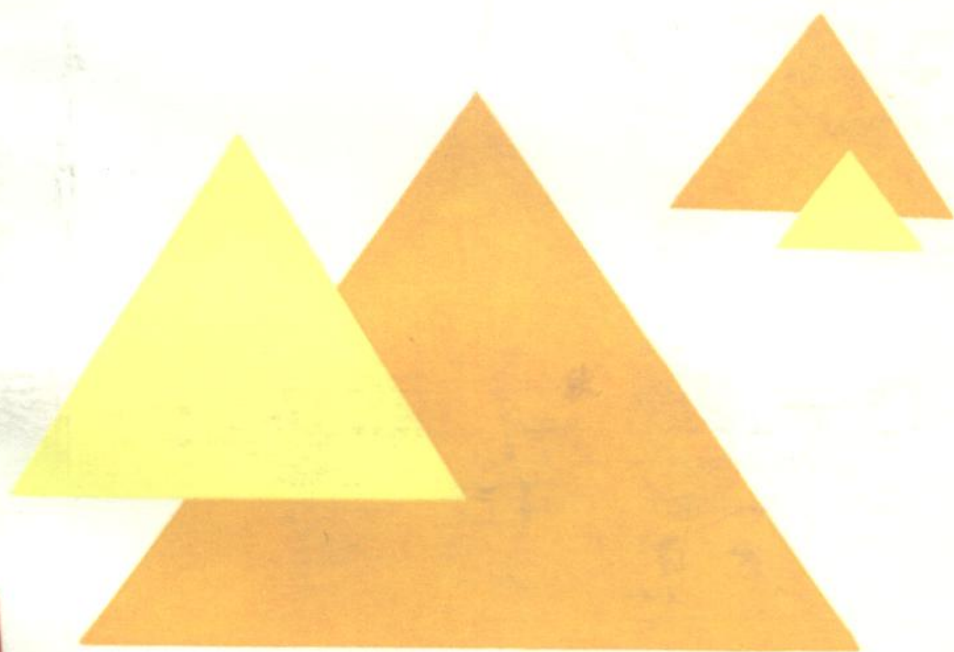


金属理论基础

祝菊生

王炳洲



冶金出版社

金属理论基础

祝菊生 王炳洲

宇航出版社

(字)新登字 181 号

内 容 简 要

本书介绍了金属学和金属物理的基础理论,内容包括五个方面:金属学基本理论,介绍了金属的晶体结构、相结构、相图及其热力学理论;晶体缺陷,简要地叙述了点缺陷及晶界理论,以较大的篇幅叙述了晶体的位错理论,注意阐明理论模型、数学推导及结论的适用性;金属中的扩散;金属的塑性变形和回复、再结晶,其中还介绍了位错理论的应用;金属的强化理论,用位错理论叙述了金属的强化途径。

本书可作为高等院校相关专业的教学用书,也可供从事材料科学的工作者参考。

金属理论基础

祝菊生 王炳洲

责任编辑:林茂燕

宇航出版社出版

北京和平里滨河路1号,邮政编码 100013

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经销

北京隆昌印刷厂印刷

开本:850×1168 1/32 印张:8.625 字数:230千字

1992年7月第1版第1次印刷 印数:1-3000册

ISBN 7-80034-504-1/TG·006 定价:9.50元

前 言

本书是根据编者近年来为高等院校一些专业(如应用物理专业、物资管理工程专业、机车车辆专业及实验力学专业)的大学生和研究生讲授“金属学”及“金属物理”课时的讲义整理而写成的。

本书包括五个方面的内容:(1)金属学基本理论(包含晶体结构、相结构、相图及其热力学理论),它是学习其它各章的基础知识;(2)晶体缺陷(包含点缺陷、位错理论、晶界)。由于位错理论和金属的强度、断裂、疲劳等性能密切相关,因此,在晶体缺陷这一章中着重讨论位错理论。讨论中注意阐明基本概念、理论模型、数学推导及结论的准确性和适用性;(3)金属中的扩散;(4)金属的塑性变形和回复、再结晶。这部分内容加强了位错理论应用的叙述;(5)金属的强化理论,用位错理论讨论了固溶强化、两相合金的强化、以及微量元素的强化。本书可作为高等院校相关专业的教材,也可供从事材料科学的技术人员和研究人员参考。

本书第三章和第五章由王炳洲执笔,其余各章由祝菊生执笔。

全书由铁道部科学研究院周晨光研究员仔细审了全稿,并提出了宝贵意见;宇航出版社副编审林茂燕为本书的出版做了很多工作,在此谨向他们致深深的谢意。

限于编者的水平,加之篇幅所限,书中难免有疏漏和错误,恳请专家和读者批评指正。

编 者

1991年9月于北京

目 录

第一章 金属的晶体结构	(1)
§ 1 金属的晶体结构	(1)
§ 2 金属键	(16)
§ 3 金属的原子半径	(18)
第二章 合金相结构	(21)
§ 1 固溶体	(21)
§ 2 中间相	(43)
第三章 纯金属的结晶	(49)
§ 1 结晶的概念	(49)
§ 2 形核和长大	(52)
§ 3 晶粒大小及其控制	(60)
§ 4 金属在固态下的转变	(61)
第四章 二元相图	(63)
§ 1 相图的基本知识	(63)
§ 2 匀晶系相图	(68)
§ 3 二元共晶相图	(71)
§ 4 二元包晶相图	(75)
§ 5 其它形式的二元系相图	(78)
§ 6 相图的热力学理论	(79)
第五章 铁碳合金相图	(91)
§ 1 Fe-Fe ₃ C 相图	(91)
§ 2 铁碳合金的平衡结晶过程	(95)
§ 3 含碳量对铁碳合金组织和性能的影响	(102)
第六章 三元合金相图	(104)
§ 1 三元相图的基本知识	(104)

§ 2	三元匀晶系相图	(108)
§ 3	三元共晶相图	(111)
§ 4	三元合金相图举例	(117)
第七章	金属晶体中的缺陷	(120)
§ 1	点缺陷	(120)
§ 2	位错理论	(127)
§ 3	晶界	(176)
附录 1		(182)
附录 2		(183)
第八章	金属及合金中的扩散	(186)
§ 1	菲克方程及其解	(186)
§ 2	扩散机制和微观理论	(194)
§ 3	克根达尔效应	(200)
§ 4	影响扩散的因素	(203)
§ 5	扩散的热力学理论	(208)
第九章	金属及合金的变形和再结晶	(212)
§ 1	金属的应力-应变曲线	(213)
§ 2	单晶体的塑性变形	(217)
§ 3	多晶体的塑性变形	(231)
§ 4	合金的塑性变形	(235)
§ 5	金属经塑性变形后的组织与性能	(241)
§ 6	回复和再结晶	(246)
§ 7	热塑性变形	(252)
§ 8	超塑性	(254)
第十章	金属的强化理论	(257)
§ 1	固溶强化—无序固溶体	(257)
§ 2	有序固溶体的强化	(260)
§ 3	铃木(Suzuki)气团的强化作用	(262)
§ 4	两相合金的强化	(265)
§ 5	铌、钒、钛微合金化钢的屈服强度	(266)
参考文献		(269)

第一章 金属的晶体结构

金属材料具有优良的力学性能和特殊的物理化学性能。决定金属材料性能的因素之一是其内部的结构,即原子在空间的分布和排列规律(晶体结构)。本章将介绍金属及合金中原子在空间的规则排列情况。

§ 1 金属的晶体结构

固态物质可分为晶体和非晶体两类。非晶体如玻璃、松香等,其原子排列没有一定的规律。晶体的特征:具有一定的熔点;组成晶体的质点(原子、离子或分子)在三维空间的排列是有规律的;晶体是各向异性的。虽然金属的外形是不规则的,但 X 射线研究方法揭示了金属内原子是规则排列的,所有的金属和合金都是晶体,它们具有一定的熔点,如铁的熔点为 1538°C ,铝的熔点为 660°C 。金属晶体的各向异性也很明显,如单晶体 $\alpha\text{-Fe}$,其弹性模量由于测量方向的不同,在 $293\sim 125\times 10^3\text{MPa}$ 范围内变动。单晶体铜的强度极限在 $128\sim 346\text{MPa}$ 范围内变化,延伸率在 $10\%\sim 50\%$ 范围内变化。

§ 1.1 结晶学的基本知识

通常所说的晶体结构是指组成晶体的物质质点(如原子、离子、分子、原子集团)依靠一定的结合键结合后,在三维空间作有规律的周期性重复排列。由于组成晶体的物质不同,排列规则不同,或者周期性不同,所以它们可以组成各种各样的晶体结构,即实际

的晶体结构是无限多种类,并用 X 线衍射法可测出各种晶体结构。对这种类别繁多的晶体结构进行分析和抽象,将实际存在的原子、离子、分子或原子集团等物质质点抽象为纯粹的几何点,而完全忽略它的物质性,这样抽象出的几何点称为阵点或结点,阵点或结点在空间周期性的规则排列称为空间点阵,它的主要特征是每个阵点或结点在空间都具有完全相同的环境,所谓完全相同的环境是指从某个结点上观察和从其它结点上向四周观察,所见的景象完全相同。为方便起见,常人为地将阵点用直线连接起来,形成空间格子,称为晶格,它的实质仍然是空间点阵,通常不加以区别(见图 1-1)。

从上述讨论可见,晶体结构和空间点阵是两个不同的概念,晶体结构是指具体的物质粒子排列分布,它的种类有无限多;而空间点阵只是一个描述晶体结构规律性的几何图形,它的种类是有限的。

1. 布拉菲点阵、晶胞、晶系

法国晶体学家布拉菲用数学方法推算出空间点阵只有 14 种类型,称为 14 种布拉菲点阵。空间点阵是一个三维空间的无限图形,为了研究的方便,在空间点阵中取一个具有代表性的平行六面体作为基本单元,整个点阵可以视为由这平行六面体在空间堆砌而成,称此平行六面体为晶胞。当要研究某一类的空间点阵时,只需取其中一个晶胞来研究即可。然而在同一空间点阵中,可以选取多种不同形状和大小的平行六面体作为晶胞,如图 1-1 所示。为了统一起见,规定了选取晶胞要满足以下条件:晶胞的几何形状应和宏观空间点阵具有相同的对称性;晶胞要有尽可能多的直角;满足上述条件下,晶胞具有最小的体积。

晶胞的三个棱边分别用单位矢量 a, b, c 表示,它们之间相互夹角分别为 $\alpha(c, b \text{ 间}), \beta(a, c \text{ 间}), \gamma(a, b \text{ 间})$,如图 1-2 所示。 $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$ 称为晶胞的 6 个参数, a, b, c 称为点阵常数(或晶格常数)。根据晶胞的 6 个参数可以把 14 种空间点阵归纳为 7 大晶系。

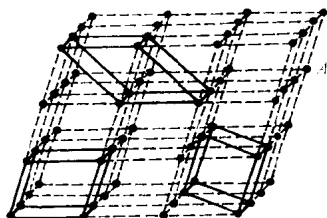


图 1-1 空间点阵和晶胞的不同取法

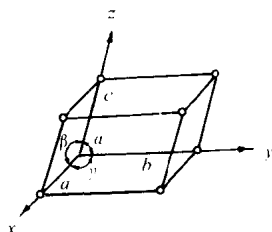


图 1-2 晶胞及晶格常数

- | | |
|-------------|---|
| (1)三斜晶系 | $a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ;$ |
| (2)单斜晶系 | $a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta;$ |
| (3)六角晶系(六方) | $a = b \neq c, \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ;$ |
| (4)三角晶系(菱方) | $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ;$ |
| (5)正交晶系 | $a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ;$ |
| (6)四方晶系(正方) | $a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ;$ |
| (7)立方晶系 | $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ |

在 14 种布拉菲点阵中的晶胞又可以分为简单晶胞和复合晶胞。所谓简单晶胞是指只在平行六面体的 8 个顶点上有结点,而每个顶点处的结点又分属 8 个相邻的晶胞,故一个简单晶胞只含有一个结点,用符号 P 或 R 表示。复合晶胞中则含有一个以上的结点,除角顶位置外,在其它地方仍有结点,例如体心、面心、底心等位置,符号 F, I 相应表示面心晶胞和体心晶胞,而 C 表示底心晶胞。每个晶胞的结点数可用下式计算

$$N = N_i + \frac{N_f}{2} + \frac{N_r}{8} \quad (1-1)$$

其中 N_i, N_f, N_r 分别表示位于晶胞内、晶胞面心、顶角上的结点数。14 种布拉菲点阵中包括 7 个简单晶胞,7 个复合晶胞。如图 1-3 和表 1-1 所示。

2. 原子坐标、晶面指数、晶向指数

在研究晶体结构时,往往需要知道原子在空间的位置,这时便需要标定原子的坐标。以晶胞的三个棱分别作为 x, y, z 轴,以点阵

常数 a, b, c 作为三个轴上的单位长度。如果在晶格中有一结点 P ，自坐标原点 O 至 P 点的矢量为

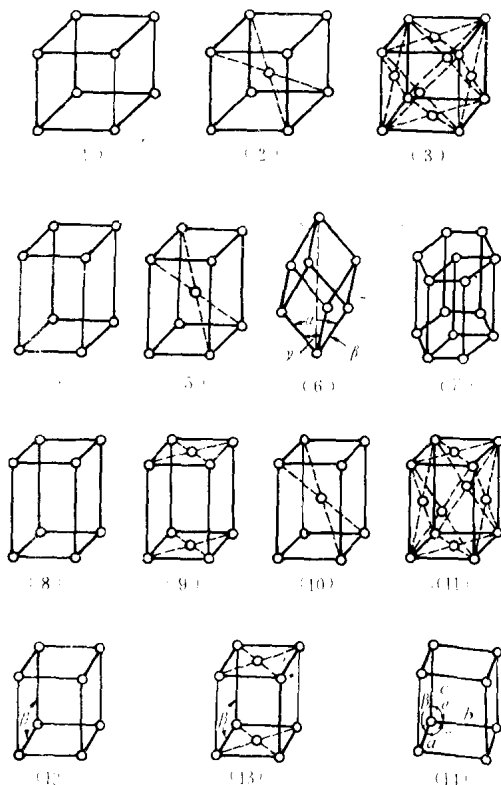


图 1-3 14 种布拉非点阵晶胞

$$\vec{OP} = x\vec{a} + y\vec{b} + z\vec{c}$$

则 P 点的坐标可表示为 $[(xyz)]$ 。例如在面心立方晶胞中，位于 xy 平面中心的原子，它的坐标为 $[(\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0)]$ ，位于体心立方晶胞中，体心位置的原子坐标为 $[(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})]$ 。

在晶体中由物质质点所组成的平面称为晶面，物质质点所组成的直线称为晶向。如果物质质点为原子，则可分别称为原子面和

表 1-1 七大晶系和十四种布拉菲点阵

晶系	布拉菲点阵	符号	晶胞中点阵数	阵点坐标	点阵常数	图 1-3 中对应标号
三斜系	简单三斜	P	1	0 0 0	$a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$	(14)
单斜系	简单单斜	P	1	0 0 0	$a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$	(12)
	底心单斜	C	2	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0$		(13)
六角系 (六方)	简单六角	P	1	0 0 0	$a = b \neq c, \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	(7)
三角系 (菱方)	简单三角	R	1	0 0 0	$a = b = c, \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	(6)
正交系 (斜方)	简单正交	P	1	0 0 0	$a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	(8)
	体心正交	I	2	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$		(10)
	底心正交	C	2	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0$		(9)
	面心正交	F	4	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0, \frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}, 0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$		(11)
四方系 (正方)	简单四方	P	1	0 0 0	$a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	(4)
	体心四方	I	2	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$		(5)
立方系	简单立方	P	1	0 0 0	$a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	(1)
	体心立方	I	2	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$		(2)
	面心立方	F	4	$0\ 0\ 0, \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0, \frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}, 0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$		(3)

原子列。在晶体中各不同晶向和晶面上原子的(或离子、原子集团)排列的密度不一样,这种结构上的差异引起晶体在各个方向上的物理、化学、力学等性能上的差异,这就是晶体的各向异性。在各

种物理化学过程中(例如结晶、塑性变形、相变等),不同的晶向和晶面的表现往往不同,某些特殊的晶面和晶向(如密排面和密排方向)常常起特殊的作用。为了区别和研究的方便,有必要用适当的指数符号来标定晶体中的晶面和晶向。

(1) 晶面指数的标定

首先选定一个坐标系,以晶胞三个棱边为轴,点阵常数 a 、 b 、 c 分别为三个轴的单位长度。这样的选取原则,充分考虑了晶体的对称性,因此除三角晶系和六方晶系外,其它晶系均采用三轴坐标系,而对于立方、四方、正交晶系均为直角坐标系。

根据解析几何,在三维空间中任一平面的位向可以用其法线方向或在三个坐标轴上的截距来表示,例如图 1-4 中,晶面 ABC 截三个坐标轴于 A 、 B 、 C 三点,则 $\overrightarrow{OA} = p\vec{a}$ 、 $\overrightarrow{OB} = q\vec{b}$ 、 $\overrightarrow{OC} = r\vec{c}$, p 、 q 、 r 为有理数。过原点 O 做晶面 ABC 之法线 $\overrightarrow{ON}$,则此法线的方向余弦为

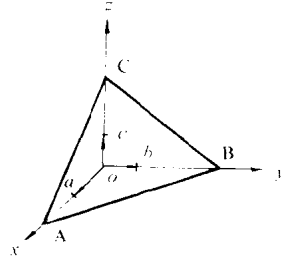


图 1-4 三轴定向的晶面指数标定

$$\cos(a, n) = \frac{ON}{OA}, \cos(b, n) = \frac{ON}{OB}, \cos(c, n) = \frac{ON}{OC}$$

则 $\cos(a, n) : \cos(b, n) : \cos(c, n) = \frac{1}{OA} : \frac{1}{OB} : \frac{1}{OC} = \frac{1}{pa} : \frac{1}{qb} : \frac{1}{rc}$, a 、 b 、 c 为三坐标轴上的单位长度,所以

$$\cos(a, n) : \cos(b, n) : \cos(c, n) = \frac{1}{p} : \frac{1}{q} : \frac{1}{r}$$

式中 $\frac{1}{p}$ 、 $\frac{1}{q}$ 、 $\frac{1}{r}$ 为晶面截坐标轴所得截距的倒数。令 $\frac{1}{p} : \frac{1}{q} : \frac{1}{r} = h : k : l$ 。而 h 、 k 、 l 为三个互质的整数,用符号 (hkl) 表示,用它描述该晶面。这种标定晶面的方法称为密勒指数法。

据此,晶面指数标定的方法如下:

1) 在点阵中设立参考坐标系。在三轴坐标系中使三个轴与晶

胞的三个棱边重合,以晶胞的点阵常数 a 、 b 、 c 分别为三个坐标轴的单位长度。

2) 求出被标定晶面与 x 、 y 、 z 三个坐标轴相交所得截距,为了避免出现零截距,故所选坐标系原点一定要在被标定晶面之外,而不能在被标定晶面上。

3) 取各截距的倒数。

4) 将三个倒数化为互质的整数 h 、 k 、 l 。

5) 用符号 $(h\ k\ l)$ 表示被标定晶面的指数。

对晶面指数作如下说明: h 、 k 、 l 分别与 x 、 y 、 z 轴相对应,不能更换其次序。若某一数为 0,则表示晶面与该数所对应的坐标轴是平行的,例如 $(h\ 0\ l)$ 表示该晶面与 y 轴平行。若截某一轴为负方向截距,则在其相应指数上冠以“-”号,如 $(h\ \bar{k}\ l)$ 、 $(\bar{h}\ k\ l)$ 等。在晶体中任何一个晶面总是按一定周期重复出现的,它的数目可以无限多,且互相平行,它们均用同一晶面指数 $(h\ k\ l)$ 表示。所以 $(h\ k\ l)$ 并非只表示一个晶面,而是代表一组互相平行的晶面。在晶体中有些晶面具有共同的特点,其上原子排列和分布规律是完全相同的,晶面间距也相同,唯一不同的是晶面在空间的位向,这样的一组等同晶面称为一个晶面族,用符号 $\{h\ k\ l\}$ 表示。在立方系中,晶面族中所包含的各晶面的指数数字相同,但数字的排列次序和正负号不同。如图 1-5 所示,在立方系中

$\{100\}$ 包括 (100) , (010) , (001) 。

$\{110\}$ 包括 (110) , (101) , (011) , $(\bar{1}10)$, $(1\bar{1}0)$, $(01\bar{1})$ 。

$\{111\}$ 包括 (111) , $(\bar{1}11)$, $(1\bar{1}1)$, $(11\bar{1})$ 。

$\{h\ k\ l\}$ 晶面族中所包含的晶面数可以用 h 、 k 、 l 数字的排列组合法求之。具体计算方法如下:若晶面指数中三个数都不相等,且都不等于 0,则此晶面族包括有 $3! \times 4$ 组晶面, $3!$ 为 h 、 k 、 l 的排列数;如果在晶面指数中有两个数字相等,则包括有 $\frac{3!}{2!} \times 4$ 组晶面;若在晶面指数中有一个 0 存在,则晶面数为 $\frac{3!}{2} \times 4$ 。

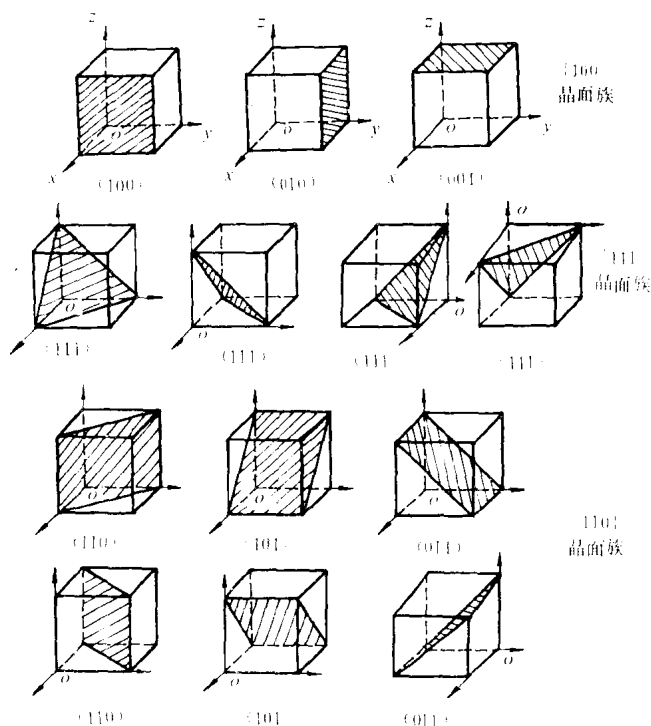


图1-5 $\{100\}$ 、 $\{110\}$ 、 $\{111\}$ 晶面族

(2) 晶向指数的标定

假设有一组互相平行的晶向 $L_0, L_1, L_2 \dots$ 其中 L_0 通过原点, 如图1-6所示。设 R_0 为 L_0 上最接近原点的结点, 其坐标为 $[[x_0 \ y_0 \ z_0]]$, 则 $\vec{OR}_0$ 为 L_0 上单位向量, 如果 $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ 为过原点 O 的三个坐标轴上的单位矢量, 则 $\vec{OR}_0 = x_0 \vec{a} + y_0 \vec{b} + z_0 \vec{c}$ 。设 $R_1 [[x_1 \ y_1 \ z_1]]$ 为 L_1 上任一定点, 而 $R [[x \ y \ z]]$ 为 L_1 上一流动点, 则 $\vec{OR}_1 = x_1 \vec{a} + y_1 \vec{b} + z_1 \vec{c}$, $\vec{OR} = x \vec{a} + y \vec{b} + z \vec{c}$, 而 $\vec{R_1R} = \vec{OR} - \vec{OR}_1$ 。由于同一方向上结点是周期性重复的, 所以

$$\vec{R_1R} = \vec{OR} - \vec{OR}_1 = n \vec{OR}_0 \quad (n \text{ 为整数})$$

则 $(x-x_1)\vec{a}+(y-y_1)\vec{b}+(z-z_1)\vec{c}=n(x_0\vec{a}+y_0\vec{b}+z_0\vec{c})$ 比较
上式两边 a, b, c 的系数, 得:

$$x-x_1=nx_0, y-y_1=ny_0,$$

$$z-z_1=nz_0$$

消去 n , 得到 L_1 的方程式为

$$L_1: \frac{x-x_1}{x_0} = \frac{y-y_1}{y_0} = \frac{z-z_1}{z_0}$$

对于 $L_2, L_3, \dots$ 等晶向同样存在
方程式:

$$L_2: \frac{x-x_2}{x_0} = \frac{y-y_2}{y_0} = \frac{z-z_2}{z_0}$$

$$L_3: \frac{x-x_3}{x_0} = \frac{y-y_3}{y_0} = \frac{z-z_3}{z_0}$$

$\vdots$
 $\vdots$

由此一系列方程得出

$$\begin{aligned} x_0:y_0:z_0 &= (x-x_1):(y-y_1):(z-z_1) \\ &= (x-x_2):(y-y_2):(z-z_2) \\ &= \dots \end{aligned}$$

说明利用 $x_0:y_0:z_0$ 可以表示一束平行的晶向, 它还可以化为三个互质数的连比:

$$x_0:y_0:z_0 = u:v:w$$

则 u, v, w 为晶向 $L_0, L_1, L_2, \dots$ 的晶向指数, 记为 $[u \ v \ w]$ 。所以晶向指数的求法有两种:

1) 在坐标系中, 过原点做被标定晶向的平行线 L_0 , 取 L_0 上任一结点坐标 $[(x \ y \ z)]$, 将它化为三个互质整数的连比, $x:y:z = u:v:w$, 则 $[u \ v \ w]$ 为晶向指数。

2) 在坐标系中写出晶向 L 上任意两个结点的坐标 $[(x_1 \ y_1 \ z_1)]$ 和 $[(x_2 \ y_2 \ z_2)]$, 将 $(x_1-x_2):(y_1-y_2):(z_1-z_2)$ 化为三个互质整数之连比, 即得到晶向指数。

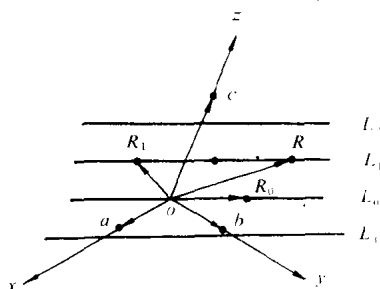


图1-6 晶向指数的标定

同样,在晶体结构中,那些原子密度相同的等同晶向,同属一个晶向族,用符号 $\langle uvw \rangle$ 表示。

(3) 六方晶系的晶面和晶向指数的标定

对于六方晶系也可采用三轴坐标系,平面上的 a_1, a_2 轴之间夹角为 120° , c 轴垂直于 oa_1a_2 平面,在此坐标系中,确定晶面指数的方法仍按前所述。六方柱体的六个侧面的晶面指数分别为 (100) , (010) , $(\bar{1}10)$, $(\bar{1}\bar{0}0)$, $(0\bar{1}0)$, $(1\bar{1}0)$ 。六方柱体的各个侧面上原子排列相同,属于同类型的晶面,但其晶面指数不相类同,往往看不出它们之间的等同关系。用这样的方法标定晶向指数也有同样的缺点,例如 $[100]$ 和 $[110]$ 实际上是等同的晶向,但指数上反映不出来。为了克服这一缺点,通常采用另一种专用于六方晶系的指数。

根据六方晶系的对称特点,对它采用四轴坐标系,即在 oa_1a_2 平面上加一轴 oa_3 ,且使它与 oa_1, oa_2 均成 120° 。在平面上的三个坐标轴单位矢量 $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ 满足 $\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3 = 0$ 的约束条件,故其中只有两个矢量是独立的。采用四轴坐标系后,晶面指数的标定方法不变,则六方柱体的六个侧面的晶面指数分别为 $(10\bar{1}0)$ 、 $(01\bar{1}0)$ 、 $(\bar{1}100)$ 、 $(\bar{1}010)$ 、 $(0\bar{1}10)$ 、 $(1\bar{1}00)$,它们可归并为 $\{10\bar{1}0\}$ 晶面族。晶面指数的一般形式记为 $(h\ k\ i\ l)$ 。根据几何学,三维空间独立的坐标轴最多不超过三个。应用上述方法标定的晶面指数形式上是四个指数,但是不难看出,前三个指数中只有两个是独立的,它们之间有以下关系: $i = -(h+k)$ 。因此,可以由前两个指数求得第三个指数,有时将第三个指数 i 略去,写成 $(h\ k\ l)$ 。

在四轴系中,晶向指数标定方法原则上与前相同,对任一晶向可自原点做它的平行线 oP ,并用四个坐标轴上的分矢量表示,即:

$$\vec{oP} = u \vec{a}_1 + v \vec{a}_2 + t \vec{a}_3 + w \vec{c} \quad (1-2)$$

则晶向指数可表示为 $[u\ v\ t\ w]$,同理 $t = -(u+v)$ 。晶向指数的标定方法:从原点出发,沿着平行于四个晶轴的方向依次移动,使之最后到达待定晶向上的某一结点。移动时必须选择适当的路线,使沿 a_3 轴移动的距离等于 a_1, a_2 轴移动距离之和的负值,即 $u+v = -t$,

然后将各方向移动距离化为最小整数值,并记为 $[u\ v\ t\ w]$,图1-7表

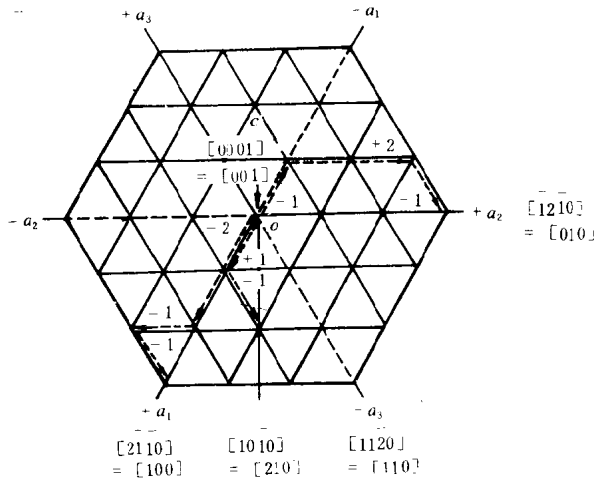


图1-7 六方系晶向指数的标定

示根据此法所标定的几个晶向指数。

四轴系晶向标定方法较麻烦,一般比较方便而容易掌握的方法是用三轴坐标系标出晶向指数 $[u\ v\ w]$,然后根据如下关系换算成四轴坐标系中的晶向指数 $[u\ v\ t\ w]$,其中

$$\begin{cases} U=u-t, V=v-t, W=w \\ u=\frac{1}{3}(2U-V), v=\frac{1}{3}(2V-U), t=-(u+v), w=W \end{cases} \quad (1-3)$$

§ 1.2 典型的金属晶体结构

金属原子主要依靠金属键结合,由于金属键无方向性和无饱和性,使金属晶体一般具有排列紧密、对称性高的简单结构,大多数金属具有面心立方、体心立方和密排六方三类典型的晶体结构。

1. 面心立方晶体结构(fcc)

面心立方晶胞如图1-8所示。在晶胞中原子位于六面体的八个顶点和六个面的面心位置,原子坐标分别为 $[(0\ 0\ 0)]$ 、 $[(\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2})]$