

太阳X射线耀斑的观测和研究

徐永焯

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

太阳耀斑虽然是在 $H\alpha$ 辐射上发现的,但经多年的研究已得知每个耀斑都有重要的高能辐射。高能耀斑情况如何呢?这里介绍高能耀斑的一种即太阳X射线爆发研究的最新进展。主要内容如下:(a)硬X射线爆发的日面经度分布,(b)高能耀斑出现的周期,(c)太阳X射线耀斑分类,(d)耀斑能量释放和传输,(e)耀斑的一般过程。最后,对太阳X射线耀斑研究中的几个问题提出一些看法。

一、前 言

太阳耀斑是发生在太阳大气层里的激烈的爆发现象。除了熟知的光学和射电辐射外,高能辐射也占有重要比例。据 Hudson 统计^[1],自1859年9月1日卡林顿发现太阳耀斑以来,耀斑研究中有42项发现,其中大多数是在高能辐射中发现的。

在太阳耀斑高能辐射中,X射线观测得最多,资料最丰富,研究得最深。因此我们主要讨论它的观测和研究。

地球大气的吸收使天体辐射的X射线到达不了地面。探测太阳耀斑X射线辐射只能在高空进行。用作耀斑探测的卫星主要有天空实验室、P78-1、ISEE-3、SMM和Hinotori。1991年8月,日本又发射了新的太阳耀斑观测卫星:“阳光”^[2]。这些卫星在X射线能量上进行了以下测量:

(1) 流量测量 取得数以万计的观测资料,本文的许多结论是由这种观测作出的。

(2) 能谱测量 主要用晶体频谱仪测量软X射线谱线。SMM和Hinotori测量的蓝移和谱线加宽展示了色球蒸发和耀斑脉冲相高温等离子体的动力学行为。lin等用1keV能量分辨率的高纯锗探测器测量到一批微耀斑X射线辐射和能谱很陡的($\gamma=11$)耀斑^[3]。

(3) 拍摄耀斑X射线像 天空实验室首先拍到耀斑软X射线像,SMM和Hinotori首次应用了硬X射线成像技术。SMM的成像能量是3.5—30keV,Hinotori的能量是3.5—40keV。硬X射线像揭示了硬X射线源的位置和形态、源与耀斑环的关系以及日冕爆炸等新现象^[5]。

(4) 立体测量^[4] 用分开很远的两颗卫星同时测量一个目标以确定目标空间位置的方法。用此法测得太阳硬X射线辐射来自光球上方 $h \leq 2500\text{km}$ 的高度。

1992年4月11日收到。

1992年8月10日收到修改稿。

二、X 射线耀斑的观测和研究

1. 耀斑的日面分布

太阳 X 射线耀斑在日面上分布规律如下:

(1) 高能辐射向日面边缘集中 主要表现为: (i) 设 θ 和 ϵ 分别代表日心经度和光子能量, 则 $\epsilon > 300\text{keV}$ 的高能耀斑出现在 $\theta > 60^\circ$ 的数目约占各向同性分布的 40%, 而位于同样 θ 范围的 H_α 耀斑、GOES 耀斑以及 HXRBS 在 $\epsilon < 300\text{keV}$ 能量范围观测的耀斑数只占各向同性分布数的 30%; (ii) $\epsilon > 10\text{MeV}$ 的高能耀斑分布也明显向日面边缘集中。例如在 1980 年 2 月至 1986 年 2 月探测的 12 个高能耀斑, 10 个位于 $\theta \geq 60^\circ$ 区域, 只有 2 个出现在 $\theta < 60^\circ$ 区域。

高能辐射向日面边缘集中的现象对于硬 X 射线辐射理论非常重要。一般认为硬 X 射线是非热电子韧致产生的。如果非热电子是各向异性的, 则硬 X 射线应当各向异性。一些学者试图通过偏振测量来确定硬 X 射线辐射有无方向性和偏振, 所得的结果很不一致。高能辐射向日面边缘集中表明硬 X 射线辐射存在方向性。

(2) 边缘耀斑能谱比中心耀斑硬 这是在几颗卫星上由不同的探测器测得的结果统计出来的, 有一定的代表性。表 1 列出这方面的结果。它表明, 虽然不同能量的 $\Delta\Gamma = \Gamma_d - \Gamma_L$ 不相同, 但有一个共同特征: 日面中心耀斑谱指数 Γ_d 大于日面边缘耀斑谱指数 Γ_L , 这一现象也表明产生硬 X 射线的非热电子是各向异性分布的。因为它们能用非热电子各向异性分布模型很好地解释。

表 1

测量卫星	测量能量(keV)	每律谱指数 Γ	$\Delta\Gamma = \Gamma_d - \Gamma_L$
SMM	25—100	45 个日面中心耀斑平均 $\Gamma_d \sim 4.22$ 27 个日面边缘耀斑平均 $\Gamma_L \sim 3.71$	0.51
金星—13号	50—300	37 个耀斑平均 中心 $\Gamma_d \sim 4.3$ 边缘 $\Gamma_L \sim 3.2$	~ 1.1
SMM/GRS	300—1000		~ 0.37

(3) 硬 X 射线源集中在两个日面经圈上 Verma 等分析了 Hinotori 在 1981—1982 年观测的 315 个 (ϵ 在 17—359keV 范围) 硬 X 射线爆发的日心经度分布^[6], 结果是: 17—40keV 的硬 X 射线爆发多数出现在 110° 、 140° 、 290° 和 320° , 其次出现在 10° 、 150° 和 220° ; 峰值流量大的和比较大的硬 X 射线爆发也出在 110° 、 140° 、 290° 和 320° 。就是说, 无论爆发出现的频率还是强爆发都有集中在 110° 、 140° 、 290° 和 320° 的倾向。这里 290° 与 110° 相差 180° , 320° 与 140° 亦相差 180° , 换句话说, 它们分别位于 110° — 290° 和 140° — 320° 两个经圈上。这一结论只是从 2 年资料中得到的, 可靠性尚需进一步证实。但太阳黑子群和质子耀斑都有活动经度存在, 因此 X 射线爆发存在活动经度是不足为怪的。不过, 太阳 X 射线耀斑的活动经度是否像太阳其他活动现象的活动经度那样显示出半年至 8 年的变化时间, 还需用覆盖时间长的更多资料来分析。

2. 高能耀斑出现的周期

SMM 的硬 X 射线和 γ 射线资料表明，高能太阳耀斑是周期性发生的，其周期在 152—158 天之间。

这个结论首先是 Rieger 等发现的^[7]。他们从 139 个 $\epsilon > 300\text{keV}$ 的 γ 射线资料中发现太阳 γ 射线耀斑具有成群出现的倾向，各群之间间隔平均是 154 天。Kiplinger 等从 6775 个 $\epsilon > 30\text{keV}$ 的耀斑中推算出周期是 158 天^[8]。后来又分别研究出 M2.5 级以上 GOES 耀斑出现的周期是 152 天， $\epsilon \leq 150\text{keV}$ 的硬 X 射线耀斑周期和 Rieger 等的结果^[7]相似。此外，微波资料也显示出类似的周期性，周期是 157 天。

这个周期性的理论解释是根据 Wolff 的太阳自转 g 模理论提出的^[9]。Wolff 在分析 1749—1979 年的月平均黑子数变化时，发现其功率谱上有一频率和 g 模相符的不大的窄脉冲，200 天以下最显著的周期是 155.4 天。这一周期和高能耀斑出现的周期性非常相近。按照 Wolff 模型，155.4 天周期是球谐波 $L=2$ 和 3 之间差拍形成的，但 Kiplinger 作同样分析时，没有得到满意的结果，因此 g 模理论在解释耀斑发生的周期性方面不是非常成功的。

3. 耀斑的特征

(1) 相位 X 射线耀斑往往由形态和性质不同的几个相位组成。相位划分与能量释放有关。早期分为脉冲和缓变两个相位^[31]。脉冲硬 X 射线爆发和脉冲微波爆发时间叫脉冲相。此间有大量能量馈入 X 射线辐射区。缓变相大多没有能量释放，只是慢慢衰减脉冲相释放的能量。但大量观测表明，这种看法只适用于通过脉冲相释放所有能量的小耀斑。大多数耀斑不是这么简单，它们不仅在脉冲相释放能量，在脉冲相之前的开始相和脉冲相之后的缓变相都释放能量。因此自 1980 年以来，两个相位观念被三个相位取代了^[32]。三个相位是耀斑前相（或称开始相）、脉冲相和缓变相（或叫末相）。每个相位都有能量释放。

不管哪种划分，都认为脉冲相是耀斑的主相。脉冲相的时标是几分钟，空间尺度是 $1''$ 左右，这是耀斑快速变化时期，能量释放速率高达 $10^{30}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在此相位，在硬 X 射线光变曲线上见到激烈变化的尖峰脉冲；在硬 X 射线像上见到等离子体上升和日冕爆炸；在软 X 射线谱线上见到蓝移和谱线加宽；在高纯锗探测器资料上见到高低两种温度的等离子体；在一些大耀斑 γ 射线资料上见到电子韧致、核退激、正负电子湮灭和中子俘获等过程。这些观测暗示，在脉冲相耀斑环里有沿着一个或几个流管运动的粒子束存在。这些传导波面上的粒子束加热了耀斑区。

脉冲相的一个重要发现是最热的等离子体的动力学行为。这是由 CaXIX、FeXXV 和 FeXXVI 共振线蓝移和谱线加宽得到的。蓝移指出：(i) 耀斑开始时等离子体上升速度是 $300\text{—}400\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ；(ii) 耀斑爆发开始以后，蓝移量和等值宽度逐渐减少；(iii) 蓝移成份有明显的边缘效应，即只有 $\theta < 60^\circ$ 的耀斑才出现蓝移。这些观测暗示耀斑初期不仅有热等离子体上升，而且主要是垂直上升的。谱线加宽指出，(i) 最宽的谱线轮廓出现在脉冲相初期；(ii) 谱线加宽没有系统的边缘效应，但与 X 射线源的致密程度成负相关关系，即致密耀斑的谱线加宽比广延耀斑显著；(iii) 最大谱线宽度和最大电子温度无关。这表明在耀斑初期存在各种各向同性的流体。耀斑开始后，各种流体逐渐趋向均一化，因而谱线加宽逐渐减小。

其他相位释放能量的证据是：在耀斑前出现相似耀斑和同步耀斑^[33]；在软 X 射线和 UV 能量范围内出现耀斑先兆；在 H_{α} 辐射上出现宁静暗条爆发以及 CME 出现在耀斑脉冲相之前等。它们表明在耀斑开始以前 1 个多小时就有能量释放，在脉冲相前几分钟已有大量的能量释放。因为耀斑先兆中不出现或很少出现微波辐射，所以排除了高能电子传输能量的可能性。在缓变相有能量释放的证据是：在双带耀斑 H_{α} 资料上两个耀斑带慢慢从磁中性片移开；脉冲相和缓变相都有射电辐射；在脉冲相末出现日冕爆炸^[5]，日冕爆炸首先发生在一个小区域，然后像波一样向外传播。传播方式与热等离子体自然膨胀不同，后者沿磁力线传播，而日冕爆炸则沿半圆传播。这不是热等离子体云的自然扩散，而是一种密度波。没有能量释放是不会发生的。

(2) 耀斑的种类 观测表明，耀斑的形态和性质有些相同，有些不同。根据这些形态和性质可将太阳 X 射线耀斑分成若干类型：

(i) Pallavichini 等分类 根据天空实验室观测的边缘耀斑软 X 射线像，Pallavichini 等把耀斑分为 I 类耀斑和 II 类耀斑^[10]。I 类耀斑是密集事件，又称“有限耀斑”和“致密耀斑”。II 类耀斑是广延耀斑，又名“双带耀斑”、“动力学耀斑”和“长寿命事件”。两类耀斑的特征见表 2。

表 2

耀斑特征	I 类耀斑	II 类耀斑
辐射源面积	小(30")	大(>60")
寿命	短(10—20min)	长(>1h)
上升和衰减	快	慢
能量密度	高	低
有关的行星际电子谱	低能：幂律谱 高能：平谱	幂律谱
行星际电子与质子流量比($I_0(4-9\text{MeV})/I_0(9-23\text{MeV})$)	大(0.02—10以上)	小(0.001—0.08)
有关的射电爆发	II 型、II/V 型	II 型、IV 型、II/IV 型
与行星际激波的关系	无关	有关
与日冕质量抛射关系	无关	有关

(ii) Tanaka 和 Tsuneta 分类^[11,12] 根据 Hinotori 的观测，特别是根据硬 X 射线的时、空间和能谱的特征，Tanaka 和 Tsuneta 将太阳 X 射线耀斑分为 A、B 和 C 三类。A 型耀斑又称热耀斑，B 型和 C 型分别称脉冲耀斑和缓变耀斑。三类耀斑的主要特征见表 3。此外，还有一类混杂耀斑，它们初期呈脉冲耀斑特征，末期呈缓变耀斑特征^[13]。

(iii) Bai 和 Sturrock 分类 根据耀斑的多波段观测资料，Bai 和 Sturrock 把太阳耀斑分为五类^[14]：

a. 热硬 X 射线耀斑 除“脉冲成份一般迭加在缓变成份之上”和“它不与 II 型和 IV 型射电爆发共生，不出现第 2 相加速”外，均和表 3 中 A 型耀斑相同。

b. 非热硬 X 射线耀斑 多数强耀斑属于此类。它们脉冲式释放能量，环中电子加速

表 3

耀斑特征	A型耀斑	B型耀斑	C型耀斑
源的结构 和位置	源的结构: 致密简单 位于光球上方约 5000Km	源有 2 个或 3 个 位于色球	大尺度源 位于光球上方约 10^4 公里量级
能谱结构 和变化规 律	高温 (23×10^7 K) 高密度 ($> 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 的热等离子 体辐射谱, $e \leq 40 \text{keV}$, $(3-4) \times 10^7$ K 的热谱, $e > 40 \text{keV}$, $\gamma \geq 7$ 的幂律谱	双幂律谱 变化规律: 软 \rightarrow 硬 \rightarrow 软	较硬的幂律谱 变化规律: 软 \rightarrow 硬 \rightarrow 更硬
时间结构	缓慢的变化, 时标 $> 1\text{h}$, $e \leq 40 \text{keV}$ 缓慢变化 $e > 40 \text{keV}$ 脉冲变化	快速变化, 时标: 秒的量 级有尖峰脉冲存在	缓慢的变化, 时标: 分的量级 平滑
其他	微波辐射相当弱	下面是剪切磁场	微波富裕, 有 I 型和 IV 型射电 爆发共生

和等离子体加热也是脉冲式的。有时标为 0.1—30s 的脉冲变化和 $\gamma \sim 3.5$ 的中等能谱。耀斑能量主要在脉冲相释放。脉冲相沉降到色球的电子突然加热色球, 把它加热到日冕温度。在一些耀斑中还能见到 II 型和 IV 型射电爆发, 但不出现第 2 相位加速特征。

c. 脉冲 GR/P 耀斑 GR/P 是 γ 射线和质子的缩写。这类耀斑具有硬 X 射线耀斑的一切特征, 还有一些硬 X 射线耀斑所没有的特征: 在脉冲相电子被加速到相对论性电子时, 质子被加速到发射 γ 射线的能量; 硬 X 射线能谱较软; 大多数事件有 II 型和 IV 型射电爆发共生, 但很少出现行星际激波和逃逸到行星际空间的脉冲加速粒子。

d. 缓变 GR/P 耀斑 同表 3 中的 C 型耀斑。

e. 宁静暗条爆发 宁静暗条爆发并不一定同耀斑一一对应, 但它能与 H_{α} 增亮、GRF 微波爆发以及软 X 射线发射相伴生, 故将它列入耀斑且自成一类。

这三种分类表明, 太阳 X 射线耀斑可按“脉冲”和“缓变”分为两大类。表 2 中 I 类耀斑、表 3 中 B 型耀斑和分类(iii)中的 b、c 两类耀斑都是脉冲耀斑。而表 2 中 II 类耀斑, 表 3 中 C 型耀斑和分类(iii)中的 d 都是缓变耀斑。三种分类中的热耀斑也都有两种耀斑性质: 在 $e \leq 40 \text{keV}$ 呈缓变耀斑特征, 在 $e > 40 \text{keV}$ 呈脉冲耀斑特征。脉冲耀斑辐射区位置低, 面积小; 寿命短, 呈脉冲性; 能谱变化规律是软 \rightarrow 硬 \rightarrow 软; 它们不和行星际现象共生, 不出现第 2 相位加速特征, 主要表现为太阳大气层里的爆发行为。相反, 缓变耀斑辐射区位置高, 面积大; 寿命长, 呈缓变性; 能谱变化规律是软 \rightarrow 硬 \rightarrow 更硬。它们很少出现太阳大气层里的爆发行为, 而有许多行星际现象共生并出现第 2 相位加速。主要表现为行星际现象。

脉冲耀斑和缓变耀斑不仅出现在 X 射线耀斑中, 微波爆发和 γ 射线爆发中也有。表 4 列出 γ 射线爆发的种类与其特性的关系。表中 I_e 、 I_p 和 4He 分别代表耀斑后行星际空间的电子、质子和氦核的流量。

根据上面分析, 我们认为脉冲耀斑主要表现为太阳大气层里的爆发行为, 缓变耀斑主要表现为行星际空间行为。因此按照脉冲耀斑和缓变耀斑来分类可能更具有实际意义。

(3) 耀斑能量 观测表明, 磁场扭曲和太阳耀斑释放的能量有密切关系, 因而把磁流管足点的剪切运动视为耀斑能源。基于这个认识和线性无力场理论, 一些学者计算了不同时间

表 4

耀斑特征	脉冲耀斑	缓变耀斑
太阳宇宙线	弱	强
I_e/I_p	大	小
$4\text{He}/I_p$	大	小

无力场的能量增量 $\Delta M = M_t - M_p$, M_t 和 M_p 分别为无力场能量和势场能量^[15]。他们比较了 ΔM 和不同大小的耀斑释放的能量, 发现 ΔM 值同耀斑的大小有关系: ΔM 在 $10^{28} - 5 \times 10^{30}$ erg, 对应亚耀斑; 在 $10^{30} - 10^{31}$ erg, 对应中等耀斑; 大于 10^{32} erg, 对应大耀斑。

能量释放机制同磁重联或剪切磁场的位形改组有关。基本物理过程是撕裂模不稳定性造成的磁重联。两个强度相等、极性相反的磁场相互接近, 原则上就能形成一个 X 型位形不稳定性。但这样的 X 型位形只是理论概念, 实际上是作用面上形成的电流片。甚至有理论证明, 在一次作用中形成几个中性片。

中性片理论是由磁场的耗散方程 $\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B) + \frac{\eta C^2}{4\pi} \nabla^2 B$ 推出的。耀斑前日冕的等离子体电阻率 η 很小, 磁场扩散时间 $\tau_D = \frac{4\pi L^2}{\eta C^2}$ 和磁雷诺数 $R_m = \frac{4\pi V L}{\eta C^2}$, 因此均很大。

这要求磁力线冻结在等离子体中。但太阳耀斑持续时间一般只有几分钟, 根据 τ_D 的表达式, 磁场变化的特征长度 L 应当很小。满足这一要求的两个极性相反的磁场便构成一个中性片位形。但是, 重联区的磁场位形不是一个简单的中性片, 因此出现了各种各样的重联模型:

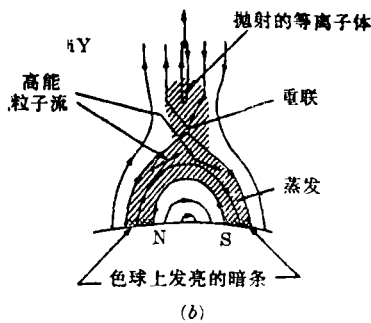
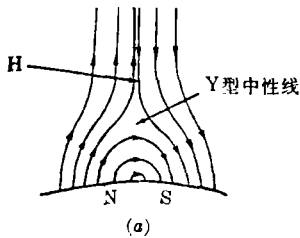


图 1

(i) 两个偶极磁流区湮灭, 在磁流区之间形成中性片^[16];

(ii) 两个正交的磁流管湮灭, 在它们界面上形成中性片^[17];

(iii) “盂形冕流”模型。在 Y 型中性点上方形成中性片^[18](图 1)。冕流状结构已在白光日冕仪中多次观测到, 因此这个模型是有生命力的;

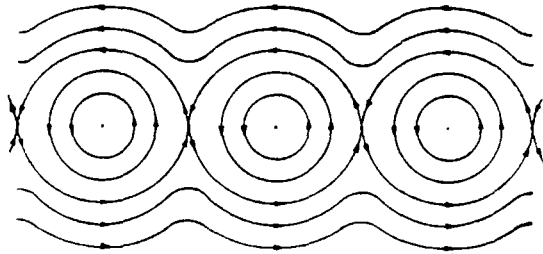


图 2

(iv) 在磁浮作用下, 从下面光球浮现的新磁流同现存的磁流管碰撞, 在公共面上形成中性片^[19]。与此模型有关的 4 极磁场位形已在许多事件中见到, 也常常观测到与浮现的磁流有关的耀斑, 因此这个模型适用于多种耀斑。

(v) 在环形磁弧中磁扭结不稳定性能产生磁力线相互覆盖而形成中性片^[20]。

撕裂模不稳定性虽是形成磁中性片的重要物理过程, 但它的增长率小, 磁场耗散慢, 不能保证耀斑有较强的能量释放。因而提出多重电流片图画。这个图画是共振面(发生磁重联的地方)上撕裂模发展的结果。当电流片共振面上沿磁力线方向发生一阵微扰时, 将在电流片里出现几点重联, 在重联之间形成磁岛(图 2)。在磁力线张力作用下, 磁岛坍塌成比较小的

磁岛。这种方法可使重联速度加快 $R_{\text{磁}}^{1/4}$ 倍。这种图画虽然有效地解释了日冕加热问题，但不能为耀斑提供较强的能量释放，因为每个电流片本身的增长率没有增加。于是转向撕裂模的非线性作用，把异常电阻率视为作用机制^[21,22]。此机制实质上是每个撕裂模都伴有向共振面的等离子体运动，多重运动引起了扰动运动，因而产生扰动电阻率。介质的电阻率增加促使撕裂模增长率增加。当增长率变得很大时便出现耀斑爆发。但是最初的电流片是怎么起源的呢？模型没有回答。针对这个问题，Vainshtein 提出一个新概念^[23]：异常电阻率不是在已经发展得很好的电流片里激发的，而是在扰动的电流系统中。

根据 X 射线和射电观测得知，能量释放一般位于耀斑环顶部半径 $r \leq 10^8 \text{cm}$ 、密度 $n_0 \sim 10^{11} - 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 、温度 $T_0 \sim 10^7 - 10^8 \text{K}$ 的热耀斑核心区^[24]，少数位于其他区域^[25]。能量释放的时标有，(i) 小于 1 秒，在硬 X 射线和微波爆发中见到，常出现在小耀斑中；(ii) 几秒，在硬 X 射线爆发中见到，出现在初级耀斑爆发中；(iii) 几分到几小时，出现在长寿命的软 X 射线、缓变硬 X 射线和双带耀斑的 H_α 演化中。在硬 X 射线中最长的时标约 20 分钟，在长寿命软 X 射线中最短的时标也在 1 小时以上。

(4) 能量传输 60 年代发现，耀斑位于磁中性线附近，耀斑区在中性线两边电流为 10^{12}A 的地方。SMM 资料指出，多数耀斑在 5keV 以上的 X 射线辐射来自耀斑环足附近直径 3 000—10⁴km 的小区域^[25]。这些足点常常成对出现，也有出现 3 个足点的，但在这种情况下，往往构成两个“足点对”。“足点对”的发现极大地支持耀斑的流管模型。根据这个模型，硬 X 射线源是跨越磁中性线上方的流管的足点。立体观测指出，硬 X 射线辐射来自光球上方 $h \leq 2 500 \text{km}$ 的层次，即色球层。边缘耀斑硬 X 射线像也给出类似结果。

从初始能量释放区到 X 射线辐射区能量传输形式如下：

(i) 由温度 $T \geq 10^8 \text{K}$ 热等离子体传输 释放的能量脉冲式地加热环中等离子体，使其温度达到 10^8K 以上，并产生离子声波。被加热的等离子体暂时被约束在离子声波的波阵面后面，并同波阵面一道以离子声速 ($10^8 - 10^9 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$) 向下面的环足运动。在运动过程中产生热韧致 X 射线。

(ii) 由 20—100keV 电子传输 20—100keV 电子是第一相位加速的。这些中低能电子注入磁环后由下面模型描述：(a) 简单的厚靶模型，在日冕里加速的电子向下面的色球传播；(b) 部分沉降模型，注入日冕磁阱里的加速电子在磁阱里逗留一些时间 ($\sim 1 \text{s}$) 后再往色球沉降和逃离外冕；(c) 俘获模型，在 X 射线耀斑期间，加速电子一直约束在日冕的磁阱里。

电子注入模式有两种：连续注入和脉冲注入。在连续注入模式中，电子衰减时间比 X 射线爆发时间长，衰减发生在色球的稠密 ($n_i \geq 10^{11} \text{cm}^{-3}$) 等离子体区。X 射线主要由厚靶模型产生。X 射线的时间轮廓由加速机制决定。在脉冲注入模式中，电子衰减时间比 X 射线爆发时间短，电子在低密度 ($n_i \leq 10^9 \text{cm}^{-3}$) 等离子体中衰减和俘获。X 射线由薄靶模型产生。X 射线时间轮廓完全由非热电子同周围等离子体碰撞决定，与加速机制无关。

以上两种能量传输形式是应用最广、解释现象最成功的两种形式。前者是热模型，后者是非热模型(图 3)。

(iii) 由 $E_p \leq 1 \text{MeV}$ 质子传输 这是针对(ii)的缺欠提出的^[26,27]，目前研究得相当活跃。

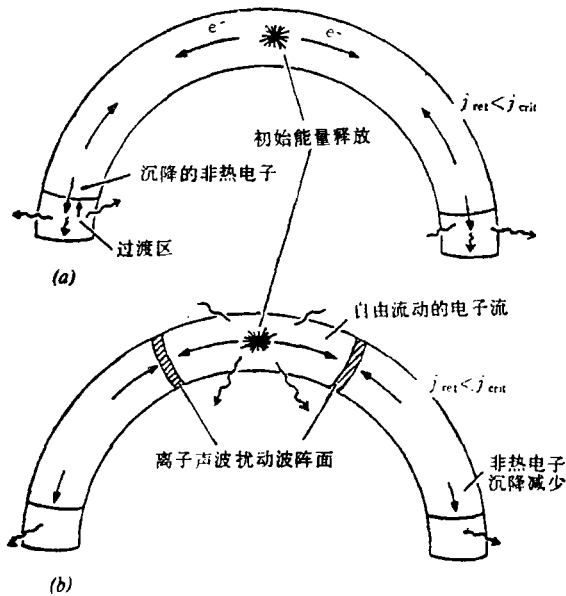


图 3 热模型和非热模型比较
(a)非热模型 (b)热模型

主要论点有: Simnet 提出, 脉冲相大量能量最初传给了 $0.1\text{--}1\text{MeV}$ 质子^[28]; Martens 提出, 在双带耀斑中直流电场加速的结果产生了中性质子束^[29]; Henoux 等指出, 在太阳耀斑中观测到 H_{α} 线偏振证明太阳大气层受到了几十 keV 的质子轰击; 在几百个太阳耀斑中观测到 γ 射线谱线, 表明这些耀斑中的确存在质子。

(iv) 相对论性电子和 $E_p > 1\text{MeV}$ 质子传输机制。从理论上讲, 两种机制都是可行的。相对论性电子传输能量所需的电子总数还比别的机制少, 快速质子对稳定电子的韧致也能产生硬 X 射线耀斑^[30]。但是, 它们在解释观测资料方面却显得无能为力。相对论性电子产生硬 X 射线的过程是同步加速辐射和逆康普顿辐射。前者要求电子能量 $E > 1\text{GeV}$, 后者 $E > 1\text{MeV}$ 。

这种高能电子所产生的 X 射线流量与微波强度和在行星际空间观测到的电子强度都是不符的。产生观测到的 X 射线所需的 $E_p > 1\text{MeV}$ 的质子数比核作用产生观测到的 γ 射线流量所需的质子数高 8 个数量级, 因此这两个传输机制的可行性还需进一步研究。

4. 耀斑过程

根据上面分析, 一个完整的 X 射线耀斑应有以下过程:

(1) 在耀斑脉冲相前几分钟, 在软 X 射线和 UV 波段出现耀斑先兆。有些时候在大耀斑脉冲相前出现宁静暗条爆发和 CME。但在射电辐射上很少见到耀斑先兆。这表明耀斑先兆不是由非热电子产生的。

(2) 由磁重联或与磁场位形改组有关的过程在耀斑环的顶部或环中其他地方造成初始能量释放。

(3) 释放的能量通过热传导和高能粒子(电子和质子)在沿磁力线向下面的环足传输的过程中, 给流管中粒子加速和给等离子体加热。

(4) 热传导前锋和高能粒子到达环足后, 一方面加热那里的物质, 使局部温度突然升高, 压力突然增加, 造成色球蒸发和压缩下面物质。另一方面, 抵达环足的高能粒子同那里稠密的色球等离子体韧致作用产生硬 X 射线爆发。色球蒸发已为蓝移和谱线加宽观测到, 向下面的压缩也为 H_{α} 红移和斯塔克效应所证明。

(5) 在上升物质中既含有大量动能, 也含有大量热能。通过热过程产生热 X 射线辐射, 非热过程产生非热 X 射线辐射。两种辐射同时存在。但随着时间推移, 非热过程逐渐为热过程取代, 从而 X 射线辐射的性质逐渐在改变^[13]。

三、几点意见

1. 在耀斑研究中, 人们习惯地着重脉冲相, 认为它是太阳耀斑的主要相位, “解释了脉冲相就是解释了整个耀斑”^[25]。然而这种看法虽然有些道理, 却不免有些片面。如前所述, 多数耀斑不是在脉冲相一个相位释放能量, 而是三个。尤其值得注意的, 近年来发现 CME 开始于耀斑脉冲相前几分钟, 比耀斑中释放的能量通过日冕时所产生的激波早, 而且 CME 具有 $\sim 10^{30}$ erg 能量, 几乎与耀斑能量相当。在耀斑前有这么大能量释放, 岂能不予重视! CME 与长寿命软 X 射线关系密切, 与 II 型和 IV 型射电爆发及与 SC 也有一定的关系, 因此, 从日地整体行为来考虑, 研究耀斑脉冲相前的加热过程可能更有意义。

2. 高次电离金属离子谱线的蓝移、谱线加宽给出一个重要结果: 耀斑开始前就存在色球蒸发、高温等离子体以及双温和非热特征。这说明耀斑脉冲相前就有大量能量以热和非热两种形式馈进 X 射线辐射区。换句话说, X 射线耀斑区是耀斑前加热的结果。这是一种非常重要的现象!

3. 非热电子韧致作用产生硬 X 射线的机制已为多数人所接受, 但如前面所说, 它不是完美无缺的。第一, 如果硬 X 射线由非热电子产生, 这些电子经库仑碰撞将贮存大量能量。计算表明, 10—100 keV 电子非热韧致的输出只有其热能的 10^{-4} — 10^{-5} , 因此 > 25 keV 的电子能量就接近整个耀斑的能量。而观测表明, 25 keV 不是电子能谱的下限, 在 25 keV 以下还有大量电子。因此从电子能谱和能量来看, 非热电子韧致作用是有问题的。第二, 这个机制预计的结果与一些观测不相符: (i) 蓝移和谱线加宽表明, 在出现硬 X 射线爆发之前就有大量色球物质被烧蚀和蒸发。如果烧蚀和蒸发是非热电子将能量传输到色球的结果, 则在硬 X 射线爆发之前出现蓝移和谱线加宽是不可思议的; (ii) 大约 15% 的大耀斑没有米波和分米波射电辐射。这是非热电子机制无法解释的; (iii) 由硬 X 射线爆发和射电资料推算的电子数相差很大; (iv) 用非热电子传输能量无法解释硬 X 射线、OV 和 UV 连续辐射的时间关系。因此今后一方面要进一步研究非热电子韧致作用, 另一方面要探索新的能解释更多现象的过程。

参 考 文 献

- [1] Hudson, H.S., *Solar Phys.* 113 (1987), 1.
- [2] Ogawara, Y. et al., *Solar Phys.*, 136 (1991), 1.
- [3] Lin R.P. et al., *Ap.J.*, 251 (1981), L109.
- [4] Kane, S.R. et al., in *Solar Geophysical Activity Reports for STIP Intervals XV and XVI*, ed. by G. Coffey et al., World Data Center A Reports VAG 96 (1987), 101.
- [5] De Jager, C., *Solar Phys.* 96 (1985), 143.
- [6] Verma, V.K. et al., *Solar Phys.* 99 (1985), 285.
- [7] Rieger, E. et al., *Nature*, 312 (1985), 623.
- [8] Kiplinger, A.L. et al., *Bull. Am. Astron. Soc.*, 16 (1985), 891.
- [9] Wolff, C.L., *Ap.J.*, 264 (1983), 667.
- [10] Pallavicini, R. et al., *Ap. J.*, 216 (1977), 108.
- [11] Tanaka, K., in *IAU Colloq.*, No. 71, p.307, (1983).
- [12] Tsuneta, S., in *Proc. of Japan-France Seminar on Active Phenomena in Outer Atmosphere of the Sun and*

- Stars, ed. by J.C. Pecker et al., p.246, (1983).
- [13] Xu Yong-Xuan(徐永焯), *Publications of Purple Mountain Observatory*, 10 (1991), 263.
- [14] Bai, T. and Sturrock, P.A., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 27.(1989), 421.
- [15] De Jager, C. in *Energetic Phenomena on the Sun*, ed. by M.R. Kundu et al., p.473, (1989).
- [16] Sweet, P.A., in *IAU Symp. No.6*, (1958), 123.
- [17] Gold, T. and Hoyle, F., *M.N.R.A.S.*, 120 (1960), 89.
- [18] Sturrock, P.A., in *IAU Symp. No.35*, p.471, (1968).
- [19] Heyvaerts, J. et al., *Ap. J.*, 216 (1977), 123.
- [20] Spicer, D.S., *Solar Phys.*, 53 (1977), 305.
- [21] Diamond, P. et al., *Phys. Fluids*, 27 (1984), 1449.
- [22] Stauss, H.R., *Ap. J.*, 326 (1988), 412.
- [23] Vainshtein, S.I., *Solar Phys.*, 124 (1989), 129.
- [24] Zaitsev, V.V. and Stepanov, A.V., *Solar Phys.*, 99 (1985), 313.
- [25] De Jager, C., *Space Sci. Rev.*, 44 (1986), 43.
- [26] Simnnet, G.M. et al., *Solar Phys.*, 99 (1985), 291.
- [27] Dennis, B. et al., *Solar Phys.* 121 (1989), 75.
- [28] Simnnet, G.M., *Solar Phys.*, 106 (1986), 165.
- [29] Martens, P.C.H., *Ap. J.*, 330 (1988), L131.
- [30] Heristchi, D., *Ap. J.*, 311 (1986), 474.
- [31] Kane, S.R., *AP. J.*, 157 (1969), L139.
- [32] Sturrock, P.A. et al., *Solar Phys.*, 94 (1984), 341.
- [33] Gaizauskas, V., *Solar Phys.*, 121 (1989), 135.

(责任编辑 林一梅)

Observation and Research on Solar X-ray Flare

Xu Yong xuan

(Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences)

Abstract

Although solar flares were discovered by their H_{α} radiation, it has become clear after years of investigation that a flare has important high-energy emission. This paper will introduce the recent progress about the study of solar X-ray burst, one of the high-energy solar flares. The main contents are the following, (a) the longitudinal distribution of the hard X-ray bursts on the sun, (b) the periods of occurrence of high-energy flares observed in several energy ranges, (c) the classification of solar X-ray flares, (d) the energy release and its transport from the energy release site in the corona to the region of X-ray emission in the lower corona and chromosphere, (e) the general process of X-ray flares. Finally, we present several viewpoints for further investigation of solar X-ray flare.