

穆斯堡尔效应

MaskedName*

北京大学物理学院 学号: *StudentID*

(实验日期: 2024 年 10 月 31 日)

固体中的原子核在发射或者吸收 γ 射线的时候有一定的概率不会发生核反冲, 这就是穆斯堡尔效应。通过基于 Geant4 开发的 mossbSim 软件, 我们能对穆斯堡尔效应进行模拟。在本实验中, 我们模拟了探测器厚度、源与样品距离等参数对穆斯堡尔谱的影响, 并通过对穆斯堡尔谱的分析, 测量了 ^{57}Fe 核能级的塞曼分裂、同质异能移位和电四极分裂等超精细结构。此外, 我们还使用专业软件模拟了 1 居里 ^{57}Co 核素对人体的辐射大小。

关键词: 穆斯堡尔效应, 穆斯堡尔谱, 超精细结构, 蒙特卡罗模拟

I. 引言

因为 γ 射线的能量较高, 所以我们会观察到当 γ 射线和自由原子核相互作用的时候, 会有显著的反冲, 而这又会使得 γ 射线能量相对于核能级差出现移动。但是在 1957 年, 还是博士生的穆斯堡尔在实验室中发现, 固体中的 ^{191}Ir 核在发射或者吸收 γ 射线的时候有一定的概率不会发生核反冲, 即穆斯堡尔效应。该工作在 1958 年发表, 在短短的三年后, 即 1961 年, 穆斯堡尔就获得了诺贝尔物理学奖。

穆斯堡尔谱拥有非常窄的线宽和非常高的分辨率, 在测量核能级的超精细结构、确定核磁矩、评估核激发态的寿命、以及探测固体内部的电场和磁场强度方面发挥着重要作用。此外, 穆斯堡尔谱还广泛应用于固体晶格振动的研究。这一技术已成为化学、磁学、固体物理学、生物学和冶金学等多个学科领域内不可或缺的研究工具。

穆斯堡尔效应的发现引领了一系列重要实验, 其中包括著名的 Pound-Rebka 实验。该实验在 1959 年利用位于哈佛 Jefferson 实验室楼顶和地面的 γ 射线发射和吸收体, 精确测量了光子的引力红移现象, 证实了相对论的预言 [1]。通过穆斯堡尔谱, 科学家们能够深入探究原子核的超精细结构。在本实验中, 我们采用了多普勒效应来微调入射的无反冲 γ 光子的能量, 从而精确分辨不同原子核能级的超精细结构。通过这种方法, 我们能够研究在不同实验条件下穆斯堡尔谱的差异。

II. 理论

A. 穆斯堡尔效应原理

一般来说, 对于 γ 射线的吸收和发射过程, 其谱线是洛伦兹线型, 谱线强度 I 和光子能量 E 之间的关系为

$$I(E) \propto \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\hbar^2}{4\tau^2}}.$$

* MyMail@stu.pku.edu.cn; Tel

在自由电子核发出 γ 光子的过程中，由于核的反冲，发出光子的能量会发生变化，由动量守恒得到核的反冲能为

$$E_R = \frac{P_\gamma^2}{2m_N} \approx \frac{E_0^2}{2m_N c^2},$$

其中 P_γ 、 E_0 为出射光子的动量和能量， m_N 为核的质量。而由能量守恒，入射/出射光子的 E_0 会变为 $E_0 \pm E_R$ 。对于 ^{57}Fe 的 $E_0 = 14.4 \text{ keV}$ 激发态而言， $\tau \approx 0.14 \mu\text{s}$ ，对应 $\Gamma \approx 4.9 \times 10^{-9} \text{ eV}$ 的尖锐谱线。而反冲给出的谱线移动 $E_R \approx 2 \times 10^{-3} \text{ eV} \gg \Gamma$ ，因此 $E_0 \pm E_R$ 两条发射和吸收谱线会发生分离，导致无法形成共振吸收。

室温下，热运动引起的多普勒效应导致谱线展宽，从而使发射和吸收谱线发生重叠，进而发生共振吸收。但是由于多普勒展宽的效果，即使忽略核反冲，有效吸收截面也要减小一个因子 $\Gamma/D_T \approx 2.5 \times 10^{-7}$ 。因此仅仅依靠热运动的多普勒展宽是难以观察到共振吸收的。

但是，穆斯堡尔发现：当发射或者接受 γ 射线的核被嵌在固体中时，出现无反冲 γ 射线发射或者共振吸收的概率是相当大的。而对无反冲发射常见的解释是，当核被嵌在固体中时，固体与核成为一个整体，上式的 m_N 应该用整个固体的质量代替，反冲能与自然线宽相比微不足道，完全可以认为就是 0。但是这样的说法是没有办法解释为什么不是每一次发射 γ 光子都是无反冲的这一实验现象。实际上穆斯堡尔效应为一个量子效应，我们必须用量子力学的方法来描述这一过程。

记发射 γ 光子前后，包括我们所考察的衰变核 A 在内的所有固体的状态为 Ψ_i 和 Ψ_f 。由于发射 γ 光子这一过程中，我们可以认为 γ 光子与原子核 A 的作用是瞬时的，而瞬时的相互作用能够造成有限的影响，说明瞬时的相互作用趋于无穷大。因此我们可以忽略与发射 γ 光子无关的，固体内部其他粒子相互作用的哈密顿量，或者说，我们将核 A 看作自由的原子核。这样，发射一个 γ 光子对固体的影响仅仅限于：发射光子的那个核得到了一个动量 P_γ ，即

$$\Psi_f = e^{i\mathbf{k}_\gamma \cdot \mathbf{R}_A} \Psi_i,$$

其中 \mathbf{R}_A 是原子核 A 的位置， \mathbf{k}_γ 是出射 γ 光子的波矢。这样我们就可以计算发射一个 γ 光子后固体系统的平均能量变化为

$$\begin{aligned} \langle \Delta E \rangle &= \langle \Psi_f | \hat{H}_0 | \Psi_f \rangle - \langle \Psi_i | \hat{H}_0 | \Psi_i \rangle \\ &= \langle \Psi_i | e^{-i\mathbf{k}_\gamma \cdot \mathbf{R}_A} \hat{H}_0 e^{i\mathbf{k}_\gamma \cdot \mathbf{R}_A} | \Psi_i \rangle - \langle \Psi_i | \hat{H}_0 | \Psi_i \rangle. \end{aligned}$$

其中 \hat{H}_0 是与 γ 光子发射无关，即固体本身的哈密顿量。若晶体相对于观察者静止，可以计算得到

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{\hbar^2 k_\gamma^2}{2m_A} = E_R.$$

这表明，即使核被嵌在晶体中，发射一个 γ 光子传递的反冲能和核是自由时完全一样。

然而，测定固体的吸收、发射谱，本质上正是对固体能量的观测；这一观测导致固体波函数坍缩至某一能量本征态，其中有一定概率回到初态，此即对应无反冲情形。无反冲分数 f 可由终态与初态的交叠加以刻画：

$$f = |\langle \Psi_f | \Psi_i \rangle|^2.$$

这就是穆斯堡尔效应的基本图像。

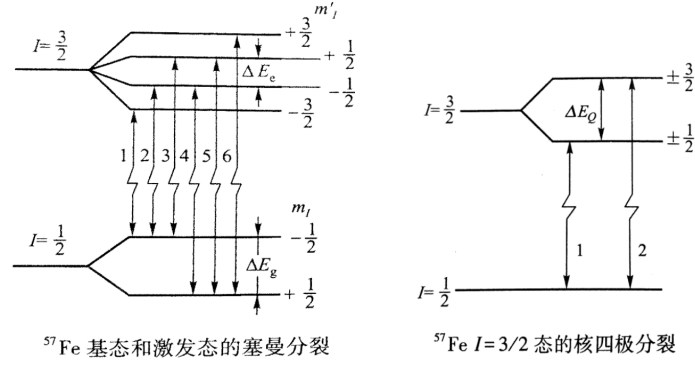


图 1. ^{57}Fe 超精细相互作用导致的能级分裂示意图

B. 超精细相互作用

因为穆斯堡尔谱十分尖锐，而且从源发出的 γ 射线相对于吸收体的能量移动能够到达十分高的精度，因此其特别适合研究超精细相互作用，超精细相互作用主要有如下三种：

1. **核塞曼分裂**：原子核的磁偶极矩 μ 和原子核处的磁场 B 会发生磁偶极相互作用，从而导致塞曼分裂，相邻能级之间的间距为

$$\Delta E = g_N \mu_N B.$$

其中 g_N 为原子核的朗德因子， $\mu_N = e\hbar/2m_p$ (m_p 是质子质量) 是核磁子。对于 ^{57}Fe 而言，如图 1 所示，塞曼效应会导致六条相近的谱线。

2. **电四极矩分裂**：由于核电荷的分布不是球形对称的，在电场梯度的作用下，核能级会移动并且分裂成不同能级，这就是电四极矩分裂。四极分裂后，激发态两个能级之间的能级差为

$$\Delta E = \frac{e^2 Q \cdot q}{2}.$$

其中 eq 对应电场梯度主分量， eQ 对应电四极矩主分量。对于 ^{57}Fe 而言，如图 1 所示，电四极矩分裂会导致两条谱线。

3. **同质异能移位**：由于原子核具有一定的体积，核外的 s 电子在核内会有一定的概率分布，又因为核在激发的时候半径会发生变化，所以会导致能量发生变化，这就是同质异能移位。放射源核吸收体通常都会有大小不同的同质异能移位，因此实际讨论以及测量的同质异能移位为不同原子核之间的差值。

III. 实验内容

A. 实验装置

考虑到放射性源的限制，本次实验通过计算机模拟的方式进行。我们使用了基于 Geant4 软件包开发的 mossbSim 软件，专门用于模拟穆斯堡尔效应。通过该软件，我们对探测器的不同厚度、源与样品之间的不同距离，以及 $\alpha\text{-Fe}$ 和硝酸钠等不同样品进行了模拟计算。在模拟过程中，我们让穆斯堡尔源以 10 Hz 的频率进行往返匀加速运动，模拟电磁驱动的效果，并通过多普勒效应实现 γ 射线能量的周期性和线性调制。图 2 是穆斯堡尔效应实验的装置示意图。

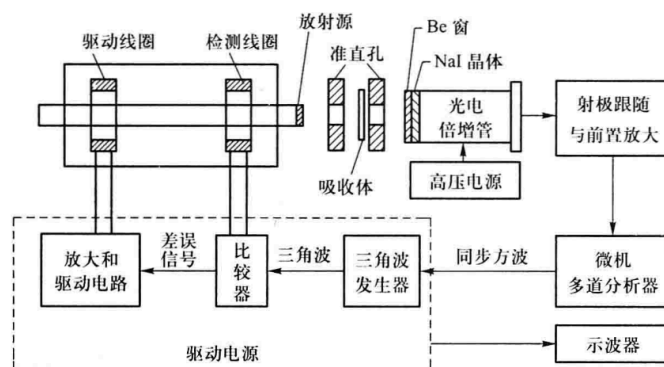


图 2. 穆斯堡尔效应实验装置示意图

B. 实验过程

首先进行穆斯堡尔效应实验，按照实验台或者计算机的桌面上《mossbSim 操作演示》的文件说明，实现探测器厚度分别为 0.13 mm 和 13 mm、源与样品的距离分别为 5 mm 和 100 mm 的 α -Fe 样品的 Geant4 模拟。样品换为硝普酸钠，厚度/距离 = 0.13 mm/100 mm，重复实验。最后通过测量得到的谱计算道增益 K ，零速度对应的道址， ^{57}Fe 基态和第一激发态的朗德 g 因子和核磁矩大小，硝普酸钠的同质异能移位和四级裂距。

随后进行剂量实验。根据电脑 Dose 目录下“点源吸收剂量计算 v0”说明，利用专业模型，即目录 ICRP145_HumanPhantomsAir 下的 bin 的可执行程序，模拟 1 居里 ^{57}Co 核素放在人体右侧 1 m 处的吸收剂量。

IV. 实验结果与分析

A. 穆斯堡尔效应实验

首先取探测器 NaI 样品的厚度为 0.13 mm，源与样品的距离为 100 mm，得到的 ^{57}Co 放射源能谱如所示。其中 X 为道地址数， Y 为光子计数。红色竖线为所设置的 14.4 keV 的 γ 射线产生的信号峰左、右两侧的阈值。从左往右四个能峰分别对应 6.4 keV 的 Fe 的 X 射线、14.4 keV 的 γ 射线、123keV 和 137keV 的 γ 射线在 NaI 中 I 元素产生的 X 射线逃逸后剩余能量产生的信号峰、123keV 和 137keV 的 γ 射线全能峰 [3]。

根据图 3 所示的 14.4 keV 峰的上下阈（红色线），可以在这个上、下阈之间观察信号对应的补偿速度的分布，也就是穆斯堡尔谱。图 4 是我们在探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 100 mm 下测量得到的 α -Fe 样品穆斯堡尔谱。在模拟程序中， X 轴（道地址）与补偿速度 v 之间存在一个预定义的转换关系。具体来说，mossbSim 软件中已经设定好，第 1 道对应 $+v$ ，第 256 道对应 $-v$ ，而第 512 道再次对应 $+v$ 。因此，如果设定的速度变化范围覆盖了六个共振位置，那么在每个模拟周期中，将会经历两次共振，相应地，模拟得到的 α -Fe 的穆斯堡尔谱图将展现出 12 个共振位置，并且这些位置关于第 256 道对称分布。

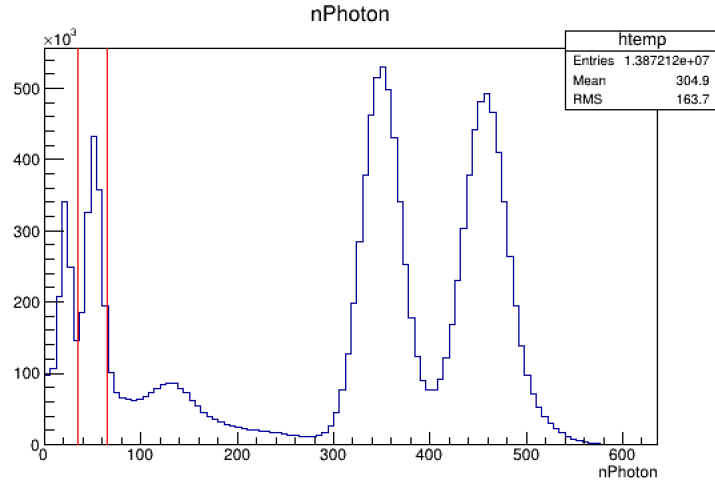


图 3. NaI 探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 100 mm 下测量得到的 ^{57}Co 能谱

1. 计算道增益 K

通过 Origin 的“Multiple Peak Fit”功能，我们可以从图 4 中找到六个共振位置的道址，如表 I 所示。注意到右侧峰道地址随序号递增，而左侧峰随序号递减，这是因为它们分别对应着一个速度周期中的上升和下降区间。我们已知 $\alpha\text{-Fe}$ 的 $v_6 - v_1 = 10.656 \text{ mm/s}$ ，于是道增益 K 为

$$K = \frac{10.656}{|v_6 - v_1|_{\alpha\text{-Fe}}} \text{ mm/s} \approx 6.25 \times 10^{-2} \text{ mm/s}.$$

其中 $|v_6 - v_1|_{\alpha\text{-Fe}}$ 为左右道址的结果平均得到，下面计算也类似。

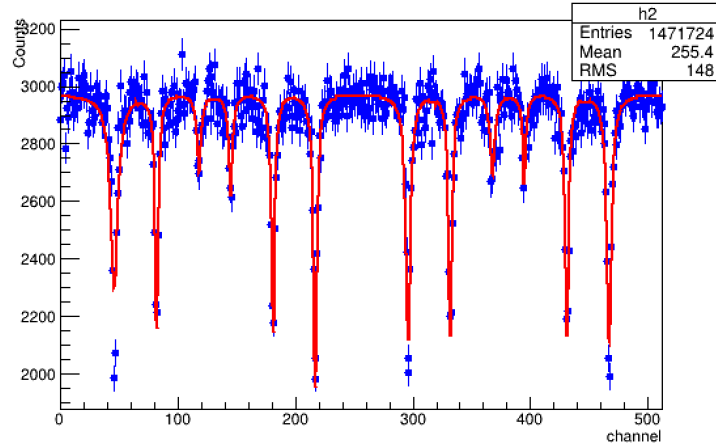


图 4. NaI 探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 100 mm 下测量得到的 $\alpha\text{-Fe}$ 样品穆斯堡尔谱

表 I. $\alpha\text{-Fe}$ 样品穆斯堡尔谱的峰值道地址（由图 4 拟合得到）

序号	1	2	3	4	5	6
右侧峰道地址 v_R	297	332	368	395	431	467
左侧峰道地址 v_L	217	182	145	118	82	46

2. 零速度对应的道址

接下来我们计算零速度对应的道址。对于我们所用的源, α -Fe 六线谱的重心应该在 -0.185 mm/s 的位置 (它相当于 α -Fe 与 Pd 衬底的 ^{57}Co 源之间的同质异能移位), 可根据下面的公式定出 α -Fe 谱的重心位置

$$v_{c,\alpha\text{-Fe}} = \frac{v_1 + v_2 + v_5 + v_6}{4} = \begin{cases} 381.75, & \text{右侧,} \\ 131.75, & \text{左侧.} \end{cases}$$

于是零速度对应的道址为

$$v_{0,\alpha\text{-Fe}} = v_c \pm \frac{-0.185 \text{ mm/s}}{K} = \begin{cases} 384.7, & \text{右侧,} \\ 128.8, & \text{左侧.} \end{cases}$$

我们可以计算左右侧的零速度道址间隔为 $384.7 - 128.8 = 255.9 \approx 256$, 这表明我们的速度周期和道址是匹配的。反之, 在确定道址和速度的匹配关系的前提下, 我们也可以通过这一结果验证 -0.185 mm/s 这个数值的可靠性。

3. ^{57}Fe 基态和第一激发态的朗德 g 因子和核磁矩大小

已知 α -Fe 的内磁场为 $B_{\text{int}} = 33.3 \text{ T}$ 。对 14.4 keV 的谱线, $E_0/c = 4.80766 \times 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{s} \cdot \text{mm}^{-1}$, 比较前述塞曼分裂的能谱图图 1, 我们可以通过下面公式计算得到塞曼分裂的裂距:

$$\begin{aligned} \Delta E_g &= \frac{|v_4 - v_2| + |v_5 - v_3|}{2} \frac{KE_0}{c} = 1.900 \times 10^{-7} \text{ eV}, \\ \Delta E_e &= \frac{|v_3 - v_2| + |v_5 - v_4|}{2} \frac{KE_0}{c} = 1.089 \times 10^{-7} \text{ eV}. \end{aligned}$$

上面的结果都是对左侧和右侧进行平均后得到的结果。由 $\Delta = g\mu_N B$, 以及 $\mu_N = 3.152451 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$, 我们可以计算得到 g 因子和核磁矩大小:

$$\begin{aligned} g_g &= 0.183, \quad \mu_g = 5.76 \times 10^{-9} \text{ eV/T}, \\ g_e &= 0.105, \quad \mu_e = 3.30 \times 10^{-9} \text{ eV/T}. \end{aligned}$$

4. 硝普酸钠的同质异能移位和四级裂距

将样品换做硝普酸钠, 保持探测器厚度为 0.13 mm , 源与样品的距离为 100 mm , 重复上述实验, 得到的穆斯堡尔谱如图 5 所示。通过拟合得到的峰值道址如表 II 所示。

表 II. 硝普酸钠样品穆斯堡尔谱的峰值道址 (由图 5 拟合得到)

序号	1	2
右侧峰道址 v_R	337	417
左侧峰道址 v_L	177	97

硝普酸钠相对于 α -Fe 的重心偏移量为

$$\Delta v = \left| \left(\frac{v_1 + v_2}{2} \right)_{\text{硝普酸钠}} - v_{c,\alpha\text{-Fe}} \right| = 5.00.$$

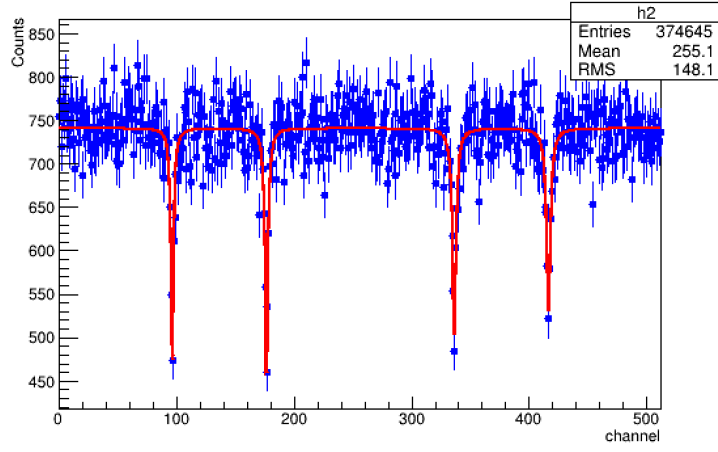


图 5. NaI 探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 100 mm 下测量得到的硝普酸钠样品穆斯堡尔谱

于是硝普酸钠的同质异能移位为

$$\Delta E = \Delta v \frac{KE_0}{c} = 1.50 \times 10^{-8} \text{ eV}.$$

同样，对于硝普酸钠样品，对比上面电四极矩分裂的能谱图，我们可以计算得到电四极矩分裂的裂距：

$$\Delta E_q = |v_2 - v_1| \frac{KE_0}{c} = 2.40 \times 10^{-7} \text{ eV}.$$

这就是 ^{57}Fe 第一激发态的电四极分裂裂距。

5. 对不同参数的讨论

对 $\alpha\text{-Fe}$ 样品，除了 0.13 mm 的探测器厚度和 100 mm 的源与样品距离，我们还进行了探测器厚度为 13 mm、源与样品距离为 100 mm 的实验以及探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 5 mm 的实验。实验结果如图 6 至图 9 所示。

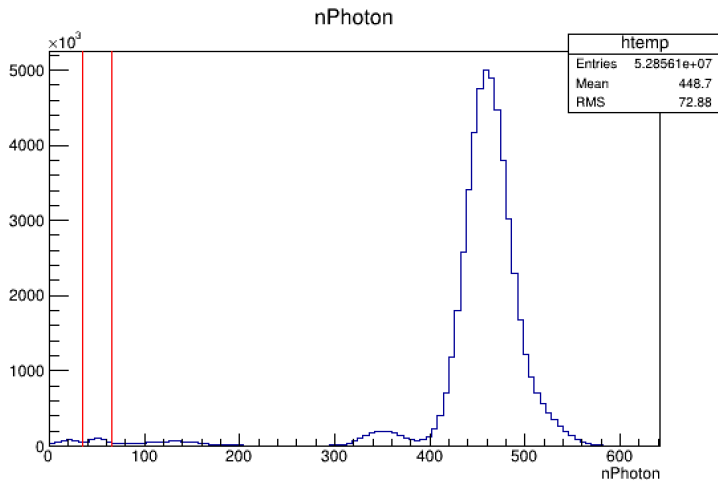


图 6. 探测器厚度为 13 mm、源与样品距离为 100 mm 下测量得到的 ^{57}Co 能谱

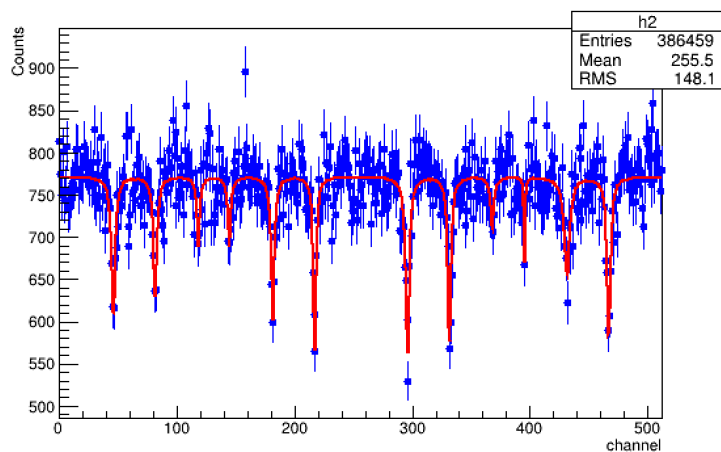


图 7. 探测器厚度为 13 mm、源与样品距离为 100 mm 下测量得到的 α -Fe 样品穆斯堡尔谱

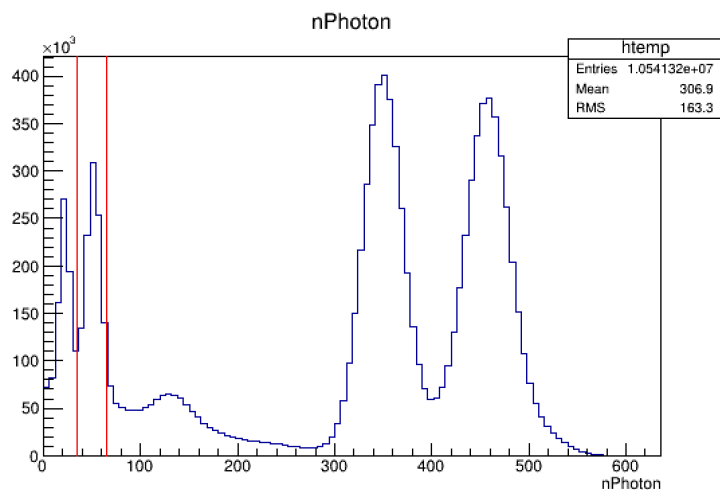


图 8. 探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 5 mm 下测量得到的 ^{57}Co 能谱

从图 3 和图 6 可以看到，选用较薄的探测器可以压低放射源发射的 123 keV 和 137 keV 的 γ 射线对实验结果可能产生的影响，让更多的信号集中在 14.4 keV 的 γ 射线上。这是因为 14.4 keV 的 γ 射线实际占总的辐射比例是相对比较小的，如果用较薄的探测器进行探测，那么相对来说能量更高、穿透能力更强的 123 keV 和 137 keV 射线在探测器上的沉积能量就会比较小。反之，若选用较厚的探测器（这里我们选了 13 mm 作为对比），就会导致 123 keV 和 137 keV 的射线在探测器上的沉积能量比较大，从而降低 14.4 keV 的 γ 射线的信噪比。

除了探测器厚度之外，放射源与样品的距离 (D) 也是影响探测结果的重要因素。对比图 8、图 9 和图 8、图 9，我们可以看到，在不同的源与样品距离下， γ 射线的能谱图实际差异并不会特别大，但是源与样品的距离变近会导致穆斯堡尔谱的分辨率变差。对这一现象我们做出下面的简要分析： D 变小时，入射到样品的 γ 射线入射角更大，大角度入射的比例增加。当 $D = 5$ mm 时，入射角较小和较大的射线不能同时满足共振条件，因此穆斯堡尔谱分辨率较差。而当 $D = 100$ mm 时，入射角度较小，样品上有更大的区域能够发生吸收共振，从而探测到的峰会更加尖锐。

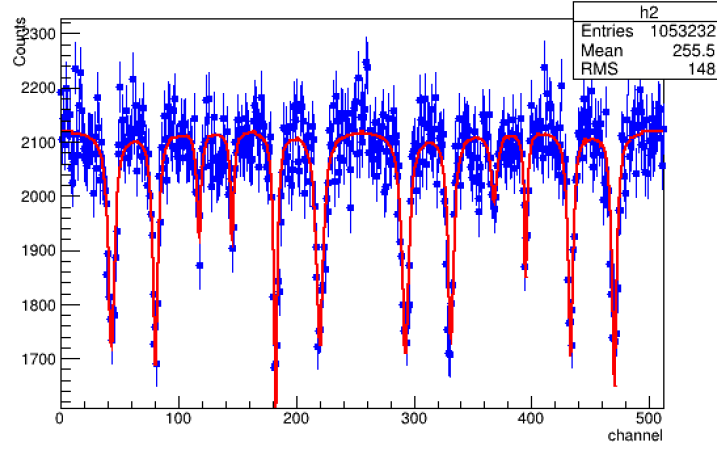


图 9. 探测器厚度为 0.13 mm、源与样品距离为 5 mm 下测量得到的 α -Fe 样品穆斯堡尔谱

B. 剂量实验

通过专业模型, 我们模拟了 1 居里 ^{57}Co 核素放在人体右侧 1 m 处的吸收剂量。部分数据如图 10 所示。我们通过下面公式可以计算一秒人体吸收的辐射剂量 (单位: Gy, 1 Gy=1 J/kg):

$$D = 3.7 \times 10^{10} \times \frac{1}{M} \sum_{i=\text{Organ ID}} \text{Organ Mass}_i \times \text{Dose}_i = 8.9 \times 10^{-8} \text{ Gy}.$$

其中 M 是人体质量, $M = \sum_i \text{Organ Mass}_i$ 。

Run #0 / Number of event processed : 1000000			
organ ID	Organ Mass (g)	Dose (Gy/source)	Relative Error
100	8.683	1.958e-19	0.951
200	8.683	6.763e-19	0.409
300	0.022	0.000e+00	1.000
301	0.090	0.000e+00	1.000
302	0.028	0.000e+00	1.000
303	11.291	2.095e-18	0.483
400	0.141	0.000e+00	1.000
401	0.390	0.000e+00	1.000
402	0.098	0.000e+00	1.000
403	0.049	0.000e+00	1.000
404	0.098	0.000e+00	1.000
405	28.888	2.374e-18	0.359
500	0.086	0.000e+00	1.000
501	0.024	0.000e+00	1.000
600	0.023	0.000e+00	1.000
700	10.364	2.030e-18	0.686
800	0.025	0.000e+00	1.000
801	0.031	0.000e+00	1.000
802	0.052	0.000e+00	1.000
803	0.130	0.000e+00	1.000
804	0.026	0.000e+00	1.000
805	0.052	0.000e+00	1.000
806	0.052	0.000e+00	1.000
807	0.053	0.000e+00	1.000
808	2.777	1.843e-19	1.000
900	1.504	0.000e+00	1.000
910	6.944	2.298e-19	0.785
1000	193.197	1.962e-18	0.111

图 10. ^{57}Co 核素放在人体右侧 1 m 处人体受到的辐射剂量, organ ID 是身体不同部位器官的编号

计算完辐射剂量后, 我们用下面公式计算剂量当量: $H = DQN$ (单位: Sv, 1 Sv=1 J/kg), 其中 D 为吸收剂量, Q 为品质因数 (α , γ , β 的 Q 通常为 1; 中子, 质子, 离子、 α 射线为 25), $N = 1$ (辐照条件的改变的修正)。于是我们得到人体在一小时的辐射剂量当量为 3.2×10^{-4} Sv。如果允许年剂量当量 H 是 20 mSv, 可知人一年内最多在这样的环境中工作 62 小时。

V. 结论

本实验通过 mossbSim 软件对穆斯堡尔效应进行模拟, 以 ^{57}Co 作为 γ 射线源, 利用多普勒效应微调光子能量, 获得了 $\alpha\text{-Fe}$ 和硝酸普纳样品的穆斯堡尔谱。在此基础上, 我们通过分析穆斯堡尔谱计算了道增益 K 和零速度对应的道址, 并利用已经校准的谱研究 ^{57}Fe 核的超精细结构。通过模拟计算, 我们得到了 $\alpha\text{-Fe}$ 的同质异能移位和四级裂距, 分别为 $1.50 \times 10^{-8} \text{ eV}$ 和 $2.403 \times 10^{-7} \text{ eV}$ 。我们还计算了 ^{57}Fe 基态和第一激发态的朗德 g 因子和核磁矩大小, 分别为 $g_g = 0.183$ 、 $\mu_g = 5.76 \times 10^{-9} \text{ eV/T}$ 和 $g_e = 0.105$ 、 $\mu_e = 3.30 \times 10^{-9} \text{ eV/T}$ 。

最后, 我们讨论了探测器厚度和源与样品距离对实验结果的影响, 以及通过专业模型模拟了 ^{57}Co 对人体的辐射剂量。计算表明人一年内最多在一居里 ^{57}Co 辐射的环境中工作 62 小时。

VI. 致谢

感谢王思广老师在实验中的细致指导和耐心帮助。

-
- [1] Pound R.V. Rebka Jr G.A. Gravitational red-shift in nuclear resonance[J]. Physical Review Letters, 1959, 3(9): 439.
- [2] 吴思诚, 荀坤. 近代物理实验 (第四版)[M]. 北京: 高等教育出版社, 2015.
- [3] 王思广, 罗棱尹, 贾春燕. 使用 mossbSim 软件模拟穆斯堡尔实验 [J]. 物理实验, 2021, 41(01):15-21. DOI:10.19655/j.cnki.1005-4642.2021.01.003.

附录 A: 思考题

1. 在发射(吸收) γ 射线后, 核的质量实际上会有所下降(上升), 这会带来什么后果, 为什么仍然能够观察到 γ 射线的共振吸收呢?

核质量的改变会导致穆斯堡尔峰的移动。而由于我们用多普勒效应进行调制 γ 光子能量的范围足够大, 因此我们仍然可以在这个范围内看到穆斯堡尔峰的共振吸收。

2. 请解释为什么源或吸收体较厚的时候会导致谱的展宽?

实验报告中对此现象做过粗略的解释, 图 6 中的较宽谱主要是因为 123 keV 和 137 keV 射线在探测器上的沉积能量比较大。同时如果源的厚度较大的话, 从中放出的 γ 射线可能会受到一定的散射, 这也会导致谱的展宽。

3. 在计算 $\alpha\text{-Fe}$ 的重心位置时为何没有用到 v_3 和 v_4 ?

这是因为 v_3 和 v_4 处的共振峰相对比较小, 展宽相对于其他峰更大, 如果用这两个峰进行计算, 可能会导致比较大的误差。