

# 耀斑的热和非热现象研究的新进展

张 衡

(中国科学院云南天文台 昆明 650011)

## 摘 要

对于耀斑热和非热本质的观测证认, 涉及对耀斑的粒子加速、能量传输、耀斑区能态学等一系列有关耀斑理论的重大问题的认识。Yohkoh 卫星的发射和取得的观测研究成果, 使得对这些问题认识大大提高了一步。Yohkoh 卫星的观测得到了有关耀斑脉冲相的热和非热现象的重要研究成果: (1) 证实了耀斑脉冲相双(足)源结构是较高能段( $\geq 30\text{keV}$ )硬 X 射线(HXR)发射的一般特征, 且脉冲相双足源的非热特征也基本得到证实。(2) 发现了耀斑“环顶脉冲源”。该源的发现揭示了初始能量释放(可能是磁重连)发生在软 X 射线耀斑环之上。这里可能正是从 HXR 源之上的重连点处朝下喷出的等离子体流与下面的封闭磁环碰撞的位置; 这首次显示了高能电子获取能量的位置。但关于脉冲环顶源是热的或是非热的性质仍未从观测中得到肯定的结论。对耀斑的诊断, 高能粒子的传播, 以及对非热电子谱的低能截止等问题进行了讨论。

关键词 太阳: X 射线 - 太阳耀斑 - 辐射机制: 热的 - 辐射机制: 非热的

分类号: 182.52

## 1 前 言

60 年代以来, 随着空间技术的发展(如 OSO, Skylab, GOES, SMM, Hinotori 等相继投入工作), 使人们有可能探测到耀斑的 X 线辐射。分析来自耀斑的 X 线辐射, 可以将高能耀斑区分为热耀斑及非热耀斑。热耀斑最初是指与  $\text{H}\alpha$  耀斑相对应的、能量  $E \leq 10\text{keV}$  的软 X 射线(SXR)流量增强事件, 其延续时间为几 min 至几 h, 温度比  $\text{H}\alpha$  耀斑高出 2~3 个数量级, 也称为耀斑的热分量<sup>[1]</sup>。而非热耀斑是指在较高能量( $\geq 50\text{keV}$ )的硬 X 射线(HXR)流量的脉冲式增强事件, 类似于在脉冲微波爆及 EUV 爆中出现的与高能粒子加速有关非热现象, 可能是由具有非 Maxwell 速度分布的加速电子的定向流动引起的, 又称为耀斑的非热分量<sup>[2]</sup>。表 1 根据有关专著和文献<sup>[1,3~16]</sup>列出了较早期的耀斑热和非热分量的观测特征。

表 1 所列的热和非热耀斑分量的观测特征, 部分可能存在认识阶段上的局限性。这是由于上述特征是基于无空间分辨能力的 X 射线流量的时间轮廓得出来的。一般说来, 从观测证认硬 X 射线耀斑的热和非热特征取决于观测手段的空间、时间和能量的分辨能力。这是因为

表 1 关于热和非热耀斑分量的最初观测结果

	耀斑的非热分量	耀斑的热分量
时 间 轮 廓	与脉冲微波爆类似, 强的 HXR 爆 与短时标 WLF 轮廓相符	与缓变微波爆类似, 与 H $\alpha$ 耀斑 最亮点的强度轮廓相似
延 时	几 s 至几 min	几 min 至几 h 甚至几 d
爆发源尺度	0''.5 ~ 14''	1' 至与 H $\alpha$ 耀斑相当
出 现 时 相	闪光相, 峰值在 H $\alpha$ 耀斑 极大前 0.5 ~ 3min	在整个 H $\alpha$ 耀斑时段, 闪光相及缓变相
X 线能段	HXR (> 50 keV)	SXR (< 10 keV)
源函数	幂函数	Planck 函数
谱分布	幂律谱, $I(\varepsilon) = a\varepsilon^{-\gamma}$	电磁谱, $I(\varepsilon) \propto T^{-1/2}\exp(-\varepsilon/k_B T)$
空 间 结 构	亮 HXR (16~30 keV) 斑与 耀斑环的足点重合	SXR (3.5~5.5 keV) 发射源在 HXR 亮斑之间, 成环或环系
联 系	非热的 HXR 爆一定包含热分量	热的 SXR 爆不一定包含非热分量
产 生 机 制	由加速电子 (能量达几十 keV) 的定向流动产生的厚靶发射	由具有驰豫分布速度的高能尾电子 (温 度 $\gg 10\text{keV}$ ) 的热韧致辐射产生

注: Boltzmann 常数  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$

表 2 具有空间分辨能力的 X 射线望远镜的有关参数

望远镜名称	HXIS <sup>1</sup>	SXT <sup>2</sup>	SXT <sup>3</sup>	HXT <sup>4</sup>
搭载飞行器	SMM(太阳极大年卫星)	Hinotori(火鸟)	Yohkoh(阳光)	Yohkoh(阳光)
接收的 能量段 或波长 <sup>5</sup>	3.5~30keV  分为以下能段: 3.5~5.5、5.5~8.0、 8.0~11.5、11.5~16.0、 16.0~22.0、22.0~30keV	17~40keV  (1982年8月 1日以前是 10~27keV)	滤波器及波长: Open (2 keV) Al1 (1265Å) AlMgMn(混合式) Be (119 $\mu\text{m}$ ) Al12 (11.5 $\mu\text{m}$ ) Mg3 (2.5 $\mu\text{m}$ )	13.9~92.8keV  分为4能段: L: 13.9~22.7keV M1: 22.7~32.7keV M2: 32.7~52.7keV H: 52.7~92.8keV
时间分辨能力	0.5~7s	6s	0.5s	0.5s
空间分辨能力	$\geq 8''$	30''	2''.5	5''

注: 1. 硬 X 射线图像光谱仪; 2. 太阳 X 射线望远镜; 3. 软 X 射线望远镜; 4. 硬 X 射线望远镜;

5. 在高能情况下, 光子具有“波”和“粒子”二相性, 能量和波长的关系为:

$$E=12.4/\lambda \text{ (单位: } E\text{—keV, } \lambda\text{—}\text{\AA})$$

空间位置不同 (如耀斑环顶或足点) 的硬 X 射线源显示不同特性, 且同一位置出现的硬 X 射线源在快速变化的脉冲相的不同时刻的特征也不同。此外, 能量范围从 10~100keV 的硬 X 射

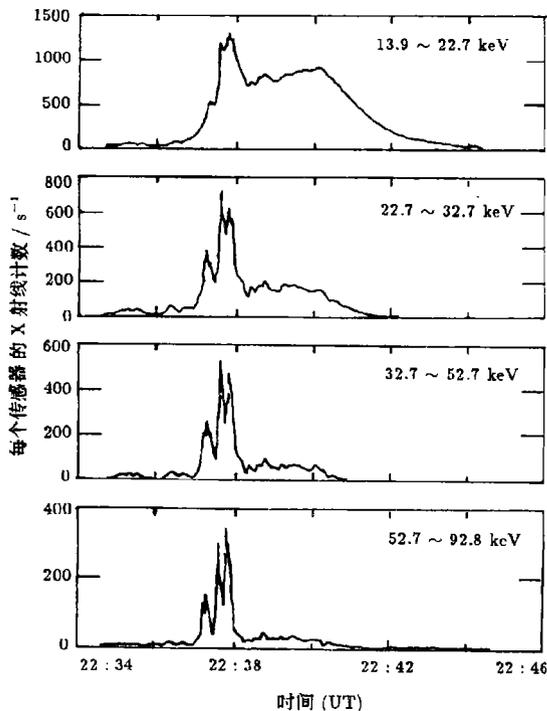


图 1(a) HXT 观测到的 1991 年 11 月 15 日耀斑在 4 个能段上的硬 X 射线时间轮廓 [20] 在 M1、M2 和 H 段均出现 3 个尖峰和其间的 2 个低谷。峰出现时刻分别记为 P1, P2 和 P3, 谷出现时刻记为 V1 和 V2。

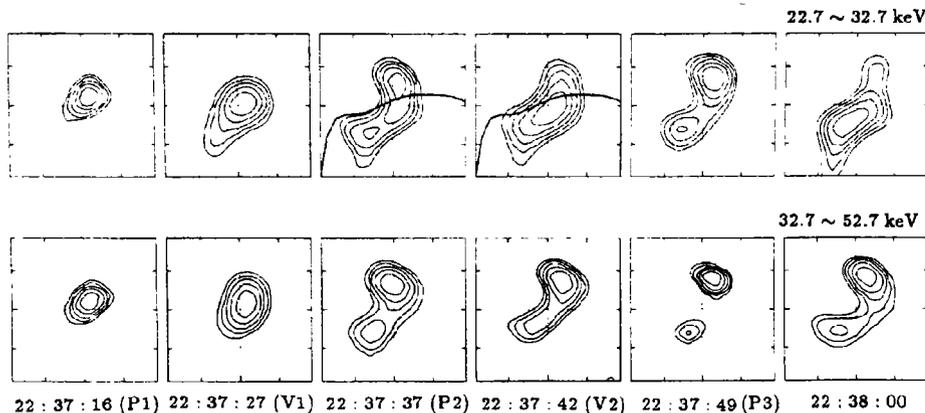


图 1(b) 上述耀斑在尖峰和谷出现时刻在 M1 (上) 和 M2(下) 能段的硬 X 射线图像 粗线代表磁中性线, 在 P2 和 P3 时刻是双足源发射, 而在 V1 和 V2 时刻是中性线附近的环顶 (单源) 发射

线, 其辐射机制在 高能段和低能段也是不同的。表 2 列出了几台 X 射线望远镜的有关参数。

由表 2 可见, 前两台仪器的时间和空间分辨能力都较低, HXIS 接收的能量小于 30keV, 而 SXT(Hinotori) 基本无能量分辨能力。1991 年 8 月 30 日发射成功的 Yohkoh 卫星 [17] 所搭载的 SXT[18] 及 HXT[19] 具有 0.5 s 的时间分辨能力, 足以跟踪迅速变化的脉冲现象。且 2".5 及 5" 的空间分辨能力基本能确定软、硬 X 射线源的位置。HXT 的最高能量达 92.8keV, 可识别非热特征, HXT 可以在 4 个能段上同时成像, 因而具有一定的能量分辨能力。例如, Yohkoh/HXT 的观测表明, 带多个尖峰的 HXR 的时间轮廓的“峰”与“谷”发射可能分别来自不同的源, 且分别具有非热或热辐射的不同性质 [20] (图 1)。

一般说来, 能量在 10 keV 以下的软 X 射线源是热源, 而能量在 50 keV 以上的硬 X 射线源是非热源。然而, 大量的来自太阳耀斑的辐射是在 10 ~ 50 keV

之间, 对这一范围内的硬 X 射线源的非热和热本质的确认存在困难, 一方面有理论和观测多方面的原因, 同时也与耀斑的能量释放和传输的复杂性有关。

理论上, 尚未解决的问题是对于太阳耀斑中热韧致辐射的“高能限制”和对非热韧致辐射的“低能截止”的约束条件, 这一问题的不确定性涉及耀斑现象解释的不确定性。其原因主要是:

(1) 在热韧致辐射中, 强度  $I$  与光子能量  $\varepsilon$ 、电子温度  $T$  的关系是

$$I(\varepsilon) = D \frac{Q}{\varepsilon T^{1/2}} e^{-\frac{\varepsilon}{k_B T}},$$

式中  $Q$  是微分发射量,  $D$  是与核电荷数有关的常量。若将 HXR( $\varepsilon \geq 10\text{keV}$ ) 爆解释为极不均匀温度分布的热等离子体发射, 则等离子体的温度将超过  $10^8\text{K}$  (“超热”等离子体)。在这种温度下, 对耀斑区物理条件的解释将会遇到困难。例如等离子体的平均自由程(与温度平方成正比)将会大大超过发射源的尺度。换句话说, 等离子体将在发射源这一“容器”内反弹若干次甚至百余次而不与其它粒子发生碰撞。这或者必须对这种超热等离子体提出有效的约束机制; 或者必须对热辐射产生的光子作出能量  $\varepsilon$  的最高限制。目前这两方面的问题均未解决。虽然 Tsuneta 等人<sup>[21]</sup>提出一种二束慢激波形成的磁镜能够约束超热等离子体(有效温度  $(1 \sim 1.5) \times 10^8\text{K}$ ) 的机制, 但还有待于进行理论上的完善。

(2) 非热韧致辐射的能量与能量的负指数成正比,  $F \propto \varepsilon^{2-\delta}$ , 即幂律谱。对厚靶情况,  $\delta = \gamma + 1$ ,  $\gamma$  为幂律谱指数, ( $3 < \gamma < 8$ )。对较低能量的入射电子(如  $\varepsilon = 20\text{keV}$ ) 就会产生很大的能量(若取  $\delta = 6$ ,  $F$  可达  $10^{31}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ), 这样就对耀斑的能量释放过程加上很强的限制。因而非热电子谱中必须提出辐射光子的低能截止。目前还没有严格的约束条件。

在观测方面, 目前的硬 X 射线探测器没有足够高的谱分辨能力, 同时由于电子束在通过大气时本身的加热所造成高发射量的热源也会“污染” HXR 信号, 造成能量分辨的困难。

此外, 由于耀斑的能量释放和传输过程的复杂性, 热和非热特征可能同时存在于一个耀斑环中的不同位置或不同时段上, 这就给用理论指导观测结果的证认带来困难。例如, 理论研究给出了非热的和热的耀斑脉冲相模型。在前一模型中, 环顶的高能电子不受约束, 因而无环顶源(见后文表 3), 但在耀斑的渐变相会有“超热”( $T \approx 30\text{MK}$ ) 等离子体出现在环顶之上, 成为环顶源, 即热分量“寓于”非热模型中; 在后一模型中, 源区的所有电子在瞬间被加热至几十 keV, 超热电子流穿透热源的正离子声扰动边界, 撞击在环的足点产生非热韧致辐射, 即非热分量也“寓于”热模型中。此外, 最新的观测表明, 耀斑脉冲相出现不同的爆发源: 双足源和环顶源, 这些源表现出不同的性质<sup>[20,22]</sup>。同时, 由 HXR 爆的形态、光度和频谱特征的研究也表明, 耀斑脉冲相中存在附加的热分量, 而在缓变相中也存在低水平的非热发射<sup>[23]</sup>。这些都显示了耀斑能量释放和传输过程的复杂性。对这些现象的深入研究, 将会使人们逐渐对耀斑的真实面貌有所了解。

## 2 硬 X 射线爆的热和非热模型

关于硬 X 射线爆的非热和热的模型, 许多作者都有很全面的论述<sup>[24-30]</sup>。本文在这里只简述最精辟的部分。

太阳耀斑在  $10^3\text{s}$  内释放出高达  $10^{32}\text{erg}$  的能量, 这是在耀斑环或环系顶上某处, 由于偏离势场的磁场能量变化而转换来的。这些能量是以超热带电粒子、热传导、流体力学流动和辐射转移的方式从环顶传输至耀斑大气的其它区域的。由于耀斑中出现 HXR( $> 10\text{keV}$ ) 的

射，表明耀斑区存在加速电子。HXR产生的机制只能是加速电子的韧致辐射(因为同步加速辐射需要很高的相对论电子数)。韧致辐射(Bremsstrahlung)是电子与离子碰撞(散射)在库仑力作用下被加速成为自由电子(激发电子)而放出的辐射。这种辐射最早是在高能电子于厚金属靶处受阻而停住时被观测到的。Bremsstrahlung一词来自德文，意为“制动辐射”。硬X射线是由能量为10keV至100keV以上的电子的韧致辐射产生的。为了用观测到的韧致辐射的(光子)流量来诊断耀斑区的激发电子的群体特征，必须对产生韧致辐射的电子和其环境间的相互作用类型作一定的假设。一般说来，有两种相互作用类型，分别是热韧致辐射和非热韧致辐射。

**热韧致辐射**——X射线源区的电子在瞬间整体被加热至温度超过 $10^8$  K，形成高能电子的弛豫分布(如Maxwell分布)的热尾部分，并且在与周围冷的电子碰撞中不失去能量(一般情况下可视为绝热的)。X射线主要由于在内部的整体热电子与离子碰撞而产生。

**非热韧致辐射**——X射线源区相对少量的电子被加速至其能量大大高于背景等离子体的平均热能，成为具有不同能谱的超热电子束，X射线主要由于这种超热电子束定向入射在相对冷的背景靶上产生。在这种类型中，根据电子束与背景靶的相互作用又分为薄靶模型和厚靶模型。

**薄靶模型**：超热电子束直接从太阳大气的相互作用区逃逸而产生硬X射线，即在逃逸前电子束保留其绝大部分能量，入射电子的能谱不发生显著的改变。

**厚靶模型**：超热电子束在太阳大气中减速并完全停止从而对韧致辐射源进行加热。电子束中几乎所有电子的能量通过在X射线发射区的Coulomb碰撞都将完全失去。这就必须考虑入射电子的能谱在整个靶上的变化。

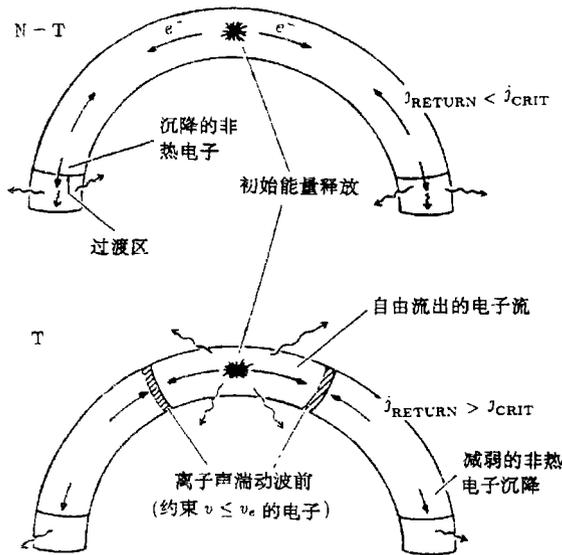


图2 硬X射线爆和色球加热的非热(N-T)和热(T)模型的区别的图示<sup>[31]</sup>。

薄靶模型一般可用于研究电子向外喷发通过日冕层的情形，也可用于约束在磁俘获中的稀薄电子群体。而在其它情况中，均采用厚靶模型。

在热韧致辐射中，极热的等离子体应很快地冷却。但由于自由电子束在进入耀斑环极低处的较冷等离子体时，会产生很大的电流，而由于正负电荷分离和由电磁感应效应建立的电场必然会促使周围的电子生成反向电流，从而产生等离子体的离子声波扰动。这就增加了碰撞频率，大大减小了冷却的速率。基于这些考虑提出的耀斑脉冲相的能量传输模型叫做耗散的热模型。

下面简介用热和非热韧致辐射解释耀斑的硬X射线爆的脉冲相模型。

**硬X射线爆的非热厚靶模型**——(由于重连)初始的能量释放主要是加

速电子达到几十 keV 的能量，形成超热电子流。超热电子流向下流入磁流管，并撞击到密度大的色球上，在色球产生大部分的韧致辐射，形成在磁流管足点的韧致辐射双足源(图 2 “N-T”)。在“N-T”厚靶模型中，初始能量释放主要是加速非热粒子，加速粒子沿磁流管向下撞击耀斑环底部密度高的粒子，产生非热韧致辐射的足点源

硬 X 射线爆的耗散的热模型——初始的能量释放主要是加热电子达  $10^8$  keV 以上的高温。热电子向外形成自由电子束，驱动不稳定的反向电流  $j_{re}$ ，以保持电中性和沿反向的电流平衡，这样就建立了扰动的离子声波区(即湍流传导“波前”)。波前以临界速度  $V_{cr}$  沿环缓慢地向下运动 ( $V_{cr} = c_s \alpha(T_e/T_i)$ )，其中  $c_s = \left(\frac{\kappa T_e}{m_i}\right)^{1/2}$  是离子声速， $\alpha$  是电子、离子温度之比的函数)，同时波前将几乎大多数热电子束缚在环顶，成为在初始能量释放位置附近(环顶)的热硬 X 射线发射源。但是能量很高的电子 ( $V > 3V_e$ ,  $V_e$  是电子的平均热速度) 逃逸穿透离子声波的扰动波前，撞击在环的足点，在那里产生(非热)韧致辐射。因而在这种模型中，硬 X 射线的韧致辐射有两个分量，一个在日冕的环顶源，另一个分量是在色球的双足源(图

表 3 非热厚靶模型和耗散的热模型的比较和诊断

		非热厚靶模型	耗散的热模型
初始能量	释放位置	相对少量的电子在环顶部被加速至几十 keV，大大高于背景等离子体的平均动量	环顶部几乎所有电子在瞬间被加热至 $> 10^8$ K，形成高能电子的弛豫分布
辐射源的	电子特征	具有不同能谱的超热高能电子定向入射到耀斑区上空，入射能流 $F(E_0) = AE^{-\delta}$ (电子 $\cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ )	温度足够高的热气体 ( $\epsilon > 10$ keV, 或 $T > 10\text{K}$ ) 具有密度均匀的速度分布 $f(v)$ 和能量分布 $f_E(E)$
参考能量		可能 $> 20$ keV(低能截止)	?(高能限制尚不清楚)
空 间 结 构	环顶源	可忽略	最初明亮的环顶中心区，热特征
	足点源	初始的在 HXR 中的“双足”结构，非热特征	高能电子 ( $\nu_{re} > V_{cr}$ ) 的逃逸造成足点发射，非热特征
	环腿源	填满的 SXR 环结构，这是由于色球物质被蒸发向上进入环的流体力学膨胀	在 HXR 环顶附近由于中心区热等离子体从环顶沿环向下的热耗散形成的扩散
方向性		各向异性的，韧致辐射在垂直于磁力线方向观测比沿着磁力线观测要强得多(边缘的 HXR 事件比日面中心的系统偏亮)	各向同性，但存在由于源的温度梯度而造成的朝低温方向的电子漂移，形成非对称的电子位相-空间速度分布
偏振		定向的非热源，使积分偏振不为零	各向同性的热源，无优先的电子入射或出射特征平面，积分偏振为零
时间		能量为 $E$ 的电子的时间结构给出碰撞中止时间 $\tau_c = \nu_c^{-1} = \frac{2 \times 10^8 E^{3/2}}{\pi n}$	时间结构给出热传导的冷却时间 $\tau_{cond} = \frac{L}{C_s} = \frac{L}{10^4 T^{1/2}}$
结构		可推断发射源的密度 $n(\text{cm}^{-3})$ 。 $E$ 的单位为 keV。	可推断发射源的尺度 $L(\text{km})$ 。 $C_s$ 为离子声速， $T$ 为电子温度。

2 “T”)。在“T”模型中,初始能量释放主要是加热粒子。速度低的自由电子流被限制在湍流传导波前内。形成环顶的热X射线辐射源,而速度大的自由电子流撞击色球形成非热的足点源。

表3列出了非热厚靶模型和耗散的热模型比较和诊断。该表所列的栏目中,分别涉及对HXR源本身特性的诊断和对耀斑模型的诊断。对HXR源特性识别的主要依据涉及观测到的源所出现的能段、谱特征、偏振、方向性等。此外,由相关的物理图像作出判断也是重要的,如定向流动是非热的,而渐变现象则可看做是热的。非热和热的耀斑模型的诊断除对源本身性质的判断外,还根据HXR源的空间结构,如有无环顶源、“环腿源”的产生机制是向上的“蒸发”还是向下的“扩散”等。同样,由相关的物理条件的判断也是必要的,如耀斑的前兆相蓝移(见3.1.3)。

另外,软X射线发射是热辐射,其辐射强度与温度有关。温度及发射量可由两个分析滤波器(见表2第4栏)间的强度之比求出<sup>[32]</sup>。而硬X射线发射机制则由于理论解释存在不确定性,可将其解释为非热的,又可解释为热的。对于前者,可由相邻能段(见表2第5栏)的强度之比和幂律谱假设求谱指数;对于后者(即“超热”等离子体),则由强度之比和光学薄的绝热韧致辐射谱假设求温度<sup>[33]</sup>。因而,对HXR发射的讨论中既涉及谱指数,也涉及温度。

### 3 Yohkoh 卫星观测得到的有关脉冲相的重要结果

Yohkoh卫星所携带的HXT,可以在四个能段上(见表2)同时成像,结合SXT的观测,可在一定程度上分离耀斑的非热和热分量。此外,Yohkoh卫星还携带两种类型的光谱分析仪器:宽带光谱仪(WBS)及Bragg晶体光谱仪(BCS)。WBS是无色散光谱仪,其观测能量范围从1keV的软X射线至<100MeV的 $\gamma$ 射线能段。BCS由4个弯晶Bragg光谱仪组成,其窄透过带覆盖了主要的发射线: SXV、CaXIX、FeXXV和FeXXVI。HXT、SXT、BCS、WBS这4台仪器的联合观测取得了前所未有的观测结果,使人们对于耀斑粒子加速过程和能量释放机制、磁场重连位置和重连区能态学、以及色球物质沿磁力管的蒸发等涉及耀斑理论的关键问题的认识大大推进了一步。

#### 3.1 脉冲相双足源——非热特征

##### 3.1.1 脉冲相双足源是较高能段(>30 keV)HXR发射的一般特征

无论是非热或热的耀斑脉冲相模型,最亮的HXR发射区总是在过渡区的底部,形成耀斑环的亮足点。这或是由于速度达几十keV的高能电子沿磁流管向下注入密度较高的环的双足产生韧致辐射(非热模型中),或是由于能量很高的电子穿透离子声波的扰动带而撞击在足点产生韧致辐射(热模型中)。HXT的观测结果证实了双(足)源的结构是耀斑脉冲相的基本特征之一<sup>[34,35]</sup>。HXT观测到的耀斑基本特征是:(1)在低能的L段,耀斑通常显示作为一个或更多的细长形的结构。这些结构是沿着磁力线环的走向,描绘出了日冕耀斑环形态。事实上,L段的硬X图像通常类似于在SXT中观测的对应的软X射线图像。(2)在较高能段(M1、M2和H段)的图像中,HXR发射源变得更小并成斑点状。典型的是两个分离的源处于在L段中看到的细而长的结构的两端。这表明高速电子沿磁环传播并注入在低层大气的环的双足处。

分析1991年11月15日的白光耀斑(WLF)(GEOS X1.5/3B/2234UT, S13W19, AR6919)

[20,36](图 1) 表明, 在能量  $> 30$  keV 图像中的双源位于磁中性线的双侧, 说明双源不是两个孤立的、相互无关仅仅偶然同时出现的源, 而是相互成磁共轭的结构, 是一个单环或环系的足点发射。此外, 这一耀斑的白光增亮点与 HXR 的双源重合, 也有力地支持了双足源是因高能电子流沿磁力管注入而在足点形成的观点。

Sakao 等人 [37] 研究了在 1991 年 10 月至 1992 年 12 月期间 HXT 观测到的耀斑。为避免耀斑热发射的“污染”, 仅选择了 M2 能量段上的图像资料。其统计的结果显示, 在 HXR 流量的时间轮廓的峰值处图像上出现双源结构。表明在较高能段的 HXR 发射来自双足源。双源分别位于磁中性线两侧, 占 28 个耀斑中的 40%; 其余的是多源 (占 30%) 或单源 (占 30%) 结构。单源可能是由于耀斑环的另一足处于较强磁场中, 由于较强磁场的会聚使这一足点的 HXR 发射减弱而不能由 HXT 成像 (见 3.1.2 节); 或者是由于耀斑环十分小, 以致 HXT 不能分辨双足, 从而观测到单源。而多源则可能是双源的集合。

Yohkoh 发射时 (1991 年 8 月) 正值 22 周太阳活动的峰年; 五年以后, 太阳已接近这一周的极小年。在这五年内, Yohkoh/HXT 观测到了 1000 多个耀斑, 其中大多数显示在 HXR 的较高能段 ( $> 23$  keV) 双源发射是最突出的特征。

### 3.1.2 双足源的时间相关性及其与磁场强度的关系 —— 谱特征

研究双源的 HXR 流量与时间的关系得出 [20,37] 两个源的 HXR 发射是同步进行的, 在统计误差范围内几乎不出现时间迟滞, 或者说双源的流量在 0.1 s 内是相关的。这也证明了双源是由加速电子流从耀斑环顶之上某处沿环的两腿撞击在足点附近产生的发射。

研究双源所处位置与对应的光球磁场的关系 [20,35,37] 得出, 不管磁场的方向和极性如何, 较亮的足点总是位于较弱的磁场区; 而较强的磁场则对应于较暗的足点。或者说, 弱场有较多的电子注入。从而认为这可能是由于磁场强则对入射电子有较强的会聚作用而将入射电子反射回日冕, 使足点的发射变得较弱。此外, 研究双足的 HXR 谱 [20,35,37] 得出, 较亮的足点与较暗的足点相比有较硬的谱。并推测这可能是耀斑环的双足各自处于不同的密度处所造成的: 密度高的发射区是纯的厚靶相互作用, 密度较低的 X 线发射区是厚靶与薄靶发射的混合, 而厚靶比薄靶有较硬的谱。

### 3.1.3 双足源的非热特征

Yohkoh / HXT 在较高能段 ( $> 30$  keV) 所记录的信号可以有效地避开来自耀斑热发射的“污染”, 因此, 在较高能段 (M2、H) 上观测到的脉冲相 HXR 发射主要是由非热电子造成的。前面几小节已经指出, 在较高能段 ( $> 30$  keV), 多尖峰的 HXR 发射的时间轮廓的“峰”与“双足源”相关, 说明足点源较之环顶源 (见 3.2 节) 有较硬的谱。此外, 双足源的磁共轭性、双源强度演化的同时性以及双源与白光耀斑亮点的重合等结果都可作为双足源是由非热电子撞击耀斑足点形成的非热厚靶辐射的直接证据。

另一方面, 作为双足源是非热电子发射的间接证据, 也有一些报导。Cheng 等人 [38] 发现了耀斑前加热造成观测到的前兆脉冲相蓝移, 这对于在脉冲相中的非热电子加速是必需的。他们研究了 Yohkoh/HXT/BCS 同时观测到的 64 个耀斑, 其中 47 个在 CaXIX 和 FeXXV 共振线中都呈现出蓝移, 蓝移均出现在 HXR 发射之前或与之同时, 且大多数耀斑蓝移的峰都出现在 HXR 发射的峰之前。蓝移速度为 100 km/s, 耀斑前等离子体温度可达  $(1 \sim 2) \times 10^7$  K。这种平均蓝移表明存在向上的物质运动, 是高能电子注入日冕的证据, 这就增加了日冕发射源的高能电子数, 这些电子将在其后的脉冲相开始时以足够的能量被加速。

在 1992 年 9 月 6 日的耀斑 (GOES M2.4/0505UT) 和 1991 年 11 月 9 日的耀斑 (GOES M1.5/0313UT) 中也观测到类似的前兆脉冲相蓝移及偏振。前一耀斑显示<sup>[39]</sup>, 在 HXT 最低能段 (L 段) 发射之前, CaXIX 线出现蓝移, 蓝移分量的表面离子温度约 10keV, 对于主分量的相对速度为  $200 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在初相及上升相有 SXR 发射及 17GHz 射电发射, 偏振度达 50%, 在上升相, 当蓝移分量达到主分量的 100% 时, HXR 流量开始增加; 当 HXR 流量达极大时, 蓝移分量停止增加。上升相之后, 17GHz 的峰值亮温度的时间轮廓和偏振度的变化类似于 HXR 的流量的变化, 表明是非热电子发射。后一耀斑有很强的蓝移分量出现在共振线 CaXIX、FeXXV 和 S XV 中<sup>[40]</sup>。在耀斑开始时, 这些共振线主要出现蓝移分量。Doppler 效应显示的视向运动及湍流运动两项速度合并超过  $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

也有人认为双足源不是非热源。Takakura 等人<sup>[41]</sup>研究 1992 年 10 月 27 日耀斑的 HXR 图像及 17GHz 发射指出, 双足源出现在主相, 其中之一是非热谱, 而另一足与 X 射线极端热电子 (80MK) 的拟合较好, 这些热电子流向色球。此外, Takakura 等人<sup>[42]</sup>还研究了在 1991 年至 1992 年 9 月期间 Yohkoh 观测到的九个耀斑, 发现它们的脉冲相均有一个源或双源出现在 M1、M2 能段上。同时, 在 H 能段的可靠图像上也具有足够的流量。他们用极热谱拟合的结果比用幂律谱好, 认为极热的等离子体的热传导在脉冲相中起重要作用。

然而, Tsuneta<sup>[43]</sup>指出, 20~30keV 的硬 X 线图像主要是热电子 (20~40MK) 起主导作用, 部分的原因是由于在 HXT 上采用的闪烁探测器的谱分辨能力较低。但是, 在 40~50keV 以上的图像, 则纯粹是非热电子的厚靶辐射产生的。换句话说, 在 40~50keV 以上能段观测到的 HXR 发射表明是耀斑环中的非热电子加速。此外, 虽然幂律谱特征常常被援引作 HXR 发射的非热解释的证据, 但由于多重温度分布, 幂律谱分布也可能产生非 Maxwell 分布的“热”结构。因而, 谱拟合不能作为热和非热电子的唯一诊断手段。

### 3.2 脉冲相的环顶源 —— 假定是热特征

在耀斑的脉冲相, 除了上节所述的作为耀斑 HXR 一般特征的双足源以外, Yohkoh 卫星测到了“环顶脉冲源”<sup>[22,33]</sup>。这种源的特征是: (1) 它出现在 SXR 环顶端之上约 7000 km 处, 在 SXR 图像上无对应成分 (该处密度仅为 SXT 图像中的最大密度即峰值密度的 5%), 仅占 SXR 高温区的很小部分。(2) 出现在脉冲相, 在几十 s 内变化相对快。(3) 其强度为 HXR 足点源强度的 5%。(4) 出现的能段是 L、M1 和 M2。

#### 3.2.1 边缘环顶源和日面环顶源的观测

发生在日面西边缘的 1992 年 1 月 13 日的耀斑 (GOES M2/1725UT, NOAA6994) (图 3) 是一个典型的具有环顶脉冲源的例子。这一耀斑在 2keV 的 SXR 图像中呈现耀斑环结构, 由 SXR 观测得到的温度分布显示, 高温区 (温度达 20MK, 如图 3 中阴影线所示) 位于该耀斑环之上<sup>[22]</sup>, 该处的密度仅为峰值密度的 5% 以下。而在 HXT 的低能段的足源与耀斑环足点相重合, 在 M1-H 能段的时间轮廓是单峰结构, 单峰延续 1min, 对应的 HXT 图像显示出,



图 3 1992 年 1 月 13 日耀斑的硬 X 射线 (M2 能段, 等强度线表示) 与软 X 射线图像 (Be 滤波器, 灰色表示) 叠合比较<sup>[44]</sup>。阴影线代表高温区 (根据文献 [22] 加上的)。耀斑出现在日面西边缘 (图中斜线)

单峰发射主要来自双足源。最有趣的是, HXR 环顶脉冲源位于 SXR 环的顶端之上, 其中心位置比对应的 SXR 环顶高  $10''$ , 且随能量的提高, 其环顶源的位置也略偏高。它仅占 SXR 高温区的很小部分, 在 SXT 观测得到的图像中无直接的对应成分。HXR 的环顶源出现在脉冲相之初(约 17:26UT), 于 17:29UT 从 M2 能段中消失。

Masuda 等人<sup>[33]</sup>还报告了 8 个发生在日面边缘附近的耀斑。在脉冲相, 其中的 3 个耀斑的环顶源位于对应的 SXR 环顶之上; 2 个事件的 HXR 环顶源嵌进对应的 SXR 环中; 1 个耀斑的 HXR 环顶源具有十分软的谱, 主要是由于 40MK 的等离子体的热发射; 还有 2 个事件没有环顶脉冲源。然而, 这 8 个耀斑在其后的缓变相中均出现 HXR 环顶源, 其特征是陡变的谱 ( $T < 40\text{MK}$ ) 和缓慢的变化。换句话说, 若采用非热的假设, 则由 L、M1 两能段的强度之比求出的谱指数与由 M1、M2 求出的谱指数不同, 后者(朝高能方向)较大; 若采用热的假设, 所求温度  $T < 40\text{MK}$ , 此外在缓变相中 HXR 环项流强度随时间的变化较为缓慢。这种缓变的 HXR 源不同于在 SXR 环顶之上的脉冲 HXR 源。下面将看到, 两种源的形成分别属于两种不同的加热机制。在上述 3 个环顶脉冲源位于对应 SXR 环顶之上的耀斑中, 除了 1992 年 1 月 13 日的耀斑, 另外 2 个分别发生在 1992 年 10 月 4 日 (GOES M2.4/22:21UT, S05W90, NOAA7293) 和 1993 年 2 月 17 日 (GOES M5.8/10:35UT, S07W89, NOAA7420)。在大于 25keV 的能段, 这三个耀斑的环顶脉冲源共具的特征是: 强度仅为双足源的五分之一; 环顶源有较小的尺度, 只占 SXR 图像中高温区的很小部分; 它们的谱均不能解释为幂律谱: 由 M1/M2 强度比得到的谱指数比由 L/M1 得到的大 2~3 倍, 即在朝着高能方向的谱变陡, 在 M1 段的能量有间断。他们称之为“断开的幂律谱”。

除了在日面边缘观测到环顶脉冲源, Sakao 等人<sup>[20]</sup>报导 1991 年 11 月 15 日白光耀斑 (GOES X1.5/3B/22:34UT, S13W19, NOAA6919) 也具有在日面上观测到的脉冲环顶源。这种源出现在磁中性线附近(图 1b)。与双足源相比, 环顶源有较弱的 HXR 流量和较软的谱: 在带有多个尖峰的 HXR 流量的时间轮廓曲线的低谷处(局部极小), M1 能段的图像呈现出在磁中性线上的单源结构(环顶源); 而在时间曲线的尖峰(局部极大)处, M1 能段的图像呈现在中性线两侧的双源结构(足源); 在较高的 M2、H 能段的图像主要呈现双源结构。在每一个尖峰期间, 谱都表现为软—硬—软的变化, 较硬的谱分量主要来自双足, 而较软的谱分量主要来自环结构的顶端附近。

### 3.2.2 发现环顶脉冲源的意义

环顶脉冲源的发现揭示了初始能量释放(可能是磁重连)发生在软 X 射线耀斑环之上。它很可能显示了从 HXR 顶源之上的重连点处朝下喷出的等离子体流与下面的封闭磁环碰撞的位置, 也就首次显示了高能电子获取能量的位置<sup>[33]</sup>。

对 1992 年 1 月 13 日耀斑的更详细的研究<sup>[21]</sup>表明, SXR 耀斑环顶之上的高温区(称为热源)在耀斑的整个过程中一直位于 SXR 环之上。这一热源由最初的单一热源演化为极大相和衰减相中的两条高温 ( $15 \sim 20\text{MK}$ ) 脊结构, 而尺度较小的 HXR 环顶源位于两条高温脊之间。如果假设 HXR 的环顶源为热源(称为超热源), 其有效温度达  $100 \sim 150\text{MK}$ , 但其发射量 ( $n_e^2 V$ , 其中  $n_e$  为电子的数密度,  $V$  为体积) 仅为 SXR 热源的万分之一。呈现两条高温脊状的热源是由与磁重连有关的慢激波的准静态加热形成, 而超热源是由弧状快激波加热形成——超声速的出射喷流由重连位置(X 中性点, 即图 4 中的 Petschek 重连位置, 在环顶源之上) 向下与重连磁流管发生冲撞, 从而产生 HXR 的超热环顶源。与热源相比, 超热源极低

的发射量表明，在两束慢激波之间，存在狭窄的出射喷流。由于沿重连磁力线的传导冷却，出射喷流（在两条高温脊之间）具有极低的温度。HXR 环顶源位于二束慢激波之间的这一几何位形，也有利于通过慢激波形成的磁镜来约束超热源中的电子的构想<sup>[45,46]</sup>(图 4)。

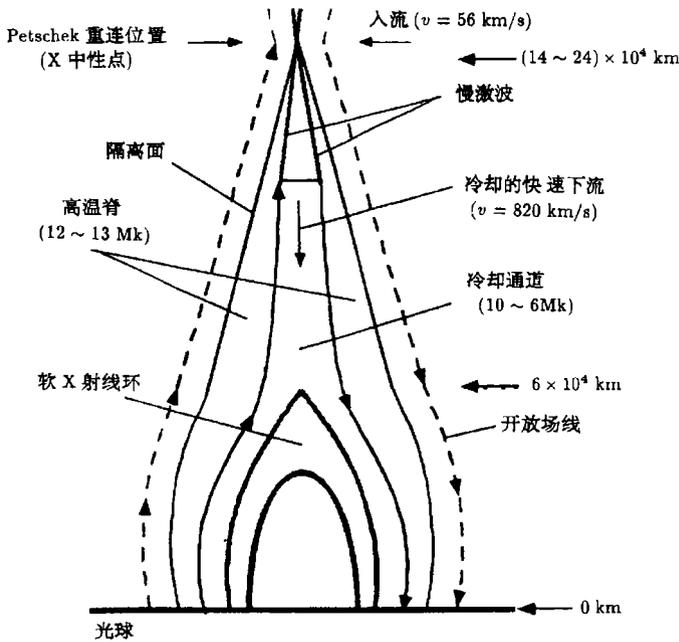


图 4 由 1992 年 2 月 21 日耀斑外推的重连区磁结构<sup>[45,46]</sup>

重连点位于明显的耀斑环之上，慢激波连着重连点（耗散区），内流运动从活动区日冕朝向 X 点和慢激波，由重连区有向上和向下的出射喷流，位于高温脊之间的冷却通道是来自重连区的逐渐冷却的喷流

### 3.2.3 关于脉冲环顶源的热或非热性质的讨论

目前，有关脉冲环顶源属于热源或非热源的问题，仍未从观测中得到肯定的答复。主要是由于缺乏详细的硬 X 线谱的信息。这种源不仅出现在较低的 L 能段，同时也出现在 M1、M2 能段。若用非热电子的韧致辐射解释它，理由不够充足。它的谱比双足源的谱软，且不能用幂律谱解释（在 M1 能段的能量有间断，属于断开的幂律谱）<sup>[33]</sup>。Mariska 等人<sup>[47]</sup>比较了在日面边缘软 X 射线耀斑环中足点被遮掩和未被遮掩的耀斑的谱指数后提出，环顶发射是由于薄靶辐射。但是，从 SXT 观测中，没有发现等离子体密度的局部增加（环顶源所在处的电子密度仅为峰值密度的 5% 以下），因而不可能将环顶硬 X 射线源解释为（背景）靶的等离子体密度的增强；同时也没有硬 X 射线从较密集的软 X 射线环上发射，因而很难将环顶硬 X 发射解释为薄靶模型<sup>[21]</sup>。另一方面，如果假定是厚靶模型，即非热电子被限制在环顶，且能量也耗散在环顶。由沉降在硬 X 射线环顶源厚靶的能量总量、热源等离子体密度和环顶 HXR 源尺度估计，厚靶热等离子体柱密度  $N \approx 10^{19} \text{cm}^{-2}$ ，对应非相对论电子的静止能量仅为 3.4keV（使能量为  $E$  的非相对论电子停止，背景靶密度为  $N$ ，其关系是  $E = 1.1 \times 10^{-9} N^{-0.5}$ ）。而要使能量达 50keV 的电子停止，所要求的柱密度为  $2 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ ，是厚靶热等离子体柱密度的

200 倍。换句话说, 电子必须在很小的环顶区内反弹 200 次才使厚靶成为有效的。这样便需要提出有效的约束机制, 使得在很小的环顶 HXR 区内约束非热电子成为可能<sup>[21]</sup>。

若将脉冲环顶源解释为热源, 则等离子体的温度高达 133 MK。在这一高温下, 电子的平均自由程 ( $5 \times 10^{10}$  cm) 为环顶源尺度 ( $5 \times 10^8$  cm) 的 100 倍, 这同样需要提出有效的约束机制, 将热电子约束在如此小的尺度内。

因而, 目前的观测还不能完全确定 HXR 环顶脉冲源的热和非热的本质。仅仅因为在一些有 HXR 环顶脉冲源的耀斑中, 顶源具有比足源较软的谱, 将顶源假定为具有热性质。其次, Tsuneta 等人<sup>[21]</sup> 提出对于这种高温等离子体的约束机制, 即由两束慢激波形成的磁镜可以约束超热等离子体 (有效温度 100 ~ 150 MK)。此外, 从观测得到 HXR 的环顶超热源位于 SXR 的两条高温脊 (被慢激波加热) 之间 (参见图 4), 这一几何位形有利于将超热源中的电子约束和加热解释为: 超热源中的电子受慢激波约束, 重连区的出射喷流以快激波的形式能够将等离子体加热至 100 ~ 150 MK 的高温。基于以上考虑, 才将 HXR 环顶脉冲源假定为超热源。

按照快激波加热等离子体产生超热源这一构想, 则环顶的 HXR 源不一定必须位于 SXR 环顶以上, 但它们可以接近 SXR 环<sup>[21]</sup>。快激波的位置 (即环顶 HXR 源的位置取决于出射喷流的速度 (Mach 数) 以及色球蒸发的速度等参数, 重要的是由观测导出 HXR 环顶源相对于 SXR 环的精确位置。由此看来, Masuda<sup>[33]</sup> 所报导的具有环顶脉冲源的 6 个边缘耀斑中, 不管与其 SXR 环顶的相对位置如何, 其环顶源都应属于同类型的超热源。

## 4 讨 论

Yohkoh/HXT/SXT 是迄今为止的高时间分辨能力、高空间分辨能力, 并具有一定能量分辨能力的太阳硬、软 X 射线辐射的观测仪器。其观测研究成果使人们对耀斑 X 发射源的空间性质、源区的物理特征有了比较明确的认识。双足源非热性质的确认表明, 耀斑中的超热电子流向下注入磁流管, 撞击在太阳低层大气中密度较大的色球层上, 在那里立即失去能量, 产生非热电子辐射。而环顶源的“热”的解释给出, 环顶源的等离子体可能是被快激波加热。这种同时具有日面环顶源分量和双足源分量的硬 X 射线辐射的耀斑, 支持了硬 X 射线爆发的“热耗散模型”, 即在环顶附近释放的能量形成一对传导波前, 波前以离子声速  $v_i = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$  向下运动。速度  $v < 3v_e$  的加速电子被束缚在波前以内, 产生日冕的单源结构, 而较高能量的电子可逃逸穿过波前, 撞击在足点附近的密集大气中。没有环顶源的耀斑, 可能属于“非热厚靶模型”。

从观测中证认产生高能粒子加速区的位置, 进而确认高能电子的传播, 无疑是至关重要的。脉冲环顶源可能揭示了高能电子获取能量的位置发生在软 X 射线耀斑环之上<sup>[22,33]</sup>, 然而, 目前仍然不清楚高能电子是如何传播至足点的。因为如果按照双足源的时间相关性 (两个源的 HXR 发射是同步进行的)<sup>[20,35,37]</sup>, 以及加速区位于 SXR 环顶之上<sup>[22,33]</sup>, 则 HXR 双足源位置应在 SXR 环两足点之外。然而, 事实是, HXR 双足源位置与 SXR 环足点位置重合, 从而得出, 加速电子的位置应该在软 X 射线环之内 (而不是之外)。有关加速区的位置及高能电子的传播, 现在仍然没有从观测中得到解决。

Yohkoh/HXT 探测器没有足够高的谱分辨率, 因而在  $\leq 50$  keV 能段不可避免地受到热源

的“污染”，不足以完全辨别热和非热现象，同时也不能确定非热电子谱的低能截止。

## 参 考 文 献

- 1 Svestka Z. *Solar flares*, Dordrecht: Reidel, 1976
- 2 De Jager C. *Ann. Astrophys.*, 1965, 28: 263
- 3 Svestka Z. *Solar Phys.*, 1970, 13: 471
- 4 Hudson H S, Peterson L E, Schwartz D A. *Ap. J.*, 1969, 157: 389
- 5 Drake J F. *Solar Phys.*, 1971, 16: 152
- 6 Thomas R J, Teske R G. *Solar Phys.*, 1971, 16: 431
- 7 Datlowe D W, Hudson H S, Peterson L E. *Solar Phys.*, 1974, 35: 193
- 8 Vaiana G S, Krieger A S, Timothy A F. *Solar Phys.*, 1973, 32: 81
- 9 Kahler S W, Krieger A S, Vaiana G S. *Ap. J. Lett.*, 1975, 199: L57
- 10 De Jager C. *Solar Phys.* 1967, 2: 327
- 11 Kane S R. *Solar Phys.*, 1972, 27: 174
- 12 Takakura T, Ohki K, Shibuya N *et al.* *Solar Phys.*, 1969, 6: 428
- 14 Vorpahl J, Zirin M. *Solar Phys.*, 1970, 11: 285
- 15 Rust D M, Hegwer F. *Solar Phys.*, 1975, 40: 141
- 16 Kane S R, Anderson K A. *Ap. J.* 1970, 162: 1003
- 17 Ogawara Y, Takano T, Kato T *et al.* *Solar Phys.*, 1991, 136: 1
- 18 Tsuneta S, Acton L W, Bruner M E *et al.* *Solar Phys.*, 1991, 136: 37
- 19 Kosugi T, Makishima K, Murakami T *et al.* *Solar Phys.*, 1991, 136: 17
- 20 Sakao T, Kosugi T, Masuda S *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L83
- 21 Tsuneta S, Masuda S, Kosugi T *et al.* *Ap. J.*, 1997, 478: 787
- 22 Masuda S, Kosugi T, Hara H *et al.* *Nature*, 1994, 371: 495
- 23 Inda-Koide M, Makishima K, Kosugi T *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1995, 47: 661
- 24 Tandberg-Hanssen E, Emslie A G. *The physics of solar flares*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988
- 25 Emslie A G. *Ap. J.*, 1981, 245: 711
- 26 Hoyng P, Duijveman A, Machado M E *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1981, 246: L155
- 27 MacKinnon A J. *Solar Phys.*, 1985, 98: 293
- 28 Tsuneta S, Nitta N, Ohki K *et al.* *Ap. J.*, 1984, 284: 827
- 29 Melrose D B, Dulk G A. *Ap. J.*, 1982, 259: 844
- 30 Duijveman A, Hoyng P, Machado M E. *Solar Phys.*, 1982, 81: 137
- 31 Emslie A G, Rust D M. *Solar Phys.*, 1979, 65: 271
- 32 Hara H, Tsuneta S, Lemen J R *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L135
- 33 Masuda S, Kosugi T, Hara H *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1995, 47: 677
- 34 Sakao T, Kosugi T, Masuda S *et al.* *Adv. Space Res.*, 1996, 17(4/5): 63
- 35 Kosugi T. *J. Astrophys. Astron. Suppl.*, 1995, 16: 367
- 36 Hudson H S, Acton L W, Hirayama T *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L77
- 37 Sakao T, Kosugi T, Masuda S *et al.* In: Enome S, Hirayama T eds. *New look at the Sun with emphasis on advanced observations of coronal dynamics and flares*, Proc. of KOFU Symposium, Kofu, Japan, 1993, Minamisaku: NRO NAOJ, 1994: 169
- 38 Cheng C C, Rilee M, Uchida Y. In: Enome S, Hirayama T eds. *New look at the Sun with emphasis on advanced observations of coronal dynamics and flares*, Proc. of KOFU Symposium, Kofu, Japan, 1993, Minamisaku: NRO NAOJ, 1994: 213
- 39 Kato T, Fujiyama T, BCS Group. In: Enome S, Hirayama T eds. *New look at the Sun with emphasis on advanced observations of coronal dynamics and flares*, Proc. of KOFU Symposium, Kofu, Japan, 1993, Minamisaku: NRO NAOJ, 1994: 191
- 40 Doschek G A, Mriska J T, Watanabe T *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L95
- 41 Takakura T, Nishio M, Nakajima H *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1994, 46: 653

- 42 Takakura T, Kosugi T, Sakao T *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1995, 47: 355  
43 Tsuneta S. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1995, 47: 691  
44 Masuda S, Kosugi T, Sakao T *et al.* In: Watanabe T, Kosugi T, Sterling A C eds. *Five years of Yohkoh and beyond, Astrophysics and space science library*, Vol. 229, Tokyo, 1996, Dordrecht: Kluwer, 1998, 259  
45 Tsuneta S. *Ap. J.*, 1996, 456: 840  
46 Tsuneta S. *Ap. J.*, 1996, 464: 1055  
47 Mariska J T, Sakao T, Bently R D. *Ap. J.*, 1996, 456: 815

## New Progress on Research of Thermal and non-Thermal Phenomena in Solar Flares

Zhang Heng

(Yunnan Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

### Abstract

Observed identification on thermal and non-thermal natures of solar flares is concerned in the knowledge of the important questions on flare theory, such as acceleration of particles in flares, energy transmission, and energetics of flare region. The successful launch of spacecraft Yohkoh, its observation, and relative research yields as well, greatly raise our knowledge of these questions forwards. The important results that have been made about thermal and non-thermal phenomena in impulsive flaring phase contain: (1) It is identified that the typical feature of HXR emission at higher energy bands ( $\geq 30\text{keV}$ ) is the double (foot) sources occurred in the impulsive phase of flares. And the non-thermal nature of the double sources in impulsive phase is basically demonstrated. (2) The "impulsive loop-top source" of HXR emission in flares is discovered. The discovery of the source reveals that the primary energy release (probably magnetic reconnection) occurred above the apex of SXR loop. There is possibly the location that the plasma down-flowing from the reconnected site, which is somewhere above the SXR flaring loop-top, impinges upon the closed magnetic loop-top. It is the first time to show the position where the energetic particles are energized. However, it has not been answered properly that whether the impulsive HXR loop-top source is thermal or non-thermal in nature. The problems on diagnostic to flare models, energetic particles propagation, and the low energy cut-off of the non-thermal electrons are discussed.

**Key words** sun: X-ray—solar flare—radiation mechanisms: thermal—radiation mechanisms: non-thermal