

陈森灿 叶庆荣 编著

金属塑性加工原理

清华大学出版社

金属塑性加工原理

陈森灿 叶庆荣

清华大学出版社

内 容 简 介

本书主要阐述金属塑性加工的力学基础和金属学基础内容。书中介绍了金属加工的机理，材料组织性能的变化，变形过程中应变、应力分析方法和力能的计算方法。各章附有习题和答案。

本书可作为机械、冶金类压力加工专业大学本科和研究生教材、亦可供有关工程技术人员参考。

金属塑性加工原理
陈森旭·叶庆棠

清华大学出版社出版

北京 清华园

清华大学印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行

☆

开本：787×1092 1/16 印张：22 字数：521千字

1991年1月第1版 1991年1月第1次印刷

印数：0001~6000

ISBN 7-302-00708-X/TG·4

定价：4.40元

前 言

《金属塑性加工原理》是锻压专业的一门专业理论课。本课程的任务是阐明塑性加工的力学基础和金属学基础，即阐明金属塑性加工的机理，变形条件和组织性能的变化，对变形过程进行应力应变分析及力能计算，探讨变形过程的金属流动规律。

近几十年来由于世界各国科学技术、机械制造业及冶金业的迅猛发展，使得塑性加工（锻压、轧制等）工艺及其理论体系均发生了一系列的重要变化，例如越来越多的科技人员运用塑性力学中滑移线场理论及上限定理（上限法）来解决工程问题。滑移线理论已是求解平面塑性应变问题的重要工具，滑移线法不仅可以计算变形体内任一点的应力分量与速度分量，还能求解其他方法不能求解的问题；与主应力法、工程计算法相比，它是数学上比较严谨、理论上比较完整、计算精度比较高的一种方法。上限法的优点是不用解复杂的平衡微分方程、而直接求解塑性变形载荷的近似值，计算方法简单，在工程上应用方便。

《金属塑性加工原理》是塑性加工（锻压、轧制）专业的学科理论，也是专业技术课程的理论基础。学生较好地掌握了专业理论，不仅在本专业领域内站得高，看得远，而且会增强将来工作时的适应能力，具有普遍和长远的意义。

近一、二十年来塑性加工理论有很大的发展；并且由于电子计算机的日益普及，许多关于塑性变形体中应力、应变的新的计算方法和测试技术（例如滑移线法、上限法、有限单元法、密栅云纹法、视塑性法等）已逐渐得到广泛应用，这些计算方法和测试技术，又需要比较完善的塑性加工理论作基础。显然，五六十年代仿照当时苏联的《金属压力加工原理》课的内容，已远不能满足这个要求。所以，我们认为专业理论课的内容应该更新、加强，要充分反映近代塑性加工理论的成就。

近十年来，我们按照上述指导思想对金属塑性加工原理课进行了改革的尝试，并编写了有关的教材：《塑性理论简明教程》（徐秉业、陈森灿），《应力与应变状态分析》（陈森灿），《金属塑性变形的物理基础》（叶庆荣），《塑性理论的应用》（陈森灿）。这些教材分别在本校前几届本科生、研究生和为校外办的培训班试用过程中均取得了良好的效果。为了进一步改进教学，在上述教材的基础上，并参照1983年11月29日锻压专业教材分编审委员会第二次扩大会议通过的《金属塑性成形原理》课程教学大纲，于84年7月编写了《金属塑性成形原理》（陈森灿、叶庆荣），该教材在清华大学及部分兄弟院校中又经过了几年的试用、并于1987年9月被评为清华大学校级优秀讲义。本书是在该教材基础上经过删简、修改和补充而完成的。

本书在叙述基本理论时，力求浅显易懂；在公式推导中注意思路清晰。有些内容是作者在清华大学多年教学工作中的经验总结和自己的见解。

为了加深对课程中某些基本概念的理解，巩固所学的知识，提高分析问题和解决问

题的能力，在本书部分章节后面选择了各种典型和难易程度不同的习题以便读者练习，并附有答案。

本书中带有 * 号的章节不属于本科生的教学要求，可作为本科生因材施教或研究生课的内容。

本书由清华大学徐秉业教授主审，在审阅中对本书的编写提供了不少宝贵意见；出版社有关同志为本书的出版做了许多工作。在此，表示深切的感谢！

本书第一、三、四章由叶庆荣编写，第二、五、六、七、八、九、十章由陈森灿编写。

由于作者水平和时间所限，书中的错误和不妥之处在所难免，诚恳地欢迎读者批评指正。

陈森灿 叶庆荣
一九八九年

目 录

第一章 金属塑性变形本质	1
§1.1 金属的晶体结构.....	1
§1.2 晶面指数和晶向指数.....	3
§1.3 实际金属的晶体结构.....	5
§1.4 弹性变形和塑性变形的概念.....	7
§1.5 单晶体的塑性变形.....	8
§1.6 多晶体的塑性变形.....	12
§1.7 金属的加工硬化、回复和再结晶.....	14
§1.8 再结晶全图.....	17
§1.9 塑性加工时变形的分类.....	19
§1.10 塑性加工时的附加应力和残余应力.....	19
习题.....	20
第二章 应力状态与应变状态	23
§2.1 概述.....	23
§2.2 求和约定与 δ_{ij} 符号.....	24
§2.3 标量、向量与张量.....	27
§2.4 平衡微分方程式.....	29
§2.5 斜截面上应力.....	31
§2.6 τ_{ij} 是二阶张量.....	34
§2.7 主应力与应力张量不变量.....	35
§2.8 球形应力张量和应力偏量.....	37
§2.9 应力莫尔圆.....	42
§2.10 工程应变与对数应变.....	48
§2.11 几何方程.....	51
§2.12 工程应变的主应变及应变张量的分解.....	56
§2.13 位移速度及应变速度.....	58
§2.14 应变莫尔圆.....	62
习题与答案.....	64
第三章 金属的塑性和变形抗力	72
§3.1 塑性和变形抗力的概念.....	72
§3.2 真实应力—应变曲线.....	74
§3.3 金属的化学成分和组织状态对塑性和变形抗力的影响.....	80
§3.4 变形温度对塑性和变形抗力的影响.....	82

§3.5	变形速度对塑性和变形抗力的影响	84
§3.6	应力状态对塑性和变形抗力的影响	87
§3.7	超塑性变形	91
	习题	94
第四章	摩擦、润滑和表面状态	97
§4.1	塑性加工时摩擦的特点和影响	97
§4.2	塑性加工时摩擦的分类	98
§4.3	摩擦力的确定	99
§4.4	影响摩擦系数的主要因素	100
§4.5	测定摩擦系数的方法	101
§4.6	塑性加工时的润滑和润滑剂	104
§4.7	润滑方法的改进	107
§4.8	表面状态	108
	习题	109
第五章	屈服条件与强化条件	110
§5.1	应力空间	110
§5.2	塑性条件的概念	112
§5.3	在八面体平面上对应力状态的研究	115
§5.4	两种常用的屈服条件	122
§5.5	Tresca 及 Mises 屈服条件的比较	124
§5.6	关于应变强度	128
§5.7	应变强化模型	129
§5.8	加载和卸载准则	132
	习题与答案	134
第六章	塑性本构关系	137
§6.1	广义虎克定律	137
§6.2	Drucker 假设	144
§6.3	加载曲面的外凸性和应变增量的流动法则	148
§6.4	塑性位势理论, 理想塑性材料的本构关系——增量理论	150
§6.5	Levy-Mises 理论	154
§6.6	Prandtl-Reuss 理论	157
§6.7	弹塑性问题、形变理论与比例变形	159
§6.8	Ильющин 形变理论	162
§6.9	Hencky 形变理论	166
§6.10	Nadai 形变理论	168
§6.11	简单加载定理	170
§6.12	卸载问题	176
§6.13	圆轴扭转问题	177

§6.14 应变强度的分解	181
§6.15 塑性本构关系及其内在联系	184
习题与答案	192
第七章 塑性平面应变问题和滑移线场理论及其应用	195
§7.1 概述	195
§7.2 塑性平面应变的基本方程	197
§7.3 滑移线的概念	203
§7.4 Hencky应力方程	204
§7.5 滑移线的基本性质	211
§7.6 应力的边界条件	216
§7.7 厚壁圆筒塑性变形时所需内压力的确定	220
§7.8 对称楔体的极限载荷	223
§7.9 尖角楔体插入时滑移线场与极限载荷	226
§7.10 利用几何关系类推法求塑性极限载荷	228
§7.11 速度场问题	231
§7.12 应力间断线和速度间断线	239
§7.13 半无限刚塑性体上平冲头压入	245
§7.14 断面缩减率 $r = 0.5$, 通过矩形凹模的正挤压	254
§7.15 楔形模正挤压板料	257
习题与答案	264
第八章 上限定理与下限定理	275
§8.1 概述	275
§8.2 基本能量方程式	277
§8.3 基本能量方程式在不连续场的推广	280
§8.4 下限定理	283
§8.5 上限定理	284
§8.6 解的唯一性问题	286
§8.7 平冲头压入半无限体的载荷上限	287
§8.8 用对称楔形模进行板料挤压的上限计算	290
§8.9 变形功率和变形功	292
§8.10 圆盘的锻造	294
§8.11 通过锥形模的挤压和拉丝	302
§8.12 上限单元技术(上限元法)	309
§8.13 极值定理的小结	313
习题与答案	316
第九章 主应力法及其应用	322
§9.1 主应力法的概念	322
§9.2 圆柱体的锻造	322

§9.3 通过锥形模具棒料与线材的拉拔.....	326
第十章 塑性加工中的成形规律.....	331
§10.1 概述	331
§10.2 锻造变形时金属的塑性流动方向.....	333
§10.3 自由变形理论	335
参考文献与书目	340

第一章 金属塑性变形本质

§ 1.1 金属的晶体结构

自然界一切固态物质按其原子（或分子）的聚集状态可分为两大类：晶体和非晶体。所谓晶体，系原子（或分子）在三维空间作有规则的周期性重复排列的固体，而非晶体则不具备这一特点，这是两者的根本区别。自然界所有固态金属和合金都是晶体。

金属原子由于其价电子与核的结合弱，易于脱离，因而金属原子间采取如下特有的结合形式：原子都脱离其价电子变成正离子，正离子按照一定的几何形式规则地排列起来，在各个固定点上作轻微的振动，而所有价电子则呈自由电子的形式在各个正离子之间自由运动，为整个金属所公有，形成所谓“电子气”；这样，带负电的自由电子与带正电的正离子之间产生静电吸引力，使金属原子结合在一起。这种金属原子间的结合形式，称为“金属键”。

由此，金属内原子都处在异号电荷的吸引力和同号电荷的排斥力的作用下。以相邻两原子为例，它们之间便有两种作用：一种是相互吸引作用，它来自金属正离子与周围电子气之间的静电吸引力，可促使两原子彼此接近；另一种是相互排斥作用，它来自正离子与正离子之间和电子与电子之间的静电排斥力，可促使两原子彼此离开。图 1.1 是双原子作用模型，表示 A 原子对 B 原子的作用力和作用能随原子间距离 D 的变化。由图可知，当原子间距离过大时，吸引力大于排斥力，原子因相互吸引而自动靠近；当原子间距离过近时，排斥力大于吸引力，原子便因相互排斥而自动离开；当原子间距离为 D_0 时，吸引力和排斥力恰好相等，原子既不会自动靠近，也不会自动离开，恰好处于平衡位置。这时，原子处于作用能曲线的谷底，势能最低，构成了晶体的稳定状态。实际上，在金属晶体中每个原子都被周围相邻的原子包围着，在平衡状态下每个原子都处于周围相邻原子共同形成的势能谷中。势能谷的深浅反映原子间结合的强弱，势能谷越深，结合能越大，金属键便越强。

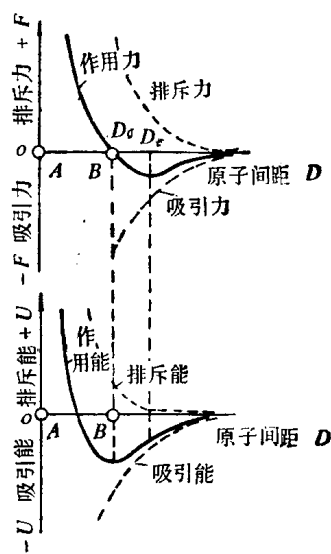


图 1.1 双原子作用模型

晶体内原子（离子）在空间的规则排列，称为空间点阵。为了描述晶体内原子排列的状况，通常用直线将各原子中心联结起来，构成一空间格子，即假想处于平衡状态各原子都位于该空间格子的各个结点上。这种用来描述晶体内原子排列形式的空间格子，简称晶格。晶体中各种方位的原子层，称为晶面。晶体中能反映晶格特征的最基本

的几何单元，称为晶胞（图 1.2）。晶胞的各边尺寸 a 、 b 、 c ，即原子间的距离，称为晶格常数（或点阵常数），其度量单位为 μm 。各种晶格的主要差别，就在于晶格形式和晶格常数的不同。

如上述，晶格是由一些最基本的几何单元晶胞堆砌而成。工业上使用的几十种金属和合金中，最常见的晶格结构有下面三种。

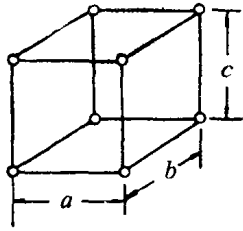


图 1.2 晶胞和晶格常数

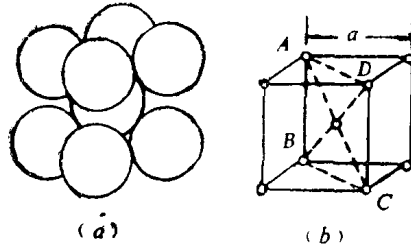


图 1.3 体心立方晶格

(1) 体心立方晶格 体心立方晶格的晶胞是一个立方体，各棱边长度相等，三轴互相垂直，八个顶角和立方体中心各有一个原子（图 1.3）。立方体的对角面 $ABCD$ 是其原子排列最紧密的晶面。属于体心立方晶格的金属有： Cr 、 W 、 V 、 Mo 、 $\alpha\text{-Fe}$ 、 $\beta\text{-Ti}$ 等。

(2) 面心立方晶格 面心立方晶格的晶胞也是一个立方体，它的特点是除八个顶角各有一个原子外，六个表面的中心还各有一个原子（图 1.4）。面心立方晶格原子排列最紧密的晶面，是垂直于立方体空间对角线的对角面（图 1.5）。在这个密排面 C 的原子空隙中心堆积了第二层 B 的原子，在第二层 B 的原子空隙中心堆积了第一层 A 的原子，而第一层 A 的原子中心和第三层 C 的原子中心不相重合，以后的原子堆积又重复以上第一、二、三层的堆积方式，所以它的堆积方式为 $ABCABC\dots$ 。属于面心立方晶格的金属有 Al 、 Ni 、 Cu 、 $\gamma\text{-Fe}$ 等。

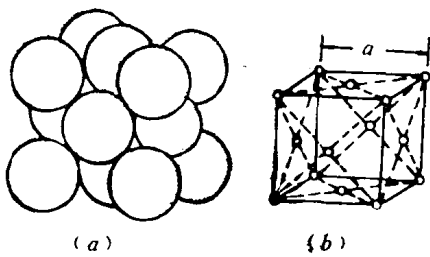


图 1.4 面心立方晶格

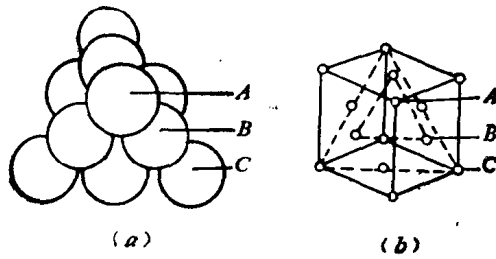


图 1.5 面心立方晶格的原子排列

(3) 密排六方晶格 密排六方晶格的晶胞是在正六方柱体的十二个顶角上各有一个原子，上下面的中心各有一个原子，在正六方柱体的中间层还有三个原子（图 1.6）。密排六方晶格的晶格常数以正六方柱体底面的边长 a 和上下面间的垂直距离 c 来表示，一般密排六方晶格的金属 $c/a = 1.57 - 1.64$ 。密排六方晶

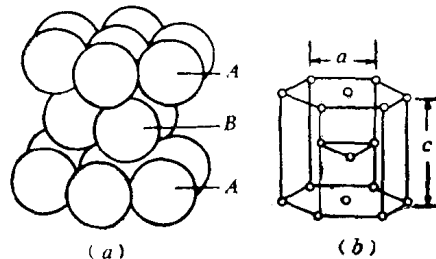


图 1.6 密排六方晶格

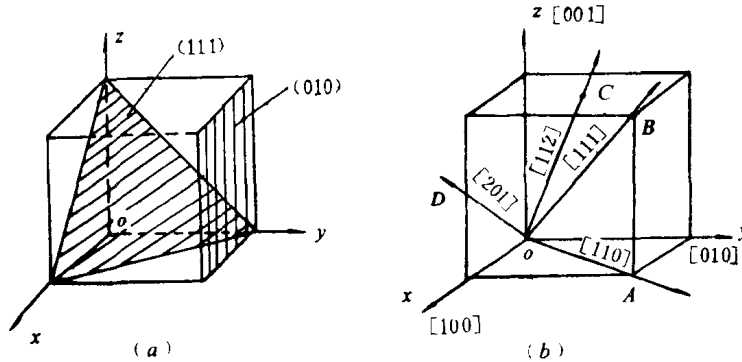
格原子排列最紧密的晶面是其底面。以底面 A 作为第一层，在第一层 A 的原子空隙中心堆积第二层 B 的原子，第三层的原子中心又和第一层 A 的原子中心重合，因而其堆积方式是 $ABAB\dots$ 。属于密排六方晶格的金属有： Zn 、 Mg 、 Be 、 α - Ti 等。

§ 1.2 晶面指数和晶向指数

晶格中由原子组成的平面，称晶面；由原子组成的直线，代表晶体空间内的一个方向，称晶向。由于晶体在不同的晶面和晶向上原子的排列不同，使原子的密度和原子间的结合力强弱不同，因而引起机械、物理、化学性能的差异。所以为了便于研究，有必要给晶面和晶向规定符号。表示晶面的符号，称晶面指数；表示晶向的符号，称晶向指数。

一、立方晶格的晶面指数

立方晶格（包括体心立方和面心立方）的晶面指数这样来确定：（1）以晶胞互相垂直的三棱边为坐标轴 x ， y ， z ，坐标原点 o 应位于欲确定的晶面之外，避免出现零截距；（2）求出晶面在三坐标轴上的截距（以晶格常数 a 为度量单位），如晶面与某坐标轴平行，则截距定为 ∞ ，表示在无限远处相交，如晶面与坐标轴的截距为负值，则在相应截距值上方加一负号；（3）分别取三坐标轴截距的倒数，并化简为最小整数，依次写在圆括号内，如 (hkl) ，就表示所求晶面指数（图 1.7a）。晶面指数并非仅表示某一



(a) 晶面指数 (b) 晶向指数

图 1.7 立方晶格的晶面指数和晶向指数

个晶面，而是代表一组平行的晶面。凡是互相平行的晶面，具有同一晶面指数。在同一晶胞中，有些晶面虽然空间位向不同，但具有相同的原子排列，则这些晶面属于同一晶面族，可如下表示： $\{hkl\}$ 。例如晶面族 $\{100\}$ ，包括晶面 (100) 、 (010) 、 (001) 等；晶面族 $\{110\}$ ，包括晶面 (110) 、 (101) 、 (011) 、 $(\bar{1}10)$ 、 $(\bar{1}01)$ 、 $(0\bar{1}1)$ 等。

二、立方晶格的晶向指数

立方晶格的晶向指数这样来确定：（1）以晶胞互相垂直的三棱边为坐标轴 x ， y ， z ，将坐标原点设在欲确定晶向的直线上，或将原点设在晶胞棱边的其他结点上，自原

点作一有向直线与待定晶向平行；(2) 在该直线上取距原点最近的原子，求出该原子在 x, y, z 三坐标轴上的投影值（仍以晶格常数 a 为度量单位），如为负值，则在相应投影值上方加一负号；(3) 将三投影值化简为最小整数，依次写在方括号内，如 $[uvw]$ ，就表示为该方向的晶向指数（图 1.7b）。晶向指数所表示的不仅仅是某一条直线的位向，而是一组平行直线的位向。只要是同向而平行的晶向，都具有同一晶向指数。同一直线有相反的两个方向，其晶向指数的数字和顺序都相同，只是符号完全相反。同样，也存在着原子排列相同而空间位向不同的晶向族，以 $\langle uvw \rangle$ 表示。例如晶向族 $\langle 100 \rangle$ 包括晶向 $[100]$ 、 $[10\bar{1}]$ 、 $[001]$ 等，又如晶向族 $\langle 110 \rangle$ 包括晶向 $[110]$ 、 $[101]$ 、 $[011]$ 、 $[\bar{1}10]$ 、 $[\bar{1}01]$ 、 $[0\bar{1}1]$ 等。

可以看出，在立方晶格，同指数的晶向和晶面互相垂直，如： $[100] \perp (100)$ ， $[110] \perp (110)$ 、 $[111] \perp (111)$ 。另外，如果 $[uvw]$ 和 (hkl) 有如下关系： $uh + vk + wl = 0$ ，则 $[uvw]$ 晶向和 (hkl) 晶面互相平行。

由于以上表示晶面和晶向的方法是国际上通用的（Miller 指数），在确定立方晶格的晶面和晶向指数时，要注意在晶胞上建立的坐标（参阅图 1.7）只允许平移而不允许任意旋转。

三、六方晶格的晶面指数和晶向指数

确定六方晶格的晶面指数，方法和立方晶格相似，只是所取坐标轴不同。六方晶格的晶胞取四个坐标轴，其中 x_1, x_2, x_3 三轴位于晶胞的底面，互成 120° ，度量单位为晶格常数 a ；另一轴垂直于晶胞底面，度量单位为另一晶格常数 c ；其晶面指数以 $(hkil)$ 表示（图 1.8a）。

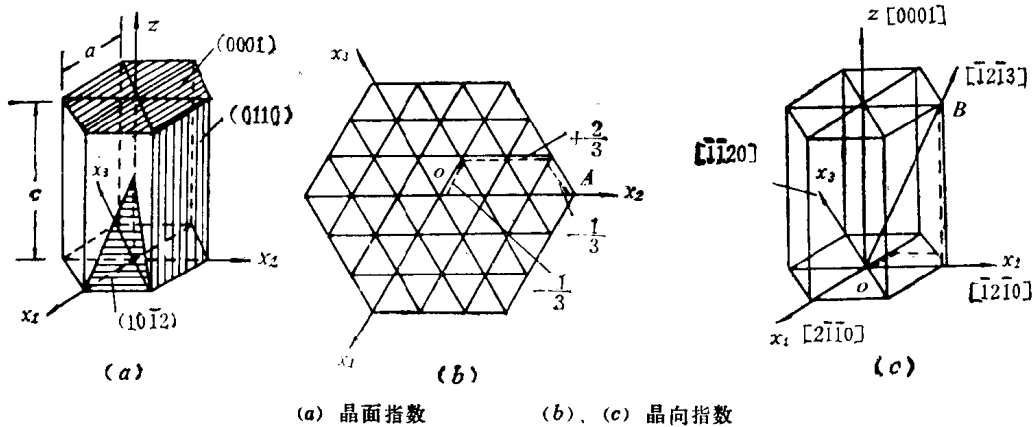


图 1.8 六方晶格的晶面指数和晶向指数

六方晶格的晶向指数以 $[uvw]$ 表示。由于六方晶格中四个坐标轴间的夹角不同，底面上三个坐标轴夹角为 120° ，而垂直轴与底面上三轴间的夹角为 90° ，所以不宜用上述在坐标轴上取晶向投影值的方法，最好用“分矢量法”来确定其晶向指数。例如图 1.8(b) 所示，底面上 OA 晶向为沿 x_1, x_2, x_3 及 z 轴的四个分矢量之和，所以为 $[\frac{1}{3} \frac{2}{3} \frac{1}{3} 0]$ ，化简后即 $[12\bar{1}0]$ 。同理， OB 晶向为沿四个坐标轴上分矢量之和（图 1.8c 中虚线），所以应为 $[\frac{1}{3} \frac{2}{3} \frac{1}{3} 1]$ ，化简后即 $[12\bar{1}3]$ 。

这里应指出，由于平面上一点有两个坐标就能确定，因此，六方晶格的晶面指数 (hkl) 中存在着 $i = -(h+k)$ 的关系；同样其晶向指数 $[uvw]$ 中也存在 $t = -(u+v)$ 的关系。在用“分矢量法”确定六方晶格的晶面和晶向指数时，必须满足上述关系。

此外，在立方晶格中判断某一晶向和某一晶面是否垂直或平行的法则，在六方晶格中仍然适用。即晶胞中指数相同的晶向和晶面必然互相垂直；如果存在 $hu + kv + it + lw = 0$ ，则 $[uvw]$ 晶向平行于 (hkl) 晶面。

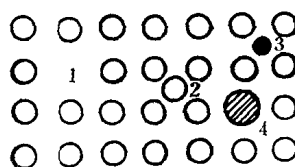
§ 1.3 实际金属的晶体结构

位向相同的一群同类型晶胞聚合在一起，组成单晶体。单晶体由于不同晶面和晶向上原子的排列不同，因而在不同方向上其机械、物理和化学性能不同，称为晶体的各向异性。目前已可用人工方法获得某些金属的单晶体，尺寸之大足以制造力学性能试验用的试件，这在很大程度上为研究金属的塑性变形提供了方便。

熔化后的金属在凝固时产生大量的结晶核心，然后晶核长大，完成结晶过程。所以工业用金属是由许多尺寸很小、位向不同的小晶体组成，称为多晶体（图 1.9）。这些



图 1.9 多晶体



1—空位；2—间隙原子；3—异质间隙原子；4—置换原子

图 1.10 晶体中的点缺陷

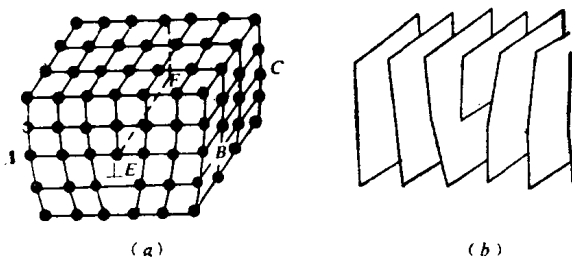
小晶体则由许多位向基本一致的晶胞组成，它们类似单晶体，称为晶粒。晶粒可以在显微镜下看到。由于多晶体是由许多位向不同的晶粒所组成，晶粒本身的各向异性被互相抵消，因而多晶体一般不显示方向性。多晶体中各晶粒之间的过渡区，称为晶界。

现代理论和实验研究指出：在实际金属的晶体中，原子并非固定不变，而是以晶格结点（即平衡位置）为中心不停地作热振动；原子的规则排列由于种种原因受到干扰和破坏，并非象理想晶体那样绝对完整，而是存在着一系列缺陷。实际金属晶体的缺陷按其几何形态可有下列几种。

(1) 点缺陷 晶体中的点缺陷包括空位、间隙原子和置换原子等（图 1.10）。如上述，晶体中的原子是以平衡位置为中心振动着的。振动能量与温度有关，温度愈高，能量愈大，而且每个原子的能量也不完全相等。因此，当晶体受到热或辐射时，使某些原子在瞬时具有较高的能量，超过了原子间的结合能，它们便离开原来的平衡位置，进入晶格中原子间空隙，或跑到晶体表面去。前一种情况使晶格内产生空位，同时也产生了间隙原子。空位和间隙原子会使其周围的原子偏离平衡位置，发生晶格的畸变。那些异质的间隙原子大都是原子半径很小的原子，如钢中的碳、氮、氢、硼等原子，但仍大于原子间隙，同样会使周围晶格畸变。异质原子溶入晶体时，如果占据了基体原子的平衡

位置，称为置换原子。由于置换原子的半径总比基体原子的半径大些或小些，因此也会使周围原子偏离平衡位置，造成晶格畸变。当空位周围的原子获得足够能量时，就有可能进入空位，使空位产生移动。空位移向晶界或晶体表面，空位即消失。间隙原子也可能由一个位置移到另一个位置，也可能与空位相遇，则二者同时消失。空位与间隙原子的迁移运动，是晶体中发生原子扩散的一种主要方式。而原子的扩散与高温变形、蠕变、热处理和化学处理等过程有密切的关系。

(2) 线缺陷 各种类型的位错是晶体中的线缺陷，也就是位错是晶体中在长度范围内存在的微观缺陷。位错最基本的形式有刃型位错和螺型位错。如图 1.11 所示，在晶体内有一个原子面中断，这个半原子面就象刀刃一样，使位于 ABC 面的上下两部分晶体沿着 EF 线产生错排现象，称为刃型位错。 EF 线就是刃型位错线。中断的半原子面在上部的称正刃型位错，用符号“ \perp ”表示；半原子面在下部的称负刃型位错，用符号“ \neg ”表示。另一种位错形式如图 1.12 所示，在晶体中 BC 线的右边，晶体上下两部分原子发生了前后错排，错动了一个原子间距，使 BC 线和 aa' 线之间造成了上下层原子不正常排列的过渡地带，这就称为螺型位错。 BC 线就是螺型位错线。图 1.12 所示原子错排区发生在位错线 BC 的右边，称为右旋螺型位错；如果原子错排区发生在位错线的左边，则称为左旋螺型位错。



(a) 刃型位错； (b) 刃型位错示意图
图 1.11 刃型位错

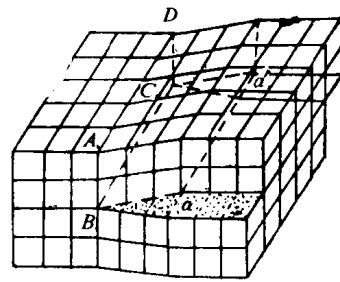


图 1.12 螺型位错

晶体中位错线附近，都发生晶格畸变。晶体单位体积中所含位错线的总长度，称位错密度。退火的多晶体金属中位错密度为 $10^6-10^8/cm^2$ ，经强烈冷变形的金属，位错密度可达 $10^{11}-10^{12}/cm^2$ 。金属中位错密度越高，金属便难于变形，强度也越高。

(3) 面缺陷 晶体的面缺陷包括晶体外表面和内表面的缺陷。晶体外表面的原子所处的环境与晶体内部的原子不同，原子只有一侧被内层原子包围，另一侧则暴露在其它介质中。因此，表面原子所受的作用力不是均匀对称的，它们会偏离平衡位置，处于高能态的畸变状态。也就是，晶体外表面出现额外的自由能，即表面能。表面能与晶体结构有关；表面原子排列得越紧密越平整，表面能越低；表面曲率半径越小，表面能越高。这些特点对金属的结晶和相变有重要的作用。

晶体内表面的缺陷主要有晶界、亚晶界等。晶界就是相邻晶粒的边界。它是位向不同晶粒之间的过渡区，实际上是由许多位错、空位、夹杂等堆积而成。因而此处原子排列规则性差。晶界层的厚度与相邻原子的位向差和金属纯度有关。位向差愈大，金属杂质含量愈多，晶界层愈厚。晶界层厚度一般从几个原子层到几百个原子层。

晶界层的晶格畸变较大，因而原子的平均能量较高，原子处于不稳定状态。较高能量的晶界层有自发向低能量状态转变的越势。由于晶粒的长大和晶界的平直化都能减小晶界的总面积，从而降低晶界处总能量，所以晶体在较高温度下，就会出现这一过程。金属中发生组织转变，也首先从这里开始，即新相优先在晶界处形成。在晶界处原子的扩散也比晶内快。晶界对金属的塑性变形起阻碍作用，所以晶粒细化，晶界总面积增大，能使金属室温下的机械性能提高。但在腐蚀环境中，晶界也易被腐蚀。总之，晶界对金属的机械、物理和化学性能以及晶体内部的转变，都有重要的影响。

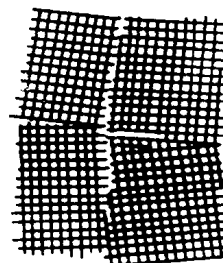


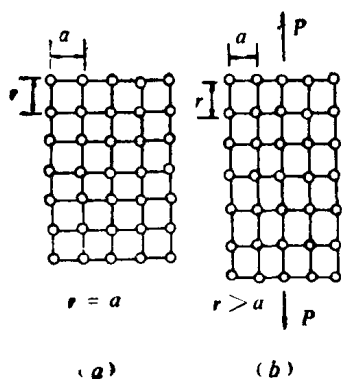
图 1.13 亚晶示意图

X射线和电子显微镜下研究指出，一个晶粒内的原子排列，也不是完全理想的规则排列，而是由许多边长仅为 10^{-4} — 10^{-6} cm 的小晶块组成。这些小晶块称为亚晶块或嵌镶块。它们之间的位向差很小，约为 10° — 20° 。在亚晶粒之间，同样存在着亚晶界。图 1.13 是晶粒内亚晶示意图。亚晶界的原子排列也不规则，因此，亚晶界由于晶格畸变也引起金属强化。亚晶粒愈细化，亚晶界愈多，金属强化也愈显著。

§ 1.4 弹性变形和塑性变形的概念

物体在外力作用下，会发生形状和尺寸的改变，称为变形。外力除去后能恢复原状的变形，称弹性变形；外力除去后不能恢复原状的变形，称塑性变形。金属和合金在外力作用下，既能产生弹性变形，也能产生塑性变形，是一种弹塑性物质。

金属晶体发生弹性变形的原因是，例如当晶体在拉应力作用下，使原子离开原来的平衡位置，原子间距离增大，产生了拉伸变形（图 1.14）。这时，由于原子间距离增大，



(a) 变形前， (b) 拉伸变形

图 1.14 晶体的弹性变形

原子间的排斥力减小，吸引必然增大（参阅图 1.1），超过排斥力的吸引力和拉应力相平衡。外力除去，新的平衡便消失，原子回到原来的平衡位置，晶体恢复原状。同样，如果在压应力作用下，原子间距离缩短，排斥力便大于吸引力（参阅图 1.1），多余的排斥力与压应力建立新的平衡。外力除去，原子便回到原来的平衡位置，晶体恢复原状。

晶体在受到正应力时是不会产生塑性变形的，而是由弹性变形直接过渡到脆性断裂。塑性变形只有在受到剪应力时才会发生。

晶体产生塑性变形的原因是，当晶体在剪应力的作用下，随着剪应力的增大，首先发生弹性剪切变形，然后过渡到塑性变形（图 1.15）。由于这时原子移动了原子间距离的倍数，原子移到了新的平衡位置，又处于稳定状态，即使外力除去，也不可能使晶体恢复原状了。

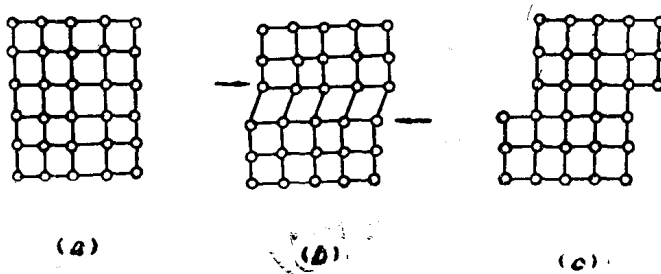
工业用的金属和合金都是多晶体。多晶体的变形从实质上说，也是由于在外力作用下原子离开平衡位置或原子移动到新的平衡位置而产生的结果。工业用金属材料在外力作用下，随着外力的不断增大，通常首先发生弹性变形，然后发生塑性变形，最后发生断裂。而且在弹性变形时，金属材料的体积也发生变化，例如处于 1000MPa 的流体压力下，钢体积减小约 0.6%，铜体积减小约 1.3%。此外，在塑性变形的同时，必然伴随有弹性变形，后者在卸载后自行消失，这个现象在塑性加工时必须加以考虑。

§ 1.5 单晶体的塑性变形

通常单晶体的塑性变形，主要有滑移和双晶（孪晶）两种方式。

一、滑移、滑移面和滑移方向

如图 1.15 所示，在剪应力的作用下，晶体的一部分相对于另一部分，沿着一定的晶面和晶向产生移动，称为滑移。产生滑移的晶面和晶向，分别称为滑移面和滑移方向。滑移往往在许多晶面上同时发生，在晶体表面形成阶梯状不均匀的滑移带（图 1.16）。抛光后的金属试件经拉伸变形后，可以在显微镜下观察到滑移线和滑移带。滑移线是滑移面和晶体表面相交形成，许多滑移线在一起组成滑移带。



(a) 变形前，(b) 剪切弹性变形，(c) 塑性变形
图 1.15 晶体的塑性变形

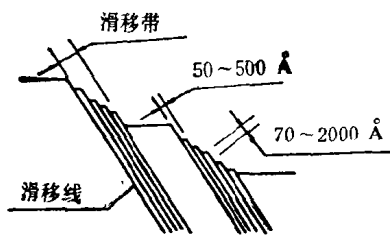


图 1.16 滑移线和滑移带

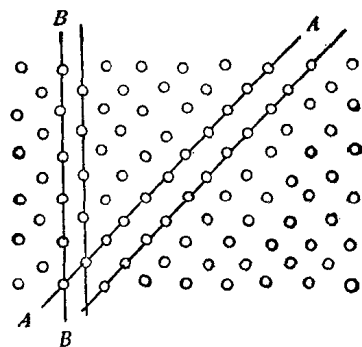


图 1.17 滑移面示意图

一般说，滑移并非沿任意晶面和晶向发生，而总是沿着该晶体中原子排列最紧密的晶面和晶向发生。例如图 1.17 的晶格， AA 晶面的原子排列最紧密，原子间距最小，原子间的结合力最强，但该晶面与相邻晶面间的距离却最大，因而结合力也最弱，故 AA 面最易成为滑移面。其它晶面则不是这样，例如 BB 面，原子间距大，结合力就弱，晶面与晶面间距离小，结合力就强，故难以滑移。同理可以解释沿原子排列最紧密的晶向滑移阻力最小，容易成为滑移方向。