

气体取样电磁量能器

王 临 洲

在对撞机上的大型通用谱仪中都离不开一个庞大的电磁量能器。电磁量能器的主要作用是，用来确定入射高能电子或 γ 光子的能量，以及它们的空间位置和方向。此外，它可以为飞行时间计数器提供所需要的带电粒子的位置测量；与亮度监测器一起能够用巴巴散射测量贮存环的亮度；它还能将电子或光子有效地与强子或 μ 子相区别。

就能量分辨而言，密致介质量能器为佳。如 NaI 晶体球、闪烁塑料球和铅玻璃量能器等。然而，对大型通用谱仪来说，造价过于昂贵；又要安置大量的光电倍增管，实难采用，尽管气体取样量能器的能量分辨较差，但有较好的空间分辨，又有 70 多年丰富的气体探测器的工作经验，加之它的造价低廉，故仍被广泛采用。

电磁簇射的发展

图 1 为入射光子的能量等于 9.61 GeV 时，在气体取样量能器中电磁簇射的蒙特-卡罗计算结果。

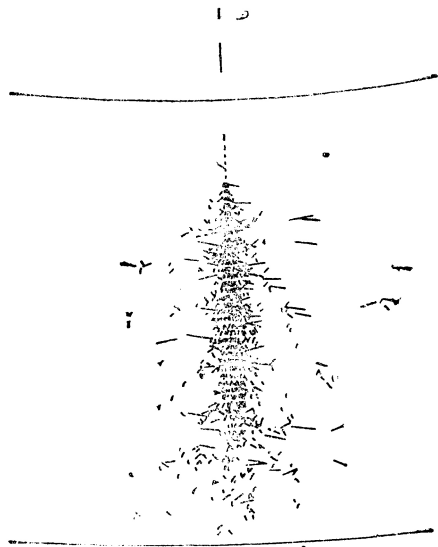


图 1 在气体取样量能器中，高能光子 (9.61 GeV) 产生簇射的蒙特-卡罗计算结果

高能电子或高能 γ 光子在介质中的级联簇射是由韧致辐射引起的，高能电子在介质中产生韧致辐射 γ 光子， γ 光子与物质相互作用而产生正负电子对；正负

电子对再产生韧致辐射 γ 光子， γ 光子又产生正负电子对……，一代紧接一代，正负电子急速繁衍增殖，很快达到最大值。尔后，随着电子能量的降低，这种增殖过程迅速下跌。当电子的能量减小到介质的“临界能量” ϵ 时，电磁簇射即告停止。此后，电子主要以电离损失的方式损耗其能量，直至被介质全部吸收。

电磁簇射发展的深度可近似地表示为

$$t_0 \approx 3 \ln \left(\frac{E}{\epsilon} \right)$$

由此式可以看出，簇射介质的厚度随入射电子或 γ 光子的能量 E 的增加而增加得很慢，不会使量能器的体积过于庞大。这里，簇射介质的厚度采用“辐射长度” X_0 作单位。所谓“辐射长度”，就是入射电子或 γ 光子在簇射过程中，因辐射而使其能量损失到它原来能量的 $\frac{1}{e}$ 时，所穿行的介质长度。

数字型量能器

在数字型量能器中，只记录穿过取样间隙的径迹数，而不考虑个别径迹的长度和它们沉积的能量。

用 T 表示簇射中所有正负电子的总径迹长度，它决定于一个电子在量能器中最小的可探测能量——截断能量 E_c ，也决定于簇射介质的临界能量 ϵ 。如果 $E_c = 0$ ，即电子和正电子被测量至 0 动能时，总径迹长度在一级近似下可写为：

$$\frac{T}{X_0} = \frac{E}{\epsilon}$$

X_0 和 ϵ 是两个物质常数，因此 T 与入射电子或 γ 光子的能量 E 成正比，这是量能器能够测量能量的基础。

数字型量能器的缺点是，在能量大于几个 GeV 时，由于在簇射轴附近径迹的密度较高，使测量达到饱和。如果探测单元的尺寸又较大，其结果必然会使能量分辨变坏。

在中微子实验中和在中子衰变的实验中，数字型量能器已得到了广泛地应用。

正比型量能器

在正比型量能器中，簇射所产生的电子和正电子在气体取样间隙中使工作气体产生电离，所收集到的电荷量与所沉积的能量成正比。气体取样量能器的能

量分辨较差,其原因主要来自于:(1)朗道涨落,即 δ 电子发射的统计性涨落;(2)总径迹长度的涨落。由于取样间隙中的工作气体密度很小,朗道涨落就比较明显,至于径迹长度的涨落,在气体中要比在固体中大得多。气体的探测阈能低,能量很低的次级电子仍可以被探测到。那些长径迹的低能电子,特别是远离簇射中心而几乎与簇射轴相垂直的电子有较大的能量沉积(这样的电子可以从图1中看到),在气体中,多次散射很小,而致密的铅层趋向于将低能电子散射回气体层中。这样,一旦一个电子低能在气隙中运动,就会停止在气隙中。

为了减小径迹长度的涨落,一个有效的补救办法是对这些径迹进行切割。使用正比管代替平面丝室,大量的 δ 电子会自动地被管壁切割掉,这样就会明显地减小长径迹电子的相对贡献。这就是为什么许多气体取样量能器采用铝方管阵列或用铝质工字梁将两层铅板之间的气隙分隔成许多单元的一个原因。

空间定位与空间分辨

簇射的空间定位,在沿信号丝的方向上常用电荷分配法,在横的方向上常用权重法。

两种测量的均方根偏差与入射高能电子能量之间的关系如图2所示。可以看出,二者都能给出一个满意的准确度,但权重法总是远好于电荷分配法。

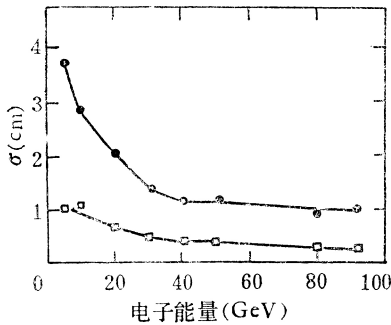


图2 簇射位置测量的准确度与能量的关系
●电荷分配法 □权重法

空间分辨的本征限制决定于簇射的横向蔓延。为了区分两个相邻的簇射并分别测定它们的能量,它们之间的间隔不能小于一个莫里哀半径。在半径为 $1R_M$ 的圆柱内大约包含总簇射能量的90%,所以气体取样量能器要尽可能地坚实,以避免相邻的簇射重叠太多。

作为大型气体取样电磁量能器空间定位的一个例子,图3给出了CLEO量能器的一个结果。 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 产生一个窄峰。双光子方位角之和为0,表示两个光子背对背地出现。巴巴散射的电子与正电子被磁场偏转52毫弧度,在 $\phi_1 + \phi_2 = \pm 104$ 毫弧度处产生两个峰,其空间分辨为6毫弧度。

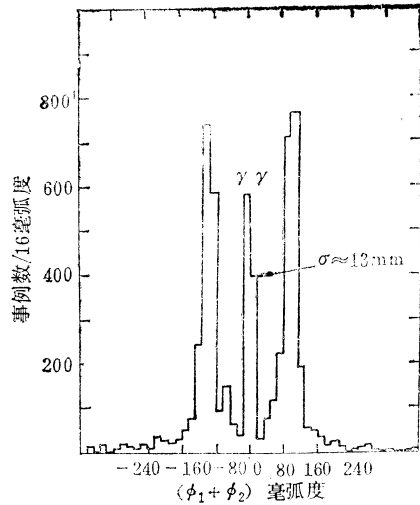


图3 由 e^+e^- 湮灭所产生的双光子和巴巴散射中的 e^+e^- 的位置分辨

增益的稳定性

在 高能情况下,级联簇射的涨落对能量分辨的贡献仅为百分之几。对于大多数量能器,最后的性能决定于仔细地校准和稳定地运转。特别是对于大型量能器来说,常常具有 10^4 或更多的道数,它们必须能够长时间,几个月甚至几年,可靠地运转。

气体取样量能器的技术问题来自气体增益的变化。气体增益 A 决定于电场强度 E 、气体密度 ρ 、气体成份 M 和温度 T 。通常可写为:

$$\frac{\Delta A}{A} = K_1 \frac{\Delta E}{E} - K_2 \frac{\Delta \rho}{\rho} + K_3 \frac{\Delta M}{M} + K_4 \frac{\Delta T}{T}$$

根据所使用气体探测器的特性和工作条件来确定常数 K_i 。典型值已经找到, $K_1 = 20$, $K_2 = 12$, $K_3 = 5$, $K_4 = 6$ 。而且, A 还决定于探测器的机械公差,像单元的尺寸、丝直径和丝在单元内的位置等。要使量能器能够长期可靠地工作并使气体增益稳定在百分之一以内是对每一个在量能器上工作的实验物理工作者的挑战。

在各大实验室中,大型的正比型气体量能器已成功地运转多年。像CHARM合作组的正比漂移管量能器和CLEO的正比型量能器,其高压、气流和气体成份能够控制在所需要的精确度以内, 10^{-3} 或更好。气体增益用镶嵌在监测管上的 ^{55}Fe 放射源进行监测,气体压强在量能器的气体出口处进行监测,气体成份用一台气体分析器进行连续监测。对电子学增益同样要进行监测,大约每5小时校准一次。

新技术与发展

这里提出两个很有发展前途的例子。

(1) 时间投影量能器

根据时间投影技术, 电离电子通过簇射介质中的漂移通道向一端漂移, 漂移方向垂直于簇射轴 (图 4)。电子被位于漂移通道端部的拾正比管所探测。这样, 用适当数目的读出道就能达到较高的空间分辨。在离线分析中, 使用簇射的空间结构信息, 能够抑制大的电离涨落, 特别是远离簇射轴的情况。从而会使能量分辨得到较大的改善。

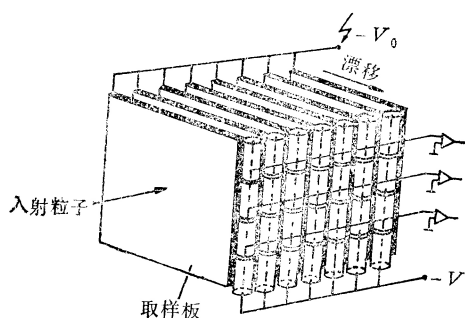


图 4 时间投影量能器的原理图

这样的量能器可以在磁场中运转。只要漂移电子沿磁场方向, 不会带来什么麻烦。CERN 一个组成成功地作了这样的试验, 他们使量能器运转在 1.0T 的磁场中, 得到的能量分辨为 $0.11/\sqrt{E}$ 。如果通过离线分析, 会得到进一步地改善。

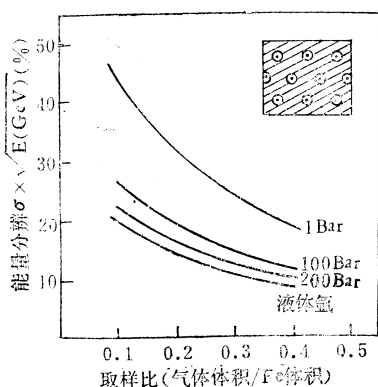


图 5 高压量能器能量分辨的蒙特-卡罗计算结果

(2) 高压量能器

将谱仪磁铁的极块作为量能器的簇射介质, 在其上钻孔, 嵌入钢管, 作为气体探测器。CERN 的 ROSSO 合作组作了这种试验, 在半径为 5mm 的钢管内充以 200 大气压的氩气, 其密度为液体的四分之一, 作永久性密封。电离电荷被直径为 1mm 的阳极丝所收集。探测器工作在电离室区, 无气体放大。其能量分辨的蒙特-卡罗计算如图 5 所示, 它的性能已接近液氙量能器。使用镀锌炭钢管获得了好的结果, 长期工作几个月, 性能非常稳定, 未观察到输出信号电荷的任何衰减。

经过不断努力, 一种造价低廉、能量分辨和空间分辨都较满意的大型气体取样量能器一定会出现。

(上接第 22 页) 原子核又有特别的稳定的趋势。理论计算表明, 当考虑了壳修正后, 在 $z \approx 126$ 附近可能存在一批稳定的原子核, 这些超重核在同位素分布表中形成了“稳定岛”。从六十年代末, 人们就期望在两个重核相碰时合成这种超重核。这正是许多低能重离子加速器建立的一个重要动机。但是, 到目前为止, 人们还没有发现这种稳定岛的存在。

有人认为, 这种与参加碰撞的总电荷无关的正电子峰似乎表明, 在碰撞的瞬间形成了某种特定 z 的亚稳定的超重核。参加碰撞的多余的质子与中子被甩了出去, 这种超重核和参与碰撞的总电荷数无关。这种具有很大 z 的亚稳超重核有可能提供足够强的静电场以引起“真空衰变”。实验上观察到的正电子可能是从这种核静电场中产生的。但实验家指出, 正电子谱是与重离子的朝后卢瑟福散射符合测量得到的, 反冲探测器完全可以探测到那些跑出去的质子。

更令人不解的是, 在一系列亚临界碰撞中, 总电荷 z 小于 173, 例如 $\text{Th} + \text{Ta}(z = 163)$, $\text{U} + \text{Ta}(z = 165)$, 这时, 预计不会有自发 e^+e^- 产生。而实验还是在差不多同样的位置观察到一个窄的正电子峰。

由于从核物理或原子物理的角度对重离子碰撞中所观察到的正电子峰的解释都遇到了困难, 一个从粒子物理角度讨论这一问题的可能性深受人们的注意。有人认为, 这种不变能量的单色正电子峰可能来自一种轻的、中性玻色子衰变成 e^+e^- 的结果, 这种玻色子是人们过去还未发现的新粒子。人们推断, 这种新的粒子的质量只有电子质量的 3.2 倍。1978 年, Weinberg 和 Wilczek 为了解释 QCD 中 CP 不守恒效应的压低曾建议了一种中性的胶球玻色子——轴子。有人猜测, 现在观察到的正电子峰是一种类似轴子的东西所衰变的产物。然而, 从正电子峰的宽度推得的这种玻色子衰变成 e^+e^- 的耦合常数与以前轴子衰变的耦合常数不一致。因此, 这种新粒子不可能是标准的轴子。

如果现在观察到的 e^+ 的确是某种玻色子的衰变, 那末就应该看到 e^- 的发射。为了确定这个想像的新粒子, 应该进行 e^+e^- 的符合测量。最近又在 GSI 完成了这个实验, 表明当正电子能量为 300keV 而负电子的能量也在 300keV 附近时, 的确显示了较大的几率。从这一点表明, e^+e^- 是某种玻色子衰变的产物。

对于这种奇怪的正电子发射的其它建议也不断在出现。有人提出, 超强电场中 QED 还预言一个多电子 $e^+e^-e^-$ 的束缚态, 这种束缚态可以在 10^{-10} 秒衰变成 $e^-e^-e^+$ 。300keV 的正电子峰是否可能是电荷共轭的 $e^-e^+e^+$ 的多电子态到达 e^+e^- 或 e^- 和电子素的二体衰变的结果。

奇异的正电子峰无论它的来源是什么, 都是十分重要的现象。相信人们会很快揭示掩盖在正电子峰下的秘密。