

文章编号: 1000-8349(2010)03-213-16



太阳耀斑非热电子动力学研究

黄 静

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 主要讨论太阳耀斑过程中非热电子动力学过程的理论模型以及在硬 X 射线和射电波段的观测特征。现在广为接受的非热电子动力学过程的模型是“俘获 + 沉降”模型, 由电子的加速、注入、沉降、俘获及能量损失 5 个部分组成。射电和硬 X 射线爆发是非热电子在输运过程中与磁场、背景等离子体及其产生的波等相互作用的产物, 是非热电子动力学过程的即时反映。通过分析射电和硬 X 射线辐射的流量、谱和成像特征, 可以研究非热电子的空间分布和时间演化, 研究非热电子输运过程中发生的碰撞、辐射、散射、波 - 波、波 - 粒相互作用等物理过程, 研究耀斑磁场、背景等离子体特征, 进而为太阳耀斑的磁场结构、太阳大气分布、磁重联模型的研究提供理论和观测依据。

关键词: 非热电子; 射电爆发; 硬 X 射线爆发

中图分类号: P182.5⁺2 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳耀斑是非常剧烈的太阳活动现象, 是发生在太阳表面局部区域中突然和大规模的能量释放过程。在其爆发过程中, 磁场能量转化为等离子体的动能和热能, 部分电子和粒子被加速。从磁重联区释放并向下注入到耀斑环中的非热电子和粒子经过沉降、俘获、逃逸、碰撞、辐射、热化等过程, 这些过程统称为非热粒子的动力学过程^[1]。在非热粒子的动力学过程中, 伴随有丰富的爆发现象, 其中, 高能电子产生射电爆发、硬 X 射线爆发、H α 波段的爆发等, 高能质子、离子等产生 γ 射线爆发。

Takakura 和 Kai 通过分析微波爆发衰减相的流量曲线和流量谱的演化特征, 得到了初始注入非热电子的能量分布, 并且首次把磁场俘获的思想应用到太阳物理学的研究领域中^[2]。

收稿日期: 2009-08-03 ; **修回日期:** 2010-01-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10873021, 10903013, 10778605) ; 国家天文台青年基金 (0835032002)

他们认为,在非热电子的输运过程中,大部分非热电子可能被磁镜俘获。Hudson^[3]和Kane^[4]指出,非热电子的俘获模型中必然出现电子的沉降过程。Melrose和Brown综合这两个过程提出了“俘获+沉降”模型,并且分析了导致俘获电子沉降的可能原因^[5]。之后,又有许多工作致力于该模型的改进^[6-13]。图1给出了“俘获+沉降”模型的大致框架,非热电子的动力学过程由以下几个部分组成:加速、注入、俘获和沉降、能量损耗。其中,电子加速是指热分布的电子在磁重联区域获得动能和热能,达到非热状态的过程。注入是指电子被加速之后,非热电子从加速区域向外输运,从耀斑环的顶部进入耀斑环的过程。俘获和沉降是同时进行的,被注入的非热电子分为两部分:一部分在耀斑磁环中做自由回旋运动,并直接沉降到更低层的太阳大气中;另外一部分被俘获,束缚在两个磁镜点之间,并且在运动过程中,由于能量损耗或投射角散射,从俘获区域逃逸,再次沉降到色球层。最后是能量损耗,当非热电子达到色球层时,与周围稠密的等离子体相互作用,辐射电磁波并被热化,最终停留在色球层或者更低层太阳大气中^[12]。通过分析非热电子在输运过程中的时间特征(加速时间、飞行时间、俘获时间等)、密度(注入电子、直接沉降电子、俘获电子、二次沉降电子等的密度)以及谱特征,可以理解耀斑过程中,电子加速、磁场结构演化、波-粒相互作用、粒-粒相互作用、俘获电子逃逸、日冕加热等物理过程,为进一步分析和研究太阳耀斑模型提供理论和观测依据。

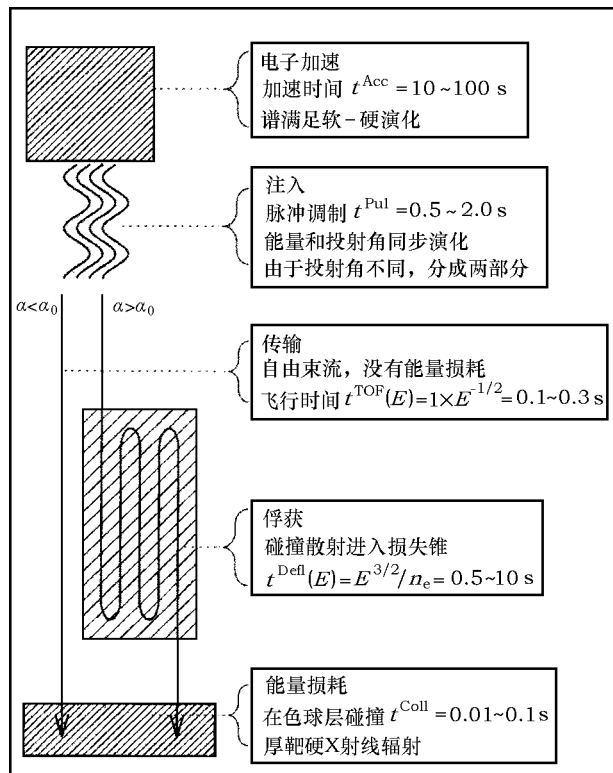


图1 太阳耀斑中非热电子动力学过程示意图^[12]

非热电子在输运过程中与周围的介质相互作用, 在多个波段产生了爆发现象, 其中, 射电爆发和硬 X 射线爆发是两种常见且易于观测的爆发现象。通常情况下, 太阳射电辐射由三个部分组成: 宁静太阳射电辐射、太阳缓变射电辐射和太阳射电爆发。宁静太阳射电辐射有时又称为“B”分量, 是太阳大气等离子体的热韧致辐射, 是一种基本上不发生变化的辐射分量; 太阳缓变分量, 也称为“S”分量, 或者 SVC, 来自于黑子和谱斑上高密、高温、带磁的区域, 起伏变化比较小, 是热韧致辐射和回旋加速辐射的联合机制产生的; 太阳射电爆发是一种变化剧烈迅速而且频繁短促的分量, 主要的辐射机制包括: 热韧致辐射、回旋加速辐射、回旋同步加速辐射以及等离子体辐射^[14,15]。其中, 光学薄的回旋同步加速辐射与非热电子的分布直接相关, 都是负的幂律谱分布, 辐射谱指数 γ 与非热电子谱指数 δ 之间的关系是: $\gamma = 0.90\delta - 1.22$ ^[16]。

目前广泛地认为, 太阳耀斑中, 硬 X 射线主要是非热电子与靶粒子(质子)之间的相互作用所产生的非热韧致辐射, 在硬 X 射线的低能端, 是由热等离子体的韧致辐射产生的。非热电子与太阳大气中的靶粒子相互作用有两种不同的物理模型: 薄靶和厚靶^[13,17]。在薄靶模型中, 非热电子的谱分布在整个辐射过程中保持近似不变, 硬 X 射线的辐射谱指数 γ 与非热电子的谱指数 δ 之间的关系是: $\gamma = \delta + 1$, 适用于非热电子注入到稀薄的太阳大气中或者辐射变化的时标远远小于电子能量损失时标, 如硬 X 射线的环顶源和日冕源; 厚靶模型中, 非热电子的能谱在辐射过程中发生变化, 由于库仑碰撞而被热化, 硬 X 射线的辐射谱指数 γ 与非热电子的谱指数 δ 之间的关系是: $\gamma = \delta - 1$, 适用于非热电子注入到稠密的太阳大气中, 如硬 X 射线的足点源。

高能粒子从加速区出来到相互作用区产生 γ 射线爆发也经历了相似的输运过程^[17]。不同的是, 产生 γ 射线的高能粒子的种类很多, 它们在输运过程中的参数更复杂。Ramaty 等人分析了磁镜点处的柱密度与日冕密度、密度标高、磁镜比等的关系, 并且估计了不同核发射分量的损失锥角^[18]。比较 γ 射线与硬 X 射线爆发的流量曲线发现, γ 射线流量有明显的时间延迟, Hulot 等人认为高能粒子的俘获和输运过程是引起这种现象的主要原因^[19]。他们用“俘获 + 沉降”模型分析了两个耀斑事件, 并且得到了与观测时延一致时的具体参数^[20]。本文重点分析射电和硬 X 射线的爆发现象, 研究非热电子的动力学过程, 有关其他高能粒子的输运过程的详细介绍请参照文献^[17]。

射电和硬 X 射线爆发是非热电子在不同的物理条件和辐射机制下产生的, 通过分析它们的流量、图像、谱等信息, 研究不同波段(能量)辐射之间的联系和区别, 可以从不同侧面分析非热电子的输运过程, 研究非热电子的空间、时间以及谱的演化特征。分辨率更高的观测数据不仅可以更精细地研究非热粒子动力学过程, 验证已有的理论模型, 还能够根据新的观测证据, 对已有理论提出新的挑战, 使理论模型不断得到完善。第 2 章主要介绍“俘获 + 沉降”模型的物理参数和计算, 第 3 章介绍射电和硬 X 射线的观测特征以及“俘获 + 沉降”模型对观测特征的物理解释, 第 4 章提出了现有研究的不足以及需要进一步研究的几个方面。

2 非热电子的动力学过程

2.1 电子加速

目前, 有关电子加速机制的研究很多, 主要包括: 直流电场加速、随机加速、激波加

速等。直流电场加速发生在磁重联产生的电流片或者载流耀斑环中,这种加速机制与磁重联的时间和空间变化相耦合。随机加速,也称为二阶费米加速,是在湍动等离子体中,电子能量的随机获得和损耗过程。其中,波-粒共振作用过程中,等离子体波为共振电子提供了净能量,电子被加速。激波加速,也称为一阶费米加速,发生在激波波前的边界上,把动量和能量转移给电子^[13]。耀斑磁场结构中的加速区域是非热电子的发源地,决定了初始注入的高能电子的动量、能量分布,正确认识耀斑过程中电子的加速机制,对于全面深入理解耀斑中各种辐射的产生和性质,以及磁场结构、背景等离子体分布等的规律是非常重要的。本文主要关注电子被加速后,注入到耀斑环中的输运过程,因此,对于加速机制的相关研究,就不再赘述。

2.2 电子注入

目前,非热电子注入过程的物理机制并没有得到充分的理解,在不同的加速机制中,非热电子的注入过程是不相同的。在平行或垂直直流电场加速机制中,非热电子在加速路径上直接离开,连续地注入到与色球层连接的耀斑环中,电流片中的电子加速和电流片出口处非热电子的传输之间不存在明显的时间延迟^[21];然而,在磁岛电流片加速^[22]、随机加速^[23]、激波加速^[24]和灾变俘获加速^[25]中,电子在加速过程中被磁镜结构俘获,之后从磁镜中逃逸而注入到耀斑环中。Aschwanden 在 Petschek 型磁重联模型框架下,研究了高能电子的注入过程,认为注入电子的亚秒级脉冲结构是由注入过程产生的,而不是加速机制本身的产物^[26]。

2.3 俘获和沉降

俘获和沉降过程是非热电子动力学过程的主要组成部分,也是非热电子的分布发生变化的主要阶段,决定着与之相关的射电和硬 X 射线辐射的观测特征。非热电子被注入到耀斑环中后,分成两部分,一部分被俘获在磁镜中,另一部分自由运动并且直接沉降到色球层。耀斑环的磁镜结构是产生这种分化的关键因素。磁重联区域下方的耀斑环通常简化为足点位于光球层的偶极子模型,其足点磁场强,环顶磁场弱,形成了磁镜结构,并在磁场较强的两端形成两个磁镜点。假设耀斑环中无碰撞,并且电子的运动是绝热的,则在运动坐标(s)中存在绝热不变量 μ :

$$\mu = \frac{\frac{1}{2}m_e v_{\perp}^2(s)}{B(s)} = \frac{\frac{1}{2}m_e v^2 \sin^2 \alpha(s)}{B(s)} = \text{const} , \quad (1)$$

其中, B 是磁场强度, v 是电子的运动速度, v_{\perp} 是电子在垂直磁场方向上的速度分量, α 是电子运动方向与磁场方向的夹角,即投射角。当电子运动到磁镜点时, $\alpha = 90^\circ$, 电子在平行于磁场方向的速度分量为 0, 从而被俘获。对应磁场为 B_M , 磁镜比定义为注入点磁场 (B_0) 与磁镜点磁场的比值:

$$R = \frac{B_M}{B_0} = \frac{1}{\sin^2(\alpha_0)} , \quad (2)$$

α_0 是损失锥角,也称为电子的临界投射角。当电子的初始投射角(电子在耀斑环顶处注入时的投射角)大于 α_0 时,电子被俘获且在磁镜点之间做反复的运动;当电子的初始投射角小于 α_0 时,电子绕着磁力线做螺旋运动,沿着耀斑环直接沉降。在这个过程中,包含的主要参数有:初始沉降率、俘获电子密度、沉降电子密度、二次沉降率(逃逸率)等。

2.3.1 初始沉降率

直接沉降非热电子数与注入总电子数的比值, 称为初始沉降率。对于对称的磁场结构, 假设在电子注入时投射角分布均匀, 则初始沉降系数为:

$$q_{\text{prep}} = \frac{\int_0^{\alpha_0} \sin \alpha d\alpha}{\int_0^{\pi/2} \sin \alpha d\alpha} = 1 - \cos \alpha_0 . \quad (3)$$

对于不对称的磁场结构, 根据绝热不变量, 两个足点对应的磁镜比不相同, 用下标 1, 2 来代表耀斑环中两部分, 其中 $B_1 > B_2$ 。那么, 对于相同的注入点, 耀斑环的两个部分对应的磁镜比满足: $R_1 > R_2$; 电子的临界投射角取决于磁镜比, 所以, $\alpha_1 < \alpha_2$ 。整个耀斑环中, 电子的沉降系数为:

$$q_{\text{prep}} = q_{p1} + q_{p2} = 1 - \cos \alpha_2 , \quad (4)$$

其中, q_{p1} 、 q_{p2} 分别是两个半环对应的沉降系数, 详细推导在参考文献 [13] 中有介绍。

2.3.2 俘获电子密度

俘获在耀斑环中的非热电子的密度取决于非热电子的注入函数和俘获时间。假设忽略电子能量损失, 对于连续的注入函数 $f(\varepsilon, t)$ (单位时间注入的单位能量间隔内的电子数密度), 俘获电子的密度是 [13]:

$$n_{\text{trap}}(\varepsilon, t) = (1 - q_{\text{prep}}) \int_0^t f(\varepsilon, t') \exp\left[-\frac{(t-t')}{t_{\text{trap}}(\varepsilon)}\right] dt' , \quad (5)$$

其中, t_{trap} 是非热电子在耀斑环中的俘获时间。

2.3.3 沉降电子密度

沉降非热电子密度由两部分组成: 直接沉降和二次沉降。其中, 直接沉降的非热电子的数密度取决于注入函数、初始沉降率和电子在耀斑环中的飞行时间:

$$n_{p1}(\varepsilon, t) = qf(\varepsilon, t)l/v , \quad (6)$$

其中, $n_{p1}(\varepsilon, t)$ 是直接沉降的电子数密度, l/v 是非热电子的飞行时间, l 是耀斑环的长度, v 是非热电子的速度 [27]。耀斑环中俘获的非热电子由于能量损耗或投射角散射, 结束了磁镜点之间的运动, 从磁镜中逃逸, 并沿着耀斑环向下运动到色球层, 这个过程叫作二次沉降。二次沉降的非热电子的数密度是 [28]:

$$n_{p2}(\varepsilon, t) = \nu_p(\varepsilon, t)n_{\text{trap}}(\varepsilon, t) , \quad (7)$$

其中, $\nu_p(\varepsilon, t) = 1/t_{\text{trap}}$, 是二次沉降率, 或者电子逃逸率。沉降到色球层的非热电子的总数目是两部分的总和, 即,

$$n_p(\varepsilon, t) = n_{p1}(\varepsilon, t) + n_{p2}(\varepsilon, t) . \quad (8)$$

2.3.4 二次沉降率或逃逸率

导致俘获电子逃逸的机制主要包括两个方面: 能量损失和投射角散射。能量损失是由于电子在有碰撞的耀斑环中运动时, 与周围介质相互作用而损失能量, 沉降到色球层; 投射角散射是

由于非热电子与周围物质之间的相互作用,使得电子改变运动轨迹而进入到损失锥内。Trubnikov 分析了能量损失与投射角散射导致的俘获电子的逃逸量,它们之间的比值为 0.5^[29]。Hudson 计算两者之间的比值为 0.3^[3]。由此可见,对于俘获电子的逃逸,投射角散射的影响大于能量损失,占主导地位。因此,在许多人的计算中,忽略了由于能量损失引起的俘获电子数的减少,而重点关注投射角散射机制。投射角散射机制主要包含三种:库仑碰撞散射、波粒共振散射和等离子体扰动散射。

库仑碰撞散射是指非热电子在耀斑环中运动时,与背景等离子体相互作用,改变了运动方向与磁场方向的夹角。下面以电子在磁镜点附近的极端情况为例,来说明投射角散射的物理意义。在磁镜点附近,没有发生库仑碰撞时,电子平行于磁场方向的速度分量为 0,运动方向与磁场方向夹角是 90°;如果在磁镜点发生库仑碰撞,电子运动方向与磁场方向的夹角不再是 90°,平行于磁场方向的速度也不是 0,因此会继续向下运动。如果运动到密度比较大的色球层之前,没有被磁镜反弹,则非热电子与周围浓密的背景等离子体相互碰撞,就会失去能量而被热化,这些电子即是二次沉降电子。因此,非热电子的碰撞时间决定了电子的逃逸能力。能量为 ε 的电子碰撞时间为:

$$t_{\text{def}}(\varepsilon) = 0.95 \times 10^8 \left(\frac{\varepsilon_{\text{keV}}^{3/2}}{n_e} \right) \left(\frac{20}{\ln \Lambda} \right), \quad (9)$$

$$\ln \Lambda = \ln[8.0 \times 10^6 T_e n_e^{-1/2}], \quad T_e > 4.2 \times 10^5 \text{K} \quad (10)$$

其中, n_e 是电子的密度, $\ln \Lambda$ 是库仑算子, T_e 是非热电子的温度^[29]。

波粒共振散射引起的俘获电子的逃逸主要是由于电子分布的不稳定性,产生了静电波、哨声波、低频混杂波等各种波模,这些波与电子相互作用,改变了非热电子的投射角,使得非热电子逃逸到损失锥内,降低了非热电子速度场分布的不对称。损失锥内的电子回旋脉泽不稳定也会导致投射角散射^[31-33]。另外,等离子体扰动也会影响非热电子的投射角分布,使得俘获电子被散射到损失锥内^[34]。Melrose 指出,对于能量小于 100 keV 的非热粒子,哨声波与粒子的共振散射不是主要散射机制,但是这种机制对于微波爆发相关的非热粒子可能起到重要的作用^[5]。Bai 和 Ramaty 指出库仑碰撞散射机制是导致缓变型分量时间延迟的主要原因,并且延迟的时间取决于当地的背景等离子体密度^[35]。Lee 等人指出在 1999 年 8 月 20 日的耀斑事件中,强投射角散射机制前提下生成的微波爆发与观测数据一致^[27]。

2.4 能量损耗

能量损耗是非热电子因辐射、碰撞而损失能量的过程,其中碰撞对于能量损失起主要作用。沉降的非热电子(包括直接沉降和二次沉降)运动到色球层,与磁场相互作用,产生高频射电辐射(同步辐射),与稠密的背景等离子体相互碰撞而损失能量,产生硬 X 射线辐射(厚靶模型),最终被热化而停留在色球层。

3 利用射电、硬 X 射线爆发研究非热电子的动力学过程

射电爆发和硬 X 射线爆发是非热电子在动力学过程中与其它介质相互作用的直接产物。射电爆发及其精细结构与注入到耀斑环中所有的非热电子相关,硬 X 射线爆发的足点源,是

沉降非热电子(直接沉降和二次沉降)与色球太阳大气相互作用的产物,环顶源和日冕源是在耀斑环顶上空的非热辐射源,反映了重联区杯状区域中非热电子的注入和俘获。通过研究射电和硬 X 射线爆发的观测特征,包括流量曲线、能谱和成像,可以分析产生这两种辐射的非热电子的分布和演化,研究非热电子的动力学过程,并为非热电子的运输、耀斑磁场和背景等离子体的演化特征提供诊断信息。

3.1 非热电子的数密度及其时间演化

Peterson 和 Winckler 首次通过研究爆发事件中射电和硬 X 射线辐射的流量曲线,发现它们具有很好的相似性^[36]。由于它们都是非热电子的辐射产物,因此两者可能源于同一簇高能电子^[37-40]。通过比较产生射电爆发和产生硬 X 射线爆发的高能电子,发现产生硬 X 射线爆发的高能电子的数目是产生射电爆发的高能电子数目的 $10^3 \sim 10^5$ 倍。Gary 分析了产生这种差异的原因,首先,根据射电和硬 X 射线爆发计算高能电子的数目是瞬时值,并不代表整个事件中,高能电子对于这两种爆发的辐射匹配;另外,在计算射电辐射时,过高的磁场强度也使得产生射电爆发的高能电子的数目减小了很多^[41]。因此,把磁场减小到中等强度并且增加非热电子的谱指数,计算得到的产生硬 X 射线爆发和产生射电爆发的非热电子数是近似相等的。Kai 指出,如果引进高能电子的“俘获 + 沉降”模型,射电和硬 X 射线爆发相关的高能电子数目的差异就会消失^[42]。在这个模型中,磁重联区域加速的同一簇高能电子在中等磁场强度区域产生回旋同步射电辐射,经过沉降之后,在色球层通过厚靶 - 热韧致辐射产生硬 X 射线辐射。虽然该工作没有考虑磁场对高能电子沉降的影响,但“俘获 + 沉降”模型的引入,使得在俘获区域产生射电辐射的高能电子得到更多的关注。

利用“俘获 + 沉降”模型,知道产生射电和硬 X 射线辐射的非热电子具有同等的数密度之后,人们开始关注射电和硬 X 射线爆发的流量曲线的时间特征。Aschwanden 的一系列工作讨论了该模型的物理机制和伴生的爆发现象,并且给出了从观测现象推出模型参数的方法^[1,12,13,33,43-45]。他们发现硬 X 射线流量中,占总流量 10% 的脉冲型分量呈现正的时间延迟(能量越大的光子流量达到峰值越早),占总流量 90% 的缓变型分量呈现负的时间延迟(能量越大的光子流量达到峰值越晚)。他们认为前者是由不同能量非热电子的飞行时间决定的,后者则取决于非热电子的俘获时间。Kundu 等人在这个模型的框架下分析了一个脉冲型的微波爆发事件,微波爆发的时间流量曲线也分成两个部分:一部分是脉冲型的,正比于非热粒子的注入函数;另一部分是缓变型的,正比于俘获粒子的密度^[46]。Lee 等人结合硬 X 射线和微波爆发的观测数据,利用该模型分析了 1999 年 8 月 20 日的耀斑事件,并且根据硬 X 射线拟合了非热粒子的注入函数,计算出微波辐射流量,与观测数据进行比较,最后讨论了非热粒子的逃逸机制^[27]。Klein 等人研究发现,射电和硬 X 射线辐射谱的演化,可以由加速区得到的同一簇注入高能电子反演得到^[47]。因此,射电爆发和硬 X 射线爆发具有很好的相关性,是不争的事实,同时,也说明在耀斑过程中,非热电子的运输必然经过俘获、沉降、辐射等过程。

3.2 非热电子的空间分布

通过对射电和硬 X 射线爆发源空间位置的分析,有助于理解非热电子的空间分布、运输过程、磁场的三维结构等。图 2 给出了日冕磁环中各向同性分布的非热电子产生的回旋同步辐射的亮温度、谱、成像分布^[48]。图 2(a)中,日冕磁环结构是典型的偶极子结构,且足点 A

的磁场强度大于足点 B 的磁场强度，环顶位于两足点之间。图 2(b) 给出了在足点 A、B 和环顶处亮温度的流量谱分布，3 条亮温度的谱曲线都有一个峰值，峰值对应的频率称为峰值频率。小于峰值频率时，辐射亮温度随着频率的增加而增加，辐射源是光学厚的；大于峰值频率时，辐射亮温度随频率的增加而减小，辐射源是光学薄的。光学厚部分的辐射主要取决于非热电子的自吸收、热电子的吸收以及回旋同步辐射的抑制和吸收；光学薄部分的辐射谱则直接反映辐射源非热电子的谱。图 2 也给出了 8 个频率的射电辐射源的结构，从图中可以看出，小于 5 GHz 的辐射源比较弥散且峰值位于环顶，大于 5 GHz 的辐射源，呈现与耀斑环足点一致的两个峰值，且频率越高，对应辐射源的尺度越小，并且，磁场强度较大的足点对应较大的辐射强度。因此，不同频率的射电源反映了非热电子的空间分布。射电源的轮廓在低频时比较弥散，说明耀斑环顶的尺度很大，非热电子分布在环顶附近；在高频时辐射源相对比较集中，说明耀斑环足点的磁场结构比较紧凑，非热电子位于接近环足的位置。

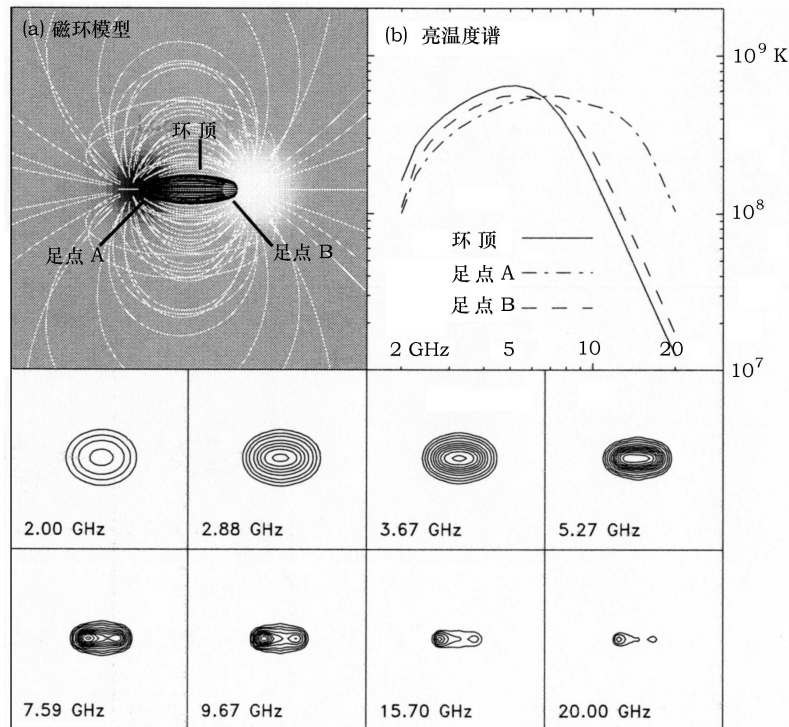


图 2 日冕磁环中的回旋同步辐射

(a) 磁场结构示意图，A、B 是足点，环顶在两足点之间；(b) 在 A、B 和环顶处的亮温度谱分布；下面 8 个小图是 8 个频率射电辐射的亮温度等高线^[48]。

如图 3 所示，耀斑过程中，硬 X 射线爆发源包括：(1) 位于磁重联 X 点上空的非热电子的薄靶 - 韧致辐射，称为非热日冕源；(2) 在加速区，耀斑环顶上空非热电子的短暂俘获产生的薄靶 - 韧致辐射，称为非热环顶源；(3) 耀斑环顶上端的热硬 X 射线辐射；(4) 位于色球层附近，由厚靶 - 韧致辐射产生的非热硬 X 射线源；(5) 位于光球层，由于反向

散射产生的辐射源。其中,足点非热硬 X 射线源和环顶热硬 X 射线源的辐射强度占主要部分,且由于强热环顶源的存在,使得非热环顶源和日冕源难以观测到。对于不对称的磁场结构,足点磁场强度大,硬 X 射线辐射流量小,反之也成立。硬 X 射线源的空间分布,是非热电子动力学过程的直接反映。在磁重联点上、下方的硬 X 射线源 (1)、(2),是非热电子被加速之后,在脱离加速区并注入到耀斑环的过程中产生的;位于环顶的硬 X 射线热源 (3),是热电子的辐射产物,辐射源的能量比较低;硬 X 射线源 (4)、(5) 主要来自于直接沉降和二次沉降的非热电子的辐射。

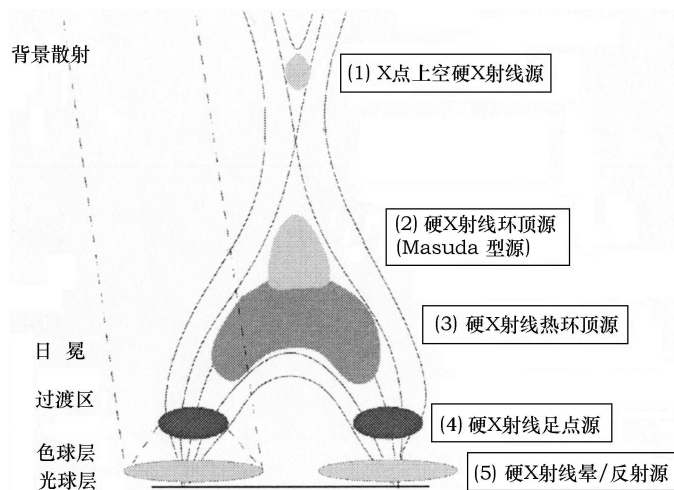


图 3 太阳耀斑环中硬 X 射线源的分布^[13]

通过分析 2002 年 3 月 17 日 M4.0 级耀斑的硬 X 射线观测, Alexander 和 Metcalf 分析了硬 X 射线源的分布及其演化,并且在“俘获 + 沉降”模型的框架下给出了物理解释^[49]。硬 X 射线源的不对称主要来自于耀斑环足点磁场强度的不对称,如 2.3.2 中所述,两个半环中的损失锥角不相同,使得两个半环中沉降的电子数也不相同。在耀斑的脉冲相,硬 X 射线辐射的能量越高,辐射源的不对称性越弱。这是由于库仑碰撞散射机制在损失锥角度比较大的情况下,作用更明显,而能量低的非热电子的逃逸率较大,因此,能量低的硬 X 射线辐射源的不对称性就增强了。通过分析硬 X 射线源不对称性的时间演化发现,在整个脉冲相期间,各个能段上的不对称性逐渐减小,甚至出现反转(强源变弱源,弱源变强源)。这是由于新耀斑环的出现,与原来耀斑足点磁场强弱的分布不同,从而硬 X 射线源的分布也发生反转。另外,他们还发现硬 X 射线足点源与日冕源的强度比 R 随能量的变化不明显,但仍然有随能量增加而减小的趋势。在整个脉冲相, 20~60 keV 能段的 R 不断增加,这是由于俘获电子不断逃逸,沉降电子不断增加引起的;由于色球蒸发以及温度升高,使得耀斑环顶的热电子密度增加,因此, ≤ 20 keV 能段的 R 逐渐减小;当 $\epsilon \geq 65$ keV 时, R 基本不变,说明俘获电子与沉降电子的数密度比不变,即非热电子的俘获时间很大,在研究的时间间隔内,没有电子逃逸。因此,硬 X 射线足点源的不对称以及 R 随能量、时间的变化,验证了非热电子的“俘获 + 沉降”模型,并且利用该模型可以定量计算得到与观测数据一致的结果。

通过比较不同频率射电源和不同能量的硬 X 射线源,发现对于简单结构的耀斑环,射电和硬 X 射线辐射的足点源位置基本一致,环顶源位于足点之间,电子加速区位于环顶上方的磁重联区。但是,对于复杂环结构的耀斑,射电和硬 X 射线辐射源的布局就很复杂,很多人做了这方面的工作^[50-52]。大部分的研究发现,耀斑由两个环组成:一个是与硬 X 射线足点源一致的致密环,另外一个与射电足点源密切相关的大环,且射电足点源远离硬 X 射线足点源。射电和硬 X 射线辐射源的复杂布局是两环相互作用发生磁重联的特征,电子在两环相交的位置被加速并且分别注入到两环中,电子的加速区通常位于两环相交的 X 点。

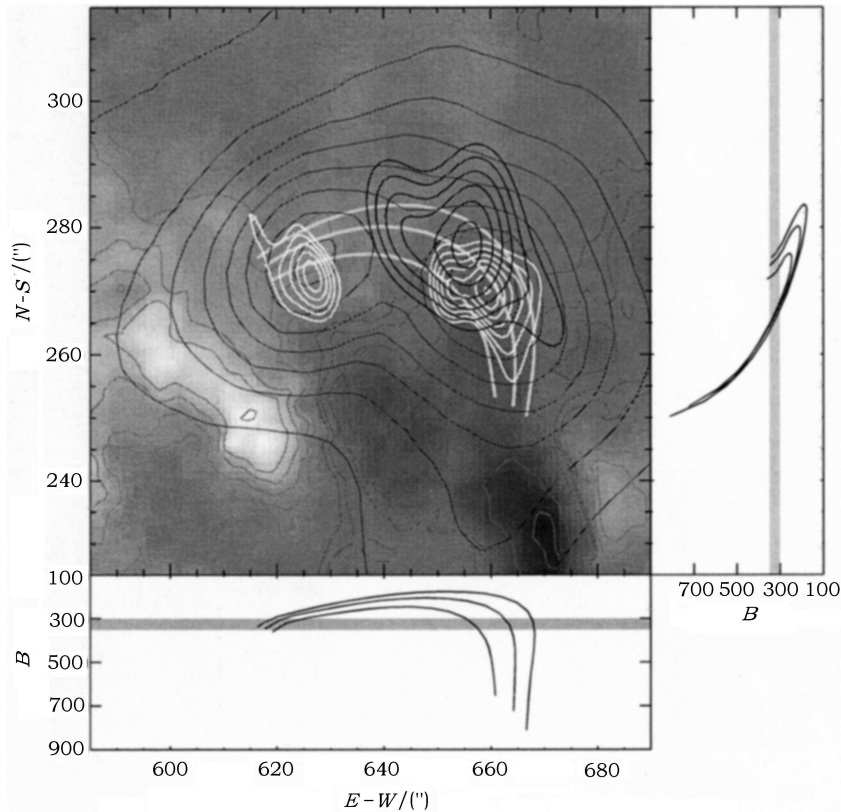


图 4 一个脉冲事件的磁场结构和射电辐射源分布

黑色粗实线、白色细实线、黑色细实线分别是 5、10.6、17 GHz 射电源的等高线,白色粗实线是在磁场外推结果中选取的代表耀斑磁结构的磁力线分布,下方和右方的实线是磁场强度的分布曲线^[53]。

3.3 非热电子的角分布

通过对比射电和硬 X 射线爆发源的分布,结合磁场外推,不仅可以很好地理解爆发源的空间分布,还可以进一步理解非热电子的角分布。磁场的结构是理解射电回旋同步辐射的一个重要因素^[52]。图 4 中,5 GHz 的射电单源位于环顶附近,10.6 和 17 GHz 的射电双源位于环顶的两侧,东边的足点源与外推的磁环结构足点很一致,西边的足点源没有位于磁环的足点,而是在环顶与磁场的西足点之间。这种射电源的布局,取决于磁场的结构。由于西足点的磁场强度较大,西半环对应的磁镜比就大于东半环的磁镜比,因此,西半环

的临界投射角小于东半环, 其俘获电子较多, 辐射强度就大。由此可见, 耀斑环中的射电辐射主要来自俘获非热电子, 由于西半环的磁镜点位置高于东半环, 使得西半环的射电源不能与耀斑环足点一致, 而是位于环顶和足点之间更高的位置上。Lee 和 Gary 认为非热电子的初始角分布对于射电辐射谱的演化起到重要作用^[53]。库仑碰撞引起的投射角散射使得不同能量的非热电子的俘获时间不同, 而光学薄部分的射电辐射与非热电子数密切相关, 因此, 可用来确定注入的非热电子是各向同性分布还是窄束流分布。通过拟合计算 1993 年 6 月 3 日的爆发事件, 他们发现该事件中, 注入非热电子是窄束流分布 ($\leq 30^\circ$), 可以很好地解释射电时变曲线的不对称分布以及短时间的上升相和长时间的衰减相。黄光力假设注入的非热电子是窄束流分布, 分析了俘获粒子和沉降粒子的分布, 解释了射电和硬 X 射线爆发源的奇异不对称性^[54]。

3.4 非热电子的谱分布

非热电子的谱分布是非热电子动力学中非常重要的物理参量, 通过对射电和硬 X 射线辐射谱的研究, 可以得到非热电子的谱演化, 从而分析非热电子的分布和演化。射电和硬 X 射线辐射的流量谱在辐射流量曲线的上升 - 峰值 - 衰减期间的演化有两种形式: 软 - 硬 - 软和软 - 硬 - 硬^[55-62], 对耀斑事件的分析发现, 两种辐射流量谱的演化有时相同, 有时不同^[39,40,60,61,64]。Silva 等人分析了 27 个耀斑事件的射电和硬 X 射线爆发, 发现 75% 的事件中, 射电辐射的谱比硬 X 射线的谱硬 0.5~2.0^[63]。对于两种辐射谱演化相同的解释, 主要根据两者来自于同簇非热电子。对它们之间差异的解释也有很多: (1) 非热电子来自于不同的加速区域; (2) 非热电子由同一个加速机制加速, 但是分两步完成; (3) 耀斑环中存在磁镜, 俘获电子数的增加使得射电辐射流量相对硬 X 射线辐射流量增加, 并

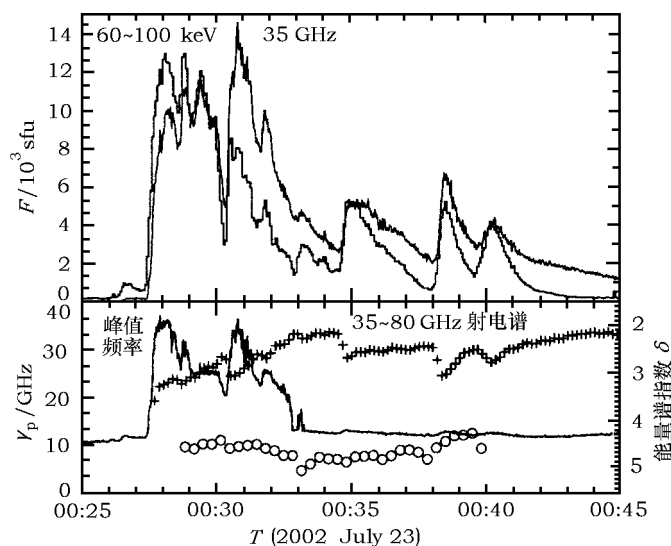


图 5 耀斑的射电和硬 X 射线辐射

上图是日本野边山观测的 35 GHz 射电辐射流量曲线和 RHESSI60~100 keV 硬 X 射线辐射流量曲线, 下图是射电辐射峰值频率的时变曲线、RHESSI100~400 keV 硬 X 射线辐射以及 35~80 GHz 射电辐射计算得到的非热电子的谱^[64]。

且在各种投射角散射机制中,不同能量非热电子的逃逸能力不同,使得射电辐射谱和硬 X 射线谱的演化方式也不相同^[65]。Saldanha 等人认为,硬 X 射线流量谱变硬部分的辐射主要来自于沉降电子,而不是俘获电子^[66]。一方面,可能加速机制本身产生的非热电子的谱变硬,另一方面,非热电子的输运过程可能改变了沉降电子的能谱分布。Lee 等人认为耀斑过程中,有效的俘获机制可以解释射电辐射平滑的时变曲线、不同频率的峰值延迟以及变硬的辐射谱^[53]。另外,在某些耀斑事件的衰减相,热成分的射电辐射成为主要部分,这也是射电流量谱变硬的一个原因^[61]。

通过射电和硬 X 射线辐射源的谱分析,射电和硬 X 射线辐射谱演化的差异得到重新验证。Wang 等人通过分析 OVSA 在 1~12 GHz 上的射电辐射成像观测发现,由硬 X 射线爆发得到的非热电子的谱与射电辐射足点源得到的谱一致,但与射电环顶源的谱不一致^[67-69]。在足点,射电回旋同步辐射与硬 X 射线辐射来自相同的非热电子;在环顶,射电辐射主要是超热电子的热回旋同步辐射,而硬 X 射线辐射主要是热成分。由于磁镜作用,使得非热电子在耀斑环中的分布不均匀,耀斑环不同位置的射电辐射得到的非热电子的谱也不相同。Emslie 等人分析了 2002 年 7 月 23 日硬 X 射线爆发源的分布和辐射谱,其中,耀斑环顶源是强度很高的热源,两个足点源的磁场具有相反的磁性,它们的流量和谱指数在时间上相关,但是谱指数之间的差为 0.3~0.4。由于库仑碰撞散射使得非热电子的谱变硬,因此,两个足点源的辐射谱的差异来自于色球层顶端、耀斑环足点附近不同的背景等离子体密度^[70]。Liu 等人分析了 2005 年 5 月 13 日的双带耀斑的硬 X 射线辐射,发现在耀斑带上分布的硬 X 射线源的强度与谱指数成反相关,这与之前谱指数与流量反相关的结论是一致的;硬 X 射线源的谱与当地的磁场强度也呈现反比关系,说明弱的磁场强度对应较软的非热电子能谱^[71]。Krucker 和 Lin 对比分析了硬 X 射线日冕源与足点源的流量谱,发现前者的流量谱指数比后者大 2,这是因为日冕源对应薄靶模型,足点源对应厚靶模型,所以两者出现一个差值 2^[72]。然而, Battaglia 和 Benz 发现两者的差值大于 2,这就说明仅仅薄靶-厚靶模型不能解释这个观测特征,他们认为沉降电子受到的反向电流片的作用,使得谱指数的差异大于 2^[73,74]。

BIMA (Berkeley-Illinois-Millimeter Array) 首次观测到 86 GHz 的高频射电辐射,通过对比分析毫米波射电辐射与硬 X 射线辐射,发现毫米波射电辐射主要来自更高能量的非热电子 (1 MeV),得到的谱比硬 X 射线辐射 (1~100 keV) 的谱更平滑^[75,76];在耀斑的初始相,由于没有足够的非热电子而观测不到硬 X 射线辐射,但是可以观测到厘米-毫米波射电辐射。对于高于几百 keV 能量的硬 X 射线和伽玛射线辐射的观测分析发现,光子谱可以用双幂律谱函数来拟合,其中高能段谱比低能段谱平缓,拐点能量为 400~700 keV。White 等人分析了 2002 年 7 月 23 日硬 X 射线、伽玛射线和毫米波射电爆发,计算了各种爆发的谱^[64]。图 5 中,射电 35 GHz 的辐射流量曲线与硬 X 射线 60~100 keV 的流量曲线时间演化很一致,射电辐射的峰值频率与硬 X 射线辐射的主峰对应很好,但是,根据毫米波射电辐射得到非热电子的谱指数,比硬 X 射线 400~600 keV 得到的非热电子的谱指数小 2~3,从而证明了磁重联加速的非热电子具有双幂律谱分布,硬 X 射线辐射对应较低能量的高能电子,毫米波射电辐射对应高能量的高能电子。

4 存在的问题以及未来研究方向

太阳耀斑非热电子动力学研究是 20 世纪末新兴的研究课题, 随着望远镜技术的不断进步, 高分辨率的观测数据使得人们能够全面系统地研究非热电子输运的整个过程。以下是根据研究现状提出的现存问题, 以及未来需要进一步研究的方向。

在理论上, 人们广泛接受的理论模型是“俘获 + 沉降”模型, 该模型能够合理地解释射电和硬 X 射线辐射的观测特征, 并且随着新的观测现象的发现, 该模型不断得到完善。虽然模型中非热电子的动力学过程仅仅归纳为 5 个部分, 但是每个部分包含的物理过程、涉及的物理参数都非常复杂, 这就给分析和研究动力学过程的细节带来困难。(1) 首先, 在耀斑过程中, 电子的加速机制有很多, 并且每个机制产生的非热电子的能谱、空间分布各不相同, 给分析沉降、俘获、辐射等过程带来不确定性, 针对不同加速机制下产生的非热电子动力学特征的研究相对比较缺乏。(2) 初始沉降率是由磁场结构决定的, 同时它也决定了非热电子注入之后, 沉降电子数和俘获电子数的比例。虽然人们可以通过硬 X 射线点源的不对称性来反演这个参数, 但是, 由于观测设备灵敏度的限制, 无法得到整个过程中初始沉降率的演化, 因此, 在计算俘获、沉降电子数密度的时候都需要提出关于初始沉降率的假设值。(3) 关于俘获电子的逃逸机制, 现在已经提出了几种可能, 它们在耀斑爆发过程中, 可能同时出现, 也可能交替出现, 或者有时作用明显, 有时作用不明显。因此, 哪种投射角散射机制起主要作用, 仍然没有定论, 缺乏相关的统计结果。另外, 由于整个爆发过程中各种投射角散射机制都有出现的可能, 对于俘获电子逃逸率演化的研究需要更细致的分析。(4) 该模型没有考虑俘获的非热电子在磁镜中运动时, 产生的漂移以及可能产生的二次加速, 并且没有估算这些变化对射电和硬 X 射线爆发的影响。(5) 耀斑环中, 磁镜结构的稳定性有一定的寿命。在同一个爆发过程中, 非热电子的输运是在同一个磁镜结构中完成, 还是在不同的连续出现的磁镜中完成, 还没有详细的研究结论, 变化的耀斑环对高能电子输运的影响还没有结论。

在观测上, 越来越精细的观测数据为理论研究提供了丰富的原始资料, 但同时, 新观测现象的发现也对现有的理论提出了挑战。观测是理论模型的验证, 理论模型的发展也对观测提出了更高的要求。(1) 硬 X 射线辐射的观测已经得到很大提高, RHESSI 为我们提供了高时间、能量、空间分辨率的观测数据, 产生硬 X 射线爆发的非热电子的谱、能量、空间分布和演化得到了充分的理解, 但是在射电波段, 缺乏日冕高度上高时间、空间、频率分辨率射电成像数据, 这使得对于产生射电辐射的非热电子的空间分布以及辐射条件的研究难以更深入地进行。(2) 在射电波段, 光学薄的回旋同步加速辐射与非热电子直接相关, 但是射电爆发中还包含许多精细结构, 它们的辐射机制可能是等离子体辐射、回旋脉泽辐射等相干辐射。这些辐射都是由于某种非热电子、背景等离子体等分布的不稳定性引起的, 而各种不稳定性都有可能产生俘获电子的投射角散射, 对俘获电子的逃逸产生影响, 从而影响射电和硬 X 射线爆发的非热电子分布。目前缺乏射电精细结构与非热粒子动力学过程的联合分析, 没有充分挖掘射电精细结构的诊断功能。

致谢

感谢国家天文台颜毅华和傅其骏研究员的悉心指导,感谢紫金山天文台黄光力研究员、吴德金研究员和宁宗军研究员的诸多帮助。

参考文献:

- [1] Aschwanden M J. *Space Science reviews*, 2002, 101: 1
- [2] Takakura T, Kai K. *PASJ*, 1966, 18, 57
- [3] Hudson H S. *Sol. Phys.*, 1972, 24: 414
- [4] Kane S R. *Cornal disturbances*, IAU Symp. Dordrecht: Reidel Publishing Co., 1974, 57: 105
- [5] Melrose D B, Brown C. *MNRAS*, 1976, 176: 15
- [6] MacKinnon A L, Brown J C, Trotter G, Vilmer N. *A&A*, 1983, 119: 297
- [7] MacKinnon A L. *A&A*, 1986, 163: 239
- [8] MacKinnon A L. *A&A*, 1991, 242: 256
- [9] Alexander D. *A&A*, 1990, 235: 431
- [10] McClements K G. *A&A*, 1990, 230: 213
- [11] McClements K G. *A&A*, 1990, 234: 487
- [12] Aschwanden M J. *ApJ*, 1998, 502: 455
- [13] Aschwanden M J. *Physics of the Solar Corona*, Berlin: Praxis Publishing Ltd., 2004: 518
- [14] 赵仁扬, 金声震, 傅其骏. *太阳射电微波爆发*. 北京: 科学出版社, 1997
- [15] 赵仁扬. *太阳射电辐射理论*. 北京: 科学出版社, 1999
- [16] Dulk G A. *ARA&A*, 1985, 23: 169
- [17] 甘为群, 王德焯. *太阳高能物理*. 北京: 科学出版社, 2002
- [18] Ramaty R, Mandzhavidze N. *AIP Conf proc*, 1994, 294: 26
- [19] Hulot E, Vilmer N, Trotter G. *A&A*, 1989, 213: 383
- [20] Hulot E, Vilmer N, Chupp E L, Dennis B R, Kane S R. *A&A*, 1992, 256: 273
- [21] Litvinenko Y E. *SP*, 1996, 186: 291
- [22] Kliem B. *ApJS*, 1994, 90: 719
- [23] Miller J A, LaRosa T N, Moore R L. *ApJ*, 1996, 461: 445
- [24] Tsuneta S, Naito T. *ApJ*, 1998, 495: L67
- [25] Somov B V, Kosugi T. *ApJ*, 1997, 485: 859
- [26] Aschwanden M J. *ApJ*, 2004, 608: 554
- [27] Lee J, Gary D E, Qiu J, Gallagher P T. *ApJ*, 2001, 572: 609
- [28] Lee J, Gary D E. *Solar and Space Weather Radiophysics*. Dordrecht: Kluwer, 2004: 182
- [29] Trubnikov B A. *Rev. Plasma Phys.*, 1965, 1: 105
- [30] Benz A O, Gold T. *Sol. Phys.*, 1971, 21: 157
- [31] Berney M, Benz A O. *A&A*, 1978, 65: 369
- [32] Benz A O, Kane R S. *Sol. Phys.*, 1986, 104: 179
- [33] Aschwanden M J, Benz A O. *ApJ*, 1988, 332: 447
- [34] Petrosian V. *Proc-1996-Ramaty*, 1996, 374: 445
- [35] Bai T, Ramaty R. *ApJ*, 1979, 227: 1072
- [36] Peterson R, Winckler J R. *J. Geophys. Res.* 1959, 64: 697
- [37] Kundu M R. *J. Geophys. Res.*, 1961, 66: 4308
- [38] Dennis B R. *Sol. Phys.*, 1988, 118: 49

- [39] Melnikov V F. High Energy Sol. Phys, 2000a, 206: 371
- [40] Melnikov V F. High Energy Sol. Phys, 2000b, 206: 475
- [41] Gary D E. ApJ, 1985, 297: 799
- [42] Kai K. Sol. Phys., 1986, 104: 235
- [43] Aschwanden M J, Benz A O, Dennis B R. ApJ, 1995, 455: 347
- [44] Aschwanden M J, Hudson H, Kosugi T, Schwartz R A. ApJ, 1996, 464: 985
- [45] Aschwanden M J, Benz A O. ApJ, 1997, 480: 825
- [46] Kundu M R, White S M, Shibasaki K, Grechnev V V. ApJ, 2001, 547: 1090
- [47] Klein K-L, Trotter G, Magun A. Sol. Phys., 1986, 104: 243
- [48] Bastian T S, Benz A O, Gary D E. ARA&A, 1998, 36: 131
- [49] Alexander D, Metcalf T. Sol. Phys., 2002, 210: 323
- [50] Hanaoka Y. Sol. Phys., 1997, 173: 319
- [51] Nishio M, Yaji K, Kosugi T, Nakajima H, Sakurai T. ApJ, 1997, 489: 976
- [52] Lee J, Gary D E, Shibasaki K. ApJ, 2000, 531: 1109
- [53] Lee J, Gary D E. ApJ, 2000, 543: 457
- [54] Huang G L. New Astro. 2007, 12: 483
- [55] Frost K J, Dennis B R. ApJ, 1971, 165: 655
- [56] Dennis B R. Sol. Phys., 1985, 100: 465
- [57] Kiplinger A L. ApJ, 1995, 453: 973
- [58] Grigis P C, Benz A O. A&A, 2004, 426: 1093
- [59] Ning Z J, Ding M D. PASJ, 2007, 59: 373
- [60] Ning Z J. ApJ, 2007, 659: L69
- [61] Ning Z J. ApJ, 2007, 671: L197
- [62] Ning Z J. Sol. Phys., 2008, 247: 53
- [63] Silva V R, Wang H M, Gary D E. ApJ, 2000, 545: 1116
- [64] White S M, Krucker S, Shibasaki K, Yokoyama T, Shimojo M, Kundu M R. ApJ, 2003, 595: L111
- [65] Pick M, Vilmer N. A&A Rev., 2008, 16: 1
- [66] Saldanha R, Krucker S, Lin R P. ApJ, 2008, 673: 1169
- [67] Wang H, Gary D E, Lim J, Schwartz R A. ApJ, 1994, 433: 379
- [68] Wang H, Gary D E, Zirin H, Schwartz R A, Sakao T, Kosugi T, Shibata K. ApJ, 1995, 453: 505
- [69] Wang H, Gary D E, Zirin H, Nitta N, Schwartz R A, Kosugi T. ApJ, 1996, 456: 403
- [70] Emslie A G, Kontar E P, Krucker S, Lin R P. ApJ, 2003, 595: L107
- [71] Liu C, Lee J, Jing J, Gary D E, Wang H. ApJ, 2008, 672: L69
- [72] Krucker S, Lin R P. ApJ, 2008, 673:1181
- [73] Battaglia M, Benz A O. A&A, 2006, 456:751
- [74] Battaglia M, Benz A O. A&A, 2007, 466:713
- [75] White S M, Kundu M R. Sol. Phys., 1992, 141: 347
- [76] Kundu M R, White S M, Gopalswamy N, Lim J. ApJ Supplement Series, 1994, 90: 599

The Study of Non-thermal Electron Kinetics During Solar Flares

HUANG Jing

(National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

Key words: non-thermal particles; radio burst; hard X-ray burst

Abstract: In this paper, we introduce the model of the kinetic process of non-thermal electrons during the solar flares and the observational characteristics of radio and hard X-ray bursts. The general accepted model for non-thermal electrons kinetics during solar flares is trap-plus-precipitation model, which is composed of five phases: acceleration, injection, trap, precipitation, and energy loss. There are several acceleration mechanisms such as electric DC field acceleration, stochastic acceleration and shock acceleration and so on. The energy, spatial and momentum distribution of non-thermal electrons accelerated from each mechanism are different and the accelerated electrons are injected into the flare loops with different ways. For electric DC field acceleration, the accelerated electrons depart from the reconnection region directly and the original distribution is unaffected by the injection. However, the electrons accelerated by stochastic acceleration and shock acceleration would be trapped inside the magnetic mirror of acceleration region and they are injected into the flare loops while they are scattered out of the trap region. The injected electrons with pitch angle less than the loss-cone angle move freely through the flare loops. The other ones with pitch angle greater than the loss-cone angle are trapped inside the flare loops and bounced between the magnetic mirror points until they are scattered into the loss cone by proper pitch angle scattering mechanisms or lose energy by interactions with the local plasma. All the energetic electrons, which get to the chromosphere, lose their energy by emission and collision and stay in the chromosphere afterward. During the kinetics process of non-thermal electrons, the non-thermal electrons interact with magnetic field, local plasma et al. and produce radiations. Radio burst are produced both by gyrosynchrotron radiation when the non-thermal electrons spiral the magnetic field and plasma emission. Hard X-ray is emitted by free-free radiation with non-thermal electrons colliding with the local plasma. Both of them are the instantaneous signals of the non-thermal electron kinetics. By analyzing the fluxes, spectra, and sources of radio and hard X-ray burst, we can study the spatial, energy and temporal distribution of non-thermal electrons, the wave-wave interaction, wave-particle interaction, collision, emission, diffusion during the transport, and the characteristic of magnetic field and local plasma. We can provide theoretic and observational basis for magnetic structure of solar flares, solar atmosphere and magnetic reconnection.

Key words: non-thermal particles; radio burst; hard X-ray burst