

核物理虚拟仿真实验

实验讲义

安徽核芯电子科技有限公司

2021 年 7 月

目录

放射性测射量的统计误差.....	2
半导体探测器与 α 粒子能损实验.....	9
(半导体 α 谱仪)	9
半导体探测器与 α 粒子能损实验.....	17
(α 粒子的能量损失)	17
β 射线的吸收.....	23
X 射线的吸收和特征谱测量.....	27
中子活化后放射性核素半衰期测量.....	32
正电子湮没寿命谱测量.....	38
穆斯堡尔效应实验.....	42
宇宙线 μ 子平均寿命测量.....	60

放射性测量统计误差

实验目的

1. 验证原子核衰变及放射性计数的统计规律。
2. 了解统计误差的意义，掌握计算统计误差的方法。
3. 掌握对测量精度的要求，合理选择测量时间的方法。

实验原理

放射性原子核的衰变彼此是独立无关的，我们无法预知每个原子核的衰变时刻。两次原子核衰变的时间间隔也不一样，在重复的放射性测量中，即使保持完全相同的实验条件，每次测量的结果也不完全相同，而是围绕其平均值上下涨落，有时甚至差别很大。这种现象就叫做放射性计数的统计性。放射性计数的这种统计性反映了放射性原子核衰变本身固有的特性、与使用的测量仪器及技术无关。

放射性测量就是在衰变的统计涨落影响下进行的，因此了解统计误差的规律，对评估测量结果的可靠性是很必要的。

1. 核衰变的统计规律

放射性原子核衰变的统计分布可以根据数理统计分布的理论来推导。放射性原子核衰变的过程是一个相互独立彼此无关的过程，即每一个原子核的衰变是完全独立的，和别的原子核是否衰变没有关系，而且哪一个原子核先衰变，哪一个原子核后衰变也纯属偶然的，并无一定的次序，因此放射性原子核的衰变可以看成是一种伯努里试验问题。设在 $t=0$ 时，放射性原子核的总数是 N_0 ，在 t 时间内将有一部分核发生了衰变。已知任何一个核在 t 时间内衰变的概率为 $W=(1-e^{-\lambda t})$ ，不衰变的概率为 $q=1-W=e^{-\lambda t}$ ， λ 是该放射性原子核的衰变常数。利用二项式分布可以得到总核数 N_0 在 t 时间内有 N 个核发生衰变的概率 $W(N)$ 为

$$W(N) = \frac{N_0!}{(N_0 - N)!N!} (1 - e^{-\lambda t})^N (e^{-\lambda t})^{N_0 - N} \quad (1)$$

在 t 时间内，衰变掉的原子核平均数为

$$\bar{N} = N_0 W = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2)$$

其相应的均方根差为

$$\sigma = \sqrt{N_0 W q} = \sqrt{\bar{N}(1-W)} = (\bar{N}e^{-\lambda t})^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

假如 $\lambda t \ll 1$ ，即时间 t 远比半衰期小，这时 σ 可简化为

$$\sigma = \sqrt{\bar{N}} \quad (4)$$

N_0 总是一个很大的数目，而且如果满足 $\lambda t \ll 1$ ，则二项式分布可以简化为泊松分布，因为在二项式分布中， N_0 不小于 100，而且 W 不大于 0.01 的情况下，泊松分布能很好的近似于二项式分布。此时几率分布可写成

$$W(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (5)$$

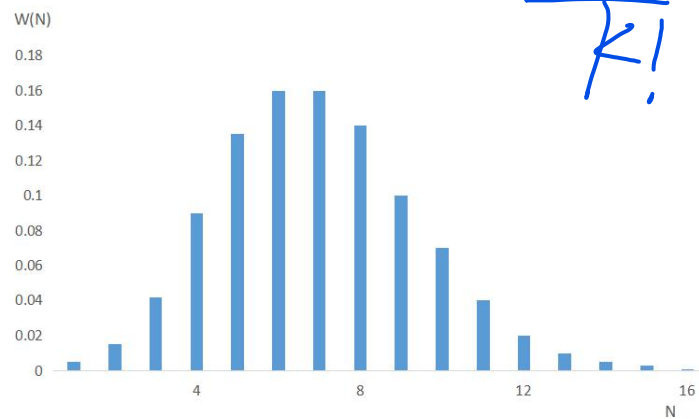


图 1-1 泊松分布

如图 1-1 所示，在泊松分布中， N 的取值范围为所有的正整数 ($0, 1, 2, 3 \dots$)，并且在 $N = \bar{N}$ 附近时， $W(N)$ 有一极大值。当 \bar{N} 较小时，分布是不对称的； \bar{N} 较大时，分布渐趋近于对称，当 $\bar{N} \geq 20$ 时，泊松分布一般就可用正态（高斯）分布来代替。

$$W(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\sigma^2}} \quad (6)$$

式中 $\sigma^2 = \bar{N}$ ， $W(N)$ 是在 N 处的概率密度值（见图 1-2）

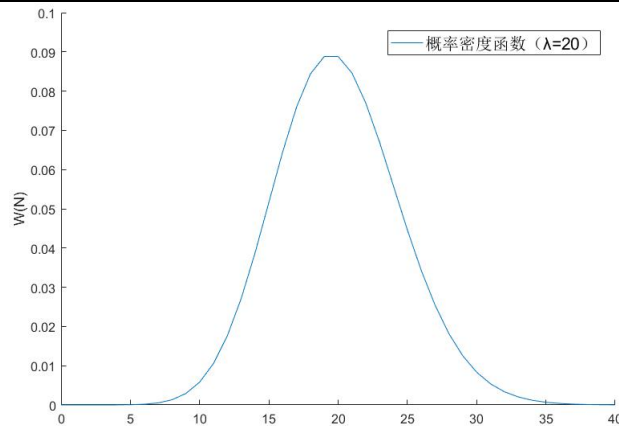


图 1-2 高斯分布示意图

当我们用探测器记录衰变粒子引起的脉冲数时,这个脉冲数与衰变原子核数是成正比的。通过观察大量的单个衰变事件,就可以得到在顶定时间间隔内可能发生的衰变数。假设在时间间隔 t 内核衰变的平均数为 \bar{N} ,则在此时间间隔 t 内衰变数为 N 的出现几率为 $W(N)$ 。当 \bar{N} 值较大(一般大于 20)时,在同一测量装置上对同一放射源进行多次测量,在坐标纸上画出每一次测量值出现的几率,就可以得到高斯分布曲线(见图 1-2)。若以出现几率最大的测量值 \bar{N} 为轴线,高斯分布曲线是对称的,它表示单次测值偏离平均值(真值)的几率是正负对称的,偏离愈大,出现的几率愈小;出现几率较大的计数值与平均值的偏差较小。所以我们在实际测量中,当测量时间 t 小于放射性核的半衰期时,可以用一次测量结果 N 来代替平均值 \bar{N} ,其统计差为 $\sigma = \sqrt{N}$,测量结果可以写成

$$N \pm \sqrt{N} \quad (7)$$

它的物理意义表示在完全相同的条件下再进行一次测量,其测量值处于 $N - \sqrt{N}$ 到 $N + \sqrt{N}$ 范围内的几率为 68.3%,用数理统计的术语来说,我们把 68.3% 称为“置信度”。相应的置信区间为 $N \pm \sigma$,而当置信区间为 $N \pm 2\sigma$ 和 $N \pm 3\sigma$ 时,相应的置信度为 95.5% 和 99.7%,测量的相对误差为

$$\delta = \frac{\sigma}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (8)$$

δ 可以用来说明测量的精度,当 N 大时 δ 小,表示测量精度高;当 N 小时 δ 大,表示测量精度低。

2. 测量时间的选择

由于测量时间不同,结果不同
↑ 但同一本底的分一致。

测量放射性时，一般对计数率 $n = \frac{N}{t}$ （脉冲数 / 秒）或放射性的衰变率 A （衰变数/秒）感兴趣，因为时间 t 的测量不受统计涨落影响，所以

因此计数率的统计误差可表示为

$$\frac{N \pm \sqrt{N}}{t} = \frac{N}{t} \pm \frac{\sqrt{N}}{t}$$

$$n \pm \frac{\sqrt{N}}{t} = n \pm \sqrt{\frac{n}{t}} \quad (9)$$

只要计数 N 相同，计数率和计数的相对误差是一样的。当计数率不变时，测量时间越长，误差越小；当测量时间被限时，则计数率越高，误差越小。

如果进行 m 次重复测量，总计数为 N_0 ，平均计数为 \bar{N} ，总计数和误差用 $m\bar{N} \pm \sqrt{m\bar{N}}$ 表示，平均计数及统计误差可表示为

$$\bar{N} \pm \sqrt{\frac{N}{m}} = \bar{N} \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{m\bar{N}}}\right) = \bar{N} \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{N_0}}\right)$$

由此可见，测量次数越多，误差越小，精确度越高。但 m 次测量总计数 N ，和平均值 \bar{N} 的相对误差是一样的。

在测量较强的放射性时，必须对测量结果进行由于探测系统分辨时间不够小所引起的漏计数的校正。而在低水平测量中，必须考虑到本底计数的统计涨落。所谓本底涨落是由于宇宙线和测量装置周围有微量放射性物质的污染等原因造成的。本底计数也服从统计规律。考虑本底的统计误差后，源的净计数率的数学表达式为

$$n \pm \sigma_n = (n_s - n_b) \pm \sqrt{\frac{n_s}{t_s} + \frac{n_b}{t_b}} \quad (11)$$

而相对误差为

$$\delta = \sqrt{\frac{n_s}{t_s} + \frac{n_b}{t_b}} / (n_s - n_b) \quad (12)$$

式中 n_s 为测量源加本底的总计数率， n_b 为没有放射源时的本底计数率， t_s 为有源时的测量时间， t_b 为本底测量时间。

从上式可以看出

1. 本底计数率越大，对测量精度的影响越大，因此在测量时应很好屏蔽，想方设法或减小本底计数率。

2. 为了减少 n 的误差应增加 t_s 和 t_b ，但过长的测量时间对我们并不利，故要选择合适的测量时间。一般是在限定的误差范围内，确定最短的测量时间；或者是在总测量时间一定时合理地分配 t_s 和 t_b ，以获得最小的测量误差。根据 $\frac{d\sigma_n}{dt_s} = 0$ 或 $\frac{d\sigma_n}{dt_b} = 0$ 可以求出，当 $\frac{t_s}{t_b} = \sqrt{\frac{n_s}{n_b}}$ 时统计误差具有最小值。被测样品放射性愈强，本底测量时间就愈短，究竟选用多长的测量时间，由测量精度决定。由 (8)、(9) 式可以导出在给定的计数率相对误差 δ 的情况下，样品的本底测量时间各为

$$t_s = \frac{n_s + \sqrt{n_s n_b}}{(n_s - n_b)^2 \delta^2} \text{ 和 } t_b = \frac{n_b + \sqrt{n_s n_b}}{(n_s - n_b)^2 \delta^2} \quad (13)$$

实验内容

1. 在相同条件下，对本底进行重复测量，画出本底计数的频率分布图，并与理论分布图作比较。
2. 根据实验精度要求选择测量时间。
3. 用 χ^2 检验法检验放射性计数的统计分布类型。

实验装置

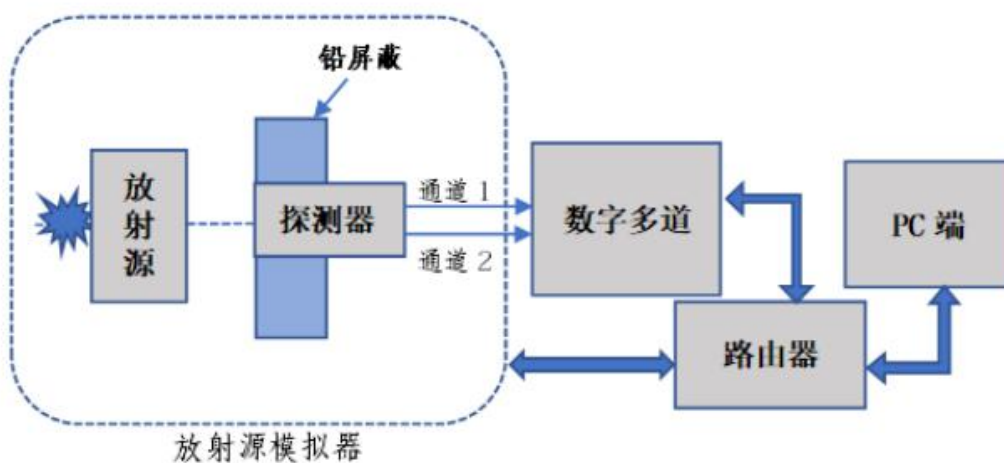


图 1-3 实验装置方框图

实验步骤

打开应用，选择【放射性测量的统计误差】，输入姓名与学号点击【开始】进行实验。

1. 本底泊松分布。

(1) 选择【设备控制】，更改【放射源】为无放射源，页面选择【数据处理】页面，进入实验。

(2) 改变计数时长，要求测量次数在 500 次以上。记录计数发生次数并做好实验数据统计。

2. 测量本底高斯分布。

(1) 选择【设备控制】，更改【放射源】为无放射源，页面选择【数据处理】页面，进入实验。

(2) 改变计数时长，要求测量次数在 800 次以上。记录计数发生次数并做好实验数据统计。

实验结果分析和数据处理

1. 泊松分布和高斯分布数据都要处理。
2. 将实验数据列表并作出频率直方图。
3. 按公式计算理论曲线并与实验曲线进行比较。
4. 计算算术平均值的统计误差。
5. 计算一次测量值的统计误差。
6. 计算测量数据落在 $\bar{N} \pm \sigma$ ， $\bar{N} \pm 2\sigma$ ， $\bar{N} \pm 3\sigma$ 范围内的频率。
7. 进行 χ^2 检验。

思考题

1. 什么是放射性原子核衰变的统计性？它服从什么规律？在实验中如何判断你所做的是泊松分布还是高斯分布？

2. σ 的物理意义是什么？以单次测量值 N 如何表示放射性测量值？其物理意义是什么？

3. 测量一个放射源(如本底计数 $n_b=50$ 计数/分， $n_s=150$ 计数/分)若要求测量精度达到 1% 应如何选择 t_s 和 t_b ？

4. 测量 ^{137}Cs γ 射线计数(不考虑本底影响)测量时间是 30 秒, 求计数的统计误差是多少?如果增加源强, 假定 10 秒钟测得的计数恰好与上述 30 秒测得的计数相同, 求两次计数率的统计误差各是多少?

半导体探测器与 α 粒子能损实验

(半导体 α 谱仪)

实验目的

1. 了解金硅面垒半导体探测器、 α 谱仪的工作原理和特性。
2. 掌握 α 谱仪的调整技术及使用 α 谱仪的方法。
3. 利用 α 谱仪测量未知的 α 源的能量，辨识未知源。

实验原理

1. 半导体能谱仪的基本工作原理。

半导体能谱仪的组成如图 2-1 所示

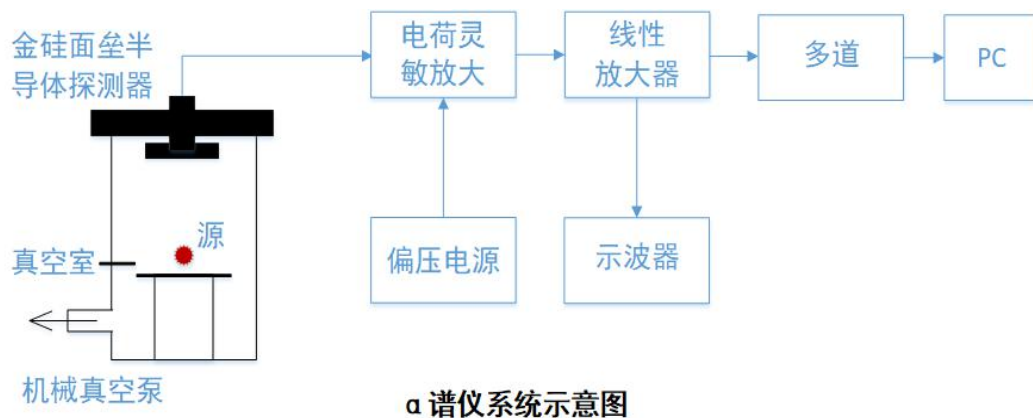


图 2-1

金硅面垒探测器是用一片 N 型硅，蒸上一层薄金层（100—200 \AA ），接近金膜的那一层硅具有 P 型硅的特性，这种方式形成的 PN 结靠近表面层，结区即为探测粒子的灵敏区。探测器工作时加反向偏压，粒子在灵敏区内损失能量转变为与其能量成正比的电脉冲信号，经放大并由多道分析器测量脉冲信号按幅度的分布，从而给出带电粒子的能谱。为了提谱仪的能量分辨率，探测器最好放在直空中。另外金硅面探测器一般具有光敏的特性，在使用过程中，应有光屏蔽措施。

金硅面垒型半导体 α 谱仪具有能量分辨率好，能量线性范围宽，脉冲上升时间快，体积小和价格便宜等优点。带电粒子进入灵敏区，损失能量产生电子空穴对。形成一对电子空穴所需的能量 W 和半导体材料有关，与入射粒子类型和能量

无关。对于硅在 300K 时， W 为 3.62eV，77K 时为 3.76eV。对于锗，在 77K 时 W 为 2.96eV。若灵敏区的厚度大于入射粒子在硅中的射程，则带电粒子的能量 E 全部损失在其中，产生的总电荷量 Q 等于 $(E/W)e$ 。 E/W 为产生的电子空穴对数， e 为电子电量。当外加偏压时，灵敏区的电场强度很大，产生的电子空穴对全部被收集，最后在两极形成电荷脉冲，它在持续时间内的积分等于总电荷量 Q 。通常在半导体探测器设备中使用电荷灵敏前置放大器，它的输出信号与输入到放大器的电荷成正比。

当探测器输出回路时间常数 \gg 电子空穴对收集时间时，输出电压脉冲幅度：

$$V_o = \frac{Q}{C_o} = \frac{Q}{C_d + C_i + C'} = \frac{Q}{C_1 + C_i}, C_1 = C_d + C' \quad (1)$$

其中 C_d 是探测器的结电容， C_i 是前置放大器的输入电容， C' 是分布电容。当 C_o 不变时 $V_o \propto Q$ 但 C_d 与所加反向偏压有关，任何偏压的微小变化或实用中有时要根据被测粒子射程而对偏压进行适当的调节，都会使输出脉冲幅度（对同一个 Q ）变化，这对能谱测量不利，因此半导体探测器都采用电荷灵敏前置放大器。图 2-2 表示探测器和电荷灵敏放大器的等效电路。其中 K 是放大器的开环增益， C_f 是反馈电容，放大器的等效输入电容为 $(1+K)C_f$ 。只要 $KC_f \gg C_i$ 就有

$$V_o = -\frac{KQ}{C_1 + (1+K)C_f} \approx -\frac{Q}{C_f}$$

这样一来，由于选用了电荷灵敏放大器作为前级放大器，它的输出信号与输入电荷 Q 成正比，而与探测器的结电容 C_d 无关，但是结电容的大小直接影响噪声，结电容大噪声就大。只要探测器结区厚度大于 α 粒子在其中的射程，输出幅度就与入射粒子能量有线性关系。

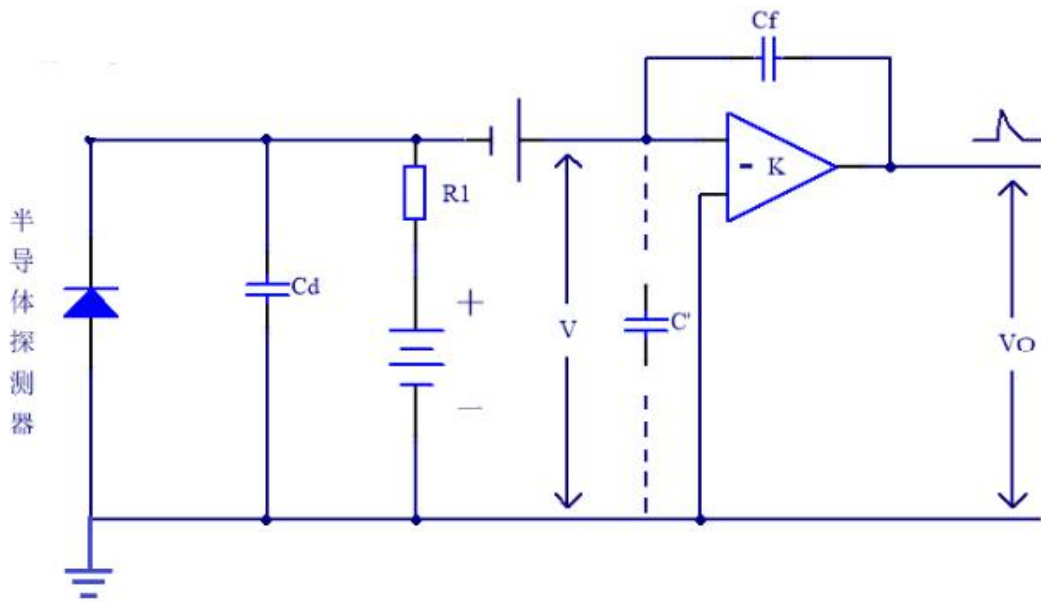


图 2-2 探测器等效电路和前置放大器

2. 确定半导体探测器的偏压

对 N 型硅，探测器灵敏区的厚度 d_n 和结电容 C_d 与探测器偏压 V 的关系如下

$$d_n = 0.5(\rho_n V)^{1/2} (\mu m) \quad (2)$$

$$C_d = 2.1 \times 10^4 (\rho_n V)^{-1/2} (\mu F / cm^2) \quad (3)$$

其中 ρ_n 为材料电阻率 ($\Omega \cdot cm$)，因灵敏区的厚度和结电容的大小决定于外加偏压，所以偏压的选择首先要使入射粒子的能量全部损耗在灵敏区中和由它所产生的电荷完全被收集，电子空穴复合和“陷落”的影响可以忽略。其次还要考虑到探测器结电容对前置放大器来说还起着噪声源的作用。电荷灵敏放大器的噪声水平随外接电容的增加而增加，探测器的结电容就相当于它的外接电容。因此提高偏压，降低电容相对于减少噪声，增加信号幅度，提高了信噪比，从而改善探测器的能量分辨率。从上述观点来看，要求偏压加得高一点，但是偏压过高，探测器的漏电流也增大而使分辨率变坏。因此为了得到最佳分辨率，探测器的偏压应选择最佳范围。实验上可通过测量不同偏压下的 α 能谱求得，如图 2-3 所示。并由此实验数据，分别作出一组峰位和能量分辨率对应不同偏压的的曲线，如图 2-4、图 2-5 所示。分析以上结果，并考虑到需要测量的 α 粒子的能量范围，确定出探测器最佳偏压值。

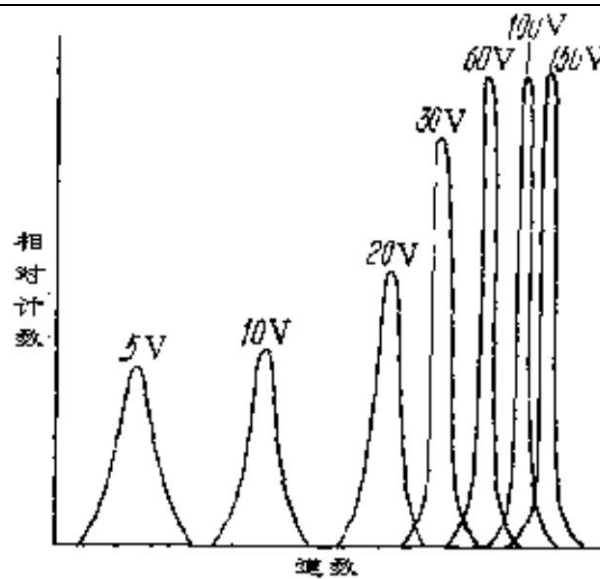


图 2-3 不同偏压的 α 谱曲线

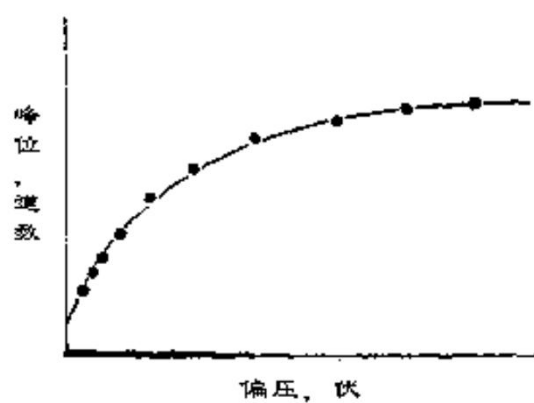


图 2-4 峰位曲线

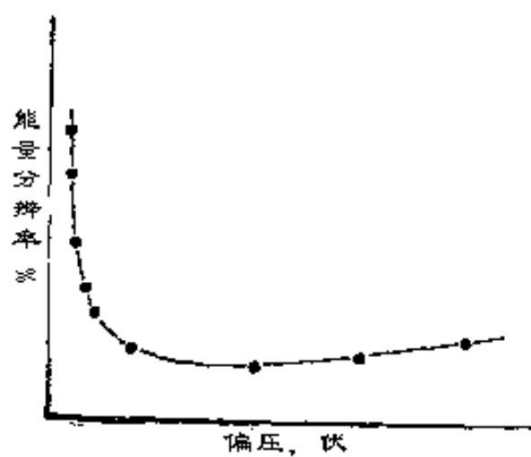


图 2-5 能量分辨率偏压曲线

3. α 谱仪的能量刻度和能量分辨率

谱仪的能量刻度就是确定 α 粒子能量与脉冲幅度之间的对应关系。脉冲幅度大小以谱线峰位有多道分析器中的道址来表示， α 谱仪系统的能量刻度有两种方法：

(1) 用一个 ^{239}Pu 、 ^{241}Am 、 ^{244}Cm 混合的 α 刻度源，已知各核素 α 粒子的能量，测出该能量在有多道分析器上所对应的谱峰位道址，作能量对应道址的刻度曲线，并表示为：

$$E = Gd + E_0 \quad (4)$$

E 为 α 粒子能量 (KeV)， d 对应能谱峰位所在道址 (道)。G 是直线斜率 (KeV/每道)，称为能量刻度常数， E_0 是直线截距 (KeV)，它表示出由于 α 粒子穿过探测器金层表面所损失的能量。

(2) 用一个已知能量的单能 α 源，配合线性良好的精密脉冲发生器来作能量刻度。这是在 α 源种类较少的实验条件下常用的方法。

一般谱仪的能量刻度线性可达 0.1% 左右。常用谱仪的刻度源能可查常用核素表。

在与能量刻度相同的测量条件下 (如偏压、放大倍数、几何条件等)，测量未知 α 源的脉冲谱，由谱线峰位求得对应 α 粒子能量，从而确定未知 α 源成份。

A 谱仪的能量分辨率也用线的半宽度 $FWHM$ 表示。 $FWHM$ 是谱线峰最大计数一半处的宽度，以道数表示，还可由谱仪的能量刻度常数转换为能量 ΔE ，以 KeV 表示。在实用中，谱位的能量分辨率还用能量展宽的相对百分比表示，如图 2-6 所示。例如，本实验采用金硅面垒探测器，测得 ^{241}Am 源的 5.48MeV 的 α 粒子线度谱线宽度为 17KeV (0.31%)。

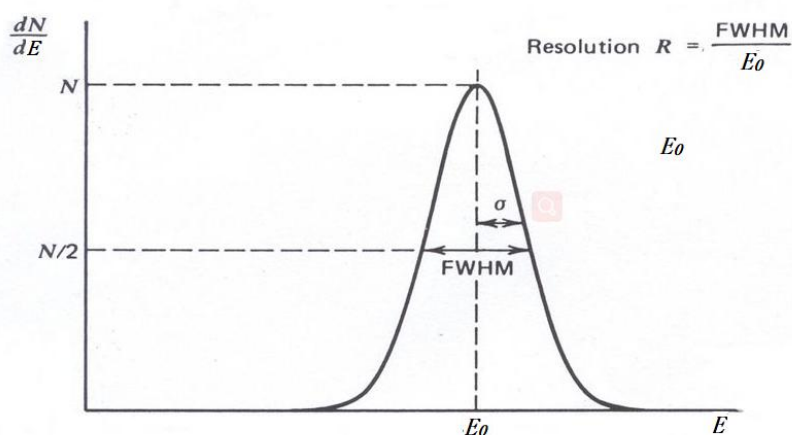


图 2-6 α 谱仪的能量分辨

半导体探测器的突出优点是它的能量分辨好，影响能量分辨率的主要因素有：(1)产生电子空穴对数和能量损失的统计涨落 (ΔE_n)；探测器噪声 (ΔE_d)；电子学噪声，主要是前置放大器的噪声 (ΔE_e)；(4) α 粒子穿过的探测器的窗厚和放射源厚度的不均匀性所引起的能量展宽 (ΔE_s)。实验测出的谱线宽度 ΔE 是由以上因素所造成的影响的总和。表示为：

$$\Delta E = (\Delta E_n^2 + \Delta E_d^2 + \Delta E_e^2)^{1/2}$$

实验内容

1. 调整谱仪参数，测量不同偏压下的 α 粒子能谱，并确定探测器的工作偏压。
2. 测定谱仪的能量分辨率，并进行能量刻度。
3. 测定未知 α 源的能谱，确定 α 粒子能量，并根据核素数据表确定未知源的种类。

实验步骤

打开应用，选择【半导体探测器与 α 粒子能损实验】，输入姓名与学号点击【开始】进行半导体 α 谱仪实验。

1. 在【设备控制】页面，【放射源与探测器】栏中，选择 ^{241}Am 放射源金硅面垒探测器，点击其对应的【设置】按钮，改变当前虚拟放射源所模拟的探测器种类。

2. 在【设备控制】页面选择合适的【放射源活度】，进行偏压选择。

3. 在【设备控制】页面，改变【高压】，测量 α 能谱。改变高压为：5、10、20、30、50、60、70、80、90、100、110、120 伏时分别测量不同偏压下的 α 谱线，在【数据处理】页面中，选中【ROI 选择】单选按钮，在能谱中点击并拖动鼠标，选中全能峰。点击【寻峰】，在【谱信息】栏得到全能峰的峰位及半高宽信息并记录。【注：请思考，如何选取合适的感兴趣区】。从幅度和能量分辨率两方面确定最佳偏压。

4. 在第 3 步中确定最佳偏压后，不再改变偏压。在【设备控制】页面，【放射源与探测器】栏中改变放射源种类【注：可以无需清除数据】，分别设置源种类为 ^{239}Pu 、 ^{241}Am 、 ^{244}Cm 混合刻度源的能谱，分别对三个能峰进行寻峰操作，并记录全能峰的峰位及半高宽信息，根据下表提供的能量信息作能量刻度曲线。在【数据处理】页面中，添加三个全能峰的【峰位与能量】信息，其中，峰位由寻峰求得，能量信息由下图所示的表格可查得。点击【刻度】按钮即可实现能量刻度。

常用 α 放射性核素数据表

核素	粒子 (α)	
	能量 (KeV)	发射概率 (%)
^{238}U	4198	79
	4151	20.09
	4038	0.078
^{210}Po	5304	100
^{252}Cf	6076	15
	6118	82
		裂变 (3.1)
^{241}Am	5388	1.6
	5442.9	13
	5485.6	84.5
^{239}Pu	5105	11.5
	5144.3	15.1
	5156.59	73.3
^{244}Cm	5763	24
	5805	76

5. 在同样条件下测出未知 α 源的能谱。根据能量信息，查看第 4 步的常用 α 放射源核素数据库表格，识别未知放射源的种类。

实验结果分析及数据处理

1. 解释示波器波形及多道谱形的变化随高压变化的原因。
2. 以在半导体探测器上所加各点的偏压值为横坐标，以各偏压值下测出能量分辨率和峰位为纵坐标，分别在坐标纸上画出它们的对应曲线，确定半导体探测器的最佳偏压。
3. 作能量刻度曲线，并用最小二乘法直线拟合求出 G 、 E_0 和未知 α 源的能量。

半导体探测器与 α 粒子能损实验

(α 粒子的能量损失)

实验目的

1. 了解 α 粒子通过物质时的能量损失及其规律。
2. 学习从能损测量求薄箔厚度的方法。

实验原理

天然放射性物质放出的 α 粒子，能量范围是 3—8MeV。在这个能区内， α 粒子的核反应截面很小，因此可以忽略。 α 粒子与原子核之间虽然有可能产生卢瑟福散射，但几率较小。它与物质的相互作用主要是与核外电子的相互作用。 α 粒子与电子碰撞，将使原子电离、激发而损失其能量。在一次碰撞中，具有质量为 m ，能量为 E 的带电粒子，转移给电子（质量为 m_0 ）的最大能量约为 $4Em_0/m$ ， α 粒子的质量比电子大得多，所以每碰撞一次，只有能量的一小部分转移给电子。当它通过吸收体时，经过多次碰撞后，才损失较多能量。每一次碰撞后， α 粒子的运动方向基本上不发生偏转，因而它通过物质的射程几乎接近直线。带电粒子在吸收体内单位路程上的能量损失即能量损失率 $-dE/dx$ ，称为线性阻止本领 S ，

$$S = -\frac{dE}{dx}$$

它的单位是 erg/cm ，实用上常换算成 $\text{KeV}/\mu\text{m}$ 或 $\text{eV}/\mu\text{g}\cdot\text{cm}^2$ 。把 S 除以吸收体单位体积内的原子数 N ，称为阻止截面，用 Σ_e 表示，并常取 $\text{eV}/10^{15}\text{atom}\cdot\text{cm}^2$ 为单位。

$$\Sigma_e = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \quad (1)$$

对非相对论性 α 粒子 ($v \ll c$)，线性阻止本领用下面式子表示

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (2)$$

(2) 式中的 z 为入射粒子的电荷数， Z 为吸收体的原子序数， e 为电子的电荷，

v 为入射粒子的速度， N 为单位体积内的原子数， I 是吸收体中的原子的平均激发能。(2) 式中，对数项随能量的变化是缓慢的，因此 (2) 式可近似表示为

$$\frac{dE}{dx} \propto -\frac{\text{常数}}{E} \quad (3)$$

当 α 粒子穿过厚度为 ΔX 的薄吸收体后，能量由 E_1 变为 E_2 ，可以写成

$$\Delta E = E_1 - E_2 = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{平均}} \Delta X \quad (4)$$

$(dE / dx)_{\text{平均}}$ 是平均能量 $(E_1 + E_2) / 2$ 的能量损失率。这样测定了 α 粒子在通过薄箔后的能量损失 ΔE ，则利用 (4) 式，可以求薄箔的厚度，即

$$\Delta X = \frac{\Delta E}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{平均}}} \approx \frac{\Delta E}{(-dE/dx)_{E_1}} \quad (5)$$

当 α 粒子能量损失比较小时，(5) 式中的阻止本领可用入射能量 E_1 时之值；当箔比较厚时， α 粒子的能量在通过箔后能量损失大时，(5) 式就应表为

$$\Delta X = \int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{(-dE/dx)} \approx \sum_{E_1}^{E_2} \frac{\delta E}{(-dE/dx)_{E_1}} \quad (6)$$

(6) 式中 δE 可取 10keV，在这范围内，将 S 看作常量。

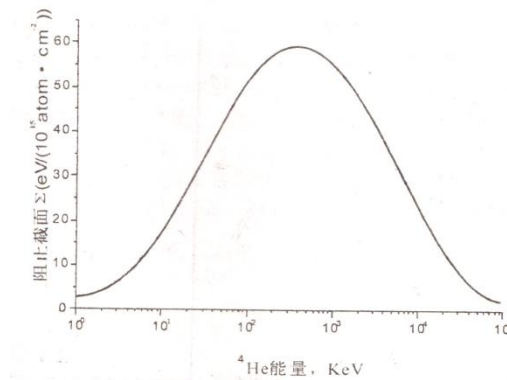


图 3-1 He 离子在铝中的阻止截面与能量关系

图 3-1 表示 ^4He 离子在铝中的阻止截面与能量关系的实验结果。能量在 1KeV—10MeV 之间的 ^4He 离子在铝中的阻止截面，可用曲线拟合得到的经验公式表示

为

$$\sum_e = \frac{A_1 E^{A_1} \left(\frac{A_3}{E/1000} \ln \left[1 + \frac{A_4}{E/1000} + \frac{A_5 E}{1000} \right] \right)}{A_1 E^{A_1} + \frac{A_3}{E/1000} \ln \left[1 + \frac{A_4}{E/1000} + \frac{A_5 E}{1000} \right]} \quad (7)$$

式中的 A_1 、 A_2 、 A_3 、 A_4 、 A_5 为常数，见表 1。 ^4He 离子的能量以 keV 为单位，得到 Σ_e 以 $\text{eV} / 10^{15} \text{atom} \cdot \text{cm}^2$ 为单位。对于化合物，它的阻止本领可由布拉格相加规则，将化合物的各组成成份的阻止本领 $\left(\frac{dE}{dx} \right)_i$ 相加得到，即

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_e = \frac{1}{A_e} \sum Y_i A_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i (\text{KeV} / \mu\text{g} \cdot \text{cm}^2) \quad (8)$$

表 1 低能氦离子阻止本领的系数（固体）

靶	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
H[1]	0.9661	0.4126	6.92	8.831	2.582
C[6]	4.232	0.3877	22.99	35	7.993
O[8]	1.776	0.5261	37.11	15.24	2.804
Al[13]	2.5	0.625	45.7	0.1	4.359
Ni[28]	4.652	0.4571	80.73	22	4.952
Cu[29]	3.114	0.5236	76.67	7.62	6.385
Ag[47]	5.6	0.49	130	10	2.844
Au[79]	3.223	0.5883	232.7	2.954	1.05

其中 Y_i 、 A_i 分别为化合物分子中的第 i 种原子的数目、原子量， A_e (等于 $\sum_i Y_i A_i$) 是化合物的分子量。

利用已知的阻止截面，通过 α 粒子在薄箔中能损的测量，可以快速无损的测定薄箔的厚度， α 粒子的能量可用多道分析器测量，峰位可按最简单的重心法得

到。

实验内容

1. 测量 ^{241}Am 及 ^{239}Pu 的 α 粒子的能谱，做能量刻度。
2. 测量 ^{241}Am 的 α 粒子通过铝箔及 Mylar 薄箔后的能谱。
3. 从所测各条能谱，确定峰位、半宽度、及 α 粒子通过待测样品后的能量损失，计算阻止本领 $(dE/dx)_{\text{平均}}$ 及薄箔的厚度 $(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ 。

实验装置

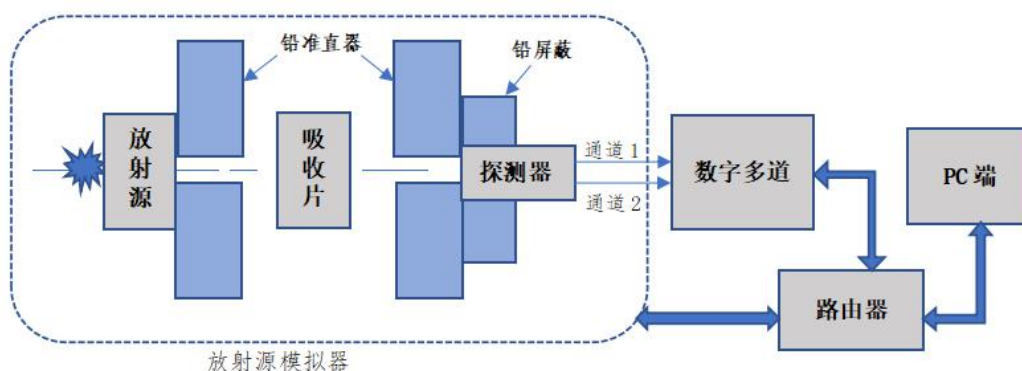


图 3-2 测量 α 粒子能量损失的实验装置

实验步骤

打开应用，选择【半导体探测器与 α 粒子能损实验】，输入姓名与学号点击【开始】进行 α 粒子能损实验。

1. 在【设备控制】页面，【放射源与探测器】栏中，选择 ^{241}Am 放射源金硅面垒探测器，点击其对应的【确定】按钮，改变当前虚拟放射源所模拟的探测器种类。

2. 在【设备控制】页面，选择合适的探测器高压（80V），【放射源与探测器】栏中改变放射源种类【注：可以无需清除数据】，分别设置源种类为 ^{239}Pu 、 ^{241}Am 、 ^{244}Cm 混合刻度源的能谱，要求总计数 > 100 万，以减少统计误差。分别对三个能峰进行寻峰操作，（在【数据处理】页面中，在能谱中点击并拖动鼠标，选中全能峰。点击【寻峰】，在【谱信息】栏得到全能峰的峰位及半高宽信息并记录。【注：请思考，如何选取合适的感兴趣区】）并记录全能峰的峰位及半高宽信息，

根据下表提供的能量信息作能量刻度曲线。（在【数据处理】页面中，添加三个全能峰的【峰位与能量】信息，其中，峰位由寻峰求得，能量信息由下图所示的表格可查得。点击【刻度】按钮即可实现能量刻度。）

常用 α 放射性核素数据表

核素	粒子 (α)	
	能量 (KeV)	发射概率 (%)
^{238}U	4198	79
	4151	20.09
	4038	0.078
^{210}Po	5304	100
^{252}Cf	6076	15
	6118	82
		裂变 (3.1)
^{241}Am	5388	1.6
	5442.9	13
	5485.6	84.5
^{239}Pu	5105	11.5
	5144.3	15.1
	5156.59	73.3
^{244}Cm	5763	24
	5805	76

3. 在【设备控制】页面，【放大器与多道采集卡 | 其他设置】栏，改变【吸收片数量】为 0，改变【吸收片种类】为铝箔，并点击【确定】，测量能谱。

4. 改变【吸收片数量】为 1-7。并对这七个能峰进行寻峰操作，并记录全能峰的峰位及半高宽信息。

5. 应用 (7) 式计算铝的阻止截面 Σ ，根据寻峰结果，应用 (5) 式计算铝箔的厚度 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)【注：铝的摩尔质量为：27 g/mol，阿伏伽德罗常数为：6.02*10²³】。

6. 改变【吸收片种类】为 Mylar 薄箔，重复 3-5 步骤。

实验结果分析及数据处理

1. 将测量的 ^{241}Am α 谱以多道的道数为横坐标, 以计数为纵坐标描绘在坐标纸上, 算出能量分辨率。

2. 以放射源 ^{241}Am 、 ^{239}Pu 等放射源的能量为横坐标, 以全能峰道址为纵坐标在坐标纸上作能量和幅度校准曲线。

3. 计算铝箔对于 ^{241}Am 放射源 α 粒子的阻止能力 $(dE/dx)_{\text{平均}}$ 及薄箔的厚度, 并以铝箔层数为横坐标, 厚度为纵坐标, 进行线性拟合, 计算铝箔的单片厚度。

【注: 为方便理解计算, 本虚拟实验中, 每种薄膜的单片厚度严格相等, 在实际工作中单片厚度必然有所偏差。】

4. 以同样方法计算 Mylar 薄箔的单片厚度。

思考题

1. 试定性讨论 α 粒子穿过吸收体后, 能谱展宽的原因。

2. 设组织本领为 S , 薄箔厚度为 ΔX , 试计算 α 粒子倾斜入射, 与表面法线交角为 4° 、 6° 时能量损失为多少?

3. 探测器金层厚 100A, 试计算 ^{241}Am 的 α 粒子进入灵敏区时的能量。已知金的密度为 $19.31 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, 阻止本领 $dE/dx=0.228 \text{ KeV}/\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。

4. 从所测到的 Mylar 膜 ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_1$) 的能量损失, 试计算其厚度。已知碳、氢、氧的原子密度分别: $N(\text{C})=1.136\times 10^{23} \text{ atm}\cdot\text{cm}^{-3}$, $N(\text{H})=5.376\times 10^{19} \text{ atm}\cdot\text{cm}^{-3}$, $N(\text{O})=5.367\times 10^{19} \text{ atm}\cdot\text{cm}^{-3}$ 。质量密度为 $\rho_c=2.267 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, $\rho_H=8.998\times 10^{-5} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, $\rho_O=0.001428 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 。

5. 从所测到的铝箔的能损, 若考虑 S 的变化, 试用 (6) 式计算厚度。

β 射线的吸收

实验目的

- 1、了解 β 射线在物质中的吸收规律。
- 2、利用吸收系数法和最大射程法，确定 β 射线的最大能量，并鉴别放射性核素。

实验原理

测定射线的能量是鉴别放射性核素的一种常用方法。β 射线能量的测量可用 β 吸收法或利用各种 β 谱仪直接测量 β 谱。本实验介绍一种最为简单的方法——吸收法，即通过测定 β 粒子在吸收物质中的吸收系数或最大射程，然后换算出能量。此法求得能量的不确定性低于 5%，目前在核燃料后处理、保健物理及污染分析等工作中有着广泛的应用。

原子核在发生 β 衰变时，放出的 β 粒子其强度随能量变化为一条从零开始到最大能量 $E_{\beta_{\max}}$ 的连续分布曲线。一般来说，核素的不同，其最大能量 $E_{\beta_{\max}}$ 不同，因此，测定 β 射线的最大能量便提供了一种鉴别放射性核素的依据。

一束 β 射线通过吸收物质时，其强度随吸收层厚度增加而逐渐减弱的现象叫做 β 吸收。如图 4-1 所示，对大多数 β 谱，吸收曲线的开始部分在半对数坐标纸上是一条直线，这表明它近似地服从指数衰减规律。

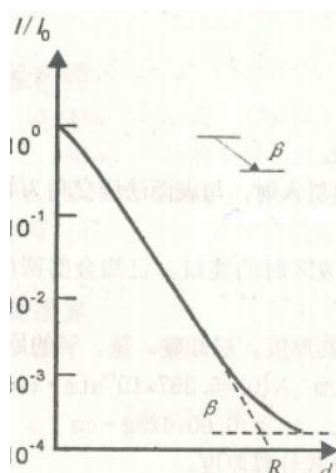


图 4-1 单一 β 粒子谱的吸收

$$I = I_0 e^{-\mu d} = I_0 e^{-(\mu/\rho)(\rho d)} = I_0 e^{-\mu_m d_m} \quad (1)$$

(1) 式中 I_0 为 β 射线通过吸收物质前的强度；I 为 β 射线通过吸收物质后

的强度； d 和 d_m 是吸收物质的厚度和质量厚度（单位分别为 cm 和 g/cm^2 ）； ρ 为吸收物质的密度（ g/cm^3 ）； μ 和 μ_m 是线性吸收系数（ cm^{-1} ）和质量吸收系数（ cm^2/g ）。

连续 β 谱的吸收曲线是许多单能电子吸收曲线的叠加；同时， β 射线穿过吸收物质时，受到原子核的多次散射，运动方向有很大改变，因此无确定的射程可言，亦不能如同单能 α 粒子的吸收那样，用平均射程来反映粒子的能量。确定 β 射线最大能量的方法，常用的有以下两种：

一、吸收系数法

实验证明，不同的吸收物质， μ_m 随物质的原子序数 Z 的增加而缓慢增加。对一定的吸收物质， μ_m 还与 $E_{\beta\max}$ 有关。对于铝有下面的经验公式

$$\mu_m = \frac{17}{E_{\beta\max}^{1.14}} \quad (2)$$

其中 μ_m 的单位取 cm^2/g ， $E_{\beta\max}$ 的单位为 MeV 。可见只要取吸收曲线的直线部分的数据，进行直线拟合求出 μ_m ，并将 μ_m 值代入 (2) 式，就可算出 $E_{\beta\max}$ 。

二、最大射程法

一般用 β 射线在吸收物质中的最大射程 R_β 来代表它在该物质中的射程。因此全吸收厚度就代表 R_β 。通过 R_β 与 $E_{\beta\max}$ 的经验公式或曲线即得到 $E_{\beta\max}$ 。经验证明，在铝中的 R_β (g/cm^2) 和 $E_{\beta\max}$ (MeV) 的关系如下：

当 $E_{\beta\max} > 0.8\text{MeV}$ 时 ($R_\beta > 0.3\text{g}/\text{cm}^2$)，

$$E_{\beta\max} = 1.85R_\beta + 0.245 \quad (3a)$$

当 $0.15\text{MeV} < E_{\beta\max} < 0.8\text{MeV}$ 时 ($0.03\text{g}/\text{cm}^2 < R_\beta < 0.3\text{g}/\text{cm}^2$)，

$$E_{\beta\max} = 1.92R_\beta^{0.725} \quad (3b)$$

当 $E_{\beta\max} < 0.2\text{MeV}$ 时，

$$R_\beta = 0.685E_{\beta\max}^{1.67} \quad (3c)$$

在这种方法中, $E_{\beta_{\max}}$ 的不确定性与 R_{β} 和射程——能量关系式的准确程度有关。实际测量中, 常把计数率降到原始计数率 (无吸收) 万分之一的吸收厚度作为 R_{β} 。在测量吸收曲线时, γ 射线和韧致辐射的干扰能够使得在吸收厚度超过 R_{β} 后仍有较高的计数。例如, 为原始计数率的 1%, 这就给射程的估计带来很大的误差。通常可用以下方法处理:

1. 直接外推法

将吸收曲线上各点计数, 作本底和空气吸收厚度校正后, 连接成一条新曲线, 在新曲线上, 计数率降低为原始计数率的百分之一处对应的横坐标之值 (g/cm^2) 即为最大射程 R_{β} 。对曲线不够长, 需按趋势外推到百分之一处, 故此法称为直接外推法。此种处理方法, 对较强的单能纯 β 源求得的 R_{β} 较精确, 但当源较弱或同时放出两种以上 β 射线且有 γ 射线时, 外推的任意性较大, 因此所求得的 R_{β} 误差也较大。

实验内容

- 1、测量未知 β 放射源的吸收曲线。
- 2、分别选用吸收系数法和外推法求出未知源 β 射线的最大能量, 并鉴别放射性核素。

实验装置

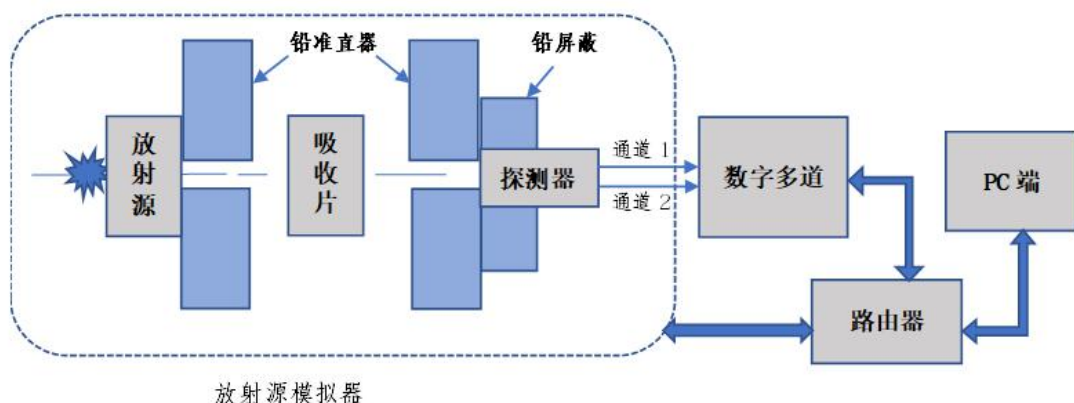


图 4-2 实验装置方框图

实验步骤

打开应用，选择【 β 射线吸收实验】，输入姓名与学号点击【开始】进行实验。

1. 在【设备控制】页面，改变【放射源】为无放射源，并点击其对应的【确定】按钮。点击【信号开启】，更改【数据处理】界面通道1和通道2计数时长并点击【确认时长】按钮，最后点击【开始测量】并记录计数。

2. 在【设备控制】页面，改变【放射源】为Cs-137，改变【吸收片数量】，并点击其对应的【确定】按钮。点击【信号开启】，更改【数据处理】界面通道1和通道2计数时长并点击【确认时长】按钮，回到数据【数据处理】页面，最后点击【开始测量】，并按照相对误差 $\leq 2\%$ 的要求测出计数。

3. 按照步骤1再次测量一次本底并计数。

实验结果与数据处理

1. 在半对数坐标纸上画出吸收曲线，计算并标出各实验点的相对误差。
2. 利用吸收曲线上近似直线部分的实验点，进行直线拟合确定 μ_m 并计算出 $E_{\beta_{\max}}$ 。

β_{\max}

3. 用直接外推法，求出 R_β ，并计算 $E_{\beta_{\max}}$ 。

4. 鉴定待测源为何种放射性核素，并计算所求 $E_{\beta_{\max}}$ 值与公认值之相对误差。

思考题

1. 内转换电子与 β 射线的吸收曲线有何差别？
2. 试述 β 射线的射程与 α 粒子的射程有何区别。为什么？
3. 已知 ^{204}Tl β 射线的能量为0.765MeV，试计算它在铝中的射程。能否用同一经验公式估计它在硅中的射程？为什么？
4. 散射对吸收曲线有哪些影响？应如何减少散射的影响？
5. 在测量吸收曲线时应如何选择吸收片的厚度？为什么？
6. 试比较本实验中两种处理数据的方法。

X 射线的吸收和特征谱测量

实验目的

1. 了解 X 射线与物质的相互作用，及其在物质中的吸收规律。
2. 测量不同能量的 X 射线在金属铝中的吸收系数。
3. 了解元素的特征 X 射线能量与原子序数的关系。

实验原理

一、X 射线的吸收

X 射线的吸收：X 射线是一种电磁波，它的波长在 100\AA 到 0.01\AA 之间。如图 5-1 所示，当一束单色的 X 射线垂直入射到吸收体上，通过吸收体后，其强度将减弱，即 X 射线被物质吸收。这一过程可分为吸收和散射两部分：1. 光电吸收：入射 X 射线打出原子的内层电子，如 K 层电子，结果在 K 层出现一个空位，接着发生两种可能的过程：(1) 当 L 层或高层电子迁移到 K 层空位上时，发出 KX 射线（对重元素发生几率较大）；(2) 放出俄歇电子（对轻元素发生几率较大）。2. 散射：散射是电磁波与原子或分子中的电子发生作用。

散射也分为两种。(1) 波长不改变的散射，X 射线使原子中的电子发生振动，振动的电子向各方向辐射电磁波，其频率与 X 射线的频率相同，这种散射叫做汤姆逊散射；(2) 波长改变的散射，即康普顿散射。对于铝，当 X 射线的能量低于 0.04 MeV 时光电效应占优势，康普顿散射可以忽略。

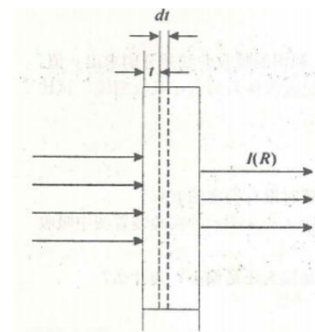


图 5-1 X 射线通过物质时的示

如图 5-1 所示，设一厚度及成份均匀的吸收体，其厚度为 R ，每立方厘米有 N 个原子。若能量为 $h\nu$ 的准直光 z 束，单位时间内垂直入射到吸收体单位面积上的光子数为 I_0 ，那么通过厚度为 t 的物质后，透射出去的光子数为 $I(t)$ 并表示为：

$$I(t) = I_0 e^{-\mu t} \quad (1)$$

其中， μ 为该物质对某一能量 X 射线的线性吸收系数， $\mu = N \cdot \sigma$ ， σ 为截面，其

单位为 cm^2/atom ， μ 的量纲为 cm^{-1} 。对于原子序数为 Z 的原子，K 层的光电截面为 $\sigma_{ph}(\text{cm}^2/\text{atom})$ 。

$$\sigma_{ph} = \varphi_0 Z^5 \alpha^4 2^{5/2} \cdot (m_0 c^2 / h\nu)^{7/2} \quad (2)$$

其中 $\varphi_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2$ ， $r_0 = e^2 / m_0 c^2$ ， $a = 2\pi e^2 / hc \sim \frac{1}{137.04}$ 。

对于汤姆逊散射，每个电子的截面是 $\sigma_T (\text{cm}^2 / \text{electron})$ ，

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 = 0.6652 \times 10^{-24} (\text{cm}^2 / \text{electron})。 \quad (3)$$

$$\mu_{ph} = N \sigma_{ph} \quad (4)$$

$$\mu_T = N Z \sigma_T \quad (5)$$

总的线性吸收系数 μ 为两者之和，即

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_T \quad (6)$$

质量吸收系数为 μ_m

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} (\text{cm}^2 / \text{g}) = \sigma \frac{N_A}{A} \quad (7)$$

所以(1)式又可表示为

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho t} \quad (8)$$

(7)式中 N_A 是阿佛加德罗常数， A 是原子量。图 5-2 表示了金属铅、铜、铝的质量吸收系数随波长的变化。在能量低于 0.1MeV 时，随着能量减小截面显示出尖锐的突变。实验表明，吸收系数突然下降的波长(吸收限)与 K 系激发限的波长很接近。在长波长区还有 L 突变与 M 突变存在，由于 L 层和 M 层构造的复杂性，这些突变不如 K 突变那样明显，并且有几个最大值。

各种元素对不同波长入射 X 射线的吸收系数，由实验确定。元素的质量吸收系数与入射 X 射线能量之间的关系，可以用经验公式表示：

对 $E \gg E_k$ 。

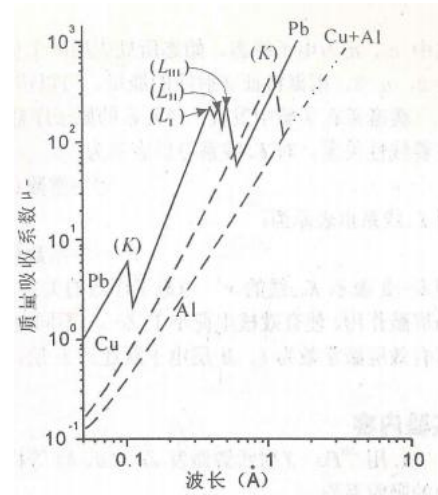


图 7-2 铅、铜、铝的质量吸收系数与波

$$\mu_m = C'_K \lambda^n (cm^2 / g) \text{ 或 } \mu_m = C'_K (12.3981 / E)^n \quad (9)$$

对铝吸收体, E' 为 6.20keV, E_K 为 1.5596keV, C'_K 为 16.16, n 为 2.7345。

二、X 射线的特征谱: 原子可以通过核衰变过程转换及轨道电子俘获, 也可以通过外部射线如 X 射线, β 射线(电子束)、 α 粒子或其他带电粒子与原子中电子相互作用产生内层电子空位, 在电子跃迁时产生特征 X 射线。玻耳理论指出电子跃迁时放出的光子具有一定的波长 λ , 它的能量为:

$$h\nu = Z^2 \frac{2\pi^2 m_0 e^4}{h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (10)$$

$$\text{或 } h\nu = (aZ)^2 \frac{m_0 c^2}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (11)$$

其中 n_1, n_2 为电子终态、始态所处壳层的主量子数, 对 K_α 线系, $n_1=1, n_2=2$, 对 L_α 线系, $n_1=2, n_2=3$, 根据特征 X 射线的能量, 可以辨认激发原子的原子序数。

莫塞莱在实验中发现, 轻元素的原子序数与 K_α 及 L_α 系特征 X 射线的频率 ν 之间存在线性关系。 K_α 系的关系为:

$$\nu^{1/2} = k(Z-1) \quad (12)$$

L_α 线系的关系表示为:

$$\nu^{1/2} = k(Z-7.4) \quad (13)$$

实验内容

1. 用 ^{238}Pu X 射线源激发 Zn、Cu、Ni 等样品产生特征 X 射线, 并测量特征 X 射线在铝中的吸收系数。

2. 测量几种元素的特征 X 射线谱确定未知元素。

实验装置

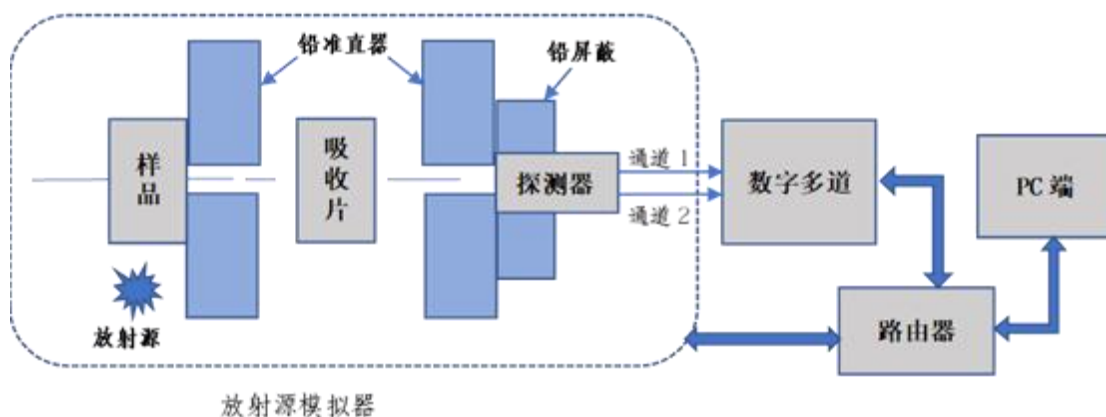


图 5-3 X 射线吸收方框图

实验步骤

打开应用，选择【X 射线吸收和特征谱测量】，输入姓名与学号点击【开始】进行道增益测量。

1. 测量不同能量的 X 射线在铝中的吸收系数。

(1) 在【设备控制】页面，【放射源与探测器】栏，改变【金属膜样品】为 Ti，并点击其对应的【确定】按钮，用数字多道测量其特征 X 射线谱。

(2) 在【设备控制】页面，【放大器与多道采集卡 | 其他设置】栏，改变【吸收片数量】，并点击其对应的【确定】按钮。测量 Ti 金属膜样品的特征 X 射线强度，每增加一片后重复此步骤。结果按(8)式用最小二乘法拟合，求出 μ_m 值。

(3) 更换金属膜样品为 Cr、Fe、Cu、Zn、Ge 等金属膜样品依上述步骤重复测量及处理。

2. 测量不同元素的特征 x 射线谱。

(1) 在【设备控制】页面，【放射源与探测器】栏，改变【金属膜样品】为 Ti，并点击其对应的【确定】按钮，用数字多道测量源激发的 Ti 金属膜样品的特征 X 射线谱，并确定其峰位；依次如法测 Cr、Fe、Cu、Zn、Ge 等金属膜样品的特征 X 射线谱，从表 1 中查出相应的 X 射线能量，进行刻度确定未知元素。

(3) 综合以上九个元素特征谱的数据，按 $(h\nu)^{1/2} = c(z-d)$ ($h\nu$ 以 eV 为单位) 关系式，用最小二乘法作直线拟合，求出常数 c 利 d 并对结果进行分析讨论。

思考题

1. ^{238}Pu 源的 ULX 射线能量在 11.6- 21.7keV 之间，试说明 ^{238}Pu 源是否可激发 Ag 的 K_{α} 线。
- 2.试比较每个原子的汤姆逊散射截面与铝原子的光电效应截面。你认为汤姆逊散射截面是否重要？
- 3.假设一束非理想准直束，其发散角为 10° 、 25° ，试估计对铝的线性吸收系数实验值的影响。

表 1 各元素特征 X 射线能量表

原子序号	符号	元素	K_{α}
22	Ti	钛	4.51
23	V	钒	4.95
24	Cr	铬	5.41
25	Mn	锰	5.895
26	Fe	铁	6.40
27	Co	钴	6.925
28	Ni	镍	7.47
29	Cu	铜	8.04
30	Zn	锌	8.63
31	Ga	镓	9.24
32	Ge	锗	9.876

中子活化后放射性核素半衰期测量

实验目的

1. 掌握中等寿命的放射性核素半衰期（天、时、分、秒数量级）的测定方法。
2. 了解产生人工放射性核素的基本知识。
3. 学会使用多功能数字多道的多定标功能。

实验原理

1、半衰期的测定

半衰期是放射性原子核的一条重要的基本性质，每种核素都有它特有的半衰期，因此测定半衰期和测定原子核质量一样，可以用于鉴别原子核。半衰期对研究放射性原子核有重要意义，由半衰期可以确定跃迁级次或多级性。在生产和应用放射性核素时，也需要了解其半衰期对放射性生长或衰变的关系，才能适当的掌握照射时间和不失时机的使用放射性核素。

不同放射性核素半衰期差别很大（从 10^{-11} 秒到 10^{11} 年），不同范围的半衰期测量方法各不相同。ms 以下的短半衰期用核电子学的延迟符合等方法测量。10 年以上的长半衰期用比放射性的方法测量。中等半衰期则可以通过测量衰变曲线求得，本实验测量 ^{116m}In 的半衰期就是这一范围的放射性核素半衰期。对于单一放射性核素，仪器得到的计数率随时间的变化为

$$n(t) = n(0)e^{-\lambda t}$$

$n(0)$ (或 n_0) 为开始测量时的计数率， $n(t)$ 为开始测量后 t 时刻的计数率， λ 为衰变常数，衰变常数和半衰期 $T_{1/2}$ 的关系为

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

由计数率的指数衰变规律可得

$$\ln n(t) = \ln n(0) - \lambda t$$

计数率的对数和时间有如图 6-1 的直线关

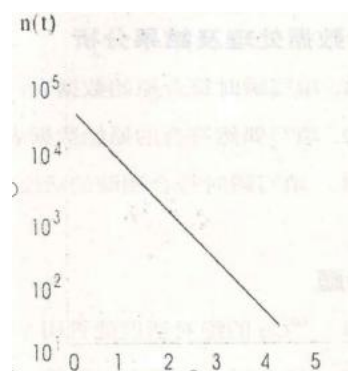


图 6-1 单一放射性核素衰变图

系，用目测作图或者最小二乘法拟合直线可得 λ ，再算得 $T_{1/2}$ 。

由于实际上不能测到 t 时刻的计数率 $n(t)$ ，测到的只能是某一时间间隔 $\Delta t = t_2 - t_1$ 的计数 N ，再由 $N / \Delta t$ 求得平均计数率 \bar{n} ， \bar{n} 和 $n(t)$ 的关系为

$$\bar{n} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} n(t) dt = \frac{n(0)}{\lambda(t_2 - t_1)} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})$$

可将 \bar{n} 看作 t' 时刻的计数率 $n(t')$ ，即

$$n(0)e^{-\lambda t'} = \bar{n} = \frac{n(0)e^{-\lambda t_1} [1 - e^{-\lambda(t_2 - t_1)}]}{\lambda(t_2 - t_1)}$$

可得到 t' 和 t_1 的关系为

$$t' = t_1 - \frac{1}{\lambda} \ln \frac{[1 - e^{-\lambda(t_2 - t_1)}]}{\lambda(t_2 - t_1)}$$

在 $\lambda \Delta t = \lambda(t_1 - t_2) \ll 1$ 的条件下展开 $e^{\lambda \Delta t}$ ，可得到

$$t' \approx t_1 - \frac{1}{\lambda} \ln [1 - \frac{1}{2}(\lambda \Delta t) + \frac{1}{6}(\lambda \Delta t)^2]$$

进一步展开 $\ln(1-x)$ 可得

$$t' = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{1}{24} \lambda \Delta t^2 \approx \bar{t} - 0.0289 \times \Delta t \times (\frac{\Delta t}{T_{1/2}})$$

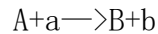
若测量过程控制得好，使

$$0.0289 \times \Delta t \times (\frac{\Delta t}{T_{1/2}}) \ll \bar{t}$$

就可以用 \bar{n} 来表示 $\bar{t} = \frac{t_1 + t_2}{2}$ 时刻的计数率。在综合考虑上述简化原理和 Δt 测量时间中计数的统计误差后，选取适当的 Δt ，可以用 $\bar{t} = \frac{t_1 + t_2}{2}$ 代替 t' 。

2、生产放射性核素的一般知识

将稳定核素 A 放在带电粒子或者中子流中辐照，产生核反应



剩余核素 B 可能是放射性的。若剩余核素的衰变常数为 λ ，则在恒定的入射粒子通量 ϕ 下，放射性核素 B 活度 $A(t)$ 按

$$A(t) = \phi\sigma N_1(1 - e^{-\lambda t})$$

规律生长，其中 σ 是该反应的反应截面（称为活化截面）， N_1 为样品中稳定核素 A 的总数， $A(\infty) = \phi\sigma N_1$ 为饱和活度，表 1 给出了产生的活度和辐照时间 t 的关系。可以根据生产核素的半衰期和辐照条件权衡确定辐照时间。

表 1 A 随 t 的变化关系

$t=nT_{1/2}$	$0.5T_{1/2}$	$1T_{1/2}$	$2T_{1/2}$	$3T_{1/2}$	$4T_{1/2}$	$5T_{1/2}$	$6T_{1/2}$
$A(t)$	$0.293A(\infty)$	$0.5A(\infty)$	$0.75A(\infty)$	$0.875A(\infty)$	$0.938A(\infty)$	$0.969A(\infty)$	$0.985A(\infty)$

天然铟的同位素丰度及活化反应有关的数据列于表 2。当被激活样品中存在两种独立的放射性核素时，衰变曲线上的计数率是两种放射性核素的计数率之和

$$n(t) = n_1(t) + n_2(t) = n_1(0)e^{-\lambda_1 t} + n_2(0)e^{-\lambda_2 t}$$

如图 6-1 表示。由总衰变曲线定出较长半衰期 $(T_{1/2})_2$ ，然后从 $n(t)$ 中扣除 $n_2(t)$ ，求出 $n_1(t)$ ，再得到 $(T_{1/2})_1$ 。铟活化后生成五种放射性核素和同质异能素，由于同质异能素 ^{116m}In 的半衰期和其他四种放射性核素半衰期相差 1-2 个数量级以上，适当选择活化辐照时间和“冷却时间”（即从停止辐照到开始测量活性的时间），可以使其它四种放射性对 ^{116m}In 半衰期测量的影响很小，故而可以用单一放射性半衰期的规律处理数据。

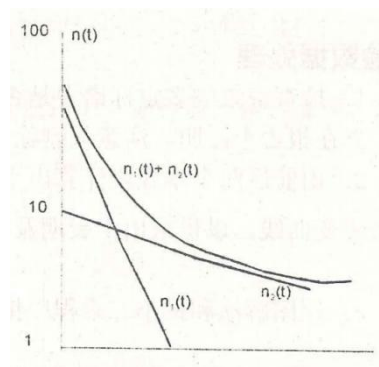


图 6-2 两个独立放射性核素混合衰变曲线

表 2 天然铟中子活化的各种参数

同位素丰度	^{113}In 4.28%		^{115}In 95.72%		
活化后剩余核	^{114}In	$^{114\text{m}}\text{In}$	^{116}In	$^{116\text{m}}\text{In}$	$^{116\text{m}}\text{In}$
热中子活化截面	3.9b	4.4b	45b	65b	92b
剩余核半衰期	71.9s	50 天	14.2s	54.1min	2.16s

实验内容

1. 测量 ^{114}In 、 $^{116\text{m}}\text{In}$ 放射性核素的半衰期及误差。
2. 掌握多功能数字多道的多定标功能。

实验装置

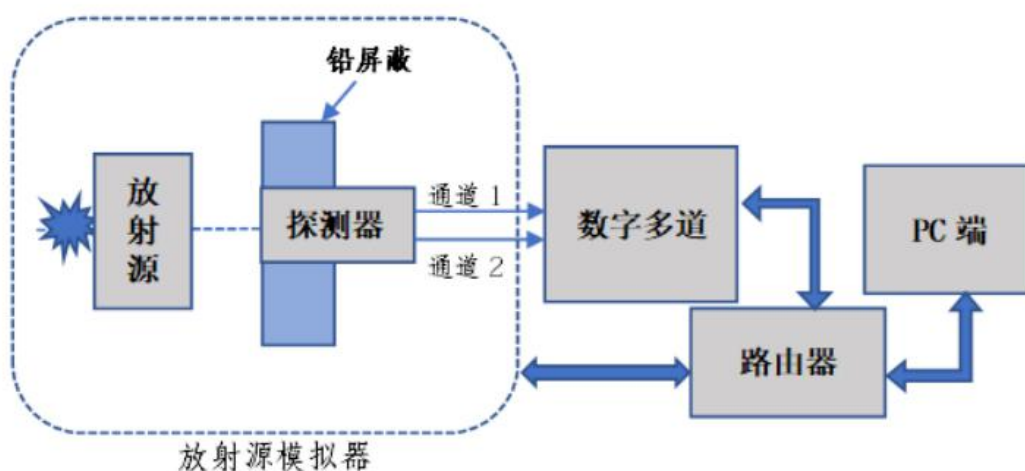


图 6-3 仪器方框图

实验步骤

打开应用，选择【中子活化半衰期的测量】，输入姓名与学号点击【开始】进行实验。

1. 在【设备控制】页面，改变【放射源】为无放射源，并点击其对应的【确定】按钮进行本底测量。

2. 一般的衰变曲线测量过程应先粗测衰变曲线，以了解其大致情况，根据此大致衰变曲线，选取合适的时间道宽 Δt ；由于学生实验时间限制，本实验忽略此步骤。本实验中，根据 $\lambda \Delta t \ll 1$ （已知铟-116M 的半衰期是 54.1 分钟）的原

则，以及时间道宽 Δt 内统计误差（与活化片的活化相关）的要求，选取每道时间道宽 Δt 。

3. 改变【放射源】为 ^{137}Cs (^{137}Cs 中子活化源)，根据活化原理选定适当的【放射源活化时间】并点击相应的【确定】按钮。在【数据处理】页面改变通道 Δt 并开始测量相应时间的计数。（注：点击【确定】即活性起始时刻）。

4. 再次测量本底。

5. 记录衰变曲线多定标谱图以供用图解法和加权最小二乘法求出半衰期及误差。

实验数据处理

1. 检查记录的多定标谱中是否有明显的外界干扰造成不合理的过高计数，若有将其删除，并在报告中注明。注意只删除计数，而不能去除时间，否则会产生拟合错误。

2. 由前后两个本底段计算出平均本底计数率，在衰变曲线中扣除本底后，得到活性净计数衰变曲线，以供求出半衰期及其误差 $T_{1/2} + \Delta T_{1/2}$ 。

3. 用图解法和最小二乘程序拟合两种方法求出半衰期及其误差 $T_{1/2} + \Delta T_{1/2}$ 。

4. 图解法是在标出活性及其统计误差范围-时间的半对数标绘上，用目测法作出直线，进而求出 $T_{1/2}$ 。可以只给 $T_{1/2}$ 而不给 $\Delta T_{1/2}$ 。

最小二乘拟合可以使用通用的软件 Origin 或 PAW 等。必须指出你选用的软件程序。注意必须给出 $\Delta T_{1/2}$ 。 $\Delta T_{1/2}$ 包括拟合误差和统计误差。忽略本底对统计误差的贡献。

要求每位实验者除了用连续的多定标谱外还必须在连续的多定标谱中选取间断的数据段进行各自独立的图解法和最小二乘法拟合。为此，每位实验者必须在报告中以多定标谱中时间 Δt 为单位给出下列值：活性测量的时间间隔，二次活性测量之间的时间间隔和活性起始测量时刻相对放入活化片第一道的滞后时间。例如，若多定标谱的 Δt 定为 20 秒，某位同学拟选活性测量时间间隔为 1 分钟，二次活性测量间隔为 3 分钟，起始时刻为放入活化片后 2 分钟，则应注明选择为：活性测量间隔为 3 道，二次活性测量时间间隔为 9 道，起始测量时间为 6 道（注意第一道和最后一道的计数不可以参加拟合！为什么？）

思考题

- 1、用表 2 中给出的数据，取活化时间为 3 个 ^{116m}In 半衰期、冷却时间为 10 分钟、共测量 2 个 ^{116m}In 半衰期的情况下，计算出钢片中其它四种半衰期活性与 ^{116m}In 活性的比例。以说明用单一半衰期处理 ^{116m}In 半衰期的可靠性。
- 2、结合本实验的具体装置和安排说明本实验采取了哪些具体措施，以降低统计误差而提高测量精度的？采取了哪些措施使本底统计误差的影响可以忽略？

正电子湮没寿命谱测量

实验目的

1. 了解正电子湮没寿命谱的形成原理，学会测量仪器的使用和获取正电子湮没寿命谱
2. 初步掌握使用计算机解谱的数学方法和应用解谱结果来分析样品的微观结构。

实验原理

1928 年，Dirac 预言了正电子的存在；1932 年，C.D. Anderson 证实了正电子的存在。近 20 年来，正电子湮没技术得到了迅猛的发展，在固体物理、金属物理和材料科学领域得到了广泛的应用。正电子湮没技术可以分为寿命测量、角关联测量和线形测量，本实验进行的是寿命测量。

1、正电子湮没寿命

从放射源发射出的高能正电子射入物质中后，首先在极短时间内（约 10^{-12} s 以下）通过一系列非弹性碰撞减速，损失绝大部分能量至热能，这一过程称为注入与热化。热化后的最后将在物质内部与电子发生湮没。从正电子射入正电子将在样品中进行无规扩散热运动，物质到发生湮没所经历的时间一般称为正电子寿命。由于湮没是随机的，正电子湮没寿命只能从大量湮没事件统计得出。

在寿命测量中，最常用的正电子源是 Na-22 放射源。当它发生 β^+ 衰变时，主要产生动能为 0-540keV 的正电子并几乎同时发射能量为 1.28MeV 的 γ 光子，因此，可以将此 γ 光子的出现作为产生正电子的时间起点，而 0.511MeV 湮没 γ 光子的出现即是正电子湮没事件的终点。这段时间间隔便可以近似地看作正电子的寿命。利用时间谱仪对每个湮没事件都可以测得湮没过程所需的时间，对足够多的湮没事件（约需 10^6 次）进行记录，就得到了正电子湮没寿命谱。

可见，所谓测量正电子湮没寿命实际上就是测量一次湮没事件中有关联的两个不同能量的 γ 光子出现的时间差；将发射 1.28MeV 的 γ 光子作为时间的起始信号，而把发射 0.511MeV 的 γ 光子作为终止信号。

2、实验仪器

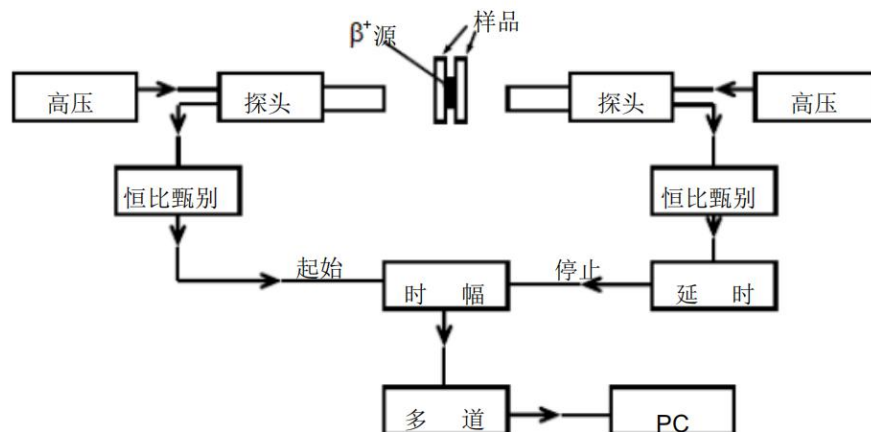


图 7-1 正电子湮没寿命谱测量快-快符合系统

(1) LaBr3 闪烁体探测器

LaBr3 闪烁体探测器由 LaBr3 闪烁体及光电倍增管组成。当 γ 光子射入 LaBr3 闪烁体内时可发生康普顿效应，所产生的反冲电子的能量被闪烁体吸收而发生闪烁光。利用光电倍增管把微光放大并转换成电脉冲输入到相应的电子学线路中进行测量。光电倍增管由一个光阴极和多个倍增电极（通常又称为打拿极）以及阳极构成。阳极端接地，阴极端加负高压，在各打拿极上由分压电阻给出一级比一级高的电位。

(2) 数字化恒比甄别器（DCFD）

是时间谱仪中决定时间分辨率的关键部件之一。光电倍增管输出脉冲的幅度和上升时间是随脉冲而有变化的，直接用它来触发一电子学线路时，触发时刻会因此而出现抖动。为了解决这一问题，采用 DCFD 对光电倍增管的脉冲输出进行整理。它的作用是在每一阳极脉冲上升时间的一恒定点上产生一信号，使输入到时间幅度转换器的脉冲起始（或终止）时间与光电倍增管脉冲输出的起始时间之间有一恒定的时间差，不受光电倍增管输出脉冲幅度等变化的影响，而只决定于光子 γ 发射的时刻。这就显著地提高了测量的准确度。

(3) 时幅转换器

将 DCFD 输出的起始信号与另一个 DCFD 输出的终止信号之间的时间差线性地转换为一脉冲的幅度。其测量原理如下：时间分析器相当于一个恒流源在电流开关 K 的控制下对电容 C 充电；起始信号使开关 K 接通，而终止信号使 K

断开。根据电学基本知识，电容 C 上的电压幅度 V 与充电时间 t 的关系为

$$V_c = \frac{Q}{C} = \frac{I}{C} t_x$$

上式表明，由于 I 和 C 都是恒定的，输出脉冲的幅度正比于两个信号的时间差。

由于时幅转换器本身有一定的“死时间”；当小于此时间时，不能得到线性转换。因此，为了保证时间差信号都能得到线性转换，终止信号在输入到时间幅度转换器前先通过一延时器，其延迟时间可以按需要进行调节。由时间分析器输出的信号可直接送入微机多道分析器（接在 ADC IN 上），由后者经过模数转换后时间差存贮在相应道址的存贮器中。利用延时器还能对时间谱仪进行时间标定。

（4）数字多道分析器

将输入脉冲按不同幅度分类计数，即不同幅度的脉冲计入不同的道址中。在多道分析器中道址与时间或能量（在本实验中为时间）相对应作为横坐标，而每道中的计数（即记录到的一定寿命的湮没事件的发生次数）作为纵坐标。这样就可以得到一个正电子湮没寿命谱。

实验步骤

打开应用，选择【正电子湮灭寿命谱实验】，输入姓名与学号点击【开始】进行道实验。

1. 在【设备控制】页面，【材料种类】栏中，选择 单晶硅，点击其对应的【确定】按钮，改变当前材料种类。

2. 在【数据处理】页面，选择合适能窗，分别在【Start 能窗选择】和【Stop 能窗选择】栏中输入 1.28MeV 和 0.511MeV 的 γ 光子所对应的能窗道址的范围。

3. 在【动作】栏中点击信号开启和开始测量，此时在【正电子湮没寿命谱】中即可显示正电子的寿命谱。

4. 将步骤 2 中的能窗范围分别设为 0.511MeV 和 1.28MeV、0.511MeV 和 0.511MeV、1.28MeV 和 1.28MeV，重复 2 3 步骤，观察寿命谱的变化情况。【注：请分析选择不同的能窗范围，出现不同寿命谱的原因】

5. 在【设备控制】页面，【延时】栏中调节延时长度，观测峰的位移，可计

算每条道址相当于多少时间。从而可得到正电子的寿命。

数据处理及结果分析

1. 记录测量数据
2. 计算各寿命组分的寿命值和相对相对强度和协方差矩阵
3. 把数据处理结与标准样品的结果相比较，试分析实验样品的微观结构变异情况。

思考题

1. Na-22 放射源强度太弱或太强有什么不良影响？
2. 恒比甄别器的甄别器阈值若选择不当，例如设置在相应能窗的下阈以上，为什么会失掉记录湮没事件？

穆斯堡尔效应实验

实验目的

1. 学习并掌握穆斯堡尔效应的原理；
2. 了解、熟悉穆斯堡尔谱仪的结构和工作原理；
3. 了解并掌握通过测量穆斯堡尔谱获取物质超精细参数的方法。

实验原理

1. γ 射线的产生与谱线的自然线宽

γ 射线是波长极短的电磁波。和原子类似，原子核也可以处与不同的能量状态，即我们常说的能级。当不稳定的原子核从具有较高能量的激发态能级跃迁到较低能级（例如基态）时，就会放射出 γ 射线。反之，如果原子核可以吸收具有某一个特定能量的 γ 射线，则可以从一个较低的能量状态跃迁回到一个较高能量状态。

由于原子核的激发态存在有限长的寿命 τ ，则它跃迁后发射的 γ 射线能量不是唯一值，表现为能量谱线具有洛伦兹分布，而且对应的能量谱线具有一定宽度。已知光子的能量谱线强度和光子频率 ω 之间的关系是

$$I(\omega) \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2\tau})^2} \quad (1)$$

考虑到光子的能量 $E = h\omega$ (h 为约化普朗克常数)，得到谱线强度按照能量的分布：

$$I(E) \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2\tau})^2} \quad (2)$$

当 $E - E_0 = \pm h/2\tau$ 时，可以计算出谱线的强度下降为最大值的一半。这时我们可以将对应的谱线半高宽称为 γ 射线的自然线宽 Γ 。而且根据海森堡的测不准关系易知 τ 和 Γ 满足：

$$\Gamma \sim \frac{h}{\tau} \quad (3)$$

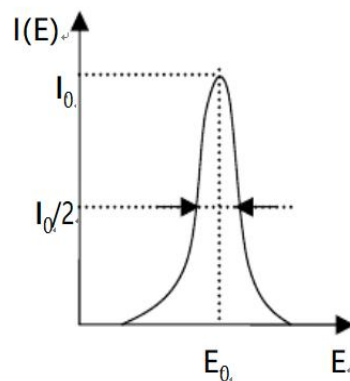


图 8-1

图 8-1 为典型的洛伦兹型吸收谱线，线宽为 Γ 。而对于发射谱线和吸收谱线均具有类似上式的能量分布

$$I(E) \propto \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \quad (4)$$

2. 原子核对 γ 射线的有反冲共振吸收现象：

正如前面所述，原子核中由高到低的能级跃迁可以放出 γ 射线，反之如果能够吸收合适能量的 γ 射线，也可以从低能级跃迁到高能级。这种不同能量状态之间的跃迁就是我们熟悉的 γ 辐射和 γ 吸收现象。考虑到原子核的质量比较小，而放射或者吸收的 γ 射线的能量又比较大（通常在 keV 到 MeV 量级），因此在放射和吸收过程中必须要考虑到原子核的反冲现象对放射和吸收谱线的影响。假设原子核的质量为 m ，初速度为零，激发态 E_e 和基态 E_g 的能级差为 $E_0 = E_e - E_g$ ，辐射 γ 射线时为了保证动量守恒，原子核的反冲动量 μ_R 应该等于发射 γ 射线的动量 P_γ ，即 $\mu_R = P_\gamma = E_\gamma / c$ 。根据能量守恒定律： $E_0 = E_\gamma + E_R$ ，可得原子核的反冲动能 $E_R = \frac{\mu_R^2}{2} = \frac{p^2}{2m} = \frac{E_\gamma^2}{2mc^2}$ ，因此原子核反冲会导致实际发射的 γ 射线能量为 $E_0 - E_R = (E_e - E_g) - E_R$ ，小于能级差 E_0 ，而消耗的能量在原子核的反冲动能 E_R 上。反正在原子核的共振吸收时也会碰到同样的现象：如果需要从基态跃迁到激发态， γ 射线所需要提供的能量为 $(E_e - E_g) + E_R$ ，多出的能量使共振原子核有一个反冲能 E_R 。

因此发射谱和吸收谱就会产生 $2E_R$ 的偏移，如图 8-2(a) 所示。这个反冲能量 E_R 与原子核的质量和 γ 射线的能量有关，在某些特定情况下比自然线宽 Γ 大得多，以我们实验中用的 ^{57}Fe 原子核为例， $E_0 = 14.41\text{keV}$ ，则 $E_R \approx 2 \times 10^{-3}\text{eV}$ ，而对应的自然线宽为 10^{-8}eV 量级，因此造成吸收谱和发射谱之间的重叠很少，应该看不到共振吸收现象。在上面的讨论中，我们假设原子是孤立的、自由的和静止的。实际情况是原子核有热运动，因此也会由热运动提供一定的多普勒能量，使发射谱和吸收谱有很大展宽，而不等于自然线宽，这种谱线的增宽称为多普勒

增宽，展宽后的谱线宽度为 $E_d = 2\sqrt{E_K E_R}$ ，其中 $E_K = \frac{K_B T}{2}$ 为一个原子核每个自由度平均动能。图 8-2(b) 中的 E_d 大约在 10^{-2}eV 的量级，这样会使吸收和发射谱线可能会有一定的重叠。所以原则上讲，可以通过提高测量温度是原子核热运动加快，产生较多的谱线重叠，以获得有反冲的原子核对 γ 射线的共振吸收。在发现穆斯堡尔效应之前，通常使用的办法主要就是采用加热和加速的办法补偿反冲时的能量损失，而且由于总的重叠面积较小，要想观察这种原子核的有反冲共振吸收总是比较困难。

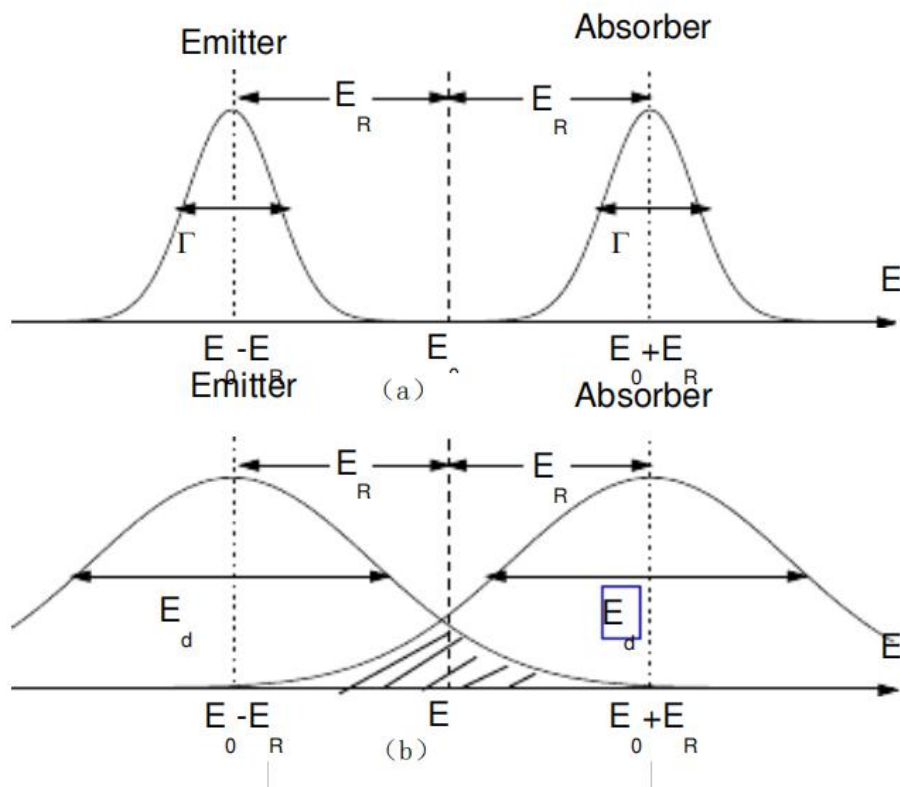


图 8-2

3. 原子核对 γ 射线的无反冲共振吸收现象(穆斯堡尔效应):

前面考虑的均为有反冲共振吸收现象，那么如果有一种办法可以使原子核被牢牢固定，应该可以减小反冲能 E_d ，甚至使之趋向于零，这样发射谱线和吸收谱线的叠加将明显增加，共振效应也易观察到。具体讲来，如果把发射核和吸收核均牢牢地固定在固体晶格中，当发射或吸收 γ 射线时，需要考虑的反冲能 $E'_R =$

$\frac{E_{\gamma}^2}{2Mc^2}$, 其中 M 为晶体的质量, 远远大于单个原子核的质量 m , 因此反冲能急剧减小, 甚至可以看为 0。这样发射谱线和吸收谱线可以认为完全重合, 可以获得非常大的重合面积, 很容易发生共振吸收现象。但是实际上的过程比前面所说的要复杂的多, 因为晶格的振动是一种量子化的体系, 根据爱因斯坦模型如果提供 $h\omega$, $2h\omega$, $3h\omega$ 等能量就可以改变晶格的振动状态, 即激发出声子, 声子的频率为 ω 。如果在这个过程中不产生或者吸收声子, 那么发射和吸收 γ 射线的能量就不会改变, 因此原子核不会产生反冲能量损耗。这种没有反冲能量损耗的 γ 射线发射或者吸收过程的概率就被称为无反冲分数 f 。实际上爱因斯坦模型过于简单, 更接近实际的是晶格振动的德拜模型, 但仍然可以获得类似结果。所以一句话来说, 穆斯堡尔效应就是原子核对 γ 射线的零声子无反冲共振和吸收效应。

在晶格振动的爱因斯坦模型下, 可计算出固体中有关和产生穆斯堡尔效应的几率即无反冲分数 $f = \exp[-E_{\gamma}^2 \langle x^2 \rangle / (hc)^2]$, 实际是固体中的穆斯堡尔核在发射或吸收 γ 光子时不激发或吸收声子 (零声子) 过程的几率, 又被称为穆斯堡尔分数。其中 $\langle x^2 \rangle$ 为穆斯堡尔原子在 γ 射线传播方向上的均方振幅。要易于观察到穆斯堡尔效应, f 必须尽可能的大, 这就要求 γ 光子的能量不能太高 (低能的 γ 辐射), 穆斯堡尔原子与基质原子间的束缚要强, 实验温度不能太高 (这点恰好和原子核的有反冲共振吸收的实验现象相反, 也正是穆斯堡尔发现这个效应的根源)。此式表明: 在液体、气体中, 因 $\langle x^2 \rangle$ 很大, 以至难以观察到穆斯堡尔效应。当然并不是发射核或吸收核只要存在于固体之中就必定发生穆斯堡尔效应, 但只有在固体之中的核才有可能产生穆斯堡尔效应。凡有穆斯堡尔效应的原子核我们称之为穆斯堡尔核。

例如, 在室温下 ^{57}Fe 的无反冲分数可高达 0.7-0.8。此外 ^{119}Sn 的 23.87 keV 的 γ 跃迁在室温下有较大的无反冲分数, 这两者是应用最为广泛的穆斯堡尔核。而目前发现的有穆斯堡尔效应的 43 种元素, 80 多种同位素的 100 多个核跃迁大多数需要在低温下才能观察到, 因此使用并不广泛。

在无反冲共振吸收时, γ 射线的能量宽度为激发态的自然宽度, 测得的穆斯堡尔谱线的宽度近似等于谱线的自然宽度, 其值一般是相当小的。仍然以 ^{57}Fe

(14.41 keV) 为例, $\Gamma = 4.6 \times 10^{-9}$ eV, 而 $\Gamma / E_\gamma = 3.2 \times 10^{-13}$, 这就是通常所说的穆斯堡尔谱的能量分辨率。因此可以看出, 这种方法具有很高的能量分辨率。如果原子核的能级由于某种原因有非常细小的变化, 也可能会使我们无法观测到无反冲共振吸收现象, 这样我们可以通过观察谱线的移动测量相应的能级移动。所以说穆斯堡尔效应的发现, 不仅仅使我们能够很容易的观察到核的共振吸收现象, 更重要的是我们能够利用它的高能量分辨率特性来研究原子核的超精细结构。

4. 多普勒效应和穆斯堡尔谱

一个光源发射的光子频率为 ω , 当它以速度 V 向观察者移动时, 即发射光子的方向和 V 的方向一致, 则观察者接收到的光子频率有一个增加, 而且满足 $\Delta\omega/\omega = V/c$ 。如果 V 和发射 γ 光子的方向有一个夹角 θ , 则吸收体接收到 γ 射

线的能量存在一个移动为 $E_d = \frac{v}{c} E_\gamma \cos \theta$, 而这时候发射出的 γ 射线的能量为

$$E_\gamma = E_0 - E_R + E_d$$

在前面原子核的有反冲共振吸收中谈过的多普勒热展宽也是由于多普勒效应的影响。为了简单估算多普勒热展宽的大小和它的影响, 我们可以假定晶格振动能量的均分定理近似成立, 这时晶格在某一方向的平均热运动能量为

$$E_K = \frac{1}{2} m \bar{V}^2 = \frac{1}{2} K_B T, \text{ 其中 } K_B \text{ 为玻耳兹曼常数, 方均根速度 } \sqrt{V_2} = \left(\frac{K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ 则}$$

此时处与晶格位置的原子核发射的 γ 射线能量 E_γ 存在一个多普勒展宽为

$$E_d = \frac{E_\gamma}{c} \sqrt{V_2} = \frac{E_\gamma}{c} \sqrt{\frac{K_B T}{m}}, \text{ 计算出的 } ^{57}\text{Fe} \text{ 在 } T=300\text{K} \text{ 时的 } E_d = 2 \times 10^{-2} \text{ eV}。$$

对于无反冲共振吸收而言, 反冲能 E_R 可以认为等于零, 那么发射出的 γ 射线的能量可以简单地通过改变放射源的运动速度来控制。放射源所附加的多普勒速度为 $E_d = \frac{v}{c} E_\gamma$, 对 ^{57}Fe 的 14.41keV 的 γ 辐射而言, 1mm/s 的多普勒速度对应的补偿能量计算出为 $4.8 \times 10^{-8} \text{ eV}$ 。多普勒速度的变化可以给穆斯堡尔谱的测量提供相应的能量微小变化, 在测量中起重要作用。

德国的穆斯堡尔 1957 年做博士论文时通过测量 γ 射线的共振吸收与温度之间的关系来测定 ^{191}Ir 的自然线宽, 但是当他降低放射源和吸收体的温度时, 发

现共振吸收不仅没有像通常那样减少，反而有所增加。正是通过这个微小的实验细节，穆斯堡尔从实验和理论上深入研究，提出了原子核无反冲 γ 射线共振吸收理论，并于 1961 年获得诺贝尔奖。

如果吸收体和放射源的原子核能级有微小差别，那么无反冲共振吸收就可能无法完成。测量穆斯堡尔谱的一个关键细节就是通过提供放射源一个多普勒速度，发射的 γ 射线能量可以在一定的范围内变化，以便使吸收体和发射体的谱线相互重合。此时可以通过透过或者发射的方法测量相应的光子计数率和所加的多普勒能量之间的关系，若补偿能量合适，将会出现共振吸收，相应的光子计数率也会出现一个共振峰，从而我们可以通过测量相应的多普勒能量来表征放射源和吸收体之间的微小能量差别。

原子核中的超精细相互作用以及核能级的超精细结构：

原子核本身有一定的磁矩和电荷分布，因此它可以和周围环境通过电磁相互作用彼此影响。这种相互作用使原子核的能级可以移位或者分裂，导致核能级超精细结构的产生。由于这种能级的移位或者分裂非常小，用通常方法是无法测出的。而穆斯堡尔谱学等核方法的引入，使这种测量的实现成为可能。

1. 原子核的相关属性：

原子核的以下属性与超精细相互作用密切相关。

1)核自旋：原子核的角动量通常称为核自旋，是原子核最重要的特征之一，由于原子核内的质子，中子都是自旋为 $1/2$ 的粒子，它们除自旋外，也具有相应的轨道角动量。原子核的自旋角动量可写成：

$$P_I = \sqrt{I(I+1)}h \quad P_{IZ} = m_I h \quad (4)$$

其中核自旋量子数 I 为整数或半整数，磁量子数 m_I 取 $2I+1$ 个值。质子数与中子数和为偶数的核，其自旋量子数 I 为整数，质子数与中子数和为奇数的核，其自旋量子数为半整数。

2)核磁矩：与原子核的自旋相联系，核磁矩 μ_I 可写为：

$$u_I = g_I \sqrt{I(I+1)}u_n \quad u_{IZ} = g_I m_I u_n \quad (5)$$

其中， g_I 称为核的 g 因子， u_n 为核磁子，为玻尔磁子的一千八百三十六分之

一。

3)核四极矩：原子核有一定的体积，其形状接近于球形，为偏离球形不大的轴对称椭球。如果核电荷均匀分布于轴对称椭球内，那么定义，

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho(3Z^2 - r^2) dr \quad (6)$$

Q 为核的电四极矩，它反映原子核电荷分布偏离球对称的情况，电四极矩与原子核形状的关系如图 8-3 所示。

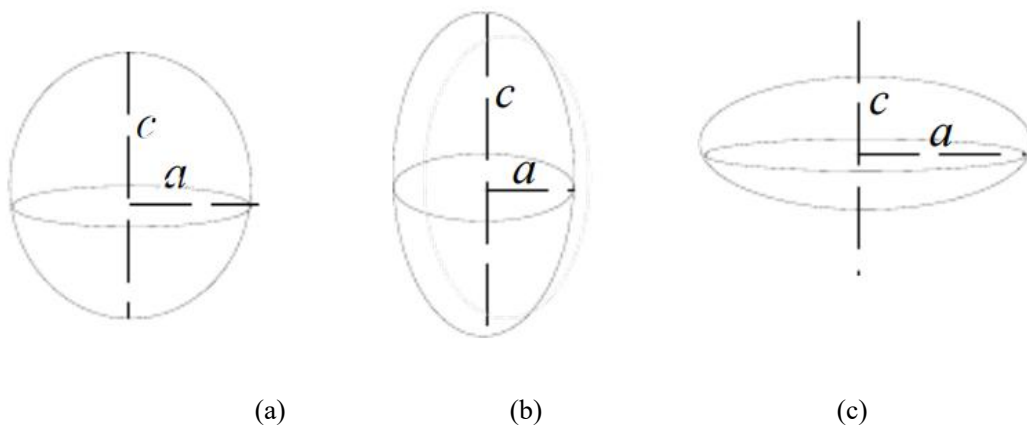


图 8-3 电四极矩与原子核形状的关系

(a) $Q=0$, 球形; (b) $Q>0$, 长椭球形; (c) $Q<0$, 扁椭球形

2. 核与环境间的超精细相互作用：

原子核总是处在核外环境所产生的电磁场中，它们会对核能级产生影响，这种影响被称为超精细相互作用。它主要分为电单极相互作用、电四极相互作用和磁偶极相互作用三类，这三种超精细相互作用的主要特征见下表。

超精细相互作用类型	与原子核有关的因子	与核外环境有关的因子	从谱线上测得的量
电单极相互作用	激发态与基态核半径之差 $R_e - R_g$	原子核所在处的电子密度 $ \psi(0) ^2$	同质异能移 I.S.
电四极相互作用	电四极矩 Q	电场梯度 EFG	四极劈裂 Q.S.
磁偶极相互作用	核磁矩	磁场强度 H	超精细场 H.F.

表 1 三种超精细相互作用的主要特征

1) 同质异能移与电单极相互作用

电单极相互作用是原子核的核电荷分布与核外电子密度分布之间的库仑相互作用，其作用是使核能级产生移动。其中特别是 s 电子由于其轨道的椭圆度大，在核内有一定的几率分布，核电荷和核内 s 电子云之间静电库仑作用使能级有一个微小移动 δE ，不同核能级对应的核体积不同，因而和 s 电子云的相互作用引起的能移不同。这些移动所引起的谱线能量的相应移动就是所谓的同质异能移。可以证明：

$$\delta = \frac{4\pi}{5} \left[Ze^2 S(z) R^2 \left(\frac{\Delta R}{R} \right) \right] \left[|\psi(0)|_a^2 - |\psi(0)|_s^2 \right] \quad (7)$$

其中 $S(z)$ 是对电子密度的相对论修正，核电荷数 Z 越大， $S(z)$ 越大。 R 为平均核半径，由此可以看出，同质异能移 δ 不仅和激发态核半径与基态核半径之差 ΔR 有关，而且还和放射源及吸收体中穆斯堡尔原子核处的电子密度之差有关。值得一提的是， $|\psi(0)|^2$ 主要是指 s (1s, 2s, 3s, ……) 电子对原子核处电子的贡献，除 p 电子在重核的情况对此有贡献外，非 s 壳层的电子和其它近邻原子中的电子都是通过对最外层 s 电子的屏蔽作用来影响原子核处的电子密度。因此，研究同质异能移可以得到化学键性质、价态、氧化态、配位基的电负性等与核位处电子密度及电子状态有关的信息。显然这种能移与材料的化学性质密切相关的价电子相联系，所以又将它称为化学位移，由它的大小判断原子核周围价电子的分布。

由电单极相互作用引起的核能级跃迁如图所示，它对应着穆斯堡尔图谱中的单峰：从图 8-4 中可以看出能移 $\Delta E = E_0' - E_0 = \delta E_e - \delta E_g$ 。

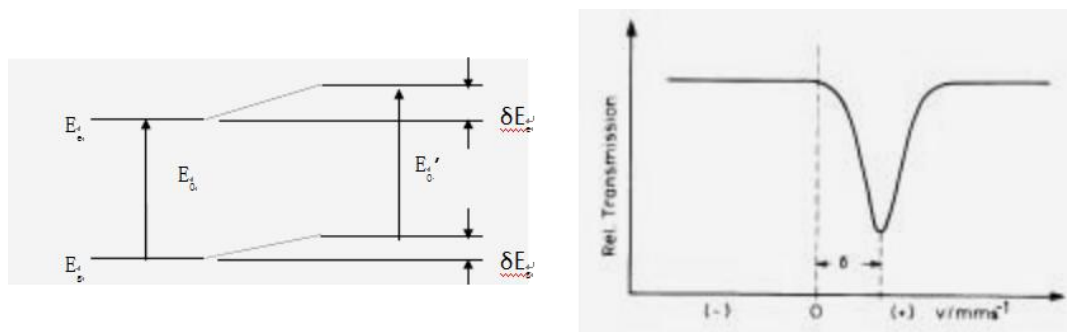


图 8-4. 由电单极相互作用引起的核能级跃迁示意图

同质异能移是一个相对参量，通常要说明是相对于何种吸收体而言。例如， ^{57}Fe 的同质异能移通常是以 $\alpha\text{-Fe}$ 、 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 和硝普钠（SNP）作为标准物质。

2) 四极劈裂与核电四极相互作用

电四极相互作用，就是在原子核处，原子核的电四极矩与核外环境所引起的电场梯度之间的相互作用。它使能级产生细微分裂，部分消除简并，并导致谱线的分裂。对 ^{57}Fe 和 ^{119}Sn 这两种最常用的穆斯堡尔同位素，都分裂为两条亚谱线，其间距就是四极劈裂 ΔE_Q 。对于自旋为 I ，磁量子数为 m_I ，电四极矩为 Q 的原子核，其四极劈裂为：

$$\Delta E_Q = \frac{e^2 q Q}{2I(I-1)} [3m_I^2 - I(I+1)] (1 + \frac{\eta^2}{3})^{1/2} \quad (8)$$

其中 $eq=V_{zz}$ 是电场梯度 (EFG) 张量的主分量，而 $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}$ 为 EFG 张量的不对称参量， $0 \leq \eta \leq 1$ 。

一般来说，原子核处的 EFG 张量有以下来源：(a) 原子核周围电子云的电荷分布的不对称。例如来自满壳层的电子对的极化，或来自未充满的电子轨道上非球形对称分布的电子。

(b) 近邻电荷。例如配位基、近邻电子。

对于 ^{57}Fe 的情形，第一类的贡献往往大于第二类贡献。而前者往往随着温度有较大的变化而后者与温度无关。通常亚谱线的强度比受到振动的各向异性、顺磁自旋弛豫、织构效应的影响，而呈现出不对称。有电四极相互作用引起的能级跃迁示意图如图 8-5 所示，它对应着穆斯堡尔图谱中的双峰：

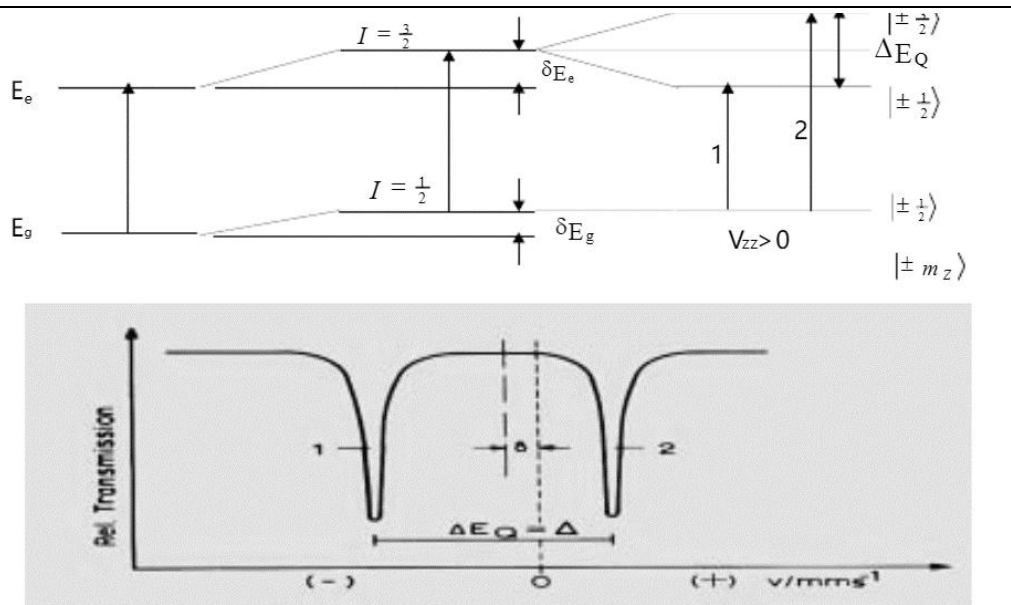


图 8-5. 由电四极相互作用引起的 ^{57}Fe 核能级跃迁示意图

简单来说，核电荷分布偏离球对称性后（ $I > 1/2$ 时），相应的电四极矩与核处的电场梯度相互作用将引起能级分裂。对 ^{57}Fe 而言，原子核的基态 $I = 1/2$ ，因此电荷分布为球对称，无四极矩劈裂。而激发态 $I = 3/2$ ，当 $m_I = \pm 1/2$ 时，四极矩作用使能级下移 $\Delta E_Q / 2$ ；而当 $m_I = \pm 3/2$ 时，四极矩作用使能级上移 $\Delta E_Q / 2$ ；四极矩劈裂 ΔE_Q 与电四极矩 eQ 有关，还与核处的电场梯度有关。

利用四极矩劈裂可以研究形变、杂质和缺陷的影响、配位场、极化、织构等涉及共振原子核所在处局域对称性的问题。

3) 磁偶极相互作用

磁偶极相互作用，即在原子核所在处原子核的磁偶极矩与核环境所引起的磁场之间的相互作用。它能使核能级产生分裂，完全消除简并。这些能级分裂，会使激发态的亚能级和基态的亚能级间发生跃迁，从而引起谱线的分裂。如图 8-6 所示：

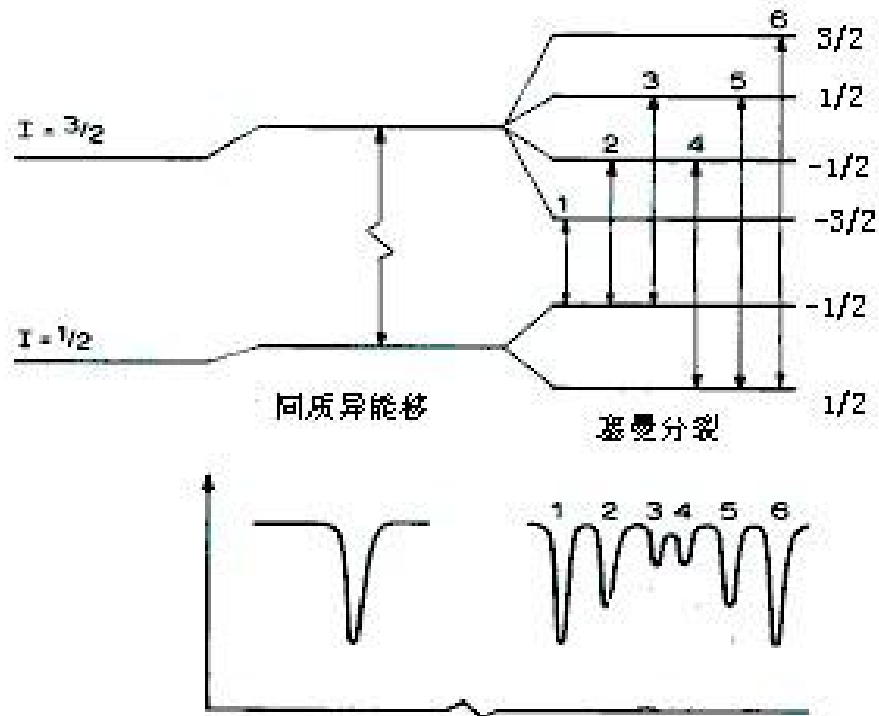


图 8-6 由磁偶极相互作用 引起的 ^{57}Fe 核能级跃迁示意图和穆斯堡尔谱图

其中表示出同时具有同质 异能移和核塞曼分裂

这种分裂通常称为磁超精细分裂。由此可推断出原子核所在处的有效磁场 H_{eff} 。它可以是外加磁场，也可以是样品的内磁场—超精细磁场 H_{hf} 。

当不存在磁场时，原子核能级是简并的。由于核磁矩 μ 与磁场 H 间存在塞曼相互作用时，核能级完全消除简并，相互作用能为：

$$E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -g\mu_n m_I H_{\text{hf}} \quad (9)$$

其中 μ_n 为核磁子 (m_I 可以取 $-I, -I+1, \dots, 0, 1, \dots, I$ 共有 $2I+1$ 个量子化取值，因此有 $2I+1$ 个分裂的亚能级。对于 ^{57}Fe 而言，其中的基态 $I_g = 1/2$, $g_{ng} > 0$ ；第一激发态 $I_e = 3/2$, $g_{ne} < 0$ 。按照选择跃迁定则，容许的 $\Delta m_I = 0, \pm 1$ ，因此能观察到由六个跃迁所构成的特征六线谱。实验测量得到的能级分裂大小，可以提供有关于核磁矩大小以及核处所受磁场的大小等方面的信息。六个峰的强度与 γ 射线前进方向和磁场方向的夹角 θ 有关，二（五）峰与三（四）峰的强度比 x 为：

$$x = \frac{4 \sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (10)$$

$\theta = 0^\circ$ 时, γ 射线方向和磁场方向平行; $\theta = 90^\circ$ 时, 二者垂直。

无反冲分数的各向异性和饱和效应都会影响谱线中各峰间的强度比。在六线谱中, 一、六峰的间距正比于原子核处的超精细磁场, 由此可求得超精细磁场的大小。通过磁相互作用的研究可以分辨各种磁相、测定磁转变温度、研究内磁场及其分布、极化效应、局域磁矩、驰豫效应、有序—无序转变等。

这三种相互作用会单独存在, 但更常见的是两种相互作用, 甚至三种相互作用同时存在。

如图 8-7 所示:

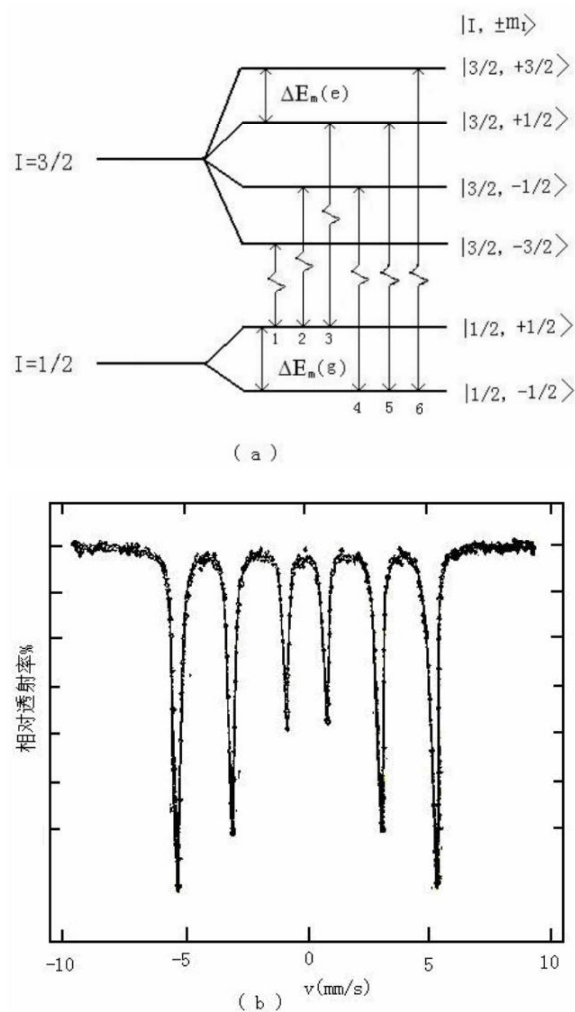


图 8-7. Fe 的核塞曼分裂(a)及室温时金属铁的穆斯堡尔谱(b)

从图中可以分析得到：

$$E_y \frac{V_1}{c} = \Delta E - \frac{1}{2} \Delta E_g - \frac{3}{2} \Delta E_e + \frac{1}{2} \Delta E_Q$$

$$E_y \frac{V_2}{c} = \Delta E - \frac{1}{2} \Delta E_g - \frac{1}{2} \Delta E_e - \frac{1}{2} \Delta E_Q$$

$$E_y \frac{V_3}{c} = \Delta E - \frac{1}{2} \Delta E_g + \frac{1}{2} \Delta E_e - \frac{1}{2} \Delta E_Q$$

$$E_y \frac{V_4}{c} = \Delta E + \frac{1}{2} \Delta E_g - \frac{1}{2} \Delta E_e - \frac{1}{2} \Delta E_Q$$

$$E_y \frac{V_5}{c} = \Delta E + \frac{1}{2} \Delta E_g + \frac{1}{2} \Delta E_e - \frac{1}{2} \Delta E_Q$$

$$E_y \frac{V_6}{c} = \Delta E + \frac{1}{2} \Delta E_g + \frac{3}{2} \Delta E_e + \frac{1}{2} \Delta E_Q$$

而同质异能移为： $\delta = \frac{c}{E_y} \Delta E$ 这样就可由上式可以求出： $\delta = \frac{V_1 + V_2 + V_5 + V_6}{4}$

$$\Delta E_g = \frac{E_y}{c} (V_4 - V_2), \Delta E_e = \frac{E_y}{c} (V_3 - V_2), \Delta E_Q = \frac{E_y}{c} \frac{(V_6 - V_5) - (V_2 - V_1)}{2}$$

实验装置和实验方法

本实验所用的是穆斯堡尔透射式谱仪，它的原理是：放射源相对于吸收体运动，运动速度 V 在一定范围内连续变化，它无反冲发射的 γ 光子的能量 E_y 由于附加了多普勒能量 $E_D = E_0 \frac{V}{c}$ 而在一定范围内变化。当入射的 γ 光子的能量与吸收体中穆斯堡尔核共振吸收的能量相等时，便有可能产生共振吸收，而透过吸收体到达探测器的这种能量的 γ 光子的数目相对于没有共振吸收时的数目就会减少，从而在该处产生吸收谱线，即为穆斯堡尔谱。

1. 穆斯堡尔谱仪实验装置：

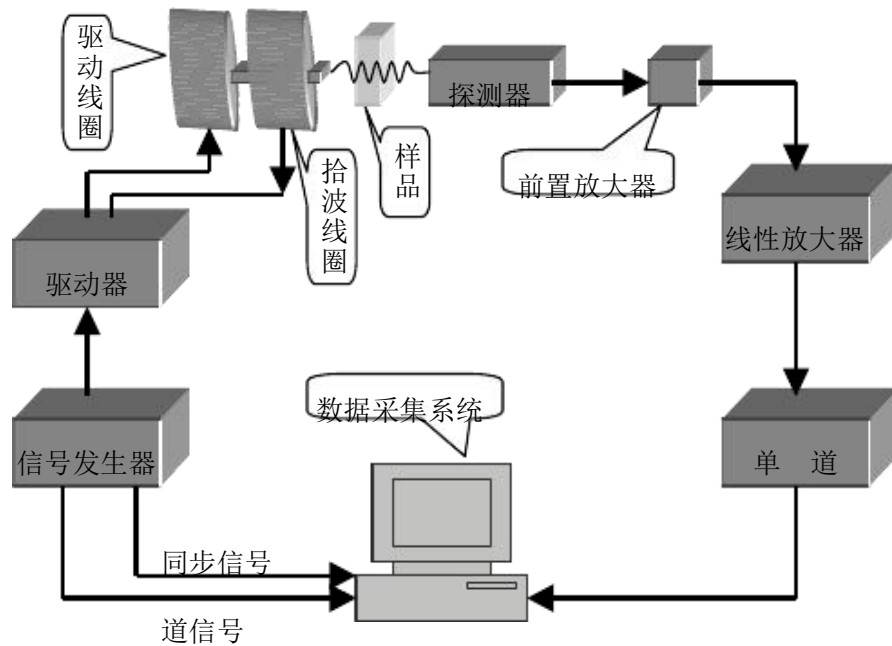


图 8-8 穆斯堡尔谱仪装置示意图

透射式谱仪的结构图如图 8-8 所示，其中包括以下几个主要部分：

i. 放射源：

放射源是一个具有较大的无反冲分数的 γ 光子源。

对 ^{57}Fe 源，一般使用单色源（即发射单一能量的光子）。通常将放射性母核 ^{57}Co 扩散到 Pd、Rh 或 Pt 这类结构对称性高、非磁性、德拜温度高且化学性能稳定的金属衬底中制得。极化源是通过将 ^{57}Co 扩入 $\alpha\text{-Fe}$ 中制得，源强从若干 mCi 至数百 mCi。本实验中使用的放射源是将 ^{57}Co 扩散到 Pd 中制成的。

驱动系统：

驱动器提供穆斯堡尔放射源所需要的多普勒速度。它由函数发生器、前置放大器和电磁驱动器构成。函数发生器产生所需要的速度波形，如常用的三角波和正弦波（本实验采用三角波驱动），这样就可以同时向工作在多路定标方式（又称时间方式）的多道分析器或者计算机发送同步信号，使振子的运动与多道分析器记录数据的工作同步，也就是使源在某一个特定速度时发出的透过样品的 γ 光子产生的信号总是记录在某一个特定的道中（每道相当于一个计数器），前置放大器提供振子运动所需的功率，振子载着放射源运动。驱动速度随样品而定，速度定得过小会损失信号，过大又会降低精度。

探测器和记录系统：

这部分装置由 γ 射线探测器、放大器、单道分析器、多道分析器、采集卡和计算机组成。

探测器多用正比计数器或 NaI 闪烁计数器，其输出脉冲经前置放大器和线性放大器放大后进入单道分析器。单道分析器选择出与穆斯堡尔效应有关的信号，将这些信号送入工作在多路定标方式的多道分析器中，此时的多道分析器的每一个道都相当于一个计数器，他们按次序记录不同时刻（相应于放射源不同的多普勒速度）到达探测器的 γ 光子数，每道中的计数就构成了穆斯堡尔图谱。计算机通过采集卡采集到这些信息，然后把它们记录在一个文件中，以供解谱时使用。

吸收体：

在这里，吸收体就是所要研究的样品。（发射谱吸收的情况与此不同，放射源是试样，吸收体是一致的单能量跃迁的标准吸收体）样品必须含有与源中相同的穆斯堡尔核，不同的是，样品中的穆斯堡尔核处于基态。

对于不含穆斯堡尔原子的固体，可以将某种合适的穆斯堡尔核人为地引入所要研究的固体，即将穆斯堡尔核作为探针进行间接研究，也能得到不少有用的信息。

2. 数据处理方法：

穆斯堡尔谱实际上是探测器接收到的 γ 光子的计数随放射源-吸收体间相对速度的变化关系。考虑到计数的统计涨落，对本实验所使用的 512 道多道分析器来说，每道计数一般应达到 $10^5 \sim 10^6$ 的量级。谱仪输出的谱，是计数随道数的变化，因此首先必须将多道分析器的道数（即每个存储器的地址）转化为它们所对应的源-吸收体间的相对速度，这就是对谱仪进行的速度定标。我们采用的是用标准吸收体定标。将道数转化为其所对应的相对速度后，就可以按照数据被采集的方式，讲采集到的计数还原为计数随速度变化的谱性，并进行相应的分析。通常本实验中采用 α -Fe 或者 α -Fe₂O₃ 进行速度定标。

3. 能谱调试：

通常使用的 ⁵⁷Co 衰变纲图比较复杂，除了 14.41keV 的 γ 射线以外，还有 122.05keV，136.46keV 两种 γ 射线和 ⁵⁷Co 向 ⁵⁷Fe 衰变引起的 X 射线。因此需要通过单道仪器将 14.41 keV 的 γ 射线甄别出来，以便在测量穆斯堡尔谱时尽量不要受到其他射线信号的干扰。如图 8-9 所示。

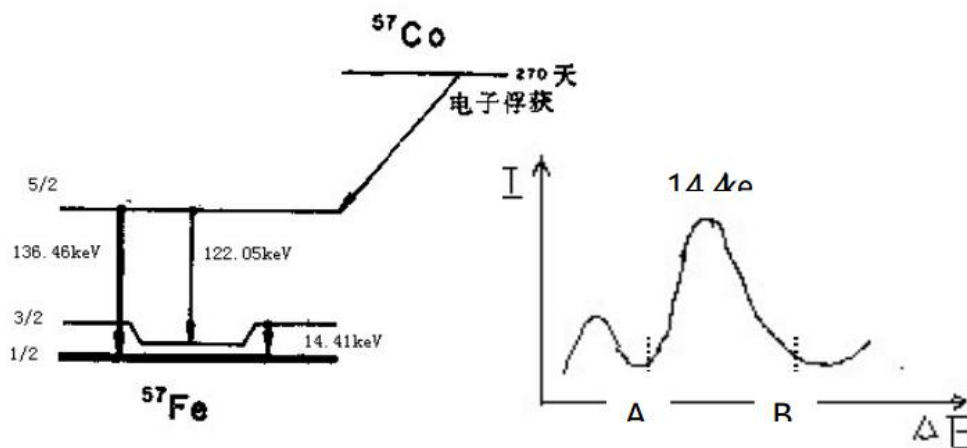


图 8-9 ^{57}Co 放射源的衰变纲图和能谱曲线

4. 多定标方式:

早期的穆斯堡尔谱仪常采用多道分析器来存储和显示数据,近年来随着个人计算机的迅速发展,基本上均改为由计算机来控制、存储和显示数据。存储的数据需要两方面的内容,一部分是与时间有关的道进和同步信号,由三角波发生器产生,每个周期开始时产生同步信号,再将一个周期等分为 512 个时间片,每个时间片开始时产生道进信号。这样可以使三角波的一个周期与 1~512 个道址存储扫描所需的时间一一对应。所以实验上测得的横坐标是道址,但是可以和三角波的电压信号一一对应,这样 1~512 个道址就可以对应于驱动器所施加的多普勒速度,在一个周期的时间内可以从 $-V_{\max}$ 变化到 $+V_{\max}$,再变化到 $-V_{\max}$ 。驱动器往复运动,而纵坐标反映的就是每一个道址内所测量得到的 γ 射线计数,这样就可以获得穆斯堡尔谱。

实验内容:

1. 了解单道分析器的用途以及能谱的测量方法
2. 熟悉穆斯堡尔谱仪的装置以及取谱方法和样品要求
3. 测量 $\alpha\text{-Fe}$ 的穆斯堡尔谱
4. 对实验数据进行处理:

(1) 计算道增益:

实验中已经测得的是道址和 γ 射线透射计数的函数关系。由于 $\alpha\text{-Fe}$ 已经被多次精确测量过,相应值具有较高准确度,所以通常采用 $\alpha\text{-Fe}$ 作为标样来

校准和标定谱仪。设已经测量得到的 α -Fe 六线谱的位置分别对应的道址为 $N_1, N_2, N_3, N_4, N_5, N_6$ ，而已经知道一六峰所对应的速度差为 $V_6 - V_1 = 10.657 \text{ mm/sec}$ ，那么每一个道址所对应的速度增量（即道增益）为 $k = \frac{V_6 - V_1}{N_6 - N_1} = \frac{10.657}{N_6 - N_1} (\text{mm/CH} \cdot \text{sec})$ 。当然这里道增益的大小，可以通过调节速度驱动电源所提供的电压来控制。

(2) 零速度所对应的道址 N_0 ：

我们采用的放射源是衬底为 Pd 的 ^{57}Co 放射源，通常可以写为 $^{57}\text{Co} / \text{Pd}$ 。用此放射源测量得到的 α -Fe 六线谱的位置应该在 -0.185 mm/sec 的位置。它相当于这个放射源与标准样品 α -Fe 之间的同质异能移。所以我们可以根据 $\delta = \frac{V_1 + V_2 + V_5 + V_6}{4}$ 来计算出实验中测量得到的 α -Fe 谱的重心位置，然后就可以定出零速度所对应的道址。

实验步骤

打开应用，选择【穆斯堡尔谱实验】，输入姓名与学号点击【开始】进行道增益测量。

(1) 选择【设备控制】，更改不同的【最大速度】值，点击【确定】按钮，点击【信号开启】进行虚拟探测器信号采集，点击【开始实验】驱动放射源运动（25Hz）并进行信号处理及显示。

(2) 选择【数据处理】，等待能谱数据达到一定计数，按住【Ctrl】点击鼠标【左键】进行能谱放大，鼠标箭头指向六个峰所在道址，记录道址计算道增益。

(3) 点击【停止测量】，更改【最大速度】，重复步骤（1）（2）记录并计算道增益。

1. 测量零速度所对应的道址 N_0

通过道增益测量，选择合适的【最大速度】，重复道增益测量中（1）（2），记录六个峰对应的道址，通过公式计算零速度所对应的道址 N_0 。

2. 求出 Fe 的六峰对应的速度，定出 ΔE ， ΔE_q ， ΔE_c ， ΔE_g ，已知 α -Fe 的内磁场 $H=33\text{T}$ ，计算 ^{57}Fe 的基态与第一激发态的朗德因子 g_{ne} ， g_{ng} 。

3. 由实验测得的谱峰宽度, 估算 α -Fe 的第一激发态的寿命和穆斯堡尔谱的能量分辨率。

计算中会用到两个物理常数: $\mu_n = 5.05 \times 10^{-27} \text{ J/T}$ $h = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J s}$

思考题:

1. 对实验中用的放射源而言
 - (1) 不同衬底的放射源测量出的超精细参数是否均相同, 为什么?
 - (2) 考虑一下放射源的选择有哪些因素。
2. 我们平常使用的 ^{57}Co 放射源可以用来测量金属 Co 样品吗? 能够测量 ^{56}Fe 样品吗? 分别谈谈其原因。
3. 是不是所有由于磁场作用产生的穆斯堡尔谱线一定是六线峰, 为什么?
4. 单道分析器的作用是什么?

参考书

1. 穆斯堡尔谱学基础和应用, 夏元复 陈懿, 1987
2. 穆斯堡尔效应与晶格动力学, 陈义龙, 2000 年
3. 穆斯堡尔谱学, [西德]U·贡泽尔, 1979 年
4. 穆斯堡尔谱学手册, 马如璋 等, 1993 年

宇宙线 μ 子平均寿命测量

实验目的

1. 加深宇宙线 μ 子性质的认识;
2. 掌握宇宙线 μ 子平均寿命的测量原理;

实验原理

宇宙线中的 μ 子主要是由宇宙线中的 π 介子衰变($\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$)产生的. 大部分的 μ 子产生在约 15 km 的高空, 由于 μ 子不参与强相互作用, 因而具有较强的穿透力. 海平面上 μ 子的通量近似为 $1 \sim 2 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, 平均能量约为 4 GeV . μ 子带有 1 个单位的电荷, 其质量为 $105.658 \text{ MeV}/c^2$, 平均寿命约 2.197 us .

宇宙线中的 μ 子通过塑料闪烁体时, 主要的能量损失方式是电离能损, 并伴随库仑散射. 高能 μ 子可直接从闪烁体中穿出, 并在径迹周围产生电子及荧光光子等次级粒子; 一些较低能量 μ 子在闪烁体中停止后, 可以自由衰变, 也可能与物质的原子核发生作用被俘获而消失. 其发生衰变如下:

$$\mu^- \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1)$$

衰变中产生的电子(e)继续与闪烁体发生作用损失能量, 并使闪烁体分子激发, 而电子反中微子 $\bar{\nu}_e$ 和 μ 子中微子 ν_μ 直接穿出. 塑料闪烁体中受激发的分子在极短的时间内(约 10^{-10} s)退激发并发射荧光(荧光波长在 $350 \sim 500 \text{ nm}$ 之间), 荧光通过光电倍增管光电转换放大而输出电信号, 这个信号将作为 μ 子的“到达”信号. 当停止在闪烁体内的 μ 子发生衰变, 产生的电子被闪烁探测器探测, 形成 μ 子“衰变”的信号.“到达”探测器的信号与 μ 子“衰变”的信号的时间间隔, 即为 μ 子 1 次衰变的寿命. 由于微观粒子的衰变具有一定的统计性, 因此实验上是通过测量时间差的分布, 进而计算得到 μ 子的平均寿命。

宇宙线中 μ 子的通量很低, 每次击中探测器的事例可以看成单 μ 子事例. 设 μ 子的平均寿命为 τ , 第 i 个 μ 子的产生时间为 t_i , 则相对公共的时间零点, μ 子在时刻 t 衰变概率为

$$D_i(t) = \frac{e^{-(t-t_i)/\tau}}{\tau} \quad (2)$$

如果第 i 个 μ 子到达闪烁探测器的时刻为 T_i , 那么时间间隔 ΔT 内, 这个 μ 子衰变的概率是:

$$P = \int_{T_i}^{T_i+\Delta T} D_i(t) dt = \int_{T_i}^{T_i+\Delta T} \frac{e^{-(t-t_i)/\tau}}{\tau} dt = K - Ke^{-\Delta T/\tau} \quad (3)$$

式中 $K = e^{-(T_i-t_i)/\tau}$. 如果实验共测量到 M 个 μ 子衰变事例, 则在时间差 ΔT 以内, 衰变的总 μ 子数 N 为

$$N = \sum_{i=1}^M K_i (1 - e^{-\Delta T/\tau}) = K (1 - e^{-\Delta T/\tau}) \quad (4)$$

式中 $K = \sum_{i=1}^M K_i$.

可见在 ΔT 时间内 μ 子衰变数随时间同样服从指数规律. 实验上通过记录确定时间间隔内的 μ 子衰变事例数, 利用指数函数拟合方法, 可以求得 μ 子衰变的平均寿命 τ .

实验内容

1. 加深宇宙线 μ 子性质的认识
2. 宇宙线 μ 子平均寿命的测量

实验步骤

打开应用，选择【宇宙线 μ 子平均寿命的测量】，输入姓名与学号点击【开始】进行实验。

1. 点击【信号开启】与【开始测量】，当【谱信息】中衰变数超过 10000 时，点击【停止测量】。接着点击【数据拟合】便得到平均寿命。
2. 改变【设备控制】中【探测器角度】并点击【确定】按钮，接着点击【开始测量】，等待 μ 子数超过 100 个，记录单位时间通量，改变【探测器角度】重复实验，总结规律。

思考题

1. 解释实验测量的 μ 子衰变寿命曲线具有一定分布的物理原因？
2. 该实验如何保证测量的 2 个信号恰是同一 μ 子的到达与衰变信号？