提出了第三种观点,他们认为光球水平运动所诱发的电流片为亮点提供了能量来源。Büchner 等人的数值模拟主要是解一组磁流体和中性大气的耦合方程,首先对观测的光球纵向磁场进行无力场外推,得到三维空间的初始磁场结构,作为一个初始条件;然后用色球和日冕等离子体来填充磁场结构。模拟开始后,由于光球等离子体的运动,日冕的磁场结构变得不再是无力场,在密度剧降的过渡区,出现垂直的电流片和磁张力,同时这些电流迅速在碰撞比较频繁の色球耗散。当局地电流密度(载流子速度)超过离子声不稳定性的阈值时,反常电阻产生,平行电场产生,重联开始。电流片和三维磁场重联主要发生在过渡区距离光球 1.5~3.5 Mm 的高度范围内,如图 3(c) 所示^[60]。该模型强调了光球等离子体水平运动的重要性,TRACE 的观测也显示了亮点的位置和形态与模型得到的重联区域(电流片位置)相吻合。Santos 等人进一步证实了电流形成的位置与 TRACE 观测的亮点位置正好重合^[63]。

对于亮点的供能, 不排除如上三种机制会同时产生作用, 当然也有可能对于不同的亮点, 不同的机制起主导作用。最近, McIntosh 等人^[64]提出了日冕亮点的两步供能机制。他认为, 过渡区谱线和日冕谱线观测的日冕亮点可分别称为冷的和热的日冕亮点, 光球磁场对流运动所导致的磁场重联为冷的日冕亮点提供能量, 当能量积累到一定程度时, 将会驱动亮点的磁环系统扩展和升高, 上升的磁环系统与原本覆盖在上面的大尺度日冕磁场之间发生分隔线重联, 从而产生热的日冕亮点。最近这一图像得到了 Tian 等人观测结果的支持。他们修改了 McIntosh 的定义, 将过渡区谱线和日冕谱线观测的同一个日冕亮点分别定义为该日冕亮点的冷分量和热分量。结果发现, 冷分量和热分量的走向以及多普勒频移的特征完全不同, 说明两者可能是由不同的供能机制产生的。同时他们还发现, 与该亮点相联系的双极磁场具有逐渐对消的特征; 由光球磁场通过势场模型构建出来的磁重联位形中, 分隔线的走向与热分量辐射结构的伸展方向一致。因此, 他们认为, 磁场对消和分隔线重联同时作用, 产生了该日冕亮点的冷分量和热分量^[51]。

然而亮点相对较低的速度似乎与磁场重联产生的出流速度不吻合。为了解决这一问题, Brosius 等人^[55]最近提出, 重联所产生的粒子束可将能量沉积到色球, 导致色球物质的加热和膨胀, 从而使色球物质爆发式或平缓式地蒸发, 产生所观测到的亮点处不高于 40 km/s 的速度。这一解释是否合理, 还有待于更多的观测数据和数值模拟来检验。

5 未来的研究方向

在过去的近 40 年里, 无论是从观测上还是理论上, 人们对日冕亮点都有了比较全面的了解, 但是仍有一些方面需要加强研究:

(1) 日冕亮点的精细结构与三维磁场结构的关系: 目前高空间分辨率的观测已使得精确识别亮点的精细结构成为可能, 而高质量的光球磁图也为日冕磁场外推提供了必要的条件^[65,66], 将两者结合起来研究亮点等离子体辐射与磁场之间的耦合将是下一步必然要开展的研究课题。另外, STEREO 两艘飞船对太阳大气的观测使我们能够对日冕的一些结构和现象如活动区磁环^[67,68]、极羽 (plume)^[69]和极区日冕喷流 (polar coronal jets)^[70]的三维辐射结构进行比较可靠的重构, 这些成功的实践也使得人们对日冕亮点三维精细结构的研究充满期待。

(2) 日冕亮点等离子体特征的诊断: 日冕亮点的等离子体参数是建立亮点数值模型必不可少的输入数据, 也是模型结果比对的对象。目前, 人们还只是分析了几个日冕亮点的等离子体特征, 将来需要在更大温度范围内对更多日冕亮点的多普勒速度、电子密度等等等离子体特征进行诊断。

(3) 增进对磁场重联的理解: 磁场重联是日冕供能机制的核心, 只有增进对磁场重联这一基本物理过程的理解, 亮点的供能机制才能最终得到确认。为此, 除了数值模拟各种与重联相关的物理过程外^[71], 对磁场重联拓扑结构的重构研究也是非常重要的^[72,73]。

参考文献:

- [1] Wilhelm K, Marsch E, Dwivedi B N *et al.* Space. Sci. Rev., 2007, 133: 103
- [2] 涂传诒等. 日地空间物理学. 北京: 科学出版社, 1988
- [3] Lyot B. L'Astronomie, 1937, 51: 203
- [4] Grotian W. Die Naturwissenschaften, 1939, 27: 214
- [5] Edlén B. Zeitschr. Astrophys, 1943, 22: 30
- [6] Xia L D. Dissertation. Gottingen: Georg-August-Univ., 2003
- [7] Kjeldseth-Moe O. The solar transition region in Dynamic Sun, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2003
- [8] 田 晖, 谭 博, 夏利东等. 天文学进展, 2009, 27(1): 1
- [9] Peter H. Reviews in Modern Astronomy, 2004, 17: 87
- [10] Habbal S R, Dowdy J F Jr, Withbroe G L. ApJ, 1990, 352: 333
- [11] Habbal S R, Grace E. ApJ, 1991, 382: 667
- [12] Doyle J G, Madjarska M S. Science Progress, 2004, 87(2): 101
- [13] Vaiana G S, Krieger A S, van Speybroek L P *et al.* Bull. Am. Phys. Soc., 1970, 15: 611
- [14] Habbal S R, Withbroe G L. Sol. Phys., 1981, 69: 77
- [15] Marsh K A, Hurford G J, Zirin H. ApJ, 1980, 236: 1017
- [16] Delaboudinière J-P, Artzner G E, Brunaud J. Sol. Phys., 1995, 162: 291
- [17] Harrison R A, Sawyer E C, Carter M K *et al.* Sol. Phys., 1995, 162: 233
- [18] Lemaire P, Wilhelm K, Curdt W *et al.* Sol. Phys., 1997, 170: 105
- [19] Wilhelm K, Curdt W, Marsch E *et al.* Sol. Phys., 1995, 162: 189
- [20] Handy B N, Acton L W, Kankelborg C C *et al.* Sol. Phys., 1999, 187: 229
- [21] Scherrer P H, Bogart R S, Bush R T *et al.* Sol. Phys., 1995, 162: 129
- [22] Madjarska M S, Doyle J G, Teriaca L *et al.* A&A, 2003, 398: 775
- [23] Tian H, Marsch E, Tu C Y *et al.* A&A, 2008a, 482: 267
- [24] Patsourakos S, Vial J C, Gabriel A H *et al.* ApJ, 1999, 522: 540
- [25] Gabriel A H. Philos. Trans. R. Soc. London A, 1976, 281: 575
- [26] Tu C Y, Zhou C, Marsch E *et al.* Science, 2005, 308: 519
- [27] Tian H, Tu C Y, Marsch E *et al.* A&A, 2008b, 478: 915
- [28] He J S, Tu C Y, Marsch E. A&A, 2007, 468: 307
- [29] Dowdy J F Jr, Rabin D, Moore R L. Sol. Phys., 1986, 105: 35
- [30] Peter H. A&A, 2001, 374: 1108
- [31] Sheeley N R Jr, Golub L. Sol. Phys., 1979, 63: 119
- [32] Ugarte-Urra I, Doyle J G, Madjarska M S *et al.* A&A, 2004a, 418: 313
- [33] Zhang J, Kundu M R, White S M. Sol. Phys., 2001, 198: 347
- [34] Golub L, Krieger A S, Silk J K *et al.* ApJ, 1974, 189: L93
- [35] Tian H, Tu C Y, He J S *et al.* Adv. Space Res., 2007, 39: 1853
- [36] Brajša R, Wöhl H, Vršnak B *et al.* A&A, 2004, 414: 707
- [37] Falconer D A, Moore R L, Porter J G *et al.* ApJ, 1998, 501: 386
- [38] Webb D F, Martin S F, Moses D *et al.* Sol. Phys., 1993, 144: 15
- [39] Brown D S, Parnell C E, DeLuca E E *et al.* Sol. Phys., 2001, 201: 305
- [40] Ugarte-Urra I, Doyle J G, Madjarska M S *et al.* A&A, 2004b, 425: 1083
- [41] Tian H, Xia L D, Li S. A&A, 2008c, 489: 741
- [42] Golub L, DeLuca E, Austin G *et al.* Sol. Phys., 2007, 243: 63
- [43] Culhane J L, Harra L K, James A M *et al.* Sol. Phys., 2007, 243: 19
- [44] Kariyappa R, Varghese B A. A&A, 2008, 485: 289

- [45] Moses D, Cook J W, Bartoe J-D F *et al.* 1994, ApJ, 430: 913
- [46] Wilhelm K, Dammasch I E, Marsch E *et al.* 2000, A&A, 353: 749
- [47] Xia L D, Marsch E, Curdt W. A&A, 2003, 399: L5
- [48] Hassler D M, Dammasch I E, Lemaire P *et al.* Science, 1999, 283: 810
- [49] Popescu M D, Doyle J G, Xia L D. A&A, 2004, 421: 339
- [50] Brosius J W, Rabin D M, Thomas R J. ApJ, 2007, 656: L41
- [51] Tian H, Curdt W, Marsch E *et al.* ApJ, 2008d, 681: L121
- [52] Young P R, Del Zanna Giulio, Mason H E *et al.* PASJ, 2007, 59: S857
- [53] Young P R, Watanabe T, Hara H *et al.* A&A, 2008, in press
- [54] Ugarte-Urra I, Doyle J G, Del Zanna G. A&A, 2005, 435: 1169
- [55] Brosius J W, Rabin D M, Thomas R J *et al.* ApJ, 2008, 677: 781
- [56] Priest E R, Parnell C E, Martin S F. ApJ, 1994, 427: 459
- [57] Parnell C E, Priest Eric R, Titov V S. Sol. Phys., 1994, 153: 217
- [58] Longcope D W. ApJ, 1998, 507: 433
- [59] Longcope D W, Kankelborg C C, Nelson J L *et al.* ApJ, 2001, 553: 429
- [60] Büchner J, Nikutowski B, Otto A. Coronal heating by transition region reconnection. Coronal Heating, In: Walsh R J ed. Proceedings of the SOHO-15, ESA SP-575, 2004: 23
- [61] Büchner J, Nikutowski B, Otto A. Magnetic coupling of photosphere and corona: MHD simulation for multi-wavelength observations. In: Stepanov A, Benevolenskaya E, Kosovichev A eds. Proceedings of the IAU Symposium of the Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, 2004: 223
- [62] Büchner J. Space Science Reviews, 2006, 122: 149
- [63] Santos J C, Büchner J. Astrophys. Space Sci. Trans. 2007, 3: 29
- [64] McIntosh S W. ApJ, 2007, 670: 1401
- [65] Seehafer N. Sol. Phys., 1978, 58: 215
- [66] Ruan P, Wiegelmann T, Inhester B *et al.* A&A, 2008, 481: 827
- [67] Feng L, Inhester B, Solanki S K *et al.* ApJ, 2007a, 671: L205
- [68] Feng L, Wiegelmann T, Inhester B *et al.* Sol. Phys., 2007b, 241: 235
- [69] Curdt W, Wilhelm K, Feng L *et al.* A&A, 2008, 481: L61
- [70] Patsourakos S, Pariat E, Vourlidis A *et al.* ApJ, 2008, 680: L73
- [71] He J S, Tu C Y, Marsch E. Sol. Phys., 2008a, 250: 147
- [72] He J S, Tu C Y, Tian H *et al.* JGR, 2008b, 113: A05205
- [73] He J S, Zong Q G, Deng X H *et al.* GRL, 2008c, 35: L14104

Observational Properties and Powering Mechanism of Coronal Bright Points

TIAN Hui^{1,3}, XIA Li-dong², HE Jian-sen¹, LI Shuang⁴

(1. School of Earth and Space Sciences, Peking University, Beijing, 100871, China; 2. School of Space Science and Physics, Shandong University, Weihai, Shandong, 264209, China; 3. Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau, Germany; 4. Department of Physics, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA)

Abstract: Coronal bright points (BPs) are small-scale phenomena in the solar transition region and lower corona. They can be observed as enhanced emission in X-ray, extreme-ultraviolet

(EUV) and radio wave bands. Coronal bright points are found to be located at network boundaries, where bipolar magnetic fields are present. Coronal bright points are typically $10'' - 40''$ in size, often with a bright core of $5'' - 10''$. It is believed that a BP consists of several miniature dynamic loops which evolve at the order of seconds. The average lifetime of BPs is 20 hours in EUV and 8 hours in X-ray observations. The shorter life and smaller size of BPs seen in X-ray than in EUV suggest that BPs have a temperature of no more than 2×10^6 K. It has been found that the occurrence and evolution of BPs are strongly related with the evolution of the underlying bipolar magnetic field. Statistic study reveals that $2/3$ of the BPs are associated with the cancelation of magnetic features, while the other $1/3$ are associated with the emergence of magnetic fluxes. Transition region lines often show red shift or small blue shift in coronal bright points, indicating that BPs are not directly associated with transition region explosive events and do not contribute significantly to the solar wind outflow. It is also found that both up and down flows with speeds of several tens km/s are present in the transition region and corona in bright point regions. The flows might be associated with magnetic reconnection, or due to the geometry of magnetic loop systems associated with BPs. The electron densities of BPs can be derived by using line pairs which are density sensitive. It is found that bright point densities, $\lg N_e$, are in the range of $9.0 - 10.0$ at coronal temperatures ($\lg(T/K) = 6.0 - 6.3$), and $\lg N_e = 10.0 - 11.0$ at transition region temperatures ($\lg(T/K) = 5.2 - 5.4$). These values are higher than those of the normal quiet Sun, and lower than or similar to those of typical active regions. From a theoretical point of view, the energization of BPs may result from the interaction between two magnetic fragments of opposite polarities, which can lead to magnetic reconnection and local heating of the plasma. The radiation power of BPs may also be supplied by magnetic reconnection along separator field lines, or by current sheets induced by photospheric motions. More recently, a two-stage heating process has been proposed and supported by observations. In this scenario, magnetoconvection-driven reconnection occurs in and supplies energy to the cool BPs, whereupon the increased energy supply leads to an expansion of the loop system, which in turn begins to interact with the overlying coronal magnetic flux through fast separator reconnection and produce hot BPs.

Key words: solar physics; solar transition region; corona; UV radiation