

γ 射线暴研究概况

黎 卓 戴子高 陆 焱

(南京大学天文学系 南京 210093)

摘 要

γ 射线暴 (简称 γ 暴) 的研究自 1997 年以来由于余辉的发现而有了很大的突破。在此, 对 γ 暴的观测作了简要的概述, 而对 γ 暴的理论进展和存在问题进行了较为全面的评述, 内容包括 γ 暴本身、余辉、能源机制、寄主星系、暴周环境、高能粒子和引力波辐射、宇宙学意义等。

关键词 天体物理学 — γ 射线暴 — 综述 — 相对论 — 辐射机制 — 超新星 — 粒子物理

分类号 P172.3

1 历 史

科学的发现常常存在于意外和偶然之中。上世纪 60 年代末, 美国的军用 Vela 卫星原本是用来监测苏联的核试验, 但是它却频繁地探测到了许多 γ 光子爆发事例, 研究表明这些信号并非来自地面核试验, 也不是来自月球和太阳, 而是来自宇宙空间。1973 年 Klebesadel 等人^[1] 将这一现象报道出来, 并很快得到了苏联 Konus 卫星观测数据的证实^[2]。就这样, 一种神秘的高能现象—— γ 射线暴 (简称 γ 暴) 被意外地发现了。

γ 暴, 简单说, 就是一种宇宙空间中 γ 射线突然增亮的现象, 其持续时间约 0.1~1000 s, 能段主要在 0.1~100 MeV, 典型光子流量是 $0.01\sim 100\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在被发现后的 20 多年里, 虽然不少卫星积累着 γ 暴的探测数据, 但由于只能探测到短短的爆发期间几十秒的信息, 而且基本只有 γ 能段的数据, 所以 γ 暴研究进展缓慢, 就连距离这样的基本观测量也没有确定。在 1990 年以前, 人们普遍相信 γ 暴来自银河系内的中子星, 一个重要原因是上世纪 80 年代有报道声称 Ginga 卫星观测到了 γ 暴的 X 射线光谱中有几十 keV 的回旋吸收线^[3]。围绕中子星, 人们建立起许多能源模型, 例如文献 [4] 和 [5] 等。1991 年, 随着康普顿卫星 (Compton Gamma Ray Observatory) 的发射上天, γ 暴研究有了很大进展。卫星上的爆发与暂现源探测器 (Burst And Transient Source Experiment, BATSE) 记录到了约 3000 个暴, 显示出 γ 暴在方向上呈各向同性分布, 空间上呈远近非均匀分布, 这强烈地意味着 γ 暴是宇宙学起源而不

是银河系内起源(这方面结果参看综述文章 [6] 或者 [7,8])。BATSE 的结果使 γ 暴距离之争更趋激烈^[9,10], 虽然胜利的天平逐渐偏向宇宙学距离, 但是还没有定论。

最激动人心的进展发生在最近的 5 年里。以前 γ 暴的探测只限于爆发期的短暂时间内, 由于定位精度差, 很难找到在低能段的对应体以延长 γ 暴的观测时间。1997 年意大利-荷兰的 X 射线天文卫星 BeppoSAX (Satellite per Astronomia X) 发射上天以后使其成为可能。卫星上的 X 射线宽视场照相机 WFC (Wide Field Cameras) 能精确定位到几个角分, 从而导致了第一个 γ 暴余辉的发现^[11,12]。余辉一般持续几个星期的时间, 能够在光学和射电波段长时间地观测及更精确地定位, 进而测量到红移和证认出寄主星系。 γ 暴余辉的发现最终确认了 γ 暴与遥远的星系和类星体一样是宇宙学起源的(综述参看文献 [13,14])。由于是宇宙学距离, γ 暴必须在瞬间爆发中消耗掉相当于一个太阳的质能, 或者整个银河系在 100 yr 里辐射的能量。 γ 暴中巨大的能量密度将会导致一个极度光学厚的电子对- γ 光子火球的形成, 与观测上的 γ 暴非热谱不相符。为此, Rees 和 Mészáros^[15,16] 提出了一个火球-激波模型, 很好地解释了一些暴的主要性质。这个模型也成功地预言了余辉的行为^[17]。现在 γ 暴的能源机制还不清楚, 但是在辐射机制上火球-激波模型被普遍接受。

近年的研究工作主要在余辉研究上。迄今为止, 已经观测到约 40 多个 X 射线或光学余辉和近 20 个射电余辉, 另有超过 30 个暴证认出它们可能的寄主星系^[13]。在 γ 暴前身星方面的研究也有很大进展。越来越多的余辉观测表明 γ 暴(至少由 BeppoSAX 定位的长时标 γ 暴, > 10 s) 与大质量恒星的死亡相关联: 有的余辉在观测上直接与超新星成协; 有的余辉在晚期(两三个星期)的光变曲线上隆起, 呈现出超新星的光变成分; 有的余辉探测到 Fe 等金属元素的发射线, 或者暴本身光谱上有 Fe 的吸收线, 这表明暴附近环境有超新星抛射物质; 余辉的位置常常与寄主星系的恒星形成区成协; 等等。

仅仅 10 年的时间, γ 暴研究就一跃成为当今天文学中最重要、最活跃的前沿领域之一。1997 年(由于首次 γ 暴余辉的发现)和 1999 年(由于发现 γ 暴与大质量恒星死亡相关联) γ 暴领域两度被美国《Science》杂志评为年度十大科学成就之一。 γ 暴研究的进展主要依赖于观测上的突破, 目前不少新现象仍然被不断发现。将来随着新一代 γ 暴探测卫星的发射上天, 如 2003 年的 Swift 卫星和 2006 年的 GLAST 卫星 (Gamma ray Large Area Space Telescope), γ 暴研究将迎来更激动人心的前景。

2 γ 暴与火球-激波模型

本节先介绍一些 γ 暴的基本观测特性, 然后介绍目前主流的、能对这些特性给出较满意解释的火球-激波模型。

2.1 γ 暴的基本观测特征

(1) 空间分布

图 1 显示了 BATSE 探测到的 2704 个 γ 暴在天球上的位置, 可以看出它们的空间角分布是非常好的各向同性分布, 没有明显的偶极矩和四极矩成分^[18]。图 2 显示的是 γ 暴的亮度分布。如果 γ 暴有恒定的光度, 在欧几里德空间均匀分布, γ 暴应该遵循虚线分布 ($N \propto P^{-3/2}$)。现在观测结果明显偏离, 特别是弱暴明显偏少, 这意味着 γ 暴呈远近不均匀的空间分布。上

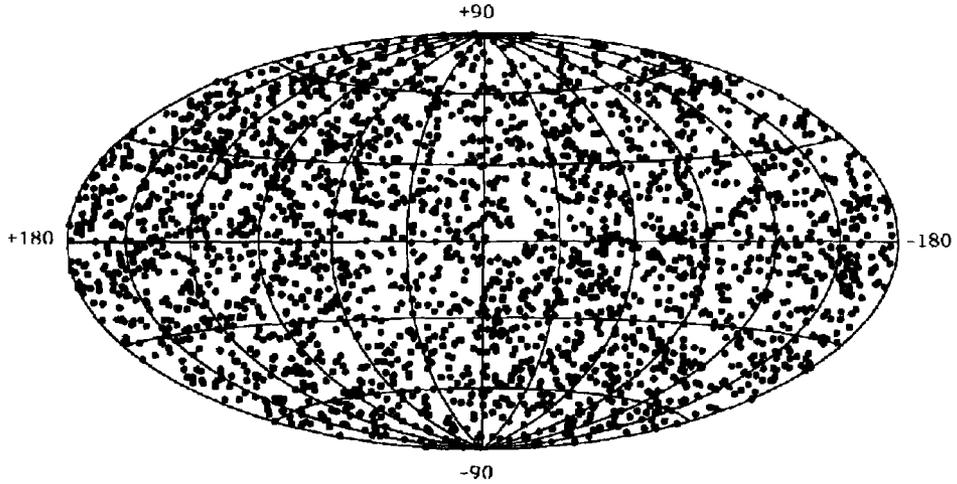


图1 BATSE 记录到的 2704 个 γ 暴在天球上的分布 [19]

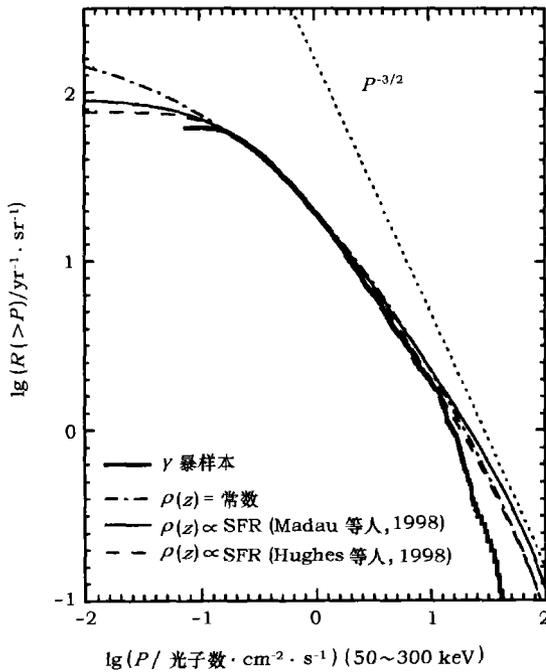


图2 BATSE 所记录的 γ 暴的亮度分布 [20]

横坐标是 γ 暴光子数流量, 纵坐标是大于某流量的 γ 暴计数率。“ $\rho(z) = \text{常数}$ ”表示宇宙中单位体积 γ 暴爆发率为常数; “ $\rho(z) \propto \text{SFR}$ ”表示爆发率与恒星形成率成正比, 其中细实线和虚线分别对应不同恒星形成率的演化模型。

这两个空间分布特性是 BATSE 的两个最惊人的发现, 它趋使人们相信 γ 暴是宇宙学起源的。

(2) 持续时间和时间特性

“典型” γ 暴持续时间是 10 s, 但是观测到的暴的持续时间分布跨越 6 个量级, 从几毫秒到几千秒都有。BATSE 探测到最短的暴是 5 ms, 其中还有 0.2 ms 的光变结构 [21]。目前最长的暴是 GRB 940217, 其 GeV 能段的辐射持续了约 1.5 h [22]。

持续时间分布显示 γ 暴 (至少) 可分为长暴 (> 2 s) 和短暴 (< 2 s) [23]。谱分析发现长暴较软, 短暴较硬 [24], 如图 3 所示。这说明两种暴很可能具有不同的机制。如果分类分析, 这两类暴各自内部硬度比和持续时间之间则不存在相关性 [26,27]。

γ 暴的光变曲线非常多变, 有多峰也有单峰, 有复杂的也有平滑的, 其中往往有很短的快速光变结构 ($\delta t \sim 10$ ms)。图 4(a) 是一个典型的 γ 暴光变曲线。GRB 990123 的快速光变时标在暴的早期和晚

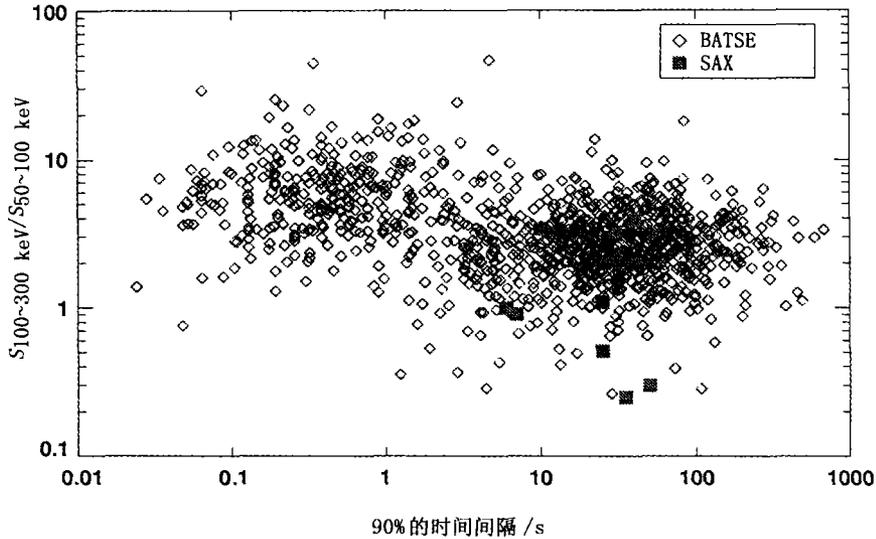


图 3 BATSE (菱形) 4B 数据库中的 γ 暴持续时间 T_{90} (光变曲线中光子计数占 90% 的时间间隔) 与能谱硬度 (能段 100~300 keV 与 50~100 keV 之间的流量比) 的关系 [25]

明显地分两种暴: 短 / 硬暴和长 / 软暴。BeppoSAX (方块) 定位的暴都属于长暴。

期没有变化 [30], 这支持内激波模型 (见 2.2.2 节)。为了检验 γ 暴的宇宙学效应, 人们用各种处理方法对 γ 暴的光变曲线进行时变分析, 结果发现无论长暴还是短暴中, 弱暴 (即距离远) 的时间结构都相对于强暴 (即距离近) 存在时间拉伸效应 [31~33]。这也支持 γ 暴是宇宙学起源的。探测器中不同能道之间光变曲线还存在着时间延迟现象 [34]。

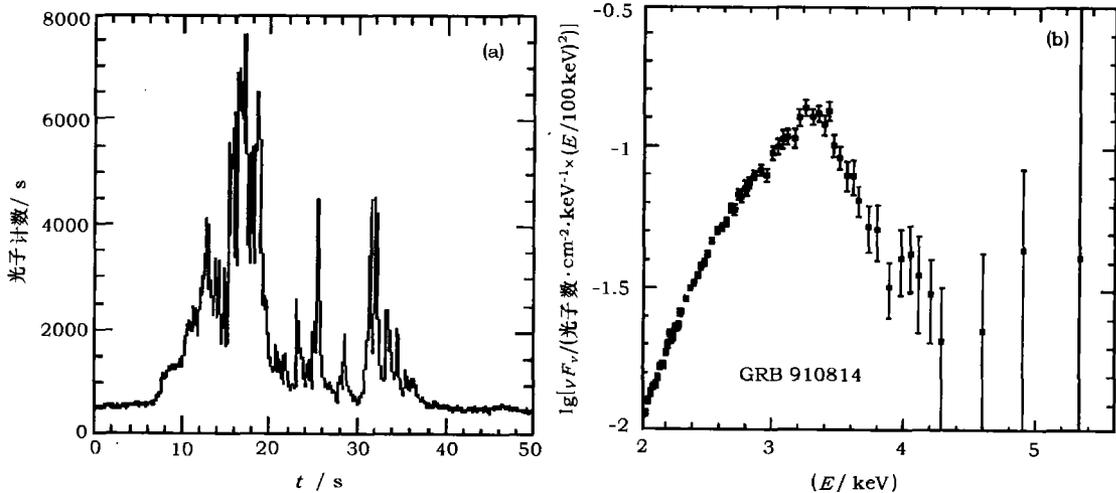


图 4 (a) BATSE 记录到的 γ 暴典型光变曲线 (能段为 0.05~0.5 MeV) [28]

(b) 典型的 γ 暴时间积分能谱 [29]

(3) 能谱特性

γ 暴的能谱是辐射主要集中在几百 keV 能段的非热谱, 以下的 Band 函数^[35]能对 γ 暴光子谱 $N(E)$ 很好地拟合:

$$N(E) = N_0 \begin{cases} AE^\alpha \exp(-E/E_0) & E < E_0, \\ BE^\beta & E > E_0. \end{cases} \quad (1)$$

高能段和低能段分别是两段幂律谱, 在中间 E_0 处平滑地连接。在观测的统计分析上, 几个参数的分布集中在 $\alpha \approx -1 \sim -0.5$ 、 $\beta \approx -2 \sim -3$ 和 $E_0 \approx 0.1 \sim 1$ MeV^[36,37]。

以上结果主要基于 BATSE 的观测, BATSE 主要在 50~300 keV 的能量范围灵敏, 所以不排除有的暴在更低或者更高能段有较强的辐射。康普顿卫星上的高能 γ 射线望远镜 EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) 已经探测到一些暴在极高能 (> 100 MeV) 的辐射, 如 GRB 930131^[38] 和 GRB 940217^[22] 的高能段幂律谱延伸到 GeV 能段。最近 Ginga 和 BeppoSAX 卫星发现一种辐射主要在几十 keV 处的暴, 它被称为“X 射线闪”(见第 8 节)。

在爆发过程中或者光变曲线的单个峰里, 能谱普遍存在由硬到软的演化, E_0 也随时间移向低能端。

2.2 火球 - 激波模型

2.2.1 火球、致密性问题和极端相对论运动

由于测量到了宇宙学红移, 目前知道 γ 暴(至少长暴)是宇宙学距离的, 再由探测到的 γ 暴能流就能估计 γ 暴释放的总能量 $\leq 10^{47}$ J (设为各向同性辐射)。 γ 暴的快变时标 δt 则意味着辐射区的尺度 $R_e \leq c\delta t \approx 100$ km。巨大的能量在很短的时间(数秒)内释放到这么小的尺度里, 无论它的能源机制是什么, 由于 $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$ 的光深非常大, 必将形成一个 e^\pm 和 γ 的火球^[39]。

在这样致密的火球中, 巨大的光深使得任何 ≥ 0.5 MeV 的高能光子都将转化成 e^\pm , 很难自由逃逸出来。但是, 事实上我们观测到 γ 暴主要在 ≥ 0.5 MeV 能段的辐射, 说明火球对高能光子是光学薄的, 这个矛盾就是 γ 暴的“致密性问题”。该问题的解决很自然地导致了极端相对论的引入。假设辐射区是以洛伦兹因子 $\gamma \gg 1$ 极端相对论地向我们运动, 一方面快变时标对辐射区大小的限制变弱了 γ^2 倍, $R_e \leq \gamma^2 c\delta t$; 另一方面在共动参照系中光子能量小了 γ 倍, 只有更少的光子其能量大于产生电子对的阈值。具体地, 如果观测上看到满足 $\sqrt{E_1 E_2} > m_e c^2$ 的光子比例为 f_p , 则共动系中 $f'_p = f_p / \gamma^{2q}$, 其中 q 是 γ 暴高能段的幂律谱谱指数 ($F_\nu \propto \nu^{-q}$)。 $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$ 的光深可以估算为^[40]

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{f'_p \sigma_T F D^2}{R_e^2 m_e c^2} \approx \frac{10^{13}}{\gamma^{4+2q}} f_p \left(\frac{F}{10^{-14} \text{ J/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3 \text{ Gpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta t}{10 \text{ ms}} \right), \quad (2)$$

式中 F 是 γ 暴能流, D 是光学距离, 能谱一般有 $q \approx 1$ 。结果若使高能光子自由逃逸 $\tau_{\gamma\gamma} < 1$, 必须 $\gamma > 10^{13/(4+2q)} \approx 10^2$, 即要求极端相对论运动。

其实对于宇宙学距离的 γ 暴, 由于它能量大和尺度小的特点, 暴源极端相对论膨胀是不可避免的。对于由 e^\pm 和 γ 光子组成的纯火球, 巨大的辐射压使火球极端相对论的膨胀 $\gamma \propto r$, 膨胀到 $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ 时, 光子能量才释放出来^[41,42]。但是这时的能谱表现为准热谱, 而且持续时标

极短(只有 ms 量级), 所以无论谱形还是时标都与观测不符合。事实上很难避免辐射区内没有任何重子污染, 所以纯火球是不太现实的。Shemi 和 Piran^[43] 研究了带有重子物质的非纯火球, 他们发现只要初始能量为 E_0 的火球内掺进极少的重子物质, $M_0 = E_0/\eta c^2$, $\eta \leq 10^5$, 所带入的电子就足以使火球的散射光深 τ_b ($\tau_{\gamma\gamma}$ 随半径增大而指数下降, 在后期一般不重要) 在火球加速膨胀到饱和半径, 即 $\gamma \approx \eta$ 时仍然维持光学厚 $\tau_b > 1$ 。结果火球的内能基本转为极端相对论运动的重子物质定向动能, 大大降低了火球在变为光学薄时 ($\tau = \tau_b + \tau_{\gamma\gamma} \approx 1$) 的辐射效率。这些谱形、时标和效率问题可以由下面的激波模型很好地克服。

2.2.2 内-外激波模型

无论初始能源机制是什么, 宇宙学起源的 γ 暴都将形成火球, 只要夹杂的重子物质满足 $\eta = E_0/M_0 c^2 \simeq 10^2 \approx 10^3$, 其结果都会产生极端相对论的物质外流 $\gamma \simeq \eta$, 带走大部分初始能量 E_0 。Rees 和 Mészáros 提出大部分火球能量以重子的动能形式携带到光学薄的地方以后, 由于激波的产生——外激波^[15] 或者内激波^[44,16], 能量会通过激波加速产生的非热粒子辐射出来。

(1) 外激波

设重子物质总动能 $E_k \simeq E_0$, 洛伦兹因子 $\eta = E_0/M_0 c^2$, 它与外部介质(密度为 n) 的作用将在距离

$$r_{\text{dec}} \approx 10^{17} E_{46}^{1/3} n^{-1/3} \eta_2^{-2/3} \text{ cm} \quad (3)$$

处产生外激波(注意此后一般都习惯用 $Q = 10^x Q_x$ 的表示方式), 时标为

$$t_{\text{dec}} \approx r_{\text{dec}}/(c\gamma^2) \approx 3 \times 10^2 E_{46}^{1/3} n^{-1/3} \eta_2^{-8/3} \text{ s}, \quad (4)$$

这时候在暴源的参照系中, 所扫过的介质物质获得的能量(每个质子为 $\eta^2 m_p c^2$) 与初始能量 E_0 相当。外激波中通过同步辐射^[45,46] 或逆康普顿过程^[47,48] 把定向动能辐射出来, 所产生的辐射谱与 γ 暴的非热谱基本一致。因此外激波模型能克服上一小节提到的谱形、时标和效率问题。但是外激波解释 γ 暴时也存在一个很大问题, 即它只能产生时标长、光变平滑的暴(除非外部介质密度异常不均匀, 呈块状结构, 如文献[49])。对于普遍复杂的 γ 暴光变特征, 可以引入内激波来解释。

(2) 内激波

γ 暴里常见快速光变, 时标可以短到 ms 量级, 这很可能是来自“中心发动机”的短时标活动性。然而, 巨大的光深会抹平这些快速光变, 外部观测者应该观测不到。这个困难可以由内激波模型来克服。发动机随时间变化地释放能量, 产生许多物质壳层, 它们具有不相等的洛伦兹因子。当快壳层赶上前面在稍早的时间喷出的慢壳层时, 相互的碰撞就会产生激波, 称为内激波。设中心发动机持续喷射的时间为 t_w , 平均物质光度 $L_0 = E_0/t_w$, 并有平均物质外流 \dot{M}_0 , 物质流的平均洛伦兹因子 $\gamma \approx \eta = L_0/\dot{M}_0$ 。若洛伦兹因子变化幅度 $\Delta\gamma \approx \gamma \approx \eta$, 变化时标 $t_{\text{var}} \ll t_w$, 则产生内激波的半径(即壳层相碰的半径)一般都在光球半径 r_{ph} (即火球变为光学薄的地方)以外,

$$\begin{aligned} r_{\text{dis}} &\approx ct_{\text{var}}\eta^2 \approx 3 \times 10^{14} t_{\text{var}}\eta_2^2 \text{ cm}, \\ r_{\text{ph}} &\approx \dot{M}_0 \sigma_T / (4\pi m_p c \eta^2) \approx 10^{11} L_{43} \eta_2^{-3} \text{ cm}. \end{aligned} \quad (5)$$

可见若 $t_{\text{var}} \approx 10^{-3}$ s 或更长时, 内激波就会发生在光学薄 ($r_{\text{dis}} > r_{\text{ph}}$) 的地方, 产生非热辐射和复杂快变的光变特征。

现在一般认为相对论物质流中, 先产生内激波, 随后继续膨胀与外部介质作用产生外激波, 前者产生瞬时的 γ 暴, 后者更多用来解释余辉 (见第 3 节), 示意图如图 5。 γ 暴的外激波由正、反两个激波组成: 正激波扫过外部介质, 反向激波扫入火球物质。内激波也由正、反向激波组成。这些激波一般都认为是非碰撞的, 激波后的粒子获得一个相当于激波的洛伦兹因子。而电子能量如果达到均分的话, 平均单个电子的洛伦兹因子约是激波洛伦兹因子的 m_p/m_e 倍。由于激波加速^[50], 电子还能加速到更高能量上, 获得一个幂律的电子分布 $N(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$, $p \approx 2 \sim 3$ 。激波中存在磁场, 电子将通过同步辐射 - 逆康普顿辐射产生幂律辐射谱。

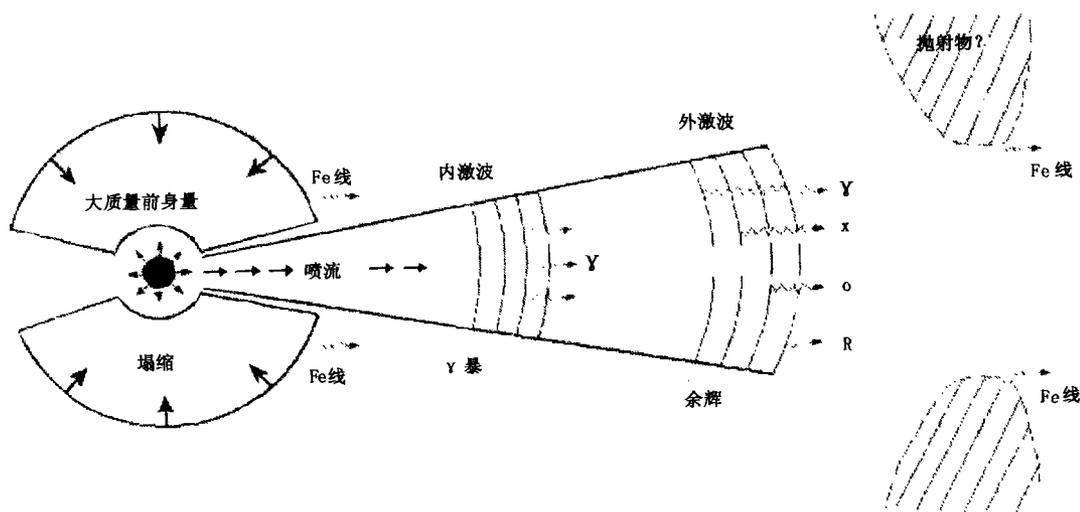


图 5 火球 - 激波模型示意图^[28]

值得指出的是, 相对论外流除了是上面讨论的以重子物质为主外, 也可以是以磁场能量为主, 或者称为波印廷外流。目前许多 γ 暴能源模型是通过电动力学过程提取能量的, 结果都产生波印廷外流。这种情况下, 波印廷外流的作用与以物质为主的重子外流一样 —— 作为能量携带者把初始火球能量运输到光学薄的尺度上, 然后通过局域和全局的磁流体不稳定性释放磁能, 产生 γ 暴, 从而克服 γ 暴的能谱、时标和效率等问题。波印廷外流中的非均匀性也能产生 γ 暴复杂光变。这方面的探讨参看文献 [51~56] 等。

3 余辉与冲击波模型

BeppoSAX 卫星是 1996 年 4 月发射的, 得益于它对 γ 暴精确到几个角分的定位, γ 暴研究跨进了一个全新的时代。一方面, 在 WFC 定位后, BeppoSAX 上的另一个仪器 —— 窄视场仪 NFI (Narrow Field Instrument) 快速地在数小时后指向该方向观测, 致使一种新

的 X 射线变源—— γ 暴的 X 射线余辉被发现。另一方面, 定位得到的坐标通过 γ 暴坐标网 GCN (Gamma ray burst Coordinates Network) 快速公布, 使得地面望远镜跟上观测随即又发现了在光学、红外和射电等长波段的余辉辐射。余辉持续时间相比 γ 暴本身要长很多, 例如射电余辉可以持续观测几年, 从而使得信息量大大增加。红移的测量和寄主星系的证认最终确认 γ 暴是宇宙学距离的。目前关于 γ 暴的研究, 无论观测还是理论都主要集中在余辉研究上, 它比 γ 暴本身的研究要成熟得多。本节先简单介绍余辉的特征 (可参看文献 [14, 13]), 然后介绍目前已经建立起来的一个标准余辉模型——冲击波模型 (可详见文献 [40,57,28,58])。

3.1 余辉的基本观测特征

(1) X 射线余辉

一般在 γ 暴触发后 6~8 h, NFI 的跟上观测基本都能探测到一个 X 射线变源, 其初始流量 $\geq 10^{-20} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, 并以幂律关系衰减 $F_X(t) \propto t^{-1} - t^{-1.5}$ 。能谱明显比 γ 暴本身要软, 用幂律 $F(E) \propto E^{-\beta}$ 拟合时, 有 $\beta \approx 1$ 。但是在低能端有较严重的吸收, 柱密度要求 $10^{22} \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 。如果吸收源自寄主星系本身则意味着 γ 暴产生在致密的环境中, 如巨分子云 [59]。

GRB 970228 的 X 射线余辉的幂律光变曲线延伸到早期与暴本身的 X 射线光变平滑连接, 表明瞬时爆发与余辉的开始是相连的 [11]。一些迹象表明在 γ 暴后期存在软 γ 尾巴, 可能是早期的高能段余辉辐射 [60~62]。如图 6 所示, GRB 980923 的光变曲线在后期是一个以指数 -1.81 幂律下降、持续 400 s 左右的尾巴, 而且光谱也与前期不同, 光谱演化类似于低能段的余辉演化。

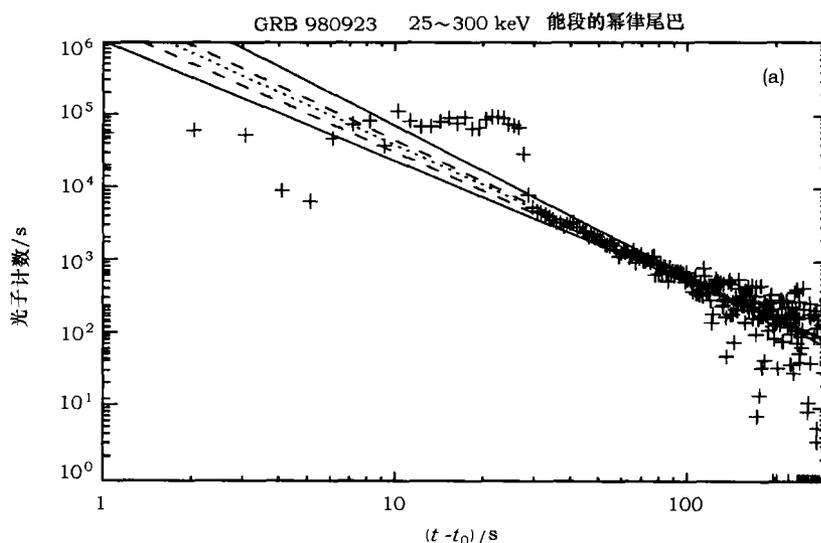


图 6 (a) GRB 980923 的光变曲线在后期表现为幂律下降的尾巴 [61]

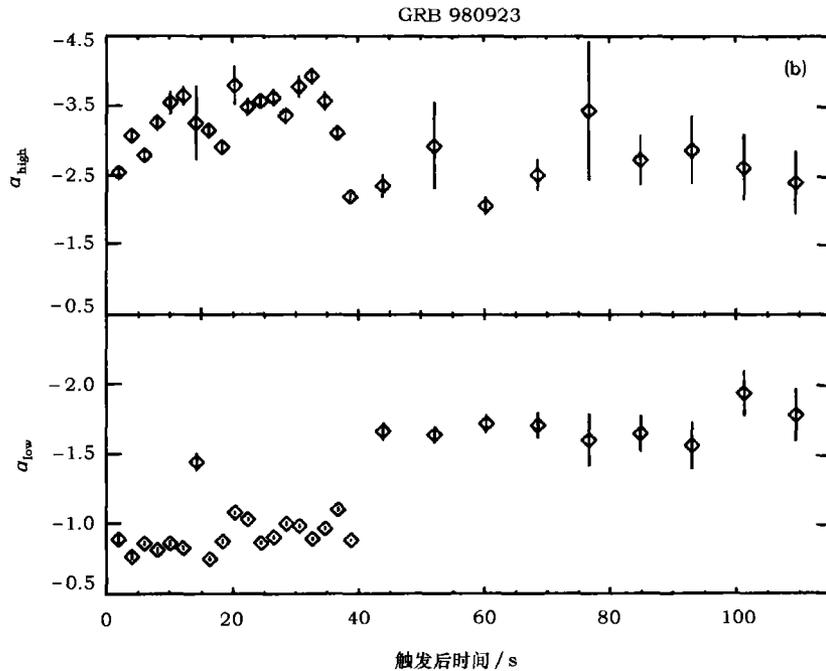


图 6 (b) 高、低能段能谱的幂率指数在 40 s 前后出现突变^[61]

(2) 光学余辉

有较好定位的暴中将近一半在暴后几小时或者一天内能探测到光学余辉，其流量随时间呈幂律衰减 $F_{\nu}(t) \propto t^{-0.8} \sim t^{-2.3}$ (见图 7)，且通常在 1 d 左右亮度达 19~21 mag。光谱在经过银河系内消光校正后，仍有过剩红化，这来自暴本身寄主星系或者星系际介质的消光^[64]。

GRB 990123 是至今唯一观测到在 γ 暴进行当中有光学辐射的暴，它在 47 s 时光学亮度达到 8.9 mag，其后很快衰减，被称为“光学闪”^[65]。

光学余辉基本上是幂律衰减的，但是也呈现出一些多样性：衰减有快有慢；有的光变曲线存在拐折，后期变陡；有的突然隆起增亮(如 GRB 970508 和 021004)；有的光变曲线不平滑，存在小幅度抖动(如 GRB 000301c 和 021004)；值得注意的是，有几个余辉在后期似乎显示出超新星的成分(见 6.1 节)。

(3) 射电余辉

不同于 X 射线和光学余辉在观测上一致随时间下降的趋势，射电余辉往往先随时间上升而后再下降。有的射电余辉一开始呈现大幅度的涨落，例如 GRB 970508 (图 8)，到大约一个月后涨落才渐渐停止，表现为类似于 X 射线和光学余辉的幂律下降^[68]。Goodman^[69]已经预言银河系内的星际物质对射电余辉进行折射或者反射会导致射电闪烁。当余辉辐射区的尺度膨胀增大，对观测者的视张角也就变大，闪烁逐渐消失。因为已经测量到红移，所以可以推断 GRB 970508 的余辉尺度在一个月左右膨胀到 $\approx 10^{17}$ cm，意味着火球以相对论速度膨胀。这是一个 γ 暴存在相对论运动的直接证据^[67]。

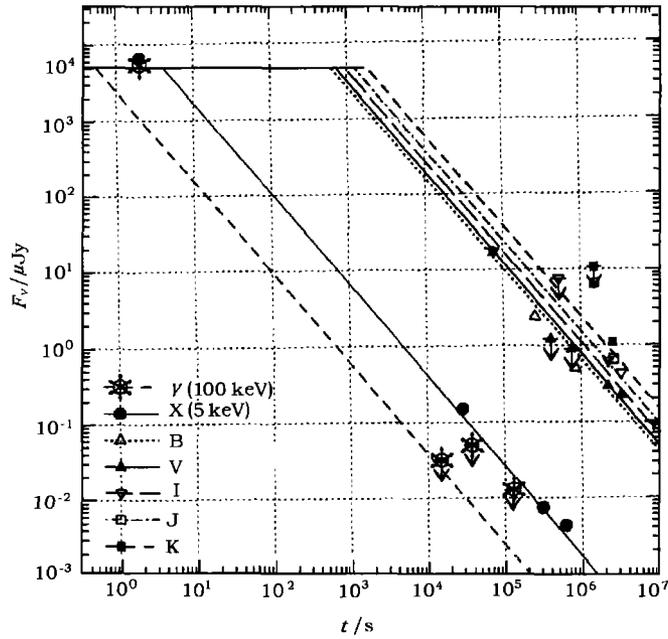


图 7 GRB 970228 的多波段余辉光变曲线与标准模型比较 [63]

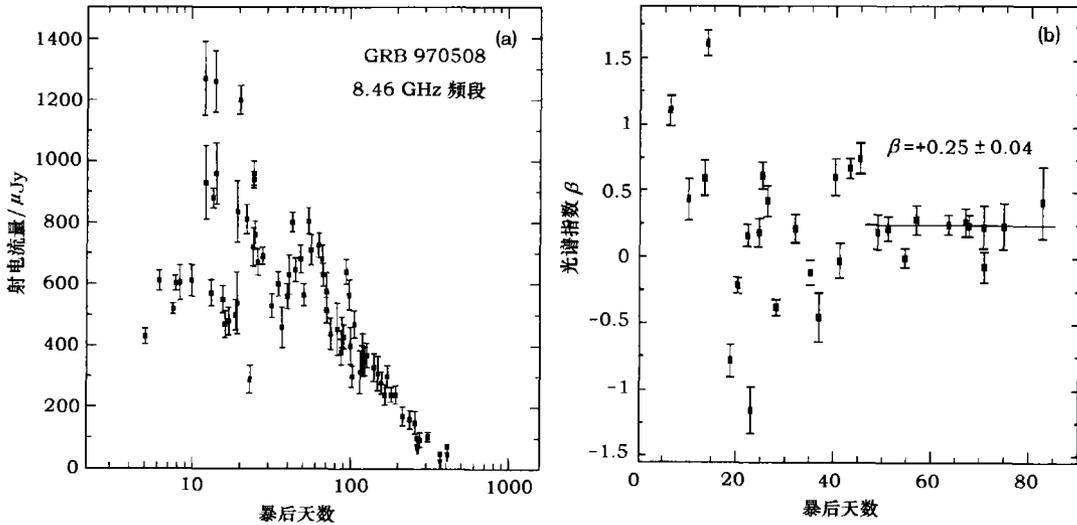


图 8 (a) GRB 970508 射电余辉的光变曲线 [66]

约 1 个月前有剧烈的闪烁现象, 后期闪烁消失。

(b) 谱指数的时间演化 [67]

同样显示出前期的大幅度涨落, 后期谱指数趋于一个常数。

3.2 冲击波模型

火球在 γ 暴发以后继续膨胀, 与外部介质作用逐渐减速, 这个过程中不可避免地将产生余辉的辐射。事实上早在余辉发现以前就已经有这样的理论预言^[70,46,17,71], 余辉的观测使理论得到证实。

3.2.1 激波关系式和动力学演化

火球膨胀产生的相对论激波扫过外部介质, 假设外部介质是冷的, 即介质能量密度 $e = nm_p c^2$ (n 是粒子数密度), 则联系激波前后物理量的激波关系式为^[72]

$$n' = 4\gamma n, \quad e' = 4\gamma^2 nm_p c^2, \quad \gamma = \Gamma/\sqrt{2}, \quad (6)$$

其中 n' 和 e' 分别是激波后流体共动系中的粒子数密度和能量密度, γ 和 Γ 分别是激波后流体和激波本身在暴源系中的洛伦兹因子。注意上式只适用于极端相对论激波, $\Gamma \gg 1$ 。与非相对论激波不同, 相对论激波中能量和动量都集中在激波前沿的后面一厚度为 r/Γ^2 的薄层里。每个介质中的重子在穿过激波后获得 $e'/n' = \gamma m_p c^2$ 的无规动能 (在共动系中)。

考虑一个瞬时注入能量的火球, 且忽略相对论反向激波的产生。在减速半径 ((3) 式) 处火球开始明显减速, 由滑行阶段进入自相似减速阶段^[72,73]。在绝热近似下, 即忽略能量的辐射损失, 激波总能量随时间不变, 且恒等于初始火球能量, 这时激波动力学决定于下式^[72,73]:

$$\sigma \frac{4}{3} \pi r^3 nm_p c^2 \gamma^2 \beta^2 = E_0, \quad (7)$$

其中 $\sigma \approx 1$ 。结合相对论标度关系 $r \approx \gamma^2 ct$ (t 是观测者时间) 有

$$\gamma \propto r^{-3/2} \propto t^{-3/8}, \quad r \propto t^{1/4}. \quad (8)$$

当扫过的介质物质 $M_{sw} \simeq E_0/c^2$ 时火球进入非相对论阶段 $\gamma \approx 1$, 由 (7) 式得 $\beta \propto r^{-3/2} \propto t^{-3/5}$, $r \propto \beta t \propto t^{2/5}$, 这正是非相对论激波的 Sedov-Taylor 解。值得注意的是, 早期余辉, 即暴后数小时的冲击波可能是非绝热的^[74,75], 为此 Huang 等人^[76] 建立了一个统一动力学公式:

$$\frac{d\gamma}{d\ln m} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M_0 + \epsilon m + 2(1 - \epsilon)\gamma m}, \quad (9)$$

其中 M_0 和 m 分别是初始火球和扫过介质的质量, ϵ 是激波辐射效率, 即激波产生的无规动能被辐射掉的比例。这个式子能很好地统一描述从辐射到绝热状态, 从相对论到非相对论阶段的余辉动力学演化过程。

3.2.2 光变曲线和能谱

Mészáros 和 Rees^[17] 首次同时考虑冲击波动力学和激波加速粒子, 系统计算和预言了多波段余辉的演化。激波辐射主要考虑同步辐射机制, 辐射的特征频率 $\nu_m \propto \gamma B' \gamma_{e,\min}^2$, 其中共动系中的磁场 B' 和最小电子洛伦兹因子 $\gamma_{e,\min}$ 都可能正比于 γ 。当 γ 以 (8) 式衰减时, 特征频率也以 $t^{-3/2}$ 移向低能端, 顺次产生 X、光学和射电余辉。单个电子的辐射功率 (共动系) $P' \propto \gamma_{e,\min}^2 B'^2$, 总电子数 $N_e \propto r^3$, 峰值流量 $F_{\max} \propto N_e \gamma^2 P' / \nu_m \propto \gamma^2 r^3 = \text{常数}$ 。设 β 为能谱的幂律谱指数 ($F_\nu \propto \nu^{-\beta}$), 则某固定频率 ν 上的流量 $F_\nu = F_{\max} (\nu/\nu_m)^{-\beta}$, 总的有

$$F_\nu \propto \nu^{-\beta} t^{-(3/2)\beta}, \quad \nu_m \propto t^{-3/2}. \quad (10)$$

这就是标准的余辉模型。如图 7 所示, 这样一个简单模型能大体描述出余辉的性质 [63]。

在更仔细的描述中, 余辉的同步辐射谱是有 3 个截断频率的分段幂律谱。这 3 个截断频率分别是自吸收频率 ν_a (低于 ν_a 的光子将受到严重的同步自吸收)、特征频率 ν_m 和冷却频率 ν_c (对应于冷却时标与动力学时标相等的电子), 能谱表示为 [74]

$$F_\nu \propto \begin{cases} \nu^2 & \nu < \nu_a; \\ \nu^{1/3} & \nu_a < \nu < \min(\nu_m, \nu_c); \\ \nu^{-(p-1)/2} & \nu_m < \nu < \nu_c \quad (\text{或者 } \nu^{-1/2} \quad \nu_c < \nu < \nu_m); \\ \nu^{-p/2} & \nu > \max(\nu_m, \nu_c). \end{cases} \quad (11)$$

其中 p 是激波加速后电子的谱指数 ($N_e(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$, $\gamma_e > \gamma_{e,\min}$), 一般 $p \approx 2 \sim 3$ [50]。图 9 中, (a) 图显示的是余辉同步辐射谱的理论模型, (b) 图显示的是 GRB 970508 的余辉能谱, 与理论符合得很好, 证实了余辉中的同步辐射机制。

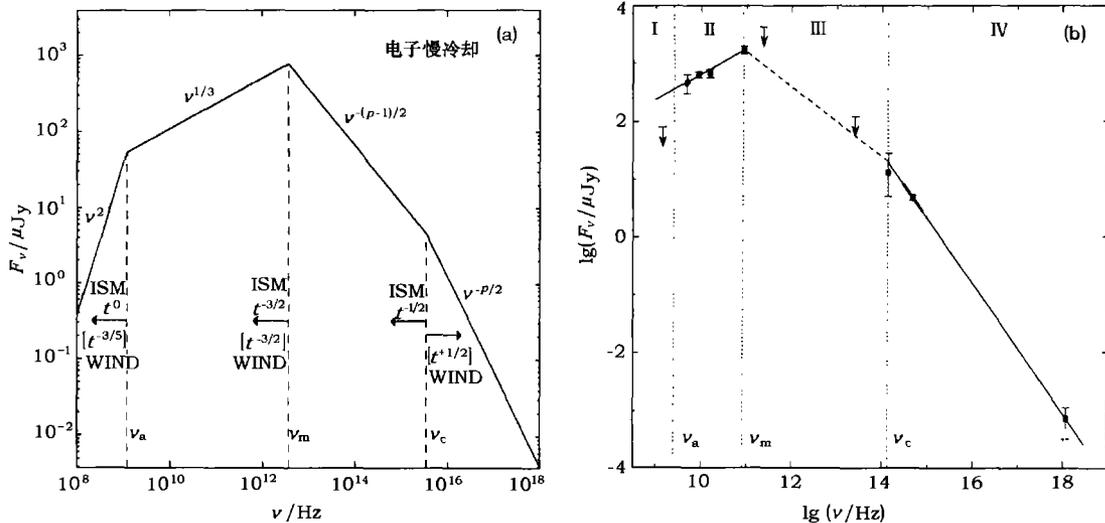


图 9 (a) 余辉光谱的理论谱形 [25]

图中标出了各截断频率随时间的幂律演化关系, ISM 指均匀星际介质, WIND 指星风环境。

(b) GRB 970508 在暴后 12.1 d 从射电到 X 射线的余辉光谱 [77]

1997 年至 1998 年之间, 由此标准模型对余辉观测进行拟合, 得到了一些模型的参数值, 包括总能量 E_0 , 电子、磁场均分因子 (即电子和磁场能量分别占总能量的比例) ϵ_e 和 ϵ_B , 介质密度 n 等。典型值 $E_0 \approx 10^{45} \sim 10^{47}$ J (各向同性), $\epsilon_e \approx 0.1 \sim 0.5$, $\epsilon_B \approx 10^{-2}$, $n \approx 10^{-2} \sim 10$ cm^{-3} 。

4 标准余辉模型的发展

前面介绍的标准模型中有几个假定: 外部介质是均匀分布的; 火球是各向同性的; 只考虑同步辐射机制; 火球是极端相对论的; 火球能量是瞬时注入的; 激波参数 (p 、 ϵ_e 、 ϵ_B 等) 是

不随时间变化的常数；只考虑正向激波辐射；等等。标准模型在描述余辉性质时，大体上是成功的，但是随着观测的增多、研究的深入，需要对它进行发展。

4.1 环境效应：星风环境、致密介质和脉冲星星风泡

γ 暴外部环境如果非均匀分布，比如 $n \propto r^{-d}$ ，由能量守恒（绝热）可得 $\gamma^2 r^{3-d} \approx$ 常数，这会使余辉光变曲线下落得更快^[78]。Dai 和 Lu^[79] 在拟合 GRB 970616 的 X 射线余辉时发现 $d \approx 2$ ，对应于恒星星风环境。Chevalier 和 Li^[80,81] 更系统地建立了星风模型，指出 γ 暴的前身星可能是大质量的 Wolf-Rayet 星，它喷发的星风形成了余辉的外部环境。星风模型能解释一些快速变暗的余辉，但是更多的余辉与均匀介质更吻合^[82]。

如果 γ 暴前身星是大质量恒星，其环境也很可能是致密介质。Dai 和 Lu^[83,84] 指出冲击波在致密介质 ($n \approx 10^4 \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) 中很快由相对论运动转变为非相对论运动，这个过程中光变曲线产生拐折，衰减得更快。用此模型能解释 GRB 990123 的 R 波段光变拐折现象，从而支持大质量恒星作为前身星的观点。这种拐折解释和集束效应（见 4.3 节）已成为目前两种光变拐折现象的主要解释。Wang 等人^[85] 研究表明，致密介质模型能够拟合 GRB 980519 的射电余辉。暴周环境可能存在密度突变，比如物质成团，或者恒星星风与星际介质的作用产生密度突变，又或者暴周是超新星抛射物。Dai 和 Lu^[86] 仔细研究了余辉冲击波撞上密度突增区域的激波动力学过程和光变突变特征。

现在有一种能源模型认为在 γ 暴之前先爆发一个超新星，此观点也得到一些 X 射线特征的观测支持（见 6.1 节）。这样，在超新星抛射物内部会形成一个脉冲星星风泡（Pulsar-Wind Bubble），以作为余辉冲击波的环境。星风泡内本身带有丰富的热电子对和一定的磁场，很自然在激波过后能产生余辉观测所要求的比较大的电子和磁场能量比例^[87]。这种环境的余辉辐射有不同的特征^[88~90]。

4.2 持续能量注入

γ 暴可能不是简单的瞬时爆发，而是一个持续的能量注入过程。例如，能量和质量的注入（在 γ 暴持续时间 $t_w \approx$ 几十秒内）遵循简单方式 $M(> \gamma) \propto \gamma^{-s}$, $E(> \gamma) \propto \gamma^{1-s}$ ，更多能量在晚期以小的洛伦兹因子注入，从而大大改变余辉的时间特性。这时火球的动力学演化为 $\gamma \propto r^{-(3-d)/(1+s)}$ ，在较长的余辉阶段里冲击波持续获得能量补充^[84,91~93,95]。能量注入除了以上的物质形式，也可能以电磁波形式注入，如 Dai 和 Lu^[94,96] 提出 γ 暴后中心留下一个强磁场毫秒脉冲星，偶极辐射出来的电磁波能量注入到前面余辉冲击波中。开始的时候能量注入可忽略，当注入的能量占主导地位以后余辉变平或者上升，最后偶极辐射衰减，余辉回复到原先的幂律下降。这个模型能解释一些余辉中上升（或变平）再下降的现象。GRB 000301c 在 R 波段显示有 3 个光变拐折，晚期是以斜率 $\alpha = -3.0$ 快速地下降，这个特殊的余辉能通过假设更复杂的能量注入和致密的环境来很好地解释^[97]。

4.3 集束效应与喷流

γ 暴不会完全各向同性地爆发，但是究竟是否只有很小的张角——集束的喷流，这是一个 γ 暴研究的热点问题。如果张角为 θ_j 的喷流朝着我们相对论运动，只要开始的时候 $\gamma > \theta_j^{-1}$ ，各向同性假设仍然成立，原因是 (1) 由于相对论效应，我们只能看到喷流在偏离视线方向 $1/\gamma < \theta_j$ 角度以内的辐射，感受不到它的边缘；(2) 即使喷流在侧向以声速 $c_s \approx c$ 膨胀，由于开始的时候不明显，不影响激波动力学，仍以 $\gamma \propto r^{-3/2}$ 演化。当喷流减速到 $\gamma < \theta_j^{-1}$ 以后，我们就能

看到喷流的边缘, 这时光变曲线会有 $\Delta\alpha = 3/4$ 的斜率变化 ($F_\nu \propto t^{-\alpha}$); 另外, 侧向膨胀也开始变得明显, γ 随着 r 增大而指数下降, 导致更陡的光变曲线, $F_\nu \propto t^{-p}$ [98,99] (对于 $p > 2$ 的电子分布情形, Dai 和 Cheng [100] 则研究了 $1 < p < 2$ 的情形)。

相当多的光学余辉存在幂律下降变陡的现象, 时间一般在 0.5~5 d 的范围。另外一些一直下降比较陡的余辉则被认为转折发生在开始观测前。目前喷流集束效应的最有力证据来自 GRB 990510, 它的光学数据从 U 到 K 波段显示出各波段具有相同的衰减斜率和相同的转折时间。它的 X 射线观测也显示了转折的存在 [101]。图 10 是喷流模型的数值模拟结果与该暴多波段观测的比较。GRB 990510 的余辉还被测到有一定的线偏振度 [102,103], 这也是支持喷流存在的证据, 因为喷流的对称轴与视线总有一定夹角 (不可能完全吻合), 这种非对称性会带来余辉的偏振度 [104,105]。

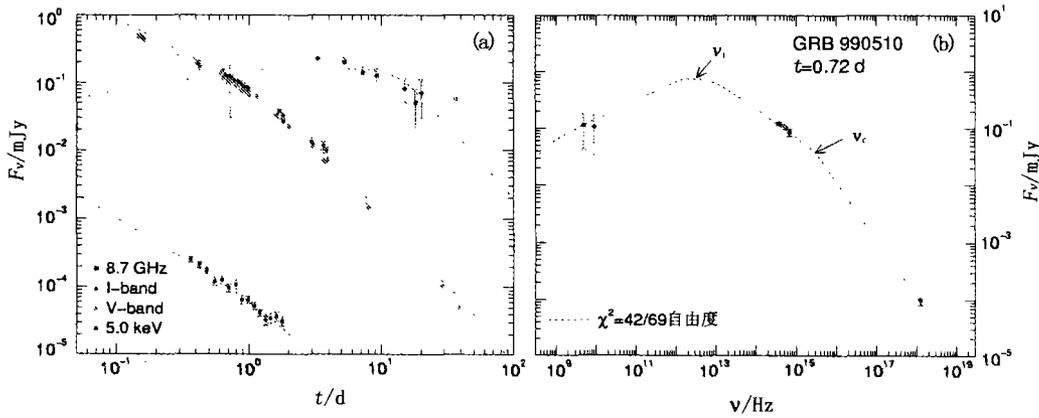


图 10 GRB 990510 余辉的光变曲线 (a) 和 0.72 d 的光谱 (b) 分别与喷流模型比较 [107]

光学波段的光变转折是由于集束效应产生的。

观测上 γ 暴各向同性能量的分布跨越几个量级, $E_{\gamma, \text{iso}} \approx 10^{44} \sim 10^{47}$ J, 但是 Frail 等人 [106] 考虑集束效应, 通过观测定的转折时间 t_j 与初始张角 θ_j 的理论关系给出初始张角大小, 进而得到集束修正后的 γ 暴能量 $E_{\gamma, j} = (\theta_j^2/2)E_{\gamma, \text{iso}}$, 其分布弥散只有一个量级, 平均值 $E_{\gamma, j} \approx 3 \times 10^{43}$ J, 比各向同性的能量小得多。Panaitescu 和 Kumar [107,82] 对多个余辉的喷流模型拟合, 也给出了一个类似的“标准” γ 暴能量。这是非常有趣的结果, 因为它意味着 γ 暴是标准烛光, 而且能量小于典型超新星的能量 ($\approx 10^{44}$ J), 远比预想值小。

应该指出, 目前也有一些观测不支持小张角喷流的存在。首先, Ghisellini 等人 [108] 指出, 一些 X 射线余辉中发现发射线, 如 Fe 线等, 其能量达 10^{42} J, 这要求照射在谱线发射物质上的辐射能量 $> 10^{44}$ J, 与上述结果矛盾。其次, 对于集束模型视线偏离喷流轴向的 γ 暴应该数量更多, 这时虽然看不到 γ 暴, 但是可能看到所谓的“孤儿余辉”。而事实上目前没有一个“孤儿余辉”被发现, 这对喷流的存在是个限制。另外, “孤儿余辉”一旦被发现也并不能简单作为喷流存在的证据——Huang 等人 [109] 指出很可能存在更多的条件不太苛刻的“脏火球 (Dirty fireball)”, 它们不能加速到 100~1000 的洛伦兹因子, 所以不能产生 γ 暴, 但是却能产生类似余辉的辐射。

另外值得注意的是, 喷流是否产生明显拐折也不能确定, 不少分析解或者数值计算都显示出光变曲线变陡比较缓慢, 拐折的时间跨度达到几个数量级^[99,110~115]。Wei 和 Lu^[112,113]的分析表明, 只有张角极其小 ($\theta_j < 0.1$) 的时候才能产生明显的拐折。Huang 等人^[114,115]的详尽数值计算显示, 明显的拐折是后期由相对论到非相对论阶段的过渡, 而不是边缘效应或侧向膨胀效应的结果。他们还指出, 跨相对论阶段快速衰减的余辉 (时间指数 $\alpha \geq 2.1$) 可以作为喷流存在的证据^[116]。Dai 等人^[117]认为侧向膨胀喷流的边缘辐射会受到尘埃消光, 这会导致拐折的程度更明显。Gou 等人^[118]首次计算了星风环境的喷流余辉, 发现直到进入非相对论阶段其光变也没有明显变陡。Li 等人^[119]考虑了喷流在辐射阶段侧向膨胀就开始有显著的辐射拐折的情形, 指出这时光变变陡不明显; 他们还考虑了电子以逆康普顿冷却为主的情形, 发现这时拐折前后的光变曲线变陡不明显。

喷流模型的进一步发展, 更有人提出在喷流内能量 (或者洛伦兹因子) 随角度有分布, 如 $E(\theta) \propto \theta^{-k}$ ^[78]。Dai 和 Gou^[120]首次数值计算了这种情形下视线正对喷流轴向的余辉行为。如果视线不完全正对轴线, 这种喷流余辉出现拐折的时间与视线偏离角度 θ_v 有关^[121,122], 这相比均匀喷流模型 ($k = 0$) 用不同张角大小解释不同暴的拐折时间从理论上显得更完善。Cheng 等人^[123]还研究了柱状 (非锥状) 喷流的余辉行为。

4.4 瞬时闪与反向激波辐射

火球与介质的作用不但产生正向激波扫过外部介质, 还会形成一个反向激波扫入火球物质, 加热火球物质并产生瞬时的辐射, 其时标相当于 γ 暴的持续时间。反向激波一般是中等相对论的, 它产生的辐射主要在低能段, 比如光学波段^[124]。GRB 990123 在 高能段的爆发仍未结束就被探测到极强的光学闪 ($m_v \approx 9$)^[65], 这虽然不排除来自内激波辐射的可能 (如文献^[127,126]), 但是可以由反向激波辐射来更好地解释^[125,126]。需要注意的是, 光学闪现象非常罕见, 因为在寻找早期光学闪的众多努力中, 只探测到 GRB 990123 这一个^[128~130]。Li 等人^[131]提出在 γ 暴爆发期间, 火球中产生的大量电子对被带进反向激波, 使得反向激波的瞬时辐射移向更低能段, 如红外。

4.5 辐射机制、电子对和中子成分的影响

除了同步辐射过程, 逆康普顿辐射在余辉中也可能很重要。当激波中辐射能量密度比磁场能量密度大时, 电子冷却将以逆康普顿辐射为主。另外在余辉的高能端, 逆康普顿成分可能占主导地位。它可能是产生 γ 暴中 GeV 能段辐射的主要机制^[132~134,136]。在余辉研究的早期, Wei 和 Lu^[135]就考虑了逆康普顿辐射对余辉的影响, 指出它可以导致余辉光变曲线中的鼓包。更仔细的计算来自文献^[137~140]。观测上, 只要数据比较详尽, 几乎都能看到几天后 X 波段逆康普顿辐射导致的鼓包成分 (如 GRB 000926^[141] 和 980329^[142]), 如图 11 所示。Li 等人^[119]考虑喷流中的逆康普顿辐射对电子冷却的影响, 推导出拐折前后光变曲线的斜率变化。

当成束的 γ 暴光子经过外部介质时, 部分被散射后与原来成束的光子相碰, 导致电子对在介质中的产生^[143]。新产生的电子对加大了介质的散射光深, 因而有更多的光子被散射产生更多的电子对, 这是个级联过程。电子对若跟介质相耦合, 外部介质还将由于辐射压获得加速^[144,145]。这种电子对效应特别会影响暴源邻近 $\approx 10^{15} E_{\gamma,45}^{1/2}$ cm 以内的介质环境, 所以影响极早期的余辉辐射^[146,147]。当冲击波扫过富含电子对的区域时, 将产生一个较低能段的闪耀。这可以作为 GRB 990123 光学闪的另一种解释。

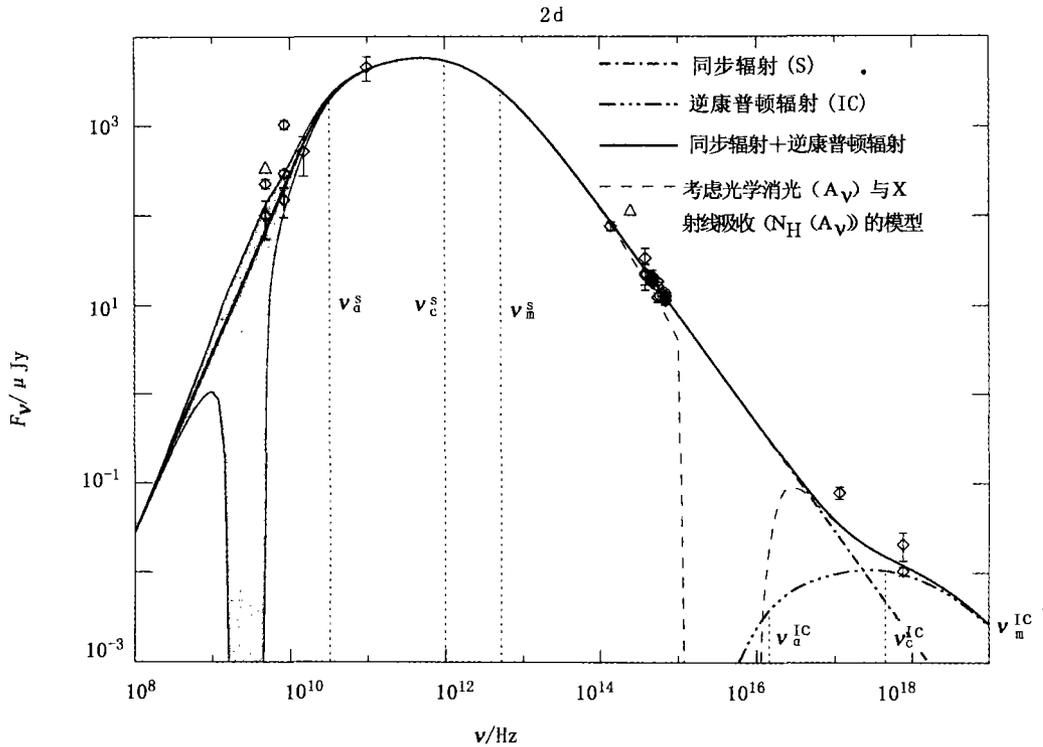


图 11 GRB 000926 在暴后 2 d 的余辉光谱^[141]

X 射线的过剩是源自逆康普顿散射的贡献。

标准模型中没有考虑中子成分, 考虑初始火球中的中子成分将会对火球的动力学演化和余辉的环境产生影响^[148,149]。如果 γ 暴中的极端相对论运动来自于初始火球中的巨大光压对重子物质的推动, 逐渐把辐射能量转化为重子物质的定向动能, 那么在这个过程中重子物质的中子成分由于只跟质子有强相互作用, 容易与质子退耦并脱离火球。分两种情况: (1) 中子质子退耦发生在饱和半径 $r_1 = r_0\eta$ 之内 (r_0 为初始火球尺度), 剩下的火球能量继续加速质子成分到更大洛伦兹因子 (由此可能解决重子污染问题^[150])。在余辉阶段质子激波逐渐减速, 自由衰变成质子的中子成分赶上来作为一种能量注入^[151]。(2) 退耦时中子、质子都已经达到相同的饱和洛伦兹因子 $\simeq \eta$ 。质子成分与外部介质作用而减速, 中子成分则脱离开继续滑行, 滑行中中子逐渐衰变产生的质子混杂到介质当中加热和加速介质, 给后面的质子激波制造出一条“中子路径”。这种环境下产生的余辉将偏离标准余辉的行为^[152]。

5 γ 暴的能源机制

根据历史经验, 涉及能源机制的研究是最困难、最艰苦的长期工作。 γ 暴的能源模型非常多, 这里只讨论一些主流模型。应该认识到, 很可能这些模型离开 γ 暴的本质仍然很远。

现在一般认为 γ 暴是非常稀有的现象, 可能跟恒星的死亡过程有关。一种过程是大质量恒星的核心塌缩, 经常被称为“塌缩星 (Collapsar)”或“Hypernova”^[153~155]。另一种可能是双中子星或中子星与黑洞组成的双星系统中, 由于引力波辐射损失轨道角动量最终发生合并过程^[41,156~158]。通常认为这两种过程都有一个类似的结果: 中心形成一个几个太阳质量的黑洞, 周围形成一个吸积盘^[159]。 γ 暴爆发的持续时间决定于物质下落形成盘的时间^[155]或者盘物质被吸积的时间^[160]。这样的黑洞系统中有两部分能量可提供给 γ 暴: 盘物质的引力束缚能^[153]与黑洞的转动能^[159,154]。前者最大能获取 42% 吸积物质的静止能量, 而后者最大能提供黑洞静止能量的 29%。

下面讨论怎么提取这些能量。一种提取机制是通过 $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^\pm$ 过程, 提取盘上物质由于粘滞耗散产生的热能^[156]。数值模拟估计这种机制产生的能量约 $< 10^{44}$ J (对双中子星合并^[161]) 或 $10^{45.3}$ J (对塌缩星^[162])。另一种可能更有效的提取机制是通过磁能的耗散, 磁场则由吸积盘的较差转动产生^[163,157]。这种机制需要 $\approx 10^{15}$ G 的强磁场才能快速地把吸积盘的束缚能转化为电磁波能量释放出来。所提取的能量可达

$$E_t \simeq \epsilon_m q 0.42 M_d c^2 \leq 8 \times 10^{46} \epsilon_m q (M_d/M_\odot) \text{ J}, \quad (12)$$

其中 $\epsilon_m \leq 0.3$ 是转化能量的效率, $q = 1 \sim 1/7$ 对应于快 \sim 慢转动的黑洞, 吸积盘的质量 $M_d \approx 0.1 M_\odot$ (或 $1 M_\odot$) 对应于双中子星合并 (或中子星与黑洞合并、塌缩星)。至于黑洞的转动能, 则要通过 B-Z 机制^[164] 转化为电磁波能量释放出来^[159,154] (其他一些关于黑洞能量的提取机制的讨论可参看文献^[165~167])。释放的能量可达

$$E_{bh} \simeq \epsilon_m f(a) M_{bh} c^2 \leq 5 \times 10^{46} \epsilon_m (M_{bh}/M_\odot) \text{ J}, \quad (13)$$

其中转动因子 $f(a) = 1 - ([1 + \sqrt{1 - a^2}]/2)^{1/2}$ 。当转动参数 $a \equiv Jc/GM^2 = 0 \sim 1$ 时, $f(a) = 0 \sim 0.29$, 可见需要黑洞快速转动 ($a \geq 0.5$) 才能获得足够大的能量产生 γ 暴。假设吸积盘上的磁力线穿过黑洞, B-Z 机制产生的功率为^[168]

$$L_{BZ} = 2 \times 10^{43} a^2 f(a) \left(\frac{M_{bh}}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{B}{10^{15} \text{ G}} \right)^2 \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (14)$$

由上式知, 快速 (≈ 10 s 内) 提取能量要求很强的磁场 ($\approx 10^{15}$ G)。总之, 有效的 γ 暴机制一般认为是快速转动的黑洞加上有强磁场的吸积盘。

对于塌缩星, 它有着大量的包层物质, 极端相对论速度的产生——重子污染问题, 并没有被较为仔细地考虑。而集束喷流的形成则比较自然, 特别对于延展的、快速转动的包层, 在转轴方向很自然提供一个喷流的通道 (参看 Aloy 等人^[169] 和 Zhang 等人^[170] 的数值模拟)。以上讨论的是黑洞形成后的过程, 对于双中子星合并情况, 可能在合并形成黑洞以前就有强烈的中微子或者电磁波辐射释放大量能量过程^[158,171]。Hypernova (或塌缩星) 模型预言了在 γ 暴同时也有超新星现象^[154], 这似乎已经得到了观测的支持 (见 6.1 节)。

另外一种大质量恒星死亡模型 Supranova^[172] 则认为超新星 (或称 Hypernova 以示比普通超新星能量更大) 与 γ 暴之间有时间延迟, 区别就在于塌缩是否直接导致黑洞的形成。Supranova 模型认为大质量恒星首先塌缩成超大质量中子星, 它的快速自转离心力抗衡引力使得不

至于继续向内塌缩。经过几个月到几年时间,磁偶极辐射阻尼或引力辐射阻尼使得转动变慢,再次发生塌缩,形成黑洞并产生 γ 暴。此模型的优点是 γ 暴产生时的环境已经被超新星抛射物扫过,密度很低,能避免重子污染问题。目前一些 X 射线余辉中的发射线或 γ 暴本身的吸收线也支持在 γ 暴外部存在大量的超新星物质(见 6.1 节),说明超新星爆发在 γ 暴之前。

接下来介绍另一种 γ 暴模型——中子星相变^[173]。当低质量 X 射线双星中的中子星从伴星吸积物质质量超过大约 $0.5 M_{\odot}$ 时,就可能相变为奇异星,并形成 γ 暴。相变过程中每个重子释放的能量为 $20\sim 30$ MeV,总能量达 $(4\sim 6)\times 10^{45}$ J,与 γ 暴的典型能量一致。形成的奇异星内部温度极高,约达 10^{11} K。它的壳层质量很小,约 $10^{-6}\sim 10^{-5} M_{\odot}$ ^[174~177],其中的原子核由于高温会分解成核子物质。高温的奇异星内部产生大量的中微子,它们在奇异星表面附近发生中微子对湮灭 $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-$,释放的能量估计 $\approx 10^{42}$ J,释放时标为 1 s 量级。下面两个过程: $n+\nu_e \rightarrow p+e^-$ 和 $p+\bar{\nu}_e \rightarrow n+e^+$,对于释放能量更重要,估计释放的能量约为 2×10^{47} J。 $\gamma\gamma \leftrightarrow e^+e^-$ 过程将不可避免地导致火球的产生,而且由于奇异星壳层的重子物质较少,火球物质能被加速到产生 γ 暴所需的极端相对论速度,避免了重子污染问题。Wang 等人^[178]在此相变模型基础上提出,如果超新星爆发后留下一个大质量、旋转很快的中子星,该中子星由于受到磁偶极辐射阻尼或热中子星的 r-模式不稳定性造成的引力辐射阻尼^[179,180],它的转速会迅速变慢,中心密度增高,进而相变为奇异星。由于这里 γ 暴是来自初生中子星的相变,所以这个机制能够说明 γ 暴与超新星成协,也能说明 γ 暴与恒星形成区成协。

其他 γ 暴能源模型包括:强磁场毫秒脉冲星的形成^[51,52,181~183];中子星俘获原初黑洞而塌缩^[184];黑洞蒸发^[185~187];等等。

6 γ 暴的寄主星系、环境和宇宙学意义

6.1 寄主星系、红移与环境

对 γ 暴寄主星系和环境的探测能够提供前身星的线索。目前被定位的余辉,绝大多数在逐渐消失后都发现了与之成协的暗弱的 ($\langle R \rangle \approx 25$,如图 12)寄主星系。这些星系大多低于银河系光度,但是由于光度相差很大,也包括一些光度较大的星系(图 13 给出了寄主星系绝对星等的分布)。星系形状也各不相同,有的显示出合并或受潮汐力扰动的迹象^[189,190]。普遍偏蓝的色指数及其原子谱线特征都显示它们存在大量年轻的恒星和活跃的恒星形成过程^[191~193]。许多 γ 暴寄主星系属于光学暗弱而红外明亮的星系^[190]。一般来说,典型的 γ 暴寄主星系是小尺度、低质量,光度偏弱(略小于银河系光度),而且恒星形成活跃的矮星系。

红移的测量可以通过观测早期余辉(仍比较明亮时)的吸收线,或者更多地是通过观测寄主星系的发射线来获得。目前(2002 年以前)测量到的 γ 暴红移是在 $0.35 \leq Z \leq 4.5$ 范围之内(除了 GRB 980425),与宇宙中其他最遥远的天体,如类星体相当。图 12 显示了 γ 暴红移与各向同性能量、观测流量和寄主星系视星等的关系。这里都是指长暴 (> 2 s),短暴还没有红移测量。近来有人^[194]详细考察了超短暴 (< 100 ms)的空间和流量分布,发现它们可能来自于银河系内,例如产生于原初黑洞的蒸发。

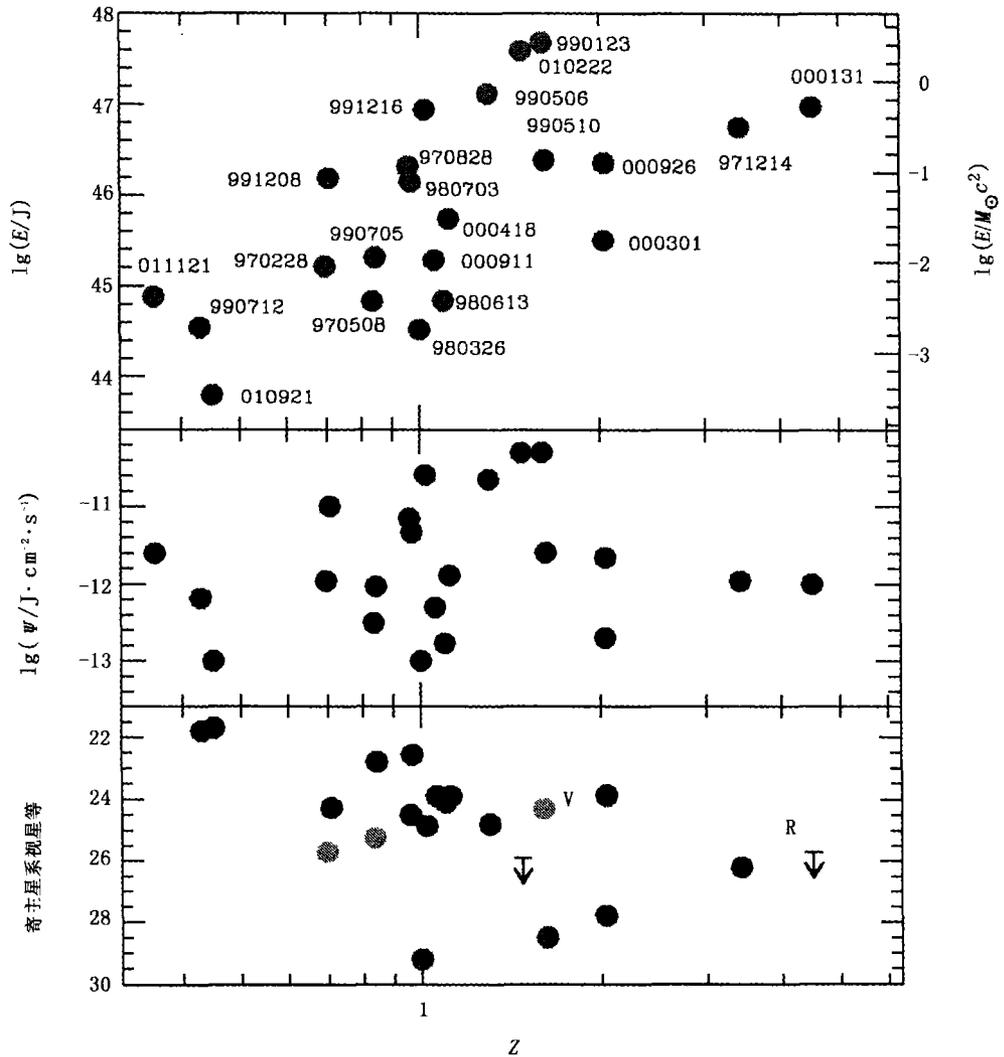


图 12 γ 暴各向同性能量、能流和寄主星系视星等与红移的关系 [195]

目前普遍认为 γ 暴与恒星形成有关，具体依据如下：

(1) 寄主星系的恒星形成率

首先，通过光谱测量可以估计寄主星系中的恒星形成率。两个主要手段分别是基于 [OII]3727 谱线和当地紫外连续谱的光度测量。由于星系本身的消光和几何形状的影响，上述两个估计手段至少有 30% 的误差 [188]。所观测到的恒星形成率在每年十分之几到几个太阳质量的范围内 [13]。这不算高，但是单位光度的恒星形成率却可能较高（例如文献 [196]）。另外寄主星系中 [NeIII] 光度比较大。强的 [NeIII] 线要求在热的 HII 区中被大质量恒星光电离，这间接证明 γ 暴与大质量恒星形成有关。

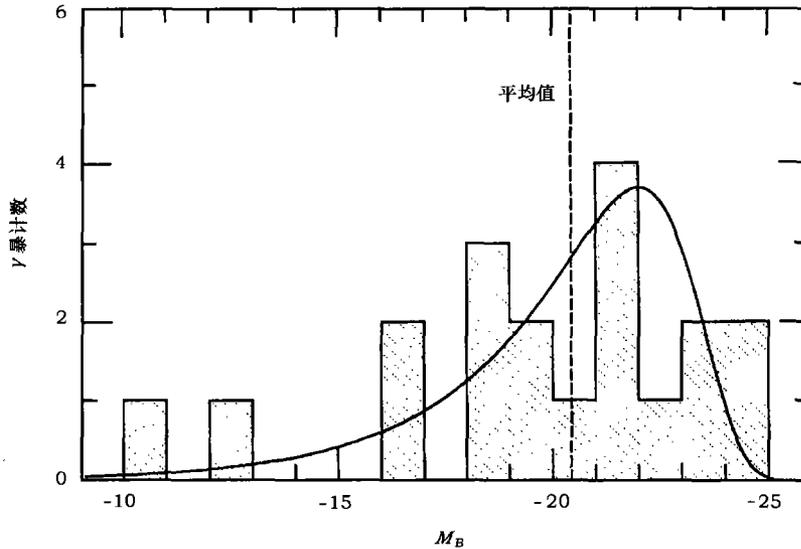


图 13 γ 暴寄主星系的 B 波段绝对星等分布 [188]

这里统计的是截至 2001 年 6 月所有已知红移的 γ 暴。垂直线表示这些样品的平均值 $M_B = -20.43 \text{ mag}$ 。

(2) γ 暴爆发率与恒星形成率

在对观测得到的 γ 暴亮度分布 $N(> P)$ (见图 2) 进行模型拟合时, 假设 γ 暴爆发率正比于宇宙恒星形成率的模型能够更好地与观测一致 [197~203,20]。

(3) 致密环境

许多观测现象表明暴周环境有密度较大的区域: 1) X 射线余辉的吸收柱密度远高于银河系吸收 [59], 许多光学余辉中有尘埃致红化现象 (例如文献 [154, 204] 所说)。2) 有一半被精确定位的 γ 暴没有探测到光学余辉 (尽管反应足够迅速), 称为“暗暴 (Dark burst)”, 其原因可能是暴周环境中光学厚的尘埃消光 [205~207] (别的暗暴解释包括: γ 暴红移很大 $Z > 5$, Ly α 森林导致光学波段的吸收; 余辉在可见光波段本身就暗而且衰减很快 [208])。3) 早期余辉的光学光谱中往往显示较强的金属吸收线, 如 MgI 吸收线等 [59,154]。以上都说明暴周存在致密区域, 而致密的环境倾向于支持塌缩星等与大质量恒星死亡相关的模型, 因为大质量恒星寿命比较短 $\approx 10^6 \text{ yr}$, 产生 γ 暴时仍在其诞生地附近, 即分子云或 HII 区内。

(4) γ 暴在星系中的位置

γ 暴余辉的位置一般不在星系的中心, 但是大多离中心不远, 而且位于明亮的蓝区 [192]。图 14 是 γ 暴离开星系中心距离的分布情况。这个结果不太支持双中子星合并模型, 因为一般认为双中子星系统的形成伴随有较大自行速度的产生, 在系统发生合并一刻会远离寄主星系, 特别是矮星系 [209,157]。双星系统的寿命敏感地依赖于初始参数 (如双星间距等) 的选取, 因此仍需要仔细考虑。

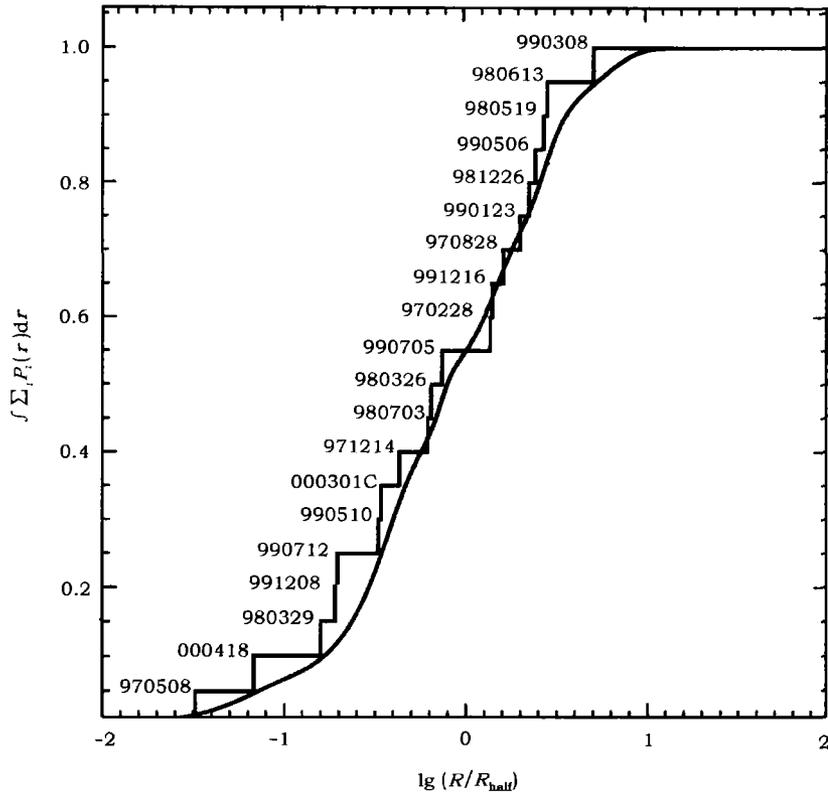


图 14 20 个 γ 暴相对寄主星系的距离分布 [210]

横坐标是 γ 暴相对星系中心的距离 (以星系的半光度半径为单位), 纵坐标是归一化的累计计数。

(5) γ 暴与超新星的关联

1998 年非常有趣和轰动的事情是发现 γ 暴与超新星相关联。无论在方向上和时间上都发现 GRB 980425 与一个异常明亮的超新星 SN Ib/Ic 1998bw 成协 [211~213] (关于观测不确定性的讨论参看文献 [214])。GRB 980425 的流量、时标和光变曲线并不特殊, 但是其红移很小 $Z = 0.0085$, 所以推算的能量异常低 ($\approx 5 \times 10^{40}$ J)。有人解释说由于视线偏离 γ 暴喷流的轴向太大, 我们只看到喷流的边缘 [215] (当然也有人认为它的形成机制与一般的暴有所不同, 本身光度就很低)。SN1998bw 则是一颗特别的超新星。它的射电光度很大, 需要中等相对论的外流 ($\Gamma \approx 2$) 来解释 [216] (也有人用亚相对论和准各向同性的激波来进行拟合 [217,218])。对它光学光变曲线 [211] 和早期光谱 [219~221] 的分析发现其爆发能量非常大 ($(2\sim 6) \times 10^{45}$ J), 约是典型 Ib/Ic 超新星的 30 倍。SN1998bw 的这些特殊性也倾向于说明它与 GRB 980425 相关联。

γ 暴与超新星的关联因为 Bloom 等人 [222] 的发现而被进一步加强。Bloom 等人发现 GRB 980326 的余辉光变曲线在晚期鼓起, 光变轮廓可以分解为一个幂律成分叠加上一个超新星的成分 (以 SN1998bw 为模板), 而且鼓起部分的光谱比较红。类似的寻找还发现别的一些光学余辉在 $\approx 20(1+Z)$ d 到达最大的超新星成分: GRB 970228, $Z = 0.695$ [223,224]; GRB 000911,

$Z = 1.06$ [225]; GRB 011121, $Z = 0.365$ [226~228]; GRB 020405, $Z = 0.690$ [229]。值得注意的是, 已知红移 $Z < 0.7$ 的 5 个暴中有 3 个发现这种红鼓包。目前观测上最肯定的暴是 GRB 011121, 它的光变和光谱的详细数据都显示出超新星的特征, 如图 15。另外这个暴早期的近红外和射电余辉需要用星风环境作解释 [230], 是首个既发现超新星成分又有星风环境的 γ 暴。

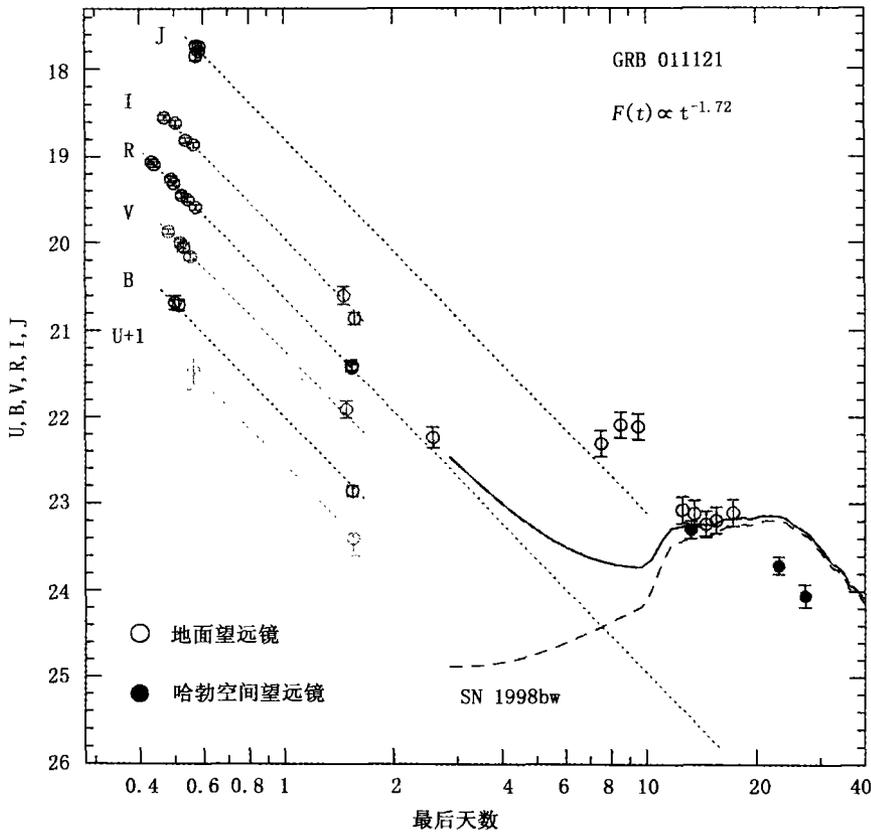


图 15 GRB 011121 的光学余辉 [228]

幂律衰减在约 20 d 时重新增亮, 同时色指数演化与 IIIn 型超新星 SN1998S 一致。

γ 暴与超新星的关联直接证实了 γ 暴与大质量恒星死亡相关。至于 γ 暴与超新星 (或者称 Hypernova) 的关联, 文献 [154] 和 [231] 已经有一些简单定性的讨论。另外一种对鼓起成分的解释是暴周环境的尘埃对光学余辉的散射 [232,233], 这种解释同样意味着 γ 暴前身星为大质量恒星。

(6) X 射线光谱

近来, 对 γ 暴本身或者早期 X 射线余辉进行高分辨率的光谱观测逐渐成为 γ 暴研究新的重要手段, 因为 X 能段的谱线特征能给出辐射机制和暴源附近环境的信息。目前已经有 5 个 γ 暴被声称观测到 Fe 线特征, 其中 4 个是余辉阶段的发射线 (GRB 970508 [234]、GRB 970828 [235]、GRB 000214 [236] 和 GRB 991216 [237]), 1 个是爆发阶段的吸收边缘 (GRB 990705 [238])。GRB

991216 的 Fe 线观测置信度 $\geq 4\sigma$ ，其他几个也达到 $\approx 3\sigma$ (见图 16)。除了暗暴 GRB 000214 没有光学的红移测量，其他 4 个 Fe 线定出的红移与光学红移一致，这使得 X 射线光谱分析可以作为新的红移测量手段，特别是对于没有光学观测的暗暴。Fe 线特征的存在再次支持了大质量恒星是 γ 暴的前身星，只是具体的 Fe 线机制有不同的理论模型。

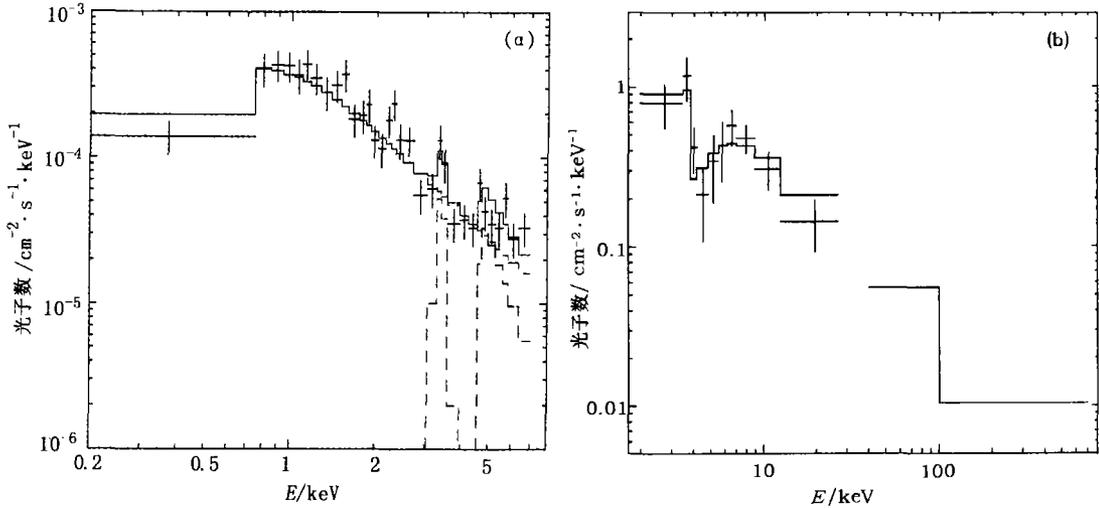


图 16 γ 暴的 Fe 线特征

(a) GRB 991216 X 射线余辉的发射线^[237]；(b) GRB 990705 爆发期间的吸收边缘^[238]。

一种解释(可称为“远距离”模型,因为产生线发射的物质离中心较远,对应于 Supernova 能源模型)是在暴源远处有一团(层)富含 Fe 元素的超新星物质被 γ 暴或 X 射线余辉光子照射产生复合发射线,而线光度的变化时标归因于超新星物质几何形状造成的光程差。对线光度的解释要求含有约 $10^{-1}\sim 1 M_{\odot}$ 的 Fe 物质,而光程差要求超新星在 γ 暴之前数星期爆发^[239]。一个对 Fe 吸收边缘的类似解释是^[240],由于数周的延迟使得首先爆发的超新星物质($\approx 0.1c$)到达一光天的距离,并使得 Ni 足以衰变产生大量 Fe。另一种解释(相应的称为“近距离”模型,对应于塌缩星能源模型)中,电离线发射物质的光子来自于中心能源逐渐减弱但长达数天的持续活动^[241,242]。这种情况下发射线产生于大质量恒星的包层,由于高密度和高效率,所需 Fe 物质很少, $\approx 10^{-5} M_{\odot}$ 。还有一些其他的 Fe 线机制,见文献^[243,244]等。

最近,Reeves 等人^[245]在分析了 XMM-Newton 卫星对 GRB 011211 早期 X 射线的余辉观测以后,报道说发现了 Mg、Si、S、Ar 和 Ca 的类氢发射线(如图 17)。相对于该暴光学定出的红移($Z = 2.140 \pm 0.001$),这些线的能量偏大,意味着线发射物质以 $\approx 0.1c$ 的速度远离中心运动,相对于观测者线能量有蓝移。这个结果说明超新星提前于 γ 暴爆发,线发射来自向外运动的超新星抛射物质,从而支持了“远距离”模型。值得指出,也有人对 X 射线余辉谱线的发现提出质疑,这主要是因为观测到的光子计数较少,这些“谱线”有可能是仪器问题或是统计涨落^[246,247]。但是就在本文审稿过程中,新的报道说对 GRB 020813 余辉长时间(76.8 ks)的 Chandra 观测比较肯定地证实了其中的 S 和 Si 类氢发射线^[248]。

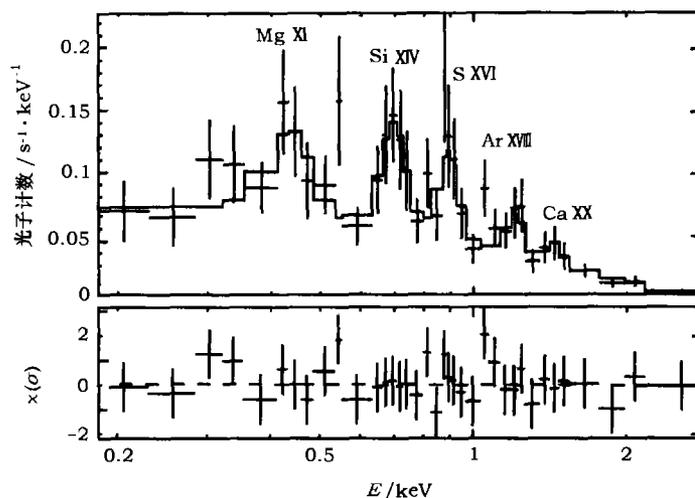


图 17 GRB 011211 早期余辉的软 X 发射线 [245]

6.2 γ 暴的宇宙学意义

根据已知的光度, γ 暴甚至放在红移 $Z \leq 15 \sim 20$ 处也能为目前的仪器所探测到 [249], 这使得 γ 暴可以作为宇宙学研究的新工具。本节只罗列一些 γ 暴宇宙学的线索, 不作深入探讨。

如果 γ 暴源自大质量恒星, 那么它的爆发率随红移变化的关系可以给出恒星形成率的宇宙学历史 [197~199,250], 所以测量出大量 γ 暴红移将会很有意义。不像可见光会受到散射和吸收, γ 光子可以在宇宙中自由地穿梭, 是更好的探测恒星形成的工具。恒星形成区应该存在大量尘埃, 吸收光学波段并在红外波段再辐射。目前约有 $48\% \pm 8\%$ 的 X 射线余辉没有对应的光学余辉, 如果这种所谓的“暗暴”是因为尘埃消光所致, 那么这个结果与对光学和远红外弥散背景的测量结果一致——两种宇宙背景的能量基本相等 [251]。这说明 γ 暴确实可以作为恒星形成的探针 [188]。

γ 暴中引力透镜现象的发生率与宇宙中以致密天体形式存在的暗物质丰度有关。依赖于具体的宇宙模型, 可以通过 γ 暴观测限制这种暗物质的丰度 [252]。GRB 000301c 余辉光变曲线上的一次小抖动被认为是一个微引力透镜现象 [253]。

暴后几分钟到几小时之间, 光学余辉可能达 $m_v \approx 10 \sim 15$, 远比类星体亮。对于高红移余辉, 它穿过星系形成前的气体带来的信息可以探测宇宙的历史。光学-近红外余辉中的吸收线体系和 Ly α 吸收森林可以用来研究金属丰度的演化、高红移的大尺度结构, 限制或测量宇宙再电离时代的时间和第一代恒星诞生时间 [249,254]。有趣的是, 给定观测时间和观测频率的余辉亮度随红移增大而下降得很慢, 因为红移越大, 实际上观测到的是当地更早时间段和更高能段的辐射。

高红移的余辉在远红外和亚毫米波段将带来高红移环境中尘埃的信息 [255]。尘埃影响余辉色指数变化, 也包含金属丰度的信息 [207]。 γ 暴对星系环境有重要影响, 有人提出 γ 暴是 HI 壳 (Shell) 和恒星弧 (Arc) 的来源 [256,257]。

高红移 γ 暴中的 TeV 光子 (有的话) 会被宇宙红外背景吸收成为电子对, 所以观测 γ 暴

能谱在高端的截止能量可以反应高红移的红外背景, 并探测早期第一代恒星的星光(参看文献 [258])。

7 γ 暴中的高能粒子和引力波

γ 暴研究涉及的面很广, 本节讨论的是还没有得到证实但很有潜在观测意义的几个与 γ 暴相关的高能物理领域。

7.1 超高能宇宙线

有迹象表明, 超高能宇宙线(Ultra high energy cosmic ray, 这里指 $> 10^{19}$ eV 的宇宙线)是河外起源的超高能质子, 它的起源是天体物理中一个仍未解决但非常吸引人的问题。提出超高能宇宙线的 γ 暴起源主要是基于以下两个原因:

首先, 宇宙中超高能宇宙线的能量产生率与 γ 暴的能量产生率一致。 γ 暴模型中一般认为 γ 暴产生于加速电子的辐射, 电子能量与质子达到均分。超高能宇宙线若也源自 γ 暴, 电子辐射的 γ 光子总能量与超高能宇宙线总能量将会相当。如果 γ 暴爆发率正比于宇宙恒星形成率, 则由 γ 暴的流量分布计算出本地 ($Z = 0$) γ 暴爆发率 $\approx 5 \times 10^{-10} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \text{yr}^{-1}$ [202], 而 γ 暴平均能量(各向同性) $\approx 10^{46} \text{ J}$ [106], 所以本地源自 γ 暴的能量产生率 $\approx 10^{37} \text{ J} \cdot \text{Mpc}^{-3} \cdot \text{yr}^{-1}$ 。另一方面, 为了满足宇宙线在能区 $10^{19} \sim 10^{21}$ eV 的观测流量, 所要求的这个能区的宇宙线能量产生率也是 $\approx 10^{37} \text{ J} \cdot \text{Mpc}^{-3} \cdot \text{yr}^{-1}$ [259, 269]。

其次, 观测上对 γ 暴的参数限制与超高能宇宙线的产生要求一致。 γ 暴火球-激波模型中, 激波能加速电子, 很自然地也可能加速质子。在典型激波参数下, 加速质子的能量最大可以达到 $E_p \approx 10^{20}$ eV [261~263], 这也是目前探测到的宇宙线最高能量 [264]。把质子加速到高能有几个限制, 下面以 Waxman [261] 的分析为例。一个限制是加速时标必须小于火球有限的膨胀时标, 导致

$$\epsilon_B / \epsilon_e > 0.02 f^2 \gamma_{300}^2 E_{p,20}^2 L_{\gamma,45}^{-1}, \quad (15)$$

其中 ϵ_B 和 ϵ_e 分别是磁场和电子的能量均分因子, $f \approx 1$, $\gamma = 300\gamma_{300}$ 是火球整体洛伦兹因子, L_γ 是 γ 暴的等价各向同性光度。另一个限制是质子加速时标要小于能量损失时标, 这里质子能量损失主要以同步辐射为主导, 由此要求

$$\gamma > 130 f^{1/2} E_{p,20} \delta t_{10\text{ms}}^{-1/4}, \quad (16)$$

其中 $\delta t_{10\text{ms}} = \delta t / 10 \text{ ms}$ 是 γ 暴快速光变时标。由以上两个式子看出, 产生超高能宇宙线的要求与 γ 暴的参数要求是一致的, 说明 γ 暴与超高能宇宙线可能有共同的起源。

7.2 高能中微子和高能光子

如同典型的超新星爆发时一样, 各种 γ 暴能源机制一般都会有大量(几个 MeV)的热中微子产生。但是 MeV 中微子的探测率很小, 而且 γ 暴的宇宙学距离大大降低了流量, 所以这种中微子很难探测到。

γ 暴火球中核子之间的非弹性碰撞能产生 GeV 中微子。例如在内激波中 p-p 反应产生 π^+ 再衰变为 GeV 中微子 [44]。但是因为内激波的尺度大 ($\approx 10^{14} \text{ cm}$)、物质密度低, 所以反

应率较小;而且质子之间相对速度小,这种过程产生中微子的效率较低。更强烈的核子间碰撞应该发生在小尺度中,比如火球加速阶段可能的 $n-p$ 非弹性碰撞过程^[148]。火球中的中子成分与 γ 光子和电子的作用极其弱,它只跟质子通过强相互作用耦合起来,可能在火球的加速阶段就发生退耦。退耦时质子、中子之间的相对速度可达 $\approx c$,碰撞时标与火球膨胀时标相当,仍有大量的碰撞产生 π^+ 。在火球共动系中 π^+ 衰变产生 ≈ 50 MeV 的中微子,而观测者系中为 ≈ 10 GeV 的中微子^[265]。

更高能量 ($\geq \text{PeV}$) 的中微子能通过质子与 γ 光子之间的光致介子过程产生。如上一小节所说,内激波中不但产生 γ 暴的 MeV 光子,而且还可能产生超高能质子,两者之间的作用产生强烈的中微子过程^[266]: $p\gamma \rightarrow \Delta \rightarrow n\pi^+ \rightarrow n\nu_\mu\mu^+ \rightarrow n\nu_\mu e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ 。一个关键的关系式是,在 Δ 共振能阈处光子能量 E_γ 与质子能量 E_p 之间满足

$$E_\gamma E_p = 0.2 \text{GeV} \gamma^2. \quad (17)$$

对于火球洛伦兹因子 $\gamma \approx 300$ 和光子能量 $E_\gamma \approx 1$ MeV,生成 π^+ 要求质子特征能量 $E_p \approx 10^{16}$ eV。 π^+ 介子在衰变中把 5% 的质子能量转给中微子,所以产生的中微子典型能量 $\approx 10^{14}$ eV。因为 γ 暴期间 γ 光子密度很大,这个过程产生的中微子流量也很大。在外激波中有大量的光学/紫外光子,对应产生 $10^{17} \sim 10^{19}$ eV 的中微子^[267,268]。Dai 和 Lu^[269] 研究发现星风环境中反向激波产生的中微子流量比均匀星际介质中高得多,可以作为辨别暴周环境乃至 γ 暴前身星的证据。Li 等人^[270] 计算了余辉中的中微子辐射,发现与反向激波的流量相当。计划中尺度为 km^3 的 IceCube 中微子探测器将有望探测到这些高能的中微子^[271],从而有助于直接见证内激波和外激波中的粒子加速过程以及探测其中的光子密度。

然而,对于塌缩星模型,最强烈的光致介子过程发生在塌缩星里^[272]。在喷流冲出前身星包层的过程中,喷流与包层物质相作用产生激波,由于光深很大 ($\tau \approx 4000$),激波产生大量热分布的 X 射线光子 (≈ 1 keV)。喷流中存在内激波,能把质子加速到 $\geq 10^5$ GeV,加速质子与热光子作用产生几个 TeV 的中微子。最后喷流也许没有冲出包层(即不能产生 γ 暴),但是这里讨论的中微子辐射仍然会发生。因为是在包层中,尺度很小,光子和质子的数密度都非常大,中微子辐射也就非常剧烈。对于 γ 暴典型的宇宙学距离 (≈ 1 Gpc),估计每一次事件中会有 ≈ 10 个 TeV 中微子能被 IceCube 探测到。第一代大质量恒星的死亡可能会伴随这种剧烈的中微子爆发,因此中微子探测对第一代恒星的研究将很有意义^[273]。

无论是前面谈到的核子非弹性碰撞,还是光致介子过程,都同时伴有 π^0 介子产生,它的衰变产生 GeV 或 TeV 高能光子^[266,274,148,265]。这是另一种不同于逆康普顿机制的高能辐射产生机制。但是应当注意,如此高能光子必须考虑辐射区内的 $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$ 的光深^[275,276]。极高能量的光子还可能与宇宙红外和微波背景作用发生级联过程,产生延迟的 MeV-GeV 辐射^[277]。最近 Atkins 等人^[278] 报道 Milagrito 探测到一次 ≥ 0.1 TeV 光子的事例在时间和空间上与 GRB 970417a 成协。由于 TeV 能段的能流比 MeV 能段大一个量级,因此如果成协是事实,则将对 γ 暴辐射模型提出新的挑战。

7.3 引力波辐射

由于 LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) 和 Virgo 等引力波天文台的建设,引力波天文学将很快成为一门可观测的科学。而 γ 暴的引力波辐射将是主要的观

测对象。引力波的探测对 γ 暴研究也是非常重要的。火球的形成掩盖了中心发动机的信息，然而引力波的探测能够直接透视到 γ 暴的内部情况。引力波辐射还有一个特性，它的辐射强度没有很强的方向性，各向分布比较均匀，对于只观测到“孤儿余辉”的 γ 暴（由于喷流偏离视线方向看不到 γ 暴）也能探测到引力波辐射。

双中子星合并或中子星与黑洞合并过程中的引力波辐射较容易计算，估计约有 10^{47} J 的巨大能量通过引力波辐射来释放^[157,279~281]。塌缩星中的引力波辐射稍微复杂些，它依赖于模型，比如敏感地依赖于塌缩前恒星的转动^[282]。一般估计其辐射的总能量比合并模型要小^[283,284]，但是若考虑在塌缩核心区或吸积盘上的不稳定性，引力波辐射会大大增强^[285~287]。中子星相变模型中，径向振荡的能量主要由引力阻尼耗散，其中的引力波辐射也可以由 LIGO 探测到^[288]。

8 老问题、新发现和展望

如前所述，1997 年以来由于余辉的发现， γ 暴的研究取得了突破性的进展。然而，仍然有许多问题没有解决，且新问题又不断地出现。以下列举的是一些老问题：(1) 重子污染问题——为什么火球中夹杂的重子物质会那么少，而暴源周围环境却很难那么“干净”？(2) 火球的极端相对论运动怎么产生？是什么机制使得 $\approx 10^{-6} M_{\odot}$ 的物质加速到 $\gamma > 10^2$ ？(3) 效率问题——内激波模型把定向的有规动能转为无规动能的效率为 10%~30%，而总的产生 BATSE 能段辐射的效率只有 $\approx 2\% \sim 5\%$ ^[289~291]。效率问题最终就是能源危机。如果 γ 暴是夹角很小 ($\theta \approx 3^\circ$) 的喷流，则能源危机得到一定缓解^[82,106]。(4) γ 暴辐射机制——如果主要由同步辐射机制产生 BATSE 软 γ 能段的辐射，那么快速冷却的电子产生的光子谱应该是 $N(E) \propto E^{-3/2}$ ，这与观测不符^[292]。其次，相当一部分 γ 暴的光子谱在低能段的幂律指数 $> -2/3$ ，这不能由光学薄的同步辐射来解释，由此造成同步辐射的“死线 (Death line)”问题。还有， γ 暴 νF_{ν} 谱中峰值能量 E_p 在几百 keV 处成团分布^[293]怎么解释？(5) 最本质的关于 γ 暴的中心发动机和前身星问题。

新问题主要与余辉有关，包括：(6) 环境密度问题——余辉多波段拟合得到的介质密度普遍较低， $n \approx 0.1 \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ ^[107,82,106]，与大质量恒星的前身星相矛盾，也与另一些观测结果，如 X 射线柱密度、X 波段发射线显示的大量超新星物质等相矛盾。(7) 喷流的张角大小——由余辉光变曲线的转折推断出张角 $\approx 3^\circ$ ， γ 暴能量 $E_{\gamma,j} \approx 10^{43} \sim 10^{44}$ J，这与 Fe 线等发射线观测的要求 $E_{\gamma,j} > 10^{44}$ J 相矛盾^[108]。(8) 超新星的爆发与 γ 暴基本同时（如一些余辉后期红化的鼓包所显示），还是两者之间有延迟（如 X 发射线观测所示^[245]）？(9) 暗暴问题——BappoSAX 精确定位的 γ 暴中一半以上的暴没有观测到光学余辉，这是因为尘埃消光，还是因为高红移所致的 Ly α 云吸收，或者本身就是光学弱而且衰减快？(10) 暴周环境是均匀的星际介质还是恒星星风或者高密度的分子云？(11) 是否按余辉性质可以把 γ 暴分类？比如有的与超新星成协，有的是均匀星际介质，有的是星风环境，等等。

如果由 γ 暴的研究历史来预测未来，那么 γ 暴研究的突破还要取决于观测上的进展。不久的将来会有不少新的观测卫星和设备投入使用，由此可以进行以下一些观测和理论的研究。

(1) 短暴

目前被精确定位后看到余辉的 γ 暴都属于长暴 (≥ 2 s)。BeppoSAX 上的 GRBM (Gamma Ray Burst Monitor) 触发到短暴, 但 X 能段的 WFC 却没有探测到信号, 因而不能对它进行定位^[294]。截止到 2002 年, 已经有 4 个短暴被 IPN (InterPlanetary Network) 定位^[295], 1 个被 HETE-2 (High Energy Transient Explorer) 定位^[296], 但是随后跟上的低能段观测 (前者 ≥ 20 h; 后者 ≥ 88 min) 都没有观测到对应体。Swift 卫星计划 2003 年上天, 它是一个极其重要的 γ 暴卫星, 配有 3 台仪器: 一台硬 X (10~150 keV) 的宽视场探测器, 定位精度达到几个角分; 一台软 X (0.1~10 keV) 探测器, 定位精度是角秒; 一台可见光和紫外波段的探测器。Swift 无论对长暴还是短暴都能快速、精确地定位。硬 X 探测器触发到 γ 暴以后, 软 X 和光学探测器能在 30~70 s 之内指向该方向进行低能段观测, 而且定位坐标快速发布, 使得地面望远镜也能在 1 min 之内进行观测。Swift 一旦探测到短暴低能段对应体, 就可能测量红移、寻找寄主星系等等, 弄清短暴的起源是否与长暴不同。

(2) 早期余辉

目前的余辉观测由于仪器所限, 一般都滞后 γ 暴数个小时到 1 d 以上, IPN 系统、HETE-2, 特别是 Swift 以及新一代的地面自控望远镜, 有望缩短这个时间。早期余辉的研究具有重要意义, 因为: 各种余辉模型主要是在早期差别较大; 早期余辉能研究 γ 暴与余辉之间的关系; 研究 γ 暴近旁的环境性质, 从而限制前身星模型; 早期余辉非常明亮, 可以用来探测寄主星系、星系际介质的性质等。

(3) 宇宙学

HETE-2 每年能定位 30 个暴, Swift 则是 200 到 300 个暴, 测量这些暴的红移, 统计 γ 暴光度分布和红移分布, 用以研究宇宙的恒星形成历史。预计有的 γ 暴红移比目前观测到的最大红移类星体还要大, 高红移 γ 暴余辉的发现和观测将带来独特的宇宙再电离时代的信息。

(4) 暴周环境

虽然已经有一些高分辨率的 X 射线光谱观测, 但是由于仪器的限制, 数量并不多。当 Swift 上天后, 由于它的精确定位、快速的反应, 以及高分辨率的 X 射线 CCD 光谱观测 ($E/\Delta E \simeq 50$), 有望获取大量 γ 暴及其余辉的 X 射线光谱, 乃至光谱随时间的变化, 以研究 γ 暴近旁的环境性质。高分辨率 X 射线光谱观测还可以作为除光学以外的红移测量手段。另外, 早期余辉的光学观测也同样含有暴周环境的大量信息。

(5) 激波微观物理

快速、长时间的余辉偏振观测可以给出偏振度的时间变化, 从而对余辉中磁场的产生给出限制。

(6) 辐射机制和粒子加速

GLAST 计划 2006 年升空, 它是继康普顿卫星上 EGRET 探测器之后又一个重要的高能区 γ 射线卫星, 工作能区 > 10 MeV 到 300 GeV, 具有更高灵敏度和更高能谱分辨率, 它将扩展人们对 γ 暴在高速区行为的认识。宽能带的观测将对 γ 暴的辐射机制和粒子加速提出限制。GLAST 的观测结合地面观测台站的 TeV 观测以及 IceCube 等中微子探测站的观测, 将检验超高能宇宙线的 γ 暴起源。

(7) 中心能源

火球形成的同时也抹掉了中心能源的辐射信息, 使火球对中心能源“失去记忆”, 外部观

测者只能通过引力波探测中心的性质。随着 LIGO 等引力波天文台的建成使用, 有望对 γ 暴根本问题——中心能源提供限制。

始终应该记住, 新的发现往往不可预料, 它常常存在于意外和偶然之中。 γ 暴的“哈勃关系”和 X 射线闪 (X-ray flash) 的新发现便是再次的证明:

Norris 等人^[297]发现已知红移 γ 暴的光变曲线中, 不同能段的峰值到达时间差与 (各向同性) 光度存在很强的负相关关系 (如图 18)。类似地, Fenimore 和 Ramirez-Ruiz^[298]也发现光变的快变程度与光度之间也有相关性。这两个相关性如果被证实, 将是非常有价值的, 因为仅仅通过 γ 暴光变的数据就可以大量地估计出 γ 暴的红移。

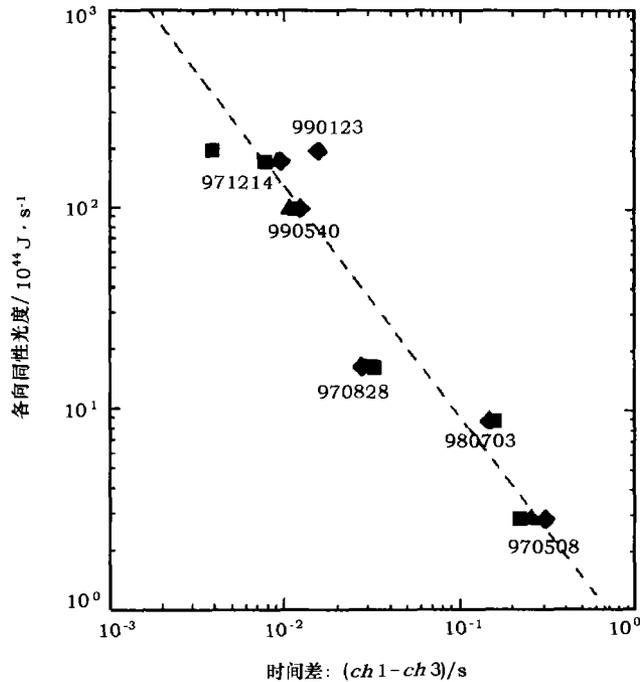


图 18 γ 暴在 BATSE 的 100~300 keV 和 25~50 keV 能道到达峰值流量的时间差与光度之间呈负相关性^[297]

X 射线闪是新发现的一种 X 射线暂现体。BeppoSAX 的 WFC (2~25 keV) 能记录到它较强的信号, 但是 GRBM (40~700 keV) 却没有触发到, 所以 X 射线闪的辐射集中在 2~25 keV 能段^[299]。除此之外, X 射线闪的其他性质与 BeppoSAX 探测到的 γ 暴类似^[300]。如果 X 射线闪与 γ 暴是同一本质现象的不同表现, 那么峰值能量 E_p 的分布将变得很宽, 可以延至较低能段, 到达 ≈ 10 keV 处。

参 考 文 献

- 1 Klebesadel R, Strong I, Olson R. ApJ, 1973, 182: L85
- 2 Mazets E P, Golenetskii S V, Ilinskii V N. J. Exp. Theor. Phys. Lett., 1974, 19: 77

- 3 Murakami T, Fujii M, Hayashida K *et al.* *Nature*, 1988, 335: 234
- 4 Ruderman M. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 1975, 262: 164
- 5 Liang E. In: Johnson W N ed. *Proc. Gamma Ray Obs. Sci. Workshop, Greenbelt, MD: NASA*, 1989: 4-397
- 6 Fishman G, Meegan C. *ARA&A*, 1995, 33: 415
- 7 陆埏. *物理*, 1995, 24: 257
- 8 韦大明, 陆埏. *天文学进展*, 1995, 13: 206
- 9 Lamb D Q. *PASP*, 1995, 107: 1152
- 10 Paczyński B. *PASP*, 1995, 107: 1167
- 11 Costa E, Frontera F, Heise J *et al.* *Nature*, 1997, 387: 783
- 12 van Paradijs J, Groot P J, Galama T *et al.* *Nature*, 1997, 386: 686
- 13 van Paradijs J, Kouveliotou C, Wijers R. *ARA&A*, 2000, 38: 379
- 14 黄永锋, 陆埏. *天文学进展*, 1998, 16: 330
- 15 Rees M J, Mészáros P. *MNRAS*, 1992, 258: 41
- 16 Rees M J, Mészáros P. *ApJ*, 1994, 430: L93
- 17 Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1997, 476: 232
- 18 Briggs M S. *Ap&SS*, 1995, 231: 3
- 19 <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>
- 20 Kommers J M, Lewin W H G, Kouveliotou C *et al.* *ApJ*, 2000, 533: 696
- 21 Bhat P N, Fishman G J, Meegan C A *et al.* *Nature*, 1992, 359: 217
- 22 Hurley K. *Nature*, 1994, 372: 652
- 23 Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J *et al.* *ApJ*, 1993, 413: L101
- 24 Dezalay J P, Lestrade J P, Barat C *et al.* *ApJ*, 1996, 471: L27
- 25 Kulkarni S R, Berger E, Bloom J S *et al.* In: Kippen M, Mallozzi R, Fishman G eds. *Gamma Ray Bursts*, AIP Conf. Proc. 526, New York: AIP, 2000: 277
- 26 Qin Y, Xie G, Xue S *et al.* *PASJ*, 2000, 52: 759
- 27 Qin Y, Xie G, Liang E *et al.* *A&A*, 2001, 369: 537
- 28 Mészáros P. *ARA&A*, 2002, 40: 137
- 29 Schaefer B E, Palmer D, Dingus B L *et al.* *ApJ*, 1998, 492: 696
- 30 Fenimore E, Ramirez-Ruiz E, Wu B. *ApJ*, 1999, 518: L73
- 31 Che H, Yang Y, Wu M *et al.* *ApJ*, 1997, 477: L69
- 32 Che H, Yang Y, Wu M *et al.* *ApJ*, 1997, 483: L25
- 33 Shen R F, Song L M. *PASJ*, 2003, 55: 345
- 34 Cheng L X, Ma Y Q, Cheng K S *et al.* *A&A*, 1995, 300: 746
- 35 Band D, Matteson J, Ford L *et al.* *ApJ*, 1993, 413: 281
- 36 Preece R, Pendleton G N, Briggs M S *et al.* *ApJ*, 1998, 496: 849
- 37 Lloyd N, Petrosian V. *ApJ*, 2000, 543: 722
- 38 Sommer M, Bertsch D L, Dingus B L *et al.* *ApJ*, 1994, 422: L63
- 39 Cavallo G, Rees M J. *MNRAS*, 1978, 183: 359
- 40 Piran T. *Phys. Rep.*, 1999, 314: 575
- 41 Paczyński B. *ApJ*, 1986, 308: L43
- 42 Goodman J. *ApJ*, 1986, 308: L47
- 43 Shemi A, Piran T. *ApJ*, 1990, 365: L55
- 44 Paczyński B, Xu G. *ApJ*, 1994, 427: 708
- 45 Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1993, 405: 278
- 46 Katz J. *ApJ*, 1994, 432: L107
- 47 Mészáros P, Laguna P, Rees M J. *ApJ*, 1993, 415: 181
- 48 Mészáros P, Rees M J, Papathanassiou H. *ApJ*, 1994, 432: 181
- 49 Dermer C D, Mitman K. *ApJ*, 1999, 513: L5

- 50 Blandford R, Eichler D. *Phys. Rep.*, 1987, 154: 1
- 51 Usov V. *Nature*, 1992, 357: 472
- 52 Usov V. *MNRAS*, 1994, 267: 1035
- 53 Thompson C. *MNRAS*, 1994, 270: 480
- 54 Lyutikov M, Blackman E G. *MNRAS*, 2001, 321: 177
- 55 Drenkhahn G. *A&A*, 2002, 387: 714
- 56 Drenkhahn G, Spruit H C. *A&A*, 2002, 391: 1141
- 57 Cheng K S, Lu T. *CJAA*, 2001, 1: 1
- 58 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *物理学进展*, 2002, 22: 131
- 59 Galama T, Wijers R. *ApJ*, 2001, 549: L209
- 60 Burenin R A, Vikhlinin A A, Gilfanov M R *et al.* *A&A*, 1999, 344: L53
- 61 Giblin T, van Paradijs J, Kouveliotou C *et al.* *ApJ*, 1999, 524: L41
- 62 Frontera F, Amati L, Costa E *et al.* *ApJS*, 2000, 127: 59
- 63 Wijers R, Rees M J, Mészáros P. *MNRAS*, 1997, 288: L51
- 64 Pian E. 2001, preprint (astro-ph/0110051)
- 65 Akerlof K, Balsano R, Barthelemy S *et al.* *Nature*, 1999, 398: 400
- 66 Frail D, Waxman E, Kulkarni S R. *ApJ*, 2000, 537: 191
- 67 Waxman E, Kulkarni S, Frail D. *ApJ*, 1998, 497: 288
- 68 Frail D, Kulkarni S R, Nicastro S R *et al.* *Nature*, 1997, 389: 261
- 69 Goodman J. *New Astron.*, 1997, 2: 449
- 70 Paczyński B, Rhoads J. *ApJ*, 1993, 418: L5
- 71 Vietri M. *ApJ*, 1997, 478: L9
- 72 Blandford R, McKee C. *Phys. Fluids*, 1976, 19: 1130
- 73 Blandford R, McKee C. *MNRAS*, 1977, 180: 343
- 74 Sari R, Piran T, Narayan R. *ApJ*, 1998, 497: L17
- 75 Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *ApJ*, 1999, 520: 634
- 76 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1999, 309: 513
- 77 Galama T, Wijers R A M J, Bremer M *et al.* *ApJ*, 1998, 500: L97
- 78 Mészáros P, Rees M J, Wijers R. *ApJ*, 1998, 499: 301
- 79 Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 1998, 298: 87
- 80 Chevalier R, Li Z. *ApJ*, 1999, 520: L29
- 81 Chevalier R, Li Z. *ApJ*, 2000, 536: 195
- 82 Panaitescu A, Kumar P. *ApJ*, 2001, 560: L49
- 83 Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 1999, 519: L155
- 84 Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2000, 537: 803
- 85 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2000, 317: 170
- 86 Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2002, 565: L87
- 87 Königl A, Granot J. *ApJ*, 2002, 574: 134
- 88 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2002, 336: 803
- 89 Inoue S, Guetta D, Pacini F. *ApJ*, 2003, 583: 379
- 90 Guetta D, Granot J. *MNRAS*, 2003, 340: 115
- 91 Rees M J, Mészáros P. *ApJ*, 1998, 496: L1
- 92 Kumar P, Piran T. *ApJ*, 2000, 532: 286
- 93 Sari R, Mészáros P. *ApJ*, 2000, 535: L33
- 94 Dai Z G, Lu T. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 4301
- 95 Zhang B, Mészáros P. *ApJ*, 2001, 552: L35
- 96 Dai Z G, Lu T. *A&A*, 1998, 337: L87
- 97 Dai Z G, Lu T. *A&A*, 2001, 367: 501

- 98 Rhoads J. *ApJ*, 1997, 487: L1
- 99 Rhoads J. *ApJ*, 1999, 525: 737
- 100 Dai Z G, Cheng K S. *ApJ*, 2001, 558: L109
- 101 Pian E, Soffitta P, Alessi A et al. *A&A*, 2001, 372: 456
- 102 Covino S, Lazzati D, Ghisellini G et al. *A&A*, 1999, 348: L1
- 103 Wijers R A M J, Vreeswijk P M, Galama T J et al. *ApJ*, 1999, 523: L33
- 104 Ghisellini G, Lazzati D. *MNRAS*, 1999, 309: L13
- 105 Sari R. *ApJ*, 1999, 524: L43
- 106 Frail D, Kulkarni S R, Sari R et al. *ApJ*, 2001, 562: L55
- 107 Panaitescu A, Kumar P. *ApJ*, 2001, 554: 667
- 108 Ghisellini G, Lazzati D, Rossi E et al. *A&A*, 2002, 389: L33
- 109 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2002, 332: 735
- 110 Panaitescu A, Mészáros P. *ApJ*, 1999, 526: 707
- 111 Moderski R, Sikora M, Bulik T. *ApJ*, 1999, 529: 151
- 112 Wei D M, Lu T. *ApJ*, 2000, 541: 203
- 113 Wei D M, Lu T. *MNRAS*, 2002, 332: 994
- 114 Huang Y F, Gou L J, Dai Z G et al. *ApJ*, 2000, 543: 90
- 115 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2000, 316: 943
- 116 Huang Y F, Dai Z G, Lu T. *A&A*, 2000, 355: L43
- 117 Dai Z G, Huang Y F, Lu T. *MNRAS*, 2001, 324: L11
- 118 Gou L J, Dai Z G, Huang Y F et al. *A&A*, 2001, 368: 464
- 119 Li Z, Dai Z G, Lu T. *MNRAS*, 2002, 330: 955
- 120 Dai Z G, Gou L J. *ApJ*, 2001, 552: 72
- 121 Rossi E, Lazzati D, Rees M J. *MNRAS*, 2002, 332: 945
- 122 Zhang B, Mészáros P. *ApJ*, 2002, 571: 876
- 123 Cheng K S, Huang Y F, Lu T. *MNRAS*, 2001, 325: 599
- 124 Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1993, 418: L59
- 125 Sari R, Piran T. *ApJ*, 1999, 517: L109
- 126 Mészáros P, Rees M J. *MNRAS*, 1999, 306: L39
- 127 Liang E, Crider A, Böttcher M et al. *ApJ*, 1999, 519: L21
- 128 Kehoe R, Akerlof C, Balsano R et al. *ApJ*, 2001, 554: L159
- 129 Park H S, Ables E, Porrata R et al. *Bull. Am. Astron. Soc.*, 2001, 198: 380
- 130 Boer M, Atteia J L, Bringer M et al. *A&A*, 2001, 378: 76
- 131 Li Z, Dai Z G, Lu T et al. *ApJ*, 2003, in press
- 132 Mészáros P, Rees M J. *MNRAS*, 1994, 269: L41
- 133 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2001, 546: L33
- 134 Wang X Y, Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2001, 556: 1010
- 135 Wei D M, Lu T. *ApJ*, 1998, 505: 252
- 136 Zhang B, Mészáros P. *ApJ*, 2001, 559: 110
- 137 Chiang J, Dermer C D. *ApJ*, 1999, 512: 699
- 138 Wei D M, Lu T. *A&A*, 2000, 360: L13
- 139 Panaitescu A, Kumar P. *ApJ*, 2000, 543: 66
- 140 Sari R, Esin A. *ApJ*, 2001, 548: 787
- 141 Harrison F, Yost S, Sari R et al. *ApJ*, 2001, 559: 123
- 142 Yost S, Frail D, Harrison F et al. *ApJ*, 2002, 577: 155
- 143 Dermer C D, Böttcher M. *ApJ*, 2000, 534: L155
- 144 Thompson C, Madau P. *ApJ*, 2000, 538: 105
- 145 Madau P, Thompson C. *ApJ*, 2000, 534: 239

- 146 Mészáros P, Ramirez-Ruiz E, Rees M J. *ApJ*, 2001, 554: 660
- 147 Beloborodov A. *ApJ*, 2002, 565: 808
- 148 Derishev E V, Kocharovskiy V V, Kocharovskiy VI V. *ApJ*, 1999, 521: 640
- 149 Derishev E V, Kocharovskiy V V, Kocharovskiy VI V. *A&A*, 1999, 345: L51
- 150 Fuller G, Pruet J, Abazajian K. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 2673
- 151 Pruet J, Dalal N. *ApJ*, 2002, 573: 770
- 152 Beloborodov A. *ApJ*, 2003, 585: L19
- 153 Woosley S. *ApJ*, 1993, 405: 273
- 154 Paczyński B. *ApJ*, 1998, 494: L45
- 155 Fryer C, Woosley S, Hartmann D. *ApJ*, 1999, 526: 152
- 156 Eichler D, Livio M, Piran T *et al.* *Nature*, 1989, 340: 126
- 157 Narayan R, Paczyński B, Piran T. *ApJ*, 1992, 395: L8
- 158 Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1992, 397: 570
- 159 Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 1997, 482: L29
- 160 Narayan R, Piran T, Kumar P. *ApJ*, 2001, 557: 949
- 161 Ruffert M, Janka H T, Takahashi K *et al.* *A&A*, 1997, 319: 122
- 162 Popham R, Woosley S, Fryer C. *ApJ*, 1999, 518: 356
- 163 Paczyński B. *Acta Astron.*, 1991, 41: 257
- 164 Blandford R, Znajek R. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- 165 van Putten M. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 3752
- 166 Li L. *ApJ*, 2000, 544: 375
- 167 Ruffini R, Bianco C, Frascetti F *et al.* *ApJ*, 2001, 551: L107
- 168 Lee C, Wijers R A M J, Brown G E. *Phys. Rep.*, 2000, 325: 83
- 169 Aloy M, Mueller E, Ibanez J *et al.* *ApJ*, 2000, 531: L119
- 170 Zhang W, Woosley S, McFadyen A. *Bull. Am. Astron. Soc.*, 2001, 198: 3803
- 171 Vietri M. *ApJ*, 1996, 471: L95
- 172 Vietri M, Stella L. *ApJ*, 1998, 507: L45
- 173 Cheng K S, Dai Z G. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 1210
- 174 Alcock C, Farhi E, Olinto A. *ApJ*, 1986, 310: 261
- 175 Huang Y F, Lu T. *A&A*, 1997, 325: 189
- 176 Lu T. *ASP Conf. Ser.*, 1998, 138: 215
- 177 Cheng K S, Dai Z G, Lu T. *Int. J. Mod. Phys. D*, 1998, 7: 139
- 178 Wang X Y, Dai Z G, Lu T *et al.* *A&A*, 2000, 357: 543
- 179 Anderson N. *ApJ*, 1998, 502: 708
- 180 Lindblom L, Owen B J, Morsink S M. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80: 4843
- 181 Duncan R, Thompson C. *ApJ*, 1992, 392: L9
- 182 Kluzniak W, Ruderman M. *ApJ*, 1998, 508: L113
- 183 Ruderman M, Tao L, Kluzniak W. *ApJ*, 2000, 542: 243
- 184 Derishev E V, Kocharovskiy V V, Kocharovskiy VI V. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 1999, 70: 652
- 185 Halzen F, Zas E, McGibbon J *et al.* *Nature*, 1991, 353: 807
- 186 Belyanin A A, Kocharovskiy V V, Kocharovskiy VI V. *MNRAS*, 1996, 283: 626
- 187 Cline D, Hong W. *Astroparticle Phys.*, 1996, 5: 175
- 188 Djorgovski S G, Kulkarni S R, Bloom J S *et al.* 2001, preprint (*astro-ph/0107535*)
- 189 Djorgovski S G, Bloom J S, Kulkarni S R. 2001, preprint (*astro-ph/0008029*)
- 190 Chary R, Becklin E, Armus L. *ApJ*, 2002, 566: 229
- 191 Fruchter A, Thorsett S, Metzger M *et al.* *ApJ*, 1999, 519: L13
- 192 Bloom J, Kulkarni R, Djorgovski G. *AJ*, 2002, 123: 1111
- 193 Schaefer B. *ApJ*, 2000, 533: L21

-
- 194 Cline D B, Matthey C, Otwinowski S. *Astroparticle Phys.*, 2003, 18: 531
195 Ghisellini G. 2001, preprint (astro-ph/0111584)
196 Natarajan P, Bloom J S, Sigurdsson S *et al.* *New Astron.*, 1997, 2: 471
197 Totani T. *ApJ*, 1997, 486: L71
198 Totani T. *ApJ*, 1999, 511: 41
199 Wijers R, Bloom J, Bagla J *et al.* *MNRAS*, 1998, 294: L13
200 Blain A, Natarajan P. *MNRAS*, 2000, 312: L35
201 Böttcher M, Dermer C D. *ApJ*, 2000, 529: 635
202 Schmidt M. *ApJ*, 2001, 552: 36
203 Stern B, Tikhomirova Ya, Svensson R. *ApJ*, 2002, 573: 75
204 Ramaprakash A N, Kulkarni S R, Frail D A *et al.* *Nature*, 1998, 393: 43
205 Djorgovski S G, Frail D A, Kulkarni S R *et al.* *ApJ*, 2001, 562: 654
206 Piro L, Frail D A, Gorosabel J *et al.* *ApJ*, 2002, 577: 680
207 Reichart D. *ApJ*, 2001, 553: 235
208 Berger E, Kulkarni S R, Bloom J S *et al.* *ApJ*, 2002, 581: 981
209 Bloom J, Sigurdsson S, Pols O. *MNRAS*, 1999, 305: 763
210 Djorgovski S G, Frail D A, Kulkarni S R *et al.* 2001, preprint (astro-ph/0106574)
211 Galama T, Vreeswijk P, van Paradijs J *et al.* *Nature*, 1998, 395: 670
212 Bloom J, Kulkarni S, Harrison F *et al.* *ApJ*, 1998, 506: L105
213 van Paradijs J. *Science*, 1999, 286: 693
214 Pian E, Amati L, Antonelli L A *et al.* *ApJ*, 2000, 536: 778
215 Höflich P, Wheeler J C, Wang L. *ApJ*, 1999, 521: 179
216 Kulkarni S R, Frail D A, Wieringa M H *et al.* *Nature*, 1998, 395: 663
217 Waxman E, Loeb A. *ApJ*, 1999, 515: 721
218 Tan J, Matzner C D, McKee C F. *ApJ*, 2001, 551: 946
219 Iwamoto K, Mazzali P A, Nomoto K *et al.* *Nature*, 1998, 359: 672
220 Woosley S E, Eastman R G, Schmidt B P. *ApJ*, 1999, 516: 788
221 Branch D. 2001, preprint (astro-ph/9906168)
222 Bloom J, Kulkarni S, Djorgovski S *et al.* *Nature*, 1999, 401: 453
223 Reichart D. *ApJ*, 1999, 521: L111
224 Galama T, Tanvir N, Vreeswijk P *et al.* *ApJ*, 2000, 536: 185
225 Lazzati D, Covino S, Ghisellini G *et al.* *A&A*, 2001, 378: 996
226 Dado S, Dar A, de Rújula A. *ApJ*, 2002, 572: L143
227 Bloom J, Kulkarni S R, Price P A *et al.* *ApJ*, 2002, 572: L45
228 Garnavich P, Stanek K Z, Wyrzykowski L *et al.* *ApJ*, 2003, 582: 924
229 Price P A, Kulkarni S R, Berger E *et al.* *ApJ*, 2003, 589: 838
230 Price P A, Berger E, Reichart D E *et al.* *ApJ*, 2002, 572: L51
231 Wheeler J C, Yi I, Höflich P *et al.* *ApJ*, 2000, 537: 810
232 Esin A, Blandford R. *ApJ*, 2000, 534: L151
233 Waxman E, Draine B. *ApJ*, 2000, 537: 796
234 Piro L, Amati L, Antonelli L A *et al.* *A&A*, 1998, 331: L41
235 Yoshida A, Namiki M, Yonetoku D *et al.* *ApJ*, 2001, 557: L27
236 Antonelli L A, Piro L, Vietri M *et al.* *ApJ*, 2000, 545: L39
237 Piro L, Garmire G, Garcia M *et al.* *Science*, 2000, 290: 955
238 Amati L, Frontera F, Vietri M *et al.* *Science*, 2000, 290: 958
239 Vietri M, Perola G, Piro L *et al.* *MNRAS*, 2000, 308: L29
240 Lazzati D, Ghisellini G, Amati L *et al.* *ApJ*, 2001, 556: 471
241 Rees M J, Mészáros P. *ApJ*, 2000, 545: L73

- 242 Mészáros P, Rees M J. *ApJ*, 2001, 556: L37
- 243 Yonetoku N M, Murakami T, Masai K *et al.* *ApJ*, 2001, 557: L23
- 244 Wang W, Zhao Y H, You J H. *ApJ*, 2002, 576: L37
- 245 Reeves J N, Watson D, Osborne J P *et al.* *Nature*, 2002, 416: 512
- 246 Borozdin K N, Trudolyubov S P. *ApJ*, 2003, 583: L57
- 247 Rutledge R E, Sako M. *MNRAS*, 2003, 339: 600
- 248 Butler N R, Marshall H L, Ricker G R *et al.* preprint (astro-ph/0303539)
- 249 Lamb D Q, Reichart D. *ApJ*, 2000, 536: 1
- 250 Lin J R, Zhang S N, Li T P. *ApJ*, 2003, submitted
- 251 Madau P. *ASP Conf. Ser.*, 1999, 193: 475
- 252 Marani G G, Nemiroff R J, Norris J P *et al.* *ApJ*, 1999, 512: L13
- 253 Garnavich P, Loeb A, Stanek K. *ApJ*, 2000, 544: L11
- 254 Ciardi B, Loeb A. *ApJ*, 2000, 540: 687
- 255 Venemans B, Blaine A. *MNRAS*, 2001, 325: 1477
- 256 Efremov Y N, Elmegreen B G, Hodges P W. *ApJ*, 1998, 501: L163
- 257 Loeb A, Perna R. *ApJ*, 1998, 503: L35
- 258 Rhoads J. 2001, preprint (astro-ph/0111030)
- 259 Waxman E. *ApJ*, 1995, 452: L1
- 260 Bahcall J N, Waxman E. *Phys. Lett. B*, 2003, 556: 1
- 261 Waxman E. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75: 386
- 262 Vietri M. *ApJ*, 1995, 453: 883
- 263 Dermer C D, Humi M. *ApJ*, 2001, 556: 479
- 264 Takeda M, Hayashida N, Honda K *et al.* *ApJ*, 1999, 522: 225
- 265 Bahcall J N, Mészáros P. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 1362
- 266 Waxman E, Bahcall J N. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78: 2292
- 267 Waxman E, Bahcall J N. *ApJ*, 2000, 541: 707
- 268 Vietri M. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80: 3690
- 269 Dai Z G, Lu T. *ApJ*, 2001, 551: 249
- 270 Li Z, Dai Z G, Lu T. *A&A*, 2002, 396: 303
- 271 Halzen F. In: Dominguez C A, Viollier R D eds. *Weak Interactions and Neutrinos, Proc. 17th Int. Workshop*, Singapore: World Sci., 2000: 123
- 272 Mészáros P, Waxman E. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 171102
- 273 Schneider R, Guetta D, Ferrara A. *MNRAS*, 2002, 334: 173
- 274 Böttcher M, Dermer C D. *ApJ*, 1998, 499: L131
- 275 Baring M. In: Dingus B L, Salamon M H, Dieda D B eds. *GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop*, AIP Conf. Proc. 515, New York: AIP, 2000: 238
- 276 Lithwick Y, Sari R. *ApJ*, 2001, 555: 540
- 277 Cheng L X, Cheng K S. *ApJ*, 1996, 459: L79
- 278 Atkins R, Benbow W, Berley D *et al.* *ApJ*, 2000, 533: L119
- 279 Kochanek C, Piran T. *ApJ*, 1993, 417: L17
- 280 Ruffert M, Janka H T. *A&A*, 1998, 338: 53
- 281 Oohara K, Nakamura T. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 1999, 136: 270
- 282 Brown D. In: Centrella J ed. *Astrophysical Sources for Ground-Based Gravitational Wave Detectors*, AIP Conf. Proc. 557, Melville: AIP, 2001: 314
- 283 Fryer C, Woosley S, Heger A. *ApJ*, 2001, 550: 327
- 284 Dimmelman H, Font J, Mueller E. *ApJ*, 2001, 560: L163
- 285 Fryer C L, Holz D E, Hughes S A. *ApJ*, 2002, 565: 430
- 286 Davies M B, King A, Rosswog S *et al.* *ApJ*, 2002, 579: L63

- 287 van Putten M. ApJ, 2001, 562: L51
288 Cheng K S, Dai Z G. ApJ, 1998, 492: 281
289 Kumar P. ApJ, 1999, 523: L113
290 Spada M, Panaitescu A, Mészáros P. ApJ, 2000, 537: 824
291 Panaitescu A, Mészáros P. ApJ, 2000, 544: L17
292 Ghisellini G, Lazzati D, Celotti A. MNRAS, 2000, 313: L1
293 Preece R, Briggs M, Mallozzi R *et al.* ApJS, 2000, 126: 19
294 Gandolfi G, Feroci M, Costa E *et al.* 2000, preprint (astro-ph/0001011)
295 Hurley K, Berger E, Castro-Tirado A *et al.* ApJ, 2002, 567: 447
296 Lamb D Q, Ricker G R, Atteia J *et al.* 2002, preprint (astro-ph/0206151)
297 Norris J, Marani G, Bonnell J. ApJ, 2000, 534: 248
298 Fenimore E E, Ramirez-Ruiz E. 2000, preprint (astro-ph/0004176)
299 Heise J, in't Zand J, Kippen R M *et al.* 2001, preprint (astro-ph/0111246)
300 Kippen R M, Woods P M, Heise J *et al.* 2002, preprint (astro-ph/0203114)

Gamma-Ray Bursts

Li Zhuo Dai Zigao Lu Tan

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

Great progress on gamma-ray burst (GRB) research has been made since the discovery of afterglows in 1997. Besides that the observations on GRBs are briefly reviewed, this paper focuses on the introduction of recent progress and issues in theories of GRBs, including GRBs themselves, afterglows, energy engines, host galaxies, environments, high energy particles and gravitational radiation, cosmology, etc.

Key words astrophysics—gamma-ray bursts—review—relativity—radiation mechanisms—supernova—particle physics