

康普顿散射

王艺霖*

物理学院 学号:2200011456

摘要：本实验通过测量 ^{137}Cs 源发射的 γ 光子在不同散射角度（ $20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$ ）下的散射能量和微分散射截面，验证康普顿散射效应及其理论公式。实验结果显示，散射光子的能量和微分散射截面随散射角的变化与理论预测基本一致，但存在一定的偏差。本文分析了实验误差的来源，并提出了改进方法。

关键词：康普顿散射，克莱因-仁科公式，微分散射截面

I. 引言

康普顿散射效应是光子与物质中的电子发生非弹性碰撞的过程，由美国物理学家阿瑟·康普顿在 1923 年发现。该效应表明入射光子在与电子碰撞后，其能量和运动方向会发生变化，而电子则被击出成为反冲电子。这一发现为光的粒子性质提供了强有力的证据，并对量子力学的发展产生了深远影响。

在康普顿的实验之前，光的本质问题一直是物理学中的一个重要争论点。经典电磁理论认为光是一种波动现象，这一观点得到双缝干涉实验和衍射实验的支持。然而，随着 20 世纪初量子力学的发展，光的粒子性逐渐被认可，尤其是在解释黑体辐射和光电效应时，普朗克和爱因斯坦提出的光子概念发挥了重要作用。康普顿散射实验进一步验证了光子具有粒子特性，并为这一观点提供了直接的实验证据。

康普顿效应不仅在基础物理研究中具有重要意义，还在医学成像、材料分析等应用领域得到广泛应用。例如，在医学领域，康普顿散射原理被用于 X 射线和伽马射线成像技术中，帮助医生更准确地诊断疾病。在材料科学中，康普顿散射用于研究物质的微观

* e-mail: wylin@stu.pku.edu.cn; mobile number: 15837187296

结构和成分分布，提高了对材料特性的理解。

本次实验旨在通过测量 ^{137}Cs 源发射的 γ 光子在不同散射角度 ($20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$) 下的散射能量和微分散射截面，验证康普顿散射的理论公式。实验过程中，我们使用康普顿散射谱仪测量散射光子的能谱，并计算散射光子能量峰值和相对微分散射截面，通过与理论值对比，分析实验结果的准确性和误差来源。

II. 理论

康普顿散射是指入射光子与物质原子中的核外电子发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，使其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。如图 1 所示，其中 $h\nu$ 是入射 γ 光子能量， $h\nu'$ 是散射 γ 光子能量， θ 是散射 γ 光子的散射角， ϕ 是电子的反冲角。

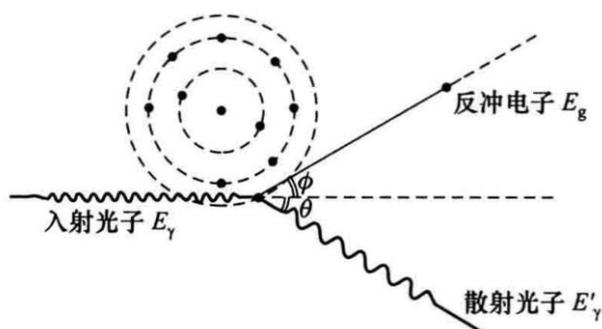


图 1 康普顿散射示意图

由于发生康普顿散射的 γ 光子能量远大于电子的束缚能，所以康普顿散射的过程中可以将电子视为静止的自由电子。经过计算可以得出散射 γ 光子能量与入射 γ 光子能量以及散射角的关系：

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

康普顿散射的微分散射截面的定义是：一个能量为 $h\nu$ 的入射 γ 光子与原子中的一个核外电子作用后被散射到 θ 方向单位立体角里的概率，记为 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ ，有克莱因-仁科公式：

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

其中 $r_0 = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ，是电子的经典半径， $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ 。

在实际测量中，微分散射截面与测量值和仪器参数有如下关系：

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \propto \frac{N_p(\theta)}{R(E)\eta(E)} \quad E = E(\theta)$$

其中 $N_p(\theta)$ 是散射 γ 光子能谱的光电峰计数， $\eta(E)$ 是晶体对点源的总探测效率， $R(E)$ 是晶体的峰总比，取 θ_0 时的微分散射截面为基准，可以将所有 θ 处的微分散射截面表示为相对微分散射截面。 $N_p(\theta)$ 可以直接由测量给出，而 $R(E)$, $\eta(E)$ 则由表格给出的值经过内插得到。

III. 实验

A. 实验装置

本实验使用的是北京核仪器厂生产的康普顿散射谱仪，型号为 BH1307，使用的核素为 ^{137}Cs ，能量刻度时还使用了 ^{60}Co 。本实验使用的散射棒为铝制圆棒。

B. 实验内容

1. 准备工作

检查仪器连接情况，开启微机和电源开关，打开多道测量程序 PHA18。

2. 能量刻度标定

(1) 打开 ^{137}Cs 源，将开关打在半开状态，取下散射棒。调节探头高压 HV=520V，预热 10 分钟。调节放大 GAIN ADJ，使得 0.662MeV 光电峰落在 480 道左右。测量其全能谱，通过寻峰定出全能峰对应的准确道数。

(2) 关闭 ^{137}Cs 源，放上 ^{60}Co ，测量其全能谱，定出 1.17MeV 和 1.33MeV 两峰对应的准确道数。

(3) 根据测得的三个峰，利用最小二乘法做能量刻度。

3. 康普顿散射峰值和微分截面测量

安装散射棒，打开¹³⁷Cs源，测量微分散射截面和散射峰能量随散射角的变化。散射角分别取 $\theta = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$ ，对于每个散射角，首先放置散射棒测量，利用操作“寻峰”和“重点区计算”，找出并记录下光电峰的峰位、左右光标道址、重点区总面积。接着取下散射棒，记录和有散射棒时相同道数区间的面积总计数，从而计算出净峰面积。

4. 计算散射 γ 光子能量和微分散射截面与散射角 θ 的关系，画出相应关系曲线图，并计算实验值和理论值的偏差。在计算过程中，探测器的 $R(E), \eta(E)$ 由书上所给数据利用python进行三次样条插值得到。

IV. 结果与讨论

1. 能量刻度标定

调节完成后 GAIN ADJ 的取值为 3.85。测量¹³⁷Cs的全谱，通过寻峰定出全能峰对应的道数为 480。接着测量⁶⁰Co的全谱，定出 1.17MeV 和 1.33MeV 的对应的道数为 859 和 980。对能量 E 和道数 d 进行最小二乘法拟合 $E = a \cdot d + b$ (MeV)，拟合的相关系数为 $r = 0.999996$ ，表示线性性良好，拟合参数为：

$$a = 1.3370 \times 10^{-3} \quad b = 2.0463 \times 10^{-2}$$

2. 散射峰能量和微分散射截面测量

改变散射角分别对散射信号和本底信号进行测量，得到的测量结果如图 3 所示，得到的结果如表 1 所示。

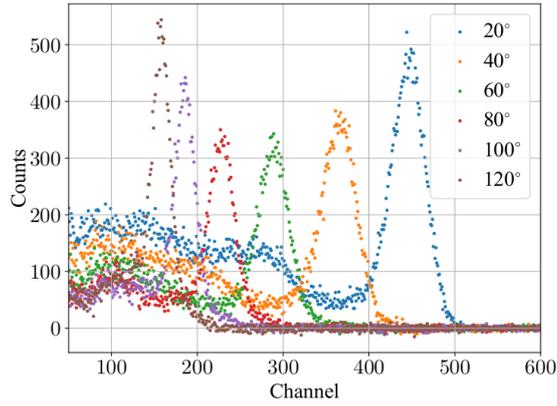


图 1 不同角度处的散射能谱测量数据

表 1 散射信号和本底信号测量数据

角度	左光标	右光标	峰值道址	重点区总面积	本底重点区总面积	面积净峰
20°	414	475	445	21957	1048	20909
40°	326	395	364	17753	662	17091
60°	254	315	286	14076	586	13490
80°	200	251	227	12333	654	11679
100°	162	204	184	12816	676	12140
120°	137	174	156	14189	953	13236

散射峰的能量可以直接利用峰值道址代入此前得到的能量-道址拟合式中得到。利用三次样条插值可以得到不同散射能对应的探测器的 $R(E), \eta(E)$ 的大小，于是可以得到 $\frac{N_p(\theta)}{R(E)\eta(E)}$ 的值，取 20° 时的微分散射截面为基准，可以得到不同角度处的相对为散射截面。将数据处理，得到散射能峰和相对微分散射截面的大小，并与理论值对比，列表如下：

表 2 散射峰能量和相对微分散射截面测量值及与理论偏差

角度	能量峰值 /MeV	能量偏差	相对截面	截面偏差
20°	0.61545	0.28%	1	0
40°	0.50715	-0.13%	0.651101	8.7%
60°	0.40286	0.30%	0.387271	14.1%
80°	0.32397	1.35%	0.259301	14.4%
100°	0.26648	1.48%	0.220631	17.3%
120°	0.22904	1.84%	0.212496	18.5%

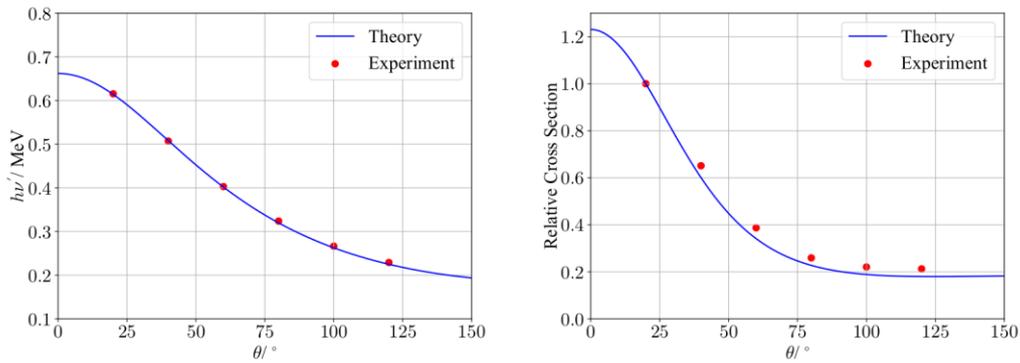


图 4 散射峰能量和相对微分散射截面测量结果与理论比较

根据图线和数据可知，实测能量相比于理论值普遍偏高，但是偏差较小；而相对截面则相较理论显著偏大。

能量的实验值和理论值的系统性偏差主要来自能量定标的不够精准，虽然定标时具有相当大的相关系数，但是数据点只有三个，因此可能造成较大的系统误差。此外，探测器对于不同能量的粒子的探测效率不同，也可能对结果造成系统性的影响，此外系统的随机涨落可能给结果带来随机误差。为了减小能量的测量误差，可以增加能量定标的精确度，这可以通过以更高的精度测量更多已知能量的峰位实现，同时使用探测效率更加平衡的探测器，并适当延长测量时间也可以有助于减小实验误差。

散射截面的实验值与理论的偏差主要来自以下几个方面：周围环境对于 γ 光子的散射，本实验中粒子源距离墙壁较近，所以周围环境对 γ 光子的散射也可能被探测器探测，道址更大的散射截面； ^{137}Cs 的能谱并非理想单色的，其峰具有一定的展宽，会对散射截面造成一定影响；探测器具有有限立体角，也就是其探测的角度具有一定宽度，比如在探测 20° 时也会探测到 $20.5^\circ, 19.5^\circ$ 等处的粒子，由于在小角度的时候，散射截面与角度的函数是上凸的，有限立体角会使散射截面偏小，而在角度较大时散射截面与角度的函数是下凹的，有限立体角会使散射截面偏大，而在计算相对散射截面时使用 20° 为基准，所以有限立体角也为实验值和理论值的偏差提供了贡献。为了减小散射截面的测量误差，可以在较为空旷的场地进行实验，减少环境散射对结果的影响，同时可以使用角分

分辨率更高的探测器进行测量。

V. 结论

在本实验中，通过测量不同散射角度下的 γ 光子能量和微分散射截面，我们验证了康普顿散射效应及其理论公式的准确性。实验结果显示，散射光子的能量和微分散射截面随散射角度的变化趋势与理论预测基本一致，但存在一定的系统性偏差。通过优化能量定标、使用更高效的探测器和减少环境干扰等方法，可以进一步提高实验精度。

本实验加深了对康普顿散射效应的理解，未来的研究可以进一步改进实验装置，探索更精确的散射测量方法，并将康普顿散射应用于更多的科学和工程领域。

[1] 吴思诚, 苟坤. 近代物理实验[M]. 第4版. 北京: 高等教育出版社, 2015.

附录：预习报告

18
2024.5.22

康普顿散射预习

原子核外
光子与核外电子发生非弹性散射。

1. Compton Scattering

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

2. 微分散射截面 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$: 一个光子与一个电子发生散射后到 θ 方向单位立体角内的概率

~~Klein-Nishina~~ Klein-Nishina: $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + 2(1 - \cos\theta)} \right]^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \left[1 + \frac{2^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + 2(1 - \cos\theta)]} \right]$

3. $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_p(\theta)}{R(\theta)\eta(\theta)4\pi N_0 N_e f}$ ~~在~~ N_0, N_e 等项不同但相同。

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

4. ^{137}Cs

θ	0°	20°	40°	60°	80°	100°	120°
能量/keV	662.000	613.735	507.823	401.635	319.645	262.597	224.898
相对微分散射截面		1	0.598763	0.339499	0.226688	0.188014	0.179363