

# 近代物理实验报告

## 实验 2-4: 康普顿散射

姓名: 付大为

学号: 1800011105

邮箱: [fudw@pku.edu.cn](mailto:fudw@pku.edu.cn)

近代物理实验 (I)

(2021, 秋季学期)

北京大学

物理学院

2018 级 1 班

2021 年 12 月 12 日

## 摘 要

康普顿效应源于电子对高能光子的非弹性散射。光的经典波动理论难以解释这一现象,它强烈地依赖于波粒二象性。本实验以  $^{137}\text{Cs}$  为放射源,测定了 662keV  $\gamma$  射线被铝棒散射后的能量及相对微分散射截面,考察了其关于散射角的分布。实验结果表明,散射光子能量及相对微分散射截面均随散射角增大而递减,其规律与理论分析基本一致,从而验证了康普顿效应,进而证实了光的波粒二象性。

**关键词:** 康普顿散射, 能谱, 散射截面

# 目 录

<b>1 引言</b>	<b>4</b>
<b>2 理论</b>	<b>5</b>
<b>3 实验</b>	<b>6</b>
3.1 实验仪器 . . . . .	6
<b>4 结果及分析</b>	<b>7</b>
4.1 做能量刻度 (取下散射棒, 在 $\theta = 0^\circ$ 时测量) . . . . .	7
4.2 安装散射棒, 打开 $C^{137}Cs$ 源 (注意: 放射源全部打开) . . . . .	7
4.3 取下散射棒, 测量本底计数 . . . . .	8
4.4 计算实验值和理论值的偏差 . . . . .	9
<b>5 结论</b>	<b>13</b>
<b>6 实验报告思考题</b>	<b>13</b>
6.1 分析本实验的主要误差来源, 试述有限立体角的影响和减少实验误差的办法 . . . . .	13
6.2 讨论实验值与理论值不完全符合的原因 . . . . .	13
<b>7 致谢</b>	<b>13</b>

# 1 引言

20 世纪早期, 诸多实验迹象表明, 被物质散射后的 X 射线能量减小<sup>1</sup>; 而经典电动力学的预测表明, 散射波的能量应当与入射波一致。

1923 年, 康普顿 (A. H. Compton) 采用光量子假定, 结合狭义相对论的动力学, 成功地解释了散射能量的变化。据此理论可知, 光子的能量损失源于与电子的非弹性散射; 其有效性在吴有训等人的一系列后续实验被进一步加以证实。

康普顿散射进一步确认了光子正是传递电磁场相互作用的粒子 (force carrier)。1928 年, Oskar Klein 和 Yoshita Nishina 根据狄拉克 (Paul Dirac) 的量子电动力学 (QED) 推导出了散射的微分截面。Klein–Nishina 公式是 QED 的最早成果之一, 其在低能极限下表征经典的弹性散射 (汤姆逊散射), 而在高能情形下对应康普顿散射。

如今, 康普顿散射仍作为研究基本粒子结构的一个重要方法。本实验意在复现康普顿效应的验证过程, 通过测定  $\gamma$  射线的能谱, 分析能量及相对微分散射截面随散射角  $\theta$  的变化, 以验证上述理论结果。这也是对吴先生的工作的一次重现。

## 2 理论

考虑高能极限，即光子能量远大于电子束缚能，此时电子近似是自由的；由相对论性能动量守恒，光子能量  $e = h\nu$ ，可得：

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

这里， $m \sim .511/c^2$  是电子的静质量， $\nu, \nu'$  是散射前后光子的频率变化， $h$  为普朗克常数， $c$  为光速。

Klein-Nishina 公式给出关于立体角元  $\Omega$  的微分散射截面：

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

这里采用了给出的形式，其中  $r_0 \sim 2.818 fm$  为电子的经典半径， $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$ 。

考虑实测过程，微分散射截面可表示为：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{N(\theta)}{R(E) \eta(E)}, \quad E = E(\theta) \quad (3)$$

$N(\theta)$  为实测光电峰值计数；由于存在显著的本底，这里约定峰的区间为峰值附近、计数  $> \frac{1}{3}$  峰值的区域。

此外，峰总比  $R(e)$  及探测效率  $\eta(e)$  是探测器的属性，它们是能量  $E$  的函数，从而间接依赖于  $\theta$ ，比例系数不依赖于散射角  $\theta$ ；

这里我们关注微分散射截面随  $\theta$  的变化规律，则关注相对微分散射截面即可：

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \bigg/ \frac{d\sigma(\theta_0)}{d\Omega} = \frac{N_p(\theta)}{R(\theta)\eta(\theta)} \bigg/ \frac{N_p(\theta_0)}{R(\theta_0)\eta(\theta_0)} \quad (4)$$

## 3 实验

### 3.1 实验仪器

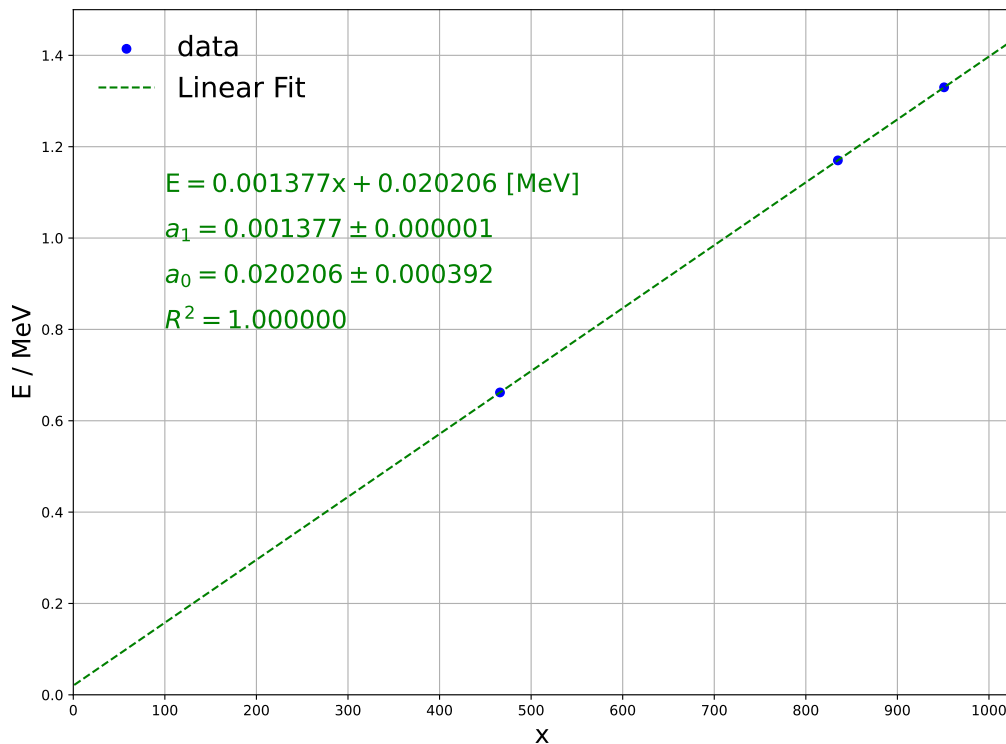
- (1) 康普顿散射实验台一套: 含台面主架、导轨、铅屏蔽块及散射用铝棒 ( $\phi = 20mm$ ).
- (2) 放射源: 一个约 10mCi 的  $^{137}\text{Cs}$  放射源, 密封安装在铅室屏蔽体内; 作刻度用的  $^{60}\text{Co}$  放射源一个及小铅盒.
- (3) 闪烁探测器: NaI 晶体为  $\phi 40 \times 40mm$ ; 光电倍增管型号为 CRI05.
- (4) 多道一体机一台: 含高、低压电源, 主放大器, ADC.
- (5) 电脑一台: 含 UMS 或 PHA 仿真软件

## 4 结果及分析

### 4.1 做能量刻度 (取下散射棒, 在 $\theta = 0^\circ$ 时测量)

- 1) 打开  $^{137}\text{Cs}$  源, 调节探头高压  $\text{HV} = 520\text{V}$ , 预热 10 分钟, 调节放大  $\text{GAIN ADJ}$  约为 3.3 左右, 测量时间设置为 600s(后面的策略时间均为 600s 不变), 使 0.662MeV 光电峰落在 480 道左右, 测量其全谱, 通过寻峰定出全能峰 (0.662MeV) 对应的准确道数.
- 2) 关闭  $^{137}\text{Cs}$  源, 放上  $^{60}\text{Co}$  源 (尽量靠近 NaI 探头), 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, 做能量刻度 (用最小直线二乘法), 刻度如下图1.

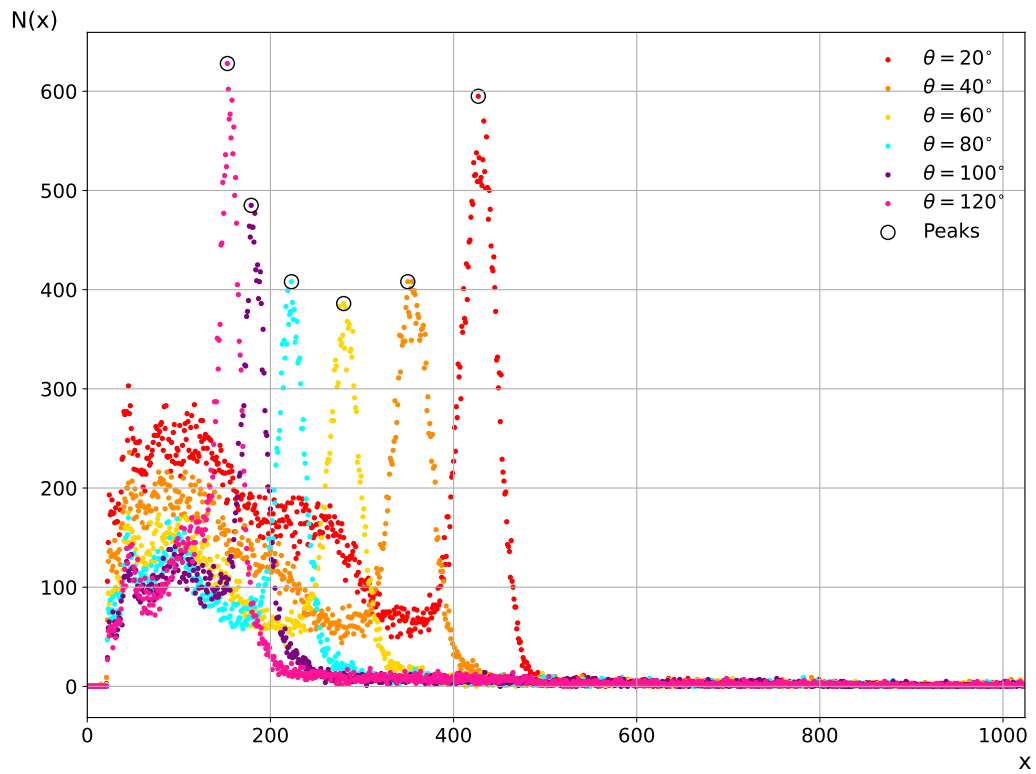
图 1:  $\theta = 0^\circ$  的能量刻度



### 4.2 安装散射棒, 打开 $^{137}\text{Cs}$ 源 (注意: 放射源全部打开)

测量微分散射截面和散射峰随散射角的变化. 散射角分别取:  $\theta = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$  通过操作“寻峰”和“重点区计算”键, 找出并记录下光电峰的峰位、左右光标道址 (峰值的三分之一处), 重点区面积, 测量能谱如下图2.

图 2:  $^{137}\text{Cs}$  源光子被铝棒散射后的能谱



测量结果如下表 1.

表 1: 测量峰位与重点区面积

$\theta$	峰位	左光标	右光标	重点区面积
$20^\circ$	427	397	457	23859
$40^\circ$	350	323	385	18111
$60^\circ$	280	253	305	13970
$80^\circ$	223	199	244	12675
$100^\circ$	179	161	200	13206
$120^\circ$	153	134	171	14584

#### 4.3 取下散射棒, 测量本底计数

记下和上一步中各散射角的相同道数区间的面积总计数, 从而计算出净峰面积. 如下表2.



表 2: 测量本底计数与净峰面积

$\theta$	重点区面积	本底面积	净峰面积
20°	23859	1023	22836
40°	18111	604	17507
60°	13970	558	13412
80°	12675	541	12134
100°	13206	677	12529
120°	15584	1021	13563

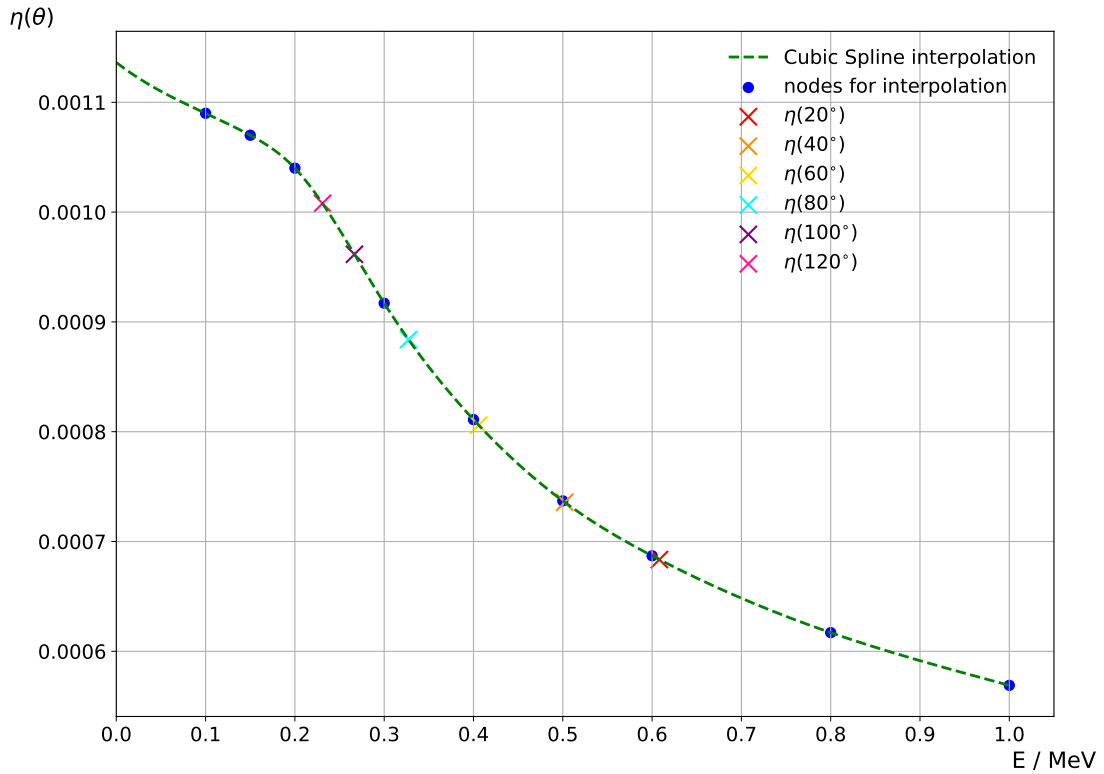
#### 4.4 计算实验值和理论值的偏差

(1) 我们先利用表3作三次样条函数内插得到连续函数关系如图3.

表 3: 距点源 30mm,  $\phi 40 \times 40$ mm NaI(Tl) 对点源总探测效率与能量关系

$E/\text{MeV}$	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0
$\eta(\theta)/10^{-4}$	10.9	10.7	10.4	9.17	8.11	7.37	6.87	6.17	5.69

图 3: 三次样条函数内插  $\eta(\theta) - E$  关系曲线

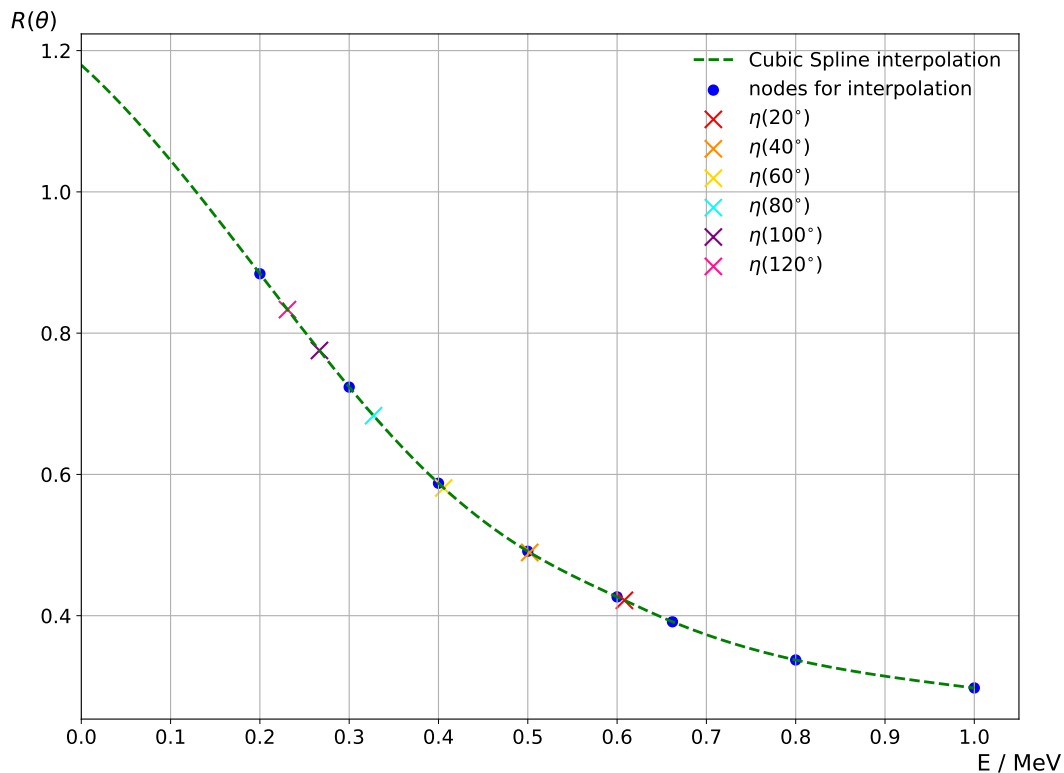


(2) 我们再利用表4作三次样条函数内插得到连续函数关系如图4.

表 4: 距点源 30mm,  $\phi 40 \times 40$  mm NaI(Tl) 对点源的峰总比与能量关系

$E/\text{MeV}$	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.662	0.8	1.0
$R(\theta)$	0.8841	0.7236	0.5875	0.4912	0.4266	0.3914	0.3373	0.2977

图 4: 三次样条函数内插  $R(\theta) - E$  关系曲线



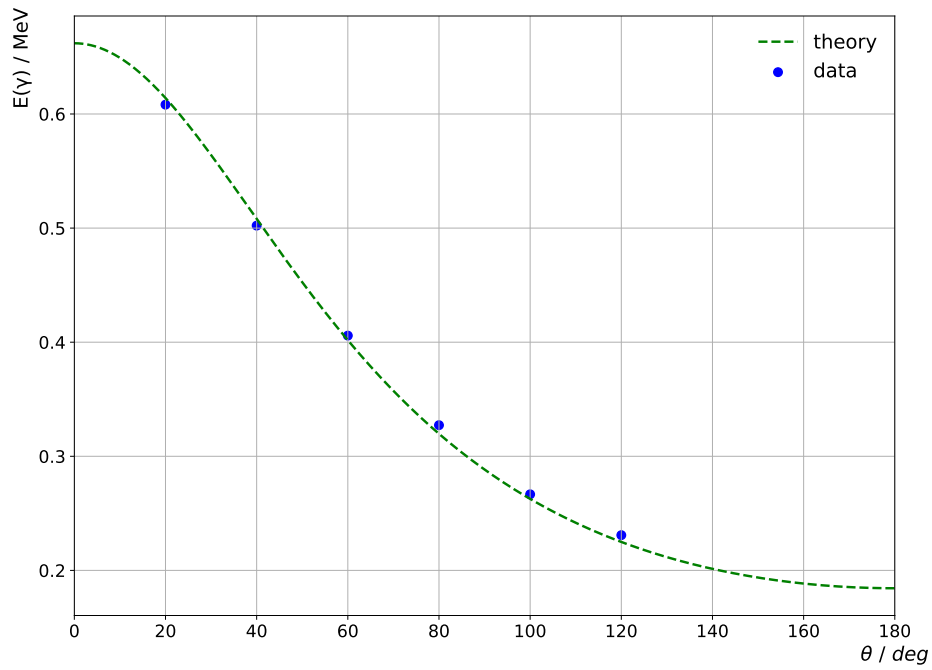
(3) 通过内插和计算得到结果如下表5.

表 5:

$\theta$	峰位	$E/\text{MeV}$	$\eta(\theta)$	$R(\theta)$	净峰面积	相对微分截面
$20^\circ$	427	0.608185	0.000683534	0.421784	22836	1
$40^\circ$	350	0.502156	0.000735704	0.489555	17507	0.613673
$60^\circ$	280	0.405766	0.000805984	0.580819	13412	0.361706
$80^\circ$	223	0.327277	0.000883861	0.68316	12134	0.253705
$100^\circ$	179	0.266689	0.000961567	0.775486	12529	0.212126
$120^\circ$	153	0.230887	0.00100792	0.833335	14563	0.218894

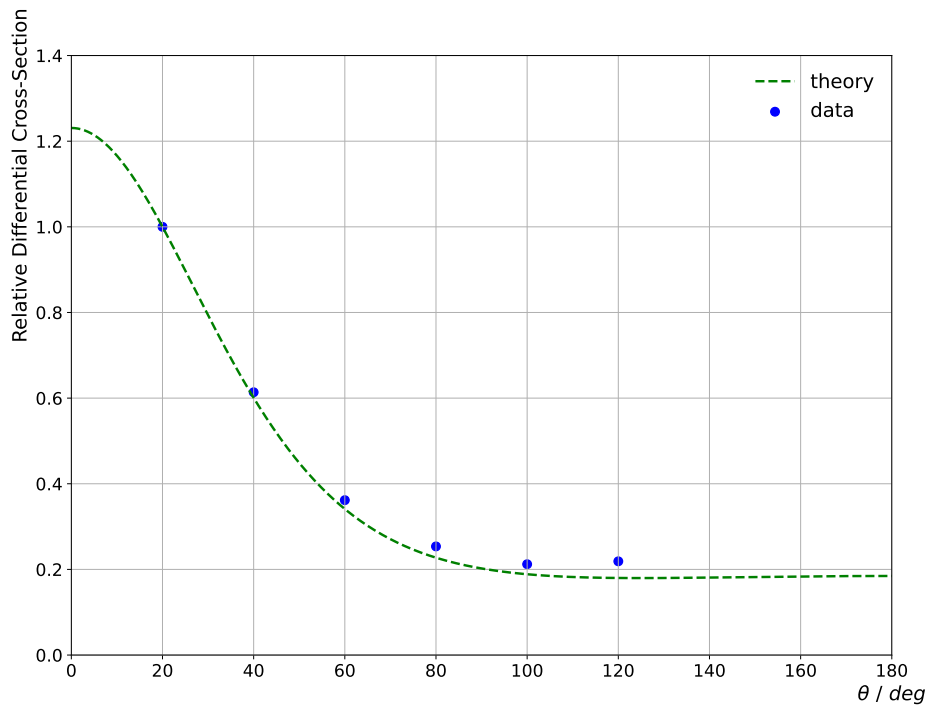
(4) 我们可以首先求出  $^{137}\text{Cs}$  的散射散射  $\gamma$  光子的能量与散射角  $\theta$  的关系并与实验结果比较, 如图5所示:

图 5:  $^{137}\text{Cs}$  的散射  $\gamma$  光子的能量与散射角度  $\theta$  的关系



(5) 我们接着可以求出  $^{137}\text{Cs}$  的散射  $\gamma$  光子微分散射截面与散射角  $\theta$  的关系并与实验结果比较, 如图6所示:

图 6:  $^{137}\text{Cs}$  的散射  $\gamma$  光子的微分散射截面与散射角度  $\theta$  的关系



(6) 综上, 我们总结上述理论值与实验值的比较结果与误差, 展示如下表6.

表 6:

$\theta$	散射光子能量 $E(\gamma)/\text{MeV}$	与理论值误差	相对散射截面	与理论值误差
$20^\circ$	0.608185	-0.95%	1	—
$40^\circ$	0.502156	-1.15%	0.613673	+2.16%
$60^\circ$	0.405766	+1.00%	0.361706	+6.05%
$80^\circ$	0.327277	+2.36%	0.253705	+11.60%
$100^\circ$	0.266689	+1.54%	0.212126	+12.44%
$120^\circ$	0.230887	+2.65%	0.203863	+13.29%

## 5 结论

本实验以  $^{137}\text{Cs}$  为放射源, 考察了 0.662MeV 光子散射后的能量角分布及相对微分散射截面角分布, 结果与康普顿散射理论的预计基本一致, 在误差范围内, 可以说是验证了康普顿效应.

同时, 实验简要分析了可能的误差来源, 提出了周围墙体散射可能带来的显著影响; 建议更为精确的测定应当在尽可能减小二次散射的空旷环境中进行。

## 6 实验报告思考题

### 6.1 分析本实验的主要误差来源, 试述有限立体角的影响和减少实验误差的办法

答: 减少实验误差: 本实验中仅取 3 点标定了系统的能量刻度, 相应的线性拟合结果虽具有充分大的相关性系数, 但其误差显著, 不可忽略; 后续可采用更丰富的峰值数据进行定标, 以提升能量刻度的准确性.

### 6.2 讨论实验值与理论值不完全符合的原因

答: 据图线和数据可知, 实测能量较理论值普遍有偏差, 但偏差不甚显著; 而相对截面的偏差则比较显著. 简要分析可知, 上述偏差应当主要源于实验环境的非理想性; 事实上, 本实验中有诸多误差来源未能充分控制:

- a. 首先, 能量刻度可能不够精准, 而关于怎么减少能量刻度误差的办法, 可以参考上一问.
- b. 此外, 仪器附近物质中的电子均可参与散射过程, 而本实验所在的室内环境不甚空旷, 势必对散射能谱造成影响. 这一影响并不能通过去除本底而完全消除; 事实上, 加上铝棒后, 散射导致光子的角分布比未加铝棒时显著增大, 从而四壁对光子的散射效应增强、角分布更广, 导致了额外的散射截面.

## 7 致谢

感谢楼建玲老师在实验中的悉心指导.