

第 6 章 初级宇宙射线

人们会发现，一切事物都取决于物质粒子之间相互作用力的构成；事实上，自然界中的所有现象都起源于这些力。

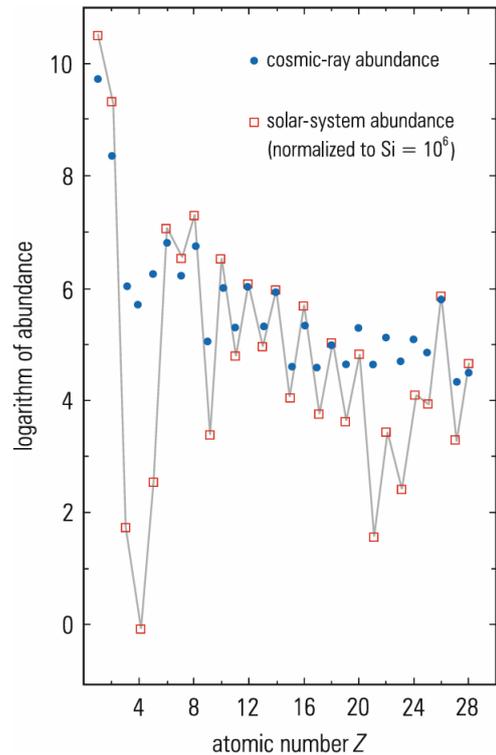
——R. J. Boscovich

宇宙射线为我们提供了关于银河系及更远宇宙中发生的高能过程的重要信息。在源头产生的宇宙辐射通常被称为原初宇宙射线。这种辐射在穿过银河系和河外空间时会发生改变。来自银河系的粒子在到达地球大气层顶端之前平均会穿过 6 g/cm^2 的柱状密度。当然，大气层并没有真正的“顶端”，而是呈指数密度分布。人们习惯将 40 km 的高度理解为大气层顶端。这个高度对应于 5 g/cm^2 的剩余柱状密度，相当于 40 km 以上剩余大气层产生的 5 毫巴压力。到达地球大气层的宇宙射线通常被称为初级宇宙射线。

宇宙射线源主要加速带电粒子，例如质子和电子。由于所有元素周期表的元素都在元素形成过程中产生，因此氦、锂等原子核也可以被加速。宇宙射线代表了来自地球以外甚至银河系以外的物质样本，其化学成分表现出与我们太阳系元素丰度相似的某些特征。

在源头被加速的带电宇宙射线可以通过在源头本身的相互作用产生许多次级粒子。

这些主要是不稳定的次级粒子，例如 π 介子和 K 介子，在衰变过程中会产生稳定的粒子，例如来自 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 衰变的光子和来自 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ 衰变的中微子。次级粒子也会从源头发射出来，并到达地球。让我们首先讨论初级宇宙射线的原始加速带电成分。



6.1 初级宇宙射线的带电成分

图 6.1 $1 \leq Z \leq 28$ 原初宇宙射线的元素丰度

从太空出来，在高层大气中发生的是一种薄薄的带电粒子雨，被称为初级宇宙射线。

——Michio Kaku

初级宇宙射线的元素丰度如图 6.1 和图 6.2 所示，并与太阳系的化学成分进行了比较。质子是最主要的粒子种类（约 85%），其次是 α 粒子（约 12%）。原子核电荷数 $Z \geq 3$ 的元素只占带电初级宇宙射线成分的 3%。图 6.1 和图 6.2 表明，太阳系的化学成分与宇宙射线的化学成分有很多共同点。然而，锂、铍和硼（ $Z = 3 - 5$ ）以及铁族元素以下（ $Z < 26$ ）的元素却存在显著差异。宇宙射线中锂、铍和硼的丰度较高，这是由于初级宇宙射线中的较重元素，特别是碳（ $Z = 6$ ）和氧（ $Z = 8$ ）在穿过星际物质时发生碎裂造成的。同样，铁的碎裂也会产生铁族元素以下的元素。初级宇宙射线化学成分对原子核电荷数的依赖趋势可以通过核物理原理来解释。

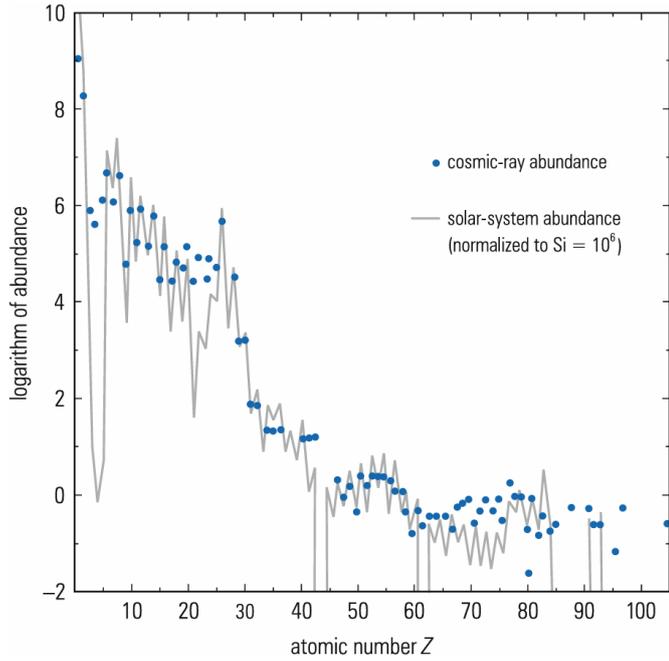


图 6.2 $1 \leq Z \leq 100$ 时初级宇宙射线的元素丰度

在核壳模型中，可以很容易地解释为什么具有偶数质子和偶数中子的原子核（偶偶核）比具有奇数质子和奇数中子的原子核（奇奇核）更丰富。就稳定性而言，偶奇核和奇偶核的丰度介于偶偶核和奇奇核之间。当核壳被填满时，原子核会变得非常稳定（“幻数核”），而幻数（2, 8, 20, 50, 82, 126）分别对应质子和中子。因此，双幻数核（如氦和氧）特别稳定，因此丰度很高。但像铁这样的原子核具有很高的结合能，可以由核聚变过程产生，在带电初级宇宙射线中也相对丰富。图 6.3 显示了在太阳活动周期的特定时期内，氢、氦、碳和铁的原子核的能谱。

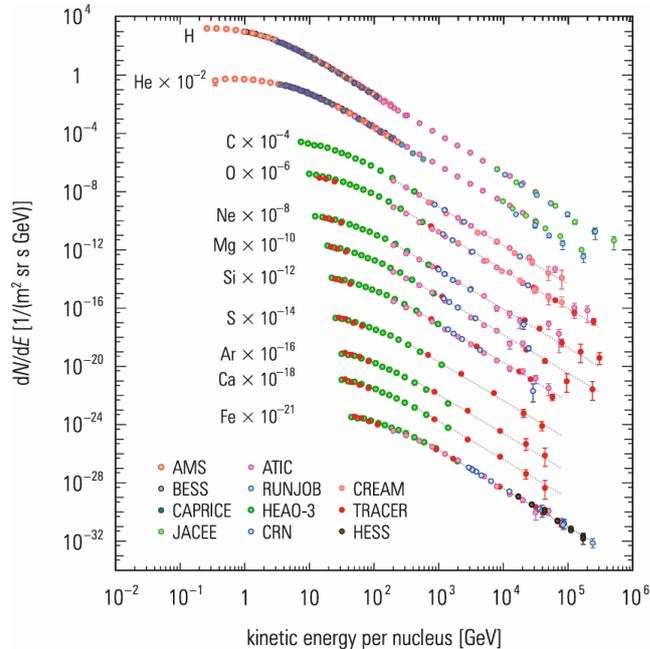


图 6.3 直接观测主要成分的初级宇宙射线的能谱。不同的数据来自气球测量、卫星观测以及国际空间站 ISS 的一项实验 [52]。

初级宇宙射线能谱的低能部分受太阳和地球磁场的影响。太阳黑子周期的 11 年周期会影响低能初级宇宙射线 ($< 1 \text{ GeV}/\text{核子}$) 的强度。太阳活动越强, 宇宙射线强度越低, 因为太阳产生的更强的磁场会阻止银河系带电粒子抵达地球。

一般来说, 宇宙射线的强度随着能量的增加而减小, 因此使用气球或卫星在高空直接观测高能宇宙射线成分最终会遇到统计不足的问题。因此, 必须采用间接方法来测量几个百 GeV 以上能量的初级宇宙射线成分。大气切伦科夫技术 (见 6.4 节: 伽马射线天文学) 或通过空气荧光或粒子采样测量扩展大气簇射 (见 7.4 节: 扩展大气簇射) 原则上可以覆盖能谱的这部分, 但是用这种间接技术确定初级宇宙射线的化学成分非常困难。此外, 这些高能粒子的通量非常低。对于能量超过约 10^{19} eV 的粒子, 其速率仅为每平方公里每年 1 个粒子。

带电初级宇宙射线的全粒子能谱非常陡峭, 几乎无法观测到任何细节。只有将强度乘以初级能量的幂次才能在初级能谱中看到一些结构 (图 6.4 和图 6.5)。

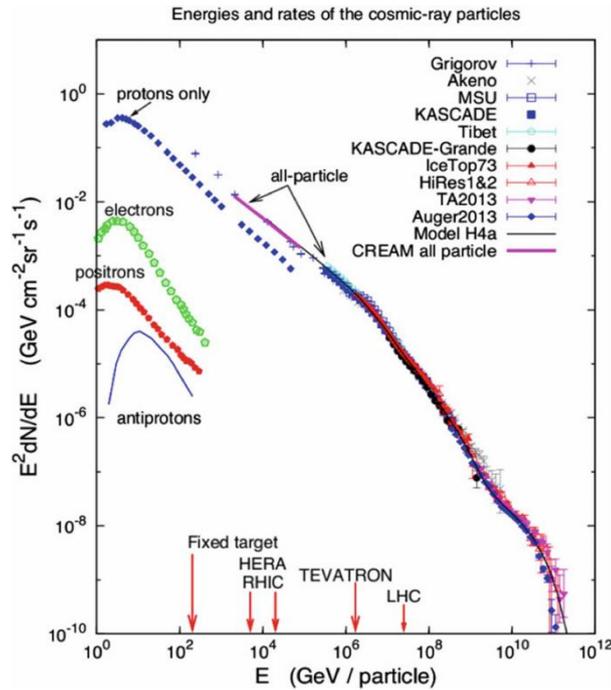


图 6.4 不同实验测量的初级全粒子能谱, 按初级能量的平方进行缩放。图中显示了 PAMELA 实验测量的电子、正电子和反质子的贡献 [53]

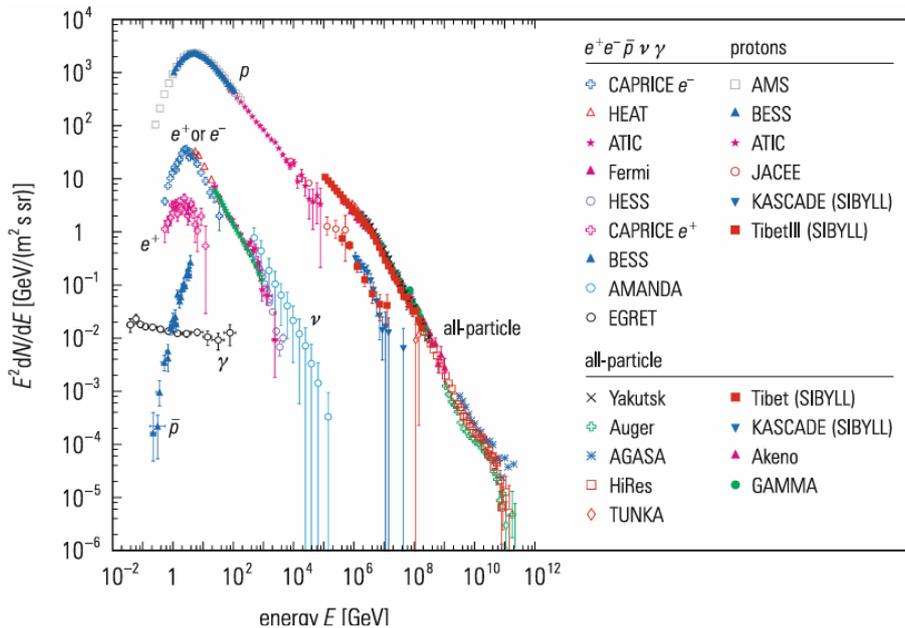


图 6.5 是对包括中微子和光子在内的初级宇宙射线谱的汇编 [54]

由 H.E.S.S. 实验测得的电子能谱已扩展到非常高的能量（高达 20 TeV）（图 6.6）。

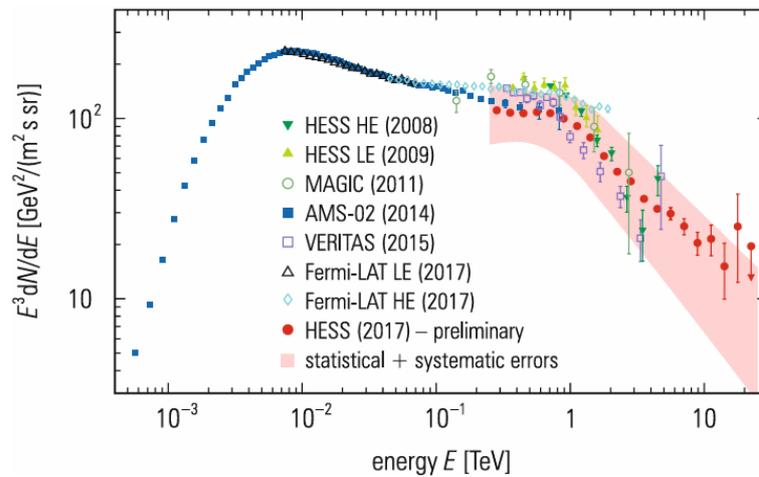


图 6.6 H.E.S.S. 实验测量的宇宙射线电子能谱（红点），与来自各种先前实验的测量结果进行比较。电子能谱的形状及其在约 1 TeV 能量处的陡峭变化，可能为各种产生和传播模型提供答案 [56]

当没有磁谱仪的宇宙射线实验测量电子时，它们无法区分电子和正电子。因此，电子能谱是电磁相互作用的带电粒子的组合能谱，但由于正电子与电子的丰度较低，这种能谱被称为电子能谱。在约 1 TeV 处存在一个结构，这也由国际空间站上的新型 CALET 实验观测到 [55]。目前，不应该过分解读这个结构，需要更好的统计数据才能进一步研究这个特征。

大多数能量低于 10^{15} eV 的宇宙射线被认为起源于银河系内。超过这个能量，对应于所谓的“膝点”，能谱变陡峭。在能量约为 10^{19} eV 处的“踝点”以上，能谱略微变平，并在能量超过 6×10^{19} eV 时，能谱显示出强烈的截止（见图 6.7、6.8 和 6.9）。对于更高能量的初级质子，由于与原始背景辐射相互作用而迅速损失能量。在这些能量附近，银河系成分也可能过渡到星系外成分。为了将初级能量与加速器能量进行比较，必须将中心系能量（例如，在储存环中）转换为实验室系能量。例如，对于大型强子对撞机 (LHC)，中心系能量为 14 TeV，则利用关系式 $s = 2mE_{lab}$ (m 为质子质量) 将其转换为实验室系能量，则可以得到约 10^{17} eV 的碰撞能量。

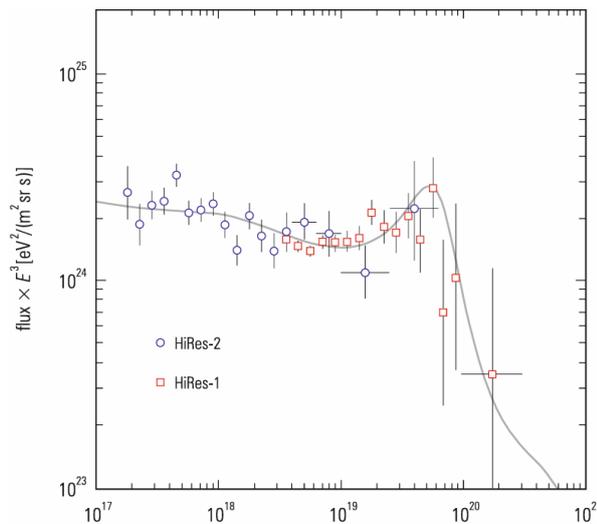


图 6.7 初级宇宙射线能谱，乘以 E^3 因子。数据来自犹他州高分辨率实验 [57]

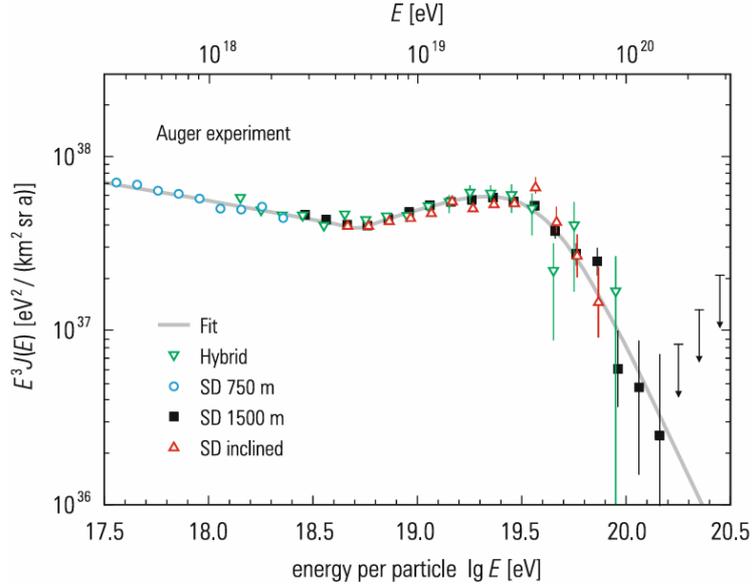


图 6.8 初级宇宙射线能谱，乘以 E^3 因子。来自 Auger 实验的结果清楚地显示了能谱在 $6 \times 10^{19} \text{ eV}$ 以上的截止情况（SD 代表表面切伦科夫探测器，而混合模式包括表面探测器和来自荧光望远镜的结果）[58]

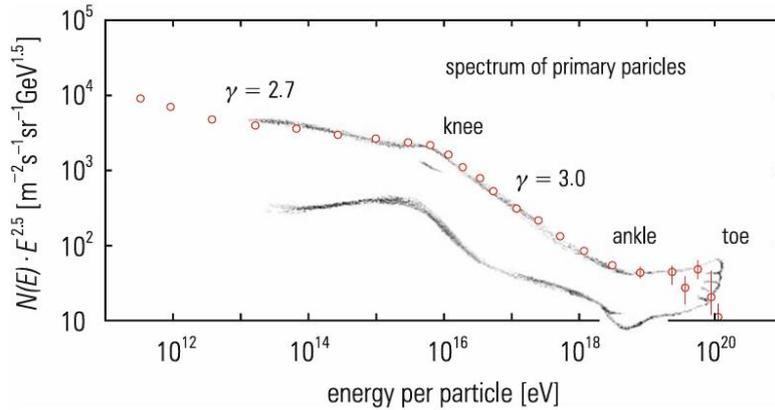


图 6.9 初级宇宙射线能谱不同结构的艺术家想象图

宇宙射线主要起源于银河系内。银河系内的天体通常没有足够大的尺寸和磁场强度来容纳这些非常高能量的粒子。

由于离心力和洛伦兹力（假设 $v \perp B$ ）之间的平衡，我们有：

$$mv^2/\alpha = ZevB, \quad (6.1.1)$$

单电荷粒子的动量为：

$$p = e\alpha B$$

其中 p 为粒子动量， B 为磁场强度， v 为粒子速度， m 为粒子质量， α 为转弯半径或回旋半径。对于银河系中大的磁场（ $B = 10^{-10} \text{ T}$ ，约为地球表面磁场强度的 10^5 倍）和 5 秒差距的转弯半径，粒子的最大动量为：

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3B[\text{T}]\alpha[\text{m}], \quad (6.1.2)$$

$$p_{\text{max}} = 4.6 \times 10^6 \text{ GeV}/c = 4.6 \times 10^{15} \text{ eV}/c. \quad (6.1.3)$$

1 秒差距（pc）是天文学中常用的距离单位（ $1\text{pc} = 3.26 \text{ 光年} = 3.0857 \times 10^{16} \text{ 米}$ ）。能量超过 10^{15} eV 的粒子会开始从银河系中逃逸出来，这会导致能谱在更高能量处变陡峭。由于转

弯半径取决于原子核电荷数，见 (6.1.1)，“膝点”的位置应在这个情景中取决于初级宇宙射线的电荷，即，铁的“膝点”应比质子的“膝点”出现在更高能量处。这在 KASCADE-Grande 实验数据中得到了证实，其“膝点”出现在约80 PeV (8×10^{16} eV)处。

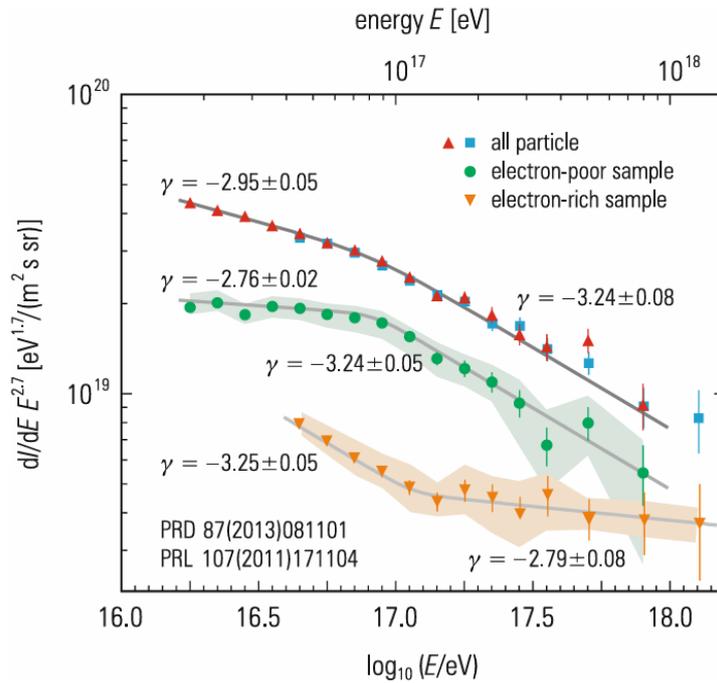


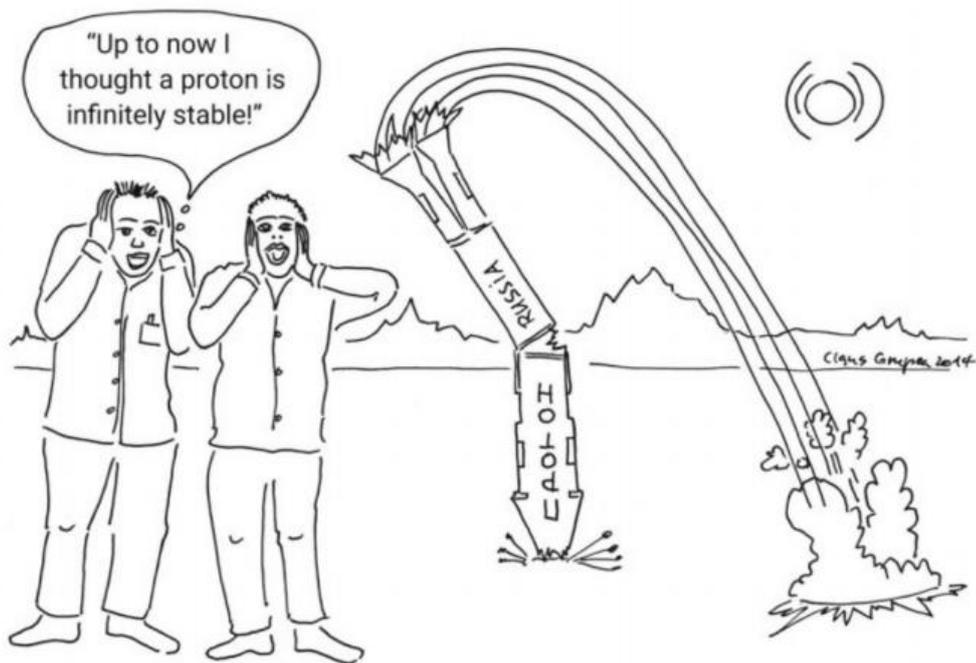
图 6.10 KASCADE-Grande 实验获得的 10 PeV 到 1 EeV 能量范围内初级粒子的能谱。所有粒子谱被分成重初级（电子贫乏样本）和轻初级（电子富集样本） [59]

图 6.10 展示了能量范围从100 TeV到1 EeV的初级能谱的一些测量结果。KASCADE-Grande 实验中的簇射数据根据簇射中观测到的电子 μ 比值被分成两组质量，即，根据簇射中观测到的电子 μ 比值被分成重质量组和轻质量组。在这个能量范围内，例如，铁引起的簇射往往比质子引起的簇射具有更多的 μ 子。因此，电子贫乏的簇射样本比电子丰富的样本富含重初级粒子，而电子丰富的样本主要是由轻初级粒子引起的。重初级粒子（电子贫乏）的能谱在约80PeV (8×10^{16} eV)处呈现出一个明显的“膝点”样特征，被称为“铁膝点”。重初级粒子的选择增强了“膝点”样特征，而“膝点”样特征本身已经存在于全粒子能谱中。第一个“膝点”，“质子膝点”出现在约3PeV处。对于铁原子核 ($Z=26$)，在 8×10^{17} eV 处观测到的陡峭变化很好地符合了银河系对初级粒子进行容纳的假设，该假设认为银河系对初级粒子的容纳取决于初级粒子的电荷。轻初级粒子（电子丰富）在略高能量处表现出变平的趋势，这可以理解为星系外质子的开始。

另一个关于宇宙射线“膝点”的可能解释与超新星爆炸所能提供的最大能量约为 10^{15} eV 有关。对于更高能量的粒子，需要另一种加速机制，这可能导致能谱变陡。原则上，“膝点”也可能起源于高能粒子的相互作用特性发生变化。原则上，相互作用截面可能会随着能量的变化而变化，从而在初级宇宙射线能谱的“膝点”处产生特征。目前，从非常高能量的加速器数据中还没有发现这种现象，因此可能性较低。能谱在80PeV以上略微变陡峭是由于像铁这样的重原子核开始从银河系中逃逸。人们可能会争论说，磁约束是这种解释的原因。能量超过几个 10^{19} eV 事件可能是星系外起源的。



“看!又来了,又一颗超新星!”



质子火箭容易衰变

能量约为 $10^{19}eV$ 微小下降(见图 6.7)可能是由于初级粒子在黑体辐射光子上的 e^+e^- 对产生造成的。在这个过程中,初级粒子会损失一部分能量。能量谱的形状取决于该过程中的能量范围。

对于 e^+e^- 对产生,预计在能量超过 $6 \times 10^{19}eV$ 时会出现一个截止。1966 年,格雷森、扎特塞平、库兹明(GZK)意识到,宇宙射线中能量约为 $6 \times 10^{19}eV$ 的光子会与黑体辐射强

烈作用。能量更高的光子会在这种相互作用中迅速损失能量，导致能量谱在约为 $6 \times 10^{19} \text{eV}$ 处截止。初级粒子会通过 Δ 谐振产生黑体光子，合以下方程：

$$\begin{aligned}\gamma + p &\rightarrow p + \pi^0, \\ \gamma + p &\rightarrow n + \pi^+, \end{aligned} \quad (6.1.4)$$

这会使其损失很大一部分能量。

可以根据动量守恒定律确定产生 π 介子的阈值能量：

$$(q_\gamma + q_p)^2 = (m_p + m_\pi)^2 \quad (6.1.5)$$

(q_γ, q_p 是光子或质子的四动量， m_p, m_π 分别为质子和 π 介子的质量)。

由此得出：

$$E_p = (m_\pi^2 + 2m_p m_\pi) / 4E_\gamma \quad (6.1.6)$$

对于迎头碰撞，普朗克分布对应于黑体辐射的典型值为 2.7 K，即 1.1 MeV。根据这种光子能量，产生 π 介子的阈值能量为：

$$E_p \approx 6 \times 10^{19} \text{eV}. \quad (6.1.7)$$

然而，不能保证能量截止是由于这种光子产生过程造成的。也可以设想，宇宙射线源的能量可能已经超过了 10^{19}eV ，而近期的奥格探测器数据支持了这种说法。

因此，观测到多个超过 10^{20}eV 的事件（初级宇宙射线的“脚趾”），代表着一个谜团（参见图 6.9）。Greisen – Zatsepin – Kuzmin 截断将高能质子的平均自由程限制在约 50 Mpc。光子作为初级粒子的候选者，具有更短的平均自由程（ $\approx 50 \text{kpc}$ ），因为它们在与黑体光子、红外光子、星光光子或无线电范围光子（ $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ）的伽马-伽马相互作用中产生电子对。这种推理得到了 Auger 实验的支持，该实验没有发现超过 10^{18}eV 的光子证据。

假说认为，初级中微子负责最高能量事件，而这种可能性非常小。中微子在宇宙中的相互作用概率极低（ $< 10^{-4}$ ），并且观测到的天顶角分布与能量事件和初级中微子假设中的级联发展不相符。在相反情况下，人们期望这些事件由于中微子较低的相互作用概率而均匀分布在大气中。相反，人们观察到，第一次相互作用主要发生在 100 毫巴层，这是强子或光子相互作用的特征。另一种方法是，假设在所有能量超过 $6 \times 10^{19} \text{eV}$ 的事例中，质子是负责的。这种想法可以支持这样的结论，即高能量宇宙射线事件的来源与该事件非常接近。一个可能的候选来源是 M87，这是一个位于室女座星系团距离 15 Mpc 处的椭圆星系，也是一个 1500pc 长度的喷流来源。从 M87 的中心，一个被称为室女 A (3C274) 的强大无线电源也位于室女座。

另一种极端的假设是，尚不为人知的初级粒子或意外现象或相互作用过程导致了极高能量事件。

考虑到这些高能粒子的巨大刚度和星际磁场微弱的影响，人们不会期待它们在 50 Mpc 的星际间距离上产生明显的偏转。因此，人们可以认为这些极高能量宇宙射线的到达方向与这些极高能量宇宙射线源之间存在清晰的相关性。然而，目前尚无已知天文来源位于我们银河系附近或我们银河系周围，与这些极高能量宇宙射线的到达方向相关。

在星系团内，反质子在初级宇宙射线中极度稀少。测量的初级反质子很可能是在初级带电宇宙射线与星际气体相互作用中产生的。反质子可通过以下方式与星际气体相互作用产生：

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}, \quad (6.1.8)$$

而正电子更容易通过成对产生机制在能量大于 10 GeV 的事例中产生。初级反质子的通量已测得为：

$$\left. \frac{N(\bar{p})}{N(p)} \right|_{>10 \text{ GeV}} \approx 10^{-4}. \quad (6.1.9)$$

初级电子相对于初级质子的比例仅为 1%。初级电子很可能仅占有所有能量约 10 GeV 周围电子的 10%。它们与次级来源始终一致。然而，在 PAMELA 和 AMS 实验中，观测到的能量约为 100 GeV 处的正电子通量超出了预期。原因尚不清楚，但附近的超新星爆发或脉冲星可能将正电子注入我们的星系。

要弄清楚宇宙中是否存在反物质恒星，反物质原子核（反氦、反碳等）的产生必须通过次级反原子核（反氦等，原子核电荷数 $Z \geq 2$ ）的产生来确定，因为我们几乎不可能观测到初级反原子核（反氦等，原子核电荷数 $Z \geq 2$ ）。???这一结论是基于我们宇宙以物质为主的观察结果。当然，AMS 实验也发现了少量反氦原子核的候选者 [60]。

我们不禁要问，为什么宇宙中物质比反物质多得多呢？我们知道宇宙中只有 1% 的电荷是负电荷（宇宙的电荷主要由正电荷组成），这似乎与宇宙中正、反粒子的比例并不相符。然而，这种说法并不准确，因为我们只考虑了宇宙中质子和电子的比例，而没有考虑其他粒子。事实上，质子和电子的能谱差异很大，在低能区，质子和电子数量相当，而在高能区，则主要是质子为主。因此，如果宇宙中没有电荷的区域（即质子和电子数量相同），宇宙的电荷就会接近于零。

高能宇宙线的化学成分表明，在宇宙线中，核子的比例很高（低于 10^{15} eV 的能量），而且在很大程度上是未知的。如果我们考虑目前的核子-核子相互作用（对应于 10^{17} eV 的能量），并且将缪子在广阔的空气簇射中的横向分布作为判别标准，那么，高能宇宙线中的初级粒子很有可能重核。根据能量的变化，宇宙线的化学组成会向着重核的比例越来越高的方向变化。当能量高于 10^{15} eV 时，宇宙线的成分会发生转变，这表明重核的比例越来越高。这与 KASCADE - Grande 实验发现的铁膝现象相吻合。在宇宙线谱中，当能量高于 80 PeV 时，重核的比例会上升，这种现象表明，此时观测到的是 μ 介子丰富的空气簇射。因此，我们可以推断，在铁膝现象附近，重核的比例会显著提高（参见图 6.10）。这也表明，能量高于 80 PeV 的重核会从银河系中泄露出去。

虽然我们目前已经观察到来自银河系外的宇宙线，但这些宇宙线的起源仍然是一个开放性的问题。多年来，人们普遍认为，活跃的星系核、类星体和超新星爆发是高能宇宙线很好的候选源。我们知道，能量低于 100 PeV 的宇宙线被认为是由初级伽马射线的衰变所产生的。由于这些伽马射线是基本粒子（ π^0 介子）衰变产生的，因此很有可能它们是由加速器 A2（仙女座星系）产生的。但我们仍然没有直接证据来证明这个猜想。从宇宙线的角度来看，这又会带来一个新的问题：光子和中微子可以不受磁场的影响，它们会沿着直线传播。因此，它们会直接指向这些初级宇宙线的来源。然而，由于受到磁场的影响，带电粒子会沿着混沌的轨迹运动，并失去所有关于其起源的方向信息，最终到达地球。因此，能量低于 10^{14} eV 的带电粒子在抵达地球时，它们在天空中的分布应该是各向同性的。因此，我们对于能量低于 10^{14} eV 的带电粒子在天空中的各向同性分布并不会感到惊讶。

观测到的各向异性水平低于 0.5%。对于超过 10^{18} eV 能量的宇宙射线，有一些希望找到特定的方向性。实际上，在这一能量范围内，情况更为复杂，因为偏转半径已经相当大。必须要考虑银河系磁场的状况，包括更复杂的银河系磁场拓扑结构。此外，还需要考虑银河系磁场在过去 2 亿年的演化，因为我们并不知道银河系磁场的演化时间尺度。原则上，来源可以轻松地位于 $>50 \text{ Mpc}$ （约等于 1.63 亿光年）的距离。在对宇宙射线粒子的观测中，必须考虑到带电粒子的延迟效应，即光子会因磁场偏转而沿着更长的路径传播。

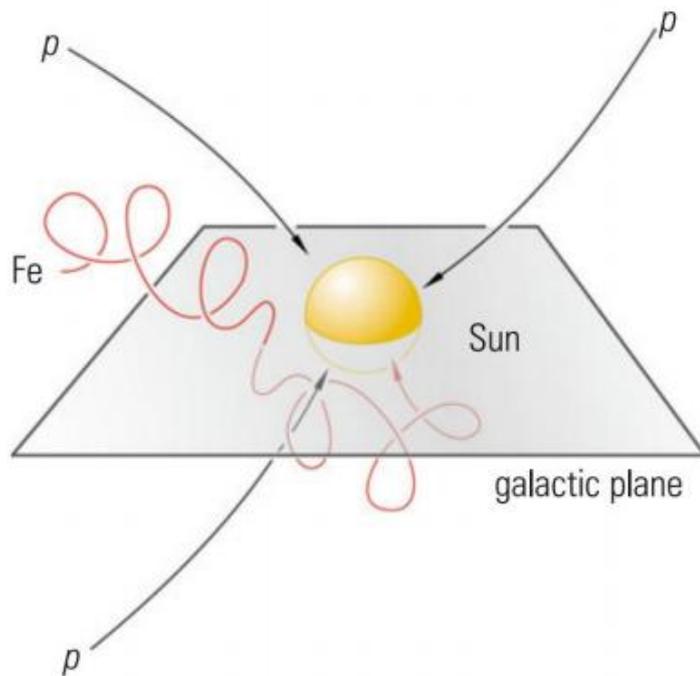


图 6.11 银河系中质子和铁的轨迹草图，能量约为 10^{18} eV

由于磁偏转与粒子的电荷成正比，质子的磁偏转远小于重核的磁偏转。例如，图 6.11 显示了质子和铁轨迹的示意图，这是为了便于理解宇宙学原理，但这只是我们银河系中可能发生的现象。在能量约为 10^{18} eV 时，可能存在一个超星系起源，一些近距离的星系，包括我们银河系（本地超级星系）的星系团。超星系起源已经多次被讨论过。Cygnus 区域可能是我们银河系中特定各向异性起源的地方，而且可能与 10^{18} eV 处特定各向异性的关系密切，但由于统计数据过低，这些说法并不被广泛认可，还需要进一步的实验验证。

6.2 最高能量宇宙射线的性质和起源

对于解决宇宙射线的起源和成分问题，我们现在应该把希望寄托在哪些方面呢？需要强调的是，为了取得真正决定性的进展，必须投入更多资金。

——Vector Franz Hess

如前几章所述，最高能量的宇宙射线粒子可能起源于星系外。一些更详细的想法将在 7.7 节：“对最高能量的一些思考”中提到。这里只介绍一些基本概念。

历史上第一个极高能事件是 1991 年 10 月，约翰·林斯利在犹他州的杜格威试验场用地面粒子探测器阵列观测到的“*Oh-My-God*”事件。该事件的能量高达 3×10^{20} eV。我们将讨论一些关于这种罕见事件来源的可能性，有时也被称为“泽瓦特隆”，类似于劳伦斯伯克利国家实验室的“贝瓦特隆”和费米实验室的“特瓦特隆”。需要牢记的是，所有这些事件都是通过簇射技术测量的。能量分配的实验误差通常为 $\pm 30\%$ 。一个可能的系统性误差可能来自朗道-波梅朗丘克-米格达尔 (LPM) 效应，该效应可能在簇射模拟中没有得到正确考虑。

LPM 效应指出, 在高能量或高物质密度下, 韧致辐射和电子正电子对产生的截面会减小。如果处理不当, 这可能会导致簇射能量的错误分配。

使用典型磁场强度和银河系大小的数字, 我们可以得到一个最大能量, 该能量可能是可以被产生和储存的:

$$E_{\max} = 10^5 \text{TeV} \frac{B}{3 \times 10^{-6} \text{G}} \frac{R}{50 \text{pc}} \quad (6.2.1)$$

当我们假设 $B=3\mu\text{G}$ 和 $R=5\text{kpc}$ 时, 我们可以得到:

$$E_{\max} = 10^7 \text{TeV} = 10^{19} \text{eV}. \quad (6.2.2)$$

这个方程告诉我们, 银河系无法加速或储存更高能量的粒子, 因此必须假设这些粒子起源于星系外。

通过在光子质子中心系中通过 Δ 共振进行光介子产生的过程, 我们可以得到格莱森-扎特塞平-库兹明 (GZK) 截止能量, 该截止能量约为 $6 \times 10^{19} \text{eV}$, 从而限制了高能宇宙射线 (能量 $> 6 \times 10^{19} \text{eV}$) 的平均自由程到大约 50Mpc。因此, 只有附近的来源可以被认为是一些高能粒子的候选源。可能像距离约 100Mpc 的马克良星系 Mrk421 和 Mrk501, 或者像距离 17Mpc 的 M87, 都是可能的候选源。



需要注意的是, 如果假设初级粒子是重原子核, 则格莱森-扎特塞平-库兹明截止可以被绕过。对于铁初级粒子, 格莱森-扎特塞平-库兹明截止将出现在 $3.4 \times 10^{21} \text{eV}$ 。

高能宇宙射线的化学成分是目前研究的主题, 关于其结果还没有达成普遍共识 (见图 6.12)。

一个比较极端和激进的假设是, 认为这些极高能事件是由于洛伦兹不变性的破坏造成的。如果洛伦兹变换不依赖于惯性系之间的相对速度差, 而是依赖于绝对速度, 那么格莱森-扎特塞平-库兹明截止的阈值将会改变。关于截止的另一个比较普通的解释是, 假设宇宙加速器没有足够的能量来产生足够数量的更高能量粒子。

光子作为高能簇射的起源问题更大。光子与宇宙微波背景光子或红外或射电频段的光子的相互作用会阻止它们从更远的距离到达地球。

中微子作为候选者也存在问题, 难以解释高能事件。它们的相互作用截面非常小, 需要

极高的中微子通量才能达到显著的事件发生率。此外，大气簇射事件顶点的分布也与中微子假设相冲突。

同样，弱相互作用粒子（WIMPs）只会发生较弱甚至超弱的相互作用，这使得它们成为高能事件起源的可能性非常低。

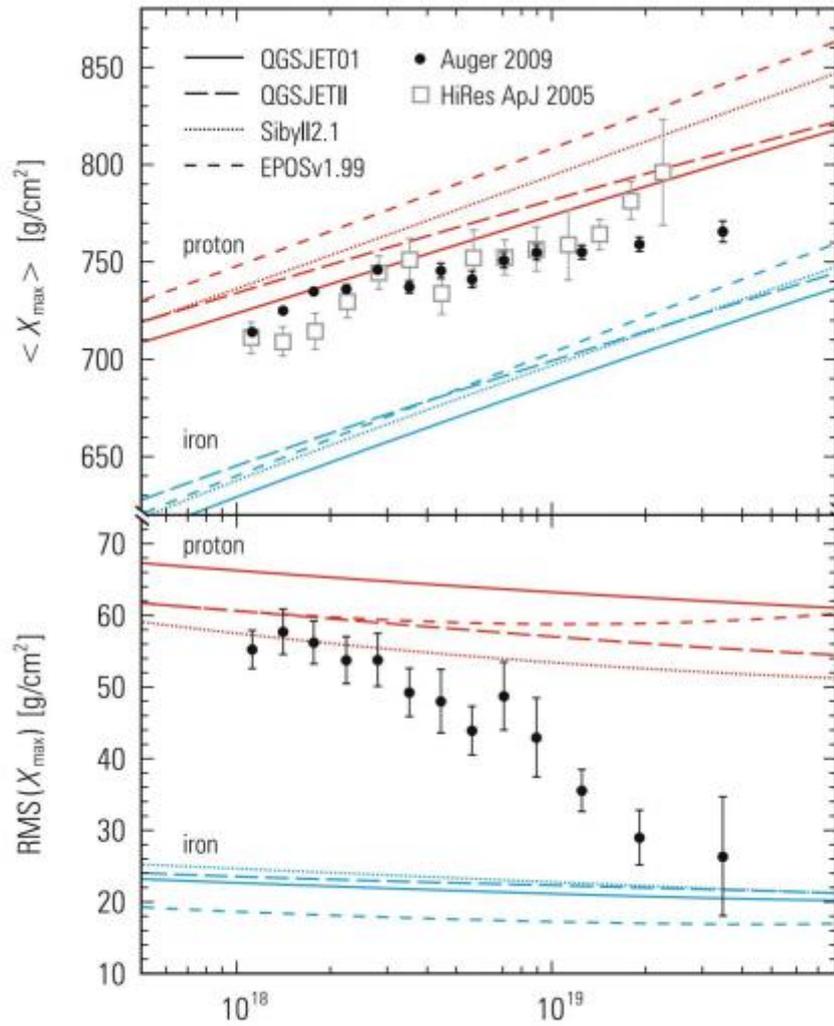


图 6.12 Auger 和 HiRes 实验中簇射峰最大值 X_{max} 的位置及其宽度的能量依赖性，与

基于质子和铁核的不同强子化模型的 Monte Carlo 模拟结果比较[61]



高能事件的到达方向没有令人信服地聚集在某些源候选物上的事实可以用以下假设来解释：银河系或星系外的磁场比预期的更强。事实上，有一些迹象表明磁场可能在微高斯范围内，而不是纳高斯范围内。

活动星系核经常被认为是最高能量粒子的潜在候选者。特别是，具有强大喷流的类星体，甚至是黑洞，都是潜在的来源。2015 年黑洞合并的发现表明，这种灾难性事件可以有效地将质量转化为辐射，那么，为什么不在这些灾难性事件中产生高能粒子呢？

来自类星体或黑洞合并的粒子喷流是极端能量粒子可能产生的一个流行情景（见图 6.13）。如果这种推理是正确的，那么这些候选源也应该是高能中微子的丰富来源，而 ICECUBE 将有机会探测到它们。

即使高能宇宙线的起源是一个悬而未决的问题，但也有一些初步迹象表明，其中至少有一些可能来自超星系平面（也见图 7.36）。显然，需要更多事件来建立这种相关性。除了 Auger 之外，ICECUBE 也有机会找到可能的点源，特别是，因为它们已经看到了一些 PeV 范围的星系外中微子。除了收集更好的统计数据之外，可能还需要使用更大的探测器系统或更好的探测技术（例如，JEM-EUSO）。

最后，应该提到的是，有些人试图用另一种未知现象来解释未知现象。高能粒子可能不是加速的产物。它们也可能是原始不稳定物体的衰变产物。有很多候选者：

- ◇ 来自超对称理论的重超对称粒子
- ◇ 拓扑缺陷
- ◇ 畴壁
- ◇ 磁单极子（如果存在）
- ◇ 宇宙弦

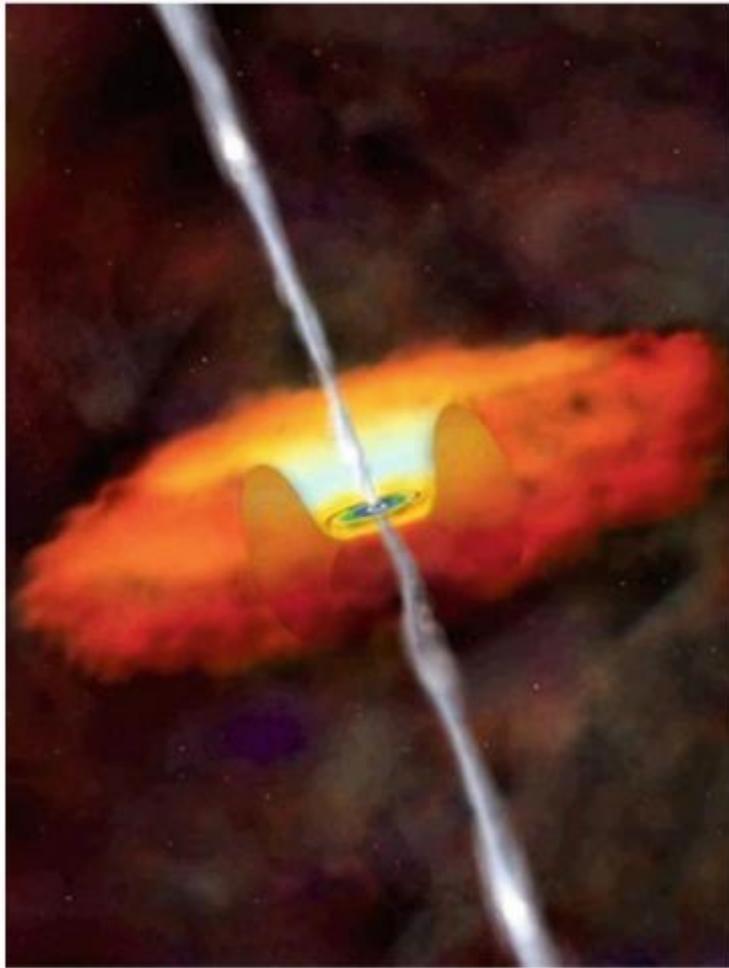


图 6.13 艺术家视角下的耀变体喷流，其中高能粒子可能会被加速[62]

- ◇ 超导电流的宇宙环
- ◇ 项链
- ◇ 来自大爆炸或暴胀期的稳定性大质量粒子
- ◇ 来自另一个宇宙的粒子?

正如人们所看到的，有很多关于在宇宙或宇宙之外产生奇异事件的强大热点的想法。

6.3 中微子天文学

中微子物理学在很大程度上是一门通过观察什么都不来学到很多东西的艺术。

——Haim Harari

像无线电、红外、光学、紫外、X 射线或 γ 射线波段观测这样的经典天文学的缺点与电磁辐射在物质中被快速吸收的事实有关。因此，通过这些天文学，人们只能观察到天体的表面。此外，来自遥远源头的强能量 γ 射线通过 γ 射线与黑体辐射光子的 $\gamma\gamma$ 相互作用而衰减。

原则上，带电初级粒子也可以用于天体粒子物理学。然而，方向信息只对非常高能量的质子 ($> 10^{19}eV$) 守恒，因为否则不规则且部分未知的银河系磁场将使它们的原始方向随机化。对于这些高能量，Greisen - Zatsepin - Kuzmin 截断也起作用，质子通过与黑体光子的光产生 π 介子而失去能量。对于能量超过 $6 \times 10^{19}eV$ 的质子，宇宙不再透明 (衰减长度 $\lambda \approx$

50 Mpc)。由于这些事实，最佳天文学的要求可以定义如下：

1. 最佳的天体粒子或辐射不应该受到磁场的影响。
2. 粒子不应该从源头衰减到地球。这实际上排除了中子作为载体，除非中子具有极高的能量 ($\tau_{\text{neutron}}^0 = 885.7\text{s}$; at $E = 10^{19}\text{eV}$ one has, $\gamma c \tau_{\text{neutron}}^0 \approx 300\,000$ light-years)。
3. 粒子和反粒子应该是不同的。这原则上可以用来确定粒子是否来自物质源或反物质源。这个要求排除了光子，因为光子就是它自己的反粒子， $\gamma = \bar{\gamma}$ 。
4. 粒子必须是穿透性的，以便人们可以观察到源头的中心部分。
5. 粒子不应该被星际或星系尘埃或红外或黑体光子吸收。

这些要求都以理想的方式由中微子满足！人们可能会问自己，为什么中微子天文学一直不是天文学的主要分支。中微子能够从源头中心逃逸的事实与它们低的相互作用截面有关。不幸的是，这伴随着在地球上探测这些中微子的巨大困难。

对于几个 100 keV 范围内的太阳中微子，中微子-核子散射的截面为

$$\sigma(\nu_e N) \approx 10^{-45} \text{cm}^2 / \text{nucleon}. \quad (6.3.1)$$

这些中微子与我们地球中心入射的地球的相互作用概率为

$$\Phi = \sigma N_A d \rho \approx 4 \times 10^{-12}. \quad (6.3.2)$$

其中， N_A 是阿伏伽德罗常数， d 是地球的直径， ρ 是地球的平均密度。在每平方厘米和秒到达地球的太阳辐射的 7×10^{10} 个中微子中，最多只有一个或两个被我们的星球“看到”。因此，中微子望远镜必须具有巨大的目标质量，并且必须设想长时间的曝光时间。然而，对于高能量，相互作用截面随着中微子能量的增加而增加。几百个 keV 范围内的中微子可以通过放射化学方法探测到。对于超过 5 MeV 能量的中微子，大型水体切伦科夫计数器是一个很有吸引力的可能性。

中微子天文学是天体粒子物理学的一个非常年轻的分支。到目前为止，已经研究了五个不同的中微子源。这些测量的物理结果和意义将在接下来的五个部分中进行讨论。

6.3.1 大气中微子

我做了一件可怕的事情：我假设了一个无法探测的粒子。

——沃尔夫冈·泡利

对于真正中微子天文学来说，来自大气源的中微子是一个令人讨厌的背景。对于天体粒子物理学的粒子物理方面，大气中微子已经成为一个非常有趣的话题。宇宙线初级粒子在大气中与氮和氧的原子核相互作用。在这些质子-空气相互作用中，产生核碎片，主要是带电和中性的 π 介子。带电 π 介子的衰变（寿命 26 纳秒）产生 μ 中微子：



μ 介子本身也不稳定，并以 $2.2\mu\text{s}$ 的平均寿命衰变，如下所示：



因此，大气中微子束包含电子中微子和 μ 中微子，人们会期望一个比率

$$\frac{N(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e, \bar{\nu}_e)} \equiv \frac{N_\mu}{N_e} \approx 2, \quad (6.3.5)$$

正如从反应 (6.3.3) 和 (6.3.4) 中计数衰变中微子可以很容易地看到的。

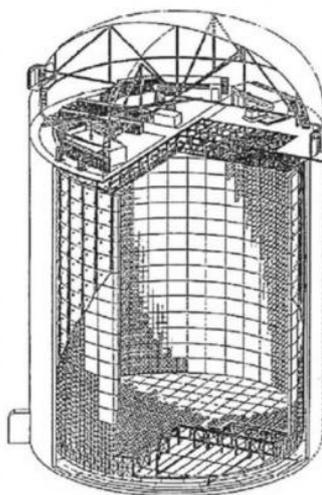


图 6.14 超级神冈探测器在神冈矿山日本。圆柱形钢水箱高约 40 米并含有 50000 吨超纯水[63]

图 6.14 日本神冈矿山的超级神冈探测器，圆柱形钢罐高约 40 米，容纳 50 000 吨超纯水[63]。目前测量大气中微子的最大实验是超级神冈探测器（见图 6.14）和 ICECUBE（见第 6.3.4 节）。超级神冈探测器中的中微子相互作用记录在约 50 000 吨超纯水的罐中。电子中微子将部分能量转移给电子



或在中微子-核子相互作用中产生电子



μ 中微子在中微子-核子相互作用中被探测到，如下所示：



电子反中微子 $\bar{\nu}_e$ 和 μ 反中微子 $\bar{\nu}_\mu$ 相应地产生 e^+ 和 μ^+ 。带电轻子 (e^+ 、 e^- 、 μ^+ 、 μ^-) 可以通过水中的切伦科夫效应被探测到。产生的切伦科夫光在超级神冈探测器中用 13 000 个 50 厘米阴极直径的光电倍增管测量。在 GeV 范围内，电子引发特征性的短程电磁级联，而 μ 子产生长直轨迹。这为区分电子中微子和 μ 子中微子提供了一个依据。最重要的是， μ 子可以通过它们在探测器中的衰变来识别，从而提供关于起始中微子种类身份的额外证据。图 6.15 和 6.16 展示了超级神冈探测器中的电子和 μ 子事件。

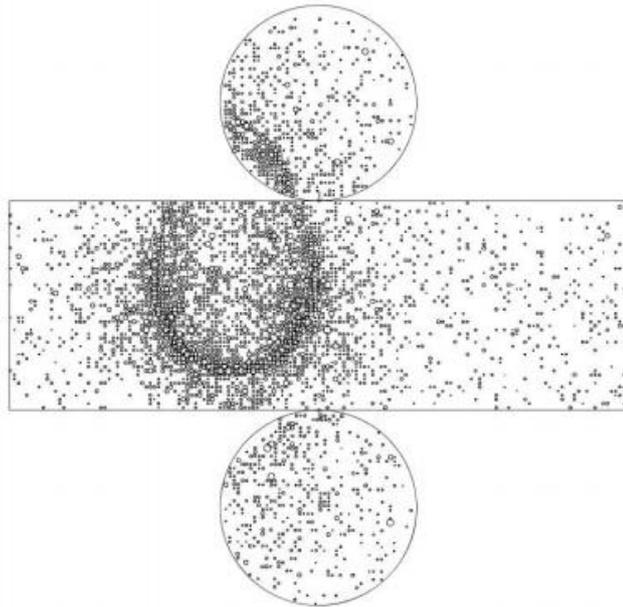


图 6.15 Super-Kamiokande 探测器中电子的 Cherenkov 模式。由于阵雨的发展，电子的轮廓有些模糊[63]

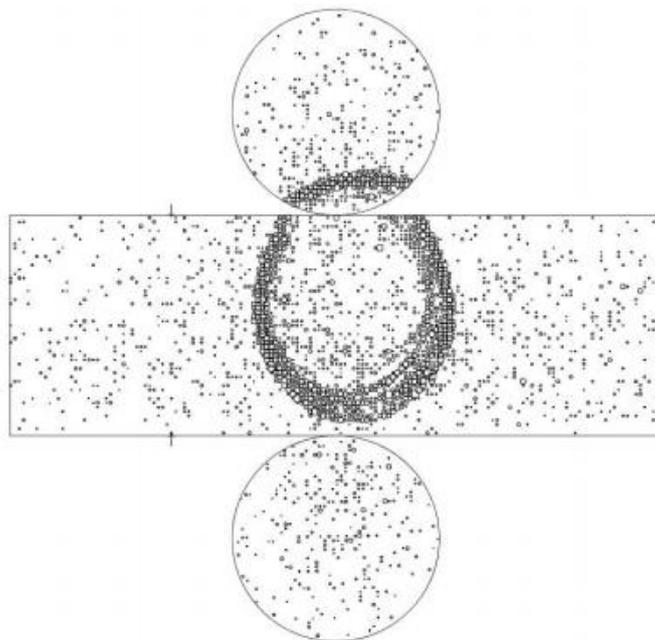
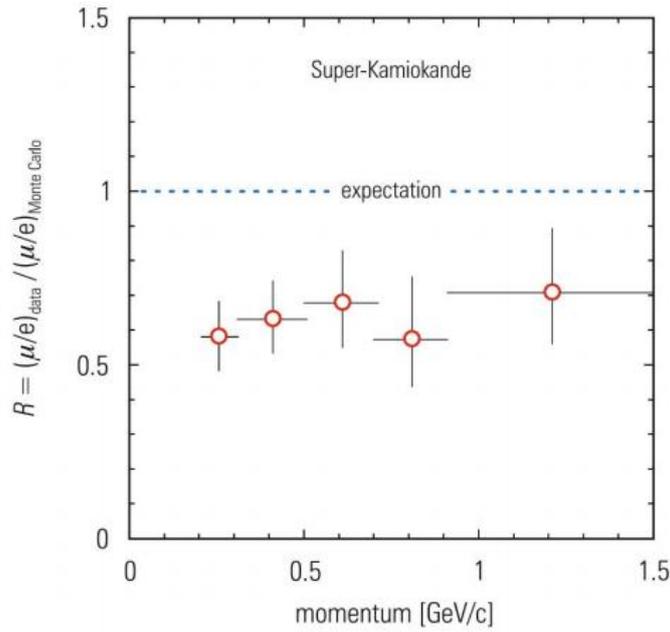


图 6.16 Super-Kamiokande 探测器中 μ 子的 Cherenkov 图案。与电子图 μ 子具有明确案相比， μ 子的轮廓是尖锐的边界[63]，从而产生模糊的环形模式。

超级神冈实验的结果是，电子中微子事件的数量与理论预期相符，而由 μ 子中微子引发的事件明显不足。

由于水切伦科夫探测器对电子和 μ 子的接受度不同，因此中微子诱发的 μ 子与电子的比率与蒙特卡罗模拟进行了比较。对于双比率

$$R = \frac{(N_{\mu}/N_e)_{data}}{(N_{\mu}/N_e)_{Monte Carlo}} \quad (6.3.9)$$



6.17 电子- μ 子速率的双倍比率比较数据与蒙特卡洛[63]

人们会期望 $R=1$ ，这与标准相互作用和传播模型一致。然而，超级神冈实验获得了

$$R = 0.69 \pm 0.06, \quad (6.3.10)$$

这代表了与预期明显的偏差（见图 6.17）。

在仔细检查了实验结果并调查了可能存在的系统误差后，普遍认为 μ 子中微子的亏损只能用中微子振荡来解释。

混合粒子态是已知的夸克领域（见第 2.2 节）。类似地，可以设想，在轻子领域，弱相互作用 ν_e 、 ν_μ 和 ν_τ 的本征态是质量本征态 ν_1 、 ν_2 和 ν_3 的叠加。在 π 介子衰变中产生的 μ 子中微子 ν_μ 可以在从源头到探测器的传播过程中转化为不同的中微子味。如果 μ 子中微子实际上是两种不同质量本征态 ν_1 和 ν_2 的混合，那么如果它们的质量不相同，这两个态将在不同的速度下传播，因此质量分量会彼此失相。这可能导致探测器中出现不同的中微子味。然而，如果所有中微子都是无质量的，它们都将以光速精确传播，并且质量本征态永远不会彼此失相。

对于假设的 ν_e 和 ν_μ 的二中微子混合，弱本征态可以通过以下两个方程与质量本征态相关联：

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \quad (6.3.11)$$

$$\nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta.$$

混合角 θ 决定了混合的程度。这个假设要求中微子具有非零质量，此外，必须满足 $m_1 \neq m_2$ 。在这个振荡模型的框架下，电子中微子保持电子中微子的概率可以计算为：

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\pi \frac{x}{L_\nu}\right), \quad (6.3.12)$$

其中 x 是从源头到探测器的距离， L_ν 是振荡长度

$$L_\nu = \frac{2.48 E_\nu [\text{MeV}]}{(m_1^2 - m_2^2) \left[\frac{eV^2}{c^4} \right]} \text{m}. \quad (6.3.13)$$

表达式 $m_{21}-m_{22}$ 通常简写为 δm^2 。方程 (6.3.12) 和 (6.3.13) 可以组合得到

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \delta m^2 \frac{x}{E\nu}), \quad (6.3.14)$$

其中 δm^2 以 eV^2 为单位, x 以 km 为单位, E_ν 以 GeV 为单位。中微子混合的概念在图 6.18 中以图形方式呈现。

对于所有三种中微子味混合的一般情况, 我们得到 (6.3.11) 的推广

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_N \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (6.3.15)$$

其中 U_N 是 (3×3) 中微子混合矩阵。这个矩阵是按照卡比博-小林-益川混合矩阵的方式构建的, 就像夸克领域一样 (见第 2 章)。中微子混合的想法起源于庞蒂科沃、牧、中川和阪田的工作, 因此这个矩阵被称为 PMNS 矩阵 [64,65]。

μ 子中微子的亏损现在可以通过假设一些 μ 子中微子在从产生点到探测器的传播过程中转化为不同的中微子味来解释, 例如, 转化为 τ 子中微子。图 6.18 中的草图表明, 对于假设的 45° 混合角, 在传播了半振荡长度后, 所有特定类型的中微子都会转化为不同的中微子味。然而, 如果 μ 子中微子振荡成了 τ 子中微子, 那么在探测器中就会观察到 μ 子中微子的亏损, 因为 τ 子中微子只会产生 τ 子, 而不会产生 μ 子在水切伦科夫计数器中。

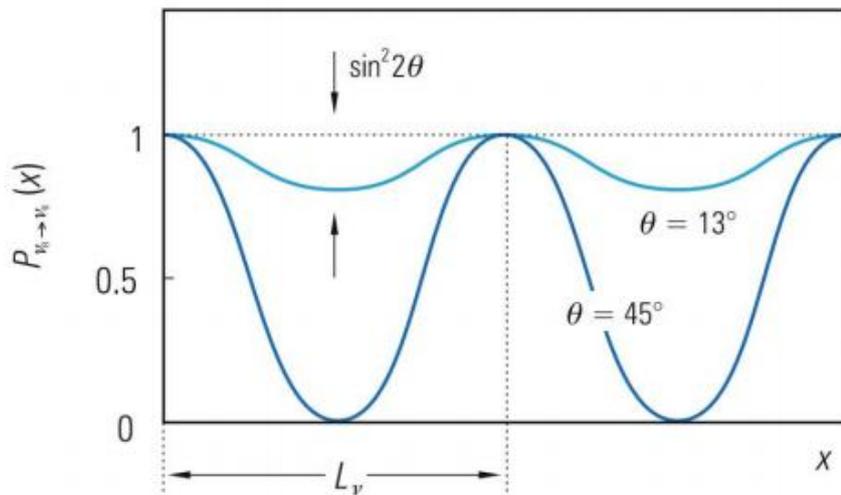


图 6.18 两个不同混合角度的 $(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu)$ 混合振荡模型; 显示概率 $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x)$

然而, 由于 τ 子的质量相当高 ($1.77 GeV/c^2$), τ 子中微子通常不会满足产生 μ 子的要求, 产生 τ 粒子的必要质心能量。因此, 它们将从探测器中逃逸, 不会发生相互作用。如果 μ 子中微子的亏损被解释为 $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ 振荡, 则混合角和质量平方差 δm^2 可以从实验数据中确定。双比率 $R=0.69$ 的测量值导致:

$$\delta m^2 \approx 2 \times 10^{-3} eV^2 \quad (6.3.16)$$

在最大混合时 ($\sin^2 2\theta = 1$, 对应于 $\theta = 45^\circ$) 如果我们假设在中微子扇区中存在类似于带电轻子扇区中的质量等级 ($m_e \ll m_\mu \ll m_\tau$), 那么最重中微子的质量可以从 (6.3.16) 估计:

(6.3.17)

$$m_{\nu\tau} \approx \sqrt{\delta m^2} \approx 0.045 \text{ eV}.$$

该结论的有效性取决于对电子中微子和 μ 子中微子绝对通量的正确测量。由于电子和 μ 子在水切伦科夫探测器中的切伦科夫模式不同，电子中微子和 μ 子中微子的探测效率可能不同。

为了支持振荡假说，我们更希望获得一个额外的独立实验结果。超神冈探测器向上行和向下行 μ 子的比率以一种令人印象深刻的方式提供了这一结果。向上行的大气中微子穿过了整个地球 ($\approx 12\,800 \text{ km}$)。与向下行中微子相比，它们振荡为 τ 中微子的概率要高得多，向下行中微子通常只传播了 20 km 。

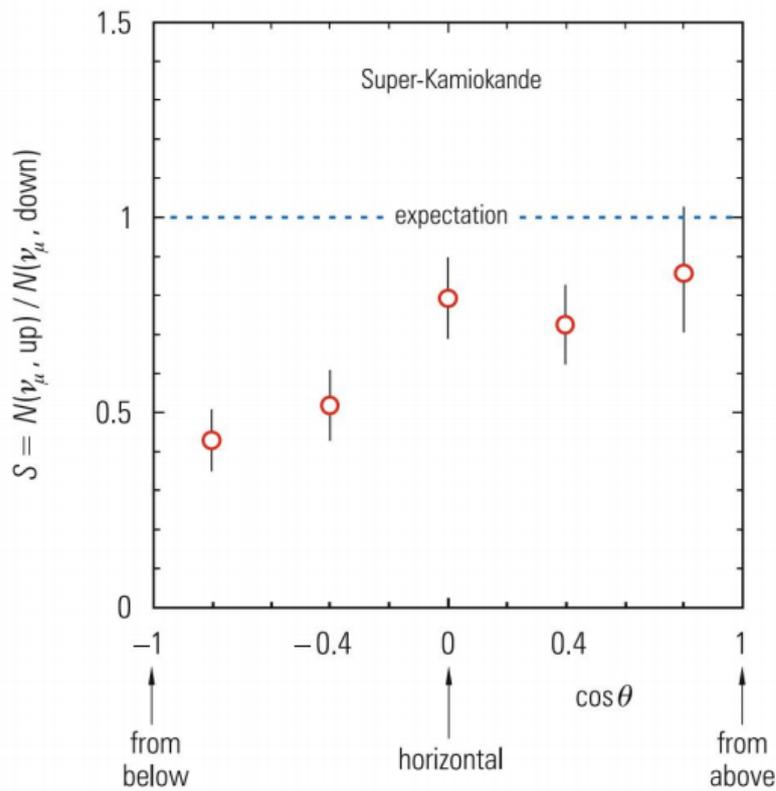


图 6.19 超级神冈探测器测得的 ν_μ 通量与天顶角的比值[63]

实际上，根据超神冈探测器合作组的实验结果，向上行 μ 子中微子穿过整个地球后，其强度比向下行 μ 子降低了一倍。这被认为是振荡存在的强烈迹象（见图 6.19）。对于向上行和向下行 μ 子中微子的比率，我们得到：

$$S = \frac{N(\nu_\mu, up)}{N(\nu_\mu, down)} = 0.54 \pm 0.06, \quad (6.3.18)$$

这为振荡提供了一个清晰的证据。

观察到的大气 ν_e 和 ν_μ 通量的天顶角依赖性也特别有力地支持振荡模型。由于大气中微子的产生高度 L 和能量 E_ν 是已知的 ($\approx 20 \text{ km}$ 对于垂直向下行中微子)，因此观测到的电子和 μ 子中微子的天顶角依赖性也可以转换为速率与重建的 L/E_ν 比值的依赖性。图 6.20 显示了超神冈探测器中测量的完全包含事件中数据/蒙特卡罗比率。数据表明， μ 子中微子

存在天顶角（即距离）依赖性的亏损，而电子中微子符合无振荡的预期。观察到的行为与 $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ 振荡一致，其中对于最大混合($\sin 2\theta = 1$)， $\delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3} eV^2$ 获得了最佳拟合。

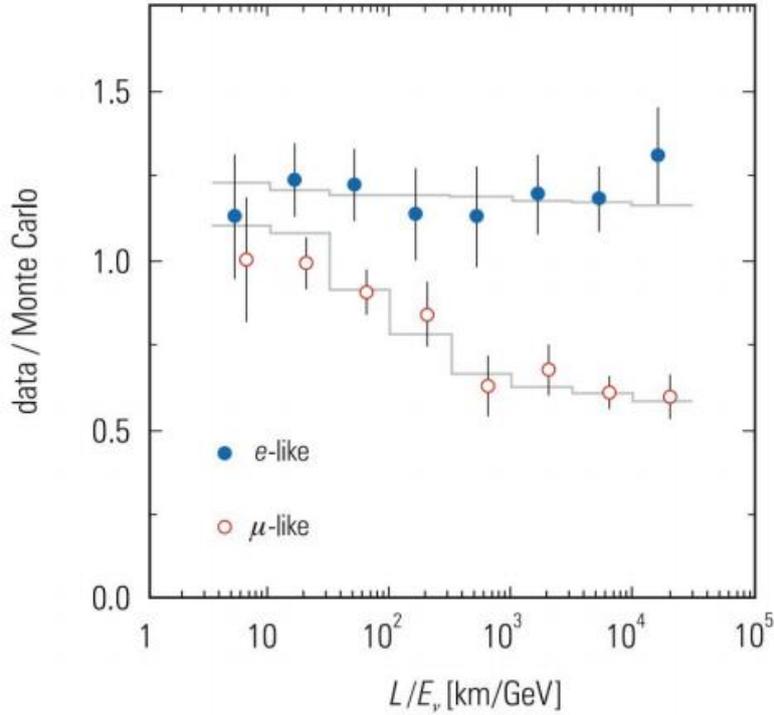


图 6.20 超级神冈中完全包含事件的比例是电子和 μ 子事件中中微子的重建生成高度。 μ 子类事件的下方直方图对应于 L 其中 $L\nu_\mu$ 振荡到 ν_τ 的期望，参数为 $\delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3} eV^2$ 和 $\sin 2\theta = 1$ [63]，

如果将超级神冈实验的所有结果整合起来，并在假设大气中微子存在 $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ 振荡的情况下，可以得到参数 $\delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} eV^2$ 和 $\sin^2(2\theta) > 0.95$ 。当然， μ 子中微子振荡成电子中微子也是可能的。在这种情况下，会得到 $\delta m^2 = 7.5 \times 10^{-5} eV^2$ 或 $\sin^2(2\theta) = 0.85$ 。假设质量层次结构与带电轻子部门一致，并且假设 $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ 振荡，则最重中微子 (ν_τ) 的质量将为 $(\nu_\tau)m_{\nu_\tau} \approx \sqrt{\delta m^2} \approx 50 meV$ 。

在标准粒子模型中，中微子质量为零。因此，中微子振荡是粒子物理学的重要扩展。在中微子振荡的这个例子中，天体物理学和粒子物理学的结合尤为明显。

6.3.2 太阳中微子

有三件事是隐藏不了的：太阳、月亮和真相。
——佛陀

太阳是一个核聚变反应堆。在其内部，氢被燃烧成氦。太阳的长寿与初始反应有关：



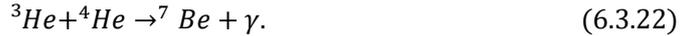
通过弱相互作用进行的事实有关。86% 的太阳中微子是在这个质子-质子反应中产生的。根据 (6.3.19) 生成的氘与另一个质子发生聚变，产生氦 3，



在 ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ 相互作用中



可以形成氦 4 同位素。另一方面， ${}^3\text{He}$ 和 ${}^4\text{He}$ 同位素也可以产生铍，



${}^7\text{Be}$ 由四个质子和三个中子组成。轻元素偏好质子和中子数量的对称性。 ${}^7\text{Be}$ 可以俘获一个电子，生成 ${}^7\text{Li}$ ，



其中一个质子被转化为中子。另一方面， ${}^7\text{Be}$ 可以与丰富的质子之一发生反应，产生 ${}^8\text{B}$ ，



根据 (6.3.23) 生成的 ${}^7\text{Li}$ 通常会与质子发生反应，形成氦，



而硼同位素 ${}^8\text{B}$ 将通过 β^+ 衰变减少其质子过剩，



而产生的 ${}^8\text{Be}$ 会分解成两个氦核。除了占主导地位的 pp 中微子 (反应 (6.3.19))，还有 14% 的中微子是在电子俘获反应 (6.3.23) 中产生的，而 ${}^8\text{B}$ 衰变的贡献仅为 0.02%，尽管它会产生高能中微子。总的来说，到达地球的太阳中微子通量约为每平方厘米每秒 7×10^{10} 个粒子。在太阳内部 1500 万开尔文温度下进行的不同反应的能量谱如图 6.21 所示。太阳是一个纯电子中微子源。它不产生电子反中微子，特别是没有其他中微子味 (ν_μ, ν_τ)。

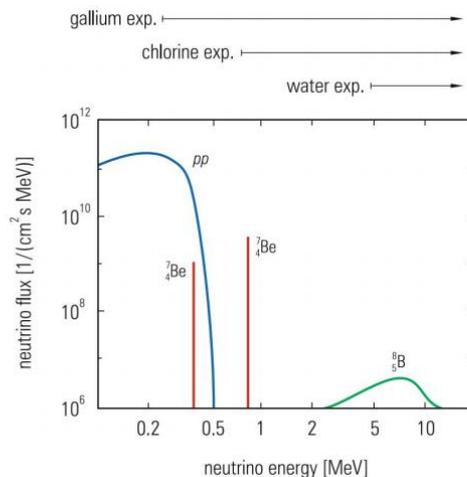


图 6.21 太阳聚变过程产生的中微子能谱。图中标明了镓、氯和水切伦科夫实验的反应阈值。SNO 实验的阈值约为 5 MeV。铍同位素的线通量单位为 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

三个放射化学实验和两个水切伦科夫实验已经或正在尝试测量太阳中微子的通量。
历史上第一个寻找太阳中微子的实验是基于以下反应：



其中产生的 ${}^{37}\text{Ar}$ 必须从一个装满 380000 升四氯乙烯 (C_2Cl_4) 的巨大罐中提取。由于捕获率很低, 每天不到一个中微子, 因此实验必须屏蔽大气宇宙射线。因此, 它在一个金矿中运行, 位于地球表面以下约 1500 米处 (见图 6.22)。通常运行一个月后, 用惰性气体冲洗罐体, 并将产生的少量 ${}^{37}\text{Ar}$ 原子从探测器中提取出来, 然后进行计数。计数是通过 ${}^{37}\text{Ar}$ 的电子俘获反应完成的, 该反应再次产生 ${}^{37}\text{Cl}$ 。由于电子俘获主要发生在 K 层, 因此产生的 ${}^{37}\text{Cl}$ 原子现在在最内层 (K 层) 缺少一个电子。 ${}^{37}\text{Cl}$ 原子的原子电子在发射特征 X 射线或俄歇电子时重新排列。这些俄歇电子, 尤其是特征 X 射线, 是计数由太阳中微子产生的 ${}^{37}\text{Ar}$ 原子的基础。

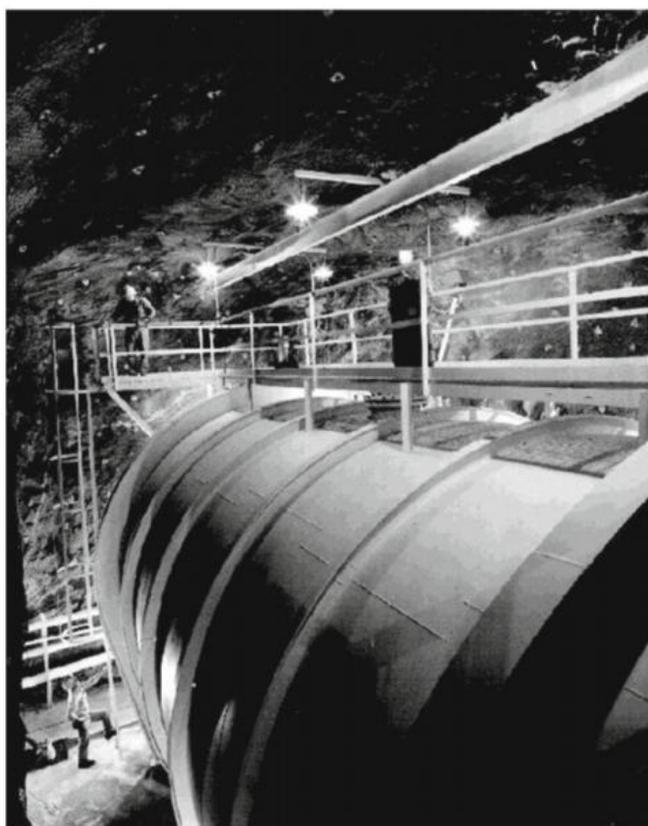


图 6.22 R. Davis 用于测量太阳中微子的氯实验的探测器。该探测器安装在南达科他州霍姆斯特克矿山 1480 米深处。它充满了 380000 升四氯乙烯 [67]。

经布鲁克海文国家实验室许可在 30 年的运行过程中, 太阳中微子的亏损越来越明显。由戴维斯领导的实验只发现了预期太阳中微子通量的 27%。为了解决这个中微子难题, 又启动了两个中微子实验。意大利格兰萨索山隧道中的镓实验 GALLEX 和苏联-美国镓实验 (SAGE) 在高加索地区使用放射化学实验测量太阳中微子的通量。

太阳中微子与镓反应, 遵循以下反应：



在这个反应中, 产生 ${}^{71}\text{Ge}$, 并像戴维斯实验一样提取和计数。镓实验的巨大优势是反应 (6.3.28)

的阈值低至 233 keV。戴维斯实验使用氯化碳探测器测量了来自太阳的 ${}^8\text{B}$ 衰变产生的中微子。该实验的阈值为 810keV，本质上只测量了 ${}^8\text{B}$ 衰变产生的中微子，而质子-质子聚变产生的中微子则无法测量到。GALLEX 和 SAGE 实验也测量到了太阳中微子的缺失。它们只发现了预期值的 52%，这与标准太阳模型的预测存在明显差异。然而，这种差异不像戴维斯实验中那样明显。镓实验的一大优势是，中微子俘获率和提取技术已经用人工 ${}^{51}\text{Cr}$ 源进行了验证。可以令人信服地证明，产生的 ${}^{71}\text{Ge}$ 原子可以按照预期数量成功提取。

Kamiokande和Super – Kamiokande实验分别通过以下反应测量了太阳中微子：



该反应的阈值为 5MeV，是在水切伦科夫探测器中进行的。由于反冲电子的发射方向基本上与入射中微子的方向一致，所以探测器可以真正“看到”太阳。这种方向性使水切伦科夫探测器比放射化学实验更具优势。图 6.23 显示了Super – Kamiokande实验测得的中微子计数率随相对于太阳的角度变化。Super – Kamiokande实验也测量到了低太阳中微子通量，仅为预期的 40%。

图 6.24 显示了太阳在中微子光下的重建图像。

为了解决太阳中微子问题，人们提出了很多方案。对于基本粒子物理学家来说，最明显的思路就是怀疑标准太阳模型的正确性。 8B 中微子的通量与太阳中心温度成正比，变化关系约为 $\sim T^{18}$ 。如果太阳中心温度仅降低 5%，Kamiokande实验的结果将与现在降低的预期值相符。然而，太阳天体物理学家认为，即使太阳中心温度略微降低也不太可能。太阳中微子通量的理论计算使用了反应(6.3.19)-(6.3.26)的截面。如果反应截面的估计过高，也会导致对中微子通量的预期过高。核物理学家认为，在现实范围内，这些截面的变化不足以解释实验数据与预期之间的差异。

人们还提出了其他解决太阳中微子问题的方案。如果中微子有质量，它们也可能具有磁矩。如果它们的自旋在从太阳内部传播到地球探测器的过程中发生旋转，那么将无法测量这些中微子，因为探测器对自旋方向错误的中微子不敏感。

最后，太阳中微子在从太阳到地球的传播过程中可能会衰变为可能无法被中微子探测器探测到的粒子。

一个极端的假设是，太阳的燃烧已经熄灭了。从中微子的角度来看，这种情况将几乎立即变得明显（更准确地说，在 8 分钟内）。然而，能量从太阳内部传递到表面需要几千年的时间，因此即使太阳中心的核聚变已经停止，太阳也将继续照耀这段时间。

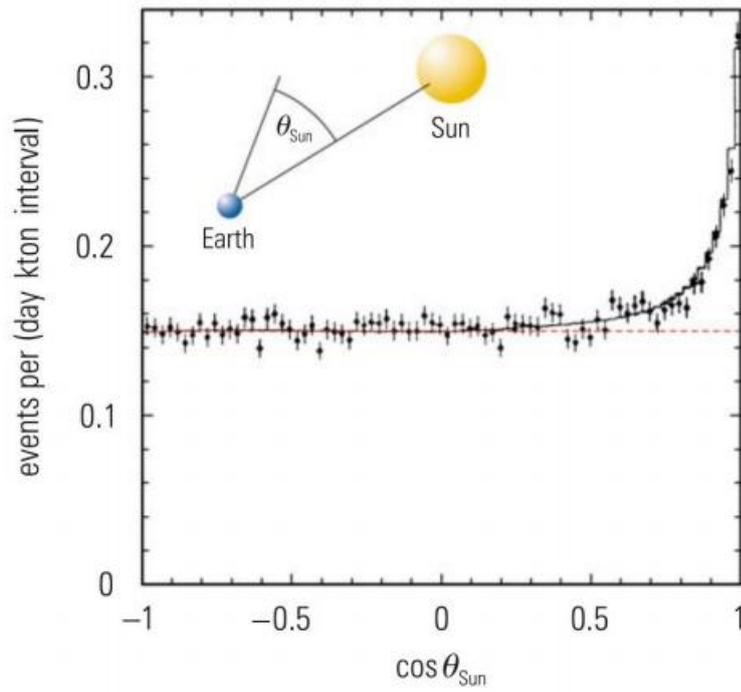


图 6.23 超级神冈实验测量的中微子到达方向[63]

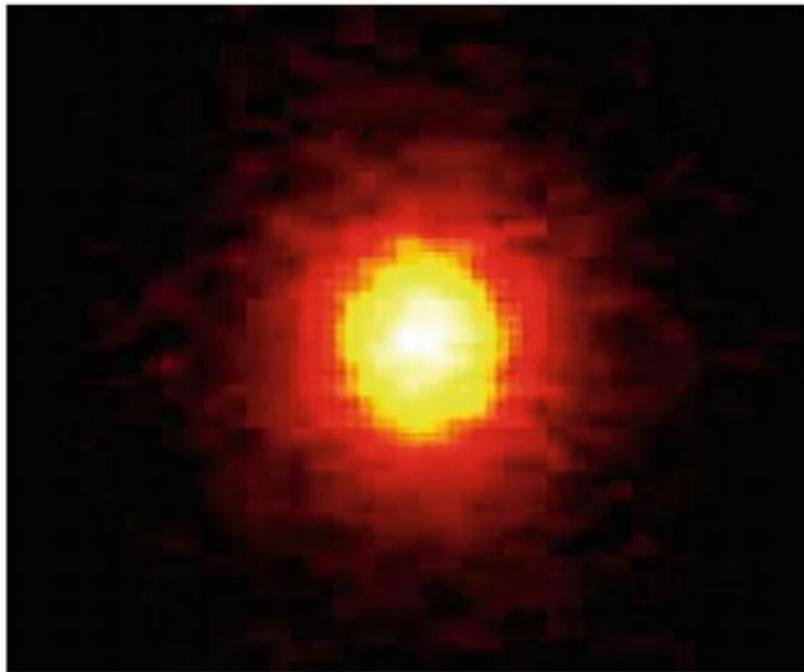


图 6.24 在太阳中微子照射下重建的太阳图像。由于超级神冈实验的空间和角度分辨率有限，并且电子相对于入射中微子的散射角很小，因此太阳的图像看起来比实际更大。在 50,000 吨重的水探测器中探测这些太阳中微子需要大约 50 天的曝光时间。照片来源：东京大学神冈天文台、ICRR（宇宙射线研究所）[63]

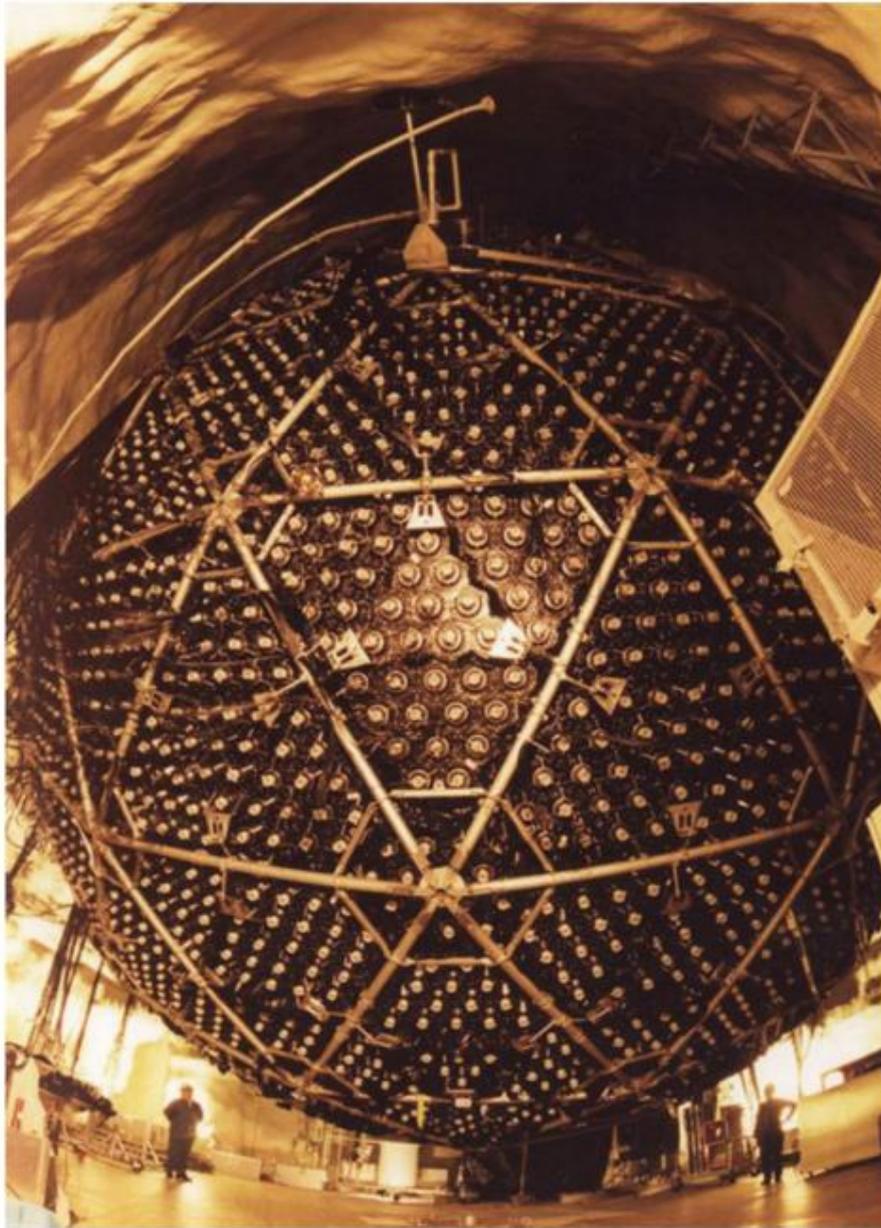
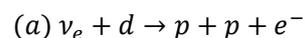


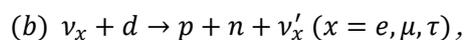
图 6.25 加拿大安大略省某镍矿的大型 SNO 探测器[68]

萨德伯里中微子天文台 (SNO) 最终证明了太阳中微子产生的模型是正确的。SNO 探测器安装在加拿大安大略省一座镍矿中，深度为 2000 米。它包含一个 1000 吨重的水靶 (D₂O)，安装在一个直径 12 米的丙烯酸容器中 (见图 6.25)。交互靶由 9600 个光电倍增管观测。容器外部的探测器腔室包含 7000 吨普通轻水。这种屏蔽的目的是减少来自宇宙射线和矿石及矿井灰尘中的环境辐射的辐射背景。该实验的探测阈值较高，为 5 MeV。要分解重水中的氘核，至少需要提供 2.2 MeV 的结合能。

SNO 实验的一大优势是它能够区分带电电流和中性电流。反应



只能通过带电电流与电子中微子发生，而中性电流，如



则适用于所有中微子类型。该反应中产生的中子被氘核俘获，导致发射 6.25 MeV 光子，这表明 NC 交互。虽然通过 CC 反应获得的 ν_e 通量仅为预测的太阳中微子通量的 1/3，但

通过 NC 反应测量的总中微子通量与太阳模型的预期一致，从而为非 ν_e 成分提供了证据。这一结果解决了长期存在的“中微子问题”。然而，它并没有解决振荡过程的潜在机制。目前尚不清楚 ν_e 是否振荡为 ν_μ 或 ν_τ 。普遍认为太阳内部通过 MSW 效应发生的物质振荡在太阳电子中微子向其他中微子类型的转化中发挥了作用，但不幸的是，在轻水切伦科夫计数器中无法直接测量这种转化。

不同太阳实验 ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) 所暗示的振荡机制在 2002 年底得到了 KamLAND2 反应堆中微子探测器的证实，该探测器消除了对标准太阳模型预测的任何潜在不确定性的疑虑。除了由 (6.3.15) 描述的真空振荡之外，太阳中微子还可以通过所谓的物质振荡进行转换。电子中微子通量及其振荡特性可以被中微子-电子散射改变，当来自太阳内部的太阳中微子通量遇到太阳中大量电子的碰撞时就会发生这种改变。这种物质效应用于高能太阳电子中微子来说尤其重要。物质效应甚至可以以共振方式放大味振荡，从而使太阳 ν_e 谱的某些能量范围变得稀疏。物质振荡的可能性首先由 Mikheyev、Smirnov 和 Wolfenstein 提出。MSW 效应的振荡特性不同于真空振荡。它与 $\nu_e e^-$ 散射对混合矩阵贡献了一个在真空中不存在的项有关。由于这种带电电流相互作用 (图 6.26)，这在太阳中对于 ν_μ 和 ν_τ 是不可能发生的，因此与其他中微子类型相比， ν_e 的相互作用哈密顿量被修改了。这导致中微子本征值在物质中的能量差与真空中的能量差相比发生了改变。因此，电子中微子通过这种在物质中的额外交互过程而被单列出来。

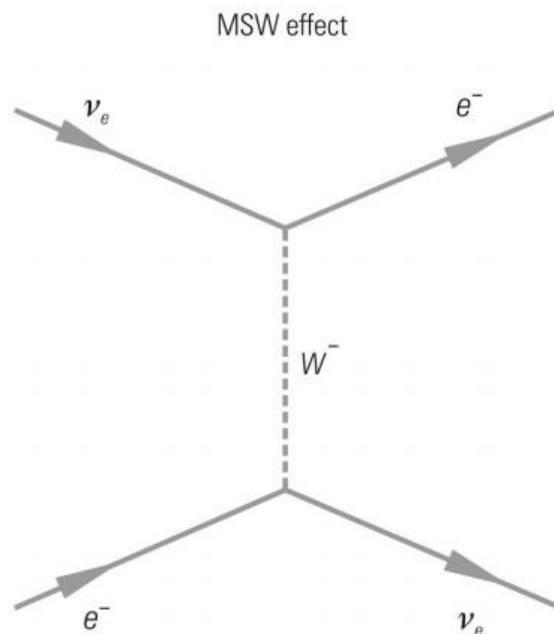


图 6.26 费曼图对于物质振荡 MSW 效应。考虑到太阳中微子的能量和事实上瞄准太阳

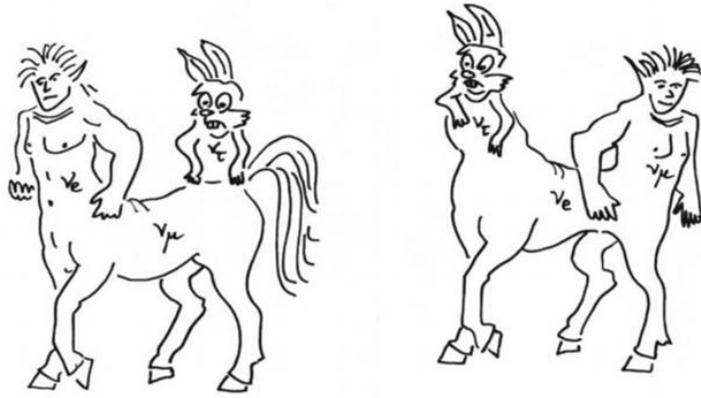
中的电子，这个过程只能发生对于 ν_e ，但不适用于 ν_μ 和 ν_τ



“中微子振荡图解”

取决于太阳中的电子密度，最初占主导地位的 ν_e 质量本征态可以传播到不同的质量本征态，而中微子探测器对此并不敏感。人们可能会好奇，这种物质振荡如何在太阳中发生。中微子在物质中相互作用的概率非常小。然而，太阳电子密度影响太阳中微子传播的方式取决于振幅，振幅是概率的平方根。因此，即使相互作用的概率很小，由于振荡机制的振幅依赖性，中微子味仍然会发生显著改变。

如果三种中微子味 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ 完全混合，那么只有 1/3 的原始电子中微子会到达地球。然而，由于中微子探测器对 ν_μ 和 ν_τ 类型的 MeV 中微子视而不见，因此实验结果可以用振荡的框架来理解。显然，太阳中微子问题不能如此轻易地解决。迄今为止描述的四个测量太阳中微子的实验结果在 $\sin^2 2\theta$ 和 δm^2 参数空间中不允许有唯一的解决方案，请比较 (6.3.12) 和 (6.3.13)。如果假设 ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) 或 ($\nu_e \rightarrow \nu_\tau$) 振荡，并且认为 MSW 效应是造成振荡的原因，那么目前比较倾向于 δm^2 大约为 $4 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ 和大混合角解，尽管不支持最大混合。假设在中微子领域也存在质量等级，这将导致 ν_μ 或 ν_τ 质量为 $0.02 - 0.004 \text{eV}$ 。这并不一定与大气中微子的结果相矛盾，因为太阳中微子可以振荡成 μ 子中微子，而大气 μ 子中微子可以振荡成 τ 子中微子（或者振荡成迄今为止尚未发现的惰性中微子，它们甚至不受弱相互作用的影响）。对于在 Homestake 和镓实验中测量的许多低能太阳中微子，我们可以忽略 MSW 效应，并可以应用真空振荡的形式化。这与氢聚变发生的太阳核心远大于振荡长度有关。因此，我们必须对振荡因子进行平均，这会导致真空振荡的标准行为。通过这些振荡场景，我们可以一致地解释不同的实验 (Homestake、镓、Borexino 和 SNO 实验)，这些实验对太阳中微子通量提供了略有不同的结果 [69]。在假设太阳电子中微子振荡成 ν_μ 的情况下，我们可以得到振荡参数 $\sin^2 2\theta \approx 0.09$ 和 $\delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 。当然，我们的目标是确定中微子混合矩阵的所有参数。目前，我们倾向于认为电子中微子振荡成 μ 子中微子，而 μ 子中微子转化成 τ 子中微子。这也得到了混合角大小的支持 ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$: $\sin^2 2\theta \approx 0.85$; 以及 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$: $\sin^2 2\theta > 0.95$)。对于太阳中微子 ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) 的振荡场景，它也得到了 2002 年使用反应堆中微子的 KamLAND 实验 (Kamioka 液体闪烁反中微子探测器) 的支持。这最终消除了对振荡假说的所有疑虑。因此，将 2015 年的诺贝尔物理学奖颁发给梶田 (Kamiokande 和超级神冈) 和麦克唐纳 (SNO) 以表彰他们发现中微子质量是理所当然的。然而，中微子振荡的细节以及确定庞蒂科夫-马基-中川-坂田矩阵中各种混合参数仍然是目前的研究课题。马约拉纳型中微子和假设的惰性中微子的可能影响使中微子振荡现象变得相当复杂 [70]。超级神冈的后续项目将是超神冈，这是一个非常大的水切伦科夫探测器，将安装在神冈地下 650 米处。超神冈将使用 260000 吨纯水，由 40000 个光电倍增管进行观察，以研究中微子振荡并寻找 CP 违反。了解中微子不仅对粒子物理学至关重要，它也与物质起源和宇宙学理解的深刻问题息息相关。



“动物性的震荡”

最近的 Borexino 实验旨在通过测量低能太阳中微子来实现一个非常特殊的目标。该实验安装在意大利的格兰萨索实验室。Borexino 是一种液体闪烁探测器，其灵敏体积为 315 m^3 。其主要目标是测量来自 ${}^7\text{Be}$ 俘获的低能中微子。该过程的能量阈值相当低 (250 keV)，这要求仔细屏蔽实验以抵御各种宇宙和局部环境背景。除此之外，该探测器对地球中微子也很敏感，例如来自铀-钍衰变链的地球中微子。

6.3.3 超新星中微子

我们都是兄弟姐妹，我们来自同一个超新星。

--- 阿兰·桑奇

自从 1604 年开普勒观测到超新星以来，最亮的超新星是由伊恩·谢尔顿于 1987 年 2 月 23 日在智利的拉斯坎帕纳斯天文台发现的（见图 6.27）。超新星爆炸的大麦哲伦云（距离 170000 光年）中的蜘蛛星云天空区域，早在 20 小时前就被澳大利亚的罗伯特·麦克诺特例行拍摄。然而，麦克诺特直到第二天才冲洗和分析了底片。伊恩·谢尔顿对超新星的亮度感到震惊，它可以用肉眼看到。这是第一次能够定位超新星爆炸的祖星。利用先前拍摄的蜘蛛星云照片，发现了一颗明亮的蓝巨星，桑杜利亚克，它发生了爆炸。



图 6.27 狼蛛星云中的超新星；版权归澳大利亚天文台所有，摄影：

大卫·马林，基于英澳望远镜的 CCD 曝光[71]

桑杜利亚克是一颗不显眼的恒星，质量是太阳的 10 倍，表面温度为 15000 K。在氢燃烧阶段，桑杜利亚克不断增亮，亮度达到太阳亮度的 70000 倍。在氢供应耗尽后，这颗恒星膨胀成一颗红巨星。在这个过程中，它的核心温度和压力上升到足以使氦燃烧成为可能。在相对较短的时间内（600000 年），氦供应也耗尽了。氦燃烧之后是引力收缩，恒星的核心温度达到 7.4 亿开尔文，中心密度达到 240 kg/cm^3 。这些条件使得碳能够点燃。以类似的方式，收缩和聚变阶段接连发生，通过氧、氖、硅和硫，最终形成铁，它是每核子结合能最高的元素

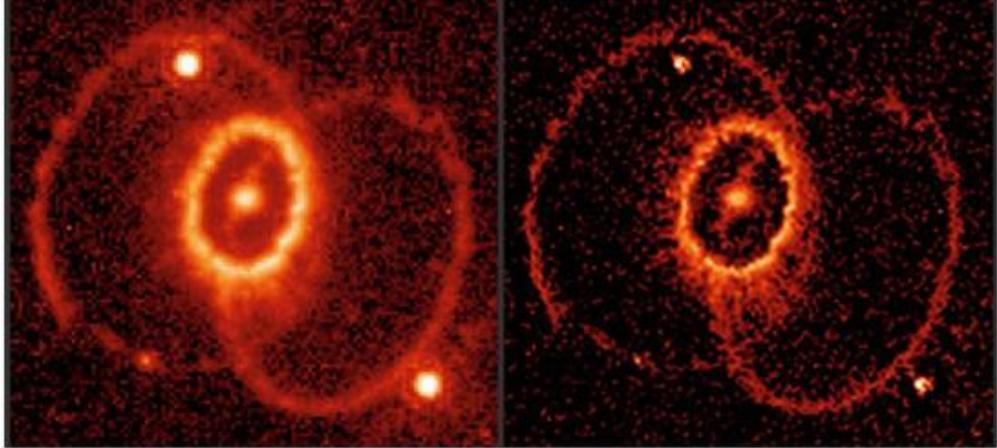


图 6.28 SN-1987A 爆炸图像。左侧图像由哈勃望远镜的广角行星相机 2(WFPC2)拍摄。右侧图像通过相机缺陷的反卷积进行了锐化[72]



这些连续收缩和聚变阶段的节奏越来越快，直到最终达到铁。一旦恒星达到这种状态，就无法通过聚变过程获得更多能量。因此，Sanduleak 的稳定性再也无法维持。最终，在其生命的最后阶段 (≈ 100000 年)，Sanduleak 收缩成一颗蓝超巨星，并且恒星在其自身的引力下坍缩。图 6.28 展示了超新星爆炸一段时间后的结果。由于各种燃烧和坍缩阶段产生了大量冲击波[162]，这些冲击波发射了球形物质射流，形成了不同的环。人们试图用蒙特卡罗模拟来重建超新星爆炸的详细过程和环状结构的形成，但迄今尚未得出确切的结果。

在这个过程中，恒星的电子被迫进入质子，形成了一个大约 20 公里直径的中子星。在去轻子化过程中，产生了强度极大的中微子爆发，

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e. \tag{6.3.30}$$

在坍缩的热阶段，对应于 10 MeV ($\approx 10^{11}$ K) 的温度，热光子产生了电子 - 正电子对，但由于周围物质的高密度，这些电子 - 正电子对被立即吸收。只有通过虚拟 Z 的弱相互作用过程，

$$e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha, \quad (6.3.31)$$

能量才能以中微子的形式从热的恒星核中逸出。在这个反应中，三种中微子味 ν_e 、 ν_μ 和 ν_τ 以相等的数目“民主地”产生。总的中微子爆发包含 10^{58} 个中微子，即使在地球上，超新星的中微子通量在短时间内也与太阳中微子的通量相当。

实际上，超新星的中微子爆发是第一个在地球上被记录到的信号。Kamiokande 和 IMB (欧文 - 密歇根 - 布鲁克海文) 的大型水切伦科夫探测器以及 Baksan 实验总共记录了 25 个发射的 10^{58} 个中微子中的 25 个 (参见图 6.29)。Kamiokande 实验的能量阈值低至 5 MeV。相比之下，IMB 合作组只能测量能量超过 19 MeV 的中微子。Baksan 液体闪烁体很幸运地记录了——尽管它们的目标质量只有 200 吨——五个能量在 10 到 25 MeV 之间的符合事件。

由于 10 MeV 范围内的中微子能量不足以产生 μ 子或 τ 子，因此只有电子型中微子通过以下反应被记录

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_e + p &\rightarrow e^+ + n, \\ \bar{\nu}_e + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_e + e^-, \\ \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^-. \end{aligned} \quad (6.3.32)$$

尽管在地球上测量到的中微子数量很少，但从这次超新星爆炸中可以得出一些有趣的宇宙物理结论。如果 E_i^e 是探测器中测量的单个中微子的能量， ϵ_1 是中微子在探测器中相互作用的概率， ϵ_2 是也观察到这种反应的概率，那么可以估计以中微子的形式发射的总能量为中微子总能量为：

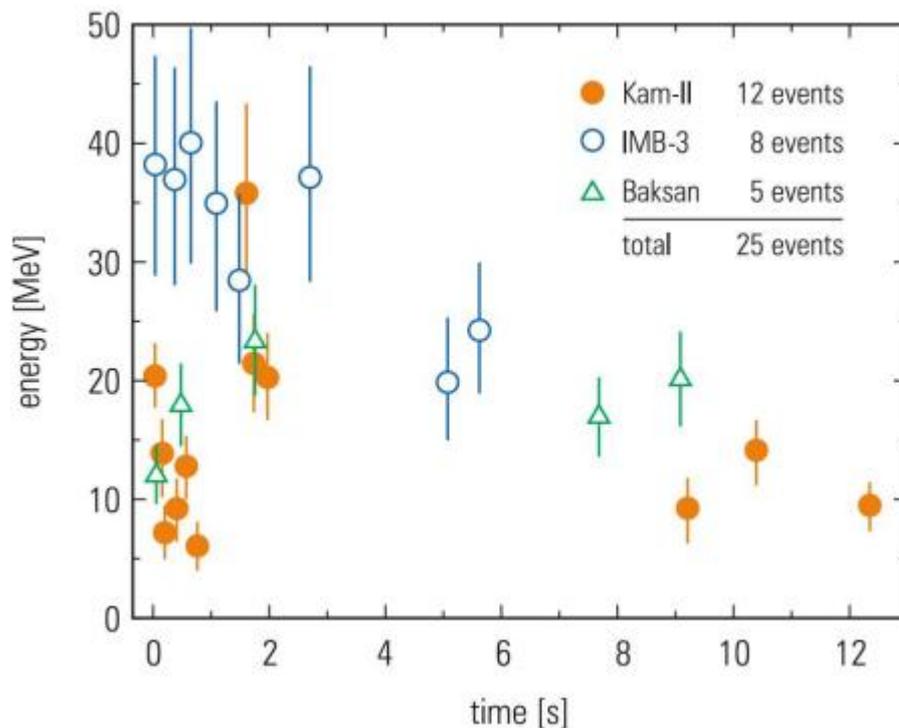


图 6.29 测量到的超新星 SN 1987A 中的中微子事件[73]

$$E_{total} = \sum_{i=1}^{20} \frac{E_v^i}{\varepsilon_1(E_v^i)\varepsilon_2(E_v^i)} 4\pi r^2 f(v_\alpha, \bar{v}_\alpha), \quad (6.3.33)$$

其中，校正因子 f 考虑了水切伦科夫探测器对所有中微子味类的灵敏度不同。基于在超级神冈、IMB 实验和巴克山探测到的 25 个中微子事件，得到的总能量为：

$$E_{total} = (6 \pm 2) \times 10^{46} \text{ J} \quad (6.3.34)$$

这个巨大的能量难以想象。（世界能源消耗量每年为 10^{21} 焦耳。）在持续 10 秒的中微子爆发过程中，Sanduleak 释放的能量比宇宙中其他天体的总和还要多，是太阳在其约 100 亿年的总寿命中释放能量的百倍。

过去 40 年的测量结果不断收紧了中微子质量的限制。在超新星爆发时，通过测量氦的 β 衰变 (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) 获得的电子中微子质量上限约为 10 eV。在假设所有超新星中微子几乎同时发射的情况下，如果中微子有质量，我们预计它们到达地球的时间会有一些分散。非零质量的中微子速度不同，这取决于它们的能量。两个速度分别为 v_1 和 v_2 的中微子，如果它们同时从超新星发射，则预计到达时间的差值为：

$$\Delta t = \frac{r}{v_1} - \frac{r}{v_2} = \frac{r}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) = \frac{r}{c} \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 \beta_2}. \quad (6.3.35)$$

如果记录到的电子中微子具有静止质量 m_0 ，那么它们的能量为：

$$E = mc^2 = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (6.3.36)$$

它们的速度为：

$$\beta = \left(1 - \frac{m_0^2 c^4}{E^2} \right)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{m_0^2 c^4}{E^2}, \quad (6.3.37)$$

因为我们可以安全地假设 $m_0 c^2 \ll E$ 。这意味着中微子的速度非常接近光速。显然，到达时间的差值 Δt 依赖于中微子的速度差。使用 (6.3.35) 和 (6.3.37)，我们可以得到：

$$\Delta t \approx \frac{r}{c} \frac{\frac{1}{2} \frac{m_0^2 c^4}{E_1^2} - \frac{1}{2} \frac{m_0^2 c^4}{E_2^2}}{\beta_1 \beta_2} \approx \frac{1}{2} m_0^2 c^4 \frac{r}{c} \frac{E_2^2 - E_1^2}{E_1^2 E_2^2}. \quad (6.3.38)$$

原则上，实验测量的到达时间差和单个中微子能量允许我们计算出电子中微子的静止质量：

$$m_0 = \left\{ \frac{2\Delta t}{r c^3} \frac{E_1^2 E_2^2}{E_2^2 - E_1^2} \right\}^{1/2}. \quad (6.3.39)$$

然而，由于并非所有中微子都是真正同时发射的，(6.3.39) 只允许我们使用已知能量和到达时间差的粒子对推导出中微子质量的上限。利用 Kamiokande 和 IMB 实验的结果，电子中微子的质量上限为：

$$m_{\nu e} \leq 10 \text{ eV} \quad (6.3.40)$$

这个结果是在大约 10 秒的测量时间内获得的。它展示了天体物理学研究相对于实验室实验的潜在优势。

类似地,假设中微子衰变来解释太阳中微子亏损的可能性也被 170,000 光年距离处观测到的电子中微子所证伪。对于假设的 10 meV 的中微子质量, 10 MeV 中微子的洛伦兹因子为:

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} \approx 10^9. \quad (6.3.41)$$

这将允许我们从 $\tau_v^0 = \tau_v / \gamma$ 推导出中微子寿命的下限, 即

$$\tau_v^0 = 170000 a \frac{1}{\gamma} \approx 5000 \text{ s}. \quad (6.3.42)$$

1987A 超新星已经证明是一个丰富的宇宙物理实验室。它表明现有的超新星模型可以整体上正确地描述大质量恒星的壮观死亡。鉴于测量到的中微子通量与预期一致, 超新星中微子似乎不需要振荡。

另一方面,模拟的精度和测量统计误差不足以对超新星中微子得出关于这种微妙效应的明确结论。在不久的将来,我们附近的类似亮度的超新星再次发生以澄清超新星中微子是否振荡的可能性极小。然而,如果它发生在我们的银河系,我们可以预期用当前和未来更大的探测器记录到数万个中微子。这可能会进一步为长距离中微子振荡的影响提供输入。毫不奇怪,关于振荡情景的决定来自对太阳和大气中微子的观测以及具有明确定义的味选择中微子束的加速器实验。随着宇宙射线中微子实验 (Davis、GALLEX、SAGE、超级神冈、SNO) 和加速器和反应堆实验 (K2K、KamLAND) 的实验证据,人们现在一致同意中微子扇区中的振荡是一个确凿的事实。

6.3.4 高能银河系和河外中微子

发现天堂的力量, 哦, 人类: 一旦认识到它, 就可以利用它: 在未知事物中看不到任何用处。

--- 约翰内斯·开普勒

测量高能中微子 ($\geq \text{TeV}$ 能区) 是一个巨大的实验挑战。然而, 这些中微子的到达方向将直接指向宇宙射线的来源。因此, 大量的研究工作致力于研究 TeV 能区的中微子探测器以及用于测量银河系和河外高能中微子的实验装置的开发。从图 6.30 的检查中可以明显看出限制自己使用高能中微子的原因。大爆炸的中微子回声产生了低于 meV 范围的能量。在大爆炸后大约一秒钟, 弱相互作用将质子转化为中子, 并将中子转化为质子, 从而产生中微子 $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ 。这些原始中微子的温度在目前应该在 1.9 K。探测这些黑体中微子是一个真正的挑战, 目前没有人知道如何测量它们。然而, 测量更高能量的中微子现在已经成为标准。对太阳 ($\approx \text{MeV}$ 范围) 和超新星中微子 ($\approx 10 \text{ MeV}$) 的观测已在实验上得到证实。

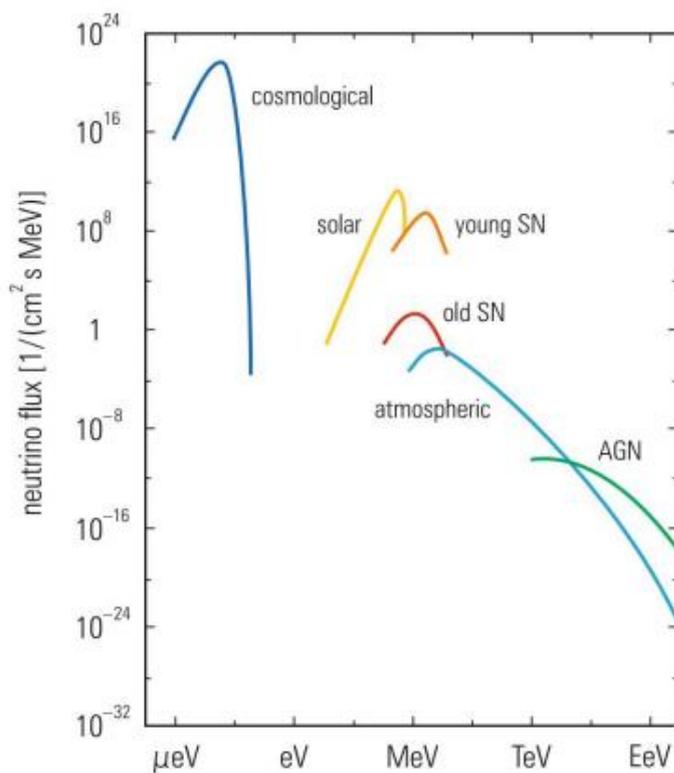


图 6.30 比较不同的中微子通量不同的能量领域[74]

大气中微子是来自天体物理来源的中微子的背景。大气中微子主要来自 π 介子和 μ 介子的衰变。它们的产生光谱可以从测量的大气 μ 介子光谱推断出来。然而，它们也已被直接测量，但它们的强度只知道大约 30% 的精度。

在本章中，我们将讨论这些非常高能的中微子。先驱工作从大型水和冰切伦科夫探测器开始。贝加尔湖深水下中微子望远镜在贝加尔湖面以下开始运行（2003）。早期尝试用 DUMAND（深水下 μ 介子和中微子探测器）在海洋中测量高能中微子失败了，因为在夏威夷附近的太平洋中部署长串光电倍增管存在困难。因此，夏威夷团队搬到了南极，并在南极冰中安装了 AMANDA（南极 μ 介子和中微子探测器阵列）。AMANDA 非常成功，但它太小，无法收集到非常高能宇宙中微子罕见的相互作用。因此，它被扩展到 1 km^3 的探测体积（冰立方）。甚至还有计划将冰立方的体积扩大 10 倍。在地中海，安装了更小的探测器（NESTOR、3ANTARES、NEMO）。

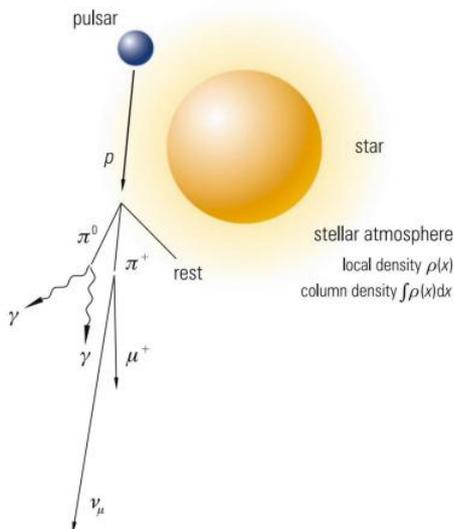


图 6.31 展示了双星系统中高能中微子的产生机制。

人们普遍认为双星系统是产生高能中微子的理想场所。由脉冲星和普通恒星组成的双星系统可能是一个强大的中微子源（图 6.31）。

脉冲星和恒星围绕它们的共同质心旋转。为了便于说明中微子的产生机制，我们可以假设恒星的质量远大于脉冲星的质量，因此脉冲星围绕伴星做圆周运动。一些模型表明，脉冲星能够将质子加速到极高的能量。这些加速的质子与伴星大气中的气体发生碰撞，主要产生次级 π 介子。中性 π 介子衰变速度很快 ($\tau_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17} s$) 会衰变成两个高能 γ 射线，这使得我们能够用 γ 射线来定位这个天体。带电 π 介子通过 ($\pi \rightarrow \mu\nu$) 衰变产生高能中微子。这种源是否辐射高能 γ 量子或中微子取决于恒星大气微妙的参数。如果 π 介子是在质子与原子核相互作用中产生的，

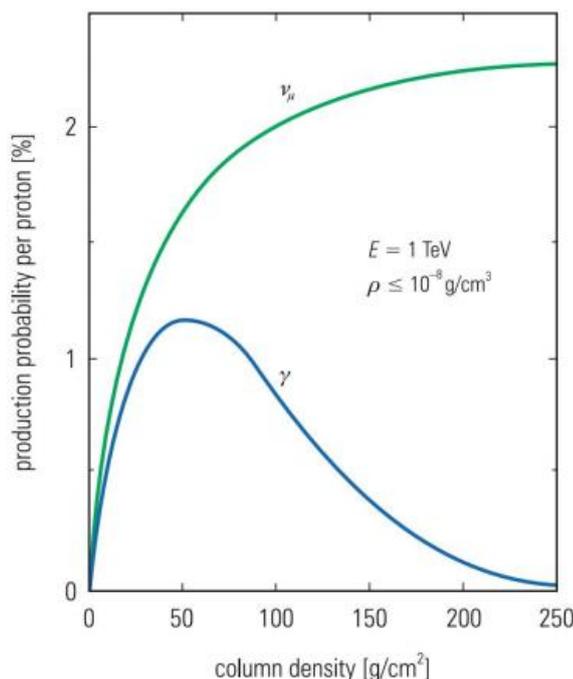
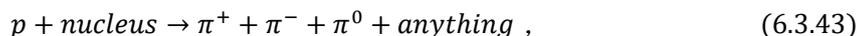


图 6.32 双星系统中光子和中微子的产生与吸收之间的竞争[75]

例如：



则带电 π 介子和中性 π 介子的衰变将产生等量的中微子和光子。

($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$)。然而，随着恒星大气柱密度的增加，光子会被重新吸收，对于密度小于等于 $10^{-8} g/cm^3$ 的恒星大气和大于 $250 g/cm^2$ 的柱密度，这个源只能在中微子的照射下被观测到（图 6.32）。该源主要以 μ 中微子 (ν_μ 或 $\bar{\nu}_\mu$) 的形式辐射。这些中微子可以通过弱带电流在探测器中被记录，在弱带电流中它们会产生 μ 子（图 6.33）。这些相互作用中产生的 μ 子基本上遵循入射中微子的方向。 μ 子的能量可以通过它在探测器中的能量损失来测量。对于超过 TeV 能量的 μ 子， μ 子韧致辐射和 μ 子直接产生电子对占主导地位。这两种过程引起的能量损失与 μ 子能量成正比，因此可以对 μ 子能量进行量热测定（参见第 7.3 节，图 7.17）。

由于中微子相互作用概率低，且中微子通量小，中微子探测器必须非常大且质量大。由于整个探测器体积都需要进行仪器化，以便能够记录中微子的相互作用和 μ 子的能量损失，

因此有必要建造一个简单、经济高效的探测器。

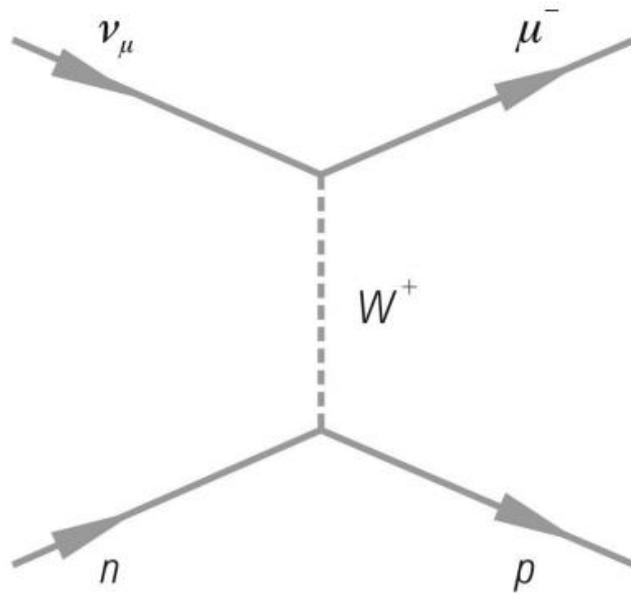


图 6.33 介子-中微子探测反应

探测中微子的唯一可行方案是使用大型的水或冰切伦科夫计数器。由于南极洲深处冰层的透明度极高，并且冰层仪器相对简单，因此冰切伦科夫计数器目前是现实中中微子望远镜最有利的选择。为了保护探测器免受相对较高的地球大气粒子通量的影响，通常的做法是利用地球作为吸收体，并将重点放在从下方进入探测器的中微子上。这种装置的原理如图 6.34 所示。来自宇宙线源的质子在目标（例如恒星大气层、星系介质）上产生 π 介子， π 介子在衰变过程中产生中微子和 γ 量子。光子经常被星系介质吸收或在与黑体光子、红外辐射或星光光子的 $\gamma\gamma$ 相互作用中消失。剩余的中微子穿过地球，在地下探测器中被探测到。中微子探测器本身由一个大型的光电倍增管阵列组成，这些光电倍增管记录冰（或水中）产生的 μ 子的切伦科夫光。在这种中微子探测器中，光电倍增管必须以合适的距离安装在弦上，并且许多这样的弦部署在冰（或水中）。光电倍增管在弦上的相互距离和弦间距取决于切伦科夫光在探测器介质中的吸收和散射长度。

在 AMANDA 中，将光电倍增管弦安装在 1000 米深处的实验表明，冰中并非没有气泡。只有在超过 1500 米的深度，压力 (≥ 150 巴) 才足以使气泡消失，从而提供 300 米的出色吸收长度。

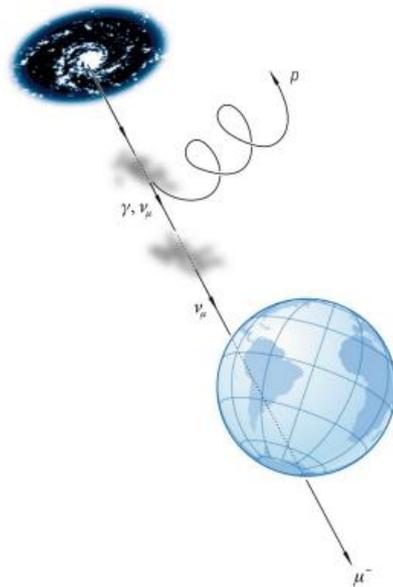


图 6.34 中微子的产生、在星际空间的传播以及在地球上的探测

中微子的入射方向可以通过切伦科夫光到达光电倍增管的时间来推断。在海洋中的水切伦科夫计数器中，生物发光和钾-40 活性会产生令人讨厌的背景，而这在冰中不存在。在实际应用中，很明显，与在海洋中部署相比，在南极洲冰层中安装光电倍增管弦要容易得多。

图 6.35 显示了位于南极点的 ICECUBE 探测器。

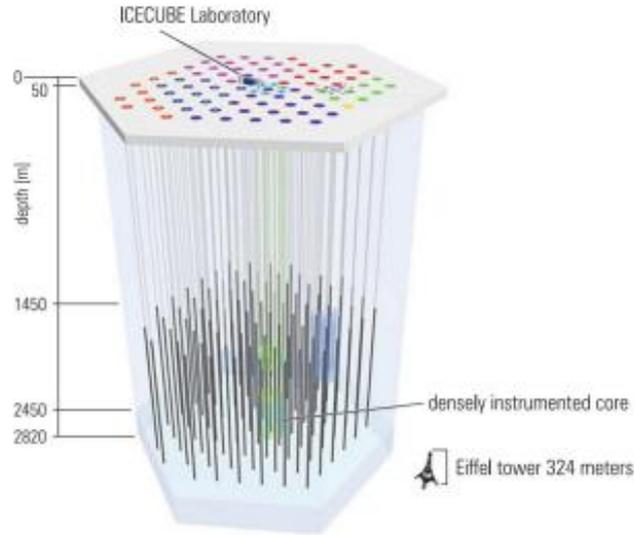


图 6.35 南极 ICECUBE 实验装置[76]

目前，冰立方探测器是最大的中微子望远镜。它的探测体积为一立方公里，延伸至南极冰盖下方 2820 米处。该实验由一个地面探测器 IceTop、一个射电阵列以及一个密度更高的 DeepCore 探测器组成。冰立方拥有 86 根缆绳，上面安装了大约 5500 个数字光学模块。为了测量来自河外星系的中微子低通量，至少需要一个体积为 1 立方公里的探测器。下面进行简要估算，以说明这一点。

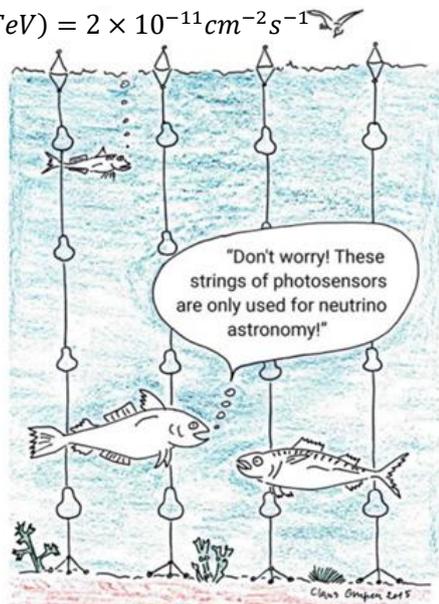
假设银河系中一个点源产生一个中微子能谱，满足：

$$\frac{dN}{dE_\nu} = 2 \times 10^{-11} \frac{100}{E_\nu^2 [\text{TeV}^2]} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1} . \quad (6.3.44)$$

这将导致积分通量为：

$$\Phi_\nu(E_\nu > 100 \text{TeV}) = 2 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (6.3.45)$$

(参见图 6.30 中的河外星系源)。



高能中微子的相互作用截面在加速器中被测量为：

$$\sigma(v_{\mu}N) = 6.7 \times 10^{-39} E_{\nu} [\text{GeV}] \text{cm}^2 \quad (6.3.46)$$

/nucleon .

如果这种线性关系在高能下依然有效，那么对于 100 TeV 中微子，截面将达到 $6.7 \times 10^{-34} \text{cm}^2/\text{核子}$ 。对于 1 公里的目标厚度，每个中微子的相互作用概率 W 为：

$$W = N_A \sigma d \rho = 4 \times 10^{-5} \quad (6.3.47)$$

$$(d = 1\text{km} = 10^5\text{cm}, \rho(\text{ice}) \approx 1\text{g}/\text{cm}^3)$$

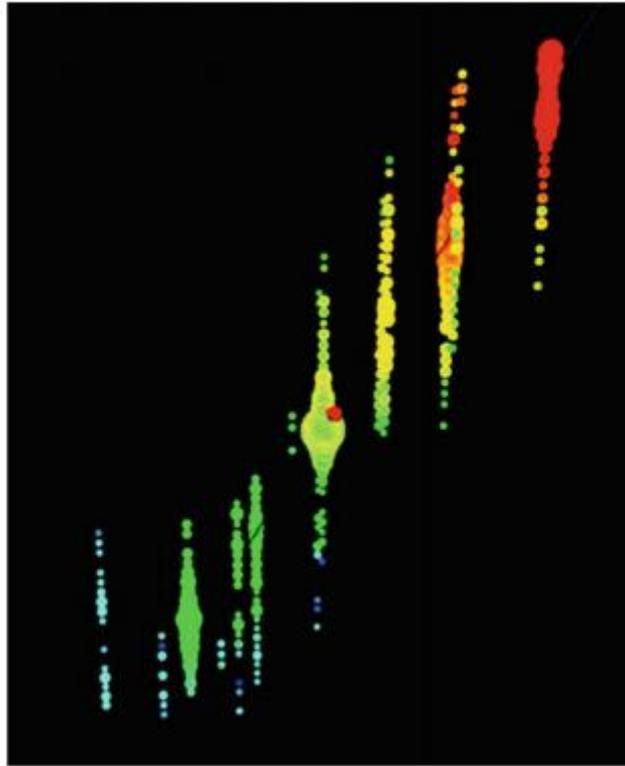


图 6.36 高能宇宙中微子在 ICECUBE 中产生的中微子轨迹 [76]



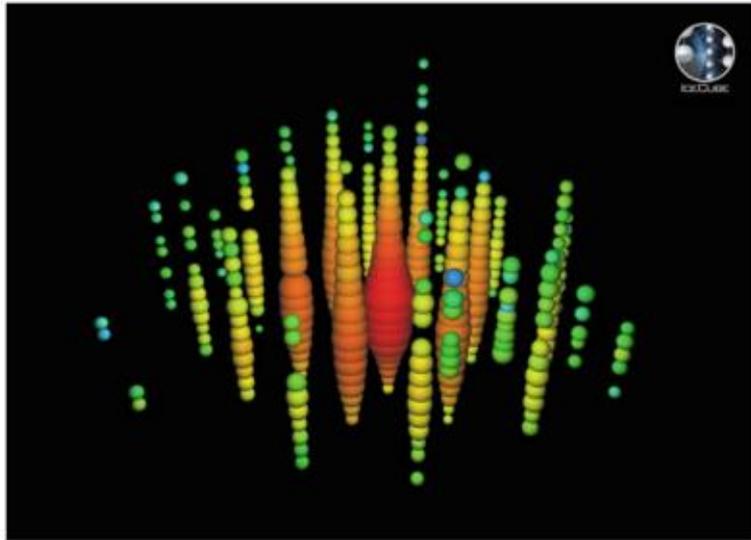


图 6.37 ICECUBE 探测器中的高能事件，可能是由电子中微子引起的。该事件的能量为 1.14 PeV。事件模式还表明很难确定原始中微子的入射方向[76]

总相互作用率 R 由中微子通量 Φ_ν 、相互作用概率 W 、有效收集面积 $A_{\text{eff}} = 1\text{km}^2$ 和测量时间 t 决定。这会导致以下事件率：

$$R = \Phi_\nu W A_{\text{eff}}, \quad (6.3.48)$$

对应于每年 250 个事件。对于产生的切伦科夫光的长吸收长度，探测器的有效收集面积甚至大于仪器化体积的横截面。假设我们银河系中大约有六个来源，前面的估计将导致每天大约四个事件的计数率。除了来自点源的这种速率外，我们还预计会观察到来自弥漫中微子背景的事件，但是这些事件几乎不包含天体物理信息。

我们银河系中极好的候选者是蟹状星云和船帆座的超新星遗迹、银河系中心和天鹅座 X3。河外星系候选者可以是马卡良星系 Mrk 421 和 Mrk 501, M87 或类星体(例如 3C273)。

冰立方探测器已经测量了大量与天体物理学有关的中微子事件。图 6.37 显示了一个高能事件，该事件可能是由电子中微子引发的。图 6.38 是一个天空图，显示了宇宙中微子的到达方向。即使有一些事件指向银河系中心，但没有明显的事件聚集。然而，必须考虑到，由电子中微子产生的事件的角分辨率（即指向精度）在探测器中产生电磁级联，只是中等水平。

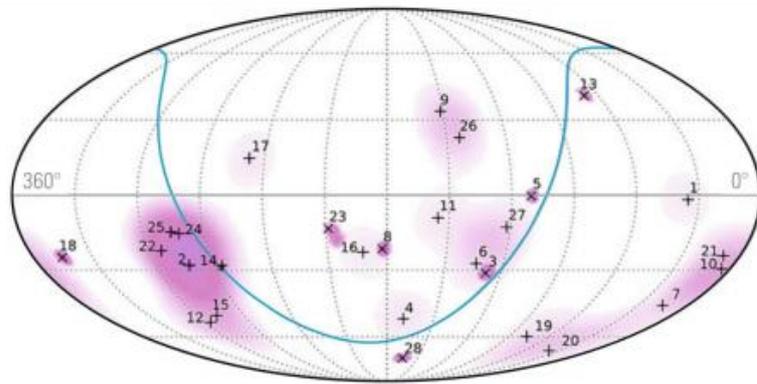


图 6.38 赤道坐标系中 ICECUBE 中微子事件的天空图。蓝线为银河平面。银河中心靠近编号为 14 的事件。 ν_μ 类事件（编号为检测到的 μ 子事件标记为‘x’，类 ν_e 事件（伴有电子簇射）标记为‘+’ [76]

然而，在 2017 年 9 月，冰立方记录到一个能量为 290 TeV 的高能中微子，该中微子

在时间和方向上与费米卫星观测到的高能伽马射线耀斑相吻合，费米信号指向北天区已知的耀变体 (TXS 0506+056)，其精度很高 (见图 6.39)。该源的距离估计约为 40 亿光年。来自该源的能量高达 400 GeV 的伽马射线也被大型大气切伦科夫成像望远镜 (MAGIC) 观测到。如果类似事件得到证实，那么来自冰立方的这个中微子事件将意味着首次观测到强子宇宙加速器。

这些成功证明了冰立方可以为中微子天体物理学提供出色的结果。为了获得更好的统计数据，计划将冰立方扩展到 10 km^3 的仪器体积 (冰立方-Gen2)。

6.3.5 地质中微子

放射性衰变是地球热量产生的关键因素。

——格伦·霍顿·史密斯

地质中微子不是天体粒子物理学的直接主题。然而，寻找宇宙中微子的实验的出现开辟了这种新型研究，作为一种副产品。地球热量中近一半来自内部放射性同位素的衰变。为了更好地理解地球热量的来源，测量放射性元素衰变产生的反中微子是一种相对较新的工具。地球的元素组成只探测到相对较浅的深度。

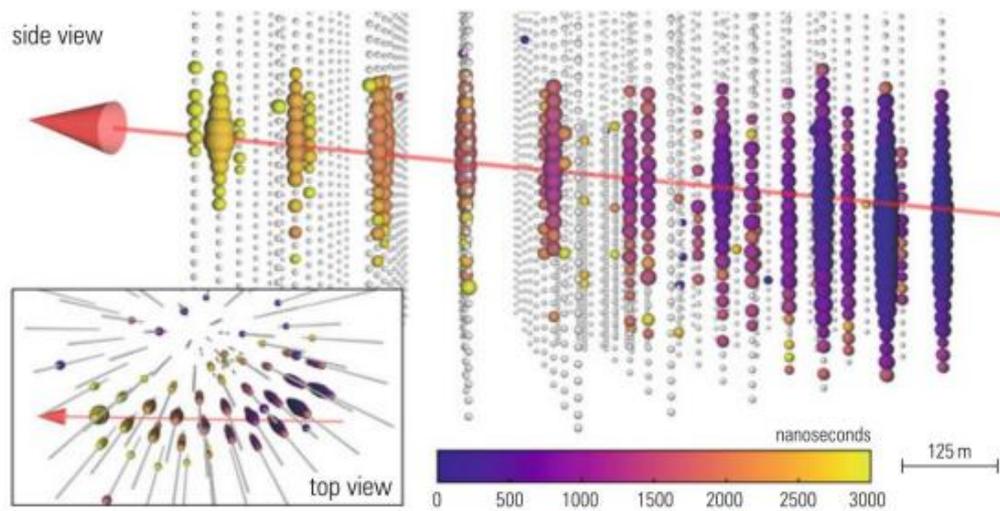


图 6.39 中微子事件 IceCube-170922A 的事件显示，该事件与费米卫星和 MAGIC 望远镜在耀变体 TXS0506+056 上观测到的高能伽马射线耀斑在时间和方向上一致 [77]。高能中微子 ($\approx 300 \text{ TeV}$) 从右下方进入，产生一个介子，引发了一场大规模的流星雨

地质中微子提供了一种技术来直接探测地球内部，超出 12 公里深的钻探深度，但到地球中心还有很长的路要走。

对地球热量产生贡献最大的元素是 ^{238}U 、 ^{232}Th 和 ^{40}K ，它们导致计算出的地球中微子光度为 $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，对应于 $32 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ 的总中微子通量。根据各种估计，这些元素的衰变产生约 20 TW 的放射性加热，约占地球总热功率的 50%。铀 ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8^4\text{He} + 6e^- + 6\bar{\nu}_e$) 和钍 ($^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6^4\text{He} + 4e^- + 4\bar{\nu}_e$) 衰变链提供最大能量约为 3 MeV 的电子反中微子。钾衰变 ($^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e$) 的分支比为 89%，仅产生最大能量为 1.3 MeV 的 $\bar{\nu}_e$ 。来自 ^{235}U 衰变链的反中微子通量相对较低 [78]。

为了测量反中微子，人们使用反贝塔衰变反应 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ 。该反应的阈值能量为 1.8 MeV，对应于中子加正电子与质子的静止质量能量之差。由于这个阈值，钾衰变产生的

反中微子无法通过该反应记录。然而，这些中微子可以通过与电子散射来测量。来自 ^{238}U 和 ^{232}Th 衰变的反中微子通过正电子湮灭产生的光信号以及 $n + p \rightarrow d + \gamma$ 后产生的氘形成的光子来检测。这两个信号在时间和空间上是重合的，提供了一个强大的工具来排除非中微子，例如宇宙射线，它们只会产生单个信号。然而，它无法消除反应堆反中微子，因为它们会表现出与地质中微子相同的特征。

地质中微子的首次测量是由神冈探测器 (2003) 和 KamLAND (2005) (神冈液体闪烁体反中微子探测器) 完成的，后来由 Borexino 完成 (见图 6.40 和 6.41)。KamLAND 由一个 1000 吨的液体闪烁体探测器组成，

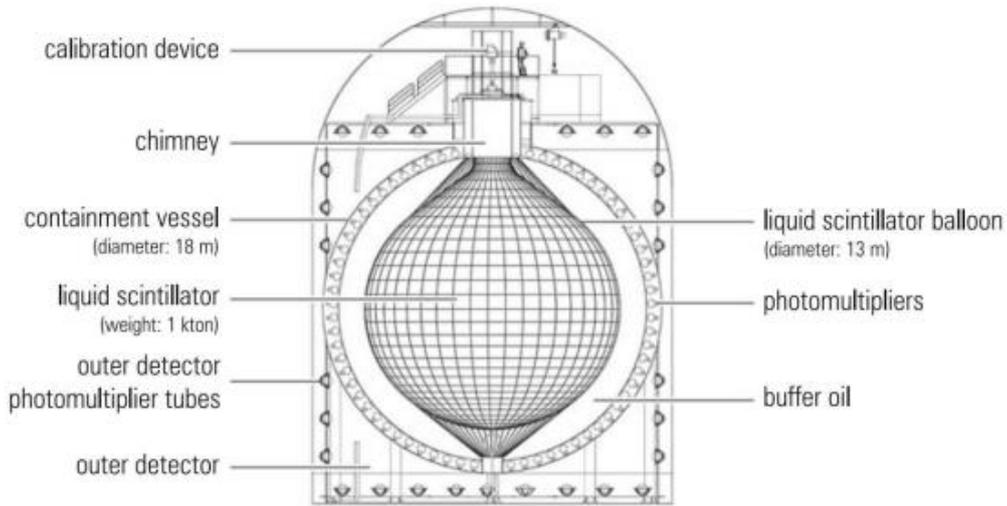


图 6.40 神冈天文台地下 1000 米处的 KamLAND 反中微子探测器

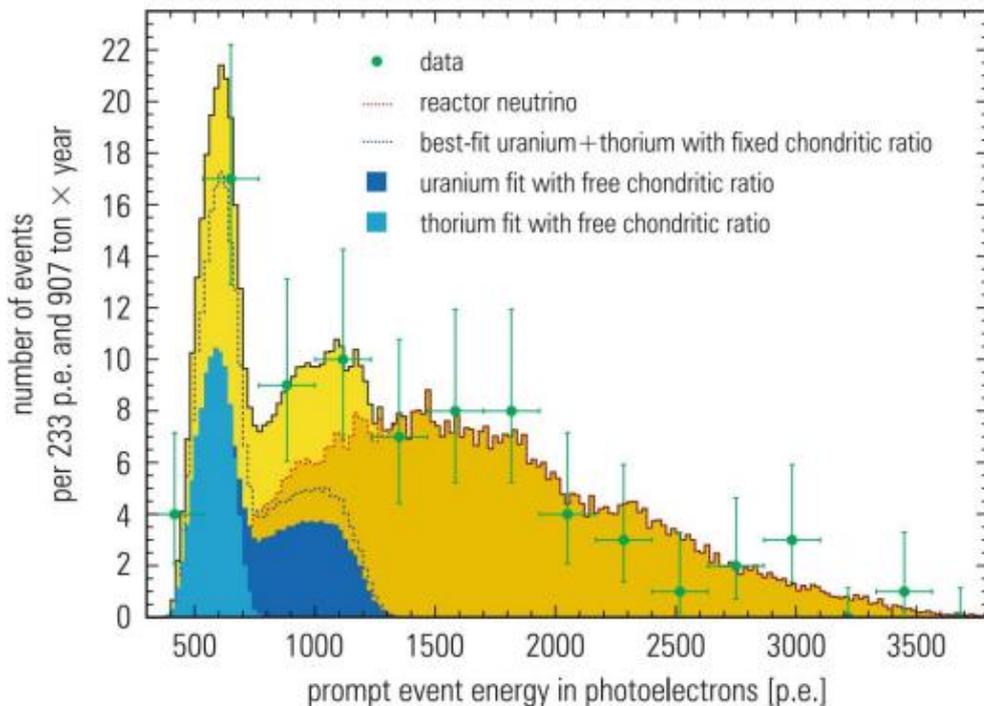


图 6.41 Borexino 实验中 46 个瞬时 $\bar{\nu}e$ 候选体的能谱。 ^{238}U 衰变产生的 $\bar{\nu}e$ 的最大能量为

3.26MeV，对应于约 1400 个光电子

KamLAND 是位于日本岐阜县神冈矿地下 1000 米的反中微子探测器。它由一个直径 13 米、

装满 1000 吨液体闪烁体的球形探测器组成，周围环绕着 1845 个光电倍增管。该探测器旨在观测来自核反应堆的反中微子，并测量中微子振荡参数。

Borexino 实验是位于意大利格兰萨索国家实验室的另一个液体闪烁体探测器，专门用于探测来自地球内部的地球中微子。它由一个直径 100 米、装满 300 吨超纯液体闪烁体的球形探测器组成，周围环绕着 2212 个光电倍增管。该实验被设计用于探测来自地球内部放射性衰变产生的反中微子，并确定地球内部的放射性元素丰度。

地球中微子需要在来自大约 450 个人造反应堆的强烈反中微子背景中进行探测。在过去，也存在来自天然反应堆的反中微子，例如加蓬的奥克洛反应堆。

尽管地球中微子的测量最初是中微子天体物理学研究的副产品，但它已经发展成为一个独立的研究领域。许多规模更大的实验正在准备或被提出，以提高我们对地球内部的了解，而目前我们无法通过其他手段进行研究。

6.4 伽马射线天文学

要有光。

——圣经，创世纪

6.4.1 引言

在光学波段观测恒星属于经典天文学的范畴。早在古代，中国人、埃及人和希腊人就已经进行了大量系统性的观测，并对天体的运动有了很多了解。然而，光学波段只覆盖了整个电磁波谱中很小的一部分（图 6.42）。

电磁波谱的各个部分都被用来进行天文观测。从长波长（射电天文学），次光学波段（红外天文学），经典光学天文学，紫外天文学，X 射线天文学，最终到达伽马射线天文学。

伽马射线天文学家习惯用能量来描述伽马射线量子，而不是它们的波长 λ 或频率 ν ，

$$E = h\nu. \tag{6.4.1}$$

普朗克常数的实际单位是

$$h = 4.136 \times 10^{-21} \text{MeVs}. \tag{6.4.2}$$

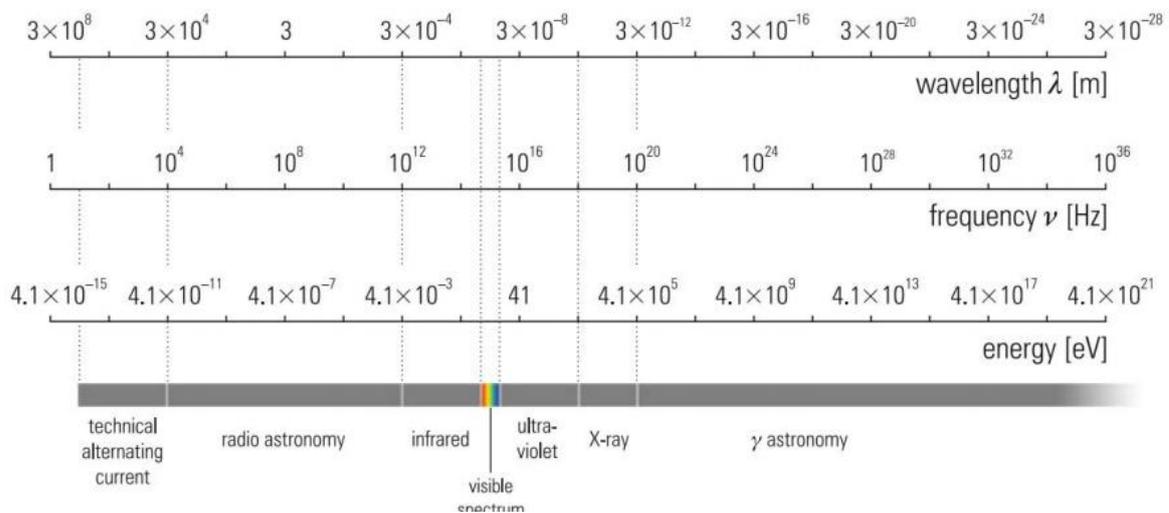


图 6.42 电磁辐射的光谱范围

频率 ν 以 $\text{Hz} = 1/\text{s}$ 测量。波长 λ 计算如下:

$$\lambda = c/\nu, \quad (6.4.3)$$

其中 c 是真空中光速 ($c=299792458 \text{ m/s}$)。

在原子和核物理学中, 根据产生机制将伽马射线与 X 射线区分开来。X 射线是在原子壳层中电子的跃迁中发射的, 而伽马射线是在原子核的转变中产生的。这种区分也自然地导致根据能量对 X 射线和伽马射线进行分类。X 射线的能量通常低于 100 keV。能量超过 100 keV 的电磁辐射称为 γ 射线。 γ 射线的能量没有上限。甚至已经观测到能量为 $10^{15} \text{ eV} = 1 \text{ PeV}$ 的宇宙 γ 射线。

宇宙粒子物理学中一个重要但尚未解决的问题是宇宙射线的起源 (也见第 6.1 和 6.3 节)。对带电初级宇宙射线的探测基本上无法回答这个问题, 因为带电粒子在从源头到地球的途中必须穿过广阔的不规则磁场。这会导致它们以不受控制的方式发生偏转, 从而“忘记”它们的起源。因此, 只有在极高的能量下, 当粒子不再受到宇宙磁场的影响时, 才能进行带电粒子的粒子天文学。这需要达到超过 10^{19} eV 的能量, 但这又会产生另一个问题, 因为这些能量下的初级粒子通量极低。无论宇宙射线的来源是什么, 它们也能够发射高能穿透性 γ 射线, 这些射线不会被星系间或恒星磁场偏转, 因此可以指向源头。但是, 必须记住, 来自遥远源头的 X 射线和 γ 射线也可能受到时间色散的影响。这些源头视线上的天体可以通过引力透镜扭曲它们的轨迹, 从而使它们看起来模糊, 并导致电磁辐射的到达时间也出现时间色散。

6.4.2 γ 射线的产生机制

一般来说, 宇宙中能量非常高的天体或过程, 将在短波长范围内向伽马射线或 X 射线辐射更多能量。

————— Claude Nicollier

宇宙射线和 γ 射线的可能来源包括超新星及其残骸、快速旋转的天体 (如脉冲星和中子星)、活跃星系核和物质吸积黑洞。在这些来源中, γ 射线可以通过不同的机制产生。

(a) 同步辐射:

带电粒子在磁场中发生偏转会产生加速运动。加速的电荷会辐射电磁波 (图 6.43)。这种带电粒子在磁场中的“轫致辐射”称为同步辐射。在地球上的环形加速器中, 同步辐射的产生通常被认为是一种不希望的能量损失机制。另一方面, 来自加速器的同步辐射被广泛用于原子和固态物理学以及生物学和医学中的结构研究。

宇宙磁场中产生的同步辐射主要由轻质电子发射。同步光子的能量谱是连续的。能量为 E 的电子在磁场强度为 B 的磁场中辐射的功率 P 约为 [81,82]

$$P \sim E^2 B^2. \quad (6.4.4)$$

(b) 轫致辐射:

一个带电粒子在电荷 (原子核或电子) 的库仑场中发生偏转时, 会发射轫致辐射光子 (图 6.44)。这种机制在一定程度上类似于同步辐射, 只是在这种情况下, 粒子的偏转发生在电荷的库仑场中, 而不是磁场中。

轫致辐射的概率 φ 与射弹电荷 z 的平方和目标电荷 Z 的平方成正比，也见 (4.2.2)。
 φ 与粒子能量 E 成正比，与偏转粒子的质量平方成反比：

$$\Phi \sim \frac{z^2 Z^2 E}{m^2}. \quad (6.4.5)$$

由于电子质量小，轫致辐射主要由电子产生。轫致辐射光子的能量谱是连续的，在高能量时呈 $1/E_\gamma$ 衰减。

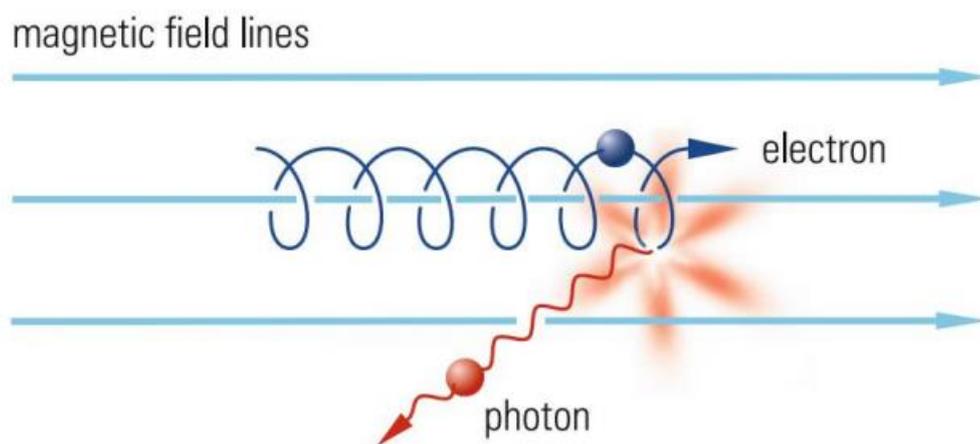


图 6.43 带电粒子在磁场中偏转产生同步辐射

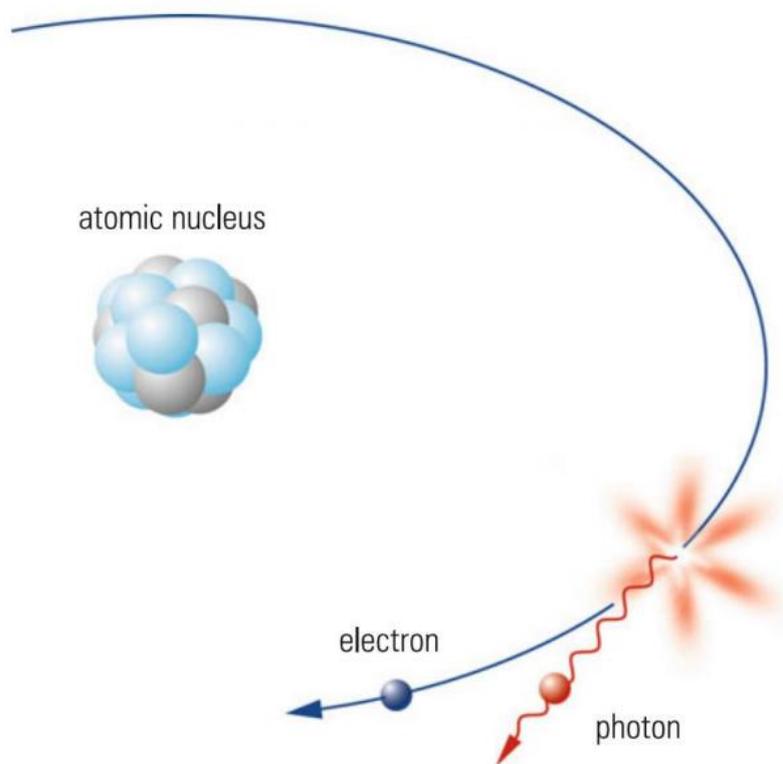


图 6.44 带电粒子在原子核的库仑场中偏转产生轫致辐射

(c) 逆康普顿散射：

在二十世纪二十年代,康普顿发现高能光子在与自由电子碰撞时可以将部分能量传递给电子,从而自身损失一定能量。在天体物理学中,逆康普顿效应起着重要作用。源中被加速到高能量的电子与黑体辐射中的大量光子($E_\gamma \approx 250 \mu eV$, 光子密度 $N_\gamma \approx 400/cm^3$)或星光光子($E_\gamma \approx 1eV$, $N_\gamma \approx 1/cm^3$)发生碰撞,并将部分能量传递给光子,导致光子“蓝移”(图 6.45)。

(d) π^0 衰变:

在源中被加速的质子可以在质子-质子或质子-核相互作用中产生带电和中性 π 介子(图 6.46)。一个可能的过程是:

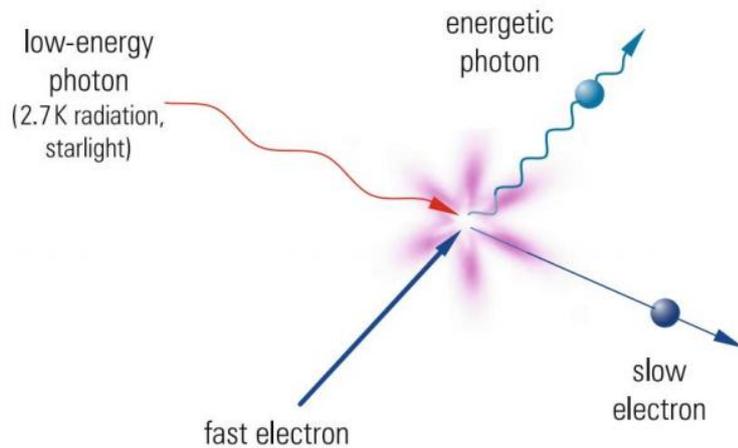


图 6.45 高能电子与低能光子的碰撞。电子将部分能量转移给光子, 因此

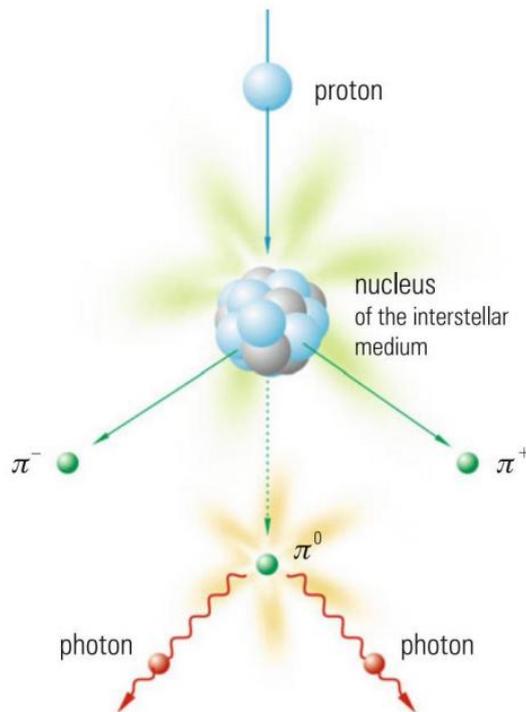


图 6.46 质子相互作用中 π^0 的产生以及 π^0 衰变为两个光子

$$p + \text{nucleus} \rightarrow p' + \text{nucleus}' + \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (6.4.6)$$

带电 π 介子的寿命为 26ns，衰变为 μ 子和中微子，而中性 π 介子的衰变速度很快 ($\tau = 8.4 \times 10^{-17}\text{s}$)，衰变为两个 γ 量子：

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (6.4.7)$$

如果中性 π 介子在静止状态下衰变，那么两个光子将背对背发射。在这个衰变过程中，每个光子都获得 π^0 静止质量 ($m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$) 的一半。在飞行中的 π^0 衰变中，光子获得的能量不同，取决于它们的运动方向。

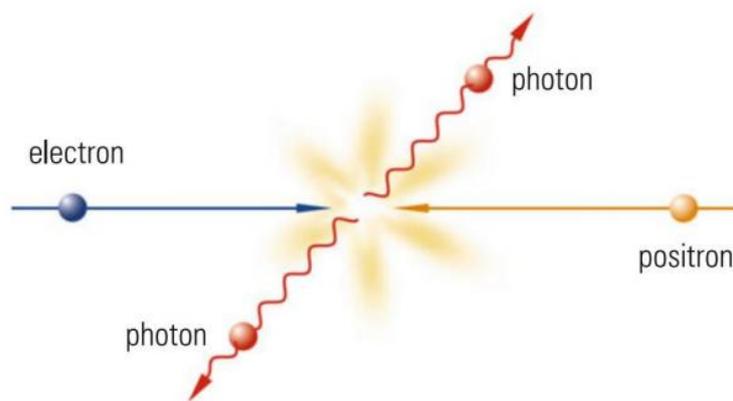


图 6.47 e^+e^- 对产生两个光子

对于 π^0 (见第 3.4 节示例 10)，发射方向相对于 π^0 的飞行方向。由于大多数 π 介子是在低能量下产生的，因此来自这种特定来源的光子的能量通常为 70 MeV。

(e) 来自物质-反物质湮灭的光子：

就像光子可以产生粒子对 (对产生) 一样，带电粒子也可以与其反粒子湮灭成能量。这种产生机制的主要来源是电子-正电子和质子-反质子湮灭，

$$e^+e^- \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (6.4.8)$$

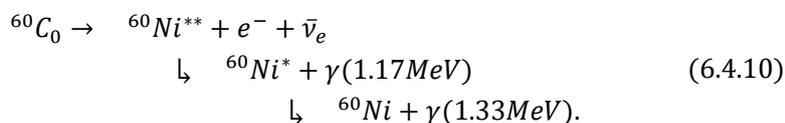
动量守恒要求至少产生两个光子。在静止的 e^+e^- 湮灭中，每个光子获得 511 keV，分别对应于电子或正电子的静止质量 (图 6.47)。质子-反质子湮灭反应的一个例子是：

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad (6.4.9)$$

其中，中性 π 介子衰变为两个光子。

(f) 来自核转变的光子：

重元素在超新星爆炸中“烹制”。在这些过程中，不仅会产生稳定同位素，还会产生放射性同位素。这些放射性同位素会发射，主要是因为 β 衰变，在 MeV 范围内产生光子，例如：



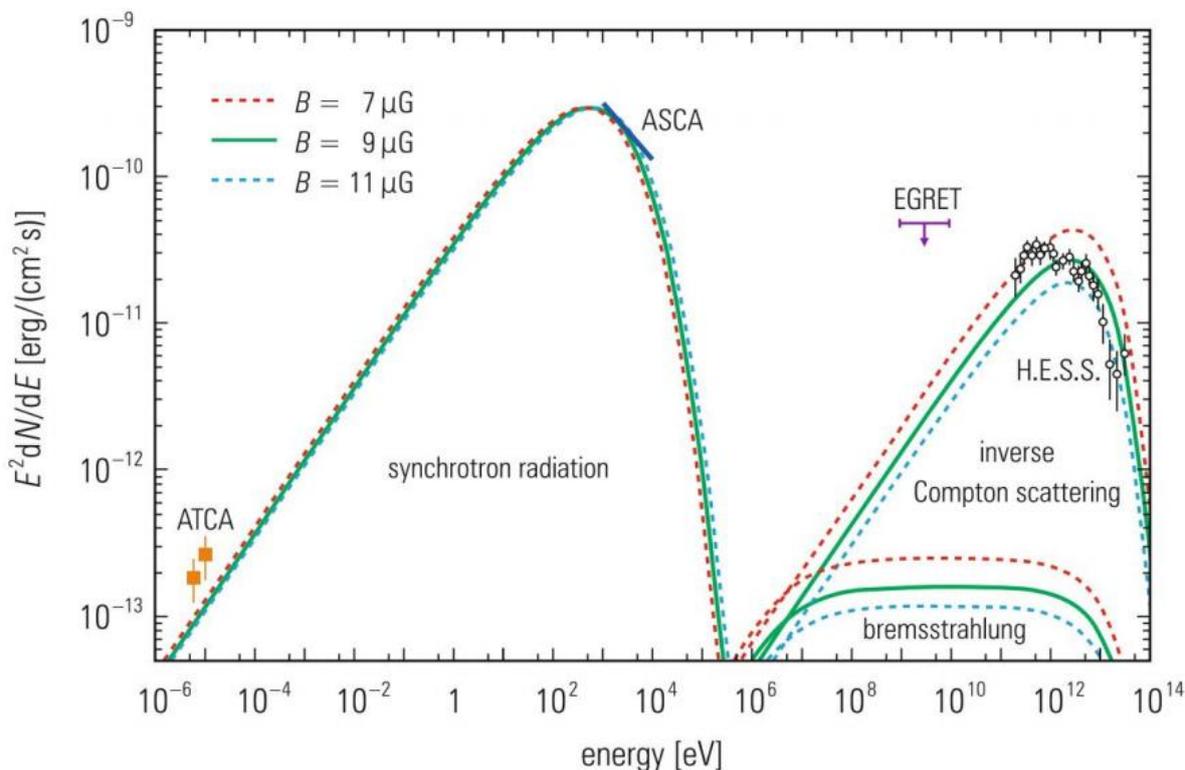


图 6.48 不同光谱范围内 γ 源的典型贡献(也在黑体辐射(ATCA))到 γ 光谱的实验结果。ATCA(澳大利亚望远镜紧凑阵列)、ASCA(宇宙学和天体物理学先进卫星)、HESS(高能立体系统)以及 EGRET(高能伽马射线实验)的上限望远镜显示[83]

(g) 切伦科夫辐射:

另一种产生机制,在第 4.4 节中已经讨论过,是切伦科夫辐射,其中速度快于介质折射率 n 中光速的粒子会在蓝色光谱区中优先产生电磁辐射。

(h) 中微子的湮灭:

在一些更为奇特的场景中,高能 γ 光子也可能来自中微子的湮灭,中微子是普通粒子的中性超对称伙伴,根据以下公式:

$$\chi + \bar{\chi} \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (6.4.11)$$

图 6.48 显示了各种产生机制对典型光源的伽马射线光谱的影响。在约 100 keV 的低能量下,同步辐射机制占主导地位。在更高的能量下,包括 TeV 范围以外,逆康普顿散射和韧致辐射是主要的产生机制。在这个能量范围内,来自 π^0 衰变的光子也会有贡献,但是,到目前为止,还没有找到任何令人信服的强子加速器的候选者,而这是产生中性 π 介子所必需的。电子-正电子湮灭会在 511 keV 处产生一条单能线,这也偶尔在一些光源中发现。当然,这些产生的伽马射线光子会在星际介质中相互作用,例如通过对产生。

6.4.3 γ 射线的探测

γ 射线是那种你应该避免的辐射。
——尼尔·德格拉斯·泰森

原则上, γ 射线的反向产生机制可以用于它们的探测 (参见第 4 章)。对于能量低于几百 keV 的 γ 射线, 光电效应占主导地位:



光电子可以被记录, 例如, 在一个闪烁计数器中。对于 MeV 能量范围, 这是核衰变的典型能量范围, 康普顿散射具有最大的横截面:



在这种情况下, 闪烁计数器的材料也可以充当电子靶, 同时记录散射电子。对于更高的能量 ($\gg 1$ MeV), 电子 - 正电子对产生占主导地位:

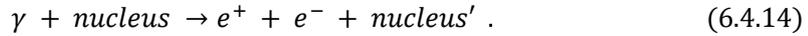


图 6.49 显示了三个提到的过程在 NaI 闪烁计数器中的质量衰减系数 μ 的依赖关系。该系数通过物质中的光子强度衰减来定义, 根据:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.4.15)$$

(I_0 : 初始强度, $I(x)$: 经过厚度为 x 的吸收体衰减后的光子强度)。

由于正负电子对产生在高能量下占主导地位, 因此该过程用于在 GeV 范围内探测光子。图 6.50 显示了用于测量 GeV 范围内 γ 射线的卫星实验的典型装置。高能光子在模块化跟踪室系统 (例如, 在半导体硅计数器堆栈中) 中转化为 e^+e^- 对。 e^+ 和 e^- 的能量在电磁量热器 (主要是晶体闪烁体量热器, NaI(Tl) 或 CsI(Tl)) 中测量, 因此原始光子的能量为:

$$E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-} . \quad (6.4.16)$$

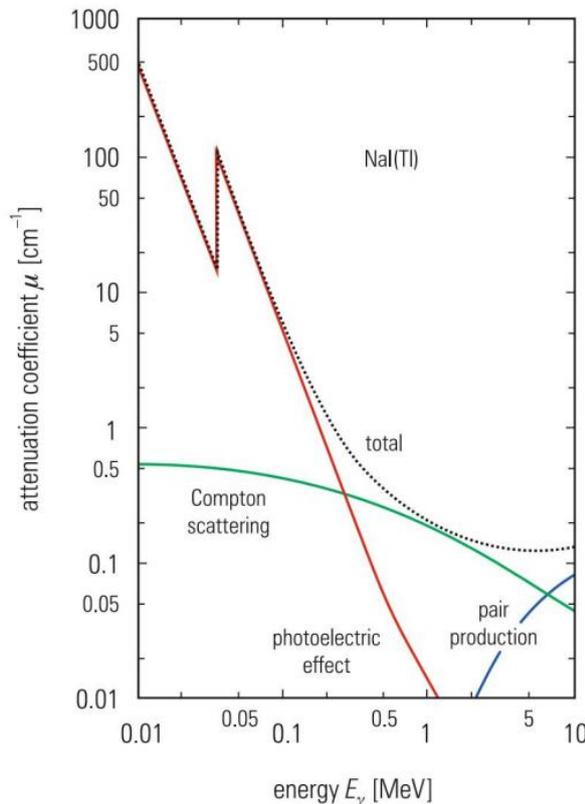


图 6.49 碘化钠(NaI(Tl))闪烁计数器中光子的质量衰减系数

光子的入射方向由电子和正电子的动量决定，其中光子动量被确定为 $p_\gamma = p_{e^+} + p_{e^-}$ 。对于高能量 ($E \gg m_e c^2$)，近似值 $|p_{e^+}| = E/c$ and $|p_{e^-}| = E/c$ 非常有效。电子和正电子在晶体量热器中的探测是通过电磁级联进行的。在这些簇射中，产生的电子最初会辐射韧致辐射光子，这些光子转化为 e^+e^- 对。在韧致辐射和正负电子对产生交替进行的过程中，初始电子和光子降低了它们的能量，直到光子的光电效应和康普顿散射以及电子和正电子的电离损失等吸收过程停止了进一步的粒子倍增 (图 6.51; 参见图 6.52)。

图 6.50 中的反符合计数器的目的是识别入射带电粒子并将其从分析中排除。

康普顿伽玛射线天文台 (CGRO) 是这种用于测量 γ 射线源和 γ 射线光谱技术的示例。CGRO 卫星从 1991 年到 2000 年收集数据，并为理解不同天体物理物体的 γ 发射提供了重要的实验结果。CGRO 上有以下实验：BATSE (爆发和瞬变源探测器)、

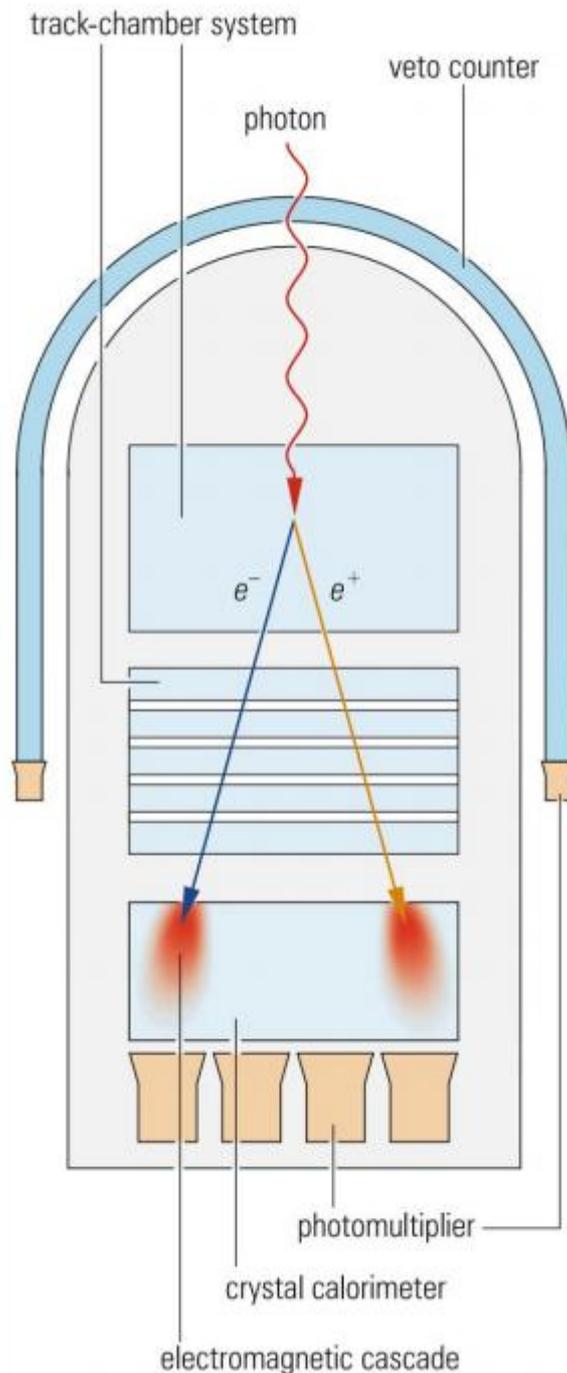


图 6.50 测量 GeV 范围 γ 射线的卫星实验草图

EGRET (能量谱范围电子伽马射线望远镜) 和 COMPTEL (康普顿望远镜)。诸如 BATSE (Burst And Transient Source Experiment)、OSSE (定向闪烁谱仪实验)、COMPTEL (成像康普顿望远镜) 和 EGRET (高能伽马射线实验望远镜) 等任务已经为伽马射线天文学做出了重大贡献。BATSE 已经在 20 到 600 keV 的能量范围内搜索伽马射线暴。OSSE 分析了 MeV 能量范围内的源。COMPTEL 利用康普顿效应在 MeV 区域内对源进行定位, 并具有相对较高的角分辨率。最后, EGRET 覆盖了高能区域 (20 MeV 到 30 GeV), 以获取伽马射线天空的图像。EGRET 还发现了许多伽马射线源, 并测量了它们的能谱。

最近, 费米伽马射线太空望远镜 (FGST, 在准备阶段这个卫星被称为伽马射线大面积空间望远镜, GLAST) 在高达 300 GeV 的能量范围内提供了重要的伽马射线结果。FGST 于 2008 年发射升空, 至今仍在轨道上运行, 为伽马射线天文学提供高质量的结果。FGST 在绘制伽马射线天空的同时, 还发现了从银道面上下延伸的巨型气泡, 它们发出 X 射线和伽马射线。

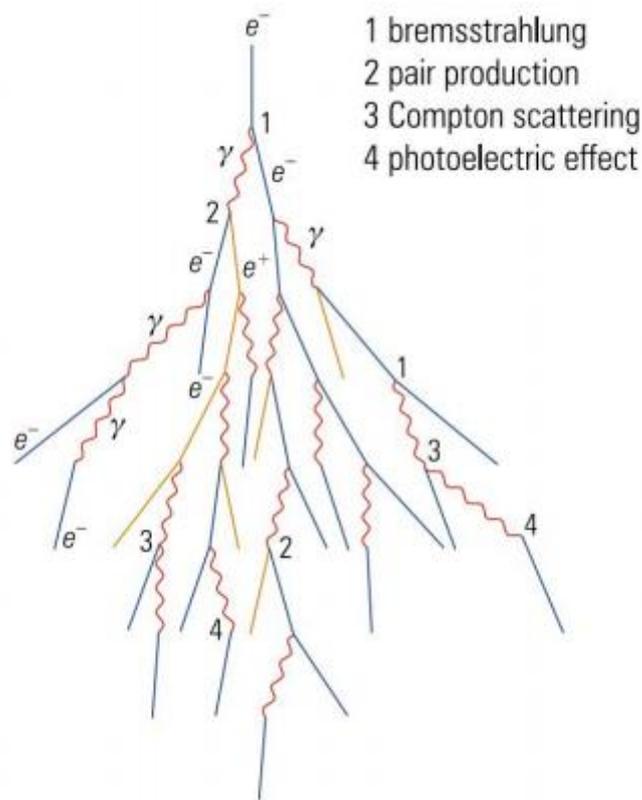


图 6.51 电磁级联示意图

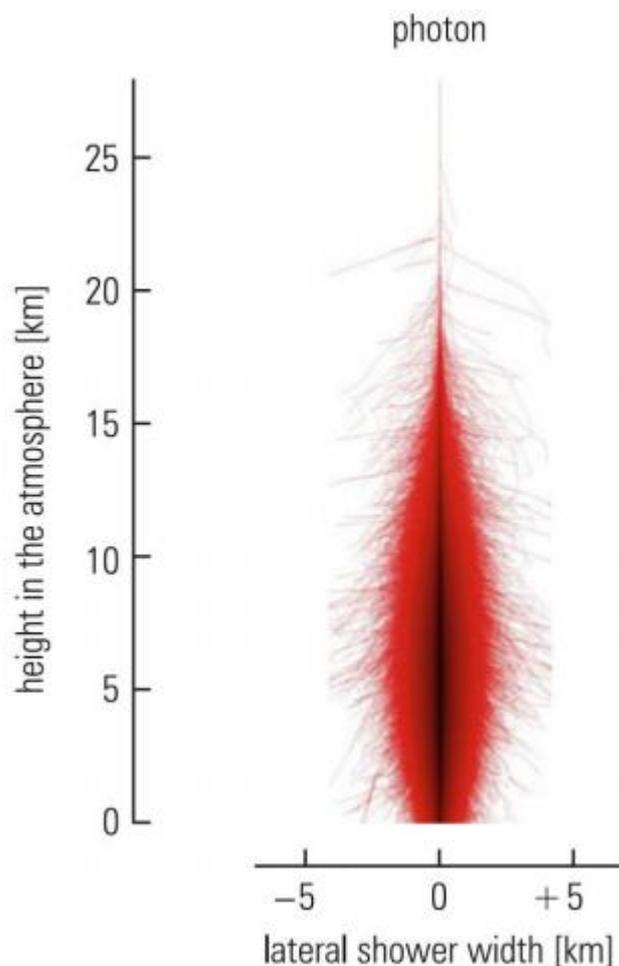


图 6.52 蒙特卡罗模拟大气中的电磁簇射,由能量为 10^{14} eV 的光子引发[84]

X 射线和伽马射线的辐射很可能是由超新星爆发或活跃的星系核 (AGN) 的活动引起的。发射延伸到银河系上、下方约 10 千帕的巨大区域。这些气泡的起源尚不清楚。一个可能的候选者是这些气泡位于我们银河系的中心的黑洞。图 6.53 显示了这些气泡的 γ 射线气泡。对于能量超过几个百吉电子伏的伽马射线,来自宇宙射线源的光子强度非常低,必须采用其他技术进行探测,因为无法在卫星上安装足够大的设备。在这种情况下,利用大气切伦科夫技术探测光子发挥着特殊的作用(见图 6.54 和 6.55)。这是像纳米比亚的 H.E.S.S. (高能立体系统)、拉帕尔马的 MAGIC (主要大气伽马成像切伦科夫望远镜,见图 6.56) 和亚利桑那州霍普金斯山的 VERITAS (极高能辐射成像望远镜阵列系统) 这样的成像切伦科夫望远镜的领域。这些实验为超过 TeV 的高能伽马射线范围提供了数据。

成像切伦科夫望远镜已经绘制了北半球和南半球的天空,并发现了许多在 TeV 范围内发射的源。H.E.S.S. 扫描了南半球的天空,包括银河系中心(见 1.7 节中的图 1.25),并且毫不奇怪,该实验发现了大量高能伽马射线源。

HAWC 实验(高海拔水切伦科夫天文台 [85]) 位于墨西哥普埃布拉附近的塞拉内格拉,海拔 4100 米,是一个新的地面实验,自 2016 年以来一直为伽马射线天文学领域提供有趣的能量范围从 100 GeV 到 100 TeV 的数据。

目前,一个巨大的切伦科夫望远镜阵列 (CTA) 正在准备中,它应该扫描南半球(在智利)以及北半球(在拉帕尔马)的 TeV 范围和更高的伽马射线源。原则上,阿根廷的 Auger 实验也应该能够寻找能量 $>10^{18}$ eV 的伽马射线事件。到目前为止,还没有发现这种极高能

量的伽马射线诱导事件。

为了解释和说明成像切伦科夫望远镜的原理，必须考虑以下内容：当伽马射线进入大气层时，它们会像对晶体量热计所描述的那样产生电子、正电子和光子的级联，这些级联通常具有低能量。这种簇射不仅纵向传播，而且在某种程度上横向扩散在大气层中（也见图 6.52）。然而，对于低于 10^{13}eV ($=10\text{TeV}$) 的初始光子能量，簇射粒子不会到达海平面。级联中以本质上与原始入射光子方向相同的相对论电子和正电子在大气层中发射蓝色光，这种光被称为切伦科夫光。速度超过光速的带电粒子会发射这种特征的电磁辐射（见第 4 章）。由于大气中光速为

$$c_n = c/n \quad (6.4.17)$$

(n 是空气的折射率；在 20°C 和 1 个大气压下， $n = 1.000273$)，

速度为

$$v \geq c/n \quad (6.4.18)$$

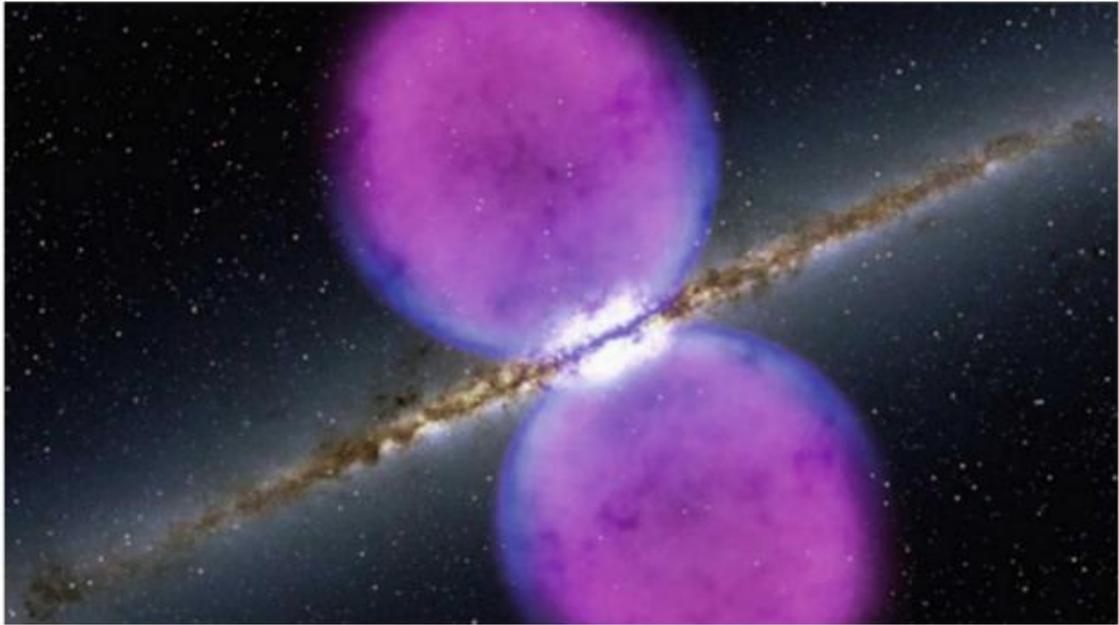


图 6.53 费米卫星在银河系中心附近发现的 γ 射线气泡图像。ROSAT 卫星已经报告了 γ 射线气泡的迹象。气泡延伸到约 50,000 光年的区域(直径约 25,000 光年),从银河系中心开始。据推测,气泡起源于我们银河系中心的超大质量黑洞[86]

的电子会发射切伦科夫光。这种

$$v = c_n = 299710637 \text{ m/s} \quad (6.4.19)$$

的阈值速度对应于动能：

$$\begin{aligned} E_{kin} &= E_{total} - m_0c^2 = \gamma m_0c^2 - m_0c^2 \\ &= (\gamma - 1)m_0c^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right) m_0c^2 \\ &= \left(\frac{1}{\sqrt{1-1/n^2}} - 1 \right) m_0c^2 \\ &= \left(\frac{n}{\sqrt{n^2-1}} - 1 \right) m_0c^2 \approx 21.36 \text{ MeV} . \end{aligned} \quad (6.4.20)$$

切伦科夫辐射在光学冲击波中的产生 (图 6.54) 是声学冲击波的光学类似物, 声学冲击波是在飞机超过音速时产生的。通过这种方式, 即使电磁簇射没有到达海平面, 也可以通过产生的切伦科夫光在地面记录高能初级伽马射线。切伦科夫光的发射角度为

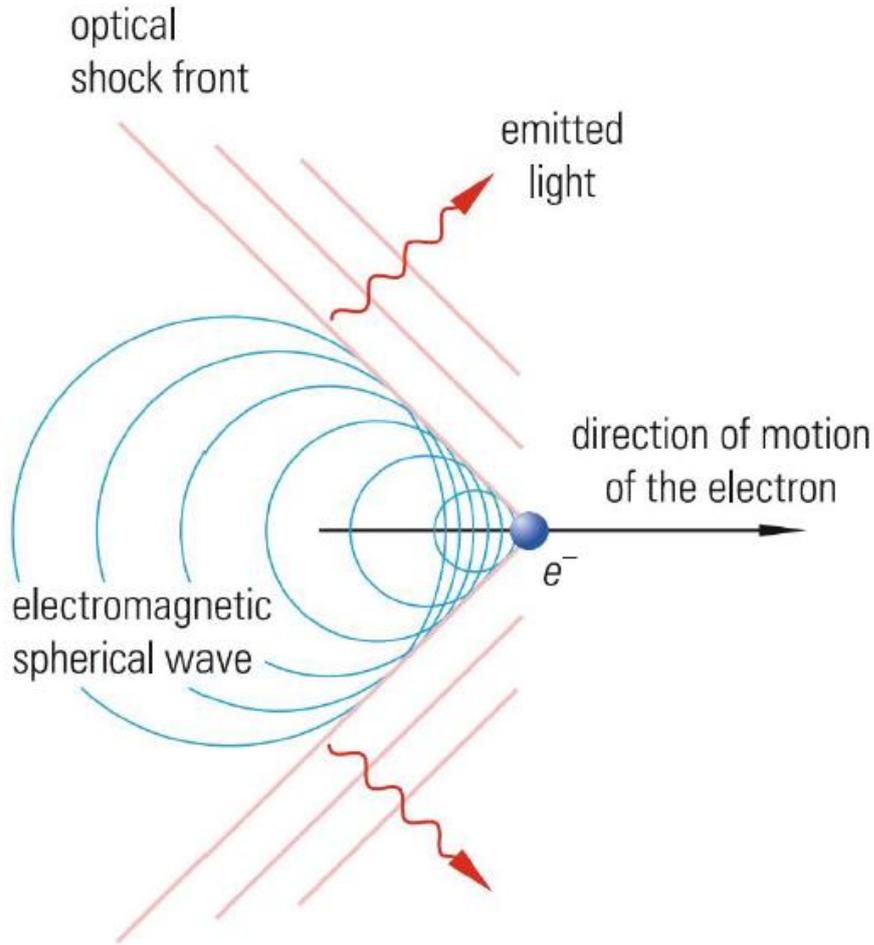


图 6.54 发射切伦科夫辐射粒子穿过折射率为 n 的介质时产生的光冲击波, 其速度超过该介质中的光速($v > c_0/n$)

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right). \quad (6.4.21)$$

对于多 GeV 能量范围内的电子, 切伦科夫锥的张角仅为 1.4° 。实际上, 切伦科夫角度略小 ($\approx 1^\circ$), 因为簇射粒子是在高海拔处产生的, 那里的空气密度较小, 因此折射率也更小。因此, 简单的切伦科夫探测器由一个抛物面镜组成, 该镜面收集切伦科夫光, 并由一组光电倍增管记录镜面焦点处收集的光。图 6.55 展示了通过大气切伦科夫技术测量光子的原理。大型切伦科夫望远镜, 镜面直径 ≥ 10 米, 即使在存在夜间天空光的情况下, 也能测量能量相对较低的 (< 100 GeV) 光子, 相应的簇射尺寸也很小 (参见图 6.56)。对于更高能量 ($> 10^{15}$ eV) 的光子, 由它们引起的电磁级联反应会到达海平面, 可以用类似于研究和测量广延大气簇射的技术来记录 (粒子采样、空气闪烁, 参见第 7.4 节)。在这些能量下, 不可能用 γ 射线来探索宇宙中更大的区域。高能初级光子的强度会因与 2.7K 黑体辐射中大量环境光子的光子-光子相互作用而衰减。对于过程



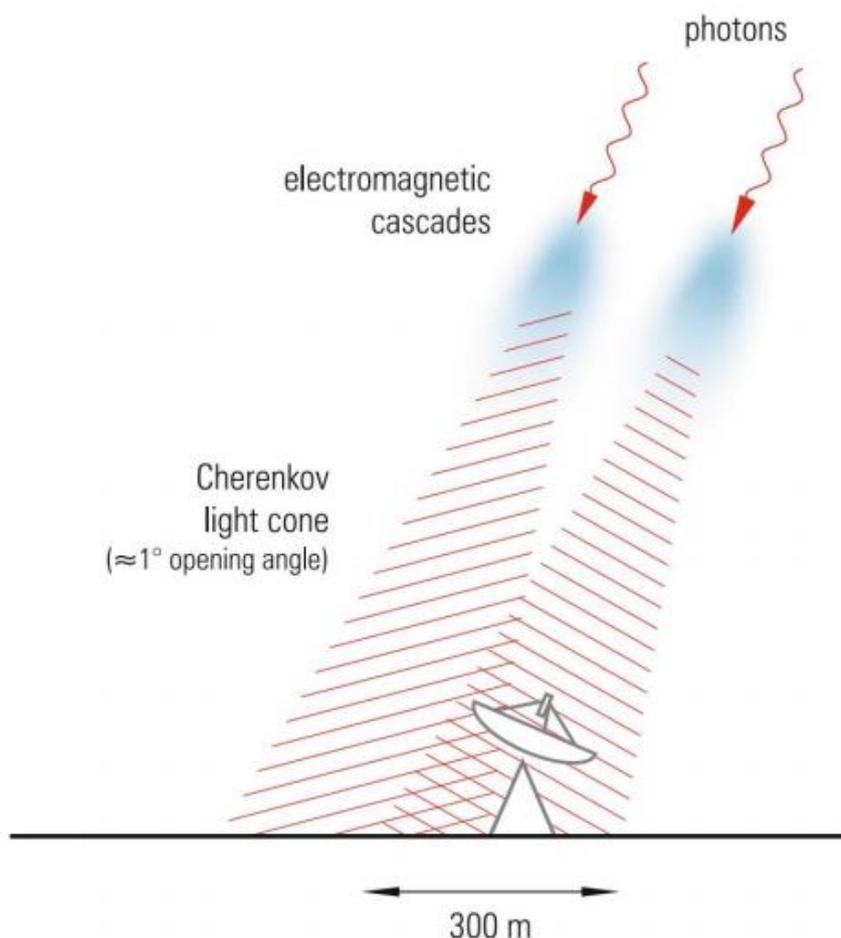


图 6.55 大气中光子诱导电磁级联的切伦科夫光的测量

在 $\gamma\gamma$ 质心系中，必须提供两倍的电子质量。对于能量为 E 的初级光子与能量为 ε 的目标光子以角度 θ 相撞，阈值能量为

$$E_{threshold} = \frac{2m_e^2}{\varepsilon(1 - \cos\theta)}. \quad (6.4.23)$$

对于中心碰撞 ($\theta=180^\circ$) 以及典型的黑体光子能量 $\varepsilon \approx 250 \mu\text{eV}$ ，阈值为

$$E_{threshold} \approx 10^{15} \text{eV}. \quad (6.4.24)$$

横截面在阈值之上迅速上升，在两倍阈值能量处达到 200 mb 的最大值，然后下降。对于更高的能量，与红外光或星光光子的其他吸收过程会发生 ($\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$)，因此宇宙中的遥远区域 ($>100 \text{kpc}$) 对于高能光子 ($\gg 100 \text{TeV}$) 几乎是无法进入的。因此，光子-光子相互作用导致 γ 天文学存在一个视界，它允许我们用高能 γ 量子来探索我们本地星系群的最近邻居，但他们会强烈地衰减更远距离的 γ 强度，因此有意义的观测变得不可能 (参见第 4 章，图 4.17 和 4.18)。



图 6.56 位于西班牙拉帕尔马岛的 MAGIC 切伦科夫望远镜;最大的望远镜的镜面直径为 17 米(MAGIC=主要大气伽马成像切伦科夫望远镜);经 MAGIC 的 Razmik Mirzoyan 友情许可[87]

对于遥远的 γ 源它们产生的高能光子被黑体, 红外线或者星光光子吸收, 在能量小于 1TeV 的范围内仍然可以被观察到。

6.4.4 伽马射线点源的观测

记住要仰望星空, 也要脚踏实地。
——西奥多·罗斯福

伽马射线的首次测量是在 20 世纪 70 年代由卫星实验完成的。这些研究的结果(图 6.57)清楚地显示了银河系中心、蟹状星云、Vela X1 脉冲星、天鹅座 X3 和 Geminga 是伽马射线点源。最近, 使用康普顿伽马射线天文台 (CGRO) 的卫星测量显示了许多其他伽马射线源。CGRO 卫星上搭载了四个实验仪器 (BATSE、OSSE、EGRET、COMPTEL)。这四台望远镜覆盖了从 30 keV 到 30 GeV 的能量范围。除了伽马射线暴 (见 6.4.5 节), 许多银河脉冲星和大量河外源 (AGN) 7 也被发现。

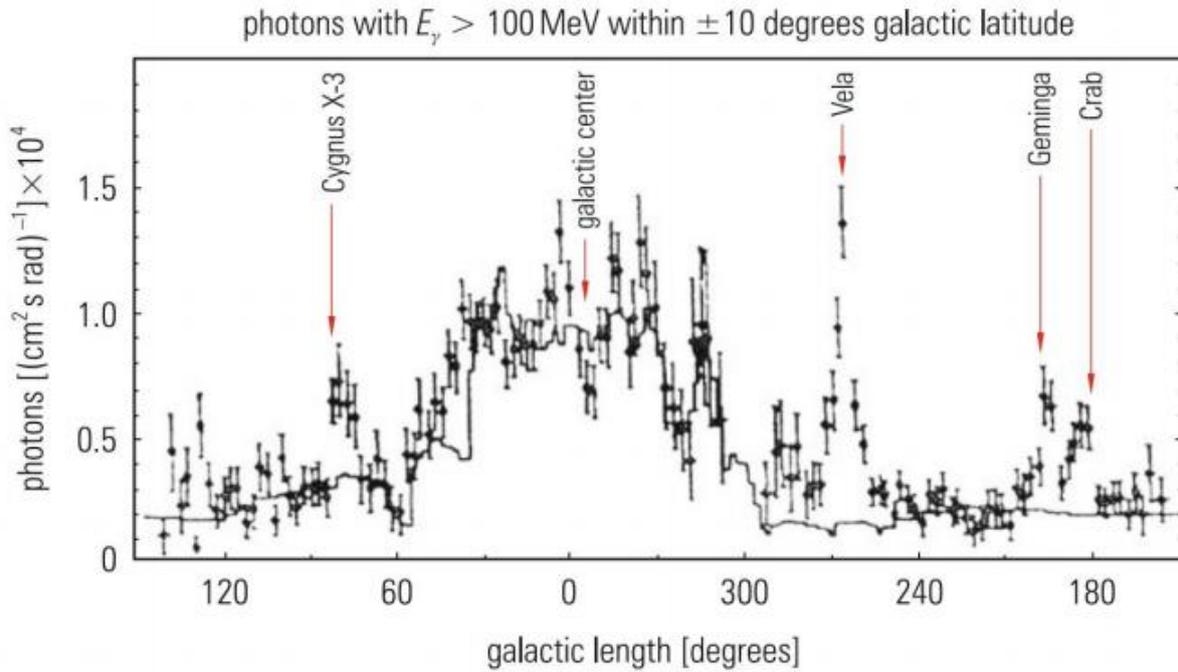


图 6.57 首次对光子能量 $>100 \text{ MeV}$ 的星系 γ 射线强度进行测量(数据来自 SAS-2,1972-1973 年)[88]

人们发现，与年轻脉冲星相比，年老的脉冲星可以更有效地将它们的旋转能量转化为伽马射线。人们认为，观测到的伽马辐射是由脉冲星强磁场中高能电子产生的同步辐射产生的。

在发现的活跃星系中，发现了高度可变的耀变体（在短时间尺度上具有强烈的无线电发射的极度可变天体），它们在伽马射线范围内具有最大发射。此外，还观测到了红移较高 ($z > 2$) 的伽马射线类星体。在这种情况下，伽马辐射可能是由高能电子对光子的逆康普顿散射产生的。

图 6.58 显示了银河坐标系中伽马射线光下的全天巡天图。除了银河系中心和几个其他点源外，银河盘清晰可见。银河系伽马射线点源的候选者是脉冲星、双脉冲星系统和超新星。河外源被认为是致密的活动星系核 (AGN)、类星体 (类星体无线电源)、耀变体和吸积黑洞。普遍认为，黑洞可能是类星体的“动力源”。黑洞位于星系的中心，那里物质密度最高，从而为黑洞周围吸积盘的形成提供了足够的物质。根据黑洞的定义，任何辐射都不能从黑洞中逃逸，然而，落入物质在到达事件视界之前就已经被加热，因此可以发射强烈的伽马射线。在这种情况下，霍金辐射对伽马射线天文学没有重要意义，因为黑洞具有非常低的“温度”。

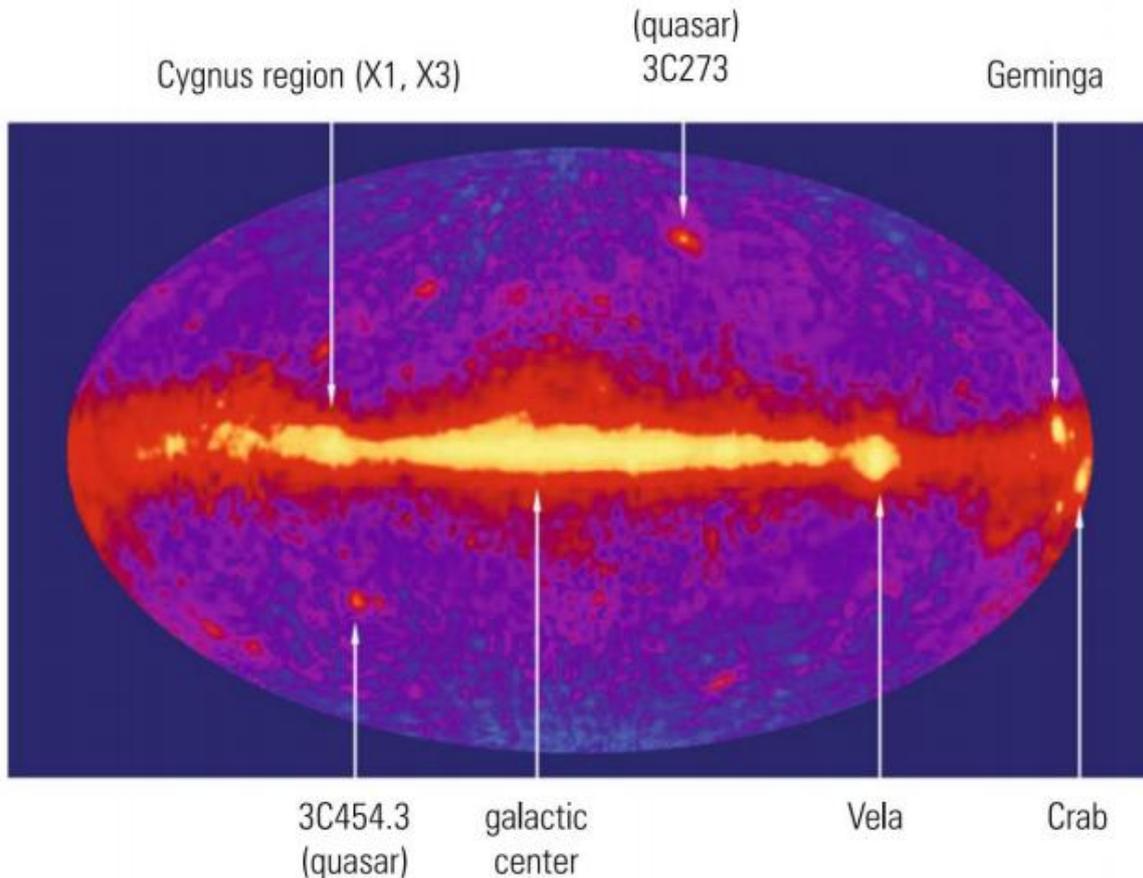


图 6.58 能量超过 100MeV 的 γ 射线全天巡天(数据来自 CGRO 上的 EGRET 探测器)。可以清楚地看到源(天鹅座 X3、船帆座、双子座、蟹状星云和银河系中心)与图 6.57 所示的结构之间的对应关系。此外,还可以看到一些银河系平面外的河外源[89]

越来越多的空间伽马射线望远镜,例如 NASA 的 Swift 航天器(“Swift 伽马射线探测器”或“尼尔·盖瑞尔·斯威夫特天文台”),都配备了用于观测伽马射线暴的仪器。BeppoSAX8 和 HETE9-2 已经观测到许多与伽马射线暴相关的 X 射线和光学对应体,使人们能够确定伽马射线源的距离。INTEGRAL(国际伽马射线天体物理实验室;15keV – 10MeV)是 ESA 的一个任务,AGILE10 是 INFN 合作组织和其他机构的一个小型全意大利任务。费米于 2008 年由 NASA 发射升空,其中还包括一个用于研究伽马射线暴的暴发监测器。

在 TeV 能量范围内,人们使用大气切伦科夫技术发现了伽马射线点源。最近,H.E.S.S.11 实验观测到一个超新星遗迹作为高能光子的源。这个天体 RXJ1713.7-3946 的伽马射线光谱,位于银道面上距银河系中心 7 kpc,靠近太阳系(距离 1 kpc),可以用以下假设来最好地解释:能量接近 10 TeV 的光子是由 π^0 衰变产生的,即这个源是强子加速器的良好候选者。位于加那利群岛拉帕尔马岛上的 17 米直径反射镜 MAGIC 成像大气切伦科夫望远镜将与纳米比亚的 H.E.S.S. 望远镜在这一领域展开竞争。

除了银河系源(蟹状星云)之外,还明确地识别出发射 TeV 光子的河外天体(马卡良 421、马卡良 501 和 M87)。马卡良 421 是一个椭圆星系,具有高度可变的星系核。如果假设各向同性发射,马卡良 421 在 TeV 光子中的亮度将比蟹状星云高 10^{10} 倍。人们普遍认为,这个星系是由一个巨大的黑洞驱动的,它从两极发射出相对论性粒子喷流。可以设想,这个距离约为 4 亿光年的星系,将高能粒子喷流(以及由此产生的光子束)精确地指向地球。

来自宇宙源的最高 γ 能量由地面空气簇射实验记录,也由大气切伦科夫望远镜记录。

通常将蟹状星云作为标准烛光，它发射出能量高达 100 TeV 的光子。在这个能量范围内发现的 γ 射线源大多以极端的可变性为特征。在这方面，X 射线源天鹅座 X3 扮演着特殊的角色。在 20 世纪 80 年代，有人声称从这个源中观测到能量高达 $10^{16}\text{eV}(10000\text{TeV})$ 的 γ 射线。这些高能 γ 射线似乎与来自这个天体的 X 射线表现出相同的可变性(周期 4.8 小时)。然而，必须指出，从未再次观测到来自这个源的高能伽马射线暴 [90]。

除了在高能 γ 射线中研究宇宙源之外，人们还在寻找特定固定能量的 γ 量子。这种 γ 射线发射暗示着放射性同位素，这些同位素是在超新星爆炸的核合成过程中形成的。可以毫无疑问地证明，正电子发射体 ^{56}Ni 是在大麦哲伦星云中的 1987A 超新星爆炸中产生的。这种放射性同位素以 6.1 天的半衰期衰变为 ^{56}Co 。这个源的光度曲线显示出亮度峰值，然后是指数衰减。这可以追溯到子体 ^{56}Co 以 77.1 天的半衰期衰变为稳定同位素 ^{56}Fe (见图 6.59)。

人们还期望从 e^+e^- 湮灭产生的 511 keV 线的全天巡天中获得有趣的结果。这种 γ 射线发射可能表明我们的星系中存在反物质。观测宇宙反物质的分布可以为我们解释为什么我们的宇宙似乎是物质主导的这一问题提供一些线索。



6.4.5 伽马射线暴

我们都是星辰，我们都应该闪耀。
——玛丽莲·梦露

宇宙中存在一种天体，会在短时间内突然爆发，释放出强烈的伽马射线。这类天体是在 20 世纪 70 年代初由美国侦察卫星发现的。这些卫星的目的是验证大气中核武器试验停止的协议。然而，记录到的伽马射线并非来自地球表面或大气层，而是来自外部来源，因此与核武器爆炸无关，而核武器爆炸也是伽马射线的一个来源。

伽马射线暴发生突然且不可预测，大约每天发生一次。伽马射线暴的持续时间大多很短，从几秒到 100 秒不等。伽马射线暴似乎分为两类，一类持续时间较短(约 0.3 秒)，另一类持续时间较长(约 30 秒)，这表明存在两种不同的伽马射线暴源。图 6.60 显示了典型的短伽马射线暴的光变曲线。在仅仅一秒钟内，伽马射线强度就增加了近 10 倍。伽马射线暴似乎均

匀分
初,
学伴

起来。1997 年
起来。从该光

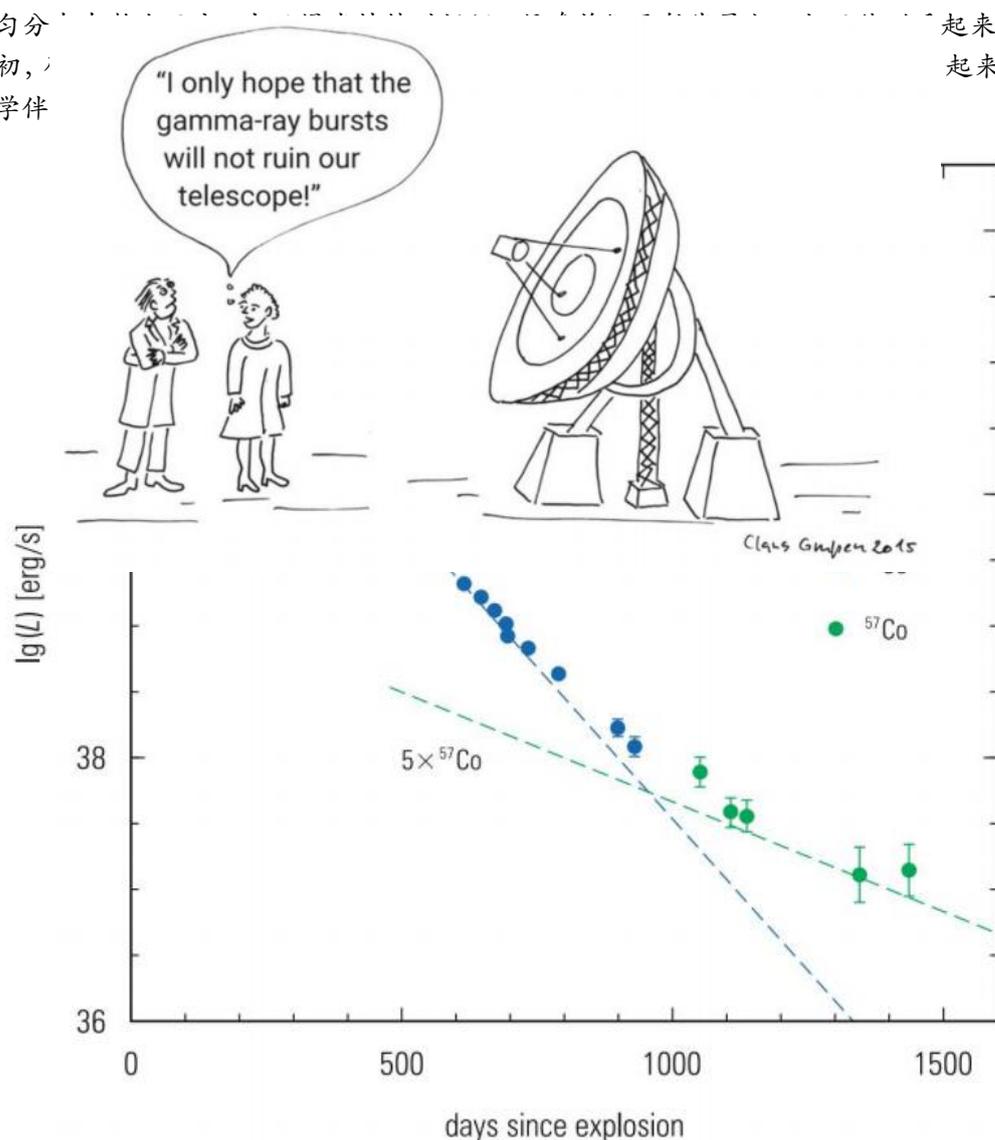


图 6.59 SN1987A 的光变曲线。虚线表示 ^{56}Co 和 ^{57}Co (强度较低) 转换为可见光、红外和紫外光谱范围[91]

图 6.61 显示了截至 BATSE 测量结束时记录的 2704 个伽马射线暴的角分布，以银河坐标表示。从这张图中可以明显看出，伽马射线暴没有沿着银道面聚集。因此，最简单的假设是这些奇特的天体位于宇宙学距离，这意味着它们是河外天体。对爆发强度分布的测量表明，弱爆发相对罕见。这可能意味着，弱（即遥远）的爆发与强（近）的爆发相比，空间密度较低。



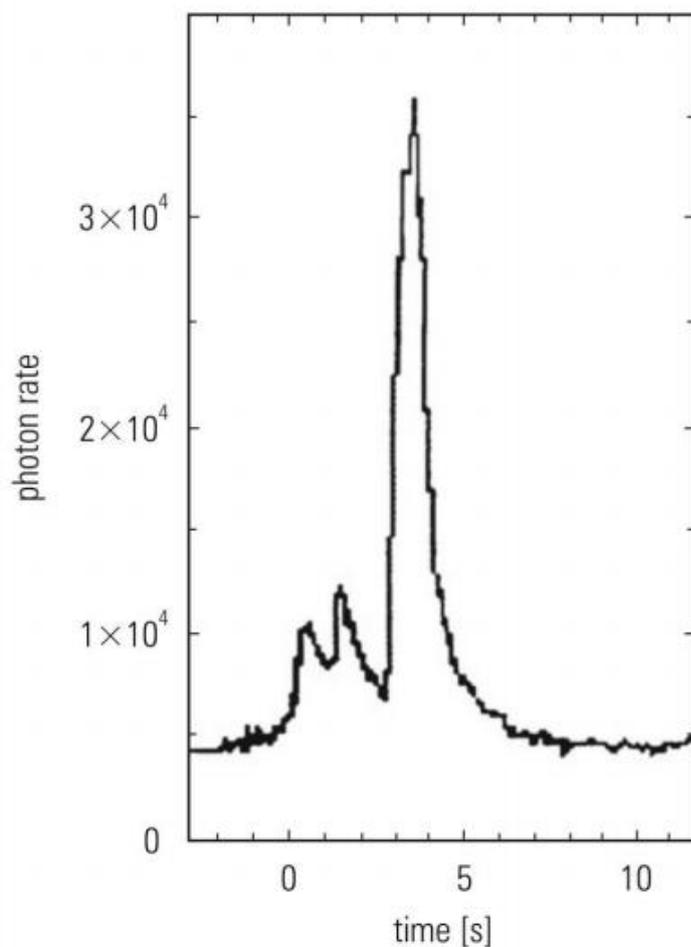


图 6.60 典型 γ 暴的光变曲线,记录于 1991 年 4 月 21 日[92]

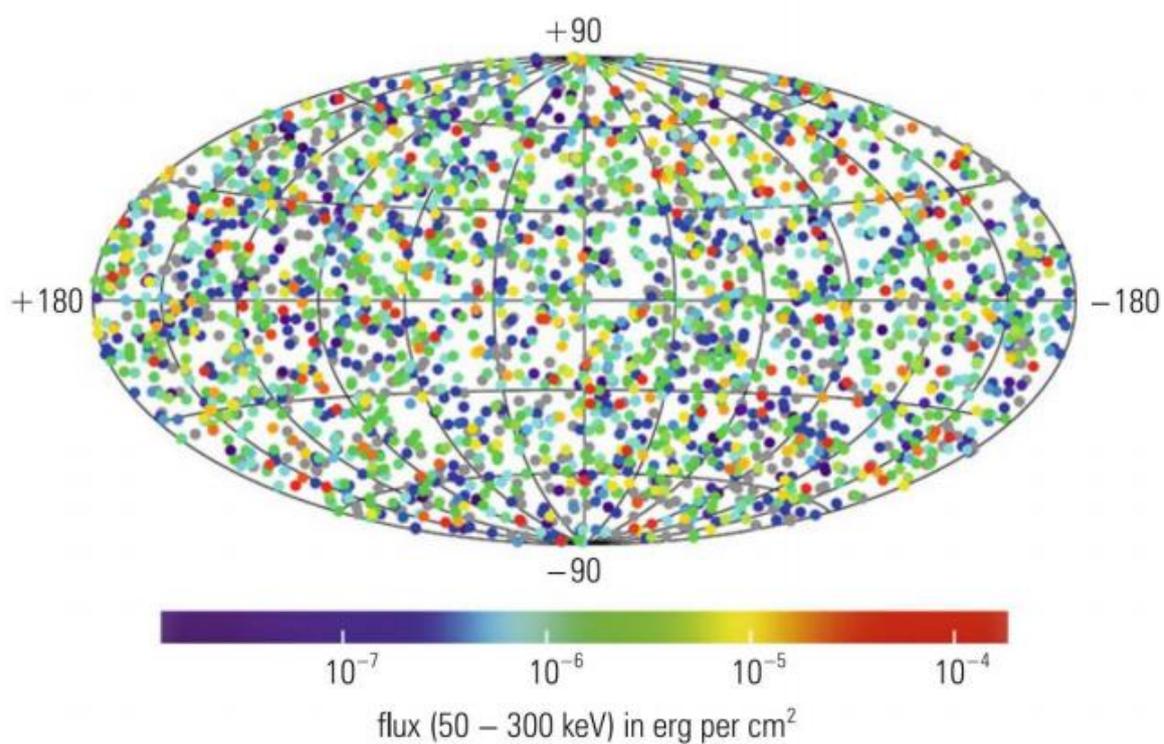


图 6.61CGRO 卫星上的 BATSE 探测器观测到的 2704 个 γ 爆发在银河系坐标中的分布[93]

尽管剧烈的超新星爆发被认为是伽马射线暴的理想候选者,但尚不清楚其他天体物理现象是否也与这种神秘现象有关。观测到的伽马射线暴的空间分布表明它们位于河外距离。在此背景下,强度分布中弱暴的不足可以用宇宙膨胀相关的谱线红移来解释。这也解释了为什么较弱的暴具有较软的能谱。

如前所述,这些伽马射线暴的光度曲线明显不同。至少有两类暴在暴持续时间上有所区别。需要区分典型持续时间为 0.3 秒的短暴和持续时间较长的暴 (≈ 30 秒),见图 6.62。人们认为短暴是由两颗中子星或一颗中子星与一个黑洞合并而产生的(“千新星”)。短的持续时间也表明源必须非常紧凑。持续时间较长的暴更有可能起源于超新星坍缩或大质量恒星的最终阶段。罕见的超长暴,持续时间超过 10000 秒,可能属于第三类暴 [95]。检测到一个持续 90 分钟的暴,其中包括一个 18 GeV 光子的探测,这为其他波长工作的望远镜在伽马射线暴源仍然活跃时探测它提供了可能性。这也可能揭示源的本质。

如前所述,人们认为大部分持续时间较长的伽马射线暴是由剧烈的超新星爆发引起的(例如,坍缩成旋转黑洞的超新星爆发)。伽马射线暴 GRB030329 与超新星爆发 SN2003dh 的关联似乎证实了这一点。观测结果表明,这两个事件在时间和空间上是一致的。

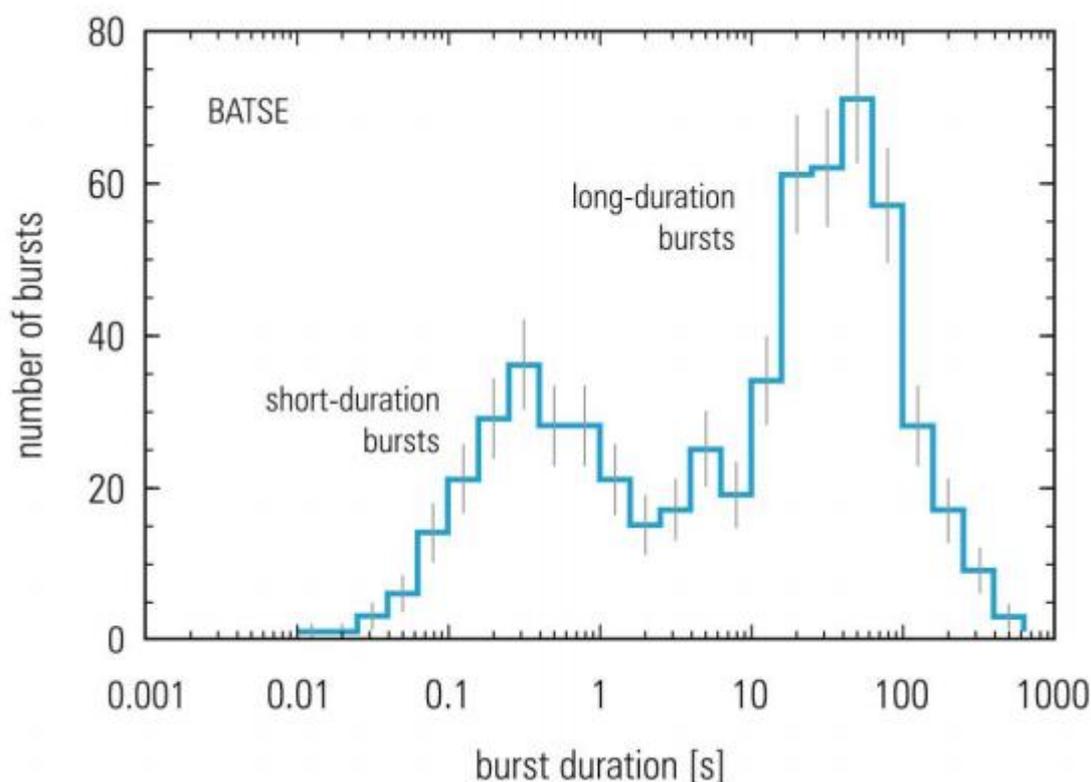


图 6.62 短和长 γ 射线暴频率分布[94]

然而,伽马射线暴的观测性质表明,它们与超新星爆发相关的现象并不完全一致。例如,GRB030329 中伽马射线暴的亮度比超新星爆发强得多,这意味着它们的能量来源必须是不同的。该暴的可见光余辉的观测数据表明,其距离为 800 兆秒差距。余辉,即伴随超新星的可见光亮度,在伽马射线暴后的首次观测中达到了 12 等。如此明亮的超新星可能在爆炸后的最初几分钟内可以用肉眼看到。这种超新星爆炸被认为是罕见的事件,可能是由“沃尔夫-拉叶”型恒星引起的。沃尔夫-拉叶星是质量巨大的天体 ($M > 20M_{\odot}$),最初主要由氢组成。在燃烧阶段,它们会剥离外层,从而主要由氦、氧和重元素组成。当它们耗尽燃料时,核心坍缩并形成被吸积盘包围的黑洞。人们认为,在这一时刻,从黑洞中喷射出一股物质流,这便是伽马射线暴(“坍缩星模型”)。

除了中子星碰撞和中子星与黑洞碰撞之外，人们还讨论了两个中子星合并形成黑洞、小行星撞击中子星或原始小型黑洞爆炸作为短时伽马射线暴的候选来源。从短暂的暴发持续时间可以确定，伽马射线暴源的空间尺度非常小。然而，只有伽马射线暴余辉伴星的精确定位和详细观测才能澄清其起源问题。一个重要的线索是在夏威夷莫纳克亚山上的 10 米望远镜中观测到一个伽马射线暴，该望远镜同时在可见光波段进行了观测。其距离被确定为 90 亿光年。

在 2017 年，高级 LIGO 和处女座探测器观测到两个中子星合并事件 GW170817，这是一次壮观的事件。同时，费米伽马射线暴监测器和国际伽马射线天体物理实验室 (INTEGRAL) 独立观测到伽马射线暴 GRB 170817A。

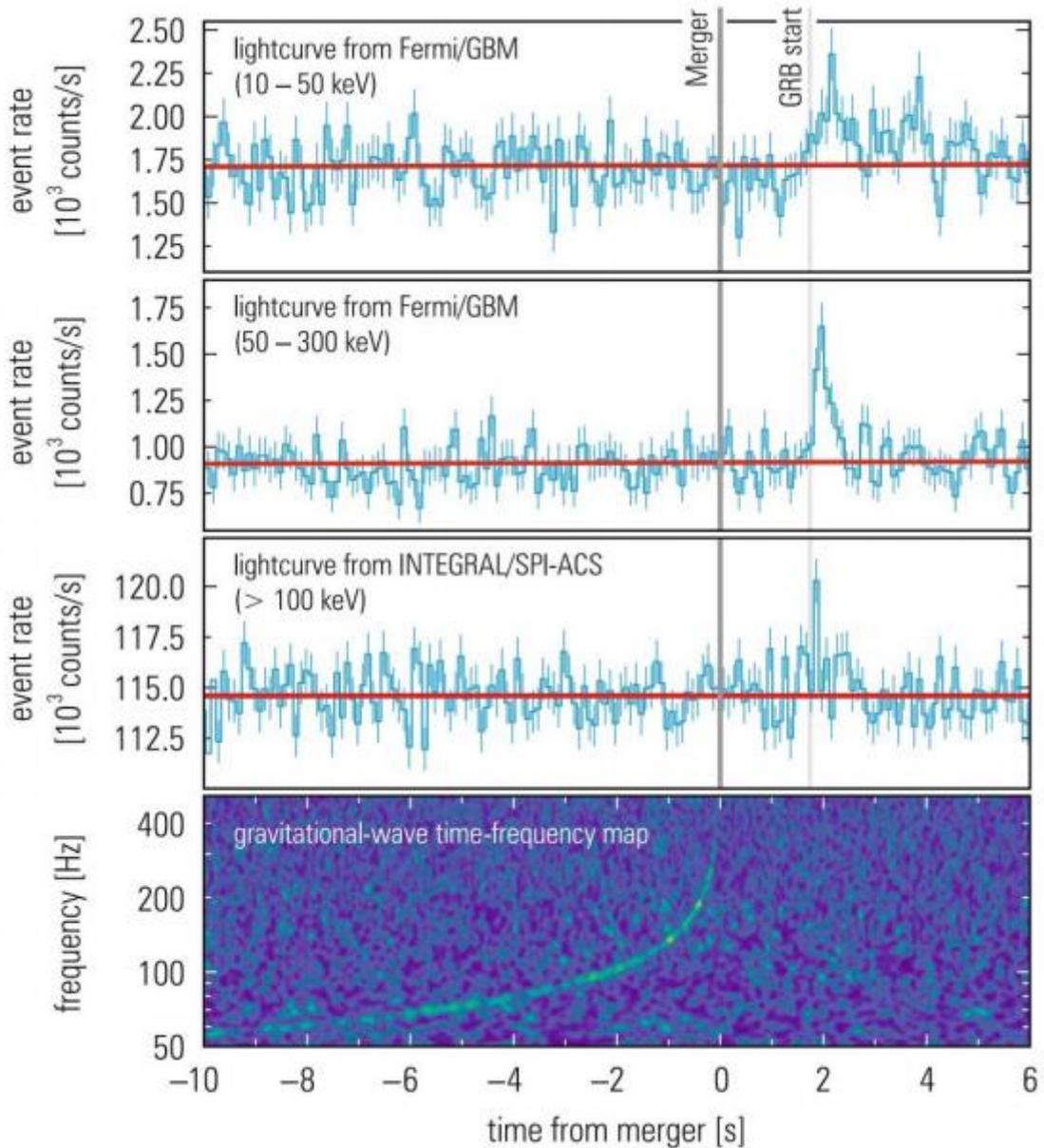


图 6.63 GW170817 和 GRB170817A 的多信使探测。来自 Fermi 和 INTEGRAL 的 γ 射线和 X 射线信号在 10keV 至 100 keV 以上能量范围内的时间演化与来自 LIGO 的引力时间频率图进行了比较[96]

引力波到达时间与 GRB 之间的时间差约为 2 秒 (见图 6.63)。这种延迟可以简单地解释为引力辐射和光信号的速度不同。更正统的解释是, 由于引力偏转, 光信号可能不像引力波信号那样沿直线传播。伽马射线暴信号的延迟也可能归因于它是在合并事件之后某个时间发射的, 而合并事件持续了一段时间。这种时间延迟也可以用来对洛伦兹不变性的违反设置新的界限, 或者对等效原理进行检验。

1986 年, 人们发现了一个伽马射线暴家族的变体。这些天体从同一个源头周期性地发射伽马射线暴。到目前为止, 已知的几个准周期性伽马射线暴都位于我们银河系或附近的麦哲伦星云中。大多数这些天体都可以与年轻的超新星遗迹相对应。这些“软伽马射线重复暴”似乎与巨大的磁场有关。如果这种磁星重新排列其磁场, 达到更有利的能量状态, 星震偶尔会发生, 在此过程中会发射伽马射线暴。磁星 SGR-1900+14 的伽马射线暴于 1998 年 8 月 27 日被七颗研究卫星记录到。从观测到的该磁星自转周期的减速, 人们得出结论, 该天体拥有一个超强的磁场, 强度为 10^{11} 特斯拉, 比普通中子星的磁场强 1000 倍。凭借这些特性, 伽马射线暴也是宇宙射线来源的极佳候选者。人们经常讨论中子星的诞生或坍缩可能与窄束粒子喷流的释放有关。如果属实, 我们只能看到一小部分伽马射线暴。那么, 伽马射线暴的总数将足够大, 足以解释观测到的宇宙射线粒子通量。巨大的随时间变化的磁场也会产生强电场, 宇宙射线粒子可以在其中加速到最高能量。

2018 年 6 月 16 日也记录到了一起壮观的事件。在距离地球 2 亿光年的武仙座, 发生了时间尺度极短的极亮光学瞬变。由于天文学家惊讶地感叹了一声“天哪!”, 这个事件被命名为“the Cow”。它也被 X 射线和伽马射线望远镜 (NuSTAR、XMM、INTEGRAL 和 Swift) 以及地面射电望远镜在不同的光谱范围内观测到。甚至 ICECUBE 也观测到了可能来自“the Cow”的两起中微子事件。天文学家对这一事件感到困惑, 其起源尚不清楚。磁星、非常特殊的超新星或被黑洞吞噬的致密星都被认为是可能的来源。这一事件表明, 天体物理学中的多信使观测可能会提供充足的信息来了解在特殊情况下发生了什么。

6.5 X 射线天文学

“宇宙到处都在发生爆炸。”——里卡多·贾科尼

6.5.1 引言

X 射线与其产生机制和能量不同于伽马射线。当电子在原子核的库仑场中减速或在原子电子能级之间跃迁时, 会产生 X 射线。它们的能量范围大约在 1-100 keV 之间。相反, 伽马射线通常是在核能级之间跃迁、核转化或基本粒子过程中发射的。

自 1895 年威廉·康拉德·伦琴发现 X 射线以来, X 射线主要应用于医学, 因为它们具有很高的穿透能力。能量超过 50 keV 的 X 射线可以轻松穿过 30 厘米的组织 (吸收概率约为 50%)。然而, 地球大气的柱密度过大, 无法让地外 X 射线到达海平面。在 keV 能量区域, 对应于大多数 X 射线源的亮度最大值, X 射线在空气中的射程仅为 10 厘米。因此, 为了能够观测来自天体对象的 X 射线, 必须在高层大气或太空中运行探测器。这意味着需要进行气球实验、火箭飞行或卫星任务。

气球实验可以到达 35-40 公里的飞行高度。它们的飞行时间通常在 20 到 40 小时之间。然而, 在这些高度, 大量的 X 射线已经被吸收了。因此, 气球只能观测能量超过 50 keV 的 X 射线源, 而不会出现明显的吸收损失。相反, 火箭通常可以到达高空。因此, 它们可以测量 X 射线源, 不受吸收效应的影响。但是, 它们通常只有几分钟的飞行时间, 然

后就会坠落回地球，时间极其短暂。卫星的巨大优势在于，它们始终位于地球大气层之外，可以进行长达数年的观测。

1962年，当一颗名为 *Acrobec* 的美国火箭搭载一个由三个盖革计数器组成的探测器，寻找来自月球的 X 射线时，偶然发现了 X 射线源。没有发现月球 X 射线，而是观测到了来自天蝎座和人马座的太阳系外 X 射线。这是一个很大的惊喜，因为人们知道我们的太阳会以很小的一部分能量辐射 X 射线，并且由于立体角论证，人们并不期望从其他恒星天体观测到 X 射线辐射。这是因为最近的恒星距离我们太阳的距离要比我们的太阳大 10 万倍以上。因此，这些遥远天体的亮度必须比太阳 X 射线光度高得多，才能被 60 年代使用的探测器观测到。因此，是什么机制让天蝎座和人马座的 X 射线亮度如此之高，这是一个有趣的天体物理学问题。

6.5.2 X 射线产生机制

它最初看起来像是某种看不见的光。显然是某种全新的、前所未有的东西。

——威廉·康拉德·伦琴

X 射线的来源与伽马射线类似。由于电磁辐射的能量谱通常随能量增加而急剧下降，因此 X 射线源比伽马射线源更多。除了在第 6.4 节（伽马射线天文学）中已经讨论过的过程，如同步辐射、韧致辐射和逆康普顿散射，还需要考虑另一种 X 射线产生机制，即来自热宇宙源的热辐射。太阳的有效表面温度约为 6000 K，主要在 eV 范围内辐射。温度为数百万开尔文的源也会发射 X 射线作为黑体辐射。

许多 X 射线源的测量光谱在非常低的能量下表现出强烈的强度下降，这可以归因于视线方向上的冷物质吸收。在更高的能量下，会出现一个连续谱，可以根据 X 射线的产生机制来描述，可以是幂律（ $\sim E^{-\gamma}$ ）或者指数形式。由相对论电子通过同步辐射或逆康普顿散射产生 X 射线的源可以由幂律谱 $E^{-\gamma}$ 来描述。另一方面，如果热过程占主导地位，则会得到一个随能量增加而指数下降的谱。韧致辐射谱通常在低能量下相对平坦。在大多数情况下，不止一种生产过程会贡献到 X 射线的产生。根据目前的理解，大多数 X 射线源的 X 射线似乎是热起源的。对于热 X 射线，我们必须区分两种情况。

在一个高温气体（ $\approx 10^7$ K）中，原子是电离的。热气体的电子在光学薄介质（几乎没有自吸收）中通过韧致辐射和原子能级跃迁产生 X 射线。第二种机制要求存在至少有一个束缚电子的原子。然而，在超过 $\approx 10^7$ K 的温度下，像氢和氦这样的最丰富原子会完全电离，因此在这种情况下韧致辐射是主要的来源。在这种情况下，韧致辐射是指电子在等离子体中正离子的库仑场相互作用过程中产生的 X 射线，这些 X 射线是在连续跃迁中产生的（热韧致辐射）。对于能量 $h\nu > kT$ ，谱指数级下降，如 $e^{-h\nu/kT}$ （ k ：玻尔兹曼常数）。另一方面，如果 $h\nu \ll kT$ ，则谱几乎是平坦的。源的低光学密度假设导致发射谱和产生谱实际上相同。

一个热光学密物体，无论潜在的产生过程如何，都会产生黑体谱，因为发射和吸收过程都参与其中。因此，一个吸收自身辐射的光学密韧致辐射源也会产生黑体谱。

黑体的发射 P 由普朗克定律给出：

$$P \sim \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (6.5.1)$$

对于高能量（ $h\nu \gg kT$ ）， P 可以由一个指数函数描述：

$$P \sim e^{-h\nu/kT}, \quad (6.5.2)$$

而在低能量（ $h\nu \ll kT$ ）下，由于

$$e^{hv/kT} = 1 + \frac{hv}{kT} + \dots, \quad (6.5.3)$$

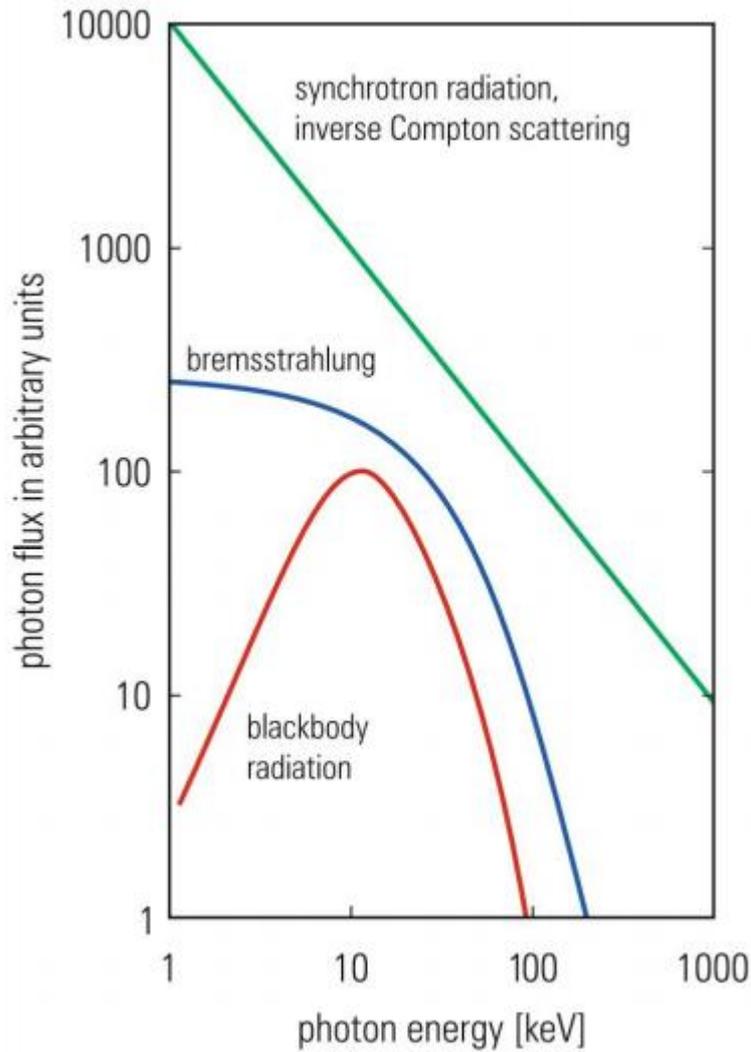


图 6.64 标准 X 射线各种光谱生产流程

谱随频率降低而降低，如：

$$P \sim \nu^2. \quad (6.5.4)$$

热体的总辐射 S 由斯特藩-玻尔兹曼

$$S = \sigma T^4, \quad (6.5.5)$$

其中 σ 是斯特藩-玻尔兹曼常数。

图 6.64 展示了各种产生机制的典型能谱。图 6.65 显示了天鹅座中三个源的早期 X 射线谱。最强的 X 射线源，合理地称为 Cyg X-1，与天鹅座 X3 相比，具有略高的 X 射线光度（请注意比例尺）。数据涵盖了 2 到 10 keV 的 X 射线范围。低能 X 射线的不足与源中的自吸收或星际衰减一致。

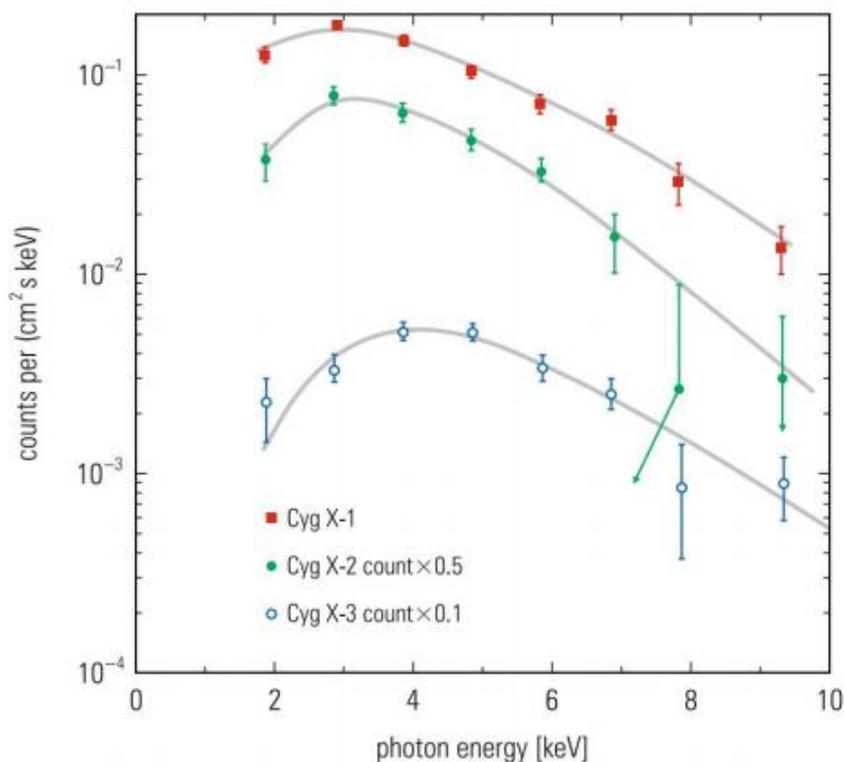


图 6.65 1966 年火箭飞行过程中对天鹅座源的 X 射线光谱的早期观测[98]

6.5.3 X 射线的探测

伟大的发现比大众认为的要少得多是偶然发生的。

—— 威廉·塞西尔·丹皮尔

与光学天文学相比，对 X 射线源的观测要求更高。由于 keV 范围内的折射率非常接近于 1，因此 X 射线无法用透镜成像。如果 X 射线入射到镜子上，它们将被吸收而不是反射。因此，必须通过不同的技术测量 X 射线的入射方向。最简单的定向观测方法是使用安装在 X 射线探测器前面的狭缝或线状准直器。

在这种情况下，观测方向由航天器的对准方向决定。这种几何系统可以实现 0.5° 数量级的分辨率。通过组合各种类型的准直器，可以获得 1 角分的角分辨率。

早在 1952 年，沃尔特就提出了如何基于全反射构建 X 射线望远镜。为了获得掠入射而不是吸收或散射的反射，成像表面必须抛光到优于光学波长的 10^{-3} 的一小部分。通常，使用堆叠的抛物面或抛物面和双曲面镜组合的系统（见图 6.66）。

为了能够用这种技术在 0.5 到 10 纳米之间的范围内成像 X 射线，入射角必须小于 1.5° （图 6.67）。波长 $\lambda[\text{nm}]$ 由关系式得出：

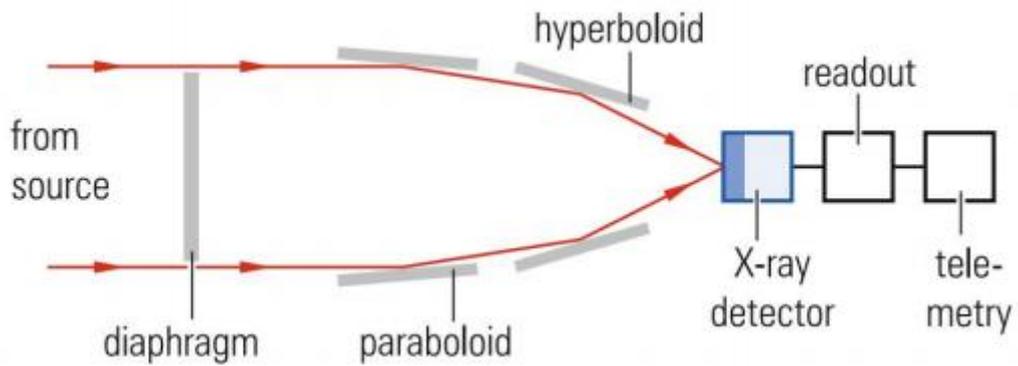


图 6.66 带有抛物面镜和双曲面镜的 X 射线望远镜的横截面

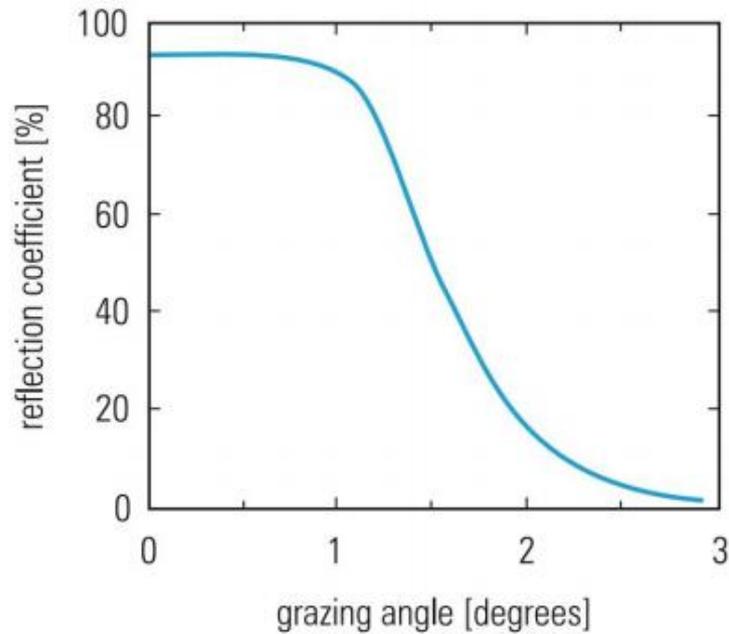


图 6.67 角度相关反射功率金属镜

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu} = \frac{1240}{E[\text{eV}]} \text{ nm}. \quad (6.5.6)$$

镜面系统将入射的 X 射线成像到共同的焦点上。在 X 射线卫星中，通常安装有几种 X 射线装置作为焦点探测器。它们通常安装在远程可控装置上。根据具体应用，可以将合适的探测器移动到焦点。在多镜系统中，可以获得 1 角秒的角分辨率。然而，掠入射的要求极大地限制了 X 射线望远镜的接受度。

作为 X 射线的探测器，使用晶体光谱仪（布拉格反射）、正比计数器、光电倍增管、单通道电子倍增器（通道电子倍增器）、半导体计数器或 X 射线 CCD（电荷耦合器件）。在正比计数器中，入射光子首先通过光电效应产生一个电子，然后在强电场中产生雪崩（图 6.68）。在正比区域，气体放大倍数达到 10^3 到 10^5 。由于光电效应的吸收截面与 Z^5 成正比，因此应使用重惰性气体（Xe, $Z=54$ ）以及淬灭剂作为计数气体。

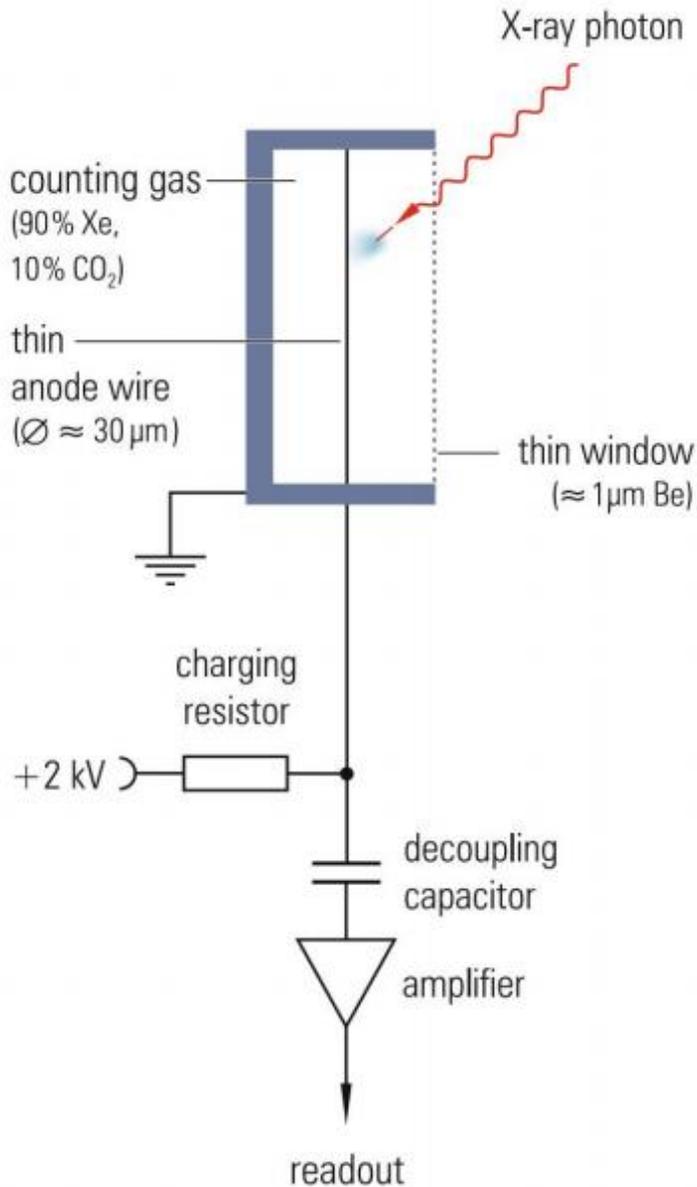


图 6.68 用于测量 X 射线的比例计数器的工作原理

薄箔（约 1 μm）由铍（ $Z=4$ ）或碳（ $Z=6$ ）制成，用作入口窗口。入射光子将其全部能量传递给光电子。该能量现在在雪崩形成过程中按比例放大。因此，这种技术不仅可以确定 X 射线光子入射方向，还可以确定其能量。

使用光电倍增管或通道电子倍增器，入射光子也通过光电效应转换为电子。然后，该电子在离散或连续的电极系统中通过电离碰撞进行放大。放大后的信号可以在阳极处被拾取，并由电子放大器进一步处理。

X 射线探测器的能量测量基于光电子产生的电荷载流子数量。在气体正比室中，通常需要 30 eV 来产生一个电子-离子对。半导体计数器具有吸引人的特性，即仅需要大约 3 eV 来产生一个电子-空穴对。因此，半导体计数器的能量分辨率比正比室高约 $\sqrt{10}$ 倍。可以考虑固态材料硅、锗或砷化镓。

由于易于获得和良好的噪声特性，主要使用硅半导体计数器。如果一个硅计数器以矩阵形式细分为许多正方形元素（像素），这些元素通过势阱相互屏蔽，则产生的能量沉积可以

逐行读出。由于像素的电荷耦合，这种类型的硅图像传感器也被称为电荷耦合器件。具有 $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ 面积和 $300\text{ }\mu\text{m}$ 厚度的商业 CCD 具有大约 10^5 个像素。尽管 CCD 中电荷的移动是一个串行过程，但这些计数器具有相对较高的速率能力。目前，已获得 1 毫秒到 100 微秒的时间分辨率。这允许在千赫兹范围内进行速率测量，这对于观测具有高变异性的 X 射线源非常有趣。

6.5.4 X 射线源的观测

天文学中最非凡的发现是恒星是由与地球上相同的原子构成的。

——理查德·P·费曼

太阳是第一个被记录到发射 X 射线的恒星 (Friedmann 等人, 1951 年)。在 X 射线范围内，太阳的特征是强烈的变异性。在强烈的耀斑中，其强度可以超过平静太阳的 X 射线亮度 10000 倍。

1959 年，第一个 X 射线望远镜被建造 (R. Giacconi, 2002 年诺贝尔奖)，并于 1962 年搭载在 Aerobee 火箭上发射。在六分钟的飞行时间里，它发现了天蝎座中的第一个太阳系外 X 射线源。

随着第一颗 X 射线卫星 Uhuru (斯瓦希里语意为“自由”) 于 1970 年从肯尼亚基地发射，观测时间得以延长。在轨道上，它每周产生的结果都超过之前所有实验的总和。

随着时间的推移，大量的 X 射线卫星提供了越来越精确的关于 X 射线天空的信息。直到 1999 年为止，分辨率最高的卫星是德国-英国-美国合作的项目：ROentgen SA Tellite ROSAT (见图 6.69)。ROSAT 使用直径为 83 厘米的沃尔特望远镜测量 $0.1 - 2.5\text{ keV}$ 范围内的 X 射线。多线正比室 (PSPC) 12 具有 25 弧秒分辨率，通道板倍增器 (HRI) 13 具有 5 弧秒分辨率，被用作 X 射线探测器。其中一个 PSPC 在错误地指向太阳时永久失明。第二个 PSPC 在数据采集 4 年后停止运行，因为它耗尽了气体供应。从那时起，通道板倍增器是唯一可用的 X 射线探测器。与早期的 X 射线卫星相比，ROSAT 具有更大的几何接受度、更好的角分辨率和能量分辨率，以及更高的信噪比：每个角度像素元素的背景率仅为每天一次事件。



图 6.69 第一颗 X 射线卫星 ROSAT 的图像;于 1990 年开始运行,一直活

在一次天空巡天中，ROSAT 发现了约 130000 个 X 射线源。相比之下，之前发射的爱因斯坦天文台 HEAO14 只发现了 840 个源。最常见的 X 射线源类型是活动星系的核（约 65,000 个）和普通恒星（约 50000 个）。还发现了约 13000 个星系团和 500 个普通星系发射 X 射线。最小的 X 射线源类别是超新星遗迹，已识别出约 300 个物体。

1999 年，X 射线卫星 AXAF（先进 X 射线天体物理设施）成功发射。为了纪念印度裔美国天体物理学家苏布拉马尼扬·钱德拉塞卡，它被改名为钱德拉。借助钱德拉（参见图 6.70）和 1999 年发射的 X 射线卫星 XMM（X 射线多镜任务；于 2000 年改名为 XMM-牛顿或牛顿天文台；参见图 6.71），实现了比 ROSAT 更高的角分辨率。

NuSTAR（核谱望远镜阵列）双 X 射线望远镜于 2012 年发射，现已运行七年。NuSTAR 使用沃尔特望远镜（参见图 6.72）将能量范围扩展到 78 keV，比钱德拉和 XMM 大得多。钱德拉、牛顿天文台和 NuSTAR 具有良好的角分辨率和能量分辨率，为理解 X 射线源和宇宙中非发光物质提供了极好的机会。NuSTAR 不使用硅器件，而是使用镉碲（CdZnTe）尖端室温半导体，其光子转换效率极高。从实验的角度来看，必须格外小心，以确保灵敏的焦像素探测器不会因太阳耀斑期间发射的低能太阳粒子（ p ， α ， e ）造成辐射损伤。



“这是我们第一张来自处女座的 X 射线图像！”

另一方面，2000 年初发射的 X 射线任务 ASTRO-E 由于助推火箭未能将卫星送入预定轨道所需的轨道高度而不得不放弃。这颗卫星可能在重新进入大气层时燃烧殆尽。

超新星遗迹（SNR）是天空中最美丽的 X 射线源。ROSAT 发现，船帆脉冲星也以 89 毫秒的周期发射 X 射线，这与它的光学辐射周期相同。看来，船帆 X1 的 X 射线发射部分来自热源。丹麦天文学家第谷·布拉赫观测到的超新星遗迹 SNR 1572 在 X 射线范围内显示出近似球形的膨胀壳层（图 6.73）。该壳层以约 50 公里/秒的速度向星际介质膨胀，在此过程中被加热到数百万度。

对蟹状星云脉冲星的 X 射线发射拓扑结构的研究，可以识别出不同的组成部分：与其他更弥散的辐射相比，脉冲星本身在 X 射线中非常亮。

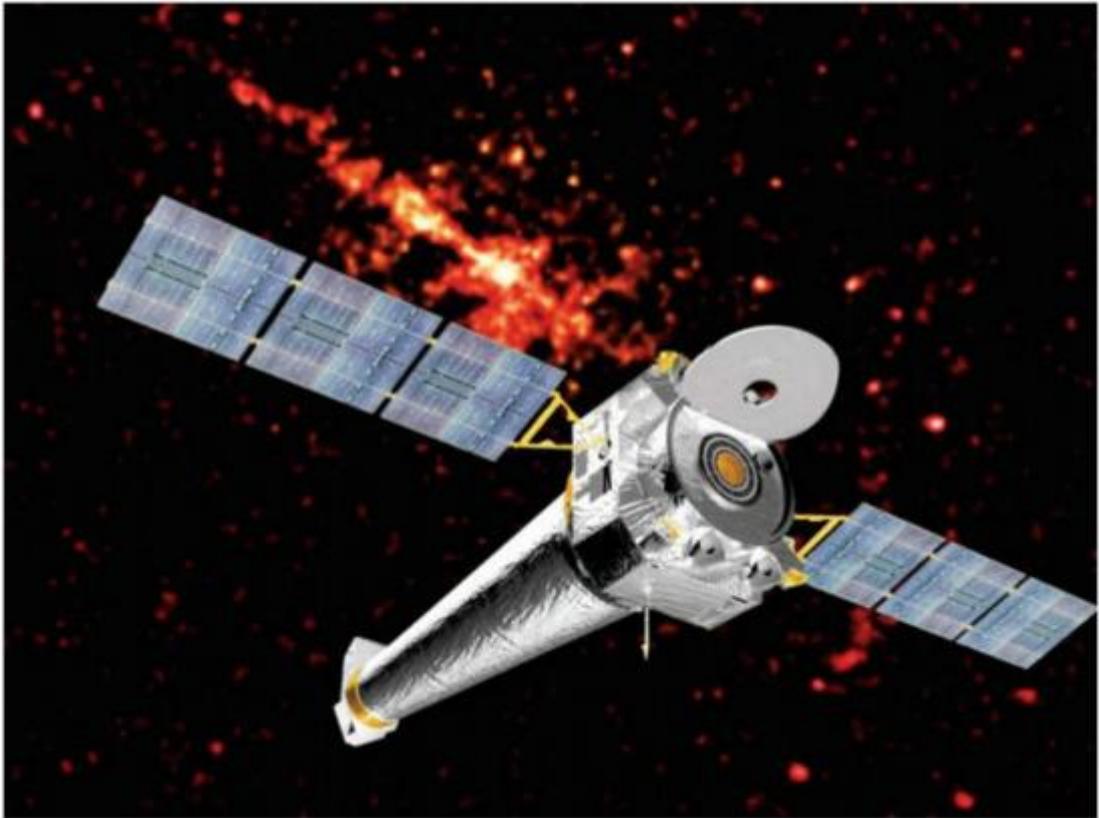


图 6.70 X 射线卫星钱德拉;于 1999 年开始发射,角分辨率 0.5 角秒[100]



图 6.71X 射线卫星 XMM,更名为牛顿天文台;始于 1999 年,角分辨率 6 角秒[101]

主要成分是由脉冲星磁场中高能电子和正电子产生的同步辐射所引起的环形结构。此外，电子和正电子沿着磁力线从两极逃逸，在那里它们以螺旋形风的形式产生 X 射线(见图 6.74)。

大量的 X 射线源是双星系统。在这些双星系统中，通常一个致密天体 - 白矮星、中子星或黑洞 - 从附近吸积物质。

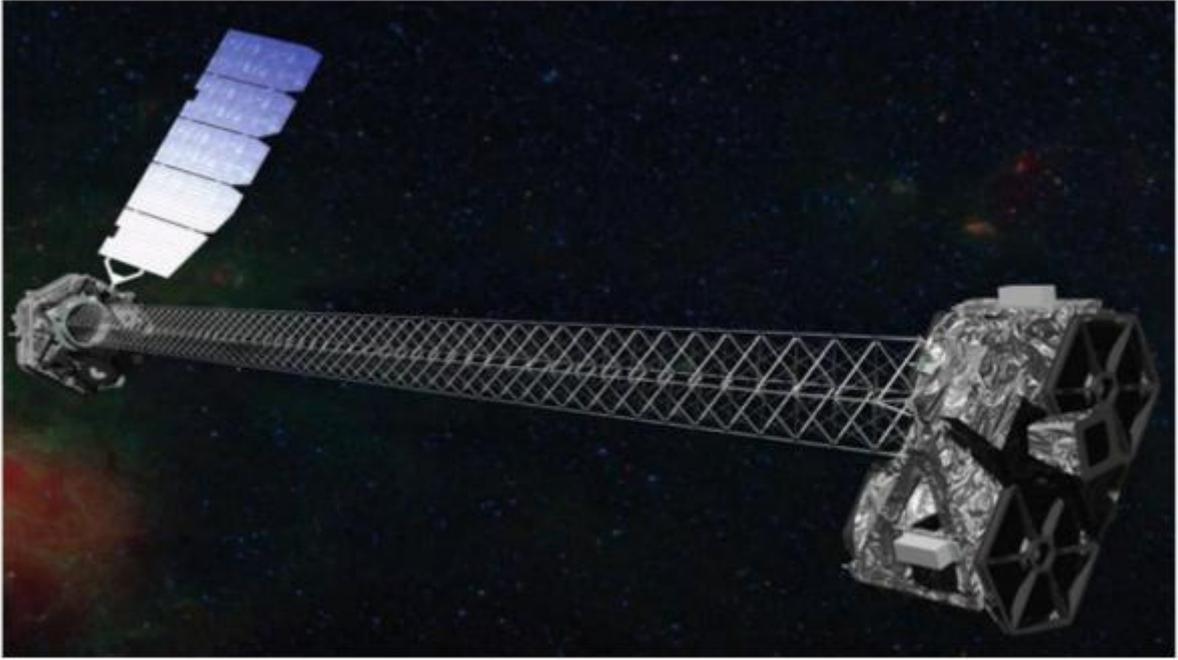


图 6.72 X 射线卫星 NUSTAR;2012 年启动,角分辨率为 9.5 角秒。与 Chandra 或 XMM 相比,NuSTAR 较小(仅约两米)。它必须装入相对较小的 Pegasus 运载火箭中。为了实现其双望远镜所需的 10 米焦距,NuSTAR 安装在可展开的桅杆上,该桅杆在仪器进入轨道后可展开[102]

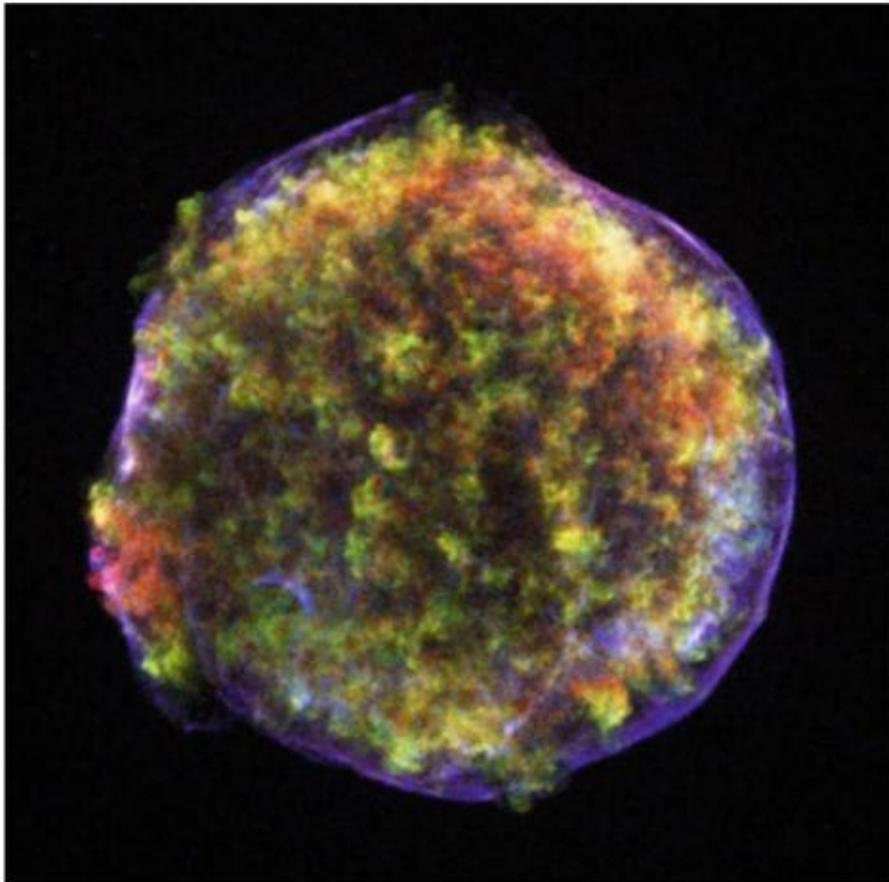


图 6.73 钱德拉望远镜拍摄的 Ia 型超新星 SN 1572(第谷)的 X 射线图像[100]

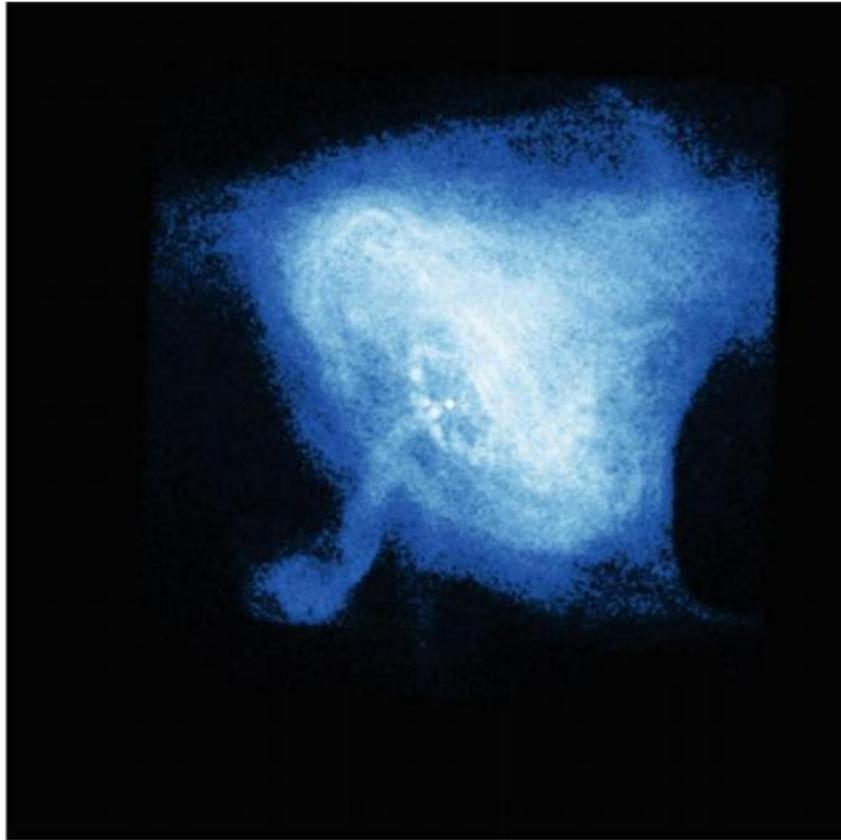


图 6.74 用钱德拉望远镜拍摄的蟹状星云的 X 射线图像[100]

流向致密天体的物质通常会形成吸积盘（例如，参见图 5.8），但物质也可以沿着磁场线直接落到中子星上。在这样的灾变变星中，从伴星（例如，到白矮星）的物质转移可能足以维持持续的氢燃烧。如果电离的氢落到中子星上，也会发生热核 X 射线闪光。最初，入射的氢在中子星表面的一薄层中聚变为氦。如果积累了足够的物质，聚变产生的氦可以达到如此高的密度和温度，以至于它可以在热核爆炸中被点燃，形成碳。

对星系团热 X 射线的观测允许确定热等离子体的质量和星系团的总引力质量。这种方法基于温度是星系团引力吸引的度量。高气体温度——以发射的 X 射线能量为特征——通过气压代表着抵抗引力的反作用力，阻止气体落入星系团的中心。对星系团 X 射线的测量已经确定，星系之间的热等离子体的质量是星系本身质量的五倍。在星系之间发现发射 X 射线的巨大热等离子体对于理解宇宙的动力学来说是一个非常重要的输入。

在目前对宇宙演化的理解中，所有结构都是从各自早期阶段的物体中分层形成的：星团结合形成星系，星系形成星系群，星系群生长为星系团，星系团反过来又产生超星系团。遥远，即更年轻的星系团，质量越来越大，而附近的星系团几乎没有增长。这使得我们可以得出结论，附近的星系团基本上已经引力地收集了所有可获得的物质。这些星系团的质量似乎以气体云为主，星系系统像蛋糕中的葡萄干一样嵌入其中。因此，发射 X 射线的云允许估计宇宙中的物质密度。来自 ROSAT 的 X 射线观测表明，宇宙的临界质量密度约为 30%。如果真是这样，这意味着宇宙将永远膨胀（见第 8 章）。如果这个 30% 的数字是正确的——这意味着 ROSAT 已经看到了暗物质，因为重子只占临界密度的约 5%。

除了其他发现外，钱德拉望远镜还提供了蟹状星云的详细图像（图 6.74）。钱德拉望远镜发现了一个环绕着中心脉冲星的环，这是以前从未见过的。此外，还观测到了来自我们银河系中心超大质量黑洞人马座 A* 的 X 射线辐射。SN 1987A 的冲击波的早期图像是由钱德拉望远镜在 X 射线中看到的。钱德拉望远镜还发现了证据表明，最初被认为是脉冲星的来源

实际上是超新星遗迹，或者甚至可能是其他非常致密的物体，比如夸克星。此外，钱德拉望远镜还测量了超星系团碰撞的 X 射线数据，这可能为暗物质提供证据。

XMM-牛顿望远镜已经展示了关于恒星日冕的 X 射线光谱的详细结果。非常精确的 X 射线巡天使我们能够理解早期宇宙中活动星系核的演化。此外，XMM-牛顿望远镜已经确定了黑洞的自转速度。与钱德拉望远镜一样，XMM-牛顿望远镜也详细绘制了许多超新星爆炸。图 6.75 展示了 NGC 7314 星系的详细 XMM 图像。NGC 7314 是一个螺旋星系，位于南鱼座（距离 5000 万光年）。这个星系早在 1834 年就被赫歇尔发现。XMM-牛顿望远镜幸运地在该星系的 X 射线图像中发现了另一个非常遥远的 X 射线星系团，它在投影中只出现在前景星系的范围内。

除了其他发现外，NuSTAR 已经获得了我们仙女座星系（距离 250 万光年）一部分的绝佳高能 X 射线图像（见图 6.76）。此外，还观测了许多 X 射线双星，包括那些由黑洞或中子星组成的双星。

钱德拉望远镜、XMM-牛顿望远镜和 NuSTAR 已经发现了大量新的 X 射线源。特别令人感兴趣的是活动星系核，它们被认为是由黑洞驱动的。许多或大多数位于遥远星系中心的隐藏在大量吸收尘埃深处的黑洞可能难以找到，因此只有高能 X 射线或 γ 射线才能逃逸。现在这些新的 X 射线卫星已经观测到高红移星系，它们以 X 射线形式发射出巨大的能量，远超预期由恒星形成产生的能量。因此，人们推测这些星系一定包含活跃吸积的超大质量黑洞。

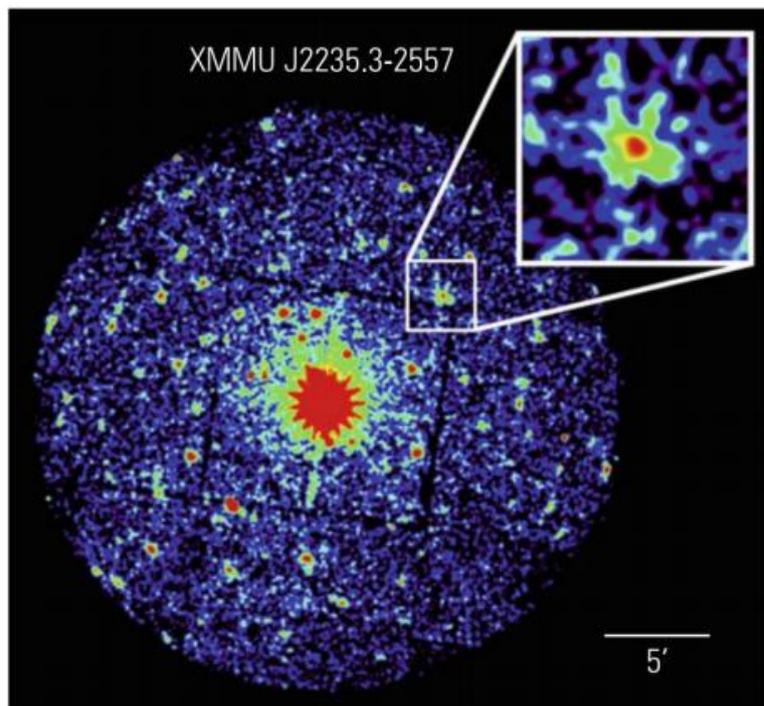


图 6.75 XMM-Newton 拍摄的星系 NGC7314,巧合的是,在这张星系图中,我们可以识别出距离我们 90 亿秒差距的星系团 XMMUJ2235.3-2557(右上方白色方框中所示)。[103]

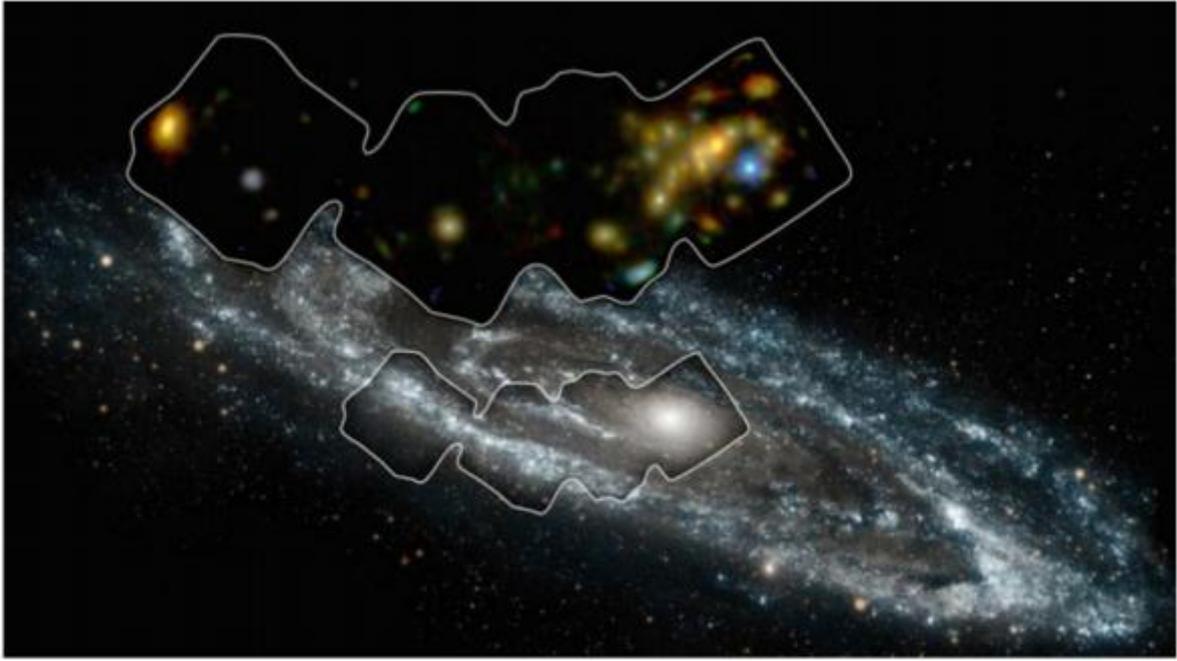


图 6.76NUSTAR 在 X 射线观测到的仙女座星云图像,展示了星系的一部分。仙女座星系的中心部分在光学客像中无法分辨,被发现由许多不同的 X 射线源组成。仙女座星系的背景图像是由 NASA 的星系演化探测器在紫外线下拍摄的[104]

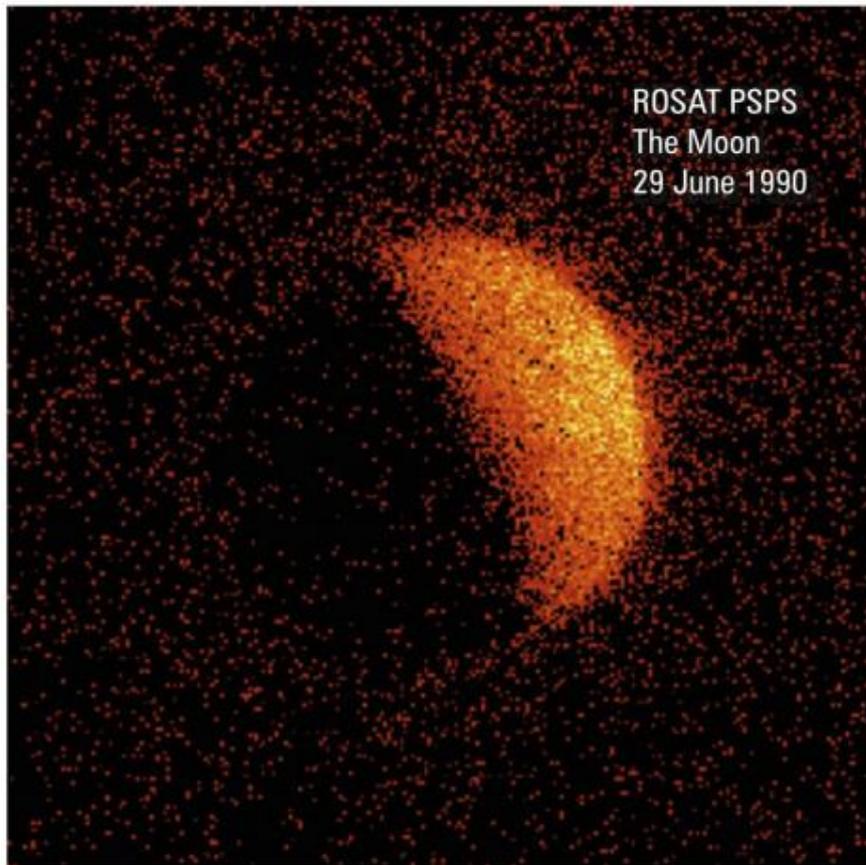


图 6.77ROSAT 月球 X 射线[99]

尽管目前已知的源类型很可能在钱德拉、XMM-牛顿和 NuSTAR 的发现统计中占主导地位，但也有可能发现完全新颖且令人兴奋的 X 射线源群体。

一个非常近期的成果是在 X 射线下观测到两个星系团在 Abell 754 中的碰撞，该星系团距离地球约 900 万光年。这些包含数百万个星系的星系团在一个灾难性的碰撞中合并成一个巨大的星系团。

相对较早发现的弥散 X 射线背景在很大程度上 (75%) 是由已解析的河外源组成。很容易推测，X 射线背景中剩余的弥散部分可能来自目前尚未解析的遥远 X 射线源。

在许多 X 射线源的光谱中，观察到了 5.9keV 的铁线。这表明铁是在超新星爆炸中形成的，或者来自更早期的源，其物质已经在更古老的恒星世代中被加工过。

最近研究的一个令人惊讶的结果是，几乎所有恒星都发射 X 射线。一个壮观的观测是探测到来自月球的 X 射线。然而，月球本身并不发射这些 X 射线。相反，它是反射了太阳日冕辐射，就像月球在可见光范围内不发光而反射阳光一样 (图 6.77)。

6.6 引力波天文学

如果没有引力，物理学将会是什么样的？

——阿尔伯特·爱因斯坦

歪斜的不能被拉直。

——《圣经》传道书 1:15

2015 年，LIGO 望远镜发现了爱因斯坦预测的引力波，这令世人震惊。它为我们打开了通往宇宙的一扇新窗户。LIGO 利用其两个独立的迈克尔逊干涉仪首次测量了来自两个黑洞合并的引力波信号。LIGO (高级激光干涉仪引力波天文台) 的干涉仪臂长为 4 公里，从 2002 年到 2010 年一直在搜寻引力波，但在这段时间内没有取得成功。后来，LIGO 进行了重大升级，在升级后的第一次测量周期中成功地测量到了来自两个黑洞合并的有力信号 (见图 6.78 和 6.79 [19])。这个引力波信号导致干涉仪臂相对伸长了 10^{-21} 。在目前的配置下，LIGO 可以测量 10^{-19} 米的长度变化。这相当于不到质子直径的千分之一。

为了使 LIGO 成功运行，干涉仪中激光束和镜子的质量至关重要。



图 6.78 LIGO 测量到的两个黑洞合并, 计算机模拟结果显示。图片来源: 加州理工学院/麻省理工学院/LIGO 实验室[19]

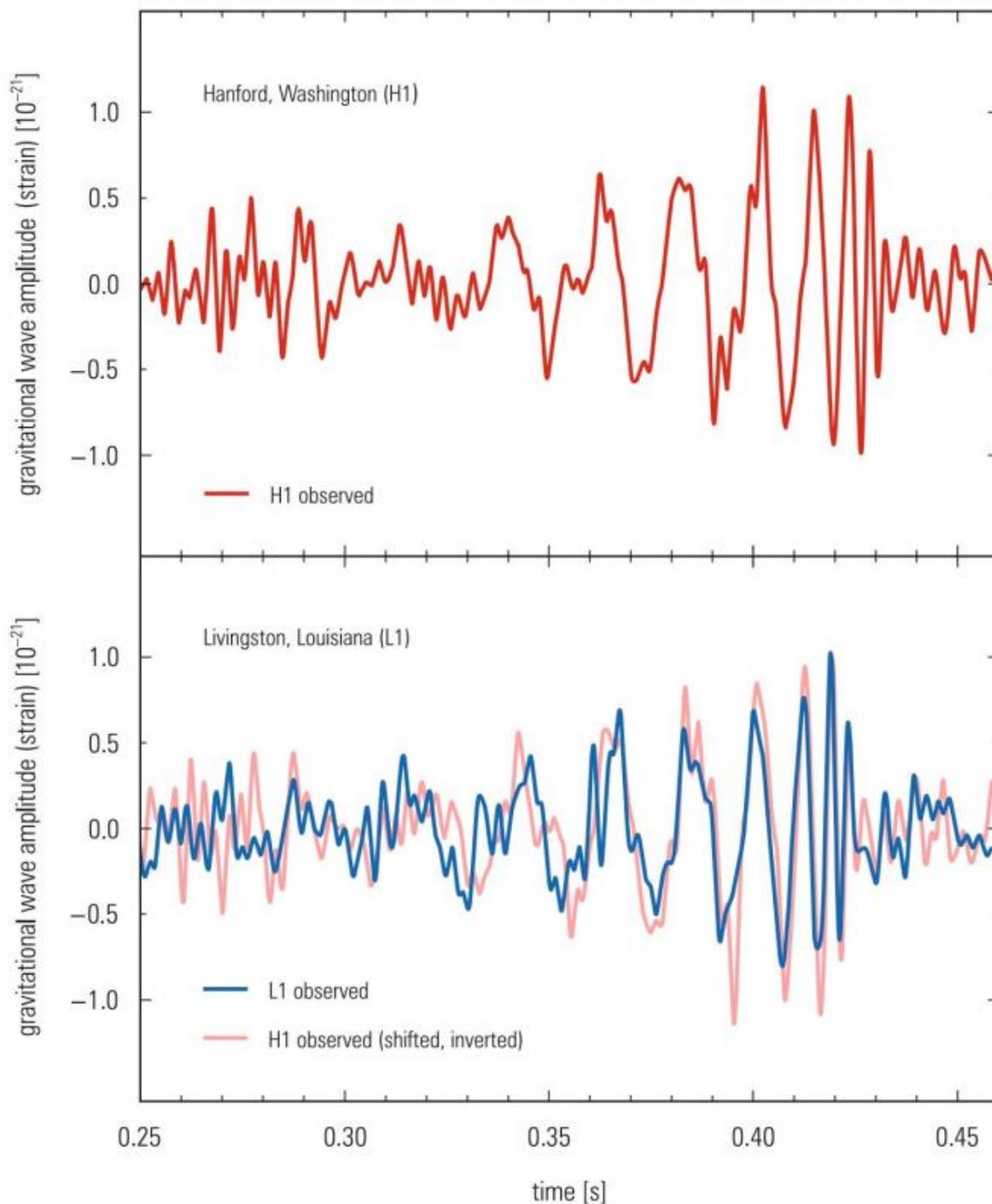


图 6.79 汉福德和利文斯顿两个探测器站的两个引力波探测器测量到的信号。图中显示的是两个探测器臂干涉点处光电二极管的光信号,代表时空的压缩和拉长(顶部,红色:汉福德(观察到);下方,蓝色:利文斯顿(观察到)与汉福德信号(红色(观察到、移位和反转))相比)。图片来源:加州理工学院/麻省理工学院/LIGO 实验室 [19]

干涉仪的分辨率取决于激光束的光子统计,即量子噪声。光的量子性质导致小的相位和振幅变化,这被称为散粒噪声。对于经典光来说,这些波动在相位和振幅方面是对称的。为了减少这些固有的量子效应,LIGO 使用了压缩光技术。压缩光通过牺牲另一部分来减少光线的相位或振幅。利用双折射非线性光学可以产生相干压缩光。然后使用零拍探测器探测压缩光。

这种类型的探测代表了一种从激光信号中提取信息的方法，通过测量振幅和相位涨落的强度，即光场的调制，而不是以光子数测量为目标。此外，LIGO 还通过使用测试质量和重型四极摆系统的复杂设置，安装了主动和被动隔振。这些显著的改进使得天线系统中的噪声显著降低。

LIGO 在华盛顿州汉福德和路易斯安那州利文斯顿有两个站点，相距约 3000 公里。两个站点都记录了教科书般的引力波信号，时间延迟为 6.9 毫秒（见图 6.79）。信号源于一个由两个黑洞组成的双星系统，质量分别为 $36 M_{\odot}$ 和 $29 M_{\odot}$ ，它们彼此环绕并以越来越高的频率旋转。由于在这个过程中能量损失，它们彼此靠近并最终合并。由于角动量守恒，它们绕共同质心旋转的频率增加，导致了时间相关的引力波信号。该双星系统位于南天，距离约 400 Mpc。引力波辐射的能量对应于两个合并黑洞的质量损失，估计约为 $3 M_{\odot} \cdot c^2$ 。

确定引力波信号来源的定位是一件困难的事情。两个探测器站点之间的 6.9 毫秒时间延迟允许确定天空中一个环，信号源于该环。两个干涉仪中信号的变化使进一步细化成为可能。这使得能够估计信号源的起源位置为 14 亿光年 (440 Mpc)。这对应于一个远远超出超星系平面的距离，超星系平面距离约为 2 亿光年。

LIGO 现已由意大利比萨的 VIRGO 补充，并将通过印度的一个站点进一步扩展。拥有多个站点可以更准确地定位可能的引力波源。

在 LIGO 接收引力波信号后仅 0.4 秒，太空望远镜费米 (FGST) 就从天空中的同一区域获得了来自 50 keV 以上的弱伽马射线源的证据。LIGO 信号与费米 X 射线信号的随机巧合几率仅为 0.2%。这个费米 X 射线源的位置也与其他天体物理、太阳或地球事件无关。仅仅过了不久（同样在 2015 年），LIGO 又测量到第二个引力波信号。这也是一个非常稳健的信号，来自两个碰撞和合并的黑洞，最终合并成一个共同的黑洞。这两个合并黑洞的质量被确定为 14 个太阳质量和 8 个太阳质量。与此同时，LIGO 还记录了第三个引力波信号（31 个太阳质量和 19 个太阳质量）以及其他候选者。

2017 年，LIGO 记录了来自两个中子星碰撞的引力波，被称为千新星。这两个碰撞天体的质量太小，不可能源于黑洞合并。这一壮观的事件也通过其他各种光谱范围的电磁辐射（参见 6.4.5 节关于伽马射线暴）以及 VIRGO 引力干涉仪观察到。凭借这些杰出的成果，引力波天文学为宇宙打开了一扇新的窗口。

然而，引力波天文学仍处于起步阶段。这是一个新的、年轻的天文学分支，有望对早期宇宙产生重要结果。引力波早在 1916 年就被爱因斯坦预测。除了泰勒和赫尔斯关于双脉冲星 (PSR 1913 + 16) 由于引力波辐射导致能量损失的观测（见下文），该观测始于 1974 年（1993 年诺贝尔奖），没有直接证据表明引力波的存在。没有人怀疑爱因斯坦预测的正确性，特别是自从泰勒和赫尔斯关于双脉冲星系统因引力波辐射导致能量损失的结果与广义相对论的理论预期非常吻合（精确到 0.1%）以来。

泰勒和赫尔斯观测了由一个脉冲星和一个中子星组成的双星系统 PSR 1913 + 16，历时 30 多年。这两个大质量天体绕它们共同质心以椭圆轨道运行。脉冲星的无线电发射可以用作精确的时钟信号。当脉冲星和中子星最靠近时（近星点），轨道速度最大，引力场最强。对于高速和强引力场，时间会减慢。可以通过观察脉冲星信号到达时间的变化来检查这种相对论效应。在这个质量大且紧凑的脉冲星系统中，近星点时间每天的变化量与我们太阳系中水星一个世纪的变化量相同。双星附近的时空发生了很大程度的扭曲。

相对论预言，随着轨道旋转能量转化为引力辐射，该双星系统会随着时间的推移而损失能量。图 6.80 显示了基于爱因斯坦广义相对论的预测与实验数据的比较。理论与实验之间出色的一致性证明了当时对引力波的最佳——尽管是间接的——证据。

脉冲星计时技术 (PTA = 脉冲星计时阵列) 可以提供有关可能的引力波背景的证据。这需要来自脉冲星的信号到达时间进行精确研究。如果一个引力波穿过来自脉冲星的光子

的路径，由引力波引起的时空曲率将改变脉冲星信号的计时。利用这样的脉冲星计时阵列，对 24 个不同脉冲星的信号进行了 11 年的监测。没有观察到到达时间改变的影响。如果存在引力波背景，帕克斯脉冲星计时阵列应该已经观察到一些东西 [105]。

引力波的直接观测现在为天文学打开了一扇新的窗口，可以用来研究宇宙中最激烈、最动荡的天体物理过程。它可能提供有关暗物质或暗能量参与的过程的信息。观测来自早期宇宙和宇宙大爆炸的引力波是一个真正的挑战。

然而，就引力波的直接观测而言，情况在某种程度上类似于 1950 年左右的中微子物理学。

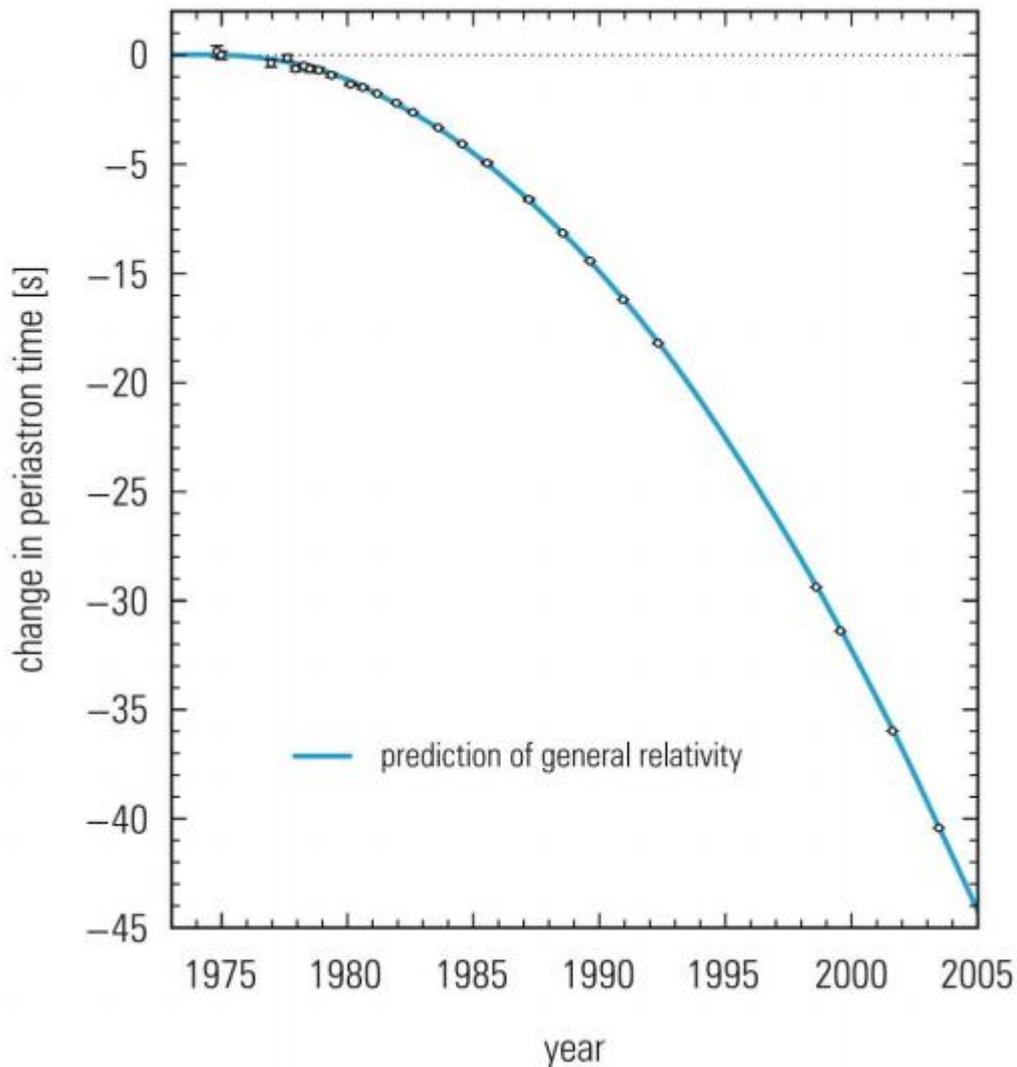


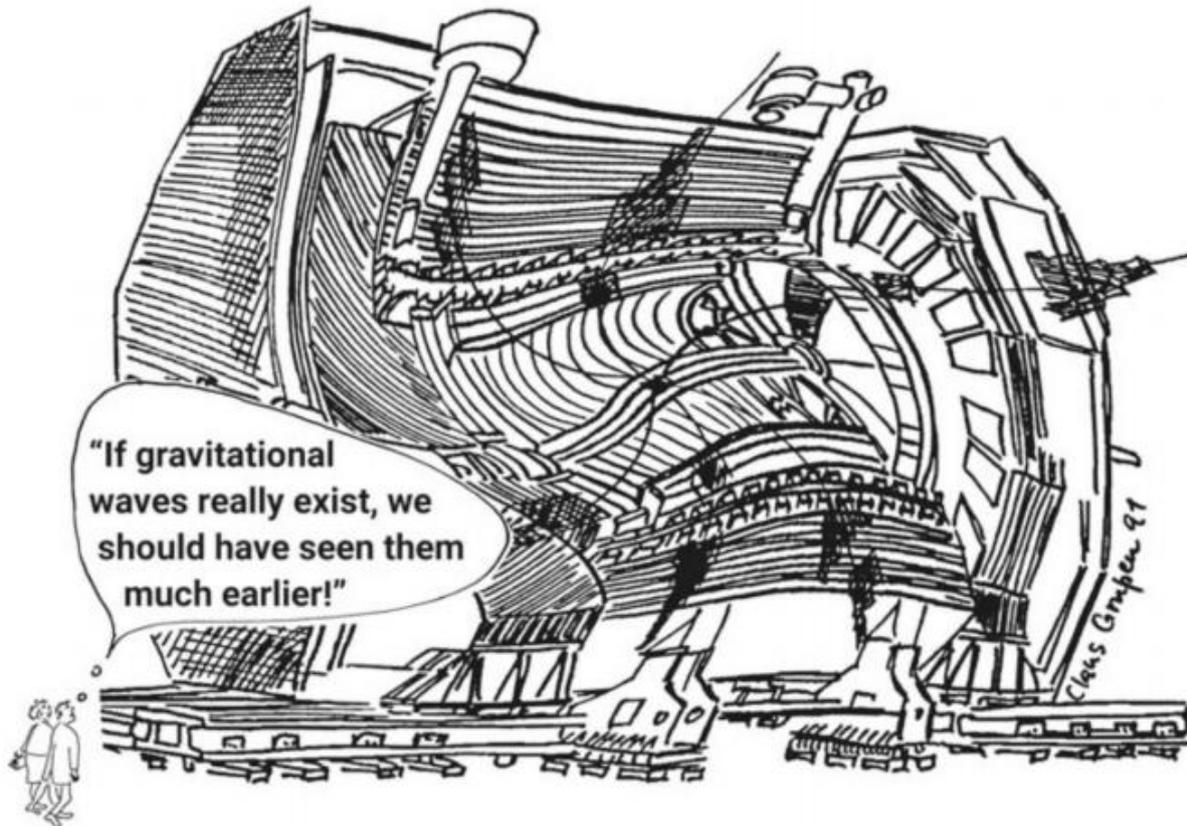
图 6.80 双星系统 PSR B1913+16 中近星点时间在 30 年内观测到的变化与基于爱因斯坦广义相对论的预期值相比。理论与观测之间的一致性优于 0.1% [106]

当时，没有人怀疑中微子的存在，但它们从未被直接观测到。直到 1956 年，科恩、莱因斯和他们的同事才利用反应堆中微子首次直接探测到中微子。引力波的直接探测开创了对宇宙的新认知，就像中微子的发现为粒子物理学打开了一扇新的大门。

引力波天文学的未来充满了希望和挑战。未来，随着更多探测器的加入，引力波天文学将会变得更加精确，可以帮助我们更深入地了解宇宙的奥秘。

图 6.80 展示了在 30 年的时间跨度内，双星系统 PSR 1913 + 16 的近星点进动观测值与爱因斯坦广义相对论预测值的比较。理论和观测之间的吻合度超过了 0.1% [106]。没有人

真正怀疑中微子的存在，但当时缺乏足够强的中微子源来验证这一预测。只有即将投入使用的核反应堆能够提供足够强烈的中微子通量，从而能够被观测到。问题在于中微子与物质的相互作用截面很小。与引力波相比，中微子与物质的相互作用可以说是“强”的。引力波极其微弱的相互作用概率确保了它们提供了一个新的窗口，能够让我们观察宇宙中灾难性事件，但代价是探测非常困难。对于中微子而言——取决于能量——大多数天体物理源几乎是透明的。只有在极高能量情况下，当截面显著增加时，恒星物体才会变得不透明。由于引力波相互作用微弱，它们甚至比中微子更容易从宇宙中最剧烈的事件中传播出来。



借助于不同光谱范围内的电磁辐射，可以对天体进行成像。这是因为电磁辐射的波长通常远小于天体的大小。引力波是横波，存在两种偏振模式。它们的频率范围为 10^{-4} 到 10^4 赫兹，波长远大于电磁辐射，因此几乎不可能用这种辐射进行成像。在电磁辐射中，随时间变化的电场和磁场在时空中传播。对于引力波来说，我们处理的是时空本身的振动。

电磁辐射是由带电粒子加速或减速产生的。类似地，只要存在非球形质量-能量分布的加速，就会产生引力波。然而，有一个重要的区别：电磁辐射是偶极辐射，而引力波是四极辐射。这相当于说引力波的量子，即引力子，具有自旋 $2\hbar$ 。

电磁波是由随时间变化的偶极矩产生的，偶极矩由一个正电荷和一个负电荷组成。相反，引力没有电荷，只有正质量。负质量不存在。即使是反物质也具有与普通物质相同的正质量。反质子的质量与质子完全相同（实验极限为 $|m_p - m_{\bar{p}}| < 0.66 \text{ eV}$ ）。因此，不可能产生振荡的质量偶极子。

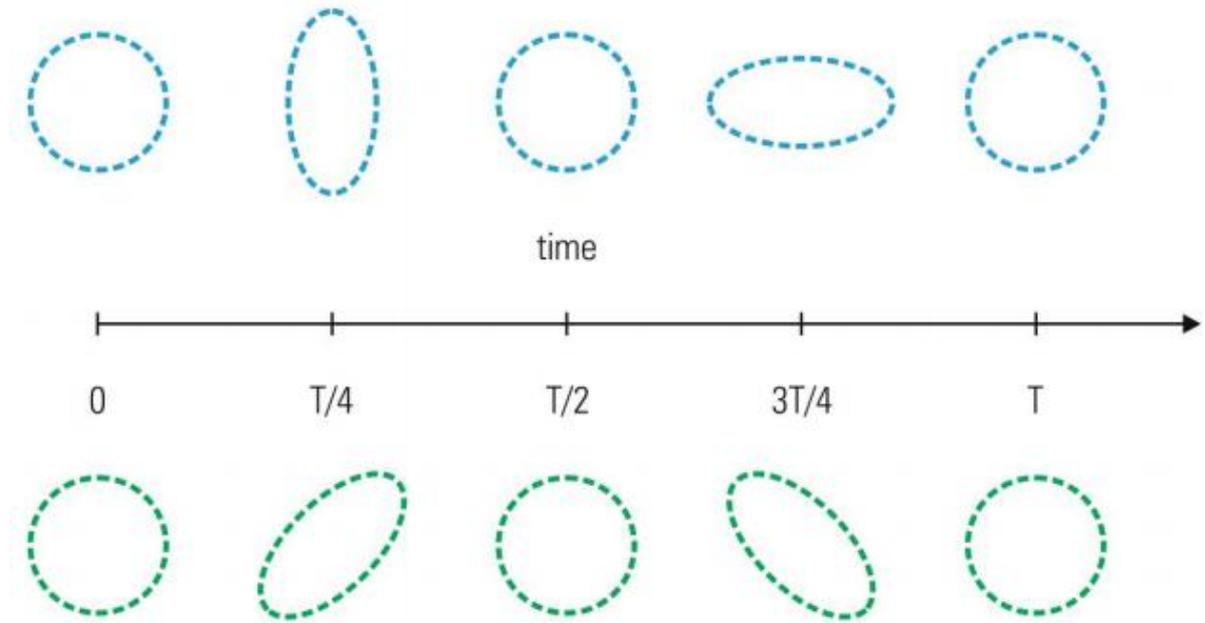


图 6.81 引力辐射球面天线的振荡模式。引力波天线将被激发到四极子模式。根据极化引力波天线的变形沿垂直轴产生(顶部,即所谓的+极化)或沿旋转 45 度的轴(下部,即所谓的×极化)[107]

在一个双体系统中,一个质量向左加速会由于动量守恒而对另一个质量产生大小相等、方向相反的作用力,从而使其向右运动。对于两个等质量物体,间距可能会发生变化,但质心保持不变。因此,没有单极子或偶极子矩。因此,振荡的最低阶是四极矩。

图 6.81 球形天线对引力辐射的振荡模式。当引力波入射时,天线将被激发到四极模式。取决于引力波的偏振,天线的形变将沿着垂直轴(上部,称为+偏振)或沿着旋转 45 度的轴(下部,称为×偏振)发生 [107]。

产生引力波的原因是时间变化的四极矩。与测试质量的扭曲产生引力波的方式类似,例如,最简单的非球形运动是水平质量在内部运动而垂直质量分离的运动,引力波也会类似地扭曲天线,在一个方向上压缩,而在另一个方向上拉伸(见图 6.81)。

因此,引力辐射的四极特性导致其作用类似于潮汐力:它沿一个轴压缩天线,同时沿另一个轴拉伸天线。由于引力非常弱,即使最猛烈的宇宙灾难,天线的相对伸长最多只有

$h \approx 10^{-21}$ 数量级。这对应于时空的扭曲,它会使得日地距离减少一个氢原子的直径。然而,与电磁辐射的测量相比,引力波有一个优势:由于立体角的原因,来自天体物理源的电磁观测(如能通量)具有 $1/r^2$ 的依赖关系。相比之下,引力辐射的直接观测(h) 仅随距离以 $1/r$ 的速度减小(然而,能通量显示出与电磁波相同的径向依赖关系)。 h 线性地取决于天体物理物体的四极矩的二阶导数,并且它与距离 r 成反比,

$$h \sim \frac{G}{c^4} \frac{\ddot{Q}}{r} \quad (G: \text{牛顿常数}). \quad (6.6.1)$$

因此,引力探测器灵敏度的提高 2 倍,可以将可测量体积增加 8 倍,在该体积内可以找到引力波源。在图像能力有限的劣势的同时,引力波探测器也拥有近 4π 球面度的天空灵敏度。



作为引力辐射源最有希望的候选者是双星系统的合并、吸积黑洞、中子星碰撞或由两个围绕共同质心旋转的黑洞组成的特殊双星（例如，在射电星系 3C66B 中，它似乎是两个星系合并的结果）。

这些天线中噪声的抑制是最困难的问题。曾经有一些独立的引力波探测器，主要以金属圆柱体的形式出现。该领域的先驱工作是由 J. Weber 在 1969 年完成的。Weber 使用一个 1.5 吨的铝制圆柱体作为引力波天线谐振器。压电传感器安装在圆柱体的表面，以检测它在引力波撞击时的变形。由于背景噪声，至少需要来自两个天线的重合信号。Weber 声称在 1000 公里的距离内看到了这种重合信号，但他的结果从未被重复。

目前的引力波探测器都是基于迈克尔逊干涉仪原理。位于德国汉诺威的 GEO600 干涉仪，其臂长为 600 米，为这些干涉仪灵敏度的提高贡献了重要思想，这些思想被用于 LIGO 的升级。

位于意大利比萨的 VIRGO 干涉仪，其臂长为 3 公里，通过多次反射有效地增加到 120 公里，自 2017 年以来一直在运行。Virgo 对 10-1000 赫兹的频率范围敏感。还计划建立地面或太空中的引力波探测器，如日本的 KAGRA¹⁶和 DECIGO¹⁷ 以及澳大利亚的 AIGO¹⁸。

LISA（激光干涉空间天线）是一个非常雄心勃勃的项目，旨在将迈克尔逊干涉仪安装到太空中[108]。LISA 计划由三颗卫星组成，它们排列成边长为 250 万公里的等边三角形。这三颗卫星将在地球绕太阳的轨道上飞行。必须精确监测卫星之间的距离，以便能够探测到经过的引力波。 $h = 10^{-21}$ 的空间畸变会导致 LISA 臂长变化约 5 皮米，相当于铁原子核直径的十倍。这要求将卫星安装在太空中，精确度优于几皮米，这是一个真正的技术挑战。LISA 主要用于探测低频引力波，这些引力波被认为起源于星系碰撞、超大质量黑洞合并，或我们星系中的重双星。为了测量大约 0.1-1 赫兹的低频引力波及其微小的拉伸和压缩，必须排除来自地球或热噪声以及地球引力梯度影响的背景噪声。因此，太空中的迈克尔逊干涉仪是优选的，甚至必要。LISA 的基本特征已通过 LISA 路径探测器成功测试。LISA 路径探测器的目标已经实现，其性能甚至比预期还要好。另一个更现实的问题是为这样一个多边项目提供

资金。由于预算削减，美国退出了该项目，LISA 被欧洲的 eLISA（改进型激光干涉空间天线）项目取代。eLISA 预计于 2034 年启动。

2019 年 4 月 10 日，由八个天线组成的网络，即事件视界望远镜合作组织，发布了 M87 中心黑洞的照片。过去大多数黑洞的图像仅仅是插图。黑洞本身当然不可见，但在事件视界之外，大量的物质围绕黑洞旋转，并在各个光谱范围内发射辐射。事件视界望远镜团队将来自分布在世界各地的八个望远镜的信息结合起来，形成了一个干涉图像，显示了像漩涡一样围绕黑洞旋转的热物质。由于各个望远镜的干涉信息主要来自无线电波段，所以重建的图像必须用假色显示以使其可见。这张照片原则上显示了吸积盘中围绕黑洞旋转的热物质，黑洞位于 M87 的中心，见图 6.82。

引力波探测器为我们打开了一扇通往宇宙的新窗口。借助引力波，我们有机会直接回溯到宇宙大爆炸，因为宇宙对这种辐射是透明的。早期宇宙对电磁波是屏蔽的。

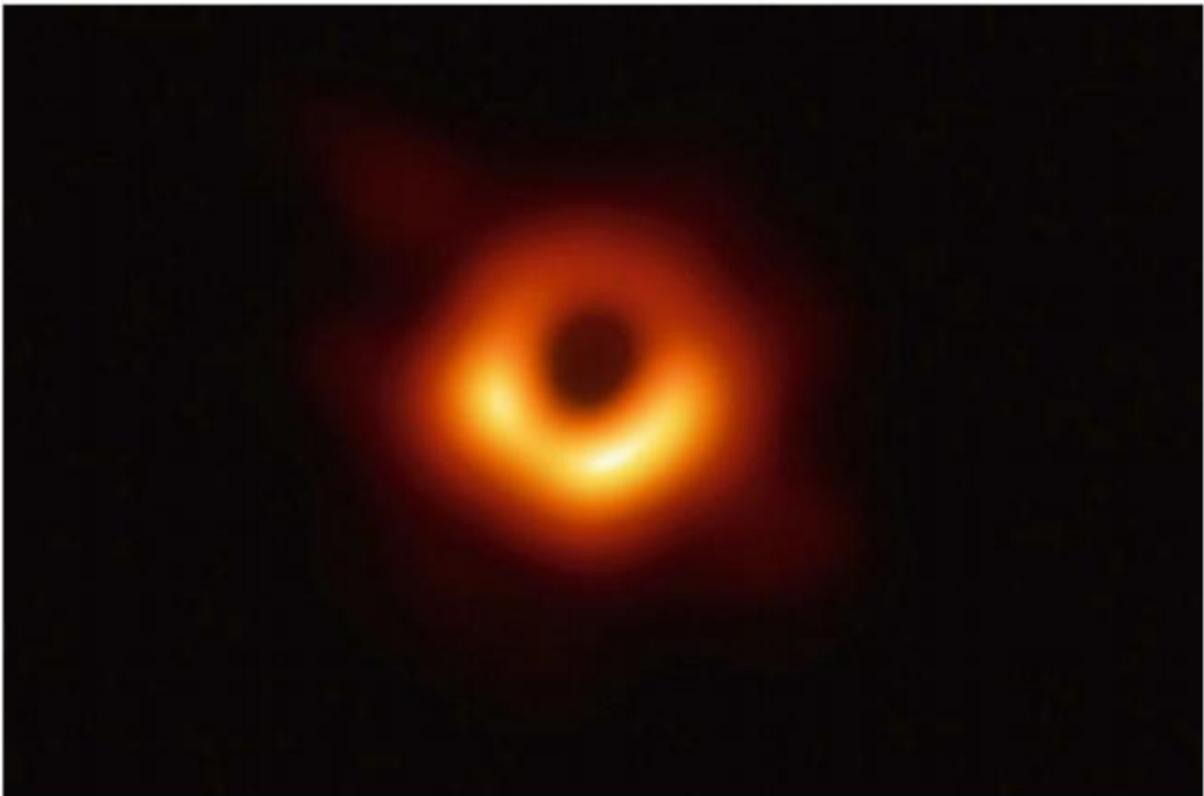


图 6.82 根据事件视界望远镜合作组织提供的全球分布式射电天线信息重建的 M87 黑洞射电图像^[109]

利用引力辐射、电磁波、中微子和其它天文技术，需要进行多信使天文学，以探索我们的宇宙及其演化。

总结

来自太空的粒子要么是带电粒子（原子核和电子），要么是中性粒子（中微子），要么是各种光谱范围内的电磁辐射（无线电、光学、X 射线或伽马射线），要么是引力辐射。所有这些来自银河系或更远地区的信使粒子，都提供了关于宇宙的特定信息。带电粒子告诉我们关于宇宙射线的化学成分，伽马射线和 X 射线使我们能够识别高能范围内的源头。然而，由于电磁辐射被吸收，我们只能研究天体表面的信息。另一方面，中微子可以直接让我们了

解源头的内部情况。但这同时也带来了探测中微子的困难。更重要的是，引力波使我们能够探索天空中最剧烈的过程。天文学家梦想着将所有这些探测技术结合起来，进行多信使观测，以研究宇宙及其随时间推移的演化。

6.7 问题

针对 6.1 节的问题

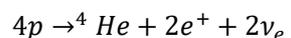
1. 为什么碳、氧和氦等初级宇宙射线原子核比元素周期表中相邻的元素（氮、氟、钠）更丰富？
2. 在 6.1 节中提到，初级宇宙射线由质子、 α 粒子和重原子核组成。只有 1% 的初级粒子是电子。这意味着地球会因为持续不断地受到主要由带正电的初级宇宙射线轰击而带电吗？如果真是这样，地球在存在期间积累了多少正电荷？
3. 初级宇宙射线中亚铁元素的化学丰度约为铁通量的 10%。
 - (a) 估计初级铁原子核与星际/星系际原子核碰撞的碎片化截面。
 - (b) 初级铁原子核到达海平面的几率是多少？

针对 6.2 节的问题

1. 中子作为最高能量宇宙射线的候选者尚未讨论。中子有什么问题？
2. 约翰·林斯利在杜格威试验场观察到的“*Oh-My-God*”事件的能量为 $3 \times 10^{20} \text{ eV}$ 。假设该粒子是由一个质子引起的，计算一下这个极高能量事件的速度。
3. 假设“*Oh-My-God*”事件（见本节问题 2）起源于仙女座星系（距离 220 万光年）。如果一个无质量的外星人与这个高能质子一起飞行，他坐在这个质子上方，他会如何感知飞行时间？
4. 对暗物质粒子探测截面的估计有很多。许多对 1 TeV SUSY 暗物质粒子的核截面预测范围大约在 10^{-9} pb 左右。如果这是正确的，*ICE - CUBE* 会有看到这些粒子的机会吗？
5. 密码子是假设的超重粒子，被认为存在于弦理论中。超重的密码子被提议为可能的暗物质粒子。它们也可能是造成格雷森-扎特塞平-库兹明截止能量之外的极高能量宇宙射线事件的原因。据推测，它们足够长寿，仍然存在。如果它们是 11 个能量 $\geq 10^{20}$ 的宇宙射线事件的原因，计算一下密码子的通量。在日本 *AGASA* 实验中观察到这些事件。*AGASA* 空气簇射实验的覆盖面积约为 100 平方公里，运行了 14 年。假设它们在大气中的相互作用截面约为 $\approx 10^{-8} \text{ pb}$ ，估计密码子的通量。

针对 6.3 节的问题

1. 太阳根据以下反应将质子转化为氦：

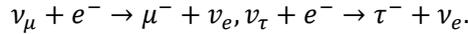


描述太阳在地球上功率的太阳常数为 $P \approx 1400 \text{ W/m}^2$ 。

每次反应的能量增益对应于氦的结合能 ($EB({}^4\text{He}) = 28.3 \text{ MeV}$)。有多少太阳中微子到达地

球?

2. 如果太阳电子中微子振荡为 μ 子中微子或 τ 中微子, 原则上可以通过以下反应探测到它们:

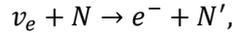


计算这些反应发生的阈值能量。

3. 由太阳中微子引起的辐射暴露。

(a) 利用 (6.3.1) 计算人体的太阳中微子相互作用次数 (组织密度 $\rho \approx 1 \text{gcm}^{-3}$)。

(b) 中微子在人体中通过以下方式相互作用:



其中辐射损伤是由电子引起的。估计一个人在假设平均 50% 的中微子能量传递给电子的情况下, 一年的剂量。

(c) 等效剂量定义为

$$H = (\Delta E/m)w_R \quad (6.7.1)$$

(m 是人体的质量, w_R 是辐射加权因子 (对于电子为 1), $[H] = 1 \text{Sv} = 1 \text{w}_R \text{Jkg}^{-1}$ and ΔE 是人体内的能量沉积)。计算由太阳中微子引起的年度等效剂量, 并将其与正常自然剂量 $H_0 \approx 2 \text{mSv/a}$ 相比较。

4. 中微子振荡。

在最简单的情况下, 中微子振荡可以用以下方式描述 (像往常一样, \hbar 和 c 将设为单位): 在这种情况下, 轻子味本征态是叠加态

$$\begin{aligned} | \nu_e \rangle &= \cos \theta | \nu_1 \rangle + \sin \theta | \nu_2 \rangle, \\ | \nu_{\mu} \rangle &= -\sin \theta | \nu_1 \rangle + \cos \theta | \nu_2 \rangle \end{aligned}$$

道题很难, 它的解答在数学上要求很高。

质量本征态 $| \nu_1 \rangle$ 和 $| \nu_2 \rangle$ 。所有这些状态都被认为是具有明确动量的波包。在相互作用中, 例如, 假设 ν_e 以动量 p 产生, 然后以自由粒子的形式传播, $| \nu_e; t \rangle = e^{-iHt} | \nu_e \rangle$ 对于质量本

征态, 有 $e^{-iHt} | \nu_i \rangle = e^{-iE_{\nu_i}t} | \nu_i \rangle$, 其中 $E_{\nu_i} = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, $i = 1, 2$.

。在时间 t 后找到 μ 中微子的概率为

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}}(t) = | \langle \nu_{\mu} | \nu_e; t \rangle |^2.$$

(a) 计算 $P_{\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}}(t)$ 。在时间 t 后, 粒子位于 $x \approx vt = pt/E_{\nu_i}$ 。证明在假设中微子质量很小的条件下, 可以推导出 (6.3.14) 中给出的振荡概率。

(b) 估计 $(\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau})$ 振荡, 最大混合 ($\sin 2\theta = 1$), $E_{\nu} = 1 \text{GeV}$, 并假设 $m_{\nu_{\mu}} \ll m_{\nu_{\tau}}$ (即, $m_{\nu_{\tau}} \approx \sqrt{\delta m^2}$)。如果假设向上传播和向下传播的大气 μ 中微子之比为 0.54, 则 τ 中微子的质量是多少?

(c) 假设 $m_{\nu_{\mu}} \ll m_{\nu_{\tau}}$ 在这里是否合理?

5. 计算地球中微子对人类的辐射暴露量。这里只考虑中微子反应中带电轻子的影响。

6. 计算地球中微子产生的热功率。

7. 中微子-核子截面非常小, 但随着能量的增加而增加, 参见 (6.3.46) 式。有多少高能中微子

可以穿过月球而不发生相互作用，例如，对于中心入射，月球对 100 TeV 中微子的透明度是多少？

6.4 节问题

1. 估计一个 3 厘米厚的 NaI(Tl) 闪烁探测器对 1 MeV 光子的探测效率。

(提示：使用图 6.49 中关于质量衰减系数的信息。)

2. 估计导致图 6.60 中所示 γ 射线光变曲线的宇宙物体的尺寸。

3. μ 子在空气 ($n = 1.000273$) 和水 ($n = 1.33$) 中产生切伦科夫光的能量阈值是多少？

4. 蟹状星云脉冲星以 $P = 3 \times 10^{27} W$ 的功率发射 100 GeV 的高能 γ 射线。如果假设各向同性发射，那么 Fermi γ 射线空间望远镜（前身为 GLAST：伽马射线大面积空间望远镜）每年将记录多少个这种能量的光子？

FGST 能够探测到的蟹状星云的最小通量是多少（以 $J/(cm^2s)$ 为单位）？

(FGST 的收集面积： $A = 8000 cm^2$ ，蟹状星云的距离： $R = 3400$ 光年。)

5. 描述到达地球的太阳能的太阳常数为 $p_s \approx 1400 W/m^2$ 。

(a) 太阳辐射的总功率是多少？

(b) 太阳在 106 年内发射的质量分数是多少？

(c) 太阳每天输送到地球的质量传输是多少？

6.5 节问题

1. 黑体辐射功率与其频率的关系由 (6.5.1) 式给出。将此辐射公式转换为一个依赖于波长的函数。

2. 恒星每秒辐射的总能量称为光度。光度取决于恒星的半径和温度。如果一颗恒星的半径是太阳的十倍 ($R = 10R_\odot$)，但温度相同，那么它的光度是多少？如果一颗恒星的尺寸与太阳相同，但温度高十倍，那么它的光度是多少？

3. 相对论电子在横向磁场 B 中通过同步辐射发射的辐射功率可以从经典电动力学中计算出来，为

$$P = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B^2 ,$$

其中

$$C_\gamma = \frac{4}{3} \pi \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} \approx 8.85 \times 10^{-5} mGeV^{-3} .$$

计算一个 1 TeV 电子在半径为 1000 公里的圆形轨道上绕脉冲星旋转一圈时，由于同步辐射造成的能量损失。脉冲星在这个距离上的磁场强度是多少？

4. 考虑粒子在横向均匀恒定磁场中运动时因辐射造成的能量损失，参见本节问题 3。辐射功率：

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0^2 c^3} \gamma^2 |\dot{\mathbf{p}}|^2 .$$

计算粒子能量的时间依赖性和轨迹弯曲半径的时间依赖性，分别针对

(a) 超相对论情况，

(b) 一般情况。

此问题的解决方案在数学上要求很高。

5. 一颗卫星上的 X 射线探测器，收集面积为 1 m^2 ，以 $1/h$ 的速率探测到来自大麦哲伦星云的 10 keV 光子。如果假设各向同性发射，那么该源发射了多少个 10 keV 光子？探测器是一个 1 厘米 厚的充氙正比计数器 (10 keV 光子的衰减系数为 $\mu = 125(\text{g}/\text{cm}^2)^{-1}$ ，密度 $\rho_{\text{Xe}} = 5.8 \times 10^{-3} \text{ g}/\text{cm}^3$)。

6. X 射线可以通过高能电子 (E_i) 与黑体光子 (能量 ω_i) 的逆康普顿散射产生。证明散射光子的能量 ω_f 与散射角 ϕ_i 和 ϕ_f 的关系为

$$\omega_f \approx \omega_i \frac{1 - \cos \phi_i}{1 - \cos \phi_f}, \quad (6.7.2)$$

其中 ϕ_i 和 ϕ_f 是入射电子和出射光子之间的角度。上述近似值在 $E_i \gg m_e \gg \omega_i$ 时成立。

7. 如果宇宙物体在其最大黑体发射发生时温度为 $E=50\text{keV}$ ，那么温度是多少？

(提示：这个问题的解导致一个超越方程，需要数值求解。)

第 6.6 节的习题

1. 一个传播到质量为 M 的天体的光子会获得动量，并会向蓝色移动。找出相对论中光子接近太阳表面的高度 $H=1\text{km}$ 的情况。类似地，一个从质量为 M 的天体逃逸的光子会发生引力红移。

(太阳半径 $R_{\odot} = 6.9635 \times 10^8 \text{ m}$ ，太阳质量 $M_{\odot} = 1.993 \times 10^{30} \text{ kg}$ ，太阳的引力加速度 $g_{\odot} = 2.7398 \times 10^2 \text{ m}/\text{s}^2$)

2. 加速的质量会辐射引力波。发射的能量单位时间内计算为

$$P = \frac{G}{5c^5} \ddot{Q}^2,$$

其中 Q 是一个特定质量构型的四极矩 (例如，太阳-地球系统)。对于一个具有周期时间依赖性 ($\sim \sin \omega t$) 的旋转系统，每个时间导数贡献一个因子 ω ，因此

$$P \approx \frac{G}{5c^5} \omega^6 Q^2.$$

对于一个由像太阳 (M) 这样的重质量天体和一个像地球 (m) 这样的低质量天体组成的系统，四极矩在 mr^2 的量级上。忽略量级为 1 的数字因子，得到

$$P \approx \frac{G}{c^5} \omega^6 m^2 r^4.$$

计算太阳-地球系统辐射的功率，并将其与快速旋转实验室设备的引力波功率进行比较。

第 7 章 次级宇宙射线

霍雷肖，天堂和人间还有许多你哲学里梦寐以求的东西。

——莎士比亚，《哈姆雷特》

对于天体粒子物理学而言，太阳和地球磁场的影响是一种扰动，这使得寻找宇宙射线来源变得更加复杂。太阳活动会产生额外的磁场，阻挡一部分银河系宇宙射线到达地球。然而，如图 7.1 所示，太阳的影响仅限于能量低于 10 GeV 的初级粒子。低能初级宇宙射线粒子的通量与太阳活动呈负相关。

另一方面，太阳风（其磁场会调制初级宇宙射线）本身也是一种粒子流，可以在地球上进行测量。构成太阳风的粒子（主要是质子和电子）能量较低（MeV 区域）。这些粒子在很大程度上被地球磁场捕获在范艾伦带中，或者被地球大气层上层吸收（见图 1.10）。图 7.2 展示了范艾伦带中质子和电子的通量密度。质子带延伸到 2000 到 15000 公里的高度，包含高达 $10^8/(cm^2s)$ 的强度和高达 1 GeV 的能量的粒子。电子带分为两部分。内电子带的通量密度高达每平方厘米每秒 10^9 个粒子，位于大约 3000 公里的高度，而外电子带则延伸到大约 15000 到 25000 公里的高度。辐射带的内部部分对称分布在地球周围，而外部部分受到太阳风的影响，因此发生变形。

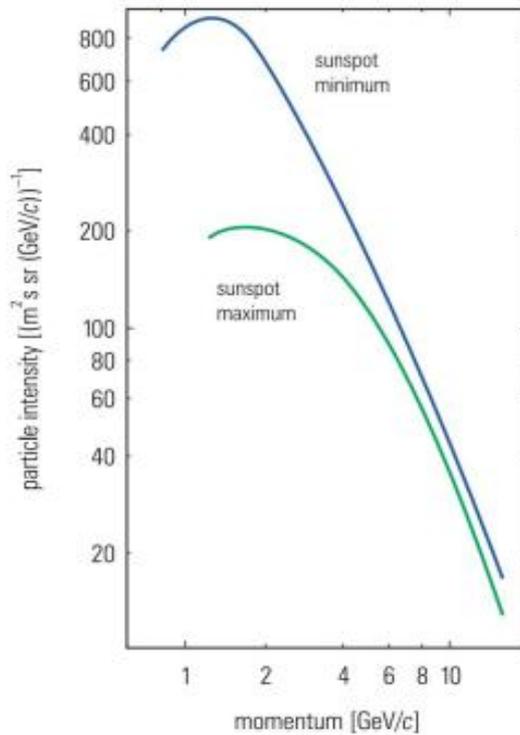


图 7.1 太阳 11 年周期对主光谱的调制

7.1 在大气中的传播

宇宙粒子是来自不同世界的信使。

——匿名

初级宇宙射线在与大气中原子核的相互作用过程中会发生强烈的改变。大气柱密度约为

1000 g/cm²，对应于约 1000 hPa 的大气压。对于科学气球飞行高度 (≈35-40 km) 的剩余大气对应于约几 g/cm²。对于倾斜方向，大气厚度会显著增加 (约为 1/cosθ，其中 θ 为天顶角)。

对于初级宇宙射线的相互作用行为，以相关粒子种类的特征相互作用长度为单位的大气厚度是重要的。光子和电子在空气中的辐射长度为 $X_0 = 36.66 \text{ g/cm}^2$ 。因此，大气相当于 27 个辐射长度的深度。强子在空气中的相关相互作用长度为 $\lambda = 90.0 \text{ g/cm}^2$ ，对应于每个大气层 11 个相互作用长度。这意味着实际上没有单个原始初级宇宙射线粒子到达海平面。在 15-20 公里的高度，初级宇宙射线已经与大气原子核发生相互作用。

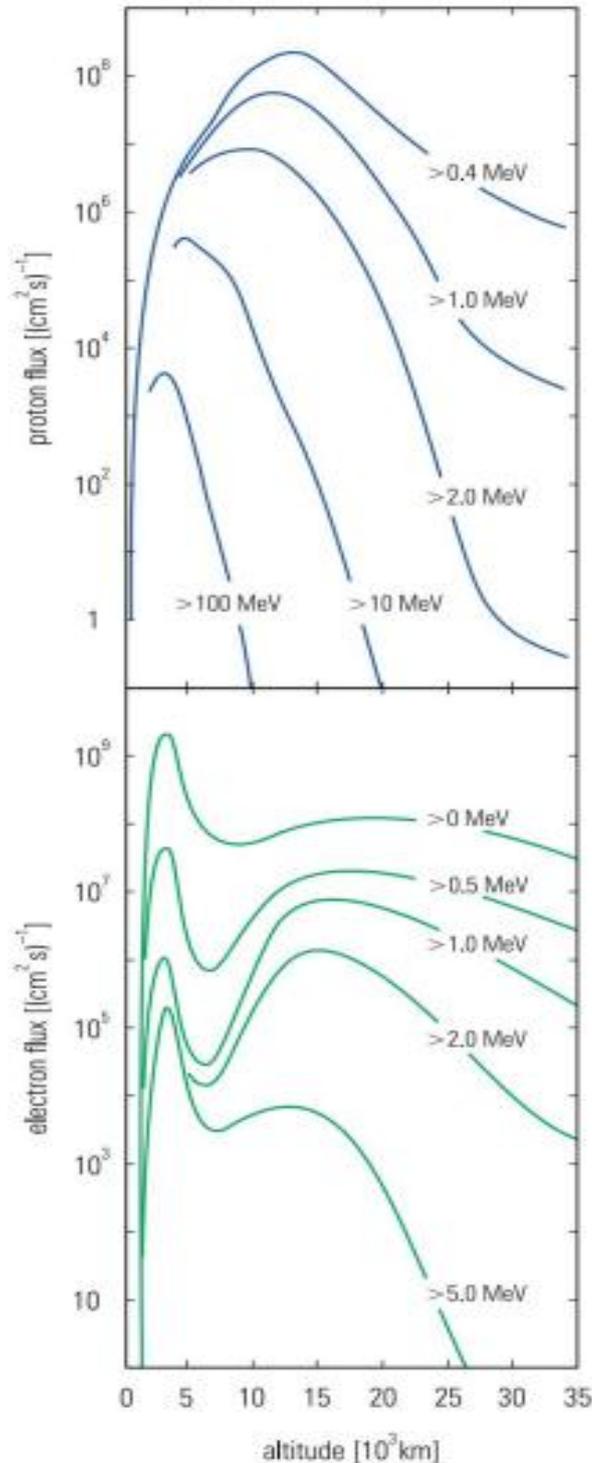


图 7.2 地球辐射带中质子和电子的通量密度

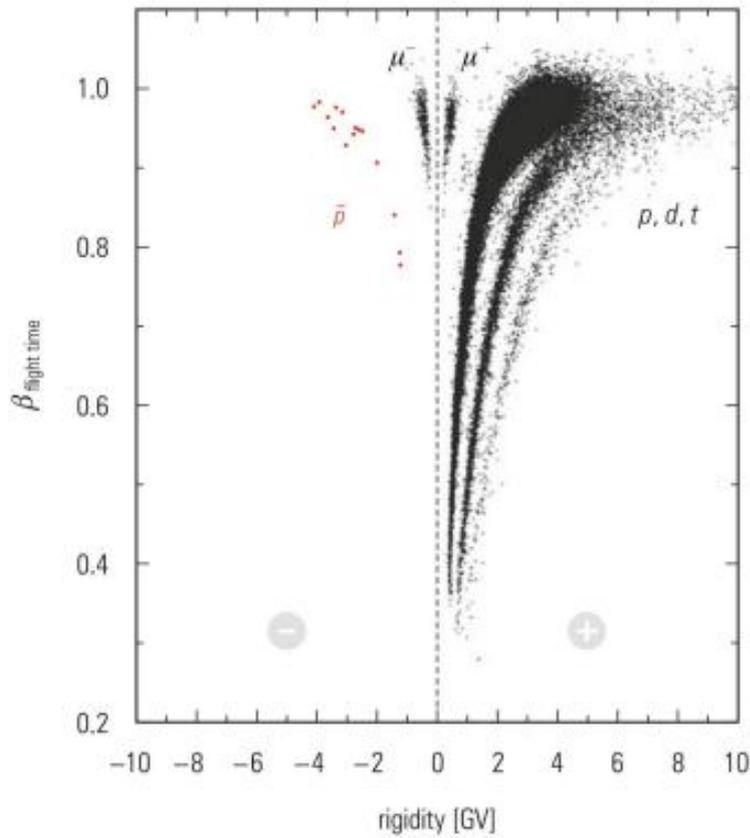


图 7.3 在残余大气为 5 g/cm^2 的气球飞行高度测量的初级宇宙射线中单带电粒子的识别[110]

这些单电荷粒子与大气中的原子核相互作用，并在能量和粒子种类允许的情况下，引发电磁级联或强子级联。

图 7.3 展示了大气顶端单电荷初级宇宙射线的动量谱。图中展示了粒子速度 $\beta=v/c$ 作为动量的函数（更准确地说，图中绘制的是刚度，即动量除以初级粒子电荷 p/Z ；在本例中 $Z=1$ ，因此动量和刚度是相同的）。氢同位素的带清晰可见，以及低通量的初级反质子。即使在这样的高度，一些介子也通过 π 介子衰变产生。由于介子和 π 介子的质量非常接近，因此无法在该散射图中将其区分开来。此外，相对论电子和正电子将出现在标记为 μ^+ 和 μ^- 的带中。人们普遍认为，测得的反质子并非起源于原始物质，而是由星际或星际空间，甚至气球上方的残余大气中的相互作用产生的。



图 7.4 展示了初级宇宙射线在大气中的转变过程。约 85% 的初级宇宙射线由质子组成，占最大比例。由于强子的相互作用长度为 90 g/cm^2 ，因此初级质子在第一次相互作用中就引发了强子级联，其位置约对应于 100 毫巴层。最常产生的次级粒子是 π 介子。另一方面，K 介子相比于 π 介子，其产生的概率仅为 10-15%。图 7.5 显示了在强相互作用中测得的 K/π 比值。对于质心能量 \sqrt{s} 在 20 GeV 到 300 GeV 范围内， K/π 比值或多或少保持恒定。

为了将质心能量转化为实验室能量（参见第 3 章关于运动学的介绍），可以发现质心能量 300 GeV 对应于实验室系统中的 45 TeV。中性 π 介子通过其衰变 ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) 引发电磁级联，其发展特征是空气中较短的辐射长度 ($X_0 \approx 1/3\lambda$ 在空气中)，因此该簇射成分很容易被吸收，因此也被称为软成分。带电的 π 介子和 K 介子可以进一步引发相互作用或衰变。

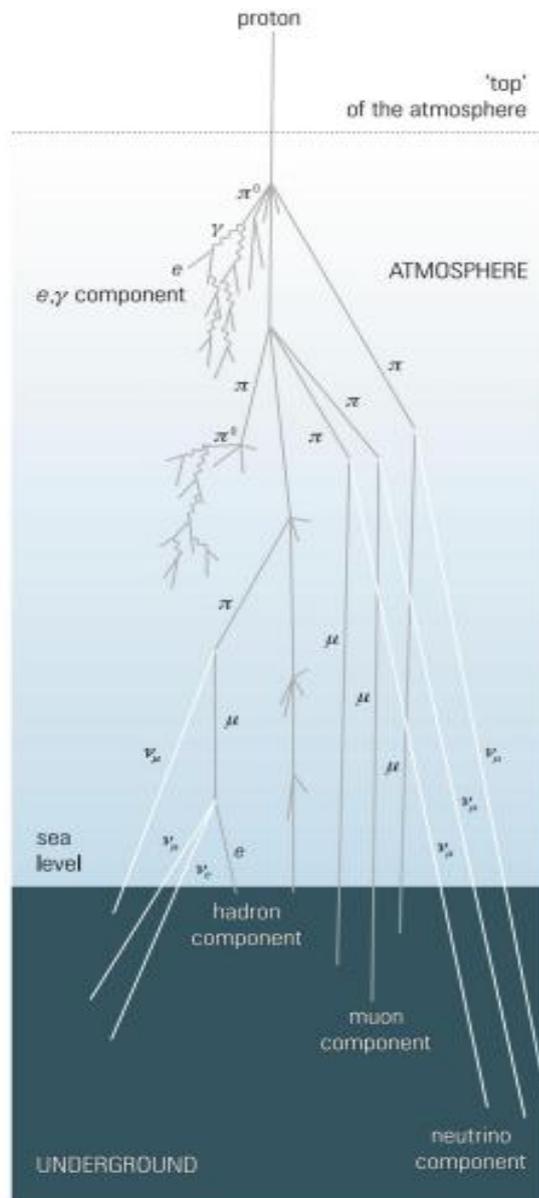


图 7.4 初级宇宙射线在大气中的变换

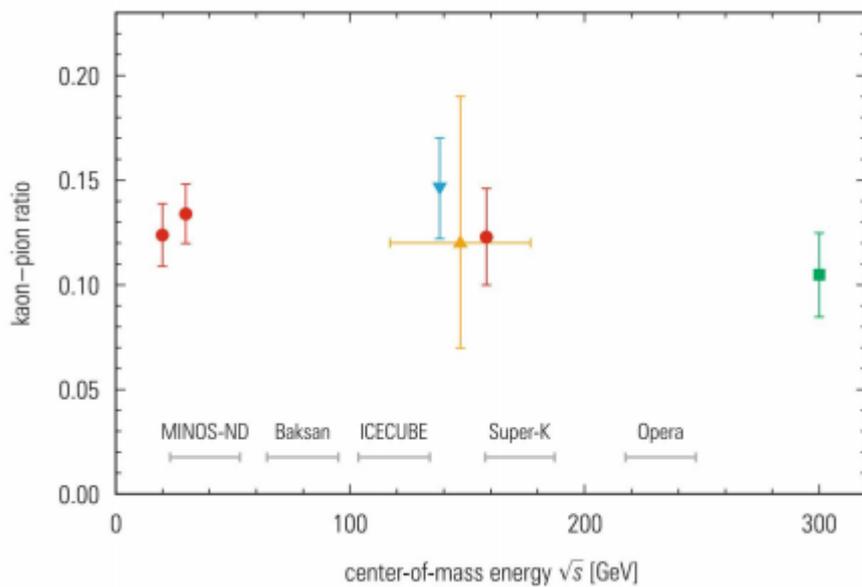


图 7.5 强相互作用中获得的 Kaon-pion 比率。不同实验结果的汇总测量 K/π 比的实验。(图例中的“Super-K”代表超级神冈探测器。)数据来自质子-质子相互作用和重离子碰撞。

衰变和相互作用概率之间的竞争是能量的函数。对于相同的洛伦兹因子，带电的 π 介子（寿命 26 ns）的衰变概率比带电的 K 介子（寿命 12.4 ns）小。 π 介子和 K 介子的轻子衰变会产生穿透性强的 μ 子和中微子成分（ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ）。 μ 子也可以衰变，并通过其衰变电子贡献于软成分，并通过其衰变中微子贡献于中微子成分（ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ）。

相对论性 μ 子的能量损失在没有在大气中衰变的情况下很低（ $\approx 1.8 \text{ GeV}$ ）。它们构成了海平面处所有带电粒子的 80%，是次级粒子中最大的部分。

一些次级介子和重子也可以存活到海平面。在海平面观察到的低能带电强子大部分是在本地产生的。然而，强子在地面的总比例非常小。

除了纵向发展外，电磁级联和强子级联也会在大气中横向扩展。电磁级联的横向尺寸是由电子和正电子的多次散射引起的，而在强子级联中，次级粒子的产生横向动量是级联横向宽度的决定因素。图 7.6、7.7 和 7.8 显示了电磁级联和强子级联的横向分布。

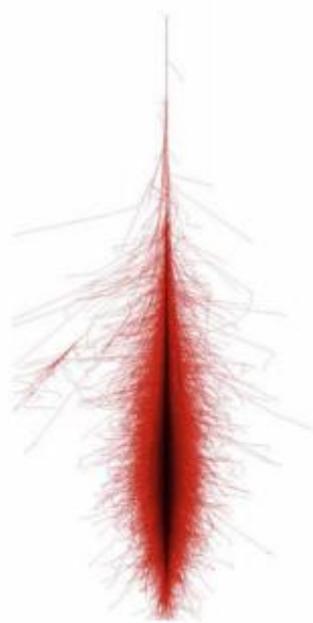


图 7.6 大气中 1 TeV 光子的模拟。比例：垂直约 30 公里，横向约 10 公里[84]

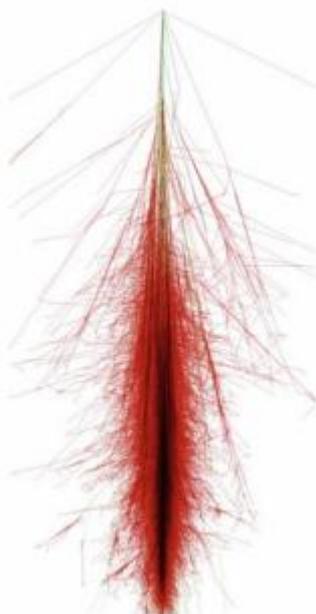


图 7.7 大气中 1 TeV 质子的模拟。比例：垂直约 30 公里，横向约 10 公里[84]

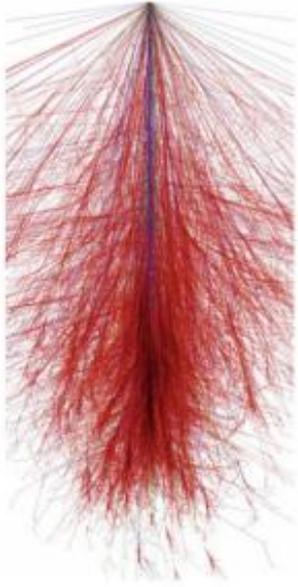


图 7.8 模拟 1TeV 的铁核大气层。尺度：垂直约 30 公里，横向约 10 公里[84]

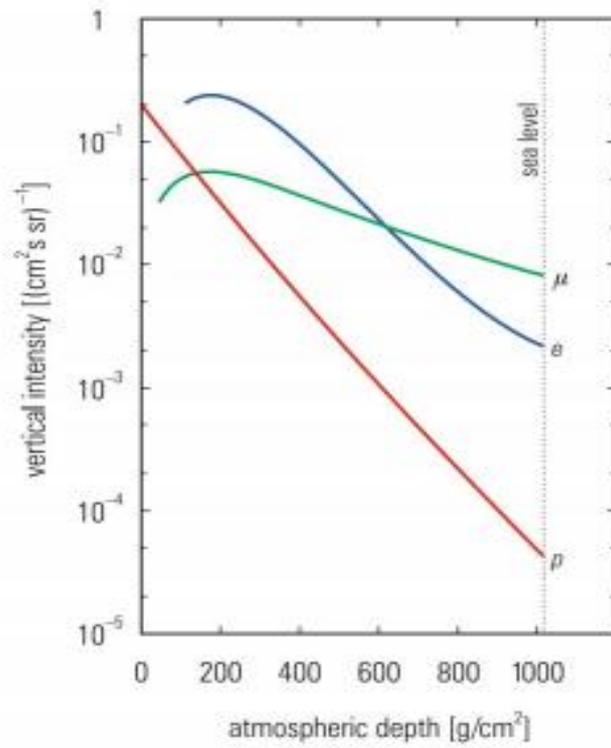


图 7.9 大气中的颗粒组成与大气深度的关系[112]

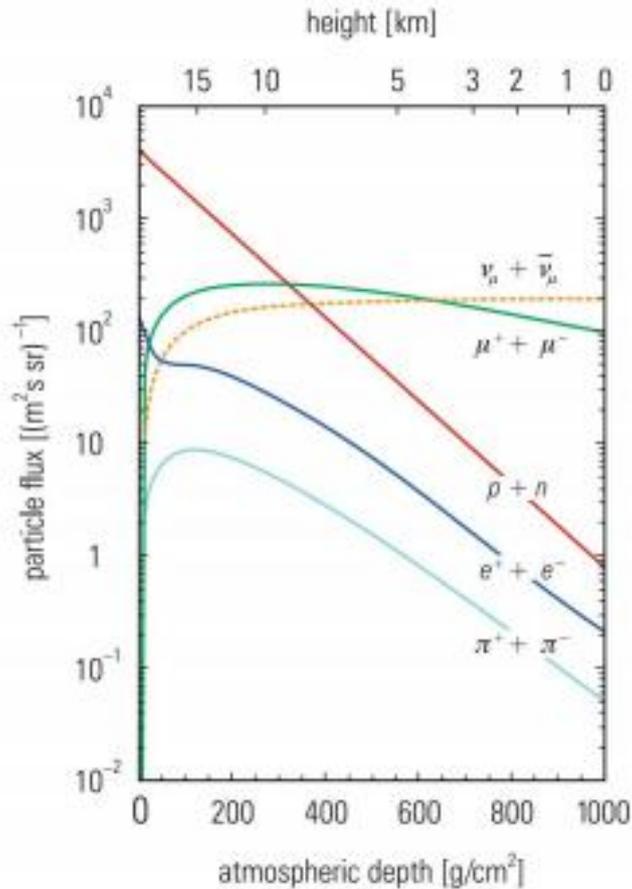


图 7.10 能量 $>1\text{GeV}$ 的粒子在大气中的组成随大气深度的变化[112]

展示了 1TeV 光子、 1TeV 质子和 1TeV 铁核在大气中的簇射发展情况。可以清楚地看到，次级粒子的横向动量导致强子级联的散开。

图 7.9 展示了所有能量的质子、电子和 μ 子的强度随大气高度的变化。质子的吸收可以用指数函数近似描述。

通过 π^0 衰变和随后的对产生产生的电子和正电子在约 15 公里的高度达到最大强度，并在之后迅速被吸收，而相比之下， μ 子的通量仅受到相对较弱的衰减。

由于能谱的陡峭性，粒子强度当然受低能粒子的支配。然而，这些低能粒子主要来自次级来源。如果只统计能量超过 1GeV 的粒子，就会出现不同的图景（图 7.10）。

具有初始高能量的初级核子（质子和中子）在 9 公里高度之前支配所有其他粒子类型，之后 μ 子开始占据主导地位。

由于中微子的相互作用概率很低，因此这些粒子实际上不会在大气中被吸收。它们的通量单调增加，因为粒子衰变不断产生新的中微子。

由于初级粒子的能谱相对陡峭，次级粒子的能量分布也必须反映这一性质。



7.2 海平面宇宙射线

发现的喜悦无疑是人类心灵所能体验到的最活跃的体验。

——克劳德·伯纳德

对海平面带电粒子的测量清楚地表明，除了少量质子外， μ 子是主要成分（图 7.11）。大约 80% 的海平面次级宇宙射线的带电成分是 μ 子。图 7.12 展示了一个历史性的光学多板火花室中宇宙射线 μ 子的轨迹。

海平面通过水平面积的 μ 子通量大约为每平方厘米每分钟一个粒子。这些 μ 子主要来自 π 介子的衰变，因为 π 介子作为最轻的介子，在强子级联中大量产生。

因此，海平面的 μ 子谱是 π 介子源谱的直接结果。然而，存在一些修正。图 7.13 展示了产生位置的母 π 介子谱与观测到的海平面 μ 子谱的对比。

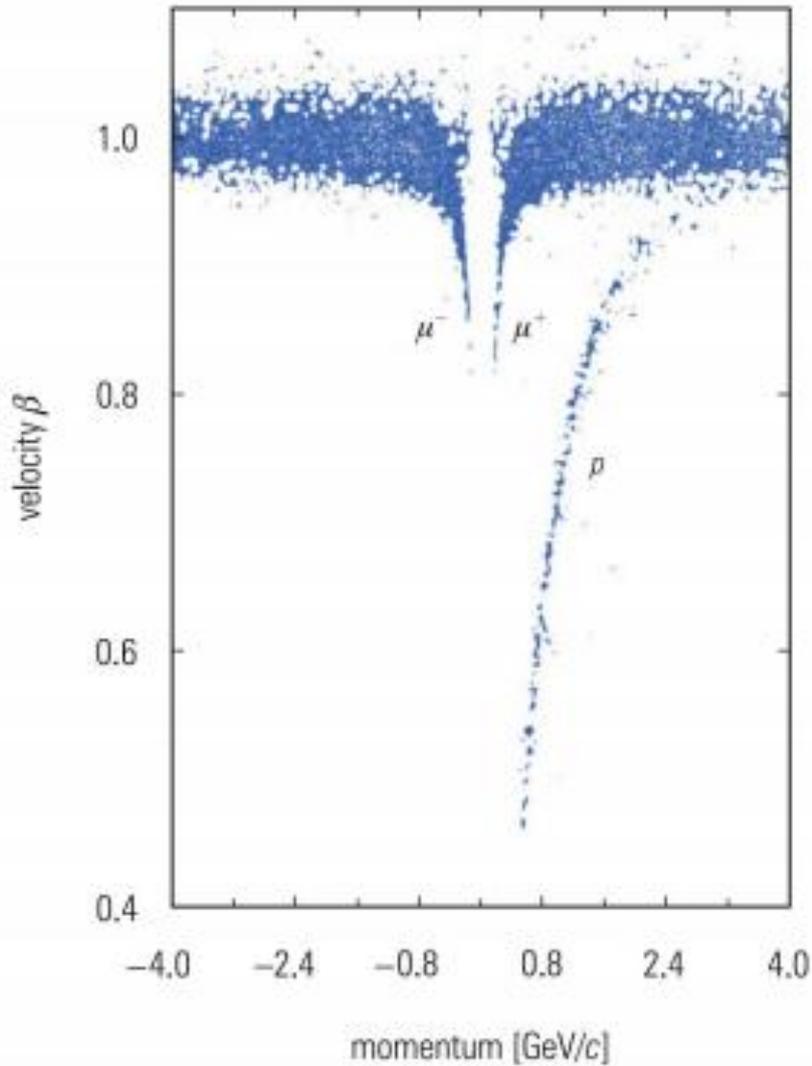


图 7.11 海平面带电粒子的测量与识别[113]

μ 子谱的形状与动量在 10 到 100 GeV/c 之间的 π 介子谱相对吻合。然而,对于低于 10 GeV 和高于 100 GeV 的能量, μ 子强度相对于 π 介子源谱有所降低。对于低能量, μ 子的衰变概率增加。一个具有 1 GeV 能量和 $\gamma=E/m_\mu c^2=9.4$ 的洛伦兹因子的 μ 子,其平均衰变长度为:

$$s_\mu \approx \gamma \tau_\mu c = 6.2k m. \quad (7.2.1)$$

由于 π 介子通常在 15 公里的高度产生,并且衰变速度相对较快(对于 $\gamma=10$,衰变长度仅为 $s_\pi \approx \gamma \tau_\pi c=78m$),衰变 μ 子不会到达海平面,而是会自行衰变或被大气吸收。在高能情况下,情况发生了改变。对于 100 GeV 的 π 介子 ($s_\pi=5.6 km$,对应于从生产高度测量的 160 g/cm² 的柱密度),相互作用概率占主导地位 ($s_\pi > \lambda$)。

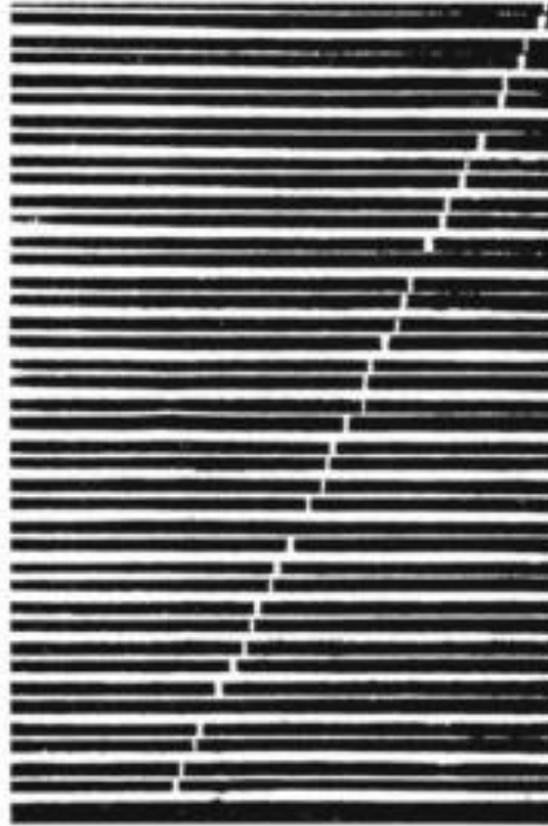


图 7.12 1957 年在多板火花室中记录的宇宙射线 μ 子[114]

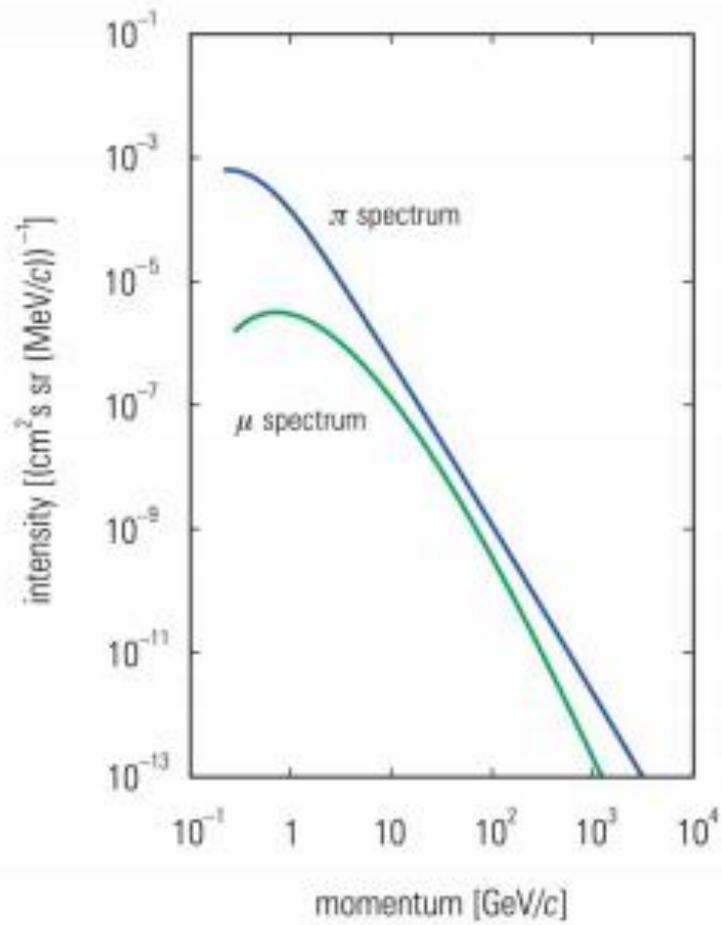


图 7.13 海平面上的 μ 介子光谱与生产时母介子的光谱的比较

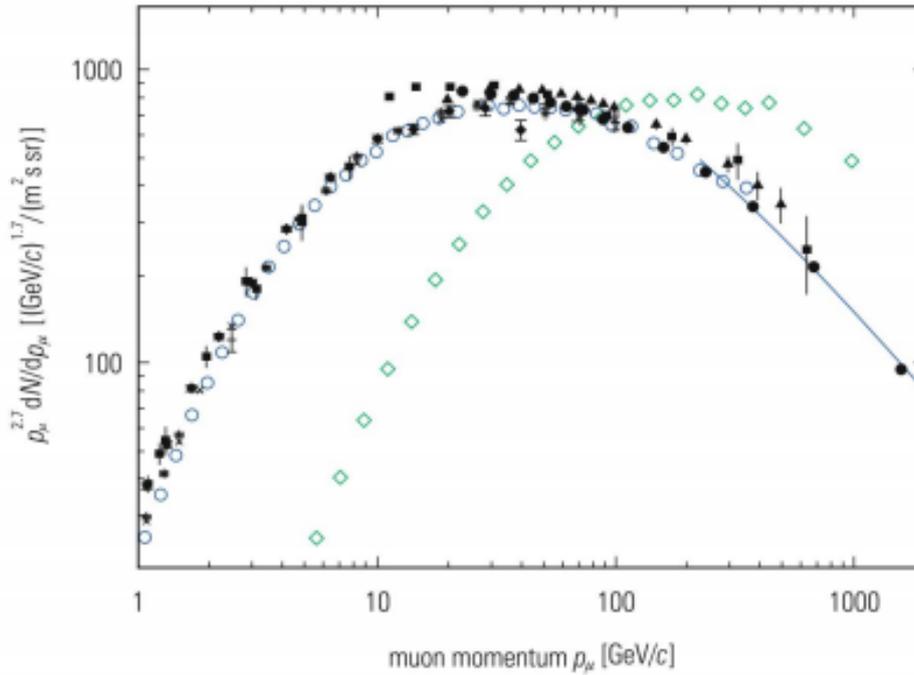


图 7.14 海平面的 μ 子动量谱。实心圆、空心圆和十字表示垂直 μ 子；空心菱形表示来自倾斜方向 (75°) 的 μ 子，右侧的实线是当 μ 子衰变可忽略不计 (高于 $100 \text{ GeV}/(\cos \theta)$) 且地球曲率可以忽略不计 (θ 为天顶角) 时能量垂直 μ 子谱的理论描述[112]

因此，这些能量的 π 介子会在随后的相互作用中产生更多的三级 π 介子，这些 π 介子也会衰变，最终会衰变成 μ 子，但产生的 μ 子能量较低。因此，高能 μ 子谱始终比母 π 介子谱略陡。

如果考虑来自倾斜水平方向的 μ 子，还需要考虑另一个因素。对于较大的天顶角， μ 子的母粒子在稀薄的大气层中传播较长距离。由于倾斜方向上高海拔的面积密度较低，衰变概率比相互作用概率高。因此，对于倾斜方向， π 介子会在其衰变过程中主要产生高能 μ 子。这些考虑的结果与观测结果一致 (图 7.14)。对于大约 $90 \text{ GeV}/c$, 75° 天顶角的 μ 子强度开始超过垂直 μ 子谱。低能水平方向的 μ 子强度自然降低，这是因为在较大的天顶角处， μ 子在较厚的大气层中衰变和吸收作用更强。

海平面倾斜方向的 μ 子谱已使用固体铁动量谱仪测量，其动量范围高达约 $20 \text{ TeV}/c$ 。对于更高的能量， μ 子强度急剧下降。超过 $20 \text{ TeV}/c$ 的 μ 子谱可以通过观察这些 μ 子引起的电磁簇射来间接测量。由于 μ 子在极高能量下的能量损失主要由韧致辐射和直接电子对产生，而这两者都与 μ 子能量成正比，因此这些 μ 子引起的簇射可以用来推断 μ 子能量。

然而， μ 子的总强度主要由低能粒子主导。由于倾斜方向的 μ 子衰变概率增加，并且吸收作用更强，因此海平面 μ 子的总强度随天顶角 θ 的变化而变化，其变化规律如下：

$$I_\mu(\theta) = I_\mu(\theta = 0) \cos^n \theta \quad (7.2.2)$$

对于不太大的天顶角 θ 。天顶角分布的指数被确定为 $n=2$ 。这个指数几乎不变，即使在较浅的地下深度也是如此，只要统计超过固定能量的 μ 子数量即可。

一个有趣的量是海平面 μ 子的电荷比。由于初级宇宙射线带正电荷，这种正电荷过剩最

终也会传递到 μ 子。如果假设初级质子与大气中原子核的质子和中子发生相互作用，其中产生的 π 介子数量可能相当大，那么 μ 子的电荷比 $N(\mu^+)/N(\mu^-)$ 可以通过考虑可能的电荷交换反应来估计：

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow p' + N' + k\pi^+ + k\pi^- + r\pi^0, \\ p + N &\rightarrow n + N' + (k+1)\pi^+ + k\pi^- + r\pi^0. \end{aligned} \quad (7.2.3)$$

在这个方程中， k 和 r 是产生的粒子种类（即 π 介子）的数量， N 代表一个靶核子。如果假设 (7.2.3) 中的反应截面相同，则 π 介子的电荷比为：

$$R = \frac{N(\pi^+)}{N(\pi^-)} = \frac{2k+1}{2k} = 1 + \frac{1}{2k}. \quad (7.2.4)$$

在这些简化假设下，对于低能量和 $k=2$ ，电荷比的值为 $R=1.25$ 。然而，情况并非如此简单：方程 (7.2.3) 中的反应截面并不相同。第二个反应 ($p+N \rightarrow n+N'+\dots$) 的包含截面相对于第一个反应 ($p+N \rightarrow p'+N'+\dots$) 仅为 30%，即在 70% 的情况下，入射质子保持为质子，而在 30% 的情况下，会产生一个前导中子。这将导致电荷比小于 $R=1.25$ 。然而，理论上预期的电荷比更高，接近 $R=1.25$ ，原因如下：电荷比当然与初级谱有关。次级粒子（在这种情况下为 μ 子）的通量与初级谱有关，并且在第一近似下，它等于初级谱乘以所谓的谱加权矩 $Z_{p \rightarrow \mu}$ 。这个因子是对包含截面的积分，并乘以权重因子 $x^{\gamma-1}$ ，其中 $x=E_\mu/E_p$ 且 $\gamma=2.7$ 对应于初级谱。现在，能量分布以及陡峭的谱会导致约 $R=1.25$ 的电荷比，因为成对产生的 π 介子具有较软的能谱。

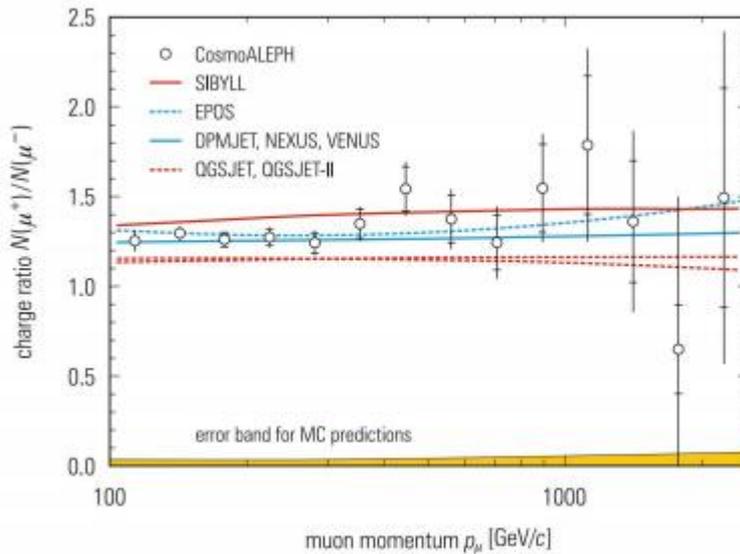


图 7.15 海平面上 μ 子的电荷比。CosmoALEPH 实验的结果与各种强子化模型的预测进行了比较[116]

在估算中，更低的权重会导致较低的估计值。这种电荷比最终会转移到 μ 子上， μ 子也会获得相似的电荷比 [115]。

实验观察到，海平面处 μ 子的电荷比在很宽的动量范围内是恒定的，其值为：

$$N(\mu^+)/N(\mu^-) \approx 1.28. \quad (7.2.5)$$

图 7.15 显示了海平面处 μ 子动量高达 2.5 TeV 的电荷比。目前强子化模型的蒙特卡罗模拟很好地描述了电荷比。然而，SIBYLL 和 QGSJET 模型与电荷比的实验值存在细微的偏差。需要记住的是，大多数模型都是基于从中心产生获得的加速器数据。当加速器从正向产生获得的新数据可用时，这些模型会得到相应的调整。CERN 的大型强子对撞机 (LHC) 上的实验目前也获得了正向散射数据，这些数据更适合与宇宙射线结果进行比较。

除了由 π 介子和 K 介子衰变产生的“经典” μ 子产生机制外， μ 子还可以在粲介子的半轻子

衰变中产生 (例如, $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ and $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$, $D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$)。由于这些粲介子寿命很短 ($\tau_{D^0} \approx 0.4 \text{ ps}$, $\tau_{D^\pm} \approx 1.1 \text{ ps}$), 它们几乎在产生后立即衰变, 自身不会发生相互作用。因此, 它们是高能 μ 子的来源。由于质子-核子相互作用中粲介子的产生截面很小, 因此 D 衰变仅在极高能量下才对 μ 子的产生有显著贡献。相应地, 对于 B 介子的半轻子衰变也是如此。

图 7.11 已经表明, 除了 μ 子之外, 海平面处还可以观测到一些核子。这些核子要么是初级宇宙射线的残余物, 但它们在多次相互作用中强度和能量都会降低, 要么是在大气强子级联中产生的。

海平面处约三分之一的核子是中子。质子/ μ 子比随粒子动量而变化。在低动量 ($\approx 500 \text{ MeV}/c$) 处, 观察到 p/ μ 比值 $N(p)/N(\mu)$ 约为 10%, 而在较高动量下 ($N(p)/N(\mu) \approx 2\%$ 在 $1 \text{ GeV}/c$ 处, $N(p)/N(\mu) \approx 0.5\%$ 在 $10 \text{ GeV}/c$ 处) 比值会下降。 π 介子通量相对于质子通量被抑制了 20-50 倍, 具体取决于动量。

除了 μ 子和质子外, 海平面处还会发现电子、正电子和光子, 这是由于大气中电磁级联造成的。一部分电子和正电子来自 μ 子衰变。电子也可以通过 μ 子的二次相互作用 (“碰撞电子”, 见图 7.16) 被释放出来。

海平面处观测到的少量 π 介子和 K 介子主要是在局部相互作用中产生的。

除了带电粒子外, 电子和 μ 子中微子还在 π 介子、K 介子和 μ 子衰变中产生。它们构成了令人讨厌的背景噪声, 特别是对于中微子天文学而言。另一方面, 大气中微子的传播为基本粒子物理学提供了新的见解, 例如中微子振荡。

由于中微子的母粒子主要是 π 介子和 K 介子, 并且 π 介子和 K 介子的衰变概率相对于在倾斜方向上的相互作用概率增加, 因此水平中微子谱与垂直方向上的谱相比更硬。总的来说, μ 子中微子似乎占主导地位, 因为 ($\pi \rightarrow e\nu$) 和 ($K \rightarrow e\nu$) 衰变由于螺旋守恒而受到强烈抑制。因此, π 介子和 K 介子几乎只产生 μ 子中微子。只有在 μ 子衰变中, 才会产生数量相等的电子和 μ 子中微子。在高压下, 粲介子的半轻子衰变也是中微子的来源。

基于这些“经典”考虑, 积分中微子谱产生一个中微子味比值:

$$\frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \approx 2. \quad (7.2.6)$$

然而, 这种比值会受到中微子振荡等传播效应的影响 (见第 6.3 节: “中微子天文学”)。

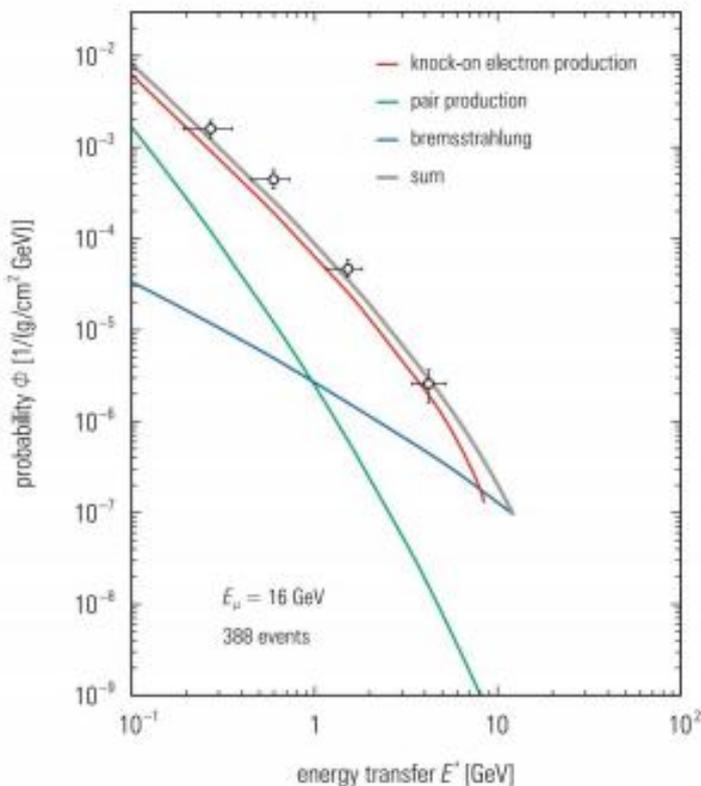


图 7.16 显示了平均 μ 子能量为 $16 \text{ GeV}/c$ 时, μ 子相互作用的实验结果。曲线表示直接电子对产生 (绿色)、韧致辐射 (蓝色)、敲击电子产生 (红色) 以及它们的总和 (灰色) 的产量预测。在这些能量下, μ 子的敲击产生是主要过程。纵轴显示每 g/cm^2 、每 GeV 和每 μ 子的相互作用概率 Φ [117]。

7.3 地下的宇宙射线

如果你需要统计数据，那么你应该做个更好的实验。

—— 埃恩斯特·卢瑟福

地下次级宇宙射线的粒子组成和能量谱对于中微子天文学至关重要。中微子天文学实验通常在深地下进行，以便提供足够的屏蔽，以抵御来自宇宙射线的其他粒子。由于中微子事件的稀有性，即使是低通量的残余宇宙射线也会构成令人厌烦的背景噪音。无论如何，有必要精确地了解地下次级宇宙射线的身份和通量，以便能够将来自宇宙射线源的可能信号与来自大气宇宙射线背景的统计涨落或系统误差区分开来。

长程大气 μ 子、 μ 子局部产生的次级粒子以及大气中微子产生的相互作用产物代表了中微子天文学的重要背景来源。

μ 子通过电离、直接电子-正电子对产生、韧致辐射和核相互作用而损失能量。这些过程在第 4 章中已经相当详细地描述过。虽然高能时的电离能量损失基本上是恒定的，但其他能量损失过程的截面随 μ 子能量线性

$$-\frac{dE}{dx} = a + bE . \quad (7.3.1)$$

图 7.17 显示了 μ 子在铁作为吸收材料时的能量损失与能量的关系。 μ 子在岩石中的能量损失与其能量的关系，之前已经在图 4.6 中显示过。

方程 (7.3.1) 允许通过积分计算出 μ 子的射程 R ,

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{-dE/dx} = \frac{1}{b} \ln \left(1 + \frac{b}{a} E \right) , \quad (7.3.2)$$

如果假设参数 a 和 b 与能量无关。

对于不太大的能量 ($E < 100 \text{ GeV}$)，电离能量损失占主导地位。在这种情况下 $bE \ll a$ ，因此

$$R = \frac{E}{a} . \quad (7.3.3)$$

最小电离 μ 子在大气中的能量损失为

$$\frac{dE}{dx} = 1.82 \text{ MeV}/(\text{g/cm})^2 . \quad (7.3.4)$$

能量为 100 GeV 的 μ 子在岩石中的射程约为 40000 g/cm^2 ，对应于 160 m (或 400 m 水当量)。图 7.18 显示了标准岩石的能量-射程关系。由于 μ 子与具有较大能量传递的相互作用过程 (例如，韧致辐射) 的随机特性， μ 子会受到相当大的射程散射。

了解海平面 μ 子谱和 μ 子的能量损失过程，可以确定 μ 子的深度-强度关系。积分海平面 μ 子谱可以用幂律近似

$$N(> E) = A E^{-\gamma} . \quad (7.3.5)$$

使用能量-射程关系 (7.3.2)，可以得到深度-强度关系， μ 子的强度随深度指数下降，可表示为：

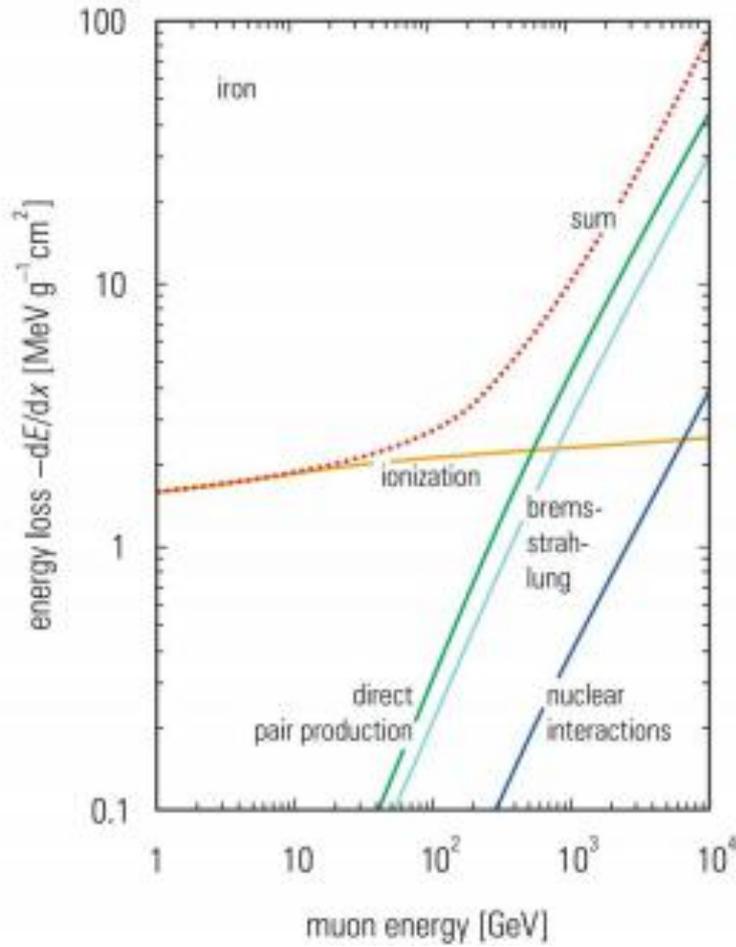


图 7.17 铁中贡献的缪子的能量损失

$$N(> E, R) = A \left[\frac{a}{b} (e^{bR} - 1) \right]^{-\gamma} . \quad (7.3.6)$$

对于高能量 ($E\mu > 1 \text{ TeV}$, $bE \gg a$), 指数项占主导地位, 得到:

$$N(> E, R) = A \left(\frac{a}{b} \right)^{-\gamma} e^{-\gamma bR} . \quad (7.3.7)$$

对于倾斜方向, 吸收地层厚度随 $1/\cos\theta = \sec\theta$ (θ 为天顶角) 增加, 因此对于来自倾斜方向的 μ 子, 深度-强度关系为:

$$N(> E, R, \theta) = A \left(\frac{a}{b} \right)^{-\gamma} e^{-\gamma bR \sec \theta} . \quad (7.3.8)$$

然而, 对于较浅的深度 (7.3.6), 或者 (7.3.3), 得到幂律:

$$N(> E, R) = A(aR)^{-\gamma} . \quad (7.3.9)$$

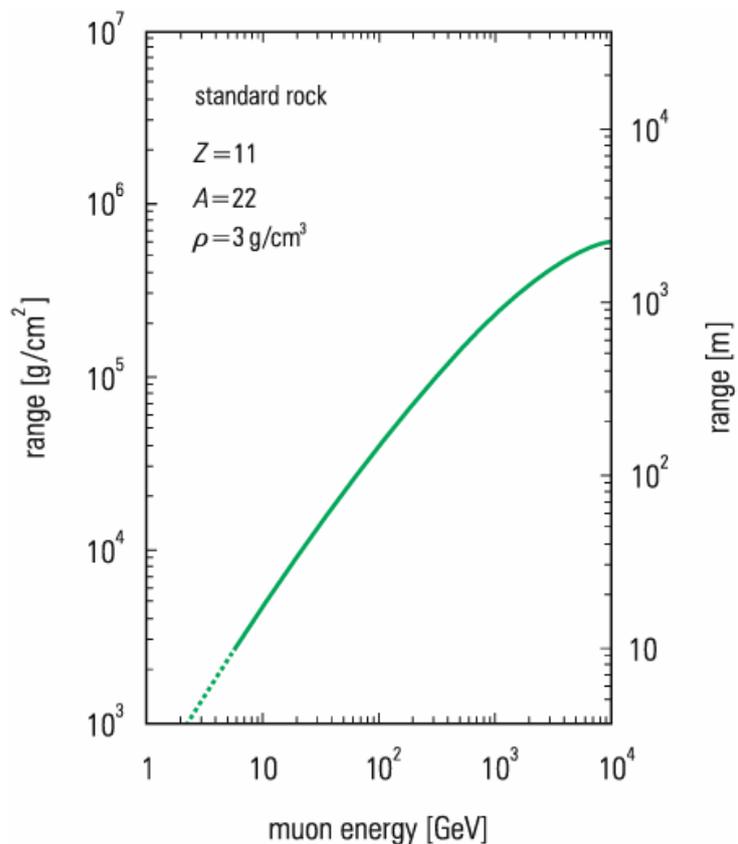


图 7.19 岩石中缪子的范围

从 10 公里水当量 (≈ 4000 米岩石) 深度开始, 大气中微子产生的 μ 子占主导地位。由于微子的相互作用概率很低, 因此微子产生的 μ 子速率不依赖于深度。在较大的深度 (>10 公里水当量), 一个收集面积为 100×100 米², 立体角为 π 的微子望远镜, 每天仍会测量到 10 个事件的背景速率。

图 7.20 显示了 1500 米和 7000 米水当量深度的大气 μ 子的天顶角分布。对于较大的天顶角, 通量急剧下降, 因为地层厚度随 $1/\cos\theta$ 增加。因此, 在较大的深度和倾斜方向, 微子产生的 μ 子占主导地位。

对于不太大的天顶角和深度, 积分 μ 子谱的天顶角依赖性仍然可以用以下公式表示:

$$I(\theta) = I(\theta = 0) \cos^n \theta \quad (7.3.10)$$

(图 7.21)。然而, 对于较大的深度, 分布中的指数 n 变得很大, 因此最好使用 (7.3.8) 来代替。

海平面 μ 子的平均能量在几 GeV 的范围内。岩石中的吸收过程主要降低低能量的强度。因此, μ 子谱的平均 μ 子能量随着深度增加而增加。

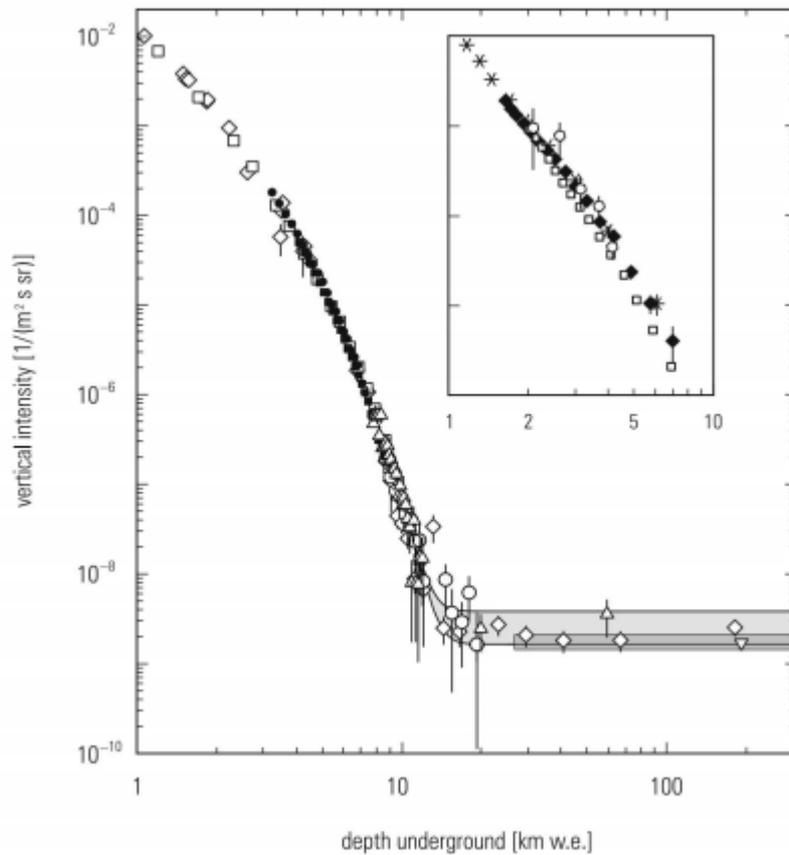


图 7.19 垂直方向的 μ 子深度-强度关系。大深度处的灰色带表示能量高于 2GeV 的 ν 诱导 μ 子通量。上线表示水平 ν 诱导 μ 子，下线表示垂直向上 ν 诱导 μ 子。非常大深度处的较强阴影区域显示了超级神冈实验的测量结果。

高能 μ 子也可以在局部相互作用中产生其他次级粒子。由于低能 μ 子可以通过其 ($\mu \rightarrow e\nu\nu$) 衰变 (特征衰变时间为微秒级) 来识别, 因此测量地下停止 μ 子的数量可以提供有关局部产生过程的信息。一部分停止 μ 子是由低能 π 介子局部产生的, π 介子会相对快速地衰变成 μ 子。穿透 μ 子的通量随着深度增加而减少。

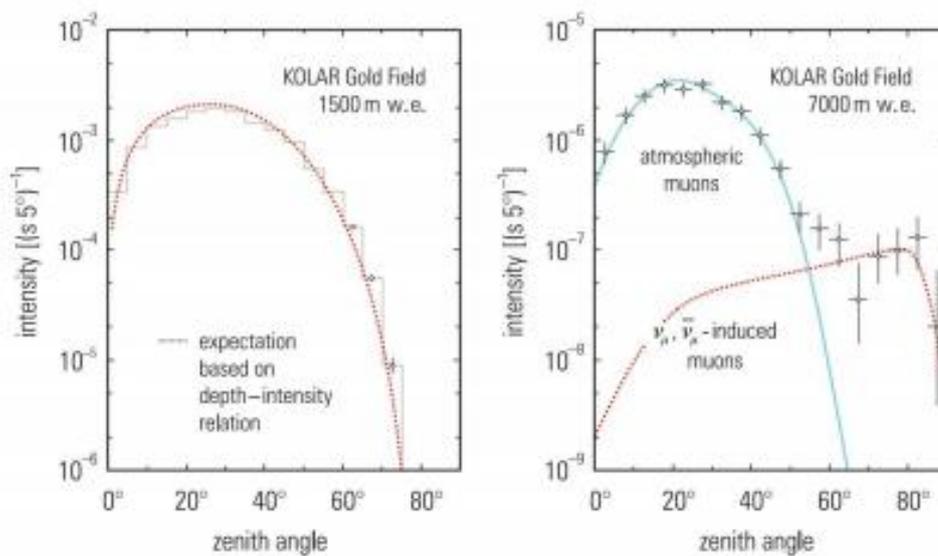


图 7.20 地球深处 1500 和 7000 米处大气 μ 子的天顶角分布[119]

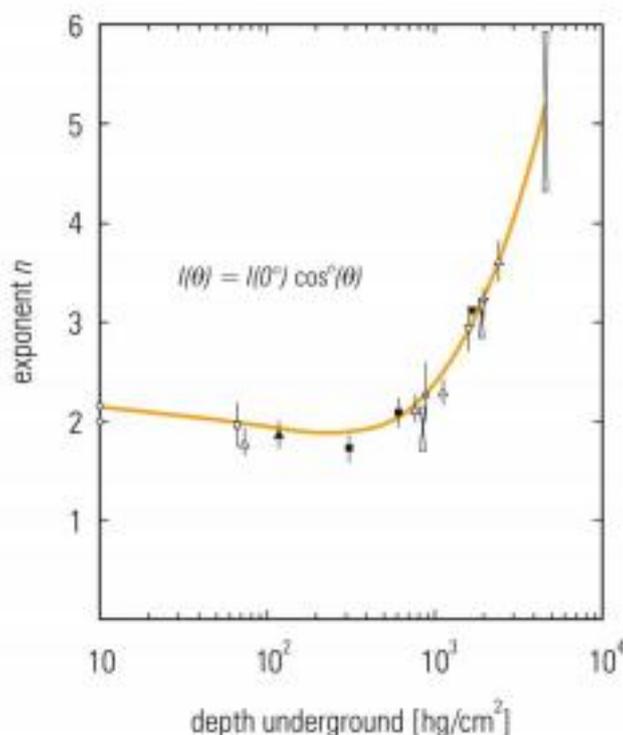


图 7.21 子天顶角分布指数 n 随深度的变化[120]

随着深度的增加，停止 μ 子的数量迅速减少，因此，对于大于 5000 m w.e. 的深度，停止 μ 子的比例主要受中微子相互作用产生的停止 μ 子影响。

了解地下深处粒子成分对于中微子天体物理学至关重要。

此外，在探测器地下，还能观测到大气层中发生的广延大气簇射的残余。电子、正电子、光子和强子会在相对较薄的岩石层中完全被吸收。因此，只有 μ 子和中微子才能穿透到较深的地下。引发大气簇射的粒子初级相互作用顶点通常位于大气高度约 15 公里处。由于强子级联中的次级粒子横向动量通常小于或等于 300 MeV/c，高能 μ 子基本上遵循簇射轴。对于能量约为 10^{14} eV 的初级粒子，在小于 1 米的地下浅层，高能 μ 子 (≈ 1 TeV) 的横向位移仅仅是由转移横向动量引起的。在厚层岩石 (50-100 米) 中，高能 μ 子 (≈ 100 GeV) 的典型多重散射角约为几毫弧度。

产生的次级粒子数量随引发粒子的能量增加 (对于 1 TeV 的质子，质子-质子相互作用的带电粒子多重性约为 15)。由于这些相互作用中产生的次级粒子主要衰变为 μ 子，因此在地下观测到穿过广延大气簇射核心的近乎平行的 μ 子束。图 7.22 展示了一个这样的簇射，在 320 m w.e. 的深度由 ALEPH 实验观测到超过 50 个平行的 μ 子。

除了大量的 μ 子，在中心跟踪室中还能看到一个反冲电子。该电子是由一个 μ 子从原子中击出的，由于其能量较低，因此在时间投影室的强横向磁场中被限制在圆形轨道上。相反，高能 μ 子的轨道在 1.5 T 强度的磁场中几乎没有弯曲。

图 7.23 展示了一个宇宙射线 μ 子在 CosmoALEPH 实验中产生 μ 子对的相对罕见例子：一种称为 μ 子三叉过程 ($\mu + N \rightarrow \mu + \mu^+ + \mu^- + N$) 的过程。在对扩展大气簇射的精确蒙特卡罗模拟中，即使该反应的截面很小，也应该包括这种罕见的反应。

高能 μ 子由高能初级粒子产生，尤其是 μ 子簇射与更高的初级能量相关。因此，人们试图通过单个或多个 μ 子的到达方向来定位高能宇宙射线的地球外源。由于天鹅座 X3 被认为发射能量高达 10^{16} eV 的光子，因此这个天体物理源也是加速高能带电初级宇宙射线的一个极佳候选者。天鹅座 X3 距离地球约 33,000 光年，是一个由超致密脉冲星和恒星伴星

组成的 X 射线双星系统。从伴星流向脉冲星方向的物质在脉冲星周围形成吸积盘。如果明显地可以产生非常高能量的光子，那么它们应该起源于 π^0 衰变 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)。

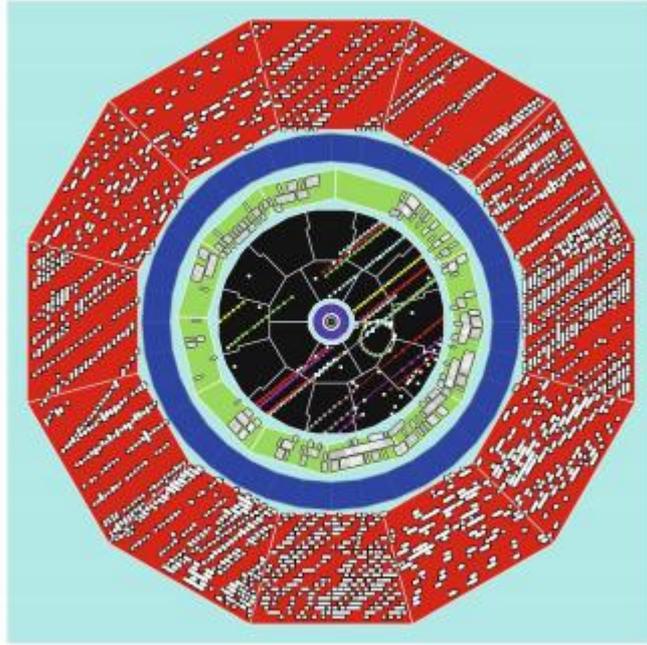


图 7.22 CosmoALEPH 实验中的 μ 子流 (探测器直径约 10 米) [121]

中性 π 介子通常是在质子相互作用中产生的。因此，该源也应该能够产生带电 π 介子，并通过其衰变产生 μ 子和 μ 子中微子。由于其寿命很短， μ 子永远无法存活 33,000 光年的距离从天鹅座 X3 到地球，因此任何可能的 μ 子信号都必须是由中微子诱发的 μ 子造成的。不幸的是，在弗雷居斯实验中从天鹅座 X3 方向观测到的 μ 子和多 μ 子主要来自大气，并没有证实天鹅座 X3 是一个强高能粒子源。原则上，在源中加速的初级粒子本身在地球上测量时可以指向该源。然而，来自天鹅座 X3 的带电初级粒子的到达方向也可能被不规则的银河系磁场完全随机化。由来自天鹅座 X3 的中微子产生的 μ 子将是一个罕见的事件，这将需要一个极其巨大的探测器才能获得显著的速率。

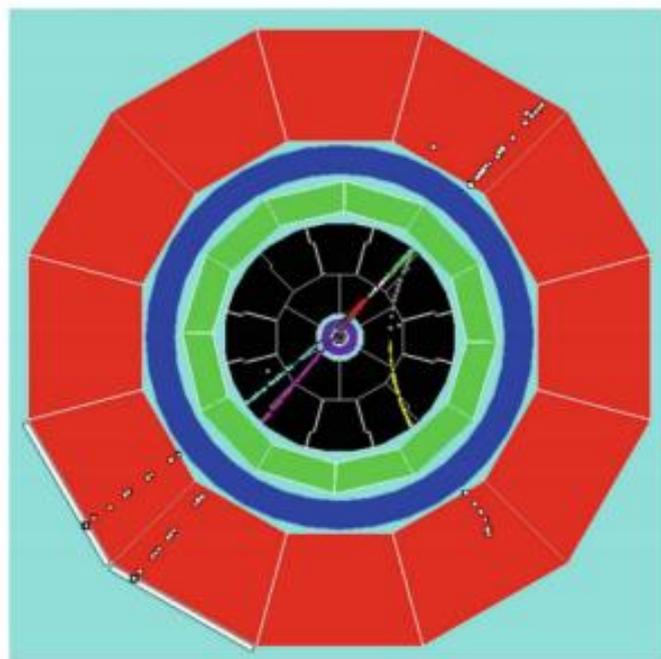


图 7.23 CosmoALEPH 实验中宇宙射线 μ 子产生的 μ 子对 [122]

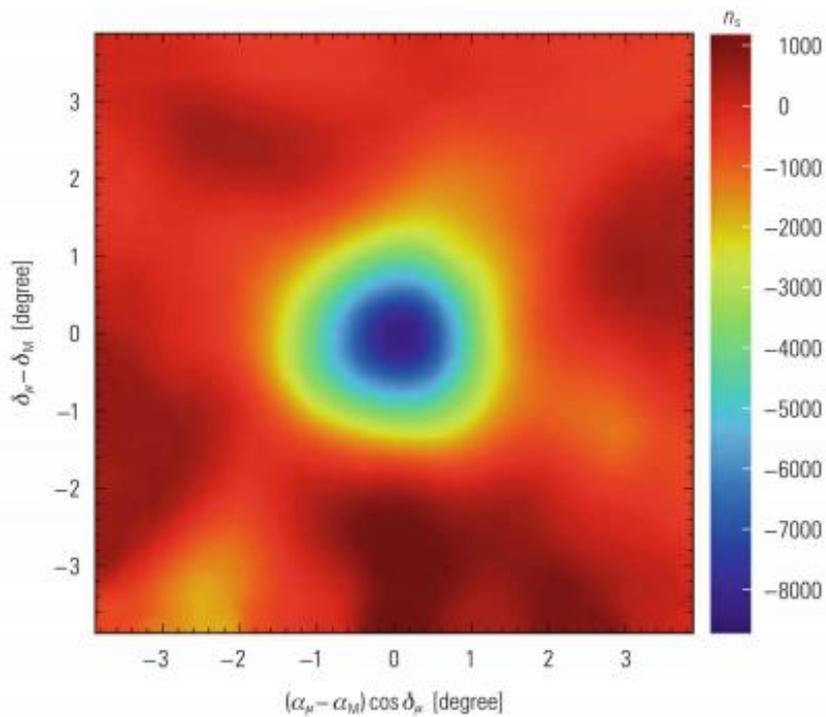
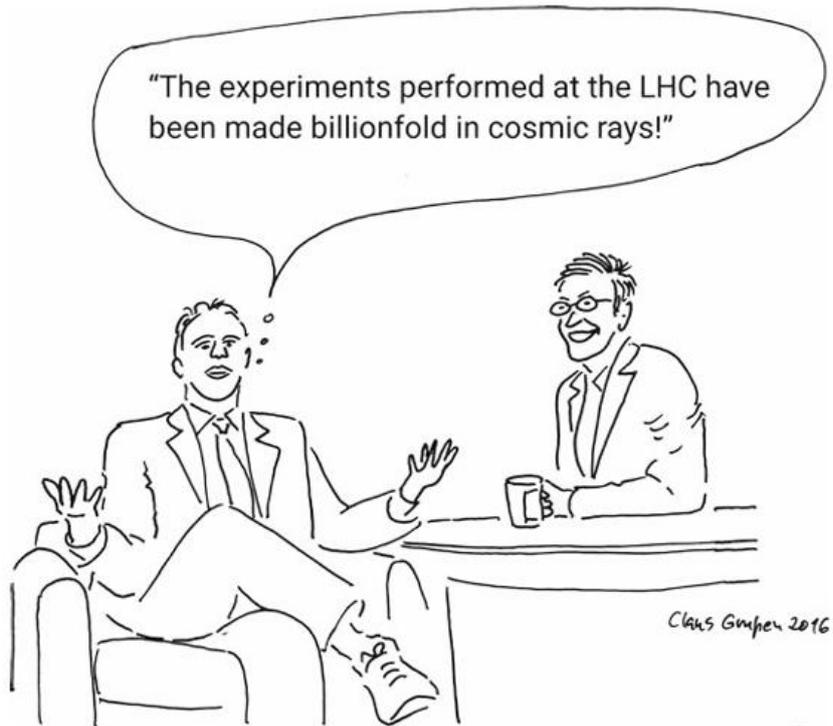


图 7.24 ICECUB 在月球位置周围区域测量的 μ 子缺失轮廓图。由于 ICECUBE 仅测量 μ 子，因此该图显示了由于缺少 μ 子而形成的月球图像。缺失的显著性超过 6σ 。为了获得这张月球阴影图，使用了一年多的数据[123]

图 7.24 展示了宇宙射线反源，即由 ICECUBE 实验测量的月球在 TeV 介子光中的阴影。高能介子是由大气中初级宇宙射线的相互作用产生的。由于它们的高能量，它们几乎保留了最初入射的方向，这与产生它们的初级粒子的方向大致相同。这些介子是中微子天文学中不

需要的背景。然而，月球吸收了一定量的初级宇宙射线。因此，人们预计来自该方向的宇宙粒子会减少，从而也导致介子减少，否则这些介子本来会在大气中产生。月球阴影的宽度与蒙特卡洛模拟的预期一致。

通过 TeV 介子观察月球阴影表明 ICECUBE 实验能够搜索宇宙点源。对月球阴影的测量还可以推断出 ICECUBE 的角分辨率，从而得出大约 0.2 度的绝对指向精度。

7.4 广阔大气簇射

科学解决了一个问题，却会带来十个新问题。

——乔治·伯纳德·肖

广阔大气簇射是由高能初级粒子在穿越大气层时产生的级联反应。广阔大气簇射(EAS)包含电磁、 μ 子、强子以及中微子四个成分(见图 7.4)。簇射在发展过程中会形成一个由高能强子构成的簇射核,这些强子通过相互作用和衰变不断将能量注入电磁成分和其他簇射成分。在核相互作用中产生的中性 π 介子,通过衰变产生光子,继而通过电子对产生过程产生电子和正电子,从而形成电磁成分。光子、电子和正电子通过交替的电子对产生和韧致辐射过程引发电磁级联。带电 π 介子和K介子的衰变会形成 μ 子和中微子成分(见图 7.4)。强子相互作用的非弹性系数约为 50%,即 50%的初级能量会转移到次级粒子的产生中。由于主要产生 π 介子(π 介子和K介子的比例为 9:1),并且所有电荷状态的 π 介子(π^+ , π^- , π^0)都以相同比例产生,因此三分之一的非弹性能量会被转移到电磁成分的形成中。由于大部分带电强子和强子相互作用产生的强子也会经历多次相互作用,因此初级能量的绝大部分最终会转移到电磁级联中。因此,就粒子数量而言,电子和正电子是簇射的主要成分。簇射深度增加时,粒子数量也会随之增加,直到电离(针对带电粒子)以及康普顿散射和光电效应(针对光子)等吸收过程开始占据主导地位,导致簇射逐渐消失。

图 7.25 展示了不同初级能量下电磁级联的发展过程。粒子强度最初呈抛物线形增加,并在达到最大值后呈指数衰减。粒子数量的纵向分布可以用以下公式描述:

$$N(t) \sim t^\alpha e^{-\beta t}, \quad (7.4.1)$$

其中 $t=x/X_0$ 是簇射深度,以辐射长度为单位, α 和 β 是自由拟合参数。簇射最大值的方位仅随初级能量对数变化,而簇射总粒子数则随能量线性增加。因此,可以利用粒子数来确定初级粒子的能量。可以想象地球大气层就像一个综合的强子-电磁量热计,广阔大气簇射就在其中发展。大气层大约相当于 11 个相互作用长度和 27 个辐射长度。初级粒子需要至少 $10^{14} \text{eV} = 100 \text{TeV}$ 的能量才能在海平面通过簇射产生的粒子进行准确测量。对于海平面粒子数 N 与其初级能量 E_0 的关系,可以使用以下近似关系:

$$N = 10^{-10} E_0 [\text{eV}]. \quad (7.4.2)$$

广阔大气簇射中只有约 10% 的带电粒子是 μ 子。 μ 子的数量在大气深度达到 200g/cm^2 时就已达到平台状态(见图 7.9 和 7.10)。由于韧致辐射等灾难性能量损失过程的概率远低于电子,这是由于 μ 子的质量较大。 μ 子通过电离损失的能量也很少。由于相对论时间膨胀,高能 μ 子 ($E_\mu > 3 \text{GeV}$) 在大气层中的衰变被强烈抑制。



Cosmic Shower

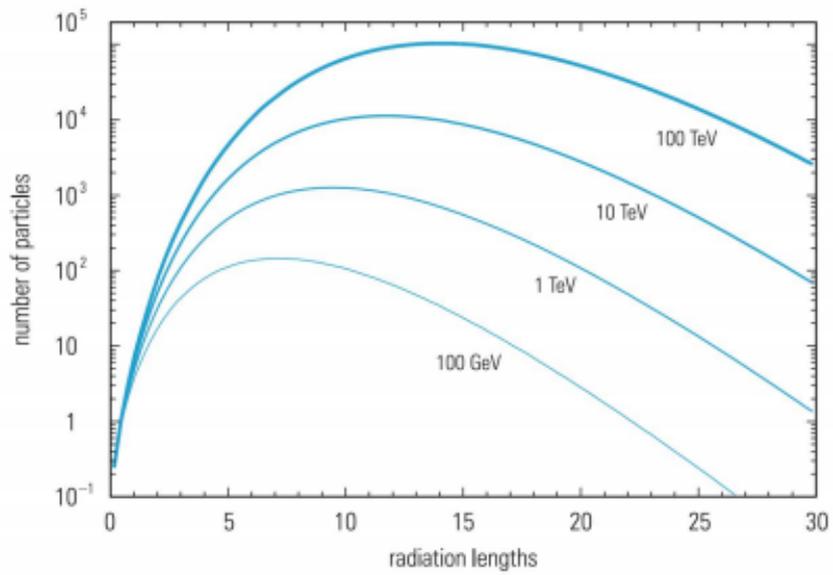


图 7.25 电磁级联的纵向发展。簇射深度以辐射长度为单位给出。大气包含 27 个辐射长度 [124]。

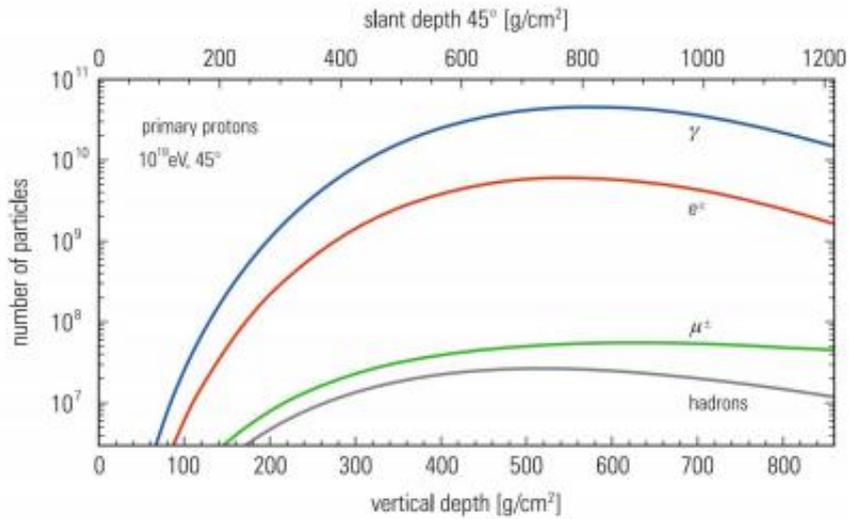


图 7.26 天顶角为 45°时，能量为 10EeV 的空气簇射中不同粒子种类的纵向发展[125]

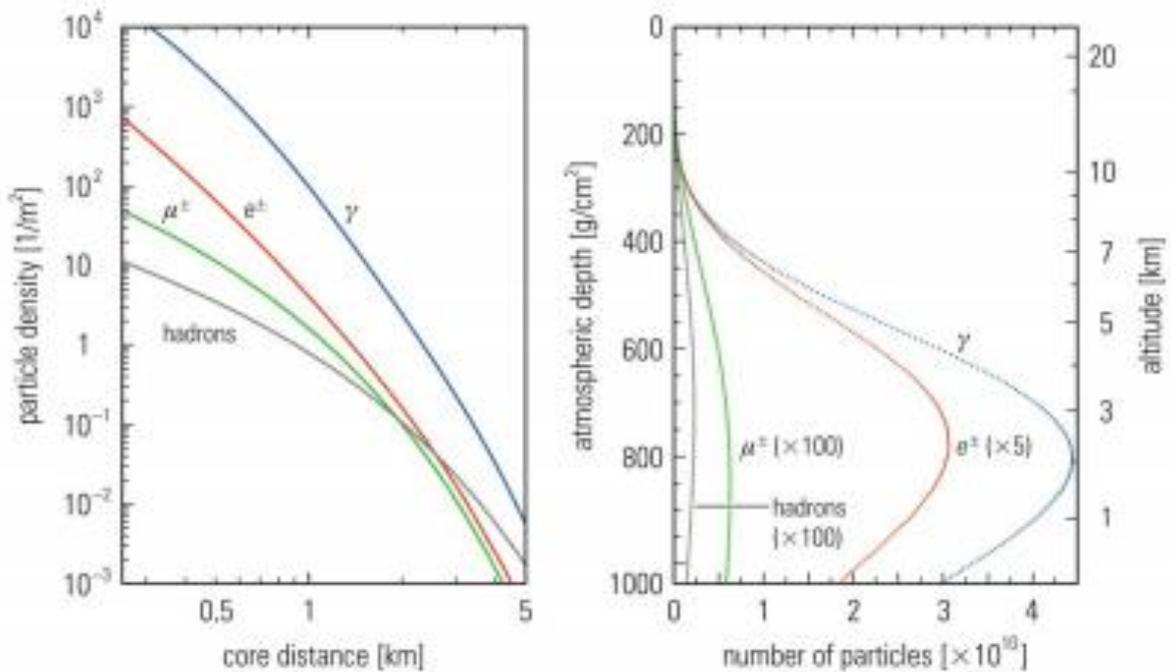


图 7.27 使用程序 CORSIKA-SIBYLL2.1 模拟的 1019eV 垂直质子诱导簇射的横向和纵向簇射轮廓。簇射粒子的横向分布已模拟为簇射深度为 870 g/cm²，对应于垂直入射的俄歇实验的大气深度。次级粒子的能量阈值为光子、电子和正电子 0.25MeV，介子和强子 0.1GeV [126]

图 7.26 以示意图的形式展示了 10^{19} eV 初始能量的广阔大气簇射在不同大气层中的纵向发展过程。广阔大气簇射的横向扩展主要由强子相互作用中转移的横向动量以及低能簇射粒子的多重散射引起。与电子和强子的横向分布相比， μ 子成分略微平坦。图 7.27 展示了不同簇射成分的横向粒子分布图。中微子基本上遵循 μ 子成分的形状。

尽管由低于 100 TeV 的初始粒子引发的广阔大气簇射不会到达海平面，但仍然可以通过簇射粒子发出的切连科夫光来记录（见第 6.4 节，伽马射线天文学）。在更高的能量下，

可以使用各种探测技术。

测量广阔大气簇射的经典技术是使用通常 1 m^2 大的闪烁体或水切连科夫计数器对海平面的簇射粒子进行采样。图 7.28 展示了这种技术的示意图。在阿根廷的 Auger 项目中，将使用 1600 个分布在 3000 km^2 区域内的采样探测器来测量广阔大气簇射的地面成分。然而，使用这种技术来确定初始粒子的能量并不十分精确。簇射在大气层中发展，大气层就像一个厚度为 27 个辐射长度的量热器。

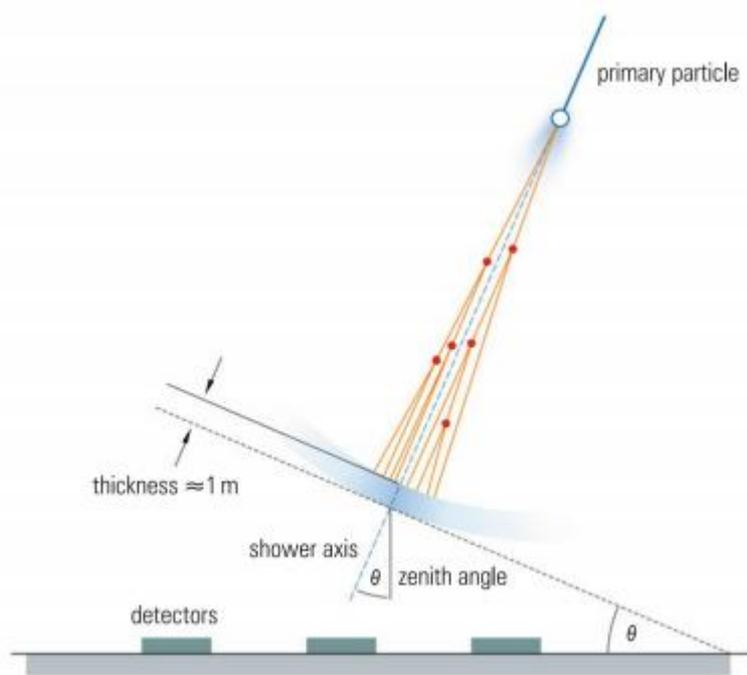
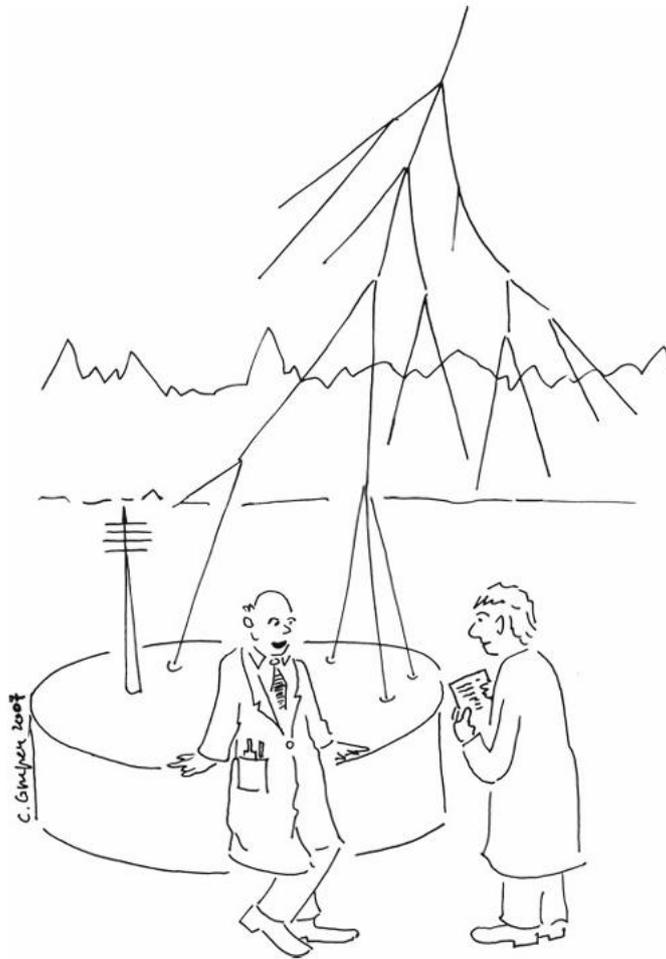


图 7.28 使用采样探测器进行的空气簇射测量。

关于这个簇射的信息只在这个量热器的最后一层被采样，而这层覆盖的范围远小于整个簇射的范围。空气簇射中的次级粒子通过采样探测器（例如闪烁计数器或切伦科夫探测器）的计数非常少，小于 1%。可以通过不同采样计数器中簇射粒子到达时间来获得入射初级粒子的方向（见图 7.28）。

如果能测量到大气中级联反应的整个纵向发展情况，那将会更有优势。通过使用“飞眼”技术可以实现这一点（见图 7.29）。除了方向性切伦科夫辐射外，簇射粒子还会在大气中发出各向同性的闪烁光。位于阿根廷的 Auger 实验使用表面探测器和荧光望远镜，后者记录了空气簇射的纵向发展情况。图 7.30 和 7.31 展示了两个高能簇射的例子，它们分别具有 $2 \times 10^{18} \text{ eV}$ 和 10^{19} eV 的能量，它们在不同的大气深度达到最大。

目前，位于犹他州米勒德县的大型望远镜阵列 (TA) 正在研究 Auger 实验所覆盖的能量范围。它还使用地面阵列和空气荧光技术来测量最高能量的宇宙射线。



„We capture the cosmic particles and use them for energy supply!“

对于能量超过 10^{17} eV 的粒子来说，氮的荧光光强足以在海平面被记录，即使有来自星光的漫射背景光也无碍。实际的探测器由一系列反射镜和光电倍增管组成，它们可以观察整个天空。当一个空气簇射穿过这种“飞眼”型探测器附近的大气层时，只有视野被击中的那些光电倍增管会被激活。被激活的光电倍增管可以用来重建空气簇射的纵向剖面。记录到的总光强用于确定簇射能量。这种类型的探测器可以进行更加精确的能量分配，但是与传统的空气簇射技术相比，它有一个很大的缺点，即它只能在晴朗无月的夜晚运行。在 Auger 实验中，采样探测器阵列由多个望远镜补充，这些望远镜测量大气中产生的闪烁光。

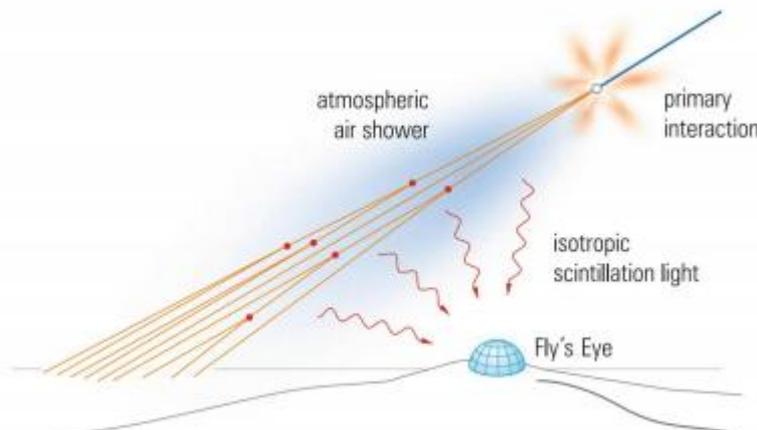


图 7.29 广泛空气簇射闪烁光测量原理

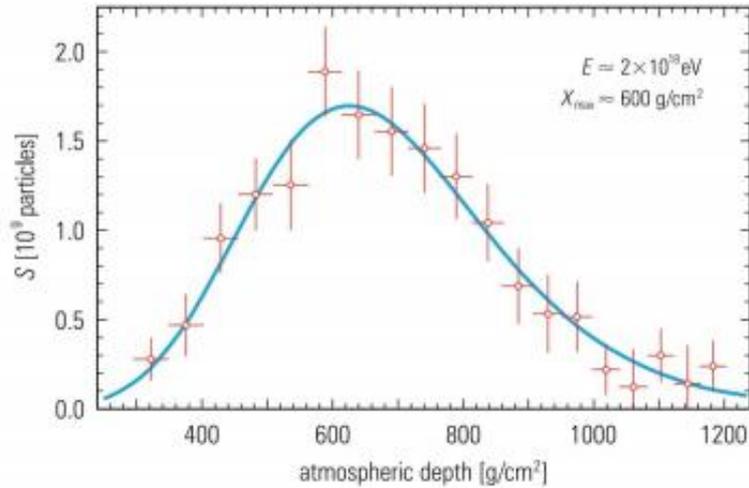


图 7.30 俄歇实验中测量的能量为 $2 \times 10^{18} \text{eV}$ 的空气簇射的纵向发展。簇射最大值的深度约为 600g/cm^2 [127]

图 7.32 展示了 Auger 望远镜的其中一面镜子及其安装在焦点的照相机。如果将这种“飞眼”类型的探测器安装在轨道上（“空中观测”，图 7.29），可以获得更大的接收范围。

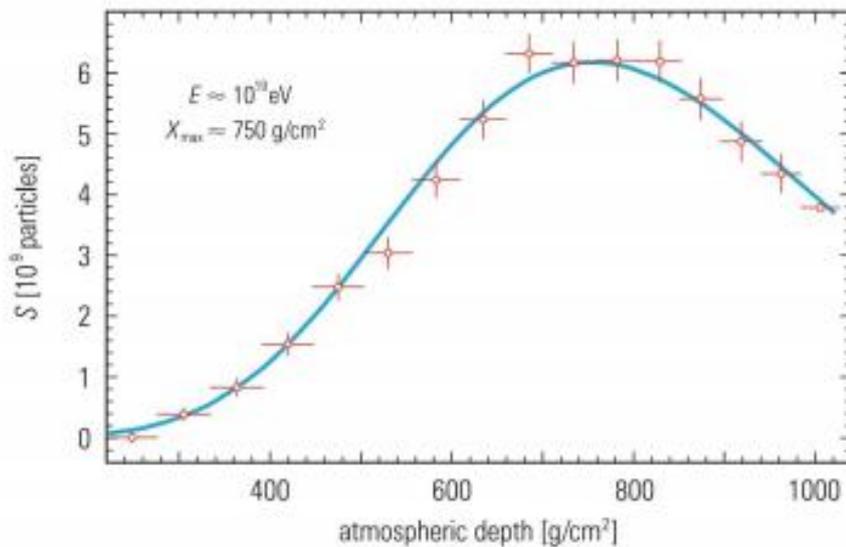


图 7.31 奥杰实验中能量为 10^{19}eV 的空气簇射的测量纵向发展。簇射最大值深度约为 750克/cm^2 [127]。

事实上，有一个从太空观测大气簇射的提议。这样的实验将使用国际空间站（ISS）上的探测器记录大气簇射（JEM-EUSO），参见图 7.33。

由于不同的探测技术，图 7.34 展示了测量的全粒子初级宇宙射线能谱[131]。

除了这些探测技术之外，人们还尝试通过大气簇射在无线电波段发射的电磁辐射来观测它们（有关“无线电测量大气簇射”的更多细节，参见第 7.5 节）。人们普遍认为这种无线电信号是由大气簇射电子在地球磁场中偏转产生的同步辐射。尽管在几乎所有波长范围内都有很强的背景噪声，但这些尝试还是非常成功的，特别是在 40 到 80 MHz 的无线电波段。

利用地下实验探测大气簇射中的 μ 子含量，并可能与地面的大气簇射探测器同时探测，

这种可能性在最近的实验中得到了验证。

一种更奇特的技术是探测高能粒子在水或冰中产生的声学信号(参见第 7.6 节:“声学探测大气簇射”)。

除了基本粒子物理学方面,测量大气簇射的目的是确定初级宇宙射线的化学成分并寻找宇宙加速器的来源。

这两个问题都很难解决。可以通过气球或卫星直接测量来确定高达 TeV 能量的化学成分(参见图 6.3),但超过这个能量范围就必须求助于大气簇射。确定能量大于 10^{15}eV 的初级宇宙射线粒子的质量是一个间接的过程。



图 7.32 用于测量俄歇实验中荧光辐射的探测器的镜子和照相机的照片[129]

空气簇射的簇射最大值位置或 μ 子的含量为确定引发簇射的初级粒子的性质提供了一些证据。图 7.35 说明了这个问题:平均对数质量与初级能量的关系图。

一些迹象表明,初级宇宙射线的质量在膝点(\approx 几个 PeV)之后变得更重。在最高能量(至少对于旧的 Fly's Eye 数据来说)——较轻的粒子似乎占主导地位。如果银河系外粒子的化学成分不同于银河系宇宙射线,那将不足为奇。这些粒子在这个能量域中肯定起作用。

从图中可以看出,确定一个能量比其静止质量高一百万倍以上的粒子的质量显然并不容易。实验结果的散布很大。

最高能量粒子($>10^{19}\text{eV}$)的到达方向,由于强度原因只能通过空气簇射技术记录,实际上没有显示出与银河平面有任何关联。这清楚地表明,它们的起源一定是银河系外的。

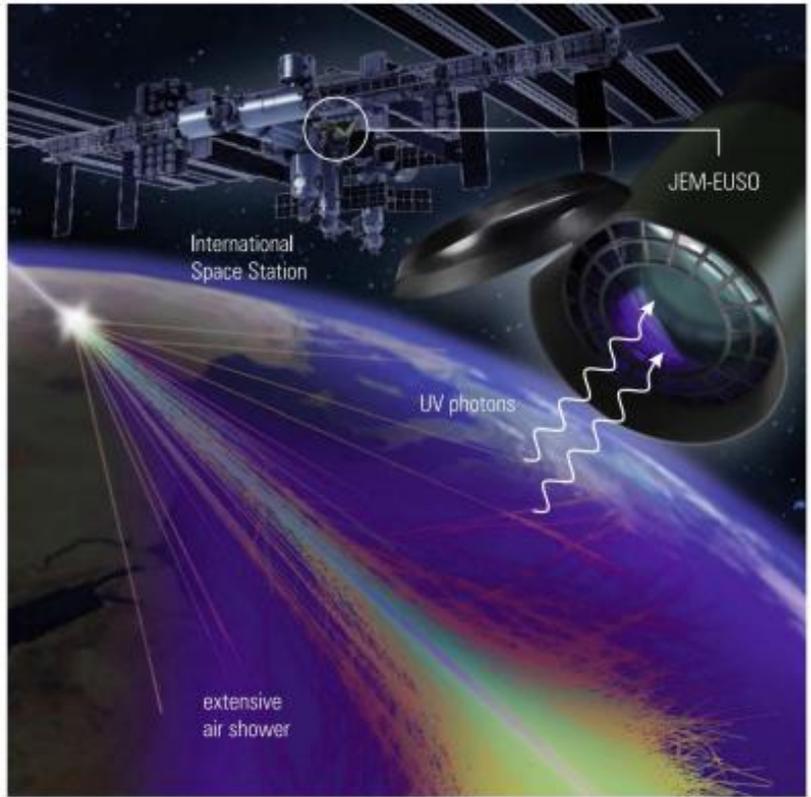


图 7.33 国际空间站地球轨道实验 (JEM-EUSO; 国际空间站日本舱中的极端宇宙空间观测站) 观测空气簇射的实验提案[130]

如果最高能量的初级宇宙射线粒子是质子，那么如果它们来自超过 50 Mpc 的距离，它们的能量必须低于 10^{20} eV。即使它们的初始能量高得多，它们也会通过在黑体辐射光子上产生 π 介子而损失能量，直到它们低于 Greisen-Zatsepin-Kuzmin 截止阈值 ($\approx 6 \times 10^{19}$ eV)。这个能量的质子将指向源头，因为银河系和星系际磁场在这些高能量下只导致大约一度的角畸变。然而，磁场的非均匀性会导致来自这些遥远源头的中微子和光子与质子之间出现显著的时间延迟。这是因为质子轨迹较长，即使它们的磁偏转相当小。根据与源头的距离，可能会出现数月甚至数年的时间延迟。

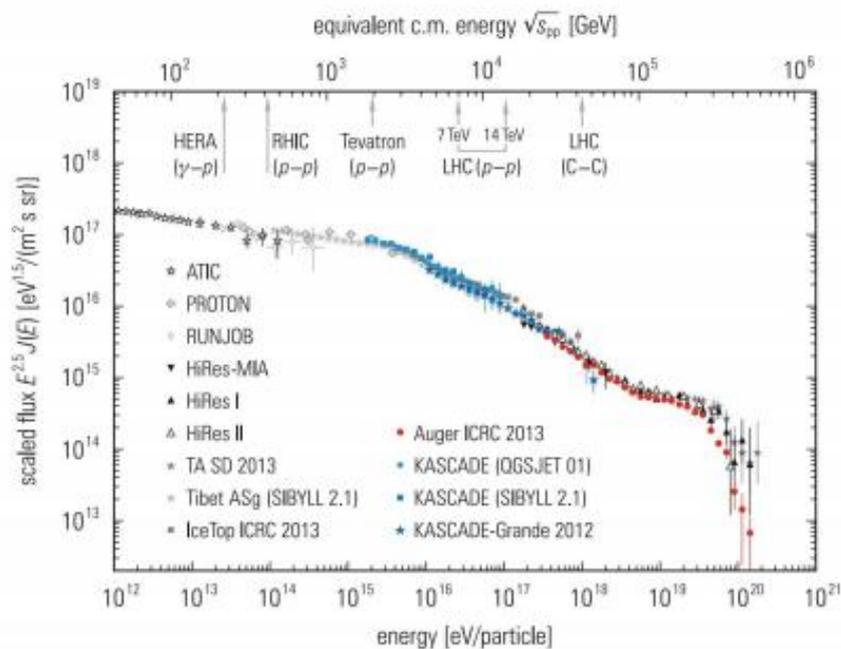


图 7.34 初级宇宙射线的全粒子谱。极高能量下的散射也显示出精确能量分配的问题[131,132]

这种效应尤其重要，如果伽马射线暴也能加速最高能量的粒子，并且人们想要将伽马射线暴的光子到达时间与带电初级粒子引发的广延大气簇射到达时间联系起来。

在迄今为止奥格实验中测量的 27 个最高能量簇射 ($>57 \text{ EeV}$) 中，人们可能看到沿超星系平面聚集的初步证据 (参见图 7.36)。超星系平面是一个片状结构，包含本地超星系团、室女座星系团、巨引源、后发座超星系团、英仙座-双鱼座超星系团和谢普利浓度。事实上，能量 $>6 \times 10^{19} \text{ eV}$ 的质子在星际空间中的衰减长度约为 50 Mpc，这使得超星系团起源 (最大扩展 30 Mpc) 变得合理。两个大气簇射事件在奥格实验的角分辨率范围内，来自潜在的源头半人马座 A。与伽马射线中观测到的活动星系核没有相关性。迫切需要更好的统计数据。用少数事件进行天文学是不可能的。来自奥格的最新消息并没有改善来自半人马座 A 的簇射的统计证据。

然而，最近奥格实验观察到能量高于 $8 \times 10^{18} \text{ eV}$ 的簇射存在显著 (5.2σ) 大尺度偶极各向异性。图 7.37 显示了银河坐标系中高能粒子的通量。银河中心位于原点。十字表示测量的偶极方向；

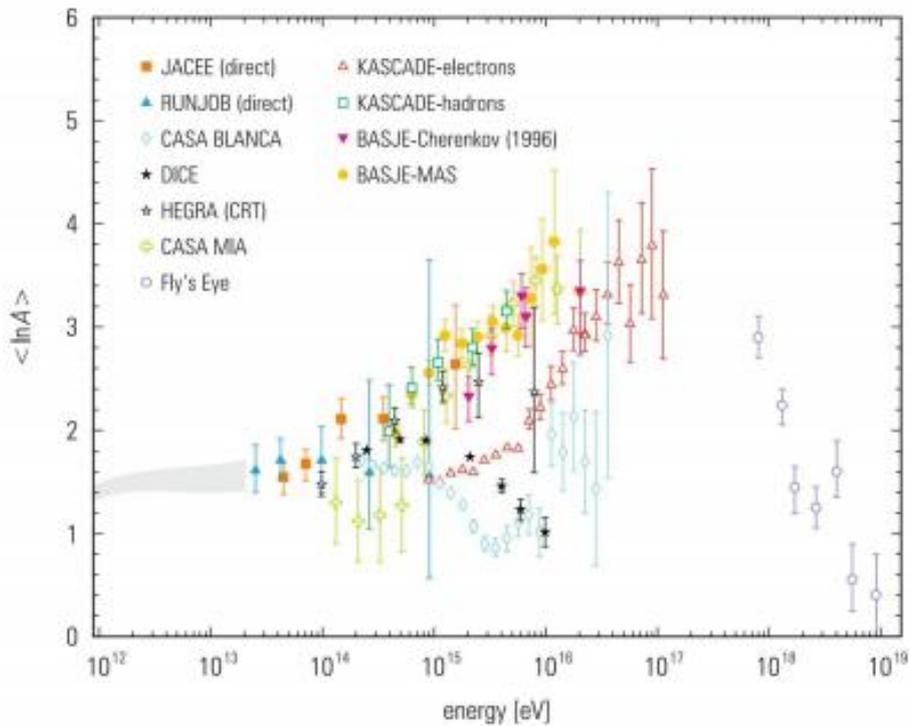


图 7.35 高能初级宇宙射线的平均对数质量 $\langle \ln A \rangle$ [132]

等高线表示 68% 和 95% 置信水平区域。图中显示的 2 微米全天红移巡天 (2MRS) 观测到的偶极各向异性方向被认为与质量聚集和可能的加速位点中心相关。最高能量初级粒子的偶极各向异性位置表明这些事件起源于银河系外 [134]。

正常的广延大气簇射的横向宽度最大为 10 公里，即使在最高能量处也是如此。然而，有迹象表明，在超过 100 公里的距离上，大气簇射到达时间之间存在相关性。这种巧合可以用假设高能初级宇宙粒子在地球远处发生相互作用或碎片化来理解。在这些相互作用中产生的次级粒子将在大气中引发独立的大气簇射 (图 7.38)。

即使只有 1 秒差距 ($3 \times 10^{16} \text{ 米}$) 的中等距离，也足以在地球上产生 100 公里级的大气簇射分离 (初级能量 10^{20} eV ，横向动量 $\approx 0.3 \text{ GeV}/c$)。这些簇射到达时间变化可以通过碎片能量不均来解释，这会导致不同的传播时间。银河系或银河系外的磁场也会以不同的方式影响碎片的轨迹，从而也影响到达时间。

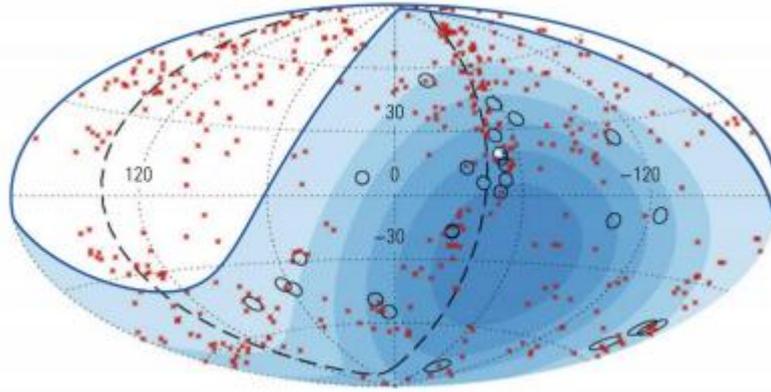


图 7.36 来自 Auger 实验测量的 27 个最高能量空气簇射的到达方向，以银河坐标表示。空气簇射的能量大于 57 EeV。它们用空心圆表示。同时，在 75 Mpc 内的 471 个活动星系核 (AGN) 的位置用红色星号 (*) 表示。蓝色区域定义了 Auger 实验的视场 (视场的大小取决于曝光时间)。实线表示 Auger 接受度的极限。半人马座 A 用白色星号 (*) 标示。27 个空气簇射事件中有一个来自这个方向，在 Auger 的角分辨率范围内。虚线表示超银河面的位置 [133]

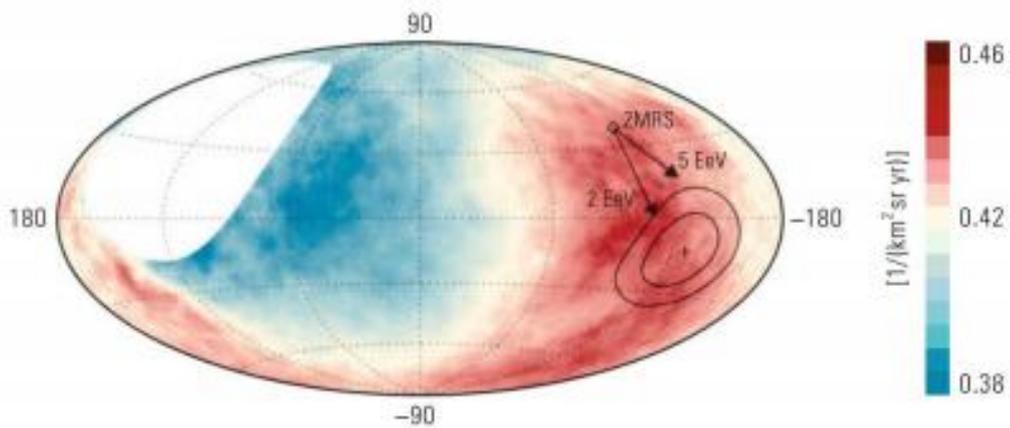


图 7.37 Auger 银河坐标系天空图，显示了能量超过 8 EeV 的宇宙射线通量。偶极各向异性的方向表明这些超高能粒子的河外起源。图中标出了近红外光子通量 (2 微米全天红移巡天 (2MRS)) 观测到的偶极各向异性的方向。箭头显示了对于给定的典型银河系磁场，能量为 $E/Z=5$ EeV 或 2 EeV 的粒子从 2MRS 方向可能起源的预期偏转 [134]

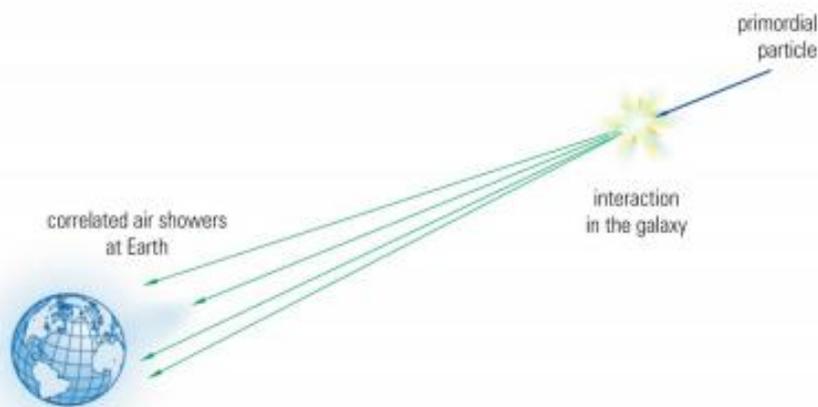


图 7.38 遥远相关空气簇射起源的可能解释

7.5 空气簇射的无线电测量

无线电信号跨越了近五个数量级的电磁频谱，为探测宇宙提供了独特的诊断工具。

——Kurt van der Heyden

高能宇宙射线在与大气发生碰撞产生空气簇射时，会产生大量的带电粒子。一个 10^{18}eV 的初级质子在地面产生大约 10^8 个次级带电粒子。在这些初级能量下，主要产生电子和正电子，以及少量的强子和 μ 子。电磁簇射部分的电子和正电子在大气中经历各种相互作用。除了电离、韧致辐射和切伦科夫辐射的辐射外，它们还在地球的磁场中产生同步辐射。由于它们的能量相对较低，这种地磁同步辐射处于无线电频段。这种无线电辐射在大气中几乎没有被吸收，可以作为空气簇射的指纹，与只能在无月之夜测量的切伦科夫辐射和光学荧光发射相比，它可以全天候记录。

除了地磁同步辐射外，还有两种主要机制可以在大气中产生无线电辐射。如前所述，地磁同步辐射是在地球弱磁场中的主要机制。这种地磁同步辐射最适合在 VHF 窗口以下的低频范围，即 40-80 MHz 范围进行研究。在更高频率下，将不得不忍受来自人造无线电波的相当大的背景噪音。在较低频率下，来自银河系的无线电噪声（由银河盘中螺旋电子的同步辐射产生）是主要背景噪声。人们也试图测量 GHz 频段空气簇射的无线电辐射。

另一种机制在稠密介质中也很重要，那就是阿斯加里安效应。在级联发展过程中，会产生 10%-20% 的负电荷过剩。这是空气簇射粒子电离空气导致的结果。电离电子基本上遵循级联，而更重的离子则滞后。在级联发展过程中，这种负电荷过剩会一直增加到级联最大值，然后逐渐减少。这种随时间变化的负电荷各向异性会产生无线电波，就像一个随时间变化的电偶极子。这种无线电发射以 G. Askaryan 的名字命名，他于 1962 年首次提出该理论。

第三种机制是相对论空气簇射电子和正电子产生的切连科夫辐射。尽管空气的折射率非常接近于 1， $n=1.000292$ ，但由于空气簇射粒子的高速运动，切连科夫辐射仍然会产生。这会在无线电波段产生切连科夫辐射，并导致垂直入射空气簇射在地面形成半径约为 150 米的切连科夫环。

其他机制，如电子和正电子的韧致辐射，对无线电发射不起作用。

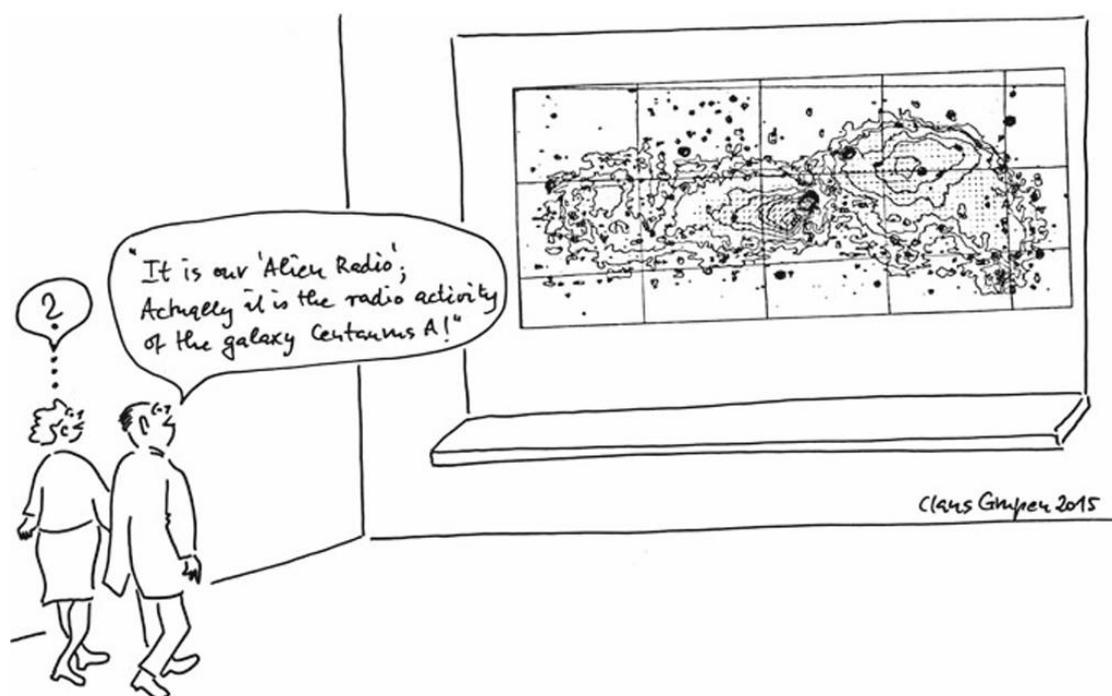
人们也尝试在与首选的 40-80 MHz 频率不同的频率下测量空气簇射。在 GHz 频段的测量相当成功，但没有达到 40-80 MHz 频段标准技术的质量和意义。

无线电探测空气簇射的最大优势在于无线电信号与入射粒子能量成正比。此外，级联在整个大气中的纵向发展都会被记录下来。这也有助于测量级联最大值的位置，而这个位置对入射粒子的质量很敏感。用传统的表面探测器阵列确定宇宙射线初级成分特别困难。

早在 20 世纪 60 年代和 70 年代，就已经进行了对广泛空气簇射的无线电发射的测量，例如在英国的哈弗拉公园。Harold Allan 于 1971 年发表了一篇关于无线电发射的早期综述文章 [135]。在这些测量中，无线电天线非常简单，只提供模拟信息。2000 年左右，现代高速数字电子设备以可承受的价格出现，重新振兴了无线电技术，并促进了无线电探测空气簇射技术的复兴 [136]。

一个典型的用于无线电测量广泛空气簇射的探测器包含大量的天线，它们接收单个无线电信号。如果可能，天线也应该测量无线电场的所有三个极化分量。无线电信号的横向宽度非常有限，因为无线电光子相对于淋浴轴以相对较小的角度发射。因此，无线电天线的间距约为 100 米。天线可以相对简单，但必须提供非常精确的时间信息，以实现淋浴轴的良好重建（参见图 7.39）。淋浴轴的重建基于使用所有天线的单个信号进行相关性分析。这种波束形成方法也可以有效地抑制背景源产生的噪声。显然，在无线电静默环境中运行无线电阵列

是一个很大的优势。



精确校准无线电天线尤为重要。覆盖整个频率范围的商用无线电发射机适合此目的。利用这种设置，可以记录整个分析链的全部频率依赖特性。另一种校准方法是测量银河噪声，该噪声可以从射电天文观测中精确地得知。

通常，这种无线电阵列与传统的空气簇射探测器一起运行，传统的空气簇射探测器也可以为无线电天线的读出提供触发信号。一个自触发无线电实验必须克服普遍存在的较高背景噪声水平的挑战。在无线电静默环境中，这种自触发模式应该是可能的。

图 7.40 显示了空气簇射的无线电信号，它是通过对 KASCADE-Grande 空气簇射阵列的一部分，LOPES 实验的 10 个天线进行优化相关性（波束形成）获得的 [138]。

图 7.41 显示了空气簇射事件的无线电图。中间明亮的斑点是根据与 KASCADE-Grande 联合运行的 LOPES 实验的信号重建的。图上部微弱的信号是重建过程中的伪像。

图 7.42 显示了无线电信号随入射能量的变化。获得的线性关系可以清楚地确定引发无线电淋浴的入射能量。

无线电测量空气簇射的一个非常有用的优势是，它们可以很容易地进行建模。无线电波的不同产生和传播过程已被很好地理解，并且可以在微观层面上可靠地描述。建模的可能性也简化了新的无线电实验的规划和优化。现在有许多无线电阵列在收集数据，并且正在规划现有的空气簇射实验的扩展，例如阿根廷的 Auger 和北极的 ICECUBE。



图 7.39 KASCADE-Grande 空气簇射探测器中 LOPES 实验的反向偶极子天线。背景中可见几个测量站，用于触发无线电信号的读出 [137]。

最近，施罗德发表了一篇关于无线电测量的综述文章。

无线电测量空气簇射的优势在于对模拟的出色理解，这保证了不同实验之间具有合理的可比性。通过这种方式，天线校准的不确定性也可以在很大程度上排除。

另一个重要方面是空气簇射的无线电探测全天候可用——与荧光和切连科夫测量形成对比。与使用地面闪烁体或水切连科夫计数器的测量相比，良好的能量分辨率以及通过确定簇射最大值位置来识别引发簇射的粒子性质的可能性也是一个优势。

一个缺点是难以操作自触发阵列。这确实是一个挑战，可能在无线电宁静的环境中结出硕果。在大多数情况下，仍然需要来自传统空气簇射探测器的触发，以实现与无背景低噪声无线电信号的可靠关联。



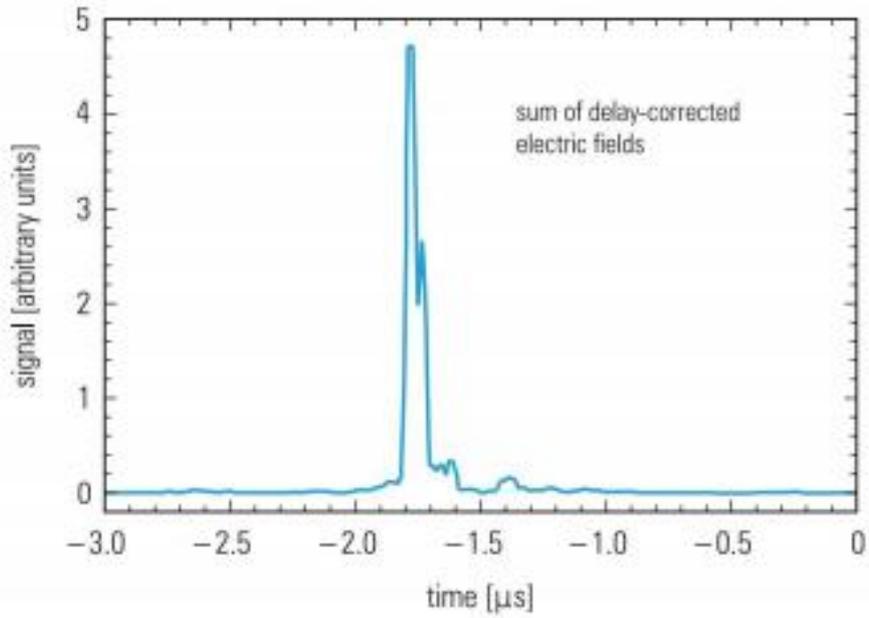


图 7.40 在 KASCADE-Grande 实验中同步和关联无线电信号后,10 个 LOPES 天线的总和

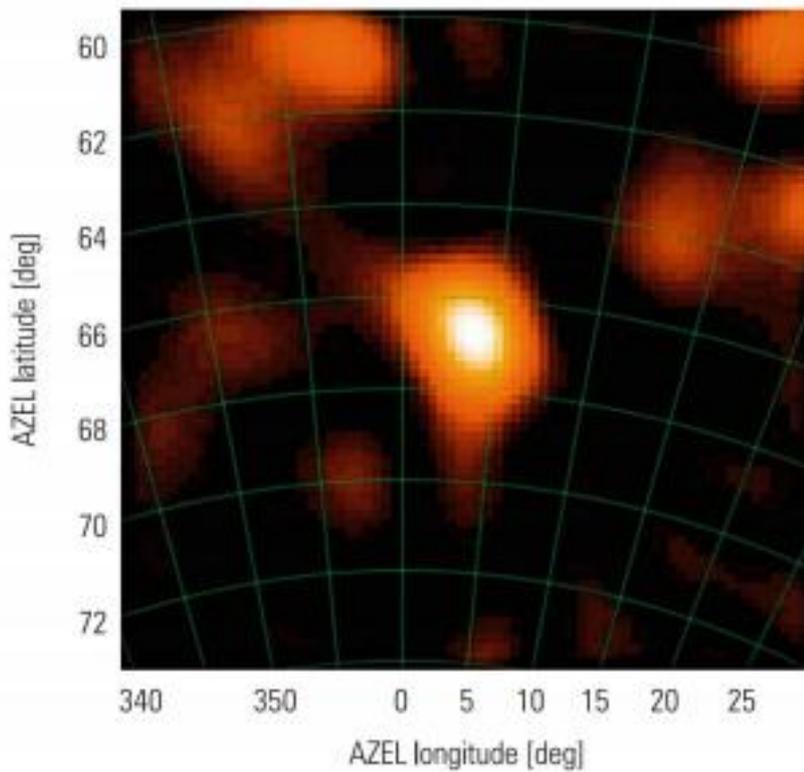


图 7.41 一个空气簇射事件的假彩色射电图。重建的簇射图像在图的中心以明亮的斑点出现。围绕中心亮度最大值的其他弱信号是由十个天线组成的稀疏射电阵列产生的干涉仪旁瓣,以及射电信号中的背景噪声。AZEL 代表方位角和仰角 [136 - 138]

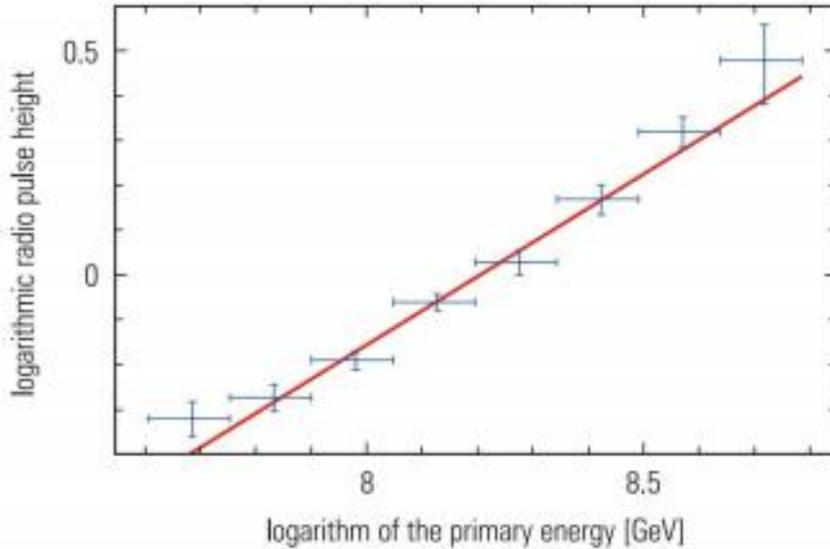


图 7.42 射电信号随初级能量的变化，由 KASCADE Grande/LOPES 实验确定。簇射能量使用经典方法用地面闪烁计数器测量。LOPES 实验的射电信号已根据簇射轴相对于地磁场的角度以及到簇射轴的距离进行了校正 [137, 139]

7.6 空气簇射的声学探测

宇宙的声音传递着天空中重大事件的信息。——匿名

一个廉价的替代大型地面或荧光空气簇射阵列的方法是空气簇射的声学探测。这种探测技术早在 70 年代就已经被计划用于夏威夷附近的海底水探测器 DUMAND (深海 μ 子和中微子探测器)。目前，有大量的原型实验正在研究这种探测技术用于测量高能空气簇射或中微子的可行性，同时也在扩展现有的空气簇射阵列 [140]。

据报道，美国海军正在海洋中运行先进的声纳系统，用于军事目的。这些站很可能已经探测到了来自广阔空气簇射的声学信号。据推测，能量超过 10^{18}eV 的大型簇射将在水或冰中产生热声冲击波，这可以通过合适的声纳系统探测到。

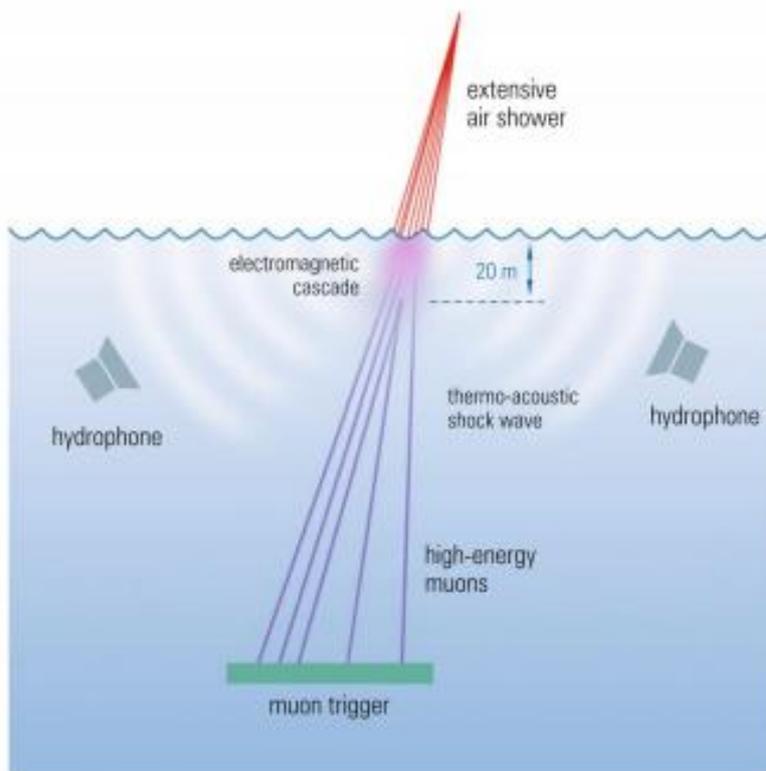


图 7.43 示意图展示了通过热声冲击波探测高能空气簇射的原理。簇射的电磁成分在相对较浅的深度被吸收。图中显示了使用高能 μ 可能触发的可能情况 [141, 142]

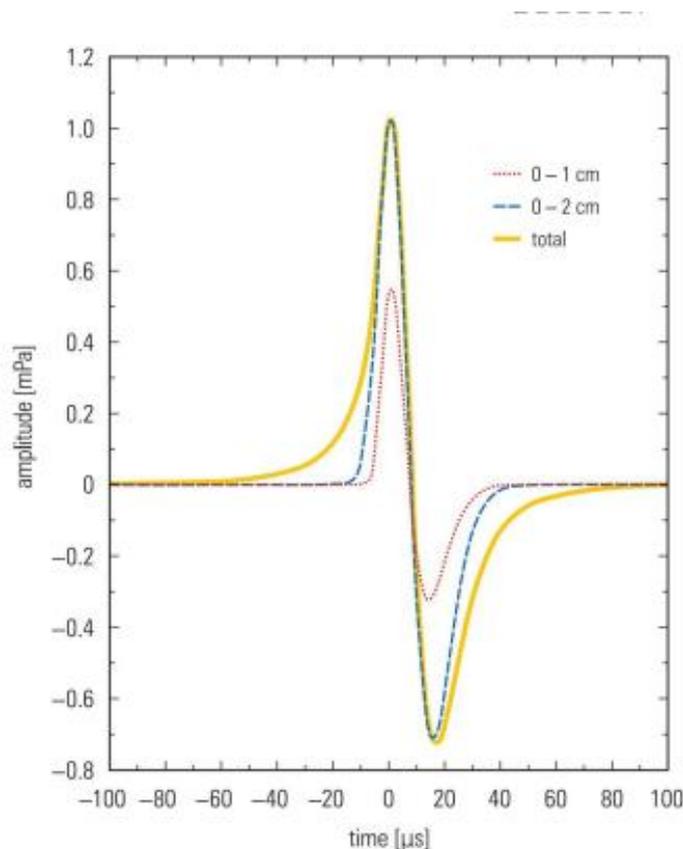


图 7.44 在中位面上，距离簇射轴 1 公里处，由 100 个 CORSIKA 簇射的平均值计算出的声信号，每个簇射在水中沉积的总能量为 10^9 GeV。点线、虚线和实线曲线分别显示了从半径为 1.025、2.05 g/cm² 的核心内沉积的能量以及整个簇射（实线曲线）计算出的信号。可以看出，大部分信号幅度来自半径为 2.05 g/cm² 的相当小的核心内的能量 [144]。

加速器实验已经证实了这种声冲击波的存在。据推测，这些信号是由相对论粒子的突然能量沉积产生的。在大气簇射的情况下，这种信号将由相对论电子和正电子产生，它们在水或冰中相对较短的距离内被吸收。因此，声波探测器必须安装在这些阵列的表面附近。

图 7.43 示意高能空气簇射热声冲击波探测原理。簇射的电磁成分在相对浅的深度被吸收。图中显示了一种使用高能 μ 子进行触发器的可能性。[141,142] 图 7.44 展示了一个高能中微子在水或冰中引起的声信号可能的样子 [143, 144]。

声学探测器的优势在于声信号在水或冰中的衰减长度非常长，这使得可以对大型有效体积进行探测。这种空气簇射或中微子事件的压力幅度预计与簇射能量成正比，与水听器到簇射核心的距离成反比。簇射电子会在很短的距离内沉积其能量，大约为 50 个辐射长度，对应于水或冰中的大约 20 米。能量沉积持续时间约为 50 纳秒，与声波的传播时间相比是瞬时的（水温 20 摄氏度时声速约为 1500 米/秒，冰温 -5 摄氏度时声速约为 3850 米/秒）。声学探测的一个问题是噪声水平。因此，声学探测需要 10^{18} eV 或更高的能量簇射。为了在存在背景噪声的情况下拾取声学信号，使用基于其他剩余簇射粒子（如穿透性 μ 子）的触发器来抑制噪声将非常有帮助。现有的装置以及空气簇射探测器和中微子探测器用于声学探测的扩展情况在 [144] 中有所介绍。

7.7 关于最高能量的一些想法

没有物体是神秘的。神秘的是你的眼睛。

——伊丽莎白·鲍恩

正如我们在第 6.2 节中已经解释的那样，宇宙射线中最高能量的粒子似乎起源于银河系外。这些粒子的来源问题与它们的本质密切相关。到目前为止，人们一直假设宇宙射线初级成分可能会随着能量发生变化。然而，人们始终预计最高能量的粒子要么是质子，要么是轻核，或者可能是中等质量的重核（直到铁）。对于能量超过 10^{20} eV 的粒子，这个问题完全是开放的。接下来，将对可能导致能量 $>10^{20}$ eV 的宇宙射线事件的候选者进行批判性审查。

到目前为止，只观察到十几个能量超过 10^{20} eV 的事件（仅 Auger 在 2018 年初之前就记录了 14 个能量超过 10^{20} eV 的事件）[145]。由于通过广阔大气簇射实验进行的测量技术，能量分配与典型的 $\pm 30\%$ 的实验误差相关联。对于这些高能粒子的加速母粒子，回旋半径必须小于源的大小。这在对银河系磁场和大小进行相当宽松的假设下导致了最大能量为：

$$E_{max} = 10^7 TeV = 10^{19} eV \quad (7.7.1)$$

这个等式意味着我们的银河系很难加速或储存这些能量的粒子，因此对于能量超过 10^{19} eV 的粒子，人们必须假设它们起源于银河系外，对于非常高的能量，这似乎也被 ICECUBE 测量的事件所证实。

对于质子而言，格莱森-扎采平-库兹明截止 (GZK) 效应通过 Δ 共振过程，使质子与宇宙微波背景辐射光子发生碰撞产生 π 介子，对质子的传播起着重要的影响。该过程的能量阈值为 6×10^{19} eV。超过此能量的质子会通过这种光致产生过程迅速损失能量。对质子平均自由程的估计表明，质子从约 50 Mpc 以外的距离到达地球时，其能量可能超过 GZK 截止值。已被证实为高能光子源的 Markarian 星系 Mrk 421 和 Mrk 501，可能是高能质子的产生源。由于它们位于大约 100 Mpc 的距离，来自这些距离且能量超过 10^{20} eV 的质子可能会到达地球。通常情况下，只有来自相对较近的源头的质子才能引发如此高能空气簇射事件。位于室女座星系团中心的巨椭圆星系 M87 是天空中最引人注目的天体之一，它满足成为高能宇宙射线源的全部条件。

另一个可能的候选源是本超星系团。它类似于一个“银河系”的星系团，其中心位于室女座星系团的方向。我们的银河系所在的本星系群距离本超星系团中心约 20 Mpc，本超星系团的成员星系围绕超星系团中心散布的距离也只有约 20 Mpc。

实际上，有一些迹象表明，一些高能事件的来源可能位于超星系平面。位于阿根廷的 Auger 实验在最高能量下观察到了一些与超星系平面相关的事件，这可能是一个暗示。当然，需要更多的事件来详细确认这种相关性是否真正存在。

然而，假设初级粒子是原子核，可以将格莱森-扎采平-库兹明截止效应的影响转移到更高的能量。由于每个核子必须具有相应的能量阈值，例如，对于碳核 ($Z=6, A=12$)，相应的能量阈值将会更高，即：

$$E = E_{cutoff}^D A = 7.2 \times 10^{20} eV \quad (7.7.2)$$

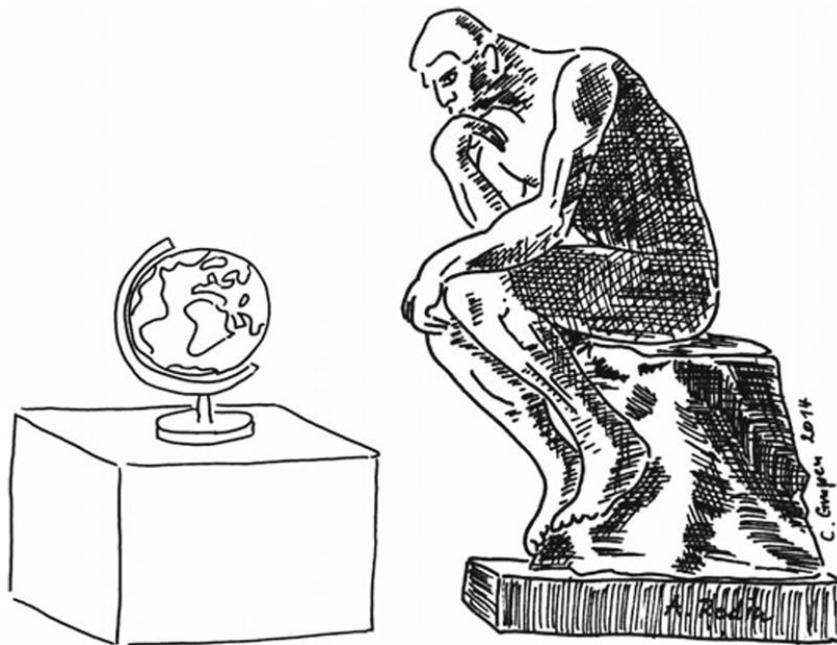
或者，对于铁核初级粒子，相应能量阈值为：

$$E = E_{cutoff}^{Fe} A = 3.4 \times 10^{21} eV \quad (7.7.3)$$

因此，观测到的事件并不会与格莱森-扎采平-库兹明截止效应相冲突。很难理解原子核是如何被加速到如此高的能量而不被光子相互作用、碎片化或散裂过程破坏的。然而，有人可能会争辩说，在最高能量下，宇宙射线束中的铁元素比例实际上在增加，至少从一些实验的证据来看是如此。另一方面，Auger 实验在最高能量下没有发现明显的铁核比例 [146]。



Already in ancient times jets have been worshipped!



“Is our planet possibly the preferred target for energetic cosmic rays?”

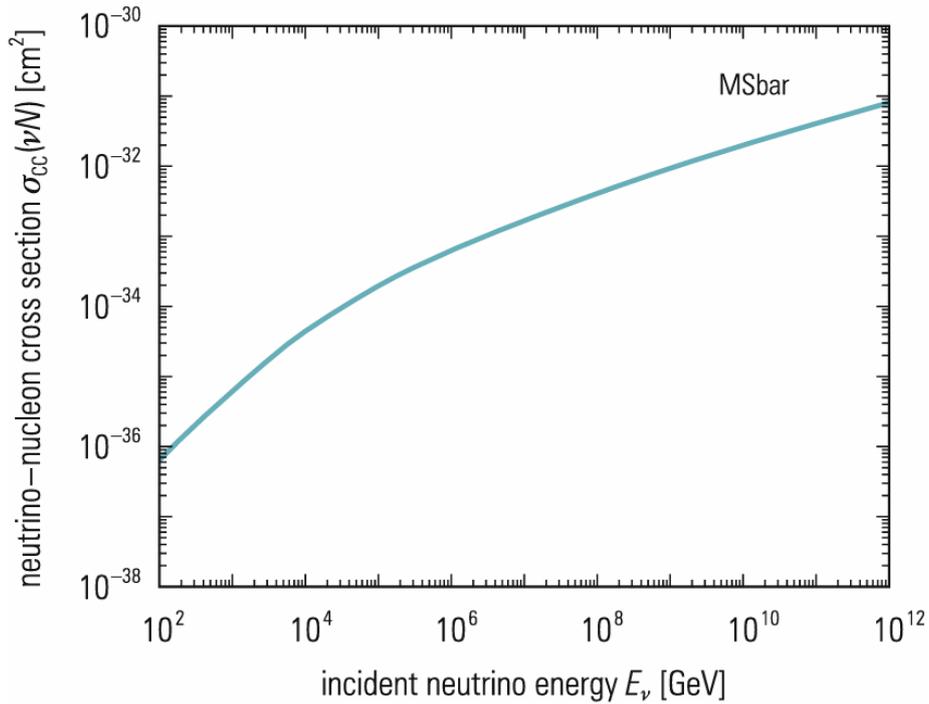


图 7.45: 带电荷流过程的中微子-核子截面, 以入射中微子能量为函数。截面是使用无质量 MSbar 方案评估的 [147]。

另一种方法是假设洛伦兹不变性被破坏。如果洛伦兹变换不仅取决于惯性系之间的相对速度差, 而且还取决于绝对速度, 那么黑体光子与高能质子相互作用时, γp 碰撞的阈值能量就会被抹去。

光子作为观测到的高能级联的可能候选者, 问题更大。光子与各种光子相互作用, 从黑体光子到无线电波段的光子, 都会相当程度地衰减高能光子。因此, 就像质子一样, 光子源必须相当靠近地球, 才能让它们的光子存活到地球。

中微子有时被认为是高能事件的可能候选者。但中微子在解释此类事件方面也遇到了严重问题。中微子与空气相互作用的截面在 10^{20}eV 时非常低。解释能量大于 10^{20}eV 的事件需要巨大的中微子通量。有人认为, 在 HERA1 上对质子结构函数的测量表明, 质子在低 x ($x = E_{\text{parton}}/E_{\text{proton}}$) 处具有丰富的部分子结构。即使考虑到这些结果表明质子中存在大量胶子, 人们仍然相信中微子与空气原子核的相互作用截面不会超过 $0.3\ \mu\text{b}$ (见图 7.45)。这使得河外中微子在大气中的相互作用非常不可能。

为了获得合理的相互作用率, 只能考虑入射方向倾斜或在地球内部的中微子相互作用。由此产生的中微子相互作用初级顶点的预期分布与观测结果不一致。因此, 中微子也很可能被排除在最高能量宇宙空气簇射事件的候选者之外。

已经证明, 很大一部分物质以暗物质的形式存在。关于宇宙射线中高能粒子的问题, 一个可能的解决方法是假设弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 也可能导致观测到的能量大于 10^{20}eV 的级联。必须考虑的是, 所有这些粒子只有弱相互作用甚至超弱相互作用, 因此它们的相互作用率只能与中微子相互作用的量级相当。

因此, 能量超过 10^{20}eV 的事件代表了粒子物理学的困境。人们倾向于假设质子是首选候选者。它们必须来自相对较近的距离 ($<50\ \text{Mpc}$), 因为否则它们会因光致产生过程而损失能量, 并降至 $6 \times 10^{19}\text{eV}$ 以下。然而, 确实, 在这些距离内存在相当数量的星系 (例如, M87)。观测到的事件没有明显指向附近的源头, 这可以用河外磁场非常强来解释, 即使质子来自相当近的距离, 方向信息也会丢失。实际上, 有一些迹象表明这些磁场更接近于

μgauss 而不是 ngauss 区域 [148]。

如前所述，我们的银河系太小，无法加速和存储能量超过 10^{19}eV 的粒子。此外，高能粒子的到达方向几乎没有与银河平面相关联。因此，人们必须假设它们起源于河外。这实际上是由 Auger 实验的最新数据表明的，即使这种分析涉及能量高于 8EeV 的粒子，而 GZK 截断不适用，因为由于初级光谱的陡峭性，大多数粒子将低于 GZK 截断。

活跃星系核 (AGN) 经常被认为是最高宇宙射线能量的可能来源。在这类星系中，耀变体发挥着突出作用。耀变体是属于 BL-Lacertae 类天体和类星体类的源的简称。BL-Lacertae 类天体，与类星体一样，都是像银河系一样的源，其核心的亮度超过了整个星系，使它们看起来像恒星。虽然类星体的光谱显示出发射线和吸收线，但 BL-Lacertae 类天体的光谱根本没有显示出任何结构。这被解释为类星体的星系核被密集的气体包围，而 BL-Lacertae 类天体则位于低气体密度的椭圆星系中。

耀变体的特征是它们的高度可变性。在短至几天的时间尺度上，已经观察到相当大的亮度变化。因此，这些天体必须非常紧凑，因为它们尺寸不可能大于光穿过天体直径所需的时间。人们普遍认为，耀变体是由其中心的黑洞提供动力的。落入黑洞的物质释放出巨大的能量。虽然在核裂变中只有 0.1% 的质量转化为能量，在核聚变中只有 0.7% 的质量转化为能量，但人们认为一个质量为 m 的物体被黑洞吞噬，它可以释放其静止能量 mc^2 的很大一部分。从 LIGO 合作组织观测到的黑洞合并事件中可以知道，相当数量的质量可以转化为这些事件中引力辐射的释放。当然，大量的质量也可以在极性喷流中转化为粒子的加速。这种巨大的来源可能能够在银河系喷流中将粒子加速到 ZeV 能量 (10^{21}eV)。

许多由 CGRO (康普顿伽马射线天文台) 卫星发现的高能 γ 射线源可能与耀变体相关联。这导致人们推测，这些耀变体也可能负责加速最高能量的粒子。由耀变体产生的粒子喷流表现出大于 10 高斯的磁场，并延伸到 10^2pc 或更远。因此，粒子可以被加速到超过 10^{20}eV 的能量。如果质子在这些源中被加速，它们很容易从这些星系中逃逸，因为它们之间的相互作用强度小于电子的相互作用强度，而电子肯定也会被加速。如果这些论点是正确的，那么耀变体也应该是高能中微子的丰富来源。这一预测可以通过大型水 (或冰) 切伦科夫计数器来检验。

最近，由国际天文学家组成的团队在夏威夷的凯克天文台发现了距离约 130 亿光年远的耀变体 [149]。这是迄今为止发现的最古老的星系。估计这个活跃星系核中心的黑洞质量约为 8 亿个太阳质量。如此巨大的耀变体很可能能够将粒子加速到最高的能量。

最后，也有人提出，极端能量宇宙射线不是质子或原子核加速的结果，而是不稳定原始物体的衰变产物。作为可能来源的候选者包括：分布在银河系晕中的大质量 GUT 粒子衰变、宇宙早期阶段产生的拓扑缺陷 (如畴壁)、由宇宙弦连接的磁单极子“项链”、包含超导循环电流的封闭宇宙环，或在宇宙膨胀期间诞生的残留的巨型亚稳态粒子，即隐形粒子。罗杰·彭罗斯也推测，可以从旋转黑洞中提取大量的能量 [150]。旋转能量不位于黑洞的事件视界内部，而是在事件视界之外的能层，即克尔时空的一个区域。

总结

次级宇宙射线是由初级宇宙射线在大气层中相互作用产生的。对于低能量的初级宇宙射线 (约为 GeV 量级)，穿透性很强的 μ 子在地表占主导地位。在 高能区域 ($\gg 1\text{TeV}$)，初级粒子以及 γ 射线在大气层中引发粒子级联反应。根据粒子的种类，次级粒子以不同的方式衰减。对于这些高能粒子，次级电子、正电子和 γ 射线是地面最主要的粒子种类。 μ 子依赖于其能量也能到达地下深处。在最高能量 ($\gg 10^{15}\text{eV}$) 时，初级粒子会引发巨大的空气簇射，产生数百万个次级粒子。这些次级粒子可以用不同的探测器技术记录下来，例如表面探测器

(闪烁计数器、切伦科夫计数器、荧光望远镜、切伦科夫望远镜, 或通过无线电发射或声学探测, ...)。一个悬而未决的问题仍然是确定初级宇宙射线的化学成分。关于化学成分的直接测量只能在大气层外进行。由于初级能量谱急剧下降, 这只能在几 TeV 的能量下进行。在更高的能量下, 人们必须依靠间接技术, 使用广延大气簇射方法。然而, 这只能对不同的初级粒子进行粗略的区分。人们试图区分重初级粒子与轻初级粒子, 即在高能下, 元素周期表基本上只有质子和铁原子核, 即使这种区分有时也只是一种边缘区分。由于星系和星系际磁场的 irregularity, 确定宇宙射线的起源也是非常困难的。这可能在非常高的能量 ($\gg 10^{18} \text{eV}$) 下或用中微子进行, 但那里探测到的粒子数量非常少, 用几个粒子来进行天文学研究是很困难的。

7.9 问题

1. 海平面的压力是 1013 hPa。将这个压力转换为 kg/cm^2 的柱密度!

2. 大气压随着海拔高度 h (假设为等温) 变化, 变化规律如下:

$$P = P_0 e^{-h/7.99 \text{ km}}$$

在海拔 20km 的高度, 剩余的压力是多少? 这对应于多少剩余气体的柱密度?

3. 对于不太大的天顶角, 海平面上的宇宙射线 μ 子的角分布可以参数化为 $I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta$ 。解释 $\cos^2 \theta$ 依赖性!

4. 地下浅层大气 μ 子的积分谱可以用方程 (7.3.9) 参数化:

$$N(> E, R) = A(aR)^{-\gamma}$$

求出地下浅层大气 μ 子的停止速率与深度的关系!

5. 图 7.22 显示了 ALEPH 实验中的一个 μ 子簇射。该簇射中 μ 子的典型能量为 100 GeV。对于这样的 μ 子 (覆盖层厚度 320 m w.e., 岩石中的辐射长度 $X_0 = 25 \text{ g}/\text{cm}^2 = 10 \text{ cm}$), μ 子在岩石中的均方根散射角是多少?

6. 由初级宇宙射线在大气中相互作用产生的典型能量为 100 GeV 的窄束 μ 子, 其典型横向间距是多少? 假设这些 μ 子束到达地下 320 m w.e. 的深度。

7. 由于地球磁场具有偶极性, 地磁截止值随地磁纬度而变化。宇宙射线穿透地球磁场到达海平面的最小能量可以计算为:

$$E_{min} = \frac{ZeM}{4R^2} \cos^4 \lambda$$

其中, Z 是入射粒子的电荷数, $M = 6.7 \times 10^{22} \text{ A m}^2$ 是地球磁偶极矩, R 是地球半径, λ 是地磁纬度 (赤道为 0°)。对于质子, 我们可以得到 $E_{min} = 15 \text{ GeV} \cos^4 \lambda$ 。

地球磁场在我们的星球历史中已经反转过多次。在偶极子改变极性期间, 磁场会经过零点。在这些时期, 磁屏蔽衰减, 更多的宇宙射线粒子可以到达地球表面, 导致我们星球上正在发育的生命受到更高水平的辐射。这是否对生物进化有积极影响是一个值得探讨的问题。我们可以通过以下步骤估计零磁场时辐射水平的增加:

初级宇宙射线的微分能谱可以用幂律来表示: $N(E) \sim E^{-\gamma}$ with $\gamma = 2.7$

除了地磁截止值,由于带电粒子在大气中的能量损失,还存在一个大气截止值,约为 2 GeV。使用上述限制计算辐射水平的增加!

如果您想计算截止能量的值,您会发现为了得到正确的维度,您需要在分母中添加一个 $(4\pi\epsilon_0c)$ 因子,其中 ϵ_0 是真空介电常数, c 是光速。这些数值常数经常出现在此类公式中。然后您需要将焦耳转换为 GeV。

8. 相对论电子在大气中每米发射多少处于无线电波段 (40-80 MHz) 的切伦科夫光子?

9. 射电天文学家偶尔会被天文大楼中的微波炉产生的噪声所迷惑。有趣的是,如果月球上的宇航员用这种微波炉烹饪食物,会发生什么? 假设我们考虑一个功率为 1 kW 的微波炉在月球上,并且它的功率以各向同性方式发射,带宽为 200 MHz,中心频率为 2.7 GHz。这种微波炉在地球上的微波通量密度是多少? 这种微波炉可以使用带宽为 100 MHz 的典型射电望远镜探测到吗?

10. 计算一个 100 MeV 的空气簇射电子在 100 m 的距离内在地球磁场中产生的处于无线电波段 (约 60 MHz) 的同步辐射光子的数量。提示: 参见 [151]。

11. 海水中声速取决于温度 (T 以摄氏度表示)、盐度 (S 以千分率表示) 和深度 (z 以米表示)。它可以用以下近似公式来参数化:

$$c(T, S, z) \approx a_1 + a_2 \cdot T + a_3 \cdot T^2 + a_5 \cdot (S - 35) + a_6 \cdot z. \quad (7.9.1)$$

对于略低于水面或在更深处的空气簇射事件 (例如, $z = 1000$ m), 声速是不同的。如果忽略了声速随深度的变化,这可能会导致入射角的误差。如果忽略了空气簇射热声信号传播过程中声速随深度的变化,会引入什么样的系统误差? 提示: 参见 [152]。

12. 在热声信号衰减过程中,能量基本上转化为热量。对于低频声音,衰减为:

$$\alpha(\nu) = 1.2 \times 10^{-7} \cdot \nu^2 \text{ db/km/Hz}^2 \quad (7.9.2)$$

衰减因子 α 定义为:

$$\alpha = 20 \cdot \lg \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \text{ dB}, \quad (7.9.3)$$

其中 V_1 是参考电压。

对于 100 Hz 的信号,水听器的合理距离是多少?

13. 在海水中对空气簇射的声学探测会受到海洋环境噪声的影响。当高能空气簇射撞击时,由于能量的突然沉积,会瞬间产生一个压力波。压力波的产生本质上是一个热声过程。在大洋中,产生的压力幅度 p 可以从以下公式估算得出:

$$P[\text{Pa}] \approx 6 \times 10^{-21} E[\text{eV}]. \quad (7.9.4)$$

对于声学探测感兴趣的频率,海洋环境噪声大约为 50 dB。这种噪声水平为高能粒子探测设定了一个能量阈值。为了产生超过环境噪声水平的压力波,所需的最小能量是多少? 提示: 参见 [153]。