

来自宇宙空间的 γ 射线

范钦敏

(中国科学院高能物理研究所)

一、引言

1960 年用气球观测高空 γ 辐射,发现了来自银河平面处的 γ 射线流,能量约达 10^8 电子伏,在银河中心区域特别强烈。后来的观测发现,那些发射强烈无线电辐射的射电源,如天鹅座 A 源和蟹状星云等也都同时发射 γ 射线。近十年来利用气球和人造卫星对空间的各种 γ 辐射从低能 (10^1 — 10^7 电子伏)一直到中能 (10^7 — 10^9 电子伏)这样一个甚宽的能量范围内进行细致的观测^[1,2,3],结果就诞生了天文学的一个新分支—— γ 射线天文学。从此,人们观测到的从宇宙空间发来的光子的能量范围,就从射频超长波段 (10^{-17} — 10^{-10} 电子伏)起一直延续到中能 γ 射线,从而获得了越来越多的天体信息。

在卫星或气球上测得的 γ 射线,有各向同性的扩展成分,也有来自单个天体的间断成分。这些 γ 射线的发射机制是多种多样的,其能量分布范围也很不一致。天体上许多基本粒子的反应,如正反粒子(电子与正电子,质子与反质子)的湮没和受激核的退激等都可以产生 γ 射线。宇宙线粒子间相互作用产生的次级粒子(如 π^0 、 Σ^0 等)的衰变也可以产生 γ 射线。此外,宇宙线粒子在传播过程中与星际物质发生相互作用,引起康普顿散射、韧致辐射和同步加速辐射等。也都是空间 γ 射线的重要来源。由此可见,宇宙 γ 射线的研究内容是十分丰富的,它与天体物理、粒子物理等有密切的联系。

近年来,随着实验技术的不断进步,宇宙 γ 射线的研究又取得了不少进展。例如大型球面光学反射镜的使用,使得人们有可能在地面上对空间高能 γ 射线进行探测,并已测得某些天体发射的高能 γ 射线流和 γ 射线能谱。再如随着多种实验卫星的发射和太空辐射探测技术的发展,使人们得以观测到前所未有的宇宙软 γ 射线的强烈爆发,这类爆发目前被认为是一种奇特的能量释放过程,在 γ 射线天文学中有着特殊的重要性。本文将叙述上述新发现的高能的和软的两类

宇宙 γ 射线的探测方法和一些特征,并对它们的发射机制作简短的讨论。

二、天体的高能 γ 射线流

最近几年来,宇宙 γ 射线的观测,逐步向高能(大于 10^9 电子伏)方向扩展。利用大型球面光学反射镜,已经观测到 10^{11} — 10^{12} 电子伏的 γ 射线流^[4,5],并且找到了发射这样的高能 γ 射线的各个分立的源——某些已知的天体^[6,7]。

1. 高能 γ 射线流的测定

目前还没有一种办法能直接探测 γ 射线。通常都利用 γ 射线与某些适当的靶物质相互作用所产生的次级效应来间接探测它们。如果不计及 γ 射线与原子核的作用,则它们与物质的作用主要有三种形式:光电效应,康普顿散射和电子偶产生。当粒子垂直入射到某个单位面积靶物质上时,与入射粒子发生相互作用的靶物质仅仅占整个靶物质的很小一部分。可以把这部分靶物质的面积视为入射粒子与靶物质直接作用的面积,称它为入射粒子与靶物质的作用截面(常用 σ 表示),其单位是 10^{-24} 厘米²,或简称巴。此外如果以 n 表示靶物质每立方厘米中的原子数目, ρ 为靶物质的密度(克/厘米³),则 $\sigma n / \rho$ 即称为入射粒子对这种靶物质的作用系数。在能量较高的光子通过一个高原子

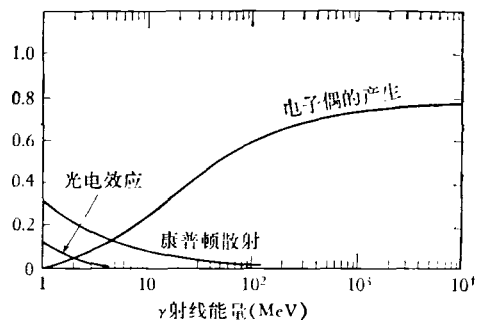


图1 较高能量光子通过一个大原子序数 ($Z = 79$) 的介质,其相互作用系数随光子能量的变化

序数(如 $z = 79$)的介质时,上述三种相互作用的作用系数随光子能量的变化,如图 1 所示。可以看出,在高能量时,相互作用几乎全部是电子偶的产生,其作用截面比低能时大得多。

来自宇宙空间的高能光子穿过上层大气时,通过电磁作用可以产生一对电子偶,其能量与入射光子相近,出射的高能电子在大气中又会以韧致辐射的形式损耗它的大部分能量,从而发射高能韧致辐射光子。高能光子又能再产生电子偶,新形成的电子又再发射韧致辐射。这样,随着大气深度的增加,会出现很多的光子和电子。这就是高能光子(电子)通过电磁作用产生的级联簇射。由这类簇射产生的高能电子,穿过大气层时会放射出可见光,即产生所谓的“契仑科夫效应”,同时由于这类光脉冲持续的时间很短促,所以称它们为契仑科夫闪光。 10^{11} — 10^{17} 电子伏天体 γ 射线源目前就是这样测定的;高能 γ 光子在上层大气中引起级联簇射,产生契仑科夫闪光;这些闪光用放在地面上的夜空契仑科夫光接收器来探测,这样就间接测定了高能 γ 光子。仪器的主要部分是一个大直径(例如 10 米)的球面光学反射镜,它将所收集到的夜空大气簇射的契仑科夫闪光聚焦在一个光电装置上,由此输出光的电脉冲。由于某些自然界的(如雷电)或人为的原因也可能引起夜空闪光,所以测量时需要利用契仑科夫快速光脉冲的特性来排除外界干扰。有时,为了减少局部本底的影响,还可以用相距很远的几个接收器进行快时间符合记录,对于同一种信息,利用几个记录这类信息的探测器,在不同的位置上同时进行观测,并将观测到的几个信号合在一起,这就叫做符合记录。显然,不是同时产生的信息,一般是不能进行符合记录的。如果某种信息持续的时间十分短促,而又能够为几个探测器所同时观测并进行符合,这就叫做快时间符合记录。

随着地球的转动,欲测的一些天体 γ 射线源将相继扫过探测器的孔径,这时便可以测定其契仑科夫闪光的强度变化。由于所用的光学反射镜的直径较大,也就是光的收集面积较大,因此探测的灵敏度可以很高,有可能测定比较弱的高能 γ 射线流。这一类实验每次要持续很多夜晚,因此,需要使用高精度的时标信号。在实验数据收集的整个过程中,必须严格地保持仪器的稳固状态,以减少外来的各种扰动。同时,因为观测的本底较大,所以整个系统测量的稳定性要求也十分高。此外大气深度和磁场方位等的变化也会引起本底的涨落,也要加以注意。

用夜空气契仑科夫光接收器记录高能 γ 射线流时,可以调节探测器的阈能,使得能量在此阈以上的 γ 光子才能被记录下来。同时,由于探测器对天体 γ 射线源的张角很小,角度分辨可以达到 1° 左右,因此从接收器上可以测得由某个天体发射的在某个能量阈以

上的 γ 射线流和 γ 射线能谱。

表 1 列出了部分天体发射的高能 γ 射线的一些观测结果。根据近年来的多次观测,已经能比较肯定地确认,在某些天体(如蟹状星云和脉冲星 NP0532)上存在着高能 γ 射线源。此外,对于一些脉冲星高能 γ 射线的观察发现,脉冲高能 γ 射线的脉动周期与光学或射电脉动周期是很接近的。同时,脉冲的宽度都在几个或几十个毫秒之间,这说明脉冲星上各种频率光子的发射区域的线度都是比较小的(例如等于或小于 10^8 厘米)。这些与脉冲星-旋转中子星模型是一致的。

表 1 某些天体发射的高能 γ 射线流

源	能量阈 ($\times 10^{11}$ 电子伏)	流上限 ($\times 10^{-10}$ $\frac{\text{光子}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{秒}}$)	参考文献
脉冲星			
CP0328	1.7	3.9	[8]
NP0532	2.0	0.23	[9]
CP0950	7.5	0.09	[6]
PSR0833	3.0	1.8	[10]
MP1451	3.0	0.74	[10]
PSR1749	3.0	1.08	[10]
超新星遗迹			
蟹状星云	2.5	1.21	[7]
SN1572	2.3	4.5	[8]
HB9	1.8	13	[8]
IC443	1.7	13	[8]
X 射线源			
天蝎座 X-1	6	0.9	[8]
天鹅座 X-1	1.6	7.5	[8]
X-3	10	2	[11]
银河系平面			
天鹅座源	19	0.45	[12]
仙后座源	24	0.33	[12]
银河系中心区域	3	1.44	[10]
类星射电源			
3C273	3	2.4	[10]
3C446	2.9	5.1	[8]
3C345	1.1	9	[8]
射电星系			
半人马座 A 源	2	0.44	[13]

2. 高能 γ 射线的发射机制

宇宙高能 γ 射线来自许多不同类型的天体。研究高能 γ 射线的发射机制,并寻找它们与天体内部结构、天体演化的联系,乃是 γ 射线天文学的一个重要课题。目前这方面的研究还很不成熟。下面我们仅以几种天

体为例对高能 γ 射线的发射机制作一些讨论。

(1) 蟹状星云和脉冲星 NP0532

i) 同步加速辐射

一般认为, 脉冲星的射电、光、X 射线发射都是同步加速辐射。高速荷电粒子在磁场中运动时, 会以辐射某种光子的形式损失其一部分能量。这种辐射可以在同步加速器内产生, 所以称这种辐射为同步加速辐射。

人们已在脉冲星 NP0532 上观测到 10^{11} — 10^{12} 电子伏的高能 γ 射线流, 并且测得其能谱正比于 $E\gamma^{-1.1}$, 即谱指数与低能、中能 γ 谱很相近。从宇宙空间来的光子辐射, 其辐射流量 I 通常与光子能量 E 有如下的关系, $I \propto E^{-\alpha}$, 也就是说能量愈高的光子其辐射流量愈低。这里 α 就叫做谱指数。例如 $E\gamma^{-1.1}$, 即 γ 光子的谱指数为 1.1。这样, 就有人提出, 直到高能 γ 射线区域, 其发射机制都是同步加速辐射。这是因为, 在高速旋转的磁化中子星——脉冲星上, 如果其旋转轴与磁轴不重合, 将会发射低频电磁波, 电子在具有大量低频辐射的波场中降落, 可以被加速到很高的能量 (10^{13} — 10^{16} 电子伏)。能量这样高的电子在脉冲星表面的强磁场 ($\sim 10^{12}$ 高斯) 中的同步加速辐射, 可以发射高能 γ 射线。

但是, 仔细考察起来, 用同步加速辐射来解释脉冲星的能量大于 10^{10} 电子伏 γ 射线的发射, 也存在不少困难。这是因为, 如果高能 γ 射线是由高能电子的同步加速辐射产生的, 那末在脉冲星强磁场中这些 γ 射线将转变成电子和正电子对, 形成电磁簇射。出射的 γ 射线能谱将正比于 $E\gamma^{-0.5}$, 这明显地偏离实验谱。同时, 能逃逸的湮没光子的最大能量将被限制在 10^{10} 电子伏以内, 因此无法解释所观测到的 10^{11} — 10^{12} 电子伏的 γ 射线流。

作为超新星遗迹的蟹状星云, 虽然同步加速辐射仍然是其高能 γ 射线发射的一种可能的机制, 但是这一机制应用于星云中所遇到的困难似乎更多一些。在蟹状星云中, 等效磁场近似于一常数 $H \approx 10^{-3}$ — 10^{-4} 高斯。在这样的磁场中, 要发射能量等于或大于 10^{11} 电子伏的同步加速 γ 辐射, 要求从脉冲星 NP0532 喷射到星云中的电子能量高达 10^{16} — 10^{17} 电子伏。按脉冲星加速粒子模型^[14], 在最有效的情况下, 也难以使能量这样高的电子从 NP0532 中加速出来喷射到星云中去。由此可见, 同步加速辐射并不能圆满地解释 10^{11} — 10^{12} 电子伏 γ 射线的发射。

ii) 逆康普顿散射

入射光子与电子碰撞后, 可以出射一个能量较低的光子, 而将所损失的能量转移给电子, 这个过程就叫做康普顿散射。所谓逆康普顿散射, 就是上述过程的逆过程, 也就是说, 低能光子与高速电子碰撞后, 可以从电子那里获得一部分能量, 而放射出能量较高的光

子。

同步加速辐射光子通过与高能电子的逆康普顿散射, 可以使光子能量有很大的增涨, 这也是高能 γ 射线产生的一种可能的机制。在蟹状星云和脉冲星 NP0532 上, 与同步加速辐射所产生的 γ 射线流相比, 在 γ 射线能量 $E\gamma < 100$ 兆电子伏范围内, 由逆康普顿散射所贡献的 γ 射线流是微不足道的; 但是在 $E\gamma > 100$ 兆电子伏以后, 随着能量的增大, 逆康普顿散射会逐渐地变得重要起来。在 $E\gamma$ 很大时, 甚至可以给出与同步加速辐射同样数量级的高能 γ 射线流。但是, 问题在于, 对蟹状星云和脉冲星来说, 逆康普顿散射所发射的高能 γ 射线流, 其能量是否可以一直扩展到 10^{11} 电子伏, 关于这一点至今没有定论^[7, 15]。

iii) π^0 衰变等

高能宇宙线粒子间(如质子与质子间)的相互作用及其次级粒子(如 K 介子、 Λ 、 Σ^+ 超子)的衰变等都能产生 π^0 介子。 π^0 衰变也是高能 γ 射线产生的一种可能的机制。此外, 其它次级粒子(如 Σ^0 超子)的衰变以及荷电粒子的韧致辐射等也能产生 γ 射线。目前, 就脉冲星 NP0532 的高能 γ 射线来说, 一般并不认为 π^0 衰变和 Σ^0 衰变以及韧致辐射等的贡献是主要的。关于蟹状星云, 根据目前的估计, 由 π^0 衰变所能产生的高能(大于 100 兆电子伏) γ 射线的流量将比实验测得的高能 γ 射线总流量低好几个数量级, 因此对高能 γ 射线的产生也不起主要作用。

由此可见, 关于蟹状星云和脉冲星 NP0532 的高能 γ 射线流, 其发射机制还有待于进行深入的研究, 甚至可能需要寻找新的发射过程。

(2) 其它一些天体

天蝎座 X-1 是一个很强的 X 射线源, 它产生 X 射线的相对强度比太阳高 10^{13} 倍, 天蝎座 X-1 的高能 γ 射线发射可能与它的强 X 射线辐射有关。

天鹅座 X-1 高能 γ 射线的观测也许具有特别的意义。近年来, 有些人认为, 天鹅座 X-1 中可能有黑洞^[16]。在一个既包含有黑洞又包含有正常星体的星系内, 常常有物质流离开正常星体而掉进黑洞。在物质流掉入的过程中, 将会发射出各种能量的 γ 射线^[17]。这样, 天鹅座 X-1 高能 γ 射线流的观测对所谓的“黑洞”理论可能具有某种鉴别的作用。

类星体是距离我们相当遥远的一种天体, 它们的光谱线常常显示出很大的红移。如果这种红移主要是由宇宙性距离带来的, 那么类星体的能流将十分巨大, 也就是说, 在类星体上产生着十分巨大的能量转移过程。这样, 类星体高能 γ 射线的发射就可能与这类大能量转移过程有关。

综上所述, 天体高能 γ 射线源的发现, 扩展了人们对于天体光子的认识界限, 充实了 γ 射线天文学的研

究领域,同时,也为高能天体物理学提供了新的研究课题。可以相信,对天体高能 γ 射线的深入研究,必将为人们认识天体的物理特性及其演化规律带来更多的信息,提供更丰富的资料。

三、宇宙 γ 射线的爆发

近年来,装有 γ 射线探测器的“维拉”(Vela)卫星最先发现了来自宇宙空间某些地方的软 γ 射线的多次强烈爆发^[18]。爆发持续的时间约为若干秒钟,爆发光子的能量约在0.1—1.2兆电子伏范围内。之后,IMP-6卫星作了类似的观测^[19],得到了与“维拉”卫星一致的结果。接着,OGO-5、OSO-6和OSO-7卫星等又作了进一步地观测^[20,21,22],也得到了肯定的结果。

从1969年7月到1974年6月这五年时间内,“维拉”卫星已经记录到27次这样的爆发。这种爆发是从哪里来的呢?它有什么特征?爆发所代表的能量释放形式与什么样的天体过程相联系?这些都是摆在 γ 射线天文学面前的崭新的研究课题。

1. 仪器概述

由于地球大气层对空间 γ 射线的强烈吸收,再加上 γ 射线爆发的非定时性,因此,观测这类爆发多在一定高度的地球卫星上进行。例如,“维拉”卫星,处在以地球为中心的圆形轨道上,高度约为120,000公里。IMP-6卫星所在的椭圆形轨道,远地点约为200,000公里。OGO-5卫星所在的椭圆形轨道,远地点约为147,000公里。

观测 γ 射线爆发,可以在单个卫星上进行,也可以在几个卫星上同时进行。在每个这样的卫星上,都安装有自动记录的 γ 射线探测器,并使探测器对荷电粒子有相当的屏蔽。例如,探测 γ 射线计数率的“维拉”卫星组,包括有四个卫星(Vela 5A、5B、6A、6B),它们都处在同一圆形轨道上,在每个卫星上,都装备有六个体积均为10立方厘米的碘化铯(CsI)闪烁计数器。六个计数器是这样安置的,使它们对 γ 射线的探测具有一个几乎各向同性的灵敏度。探测器用高原子序数物质加以屏蔽,使它对能量低于0.75兆电子伏的电子和能量低于20兆电子伏的质子能予以甄别。此外,与探测器相连的计数率仪,仅记下那些计数水平明显地在本底之上且计数率快速上升的事例。

装备在IMP-6卫星上的探测器,包括一个直径为2.25吋、厚度为1.5吋的碘化铯(钨)晶体组成的 γ 射线探测器,一个包在碘化铯晶体外边的薄塑料闪烁计数器,它作为反符合屏蔽。粒子探测器经常受到外部宇宙射线等本底的干扰。为了减少这类本底,可以以粒子探测器作为中心探测器,在它的外围装上一组外围探测器。当中心探测器与外围探测器同时记录到由穿

透本领很强的宇宙线粒子等引起的事例时,由这两类探测器输出的信号通过反符合线路可使这类事例不予记录。只有那些在中心探测器上能引起计数而在外围探测器上无法引起计数的事例才能被反符合装置记录下来。这样通过反符合装置,等效地将中心探测器对外界的宇宙线等进行了屏蔽,所以称这类装置叫反符合屏蔽。此外,还有一个能在各个道上同时存贮的14道脉冲幅度分析器,分析器与碘化铯 γ 射线探测器相连,从而可以测量入射 γ 射线流的能谱。由于整个仪器有很好的时间分辨本领,因此可以对爆发的许多最强的脉冲给出单个能谱。

2. 观测结果

(1) 爆发的鉴别

由于所用的 γ 射线探测器对于宇宙线粒子同样是灵敏的,因此,需要提出足够的证据,才能鉴别观测信号是由于在所给定的能量范围内的 γ 光子流引起的,而不是由其它粒子流引起的。在“维拉”卫星上,由于装备着对于荷电粒子流和中子流具有高灵敏度的其它探测器在观测到爆发的时间内,由这些宇宙线粒子流所产生的计数率仍然是稳定的,没有记录到计数率有突然地增长。同时,在许多情况下,爆发流明显地穿越地磁场的某一部分,然而,在各个卫星上都同样地显示出爆发所特有的时间特性。这就表明,爆发流如果是荷电粒子的话,则将具有极高的能量,而在对这些粒子灵敏的那些探测器上同样没有观测到爆发效应。由此可以认为,爆发信号是光子流引起的。

在IMP-6卫星上,由于有反符合装置,可以对总强度、粒子流强度和 γ 射线流强度进行监测,因此鉴别 γ 射线事例更明显一些。图2表示IMP-6卫星探测器对1971年6月30日爆发事例的观测数据。可以看

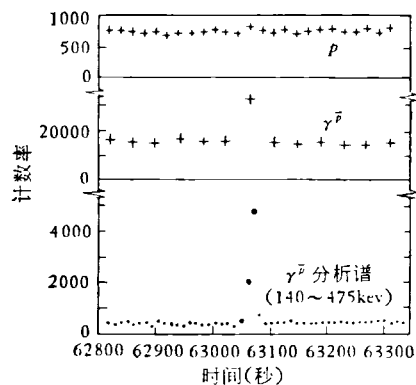


图2 IMP-6卫星探测器对 γ 射线爆发的响应。图中P为塑料反符合探测器的响应, γ^P 为碘化铯 γ 射线探测器的响应,“ γ^P 分析谱”为将三个道的计数加起来给出的对于140到475千电子伏能量的光子流的响应。

出,在爆发到来的若干秒间隔内,探测荷电粒子的薄塑料闪烁计数器的计数(p)只增加了约50个,而在同样时间内,碘化铯 γ 射线探测器的计数(r^p)却增加了约18,000。满足 γ 射线逻辑的脉冲被加到多道分析器中,将分析器三个道的输出加起来,给出对应于140—475千电子伏光子的响应“ r^p 分析谱”。从图中可以看出,在爆发的时间间隔内,这个计数从本底水平(~ 400)猛增到5,000。由此可以确认,爆发流是 γ 光子流,而且具有异常高的强度。

此外,从爆发的延续时间及能量分布可以鉴别出,爆发不是由人为的核爆炸引起的,而是来自宇宙空间的某个突变过程。

(2) 爆发事例的搜集

从1969年7月以来,“维拉”卫星已经持续地记录到很多次 γ 射线爆发事例。由于“维拉”卫星组包括有四个卫星,都装备有灵敏的探测器,又同时在轨道上运行,这样, γ 射线爆发脉冲可以同时为几个卫星探测器所记录。因此,事例的搜集比较完整。

表2列出了“维拉”卫星所记录到的一部分爆发事

例^[11]。所列事例都至少为“维拉”卫星组的两个卫星所记录。事例观测的起始时间是用当天的秒数(世界时)表示的。

按照“维拉”卫星三年的连续观测,在卫星的灵敏区域内, γ 射线爆发的产生率约为每年五次。

(3) 爆发的时间特性

观测表明,爆发在时间上是很短暂的,但其结构却是很复杂的。爆发事例常常由若干个宽度为0.1到1秒的多重脉冲所组成,多重脉冲幅度不一定呈单调变化。爆发持续的时间约在数秒到二十多秒之间。

图3给出在1970年8月22日 γ 射线爆发时,几个“维拉”卫星(Vela 5A、6A、6B)分别记录到的 γ 光子计数率随时间的变化。图中分左右两部分。左边部分,时间坐标取线性坐标,表示在爆发前所测到的本底计数率,本底计数的时间每次为4分钟,总共测十次。右边部分为爆发时测得的计数率,时间坐标取对数坐标。由图可以看出,几个卫星所测得的爆发的时间特性是很相象的,也就是说它们是爆发本身所特有的。

表2 宇宙 γ 射线爆发事例

事例 编号	观测 日期	起始时间 (世界时)(秒)	爆发源取向				积分总能流密度 (尔格/厘米 ²)
			赤道坐标(α, δ)		银道坐标(l^{II}, b^{II})		
			位置1	位置2	位置1	位置2	
67-1	1967. 7. 2	51568					
69-1	1969. 7. 3	26233					2×10^{-4}
69-2	1969.10. 7	26791					2×10^{-4}
69-3	1969.10.17	11927					2×10^{-4}
69-4	1969.10.17	78113					4×10^{-4}
70-5	1970. 7.10	19066					
70-2	1970. 8.22	60571	144, +61	209, -29	153, +44	320, +31	1×10^{-4}
70-3	1970.12. 1	72059					4×10^{-4}
70-4	1970.12.30	25337	120, +10	149, -30	212, +20	264, +19	3×10^{-4}
71-1	1971. 1. 2	69056	216, +60	(225, +3)	103, +54	(1, +50)	1×10^{-4}
71-6	1971. 2.27	62855					
71-2	1971. 3.15	40827					1×10^{-4}
71-3	1971. 3.18	55685	69, +12	115, -71	185, -22	283, -22	1×10^{-4}
71-4	1971. 4.21	11919					3×10^{-4}
71-5	1971. 6.30	63059					5×10^{-4}
72-1	1972. 1.17	63556	104, +9	136, -29	206, +6	255, +12	7×10^{-4}
72-2	1972. 3.12	57195	277, +1	298, +35	31, +5	71, +4	5×10^{-4}
72-3	1972. 3.28	49588					1×10^{-4}
72-6	1972. 4.27	39512					
72-4	1972. 5.14	13591	176, +78		127, +39		2×10^{-4}
72-5	1972.11. 1	68206	11, +19	309, -56	121, -44	342, -37	7×10^{-4}
73-1	1973. 5. 7	29072	342, +56	(254, -33)	107, -3	(351, +6)	6×10^{-4}
73-2	1973. 6.10	75582					1×10^{-4}

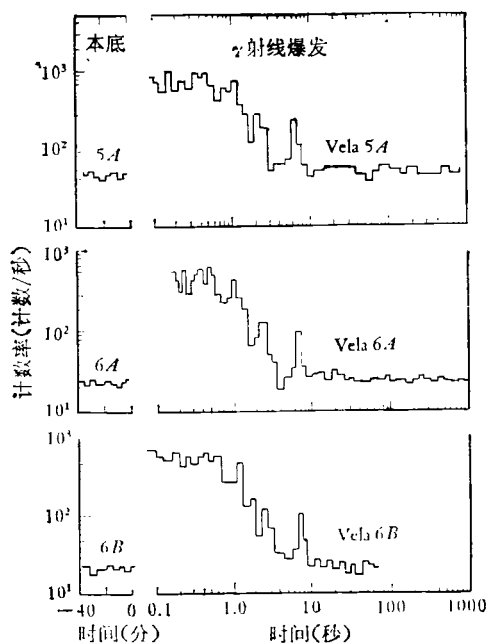


图3 1970年8月22日在三个“维拉”卫星上记录到的 γ 射线爆发时计数率随时间的变化。爆发前的本底计数率画在左边

(4) 爆发的能谱

从1971年3月到1972年9月期间，IMP-6卫星观测到八次爆发事例，对其中的六次已测得了细致的微分谱。在光子能量为100—1200千电子伏区域内，测得的 γ 射线能谱可以很好地用一个指数谱来描述，即

$$\frac{dn}{dE} = I_0 \exp(-E/E_0) \quad (\text{光子/厘米}^2 \cdot \text{千电子伏} \cdot \text{爆发})$$

其中， n 为每次爆发通过单位面积的光子数， I_0 、 E_0 为特定常数。图4画出了几个爆发事例的 γ 射线谱。IMP-6卫星的观测表明，当爆发源的取向与卫星探测器的视界一致时，指数谱的特征能量(E_0)差不多都在150千电子伏附近(例如1971年3月15日1#事例，1971年6月30日2#事例)。此外，有一些事例的指数谱呈现为硬谱，即特征能量 E_0 比150千电子伏要高(例如1971年6月30日1#事例， $E_0 \approx 276$ 千电子伏)。因为这些事例都与爆发源的取向低于卫星探测器的视界相对应，因此，测得的硬谱可以解释为低能光子被卫星表面的强烈吸收所致。同时，在多重 γ 射线爆发中，跟随着主爆发事例，有时还会出现一些次级事例，它们的指数谱常常呈现为软谱，即特征能量 E_0 较低(例如1971年3月18日2#事例， $E_0 \approx 74$ 千电子伏)。这被认为是爆发所特有的软成分，这些成分有一个较慢的衰减特性。

(5) 爆发的积分能流密度

根据卫星上 γ 射线探测器的效率和在爆发时所记录到的 γ 光子的计数率，可以得到爆发光子在卫星附近的瞬时能流密度。当它对爆发时间求积分后，就可以得到爆发光子在卫星附近的积分能流密度。

表2中也列出了在卫星附近测得的爆发的积分总能流密度。这些值是根据测得的纯光子计数，以150千电子伏作特征能量，将指数谱外推，在 $0 \rightarrow \infty$ 光子能量范围内求得的。可以看出，各次爆发的积分总能流密度是很不一样的，取值范围从 3×10^{-6} 尔格/厘米²到 5×10^{-4} 尔格/厘米²，相差可达两个数量级以上。

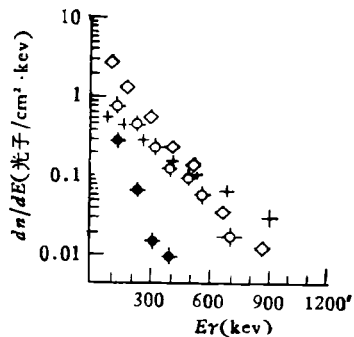
(6) 爆发源的空间特性

用多重“维拉”卫星同时观测 γ 射线爆发，对确定爆发源的空间取向是比较有效的。因为“维拉”卫星的轨道很大，所以同一次爆发到达两个卫星的时间是不同的，也就是说两个卫星的信号之间有一个可测的时间延迟。另一方面，“维拉”卫星探测器对 γ 射线具有一个几乎各向同性的灵敏度。因此，根据时间延迟及卫星所在的位置，利用三角测量法，可以定出爆发源的取向。到1973年6月10日为止，Vela卫星已经对九个爆发源分别给出了可能的两种取向(见表2)。

根据所测得的爆发事例的方向，可以给出爆发源的空间分布。已有的观测表明，这种分布差不多是各向同性的。

3. 爆发的来源

γ 射线爆发是从哪里来的？这是在发现这种爆发以后，首先需要着重追究的一个问题。按照卫星观测所给出的爆发源的大致的方向，地球或太阳作爆发源的可能性是很小的。此外，根据观测，在 γ 射线爆发时， γ 光子的计数率在很短的时标(~ 0.1 秒)内就有明显的变化，这就表明，爆发源发射 γ 射线的区域，其



◆ 1971.3.15 1# ◇ 1971.3.18 2#
+ 1971.6.30 1# □ 1971.6.30 2#

图4 IMP-6测得的几个 γ 射线爆发谱

线度是不大的 ($\leq 3 \times 10^9$ 厘米)。因此,爆发是在一个不大的区域内,在一个比较短暂的时间间隔内,以 γ 光子流的形式,发射巨大能量的过程。按照这种快速的释能过程以及 γ 光子所具有的指数谱形式,通常认为爆发机制将是非热的。

近来,根据爆发的各种特性,已经提出了很多的爆发源模型。但是,至今还没有一个能得到很满意的结果。以下仅对几种模型作一些简单的介绍。

(1) 超新星

科尔盖特 (Colgate)^[24] 早就提出,在超新星演化的初始阶段,会出现 γ 射线爆发。于是,在实验上观测到 γ 射线爆发后,就很容易使人想起这种爆发源可能就是超新星。通常的超新星所能发射的总能量比 γ 射线爆发所要求的能量还大好几个数量级,因此从能量的角度来说,把超新星作为爆发源是允许的。但是,在已经观测到的很多次 γ 射线爆发中,在与任何一次 γ 射线爆发相关的时间及方向上都没有找到相应的新星或超新星事例,测得的爆发源位置与已知的超新星位置也很不一致。因此,到目前为止,难以以超新星作为 γ 射线的爆发源。

(2) 耀斑星或超耀斑星

由于太阳耀斑的 X 射线爆发在时间特性及能谱等方面与目前所观测到的 γ 射线爆发很相像,因此,在寻找 γ 射线爆发源时,自然会联想到那些与太阳耀斑相类似的其它恒星(如白矮星)耀斑或超耀斑。但是这样做的最大困难在于能量来源。因为,如果至今所观测到的 γ 射线爆发来自某些光耀斑星或 γ 射线耀斑星,则要求这类耀斑所具有的能量将比太阳耀斑大 10^{10} 倍^[25]。产生这样巨大的超耀斑,目前还找不到可靠的证据。此外,这么巨大的超耀斑,应该相应地有大量的微波或可见光发射,但是,在与 γ 射线爆发相近的方向上至今没有观测到这类发射。

(3) 中子星

一般认为,在某些物质陷进中子星或黑洞的过程中,引力能是可以转变成 γ 射线能量的。据此,有人提出 γ 射线爆发的中子星-彗星说^[26]。即认为银河系中一些老的中子星可能被一些彗星云所环绕着,当彗星偶然地掉到中子星表面时,就会导致多重 γ 射线爆发。但是,至今除了太阳系彗星外,还没有看到过上述这样的彗星,因此缺乏观察上的支持。而且,根据爆发的产生率,要求中子星彗星的数目比太阳系彗星还要多,这种可能性有多大还不清楚。

(4) 相对论性微粒

格林德利 (Grindlay) 等^[27]曾提出一种“相对论性

微粒说”来解释 γ 射线爆发。他们认为,从脉冲星可以发射出许多具有相对论性速度的小的铁微粒。当这些铁微粒进入太阳系后将会破裂,从而释放出大量具有相对论性速度的部分电离了的铁离子。在太阳光子与这些铁离子之间产生的荧光光子将被有效地散射,能量达到 γ 光子区域。由此形成所观测到的 γ 射线事例。由于散射具有很强的方向性,因此事例呈脉冲状。不过,在这样的模型中,相对论性铁微粒是从哪里来的?如果脉冲星是它们的可能来源,那么,为什么脉冲星能大量地持续地抛射出这种微粒?这种微粒在抛射出来以后,能否在广宽的宇宙空间传播出去并以巨大的速度进入到太阳系里来?这些都是相对论性微粒说所迫切需要解答的问题。

除此之外,还有一些其它的爆发源模型。如索菲亚 (Sofia) 等^[27]提出的反物质块与恒星的碰撞模型等等。总之,模型很多,但爆发源的实在的物理图象还没有真正被人们所揭示出来。

综上所述, γ 射线爆发是近年来新发现的一种空间光子流的突变现象,它代表了宇宙能量的某种特征的释放形式。卫星观测所获得的 γ 射线流的时间特性、能谱以及空间取向等都为我们了解这种现象提供了很丰富的资料。虽然到目前为止,人们对这种爆发的认识还很不完善,但是可以相信,随着 γ 射线天文学的不断发展,所谓奇特的 γ 射线爆发终究是会被人所认识的。

参 考 文 献

- [1] Golenetski, S. V. et al., *Astr. Letters*, **9** (1971), 69.
- [2] Vedrenne, G. et al., *Astr. & Astrophys.*, **15** (1971), 50.
- [3] Mayer-Hasselwander, H. A. et al., *Astrophys. J. Lett.*, **175** (1972), L23.
- [4] Fazio, G. G. et al., *Acta Phys.*, **29** (1970) Suppl. 1, 111.
- [5] Charman, W. N. et al., *Acta Phys.*, **29** (1970) Suppl. 1, 59.
- [6] Grindlay, J. E., *Astrophys. J. Lett.*, **174**(1972), L9.
- [7] Fazio, G. G. et al., *Astrophys. J. Lett.*, **175** (1972), L117.
- [8] Fazio, G. G. et al., *Proc. XI Int. Conf. Cosmic Rays*, (1969), OG-13.
- [9] Helmken, H. F. et al., *Astrophys. J.*, **184** (1973), 245.
- [10] Grindlay, J. E. et al., *Proc. XIII Int. Conf. Cosmic Rays*, (1973), OG-476.
- [11] Vladimirovsky, B. M. et al., *Proc. XIII Int. Conf. Cosmic Rays*, (1973), OG-521.
- [12] Weekes, T. C., *Proc. XIII Int. Conf. Cosmic Rays*, (1973), OG-472.
- [13] Grindlay, J. E. et al., *Astrophys. J. Lett.*, (下转第 80 页)