

- Aether and Electricity, Vol. I, (1951), 319—325.
- [6] Encyclopaedia Britannica Encyclopaedia Britannica, Inc., (1947), Vol. 8, 300.
- [7] A. A. Michelson and E. W. Morley, *Am. J. Sci.*, **34**(1887), 333; *Phil. Mag.*, **24**(1887), 449.
- [8] R. S. Shankland, *Am. J. Phys.*, **32**(1964), 16.
- [9] 郭奕玲,沙振舜,大学物理, **11**(1982), 21.
- [10] 张元仲,狭义相对论实验基础,科学出版社,(1979),第二章,§2.1.
- [11] 郭硕鸿,电动力学,人民教育出版社(1979),第五章,§1.
- [12] 密立根著,钟闻译,电子及其它质点,商务印书馆,(1958),第三、四、五章.
- [13] R. A. Millikan, *Phil. Mag.*, **110**, (1910), 209.
- [14] M. Gell-Mann, *Phys. Letters*, **8**, (1964), 214.
- [15] G. S. LaRue, W. M. Fairbank, A. F. Herbard, *Phys. Rev. Lett.*, **38**, (1977), 1011.
- [16] G. S. LaRue, W. M. Fairbank, J. D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, (1979), 142.
- [17] G. S. LaRue, J. D. Phillips, W. M. Fairbank, *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 967.
- [18] G. Gallinaro, M. Marinelli, and G. Morpurgo, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1255.
- [19] C. L. Hodges et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47** (1981), 1651.
- [20] W. M. Fairbank, A. Franklin, *Am. J. Phys.*, **50-5** (1982), 394.
- [21] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, **XXI**-May (1911), 669.
- [22] E. Whittaker, A History of the Theories of Aether and Electricity, Vol. II(1953), Chap. I.
- [23] R. 瑞斯尼克著,上海师范大学物理系译,相对论和早期量子论中的基本概念,上海科学技术出版社,(1978), 236 页.
- [24] 褚圣麟,原子物理学,人民教育出版社,(1981),8—19 页.

## 新实验技术在材料研究中的应用讲座

### 第九讲 电子能量损失谱原理及应用

朱 静

(冶金工业部钢铁研究总院)

#### 一、物理本质

把与样品交互作用后的透射电子按能量大小进行计数,这就是电子能量损失谱(EELS)。EELS 是一次过程,其中的电离损失峰是内壳层电子直接被激发或电离的过程。X 射线能谱是电离后的弛豫过程,是二次过程,取决于 X 射线的产额。故从理论上说,EELS 的测量效率应较之 X 射线能谱为高。但因为在实际测量中,EELS 受谱仪接受角大小的限制,只能接受一部分非弹性散射的电子,所以实际测量效率相近。

#### 二、谱仪结构及能量分辨率

##### 1. 谱仪结构

一个完整的谱仪由三部分组成:(1)电子源;(2)一个含有磁棱镜的谱仪主体<sup>[1]</sup>;(3)数

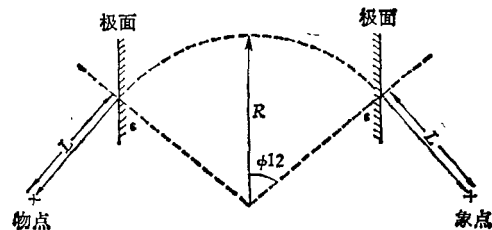


图 1 一个对称的磁棱镜及其设计参数

据显示和处理系统。

图 1 是一个对称的磁棱镜谱仪的设计。在此种结构中,电子的点源经过两次聚焦,通过分析器后形成点像。若设

$$\tan \varepsilon = \frac{1}{2} \tan(\phi/2), \quad (1)$$

其中  $\varepsilon$  是极面的折射角,  $\phi$  是磁场的折射角。两次聚焦发生在距离  $L$  处,

$$L = R / [\tan(\phi/2) - \tan \varepsilon]. \quad (2)$$

物距  $L =$  象距  $L$ 。合并(1)和(2)式得

$$L = 2R \cot(\phi/2). \quad (3)$$

若取  $\phi = 90^\circ$ , 则

$$\varepsilon = \tan^{-1} \frac{1}{2}, \quad L = 2R.$$

Crewe<sup>[2]</sup> 等人计算了在对称磁棱镜谱仪的情况下两个能量分别为  $E$  及  $E - \Delta E$  的电子到达象面时分开的距离  $\Delta x$ :

$$\Delta x = \Delta E \cdot \frac{4R}{E} \cdot \frac{(1 + E/m_0c^2)}{(2 + E/m_0c^2)}, \quad (4)$$

其中  $m_0c^2$  是电子静止质能, 等于 511keV;  $\Delta x/\Delta E$  是色散度。

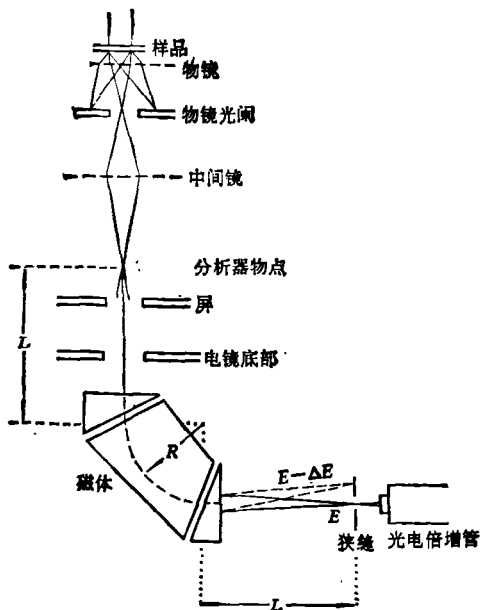


图2 将 EELS 谱仪连接到电镜上的光路图  
(其中  $L, R$  的含义与图1中相同)

图2是将电子能量损失谱仪连接到电镜上的光路图。对一般透射电镜和透射扫描电镜, 光路图基本是相同的。现在若假设谱仪的最终平面是在荧光屏面上, 谱仪的磁体置于照相底板盒的下面。若屏与底板间距离是 330 mm, 即  $L = 330\text{mm}$ , 则  $R = 165\text{mm}$ 。在 100 kV 时,  $\Delta x/\Delta E = 4\mu\text{m}/\text{eV}$ 。

## 2. 谱仪的能量分辨率

谱仪的能量分辨率即谱仪分别不同能量的电子的能力。谱仪的能量分辨率和谱仪的几何尺寸成正比, 和被分析的电子的能量成反比, 亦

与电子源的种类有关。

在将电子能量损失谱仪加至电镜上后, 能量分辨率有如下关系<sup>[3]</sup>:

$$(\Delta E)^2 \approx (\Delta E_0)^2 + \frac{1}{(\Delta x/\Delta E)^2} \times \left[ (2\beta, S)^2 + \left( \frac{B^2 W^2}{S^2} \right)^2 + F^2 \right], \quad (5)$$

其中  $\Delta E_0$  等于入射电子束本身的能量发散宽度, 100kV 时, 对于叉形钨灯丝,  $\Delta E_0$  约为 1.5eV, 但对于场发射枪,  $\Delta E_0$  约为 0.5eV。  $2\beta$  为谱仪收集角范围。  $S$  为物平面相机长度。  $BW/S$  这一项相应于谱仪的象差效应,  $B$  是象差常数,  $W$  是物平面上线直径。  $F$  为分析器狭缝宽度。  $\Delta x/\Delta E$  狭缝平面上谱仪色散度。为了防止散射电子到达闪烁晶体, 狭缝的长度应尽量小, 狭缝周围最好涂碳。

## 三、谱图<sup>[4]</sup>

图3是一个典型的硅的电子能量损失谱图, 它的横坐标  $E$  表示损失能量的能量值, 纵坐标是电子信号强度。下面按谱图的各部分加以描述。

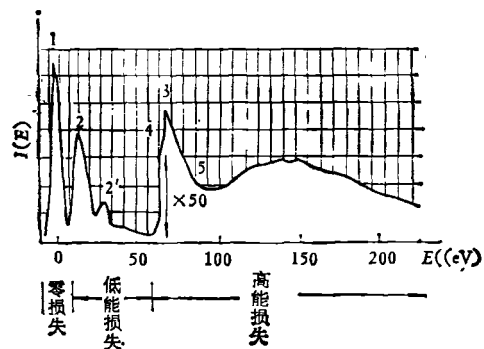


图3 硅膜的电子能量损失谱  
(电源电压 100kV, 谱仪接受角 3mrad.  
1 为零损失峰; 2, 2' 为等离子峰; 3 为  $\text{SiL}_{2,3}$  特征峰; 4 为预电离精细结构; 5 为广延精细结构)

### 1. 零损失峰

对零损失峰有贡献的电子基本有三部分:

(1) 电子束入射至样品上, 与样品未发生交互

作用。(2) 与样品发生弹性交互作用的电子, 仅被原子核折射, 改变了方向。(3) 电子束入射, 引起声子激发, 损失的能量小于 0.1eV。

零损失峰常常作为我们调整好谱仪的一个判据, 调整好, 零损失峰应是对称的高斯分布, 峰的半高宽显示谱仪可以达到的分辨率值。

## 2. 低能损失区域

等离子峰: 能量损失在 0—50eV 范围是透射电子与价电子云交互作用后形成的等离子峰。等离子振荡引起的峰高与样品的厚度有关,

$$P(1)/P(0) = t/L_p^2, \quad (6)$$

其中  $P(1)$  为第一个等离子峰强度,  $P(0)$  为零损失峰强度,  $t$  为样品厚度,  $L_p$  为等离子振荡的平均自由路程。  $L_p$  是一与入射电子能量有关的量。在入射电子能量为 100keV 时,  $L_p$  为 500—1500 Å, 这时可以用(6)式测定样品厚度, 特别是当样品很薄(小于 1—2 个消光距离)时, 用其它办法如会聚束、等厚条纹法都很难测定, 唯用等离子峰的方法能较有效地测出其厚度。

## 3. 高能损失范围

能量损失大于 50eV, 称为高能损失范围。这是原子内壳层电子被激发至费米能级以上的各个未占据状态所引起的过程。这一范围, 谱线的主要特征是平滑下落的“本底”和重叠在本底上的内壳层电子电离的“吸收限”——“电离损失峰”。

### (1) 本底

电子能量损失谱和 X 射线能谱的一个明显不同是前者有平滑下落的很大的本底。在电子能量损失谱中, 本底主要是由下列效应造成的:

(i) 入射电子损失一部分能量, 使样品中价电子激发至离开样品。

(ii) 入射电子经受多次等离子振荡造成的能量损失。

(iii) 低能损失特征的尾巴。

本底不能提供任何微观分析的信息。在我们作定量计算及其它分析时, 必须首先作本底扣除的计算。本底强度的微分散射截面

$$d\sigma/dE = AE^{-\gamma}, \quad (7)$$

其中  $E$  是入射电子损失的能量值,  $A$  和  $\gamma$  是与谱仪接受角  $\beta$  有关的常数。  $\beta$  越大, 本底越高。本底还与材料厚度有关。

### (2) 电离损失峰

电离损失峰的始端等于内壳层电子电离所需的能量。利用电离损失峰作元素分析, 类似于 X 射线能谱技术; 这两种技术在作成分分析时, 是互为补偿的, EELS 适宜于作轻元素分析(轻元素电离散射截面大), 而 X 射线能谱适宜于作重元素分析(重元素荧光产额高)

### (3) 阈值附近的精细结构

电离损失峰阈值附近, EELS 图谱的形状是空束缚态的密度的函数。这种精细结构取决于样品的能带结构(与化学和晶体学状态有关), 例如无定形碳、石墨碳、金刚石、碳化硅中的碳, 虽然同是碳, 但 EELS 谱中的精细结构不同。

### (4) 广延精细结构

它的英文缩写为 EXELFS。这一部分在 EELS 谱图中指吸收限之上几百个电子伏特范围内存在的微弱的振荡。振荡产生的原因和广延 X 射线吸收精细结构类似<sup>[6]</sup>。它也能提供邻近原子距离、性质等信息, 在研究非晶态、短程序材料时, 极为有用。由于 X 射线束通量比电子束通量小四至五个数量级, 所以在进行 EXAFS 的研究时, 通常需用大功率源进行; 这是 EXELFS 能和 EXAFS 竞争的原因之一。

## 四、元素成分的定量分析<sup>[7]</sup>

### 1. 简单原理

具有动能  $E_0$  的入射电子损失一定量能量的几率可表达为

$$d^2\sigma(E, \theta)/dE d\Omega.$$

这是入射电子在损失能量  $E$  后被散射到  $\theta$  角处(轴对称情形)时单位立体角内的几率。

1) D. C. Joy 等人还提出这样的关系式:

$$t/L_p = \log(I_T/I_0),$$

其中  $I_0$  = 零损失峰的积分强度,  $I_T$  为能量窗口等于或大于 200eV 的整个谱的积分强度。在严格条件下, 上式和(6)式相等<sup>[7]</sup>。

EELS 谱仪由以入射电子束方向为中心,对样品的半角为  $\beta$  的圆形光阑接受电子信号,因而测到的强度  $I(E)$  正比于二次微分散射截面的下列积分:

$$I(E) \sim \int_0^{\theta=\beta} \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} 2\pi \sin\theta d\theta = \frac{d\sigma(E)}{dE},$$

上式中后面的近似在  $\theta > \beta$  的非弹性散射可以忽略时成立.  $\theta = 0$  时,相当于入射电子束方向.

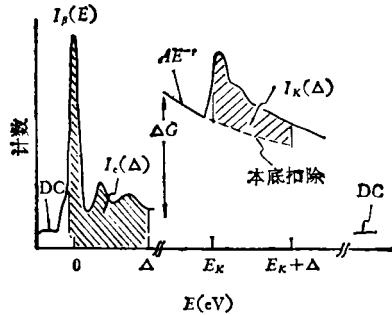


图4 EELS 谱图

(纵坐标为信号强度,横坐标是能量损失  $E$ , DC 表示探测器暗电流)

引起电离损失峰(测量强度)的某个元素的量  $N$  可近似地 ( $\leq \pm 5\%$ ) 表示为

$$N \doteq \frac{I_K(\Delta, \beta)}{I_c(\Delta, \beta)} \cdot \frac{1}{\sigma_K(\Delta, \beta)}, \quad (8)$$

式中  $I_K(\Delta, \beta)$  和  $I_c(\Delta, \beta)$  的含义见图4. 由图4可知,  $I_K(\Delta, \beta)$  是扣除本底后,在半散射角  $\beta$  内,能量损失窗口从  $E_K$  到  $E_K + \Delta$  内的积分强度.  $I_c(\Delta, \beta)$  是在半散射角  $\beta$  内,从零损失至  $\Delta$  的能量窗口内的积分强度.  $\sigma_K(\Delta, \beta)$  是入射电子激发K壳层电子的部分散射截面,它是K壳层电子得到的能量在  $E_K$  至  $E_K + \Delta$  散射到  $0$  至  $\beta$  角的非弹性微分散射截面的积分.  $\sigma_K(\Delta, \beta)$  的单位为  $\text{cm}^2/\text{每个原子}$ ,  $N$  的单位是  $\text{原子数}/\text{cm}^2$  (即被照射的试样单位面积内有贡献的原子数).  $\beta$  角通常由样品和 EELS 谱仪之间的光阑确定.

## 2. 定量分析步骤

### (1) 扣除探测器暗电流值

在每一次谱线测量的开始和结束测量暗电流值,如图4中的锯齿线所示,在计算时扣除

它.

### (2) 测量 $I_K$ 值

若知道电离损失峰的相对位置  $E_K$  和能量窗口  $\Delta$ , 积分就可直接求出. 首先利用计算机,在能量  $E_K + \Delta$  范围内扣除本底,然后将多道分析器中的每一道的纯计数相加,得到  $I_K(\Delta)$ . 要注意的是:  $I_K$  和  $I_c$  的各自范围内谱仪探测效率一般不同,因此作定量分析时,在计算机软件中往往要乘上一个因子(有时称为增益因子,需精确测定).

### (3) 测量 $I_c$ 值

在  $-\delta/2 \leq E \leq \Delta - \delta/2$  范围,直接从多道分析器中的存储器计算积分强度(已扣除暗电流).

### (4) 计算部分散射截面 $\sigma(\Delta, \beta)$ .

### (5) 从(8)式得出 $N$ 值.

## 3. 计算 $\sigma(\Delta, \beta)$ 的三种方法<sup>[8]</sup>

### (1) 有效因子法

在(8)式中的  $\sigma_K(\Delta, \beta)$  是部分散射截面. 但实际上,入射电子的散射角由  $0$  至  $\pi$ , 损失能量的值从  $E_K$  至  $E_0$ , 在这样的范围内积分就得到总散射截面  $\sigma_T$ ,  $\sigma_T$  等于 X 射线定量分析中的电离截面. 如果将讨论限止在 K 壳层电子被电离情况,则部分散射截面和总散射截面之间有如下关系:

$$\sigma_K(\Delta, \beta) \doteq \sigma_T \cdot \eta_\Delta \cdot \eta_\beta, \quad (9)$$

其中  $\sigma_T$  可以从有关 X 射线谱定量分析的书中找到.  $\eta_\Delta, \eta_\beta$  称为有效因子. 若设总电离截面  $\sigma_T$  为 1, 则  $\eta_\beta, \eta_\Delta$  分别是有限制接受角为  $\beta$ , 有限制能量损失为  $E_K$  至  $E_K + \Delta$  时而引入的两个分数.

下面介绍如何求  $\eta_\beta$  和  $\eta_\Delta$ .

假设这里讨论的问题是限制在 K 壳层电离损失峰的情形,入射束方向  $\theta = 0$ , 非弹性散射电子角分布为  $I(\theta)$ , 则

$$I(\theta)/I(0) = (\theta^2 + \theta_E^2)^{-1}, \quad (10)$$

其中  $\theta_E = E/2E_0$ . 利用(10)式,找出在角  $\beta$  内总的信号强度的分数

$$\eta_\beta = \frac{\ln[1 + (\beta^2/\theta_E^2)]}{\ln(2 + \theta_E^2)}, \quad (1)$$

其中

$$\bar{\theta}_E = (E_K + \Delta/2)/2E_0,$$

这是能量从  $E_K \rightarrow E_K + \Delta$  的平均散射角。

下面再求  $\eta_\Delta$ ?

将原始谱剥离本底后, K 壳层电离损失峰的强度分布为  $I_K(E)$ ,

$$I_K(E) = B \cdot E^{-S} \quad (E > E_K), \quad (12)$$

其中,  $B$  和  $S$  是常数。而

$$\eta_\Delta = \frac{\text{从 } E_K \text{ 至 } E_K + \Delta \text{ 的积分强度}}{\text{从 } E_K \text{ 至 } E_0 \text{ 的积分强度}},$$

故从(12)式得

$$\eta_\Delta = 1 - \left( \frac{E_K}{E_K + \Delta} \right)^{S-1}. \quad (13)$$

在计算机已扣除本底后, 根据电离损失峰强度分布找出合适的  $S$  值, 然后计算  $\eta_\Delta$ 。

需要加以说明的是, (12) 式在  $E_K$  值后 20eV 的范围内, 精度较差, 因为此时谱图形状与厚度关系极大, 但是从  $E_K$  后 20eV 以外, 扣除本底后谱的形状就可用(12)式来描述。

再由(11)式求得  $\sigma_K(\Delta, \beta)$ 。

(2) 计算法

此法是用量子力学的方法计算微分电离截面。将电离前后的原子看作初态和末态。

R. F. Egerton<sup>[9]</sup> 用计算机计算了 K 壳层和 L 壳层的  $\sigma_K(\Delta, \beta)$  和  $\sigma_L(\Delta, \beta)$  的一些结果。

(3) 标样法

这是利用实验结果, 根据(8)式, 直接找出  $\sigma(\Delta, \beta)$  不仅限于 K 壳层, 对任意壳层皆可。此方法的过程如下:

(i) 扣除本底。

(ii) 得  $I_K(\Delta)$ 。

(iii) 得  $I_c(\Delta)$ 。

(iv) 按(8)式可知, (ii) 与 (iii) 的比值正比于  $\sigma(\Delta, \beta)$ , 比例常数是  $N$ 。

对积分强度作归一化处理, 即得

$$I(\Delta, \beta)/I_c(\Delta, \beta) \sim \sigma(\Delta, \beta).$$

取能量窗口  $\Delta = 100\text{eV}$ , 则有

$$\frac{I(100, \beta)}{I_c(100, \beta)} \sim \sigma(100, \beta)$$

将随能量窗口  $\Delta$  变化的积分强度  $I(\Delta, \beta)$  归一

到  $I(100, \beta)$ , 得

$$\begin{aligned} & \frac{I(\Delta, \beta)}{I_c(\Delta, \beta)} \cdot \frac{I_c(100, \beta)}{I(100, \beta)} \\ & \approx \frac{I(\Delta, \beta)}{I(100, \beta)} \sim \frac{\sigma(\Delta, \beta)}{\sigma(100, \beta)} = f(\Delta). \end{aligned} \quad (14)$$

由(14)式可知, 若用实验结果作图, 纵坐标是  $\frac{I(\Delta, \beta)}{I(100, \beta)}$  值, 横坐标是  $\Delta$  值, 作出的曲线相应于  $f(\Delta)$ 。

(v)  $\sigma(\Delta, \beta) = \sigma(100, \beta) \cdot f(\Delta)$ 。

故只要求得  $\sigma(100, \beta)$ , 便得  $\sigma(\Delta, \beta)$ 。求  $\sigma(100, \beta)$  的方法是先求  $N$ , 然后再由(8)式求出  $\sigma(100, \beta)$ 。

$N = \rho t/m$ , 其中  $m$  是每个原子的质量,  $\rho$  是样品密度,  $t$  是样品厚度, 这样便求得  $N$ , 再根据(8)式,

$$N = \frac{I(100, \beta)}{I_c(100, \beta)} \cdot \frac{1}{\sigma(100, \beta)},$$

求出  $\sigma(100, \beta)$ 。

(vi) 找出(iv)中所作曲线上相应的  $f(\Delta)$ , 由(14)式, 便可求得  $\sigma(\Delta, \beta)$ 。

#### 4. 定量分析中几个问题

(1) 检验一个系统(包括方法)定量分析质量的三个判据

(i) 当系统的实验参数在一定范围内变化时, 被测元素的  $N$  值必须保持一常数。可变化的实验参数是指: 电镜工作模式(透射扫描或一般透射)、入射电子束能量  $E_0$ 、能量窗口  $\Delta$ 、谱仪接受角  $\beta$ 。这是整个分析方法的稳定性试验。

(ii) 原子比的准确度试验。即已知化合物(如 BN, MgO 等)的测量应和所预料的结果一致。在做定量分析时, 常常要求知道化合物中的两个元素的量之比 ( $N_1/N_2$ )。如两元素分析置于完全同样条件, (8)式变成

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\sigma_K^1(\Delta, \beta)}{\sigma_K^2(\Delta, \beta)} \cdot \frac{I_K^1(\Delta, \beta)}{I_K^2(\Delta, \beta)}, \quad (15)$$

式中所有上、下脚标 1, 2 分别代表元素 1 和元素 2。BN 和 MgO 是比较适合做试验的样品。

(iii) 对同一材料, 独立地进行几次测量,

确定 $N$ 值的精度。

### (2) 元素辨认方法

对辨认元素而言,最重要的电离损失峰是 $K, L_{2,3}, M_{2,3}, M_{4,5}$ 和 $N_{4,5}$ 。电离损失峰 $L_1, M_1$ 处电离截面较小,探测困难。在 $E_0 = 100\text{keV}$ 时, $K, L_{2,3}, M_{2,3}$ 的电离截面值是 $5 \times 10^{-18} - 1 \times 10^{-22}\text{cm}^2/\text{每个原子}$ 。

### (3) 探测限

最小可探测质量和最小可探测质量百分数是探测限指标。主要影响这两项指标的是信号-噪声比。

最小可探测质量:

一般电子源:  $10^{-18} - 10^{-20}$  克。

场发射枪:  $10^{-21}$  克。

最小可探测百分数: 0.3%—5%。

### (4) 厚度影响

$N$ 和 $N_1/N_2$ 的精度随着样品的厚度增加而降低。定量分析时,要求样品厚度小于非弹性散射的总的平均自由路程,即在 $E_0 = 100\text{keV}$ 时,厚度 $t$ 要小于 $1000\text{Å}$ 左右。

## 五 Z-衬度象和元素分布图

利用电子能量损失谱系统,可以很容易的将弹性散射电子、非弹性散射电子以及各种能量的电子区分开,用不同的探测器接受这些电子,连接到数值计算系统,进行计算。然后再引到透射扫描系统,成各种图象。

### 1. Z-衬度象

在与样品交互作用过程中,电子的弹性散射截面 $\sigma_{EL} = K_1 Z^{3/2}$ ,电子的非弹性散射截面 $\sigma_{IE} = K_2 Z^{1/2}$ ,其中 $K_1, K_2$ 是常数, $Z$ 是元素的原子序数。用 $I_{EL}$ 和 $I_{IE}$ 的比值和差值成象。

$$\sigma_{EL}/\sigma_{IE} \sim Z,$$

即两者的比值象,其衬度正比于元素的原子序数 $Z$ ,称为 $Z$ -衬度象。生物样品,一般衬度较差,利用 $Z$ -衬度后,衬度大为改善。

### 2. 元素分布图

仅仅接受某一特征能量损失的电子信号成象,这就是元素分布图。图5是一例。图5(a)

是一扫描透射明场象,图5(b)是一氮元素分布图。样品是氮离子注入硅的一个切片,注入带约有 $500\text{Å}$ 的厚度。图5(b)记录的是氮的电离损失峰( $402\text{eV}$ )处的电子。



图5 氮元素空间分布图

## 六、化学位移<sup>[10]</sup>

用表面有约 $30\text{Å}$ 厚的氧化层进行实验。以 $200\text{Å}$ 线度的电子束照射在 $\text{Si}$ 的一边,再移至 $\text{SiO}_2$ 一边。这样就得到了两个包含有 $\text{SiL}_{2,3}$ 峰的电离损失谱,二个 $\text{SiL}_{2,3}$ 的峰值位置有 $7\text{eV}$ 的差异,如图6所示。因此电子能量损失谱可有力地显示出化学位移。

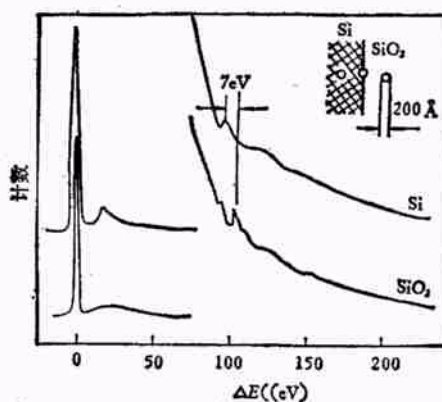


图6 从 $\text{Si-SiO}_2$ 界面的两边得到的 $\text{SiL}_{2,3}$ 电离损失峰

## 七、广延精细结构分析 (EXELFS)

EXELFS 分析主要包括:

(1) 记录 EELS 谱中电离损失峰高能一边的振荡部分 $x(E)$ ——损失能的波动。

(2) 将 $x(E)$ 变换为 $x(K)$ ,即将能量坐标转换为动量坐标。 $x(K)$ 是损失能随波矢的变化。

(3) 应用选择定则,作K选择限制.

(4) 作  $x(K)$  的傅里叶变换.

文献[11]报道了倾斜样品后,在两个不同的散射角得到的石墨的 EELS 谱. 在散射波矢平行石墨的  $c$  轴时,在下一层的(0002)面上的碳原子的最近邻对 EXELFS 有最大贡献. 而在散射波矢垂直  $c$  轴时,最大的贡献是来自同一个(0002)面上最近邻.

EXELFS 可用作测定电子束照射的局部区域的结构. 当样品置于一特定的晶体学方向时,能测定所要求的特殊的近邻原子间隔.

### 参 考 文 献

[1] D. C. Joy & D. M. Maher, *Journal of Microscopy*, 114 (1978), 117.

[2] Crewe et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 42(1971), 411.

[3] Egerton & Lyman, *Advances in Electron Microscopy & Analysis Proc. EMAG 75*, Ed. by J. A. Vanables, Bristol, (1975), 35.

[4] D. C. Joy Introduction to Analytical Electron Microscopy, Plenum Press, Ed. by J. J. Hren et al., New York and London, (1979), 225.

[5] J. J. Hren et al., Introduction to Analytical Electron Microscopy, Plenum Press, New York, (1979), 278.

[6] 魏光普,物理, 12(1983), 663.

[7] J. J. Hren et al., Introduction to Analytical Electron Microscopy, Plenum Press, New York, (1979), 259.

[8] D. C. Joy, R. F. Egerton and D. M. Maher, Proc. 12th Ann. SEM Symposium, (1979).

[9] R. F. Egerton, Ultramicroscopy, (1979).

[10] O. L. Krivanek, Proc. of EMSA 39th Meeting, (1981), 216.

[11] M. Disko et al., Proc. of EMSA 39th Meeting, (1981), 192.

## 原子核反应和它的模型理论

苏宗涤 萨本豪 周春梅

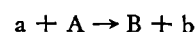
(中国科学院原子能研究所)

### 一、核反应概况

自从1919年卢瑟福用 $\alpha$ 粒子轰击 $^{14}\text{N}$ 核第一次实现人工核反应以来,人们完成了几千种核反应,揭示出丰富多彩的核反应现象. 反应核谱学提供了许多核结构的知识,特别是有关核的高激发态的信息. 核反应释放的核能为人类开辟了新的能源. 它又是生产不稳定同位素的重要方法,这些同位素已经被广泛地应用于工业、农业和医学等方面. 核反应的研究不仅是核物理基础研究的一个重要方面,而且还有着很大的实际意义. 六十年来,进行核反应研究的手段和探测技术有了很大的发展,揭示的新的反应现象促进了人们对核反应机制的了解和认识. 特别是五十年代以来,高能加速器 and 重离子加速器相继建成,进一步扩展了核反应的研究领域.

原子核反应是指用一定能量的人射粒子(如  $n$ ,  $p$  等)轰击靶核,由于它们之间的相互作用所引起的各种变化过程. 用比  $\alpha$  粒子还重的离子作入射粒子引起的核反应称为重离子核反应. 由高能加速器产生的高能粒子,或宇宙线中的高能粒子引起的核反应称为高能核反应. 到目前为止,大部分核反应工作都集中在能量不太高的中子、质子等轻粒子引起的核反应上,对这类反应也了解得比较清楚. 重离子核反应和高能核反应是当前核反应研究的前沿领域,我们面临着这些领域中揭示出的新现象的挑战.

核反应一般可记为  $A(a, b)B$ , 或用



表示.  $a$  和  $A$  分别是入射粒子和靶核,  $b$  和  $B$  为出射粒子和剩余核. 由于仅有一个出射粒子,这类反应称为二体反应. 当然,在  $a$  的能量较高时,反应可同时发射两个或多个出射粒子,这