

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2018.01.04

耀变体的光学偏振研究进展

郭晓通^{1,2,3}, 王建成^{1,2,3}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650216; 2. 中国科学院 天文大科学研究中心, 北京 100012; 3. 中国科学院 天体结构与演化重点实验室, 昆明 650216)

摘要: 耀变体是一类喷流与视线方向近似平行的活动星系核, 高偏振是其区别于其他活动星系核的一个典型特征。耀变体的偏振一般认为是由喷流中相对论电子的同步辐射产生的。通过对光学偏振的观测, 可以充分约束喷流性质, 也给其他波段的光变信息提供补充。主要介绍耀变体光学偏振的研究情况: 首先介绍耀变体及其偏振的一些背景; 随后介绍耀变体偏振产生的原因、耀变体的去偏振效应、耀变体偏振随波长变化的研究, 以及高能耀发与光学偏振相关性研究; 最后, 对耀变体光学偏振研究进行展望。

关键词: 耀变体; 光学偏振; 同步辐射; 活动星系核; 去偏振; 偏振随波长变化

中图分类号: P157.6 **文献标识码:** A

1 引 言

耀变体 (blazar) 是活动星系核 (active galactic nucleus, AGN) 的一个子类^[1]。耀变体的观测特点包括高光度、高偏振、视超光速运动及快速光变等^[2]。耀变体的能量主要来自中心超大质量黑洞对周围物质的吸积。耀变体的辐射主要来自相对论电子的非热辐射, 其辐射几乎贯穿整个电磁波段。普遍认为这些辐射产生于黑洞附近的相对论喷流。按照 AGN 的统一模型, 耀变体的喷流方向与观测者的视线方向近似平行^[2], 即耀变体喷流方向朝向地球。由于视线方向与喷流方向几乎一致, 耀变体辐射的多普勒增亮效应较为显著。

耀变体的辐射能谱分布 (spectral energy distribution, SED) 呈现双峰结构。低能峰位于红外至紫外, 或软 X 射线波段, 主要由喷流中相对论电子的同步辐射产生。另外还有一些非喷流原因, 如吸积盘、宽线区 (broad-line region, BLR) 及尘埃环等^[2]。在轻子模型下, 高能峰 (兆电子伏至吉电子伏波段) 来自相对论电子的逆康普顿散射 (inverse Compton scattering, IC)^[3, 4] 和同步自康普顿散射 (synchrotron self-Compton scattering, SSC)^[5, 6]; 在强子模型下,

收稿日期: 2017-08-10; 修回日期: 2017-10-13

资助项目: 国家自然科学基金 (11133006, 11163006, 11173054)

通讯作者: 郭晓通, guoxiaotong@ynao.ac.cn

高能峰可能产生于相对论质子的同步辐射，或是相对论质子诱发的 pp , $p\gamma$ 级联过程产生的辐射^[7]。

根据光谱中的发射线情况，耀变体细分为两类：平谱射电类星体 (flat-spectrum radio quasar, FSRQ) 和蝎虎天体 (BL-Lac)。FSRQ 具有强的宽发射线 (等值宽度 $EW \geq 0.5 \text{ nm}$)，蝎虎天体有弱的宽发射线，甚至不存在发射线。发射线较弱是蝎虎天体的红移不容易确定的主要原因。蝎虎天体还可以根据同步峰频 ν_{syn} 位置，细分为高同步峰频蝎虎天体 ($\nu_{\text{syn}} > 10^{15} \text{ Hz}$)、中同步峰频蝎虎天体 (ν_{syn} 约为 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ Hz}$) 和低同步峰频蝎虎天体 ($\nu_{\text{syn}} < 10^{14} \text{ Hz}$)。FSRQ 只有低同步峰频^[8]。FSRQ 与蝎虎天体具有不同的热辐射结构：FSRQ 具有辐射有效的吸积盘、宽线区和尘埃环；蝎虎天体具有辐射低效的吸积盘，可能存在宽线区，但没有尘埃环。

较高光学偏振是两类耀变体的共同特点，也是耀变体区别于其他活动星系核的一个典型特征。耀变体的偏振是其喷流中相对论电子的同步辐射产生的。第 2 章中，我们将详细介绍单电子同步辐射和集体电子同步辐射的偏振，从而得到耀变体的偏振度。然而，实际观测发现，耀变体的偏振与同步辐射所预言的不相符，实际观测到的偏振度比同步辐射理论预言的要小。我们在第 3.1 节中将介绍耀变体偏振度降低的原因。实际观测到的偏振度不仅较小，而且有些观测还发现，偏振度随波长而变化。第 3.2 节中，我们将介绍对耀变体偏振的这种现象的研究。耀变体光学偏振的观测可以充分约束其喷流的许多性质，如磁场的强度和位型、喷流的几何结构等，也给其他波段的光变研究提供了一些补充信息，因此，耀变体光学偏振在其多波段的相关性研究中起着重要的作用。一些文献^[9-11] 报告了在高能耀发期间耀变体的偏振度和偏振角发生的较大变化。因此，对光学偏振观测还可以约束高能耀发发生的条件。在第 4 章中，我们将介绍高能耀发与光学偏振的相关性研究。最后，我们将对耀变体光学偏振研究进行展望。

2 耀变体偏振的产生机制

一般认为，耀变体的偏振是由相对论电子的同步辐射产生的。同步辐射是相对论电子在磁场中做螺旋运动产生的辐射 (见图 1，其中 \mathbf{B} 为磁场)。高偏振是同步辐射区别于其他类型辐射的一个典型特征。在这一章中，首先讨论单电子同步辐射的偏振，然后讨论集体电子同步辐射的偏振，最后再讨论实际耀变体的光学偏振。

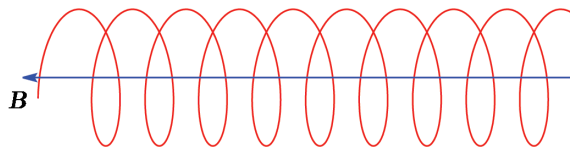


图 1 单电子同步辐射的螺旋运动示意图

2.1 单电子同步辐射的偏振

由于同步辐射是极端相对论电子产生的, 所以具有显著的方向性, 其辐射方向主要集中于以速度 \boldsymbol{v} 为轴线、半张角 $\psi \approx 1/\gamma$ 的圆锥中, 其中 γ 是洛伦兹因子。单个相对论电子同步辐射谱^[12](或者单一能量的电子集的同步辐射谱) 可表示为:

$$S(\nu) = \frac{2\pi\sqrt{3}e^2\nu_L \sin\theta}{c} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(t) dt, \quad (1)$$

其中, $K_{5/3}(t)$ 是修正的贝塞尔函数, ν 是频率, θ 是电子进入磁场时的投射角, e 是电子电荷, c 是光速, 临界频率 $\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_L \sin\theta$, 拉莫尔频率 $\nu_L = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e c}$, B 是磁场强度, m_e 是电子质量。为了得到同步辐射的偏振, 必须将电场矢量 \boldsymbol{E} 沿两个与辐射方向垂直的方向 \boldsymbol{l}_1 和 \boldsymbol{l}_2 分解, 且 $\boldsymbol{l}_1 \perp \boldsymbol{l}_2$ 。规定 \boldsymbol{l}_2 为垂直于磁场和传播方向的单位矢量, \boldsymbol{l}_1 为垂直于 \boldsymbol{l}_2 和传播方向的单位矢量, 即电场矢量 $\boldsymbol{E} = E_1\boldsymbol{l}_1 + E_2\boldsymbol{l}_2$ 。单电子的同步辐射的偏振是椭圆偏振, 其椭率是 E_1 与 E_2 的比值:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\psi K_{1/3} \left[\frac{\nu}{2\nu_c} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} \right]}{\sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \psi^2} K_{2/3} \left[\frac{\nu}{2\nu_c} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} \right]}. \quad (2)$$

所以 \boldsymbol{l}_1 和 \boldsymbol{l}_2 方向上的辐射谱是:

$$S_1(\nu) = \frac{2\pi\sqrt{3}e^2\nu_L \sin\theta}{c} \cdot \frac{\nu}{\nu_c} \cdot \left[\int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(t) dt - K_{2/3}(\nu/\nu_c) \right], \quad (3)$$

$$S_2(\nu) = \frac{2\pi\sqrt{3}e^2\nu_L \sin\theta}{c} \cdot \frac{\nu}{\nu_c} \cdot \left[\int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(t) dt + K_{2/3}(\nu/\nu_c) \right]. \quad (4)$$

偏振度的定义^[12] 是:

$$P = \frac{|S_1(\nu) - S_2(\nu)|}{S_1(\nu) + S_2(\nu)} = \frac{K_{2/3}(\nu/\nu_c)}{\int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(t) dt}. \quad (5)$$

由式 (5) 定义的偏振度有两重含义: (1) 各向均匀分布的单一能量的电子集同步辐射的线偏振度; (2) 单电子空间各向平均辐射的偏振度。图 2 给出偏振度 P 随频率的变化曲线。由图可知, 在低频时 ($\nu \ll \nu_c$), 偏振度 $P \approx 0.5$; 在高频时 ($\nu \gg \nu_c$), 偏振度 P 接近于 1。

2.2 集体电子同步辐射的偏振

耀变体的偏振是由大量电子的同步辐射产生的, 不能用单电子同步辐射的偏振来表示。假设

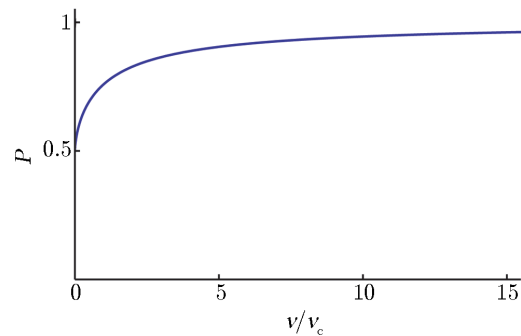


图 2 单电子同步辐射的偏振随频率的变化^[12]

单位体积中电子的谱发射率为:

$$j(\nu) = S(\nu) \int N(\gamma, \theta) d\gamma d\Omega_\theta, \quad (6)$$

其中, $d\Omega_\theta = 2\pi \sin \theta d\theta$, $N(\gamma, \theta)$ 是电子能谱分布。天体物理中通常假设在 $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$ 时, 电子能量分布是幂律形式, 即 $N(\gamma, \theta) = N_\gamma \cdot \gamma^{-n} g(\theta)/4\pi$, 其中 n 是电子的能谱指数, $g(\theta)$ 表示投射角方向上的电子分布函数。集体电子同步辐射的偏振度是:

$$P = \frac{j^{(p)}(\nu)}{j(\nu)} = \frac{j^{(2)} - j^{(1)}}{j^{(1)} + j^{(2)}}, \quad (7)$$

其中 $j^{(p)}(\nu) = j^{(2)} - j^{(1)}$ 。将 $N(\gamma, \theta) = N_\gamma \cdot \gamma^{-n} g(\theta)/4\pi$ 、式 (3) 及式 (4) 代入到式 (6) 中, 得:

$$\begin{aligned} j^{(1)}(\nu) &= S_1(\nu) \int N(\gamma, \theta) d\gamma d\Omega_\theta, \\ j^{(2)}(\nu) &= S_2(\nu) \int N(\gamma, \theta) d\gamma d\Omega_\theta. \end{aligned}$$

所以, 集体电子同步辐射的偏振度是:

$$P = \frac{j^{(p)}(\nu)}{j(\nu)} = \frac{G^{(p)}\left(\frac{\nu}{\nu_{c2}}\right) - G^{(p)}\left(\frac{\nu}{\nu_{c1}}\right)}{G\left(\frac{\nu}{\nu_{c2}}\right) - G\left(\frac{\nu}{\nu_{c1}}\right)}, \quad (8)$$

其中,

$$\begin{aligned} G^{(p)}(x) &= \int_x^\infty \zeta^{(n-1)/2} K_{2/3}(\zeta) d\zeta, \\ G(x) &= \int_x^\infty \zeta^{(n-1)/2} \int_\zeta^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta d\zeta. \end{aligned}$$

若频率满足 $\nu_c(\gamma_1) \ll \nu \ll \nu_c(\gamma_2)$, 则其偏振度可近似为:

$$P = \frac{G^{(p)}(0) - G^{(p)}(\infty)}{G(0) - G(\infty)}, \quad (9)$$

其中,

$$\begin{aligned} G^{(p)}(\infty) &= G(\infty) = 0, \\ G^{(p)}(0) &= 2^{(n-3)/2} \Gamma\left(\frac{3n-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3n+7}{12}\right), \\ G(0) &= \frac{n+7/3}{n+1} 2^{(n-3)/2} \Gamma\left(\frac{3n-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3n+7}{12}\right). \end{aligned}$$

$\Gamma(x)$ 是伽马函数。所以, 在 $\nu_c(\gamma_1) \ll \nu \ll \nu_c(\gamma_2)$ 情况下, 集体电子同步辐射的偏振度^[13] 是:

$$P_S = \frac{n+1}{n+7/3}. \quad (10)$$

其中下标 S 表示同步辐射 (synchrotron)。由式 (10) 可知, 偏振度 P 在一定范围内与频率无关。

2.3 耀变体偏振

在讨论耀变体的偏振之前, 我们已经讨论了单电子和集体电子同步辐射的偏振情况。单电子同步辐射的偏振度与频率有关, 而集体电子同步辐射的偏振度与频率无关。对于耀变体的偏振, 不可能由单个电子的同步辐射产生, 而是由集体电子的同步辐射产生。我们在第 2.2 节讨论中, 做了电子满足幂律谱分布的假设。但耀变体喷流中的电子并不一定满足这个条件, 所以仍需判断耀变体喷流中的电子是否满足幂律谱分布的假设。

在电子满足幂律谱分布的假设时, 若频率再满足 $\nu_c(\gamma_1) \ll \nu \ll \nu_c(\gamma_2)$, 则总谱发射率为:

$$J(\nu) = \frac{1}{2} N_\gamma \cdot \frac{\sqrt{3}e^2}{2c} \cdot \nu_L \cdot \left(\frac{2\nu}{3\nu_L} \right)^{(1-n)/2} \cdot H(n) [G(0) - G(\infty)] \propto \nu^{(1-n)/2} \quad (11)$$

其中, $H(n) = 2\pi\sqrt{\pi}\Gamma(\frac{n+5}{4})/\Gamma(\frac{n+7}{4})$ 。所以谱发射率是幂律形式。AGN 的连续辐射谱一般可以表示为幂律谱 $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, 所以, 谱指数与电子能谱指数的关系是 $n = 2\alpha + 1$ 。对于耀变体, 无法直接观测电子能谱指数, 因此耀变体的偏振度可以表示为:

$$P = \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \quad (12)$$

在频率满足 $\nu_c(\gamma_1) \ll \nu \ll \nu_c(\gamma_2)$ 条件时 (或者连续辐射谱是单一幂律谱时), 耀变体的偏振是一个只与谱指数有关的常数。

3 耀变体偏振观测

耀变体偏振的观测与同步辐射的理论预言并不相符。耀变体偏振观测时还发现了一些特殊的现象, 下面我们将对其进行简单的介绍。

3.1 去偏振

在第 2.3 节中, 我们得到了耀变体偏振与谱指数的关系。耀变体的谱指数一般在 $0 \sim 2$, 对应的偏振度为 $60\% \sim 82\%$ 。然而, 实际观测到的耀变体光学波段的偏振度一般在 $5\% \sim 25\%$, 偏振度较高的也仅为 $40\% \sim 50\%$ 。其原因是, 内部因素、混合效应、观测效应等因素使得观测到的耀变体偏振度降低。具体分析如下:

1) 内部因素: 在耀变体的喷流中, 其同步辐射区的磁场不是均匀恒定的, 而是湍动的^[14]。在湍动磁场中, 同步辐射的偏振度低于 $P_S = (n + 1)/(n + 7/3)$ 。

2) 混合效应: 耀变体光学波段的辐射主要来自同步辐射, 但还有一部分来自吸积盘、尘埃环、宽线区等, 这部分的光是无偏振或低偏振的。而我们观测到的辐射是有偏振和无偏振混合的结果, 这导致偏振度降低。

3) 观测效应: 光在星际介质中的传播存在法拉第旋光效应, 其偏振面的旋转角为:

$$\Delta\varphi = \left(\frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_L n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \right) \cdot \lambda^2 \quad (13)$$

其中, e 是电子电荷, c 是光速, m_e 是电子质量, n_e 是电子密度, B 是磁场强度, L 是传播的距离, λ 是波长。由式 (13) 可知, 对于不同波长的辐射, 偏振面的旋转角不同。而接收器所接收到的光不是严格单色的, 而是具有不同旋转角的各种单色波的混合, 其结果是使观测到的偏振度降低。

在观测到耀变体偏振度降低的同时, 也发现了它的偏振度随波长变化的情况。在第 3.2 节中将详细介绍这种情况。

3.2 偏振随波长的变化

在对 AGN 的观测中, 不同波长的偏振观测可以提供一些其他观测所不具有的信息。尤其是在对耀变体观测中, 偏振观测可以提供同步辐射源, 以及该源磁场结构的信息。在对耀变体的光学波段观测中, 发现一些源的偏振度随波长而变化。

3.2.1 偏振随波长变化的研究背景

在第 2 章中, 我们介绍了耀变体偏振的产生机制, 得到耀变体的偏振度为 $P = (\alpha + 1)/(\alpha + 5/3)$, 其变化只与谱指数有关。然而, 对光学波段实际的观测发现, 偏振度是随波长变化 (wavelength dependence polarization, WDP) 的, 也有文献将这种现象称为偏振随频率变化 (frequency dependence polarization, FDP)。Mead 等人^[15] 提供了一些耀变体的偏振数据, 表明在光学波段, 采用不同的滤光片, 其偏振度和偏振角会发生变化, 且这些偏振变化具有 FDP 的行为。另外, 文献 [16—18] 也提供了一些耀变体在光学波段 FDP 行为的观测。随后, Ballard 等人^[19] 试图解释 Mead 等人^[15] 所提到的 FDP 的行为。Tommasi 等人^[20, 21] 也提出, 在光学波段观测中, 发现一些蝎虎天体具有 WDP 的行为, 但他们并未给出相关的解释。Sasada 等人^[22] 也提到源 3C 454.3 在较多的观测中被发现其具有 FDP 的行为, 并给出可能的原因。Rakshit 等人^[23] 报告了耀变体 OJ 287 在 2015 年 12 月到 2016 年 2 月的一次高能活动, 同时在光学波段的偏振观测发现其具有 WDP 的行为。

此外, 还有一些对 WDP 行为的解释是, 湍流会对偏振产生影响 (去偏振的内部原因附加的现象)。早在 1966 年 Burn^[24] 的前景去偏振的文章中, 得到了偏振随波长变化的规律, 即 $p \propto \exp(-2\sigma^2\lambda^4)$, 其中 σ 是法拉第旋转测量的高斯随机场。Tribble^[25] 在此基础上增加了湍流对偏振的影响, 并得到偏振随波长变化的关系是幂律的形式。Lazarian 和 Pogosyan^[26] 分别讨论了法拉第旋转主导和湍流主导的情况下, 同步辐射的偏振随波长的变化, 发现它们的变化也都表现为幂律的形式。Zhang 等人^[27] 对在法拉第旋转主导情况下的结果进行了数值模拟, 验证了其正确性。我们^[28] 通过拟合 Mead 文章中的偏振数据, 发现偏振度随波长变化的规律符合幂律形式, 并且进一步证明, 湍流可能是导致光学偏振随波长变化的原因。

3.2.2 偏振随波长变化的可能原因

Ballard 等人^[19] 发现文献 [15] 报告了较多 FDP 行为, 就试图从偏振产生的机制寻找原因。他们通过文献 [29] 提出的一种方法来估算不均匀源的偏振, 其表达式为:

$$p(\nu) = II(\nu) \frac{\alpha(\nu) + 1}{\alpha(\nu) + 5/3}, \quad (14)$$

其中, $\alpha(\nu)$ 为谱指数, $II(\nu)$ 由磁场的几何积分组成, 表示磁场有序度。式 (14) 与式 (12) 很相似, 但式 (14) 描述非均匀同步辐射源的偏振性质。他们利用式 (14), 并通过 α 参数模型和单一能量模型对 FDP 行为进行了解释。 α 参数模型认为, 之所以观测到耀变体 FDP 的行为, 是因为在所观测的波段谱指数不是单一的幂律谱。根据式 (14), 当谱指数 $\alpha(\nu)$ 随频率变化时, 就会出现所观测到的 FDP 行为。单一能量模型假定在电子能量分布中存在一个尖锐的上限, 因此, 偏振信息可以分为两部分, 其中一部分偏振由单一能量部分产生, 另一部分偏振由幂律部分产生。电子能谱是幂律谱时, 产生的偏振与频率无关。然而, 由于单一能量部分电子的能量是相同的, 可以视为单电子的同步辐射, 因此, 它的偏振度与频率有关。两种成分合成时, 就会出现 FDP 行为。

Sasada 等人^[22]指出, 产生 FDP 行为的原因可能有两种: (1) 无偏振的热辐射与同步辐射的混合使得耀变体具有 FDP 的行为; (2) 同步辐射中就存在 FDP 行为。对于第一种情况, 首先假设同步辐射的偏振不具有 FDP 行为, 其次无偏振的热辐射主要来自吸积盘。AGN 中的大蓝包一般被认为是吸积盘热辐射的证据。当所观测波段大于吸积盘热辐射所对应的维恩波长时, 高频波段 (如 V 波段) 热辐射的流量大于低频波段 (如 J 波段) 热辐射的流量。热辐射与同步辐射混合之后, 高频波段的偏振度就小于低频波段的偏振度。同样, 当所观测波段小于吸积盘热辐射所对应的维恩波长时, 高频波段的偏振度就大于低频波段的偏振度。对于第二种情况, 在源 3C 454.3 爆发时, 光学波段的辐射完全由同步辐射主导, 但仍观测到 FDP 的行为, 说明同步辐射本身就存在 FDP 行为。

3.2.3 湍流可能导致偏振随波长的变化

在耀变体 WDP 的行为研究中, 我们也做了一些工作^[28]。其实, 我们更倾向于认为, 耀变体的同步辐射本身就存在 WDP 的行为。耀变体喷流中的湍流可能是同步辐射产生 WDP 行为的原因。

Lazarian 和 Pogosyan 的文章^[26]也分别讨论了法拉第旋转主导和湍流主导的情况下, 同步辐射的偏振随波长的变化。在法拉第旋转主导的情况下, 同步辐射的偏振随波长变化的关系是 $p \propto \lambda^{-1/2}$ 或 $p \propto \lambda^{-(1+m)/2}$; 在湍流主导的情况下, 同步辐射的偏振随波长变化的关系是 $p \propto \lambda^{-(1-m)/2}$ 或 $p \propto \lambda^{-(1-m)/(2-m_\phi)}$, 其中, m 和 m_ϕ 分别对应湍流的能谱指数。在文献 [26] 中, 偏振随波长的变化都表现为幂律的形式。在文献 [28] 中, 我们首先用 $p = a\lambda^{-b}$ 拟合了 Mead 等人^[15]文章中的偏振数据, 发现偏振随波长的变化符合幂律形式, 并获得了所对应的 b 值。通过拟合所得到的 b 值与 Lazarian 和 Pogosyan^[26]的理论进行对比, 发现耀变体光学波段的 WDP 行为符合湍流主导情况下偏振随波长的变化情况。若耀变体光学波段的 WDP 行为用 Lazarian 和 Pogosyan^[26]的理论描述, 则湍流的能谱应该符合 Kolmogorov 谱 (具体的分析过程见文献 [28])。而拟合所得到的 b 值对应的 m 值是满足 Kolmogorov 谱的。因此, 耀变体光学波段的 WDP 行为可能是喷流中的湍流引起的。

4 高能耀发与光学偏振相关性研究

耀变体几乎在所有波段都有辐射, 它们的光变幅度也较大, 且具有一定的相关性。多波段的相关性研究能更好地判断喷流辐射所对应的物理机制, 进而增进对喷流形成过程的认识。因此, 对耀变体多波段相关性的研究是一种探究其内部性质的重要方法和手段。此外, 耀变体的多波段光变研究还可以为我们提供关于喷流辐射区域位置的信息。不同波段之间的相关性研究将对现有的理论模型和辐射机制提供有力的证据。

4.1 高能耀发与光学偏振相关性研究背景

光学偏振的观测可以充分约束喷流性质, 如磁场的强度和位型、喷流的几何结构等, 也给其他波段的光变信息提供了一些补充。在偏振方面, 对多波段之间的相关性已有广泛的研究。一些文献^[9-11]报告了在耀变体的高能耀发期间其偏振度和偏振角的相应变化。大多数高能伽马射线耀发与低能耀发有很好的相关性, 因此, 高能伽马射线耀发与光学偏振的变化也有很好的相关性。然而也有少数高能伽马射线耀发与光学偏振的变化没有相关性。Sasada 等人^[22]的文章报告了耀变体 3C 454.3 在 2010 年 12 月的一次爆发事件。在这次爆发事件中他们同时观测了伽马射线波段的流量、光学 V 波段的流量、近红外 J 波段的流量、光学 V 波段的偏振和近红外 J 波段的偏振, 发现它们的变化具有很好的相关性。Chandra 等人^[30]报告了蝎虎天体 S5 0716+714 在 2015 年 3 月的一次爆发活动。他们收集了这次爆发活动各个波段的观测数据, 发现在高能耀发发生时偏振的变化具有一定的相关性。

为了解释高能耀发与光学偏振变化的相关性, 一些模型被提出。一般认为, 在耀变体喷流中产生高能耀发活动的机制有两种: 激波和磁重联。Sasada 等人^[22]用激波模型解释了在 2010 年 12 月耀变体 3C 454.3 的一次爆发事件。Chandra 等人^[30]通过 Zhang 等人^[11]的 HMFm 模型 (helical magnetic field model) 解释了蝎虎天体 S5 0716+714 在 2015 年 3 月的爆发活动, 并表明偏振度的快速变化和偏振角的旋转很有可能是因为在喷流的辐射区发生了磁重联。下面我们对高能耀发与偏振相关性模型进行简单介绍。

4.2 模型介绍

产生高能耀发的物理机制有激波和磁重联, 对高能耀发与偏振相关性的解释也不外乎这两种。Chandra 等人^[30]对高能耀发与光学偏振相关性解释时指出, 在喷流的辐射区很有可能发生了磁重联。他们通过 HMFm 模型来解释蝎虎天体 S5 0716+714 在 2015 年 3 月的爆发活动。另外, Marscher^[10]的 TEMZ 模型 (turbulent extreme multi-zone model) 也对高能耀发与偏振的相关性做出了解释。下面我们对激波模型和 HMFm 模型进行简单介绍。

4.2.1 激波模型

激波模型认为, 高能耀发与偏振变化的相关是由激波引起的。实际上, 耀变体喷流中同步辐射的偏振度不仅取决于电子能量分布的谱指数, 而且还取决于激波区中磁场的有序度。在第 3.1 节中, 我们已经介绍了偏振度降低的原因, 即由于在辐射区的磁场是湍动磁场^[14], 在辐射区同步辐射的偏振度低于 $P_S = (n + 1)/(n + 7/3)$ ^[24]。当磁场被激波压缩时, 磁场的有序度增加。在这种情况下, 激波区同步辐射的偏振度变得更大, 即接近于 P_S 。Hughes 等

人^[31]给出了在初始的随机磁场被压缩时偏振度的表达式。通过辐射区磁场的压缩产生的偏振度大小可以表示为:

$$P \approx P_S \frac{(1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}{2 - (1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}, \quad (15)$$

其中, η 是激波区与非激波区的电子密度比, 即 $\eta = n_{\text{shock}}/n_{\text{unshock}}$; Ψ 是在共动坐标系中激波运动的方向与视线方向的夹角。在观察者坐标系下激波相对于喷流轴线的倾角是 Φ 。 Ψ 与 Φ 的关系可以表示为:

$$\Psi = \tan^{-1} \left[\frac{\sin \Phi}{\gamma(\cos \Phi - \sqrt{1 - \gamma^{-2}})} \right], \quad (16)$$

其中, γ 是集体洛伦兹因子。如果流体能近似描述激波的压缩, 那么就可以用兰金-于戈尼奥 (Rankine-Hugoniot) 方程描述。在兰金-于戈尼奥方程中, $\eta = (\epsilon + 1)M^2 / [(\epsilon - 1)M^2 + 2]$, 其中, M 是马赫数; $\epsilon = 4/3$, 是单原子分子组成的相对论喷流的比热容。在这种情况下, η 小于 7。假设 $\Psi = 90^\circ$, 代入式 (15), 得到被压缩的发射区偏振度的最大值 $P_{\text{Max}} = 0.96P_S$ 。因此, 耀变体喷流中同步辐射的偏振度不仅仅取决于电子能量分布的谱指数。

在耀变体喷流的同步辐射中, 辐射的流量和偏振的变化可以分为长时标和短时标。长时标成分变化较小, 但短时标成分就有较大的变化。高能耀发期间辐射区产生的流量和偏振可以表示为:

$$F_e = F_l + F_s, \quad (17)$$

$$P_e = P_l + P_s, \quad (18)$$

其中, l 表示长时标, s 表示短时标。在激波喷流模型中, 短时标的变化是由激波加速产生的。在观测流量时, 激波加速产生的短时标光变对应在高能和光学波段的耀发。同样, 偏振会在耀发期间有较大的变化。由于这种变化是短时标的, 所以可通过式 (15) 和式 (16) 来限制喷流中高能耀发发生时的一些物理量。

Sasada 等人^[22]通过激波模型解释了在 2010 年 12 月耀变体 3C 454.3 的一次爆发事件, 并约束了物理量 γ 和 Φ 。

4.2.2 HMFm 模型

HMFm 模型假设存在一个大规模有序的螺旋磁场, 且其辐射区是轴对称的圆柱形。在辐射区中的相对论等离子体的运动普遍受到螺旋磁场的限制, 此外, 磁场里可能还存在湍流的成分, 因此, 相对论等离子体沿喷流方向做直线运动。相对论等离子体在运动过程中可能会遇到扰动。扰动产生的原因可能是激波或激波引起的磁重联。在扰动未进入辐射区时, 辐射区的辐射是基本不变的。当扰动进入辐射区时, 它将暂时改变辐射区内部的一些物理量 (如磁场、粒子分布等)。由激波引起的磁重联产生的扰动会改变辐射区中磁场的强度和位型, 也会额外向辐射区注入非热电子。由于磁场的变化和注入非热电子, 辐射区的辐射也会暂时增加, 于是就会有耀发产生。一旦这个扰动离开, 辐射区就恢复至初始状态。由于磁重联的发生, 辐射区磁场的有序度降低, 所以同步辐射的偏振度也降低。同样, 非热电子的注入使

电子的分布函数发生变化, 根据式 (10) 可知, 此时偏振度也会有相应的变化。在偏振光传播过程中, 由于中介质的磁场被改变, 偏振角也会有相应的变化 [根据式 (13)]。

Chandra 等人^[30] 通过 HMF_M 模型来解释蝎虎天体 S5 0716+714 在 2015 年 3 月的爆发活动。他们对高能耀发与光学偏振相关性进行解释时指出, 在喷流的辐射区很有可能发生了磁重联。

4.2.3 讨论与对比

上面介绍的两个模型都可以很好地解释一些观测, 如高能耀发与光学偏振的相关性等, 但两个模型也有其局限性。在激波模型中, 在耀发期间, 光学波段的偏振度是增加的。人们可以通过光学偏振增加的幅度, 来限制耀变体喷流中的一些参数, 从而获得耀发时的更多信息。然而, 磁重联模型中, 在耀发时光学偏振是降低的。

实际的观测中, 耀变体在耀发期间, 其光学波段的偏振度有时会增加, 有时也会降低。2010 年 12 月耀变体 3C 454.3 在耀发^[22] 期间, 其光学波段的偏振度是增加的。2015 年 3 月蝎虎天体 S5 0716+714 在耀发^[30] 期间, 其光学波段的偏振度是降低的。这两个高能耀发中, 观测到了光学偏振度的不同变化。激波模型认为, 因磁场受到激波的压缩, 因此, 磁场的有序度增加, 致使在辐射区同步辐射的偏振度随之增加。激波模型不仅很好地解释了在 2010 年 12 月耀变体 3C 454.3 的高能耀发, 还通过光学偏振变化的幅度限制了参数 γ 和 Φ 。这个模型的优点是, 偏振的变化可以通过方程来描述, 但它不能很好地解释耀发期间光学偏振降低的现象。由于现在还没有办法用方程来描述磁重联, 只能通过模拟方法来计算磁重联中的一些物理量, 所以现在的磁重联模型有很多不足之处。尽管如此, 磁重联模型也很好地解释了在 2015 年 3 月蝎虎天体 S5 0716+714 的高能耀发。

5 总结与展望

本文主要介绍耀变体的光学偏振研究进展。我们首先介绍了耀变体的一些背景情况, 其次讨论了耀变体光学偏振产生的原因。然而, 耀变体的光学偏振的观测与理论预言并不相符, 实际的偏振度低于理论预言的偏振度, 且观测发现偏振度随波长变化。随后, 本文介绍了耀变体的去偏振和 WDP 行为产生的原因。此外, 人们还发现, 在耀变体爆发时高能波段与光学偏振的变化有一定的相关性, 因此, 本文最后也介绍了高能耀发与光学偏振相关性的模型。

在讨论耀变体偏振产生的原因时, 假设了电子谱满足单一的幂律谱。然而, 现在有理论证明, 电子能谱可能满足多幂律谱或对数谱, 但并没有满足多幂律谱或对数谱的同步辐射理论。后续的工作可以围绕不同形式的电子谱展开, 分别计算当电子谱满足多幂律谱和对数谱时集体电子同步辐射的偏振情况, 从而分析耀变体的偏振度变化以及耀变体偏振的一些行为。

目前, 对耀变体光学偏振的研究仍处于非常初级的阶段, 对偏振问题的研究并不深入, 在耀变体的光学波段 WDP 行为的研究中仍然存在着有待解决的问题。现在对于 WDP 行为,

大部分解释是在源处就已经具有 WDP 的行为。我们也做了湍流对 WDP 行为的影响的研究, 但部分 WDP 行为仍不能得到很好的解释, 因此, 还需要通过更多观测和统计工作来研究耀变体的 WDP 行为。另外, 我们可以从电子谱中得到一些启示: 当电子谱满足幂律谱和对数谱时, 集体电子同步辐射的偏振度可能随波长变化。所以耀变体的 WDP 行为可能是由于电子谱不是单一幂律引起的。若要验证耀变体喷流中电子谱的分布, 需要对高能波段 (如 X 射线波段) 的偏振进行观测。它们不受去偏振效应的影响, 能反映辐射源的内禀偏振性质。如果高能波段的偏振也存在 WDP 的行为, 则可以证明耀变体喷流中电子谱的分布并不满足单一的幂律谱。

同样, 在耀发与光学偏振相关性的研究中也存在着很多问题。磁重联模型对高能耀发与光学偏振相关性的解释不够全面, 因此, 完善磁重联模型是一个很有必要的工作。在耀发时, 光学偏振的变化有时用激波模型解释得较好, 而有时用 HMF 模型解释得较好, 目前还不能完全确定造成高能耀发的原因。后续还可以通过光学偏振来研究高能耀发产生的原因。

参考文献:

- [1] Blandford R D, Rees M J. *Phys Scr*, 1978, 17: 265
- [2] Urry C M, Padovani P. *PASP*, 1995, 107: 803
- [3] Dermer C D, Schlickeiser R. *ApJ*, 1993, 416: 458
- [4] Dermer C D, Schlickeiser R, Mastichiadis A. *A&A*, 1992, 256: L27
- [5] Bloom S D, Marscher A P. *ApJ*, 1996, 461: 657
- [6] Maraschi L, Ghisellini G, Celotti A. *ApJ*, 1992, 397: L5
- [7] Mücke A, Protheroe R J. *Astroparticle Physics*, 2001, 15: 121
- [8] Padovani P, Giommi P. *ApJ*, 1995, 444: 567
- [9] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. *Nature*, 2010, 463: 919
- [10] Marscher A P. *ApJ*, 2014, 780: 87
- [11] Zhang H, Chen X, Böttcher M. *ApJ*, 2014, 789: 66
- [12] Westfold K C. *ApJ*, 1959, 130: 241
- [13] 尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 2 版. 北京: 科学出版社, 1998: 181
- [14] Laing R A. *MNRAS*, 1980, 193: 439
- [15] Mead A R G, Ballard K R, Brand P W J L, et al. *A&AS*, 1990, 83: 183
- [16] Valtaoja L, Sillanpaa A, Valtaoja E, et al. *AJ*, 1991, 101: 78
- [17] Sillanpaa A, Takalo L O, Kikuchi S, et al. *AJ*, 1991, 101: 2017
- [18] Takalo L O, Sillanpaa A, Nilsson K, et al. *A&AS*, 1992, 94: 37
- [19] Ballard K R, Mead A R G, Brand P W J L, et al. *MNRAS*, 1990, 243: 640
- [20] Tommasi L, Palazzi E, Pian E, et al. *A&A*, 2001, 376: 51
- [21] Tommasi L, Díaz R, Palazzi E, et al. *ApJS*, 2001, 132: 73
- [22] Sasada M, Uemura M, Fukazawa Y, et al. *ApJ*, 2014, 784: 141
- [23] Rakshit S, Stalin C S, Muneer S, et al. *ApJ*, 2017, 835: 275
- [24] Burn B J. *MNRAS*, 1966, 133: 67
- [25] Tribble P C. *MNRAS*, 1991, 250: 726
- [26] Lazarian A, Pogosyan D. *ApJ*, 2016, 818: 178

- [27] Zhang J F, Lazarian A, Lee H, et al. ApJ, 2016, 825: 154
[28] Guo X T, Mao J R, Wang J C. ApJ, 2017, 843: 23
[29] Bjornsson C I, Blumenthal G R. ApJ, 1982, 259: 805
[30] Chandra S, Zhang H, Kushwaha P, et al. ApJ, 2015, 809: 130
[31] Hughes P A, Aller H D, Aller M F. ApJ, 1985, 298: 301

Research Advances in Optical Polarization of Blazar

GUO Xiao-tong^{1,2,3}, WANG Jian-cheng^{1,2,3}

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 2. Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 3. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China)

Abstract: Blazars are a subclass of active galactic nucleus (AGNs) which have the jet almost aligned with the line of sight. High polarization is a typical feature of blazars which distinguishes them from other AGNs. The polarization of blazars is generally thought to be from the synchrotron radiation of the relativistic electrons in the jet. Optical polarization observations can constrain the jet properties and provide supplement information on the light curve properties in other wavelengths. The paper focuses on the study of the optical polarization of blazars. Firstly, the general background of blazars and their polarization are introduced. Then, the mechanism of the blazar polarization, the depolarization effect, the study of the frequency dependence polarization (FDP) behavior, the correlation between the high-energy flare and the optical polarization are presented. Finally, the prospects of the optical polarization study on blazars are outlined.

Key words: blazar; optical polarization; synchrotron radiation; AGN; depolarization; FDP