

实验D9 虚拟康普顿散射实验

【实验目的】

- 1. 了解有关康普顿散射的理论基础，理解康普顿散射发生时 γ 射线的主要散射特征。
- 2. 掌握闪烁体探测器的基本原理与校正方法。

【仪器用具】

编号	仪器用具名称	数量	主要参数（型号、规格等）
1	放射源模拟器	1	可输出放射源被探测器探测到的信号
2	多功能数字多道	1	信号采集
3	康普顿散射实验平台	1	本模块既可以采用虚拟的放射源进行实验，也可以采用真实放射源进行实验。 实现 $0\text{-}130^\circ$ 的任意角度定位，满足康普顿实验对不同角度进行实验获得实验数据的要求。

虚拟软件中的数字化设备

- (1) 放射源库： ^{137}Cs 、 ^{60}Co 、 ^{22}Na 、 ^{152}Eu 、 ^{54}Mn
- (2) 吸收片库：Fe、Al、Cu、Pb、NaI
- (3) 探测器库：NaI(Tl)闪烁体探测器、塑料闪烁体探测器等
- (4) 高压电源
- (5) 线性脉冲放大器
- (6) 单道分析器
- (7) 多道分析器
- (8) 康普顿散射旋转平台
- (9) 移动式 γ 谱仪

【实验原理】

散射

当光子在传输过程中，受到散射介质的影响，其传输路径发生改变，这种物理现象称之为散射。经典的散射过程，根据散射颗粒与入射光波的波长之比可以分为米散射和瑞利散射，当光子的波长远小于散射颗粒的大小时，一般发生米散射。当光波的波长接近散射颗粒的大小时，发生瑞利散射。由于一般情况下，散射介质中散射颗粒的排布是无规律的，因此散射光的分布也显示出一定的无规律性，只有当对散射颗粒的状态进行大量统计时，散射的分布才会呈现出一定的统计规律。然而，经典的散射由于其能量一般远小于散射介质中电子的束缚能，因此我们一般假定散射中心在散射过程中其位置与速度是不变的。但是当我们逐渐增大散射光的光子能量（散射光频率），我们首先看到的会是康普顿散射。

康普顿散射

康普顿效应是射线与物质相互作用的三种效应之一。康普顿效应是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现象。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。

当入射光子与电子发生康普顿效应时，如图1所示，其中 $h\nu$ 是入射 γ 光子的能量， $h\nu'$ 是散射 γ 光子的能量， ϑ 是散射角， e 是反冲电子， Φ 是反冲角。

由于发生康普顿散射的 γ 光子的能量比电子的束缚能要大得多，所以入射的 γ 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，并视散射发生以前电子是静止的，动能为0，只有静止能量 m_0c^2 。散射后，电子获得速度 v ，此时电子的能量 $E = mc^2 = m_0c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}$ ，动量为 $mv = m_0v / \sqrt{1 - \beta^2}$ ，其中 $\beta = v/c$ ， c 为光速。

用相对论的能量和动量守恒定律就可以得到

$$m_0c^2 + h\nu = m_0c^2 / \sqrt{1 - \beta^2} + h\nu' \quad (1)$$

$$h\nu/c = m_0v \cos \Phi / \sqrt{1 - \beta^2} + h\nu' \cos \theta / c \quad (2)$$

式中， $h\nu/c$ 是入射 γ 光子的动量， $h\nu'/c$ 是散射 γ 光子的动量。

$$h\nu' \sin \theta / c = m_0v \sin \Phi / \sqrt{1 - \beta^2} \quad (3)$$

由式(1)、(2)、(3)可得出散射 γ 光子的能量

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (4)$$

此式就表示散射 γ 光子能量与入射 γ 光子能量、散射角的关系。

1.3 康普顿散射的微分截面

康普顿散射的微分截面的意义是：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几率（记作 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ ，单位： $\text{cm}^2 / \text{单位立体角}$ ）为

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \theta \right) \quad (5)$$

式中 $r_0 = 2.818 \times 10^{-13} \text{cm}$ ，是电子的经典半径，式(5)通常称为“克来茵-仁科”公式，此式所描述的就是微分截面与入射 γ 光子能量及散射角的关系。

本实验采用 NaI(Tl)闪烁谱仪测量各散射角的散射 γ 光子能谱，用光电峰峰位及光电峰面积得出散射 γ 光子能量 $h\nu$ ，并计算出微分截面的相对值 $\frac{d\sigma(\theta)/d\Omega}{\dots}$ 。

$$d\sigma(\theta_0)/d\Omega$$

根据微分散射截面的定义，当有 N_0 个光子入射时，与样品中 N_e 个电子发生作用，在忽略多次散射自吸收的情况下，散射到 θ 方向 Ω 立体角里的光子数 $N(\theta)$ 应为

$$N(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} N_0 N_e \Omega f \quad (6)$$

式中 f 是散射样品的自吸收因子，我们假定 f 为常数，即不随散射 γ 光子能量变化。

康普顿散射的微分截面

1.3 康普顿散射的微分截面

康普顿散射的微分截面的意义是：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几率（记作 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ ，单位： $\text{cm}^2 / \text{单位立体角}$ ）为

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \theta \right) \quad (5)$$

式中 $r_0 = 2.818 \times 10^{-13} \text{cm}$ ，是电子的经典半径，式(5)通常称为“克来茵—仁科”公式，此式所描述的就是微分截面与入射 γ 光子能量及散射角的关系。

本实验采用 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量各散射角的散射 γ 光子能谱，用光电峰峰位及光电峰面积得出散射 γ 光子能量 $h\nu$ ，并计算出微分截面的相对值 $\frac{d\sigma(\theta)/d\Omega}{d\sigma(\theta_0)/d\Omega}$ 。

根据微分散射截面的定义，当有 N_0 个光子入射时，与样品中 N_e 个电子发生作用，在忽略多次散射自吸收的情况下，散射到 θ 方向 Ω 立体角里的光子数 $N(\theta)$ 应为

$$N(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} N_0 N_e \Omega f \quad (6)$$

式中 f 是散射样品的自吸收因子，我们假定 f 为常数，即不随散射 γ 光子能量变化。

由图 1 可以看出，在 ϑ 方向上，NaI 晶体对散射样品（看成一个点）所张的立体角 $\Omega = S / R^2$ ， S 是晶体表面面积， R 是晶体表面到样品中心的距离，则 $N(\vartheta)$ 就是入射到晶体上的散射 γ 光子数。我们测量的是散射 γ 光子能谱的光电峰计数 $N_p(\vartheta)$ ，假定晶体的光电峰本征效率为 $\varepsilon_f(\vartheta)$ ，则有

$$N_p(\theta) = N(\theta)\varepsilon_f(\theta) \quad (7)$$

若给定 $\varepsilon_f(\vartheta)$ 与能量 E 的关系。设晶体的总本征效率为 $\varepsilon(\vartheta)$ ，则有

$$\frac{\varepsilon_f(\theta)}{\varepsilon(\theta)} = R(\theta) \quad (8)$$

$$\eta(\theta) = \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon(\theta) \quad (9)$$

由式(8)和(9)可得

$$\varepsilon_f(\theta) = R(\theta)\eta(\theta)\frac{4\pi}{\Omega} \quad (10)$$

将式(10)和(7)则有

$$N_p(\theta) = N(\theta)R(\theta)\eta(\theta)\frac{4\pi}{\Omega} \quad (11)$$

将式(6)和(11)则有

$$N_p(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} R(\theta)\eta(\theta)\frac{4\pi}{\Omega} N_0 N_e \Omega f \quad (12)$$

由式(12)可得

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_p(\theta)}{4\pi R(\theta)\eta(\theta)N_0 N_e f} \quad (13)$$

这里需要说明： $\eta(\vartheta)$ 、 $R(\vartheta)$ 、 $\varepsilon(\vartheta)$ 、 $\varepsilon_f(\vartheta)$ 都是能量的函数，但在具体情况下，入射 γ 光子具有单一能量，散射 γ 光子的能量就取决于 ϑ 。为简便起见，我们都将它们写成了 ϑ 的函数。

式 (13) 给出了微分截面 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ 与各参量的关系，若各量均可测或已知，则微分截面可求。实际上有些量无法测准（如 N_0 、 N_e 等），但它们在各个散射角 ϑ 下都保持不变，所以只能求得微分截面的相对值 $\left[\frac{d\sigma(\theta)/d\Omega}{\dots} \right]$ 。在此过程中，一些未知量都消掉了。例如，设

$$(\frac{d\sigma(\theta_0)}{d\Omega})$$

散射角 $\vartheta=20^\circ$ 时的微分散射截面相对值为 1，则由式(13)、(8)、(9) 不难得到，测量 $N_p(\vartheta)$ 、 $N_p(\vartheta_0)$ 和 $\varepsilon_f(\vartheta)$ 可以测出散射角 ϑ 的微分散射截面与 20° 时值之比，即相对微分散射截面。

物质对 γ 射线的吸收规律 当 γ 射线穿过物质时，与物质作用发生光电效应、康普顿效应和电子对效应（当 γ 能量大于 1.022MeV 时才产生）， γ 射线损失其能量。 γ 射线与物质的原子一旦发生三种相互作用，原来为 E_γ 的光子就消失，或散射后能量改变并偏离原来的入射方向。通常把通过物质的未经过相互作用的光子所组成的射线束称为窄束 γ 射线

（也称为良好的几何条件下的射线束）。 γ 射线通过物质时其强度会逐渐减弱，这种现象称为 γ 射线吸收，单能束 γ 射线强度的衰减，遵循指数规律，以 I_0 、 I 分别是通过物质前、后 γ 射线强度， x 是 γ 射线通过物质的厚度（单位为 cm ）， σ_γ 是三种效应（光电效应、康普顿效应和电子对效应）截面之和， N 是吸收物质单位体积中的原子数， μ 是物质的线性吸收系数（ $\mu=\sigma_\gamma N$ （单位为 cm^{-1} ）。显然 μ 的大小反映了物质吸收 γ 射线能力的大小。由于在相同的实验条件下，某一时刻的计数率 n 总是与该时刻的 γ 射线强度 I 成正比，因此 I 与 x 的关系也可以用 n 与 x 的关系来代替。即

$$n = n_0 e^{-\sigma_\gamma N x} = n_0 e^{-\mu x}$$

粒子能谱是指粒子的计数或粒子束流的强度（粒子数量）随粒子能量的分布。通过对谱仪进行能量刻度之后，就可以得到当前环境下粒子在探测器中的沉积能量的分布情况，就是对粒子能谱的一种定量分析。图 2 给出 ^{137}Cs 能谱示意图

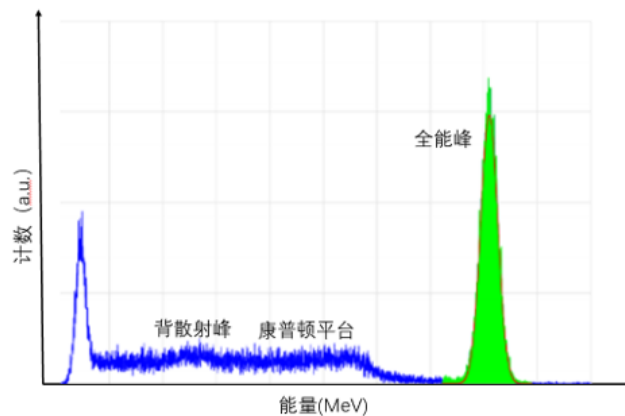


图 2 ^{137}Cs 能谱示意图

【实验步骤】

- 1) 连接线路，熟悉仪器设备，调节仪器参数到工作的最佳状态；
- 2) 测量标准源 ^{137}Cs (0.662 MeV) 和 ^{60}Co ($1.17, 1.33\text{ MeV}$) 能谱，并对谱仪进行能量刻度；

3) 选择不同种类的放射源，测量能谱并计算 NaI 材料对不同能量 γ 射线的吸收系数及探测效率；

4) 测量不同散射角下 γ 光子的能量，验证康普顿散射能量公式；

5) 根据测量结果获得不同散射角下 γ 光子的微分截面，验证康普顿散射微分截面公式。

【预习思考题】

1. 放射源库：

提供不同能量的放射源，得到不同能量的 γ 射线

2. 吸收片库：

提供不同吸收系数的吸收片

3. 探测器库

探测 γ 射线，并将其转化为电信号输出

4. 高压电源

供电

5. 线性脉冲放大器

用于闪烁探测器输出信号的成形和放大

6. 单道分析仪

对信号幅度进行选择

7. 多道分析仪

接收传感器信号ADC处理后传给计算机

8. 康普顿散射旋转平台

改变 γ 射线出射角

9. 移动式 γ 谱仪

将探测到的 γ 射线强度绘制成能谱。

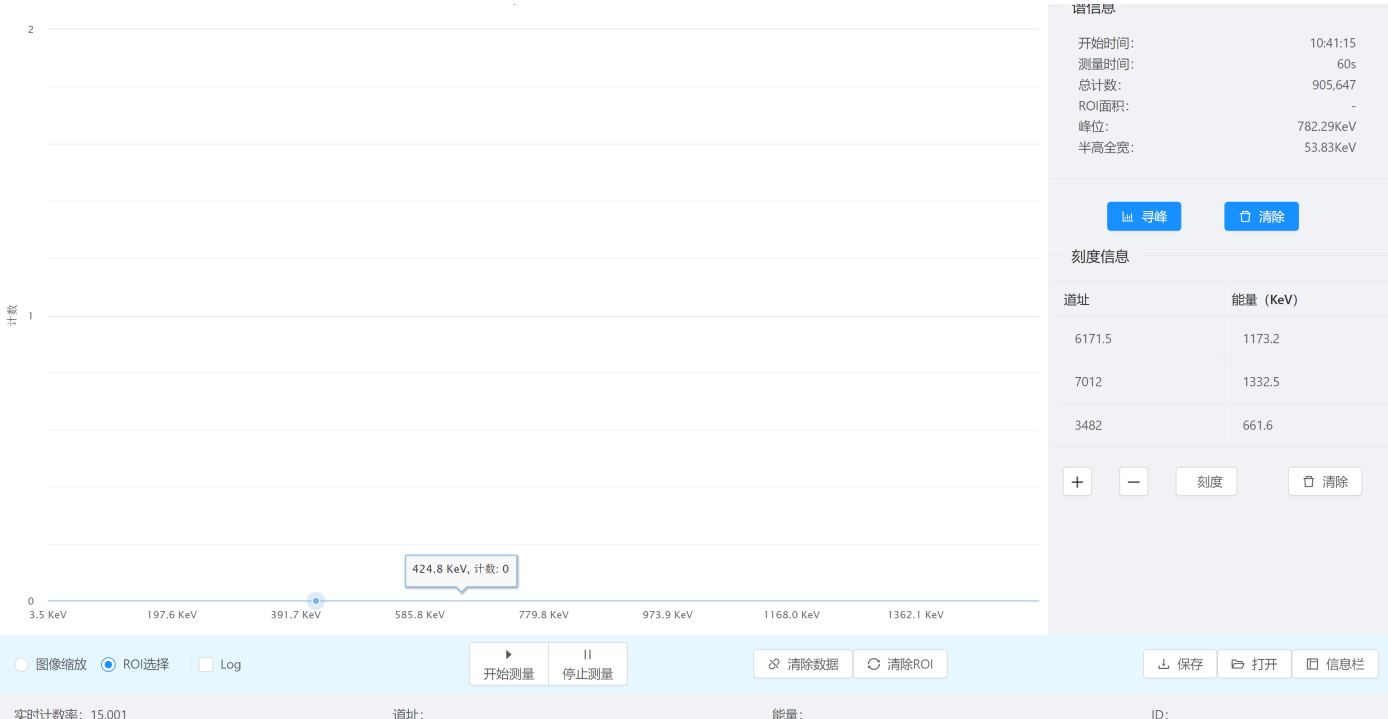
【数据处理】

1. 利用标准放射源测得峰位道址和半高全宽，并对坐标轴标定刻度，获得能量分辨率

一、谱仪的能量刻度

全能峰对应能量 (keV)	峰位道址	半高全宽
662	<input type="text" value="3480.5"/>	<input type="text" value="131.0"/>
1173	<input type="text" value="6171.5"/>	<input type="text" value="217.0"/>
1333	<input type="text" value="7011.0"/>	<input type="text" value="230.0"/>

谱仪的能量分辨率: % @ 662keV



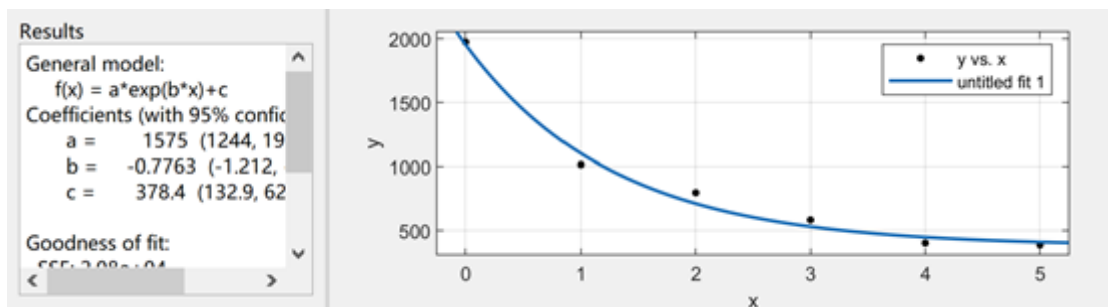
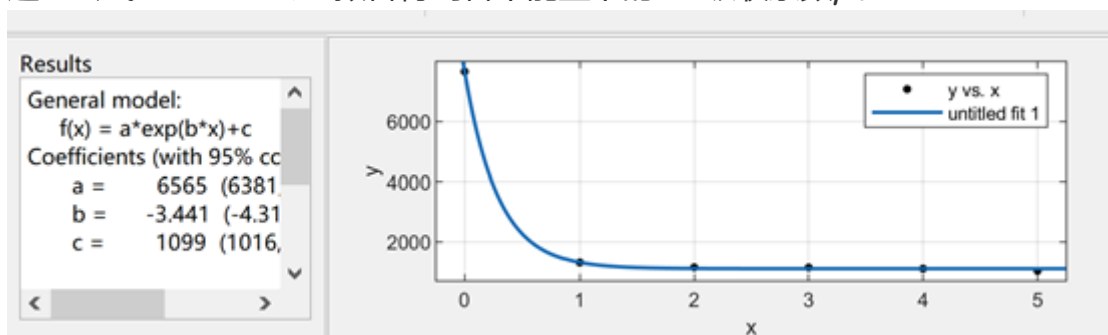
2. 更换放射源和不同厚度的NaI吸收片，得到不同的计数率

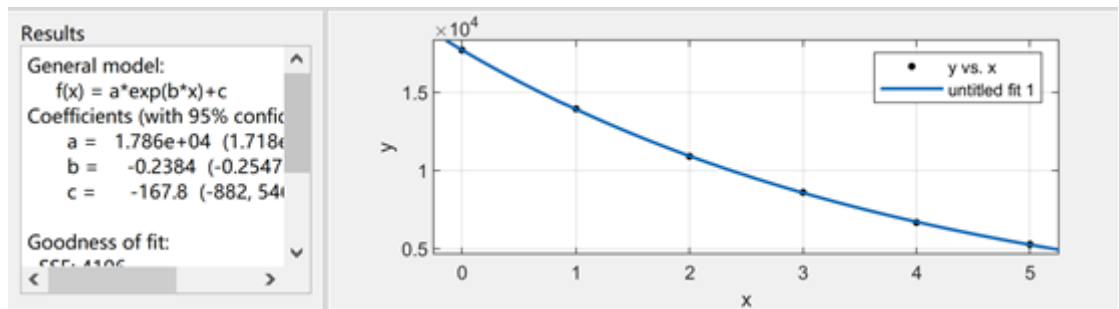
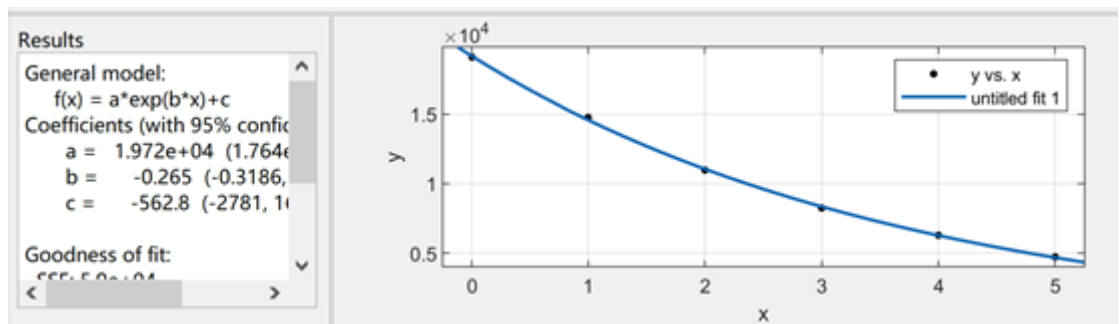
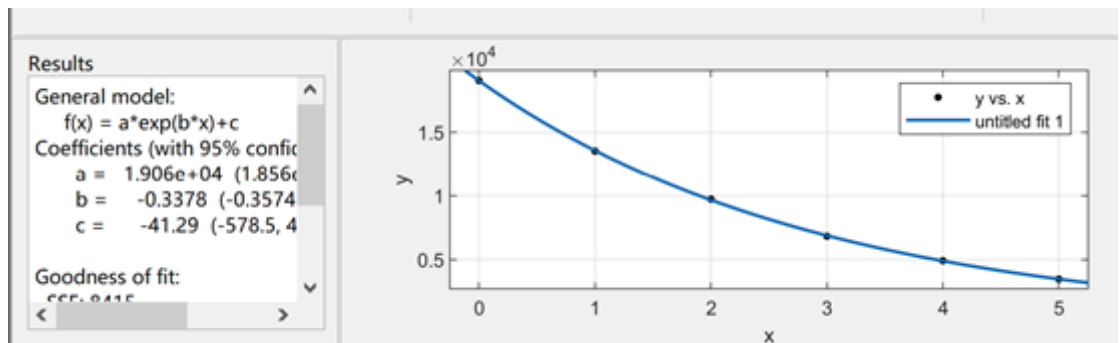
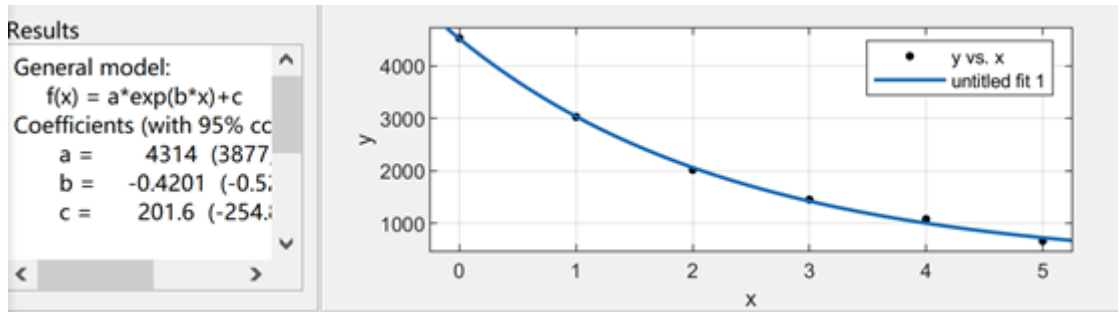
二、不同能量下γ射线吸收系数的测量

能量 (keV)	全能峰原始计数率	1cm NaI 计数率	2cm NaI 计数率	3cm NaI 计数率	4cm NaI 计数率	5cm NaI 计数率
122	7558	1044	1142	884	851	834
245	1974	1015	797	584	403	388
344	4525	3028	2020	1453	1083	666
511	19031	13521	9724	6829	4914	3478
662	19088	14760	10971	8247	6286	4724
779	1174	1139	999	903	700	617
835	17680	13929	10895	8593	6674	5276

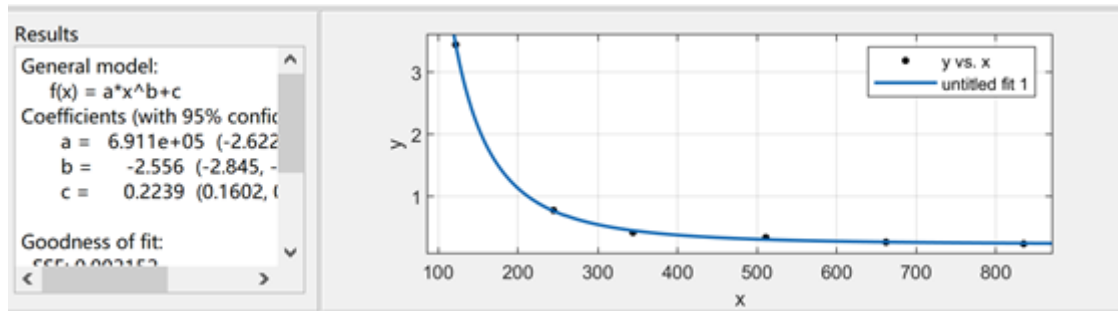
能量 (keV)	NaI材料的吸收系数 (cm^{-1})
122	3.441
245	0.7763
344	0.4201
511	0.3378
662	0.265
779	0.252
835	0.2384

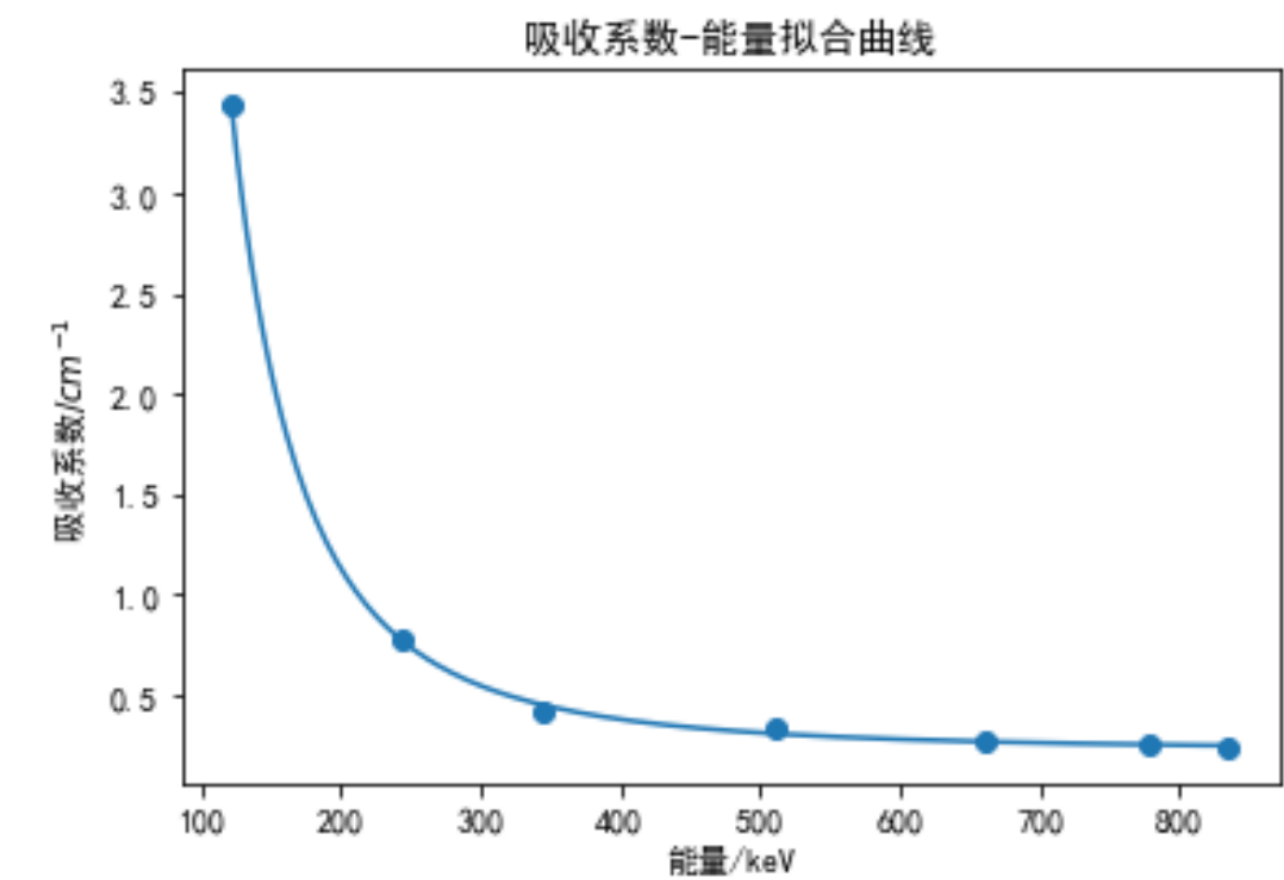
通过公式 $I = ax^\mu + c$ 拟合得到各个能量下的NaI吸收系数 μ 。





对各个能量下的NaI吸收系数按模型 $\mu = ax^b + c$ 进行拟合





3. 改变康普顿散射平台的旋转角度，测量 ^{137}Cs 的能谱，获得全能峰能量，并通过2中的拟合函数得到该能量下的吸收系数，记录计数率，得到相对微分散射截面。

三、康普顿散射的验证

$\theta/^\circ$	光电峰位能量 (keV)	NaI材料的吸收系数 (cm^{-1})	5cm NaI探测效率
20	616.27	0.275	74.74%
40	508.90	0.308	78.51%
60	403.52	0.375	84.68%
80	321.93	0.493	91.52%
100	265.07	0.667	96.43%
120	228.39	0.872	98.72%

$\theta/^\circ$	总计数	测量时间/s	总计数率	相对微分散射截面
20	18732	30	624.4	1
40	12015	30	400.5	0.611
60	10245	41	249.9	0.353
80	5192	30	173.1	0.226
100	7309	49	149.2	0.185
120	3783	26	145.5	0.176