

# Mark 421 天体多波段辐射机制研究\*

康世举 黄邦蓉 康 婷 梁继华 郑永刚<sup>†</sup>

(云南师范大学物理与电子信息学院 昆明 650092)

**摘要** 基于对数抛物线型电子分布, 用单区、均匀同步自康普顿 (Synchrotron Self-Compton, SSC) 辐射模型计算 BL Lac 天体 S5 0716+714 的多波段能谱, 并与 Paggi 等人的结果进行了比较. 模型的计算结果与 Paggi 等人直接用  $\delta$  函数近似得到的结果不同, 导致该差异的主要原因可能是由于单电子同步辐射的  $\delta$  函数近似丢失了电子的部分能量而影响逆康普顿散射结果. 把该模型分别应用于 Mark 421 天体的高、中、低 3 种不同状态下的多波段观测结果, 理论计算结果能与不同状态下的观测结果符合得很好. 分析认为, 观测到的 Mark 421 天体的不同状态可能是由于喷流内电子分布变化引起的.

**关键词** 星系: 核, BL Lac 天体: 个别: Mark 421, 辐射机制: 非热

**中图分类号**: P 157; **文献标识码**: A

## 1 引言

BL Lac 天体是活动星系核中较典型的一类天体, 具有大幅、快速光变<sup>[1-2]</sup>、高光度、高偏振、非热连续辐射、视超光速运动等特征. 其多波段能谱分布 (SED) 具有双峰结构<sup>[3-4]</sup>, 低能峰位于红外-软 X 射线能段, 高能峰位于 MeV~GeV 能段. 目前, 解释 BL Lac 天体 SED 双峰结构模型主要有轻子模型<sup>[5]</sup>和强子模型<sup>[6-7]</sup>. 轻子模型一般认为低能峰主要来源于与观测者视线方向夹角很小的喷流内的极端相对论电子的同步辐射, 高能峰来源于极端相对论性电子的逆康普顿散射. 根据逆康普顿散射的种子光子的来源不同, 轻子模型可分为外康普顿模型 (External Compton model, EC)<sup>[8-9]</sup>和同步自康普顿模型<sup>[5,10]</sup>. 强子模型认为, 高能辐射来源于极端相对论性质子的级联过程或同步辐射过程.

对于轻子模型, 极端相对论电子的分布是重要的. 目前研究 BL Lac 天体全波段辐射机制所用的电子分布主要有: 幂律电子谱, 双幂律电子谱, 指数截断电子谱, 超指数截断电子谱, 高能超指数截断电子谱<sup>[11]</sup>, 渐变截断电子谱<sup>[11]</sup>, 对数抛物线型电子谱<sup>[12-13]</sup>. 由于对数抛物线型电子谱能比指数截断电子谱更精确地拟合光学-X 射线波段观测结果, 因此被广泛用于研究 Blazars 的多波段辐射机制<sup>[13-16]</sup>. 基于对数抛物线型电子分布, Paggi 等<sup>[12]</sup>利用单区、均匀 SSC 辐射模型研究了 BL Lac 天体的多波段辐射. 然而, 在

2011-01-04 收到原稿, 2011-05-16 收到修改稿

\* 云南省自然科学基金项目 (2009ZC056M) 资助

<sup>†</sup> ynzyg@sohu.com

计算过程中, Paggi 等人利用对数抛物线型电子分布和单电子同步辐射的  $\delta$  函数近似直接给出同步辐射能谱分布  $S_{\nu}^{\text{syn}}$  和逆康普顿散射能谱分布  $S_{\nu}^{\text{ic}}$ . 单电子同步辐射的  $\delta$  函数近似可能丢失了电子的部分能量而影响逆康普顿散射结果, 歪曲了模型参数.

本文基于对数抛物线型电子分布, 用单区、均匀 SSC 辐射模型<sup>[5,9,17]</sup>, 对 BL Lac 天体 Mark 421 不同状态 (高态、中态、低态) 下多波段准同时性观测结果进行研究, 得到 Mark 421 天体在不同状态下能谱分布最佳拟合参数, 从而研究其辐射机制. 文中假设哈勃常数  $H_0 = 70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ , 物质能量密度  $\Omega_M = 0.27$ , 辐射能量密度  $\Omega_r = 0$ , 无量纲宇宙学常数  $\Omega_\Lambda = 0.73$ .

## 2 均匀 SSC 辐射模型

均匀 SSC 辐射模型被广泛应用于解释 Blazars 多波段辐射能谱. 我们采用的均匀 SSC 辐射模型假设一个充满极端相对论电子的球形辐射区域, 该区域内存在随机起源的均匀磁场和恒定的电子数密度. 我们用对数抛物线型电子谱<sup>[12]</sup> 描述辐射区域内电子能量分布:

$$N(\gamma, t) = N_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{-s-r\lg(\frac{\gamma}{\gamma_0})} \text{ cm}^{-3}, \quad (1)$$

(1) 式中,  $\gamma$  为电子洛伦兹因子,  $\gamma_0$  为初始电子洛伦兹因子,  $N(\gamma, 0) = N_0\delta(\gamma - \gamma_0)$ ,  $N_0$  为初始电子数密度归一化常数,  $s$  为电子谱指数,  $r$  为谱曲率. 根据 (1) 式中的电子分布和文献 [18-19] 中有关同步辐射与逆康普顿散射的计算公式, 我们得到均匀 SSC 辐射模型下的同步辐射强度  $I_{\text{syn}}(\nu)$  和逆康普顿散射强度  $I_{\text{ic}}(\nu)$ . 为了计算逆康普顿散射辐射场, 我们假设同步辐射软光子及时充满整个辐射区. 在 高能段, Klein-Nishina 效应是显著的, 为了减小电子在 Klein-Nishina 领域的散射效率, 在计算中我们采用近似式<sup>[20]</sup>:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_T & \text{当 } h\nu\gamma/(m_e c^2) \leq 3/4 \\ 0 & \text{当 } h\nu\gamma/(m_e c^2) > 3/4 \end{cases}. \quad (2)$$

(2) 式中,  $\sigma_T = 6.652 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  是 Thomson 散射截面,  $h$  是 Planck 常数,  $m_e$  是电子静止质量,  $\nu$  是软光子频率,  $c$  是光速. 上述近似导致在计算逆康普顿散射冷却中, Klein-Nishina 影响可以通过限制辐射场能量密度  $U_{\text{rad}}(\gamma, t) \simeq \frac{4\pi}{c} \int_{\nu_{s,\min}}^{\nu(\gamma)} I_{\text{syn}}(\nu, t) d\nu$  近似. 上式中,  $\nu(\gamma) = \min[\nu_{s,\max}, 3m_e c^2/(4h\gamma)]$ ,  $\nu_{s,\min}$ ,  $\nu_{s,\max}$  分别是同步辐射最小和最大频率. 于是, 观测者坐标系下的总辐射流量为

$$F_{\text{tot}}(\nu) = \frac{\pi R^2 \delta^3 (1+z)}{d_L^2} [I_{\text{syn}}(\nu) + I_{\text{ic}}(\nu)] \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}, \quad (3)$$

(3) 式中,  $R$  是辐射区域半径,  $\delta$  是多普勒因子,  $z$  是红移,  $d_L$  是天体的光度距离. 来自于源的高能光子 ( $> 1 \text{ TeV}$ ) 在传播过程中会与河外背景光子作用而使观测到的高能辐射减弱. 为了得到内禀谱, 在计算过程中, 我们利用河外背景光 (EBL) 吸收模型<sup>[21-22]</sup> 对辐射流量进行修正:

$$F_{\text{in}}(\nu) = F_{\text{tot}}(\nu) \exp^{-\tau(\nu, z)} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}. \quad (4)$$

(4) 式中,  $\tau(\nu, z)$  引自文献 [22] 中平均情况下计算的光深.

### 3 电子谱变化

对数抛物线型电子谱主要受电子谱指数  $s$ 、谱曲率  $r$ 、初始电子洛伦兹因子  $\gamma_0$  和初始电子数密度归一化常数  $N_0$  影响. 为了模型参数调节的方便, 我们研究了对数抛物线型电子谱的变化规律. 不同参数变化导致电子谱的变化规律如图 1 所示.

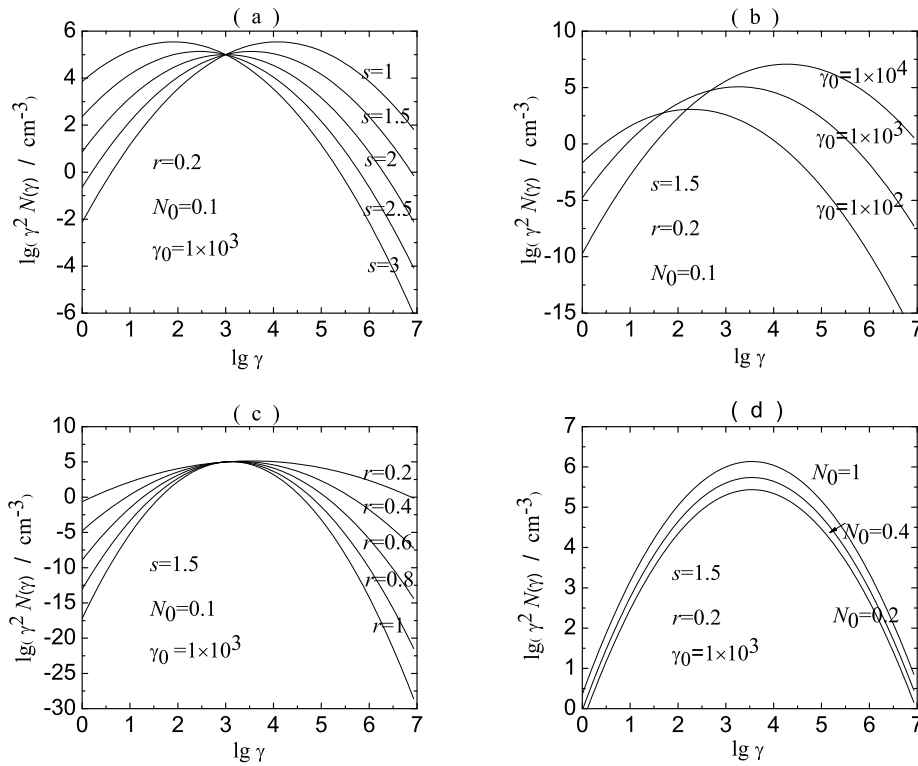


图 1 电子谱随 (a) 电子谱指数  $s$ 、(b) 初始电子洛伦兹因子  $\gamma_0$ 、(c) 谱曲率  $r$  和 (d) 初始电子数密度归一化常数  $N_0$  的变化规律

Fig. 1 The spectral variations of electrons with (a) the spectral index  $s$ , (b) the initial Lorentz factor of electrons  $\gamma_0$ , (c) the spectral curvature  $r$  and (d) the normalized factor of the initial number density of electrons  $N_0$ , respectively

图 1(a) 描述了电子谱随电子谱指数  $s$  变化的规律: 当电子谱指数变化时, 电子谱在  $\gamma = \gamma_0$  处相交, 当  $\gamma < \gamma_0$  时, 电子数密度随电子谱指数增大而增大, 当  $\gamma > \gamma_0$  时, 电子数密度随谱指数的增大而减小. 图 1(b) 描述了电子谱随电子初始洛伦兹因子  $\gamma_0$  变化的规律: 当  $\gamma < \gamma_0$  时, 电子数密度随  $\gamma_0$  的增大而减小, 当  $\gamma > \gamma_0$  时, 电子数密度随  $\gamma_0$  的增大而增大. 图 1(c) 描述了电子谱随谱曲率  $r$  变化的规律: 当谱曲率  $r$  变化时, 电子

谱在  $\gamma = \gamma_0$  处相交, 电子数密度随谱曲率  $r$  的增大而减小. 图 1(d) 描述了电子谱随初始电子数密度归一化常数  $N_0$  变化的规律: 电子数密度随初始电子数密度归一化常数  $N_0$  增大而增大.

#### 4 与 Paggi 等人计算结果的对比

对单电子辐射功率的计算一般有两种方法: 一种是根据经典同步辐射过程直接计算, 另一种是利用  $\delta$  函数近似计算. 由于经典无量纲同步辐射谱 (修正的 5/3 阶贝塞尔函数) 的峰很窄, 可以利用  $\delta$  函数近似计算单电子的辐射功率, 但对逆康普顿散射而言, 直接计算的电子和软光子能量分布范围很宽而导致了很宽的逆康普顿散射谱, 利用  $\delta$  函数近似计算会影响逆康普顿散射结果. 在同步自康普顿模型中, 逆康普顿辐射软光子来源于同步辐射, 若对同步辐射过程利用  $\delta$  函数近似, 则会由于同步辐射软光子的部分能量丢失而影响逆康普顿散射辐射结果. 图 2 中, 利用相同参数, 我们对经典同步辐射过程和  $\delta$  函数近似情况下对电子同步辐射和逆康普顿散射的计算结果. 从图中可以看出: 利用  $\delta$  函数近似计算的同步辐射在低能损失了部分能量而导致更窄的同步辐射和逆康普顿散射辐射峰.

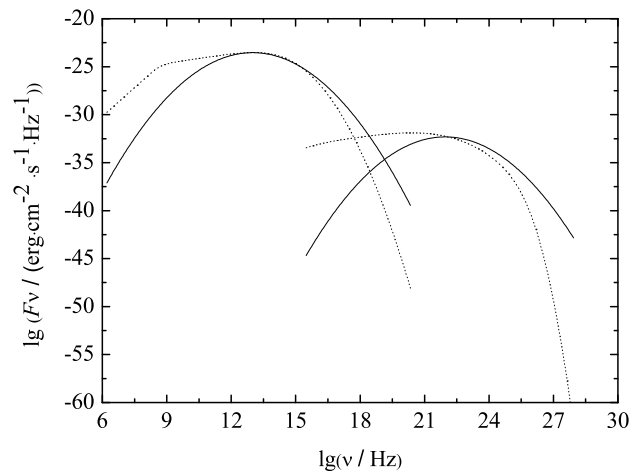


图 2 相同参数下经典同步辐射过程和  $\delta$  函数近似计算的同步辐射和逆康普顿散射流量. 实线是  $\delta$  函数近似计算结果, 点线是经典同步辐射的计算结果

Fig. 2 The synchrotron and inverse Compton scattering radiation on condition of same parameters. Solid lines and dotted lines represent the calculated results with the methods of the  $\delta$  function approximation and the classic synchrotron radiation, respectively

为了验证我们计算结果的合理性, 我们把模型应用于 S5 0716+714 天体多波段准同时性观测结果<sup>[12]</sup>, 得到理论能谱分布曲线和参数分别如图 3、表 1 所示. 从表 1 中可看

出, 我们用数值计算得到的结果与 Paggi 等人直接用  $\delta$  函数近似得到的结果不同. 我们认为, 单电子同步辐射的  $\delta$  函数近似丢失了电子的部分能量而影响逆康普顿散射结果, 从而影响了模型参数.

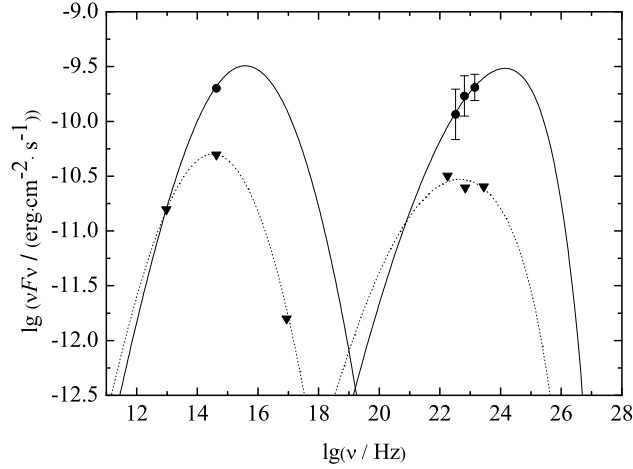


图 3 S5 0716+714 天体低态和高态的谱能量分布图. 实三角形和实心点分别是 S5 0716+714 天体低态和高态的观测结果<sup>[12]</sup>, 点线和实线分别是我们用模型对 S5 0716+714 天体低态和高态的计算结果

Fig. 3 The spectral energy distributions of S5 0716+714 at low and high states. Triangles and dots are the observational data of S5 0716+714 at low and high states<sup>[12]</sup>, respectively. Dotted and solid lines are the calculated results with the model at low state and high state, respectively

表 1 S5 0716+714 天体的模型参数

Table 1 The model parameters of S5 0716+714

	$\delta$	$B(\text{Gs})$	$R(\text{cm})$	$N_0(\text{cm}^{-3})$	$s$	$r$	$\gamma_0$
Our results (high state)	15	0.14	$1.68 \times 10^{17}$	$2.2 \times 10^{-5}$	1.45	0.45	$4.50 \times 10^3$
Paggi's results (high state)	10	0.151	$7.79 \times 10^{17}$	0.03		1.18	
Our results (low state)	12.5	0.11	$1.86 \times 10^{17}$	$1.8 \times 10^{-4}$	1.14	0.50	$1.48 \times 10^3$
Paggi's results (low state)	10	0.0764	$2.61 \times 10^{17}$	0.41		1.18	

## 5 模型的应用

Mark 421 天体是红移  $z = 0.031$  的典型 TeV 波段  $\gamma$  射线源, 其多波段非热辐射具有显著的变化特征. 为了研究 Mark 421 天体的多波段辐射特性, 基于 Mark 421 天体低、中、高 3 种状态下准同时性观测结果<sup>[23]</sup>, 我们利用上述模型对 Mark 421 天体的 3 种不同状态下的多波段能谱分布分别进行计算. 在计算中, 我们假设多普勒因子  $\delta = 15$ , 磁场  $B = 0.02$  Gs, 辐射区域半径  $R = 3.8 \times 10^{17}$  cm, 初始电子数密度归一化常数  $N_0 = 0.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ , 电

子谱指数  $s = 1.26$ , 谱曲率  $r = 0.30$ , 初始电子洛伦兹因子  $\gamma_0 = 4.70 \times 10^3$ , 得到 Mark 421 天体低态下的能谱分布曲线. 然后, 保持源的模型参数 (磁场、辐射区域半径和多普勒因子) 不变, 仅通过改变源的电子谱分布而得到 Mark 421 天体中态和高态的多波段能谱分布. 我们分别取初始电子数密度归一化常数  $N_0 = 1.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ , 电子谱指数  $s = 1.05$ , 谱曲率  $r = 0.24$ , 初始电子洛伦兹因子  $\gamma_0 = 2.30 \times 10^3$ , 和初始电子数密度归一化常数  $N_0 = 2.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ , 电子谱指数  $s = 1.37$ , 谱曲率  $r = 0.13$ , 初始电子洛伦兹因子  $\gamma_0 = 0.33 \times 10^3$  得到 Mark 421 天体中态和高态的多波段能谱分布. 结果如图 4 所示, 对应的模型参数列在表 2 中. 图 4 中, 实心正方形、实心三角形和实心点分别是 Mark 421 天体低、中、高态的观测结果, 点线、虚线和实线分别是我们用模型对不同状态的计算结果. 从图 4 中可看出, 上述模型能很好地产生 Mark 421 天体的多波段能谱.

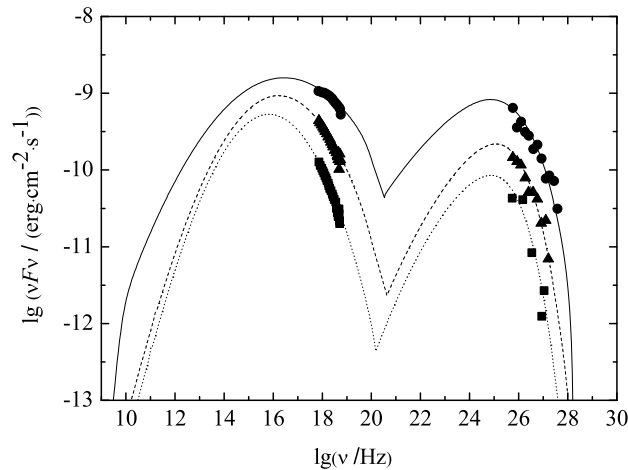


图 4 Mark 421 天体低态、中态和高态能谱分布图. 实正方形、实三角形和实心点分别是 Mark 421 天体低态、中态和高态的观测结果. 点线、虚线和实线分别是我们用模型对 Mark 421 天体低态、中态和高态的计算结果

Fig. 4 The spectral energy distributions of Mark 421 at low, medium and high states. Squares, triangles and dots are observational data of Mark 421 at low, medium and high states, respectively. Dotted line, dashed line and solid line are the calculated results at low, medium and high states, respectively

表 2 Mark 421 天体的模型参数

Table 2 The model parameters of Mark 421

State	$\delta$	$B(\text{Gs})$	$R(\text{cm})$	$N_0(\text{cm}^{-3})$	$s$	$r$	$\gamma_0$
High	15	0.02	$3.8 \times 10^{17}$	$2.5 \times 10^{-4}$	1.37	0.13	$0.33 \times 10^3$
Medium	15	0.02	$3.8 \times 10^{17}$	$1.4 \times 10^{-5}$	1.05	0.24	$2.30 \times 10^3$
Low	15	0.02	$3.8 \times 10^{17}$	$0.4 \times 10^{-5}$	1.26	0.30	$4.70 \times 10^3$

## 6 讨论

Blazar 天体的不稳定辐射与极端相对论电子的无规则注入、喷流等离子体的物理环境变化有关<sup>[24]</sup>. 基于对数抛物线型电子分布, 我们利用单区、均匀 SSC 辐射模型计算了 Mark 421 天体在不同状态下的多波段能谱. 对于 BL Lac 天体, 由于没有其它软光子成分(例如: 吸积盘软光子<sup>[9]</sup>, 宽线区散射软光子<sup>[8]</sup>), 单区、均匀 SSC 辐射模型假设是合理的<sup>[25-26]</sup>. 为了产生 Mark 421 天体低、中、高 3 种状态下准同时性观测结果, 我们采用不同的电子分布. 我们的研究表明, 观测到的 Mark 421 天体的不同状态可能是由于喷流内电子分布变化引起的. 模型计算结果预言喷流内的电子分布变化可能导致天体活动. 我们认为, 当激波前沿覆盖喷流内某一区域而导致该区域等离子体密度变化<sup>[27]</sup>, 喷流内等离子体密度变化可能产生我们期望的电子分布. 尽管模型没有涉及到具体的加速机制, 但我们采用的对数抛物线型电子分布可以看作是某种加速机制使电子分布达到动态平衡的结果.

## 参 考 文 献

- [1] Finke J D, Dermer C D, Böttcher M. *ApJ*, 2008, 686: 181
- [2] Weidinger M, Spanier F. *A&A*, 2010, 515: 18
- [3] Mukherjee R, Bertsch D L, Bloom S D, et al. *ApJ*, 1997, 490: 116
- [4] Padovani P, Giommi P. *ApJ*, 1995, 444: 567
- [5] Maraschi L, Ghisellini G, Celotti A. *ApJ*, 1992, 397: L5
- [6] Mücke A, Protheroe R J. *A&A*, 2001, 15: 121
- [7] Mannheim K. *A&A*, 1993, 269: 67
- [8] Sikora M, Begelman M C, Rees M J. *ApJ*, 1994, 421: 153
- [9] Dermer C D, Schlickeiser R, Mastichiadis A. *A&A*, 1992, 256: L27
- [10] Marscher A P, Gear W K. *ApJ*, 1985, 298: 114
- [11] Liu S M, Fan Z H, Fryer C L, et al. *ApJ*, 2008, 683: L163
- [12] Paggi A, Massaro F, Vittorini V, et al. *A&A*, 2009, 504: 821
- [13] Massaro E, Perri M, Giommi P, et al. *A&A*, 2004, 413: 489
- [14] Niappola E, Tornikoski M, Valtaoja E. *A&A*, 2006, 445: 441
- [15] Tramacere A, Massaro F, Cavaliere A. *A&A*, 2007, 466: 521
- [16] Donnarumma I, Vittorini V, Vercellone S, et al. *ApJ*, 2009, 691: L13
- [17] Tavecchio F, Maraschi L, Ghisellini G. *ApJ*, 1998, 509: 608
- [18] Katarzynski K, Sol H, Kus A. *A&A*, 2001, 367: 809
- [19] 张进波, 方文惠, 董宏伟, 等. 云南师范大学学报: 自然科学版, 2009, 29: 11
- [20] Zdziarski A A. *ApJ*, 1986, 305: 45
- [21] Kneiske T M, Bretz T, Mannheim K, et al. *A&A*, 2004, 413: 807
- [22] Dwek E, Krennrich F. *ApJ*, 2005, 618: 657
- [23] Blażejowski M, Blaylock G, Bond I H, et al. *ApJ*, 2005, 630: 130
- [24] 王建诚, 谢光中, 林隽. 天体物理学报, 1994, 14: 217
- [25] 张皓晶, 张雄. 天文学报, 2008, 49: 273
- [26] Zhang H J, Zhang X. *ChA&A*, 2009, 33: 17
- [27] Zheng Y G, Zhang L. *ApJ*, 2011, 728: 105

# A Research on Multi-band Radiation Mechanism of Mark 421

KANG Shi-ju   HUANG Bang-rong   KANG Ting   LIANG Ji-hua

ZHENG Yong-gang

*(School of Physics & Electronic Information Technology, Yunnan Normal University, Kunming 650092)*

**ABSTRACT** Based on the logarithmic parabolic energy distribution of electrons and the homogeneous one-zone synchrotron self-Compton model, the multi-band spectral energy distribution of S5 0716+714 is reproduced. Compared with Paggi's results which are obtained with the method of the  $\delta$  function approximation, we find our results are a little different. It is argued in this paper that the  $\delta$  function approximation used in calculating the synchrotron radiation of a single electron leads electrons to partly lose their energies, thus affects the results of inverse Compton scattering radiation. The model is applied to the high, middle and low states of Mark 421 object, respectively. By changing the parameters, we find that the multi-band spectral energy distributions of Mark 421 can be well reproduced. It is considered that the variation of the distribution of the electrons in the jet probably induces the different observational states.

**Key words** galaxies: nuclei, BL Lacertae objects: individual: Mark 421, radiation mechanisms: non-thermal