具平缓电子能谱的伽玛射线暴的解析光变曲线*

王 瑜 [1,2,3] 范一中 [1,2] 韦大明 [1,2,4†] COVINO Stefano[5]

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)
(2 中国科学院暗物质与空间天文重点实验室 南京 210008)
(3 中国科学院研究生院 北京 100049)
(4 紫金山天文台 - 南京大学粒子、核物理和宇宙学联合研究中心 南京 210008)
(5 National Institute for Astrophysics/Brera Astronomical Observatory, Merate 23807, Italy)

摘要 在标准的伽玛暴余辉模型中，电子通过费米一级加速后形成单幂律能谱分布 $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^{-p}$ ($p \approx 2.3$), 但在某些伽玛暴事件中观测到了平缓的电子能谱分布 (即 $p < 2$). 在单幂律谱和分段幂律谱两种情况下，分别给出了具有平缓电子能谱的伽玛暴余辉的解析光变曲线，并以 GRB 060908 为例进行了讨论. 同时提出了伽玛暴低能谱危机的可能的解决方案.

关键词 伽玛射线暴：普通，星际介质：喷流和外流，辐射机制：非热

中图分类号： P 145; **文献标识码：** A

1 引言

在伽玛暴的标准余辉模型中 [1−2]，一般认为被外激波加速的电子能谱为单幂律谱，电子通过同步辐射生成伽玛暴余辉， $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^{-p}$ ($\gamma_{\rm e} > \gamma_{\rm m} \approx (\Gamma_{\rm sh}-1)(m_{\rm p}/m_{\rm e})(p-2)/(p-1)+1$), 其中 $\Gamma_{\rm sh}$ 是外激波的洛仑兹因子， $m_{\rm p}$ ($m_{\rm e}$) 是质子 (电子) 的静质量. 上式中电子最小洛仑兹因子 $\gamma_{\rm m}$ 的估算可能只在 $p > 2$ [1] 时成立. 在 Huang 等 [3] 的数值模拟工作中，为了解释 GRB 030329 的光变曲线，需要引入平缓的电子谱，他们得到了 $p = 1.9$ 和 $q = p + 1 = 2.9$ 的分段电子谱，其中分段取决于冷却效应. 此外文献 [4-8] 中也提到了平缓电子谱 (即 $1 < p < 2$) 的证据.

计算得到平缓电子谱产生的余辉光变曲线，但其结果不如通常 $p > 2$ 情况下精确可靠. 假设从电子最小洛仑兹因子 $\gamma_{\rm m}$ 到电子最大洛仑兹因子 $\gamma_{\rm M}$ 的范围内，平缓电子谱都适用，那么根据激波跳变条件，可得到 $\gamma_{\rm m} \approx \{(2-p)m_{\rm p}\epsilon_{\rm e}\Gamma_{\rm sh}\gamma_{\rm M}^{p-2}/[(p-1)m_{\rm e}]\}^{1/(p-1)}$ [5] 和余辉光变曲线的解析解 [4]. 上式中 $\epsilon_{\rm e}$ 是电子能量均分因子. 本文中激波加速后电子的

2011-03-28 收到原稿， 2011-05-24 收到修改稿

∗ 国家自然科学基金项目 (10621303,11073057) 和国家重点基础研究发展规划 (2007CB815404,2009CB824800) 资助. 范一中获紫金山天文台特别资助

† dmwei@pmo.ac.cn

最大洛仑兹因子由同步辐射能量损失来确定 [9] ：

$$\gamma_{\rm M} \approx 10^8 B^{-1/2}\,, \tag{1}$$

上式中 $B=\sqrt{32\pi\varepsilon_{\rm B}\Gamma_{\rm sh}(\Gamma_{\rm sh}-1)n_{\rm u}m_{\rm p}c^2}$ 为激波区域的磁场强度， $\epsilon_{\rm B}$ 是磁场能量均分因子，$n_{\rm u}$ 是上游相对静止参考系中的粒子数密度， c 是光速. Panaitescu 等 [6] 假设平缓电子谱在 $\gamma_{\rm b}$ 处被截断 (即能量分布为分段幂律谱), 在 $\gamma_{\rm b}$ 之上，$\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\rm e}\propto\gamma_{\rm e}^{-q}$ ，其中 $q>2$. 在他们的估算中， $\gamma_{\rm m}$ 正比于 $\Gamma_{\rm sh}-1$, 而与 $\gamma_{\rm M}$ 无关. 他们的主要想法是： $\gamma_{\rm m}$ 在电子第 1 次穿越激波面时决定，而 $\gamma_{\rm M}$ 由辐射能量损失或是在逃出加速区域时决定. 因此 $\gamma_{\rm m}$ 与 $\gamma_{\rm M}$ 无关 1. 最近人们发现了 GRB 060908 余辉光变曲线是分段幂律谱的证据 [8]. 就我们所知，这种特殊的余辉光变曲线的解析解从未得到过，这篇文章将尝试完成这项工作.

2　平缓电子能谱的余辉光变曲线

2.1　单幂律平缓电子谱 ($1<p<2$) 的情况

在单幂律平缓电子谱 ($1<p<2$) 的情况下，电子加速后的分布为 $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\rm e}\propto(\gamma_{\rm e}-1)^{-p}(\gamma_{\rm m}\le\gamma_{\rm e}\le\gamma_{\rm M})$. 某些文章建议 $\gamma_{\rm m}\approx\{(2-p)m_{\rm p}\epsilon_{\rm e}\Gamma_{\rm sh}\gamma_{\rm M}^{p-2}/[(p-1)m_{\rm e}]\}^{1/(p-1)}$ [5], 我们这里不采用，因为很难解释 $\gamma_{\rm m}$ 和 $\gamma_{\rm M}$ 有关联， $\gamma_{\rm m}$ 由电子第 1 次穿越激波面时决定，而 $\gamma_{\rm M}$ 主要由激波加速和辐射能量损失来决定 1. 根据文献 [6], 我们假设

$$\gamma_{\rm m}\approx(\epsilon_{\rm e}/f(p))(\Gamma_{\rm sh}-1)m_{\rm p}/m_{\rm e}+1\,,$$

其中 $f(p)$ 是 p 的函数，这样的处理方式要求上游粒子中只有一小部分 $\mathcal{R}$ 被加速，不然会违反能量动量守恒定律 (也就是选择某一 $f(p)$ 函数使得 $\mathcal{R}\le1$). 根据文献 [7], 有

$$\begin{aligned}\mathcal{R} &\approx \frac{2-p}{p-1}\epsilon_{\rm e}(\frac{\epsilon_{\rm e}}{f(p)})^{1-p}(\frac{m_{\rm p}}{m_{\rm e}})^{2-p}(\Gamma_{\rm sh}-1)^{2-p}\gamma_{\rm M}^{p-2}\\ &\propto (\Gamma_{\rm sh}-1)^{2-p}B^{1-p/2}\,.\end{aligned} \tag{2}$$

这样得到的余辉光变曲线与文献 [1-2] 中的不同，多了因子 $\mathcal{R}$.

在正向激波未明显减速的情况下 (减速半径之前), 可以得到 $\Gamma_{\rm sh}\propto t^0$, $B\propto\Gamma_{\rm sh}R^{-k/2}\propto t^{-k/2}$ ($n_{\rm u}\propto R^{-k}$, 其中在星际介质环境下 $k=0$, 在星风环境下 $k=2$), $\mathcal{R}\propto t^{-k(2-p)/4}$. 在正向激波已明显减速的情况下 (在减速半径之后), 可以得到 $\Gamma_{\rm sh}\approx\Gamma\propto R^{(k-3)/2}\propto t^{(k-3)/(8-2k)}$, $B\propto\Gamma_{\rm sh}R^{-k/2}\propto R^{-3/2}\propto t^{-3/(8-2k)}$, $\mathcal{R}\propto t^{\frac{(2k-9)(2-p)}{4(4-k)}}$. 喷流边缘可见时，边缘膨胀效应不可忽略. 考虑边缘膨胀后， $\Gamma\propto t^{-1/2}$ [10], 因此我们得到 $\mathcal{R}\propto t^{-3(2-p)/4}$, 与 k 无关. 表 1 对余辉的解析光变曲线进行了归纳.

1 Panaitescu 2006, private communication

表 1 单幂律平缓电子谱 ($1 < p < 2$) 形成的余辉光变曲线

Table 1 The temporal behavior of the afterglow lightcurves in the case of a flat electron distribution ($1 < p < 2$)

Emission regime	ISM	Wind
Forward shock not got significantly decelerated		
$\nu > \max\{\nu_{\rm c},\ \nu_{\rm m}\}$	t^2	t^0
$\nu_{\rm c} < \nu < \nu_{\rm m}$	t^2	$t^{(p-1)/2}$
$\nu_{\rm m} < \nu < \nu_{\rm c}$	t^3	$t^{-1/2}$
Forward shock got significantly decelerated		
$\nu > \max\{\nu_{\rm c},\ \nu_{\rm m}\}$	$t^{-(10+3p)/16}$	$t^{-(6+p)/8}$
$\nu_{\rm c} < \nu < \nu_{\rm m}$	$t^{-(22-9p)/16}$	$t^{-(12-5p)/8}$
$\nu_{\rm m} < \nu < \nu_{\rm c}$	$t^{-(6+3p)/16}$	$t^{-(8+p)/8}$
Forward shock got significantly decelerated (jet effect)		
$\nu > \max\{\nu_{\rm c},\ \nu_{\rm m}\}$	$t^{-(p+6)/4}$	$t^{-(p+6)/4}$
$\nu_{\rm c} < \nu < \nu_{\rm m}$	$t^{(3p-10)/4}$	$t^{(3p-10)/4}$
$\nu_{\rm m} < \nu < \nu_{\rm c}$	$t^{-(p+6)/4}$	$t^{-(p+6)/4}$

2.2 分段电子幂律谱的情况

在这种情况下，电子具有分段的幂律谱分布 (请记住 $1 < p < 2$, $q > 2$):

$$\frac{{\rm d}n}{{\rm d}\gamma_{\rm e}} \propto \begin{cases} (\gamma_{\rm e}-1)^{-p} & \gamma_{\rm m} < \gamma_{\rm e} < \gamma_{\rm b} \\ (\gamma_{\rm e}-1)^{-q} & \gamma_{\rm b} < \gamma_{\rm e} < \gamma_{\rm M} \end{cases}, \tag{3}$$

这样的电子能量分布在一些伽玛暴余辉中已被证实 [6,8]. 三维相对论磁流体力学模拟同样能得到这样的分段结果 [2] . Zrake 等人模拟的新奇之处之一在于自治地考虑磁场由于Kelvin-Helmholtz 剪切不稳定性所触发的宏观湍流发电机制而得到的放大及饱和过程 [11]. 但从未细致地讨论过这种情况下的解析光变曲线.

在 $\gamma_{\rm e} \gg 1$ 的情况下， $\gamma_{\rm m} < \gamma_{\rm e} < \gamma_{\rm b}$ 时，电子能量分布为 ${\rm d}n/{\rm d}\gamma_{\rm e} \approx A_0(\gamma_{\rm e}/\gamma_{\rm b})^{-p}$; $\gamma_{\rm b} < \gamma_{\rm e} < \gamma_{\rm M}$ 时，电子能量分布为 ${\rm d}n/{\rm d}\gamma_{\rm e} \approx A_0(\gamma_{\rm e}/\gamma_{\rm b})^{-q}$. 根据激波跳变条件得到

$$\int_{\gamma_{\rm b}}^{\gamma_{\rm M}} A_0(\gamma_{\rm e}/\gamma_{\rm b})^{-q}{\rm d}\gamma_{\rm e} + \int_{\gamma_{\rm m}}^{\gamma_{\rm b}} A_0(\gamma_{\rm e}/\gamma_{\rm b})^{-p}{\rm d}\gamma_{\rm e} \approx 4\mathcal{R}\Gamma_{\rm sh}n_{\rm u}\,, \tag{4}$$

$$\int_{\gamma_{\rm b}}^{\gamma_{\rm M}} A_0(\gamma_{\rm e}/\gamma_{\rm b})^{-q}\gamma_{\rm e}{\rm d}\gamma_{\rm e} + \int_{\gamma_{\rm m}}^{\gamma_{\rm b}} A_0(\gamma_{\rm e}/\gamma_{\rm b})^{-p}\gamma_{\rm e}{\rm d}\gamma_{\rm e} \approx 4\epsilon_{\rm e}\Gamma_{\rm sh}(\Gamma_{\rm sh}-1)n_{\rm u}(m_{\rm p}/m_{\rm e})\,. \tag{5}$$

根据 (5) 式可以得到

$$A_0\gamma_{\rm b} \approx \frac{4\Gamma_{\rm sh}(\Gamma_{\rm sh}-1)\epsilon_{\rm e}n_{\rm u}(m_{\rm p}/m_{\rm e})}{\gamma_{\rm b}\{\frac{1}{q-2}+\frac{1}{2-p}[1-(\frac{\gamma_{\rm m}}{\gamma_{\rm b}})^{2-p}]\}}\,, \tag{6}$$

再根据 (4) 式可以得到

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &\approx \frac{A_0\gamma_{\rm b}}{4\Gamma_{\rm sh}n_{\rm u}}[\frac{p-q}{(q-1)(p-1)}+\frac{1}{p-1}(\frac{\gamma_{\rm b}}{\gamma_{\rm m}})^{p-1}] \\ &\approx \frac{(\Gamma_{\rm sh}-1)\epsilon_{\rm e}(m_{\rm p}/m_{\rm e})}{\gamma_{\rm b}\{\frac{1}{q-2}+\frac{1}{2-p}[1-(\frac{\gamma_{\rm m}}{\gamma_{\rm b}})^{2-p}]\}}[\frac{p-q}{(q-1)(p-1)}+\frac{1}{p-1}(\frac{\gamma_{\rm b}}{\gamma_{\rm m}})^{p-1}]\,. \end{aligned} \tag{7}$$

[2] http://www.astro.princeton.edu/∼anatoly/PCTS/ZrakePCTS.pdf

对于 $\gamma_{\rm b} \gg \gamma_{\rm m}$, 我们得到

$$\begin{aligned}\mathcal{R} &\approx (\Gamma_{\rm sh}-1)\epsilon_{\rm e}(m_{\rm p}/m_{\rm e})\gamma_{\rm b}^{-1}[(2-p)/(p-1)](\gamma_{\rm b}/\gamma_{\rm m})^{p-1}[(q-2)/(q-p)] \\ &\approx \frac{2-p}{p-1}\frac{q-2}{q-p}\epsilon_{\rm e}(\frac{\epsilon_{\rm e}}{f(p)})^{1-p}(\frac{m_{\rm p}}{m_{\rm e}})^{2-p}(\Gamma_{\rm sh}-1)^{2-p}\gamma_{\rm b}^{p-2}.\end{aligned} \tag{8}$$

如果取极限 $\gamma_{\rm b} \to \gamma_{\rm M}$ 和 $q \to \infty$, 上式可以简化到与 2.1 节中相同的形式.

为了得到光变曲线，我们还需了解 $\gamma_{\rm b}$ 和 $\Gamma_{\rm sh}-1$ 、 B 的关系，可惜这个关系至今没有确切的定论．这儿我们假设

$$\gamma_{\rm b} \propto (\Gamma_{\rm sh}-1)^{-\delta}B^{-w},$$

参数 δ 和 w 理论上可以由余辉的观测数据来确定．对于正向激波未明显减速的情况，我们得到 $\Gamma_{\rm sh} \propto t^0$, $B \propto \Gamma_{\rm sh}R^{-k/2} \propto t^{-k/2}$, 典型的同步辐射频率 $\nu_{\rm m} \propto t^{-k/2}$, 冷却频率 $\nu_{\rm c} \propto t^{3k/2-2}$, 截断频率 $\nu_{\rm b} \propto B^{1-2w} \propto t^{-k(1-2w)/2}$, "通常的" 最大辐射流量 $\bar{F}_{\nu,\max} \propto t^{3-3k/2}$ 以及 $\mathcal{R} \propto t^{-k(2-p)w/2}$.

在正向激波已明显减速的情况下 (注意到 $\Gamma \approx \Gamma_{\rm sh}$), $\Gamma_{\rm sh} \propto R^{(k-3)/2} \propto t^{(k-3)/(8-2k)}$, $B \propto \Gamma_{\rm sh}R^{-k/2} \propto R^{-3/2} \propto t^{-3/(8-2k)}$ ($\gamma_{\rm m} \propto \Gamma_{\rm sh}$), $\gamma_{\rm b} \propto t^{[3w+(3-k)\delta]/(8-2k)}$, $\gamma_{\rm c} \propto (\Gamma B^2 t)^{-1}$, $\nu_{\rm m} \propto \gamma_{\rm m}^2\Gamma B \propto t^{-3/2}$, $\nu_{\rm c} \propto \gamma_{\rm c}^2\Gamma B \propto t^{(3k-4)/(8-2k)}$, $\nu_{\rm b} \propto \gamma_{\rm b}^2\Gamma B \propto t^{[(k-3)(1-2\delta)-3(1-2w)]/(8-2k)}$, $\bar{F}_{\nu,\max} \propto R^{3-k}\Gamma B \propto t^{-k/(8-2k)}$, $\mathcal{R} \propto t^{\frac{(2-p)[(k-3)(1+\delta)-3w]}{8-2k}}$. 在喷流边缘可见时 (即 $\Gamma \leq 1/\theta_{\rm j}$ 时，其中 $\theta_{\rm j}$ 是喷流的初始半张角), 边缘膨胀不能被忽略，此时 $\Gamma \propto t^{-1/2}$ [10], 从而可以得到 $B \propto t^{-1/2}$, $\gamma_{\rm b} \propto t^{(\delta+w)/2}$, $\nu_{\rm m} \propto t^{-2}$, $\nu_{\rm c} \propto t^0$, $\nu_{\rm b} \propto t^{\delta+w-1}$, $\bar{F}_{\nu,\max} \propto t^{-1}$, $\mathcal{R} \propto t^{(p-2)(\delta+w+1)/2}$, 与 k 无关.

在正向激波未明显减速的情况下，有

$$F_\nu \propto \begin{cases} t^{3+\frac{k}{6}[-8+3(p-2)w]} & \nu<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu_{\rm c};\ \nu<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{11}{3}+\frac{k}{2}[-4+(p-2)w]} & \nu<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{12-k(5+p)+2k(p-2)w}{4}} & \nu_{\rm m}<\nu<\nu_{\rm b}<\nu_{\rm c};\ \nu_{\rm m}<\nu<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{8+k[-3+2(p-2)w]}{4}} & \nu_{\rm c}<\nu<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{12-k(5+q)+2wk(q-2)}{4}} & \nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu<\nu_{\rm c} \\ t^{\frac{8-k(2+q)+2k(q-2)w}{4}} & \nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu_{\rm c}<\nu;\ \nu_{\rm m}<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm b}<\nu;\ \nu_{\rm c}<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu \\ t^{\frac{8-k(2+p)+2k(p-2)w}{4}} & \nu_{\rm c}<\nu_{\rm m}<\nu<\nu_{\rm b};\ \nu_{\rm m}<\nu_{\rm c}<\nu<\nu_{\rm b} \end{cases}. \tag{9}$$

在正向激波已明显减速且 $\Gamma \geq 1/\theta_{\rm j}$ 的情况下，有

$$F_\nu \propto \begin{cases} t^{\frac{2+\delta(k-3)(p-2)+p(k-3-3w)+6w}{2(k-4)}} & \nu<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu_{\rm c};\ \nu<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{3\delta(k-3)(p-2)+3p(k-3-3w)+2(7+9w)}{6(k-4)}} & \nu<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{k+2\delta(k-3)(p-2)+6p-kp-6(p-2)w}{4(k-4)}} & \nu_{\rm m}<\nu<\nu_{\rm b}<\nu_{\rm c};\ \nu_{\rm m}<\nu<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{2\delta(k-3)(p-2)+k(2p-5)-6p(1+w)+4(4+3w)}{4(k-4)}} & \nu_{\rm c}<\nu<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b} \\ t^{\frac{k+2\delta(k-3)(q-2)+(6-k)q-6(q-2)w}{4(k-4)}} & \nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu<\nu_{\rm c} \\ t^{\frac{4+2\delta(k-3)(q-2)+6q-k(2+q)+12w-6qw}{4(k-4)}} & \nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu_{\rm c}<\nu;\ \nu_{\rm m}<\nu_{\rm c}<\nu_{\rm b}<\nu;\ \nu_{\rm c}<\nu_{\rm m}<\nu_{\rm b}<\nu \\ t^{\frac{4+2\delta(k-3)(p-2)+6p-k(2+p)+12w-6pw}{4(k-4)}} & \nu_{\rm c}<\nu_{\rm m}<\nu<\nu_{\rm b};\ \nu_{\rm m}<\nu_{\rm c}<\nu<\nu_{\rm b} \end{cases}. \tag{10}$$

在正向激波已明显减速且 $\Gamma \leq 1/\theta_{\rm j}$ 的情况下，有

$$F_\nu \propto \begin{cases} t^{-\frac{1}{3}+\frac{(p-2)(1+\delta+w)}{2}} & \nu < \nu_{\rm m} < \nu_{\rm b} < \nu_{\rm c};\ \nu < \nu_{\rm m} < \nu_{\rm c} < \nu_{\rm b} \\ t^{-1+\frac{(p-2)(1+\delta+w)}{2}} & \nu < \nu_{\rm c} < \nu_{\rm m} < \nu_{\rm b};\ \nu_{\rm c} < \nu < \nu_{\rm m} < \nu_{\rm b} \\ t^{-p+\frac{(p-2)(1+\delta+w)}{2}} & \nu_{\rm m} < \nu < \nu_{\rm b} < \nu_{\rm c};\ \nu_{\rm m} < \nu < \nu_{\rm c} < \nu_{\rm b};\ \nu_{\rm c} < \nu_{\rm m} < \nu < \nu_{\rm b}; \\ & \nu_{\rm m} < \nu_{\rm c} < \nu < \nu_{\rm b} \\ t^{\frac{\delta(q-2)+q(w-1)-2(1+w)}{2}} & \nu_{\rm m} < \nu_{\rm b} < \nu < \nu_{\rm c};\ \nu_{\rm m} < \nu_{\rm b} < \nu_{\rm c} < \nu;\ \nu_{\rm m} < \nu_{\rm c} < \nu_{\rm b} < \nu; \\ & \nu_{\rm c} < \nu_{\rm m} < \nu_{\rm b} < \nu \end{cases} . \quad (11)$$

3 根据观测数据限制参数

根据观测数据可以对 p 和 q 进行可靠的限制. 未被确定的参数有 k 、δ 和 w, 它们可以由余辉光变曲线来确定. 接下来我们以 GRB 060908 为例进行参数限制. 在 $t > 2360$ s 时，红外 - 光学谱可以由单一幂律谱 $F_\nu \propto \nu^{-0.33^{+0.25}_{-0.29}}$ 综合可能存在的静止参考系吸收、SMC 消光和已知的星系消光 [8] 后来拟合. 在 X 射线波段， $F_\nu \propto \nu^{-1.17^{+0.25}_{-0.22}}$ [8], 我们可以近似得到 $p \approx 5/3$ (如果光学波段频率大于 $\nu_{\rm m}$, 但是小于 $\min\{\nu_{\rm c},\ \nu_{\rm b}\}$) 和 $q \approx 7/3$ (X 射线波段很有可能高于 $\max\{\nu_{\rm m},\ \nu_{\rm c},\ \nu_{\rm b}\}$). 光学波段的余辉流量随时间正比于 $t^{-1.05}$ 下降， X 射线流量随时间正比于 $t^{-1.12}$ 下降. 根据 (10) 式，我们得到

$$\frac{k+2\delta(k-3)(p-2)+6p-kp-6(p-2)w}{4(k-4)} \approx -1.05\,,$$

$$\frac{4+2\delta(k-3)(q-2)+6q-k(2+q)+12w-6qw}{4(k-4)} \approx -1.12\,,$$

可得到 $(-5k+28)/[4(k-4)] \approx -2.17$, 即 $k \approx 1.8$, 这意味着外部可能是星风环境. 如果 $\nu_{\rm b} \propto t^{-\alpha_{\rm b}}$ 在各时间段的行为已知，那么就能限制 δ 和 w, 但因为现在缺少数据，很难限制 δ 和 w (现有的数据不能可靠地限制 $\nu_{\rm b}$ 和 $\nu_{\rm c}$). 这儿我们假设 $\delta = 0$, 得到

$$w \approx [4.2(k-4)+k+(6-k)p]/6(p-2) \approx 0.2\,.$$

我们需要比 GRB 060908 更为详细的余辉数据才能更好地限制文中引入的物理参数.

4 讨论

伽玛暴标准余辉模型认为被激波扫过的电子通过一阶费米加速过程被加速到单一幂律谱 $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^{-p}$ $(p > 2)$[12]. 在这种情况下可以直接计算与电子能量分布相关的余辉辐射 [1], 伽玛暴标准余辉模型被许多观测所证实. 但是人们也发现了一些具有平缓电子谱 (即 $1 < p < 2$) 的伽玛暴. 与标准余辉模型中 $p \geq 2$ 不同，对于平缓电子谱，至今不能精确可靠地计算电子加速后的最小洛仑兹因子. 如果电子谱为分段幂律谱，同时存在平缓电子谱和其后接着的通常较为陡峭的幂律谱，在 $\gamma_{\rm e} \geq \gamma_{\rm b}$ 时， $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^{-q}$ $(q > 2)$, 情况会更为复杂. 本文详细讨论了这类复杂余辉的解析光变曲线. 我们的模型假设 $\gamma_{\rm b}$ 与激

波强度和磁场强度有关联，相关的参数可以通过拟合余辉数据获得．一方面，为了拟合参数需要更为详细的光变和能谱数据；另一方面，有了这些额外的参数，一些特殊的余辉数据可以较为容易地拟合．

电子能谱分段为平缓电子谱和较为陡峭的电子谱的物理起源至今并不清楚，然而这类特殊的电子分布在其他情况下也有可能出现．例如喷出的电子如果有这样的能量分布形式：在 $\gamma_{\rm e} < \gamma_{\rm b} \approx 10^3 \sim 10^4$ 时，$ {\rm d}n/{\rm d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^0$; 在 $\gamma_{\rm e} \geq \gamma_{\rm b}$ 时，${\rm d}n/{\rm d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^{-q}$ $(q \approx 2.6)$. 那么在快冷却情况下, 在 $\gamma_{\rm e} < \gamma_{\rm b}$ 时, 电子能谱将修正为 $\propto \gamma_{\rm e}^{-1}$, 对于 $\nu < \nu_{\rm b} \approx 10^2 \sim 10^3$ keV 的同步辐射谱 $F_\nu \propto \nu^0$, 这与大多数亮暴 “意外的” 低能硬谱吻合 (即文献 [13] 和其引文中所谓的低能谱危机). 虽然我们的假设与以往有区别，但正在进行的模拟支持我们的模型. 最近对能量在 0.1 ∼ 3 GeV 范围的宇宙射线的观测显示电子谱非常硬 ${\rm d}n/{\rm d}\gamma_{\rm e} \propto \gamma_{\rm e}^{0}$[14], 这样硬的谱线正是我们的伽玛暴瞬时辐射模型所需要的，但也有可能这只是一个巧合．在现有的宇宙射线传播理论中，上述电子低能硬谱产生的原因有可能是相比于更加高能的电子，这些电子没有被充分冷却，或是因为银河系中次 GeV 电子被再次加速．但不管怎样，在理论模型中，注入的电子的低能谱要比高能谱更硬，通常要多乘上一个约为 $\gamma_{\rm e}^{1/2} \sim \gamma_{\rm e}$ 的因子 [14]. 虽然乘上这个因子后还是不能达到我们模型的要求 (我们模型要求的低能电子谱更硬), 但至少电子谱已经不是原来的单幂律谱，与我们假设的分段幂律谱吻合.

参 考 文 献

[1] Sari R, Piran T, Narayan R. ApJ, 1998, 497: L17
[2] Chevalier R A, Li Z Y. ApJ, 2000, 536: 195
[3] Huang Y F, Cheng K S, Gao T T. ApJ, 2006, 637: 873
[4] Dai Z G, Cheng K S. ApJ, 2001, 558: L109
[5] Bhattacharya D. BASI, 2001, 29: 107
[6] Panaitescu A, Kumar P. ApJ, 2002, 571: 779
[7] Xue R R, Fan Y Z, Wei D M. A&A, 2009, 498: 671
[8] Covino S, Campana S, Conciatore M L, et al. A&A, 2010, 521: A53
[9] Cheng K S, Wei D M. MNRAS, 1996, 283: L133
[10] Rhoads J E. ApJ, 1999, 525: 737
[11] Zhang W Q, MacFadyen A I, Wang P. ApJ, 2009, 692: L40
[12] Gallant Y A. LNP, 2002, 589: 24
[13] Fan Y Z. MNRAS, 2010, 403: 483
[14] Strong A W, Moskalenko I V, Reimer O. ApJ, 2004, 613: 962

Analytical Afterglow Lightcurves of Gamma-ray Bursts: the Case of a Flat Electron Spectrum

WANG Yu[1,2,3] FAN Yi-zhong[1,2] WEI Da-ming[1,2,4] COVINO Stefano[5]
(1 *Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)
(2 *Key Laboratory of Dark Matter and Space Astronomy, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)
(3 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)
(4 *Joint Center for Particle, Nuclear Physics and Cosmology of Purple Mountain Observatory - Nanjing University, Nanjing 210008*)
(5 *Brera Astronomical Observatory, National Institute for Astrophysics, Merate 23807, Italy*)

Abstract In the standard afterglow model, the swept electrons have been accelerated to a single power-law energy distribution $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\gamma_{\mathrm{e}} \propto \gamma_{\mathrm{e}}^{-p}$ ($p \approx 2.3$), as expected in the first-order Fermi acceleration process. However, in some events people find evidences for a flat electron spectrum (i.e., $p < 2$). In this work the analytical afterglow lightcurves are presented in the case of a flat electron spectrum. The possibilities that the injected electrons take a single power-law or a broken power-law function are discussed. The results have been applied to the specific burst GRB 060908. We also speculated a possible solution of the so-called low-energy spectrum crisis of gamma-ray bursts.

Key words gamma-ray burst: general, ISM: jets and outflows, radiation mechanisms: nonthermal