

穆斯保尔效应实验报告

Mössbauer 效应，又称无后坐力伽马射线共振吸收，核过程允许伽马射线共振吸收，对于研究原子的超精细结构相互作用有重要意义。本文采用实验与模拟相结合的方法，使用多道分析器采集 ^{57}Fe 的穆斯保尔谱线，并通过改变源于吸收体距离，吸收体与探测器距离，探测器厚度等参数的方法研究不同参数对于穆斯保尔谱线的影响，并利用同质异能相位，核电四极矩分裂，核塞曼效应等超精细相互作用理论对穆斯保尔谱线进行数据分析并计算一些感兴趣的参数，同时讨论一些在实验中我们注意到的问题。

关键词：穆斯保尔谱，超精细相互作用，模拟与实验

I. 引言

Mössbauer 效应，又称无后坐力伽马射线共振吸收，核过程允许伽马射线共振吸收。它是通过将原子核固定在固体晶格中而实现的，这样在辐射的发射和吸收过程中，能量就不会在反冲中损失。这个过程是由德国出生的物理学家 Rudolf L. Mössbauer 在 1957 年发现的，是研究各种科学现象的有用工具。

通过在两个固体中嵌入相同种类的核，一个固体中的核处于辐射或激发态，另一个固体中的核处于吸收或基态，就可以利用第一个固体的伽马辐射在第二个固体中进行共振吸收。这种方法非常灵敏，如果一个固体相对于另一个固体以每秒十分之一厘米的速度移动，那么共振就会被伽玛射线能量中的多普勒频移破坏。这就是 Mössbauer 效应作为实验物理学工具的有用之处。如果辐射或吸收核的能量状态受到任何外界效应的干扰，共振吸收也将失效。然后，通过改变辐射和吸收固体的相对速度，直到重新建立共振吸收，可以确定干扰效应的精确量级。

Mössbauer 效应通常是通过测量来自放射源的伽马射线通过基态中含有相同同位素的吸收器的透射来观察的。用于这个实验的设备被称为 Mössbauer 效应多普勒速度谱仪，因为它利用多普勒频移来扫描伽马射线本身能量附近的能量区域。放射源安装在机电换能器上，换能器以确定的速度移动。一般来说，需要几厘米每秒的速度。由于多普勒效应，发射出的伽马射线的能量发生了与速度成比例的偏移。在这个例子中，放射源和共振吸收体的核是相同的，没有受到外界场的干扰。伽马射线通过含有共振同位素的吸收器，并被比例计数器检测到。每秒探测到的伽马射线被绘制成多普勒速度的函数，结果是 Mössbauer 效应吸收光谱。中心计数率的下降是由于共振吸收引起的，也就是 Mössbauer 效应。在高正负速度下，共振吸收被多普勒频移破坏。

Mössbauer 的发现产生了深远的影响，因为它提供了电磁辐射（伽马射线），其频率

的定义比迄今为止已知的任何其他辐射都更精确，并提供了一种测量原子核与其环境相互作用的新技术。在本文中，我们用实验和模拟两种方法来观察并分析 Fe57 的穆斯保尔谱线并用它来研究三种超精细相互作用，分别是：同质异能相位，电四极矩分裂，核磁偶极相互作用——核塞曼分裂。

II. 理论

为了理解 Mössbauer 效应的基础，有必要了解几个基本原则。第一个是多普勒频移。当原子核以被称为伽马射线光子的波包形式辐射电磁能量时，它也受到多普勒频移的影响。频率的变化，被认为是能量的变化，取决于原子核相对于观察者移动的速度。设核的速度 v 与 γ 射线的波矢之间存在一个夹角 θ ，则核接收到 γ 射线的能量存在一个移动

$$E_D = \frac{v \cos \theta}{c} E_\gamma$$

第二个概念，即核的反冲，在自由原子核发出一个 γ 光子的过程中，由于动量守恒，能量守恒，在相对于发射前的核静止的参考系中，发射光子后的核应具有和 γ 光子大小相同，方向相反的动量，因此发射和接收 γ 光子的谱线能量会存在一个平移。

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2m_N c^2}$$

于是发射和接收的谱线不再交叠，因此如果谱线不存在其他展宽，不可能观察到自由 Fe57 核的共振吸收现象。即使考虑热多普勒效应带来的展宽，观察到共振吸收也是十分困难的。

最后，穆斯保尔通过测定 γ 射线共振吸收与温度之间的关系时发现：当发射或接收 γ 射线的核被镶嵌在固体中时，出现无反冲 γ 射线发射或共振吸收的概率是相当可观的，无反冲发生的概率被称为无反冲分数 f ，对于无反冲效应最常见的解释是：核被镶嵌在固体中时，固体与核成为了一个整体， E_R 表达式中的核质量应该用整个固体的质量代替，由于组成固体的原子数目十分巨大，因此反冲能与自然展宽相比微不足道，可以认为是 0。但实验现象却告诉我们不能用经典理论来解释，穆斯保尔发现：并不是每一次发射 γ 射线都是无反冲的，平均反冲能并未因核被嵌在固体中而减少，依然是上述 E_R 大小。

经过一系列量子理论的推倒，我们可以算出所构建模型下的无反冲分数表达式，用量子理论分析模型，我们可以直观的得到关于穆斯保尔效应的几个重要结论

1. 随着 γ 射线能量的增加，无反冲分数会相应减小
2. 晶格的爱因斯坦温度或德拜温度越高，周围原子对格点 A 的束缚越强，A 的空间位置就越确定，动量空间的分布就越宽，无反冲分数就越大
3. 温度较高时，振子被激发到较高能级的概率增大，原子 A 在位置空间的分布范围增大，在动量空间的分布范围缩小，而且还可能有节点，故 f 会减小。 f 的严格计算需要用到固体的声子谱，对于德拜模型，有

$$f = \exp\left\{-\frac{3E_R}{2k\theta_D} \left[1 + 4\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \cdot \int_0^{\theta_D/T} \frac{x}{e^x - 1} dx\right]\right\}$$

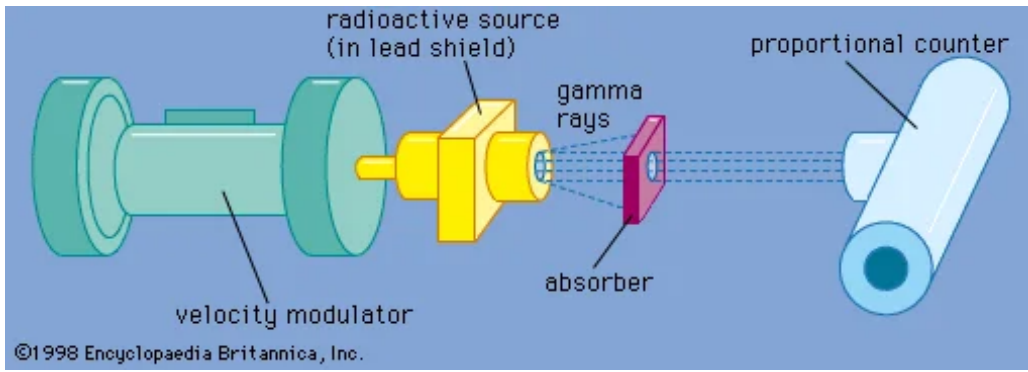


图 1. 这是一个简化了的实验装置示意图，整个装置分为速度调制器，放射源，吸收器，计数器四个部分，速度调制器带动放射源做往返的匀速运动，从而使放射源产生多普勒效应，不同的速度产生不同能量的光子，计数器能计量光字数，从而测出不同速度对应的吸收率谱

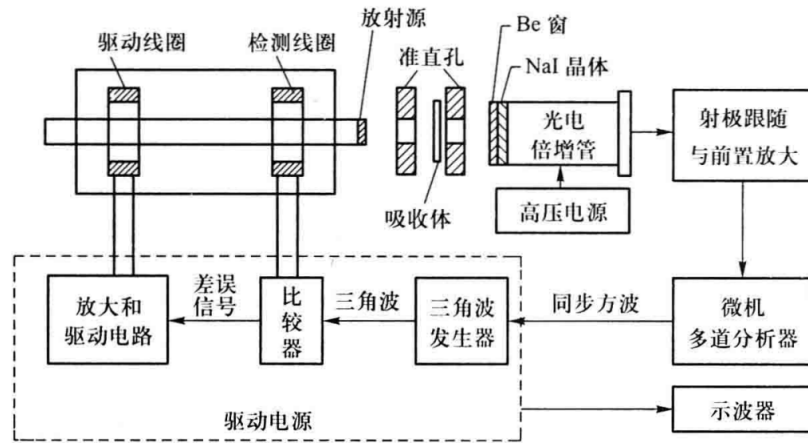


图 2. 实验装置示意图：放射源采用的是 Pd 为衬底的 Co57 放射源，在实验中我们关心的是 14.4keV Fe 的第 1 激发到基态的 γ 射线，放射源被驱动线圈驱动后发出频移的 γ 射线，经过吸收体被吸收一部分，然后打在 NaI 闪烁探测器上，保护窗使用 Be 窗，探测器将信号传到多道分析器，多道分析器将不同时刻相同时间间隔内记录下来的脉冲个数 n ，按时间先后送入不同的地址（道数） x 的存储器。在本实验中驱动器速度是随时间线性变化的，所以只要园震动的三角波周期与多道分析器的扫描严格同步，我们得到的就是穆斯保尔谱线。同步驱动由电路反馈方法连接微机多道分析器与驱动电源保证。

让发射源相对于吸收体以 v 运动（相向运动速度为正） $\delta E = E_\gamma(v/c)$ ，经过计算，此时吸收体测得的 γ 射线吸收率 Y 为

$$Y \propto \frac{1}{\Gamma^2 + \delta E^2}$$

其中 Γ 为谱线的自然展宽，可以看出吸收峰半高度处的宽度为 2Γ ，由于源和吸收体存在一定厚度所引起的自吸收，实验中测得的共振吸收谱线有所展宽。

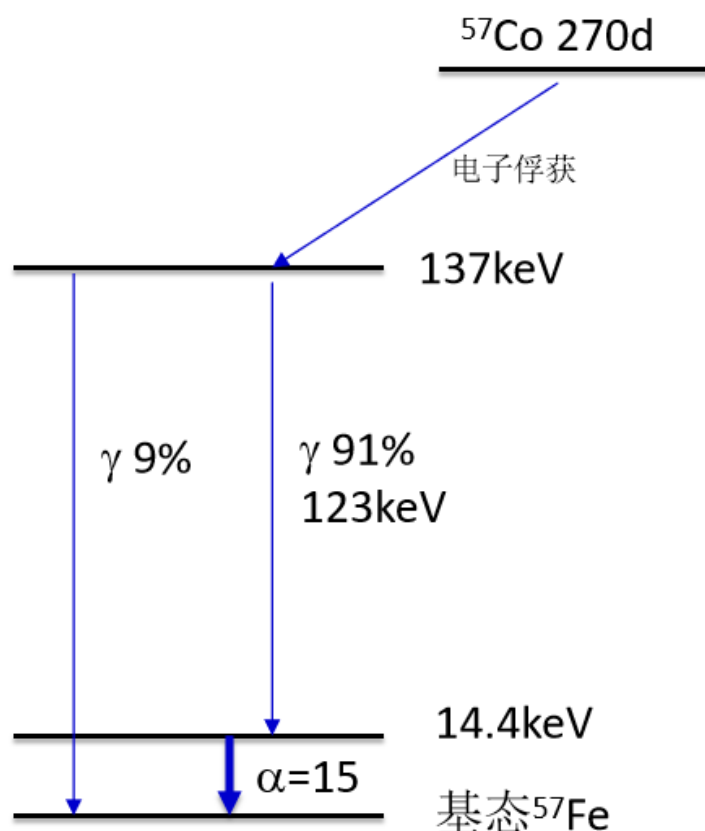


图 3. Co57 衰变图

III. 实验装置

图2是本实验使用的实验装置示意图，放射源采用的是 Pd 为衬底的 Co57 放射源，在实验中我们关心的是 14.4keV Fe 的第 1 激发到基态的 γ 射线，放射源被驱动线圈驱动后发出频移的 γ 射线，经过吸收体被吸收一部分，然后打在 NaI 闪烁探测器上，保护窗使用 Be 窗，探测器将信号传到多道分析器，多道分析器将不同时刻相同时间间隔内记录下来的脉冲个数 n ，按时间先后送入不同的地址（道数） x 的存储器。在本实验中驱动器速度是随时间线性变化的，所以只要园震动的三角波周期与多道分析器的扫描严格同步，我们得到的就是穆斯保尔谱线。同步驱动由电路反馈方法连接微机多道分析器与驱动电源保证。

IV. 实验结果及结论

1. 上下阈值的确定

由图3知道放射源发出的 γ 射线是比较复杂的，除了标志的跃迁过程发出的 γ 射线外，处于第一激发态的 Fe57 核也可能通过内转换过程使内层电子电离而退激，所以谱线中伴随有 Fe 标识的 X 射线。

我们在不存在吸收体时用多道分析器测量所用放射源的 γ 能谱，设法去辨认出 14.4keV 的 γ 射线所对应的峰，设置合理的上下阈值来滤除其他谱线。

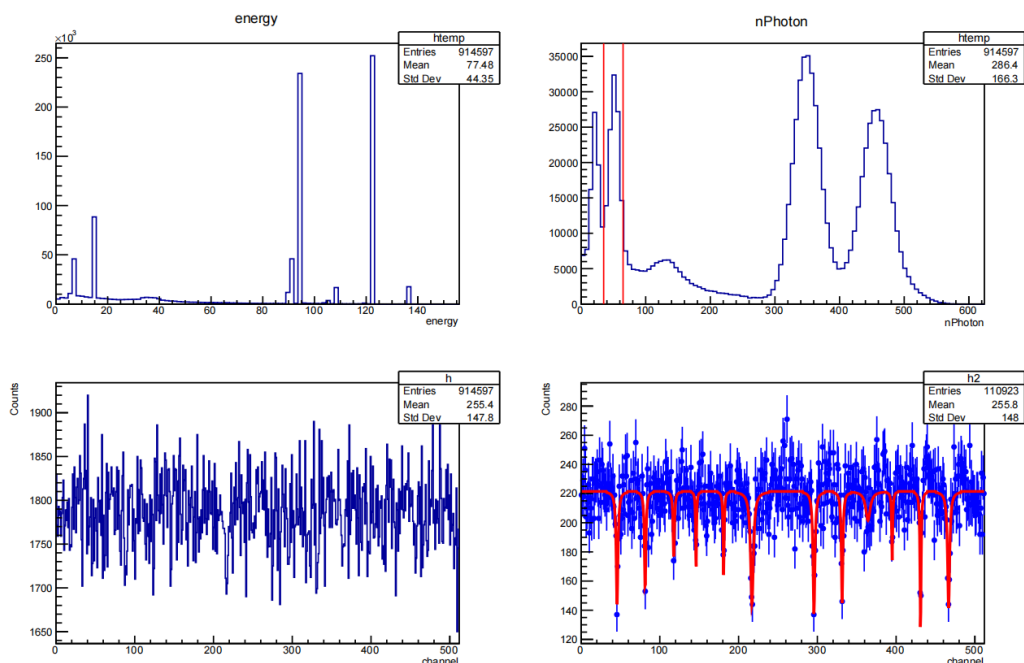


图 4. 穆斯保尔效应模拟，放射源距离样品 100mm，NaI 厚度 0.1mm，样品距离探测器 20mm，第一行第一列图片为不同能量对应光字数大小；第一行第二列图片为多道分析器扫描出的 γ 射线能谱，第二行第二列为 512 条通道扫描出来的穆斯保尔谱

如图4所示，我们用软件对穆斯保尔效应模拟，放射源距离样品 100mm，NaI 厚度 0.1mm，样品距离探测器 20mm，第一行第一列图片为不同能量对应光字数大小；第一行第二列图片为多道分析器扫描出的 γ 射线能谱，第二张图片中两条竖直线内使我们辨认出的 14.4keV 对应的峰，设置两条竖直线分别为上下阈值，进行对穆斯保尔谱的扫描。

2. 采集穆斯保尔谱线

设置多道分析器通道数为 512 道，测量出穆斯保尔谱如图 4 所示

此外，对于不同厚度的 *NaI* 样品，我们模拟了它们的穆斯保尔谱，其他参数保持不变。如图5所示，可以看出，13mm 厚的模拟中 Co 放射源的 γ 谱（第一张图片）在 140keV 能量附近出现了一个突出的峰值，实际中这不应出现。而且 13mmNaI 模拟出来的穆斯保尔谱具有更小的信噪比，谱线展宽也略大，我们将在实验思考题中分析其原因。

3. 数据处理 (1) 计算道增益 K

谱仪测出的是透射率与道地址的关系，为了求出每一道对应多大速度，我们需要确定 0 速度对应的道地址和每道对应多大速度。其中 X 轴与 v 又转换关系，它是模拟程序中预设的。设了第 1 道对应于 $+v$ ，中间第 256 道对应于 -0，第 512 道对应于 $+v$ ，其中 $+v$ 到 $-v$ 再到 $+v$ 的过程系匀减速及匀加速变化)。因在第 1 道至第 512 道之间对应的补偿速度经历了先减小再增大的过程，故如果设置的速度变化范围正负 v 内包括了这 6 个共振位置，则每个模拟周期会经历 2 次共振点，故所模拟出的 α -Fe 的穆斯堡尔谱有 12 个共振位置，并且关于速度变化的转折位置 (这里，是第 256 道) 左右对称。

而之所以有六个共振位置，与核塞曼效应这一超精细结构作用有关核磁偶极相互作用

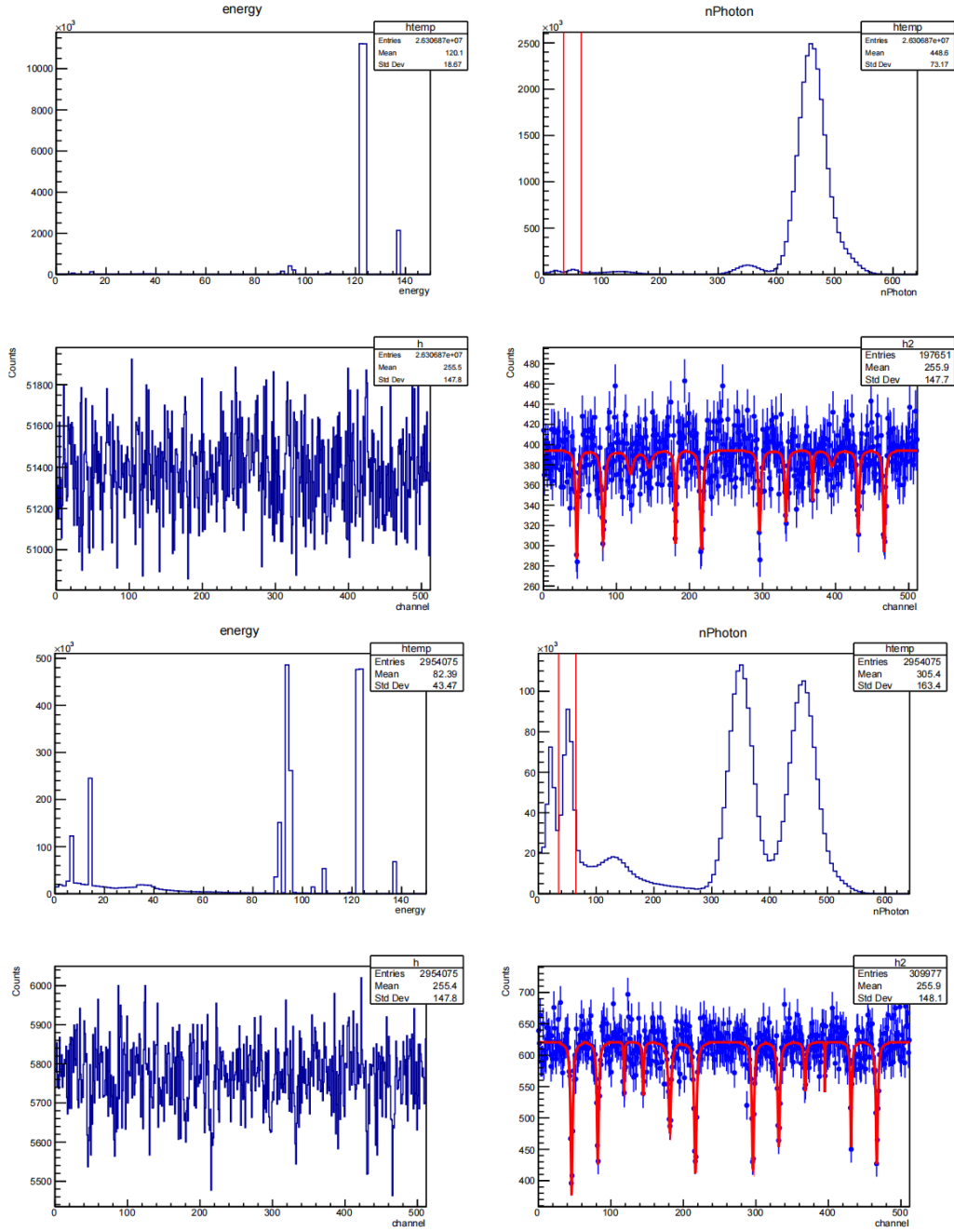


图 5. 穆斯保尔效应模拟不同厚度 NaI 探测器对谱线影响，放射源距离样品 100mm，样品距离探测器 20mm，第一张图片 NaI 厚度为 13mm，第二张图片 Nai 厚度为 0.13mm

用——核塞曼分裂：原子核磁偶极矩 μ 与原子核处磁场 B 会发生磁偶极相互作用，其效果为使核自旋为 I 的态分裂成 $2I+1$ 个等间距的支能级，相邻能级间间距为：

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

g_N 是核的朗德因子， ^{57}Fe 的基态 $I=1/2$ ，分裂成正负 $1/2$ 两个能级，裂距为

$$\Delta E_g = g_g \mu_N B$$

其中 g_g 是基态核的朗德因子，对于第一激发态 $I=3/2$ ，分裂为 $m_I = \pm 3/2, \pm 1/2$ 四个能

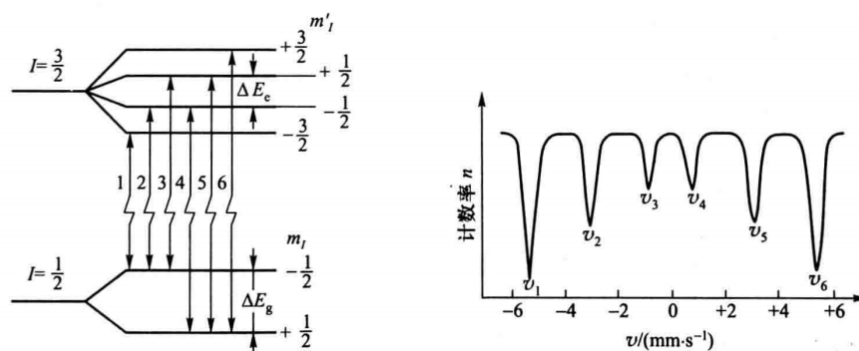


图 6. ^{57}Fe 基态和激发态的塞曼分裂和室温下穆斯保尔谱

表 I. $v_1, v_2 \dots v_6$ 与其对应的透过率极小值 (光字数表示)

	v_1	v_2	v_3	v_4	v_5	v_6
地址	46	82	120	147	181	218
透过率	137	153	186	185	178	144

级，裂距为

$$\Delta E_e = g_e \mu_N B$$

其中 g_e 是激发态核的朗德因子由核的跃迁定则，图6给出 6 条容许跃迁，分别对应穆斯保尔 6 条谱线

由于本实验谱线已经被前人精确测量过，所以道增益可以由经验公式

$$K = \frac{10.656}{v_6 - v_1} \text{ mm/s}$$

其中 $v_1, v_2 \dots v_6$ 为六条谱线的位置

计算出 $K=0.06195 \text{ mm/s}$

(2) 零速度所对应道址

由于本实验使用衬底为 Pd 的放射源，由同质异能移位效应，六线谱的重心应该在 -0.185 mm/s 位置 (相当于 $\alpha - \text{Fe}$ 与 Pd 衬底的放射源之间的同质异能移位)，可以根据下式定出 $\alpha - \text{Fe}$ 的重心位置：

$$v_{c, \alpha - \text{Fe}} = \frac{v_1 + v_2 + v_5 + v_6}{4}$$

再定出零速度对应道址。

同质异能移位因为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，将核视为点电荷得到的能量表达式需要作修正。因为原子核处的电子密度是原子价态和化学键的函数，所以同质异能移位又称化学移位，同质异能移位既与吸收体有关也与放射源有关，所以同质异能移位总是相对于一种特定的标准材料而言的。这种材料可以是特定实验所用的放射源或者是任何吸收体材料。 ^{57}Fe 的谱学中最常用的标准参考材料是金属 Fe 和合二水硝酸普酸钠。书中表 2-5-1 给出了室温下 ^{57}Fe 在不同衬底材料中相对

于 $\alpha\text{-Fe}$ 的同质异能移位, 其中把源与吸收体的相向运动速度取为正值, 因此同质异能移位的数值越负, 表示源的上下能级差越大.

$$v_{c,\alpha\text{-Fe}} = 131.75$$

$$v = -0.06195(n - 131.75) - 0.185$$

零速度对应道址: 128.76

(3) 已知 $\alpha\text{-Fe}$ 内磁场 $B=33\text{T}$, 计算 ^{57}Fe 基态和第一激发态朗道 g 因子和核磁矩大小对于 14.4keV 谱线, $1\text{mm/s}=4.80766\text{e-}8\text{eV}$

$$\mu_N = e(h/2\pi)/2m_p =$$

$$v1, v2 \text{ 能量差 } = \Delta E_e = (82-46) * 0.06195 * 4.80766\text{e-}8\text{eV} = 1.0722\text{e-}7\text{eV}$$

$$\text{激发态磁矩 } \mu = \Delta E_e * I/B = 4.8737\text{e-}9\text{eV/T}$$

$$g_e = \frac{\Delta E}{\mu_N B} = 0.1031$$

$$\Delta E_g = 64 * 0.06195 * 4.80766\text{e-}8\text{eV} = 1.906\text{e-}7\text{eV}$$

$$\text{激发态磁矩 } \mu = \Delta E_g * I/B = 2.888\text{e-}9\text{eV/T}$$

$$g_g = \frac{\Delta E}{\mu_N B} = 0.183$$

(4) . 硝普酸钠与 $\alpha\text{-Fe}$ 谱图的对比

我们用上述相同的方法得到了硝普酸钠的谱图, 如图7所示,

我们可以看出, 与 $\alpha\text{-Fe}$ 相比硝普酸钠只分裂出了两条谱线, 这是由于它主要收到另一种超精细相互作用——电四极矩分裂的影响. 讨论同质异能移位时, 曾假设核电荷的分布是均匀球形对称的, 然而多数核的核电荷分布并非如此. 于是, 在电场梯度作用下, 核能级会移动并分裂为支能级, 被称为电四极矩分裂. 核处的电场梯度由核所处环境的电荷分布情况决定. 这些电荷既包括穆斯堡尔原子 (离子) 中所有的电子, 也包括固体中穆斯堡尔原子四周的其他离子. 核处的电场梯度是一个二秩张量. 电四极矩与电场梯度相互作用会造成能级移动. 如果用 eQ 描述核的电四极矩, 则图 8 画出了核四极矩分裂对 ^{57}Fe 基态和激发态能级的影响

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

对于不同化合物中相同的穆斯堡尔核来说电四极矩 eQ 是常量, 观察到的四极相互作用能量的变化只与核处的电场梯度有关. 由对四极分裂的深入分析, 我们可得到核四周电荷分布对称性方面的信息, 它不仅与核的化学价态有关, 也与晶体结构的对称性有关, 在化学和固体物理的研究中有重要意义.

5. 我们又研究了源与样品的距离对穆斯堡尔能谱分辨的影响, 设置样品与探测器距离为 20mm , NaI 探测器厚度为 0.1mm , 对比放射源与样品距离两次实验分别为 100mm 与 5mm 实验结果如图8所示, 我们看出源与放射源距离 5mm 时, 大角度入射的射线份额比距离 100mm 时多, 因此对于多普勒效应的能量效果不单一, 故分辨率差. 因此从分辨率的角度考量, 源与样品之间要准直或有一定距离.

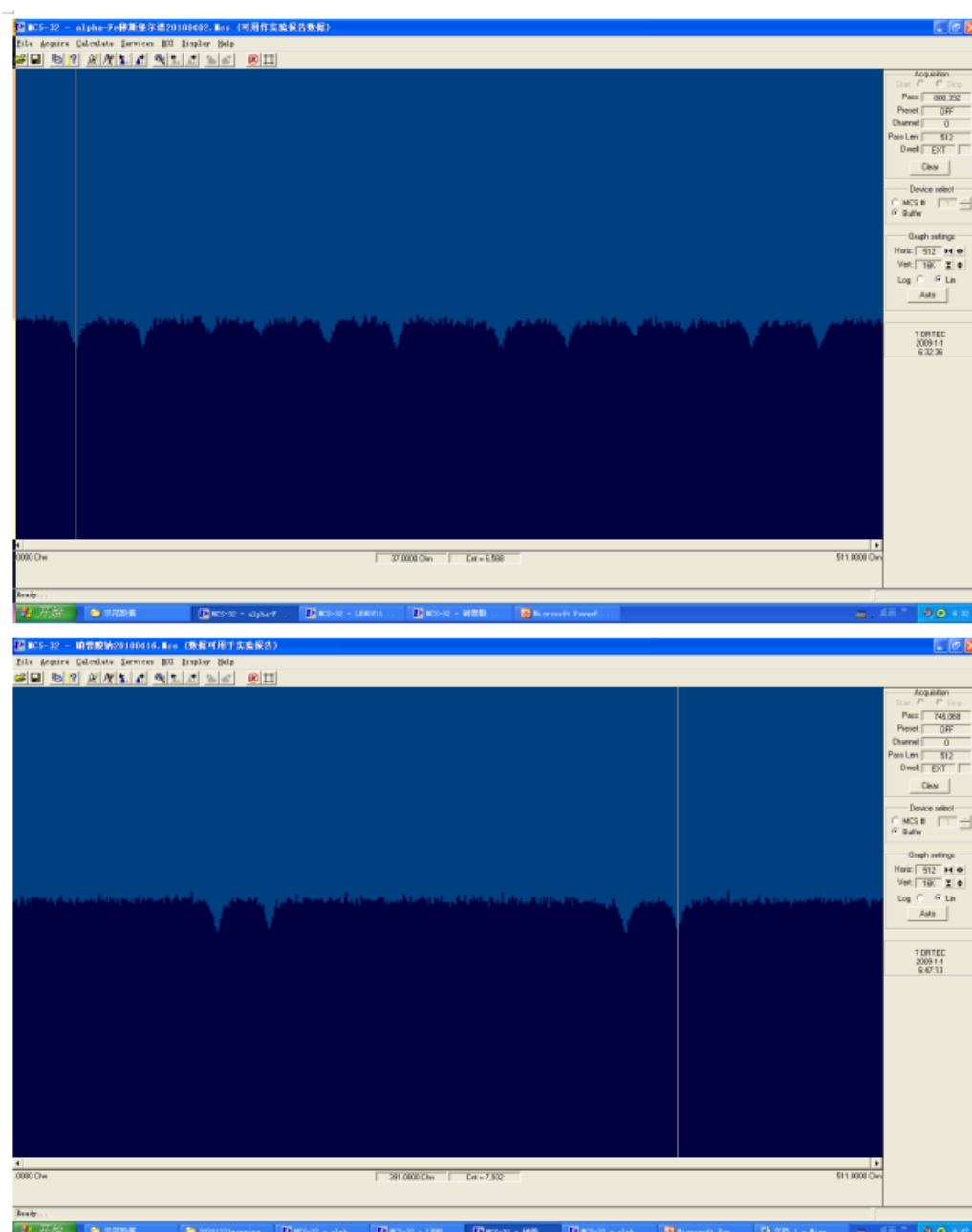


图 7. $\alpha - Fe$ (下) 和硝普酸钠 (上) 做吸收体时的穆斯保尔谱

V. 思考题

1. 为什么用 ^{57}Co 源来测穆斯保尔谱?

如图 3 所示 Co 衰变图, 我们已知的 ^{57}Co 的电子俘获到 Fe 激发态, Fe 退激发出的特征峰: 1) 14.4keV Fe 的第 1 激发到基态 γ 射线 2) 123keV Fe 的第 3 激发到第 2 激发态的 γ 射线 3) 137keV Fe 的第 3 激发到第 1 激发态的 γ 射线 4) Fe 的 6.4keV 标识 X 射线图四的第一第二张图片对应 Co 放射源的频谱, 可以看出 Co 放射源频谱中不同谱线容易区分, 不同能量的光子在频谱中分布比较离散, 因此在图四第二张图中我们很容易确定 14.4keV 所对应的峰, 合理设置上下阈值以分离其他谱线。

在此我们说明一下图 4 第二张图从左到右第三个吸收峰的来历: 猜想可能跟探测

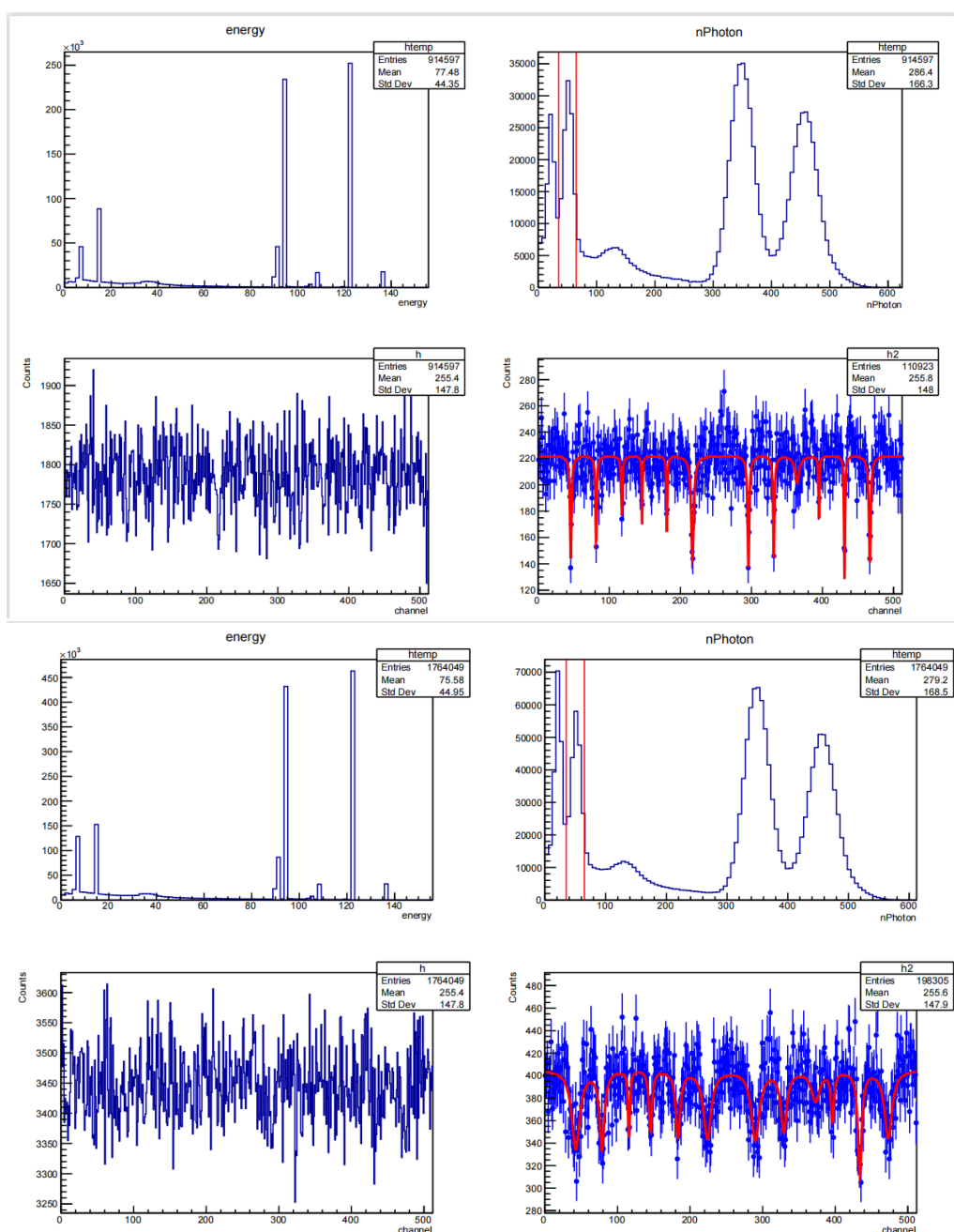


图 8. 样品与探测器距离为 20mm，NaI 探测器厚度为 0.1mm，对比放射源与样品距离两次实验分别为 100mm（上图）与 5mm（下图），对比源与样品不同距离时的穆斯保尔谱线变化

器种类有关，我们更换探测器为 Na 和 I，分别实验一次，发现用 Na 作探测器时峰消失，而用 I 作探测器峰依然存在，结合相关研究得出结论：第三道峰的出现是 NaI 中 I 的 X 射线逃逸造成的。

2. 实验中上下阈值设定不合理，会有什么后果？

将会使扫描穆斯保尔谱线时补偿速度扫描的范围增大，如果上下阈值偏离较小会引起有效扫描范围所占比例减小，从而穆斯保尔谱线分辨率降低，故它们抬高了整个基线的高度而对共振信号谷的深度的增大没有实质贡献，最终将导致信噪比拉低。如图9

3. 为什么不用 PHA 方式而要用多度定标方式采集穆斯保尔谱？

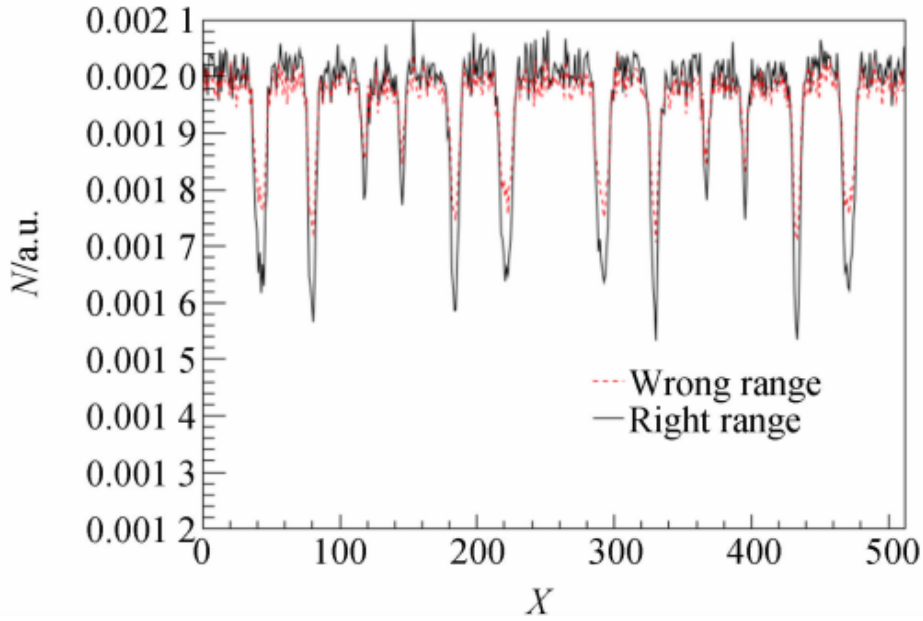


图 9. 设置不同上下阈值得到的穆斯保尔谱线

从实验中我们可以看出，每一次采样对应的脉冲幅度是不稳定的，对穆斯保尔谱的拟合是许多次平均的结果，多次平均有助于减小方差，使得谱线极小值对应通道数的误差大大减小。另外，由于设备老化，参数偏移等原因会对实验造成误差。从已经测得的正确值出发为穆斯保尔谱线定标会大大降低上述原因对实验结果的测量以及实验有关参数的计算。

4. 实验采用 Nai 晶体厚度仅为 1mm 左右，出于什么样的考虑？

图 5 是改变探测器厚度得到穆斯保尔谱线的对比，可以发现探测器越薄，信噪比更高，结合北京大学王思广教授的研究，原因如下：由于损耗反射等原因，对于同样能量的射线，探测器越薄，其接收的光子数越多；如图10，对比 ^{57}Fe 放射出的不同能量的光子，14.4eV 光子接受效率随探测器厚度变化不明显，而高能量光子接受效率随探测器变薄而显著降低，所以要研究 14.4keV 谱线，探测器越薄可增加信噪比；越薄的探测器，真符合率越低；厚的探测器的能谱中不感兴趣的峰占用大量信号处理时间（引发死时间）。

1. 在发射（吸收） γ 射线后，核的质量有所变化，这会带来什么后果，为什么依然能观察到 γ 射线共振吸收呢？

由爱因斯坦质能关系，发射出光子后，核的质量近似减少了

$$\Delta m = E_{\gamma}/c^2$$

核的反冲能变化了

$$\Delta\left(\frac{E_{\gamma}^2}{2m_N c^2}\right) = \frac{E_{\gamma}^2}{2m_N^2 c^2} * \frac{E_{\gamma}}{m_N c^2} = 2.68e-7 E_R$$

即带来的影响比光子能量小了 7 个数量级，而不考虑质量变化反冲能是比光子能量小

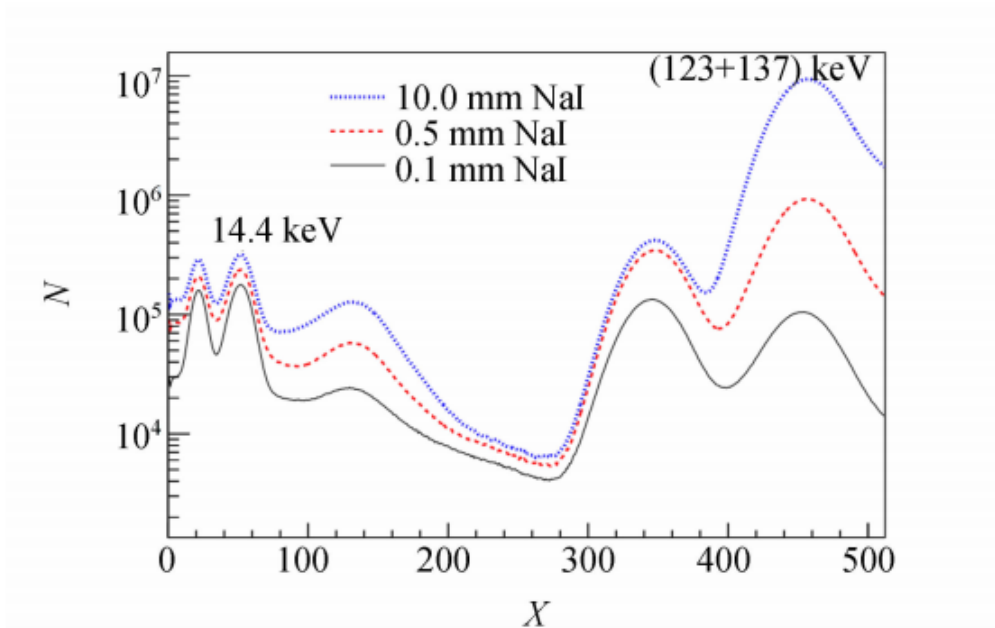


图 10. NaI 探测器晶体厚度为 0.1，0.5，10.0mm 时放射源的穆斯保尔谱线图

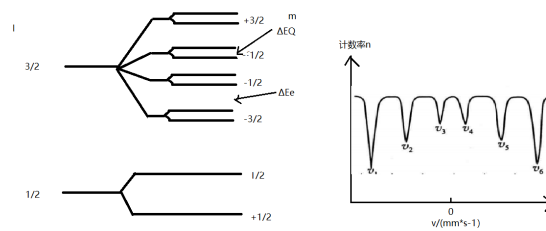


图 11. 核塞曼效应分裂显著大于电四极矩分裂时 Fe 能级图 and 对应穆斯保尔谱

了不到 6 个数量级，所以在核自由反冲的情况下，核质量减小对于模型计算的影响不大，很难看到共振吸收。

测量穆斯保尔谱时，铁核镶嵌在晶体中，经典意义上理解的话，反冲能同样可以忽略不记，从而发射前后核的质量变化与发射吸收能谱关系不大。如果从量子理论上进行理解，经过严格的理论推到后应该会发现质量变化对于无反冲分数影响不大，或者对于谱线的偏移影响远远小于自然展宽，因此依然会观察到共振吸收。

2. 核塞曼效应分裂显著大于电四极矩分裂时 Fe 能级图 and 对应穆斯保尔谱如下图11

由于核电四极矩分裂比塞曼效应不明显，因此原来塞曼效应的一条容许跃迁在核电四极矩影响下变成了区间能量相差不大的多条跃迁，由于能量差异不大，因此会混在一起呈现出一条吸收峰的形状，原来的六条容许跃迁到现在依然只有六条，但由于微弱的核电四极矩效应，每一条吸收峰的展宽增大了。

核塞曼效应分裂显著小于电四极矩分裂时 Fe 能级图 and 对应穆斯保尔谱如下图12

同理，穆斯保尔谱保留了电四极矩分裂影响下的谱线数量，但由于核塞曼分裂的影

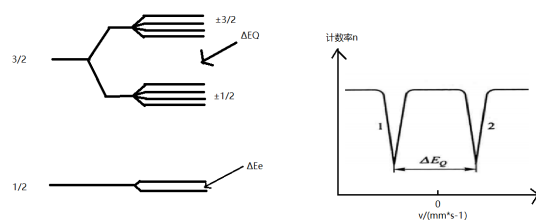


图 12. 核塞曼效应分裂显著大于电四极矩分裂时 Fe 能级图和对对应穆斯保尔谱

响，相应谱线展宽有所增加。

3. 理论计算的吸收峰半高度处宽度为两倍自然展宽，但由于源和吸收体的自吸收效应，共振曲线展宽会增大。

吸收体越厚，光子在其中折反射损耗的可能就越大，，从而可能将本不应该吸收的光子吸收，这种效应的效率随着光强的增大而增大，也就导致了穆斯保尔谱的展宽。

同样对于源，在其自身静止的参考系中其也可以被看作一个吸收体，后面的部分也会对前面部分产生的光子有自吸收效应，同样会引发穆斯保尔谱的展宽。以上两种是使共振吸收曲线有所展宽的主要因素。

4. 计算 $\alpha - Fe$ 重心时为什么没有用到 v_3, v_4 ?

在我们研究 $\alpha - Fe$ 穆斯保尔谱时，从实验现象可以推出在这种材料中塞曼分裂相互作用相比电四极矩相互作用更具优势，但不能否认后者的存在，两者共同作用产生了穆斯保尔谱线，观察谱线发现 v_3, v_4 的吸收峰深度明显小于其他的峰，因此可以推断其收到的电四极矩相互作用影响较大，而其他峰主要受核塞曼分裂作用影响。由于核塞曼效应更加稳定，更有利于我们做数据分析，所以我们抛弃 v_3, v_4 两个点，以减小不必要的误差。

VI. 结论

本实验采用 Co 放射源来研究 ^{57}Fe 的穆斯保尔谱线，为了滤除 14.4keV 以外的谱线成分我们在 Co 放射源的谱线中合理的选择上下阈值再放上吸收体进行穆斯保尔谱的扫描阈值选定在第二个峰附近，上下阈值偏离过大影响谱线的信噪比。随后我们以一次模拟的数据结合核塞曼效应有关结论算出道增益，借助同质异能相位有关结论确定了零速度对应的道址，从而建立了补偿速度与道址之间的联系，补偿速度对应于补偿能量，于是借助超精细相互作用有关的理论，我们就能够分析三种超精细结构相互作用对于核能级的影响，并分别计算了核四极矩分裂和核塞曼效应的相关作用参数，依次显示穆斯保尔谱的巨大应用价值，实验过程中我们也讨论了一些细节问题对穆斯保尔谱线的影响，比如探测器 NaI 厚度对谱线信噪比的影响 Co 放射源谱线的复杂性，不同精细结构作用的显著性对谱线的影响，计算实验参数时的一些技巧细节等等问题，并给予了相应解释。

VII. 致谢

王思广老师在实验中的耐心辅导，以及他提供的充分资料对于我对实验的领悟有重要帮助，在此致谢。