

活动星系核的非热致电子级联模型研究 及其进展：纯康普顿机制冷却情形

李 治 平

(中国科学院北京天文台 北京 100080)

摘 要

活动星系核的高能辐射机制研究对于揭示其结构和演化特征以及中央驱动之谜具有极其重要的意义。近十年来,随着活动星系核结构模型研究以及其高能连续谱观测的发展,解释活动星系核高能辐射的非热致电子级联模型得以产生、发展和完善起来。在本文中详细地评述了纯康普顿冷却情形的非热致电子级联模型的产生背景及目前的研究进展。另外,着重地综述了非热致电子级联模型的辐射转移处理以及热电子的康普顿散射处理等问题。最后评述了这一模型在解释活动星系核的高能辐射特征方面的优缺点。

关键词 辐射机制:非热 — 星系:核 — 辐射转移

1 引 言

X 射线辐射是活动星系核的普遍特征,此类天体在 X 射线波段的辐射能量估计占总能量的 30% 以上^[1]。活动星系核的 X 射线辐射的谱特征主要表现在下述 4 个方面:(1) 谱满足幂律关系^[2,3]; (2) 存在快速光变特征^[4,5]; (3) 在高能 γ 射线谱区存在转向,转向后 γ 射线谱变陡^[6,7,19]; (4) X 射线的辐射成分具有多元结构^[8]。人们一度致力于用电子级联模型来解释 X 射线的这些谱特征,第一是因为目前发现许多活动星系核具有 γ 射线辐射^[9], γ 射线的能量远高于电子的静止质量,它很容易与低能量的光子碰撞产生正负电子对。第二是大约三分之一的塞佛特 1 型星系已被发现具有 X 射线光变^[10], 由光变时标导出的源的尺度是如此之小,以致于与 X 射线共存的 γ 射线必然与之碰撞而被吸收产生正负电子对,在如此致密的 X 射线区域 γ 射线的逃逸是非常困难的。第三是如果 X 射线来源于单纯的相对论电子的辐射,那么其辐射冷却时间将不可避免地短于源的动力学稳定时间,这就意味着冷却电子将在源中迅速堆积,使之成为汤姆逊散射光学厚,这样源中的光子必将经过很长时间的散射才能到达源的表面,可是这一结论与观测到的 X 射线的快变特征是不一致的。因此 X 射线可能不是起源于相对论电子的韧致辐射。基于上述三个方面的理由,正负电子级联模型得以蓬勃发展起来。根据非热电子的冷却机制可以把电子级联模型划分为以康普顿散射冷却为主

的纯康普顿电子级联和同时包含有同步加速辐射冷却的同步自康普顿电子级联两种类型，我们这里主要讨论第一种类型。

2 非热致电子级联模型的产生背景及其基本特征

正负电子级联可以产生于热等离子体中^[11]，其生成过程包含有粒子作用，粒子光子作用以及光子光子作用等过程。电子级联也可以产生于非热相对论等离子体中，在这一等离子体中，小部分相对论电子携带了大部分能量，其中电子对生成主要是通过光子光子相互作用^[12]。在这里我们主要讨论产生于非热相对论等离子体中的非热致电子级联模型。

级联过程是指存在正负电子对生成链的物理过程。非热致级联模型假设在一个各向同性区域，相对论电子以一定的分布注入，注入的电子被某一机制（例如汤姆逊极限下软光子的逆康普顿散射，或同步自康普顿散射等）冷却后产生硬光子，硬光子再与其他靶光子碰撞产生正负电子对，形成一个二级电子入射。另外假设所有的电子在达到热平衡和湮灭以前均冷却到相对论速度以下。这一过程连续，就是我们通常意义下的电子级联过程。

60年代，人们已经指出 γ 射线与低能光子碰撞产生正负电子对($\gamma_- + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$)，这一物理过程很可能在很亮的致密天体中存在^[12,13]。由于这一过程既消耗了即将逃逸的高能辐射，又通过生成新的粒子而改变了辐射气体的组成和特征，因此它对连续谱辐射特别是高能辐射有着极其重要的影响。如果作为致密区主要能量来源的非热相对论电子具有足够大的洛伦兹因子，那么其辐射的大部分光子的能量(以 $m_e c^2$ 为单位， m_e 是电子的静止质量， c 为光速，如无特殊说明，文中光子能量均以 $m_e c^2$ 为单位)将很容易达到 γ 射线量级。由于当能量为 x (以 $m_e c^2$ 为单位)的光子与能量大于 x^{-1} 的靶光子碰撞时将产生正负电子对，因此Jelley^[12]强调在致密源中，如果存在足够数量的靶光子，那么高能 γ 射线生成电子对的可能性将大于其逃逸的可能性。Herterich^[13]注意到这一逃逸的可能性和致密天体中靶光子的亮度 L 及其所在区域的尺度 R 的比值 L/R 关系非常密切。Cavaliere^[14]等人发现当 L/R 足够大时，入射电子将在它们逃逸前完全被康普顿散射冷却。基于上述思想，Guilbert^[15]等人定义了一个无量纲的参数

$$l = \frac{L}{R} \frac{\sigma_T}{m_e c^3} \quad (1)$$

来描述致密区的性质，这一参数就是通常所说的光子致密度参数，这里 σ_T 为汤姆逊散射截面， L 为总亮度，类似于这一定义，我们将在下文中引入电子致密度参数 l_e ，注入光子致密度 l_s 以及X射线致密度 l_x 。根据(1)式，Herterich^[13]假设的光子光子吸收产生电子对的吸收光学深度大于1时所要求的亮度条件可以近似地表示成(假设大部分光子能量接近于 $m_e c^2$)，

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx l/4\pi > 1 \quad (2)$$

可以看出，当 $l > 10$ 时电子对生成吸收将对辐射产生极其重要的影响。Cavaliere^[14]等人证明康普顿冷却时间与逃逸时间 R/c 的比率可以表示为 $\sim (l\beta)^{-1}$ (这里的 β 表示电子的洛伦兹因子 $\beta = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ ， v 为电子速度)，也就是电子的康普顿冷却速度与其洛伦兹因子及靶光子的致密度成反比。因此对于 $l > 1$ 的区域，电子的康普顿冷却将居支配地位(这一结论对于任何洛伦兹因子 β 均成立)。

理论推导和观测迹象均表明, 非热致电子级联生成在活动星系核中具有重要地位。这里我们首先从理论的角度对这一命题进行考察, 在中心黑洞附近, 我们可以把致密参数表示成^[16]:

$$l = \frac{L\sigma_T}{Rm_e c^3} = 2\pi \left(\frac{m_p}{m_e} \right) \left(\frac{L}{L_E} \right) \left(\frac{R_s}{R} \right) \quad (3)$$

这里 m_p/m_e 是质子和电子的质量比, $L_E = 4\pi GMcm_p/\sigma_T$ 为爱丁顿极限, $R_S = 2GM/c^2$ 乃质量为 M 的黑洞的施瓦西半径。如果取 $R \sim 10R_S$ 和一个中等程度的 L/L_E 值, 那么大部分吸积盘模型的 l 值将保持在 10 左右。另一方面, 在物质吸积进入黑洞的过程中, 每一个质子将有 10% 左右的静止质量转化为能量, 这样电离气体中的每一个电子将有可能获得 $0.1m_p c^2 \sim 100m_e c^2$ 的能量。如果这部分能量通过冲击波、磁场重连或强电场加速等方式转化给电子, 那么必将有一小部分电子被加速到非常高的能量。只要这部分高速电子产生同样能量的光子 (通过同步加速辐射或者逆康普顿散射), 那么充足的电子对链生成条件将会很自然地形成。

在观测方面, 活动星系核的 X 射线辐射的短时标光变观测研究表明, 其光变的特征时标处于 10^2-10^5 s 的量级, 由此导出 X 射线的光穿行距离为 $c\Delta t \sim 3R_S$, 因此大部分活动星系核的 X 射线产生于吸积盘中极接近中心的高能致密区域。另一方面, 通过光穿行时间和 X 射线的观测光度估计出的 X 射线生成区域的光子致密度, 满足电子级联生成条件 $l > 10^{[17]}$, 同时在 0.1—5 MeV 区域甚至更高的高能 γ 射线也已经在许多致密源中被观测到^[18-21]。因此, 可以断言, 所观测到的 X 射线的生成区域必然存在电子级联生成过程。

Bonometto 等人^[22]1971 年就开始利用非热电子级联模型来解释活动星系核的高能谱特征, 他们首先意识到一个非热电子级联过程必然包括交替着的光子光子对生成链 ($\gamma_- + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$) 和逆康普顿散射软光子的硬光子生成链两个过程。级联电子的生成将导致入射能量进行重新分布, 使幂律谱变陡。Bonometto 等人^[22]证明如果电子级联存在, 并且靶光子致密度 $l_s > 1$, 则稳态电子分布在电子对生成光学厚的能量区域必然满足 $N \propto \beta^{-3}$, 忽略其他物理效应, 此时 X 射线谱指数将趋向于 1。

1983 年, Guilbert^[15]等人对非热致级联模型进行了全面系统的理论分析, 在他们设计的模型中, 假设电子连续地以一个高能的非热平衡分布注入发射区, 这些入射电子通过同步加速辐射或者康普顿散射产生 γ 射线光子, γ 射线通过对吸收产生正负电子对, 由此组成一个二级电子入射并且随之再次产生高能光子。Guilbert 等人在对非热致级联模型的研究中首次定义了致密度参数这一概念, 为这类模型的研究奠定了理论基础。其次, Guilbert 等人首次对冷却电子对的热平衡及其对辐射谱的影响进行了深入分析。他们证明了冷却的二级电子对很容易获得大于 1 的汤姆逊散射深度 $\tau_T \sim (PYl)^{1/2}$, 这里 PY 表示正负电子对的生成效率。这样, 光子可能由于遭遇冷却电子对的热康普顿散射而使级联过程更加复杂。接下来 Guilbert 等人对非热致电子级联模型的出射谱进行了定性描述, 指出了由于热康普顿散射谱将在 $1/\tau_T^2(m_e c^2)$ 处出现转向, 幂律谱将变得更陡。由于电子对吸收引起的谱的高能截止将小于 $100(m_e c^2)(\tau_T > 1)$, 这一截止位置与源的亮度成反比。至此, 非热致级联模型作为一个解释活动星系核高能辐射的理论模型得以从理论上完全建立起来。同时, 对链模型的研究进入了解析和定量模拟的新阶段。

3 非热致电子级联模型的研究进展

1984 年 Kazanas^[23] 研究了幂律电子 $Q(\beta) = Q_0\beta^{-\Gamma}$ 入射假设情形下, 只考虑康普顿冷却机制时非热致电子级联模型的稳态分布特征, 建设性地把稳态电子的动力学分布转化成为一个积分方程

$$N(\beta) = \frac{1}{d\beta/dt} \int_{\beta}^{\infty} \left[Q(\beta') + 2 \int 2\dot{n}_C^{NT}(\beta'')\delta(\beta'' - 2\beta')\tau_{\gamma\gamma}(\beta)d\beta'' \right] d\beta' \quad (4)$$

其中 $Q(\beta')$ 表示入射电子分布, $\tau_{\gamma\gamma}$ 为光子光子的电子对生成吸收深度, $\dot{n}_C^{NT}(\beta'')$ 表示由非热电子逆康普顿散射产生的光子流量密度, 它可以表示成下述积分形式(康普顿散射的积分方程),

$$\dot{n}_C^{NT}(X) = \int cn(x')dx' \int N(\beta) \frac{d\sigma}{d\beta}(x, x', \beta)d\beta \quad (5)$$

这里 $n(x)$ 为光子数密度, σ 为散射截面。从物理意义上讲, (4) 式实际上就是致密区中电子分布的连续性方程的积分形式。(4) 和 (5) 式就是 Kazanas 导出的关于电子分布的积分方程。

Kazanas 提出的积分方程为非热致电子级联模型稳态电子的自洽分布的数字求解提供了一条探索的途径。随之 Kazanas 在假设入射电子幂律指数 $\Gamma < 2$ 的前提下, 对入射电子致密度 $l_e \gg 10$ 时的稳态电子分布进行了解析求解, 指出此时在电子对生成吸收深度 $\tau_{\gamma\gamma}(x) \equiv 0$ 的区域稳态电子分布满足 $N \sim \beta^{-2}$, 而在 $\tau_{\gamma\gamma} > 0$ 的区域则 $N \sim \beta^{-3}$, 如果忽略其他物理效应(热电子的康普顿散射), 则模型的 X 射线谱指数 $\alpha \rightarrow 1$, 这一结论与文献 [22] 的结果是一致的。

1985 年, Zdziarski^[24] 等人对低致密度的非热致电子级联模型作了进一步的研究, 其论文在限制电子汤姆逊散射深度光学薄的前提条件下, 采用一种更为合理的方式处理了辐射转移, 使电子对生成获得了一个极为直观的解析形式

$$P(\beta) = -4\dot{n}_{\gamma\gamma}(2\beta) = 4\dot{n}_C^{NT}(2\beta) \left[1 - \frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(2\beta)}}{\tau_{\gamma\gamma}(2\beta)} \right] \quad (6)$$

上式中 $\tau_{\gamma\gamma}$ 为电子对生成吸收深度, $P(\beta)$ 表示正负电子对的入射率, 它正比于光子光子碰撞的电子对生成率, 由于每次碰撞产生两个电子, 并且其能量等于光子能量的一半, 因此, 我们在 (6) 式中乘上因子 4。在考虑光子的高阶散射可以忽略的情形下, Zdziarski^[24] 等人把稳态电子分布的积分方程代入逆康普顿散射方程, 最终获得一个可解的致密区光子流密度的自洽积分方程

$$\dot{n}_C^{NT}(x) = \frac{3^{1/2}}{4} x^{3/2} x_0^{-1/2} \int_{(3x/4x_0)^{1/2}}^{\beta_{\max}} \left\{ Q(\beta) + 4\dot{n}_C^{NT}(2\beta) \left[1 - \frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(2\beta)}}{\tau_{\gamma\gamma}(2\beta)} \right] \right\} d\beta \quad (7)$$

这里, x_0 表示初始靶光子的能量。这样, 在这一特殊条件下就完全有可能数字求解致密区的光谱特征。经过上述处理后, Zdziarski 等人对 $l_e \ll 1$ 的极限情形求出了逃逸光子的解析解, 同时也计算了 $l_e \leq 20$ 时电子级联模型的数字解。计算表明, 对于单能初始电子入射情形, 当光子致密度参数从 0.1 增加到 100 时, X 射线谱指数从大约 0.5(对应于级连作用较弱时) 增加到 ~ 0.9 (对应于级联起重要作用的情形)。当致密区域全部相关能量段的电子生成均为光学厚

时, 忽略热康普顿散射效应, 电子对的生成速率 $\propto \beta^{-2}$, 此时, X 射线谱指数 $\sim 0.9-1$, γ 射线谱指数为 ~ 2 , 这一结论与 Bonometto 等人^[22] 和 Kazanas^[23] 的讨论是一致的。Zdziarski 等人的研究发现, 由于级联过程, 当入射能量增加 20 倍时, 模型在 X 射线波段的辐射将放大到 10^3 倍的量级。

不管是 Kazanas 的积分方程组还是 Zdziarski 的自洽积分方程, 都是从连续性方程演化而来, 从这一观点出发, Fabian^[25] 等人 1986 年建立了非热致电子级联模型中关于电子和光子数守恒的两个基本的动力学方程 (电子数守恒和光子数守恒), 并且对 $l_e > 4$ 时时间依懒的稳态和非稳态的软光子入射情形进行了数字求解探索。

在 Fabian^[25] 等人对上述守恒方程的处理中, 采用把辐射转移问题分解成几个近似的电子及光子生成或负生成的处理方式, 尽管这些分解的近似程度极端粗糙, 但这些分解为数值求解两个动力学方程的稳态及非稳态的数字解提供了可能途径, 使对非热致电子级联模型的全面数字求解成为可能。Fabian^[25] 等人的模型计算覆盖了 $0.1 < l_e/l_s < 10$ 区域, 在这一初始条件下, 高阶康普顿散射将变得很重要。由于考虑了多重散射效应, 它的数字解法较之以前的模型要更困难些。Fabian^[25] 等人的模型的另一个突出进步是在模型中包含了对冷电子对的热致康普顿散射效应的处理。它们在处理中假定每次散射引起的光子能量移动为

$$\frac{\Delta x}{x} = 4\theta - \frac{x}{1+x} \quad (8)$$

这里 θ 为热平衡温度, 上述第一项描述了由于运动电子引起的光子费米加速, 而第二项则表示由于电子反弹引起的光子能量损失。处理中忽略散射引起的二阶弥散 $\langle (\Delta x)^2 \rangle$ 。结果显示冷电子对的康普顿散射效应在 $l_e \geq 30$ 时对特征谱有着极其重要的影响。

Fabian^[25] 等人的研究表明, 当 $\tau_T > 0.3$ 时, 冷电子对的热康普顿散射将对 X 射线谱产生较明显的影响, X 射线谱将因此而变陡。对应于所选择的参数范围, 其模型产生的 X 射线谱指数 α_X 处于 $0.51-1.71$ 不等, 假如选择 $l_e \sim 1-100$, 则 α_X 将主要集中在 $0.7-0.9$ 之间。此外, Fabian^[25] 等人还对当入射能量发生变化时的情形进行了研究, 当入射能量发生变化时, 出射谱将在不同的波段作出不同形式的响应。在 X 射线波段的辐射的变化与入射能量存在一种暂时的负相关关系, 即当电子的入射能量增加时, X 射线波段的辐射反而减少。这可能与电子级联的能量存储功能有关, 这里所指的存储功能就是级联电子的生成所存储的部分辐射能量。Fabian 等人的研究亦表明, 观测到的高能 γ 射线谱中断亦要求一个足够大的电子入射致密度 l_e 。

1987 年, Svensson^[26] 在 Fabian 等人导出的非热致电子级联模型的两个基本动力学方程的基础上, 很有意义地把 Zdziarski^[24] 等人对辐射转移的处理扩展到包含冷电子对的热康普顿散射效应的情形, 并首次系统地定义了描述电子对生成效率的对生成参数因子 PY (注入电子的动能转化成正负电子对的效率)

$$PY = \frac{\int_1^{\beta_{\max}} P(\beta) d\beta}{\int_1^{\beta_{\max}} Q(\beta)(\beta - 1) d\beta} \quad (9)$$

其计算表明对于饱和级联情形 (即电子对生成吸收光学深度远大于 1 及汤姆逊散射深度时的情形), 当一级散射的最大光子能量 $x_{\max,1} \gg 2$ 时, PY 在 0.1 的量级, 它的最大值发生在 $x_{\max,1} = 8$ 附近, 大约为 0.25。

Svensson^[26]指出,对于饱和级联情形,如果冷电子对的热康普顿散射效应可以忽略或不予考虑, X 射线的谱指数与级联电子的级次有关,对应于一级或二级光子生成,其谱指数 $\alpha_X = 0.5$ 或 0.75 , α_X 的最大值为 1,可是当由热电子的汤姆逊散射引起的光学深度大于 1 时,出射谱将在 $1/\tau_T^2$ 处变陡,饱和级连的 X 射线谱指数可能超过 1。

近似的解析分析表明,对应于只存在一级链的情形,当入射电子致密度 $l_e \ll 40$ 时,对生成与 l_e 成线性关系。当 l_e 很大时, PY 将稳定在一个常数附近,达到饱和。Svensson^[26] 的研究指出,通过辐射转移校正后的出射谱对于 l_e 较大的情形,谱将存在两个谱中断,第一个为 $x = 1/\tau_T^2$ (产生于热电子的康普顿散射),第二个在 $x = 10$ 附近 (产生于光子光子吸收)。研究表明,模型对于 2—10keV 区域的 X 射线谱指数 $\alpha_X > 0.5$ 天体的观测能给予较好的解析,它对应于模型的不饱和区域 $3 \leq l_e \leq 10$ 附近,而对于这一区域的 X 射线谱指数 α_X 的情形则难于找到合适的模型。在 Svensson 对冷电子对的康普顿散射的处理中,对于光子能量 $x < 1$ 时的情形是通过乘以一个修正因子 $\{1 - \exp[-3/x\tau_T^2]\}$ 来完成的,由于这一近似假设 $\theta = 0$, 因此不能处理 X 射线被热电子向高能方向散射的情形。Svensson 在处理入射软光子向高能方向的康普顿散射情形时,他采用了实际的 θ 值。

1987 年, Lightman^[16] 等人对非热致电子级联模型的动力学方程的处理进行了全面的改进。首先,他们把逆康普顿散射分解成逆康普顿发射和吸收两个物理过程处理,随之在处理吸收的过程中 (包括电子对生成吸收) 摒弃了传统的辐射转移方法,直接采用光子流量密度乘以吸收深度来计算吸收量,即

$$\frac{c}{R} n(x) (\tau_T^{NT} + \tau_{\gamma\gamma}) \quad (10)$$

这里 τ_T^{NT} 为非热电子汤姆逊散射深度, $\tau_{\gamma\gamma}$ 为电子对生成吸收光学深度,这一改进使动力学方程的全面数字迭代成为可能。在处理光子逃逸的过程中, Lightman 等人首次引入了相对论修正。Lightman 等人处理方法的另一个重要的改进,是采用 Kampaneets 方程的 Cooper^[27] 修正形式来直接处理 $x < 1$ 时冷电子对的康普顿散射情形。在处理 $x \geq 1$ 时的冷电子对的康普顿散射情形时, Lightman 等人采用了与 Svensson^[26] 相同的方法,即忽略散射光子在低能区的重现,把散射当作吸收处理。同时,类似于 Fabian^[25] 等人的处理, Lightman^[16] 在处理逆康普顿散射时包含了多次散射的情形,而在 Svensson^[24] 等人的处理中,高于二阶的散射是当作微扰来处理的。

此外, Lightman^[16] 等人还对黑洞周围吸积盘中的等离子体由于电子对生成而引起的对最大亮度爱丁顿极限的修正进行了研究。由于正负电子对的存在,黑洞周围吸积盘中等离子体的库伦力场将被稀释,并且最终使爱丁顿极限不同程度地降低。

1989 年, Done 和 Fabian^[28] 等人借用一些先进的处理方法,对 Fabian^[25] 等人 1986 年的非热致级联模型作了进一步的完善,首先他们对时间依赖的 γ 射线光子吸收表达式进行了边沿效应修正,把适合于 γ 射线光子从中央向周围扩散的吸收处理,修正为致密区中各个区域都均匀地产生光子及光子光子碰撞的普适形式。其次, Done 等人还借鉴 Lightman^[16] 等人的对逃逸光子的相对论修正来处理光子的逃逸过程。利用 Guilbert^[29] 1986 年对电子气体的康普顿散射的精确结果,对他们的冷电子对的热致康普顿散射进行修正。在上述修正的基础上, Done^[28] 等人对模型进行了全面系统的计算,并与观测的谱特征作了详细比较。研究结果表明, $l_s/l_e \leq 1$, $l_e > 10$ 的模型是观测可以接受的,不过由于在观测中至今未能发现电子对湮灭线而使 $l_e \gg 10$ 的情形难于接受。

文献 [28] 中 Done 等人的另一个突出贡献, 是他们对入射能量变化的时间依懒模型解的特征作了进一步的研究。研究表明, 对应于不同的入射电子致密度 l_e 值, 模型出射谱对入射能量变化的响应是不一样的, 同时, 模型出射谱的不同能量段对入射能量变化的响应又各有自己的特点。对应于一个小 l_e , 生成的电子对很少, $\tau_T < 1$, 出射谱大致反应入射能量的变化。可是即使对应于低入射能量时的入射变化, 不同的频率段亦将做出不同的响应。光子密度的响应大小近似地满足关系式

$$n(x) \sim n_0(x)(1 + \omega^2)^{-1/2} \quad (11)$$

这里 ω 为对应的辐射光子的角频率, $n_0(x)$, $n(x)$ 分别为入射和出射光子的能量密度。因此可以认为, 即使在电子级联不重要时, 对应相当于光穿行时标的频率辐射的响应, 它的幅度将比低频处的响应低 $4\pi^2 + 1 \sim 40$ 倍左右。对应于一个中等程度的 l_e 值, 即 $l_e \sim 10$ 时入射能量发生变化时的情形, 此时 $\tau_T \sim 1$, 电子级联开始控制致密区中光子流量的大部分, 来源于高能级联电子的辐射将使软 X 射线区的能量变化被放大, 并且由于产生电子对的 γ 射线在致密区中的滞留而使这一变化得以延长。当然, 这些增强是以高能区响应度的减少为代价的。对应于一种很大的电子致密度入射情形, 致密区将产生一个很大的光学深度, 这时小幅度的快速变化将被衰减掉, 而大幅度的变化将伴随正负电子等离子体的能量储备的释放而被放大, 在这一状态下, 电子对湮灭时标量级的变化是可能存在的。

综上所述, Done^[28] 等人经过细致的分析后得出, 对应于存在电子级联过程的致密区的光子穿行时标与 X 射线的光变时标可能存在很大的区别, 由观测导出的致密区 X 射线的典型光变时标 $\Delta t = \frac{l_x}{dx/dt}$, 将可能由于级联过程的延长作用而等于光穿行时间的 3—7 倍左右。

4 非热致电子级联模型的成功之处及所面临的问题

4.1 模型的成功之处

活动星系核的 X 射线谱满足幂律关系已是共识, 但是否存在共同的幂律指数却仍是一个没有定论的问题^[16]。对于仅仅具有一级对生成的非热致级联模型情形, 计算得出的 X 射线谱指数 $\alpha_x \sim 0.7$, 见文献 [23], [24]。这一情形与 Mushotzky^[30], Rothschild^[21], Petre^[18] 等人提出的活动星系核具有普适的 X 射线谱指数 $\alpha_x \sim 0.7$ 是一致的。取消对初始条件的限制, Lightman^[16] 等人的模型计算表明, 非热致电子级联模型并不倾向于某一固定的谱指数。同时 Lightman 等人对 23 个 X 射线天体的谱指数的统计表明, 事实上活动星系核的谱指数并不是完全统一的, 而是分布在一个区域内, 其模型能很好地拟合这些观测天体的谱指数的分布区域。

不管是检测到或者没有检测到 γ 射线的活动星系核均表明, 活动星系核在几个 MeV 以上的 γ 射线辐射并不是 X 射线幂律的简单外推, 观测表明, 塞弗特 1 型星系的高能谱在硬 X 射线或者软 γ 射线区域普遍变陡, Cen A, NGC 4151, MCG 8-11-11 以及 3C120 等天体的观测表明, 这一高能中断产生在 $x \leq 5 - 10m_e c^2$ 左右, 转向后的谱指数 $\alpha_\gamma \geq 1.5 - 2.0$ ^[31,32,33,7,19]。Lightman^[16] 等人的计算表明, 只要 $l_e \geq 50$, 由于光子光子对吸收产生的 γ 射线谱中断将完全可以解释这一高能中断以及中断后的谱指数。此外, 对于 $l_e < 50$ 的情形, 这类模型中其他类型的机制引起的高能谱中断亦可能对高能中断提供解释, 例如, 中断可以产生于非热电子

对光子的一阶散射的最大值 $x_{\max,1}$ ，此时的谱指数的变化可以由幂律电子入射的幂律指数的调节来完成。对应于这种情况， l_s/l_e 不能太小，否则将由于高阶散射的支配地位而使高能中断延伸到 β_{\max} 区域。另一种可能解释高能谱中断的机制是低洛伦兹因子电子的高阶散射，对于非热致电子级联模型，当 l_s/l_e 逐渐减少时，模型中高阶重复散射将逐步过渡到居支配作用的状态，这时出射谱将在汤姆逊极限条件 $x \sim 1$ 处产生一个转向，为了保证中断后 γ 射线的谱指数条件，入射电子的幂律指数 $\Gamma > 2.5$ 是需要的。因此，我们认为，非热致电子级联模型对活动星系核的 X 射线幂律谱及高能谱中断的解释是很成功的。另外，利用非热致级联模型演绎出来的反射模型，对活动星系核的高能辐射的多元结构给予了很好的解释^[34]。

4.2 观测对理论模型提出的限制

对于大部分活动星系核，由观测外推的 UV-EUV 光谱的致密度与 X 射线致密度的比率即 l_s/l_x 处于 1 到 10 之间，这一观测结果排除了大部分理论模型的可能性，要求 $0.1 \leq l_s/l_e \leq 1$ ^[28]，上述限制的低限可以通过假设致密区远小于黑体辐射区，致密源仅仅拦截部分紫外光子而使之放宽，但上限的限制却是很强的。

Bignami^[7] 等人研究高能谱中断及 γ 射线背景对 γ 射线谱指数提出的要求后，定义如下经验公式近似描述活动星系核的高能谱特征，

$$L(x) \propto \frac{x^{-\alpha x}}{1 + (x/x_b)^{1.7-\alpha x}} \quad (12)$$

这里 x_b 为高能中断处的频率，取 $x_b = 2 \text{ MeV}$ ，由上式可推得 γ 射线辐射和 X 射线辐射的最大能量比要求 $l_e > 10$ ，见文献 [28]。

在非热致电子级联模型中，由于正负电子对的湮灭必然在 0.511 MeV 附近产生湮灭谱线，这一特征线应当伴随电子对湮灭光学深度的增加而变得越来越明显。可是至今却没有观测到湮灭线的明显证据。当然这一特征有可能由于等离子体的康普顿散射及湍动的污染而变得难于辨认。在吸积盘的内部区域，0.3c 的中等相对论湍动是很有可能存在的，在这一情形下，湮灭线就可能像一个参差不齐的谱中的一个小驼峰，正常情况下无法辨认。计算表明，对应于 0.1—0.3c 的湍动速度，不可检测湮灭线的最大等值宽度大约为 100—300keV，在上述满足高能谱限制的模型中，大部分模型难于满足这一“不可检测”的湮灭线条件。假如选取 300 keV 作为不可检测湮灭线的最大等值宽度，那么满足观测约束的由电子对吸收提供高能谱中断的非热致级联模型的参数，将被严格限制在 $\beta_{\max} \approx 10^4$ ， $x_0 \approx 10^{-4}$ ， $l_s/l_e \leq 1$ ， $l_e \sim 50$ 的范围内，可是在活动星系核中，没有任何优先的理由倾向于这一狭窄的参数范围。

非热致电子级联模型在解释活动星系核的高能谱方面是很成功的，可是任何理论的发展都有一个否定之否定的过程。目前，非热致电子级联模型亦正处于一个肯定与否定的对立之中，其发展需要观测和理论两方面的不断完善，目前许多科学家正在从事这方面的工作^[35,36]。Stern^[37] 等人认为当冷却的电子对被保持在更高的温度而不是逆康普顿散射的热平衡温度时，观测与模型的对抗就可以解除，但这需要耗散大部分能量来加热电子对。

参 考 文 献

- [1] Bregman J N. *Astron. Astrophys. Rev.*, 1990, 2:125
- [2] Wilkes B J, Elvis M. *Ap. J.*, 1987, 323: 243
- [3] Turner T J, Pounds K A. *M.N.R.A.S.*, 1989, 240: 833
- [4] Wandel A, Mushotzky R F. *Ap. J.*, 1986, 306: L61

- [5] Lawrence A, Watson M G, Pounds K A *et al.* M.N.R.A.S., 1985, 217: 593
- [6] Bassani L, Dean A J. Space Sci. Rev., 1983, 37: 367
- [7] Bignami G F, Fichtel C E, Hartman R C *et al.* Ap. J., 1979, 232: 649
- [8] Pounds K A, Nandra P, Steward G C *et al.* Nature, 344: 132
- [9] Impey C D, Tapia S. Ap. J., 1990, 354: 124
- [10] Kaastra J S, Barr P. Astron. Astrophys., 1989, 226: 59
- [11] Lightman A P. Ap.J., 1982, 253: 842
- [12] Jelley J V. Nature, 1966, 211: 472
- [13] Herterich K. Nature, 1974, 250: 311
- [14] Cavaliere A, Morrison P. Ap. J., 1980, 238: L63
- [15] Guilbert P W, Fabian A C, Rees M J. M.N.R.A.S., 1983, 2 05: 593
- [16] Lightman A p, Zdziarski A A. Ap. J., 1987, 319: 643
- [17] Wandel A, Mushotzyk R F. Ap. J., 1986, 306: L61
- [18] Petre R, Mushotzky R, Krolik J *et al.* Ap. J., 1984, 280 :499
- [19] Damle S V *et al.* Adv. Space Res., 1986, Vol.6, 4: 173
- [20] Von Ballmoos P, Diehl R, Schonfelder V. Ap. J., 1987, 312: 124
- [21] Rothschild R E, Mushotzky R F, Baity W A *et al.* Ap. J., 1983, 269: 423
- [22] Bonometto S, Rees M J. M.N.R.A.S., 1971, 42 : 533
- [23] Kazanas D. Ap. J., 1984, 287 : 112
- [24] Zdziarski A A, Lightman A P. Ap. J., 1985, 294 : L79
- [25] Fabian A C, Blandford R D, Guilbert P W *et al.* M.N.R.A.S., 1986, 221: 931
- [26] Svensson R. M.N.R.A.S., 1987, 227: 403
- [27] Cooper G. Phys. Rev. D, 1971, 3: 2312
- [28] Done C, Fabian A C. M.N.R.A.S., 1989, 240: 81
- [29] Guilbert P W. M.N.R.A.S., 1986, 218: 171
- [30] Mushotzky R F, Marshall F E, Boldt E A *et al.* Ap. J., 1980, 235: 377
- [31] Perotti F, Della Ventura A, Villa G D *et al.* Ap. J., 1981, 247: L63
- [32] Perotti F, Della Ventura A, Villa G D *et al.* Nature, 1981, 292: 133
- [33] Pollock A M T, Bignami G F, Hermsen W *et al.* Astron. Astrophys. 1981, 94: 116
- [34] Zdziarski A A, Ghisellini G, George I M *et al.* Ap. J., 1990, 363: L1
- [35] Done C, Ghisellini G, Fabian A C. M.N.R.A.S., 1990, 245: 1
- [36] Stern B E, Sikora M, Svensson R. In: Hole S S, Neff S G, Urry C M ed. Testing the AGN Paradigm , New York: AIP, 1992, 313
- [37] Stern B E, Begelman M C, Sikora M *et al.* M.N.R.A.S., 1995, 272: 291

(责任编辑 刘金铭)

The Research and Progress of Non-thermal Electron Pair Cascade Models in AGNs: The Case of Pure Compton Scattering Mechanism Cooling

Li Zhiping

(Beijing Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract

The high energy radiation mechanism research of active galactic nuclei is a key to understanding their structure, evolution features and origin of central drive. During the recent decades,

along with developments of AGNs structure research and high energy continuum spectra observations, the non-thermal electron pair cascade models, which can be used to explain the high energy radiation of AGNs, have been developed and are being perfected. In this paper we review the background and research progress of pure Compton non-thermal electron pair cascade models, and meanwhile focus on their radiative transfer handling and thermal electrons Compton scattering. Finally we will give a comment on the models' advantage and disadvantage in explaining high energy radiation of Active Galactic Nuclei.

Key words radiation mechanisms: non-thermal—galaxies: nuclei—radiative transfer