

高等学校教材

钣金成形原理与工艺

李寿萱 主编

西北工业大学出版社

钣金成形原理与工艺

李 寿 萱 主编

西北工业大学出版社

内 容 提 要

本书是综合钣金成形原理与钣金成形工艺两课程教学内容编写的,分为上、下两篇,两课程合并为一或仍旧分设,皆可使用。

在内容安排方面,上篇较之原来的《压力加工原理》有新补充,下篇较之原来的《飞机零件制造工艺》有所删节。增减情况,略见前言。

本书为飞机工艺专业本科生的教科书,也可作为厂、矿、企业以及科研单位有关科技人员的参考书。

钣金成形原理与工艺

主 编 李寿萱

责任编辑 刘述尧

西北工业大学出版社出版

陕西省新华书店发行

陕西省富平县印刷厂印装

开本787×1092 1/16 印张24.75 字数607千字

1985年12月第一版 1986年9月第二次印刷 印数4001—8000册

统一书号: 15433·010 定价: 4.00元

前 言

本书是综合钣金成形原理与钣金成形工艺两门课程的教学内容编写的，分为上、下两篇。两门课程合并为一或仍旧分设，皆可使用。

本书的前身是“压力加工原理”和“飞机零件制造工艺”两门课程所用的教材。在高校实行五年制的年代，这两门课程分别是飞机制造专业的重要技术基础课和主要专业课，课程学时数较多，教材的篇幅也较大。高校改为四年制之后，由于学时数的限制，这两门课的讲授时数大量削减，所用教材也随之大量压缩。经过几年使用之后，因为在内容方面需要有所增减，也因为原有印就教材已经用罄，有必要编写新的教材。本书就是南京航空学院和西北工业大学两校飞机工艺教研室在各自所用教材的基础上协同编写的。全书由北京钢铁学院贺毓章，朱为昌及航空工业部教材编审室刘述尧同志审稿，编者对他们的帮助深表谢意。

本书分上、下两篇共十九章，上篇为钣金成形原理，下篇为钣金成形工艺。编写时总的设想是：

1. 在钣金成形原理方面，除去保留应力应变分析，解塑性问题的基本方程，解塑性变形问题的基本方法等原有内容之外，补充了有关金属塑性变形的物理基础，钣金成形极限，和超塑性等内容。

2. 在钣金成形工艺方面，前一部分以四种基本成形方式为纲，对冲裁、弯曲、翻边、立深等作了较为详细的阐述；中间部分以典型飞机钣金件为纲，对所用成形方法仅扼要加以介绍；最后安排了钛合金的热成形以及计算机图象仪在钣金工艺和模具设计方面的应用。

以上设想是否妥当，还有待今后教学实践的检验。

本书由李寿萱主编，各章执笔人为：第一章翟平，第二、三、六章周维贤，第四章朱耀庭，第五、十八章林兆荣，第七、十五章李寿萱，第八章陈毓勋，第九、十四章张钧，第十、十一章苏桂柱，第十二、十三、十九章曹华，第十六章张中元，第十七章陈国孚。

编 者

一九八五年十月

封面设计： 浩 信

统一书号：15433·010

定 价： 4.00 元

目 录

上篇 钣金成形原理

第一章 金属塑性变形的物理性质	1
§ 1—1 金属的结构和金属的变形.....	1
§ 1—2 再结晶温度以下塑性变形的主要方式.....	2
§ 1—3 位错.....	5
§ 1—4 高温下的塑性变形方式.....	8
§ 1—5 金属的成份和组织对塑性的影响.....	10
§ 1—6 变形温度的影响.....	13
§ 1—7 变形速度的影响.....	15
§ 1—8 应力状态的影响.....	17
§ 1—9 摩擦与润滑.....	19
§ 1—10 付应力的影响.....	20
§ 1—11 超塑性.....	20
第二章 点的应力—应变状态	26
§ 2—1 点的应力状态表示方法.....	26
§ 2—2 等斜面上的应力.....	31
§ 2—3 主剪应力和最大剪应力.....	34
§ 2—4 例题.....	36
§ 2—5 应变表示方法.....	39
§ 2—6 应变与位移的关系.....	42
§ 2—7 点的应变状态.....	47
§ 2—8 平面问题.....	51
第三章 解变形问题的基本方程	57
§ 3—1 平衡方程.....	57
§ 3—2 协调方程.....	62
§ 3—3 体积变化.....	64
§ 3—4 弹性变形时的应力—应变关系：虎克定律.....	65
§ 3—5 最大剪应力塑性条件.....	67
§ 3—6 常数形变能塑性条件.....	69

§ 3—7 两种塑性条件所依据的主要假设及其实验验证	72
§ 3—8 塑性变形时的应力—应变关系: 形变理论	76
§ 3—9 塑性变形时的应力—应变关系: 增量理论	82
§ 3—10 材料的变形抗力曲线方程	86
第四章 材料变形抗力曲线的确定方法	89
§ 4—1 单向拉伸试验法	89
§ 4—2 双向拉伸试验法	93
§ 4—3 板材机械性能与成形能力的关系	94
第五章 塑性变形问题的求解方法	97
§ 5—1 微分平衡方程与塑性条件联解法	97
§ 5—2 塑性材料力学解法	107
§ 5—3 能量解法	112
§ 5—4 滑移线法	115
§ 5—5 上限方法求解的一般概念	130
第六章 板材成形极限的制约条件	133
§ 6—1 受压失稳	133
§ 6—2 板材的塑性拉伸失稳	137
§ 6—3 成形极限图	145
§ 6—4 各向异性的影响	148

下篇 钣金成形工艺

第七章 模线 with 样板	152
7—1 飞机的理论模线	153
7—2 结模模线	158
7—3 样板	159
第八章 裁料工作	165
§ 8—1 剪裁	165
§ 8—2 铣裁	171
§ 8—3 冲裁的变形过程	173
§ 8—4 冲裁件质量分析	175
§ 8—5 凸、凹模间隙的确定	177
§ 8—6 凸、凹模刃口尺寸计算	178
§ 8—7 冲裁力的计算	187

§ 8—8 压力中心的确定	189
§ 8—9 排样	191
§ 8—10 冲裁模结构	194
§ 8—11 冲裁模元件的设计	198
§ 8—12 特种冲裁模	206
第九章 弯曲工作	213
§ 9—1 简单弯曲	213
§ 9—2 最小弯曲半径	217
§ 9—3 弯曲成形中的弹性回跳	218
§ 9—4 毛料尺寸	222
§ 9—5 弯曲力	223
§ 9—6 弯曲工艺和弯曲模具	223
第十章 翻边工作	228
§ 10—1 翻边的基本原理	228
§ 10—2 翻边模	231
第十一章 拉深工作	232
§ 11—1 筒形件拉深过程	232
§ 11—2 拉深过程中应力应变变化	234
§ 11—3 凸缘毛料的起皱和防皱	238
§ 11—4 筒壁受力的分析	241
§ 11—5 极限拉深系数及其影响因素	243
§ 11—6 提高极限拉深比的方法	246
§ 11—7 筒形件多次拉深	249
§ 11—8 各种典型零件的拉深工艺	251
§ 11—9 拉深模的构造和设计	259
第十二章 蒙皮零件的制造——滚弯和拉形	267
§ 12—1 单曲度蒙皮的滚弯成形	268
§ 12—2 双曲度蒙皮的拉形	273
§ 12—3 双曲度蒙皮的无模拉形	285
第十三章 骨架零件的制造(一)——橡皮成形	289
§ 13—1 橡皮成形的特点	289
§ 13—2 橡皮成形设备和工艺装备	290
§ 13—3 橡皮成形工艺	293
§ 13—4 典型零件成形举例	297

第十四章 骨架零件的制造(二)——钣金型材的制造和型材弯曲成形	298
§ 14—1 钣金型材的闸压成形	298
§ 14—2 型材滚弯	300
§ 14—3 拉伸弯曲基本原理	303
§ 14—4 拉弯机床与模具	311
§ 14—5 拉弯工艺	316
第十五章 蒙皮和骨架零件的制造(一)——落压成形	318
§ 15—1 落压成形的特点	318
§ 15—2 落压成形的机床、辅助设备和模具	319
§ 15—3 落压工艺	324
§ 15—4 非常规落压——单模落压	326
第十六章 蒙皮和骨架零件的制造(二)——其它成形方法	328
§ 16—1 普通旋压和强力旋压	328
§ 16—2 爆炸成形	333
§ 16—3 胀形	339
§ 16—4 喷丸成形	341
第十七章 管材零件的制造	345
§ 17—1 管材的弯曲	345
§ 17—2 管材缩口	349
§ 17—3 管材扩口	352
§ 17—4 管材零件制造工艺的发展	354
第十八章 钛和钛合金钣金料热成形	359
§ 18—1 钛和钛合金的基本特征	360
§ 18—2 钛板的成形方法	362
§ 18—3 蠕变成形	366
§ 18—4 应力松弛与热校形	368
§ 18—5 热成形用的机床与模具	370
§ 18—6 超塑性成形	372
第十九章 计算机图象仪在钣金工艺、模具设计中的应用	378
§ 19—1 计算机图象仪在飞机制造中的应用	378
§ 19—2 计算机图象仪在钣金零件制造中的应用	379
§ 19—3 计算机图象仪在钣金工装设计中的应用	386
§ 19—4 展望	388

上篇 钣金成形原理

第一章 金属塑性变形的物理性质

§ 1.1 金属的结构和金属的变形

自然界存在的固态物质可分为晶体和非晶体两大类，而固态金属和合金则大多数为晶体。

原子的规则排列以及由此而产生的几何规则性是晶体物质共同的、也是最基本的特征。
x—光分析表明，组成晶体的原子是按直线和平面排列的，因此，晶体可以看成是由直线组成的空间格架，格架的交叉点上有原子存在。

了解晶体结构及其特点是了解金属及合金塑性变形的的基础。

不同金属和合金的晶格型式是不同的，工业中最常遇到的是立方晶系和六方晶系。

多数金属的晶格型式是不变的，但有些金属在不同温度下晶格型式也不同，称为同素异形体。

晶体中由原子组成的平面称为晶面，由原子组成的直线称为晶向。每种晶格不同晶面上的原子密度和不同晶向的原子间距是不同的。而金属的物理、化学、机械性质又决定于原子间的相互作用。因此，原子排列和间距的不同就导致了性能上的差异，这是结晶物质的特点，也是金属各向异性的根源。

常用的金属和合金大部分是多晶体。多晶体中每个晶粒都是各向异性的，但大量结晶方位互不相同的晶粒聚集在一起，而在宏观上使各个方向呈现出大体相同的性质，称为伪同向性。

晶粒尺寸可以小到微米以下，也可以大到眼睛能清晰可见的程度。实践指出，晶粒大小以及晶粒的形状和方位的分布对多晶体的性质有重要的影响。

以上谈的是所谓理想晶体结构，即全部原子都是规则地排列在晶体的格点上。但实际晶体总是存在着各种缺陷，偏离了理想情况，最明显的是多晶体。近几十年来，随着固体材料科学的发展，已逐步揭示出这些缺陷，如晶粒间界、位错、空位、间隙原子等，它们对金属和合金的性质（包括塑性变形性质）起着非常重要的作用。

位错、空位、间隙原子等是一些微观缺陷，以后我们还要较详细地讨论这种缺陷对金属和合金塑性变形的影响，而晶粒间界，或称晶界，则是一种宏观缺陷，过去把晶界想像成具有相当厚度的无定形层，后经详细研究得知，一般晶界只有极少几层原子排列是错乱的，在排列错乱的原子层两边还有若干层原子仍是按照晶格排列的，只不过有较大的畸变而已。既然晶界处原子排列是错乱的或有较大畸变，所以，晶界的物理、化学、机械性质也与晶粒内部不同。此外，晶界内往往包含较多的混合物和非金属杂质，因而在性质上与晶粒内部不同。

金属受外力作用就会发生变形，变形可分为弹性的和塑性的两种，根据材料的性质不同，有的弹性阶段较明显而塑性阶段不明显，如一般脆性材料往往弹性阶段后紧跟着就破坏。有的则弹性阶段不明显，变形一开始就伴随着塑性变形。不过，大部分固体材料都呈现出明显的弹性变形阶段和塑性变形阶段。弹性变形时，金属内原子的位置发生变化，表现为原子的间距有微小的改变，从而引起了体积的变化。此时，原子的稳定平衡状态遭到破坏，作用在物体上的外力将和企图使原子恢复到最小势能位置的原子间反作用力相平衡，这种反作用力就是内力，单位面积上的内力称为应力。弹性变形是可逆的，外力去除后变形体就完全恢复它原来的尺寸和形状。当物体受力较大、使原子偏离其稳定平衡位置超过某一数值、而达到了邻近原子的稳定平衡位置时，外力去除后原子就不会再回到其原来位置，而是停留在邻近的稳定平衡位置上，因而变形就表现为不能恢复的，这种变形称为塑性变形。

作用在变形体上的外力去除后，原子也可能既未回到原来的稳定平衡位置，也未能转移到其它稳定位置上去，则说明原子仍处于受力状态。此时原子所受的内力称为残余应力。残余应力经常带来不利影响，可以通过热处理或机械振动等方法消除，但在清除残余应力的过程中，金属也要发生一定的变形。

实际观察可以发现，塑性变形后的晶体表面会呈现出一些较细的平行线条，我们称为滑移线。滑移线是塑性变形时晶体的一部分沿一定晶面相对于其它部分平行滑动后所留下的痕迹，它是了解晶体塑性变形的关键，以后还要详细讨论。

§ 1.2 再结晶温度以下塑性变形的主要方式

再结晶温度以下金属和金合塑性变形的主要方式是晶内滑移和孪动。

一、晶内滑移

一系列实际观察得知，在一定温度下，晶体塑性变形的主要方式是晶内滑移。回复和再结晶温度以下尤其如此。

所谓晶内滑移，或简称滑移，是指晶体的某一部分沿一定的晶面和该晶面上一定的方向相对于晶体的另一部分进行有规律的移动。如果作用在晶体上的剪应力为 τ ，晶体发生滑移时的临界剪应力为 τ_{KP} ，则滑移过程如图 1-1 所示。图中 (a) 是晶格未承受外力的情形，(b) 承受了较小的剪应力 τ ，(c) 是剪应力 τ 已大于临界值 τ_{KP} ，晶格上下部分发生了相对移动，(d) 是外力去除后晶体留下了塑性变形。

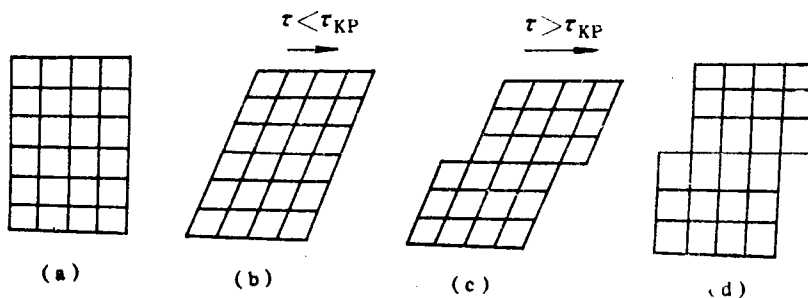


图 1-1 晶内滑移示意图

滑移后、在金属内部和表面出现的痕迹称为滑移线，滑移线实际上是滑移后在晶体表面留下来的小台阶。相互靠近的一组小台阶宏观上反映一个大台阶，称为滑移带。

滑移带本身说明滑移所引起的变形是不均匀的，即在滑移带内发生了剧烈的滑移，而在两个滑移带之间则没有发生或只发生了极少的滑移。

滑移方向和滑移面称为滑移要素。一个滑移方向和一个与它相关的滑移面构成一个滑移系统。不同晶格所包含的滑移面和滑移方向是不同的。例如，面心立方晶格的(111)族滑移面有四个，每个滑移面包含三个滑移方向，共有十二个潜在的滑移系统。显然，对单晶体来说，潜在的滑移系统愈多，则沿不同方向屈服应力的变化就愈小，各向异性程度也较小。

当作用在某一滑移面和某一滑移方向的剪应力达到一个临界值时，滑移就沿这一滑移面和这一滑移方向发生。但金属的变形抗力通常是用单向拉伸试验时的纵向拉伸应力表示的，因此，当作用力的方向与滑移面和滑移方向间的夹角不同时，同样晶体的变形抵抗力仍有显著差异，这就是各向异性的成因。

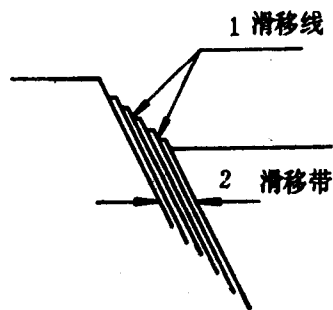


图 1-2 滑移线和滑移带

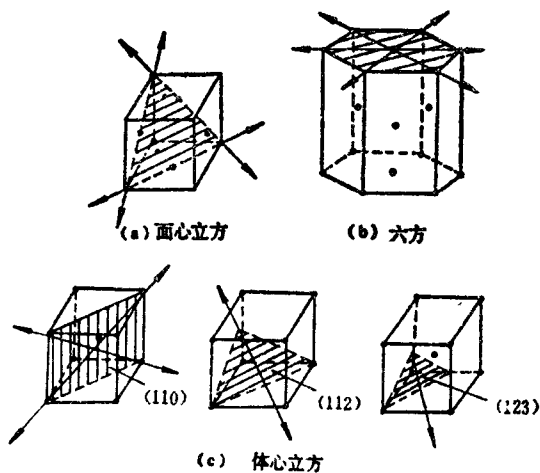


图 1-3 滑移面和滑移方向

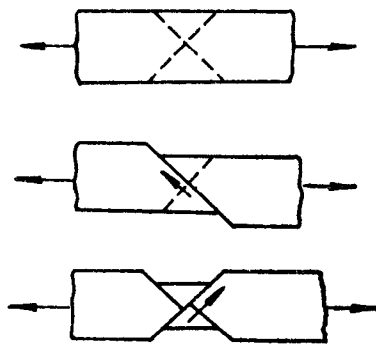


图 1-4 双滑移

此外，金属的塑性变形抵抗力是随塑性变形程度的增加而增加的，这种现象称为应变硬化。金属应变硬化的原因目前还不能妥善解释，一般认为，滑移并不仅仅是直接相邻的两个滑移面产生相对移动，而是一组原子平面的滑动，我们称这组平面为滑移带。实验观察得知，滑移带厚度达200 Å左右。在滑移过程中，滑移带内的晶格逐渐破碎，附近晶格也产生畸变，这样，不仅使滑移面不再是平面，而且，滑移面上形成了阻碍进一步滑移的微小结晶碎粒，从而提高了临界应力的数值。此外，对有几组滑移面的金属来说，滑移首先在相对于作用力的位置比较合适的滑移面上开始，此时，作用在该滑移面和滑移方向上的剪应力首先达到临界值。在变形过程中，这组面上的阻力可能由于上述原因而逐渐增加，要进一步变形就必须增加作用力，当作用力增加到某一数值时，另一组滑移面内某个滑移方向的剪应力

分量也会达到临界值，又使滑移沿这组滑移面发生。这样，从某种变形程度起，塑性变形在不同的滑移系统上互相参差更替地发生。这种现象称为双滑移。双滑移也是单晶体产生应变硬化的主要原因之一。

以上对滑移的设想是理想地把滑移面两侧的原子群当作刚体、并沿滑移面相互滑动。如果确是这样，就可以根据静力理论来计算所需要的临界剪应力。

如图 1-5 所示，设两列原子的间隔为 h ，沿滑移方向的原子间隔为 b ，并假定作用到两列原子上的剪切应力为 τ ，上面一列原子相对于下面一列原子的剪切位移为 x 。显然，当 $x=b$ 和 b 的倍数时，各原子所处的状态与原始状态一样，仍是不受力状态。

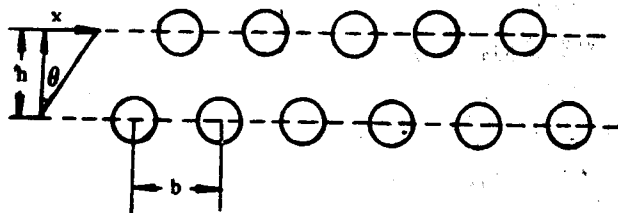


图 1-5 理想晶体的滑移

因此，剪应力 τ 应是以 b 为周长的周期函数。设此函数为

$$\tau = k \sin \frac{2\pi x}{b} \quad (1-1)$$

式中 k 为常数，可由下面条件确定。在微小变形时， τ 很小，原子偏离其稳定平衡位置的情况尚属弹性变形范围，可按虎克定律得

$$\tau = G \frac{x}{h} \quad (1-2)$$

式中 G 为剪切模量。此外，当 x 很小时，(1-1)式中之 $\sin \frac{2\pi}{b} x$ 可以用近似值 $\frac{2\pi}{b} x$ 替代。将以上结果和(1-2)式代入(1-1)式后化简得：

$$k \approx \frac{G}{2\pi} \cdot \frac{b}{h}$$

这样，剪应力 τ 可近似地表示为

$$\tau = \frac{G}{2\pi} \frac{b}{h} \sin \frac{2\pi}{b} x$$

剪应力最大值出现在 $x = \frac{b}{4}$ 处，其值为

$$\tau_{KP} = \frac{G}{2\pi} \cdot \frac{b}{h}$$

由于 $h \approx b$ ，因此

$$\tau_{KP} \approx \frac{G}{2\pi} \approx \frac{G}{6.28} \quad (1-3)$$

如果更精确地考虑原子间的作用力以及其它因素，则临界剪应力 τ_{KP} 可以减小到 $\frac{G}{30}$ 左右，但实际上晶体的临界剪应力与此理论值相比有极大的差异。例如，铜和银单晶体计算出的临界剪应力理论值分别为 520 公斤/毫米² 和 330 公斤/毫米²，而实测值只有 0.1 公斤/毫米² 和 0.06 公斤/毫米²，两者相差 3~4 个数量级。

理论既与实际严重脱节，只能修改理论。于是，又有人提出了关于滑移机构的新假说，

其基本设想是：滑移不是沿着整个滑移面同时发生，而是沿着滑移面逐步扩展，最后遍及整个滑移面。这就是所谓“位错理论”。位错理论能解释塑性变形中的很多物理现象，因而发展很快，目前已广泛应用于金属物理学的各个领域。关于位错理论将在下节中作简要介绍。

二、孪 动

除滑移外，金属在回复和再结晶温度以下变形时出现的另一种变形方式是孪动，或称双晶。

所谓孪动，是晶格绕着一定的晶面转动，从而使该面两侧的部分互成镜象对称形状。

孪动变形的特点是相邻两列原子的相对位移量不超过一个原子间距，而原子列相对于孪生面位移的大小则与该列原子至孪动面的距离成正比。可见，孪动所能提供的塑性变形是比較小的。例如铜晶体，单靠孪动只能获得7.39%的变形量，而靠滑移则可达到300%的变形量。

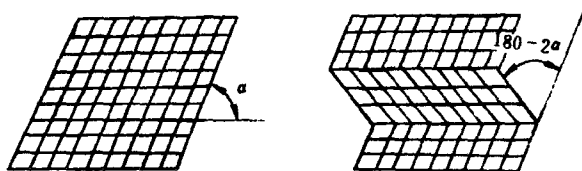


图 1-6 晶体孪动变形示意图

实验证实，孪动会在晶体内部造成空隙，使晶体提早破裂。

孪动本身尽管不能提供较大的塑性变形，但在滑移发生困难时能够起到调整晶体取向和增加位错的作用，从而使滑移能够继续进行。可见，孪动并不是绝对不利的。

§ 1.3 位 错

一、概 述

前面所介绍的晶体结构是理想的晶体结构，是设想其全部原子都严格地位于规则的格点上。实际晶体并非如此。由于结晶过程或随后的热处理过程中各种因素的影响，在晶体内部造成了各种缺陷，某些原子偏离了理想位置，某个部位可能多出一个原子、而另一个部位又可能缺少一个原子等等。这些不可避免的缺陷就使金属内部形成了承受载荷的薄弱环节，当晶体受外力作用时，滑移就会首先在这些区域发生，然后逐步扩展到滑移面的其余部分。这样，在逐步滑移的任何阶段，已滑移区和未滑移区之间总存在着一个过渡区域，这个过渡区称为位错区，或简称位错。区域内晶格畸变最严重的点的连线称为位错线。

既然滑移过程是滑移区不断扩展的过程，而位错又是滑移区的边界，所以，滑移过程也就表现为位错在滑移面上的运动。在已滑移的区域中，滑移状态可用一个矢量 $\vec{b}$ 来描述，称为位错的柏格斯(Burgers)矢量，它表示了滑移区中滑移面上边的原子相对于滑移面下边的原子所移动的方向和距离。

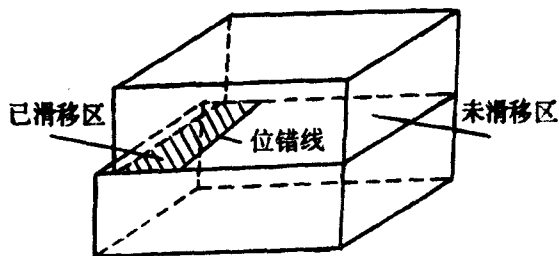


图 1-7 滑移区的扩展和位错线

晶体中的位错是高度易动的，即它在滑移面上移动时，晶体点阵对它的运动所呈现的阻力很小，可以被很小的外力所克服，

这就有助于解释临界剪应力的理论值和实际值之所以相差很大的现象。详尽地讨论位错的易动性相当困难，这里只结合不同型式的位错作一些简单的叙述。

二、刃型位错

刃型位错是最简单的一种位错，也是研究金属塑性时最早提出来的一种位错。

图 1-8 示意地表示了晶面上发生了局部滑移的情况，其中 $A'B'E'F$ 表示已发生了滑移的区域。

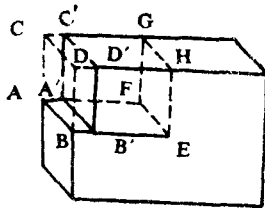


图 1-8 局部滑移

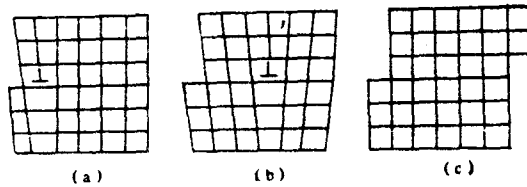


图 1-9 滑移过程示意图

图 1-9 的三个分图分别表示：(a) 未滑移前；(b) 局部滑移；(c) 滑移已扩展到整个晶面的原子排列情况。

需要注意，图 1-8 中滑移面上部，即 $EFGH$ 面的左边部分已产生了滑移，而它的右边部分还没有变动，因此，在 $EFGH$ 处多挤进了一层原子，这一点从图 1-9 的原子平面投影上可以看得很清楚，即在 HE 处多出了一排原子。尽管如此，该处四周的原子基本上仍保持了晶格排列，只有在 E 处[图 1-9(b) 中标有 $\perp$ 符号处]的附近，由于上下两层原子数量不同，才局部地完全打乱了晶格排列。从图 1-8 看，这种局部的晶格缺陷集中在滑移区的边界线 FE 附近，这个线状的缺陷就是刃型位错。从晶格排列情况看，就如同在滑移面上部插进了一片原子(图 1-8 中 $EFGH$ 面)，位错的位置正好在插入的一片原子的刃上。这一额外的原子薄片是刃型位错的一个特征，从图 1-9(b) 可以看到，尽管多了一片原子，但除刃型位错附近外，原子仍保持了晶格排列，只不过有一定的弹性畸变，即在刃型位错之上晶格受到压缩，而在它之下，晶格受到拉伸。这种情况表明，一个位错，除了沿位错线原子排列错乱外，还在其四周存在一定的弹性应力场。

图 1-10 表示位错运动过程中实际原子运动的情况。

可以看到，位错运动时，只有位错附近的原子作了比较微小的移动，而且，这里的原子和正常格点上的原子不同，是处于相对地很不稳定的状况，在很小的剪应力作用下就可以发生位错移动。

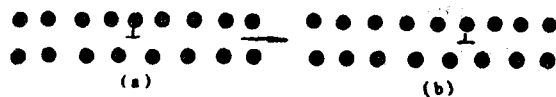


图 1-10 位错运动

此外，值得注意的是位错的方向和滑移的方向垂直，这也是刃型位错的一个基本特征。

三、螺旋位错

螺旋位错是另一种基本类型的位错，它也可以看成是局部滑移区的边界，其特征是位错和滑移方向相互平行。

图 1-11 示意地表示了螺旋位错和滑移的关系。

如果设想把一个完整的晶体沿铅垂面 $ABCD$ 切开，并使两边的晶体上下相对移动一个原子间距，然后再将其粘合起来，就可得到图 1-11 所示的情况。这里滑移区的边界 BC 显然是和滑移方向平行的，除去 BC 线附近的原子以外，其它部分仍保持了晶格的排列，只有在 BC 线附近的局部区域内原子不再保持晶格排列，构成了螺旋位错。

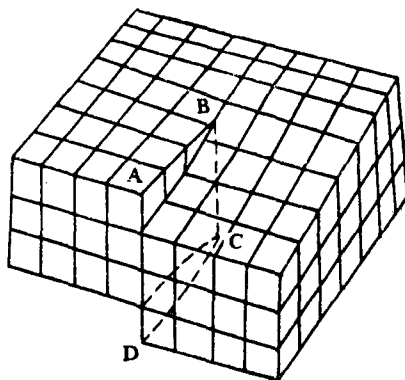


图 1-11 螺旋位错和滑移示意图

参考图 1-11 很容易看出，如果在原子平面上环绕螺旋位错走一周，就会从一个晶面转到另一个晶面上去。也就是说，在这种情况下，原子已不再构成一些平行的原子平面，而是形成了以螺旋位错为轴的螺旋面，螺旋位错正是由此而得名。

螺旋位错四周的原子虽然基本上保持着晶格排列，但是，从原来的平行晶面变为螺旋晶面后显然受到了一定的扭曲，因此，环绕螺旋位错也一定存在着弹性应力场。

四、位错的增殖

分析上述两种基本类型的位错所引起的滑移过程，不难理解，当滑移结束后，位错线也就因移至晶体表面而归于消失。由此产生了一个问题：晶体中的位错线是否随变形过程而逐渐减少？实际观测证明，情况并非如此。一般说来，一个未经塑性变形的晶体，其位错密度约为 $10^4 \sim 10^8$ 条/厘米²，而在经过剧烈变形后，其密度可增至约 10^{12} 条/厘米²量级（约相当于试件平面中每千个原子中就有一个位错）。可见滑移结果不是减少而是大大地增加了晶体中的位错。这种现象称为位错的增殖。

在变形过程中，位错的增殖有好几种方式，如果将可能增殖位错的所在称为位错源，则由弗兰克(Frank)与瑞德(Read)共同提出的位错源的增殖过程大致如图 1-12 所示。

假设由于作用力的分布情况或其它原因，致使某一位错线上只有 ab 段可以滑动，其它部分不能滑动， a, b 两点就象 ab 段位错的下锚点一样被钉扎住不能移动。这样，在适当的剪应力 τ_0 的作用下， ab 段位错线就只能呈现弧形扩展，直至两端弧线相接，从而生成一段新的直线位错 ab 和一个环形位错。这个过程不断地重复就可以使位错无限增殖。所以，随着变形程度的增加，位错密度也在增大，有利于塑性变形。但晶体中位错数目增加也会出现硬化现象，又不利于滑移的继续进行。

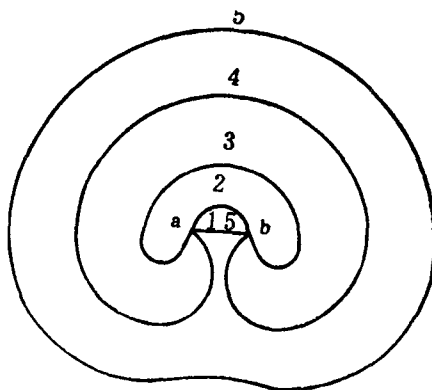


图 1-12 位错源增殖位错示意图

§ 1.4 高温下的塑性变形方式

前面所讨论的变形方式，都是对常温和低于回复和再结晶温度而言，随着变形温度的继续升高，还会出现新的塑性变形方式。

一、晶粒沿晶界的滑动（晶间滑移）

工业用金属都是多晶体，但由于多晶体金属内各晶粒的潜在滑移系统的方向与位置、以及晶粒的大小和形状都不相同，在外力作用下，它们的变形情况也就不会一样。但是各晶粒通过晶界相联结而组成一个整体，因而单个晶粒的变形就不能完全自由，就要受到相邻晶粒变形情况的约束以保持物体的整体性不遭到破坏。

多晶体金属内各晶粒变形的不一致主要是靠晶界变形来协调的，因此，晶界的变形能力对金属的塑性具有重大意义。

实践证明，晶界变形能力与变形温度有很大关系。在回复和再结晶温度以下时，它的变形能力很小，随着温度的升高，它的变形能力也在增大。这种变化的起因要推究到晶界结构。晶界是原子排列畸变区，这里的原子处于不稳定平衡状态，存在着变更其状态的趋势，但是，能否变更主要决定于它的活动能量的大小，而这个活动能量的大小又决定于变形温度的高低。

实验显示，晶界层厚度很薄，不超过2~3个原子层的数量级。因此，对相互有小角度（ $5' \sim 2^\circ$ ）倾斜的两部分晶体之间所形成的“小角度晶界”，就可以看成是由一系列刃型位错排列而成。图1-13表示了小角度晶界的情况。

小角度晶界的结构可以这样理解：在图1-13所示的小角度倾斜部分中，为了使原子尽可能完整地排列以及两部分晶体弥合在一起，就要每隔几行插入一片原子，这样，小角度晶界就成了系列平行排列的位错。

按照这种模型，在剪应力作用下，各位错就要产生滑移，这就造成了晶界面的移动。但是实际上晶界面都是空间曲面，并不是一个简单平面，所以晶界面的移动也就不易发生，通常要在较高的温度下才能实现。

晶粒的位错模型原则上可以用于任何取向差的晶粒，只不过取向差（图1-13中的 θ 角）愈大时，位错密度愈大，位错间距也就愈小。当取向差为 30° 左右时，计算出的位错间距就接近于原子间距，各位错的核心就近于靠在一起。在这种情况下，单个位错线是否还有意义就值得怀疑。因此对大角度（大于 10° ）晶界结构应另加探讨。

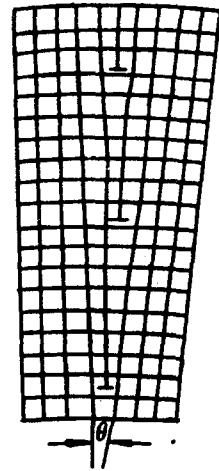


图 1-13 小角度晶界位错模型

目前广泛为人们接受的大角度晶界模型是根据以下设想提出来的，即认为晶界中存在着原子匹配良好的岛屿，它们散布在疏松杂乱的无序群中。当温度较高时，无序群的活动能量增大，具有较大的流动性，以致晶粒相互之间有如被粘性层隔开，使相对滑移容易产生，这种现象称为晶间滑移。