

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 20×10^{13} 原子/cm² 和 2×10^{14} 原子/cm² [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 μ 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 μ 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⁺ 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 μ 级的水平。1 μ 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

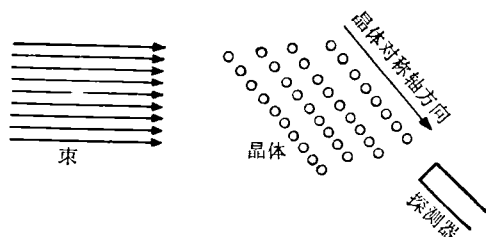


图 1 利用阻塞效应(影子效应)测量束流下降谷示意图向探测它时,出现一个下降谷。

阻塞效应的物理图象可以这样来考虑:假设一个具有一定能量的粒子(如中子、质子、 α 粒子或重离子)入射到晶体上,与晶格格点上的某个原子核作用,产生散射或核反应,那么被散射粒子或反应产生的粒子(反应产物)就以一定的几率向所有方向射出,其中包括接近于晶轴(或晶面)的方向射出。而当被散射的带电的粒子或反应产物具有一定电荷,并在接近晶轴方向(或接近于晶面方向)飞出时,将受到晶体对称轴方向有序排列的原子(或整个对称面上的原子)的一个附加库伦散射,使粒子偏离这个方向。这样,从晶格格点位置发射出来的散射粒子或反应产物将在该晶轴方向(或该晶面)被阻塞,造成轴向(或面向)阻塞效应。考虑到晶格的对称性,阻塞效应同反应产物究竟以什么角度发射是无关的,最后总是在该晶轴(或晶面)方向形成阻塞影谷。

阻塞这种方向效应仅对低标次轴(或低密勒指数面),如 $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 等轴或(100)、(111)等面才是最显著的。因为当一个或几个密勒指数值增加时,两个等价平面间的距离也就缩短了。对于晶格距离为 a 的立方晶体而言,两个邻近平面 $\{h, k, l\}$ 间的距离

$$d = a / \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}.$$

这样,相应的阻塞效应就不显著了。

阻塞效应有一定的范围。通常以入射粒子(或出射粒子)的方向同晶体对称方向间的夹角 ψ 表示(图2)。

假设入射粒子(或出射粒子)的初始速度为 v (能量为 $\frac{1}{2}mv^2$),与晶轴方向的夹角为 ψ ,则当 ψ 不大时,该粒子在垂直于晶轴方向的横向速度为 $v\psi$ (横向能量为 $E\psi^2$)。假设横向能量不足以克服位垒 $U(r_{\min})$,

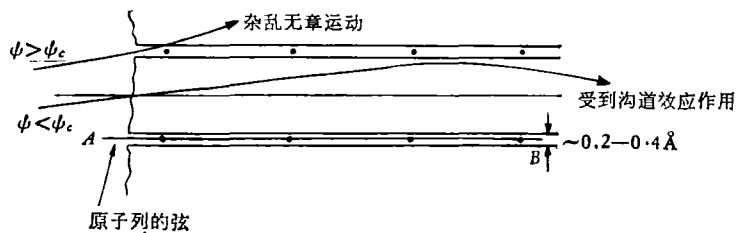


图 2 沟道效应示意图

则粒子在晶格有序排列原子间容易穿过去,也就是所谓沟道效应。简单说沟道就是晶体对称轴或对称面(在这里是对称轴)间的通道。设 d 为晶格间距,则

$$r_{\min} = \frac{d}{2}, \quad U(r_{\min}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d/2}.$$

由条件 $\psi^2 E < U(r_{\min})$,得到

$$\psi < \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{Ed} \right)^{1/2}.$$

更严格的讨论得到

$$\psi < \psi_c = c \sqrt{\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{Ed}}, \quad (1)$$

式中 Z_1 、 Z_2 分别为入射粒子和晶格原子的核电荷数, e 为电子电荷。(1)式表示:如果入射粒子(或发射粒子)的方向同沟道轴的夹角 $\psi < \psi_c$ 时,则这个粒子在沟道中以阻尼正弦波形式向前穿得很深。常数 c 为 $1-1.5$ 。

作为一个阻塞效应的范围的例子,我们先讨论一个靠近单晶体表面处晶格格点上发射出来的 α 粒子(图3)。

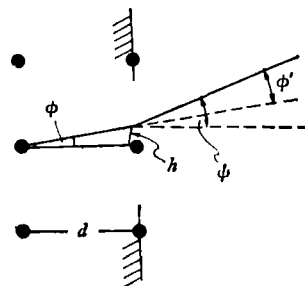


图 3 从靠近表面处晶格格位置发射出的 α 粒子的库伦散射

对于足够高的初始能量 E ,且令入射角 ϕ 和散射角 ϕ' 很小,我们有卢瑟福散射:

$$\psi = \phi + \rho/h = \phi + \rho/d\phi, \quad (2)$$

式中 $\rho = Z_1 Z_2 e^2/E$,则不难求得发射粒子关于 ψ 的角分布:

$$W(\psi) = \begin{cases} 0 & \psi \leq \psi_c, \\ \frac{2\psi^2 - \psi_c^2}{4\sqrt{\psi^2 - \psi_c^2}} & \psi > \psi_c, \end{cases} \quad (3)$$

式中 ψ_c 即为(1)式所示。这就是说:对于围绕晶轴方向的夹角小于 ψ_c 的 α 粒子发射被阻塞。为了得到一个关于阻塞角大小的数值,我们列表如下(表1)^[5]:

从表1看到,对于同一个发射粒子,能量越高,阻塞角上限 ψ 和平均阻塞角 ϕ 越小;而对于相同能量,单晶体中原子核的质量越大, ψ 和 ϕ 也越大。

表1 阻塞角上限 ψ 和平均阻塞角 ϕ 与
质子能量(在不同晶体中)的关系

质子能量	1MeV		10MeV		100MeV	
	2ψ	2ϕ	2ψ	2ϕ	2ψ	2ϕ
镁 (Mg)	1.8°	1.1°	1.0°	0.3°	0.3°	0.09°
钼 (Mo)	4.2°	2.7°	1.5°	0.7°	0.5°	0.2°
钨 (W)	4.6°	3.9°	1.7°	1.0°	0.6°	0.3°

二、阻塞效应研究短寿命核 过程的基本原理

在核反应中,可能同时存在几种反应机制。例如,直接反应过程伴随着一个形成复合核的过程。而这两个过程的时间是不同的:前者约为 10^{-22} 秒,后者约为 10^{-16} — 10^{-20} 秒。过去一直没有一种实验方法能够区分这样小的时间间隔;而阻塞效应却在原则上提供了这种区分的可能性,因为它可以测量范围为 10^{-16} — 10^{-18} 秒的核寿命。再如,过去单利用普通的多普勒效应,测量短寿命 γ 射线衰变的范围为 10^{-11} — 10^{-13} 秒;而若结合采用阻塞效应,可以把测量 γ 衰变核寿命的下限扩大到 10^{-16} 秒。阻塞效应可以用来进行裂变寿命的测量,包括 (p, f) 、 (n, f) 、 (α, f) ; 进行能级寿命的测量,如 (p, p') 散射和 (p, α) 共振反应;通过测量 (H, t) 的寿命来研究 $79 < Z < 89$ 的核能级密度^[6],也可能用来测定基本粒子的寿命。

为什么利用阻塞效应可以进行短寿命核或时间间隔很短的核过程的时间测量呢?它正是根据这样一个原理:利用这种效应,能够准确地定出晶格核发生反应时发出一个带电粒子的瞬间的位置,并且能定准到 0.1 \AA 范围。

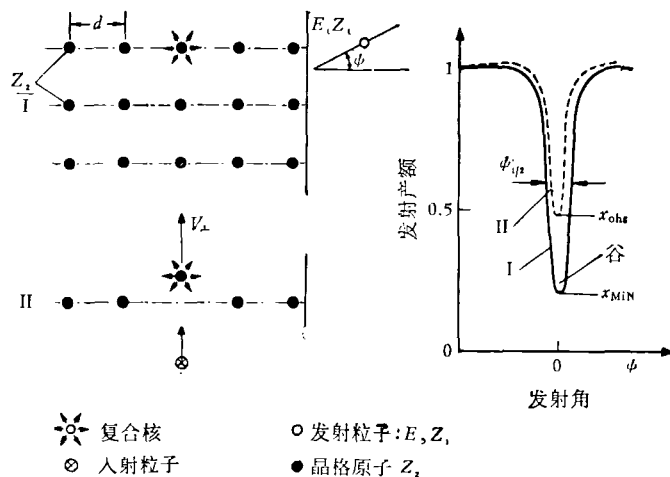


图4 定性说明阻塞效应测量核寿命原理图

下面我们用一个具体例子来说明这一点。假设用合适的外来粒子(如快中子、质子)等轰击、激发晶格原子核,形成一个复合核,这个复合核受到一定的反冲,接着它发生衰变,发射一个带正电的粒子,由前面讨论知道,这个带正电粒子就受到晶体格点的阻塞作用。观察由于阻塞效应出现的影子图形,就可以确定,这个复合核在蜕变前反冲了多少距离(图4)。

例如,如果复合核在离晶格位置 0.1 \AA 距离内就衰变,则几乎受到格点原子的全部阻塞作用,表现为全部阻塞效应,发射产额在发射角为零度时出现极小值(图4中以曲线 I 表示);如果复合核反冲了一段距离,如在 0.1 — 0.5 \AA 距离处才发生衰变,则衰变发出的带正电粒子只受到格点原子的部分遮挡作用,表现为部分阻塞效应(图4中以曲线 II 表示);因此,在零度处,曲线的下降谷在这两种情况中是明显地不同:曲线 II 表示的下降谷比曲线 I 来得窄,而且要浅些;最后,如果复合核反冲到一个更大距离(大于 0.7 \AA) 才发生衰变,则衰变核基本上表现为各向同性发射,不出现阻塞作用。这样,利用探测器测得的核衰变时阻塞效应的曲线,就确定了复合核在衰变前已反冲了多少距离 s 。根据核反应知识,可以确定反冲核的速度 v ,从而就可以估出复合核的寿命 $\tau = s/v$ 。反冲核的速度通常在 10^7 — 10^8 厘米/秒,利用阻塞效应定出的反冲距离可定准到 0.1 \AA (10^{-9} 厘米),因而利用阻塞效应,就能在 10^{-16} — 10^{-18} 秒时间尺度内研究核过程了。

三、阻塞效应研究短寿命核 过程取得的成果

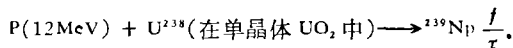
由上可知,利用晶体格点的阻塞效应测量核寿命 τ 的原理是简单的,而且在一定的简化的假定下,可以得到核寿命 τ 与影谷深度关系^[7],也可以求得核过程时间 τ 与影谷面积之间关系^[8],以此相应,通常有两种方法:一种是根据测得下降谷深度的极小值 x_{\min} 测定核短寿命;另一种是利用影谷面积法作核短寿命测量。考虑到实验测得的下降谷曲线的深度和影谷面积,不但取决于晶体格点上的核反冲后所处的位置,而且与发生核过程的核离晶体表面深度、温度、晶格取向、反冲粒子和晶格原子相互作用位形式、热振动影响等有关。因此,在实际测量中,再加上晶格缺陷、位错、表面处理不当,这些不定因素使人们只能用比较法或相对法来确定寿命值。比较法或相对法就是使那些不定因素处于基本上相同情况,从而把阻塞效应这个主要矛盾就突出出来了。到目前为止利用阻塞效应研究短寿命核过程已取得了一定

成果。我们简述如下：

1. 核裂变研究

(1) ^{239}Np 的裂变寿命测量^[9]

他们利用的核反应是



测得的结果是：当 12MeV 质子轰击铀 238(U^{238}) 产生的复合核铀 239(^{239}Np) 的平均裂变寿命小于 4×10^{-17} 秒。

(2) 用不同能量的质子轰击铀 238 研究其裂变机制^[10]

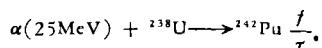
结果得到，当质子能量为 9MeV 时，几乎看到全部阻塞效应，这就表示形成的铀 239 在晶体格点位置上还没有来得及反冲就裂变，即表示裂变寿命很短。当质子能量为 10MeV 时，其阻塞效应比 9MeV 时小，但比 12MeV 时大，这就意味着，10MeV 质子引起的铀 238 裂变寿命大于 9MeV 质子引起的铀 238 裂变寿命，但小于 12MeV 质子引起的铀 238 裂变寿命（测量结果为 6×10^{-17} 秒）。这种裂变寿命取决于入射质子能量的振荡关系是同裂变机制有关的。从而也表明，利用单晶格点对带正电粒子的阻塞效应，可以有助于我们认识核裂变机制。

(3) 铀 238(n, f) 裂变寿命测量^[11]

利用能量为 1.7MeV 和 3.3MeV 中子轰击单晶体二氧化铀 (UO_2) 中铀 238，再根据测量轴向阻塞效应确定铀 239 的裂变平均寿命，得到的结果是，当中子能量为 1.7MeV 时，铀 239 的平均寿命为 $(3.5 \pm 1.0) \times 10^{-16}$ 秒。而当中子的能量为 3.3MeV 时，铀 239 的平均寿命为 $(2.0 \pm 0.8) \times 10^{-16}$ 秒。由此可以看到激发能与核寿命间关系。

(4) 铀 238(α , f) 裂变寿命测量^[12]

所用的单晶体为二氧化铀。利用的核反应是



测得的结果是，铀 242(^{242}Pu) 的裂变寿命小于 1×10^{-17} 秒。

2. (p, p') 反应的研究

利用能量单色的质子，轰击锗(Ge)和硅(Si)单晶体，研究各种情况下 (p, p') 反应。此时借助于一维或二维半导体位置灵敏探测器，既测得了阻塞效应造成的角分布，又得到了它们的能谱。这对于把阻塞效应应用于核物理实验是一个很有意义的进展。因为从用固体径迹探测器到一维、二维半导体位置灵敏探测器，

是使测量从“计数”到分辨“能谱”的改进。测量结果列于表 2。

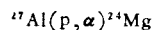
表 2 质子轰击锗、硅单晶产生 (p, p') 反应的能量与寿命

单晶靶类型与核反应	$E_p(\text{MeV})$	寿命 τ ($\times 10^{-18}$ 秒)	文献
$^{70}\text{Ge}(p, p')\text{Ge}^*$	4.84	36 ± 23	[12]
$^{72}\text{Ge}(p, p')\text{Ge}^*$	4.84	42 ± 19	
$^{28}\text{Si}(p, p')\text{Si}^*$	3.61—5.86	≤ 6	[12]
$^{70}\text{Ge}(p, p')\text{Ge}^*$ (1.04MeV, 2+)	5.0, 5.4, 6.0	10	[13]
$^{72}\text{Ge}(p, p')\text{Ge}^*$ (0.835MeV, 2+)	5.0, 5.4, 6.0	10	

文[14]中还利用锗晶体阻塞效应研究了同质异位相似共振态对于复合核精细结构的平均寿命影响，还看到了终态角动量的影响，即终态角动量值越高，其寿命越长，这和现有的角动量对激发核寿命影响的理论定性上一致的。

3. (p, α) 共振反应能级寿命测量^[15]

利用铝 (Al) 单晶体，用测量 (111) 面和 (11 $\bar{1}$) 面的阻塞效应造成的影谷面积之比这种相对测量方法，确定了核反应



的四个能级 $E = 0.633, 0.731, 0.937$ 和 1.183MeV 的寿命分别为 $135 \pm 20, 59 \pm 8, 11 \pm 8$ 和 $\leq 1.4 (\times 10^{-18})$ 秒，利用海森堡测不准关系 $\Gamma\tau = \hbar$ 可以估算出这四个能级的宽度 Γ 分别为 $4.9 \pm 0.7, 11.1 \pm 1.5, 60 \pm 10, \geq 47$ 电子伏。

4. 短寿命核 γ 衰变测量

利用晶格阻塞效应，可以把多普勒位移技术推广到对相当短的核 γ 跃迁寿命测量。这里值得指出的是：尽管 γ 射线本身并不受到晶格的阻塞效应的作用，但是发射 γ 射线的原子核会象发射子弹的枪支一样往相反方向反冲，反冲核就会受到单晶体的阻塞效应作用，因此反冲核当从平行于一个轴向原子列出发时，经一定时间，由于受到邻近晶格位置的原子作用，其速度数值和方向都发生了变化。利用发生第一次碰撞前后多普勒位移量不同，就可以测得两个 γ 峰，其相对强度直接给出了平均寿命 τ 。

5. 核同位旋相似态研究^[16]

同位旋相似态的能级间距 D 值，在同位旋相似态研究中是一个重要参数，过去很难直接测定。但利用阻塞效应可以测得复合核衰变前共振能级寿命。再根

据测不准关系推得能级宽度,从而可以得到能级间距 D 值。

而且,利用阻塞效应有可能测量基本粒子的寿命。其原理和前面讨论的测量核短寿命原理一样,所不同的只是这里涉及的能量范围为 GeV 区域,因此要把上述的公式改用相对论表示,这样,可测得基本粒子的寿命下限为 10^{-19} 秒。

四、在晶体结构学和离子注入技术中的应用

1. 在晶体结构学研究中应用

具有一定能量的质子或其它重离子,受到晶体的阻塞作用后散射,在照相底板、乳胶片、赛璐珞-硝酸盐膜或荧光屏上记录下来,会显示出标征晶体特征的图样^[17],称为阻塞图样 (blocking patterns)。利用阻塞图样,可以定出晶体的晶向、研究晶体的结构,例如仔细研究这种阻塞图样,可以显示出密勒指数高至 9 的晶线^[18]。而且,实验发现^[19]:阻塞效应显示的晶线强度,可以用 X 射线研究晶体结构时所熟知的几何结构常数来解释。因此近几年来,阻塞效应在研究晶体结构中,有许多应用,我们举例简介如下:

(1) 定晶向^[20]

利用阻塞效应,从动力学上观察晶体结构并能直接记录下来,这就提供了一个定出晶向的既快又简单的方法。把要定晶向的晶体固定到一个测角器上,测角器可以在真空系统外面遥控,把一定能量和强度的质子束打到晶体上,使得在荧光屏上很容易看到阻塞图样。一般用不到几秒钟的时间,就可以把晶向调到相对于已知标记的方向所产生的阻塞图样。用这种方法至少不困难地调到所要求的晶向,偏离度小于一度。

(2) 碳化硅 (SiC) 结构分析^[21]

晶体许多结构性质可以从研究阻塞图样获得,特别是利用不同的晶体结构类型产生不同的阻塞图样,可以对晶体结构类型分类。例如已知碳化硅 (SiC) 存在有超过 50 多种的不同的结构类型。利用能量为 100keV 质子束,对记录在照相板上的阻塞图样作分析,就能标志出各种特殊的结构类型。

(3) 热学性质对晶体性质的影响

由于阻塞效应对晶体的热学性质很灵敏,因而利用阻塞效应可以研究热学性质对晶体的影响。例如,利用阻塞效应测量了^[22]钛酸钡 (BaTiO_3),当其温度通过居里温度点 (120°C) 时,晶体结构的变化。发现钛酸钡晶体从立方结构变为四角晶系;又如^[23]铂-78 (^{78}Pt) 单晶和金-79 (^{79}Au) 单晶,它们具有几乎相同的结构,

具有相同的托马斯-费米参数 ($a_{TF} = 0.11$ 埃) 和差不多相同的晶格距离 ($a_{Pt} = 3.92$ 埃; $a_{Au} = 4.08$ 埃) 但晶格热振动振幅不同,对铂振动振幅的 x 分量的均方根为 0.062 埃,而对金有 0.084 埃,用 150keV 质子在接近于 [111] 方向入射时,测得的它们的阻塞图样有明显的不同。

利用阻塞效应研究晶体结构,虽已有了许多应用,但要获得一定能量的离子的设备,目前在一般实验室并非都具备,所以在应用上有一定局限。

2. 在离子注入研究中应用

目前,离子注入技术在半导体器件上得到了广泛的应用,同通常的热扩散比较,离子注入法有许多优点。如注入的元素可以根据需要而改变,注入离子的浓度和注入深度可以利用调节离子束的强度、注入时间和离子能量来控制,在离子注入工艺中,有三个问题必须考虑的。其一,注入离子的射程及其分布。从元件制造角度出发,对晶体阻塞效应研究可以确定阻塞效应的极限角 ψ_c (见方程 (1)),然后选择入射离子方向同沟道轴的夹角大于 ψ_c 为宜。这样可以避免由于沟道效应产生的射程分布双峰现象。其二,希望知道掺杂原子和杂质原子的位置。阻塞效应可以用作晶体中原子的定位测量。其原理是:间隙杂质原子受到一个非常强烈地取决于阻塞方向的粒子流的作用,例如^[24],将能量为 60keV 的氦-222 (^{222}Rn) 离子注入到钨 (W) 单晶,再测量氦-222 放射的 α 粒子阻塞图样,发现阻塞影谷深度的极小值 x_{\min} 比从晶格上发射的 α 粒子大,从而表明氦原子可能处在间隙位置。其三,离子注入时晶格损伤研究。大家知道,伴随离子注入过程带来的辐射损伤,是离子注入工艺中的一个主要缺点。应当克服(如用退火办法等),为此必须研究离子注入过程中晶格损伤情况。阻塞效应既然能定出杂质原子的位置,当然也能定出试样本身原子的位置。在研究晶格缺陷时,通常所谓用一种“双排几何位置”装置^[25],也就是,离子束是在沟道方向入射,而发射粒子是沿阻塞方向探测。在这种安排中,由于入射束和晶体的相互作用最小,因而对所探测的间隙原子和晶格缺陷的灵敏度达到最大。

由上可以看到,在带电粒子和晶体物质的相互作用基础研究中,人们发现了一种阻塞效应,这种效应很快在短寿命核过程、晶体结构学、离子注入技术等方面得到了许多应用。在实际应用中,又深化了人们对于物质结构等的认识,说明了基础研究和应用科学间的辩证统一。

参 考 文 献

- [1] Gemmell, D. S., *Rev. Mod. Phys.*, **46** (1974), 129.
- [2] Davies, J. A., «应用物理(日本)», **42** (1973),

- 605.
- [3] Gemmell, D. S. et al., *Phys. Rev. Letters*, **14** (1965), 945.
- [4] Lindhad, J., *Kgl. Danske. Vidensk. Selskab Mat-fys.*, **34** (1965), 14.
- [5] Тулинов, А. Ф., *ДАН СССР*, **162** (1965), 546.
- [6] Камнин, В. В., *Ядерная Физика*, **16** (1972), 447.
- [7] Davies, J. A., *In the Structure of Nuclei*, IAEA, Vienna, (1971), 457.
- [8] Komaki, K. et al., *Phys. Letters*, **29A** (1969), 544.
- [9] Brown, F. et al., *Phys. Rev. Letters*, **20** (1968), 1449.
- [10] Gobson, W. M. et al., *Phys. and Chem.*, IAEA, Vienna, (1969), 861.
- [11] Melikov, Yu. V. et al., *Nucl. Phys.*, **A180** (1972), 241.
- [12] Maruyama, M. et al., *Phys. Rev.*, **29B** (1969), 414.
- [13] Maruyama, M. et al., *Nucl. Phys.*, **A145** (1970), 581.
- [14] Gebson, W. M. et al., *Phys. Rev. Letters*, **29** (1972), 74.
- [15] Nakayma, H. et al., *Nucl. Phys.*, **A208** (1973), 545.
- [16] Temmer, G. M., «在北京的学术报告» (未公开发表) (1973.9).
- [17] Tulinov, A. F. et al., *Phys. Letters*, **18** (1965), 304.
- [18] Holland, R. E. et al., *Phys. Rev.*, **173** (1968), 344.
- [19] Barrett, C. S., *Trans. Metall. Soc.*, AIME, **245** (1969), 429.
- [20] Nelson, R. S., *Phil. Mag.*, **15** (1967), 845.
- [21] Barret, C. S. et al., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 2727.
- [22] Akhmetova, B. G. et al., *Zh. Eksp. Teop. Fiz.*, **56** (1969), 813.
- [23] Muller, R. M. et al., *Phys. Letters*, **31A** (1970), 431.
- [24] Domeij, B., *Ark. Fys.*, **32** (1966), 179.
- [25] Feldman, L. C. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1969), 305.

名词浅释

晶体对称轴和对称面

晶体是由按一定对称性排列成点阵的原子所组成。如果一个晶体结构对某个轴(或面)而言,按一定对称操作(如旋转或反射),便能使该晶体结构自身完全重合,则此轴为晶体的对称轴,相应的面为对称面。

低密勒指数面、低标次轴

给出在一个晶面上的三个不共线的原子的坐标,就决定了该晶面的位置和取向,通常用密勒指数指明面的取向,因而把晶面记为(h, k, l),密勒指数低的面,也就是 h, k, l 值小的面,如立方晶体表面为(100), (010), (001), (100), (010)和(001),属于低密勒指数面。

晶体旋转对称轴可以分为一重、二重、三重、四重和六重旋转轴,这些旋转轴分别和 $360^\circ, 180^\circ, 120^\circ, 90^\circ$ 和 60° 的旋转相对应。于是旋转轴分别以符号标次

1, 2, 3, 4, 6表示,低标次轴就是指标次小的轴。

显然低密勒指数面之间距离、低标次轴之间原子列间隔都较大,相应的阻塞效应就显著。

多普勒位移技术

多普勒位移技术是指利用反应产生的放射 γ 射线的原子核的反冲,引起 γ 谱线的加宽(即多普勒效应),然后从 γ 谱线加宽的情况,就可以对 γ 跃迁的能级寿命作出估计。

同质异位相似共振态(同位旋相似态)

同质异位相似共振态(isobaric-analogy resonance)也谓同位旋相似态(isospin-analogy state)是指两个核态具有相同的 A (核子数),但 Z (质子数)和 N (中子数)不一样,而且这两个态具有相同的宇称 P 和角动量 J 。如 ^{12}Ge 在(p, p')反应中,形成复合核有 $J^P = 0^+, 2^+$ 两个态,它们与 ^{13}As $J^P = 0^+(5.094\text{MeV}), J^P = 2^+(5.022\text{MeV})$ 组成两个同质异位相似共振态。又如从 $zA_N(d, p)$ 削裂反应可以研究激发核 $z(A+1)_{N+1}$ 的一些低能级态,而利用 $zA_N(p, p')$ 反应可以研究 $z_{+1}(A+1)_N$ 激发核的一些高能级态,它们可以是 $z(A+1)_{N+1}$ 的同位旋相似态。