

# 一种对伽玛暴瞬时谱的新解释

邓小龙<sup>1,2</sup>, 刘炯<sup>1</sup>, 杨建明<sup>1</sup>

(1. 中国科学技术大学天体物理中心, 安徽合肥 230026;

2. Department of Mechanical Engineering, University of Kentucky, Lexington, KY 40506, USA)

**摘要:**研究了幂律分布电子的同步曲率辐射在伽玛暴(gamma-ray burst, GRB)的物理条件下的表现,并用同步曲率辐射机制代替同步辐射来解释伽玛暴的瞬时谱,尤其是那些出现拐点和高能过剩的谱,还拟合了几个实际的有拐点和高能过剩的伽玛射线暴的瞬时谱.从中可以看出,同步曲率辐射机制对整个瞬时谱能够做出统一和合理的解释.在对高能过剩部分的解释中,同步曲率辐射机制不需再人为引入任何其他机制,因此可调参数少.此外,该机制还能对发射区磁场给出更加详细的描述,尤其是对磁场的曲率半径有了严格的约束,因此对磁场的形成机制给出严格的限制,支持了磁场产生于激波的理论模型.将来对更高能部分的更精细的观测将能够对我们的模型进行进一步检验.最后用同步曲率辐射对 GRB 941017 的谱的瞬时谱部分的演化进行了拟合和讨论.

**关键词:**伽玛暴;同步曲率辐射;磁场

**中图分类号:**P142      **文献标识码:**A

## A new explanation to the prompt spectra of gamma-ray bursts

DENG Xiao-long<sup>1,2</sup>, LIU Jiong<sup>1</sup>, YANG Jian-ming<sup>1</sup>

(1. Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

2. Department of Mechanical Engineering, University of Kentucky, Lexington, KY 40506, USA)

**Abstract:** The effects of the synchro-curvature mechanism of electrons with a power law energy distribution was studied in the physical conditions of gamma-ray bursts (GRBs), and the synchro-curvature mechanism was applied instead of the synchrotron mechanism to study the prompt spectra of GRBs, especially those with a turnoff point and a high-energy excess. Several spectra were fitted and very good results were obtained. It is shown that the synchro-curvature mechanism can give the whole prompt spectra a uniform and reasonable explanation. In addition, the synchro-curvature mechanism can give more detailed descriptions on the magnetic fields, especially the curvature radius. So, it can give strict constraints on the formation mechanism of magnetic fields and supports the model in which magnetic fields form in shocks. The synchro-curvature mechanism was used to fit and discuss the evolution of spectrum of GRB 941017.

**Key words:** gamma-ray burst; synchro-curvature radiation; magnetic field

## 0 引言

伽玛暴自被发现以来,已成为天体物理中的一个热点. 它的起源和本质一直都是个谜. 对伽玛暴能谱的研究对我们理解伽玛暴的物理本质非常重要. 人们可以从中得到暴的能量、发射区域大小、局域磁场、粒子分布、加速机制、周围环境以及膨胀火球等的信息.

尽管不同伽玛暴的光变曲线变化非常剧烈而又各不相同,它们的能谱却非常相似. 伽玛暴的大部分能量都以 30 keV 到几 MeV 的光子形式释放,小部分的能量以余辉的形式释放<sup>[1]</sup>. 1993 年, Band 等人对伽玛暴能谱给出了一个非常好的经验拟合公式<sup>[2]</sup>. 之后 Katz 提出伽玛暴的辐射机制很可能是同步辐射<sup>[3]</sup>, Tavani 则用幂律分布的相对论电子的同步辐射拟合了一些伽玛暴能谱<sup>[4,5]</sup>. 由于简单的同步辐射机制在低能端和伽玛暴能谱不尽符合,人们加入各种机制来解释各种低能部分的谱的行为,如同步自吸收、电子能量分布的“光滑截断”、电子投射角各向异性分布、jitter 辐射等(参见文献<sup>[6]</sup>及其引文).

在高能部分,康普顿伽玛射线天文台(Compton Gamma Ray Observatory, CGRO)上的 EGRET 和 COMPTEL 仪器的观测表明,可能所有的伽玛暴都有高能尾(参见文献<sup>[7]</sup>及其引文). 许多观测谱给出拐点和高能过剩. 人们通常喜欢通过加入诸如逆 Compton(IC)散射,同步自 Compton(SSC),正负电子对的产生等各种机制来进行解释. 但是,这些努力常常带有人为的痕迹,并有许多可调参数,也没能很好地解释谱指数的演化. 逆 Compton 和正负电子对产生的机制一般只适合用来解释伽玛暴中 GeV 以上的谱(参见文献<sup>[7]</sup>;文献<sup>[8]</sup>及其引文). 对于伽玛暴能谱中能量从几 MeV 到几百 MeV 的谱的行为, Guetta 等曾经用 SSC 机制来解释,但是也有自己的问题,需要将来 Swift, GLAST 等卫星更进一步的观测<sup>[9]</sup>.

1995 年,张家铝等提出同步曲率辐射机制来解决不均匀磁场中的单个粒子的辐射,统一了同步辐射和曲率辐射两种机制<sup>[10~12]</sup>. 这使得我们的计算不再受到均匀磁场和沿着弯曲磁力线运动这两种特殊条件的限制. 于是我们能够更一般地研究弯曲磁场中的电子辐射. 这种新机制的集体辐射已经被研究并应用于解释 NGC 5548<sup>[13,15]</sup>. 磁场的曲率可以显

著地影响同步曲率机制的集体辐射,这可以和同步辐射区分开来. 如果电子能量是幂律分布的,辐射谱不一定是幂律的,可以有拐点,随着光子能量的变化,谱指数可以在  $(p-1)/2$  和  $(p-2)/3$  之间变化. 因此,以前人们广泛接受并应用的关于磁场中幂律分布电子也产生幂律分布辐射谱这一观念实际上是有问题的. 现在通常需要同时考虑多种机制来解释观测到的一些伽玛暴能谱高能部分的拐点和能量过剩,这使得拟合过程和物理模型变得复杂. 相反,同步曲率辐射机制可能在解决这类问题方面非常有用.

张力等通过一系列工作,应用同步曲率辐射代替曲率辐射重新研究了  $\gamma$  射线脉冲星的一系列重要问题<sup>[16~19]</sup>,非常好地拟合了最新观测结果. 此外, Sobolev 给出了更加具体的公式<sup>[20]</sup>, Harko 等则用新方法将同步曲率辐射推广到有较大横向漂移速度情形<sup>[21]</sup>. Hirotsu 等用同步曲率公式讨论了问题,并将其公式推广到有方位角漂移的情形<sup>[22]</sup>. 张家铝等给出了经典和量子条件下单个相对论电子辐射的一般公式<sup>[23,24]</sup>. 以上这些工作发展了同步曲率辐射机制并显示了它的强大生命力.

最近,邓小龙等已经将同步曲率辐射机制用于对伽玛暴能谱的研究上,得到了很好的结果<sup>[25]</sup>. 在本文中,我们结合伽玛暴进一步深入和详细地研究同步曲率辐射的一些特性,尤其是在伽玛暴内激波模型框架下拟合一些谱并给出物理参数的值,而且还对 GRB 941017 瞬时谱部分的演化进行了讨论.

## 1 同步曲率辐射机制

对一般磁场中的相对论粒子辐射问题,常常要用到同步曲率辐射.

两个相互垂直的偏振方向的单位频率的同步曲率辐射功率为<sup>[10~13]</sup>

$$\frac{dP_{\perp}}{d\omega} = -\frac{\sqrt{3}e^2[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2\gamma F_1\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)}{4\pi c^4 Q_2^2 r_c},$$

$$\frac{dP_{\parallel}}{d\omega} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e^2 \gamma}{2\pi r_c} F_2\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (1)$$

总的有

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{dP_{\parallel}}{d\omega} + \frac{dP_{\perp}}{d\omega}, \quad (2)$$

式中,

$$F_1\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \left[ \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(z) dz + K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \right],$$

$$F_2\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \left[ \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(z) dz - K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \right], \quad (3)$$

$$r_c = \frac{c^2}{(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2}, \quad (4)$$

$$\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^3 c Q_2 \equiv$$

$$\frac{3}{2}\gamma^3 c \frac{1}{\rho} \left[ \frac{(r_B^3 + \rho r_B^2 - 3r_B\rho^2)}{\rho r_B^2} \cos^4 \alpha + \right.$$

$$\left. \frac{3\rho}{r_B} \cos^2 \alpha + \frac{\rho^2}{r_B^2} \sin^4 \alpha \right]^{1/2}, \quad (5)$$

以及  $Q_2$ ,

$$Q_2^2 = \left[ \frac{r_B^2 + \rho r_B - 3\rho^2}{\rho^3} \cos^4 \alpha + \frac{3}{\rho} \cos^2 \alpha + \frac{1}{r_B} \sin^4 \alpha \right] \frac{1}{r_B}. \quad (6)$$

式中,回旋频率  $\omega_B = eB/(\gamma m_e c)$ ,  $\gamma$  是相对论电子的 Lorentz 因子,  $m_e$  是电子质量,  $e$  是电子的电量,  $c$  是光速,  $B$  是磁场强度, 回旋半径  $r_B = c \sin \alpha / \omega_B$ ,  $\omega_c$  是特征频率,  $\Omega_0 = c \cos(\alpha) / \rho$  是沿磁力线的引导中心的角速度,  $\rho$  和  $r_c$  分别是磁场的曲率半径和粒子的轨道半径,  $\alpha$  是入射电子的方向和磁力线间的夹角, 也就是投射角. 从式(1)~(5)我们能够推出在两种极端条件下同步辐射( $\rho \rightarrow \infty$ )和曲率辐射( $\alpha=0$ )的所有结果. 但是对同步曲率辐射机制,  $\frac{dP}{d\omega}$  和  $\gamma$  之间的

关系更加复杂.  $\frac{dP}{d\omega}$  和  $\gamma$  不仅由  $\omega_c$  (不再是  $\gamma$  的幂律函数) 联系, 也由  $r_c$  联系. 我们可以写成<sup>[10~12]</sup>

$$\frac{1}{r_c} = \frac{m_e c^2 \sin \alpha \cos^2 \alpha}{eB\rho^2} \gamma + \frac{\cos^2 \alpha}{\rho} + \frac{eB \sin \alpha}{m_e c^2 \gamma} \equiv$$

$$a_0 \gamma + a_1 + \frac{a_2}{\gamma}. \quad (7)$$

对频率积分, 可以得到同步曲率辐射的功率为

$$P_{\text{sync-curv}} = \frac{-3\sqrt{3}e^2 \gamma^4 c Q_2}{8\pi r_c} \cdot$$

$$\left[ \left( 1 + \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \right) \Gamma\left(\frac{7}{3}\right) \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) + \right.$$

$$\left. \left( \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - 1 \right) \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \right]. \quad (8)$$

类似文献[7], 我们假设一个相对论电子能量的幂律分布:

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-p}, \quad \gamma_{\max} > \gamma > \gamma_{\min}. \quad (9)$$

于是我们得到谱的能量发射率  $J$ , 它是辐射光子频率  $\omega$  的函数:

$$J_{\perp}(\omega) = -\frac{\sqrt{3}e^2}{4\pi} \frac{9c^2}{4} N_0 \cdot$$

$$\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma^{-p+7} \frac{1}{\omega_c^2} F_1\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \left[ a_0 \gamma + a_1 + \frac{a_2}{\gamma} \right]^3 d\gamma, \quad (10)$$

$$J_{\parallel}(\omega) = -\frac{\sqrt{3}e^2}{4\pi} N_0 \cdot$$

$$\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma^{-p+1} F_2\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \left[ a_0 \gamma + a_1 + \frac{a_2}{\gamma} \right] d\gamma, \quad (11)$$

以及

$$J(\omega) = J_{\parallel}(\omega) + J_{\perp}(\omega). \quad (12)$$

这里  $\gamma_{\min}$  和电子的能量比例  $\epsilon_e$  以及总能量相关联,  $\gamma_{\max}$  由电子加速和冷却速率的平衡来决定<sup>[7]</sup>. 为方便起见, 假设  $\gamma_{\max} \gg \gamma_{\min}$ .

上述积分太过复杂, 通常需要数值计算, 但是我们可以从物理上进行分析. 可以看出, 对于幂律的电子能量分布, 它们的辐射谱一般情况下不一定是纯幂律的. 该公式可能给出更加复杂的谱, 比如有拐点的. 通常, 我们假设投射角的分布是各向同性的, 对  $\alpha$  在各个方向上积分来得到拟合谱, 这不会改变上面说到的谱的特征. 我们可以得到拐点并自然地得到一个有高能过剩的谱<sup>[13]</sup>.

现在考虑实际拟合过程中的参数. 在实际的拟合中, 我们的原则是最好选用以前通过同步辐射机制得到的参数, 随着拐点和一些物理条件调整它们, 或者至少选用的比如磁场强度这样的拟合参数是合理的.

## 2 一些基本参数

对同步曲率辐射而言, 需要确认的物理条件一是电子的分布, 二是磁场的条件, 包括磁场强度和曲率半径的大小.

内激波的基本物理图像是快的壳追上慢的壳, 并产生中等相对论性的激波. 假设慢的壳速度为  $\Gamma \sim 10^2 - 10^3$ , 快的壳比它稍快, 相对速度的洛伦兹因子  $\gamma_{\text{int}} \sim 2 - 10$ <sup>[7]</sup>, 光变时标  $\delta t$  在毫秒量级. 那么它们相遇(也就是产生激波)的半径为  $R_{\text{int}} \approx \Gamma^2 c \delta t = 3 \times 10^{13} \text{ cm} (\Gamma/10^{2.5})^2 (\delta t/0.01)$ <sup>[14]</sup>. 因为不了解具体物理条件, 通常假设电子和磁场在总能量中所占比例为  $\epsilon_e$  和  $\epsilon_B$ , 并假设它们在这个过程中保持不变.

上面已经谈到, 在伽玛暴中电子的分布通常取幂律分布(式(9)). 因为总能量密度  $e \sim \gamma_{sh} n m_p c^2$ , 而

单个电子的能量为  $\gamma_e m_e c^2$ , 总的电子能量密度又占总能量密度的比例为  $\epsilon_e$ , 所以

$$\gamma_{\min} = \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \epsilon_e \gamma_{sh}. \quad (13)$$

其中,  $m_p, m_e$  分别是质子和电子的质量,  $\gamma_{sh}$  描述激波的速度和激波粒子的“热”运动. 内激波模型中  $\gamma_{sh} \approx \sqrt{\gamma_{\text{int}}/2}$  [7] 约为 1 的量级, 电子的能量比例约为 0.1 的量级, 因此,  $\gamma_{\min} \sim 100-1000$ . 对于  $\gamma_{\max}$ , 由前所述, 假设  $\gamma_{\max} \gg \gamma_{\min}$ , 实际计算中采用  $\gamma_{\max} = 100\gamma_{\min}$ .

对磁场强度而言, 首先要考虑激波波后的粒子密度. 波前的粒子数密度用总的重子数  $E/(\Gamma m_p c^2)$  除以共动体积  $4\pi(\Gamma^2 c \delta t)^2 \Gamma \Delta$ . 这里  $E$  是总能量,  $\Delta$  是观测者坐标中的相对论风的宽度. 那么波后的粒子密度根据相对论暴轰波的激波条件 [26] 有

$$n_2 \approx 4\gamma_{sh} n_1 \approx 4 \sqrt{\gamma_{\text{int}}/2} n_1,$$

其中,  $n_1, n_2$  分别是波前和波后的粒子密度. 这样, 最后得到 [7, 27]:

$$n_2 \approx 3.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} E_{52} (\gamma_{\text{int}}/4)^{1/2} \cdot (\Gamma_{2.5})^{-6} \Delta_{12}^{-1} \delta_{-2}^{-2}, \quad (14)$$

其中, 各个参数  $x_{\text{num}}$  表示  $x/10^{\text{num}}$ . 总的能量密度为  $e \sim \sqrt{\gamma_{\text{int}}/2} n_2 m_p c^2$ , 且磁场能量所占比例  $\epsilon_B = B^2/(8\pi e)$ , 因此得到:

$$B \approx 1.3 \times 10^4 \text{ G} (\epsilon_B/0.1)^{1/2} E_{52}^{1/2} (\Gamma_{2.5})^{-3} \cdot \Delta_{12}^{-1/2} \delta_{-2}^{-1} \sqrt{\gamma_{\text{int}}/4}. \quad (15)$$

有了这些参数的基本取值范围, 下面我们就可以在这个框架内对同步曲率辐射机制进行探讨, 并用它拟合一些伽玛暴能谱.

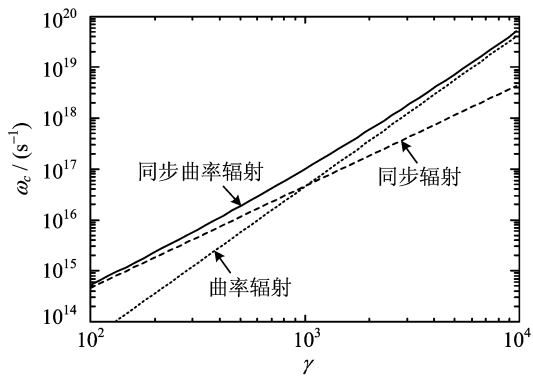
### 3 同步曲率辐射机制的一些性质和对一些伽玛暴的拟合

对单个电子, 为了得到一个有拐点的谱, 首先应该有  $a_0 \gamma_c \lesssim a_2/\gamma_e$ , 于是有

$$eB\rho \lesssim \gamma_e m_e c^2 \cos \alpha_e. \quad (16)$$

近似等式(16)在拐点附近近似决定  $\gamma_e, \rho$  和  $\alpha_e$  的值的时候非常有用.

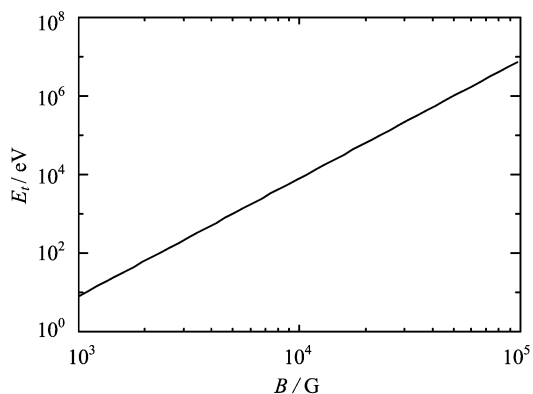
我们可以画出拐点附近  $\omega_c$  随电子洛伦兹因子  $\gamma$  的变化(图 1). 很显然, 在低能部分, 同步曲率辐射的结果接近于同步辐射的, 而在高能部分则接近于曲率辐射的. 根据式(5)和式(16), 可以画出拐点的位置随磁场强度和曲率半径的变化(图 2, 图 3). 可见, 拐点能量  $E_t \propto B^3 \rho^2$ . 其实, 从式(5)也可以近似地写出  $\omega_c$ :



$$B = 1.0 \times 10^4 \text{ G}, \rho = 1.0 \times 10^3 \text{ cm}, \alpha = 10^\circ$$

图 1 计算得到的拐点附近特征频率  $\omega_c$  随电子洛伦兹因子  $\gamma$  的变化

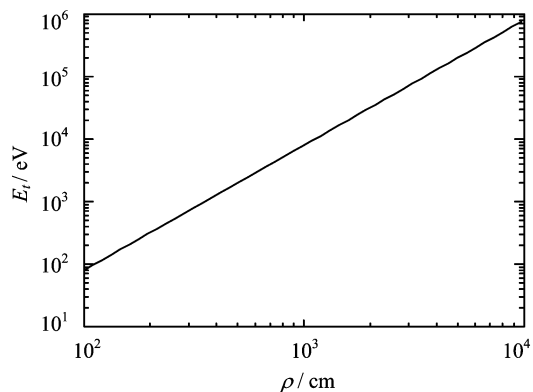
Fig. 1 Calculated characteristic frequency  $\omega_c$  as a function of the Lorentz factor  $\gamma$  of the electron near the turn-off point



$$\rho = 10^3 \text{ cm}, \alpha = 10^\circ$$

图 2 计算得到的大概的拐点位置  $E_t$  随磁场强度  $B$  的变化

Fig. 2 Calculated energy turn-off position  $E_t$  as a function of the magnetic field strength  $B$



$$B = 10^4 \text{ G}, \alpha = 10^\circ$$

图 3 计算得到的大概的拐点位置  $E_t$  随磁场曲率半径  $\rho$  的变化

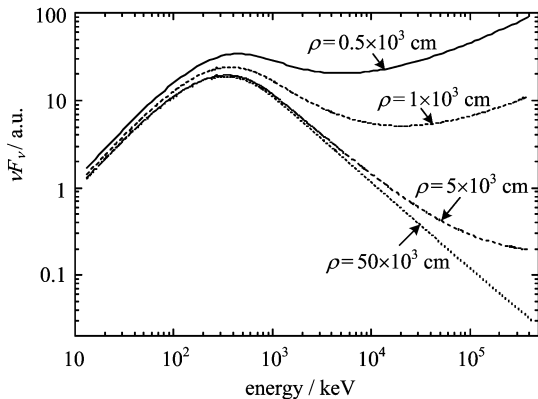
Fig. 3 Calculated energy turn-off position  $E_t$  as a function of the curvature radius  $\rho$  of the magnetic field

$$\omega_c \propto \frac{3c}{2\rho} \gamma^3. \quad (17)$$

结合式(16),即可得到  $E_t \propto B^3 \rho^2$ .

现在考虑幂律分布电子集体的同步曲率辐射. 我们知道在共动坐标中同步辐射谱由  $\gamma_{\min}^2 B$  和电子幂律分布的指数  $p$  决定, 曲率辐射谱由  $\gamma_{\min}^3/\rho$  和  $p$  决定. 在低能部分, 同步曲率辐射接近于同步辐射; 在高能部分, 又接近于曲率辐射. 因此,  $\gamma_{\min}^2 B, \gamma_{\min}^3/\rho$  和  $p$  就将决定同步曲率辐射的谱型. 这其实和上面的讨论也相对应. 回到观测者坐标中, 因为火球相对我们以  $\Gamma$  运动, 观测到的这些值应该乘以  $\Gamma$ , 再考虑红移  $z$  的影响, 它们应该分别除以  $(1+z)$ . 这样就近似的有  $\frac{\Gamma \gamma_{\min}^2 B}{(1+z)}$  和  $\frac{\Gamma \gamma_{\min}^3}{\rho(1+z)}$  两个式子与  $p$  一起决定了谱的形状. 这样可以知道, 拟合时,  $\gamma_{\min}, \rho, B$  由谱型和  $\Gamma$  决定, 并且相互关联, 只有一个自由参数. 首先, 假设磁场曲率半径取一个确定值, 我们可以得到以下的一些图和讨论.

图 4 是在  $\nu F_\nu$  空间中采用同步曲率模型对不同的磁场曲率半径  $\rho$  计算得到的谱型. 可以看到当  $\rho$  足够大的时候, 算出的谱趋近于同步辐射模型给出的谱型.  $\rho$  越小, 拐点越明显, 高能过剩更显著. 这样, 我们的模型和同步辐射的模型在低能部分类似, 并且可以解释拐点和高能过剩, 而不需加入任何其他机制和参数.



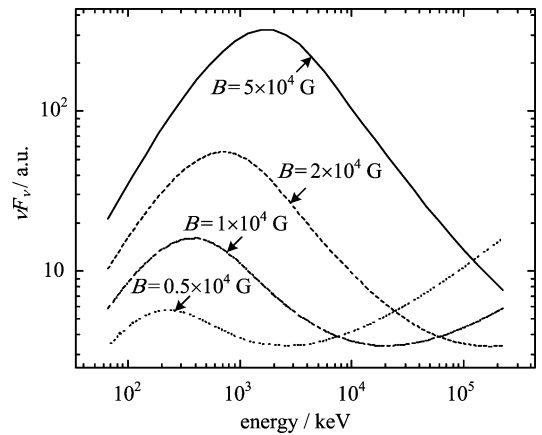
$\Gamma=1.0 \times 10^3, B=1.0 \times 10^4 \text{ G}, \gamma_{\min}=1.0 \times 10^3, p=5.0$

图 4 计算得到的对不同  $\rho$  的同步曲率谱功率  $\nu F_\nu$  随能量的变化

Fig. 4 Calculated synchro-curvature spectral power  $\nu F_\nu$  as a function of energy for different curvature radius  $\rho$

图 5 给出了  $\nu F_\nu$  空间中采用同步曲率模型对不同的磁场强度  $B$  计算得到的谱型. 从图 5 中可以得

知, 当曲率半径较小的时候, 磁场强度可以显著的影响谱型. 固定  $\rho$ , 如果磁场足够强, 谱型趋近于同步辐射模型的谱, 当磁场很弱的时候, 拐点和高能过剩也就很明显.

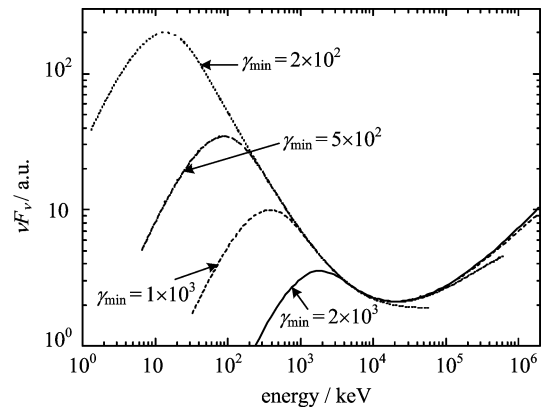


$\Gamma=1 \times 10^3, \rho=1 \times 10^3 \text{ cm}, \gamma_{\min}=1.0 \times 10^3, p=5.0$

图 5 计算得到的对不同  $B$  的同步曲率谱功率  $\nu F_\nu$  随能量的变化

Fig. 5 Calculated synchro-curvature spectral power  $\nu F_\nu$  as a function of energy for different magnetic field strength  $B$

图 6 给出了  $\nu F_\nu$  空间中采用同步曲率模型对不同的电子分布低能截断 Lorentz 因子  $\gamma_{\min}$  计算得到的谱型. 随着整体电子能量的降低, 一方面谱的峰值能量在降低, 另一方面谱指数  $\beta$  也在变化. 这就意味着在一个确定的磁场中, 如果电子能量发生演化, 我



$\Gamma=1.0 \times 10^3, B=1.0 \times 10^4 \text{ G}, \rho=1 \times 10^3 \text{ cm}, p=5.0,$

这里取  $\gamma_{\max}=100\gamma_{\min}$

图 6 计算得到的对不同  $\gamma_{\min}$  的同步曲率谱功率  $\nu F_\nu$  随能量的变化

Fig. 6 Calculated synchro-curvature spectral power  $\nu F_\nu$  as a function of energy for different minimum Lorentz factor  $\gamma_{\min}$

们将得到峰值能量和谱指数同时变化的谱. 与同步辐射相比, 可以看出, 伽玛暴谱指数的变化不一定意味着电子分布指数的变化.

GRB 930131 是由 CGRO 观测到的最亮的伽玛暴之一. 它的峰值流量达到  $105 \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  [28], 由于它的爆发的时间特性, 被称作“超级碗暴”. Meegan 等 [28] 和 Ryan 等 [29] 分别给出了它的 EGRET 和 COMPTEL 的谱. Bromm 等 [30] 通过合并 CGRO 的 BATSE, COMPTEL 和 EGRET 等仪器的数据为 GRB 930131 构造了一个从 20 keV 到 200 MeV 的很宽波段的谱. Bromm 等 [30] 发现这样得到的谱在直到非常高的能量范围内都非常平 (在  $\nu F_\nu$  空间中), 他们用同步辐射机制拟合了谱, 并且证明高能的平谱不是由于谱的时间变化产生的.

我们用上述的同步曲率模型来拟合 GRB 930131 能谱, 如图 7, 物理参数见表 1. 很明显我们

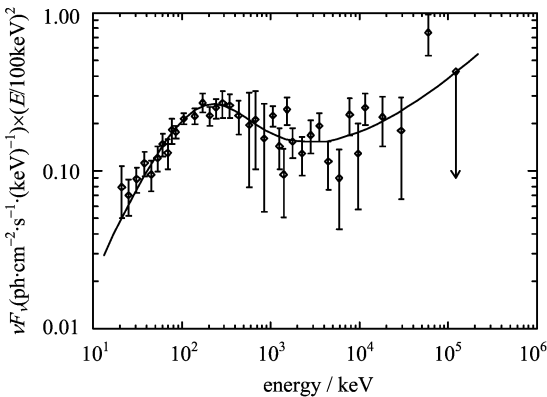
的模型直到很高的能量对该谱都拟合得非常好. 从我们的拟合, 可以认为, 这个谱之所以这样奇怪, 很可能是因为它跟其他参数比, 它的磁场相对较弱或者它的曲率半径非常小.

图 8 给出了四个 CGRO 观测到的伽玛暴的时间平均的谱, 这几个都是很亮的伽玛暴, 它们的光子能量范围扩展到 3~4 个数量级 [33, 36]. 从图 8 可以看出, 对于这些谱中出现的各种不同的高能部分谱指数, 我们拟合的结果都非常好.

我们再试图用高斯分布来描述磁场曲率半径, 并同样用它来拟合伽玛暴能谱. 得到的参数显示在表 1 中和图 7 中. 可以看出, 为了得到一样的曲线, 取不同的方差, 曲率半径的期望值将不同, 比只取单个的值要大. 然而, 它们始终相差不大, 不影响我们的基本讨论和结论.

## 4 伽玛暴瞬时谱随时间的演化

关于伽玛暴能谱参数随时间的演化的研究很早就开始了. 文献 [37~40] 通过几十个伽玛暴的例子来研究演化, 它们主要是试图从数据中找出整体的趋势. Ford 等 [38] 分析了 37 个 BATSE 观测到的亮的长暴, 给出了峰值能量  $E_p$  随时间从硬到软的变化. Crider 等 [39] 则同时报告了从硬到软和跟踪流量变化两种谱并考虑了康普顿机制下的谱的演化. Lloyd-Ronning 等 [41] 则在同步辐射机制框架下研究了随时间的变化  $\nu F_\nu$  的谱的峰值能量  $E_p$  和低能 Band 谱指数  $\alpha$  之间的关系. Kocevski 等 [42] 研究了  $E_p$  和高低能谱的延迟 (lag) 之间的关系. Ryde 等 [43] 则研究了  $E_p$  随流量的变化, 即所谓的硬度-亮度关系 (hardness-intensity correlation, HIC). 在这些研究中, 一般是通过统计或者结合对伽玛暴的时间分辨的谱的分析来进行研究. 它们一般注重  $\alpha$ ,  $E_p$ , 流量以及 lag 等的关系, 对高能部分的 Band 谱指数  $\beta$



实线是拟合曲线. 物理参数见表 1.

当用高斯分布描述曲率半径的分布时,

$$\text{如果 } \sigma = \frac{1}{10} \bar{\rho}, \text{ 则 } \frac{\Gamma[\gamma_{\min}^3/\bar{\rho}]_8}{1+z} = 12.0;$$

$$\text{如果 } \sigma = \frac{1}{8} \bar{\rho}, \text{ 则 } \frac{\Gamma[\gamma_{\min}^3/\bar{\rho}]_8}{1+z} = 11.7$$

图 7 GRB 930131 的谱和同步曲率辐射的拟合结果

Fig. 7 Spectrum of GRB 930131 and the fitting result of the synchro-curvature radiation

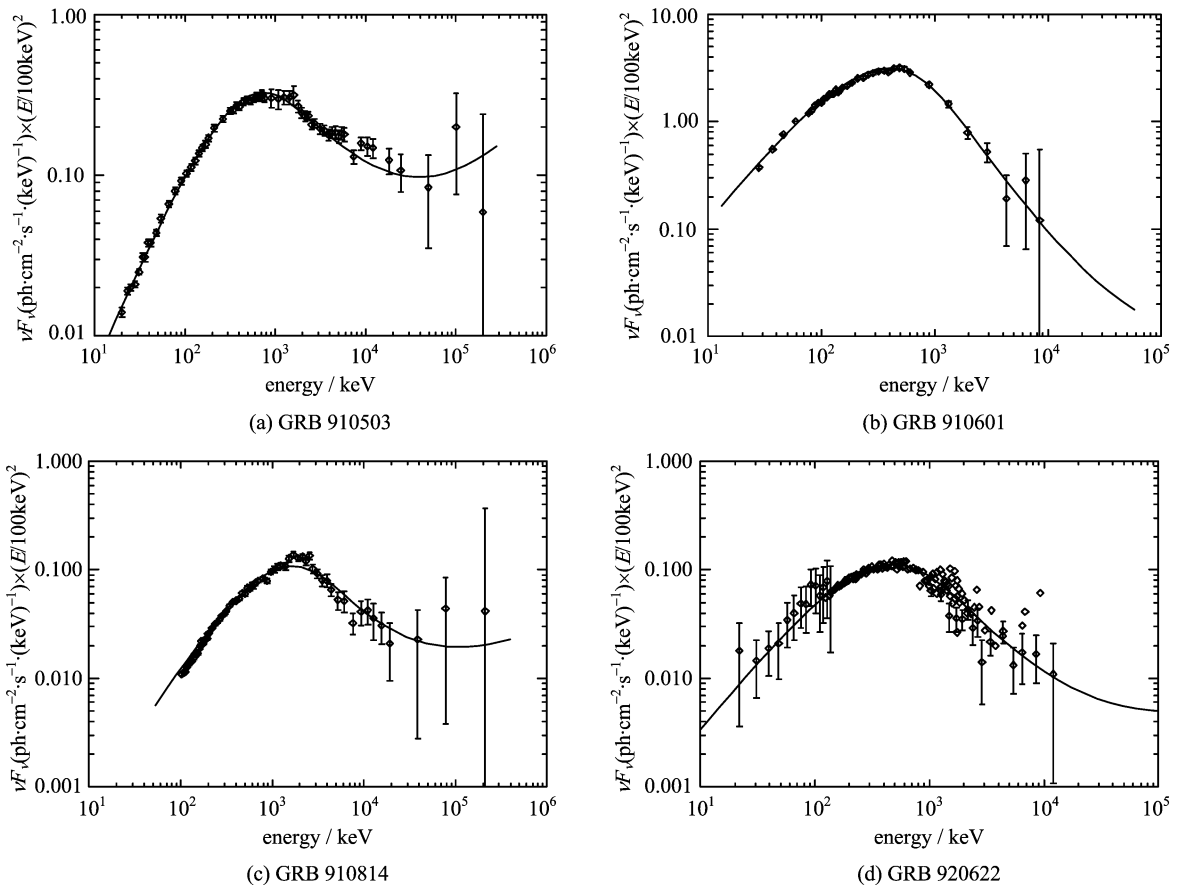
表 1 几个伽玛暴谱的特性

Tab. 1 Some characteristics of the spectra of several GRBs

GRB	$\epsilon_p/\text{MeV}$	参考文献	$\frac{\Gamma[\gamma_{\min}^2 B]_{12}}{1+z}$	$\frac{\Gamma[\gamma_{\min}^3/\bar{\rho}]_8}{1+z}$	$\frac{\Gamma[\gamma_{\min}^3/\bar{\rho}]_8}{1+z}$	$p$
930131	~0.2	[25, 28, 29, 30, 31]	4.91	12.2	10.7	~5.3
910503	~1	[4, 25, 32, 33]	17.8	8.9	8.14	~4.3
910601	~0.5	[4, 25, 34, 35, 33]	12.6	6.4	5.81	~6.1
910814	~2	[4, 25, 34, 35, 33]	44.7	50.0	45.0	~5.2
920622	~0.5	[4, 36]	14.1	9.9	9.0	~5.4

【注】  $\epsilon_p$  是  $\nu F_\nu$  谱分布的峰值光子能量;  $\Gamma$  是外流的洛伦兹因子;  $[\gamma_{\min}^2 B]_{12} = \gamma_{\min}^2 B/10^{12}$ ;  $[\gamma_{\min}^3/\bar{\rho}]_8 = (\gamma_{\min}^3/\bar{\rho})/10^8$ ;  $\bar{\rho}$  是在方

差  $\sigma = \frac{1}{5} \bar{\rho}$  时曲率半径  $\rho$  的期望值;  $p$  是电子能量分布的指数.



实线是拟合曲线,物理参数见表 1

图 8 GRB 910503, GRB 910601, GRB 910814, GRB 920622 的谱和同步曲率辐射的拟合结果

Fig. 8 Spectra of GRB 910503, GRB 910601, GRB 910814, GRB 920622 and the fitting results of the synchro-curvature radiation

的关注甚少,也没有对一个完整的时间积分谱的演化用某个具体的辐射机制进行拟合来研究.

González 等<sup>[44]</sup>给出的 GRB 941017 的谱中,除了出现一个奇异的高能谱(对它有许多专门的研究,见文献[45~50])外,也给出了 5 个不同时间区间的瞬时谱的演化.这给我们用同步曲率辐射机制拟合并研究谱的演化提供了可能. González 等用 Band 经验公式对它们进行了拟合,给出了谱参数的变化.主要表现在随时间变化谱的硬度的降低、峰值能量  $E_p$  的减小和瞬时谱部分的高能谱指数  $\beta$  的变陡,具体参数见文献[44].

用上面提出的内激波中的同步曲率辐射模型,我们对 GRB 941017 的谱进行了拟合,见图 9,拟合得到的参数见表 2.对其中最高能部分的曲线我们也用外激波的正向激波中的同步曲率辐射模型进行了拟合,参数也在表 2 中给出,对它的研究和讨论我们将在下一个工作中给出.这篇文章只关心瞬时谱

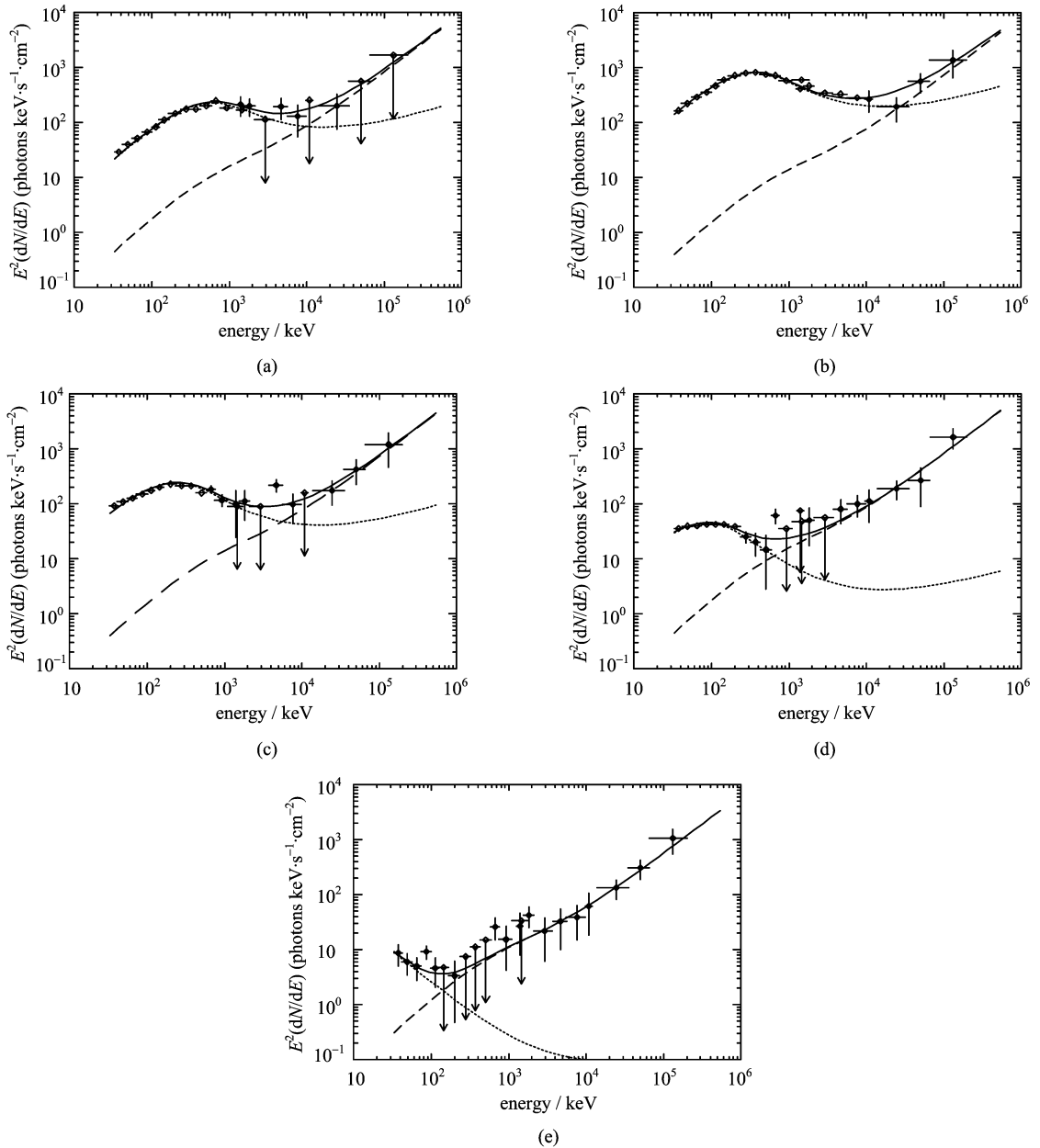
的行为.实际上,从图 9 中可以看出,即使像文献[44]中那样只用简单的幂律来拟合高能部分的谱,我们对低能部分的拟合仍然有效,因此不影响本文的结果和讨论.

## 5 讨论

从上面的拟合,可以看出,在低能部分,我们的谱和同步辐射模型给出的非常接近,但是同步辐射模型无法解释拐点和高能过剩.这样,在高能部分,同步曲率机制就展现出它的优势,能够自然地给出比同步辐射模型更好的拟合结果.下面讨论主要结果.

(I) 拐点和高能过剩.拐点和高能过剩是我们的模型在适当参数下的自然结果.我们不需要人为地加入任何其他的机制就可以得到这种“异常”的谱型,因此模型更为可信.

(II) 自由参数.对每一个确定的伽玛暴谱,我



实线是总体的拟合结果,点线是低能部分的拟合结果,虚线是高能部分的拟合结果,物理参数见表 2

图 9 5 个不同时间区间内的 GRB 941017 的能谱<sup>[44]</sup>和同步曲率辐射机制拟合的结果

Fig. 9 Spectra of GRB 941017<sup>[44]</sup> in five different time intervals and the fitting results of the synchro-curvature radiation

表 2 GRB 941017 谱的拟合参数

Tab. 2 Fitting parameters of the spectra of GRB 941017

time/s	$\frac{\Gamma_i[\gamma_{\min,i}^2 B_i]_{12}}{1+z}$	$\frac{\Gamma_i[\gamma_{\min,i}^3 / \rho_i]_8}{1+z}$	$p_i$	$\frac{\Gamma_f[\gamma_{\min,t}^2 B_f]_{12}}{1+z}$	$\frac{\Gamma_f[\gamma_{\min,t}^3 / \rho_f]_8}{1+z}$	$p_f$
-18~14	15.2	30.4				
14~47	9.62	15.3				
47~80	6.6	8.71	5.4	24.2	13.3	2.2
80~113	2.54	2.08				
113~211	0.283	0.077				

【注】 time 是从 BATSE trigger 给出的时间<sup>[44]</sup>; 下标 i, f 分别表示内激波和正向激波。



们的模型中只有一个自由参数. 给定  $\Gamma/(1+z)$ , 可以从谱型得到  $\rho$ ,  $\gamma_{\min}$  和  $B$ , 它们由  $\frac{\Gamma\gamma_{\min}^2 B}{(1+z)}$  为常量和  $\frac{\Gamma\gamma_{\min}^3}{\rho(1+z)}$  为常量两个条件约束, 因此只有一个参数是自由的. 我们没有引入更多的自由参数. 这样, 我们的方法是可靠和方便的.

(Ⅲ) 磁场的曲率半径. 从我们的拟合得到, 如果  $\Gamma$  和  $\gamma_{\min}$  采用特征值, 曲率半径将远小于发射区的尺度. 例如, 对 GRB 930131, 一套可能的参数是:  $\Gamma/(1+z)=1\times 10^3$ ,  $\gamma_{\min}=5.35\times 10^2$ ,  $\rho=1.25\times 10^2$  cm,  $B=1.72\times 10^4$  G, 在方差  $\sigma=\frac{1}{5}\bar{\rho}$  的时候, 期望值  $\bar{\rho}=1.43\times 10^2$  cm,  $p=5.3$ . 它严格的约束了磁场的形成机制. 例如, Medvedev 等证明 Weibel 不稳定性可以自然地在伽玛暴源的无碰撞的激波中产生强磁场<sup>[27]</sup>. 这种机制产生的磁场的特征尺度是和伽玛暴激波的相对论性皮层厚度相当. 对内激波而言, 也就是  $\sim 10^3$  cm. 也许这种机制可以说明我们的结果.

(Ⅳ) 电子幂律分布的指数  $p$ . 因为同步曲率辐射机制和同步辐射机制在中低能段很相似, 我们采用同步辐射的结果<sup>[4,5]</sup>, 再在这个基础上微调来进行拟合, 最后得到的结果也差别不大. 比如文献<sup>[4,5]</sup>给出的 GRB 910601 的  $p$  等于 6, 我们得到的是 6.1; 文献给出的 GRB 910814 的  $p$  等于 5, 我们的是 5.2. 然而, 这样的结果和用费米机制模拟给出的不同. 这个模拟用激波中的费米加速得到指数  $p=2.2\sim 2.5$ <sup>[51]</sup>. 最近, Baring 等的工作也指出在标准费米加速机制和伽玛暴的观测上的差异<sup>[52]</sup>. 随后, Hededal 等通过一种不同于费米加速的机制得到幂律分布的电子, 试图用这种机制来解决指数的问题<sup>[53]</sup>. 相信在物理学家们的努力下, 指数的问题可能在不久的将来就能得到解决.

(Ⅴ) 一些性质的确定. 我们在前面的讨论中指出并在对伽玛暴的谱的拟合过程中证实, Lorentz 因子和激波后的磁场相结合的一个关系:  $\frac{\Gamma\gamma_{\min}^2 B}{1+z}$  是常量, 甚至在多个暴中该值都变化不大, 我们文章中给出的值比文献<sup>[4,5]</sup>给出的稍小. 该值在同步辐射模型和同步曲率模型下的差别越大, 说明曲率半径越小, 高能过剩也就越明显. 我们的拟合也给出另一个常量:  $\frac{\Gamma\gamma_{\min}^3}{\rho(1+z)}$ . 这意味着如果谱型相似, 而我们用

一个标准的  $\Gamma/(1+z)$  的话, 就得到了磁场曲率半径和电子的 Lorentz 因子之间的关系. 我们也许可以将其简单的解释为: 如果电子拥有的能量密度比例  $\epsilon_e$  越大, 则磁场拥有的能量密度比例  $\epsilon_B$  越小, 这样磁场就更弱, 曲率半径也更大.

(Ⅵ) 关于逆 Compton (IC)、同步自 Compton (SSC) 和其他机制. Tavani 的结果说明在 100 MeV 以下伽玛暴中 IC 的可能的修正不改变连续谱的整体形状<sup>[4]</sup>. Guetta 等提出如果在某个能量 ( $\sim 100$  MeV) 以上  $\nu F_\nu$  的空间下谱的斜率由负变正, 则 SSC 的部分可能在其中扮演主要角色<sup>[9]</sup>. 我们的结果表明, 也许 IC, SSC 和其他的机制在大于 100 MeV 以上的很大一部分能量范围内都对谱影响不大或者不改变其整体谱型. 换句话说, 我们可能不需要加入任何其他的机制和任何其他的参数来说明大部分的伽玛暴能谱. 在大部分伽玛暴中, 也许存在一种统一的机制来解释从低能到非常高能的范围内的谱, 这就是同步曲率辐射机制.

(Ⅶ) 谱的演化. 先从理论曲线中进行讨论. 取定激波和电子的 Lorentz 因子  $\Gamma$ ,  $\gamma_{\min}$ , 不只是磁场强度  $B$  的减小或者电子的幂律分布指数  $p$  的增大会对谱的演化产生影响<sup>[4]</sup>, 曲率半径  $\rho$  的演化也可以影响谱的演化. 尤其是在高能段,  $\rho$  对谱的影响非常大 (如图 4). 从伽玛暴的瞬时谱的最高能部分的演化, 我们可以得到  $\rho$  和  $B$  的演化, 然后给出对磁场形成机制的限制. 另外, 正如前面所说, 如图 6, 电子能量的演化对谱的硬度和谱指数的变化都有很明显的影 响. 即使电子幂律分布的指数不变, 在同步曲率辐射下, 伽玛暴瞬时谱的谱指数也可以变化.

我们对 GRB 941017 的瞬时谱部分的拟合给出其电子幂律能量分布指数  $p$  不变. 直接从观测来看, 观测谱的这个指数显然是明显变化的. 而如果在同步辐射框架内, 对于观测到的变化的谱指数, 一定会导致电子幂律能量分布的指数变化. 现在, 对伽玛暴的起源和发动机机制以及加速机制并不清楚, 在瞬时谱持续时间内  $p$  是否显著变化也并不清楚. 我们的理论分析和拟合都表明, 变化的观测谱不一定对应着变化的  $p$ .

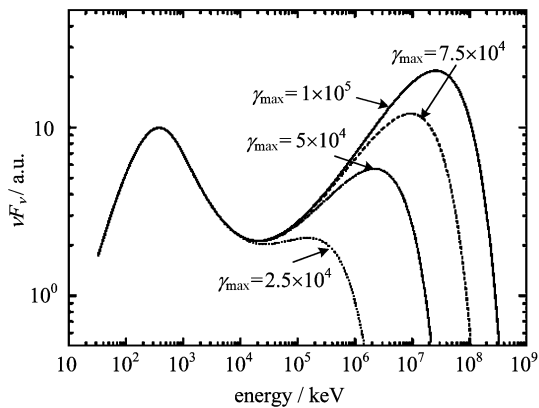
另外, 我们有

$$\frac{\Gamma_i B_i^3 \rho_i^2}{1+z} = \frac{(\Gamma_i \gamma_{\min,i}^2 B_i / (1+z))^3}{(\Gamma_i \gamma_{\min,i}^3 / (\rho_i (1+z)))^2}. \quad (18)$$

从拟合参数中可以看出, 5 个时间区间中  $\frac{\Gamma_i B_i^3 \rho_i^2}{1+z} \sim$

3.8, 基本不变, 这给我们对伽玛暴的磁场和动力学机制提出了一种可能的约束. 红移  $z$  是不变的, 则  $\Gamma_i B_i^3 \rho_i^2$  为常量. 如果  $\Gamma_i$  在这段时间也基本不变, 则磁场要么不变, 要么就有磁场强度和曲率半径的变化关系  $B_i^3 \rho_i^2$  为常量. 当然, 这只是一个伽玛暴能谱的拟合, 而且这个谱的瞬时谱部分和另一个高能成分有一定的叠加, 可能会影响结果. 这种结论是某种巧合还是有普遍意义, 有待将来对更多的好的谱来进行研究才能判断.

(VIII) 电子幂律分布的上限  $\gamma_{\max}$ . 这个值是由电子加速和辐射冷却速率的平衡来决定的. 辐射冷却的时间为  $\gamma m_e c^2 / P_{\text{sync-curve}}$ , 如上所述, 电子加速机制现在还不确定. 由图 10 可以看出, 随着  $\gamma_{\max}$  的减小, 谱在高能端将出现迅速明显的截断. 如果将来得到能量足够高并且有足够分辨率的谱, 我们就有可能检验同步曲率辐射的有效性并从中得到  $\gamma_{\max}$ , 由此再来检验各种可能的电子加速机制.



$$\Gamma = 1 \times 10^3, B = 1.0 \times 10^4 \text{ G}, \rho = 1 \times 10^3 \text{ cm},$$

$$\gamma_{\min} = 1.0 \times 10^3, p = 5.0$$

图 10 计算得到的对不同  $\gamma_{\max}$  的同步曲率谱功率  $\nu F_{\nu}$  随能量的变化

Fig. 10 Calculated synchro-curvature spectral power  $\nu F_{\nu}$  as a function of energy for different maximum Lorentz factor  $\gamma_{\max}$

## 6 结论

在本文中, 我们给出一个新的机制来解释伽玛暴能谱, 并研究了它的一些基本性质. 作为例子, 用它拟合了几个观测的谱, 得到了很好的结果. 还对 GRB 941017 的瞬时谱部分的演化进行了拟合和讨论.

我们指出, 同步曲率辐射可以用来解释伽玛暴能谱, 尤其是分析拐点和高能过剩. 它对磁场的强度

和曲率半径给出了严格的约束, 因此能够限制磁场的形成机制. 它能对伽玛暴的源给出更多的信息. 随着新的卫星(如 Swift, GLAST, AGILE)上天, 我们在不久的将来可以得到更多更好的伽玛暴能谱, 尤其是包括极高能部分的谱以及演化的谱. 它们对我们的这个辐射机制的应用非常重要. 如果同步曲率辐射机制真的是伽玛暴瞬时谱的主要辐射机制, 它将帮助我们更好地理解伽玛暴中的物理过程.

致谢 感谢袁业飞教授有益的讨论. 感谢审稿人提出的修改意见.

## 参考文献(References)

- [1] van Paradijs J, Kouveliotou C, Wijers R A M J. Gamma-ray burst afterglows[J]. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2000, 38: 379-425.
- [2] Band D, Matteson J, Ford L, et al. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I: Spectral diversity[J]. The Astrophysical Journal, 1993, 413: 281-292.
- [3] Katz J I. Low-frequency spectra of gamma-ray bursts [J]. The Astrophysical Journal, 1994, 432: L107-L109.
- [4] Tavani M. Shock emission model for gamma-ray bursts [J]. Phys. Rev. Lett., 1996, 76: 3 478-3 481.
- [5] Tavani M. A shock emission model for gamma-ray bursts. II: Spectral properties[J]. The Astrophysical Journal, 1996, 466: 768-778.
- [6] Zhang B, Mészáros P. Gamma-ray bursts: progress, problems and prospects[J]. International Journal of Modern Physics A, 2004, 19: 2 385-2 472.
- [7] Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model[J]. Phys. Rep., 1999, 314: 575-667.
- [8] Mészáros P. Theories of gamma-ray bursts [J]. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2002, 40: 137-169.
- [9] Guetta D, Granot J. High-energy emission from the prompt gamma-ray burst [J]. The Astrophysical Journal, 2003, 585: 885-889.
- [10] Zhang J L, Cheng K S. Radiation formulae for a relativistic charged particle moving in a curved spiral trajectory[J]. Physics Letters A, 1995, 208: 47-52.
- [11] Zhang J L, Cheng K S. Synchro-curvature radiation: A new and more general radiation in curved magnetic field [J]. Chinese Astronomy and Astrophysics, 1996, 20

- (2): 239-243.
- [12] Cheng K S, Zhang J L. General radiation formulae for a relativistic charged particle moving in curved magnetic field lines; the synchrocurvature radiation mechanism[J]. *The Astrophysical Journal*, 1996, 463: 271-283.
- [13] Zhang J L, Xia T S, Yang J M. The resulting spectrum of electrons in a curved magnetic field [J]. *Physics Letters A*, 2000, 275: 315-322.
- [14] Piran T. The physics of gamma-ray bursts[J]. *Rev. Modern Phys.*, 2004, 76: 1 143-1 210.
- [15] Xia T S, Zhang J L. A new mechanism for soft X-ray excess in NGC 5548[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2001, 371: 93-96.
- [16] Zhang L, Cheng K S. High-energy radiation from rapidly spinning pulsars with thick outer gaps[J]. *The Astrophysical Journal*, 1997, 487: 370-379.
- [17] Zhang L, Cheng K S. Which unidentified EGRET sources are gamma-ray pulsars [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1998, 335: 234-242.
- [18] Cheng K S, Zhang L. The statistics of gamma-ray pulsars[J]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 498: 327-341.
- [19] Zhang L, Zhang Y J, Cheng K S. Young pulsars and unidentified gamma-ray sources at the Galactic plane [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2000, 357: 957-967.
- [20] Sobolev Y M. Radiation spectrum of a relativistic electron moving in curved lines of magnetic field[J]. *Kosmichna Naukai Teknologiya, Dodatok*, 2001, 7 (2): 89-92.
- [21] Harko T, Cheng K S. Unified classical and quantum radiation mechanism for ultrarelativistic electrons in curved and inhomogeneous magnetic fields[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2002, 335 (1): 99-113.
- [22] Hirotani K, Harding A K, Shibata S. Electrodynamics of an outer gap accelerator: Formation of a soft power-law spectrum between 100 MeV and 3 GeV[J]. *The Astrophysical Journal*, 2003, 591: 334-353.
- [23] Zhang J L, Yuan Y F. The quantum radiation formulae of a new radiation mechanism in curved magnetic fields [J]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 493: 826-833.
- [24] Yuan Y F, Zhang J L. Spectra of radiation for spinless and spin relativistic particles in strong magnetic fields [J]. *Science in China, Series A: Mathematics, Physics, Astronomy*, 1998, 41(1): 99-106.
- [25] Deng X L, Xia T S, Liu J. Gamma-ray bursts' spectra and synchro-curvature mechanism[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2005, 443: 747-752.
- [26] Blandford R D, McKee C F. Fluid dynamics of relativistic blast waves[J]. *Physics of Fluids*, 1976, 19: 1 130-1 138.
- [27] Medvedev M V, Loeb A. Generation of magnetic fields in the relativistic shock of gamma-ray burst sources [J]. *The Astrophysical Journal*, 1999, 526: 697-706.
- [28] Meegan C A, Pendleton G N, Briggs M S, et al. The third BATSE gamma-ray burst catalog [J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1996, 106: 65-110.
- [29] Ryan J, Bennett K, Collmar W, et al. COMPTEL measurements of the gamma-ray burst GRB 930131 [J]. *The Astrophysical Journal*, 1994, 422: L67-L70.
- [30] Bromm V, Schaefer B E. The spectrum of GRB 930131 ("superbowl burst") from 20 keV to 200 MeV [J]. *The Astrophysical Journal*, 1999, 520: 661-665.
- [31] Kouveliotou C, Preece R, Bhat N, et al. BATSE observations of the very intense gamma-ray burst GRB 930131 [J]. *The Astrophysical Journal*, 1994, 422: L59-L62.
- [32] Schaefer B E, Teegarden B J, Palmer D M, et al. BATSE cyclotron line search protocol [C]//AIP Conference Proceedings. New York: AIP, 1994, 307: 271-274.
- [33] Schaefer B E, Palmer D, Dingus B L, et al. Gamma-ray burst spectral shapes from 2 keV to 500 MeV[J]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 492: 696-702.
- [34] Schaefer B E, Teegarden B J, Fantasia S F, et al. BATSE spectroscopy catalog of bright gamma-ray bursts [J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1994, 92: 285-310.
- [35] Hanlon L, Bennett K, Collmar W, et al. Observations of gamma-ray bursts by COMPTEL [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1994, 285: 161-178.
- [36] Greiner J, Sommer M, Bade N, et al. The gamma-ray burst GB 920622 [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1995, 302: 121-132.
- [37] Norris J P, Share G H, Messina D C, et al. Spectral evolution of pulse structures in gamma-ray bursts[J]. *The Astrophysical Journal*, 1986, 301: 213-219.
- [38] Ford L A, Band D L, Matteson J L, et al. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. II: Peak energy evolution in bright, long bursts [J]. *The Astrophysical Journal*, 1995, 439: 307-321.
- [39] Crider A, Liang E P, Smith I A, et al. Evolution of the low-energy photon spectra in gamma-ray bursts

- [J]. *The Astrophysical Journal*, 1997, 479: L39-L42.
- [40] Preece R D, Pendleton G N, Briggs M S, et al. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. IV. Time-resolved high-energy spectroscopy [J]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 496: 849-862.
- [41] Lloyd-Ronning N M, Petrosian A. Interpreting the behavior of time-resolved gamma-ray burst spectra[J]. *The Astrophysical Journal*, 2002, 565: 182-194.
- [42] Kocevski D, Liang E. The connection between spectral evolution and gamma-ray burst lag [J]. *The Astrophysical Journal*, 2003, 594: 385-389.
- [43] Ryde F, Petrosian V. Gamma-ray burst spectra and light curves as signatures of a relativistically expanding plasma[J]. *The Astrophysical Journal*, 2002, 578: 290-303.
- [44] Gonzalez M M, Dingus B L, Kaneko Y, et al. A gamma-ray burst with a high-energy spectral component inconsistent with the synchrotron shock model[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 749-751.
- [45] Granot J, Guetta D. Explaining the high-energy spectral component in GRB 941017 [J]. *The Astrophysical Journal*, 2003, 598: L11-L14.
- [46] Pe'er A, Waxman E. The high-energy tail of GRB 941017: Comptonization of synchrotron self-absorbed photons[J]. *The Astrophysical Journal*, 2004, 603: L1-L4.
- [47] Dermer C D, Atoyan A. Neutral beam model for the anomalous gamma-ray emission component in GRB 941017[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2004, 418: L5-L8.
- [48] Stern B E, Poutanen J. Gamma-ray bursts from synchrotron self-Compton emission [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2004, 352: L35-L39.
- [49] Dado S, Dar A. The double-peak spectral energy density of gamma-ray bursts and the true identity of GRB 031203 [J]. *The Astrophysical Journal*, 2005, 627: L109-L112.
- [50] Beloborodov A M. Optical and GeV-TeV flashes from gamma-ray bursts [J]. *The Astrophysical Journal*, 2005, 618: L13-L16.
- [51] Gallant Y A, Achterberg A, Kirk J G. Particle acceleration at ultra-relativistic shocks: Gamma-ray burst afterglow spectra and UHECRs [J]. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1999, 138: 549-550.
- [52] Baring M G, Braby M L. A study of prompt emission mechanisms in gamma-ray bursts [J]. *The Astrophysical Journal*, 2004, 613: 460-476.
- [53] Hededal C B, Haugbølle T, Frederiksen J T, et al. Non-Fermi power-law acceleration in astrophysical plasma shocks[J]. *The Astrophysical Journal*, 2004, 617: L107-L110.