

γ 暴内激波的速度变化^{*}

陈 黎¹ 吴 枚² 屈进禄² 杨志良¹

¹(北京师范大学天文系 北京 100875)

²(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

对 γ 暴 GRB960113 的高能段与低能段的时间延迟和脉冲宽度进行了分析, 结果表明, 其随时间有规律地增加和展宽. γ 暴的内激波模型可对此现象作出合理的解释.

关键词 γ 暴; 时间延迟; 激波

1 引言

在 γ 暴 (GRB) 的研究中曾产生过两类模型. 一种为外激波模型^[1], 该模型假定中心天体的某种爆发并产生以极端相对论速度向外膨胀的物质壳, 壳层在与星际介质相互作用时将运动的动能转化为 γ 射线辐射, 形成观测到的 γ 暴. Sari. 等^{[2]–[4]} 计算给出, 在均匀的星际介质中, 激波的 Lorentz 因子 Γ 按 $\Gamma \propto T^{-3/8}$ 变化, 其中 T 为观测时间 (单位为 s). 我们观测到的 γ 射线辐射主要来自朝向观测者运动的那部分激波. 由于多普勒效应, 共动系中较长时间的辐射, 在观测者看来也只是一个短的爆发, 这可以解释为什么观测到的 γ 暴都比较短. 但是, 这个模型难以解释大多数 γ 暴的窄的多峰结构. 另一种理论认为, 中心天体在第一次爆发之后不断以物质风或壳的形式释放能量, 这些风或壳各自具有不同的 Lorentz 因子, 当内部快速运动的壳层与外部慢速运动的壳层相碰撞时, 部分动能转化为内能, 内能的一部分又转变成 γ 射线. 此理论称做内激波模型^[5]. 这个模型可以很好地解释 γ 暴中窄的多峰的时间结构. Piran^{[6],[7]} 等分析了 GRB990123 的数据, 用自相关函数计算了该暴在光学闪流强的上升段和下降段的 γ 射线的脉冲宽度, 发现在很高的置信水平上脉冲宽度没有增大. 按照外激波模型, 在近乎均匀的星际介质中运动的外激波将发生有规律的减速^{[2]–[4]}, 由于运动学效应, 这个减速现象应该造成脉冲宽度的持续增大. 因此, 这一结果排除了 γ 暴的 γ 射线辐射仅由外激波产生的观点. 但应该指出, 当内激波和物质作用时也会产生减速, 只是其减速的规律与在均匀介质中运动的外激波不同.

γ 暴的时间延迟、脉冲宽度等量反映了 γ 暴内激波模型中壳层运动的性质, 因此我们有可能从 BATSE (Burst And Transient Source Experiment) 的 γ 暴观测数据出发, 寻找物质壳层碰撞的作用时间、激波减速的大小以及减速与辐射能量的关系等, 这对于揭示 γ 暴内激波辐射的物理机制有重要意义.

^{*} 国家自然科学基金 (10273010) 和 973 项目 (TG20000776) 共同资助

2003-03-24 收到原稿, 2003-09-03 收到修定稿

本文利用 BATSE 的 TTS (Time To Spill) 模式数据和 DISCSC (Discriminator Counts) 模式的数据, 选择了信噪比较好且形状简单的 GRB960113, 用互相关函数计算了它的子脉冲的高能光子 (110 keV 以上) 与低能光子 (25—110 keV) 的时间延迟, 发现这个暴的时间延迟存在有规律的变长现象, 似乎表明产生这个暴的内激波存在减速现象. 而且, 对应速度变化较大 (即动能减少得较多) 的时段, 辐射的光子数也较多.

2 数据及分析方法

TTS 数据与 DISCSC 数据均以同样的 4 个能道计数, 能区分别为 25—55 keV, 55—110 keV, 110—320 keV 和 320 keV 以上. 但是, 二者有不同的数据结构, TTS 数据记录每 64 个光子的时间间隔, 而 DISCSC 数据则记录每 64 ms 时段内的 γ 射线光子数. 我们希望求出 γ 暴子脉冲中小于 64 ms 的时间延迟. 因此, 假定 TTS 每 64 个光子在其到达的时段内均匀分布, 经过线性插值, 可以得出 TTS 数据按 8 ms 并道的光变曲线. 数值模拟的结果证实这样插值是合理的. 图 1 是 GRB960113 用 TTS 的数据按 64 ms 并道与 DISCSC 数据的光变曲线的比较, 其中 DISCSC 数据的触发时刻较早.

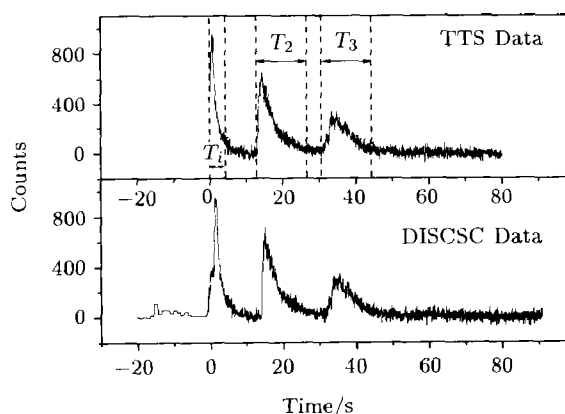


图 1 GRB960113 两种观测模式的光变曲线 (T_i 为第 i 个子脉冲的持续时间)

Fig.1 The light curve of GRB960113 in two mode data. Here T_i is the duration time of pulse i

利用互相关函数估计 γ 暴的时间延迟已被广泛应用 [8].[9]. 本工作采用互相关方法计算不同能道的时间延迟, 具体做法是, 对暴的每个子脉冲在其持续时间内做能道 I (25—110 keV) 的光变曲线 $x_1(t)$ 和能道 II (>110 keV) 的光变曲线 $x_2(t)$ 的互相关, 相关函数的计算公式为

$$\text{CCF}(\tau; v_1, v_2) = \frac{\langle v_1(t)v_2(t+\tau) \rangle}{\sigma_{v_1}\sigma_{v_2}}. \quad (1)$$

其中, $v(t) = x(t) - \langle x(t) \rangle$ 是零均值化的光变曲线, $\sigma_v = \langle v^2 \rangle^{1/2}$. 时间延迟定义为相关函数 $\text{CCF}(\tau; v_1, v_2)$ 的极大值, 负值表示高能光子超前. 时间延迟的误差由 Bootstrap 方法确定, 即以 $x_1(t)$ 和 $x_2(t)$ 为分布母体, 按分布抽取 N 对新的时间序列 $x_{1i}(t)$ 和 $x_{2i}(t)$ ($i = 1, 2, \dots, N$) (本文取 $N = 500$), 对每一对数列求互相关函数, 取标准差为误差.

3 结果与讨论

我们用 TTS 8 ms 并道的数据和 DISCSC 数据对 GRB960113 的第 3 个峰做高低两个能道在其持续时段的时间延迟, 分别得到数值为 -173 ± 9 ms 和 -188 ± 22 ms, 说明这样并道是合理的. 本文还对 TTS 的 88 个暴计算了其中各子脉冲的时间延迟, 大部分均是高能光子超前, 在约 -25 ms 处形成峰值, 其分布见图 2.

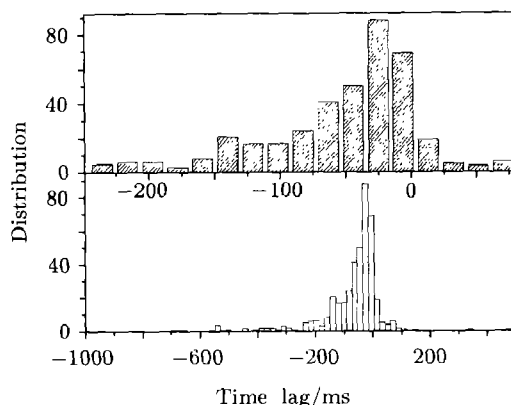


图 2 GRB 子脉冲的时间延迟分布 (上图为下图在 $[-250, 70]$ 区域的分布)
Fig.2 The Distribution of GRB time lags. The upper panel gives the distribution in the range of $[-250, 70]$

GRB960113 有较好的信噪比和较简单的子脉冲形状, 易于用简单的函数进行拟合. 特别是其子脉冲的时间延迟随时间变化的规律简单, 能够清楚地反映物质的运动情况. 我们取双指数函数或高斯函数拟合子脉冲轮廓, 求出半高全宽 FWHM, 在 2 个 FWHM 内做 2 个能道的时间延迟. 表 1 给出了 GRB960113 各脉冲在其 2 个半宽中的时间延迟、所包含的光子数以及时延比和宽度比. 从表 1 可以看出, GRB960113 的时间延迟单调增加.

表 1 GRB960113 的宽度和 2 倍宽度内的时间延迟

Table 1 The width and the lag during 2 FWHM of GRB960113

	Pulse 1	Pulse 2	Pulse 3
Lag/ms	-98.6 ± 8.2	-160.0 ± 12.8	-284.2 ± 32.6
FWHM/s	1.2 ± 0.16	3.9 ± 0.08	5.2 ± 0.17
Lag1/Lag2	0.62 ± 0.1	W_1/W_2	0.31 ± 0.05
Lag1/Lag3	0.35 ± 0.1	W_1/W_3	0.23 ± 0.04
Lag2/Lag3	0.56 ± 0.1	W_2/W_3	0.75 ± 0.04

从脉冲的起始点开始, 按照 1, 1.5, 2, 2.5, 3, ... 倍的 FWHM 做 2 个能道的互相关, 可得到不同时段的时间延迟, 结果见图 3. 从图 3 可以看出, 经过若干个半宽之后, 平均时间延迟基本变成常数.

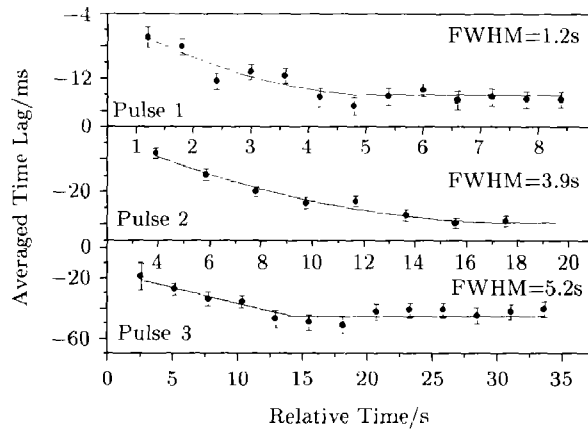


图 3 平均时间延迟随时间的变化

Fig.3 Variation of averaged time lag vs time

为了得出从 $t = 0$ 到 t 时刻的平均时间延迟 $\bar{l}_i(t)$ 与 t 时刻的时间延迟 $l(t)$ 之间的关系, 我们用 2 次曲线和常数分段拟合各子脉冲的平均时间延迟:

$$\bar{l}(t) = \begin{cases} a + bt + ct^2, & w < t \leq T; \\ a + bT + cT^2, & t > T. \end{cases} \quad (2)$$

其中, $w = \text{FWHM}$, T 也是拟合参数. 拟合结果见表 2, 其中 χ^2 是归一化的拟合 χ^2 量. T 可作为一个特征时刻, 自该点之后平均时间延迟为常数. 我们认为激波穿出一个物质团到遇到下一个物质团之间是几乎不减速的, 相应的时间延迟也应保持不变, 因此 T 就是脉冲的持续时间. 我们用虚线在图 1 的 GRB960113 光变曲线上标出了 3 个持续时间. 可以看出, 在各个 T_i 的右端点, 光子计数已接近观测的本底, 也就是说这时已几乎没有辐射. 这表明原来在内部的快物质壳 (或风) 逐渐穿过外部的物质, 进入一种近乎真空的环境. 因此, 从很快减速的状态逐渐变成几乎匀速的状态.

表 2 平均时间延迟的拟合
Table 2 Fitting of averaged time lag

	Pulse 1	Pulse 2	Pulse 3
a	-2.32 ± 0.04	3.56 ± 0.06	-15.32 ± 1.25
b	-4.33 ± 0.01	-3.63 ± 0.03	-2.22 ± 0.04
c	0.40 ± 0.004	0.10 ± 0.002	0.009 ± 0.029
χ^2	1.05	0.82	0.91
T_i/s	4.8 ± 0.01	17.55 ± 0.01	14.25 ± 1.29
$l(0)/\text{ms}$	--	-129.92 ± 3.53	-251.62 ± 23.95
$l(T_i)/\text{ms}$	-129.92 ± 3.53	-251.62 ± 23.95	-584.86 ± 122.57
N_i	$34\,739 \pm 186$	$46\,909 \pm 217$	$32\,227 \pm 180$

注: N_i 是子脉冲在其持续时间 T_i 内的计数. $l(t)$ 表示 t 时刻的时间延迟.

记第 i 个脉冲的开始时刻 ($t = 0$) 和结束时刻的 Lorentz 因子分别为 $\gamma_i(0)$ 和 $\gamma_i(T_i)$,

T_i 为第 i 个脉冲的持续时间. 时间延迟分别为 $l_i(0)$ 和 $l_i(T_i)$, 则有 $\bar{l}_i(t) = \frac{1}{t} \int_0^t l_i(t) dt$, 或者

$$l_i(t) = \bar{l}_i(t) + t \cdot \frac{d[\bar{l}_i(t)]}{dt}. \quad (3)$$

当 t 大于 T_i 以后, $l_i(t) = \bar{l}_i(t) = \bar{l}_i(T_i)$, 是个常数.

Wu 和 Fenimore^[11] 论证了不同能量的光子的时间延迟主要由动力学时标所决定. 记共动系中由该时标所确定的时间延迟为 $\Delta t'$, 为便于分析起见, 假设对不同的子脉冲, 其 $\Delta t'$ 相同, 则由于相对论时间延缓和多普勒效应, 静止的观测者测到的时间延迟为 Δt .

$$\Delta t = \gamma(1 - \beta)\Delta t' \sim \frac{\Delta t'}{2\gamma}. \quad (4)$$

γ 为产生 γ 暴激波的 Lorentz 因子, β 为与之相应的速度. 假定在一个爆发过程中, 暴的各个子脉冲的 $\Delta t'$ 不变, 则当产生 γ 辐射的壳层存在减速或加速时, 相应的时间延迟 Δt 应该增加或减少. 由于产生 γ 暴的壳层的多普勒效应、几何效应和爱因斯坦延缓, Fenimore^[7] 等推出 γ 暴的脉冲宽度 W 为

$$W_i = \gamma_i(1 - \beta_i \cos \theta_i)W'_i. \quad (5)$$

下标 i 表征暴的第 i 个脉冲. $\theta_i \sim 1/\gamma_i$ 为视线与有效辐射区边缘的张角. 由于 $\gamma \gg 1$, 上式可近似为 $W_i \approx \frac{W'_i}{\gamma_i}$ 如果在共动系中 W'_i 相同 (即物质壳有相同的尺度), 则

$$\frac{W_i}{W_j} = \frac{\gamma_j}{\gamma_i} = \frac{\Delta t_i}{\Delta t_j}. \quad (6)$$

若以平均时间延迟代替上式的 Δt , 有 $\frac{W_i}{W_j} = \frac{\bar{l}_i}{\bar{l}_j}$, 表 1 中 GRB960113 的数据与此不符, 暗示激波所遇到的物质壳层可能有不同的尺度.

一般认为内激波是具有随机的 Lorentz 因子的壳层的相互碰撞所产生的^[12]. 我们考虑其中一个非常特殊的图像, 从中心出来的极高速的 (接近光速) 壳层依次追上它外面的若干个慢壳层, 发生碰撞, 产生 γ 辐射并减速. 根据 (6) 式, γ 的减小必然引起 Δt 的增大. GRB960113 的变化与这种情况相吻合. 一个激波穿过物质壳层 i 的能量衰减为 $\Delta E_i = [\gamma_i(T_i) - \gamma_i(0)]mc^2$, ΔE 中一部分转化为辐射能, 假设能量转化效率是一定的, 则有 $\Delta E_i \propto n_i$ (光子计数). 于是, $\frac{n_i}{n_{i+1}} \sim \frac{\Delta E_i}{\Delta E_{i+1}} = \frac{\gamma_i(T_i) - \gamma_i(0)}{\gamma_{i+1}(T_{i+1}) - \gamma_{i+1}(0)}$. 在 (6) 式中用时间延迟代替 Δt , 即 $\frac{\gamma_i(0)}{\gamma_i(T_i)} = \frac{l_i(T_i)}{l_i(0)}$, 且从前一个峰结束到下一个峰开始时刻激波不减速, 即有 $\gamma_{i+1}(0) \sim \gamma_i(T_i)$, 故

$$\frac{n_i}{n_{i+1}} \sim \frac{\Delta E_i}{\Delta E_{i+1}} = \frac{l_i(T_i) - l_i(0)}{l_{i+1}(T_{i+1}) - l_{i+1}(0)} \cdot \frac{l_{i+1}(T_{i+1})}{l_i(0)}. \quad (7)$$

类似有

$$\frac{n_i}{n_{i+2}} \sim \frac{\Delta E_i}{\Delta E_{i+2}} = \frac{l_i(T_i) - l_i(0)}{l_{i+2}(T_{i+2}) - l_{i+2}(0)} \cdot \frac{l_{i+2}(T_{i+2})}{l_i(0)} \cdot \frac{l_{i+1}(T_{i+1})}{l_{i+1}(0)}. \quad (8)$$

按我们前面分析的结果, 应有 $l_{i+1}(0) = \bar{l}_i(T_i)$. 只有第一个脉冲起始时刻的时间延迟 $l_1(0)$ 难以估计, 因为拟合曲线外推到 $t = 0$ 是没有物理根据的. 但由于 DISCSC 数据是从

BATSE 触发前 120 s 开始记录的, 由此计算的 $l_1(0)$ 值为 $l_1(0) \sim -71.8 \pm 16.6$. 于是根据 (7) 式有 $\Delta E_2/\Delta E_3 = 1.6 \pm 0.3$, 相应的光子计数为 $n_2/n_3 = 1.46 \pm 0.01$. 计数比的值在能量比的误差范围内. 如果认为 $\Delta E_1/\Delta E_2 = n_1/n_2 = 0.72 \pm 0.01$, 则 $l_1(0) = -95.7 \pm 9.2$, 将此值代入 (8) 式, 且仅考虑 $l_1(0)$ 带来的误差, 得到 $\Delta E_1/\Delta E_3 = 1.2 \pm 0.02 \sim n_1/n_3 = 1.1 \pm 0.01$ 这也从另一个角度印证了我们对能量变化和激波减速的分析是合理的.

4 结论

本文利用 TTS 模式数据, 计算了 GRB960113 的子脉冲的高能光子与低能光子时间延迟, 发现它有规律地变长, 其变化规律似乎与内激波所描述的图像相符. 即壳层的减速是“阵发”的. 这与 Rees^[13] 等所预言的在均匀介质中膨胀的外激波产生的幂率衰减很不相同. GRB960113 的数据进一步表明, 对应于速度变化较大 (即动能减少得较多) 的时段, 辐射的光子数也较多. 但是, 外激波壳内的环境并不像外部那样简单, 很可能存在不同尺度的物质壳层.

需要说明的是, 一个快壳层依次扫过外部各个慢壳层的物理图像是一种极特殊的情况. 如果各壳层的速度随机分布, 则碰撞行为将是混乱的, 由碰撞产生的暴的各子脉冲是不同壳层之间随机碰撞的结果. 这时各子脉冲的时间延迟不可能存在有规律的变化. 我们所分析的 88 个暴的时间延迟大部分属于这种情况.

感谢 卢方军博士和王建民博士给了我们许多有益的建议, 在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Meszaros P, Rees M J. Relativistic fireballs and their impact on external matter-models for cosmological gamma-ray burst. *Ap. J.*, 1993, **405**:278—284
- [2] Sari R, Piran T, Narayan R. Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows. *Ap. J.*, 1998, **497**:L110—L112
- [3] Meszaros P, Rees M J, Wijers R A. Viewing angle and environment effects in gamma-ray burst: sources of afterglow diversity. *Ap. J.*, 1998, **499**:301—311
- [4] Rees M J. Refreshed shocks and afterglow longevity in gamma-ray burst. *Ap. J.*, 1998, **496**:L1—L5
- [5] Rees M J, Meszaros P. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray burst. *Ap. J.*, 1994, **430**:L93—L96
- [6] Piran T. Gamma-ray burst and the fireball model. *Phys. Rep.*, 1999, **314**:575—632
- [7] Fenimore E E, Ramirez R E, Wu B. GRB990123: Evidence that the gamma-rays come from a central engine. *Ap. J.*, 1999, **518**:L73—L76
- [8] Link B, Epstein R I, Priedhorsky W C. Prevalent properties of gamma-ray burst variability. *Ap. J.*, 1993, **408**:L81—L84
- [9] Norris J P, Marani G F, Bonnell J T. Connection between energy-depent lags and peak luminosity in gamma-ray burst. *Ap. J.*, 2000, **534**:248—257
- [10] Norris J P, Scargle J D, Bonnell J T. Gamma-ray astrophysics. In: AIP Conference Proceedings, Melville: American Institute of Physics, 2001, **587**:176—181
- [11] Wu B, Fenimore E E. Spectral lags of gamma-ray burst from Ginga and BATSE. *Ap. J.*, 2000, **535**:L29—L32
- [12] Kobayashi S, Piran T, Sari R. Can Internal shocks produce the variability in gamma-ray burst. *Ap. J.*, 1997, **490**:92—99

- [13] Rees M J, Meszaros P. Relativistic fireballs-energy conversion and time scales. *MNRAS*, 1992, **258**:41—43

THE VELOCITY VARIATION OF INTERNAL SHOCK IN GRB

CHEN Li¹ WU Mei² QU Jinlu² YANG Zhiliang¹

¹(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875)

²(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences)

Abstract

With the BATSE TTS model data, the work analyzed the sub-pulse width and the time lag between high and low energy band of GRB960113, which is in simple shape and good SNR. The result shows that the lags and widths increase and broaden monotonously with time.

In the general views, the internal shock is produced by collision of shells with random Lorentz factors. Here, a special picture is considered, i.e., an extremely relativistic shell from the center catches up and collides with the outer slow shells successively, it produces the Gamma-ray emission, then the fast shell slow down. After collision, the Lorentz factor of the slow shell is basically in direct proportion to that of the quick one. Therefore, the variation of Gamma ray emission can reflect the change of the velocity of the fast shell. From the relation $\frac{\gamma_j}{\gamma_i} = \frac{\Delta t_i}{\Delta t_j}$ (where γ_i is the Lorentz factor of pulse i , Δt_i is the time lag of pulse i observed in the rest frame), the decrease of γ necessarily induces the increase of Δt . The variances in GRB960113 is consistent with such case. If the Gamma rays are produced with an internal shock, the result shows that there is velocity variation of internal shock.

The work also calculates the time lag of every sub-pulse of 88 GRBs in TTS data. Majority is high-energy photons leading; the distribution has a peak around -25 ms.

This paper has advanced a new idea in using the BATSE TTS data to produce light curves with 8 ms time resolution. This is as opposed to the usual 64 ms resolution used by all previous studies. This is an improvement that will substantially help with measuring the lags for the highest luminosity bursts which have lags shorter than 64 ms.

Key words Gamma ray burst, Time lag, Shock wave