

穆斯堡尔效应

原理及应用

京·科·韦特海姆著

李新立译 李国栋校

北京冶金研究所

4

99

穆斯堡尔效应

原理及应用

Mössbauer Effect

(Principles and Applications)

Gunther K. Wertheim 著

李新立 译 李国栋 校

北京冶金研究所

1976

译 者 前 言

自从1958年德国青年物理学家鲁道夫·勒·穆斯堡尔发现人们以他命名的效应以来，将近二十年了。在此期间，穆斯堡尔效应在物理、化学、原子核物理、固体物理、物理冶金、材料科学、生物学等领域中获得了极为广泛的应用，成了强有力的研究手段。

穆斯堡尔实验在金属材料研究中也得到广泛应用，例如可用来研究电子极化、原子磁矩、物质磁性、磁转变、晶体缺陷、相结构、相变以及有序化等。对磁性材料研究尤其适用。

应当指出，随着技术的发展，穆斯堡尔实验装置（也称为穆斯堡尔谱仪）的显示、记录装置以及电子学线路、计数器等都有许多进展，但其基本原理却是一样的。

鉴于穆斯堡尔效应的原理及其应用概况对我国不少人来说还是比较陌生的，为了有助于迅速广泛利用这一有力的研究手段，本着毛主席“洋为中用”的教导，兹利用业余时间译出这本入门性读物供读者参考。

由于译者对本专业很陌生，加上外文水平的限制，故译文中谬误之处必然不少，敬希读者原谅并请予批评指正。本书承清华大学张洪涛老师校对了第一、二章，康振川、李伯臧同志审阅了译稿，谨此致谢。

译 者

序 言

在近代的十分重要的科学发现当中，穆斯堡尔效应盛名卓著，是最有成效的成果之一。它使相当多的科学家设想用来进行原有技术难以开展的实验。在一次个别而简单的实验中由于利用核物理和固体物理学原理而导致的发现，在这些科学之间起了建起一所桥梁的作用。它也对现代物理学的某些基本原理的意义提出了新的见解。

有关穆斯堡尔效应的三次专业会可能最明显地表现出这种新效应对科学的推动作用以及对科学家们的魅力。在穆斯堡尔的实验被两个独立的研究小组重复进行一年之后，从事穆斯堡尔效应研究的科学家出席了在法国萨克莱举行的第二届国际创造性的会议。这次会议文集长达300页，基本上都是研究报告。1963年秋季在美国康奈尔大学举行的第三届会议文集生动地表明穆斯堡尔发现的影响正在扩大。穆斯堡尔效应的领域原来只包括低能核物理和点阵动力学，现已扩大到涉及到相对论、磁学、冶金学、化学、甚至生物物理学。

令人满意的是，穆斯堡尔所作工作的重要性由于获得了1961年诺贝尔奖金而得到普遍承认。对于我们当中习惯于把物理新领域同要求政府资助的大型加速器联系在一起的人来说，使如此高级的实验作到用几乎任何大学的核物理实验室中都可以找到的设备在一实验台上进行，这一事实是很令人欣慰而惊喜的。当时，在原作发表了六年之后，穆斯堡尔实验正在许学大学实验室中常规地进行着。

作者写作本书的目的在于对固体中的无反冲发射和核 γ 射线的共振吸收概念作一简明介绍，并且对由于本发现而得以进行的新实验进行了概括评述。选择实例和描图时并未考虑优先选用作者认为是最有效地说明或解释一主题的工作。并不想作面面俱到的评述或重复易于利用的文献书目，例如：

Rev. Mod. Phys. 36, 772—503 (1964)。

作者感谢理查德·勒·科恩博士审阅了书稿并提出了许多建设性意见，感谢我的妻子在澄清书稿上所作的不懈努力。

新泽西州、默黑 希尔斯

冈瑟·科·沃特海姆

目 录

序 言

第一章 引论..... (1)

共振吸收

核的 γ 射线发射

穆斯堡尔的实验：由束缚原子发射

为何穆斯堡尔效应有价值

γ 射线的宽度

第二章 仪器..... (16)

计数技术

调制技术

低温技术

第三章 相对论和穆斯堡尔效应..... (22)

引力红移

热红移与“孪生佯谬”

第四章 原子运动..... (30)

第五到第十章的引论

在研究超精细结构中穆斯堡尔效应的应用

第五章 同质异能移位..... (41)

第六章 四极耦合..... (50)

第七章 磁超精细结构..... (62)

磁和电组合超精细耦合

第八章 金属和合金的磁性..... (74)

稀土磁性

第九章 化学用途..... (81)

同质异能移位

四极分裂

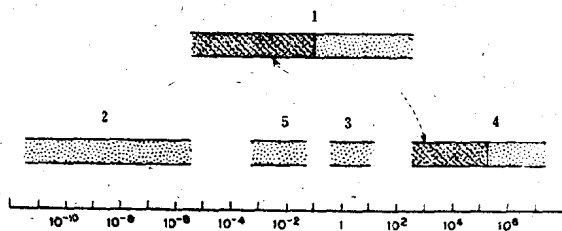
磁偶极分裂

稀释杂质或短寿命电荷状态的检测

第十章 线宽和谱线形状..... (89)

第一章 引 论

核物理学家有一种强烈的和可以理解的倾向，就是忽略他们所研究的核所处的化学结合状态。这是基于一个基本上正确的规则，即核反应所包含的能量比原子的化学结合能要大很多，以致在分析原子核事件时，原子被看作是自由原子。反过来，除了核质量和基态矩以外，其它核性质对于化学家或固体物理学家来说并不太重要。然而，有时可以作出一些把这两个学科连系起来并对这两个领域都有贡献的发现。固体中的扰动角关联和正电子湮没就属于这个范畴。近来，特别令人感兴趣的例子就是 γ 射线在固体中的无反冲发射和共振吸收，它是鲁道夫·勒·穆斯堡尔在1957年于海德堡作学位论文时发现的。这个发现基于以下简单认识：与核事件有关的某种能量不必大于化学结合能($1\sim 10\text{eV}$)，或者甚至不必大于点阵振动的特征能量($10^{-2}\sim 10^{-1}\text{eV}$) (图1)。这里所说的



能量(电子伏)图中箭头指出常用于穆斯堡尔实验
图1 与穆斯堡尔效应有关的核和原子事件的能量标度

1. 自由原子反冲能 $= E^2 r / 2MC^2$, 2. γ 射线的线宽,
3. 化学键, 4. γ 射线能, 5. 点阵振动,

某种能量指的是由于发射低能 γ 射线所分配给原子核的反冲能量。在探讨这个影响深远的结论之前，我们先讨论“共振吸收”概念的意义，这一概念在上述穆斯堡尔发现的简单介绍中出现。

共振吸收

用两个同样频率的音叉很容易显示出声学共振。如果敲打一个，另一个也将开始振动，因为它被第一个音叉发射的声波驱动。如果两个音叉未精确地调谐到同样频率（这可由敲打两个音叉听是

否出现拍音而确定），共振效应将小得不能觉察出来。

本世纪初，R.W.Wood 指出了原子系统中的共振⁽¹⁾。他采用了由钠发出的常见黄光，钠D线，后者是将一些食盐放入火焰中得到的。这些线中既定波长和频率的每一条线可以认为是与钠原子的一种自然振动频率相应的。或者更精确地说，与钠原子的外部电子的自然振动频率相应。为了显示共振，需要用另外的钠原子，但这时不是在火焰中，Wood 用了一个装有少量金属钠的抽成真空的玻璃瓶。当加热到室温以上时，钠的蒸气压使钠蒸气充满了具有足够供试验用的

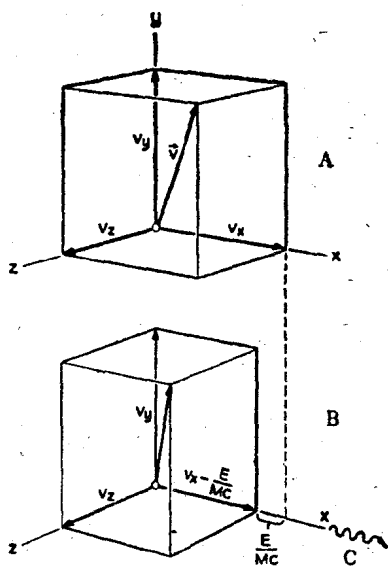


图2 自由原子发射 γ 射线时的动量守恒

A. 初始态, B. 最终态, C. γ 射线

瓶子。

当钠火焰的光聚在瓶上时，可立即观察到微弱的黄光。瓶中的钠原子的作用方式与第二个音叉类似。它们不断地从入射的黄光束吸收能量并把此能量向所有方向重新辐射出去。如果把与钠D线未“调谐”的其它原子放置在瓶中，则观察不到此效应。

将经过瓶子的光与直接来自光源的光进行对比表明，通过钠蒸气的结果不是简单地削弱D线，而是仅仅减少其峰的强度，但不影响其翼（非峰处）。这种效应之所以发生，是因为火焰中原子的温度和瓶中的温度不同。因为火焰中原子的移动比较快，它们发射的光波多普勒效应扩展，瓶中的较冷原子仅吸收展宽线的中心部份。这个实验清楚地证明了共振过程中的高度选择性。

从量子力学观点来看，由钠原子发射的典型的光可以认为是钠原子的基态和激发态之间电子跃迁的结果，这两态之间的能量差作为光子的能量发射出来， $E=h\nu$ ，式中 h 为普朗克常数， ν 是某一钠D线的典型频率。共振吸收过程之所以发生，是因为入射的光子正好是钠蒸气原子跃迁到激发态的适当能量。

将这种概念稍加扩大一下，即试问：用其它电磁辐射，例如由核发射的 γ 射线能否进行同样的实验呢？

核的 γ 射线发射

在穆斯堡尔的研究以前， γ 射线发射动力学分析通常用于自由原子的情况，发射原子被假定为是以速度 V 运动的，因此系统的线性动量为 MV （图2），在 γ 射线发射之后，假定沿 x 方向，系统的线性动量（此时包括 γ 射线的动量加上去

激发核的动量) 必须仍等于 MV , 即 γ 射线的动量 E/c 必须通过核的速度的改变来平衡。(假定, 核反冲速度足够小, 因而能按非相对论性加以讨论)。

使在 γ 射线发射前后的动量分量相等, 得

$$MV_x = E/c + M(V_x + v)$$

$$MV_y = MV_y \quad (1)$$

$$MV_z = MV_z$$

由此得出结论: 反冲速度 v 等于 $-E/Mc$, 而且与原子的起始速度无关。

考虑一下能量守恒也是有教益的。在发射 γ 射线之前, 核是处于具有能量 E_0 的激发态, 并具有动能 $\frac{1}{2}M(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)$ 。在发射后, 有一个能量为 E 的 γ 射线和一个动能为 $\frac{1}{2}M((V_x + v)^2 + V_y^2 + V_z^2)$ 的核:

$$E_0 + \frac{1}{2}M(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)$$

$$= E + \frac{1}{2}M((V_x + v)^2 + V_y^2 + V_z^2)$$

$$E_0 - E = \frac{1}{2}Mv^2 + MvV_x \quad (2)$$

$$\delta E = E_R - \frac{EV_x}{c},$$

其中

$$\delta E = E_0 - E$$

$$E_R = \frac{1}{2}Mv^2 = \frac{E^2}{2Mc^2}$$

因此，核跃迁能 E_0 与 γ 射线能之间的差 δE 由自由原子反冲能 E_R （它与起始速度无关）加上速度中的一个线性项（它是多普勒效应）组成。（原子在气体中的无规热速度导致 γ 射线以一个量 $2\sqrt{E_R kT}$ 展宽，与均方根热速度成比例。）

反冲原子损失的资用能分数很小；对于一种100 keV的 γ 射线和质量数为100的核，它仅为 5×10^{-7} ，在穆斯堡尔的研究以前，不可能以足够精确度测出 γ 射线的能量，来探测出这样小的能量差。

然而，在与 γ 射线的固有宽度对比时，即具有其能量被核的性质所决定的精度时，能量损失就变得重要。这种有限宽度来源于核消耗在激发态时的有限时间（通常由状态的半衰期表征）。本质上，它是能量和时间不确定关系的一个结果。能量中的不确定性与核态的宽度 Γ 相应，并表现为 γ 射线的线宽；而时间中的不确定性与核态的平均寿命 τ 相应。它们的关系通过下述方程表示：

$$\Gamma \tau = \hbar$$

或
$$\Gamma = \frac{0.693 \hbar}{\tau_{\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

根据此公式，寿命 $\tau_{\frac{1}{2}} = 10^{-7}$ 秒（一个典型值）产生 4.6×10^{-6} eV的线宽，它比核反冲当中损失的能量小得多，结果， γ 射线发射线不与吸收线重叠，不能看到核共振吸收（图3）。（就原子辐射来说，即由电子跃迁产生的光，发射的量子能量小 3×10^4 倍，而固有线宽与原子核的情况一样。因此，反冲能小于线宽，致使容易观察到共振散射）。

上述分析基本上是正确的，这一事实被P.B.Moon清楚地证实。他发现了一个弥补反冲能损耗的方法，因此可以使发射和吸收线重归重合^{*}。他利用了方才描述的多普勒移

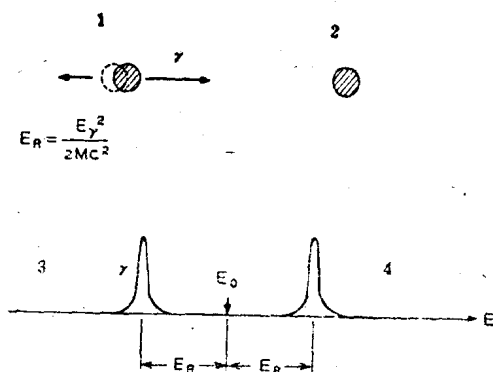


图3 如果反冲能损耗超过线宽，则不能有共振吸收。

1. 发射体, 2. 吸收体, 3. 发射的 γ , 4. 吸收

位，根据这一移位，由以速度 V 向观察者移动的发射源发射的辐射能增加一个量 EV/c ，与发射的辐射能和速度都成正比。

将放射源放置在快速旋转的轮子上，他可以引起共振散射。所需要的速度恰好为反冲速度 E/Mc 的两倍。对于Moon所用的同位素 Au^{198} ，弥补发射和吸收当中反冲能损耗所需速度为 8×10^4 厘米/秒，这与用一超速离心机所能达到的最高值接近。

为补偿（弥补）反冲损耗曾采用了另外两种方法。第一种方法利用了一气体中原子的热运动，其大小是在高温下计算的。当然，实验无法对速度进行选择，因为气体原子具有

* 在穆斯堡尔的发现之前，对共振散射实验的详细讨论见 Metzger^[2] 或 Mälmfors^[3]。

一种 Maxwellian (麦克斯韦) 速度分布, 其效果是用来展宽发射和吸收线。当展宽的线开始重合时, 这将引起共振散射。

另一方法是利用了通过前一级核衰变或粒子反应所传递给一原子的速度。如果通过前一级转变所产生的粒子可以被探测出来, 那么就可以通过在粒子和 γ 射线之间选择角度“调谐”共振, 以便补偿反冲损耗。应当指出, 粒子发射和 γ 射线发射之间核态的半衰期必须足够短, 致使反冲原子在发射 γ 射线以前, 并不因与点阵相碰撞而减速。因而, 这种技术也为测量固体中热原子的碰撞时间提供了一种手段。

穆斯堡尔的实验: 由束缚原子发射

1956和1957年, 鲁·勒·穆斯堡尔曾在海德堡马克斯, 普朗克医学研究所从事研究 γ 射线散射。他将 Ir^{194} 的 129keV γ 射线的散射与 Ir 和 Pt 进行了对比, 发现 Ir 在低温下散射增加, 这与经典的预言相反。

在1958年的 *Zeitschrift für Physik* 上发表的一篇文章中对这种效应进行了解释, 这标志着穆斯堡尔效应研究的开端^[4]。

为了理解穆斯堡尔在分析原子被束缚于固体中时 γ 射线的发射和散射时提出的新概念, 需要区分三种不同情况:

1. 如果与固体中原子的结合能相比, 自由原子反冲能是大的 (图 1), 原子将由其点阵位置移开。移动一原子所需之最低能量由辐照损伤研究得知, 一般在 15 到 30eV 范围内。在这些情况下, 上面给出的自由原子分析是可用的。

2. 如果自由原子反冲能比点阵振动的特征能 (声子能)

大, 但比位移能小, 原子将保持其位置, 而且在加热点阵时耗散其反冲能。

3. 如果反冲能低于声子能, 则出现一新效应, 因为点阵是一个量子化了的系统, 它不能以随意方式被激发。这种效应造成了穆斯堡尔首先看到低温下 γ 射线散射意外的增高。

对于一个爱因斯坦固体、即用 $3N$ 振动方式(N 为固体中的原子数)来描述的固体, 这种现象是最容易理解的, 每一振动方式都是有同样的频率 ω 。在一给定时刻, 固体可以用其振子的量子数来描述其特征。在其状态中仅仅有可能发生的变化是一个或几个量子数的增加或降低。这相应于 $\hbar\omega$ 能量量子的吸收或发射过程, 在实际固体中, $\hbar\omega$ 能量的数量级为 10^{-2}eV 左右, γ 射线的发射伴随着这种以声子能的整倍数($0, \pm\hbar\omega, \pm 2\hbar\omega, \dots$)向点阵的能量传输(图4)(在此叙述中包括没有能量转移的可能性)。

曾经指出*, 对很多发射过程中取平均值时, 每次发射的能恰好为自由原子反冲能。利用这一事实, 我们可以写出 f 的关系式, 直接引出未出现点阵激发时发生的事件分数只要 E_R 比 $\hbar\omega$ 小得多, 从而可以忽略两个量子跃迁过程的话(见图4):

$$E_R = (1-f)\hbar\omega,$$

$$\text{或} \quad f = 1 - E_R/\hbar\omega \quad (4)$$

只有这些发射引起穆斯堡尔效应。结果, f 常称为穆斯堡尔系数。

这种讨论同样适用于X射线的散射或中子被原子的散射, 此处弹性和非弹性过程之间的差别是众所周知的^[6]。

* Lipkin^[5] 给出了M.E(Mössbauer效应——译注)中能量和动量守恒的两个启发性讨论。

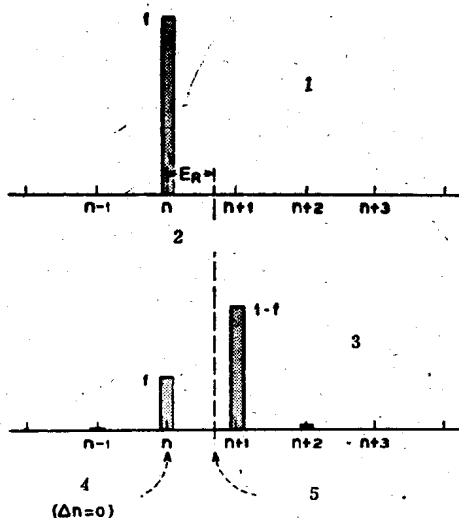


图4 爱因斯坦模型中的无反冲分数 (fraction)。衰变分数 f 未引起点阵量子态的变化。在其余 $1-f$ 中, 能量为 $\hbar\omega$ 转移。 $\Delta n = -1$ 和 2 的过程可以忽略。

1. 初态, 2. 固体的能量, 单位 $\hbar\omega$, 3. 终态, 4. 零声子 ($\Delta n = 0$),
5. 最终分布的质心。

弹性散射相当于无点阵激发的散射。弹性或零声子过程的分数的一个普通表述式为

$$f = \exp\left(-\frac{4\pi^2\langle x^2 \rangle}{\lambda^2}\right) = \exp(-\kappa^2\langle x^2 \rangle) \quad (5)$$

式中 λ 为 r 量子的波长, $\kappa = 2\pi/\lambda = E/\hbar c$, $\langle x^2 \rangle$ 为沿 γ 射线方向发射核的平均平方振幅分量。为了获得使 f 接近 1 的值, 要求 $\kappa^2\langle x^2 \rangle \ll 1$, 这反过来又要求核的均方根位移比 γ 射线的波长小。

这种要求的物理意义是很明显的。如果点阵中原子运动

的周期比与 γ 射线发射相应时间短，而且幅度可与发射的波长相比，于是发射波的位相将被强烈调制。这样，一个位相被调制的波不是单色波，与未调幅的波调谐的共振器不容易被激发，因为通过的波列的激发不是相干的。

将 $\kappa^2 \langle x^2 \rangle$ 大大小于1的情况的指数展开，无反冲分数方程的一般式可以与为爱因斯坦固体推导出的简单形式相比，

$$f \approx 1 - \kappa^2 \langle x^2 \rangle \quad (6)$$

代入 $\kappa^2 = E^2 / \hbar^2 c^2 = 2ME_R / \hbar^2$ 并利用谐振子的众所周知的性质^[7]

$$\begin{aligned} \langle x^2 \rangle &= (\Delta x)^2 \\ \langle p^2 \rangle &= (\Delta p)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

$$\Delta p \cdot \Delta x = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar$$

$$\frac{\langle p^2 \rangle}{2M} = \frac{1}{2} E_{\text{总}} = \frac{1}{2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega$$

$$\text{得 } f = 1 - \frac{E_R}{\hbar \omega} (1 + 2n) \quad (8)$$

在 $n=0$ 的低温极限内，方程(8)变为前面的结果，方程(4)。方程(8)也指出，无反冲分数将随温度增高而降低，因为总能量以及因而 n 将增加，按：

$$E_{\text{总}} = \frac{3}{2} kT = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad (9)$$

为什么穆斯堡尔效应有价值

使穆斯堡尔效应走出实验室而可资利用并成为受重视的工具的零声子 γ 射线的特性在于它们的线宽。

当点阵在 γ 发射过程中被激发时，有效线宽属于声子能