

# 表面电子能量损失谱

丁训民

(复旦大学现代物理研究所)

表面电子能量损失谱是表面分析实验技术中较新的一种。这一方法是用具有高度单色性的低能电子束作为入射粒子束,来测量经晶体样品表面散射后的电子的能谱。在入射电子(设其能量为  $E_0$ )被样品背向散射到真空中去的过程中,有可能激发起若干量子能量分别为  $\hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \dots$  等的振动模,因而在散射谱中会出现能量分别为  $E_1 = E_0 - \hbar\omega_1, E_2 = E_0 - \hbar\omega_2, \dots$  等一系列损失峰。这些振动模或者仅与衬底原子有关(如声子激发),或者同时与吸附在表面上的原子或分子有关。因此,通过对谱的分析可以得到关于表面结构、吸附物种类和吸附位置等许多重要信息。

在表面电子能量损失谱中所用的入射电子的动能通常只有几 eV。这种方法具有极高的表面灵敏度(可达 0.01 单原子层),而且测量本身又是非破坏性的。此外,运用这种方法可以探测到用一般电子能谱方法所无法探测到的氢原子的存在,对于研究氢或含氢化合物的吸附问题有其独特的长处,从而在实验和理论两个方面促进了这一研究技术的发展。现在,作为能量损失谱仪最重要性能指标之一的能量分辨率(以弹性峰的半高宽度来表示)已能达到 3.7 MeV<sup>[1]</sup>,有关专著也已在近年内陆续出版<sup>[1,2]</sup>。

## 一、谱仪结构

表面电子能量损失谱是一种高分辨率电子能谱。构成此类谱仪的电子光学系统与一般电子能谱仪的电子光学系统有较大差异。除了能量分析器必须是高分辨率的之外,入射电子束也只允许有几个 MeV 的能量宽度。为满足这一要求,在电子枪后面必须跟随一个起能量过

滤作用的电子光学装置,即单色器。常用的单色器为 127° 柱型静电偏转器或半球型静电偏转器。单色器后面是一个专门设计的静电透镜系统,将只具有很小能量间隔的慢速电子聚焦到样品表面。能量分析器通常采用与单色器类似的静电偏转器。

图 1 是 ADES-400 型角分辨电子能谱仪上能量损失谱部分的简图。样品和分析器都能绕中心转动,以改变入射角和散射角。

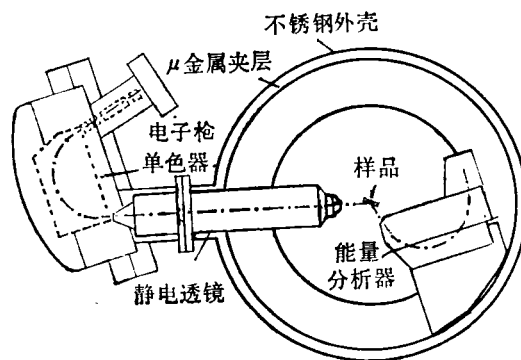


图 1 ADES-400 型电子能谱仪上能量损失谱部分的简图

在能量损失谱中,损失峰的强度往往要比弹性峰的强度低 2—3 个数量级,而二者之间的能量间隔却又很小。例如,由氧原子在金属表面的振动引起的损失峰离开弹性峰的距离只有几十 MeV<sup>[3]</sup>。因此,除了作为能量分布的半高宽度测得的分辨率必须尽可能接近振动线宽(吸附分子的典型振动线宽为 0.5—1meV)外,以本底信号形式出现的能量分布函数中的“尾巴”也必须尽可能地小。同时,在本底中还不能出现由偏转器壁上散射出来的电子所产生的“幻峰”。在偏转器中,采用边缘尖锐和孔径较小的狭缝对于解决这两个问题起一定作用。此外,

整个谱仪必须有良好的磁屏蔽（通常用  $\mu$  金属作屏蔽层，见图 1），以避免杂散磁场的干扰。

## 二、能量损失谱的基本理论

能量损失谱涉及的基本物理过程是低能电子在固体表面的非弹性散射。讨论这一过程需要知道入射电子与固体表面的振动原子间的相互作用的性质。本质上可以有两种不同的相互作用。一种是入射电子与存在于样品表面之外的真空中的长程偶极场之间的相互作用。该偶极场既可以由吸附原子或分子的振动产生，也可以由样品自身任何伴随有电荷密度涨落的元激发产生。另一种作用是入射电子与表面原子的定域原子势场间的相互作用。由前一种作用产生的散射称为偶极散射，后一种则称为碰撞散射。二者的强度随散射角变化的特点截然不同。在存在偶极散射的情况下，散射电子在镜面反射方向形成一个很强的峰，并环绕这一方向呈现电子数随角度偏离急剧减少的窄瓣状分布；而由碰撞散射产生的非弹性峰有很宽的角度分布，在所有散射方向测得的计数率均很小。在只考虑偶极散射的情况下，运用宏观理论进行处理就能得到简单而有用的结果；相反，讨论碰撞散射问题需要对电子-晶格相互作用作完全微观的描述。这后一类理论工作目前尚做得很少。事实上，迄今为止的几乎全部实验工作都是在镜面反射方向进行的，并且应用偶极散射的理论能使实验结果得到满意的解释。因此下面主要介绍与偶极散射有关的理论，即“介电理论”。

经典的介电理论把固体看作是可用复数形式的介电函数  $\epsilon(\mathbf{q}, \omega) = \epsilon_1(\mathbf{q}, \omega) + i\epsilon_2(\mathbf{q}, \omega)$  来描写的连续介质<sup>[1]</sup>。这里的  $\mathbf{q}$  和  $\omega$  分别为波矢和频率。每种固体有各自的  $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ 。当入射电子束接近固体表面时，伴随运动电子的库仑场与表面偶极场的相互作用产生了一个与空间和时间相关的极化场。这个场阻碍了电子的运动。另一方面，这个极化场又可以用傅里叶展开分解成平面波，这些平面波在介质内按正比

于  $\epsilon_2$  的规律衰减。由于这一过程，从运动电子的弛豫得到的能量被转移到介质中。采用这样一个模型，在不考虑散射运动学的情况下，很容易得到关于散射电子能量损失的表达式。在介质内部，电子电场的振幅屏蔽因子为  $\epsilon^{-1}$ ，强度屏蔽因子为  $|\epsilon|^{-2}$ 。如电子在介质中穿越，则该电场的衰减正比于  $\epsilon_2$ 。这种情况下的能量损失

$$W_b(\mathbf{q}, \omega) \propto \text{Im}(-\epsilon^{-1}) = \epsilon_2/(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) \\ = \epsilon_2/|\epsilon|^2, \quad (1)$$

这里  $\text{Im}$  表示括号内函数的虚部。在电子从介质表面反射的情况下，介质外的运动电子在介质内建立的电场所受到的屏蔽为  $(\epsilon + 1)^{-1}$ 。反射电子的能量损失

$$W_s(\mathbf{q}, \omega) \propto \text{Im}[-(\epsilon + 1)^{-1}] \\ = \epsilon_2/[(\epsilon_1 + 1)^2 + \epsilon_2^2] = \epsilon_2/|\epsilon + 1|^2, \quad (2)$$

$\text{Im}(-\epsilon^{-1})$  和  $\text{Im}[-(\epsilon + 1)^{-1}]$  这两个函数分别叫作体损失函数和表面损失函数。由于它们包含了关于介质介电特性的全部信息，所以它们就能完整地描写损失谱的基本特征。

电子进入介质内部的散射(体散射)和电子在介质外面的散射(表面散射)原则上是同时存在的。然而在表面电子能量损失谱的实验中所观察到的却只有对应于后一种散射的结果。其主要原因在于，表面散射(损失能量  $\hbar\omega_s$ )产生的散射电子比由体散射产生的散射电子更尖锐地集中在镜面反射方向(角度半宽  $\phi_E = \hbar\omega_s/2E_0$ )。对用于测量能量损失谱的高分辨率谱仪的典型结构参数来说，二者的比值可以达到  $10^4$  数量级<sup>[2]</sup>。

由于晶体表面的二维周期性，电子在表面散射过程中满足下面的能量和准动量守恒关系：

$$E_0(\mathbf{k}_0) - E'(\mathbf{k}') = \hbar\omega_s, \quad (3)$$

$$\mathbf{k}_{0\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel} = \mathbf{q}_{\parallel} \pm \mathbf{G}_{\parallel}, \quad (4)$$

这里的  $E_0$  和  $E'$  分别是入射电子和散射电子的能量， $\mathbf{G}$  是倒格矢， $\parallel$  表示平行于表面方向的分量。在掠入射下可能发生入射电子与偶极场间最强耦合的条件是平行于表面方向的电子速度与表面元激发的群速度  $\omega_s/q_{\parallel}$  差不多。根据这一条件，可通过估算得到平行于表面方向的

波矢转移为  $q_{\parallel} \approx k_0 \cdot \hbar\omega_s/2E_0$ 。这就解释了为什么表面散射的角度半宽为  $\phi_E = \hbar\omega_s/2E_0$ 。对于  $E_0$  为几 eV 和  $\hbar\omega_s$  为几十 meV 的情况,  $q_{\parallel}$  的大小为  $10^{-2} - 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ 。也就是说, 只有靠近布里渊区中心处的格波才能被激发。因此, 在绝大多数情况下, 介电理论中的介电函数  $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$  可用  $\epsilon(0, \omega)$  来代替。

在只考虑单重非弹性散射的情况下, 对散射有贡献的有四种过程: (a) 电子在晶体上方真空中的某点受到偶极场散射后未打到晶体表面; (b) 电子先衍射后损失能量; (c) 电子先损失能量后衍射; (d) 电子先衍射后损失能量, 接着电子又衍射。这四种过程对散射振幅贡献的矩阵元分别为

$$\begin{aligned} M^{(a)}(I \rightarrow S) &= \int_0^{\infty} \exp[-(q_{\parallel} + ik_{0\perp} + ik'_{\perp})z] dz = (q_{\parallel} + ik_{0\perp} + ik'_{\perp})^{-1}, \\ M^{(b)}(I \rightarrow S) &= \int_0^{\infty} \exp[-(q_{\parallel} - ik_{0\perp} + ik'_{\perp})z] dz = (q_{\parallel} - ik_{0\perp} + ik'_{\perp})^{-1}, \\ M^{(c)}(I \rightarrow S) &= \int_0^{\infty} \exp[-(q_{\parallel} + ik_{0\perp} - ik'_{\perp})z] dz = (q_{\parallel} + ik_{0\perp} - ik'_{\perp})^{-1}, \\ M^{(d)}(I \rightarrow S) &= \int_0^{\infty} \exp[-(q_{\parallel} - ik_{0\perp} - ik'_{\perp})z] dz = (q_{\parallel} - ik_{0\perp} - ik'_{\perp})^{-1}, \end{aligned}$$

这里 I 和 S 分别代表入射和散射,  $z$  轴的取向为样品表面的法向。在前述  $\hbar\omega_s/2E_0 \ll 1$  因而  $k'_{\perp} \approx k_{0\perp} \gg q_{\parallel}$  的条件下, 对散射有贡献的主要是  $M^{(b)}$  和  $M^{(c)}$  二项。在只保留这两项并假定电子损失能量前后在晶体表面的复反射系数不变的情况下, 每单位立体角和单位能量的散射几率(微分散射截面)可表示为<sup>[1]</sup>

$$\frac{d^2S}{d\Omega d(\hbar\omega)} = \frac{2m^2 e^2 v_{\perp}^4}{\pi \hbar^5 \cos \theta_1} \cdot \frac{k'}{k_0} \cdot \frac{|R|^2 P(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)}{[v_{\perp}^2 q_{\parallel}^2 + (\omega - \mathbf{v}_{\parallel} \cdot \mathbf{q}_{\parallel})^2]^2}, \quad (5)$$

式中  $\theta_1$  表示相对于样品法向的入射角,  $R$  表示电子在晶体表面的复反射系数,  $v_{\perp}$  和  $v_{\parallel}$  分别表示入射电子垂直于表面方向和平行于表面方向的速度。  $P(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$  是一个关于晶体表面区

域的类似于中子散射理论中的结构因子的量。对于由半无限延伸的、介电函数为  $\epsilon(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$  的各向同性衬底的散射引起的损失,  $P(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$  为

$$P(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) = \frac{2\hbar q_{\parallel}}{\pi} \cdot [1 + N(\omega)] \cdot \text{Im} \{ -[\epsilon(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) + 1]^{-1} \}, \quad (6)$$

式中的  $N(\omega) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$ 。将(6)式代入(5)式, 得

$$\begin{aligned} \frac{d^2S}{d\Omega d(\hbar\omega)} &= \frac{4m^2 e^2 v_{\perp}^4}{\pi \hbar^5 \cos \theta_1} \cdot \frac{k'}{k_0} \\ &\cdot \frac{|R|^2 q_{\parallel}}{[v_{\perp}^2 q_{\parallel}^2 + (\omega - \mathbf{v}_{\parallel} \cdot \mathbf{q}_{\parallel})^2]^2} \\ &\cdot [1 + N(\omega)] \\ &\cdot \text{Im} \{ -[\epsilon(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) + 1]^{-1} \}. \quad (7) \end{aligned}$$

在样品表面的介电性质不同于体内的情况下(例如有表面吸附层存在), 通常采用两层模型来处理, 即把样品近似看作由介电函数为  $\epsilon_b(\omega)$  的衬底加上厚度为  $d$ 、介电函数为  $\epsilon_s(\omega)$  的表面层组成。这时(7)式中的  $\epsilon(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$  要用如下的等效介电函数  $\bar{\epsilon}(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$  来代替:

$$\bar{\epsilon}(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) = \epsilon_s(\omega) \cdot \left[ \frac{1 + \Delta(\omega) \exp(-2q_{\parallel}d)}{1 - \Delta(\omega) \exp(-2q_{\parallel}d)} \right], \quad (8)$$

式中的  $\Delta(\omega) = [\epsilon_b(\omega) - \epsilon_s(\omega)] / [\epsilon_b(\omega) + \epsilon_s(\omega)]$ 。进一步的分析表明, 对于金属表面和大多数半导体 ( $|\epsilon_b| \gg 1$ ) 表面的吸附问题, 损失谱的基本结构由  $\text{Im}(-\epsilon_s^{-1})$  决定。换句话说, 在这种情况下, 晶体的宏观介电性质对所讨论的问题无明显影响。

### 三、能量损失谱在表面研究中的应用

#### 1. 清洁表面(观察表面光学声子)

从前面的讨论中可以知道, 用能量损失谱探测清洁的晶体表面的原子振动的前提是, 这些原子的振动必须伴随长程的电荷密度涨落。在表面介电性质不发生改变的情况下, 损失谱的基本结构由损失函数  $\text{Im} \{ -[\epsilon(\omega) + 1]^{-1} \}$  决定。对于化合物半导体, 在长波极限 ( $q \approx 0$ ) 情况下, 两个“离子”子晶格的黄昆方程<sup>[4]</sup>与麦

克斯韦方程一起,在  $\nabla \cdot \mathbf{P}$  和  $\nabla \times \mathbf{P}$  均为零的条件下,对于一个半无限的半空间有解(这里的  $\mathbf{P}$  为极化矢量)。这解就是表面声子,通常叫作 Fuchs-Kliwer 声子。这些声子伴随着一个长程电场  $\epsilon$ :

$$\epsilon_x = \epsilon_0 \sin(q_{\parallel} x - \omega t) \exp(-q_{\parallel} |z|), \quad (9a)$$

$$\epsilon_z = \epsilon_0 \cos(q_{\parallel} x - \omega t) \exp(-q_{\parallel} |z|) \operatorname{sgn}(z), \quad (9b)$$

这里的表面声子波矢  $q_{\parallel}$  沿  $x$  方向平行于表面,  $\operatorname{sgn}$  表示取括号内函数的符号。图 2 是由这样一种声子所产生的电场的示意图。(9a) 和 (9b) 式以及图 2 表明,这些声子的特征是纵横相混的,它们所产生的电场进入晶体和真空内的穿透深度为  $q_{\parallel}^{-1}(10^2 - 10^3 \text{ \AA})$ 。损失峰出现在损失函数  $\operatorname{Im}\{-[\epsilon(\omega) + 1]^{-1}\}$  的极大值亦即  $\epsilon(\omega) = -1$  处。在此条件下,对应的频率为  $\omega_s = \omega_{\text{TO}} \{[\epsilon(0) + 1]/(\epsilon_{\infty} + 1)\}^{1/2}$ 。这里的  $\omega_{\text{TO}}$  为体横光学声子的频率,  $\epsilon(0)$  为静电介电常数,  $\epsilon_{\infty}$  为光频介电常数。由于  $\epsilon(0)$  恒大于  $\epsilon_{\infty}$ , 所以表面光学声子的频率  $\omega_s$  恒大于体横光学声子的频率  $\omega_{\text{TO}}$ , 而又恒小于体纵光学声子的频率  $\omega_{\text{LO}} (= \omega_{\text{TO}} [\epsilon(0)/\epsilon_{\infty}])$ 。

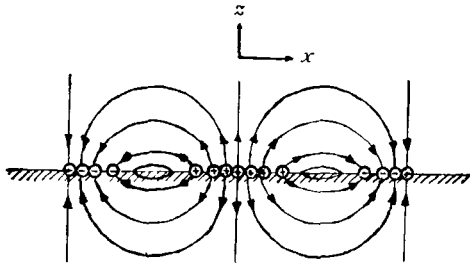


图 2 由伴随长程电荷密度涨落的表面声子所产生的电场

表面光学声子最早是在 ZnO 上观察到的<sup>[5]</sup>。在从非极性的 ZnO (1100) 面上镜面反射方向测得的能量损失谱中,第一个损失峰出现在距弹性峰 69MeV 处,与理论预期的  $\omega_s = \omega_{\text{TO}} \{[\epsilon(0) + 1]/(\epsilon_{\infty} + 1)\}^{1/2}$  符合极好。一些重要的理论结果,如损失峰强度与  $(\cos \theta_1)^{-1}$  的关系,与  $E_0^{-1/2}$  的关系,以及吸收一个声子的增益峰与激发一个声子的损失峰强度之比的关系  $\exp(-\hbar\omega_s/kT)$  的关系,均得到了明确的验证。

物理

后来,在 GaAs<sup>[6,7]</sup> 和 InP<sup>[7]</sup> 等 III-V 族半导体上,也都观察到了用其他方法难以观察到的表面光学声子。

在 Si 和 Ge 等元素半导体表面存在另一类具有长程电场的表面声子。Ibach 在真空解理的 Si (111) ( $2 \times 1$ ) 再构表面上曾观察到 56 meV 的损失峰<sup>[8]</sup>。由于立方对称性,在 Si 中的体光学声子(在布里渊区中心点为 65 MeV)不是红外激活的, Fuchs-Kliwer 类型的表面声子不存在。然而,在表面,对称性降低了: (111) 面上原胞内的两个原子处于不同的对称位置。两个子晶格的振动建立起了由最外面的那些原子层中的动态电荷所产生的长程电场。这种类型的表面声子的散射要用前面提到的两层模型来描写。亦即表面层的介电函数不同于体内的介电函数,损失谱的结构主要与表面介电函数  $\epsilon_s(\omega)$  有关。实验结果证实了这一损失峰主要与表面介电性质有关:当样品经退火处理变成 ( $7 \times 7$ ) 再构或吸附氧后, 56MeV 的损失峰均从谱中消失了。

对于金属,损失函数  $\operatorname{Im}\{-[\epsilon(\omega) + 1]^{-1}\}$  仅在频率为表面等离子振荡频率  $\omega_{\text{sp}} (= \omega_p / (\epsilon_{\infty} + 1)^{1/2})$  处有一个峰。由于体等离子振荡频率  $\omega_p$  在 10—15eV 范围内,所以在我们感兴趣的低能部分,清洁的金属表面的损失谱不呈现任何结构。

## 2. 有吸附物的表面

能量损失谱最重要的应用是确定金属或  $|\epsilon| \gg 1$  的半导体晶体上的表面吸附物的种类和吸附位置。偶极散射的“准选择定则”在这里起了很重要的作用。对于由吸附物的简正振动在真空中所产生的偶极场来说,当偶极子的方向平行于表面时,它在衬底材料中的镜像偶极子在真空中所产生的场将与之部分抵消;相反,当偶极子的方向垂直于表面时,镜像偶极子使真空中的偶极场得到增强。前者对电子的散射仅为后者的  $|\epsilon|^{-2}$ 。这就意味着,在  $|\epsilon| \gg 1$  的情况下,只有那些产生垂直于表面方向分量的偶极子的振动才能被激发。

为了说明准选择定则,图 3 画出了几种基

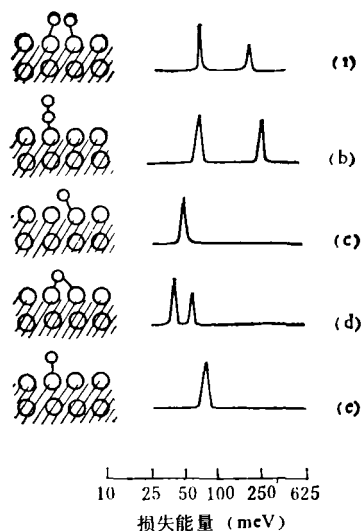


图3 吸附状态的几种基本类型及与之对应的振动谱

本的吸附类型以及相应的损失谱。为简单起见，我们假定吸附原子的质量比衬底原子的质量小得多。图3(a)代表一个横卧在桥位上的化学吸附分子。在这种情况下，相应的损失谱中出现两个损失峰。低频的模来自孤立原子垂直于表面的振动，高频的模来自准分子的伸展振动。在组成分子的两个原子具有不同质量的情况下(如CO)，振动频率按正比于质量比的平方根发生分裂。由伸展振动产生的偶极矩的垂直分量的大小是两个吸附原子间的力常数和键角的函数。

图3(b)代表一个直立在顶位上的吸附分子。损失谱中也有两个峰。低频的模来自整个分子相对于衬底的振动。这个频率之所以低，是因为总质量大而与衬底间的耦合弱的缘故。高频模对应于分子的伸展振动。

图3(c)代表一个在对称的桥位上与两个衬底原子成键的吸附原子，在这种情况下，只有一种简正振动模。

图3(d)代表一个不对称的与两个衬底原子成键的吸附原子，在这种情况下，出现了第二个具有垂直分量的振动模。

图3(e)代表一个在顶位上的吸附原子，在这种情况下，损失谱中只有一个峰。

图3虽然只是对振动频率与吸附状态间关

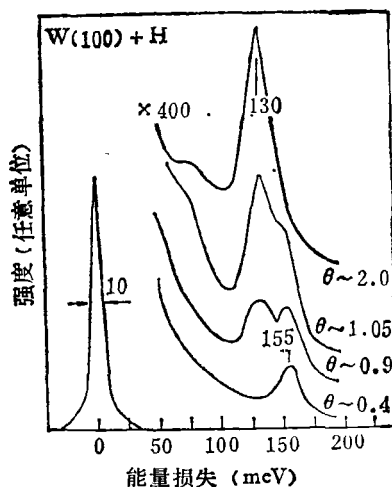


图4 W(100) + H 的电子能量损失谱

系的定性说明，但对于不太复杂的吸附体系，还是很有参考价值。图4是清洁的W(100)上覆盖了不同量的H后测得的损失谱<sup>[2]</sup>。正如前面已经指出的，清洁的W(100)的损失谱中不出现任何结构。当覆盖度 $\theta \approx 0.4$ (每个表面W原子上平均有0.4个H原子)时，仅在155 MeV处出现一个峰。增加覆盖度后，在130 MeV处出现了第二个峰。此峰在 $\theta \approx 2$ 时达到了饱和，而第一个峰则消失了。根据图3，这些损失峰只能被解释成为是由于分解的H在对称位置上的吸附引起的(亦即没有H<sub>2</sub>的吸附)。通过与其他实验方法得到的结果相比较，155 MeV的峰可能对应于H吸附在顶位，130 MeV的峰可能对应于H吸附在桥位。在高覆盖度时，在70 MeV左右出现的峰是由于在暴露H过程中可能发生的少量CO沾污所引起。

氧吸附对Si(111)(2 × 1)再构表面损失谱影响的理论解释是运用准选择定则的另一个实例<sup>[9]</sup>。随着硅表面氧覆盖度的增加，前面提到的56 MeV峰的强度逐渐减弱，在90 MeV和125 MeV处出现两个新峰。这两个峰最终移至94 MeV和130 MeV，同时在175 MeV处出现一个小的隆起。鉴于175 MeV处的结构只能被解释成为O-O准分子伸展振动(自由O<sub>2</sub>分子的伸展振动频率为195 MeV)，文献[9]的作者认为氧以分子状态吸附于Si(111)表面，并提出

了两种可能的吸附模型(如图 5 所示)。对于较

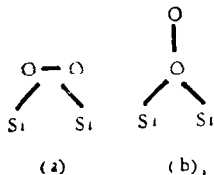


图 5 两种可能的吸附模型

复杂吸附体系的研究,能量损失谱与其他方法(如低能电子衍射和热脱附谱)配合使用更能发挥作用。有关这方面的详细讨论已经超出本文范围,有兴趣的读者可以直接参阅原始文献。

作者对王迅同志在本文撰写过程中给予的指导和帮助表示深切的感谢。

## 参 考 文 献

- [1] H. Ibach and D. L. Mills, *Electron Energy Loss Spectroscopy and Surface Vibrations*, Academic Press, New York, (1982), 4.
- [2] H. Froitzheim, in *Electron Spectroscopy for Surface Analysis*, ed. H. Ibach, Springer Berlin, Heidelberg, New York, (1977), 205.
- [3] B. A. Sexton, *Appl. Phys.*, **A26**(1981), 1.
- [4] 方俊鑫、陆株主编,固体物理学(下册),上海科学技术出版社,(1981),第九、十二章。
- [5] H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.*, **24**(1970), 1416
- [6] R. Matz, H. Lüth, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 500.
- [7] 丁训民、杨曙、董国胜、王迅、徐亚伯, *半导体学报*, **4**(1983), 284.
- [8] H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.*, **27**(1971), 257.
- [9] H. Ibach et al., *Surf. Sci.*, **38**(1973), 433.

## 《固体物理学大辞典》编写动态

《固体物理学大辞典》(以下简称“大辞典”)是根据教育部固体物理学科教学用书编审规划,由教育部理科教材编审委员会固体物理编审小组和高等教育出版社组织编写和出版。

“大辞典”是一部兼顾教学和科研需要的工具书,是一部科学著作。“大辞典”将对本学科的名词、术语作出正确和规范的解释,为固体物理学及其分支学科的教师、学生和科研人员提供参考,也为其他有关专业和学科的大学生、研究生、教师和科研人员在扩展知识视野、加强固体物理学与其他学科之间的联系方面提供帮助。目前国际上这方面的辞典还很少见,国内当属开创性工作。

本“大辞典”所选词条既包括固体物理学学科的基本内容,又反映固体物理学学科的发展前沿;既考虑到传统内容及其新进展,又特别注意正在形成的新的分支学科。本“大辞典”包括电介质、金属、半导体、磁学、低温、表面、光学、晶体、理论、低维、高温、液晶和高分子物理等十三个分支学科的内容,非晶态条目分别列入有关分支学科。

在“大辞典”中将实事求是地反映我国科学家对固体物理学学科的发展作出的贡献。

“大辞典”收词总数为 3000—3500 条,每个条目的释文一般为 500—1000 字,每个条目都是相对完整和独立的。“大辞典”附有索引。

“大辞典”编审领导小组成员有(按姓氏笔划):方俊鑫、苟清泉、冯端、郭贻成、钱临照、赵凯华、谢希德、

葛庭燧。“大辞典”主编是冯端教授。有 100 余人参加“大辞典”的编审工作,他们都是我国高等学校和科研单位固体物理学方面的专家。

为编好这部“大辞典”,从 1983 年 3 月开始,山东大学编目组就在郭贻成教授的指导下开始了条目汇编工作。

1984 年 5 月,在北京召开了“大辞典”编审领导小组工作会议,会议由冯端教授主持。与会的编审领导小组成员和高等教育出版社社长祖振铨等同志就“大辞典”的使用对象、收词范围、规模和特点等编写原则问题进行了讨论,并提出了指导性意见。会议特别肯定了山东大学梅良模等同志以及不少院校的教师在汇编“大辞典”条目方面所做的工作和取得的成绩。

1984 年 12 月,在济南召开了“大辞典”条目学术讨论会,会议由冯端和郭贻成两位教授共同主持。会议对已选条目进行了分类、定名和修订工作,初步确定了“大辞典”编写人员。

1985 年 4 月,在上海召开了“大辞典”编写工作会议,会议由冯端教授主持,谢希德教授作了有关学术报告。会议最后确定了“大辞典”所收入的条目,并统一了编写体例,讨论和确定了释文样条,落实了编写分工,规定了编审工作进度。

本“大辞典”的编写工作,正在紧张而扎实地进行中,争取早日与广大读者见面。

(范印哲)