

647.  
 [6] 朱宰万、徐济安, «超导转变温度的计算», 将发表.  
 [7] Dew-Hughes, D., *Cryogenics*, August (1975).  
 [8] 罗启光, «A15 结构的稳定性判据», 中国科学院物理研究所 1961 年工作报告.  
 [9] Gavalier, J. R., *Applied Phys. Letters*, 29-5 (1976).  
 [10] 冶金部长沙矿冶所、中国科学院物理研究所, 1976 年全国低温超导会议报告 (长沙).  
 [11] 徐济安, 朱宰万, «高压下 A15 结构 Nb<sub>3</sub>Si 合成条件的估计», «物理学报», 25-6 (1976).  
 [12] Пан, Б. М., и Дяр., *ЖЭТФ Письма*, 21-8 (1975), 494.  
 [13] 中国科技大学、南京大学, «谈耦合超导理论», 1976, 合肥会议报告.  
 [14] Weber, W., *Phys. Rev.*, B8 (1973), 5093.

[15] Leger, J. M., *J. Low Temperature Phys.*, 14-3 (1974), 297.  
 [16] Matthias, B. T., *LT-B*, Vol. 3, p. 416.  
 [17] Fisher, O., et al., *J. Phys.*, C8 (1975), L474.  
 [18] Silvermanm, P. J., et al., *Phys. Letters*, 53A (1975), 221; Ganguli, B. N., *Z. Physics*, 265 (1973), 433.  
 [19] Little, W. A., *Sci. Amer.*, 212-2 (1965), 21.  
 [20] Allender, D. Bray, J. et al., *Phys. Rev.*, B7 (1973), 1020.  
 [21] Hohenberg, P. C., *Phys. Rev.*, 158 (1967), 383.  
 [22] Gavalier, J. R., *Appl. Phys. Letters*, 23 (1973), 480.  
 [23] Gavalier, J. R. et al., *IEEE Trans MAG-11-2*, (1975), 192.  
 [24] Kawamura, H. Tachikawa, K., *Phys. Letters*, 50A-29 (1974).

# 质子激发 X 射线分析

活化分析组

(上海市原子核研究所)

## 一、引言

随着现代工业的发展, 环境保护日益成为一个重要课题。毛主席和党中央历来高度重视环境保护工作。我们敬爱的周总理曾多次对这项工作下过指示, 以保护人民的健康和自然资源。当前, 我们在以华主席为首的党中央的英明领导下抓纲治国, 更要发扬大庆的“三老四严”的作风, 做好环境保护工作。要做好这项工作, 显然在技术上首先就要测定环境污染的状况。空气、水、土壤到底被哪些元素所污染? 含量又是多少呢? 测定的办法是多种多样的。这里我们介绍一种七十年代新兴的分析元素的物理方法, 就是“质子激发 X 射线分析”。这种分析方法不仅可以用于环境保护方面, 还可以用于生物学、医学、农学和固体物理学等许多领域。

质子激发 X 射线分析是在核技术基础上发展起来的一种新的元素分析方法, 是 X 射线荧光分析中的一个新分支。

什么又是 X 射线荧光分析呢? 它的原理可简述如下:

首先以高能粒子(如光子、电子或者是质子等其它重的带电粒子)轰击样品, 使待测物质的原子受激, 其内壳层电离; 随后(约  $10^{-13}$  秒数量级)原子内电子重新配位, 即内壳层电子空穴由较外层的电子填充, 并同时以

一定几率(荧光产额  $\omega$ ) 放射出特征 X 射线。其能量就是这个外层电子原来的能级和空穴能级间的能量差值。这两个阶段的示意图见图 1。测得该特征 X 射线的能量即可知道是什么元素; 测得其强度即可知道该元素的含量。这就是 X 射线荧光分析的定性、定量基础。一般的 X 射线荧光分析是采用  $\gamma$  光子或高能电子

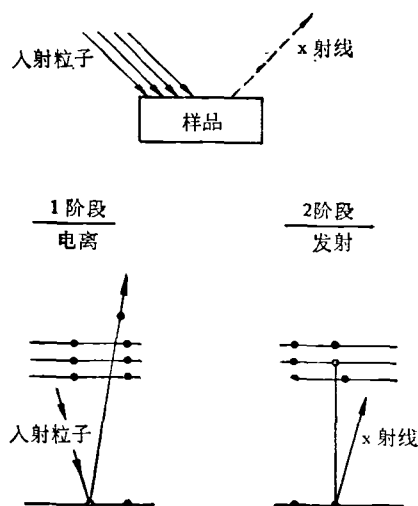


图1 带电粒子激发 X 射线原理图

第 1 阶段, 入射粒子使原子内层电子电离, 留下一个空穴(图中用 0 表示)。第 2 阶段, 外层电子填补这个空穴, 产生 X 射线(在外层也留下一个空穴)

作为轰击粒子的，而特征X射线为分光晶体（波长色散）或低分辨率的正比和闪烁计数器所分析（近来 $\gamma$ 激发的X射线荧光分析，也有采用高分辨率的硅（锂）探测器的）。若以快速带电粒子束（质子、 $\alpha$ 粒子、重离子）作为轰击粒子激发特征X射线，并以高分辨率的半导体硅（锂）探测器进行X射线能谱分析（见图2），就是近年来兴起的带电粒子激发X射线分析技术<sup>[1]</sup>。目前，一般采用质子作为轰击粒子，则称为质子激发X射线（发射）分析（简称为PIXE）。

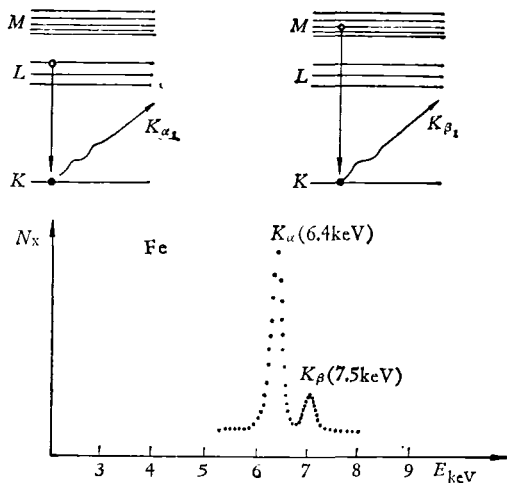


图2 特征K X射线发射和Si(Li)探测器测得的X射线能谱

由于硅（锂）探测器的能量分辨率较好（ $<200\text{eV}$ ），使得PIXE可同时进行多元素（ $z \geq 15$ ）的分析。重离子的韧致辐射本底比电子的低得多，因而PIXE的测定灵敏度较高。同时也使质子束聚焦、扫描，这就允许进行微区分析（ $\approx 10^{-9}\text{cm}^3$ ）。若将硅（锂）X能谱测量系统和小型电子计算机结合起来，就能建立一种数据自动处理的快速分析技术。

PIXE由于具有上述的一些优点，因而近年来发展很快，已逐渐成熟为一种常规分析方法。可是它必须应用低能加速器（几个MeV）和硅（锂）探测器，使得PIXE的推广受到限制。一般这种技术可以较方便地在核科学实验室中建立起来。PIXE已成为核技术在分析方面的应用的一个新兴领域<sup>[2, 18]</sup>。

## 二、物理基础——带电粒子与物质的相互作用

带电粒子激发的X射线分析是基于带电粒子与物质的相互作用，是与特征X射线的激发和明显的本底辐射的产生这一对矛盾有关的。下面按由核外至核内的顺序简单描述一下带电粒子与物质相互作用的图象。

第4期

## 1. 带电粒子与原子电子的碰撞

带电粒子与原子电子碰撞的结果是原子受激、电离。在这过程中打击出来的原子电子（次级电子）称为 $\delta$ 射线，它的韧致辐射是造成本底辐射的重要原因。这过程所形成的内壳层空穴被外层电子填充时，就放射出俄歇（Auger）电子或分析的主要对象——特征X射线。X射线发射截面 $\sigma_x$ 和电离截面 $\sigma_i$ 之比即为发射特征X射线的荧光差额 $\omega$ 。

$$\sigma_x = \sigma_i \cdot \omega$$

采用简单的平面法（玻恩）近似理论，导出了如下实际应用的计算内壳层电离截面公式<sup>[1]</sup>：

$$\sigma_s = 8\pi z^2 a_0^2 Z^{-4} \eta^5 / s \quad (3)$$

其中 $z$ 为入射粒子电荷数；

$Z$ 为靶原子的有效核电荷；

$a_0$ 为波尔半径；

$f$ 是有关电子波函数的无量纲的 $f$ ；

$\eta$ 是一个与入射粒子能量有关的值；

$s$ 是按电离壳层（K, L, M, ……）而定。

由此算得质子激发的X射线产生截面随入射粒子能量 $E_p$ 和 $Z$ 的变化，见图3，截面是较大的，一般在 $10^1 \sim 10^3$ 巴（1巴为 $10^{-24}\text{cm}^2$ ）。

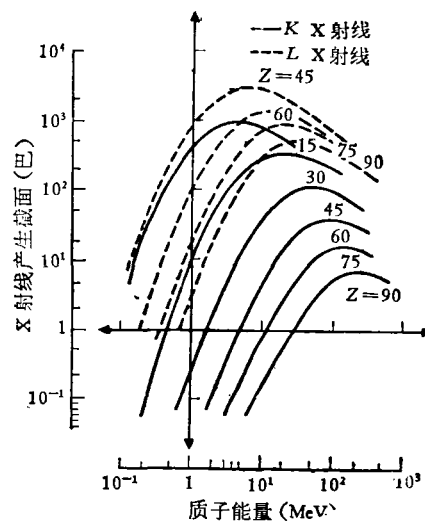


图3 K和L X射线产生的质子激发函数

$\delta$ 射线（次级电子）的韧致辐射的连续本底在低能区是很强的，但当能量大于 $T_m$ 时，就很快下降（ $\sim E^{-11} \sim E^{-12}$ ）。

$$T_m \approx \frac{4m}{M} \frac{E_i}{A_i} \quad (4)$$

$T_m$ 为质量是 $A_i M$ ，能量为 $E_i$ 的入射粒子转移给质量为 $m$ 的自由电子的最大能量。

当 $T_m$ 比待测元素的特征X射线的能量大时，本底辐射成为对可测浓度的一个严重限制。

• 217 •

## 2. 带电粒子与核库仑场的相互作用

带电粒子与靶核库仑场的相互作用有两种：若是改变入射粒子方向，就是所谓弹性散射；若是导致减速，则发射韧致辐射，这也构成本底的一种原因。由于带电粒子韧致辐射的能量损耗率与其质量平方成反比，因此质子的韧致辐射较电子小得多。

## 3. 带电粒子与原子核的相互作用

当入射粒子 ( $Z_1, A_1$ ) 的能量大于靶核 ( $Z_2, A_2$ ) 对它的库仑势垒 ( $E_c$ ) 时，入射粒子就有较大的几率进入核内，产生核反应，并激发出  $\gamma$  射线，这类  $\gamma$  射线的康普顿散射即形成在 X 射线能区的连续本底辐射。核反应的总截面约 1 巴数量级，由此产生的康普顿分布是高于入射粒子的韧致辐射贡献的。

库仑势垒  $E_c$  可由下式算得：

$$E_c = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} (\text{MeV}). \quad (5)$$

表 1 列出了  $E_c$  与质心坐标系入射粒子能量相等的  $Z_2$  值。可知对中等或高  $Z_2$  的基体而言，质子是比  $\alpha$  粒子、氧-16 ( $O^{16}$ ) 离子更优越的，而对低  $Z_2$  基体采用较低的人射粒子能量是较有利的。

表 1  $E_c$  与质心系入射粒子的能量相等的  $Z_2$

入射粒子的(实验室)能量	p	$\alpha$	$O^{16}$
2MeV/a.m.u.	6	18	15
3MeV/a.m.u.	11	33	34
5MeV/a.m.u.	23	70	76

另外，在  $E_p < \text{靶核的 } E_c$  时也能通过库仑激发发射  $\gamma$  射线，对这类激发的几率  $\alpha$  粒子和氧-16 也是大于质子的。

综上所述，对 PIXA 而言，连续本底辐射主要由下列原因造成：

- (1) 次级电子的韧致辐射；
- (2) 入射粒子的韧致辐射；
- (3) 核激发态的  $\gamma$  射线的康普顿散射。

其中以次级电子的韧致辐射为最主要的因素。对一个薄塑料膜样品的典型本底辐射见图 4<sup>[4]</sup>。

通过对 X 射线产生和本底辐射的研究<sup>[4]</sup>可以得到下列结论：

- (1) 对带电粒子激发的 X 射线分析采用 1—4MeV 的质子最为合适：

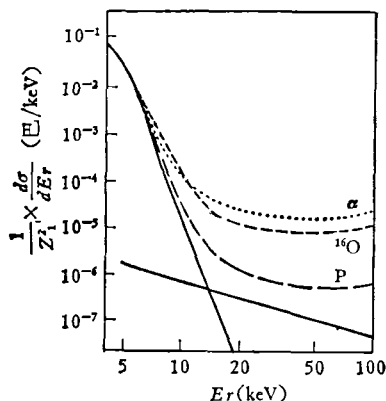


图 4 3MeV/amu 的 P,  $\alpha$ ,  $O^{16}$  离子轰击薄塑料膜的本底辐射

- (2) 要求待测元素的特征 X 射线的能量为 1.4—4 $T_m$ 。

## 三、质子激发 X 射线分析 PIXA 谱仪的结构

整个 PIXA 谱仪由图 5 所示，可分为三个部分：

### 1. 激发源

带电粒子加速器，例如静电加速器、串列式静电加速器或回旋加速器；一般采用均匀束流。

### 2. 靶室

样品交换装置及束流测量；薄靶衬底为薄塑料膜 ( $\sim 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ )。

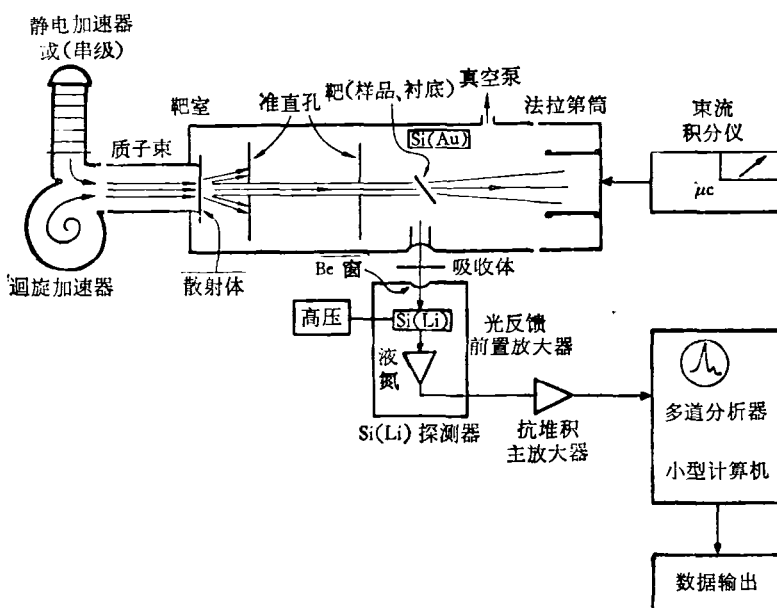


图 5 质子激发 X 射线分析仪的结构

### 3. 测量、分析系统

测量 X 射线能谱的硅(锂)探测器是整个谱仪的关键设备,为获得较好的能量分辨率,要求配以光电反馈的低噪声前置放大器及抗堆积主放大器。

最近还发展了特别作为 PIXA 的 X 射线能谱分析的电子计算机程序<sup>[3]</sup>。

PIXA 和常规的 X 射线荧光分析方法相比主要的差别在于激发和测量的方式不同,因此具有一些在引言中所提及的特点,PIXA 的灵敏度不亚于最佳的 X 射线荧光谱术,而且允许作局部分析,采用聚焦或准直的方法可得到直径为微米级的束流。

## 四、质子激发 X 射线分析的基本原理

### 1. 薄靶

所谓薄靶是指靶厚  $< 1 \text{ mg/cm}^2$  的情况,入射质子在其中的能量损耗很小,以致可以忽略 X 射线产生截面的变化。如此某一待测元素的重量  $G$  (克) 可表达为:

$$G = N \cdot M / \phi \cdot \sigma_x \cdot (\Omega / 4\pi) \cdot \epsilon \cdot \tau \cdot A \quad (6)$$

式中  $N$  为相应特征峰的计数;

$M$  为待测元素的原子量;

$\phi$  为每  $\text{cm}^2$  入射的总质子数;

$\sigma_x$  为 X 射线的产生截面;

$\Omega$  为探测器对样品所张的立体角;

$\epsilon$  是包括在靶与探头之间窗的吸收损失在内的探测效率;

$\tau$  是在靶中朝探测器方向 X 射线逃逸吸收所占的部分(即透射率);

$A$  是阿佛加德罗常数。

X 射线能谱中峰的计数是以对每一个峰在一定的范围内(一般是两倍半宽度)扣除本底后积分得到的。

在上述基本方程中, X 射线产生截面可由内壳层电离截面  $\sigma_1$  的经验表达式得到<sup>[6]</sup>。

$$\sigma_x = \sigma_1 \cdot \omega \cdot K \quad (7)$$

式中  $\omega$  为荧光产额,

$K$  为某一特征峰的相对强度,均可由文献[7]中查得。

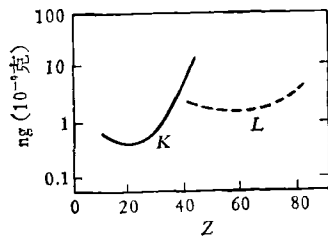


图 6 常规 PIXA 的测定限

对非均匀的薄靶样品,例如气溶胶的 PIXA 灵敏度按基本方程计算显示于图 6<sup>[6]</sup>。其判断据是可检测的讯号 ( $S$ ) 为本底 ( $B$ ) 波动的 3 倍 ( $S = 3\sqrt{B}$ )。在合适的条件下相应于 20nA 级的束流轰击测量十分钟,各元素的分析灵敏度估计为:

对  $20 < Z < 40$ ,  $1 < G < 10$  毫微克

(K 系特征 X 射线),

$40 < Z < 80$ ,  $2 < G < 8$  毫微克

(L 系特征 X 射线)。

对均匀薄靶样品,按讯噪比为 1:1 的判断,福克曼 (Folkmann)<sup>[4]</sup> 估计得 PIXA 的相对灵敏度一般为  $10^{-6} - 10^{-7} (\text{g/g})$ 。

### 2. 厚靶

(1) 一般情况

在实际应用中,例如生物、环境样品的分析都涉及厚靶的分析问题。这时必须考虑到 X 射线产生截面的变化及特征 X 射线在样品中的吸收问题,对如图 7 所

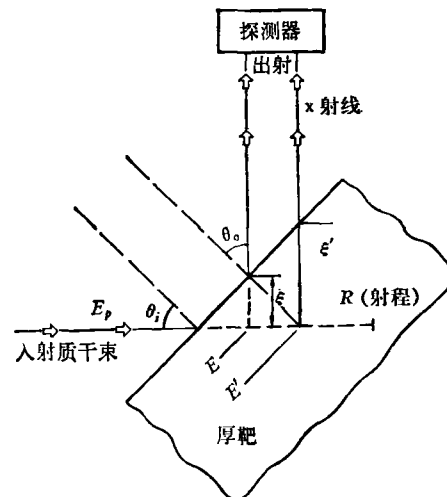


图 7 厚靶示意图

示的均匀厚靶样品,某一待测元素对应的特征峰内的计数  $N$  应为:

$$N = n \cdot C \cdot (\Omega / 4\pi) \cdot \epsilon \cdot \tau \cdot \int_{E_p}^{E_1} \sigma_x(E) \cdot T_1(\xi) \cdot \frac{dE}{S(E)} \quad (7)$$

其中  $n$  是入射样品的总质子数;

$C$  为待测元素的浓度(原子数/ $\text{cm}^3$ );

$\Omega$  为探测器所张的立体角(弧度);

$\epsilon$  为探测效率;

$T_1$  是靶表面至探测器间 X 射线的透射率;

$T_1(\xi) = \exp(-\mu\xi)$  是贯穿样品的透射率;

$\mu$  是以  $\text{cm}^2/\text{g}$  计的质量吸收系数<sup>[6]</sup>;

$\xi$  是在靶中 X 射线必须通过的距离(以  $\text{g}/\text{cm}^2$  计);

$\sigma_x(E)$  为 X 射线产生截面。

其中

$$\mu \cdot \xi = \mu \int_{E_p}^E \frac{dE}{S(E)} \frac{\cos Q_i}{\cos Q_0}. \quad (8)$$

$Q_i$ 、 $Q_0$  分别为入射质子和出射 X 射线与样品法线的夹角；

$S(E)$  即  $-dE/dx$  是基体的阻止本领<sup>[10]</sup>；

$E_p$  是质子初始能量， $E_i$  是质子在靶中的最终能量（这里总为零）。

对于化合物的样品，上面的表达式就更复杂。而  $\sigma_x$  值只能精确至 10% 范围，而且几何因子也难以精确估计。所以要象薄靶情况一样通过截面数据来正确测定（即绝对法）厚靶样品的待测元素浓度是有困难的。

一般采用相对测定法，即在相同的条件下分别测量待测元素在标准和样品中的特征 X 射线强度，这样可避免在  $Q$ 、 $\epsilon$ 、 $T$ 、等因子中的系统误差和  $\sigma_x$  数值的不确定性。

对均匀的厚靶样品，若把入射质子总数归一化则有下面的关系式：

$$\frac{N_{sp}}{N_{st}} = \frac{C_{sp}}{C_{st}} \frac{\int_{E_p}^0 \sigma_x \frac{dE}{S_{sp}(E)} e^{-\mu \xi_{sp}}}{\int_{E_p}^0 \sigma_x \frac{dE}{S_{st}(E)} e^{-\mu \xi_{st}}}. \quad (9)$$

(9) 式中的下标  $sp$  和  $st$  分别表示样品和标准。

积分中的指数吸收校正项必须按具体几何条件和样品成分作计算。

对靶厚较质子射程为小的 X 射线吸收校正的计算已有报道<sup>[8]</sup>。对于某些特殊情况一般关系式 (9) 可作进一步简化。

## (2) 低 Z 基体中少量重元素的测定

若厚靶基体具有低的平均 Z 值，则重元素 K X 射线的吸收是很小的。因此积分中的指数项可不必考虑。相对测定法的关系式可写为：

$$\frac{N_{sp}}{N_{st}} = \frac{C_{sp}}{C_{st}} \frac{\int_{E_p}^0 \sigma_x \frac{dE}{S_{sp}(E)}}{\int_{E_p}^0 \sigma_x \frac{dE}{S_{st}(E)}}. \quad (10)$$

我们引进平均 X 射线产生截面  $\bar{\sigma}_x$ ：

$$\bar{\sigma}_x \equiv \frac{\int_{E_p}^0 \sigma_x(E) \frac{dE}{S(E)}}{\int_{E_p}^0 \frac{dE}{S(E)}} = \frac{\int_{E_p}^0 \sigma_x \frac{dE}{S(E)}}{R}. \quad (11)$$

$R$  即为入射粒子在该样品中的全射程<sup>[10]</sup>。

通过简单的运算可知在  $E_p \geq 1\text{MeV}$  时，有如下近似关系式：

$$\bar{\sigma}_x(E) \approx \frac{\int_{E_p}^0 \sigma_x(E) \cdot E \cdot dE}{\int_{E_p}^0 E \cdot dE}. \quad (12)$$

可见  $\bar{\sigma}_x$  与具体靶样品的参量无关，仅取决于  $\sigma_x$  和  $E_p$ 。

将  $\bar{\sigma}_x$  这个参量引入厚靶方程中，若控制入射粒子能量一致并把  $N$  归一化至同样的入射质子总数时，相对测定法可简化为：

$$\frac{N_{sp}}{N_{st}} = \frac{C_{sp}}{C_{st}} \cdot \frac{R_{sp}}{R_{st}}. \quad (13)$$

上面的关系式不仅是非常简单的，而且在选择标准方面原则上不受什么限制。在  $E_p < 5\text{MeV}$  时， $\bar{\sigma}_x$  是随能量下降而急剧下降的，因此在厚靶中大部份的 X 射线产生于离样品表面几个微米的区域内。例如在铜基体中痕量钯 (Pd) 元素的 X 射线总产额中 90% 以上是产生在样品中质子能量损耗了 30% 的表层内的<sup>[11]</sup>。上述近似所引进的误差约为百分之几。

幸运的是，这种简化情况恰恰是实际应用中（例如：生物样品、半导体硅样品均属低 Z 基体）所常见的。原先认为甚为复杂的厚靶样品分析问题，其中大多数却是能应用简单的相对测定法来解决的。

## (3) 内标法

若样品能处理成细粉末，在分析非主要成份（含量少于百分之几）时，可采用内标技术，例如加入 1% 的待测元素于粉末样品中作为标准，这样在样品和标准的  $\mu \xi$  及  $S(E)$  因子之间仅产生很细微的变化。如此，若待测元素在样品中含  $X\%$ ，则有

$$\frac{N_{sp}}{N_{st}} \approx \frac{X}{X+1}. \quad (14)$$

## (4) 厚靶检测限的估计

前面已讨论了采用薄靶结构可获得较低的探测限。可是在厚靶情况下，由于暴露于质子束的厚靶导致的本底水平大大提高，因此其检测限较之薄靶要差得多。

阿尔伯格 (Ahlberg)<sup>[11]</sup> 对钢样厚靶中  $Z = 15-92$  的元素检测限作了估计，一般为 10—100ppm，约比薄靶差二个数量级。

# 五、应 用

## 1. 应用概述

质子激发 X 射线分析的迅速发展很大程度上是由于环境保护和生物医学研究方面的需要。质子激发 X 射线分析的应用领域主要是：

### (1) 环境保护方面

空气、水、土壤等环境样品的监测、分析；

## (2) 生物、医学、农业

各种生物样品(血液、尿、组织切片)和树叶、农作物的分析;

## (3) 固体物理等其他方面

半导体表面分析、矿样分析等等。

下面例举一些典型的应用。

## 2. 薄靶样品的应用

### (1) 空气污染的鉴别分析

约翰逊(Johansson)等人<sup>[11]</sup>进行了关于大气污染的研究。测定了以碰撞捕集器收集的气溶胶样品中痕量元素分布。对薄的、非均匀样品开展了常规的质子激发X射线分析工作,建立了成熟的标定测试方法。分析结果示于图8,其中钛(Ti)、铁(Fe)、铅(Pb)和溴(Br)等痕量元素为煤、汽油燃烧所产生的污染物。

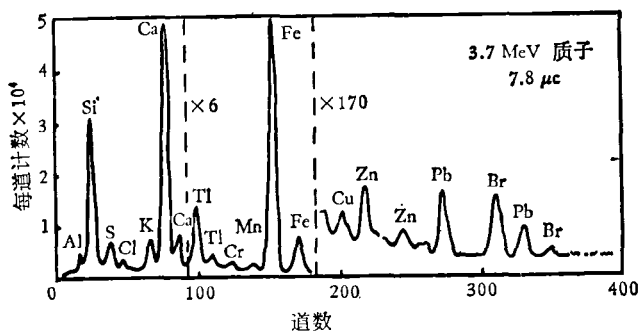


图8 气溶胶样品的X射线谱

格罗津斯(Grodzins)<sup>[12]</sup>报道了美国麻省理工学院对空气气溶胶样品的质子激发X射线分析结果,见图10。这些样品是以级联碰撞捕集器(见图9)收集制备的。图10中第一级样品是大的颗粒,含钙(Ca)等,认为是来自海洋上的气溶胶。第四级样品主要是细颗粒,以铅和溴为特征,显然是来自汽车的污染所致。

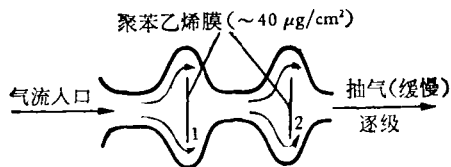


图9 气溶胶分析样品的级联捕集器

### (2) 水质的痕量多元素分析

格罗津斯还报道了美国普德(Puder)大学进行的以4MeV质子激发X射线分析方法分析水中的杂质。

样品制备是将水中杂质元素全部富集于很薄的微孔滤器(micropore filter)上。装置的示意图如图11。

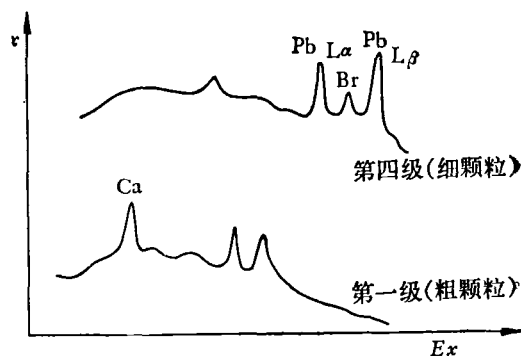


图10 级联捕集器收集的气溶胶样品的PIXE结果

样品要较薄( $< 1 \text{ mg/cm}^2$ ),使之待测X射线的吸收校正可以忽略。微孔滤器本身即作为分析靶子,据说可测定24种痕量元素至ppb级的灵敏度。

### (3) 医学方面的应用

图12显示了两种尿样品的质子激发X射线分析结果<sup>[13]</sup>。样品I系正常人的尿样品,样品II系患前列腺癌的病入的尿样品,其相应的X射线能谱指示出高的铁和锌的含量。

对人体肝脏切片的质子激发X射线分析表明,肝病患者的微量元素成分与正常人是有所差异的。例肝硬化患者肝脏内锌的含量降低而铁的含量升高。

## 3. 厚靶样品的应用

### (1) 生物样品的分析

生物样品中主要成分是低Z元素,构成厚靶质子激发X射线分析的理想对象。这些样品的粉末还能采用内标法来进行分析。对一种标准样品(Bowen's kale)中11种元素的定量分析<sup>[13]</sup>见图13。对高Z元素的分析,生物样品的灰化能提高其灵敏度。

分析人类的毛发和树木的年龄,可获知环境污染的长期间积累和变化的情况。

### (2) 半导体表面分析

在电子工业中研制固体器件的需要,有必要进行半导体材料的表面分析。采用低能的质子激发X射线分析也是对浅表层( $\mu$ 至 $\text{\AA}$ 级)进行分析的有效工具。

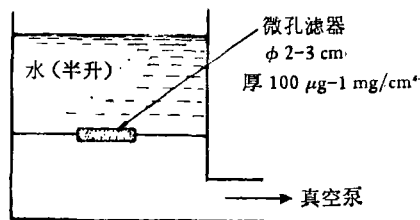


图11 水质分析的样品制备

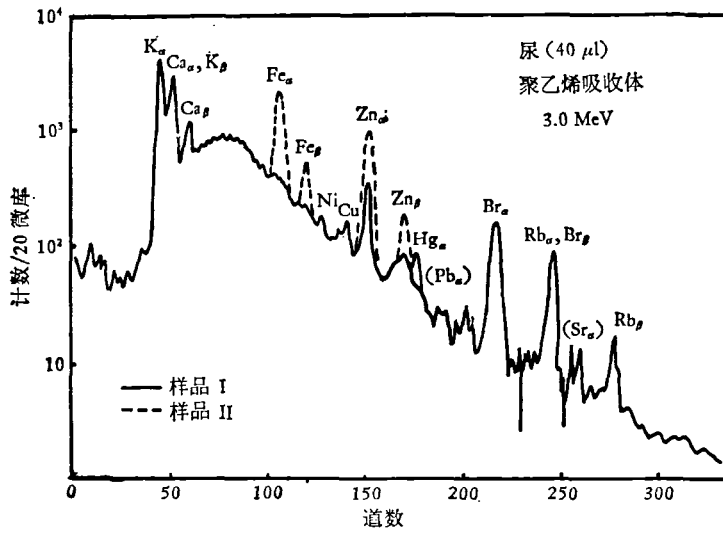


图 12 沉积在 Nuclepore 上的尿样品的 X 射线能谱

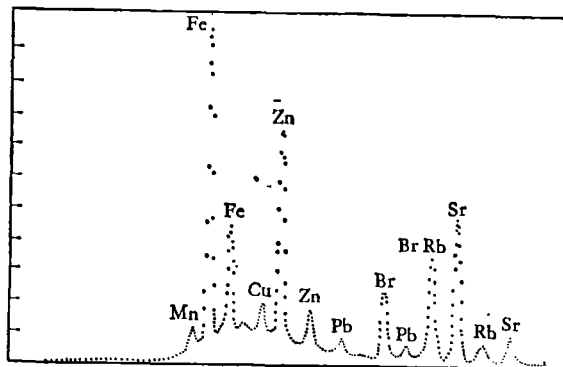


图 13 生物样品 (Bowen's 甘兰标准样品) 的 X 射线谱  
(以 2mm Lucite 吸收片消除轻元素的 K X 射线)

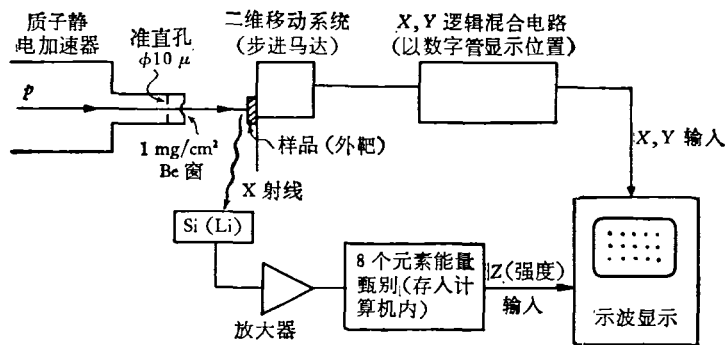


图 14 质子显微镜结构

例采用 1.4MeV 质子分析半导体硅的表面层中砷和锌的含量至  $20 \times 10^{13}$  原子/cm<sup>2</sup> 和  $2 \times 10^{14}$  原子/cm<sup>2</sup> [13]。

另外, 改变入射粒子的入射角是进行浅表分析的另一种方法。通过调制入射角还可得到待测元素深度分布的情况 [14]。

目前, 半导体材料的制备和器件生产往往结合在一条流线中, 而对材料的分析也作为这流线的一部分而采用所谓“流线分析”的方式。这就要我们对表面分析的各种有效手段的建立和完善给以重视。

#### 4. 微束的应用(质子探针)

质子束的一大优点是可以聚焦或准直成微束, 使分析具有很高的空间分辨率。目前有两种形成微束的方法:

(1) 采用一组高精度的磁四极矩透镜 [15], 可聚焦得  $\phi \sim 4\mu$  (微米) 的微束, 并有一个偏转系统进行两维扫描。

(2) 采取限流、定位的准直孔方法 [16]。鉴于质子激发 X 射线的截面很大, 对大多数元素分析所需的流强甚小 (1~100nA), 而一般静电加速器可提供大致 50 $\mu$ A 的束流 ( $\phi \sim 2\text{mm}$ )。这样应用小的准直孔可得到  $\phi \sim 10\mu$ , 流强为 1nA 的微束。若样品以两维移动, 则同样可达到扫描的目的, 获得样品待测元素的两维分布图象。这种可称为质子探针或质子显微镜的装置示意图见图 14。

目前主要应用于矿样扫描分析; 固体物理中注入施主材料的分布和接触材料的扩散情况等方面。载流子分布要均匀是固体器件好的指标, 若在 1—10 $\mu$  范围内有“集团”的话, 这就是器件性能与理论预告不一致的原因。应用电子探针或离子探针 (例如氢离子 Ar<sup>+</sup> 溅射分析) 尚不能很好解决此类问题, 而质子显微镜则有可能解决。

在空间分辨率方面可作进一步改良, 以期达到 1 $\mu$  级的水平。1 $\mu$  级已能区分细胞核与其外壳了, 这在分子生物学上是有巨大意义的。

#### 参 考 文 献

- [1] Johansson, T. B., *Nucl. Instr. Methods*, **84** (1970), 141.
- [2] Decouinck, G. et al., *Atomic Energy Review*, **13** (1975), 367.
- [3] Gordon, B. M., *J. Radioanal. Chem.*, **12** (1972), 181.
- [4] Folkmann, F. et al., *Nucl. Instr. Methods*, **119** (1974), 117.
- [5] Harrison, J., *Advances in X-ray Analysis*, **17** (1974), 560—570.
- [6] Akselsson, R., *Z. Physik*, **226** (1974), 245.
- [7] Bambynek, W., *Rev. Mod. Phys.*, **44** (1972), 716.
- [8] Johansson, T. B. et al., *Anal. Chem.*, **47** (1975), 855.
- [9] Storm, E., *Nucl. Data. Tables*, **A7** (1970), 565.
- [10] Williamson, C. F., *CEA-R-3043* (1966).
- [11] Ahlberg, M. et al., *Nucl. Instr. Methods*, **123** (1975), 385.
- [12] Grodzins, L., «访问上海的学术报告» (1975 年 10 月).
- [13] Demortier, G. et al., *Radiochem. Radioanal. Letters*, **20** (1975), 197.
- [14] Pabst, W., *Nucl. Instr. Methods*, **124** (1975), 143.
- [15] Gray, T. J., *Thin Solid Films*, **19** (1973), 103.
- [16] Cookson, J. A., *J. Radioanal. Chem.*, **12** (1972), 39.
- [17] Walter, R. L. et al., *Anal. Chem.*, **46** (1974), 843.
- [18] Folkmann, F., *Journal of Physics*, **E8** (1975), 429.

## 阻 塞 效 应 及 其 应 用

薛 丕 友

(中国科学院原子能研究所)

### 一、什么是阻塞效应

阻塞效应的基本思想远在 1965 年就提出来了 [1, 4]。我们知道, 单晶体中原子格点的有序排列, 就使它具有特定的方向性, 阻塞效应就是基于这一点。它可以分为轴向阻塞和面向阻塞两种。如图 1 所示: 如果入射

粒子的束流方向同晶体对称轴方向成一定的角度, 则当探测器转到某个位置时, 测得的粒子流会出现一个下降谷 (dip), 也叫影谷, 则我们说出射粒子受到了晶体的轴向阻塞作用, 或者说粒子被有序的晶轴上的原子列遮挡了。而面阻塞作用则是这样: 当入射粒子同晶体对称面成一定角度, 则探测器转到某个位置, 就会受到原子平面中晶格原子的相互作用, 使得在一定方