

γ 射线暴的研究进展 (I) : γ 暴的观测特征及能源机制

韦 大 明 陆 琰

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

文中评述了过去 20 年中对 γ 暴的观测结果, 包括它的时间特性、能谱特征和空间分布。 γ 暴的时间结构非常复杂, 持续时间相差很大, 从小于 1s 到 1000s, 平均大约为 15s。它的能谱表现为从 10keV 到 10MeV 间的连续谱, 有的能谱中还含有吸收线和发射线。空间分布表明 γ 暴源是各向同性的, 这说明 γ 暴要么位于银盘里, 要么位于银晕里, 或者位于宇宙学距离上。我们还简要讨论了中子星作为 γ 暴能源的几种机制。

关 键 词 伽玛射线: 暴 — 伽玛射线: 观测 — 伽玛射线: 理论

1 引 言

γ 射线暴 (以后简称 γ 暴) 是一种短时标的高能 γ 射线暴发现象。1973 年 Klebesadel 等人第一次发表了观测到的 16 个宇宙 γ 射线暴的事例^[1]。70 年代末苏联将高灵敏度的探测器安装在四个 Venera 空间探测器上 (Venera 11—14), 取名为 Konus 实验。Mazets 小组利用 Konus 进行了观测, 在 1981 年发表了 143 个 γ 射线暴的位置、时间特性等数据^[2], 这组数据对后来的理论工作起了很大的作用。之后, 又有很多探测器用来观测 γ 射线暴, 其中有 Pioneer Venus Orbiter(PVO), High Energy Astronomical Observatory (HEAO1 and HEAO3), Solar Maximum Mission (SMM), International Cometary Explorer(ICE), Ginga 卫星等等。至今已观测到了一千多个 γ 射线暴。

γ 暴的 γ 辐射很强, 流量可达 $10^{-2}\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 比那些稳态的 γ 辐射源强得多。光子能量范围很广, 从 1keV 到 100MeV, 但辐射能量主要集中在 100keV—10MeV 之间。某些 γ 暴能谱中还出现吸收线和发射线的特征^[2]。不同 γ 暴的持续时间相差很大, 有的短到只有 0.01s, 有的长达 1000s, γ 暴的上升时标可短到只有 10^{-4}s 量级。

在已观测到的千余个 γ 暴源中, 只有三个是重复爆发的, 它们分别是 SGR0526-66(重

复爆发了 17 次^[3], SGR1806-20(重复爆发了 100 次以上)^[4] 和 SGR1900+14(重复爆发了 3 次)^[5]。括号内的爆发次数是指康普顿 (Compton)GRO 卫星升空以前观测到的。在 1991 年康普顿卫星发射升空后, SGR1900+14 在 1992 年又爆发了三次^[61]; SGR1806-20 在 1993 年 9 月 29 日的 14 个小时内又爆发了三次, 同年 10 月 5 日、9 日和 11 月 10 日各又爆发了一次^[62]。有趣的是, 尽管 GRO 观测灵敏度很高, 却没有发现这三颗以外新的重复暴源。除了重复爆发这个特点外, 这三个源的时间结构比较简单, 持续时间一般较短 ($\sim 0.1\text{s}$), 能谱较软。相反, 其他 γ 暴的时间结构很复杂, 持续时间比较长 (1—10s 甚或更长), 能谱较硬。因此, 通常把 γ 暴分成两类, 重复暴的三个称为软重复暴源 (soft repeaters), 其余的称为经典 γ 暴 (classical bursts)。由于重复暴源的数目太少, 在这里我们主要讨论经典 γ 暴的一些观测特征。关于 γ 暴的观测特征及理论模型, 也可参考 Higdon 和 Lingenfelter^[6] 以及 Harding^[7]、Liang 等人的文章^[8]。

这是 γ 暴的系列评述文章。(I) 和 (II) 主要评述康普顿 GRO 卫星发射以前的研究概况, (III) 中则专门评述康普顿卫星发射以来的研究进展。

2 时间特性

2.1 持续时间

γ 暴的持续时间相差非常大, 可相差五个量级以上。持续时间最短的是 GB820405, 小于 12ms(FWHM)^[9]。GB840304 的持续时间最长, 达到 1000s^[10]。图 1 是 γ 暴的持续时间分布图。这是由 Venera 11-14 上的 Konus 实验观测到的 216 个 γ 暴数据所得到的^[2]。这表示 γ 暴的持续时间大多集中在 15s 左右。但应注意, 观测到的持续时间依赖于探测器的灵敏度, 因而存在着选择效应。

2.2 时间结构

γ 暴的时间结构 (光变曲线) 表现为开始时光子数急剧增加, 上升时标很短, 达到极大值后再逐渐下降。其光变曲线的形状非常复杂, 没有统一的模式。图 2 给出了几个 γ 暴的光变曲线。图 2a 是一个持续时间较长的、且有多峰结构 (multiple peaks) 的 γ 暴源 GB820331^[11], 在主暴 (main burst) 之前大约 60s 处还有一个小的前兆脉冲 (precursor)。图 2b 是一个持续时间很短的 γ 暴源 GB841215^[12], 它在 0.3s 的时间间隔内出现多个脉冲, 脉冲宽度只有 5ms。如此迅速的光度变化, 暗示源的辐射区域非常小, 其尺度不超过 1500km。图 2c 是个时间结构比较简单的 γ 暴源 GB830801^[13], 单峰结构。

γ 暴的时间结构与所观测的光子能量有关。正如图 3 所示, 即使像 GB830801 这样

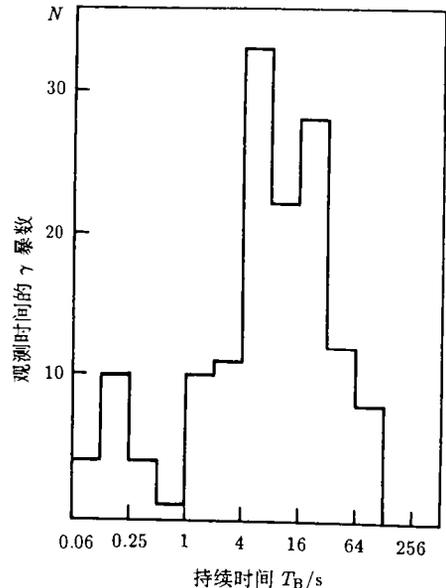
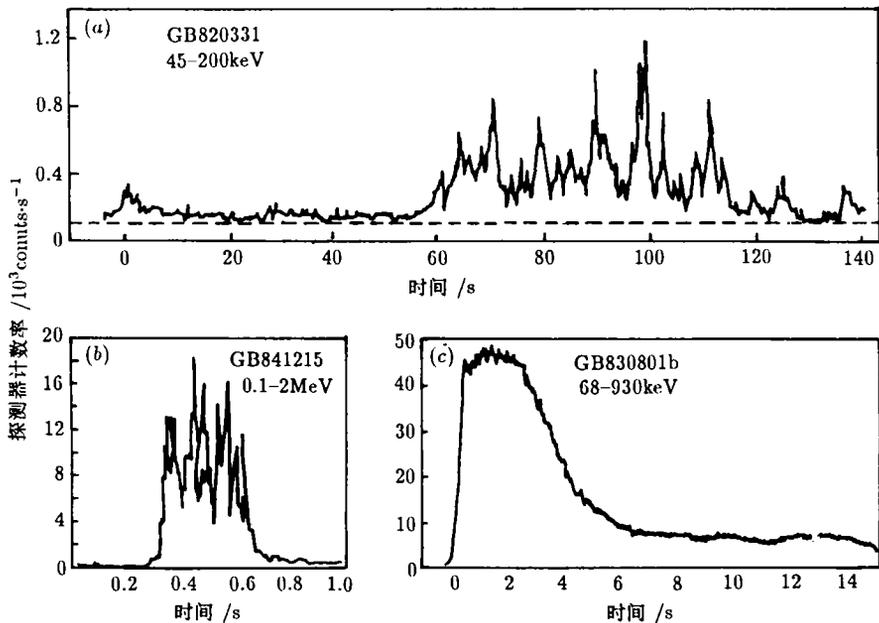
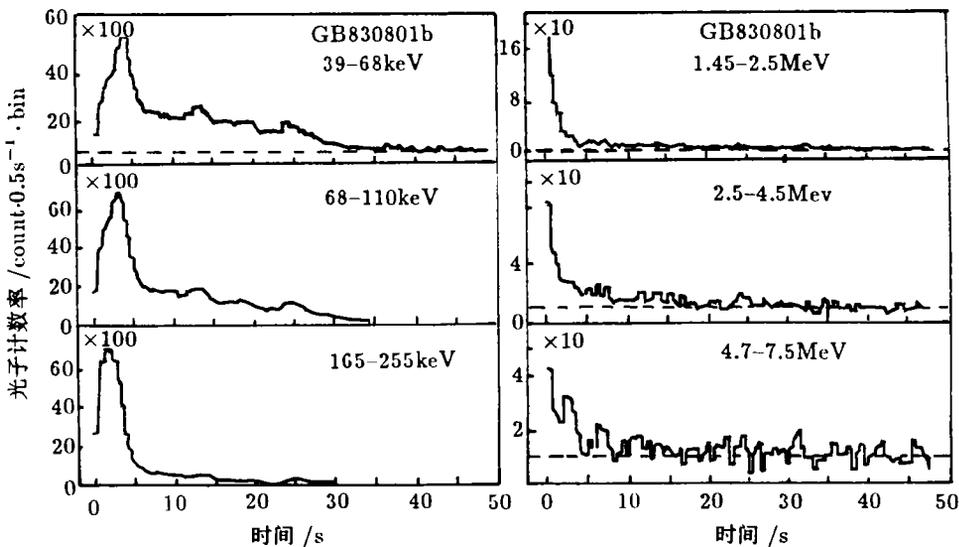


图 1 γ 暴的持续时间分布图^[2]

图 2 几个 γ 暴的光变曲线

(a) 持续时间比较长 (GB820331); (b) 持续时间比较短 (GB841215); (c) 单峰结构 (GB830801b)^[11-13]

图 3 γ 暴 GB830801b 的光变曲线对能量的依赖关系^[13]

时间轮廓比较简单的 γ 暴源, 在不同的光子能量范围内时间结构也是不同的。在 39—68keV 能量范围内峰的宽度 (FWHM) 约为 5s, 而在 2.5—4.5MeV 范围内峰的宽度大约只有 1s, 并且这两个能量范围内峰值流量的到达时间相差约 3s, 能量低的光子到达时

间迟。这个结果后来在康普顿卫星 BATSE 数据中得到了证实^[14]。

2.3 光变时标

尽管绝大多数暴的时间轮廓都呈现多峰结构,但至今只有一个 γ 暴的时间结构具有周期性,那就是著名的 1979 年 3 月 5 日暴,这还不是经典 γ 暴,而是个软重复暴源。GB790305 是康普顿卫星升空以前所观测到的辐射最强的 γ 暴源,它比其他 γ 暴的平均强度大一千倍。它也是观测到的上升时标最短的 γ 暴源,只有 0.2ms ^[15],这要求源的尺度小于 60km ,这一点是 γ 暴起源于中子星的重要证据。图 4 给出了 GB790305 的光变曲线图^[16]。很显然,它的时间结构呈现出 8s 的周期。这个周期可以解释为中子星的自转周期^[16]或进动周期^[17]。

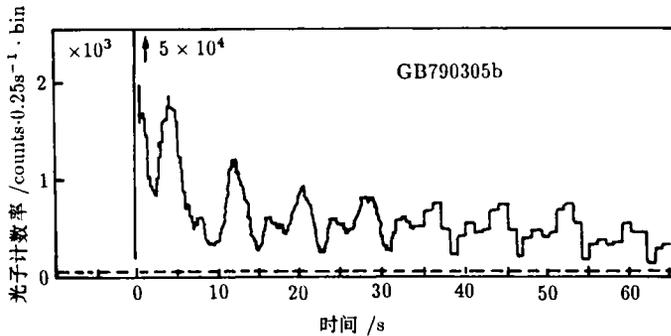


图 4 显示出 8s 周期的 γ 暴 GB790305b 的光变曲线^[16]

除了 GB790305 外,还有一些 γ 暴的时间特性具有周期或准周期结构,其周期值一般在 $2\text{--}18\text{s}$ 之间。例如,GB771029 呈现 4.2s 的周期,但这些结果还都未得到公认^[18]。

2.4 重复暴时间

除了三个软重复暴源 (soft repeater) 外,经典 γ 暴源 (classical bursts) 没有一个观测到重复暴,这可以用来限制 γ 暴源的重复暴时间。Atteia 等人假设每个 γ 暴源重复爆发的时间间隔都是一样的,并且其光度遵循幂律谱分布: $\Phi(L) \propto L^{-\alpha}$ 。他们用 Monte Carlo 方法对不同的时间参数和幂指数 α 进行拟合,结果发现重复暴的时间间隔至少约为一年^[19]。另外,根据 γ 暴的观测频数,再假设 γ 暴源的分布,也可以得到重复暴时间的限制。例如,如果 γ 暴起源于银盘里的中子星,由于各向同性的限制,中子星数目不能超过 3×10^6 个。由于观测到的频数约为每年 100 个,因此重复暴的时间至少为 $3 \times 10^4\text{yr}$ 。如果 γ 暴起源于银晕里,由于中子星总数约为 10^8 个,因此重复暴的时间间隔至少为 10^6yr ^[20]。因此,如果 γ 暴起源于银河系内的中子星,那么每个中子星在一生中都会经历许多次 γ 爆发。

3 空间分布

由于 γ 暴是一种突发事件,且爆发时间很短,事先无法预知,也来不及进行跟踪观

测, 因此无法用窄视场、高灵敏度的探测器, 而只能用广角探测器, 因而这就给确定 γ 暴源的空间位置带来困难, 只有那些同时被三个以上仪器探测到的 γ 暴源, 才能较准确地确定其位置。

人们曾在 γ 暴源的位置上寻找其他波段辐射的对应体, 以期能准确地定出 γ 暴源的位置及距离。但至今没有在一个 γ 暴源的位置上发现有光学辐射、红外辐射和射电辐射, 也没定出 γ 暴源的确切位置。相反, 三颗重复暴源却均有超新星遗迹与之对应, 而 GB790305(即 SGB0526-66) 的位置与大麦哲伦云中的超新星遗迹 N49 相对应。

图 5 给出了 175 个 γ 暴源在银道坐标系中的空间分布^[21]。图中的方框、圆圈等表示位置的测量误差。可见, γ 暴源的空间分布是各向同性的, 既不倾向于银道面, 也不倾向于银心方向, 并且与已知的任何星系或星系团的分布都不相同。事实上, γ 暴源的分布看上去像是随机的。Hartmann 和 Epstein 曾计算了 γ 暴源分布的偶极距和四极距, 发现与各向同性符合得很好^[22]。另外, Hartmann 和 Blumenthal 还计算了 γ 暴源的角相关函数, 发现 γ 暴源也不存在成团性质^[23]。这些结果表明, γ 暴源要么离我们很近, 位于银盘中^[20], 要么位于银晕里^[24], 或者处于宇宙学距离处^[25]。

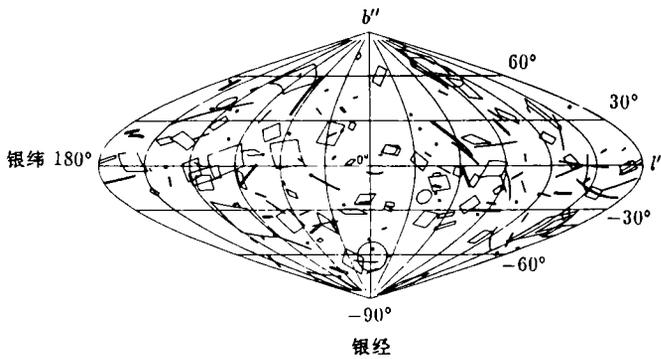


图 5 175 个 γ 暴源在银道坐标系中的空间分布^[21]

研究 γ 暴源分布是否均匀的有效方法是讨论 γ 暴观测频数与相应流量的关系 (size-frequency distribution)。图 6 给出了这种分布的一些观测结果, 其中包括 Konus 实验的观测结果^[2] 和 PVO 的观测结果^[26]。其纵坐标是平均每年观测到的流量超过 S 的 γ 暴数目 N , 横坐标是 γ 暴的辐射流量 $S(\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2})$ 。由于观测流量 S 与距离平方成反比, 而总的 γ 暴数目正比与距离的立方 (如果 γ 暴源均匀分布), 因此对均匀分布的 γ 暴源, 应满足关系 $N(\geq S) \propto S^{-3/2}$, 在图 6 中表现为斜率为 $-3/2$ 的直线。从图 6 中可以看到, 观测到的 γ 暴频数分布与均匀分布等效的频数分布并不一致, 这说明 γ 暴源的空间分布是不均匀的。

γ 暴源各向同性及非均匀性的分布等特点, 基本上排除了 γ 暴起源于银盘的模型, 因为银盘里距离我们很近的中子星很难同时满足各向同性和非均匀的特点^[27]。但是, 正如 Higdon 和 Lingenfelter 指出的, 观测到的这种非均匀性有可能是由于仪器的选择效

应造成的,并不是真正的空间分布不均匀^[28],比如,如果仪器对不同能量光子的响应函数不一样,或对不同持续时间的 γ 暴的探测率不同,都会影响 γ 暴的计数。因此,如果考虑选择效应的话,仍不能排除银盘模型。

为了克服仪器灵敏度带来的偏差, Higdon 和 Lingenfelter 采用另一种方法 V/V_{\max} 来检验 γ 暴源的分布是否均匀^[29],其中 $V/V_{\max} = (C/C_{\min})^{-3/2}$, C 是单位时间探测到的光子数, C_{\min} 是探测器的阈值, V 是以 γ 暴源离我们的距离为半径的球的体积,把 γ 暴源沿视线方向远离观测者,当移到某一最大距离处时正好能被仪器探测到,这时所包围的球的体积为 V_{\max} 。如果 γ 暴源在空间是均匀分布的,那么 V/V_{\max} 的值将在 0 到 1 之间均匀分布,其平均值 $\langle V/V_{\max} \rangle$ 为 0.5, 均方根偏差为 $(12N)^{-1/2}$, N 是观测到的 γ 暴数目。Higdon 和 Schmidt 用 Konus 实验观测到的 123 个 γ 暴源进行统计,发现 $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.45 \pm 0.03$, 在 2σ 水平上与空间均匀分布相吻合。

Hartmann 等人曾计算了中子星在银河系引力场中的运动^[30]。他们从中子星诞生时刻算起,假设中子星都诞生于银道面上,满足一定的初始条件,然后对中子星的运动轨道积分。他们发现,如果探测器的探测范围在 150pc 到 2kpc 之间,那么计算得到的中子星的分布与观测结果基本吻合。Paczynski 也进行了类似的计算^[31],得到的结果也差不多,只是探测器的探测范围略小一些,为几百 pc,这只是由于他们在计算中所采用的初始条件如速度分布不同而已。

4 能谱特征

γ 暴辐射的光子能量范围很宽,从 10keV 到 10MeV,但主要能量集中在几百 keV 以上。 γ 暴的能谱特征一般表现为连续谱加上线谱(吸收线和发射线),还有高能尾巴。

4.1 连续谱

当光子能量在 $30\text{keV} < E < 1\text{MeV}$ 范围内时, γ 暴的光子谱可以用准指数谱来拟合 $dN/dE \propto E^{-n} \exp(-E/kT)$, 其中 n 一般在 0.8—1.5 之间,有效温度 kT 是随时间而变化的,这些谱可以用光学薄热致辐射或热同步辐射来拟合^[2,32]。图 7 给出一个 γ 暴 GB720427 的光子能谱,如用热致辐射来拟合,可得热温度 $kT \sim 500\text{keV}$ ^[33]。

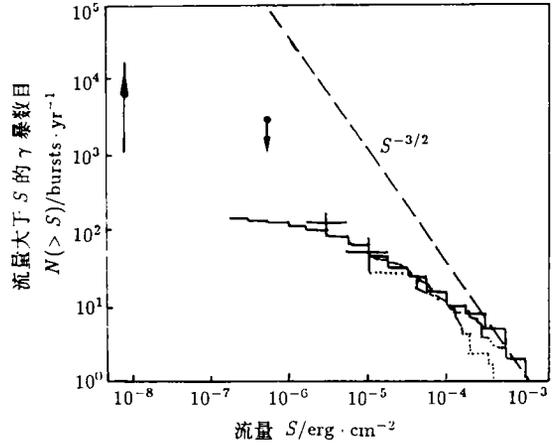


图 6 γ 暴的观测频数 $N(\geq S)$ 与相应流量 S 的关系图。实线表示 Konus 实验结果,虚线表示 PVO 的观测结果,点线表示 Klebesadel 等人的观测结果^[2,26]

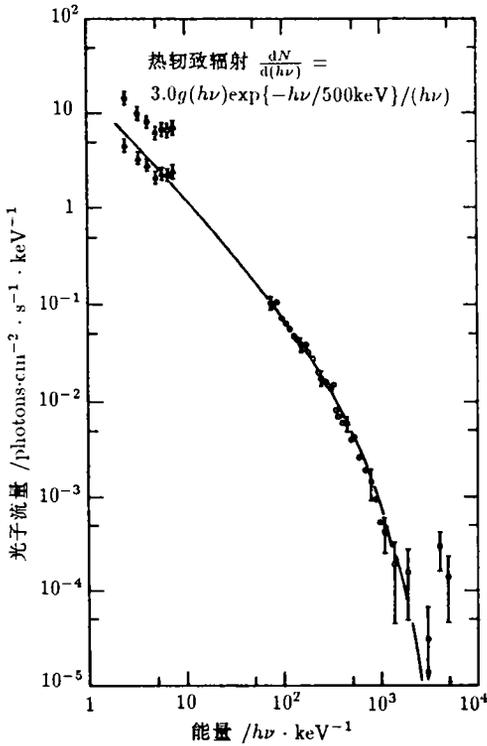


图7 GB720427 的能谱 [33]

当光子能量大于 500keV 时, 光子谱一般可以用幂律谱很好地拟合: $dN/dE \sim E^{-n}$, n 一般在 1—3 之间。SMM 卫星观测表明, 高能辐射是 γ 暴能谱的一个共同特征, 在 71 个 γ 暴中, 有 60% 光子能量可达 1MeV 以上, 有 25% 光子能量达到 4MeV 以上, 并且没有明显截止 [34]。图 8 给出两个具有高能尾巴的 γ 暴能谱 [35]。

高能尾巴的存在对 γ 暴的辐射区域有很强的限制。如果 γ 暴起源于中子星表面, 而中子星表面磁场很强, 那么大于 1MeV 的光子就可能被磁场吸收转化为正负电子对。因此为了使高能光子能够逃离磁层, 要求 $B_{12}\sin\theta < 2E_{\text{MeV}}$, 其中 B_{12} 是磁场强度以 10^{12}G 为单位, E_{MeV} 是光子能量以 MeV 为单位, θ 是光子与磁场夹角 [36]。我们曾提出了 γ 暴的磁流管模型, 该模型能够比较好地解释高能尾巴的存在 [37,38]。

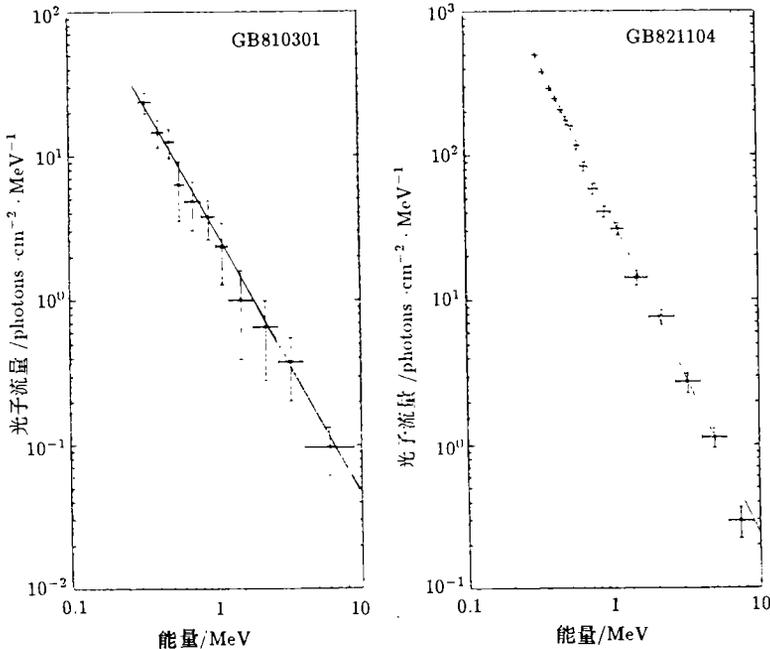


图8 两个具有高能尾巴的 γ 暴能谱 [35]

除磁场吸收外, 双光子碰撞也能产生正负电子对, 因此高能尾巴的存在对光子数密度也有限制, 并且可以进一步限制 γ 暴源的距离。Schmidt^[39] 和 Epstein^[40] 分别讨论了双光子碰撞的情况。他们假设辐射是各向同性的, 然后计算双光子碰撞的光学厚度, 由于没有观测到高能光子的截断, 因此要求光学厚度 $\tau < 1$, 因此对光子数密度有一限制, 从而也限制了 γ 暴的光度。这样, 根据观测到的流量, 就可以得出 γ 暴源的距离小于 20kpc。但是他们在计算中假设辐射是各向同性的, 如果辐射是成束的, 那么双光子碰撞的截面很小, 因此光学厚度比各向同性时要小很多, 那么 γ 暴源的距离可以远得多。

在 γ 暴中也有软 X 辐射 (光子能量小于 20keV), 并且 X 辐射通常比 γ 辐射衰减得慢, 可一直持续到 100s 左右^[41]。Ginga 卫星观测表明, 在 γ 暴的后期软 X 辐射可以用黑体谱很好地拟合, 并且黑体谱的温度约为 1keV 左右。对 GB870303, 其观测流量为 $0.9 \times 10^{-8} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 如果认为黑体辐射来自中子星表面, 那么可以得出中子星的距离 $D \sim 1\text{kpc}$ ^[41]。

观测表明, X 辐射在整个 γ 暴光度中所占的比例很小, 不超过 2%^[41]。这个特点对 γ 暴的辐射区域也有很强的限制。为了不使中子星表面吸收大量能量转化为热辐射, γ 辐射要么是各向异性, 要么辐射区域远离中子星表面^[42]。

γ 暴的辐射能谱也是随时间而变化的, 通常是随着时间的演化由硬变软, 在光子数极大时谱最硬, 随着光子数减少, 谱逐渐变软。图 9 给出 γ 暴能谱变化的一个例子^[43]。图中 1, 2 各表示开始 4s 和随后 4s 的能谱。

4.2 吸收线

在 Konus 实验观测到的 γ 暴中, 大约有 20%—30% 的 γ 暴能谱中有吸收线, 吸收线的位置一般在 30—70keV 之间。Mazets 等人首先指出, 这种吸收线是由于冷等离子体在强磁场中对连续谱的回旋吸收造成的^[44]。在强磁场中, 若不考虑相对论效应, 相邻两朗道能级之间的能量差为 $\Delta E = \hbar e B / 2\pi m c = 11.6 B_{12} \text{keV}$, 因此吸收线的存在要求磁场很强, 大于 10^{12}G 。由于这种吸收线接近 Konus 的截止边缘, 它究竟是真实存在呢还是由仪器效应造成的? 争论了很久。直到 1988 年, Murakami 等人利用 Ginga 卫星的观测资料分析了 GB880205 的能谱, 发现在能谱中有两条吸收线, 它们对应的位置各是 $19.3 \pm 0.7 \text{keV}$ 和 $38.6 \pm 1.6 \text{keV}$, 正好相差两倍^[41], 这个发现有力地证明了回旋吸收线确实存在, 从而说明了在 γ 暴辐射区存在着很强的磁场, 这也是 γ 暴起源于中子星的一个很有力的证据。图 10 给出 GB780325^[45] 和 GB880205^[41] 的能谱。对 GB880205, A 表示到达峰值之前的谱, B 是正好位于峰值时的谱, C 是峰值以后的谱。回旋吸收线的宽度一般都比较窄, GB880205 的两条吸收线的半峰全宽 (FWHM) 分别为 $4.1 \pm 2.2 \text{keV}$ 和 $14.4 \pm 4.6 \text{keV}$, 这说明形成回旋吸收线的散射电子的温度非常低, 通常远小于连续谱温度。从图 10 中还可以看出, 吸收线的形状和强度也是

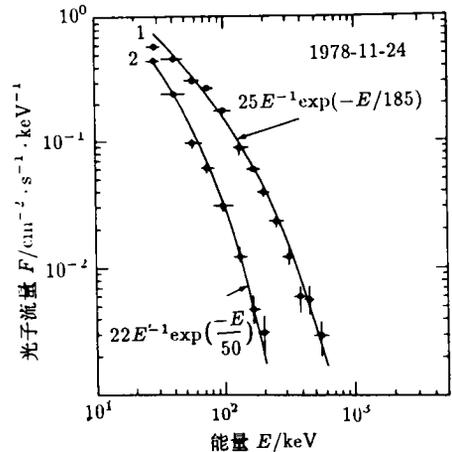


图 9 γ 暴 GB781124 的能谱随时间的变化^[43]

随时间而变化的。GB880205 在 B 时刻吸收线最明显，而在 A 时刻和 C 时刻则吸收线很弱。

5 能源机制

关于 γ 暴的起源已经提出了各种各样的模型，由于许多证据表明不少 γ 暴起源于银河系内的中子星，因此这里我们简要论述一下中子星作为 γ 暴能源的几种机制。

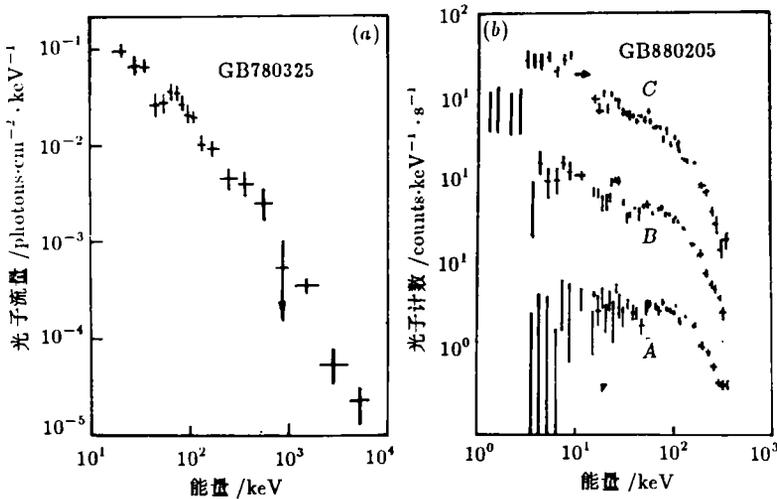


图 10 (a)GB780325 的能谱，有吸收线形状；(b)GB880205 的能谱，其中 A 、 B 、 C 表示在光子数达到极大值附近时三段相邻时间间隔内的能谱^[41,45]

4.3 发射线

在 Konus 实验中约有 15%—20% 的 γ 暴能谱中有发射线存在，发射线的能量一般在 350—500keV 之间^[44]。这些发射线通常认为是由于正负电子对湮灭并经中子星引力红移后产生的^[46]。图 11 给出了 GB790305 和 GB790402 的发射线能谱。GB790305 的发射线是所有 γ 暴能谱中显著性最强的，显著性达到 4.9σ ，其发射线位置在 430keV，对应于引力红移 $z \sim 0.2$ 。

γ 暴能谱中的发射线一般有如下几个特点：(1) 由发射线位置定出的红移值 $z \sim 0.2$ ，与中子星表面的引力红移值差不多，这表明正负电子对的湮灭应发生在中子星表面；(2) 有些 γ 暴的发射线很窄，其宽度小于 250keV，这要求正负电子对的温度很低，约 10keV，比连续谱温度低得多^[49]；(3) 湮灭线中所包含的能量约占整个 γ 暴总能量的 10%—30%^[50]；(4) 从图 11b 可以看出，湮灭线也是随着 γ 暴的时间而变化的，一般来说，在 γ 暴光度极大时湮灭线也最强。在图 11b 中， A 是起初 4s 内的谱， B 是 4—8s 内的能谱。

但是关于湮灭线是否真正存在也还有着不同意见, 主要一个原因是由于 SMM 观测到的 γ 暴能谱中没有一个发现有发射线^[51], 因此在观测上存在着矛盾。造成这种矛盾的一种可能性是由于不同探测器在得到光子能谱时对不同的时间间隔进行积分, 由于湮灭线是随时间而变化的, 如果积分时间较长, 就会平滑掉湮灭线结构。

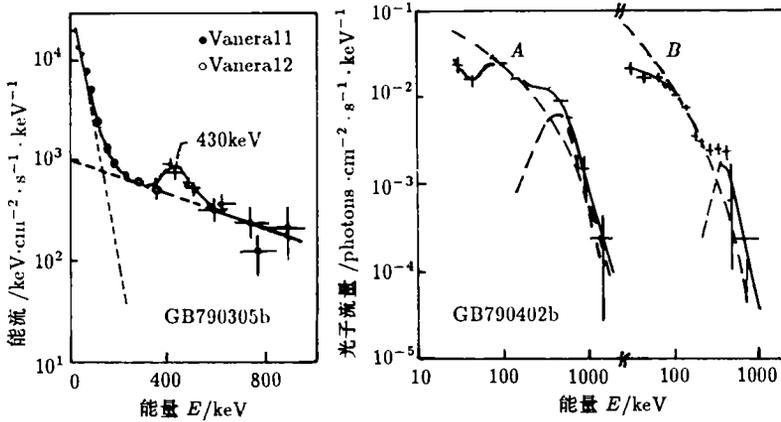


图 11 (a)GB790305b 的能谱, 在 430keV 外有一发射线; (b)GB790402 的两个具有发射线特征的能谱, 其间隔为 $4s$ ^[47,48]

5.1 碰撞或吸积模型

Harwit 和 Salpeter 最早提出, 如果一彗星与中子星相撞, 就有可能产生 γ 暴^[52]。在这种情况下, γ 暴能量来自彗星的动能: $E_b = (R_s/R_0)Mc^2$, 其中 R_s 是 Schwarzschild 半径, R_0 是彗星动能转变为 γ 辐射处的半径。如果彗星直接与中子星相撞, 那么 $R_s/R_0 \sim 0.2$, 如果 γ 暴能源为 10^{38} erg, 要求彗星质量为 5×10^{17} g。这个模型的困难之处在于难以解释 γ 暴的时标, 因为彗星落到中子星表面的时标只有 10^{-4} s, 比 γ 暴的持续时间短得多。这模型的另一个问题是难以解释观测到的 γ 暴频数。因为在银盘中, 中子星的数密度 $n \sim 0.03 \text{ pc}^{-3}$, 从彗星质量释放的能量及观测到的流量 $\geq 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, 要求中子星离地球的距离 $d \leq 30 \text{ pc}$, 在这范围内约有 3×10^3 个中子星。而对每个中子星来说, 彗星的撞击率约为 $10^{-3} - 10^{-2} \text{ yr}^{-1}$, 因此观测到的频数小于每年 30 个, 但实际观测到的 γ 暴频数大于每年 100 个, 比该模型计算的要多。

Epstein 提出中子星的潮汐力能够瓦解行星、彗星等^[53], 使在中子星周围形成一吸积盘, 当吸积盘内边缘的吸积率突然增大时, 形成吸积不稳定性, 从而导致 γ 暴。但在这模型中, 相当一部分 γ 光子会被吸积盘吸收, 然后在光学波段和 X 波段辐射出来。由于我们还没有观测到有光学辐射和强 X 辐射, 因此这种模型也还存在问题。

5.2 热核模型

Hartmann 和 Woosley 提出, 强磁场中子星缓慢吸积能够导致 γ 暴^[54], 被吸积物质可以是星际介质或来自伴星。吸积率 $dM/dt = n_0 m_p R_s^2 c^4 / (v^2 + c_s^2)^{3/2}$, 其中 R_s 是 Schwarzschild 半径, c_s 是声速, n_0 是星际介质密度, v 是中子星速度。可见, 只有慢速运动的中子星才能吸积足够的物质产生 γ 暴。

热核模型有两种情形,一种是中子星表面温度较低 ($T < 3 \times 10^7 \text{K}$),这时当吸积物质质量超过 10^{23}g 时,开始氢燃烧,氢燃烧释放足够的能量使温度上升到 $1.5 \times 10^8 \text{K}$, 3α 过程导致氦燃烧,并进一步导致 γ 暴^[55]。另一种情形是中子星表面温度较高,大于 $3 \times 10^7 \text{K}$,这时当吸积物质超过 10^{19}g 时氢就开始燃烧,此时氢燃烧释放的能量不足以导致氦燃烧,氦就在中子星表面慢慢积聚,当氦的密度达到 $10^7 - 10^8 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时,就可能导致氦燃烧,从而导致 γ 暴^[56]。

热核模型产生的能量为: $E_B = \varepsilon M_{\text{acc}} c^2 \approx 10^{38} - 10^{40} \text{erg}$, 其中 M_{acc} 是吸积物质质量, ε 是氢燃烧效率,约为 10^{-3} 。但这个模型预言将有很强的 X 辐射,这一点与现有的观测相矛盾,是该模型的一大弱点。

5.3 星震模型 (starquake)

星震模型包括壳震 (crustquake)、自转突变 (glitch) 和核震 (corequake)。Pacini 和 Ruderman 计算了在壳震中能够释放的最低能量约为: $E_B \sim (4\pi/3)R^3(B\Delta B/4\pi) \sim 10^{34} \text{erg}$, ΔB 是由于壳震引起的磁场变化^[57]。

Mitrofanov 指出,如果中子星半径发生振动, $\delta R/R \sim \delta P/P \sim 10^{-7}$,那么释放的束缚能约为 $E \sim E_{\text{tot}} \Delta R/R \sim E_{\text{tot}} \Delta P/P \sim 10^{46} \text{erg}$ ^[58]。Tsygan 首先提出,在中子星形成时,由于自转很快,核球是非球形的。当自转减慢时,核球形状趋向于球形,这种形变能导致核震,同时释放 $10^{42} - 10^{43} \text{erg}$ 的能量^[59]。

由上可见,星震模型可以很自然地解释 γ 暴的能源问题。但该模型也遇到一些困难,如星震释放的能量究竟有多少转变成了辐射能?即能量的转换效率是多少,这些能量是如何转变为辐射能的?这些问题还很不清楚。

5.4 中子星转动模型

Ruderman 和 Cheng 从 γ 射线脉冲星的演化中提出了一种 γ 暴模型^[60]。他们认为,当脉冲星的磁轴与转动轴重合时,脉冲星就“死亡”了,“死亡”的脉冲星的外磁层有个真空隙 (gap),一旦当彗星等撞击中子星表面,或中子星表面由吸积发生热核反应时,外真空隙能够加速粒子发出 γ 辐射。“死亡”的脉冲星如果转动周期为 0.1s , 磁场强度为 10^{12}G ,那么其转动能量约为 $L \sim 5 \times 10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$,其中绝大部分将转化为 γ 辐射。

这个模型可以很好地解释为什么 γ 暴能谱中 X 辐射成份很少, $L_x < 10^{-2} L_\gamma$ 。由于外真空隙远离中子星表面,因此 γ 光子只有很少部分被中子星表面吸收转化为 X 辐射。但由于辐射区域离中子星表面很远,磁场很弱,因此很难解释回旋吸收线的存在。

6 结 论

我们已经详细讨论了康普顿卫星发射前 γ 暴的观测特征及其可能的能源机制,尽管关于 γ 暴的起源等问题仍不清楚,但从上面列出的观测事实中可以看出 γ 暴很可能起源于银河系内的中子星,其理由可归纳如下: (1) γ 暴的上升时标很短,如 GB790305,上升时标只有 0.2ms ,则源的大小 $R \leq ct \sim 60 \text{km}$,与中子星的大小差不多; (2) 吸收线的存在表明源的磁场很强, $B \sim 10^{12} \text{G}$,这正是中子星表面的磁场强度; (3) $350 - 500 \text{keV}$

处的发射线如果认为是由于正负电子对湮灭再经引力红移形成的, 则红移量 $z \sim 0.2$, 正好与中子星表面的引力红移相符; (4) GB790305 具有 8s 的周期。这个源的方位与大麦哲伦云中的超新星遗迹 N49 一致。这个 8s 的周期可以认为是超新星爆发后留下的中子星的自转周期; (5) 目前没有观测到 γ 暴在射电和光学波段上的对应体; (6) 如果 γ 暴源位于银河系内, 那么中子星完全可以提供足够的能量来解释 γ 暴的光度; 因此, γ 暴起源于银河系内中子星在 1991 年以前已被大多数人所接受, 另外由 Ginga 卫星观测到的温度约为 1keV 的黑体辐射也表明 γ 暴是近距离的。

γ 暴能谱表明很难用单一的一种模型来解释能谱的形成。 γ 暴能谱通常由较低能段的准指数谱和高能段的幂律谱组成, 其间还有发射线和吸收线。吸收线表明磁场很强, 在中子星表面, 而高能尾巴的存在又限制了磁场的强度, 要求辐射区域磁场不强。在 γ 暴中软 X 射线所占的比例很小, 似乎要求辐射区域离中子星表面很远, 以免光子被中子星表面吸收转化为 X 辐射。

可见, 虽然 γ 暴的观测资料已经积累了不少, 但对 γ 的起源、辐射等问题了解得还很少, 要揭开 γ 暴之谜, 还需要作更详细的研究。

参 考 文 献

- [1] Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A. *Ap. J. Lett.*, 1973, 182: L85
- [2] Mazets E P, Golenetskii S V et al. *Astrophys. Space Sci.*, 1981, 80: 3
- [3] Golenetskii S V, Apketar R L et al. *Sov. Astron. Lett.*, 1987, 13: 166
- [4] Atteia J L, Boer M et al. *Ap. J. Lett.*, 1987, 320: L105
- [5] Mazets E P, Golenetskii S V, Guryan YU A. *Sov. Astron. Lett.*, 1979, 5: 343
- [6] Higdon J C, Lingenfelter R E. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1990, 28: 401
- [7] Harding A K. *Phys. Rep.*, 1991, 206: 327
- [8] Liang E P. In: Liang E P, Petrosian V eds. *Gamma-ray bursts*. New York: Am. Inst. Phys., 1984. 206
- [9] Mazets E P, Golenetskii S V et al. In: Burns M L, Harding A K, Ramaty R eds. *Positron-electron pairs in astrophysics*. New York: Am. Inst. Phys., 1983. 36
- [10] Klebesadel R W, Laros J G, Fenimore E E. *Bull. Am. Astron. Soc.*, 1984, 16: 1016
- [11] Mazets E P, Golenetskii S V. *Astronomia*, 1987, 32: 16
- [12] Laros J G, Fenimore E E, Fikani M M et al. *Nature*, 1985, 318: 448
- [13] Kuznetsov A V, Sunyaev R A et al. *Sov. Astron. Lett.*, 1986, 12: 315
- [14] Ma Yuqing, Cheng Lingxiang, Cheng K S, et al. *Astron. Astrophys.*, 1994, submitted
- [15] Cline T L, Desai U D et al. *Ap. J. Lett.*, 1980, 237: L1
- [16] Mazets E P, Golenetskii S V et al. *Nature*, 1979, 282: 587
- [17] Brecher K. In: Lingenfelter R E, Hudson H S, Worrall D M eds. *Gamma ray transients and related astrophysical phenomena*. New York: Am. Inst. Phys., 1982. 293
- [18] Wood K, Desai U et al. In: Liang E P, Petrosian V eds. *Gamma-ray bursts*. New York: Am. Inst. Phys., 1986. 4
- [19] Atteia J L, Barat C et al. *Ap. J. Suppl.*, 1987, 64: 305
- [20] Jennings M C. *Ap. J.*, 1982, 258: 110
- [21] Golenetskii S V, *Adv. Space Res.*, 1988, 8(2-3): 653
- [22] Hartmann D H, Epstein R I. *Ap. J.*, 1989, 346: 960
- [23] Hartmann D H, Blumenthal G R. *Ap. J.*, 1989, 342: 521
- [24] Shklovskii I S, Mitrofanov I G. *M.N.R.A.S.*, 1985, 212: 545

- [25] Paczynski B. *Ap. J. Lett.*, 1986, 308: L43
- [26] Klebesadel R W, Fenimore E E, Laros J G. In: Woosley S E ed. *High energy transients in astrophysics*. New York: Am. Inst. Phys., 1984. 429
- [27] Paczynski B. *Acta Astron.*, 1991, 41: 157
- [28] Higdon J C, Lingenfelter R E. In: Woosley S E ed. *High energy transients in astrophysics*. New York: Am. Inst. Phys., 1984. 568
- [29] Higdon J C, Schmit M. *Ap. J.*, 1990, 355: 13
- [30] Hartmann D H, Epstein R I, Woosley S E. *Ap. J.*, 1990, 348: 625
- [31] Pacaybski B. *Ap. J.*, 1990, 348, 485
- [32] Liang E P, Jernigan T, Rodriques R. *Ap. J.*, 1983, 271: 766
- [33] Gilman D, Metzger A E *et al.* *Ap. J.*, 1980. 236: 951
- [34] Matz S M, Forrest D J *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1985, 288: L37
- [35] Matz S M. Ph.D. Thesis, Uni. of New Hampshire, 1986
- [36] Harding A K, Petrosian V, Bussard R. In: Liang E P, Petrosian V eds. *Gamma-ray bursts*. New York: Am. Inst. Phys., 1986. 127
- [37] 韦大明, 陆垓, 倪陈平等. *天体物理学报*, 1993, 13: 108
- [38] 韦大明, 陆垓. *天文学报*, 1994, 35: 15
- [39] Schmidt W K H. *Nature*, 1978, 271: 525
- [40] Epstein R I. *Ap. J.*, 1985, 297: 555
- [41] Murakami T *et al.* *Nature*, 1988, 335: 234
- [42] Lamb D Q. In: Gehrels N, Share G H eds. *Nuclear spectroscopy of astrophysical sources*. New York: Am. Inst. Phys., 1988. 265
- [43] Teegarden B J. In: Lingenfelter R E, Hudson H S, Worrall D M eds. *Gamma ray transients and related astrophysical phenomena*. New York, Am: Inst. Phys., 1982. 123
- [44] Mazets E P, Golenetskii S V *et al.* *Nature*, 1981, 290: 378
- [45] Hueter G J. Ph.D. Thesis, La Jolla: Univ. Calif. San Diego, 1987
- [46] Liang E P. *Ap. J.*, 1986, 304: 682
- [47] Mazets E P, Golenetskii S V *et al.* *Astrophys. Space Sci.*, 1982, 84: 173
- [48] Golenetskii S V, Mazets E P. *Astrophys. Spacs Sci.*, 1986, 124: 243
- [49] Ramaty R, Meszaros P. *Ap. J.*, 1981, 250: 384
- [50] Barat C, Hurley K *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1984, 286: L11
- [51] Nolan P L *et al.* In: Burns M L, Harding A K, Ramaty R eds. *Positron-electron pairs in astrophysics*. New York: Am. Inst. Phys. , 1983. 59
- [52] Harwit M, Salpeter E E. *Ap. J. Lett.*, 1973, 186: L37
- [53] Epstein R I. *Ap. J.*, 1985, 291: 822
- [54] Hartmann D H, Woosley S E. In: Cordova F ed. *Multiwavelength astrophysics*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988. 189
- [55] Hameury J M, Bonazzola S *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1982, 111: 242
- [56] Woosley S E, Wallace R K. *Ap.J.*, 1982, 258: 716
- [57] Pacini F, Ruderman M A. *Nature*, 1974, 251: 399
- [58] Mitrofanov I G. *Astrophys. Space Sci.*, 1984, 105: 245
- [59] Tsygan A I. *Astron. Astrophys.*, 1975, 44: 21
- [60] Ruderman M A, Cheng K S. *Ap. J.*, 1988, 335: 306
- [61] Kouveliotou C, Fishman G J, Meegan C A *et al.* *Nature*, 1993, 362 : 723
- [62] Kouveliotou C, Fishman G J, Meegan C A *et al.* *Nature*, 1994, 368 : 125

Progress of the Study of Gamma-ray Bursts(I): The Observational Feature and Energy Source

Wei Daming Lu Tan

(*Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

Abstract

We discuss the observational features of gamma-ray bursts obtained in past two decades, including temporal structures, energy spectra and spatial distribution. GRBs display very diverse temporal structures, their durations spanning from the shortest < 1 s to the longest 1000s, the average is about 15s. The emission has been measured over a broad band of energies from 10keV to 10MeV, there are the absorption and emission lines in some GRB spectra. The spatial distribution of GRBs appears isotropic. We also discuss some energy source mechanisms originated in the neutron star.

Key words Gamma rays: bursts—Gamma rays: observations—Gamma rays: theory