

向在不断地发生改变,取向因子也必然随之而改变。如果某一滑移系的取向处于软取向,(即滑移面的法向与外力轴的夹角接近于 45°),那么,在拉伸时随着晶体取向的改变,滑移面的法向与外力轴的夹角越来越远离 45° ,从而使滑移越来越困难,这种现象称为“几何硬化”。与此相反,经滑移和转动后,滑移面的法向与外力轴的夹角越来越接近 45° ,那么就更容易进行,这种现象称为“几何软化”。

(五) 多滑移

上面的讨论仅限于一个滑移系开动时的滑移情况(即单系滑移),这种情况多出现在滑移系较少的密排六方结构的金属中,对于滑移系多的立方晶系单晶体来说,

可能在某一时刻有几个滑移系相对于外力轴有相同大小的取向因子,因此,当外力达到 σ_s 时,作用在这几个滑移系上的分切应力几乎同时达到临界值,这几个滑移系即可以同时进行滑移,这种在两个或更多的滑移系上同时进行的滑移称为多滑移。

现在以面心立方金属单晶体为例进行分析。面心立方金属共有12个滑移系,当受到外力拉伸时,将首先在12个滑移系中最先达到临界切应力的滑移系上开始滑移,但是在滑移过程中,由于晶体相对于外力轴的转动,会使原来位向处于不利的另一滑移系逐渐转向为有利取向,当达到某一阶段时,这两个滑移系可能处于同样的有利取向,此时的滑移就会在这两个滑移系上同时进行。如果外力轴的方向合适,滑移一开始就可以在两个以上的滑移系上同时进行。多滑移时所产生的滑移带常呈交叉形,如图6-12所示。

单滑移和多滑移的加工硬化效果不同。从图6-13可以看出,曲线D的第I阶段只有一个滑移系起作用,加工硬化效果很小,但到达第II阶段时,由于晶体的转动发生了多滑移,此时由于不同滑移系间的相互交割,使加工硬化效果突然上升。到了滑移的第III阶段,由于晶体取向的改变可能使两个或多个滑移面同时沿着一个滑移方向进行滑移,因而使加工硬化效果下降,这种滑移称为交滑移。发生交滑移时会出现曲折或波纹状的滑移带(图6-14)。

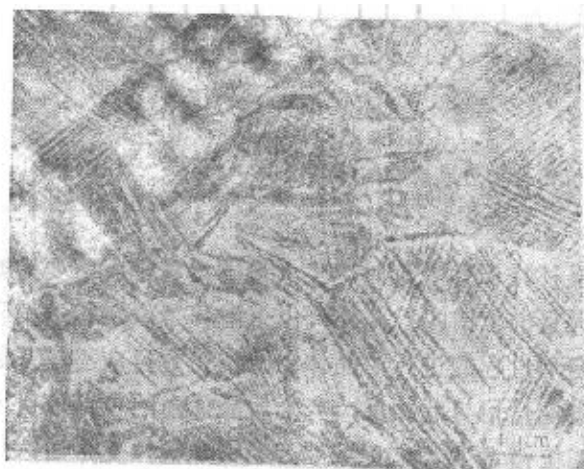


图6-12 奥氏体钢中的滑移带

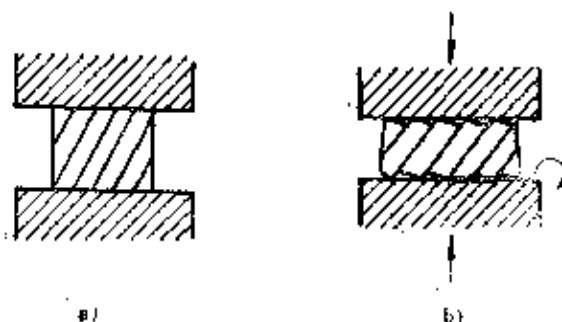


图6-11 晶体压缩时的晶面转动

a) 压缩前 b) 压缩后

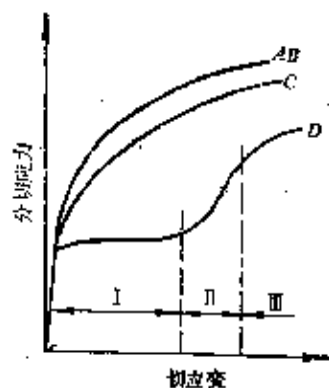


图6-13 面心立方单晶体的应力—应变曲线

图 6-13 中 AB 、 C 曲线表示晶体一开始就发生多滑移，其中 A 有 8 个滑移系， B 有 6 个滑移系， C 有 4 个滑移系，因而它们的加工硬化效果很大。

(六) 滑移的位错机制

1. 位错的运动与晶体的滑移

若晶体中没有任何缺陷，原子排列得十分齐整时，经理论计算，在切应力的作用下，晶体的上下两部分沿滑移面作整体刚性的滑移，此时所需的临界切应力 τ_K 与实际强度相差十分悬殊。例如铜，理论计算的 $\tau_K \approx 1500 \text{ MN/m}^2$ ，而实际测出的 $\tau_K \approx 0.98 \text{ MN/m}^2$ ，两者相差竟达 1500 倍！对这一矛盾现象的研究，导致了位错学说的诞生。理论和实验都已证明，在实际晶体中存在着位错。晶体的滑移不是晶体的一部分相对于另一部分同时作整体的刚性移动，而是通过位错在切应力的作用下沿着滑移面逐步移动的结果，

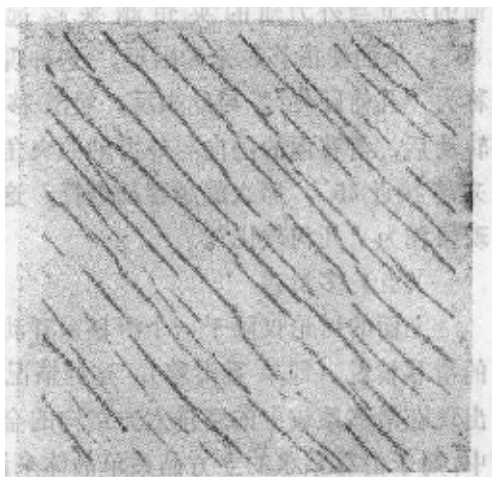


图 6-14 铝单晶中的交滑移 250 ×

如图 6-15 所示。当一条位错线移到晶体表面时，便会在晶体表面上留下一个原子间距的滑移台阶，其大小等于柏氏矢量的量值。如果有大量位错重复按此方式滑过晶体，就会在晶体表面形成显微镜下能观察到的滑移痕迹，这就是滑移线的实质。由此可见，晶体在滑移时并不是滑移面上的全部原子一齐移动，而是像接力赛跑一样，位错中心的原子逐一递进，由一个平衡位置转移到另一个平衡位置，如图 6-16 所示，图中的实线表示位错（半原子面 PQ ）原来的位置，虚线表示位错移动了一个原子间距（ $P'Q'$ ）后的位置。可见，位错虽然移动了一个原子间距，但位错中心附近的少数原子只作远小于一个原子间距的弹性偏移，而晶体其它区域的原子仍处于正常位置。显然，这样的位错运动只需要一个很小的切应力就可实现，这就是实际滑移的 τ_K 比理论计算的 τ_K 低得多的原因。

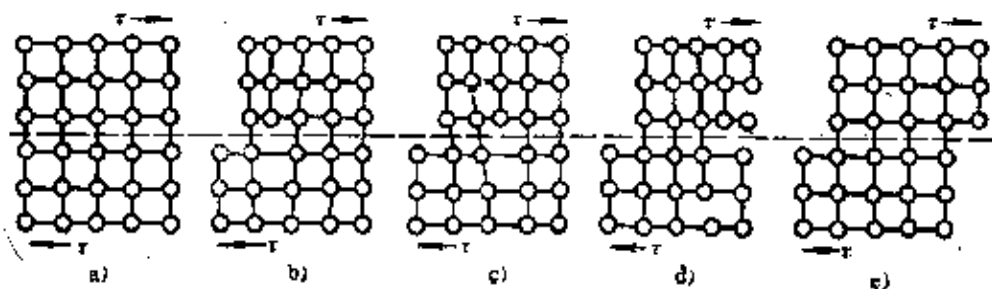


图 6-15 晶体通过刃型位错移动造成滑移的示意图

2. 位错的增殖

形成一条滑移线常常需要上千个位错，晶体在塑性变形时产生大量的滑移带就需要为数极多的位错。人们不仅要问，晶体中有如此大量的位错吗？此外，由于滑移是位错扫过滑移面并移出晶体表面造成的，因此，随着塑性变形过程的进行，晶体中的位错数目应当越来越少，最终导致形成无位错的理想晶体。然而事实恰恰与此相反，变形后晶体中的位错数目不是少了，而是显著增多了，例如退火金属中的位错密度为 10^{10} m^{-2} ，经剧烈塑性变形后，位错密度反而增至 $10^{11} \sim 10^{16} \text{ m}^{-2}$ 。这些增加的位错是怎样来的？这些现象启示人们，在晶体

中必然存在着在塑性变形过程中能不断增殖位错的位错源。

弗兰克和瑞德提出了位错增殖机构，称为弗兰克—瑞德位错源，现介绍如下。

如前所述，晶体中的位错呈空间网络状分布，位错网络中的各个位错线段不会位于同一个晶面上。这样，相交于一个结点的几个位错线段在滑移时不能一致行动，只有位于滑移面上的位错线才能运动。因此，位错网络上的结点即可能成为固定的结点，图 6-17 中的 D 、 D' 即为两个固定的结点，它们之间的位错线段 DD' 位于滑移面上，位错线的

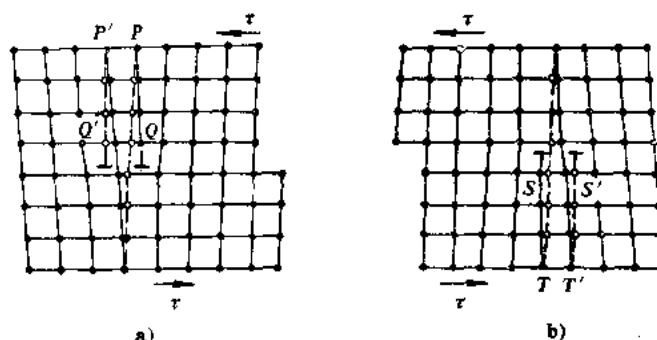


图6-16 刃型位错的滑移

a) 正刃型位错 b) 负刃型位错

柏氏矢量为 b 。当向晶体施加均匀的切应力时，则位错线即受到方向与之相垂直的力的作用。于是，位错线在外力的作用下就要向前运动。但是， D 、 D' 两结点是固定不动的，运动的结果即使位错线由直线变为曲线，由于位错线各点的受力大小相等，且位错线运动的方向与其本身相垂直，因此，位错线上各点的运动线速度相等。当位错线弯曲到超过半圆之后，它将围绕 D 、 D' 两点卷曲过来。这是因为，虽然位错线上各点的运动速度相等，但其角速度不等，距结点越近，则角速度越大；距结点越远，则角速度越小。这样，就使位错线形成了一个位错螺线。螺线内部是位错扫过的区域，晶体产生了一个柏氏矢量的位移。当回转螺线相互靠近时， m 、 n 两处的异号螺型位错便要相遇（见图 6-17 d），进而销毁。螺线状的位错环就分成了两部分：其一是一个封闭的位错环线，在外力的作用下继续向外扩展；其二是一个重新连结 D 和 D' 的线段，在线张力（类似于液体的表面张力）的作用下，将迅速变直，还原为原来的位错线段 DD' 。这样一来，原来的两个固定结点和它们之间的位错线段，在切应力的作用下，变成了一个位错线段和一个位错环。在外力的继续作用下， DD' 又开始弯曲并重复上述过程。每重复一次，就产生一个新的位错环，如此反复不断地进行下

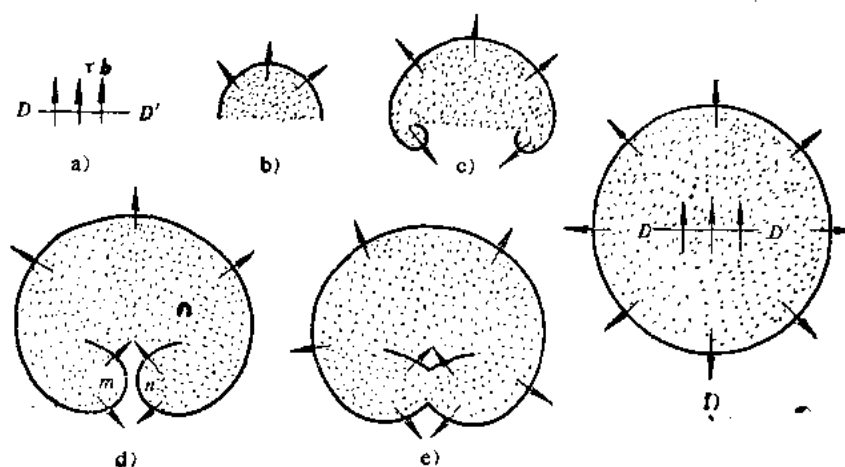


图6-17 弗兰克-瑞德位错源

去,便在晶体中产生大量的位错环。当一个位错环移出晶体时,就使晶体沿着滑移面产生一个原子间距的位移,大量的位错环一个一个地移出晶体,晶体也就不断地产生滑移,并在晶体表面上形成高达近千个原子间距的滑移台阶。这就是弗兰克—瑞德位错增殖机制。近年来一些直接的实验观察,证实了弗兰克—瑞德位错源的存在。

3. 位错的交割与塞积

晶体的滑移,实际上是源源不断的位错沿着滑移面的运动。在多滑移时,由于各滑移面相交,因而在不同滑移面上运动着的位错也就必然相遇,发生相互交割。此外,在滑移面上运动着的位错还要与晶体中原有的以不同角度穿过滑移面的位错相交割。图6-18是位错相互交割的一个简单例子。位错 AB 位于 P_a 滑移面上,位错 CD 位于与 P_a 相垂直的 P_b 滑移面上,它们的柏氏矢量分别为 b_1 和 b_2 。假定位错 CD 固定不动,当位错 AB 自右向左运动时,在位错所扫过的区域内,晶体的上下两部分产生相当于 b_1 距离的位移,当通过两滑移面的交线时,则与位错 CD 发生交割,此时,位错 CD 也随晶体一起被切成两段(Cm 和 nD),并相对位移 mn ,整个位错线变成一条折线 $CmnD$ 。因为 mn 不在原位错线的滑移面 P_b 上,故称之为割阶。

显然, mn 是一段新的短位错线,它的柏氏矢量仍为 b_2 , b_2 与 mn 相垂直,因而 mn 也是刃型位错,它的滑移面为 mn 和 b_2 所决定的平面,即 P_c 面。这种割阶仍可运动,但由于增加了位错线的长度,需消耗一定的能量。此外,尚有刃型位错与螺型位错、螺型位错与螺型位

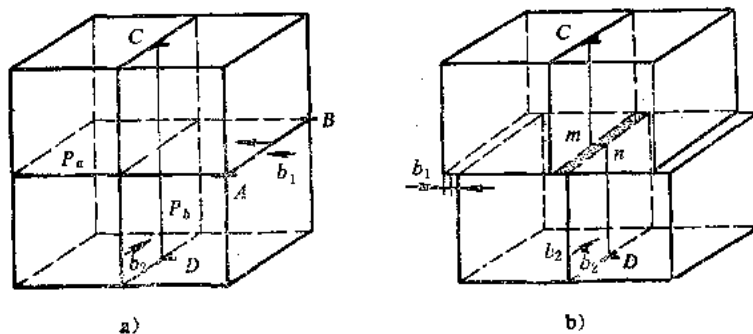


图6-18 两个相互垂直的刃型位错的交割

a) 交割前 b) 交割后

错的交割,交割的结果,都要形成割阶,这一方面增加了位错线的长度,另一方面还可能形成一种位错难以运动的固定割阶,成为后续位错运动的障碍,造成位错缠结。这就是多滑移加工硬化效果较大的主要原因。

在切应力的作用下,弗兰克—瑞德位错源所产生的大量位错沿滑移面的运动过程中,如果遇到障碍物(固定位错、杂质粒子、晶界等)的阻碍,领先的位错在障碍前被阻止,后续的位错被堵塞起来,结果形成位错的平面塞积群(图6-19),并在障碍物的前端形成高度应力集中。

位错塞积群的位错数 n 与障碍物至位错源的距离 L 成正比。经计算,塞积群在障碍处产生的应力集中 τ 为:

$$\tau = n\tau_0$$

式中的 τ_0 为滑移方向的分切应力值。此式说明,在塞积群前端产生的应力集中是 τ_0 的 n 倍。 L 越大,则塞积的位错数目 n 越多,造成的应力集中便越大。

二、孪生

塑性变形的另一种重要方式是孪生。当晶体在切应力的作用下发生孪生变形时,晶体的

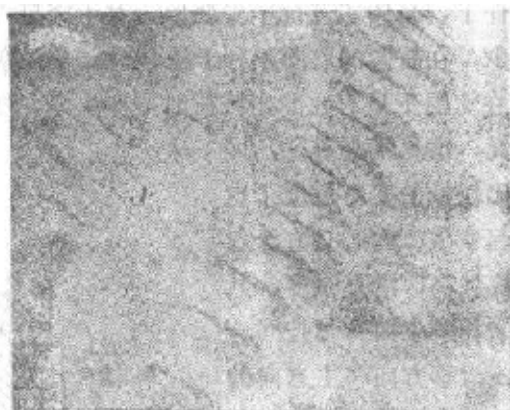


图6-19 位错的平面爬移

a) 示意图 b) GH70高温合金中的位错爬移 40000×

一部分沿一定的结晶面（孪晶面或孪生面）和一定的晶向（孪生方向）相对于另一部分晶体作均匀地切变，在切变区域内，与孪晶面平行的每层原子的切变量与它距孪晶面的距离成正比，并且不是原子间距的整数倍。这种切变不会改变晶体的点阵类型，但可使变形部分的位向发生变化，并与未变形部分的晶体以孪晶面为分界面构成了镜面对称的位向关系。通常把对称的两部分晶体称为孪晶，或称双晶。而将形成孪晶的过程称为孪生。由于变形部分的位向与未变形的不同，因此经抛光、抛光和浸蚀之后，在显微镜下极易看出，如图6-20所示。其形态为条带状，有时呈透镜状。

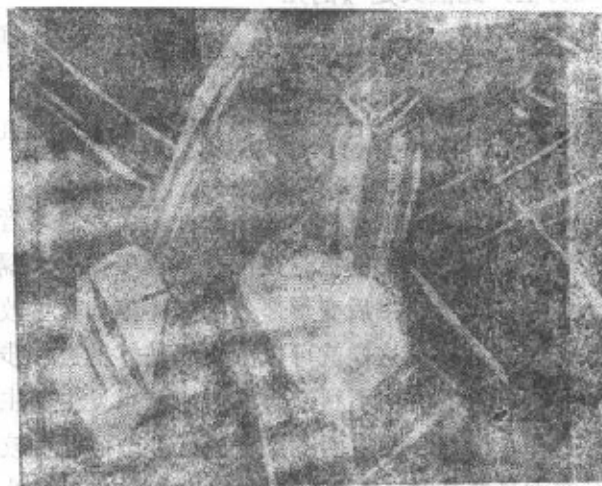


图6-20 锌中的变形孪晶 100×

晶体结构不同，其孪晶面和孪生方向也不同。如密排六方金属的孪晶面为 $\{10\bar{1}2\}$ ，孪生方向为 $\langle\bar{1}011\rangle$ ；体心立方金属的孪晶面为 $\{112\}$ ，孪生方向为 $\langle111\rangle$ ；面心立方金属的孪晶面为 $\{111\}$ ，孪生方向为 $\langle112\rangle$ 。

下面以面心立方金属为例，说明孪生变形过程。图6-21 a) 中的 (111) 面为面心立方的孪晶面，它与 $(\bar{1}10)$ 晶面的交截线为 $[11\bar{2}]$ ，此方向也就是其孪生方向。为了便于观察，以 $(\bar{1}10)$ 晶面平行于纸面，则 (111) 晶面即垂直于纸面（图6-21 b）。由图可知，孪生变形时，变形区域产生了均匀切变，每层 (111) 面都相对于其相邻晶面移动了一定的距离，如果以孪晶面 AB 作为基面，那么第一层晶面 CD 沿 $[11\bar{2}]$ 晶向移动了原子间距的 $1/3$ ，第二层晶面 EF 相对于 AB 移动了 $[11\bar{2}]$ 晶向原子间距的 $2/3$ ，而第三层 GH 则相对于 AB 的位移量为一个原子间距，表明各层晶面的位移量是与它与孪生面的距离成正比的，并且变形部分与未变形部分以孪生面为对称面形成了镜面对称。

与滑移相似，只有当外力在孪生方向的分切应力达到临界分切应力值时，才开始孪生变形，一般说来，孪生的临界分切应力要比滑移的临界分切应力大得多，只有在滑移很难进行

的条件下,晶体才进行孪生变形。对于密排六方金属如Zn、Mg等,由于它的对称性低,滑移系少,在晶体的取向不利于滑移时,常以孪生方式进行塑性变形。体心立方金属,如 α -Fe,在室温下只有在冲击载荷时才产生孪生变形,但在室温以下,由于滑移的临界切应力显著提高,滑移不易进行,因此在比较慢的变形速度下也可引起孪生。面心立方金属的对称性高,滑移系多,其滑移面和孪生面又都是同一晶面,滑移方向孪生方向的夹角又不大(见图6-21 a),因此要求外力在滑移方向上的分切应力不超过滑移的 τ_K ,而同时要求在孪生方向分切应力达到孪生的临界分切应力值,此值又是 τ_K 的几倍乃至数十倍,这是相当困难的,所以面心立方金属很少发生孪生变形,只有少数金属如铜、银金等,在极低的温度下(4~47 K)滑移很困难时才发生孪生。

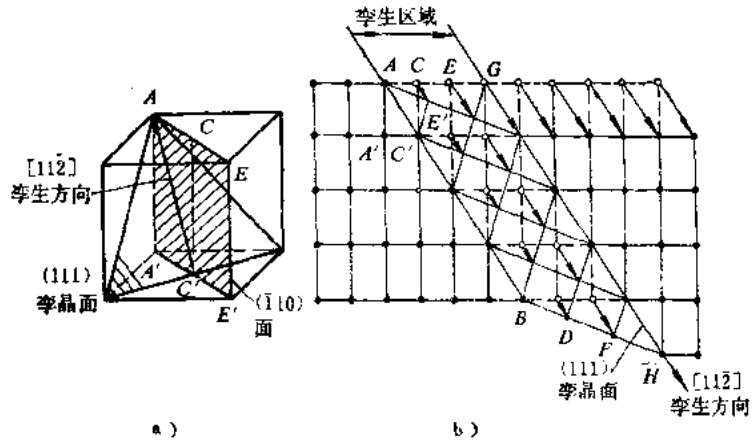


图6-21 面心立方晶体的孪生变形过程示意图

a) 孪晶面与孪生方向 b) 孪生变形时的晶面移动情况

孪生的变形速度极大,常引起冲击波,发出音响。

孪生对塑性变形的贡献比滑移小得多,例如镉单纯依靠孪生变形只能获得7.4%的延伸率。但是,由于孪生后变形部分的晶体位向发生改变,可使原来处于不利取向的滑移系转变为新的有利取向,这样就可以激发起晶体的进一步滑移。例如滑移少的密排六方金属,当晶体相对于外力的取向不利于滑移时,如果发生孪生,那么孪生后的取向大多会变得有利于滑移。这样,滑移和孪生两者交替进行,即可获得较大的变形量。正是由于这一原因,当金属中存在大量孪晶时,可以较顺利地进行形变。可见,对于滑移系少的密排六方金属来说,孪生对于塑性变形的贡献,还是不能忽略的。

§ 6-3 多晶体的塑性变形

为了了解金属及合金的塑性变形,我们首先讨论了单晶体的塑性变形。除了极少数的场合,实际上使用的金属材料大部分是多晶体。多晶体的塑性变形与单晶体的相同处,在于它也是以滑移和孪生为其塑性变形的的基本方式,但是多晶体是由许多形状、大小,取向各不相同的晶粒所组成,这就使多晶体的变形过程增加了若干复杂因素,具有区别于单晶体变形的一些特点。首先,多晶体的塑性变形受到晶界的阻碍和位向不同的晶粒的影响;其次,任何一个晶粒的塑性变形都不是处于独立的自由变形状态,需要其周围的晶粒同时发生相适应的变形来配合,以保持晶粒之间的结合和整个物体的连续性。因此,多晶体的塑性变形要比单晶体的情况复杂得多。

一、多晶体的塑性变形过程

多晶体是由位向不同的许许多多的小晶粒所组成，由于各晶粒的位向不同，则各滑移系的取向也不同，因此在外加拉伸力的作用下，各滑移系上的分切应力值相差很大。由此可见，多晶体中的各个晶粒不是同时发生塑性变形，只有那些位向有利的晶粒，取向因子最大的滑移系，随着外力的不断增加，其滑移方向上的分切应力首先达到临界切应力值，才开始塑性变形。而此时周围位向不利的晶粒，由于滑移系上的分切应力尚未达到临界值，所以尚未发生塑性变形，仍然处于弹性变形状态。此时虽然金属的塑性变形已经开始，但并未造成明显的宏观的塑性变形效果。

由于位向最有利的晶粒已经开始发生塑性变形，这就意味着它的滑移面上的位错源已经开动，源源不断的位错沿着滑移面进行运动，但是由于周围晶粒的位向不同，滑移系也不同，因此运动着的位错不能越过晶界，滑移不能发展到另一个晶粒中，于是位错在晶界处受阻，形成位错的平面塞积群。

位错平面塞积群在其前沿附近区域造成很大的应力集中，随着外加载荷的增加，应力集中也随之增大。这一应力集中值与外加应力相迭加，使相邻晶粒某些滑移系上的分切应力达到临界切应力值，于是位错源开动，开始塑性变形。但是多晶体中的每个晶粒都处于其它晶粒的包围之中，它的变形不能是孤立的和任意的，必然要与邻近晶粒相互协调配合，不然就难以进行变形，甚至不能保持晶粒之间的连续性，会造成孔隙而导致材料的破裂。为了与先变形的晶粒相协调，就要求相邻晶粒不只在取向最有利的滑移系中进行滑移，还必须在几个滑移系，其中包括取向并非有利的滑移系上同时进行滑移，这样才能保证其形状作各种相应地改变。即为了协调已发生塑性变形的晶粒形状的改变，相邻晶粒必须是多系滑移，而不是单系滑移。

这样，在外加应力以及已滑移晶粒内位错平面塞积群所造成的应力集中的推动下，就会使越来越多的晶粒参与塑性变形。

在多晶体的塑性变形过程中，开始由外加应力直接引起塑性变形的晶粒只占少数，不引起明显的宏观效果，多数晶粒的塑性变形是由已塑性变形的晶粒中位错平面塞积群所造成的应力集中所引起，只有此时，才造成一定的宏观塑性变形效果。

由以上的分析可知，多晶体变形的特点，一是各晶粒变形的不同时性，即各晶粒的变形有先有后，不是同时进行；二是各晶粒变形的相互协调性。面心立方和体心立方金属的滑移系多，各个晶粒的变形协调得好，因此多晶体金属表现出良好的塑性。而密排六方金属的滑移系少，很难使晶粒的变形彼此协调，所以它们的塑性差，冷加工较困难。

此外，多晶体的塑性变形也具有不均匀性，由于晶界及晶粒位向不同的影响，各个晶粒的变形是不均匀的，有的晶粒变形量较大，而有的晶粒变形量则较小。对每一个晶粒来说，变形也是不均匀的，一般说来，晶粒中心区域的变形量较大，晶界及其附近区域的变形量较小。图6-22为二个晶粒试样变形后的形状，由此可见，在拉伸变形后，在晶界处呈竹节状，这说明晶界附近滑移受阻，变形量较小，而晶粒内部变形量较大，整个晶粒变形是不均匀的。

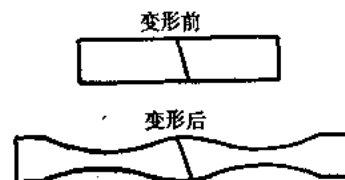


图6-22 经拉伸后晶界处呈竹节状

二、晶粒大小对塑性变形的影响

通过分析多晶体的塑性变形过程可以看出，一方面由于晶界的存在，使变形晶粒中的位

错在晶界处受阻，每一晶粒中的滑移带也都终止在晶界附近；另一方面，由于各晶粒间存在着位向差，为了协调变形，要求每个晶粒必须进行多滑移，而多滑移时必然要发生位错的相互交割。这两者均将大大提高金属材料的强度。从图6-23可以看出，锌的多晶体的强度显著高于单晶体的强度。显然，晶界越多，也即晶粒越细小，则其强化效果越显著。这种用细化晶粒增加晶界提高金属强度的方法称为晶界强化。

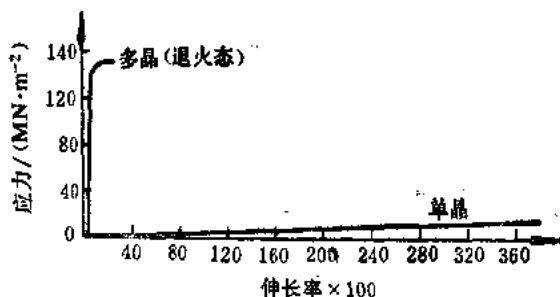


图6-23 锌的单晶体与多晶体的应力—应变曲线

图6-24为低碳钢的屈服强度与晶粒直径的关系曲线。从此图可以看出，钢的屈服强度与晶粒直径平方根的倒数呈线性关系。其它金属材料的实验结果也证实了这种关系。根据理论分析和实验结果，将屈服强度与晶粒直径的关系写为：

$$\sigma_s = \sigma_0 + Kd^{-\frac{1}{2}}$$

该公式称为霍尔—配奇公式。式中， σ_0 为一常数，大体相当于单晶体金属的屈服强度； d 为多晶体中各晶粒的平均直径； K 为表征晶界对强度影响程度的常数，与晶界结构有关，而与温度的关系不大。进一步的实验证明，材料的屈服强度与其亚晶尺寸之间也能满足上述关系式。图6-25为铜和铝的屈服强度与亚晶尺寸之间的关系。

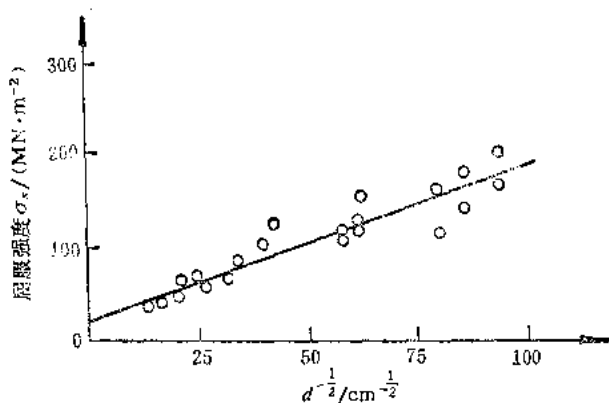


图6-24 低碳钢的屈服强度与晶粒大小的关系

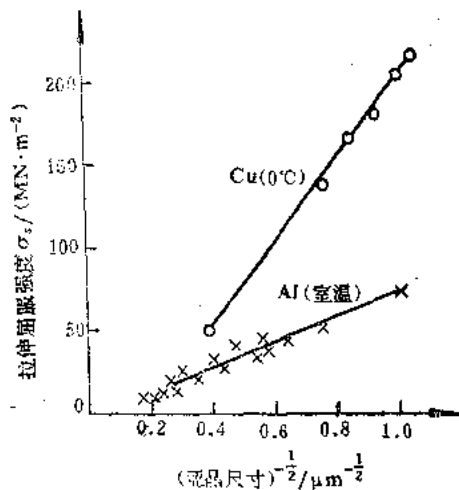


图6-25 铜和铝的屈服强度与其亚晶尺寸的关系

对霍尔—配奇关系式可做如下说明：

在多晶体中，屈服强度是与滑移从先塑性变形的晶粒转移到相邻晶粒密切相关的，而这种转移能否发生，主要取决于在已滑移晶粒晶界附近的位错塞集群所产生的应力集中，能否激发相邻晶粒滑移系中的位错源也开动起来，从而进行协调性的多滑移。根据 $\tau = n\tau_0$ 的关系式，应力集中 τ 的大小决定于塞积的位错数目， n 越大，则应力集中也越大。当外加应力

和其它条件一定时，位错数目 n 是与引起塞积的障碍——晶界到位错源的距离成正比。晶粒越大，则这个距离越大， n 也就越大，所以应力集中也越大；晶粒小则 n 也小，应力集中也小。因此，在同样外加应力下，大晶粒的位错塞积所造成的应力集中激发相邻晶粒发生塑性变形的机会比小晶粒要大得多。小晶粒的应力集中小，则需要较大的外加应力下才能使相邻晶粒发生塑性变形。这就是为什么晶粒越细，屈服强度越高的主要原因。

晶界强化是金属材料的一种极为重要的强化方法，细化晶粒不但可以提高材料的强度，同时还可以改善材料的塑性和韧性，这是材料的其它强化方法所不能比拟的。这是因为在相同外力的作用下，细小晶粒的晶粒内部和晶界附近的应变度相差较小，变形较均匀，相对来说，因应力集中引起开裂的机会也较少，这就有可能在断裂之前承受较大的变形量，所以可以得到较大的延伸率和断面收缩率。由于细晶粒金属中的裂纹不易产生也不易传播，因而在断裂过程中吸收了更多的能量，即表现出较高的韧性。因此，在工业生产中通常总是设法获得细小而均匀的晶粒组织，使材料具有较好的综合机械性能。

§ 6-4 合金的塑性变形

工业上使用的金属材料绝大多数是合金，根据合金的组织可将其分为两大类：一是具有以基体金属为基的单相固溶体组织，称为单相固溶体合金；二是加入的合金元素量超过了它在基体金属中的饱和溶解度，在显微组织中除了以基体金属为基的固溶体外，还将出现第二相（各组元形成的化合物或以合金元素为基形成的另一固溶体），构成了多相合金。多晶体合金的塑性变形方式，总的来说与多晶体的情况基本相同，但由于合金元素的存在，组织也不相同，故塑性变形也各有特点，下面分别进行讨论。

一、单相固溶体的塑性变形

由于单相固溶体的显微组织与多晶体纯金属相似，因而其塑性变形过程也基本相同。但是由于固溶体中存在着溶质原子，便使其塑性变形抗力增加，强度、硬度提高，而塑性、韧性有所下降，这种现象称为固溶强化。固溶强化是提高金属材料机械性能的一个重要途径，如在碳钢中加入能溶于铁素体的 Mn 、 Si 等合金元素，即可使其机械性能明显提高。

固溶强化的主要原因，一是溶质原子的溶入使固溶体的晶格发生畸变，对在滑移面上运动着的位错有阻碍作用；二是在位错线上偏聚的溶质原子对位错的钉扎作用。由于刃型位错线的上半部分多一个半排原子面，晶格受挤压而处于压应力状态，位错线的下半部分少一个半排原子面，晶格被拉开而处于拉应力状态。比溶剂大的置换原子及间隙原子往往扩散至位错线的下方受拉应力的部位，比溶剂小的置换原子扩散至位错线的上方受压应力的部位（图 6-26）。这样，偏聚于位错周围的溶质原子好象形成了一个溶质原子的“气团”，称为“柯氏气团”。柯氏气团的形成，减小了晶格畸变，降低了畸变能，使位错处于较稳定的状态，给位错的运动造成困难。这就是柯氏气团对位错的束缚或钉扎作用。若使位错线运动，脱离开气团的钉扎，就需要更大的外力，从而增加了固溶体合金的塑性变形抗力。

合金元素形成固溶体时其固溶强化的规律如下：

- （1）在固溶体的溶解度范围内，合金元素的质量分数越大，则强化作用越大；
- （2）溶质原子与溶剂原子的尺寸相差越大，则造成的晶格畸变越大，因而强化效果越大。

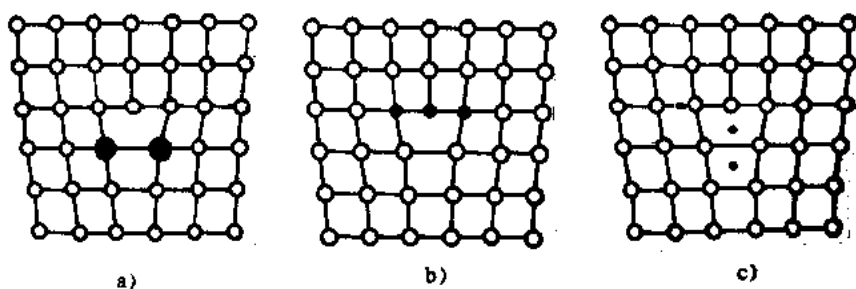


图6-26 溶质原子在位错附近的分布

a) 溶质原子大于溶剂原子的置换固溶体 b) 溶质原子小于溶剂原子的置换固溶体 c) 间隙固溶体

(3) 形成间隙固溶体的溶质元素的强化作用大于形成置换固溶体的元素。当两者的质量分数相同时, 前者的强化效果比后者大10~100倍。

(4) 溶质原子与溶剂原子的价电子数相差越大, 则强化作用越大。

二、多相合金的塑性变形

多相合金也是多晶体, 但其中有些晶粒是另一相, 有些界面是相界面。多相合金的组织大体分为两类: 一类是两相晶粒尺寸相近, 两相的变形性能也相近; 另一类是由变形性能较好的固溶体基体以及在其上面分布的硬脆的第二相所组成。这类合金除了具有固溶强化效果外, 还有因第二相的存在而引起的强化(这种强化方法称为第二相强化), 它们的强度往往比单相固溶体的高。多相合金的塑性变形除与固溶体基体密切相关外, 还与第二相的性质、形状、大小、数量及分布状况等有关, 后者在塑性变形时有时甚至起着决定性的作用。现分述如下。

(一) 合金中两相的性能相近

合金中两相的含量相差不大, 且两相的变形性能相近, 则合金的变形性能为两相的平均值。此时合金的强度 σ 可以用下式表达:

$$\sigma = \varphi_{\alpha}\sigma_{\alpha} + \varphi_{\beta}\sigma_{\beta}$$

式中, σ_{α} 和 σ_{β} 分别为两相的强度极限, φ_{α} 、 φ_{β} 分别为两相的体积分数, $\varphi_{\alpha} + \varphi_{\beta} = 1$ 。可见, 合金的强度极限随较强的一相的含量增加而呈线性增加。

(二) 合金中两相的性能相差很大

合金中两相的变形性能相差很大, 若其中的一相硬而脆, 难以变形, 另一相的塑性较好, 且为基体相, 则合金的塑性变形除与相的相对量有关外, 在很大程度上取决于脆性相的分布情况。脆性相的分布有三种情况:

1. 硬而脆的第二相呈连续网状分布在塑性相的晶界上

这种分布情况是最恶劣的, 因为脆性相在空间把塑性相分割开, 从而使其变形能力无从发挥, 经少量的变形后, 即沿着连续的脆性相开裂, 使合金的塑性和韧性急剧下降。这时, 脆性相越多, 网越连续, 合金的塑性也就越差, 甚至强度也随之下落。例如过共析钢中的二次渗碳体在晶界上呈网状分布时, 使钢的脆性增加, 强度和塑性下降。生产上可通过热加工和热处理相互配合来破坏或消除其网状分布。

2. 脆性的第二相呈片状或层状分布在塑性相的基体上

如钢中的珠光体组织, 铁素体和渗碳体呈片状分布, 铁素体的塑性好, 渗碳体硬而脆,

所以塑性变形主要集中在铁素体中,位错的移动被限制在渗碳片之间很短距离内,此时位错运动至障碍物渗碳体片之前时,即形成位错平面塞积群,当其造成的应力集中足以激发相邻铁素体中的位错源开动时,相邻的铁素体才开始塑性变形。因此,也可用霍尔-配奇公式描述珠光体的屈服强度:

$$\sigma_s = \sigma_0 + K \cdot s_0^{-\frac{1}{2}}$$

式中, σ_0 为铁素体的屈服强度; K 为材料常数; s_0 为珠光体片间距。

由上式可以看出,珠光体片间距越小,则强度越高,且其变形越均匀,变形能力增加。对于细珠光体,甚至渗碳体片也可发生滑移、弯曲变形(图6-27),表现有一定的变形能力。所以细珠光体不但强度高,塑性也好。

亚共析钢的塑性变形首先在先共析铁素体中进行,当铁素体由于加工硬化使其流变应力达到珠光体的屈服极限时,珠光体才开始塑性变形。

3. 脆性相在塑性相中呈颗粒状分布

如共析钢或过共析钢经球化退火后得到的粒状珠光体组织,由于粒状的渗碳体对铁素体的变形阻碍作用大大减弱,故强度降低,塑性和韧性得到显著改善。一般说来,颗粒状的脆性第二相对塑性变形的危害性要比针状和片状的小。倘若硬脆的第二相呈弥散粒子均匀地分布在塑性相基体上,则可显著提高合金的强度,这种强化的主要原因

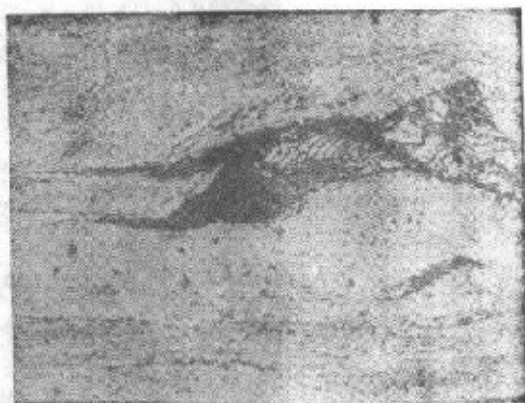


图6-27 珠光体中渗碳体片的变形

是由于弥散细小的第二相粒子与位错的交互作用,阻碍了位错的运动,从而提高了合金的塑性变形抗力。根据两者的相互作用的方式,有两种强化机制。

(1) 位错绕过第二相粒子。在滑移面上运动着的位错遇到坚硬不变形并且比较粗大的第二相粒子时,将受到粒子的阻挡而弯曲,随着外加应力的增加,位错线受阻部分的弯曲加剧,以致围绕着粒子的位错线在左右两边相遇时,正负号位错彼此抵消,形成了包围着粒子的位错环而被留下,其余部分位错线又恢复直线继续前进,如图6-28所示。根据计算,位错线绕过间距为 λ 的第二相粒子时,所需的切应力 τ 为:

$$\tau = \frac{Gb}{\lambda}$$

式中, G 为切弹性模量; b 为柏氏矢量。可见,这种强化作用与第二相粒子的间距成反比,间距 λ 越小,则强化作用越大。

这种第二相粒子是借助粉末冶金的方法加入基体而起强化作用的,这种强化方式称为弥散强化,其典型的例子是烧结铝。它是利用粉末冶金成形再加上冷挤压加工,得到在铝基体上分布着高弥散度的氧化铝粒子的合金(粒子间距约为 $0.1\mu\text{m}$ 左右)。烧结铝不仅具有高的室温强度,而且具有优良的耐热性。此外,当过饱和固溶体进行过时效处理时,可以得到与基体非共格的析出相,此时位错也是以绕过机制通过障碍,也称为弥散强化。

(2) 位错切过第二相粒子。若第二相粒子是硬度不太高尺寸也不大的可变形的第二相粒子,或者是过饱和固溶体时效处理初期产生的共格析出相,则运动着的位错与其相遇时,将

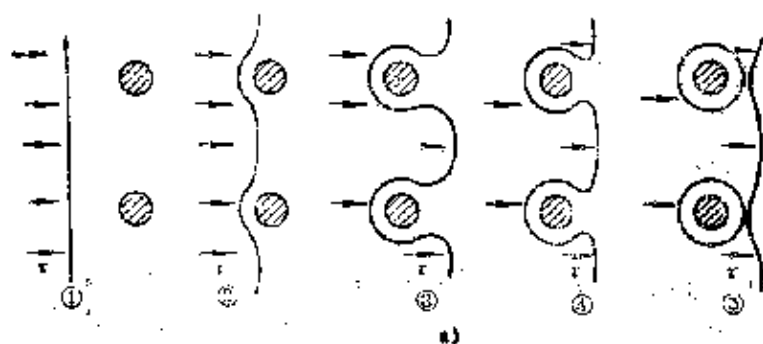


图6-28 位错绕过第二相粒子

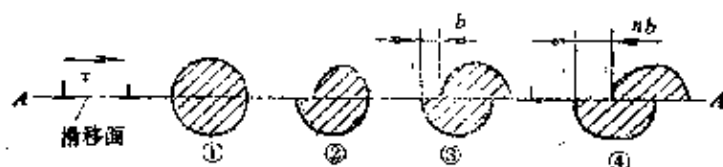
a) 示意图 b) 镜中位错线经过第二相粒子 2000 \times 

图6-20 位错切过第二相粒子示意图

切过粒子与基体一起变形，如图6-29所示。位错切过第二相粒子时必须作额外的功，消耗足够的能量，从而提高合金的强度。这种强化方式称为沉淀强化。

§ 6-5 塑性变形对金属组织和性能的影响

一、塑性变形对组织结构的影响

多晶体金属经塑性变形后，除了在晶粒内出现滑移带和孪晶等组织特征外，还具有下述组织结构的变化。

(一) 显微组织的变化

金属与合金经塑性变形后，其外形、尺寸的改变是内部晶粒变形的总和。原来没有变形的晶粒，经加工变形后，晶粒形状逐渐发生变化，随着变形方式和变形量的不同，晶粒形状

的变化也不一样，如在轧制时，各晶粒沿变形方向逐渐拉长，变形量越大，晶粒伸长的程度也越大。当变形量很大时，晶粒呈现出一片如纤维状的条纹，称为纤维组织（图6-30）。纤维的分布方向，即金属变形时的伸展方向。当金属中有杂质存在时，杂质也沿变形方向拉长为细带状（塑性杂质）或粉碎成链状（脆性杂质），这时光学显微镜已经分辨不清晶粒和杂质。

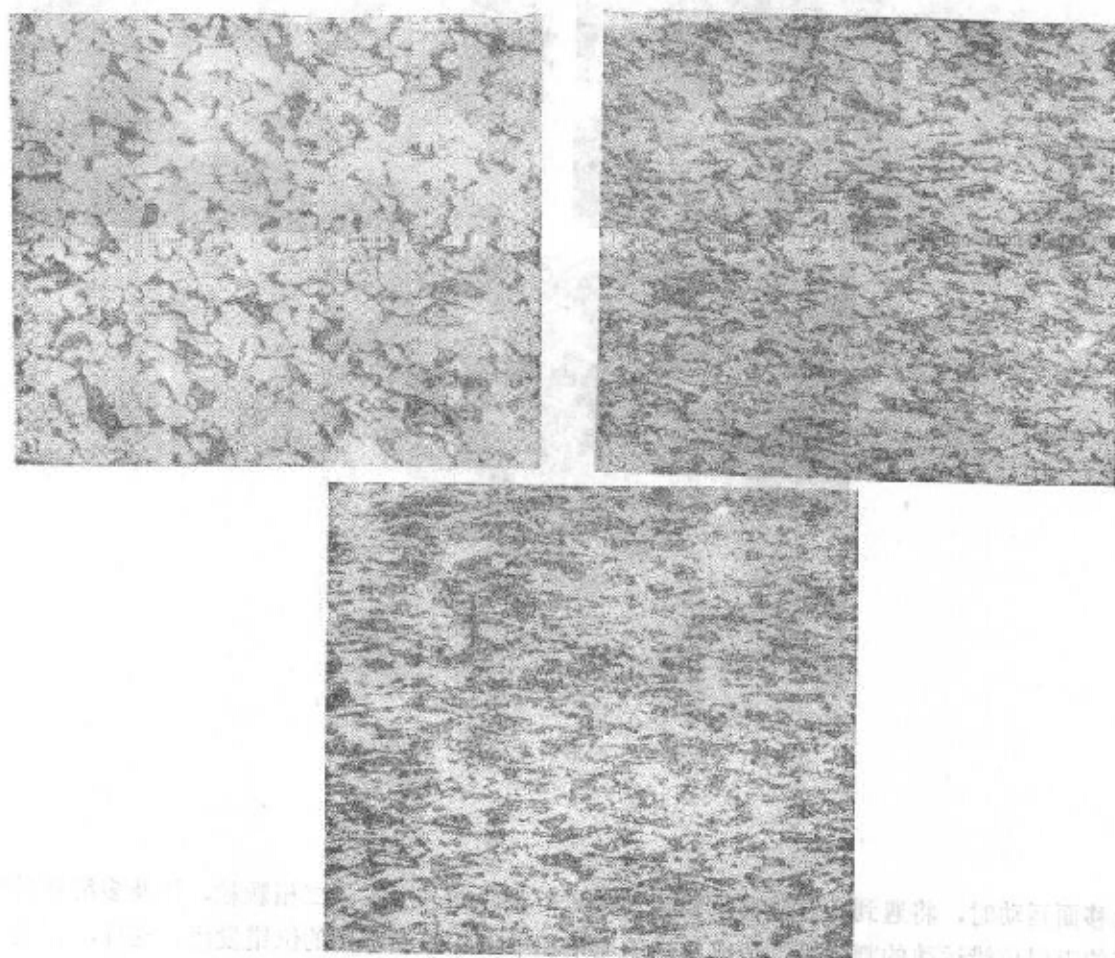


图6-30 低碳钢冷塑性变形后的纤维组织 200×

a) 30%压缩率 b) 50%压缩率 c) 70%压缩率

（二）亚结构的细化

在第一章中曾指出，实际晶体的每一个晶粒内存在着许多尺寸很小、位向差也很小的亚结构，塑性变形前，铸态金属的亚结构直径约为 10^{-3} cm，冷塑性变形后，亚结构直径将细化至 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ cm，图6-31为低碳钢中的形变亚结构。

形变亚结构的边界是晶格畸变区，堆积有大量的位错，而亚结构内部的晶格则相对地比较完整，这种亚结构常称为胞状亚结构或胞块。胞块间的夹角不超过 2° ，胞壁的厚度约为胞块直径的 $1/5$ 。位错主要集中在胞壁中，胞内仅有稀疏的位错网络，其位错密度约为胞壁的 $1/4$ 。变形量越大，则胞块的数量越多，尺寸减小，胞块间的取向差也在逐渐增大，且其形状随着晶粒形状的改变而变化，均沿着变形方向逐渐拉长。

形变亚结构是在塑性变形过程中形成的。在切应力的作用下位错源所产生的大量位错沿

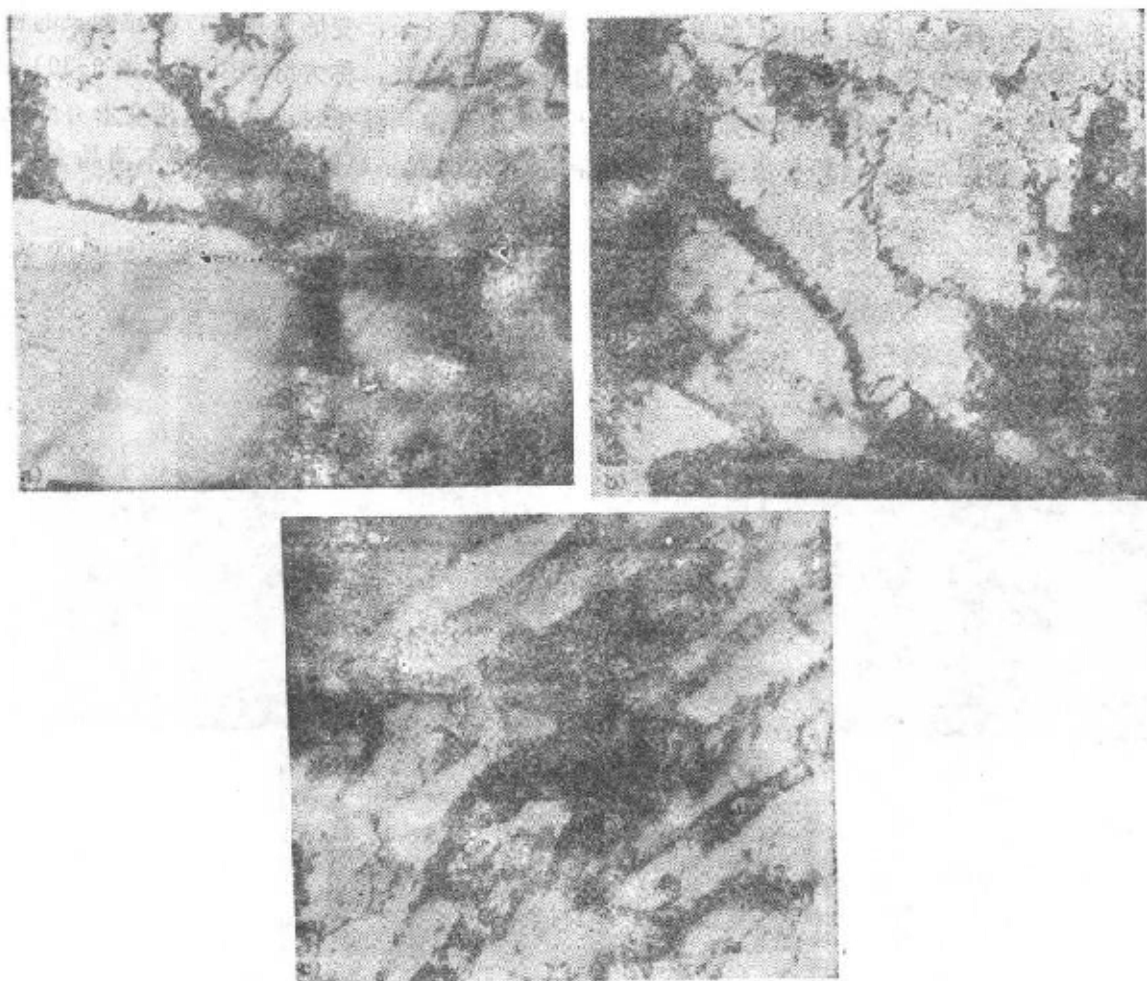


图5-31 低碳钢中的形变亚结构 50000×
a) 30%压缩率 b) 50%压缩率 c) 70%压缩率

滑移面运动时，将遇到各种阻碍位错运动的障碍物，如晶界、第二相颗粒，以及多滑移时形成的阻碍位错运动的割阶等，造成位错的缠结和堆集，组成所谓的位错发团。这样，在金属中便出现了由位错发团分隔开的位错密度较低的区域，胞壁或亚晶界即位错集中的地带。

前已指出，金属的塑性变形是借位错的不断增殖和运动来进行的，因此，塑性变形后的位错密度显著增加，如经剧烈冷塑性变形后，位错密度由退火状态的约 $10^{10} \sim 10^{11}/\text{m}^2$ 增至 $10^{13} \sim 10^{16}/\text{m}^2$ 。此外，冷塑性变形使金属中的空位密度也显著增加。

(三) 变形织构

与单晶体一样，多晶体在塑性变形时也伴随着晶体的转动过程，故当变形量很大时，多晶体中原为任意取向的各个晶粒会逐渐调整其取向而彼此趋于一致。这种由于塑性变形的结果而使晶粒具有择优取向的组织叫做“变形织构”。

同一种材料随加工方式的不同，可能出现不同类型的织构：

(1) 丝织构：在拉拔时形成，其特征是各晶粒的某一晶向与拉拔方向平行或接近平行。

(2) 板织构：在轧制时形成，其特征是各晶粒的某一个晶面平行于轧制平面，而某一

晶向平行于轧制方向。

几种金属的丝织构及板织构如表 6-3 所列。

表6-3 常见金属的丝织构与板织构

金 属 或 合 金	晶体结构	丝 织 构	板 织 构
Fe、Mo、W 铁素体钢	体心立方	$\langle 110 \rangle$	$\{110\}\langle 011 \rangle + \{112\}\langle 110 \rangle + \{111\}\langle 112 \rangle$
Al、Cu、Au、Ni、Cu-Ni、Cu+Zn ($w_{Zn} < 50\%$)	面心立方	$\langle 111 \rangle$ $\langle 111 \rangle + \langle 100 \rangle$	$\{110\}\langle 112 \rangle + \{112\}\langle 111 \rangle$ $\{110\}\langle 112 \rangle$
Mg、Mg合金、Zn	密排六方	$\langle 2130 \rangle$ $\langle 0001 \rangle$ 与丝轴成 70°	$0001\}\langle 10\bar{1}0 \rangle$ $\{0001\}$ 与轧制面成 70°

当出现织构后，多晶体金属就不再表现为等向性而显示出各向异性。这对材料的性能和加工工艺有很大的影响。例如当用有织构的板材冲压杯状零件时，将会因板材各个方向变形能力的不同，使冲压出来的工作边缘不齐，壁厚不均，即产生所谓“制耳”现象，如图6-32所示。

但是在某些情况下，织构的存在却是有利的。例如变压器铁芯用的硅钢片，沿 $\langle 100 \rangle$ 方向最易磁化，因此，当采用具有这种织构 ($\langle 100 \rangle \{001\}$) 的硅钢片制作电机、电器时，将可以减少铁损，提高设备效率，减轻设备重量，并节约钢材。

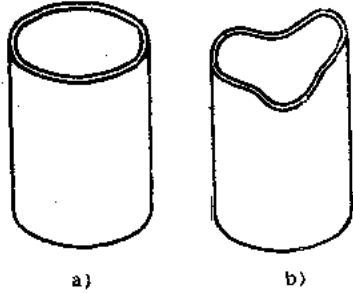


图6-32 因变形织构所造成的“制耳”
a) 无织构 b) 有织构

二、塑性变形对金属性能的影响

(一) 加工硬化

在塑变形过程中，随着金属内部组织的变化，金属的机械性能也将产生明显的变化，即随着变形程度的增加，金属的强度、硬度增加，而塑性、韧性下降（图6-33），这一现象即为加工硬化或形变强化。如碳的质量分数为0.3%的碳钢，变形度为20%时，抗拉强度 σ_b 由原来的500MN/m²升高到700MN/m²，当变形度为60%时，则 σ_b 提高到900MN/m²。

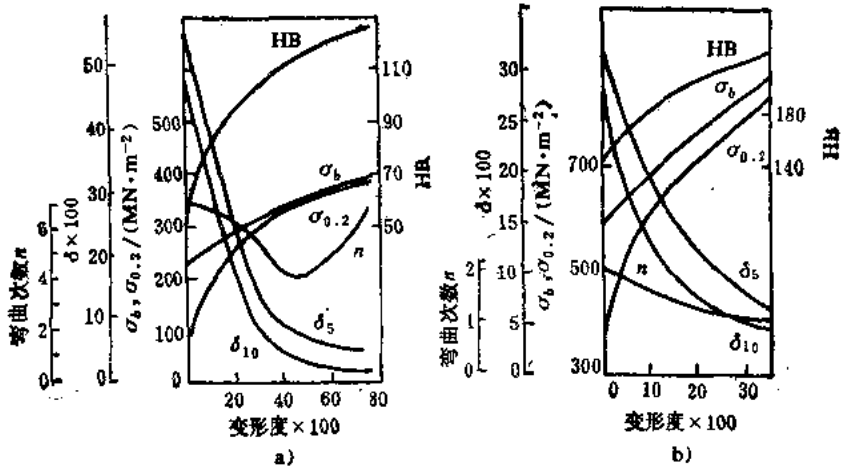


图6-33 两种常见金属材料的机械性能——变形度曲线
a) 工业纯钢 b) 45钢

关于加工硬化的原因,目前普遍认为是与位错的交互作用有关。随着塑性变形的进行,位错密度不断增加,因此位错在运动时的相互交割加剧,结果即产生固定割阶、位错缠结等障碍,使位错运动的阻力增大,引起变形抗力的增加。这样,金属的塑性变形就变得困难,要继续变形就必须增大外力,因此就提高了金属的强度。

加工硬化现象在金属材料生产过程中有重要的实际意义,目前已广泛用来提高金属材料的强度。例如自行车链条的链板,材料为16Mn低合金钢,原来的硬度为150HB,抗拉强度 $\sigma_t \geq 520 \text{ MN/m}^2$,经过五次轧制,使钢板厚度由3.5mm压缩到1.2mm(变形度为65%),这时硬度提高到275HB,抗拉强度提高到接近 1000 MN/m^2 ,这使链条的负荷能力提高了将近一倍。对于用热处理方法不能强化的材料来说,用加工硬化方法提高其强度就显得更加重要。如塑性很好而强度较低的铝、铜及某些不锈钢等,在生产上往往制成冷拔棒材或冷轧板材供应用户。

加工硬化也是某些工件或半成品能够加工成形的重要因素。例如冷拔钢丝(图6-34)拉过模孔后,其断面尺寸必然减小,而每单位面积上所受应力却会增加,如果金属不是产生加工硬化并提高强度,那么钢丝在出模后就可能被拉断。由于钢丝经塑性变形后产生了加工硬化,尽管钢丝断面缩减,但其强度显著增加,因此便不再继续变形,而使变形转移到尚未拉

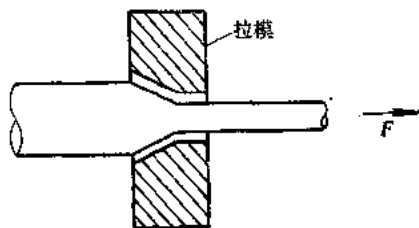


图6-34 拉拔示意图

过模孔的部分。这样,钢丝可以持续地、均匀地通过模孔而成形。又如金属薄板在冲压过程中(图6-35),弯角处变形最严重,首先产生加工硬化,因此该处变形到一定程度后,随后的变形就转移到其它部分,这样便可得到厚薄均匀的冲压件。

加工硬化还可提高零件或构件在使用过程的安全性。任何最精确的设计和加工出来的零件,在使用过程中各个部位的受力也是不均匀的,往往会在某些部位出现应力集中和过载现象,使该处产生塑性变形。如果金属材料没有加工硬化,则该处的变形会越来越大,应力也会越来越高,最后导致零件的失效或断裂。但正因为金属材料具有加工硬化这一性质,故这种偶尔过载部位的变形会自行停止,应力集中也可以自行减弱,从而提高了零件的安全性。

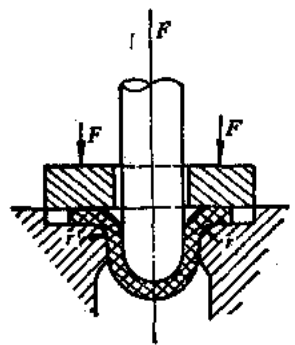


图6-35 冲压示意图

但是加工硬化现象也给金属材料的生产和使用带来麻烦。因为金属冷加工到一定程度以后,变形抗力就会增加,进一步的变形就必须加大设备功率,增加动力消耗。另外,金属经加工硬化后,金属的塑性大为降低,继续变形就会导致开裂。为了消除这种硬化现象以便继续进行冷变形加工,中间需要进行再结晶退火处理。

(二) 塑性变形对其它性能的影响

金属材料经塑性变形后,其物理性能和化学性能也将发生明显变化。如使金属及合金的比电阻增加,导电性能和电阻温度系数下降,导热系数也略为下降。塑性变形还使导磁率、磁饱和度下降,但磁滞和矫顽力增加。塑性变形提高金属的内能,使其化学活性提高,腐蚀速度增快。塑性变形后由于金属中的晶体缺陷(位错及空位)增加,因而使扩散激活能减少,

扩散速度增加。

塑性变形对结构不敏感性能也有影响，如由于微观缺陷增多而密度略减，但从宏观上看来，塑性变形将使铸件内的宏观缺陷（气孔等）减少，因而密度增加，弹性模量也略有提高。

三、残余应力

金属在塑性变形时，外力所作的功大部分转化为热能，但尚有一小部分（约10%）保留在金属内部，形成残余应力和点阵畸变。

（一）宏观内应力（第一类内应力）

宏观内应力是由于物体各部分的不均匀变形所引起的，它是整个物体范围内处于平衡的力，当除去它的一部分后，这种力的平衡就遭到了破坏，并立即产生变形。例如冷拉圆钢，由于外圆变形度小，中间变形度大，所以表面受拉应力，心部受压应力，就圆钢整体来说，两者相互抵消，处于平衡。但如果表面车去一层，这种力的平衡遭到了破坏，结果就产生了变形。

（二）微观内应力（第二类内应力）

它是金属经冷塑性变形后，由于晶粒或亚晶粒变形不均匀而引起的，它是在晶粒或亚晶粒范围内处于平衡的力。此应力在某些局部地区可达很大数值，致使工件在不大的外力下产生裂纹，并导致断裂。

（三）点阵畸变（第三类内应力）

塑性变形使金属内部产生大量的位错和空位，使点阵中的一部分原子偏离其平衡位置，造成点阵畸变。这种点阵畸变所产生的内应力作用范围更小，只在晶界、滑移面等附近不多的原子群范围内维持平衡。它使金属的硬度、强度升高，而塑性和抗腐蚀能力下降。

内应力的大小与变形速度关系很大，在外力做功相等的情况下，动态形变总是比静态形变吸收的能量多。此外，变形度的大小、变形的不均匀性、变形温度以及金属内部的组织状态等都对内应力值有很大影响。一般说来，在第一、第二和第三类内应力间的分配比例约为1:10:100。

残余应力的存在对金属材料的性能是有害的，它导致材料及工件的变形、开裂和产生应力腐蚀。例如当工件表面存在的是拉应力时，它即与外加应力叠加起来，引起工件的变形和开裂。深冲黄铜弹壳的季裂就是应力腐蚀的突出例子。但是，当工件表面残留一薄层压应力时，反面对使用寿命有利。例如采用喷丸和化学热处理方法使工件表面产生一压应力层，可以有效地提高零件（如弹簧和齿轮等）的疲劳寿命。对于承受单向扭转载荷的零件（如某些汽车中的扭力轴）沿载荷方向进行适量的超载预扭，可以使工件表面层产生相当数量的与载荷方向相反的残余应力，从而在工作时抵消部分外加载荷，提高使用寿命。

§ 6-6 金属的断裂

在拉伸曲线的最后阶段，试样断成两段。断裂是金属材料在外力的作用下丧失连续性的过程，它包括裂纹的萌生和裂纹的扩展两个基本过程。断裂过程的研究在工程上有很大的实际意义，从各种机器零件到巨大的船舶、桥梁、容器等在使用过程中都有不少断裂的例子。金属零部件的断裂，不仅使整个设备停止运转，并且往往造成重大伤亡事故，比之产生塑性

变形的后果要严重得多。

金属材料的抗断裂性能不但与其化学成分和显微组织等内部条件有关,而且与应力状态、环境温度和介质等外部条件有关,人们可以通过调整材料的化学成分,进行合适的冷热加工,以及了解外部条件对断裂过程的影响来控制其断裂性能,从而改善金属零部件的使用性能和工艺性能。目前对断裂的研究涉及到断裂力学、断裂物理、断裂化学及断口学等几个方面。本节仅介绍一些断裂的基本概念,作为进一步研究的基础。

一、断裂分类

(一) 从工程实用角度分类

1. 宏观塑性断裂

宏观塑性断裂简称塑断或韧断。断裂前产生宏观大范围的塑性变形,断裂时的名义应力高于材料的屈服强度。

由于塑断前产生显著的塑性变形,从而引起人们的注意,及时采取措施防止断裂的发生,即使短时突然过载,一般也只造成宏观塑性变形或局部开裂,不会造成整体断裂或飞出碎片造成灾害性事故。对于使用时只有塑断可能的金属材料,在设计时只需按材料的屈服强度计算其承载能力,一般即能保证安全使用。

2. 宏观脆性断裂

宏观脆性断裂简称脆断或低应力断裂。从宏观来看断裂前不产生塑性变形,但在局部区域仍存在一定的塑性变形。

宏观脆性断裂不只在塑性差的脆性材料中发生,而且一些塑性较好的材料有时也发生脆断。断裂时材料承受的工作应力通常不超过屈服极限,甚至低于按常规设计程序确定的许用应力,所以此种断裂又称为低应力断裂。如在1943年1月,刚通过试船的一艘油轮在码头停泊时,突然一声巨响,折断为二。当时的气温为 -5°C 。经核算,船体在断裂时所受的拉应力仅为 $70\text{MN}/\text{m}^2$,而船体钢材(低碳钢)的屈服强度约为 $250\text{MN}/\text{m}^2$,抗拉强度为 $400\sim 500\text{MN}/\text{m}^2$ 。这类断裂的特点是其断口与最大正应力相垂直,呈光泽结晶状,并且材料内部总是存在着裂纹(从 0.1mm 到 10mm 以上),一般说来,高强度钢对裂纹十分敏感,中低强度钢的脆断一般发生在较低的温度。选择有可能发生脆断的金属材料时,必须从脆断的角度计算其承载能力,并且充分估计过载的可能性。

(二) 按断裂微观机制分类

金属与合金的断裂通常由裂纹的萌生和裂纹的扩展两个基本过程所组成。根据裂纹萌生和裂纹扩展机制的不同,可以将断裂分为以下几类。

1. 切离或纯剪切断裂

在切应力的作用下,纯金属或单晶体金属沿滑移面滑移,造成沿滑移面分离而断裂(图6-36)。如果是单系滑移,则断口呈锋利的楔型;如果是多系滑移,则断

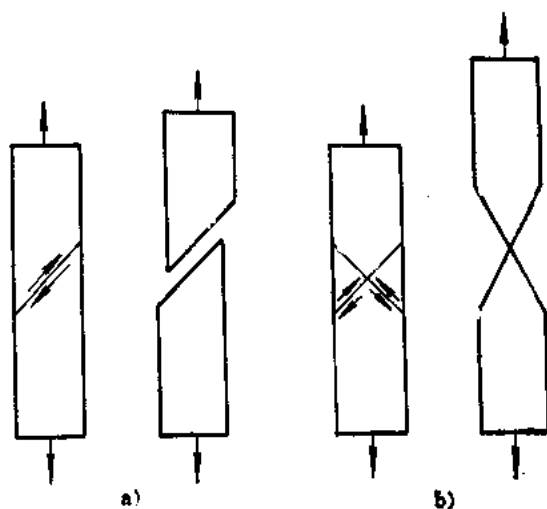


图6-36 纯剪切断裂示意图

a) 单系滑移 b) 多系滑移

口呈刃型或钉尖型，其断面收缩率可达100%，工程结构材料很少有这种断裂方式。

2. 微孔聚集型断裂

工业上多数用来制造重要零件的金属材料，在一般情况下呈微孔聚集型断裂（图6-37），如低碳钢拉伸断裂时的杯锥状断口即为这种断裂。杯锥断口的底部断面在低放大倍率下是灰色的，呈纤维状，故也称为纤维状断口。其断裂过程是：在外力的作用下，由于强烈滑移，在某些夹杂物或第二相质点处形成显微孔洞，这些孔洞在切应力的作用下，不断聚集连接而长大，并同时产生一些新的孔洞，最终导致整个工件的断裂。

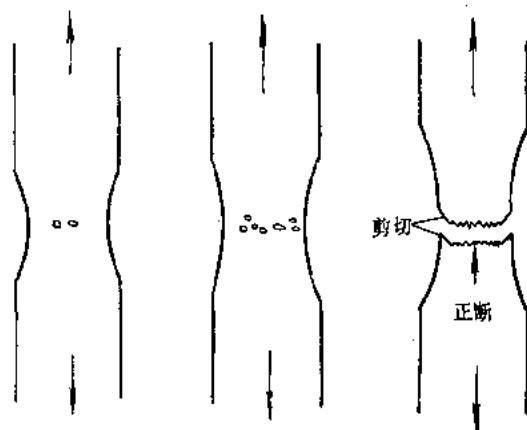


图6-37 微孔聚集型断裂示意图

3. 解理断裂

解理断裂是在正应力作用下产生的一种穿晶断裂，即断裂面沿一定的晶面（即解理面）分离。解理断裂常见于体心立方和密排六方金属及合金，低温、冲击载荷和应力集中常促使解理断裂的发生。面心立方金属很少发生解理断裂。

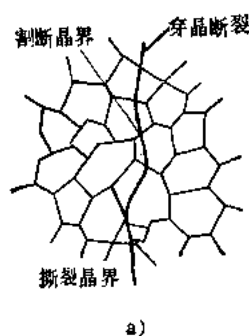
解理断裂通常是宏观脆性断裂，它的裂纹发展十分迅速，常常造成零件或构件灾难性的总崩溃。

（三）按裂纹扩展路径分类

多晶体金属材料断裂时，根据裂纹扩展所走的路径，可以分为穿晶断裂和沿晶（晶间）断裂两类（图6-38）。

1. 穿晶断裂

穿晶断裂时裂纹穿过晶粒内部扩展。穿晶断裂可以是宏观塑性断裂，也可以是宏观脆性断裂。如低碳钢试样在室温下进行拉伸试验时的断裂，即为穿晶断裂。



2. 沿晶断裂

沿晶断裂也称晶间断裂，裂纹沿着晶界扩展。当晶界上有夹杂物或沉淀析出物时，金属材料即使在室温下也会发生晶间断裂。焊接热裂纹、蠕变断裂、应力腐蚀和氢脆断裂一般都是沿晶断裂。沿晶断裂多数属于脆性断裂，但有时也表现出较好的塑性。

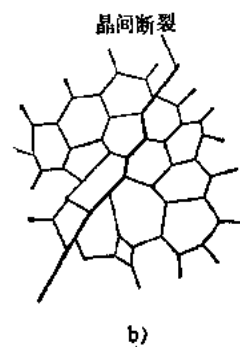


图6-38 穿晶断裂和沿晶断裂示意图

a) 穿晶断裂 b) 沿晶断裂

（四）根据断裂面的取向分类

根据断口的宏观取向与最大正应力的交角，可以将断裂分为正断型和切断型两类。

1. 正断型断裂

正断型断裂的宏观断面与最大正应力相垂直，例如解理断裂即属于正断型断裂。

2. 切断型断裂

切断型断裂的宏观断面与最大切应力方向相一致，而与最大正应力约呈 45° 交角。例如在拉伸断口的示意图（图6-37）中，接近试样表面的部分即为切断型断裂，试样中央部分即为正断型断裂。

（五）根据受力状态、环境介质的不同分类

零件的受力状态和周围环境介质不同，则断裂的特点也不同。如在静载荷作用下有拉伸断裂、扭转断裂和剪切断裂；在动载荷的作用下冲击断裂和疲劳断裂。根据环境介质的不同又可分为低温冷脆断裂、高温蠕变断裂、应力腐蚀断裂和氢脆断裂；磨损和接触疲劳则为一种不完全断裂。

由上述可见，断裂的涉及面十分广泛，下面仅就微孔聚集型断裂、解理断裂和沿晶断裂作一扼要介绍。

二、微孔聚集型断裂

（一）断裂过程

微孔聚集型断裂的基本过程是：首先是微孔的形成，然后是微孔的扩大和连接，最后使试件断裂。

现已确定，金属材料中的非金属夹杂物及脆性析出相颗粒（或称为异相颗粒）是微孔形成的核心。金属中的一些非金属夹杂物与基体相的结合力很弱，在弹性应力的作用下就可能将其沿界面拉开，形成微孔。但在一般金属材料中的异相颗粒（如钢中的碳化物）与基体间有一定的结合力，此时微孔的形成过程，则需经过塑性变形，在异相颗粒周围产生显著的应力集中。在应力集中的作用下，可能沿异相颗粒的界面拉开，或使异相折断而形成微孔。

微孔的扩大和连接是基体金属塑性变形的结果。当微孔扩展到一定程度后，相邻微孔间的金属犹如宏观试样产生颈缩时的情况一样，将会引起应力集中而加速塑性变形，直至细缩成一线，最终使被撕断，结果形成一个刀刃状的孔坑边缘，这样，两个相邻的微孔就相互连接成较大的微孔。

在塑性变形过程中，在最初所形成的微孔逐渐扩大的同时，在其它的异相颗粒周围也陆续形成微孔并逐渐扩大和连接，最终导致了试样的断裂。

（二）断口的微观特征

微孔型断裂的断口主要特征是电子金相图中有大量的孔坑（图6-39），此种孔坑也称为微坑、韧窝、迭波等。

在单相或工业纯金属中形成的孔坑较大较深。由于孔坑是由微孔分离而形成的，因此在每个孔坑的中间都可以见到异相颗粒或其留下的痕迹。在多相合金中，微孔是以夹杂物和析出相粒子为核心形成的，因此在断口的金相照片上，孔坑可以分为两类。其中的一类孔坑尺寸较大，是以夹杂物为核心形成的，在其周围为另一类尺寸较小的以析出相为核心的孔坑。

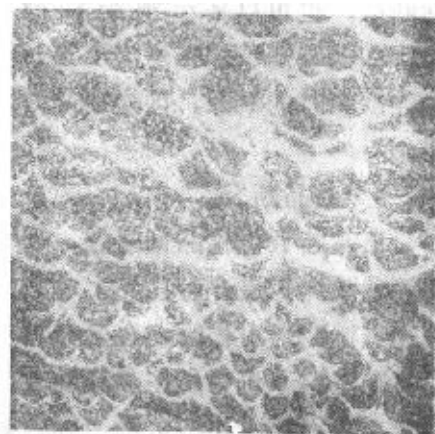


图6-39 孔坑断口 3500×

孔坑的形状主要取决于应力状态或拉应力与断口的相对取向。如果正应力垂直于微孔的表面，则孔坑呈等轴状；在切应力作用下的断裂，如杯锥状断口的剪切唇部分，孔坑的形态是拉长的抛物线状；由拉应力引起的断裂，也形成抛物线

状孔坑，常见于尖锐裂纹的前端（图6-40）。

由此可见，在微孔型断裂过程中，塑性变形对微孔的形成和发展都起着决定性的作用。正因为如此，微孔聚集型断裂在多数情况下都是宏观塑性断裂。但是对于一些高强度金属材料来说，如其上面带有裂纹，在外加应力的作用下，在裂纹顶端很小的范围内产生塑性变形后就会形成微孔并连接起来。这种断裂，其微观机制是微孔型的，但断裂前并未产生明显的塑性变形，因此其断裂属于宏观脆性断裂。断口的宏观形貌呈暗灰色的纤维状。

三、解理断裂

（一）断裂过程

解理初裂纹的形成与塑性变形有关。如在体心立方金属中，位错沿滑移面 $\{011\}$ 和 $\{0\bar{1}1\}$ 运动（图6-41），在交叉处形成位错塞积，造成很大的应力集中，若此时不能以塑性变形使应力得以松弛的话，则在 $\{001\}$ 晶面上形成初裂纹。

$\{001\}$ 晶面即为解理面。在多晶体金属中，初裂纹只在少数位向有利的晶粒中形成。密排六方金属的解理面为 $\{0001\}$ 。解理初裂纹在晶粒内部沿着解理面扩展还是比较容易的。但是由于各个晶粒的取向不同，裂纹要通过晶界扩展，就必须由初裂纹的解理面过渡到相邻晶粒中比较有利于发展裂纹的解理面上去，而此解理面并非一个晶面，而是相互平行并位于不同高度上的晶面。因此，当初裂纹扩展至晶界时，就会受到晶界的阻碍，必须加大外力，克服障碍，初裂纹才能通过晶界扩展。裂纹在此后的扩展过程中，还会遇到晶界的阻碍，但由于此时的裂纹已经长大，有了较大的裂纹尺寸，因此，克服晶界阻力所需要的应力要低于克服第一个晶界所需的应力。由此可见，解理初裂纹一旦通过晶界扩展就能很快继续扩展，直到造成试件断裂。

（二）断口特征

解理断裂断口的轮廓垂直于最大拉应力方向。新鲜的断口都是晶粒状的，有许多强烈反光的小平面（称为解理刻面）。解理断口电子图象的主要特征是“河流花样”，河流花样中

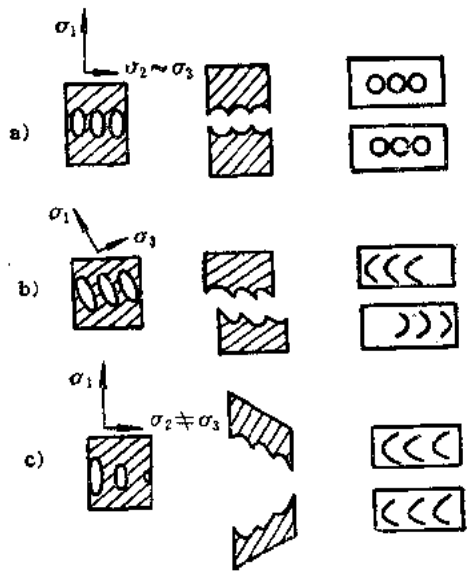


图6-40 孔坑形成的三种基本形式
a) 正断 b) 剪断 c) 撕断

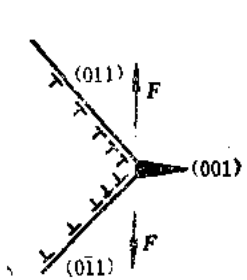


图6-41 解理初裂纹形成示意图

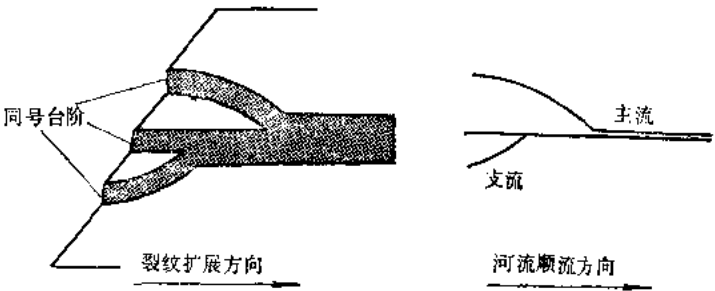


图6-42 河流花样形成示意图

的每条支流都对应着一个不同高度的相互平行的解理面之间的台阶。解理裂纹扩展过程中，众多的台阶相互汇合，便形成河流花样（图6-42）。在河流的“上游”，许多较小的台阶（即较小的“支流”）汇合成较大的台阶（较大的支流），到“下游”，较大的台阶又汇合成更大的台阶（大的主流）。河流的流向恰好与裂纹扩展方向一致。所以人们可以根据河流花样的流向，判断解理裂纹在微观区域内的扩展方向。图6-43为解理断口的电子金相照片。

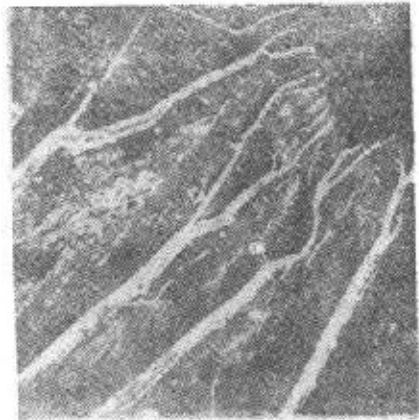


图6-43 解理断口 350×

四、沿晶断裂

（一）断裂过程

当金属或合金沿晶界析出连续或不连续的网状脆性相时，在外力的作用下，这些网状脆性相将直接承受载荷，很易于碎裂形成裂纹并使裂纹沿晶界扩展，造成试样沿晶界断裂，它是完全脆性的正断。

有些金属或合金由于晶界结合力被减弱也产生沿晶断裂，如含氧较高的低碳钢，可能沿晶界形成极薄的FeO或富氧层，某些合金钢在奥氏体晶界富集Sb、Sn、As、P等元素，使晶界的结合力减弱，降低了晶界的断裂强度，造成回火脆性，导致沿晶断裂。

（二）断口特征

沿晶断裂断口的电子金相图的最基本特征是冰糖状形貌（图6-44），光滑面即晶界界面。有的在光滑的基底上分布着一些很浅的坑，说明在断裂时还有一定的塑性。

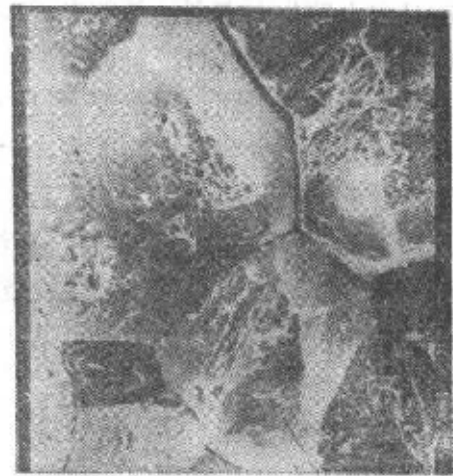


图6-44 沿晶断口

五、影响材料断裂的基本因素

不同的材料，可能有不同的断裂方式，但是断裂属于塑性断裂还是脆性断裂，不仅与材料的化学成分和组织结构有关，而且还受工作环境、加载方式的影响。塑性材料在一定的条件下可以是脆性断裂，而脆性材料在一定条件下也表现出一定的塑性。如在室温拉伸时呈脆性断裂的铸铁等材料，在实际使用时易于产生宏观脆性断裂，但当在压应力的作用下却有一定的塑性。因此在生产实际中，拉伸时呈脆性断裂的材料通常只用来制造在受压状态下工作的零件，而不用来制造重要零件。可见，研究影响材料断裂因素对工程实际应用十分重要。下面扼要介绍几个主要影响因素。

（一）裂纹和应力状态的影响

对大量脆性断裂事故的调查表明，大多数断裂是由于材料中存在微小裂纹和缺陷引起的。为了说明裂纹的影响，可作下述试验。将屈服强度 $\sigma_{0.2}$ 为1400MN/m²的板状试样中部预制不同深度的半椭圆表面裂纹，裂纹平面垂直于拉伸应力，求出裂纹深度 a 与实际断裂强度 σ_c 的关系，如图6-45所示。

由图可以看出，随着裂纹深度的增大，试样的断裂强度逐渐下降，当裂纹深度达到 a_c 时，则 $\sigma_c = \sigma_{0.2}$ 。若 $a < a_c$ ，则 $\sigma_c > \sigma_{0.2}$ ，这意味着此时为宏观塑性断裂；当 $a > a_c$ 时，则 $\sigma_c <$

$\sigma_{0.2}$ ，断裂前试样不再产生宏观塑性变形，发生宏观脆性断裂。由于高强度钢对裂纹十分敏感，所以用它制造零件时，必须从断裂的角度考虑其承载能力，如只根据其屈服强度或抗拉强度来设计，往往出现低应力断裂事故。

但是这种断裂与完全脆性断裂有本质上的区别。裂纹的存在能引起应力集中，且产生复杂的应力状态。断裂力学分析表明(图6-46)，当裂纹深度较小且靠近试样表面时，裂纹前端区域仅在试样宽、长方向受 σ_x 、 σ_y 的作用，与板垂直方向的应力 $\sigma_z = 0$ ，应力状态是二维平面型的，此种应力状态称为平面应力状态。但当裂纹较深且试样厚度较大时，则 $\sigma_z \neq 0$ ，所以应力是三维的，处于三向拉伸状态。当板厚相当大时，三向拉伸状态达到某种极限状态，此时与板垂直的 z 向的应变为零，而应力最大，这种应力状态称为平面应变状态。此时在外力作用下在裂纹前端的应力很快超过材料的屈服极限，形成一塑性变形区，并在此区的异相质点处形成微孔，并导致起裂及裂纹扩展。对于高强度材料，其屈服强度很高，极限塑性较差，这个塑性区是很小的，因而裂纹前端的应力松弛小，裂纹得以扩展并最终断裂，但整个裂纹截面的平均应力 σ_c 仍低于 $\sigma_{0.2}$ 。这就是说，断裂虽以微孔聚集方式产生，断口是孔坑型的，但却是宏观脆性的低应力断裂。

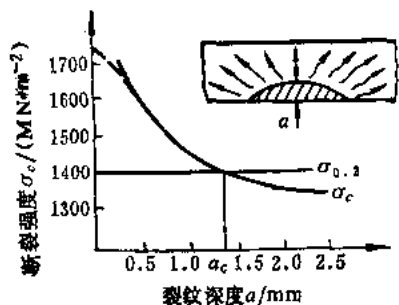


图6-45 表面裂纹深度与一种高强度钢断裂强度的关系

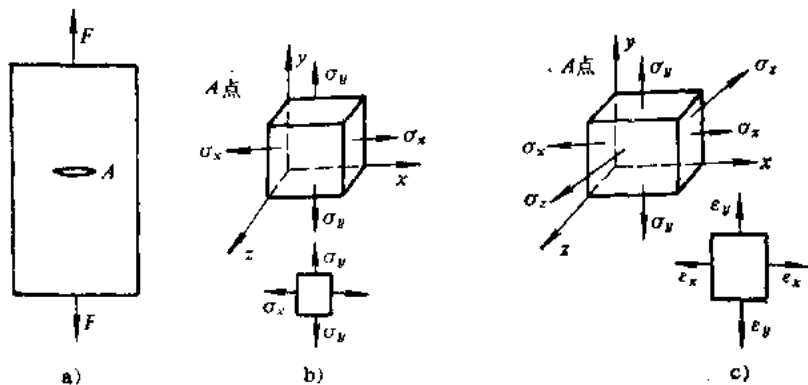


图6-46 缺口或裂纹前端应力状态示意图

a) 带裂纹的拉伸试样 b) 平面应力状态 c) 平面应变状态

由此可见，由于裂纹的存在，改变了应力状态，也就改变了构件的断裂行为。同样，由于加载方式不同，而造成应力状态的改变，也能改变材料的断裂行为。例如在拉伸或弯曲时很脆的材料（如大理石），在受三向压应力时，却表现出良好的塑性。

(二) 温度的影响

研究表明，中、低强度钢的断裂过程都有一个重要现象，就是随着温度的降低，都有从微孔型断裂过渡为解理断裂的过渡现象。尤其是当试件上带有缺口和裂纹时，更加剧了这种过渡倾向。这就是说，在室温拉伸时呈塑性断裂的中、低强度钢材，在较低的温度下可能产生脆性的解理断裂，其断裂应力可能远远低于室温的屈服极限。因此，当使用此种钢材时，必须注意温度这一影响因素。

这种塑性断裂向脆性断裂的过渡可用一个简单的示意图(图6-47)来说明。材料的屈服

极限 σ ，随着温度的下降而升高，而解理裂纹扩展的应力值则基本不变。因此，存在着一个两应力相等的温度 T_c ，在此温度下，室温时的塑性材料将产生宏观脆性的解理断裂。一般将此温度称为脆性转折温度。当试样中存在裂纹及缺口时，会使脆性转折温度升高。

通常用带缺口的试样进行系列冲击试验来测定这一温度。图6-48系冲击韧性随温度的变化曲线。从图中可以看出，当温度降至某一数值时，试样急剧脆化，这个温度就是脆性转折温度。高于这一温度，材料呈微孔型宏观塑性断裂；低于这一温度，则为脆性的解理断裂。

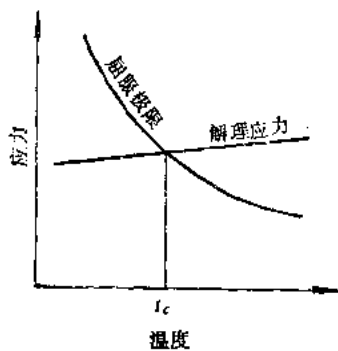


图6-47 解理断裂塑脆过渡示意图

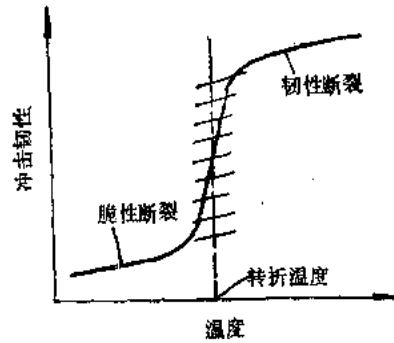


图6-48 脆性转折温度示意图

脆性转折温度一般是一个范围，它的宽度和高低与材料的成分、纯度、晶粒大小、组织状态和晶体结构等因素有关。一般来说，体心立方结构的金属冷脆断裂倾向大，脆性转折温度高，密排六方金属次之，面心立方金属则基本上没有这种温度效应。晶粒细化不仅使金属有较高的强度，还使脆性转折温度降低。

（三）其它影响因素

如不考虑材料本身因素，影响材料断裂的外界因素还很多。例如环境介质对断裂有很大影响，某些金属与合金在腐蚀介质和拉应力的同时作用下，产生应力腐蚀断裂。金属材料经酸洗、电镀，或从周围介质中吸收了氢之后，产生氢脆断裂。变形速度的影响比较复杂，一方面，变形速度增加，使金属加工硬化严重，因而塑性降低。但另一方面又使变形热来不及散出，促使加工硬化消除而提高塑性。到底哪个因素占主导地位，要视具体情况而定。

六、断裂韧性及其应用

工程上的脆断事故，总是由材料中的裂纹扩展引起的。这些裂纹可能是冶金缺陷，或在加工过程中产生，也可能在使用过程中产生，因而是难及避免的。而构件的断裂应力，与存在于构件中的裂纹和缺陷有密切关系。断裂力学就是根据材料和物件中不可避免地存在裂纹这一客观实际研究裂纹的扩展规律，并确定能反映材料抗裂性能的指标及测定方法。

在外力的作用下，材料中的裂纹扩展方式可能有三种类型，如图6-49所示。其中第一种型式称为张

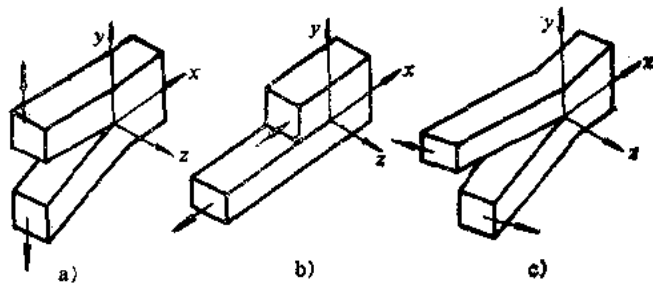


图6-49 裂纹扩展的三种类型

a) 张开型 I b) 滑开型 II c) 撕开型 III

开型(I型), 其外加应力与裂纹表面相垂直, 即外力沿 y 轴方向, 裂纹扩展沿 x 轴方向。这是工程上最常见和最危险的断裂类型。第二种型式是滑开型(II型), 第三种类型称为撕开型。由于最危险的断裂是张开型(I型), 所以下面研究它的断裂条件。

假设在均匀厚度的无限宽的弹性板中, 有一长度为 $2a$ 的穿透裂纹, 垂直于裂纹方向作用均匀的单向拉伸应力 σ , 则在裂纹前端 A 点的应力分量为(图6-50):

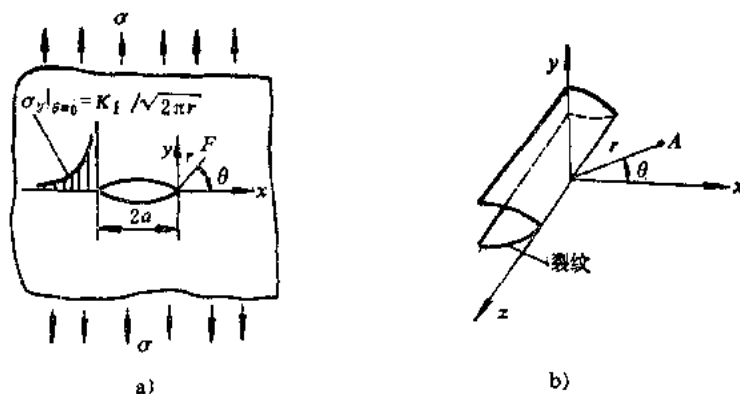


图6-50 裂纹前端 A 点的应力状态

$$\begin{aligned}
 \sigma_x &= \sigma \sqrt{\frac{\pi a}{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\
 &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\
 \sigma_y &= \sigma \sqrt{\frac{\pi a}{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\
 &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\
 \sigma_z &= 0 \quad (\text{平面应力时}) \\
 \sigma_z &= \nu(\sigma_x + \sigma_y) \quad (\text{平面应变时}) \\
 \tau_{xy} &= \sigma \sqrt{\frac{\pi a}{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\
 &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}
 \end{aligned}$$

式中, θ 与 r 为 A 点的极坐标, 由它们确定 A 点相对裂纹尖端的位置; σ 为远离裂纹并与裂纹面平行的截面上的正应力 (名义应力); ν 为泊桑比。

由上式可知, 如果 A 点位于裂纹延长线即 x 轴上时, $\theta = 0$, $\sin \theta = 0$ 。

$$\begin{aligned}
 \sigma_y = \sigma_x &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \\
 \tau_{xy} &= 0
 \end{aligned}$$

即裂纹所在平面上的切应力为零, 拉伸正应力最大, 故裂纹容易沿该平面扩展。

各应力分量中均有一个共同因子 K_I ($K_I = \sigma \sqrt{\pi a}$)。对于裂纹前端任意给定点, 其坐标 r 、 θ 都有确定值, 这时该点的应力分量完全决定于 K_I 。因此 K_I 表示在名义应力作用

下,含裂纹体处于弹性平衡状态时,裂纹前端附近应力场的强弱。也就是说, K_I 的大小就是各点的应力大小,故 K_I 是表示裂纹前端应力强弱的因子,简称应力强度因子。它的大小与外加载荷及裂纹形状大小等因素有关。断裂力学提出,当 K_I 达到某一临界值 K_{IC} 时产生断裂。

K_{IC} 称为材料的断裂韧性,它表示材料抵抗裂纹失稳扩展能力的一种机械性能指标。 K_{IC} 不仅与材料有关,而且与材料的厚度有关,随材料厚度的增加而下降,当板厚较大时,裂纹前端区域处于平面应变状态,此时 K_{IC} 达到最小值 K_{IC} , K_{IC} 称为平面应变断裂韧性。 K_{IC} 是材料本身的特性,只和材料的成分、热处理及加工工艺有关,而和材料及裂纹的大小、形状、应力值等无关。

根据 $K_{IC} = \sigma_c \sqrt{\pi a}$ 可以分析计算一些实际问题,为选材和设计提供依据。现分述如下:

1. 确定构件的安全性

根据探伤测定构件中的缺陷尺寸,并确定构件工作应力后,即可计算出裂纹前应力强度因子,如 $K_I < K_{IC}$,则构件是安全的,否则将有脆断危险。

根据传统计算方法,为了提高构件的安全性,总是加大安全系数,这势必提高材料的强度等级,对于高强度钢来说,往往导致低应力断裂。例如某一部件,本来设计工作应力为 1400 MN/m^2 ,由于提出1.5安全系数,就必须采用 2100 MN/m^2 高屈服强度的材料,这种高强度钢材的 K_{IC} 值一般为 $47.5 \text{ MN/m}^{3/2}$ 。若对 1 mm 长的裂纹而言,则依据上式计算断裂应力 $\sigma_c = 1200 \text{ MN/m}^2$ 。这就是说,远在设计应力 1400 MN/m^2 以下就要发生断裂。反之,如将安全系数降为1.2,则此时所需钢材的屈服强度为 1700 MN/m^2 ,其 K_{IC} 可达 $79.3 \text{ MN/m}^{3/2}$ 左右,对于同样长的裂纹,计算出断裂应力为 2000 MN/m^2 。由此可见,工作应力 1400 MN/m^2 是绝对安全的,为了保证构件安全,所以目前有降低安全系数的趋势。

2. 确定构件承载能力

若试验测定了材料的断裂韧性 K_{IC} ,探伤测出材料中最大裂纹尺寸,这样就可根据 $\sigma_c = \frac{K_{IC}}{\sqrt{\pi a}}$ 计算出断裂应力,从而确定构件的承载能力。

3. 确定临界裂纹尺寸 a_c

若已知材料的断裂韧性 K_{IC} 和构件的工作应力,则可计算出材料中允许的裂纹临界尺寸; $a_c = \frac{K_{IC}^2}{\pi \sigma_c^2}$,如探伤测出的实际裂纹 $a < a_c$,则构件是安全的,由此可建立相应的质量验收标准。

习 题

6-1 锌单晶体试样截面积 $A = 78.5 \text{ mm}^2$,经拉伸试验测得的有关数据如下表:

屈服载荷/N	620	252	184	148	174	273	525
ϕ 角/(°)	83	72.5	62	48.5	30.5	176	5
λ 角/(°)	25.5	26	38	46	63	74.8	82.5
τ_k							
$\cos \lambda \cos \phi$							

- (1) 根据以上数据求出临界分切应力并填入上表;
 - (2) 求出屈服载荷下的取向因子, 作出取向因子和屈服应力的关系曲线, 说明取向因子对屈服应力的影响。
- 6-2 画出铜晶体的一个晶胞, 在晶胞上指出:
- (1) 发生滑移的一个晶面;
 - (2) 在这一晶面上发生滑移的一个方向;
 - (3) 滑移面上的原子密度与 $\{001\}$ 等其它晶面相比有何差别;
 - (4) 沿滑移方向的原子间距与其它方向相比有何差别。
- 6-3 假定有一铜单晶体, 其表面恰好平行于晶体的 (001) 晶面, 若在 $[001]$ 晶向施加应力, 使该晶体在所有可能的滑移面上产生滑移, 并在上述晶面上产生相应的滑移线, 试预计在表面上可能看到的滑移线形貌。
- 6-4 试用多晶体的塑性变形过程说明金属晶粒越细强度越高、塑性越好的原因是什么。
- 6-5 口杯采用低碳钢板冷冲而成, 如果钢板的晶粒大小很不均匀, 那么冲压后常常发现口杯底部出现裂纹, 这是为什么?
- 6-6 滑移和孪生有何区别, 试比较它们在塑性变形过程中的作用。
- 6-7 试述金属经塑性变形后组织结构与性能之间的关系, 阐明加工硬化在机械零件、构件生产和服役过程中的重要意义。
- 6-8 金属材料经塑性变形后为什么会保留残余内应力, 研究这部分残余内应力有什么实际意义?
- 6-9 何谓脆性断裂和塑性断裂, 若在材料中存在裂纹时, 试述裂纹对脆性材料和塑性材料断裂过程的影响。
- 6-10 何谓断裂韧性, 它在机械设计中有何功用?

第七章 金属及合金的回复与再结晶

金属及合金经塑性变形后,强度、硬度升高,塑性、韧性下降,这对于某些应用是重要的,但却给进一步的冷成形加工(例如深冲)带来困难,常常需要将金属加热进行退火处理,以使其性能向塑性变形前的状态转化:塑性、韧性提高,强度、硬度下降。本章的目的是讨论塑性变形后的金属与合金在加热时,其组织结构发生转变的过程,主要包括回复、再结晶和晶粒长大等,了解这些过程的发生和发展的规律,对于控制和改善变形材料的组织和性能,具有重要意义。

§ 7-1 形变金属与合金在退火过程中的变化

金属与合金在塑性变形时所消耗的功,绝大部分转变成热而散发掉,只有一小部分能量以弹性应变和增加金属中晶体缺陷(空位和位错等)的形式储存起来。形变温度越低,形变量越大,则储存能越高。其中的弹性应变能只占储存能的一小部分,约为3~12%左右。晶体缺陷所储存的能量又叫畸变能,空位和位错是其中最重要的两种。这两种相比较,空位能所占的比例较小,而位错能所占比例较大,约占总储存能的80~90%。总起来看,储存能的总值还是比较小的。但是,由于储存能的存在,使塑性变形后的金属材料的自由能升高,在热力学上处于不稳定的亚稳状态,它具有向形变前的稳定状态转化的趋势,但在常温下,原子的活动能力很小,使形变金属的亚稳状态可维持相当长的时间而不发生明显变化。如果温度升高,原子有了足够高的活动能力,那么,形变金属就能由亚稳状态向稳定状态转变,从而引起一系列的组织和性能变化。由此可见,储存能是这一转变过程的驱动力。

形变金属的退火是将金属材料加热到某一规定温度,保温一定时间,而后缓慢冷至室温的一种热处理工艺。其目的是使金属材料内部的组织结构发生变化,使热力学的稳定性得以提高,从而获得所要求的各种性能。事实上,退火过程是由回复、再结晶及晶粒长大三个阶段综合组成的,这三者又往往重叠交织在一起。这里先进行概括介绍,然后再分别进行讨论。

一、显微组织的变化

将塑性变形后的金属材料加热到 $0.5T_s$ 温度附近,进行保温,随着时间的延长,金属的组织将发生一系列的变化,这种变化可以分为三个阶段,如图7-1所示。第一阶段由 $0 \sim \tau_1$,在这段时间内从显微组织上几乎看不出任何变化,晶粒仍保持伸长的纤维状,称之为回复阶段;第二阶段由 $\tau_1 \sim \tau_2$,从 τ_1 开始,在变形的晶粒内部开始出现新的小晶粒,随着时间的延长,新晶粒不断出现并长大,这个过程一直进行到塑性变形后的纤维状晶粒完全改组为新的等轴晶粒为止,称之为再结晶阶段;第三阶段由 $\tau_2 \sim \tau_3$,新的晶粒逐步相互吞并而长大,直到 τ_3 ,晶粒长大到一个较为稳定的尺寸,称之为晶粒长大阶段。

若将保温时间确定不变,而使加热温度由低温逐步升高时,也可以得到相似的三个阶段,温度由 $0 \sim T_1$ 为回复阶段, $T_1 \sim T_2$ 为再结晶阶段, $T_2 \sim T_3$ 为晶粒长大阶段。

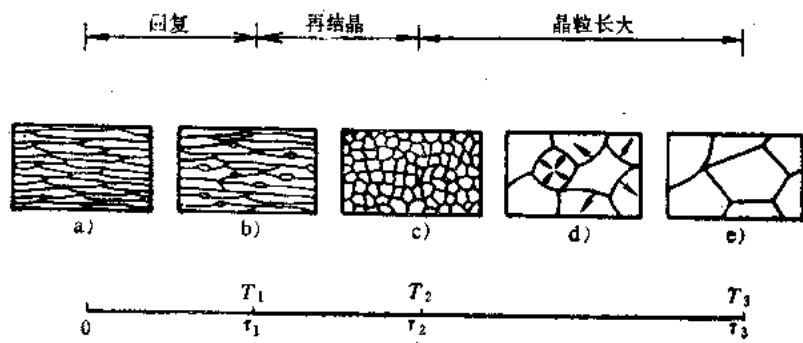


图7-1 回复，再结晶，晶粒长大过程示意图

二、储存能及内应力的变化

在加热过程中，由于原子具备了足够的活动能力，偏离平衡位置大能量较高的原子，将向能量较低的平衡位置迁移，使内应力得以松弛，储存能也将逐渐释放出来。根据材料种类的不同，储存能释放曲线有图 7-2 所示的 1、2、3 三种型式，其中 1 代表纯金属的，而 2、3 分别代表不纯金属和合金的。它们的共同特点是每一曲线都出现一个高峰，高峰开始出现的地方（如图中箭头所示）对应于第一批再结晶晶粒出现的温度。在此温度之前，只发生回复，不发生再结晶。

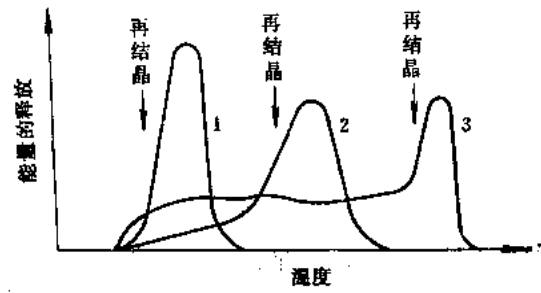


图7-2 退火过程中能量的释放

在回复阶段，大部或全部第一类内应力可以得以消除，第二类或第三类内应力只能消除一部分，经再结晶之后，因塑性变形而造成的内应力可以完全被消除。

三、机械性能的变化

从图 7-3 中的硬度变化曲线可以看出，在回复阶段，硬度值略有下降，但数值变化很小，而塑性有所提高。强度一般是和硬度成正比例的一个性能指标，所以由此可以推知，回复过程中强度的变化也应该与硬度的变化相似。在再结晶阶段，硬度与强度均显著下降，塑性大大提高。如前所述，金属与合金因塑性变形所引起的硬度和强度的增加与位错密度的增加有关，由此可以推知，在回复阶段，位错密度的减少有限，只有在再结晶阶段，位错密度才会显著下降。

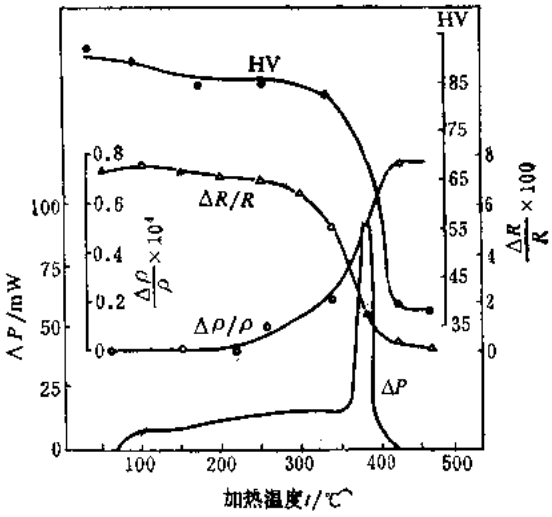


图7-3 冷拉伸变形后的工业纯铜在以 6 °C/min 的速度加热到不同温度后的硬度HV、电阻变化率 $\frac{\Delta R}{R}$ 、电阻变化率 $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ 和功率差 ΔP

四、其它性能的变化

与机械性能的变化不同，电阻在回复阶段发生了较显著的变化，这种变化与再结晶过程中的电阻变化相差无几，随着加热温度

的升高,电阻不断下降(见图7-3)。

金属的电阻与晶体中点缺陷的密度相关,点缺陷所引起的晶格畸变会使电子产生散射,提高电阻率,它的散射作用比位错所引起的更为强烈。由此可知,在回复阶段,形变金属中的点缺陷密度将有明显地降低。此外,点缺陷密度的降低,还将使金属的密度不断增加,应力腐蚀倾向显著减小。

五、亚晶粒尺寸

在回复阶段的前期,亚晶粒尺寸变化不大,但在后期,尤其在接近再结晶温度时,亚晶粒尺寸显著增大。

§ 7-2 回 复

一、退火温度和时间对回复过程的影响

回复是指冷塑性变形的金属在加热时,在光学显微组织发生改变前(即在再结晶晶粒形成前)所产生的某些亚结构和性能的变化过程。

冷塑性变形金属在退火处理时,回复通常指其组织和性能变化的早期阶段。上面曾经指出,此时的硬度和强度等机械性能变化很小,但电阻率有明显变化。图7-4为经拉伸变形后的纯铁在不同温度下回复时屈服强度随时间的变化。图中的横坐标为加热时间,纵坐标表示剩余加工硬化分数 $1-R$ 。 $R = (\sigma_s - \sigma_r) / (\sigma_s - \sigma_0)$,其中的 σ_0 是纯铁经充分退火后的屈服极限, σ_s 是冷变形后的屈服极限, σ_r 是冷变形后经不同规程回复处理的屈服极限。显然 $1-R$ 越小,则 R 越大,表示回复的程度越大。

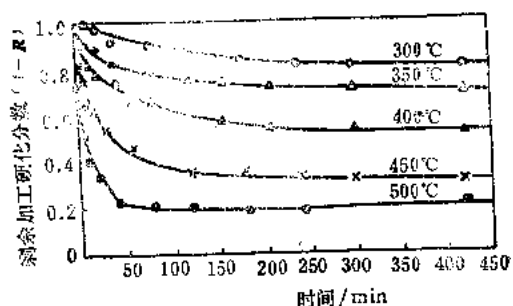


图7-4 经拉伸变形的纯铁在不同温度退火时,屈服强度的回复动力学曲线

从图中的各条曲线不难看出,回复的程度是温度和时间函数。温度越高,回复的程度越大。当温度一定时,回复的程度随时间的延长而逐渐增加。但在回复初期,变化较大,随后就逐渐变慢,当达到了一个极限值后,回复也就停止了。在每一温度,回复程度大都有一相应的极限值,温度越高,这个极限值越大,同时达到这个极限值所需的时间越短。达到极限值后,进一步延长回复退火时间,没有多大的实际意义。

从温度和时间对铁的回复过程影响的实验结果可以推知,回复过程是原子的迁移扩散过程。原子迁移的结果,导致金属内部缺陷数量的减少,储存能下降。实验表明,纯金属和合金在回复时储存能的释放程度不同(图7-2),纯金属的储存能释放的很少,而合金的储存能释放得较多,尤其是曲线3,释放的储存能大约占整体储存能的70%,从而使以后再结晶的驱动力大大降低。这说明,杂质原子和合金元素能够显著推迟金属的再结晶过程。

二、回复机理

一般认为,回复是点缺陷和位错在退火过程中发生运动,从而改变了它们的组态和数量的过程。

在低温回复时,主要涉及到点缺陷的运动,它们可以移至晶界或位错处消失,也可以聚合起来形成空位对、空位群,还可以与间隙原子相互作用而消失。总之,点缺陷运动的结

果,使其密度大大减少,由于电阻率对点缺陷比较敏感,所以它的数值有较显著的下降,而机械性能对点缺陷的变化不敏感,所以这时机械性能不出现变化。

在中等温度和较高温度回复时,主要涉及到位错的运动。由于此时的加热温度较高,不仅原子有很大的活动能力,而且位错也开始运动起来;异号位错可以互相吸引而抵消,缠结中的位错进行重新组合,亚晶粒也会长大,当温度更高时,位错不但可以滑移,而且可以攀移,产生多边化。

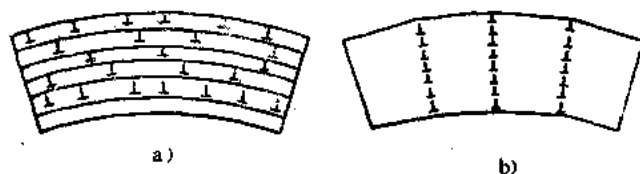


图7-5 多边化前、后刃型位错的排列情况

a) 多边化前 b) 多边化后

现代的研究表明,多边化是金属回复过程中的一种普遍现象,只要塑性变形造成晶格畸变,退火时就有多边化发生。

冷变形后,晶体中的同号刃型位错在滑移面上塞积而导致晶格弯曲(图7-5 a),在退火过程中通过位错的滑移和攀移(图7-6),会使同号刃型位错沿垂直于滑移面的方向排列成小角度的亚晶界,这一过程就是多边化(图7-5 b)。这一过程就好像原来呈连续弯曲的晶体经退火处理后被位错墙分割成了几个亚晶粒一样,亚晶粒内的弹性畸变大为减小。显然,这是一个能量降低的过程,弹性畸变能的降低就是多边化(或多边化)的驱动力。

在发生多边化时,除了位错的滑移外,还需位错的攀移。所谓攀移是指位错沿垂直于滑移面的方向运动,使位错线脱离原来的滑移面,如图7-7所示。如果额外半原子面下端的原子扩散出去,或者与空位交换位置,这样就会使位错线的一部分或整体移到另一个新的滑移面上(即额外半原子面缩短),这种运动称为正攀移。相反,假若在额外半原子面下端添加原子,即使额外半原子面扩大称为负攀移。

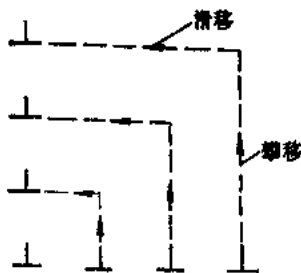


图7-6 刃型位错的攀移和滑移示意图

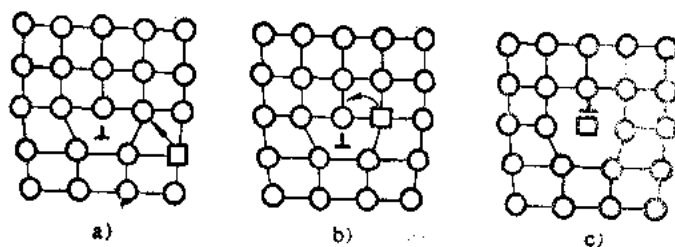


图7-7 刃型位错攀移示意图

由此可见,刃型位错的攀移必须通过空位和原子的扩散才能实现,在室温下很难进行,只有在较高的温度原子的扩散能力足够大时,攀移才易于进行。

三、亚结构的变化

金属材料经冷塑性变形后,形成胞状亚结构,在胞内,位错密度较低,在胞壁处则集中着缠结在一起的位错,位错密度很高。在回复退火阶段,当用光学显微镜观察其显微组织时,看不到有明显的变化。但当用电子显微镜观察时,则可看到胞状亚结构发生了显著地变化。图7-8为纯铝多晶体进行回复退火时亚结构变化的电镜照片。在回复退火之前的冷变形状态,缠结位错构成了胞状亚结构的边界(图7-8 a)。经短时回复退火后,空位密度大大下

降,胞内的位错向胞壁滑移,与胞壁内的异号位错相抵消,位错密度有所下降(图7-8b)。随着回复过程的进一步发展,胞壁中的位错逐渐形成低能态的位错网络,胞壁变得比较明晰而成为亚晶界(图7-8c),接着这些亚晶粒通过亚晶界的迁移而逐渐长大(图7-8d),亚晶粒内的位错密度则进一步下降。回复温度越低,变形度越大,则回复后的亚晶粒尺寸越小。

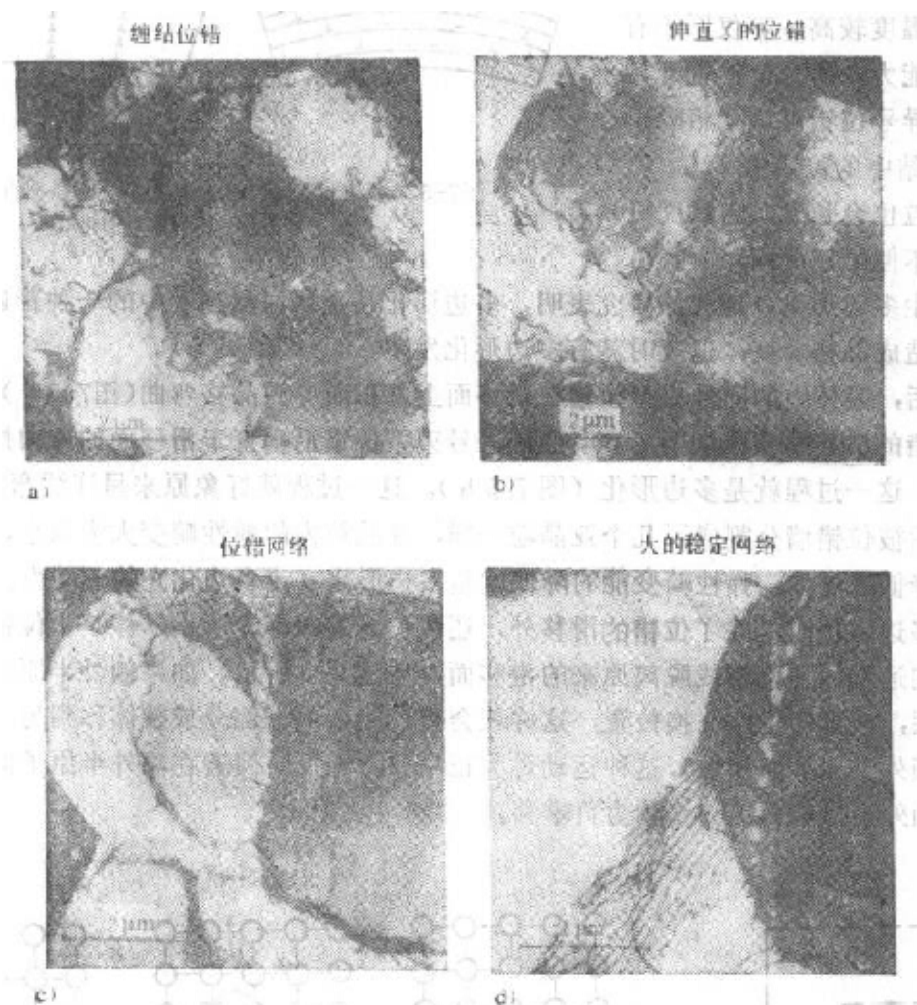


图7-8 纯铝多晶体(冷变形5%)在200℃回复退火时亚结构变化的电镜照片
a) 回复退火前的冷变形状态 b) 回复退火0.1h c) 回复退火50h d) 回复退火300h

四、回复退火的应用

回复退火在工程上称之为去应力退火,使冷加工的金属件在基本上保持加工硬化状态的条件下降低其内应力(主要是第一类内应力),减轻工件的翘曲和变形,降低电阻率,提高材料的耐蚀性并改善其塑性和韧性,提高工件使用时的安全性。例如在第一次世界大战时,经深冲成型的黄铜弹壳,放置一段时间后自动发生晶间开裂(称为季裂)。经研究,这是由于冷加工残余内应力和外界的腐蚀性气氛的联合作用而造成的应力腐蚀开裂。要解决这一问题,只需在深冲加工之后于260℃进行去应力退火,消除弹壳中残留的第一类内应力,这一问题即迎刃而解。又如用冷拉钢丝卷制弹簧,在卷成之后,要在250~300℃进行退火,以降低内应力并使之定形,而硬度和强度则基本保持不变。此外,对于铸件和焊接件都要及时进行去应力退火,以防其变形和开裂。对于精密零件,如机床厂制造机床丝杠时,在每次车削加工之后,都要进行消除内应力的退火处理,防止变形和翘曲,保持尺寸精度。

§ 7-3 再 结 晶

冷变形后的金属加热到一定温度之后，在原来的变形组织中重新产生了无畸变的新晶粒，而性能也发生了明显的变化，并恢复到完全软化状态，这个过程称之为再结晶。再结晶的驱动力与回复一样，也是预先冷变形所产生的储存能，随着储存能的释放，应变能也逐渐降低。新的无畸变的等轴晶粒的形成及长大，使之在热力学上变得更为稳定。再结晶与重结晶（即同素异晶转变）的共同点，是两者都经历了形核与长大两个阶段；两者的区别是，再结晶前后各晶粒的晶格类型不变，成分不变，而重结晶则发生了晶格类型的变化。

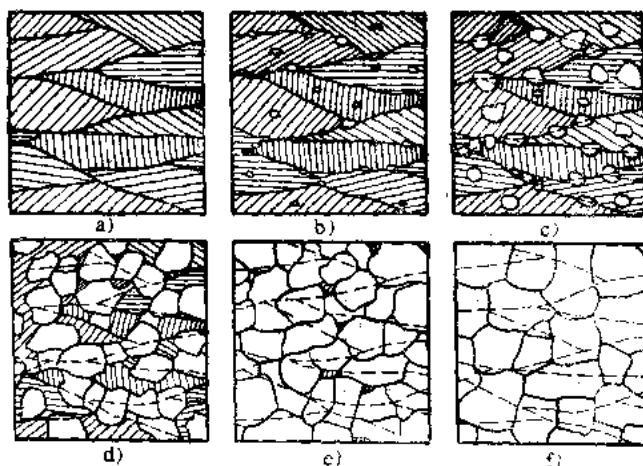


图7-9 再结晶过程示意图

图7-9为再结晶过程中新晶粒的形核和长大过程示意图，影线部分代表塑性变形基体，白色部分代表无畸变的新晶粒。从图中可以看出，再结晶并不是一个简单地恢复到变形前组织的过程，两者的晶粒大小并不一定相同，这就启示人们掌握再结晶过程的规律，以便使组织向着更有利的方向变化，从而达到改善性能的目的。

一、再结晶晶核的形成与长大

(一) 形核

再结晶的形核是一个复杂问题，存在着很多不同的看法。最初有人用经典的结晶形核理论来处理再结晶的形核问题，但计算得到的临界晶核半径过大，与实验结果不符。大量的实验结果表明，再结晶晶核总是在塑性变形引起的最大畸变处形成，并且回复阶段发生的多边化是为再结晶形核所作的必要准备。随着高倍率透射电镜技术的发展，人们根据对不同冷变形度的不同金属材料发生再结晶时的实验观察，提出了不同的再结晶形核机制。

1. 亚晶长大形核机制

亚晶长大形核一般在大的变形度下发生。前面曾经指出，在回复阶段，塑性变形所形成的胞状组织经多边化后转变为亚晶，其中有些亚晶粒会逐渐长大，发展成为再结晶的晶核。大量的实验观察证明，这种亚晶长大成为再结晶晶核的方式可能有两种，其一为亚晶合并形核，即相邻亚晶粒的某些边界上的位错，通过攀移和滑移，转移到周围的晶界或亚晶界上，导致原来亚晶界的消失，然后通过原子扩散和位置的调整，终于使两个或更多个亚晶粒的取向变为一致，合并成为一个大的亚晶粒，成为再结晶的晶核，如图7-10a)所示，图中的A、B、C三个亚晶粒合并成一个再结晶晶核。其二为亚晶界移动形核（见图7-10b），它是依靠某些局部位错密度很高的亚晶界的移动，吞并相邻的变形基体和亚晶而成长为再结晶晶核的。

无论是亚晶合并形核，还是亚晶界移动形核，它们都是依靠消耗周围的高能量区才能长大成为再结晶晶核的。因此，随着变形度的增大，就会产生更多的高能量区，从而有利于再结晶晶核的形成。

2. 晶界突出形核机制

晶界凸出形核又称为晶界弓出形核，当金属材料的变形度较小（约小于40%）时，再结晶晶核常以这种方式形成。由于变形度小，所以金属的变形很不均匀，有的晶粒变形度大，位错密度也大；有的晶粒变形度小，位错密度也小。回复退火后，它们的亚晶粒大小也不同。当再结晶退火时，在显微镜下可以直接观察到，晶界中的某一段就会向亚晶粒细小位错密度高的一侧弓出，被这段晶界扫过的区域，位错密度下降，成为无畸变的晶体，这就是再结晶晶核（图7-10 c）。

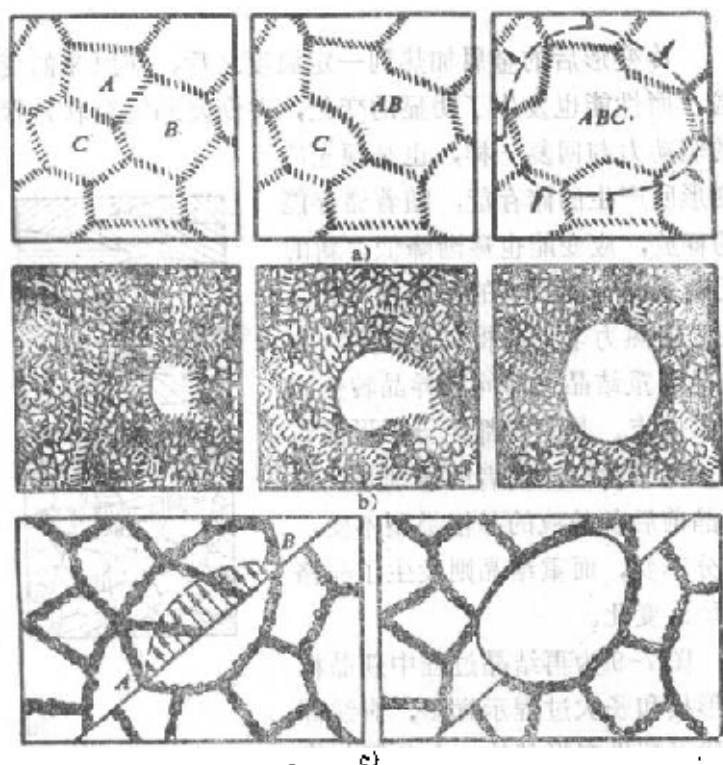


图7-10 再结晶形核机制示意图

a) 亚晶粒合并形核 b) 亚晶界移动形核 c) 凸出形核

（二）长大

当再结晶晶核形成之后，它就可以自发、稳定地生长。晶核在生长时，其界面总是向畸变区域推进。界面移动的驱动力是无畸变的新晶粒与周围基体的畸变能差。界面移动的方向总是背向其曲率中心的方向（见图7-10）。当旧的畸变晶粒完全消失，全部被新的无畸变的再结晶晶粒所取代时，再结晶过程即告完成，此时的晶粒大小即为再结晶初始晶粒。

二、再结晶温度及其影响因素

再结晶晶核的形成与长大都需要原子的扩散，因此必须将冷变形金属加热到一定温度之上，足以激活原子，使其能进行迁移时，再结晶过程才能进行。通常把再结晶温度定义为：经过严重冷变形（变形度在70%以上）的金属，在约一小时的保温时间内能够完成再结晶（>95%转变量）的温度。但是，应当指出，再结晶温度并不是一个物理常数，这是因为再结晶前后的晶格类型不变，化学成分不变，所以再结晶不是相变，没有一个恒定的转变温度，而是随条件的不同（如变形程度、材料纯度、退火时间等），再结晶温度可以在一个较宽的范围内变化。大量实验结果统计表明，金属的最低再结晶温度与其熔点之间存在以下经验关系：

$$T_{\#} \approx \delta T_{\#}$$

式中的 $T_{\#}$ 和 $T_{\#}$ 均以热力学温度表示， δ 为一系数。对于工业纯金属来说，经大变形并通过一小时退火的 δ 值为0.35~0.4，对于高纯金属， δ 为0.25~0.35甚至更低。表7-1为一些工业纯度和高纯度金属的 $T_{\#}$ 和 δ 值（ $T_{\#}/T_{\#}$ ）。应当指出，为了消除冷加工金属的加工硬化现象，再结晶退火温度通常要比其最低再结晶温度高出100~200℃。

表7-1 一些工业纯度和高纯度金属的再结晶温度

金 属	T_m/K	工 业 纯 度		高 纯 度	
		T_R/K	T_R/T_m	T_R/K	T_R/T_m
Al	933	423~500	0.45~0.50	220~275	0.24~0.29
Ag	1336	475~525	0.35~0.40	—	—
As	1224	455	0.38	—	—
Ba	1575	950	0.6	—	—
Bi	511	—	—	245~265	0.51~0.52
Co	1765	800~855	0.4~0.46	—	—
Cr	1357	475~505	0.35~0.37	235	0.20
Cr	1418	1085	0.50	1010	0.46
Fe	1539	675~725	0.38~0.40	575	0.31
Ni	1723	775~835	0.45~0.54	575	0.30
Mo	2638	1075~1175	0.37~0.41	—	—
Mg	924	375	0.4	250	0.27
Nb	2688	1325~1375	0.49~0.51	—	—
V	1973	1050	0.53	925~975	0.45~0.49
W	3652	1325~1375	0.36~0.38	—	—
Ti	1933	775	≈0.4	723	0.37
Ta	3123	1375	≈0.44	1175	0.37
Pb	600	260	0.42	165	0.28
Pt	2042	725	0.35	—	—
Sn	505	275~350	0.35~0.38	—	—
Zn	692	300~320	0.43~0.46	—	—
Zr	2133	725	0.34	445	0.21
U	1403	625~705	0.41~0.50	545	0.38

影响再结晶温度的因素很多。例如金属的变形度越大，金属中的储存能越多，再结晶的驱动力越大，故金属的再结晶温度越低（图7-11），但当变形度增加到一定数值后，再结晶温度趋于一定稳定值；但当变形度小到一定程度时，则再结晶温度将趋向于金属的熔点，即不会有再结晶过程的发生。又如金属的纯度越高，则其再结晶温度越低（见表7-1）。这是因为杂质和合金元素溶入基体后，趋向于位错、晶界处偏聚，阻碍位错的运动和晶界的迁移，同时杂质及合金元素还阻碍原子的扩散，因此显著提高再结晶温度。

此外，加热速度和加热时间也影响再结晶温度。若加热速度十分缓慢时，则变形金属在加热过程中有足够的时间进行回复，使储存能减少，从而减少再结晶的驱动力，使再结晶温度升高。如Al-Mg合金缓慢加热时再结晶温度比一般的要高50~70℃。但极快的加热速度也使再结晶温度升高，如对钛和Fe-Si合金进行通电快速加热，其再结晶温度可提高100~200℃。其原因在于再结晶的形核和长大都需要时间，若加热速度太快，则在不同温度下的停留时间很短，使之来不及进行形核及长大，所以推迟到

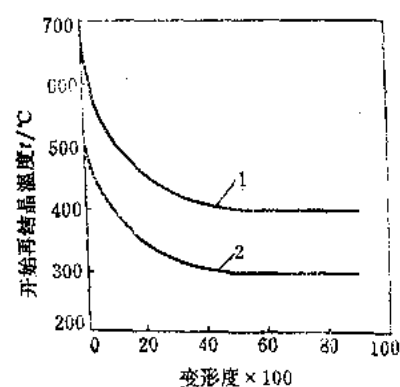


图7-11 铁和铝的开始再结晶温度与预先冷变形度的关系

1—电解铁 2—铝 ($w_{Al}=99\%$)

更高的温度下才会发生再结晶。

三、再结晶晶粒大小的控制

变形金属经再结晶退火后，机械性能发生了重大变化，强度、硬度下降，塑性韧性上升。但这并不意味着与变形前的金属完全相同，其中心问题是再结晶后的晶粒大小问题。

再结晶晶粒的平均直径 d 可用下式表达：

$$d = K \left(\frac{G}{N} \right)^{1/4}$$

式中， N 为形核率， G 为长大线速度， K 为比例常数。由此式可知，再结晶后的晶粒大小决定于 G/N 比值。要细化晶粒，就必须使 G/N 比值减小。因此，控制影响 N 和 G 的各种因素即可达到细化再结晶晶粒的目的。控制再结晶晶粒大小具有重要的实际意义，下面分别讨论这些影响因素。

(一) 变形程度

变形程度对金属再结晶晶粒大小的影响如图 7-12 所示，图 7-13 为铝板经不同程度冷变形后的再结晶晶粒大小照片。由图可见，当变形程度很小时，金属材料的晶粒仍保持原状，这是由于变形度小，畸变能很小，不足以引起再结晶，所以晶粒大小没有变化。当变形度达到某一数值（一般金属均在 2~10% 范围内）时，再结晶后的晶粒变得特别粗大。这是由于此时的变形度不大， G/N 比值很大，因此得到特别粗大的晶粒。通常把对应于得到特别粗大晶粒的变形度称为临界变形度。当变形度超过临界变形度后，则晶粒逐渐细化，变形度越大，晶粒越细小。这是由于变形度增加，则储存能增加，从而导至 N 和 G 同时增加，但是由于 N 的增加率大于 G 的增加率，所以 G/N 比值减小，使再结晶后的晶粒变细。当变形度达到一定程度后，再结晶晶粒大小基本保持不变，然而对于某些金属与合金，当变形度相当大时，再结晶晶粒又会出现重新粗化的现象，这是二次再结晶造成的，这种现象只在特殊条件下产生，不是普遍现象。

粗大的晶粒对金属的机械性能十分不利，故在压力加工时，应当避免在临界变形度范围内进行加工，以免再结晶后产生粗晶。此外，在锻造零件时，如锻造工艺或锻模设计不当，局部区域的变形量可能在临界变形度范围内，则退火后造成局部粗晶区，

使零件工作时在这些部位破坏。图 7-14 系一深冲件，杯底（A 区）未变形，杯壁（B 区）变形度很大，C 区的变形量恰好在临界变形度范围内，因而退火后 A 区晶粒大小未变，B 区晶粒细化，而 C 区的晶粒则显著粗化。有时为了某种目的，可以利用这种现象，制取粗晶粒甚

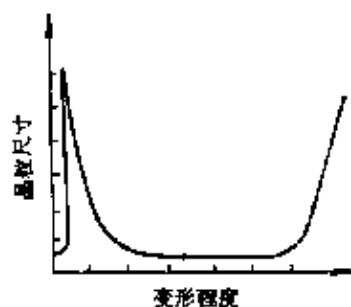


图7-12 金属的冷变形度对再结晶晶粒大小的影响

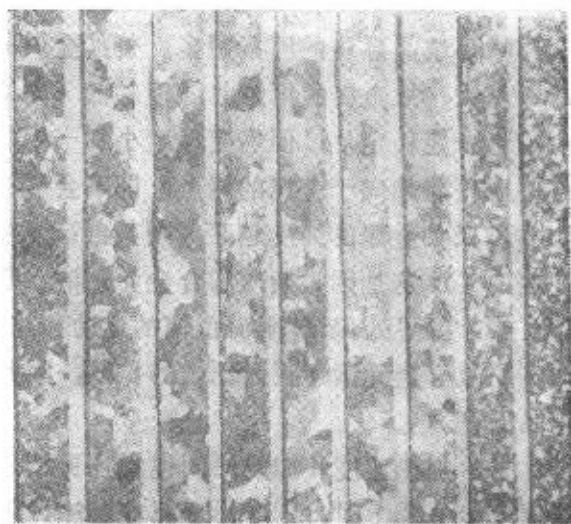


图7-13 纯铝的再结晶晶粒度与变形度的关系
变形度自左至右依次为：3%、4%、5%、6%、7%、8%、10%、12%、14%

至单晶。

(二) 原始晶粒尺寸

当变形度一定时, 材料的原始晶粒度越细, 则再结晶后的晶粒也越细。这是由于细晶粒金属存在着较多的晶界, 而晶界又往往是再结晶形核的有利地区, 所以原始细晶粒金属经再结晶退火后仍会得到细晶粒组织, 如图 7-15 所示。

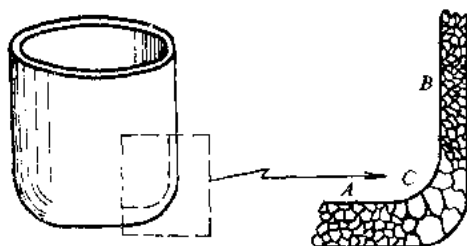


图7-14 深冲零件退火后的晶粒尺寸变化

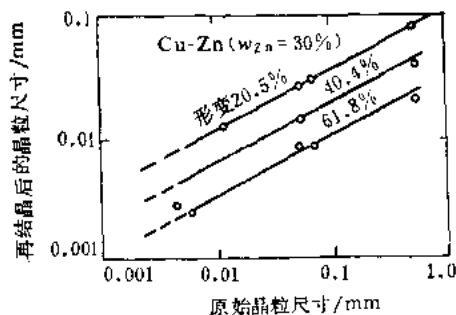


图7-15 原始晶粒尺寸对再结晶后晶粒大小的影响

(三) 合金元素及杂质

溶于基体中的合金元素及杂质, 一方面增加变形金属的储存能, 另一方面阻碍晶界的运动, 一般均起细化晶粒的作用。

(四) 变形温度

变形温度越高, 回复的程度便越大, 结果使变形后的储存能减小, 使晶粒粗化。

§ 7-4 晶 粒 长 大

再结晶阶段刚刚结束时, 得到的是无畸变的等轴的再结晶初始晶粒。随着加热温度的升高或保温时间的延长, 晶粒之间就会互相吞并而长大, 这一现象称之为晶粒长大, 或聚合再结晶。根据再结晶后晶粒长大过程的特征, 可将晶粒长大分为两种类型: 一种是随温度的升高或保温时间的延长晶粒均匀连续地长大, 称之为正常长大; 另一种是晶粒不均匀不连续地长大, 称为反常长大, 或二次再结晶。现分述如下。

一、晶粒的正常长大

再结晶刚刚完成时, 一般得到的是细小的等轴晶粒, 当温度继续升高或进一步延长保温时间时, 晶粒仍然可以继续长大, 其中某些晶粒缩小甚至消失, 另一些晶粒则继续长大。再结晶完成之后, 塑性变形引起的储存能已经释放完毕, 那么此时晶粒长大的驱动力是什么呢?

(一) 晶粒长大的驱动力

从整体来看, 晶体长大的驱动力是晶粒长大前后总的界面能差。细晶粒的晶界多, 界面能高; 粗晶粒的晶界少, 界面能低。所以细晶粒长大成为粗晶粒是使金属自由能下降的自发过程。但是对于某一段晶界来说, 它的驱动力与界面能和晶界的弯曲度 (曲率) 有关。分析实验结果表明, 在晶粒长大阶段, 晶界移动的驱动力与其界面能成正比, 而与晶界的曲率

半径成反比。即晶界的界面能越大，曲率半径越小（或曲率越大），则晶界移动的驱动力越大。图7-16为铝晶粒长大过程的实际照片，图中所标数字1、2分别表示晶界移动前后的实际位置。很明显，所有晶界的新位置都是向着晶界的曲率中心方向，这和再结晶时晶界移动的方向正好相反。图7-17为晶界移动的示意图，图中表明，在足够高的温度下，原子具有足够大的扩散能力时，原子就由界面的凹侧晶粒向凸侧晶粒扩散，而界面则朝向曲率中心方向移动，结果使凸面一侧晶粒不断长大，而凹面一侧的晶粒不断缩小而消失，直到晶界变为平面，界面移动的驱动力为零时，才可能达到相对稳定状态。

（二）晶粒的稳定形状

以正常长大方式长大的晶粒，当达到稳定状态时，晶粒究竟是什么形状呢？若从整体界面能来考虑，那么，在同样体积条件下，球体的总界面能最小，因此球状晶粒最为稳定。但是，如果晶粒都变为球状的话，那么一方面它无法填充金属所占有的整个空间，势必出现空隙，这是不允许的；另一方面，由于球面弯曲，使晶界产生了移动的驱动力，势必使晶界发生移动。

因此，晶粒的稳定形状不能是球形。图7-18为晶粒的14面体组合模型，它尚较接近实际情况。根据这一模型，每个晶粒都是一个14面体。若垂直于该模型的一个棱边作截面图，则其为等边六角形的网络，如图7-19所示。其所有的晶界均为直线，晶界间的夹角均为 120° 。这是晶粒稳定形状的两个必备条件，二者缺一不可。这可用图

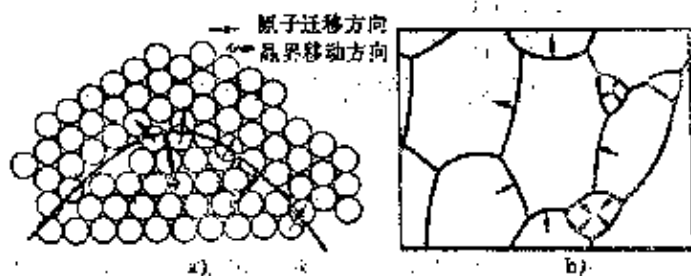


图7-17 晶粒长大时的晶界移动示意图

a) 原子通过晶界扩散 b) 晶界移动方向

7-20来说明。若晶界的边数小于六（即通常所说的较小的晶粒），例如为正四边形的晶粒，则无法同时满足上述两个条件；若晶界为直线，则其夹角为 90° ，小于 120° ，这就难以达到平衡；反之，要保持 120° 夹角，晶界势必向内凹，如图7-20a所示。但这样第一个条件又不能满足了，这就会使晶界自发地向内迁移，以趋于平直。而晶界平直后，其夹角又将小于 120° ，这就又需内凹，如此反复，此晶粒只能逐步缩小，直至消失为止。若晶界的边数大于六（即通常所说的较大的晶粒），例如等12边形晶粒，则相邻界面间夹角为 150° （ $>120^\circ$ ），要使其变为平衡角 120° ，晶界势必向外凹，如图7-20c所示。但是这样一来，必驱使晶界自发地向外迁移以趋于平直，而一旦平直后其夹角又将大于 120° ，这就又需向外凹，如此反复，此晶粒便会不断长大，直至达到晶粒的稳定形状为止。

由此可见，晶粒在正常长大时应遵循以下规律：首先，弯曲晶界趋向于平直，即晶界向其曲率中心方向移动，以减少表面积，降低表面能；其次，当三个晶粒的晶界夹角不等于

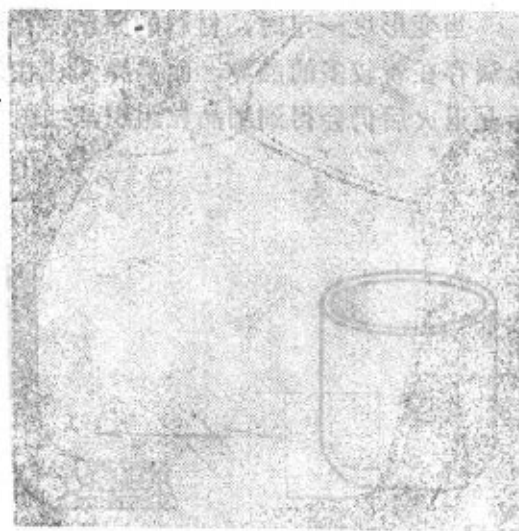


图7-16 铝中晶粒长大时，晶界由位置1移至位置2

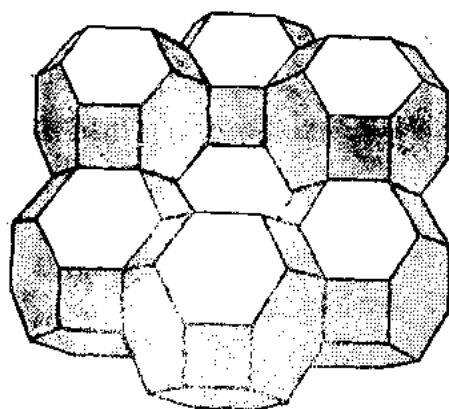


图7-18 晶粒的平衡形状——14面体

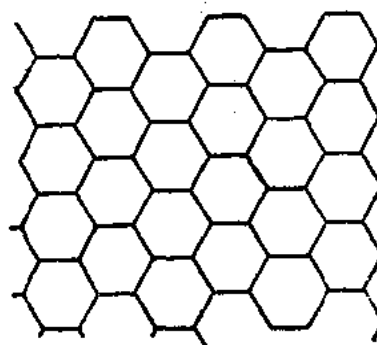


图7-19 二维晶粒的稳定形状

120°时，则晶界总是向角度较锐的晶粒方向移动，力图使三个夹角都趋向于120°；第三，在二维坐标中，晶粒边数少于6的晶粒（其晶界向外凸出），必然逐步缩小，甚至消失。当晶粒的边数为6，晶界很平直，且夹角为120°时（见图7-20 b），则晶界处于平衡状态，不再移动。而边数大于6的晶粒（其晶界向外凹），则将逐渐长大。在实际情况下，虽然由于各种原因，晶粒不会长成这样规则的六边形，但是它仍然符合晶粒长大的一般规律。

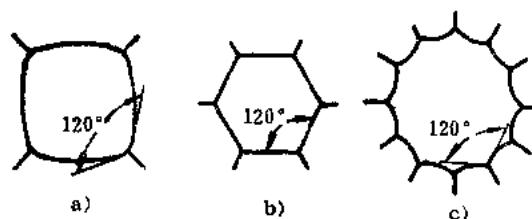


图7-20 晶界曲率与晶粒形状

（三）影响晶粒长大的因素

晶粒长大是通过晶界迁移来实现的，所有影响晶界迁移的因素都会影响晶粒长大，这些因素主要有：

1. 温度

由于晶界迁移的过程就是原子的扩散过程，所以温度越高，晶粒长大速度就越快。通常在一定温度下晶粒长大到一定尺寸后就不再长大，但升高温度后晶粒又会继续长大。

2. 杂质及合金元素

杂质及合金元素溶入基体后都能阻碍晶界运动，特别是晶界偏聚现象显著的元素，其作用更大。一般认为被吸附在晶界的溶质原子会降低晶界的界面能，从而降低了界面移动的驱动力，使晶界不易移动。

3. 第二相质点

弥散的第二相质点对于阻碍晶界移动起着重要的作用。大量的实验研究结果表明，第二相质点对晶粒长大速度的影响与第二相质点半径（ r ）和单位体积内的第二相质点的数量（体积分数 φ ）有关。达到平衡时的稳定晶粒尺寸 d 与 r 、 φ 有下述关系：

$$d = \frac{4r}{3\varphi}$$

可见，晶粒大小与第二相质点半径成正比，与第二相质点的体积分数成反比。也就是说，第二相质点越细小，数量越多，则阻碍晶粒长大的能力越强，晶粒越细小。

工业上利用第二相质点控制晶粒大小的实例很多。例如，电灯泡钨丝的早期断裂，是由

于钨丝在高温下晶粒长大变脆所致。如在钨丝中加入适量的钍, 形成弥散分布的 ThO_2 质点, 以阻止钨丝晶粒在高温时的不断长大, 就可以显著提高灯泡寿命。在钢中加入少量的 Al、Ti、V、Nb 等元素, 形成适当体积分数和尺寸的 AlN 、 TiN 、 VC 、 NbC 等第二相质点, 就能有效地阻碍高温下钢的晶粒长大, 使钢在焊接或热处理后仍具有较细小的晶粒, 以保证良好的机械性能。

4. 相邻晶粒的位向差

晶界的界面能与相邻晶粒间的位向差有关, 小角度晶界的界面能小于大角晶界的界面能, 而界面移动的驱动力又与界面能成正比, 因此, 前者的移动速度要小于后者。

二、晶粒的反常长大

某些金属材料经过严重冷变形后, 在较高温度下退火时, 会出现反常的晶粒长大现象, 即少数晶粒具有特别大的长大能力, 逐步吞食掉周围的大量小晶粒, 其尺寸超过原始晶粒的几十倍或者上百倍, 比临界变形后形成的再结晶晶粒还要粗大得多, 这个过程称为二次再结晶。这样, 前面所讨论的再结晶可以称为一次再结晶, 以资区别。

二次再结晶并不是重新形核和长大的过程, 它是以一次再结晶后的某些特殊晶粒作为基础而长大的, 因此, 严格说来它是在特殊条件下的晶粒长大过程, 并非是再结晶。二次再结晶的重要特点是, 在一次再结晶完成之后, 在继续保温或提高加热温度时, 绝大多数晶粒长大速度很慢, 只有少数晶粒长大的异常迅速, 以至到后来造成晶粒大小越来越悬殊, 从而就更加有利于大晶粒吞食周围的小晶粒, 直至这些迅速长大的晶粒相互接触为止。在一般情况下, 这种异常粗大的晶粒只是在金属材料的局部区域出现, 这就使金属材料具有明显不均匀的晶粒尺寸, 对性能产生不利的影响。图7-21为二次再结晶过程示意图, 图7-22为含硅量为 $w_{\text{Si}} = 3\%$ 的 Fe-Si 于 1200°C 退火后的组织。

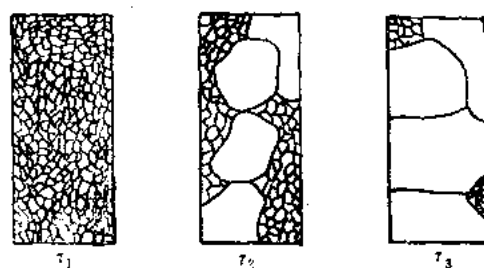


图7-21 二次再结晶过程示意图时间 $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$

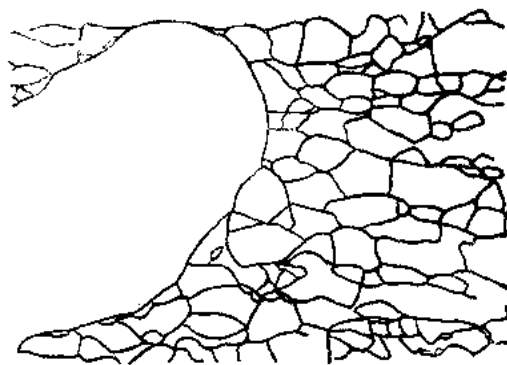


图7-22 高纯 Fe-Si ($w_{\text{Si}} = 3\%$) 箔材于 1200°C 真空中退火时所产生的二次再结晶现象

目前关于二次再结晶的机理研究的还不够充分, 大量实验结果表明, 第二相或夹杂物是一个重要影响因素。弥散的夹杂物或第二相质点可阻碍晶粒长大, 但夹杂物在各个晶粒中的分布不均匀, 而且它们在温度很高时要发生聚集或者溶解于金属基体中。因此, 含适量夹杂物的金属材料于适当高的温度下退火时, 可能有少数晶粒能脱离夹杂物的约束, 获得优先长大的机会, 但大多数晶粒的晶界仍然被夹杂物阻挡, 不能移动, 这样就为反常的不均匀的晶粒长大创造了条件。此时每个大晶粒均与很多小晶粒为邻, 在截面图上晶界的边数已大大超过 6 个边, 晶界间的夹角也不等于 120° , 晶界弯曲, 且都弯向小晶粒, 于是大晶粒吞食周围的小晶粒, 直到这些大晶粒完全相互靠拢在一起为止。

二次再结晶导致材料晶粒粗大,降低材料的强度、塑性和韧性。尤其是当晶粒很不均匀时,对产品的性能非常有害,在零件服役时,往往在粗大晶粒处产生裂纹,导致零件的破坏。此外,粗大晶粒还会提高材料冷变形后的表面粗糙度,因此,在制订材料的再结晶退火工艺时,一般应避免发生二次再结晶。但在某些情况下,例如在硅钢片的生产中,反而可以利用二次再结晶,以形成所希望的晶粒择优取向(再结晶织构),从而使硅钢片沿某些方向具有最佳的导磁性。

三、再结晶退火后的组织

再结晶退火是将冷变形金属加热到规定温度,并保温一定时间,然后缓慢冷却到室温的一种热处理工艺。其目的是降低硬度,提高塑性,恢复并改善材料的性能。再结晶退火对于冷成型加工十分重要。在成型时因塑性变形而产生加工硬化,这就给进一步的冷变形造成困难。因此,为了降低硬度,提高塑性,再结晶退火成为冷成型操作中间不可缺少的工序。另外,对于没有同素异晶转变的金属(如铝、铜等)来说,采用冷塑性变形和再结晶退火的方法是获得细小晶粒的一个重要手段。

(一) 再结晶图

在再结晶退火过程中,回复、再结晶和晶粒长大往往是交错重叠进行的。对于一个变形晶粒来说,它具有独立的回复、再结晶和晶粒长大三个阶段,但对于金属材料整体来说,三者是相互交织在一起的。因此,在控制再结晶退火后的晶粒大小时,影响再结晶温度、再结晶晶粒大小及晶粒长大的诸因素都必须全面地予以考虑。对于给定的金属材料来说,在这些影响因素中,以变形程度和退火温度对再结晶退火后的晶粒大小影响最大。一般说来,变形程度越大,则晶粒越细;而退火温度越高,则晶粒越粗大。通常将这三个变量——晶粒大小、变形程度和退火温度之间的关系,绘制成立体图形,称为“再结晶图”,它可以用作制订生产工艺、控制冷变形金属退火后晶粒大小的依据。

图7-23为工业纯铝的再结晶图,图7-24为工业纯铁的再结晶图。从图中可以看出,在临界变形度下,经高温退火后,两者均出现一个粗大晶粒区,但在工业纯铝中还存在一个粗大晶区,它是经强烈冷变形后,在再结晶退火时发生二次再结晶而出现的。对于一般结构材料来说,除非特殊要求,都必须避开这些区域。

(二) 再结晶织构和退火孪晶

金属再结晶退火后所形成的织构称为再结

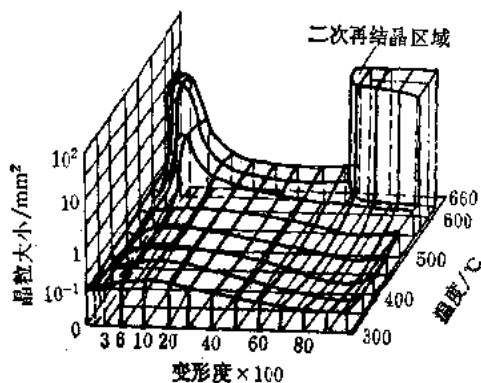


图7-23 工业纯铝的再结晶图

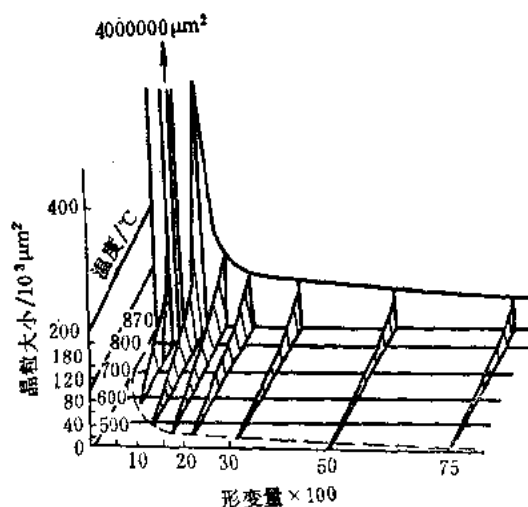


图7-24 纯铁退火1h的再结晶图

晶结构。金属经过大量冷变形之后会形成变形组织，具有变形组织的金属经过再结晶之后，可能将变形组织保留下来，或出现新组织，也可能将组织消除。

再结晶组织的形成与变形程度和退火温度有关。变形度越大，退火温度越高，所产生的组织越显著。例如铜板经90%冷变形并在800℃退火后，即产生组织，如果变形度减为50~70%，仍于800℃退火，则不出现组织。即使变形程度很大，若降低退火温度也不会出现组织。

再结晶组织的形成有时是不利的。如用于冲压的铜板，如果存在这种组织，则在加工过程中形成制耳。避免形成再结晶组织的方法是往铜中加入少许杂质，如P($w_P=0.05\%$)、Be($w_{Be}=0.5\%$)、Cd($w_{Cd}=0.5\%$)或Sn($w_{Sn}=1\%$)。或者采用适当的变形度，较低的退火温度，较短的保温时间，或者采用两次变形、两次退火处理，上述措施都能够避免再结晶组织的形成。对于一些磁性材料，则希望获得一定的组织。



图7-25 冷变形 α 黄铜退火时形成的退火孪晶组织 200×

某些面心立方结构的金属及合金，如铜及铜合金，奥氏体不锈钢等经再结晶退火后，经常出现孪晶组织，这种孪晶称为退火孪晶或再结晶孪晶，以便与在塑性变形时得到的变形孪晶相区别。图7-25为冷变形单相黄铜经退火后形成的退火孪晶组织。

§ 7-5 金属的热加工

一、金属的热加工与冷加工

在工业生产中，热加工通常是指将金属材料加热至高温进行锻造、热轧等的压力加工过程，除了一些铸件和烧结件之外，几乎所有的金属材料都要进行热加工，其中一部分成为成品，在热加工状态下使用，另一部分为中间制品，尚需进一步加工。无论是成品还是中间制品，它们的性能都受热加工过程所形成组织的影响。

从金属学的角度来看，所谓热加工是指在再结晶温度以上的加工过程；在再结晶温度以下的加工过程称为冷加工。例如铅的再结晶温度低于室温，因此，在室温下对铅进行加工属于热加工。钨的再结晶温度约为1200℃，因此，即使在1000℃拉制钨丝也属于冷加工。

如前所述，只要有塑性变形，就会产生加工硬化现象，而只要有加工硬化，在退火时就会发生回复和再结晶。由于热加工是在高于再结晶温度以上的塑性变成过程，所以因塑性变形引起的硬化过程和回复再结晶引起的软化过程几乎同时存在。由此可见，在热加工过程中，在金属内部同时进行着加工硬化与回复再结晶软化两个相反的过程。不过，这时的回复再结晶是边加工边发生的，因此称为动态回复和动态再结晶，而把变形中断或终止后的保温过程中，或者是在随后的冷却过程中所发生的回复与再结晶，称为静态回复和静态再结晶。它们

与前面讨论的回复与再结晶（也属于静态回复和静态再结晶）一致，唯一不同的地方是它们利用热加工的余热进行，而不需要重新加热。图7-26示意地表示了动、静态再结晶的概念。

由此可见，金属材料热加工后的组织与性能受着热加工时的硬化过程和软化过程的影响，而这个过程又受着变形温度、应变速率、变形程度以及金属本身性质的影响。例如当变形程度大而加热温度低时，由变形引起的硬化过程占优势，随着加工过程的进行，金属的强度和硬度上升而塑性逐渐下降，金属内部的晶格畸变得不到完全恢复，变形阻力越来越大，甚至会使金属断裂。反之，当金属变形程度较小而变形温度较高时，由于再结晶和晶粒长大占优势，金属的晶粒会越来越粗大，这时虽然不会引起金属断裂，也会使金属的性能恶化。可见，了解动态回复和动态再结晶的规律对于控制热加工时的组织与性能具有重要意义。

二、动态回复与动态再结晶

热加工的真应力—真应变曲线有两类，其中的一种如图7-27所示，铝及铝合金、工业纯铁，铁素体钢等材料均属于这一类。从图可以看出，它与冷加工时的真应力—真应变曲线显著不同，变形开始时，应力先随应变而增大，但增加率越来越小，继而材料开始均匀塑性变形，即开始流动，并发生加工硬化，最后曲线转为水平，加工硬化率为零，达到稳定态，在应力 σ_1 的作用下，可以实现持续形变。相应地，金属内部的显微组织也在发生变化。变形开始时，位错密度由退火状态的 $10^{10} \sim 10^{11} \text{m}^{-2}$ 增加到 $10^{11} \sim 10^{12} \text{m}^{-2}$ ，均匀流变时，位错密度继续增加，此时出现位错缠结，形成胞状亚结构。由于位错密度的增大，导致了回复过程的发生，位错消失率也在不断增加，达到稳定状态时，位错的增殖率与消失率相等。此时的位错主要集中在胞壁上，形成亚晶粒。尽管晶粒的形状随材料外形的改变而改变，但亚晶粒始终保持着等轴状，即使形变量很大时也是如此。这类材料在热加工过程中只发生动态回复，没有发生动态再结晶。

亚晶尺寸的大小与变形温度和应变速率有关，变形温度越高，应变速率越慢，则亚晶的尺寸越大。相反，变形温度越低，应变速率越大，则形成的亚晶尺寸越小。因此，通过调整变形温度和应变速率，可以控制亚晶的大小。动态回复组织的强度要比再结晶组织的强度高得多，将动态回复组织保存下来已成功地用于提高建筑用铝—镁合金挤压型材的强度。但是，如果加工过程停止，在保温或随后的缓慢冷却过程中即可发生静态再结晶。

热加工的另一类真应力—真应变曲线如图7-28所示，表明材料在热加工过程中发生了动态再结晶，铜及铜合金、镍及镍合金、 γ 铁、奥氏体钢等材料属于这一类。从图可以看出，曲线的形状发生了变化，它不再具有图7-27所表示的简单形状。在高应变速率的情况

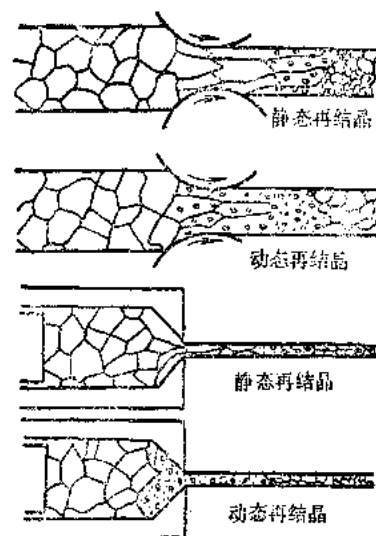


图7-26 动、静态回复与再结晶的示意图

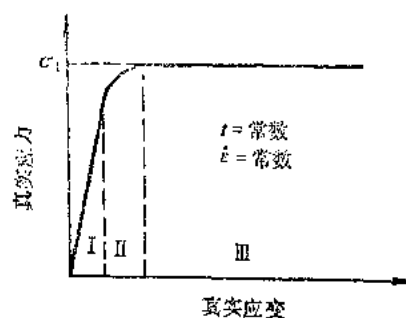


图7-27 在热加工温度发生动态回复时的真应力—真应变曲线的特征

下, 应力随应变不断增大, 直至达到峰值后又随应变下降, 最后达到稳定态。由此可知, 在峰值之前, 加工硬化占主导地位, 在金属中只发生部分动态再结晶, 硬化作用大于软化作用。当应力达到极大值之后, 随着动态再结晶的加快, 软化作用开始大于硬化作用, 于是曲线下降。当由变形造成的硬化与再结晶所造成的软化达到动态平衡时, 曲线进入稳定态阶段。

在低应变速率下, 与其对应的稳定态阶段的曲线呈波浪形变化, 这是由于反复出现动态再结晶—变形—动态再结晶, 即交替进行软化—硬化—软化而造成的。

与再结晶过程相似, 动态再结晶也是形核和长大的过程, 但是由于在形核和长大的同时还进行着形变, 因而使动态再结晶的组织具有一些新的特点: 首先, 在稳

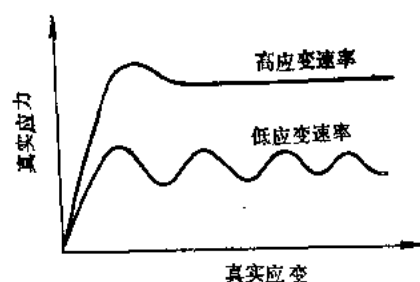


图7-28 发生动态再结晶时真应力—真应变曲线的特征

定态阶段的动态再结晶晶粒呈等轴状, 但在晶粒内部包含着被位错缠结所分割的亚晶粒。显然这比静态再结晶后晶粒中的位错密度要高; 其次, 动态再结晶时的晶界迁移速度较慢, 这是由于边形变、边发生再结晶造成的。因此动态再结晶的晶粒比静态再结晶的晶粒要细些。如果将动态再结晶的组织迅速冷却下来, 就可以获得比冷变形加再结晶退火要高的强度和硬度。

三、热加工后的组织与性能

(一) 改善铸锭组织

金属材料在高温下的变形抗力低, 塑性好, 因此热加工时容易变形, 变形量大, 可使一些在室温下不能进行压力加工的金属材料 (如钛、镁、钨、钼等) 在高温下进行加工。通过热加工, 使铸锭中的组织缺陷得到明显改善, 如气泡焊合, 缩松压实, 使金属材料的致密度增加。铸态时粗大的柱状晶通过热加工后一般都能变细, 某些合金钢中的大块碳化物初晶可被打碎并较均匀分布。由于在温度和压力作用下扩散速度增快, 因而偏析可部分地消除, 使成分比较均匀。这些变化都使金属材料的性能有明显提高 (表7-2)。

表7-2 $w_C = 0.3\%$ 的碳钢锻态和铸态时机械性能的比较

状 态	$\sigma_s / (\text{MN} \cdot \text{m}^{-2})$	$\sigma_{0.2} / (\text{MN} \cdot \text{m}^{-2})$	$\delta \times 100$	$\psi \times 100$	$\sigma_K / (\text{J} \cdot \text{cm}^{-2})$
锻 态	530	310	20	45	56
铸 态	500	280	15	27	28

(二) 纤维组织

在热加工过程中, 铸锭中的粗大枝晶和各种夹杂物都要沿变形方向伸长, 这样就使枝晶间富集的杂质和非金属夹杂物的走向逐渐与变形方向一致, 一些脆性杂质如氧化物、碳化物、氮化物等破碎成链状, 塑性的夹杂物如 MnS 等则变成条带状、线状或片层状, 在宏观试样上沿着变形方向变成一条条细线, 这就是热加工钢中的流线。由一条条流线勾划出来的组织, 叫做纤维组织。

纤维组织的出现, 将使钢的机械性能呈现各向异性。沿着流线的方向具有较高的机械性能, 垂直于流线方向的性能则较低, 特别是塑性和韧性表现得更为明显 (表7-3)。疲劳性

表7-3 45钢的机械性能与测定方向的关系

测定方向	$\sigma_b / (\text{MN} \cdot \text{m}^{-2})$	$\sigma_{0.2} / (\text{MN} \cdot \text{m}^{-2})$	$\delta \times 100$	$\psi \times 100$	$a_K / (\text{J} \cdot \text{cm}^{-2})$
纵向	715	470	17.5	62.8	53.6
横向	672	430	16.0	31.0	24

能、抗腐蚀性能、机械加工性能和线膨胀系数等，均有显著的差别。为此，在制订工件的热加工工艺时，必须合理地控制流线的分布状态，尽量使流线方向与应力方向一致。对所受应力状态比较简单的零件，如曲轴、吊钩、扭力轴、齿轮、叶片等，尽量使流线分布形态与零件的几何外形一致，图7-31所示为两种不同纤维分布的拖钩，显然图a的分布状况是正确的，b的分布状况是错误的。对于在腐蚀介质中工作的零件，不应使流线在零件表面露头。如果零件的尺寸精度要求很高，在配合表面有流线露头时，将影响机械加工时的表面粗糙度和尺寸精度。近年来，我国广泛采用“全纤维锻造工艺”，生产高速曲轴，流线与曲轴外形完全一致，其疲劳性能比机械加工的提高30%以上。

（三）带状组织

复相合金中的各个相，在热加工时沿着变形方向交替地呈带状分布，这种组织称为带状组织，在经过压延的金属材料中经常出现这种组织，但不同材料中产生带状组织的原因不完全一样。一种是在铸锭中存在着偏析和夹杂物，压延时偏析区和夹杂物沿变形区伸长成条带状分布，冷却时即形成带状组织。例如在含磷偏高的亚共析钢内，铸态时树枝晶间富磷贫碳，即使经过热加工也难以消除，它们沿着金属变形方向被延伸拉长，当奥氏体冷却到析出先共析铁素体的温度时，先共析铁素体就在这种富磷贫碳的地带形核并长大，形成铁素体带，而铁素体两侧的高碳地带则随后转变成珠光体带。若夹杂物被加工拉成带状，先共析铁素体通常依附于它们之上而析出，也会形成带状组织。图7-30为热轧低碳钢板的带状组织。

形成带状组织的另一种原因，是材料在压延时呈现两相组织，例如碳的质量分数偏下限的1Cr13 ($w_c = 0.15\%$, $w_{Cr} = 12 \sim 14\%$) 钢，在热加工时由奥氏体和碳化物组成，压延后奥氏体和碳化物都延长成带，奥氏体经共析转变后形成珠光体。又如Cr12钢，在热加工时由奥氏体和碳化物组成，压延后碳化物即呈带状分布（图7-31）。

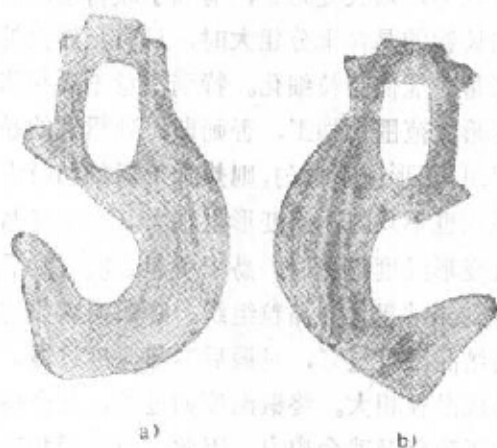


图7-29 拖钩的纤维组织

a) 模锻钩 b) 切削加工钩

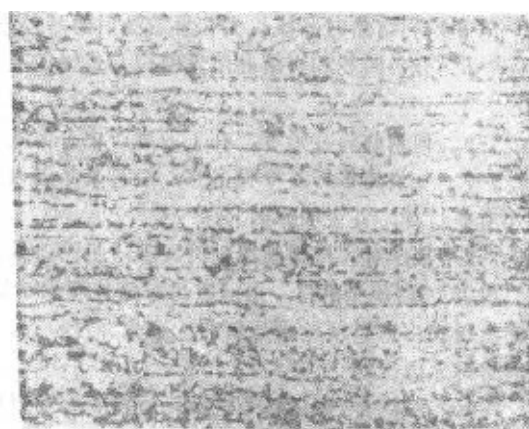


图7-30 亚共析钢中的带状组织 100×

带状组织使金属材料的机械性能产生方向性，特别是横向塑性和韧性明显降低，并使材料的切削性能恶化。对于在高温下能获得单相组织的材料，带状组织有时可用正火处理来消除，但严重的磷偏析引起的带状组织甚难消除，需用高温扩散退火及随后的正火来改善。

(四) 晶粒大小

正常的热加工一般可使晶粒细化。但是晶粒能否细化取决于变形量、热加工温度尤其是终锻（轧）温度及锻后冷却等因素。一般认为，增大变形量，有利于获得细晶粒，当铸锭的晶粒十分粗大时，只有足够大的变形量才能使晶粒细化。特别注意不要在临界变形度范围内加工，否则即得到粗大的晶粒组织。变形度不均匀，则热加工后的晶粒大小往往也不均匀。当变形量很大（大于90%），且变形温度很高时，易于引起二次再结晶，得到异常粗大的晶粒组织。终锻温度如超过再结晶温度过多，且锻后冷却速度过慢，会造成晶粒粗大。终锻温度如过低，又会造成加工硬化及残余应力。因此，对于无相变的合金或者加工后不再进行热处理的钢件，应对热加工过程，特别是终锻温度、变形量及加工后的冷却等因素认真进行控制，以获得细小均匀的晶粒，提高材料的性能。

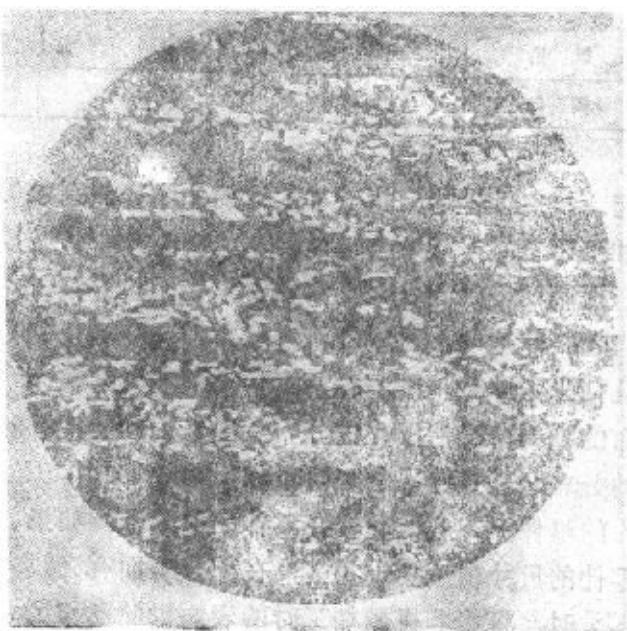


图7-31 Cr12钢中的带状组织 100×

习 题

- 7-1 用冷拔钢丝制作导线，冷拔之后应如何处理，为什么？
- 7-2 一块厚纯金属板经冷弯并再结晶退火后，试画出截面上的显微组织示意图。
- 7-3 已知W、Fe、Cu的熔点分别为3389°C、1538°C和1083°C，试估算其再结晶温度。
- 7-4 说明以下概念的本质区别：
 - (1) 一次再结晶和二次再结晶；
 - (2) 再结晶时晶核长大和再结晶后的晶粒长大。
- 7-5 分析回复和再结晶阶段空位与位错的变化及其对性能的影响。
- 7-6 何谓临界变形度，在工业生产中有何实际意义。
- 7-7 一块纯铜板被枪弹击穿，经再结晶退火后，弹孔周围的晶粒大小有何特征，并说明原因。
- 7-8 某厂对高锰钢制碎矿机颚板进行固溶处理时，经1100°C加热后，用冷拔钢丝绳吊挂，由起重吊车送往淬火水槽。行至中途，钢丝绳突然断裂。这条钢丝绳是新的，事先经过检查，并无疵病。试分析钢丝绳断裂原因。
- 7-9 设有一楔形板坯经过冷轧后得到相同厚度的板坯（图7-32），然后进行再结晶退火，试问该板坯的晶粒大小是否均匀，为什么？
- 7-10 金属材料在热加工时为了获得细小晶粒组织，应该注意一些什么问题。
- 7-11 为获得细小的晶粒组织，应该根据什么原则制订塑性变形及其退火工艺。

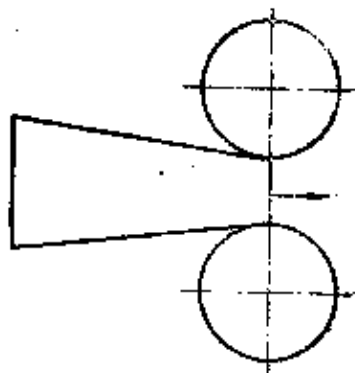


图 7-32

第八章 扩 散

扩散是物质中原子（或分子）的迁移现象，是物质传输的一种方式。气体和液体中的扩散现象易于被人们察觉，事实上，在固态金属中也同样地存在着扩散现象。在金属材料的生产和使用过程中，有许多问题与扩散有关，例如金属与合金的熔炼及结晶，偏析与均匀化，钢及合金的各种热处理和焊接，加热过程中的氧化和脱碳，冷变形金属的回复与再结晶等。要深入了解这些过程，就必须掌握有关扩散的知识。本章概要介绍扩散的微观机制、宏观规律以及影响扩散的因素等内容。

§ 8-1 概 述

一、扩散现象和本质

人们对气体和液体中的扩散现象并不陌生，例如，当走入鲜花盛开的房间时，会感到满室芳香，往静水中加入一粒胆矾（ CuSO_4 ），不久即染蓝一池清水。这种气味和颜色的均匀化，是由于物质的原子或分子的迁移造成的，是物质传输的结果，并不一定要借助于对流和搅动，扩散的方向是自浓度高的向浓度低的方向进行，直至各处浓度均匀后为止。

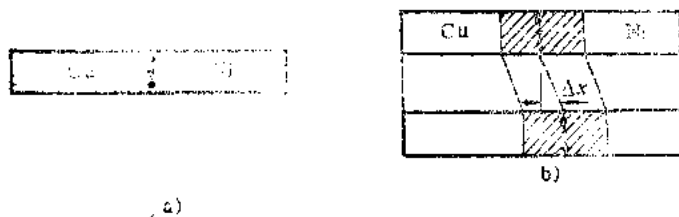


图8-1 柯肯达尔效应

a) 扩散前 b) 扩散后

“近朱者赤，近墨者黑”可以作为固态物质中一种扩散现象的描述。固体中的扩散速率十分

缓慢，不象气体和液体中扩散那样易于察觉，但它确实实实在在地存在着。金属结晶时液态金属原子向固态晶核的迁移，再结晶时的晶粒长大，钢的脱碳和渗碳，以及金属的焊接等，都可以作为固态金属中的扩散例子。为了进一步证实固态扩散的存在，可做下述实验：把Cu、Ni两根金属棒对焊在一起，在焊接面上镶嵌上几根钨丝作为界面标志。然后加热到高温并保温很长时间后，令人惊异的事情发生了：作为界面标志的钨丝竟向纯Ni一侧移动了一段距离。经分析，界面的左侧(Cu)含有Ni原子，而界面的右侧(Ni)也含有Cu原子，但是左侧Ni的浓度大于右侧Cu的浓度，这表明，Ni向左侧扩散过来的原子数目大于Cu向右侧扩散过来的原子数目。过剩的Ni原子将使左侧的点阵膨胀，而右边原子减少的地方将发生点阵收缩，其结果必然导致界面向右漂移(图8-1)。这就是著名的柯肯达尔(Kirkendall)效应。

扩散时固态金属中原子的迁移是如何进行的呢？第一章曾经指出，金属是晶体，而晶体中的原子按一定的规律呈周期性的重复排列着，每个原子都处于呈周期性规律变化着的结合能曲线的势能谷中(图8-2)，在相邻的两原子之间都隔着一个势垒 Q 。因此，两个原子不会

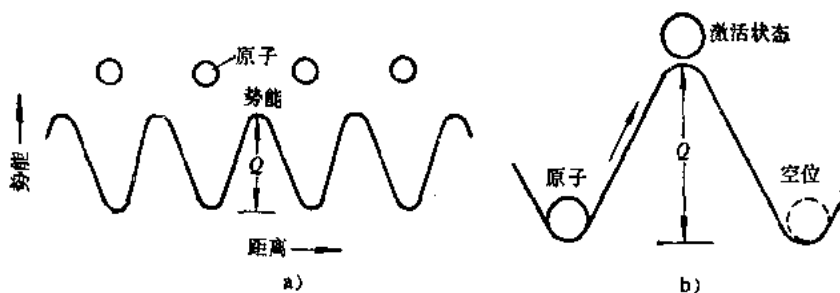


图8-2 固态金属中的周期势场

a) 金属的周期势场示意图 b) 激活原子的跃迁示意图

合并在一起,也很难相互换位。但是,原子在其平衡位置并不是静止不动的,而是无时无刻不在以其结点为中心以极高的频率进行着热振动。原子振动的能量大小与温度有关,温度越高,则原子的热振动越激烈。当温度不变时,尽管原子的平均能量有一定值,但每个原子的热振动也有差异,有的可能高些,有的可能低些,这种现象也就是前述的能量起伏。由于存在着能量起伏,总会有部分原子具有足够高的能量,跨越势垒 Q ,从原来的平衡位置跃迁到相邻的平衡位置上去。原子克服势垒所必须的能量称为激活能,它在数值上等于势垒高度 Q 。显然,原子间的结合力越大,排列得越紧密,则势垒越高,激活能越大,原子依靠能量起伏被激活,以实现跃迁换位则越困难。但是,只要热力学温度不是零度,金属晶体中的原子就有热振动,依靠能量起伏,就可能有一部分原子被热激活,以进行扩散迁移。温度越高,原子迁移的几率则越大。根据计算,当温度足够高时,若原子的跃迁频率为 $10^{10}/s$,每次跃迁的距离为 $0.1nm$,当原子迁移 $1mm$ 时,大约需要 $3h$ 的时间,这就是扩散引起的物质的宏观输送。

应当指出,固态扩散是大量原子无序跃迁的统计结果。在晶体的周期势场中,原子的跃迁都不是定向的,而是向四面八方无序的跳动着,既可以向前跳动,也可以向后跳动;既可以向左跳动,也可以向右跳动。也就是说,原子向各个方向跃迁的几率相等,这就引不起物质传输的宏观扩散效果。如果晶体周期场的势能曲线是倾斜的(图8-3),那么原子自左向右跃迁的激活能为 Q ,

而自右向左的激活能在数值上为 $Q + \Delta G$ (图8-3c)。这样一来,原子向右跳动的几率将大于向左跳动的几率,在同一时间内,向右跳过去的原子数大于反向跳回来的原子数,大量原子无序跃迁的统计结果,就造成物质的定向迁移,即发生扩散。所以,扩散不是原子的定向跃迁过程,实际上,每个扩散原子都走着迂回曲折的路。扩散原子的这种随机跃迁过程,被称为原子的醉步。

可以用图8-4示意地表示上面所描述的扩散过程。设想从纯金属中取出八列原子,在中间的四列原子中各含有4个它自己的放射性同位素原子,其浓度为 C , (图8-4a)。每个原

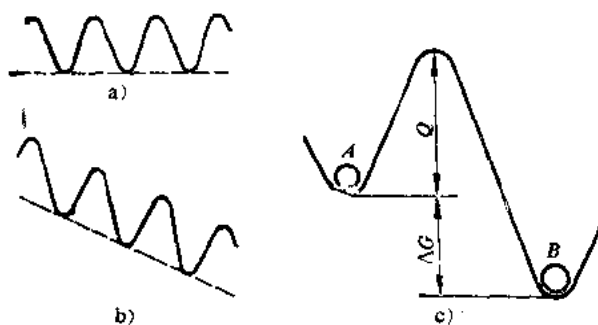


图8-3 对称和倾斜的势能曲线

子平均跃迁一次之后可能出现的放射性原子的分布情况如图8-4 b 所示。一般原子和放射性原子的扩散行为本质上是相同的,即每个原子均存在着向上、向下、向左、向右跃迁的可能性。可以看出,对于4与5

两列原子来说,每个原子作任意方向跃迁的结果,将保持这两列中放射性原子的数目不变,但都改变了它们原来的位置。对于第3列原子来说,将有1个放射性原子跃迁到第2列,第6列也有一个放射性原子跃迁到第7列,图8-4 b中的浓度曲线记录了放射性原子跃迁后的浓度分布状况。进一步的跃迁,将使放射性原子继续散布,直至达到如图8-4 c所示的均匀分布。以后虽然每个原子和以前一样在不停地

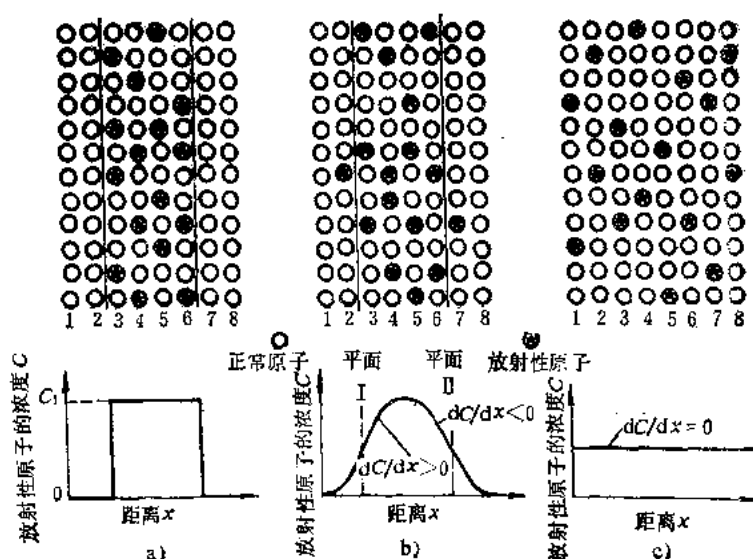


图8-4 纯金属中的扩散过程

跃迁,但是放射性原子浓度分布曲线保持不变,所以不再可能象浓度曲线有变动时那样观察到扩散效果。

二、扩散机理

在扩散过程中,如果晶格的每个结点都被原子占据着,那么,尽管有部分原子被激活,具备了跳动的能力,但向何处跳动呢?如果没有供其跳动的适当位置,那么原子的跃迁也就难于成为事实。由此可见,扩散不仅由原子的热运动所控制,而且还要受具体的晶体结构所制约。即对于不同晶体结构的金属材料来说,原子的跳动方式可能不同,即扩散的机理可能随晶体结构的不同而变化。目前人们还不能直接观察原子跳动的具体方式,但提出了几种扩散模型,现简介如下。

(一) 间隙扩散机理

在间隙固溶体中,一个溶质原子从其所占据的间隙位置跳到邻近的另一个空着的间隙位置上去进行扩散(图8-5);或者在置换固溶体中,溶质或溶剂原子从原来所占据的平衡位置跳到间隙位置,然后再跳到邻近的其它间隙位置进行扩散(图8-6),以上述两种方式进行扩散的机理称为间隙扩散机理。

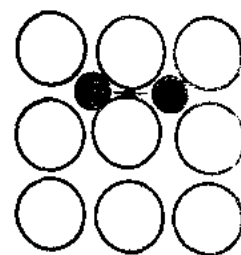


图8-5 间隙原子扩散示意图

在一般间隙固溶体的晶格中,溶质原子所占据的间隙位置为数很少,大部分间隙位置都是空着的。因此,在每一个溶质原子的周围都有大量的供间隙原子跳动的间隙位置。如在面心立方晶格的奥氏体中,碳原子位于八面体间隙中,晶胞的中心和各棱边的中心都是八面体间隙的中心位置,每一个间隙位置的周围均有12个相邻且等距离的间隙位置。当奥氏体中的含碳量 $w_c = 2.11\%$ 时,相当于在5个晶胞中才有两个碳原子,因此在每个碳原子周围有大量的空余位置任其跳动。其它结构的

间隙固溶体与此差别不大。由此可见,在间隙固溶体中,以间隙机制进行扩散的可能性很大。

在置换固溶体中,由于原子尺寸大,间隙又很小,因此,处于平衡位置的原子要跳入很小的间隙位置,而且还要通过两个原子之间更小的间隙跳到另一个间隙位置,这个过程是非常困难的。为此提出了以下两种间隙扩散模型,如图 8-7 所示。其中一种是顶替式,即处于平衡位置的原子跳入间隙后再进行跳动时,不是跳入另外的间隙中,而是将其邻近的处于平衡位置的原子推到间隙中,它自己则占据这个空下的平衡位置,如此反复进行,就会不断地发生扩散;二是挤列式,即一系列由 n 个原子所占据的原子列,由于多挤入了一个原子变成了 $n+1$ 个原子,形成类似于刃型位错的状态,这样沿原子列向前移动便省力得多。

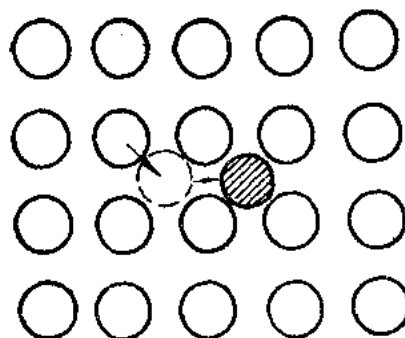


图8-6 置换原子的间隙扩散

(二) 换位扩散机理

在纯金属或置换固溶体中,原子可以通过换位进行扩散,如图 8-8 所示。最早提出的模型认为,相邻两个原子通过相互交换位置进行迁移,称为直接换位扩散机制。由于两个原子在相互交换位置时必须同时起跳,这就伴随发生很大的晶格畸变,很难实现。以后又提出了环形换位模型,即由相邻的三个原子或四个原子同时进行环形旋转式交换位置。显然这种环形旋转换位的方式所引起的晶格畸变要小得多,因此这种扩散机理还是可能的。

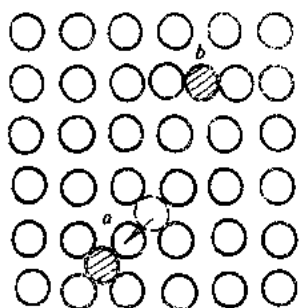


图8-7 置换原子以顶替 (a) 和挤列 (b) 方式扩散示意图

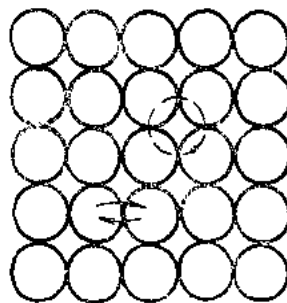


图8-8 换位扩散示意图

(三) 空位扩散机理

空位扩散机理如图 8-9 所示,原子借逐步向其邻近的空位跳动而迁移,或者说,原子借空位的运动而迁移。以前曾经指出,在每一温度下都存在一定浓度的空位。空位的存在,使周围邻近原子偏离其平衡位置,势能升高,从而使原子跳入空位所需跨越的势垒高度有所降低。这样,相邻原子向空位的跳动就比较容易。温度越高,空位的浓度越大,金属中原子的扩散便越容易。

表 8-1 为根据以上各种扩散机理计算出的铜的自扩散激活能数值,同时列出了实验值以供比较。可以看出,只有空位扩散机理的激活能计算值与实验值相符,其它机理的都相差甚远。这说明,空位扩散机理是固态金属扩散时可能性最大的一种机理。

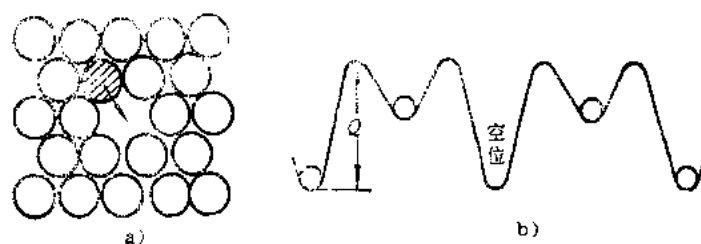


图8-9 空位扩散示意图

a) 及空位附近的势能曲线 b)

表3-1 铜的自扩散激活能计算值

扩 散 机 理	激 活 能/(kJ·mol ⁻¹)	
	计 算 值	实 验 值
直接换位	1095	193~197
四原子环形换位	381	193~197
空位扩散	193	193~197
间隙扩散	503	193~197

三、固态金属扩散的条件

固态扩散是在晶体点阵中进行的原子跃迁过程，但只有大量原子的迁移才能表现出宏观的物质输送效果，这就需要一定的条件。固态金属中的扩散只有在满足以下四个条件时才能进行。

(一) 温度要足够高

固态扩散是依靠原子热激活而进行的过程。金属晶体中的原子始终以其阵点为中心进行着热振动，温度越高，原子的热振动越激烈，原子被激活而进行迁移的几率就越大。原则上讲，只要热力学温度不是零度，总有部分原子被激活而迁移。但当温度很低时，则原子被激活的几率很低，甚至在低于一定温度时，原子热激活的几率趋近于零，表现不出物质输送的宏观效果，就好象扩散过程被“冻结”一样。由此可见，固态扩散必须在足够高的温度以上才能进行。不同种类的扩散原子，其扩散被“冻结”的温度也不相同。例如碳原子在室温下的扩散过程极其微弱，在 100℃ 以上时才较为显著，而铁原子必须在 500℃ 以上时才能有效地进行扩散。

(二) 时间要足够长

扩散原子在晶体中每跃迁一次最多也只能移动 0.3~0.5nm 的距离，要扩散 1mm 的距离，必须跃迁亿万次才行，何况原子跃迁的过程是随机的，并迈着“醉步”，只有经过相当长的时间才能造成物质的宏观定向迁移。由此可以想见，如果采用快速冷却到低温下的方法，使扩散过程“冻结”，就可以把高温下的状态保持下来。例如在热加工刚刚完成时，迅速将金属材料冷却到室温，仰止扩散过程，避免发生静态再结晶，就可把动态回复或动态再结晶的组织保留下来，以达到提高金属材料性能的目的。

(三) 扩散原子要固溶

扩散原子在基体金属中必须有一定的固溶度，能够溶入基体晶格，形成固溶体，这样才能进行固态扩散。如果原子不能进入基体晶格，也就不能扩散。例如在水中滴一滴墨水，不

久就扩散均匀了,可是如若在水中滴一滴油,放置多久也不会扩散均匀。原因就是油不溶于水。又如,由于铅不能固溶于铁,因此钢可以在铅浴中加热,获得光亮清洁的表面,而不用担心铅层粘附钢材表面的危险。相反,当需要在钢板表面粘附一薄层铅,以起防蚀作用时,就必需在熔融铅中加入少量能固溶于铁中的锡才行,铅锡合金中的锡扩散到铁中以后就可形成粘接牢靠的镀层,²目前工业上已广泛采用此法来生产盖屋顶用的镀铅锡合金薄钢板。

(四) 扩散要有驱动力

扩散过程都是在扩散驱动力作用下进行的,如果没有扩散驱动力,也就不可能发生扩散。墨水向周围水中的扩散,锡向钢表面层中的扩散,其扩散过程都是沿着浓度降低的方向进行,使浓度趋于均匀化。相反,有些杂质原子向晶界的偏聚,使晶界上的杂质浓度要比晶内高几倍至几十倍,又如共析转变和过饱和固溶体的分解,扩散过程却是沿着浓度升高的方向进行。可见,浓度梯度并不是导致扩散的本质原因。

从热力学来看,在等温等压条件下,不管浓度梯度如何,组元原子总是从化学位高的地方自发地转移到化学位低的地方,只有当每种组元的化学位在系统中各点都相等时,才达到动态平衡,宏观上再看不到物质的转移。当浓度梯度与化学位梯度方向一致时,溶质原子就会从高浓度地区向低浓度地区迁移;相反,当浓度梯度与化学位梯度不一致时,溶质原子就会朝浓度梯度相反的方向迁移,这样可以降低系统的自由能。可见,扩散的驱动力不是浓度梯度,而是化学位梯度。

此外,在温度梯度、应力梯度、表面自由能差、以及电场和磁场的作用下,也可以引起扩散。

四、固态扩散的分类

(一) 根据扩散过程中是否发生浓度变化分类

1. 自扩散

自扩散就是不伴有浓度变化的扩散,它与浓度梯度无关。自扩散只发生在纯金属和均匀固溶体中。例如纯金属的晶粒长大是大晶粒逐渐吞并小晶粒的过程。在晶界移动时,金属原子由小晶粒向大晶粒迁移,并不伴有浓度的变化,扩散的驱动力为表面能的降低。均匀固溶体的晶粒长大也是大晶粒吞并小晶粒的过程,在扩散过程的前后,无论是溶质,还是溶剂,均不发生浓度的变化。这是由于在晶界迁移过程中,溶质和溶剂原子的扩散方向相同,所以浓度均匀不变。

2. 互(异)扩散

互扩散是伴有浓度变化的扩散,它与异类原子的浓度差有关。在扩散过程中,异类原子相对扩散,互相渗透,所以又称为“异扩散”或“化学扩散”。

(二) 根据扩散方向是否与浓度梯度的方向相同进行分类

1. 下坡扩散

下坡扩散是沿着浓度降低的方向进行的扩散,使浓度趋于均匀化。如铸锭(件)的均匀化退火、渗碳等都属于下坡扩散。

2. 上坡扩散

上坡扩散是沿着浓度升高的方向进行的扩散,即由低浓度向高浓度方向扩散,使浓度发生两极分化。如将含碳量相近的碳钢($w_c = 0.441\%$)与硅钢($w_c = 0.487\%$ 、 $w_{si} = 3.80\%$)对焊在一起,在 1050°C 加热13 d后,在焊接面两侧的碳浓度变化情况如图8-10所示。显

然，碳在退火过程中发生了扩散，硅钢一侧的碳浓度降低，碳钢一侧的碳浓度升高，即碳由低浓度一侧向高浓度一侧进行扩散，这种扩散即属于上坡扩散。产生上述现象的原因是由于硅提高了碳的化学位，因而碳从含硅的棒向无硅的棒扩散，以求消除碳的化学位梯度，化学位梯度是其扩散的驱动力。

此外在弹性应力梯度、电位梯度、温度梯度等的作用下也可以发生上坡扩散。如将均匀的单相固溶体 Al-Cu 合金方棒加以弹性弯曲，并在一定温度下加热，使之发生扩

散。结果发现，直径较大的铝原子向受拉伸的一边扩散，而直径较小的铜原子则向受压缩的一边扩散，如图 8-11 所示，合金的浓度越来越不均匀。这种上坡扩散的驱动力是应力梯度。

(三) 根据扩散过程中是否出现新相进行分类

1. 原子扩散

在扩散过程中基体晶格始终不变，没有新相产生，这种扩散就称为原子扩散。

2. 反应扩散

通过扩散使固溶体的溶质组元浓度超过固溶度极限而形成新相的过程称为反应扩散或相变扩散。反应扩散所形成的新相，既可以是新的固溶体，也可以是各种化合物。

由反应扩散所形成的相可参考相应的相图进行分析。例如铁在 1000℃加热时氧化，氧化层的组织可根据 Fe-O 相图分析，如图 8-12 所示。若铁的表面含氧量达到 $w_o = 31\%$ 时，那么由表面向内将依次出现 Fe_2O_3 、 Fe_3O_4 、 FeO 等氧化层，最后才是 $\gamma-Fe$ 。

反应扩散的特点是在相界面处产生浓度突变，突变的浓度正好对应于相图中相的极限溶解度，如图 8-13 所示。这可以用相律来解释，在常压下，系统的自由度 $F = C - P + 1$ ，当扩散的温度一定时，则 $F = C - P$ 。因此在单相区， $P = 1$ ， $C = 2$ ，于是 $F = 2 - 1 = 1$ ，即自由度等于 1，这说明单相区的浓度是可以改变的，因此在单相区中存在着浓度梯度。然而在两相区， $F = 2 - 2 = 0$ ，这意味着各相的浓度不能改变，其大小分别相当于与其相邻的单相区的浓度，即与相邻的单相区的极限溶解度相对应。这样一来，由于每种组元的化学位在两相区中的各点都相等，即不存在化学位梯度，扩散失去了驱动力，所以二元系的扩散层中不可能存在两相区，这也是反应扩散的重要特点。

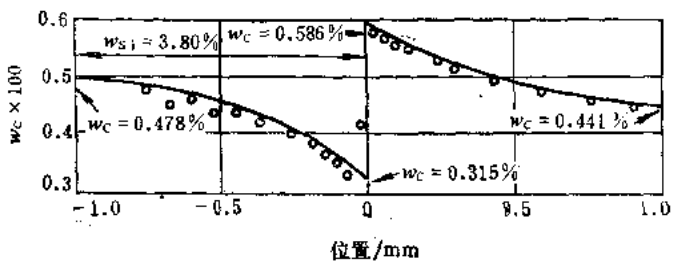


图8-10 碳的上坡扩散

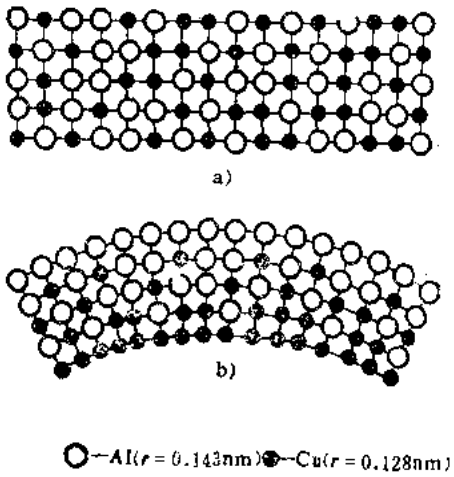


图8-11 应力作用下的上坡扩散
a) 扩散前 b) 扩散后

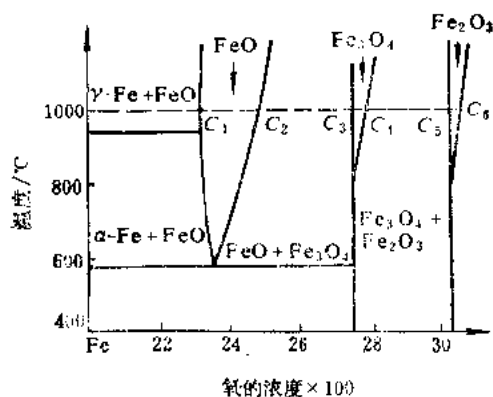


图8-12 Fe-O相图

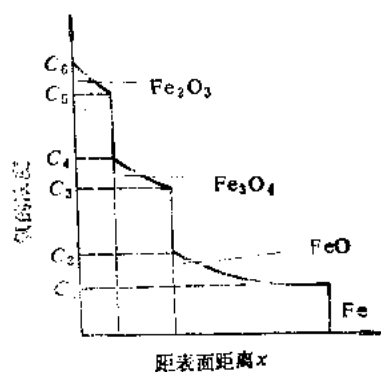


图8-13 氧化层中含氧量的变化

§ 8-2 扩散定律

一、菲克第一定律

将两根不同溶质浓度的固溶体合金棒料对焊起来, 加热到高温, 则溶质原子将从浓度较高的一端向浓度较低的一端扩散, 并沿长度方向形成一浓度梯度, 如图 8-14 所示。如若在扩散过程中各处的浓度 C 只随距离 x 变化, 不随时间 t 变化, 那么, 单位时间通过单位垂直截面的扩散物质量 (扩散流量) J 对于各处都相等, 即每一时刻从左边扩散来多少原子, 就向右边扩散走多少原子, 没有盈亏, 所以浓度不随时间变化。将这种扩散称为稳定态扩散。

菲克 (A. Fick) 于 1855 年通过实验获得了关于稳定态扩散的第一定律, 定律指出: 在扩散过程中, 在单位时间内通过垂直于扩散方向的单

位截面积的扩散流量 J 与浓度梯度 $\frac{dC}{dx}$ 成正比。

其数学表达式为:

$$J = -D \frac{dC}{dx} \quad (8-1)$$

式中, J 为扩散流量; D 为扩散系数; $\frac{dC}{dx}$ 为体积浓度梯度, 负号表示物质的扩散流方向与浓度梯度的方向相反。

扩散系数 D 是描述扩散速度的重要物理量。从式中可以看出, 它相当于浓度梯度为 1 时的扩散流量。 D 值越大, 则扩散越快。第一定律仅适用于稳定态扩散, 即在扩散过程中合金各处的浓度及浓度梯度都不随时间改变的情况, 实际上稳定态扩散的情况是很少的, 大部分属于非稳定态扩散, 这就需要应用菲克扩散第二定律。

二、菲克第二定律

所谓非稳定态扩散, 是指在扩散过程中, 各处的浓度梯度不仅随距离变化, 而且还随时

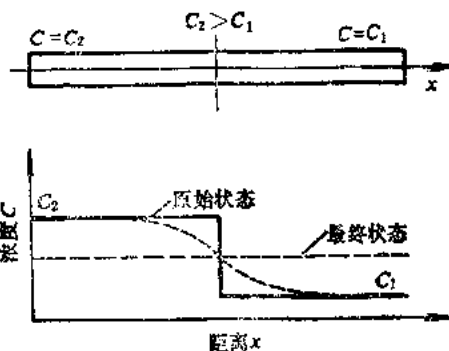


图8-14 扩散对溶质原子分布的影响

间发生变化。为了描述在非稳定态扩散过程中各截面的浓度梯度与距离 (x) 和时间 (t) 两个独立变量间的关系, 就要建立偏微分方程。采取的方法是, 在扩散通道中取出相距 dx 的两个垂直于 x 轴的平面割取的微小体积 (图 8-15), 进行

质量平衡运算, 即该微小体积中的物质增加率 $\left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)$, 等于流入和流出这个小体积的流量差:

(在微小体积中积存的物质质量) = (流入的物质质量) - (流出的物质质量) 设两平面的截面积均为 A , 考虑在某一时间间隔内流入和流出微小体积的物质扩散流量为 J_1 和

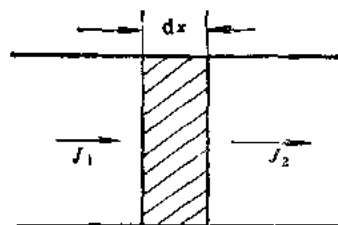


图8-15 扩散通过微小体积的情况

J_2 。由于 $J_2 = \frac{\partial J}{\partial x} dx + J_1$, 故

$$\text{物质的积存速率} = J_1 A - J_2 A = -\frac{\partial J}{\partial x} A dx \quad (8-2)$$

微小体积内的物质积存速率, 也可用体积浓度 C 的变化率来表示, 在微小体积 $A dx$ 内物质积存速率为

$$\frac{\partial (C A dx)}{\partial t} = \frac{\partial C}{\partial t} A dx \quad (8-3)$$

将式 (8-3) 与 (8-2) 联系起来, 约去 $A dx$, 即得

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial x} \quad (8-4)$$

将扩散第一定律式 (8-1) 代入式 (8-4), 可得

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial C}{\partial x} \right) \quad (8-5)$$

式 (8-5) 称为非克第二定律, 如果扩散系数 D 与浓度无关而为常数, 则 (8-5) 式可写为

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (8-6)$$

三、扩散应用举例

扩散第二定律是由第一定律推导出来的, 所以它普遍适用于一般的扩散过程。但是, 式 (8-5)、(8-6) 都是偏微分方程, 不能直接应用, 必须结合实际的扩散过程, 运用具体的起始条件和边界条件, 求出其解后才能应用。从 (8-6) 可以知道, C 是因变量, x 和 t 是两个独立变量, 因此方程的解将具有 $C = f(x, t)$ 的关系式。关于方程的解, 这里不做具体推导, 仅结合几个例子, 说明扩散在生产实际中的应用。

(一) 铸锭 (件) 的均匀化退火

固溶体合金在非平衡结晶时, 往往出现不同程度的枝晶偏析, 这种偏析可以采用高温长时间均匀化退火工艺, 使合金中的溶质原子通过扩散以减轻偏析程度。图 8-16 a 为一树枝状晶体示意图, 在沿一根截二次晶轴的 AB 直线上, 溶质原子的浓度一般呈正弦波形变化 (图 8-16 b)。因此, 溶质原子沿距离 x 方向的分布, 采用正弦曲线方程表示:

$$C_x = C_p + A_0 \sin \frac{\pi x}{\lambda} \quad (8-7)$$

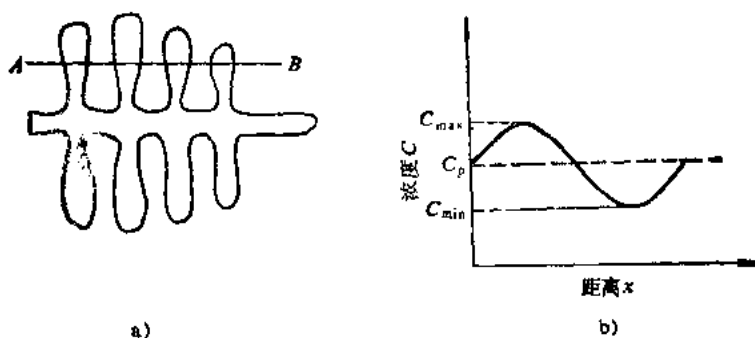


图8-16 铸锭中的枝晶偏析 a) 及溶质原子在枝晶二次轴之间的浓度分布 b)

式中, A_0 表示铸态合金中原始成分偏析的振幅, 它代表溶质原子浓度最高值 C_{max} 与平均值 C_p 之差, 即 $A_0 = C_{max} - C_p$; λ 为溶质原子浓度的最高点与最低点之间的距离, 即枝晶间距 (或偏析波波长) 的一半。在均匀化退火时, 由于溶质原子从高浓度区域流向低浓度区域, 因而正弦波的振幅会逐渐减小, 但波长 λ 不变, 这样就可以得到两个边界条件:

$$C(x=0, t) = C_p \quad (8-8)$$

$$\frac{dC}{dx} \left(x = \frac{\lambda}{2}, t \right) = 0 \quad (8-9)$$

式 (8-8) 说明在 $x=0$ 位置时, 浓度为 C_p 。式 (8-9) 说明在 $x = \frac{\lambda}{2}$ 时, 正处于正弦波的峰值, 所以 $\frac{dC}{dx} = 0$ 。利用式 (8-7) 作为初始条件, 式 (8-8) 和 (8-9) 作为边界条件就可求出菲克第二定律的解为:

$$C(x, t) = C_p + A_0 \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) \exp(-\pi^2 D t / \lambda^2) \quad (8-10)$$

$$C(x, t) - C_p = A_0 \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) \exp(-\pi^2 D t / \lambda^2) \quad (8-11)$$

由于此时只考虑函数的最大值 (即对应于 $x = \frac{\lambda}{2}$ 的值), 此时 $\sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) = 1$ 因而

$$C\left(\frac{\lambda}{2}, t\right) - C_p = A_0 \exp(-\pi^2 D t / \lambda^2) \quad (8-12)$$

因为

$$A_0 = C_{max} - C_p$$

所以

$$\exp(-\pi^2 D t / \lambda^2) = \left[C\left(\frac{\lambda}{2}, t\right) - C_p \right] / (C_{max} - C_p) \quad (8-13)$$

设铸锭经均匀化退火后, 成分偏析的振幅要求降低到原来的 1%。此时

$$\frac{C\left(\frac{\lambda}{2}, t\right) - C_p}{C_{max} - C_p} = \frac{1}{100}, \text{ 则}$$

$$\exp(-\pi^2 D t / \lambda^2) = \frac{1}{100}$$

$$\exp(\pi^2 D t / \lambda^2) = 100 \quad (8-14)$$

取式 (8-14) 的对数, 可算出要使枝晶中心成分偏析的振幅降低到 1 % 所需的退火时间 t 为

$$t = 0.467 \frac{\lambda^2}{D} \quad (8-15)$$

这一结果表明, 铸锭均匀化退火所需时间与枝晶间距的平方成正比, 与扩散系数 D 成反比。这就启示人们, 如果采取措施, 减少枝晶间距, 就可以显著减少均匀化退火时间。如用快速凝固或采用锻打的方法以使枝晶破碎, 均可使枝晶间距减小, 当使 λ 值缩小 4 倍时, 均匀化退火的时间就可缩小 16 倍。增加扩散系数 D 的方法, 通常是提高均匀化退火温度, 温度越高, 则扩散系数 D 越大, 所需退火时间越短。

(二) 金属的粘接

工业上广泛应用的把两种金属粘接在一起的方法如焊接、电镀、包金属、浸镀等, 都是应用扩散的良好例子。要使两种金属粘接在一起, 它们之间必须发生一定程度的扩散, 否则就不能粘接牢固。下面以钎焊、镀锌和包铝为例进行说明。

1. 钎焊

钎焊是连接金属的一种方法。钎焊时, 先将零件 (母材) 搭接好, 将钎料安放在母材的间隙内或间隙旁 (图 8-17), 然后将它们一起加热到稍高于钎料熔点的温度, 此时钎料熔化并填满母材间隙, 冷却之后即将零件牢固地连接起来。由于钎焊时只是钎料熔化, 而母材仍处于固体状态。因此, 要求钎料的熔化温度一定要低于母材的熔点。此外, 为使零件连接牢固, 还要求钎料和母材不但液态时能互溶, 固态时也必须互溶, 依靠它们之间的相互扩散形成牢固的金属结合。

钎料和母材之间的相互扩散有两种情况, 一是母材向液态钎料中的扩散, 二是液态钎料成分向母材中的扩散。这两者之间的相互扩散作用对钎焊接头的作用影响极大。

母材在液态钎料中的扩散 (溶解) 量, 除了与钎料成分有关外, 主要决定于加热温度和保温时间。因为固态金属在液态金属中的扩散系数 D 比在固体中的要大 3 ~ 4 个数量级, 所以加热温度和保温时间对溶解量有很大影响, 加热温度越高, 保温时间越长, 则其溶解量越大, 当母材的溶解量适当时, 有利于提高接头强度 (钎料合金化所致); 但若溶解量过大, 可使钎料的熔点提高, 流动性变差, 致使钎料不能填满母材间隙, 并往往出现熔蚀缺陷 (图 8-17 c)。因此, 在钎焊时必须严格控制加热温度和保温时间。

钎料成分向母材中的扩散流量 J 通常按扩散第一定律计算:

$$J = -DS \frac{dC}{dx} dt \quad (8-16)$$

此式表明, 钎料成分在母材中的扩散流量 (J) 与浓度梯度 (dC/dx)、扩散系数 (D)、扩散面积 (S) 和扩散时间 (dt) 有关。图 8-18 为以铜做钎料于 1100°C 钎焊铁时铜在铁中的分布情况。可以看出, 随着保温时间的延长, 不但铜的扩散深度增大, 扩散层的含铜量也

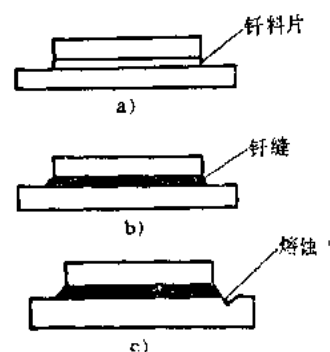


图8-17 钎焊示意图

a) 钎料安置 b) 钎焊
c) 熔蚀缺陷

明显提高。

钎缝组织可以根据相应的相图进行判断。一般说来,如果在相图上钎料与母材形成固溶体,那么钎焊后在界面区即可能出现固溶体。固溶体组织具有良好的强度和塑性,对接头性能有利。如果在钎料(B)与母材(A)的相图中存在化合物,那么在钎焊后的界面区中即可能出现化合物,如图8-19所示。如钎焊加热温度为 t_1 ,母材A将迅速向钎料B中溶解,使界面区的浓度达到C,冷至室温后,即在界面区出现金属间化合物 γ ,此时接头的性能便显著下降。

值得指出的是,由于钎料成分在母材晶界中的扩散速度较大,所以当母材(A)与钎料(B)形成共晶相图(图8-20)时,如B在A中的溶解度超过了 β 相的固溶度极限,即在晶界上形成低熔点的共晶体,钎焊温度常高于共晶体的熔点,因此便在晶界上形成一液体层,对接头性能产生不利影响。因此在钎焊时应尽量避免在接头中产生晶间渗入。

2. 镀锌

钢板在镀锌时,除了锌通过扩散形成锌在铁中的固溶体外,还会形成脆性的金属化合

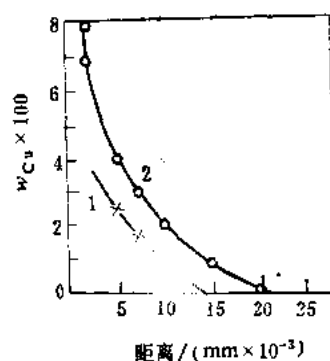


图8-18 铜钎焊铁时,铜在扩散区中的分布
1—保温1min 2—保温60min

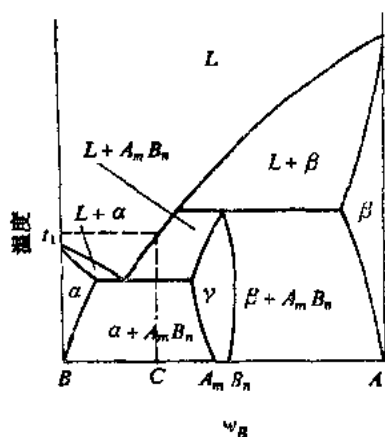


图8-19 形成化合物的相图

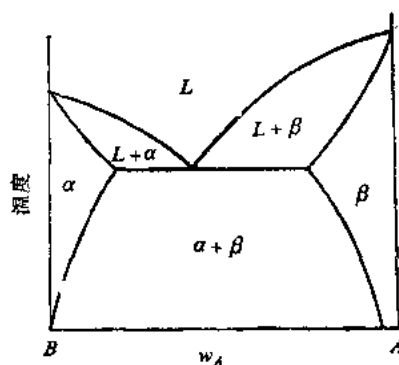


图8-20 钎料与母材形成的共晶相图

物,如果控制不当,则镀层便易于剥落。镀锌的一般工艺过程是,在镀锌之前,先将钢板表面清洗干净,然后浸入450℃熔融锌槽中若干分钟,就可在钢板表面镀上一层锌。镀锌层的组织可以根据Fe-Zn相图进行分析,如图8-21所示。由图可见,镀锌层由表到里应包括 δ 、 θ 、 ζ 、 ϵ 和 α 等五个单相区。在这些相区之间,浓度会发生突然的变化(图8-22),而不存在两相区。这种具有金属化合物的镀锌层在弯曲时容易剥落,必须加以避免。常用的方法是设法减小镀层总的厚度,或者在熔融锌槽中加入适量的铝以减少脆性金属化合物的量,从而防止剥落。

3. 包铝

硬铝及超硬铝板材的强度很高,但耐蚀性较差。为了提高其耐蚀性,工业上广泛采用包铝的方法。它是用纯铝板包住硬铝或超硬铝板坯,通过热轧将它们焊合在一起。这种方法

也是通过扩散来完成的。此时虽不会出现脆性的金属化合物扩散层，但要防止铝合金中的铜过多地扩散到包铝层中，损害其耐蚀性。

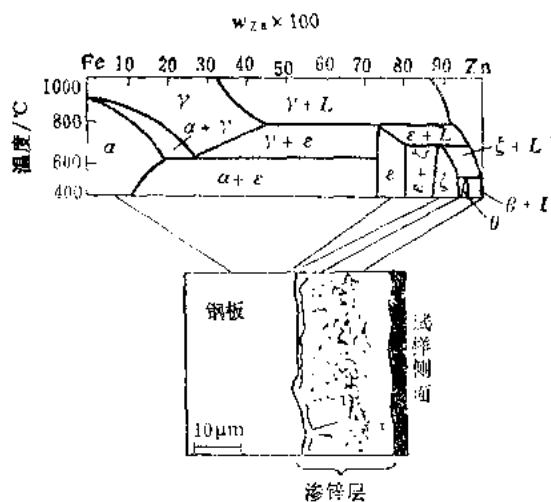


图8-21 在450℃镀锌时钢板的扩散层显微组织

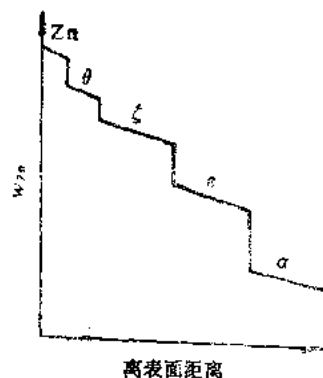


图8-22 在450℃镀锌时镀锌层的五个单相区

§ 8-3 影响扩散的因素

由扩散第一定律可以看出，单位时间内的扩散流量大小取决于两个参数，一个是扩散系数 D ，另一个是浓度梯度 dC/dx 。浓度梯度决定于有关条件，因此在一定条件下，扩散的快慢主要由扩散系数 D 决定。扩散系数 D 可用下式表示：

$$D = D_0 \exp(-Q/RT) \quad (8-17)$$

式中， D_0 为扩散常数， Q 为扩散激活能， R 为气体常数， T 为热力学温度。可见，温度、 D_0 和 Q 影响着扩散过程。这些因素既与外部条件如温度、应力、压力、介质等有关，又受着内部条件如组织、结构和化学成分的影响。现择其要者，讨论如下。

一、温度

温度是影响扩散系数的最主要因素。由式 (8-17) 可以看出，扩散系数 D 与温度 T 呈指数关系，随着温度的升高，扩散系数急剧增大。这是由于温度越高，则原子的振动能越大，因此借助于能量起伏而越过势垒进行迁移的原子几率越大。此外，温度升高，金属内部的空位浓度提高，这也有利于扩散。

对于任何元素的扩散，只要测出 D_0 和 Q 值，便可根据式 (8-17) 计算出任一温度下的扩散系数。表 8-2 列出了部分元素的扩散常数 D_0 和扩散激活能的数据。由表中可以查出，碳在 γ -Fe 中扩散时， $D_0 = 2.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ， $Q = 140 \times 10^3 \text{ J/mol}$ ，已知 $R = 8.31 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ ，这样就可以算出在 927℃ 和 1027℃ 时碳的扩散系数分别为：

$$D_{1200} = 2.0 \times 10^{-5} e^{-\frac{140 \times 10^3}{8.31 \times 1200}} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 1.6 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$$

表8-2 一些元素的扩散常数和激活能

基 体	扩 散 元 素	$D_0/(10^{-5}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	$Q/(10^3\text{J}\cdot\text{mol}^{-1})$
$\gamma\text{-Fe}$	Fe (自扩散)	1.8	270
	C	2.0	140
	Ni	4.4	283
	Mn	5.7	277
$\alpha\text{-Fe}$	Fe (自扩散)	19	239
	C	0.20	84
Al	Cu	0.84	136
Cu	Zn	2.1	171
Ag	Ag (晶内)	7.2	180
	Ag (晶界)	1.4	90

$$D_{1200} = 2.0 \times 10^{-5} e^{-\frac{140 \times 10^3}{8.31 \times 1300}} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 4.8 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$$

可见, 温度由 927°C 提高到 1027°C , 就可使扩散系数增大 3 倍。

二、晶体结构

不同的晶体结构具有不同的扩散系数。在具有同素异晶转变的金属中, 扩散系数随晶体结构的改变会有明显的变化。例如 Fe 在 912°C 发生 $\alpha\text{-Fe} \rightleftharpoons \gamma\text{-Fe}$ 转变时, 铁的自扩散系数可根据式 (8-17) 进行计算:

$$D_\alpha = 19 \times 10^{-5} e^{-\frac{239 \times 10^3}{8.31 \times 1185}} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 5.47 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$D_\gamma = 1.8 \times 10^{-5} e^{-\frac{270 \times 10^3}{8.31 \times 1185}} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 2.22 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$D_\alpha/D_\gamma \approx 245$$

结果表明, $\alpha\text{-Fe}$ 的自扩散系数大约是 $\gamma\text{-Fe}$ 的 245 倍。在 900°C 时, 置换原子 Ni 在 $\alpha\text{-Fe}$ 中的扩散系数比在 $\gamma\text{-Fe}$ 中约大 1400 倍, 间隙原子 N 在 527°C 时在 $\alpha\text{-Fe}$ 中的扩散系数比在 $\gamma\text{-Fe}$ 中约大 1500 倍。所有元素在 $\alpha\text{-Fe}$ 的扩散系数都比在 $\gamma\text{-Fe}$ 中的大, 这说明在致密度大的晶体结构中的扩散系数, 都比致密度小的晶体结构的扩散系数要小得多, 致密度越小, 原子越易迁移。在生产上, 渗氮温度一般都选在共析转变温度 (590°C) 以下, 目的就是缩短了工艺周期。

应当指出, 尽管碳原子在 $\alpha\text{-Fe}$ 中的扩散系数比在 $\gamma\text{-Fe}$ 中的大, 可是渗碳温度仍选在奥氏体区域。其原因一方面是由于奥氏体的溶碳能力远比铁素体大, 可以获得较大的渗层深度; 另一方面是考虑到温度的影响, 温度提高, 扩散系数也将大大增加。

在某些晶体结构中, 原子的扩散还具有各向异性的特点。如密排六方结构的锌, 当在 $340 \sim 410^\circ\text{C}$ 范围内加热时, 垂直于 Z 轴方向的扩散系数要比平行 Z 轴方向的扩散系数大 200 倍, 但在立方晶系金属中, 却看不到扩散的各向异性。

三、固溶体类型

不同类型的固溶体, 溶质原子的扩散激活能不同, 间隙原子的扩散激活能都比置换原子

的小, 所以扩散速度比较大。例如在 927°C 时, 碳在 $\gamma\text{-Fe}$ 中的扩散常数 D_0 为 $2.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, 扩散激活能 Q 为 $140 \times 10^3 \text{ J/mol}$, 而镍的扩散常数 D_0 为 $4.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, 扩散激活能 Q 为 $283 \times 10^3 \text{ J/mol}$, 根据式 (8-17) 可计算出它们的扩散系数 D 分别为:

$$D_{1200}^{\text{C}} = 2.0 \times 10^{-5} e^{-\frac{140 \times 10^3}{8.31 \times 1200}} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 1.6 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$D_{1200}^{\text{Ni}} = 4.4 \times 10^{-5} e^{-\frac{283 \times 10^3}{8.31 \times 1200}} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 2.08 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$D_{1200}^{\text{C}}/D_{1200}^{\text{Ni}} \approx 7.6 \times 10^5$$

结果表明, 间隙原子碳的扩散系数是置换原子镍的 760000 倍。因此在钢化学热处理时, 要获得相同的渗层浓度, 渗碳、渗氮要比渗金属的周期短。同样, 在铸锭 (件) 均匀化退火时, 间隙原子 C、N 等易于均匀化, 而置换型溶质原子必须加热到更高的温度才能趋于均匀化。

四、晶体缺陷

在金属及合金中, 扩散既可以在晶内进行, 也可以沿外表面、晶界、相界及位错线进行 (图 8-23)。对于一定的晶体结构来说, 表面扩散最快, 晶界次之, 亚晶界又次之, 晶内扩散最慢。在位

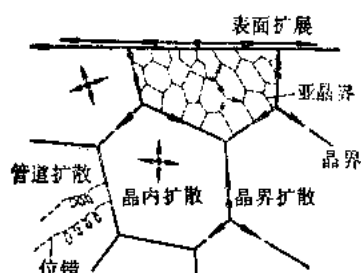


图8-23 固态晶体中的各种扩散

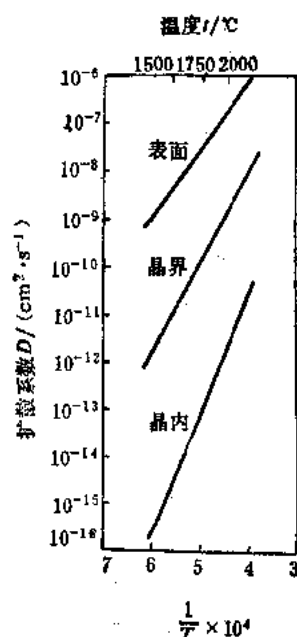


图8-24 钽在钨中沿自由表面、晶界和晶内进行扩散时, D 与温度的关系

错、空位等缺陷处的原子比完整晶格处的原子扩散容易得多。图 8-24 表明钽在钨中沿自由表面、晶界和晶粒内部的扩散系数与温度的关系。从图中可以看出, 外表面的扩散系数最大, 晶内的扩散系数最小, 而晶界的扩散系数则介于二者之间。需要指出的是, 三者的相对差别与温度有关, 温度越低, 三者间的差别越大; 相反, 温度越高, 则三者间的差别越小, 当温度达到 $0.75T_{\text{g}}$ 以上时, 三者的差别就很小了, 接近于相等。

原子沿晶界扩散比晶内快的原因, 是由于晶界处的晶格畸变较大, 能量较高, 所以其扩散激活能要比晶内的小, 原子易于扩散迁移。测量结果表明, 一般晶界的扩散激活能约为晶内扩散激活能的 $0.6 \sim 0.7$, 金属外表面的扩散激活能比晶界的还要小。

原子沿位错线扩散比整齐晶体的内部扩散也要容易些。位错线是晶格畸变的管道, 并互相联结, 形成网络。原子沿着位错管道的扩散激活能还不到晶格扩散激活能的一半, 因此位错加速晶体中的扩散过程。位错密度增加, 会使晶体中的扩散速度加快。例如冷加工后金属

中的扩散速度比退火金属中的大, 位错的影响是一个因素。

五、化学成分

在金属或合金中加入第二或第三元素时, 有时会对扩散产生明显的影响。有的可以加速扩散, 有的可以减慢扩散, 情况比较复杂, 目前尚缺乏完整普遍的理论。经对部分合金系统的扩散系数与成分间关系的研究, 总结出了一些规律。

1. 加入的合金元素影响合金熔点时的情况

当加入的合金元素使合金的熔点或使合金的液相线温度降低时, 则该合金元素会使在任何温度下的扩散系数增加。反之, 如若提高合金的熔点或液相线温度, 则使扩散系数降低, 如图 8-25 所示。

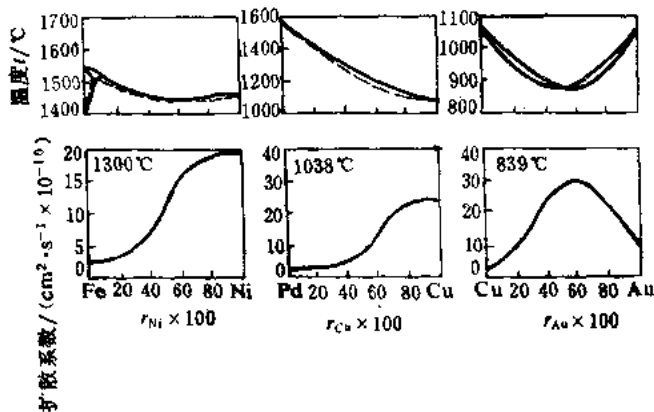


图8-25 无限互溶固溶体的相图以及互扩散系数与元素物质的量比的关系

扩散系数出现上述变化规律的原因, 是由于溶剂或溶质原子的扩散激活能与点阵中的原子间结合力有关, 金属或合金的熔点越高, 则原子间的结合力越强, 而扩散激活能又往往正比于原子间结合力, 所以当固溶体浓度的增加导致合金的熔点下降时, 合金的互扩散系数增加。相反, 随着合金元素浓度的增加导致固溶体的熔点升高时, 则互扩散系数减小。

2. 合金元素对碳在 γ -Fe 中扩散系数的影响, 可分为以下三种情况, 如图 8-26 所示。

(1) 形成碳化物的元素, 如 W、Mo、Cr 等, 由于它们和碳的亲合力较大, 能够强烈阻止碳的扩散, 因而降低碳的扩散系数。

(2) 不能形成稳定碳化物, 但易溶解于碳化物中的元素, 如锰等, 它们对碳的扩散系数影响不大。

(3) 不形成碳化物而溶于固溶体中的元素, 如 Co、Ni、Si 等, 它们的影响各不相同, 前两个元素提高碳的扩散系数, 后一个元素则降低碳的扩散系数。

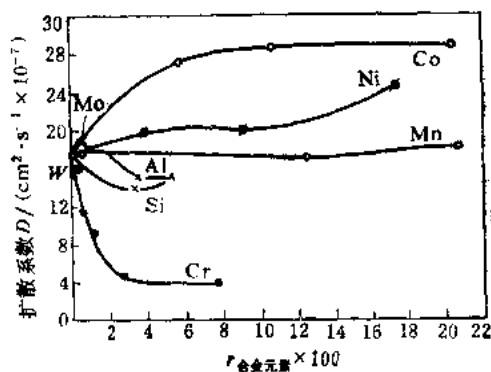


图8-26 合金元素对碳的扩散系数的影响 ($w_C = 0.4\%$, 1200°C)

习 题

- 8-1 何谓扩散, 固态扩散有哪些种类?
- 8-2 何谓上坡扩散和下坡扩散? 试举几个实例说明之。
- 8-3 扩散系数的物理意义是什么? 影响因素有哪些?
- 8-4 固态金属中要发生扩散必须满足哪些条件。
- 8-5 铸造合金均匀化退火前的冷塑性变形对均匀化过程有何影响? 是加速还是减缓? 为什么。

8-6 已知铜在铝中的扩散常数 $D_0 = 0.84 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q = 136 \times 10^3 \text{ J/mol}$, 试计算在 477°C 和 497°C 时铜在铝中的扩散系数。

8-7 有一铝-铜合金铸锭, 内部存在枝晶偏析, 二次枝晶轴间距为 0.01 cm , 试计算该铸锭在 477°C 和 497°C 均匀化退火时使成分偏析振幅降低到 1% 所需的保温时间。

8-8 可否用铅代替铅锡合金作对铁进行钎焊的材料, 试分析说明之。

8-9 铜的熔点为 1083°C , 银的熔点为 962°C , 若将质量相同的一块纯铜板和一块纯银板紧密地压合在一起置于 900°C 炉中长期加热, 问将出现什么样的变化, 冷至室温后会得到什么样的组织 (图 8-27 为 Cu-Ag 相图)。

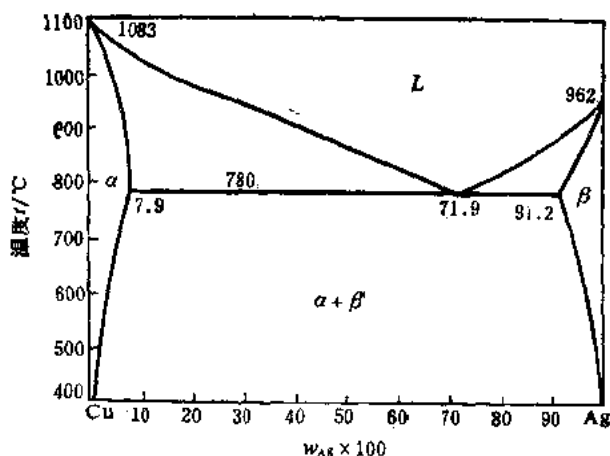


图8-27 Cu-Ag相图

8-10 渗碳是将零件置于渗碳介质中使碳原子进入工件表面, 然后以下坡扩散的方式使碳原子从表层向内部扩散的热处理方法。试问:

- (1) 温度高低对渗碳速度有何影响?
- (2) 渗碳应当在 $\gamma\text{-Fe}$ 中进行还是应当在 $\alpha\text{-Fe}$ 中进行?
- (3) 空位密度、位错密度和晶粒大小对渗碳速度有何影响?

第九章 钢的热处理原理

§ 9-1 概 述

一、热处理的作用

热处理是将钢在固态下加热到预定的温度，并在该温度下保持一段时间，然后以一定的速度冷却下来的一种热加工工艺（图9-1）。其目的是改变钢的内部组织结构，以改善钢的性能。通过适当的热处理可以显著提高钢的机械性能，延长机器零件的使用寿命。例如用 T7 钢制造一把钳工用的錾子，若不热处理，即使錾子刃口磨得很好，在使用时刃口也会很快发生卷刃，若将已磨好錾子的刃口部分局部加热至一定温度以上，保温以后进行水冷及其它热处理工艺，则錾子将变得锋利而有韧性。在使用过程中，即使用锤头经常敲打，錾子也不易发生卷刃和崩裂现象。热处理工艺不但可以强化金属材料、充分挖掘材料性能潜力、降低结构重量、节省材料和能源，而且能够提高机械产品质量、大幅度延长机器零件的使用寿命，做到一个顶几个、顶十几个。

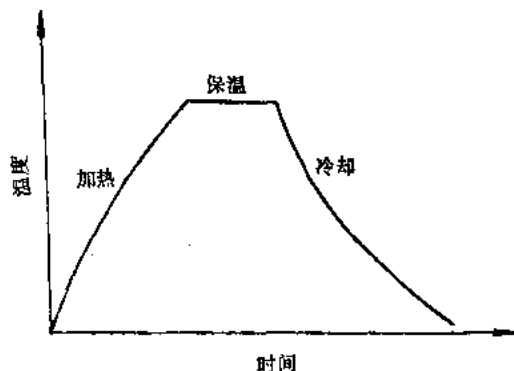


图9-1 热处理工艺曲线示意图

恰当的热处理工艺可以消除铸、锻、焊等热加工工艺造成的各种缺陷，细化晶粒、消除偏析、降低内应力，使钢的组织 and 性能更加均匀。

热处理也是机器零件加工工艺过程中的重要工序。例如用高速钢制造钻头，必须先经过预备热处理，改善锻件毛坯组织、降低硬度（达到207~255HB），这样才能进行切削加工。加工后的成品钻头又必须进行最终热处理，提高钻头的硬度（达到HRC60~65）和耐磨性并进行精磨，以切削其它金属。

此外，通过热处理还可使工件表面具有抗磨损、耐腐蚀等特殊物理化学性能。

钢经热处理后性能之所以发生如此重大的变化，是由于经过不同的加热和冷却过程，钢的内部组织结构发生了变化。因此，要制定正确的热处理工艺规范，保证热处理质量，必须了解钢在不同加热和冷却条件下的组织变化规律。钢中组织转变的规律，就是热处理的原理。

二、热处理与相图

钢为什么可以进行热处理？是不是所有金属材料都能进行热处理呢？这个问题与合金相图有关。原则上只有在加热或冷却时发生溶解度显著变化或者发生类似纯铁的同素异构转变，即有固态相变发生的合金才能进行热处理。纯金属、某些单相合金等不能用热处理强化，只能采用加工硬化的方法。在图9-2 a 相图中，位于F点以左的合金，在固态加热或冷却过程中均无相变发生，因此不能进行热处理。成分在FF'之间的合金加热时可使过剩相 β 全部溶

解, 形成均匀的 α 相; 冷却时过剩相 β 在 α 相中的溶解度又会发生显著变化。如果合金从 α 相状态快速冷却, 会得到过饱和的 α 固溶体, 随后再加热时, 过剩相 β 又会从 α 固溶体中析出。因此该成分范围的合金在加热或冷却时全部组织都将参与热处理过程。而成分位于 D 点以右的合金, 有部分 β 相残留未溶解, 这部分组织不参与热处理过程。如果相图 9-2 a 中的溶解度曲线变成垂直线 DF' , 表示溶解度不随温度而变化, 那么所有合金在固态下均无相变发生, 因此不能进行热处理。

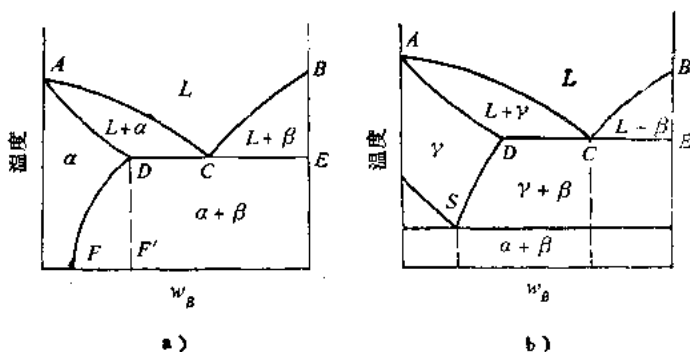


图9-2 合金相图

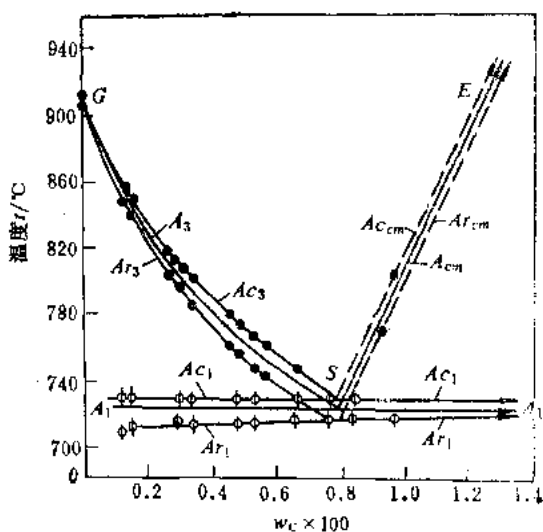
在图9-2 b 所示的一类相图中, 所有合金在常温下的组织均由 $\alpha + \beta$ 相组成。当加热至共析温度以上时, α 和 β 相将全部转变为 γ 固溶体, 随后在冷却过程中通过共析转变温度, γ 相又会发生相变重结晶过程。因此这类合金可以进行热处理。

现以 Fe-Fe₃C 相图为例进一步说明钢的固态转变。

共析钢加热至 Fe-Fe₃C 相图 PSK 线 (A_1 线) 以上全部转变为奥氏体, 亚、过共析钢则必须加热到 GS 线 (A_3 线) 和 ES 线 (A_{cm} 线) 以上才能获得单相奥氏体。钢从奥氏体状态缓慢冷却至 A_1 线以下, 将发生共析转变, 形成珠光体。而在通过 A_3 线或 A_{cm} 线时, 则分别从奥氏体中析出过剩相铁素体和渗碳体。因为钢具有共析转变这一重要特性, 象纯铁具有同素异构转变一样, 碳钢在加热或冷却过程中越过上述临界点就要发生固态相变, 所以能进行热处理。

但是铁碳相图反映的是热力学上近于平衡时铁碳合金的组织状态与温度及合金成分之间的关系。 A_1 线、 A_3 线和 A_{cm} 线是钢在缓慢加热和冷却过程中组织转变的临界点。实际上, 钢进行热处理时其组织转变并不按铁碳相图上所示的平衡温度进行, 通常都有不同程度的滞后现象。即实际转变温度要偏离平衡的临界温度。加热或冷却速度越快, 则滞后现象越严重。图9-3表示钢加热和冷却速度对碳钢临界温度的影响。通常把加热时的实际临界温度标以字母“c”, 如 Ac_1 、 Ac_3 、 Ac_{cm} ; 而把冷却时的实际临界温度标以字母“r”, 如 Ar_1 、 Ar_3 、 Ar_{cm} 等。

虽然铁碳相图对研究钢的相变和制定热处理工艺有重要参考价值, 但是对钢进行热处理时不仅要考虑温度因素, 还必须考虑时间和速度的重要影响。因为所有的固态转变过程都是通过原子的迁移进行的, 而原子的迁移需要时间, 没有足够的时间, 转变就不

图9-3 加热与冷却速度为0.125°C/min时对临界点 A_1 、 A_3 和 A_{cm} 的影响

能充分进行,其结果将得不到稳定的平衡组织,而只能得到不稳定的过渡型组织。

例如,钢从奥氏体状态以不同速度冷却时,将形成不同的转变产物,获得不同的组织和性能。碳钢从奥氏体状态缓慢冷却至 A_1 以下将发生共析反应,形成珠光体。奥氏体转变为成分和结构都不同的另外两个新相 α 和 Fe_3C ,可见相变过程中伴随着碳和铁原子的扩散。冷速越慢,相变温度越接近 A_1 点。珠光体就是在 A_1 点以下较高温度时奥氏体的转变产物,由于温度较高,碳、铁原子可以进行较充分的扩散, α 相的碳浓度接近于平衡浓度。

当冷却速度较快时,相变发生的温度较低。当冷却速度增大至铁原子扩散极为困难而碳原子尚能进行扩散时,奥氏体仍然分解为 α 和 Fe_3C 两相。但与珠光体不同, α 相中碳浓度较平衡浓度高,而 Fe_3C 的分散度很大,这种转变产物称为贝氏体。

如果冷却速度很快,例如在水中冷却(又称淬火),则相变发生的温度就更低。此时铁原子和碳原子的扩散能力极低,奥氏体不可能分解为 α 和 Fe_3C 两个相,只能形成成分与 γ 相相同的 α' 相(称为 α' 相),其碳浓度大大超过平衡 α 相的溶解度,这种过饱和的 α 固溶体叫做马氏体。奥氏体开始发生马氏体转变的温度叫做 M_s 点。

由上可知,钢从奥氏体状态冷却时,由于冷却速度不同将分别转变为珠光体、贝氏体和马氏体等组织,各种热处理工艺无非是为了分别得到这几种性能不同的组织或者其它组织。

三、固态相变的特点

金属固态相变与液态结晶相比,有一些规律是相同的。例如,相变的驱动力都是新、旧两相之间的自由能差,相变都包含形核和长大两个基本过程。但是,固态相变是由固相转变为固相,新相和母相都是晶体,因此又与结晶有着显著不同的特点。

(一) 相变阻力大

固态相变时,由于新、旧两相比容不同,母相 γ 转变为新相时要产生体积变化,或者由于新、旧两相相界面不匹配而引起弹性畸变。故新相必然受到母相的约束,不能自由胀缩而产生应变。因此导致应变能(又称弹性能)的额外增加。而液态金属结晶时能量的增加仅仅只有表面能一项。

固态相变时,系统总的自由能变化为:

$$\Delta G_E = -V\Delta G_V + S\sigma + V\omega$$

式中, ω 表示相变所引起的单位体积的应变能, ω 与线应变 ε 的平方及弹性模量 E 成正比关系,即 $\omega = f(E \cdot \varepsilon^2)$,粗略表示时, $\omega \approx E\varepsilon^2$ 。假定新生相为球体,其半径为 r ,则可根据上述公式求得新相的临界晶核半径 $r_c = 2\sigma / (\Delta G_V - E\varepsilon^2)$,临界形核功 $\Delta G_E = 16\pi\sigma^3 / 3(\Delta G_V - E\varepsilon^2)^2$ 。这个式子表明,同液体金属结晶相比,固态相变时的临界晶核半径和临界形核功的公式中,因分母多了 $(-E\varepsilon^2)$ 一项而使数值减小。因此,临界晶核半径 r_c 和临界形核功 ΔG_E 增大。即由于应变能的作用,使固态相变阻力增大,比液体金属结晶困难得多。为使相变得以进行,必须有更大的过冷度。此外,固态相变时原子的扩散更为困难,例如固态合金中原子的扩散速度约为 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ cm/d}$,而液态金属原子的扩散速度高达 10^{-7} cm/s 。这是固态相变阻力大的又一个原因。

当新相体积一定时,由相变引起应变能的大小与新相几何形状有关。当新相呈凸透镜状或针状时,应变能较低;而呈球状时,应变能最大。界面能与新相形状的关系恰好与此相反。在相同体积条件下,新相呈凸透镜状或针状时,表面积较大,故界面能也大。新相呈球状时,表面积最小,则界面能也最小。一般地,形成共格或半共格晶界,应变能较界面能为主,

要,新、旧相比容差又很大,新相通常呈凸透镜状或针状;形成非共格晶界,界面能较应变能为主要,新相通常呈球状。

(二) 新相晶核与母相之间存在一定的晶体学位向关系

纯金属结晶时,自发晶核的形成与液体金属能量起伏和结构起伏有关,带有随机性。但是液态金属在已存在固相质点上形成非自发晶核时,新固相与现存固相质点之间必须符合结构和大小相适应原理,才能降低形核功,促进非自发晶核的形成。

固态相变时,为了减小新、旧两相之间的界面能,新相与母相晶体之间往往存在一定的晶体学位向关系。实验表明,新相 α 的某一晶面 $\{hkl\}$ 和晶向 $\langle uvw \rangle$ 与母相 γ 的某一晶面 $\{h'k'l'\}$ 和晶向 $\langle u'v'w' \rangle$ 相互平行,即 $\{hkl\}_\alpha \parallel \{h'k'l'\}_\gamma, \langle uvw \rangle_\alpha \parallel \langle u'v'w' \rangle_\gamma$ 。并且新相总是以一定方向在母相某一特定晶面上形成,这种晶面和晶向称之为惯习面和惯习方向,这种现象叫做惯习现象。例如在一定温度下 γ -Fe转变为 α -Fe时,新相 α 和母相 γ 就存在如下晶体学位向关系: $\{110\}_\alpha \parallel \{111\}_\gamma, \langle 111 \rangle_\alpha \parallel \langle 110 \rangle_\gamma$ 。即固态相变时,新相 α -Fe的晶体学取向受母相 γ -Fe的制约。这是由于新相晶面 $\{110\}$ 和母相晶面 $\{111\}$ 或新相晶向 $\langle 111 \rangle_\alpha$ 和母相晶向 $\langle 111 \rangle_\gamma$ 都是这两种晶体结构的密排面和密排方向,它们的原子排列规律及原子间距相近,因而新、旧两相在这样两个晶面结合在一起时界面能就最小。既然两相以特定的晶面相互连接,则它们之间必定存在如上所说的一定的结晶学位向关系。

同理可以解释惯习现象存在的原因。惯习现象实际就是形核的取向关系在成长过程中的一种特殊反映。当新、旧两相在惯习面上结合在一起时,则可保证界面能最小,而界面能最小的相界面可以得到充分地发展,这样可以减小固态相变之阻力,促进新相晶核的成长。

(三) 母相晶体缺陷对相变起促进作用

固态相变时,母相中各种晶体缺陷,如晶界、相界、位错、空位等各种点、线、面缺陷对相变有明显的促进作用。新相晶核往往优先在这些缺陷处形成。这是由于在缺陷周围晶格有畸变,自由能较高,因此容易在这些区域首先形成晶核。实验表明,母相晶粒越细,晶界越多,晶内缺陷越多,则转变速度越快。

(四) 易于出现过渡相

固态相变的另一特征是易于出现过渡相。过渡相是一种亚稳定相,其成分和结构介于新相和母相之间。因固态相变阻力大,原子扩散困难,尤其当转变温度较低,新、旧相成分相差很远时,难以形成稳定相。过渡相是为了克服相变阻力而形成的一种协调性中间转变产物。通常首先在母相中形成成分与母相接近的过渡相,然后在一定条件下由过渡相逐渐转变为稳定相。例如钢中奥氏体在进行共析分解时,从热力学分析,应该发生 $\gamma \rightarrow \alpha + C$ 反应。式中的 α 是以 α -Fe为溶剂的固溶体,C表示石墨碳。但实际上即使在缓慢冷却条件下也只能发生 $\gamma \rightarrow \alpha + Fe_3C$ 的共析反应。这里的 Fe_3C 从结构和成分来看都介于 γ 相和石墨碳(C)之间,因此是一个亚稳定的过渡相。在一定温度下, Fe_3C 会发生分解: $Fe_3C \rightarrow 3Fe + C$,形成稳定的石墨碳。同样,奥氏体快速冷却时转变为马氏体,其成分虽然与奥氏体相同,但晶体结构介于 α -Fe和 γ -Fe之间。所以马氏体也是一个过渡相,在一定条件下可以分解为 α 和 Fe_3C ,进而再分解为Fe和C。

上述固态相变的特点都是由固态介质区别于液态介质的一些基本特性决定的。固态转变过程表现出的这些特征都受控于下述的基本规律,即固态转变一方面力求使自由能尽可能降低,另一方面又力求沿着阻力最小、做功最少的途径而进行。

四、固态相变的类型

无论是液态金属结晶，还是固态金属各种类型的相变都是通过生核和长大两个基本过程进行的。根据固态相变过程中生核和长大的特点，可将固态相变分为三类。

第一类是扩散型相变。在这类相变过程中，新相的生核和长大主要依靠原子进行长距离的扩散，或者说，相变是依靠相界面的扩散移动而进行的。相界面是非共格的。珠光体转变和奥氏体转变等都属于这一类相变。

第二类是非扩散型相变，或切变型相变。在这类相变过程中，新相的成长不是通过扩散，而是通过类似塑性变形过程中的滑移和孪生那样，产生切变和转动而进行的。在相变过程中，旧相中的原子有规则地、集体地循序转移到新相中，相界面是共格的，转变前后各原子间的相邻关系不发生变化，化学成分也不发生变化。马氏体转变就属于这种类型的相变。

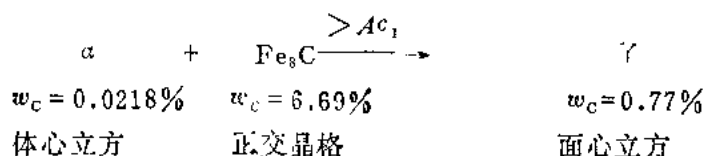
第三类是介于上述两类转变之间的一种过渡型相变。钢中贝氏体转变就属于这种类型的相变。这类相变接近于马氏体转变，铁素体晶格改组是按照切变机构进行的，同时在相变过程中还伴着碳原子的扩散。

§ 9-2 钢在加热时的转变

热处理通常是由加热、保温和冷却三个阶段组成的。大多数热处理过程，首先必须把钢加热到奥氏体状态，然后以适当的方式冷却以获得所期望的组织 and 性能。通常把钢加热获得奥氏体的转变过程称为“奥氏体”化。加热时形成奥氏体的化学成分、均匀化程度及晶粒大小直接影响钢在冷却后的组织和性能。因此，研究钢在加热时的组织转变规律，控制和改进加热规范以改变钢在高温下的组织状态，对于充分挖掘钢材性能潜力、保证热处理产品质量有重要意义。

一、共析钢奥氏体的形成过程

以共析钢为例讨论奥氏体的形成过程。若共析钢的原始组织为片状珠光体，当加热至 A_{c1} 以上温度时，珠光体转变为奥氏体。这种转变可用下式表示：



这一过程是由碳的质量分数很高、具有正交晶格的渗碳体和碳的质量分数很低、具有体心立方晶格的铁素体转变为碳的质量分数介于二者之间、具有面心立方晶格的奥氏体。因此，奥氏体的形成过程就是铁晶格的改组和铁、碳原子的扩散过程。通常将这一过程以及奥氏体在冷却时的转变过程称做“相变重结晶”。共析钢中奥氏体的形成由下列四个基本过程组成：奥氏体形核、奥氏体长大、剩余渗碳体溶解和奥氏体成分均匀化，如图9-4所示。

(一) 奥氏体的形核

将钢加热到 A_{c1} 以上某一温度保温时，珠光体处于不稳定状态，通常首先在铁素体和渗碳体相界面上形成奥氏体晶核，这是由于铁素体和渗碳体相界面上碳浓度分布不均匀，原子排列不规则，易于产生浓度和结构起伏区，为奥氏体形核创造了有利条件。珠光体群边界也可成为奥氏体的形核部位。在快速加热时，由于过热度大，也可以在铁素体亚晶边界上成核。

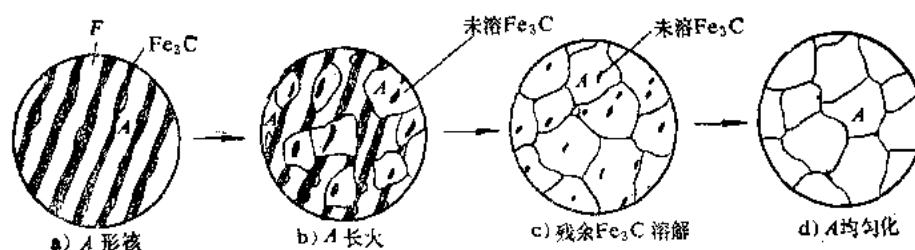


图9-4 共析钢中奥氏体形成过程示意图

某些研究者认为,当过热度很大或在超快速加热条件下, $\alpha \rightarrow \gamma$ 的晶格改组是在存有共格界面条件下的切变机构。碳原子从渗碳体扩散进入按切变机构形成的片状 γ 相区域中,使这些区域成为能长大的奥氏体晶核。

(二) 奥氏体的长大

奥氏体晶核形成以后即开始长大。奥氏体晶粒长大是通过渗碳体的溶解、碳在奥氏体和铁素体中的扩散和铁素体继续向奥氏体转变而进行的,其长大机制示于图9-5。假定在 A_{c1} 以上某一温度 t_1 形成一奥氏体晶核,其与铁素体和渗碳体相接触的两个相界面是平直的(见图9-5 a),那么相界面处各相的碳浓度可由Fe-Fe₃C相图(图9-5 b)确定。图中 $C_{\gamma-\alpha}$ 表示与铁素体相邻界面上奥氏体的碳浓度, $C_{\gamma-c}$ 表示与渗碳体相邻界面上奥氏体的碳浓度, $C_{\alpha-\gamma}$ 表示与奥氏体相邻界面上铁素体的碳浓度, $C_{\alpha-c}$ 表示与渗碳体相邻界面上铁素体的碳浓度。由于 $C_{\gamma-c} > C_{\gamma-\alpha}$,在奥氏体内就造成一个碳浓度梯度,故奥氏体内的碳原子将从奥氏体-渗碳体相界面向奥氏体-铁素体相界面扩散。扩散的结果破坏了在 t_1 温度下相界面的平衡浓度,使与渗碳体相界面处奥氏体的碳浓度低于 $C_{\gamma-c}$,而使与铁素体交界处奥氏体碳浓度大于 $C_{\gamma-\alpha}$ 。为了维持相界面上各相的平衡浓度,高碳的渗碳体必溶入奥氏体,以使与渗碳体相邻界面上奥氏体碳浓度恢复到 $C_{\gamma-c}$;低碳的铁素体将转变为奥氏体,使与铁素体交界面上奥氏体碳浓度恢复为 $C_{\gamma-\alpha}$ 。这样,奥氏体的两个相界面自然地向铁素体和渗碳体两个方向推移,奥氏体便不断长大。

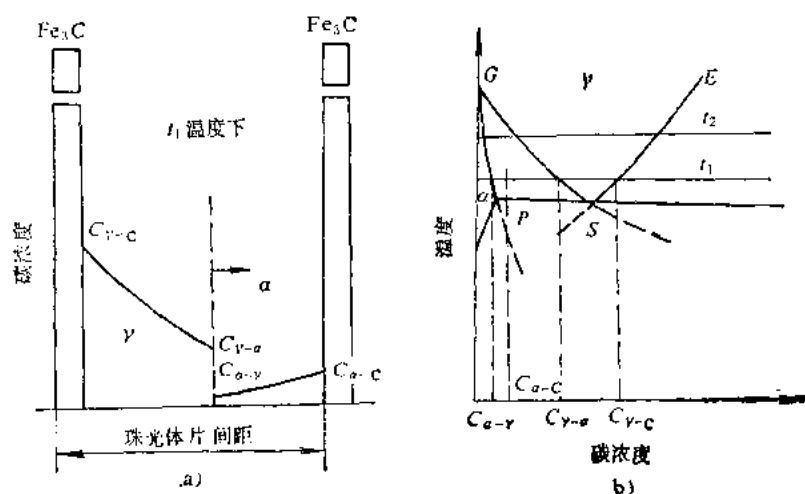


图9-5 共析钢奥氏体晶核长大示意图

a) 奥氏体相界面推移示意图 b) 在 t_1 温度下奥氏体形核时各相的碳浓度

碳在奥氏体中扩散的同时,碳在铁素体中也进行着扩散(见图9-5a),这是由于分别与渗碳体和奥氏体相接触的铁素体两个相界面之间也存在着碳浓度差 $C_{\alpha-c}-C_{\alpha-\gamma}$,扩散的结果也使与奥氏体相接触的铁素体碳浓度升高,促使铁素体向奥氏体转变,从而也能促进奥氏体长大。

实验表明,由于铁素体与奥氏体相界面上的浓度差 $(C_{\gamma-\alpha}-C_{\alpha-\gamma})$ 远小于渗碳体与奥氏体相界面上的浓度差 $(C_{Fe_3C}-C_{\gamma-c})$,使铁素体向奥氏体的转变速度比渗碳体溶解的速度快得多。因此,珠光体中的铁素体总是首先消失。当铁素体一旦全部转变为奥氏体时,可以认为珠光体向奥氏体的转变基本完成,但是仍有部分剩余渗碳体尚未溶解,说明奥氏体化过程仍在继续。

(三) 剩余渗碳体的溶解

铁素体消失后,在 t_1 温度下继续保温或继续加热时,随着碳在奥氏体中继续扩散,剩余渗碳体不断向奥氏体中溶解。

(四) 奥氏体成分均匀化

当渗碳体刚刚全部溶入奥氏体后,奥氏体内碳浓度仍是不均匀的,原来是渗碳体的地方碳浓度较高,而原来是铁素体的地方碳浓度较低,只有经过长时间的保温或继续加热,让碳原子进行充分地扩散才能获得成分均匀的奥氏体。

由于珠光体中铁素体和渗碳体的相界面很多,1 mm³体积的珠光体中铁素体和渗碳体的相界面就有2000~10000 mm²,所以奥氏体形核部位很多,当奥氏体化温度不高,但保温时间足够长时,可以获得极细小而又均匀的奥氏体晶粒。

亚共析钢和过共析钢的奥氏体化过程同共析钢基本相同。但是加热温度仅超过 A_{c1} 时,只能使原始组织中的珠光体转变为奥氏体,仍保留一部分先共析铁素体或先共析渗碳体。只有当加热温度超过 A_{c3} 或 A_{cm} 并保温足够时间后,才能获得均匀的单相奥氏体。

二、影响奥氏体形成速度的因素

奥氏体的形成是通过形核与长大过程进行的,整个过程受原子扩散所控制。因此,凡是影响扩散、影响形核与长大的一切因素,都会影响奥氏体的形成速度。

(一) 加热温度和保温时间

为了描述珠光体向奥氏体的转变过程,通常将研究钢的试样迅速加热到 A_{c1} 以上各个不同的温度保温,记录各个温度下珠光体向奥氏体转变开始、铁素体消失、渗碳体全部溶解和奥氏体成分均匀化所需要的时间,绘制在转变温度和时间坐标图上,便得到钢的奥氏体等温形成图(见图9-6)。

由图9-6可见,在 A_{c1} 以上某一温度保温时,奥氏体并不立即出现,而是保温一段时间后才开始形成。这段时间称为孕育期。这是由于形成奥氏体晶核需要原子的扩散,而扩散需要一定的时间。随着温度的升高,原子扩散速率急剧加快,相变驱动力 $\Delta G_{\alpha\beta}$ 迅速增加,同时奥氏体中碳的浓度梯度显著增大。因此奥氏体的形核率和长大速度大大提高,故转变的孕育期和转变完成所需时间也显著缩短。加热温度越高,转变的

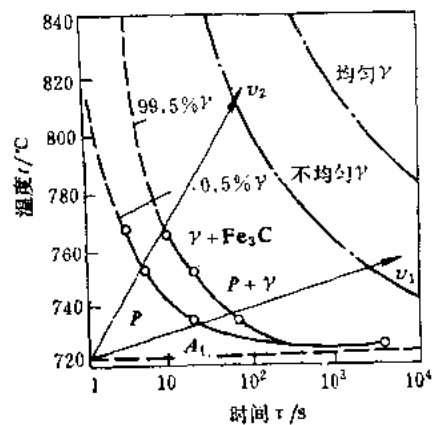


图9-6 共析钢奥氏体等温形成图

孕育期和完成转变的时间越短,即奥氏体的形成速度越快。在影响奥氏体形成速度的诸多因素中,温度的作用最为显著。因此,控制奥氏体的形成温度至关重要。但是,从图9-6也可以看到,在较低温度下长时间加热和较高温度下短时间加热都可以得到相同的奥氏体状态。因此,在制定加热工艺时,应当全面考虑加热温度和保温时间的影响。

在实际生产采用的连续加热过程中,奥氏体等温转变的基本规律仍是不变的。图9-6所画出的不同速度的加热曲线(如 v_1 、 v_2),可以定性地说明钢在连续加热条件下奥氏体形成的基本规律。加热速度越快(如 v_2),孕育期越短,奥氏体开始转变的温度和转变终了的温度越高,转变终了所需要的时间越短。加热速度较低(如 v_1),转变将在较低温度下进行。当加热速度非常缓慢时,珠光体向奥氏体的转变在接近于 A_1 点温度下进行,这便符合Fe-Fe₃C相图所示平衡转变的情况。但是,与等温转变不同,钢在连续加热时的转变是在一个温度范围内进行的。

(二) 原始组织的影响

钢的原始组织为片状珠光体时,铁素体和渗碳体组织越细,它们的相界面越多,则形成奥氏体的晶核越多,晶核长大速度越快,因此可加速奥氏体的形成过程。若预先经球化处理,使原始组织中渗碳体为球状,因铁素体和渗碳体的相界面减少,则将减慢奥氏体的形成速度。如共析钢的原始组织为淬火马氏体、正火索氏体等非平衡组织时,则等温奥氏体化曲线如图9-7所示。每组曲线的左边一条是转变开始线,右边一条是转变终了线,由图可见,奥氏体化最快的是原为淬火状态的钢,其次是正火状态的钢,最慢的是球化退火状态的钢。这是因为淬火状态的钢在 A_1 点以上升温过程中已经分解为微细粒状珠光体,组织最弥散,相界面最多,有利于奥氏体的形核与长大,所以转变最快。正火态的细片状珠光体,其相界面也很多,所以转变也很快。球化退火态的粒状珠光体,其相界面最少,因此奥氏体化最慢。

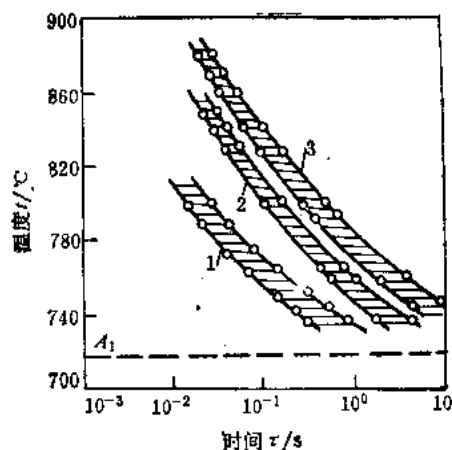


图9-7 不同原始组织共析钢等温奥氏体曲线
1—淬火态 2—正火态 3—球化退火态

近年来研究低、中碳合金钢非平衡组织加热相变的结果表明,采用淬火马氏体、回火马氏体、贝氏体等原始组织,不但加速奥氏体化过程,而且改变形成奥氏体的相形态。采用淬火马氏体等组织状态加热时,可以形成针状奥氏体及颗粒状奥氏体。当加热温度较低、过热度不大时,以形成针状奥氏体为主,在原奥氏体晶界处还会产生细小的颗粒状奥氏体。若将淬火态组织以较快速度加热到较高温度转变时,可以全部形成颗粒状奥氏体,而且形核率很高,可以得到较平衡态组织加热时更细小的奥氏体晶粒。如果反复进行这种处理,可以得到超细化的奥氏体晶粒,从而显著改善钢的机械性能。

(三) 化学成分的影响

1. 碳

钢中的含碳量越高,奥氏体形成速度越快。这是因为钢中的含碳量越高,原始组织中渗碳体数量越多,从而增加了铁素体和渗碳体的相界面,使奥氏体的形核率增大。此外,碳的

质量分数增加又使碳在奥氏体中的扩散速度增大,从而增大了奥氏体长大速度。

2. 合金元素

合金元素主要从以下几个方面影响奥氏体的形成速度。首先是合金元素影响碳在奥氏体中的扩散速度。Co和Ni能提高碳在奥氏体中的扩散速度,故加快了奥氏体的形成速度。Si、Al、Mn等元素对碳在奥氏体中扩散能力影响不大。而Cr、Mo、W、V等碳化物形成元素显著降低碳在奥氏体中的扩散速度,故大大减慢奥氏体的形成速度。其次是合金元素改变了钢的临界点和碳在奥氏体中的溶解度,于是就改变了钢的过热度和碳在奥氏体中的扩散速度,从而影响奥氏体的形成过程。此外,钢中合金元素在铁素体和碳化物中的分布是不均匀的,在平衡组织中,碳化物形成元素集中在碳化物中,而非碳化物形成元素集中在铁素体中。因此,奥氏体形成后碳和合金元素在奥氏体中的分布都是极不均匀的。所以在合金钢中除了碳的均匀化之外,还有一个合金元素的均匀化过程。在相同条件下,合金元素在奥氏体中的扩散速度远比碳小得多,仅为碳的万分之一到千分之一。因此,合金钢的奥氏体均匀化时间要比碳钢长得多。在制定合金钢的加热工艺时,和碳钢相比,加热温度要高,保温时间要长,原因就在这里。

三、奥氏体晶粒大小及其影响因素

钢在加热后形成的奥氏体组织,特别是奥氏体晶粒大小对冷却转变后钢的组织 and 性能有着重要的影响。一般说来,奥氏体晶粒越细小,钢热处理后的强度越高,塑性越好,冲击韧性越高。但是奥氏体化温度过高或在高温下保持时间过长,将使钢的奥氏体晶粒长大,显著降低钢的冲击韧性、减少裂纹扩展功和提高脆性转折温度。此外,晶粒粗大的钢件,淬火变形和开裂倾向增大。尤其当晶粒大小不均时,还显著降低钢的结构强度,引起应力集中,易于产生脆性断裂。因此,在热处理过程中应当十分注意防止奥氏体晶粒粗化。为了获得所期望的合适的奥氏体晶粒尺寸,必须弄清奥氏体晶粒度的概念,了解影响奥氏体晶粒大小的各种因素以及控制奥氏体晶粒大小的方法。

(一) 奥氏体晶粒度

奥氏体晶粒度是衡量晶粒大小的尺度。奥氏体晶粒大小通常以单位面积内晶粒的数目或以每个晶粒的平均面积与平均直径来描述。这样可以建立实际晶粒大小的清晰概念。但是要测定这样的数据是很麻烦的。实际生产中奥氏体晶粒尺寸通常用与八级晶粒度标准金相图片(见图9-8)相比较的方法来度量,从而确定晶粒度级别 N 。晶粒度级别号数 N 越大,单位面积内晶粒数越多,则晶粒尺寸越小。通常1~4号为粗晶粒,5~8号为细晶粒。八级以外的晶粒谓之超粗或超细晶粒。晶粒度级别 N 与晶粒大小有如下定义式: $n = 2^{N-1}$ 。式中的 n 表示放大100倍时每平方英寸(6.45cm^2)视野中观察到的平均晶

粒数。实际每平方毫米面积平均晶粒数 $n_0 = \frac{n}{6.45 \times 100/100^2} = 2^{N+3}$ 。如果实际金相观察放大

M 倍时晶粒的平均直径为 d (单位为mm),那么它与晶粒度级别在数值上有如下近似关系: $(d/M)^2 = 1/2^{N+3}$ 。这样就建立了实际晶粒大小的清晰概念。

为了研究钢在热处理时奥氏体晶粒度的变化,必须弄清三种不同晶粒度的概念。

1. 起始晶粒度

钢在临界温度以上奥氏体形成刚结束,其晶粒边界刚刚相互接触时的晶粒大小称为奥氏体的起始晶粒度。因珠光体中 α 和 Fe_3C 间相界面很多,所以奥氏体形核极多。显然奥氏体的起

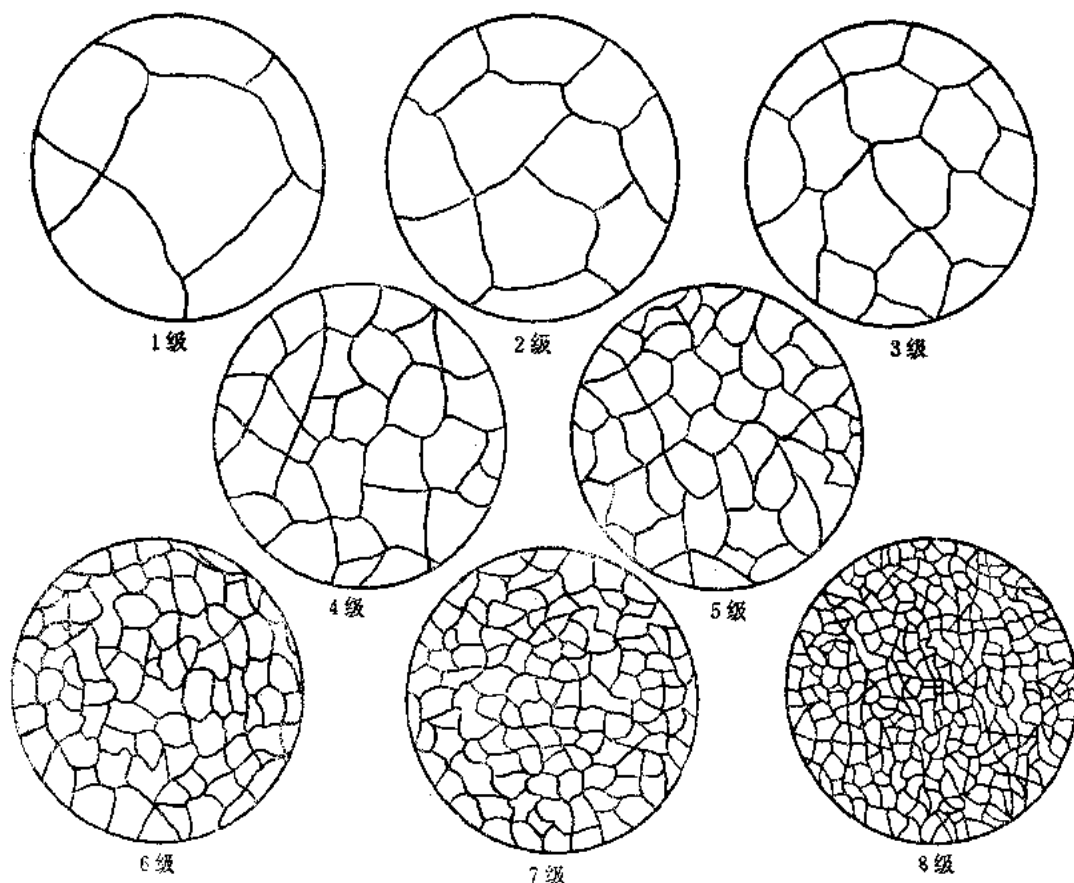


图9-8 八级奥氏体晶粒度标准

始晶粒总是十分细小而均匀的。奥氏体的起始晶粒大小与形核率 \dot{N} 和长大速度 G 有如下关系：
$$n_0 = 1.01 \left(\frac{\dot{N}}{G} \right)^{1/2}$$
，式中的 n_0 表示单位面积内的晶粒数，单位为 mm^{-2} 。可见， \dot{N}/G 值越大，则 n_0 越大，晶粒越细小。在增大形核率的同时，降低长大速度，可使奥氏体晶粒细化。如果加热速度快，则转变温度升高，那么奥氏体的起始晶粒就更加细化。但是如果进一步提高加热温度或在高温下长时间保温，那么奥氏体晶粒就会粗化。由于晶粒粗化减少晶界可使界面能减小，因此奥氏体晶粒长大在热力学上是一种自发趋势。然而在一定温度下，奥氏体晶粒长大到一定程度后就不继续长大，这一点通常用机械阻碍理论解释。如果晶界上存在难熔化合物质点，便能阻碍奥氏体晶粒长大，只有当进一步升高温度，使第二相质点溶入奥氏体后，奥氏体晶粒才能继续长大。因此，不同钢种由于冶炼方法和化学成分不同，奥氏体晶粒长大倾向是不同的。这就引入了所谓“本质晶粒度”的概念。

2. 本质晶粒度

本质晶粒度表示钢在一定条件下奥氏体晶粒长大的倾向性。为了表征奥氏体晶粒长大倾向，通常采用标准试验方法（YB27-64），即将钢加热到 $930 \pm 10^\circ\text{C}$ ，保温3~8 h后测定其奥氏体晶粒大小。如晶粒度在1~4级，称为本质粗晶粒钢，如晶粒度在5~8级，则称为本质细晶粒钢。

一般钢的热处理加热温度都低于 930°C ，如果钢在 930°C 以前奥氏体晶粒没有明显长大，那么在一般热处理条件下也不会出现粗大的奥氏体晶粒，所以该钢的奥氏体晶粒长大倾向小，

反之亦然。因此,本质晶粒度只反映钢加热至 930°C 以前奥氏体晶粒长大的倾向性。如图9-9所示,若钢在 930°C 以下,随温度升高,晶粒不断迅速长大,则称为本质粗晶粒钢;如在 930°C 以下,随温度升高,晶粒长大速度很缓慢,则称为本质细晶粒钢。超过 930°C ,本质细晶粒钢也可能得到很粗的奥氏体晶粒,甚至比本质粗晶粒钢还粗。

本质晶粒度是钢的工艺性能之一,对于确定钢的加热工艺有重要参考价值。本质细晶粒钢淬火加热温度范围较宽,这种钢可在 930°C 高温下渗碳后直接淬火,不致引起奥氏体晶粒粗化。而本质粗晶粒钢必须严格控制加热温度,以免引起奥氏体晶粒粗化。

钢的本质晶粒度与钢的化学成分和冶炼条件有关。一般用铝脱氧的钢为本质细晶粒钢。这是由于形成了弥散的 AlN 质点,可以阻止奥氏体晶粒长大。钢中含有碳化物形成元素时(如 Ti 、 V 、 Zr 、 W 和 Mo 等),可以阻止奥氏体晶粒长大,因为这些元素能形成难于溶入奥氏体的碳化物质点,其中影响最强烈的碳化物形成元素是钛和钒。

3. 实际晶粒度

所谓实际晶粒度是指钢在某一具体热处理加热条件下所获得的奥氏体晶粒大小。显然,奥氏体的实际晶粒尺寸要比起始晶粒大。而本质粗晶粒钢与本质细晶粒钢也不意味着该钢总是具有粗大晶粒或细小晶粒。实际晶粒度与钢件具体的热处理条件有关,即奥氏体晶粒大小完全由其所达到的最高加热温度和在该温度下的保温时间所决定。一般说来,在一定加热速度下,加热温度越高,保温时间越长,得到的实际奥氏体晶粒越粗大。在相同的实际加热条件下,奥氏体的实际晶粒度则取决于钢材的本质晶粒度。钢在加热后的冷却条件并不改变奥氏体晶粒大小,但奥氏体的实际晶粒度却决定钢件冷却后的组织和性能。细小的奥氏体晶粒可使钢在冷却后获得细小的室温组织,从而具有优良的综合机械性能。

(二) 影响奥氏体晶粒大小的因素

由于奥氏体晶粒大小对钢件热处理后的组织和性能影响极大,因此必须了解影响奥氏体晶粒长大的因素,以寻求控制奥氏体晶粒大小的方法。奥氏体起始晶粒形成以后,其实际晶粒大小主要取决于升温或保温过程中奥氏体晶粒的长大倾向。奥氏体晶粒长大过程可视为晶界的迁移过程,其实质就是原子在晶界附近的扩散过程。因此,凡是影响晶界原子扩散迁移的因素都会影响奥氏体晶粒长大。

1. 加热温度和保温时间的影响

由于奥氏体晶粒长大与原子扩散有密切关系,所以加热温度越高,保温时间越长,则奥氏体晶粒越粗大。图9-10表示加热温度和保温时间对奥氏体晶粒长大过程的影响。由图可见,加热温度越高,晶粒长大速度越快,最终晶粒尺寸越大。而在每一加热温度下,都有一个加速长大期,当奥氏体晶粒长大到一定尺寸后,再延长时间,晶粒将不再长大而趋于一个稳定尺

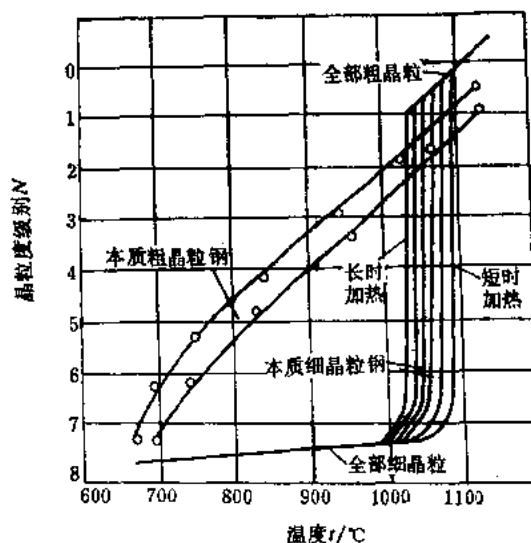


图9-9 奥氏体晶粒长大示意图

寸。为了获得一定大小的奥氏体晶粒，可以同时控制加热温度和保温时间。加热温度低时保温时间影响较小，加热温度高时保温时间的影响开始较大，随后减弱。因此，加热温度高时，保温时间应当缩短，才能保证得到细小的奥氏体晶粒。比较而言，加热温度对奥氏体晶粒长大起主要作用，因此生产上必须严加控制，防止加热温度过高，以避免奥氏体晶粒粗化。通常要根据钢的临界点、工件尺寸及装炉量确定合理的加热规程。

2. 加热速度的影响

加热速度越快，过热度越大，奥氏体的实际形成温度越高，形核率和长大速度越大，则奥氏体的起始晶粒越细小（见图9-11）。但是，奥氏体起始晶粒细小而加热温度较高反使奥氏体晶粒易于长大。因此，快速加热时，保温时间不能过长，否则晶粒反而更加粗大。生产上采用短时快速加热工艺是获得超细化晶粒的重要手段之一。

3. 钢的化学成分的影响

在一定的含碳量范围内，随着奥氏体中碳的含量的增加，由于碳在奥氏体中扩散速度及铁的自扩散速度增大，晶粒长大倾向增加。但当含碳量超过一定量以后，碳能以未溶碳化物的形式存在，奥氏体晶粒长大受到第二相的阻碍作用，反使奥氏体晶粒长大倾向减小。例如过共析钢在 $Ac_1 \sim Ac_c$ 之间加热时，由于细粒状渗碳体的存在，可以得到细小的晶粒，而共析钢在相同温度下加热则具有较大的奥氏体晶粒长大倾向。

前已述及，用铝脱氧或在钢中加入适量的 Ti、V、Zr、Nb 等强碳化物形成元素时，可以得到本质细晶粒钢，减小奥氏体晶粒长大倾向。

钢中的铝能形成难溶的 AlN 质点在晶界上弥散析出，阻碍加热时奥氏体晶界的迁移，从而可以细化晶粒。若进一步升高温度 ($>900^\circ\text{C}$)，AlN 质点溶入奥氏体中，将使奥氏体晶粒急剧长大。从细化晶粒角度，脱氧后钢中铝的质量分数以 0.02~0.04% 最佳。

Ti、V、Zr、Nb 等元素在钢中能形成高熔点的弥散碳化物和氮化物，也起阻止晶粒长

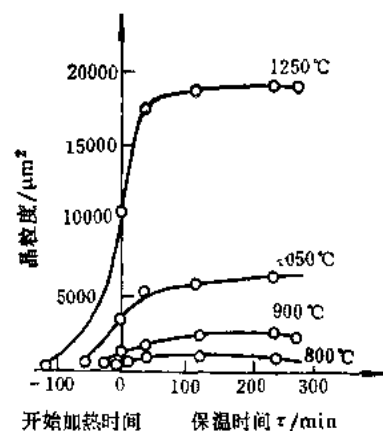
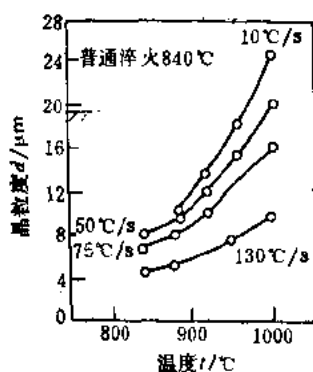
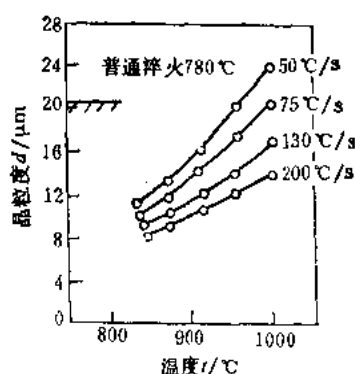


图9-10 加热温度和保温时间对奥氏体晶粒大小的影响 ($w_c = 0.48\%$ 、 $w_{Mn} = 0.82\%$ 的钢)



a)



b)

图9-11 加热速度对奥氏体晶粒大小的影响

a) 40钢 b) T10钢

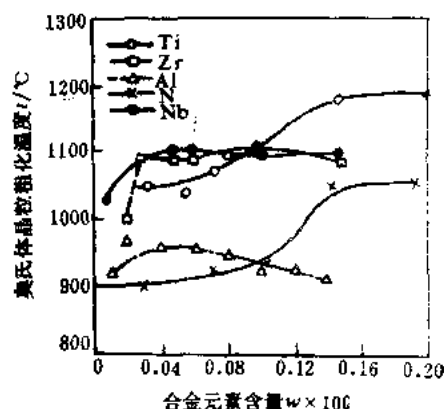


图9-12 合金元素对奥氏体晶粒粗化的影响

大的作用。这些元素对晶粒长大的影响可用晶粒粗化温度表示(见图9-12)。由图可见,晶粒粗化温度越高,表明晶粒长大倾向越小。其中Ti、Zr、Nb的作用显著,Al的作用最弱。Mn、P、C、N等元素溶入奥氏体后削弱铁原子结合力,加速铁原子的扩散,因而促进奥氏体晶粒的长大。

4. 钢的原始组织的影响

一般来说,钢的原始组织越细,碳化物弥散度越大,则奥氏体的起始晶粒越细小。细珠光体和粗珠光体相比,总是易于获得细小而均匀的奥氏体起始晶粒度。在相同的加热条件下,和球状珠光体相比,片状珠光体在加热时奥氏体晶粒易于粗化,因为片状碳化物表面积大,溶解快,奥氏体形成速度也快,奥氏体形成后较早地进入晶粒长大阶段。

对于原始组织为非平衡组织的钢,采用较快速度加热到 $A_{c1} \sim A_{c3}$ 之间高温区域,或者稍高于 A_{c3} 时将得到更细小的奥氏体起始晶粒,如果采用快速加热、短时保温的工艺方法,或者多次快速加热-冷却的方法,便可获得非常细小的实际晶粒尺寸。

§ 9-3 钢在冷却时的转变

一、概述

钢的加热转变,或者说钢的热处理加热是为了获得均匀、细小的奥氏体晶粒。然而得到高温奥氏体组织不是最终目的。因为大多数零构件都在室温下工作,所以高温奥氏体状态最终总是要冷却下来。钢从奥氏体状态的冷却过程是热处理的关键工序,因为钢的性能最终取决于奥氏体冷却转变后的组织。因此,研究不同冷却条件下钢中奥氏体组织的转变规律,对于正确制定钢的热处理冷却工艺、获得预期的性能具有重要的实际意义。

钢在铸造、锻造、焊接以后,也要经历由高温到室温的冷却过程。虽然不作为一个热处理工序,但实质上也是一个冷却转变过程,正确控制这些过程,有助于减小或防止热加工缺陷。

在热处理生产中,钢在奥氏体化后通常有两种冷却方式:一种是连续冷却方式,如图9-13曲线2所示,钢从高温奥氏体状态一直连续冷却到室温。一种是等温冷却方式,如图9-13曲线1所示,将奥氏体状态的钢迅速冷却到临界点以下某一温度保温,让其发生恒温转变过程,然后再冷却下来。

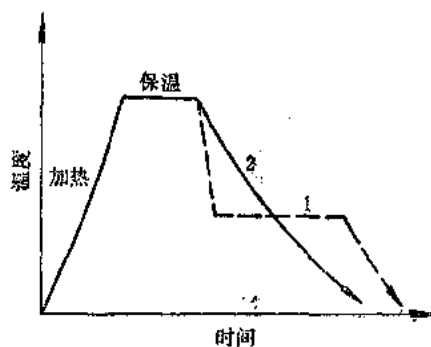


图9-13 奥氏体不同冷却方式示意图
1—等温冷却 2—连续冷却

奥氏体在临界转变温度以上是稳定的,不会发生转变。奥氏体冷却至临界温度以下,在热力学上处于不稳定状态,冷却时要发生分解转变。这种在临界点以下存在且不稳定的、将要发生转变的奥氏体,叫做过冷奥氏体。如在本章第一节所分析的,过冷奥氏体以缓慢速度冷却时,发生分解的过冷度很小,在高温下有足够时间进行扩散分解,可以得到近于平衡的珠光体类型的组织。这种冷却速度相当于炉冷或空冷的冷却方式,热处理生产上叫做退火或正火。这种转变叫做珠光体型转变。

过冷奥氏体分解也是一个点阵重构和碳的扩散过程。当冷却速度较快时,可以把奥氏体过冷至较低温度,此时碳原子尚可进行扩散,但铁原子不能进行扩散,奥氏体只能转变为贝

氏体组织。采用图9-13曲线1等温冷却即能得到贝氏体组织。如果采用更快的冷却速度,奥氏体迅速过冷至不能进行扩散分解的低温 M_s 点以下,只能得到马氏体组织。这种冷却速度相当于水冷方式,生产上叫做淬火。这种转变叫马氏体转变。

过冷奥氏体在连续冷却时的转变是在一个温度范围内发生的,其过冷度是不断变化的。因而可以获得粗细不同或类型不同的混合组织。虽然这种冷却方式在生产上广泛采用,但分析起来却比较困难。

钢在等温冷却的情况下,可以控制温度和时间这两个因素,分别研究温度和时间对过冷奥氏体转变的影响,从而有助于弄清过冷奥氏体的转变过程及转变产物的组织和性能,并能方便地测定过冷奥氏体等温转变曲线。

二、共析钢过冷奥氏体的等温转变曲线

过冷奥氏体在临界温度 A_1 点以下冷却时,由于过冷度不同,将转变为不同类型的组织,或分解为珠光体、贝氏体,或转变为马氏体。那么,共析钢从奥氏体状态冷却至 A_1 点以下不同温度范围内将得到什么样的转变产物,转变的过程和速度又怎样呢?

过冷奥氏体的转变,同加热相变一样,也是一个生核和长大过程。这个过程发生的时间,可用所谓等温转变动力学曲线,即转变量和转变时间的关系曲线来描述。该转变动力学曲线可以反映过冷奥氏体的转变过程和转变速度。

由于过冷奥氏体在转变过程中有体积膨胀和磁性转变,有组织和性能的变化,因此,可以用膨胀法、磁性法和金相-硬度法等多种方法显示出过冷奥氏体恒温转变过程。现以金相-硬度法为例,测定共析钢恒温转变动力学曲线。

将共析钢加工成 $\phi 10 \times 1.5\text{mm}$ 圆片状薄试样并分成若干组。各组试样在相同加热温度下奥氏体化,保温一段时间(通常为10~15min)得到均匀奥氏体组织,再将其迅速冷却到 A_1 点以下不同温度的盐浴中保温,每隔一定时间,取出一组试样立即淬入盐水中,使未转变的奥氏体转变为马氏体。如果过冷奥氏体尚未发生等温转变,则试样的组织全为白色的马氏体;如果过冷奥氏体已开始发生分解(产物为黑色),那么尚未分解的过冷奥氏体则转变为马氏体;如果过冷奥氏体已经分解完毕,那么水淬后试样的组织将没有马氏体。根据上述显微观察、定量分析和硬度测定,即可确定过冷奥氏体在 A_1 点以下不同温度保温不同时间时,转变产物的类型及转变的体积分数。由此测定各个等温温度下转变开始时间和终了时间。一般将奥氏体转变的体积分数为1~3%所需要的时间定为转变开始时间,而把转变的体积分数为

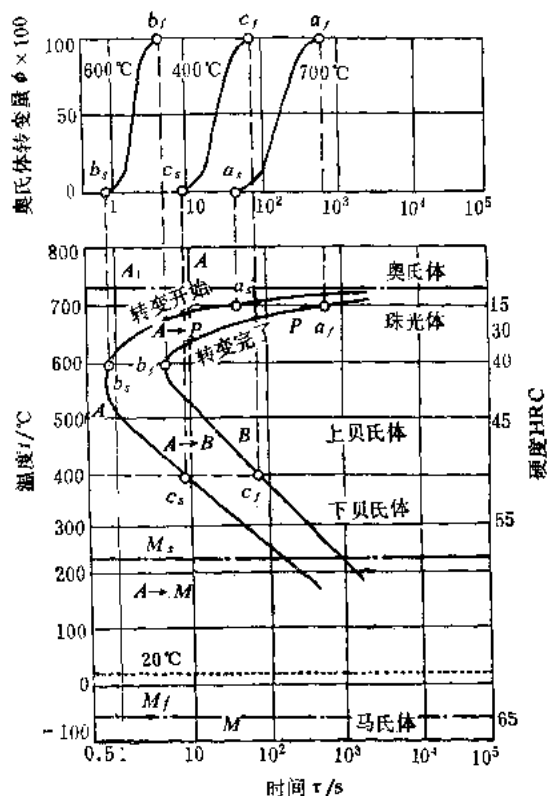


图9-14 共析钢过冷奥氏体等温转变曲线的建立

95~98%所需时间视为转变终了时间。图9-14上为不同温度下奥氏体的转变体积分数与等温时间的关系曲线。由图可见,经一段时间后,过冷奥氏体才发生转变,这段时间叫做孕育期。转变开始后转变速度逐渐加快,当奥氏体转变体积分数达50%时转变速度最大,随后转变速度趋于缓慢,直至转变结束。但是这种转变量和等温时间关系曲线不能清晰地显示出各个等温温度下过冷奥氏体等温转变开始时间和转变终了时间以及不同温度范围内的转变产物。如果把各个等温温度下转变开始和转变终了时间画在温度—时间坐标上,并将所有开始转变点和转变终了点分别连结起来,形成开始转变线和转变终了线,那么即得到共析钢过冷奥氏体等温转变曲线(见图9-14下)。这种曲线具有英文字母“C”的形状,故称为C-曲线,亦称TTT图。

C-曲线上部的水平线 A_1 是奥氏体和珠光体的平衡温度。C-曲线下面还有两条水平线分别表示奥氏体向马氏体开始转变温度 M_s 点和奥氏体向马氏体转变终了温度 M_f 点。 M_s 和 M_f 温度多采用膨胀法或磁性法等物理方法测定。

A_1 线以上钢处于奥氏体状态, A_1 线以下、 M_s 线以上和转变开始曲线之间区域为过冷奥氏体区,转变开始曲线和转变终了曲线之间为过冷奥氏体正在转变区,转变终了曲线以右为转变终了区。

研究表明,根据转变温度和转变产物不同,共析钢C-曲线由上至下可分为三个区: $A_1 \sim 550^\circ\text{C}$ 之间为珠光体转变区; $550 \sim M_s$ 之间为贝氏体转变区; $M_s \sim M_f$ 之间为马氏体转变区。由此可以看出,珠光体转变是在不大过冷度的高温阶段发生的,属于扩散型相变;马氏体转变是在很大过冷度的低温阶段发生的,属于非扩散型相变;贝氏体转变是中温区间的转变,属于半扩散型相变。

从纵坐标至转变开始线之间的线条长度表示不同过冷度下奥氏体稳定存在的时间,即过冷奥氏体等温转变开始所经历的时间,也就是前述的孕育期。孕育期的长短表示过冷奥氏体稳定性的高低,反映过冷奥氏体的转变速度。由C-曲线可知,共析钢约在 550°C 左右孕育期最短,表示过冷奥氏体最不稳定,转变速度最快,称为C-曲线的“鼻子”。鼻温至 A_1 线之间,随着过冷度增大,孕育期缩短,过冷奥氏体稳定性降低;鼻温至 M_s 线之间,随着过冷度增大,孕育期增大,过冷奥氏体稳定性提高。在靠近 A_1 点和 M_s 点附近温度,过冷奥氏体比较稳定,孕育期较长,转变速度很慢。

为什么过冷奥氏体稳定性具有这种特征呢?这是由于过冷奥氏体转变速度与形核率和生长速度有关,而形核率和生长速度又取决于过冷度(见图9-15)。随着过冷度增大,转变温度降低,奥氏体与珠光体自由能差增大,转变速度应当加快。但过冷奥氏体的分解是一个扩散过程,随着过冷度增大,原子扩散速度显著减小,形核率和生长速度减小,故过冷度增大又会使转变速度减慢。因此,这两个因素综合作用的结果,导致在鼻温以上随着过冷度增大,

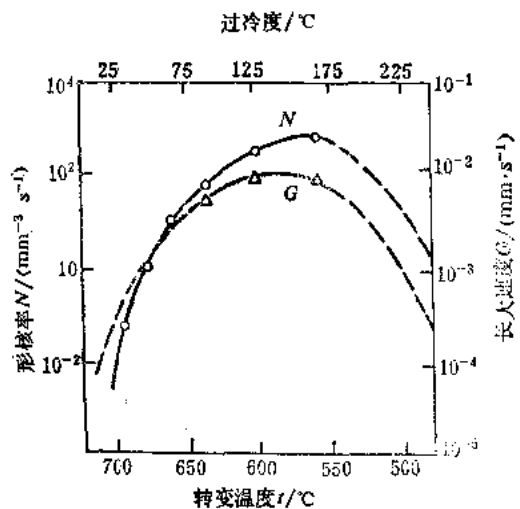


图9-15 共析钢 ($w_C = 0.78\%$ 、 $w_{Mn} = 0.63\%$) 的成核率 (N) 和晶体长大速度 (G) 与转变温度的关系

转变速度增大,转变过程受新、旧两相相变自由能差所控制;鼻温以下,随着过冷度增大,转变速度减慢,转变受原子扩散速度所控制。故而在鼻温附近,转变速度达到一个极大值(见图9-16)。

需指出,和鼻温附近C-曲线相切的奥氏体冷却速度(见图9-62中 v_0')可定义为钢的临界冷却速度,当实际冷却速度小于临界冷却速度时,过冷奥氏体将发生扩散性分解,形成珠光体等类型的组织。钢的临界冷却速度越小,过冷奥氏体越稳定。

三、影响过冷奥氏体等温转变的因素

过冷奥氏体等温转变的速度反映过冷奥氏体的稳定性,而过冷奥氏体的稳定性可在C-曲线上反映出来。过冷奥氏体越稳定,孕育期越长,则转变速度越慢,C-曲线越往右移。反之亦然。因此,凡是影响C-曲线位置和形状的一切因素都影响过冷奥氏体等温转变。

(一) 奥氏体成分的影响

过冷奥氏体等温转变速度在很大程度上取决于奥氏体的成分,改变奥氏体的化学成分,影响了C-曲线的形状和位置,从而可以控制过冷奥氏体的等温转变速度。

1. 含碳量的影响

与共析钢C-曲线不同,亚、过共析钢C-曲线的上部各多出一条先共析相析出线(见图9-17),说明过冷奥氏体在发生珠光体转变之前,在亚共析钢中要先析出铁素体,在过共析钢中要先析出渗碳体。此外,从图9-17可见,奥氏体中含碳量越高,则马氏体开始转变的温度 M_s 点越低。

亚共析钢随奥氏体含碳量增加,C-曲线逐渐右移,说明过冷奥氏体稳定性增高,孕育期变长,转变速度减慢。这是由于在相同转变条件下,随着亚共析钢中碳的质量分数的增高,铁素体形核的机率减少,铁素体长大需要扩散离去的碳量增大,故减慢铁素体的析出速度。一般认为,先共析铁素体的析出可以促进珠光体的形成。因此,由于亚共析钢先共析铁素体孕育期增长且析出速度减慢,珠光体的转变速度也随之减慢。

过共析钢中含碳量越高,C-曲线反而左移,说明过冷奥氏体稳定性减小,孕育期缩短,转变速度加快。这是由于过共析钢热处理加热温度一般在 $A_{c1} \sim A_{cm}$ 之间,如过共析钢加热到 A_{c1} 以上一定温度后进行冷却转变,随着钢中含碳量的增加,奥氏体中的含碳量并不增加,反而增加了未溶渗碳体的数量,从而降低过冷奥氏体的稳定性,使C-曲线左移。只有当加热温度超过 A_{cm} 使渗碳体完全溶解的情况下,奥氏体的含碳量才与钢的含碳量相同,随着钢中含碳量的增加,C-曲线才向右移。所以,共析钢C-曲线鼻子最靠右,其过冷奥氏体最稳定。

奥氏体中的含碳量越高,贝氏体转变孕育期越长,贝氏体转变速度越慢。故碳素钢C-曲线下半部贝氏体转变开始线和终了线随含碳量的增大一直向右移。

2. 合金元素的影响

总的来说,除Co和Al($w_{Al} > 2.5\%$)以外的所有合金元素,当其溶解到奥氏体中后,都增大过冷奥氏体的稳定性,使C-曲线右移。其中Mo的影响最为剧烈,W次之,Mn和Ni

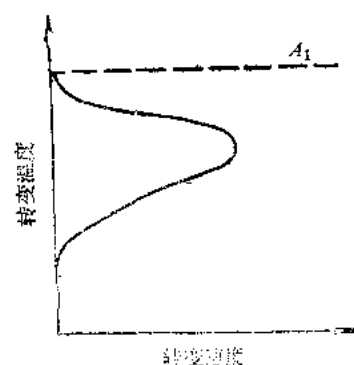


图9-16 奥氏体转变速度与过冷度的关系

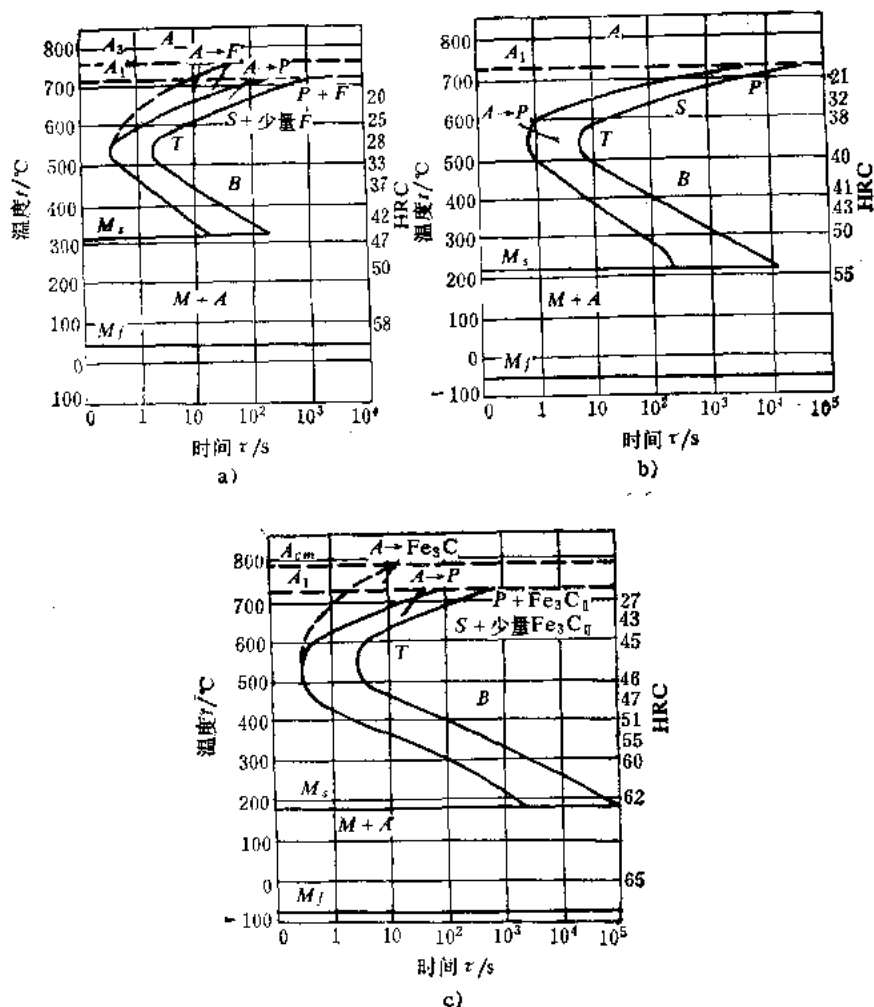


图9-17 含碳量对碳钢C-曲线的影响

a—亚共析钢的C-曲线 b—共析钢的C-曲线 c—过共析钢的C-曲线

的影响也很明显, Si、Al 影响较小。钢中加入微量的 B 可以显著提高过冷奥氏体的稳定性, 但随着含碳量的增加, B 的作用逐渐减小。

Ni、Si、Cu 等非碳化物形成元素以及弱碳化物形成元素 Mn, 只使 C-曲线的位置右移, 不改变 C-曲线的形状, 与碳钢的 C-曲线相似。Cr、Mo、W、V、Ti 等碳化物形成元素不但使 C-曲线右移, 而且改变 C-曲线的形状。例如, 图9-18 表示 Cr 对 $w_c = 0.5\%$ 的钢 C-曲线的影响。由图可见, C-曲线分离成上下两个部分, 形成了两个“鼻子”, 中间出现了一个过冷奥氏体较为稳定的区域。C-曲线上部部分相当于珠光体转变区, 下面部分相当于贝氏体转变区。造成这种现象的原因是合金元素对 C-曲线鼻部位置有着不同的影响。Si、Ti、V、Mo、W 等合金元素使珠光体鼻温上升, 而 Ni、Mn、Cu 等元素则使其下降。应当指出, 对于碳化物形成元素, 尤其是 V、Ti、Nb、Zr 等强碳化物形成元素, 当其含量较多时, 能在钢中形成稳定的碳化物, 在一般加热温度下不能溶入奥氏体中而以碳化物形式存在, 则反而降低过冷奥氏体的稳定性, 使 C-曲线左移。

(二) 奥氏体状态的影响

奥氏体状态主要与钢的原始组织和奥氏体化条件有关。

由于钢的化学成分及脱氧制度不同,奥氏体晶粒长大倾向不同,在相同加热条件下所获得的奥氏体晶粒度也不同。钢的原始组织越细小,单位体积内晶界面积越大,从而使奥氏体分解时形核率增多,降低奥氏体的稳定性,使C-曲线左移。

钢的原始组织也影响奥氏体的均匀性,从而影响奥氏体的等温转变。铸态原始组织不均匀,存在成分偏析,而经轧制后,组织和成分变得均匀。因此在同样加热条件下,铸锭形成的奥氏体很不均匀,而轧材形成的奥氏体则比较均匀,不均匀的奥氏体可以促进奥氏体分解,使C-曲线左移。

奥氏体化的温度和保温时间对奥氏体晶粒大小和成分均匀性有很大影响。奥氏体化温度越高,保温时间越长,碳化物溶解速度和奥氏体成分均匀化速度越快,则形成奥氏体晶粒越粗大,成分也越均匀。因此减小了奥氏体分解的形核率和长大速度,从而有利于提高过冷奥氏体稳定性,使C-曲线右移。反过来,奥氏体化温度越低,保温时间越短,奥氏体晶粒越细,未溶第二相越多,同时奥氏体的碳浓度和合金元素浓度越不均匀,从而促进奥氏体在冷却过程中分解,使C-曲线左移。

总之,加热速度越快,保温时间越短,奥氏体晶粒越细小,成分越不均匀,未溶第二相越多,则等温转变速度越快,使C-曲线左移。

(三) 应力和塑性变形的影响

在奥氏体状态下承受拉应力将加速奥氏体的等温转变,而加等向压应力则会阻碍这种转变。这是因为奥氏体比容最小,发生转变时总是伴随比容的增大,尤其是马氏体转变更为剧烈。所以加拉应力促进奥氏体转变。而在等向压应力下,原子迁移阻力增大,使C、Fe原子扩散和晶格改组变得困难,从而减慢奥氏体的转变。

对奥氏体进行塑性变形亦有加速奥氏体转变的作用。这是由于塑性变形使点阵畸变加剧并使位错密度增高,有利于C和Fe原子的扩散和晶格改组。同时形变还有利于碳化物弥散质点的析出,使奥氏体中碳和合金元素贫化,因而促进奥氏体的转变。

四、珠光体转变

共析钢过冷奥氏体在C-曲线鼻温至 A_1 线之间较高温度范围内等温停留时,将发生珠光体转变,形成含碳量和晶体结构相差悬殊并和母相奥氏体截然不同的两个固态新相:铁素体和渗碳体。因此,奥氏体到珠光体的转变必然发生碳的重新分布和铁晶格的改组。由于相变在较高温度下发生,铁、碳原子都能进行扩散,所以珠光体转变是典型的扩散型相变。

根据奥氏体化温度和奥氏体化程度不同,过冷奥氏体可以形成片状珠光体和粒状珠光体两种组织形态。前者渗碳体呈片状,后者呈粒状。它们的形成条件、组织和性能均不同。

(一) 片状珠光体的形成、组织和性能

由Fe-Fe₃C相图可知, $w_c = 0.77\%$ 的奥氏体在近于平衡的缓慢冷却条件下形成的珠光体是由渗碳体和铁素体组成的片层相间的组织。在较高奥氏体化温度下形成的均匀奥氏体于

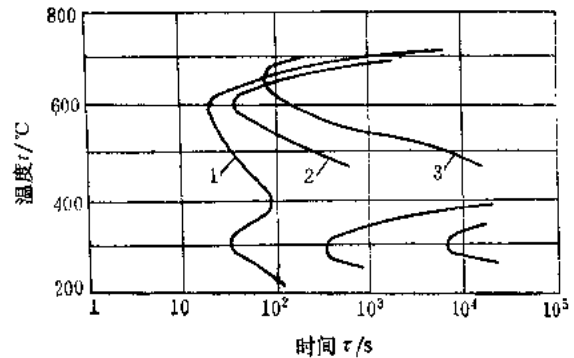


图9-18 铬对 $w_c = 0.5\%$ 的钢C-曲线的影响

1— $w_{Cr} = 2.2\%$ 2— $w_{Cr} = 4.2\%$ 3— $w_{Cr} = 8.2\%$

$A_1 \sim 550^\circ\text{C}$ 之间温度等温时也能形成片状珠光体。

片状珠光体的形成,同其它相变一样,也是通过形核和长大两个基本过程进行的。

珠光体是由铁素体和渗碳体组成的,那么珠光体形核自然包括这两相的形核过程。关于铁素体或渗碳体哪个为领先相问题已争论很久,现今已基本清楚,认为两者都可能成为领先相。如果奥氏体很均匀,渗碳体或铁素体的核心大多在奥氏体晶界上形成。这是由于晶界上缺陷多,能量高,原子易于扩散,有利于产生成分、能量和结构起伏,易于满足形核的条件。

早期片状珠光体形成机构认为,首先在奥氏体晶界上形成渗碳体核心,核刚形成时可能与奥氏体保持共格关系,为减小形核时的应变能而呈片状。当按非共格扩散方式长大时,共格关系破坏。此时渗碳体不仅向奥氏体晶粒纵深方向发展,而且也向横的方向长大。渗碳体长大的同时,使其两侧的奥氏体出现贫碳区,从而为铁素体在渗碳体两侧形核创造条件,在渗碳体两侧形成铁素体片后,也随渗碳体片一起向前发展,同时也往横向长大。铁素体横向长大的同时必然在其与奥氏体界面处附近形成富碳区,这又促使在铁素体两侧形成新的渗碳体片。铁素体和渗碳体如此交替形核并长大形成一个片层相间并大致平行的珠光体领域,当其与其它部位形成的各个珠光体领域相遇并占有整个奥氏体时,珠光体转变结束,得到片状珠光体组织。

然而这种基于珠光体形成时铁素体和渗碳体交替形核和长大并以渗碳体为领先相的机构并不总是正确的。最多只能在珠光体形成初期看到上述向纵向和横向两个方向长大的方式。近年来,有人经过仔细观察和实验发现,珠光体形成层片状结构的原因是渗碳体以分枝形式长大的结果。这种分枝长大的形式及渗碳体的实际形态如图9-19所示。图中表明,过冷奥氏体发生珠光体转变时,形核以后基本上没有侧向长大,而是以一片渗碳体为主干,然后以渗碳体分枝形式向前长大,渗碳体分枝长大的同时,使与其相邻的奥氏体贫碳,从而促使铁素体在渗碳体枝间形成。最终形成渗碳体和铁素体片层相间的珠光体组织。

根据选区电子衍射花样分析结果表明,一个珠光体领域中所有渗碳体晶体学取向是相同的。这就是说,在一个珠光体领域内的铁素体或渗碳体是连贯着的同一个晶粒,即一个珠光体领域是由一个铁素体晶粒和一个渗碳体晶粒互相穿插起来而形成的。因此可以说,只要一个铁素体晶核和一个渗碳体晶核就可以形成一个珠光体领域。一般在金相显微组织中看不到连续渗碳体分枝长大的形貌,这是由于渗碳体片的分枝处不容易恰好为试样磨面所剖到。

当奥氏体在 A_1 点以下较高温度保温时,形核速率缓慢,而生长速度相对地较大。珠光体最易沿奥氏体晶界,特别是三晶粒交界处形核。当过冷度大时,也可以在奥氏体晶粒内部形核。当沿着晶界形核时,由于渗碳体分枝往前长大,铁素体协调地在渗碳体枝间形成,从而长成一个珠光体领域。在一个珠光体领域旁边也可产生不同位向的一对渗碳体和铁素体晶核,同样可以形成另一个珠光体领域。这样由单个珠光体领域发展为多个珠光体领域并占据一个



图9-19 珠光体中渗碳片分枝长大的情况

a) 渗碳体分枝的金相照片 b) 渗碳体分枝长大形态示意图

区域, 近似球状, 称为珠光体球团。但是一个珠光体领域一般只向其中一个奥氏体晶粒内成长, 形成一个球冠形 (见图9-20), 而不是同时向几个奥氏体晶粒内成长, 形成所谓球状。当在奥氏体晶粒内部形核时, 产生的两个相可以从少数中心长成近似球状的所谓珠光体“球团”。珠光体球团可以包含一个以上的珠光体领域, 而在珠光体领域内可以看成是由许多近于平行的铁素体和渗碳体小片组成的。随着各个珠光体球团连续地长大, 奥氏体量越来越少, 直到各个球团相碰为止, 奥氏体向珠光体转变遂告结束。

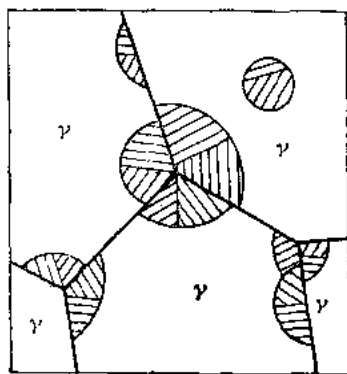


图9-20 珠光体球团示意图

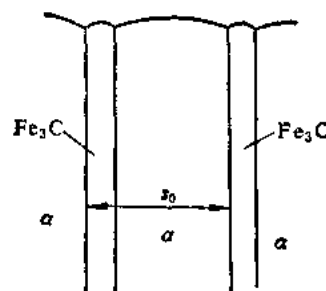


图9-21 珠光体片间距示意图

片状珠光体的金相形态是铁素体和渗碳体交替排列成层片状组织。这种组织的粗细取决于珠光体的形成温度。过冷度越大, 转变温度越低, 珠光体越细。片状珠光体组织的粗细可由片间距 s_0 来度量。珠光体团中相邻两片渗碳体(或铁素体)之间的距离 (s_0) 称为珠光体的片间距(图9-21)。显然, 片间距的大小主要也决定于珠光体的形成温度。随着过冷度增大, 奥氏体转变为珠光体的温度越低, 则片间距越小。有人根据大量实验数据提出如下经验公式

$$s_0 = \frac{8.02}{\Delta T} \times 10^3 \text{ nm}$$

式中的 ΔT 为过冷度。

根据片间距的大小, 可将珠光体分为三类。在图9-14 $A_1 \sim 650^\circ\text{C}$ 较高温度范围内形成的珠光体比较粗, 其片间距为 $0.6 \sim 1.0 \mu\text{m}$, 称为珠光体, 通常在光学显微镜下极易分辨出铁素体和渗碳体层片状组织形态 (见图9-22 a)。在图9-16 $650 \sim 600^\circ\text{C}$ 温度范围内形成的珠光体, 其片间距较细, 约为 $0.25 \sim 0.3 \mu\text{m}$, 只有在高倍光学显微镜下才能分辨出铁素体和渗碳体的片层形态, 这种细片状珠光体又称作索氏体 (见图9-22 b)。对于在图9-16 中 $600 \sim 550^\circ\text{C}$ 更低温度下形成的珠光体, 其片间距极细, 只有 $0.1 \sim 0.15 \mu\text{m}$ 。在光学显微镜下无法分辨其层片状特征而呈黑色, 只有在电子显微镜下才能区分出来。这种极细的珠光体又称为屈氏体 (见图9-22 c)。图9-23中的黑色组织即为屈氏体。由此可见, 珠光体、索氏体和屈氏体都属于珠光体类型的组织, 都是铁素体和渗碳体组成的片层相间的机械混合物, 它们之间的界限是相对的, 其差别仅仅是片间距粗细不同而已。但是, 与珠光体不同, 索氏体和屈氏体可称为后面将要讲到的伪共析体。它们属于奥氏体在较快速度冷却时得到的不平衡组织, 其碳的质量分数或多或少偏离 Fe-Fe₃C 相图上的共析成分 0.77% 。

片状珠光体的机械性能主要取决于珠光体的片间距。如前所述, 珠光体的片间距随珠光体形成温度降低而减小, 而与奥氏体晶粒度无大关系。珠光体的硬度和断裂强度与片间距的关系如图9-24和图9-25所示。由图可见, 共析钢珠光体的硬度和断裂强度均随片间距的缩小

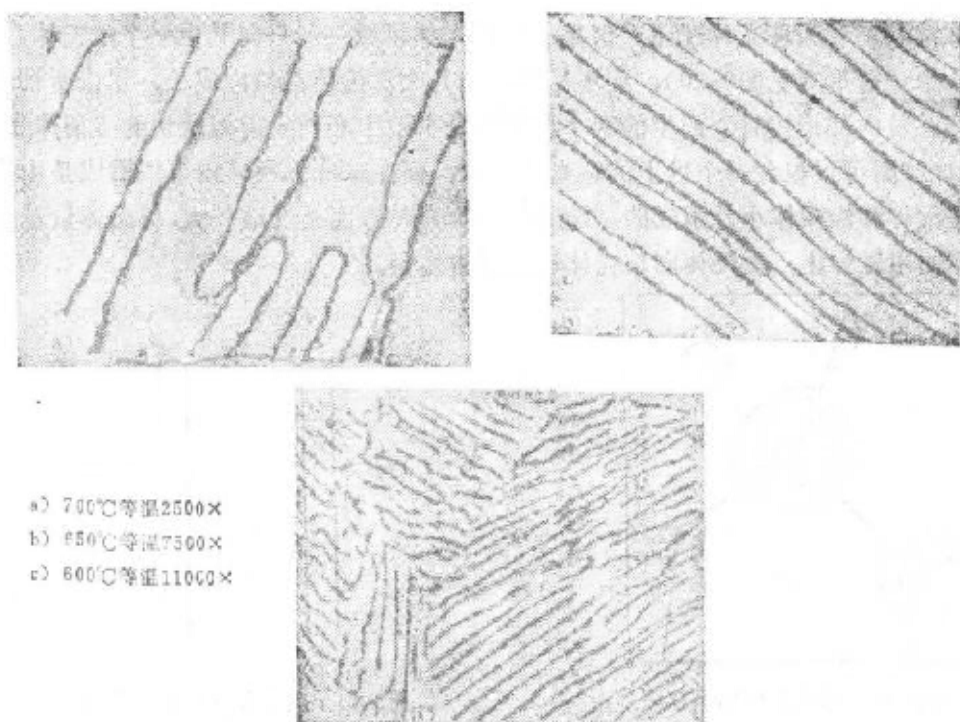


图9-22 片状珠光体的组织形态
a) 珠光体 b) 索氏体 c) 屈氏体



图9-23 45钢油冷后的显微组织 500×

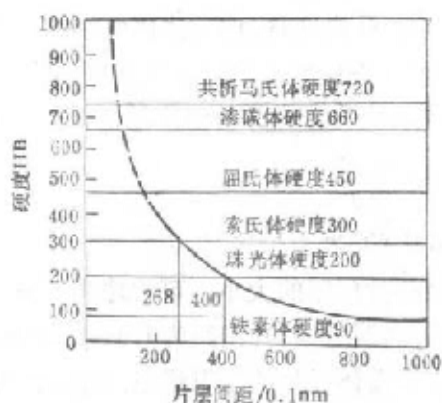


图9-24 珠光体的片间距与硬度的关系

而增大。这是由于珠光体在受外力拉伸时，塑性变形基本上在铁素体片内发生，渗碳体层则有阻止滑移的作用，滑移的最大距离就等于片间距。片间距越小，铁素体和渗碳体的相界面越多，对位错运动的阻碍越大，即塑性变形抗力越大，因而硬度和强度都增高。

片状珠光体的塑性也随片间距的减小而增大（见图9-26）。这是由于片间距越小，铁素体和渗碳体片越薄，从而使塑性变形能力增大。此外，片间距较小时，珠光体中层片渗碳体是不连续的，层片状铁素体并未完全为渗碳体片所隔离。因此，相变温度较低的层片状珠光体具有更高的极限塑性，从而反映出有更大的断面收缩率。

珠光体团直径对性能的影响与片间距相似。珠光体团直径减小，则单位体积内片层排列方向增多，使局部产生大量塑性变形引起应力集中的可能性减小，因而既提高了强度，也改善了塑性。

(二) 粒状珠光体的形成、组织和性能

粒状珠光体是通过渗碳体球化获得的。当奥氏体化温度较低, 形成成分不太均匀的奥氏体时, 尤其是原始组织为片状珠光体或片状珠光体加网状二次渗碳体, 加热温度略高于 A_1 温度时, 便得到奥氏体加未溶渗碳体的组织。随后缓慢冷却时易于形成粒状珠光体。在粒状珠光体组织中, 渗碳体呈颗粒状分布在铁素体基体中 (图 9-27)。粒状珠光体的形成与奥氏体化温度及奥氏体转变温度有关。

钢加热形成的奥氏体如果成分极不均匀, 则在奥氏体内将形成许多高碳区和低碳区。此时若将奥氏体过冷到 A_1 点以下足够高的温度, 就能在奥氏体晶粒内形成大量均匀弥散的渗碳体晶核, 每个渗碳体晶核在长大的同时, 必然使其周围母相奥氏体贫碳而形成铁素体。从而可以从不均匀奥氏体中直接形成粒状珠光体。

若将片状珠光体或片状珠光体加网状二次渗碳体加热到略高于 A_1 温度, 则得到奥氏体加未溶渗碳体, 此时渗碳体已是不完全的片状或网状, 而是凹凸不平、厚薄不均, 有些地方已经溶解断开。这些未溶渗碳体在略高于 A_1 点温度保温将逐渐趋向于球化。这是由于第二相颗粒的溶解度与其曲率半径有关。靠近曲率半径小的渗碳体尖角处的奥氏体含碳量高, 而靠近曲率半径大的渗碳体平面处的奥氏体含碳量低。这就引起奥氏体中的碳原子从渗碳体尖角处向平面处扩散, 其结果破坏了界面的平衡, 使渗碳体尖角处母相奥氏体含碳不饱和, 而渗碳体平面处母相奥氏体含过饱和的碳。为了恢复平衡, 尖角处渗碳体溶解使曲率半径增大, 平面处渗碳体长大而使曲率半径减小。最终使渗碳体聚集成曲率半径相近的颗粒状, 得到在奥氏体基体上分布着颗粒状渗碳体的组织 (见图 9-28)。

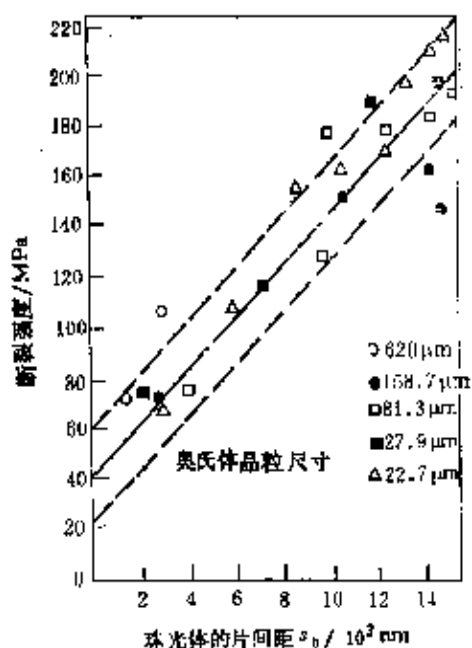


图9-25 共析钢珠光体片间距对断裂强度的影响

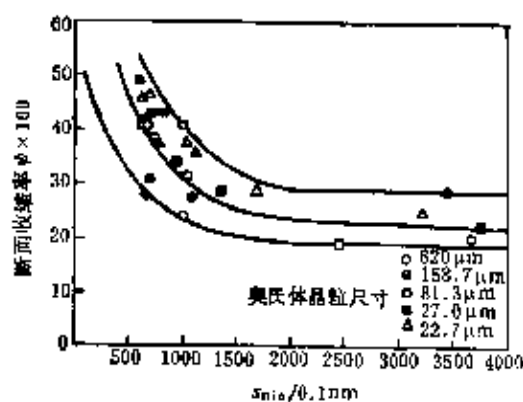


图9-26 珠光体断面收缩率与最小片间距之关系

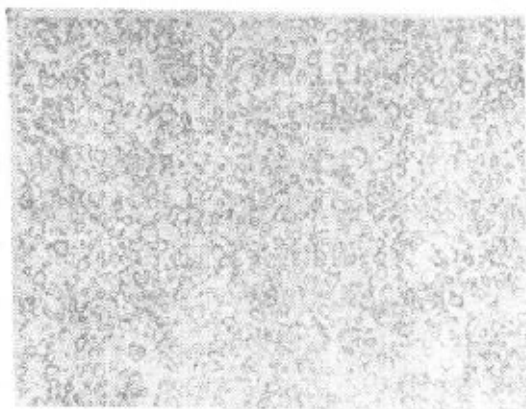


图9-27 粒状珠光体组织 500×

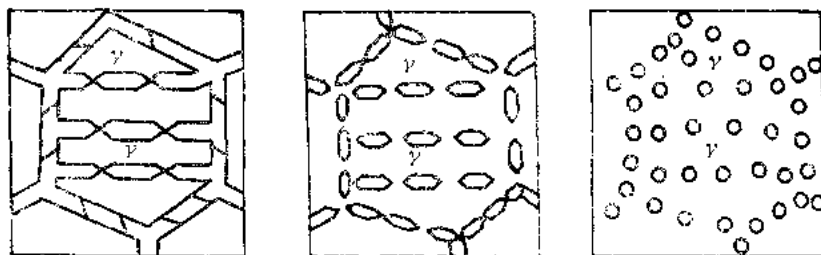


图9-28 过共析钢中片状渗碳体和网状渗碳体球化过程示意图

若将钢从加热温度缓冷至 A_1 点以下, 则奥氏体向珠光体转变。在加热时已经形成的颗粒状渗碳体质点将成为附加晶核, 从而促进粒状渗碳体的形成和长大。最终得到在铁素体基体上分布颗粒状渗碳体的粒状珠光体。

渗碳体颗粒的大小与奥氏体转变的温度有关, 当转变温度较低时, 渗碳体的颗粒更为细小。

可见, 渗碳体颗粒大小依奥氏体转变温度而定, 而渗碳体的形态则取决于奥氏体化温度。控制奥氏体化温度, 使奥氏体的碳浓度分布不均匀或保留大量未溶渗碳体质点, 并在 A_1 点以下较高温度范围内缓冷是获得粒状珠光体的关键。这一点对于制定球化退火工艺有重要参考价值。由片状渗碳体形成粒状渗碳体的热处理方法叫做球化退火。

粒状珠光体也可以通过淬火加回火处理得到, 这将在后面叙述。

粒状珠光体的性能与渗碳体颗粒粗细有关。渗碳体颗粒越细, 相界面越多, 则钢的硬度与强度越高。珠光体的硬度与相界面的大小有下列经验关系: $HB = 141 + 0.11S$, 式中 S 为单位体积中铁素体与渗碳体交界面的面积 (单位为 mm^2/mm^3)。渗碳体呈颗粒状时, 硬度和强度一般较片状珠光体低。图9-29是共析钢为片状和球状珠光体时的真实应力应变曲线。由图可见, 球状珠光体的硬度和强度较低, 但塑性较好。表明粒状珠光体比片状珠光体有较优越的拉伸性能。因此, 许多重要的机器零件都要通过热处理, 使之变成碳化物呈颗粒状的回火索氏体组织, 其强度和韧性都较高, 具有优良的综合机械性能。而过共析钢通过球化处理得到粒状珠光体, 可以降低硬度, 改善切削加工性能、冷变形性能以及淬火工艺性能。

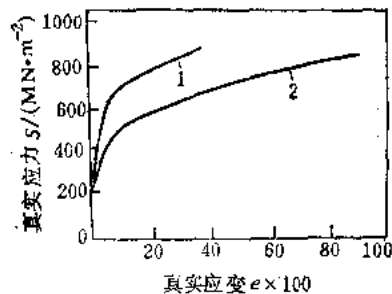


图9-29 共析钢片状 (1) 和球状 (2) 珠光体真实应力—应变曲线

(三) 先共析相的析出

以上分析了共析钢在 $A_1 \sim$ 鼻温范围内过冷奥氏体向珠光体的转变。亚共析钢和过共析钢的奥氏体等温转变与共析钢不同, 它们在 C -曲线 (见图9-17 a、c) 的上温度区间分别有先共析相铁素体和渗碳体析出。

由 $\text{Fe}-\text{Fe}_3\text{C}$ 相图可知, 在平衡冷却条件下, 亚共析钢从奥氏体状态首先转变为铁素体, 剩余奥氏体中含碳量不断增加; 过共析钢首先析出渗碳体, 剩余奥氏体中含碳量则不断降低。当剩余奥氏体中含碳量达到 S 点 ($w_c = 0.77\%$) 时, 则发生珠光体转变。但在实际冷却条件下, 先共析相铁素体或渗碳体的析出数量是随着冷却速度的加快而减少的。图9-30 可用来示意说明奥氏体在一定过冷条件下先共析相的析出。若将 A_3 和 A_{cm} 线分别延伸到 A_1 温度以

下, SE' 线表示渗碳体在过冷奥氏体中的饱和溶解度极限, SG' 则为铁素体在过冷奥氏体中的饱和溶解度极限。显然, 共析成分奥氏体冷却至 SE' 、 SG' 线以下将同时析出铁素体和渗碳体, 发生珠光体转变。同样, 偏离共析成分的奥氏体快速冷却至 $SE'G'$ 组成的区域时, 将不发生先共析相的析出而全部转变为珠光体。这种由偏离共析成分的过冷奥氏体所形成的珠光体称为伪共析体或伪珠光体。

从图9-30还可看到, 亚、过共析钢从奥氏体状态冷却时的冷却速度越快, 转变温度越低, 阴影区浓度差值越大, 则珠光体转变之前析出的先共析铁素体或渗碳体越少, 伪珠光体越多。例如成分为 x_1 的亚共析钢自奥氏体状态缓慢冷却至 a_0 点时, 其铁素体含量为 $(a_0S/PS) \times 100\%$; 当钢过冷到 a_1 温度时, 铁素体含量减少至 $(a_1b_1/b_0b_1) \times 100\%$ 。此时, 由于先共析铁素体析出使奥氏体中的含碳量增加, 当奥氏体碳浓度由 a_1 增加到 b_1 点以后, 剩余奥氏体转变为珠光体, 最终获得铁素体加珠光体组织。如果将钢急冷至 a_2 点, 先共析铁素体数量为零, 奥氏体全部转变为珠光体。先共析铁素体量还与奥氏体中含碳量有关, 含碳量越低, 先共析铁素体量越多。同样, 过共析钢自奥氏体区冷至 ES 和 SG' 温度范围内将析出先共析渗碳体, 使奥氏体中含碳量降低, 当其降低至 $SE'G'$ 区范围内时, 剩余奥氏体转变为珠光体。冷却速度越快, 先共析渗碳体越少, 当奥氏体迅速冷却至 SG' 线以下, 将抑制渗碳体的析出, 奥氏体全部转变为珠光体, 上述亚、过共析钢在过冷条件下先共析相与珠光体的变化规律可从钢的过冷奥氏体等温转变曲线上看出 (见图9-17 a、c)。随着过冷度增大, 析出先共析相时间缩短, 析出相量减少, 珠光体量增多。当过冷奥氏体冷至鼻温附近, 将直接形成全部珠光体组织。

在热处理生产中, 为了提高低碳钢板的强度, 可采用热轧后立即水冷或喷雾冷却的方法减少先共析铁素体量, 增加伪珠光体量。对于存在网状二次渗碳体的过共析钢, 可以采用加快冷却速度的方法 (如从奥氏体状态空冷正火) 抑制先共析渗碳体的析出, 从而消除网状二次渗碳体。

珠光体组织在工业上的主要应用之一是铅浴淬火获得高强度的绳用钢丝、琴钢丝和某些弹簧钢丝。铅浴淬火可使高碳钢获得细珠光体 (即索氏体) 组织, 再经深度冷拔, 获得高强度钢丝。索氏体具有良好的冷拔性能, 这是由于其片间距小, 滑移可沿最短途径进行; 加上渗碳体很薄 ($0.001\mu\text{m}$), 在强烈变形时能够弹性弯曲, 使塑性变形能力增强。片状珠光体经塑性变形提高钢丝强度的原因是位错密度增大和亚晶粒的细化。

五、马氏体转变

钢从奥氏体状态快速冷却, 在较低温度下发生的无扩散型相变叫做马氏体转变。马氏体转变是强化金属的重要手段之一, 各种钢件、机器零件及工、模具都要经过淬火和回火获得最终的使用性能。钢在淬火时发生强化和硬化是由于形成了马氏体。马氏体转变最早是在钢

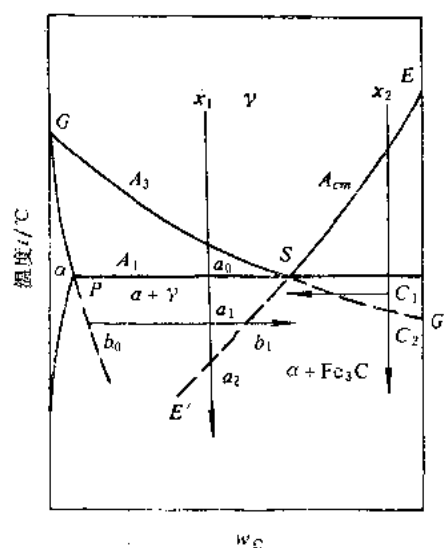


图9-30 铁碳系准平衡图示意图

铁中发现的,但现今除铁合金外,许多有色金属和合金以及陶瓷材料等也都发现了马氏体转变。因此,凡是相变的基本特征属于马氏体型的转变产物都称为马氏体。本节重点讨论钢中马氏体转变的一般规律及其应用。

(一) 马氏体的形成条件

马氏体是高温奥氏体快速冷却,在抑制其扩散性分解的条件下形成的。因此,要形成马氏体,第一,过冷奥氏体必须以大于临界淬火速度的速度冷却,以避免发生奥氏体向珠光体和贝氏体转变。第二,过冷奥氏体必须过冷到一定温度 M_s 点以下才能开始发生马氏体转变,这是马氏体转变的热力学条件决定的。

马氏体转变同其它相变一样,相变的驱动力也是新相和母相的化学自由能差 $\Delta G_{\gamma \rightarrow \alpha'}$ 。由热力学得知,同一成分的奥氏体和马氏体的化学自由能和温度的关系如图9-31所示。 t_0 温度是马氏体和奥氏体自由能相等的温度,即 $G_\gamma = G_{\alpha'}$ 。 t_0 以上马氏体的自由能 $G_{\alpha'}$ 高于奥氏体的自由能 G_γ ,奥氏体比马氏体稳定,不能发生 $\gamma \rightarrow \alpha'$ 的转变;反之, t_0 以下马氏体的自由能比奥氏体低,马氏体比奥氏体稳定,则发生 $\gamma \rightarrow \alpha'$ 的转变。此时,系统总自由能变化 $\Delta G_{\gamma \rightarrow \alpha'} = G_{\alpha'} - G_\gamma < 0$ 。 $\Delta G_{\gamma \rightarrow \alpha'}$ 就是马氏体转变的化学推动力。

但是,与一般相变不同,马氏体转变并不是在略低于 t_0 的温度下发生的,而必须过冷到远低于 t_0 的 M_s 点以下才能发生。这是由于马氏体转变时除了形成新的界面而增加一项界面能外,还增加一项马氏体转变时由于比容增大以及低温转变原子不能扩散,新相生成只能依靠界面滑动所消耗的弹性能。即 $\Delta G_{\gamma \rightarrow \alpha'} = -\Delta G_{\text{体}} + (\Delta G_{\text{界}} + \Delta G_{\text{弹}})$ 。 $\Delta G_{\text{体}}$ 是奥氏体和马氏体的体积自由能差,为负值。由于马氏体和奥氏体之间存在共格界面,所以表面能一项数值很小,而弹性能一项数值很大,它是马氏体转变的主要阻力。因此,为了补偿界面能和弹性能的增加,必须有足够大的过冷度使奥氏体过冷到 M_s 点以下,才能使 $\Delta G_{\text{体}} > \Delta G_{\text{界}} + \Delta G_{\text{弹}}$,以发生奥氏体到马氏体的转变。因此, M_s 点可定义为奥氏体和马氏体两相自由能差达到相变所需要最小驱动力值时的温度。也就是说, M_s 点是开始发生马氏体转变的温度。

(二) 马氏体的晶体结构、组织和性能

1. 马氏体的晶体结构

钢中的马氏体就其本质来说,是碳在 α -Fe中过饱和的间隙固溶体。在平衡状态下,碳在 α -Fe中的溶解度在20°C时不超过 $w_c = 0.002\%$ 。快速冷却条件下,由于铁、碳原子失去扩散能力,马氏体中的含碳量可与原奥氏体含碳量相同,最大可达到 $w_c = 2.11\%$ 。

钢中的马氏体一般有两种类型的结构,一种是体心立方,如含碳极微的低碳钢或无碳合金中的马氏体;另一种是体心正方,在含碳较高的钢中出现,其晶体结构如图9-32所示,碳原子呈部分有序排列。假定碳原子占据图中可能存在的位置,则 α -Fe的体心立方晶格将发生正方畸变, c 轴伸长,而另外两个 a 轴稍有缩短,轴比 c/a 称为马氏体的正方度。由图9-33可以看到,随着含碳量的增加,点阵常数 c 呈线性增加,而 a 的数值略有减小,马氏体的正方度不断增大。 $c/a = 1 + 0.046w_c$ 。合金元素对马氏体点阵常数影响不大,这是因为合金

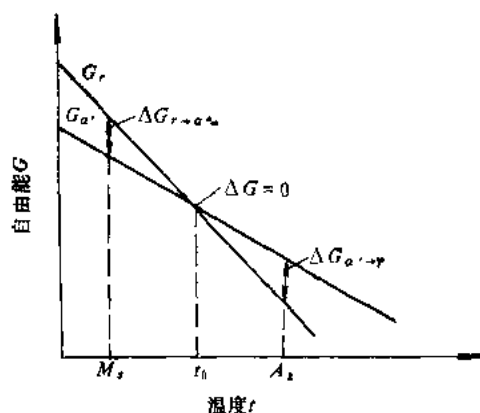


图9-31 马氏体和奥氏体的自由能与温度关系

元素在钢中形成置换式固溶体。由于马氏体的正方度取决于马氏体中的含碳量，故马氏体的正方度可用来表示马氏体中碳的过饱和程度。

此外，在复杂铁基合金中，低温下可能形成其它晶体结构的马氏体，例如六方晶格的 ϵ -马氏体，原子呈菱面体排列的 ϵ' -马氏体，以及具有反常轴比的马氏体。其马氏体的正方度与含碳之关系不符合上述关系式。

2. 马氏体的组织形态

由于钢的种类、化学成分及热处理条件不同，淬火马氏体的组织形态及精细结构多种多样。但是，大量研究结果表明，钢中马氏体有两种基本形态，一种是板条状马氏体，另一种是片状马氏体。板条状马氏体又称低碳型马氏体；片状马氏体又称高碳型马氏体。

(1) 板条状马氏体 板条状马氏体是在低、中碳钢、马氏体时效钢、不锈钢等铁合金中形成的一种典型的马氏体组织。图9-34是低碳钢在光学显微镜下的马氏体组织。其显微组织是由成群的板条组成，故称为板条马氏体。板条马氏体显微组织示意图如图9-35所示。由图可见，一个奥氏体晶粒可以形成几个位向不同的晶区，一个晶区有时又可被几个马氏体板条束所分割，每个马氏体板条束由排列成束状的细长的板条所组成。晶区可以由两种板条束组成(见图9-35中B)，也可由一种板条束组成(见图9-35中C)，后者实际上是晶区的大小等于马氏体板条束的大小。一个晶区内的两种板条束之间由大角度晶界分开，而一个板条束内包括很多近于平行排列的细

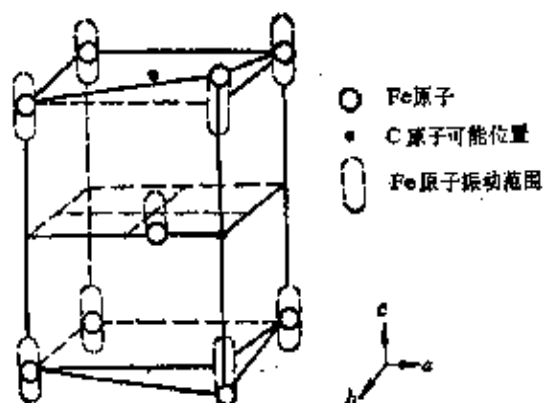


图9-32 马氏体的体心正方晶格示意图

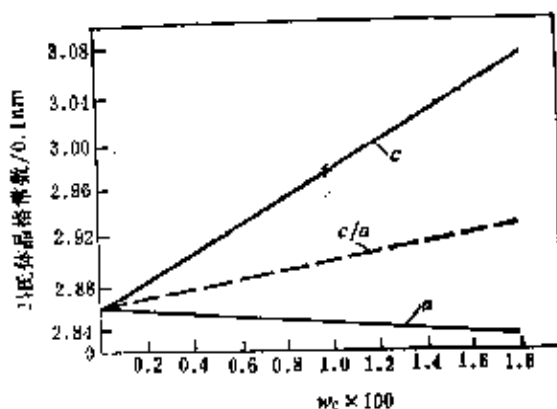


图9-33 马氏体的点阵常数与含碳量的关系

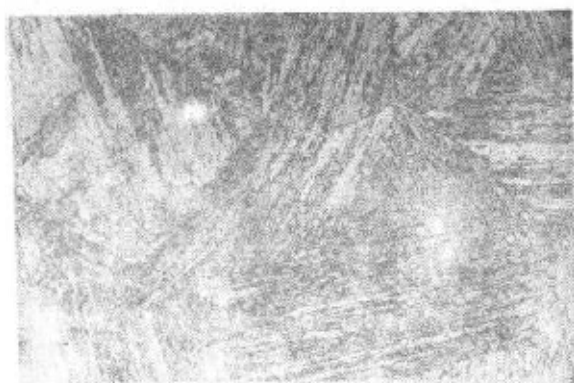


图9-34 $w_c = 0.2\%$ 钢的
马氏体组织 1000 \times

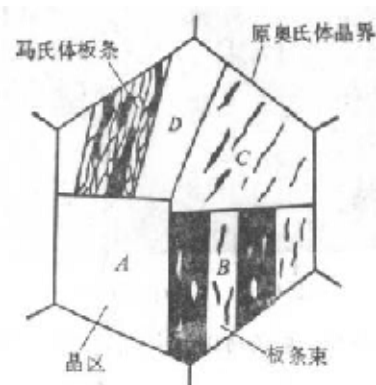


图9-35 板条状马氏体显微
组织示意图

长的马氏体板条晶之间，以小角度晶界分开。每一个板条晶为一个单晶体，其立体形态为椭圆断面的柱状晶体，宽度在 $0.025\sim 2.2\mu\text{m}$ 之间。透射电镜和原子探针分析表明，这些密集的板条之间通常由残余奥氏体薄膜（ $\approx 200\text{nm}$ ）分隔开（图9-36中白色部分）。这些残余奥氏体含有较高的含碳量。这一薄层残余奥氏体的存在显著地改善钢的机械性能。

透射电镜观察证明，板条马氏体内有大量的位错，位错密度高达 $0.3\sim 0.9\times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 。这些位错分布不均匀，形成胞状亚结构，称为位错胞（见图9-37）。因此，板条马氏体又称“位错马氏体”。

低碳钢的板条马氏体形成温度高，在其形成后过饱和的碳发生部分分解，称为自回火，在马氏体晶体内析出碳化物质点，导致形成立方马氏体。

（2）片状马氏体 高碳钢（ $w_c > 0.6\%$ ）， $w_M = 30\%$ 的不锈钢及一些有色金属和合金中，淬火时出现另一种典型的片状马氏体组织。高碳钢典型的片状马氏体组织如图9-38所示。片状马氏体的空间形态呈凸透镜状，由于试样磨面与其相截，因此在光学显微镜下呈针状或竹叶状，故片状马氏体又称针状马氏体或竹叶状马氏体。片状马氏体的显微组织特征是马氏体片相互不平行，在一个奥氏体晶粒内，第一片形成的马氏体往往贯穿整个奥氏体晶粒并将奥氏体晶粒分割成两半，使以后形成的马氏体长度受到限制，所以片状马氏体大小不一，越是后形成的马氏体片尺寸越小，如图9-39所示。马氏体周围往往存在残余奥氏体。片状马氏体的最大尺寸取决于原始奥氏体晶粒大小，奥氏体晶粒越大，则马氏体片越粗大。当最大尺寸的马氏体片细小到光学显微镜下不能分辨时，便称为“隐晶马氏体”。



图9-36 板条马氏体的薄膜透射组织 $15000\times$



图9-37 板条马氏体中的位错胞 $35000\times$



图9-38 高碳型马氏体的典型组织 $500\times$

片状马氏体在电子显微镜下的特征是具有孪晶的亚结构。图9-40是片状马氏体的薄膜试样在透射电镜下所观察到的组织。可见片状马氏体的精细亚结构主要为孪晶。孪晶厚度约为