

NaI(Tl) 闪烁谱仪测定 γ 射线的能谱

西瓜^{*}, 付老师[†]

北京大学 物理学院, 北京 100871

【摘要】 本实验利用 NaI(Tl) 闪烁谱仪对 γ 射线能谱进行了测量与分析。通过测量 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 标准放射源的能谱, 确定了闪烁谱仪的能量刻度关系, 并对谱仪的能量分辨率和线性特性进行了检验。在此基础上, 利用多道分析器测量了不同几何条件及混合放射源情况下的 γ 能谱, 对全能峰、康普顿平台及反散射峰的形成机制及其变化规律进行了分析。实验结果表明, NaI(Tl) 闪烁谱仪具有良好的能量线性关系, 能够较好地实现 γ 射线能量测量与能谱分析, 加深了对 γ 射线与物质相互作用及闪烁探测器工作原理的理解。

【关键词】 NaI 闪烁谱仪, 光电效应, 康普顿散射, 放射性物质能谱

Determination of the energy spectrum of gamma rays using NaI(Tl) scintillation spectrometer

Xisense, Prof. Fu

Physics Institute, Peking University, Beijing 100871, China

Abstract: This experiment utilized a NaI(Tl) scintillation spectrometer to measure and analyze the gamma-ray energy spectrum. By measuring the energy spectra of standard radioactive sources ^{137}Cs and ^{60}Co , the energy calibration relationship of the scintillation spectrometer was determined, and the energy resolution and linearity of the spectrometer were verified. Based on this, a multichannel analyzer was used to measure the gamma-ray energy spectrum under different geometric conditions and with mixed radioactive sources. The formation mechanism and variation patterns of the full-energy peak, Compton plateau, and backscattering peak were analyzed. Experimental results show that the NaI(Tl) scintillation spectrometer exhibits good energy linearity and can effectively achieve gamma-ray energy measurement and energy spectrum analysis, deepening the understanding of the interaction between gamma rays and matter and the working principle of scintillation detectors.

Key Words: NaI scintillation spectrometer, photoelectric effect, Compton scattering, energy spectrum of radioactive materials

1 引言

闪烁探测器是最早发展起来的一类电离辐射探测器之一, 在核物理、医学成像以及环境辐射监测等领域具有重要应用。自 1948 年发现 NaI(Tl) 晶体具有优良的闪烁性能以来, 卤化物闪烁体得到了迅速发展, 并推动了无机闪烁探测技术的进步^[1]。由于 NaI(Tl) 晶体具有较高的发光效率和较高的有效原子序数, 其对 γ 射线具有较高的探测效率, 因此很快被应用于 γ 能谱测量, 并成为闪烁谱仪中最常用的探测材料之一^[2]。

与半导体探测器相比, NaI(Tl) 闪烁探测器具有成本低、探测效率高、可以制备成大体积晶体以及技术成熟等优点, 因此在许多需要高探测效率而对能量分辨率要求不是极高的场合中仍然被广泛使用^[3]。尽管

*email: xisense_wyx@stu.pku.edu.cn
tel: (+86)15003246977 ID: 2200011302

高纯锗 (HPGe) 探测器具有更高的能量分辨率, 但其需要低温工作、成本较高, 而 NaI(Tl) 探测器在常温下即可工作, 结构简单, 易于维护, 因此在教学实验和工程应用中具有明显优势^[3]。

目前, NaI(Tl) 闪烁谱仪已广泛应用于核辐射测量、核素识别、环境放射性监测、医学成像以及空间探测等领域。例如, 在核安全与环境监测中, NaI(Tl) 探测器常用于放射性核素的快速识别; 在医学领域中, 其被广泛应用于 γ 相机和核医学成像系统中; 在高能物理与空间科学中, 大体积闪烁探测器可用于宇宙射线与 γ 射线探测^[4]。近年来, 随着硅光电倍增器 (SiPM) 和数字信号处理技术的发展, NaI(Tl) 闪烁谱仪在保持高探测效率和低成本优势的同时, 其系统体积进一步减小, 应用范围也进一步扩大^[5]。

综上所述, NaI(Tl) 闪烁谱仪由于其高探测效率、成本低、技术成熟等优点, 在 γ 射线能谱测量中仍然占据重要地位。本实验采用 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量 γ 射线能谱, 通过对能谱的分析实现能量刻度和能量分辨率的测定, 从而加深对闪烁探测器工作原理及 γ 能谱测量方法的理解。

2 实验原理

2.1 闪烁谱仪的基本原理

NaI(Tl) 闪烁谱仪测量 γ 射线能谱的原理包括 γ 射线与物质的相互作用、闪烁探测器的工作原理以及能谱形成机制等内容。

当 γ 射线进入探测器晶体后, 主要通过光电效应、康普顿散射和电子对产生三种过程与物质相互作用。

(1) 光电效应

在光电效应中, 入射 γ 光子将全部能量传递给原子内层电子, 使电子逸出成为光电子, 其动能为

$$E_e = h\nu - E_b \quad (2.1)$$

其中 E_b 为电子束缚能。当 $h\nu \gg E_b$ 时, 可近似认为

$$E_e \approx h\nu \quad (2.2)$$

因此光电效应对应于能谱中的全能峰。

(2) 康普顿散射

康普顿散射是 γ 光子与近自由电子的非弹性散射过程。散射后光子能量为

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.3)$$

其中

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (2.4)$$

反冲电子获得的能量为

$$E_e = h\nu - h\nu' \quad (2.5)$$

当散射角 $\theta = 180^\circ$ 时, 反冲电子能量最大, 称为康普顿边, 其最大能量为

$$E_{e,\max} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} h\nu \quad (2.6)$$

康普顿电子能量连续分布, 因此在能谱中形成康普顿平台。

(3) 电子对效应

当 γ 射线能量大于 $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ 时, 可能发生电子对产生:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (2.7)$$

正电子在物质中很快与电子湮灭, 产生两个 0.511 MeV 的 γ 光子。

NaI(Tl) 闪烁探测器利用闪烁体将射线能量转换为光信号，再通过光电倍增管转换为电信号。当带电粒子在闪烁体中运动时，使晶体分子激发和电离，退激时发出闪烁光。发光强度与粒子在晶体中损失的能量成正比，即

$$L \propto E \quad (2.8)$$

光电倍增管输出电脉冲幅度与入射光子数成正比，因此输出脉冲幅度 V 与入射粒子能量 E 成正比：

$$V \propto E \quad (2.9)$$

由于探测过程存在统计涨落，对于单能 γ 射线，其输出脉冲幅度呈高斯分布。能量分辨率定义为

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} \quad (2.10)$$

其中 ΔE 为半高宽 (FWHM) 对应的能量宽度。

在一定能量范围内， γ 射线能量与多道分析器道址（或脉冲幅度）之间满足线性关系：

$$E = GX + E_0 \quad (2.11)$$

其中 X 为全能峰对应的道址， G 为系统增益， E_0 为截距。通过已知能量的标准源（如 ^{137}Cs 和 ^{60}Co ）进行刻度，可以得到能量刻度曲线，从而实现未知 γ 射线能量的测量。

因此，通过测量 γ 射线在 NaI(Tl) 闪烁体中产生的脉冲幅度分布，并进行能量刻度，即可得到 γ 射线能谱，并可进一步分析全能峰、康普顿平台及反散射峰等谱结构，从而研究 γ 射线与物质的相互作用规律以及谱仪的能量分辨率和线性特性。

2.2 闪烁探测器对 ^{137}Cs 单能 γ 射线的响应

^{137}Cs 的 γ 能谱如图1所示

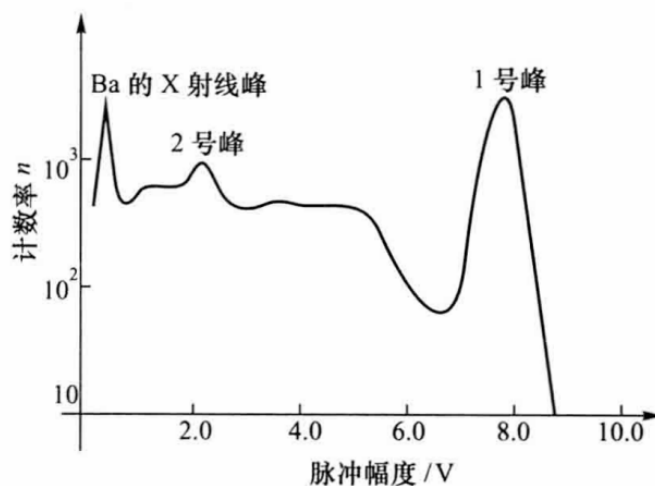


图 1 ^{137}Cs 的 γ 能谱

^{137}Cs 只放出 0.662MeV 的 γ 射线，不会产生正负电子对，与闪烁体的相互作用只有光电效应和康普顿散射两种。对于光电效应，会在 $E = 0.662\text{MeV}$ 的位置产生光电峰（即 1 号峰位置）。1 号峰的左侧的平台对应着康普顿散射的贡献。当康普顿散射产生的散射光子未逸出晶体，仍然被闪烁体吸收，同时光电子也对这个脉冲有贡献，由于上述过程在极短时间内完成，二者的脉冲贡献叠加在一起，导致 $E_c + h\nu' = h\nu$ 。也会在 1 号峰位置处有贡献。二者加起来称之为全能峰。

对于 2 号峰，这是由于 γ 射线穿过闪烁体，打到光电倍增管后发生了 180 度康普顿散射，反散射的光子 $h\nu'$ 又返回晶体，与晶体发生光电效应导致的，返回的光子能量为 0.184MeV，形成 2 号峰，也就是反散射峰。 γ 射线对原衬底材料上的反散射也会对反散射峰有贡献。

3 实验仪器

本实验采用 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量 γ 射线能谱。整个实验系统由闪烁探测器、高压电源、射极跟随器、线性放大器、单道脉冲幅度分析器、多道脉冲分析器、示波器以及标准放射源等部分组成，各部分共同完成从 γ 射线探测到能谱获取的全过程。实验仪器如图2所示。

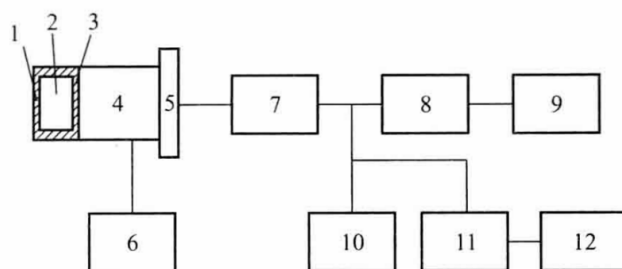


图 2-1-4 闪烁谱仪结构方框图

1. 反射层;2. 闪烁体;3. 硅油;4. 光电倍增管;5. 射极跟随器;6. 高压电源;7. 线性放大器;
8. 单道脉冲幅度分析器;9. 定标器;10. 示波器;11. 微机多道;12. 打印机

图 2 实验仪器基本组成

闪烁探测器是整个系统的核心部分，由 NaI(Tl) 闪烁体和光电倍增管组成。NaI(Tl) 是一种无机闪烁体，具有较高的原子序数和密度，对 γ 射线具有较强的吸收能力。当 γ 射线进入晶体后，通过光电效应或康普顿散射产生次级带电粒子，这些粒子在晶体中运动时使原子激发并发出波长约为 410 nm 的闪烁光。闪烁光的总光子数与入射粒子在晶体中损失的能量成正比，从而实现能量到光信号的转换。

光电倍增管用于将微弱的闪烁光信号转换为电信号并进行放大。闪烁光照射在光阴极上产生光电子，这些光电子在多级倍增极（打拿极）之间逐级加速并发生二次电子发射，经过 n 级倍增后，总增益可达

$$G \approx \delta^n \quad (3.1)$$

其中 δ 为单级二次发射系数。最终在阳极形成电压脉冲，其幅度与入射光强成正比。闪烁体与光电倍增管之间通过光学耦合剂（如硅脂）连接，以减少界面反射损失，提高光收集效率。

高压电源为光电倍增管提供稳定的工作电压（通常为几百至上千伏）。光电倍增管的增益对高压非常敏感，近似满足指数关系，因此要求高压电源具有良好的稳定性（电压波动一般小于 0.1%），否则会引起输出脉冲幅度变化，从而影响能量刻度的准确性。

射极跟随器通常设置在探测器输出端，其作用是降低输出阻抗，实现阻抗匹配，并减小外界噪声对信号的影响，使信号能够稳定传输到后续电子学系统。

线性放大器用于对探测器输出的电脉冲进行放大，其放大倍数通常在 $10 \sim 10^3$ 范围内可调。放大器应具有良好的线性、低噪声和高稳定性，以保证输出脉冲幅度与入射 γ 射线能量之间保持线性关系，同时提高信号的信噪比，便于后续分析。

单道脉冲幅度分析器（SCA）用于选择一定幅度范围内的脉冲信号进行计数。其工作原理是设定一个阈值 V 和道宽 ΔV ，仅当输入脉冲幅度满足

$$V \leq V_{in} \leq V + \Delta V \quad (3.2)$$

时, 该脉冲才被计数。通过逐步改变阈值, 可以扫描得到脉冲幅度分布, 从而获得 γ 射线能谱。

多道脉冲分析器 (MCA) 可以将不同幅度的脉冲自动分配到不同的道址中, 实现脉冲幅度的数字化记录。每个道对应一定的幅度区间, 记录该区间内脉冲出现的次数, 从而一次性获得完整的能谱分布, 大大提高了测量效率和精度。

示波器用于实时观察探测器输出脉冲的波形, 包括脉冲的幅度、宽度及噪声情况。在实验过程中, 通过示波器可以调节光电倍增管高压和放大器参数, 使系统处于最佳工作状态。

实验中采用 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 作为标准 γ 射线源。其中 ^{137}Cs 主要发射 0.662 MeV 的 γ 射线, 而 ^{60}Co 发射 1.17 MeV 和 1.33 MeV 的 γ 射线。这些已知能量的 γ 射线可用于建立能量刻度曲线, 从而实现未知能量的测量。

综上, 各电子学模块协同工作, 实现了从 γ 射线入射、能量沉积、光信号产生、电信号放大到能谱获取的完整测量过程。

4 实验步骤

实验步骤如下:

(1) 打开高压电源、线性放大器、单道脉冲幅度分析器、多道脉冲分析器以及示波器, 仪器预热约 15–20 分钟, 使光电倍增管和电子学系统达到稳定工作状态。在预热过程中检查各仪器连接是否正确, 包括闪烁探测器输出与放大器输入端的连接、放大器输出与分析器输入端的连接等。

(2) 将 ^{137}Cs 放射源放置在 NaI(Tl) 闪烁探测器前适当位置, 通过示波器分别观察线性放大器输入端和输出端的脉冲波形。调节光电倍增管的高压, 使脉冲幅度随高压变化明显但不出现饱和或噪声过大的情况; 再调节线性放大器的放大倍数和成形时间, 使输出脉冲波形平滑、幅度稳定、噪声较小, 从而使谱仪处于较好的能量分辨状态。确定合适的工作高压后保持高压不再改变。

(3) 在保持高压不变的条件下, 进一步调节线性放大器的放大倍数, 使 ^{137}Cs 发出的 0.662 MeV γ 射线的全能峰位于单道分析器测量范围的中间区域。设置单道脉冲幅度分析器的阈值和道宽, 改变阈值电压, 逐点测量不同道址处的计数率, 得到 ^{137}Cs 的 γ 能谱分布。同时, 在无放射源条件下测量环境本底计数, 并从测量谱中扣除本底的影响。根据全能峰的半高宽计算谱仪的能量分辨率。

(4) 在能量刻度实验中, 调整线性放大器增益, 使 ^{137}Cs 的 0.662 MeV 全能峰以及 ^{60}Co 的 1.17 MeV 和 1.33 MeV 全能峰均落在多道分析器的合适道址范围内。分别测量 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 的能谱, 记录各全能峰对应的道址位置, 同时记录反散射峰位置。利用已知 γ 射线能量与对应道址数据, 采用最小二乘法进行线性拟合, 得到能量与道址之间的关系曲线, 即能量刻度曲线。

(5) 将单道脉冲幅度分析器切换为多道脉冲分析器, 分别测量 ^{137}Cs 单源能谱以及 ^{137}Cs 与 ^{60}Co 混合源能谱, 并测量本底谱。比较单源谱与混合源谱的差异, 分析谱仪的能量分辨率、线性范围以及系统稳定性。

(6) 若存在未知放射源, 可在相同实验条件下测量其 γ 射线能谱, 根据已建立的能量刻度曲线, 将未知峰对应的道址换算为 γ 射线能量, 从而实现未知放射源的能量测量与核素识别。

5 数据分析与讨论

5.1 利用单道分析器绘制 ^{137}Cs 的 γ 能谱

首先利用示波器, 调节放大器的放大倍数, 使得全能峰对应的电压约在 7V 左右, 此时读出放大倍数为 $50 \times (0.5 + 0.650) = 57.50$ 。再使用定标器, 取道宽为 0.1V, 下阈值电压从 6.6V 到 7.2V 每隔 0.1V 进行一次单道计数。将数据点进行样条拟合并寻峰可得到如图3所示结果。我们前面放大器倍数的调节就是基于图3所得到的数据进行的。

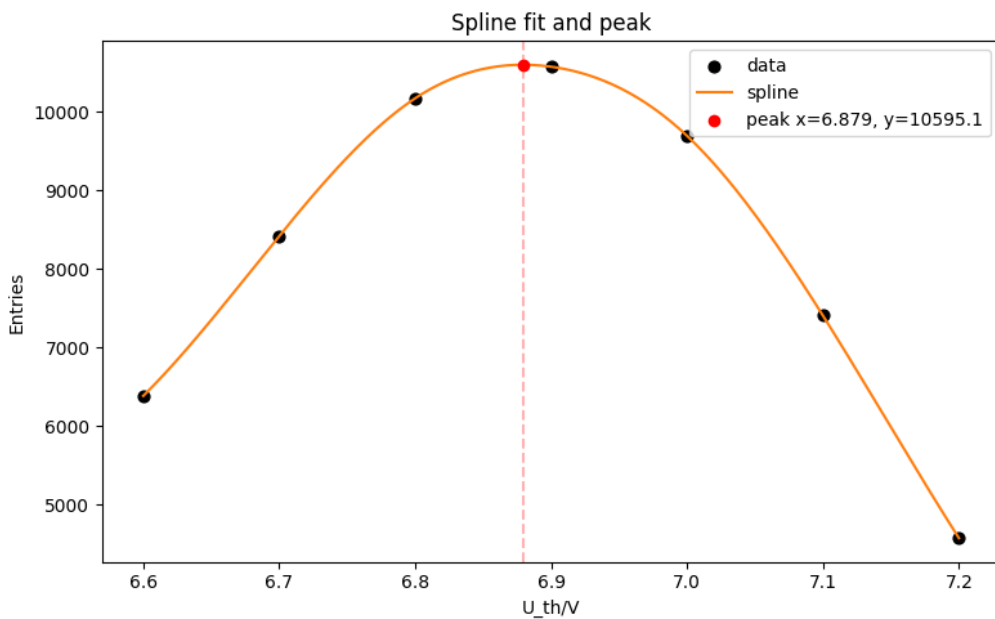


图3 ^{137}Cs 全能峰附近的 γ 能谱

直接通过 `scipy` 库函数找到对应的极值点，即全能峰位置为 6.879V，峰值大小为 10595。下一步保持放大器倍数不变，将下阈值电压从 8.0V 降至 0.8V，单道间隔仍为 0.1V，可以绘制出 ^{137}Cs 的 γ 能谱，如图所示。

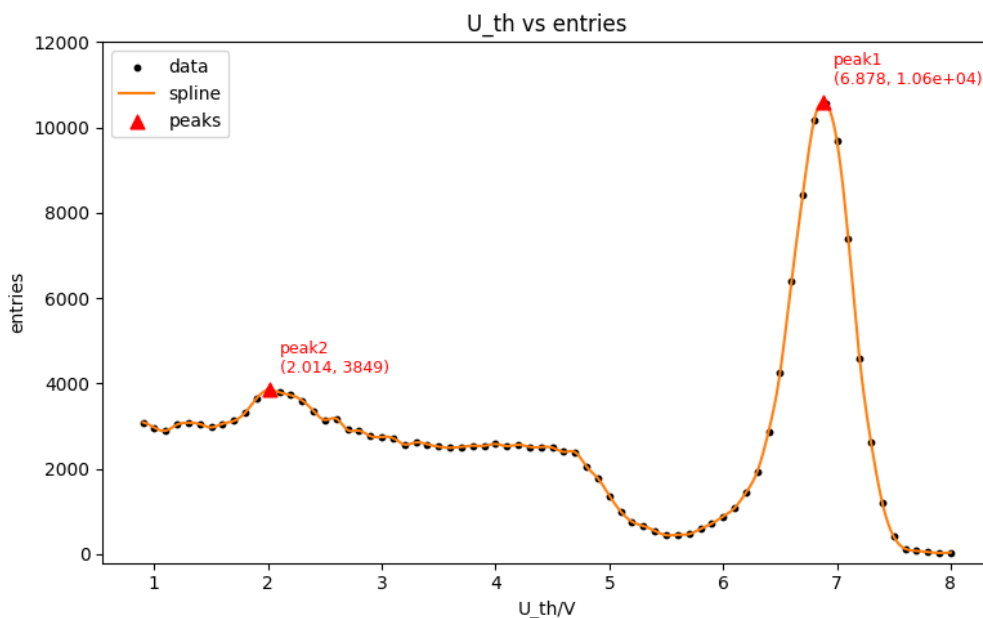


图4 ^{137}Cs 的 γ 能谱

从上图中可以明显看到全反射峰和全能峰。计算可得全反射峰的位置为 2.01V，峰值为 3849；全能峰的位置为 6.878V，峰值为 10598。（图中为了简洁没有标注准确数字，但是实际上可以通过程序计算出 10598 这个数值，计算代码可以参考附录 B）

5.2 闪烁体谱仪的能量线性关系检验

除了 ^{137}Cs 以外，还需要 ^{60}Co 的两个全能峰（1.17MeV 和 1.33MeV）对其进行标定。但由于这两个全能峰的能量过高，如果保持放大倍数不变，他们对应的脉冲电压会超过 10V，这是定标器下阈值电压的最大值。所以将线性放大器的放大倍数变为原来的一半。可以计算 $28.75 = 20 \times (0.5 + 0.94)$ 。此时需要重新测量 ^{137}Cs 的全反射峰和全能峰的峰的位置以及 ^{60}Co 的两个光电峰的位置。经过简单计算，可以估算出 ^{137}Cs 的全反射峰和全能峰的位置应该在 1.00V 和 3.45V 左右， ^{60}Co 的两个光电峰的位置分别为 6.00V 和 6.80V 左右。而实际测量结果如图5所示。

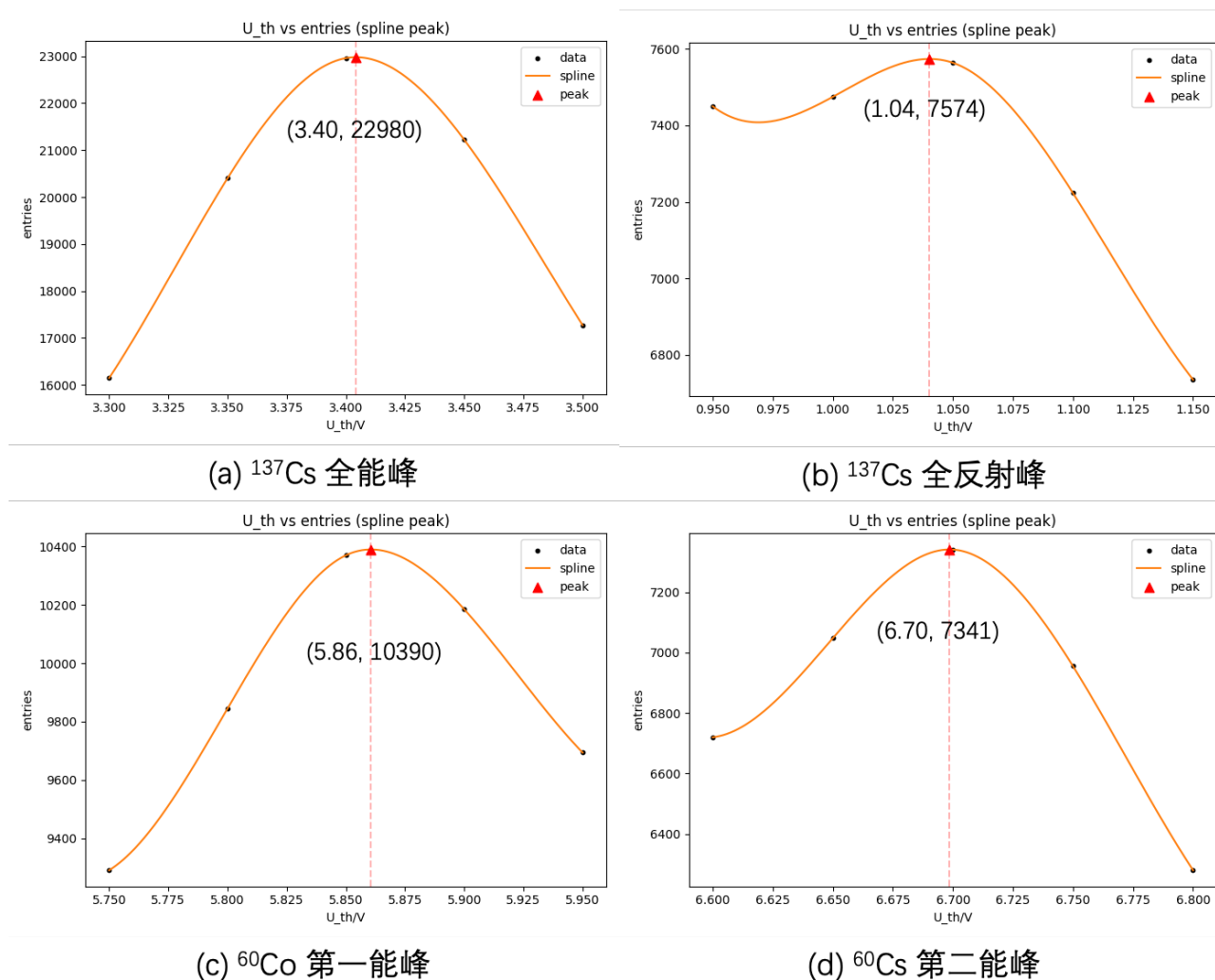


图 5 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 寻峰图

计算得到 ^{137}Cs 的全反射峰和全能峰的峰的位置分别为 1.04V 和 3.40V。 ^{60}Co 的两个光电峰的位置分别为 5.86V 和 6.70V。将这四个电压值作为横轴，其对应的四个能量（0.184MeV，0.662MeV，1.17MeV，1.33MeV）作为纵轴，可以做出该闪烁体谱仪对应的能量刻度曲线。如图6所示。将其做最小二乘拟合得到

$$E(X) = 0.203 \times X - 0.028 \quad (5.1)$$

其中能量的单位为 MeV，X 的单位为 V，回归系数 $r = 0.99996$ 。线性程度非常好。

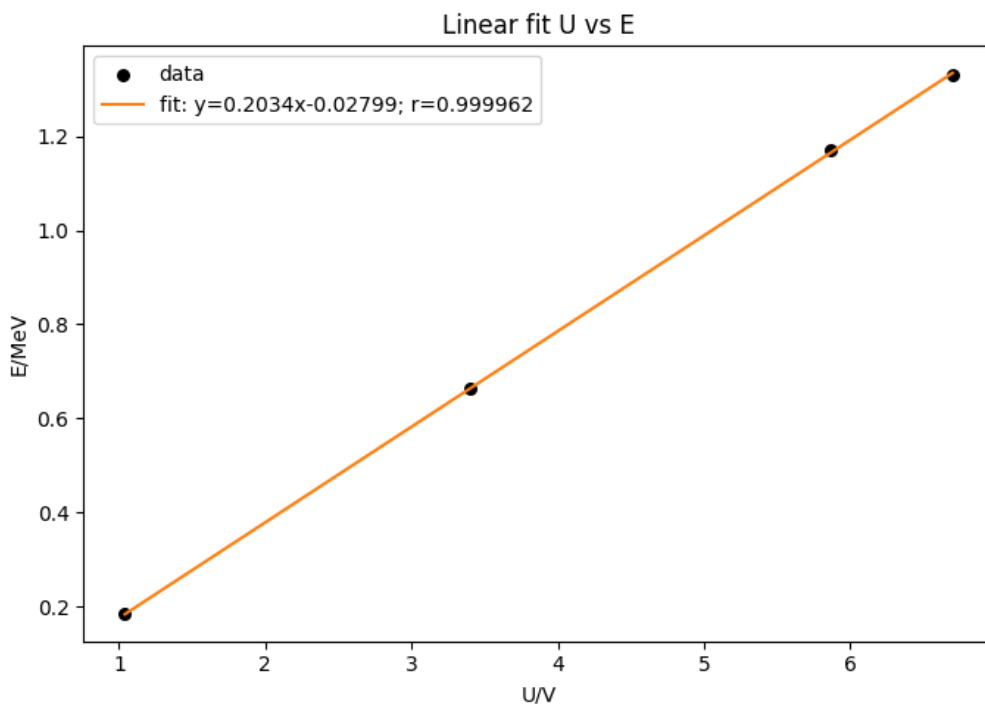
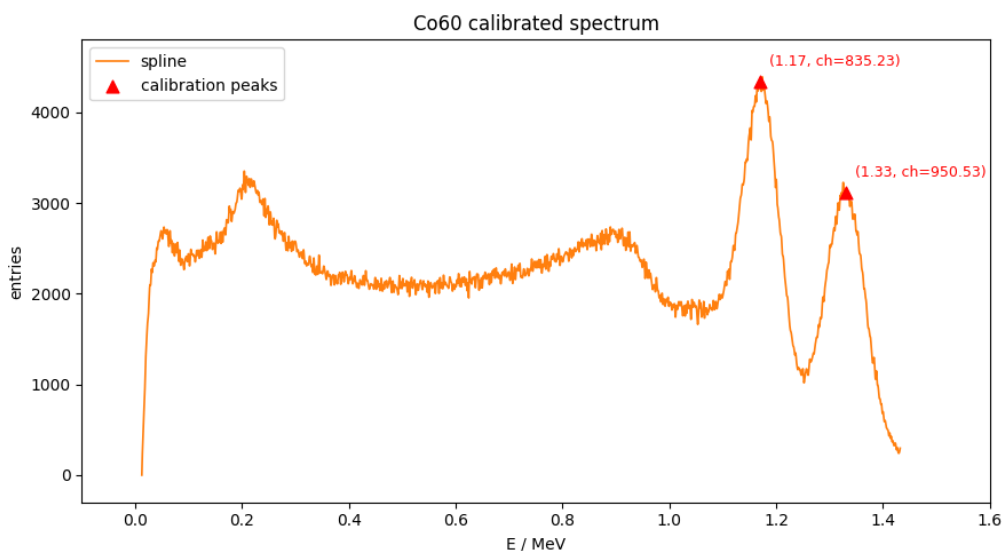


图 6 闪烁体谱仪的能量刻度曲线

5.3 多道分析器绘制 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 能谱

由于多道分析器采用量程为 6V 的 1024 道模式，所以为了画出 ^{60}Co 的完整能谱，我们需要调整放大倍数。这样一来，上面使用的拟合公式就不再适用了，一方面我们可以读出当前的放大倍数，进一步计算出新的放大倍数下的斜率，另一种方法我们可以重新测量 ^{60}Co 的完整能谱，然后通过第一、第二能峰对多道分析数据的 x 轴进行标定，标定结果如图所示。

图 7 使用 ^{60}Co 的完整能谱对多道分析数据进行标定

标定完成后，我们测量了以下四种情况下的能谱：Cs 靠近探头，Cs 远离探头，Co 靠近探头，Cs 和 Co 放在一起远离探头。结果如图所示。

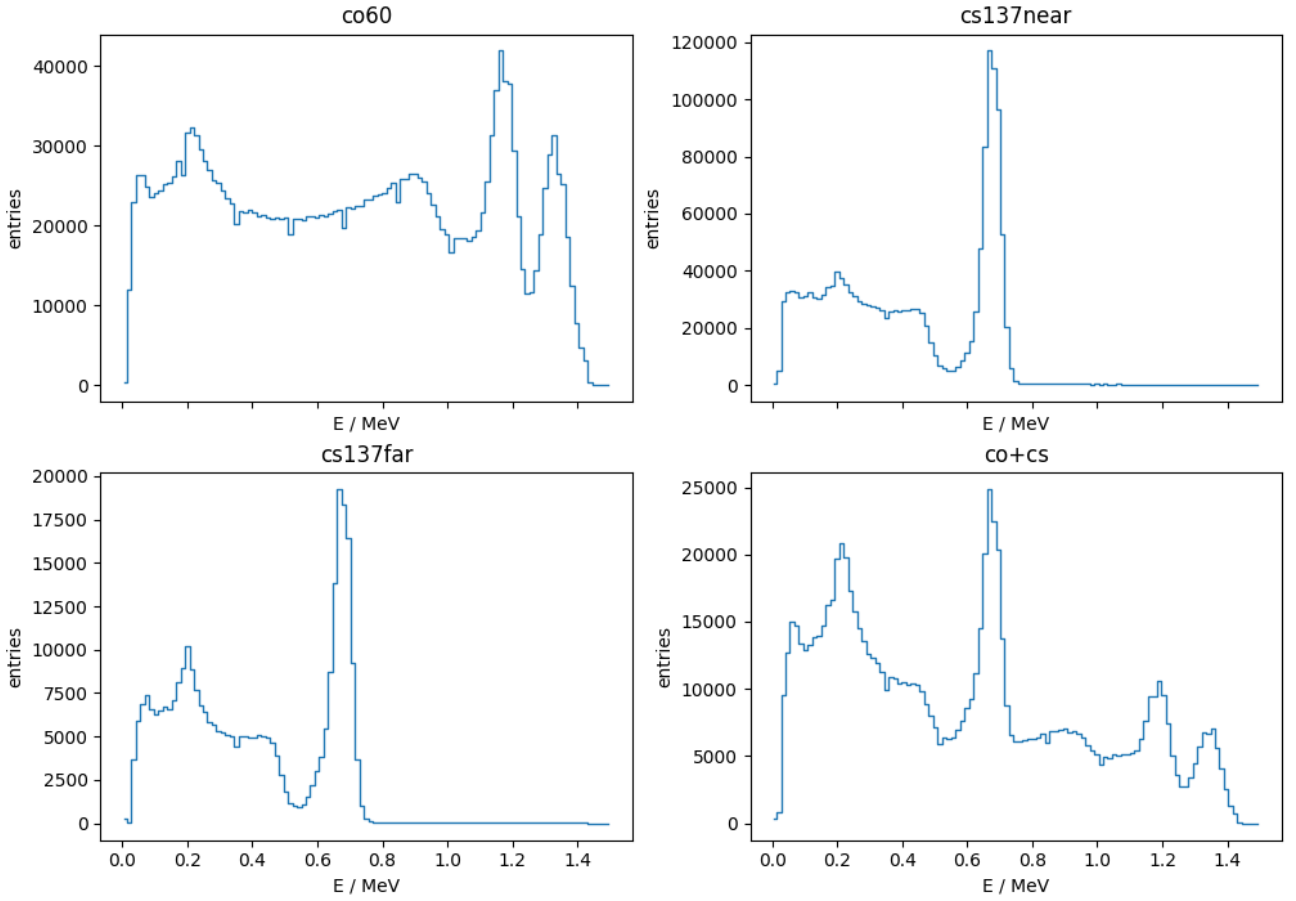


图8 从左向右，从上到下，分别为 Co 靠近探头，Cs 靠近探头，Cs 远离探头，Cs 和 Co 放在一起远离探头

与之前的数据作图不同的是，为使实验数据的展示更加清晰且具有物理意义，未直接对原始高密度数据点进行逐点样条 spline 分析，而是采用了分箱（binning）的方法对能谱进行重构。具体而言，将能量区间划分为若干小区间，对每个区间内的计数进行加权统计，其数学形式可表示为

$$H_i = \sum_{j \in \text{bin}_i} N_j, \quad (5.2)$$

其中 H_i 为第 i 个能量区间内的总计数， N_j 为原始数据中对应能量点的计数值。对应的能量取为各区间的中心值

$$E_i = \frac{E_{i,\text{left}} + E_{i,\text{right}}}{2}. \quad (5.3)$$

该方法等效于对实验数据进行离散化统计处理，能够有效降低统计涨落带来的视觉噪声，同时保持能谱的主要结构特征（如康普顿边和特征峰）。最终采用阶梯图（step plot）进行绘制，使结果更符合核谱学中常用的能谱表示方式。

通过图8，我们对于 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 的放射特性就可以有一个相对完整的认识了。下面我们对主要分析全反射峰的性质（全反射峰的峰位和相对峰高度）。由图9中能谱可以对全能峰（全反射峰）的峰位及相对峰高进行比较分析。首先，从峰位位置来看， ^{137}Cs 放射源在靠近探测器与远离探测器两种几何条件下，其全能峰对应的能量位置基本一致，说明探测系统的能量刻度未发生改变，全能峰位置在统计误差范围内保持稳定。然而，当 ^{137}Cs 与 ^{60}Co 放置在一起测量时，谱图中全能峰位置相较于单独 ^{137}Cs 时略向高能方向偏移，这可能是由于两个放射源同时存在时探测器计数率升高，导致脉冲堆积（pile-up）效应，使部分脉冲幅度叠加，从而使测得的峰位向高能方向移动。

其次，从全能峰的相对峰高来看，可以观察到从“Cs 靠近探测器”到“Cs 远离探测器”，再到“Cs 与

Co 一起远离探测器”，全能峰的相对峰高逐渐增大。这里的相对峰高可表示为

$$R = \frac{N_{\text{peak}}}{N_{\text{total}}}, \quad (5.4)$$

其中 N_{peak} 为全能峰区域内的计数， N_{total} 为总计数。相对峰高的增加表明全能峰在总谱中的占比增大，其原因是随着放射源远离探测器，探测到的散射光子比例相对减少，而未发生散射并被探测器完全吸收的光子比例相对增加，因此全能峰所占比例上升。

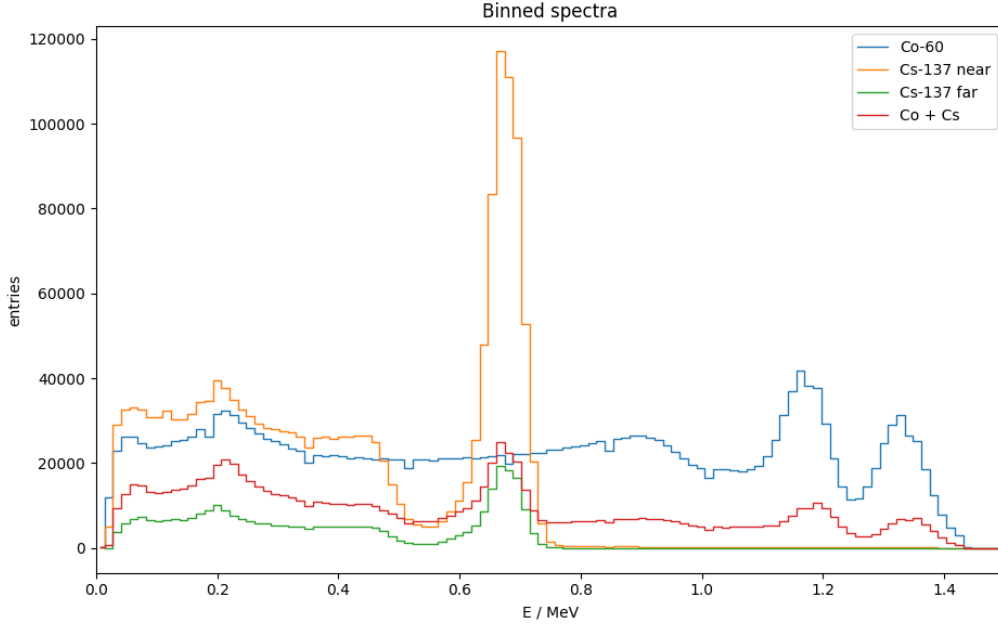


图 9 多道分析器绘制的上述 4 中情况下的能谱

5.3.1 全反射峰峰位分析

关于全反射峰（即反散射峰）的形成机制，已在实验原理部分进行了说明。对于 ^{137}Cs 放射源，无论其靠近探测器还是远离探测器， γ 光子的初始能量并未发生改变，康普顿散射过程的运动学关系保持不变，因此反散射峰对应的能量位置在两种几何条件下应保持一致，实验中观测到的峰位差异在统计误差范围内可以忽略。

当 ^{137}Cs 与 ^{60}Co 同时存在时，谱中反散射峰将包含多个 γ 能量对应的贡献。对于 ^{60}Co ，其两条主要 γ 射线能量分别为 E_1 与 E_2 ，对应的反散射峰能量可由康普顿散射公式给出：

$$E_{\text{Co},1} = \frac{E_1}{1 + 2 \frac{E_1}{m_e c^2}} \approx 0.210 \text{ MeV}, \quad (5.5)$$

$$E_{\text{Co},2} = \frac{E_2}{1 + 2 \frac{E_2}{m_e c^2}} \approx 0.214 \text{ MeV}. \quad (5.6)$$

可以看出，两者之间的能量差仅约为 0.004 MeV 。而 ^{137}Cs 的反散射峰能量约为 0.184 MeV ，与上述两个峰分别相差约 0.026 MeV 和 0.030 MeV 。

考虑探测系统的能量分辨率，可通过 ^{137}Cs 全能峰的半高宽估计，其相对能量分辨率约为 15%。在约 0.2 MeV 附近，对应的能量展宽约为

$$\Delta E \sim 0.03 \text{ MeV}.$$

因此，上述三个反散射峰之间的间隔与探测器分辨本领处于同一量级，在实验条件下难以分辨，将叠加形成一个展宽的单峰，其峰位相对于单一 ^{137}Cs 情形会向高能方向发生偏移。这与实验观测结果一致。

5.3.2 全反射峰相对峰高度分析

对于反散射峰相对峰高的变化,需要从几何条件及散射贡献两方面进行分析。理想情况下,若仅考虑放射源与探测器之间的直接作用,则改变源与探测器的距离只会整体改变探测效率,使全能峰与反散射峰按相同比例变化,其相对峰高应基本保持不变。

然而在实际实验中,当 ^{137}Cs 远离探测器放置于铁架台等支撑结构附近时, γ 射线不仅在周围空气中发生散射,还会在金属支撑结构中发生额外的康普顿散射。这些散射后的光子有较大概率以接近 180° 方向进入探测器,从而显著增强反散射峰的计数。因此,相较于“靠近探测器”的情形,“远离探测器”时反散射峰的相对峰高有所增加。

当 ^{137}Cs 与 ^{60}Co 同时存在时,情况进一步复杂。 ^{60}Co 发射的高能 γ 射线(约 1.17 MeV 和 1.33 MeV)在周围介质中更容易产生多次散射,其反散射贡献在低能区(约 0.2 MeV 附近)叠加到 ^{137}Cs 的反散射峰上,从而进一步提高该能区的计数。此外,多源同时存在还会提高整体计数率,增强多次散射及脉冲堆积的概率,也会在一定程度上抬高该区域的谱强度。

综上,反散射峰相对峰高从“Cs靠近探测器”到“Cs远离探测器”,再到“Cs与Co同时存在”的情况下逐渐升高,主要来源于环境散射贡献的增加以及多源叠加效应的共同作用。

6 结论

本实验利用NaI(Tl)闪烁谱仪对 γ 射线能谱进行了系统测量与分析,完成了从谱仪工作条件调节、能量刻度建立到能谱结构分析的全过程。实验中首先通过示波器调节光电倍增管高压及线性放大器参数,使探测系统工作在稳定且具有较好能量分辨率的状态;随后利用单道分析器测量了 ^{137}Cs 的能谱,确定了全能峰及反散射峰的位置,并计算了谱仪的能量分辨率。在能量刻度实验中,利用 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 的已知 γ 射线能量建立了能量与脉冲幅度之间的线性关系,结果表明该闪烁谱仪在实验能区内具有良好的线性响应特性。

在多道分析器测量中,分别测量了不同放射源及不同几何条件下的能谱,并对谱结构进行了分析。实验结果表明,全能峰位置主要由入射 γ 射线能量决定,与放射源距离变化关系不大;而反散射峰的峰位由康普顿散射过程决定,在不同几何条件下基本保持不变,但其相对峰高会受到环境散射、放射源位置以及多源叠加等因素影响。当多个放射源同时存在时,由于多次散射及脉冲堆积效应,可能导致谱峰展宽甚至峰位出现一定偏移。

通过本实验,加深了对 γ 射线与物质相互作用过程(光电效应、康普顿散射等)的理解,掌握了闪烁谱仪的基本结构、工作原理及能谱测量方法,理解了能量分辨率、能量刻度及谱结构分析在核辐射测量中的意义。实验结果表明,NaI(Tl)闪烁谱仪虽然能量分辨率不及半导体探测器,但具有探测效率高、结构简单、工作稳定等优点,在 γ 能谱测量及放射性核素识别中具有重要应用价值。

致谢

感谢付恩刚老师的悉心指导;

感谢薛锐杰同学对于本实验的帮助。

参考文献

- [1] VANECEK V, DECKA K, MIHOKOVA E, et al. Advanced halide scintillators: From the bulk to nano[A]. 2024.
- [2] HAWRAMI R, FARSONI A, SABET H, et al. Growth and evaluation of improved csi:tl and nai:tl scintillators[J]. Crystals, 2022, 12(11): 1517.
- [3] AUTHOR A. Enhanced gamma-ray spectrum transformation: Nai(tl) scintillator to hpge semiconductor via machine learning[J]. European Physical Journal Plus, 2025, 140: 113.
- [4] AUTHOR B. Machine learning application in nai(tl) gamma-ray spectroscopy for radionuclide identification: A systematic review[J]. Radiation

Measurements and Protection, 2025.

- [5] AUTHOR C. Nai(Tl) scintillator read out with sipm array for gamma spectrometer[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2017, 851: 118-124.

附录 A：思考题

实验过程思考题

1. 为什么要作能量刻度？本实验如何作能量刻度？如果放射源不够多，如何作刻度？

在使用 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量 γ 射线能谱时，多道分析器给出的谱线横坐标是道址 (channel number)，而不是直接对应的能量值。不同能量的 γ 射线在闪烁体中产生的光子数不同，经光电倍增管和线性放大器后形成的脉冲幅度也不同，多道分析器正是按照脉冲幅度的大小将信号分配到不同的道址中。因此，道址与 γ 射线能量之间存在一定的对应关系，但这种关系需要通过已知能量的射线进行标定，这一过程称为能量刻度。只有完成能量刻度后，才能将测得的能谱从“道址谱”转换为“能量谱”，从而确定各个峰所对应的实际能量，并对光电峰、康普顿边、反散射峰等结构进行分析。

本实验中通常选用若干具有已知 γ 射线能量的标准放射源（如 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 等），测量其能谱，并在能谱中找出对应的光电峰位置，记录其道址数。由于在一定能量范围内，NaI(Tl) 闪烁谱仪的输出脉冲幅度与入射 γ 射线能量近似成线性关系，因此可以假设能量 E 与道址 N 之间满足线性关系：

$$E = aN + b$$

利用多个已知能量 E 与对应道址 N 的数据点进行线性拟合，即可得到刻度系数 a 和 b ，从而建立能量刻度关系，实现由道址到能量的转换。

如果实验中可用的放射源数量不够多，无法提供足够多的已知能量点进行刻度，可以在同一能谱中选取多个具有已知能量且容易辨认的特征峰来增加刻度点数。例如可以选取光电峰、康普顿边、反散射峰以及特征 X 射线峰等，这些峰的位置对应的能量是已知或可以通过理论计算得到的。通过选取这些特征点，同样可以建立道址与能量之间的对应关系，从而完成能量刻度。

2. 如何从示波器上观察 ^{137}Cs 脉冲波形图及判断谱仪能量分辨率的好坏？

将线性放大器的输出信号接入示波器输入端，调节示波器的时间刻度至 ns 量级、电压刻度至合适范围，并选择合适的触发方式，使波形能够稳定显示。此时在示波器上可以观察到由闪烁体探测到 γ 射线后经光电倍增管和放大器输出的电压脉冲波形，其波形通常表现为上升沿较快、下降沿较慢的脉冲信号。通过观察脉冲的幅度和形状，可以判断探测系统工作是否正常，例如是否存在噪声过大、脉冲饱和或放大倍数不合适等问题。

谱仪能量分辨率的好坏通常通过能谱中光电峰的半高宽 (FWHM) 与峰位道址之比来衡量，即

$$R = \frac{\Delta E}{E} \approx \frac{\Delta N}{N}$$

其中 ΔN 为光电峰的半高宽， N 为光电峰对应的道址数。该比值越小，说明谱峰越尖锐，谱仪对不同能量射线的分辨能力越强，即能量分辨率越好；反之，若峰较宽，则说明能量分辨率较差。

3. 测量能谱时，每个点的测量时间如何选取？主要考虑什么因素？为了较精确地确定 γ 谱仪的能量分辨率，应该怎么办？

在测量能谱时，每个测量点的测量时间主要由计数的统计误差决定。由于放射性计数服从泊松分布，其相对统计误差为 $1/\sqrt{N}$ ，其中 N 为计数值。因此，为了减小统计误差，需要适当延长测量时间以增加计数。例如，若希望某一峰位处的统计误差小于 1%，则需要该处计数 $N > 10^4$ ，因此应根据源强和计数率选择合适的测量时间，使重要峰位具有足够的计数统计。

测量时间的选取还需要综合考虑放射源活度、探测效率、道宽选择、电压稳定性以及实验总时间等因素。在保证统计误差足够小的前提下，应尽量避免测量时间过长，以提高实验效率。

为了较精确地确定 γ 谱仪的能量分辨率，应重点测量光电峰附近的能谱，并适当延长该区域的测量时间，以获得统计涨落较小、峰形平滑的谱线。同时应合理选择道宽和阈值，使谱峰能够被充分展开而不过度展宽，然后通过测量光电峰的半高宽（FWHM）与峰位道址之比来计算能量分辨率，从而得到较为准确的结果。

4. 进入单道脉冲幅度分析器的全能峰所对应的脉冲幅度应选多大？如何选择道宽和确定阈值的改变量？

进入单道脉冲幅度分析器的全能峰所对应的脉冲幅度一般应调在分析器量程的一半稍偏大的位置。这样既可以避免脉冲幅度过小而受到噪声影响，又可以防止脉冲过大而超出量程造成饱和，从而保证测量具有较好的线性和稳定性。

道宽的选择需要综合考虑能量分辨率和测量时间。如果道宽选得过小，则每个道中的计数较少，统计误差较大，测量时间需要很长；如果道宽选得过大，则会使谱峰展宽，影响能量分辨率的测量。因此一般选择与谱仪能量分辨率相当或略小的道宽，使既能分辨谱峰结构，又能保证足够的计数率。

阈值改变量的选择应根据需要测量的能谱精细程度来确定。如果希望较精细地测量谱峰形状和半高宽，则阈值步进应取得较小；如果只是粗略测量谱的分布范围，则可以适当增大阈值步进，以减少测量点数并缩短实验时间。因此阈值改变量通常应小于或接近所选道宽，以保证扫描得到的能谱具有足够的分辨能力。

5. 反散射峰是怎样形成的？如何从实验上减小这一效应？

反散射峰是由于 γ 射线在探测器周围的物质（如探测器外壳、光电倍增管外壳、屏蔽材料或实验台等）中首先发生康普顿散射，散射后的 γ 射线以接近 180° 的方向反向进入闪烁体，并在闪烁体中通过光电效应被全部吸收而形成的。由于 γ 射线在反向散射过程中损失了一部分能量，因此反散射峰出现在全能峰左侧较低能量处，其位置由康普顿散射公式决定，具有相对固定的能量。

在实验上，为了减小反散射峰的影响，可以尽量减少探测器周围的散射物质，例如减小放射源与探测器周围材料的接触面积，或使放射源远离墙壁、桌面等容易产生散射的物体；也可以在探测器周围放置适当的吸收材料（如铅屏蔽），减少散射 γ 射线再次进入探测器的概率。此外，还可以选择康普顿散射截面较小的光电倍增管光阴极材料和衬底材料，从而在一定程度上减弱反散射峰的强度。

实验报告思考题

若有一 γ 射线源具有单一能量为 2 MeV 的 γ 射线，试预言其谱形。

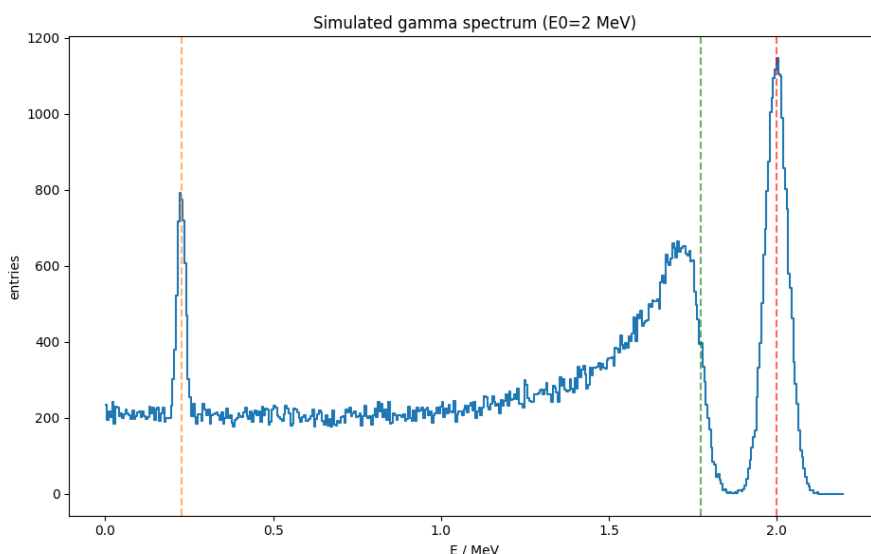


图 10 python 程序模拟的指定 γ 射线的能谱

对于能量为 2 MeV 的单能 γ 射线，全能峰将出现在 2 MeV 对应的位置，这是由 γ 射线完全在闪烁体中被吸收形成的光电峰。除此之外，由于 γ 射线在探测器或周围物质中可能发生康普顿散射，会在能谱中形成康普顿展宽，能量范围从零到康普顿边界。康普顿边界的能量可由公式计算：

$$E_r = \frac{E}{1 + 2\frac{E}{m_e c^2}} \approx 0.226 \text{ MeV}, \quad (6.1)$$

表示散射角为 180° 时散射光子剩余能量的位置。此外，还可能出现微弱的反散射峰，其位置略低于康普顿边界。整体谱形特征为一个尖锐的全能峰，左侧有连续的康普顿展宽，并在低能端可能出现反散射峰。

如图10所示，我使用 python 程序对这个物理过程进行模拟。经过尝试最后采用面向直方图的分块模拟方法生成 γ 射线能谱，否则会出现大规模内存占用导致电脑操作系统崩溃（至少我的 mac 崩了）。总事件数被分块生成，并直接累加到指定能量区间的直方图上。谱形由三部分组成：全能峰（位于 E_0 ）、反散射峰（位于 $E_{\text{back}} = E_0/(1 + 2E_0/m_e c^2)$ ）和康普顿展宽。康普顿部分基于 Klein–Nishina 微分截面对散射角进行拒绝采样，计算沉积能 $E_{\text{dep}} = E_0 - E'$ 。为了模拟能量分辨率，每个事件按 $\text{FWHM}(E) = k\sqrt{E}$ 加高斯展宽。块内事件生成后在区间 $[E_{\text{min}}, E_{\text{max}}]$ 内做直方图并累加，总谱通过 `plt.step` 绘制。最终谱线清晰显示全能峰、康普顿边界及反散射峰，符合 2 MeV γ 射线的物理特征，同时在恒定内存下高效完成模拟。

附录 B：数据处理使用的代码

本实验主要使用的 python 语言的代码进行数据分析，基于 `numpy`、`matplotlib`、`scipy` 以及 `pandas` 等库函数对实验数据进行分析 and 提取。数据处理使用的所有代码已上传至 `github`，可以通过 https://github.com/xisena1/PKU-modern-physical-experiment-code/tree/main/NaI_experiment2 进行查看和运行。此外，本项目使用 MIT 开源协议，非盈利性组织可以自行查看、改写和使用。

为了获取代码，可以在您希望拷贝的文件夹调用 `bash` 终端，使用指令 `git clone https://github.com/xisena1/PKU-modern-physical-experiment-code.git` 即可将实验中使用的代码拉取至本地，在本实验的文件夹中，我已经对代码使用的依赖库进行了 `venv` 虚拟环境的配置，在终端进入虚拟环境后就可以执行相关 `py` 文件了。当然您也可以使用 `pip install numpy matplotlib pandas scipy` 直接在本地下载相应的依赖库，这样就可以在本地的编辑器中执行相关文件。