

文章编号: 1000-8349(2010)02-153-11



太阳耀斑色球蒸发现象的研究进展

李 瑛, 丁明德

(南京大学 天文系, 南京 210093)

摘要: 色球蒸发是耀斑能量释放后所导致的一种动力学现象。耀斑发生时, 太阳大气被加热, 形成的高压驱动等离子体物质向上运动, 在观测上表现为高温谱线的多普勒蓝移, 有时出现硬 X 射线足点源逐渐向环顶源的并合过程。数值模拟在理论上验证了色球蒸发理论。色球蒸发的加热机制主要包括热传导和非热粒子束加热。回顾了色球蒸发的研究进展, 介绍了不同时期空间仪器对色球蒸发的观测结果, 以及数值模拟方面的研究进展, 并概括了目前存在的一些主要问题, 最后给出简短的总结和展望。

关键词: 耀斑; 软 X 射线; 紫外辐射; 多普勒位移

中图分类号: P182.5 **文献标识码:** A

1 引 言

色球蒸发是耀斑大气加热过程中一个重要的动力学现象。1968 年, Neupert^[1]为了解释耀斑微波辐射和软 X 射线辐射极大之间的时间延迟, 首次描述了色球蒸发过程: 耀斑发生时, 高能电子通过碰撞损失能量, 使得部分色球物质被加热到日冕高温, 从而产生软 X 射线辐射。随后, Sturrock^[2]提出了色球蒸发 (chromospheric evaporation) 这个词, 而 Hirayama^[3]则阐述了蒸发的半定量模型。在观测上, Feldman 等人^[4,5]利用 P78-1 上的 BCS 仪器, 观测到了在耀斑上升相中软 X 射线谱线存在上百 km/s 的蓝移速度, 从而在一定程度上证实了色球蒸发现象。

几十年来, 随着观测技术和理论研究的发展, 色球蒸发模型趋于成熟。目前比较普遍的基于标准耀斑模型^[6~8]的色球蒸发过程^[9~14]的总体图像如图 1 所示: 耀斑通过磁重联在日冕

收稿日期: 2009-12-30; 修回日期: 2010-03-26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10828306, 10933003); 973 资助项目 (2006CB806302)

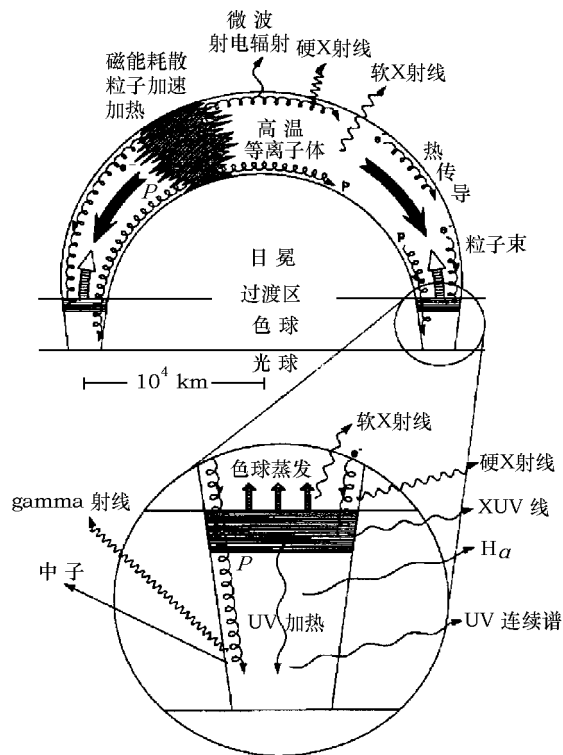


图 1 基于耀斑模型的色球蒸发过程的总体图像^[15]

释放能量，然后加速带电粒子；能量通过非热粒子或热传导沿磁力线向下传到色球层，从而加热色球物质到高温；同时，产生的高压驱动色球等离子体向上运动到达日冕高度，即所谓的色球蒸发；基于动量平衡，高压还会驱动色球物质向下运动，这个过程也称为色球压缩。

近来，Milligan 和 Brosius 等人^[16~18]总结了前人的结果^[19,20]，将色球蒸发过程依程度强弱分成两类：温和式的蒸发 (gentle evaporation) 和爆发式的蒸发 (explosive evaporation)。这个分类使得理论和观测的比较更有针对性和物理意义。

从观测上来看，色球蒸发过程大多发生在耀斑脉冲相^[9,21,22]，但有时也出现在耀斑前相和缓变相^[11,23]。一般来说，在耀斑脉冲相大多出现爆发式的色球蒸发过程 (主要由非热电子束驱动)^[22,24]，而在前相和缓变相则常出现温和式的色球蒸发 (热传导驱动为主)^[24,25]。当然，目前这些还不能成为定论，因为观测结果复杂多样，还需要进一步的观测和探讨。

除了从观测角度来完善色球蒸发模型外，很多人也做了数值模拟工作，包括从简单的单环模拟^[19,20]到复杂的多环体系模拟^[26,27]，以及从普通的动力学模拟^[28,29]到相对全面的辐射动力学模拟^[30,31]。愈来愈精细的数值模拟较好地验证了色球蒸发模型，对理解蒸发过程的本质起到很重要的作用。

到目前为止，色球蒸发模型已经解释和预测了耀斑的许多观测特征，尤其是较好地解释了软 X 射线和 EUV 谱线的蓝移和 $H\alpha$ 等低温谱线的红移。但这个模型也存在挑战和争议^[32]，在

细节上与实际的观测结果还有一定的差距。随着观测仪器精度的提高以及理论方法的进步, 色球蒸发模型会逐渐趋于完善, 并更好地符合观测。

本文先从谱线和成像观测上给出色球蒸发的证据, 然后介绍相关的数值模拟结果, 并对模型依然存在的问题作出分析, 最后做一个简单的总结和展望。

2 色球蒸发的谱线观测

色球蒸发模型之核心是加热后的色球物质向上运动。因此, 验证蒸发模型最直接的观测证据就是高温谱线的多普勒蓝移。下面先从谱线观测方面来展示以往对色球蒸发现象的研究结果。

2.1 P78-1/BCS 观测

Feldman 和 Doschek 等人^[4,5]利用 P78-1/BCS(布喇格晶体分光计)研究了几个耀斑的软 X 射线谱线, 发现在耀斑上升相 Ca XIX 和 Fe XXV 谱线轮廓存在蓝移分量, 其强度为静止分量强度的 50%, 用双高斯拟合可得到约 400 km/s 的多普勒蓝移速度。如此高速的蓝移分量源自哪儿? Feldman 等人初步提出了几种解释: 可能是还未认证的谱线, 也可能是仪器原因, 而比较大的可能是存在色球蒸发等离子体。这是色球蒸发的较早的观测证据。

2.2 SMM/BCS 观测

Antonucci 等人^[9,10]以及 Acton 等人^[24]利用 SMM 上 BCS^[33]的软 X 射线数据, 采用多高斯分量来拟合谱线轮廓, 得到了高达 300~400 km/s 的蓝移分量; 这些蓝移速度出现在耀斑脉冲相, 被解释为色球蒸发。此外, Antonucci 等人^[34]除了观测到耀斑脉冲相出现高蓝移速度外, 还发现耀斑前相也会出现色球蒸发现象, 但谱线的平均蓝移速度只有 80 km/s 左右。据此, 他们认为, 色球蒸发会有两个过程: 初始的慢蒸发和紧接着的高速蒸发, 高速蒸发持续的时间和软 X 射线流量上升的时间一样长。

2.3 Yohkoh/BCS 观测

BCS^[35]本身没有空间分辨率, 但 Yohkoh 上还搭载了可成图的软 X 射线望远镜 (XRT) 和硬 X 射线望远镜 (HXT)。结合这 3 个仪器, 再加上 Mees 太阳天文台的光谱和图像, Wülser 等人^[11]对一个 X 级耀斑的前相进行了研究。他们发现 Ca XIX 谱线出现蓝移, 而 H α 线出现红移, 即观测到了向上物质流 (色球蒸发) 和向下物质流 (色球压缩), 并且发现上升和下降物质来源于同一区域。同时, 他们计算了上升物质和下降物质的动量, 结果显示这两者差别不大, 可近似认为相等。此外, Ding 等人^[36]分析了 4 个较强耀斑的 Ca XIX 谱线, 发现了明显的蓝移速度, 与色球蒸发的数值模拟结果相一致。

2.4 SOHO/CDS 观测

自色球蒸发模型提出后, 初始的验证主要集中在软 X 射线波段。随着观测技术的发展和进步, 研究逐渐向 EUV 波段扩展。SOHO 上的 CDS(日冕诊断分光仪)^[37]包含了相对更丰富的谱线, 同时具有更高的时间分辨率, 它将色球蒸发的研究又推进了一步。

Czaykowska 等人^[23]利用 CDS 的数据处理了一个 M6.8 级的双带耀斑, 主要用了 O V

(0.25 MK), Fe XVI (2.0 MK) 和 Fe XIX (8.0 MK) 等谱线。观测发现, 在耀斑缓变相, 耀斑双带之间普遍出现红移, 而在外边缘基本是蓝移。他们第一次用过渡区谱线和日冕谱线发现了不同区域向上和向下的物质运动。蒸发出现在缓变相, 说明磁重联还在进行。

Brosius 等人在近十年里用 CDS 的资料对色球蒸发做了较详细研究。借助 CDS 的高时间分辨率, 他们探讨了包括前相、脉冲相以及缓变相等耀斑整个过程的谱线位移情况。他们对 2004 年 4 月 24 日的一个耀斑研究结果显示: 在前相, O III、O IV、O V 和 He II 谱线可以观测到大约 40 km/s 的多普勒蓝移速度; 而在脉冲相, 这些谱线的多普勒速度转变为红移, 同时 Fe XIX、Ca XIX、S XV 等谱线(结合 Yohkoh/BCS 的数据) 出现蓝移, 并且向上和向下的物质运动动量基本守恒^[38]。然而, 在另一个耀斑中, 他们发现在脉冲相 O III、O IV、Mg X 和 Fe XIX 等谱线均出现蓝移^[39]。后来, Brosius 将蒸发过程明确阐述为温和式的色球蒸发和爆发式的色球蒸发: 当形成于高色球层和过渡区的谱线(即温度较低的谱线) 都表现为蓝移时称为温和式蒸发过程; 当这些谱线出现红移, 而同时高温谱线出现蓝移时则称之为爆发式蒸发过程^[18]。以 2004 年 7 月 27 日发生的耀斑为例, Fe XIX 流量第一次极大时发生爆发式的色球蒸发, 第二次极大时则转变为温和式的蒸发。他分析了转变的原因: 一方面因为蒸发物质出现后, 电子束能量更难渗入到色球; 另一方面是由于发生磁重联后, 磁场有效能量减少, 因而不能加速电子到很高能量。

Milligan 等人在色球蒸发方面也做了较多的工作。他们用 RHESSI 和 CDS 资料研究了耀斑期间电子束流量和等离子体蒸发速度的关系。一方面, 他们采用厚靶模型拟合了 2003 年 6 月 10 日的一个 M2.2 级的耀斑能谱, 得到电子束流量 $\geq 3 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; 另一方面, 他们发现在耀斑的脉冲相, Fe XIX 线存在 $270 \pm 28 \text{ km/s}$ 的蓝移分量, 并且色球和过渡区谱线出现红移, 速度约为 $30 \pm 15 \text{ km/s}$ ^[16]。这些观测结果都与 Fisher 等人^[19,20]的理论模拟相一致。Milligan 等人认为这属于爆发式的蒸发过程。他们又研究了另一个 C9.1 级耀斑, 发现在脉冲相 He I、O V、Fe XIX 线存在蓝移速度, 而电子束流量较 2003 年 6 月 10 日的耀斑要低 ($\geq 500 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)^[17]。因此, 他们认为找到了耀斑脉冲相发生温和式色球蒸发的证据。总的来说, 蒸发过程还是依赖于非热电子束流量的, 不过前提是色球加热机制为非热电子束加热。

2.5 Hinode/EIS 观测

Hinode 卫星上搭载的 EIS(极紫外成像分光计)^[40] 较以往的光谱仪具有更宽的谱线范围和更高的分辨率, 因此能更好的用来研究色球蒸发。Milligan^[32] 用 EIS 观测资料处理了一个 B7.6 级的微耀斑, 他发现 Fe XV 线存在弱的蓝移和红移, 速度值都是 14 km/s。在整个耀斑过程中 Fe XV 线出现的最大蓝移速度也只有 45 km/s, 作者认为这是较温和的色球蒸发, 可能由热传导驱动, 因为在这个事件中未发现硬 X 射线辐射(与非热电子相关)。后来, Milligan 和 Dennis^[22] 仔细处理了 2007 年 12 月 14 日出现的 C 级大耀斑, 他们测量了 15 条谱线在耀斑脉冲相的多普勒速度, 发现有 6 条谱线(2~16 MK) 出现蓝移(22~268 km/s), 其中 Fe XXIII 和 Fe XXIV 线蓝移速度很高, 但在强度上静止分量占主导; 其余谱线(0.5~1.5 MK) 则出现红移(21~60 km/s)。他们认为这是爆发式的蒸发过程, 由非热粒子束驱动, 因为红移和蓝移在时间和空间上都与硬 X 射线辐射相关, 用厚靶模型拟合 RHESSI 的硬 X 射线谱得到非

热电子束流量 $\geq 5 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

以上介绍了几个空间仪器对色球蒸发的观测结果, 各个谱线的温度和多普勒位移情况总结在图 2 中 (只列出了部分有代表性的观测结果)。实际上, 耀斑发生时, 各个波段都会有响应。人们除了在软 X 射线、 EUV 以及 $\text{H}\alpha$ 等谱线中发现了色球蒸发证据外, 也在射电波段找到了相应信号^[41,42]。不同波段的谱线为研究色球蒸发提供了良好的工具和证据。

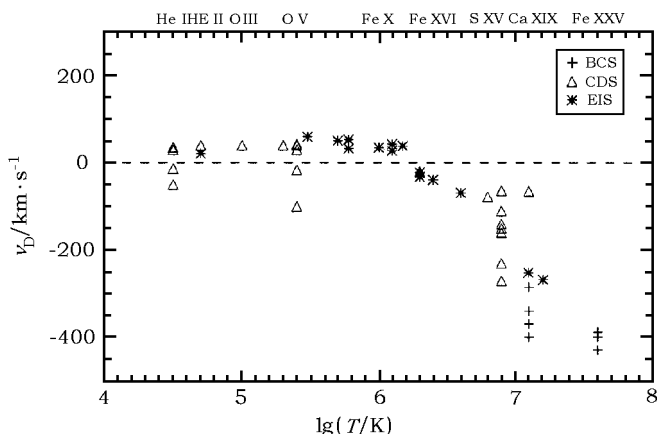


图 2 在耀斑脉冲相谱线的多普勒位移随温度的分布情况

横坐标是离子的形成温度, 纵坐标为多普勒速度 (其中正值表示红移, 负值表示蓝移)。图中不同符号代表不同仪器的观测结果。

3 色球蒸发的成像观测

除了从谱线测量来研究色球蒸发外, 还可以从成像观测上找到色球蒸发的证据。Silva 等人^[12]研究了 1994 年 6 月 30 日的一个耀斑, 发现在脉冲相时硬 X 射线源和软 X 射线源都向环顶移动。由于耀斑位于日面中心, 因此他们是通过足点源在日面上的水平运动来判定其向上移动的。Liu 等人^[43]分析了 2003 年 11 月 13 日耀斑在脉冲相时的 RHESSI 图像, 发现硬 X 射线足点源往上运动逐渐并入环顶源 (见图 3); 随着耀斑发展, 环顶源渐渐以软 X 射线热辐射为主。在空间上, 这个耀斑正好位于日面边缘, 因而可以很好地探测足点源向环顶源的这种并合运动。最近, Ning 等人^[42]再一次证实了两个硬 X 射线足点源逐渐上升并合为一个环顶源的过程, 并且在耀斑过程中探测到了两次这样的过程, 可能对应两次色球蒸发过程。他们还估计了两个足点源的上升速度, 分别为 175 km/s 和 347 km/s , 这是比较典型的蒸发速度。有关色球蒸发的 X 射线图像还可参考相关专著^[44]。

总的来看, 最早用来探测色球蒸发的 BCS 仪器没有空间分辨率, 因此无法探究出现红移和蓝移的源的位置, 后来的 CDS 和 EIS 仪器可以提供多普勒速度的空间分布, 但由于是扫描得到, 因此时间分辨率较低。成像观测具有较高的时间分辨率和同一幅图像同时性的特点。只有同时展开谱线观测和成像观测, 才能更好地从观测上理解色球蒸发现象。

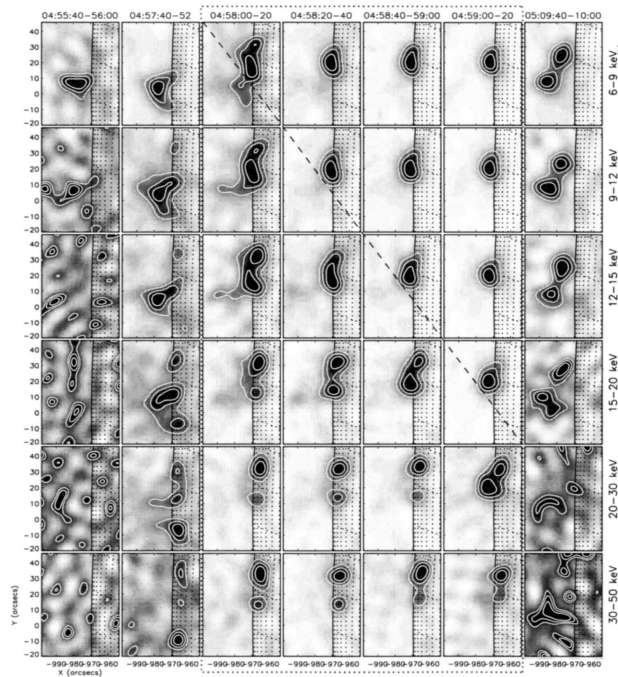


图3 不同能量段耀斑的 RHESSI 图像演化

其中等值线表示每幅图最大亮度的 40%、60% 和 80% 的层次，点线框中的情形出现在耀斑脉冲相，而虚线则表示双源并合为一个环顶源^[43]。

4 色球蒸发的数值模拟

Fisher 等人早在 1985 年就模拟了非热电子束对耀斑环大气加热的动力学响应^[19,20,45]。他们研究了非热粒子束流量和蒸发速度的关系，发现当电子束流量小于 $10^3 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时，会发生温和式的色球蒸发，蒸发速度为几十 km/s；反之，当电子束流量大于 $3 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时则会驱动爆发式的蒸发过程，即同时产生向上几百 km/s 和向下几十 km/s 的物质运动。后来，Emslie, Li 等人^[46]也对电子束加热的耀斑大气进行了动力学模拟，并将色球蒸发过程与 BCS 的观测做了比较，认为计算出的 Ca XIX 谱线轮廓与观测相符。Gan, Fang 等人^[47,48]则模拟了热传导过程对色球蒸发的作用，并且计算了 Ca XIX、H α 和 Ca II K 谱线的轮廓。他们认为热动力学模型能很好地描述色球蒸发过程。

较早的耀斑大气动力学模拟是一维的，不含辐射场，这种近似方便了计算，但过于简化模型。Hori 等人^[26,27]在一维模型的基础上提出了伪二维模型，即假设耀斑是由一系列物理过程独立但触发有因果关系的单环迭加而成，这个模型可以改变物质的微分发射度，同观测更符合^[49]。此外，Abbett 和 Hawley^[30]考虑了详细的辐射过程，即求解辐射动力学方程，得到了新的耀斑动力学演化图像。整个过程分为两个部分：初始的温和相以及随后的爆发相。

在温和相, 加热能量有效地辐射掉, 大气呈准平衡状态, 谱线无明显多普勒位移; 在随后的爆发相, 大气加热到较高温度并驱动色球蒸发和压缩。后来, Allred 等人^[31]又对该辐射动力学模型进行了完善: 除了包含软 X 射线加热外, 还考虑了 UV 和 EUV 加热, 并采用了更符合实际的非热粒子束模型。他们重点分析了中等强度的耀斑 (~M 级) 和强耀斑 (~X 级) 的演化, 发现对于强耀斑来说, 温和相持续的时间相对中等耀斑短很多, 并推测更强的耀斑可能不存在温和相。他们还通过计算得到, 在爆发相高色球和过渡区谱线会出现约 120 km/s 的蓝移速度, 与此同时, 低色球层的谱线会显示约 40 km/s 的红移。辐射动力学模型较之以往的动力学模型有其优越性, 但也有一些局限, 其计算结果与观测还有一定的差距, 有待于进一步改进。

色球蒸发的过程也可以通过磁流体动力学模拟来实现。Yokoyama 和 Shibata^[28,29]对耀斑的磁重联过程进行了二维 MHD 模拟, 且考虑了场向热传导, 首次得到了热传导波前导致色球蒸发的二维图像。不过, 他们得到的蒸发速度比普通动力学模型预言的要小一个量级^[49]。

目前, 色球蒸发的模拟结果与观测结果大体上相符, 但定量上还有较大出入。一方面可能受观测精度限制, 另一方面与模拟所作的近似有关, 如初始条件、边界条件、背景参数等。

5 存在的问题

对于色球蒸发的研究已经持续了几十年, 无论是观测还是理论方面都取得了很大的进展, 人们对色球蒸发的图像也愈来愈清晰。但不可否认, 色球蒸发模型还存在一些问题, 包括理论和观测的矛盾, 以及一些理论上无法解释的观测结果等。下面就对目前普遍存在的几个问题进行简单评论。

5.1 加热机制是热还是非热过程?

目前有两种色球蒸发的加热机制: 非热电子束加热和热传导加热。究竟是哪一种机制起主要作用, 抑或是两者都起作用, 成分各占多少? 这是一个大家比较关注的问题。

在色球蒸发理论提出后不久, Ohki^[50]就研究了耀斑软 X 射线热辐射, 他发现热辐射的增强是在微波脉冲相停止之后, 这暗示热传导是驱动色球蒸发的主要机制, 而非高能电子。Datlowe^[51]支持了 Ohki 的结论。最近, Milligan^[32]在分析一个 B 级微耀斑的 RHESSI 和 Hinode 资料时未发现硬 X 射线辐射, 因此他也认为是热传导驱动了色球蒸发。对于非热电子束加热机制, Lin 和 Hudson^[52]比较早的强调了其重要性。近十年中, Brosius 等人^[38,39]也提出非热电子束是加热色球的主要机制, 理由是色球谱线的增强先于软 X 射线辐射, 即非热电子传到色球先加热低层大气。Milligan 和 Dennis^[22]研究了一个 C 级耀斑, 指出正是非热粒子束驱动了爆发式的色球蒸发, 因为红移和蓝移物质流在时间和空间上都与硬 X 射线辐射相关。除了分别支持热传导加热和非热粒子束加热机制外, 还有一些结果显示这两者都起重要作用。Acton 等人^[24]研究了一个耀斑的软 X 射线和硬 X 射线图像, 他们认为色球蒸发有两种机制: 在耀斑脉冲相是加速电子驱动蒸发等离子体, 而在缓变相则是热传导作用产生了色球蒸发^[53]。Wülser^[11]通过对一个耀斑前

相的测量以及参数计算,认为一些足点是热传导加热,而另一些足点则符合非热粒子加热特征。此外,需要提及的是,分别针对非热粒子束加热和热传导加热的数值模拟结果显示,这两者都可以驱动色球蒸发。

从上可以看出,非热粒子束和热传导两种机制各有特点:耀斑辐射中一般都会伴随硬 X 射线辐射,这似乎预示着非热粒子束是主角;但当耀斑能量释放以后,肯定会有很强的温度梯度,这时热传导就不可避免。那么到底是哪一种机制起主要作用呢?目前没有确切的定论。对不同的耀斑,可能会有不同的加热机制。大多数情况下,在耀斑脉冲相较多是由非热电子束驱动的爆发式色球蒸发,而在前相和缓变相则可能是由热传导来产生温和式的色球蒸发。应该注意的是,温和式色球蒸发也可以由低流量电子束驱动;较弱的耀斑可能只出现温和式的色球蒸发。这些可能需要未来观测资料来进一步验证。就目前的情形看,可以结合 RHESSI 和 EIS 资料来继续研究这个问题,同时辅以相对精细的数值模拟。

5.2 为什么高温谱线静止分量占主导?

从最早的 BCS 观测到现在最新的 EIS 谱线测量,对于极高温谱线(主要指 Ca XIX、Fe XXIII 和 Fe XXIV 线,形成温度均高于 10 MK),基本上都会出现速度很大的蓝移分量(速度可达几百 km/s),但在强度上静止分量占主导^[9,22,54,55]。此时通常采用两个分量来拟合谱线轮廓(见图 4)。这个观测结果和耀斑模型的预言不太符合,不过目前也有很多解释:(1) 高温辐射源自环顶,即已经没有向上的物质运动;(2) 由于耀斑环的倾斜等,物质运动几乎垂直于视线方向,几何投影效应使视向速度很小^[22,56]; (3) 仪器时间分辨率不够高,在当前观测能分辨的时间内,等离子体已充满耀斑环^[54]; (4) 受仪器空间分辨率限制,

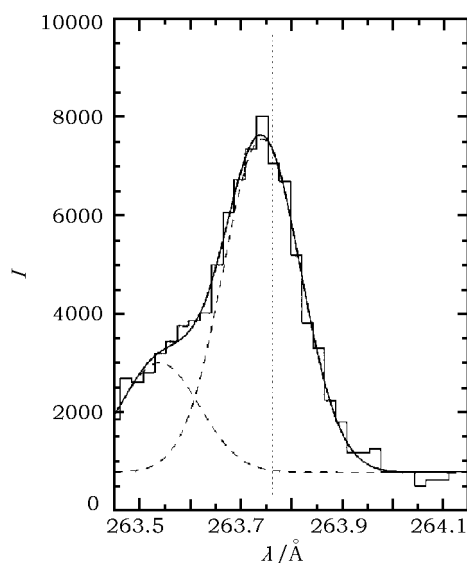


图 4 Fe XXIII 谱线轮廓的双分量拟合

直方图为观测数据,实线为双分量拟合最优结果,虚线则分别表示蓝移分量和静止分量,其中蓝移速度为 251.3 km/s,蓝移分量与静止分量强度比为 0.33。

观测到的多普勒速度是叠加了多种速度成分之后的结果^[22]。这些解释在一定程度上回答了高温谱线为什么静止分量占主导, 但似乎没有完全解决这个问题, 还需要进一步的探讨。

5.3 不同谱线红移和蓝移转变的温度

随着观测仪器的发展, 可观测的谱线越来越多, 现在已基本能探测到太阳大气各个层次的谱线。Kamio 等人^[58]在分析了 4 个耀斑后发现 Mg IX 线(形成温度为 1 MK)未出现明显的多普勒速度, 而其他低温谱线都呈现红移现象。因此, 他们提出一百万度可能是一个分界温度: 高于一百万度, 谱线出现蓝移; 低于这个值则出现红移。这同之前的观测结果也是符合的。后来, Zanna 等人^[21]通过分析 2002 年 10 月 22 日的耀斑后也赞同此观点。然而, Milligan^[32]在一个热的微耀斑中发现 Fe XV 线(2 MK)存在 14 km/s 的红移速度。也就是说在温度为 200 万度的层次出现了向下的物质运动, 这似乎对色球蒸发模型是一个挑战。Milligan 等人^[22]又用 EIS 的 15 条谱线对一个 C 级耀斑进行测量, 发现在足点处温度低于 1.5 MK 的谱线均出现红移, 而高于此温度的谱线出现蓝移, 即红移和蓝移的分界温度为 1.5 MK 左右, 也即发现红移出现在比以往红移谱线温度更高的谱线中, 而且在很窄的温度范围内(只有 0.5 MK)发生了红移和蓝移的反转。这些似乎都不太符合色球蒸发模型的理论预言。Milligan 等人^[22]对此也给出了简单的解释: 可能有虹吸流发生, 从而导致较高温的谱线出现红移。但这个问题还需要进一步从观测和理论上考证: 如果红移很小, 则很难说明是物理原因还是仪器或是测量方法导致的。

6 总结和展望

目前提到的色球蒸发都是针对于耀斑过程而言的, 暂且称其为狭义的色球蒸发。实际上, 可以将色球蒸发提升到一个广义的层次上, 即不依赖于耀斑过程。只要是色球物质被加热, 由于热压的驱使, 物质向上运动, 观测上表现为谱线蓝移, 这样的过程都可称为色球蒸发, 如类耀斑瞬现事件(flarelike transient, 强度比 GOES C 级耀斑弱)^[57]、喷流(jet)^[58,59]等。和普通耀斑一样, 粒子束或热传导加热是产生色球蒸发的根本原因。对色球蒸发的研究, 在将来一段时间内还会是一个主要的方向。理论上, 色球蒸发研究有助于推动耀斑模型的完善; 而在观测上, 高分辨率和高精度的空间资料有利于太阳物理工作者进一步研究色球蒸发, 多波段研究、三维图像的重构都将是研究色球蒸发过程的有力手段。

参考文献:

- [1] Neupert W M. *ApJ*, 1968, 153: L59
- [2] Sturrock P A. In: Ramaty R, Stone R G eds. *High Energy Phenomena on the Sun*, Washington, DC: NASA, 1973: 3
- [3] Hirayama T. *Sol. Phys.*, 1974, 34: 323
- [4] Feldman U, Doschek G A, Kreplin R W et al. *ApJ*, 1980, 241: 1175
- [5] Doschek G A, Feldman U, Kreplin R W et al. *ApJ*, 1980, 239: 725

- [6] Petschek H E. In: Hess W N ed. *Physics of Solar Flares*, Washington, DC: NASA, 1964: 425
- [7] Tsuneta S. *ApJ*, 1996, 456: 840
- [8] Shibata K. *Adv. Space Res.*, 1996, 17: 9
- [9] Antonucci E, Gabriel A H, Acton L W et al. *Sol. Phys.*, 1982, 78: 107
- [10] Antonucci E, Dennis B R. *Sol. Phys.*, 1983, 86: 67
- [11] Wülser J P, Canfield R C, Acton L W et al. *ApJ*, 1994, 424: 459
- [12] Silva A V W, Wang H, Gary D E et al. *ApJ*, 1997, 481: 978
- [13] Bornmann P L. In: Strong K T et al. eds. *The Many Faces of the Sun*, New York: Springer, 1999: 301
- [14] Falchi A, Teriaca L, Maltagliati L. *Sol. Phys.*, 2006, 239: 193
- [15] Dennis B R, Schwartz R A. *Sol. Phys.*, 1989, 121: 75
- [16] Milligan R O, Gallagher P T, Mathioudakis M et al. *ApJ*, 2006a, 638: L117
- [17] Milligan R O, Gallagher P T, Mathioudakis M et al. *ApJ*, 2006b, 638: L169
- [18] Brosius J W, *ApJ*, 2009, 701: 1209
- [19] Fisher G H, Canfield R C, McClymont A N. *ApJ*, 1985a, 289: 414
- [20] Fisher G H, Canfield R C, McClymont A N. *ApJ*, 1985b, 289: 425
- [21] Del Zanna G, Berlicki A, Schmieder et al. *Sol. Phys.*, 2006, 234: 95
- [22] Milligan R O, Dennis B R. *ApJ*, 2009, 699: 968
- [23] Czakowska A, De Pontieu B, Alexander D et al. *ApJ*, 1999, 521: L75
- [24] Acton L W, Canfield R C, Gunkler T A et al. *ApJ*, 1982, 263: 409
- [25] Raftery C L, Gallagher P T, Milligan R O et al. *A&A*, 2009, 494: 1127
- [26] Hori K, Yokoyama T, Kosugi T et al. *ApJ*, 1997, 489: 426
- [27] Hori K, Yokoyama T, Kosugi T et al. *ApJ*, 1998, 500: 492
- [28] Yokoyama T, Shibata K. *ApJ*, 1998, 494: L113
- [29] Yokoyama T, Shibata K. *ApJ*, 2001, 549: 1160
- [30] Abbett W P, Hawley S L. *ApJ*, 1999, 521: 906
- [31] Allred J C, Hawley S L, Abbett, W P et al. *ApJ*, 2005, 630: 573
- [32] Milligan R O. *ApJ*, 2008, 680: L157
- [33] Acton L W, Finch M L, Gilbreth C W et al. *Sol. Phys.*, 1980, 65: 53
- [34] Antonucci E, Dennis B R, Gabriel A H et al. *Sol. Phys.*, 1985, 96: 129
- [35] Culhane J L, Bentley R D, Hiei E et al. *Sol. Phys.*, 1991, 136: 89
- [36] Ding M D, Watanabe T, Shibata K et al. *ApJ*, 1996, 458: 391
- [37] Harrison R A, Sawyer E C, Carter M K et al. *Sol. Phys.*, 1995, 162: 233
- [38] Brosius J W, Phillips K J H. *ApJ*, 2004, 613: 580
- [39] Brosius J W. *ApJ*, 2003, 586: 1417
- [40] Culhane J L, Harra L K, James A M et al. *Sol. Phys.*, 2007, 243: 19
- [41] Aschwanden M J, Benz A O, Dennis B R et al. *ApJ*, 1995, 455: 347
- [42] Ning Z, Cao W, Huang J et al. *ApJ*, 2009, 699: 15
- [43] Liu W, Liu S, Jiang Y W et al. *ApJ*, 2006, 649: 1124
- [44] 方 成, 丁明德, 陈鹏飞. *太阳活动区物理*. 南京: 南京大学出版社, 2008: 84
- [45] Fisher G H, Canfield R C, McClymont A N. *ApJ*, 1985c, 289: 434
- [46] Emslie A G, Li P, Mariska J T. *ApJ*, 1992, 399: 714
- [47] Gan W Q, Fang C, Zhang H Q. *A&A*, 1991, 241: 618
- [48] Gan W Q, Rieger E, Fang C et al. *A&A*, 1992, 266: 573
- [49] 丁明德. *天文学进展*, 2001, 19: 141
- [50] Ohki K. *Sol. Phys.*, 1975, 45: 435
- [51] Datlowe D W. In Kane S R ed. *Solar Gamma, X-, and EUV Radiations*, Dordrecht: Reidel, 1975: 191

- [52] Lin R P, Hudson H S. *Sol. Phys.*, 1976, 50: 153
- [53] Li Y P, Gan W Q, Su Y. *RAA*, 2009, 9: 1155
- [54] Doschek G A, Warren H P, *ApJ*, 2005, 629: 1150
- [55] Gan W Q, Li Y P. *Sol. Phys.*, 2002, 205: 117
- [56] Falewicz R, Rudawy P, Siarkowski M. eprint arXiv: 0909.4781
- [57] Brosius J W, Holman G D. *ApJ*, 2007, 659: L73
- [58] Kamio S, Kurokawa H, Brooks D H et al. *ApJ*, 2005, 625: 1027
- [59] Miyagoshi T, Yokoyama T. *ApJ*, 2003, 593: 133

Progress in the Study of Chromospheric Evaporation

LI Ying, DING Ming-de

(*Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

Abstract: Chromospheric evaporation is one of the most significant dynamic processes in the flare atmosphere. When a flare occurs, a vast amount of energy is released through magnetic reconnection and transported to the chromosphere in the form of either high-energy particles or heat conduction. The upper chromosphere is heated impulsively, resulting in a pressure excess that drives plasma flowing upwards and filling in the coronal loops. Based on momentum balance, the overpressure can also drive plasma flowing downward to the lower atmosphere. Observationally, chromospheric evaporation is characterized by Doppler shifts in spectral lines. For the high temperature lines, e.g., Fe XV, Ca XIX, and Fe XXIII etc., blueshifts are usually observed with speeds of hundreds of km/s. While in the cool lines, such as He II and O V, redshifts of about several tens of km/s are often detected. The evaporation process can be classified into two types, the explosive evaporation and the gentle one. When the lines formed in the upper chromosphere and transition region are red-shifted and the hotter lines are blue-shifted, this case is considered as an explosive evaporation. When all the lines appear to be blue-shifted, it is considered as a gentle one. In some cases, chromospheric evaporation is also shown as a motion of the hard X-ray source, that tends to rise above the footpoints and eventually merge into a loop top source. So far, numerical simulations of flare dynamic models have clearly reproduced the process of chromospheric evaporation. The models that have been developed include single loop models, multi-thread models, and radiative hydrodynamic models. The simulation results are basically consistent with observations, but there are still some quantitative discrepancies between them. In this article, we give a brief review of studies of chromospheric evaporation, including observations by different space instruments in past decades and results from theoretical modeling. In particular, we discuss some key problems that remain to be solved in observations and models.

Key words: flare; soft X-ray; UV radiation; Doppler shift