

- [8] Welsh, N.C., *J. Appl. Phys.*, 28(1957), 960.
- [9] Manganells, S.J. and Abott, K.H., *J. Materials*, 7 (1972), 231.
- [10] Roseen, B., *J. Mat. Sci.*, 9, 6 (1974), 929.
- [11] Winter, R.E. and Hutchings, I.M., The role of adiabatic shear in solid particle erosion, *Wear*, 34, 2 (Sept. 1975).
- [12] Culver, R.S., Thermal instability strain in dynamic plastic deformation, in *Metallurgical Effects at High Strain Rates*, P.519.
- [13] Brinkowski, R.D. and Recht, R.E., Plate deformation and failure by the ballistic plugging process, 2nd Intern. Symp. on Ballistic and Warhead Mech. (1976), 260.
- [14] Backman, M.E. and Einnegan, S.A., The propagation of adiabatic shear, in *Metallurgical Effects at High Strain Rates*, P.531.
- [15] Winter, R.E., Adiabatic shear of titanium and polymethylmethacrylate, *Phil.* (May, April 1975).
- [16] Basinski, Z.S., The instability of plastic flow of metals at very low temperatures, 1957 Proc. Ray. Soc. A. 240, 229.
- [17] Adiabatic shear—An annotated bibliography, AD—A006490.

穆斯保尔效应与力学测量

复旦大学 张福保

提 要

本文详述穆斯保尔效应的原理及其在力学测量中的应用。着重讨论穆斯保尔参数之一的同质异能位移 ($I. S.$) 跟应力之间的关系。提供了若干实验结果。还对美国研制的穆斯保尔应力分析仪样机作了说明。指出了穆斯保尔效应在应力测量中的宽广前途。

穆斯保尔效应 (Mössbauer effect) [1]就是一种无反冲的核 γ 射线的共振吸收和共振散射现象。它是放射性同位素应用的重要方向之一[2]。最初仅仅是核物理领域中的一项重要进展,至今已形成了物理学的一门新兴的边缘科学,称为穆斯保尔谱学。并且已成为固体物理、化学、生物学、地质学、矿物学、冶金学、材料科学甚至医学、考古学、陶瓷学等方面的重要研究工具[3,15,16]。

一、穆斯保尔效应

共振吸收是一种常见的物理现象,譬如说,一支音叉发出的声波会被另一支固有频率相同的音叉吸收,这就是声的共振吸收。又譬如,由某种原子的激发跃迁到基态所辐射的光,会被同种原子的基态吸收,这

就是原子的共振吸收。至于核 γ 射线共振吸收,从1924年库赫(W. Kuhn)提出来以后,直到1957年才由西德青年物理学家穆斯保尔出色地完成了这个实验。问题的关键是存在反冲的影响。因为自由原子核发射或吸收 γ 光子时,根据能量和动量守恒原理,可知原子核都要受到反冲。反冲能量是

$$E_R = E_\gamma^2 / 2Mc^2 \quad (1)$$

其中 E_γ 是 γ 跃迁能量, M 是原子核的质量, c 是光速。这样对于自由原子核来说,由于反冲的影响,发射的 γ 能谱和吸收的 γ 能谱之间重叠很小(图1)。例如对 Fe^{57} 的14.4KeV γ 射线而言, $E_R = 1.96 \times 10^{-8} eV$,它比能级的自然线宽 $\Gamma_n (= 4.67 \times 10^{-9} eV)$ 要大 10^9 倍,因此,对于自由原子核,共振吸收的几率极其微小。

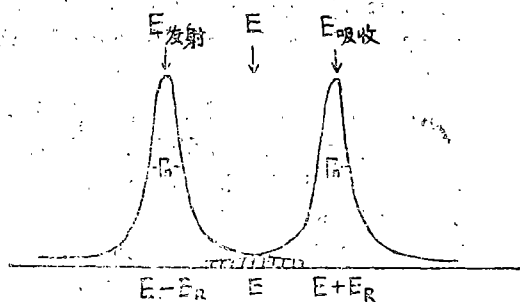


图1 由于反冲的影响,发射的 γ 能谱与吸收的 γ 能谱间的重叠很小(因为 $E_R \gg \Gamma_n$),而共振效应的大小取决于两谱线重叠部分的面积(阴影部分)

穆斯堡尔把放射源和吸收体嵌在晶体中,就是把发射和吸收 γ 射线的原子核置入固体晶格,使它们受到晶格的束缚,于是这些原子核反射和吸收 γ 射线时,在不同程度上总要牵动整个晶格,反冲动能就可能比自由原子核大大减小,从而使得有一部分这样的发射和吸收实际上没有反冲能量损失,于是就可实现 γ 射线的共振吸收和共振发射。因为这时式(1)中M不再是单个原子核的质量了,而是整个晶体的质量,于是就有一定的无反冲共振吸收几率,它是随所用的固体不同而不同,并且可用无反冲分数(也叫穆斯堡尔分数)来表示。根据理论分析得到它的表达式如下:

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

其中 λ 是光子的波长, $\langle x^2 \rangle$ 是该原子核在 γ 射线发射(或吸收)方向上离开其平衡位置振动幅度的平方平均值。因此如果 γ 跃迁的能量越低,如果放射源和吸收体所处温度越低,以及在晶格点阵中该原子核被束缚得越紧,则无反冲分数 f 就越大。相反,如果 $\langle x^2 \rangle$ 增大时,则 f 就减小。所以一般只有在固体和一些很粘的液体或冷冻液体中才能看到这个效应。实际上,除了 Fe^{57} , Sn^{119} , Kr^{83} 等少数穆斯堡尔同位素外,一般都只有在低温下才能看到明显的穆斯堡尔效应,这也使穆斯堡尔谱学的应用受到一定的限制。

到1976年,已发现穆斯堡尔元素44个,穆斯堡尔同位素83个,穆斯堡尔跃迁100个^[4]。

二、穆斯堡尔参数

1、 Co^{57} 的放射性衰变

原子核辐射的 γ 射线能量不是单值的,它在平均能量 E_γ 附近有一个能量分布,这种分布在线型上是洛伦兹型的。半高度上的最小线宽 Γ_n 决定了穆斯堡

尔实验的灵敏度。 Γ_n 是由核的激发态平均寿命 τ ($= t_{1/2}/0.693$)和海森伯(Heisenberg)测不准原理决定的:

$$\Gamma_n \cdot \tau = h/2\pi \quad (3)$$

其中 h 是普朗克常数; $h = 6.629 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒 (1焦耳 = 6.24×10^{18} eV), $t_{1/2}$ 是半衰期。所以

$$\Gamma_n = h/(2\pi\tau) = 6.58 \times 10^{-16}/\tau \text{ (eV)} \quad (4)$$

$$= 4.56 \times 10^{-16}/t_{1/2} \text{ (eV)} \quad (5)$$

例如,最重要的穆斯堡尔同位素 Fe^{57} 是由放射源 Co^{57} 俘获电子形成的。这时形成的 Fe^{57} 处于核的激发态A,见图2,它辐射三种不同能量的 γ 射线(14.4KeV, 123KeV, 137KeV),最后衰变为稳定的 Fe^{57} 的基态。处于激发态B的核 Fe^{57} 的半衰期 $t_{1/2} = 97.7 \times 10^{-9}$ s,故其 Γ_n 为 4.67×10^{-9} eV。这样线宽和 E_γ 比较起来是非常小的。

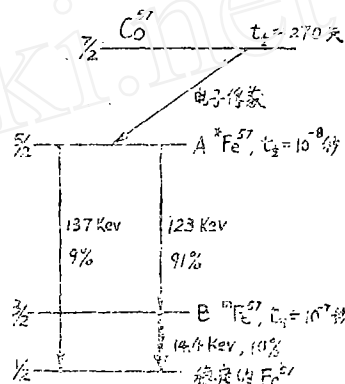


图2 Co^{57} 衰变图

由式(5)可知,当 $t_{1/2}$ 越小时, Γ_n 就越大,当 $t_{1/2}$ 越大时, Γ_n 就越小。

2、共振的产生

如图3那样,使 γ 射线源和吸收体作相对运动,利用多普勒效应调制放射源的 γ 射线能量,使其达到共振。可以用透射几何条件来观察共振,也可以用散射几何条件来观察共振。

多普勒效应是声音或电磁波由于辐射体相对于观察者运动而改变其频率的现象。如果我们考虑一个能量为 E_γ 的光子源,它以速度 V_0 直接向着观察者运动,光子能量的变化 ΔE_s 由下式给出:

$$\Delta E_s = (V_0/c) E_\gamma \quad (6)$$

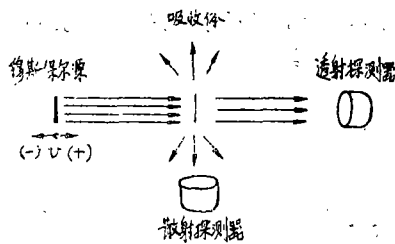


图3 透射与散射

若放射源运动方向和源与观察者连线方向所成角度为 θ , 那末 ΔE_D 为 $(V_0/c) E_T \cos\theta$ 。对于 Fe^{57} 的 $14.4KeV$ γ 射线而言, 1 cm/s 的速度相当于 $\Delta E_D = 4.80 \times 10^{-7} eV$, 这与 E_T 相比是相当小, 但是却比上面得到的自然线宽 Γ_n ($4.67 \times 10^{-9} eV$) 大两个数量级。

在透射几何条件下达到共振吸收时, 透过吸收体的 γ 光子数就是能量的函数, 也就是多普勒速度的函数。在理想条件下, 简单的穆斯保尔吸收谱线是洛伦兹型曲线。一般情况下, 由实验测得的这种谱线的半高度上的宽度 Γ 稍大于 $2\Gamma_n$, 正因为 Γ 是一个很小的量, 这就决定了穆斯保尔谱的高分辨本领。

3、同质异能位移 (I. S.) 及其他

原子核和核外电子间的超精细相互作用引起核能级的移动和分裂等变化, 表现为穆斯保尔谱线产生相应的移动和分裂以及强度上的变化, 而它的宽度常常比典型的核能级超精细分裂和移动来得小。以典型的 Fe^{57} 的 $14.4KeV$ 跃迁为例, 通常共振谱线的相对宽度为 10^{-12} , 这相当于 0.3 mm/s 的多普勒速度, 而由于核周围环境影响引起的 γ 射线谱的微小分裂和移动, 其所对应的多普勒速度常常在 $\text{mm/s} - \text{cm/s}$ 数量级, 甚至更大。因此, 穆斯保尔谱就可以灵敏地反映出原子核的周围环境, 而这些微观结构的信息在物理学、化学、生物学、冶金学、材料科学等各方面常常是极其重要的。

图4显示了 Fe^{57} 的超精细相互作用。当在核外增添了电子, 由于原子核电荷分布与核外电子电荷分布之间的静电相互作用 (又称库仑相互作用), 引起核能级移动; 又因基态和激发态原子核的半径不同, 故这两个状态的这项能级移动也不同。于是就使穆斯保尔谱线的中心位置发生一定量的移动, 这个移动称为同质异能位移 (Isomer shift) (图4a)。这个穆斯保尔参数对核外电子分布的反应是灵敏的。

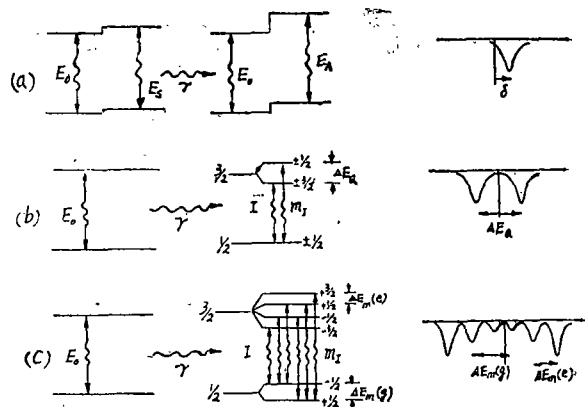


图4 穆斯保尔参数 [10]

(Fe^{57} 核跃迁能级图)

考虑核外S电子密度与核电荷密度的重叠作用, 可以计算同质异能位移。它的计算公式表达如下:

$$I. S. = 2KR^3 \frac{\delta R}{R} \left\{ \left[\psi(0)_s \right]_a^2 - C \right\} \quad (7)$$

$$= \text{const} (\delta R/R) \left[\left| \psi(0) \right|_a^2 - C \right] \quad (8)$$

其中 $\delta R = R_e - R_g$ 是激发态核半径与基态核半径之差, R 是核半径, K 是核常数, C 是所使用的放射源的特征常数, $[\psi(0)_s]_a^2$ 是吸收体核位置上S电子密度。

由上式可知, 对于一个给定的核, δR 是一个常数, 所以同质异能位移正比于核位置上的S电子密度。当 δR 是正值时 (例如 Sn^{110}), 吸收体中核位置上的S电子密度增加会形成更正的同质异能位移, 当 δR 是负值时 (例如 Fe^{57}), 吸收体中核位置上的S电子密度增加会形成更负的同质异能位移。

由于穆斯保尔原子的热运动所形成的二级多普勒位移也会形成上面所讲的能级位移, 但它比同质异能位移小得多, 因此通常可忽略不计。故同质异能位移一般用中心位移 (C. S.) 来表示。

由于原子核所处位置上的电场梯度与原子核的电四极矩相互作用引起核能级分裂 (图4b), 因而产生两根分裂的谱线。四极矩分裂这个穆斯保尔参数可以提供原子核周围电子分布对称程度方面的信息。

核磁矩与原子核所在位置局部磁场或外加磁场的相互作用, 能够完全消除简并状态, 产生穆斯保尔谱线的磁超精细分裂 (图4c), 于是得到多峰的穆斯保尔谱。

三、穆斯保尔效应与表面应力测量

1、残余表面应力的测量方法

我们知道，金属中的残余表面应力是由切削、成形和抛光、焊接等机械加工过程引起的。实际上，对金属表面所作的任何“加工”都将产生表面应力。这些初始表面应力一般都要危及金属的工作寿命，特别是在周期应力下工作的零件更是如此。业已发现与工作应力符号相反的应力可以显著地延长工作寿命，因此在工程上，很多零件采用象喷丸硬化等技术来对零件进行表面处理，以产生具有这种要求的表面预应力。图5显示了进行过喷丸硬化处理的金属表面的残余应力随深度变化的典型分布。

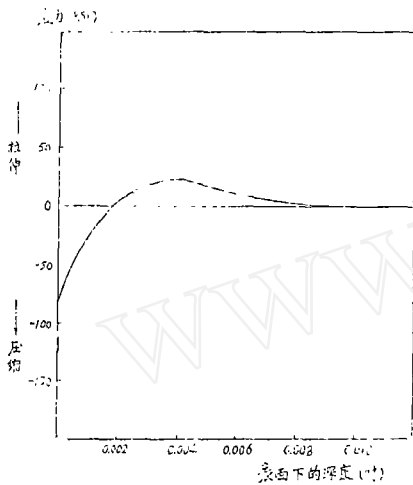


图5 典型的喷丸加工结果——应力与深度的关系

迄今为止，电阻应变片方法也常常用来测量金属表面的残余应力，但是此法必须破坏构件，并且需要专门工具，因此实用价值不大。至于无损测量方法只有X射线衍射法和超声波法两种。

X射线衍射法的测量原理是根据在应力条件下，品格常数的变化。它的优点是测量快，精度较高，是目前世界上最常用的方法。然而这种方法的测量精度与晶粒方向和表面制备有密切关系，而且还存在数据的解释问题，从而极大地限制了它的应用。例如它在测量经过退火的细晶粒钢材时，精度最高可达 $\pm 700 \text{ kg/cm}^2$ ($\pm 10 \text{ ksi}$)，而对于经过淬火硬化或冷加工后的钢材，由于衍射条纹的漫散，误差可扩大几倍^[8]。

超声波法是利用穿过不同应力区时声速不同的原

理。例如声在压缩应力状态下的金属中传播的速度要比在拉伸状态下的金属中传播得快。这种测量方法受到波长的限制。因为一般超声波波长为0.1—1 mm，而经过机械加工的金属，其有意义的应力深度只有几十到几百微米。

测量残余表面应力的新方法正在不断发展之中。1968年考林斯(Collins)在第四届穆斯保尔效应方法学讨论会上首次提到了利用穆斯保尔效应测量钢的表面应力^[9]的可能性，到1975年美国已研制成一台测量黑色金属残余表面应力的穆斯保尔应力分析仪^[7,8]。该仪器的精度达到 $\pm 1-5 \text{ ksi}$ ($\pm 70-350 \text{ kg/cm}^2$)，表面深度为100nm (毫微米)，作用区域可达 10 cm^2 ，远较X射线大得多。它还可以用来测量残余奥氏体，其精度达1%，高于X射线衍射法的精度。用穆斯保尔效应测量表面残余应力，不但具有精度高，机动性强的特点，而且与被测物体的晶粒结构无关，从而扩大了应力测量的范围，但是它的费用较大，测量时间长，并且主要限于含铁的材料及其合金，这是它的缺点。

2、穆斯保尔谱与应力的关系

由应力引起的穆斯保尔谱的变化是微小的。我们感兴趣的穆斯保尔参数是同质异能位移，或者说是谱中心随应力的作用而产生的位移。由上节我们知道同质异能位移与核上S电子密度成正比。一般讲压缩应力使S电子密度增加，并且还使共振峰朝低能量一端移动；而拉伸应力恰恰相反，它使S电子密度减少，于是共振峰就朝高能量一端移动。还发现晶粒尺寸对应力测量是不重要的，同样晶粒方向对应力测量也是不重要的。故应力测量主要依赖于核上的平均电子密度。

1961年，邦特(Pound)等人^[8]的实验指出，在室温下，用液压的办法对纯铁箔施加2000—3000 kg/cm^2 的压力，由此得到频率的压力效应是

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial p} \right)_T = - (2.61 \pm 0.10) \times 10^{-18} \text{ 每 } \text{kg/cm}^2 \quad (9)$$

1964年，毕派康(Pipkorn)等人^[9]的实验指出，直到130kbar的压力，纯铁箔的同质异能位移随压力的变化是

$$\frac{\Delta \delta}{\Delta p} = -8.3 \times 10^{-6} \text{ cms}^{-1} \text{ kbar}^{-1} \quad (10)$$

他们把式(9)改写成

$$\frac{\Delta \delta}{\Delta p} = (-7.98 \pm 0.31) \times 10^{-6} \text{ cms}^{-1} \text{ kbar}^{-1}$$

(11)

$$\text{或 } = -5.43 \times 10^{-6} \text{ mms}^{-1} \text{ksi}^{-1} \text{ (11')}$$

1968年, 苏司威尔 (Southwell) 等人^[10]的实验指出, 直到85kbar, 纯铁箔的同质异能位移随压力的变化是线性地增加的。表达式如下:

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta p} = [-7.46 \pm 0.21] \times 10^{-6} \text{ cms}^{-1} \text{ kbar}^{-1}$$

(12)

$$\text{或 } = -5.07 \times 10^{-6} \text{ mms}^{-1} \text{ kbar}^{-1} \text{ (12')}$$

1975年, 曼卡特 (Mercader) 等人^[11]也做了类似的实验, 对纯铁箔施加压力直到4kbar时, 得到以下结果:

$$\text{拉伸时 } \frac{\Delta\delta}{\Delta p} = 0.80 \pm 0.08 \mu\text{ms}^{-1}$$

(13)

$$\text{压缩时 } \frac{\Delta\delta}{\Delta p} = -0.85 \pm 0.05 \mu\text{ms}^{-1}$$

考林斯^[12]指出, 在7000kg/cm² (100ksi) 的压缩应力下, 共振峰位移了-0.00565mm/s, 也就是说同质异能位移或谱中心朝低能端移动了-0.00565mm/s。这个数值约等于Fe⁵⁷线宽的2%。因为Fe⁵⁷的穆斯保尔谱的线宽0.3mm/s。

至于磁分裂随应力的变化一般可以忽略不计。

3、应力测量与一般应用的两个重要区别

(1) 应力测量不能采用图6所示的透射方法, 因为在透射法中, 作为吸收体的被测物体必须专门制备, 一般做得很薄, 其厚度小于或等于0.025mm (0.001in)。而对于无损的表面应力测量只能采用反射法, 通常是用反向散射法 (Back-Scatter)。因为一般构件的厚度比透射厚度要大几个数量级。因此就带来了新的理论问题和技术问题。

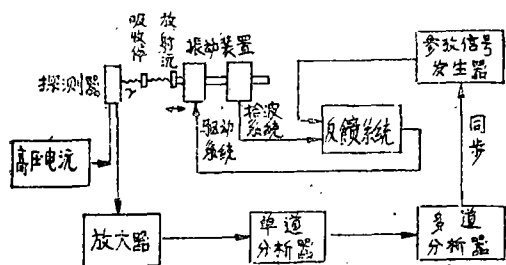


图6 一个典型的穆斯保尔谱仪装置示意图

(2) 应力对谱线移动的影响非常小, 与广义相对论效应的引力位移^[13]是同一个数量级。根据上述公式计算可知, 350kg/cm² (5ksi) 的应力只能使

谱线移动0.00025mm/s。这样小的多普勒运动速度, 通过放射源的机械运动是很难实现的。

针对以上两个技术难题, 发展了两种重要的新技术, 即反向散射探测器和热扫描技术。就是用反向散射探测器来代替原有的透射计数, 用源的热运动来代替源的多普勒机械运动。

4、谱线的小移动量测

如果使放射源和吸收体都保持在高温状态, 由热运动所形成的多普勒能量也可实现核 γ 射线的共振吸收。因为自由原子随机的热运动, 它的平均动能由 $\frac{1}{2}M\bar{v}^2 = KT$ 给出, 这儿 \bar{v}^2 是原子的平均速度的平方, K是玻尔兹曼常数, T是绝对温度。由上式可得

$$\bar{v} = (2KT/M)^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

将此式代入式(6)并利用式(1), 可得

$$\Delta E_D = \frac{E_\gamma}{c} \sqrt{\frac{2KT}{M}} = 2 \sqrt{E_R KT} \quad (15)$$

于是就可用源的热运动来代替源的机械运动, 从而实现无反冲核的 γ 射线共振吸收。

根据前面邦特 (Pound) 等人的实验还知道, 对于纯铁, 在一个大气压下, 频率随温度而改变的变化率是

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p = -(2.09 \pm 0.05) \times 10^{-15} / ^\circ\text{K} \quad (16)$$

这相当于由温度引起的位移是 $-6.3 \times 10^{-4} \text{ mm/s}^\circ\text{K}$ 。

洛伦兹型共振谱线可用下式来描述:

$$N(x) = N_0 \left[1 + \frac{A}{1 + \left(\frac{x - \delta}{\Gamma/2} \right)^2} \right] \quad (17)$$

其中 $x = -6.3 \times 10^{-4} \Delta T \text{ mm/s}$, δ 是应力引起的位移, 数值是 0.532 mm/s/ksi , Γ 是在谱峰半高度上的线宽, 实验得到为 0.2270 mm/s , A是共振效应, 典型情况下 $A = 0.05 - 0.10$, $N(x)$ 是观察到的计数率, N_0 是无共振时的计数率。

反向散射的穆斯保尔谱的谱峰是向上的, 与透射得到的恰好相反。因为由应力引起的位移将导致在共振一侧的计数率上升, 而在另一侧计数率下降, 也就是如图7所示的那样, 在高温侧计数率下降, 在低温侧计数率上升。用这个方法测量小位移是最有效的。

由此定义一个应力位移参数 η_0 , η_0 与应力的关系是

$$\eta_0 = B - \alpha \cdot 22\alpha \quad (18)$$

其中 α 是应力。B的数值与源的控温精度, 温度对几

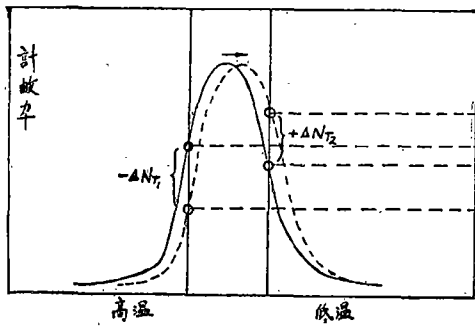


图7 反向散射共振的拉伸应力效应

何尺寸的影响以及源和吸收体之间的同质异能位移等因素有关,如果把能够实现无反冲共振吸收的谱线的百分比考虑进去,则 η_0 的数值为

$$\eta_0 = \frac{H-L}{H+L} \cdot \frac{(SH+SL)/2}{H - [(SH+SL)/2]} \times 10^2 \quad (19)$$

其中H为高温时的计数率, L是低温时的计数率, SH是低温向高温转变中共振破坏时计数率的读数, SL是高温向低温转变中共振破坏时计数率的读数。这里的 η_0 与式(17)的A有关,并且它就是小位移的度量。

要测量应力,就必须测量以上四个参数。即测量H, L, SH, SL。在已制成的样机中,将源加热的热电组件是由石英晶体振荡器及其分频器控制的,四个参数在四个不同时刻进行测量,总的测量周期是640秒。测得的数据由一台小型计算机进行处理,最后直接显示 η_0 的数值。

5、反向散射探测器

怎样用反向散射法来测量以上四个参数,是我们十分关心的问题。它主要通过反向散射探测器的计数来实现。因为 γ 射线辐射到被测物体上以后,它并不象可见光那样被简单地反射出来。根据理论和实验研究的结果,发现被测物体在吸收了由放射源(如 Co^{57})辐射出来的 γ 射线以后,要反射出三种粒子:(1)相同能量的无反冲的 γ 射线(10%);(2)6 KeV的铁X射线,它是由内转换去激过程产生的(90%);以及(3)内转换8 KeV电子,它也是由内转换产生的(90%)。实验证明,8 KeV电子的探测能得到最好的结果。它的探测深度约为100nm。

为此设计了专用的正比计数器来探测这些电子。计数器里充有90%的氦气,另外10%的甲烷作为猝灭气体。这些气体对于 γ 射线几乎没有什么阻断能力。所以,它在源和吸收体之间(图8)并不妨碍由源辐射出来的 γ 射线去“照亮”吸收体,但它却能接收从吸收表面反射出来的8 KeV电子,并进行计数。图中实

线表示入射的 γ 射线,虚线表示反射的8 KeV电子。

同样,这种计数器也可用来探测6 KeV X射线,只要把计数器用的气体换成90%的氦气和10%的甲烷就行。这种气体对入射的 γ 射线也是非常不敏感的。

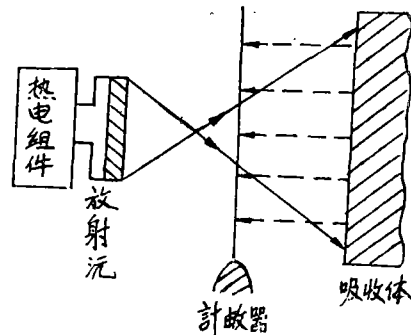


图8 反向散射探测器示意图

完整的穆斯保尔表面应力分析仪除了上面提到的热电组件、反向散射探测器以外,还有放射源 Co^{57} (半衰期为270天),应力标定器以及小型数据处理计算机等部件。为了扩大应力分析仪的测量范围,仪器还附有常规的穆斯保尔谱仪的附件,即用伺服马达来代替热电组件。 Co^{57} 的载体通常用铜或钯,其放射性一般在30—150毫居里之间。热电组件的控温精度为 $\frac{1}{2}^\circ K$,振幅为 $\pm 56^\circ K$,变化周期为640秒。

四、结束语

用穆斯保尔效应来测量含铁金属表面应力的前途是十分光明的。因为它已经深入到原子量级来研究探讨应力的影响。为研究微观或细观应力效应提供了一个有力的工具。美国研制的应力分析仪已经揭露了某些新的结果,例如,一般连续介质力学都假设屈服限以下的拉伸试件,在卸载以后,没有残余表面应力存在。但是,穆斯保尔应力分析仪的实验结果指出,公式(18)中的 η_0 十分明显地与负载的最近历史有关。

参 考 文 献

- [1] Mössbauer, R. L., *Z. Physik*, 151 (1958), 124.
- [2] Bhide, V. G., *Mössbauer Effect and Its Applications* (1973).
- [3] I. A. E. A., *Mössbauer Effect and Its Applications* (Proc. Panel, Vienna, 1971), I. A. E. A., Vienna (1972).
- [4] Gibb, T. C., *Principles of Mössbauer Spectroscopy* (1976).

- [5] 许顺生, 金属X射线学 (1962) .
- [6] Collins, R. L., Mazak, R. A. and Yagnik, C. M., *Mössbauer Effect Methodology*, New York, Plenum, Vol. 8 (1973), 191—208.
- [7] Yagnik, C. M., Collins, R. L., Mazak, R. A. and Baer, William H., *Proc. 10th Symposium on NDE*, San Antonio (April 23—25, 1975), 194—208.
- [8] Pound, R. V., et al., *Phys. Rev. Letters*, 1 (1961), 405.
- [9] Pipkorn, D. N., et al., *Phys. Rev.*, 135 (1964), A1604.
- [10] Southwell, W. H., et al., *Phys. Rev.*, 171 (1968), 354.
- [11] Mercader, R.C. and Cranshaw, T. E., *J. Phys., F, Metal Phys.*, 5 (1975), L124—127.
- [12] Collins, R. L., *Advanced Experimental Techniques in the Mechanics of Materials* (1973), 105—122.
- [13] Pound, R. V., Rebka, G. A., *Phys. Rev. Letters*, 4 (1960), 337.
- [14] Yagnik, C. M., Collins, R. L., *Proc. of a Workshop on NDE of Residual Stress* (August 13—14, 1975), NTIAC—76—2, pp.247—261.
- [15] 应育浦、李哲, 穆斯堡尔效应在矿物学中的应用 (1977) .
- [16] Gonser, U., *Topics in Applied Physics*, Vol. 5, *Mössbauer Spectroscopy* (1975) .

材料的长度判据

——作为塑性材料断裂力学中裂纹稳定度的度量

В.М.Вайншельбаум Р.В.Гольдштейн

提要 提出了描述高塑性材料¹⁾ (特别是中、低强度钢) 裂纹稳定度的方法, 以及确定由这种材料制造的结构发生断裂的条件的方法。

指出了塑性材料的裂纹稳定度自然地用具有长度量纲的参数 $L = (K/\sigma_{0.2})^2$ 或 $L_{1c} = (K_{1c}/\sigma_{0.2})^2$ 来表征, 这里 K 是应力强度因子^[1], K_{1c} 是临界应力强度因子^[2]。以下 L (L_{1c}) 称为裂纹稳定度。在宏观描述断裂过程时, 这个参数是主要的材料长度判据, 所有几何尺寸应该与它有关, 并且这不仅在线性断裂力学范围内, 而且在材料显著塑性变形时都是正确的。

表述了与裂纹稳定度 L_{1c} , 裂纹临界尺寸及断裂应力有关的裂纹扩展的一般条件。对与塑性质类似的材料, 特别是对多种中、低强度钢, 断裂应力与屈服极限的比值仅取决于裂纹及物体几何尺寸与 L_{1c} 的比值。

从脆性断裂转向韧性断裂的温度转变出现的条件由上述比值来确定。这就允许在小试样试验中找出 L_{1c} 。有关恰贝试件静载和动载试验, 以及动载弯曲试验等等的实验资料的分析都表明, 在所有情况下, 当试样特征尺寸与(随温度增高而增加的)裂纹稳定度 L_{1c} 的比值达到某确定值时, 就出现温度转变, 而此确定值则取决于具体的试验类型和试件几何形状。根据转变温度的数据所确定的 L_{1c} 值, 对一系列钢来说与根据实验测出的 K_{1c} 值所计算出来的值相符。用压力容器安全工作条件的分析为例子来说明本文所述估计结构工作能力的概念的适用性和方便性¹⁾。

1) 在我国称为韧性材料。——译者