

文章编号: 1000-8349(2012)01-017-34

伽玛射线暴及其余辉研究进展

徐 明¹, 黄永锋²

(1. 云南大学 物理系, 昆明 650091; 2. 南京大学 天文学系, 南京 210093)

摘要: 伽玛射线暴是一种来自宇宙空间随机方向的短时间内伽玛射线突然增亮的现象。伽玛射线暴虽然早在 1967 年就由 Vela 卫星观测到, 但直到 1997 年人们才通过余辉观测确定其寄主星系, 并通过寄主星系的红移最终确定了伽玛射线暴的宇宙学起源。对伽玛射线暴研究概况进行了评述: 详细介绍了伽玛射线暴及其余辉的观测进展, 特别是近期 Swift 卫星和 Fermi 卫星带来的新发现; 系统描述了伽玛射线暴标准火球模型、伽玛射线暴余辉物理 (相对论性外流与暴周环境介质的相互作用过程、辐射产生机制等) 及伽玛射线暴的前身星等。也对伽玛射线暴的未来研究进行了展望。

关键词: 辐射机制; 伽玛射线暴; 中子星; 黑洞

中图分类号: P172.3 **文献标识码:** A

1 伽玛射线暴观测

1.1 发现与命名

伽玛射线暴 (Gamma-Ray Burst, 简称伽玛暴, 缩写为 GRB) 是来自宇宙空间的伽玛射线波段的瞬时增亮现象。伽玛暴早在 1967 年就被美国的 Vela 卫星观测到。1973 年, Klebesadel 等人^[1] 在美国《天体物理学报》(The Astrophysical Journal) 杂志上发表了一篇题为“宇宙中的伽玛射线暴观测”的快讯, 公布了 Vela 卫星近 4 年时间里观测到的总共 16 个伽玛暴。该文的发表正式标志着伽玛暴研究领域的诞生。

伽玛暴的命名是在英文字母缩写 GRB 后加上该暴发生的年份的后两位及月、日。例如 Klebesadel 等人^[1] 给出的伽玛暴 GRB 700822 就是在 1970 年 8 月 22 日发生的事件。如果一天当中观测到多个伽玛暴, 那么就在名字的后面按观测到的顺序依次加上一个大写的英文字母 A、B、C 等。例如在 2008 年 9 月 16 日发生的第 3 个伽玛暴表示为: GRB 080916C。

1.2 空间分布

伽玛暴在天球上是随机爆发的, 呈现各向同性的分布。康普顿卫星上的 BASTE 探测器

收稿日期: 2011-10-28; 修回日期: 2011-11-29

资助项目: 国家自然科学基金 (11033002); 973 计划 (2009CB824800)

差不多每天可以观测到一个伽玛暴事件。对 BASTE 观测到的 2 704 个伽玛暴的空间方向进行统计,发现不同强度的伽玛暴都几乎均匀地分布在天球上。最近 Swift 及 Fermi 卫星的观测也证实了伽玛暴的各向同性分布。另外,观测发现伽玛暴的强度分布偏离欧几里德空间中的均匀分布^[2, 3],但与大爆炸宇宙学的期望相符,因而支持伽玛暴的宇宙学起源。

1.3 距离

伽玛暴距离的重要性在于需要借助它来确定伽玛暴爆发的总能量释放:如果伽玛暴是银河系尺度,伽玛暴的各向同性能量将小于 10^{37} J;而如果是宇宙学起源,爆发的总能量将高达 10^{46} J,远远超过了超新星爆发时的总能量。虽然伽玛暴的空间分布支持伽玛暴的宇宙学起源,但是 1997 年之前天文学家们并没有直接的观测证据来证实。

伽玛暴距离的直接观测证据来自于伽玛暴余辉的发现。1997 年 2 月 28 日,BeppoSAX 卫星探测到 GRB 970228^[4]及其 X 射线对应体。不久,GRB 970228 的光学对应体也被地面上的望远镜观测到^[5-7],它在一团星云状物的边缘随时间呈幂律衰减。这团星云状物即为伽玛暴的寄主星系。对 GRB 970228 寄主星系的观测得到其红移值为 $z = 0.695$ ^[8, 9],证实伽玛暴来自于宇宙学的距离,从而解决了伽玛暴的距离之谜,结束了长达 30 年之久的伽玛暴“黑暗时期”。很快,GRB 970508 的光谱观测也证实了伽玛暴的宇宙学起源^[10]。到目前为止,测定了红移的伽玛暴已经有数百个。

1.4 瞬时辐射

伽玛暴主暴阶段辐射的光子主要集中在亚兆电子伏特,其光变曲线大多呈现不规则的多峰结构。有部分伽玛暴在主暴之前有“前兆”爆发现象,“前兆”相对于主暴流量要低很多,它们之间的间隔时间一般比主暴的持续时间要长。

伽玛暴的持续时间可以跨越好几个量级,从短至几毫秒到长至数千秒。由于伽玛暴的光变曲线非常复杂,所以人们一般定义一个时标 T_{90} 来表征伽玛暴瞬时辐射的持续时间。 T_{90} 定义为累积流量占总流量 5% 到 95% 之间的持续时间。早在 BATSE 时代,人们发现 T_{90} 呈现双模分布^[11]。根据持续时间,伽玛暴可分为 $T_{90} > 2$ s 的长暴和 $T_{90} < 2$ s 的短暴。对伽玛暴硬度比(100~300 keV 能段与 50~100 keV 能段的流量比)的统计发现,长暴能谱偏软,而短暴能谱偏硬。

通常在按照持续时间 T_{90} 对伽玛暴进行分类时,并没有考虑红移对伽玛暴内禀持续时间的修正。对于有些红移比较大的伽玛暴,红移对内禀持续时间的改正是很大的。比如 GRB 090423, $T_{90} = 10.3$ s^[12],红移 $z = 8.26$ ^[13, 14],所以在暴源参考系中其内禀持续时间将小于 2 s。这样一来,将 GRB 090423 按观测到的 T_{90} 分类为长暴,也许并不能反映其物理本质。为了让分类更好地体现出伽玛暴的爆发机制和物理过程上的差别,Zhang 等人^[15]建议将伽玛暴分为由双致密星并合产生的 I 型暴(通常持续时间较短)和由大质量恒星坍缩引起的 II 型暴(通常持续时间较长)两大类。不过,在这种分类系统中,判别过程将比较复杂。

伽玛暴瞬时辐射阶段的能谱是非热的,许多伽玛暴能谱可以用光滑连接的双幂律光子谱,即 Band 函数来描述^[16],虽然 Band 谱的形成机制目前还很不清楚^[17]。图 1(a)展示了 BATSE 观测到的 GRB 990123 的能谱,虚线是 Band 函数的拟合;可以看到,Band 函数

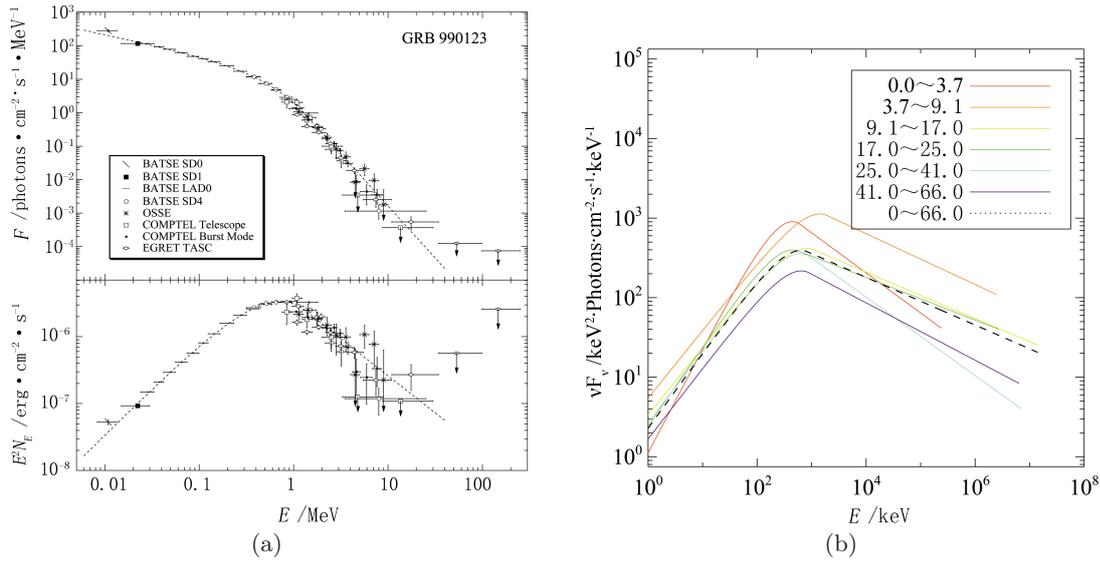


图 1 (a) GRB 990123 能谱的 Band 函数拟合^[18]; (b) GRB 080916C 分时段能谱的 Band 函数拟合^[19]。

很好地拟合了 GRB 990123 的光谱; 图 1(b) 给出了 Fermi 观测到的 GRB 080916C 的能谱 Band 函数拟合结果, 各个时段的能谱都可以用 Band 函数进行拟合。

但并不是所有伽玛暴的瞬时辐射谱都可以用 Band 函数来拟合。特别是在 Fermi 卫星上天以后, 天文学家们发现在有些伽玛暴中, 需要加入另外一个成分或者组合几个不同的成分来拟合观测到的能谱^[20]。例如对于 GRB 090926A 的能谱, 除了一个 Band 函数成分外, 还需加入另一个幂律成分 (图 2(a) 所示); 对于 GRB 100724B, 除了一个 Band 函数成分外, 还需加入一个接近黑体辐射的光球成分 (如图 2(b) 所示)。

另外还有一些伽玛暴的瞬时能谱需要用一个热成分加上一个幂律成分来拟合, 例如 GRB 090902B (如图 3(a) 所示)。随着观测事例的增加, 以后可能会有伽玛暴的能谱需要综合 Band 函数、热成分及幂律成分来进行拟合, 如图 3(b) 所示。

伽玛暴瞬时辐射除了有占主导的亚兆电子伏特的伽玛射线之外, 在其他波段也有相应的辐射。在极高能波段, 瞬时辐射阶段可以观测到 10^9 eV 光子, 甚至是 10^{12} eV 光子, 如 GRB 940217^[24]。在低能波段, 瞬时辐射阶段还可以辐射 X 射线光子。在对伽玛暴的能谱研究中, 人们发现许多伽玛暴能谱的峰值光子能量只有几十 keV 甚至更低, 它们被称为 X 射线闪或富 X 射线暴^[25, 26]。这些事例的很多特征与普通伽玛暴没有明显差异, 它们是广义伽玛暴的低能分支。在有些伽玛暴的瞬时辐射阶段, 还观测到了光学波段的辐射。例如 GRB 080319B 在主暴阶段有很强的光学辐射, 其最亮时的光学视星等达到 5.3 mag, 基本上用肉眼就能看到^[27]。

伽玛暴中的高能光子可以给出火球宏观运动洛伦兹因子的下限^[28], 能谱的延时则可以用来检验量子引力^[29, 30]等。在 Fermi 卫星之前, 受仪器观测能力的限制, 只有很少的伽玛暴

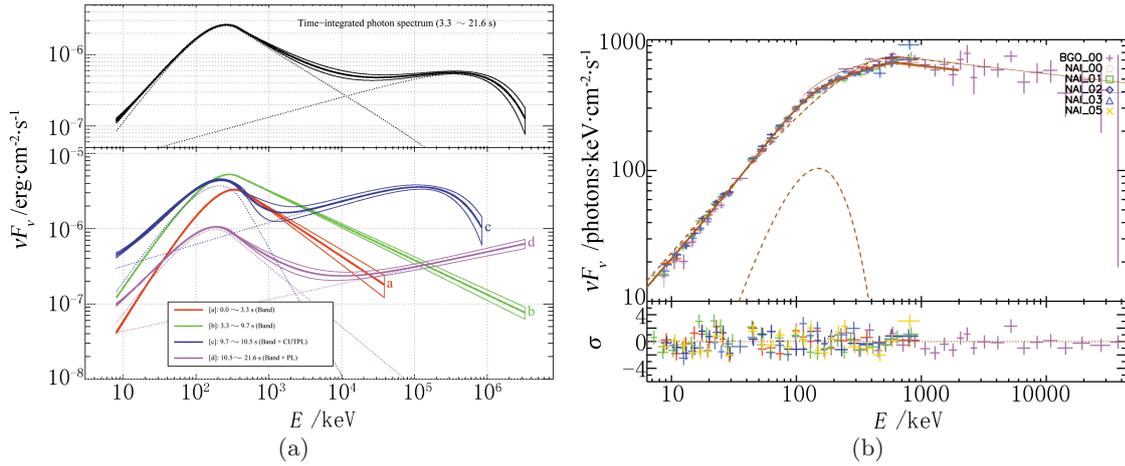


图 2 (a) GRB 090926A 能谱的 Band 函数加幂律拟合^[21]; (b) GRB 100724B 能谱的 Band 函数加一个热成分拟合^[22]。

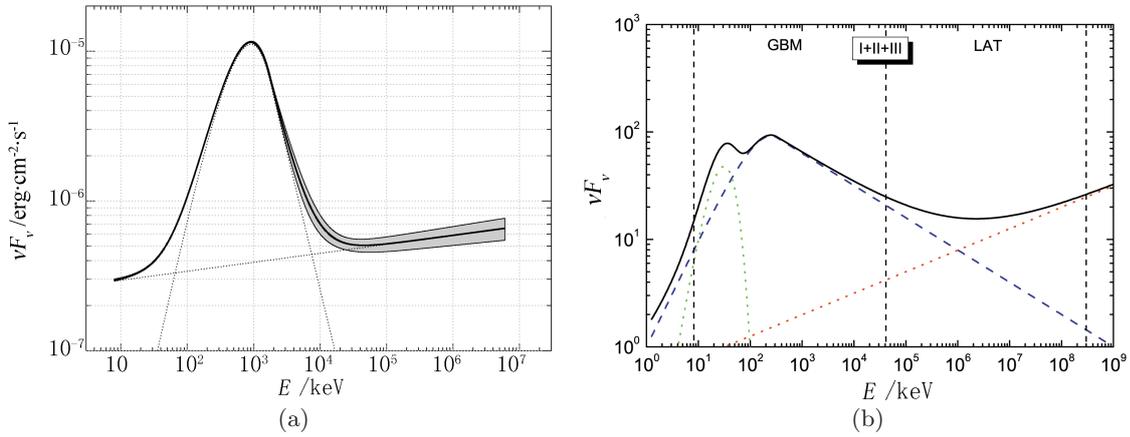


图 3 (a) GRB 090902B 能谱的热成分加幂律成分拟合^[23]; (b) Band 函数、热成分及幂律成分共同组合叠加的理论光谱^[19]。

被观测到有 GeV 的高能辐射。Fermi 卫星的成功发射和运行，给伽玛暴高能辐射的研究带来了难得的机遇。由于 Fermi 卫星的贡献，目前已经有较多伽玛暴在 GeV 能段被观测到。图 4 是 Fermi 卫星观测到的 GRB 080916C 的各波段光变曲线^[31]。概括来说，伽玛暴的高能辐射具有如下明显的特征^[19, 31]：(1) 极高能段的光变曲线通常延迟于 keV/MeV 波段的光变曲线；(2) 伽玛暴能谱中通常可包含 3 个成分，即一个 Band 谱成分、一个类似热辐射的成分及另外一个延伸到极高能波段后再截断的幂律成分；(3) 大于 100 MeV 的光子成分的衰减通常要慢于 MeV 的光子成分。以上这些观测事实给伽玛暴的理论模型带来了诸多挑战。

1.5 余辉辐射

虽然早在 BATSE 时代，天体物理学家就已经预言了伽玛暴余辉辐射的存在^[32-34]，但直

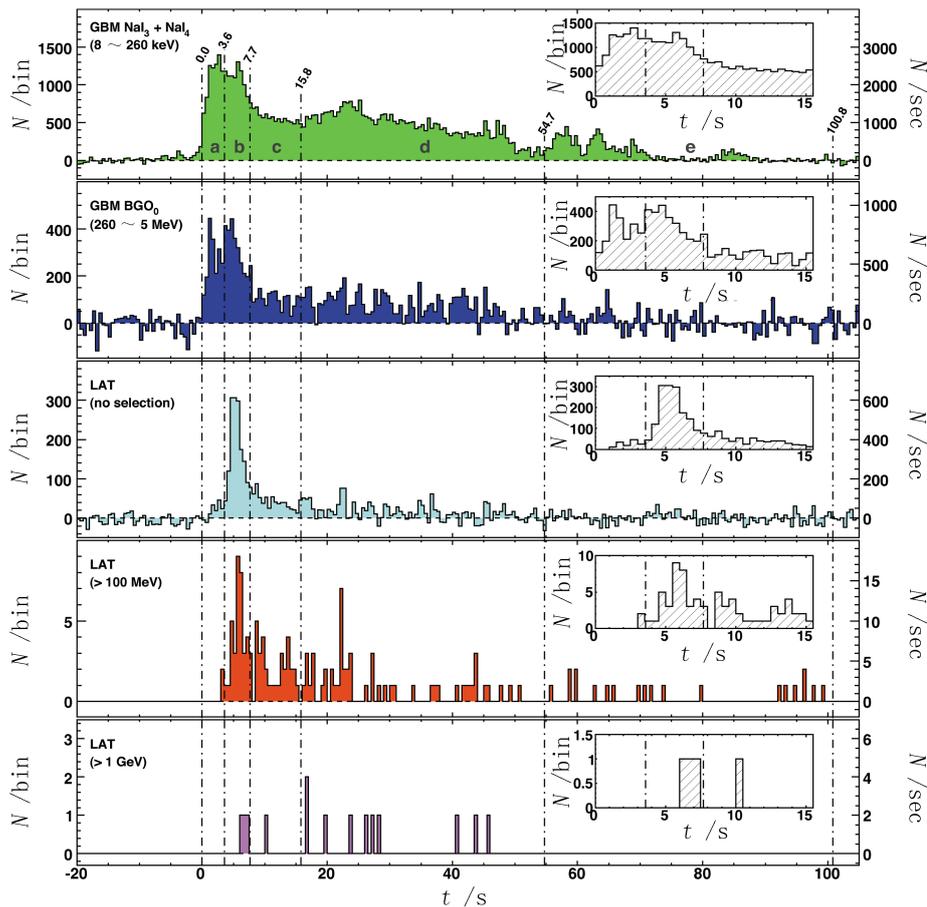


图 4 Fermi-LAT 观测到的 GRB 080916C 的多波段光变曲线^[31]

到 BeppoSAX 卫星上天 (1997 年), 多波段的余辉才被真正观测到。第一个被观测到余辉的伽玛暴是 GRB 970228, 其 X 射线及光学余辉的流量密度随时间呈幂律衰减。同年, 第一个伽玛暴射电余辉也被探测到, GRB 970508 的射电余辉亮度在晚期也随时间按幂律衰减^[35]。

综合所有望远镜的观测, 截止到 2010 年底, 对余辉的逐年统计情况如表 1 所示。从表中, 可看到伽玛暴的 X 射线余辉在观测中非常普遍, 大部分的样本都观测到相应的 X 射线对应体。不到一半的样本观测到光学余辉, 而射电余辉的样本则很少, 不到样本总数的 10%。

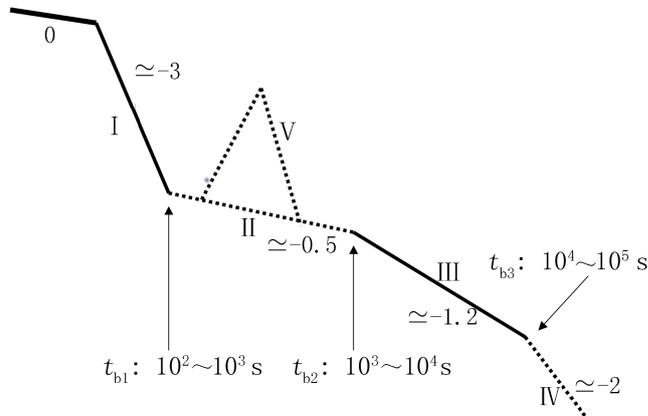
伽玛暴余辉的大量发现是在 2004 年年底 Swift 卫星上天之后。从表 1 中我们看到, 从 2005 年开始, 每年可以观测到上百个 X 射线余辉以及大量的光学余辉。特别是对于 X 射线余辉, Swift 的观测揭示了大量细节^[36-38]。图 5 展示了伽玛暴早期 X 射线余辉光变曲线的一些重要特征^[39, 40]。

概括来说, Swift 伽玛暴的 X 射线余辉光变曲线可包含以下 5 个典型成分。

(1) 快速衰减阶段 (Steep Decay Phase, 图 5 中标示为 I)。该阶段一般与瞬时辐射光滑

表 1 伽玛暴余辉情况逐年统计表, 取自 <http://www.mpe.mpg.de/jcg/grbgen.html>

年份	伽玛暴数	X 射线余辉数	光学余辉数	射电余辉数	红移数
1997	10	9	5	2	4
1998	11	10	8	5	5
1999	21	12	7	5	7
2000	59	8	8	5	7
2001	26	4	4	4	4
2002	46	6	10	7	9
2003	37	8	15	3	7
2004	38	8	11	1	3
2005	110	84	47	14	32
2006	122	105	65	4	43
2007	109	76	46	6	30
2008	126	105	71	6	39
2009	115	85	49	9	33
2010	103	76	47	4	19
总数	915	592	393	75	242
百分比/%	100	64.6	43	8.2	26.4

图 5 伽玛暴 X 射线余辉光变曲线中可能存在的 5 种主要成分的示意图^[39]

连接^[41, 42], X 射线流量随时间呈幂律快速衰减, 衰减幂律指数约 -3 (或更陡, 甚至可以陡至 -10 ^[43-45]), 快速衰减阶段持续约 $10^2 \sim 10^3$ s。理论上人们一般认为快速衰减来源于瞬时辐射阶段的高纬度辐射的延迟到达 (曲率效应), 此阶段示踪了伽玛暴从瞬时爆发阶段到余辉阶段过渡的细节。该阶段的光子谱具有与其后余辉辐射的光子谱不同的性质^[46-48]。

(2) 缓慢衰减阶段或平台阶段 (Shallow Decay or Plateau Phase, 图 5 中标示为 II)。该阶段流量随时间衰减的幂律指数为约 -0.5 , 有的衰减更缓甚至出现平缓的上升 (幂律指数大于 0), 持续时间从几千秒到几万秒不等^[45, 49-52], 其后在光变曲线上出现一个拐折进入正常衰减

相, 转折的前后余辉光谱一般不出现明显的演化。具有平台相的伽玛暴在 X 射线余辉样本总数中占了很大一个比例, 对这种特殊子样本的研究发现, 其某些观测量之间存在有趣的相关性。例如平台相的 X 射线辐射总能量与平台持续的时间正相关^[53], 平台相的 X 射线余辉光度与平台到正常相的转折时间反相关^[54], 平台相 X 射线余辉光度与其转折时间及伽玛暴瞬时辐射各向同性伽玛射线总能量三参数之间还有更紧密的相关性^[55]。部分伽玛暴的光学余辉中也观测到了平台相^[51], 有些伽玛暴光学平台相的转折时间与 X 射线平台转折时间同步; 另外还有些暴的余辉在不同波段的转折时间也不同, 表现出转折的波段依赖性^[56]。此外, 在少数几个伽玛暴 X 射线余辉中, 平台后的流量衰减极快, 衰减指数约为 -10 ^[57]。缓慢衰减阶段通常被解释为后期的持续能量注入, 但也有可能是由外激波微观参数演化而导致^[58], 甚至还有可能来自于前导发射机制^[59] 或尘埃散射机制^[60]。对大量样本的统计分析表明, 观测到的缓慢衰减相很可能是多种物理起源的^[51]。

(3) 正常衰减阶段 (Normal Decay Phase, 图 5 中标示为 III)。该阶段流量随时间衰减的幂律指数约为 -1.2 , 符合标准火球模型的预言^[34, 61, 62]。

(4) 喷流转折后衰减阶段 (Post Jet-Break Phase, 图 5 中标示为 IV)。有些伽玛暴的 X 射线余辉光变曲线, 在正常衰减阶段之后, 会出现一个衰减变快的转折, 其衰减指数约为 -2 。通常认为这是由喷流效应引起的, 表明这些伽玛暴的外流物应该是喷流状。值得注意的是, 观测上发现, 在不同伽玛暴中这种转折在不同波段可能同时出现, 也可能不同时出现^[51, 63], 这也给有关喷流效应的解释带来很多疑问。

(5) X 射线耀发 (X-Ray Flare, 图 5 中标示为 V)。大约有一半 Swift 伽玛暴 X 射线余辉中出现 X 射线耀发, 有时耀发还会多次发生。X 射线耀发一般说来其流量随时间上升及衰减都很快, 耀发持续时间与耀发发生时刻的比值远远小于 1 ^[64-66], 平均比值为 $\langle \delta t / t \rangle = 0.13 \pm 0.10$ ^[67, 68]。X 射线耀发可发生于各种类型的伽玛暴中, 如长暴^[65]、短暴^[42, 69]、X 射线闪或富 X 射线暴^[66] 等。X 射线耀发的很多性质与伽玛暴主暴的瞬时辐射相似, 暗示其可能来源于中心引擎的持续活动。

在伽玛暴 X 射线余辉光变曲线的这 5 个成分中, 快速衰减相、平台相及 X 射线耀发都是在 Swift 上天之后新发现的。一般来说, 以上 5 个成分并非都会出现在同一个伽玛暴中, 通常的伽玛暴 X 射线余辉光变曲线只是观测到 5 个成分中的若干个^[70]。在一些简单情形下, X 射线余辉光变曲线可用两个唯像学函数的叠加来拟合^[52]。

伽玛暴的光学余辉探测率比 X 射线余辉小得多, 只有不到一半的伽玛暴观测到了其对应的光学余辉 (见表 1)。光学余辉光变曲线的表现形式也与 X 射线余辉不同, 很难用一个简单的唯像学模型来进行拟合或分类。另外还有一大半的伽玛暴没有观测到光学余辉, 它们被称为“暗暴”^[71-75]。导致伽玛暴光学余辉不可见的原因可能有: 来自银河系或其寄主星系的消光^[76]、伽玛暴产生的光学余辉本身就很弱^[77], 等等。

如果伽玛暴与超新星成协, 那么随着光学余辉的衰减, 晚期可能会出现超新星的光学成分。迄今为止, 已经发现了一系列与超新星成协的伽玛暴, 比如 GRB 980425 与 SN 1998bw^[78]、GRB 030329 与 SN 2003dh^[79]、GRB 031203 与 SN 2003lw^[80]、GRB 060218 与 SN 2006aj^[81]、GRB 091127 与 SN 2009nz^[82]、以及 GRB 100316D 与 SN 2010bh^[83] 等。另

外,值得注意的是,在晚期余辉中能否观测到反向喷流的辐射成分,也成为近期一个令人感兴趣的问题^[84, 85]。

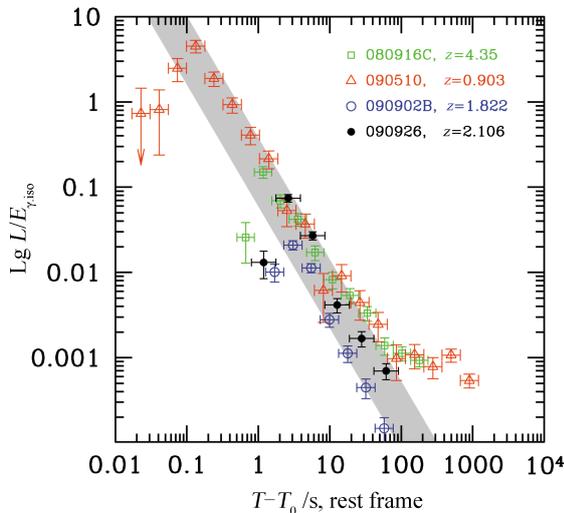


图6 Fermi-LAT 观测到的4个伽玛暴的GeV余辉光变曲线^[87]

继续按照之前的幂律持续衰减。GeV辐射有可能是来自外激波区域^[88],也可能来源于多个成分的叠加^[19, 89-91],理论上还有很大的不确定性。

1.6 寄主星系

在伽玛暴余辉的观测中,超过1/4的伽玛暴测量出了红移(见表1),红移的范围从GRB 980425的0.0085^[78]到GRB 090429B的9.4^[92]。从第一个伽玛暴(GRB 970228)寄主星系的发现至今,已观测到的伽玛暴寄主星系超过了100个(见<http://www.grbhosts.org>)。伽玛暴寄主星系的平均红移约为1.0^[93],尚没有证据表明伽玛暴的爆发率对红移有依赖性^[94]。短暴可以发生在各种类型的寄主星系当中^[95],其中大约3/4的寄主星系测量到中等大小的恒星形成率。长暴的寄主星系通常是暗弱的富恒星形成星系,成员星由年轻的恒星星族占主导^[96]。长暴寄主星系的质量也普遍较低,平均为 $M_* \simeq (1 \sim 5) \times 10^9 M_\odot$,且具有高的比恒星形成率(SFR/M_*)^[97]。大部分长暴寄主星系具有低金属丰度^[93, 98],但也有极少数高金属丰度的星系(比如:GRB 020819^[99]、GRB 050401^[100]等)。寄主星系的尘埃消光典型值约为 $A_V = 0.5$ ^[93]。长暴在寄主星系内位置的分布与星系紫外辐射的分布有很强的相关性,这说明长暴的前身星和恒星形成区成协^[101],支持长暴起源于大质量恒星坍缩的假说。Fong等人^[102]对哈勃望远镜观测到的短暴寄主星系的统计分析发现,短暴寄主星系一般具有指数盘结构——即表现为典型的晚型星系;短暴寄主星系普遍比长暴寄主星系要亮,且伽玛暴爆发位置离星系中心的投影距离特征值约为5 kpc,大约是长暴投影距离的5倍。这些统计结果支持短暴的双致密星并合模型。

在所有余辉样本中,伽玛暴被观测到射电余辉的比率还不到10%(见表1)。射电余辉持续的时间最长可以达到几千天,其光变曲线呈现先上升后下降的特征^[86]。伽玛暴射电余辉中观测到由星际介质引起的闪烁现象,根据等离子体对射电辐射的闪烁效应的计算可以推断余辉辐射区大小的演化情况,这方面的研究表明伽玛暴外流是相对论性运动的。

随着Fermi卫星的上天,越来越多的伽玛暴被观测到具有GeV的光子辐射。Fermi-LAT观测的GeV余辉辐射总体上呈现幂律衰减(如图6所示),幂律指数约为1.43^[87],与X射线余辉正常衰减阶段的衰减指数相当。一般而言,GeV光子辐射在主暴结束后并没有立即结束的迹象,而是

2 伽玛射线暴理论模型

2.1 标准火球模型

现在我们已经知道典型伽玛暴起源于宇宙学距离 ($D_L \simeq 10^{28}$ cm), 从观测到的伽玛射线典型流量 ($F_\gamma \simeq 10^{-13}$ J/cm²) 可以知道伽玛暴瞬时爆发阶段辐射的总能量 $E_{\gamma, \text{iso}} \simeq 10^{45}$ J, 有的甚至可以达到 10^{47} J 左右。由于伽玛暴爆发过程还伴随着其他形式的能量释放, 我们可以推测伽玛暴初始爆发总能量将比观测到的伽玛波段能量还要大一个量级以上。另外, 对伽玛暴的主暴阶段的光变分析表明, 单个脉冲式光变的上升时标可以短至零点几个毫秒^[103], 这就要求伽玛暴的辐射区大小不能超过 $R_0 \simeq 10^7$ cm。如此巨大的能量被限制在如此小的一个空间内, 必然形成一个由正负电子对及伽玛光子组成的火球^[104]。考虑到伽玛暴在很短的时间内 (T_{90} 从几毫秒到几千秒, 典型值约 10 s) 辐射巨大的能量, 其辐射光度必然非常巨大 ($L_{\gamma, \text{iso}} \simeq 10^{44}$ J/s), 从而我们可以推导出火球内部光子湮灭生成正负电子对的光学深度:

$$\tau_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm} = \sigma_T n R_0 = \frac{\sigma_T L_{\gamma, \text{iso}}}{4\pi R_0 c \varepsilon_\gamma} \simeq 10^{15} L_{\gamma, \text{iso}, 44} R_0^{-1} \varepsilon_{\gamma, \text{MeV}}^{-1}, \quad (1)$$

其中 σ_T 是汤姆孙散射截面, n 是火球内部光子数密度。

如此巨大的光深必然导致从火球表面逃逸出来的辐射为热谱, 但实际上我们观测到的伽玛暴光谱大都是非热辐射。为了解决这个所谓的致密性困难, 人们假设火球以极端相对论性速度膨胀^[105, 106]。当火球的总体洛伦兹因子满足 $\gamma \geq 100 \sim 1000$ 时, 火球可以变得光学薄^[28, 107]。相应地, 火球中包含的重子物质的静止质量必须为一个很小的数值^[107-109]:

$$m = \frac{E_{\gamma, \text{iso}}}{\gamma \varepsilon_c c^2} \simeq 10^{-5} M_\odot \varepsilon_c^{-1} \times E_{\gamma, \text{iso}, 45} (\gamma/300), \quad (2)$$

其中 ε_c 是转换效率。因此, 要成功地产生一个伽玛暴, 火球中的重子物质含量不能太多^[110, 111]。

详细的火球演化过程描述可参见 Mészáros^[112] 的综述, 本节只给出简单的介绍。对于一个火球, 巨大的能量 ($E_{\gamma, \text{iso}}$) 释放于一个很小的初始半径为 R_0 的火球内, 巨大的光深将产生强大的辐射压, 火球的体洛伦兹因子将随体积的膨胀而增加。当火球膨胀速度被加速到洛伦兹因子 $\Gamma_{\text{max}} \simeq E_{\gamma, \text{iso}}/M_0 c^2$ 时, 火球进入滑行阶段, 此时火球能量表现为物质的宏观动能, 其洛伦兹因子近似为一常数。为了成功地产生一个伽玛暴, 要求火球在变为光学薄时, 其能量已绝大部分保留在相对论性的重子物质当中。

在标准火球模型中, 不同速度的火球壳层相互追赶碰撞, 产生内激波, 从而给出观测到的伽玛暴主暴光变曲线快速变化的特征^[109]。经过一段时间的内激波碰撞后, 各个壳层可能会相互并合形成一个大的壳层。此壳层继续向外膨胀, 又会与周围的星际介质相碰撞产生外激波, 给出观测到的多波段余辉^[113]。

值得注意的是, 在 Fermi 卫星之前, 人们用标准内外激波火球模型解释了大量伽玛暴及其余辉的宏观特征, 却很少考虑早期光球辐射的作用。但是随着一些 Fermi 伽玛暴在主暴阶段的光谱中观测到热成分, 光球辐射又被重新重视。图 7 展示的是一个结合了光球、内激波

及外激波过程的伽玛暴及余辉全程示意^[114]。该图中的不同阶段可以很好地对应到现有的伽玛暴及余辉观测事实中去,例如主暴的辐射可以来源于光球辐射,也可以来自内激波辐射,或者是两者的共同叠加;余辉来自于外激波的辐射;高能 GeV 辐射既可在主暴阶段产生,也可能源自于外激波过程。

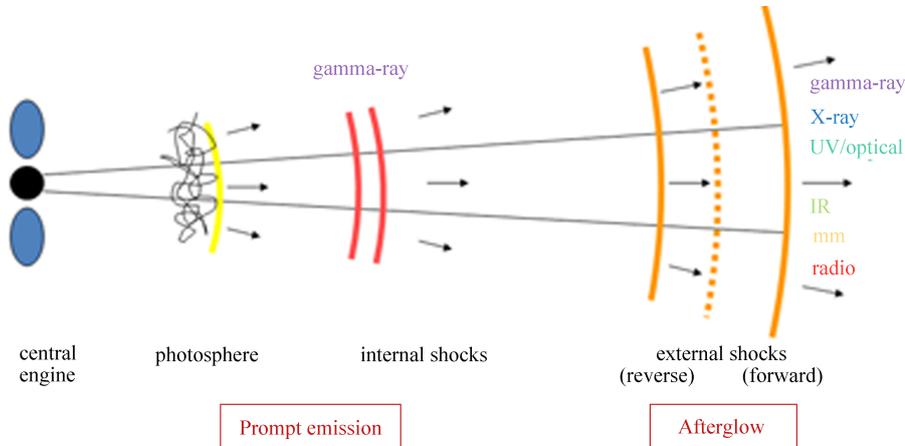


图 7 伽玛暴爆发全程示意
图中包含了光球辐射、内激波、外激波等不同阶段^[114]。

有趣的是,对于软伽玛重复暴 (SGR) 的余辉辐射,理论上也可以用火球模型来加以解释^[115, 116]。火球模型还可以用来解释相对论性超新星喷流的射电辐射,例如可解释超新星 SN 2007gr 的多波段射电辐射^[117]等。

值得注意的是,虽然火球模型可以很好地解释伽玛暴瞬时及余辉辐射的大量观测,但在 Swift 和 Fermi 时代,火球模型也遇到了很多挑战,例如少数暴的瞬时辐射光谱特征难以直接用火球模型解释^[118],以及很多暴的辐射效率过高^[45, 67]等。这些问题促使人们在继续探讨着火球模型以外的可能性^[119-123]。

2.2 非相对论阶段的余辉

在标准火球模型中,余辉来自于火球扫过星际介质时产生的外激波。火球与星际介质相互作用的动力学在文献^[124, 125]中作了详细的描述。Huang 等人^[124]的研究表明,对于非相对论阶段的绝热火球,前人曾普遍采用的描述火球演化的传统动力学方程^[107]不能给出与正确的 Sedov 分析解^[126]一致的结果。Huang 等人因而提出了一个改进的统一动力学模型来描述伽玛暴外激波的演化:

$$\frac{d\gamma}{dm} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M_{ej} + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)\gamma m}, \quad (3)$$

其中 M_{ej} 是初始抛出物的质量, m 是激波扫过的星际介质静止质量, ε 是激波辐射的效率。

在高度辐射情形 ($\varepsilon = 1$) 下, 式 (3) 与前人的动力学方程一致。在绝热情形 ($\varepsilon = 0$) 下, 在极端相对论阶段式 (3) 给出洛伦兹因子与激波半径关系为 $\gamma \propto R^{-3/2}$; 而在非相对论阶段, 式 (3) 则给出 $\beta = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma^2}} \propto R^{-3/2}$, 正好与 Sedov 解一致 (详见图 8)。可见, 式 (3) 既能适用于极端相对论阶段也能适用于非相对论阶段, 同时它既能用于高度辐射的激波, 也能应用于绝热的激波。

对于一个半张角为 θ 的相对论性喷流, 激波扫过的星际介质质量为:

$$\frac{dm}{dR} = 2\pi R^2 (1 - \cos\theta) n m_p, \quad (4)$$

其中 n 为星际介质数密度, m_p 为质子质量。

激波半径及喷流半张角随时间的演化方程分别为^[124, 128, 129]:

$$\frac{dR}{dt} = \beta c \gamma (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}), \quad (5)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{c_s (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})}{R}, \quad (6)$$

其中 c_s 是侧向膨胀速度, 一般假设为共动系中的声速^[130]。关于声速, 我们有

$$c_s^2 = \frac{\hat{\gamma}(\hat{\gamma} - 1)(\gamma - 1)}{1 + \hat{\gamma}(\gamma - 1)} c^2, \quad (7)$$

其中 $\hat{\gamma} \simeq (4\gamma + 1)/(3\gamma)$ 为绝热指数。在极端相对论情形下, $\hat{\gamma} \simeq 4/3$, 侧向膨胀速度约为 $c_s = c/\sqrt{3}$; 在非相对论极限下, $\hat{\gamma} \simeq 5/3$, 侧向膨胀速度约为 $c_s = \sqrt{5}\beta c/3$ 。式 (7) 在相对论及非相对论条件下都是适用的。

以上 4 个公式完整地描述了一个相对论性喷流与星际介质相互作用产生的激波动力学演化过程。对于各向同性的外流, 我们只需假设喷流半张角 $\theta = \pi/2$, 以上 4 个公式将简化为 3 个公式。类似的计算过程也同样适用于伽玛暴的周围介质为星风环境的情形, 此时暴周环境介质数密度的表达式为:

$$n = \frac{\dot{M}}{4\pi m_p v_w R^2}, \quad (8)$$

其中 \dot{M} 是伽玛暴前身星的星风质量损失率, v_w 是星风的膨胀速度。

动力学演化式 (3) 既可以适用于高度辐射的激波, 也可以适用于绝热的激波。通过对喷流动力学的求解, 我们可以得到喷流在不同时刻下的各种参数, 因而可以用来计算余辉的流量, 从而获得光变曲线和光谱。详细的计算过程, 包括在深度非相对论阶段的余辉计算, 可

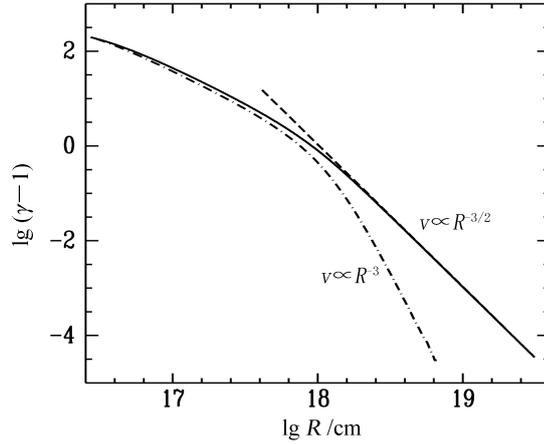


图 8 伽玛暴余辉的统一动力学模型^[124, 127]
图中虚线对应非相对论阶段的 Sedov 解; 点划线是根据前人曾用过的一个动力学公式计算的结果; 实线是统一动力学模型 (式 (3)) 的结果, 在非相对论阶段它与 Sedov 解吻合。

参见相关文献^[124, 125, 131-133]。为了计算观测的余辉流量, 还需要考虑等时面效应。等时面由以下公式决定^[134-136]:

$$t = \int \frac{1 - \beta \cos \Theta}{\beta c} dR \equiv \text{const.} \quad (9)$$

在计算伽玛暴射电余辉流量时, 我们还需要考虑同步自吸收的效应^[137-139]。自吸收效应使得同步加速辐射的流量密度减小一个比例因子 $(1 - e^{-\tau_\nu})/\tau_\nu$, 其中 τ_ν 为光深。同步自吸收系数可由如下公式计算:

$$k(\nu') = \frac{p+2}{8\pi m_e \nu'^2} \int_{\gamma_{e,\min}}^{\gamma_{e,\max}} \frac{dN'_e}{d\gamma_e} \frac{1}{\gamma_e} P(\nu', \gamma_e) d\gamma_e. \quad (10)$$

3 伽玛射线暴前身星

从伽玛暴的观测我们已经知道, 很多伽玛暴释放的各向同性能量可高达 10^{46} J 或以上。考虑到可能的喷流修正^[140-143], 伽玛暴真正的爆发能量约为 10^{44} J, 仍大于典型超新星爆发的总能量。伽玛暴爆发的持续时间典型值为数十秒, 这就要求伽玛暴的前身星必须在很短的时间内提供巨大的能量。在伽玛暴中已经观测到极端相对论性宏观运动的证据, 这就要求伽玛暴的中心引擎提供的能量只能用于加速约 $10^{-5} M_\odot$ (各向同性假设下) 的重子物质到极端相对论性速度。标准的光球加内外激波火球模型可以用来解释大量的伽玛暴观测现象, 但我们仍需要一个中心引擎来供给能量。对于中心引擎, 我们由瞬时辐射阶段光变曲线的快速变化特征出发, 可以知道中心引擎必须空间尺度很小, 在几百千米之内; 而伽玛暴火球的极端相对论性运动则要求中心引擎抛射出来的重子物质不能太多 ($\leq (10^{-7} \sim 10^{-5}) M_\odot$)。从这些限制我们可以推断, 伽玛暴的中心引擎应该是致密天体 (中子星或黑洞), 且爆炸过程中不能在外流中携带大量的重子物质。

考虑到喷流改正之后, 伽玛暴的爆发率约为每个星系每 $10^4 \sim 10^6$ 年爆发一次, 大致是超新星爆发率的 $0.01\% \sim 1\%$ ^[144]。经典伽玛暴没有观测到重复爆发现象, 这就意味着伽玛暴的爆发事件应当摧毁了其前身星。

伽玛暴的能量释放不是瞬时完成的, 因而人们认为伽玛暴可能与环绕致密星的吸积盘 (质量约 $0.1 M_\odot$) 相关联。对致密星的需求是因为伽玛暴瞬时辐射的光变时标极短, 而盘的形成一般认为是与致密星的诞生同步的。在这种致密星加吸积盘系统中, 具体的能量来源主要有 3 种: (1) 吸积盘中的引力能释放^[145, 146]; (2) 通过 Blandford-Znajek 机制提取黑洞的转动能^[147, 148]; (3) 新诞生磁星的磁能^[149, 150]。致密星加吸积盘系统的形成则主要有两种方式: 坍缩星模型和双致密星并合模型。这两种模型正好与伽玛暴持续时间分为长、短两类相符合。目前比较流行的观点是认为短暴来自于双致密星的并合, 而长暴来自于大质量恒星的坍缩。对伽玛暴寄主星系的观测也支持这种看法 (参见第 1.6 节)。但需要注意的是, 有一些特殊类型的伽玛暴, 仍完全有可能由其他机制产生。例如, GRB 060614 不能简单地归结为长暴或者短暴, 它可能是由中等质量黑洞潮汐瓦解一颗恒星产生的^[151, 152]。此外, 中子星的相变仍是一种可能的短暴产生机制^[153]。

3.1 坍缩星模型

坍缩星模型是指大质量恒星演化到晚期时铁核将坍缩形成一个黑洞^[154, 155]。在坍缩后的几秒到几分钟的时间内, 黑洞吸积恒星的残余物质并抛射出极端相对论性喷流。如果此喷流朝向地球, 那么地球观测者将观测到一个伽玛暴事件。为了避免重子污染的问题, 前身星应该在爆发之前丢失其绝大部分的氢包层物质。坍缩星的前身星通常可能是沃尔夫-拉叶星(WR 星), 与 Ib/c 型超新星的前身星类似^[156]。通常人们根据中心黑洞形成的不同方式把坍缩星分成两大类: I 型坍缩星和 II 型坍缩星^[157]。另外, 人们通常把高红移低金属丰度的第一代大质量恒星产生的坍缩星归为第三类: III 型坍缩星^[158]。

坍缩星产生的 3 个必要因素为: 具有大质量的核、恒星在演化晚期丢失氢包层及必要的角动量转移。在大质量 WR 星情形, 星风吹走氢包层物质, 留下一个大质量的氦核, 氦核最终坍缩形成黑洞。坍缩星也有可能由主序双星演化导致: 其中一个大质量恒星在公共包层阶段丢失氢包层, 留下的氦核坍缩形成黑洞; 或者在公共包层阶段形成双氦星, 两个氦星并合形成黑洞。

3.2 双致密星并合模型

致密星并合模型作为短暴的起源已有 20 多年的研究历史^[105, 159, 160]。致密星的并合也可以导致黑洞的形成, 同时致密星的残骸会形成一个临时的吸积盘, 盘上物质最终回落到黑洞中就能释放大量的引力能。通过对双致密星并合过程的数值模拟研究^[161, 162], 人们发现其结果可以很好地解释短暴的多种观测特征。根据并合前致密星的不同状况, 双致密星并合的类型可以有: 双中子星并合、中子星黑洞并合、黑洞氦星并合、黑洞白矮星并合及双白矮星并合等。

双致密星并合模型的一个重要特征是并合过程中将产生极强的引力波辐射^[163, 164], 这种信号有可能被地面引力波探测器直接探测到, 从而用来验证广义相对论。

3.3 磁星模型

磁星是具有极高磁场强度的中子星^[165], 其磁场比通常的脉冲星要高几个数量级。一个自转周期为毫秒量级、磁场高达 $10^{11} \sim 10^{12}$ T 的磁星, 其磁偶极辐射的光度将到达 $10^{42} \sim 10^{44}$ J/s, 提取的转动能可超过 10^{45} J, 这些与伽玛暴的瞬时辐射光度及能量均是相当的。由此可见磁星原则上可以用来解释伽玛暴的观测, 即可作为伽玛暴的前身星。事实上, 早在约 20 年前, Usov^[149] 就提出伽玛暴可能产生于新诞生的快速旋转的磁星。

通过与太阳风^[166] 类比, Metzger 等人^[167] 研究了磁场及转动对原初中子星的影响, 并得到了磁星形成后 100 s 内的质量损失率及能损率的演化。为了产生伽玛暴, 需要“磁化”参数 ($\sigma \equiv \dot{E}/\dot{M}c^2$) 大于约 100 ~ 1000。原初磁星星风首先经历非常剧烈的非相对论阶段, 然后磁星在自转减慢过程中输出能量加速外流到极端相对论阶段。

磁星可能是伽玛暴前身星的另一个重要证据是许多伽玛暴余辉中均观测到平台相^[39], 此平台相可以很好地用磁星的能量注入模型来解释^[55, 168-173]。对于短暴, 也有部分事例中观测到余辉平台相^[174, 175], 并也可用磁星的能量注入模型来解释。这意味着部分短暴也可能由磁星产生^[176]。

4 展 望

伽玛暴是人们观测到的最为极端相对论性的天体源之一,从其发现至今的约 40 年间,对伽玛暴的研究已取得了重要的进展。伽玛暴爆发时巨大的能量和光度,使之有望成为研究宇宙学的一个有力工具^[177-179]。伽玛暴的瞬时和余辉辐射包含了从伽玛射线到射电的电磁辐射,是全波段的天体源。伽玛暴爆发过程中通常还伴随着其他形式的强烈能量释放。例如,无论是双致密星并合过程还是大质量恒星的核坍缩过程,都将产生大量的引力波辐射。伽玛暴作为极佳的引力波辐射源,对其直接的引力波探测将很可能首先通过观测附近伽玛暴爆发过程而实现。伽玛暴爆发产生的丰富相对论性质子、中子及光子之间相互碰撞将产生大量的中微子辐射,中微子辐射也可能有助于从中心引擎发射出极端相对论性的喷流。此外,伽玛暴及余辉的内、外激波都可能将质子加速到极高能,从而使之成为高能宇宙线的可能起源之一^[180, 181]。

尽管对伽玛暴的研究已经取得了实质性的进展,但随着观测资料的不断积累,新的问题仍在不停涌现。Zhang^[182]最近总结了伽玛暴领域 10 个最令人感兴趣的重要问题,分别涉及到伽玛暴的分类、前身星、中心引擎、喷流成分、能量耗散及加速机制、辐射机制、长期的引擎活动、外激波物理、高能辐射起源和伽玛暴宇宙学等。这些问题有待人们继续通过观测和理论分析等手段去寻求答案。

参考文献:

- [1] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *ApJ*, 1973, 182: L85
- [2] Tavani M. *ApJ*, 1998, 497: L21
- [3] Kommers J M, Lewin W H G, Kouveliotou C, et al. *ApJ*, 2000, 533: 696
- [4] Costa E, et al. *IAU Circ.*, 1997, 6572: 1
- [5] van Paradijs J, et al. *Nature*, 1997, 386: 686
- [6] Galama T, et al. *Nature*, 1997, 387: 479
- [7] Sahu K C, et al. *Nature*, 1997, 387: 476
- [8] Djorgovski S G, Kulkarni S R, Bloom J S, et al. *GRB Coordinates Network*, 1999, 289: 1
- [9] Bloom J S, Djorgovski S G, Kulkarni S R. *ApJ*, 2001, 554: 678
- [10] Metzger M R, Djorgovski S G, Kulkarni S R, et al. *Nature*, 1997, 387: 878
- [11] Kouveliotou C, et al. *ApJ*, 1993, 413: L101
- [12] Palmer D M, et al. *GRB Coordinates Network*, 2009, 9204: 1
- [13] Salvaterra R, et al. *Nature*, 2009, 461: 1258
- [14] Tanvir N R, et al. *Nature*, 2009, 461: 1254
- [15] Zhang B, et al. *ApJ*, 2009, 703: 1696
- [16] Band D, et al. *ApJ*, 1993, 413: 281
- [17] Chen L, Liu D B, Huang Y F, You J H. *ApJ*, 2008, 680: 539
- [18] Briggs M S, et al. *ApJ*, 1999, 524: 82
- [19] Zhang B B, et al. *ApJ*, 2011, 730: 141
- [20] Toma K, Wu X F, Mészáros P. *MNRAS*, 2011, 415: 1663
- [21] Ackermann M, et al. *ApJ*, 2011, 729: 114

-
- [22] Guiriec S, et al. *ApJ*, 2011, 727: L33
- [23] Abdo A A, et al. *ApJ*, 2009, 706: L138
- [24] Hurley K, et al. *Nature*, 1994, 372: 652
- [25] Heise J, in't Zand J, Kippen R M, et al. *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, 2001: 16
- [26] Barraud C, et al. *A&A*, 2003, 400: 1021
- [27] Racusin J L, et al. *Nature*, 2008, 455: 183
- [28] Lithwick Y, Sari R. *ApJ*, 2001, 555: 540
- [29] Amelino-Camelia G, et al. *Nature*, 1998, 393: 763
- [30] 吴雪峰, 陆垓. *物理学进展*, 2006, 26: 1
- [31] Abdo A A, et al. *Science*, 2009, 323: 1688
- [32] Paczynski B, Rhoads J E. *ApJ*, 1993, 418: L5
- [33] Katz J I, Toole H A, Unruh S H. *ApJ*, 1994, 437: 727
- [34] Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1997, 476: 232
- [35] Frail D A, Waxman E, Kulkarni S R. *ApJ*, 2000, 537: 191
- [36] Zhang B. *ChJAA*, 2007, 7: 1
- [37] 董云明, 陆垓. *天文学进展*, 2008, 26: 41
- [38] Gehrels N, Ramirez-Ruiz E, Fox D B. *ARA&A*, 2009, 47: 567
- [39] Zhang B, Fan Y Z, Dyks J, et al. *ApJ*, 2006, 642: 354
- [40] Nousek J A, et al. *ApJ*, 2006, 642: 389
- [41] Tagliaferri G, et al. *Nature*, 2005, 436: 985
- [42] Barthelmy S D, et al. *ApJ*, 2005, 635: L133
- [43] Vaughan S, et al. *ApJ*, 2006, 638: 920
- [44] Cusumano G, et al. *ApJ*, 2006, 639: 316
- [45] O'Brien P T, et al. *ApJ*, 2006, 647: 1213
- [46] Zhang B B, Liang E W, Zhang B. *ApJ*, 2007, 666: 1002
- [47] Butler N R, Kocevski D. *ApJ*, 2007, 663: 407
- [48] Starling R L C, et al. *MNRAS*, 2008, 384: 504
- [49] Campana S, et al. *ApJ*, 2005, 625: L23
- [50] De Pasquale M, et al. *MNRAS*, 2006, 365: 1031
- [51] Liang E W, Zhang B B, Zhang B. *ApJ*, 2007, 670: 565
- [52] Willingale R, et al. *ApJ*, 2007, 662: 1093
- [53] Liang E W, Zhang B. *ApJ*, 2005, 633: 611
- [54] Dainotti M G, Willingale R, Capozziello S, et al. *ApJ*, 2010, 722: L215
- [55] Xu M, Huang Y F. *A&A*, arXiv:1103.3978, 2011
- [56] Panaitescu A, Mészáros P, Burrows D, et al. *MNRAS*, 2006, 369: 2059
- [57] Troja E, et al. *ApJ*, 2007, 665: 599
- [58] Kong S W, Wong A Y L, Huang Y F, Cheng K S. *MNRAS*, 2010, 402: 409
- [59] Yamazaki R. *ApJ*, 2009, 690: L118
- [60] Shao L, Dai Z G. *ApJ*, 2007, 660: 1319
- [61] Sari R, Piran T, Narayan R. *ApJ*, 1998, 497: L17
- [62] Chevalier R A, Li Z. *ApJ*, 2000, 536: 195
- [63] Wei D M, Lu T. *A&A*, 2002, 381: 731
- [64] Burrows D N, et al. *Science*, 2005, 309: 1833
- [65] Falcone A D, et al. *ApJ*, 2006, 641: 1010
- [66] Romano P, et al. *A&A*, 2006, 456: 917
- [67] Chincarini G, et al. *ApJ*, 2007, 671: 1903
- [68] Falcone A D, et al. *ApJ*, 2007, 671: 1921
- [69] Campana S, et al. *A&A*, 2006, 454: 113
- [70] Liang E W, et al. *ApJ*, 2009, 707: 328

-
- [71] Jakobsson P, Hjorth J, Fynbo J P U, et al. *ApJ*, 2004, 617: L21
- [72] Rol E, Wijers R, Kouveliotou C, et al. *ApJ*, 2005, 624: 868
- [73] Cenko S B, et al. *ApJ*, 2009, 693: 1484
- [74] Zheng W, Deng J, Wang J. *RAA*, 2009, 9: 1103
- [75] Xin L P, et al. *MNRAS*, 2010, 401: 2005
- [76] Tanvir N R, et al. *MNRAS*, 2008, 388: 1743
- [77] Zhang B, Kobayashi S. *ApJ*, 2005, 628: 315
- [78] Galama T J, et al. *Nature*, 1998, 395: 670
- [79] Hjorth J, et al. *Nature*, 2003, 423: 847
- [80] Cobb B E, Bailyn C D, van Dokkum P G, et al. *ApJ*, 2004, 608: L93
- [81] Campana S, et al. *Nature*, 2006, 442: 1008
- [82] Cobb B E, Bloom J S, Perley D A, et al. *ApJ*, 2010, 718: L150
- [83] Fan Y Z, Zhang B, Xu D, et al. *ApJ*, 2011, 726: 32
- [84] Li Z, Song L M. *ApJ*, 2004, 614: L17
- [85] Wang X, Huang Y F, Kong S W. *A&A*, 2009, 505: 1213
- [86] Frail D A, Kulkarni S R, Nicastro L, et al. *Nature*, 1997, 389: 261
- [87] Ghisellini G, Ghirlanda G, Nava L, et al. *MNRAS*, 2010, 403: 926
- [88] Kumar P, Barniol Duran R. *MNRAS*, 2010, 409: 226
- [89] He H N, Wu X F, Toma K, et al. *ApJ*, 2011, 734: 74
- [90] Liu R Y, Wang X Y. *ApJ*, 2011, 730: 1
- [91] Maxham A, Zhang B B, Zhang B. *MNRAS*, 2011, 415: 77
- [92] Cucchiara A, Levan A J, Fox D B. *ApJ*, 2011, 736: 7
- [93] Savaglio S, Glazebrook K, Le Borgne D. *ApJ*, 2009, 691: 182
- [94] Berger E, et al. *ApJ*, 2007, 665: 102
- [95] Berger E. *ApJ*, 2009, 690: 231
- [96] Christensen L, Hjorth J, Gorosabel J. *A&A*, 2004, 425: 913
- [97] Mannucci F, Salvaterra R, Campisi M A. *MNRAS*, 2011, 415: 439
- [98] Levesque E M, Kewley L J, Larson K L. *AJ*, 2010, 139: 712
- [99] Levesque E M, Kewley L J, Graham J F, et al. *ApJ*, 2010, 712: L26
- [100] Watson D, et al. *ApJ*, 2006, 652: 1011
- [101] Bloom J S, Kulkarni S R, Djorgovski S G. *AJ*, 2002, 123: 1111
- [102] Fong W, Berger E, Fox D B. *ApJ*, 2010, 708: 9
- [103] Bhat P N, Fishman G J, Meegan C A, et al. *Nature*, 1992, 359: 217
- [104] Cavallo G, Rees M J. *MNRAS*, 1978, 183: 359
- [105] Paczynski B. *ApJ*, 1986, 308: L43
- [106] Goodman J. *ApJ*, 1986, 308: L47
- [107] Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314: 575
- [108] Mészáros P, Rees M J. *MNRAS*, 1992, 257: 29
- [109] Rees M J, Mészáros P. *ApJ*, 1994, 430: L93
- [110] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2002, 332: 735
- [111] Xu M, Nagataki S, Huang Y F, Lee S-H. *ApJ*, 2011, accepted
- [112] Mészáros P. *Reports on Progress in Physics*, 2006, 69: 2259
- [113] Rees M J, Mészáros P. *MNRAS*, 1992, 258: 41
- [114] Zhang B. private communication, 2011
- [115] 黄永锋. *南京大学学报*, 1998, 34: 96
- [116] Kong S W, Huang Y F. *Sci China Phys Mech Astron*, 2010, 53(Suppl.1): 94
- [117] Xu M, Nagataki S, Huang Y F. *ApJ*, 2011, 735: 3
- [118] Kumar P, et al. *MNRAS*, 2007, 376: L57
- [119] Xu R X, Dai Z G, Hong B H, Qiao G J. *arXiv:astro-ph/9908262*, 1999

- [120] Ghiselli G, et al. *ApJ*, 2007, 658: L75
- [121] Panaitescu A. *MNRAS*, 2008, 383: 1143
- [122] Genet F, Daigne F, Mochkovitch R. *MNRAS*, 2007, 381: 732
- [123] Uhm Z L, Beloborodov A M. *ApJ*, 2007, 665: L93
- [124] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1999, 309: 513
- [125] Huang Y F, Gou L J, Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2000, 543: 90
- [126] Sedov L I. *Similarity and dimensional methods in mechanics*, Florida: CRC Press, 1969: 17
- [127] Huang Y F, Lu T, Cheng K S. *Nuovo Cim.* 2005, C28: 415 (arXiv:astro-ph/0502555)
- [128] Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *A&A*, 1998, 336: L69
- [129] Huang Y F, Dai Z G, Wei D M, Lu T. *MNRAS*, 1998, 298: 459
- [130] Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *ApJ*, 1999, 520: 634
- [131] 黄永锋, 陆垓. *天文学进展*, 1998, 16: 330
- [132] 黄永锋. *奇异星与 γ 射线暴*, 北京: 高等教育出版社, 2003: 18
- [133] Huang Y F, Cheng K S. *MNRAS*, 2003, 341: 263
- [134] Waxman E. *ApJ*, 1997, 491: L19
- [135] Sari R. *ApJ*, 1997, 489: L37
- [136] Panaitescu A, Mészáros P. *ApJ*, 1998, 493: L31
- [137] Rybicki G B, Lightman A P. *Radiative processes in astrophysics*, Canada: John Wiley, 1979: 32
- [138] Chevalier R A. *ApJ*, 1998, 499: 810
- [139] Kong S, Huang Y, Cheng K, et al. *Science in China Series G: physics, Mechanics & Astronomy*, 2009, 52: 2047
- [140] Panaitescu A. *MNRAS*, 2007, 379: 331
- [141] Gao Y, Dai Z G. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2010, 10: 142
- [142] Xu M, Huang Y F. *A&A*, 2010, 523: A5
- [143] Deng W, Huang Y F, Kong S W. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2010, 10: 1119
- [144] Piran T. *Reviews of Modern Physics*, 2004, 76: 1143
- [145] Rosswog S, et al. *A&A*, 1999, 341: 499
- [146] Rosswog S, Ramirez-Ruiz, E, Davies M B. *MNRAS*, 2003, 345: 1077
- [147] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [148] Mészáros P, Rees M J, Wijers R. *New Astronomy*, 1999, 4: 303
- [149] Usov V V. *Nature*, 1992, 357: 472
- [150] Kluźniak W, Ruderman M. *ApJ*, 1998, 508: L113
- [151] Lu Y, Huang Y F, Zhang S N. *ApJ*, 2008, 684: 1330
- [152] Gao H, Lu Y, Zhang S N. *ApJ*, 2010, 717: 268
- [153] Cheng K S, Harko T, Huang Y F, et al. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009, 9: 007
- [154] Woosley S E. *ApJ*, 1993, 405: 273
- [155] Kawabata K S, et al. *Nature*, 2010, 465: 326
- [156] MacFadyen A I, Woosley S E. *ApJ*, 1999, 524: 262
- [157] Woosley S E, Bloom J S. *ARA&A*, 2006, 44: 507
- [158] Fryer C L, Woosley S E, Heger A. *ApJ*, 2001, 550: 372
- [159] Paczynski B. *ApJ*, 1990, 363: 218
- [160] Eichler D, Livio M, Piran T, et al. *Nature*, 1989, 340: 126
- [161] Nakar E. *Phys. Rep.*, 2007, 442: 166
- [162] Lee W H, Ramirez-Ruiz E. *New Journal of Physics*, 2007, 9: 17
- [163] Cutler C, Thorne K S. arXiv:gr-qc/0204090, 2002
- [164] Shibata M, Kyutoku K, Yamamoto T, et al. *Phys. Rev. D*, 2009, 79: 044030
- [165] Duncan R C, Thompson C. *ApJ*, 1992, 392: L9
- [166] Weber E J, Davis J. *ApJ*, 1967, 148: 217
- [167] Metzger B D, Thompson T A, Quataert E. *ApJ*, 2007, 659: 561

- [168] Dai Z G, Lu T. A&A, 1998, 333: L87
[169] Zhang B, Mészáros P. ApJ, 2001, 552: L35
[170] Dai Z G. ApJ, 2004, 606: 1000
[171] Yu Y W, Dai Z G. A&A, 2007, 470: 119
[172] Yu Y W, Cheng K S, Cao X F. ApJ, 2010, 715: 477
[173] Xu M, Huang Y F, Lu T. Research in Astronomy and Astrophysics, 2009, 9: 1317
[174] Fan Y Z, Xu D. MNRAS, 2006, 372: L19
[175] Rowlinson A, et al. MNRAS, 2010, 409: 531
[176] Dai Z G, Wang X Y, Wu X F, Zhang B. Science, 2006, 311: 1127
[177] Dai Z G, Liang E W, Xu D. ApJ, 2004, 612: L101
[178] Liang E W, Zhang B. ApJ, 2005, 633: 611
[179] Liang N, Wu P, Zhang S N. Phy Rev D, 2010, 81: 3518
[180] Wang X Y, Li Z, Dai Z G, Mészáros P. ApJ, 2009, 698: L98
[181] Fan Y Z. MNRAS, 2009, 397: 1539
[182] Zhang B. Comptes Rendus Physique, 2011, 12: 206

Progresses in the Researches of Gamma-Ray Bursts and their Afterglows

XU Ming¹, HUANG Yong-feng²

(1. Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China; 2. Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract: Gamma-Ray Bursts (GRBs) are short and intense flashes of gamma-rays observed from the sky in random directions. Although discovered as early as in 1967 by *Vela* satellite, GRBs were confirmed to be of cosmological origin through the observation of their afterglows and host galaxies till 1997. In this article, the recent progresses in observations and theories, especially in the *Swift* and *Fermi* eras, are briefly reviewed. The standard fireball model is described first. A detailed description on the origin of afterglows, i.e., synchrotron radiation of relativistic electrons which are accelerated by the shocks from the interaction between the relativistic outflows and surrounding medium, is then presented. The micro physics of shocks and the nonthermal radiation mechanisms is also addressed in detail. In Section 3, the progenitors of different kinds of GRBs are introduced. Finally, a short prospect is given.

Key words: radiation mechanism; gamma-ray bursts; neutron stars; black holes