

空间高能 γ 射线流的探测是高能 γ 射线天文学的首要任务。对于从分立星体源来的高能 γ 射线流，大致可以划分为如下三个能区分别进行探测。

1. 10^7 — 10^8 电子伏能区

在这个能区内， γ 射线与物质的相互作用主要表现为“对”产生，即一个 γ 光子受作用后转换为一对正负电子。如果设法在探测装置中尽可能多地使 γ 射线转换成电子对并把这些电子对记录下来，那末就能实现对入射 γ 射线的探测。不过，由于地球大气层对空间 γ 射线流有强烈的吸收，故探测装置必须放在高空气球或卫星上。在这类探测中，最常用的探测器是火花室。火花室对于入射的 γ 射线具有一定的转换效率，同时，时间分辨本领和本底甄别能力也比较高。更为重要的是在火花室中按照所记录到的

正负电子对的径迹可以比较准确地追溯到初级 γ 射线的入射方向，也就是说它对入射的 γ 射线具有较好的角度分辨，从而便于寻找空间高能 γ 射线源。有时为了提高探测能力，常把几个火花室以及其它一些探测器组合起来，构成火花室 γ 射线望远镜。图1所示的便是一个0.5米 $\times$ 0.5米数字化丝栅火花室 γ 射线望远镜。

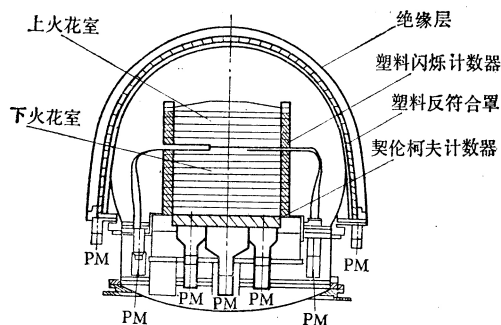


图1 火花室 γ 射线望远镜。PM表示光电倍增管

近十年来，利用火花室 γ 射线望远镜对上述能区的空间 γ 射线进行了大量的实验观测，取得了相当重要的结果。在这些观测中，50—200兆电子伏能区最引人注目。这是因为，宇宙间存在着一类相当重要的高能相互作用，即高能质子-质子碰撞。在这类碰撞中，最常见的产物便是 π^0 介子。 π^0 介子是一类不稳定粒子，它们通过电磁作用很快地衰变成一对 γ 光子。

在实验室系中，由 π^0 衰变所得到的 γ 射线能谱的形状虽然与 π^0 介子的总能量有关，但谱的峰值所对应的能量总在68兆电子伏附近，即落在上述能区内。同时，火花室对 γ 射线的探测在这个能区附近也最为有效。所以，对空间 γ 射线的观测比较多的集中在50—200兆电子伏能区内进行。通过这些观测，找到了很多中高能 γ 射线源。例如，SAS-2卫星及COS-B卫星上的火花室实验表明，在银道面附近存在着不少分立的中高能 γ 射线源，其中有些就是已知的射电脉冲星。

火花室探测器对于空间 γ 射线的探测有一定的能量限度。空间 γ 射线流在很宽的能量范围内服从幂律型能谱，即随着能量的增高，其强度会迅速下降。在能量大于 10^9 电子伏以后，空间 γ 光子流将变得十分微弱。若要探测这些光子流，则需要把探测器的体积做得非常大，曝光时间也要足够地长，这就给运载系统带来了很多的困难。所以，到目前为止，卫星或气球载的探测器系统主要用来探测小于 10^9 电子伏的空间 γ 射线流。至于 10^9 — 10^{11} 电子伏的空间 γ 射线流，目前在探测方法上还受到很大的限制，难以对它们作出仔细的观测。

2. 10^{11} — 10^{14} 电子伏能区

对于这个能区的空间 γ 射线流，如今大多采用地面大气契伦柯夫技术进行观测。我们知道，从宇宙空间射来的 10^{11} — 10^{14} 电子伏的超高能 γ 射线流，在地球的上层大气中会引起电磁簇射，产生一些簇射的次级粒子。由于这些次级粒子很容易被大气层所吸收，因此直接探测这些簇射粒子是比较困难的。然而，由簇射粒子（电子）在大气中所产生的契伦柯夫光却不容易被吸收，可以在高山或甚至在海平面上进行探测。这样，通过大气契伦柯夫光的探测就为在地面上观测空间超高能 γ 射线流找到了一种比较有效的方法。当然，这类观测需要在晴朗的无月光的夜晚才能进行，以尽量减少大气可见光本底。最简单的大气契伦柯夫光探测器如图2所示。大直径的光学反射镜收集来自大气簇射的契伦柯夫闪光，并将这些闪光聚焦在光电倍增管的光阴极上，由此输出光的电脉冲。由于大气簇射所产生的契伦柯夫闪光，其脉冲持续时间十分短促（ $\sim 10^{-8}$ 秒），因此利用探测装置对光脉冲的快速响应，就可以对夜空中可能出现的其它发光现象进行甄别，并把契伦柯夫光脉冲从夜空背景中鉴别出来。有时还可以用相距较远的多个反射镜系统进行快时间符合记录，以减少局部本底的影响。

在 10^{11} — 10^{14} 电子伏能区，除了由 γ 射线引起的大气簇射外，高能宇宙线质子及重核也会在大气中引起核簇射。这两类簇射所形成的大气契伦柯夫辐射的分布比较类似，在地面上通过契伦柯夫光的探测很难辨认出是哪一类簇射。因此，核簇射将成为超高能空间 γ 射线探测的主要背景来源。不过，由于宇宙射线

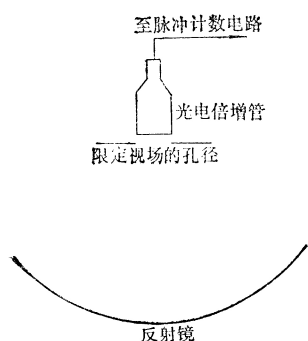


图2 大气契伦柯夫光的探测

契伦柯夫辐射的非各向同性成分,那末就能推断出这种成分是由超高能 γ 射线引起的。为了确认这种非各向同性成分,常常需要把从可能的 γ 射线点源得到的契伦柯夫光脉冲事例数与从邻近区域来的事例数进行反复的比较。有时,需要用多重探测器系统对所寻找的源及其邻近区域进行多次扫描。在作了长时间观测后,才能把超高能 γ 射线源从仪器及大气所造成的多种背景中识别出来。

从分立的星体源来的超高能 γ 射线流,它们的辐射光度与星体源的其它辐射流相比往往是比较低的。而且这些星体离我们又相当遥远,因此,在地面附近所能探测到的这类 γ 射线流非常微弱,一般仅在 10^{-12} — 10^{-10} 光子/厘米²·秒的水平上。探测这么弱的 γ 光子流确实是一件很艰巨的工作。有时为了提高探测器的灵敏度,把光学反射镜做得很大。

一般认为,脉冲星是可能的宇宙射线源。脉冲星超高能 γ 射线的探测,自然最先引起人们的注意。从蟹状星云脉冲星 NP0532 方向上,曾多次观测到超高能 γ 射线流,其中不仅有脉冲成分,而且还有连续成分。另外,从一个相当古老的又最接近于太阳系的脉冲星-CP0950 上,几个实验室也曾分别探测到超高能 γ 射线流。但是,奇怪的是在这两个脉冲星上,在相当长一段时间内,又明显地观测不到这些 γ 射线流。这样看来,这类脉冲星的超高能 γ 射线流,其幅度与相位都可能在变化着。这一点至今令人不解。船帆座脉冲星 PSR 0833-45 是一个很强的低能 γ 射线源。在这个脉冲星方向上也曾观测到脉冲超高能 γ 射线流,而且它的脉动周期与射电脉冲十分相近。同时,超高能 γ 射线的脉冲分布与低能 γ 射线也十分相似。可见,在这个星体上,超高能 γ 射线的发射过程与低能 γ 射线甚至与射电辐射的发射过程有某些共通之处。

除了脉冲星以外,从某些超新星遗迹、类星体、特殊星系以及星系团等星体上也曾经观测到超高能 γ 射线流。这些观测对于研究超高能 γ 射线的发射机制、揭示这些天体内部所进行的高能过程以及它们的演化规律等都是很有意义的。

3. 大于 10^{14} 电子伏能区

10^{14} 电子伏以上的特高能量 γ 射线,像特高能宇宙线粒子一样,在地球大气层里能引起广延簇射,其次级粒子的分布范围很广,有的可达 10^5 米²以上。这类簇射产生的大量次级粒子不会完全被地球大气层所吸收,有一部分仍可以到达地面附近。因此,在地面可以直接探测到这些簇射粒子。由于特高能量 γ 射线与大气原子核作用产生 π 介子的截面比特高能宇宙线质子产生 π 介子的截面约小两个数量级,因此由特高能量 γ 射线所发展的广延大气簇射,具有异常低的 μ 子数目。有时就把这类簇射称为少 μ 子簇射。少 μ 子簇射与高能宇宙线质子所引发的具有大量 μ 子的簇射可以按照 μ 子的数目加以区分。少 μ 子簇射虽然已为大的探测器阵列实验所观测到,但是,这类簇射的起因还有一些其它的复杂因素。按照所观测到的少 μ 子簇射事例,还不能完全确认它们是由特高能 γ 射线所引起的。

10^{14} 电子伏以上的空间 γ 射线的研究,目前进展缓慢。究其原因有两点,一是这类光子流十分微弱,至今找不到合适的探测手段;二是特高能量 γ 射线流在星际空间会被强烈地吸收,主要的吸收过程是与2.7K微波背景辐射光子的相互作用。我们知道,当光子能量小于 10^{14} 电子伏时,宇宙空间对这些光子几乎是透明清彻的,即便在100亿光年远处产生的这类光子,也可能为我们所观察到;但是当光子能量高于 10^{14} — 10^{15} 电子伏以后,宇宙空间对它们就不再是“透明”的了,这是因为,很高能量的光子可以和宇宙间到处都有的微波背景辐射光子直接作用并转换成一正负电子。这类反应的阈能是很高的($\sim 10^{14}$ — 10^{15} 电子伏)。于是,小于这个阈能的光子不被作用,在宇宙空间可以畅通无阻,而高于这个阈能的光子则随时随地都可能受到背景辐射的阻挡,它们的平均自由程会因此下降到2万光年以下。我们知道,银河系的平均直径约为10万光年。由此可见,只有从银河系或与银河系最邻近的那些星体上发射的这类特高能量 γ 光子才有可能到达地球。从更遥远的星体上发出的这类光子,在地球空间几乎是永远观测不到的。由于上述原因,空间特高能量 γ 射线的研究受到了很大的限制。

综上所述,高能及超高能 γ 射线天文学的兴起,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,也为研究宇宙线的起源、恒星的晚期演化以及星体的高能粒子过程等提供了新的观测依据。可以确信,对天体高能 γ 射线的深入研究,必将为人类认识高能宇宙开创出崭新的前景。