

扩展 X 射线吸收精细结构及其应用

魏 光 普

(上海科学技术大学)

利用 X 射线吸收现象来进行化学分析,这是早就为人们所熟悉和使用的方法.近十余年来,由于理论上的突破和实验技术的改进,又已证明可以根据 X 射线在某种元素原子的吸收限附近吸收系数的精细变化情况,来进行凝聚态物质的结构分析,即分析凝聚态物质中原子的近程排列情况.这就是扩展 X 射线吸收精细结构(EXAFS).它与一般的 X 射线衍射结构分析不同,不是以 X 射线的衍射现象作为分析依据.这种方法不但可以分析晶体,也可以用来分析多原子气体、液体、非晶态材料中原子的配位排列情况,还可以测定待分析物中某种特定原子周围的原子配位情况,为研究一些无法结晶的生物大分子的结构提供了有用的信息,使物质结构分析工作达到了一个新的水平.现将 EXAFS 的原理、实验方法和应用作一简要介绍.

一、基本原理

当 X 射线穿过物体时,会被物体吸收而使其强度衰减,强度衰减是服从指数规律的.若设原始的人射 X 射线强度为 I_0 ,则通过密度均匀的厚度为 x 的吸收体后,透射 X 射线的强度 I 将由下式决定:

$$I = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\mu_m \rho x}, \quad (1)$$

式中的 μ 称为线吸收系数, μ_m 称为质量吸收系数,它与密度 ρ 无关.

对单质元素而言,质量吸收系数只与原子序数和 X 射线的波长有关.当吸收体是由 n 种元素构成的化合物、混合物、溶液等时,则其质量吸收系数为

$$\mu_m = w_1 \mu_{m1} + w_2 \mu_{m2} + \cdots + w_n \mu_{mn}, \quad (2)$$

式中 w_1, w_2, \cdots, w_n 分别为各组分元素的重量百分数.

实验证明,元素的质量吸收系数 μ_m 与 X 射线的波长 λ 近似有如图 1 所示的关系.在两个突变点之间的区域,可近似地用下列经验公式来描述:

$$\mu_m = C_1 \lambda^3 + C_2 \lambda^4, \quad (3)$$

其中的 C_1 和 C_2 对一定的吸收体而言为常数.吸收突变处常称为吸收限,有 K 系、L 系(包括 L_1, L_2, L_3 三个)、M 系(包括五个)等之分.可以根据它们来进行元素的定性定量分析^[1].

图 1 所示的质量吸收系数 μ_m 与波长的关系是粗略的.精密的测量表明,在吸收限附近高能一侧,吸收曲线呈现上下波动的精细结构,这种现象虽然早就被发现,但对它的理论分析只是在近十年内才逐渐完善.理论分析表明,吸收曲线在吸收限附近的这种精细结构,与吸收体中产生该吸收限的原子(下面简称吸收原子)的周围其他原子的近程配位排列情况有关,对这种精细结构进行测量、分析和计算,就可获得有关吸收原子周围原子排列情况等很多信息,这是本文要介绍的中心.

图 2 表示对非晶态 GeSe 合金所测得的错

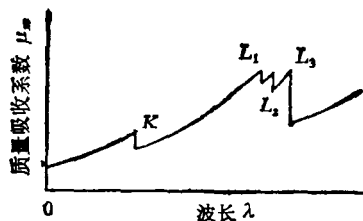


图 1 质量吸收系数与波长的关系

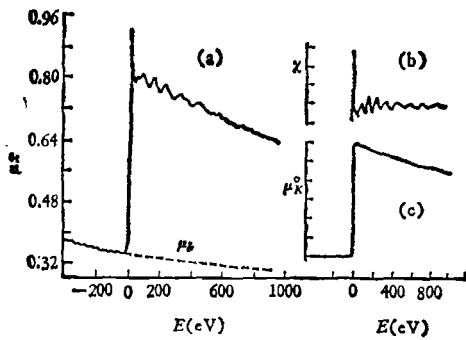


图2 从非晶态 GeSe 合金测得的锗的 K 吸收限附近的吸收曲线
(a) μ_x ; (b) $\chi(E)$; (c) $\mu_x^0(E)$

的 K 吸收限附近的精细结构, 显示出吸收系数随入射 X 射线光子能量而变化的复杂情况. 为了方便, 图中我们用 X 射线的光子能量代替 X 射线波长作为横坐标, 并将能量坐标的零点置于锗的 K 吸收限处. 从图可以看出, 在吸收限附近, 随着光子能量的增加, 吸收系数先是很快上升, 然后以复杂形式波动起伏, 当高于吸收限 1000eV 左右以后, 曲线又单调地下降. 理论分析与实验都证明^[2], 在吸收限高能侧离吸收限 30—1000eV 的区域, 精细结构与产生该吸收限的原子的四周其他原子的排列情况有关, 特称之为扩展 X 射线吸收精细结构 (EXAFS)^[3], 这种扩展吸收精细结构, 在 K 系、L 系……吸收限处都可观察到.

当一束波长为 λ 、频率为 ν 的 X 射线照射到吸收体上时, 若光子能量 $E = h\nu$ 超过吸收体中某种原子的 K 层电子的临界激发能 E_K 时, 则此 K 层电子会吸收光子能量而跳出原子成为光电子. 光电子的动能 E_e 可以用下式表示:

$$E_e = h\nu - E_K. \quad (4)$$

通常可将 K 吸收限高能侧吸收系数 μ 随光子能量 E 的变化关系写成以下形式:

$$\mu(E) = \mu_K(E) + \mu_b(E), \quad (5)$$

其中 $\mu_K(E)$ 表示产生此吸收限的原子的 K 层光电吸收, 而 $\mu_b(E)$ 表示其它壳层电子和其它种原子产生的吸收. 经验证明, $\mu_b(E)$ 可用经验公式 (5) 表示, 其中的常数 C_1 和 C_2 可根据吸收限低能侧的实验数据用曲线拟合的办法求

出, 然后外推到高能侧. K 层的光电吸收 $\mu_K(E)$ 可以分为下列两部分:

$$\mu_K(E) = \mu_K^0 [1 + \chi(E)], \quad (6)$$

其中 μ_K^0 表示原子处于自由状态 (例如单原子气体的情况) 时的吸收, 而 $\chi(E)$ 则表示吸收系数的振荡部分 (EXAFS).

Stern^[2] 等人认为, EXAFS 图谱的产生是由于原子吸收 X 射线光子后被激发出来的外传光电子波, 在向外传播过程中遇到近邻原子而被散射. 这种散射电子波的背散射部分与向外传播的电子波发生干涉效应. 随着电子波波长 λ_e 的变化, 干涉的结果将时而相长, 时而相消, 这将影响原子对 X 射线的吸收几率. 干涉相长时, 吸收几率大, 从而产生吸收极大值; 干涉相消时, 吸收几率小, 产生吸收极小值. 随着 X 射线光子能量的增加, 根据 (4) 式, 光电子的动能发生变化, 因而其波长 λ_e 也变化, 从而产生外传电子波与背散射电子波的一系列干涉相长与相消, 造成一系列极大值与极小值, 这就是吸收系数的振荡部分.

Stern 等人^[2,3] 对此进行了详细的分析与计算, 认为在忽略了多重散射效应后, 若将变量 E 换成为光电子波的波矢 k , 则 $\chi(k)$ 为

$$\chi(k) = \frac{m}{4\pi k^2} \sum_j \frac{N_j}{R_j^2} \nu_j(2k) e^{-2R_j/\lambda} \sin [2kR_j + 2\delta_j(k)] e^{-k^2\sigma_j^2}, \quad (7)$$

式中 N_j 是第 j 个配位层上的原子数, R_j 是从吸收原子到第 j 层原子的径向距离, 即配位半径, $\nu_j(2k)$ 是第 j 层原子中每个原子对电子的背散射振幅, λ 是电子的平均自由程. 式中包含有 σ_j^2 的第二个指数项代表由热运动等原因引起的原子无序度对 EXAFS 的影响, 其中 σ_j 表示第 j 层原子离开其平衡位置的均方根偏离, 而 $\delta_j(k)$ 则表示位相的移动. 由 (7) 式可知, $\chi(k)$ 的表达式是由一系列类正弦项叠加而成, 第 j 个累加项表示第 j 个配位层对 EXAFS 的贡献, 累加项的系数说明, 每个配位层对 EXAFS

1) 吸收限高能侧 30eV 以内的精细结构, 与多体效应以及被激发原子的库仑场对被激发态波函数的影响等因素有关, 详见文献[2]等.

的贡献正比于此层的原子总数 N_i ，而反比于 R_i^2 。吸收体温度的降低，将使 σ_i 变小，从而使 EXAFS 的峰变得尖锐。 $e^{-2R_i/\lambda}$ 的一项是由于非弹性散射而引起的光电子衰减因子。

为清楚起见，我们举下例说明。图 3(a) 表示单原子气体氪 (Kr) 和双原子气体溴 (Br_2) 的吸收曲线。由于气体氪中每个原子是孤立的，

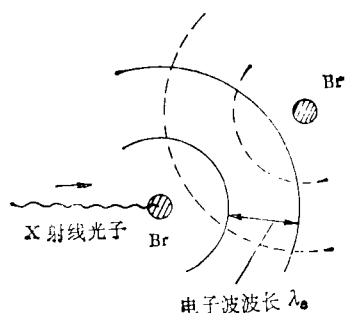
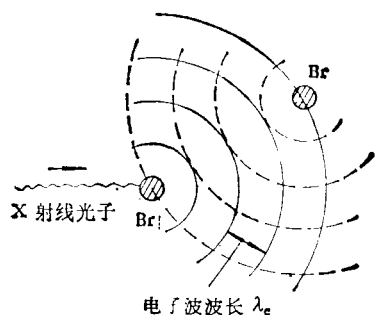
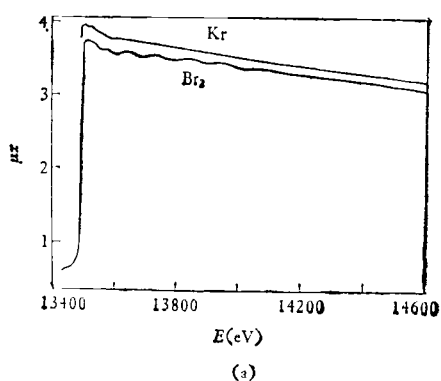


图 3 Kr 和 Br_2 的吸收曲线及电子波的干涉过程
(a) 吸收曲线；(b) 电子波的相长干涉；
(c) 电子波的相消干涉 (b) 和 (c) 中，实线表示外传电子波，虚线表示背散射电子波

无配位层，故 $\chi(k) = 0$ ，因此不存在 EXAFS，其吸收曲线在吸收限高能侧是单调下降的。但对气体 Br_2 来说，由于每个溴原子以恒定键长与另一溴原子结合形成分子，因此每个原子有一个而且只有一个配位原子，即 $N_1 = 1$ ，所以 $\chi(k)$ 只有一个正弦项，反映在其吸收曲线上，EXAFS 图谱以类正弦形式出现。这可用图 3(b) 和 (c) 分别表示外传和背散射电子波干涉相长和相消的情况。

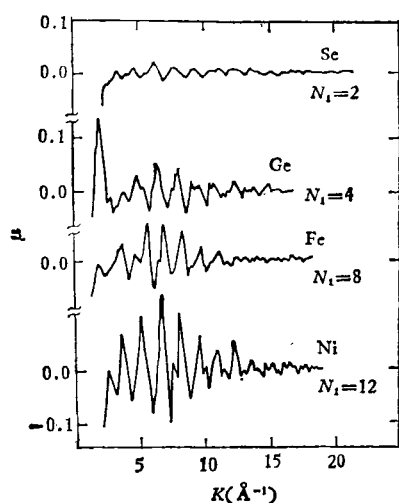


图 4 结晶态的硒、锗、铁、镍的吸收系数与波矢的关系曲线

对于液体、固体而言，一般有很多配位层，但通常第四、第五配位层以后的原子对 EXAFS 的贡献很小(因 R_i 大)，起决定作用的是头几个配位层，特别是第一配位层起着支配作用，影响最大。图 4 是结晶态的硒、锗、铁和镍的 EXAFS 图谱。为了便于对比，其吸收系数已作了归一化处理。从图可看出，由于硒、锗、铁、镍的第一配位层的配位数分别为 2, 4, 8, 12，所以 EXAFS 图谱的振动也随配位数的增加而明显增大。

二、实验方法与数据测量

EXAFS 图谱的测量可在衍射仪或专用的谱仪上进行。对 X 射线源的要求是要有高稳定、高强度连续 X 射线谱，常用钨、银、钼、铜等 X 射线管。为了从连续 X 射线谱中分离出单色 X 射线，需用分光晶体，最常用的是氟化锂晶体

[衍射面常用(200)],也可以是石英、硅等单晶体。有时为了得到高度单色化的X射线,使测得的EXAFS图谱充分显示其精细结构,还可以用双晶单色器。

试样可以是固体薄片,或是用真空蒸发、化学沉积等办法制成的薄膜,也可以是装在适宜的样品槽中的液体或气体。为了减少热振动的影响,使EXAFS图谱更为明锐,试样可用液氮等进行冷却。试样的厚度要选择适当。由于单色器不可能使X射线绝对单色化,入射线束中除所要求的单色X射线外,总含有少量其他波长的X射线,由于这些X射线的影响,试样太厚会使EXAFS图谱产生畸变。通常认为试样厚度 x 控制在 $\mu x = 2.6$ 左右较好;但最近Stern等^[4]的论证表明,当 $\Delta\mu_0 x \geq 1.5$ 时,就会使EXAFS图谱产生畸变,这里的 $\Delta\mu_0$ 是吸收系数曲线上在K吸收限处的台阶高度。因此,试样厚度要控制得不使EXAFS图谱产生畸变,这可用试验决定。

实验数据的测量最好从吸收限低能侧较远处开始,以便寻求出(5)式中 μ_b 的变化规律,然后测量高能侧。测量时以一定的角度间隔,例如 $\Delta 2\theta = 0.01^\circ$ 测一数据,一直测到离吸收限约1000eV以上的区域。读出无试样存在时的X射线强度 I_0 和有试样存在时的强度 I ,再根据公式 $\mu x = \lg(I_0/I)$ 算出 μx 或 μ 。实际上,由于试样厚度 x 往往很难测准, μ 也就无法测准,因而实验中一般测的是 μx 。

X射线的波长 λ 或光子能量 E 可以从分光晶体的晶面间距 d 和布喇格角 θ 算出,即

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{2d \sin \theta}$$

其中的 h 为普朗克常数, c 为光速。根据各个布喇格角 θ 处测得的 μx (或 μ)和光子能量 E ,即可画出它们的关系曲线。

由于当原子吸收X射线时,从这种原子激发出来的荧光X射线强度和俄歇电子的多少与吸收的强弱有一定关系,因此也有人用测量荧光X射线强度或俄歇电子流强度来进行原子近邻结构研究,有时这样做可以得到更好的结

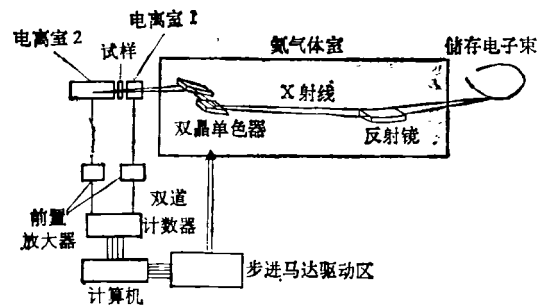


图5 利用同步辐射源进行EXAFS实验的示意图

果^[3,5]。

近年来,在国外很多EXAFS的研究工作是利用同步辐射来进行的^[6]。在同步回旋加速器中,由于高速带电粒子的回旋运动,会产生极强的电磁辐射,其中也包括X射线,且其强度要比从一般的X射线管中得到的大几个数量级,而且连续谱的波长范围比较大,这对EXAFS研究工作是很利。图5是这种实验装置的示意图。

三、数据处理

EXAFS图谱中,包含着吸收体的很多结构信息,例如吸收原子的配位数 N_j 、配位半径 R_j 、原子离平衡位置的均方根偏移 σ_j 、电子的平均自由程等。要从实测的 $\mu \sim E$ 关系曲线出发,求得这些物理参数是复杂而困难的工作,因为未知参数很多,且互相关联。

当实验测得 $\mu \sim E$ 关系曲线后,先用曲线拟合法(也可用其它办法),从吸收限低能侧的数据求出 $\mu_b(E)$,再从高能侧的数据求出吸收曲线的光滑部分 $\mu_k^0(E)$,然后根据(5)式和(6)式算出 $\chi(E)$ 。

为了将参变数由光子能量 E 转换为光电子的波矢 k ,原则上根据(4)式的能量 E_e 的表达式即能求出。但细致考虑,电子的真正动能还应从(4)式中再减去内能 E_0 ,即

$$E_e = h\nu - E_k - E_0 \quad (8)$$

电子波的波矢 $k = \frac{1}{\lambda_e}$ 可写为

$$k = \left(\frac{2mE_c}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \left[\frac{2m(\hbar\nu - E_k - E_0)}{\hbar^2} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

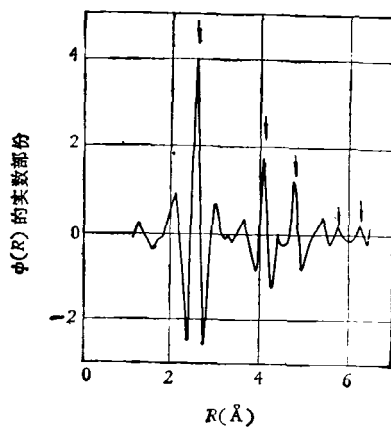
可见 k 与 E_0 有关。但因 E_0 的值无论用理论计算或实验测定都无法求得很准确，于是 k 也就定不准。实践表明，若将 E_0 (因而 k) 作为一个可变参数来调节，改变 (7) 式中的相移 $\delta_j(k)$ ，所得数据与从结构已知的标准物质所得的数据符合很好，用这样的办法定 E_0 和 k 能得到较好的结果。

从 (7) 式可知， $\chi(k)$ 是多项类正弦函数的迭加，因此可以对 $\chi(k)$ 进行傅里叶变换，即

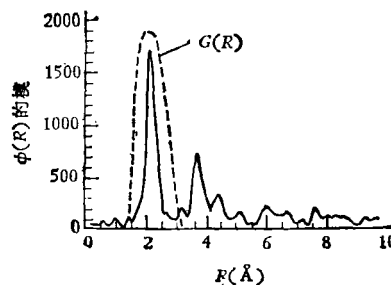
$$\phi(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} k^n \chi(k) e^{iRk} dk, \quad (10)$$

则 $\phi(R)$ 在 $R = R_j$ 的各处应有极大值，这些极大值的位置近似地为各配位层的配位半径 R_j 。(10) 式中的积分限 k_{\min} 可以人为地选定在吸收限高能侧离吸收限 30 至 50 eV 的地方，而 k_{\max} 则可以从实验中所用的 X 射线波长最小值换算得到， k_{\min} 和 k_{\max} 分别代表上述积分中所用到的电子波波矢的最小值和最大值。实际上，对 (10) 式进行计算，可以分别算出它的实部 (余弦项)、虚部 (正弦项) 和它的模 (标征其大小)，这三部分中的每一部分都包含着有关配位半径 R_j 的特征。图 6(a) 是从晶态锗的 $\chi(k)$ 数据算得的傅里叶变换式 $\phi(R)$ 的实部与 R 的关系曲线。从图可看出它的峰值 (箭头所指处) 所对应的各配位半径，即 $R_1 = 2.45 \text{ \AA}$, $R_2 = 4.1 \text{ \AA}$... 等，与从已知的结晶学数据算出的基本相符。可见从 $\chi(k)$ 求配位半径 R_j 只要经过一次傅里叶变换即可。但实践表明，用此法从待测物的 $\chi(k)$ 求其配位半径，最好要找一个结构已知并含有与待测物相同的化学键的标准物质来校对。例如，测量含有 Fe—S 键的蛋白质分子中 Fe 与 S 离子的距离，可以用结构已知的矿物 FeS_2 作为标准物质。这是因为 $\phi(R) \sim R$ 关系图上的横坐标 (因而 R_j) 常会产生一恒定位移。目前用 EXAFS 法测配位半径准确度最好的已达到 0.01 \AA 或更好。

图 6(b) 是晶态锗的 $\chi(k)$ 的傅里叶变换式



(a)



(b)

图 6

(a) 晶态锗的 $\chi(k)$ 的傅里叶变换 $\phi(R)$ 的实部；(b) 晶态锗的 $\chi(k)$ 的傅里叶变换 $\phi(R)$ 的模

$\phi(R)$ 的模与 R 的关系曲线。图中与各个 R_j 对应的峰下面的面积是与相应的配位层上的配位数 N_j 有关的。对一未知试样，若能找到一个结构已知的类似物质作为标准物质，则对比未知试样与标准物质的相应的 $\phi(R)$ 的峰下的面积，就可根据已知物质的配位数推算出未知试样的配位数。

傅里叶变换式 (10) 中，包含有指数项 k^n ，其指数 n 通常取为 3。我们所以要加入因子 k^3 ，是因为 $k^3\chi(k)$ 与 $\chi(k)$ 相比，在 $k > 4 \text{ \AA}^{-1}$ (相当于光电子能量大于 60 eV) 的范围内的振动更加均匀，分析更加方便，还可减少化学环境 (键合状况) 对图谱的影响^[5]。

要想从 $\chi(k)$ 进一步求得一些其他物理参数 (如 σ_j 等)，则要采用傅里叶滤波技术^[7]。例如，我们可选取图 6(b) 中虚线所示的滤波窗函

四、应用

EXAFS 图谱的一个特点是它只决定于吸收原子周围的近程配位情况。另一个特点是它适用于研究多组分物体。

上述特点,使 EXAFS 法在生物物理的研究中发挥了很大作用。生物学中存在着大量的结构问题。生物大分子物质的结构通常很复杂,而且往往不能被结晶,因此很难用 X 射线分析法来进行研究。有的物质即使能结晶,也常令人担心结晶后的这种物质是否和生物体中的这一物质有相同的生物学作用。另外,生物大分子中常含有一些重金属原子,它们在其中起着重要的生物学作用,因此测量这些重金属原子吸收限附近的 EXAFS 图谱,就可得到极重要的结构信息。实践还表明,测量短程范围内的结构参数,用 EXAFS 法通常可比 X 射线衍射法达到更高的精确度。例如,Shulman 等人^[8]测定了分子量大到 8000 的蛋白质大分子中 Fe—S 键的长度,证实了 Fe 原子与其周围四个 S 原子所构成的四个 Fe—S 键的长度是一样的,都是 2.26 Å 左右,纠正了以前用 X 射线衍射法测得的认为四个 Fe—S 键中有一个特别短的不正确结论。

EXAFS 法在研究非晶态材料方面也得到很多应用。例如, Sayers 等^[9]测定了晶态二氧化锗 (c-GeO₂) 和非晶态二氧化锗 (α-GeO₂) 在锗的吸收限附近的 EXAFS 图谱,计算了它

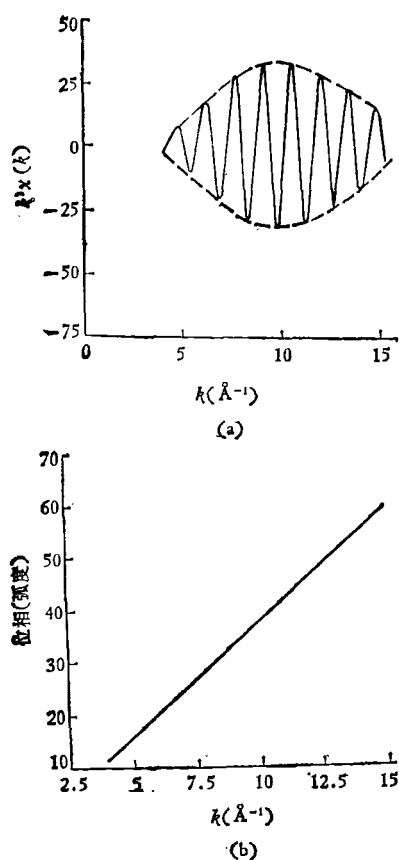


图 7 采用滤波函数进行傅里叶变换所得的 $k^3\chi(k)$ 和相移 δ_1 与 k 的关系曲线

数 $G(R)$, 由于 $G(R)$ 只有在 R_1 所对应的峰值区域有值, 其它地方都等于零, 因此若以乘积 $\phi(R)G(R)$ 作为函数, 再进行相反方向的傅里叶变换, 重新变到 k 空间, 得到 $k^3\chi(k)$, 则相当于去掉了 $\chi(k)$ 中除第一配位层以外的其余各层所对应的正弦项的影响, 达到了把第一配位层对 EXAFS 的贡献分离出来的效果。图 7 是从图 6(b) 的数据出发, 再进行傅里叶变换而得到的 $k^3\chi(k)$ 曲线和计算得出的第一个正弦项的位相 $[2kR_1 + 2\delta_1(k)]$ 。从图 7 可见, 这样得到的 $k^3\chi(k)$ 曲线已经是很好的调幅正弦波。对这种调幅波的振幅函数 (图中虚线所示) 及位相中包含着我们所要求的一些参数进行分析计算, 并与标准物质对比, 就可进一步得到这些物理量^[4]。

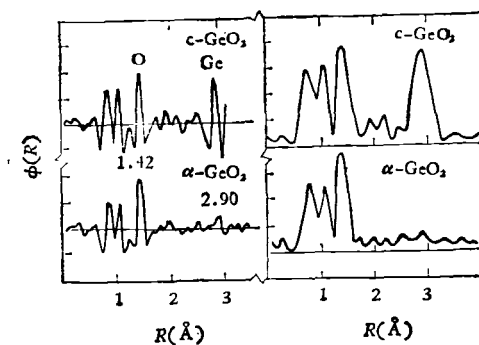


图 8 晶态的 GeO₂ 和非晶态的 GeO₂ 的 $\phi(R)$ 的比较

们的傅里叶变换式 $\phi(R)$ 的实部和模, 得到如图 8 所示的结果。

c-GeO₂ 属于六方晶系, 第一配位层由四个氧原子构成, $R_1 = 1.5 \text{ \AA}$; 第二配位层由锗原子构成, 且 $R_2 = 3.15 \text{ \AA}$, 而 Ge—O—Ge 键的键角 θ 为 130° 。

从图 8 可看出, α -GeO₂ 和 c-GeO₂ 的图形在 $R \leq 1.5 \text{ \AA}$ 时是完全一样的, 可见非晶态二氧化锗的第一配位层结构与晶态二氧化锗是相同的。对于第二配位层, 虽然配位半径相同, 但由于原子无序度的增加, 相应的峰的面积和高度大为降低。若分别以 σ_j^c 和 σ_j^α 来表示 c-GeO₂ 和 α -GeO₂ 中第 j 配位层的原子的均方根偏移, 并定义无序度为

$$\Delta\sigma_j = [(\sigma_j^c)^2 - (\sigma_j^\alpha)^2]^{1/2},$$

则作者计算得 α -GeO₂ 的无度

$$\Delta\sigma_1 = 0.00 \pm 0.018 \text{ \AA},$$

$$\Delta\sigma_2 = 0.77 \pm 0.014 \text{ \AA},$$

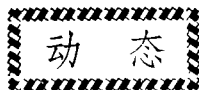
并认为所以会产生这种无序度, 是因为 α -GeO₂ 中的 Ge—O—Ge 键的键角在 130° 附近有 $\pm 6.5^\circ$ 的偏离所致。从这些数据分析, 作者认

为, 对于 α -GeO₂ 来说, 其非晶态结构不是微晶模型, 而无规则网络模型更合适。

除上所述, EXAFS 在表面物理^[10]、溶液结构和催化剂等领域中都有不少的应用, 不再一一介绍。

参 考 文 献

- [1] 许顺生, 金属 X 射线学, 上海技术科学出版社, (1962)。
- [2] E. A. Stern, *Phys. Rev. B*, **10**(1974), 3027.
- [3] P. A. Lee, *Phys. Rev. B*, **13**(1976), 5261.
- [4] E. A. Stern and K. Kim, *Phys. Rev. B*, **23**(1981), 3781.
- [5] P. Eisenberger and B. M. Kincaid, *Science*, **200**(1978), 1441.
- [6] 顾本源、范海福, 物理, **8**(1979), 424.
- [7] F. W. Lytle, D. E. Sayers, E. A. Stern, *Phys. Rev. B*, **11**, (1975) 4825; E. A. Stern, D. E. Sayers, F. W. Lytle, *Phys. Rev. B*, **11** (1975), 4836.
- [8] R. G. Shulman, P. Eisenberger, W. E. Blumberg, N. A. Stombaugh, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **72**(1975), 4003; D. E. Sayers, E. A. Stern, J. R. Herriot, *J. Chem. Phys.*, **64**(1976), 427.
- [9] D. E. Sayers, E. A. Stern, F. W. Lytle, *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 584.
- [10] E. A. Stern, *J. Vac. Sci. Technol.*, **14** (1977), 461.



国际核子-核子相互作用与核多体问题暑期讲习班在长春召开

由中国科学院、中国核物理学会和吉林大学联合举办的“国际核子-核子相互作用与核多体问题暑期讲习班”于 1983 年 7 月 25 日至 8 月 1 日在长春举行。参加讲习班的有来自美国、日本、德意志联邦共和国、英国、挪威、芬兰、加拿大、希腊等八个国家的 30 多位外宾和将近 170 名国内代表。大家欢聚一起, 交流研究成果, 相互学习, 增进友谊。

核力和核多体是核物理中的两个基本问题。整个核理论可以归结为核力和多体。核力是强相互作用, 它一直是物理学中的一个难题, 而原子核是个多体系统, 由于它的粒子数“多”, 并且“有限”, 粒子间的相互作用很强, 使得求解这样一个量子力学体系的问题十分困难, 因而至今对原子核的研究还主要是借助于模型理论。近年来, 在核力与核多体这两个方面的研究都有了相当大的发展。核力的介子交换理论对核力的中程及长程部分给出了比较满意的结果。目前又尝试从夸克模型理论对核力进行研究, 这就与强子结构的研究联系起来。核多体的研究也取得了显著进展, 为深入了解原子核结构的规律提供了多种途径, 已成为目前核物理研究中相当活跃的领域。

讲习班通过专题讲授和学术讨论等方式进行。讲课与特邀报告一共 27 个, 研究成果报告 28 个。报告涉及的内容十分广泛, 包括核力、 π 核物理、超核结构、各种多体方法以及天体物理、重离子物体等, 系统地介绍了近几年来在核力与多体方面的进展, 交流了最近取得的新成果。这对提高我国核物理研究水平有重要意义。

(史光辉)