

# 康普顿散射实验

李昊润\*

北京大学物理学院 学号: 2200011477

(实验日期: 2025 年 10 月 28 日)

## I. 理论原理

康普顿散射效应是 X 或者  $\gamma$  射线与物质相互作用的三种效应之一。康普顿散射是指入射光子与物质原子中的核外电子产生非弹性碰撞而被散射的过程。碰撞时，入射光子把部分能量转移给电子，使它脱离原子成为反冲电子，而散射光子的能量和运动方向发生变化。

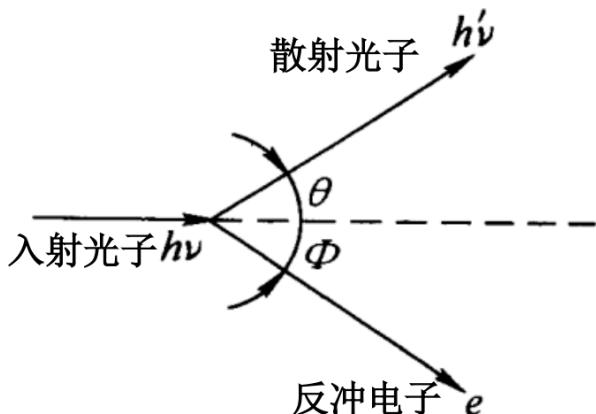


图 1. 康普顿散射示意图

如图 1 所示， $h\nu$  是入射  $\gamma$  光子的能量， $h\nu'$  是散射  $\gamma$  光子的能量， $\theta$  是散射光子的散射角， $e$  是反冲电子， $\Phi$  是反冲电子的反冲角。由于发生康普顿散射的  $\gamma$  光子的能量比电子的束缚能大得多，所以入射的  $\gamma$  光子与原子中的电子作用时，可以把电子的束缚能忽略，看成是自由电子。根据相对论的能量、动量守恒定律，可以计算得到散射  $\gamma$  光子能量与入射  $\gamma$  光子能量及散射角的关系

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + h\nu/m_0c^2(1 - \cos\theta)}. \quad (1)$$

再考虑表示一个能量为  $h\nu$  的入射  $\gamma$  光子与原子中的一个核外电子作用后被散射到  $\theta$  方向单位立体角里的几率的微分散射截面

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = r_0^2 \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right\}, \quad (2)$$

其中  $r_0 = 2.818 \times 10^{-13}$  cm 为电子的经典半径， $\alpha = h\nu/m_0c^2$ .

\* lhr@stu.pku.edu.cn; (86)15645049990

本实验采用 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量各散射角的散射  $\gamma$  光子能谱，用全能峰（主要是光电峰）峰位及全能峰面积得出散射  $\gamma$  光子的能量  $h\nu'$ ，并计算出微分截面的相对值

$$\frac{d\sigma(\theta)/d\Omega}{d\sigma(\theta_0)/d\Omega} = \frac{N_p(\theta)/R(\theta)\eta(\theta)}{N_p(\theta_0)/R(\theta_0)\eta(\theta_0)}. \quad (3)$$

由式 (3) 可以知道，只要求出不同散射角对应的  $N_p(\theta)$  和  $N_p(\theta_0)$ ，利用内插法或者多项式拟合确定的  $R(\theta), \eta(\theta), R(\theta_0), \eta(\theta_0)$ ，就可以求出微分散射截面的相对值。注意实验中将  $\theta = 20^\circ$  时的微分截面定为单位 1。

## II. 实验条件

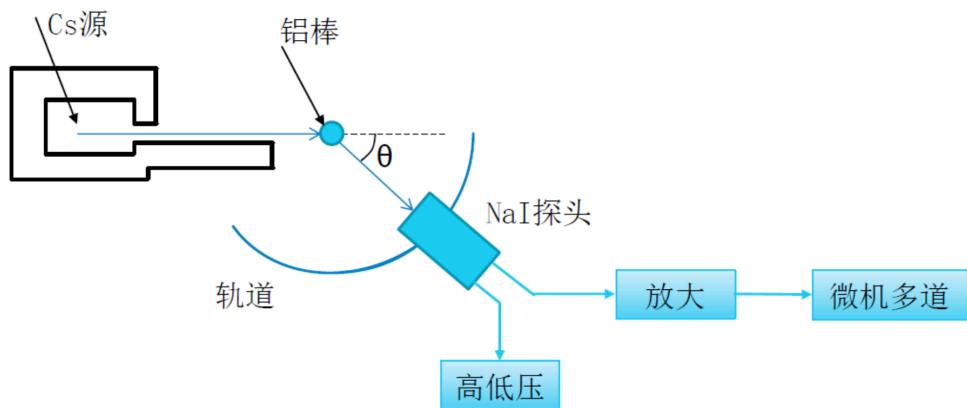


图 2. 康普顿散射实验装置图

如图 2 所示为本实验的实验装置图，本实验是由  $^{137}\text{Cs}$  放射源射出射  $\gamma$  光子，经准直孔打在实验台上的铝散射棒上，产生的散射光子用 NaI(Tl) 探测器接收，然后输出的电压脉冲信号，经线性放大器适当放大后，送到微机多道，测出散射光子的能谱。NaI(Tl) 探测器能够以散射棒为中心而转动，这样不断改变散射角  $\theta$ ，就可以测到不同  $\theta$  角度下的散射光子能谱。

表 I. 能量刻度：全能峰峰位能量与道址的关系

全能峰峰位能量 (MeV)	道址
0.662	477
1.17	844
1.33	961

本实验利用 PHA18 程序进行能谱测量，设置合适的采集时间为 600 s，首先进行能量刻度如表 I 所示，拟合得到道址  $x$  和能量  $E$  之间的线性关系

$$E = (1.38x + 3.42) \times 10^{-3} \text{ MeV}. \quad (4)$$

表 II. 散射  $\gamma$  光子能量和相对截面实验值及与理论值的偏差

$\theta$ (°)	散射光子能量 $E$ (keV)	与理论值的偏差	相对截面	与理论值的偏差
20	612.00	-0.36%	1	N/A
40	498.84	-1.80%	0.631	5.3%
60	405.00	+0.75%	0.370	9.0%
80	322.20	+0.69%	0.251	10.7%
100	262.86	-0.05%	0.214	13.9%
120	224.22	-0.35%	0.213	19.1%

### III. 实验结果及讨论

根据能量刻度式 (4) 和将给出的晶体对点源的总探测效率  $\eta(E)$  和晶体的峰总比  $R(E)$  的离散值做三次样条插值后的函数关系，计算出散射  $\gamma$  光子能量和相对截面，并与给出的理论值相较给出与理论值的偏差如表 II 所示。

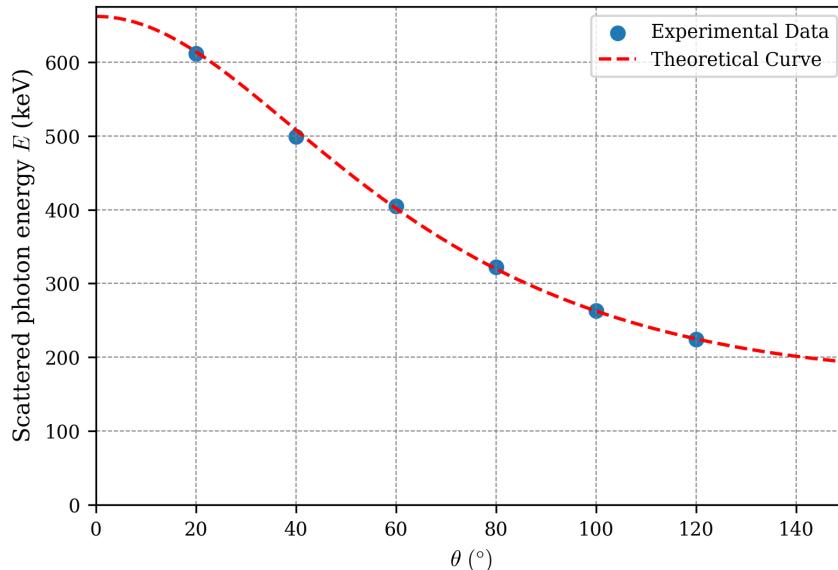


图 3. 散射光子的能量随散射角的实验数据和理论曲线

根据通过  $^{137}\text{Cs}$  的 662 keV 的入射  $\gamma$  光子进行能量标定的式 (1) 绘制理论曲线，散射光子的能量随散射角的实验数据和理论曲线如图 3 所示。分析得到散射光子的能量的实验值和理论值符合得很好。

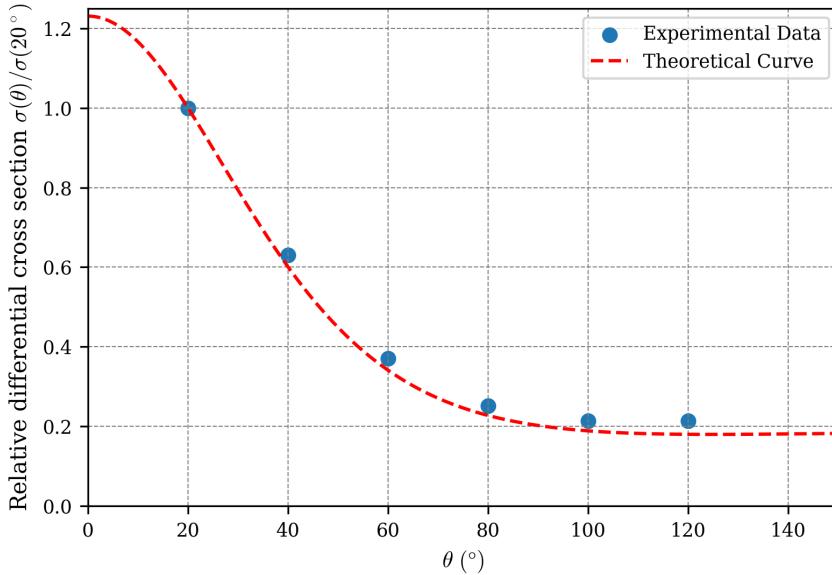


图 4. 相对微分散射截面的实验数据和理论曲线

根据式 (2) 与式 (3) 绘制理论曲线，相对微分散射截面的实验数据和理论曲线如图 4 所示。分析得相对微分散射截面的实验值普遍比理论值偏大，且散射角越大误差相差越多，存在一定的系统误差，我们在思考题中具体分析。

### 致谢

感谢潘悦同学协力完成了本实验，感谢楼建玲老师在实验中的讲解和指导。

## 附录 A: 思考题

1. 为什么要能量刻度？简单叙述能量刻度的方法。本实验刻度的时候，为什么没有采用 0.184 MeV 的反散射峰？

因为软件测量只能得到以道址为横坐标的能谱图，如果转化为以能量作为横坐标就需要进行能量坐标与道址坐标的映射，即能量刻度。

选取至少三个已知能量的射线的峰值，在能谱图中寻找到其峰的道址，进行线性拟合，拟合得到能量坐标与道址坐标的线性关系。

因为反散射峰展宽过大，不易确定准确的峰位，误差较大，所以没有采用。

2. 定性分析有限立体角的影响？探测器的有限立体角会使得微分截面如何变化，变大还是变小？

探测器的有限立体角实际上是将一个  $\Delta\Omega$  立体角范围内的散射截面进行了平均，由于相对微分散射截面是凹曲面，会使得微分截面变大。

3. 讨论实验值与理论值不完全符合的原因，分析实验误差的来源。

1. 如上的有限立体角带来的误差。
2. 能量刻度仅取了三个点，能量刻度没有充足准确带来的误差。
3. 散射光子在能谱图上具有有限能量分布，使用晶体对点源的总探测效率  $\eta(E)$  和晶体的峰总比  $R(E)$  对于将进行积分得到的探测器计数计算为散射截面时会存在相应的调制不均匀的误差。
4. 外部空间环境较为复杂，本底噪声只考虑了将铝棒取走后的探测器计数，此时入射  $\gamma$  光子和空间环境的耦合（环境中其他物质的散射作用）并不等同于存在铝棒时探测器计数去除掉铝棒带来的康普顿散射后入射  $\gamma$  光子和空间环境的耦合。例如放置铝棒后，铝棒康普顿散射产生的光子可能与附近的墙壁发生二次散射或反射等相互作用导致散射器计数，这部分就未能包含于本底之中。具体来看，对于本次实验靠墙的实验系统，当散射角度较大时，能够感受到铝棒康普顿散射产生的光子在墙壁反射回来产生计数，所以当散射角度较大时相对微分散射截面的实验值与理论值偏差较大。所以建议实验应该尽量在空旷开阔的环境中进行。