

NaI(Tl) 闪烁谱仪测定 γ 射线的能谱

滕一鸣*

北京大学物理学院 学号: 2000011380

(实验日期: 2023 年 4 月 27 日)

本实验使用 NaI(Tl) 闪烁谱仪配合道宽 0.1 V 的定时单道分析仪测量了 ^{137}Cs γ 射线源的全能谱并在将线性放大器放大倍数减小一倍的情况下利用 ^{137}Cs 源的 0.662 MeV 光电峰、0.184 MeV 反散射峰以及 ^{60}Co 源的 1.17 MeV 和 1.33 MeV 光电峰对单道分析仪测量结果的阈值电压-事件能量关系进行了定标; 最后, 实验利用微机多道分析仪测量了 ^{137}Cs 源靠近和远离探头及 ^{137}Cs 源和 ^{60}Co 源叠加时于远离探头处的 γ 能谱并发现三种情况下 ^{137}Cs 反散射峰峰位几乎不变但是在 ^{137}Cs 源离探头较近时反散射峰相对光电峰的强度较弱, 表明为了减小反散射峰对实验的干扰应该让源尽量接近探测器.

关键词: 闪烁体探测器, γ 射线, 能谱

I. 引言

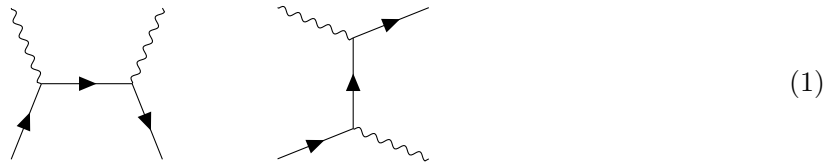
人们探索利用放射性的历史总是与荧光现象相伴相随. 自 1896 年 Antoine Henri Becquerel 在研究铀盐的磷光现象时发现了放射性始, 特定物质在射线照射下出现的闪烁现象便成为了探测射线的重要手段, 其中一个值得一提的探测仪器是 Willian Crookes 爵士于 1903 年发明的闪烁镜 (spintariscopes), 人们可以通过闪烁镜观察 α 粒子撞击 ZnS 屏幕产生的微小亮斑而实现射线探测. 长久以来人们都只是通过肉眼观察闪烁现象来确定射线的有无以及半定量地判断射线的强弱, 但二战时期的曼哈顿计划唤起了对电子化定量测量辐射强度的需求. 据此, Samuel Curran 爵士在 1944 年通过组合闪烁体与光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 而发明了工作原理与现代版本别无二致的闪烁体探测器 [1]. 战争结束后, 这一高效精确的辐射探测装置很快便得到了商业化与大规模推广并迅速成为了核物理实验的基本设备.

鉴于闪烁体探测器在现代核物理实验中的重要地位, 我们无疑需要学习其使用方法与定标方式; 同时本实验将通过 NaI(Tl) 闪烁体探测器以 γ 射线为被探测对象, 对其能谱的测量将使我们在抽象的理论计算之余对 γ 射线与物质相互作用的规律产生直观的认识.

II. 理论原理

A. γ 射线与物质的相互作用

在 MeV 能标下, γ 射线在物质中的行为可被树图阶 QED 光子-费米子关联函数所近似刻画, 其中较为主要的过程为光子-费米子图



以及双光子到正反费米子图



* tengyiming@stu.pku.edu.cn; (86)13287560665

如果式 (1) 中的费米子是自由电子, 那么这两幅图便描述了树图阶 Compton 散射过程, 散射前后粒子的总 4-动量守恒会给出 Compton 散射的能量-散射角公式

$$E(\theta) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3)$$

如果式 (1) 中的初态费米子是原子中的束缚态电子, 末态费米子则是自由电子, 那么这幅图便对应着所谓的光电效应. 式 (2) 刻画了双光子相互作用产生正负电子对的 Breit-Wheeler 效应, 对这幅图进行具体计算后可以发现其散射截面相当的小 [2], 因而两个 γ 光子相互作用产生正负电子对的过程几乎可以忽略不计. 但由于原子内部存在极强的电磁场, 因而会有相当一部分 γ 光子会和来自原子内部电磁场的光子相互作用并通过该过程产生正负电子对.

B. NaI(Tl) 闪烁体探测器

本实验采用 NaI(Tl) 闪烁体探测器对 γ 射线的能量进行测量. 射入闪烁体的 γ 光子会通过先前提到的光电效应, Compton 散射或正负电子对产生而生成高能电子. 这些电子与 NaI 闪烁体中原子的碰撞会激发这些原子, 被激发的原子在跃迁回基态时又会释放光子; 这些光子被闪烁体外的光反射层反射后会汇聚到光电倍增管的光阴极上并打出光电子, 光电子在经过光电倍增管内一系列次阴极的作用倍增后会在阳极上形成一个电压脉冲. 由于该脉冲幅度的大小统计上正比于倍增前的光电子数目, 倍增前的光电子数目又正比于闪烁体产生的光强, 在合适的能量范围内这一光强还正比于入射粒子在闪烁体内消耗的能量, 因而该脉冲的幅度便统计上正比于入射闪烁体的事件能量.

实验的直接测量对象便是经线性放大器放大后的该脉冲信号, 通过统计一定时间长度内不同幅度的脉冲数目, 我们便能得到入射 γ 射线的能量分布. 对特定幅度区间脉冲数目的统计可以通过定时单道分析仪进行, 此时我们设置的阈值电压近似正比于对应的事件能量, 并且我们会仅统计一定时间段内幅度位于阈值电压到阈值电压 + 道宽之间的脉冲的数目; 我们也可以使用微机多道分析仪来实现更高效的测量, 此时一个脉冲的幅度在经过多道分析仪中的模数转换后会对应某一个道数并会使得该道数上的计数加一, 最终多道分析仪上记录的某次事件的道数便统计上正比于该事件对应的入射粒子能量.

为了确定记录的事件对应的阈值电压和事件能量的确切关系, 我们需要用一些能量已知的事件对单道分析仪进行定标. 本实验的定标使用的是 ^{137}Cs γ 源的 0.662 MeV 光电峰与 0.184 MeV 反散射峰以及 ^{60}Co 的能量为 1.173 MeV 和 1.333 MeV 的两个光电峰. 反散射峰的形成源自穿过闪烁体的 γ 射线与光电倍增管内的电子相互作用发生散射角为 π 的 Compton 散射后再激发闪烁体产生的事件信号. 根据 Compton 散射的能量-散射角公式式 (3) 可以计算出反散射峰能量的确等于 [3] 中给出的标称值.

III. 实验设备

实验采用 FH1016A 型 3 kV 高压电源为光电倍增管供电, 我们将电压取作实验参考手册提供的推荐值 565 V; 光电倍增管输出的脉冲信号经过 CAKE 611 型线性放大器放大后经三通 BNC 接头一路输入示波器供监视系统工作情况, 一路输入 1024 道多道分析仪以统计各个幅度的脉冲信号分布或输入 CAKE 560 型定时单道分析仪以配合 BH1220 型自动定标器来统计一定时间段内放大器输出的幅度位于单道阈值到单道阈值 + 道宽间的脉冲信号数目.

IV. 实验结果与分析

A. 使用单道分析仪测量 ^{137}Cs 的全能谱

依照实验参考手册的要求, 我们保持定时单道的道宽为 0.1 V 不变并将线性放大器的放大倍数取作 29.3 以使得我们将单道阈值设为 7.00 V 时计数率最大. 此时我们测得的 10 s 内不同单道阈值电压取值处的脉冲计数见 [表 I](#). 为了较为精确地估计 ^{137}Cs 单能峰对应的阈值电压, 我们考虑对 [表 I](#) 中的数据点进行抛物拟合, 结果为

$$n = -16094.048U^2 + 224831.78U - 781600.381 \quad (4)$$

因而我们可以将单能峰的位置确定为

$$U_{0.662} = 6.98\text{ V} \quad (5)$$

表 I: 10 s 内不同阈值电压取值处的脉冲计数

阈值电压 $U(\text{V})$	7.20	7.10	7.00	6.90	6.80	6.70	6.60
计数 n	2692	3598	3759	3537	2868	2139	1410

在确定合适的线性放大器放大倍数后, 我们保持该放大率以及单道道宽不变而将各个数据点的测量时间取作 30 s , 这可以保证单能峰峰值计数的统计误差小于 1% . 我们据此将每个数据点处计数的相对误差取作 1% , 实测得到的不同阈值电压处 30 s 内的计数见 [表 II](#), 据此绘制得到的 ^{137}Cs γ 射线全能谱见 [图 1](#).

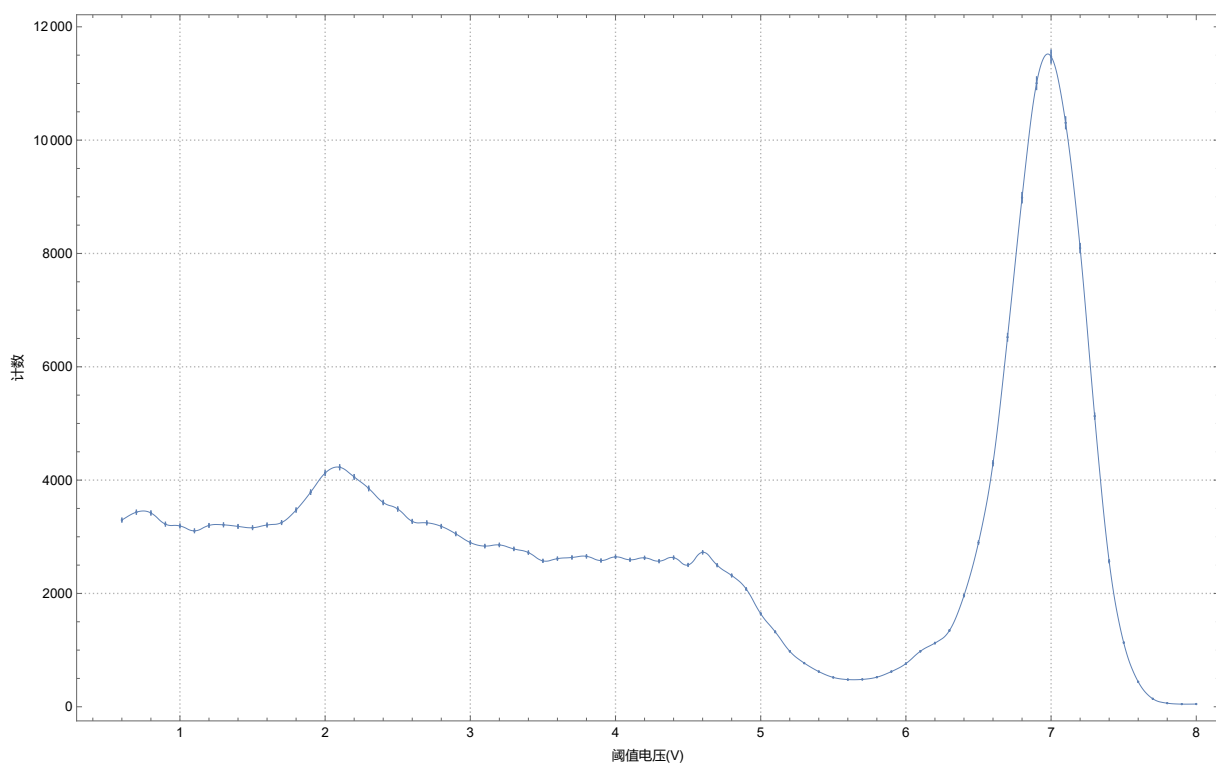


图 1: 使用单道分析仪测量得到的 ^{137}Cs 源全能谱

表 II: 30 s 内不同阈值电压取值处的脉冲计数

阈值电压 (V)	计数	计数误差	阈值电压 (V)	计数	计数误差	阈值电压 (V)	计数	计数误差
8.00	48	0.48	5.50	518	5.18	3.00	2898	28.98
7.90	47	0.47	5.40	621	6.21	2.90	3052	30.52
7.80	63	0.63	5.30	771	7.71	2.80	3184	31.84
7.70	142	1.42	5.20	980	9.80	2.70	3246	32.46
7.60	441	4.41	5.10	1322	13.22	2.60	3272	32.72
7.50	1132	11.32	5.00	1642	16.42	2.50	3490	34.90
7.40	2568	25.68	4.90	2078	20.78	2.40	3605	36.05
7.30	5130	51.30	4.80	2317	23.17	2.30	3853	38.53
7.20	8094	80.94	4.70	2499	24.99	2.20	4056	40.56
7.10	10306	103.06	4.60	2726	27.26	2.10	4227	42.27
7.00	11475	114.75	4.50	2503	25.03	2.00	4124	41.24
6.90	11004	110.04	4.40	2632	26.32	1.90	3787	37.87
6.80	8985	89.85	4.30	2570	25.70	1.80	3472	34.72
6.70	6522	65.22	4.20	2628	26.28	1.70	3251	32.51
6.60	4298	42.98	4.10	2594	25.94	1.60	3208	32.08
6.50	2897	28.97	4.00	2645	26.45	1.50	3160	31.60
6.40	1962	19.62	3.90	2581	25.81	1.40	3183	31.83
6.30	1346	13.46	3.80	2655	26.55	1.30	3211	32.11
6.20	1124	11.24	3.70	2635	26.35	1.20	3200	32.00
6.10	980	9.80	3.60	2614	26.14	1.10	3105	31.05
6.00	762	7.62	3.50	2575	25.75	1.00	3191	31.91
5.90	621	6.21	3.40	2721	27.21	0.90	3223	32.23
5.80	522	5.22	3.30	2786	27.86	0.80	3420	34.20
5.70	483	4.83	3.20	2856	28.56	0.70	3434	34.34
5.60	480	4.80	3.10	2836	28.36	0.60	3295	32.95

我们在 图 1 中一并画出了根据测量数据点做三阶 Hermite 多项式插值得到的曲线. 我们根据插值函数计算得到的单能峰峰值对应的位置 U_{peak} 与单能峰半宽 $\Delta U_{1/2}$ 为

$$U_{\text{peak}} = 6.98 \text{ V}, \quad \Delta U_{1/2} = 0.61 \text{ V}$$

如果假设该单能峰在测量结果中的展宽仅和谱仪有限的能量分辨率有关, 那么我们便能据此计算得到仪器的能量分辨率为

$$\varepsilon = \frac{\Delta U_{1/2}}{U_{\text{peak}}} \approx 8.8\% \quad (6)$$

可以看到, 我们的测量结果与 [3] 给出的 NaI(Tl) γ 谱仪能量分辨率参考值 ($\sim 10\%$) 较为接近.

B. 对谱仪进行能量定标

将线性放大器的放大倍数调整为原先的一半 (14.65), 保持单道道宽为 0.1 V 以及各个数据点测量时间为 30 s 不变, 此时实验测量得到的 ^{137}Cs 的 0.662 MeV 光电峰与 0.184 MeV 反散射峰以及 ^{60}Co 的 1.33 MeV 和 1.17 MeV 光电峰附近的数据点见 表 III, 对各峰值附近数据点进行五阶 Hermite 多项式插值后通过插值多项式确定的各个事件能量对应的阈值电压见 表 IV. 线性拟合 表 IV 数据得到的能量刻度关系为

$$E = 0.186U - 0.0142 \text{ (MeV)} \quad (7)$$

拟合的线性相关系数为 $r = 0.9999786$. 可以看到, 在实验涉及的能量范围内, 闪烁谱仪输出的信号幅度与事件能量间的确表现出了良好的线性关系.

表 III: 定标使用的峰值测量数据.

能量 (MeV)	阈值 (V)	计数	能量 (MeV)	阈值 (V)	计数	能量 (MeV)	阈值 (V)	计数	能量 (MeV)	阈值 (V)	计数
0.184	0.80	6032	0.662	3.10	1442	1.17	6.10	245	1.33	7.00	154
	0.90	6609		3.20	2142		6.20	299		7.10	229
	1.00	7563		3.30	3295		6.30	378		7.20	322
	1.10	7804		3.40	7328		6.40	470		7.30	295
	1.20	7092		3.50	15005		6.50	382		7.40	261
	1.30	6621		3.60	22844		6.60	292		7.50	172
	1.40	6114		3.70	20646		—	—		—	—
	—	—		3.80	10111		—	—		—	—
	—	—		3.90	2773		—	—		—	—

表 IV: 利用 表 III 数据计算得到的事件能量-阈值电压关系表.

事件能量 $E(\text{MeV})$	0.184	0.662	1.17	1.33
阈值电压 $U(\text{V})$	1.07	3.63	6.40	7.22

C. 利用多道分析仪测量能谱

将 1024 道多道分析仪连接到线性放大器的输出端并将线性放大器的放大倍数调整为 11.00 以使得 ^{60}Co 源 1.33 MeV 的光电峰的道址位于 900 道左右. 固定测量时间为 5 分钟, 实验得到的 ^{137}Cs 源靠近探头, ^{137}Cs 源远离探头以及 ^{60}Co 源叠加在 ^{137}Cs 源上并远离探头时的 γ 能谱分别如 图 2, 图 3 以及 图 4 所示. 我们在图中以”(峰值道址, 峰值计数, 半高宽)”三元组的形式标注出了多道分析仪数据处理程序自动测量得到的与谱峰相关的参数. 由于数据处理中出现了程序提供的三种寻峰算法结果不一致的情况, 故我们选择以三算法给出的合理结果中峰值计数最大的谱峰道址作为峰的位置.

现在我们可以看到, 在 ^{137}Cs 源上叠加 ^{60}Co 源的操作在引入了比较微弱的 ^{137}Cs 的两个光电峰之余并没有显著改变低能端的 γ 能谱, 特别是 ^{137}Cs 的光电峰和反散射峰位置与峰值计数均为发生显著改变. 这可能是因为实验使用的 ^{60}Co 源活度过低, 以至于 5 分钟的积分时间不足以显著表现其引入带来的影响. 无论如何, 我们可以重点比较 图 2 和 图 3 的区别.

此时可以发现, 放射源离探头的距离并不会显著影响光电峰和反散射峰峰值对应的道址, 这是因为二者对应的事件能量与源到探头的距离无关并且闪烁谱仪对入射进闪烁体的事件的响应特性也与源到探头的距离无关. 但是实验结果还表明, 随着源到探头距离的增加, 反散射峰相对光电峰会变强, 并且光电峰半高宽几乎不变而反散射峰半高宽显著减小. 我们推测其原因有二: 一是增大源到探头的距离会使得更多 γ 光子与空气碰撞而损失能量, 这会增加低能区的计数并使得光电峰的强度相对低能区减弱. 二是增大源和探头的距离可以使入射 γ 粒子的方向更接近平行于柱形探头的轴线方向, 这会使经历了散射角为 π 的 Compton 散射的 γ 光子有更大概率回到闪烁体中并使得反散射峰更加突出; 而放射源靠近探头时入射 γ 粒子的方向近似于在 2π 立体角内均匀分布, 这会使众多受到反散射的光子无法回到闪烁体中, 因而此时反散射峰较不明显并且半宽更大. 因而, 如果我们希望减小反散射效应对实验的影响, 我们应该尽量让源靠近探测器.

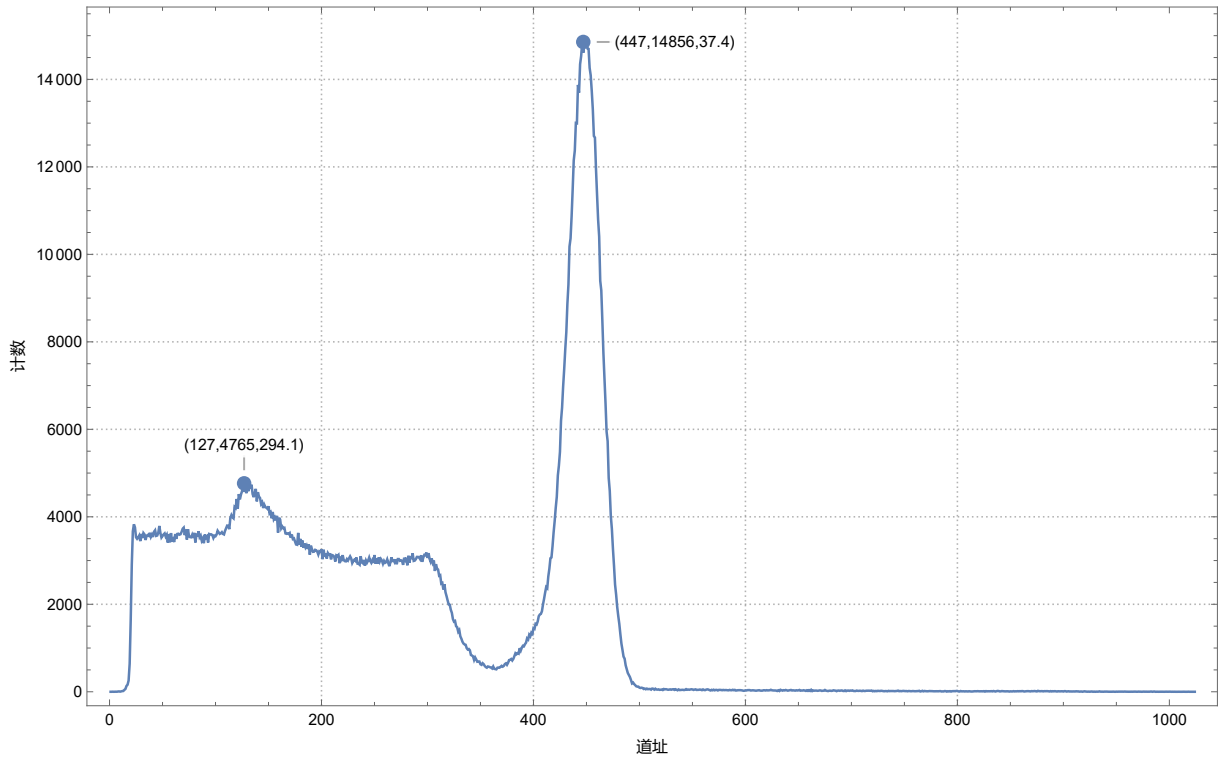


图 2: ^{137}Cs 源靠近探头时测量到的 γ 能谱.

V. 结论

本实验在使用道宽为 0.1 V 的单道分析仪测量 ^{137}Cs 源全能谱的基础上使用了 ^{137}Cs 的 0.662 MeV 光电峰与 0.184 MeV 反散射峰以及 ^{60}Co 的 1.33 MeV 和 1.17 MeV 光电峰, 对谱仪的能量刻度关系进行了定标, 结果为

$$E = 0.186U - 0.0142 \text{ (MeV)}$$

被拟合数据点拥有的优良线性相关性 ($r = 0.9999786$) 验证了我们使用的闪烁谱仪对入射事件能量响应的线性性. 根据通过 1024 道多道分析仪测量得到的 ^{137}Cs 源靠近探头, ^{137}Cs 源远离探头以及 ^{60}Co 源叠加在 ^{137}Cs 源上并远离探头时的 γ 能谱, 我们发现源和探头的距离主要影响光电峰与反散射峰的相对强度, 并且为了减少反散射峰的影响, 我们应该尽量减小源到探头的距离.

-
- [1] Wikipedia contributors. Scintillation counter — Wikipedia, the free encyclopedia. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Scintillation_counter&oldid=1151788983, 2023. [Online; accessed 30-April-2023].
 - [2] G. Breit and John A. Wheeler. Collision of Two Light Quanta. *Physical Review*, 46(12):1087–1091, December 1934.
 - [3] 吴思诚, 荀坤. 近代物理实验. 高等教育出版社, 4 edition, 2015.

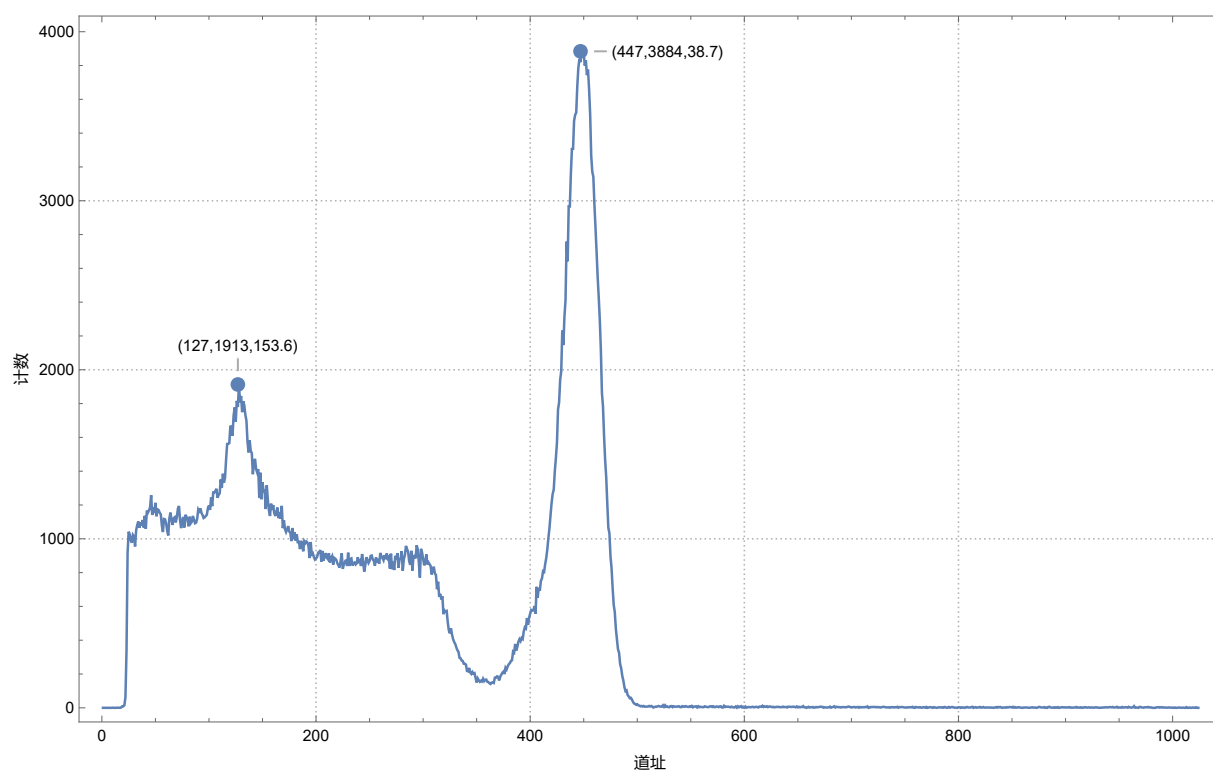


图 3: ^{137}Cs 源远离探头时测量到的 γ 能谱.

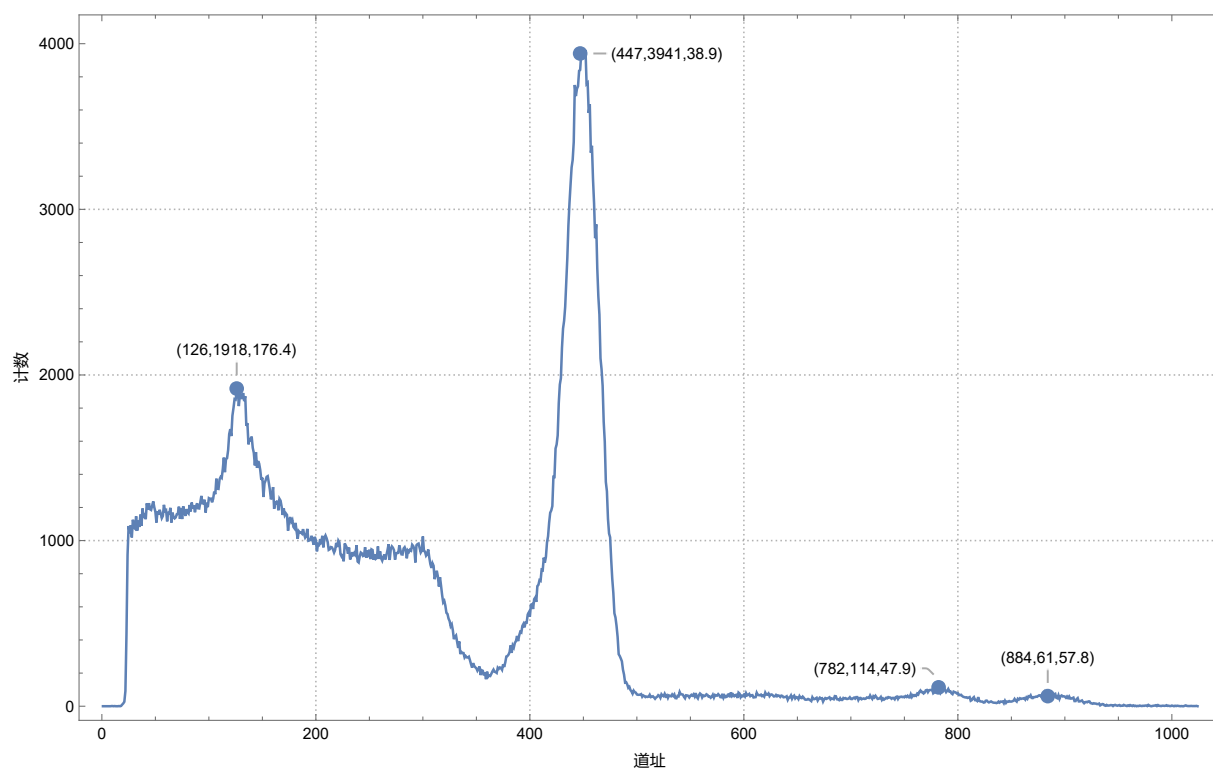


图 4: ^{60}Co 源叠加在 ^{137}Cs 源上并远离探头时测量到的 γ 能谱.

附录 A: 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.

对于现实条件下能量分辨率有限的能谱仪, 2 MeV 的单能 γ 射线首先会在 2 MeV 对应的道址处产生一个拥有一定展宽的高峰, 同时发生反散射的 2 MeV 光子会在 0.226 MeV 处产生一个反散射峰, 这个反散射峰会叠加在由 Compton 散射和光电效应产生的 Compton 电子与闪烁体相互作用造成的一个谱线“平台”上.

由于该 γ 光子的能量大于两个电子的能量 (1.022 MeV), 此时入射 γ 光子还会在物质中诱导正负电子对产生过程, 而产生的正电子在耗尽动能后会与物质中电子相湮灭并生成能量为 0.511 MeV 的 γ 光子, 故此时测得的能谱在 Compton 散射带来的平台上还会于 0.511 MeV 处有一个比较微弱的峰; 0.511 MeV 的 γ 光子亦会发生反散射并带来能量为 0.17 MeV 的光子, 因而测量结果还应包含一个位于 0.17 MeV 处的更为微弱的峰.

总之, 实验结果中应该至少包含有四个峰, 按照显著程度排序应该为: 2 MeV 的原 γ 射线峰, 0.226 MeV 的 γ 射线反散射峰, 0.511 MeV 的正电子湮灭产生的 γ 射线峰, 0.17 MeV 的正电子湮灭产生的 γ 射线的反散射峰.