

文章编号: 1007-462X(2001)02-0096-05

TGC 探测器的 γ 灵敏度测量*

叶邦角^{1,2}, S. Tsuno², T. Kobayashi²

(1 中国科学技术大学近代物理系, 安徽 合肥 230026;

2 东京大学国际基本粒子物理研究中心, 日本 东京 113)

摘要: 欧洲核子中心的大型强子对撞机探测器预计工作在 $10^{34}(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 亮度, 这将导致实验大厅的本底非常严重. 薄气隙室将作为 ATLAS 实验中的前端 μ 子触发器. 按照模拟计算, 实验大厅薄气隙室周围的主要本底是中子和光子. 报告了薄气隙室探测器的 γ 灵敏度的实验测量. 使用 γ 能量从 20 keV 到 1.8 MeV 的放射性 γ 源. 目前测量的灵敏度小于 1%, 与用 EGS4 模拟计算结果相吻合.

关键词: 薄气隙室; ATLAS 谱仪; γ 灵敏度

中图分类号: O571 文献标识码: A

1 引言

欧洲核子中心(CERN)的大型强子对撞机(LHC)是质心能量为 14 TeV 的 p-p 对撞, 预计工作在 $10^{34}(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 亮度. ATLAS 探测器安装在其中的一个碰撞点, 将暴露在严重的辐射本底下. 薄气隙室(TGC)探测器^[1]将使用作为 ATLAS 实验中的前端 μ 子触发器.

ATLAS 谱仪的两边端盖上均装有 TGC 探测器, 每个端盖有 3 个 TGC 轮子, 称 M1, M2 和 M3. M1 是三层 TGC 结构, M2 和 M3 是双层结构. 中间靠近碰撞点还有两个小 TGC 轮子. 总计有 3 600 个 TGC, 其单个 TGC 的面积为 $1.43 \text{ m}^2 - 2.29 \text{ m}^2$. 在 ATLAS 谱仪上, TGC 探测器主要有两种作用: 一是作为 μ 子触发器, 二是粒子定位.

LHC 实验中的主要辐射源有 3 种: 碰撞点的粒子产生、局域束流损失和束流气体相互作用. 围绕环的总束流损失预计达 10^7 p/s , 但与每个碰撞点的 $10^9/\text{s}$ 的碰撞率相比, 这并不严重. 因此, 主要的辐射源是来自于 p-p 对撞过程的粒子产生. 这巨大的辐射事件率将引起辐射危害、粒子的 miss-ID、误径迹和误触发等.

主要的本底粒子有 n, γ, π^0 和其它带电粒子, 如 p, μ^\pm 和 π^\pm 等, 它们主要来源于 p-p 碰撞中产生

的粒子与屏蔽体的相互作用和产生于 ATLAS 谱仪前端探测器和机械部件, 如束流管道、准直器和泵等. 这些作用的结果将产生大量中子, 中子与大厅内材料相互作用产生次级粒子. 特别是热中子被核吸收而放出大量的光子, 这些光子的动能大约在 $10 - 10^4 \text{ keV}$ 范围^[2]. 文献[2]中给出了在实验大厅的第一 μ 站总的 n 和 γ 本底通量图, 文献[3]还给出了第一级 μ 子误触发率的估计.

TGC 的 μ 子触发系统就在这样一个本底环境中工作, 这将可能导致辐射危害和 TGC 的误触发. 因此, 估计 TGC 的寿命和研究误触发率是非常重要的工作, 估计 TGC 的寿命的研究已经在早些时候完成^[4]. 本文仅限于报告我们的测量 TGC 探测器 γ 灵敏度的工作, 使用能量从 20 keV 到 1.8 MeV 的放射性同位素源, 并与用 EGS4(Electron Gamma Shower)程序的模拟计算结果相比较.

2 TGC 探测器的性能及光子与它的相互作用

TGC 的结构类似于多丝正比室(MWPC)的结构. TGC 的阳极丝之间的间距为 1.8 mm, 大于阳极与阴极间的距离 1.4 mm. 阳极丝采用直径为 50 μm 的镀金钨丝. 阴极板是在 1.6 mm 的 G-10 板的内表面喷上一层碳. 它的外表面覆盖有一层 10 μm 厚的

* 收稿日期: 2000-11-14; 修改日期: 2000-03-15

作者简介: 叶邦角(1962-), 男(汉族), 浙江平阳人, 博士, 教授, 从事核物理与核技术应用领域的研究.

铜板作为接地极。图 1 是 TGC 的结构示意图。

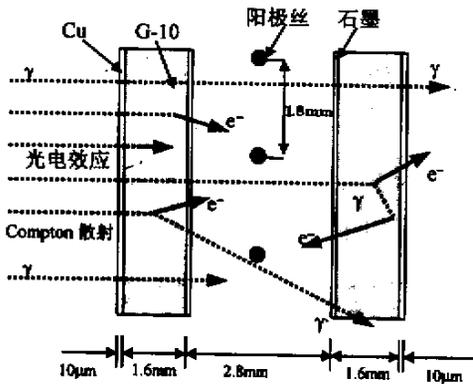


图 1 TGC 的结构和 γ 射线与它的各种相互作用

TGC 探测器的工作气体是 $\text{CO}_2 + n\text{-pentane}$ (55 : 45), 工作在气体饱和区, 这样可减少其机械形变产生的影响。其主要的性能如表 1 所示。

表 1 TGC 探测器的主要性能

类别	性能指标
气隙	(2.80 \pm 0.14) mm
阳极丝间距	(1.80 \pm 0.10) mm
丝直径	50 μm
工作电压	(3 100 \pm 100) V
气体	$\text{CO}_2 + n\text{-pentane}$ (55 : 45)
气体放大倍数	10^6
最大丝长度	170 cm
阴极电阻	(1 \pm 0.5) $\text{M}\Omega/\text{m}^2$
坪电压	600 V

当 γ 射线穿过 TGC 时, 只有一小部分与 TGC 发生作用。主要过程是在低能端的光电效应和在高能端 (约 1 MeV) 的 Compton 散射。这些过程在 TGC 壁上产生的次级电子将通过 TGC 的灵敏区。TGC 对次级电子几乎有 100% 的效率, 只有当次级电子的能量不足够高而不能达到灵敏区时, TGC 才不会记录。因而, 必须了解各种能量的 γ 射线与 TGC 相互作用的过程和 TGC 壁上产生的低能电子的行为, 同时也不能忽视低能光子与气体分子的直接相互作用。图 1 表明了 γ 射线与 TGC 的各种相互作用。

3 实验测量

通过测量从各种放射源发射的不同能量的 γ 射线与 TGC 探测器的相互作用, 可得到 TGC 探测器

的 γ 灵敏度。测量是在自触发模式下完成的。实验装置见图 2。触发信号是在辐照区域内的 5 根丝的或 OR) 信号, 为了了解每根丝的计数, 每根丝信号都用 CAMAC 的 TDC 记录。TDC 的开门信号宽度是 186 ns, 这比电子在室中的漂移时间 25 ns 要大得多, 而又不是太宽, 避免了重复计数。测量时间由 CAMAC 的 SCALER 来确定。

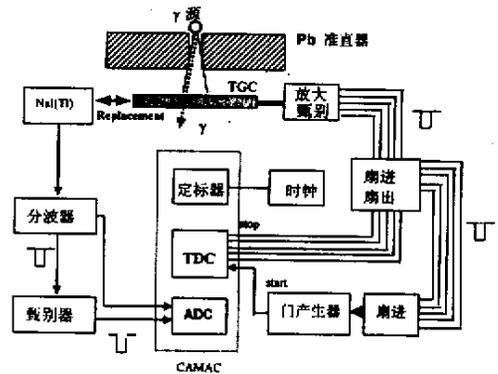


图 2 测量 TGC 灵敏度的实验装置

一块开有小孔的铅砖放置在 TGC 与发射源之间, 用于准直 γ 射线, 小孔的尺寸和铅块的位置使得 TGC 的辐照区域为 1.5 cm^2 。从 TGC 丝上产生的信号经放大后送到甄别器。甄别器甄别后产生的信号分为两路, 一路送到 FAN-IN/FAN-OUT 插件中, 用来产生 OR 信号, 这个信号就作为 CAMAC 系统的触发信号; 另一路信号经延时后送到 TDC 插件的各个道。

各放射源的强度用 NaI(Tl) 探测器来测量, 即在相同的测量条件下用 NaI(Tl) 探测器取代 TGC。NaI(Tl) 探测器对各种能量的 γ 射线的探测效率 η 用 EGS4 程序来计算。

我们选择了 7 种放射源来测量 TGC 的灵敏度。表 2 给出了各种源的 γ 能量和分支比。对不同的能量使用 3 种厚度的铅准直体: 2.5, 5 和 7.5 cm。7 种放射源没有一种是纯单能的, 有些有多种能量, 有些伴随着 β 射线。例如, ^{137}Cs 和 ^{60}Co 发射 514 和 314 keV 的 β 射线, 不需要的 β 射线可用厚度 1 mm 的薄 Al 来屏蔽。 ^{109}Cd , ^{137}Cs 和 ^{60}Co 3 种 γ 能量用平均值来表示, 它们近似可认为是单能 γ 源。 ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{22}Na 和 ^{88}Y 这 4 种源分别有两种差别较大的 γ 射线, 它们各自的分支比亦较大, 故不能被认为是单能 γ 射线源。因而, 用这 4 种具有 2 种 γ 能量的源来测量 TGC 的灵敏度时, 需要借助于 Monte-Carlo

模拟计算.

$$\epsilon_{TGC} = \frac{(S_{TGC} - B_{TGC})\eta}{N_{NaI}}$$

表 2 各种 γ 源的能量(keV)和相应的分支比

γ 射线源	γ 能量(分支比)
^{241}Am	20(0.61), 60(0.39)
^{22}Na	511(0.48), 1 275(0.52)
^{137}Cs	662
^{60}Co	1 253
^{133}Ba	81(0.28), 35(0.72)
^{109}Cd	22.2
^{88}Y	898(0.48), 1 836(0.52)

为了进一步确认上述结果,我们使用 ^{22}Na 源进行符合测量,其装置如图 3 所示.把 ^{22}Na 源放置在 Al 盒中, ^{22}Na 源发射 e^+ 的同时发射一个 1 275 keV 的 γ 光子, e^+ 湮灭时产生 2 个 511 keV 的 γ 光子.当其中一个 511 keV 的 γ 光子经准直后进入 NaI(Tl) 探测器时,由于 2γ 光子的背向发射,另一 511 keV 的 γ 光子将进入 TGC.我们用另一探测器 CsI 晶体来测量 1 275 keV 的 γ 光子,并由此产生触发信号.这样就可测量 TGC 探测器对 511 keV 的 γ 光子的灵敏度.

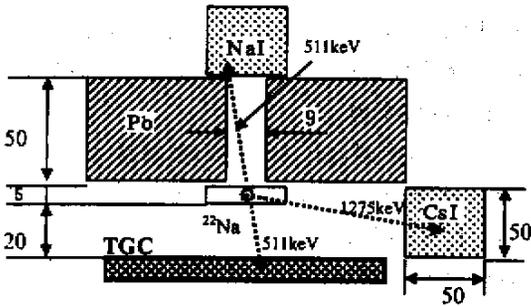


图 3 ^{22}Na 的 γ - γ 符合测量系统

NaI(Tl) 和 CsI 探测器在使用符合信号和不用符合信号两种情况下所测量的 γ 能谱见图 4 和图 5. 图中的阴影区就是符合测量的结果. 两探测器均使用能量阈来去掉不需要的计数. 这样,本底就剩下同时穿过两探测器的宇宙射线了,这个可以事先测量,其值 $< 0.6\%$.

4 结果与讨论

在自触发模式中,TGC 的 γ 灵敏度 ϵ_{TGC} 由下式确定:

这里 S_{TGC} 和 B_{TGC} 分别是 TGC 在用放射源和不用放射源时的计数率, N_{NaI} 是探测效率为 η 的 NaI 探测器的计数率.

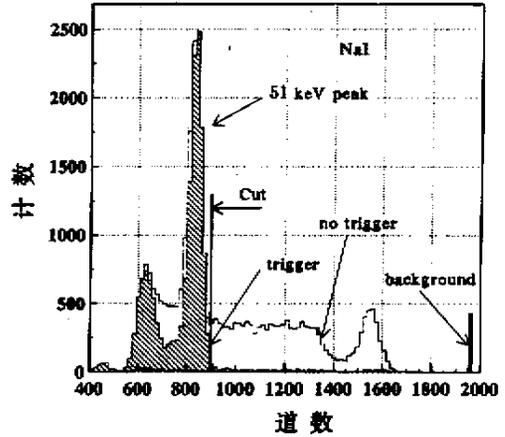


图 4 NaI(Tl) 探测器中的 γ 能谱

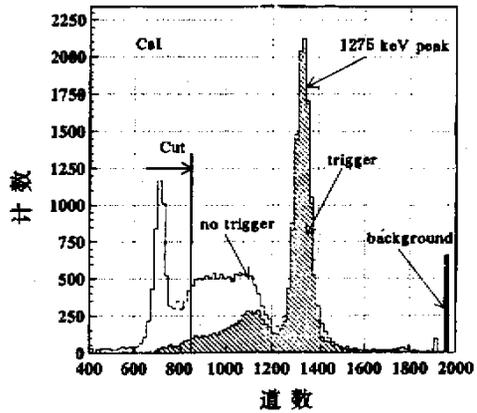


图 5 CsI 探测器中的 γ 能谱

我们用两种方式测量 TGC 探测器的 γ 灵敏度: 自触发模式和 γ - γ 符合模式. 自触发模式结合模拟计算可以确定 TGC 在各种 γ 能量下的灵敏度,而 γ - γ 符合模式可以测量 TGC 在 ^{22}Na 的 511 keV γ 光子能量下的绝对灵敏度. 我们可以比较两种模式下测量的 511 keV γ 光子的灵敏度,两者的差别作为系统误差. 此外,在使用 ^{88}Y 时,由于其能量较高,需要用很厚的准直器,而实际我们并没有用足够厚度的准直器,这里结合使用 Monte-Carlo 模拟计算而得到灵敏度,其值包括了准直器所带进的误差.

测量结果表明,除最低的 22.1 keV 能点外, TGC 探测器的 γ 灵敏度随 γ 能量的增高而增大. 所有测量值均不超过 1%. 图 6 表明了测量结果,作

为比较，同时还给出了模拟计算的结果。

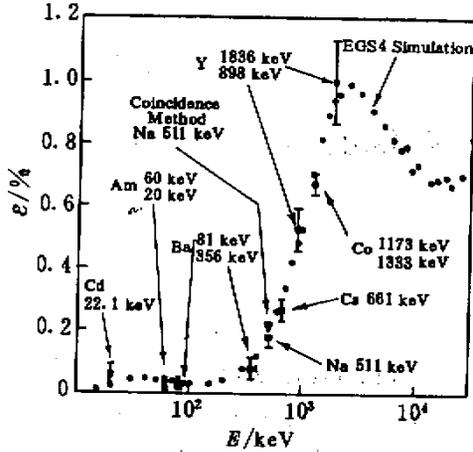


图 6 TGC 探测器的 γ 灵敏度

为了更好地了解光子与 TGC 探测器的相互作用过程，我们使用了 EGS4 模拟程序来计算 γ 灵敏度。我们使用了简单化的 TGC 结构模型，该模型只包括丝而不包括气体 C 分子。TGC 的灵敏度定义为到达 TGC 灵敏区的次级电子的数目与进入 TGC 的 γ 计数之比。截止能量取为 500 eV，而实际上改变截止能量，当其值为 200 eV 时，计算结果并没有什么改变。我们设定 γ 光子进入 TGC 的角度分别为 30° 、 60° 和 90° 3 种情况，图 7 表明了 TGC γ 灵敏度的角度依赖的计算结果。计算设定的能量为 10 keV - 30 MeV。图 8 给出了在 90° 入射角时的光子 3 种相互作用过程的贡献。

光子与 G-10 材料的相互作用，除低能区(约 100 keV)的光电效应占主要部分外，主要是由于 Compton 散射效应。光电效应在 $> 1\ 000$ keV 又开始略有增加，这是由于电子在 G-10 (SiO₂ 60%，epoxy 40%) 材料中的平均自由程随之增加，超过 1 MeV 后几乎变为常数。此外，TGC 的灵敏度不仅依赖于光子的能量，而且依赖于光子的入射角，因为入射角越大，光子穿过 G-10 材料的路径就越长。 γ 灵敏度在 3 MeV 附近有一个峰，主要是由于在低能区，大部分的二次电子不能穿过 TGC 的壁到达灵敏区。在低能区， γ 灵敏度依赖于光子能量和产生二次电子的位置。而在高能区， γ 灵敏度不依赖于光子能量和产生二次电子的位置而依赖于二次电子的数目，即与 G-10 材料相互作用的几率。然而在高能区 (> 3 MeV)，灵敏度将以 $\exp(-\mu x)$ 形式下降。此外，在低能区，光子与气体分子的相互作用对灵敏

度也有小量贡献。

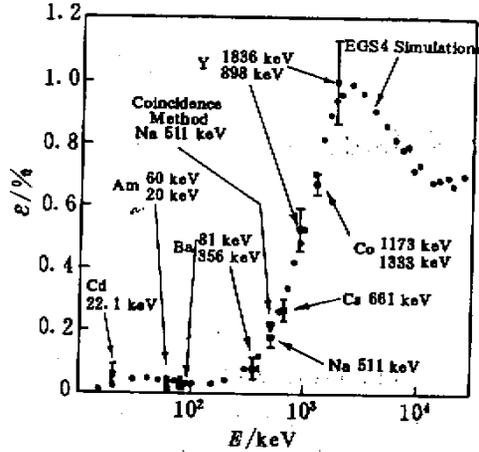


图 7 TGC 探测器的 γ 灵敏度随角度变化

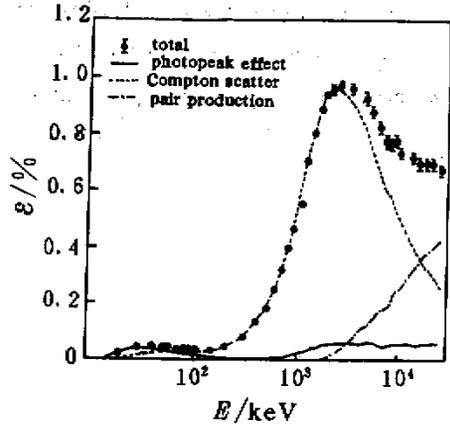


图 8 γ 与 TGC 探测器相互作用的 3 种过程 (90°)

5 结束语

我们用放射源测量了 γ 能量从 20 keV 到 1.8 MeV 的 TGC 探测器的 γ 灵敏度。我们也用 EGS4 程序计算了 TGC 探测器的 γ 灵敏度。按照模拟计算，在低能区(约 100 keV)， γ 灵敏度的主要贡献是光电效应，在高能区(约 1 MeV)， γ 灵敏度的主要贡献是 Compton 散射。我们用 γ - γ 符合测量进一步确认了实验结果，实验结果与 EGS4 程序计算结果很好地符合。

参 考 文 献：

[1] Majewski S, Charpak G, Breskin A, et al. A Thin Multiwire Chamber Operating in the High Multiplication Mode[J]. Nucl Instr and Meth, 1983, A217 : 265 - 271.

- [2] Ferrari A , Sala P. Radiation Calculations for the ATLAS Detector and Experimental Hall [Z]. ATLAS Internal Note MUON-NO-90 , 1995 .
- [3] Nisati A. Fake Level-1 Muon Trigger Rates in the ATLAS Experiment [Z]. ATL-DAQ-98-123 , 1998 .
- [4] Fukui H , Yoshida M , Miyazaki Y , *et al.* Studies on Ageing Effects and Rate Dependence of Thin Gap Chamber [J]. Nucl Instr and Meth , 1988 , A419 : 497 – 502 .

Measurement of γ -ray Sensitivity of Thin Gap Chamber

YE Bang-jiao^{1,2} , S. Tsuno² , T. Kobayashi²

(1 *Department of Modern Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China ;*

2 *ICEPP , University of Tokyo , Tokyo 113 , Japan*)

Abstract : The Large Hadron Collider (LHC) at the European Laboratory for Particle Physics (CERN) is expected to operate at the luminosity of $10^{34} \text{ (cm}^2 \cdot \text{s)}$, and the resulting background condition in the experimental hall would be quite severe. Thin Gap Chamber (TGC) will be used for forward muon triggering in the ATLAS experiment. According to a simulation , the main source of the background around TGC in the experimental hall is neutrons and photons. The sensitivity measurement for TGC to γ -rays is described. The measurement was performed for γ -ray energies between 20 keV and 1.8 MeV. The sensitivity was found to be less than 1% , and it shows good agreement with the simulation based on EGS4.

Key words : thin gap chamber ; ATLAS spectrograph ; γ -sensitivity