

内 容 简 介

《现代压电学》是一部全面介绍压电学理论、材料及应用的专著,反映了该领域国内外学者所取得的成果和最新进展.全书分上、中、下三册出版.本书为上册,论述压电学基础,共10章,主要介绍晶体的点阵结构及对称性,晶体的弹性、介电性、压电效应与压电方程,晶体中的弹性波,压电振子的振动模式与压电参数的测量,晶体的热释电效应,铁电相变理论,压电铁电晶体的光学性质,以及生物组织的压电性等.每章末附有参考文献.

本书可供大专院校压电铁电专业及与此相关学科的师生参考,同时也是从事压电铁电材料及器件的研制、生产和应用的科技人员的十分难得的参考书.

图书在版编目(CIP)数据

现代压电学.上册/张福学主编.-北京:科学出版社,2001

(应用物理学丛书/吴自勤,杨国桢主编)

ISBN 7-03-009236-8

I. 现… II. 张… III. 压电学 IV. TN384

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2001)第 10104 号

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

丽 源 印 刷 厂 印 刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2001年9月第 一 版 开本:850×1168¹/₃₂

2001年9月第一次印刷 印张:12 7/8

印数:1—3 000 字数:319 000

定价:28.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈新欣〉)

前 言

压电学是关于压电体的弹性、介电性、压电性、热电性、铁电性、光学特性、声传播特性,以及压电铁电材料和应用的学科.自1880年P.居里和J.居里发现石英晶体的压电性后,压电学发展十分迅速,早在20世纪40年代就已成为物理学的一个重要分支.1946年美国Cady总结了早期的工作,编著了“Piezoelectricity”,成了当时的经典著作.20世纪80年代压电学有了更大的发展,为适应国内科研、教学和生产的需要,1984年张福学、孙慷等国内10个厂所院校的13位从事科研、生产和教学的专家学者编著了《压电学》(上、下册).该书对促进我国压电学的发展起了积极作用,深受读者欢迎,1988年获全国优秀科技图书二等奖.《压电学》出版至今已有17年,这期间,压电学又有了重大发展,特别是新型压电材料和压电新应用层出不穷.为了解压电领域的新动向和新成就,众多读者盼望有一本能反映当今压电学全貌的专著.为此,我们特与科学出版社合作,组织、策划、编写和出版符合上述要求的、由上、中、下三册构成的这部专著.本专著具有如下特点:(1)新颖性:重点突出上述著作中几乎未涉及的内容,如压电复合材料,无机压电铁电薄膜,压电惯性器件,压电马达与压电执行器;(2)实用性:1984年出版的《压电学》突出基础理论,本专著突出材料和应用;(3)系统性:相对于《压电学》,本专著大大地压缩了基础理论和压电材料的篇幅,如铁电性压电晶体在《压电学》中占三章,而本专著中仅设能反映新近成就的一章,但全书不失系统性,读者亦可了解压电领域的全貌;(4)科学性:本专著的编著者力求从学科发展规律、发展动向的角度,将已有的知识进行严格的分类整理,将实践经验上升到理论,使压电学这一古老而又迅速发展的学科更加充实.

本专著概括了近代国内外压电理论、压电材料、压电器件及其应用的新进展,其中融入了 13 个厂所、院校的 22 位专家学者多年来从事压电学科研、生产和教学工作的成果,它是集体智慧的结晶.

中国科学院院士、同济大学姚熹教授为本专著顾问并作序,中国科学院三位院士——北京大学吴全德教授、西安电子科技大学保铮教授和山东大学蒋民华教授鼎力推荐出版,在此对这四位院士表示衷心的感谢!

由于作者水平有限,加之时间仓促,书中肯定会有不妥之处,恳请读者批评指正.

编著者

第一章 晶体的点阵结构及对称性

清华大学 路峻岭

§ 1.1 晶体及其点阵结构

1.1.1 晶体的宏观特性

人类对于压电学的认识是从晶体开始的,而且了解有关晶体的物理特性有利于更深入地研究压电学,并利用日新月异的压电材料及其技术为人类服务.因此,有必要回顾一下晶体物理学的有关基础知识.

金刚石、石英等一些天然晶体,以其美丽的外形、夺目的光彩和无比的硬度早就引起了人们的注意.起初是为了寻找宝石,后来则主要为了鉴别天然矿物,人们开始了对晶体的研究.丹麦科学家 Steno 于 1669 年发现了晶面角守恒定律.1784 年,法国科学家 Haüy 提出晶胞学说,认为每种晶体都有一个形状一定的最小的组成细胞,称为晶胞,大块晶体由晶胞密集堆砌而成.1869 年俄国科学家 Гадолин 用严格的数学方法证明了晶体多面体外形的对称性有 32 种,即不含平移操作的 32 种点群.1890 年前后,俄国科学家 Фёдоров 和德国科学家 Schönflies 各自独立地用不同的方法导出了晶体的 230 种空间群.至此,晶体结构的对称性理论基本形成.1912 年,德国科学家 Laue 通过晶体对 X 射线的衍射实验证实:一切晶体都是由空间规则排列的微粒(原子、离子、分子)组成的固体.晶体内部微粒的规则排列如同一种格子构造.因此,晶体是内部微粒(原子、离子、分子)按一定规则周期排列而具有格子构造的固体.

构成晶体的原子、离子或分子间的相互作用使得这些粒子在

空间上按一定规律取向排列成内能最小的稳定态. 其空间排列从微观来说是近似三维无限广延的, 这就是所说的长程有序性. 因此, 晶体可定义为空间结构长程有序的固体. 一般说来, 一定物质的晶体的理想外形对应一定的规则几何形状, 如 NaCl 晶体为正方体, 这种晶体称为单晶. 实际的晶体往往是许多微小的单晶颗粒无规则地堆积在一起, 如金属材料, 称为多晶体. 而且即便是单晶的内部, 由于存在杂质和位错而在有些局部破坏了严格的长程有序. 为了突出主要矛盾, 本章的分析是对理想的单晶体而言. 晶体可以是天然形成的, 也可以是人工培育的. 晶体在宏观上表现出一些共同特性, 概括地说有以下几点:

(1) 几何自范性 自范性也称自限性, 即晶体都具有自发形成闭合多面体外形, 并以此占有一定空间范围的性质. 晶体在生成过程中, 形成晶面晶棱和顶角等几何要素, 并在此基础上再顺序生长. 晶面角守恒就是自范性的一种体现. 如果晶体生长的外部条件适合, 晶体都可以生长成自身特有的规则多面体外形.

(2) 平移均匀性 大块的晶体是由细小的晶胞堆积而成, 每一粒小晶胞都体现了晶体整体的物理特性, 晶体的宏观物理性质都可用一小块晶体的物理性质来代表, 不同位置上的小块晶体的宏观物理性质保持一致就是晶体的宏观物理性质的平移均匀性. 如沿一定方位切出的石英晶片都具有相同的物理性质(压电性、介电性等). 需要说明的是, 由于构成晶体的粒子(原子、离子或分子)是三维规则排列的, 因此从微观上看, 晶体内部空间的每一个几何点上的物理性质将是不连续的. 但此处我们所说的宏观物理性质是在一个微观上看来很大、但宏观尺度相对很小的所谓物理体元内的统计平均值. 这样, 晶体的微观不连续性就被掩盖了.

(3) 各向异性 晶体的宏观物理性质随观测方向不同而有所差异的性质, 称为各向异性. 这是由于晶体晶胞中的粒子排列方位不同, 相对位置不同或距离不同, 因此在不同的方向观测会得到有差异的物理性质, 这也是构成晶体的粒子规则排列的反映.

(4) 宏观对称性 晶体的宏观物理性质在不同的方向上有规

律地重复的性质就是宏观对称性. 如有些晶体在外形上具有旋转对称性, 进而使得这些晶体的宏观物理性质至少也具有这种旋转对称性.

(5) 稳定性或具有最小内能性 构成晶体粒子的规则排列是它们之间相互作用的引力与斥力达到平衡的结果. 在相同热力学条件下, 同一种化学成分的物质, 物相不同时, 以晶体状态存在时的内能最小, 因此最稳定. 自然界中天然固体大多是晶体, 非晶态的物质有自发转变为晶体的趋势, 反之则不然. 稳定性还体现在所有的晶体都有一定的熔点. 晶体熔化时, 热运动能量刚好能破坏晶胞内粒子间的平衡而使之转入不规则排列的液相状态. 因每个小晶胞结构相同, 晶体熔化的过程必保持一定的熔点.

1.1.2 晶体的点阵结构

1911 年德国科学家 Laue 首先提出, 如果晶体内部的原子有规律地排列成三维点阵, 则 X 射线在其上将产生衍射, 1912 年得到实验证实. 为此, 他获得 1914 年的诺贝尔物理学奖. 所谓点阵是指构成晶体的粒子在空间上的周期性. 在晶体中的某一个原子附近的空间内, 各点的微观环境或物理性质都是不同的, 但对一特定的空间点来说, 由于空间周期性, 在空间的另一位置可以找到与它的微观环境或物理性质完全相同的点, 这种点称为等同点. 由等同点构成的空间图像称为空间点阵, 或者叫做晶格, 相应地这些等同点称为阵点或格点. 由格点构成的晶格反映了晶体的空间周期性. 注意, 格点不一定是构成晶体的原子或离子, 同一晶格可以由所定义的不同等同点所组成. 当然, 把格点(等同点)选在原子或离子上也未尝不可. 例如, α 钋晶体的原子周期排列和相应的晶格如图 1.1 所示.

晶格的特点是具有空间周期性, 它可以看作是由 1 个平行六面体的单元沿 3 个边的方向重复排列而成的. 这样用 1 个典型单元就可以表示出晶体的空间结构. 1 个晶格的最小周期单元称为晶格的原胞, 原胞的 3 个棱常选为描述晶格的基本矢量, 称为基

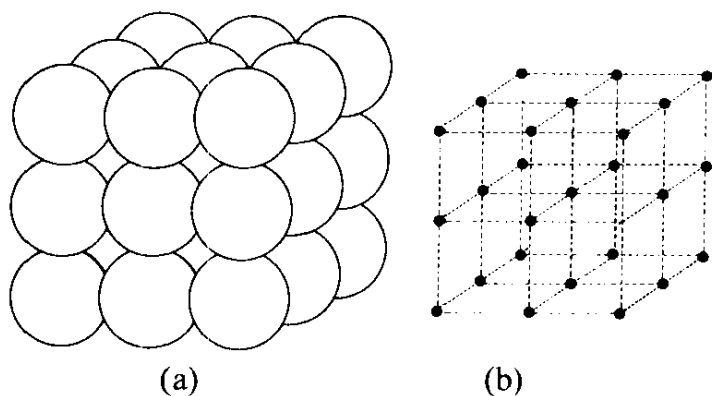


图 1.1 α 铁晶体的原子空间排列(a)及相应晶格(b).

矢,用 a, b, c 表示.取晶格中某一格点为原点,则任一格点的位置矢量 r 均可用基矢表示为

$$r = \mu a + \nu b + \omega c, \quad (1.1)$$

其中 μ, ν, ω 为整数.一般说来,原胞和基矢的选取不是惟一的,通常的选取原则是,基矢长度最短,原胞体积最小.晶格的原胞和基矢示于图 1.2.

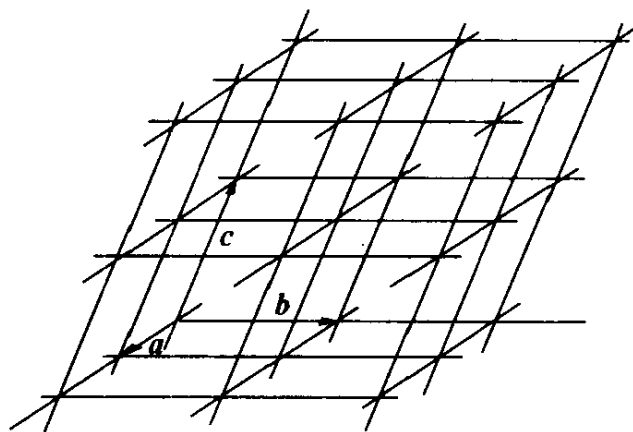


图 1.2 晶格的原胞和基矢.

晶格的空间周期性也可以表示为晶格平移 $\mu a + \nu b + \omega c$ 后,结果与原晶格完全重合,称为晶格的平移对称性. $\mu a + \nu b + \omega c$ 称为 Bravais 格子,Bravais 格子是可以比原胞大的空间周期单元.有的晶格的原胞只反映了空间的平移对称性,而没有反映出其他对

称性(如旋转对称性). 为了反映晶格的整个对称性,常选取较大的周期单元,称之为单胞或惯用元胞,单胞的棱称为单胞的基矢. 分析表明,根据单胞基矢的特性进行分类,总共可以分成七类晶系,14 种 Bravais 格子,如表 1.1 和图 1.3 所列.

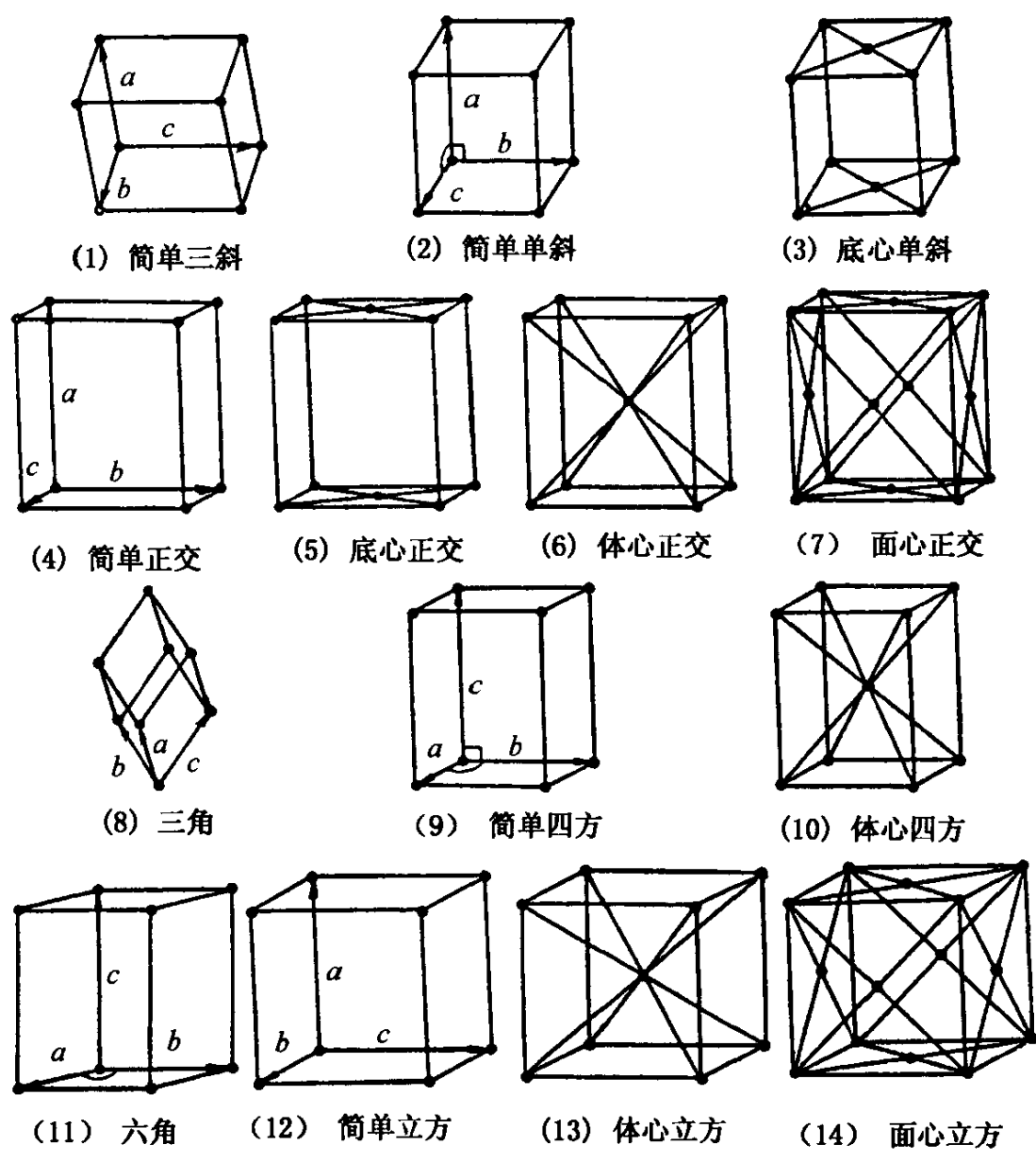


图 1.3 七类晶系的 14 种 Bravais 格子.

表 1.1 七大晶系 14 种 Bravais 格子的特征表

晶系	单胞基矢的特性	Bravais 格子	所属点群
三斜晶系	$a \neq b \neq c$ 夹角不等	简单三斜	C_1, C_i
单斜晶系	$a \neq b \neq c$ $b \perp a, c$	简单单斜 底心单斜	C_2, C_s, C_{2h}
正交晶系	$a \neq b \neq c$ a, b, c 互相垂直	简单正交 底心正交 体心正交 面心正交	C_2, C_{2v}, C_{2h}
三角晶系	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma < 120^\circ$ $\neq 90^\circ$	三角	$C_3, C_{3i}, D_3,$ C_{3v}, D_{3d}
四方晶系	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	简单四方 体心四方	$C_4, C_{4h}, D_4, C_{4v},$ D_{4h}, S_4, D_{2d}
六角晶系	$a = b \neq c$ $c \perp a, b$ b, a 夹角 120°	六角	$C_6, C_{6h}, D_6, C_{6v},$ D_{6h}, C_{3h}, D_{3h}
立方晶系	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	简单立方 体心立方 面心立方	T, T_h, T_d, O, O_h

1.1.3 晶面指数

为了便于描述晶格中的点、线、面,需要确定 1 个晶体内部的参考坐标系.一般根据反映最大对称性的原则选定 1 个单胞,并用它的 1 个顶点作原点,它的 3 个棱作基矢,记为 a, b, c , 以从原点起沿基矢方向的射线为坐标轴建立参考坐标系.根据晶格的平移对称性,任 1 个格点均可用

$$\mathbf{r} = \mu \mathbf{a} + \nu \mathbf{b} + \omega \mathbf{c} \quad (1.2)$$

来表示.这样我们就可以用 μ, ν, ω 3 个数来表示该格点.对某一特定格点来说, μ, ν, ω 与原点的选取有关.

晶格中的线一般只代表 1 个方向,即用过原点和另 1 个格点 μ, ν, ω 的直线表示与它平行的所有直线,记为 $[\mu, \nu, \omega]$,其中 μ, ν, ω 3 个整数要约化成互质的形式. $[\mu, \nu, \omega]$ 称为该方向的 Miller 指数. 如图 1.4 中 $[112]$ 表示所有的平行于过原点和 $(1, 1, 2)$ 点的连线的直线,过 $(1, 0, 0)$ 点和 $(2, 1, 2)$ 点的直线也用 $[112]$ 来表示.

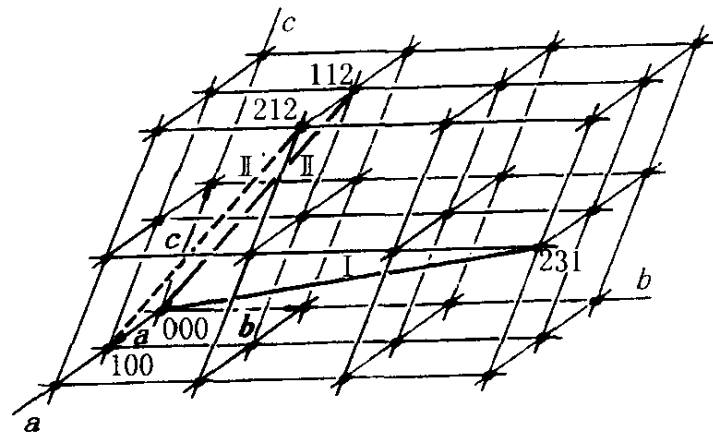


图 1.4 晶格中晶向的 Miller 指数.

晶格中的面,也不是指某 1 个平面,通常表示一族平行的平面. 这样,则可用 1 个平面来代表. 设 1 个平面与 3 个坐标轴的交点的坐标分别为 μ, ν, ω ,则可用 $(1/\mu, 1/\nu, 1/\omega)$ 来表示此平面和与它平行的这一族平面,注意要化简为互质的整数,称为晶面的 Miller 指数. 在图 1.5 中,晶面族 I 的晶面指数为 (111) ,晶面族 II

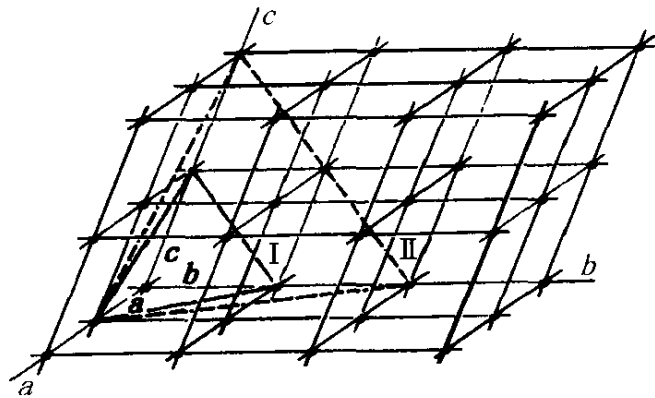


图 1.5 晶格中晶面的 Miller 指数.

的晶面指数为(211).

容易证明,在立方晶系中,晶面指数就是晶面法线的 Miller 指数.

在三角晶系和六角晶系中,有时为了方便地表示晶向,常取四轴坐标系.以在 1 个平面内互成 120° 角的等模矢量为基矢 a_1, a_2, a_3 ,取与它们垂直的另一矢量 c 为第 4 个基矢,如图 1.6 所示.

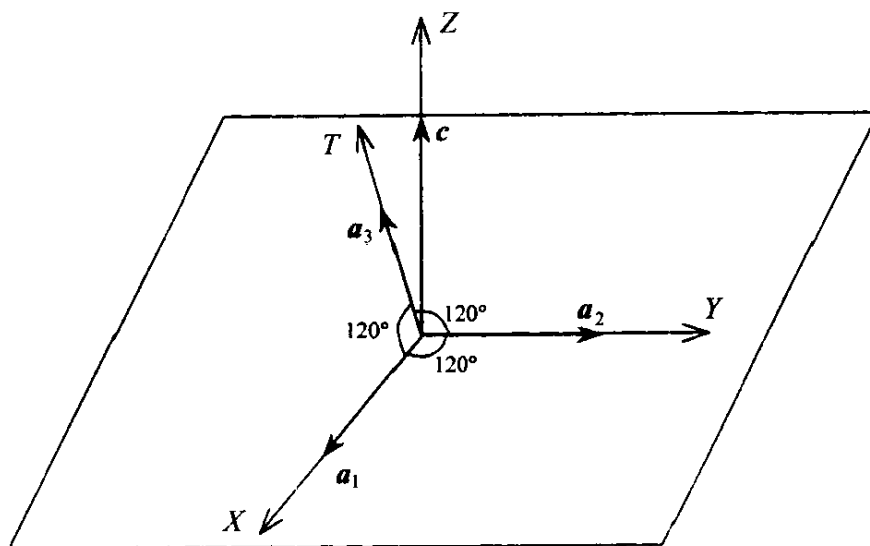


图 1.6 六角晶系和三角晶系的 4 轴坐标系.

晶格中任一矢量 r 可表示为

$$r = Ua_1 + Va_2 + Ta_3 + Wc. \quad (1.3)$$

晶向的四轴 Miller 指数记为 $[UVTW]$. 注意其中

$$U + V + T = 0. \quad (1.4)$$

三轴 Miller 指数与四轴 Miller 指数的关系为

$$\mu = U - T, \quad \nu = V - T, \quad \omega = W, \quad (1.5)$$

$$\begin{cases} U = \frac{1}{3}(2\mu - \nu) & , V = \frac{1}{3}(2\nu - \mu), \\ T = -\frac{1}{3}(\mu + \nu) & , W = \omega. \end{cases} \quad (1.6)$$

若一平面与 4 个参考坐标轴交点的坐标为 U, V, T, W , 则与此平面平行的平面族用一组与 $1/U, 1/V, 1/T, 1/W$ 成正比的互质

整数($HKIL$)来表示,由于 $H + K = -I$,有些文献上省略 I 表示为($HK \cdot L$).如($11 \cdot 0$)表示与 c 轴平行且与 a_3 轴垂直的一族平面.

§ 1.2 晶体的对称性

晶体的对称性有宏观对称与微观对称之分.后者指从晶格的角度出发,在认为整个晶格近似为三维无限广延的情况下的空间平移、转动、反演操作下的对称性.从严格的分析知,可能的空间对称有 230 种,构成 230 个空间群.前者指有限体积的规则晶体外形的对称性,它不再包含平移的对称性,可以设想令其中心不动而仅在转动、反演或反映下表现出的对称性,共 32 种,构成 32 种点群.本节只讨论晶体的宏观对称性.

1.2.1 对称操作与对称要素

由于构成晶体的粒子长程有序,在空间排列成晶格,一定物质的晶体都有其理想外形,即规则的晶体多面体.晶体的对称性反映在它有较多的对称操作上.这里所说的对称操作指的是对晶体多面体进行的转动、反映、反演等宏观对称操作.对称程度高或低由对称操作的数目所决定.这可从比较图 1.7 中的四种平面图形的对称性来加以说明.

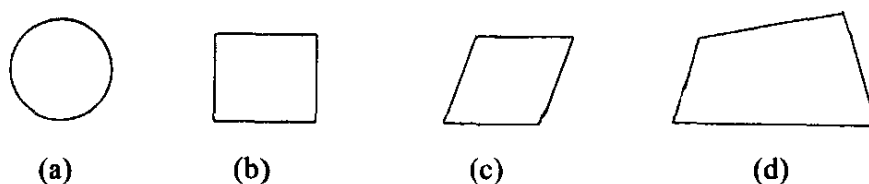


图 1.7 四种简单平面图形.

图中:(a)为圆形;(b)为正方形;(c)为平行四边形;(d)为不规则四边形.圆形绕中心旋转任意角度,自身都能完全重合.正方形绕中心旋转 $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ 它自身都能完全重合.平行四边形绕中心只有旋转 π 和 2π 自身才能完全重合.不规则四边形则只有旋

转 2π 才能完全重合. 我们对每个图形旋转一次而使其完全重合, 就称为 1 个对称操作. 圆的对称程度最高, 它有无穷多个旋转对称操作. 正方形有 4 个旋转对称操作. 平行四边形有 2 个. 不规则四边形有 1 个. 而旋转 2π 实际上就是不动, 不动也是一个对称操作. 同样我们考察关于中心的反演对称操作, 只有圆、正方形、平行四边形有, 而不规则四边形没有.

如果考虑在图形所在平面内的二次对称轴(即绕此轴旋转 π 和 2π 图形均能重合的轴), 则任一条直径都是圆的二次轴. 正方形的对边中点的连线和对角线都是它的二次轴, 它有 4 个二次轴. 后 2 个图形则没有这种二次轴. 若再考虑垂直于图形平面的镜面的反映, 则包含直径的任一平面都是圆的反映对称面. 圆有无穷多个反映对称面, 可以进行无穷多次反映对称操作. 正方形则有 4 个反映对称面, 可以进行四次反映对称操作. 可见, 对称程度越高, 能进行的对称操作就越多. 在我们进行对称操作时, 借以对所研究的图形进行对称操作的几何要素, 如旋转对称轴(直线), 反演中心(点), 反映镜面(平面), 都称作对称要素. 对称要素上的点在对称操作中都是保持不动的点. 旋转对称轴用 n 表示, n 等于旋转一周使被操作图形重合的次数, 称为该对称轴的对称阶次. 对 n 次轴, 图形每转 $2\pi/n$ 将重合一次, 角 $2\pi/n$ 称为基转角, 如 3 表示三次轴, 即每旋转 120° 图形重合一次. 反演中心用字母 i 表示, 它的对称性阶次为 2. 反映面用字母 m 表示, 它的对称性阶次也是 2. 旋转与反演组合的操作仍然是对称操作, 具有这种对称性的旋转轴称为反轴, 记为 $\bar{n}$, 如 $\bar{4}$ 表示四次反轴. 反轴的对称性阶次为 n (n 为偶数) 或 $2n$ (n 为奇数).

对晶体进行的对称操作就是考察它在一定几何变换下的不变性, 从微观上来说就是晶格在对称操作下的完全重合. 在三维情况下, 我们所考虑的这些几何变换都是正交变换, 其变换矩阵为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}. \quad (1.7)$$

它的行列式等于 1 时代表空间转动, 等于 -1 时代表空间转动加上通过对原点的反演变换 $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$, 连续的对称操作对应连续的变换矩阵的连乘. 从矩阵乘法易知, 转角为 π 的旋转操作与反演操作的结合为一平面的反映操作.

由于我们讨论的是规则晶体多面体的宏观对称性, 而构成晶体的粒子规则排列形成晶格, 这些对晶体进行的对称操作, 或者说对称要素, 必然要受到晶格微观平移对称性和晶体多面体的宏观有限性的共同限制. 首先, 晶体多面体的宏观有限性要求所有的宏观对称操作的对称要素必须相交于一点. 这可通过 1 个特例来加以说明, 如图 1.8 所示. 设在晶体内取一 xy 平面, y 是它的一个二次轴. 垂直于 xy 平面通过 x_1 点的直线是该晶体的另 1 个二次轴, 记为 x_{II} , 两个二次轴不相交. 绕 y 轴旋转 π 的对称操作, 使 x_1 到 x_2 , 绕 x_{II} 旋转 π 的对称操作使 x_2 到 x_3 , 再绕 y 轴旋转 π 的对称操作使 x_3 到 x_4 . 这些点都应是晶体内的等同点, 若一直做下去, 这些等同点离 O 点将越来越远, 形成发散的结果. 这与晶体多面体的宏观有限性相矛盾. 因此, 宏观对称要素必须交于一点. 由于对称操作过程中, 相应的对称要素上的点是不动的, 故晶体所有的宏观对称操作中必有一点保持不动, 有一点保持不动的对称操作称为点对称操作. 晶体的宏观对称操作一定是点对称操作.

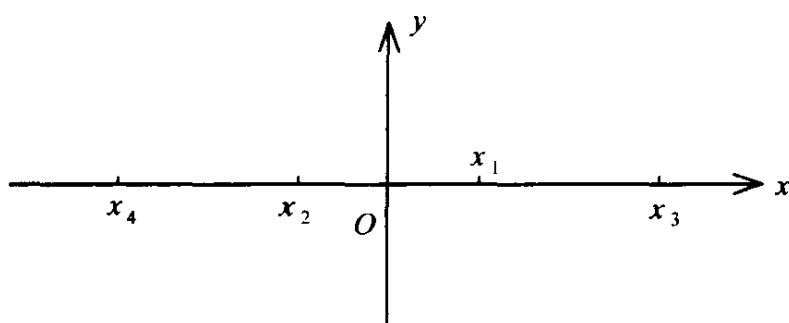


图 1.8 对称要素相交于一点的证明.

其次, 晶体的旋转对称轴一定要受到晶体点阵结构的限制. 旋转对称轴的取向必与点阵中的一组直线点阵平行, 而与一组平面点阵垂直, 同时旋转对称轴的阶次也不是任意的. 设在某一晶格中

有一 n 次旋转对称轴, 在垂直该轴的平面内, 从过轴的格点指向邻侧格点的矢量为 a , 由于晶格的平移对称性, 在 $-a$ 处也应有一格点, 如图 1.9 所示

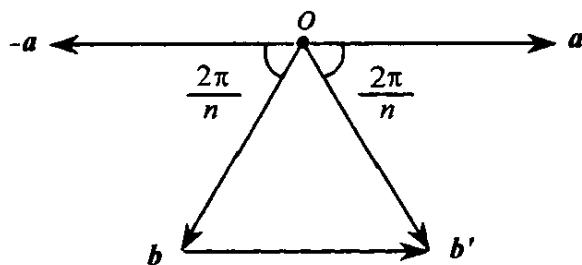


图 1.9 n 次轴受限的证明.

对晶格作旋转对称操作, $-a$ 转到 b , b 处应是一格点; a 转到 b' , b' 处也应是 1 个格点, 从 b' 格点到 b 格点也应满足平移对称性, 故

$$|b - b'| = m |a| \quad (m \text{ 为整数}). \quad (1.8)$$

由图 1.9 可知

$$|b - b'| = 2a \cos \frac{2\pi}{n} = ma, \quad (1.9)$$

$$\cos \frac{2\pi}{n} = \frac{m}{2}. \quad (1.10)$$

欲使上式成立, m 只可能取 $-2, -1, 0, 1, 2$ 这 5 个整数. n 只能是 2, 3, 4, 6, 1. 这样, 作为旋转对称要素的旋转对称轴只有五种. 再加上中心反演, 便可得到另外五种对称要素, 即五种反轴 $\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}$.

值得说明的是, $\bar{1}$ 即反演中心 i , $\bar{2}$ 可等效为 1 个反映镜面 m , 三度反轴 $\bar{3}$ 不是 1 个独立的对称要素, 这可从图 1.10 看出. 其中 $+$ 表示正面, $-$ 表示反面, 3 和 i 本身都独自地满足图中的对称操作, 因此, $\bar{3}$ 可分解为 $3 + i$. 类似 $\bar{3}, \bar{6}$ 也不是独立对称要素, 它可以分解成三次轴与 1 个与轴垂直的反映面, 即 $3 + m$, 这可参考图 1.11, 从 $\bar{6}$ 的对称操作图中分析出来. $\bar{4}$ 不能分解成我们所知道的

对称要素之和,因此, $\bar{4}$ 是独立的对称要素. 这样我们就得到了晶体的全部独立的点对称要素,共有 8 种,即 1, 2, 3, 4, 6, i , m , $\bar{4}$. 二次轴, 三次轴, 四次轴, 六次轴, 三次反轴, 四次反轴, 六次反轴依次以下列符号表示:       .

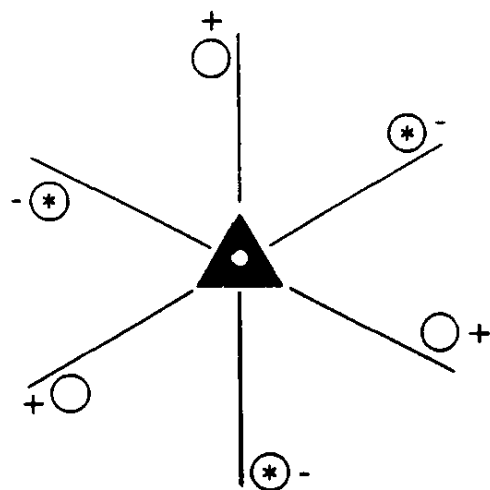


图 1.10 $\bar{3}$ 的对称操作.

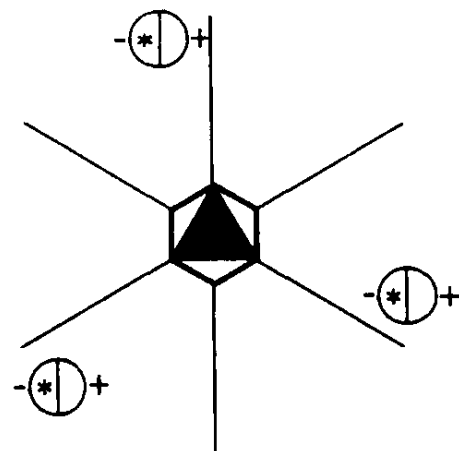


图 1.11 $\bar{6}$ 的对称操作.

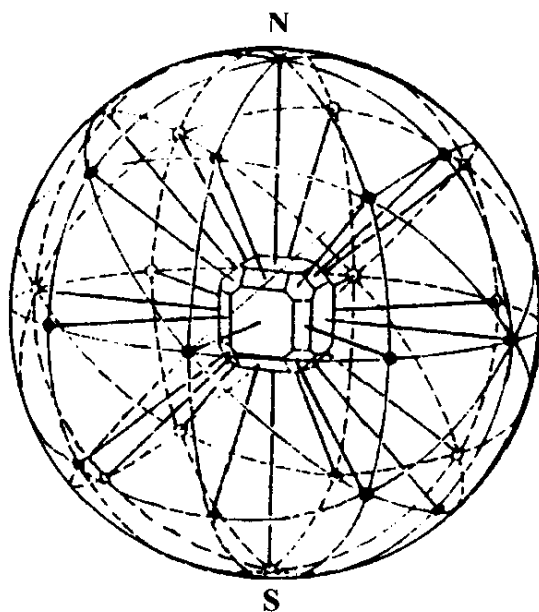


图 1.12 方铅矿晶体诸晶面的极点.

为了将三维晶体点阵中各晶面取向及对称性在平面中表示出来,常用极射赤面投影.设想将一小块晶体放在一大球面的中心,从球心向诸晶面作垂线,交于球面上的点称为该晶面的极点.球面正面直接被看到的极点用·表示,球面背面的极点用◦表示,如图 1.12 表示.为了将这些极点投影到 1 个平面上,设想在球面赤道上有 1 个平面,称为赤道面,在球面南极 S 有一点光源直射球面上的各极点,由 S 向各极点引出的射线交赤道面于许多投影点,如图 1.13

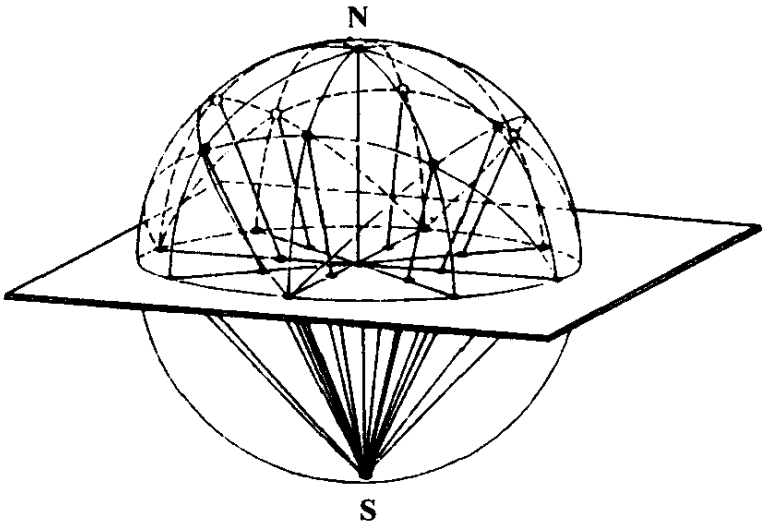


图 1.13 晶面极点投影到赤面上形成极射赤面投影图.

所示.把各投影点用相应极点的对称要素用符号表示出来,则得到极射赤面投影图.方铅矿晶体的极射赤面投影如图 1.14 所示.同

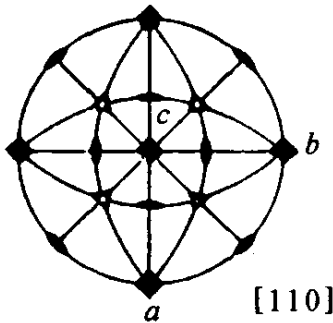


图 1.14 标明对称要素的方铅矿晶体的极射赤面投影图.