

## 按类型整理

知识点

(第二轮)

高明明 15951601067

杨松松 0701

No

Date

### 名词解释:

**金属间化合物**: 由不同金属或金属与互金属组成的一类合金相, 其点阵既不同于溶剂的点阵, 也不同于溶质的点阵, 而属于一种新的点阵。

**成分过冷**: 合金凝固时由于液固界面前沿溶质浓度分布不均匀, 使其实际温度低于其理论熔点而造成的一种特殊过冷现象。

**微观偏析**: 在一个晶粒范围内成分不均匀的现象。根据凝固时晶体生长形态的不同, 可分为枝晶偏析、胞状偏析和晶界偏析。

**热分析法**: 将金属或合金加热使之熔化成液体, 然后缓慢冷却, 记录温度-时间关系曲线的这种实验方法。

**定向凝固**: 采用一定装置使金属或合金液体的结晶从一定部位开始, 并且沿一定方向进行长大的结晶(凝固)过程。

**贝氏体转变**: 是一种在中温以切变方式进行的、受扩散控制的、恒温形核和恒温长大的转变。

**偏析**: 合金凝固时会发生溶质原子重新分布, 在非平衡凝固条件下, 溶质原子来不及重新分布, 使得先后结晶的固相中成分不均, 即为偏析。

**固溶强化**: 固溶体的成分可在一定范围内连续变化, 随异类原子的溶入, 将引起溶剂晶格常数及晶格畸变, 致使固溶体的强度和硬度升高, 而塑性和韧性稍有降低的现象叫~。

**组织**: 在外界因素、成分等条件一定的情况下, 组成合金的不同成分、结构和性能之相的总和。

**有序强化**: 有序固溶体中结合键A-B键的结合力必然大于无序固溶体中结合键A-A和B-B键的结合力, 故有序固溶体要破坏大量的A-B键而发生塑性变形和断裂就比无序固溶体困难得多, 此现象也叫~。它是利用反相畴界的强化作用而使固溶体强度不致提高。

**能量起伏**: 系统中由于热运动使每个微小区域内的能量偏离系统平均能量而出现的起伏现象。



**动态过冷**：晶体生长时，在液固相界面处的液体同样需要过冷，以保证具有足够大的生长驱动力，这种过冷度称为 $\sim$ ，也称为界面过冷，其过冷程度用动态过冷度表示，即界面处液体的理论结晶温度与界面实际温度之差。

**超点阵**：某些具有特定原子比的合金，在高温时是无序固溶体，当将其缓慢冷至某一临界温度以下时，转变为长程有序的固溶体，称为有序固溶体。

**离异共晶**：成分远离共晶点的亚共晶或过共晶合金在结晶时，其初晶数量较多而共晶数量较少，组成共晶的两相有时会发生分离，其中与初晶相同的相往往依附于初晶上生长，而另一相沿初晶的边界分布，将这种两相分离的共晶组织称为 $\sim$ 。

**伪共晶**：在不平衡结晶条件下，非共晶成分的合金在冷却速度足够快时，将直接过冷到相图的共晶线以下的伪共晶区中，从而全部转变为共晶组织，这种共晶称为 $\sim$ 。

**结构起伏**：液态金属中近程有序原子集团（类晶体）此起彼伏、时聚时散的现象称为 $\sim$ ，也称为相起伏。

**比重偏析**：合金凝固时，由于先后结晶的组成物在密度上的差别，轻的上浮，重的下沉，形成了宏观化学成分不均匀的现象，称为 $\sim$ 。

**不全位错**：位错的柏氏矢量不等于晶体点阵矢量整数倍的位错称为 $\sim$ 。其位错线是堆垛层错区与晶体完整区间的分界线。

**堆垛层错**：实际晶体结构中，原子面的正常堆垛顺序经常由于某种原因出现错误排列，这种原子错排区称为堆垛层错，简称层错。层错为面缺陷，其厚度一般具有 $\sim 2$ 个原子间距，可分为滑移型、抽出型和插入型三种层错。

**多滑移**：晶体在外力作用下滑移时，由于晶体的转动，将使多个滑移系同时达到临界分切应力，从而使这些滑移系同时或交替进行滑移， $\sim$ 也称为多滑移。

## 名词解释2

**再结晶温度**：冷变形金属开始再结晶的最低温度称为 $\sim$ 。再结晶温度与很多因素有关，此处一般定义为经大变形量的冷变形金属经1小时退火能完全再结晶的最低温度。

**扩展位错**：由一个全位错分解成的两个不全位错，中间夹着一片堆垛层错区的整个位错组态称为扩展位错。螺线因子 $\Delta \sigma < 0$

**上坡扩散**：扩散组元由低浓度向高浓度方向进行的扩散称为 $\sim$ 。

**再结晶组织**：冷塑性变形后的金属在再结晶后组织中形成了具有择优取向的晶粒，称为再结晶组织。

**柯肯达尔效应**：对于置换型固溶体中溶质原子的扩散，由于溶质和溶剂原子的半径相差大，原子扩散时必须与相邻原子间作置换，能观察到这种结果的试验现象称为 $\sim$ 。

**多边形化**：经冷塑性变形的金属在退火过程中，晶体内沿垂直于滑移面方向排列并具有一定取向的位错墙（小角度亚晶界）以及由此产生的亚晶，就得多边形化结构。这个过程就是多边形化。

**拓扑密堆相**：由两种不同大小的原子组成的密排结构，具有拓扑学的特征，可以获得比任何密排更致密的结构。拓扑密堆相的结构复杂，且一般是有序相。

**电子浓度**：电子浓度是指固溶体中价电子数目 $e$ 与原子数目 $A$ 之比。假设溶剂原子价为 $V$ ，溶剂原子数为 $V$ ，溶质元素的原子分数为 $x$ ，则该固溶体的电子浓度为：
$$e/A = [V(1-x) + vx] / 100$$

**反应扩散**：当某种元素通过扩散，自金属表面向内部渗透时，若该扩散元素的含量超过基体金属的溶解度，则随着扩散的进行，会在金属表面形成中间相，这种通过扩散又形成新相的现象称为 $\sim$ 。

**区域熔炼**：利用固溶体凝固理论经多次区域熔炼使固溶体中杂质原子从一端而逐步聚集到另一端，从而实现固溶体的提纯。



**扩展位错的束集**: 当扩展位错的局部区域受到某种障碍时, 扩展位错在外切应力作用下其长度将会缩小, 甚至收缩成原来的全位错, 称为扩展位错的束集。

**再结晶**: 冷变形金属材料在较高温度加热发生的再结晶和长大过程, 它使变形金属的显微组织彻底改变, 性能恢复到变形前的水平。

**珠光体**: 铁素体与渗碳体的机械混合物, 具有较高的强度和硬度, 综合机械性能较好。

**扩展位错**: 两个不全位错和中间的层错带所组成的位错组态称为~。

**退火孪晶**: 某些FCC金属, 在冷变形并再结晶退火后, 在晶粒内部形成的具有界面的片状孪晶。

**动态过冷度**: 晶体生长时, 保证凝固速度大于熔化速度的过冷度称为~。

**临界过冷度**: 形成临界晶核时所必需的过冷度为~。

**柯氏气团和铃木气团**: 溶质原子倾向于聚集到位错周围, 形成比较稳定的分布。溶质原子聚集形成的原子团为柯氏气团。溶质原子在扩展位错的层错面聚集形成的气团为铃木气团。

**平衡分配系数**: 某一温度下固相与液相平衡成分之比。

**有效分配系数**:  $k_e = \frac{\text{结晶过程中固相在相界面的浓度}}{\text{此时剩余液体的平均浓度}}$ 。

**肖特基空位**: 离位原子进入其他空位或迁移到晶界或表面。

**弗伦克尔空位**: 离位原子进入晶体间隙。

**间隙原子**: 位于晶体点阵间隙的原子。

**置换原子**: 位于晶体点阵位置的异类原子。

**肖克利不全位错**: 原子已运动到局部错排, 错排区与完整晶格的分界线即为~。

**弗兰克不全位错**: 在完整晶体中局部抽去或插入一层原子所形成。(只能攀移, 不能滑移)

## 名词解释3

**相平衡条件**: 多组元系统中多相平衡的条件是任一组元在各相中的化学位相等。

**公切线法则**: 恒温下, 二元系中两相平衡时, 两相的吉布斯自由能曲线在平衡成分处的斜率应相等, 即公切线。所以对两相的自由能曲线作公切线, 就可求得两相平衡的成分范围和平衡相的成分。

**柯肯达尔效应**: 置换型扩散偶扩散时, 由于两组元扩散系数不同而造成界面向低扩散系数一侧漂移的现象。(空位机制)。

**滑移**: 在切应力作用下, 晶体的一部分相对于另一部分沿着一定的晶面(滑移面)和晶向(滑移方向)产生相对位移, 且不破坏晶体内部原子排列规律性的畸变方式。

**多滑移**: 在多个滑移系上同时或交替进行的滑移。

**交滑移**: 晶体在两个或多个不同滑移面上沿同一滑移方向进行的滑移。

**孪生**: 在切应力作用下, 晶体的一部分相对于另一部分沿一定的晶面(孪晶面)和晶向(孪生方向)发生均匀的切变并形成晶体取向的镜面对称关系。

**回复**: 冷变形金属在低温加热时, 其显微组织无可见变化, 但其物理力学性能却部分恢复到冷变形以前的过程。

**再结晶**: 冷变形金属被加热到适当温度时, 在变形组织内部新的无畸变的等轴晶粒逐渐取代变形晶粒, 而使变形强化效应完全消除的过程。

**去应力退火**: 降低应力(保持加工不变形效果), 防止工件变形、开裂, 提高耐蚀性。

**再结晶温度**: 经严重冷变形(变形率>90%)的金属或合金, 在1h内能够完成再结晶(再结晶体积分数>95%)的最低温度。

**动态回复**: 在塑变过程中发生的回复。

**动态再结晶**: 在塑变过程中发生的再结晶。

**冷加工**: 在再结晶温度以下的加工过程, 称为~, 发生加工硬化。

**热加工**: 在再结晶温度以上的加工过程, 称为~, 发生硬化回复, 再结晶过程。

**惯习面**: 固态相变时, 新相往往沿母相的一定晶面形成, 该晶面为~。



**析出强化(时效强化):**过饱和固溶体在时效析出过程中会引起强度、硬度的升高,称为析出强化或时效强化。

**过时效:**在析出强化达到某一极大值后,随着时间的延长,硬度值下降,称为~。

**调幅分解:**在自由能-成分曲线的拐点轨迹线以下,溶质原子将自发地发生上坡扩散,均匀的固溶体将出现成分调幅的结构。

**巴氏体:**过饱和固溶体经中温转变得到的过饱和铁素体和碳化物的两相混合物。

→ 过饱和固溶体在一定温度下分解成结构相同、成分不同的两个相的体系。

**螺型位错的交滑移:**位错线与柏氏矢量平行,故螺型位错不像刃位错那样具有确定的滑移面,而在通过位错线的任何原子平面上滑移。如果螺型位错在某一滑移面滑移后转到另一通过位错线的临近滑移面上滑移的现象称为交滑移。

**双交滑移:**通常把螺型位错由原始滑移面转到相交的滑移面,然后又转移到与原始滑移面平行的滑移面上的滑移运动,称为~运动。

**刃位错:**柏氏矢量为单位点阵矢量或其倍数。

**单位位错:**柏氏矢量恰好等于单位点阵矢量。

**不全位错:**柏氏矢量不等于点阵矢量整数倍。

**分位错:**柏氏矢量小于点阵矢量的部分。

**表面能:**位于物质内部的原子或分子受到周围原子或分子的相互作用是相同的,而处于表面的原子只受局部原子或分子的作用,而其余部分则完全不同,因此产生表面能。

**表面:**固体材料与周围气相或液相的界面。

**晶界、亚晶界:**多晶体材料内部成分、结构相同而取向不同的晶粒(或亚晶)之间的界面。

**相界:**材料中不同相之间的界面。

## 名词解释 4

**晶界迁移:**晶界在其法线方向上的位移,是通过晶粒边缘上的原子向其邻近晶粒的排空实现的。

**屈服极限(屈服点):**以发生残留变形量为试样标距,部分原长的0.2%时应力值作为条件屈服极限或屈服强度,以 $\sigma_{0.2}$ 表示。

**强度极限(拉伸强度):**材料对最大均匀塑性变形的抗力。

**孪生:**切变作用下,晶体的一部分沿一定的晶面(孪生面)和一定的晶向(孪生方向)相对于另一部分发生均匀切变的对程。

**孪晶:**上述两部分晶体的合称。

**孪晶界:**均匀切变区和未切变区的分界面。

**孪晶面:**发生均匀切变的晶面。

**孪生方向:**孪生面的不动方向。

**等温等强温度:**小于这个温度,晶界强度高于晶内强度;反之则晶界强度小于晶内强度。

**吕德氏带:**当应力达到上屈服点时,首先在试样的应力集中处开始塑性变形,这时能在试样表面观察到与拉伸轴成45°的应变痕迹,称为~。

**应变时效现象:**如果试验之前对试样进行少量的预塑性变形,则屈服点可暂时不出现。但是如果经少量预变形后,将试样放置一段时间或者稍微加热后,再进行拉伸就可观察到屈服现象,不过此时屈服强度会有所提高。这就是~。

**织构:**当塑性变形量不断增加时,多晶体中原本取向随机的各个晶粒由于转动会逐渐调整到其取向趋于一致,这种经过强烈变形的多晶体材料形成择优取向。

**蠕变:**材料在持续应力的作用下产生缓慢的塑性变形的现象。

**超塑性:**晶体在某种条件下表现出特别大的均匀塑性变形而不产生缩颈现象,我们就称材料具有~。



**连接线:** 三元相图中两相平衡时, 公切面可在自由能-成分曲面上滑动, 得到一对共轭曲线, 这对曲线上的点是一一对应的, 对应点之间的连线称为

### 公式计算1:

#### 1. 六方晶系中轴坐标间的转化关系

(1) 对晶面指数而言  $(hki|) \rightarrow (hkl)$  只需去掉  $i$  即可  $h+k+i=0$

$(hkl) \rightarrow (hki|)$  只需加上  $i = -(h+k)$  即可

(2) 对晶向指数而言  $[UVW]$  与  $[uvtw]$  转化关系  $u+v+w=0$

$$U=u-t \quad V=v-t \quad W=w$$

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

#### 2. 晶面间距计算:

(1) 对简单晶胞

① 正交晶系  $d_{hke} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{c}\right)^2}}$

② 立方晶系  $d_{hke} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}$

③ 六方晶系  $d_{hke} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4}{3}\left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2}\right) + \left(\frac{l}{c}\right)^2}}$

(2) 对复杂晶胞

① 体心立方, 当  $h+k+l$  为奇数时

② 面心立方, 当  $h, k, l$  不全为奇或不全为偶时

③ 密排六方,  $h+2k=3n$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ),  $l$  为奇数时

均有附加面, 实际晶面间距须修正。

#### 3. 晶面夹角

两晶向  $[u_1, v_1, w_1]$  和  $[u_2, v_2, w_2]$  夹角  $\phi$ , 两晶面  $(h_1, k_1, l_1)$  和  $(h_2, k_2, l_2)$  夹角  $\psi$

(1) 对立方晶系  $\cos\phi = \frac{u_1 u_2 + v_1 v_2 + w_1 w_2}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2 + w_1^2} \sqrt{u_2^2 + v_2^2 + w_2^2}}$

(2) 对正交或四方晶系  $\cos\phi = \frac{a^2 u_1 u_2 + b^2 v_1 v_2 + c^2 w_1 w_2}{\sqrt{(a u_1)^2 + (b v_1)^2 + (c w_1)^2} \sqrt{(a u_2)^2 + (b v_2)^2 + (c w_2)^2}}$

$$\cos\psi = \frac{\frac{1}{a^2} h_1 h_2 + \frac{1}{b^2} k_1 k_2 + \frac{1}{c^2} l_1 l_2}{\sqrt{\left(\frac{h_1}{a}\right)^2 + \left(\frac{k_1}{b}\right)^2 + \left(\frac{l_1}{c}\right)^2} \sqrt{\left(\frac{h_2}{a}\right)^2 + \left(\frac{k_2}{b}\right)^2 + \left(\frac{l_2}{c}\right)^2}}$$



13' 六角晶系  $\cos\phi = \frac{u_1u_2 + v_1v_2 + \frac{1}{2}(u_1v_2 + v_1u_2) + (\frac{c}{a})^2u_1u_2}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2 + u_1v_1 + (\frac{c}{a})^2u_1^2} \sqrt{u_2^2 + v_2^2 + u_2v_2 + (\frac{c}{a})^2u_2^2}}$

$\cos\psi = \frac{h_1h_2 + k_1k_2 + \frac{1}{2}(h_1k_2 + h_2k_1) + \frac{1}{3}(\frac{c}{a})^2h_1h_2}{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + h_1k_1 + \frac{1}{3}(\frac{c}{a})^2h_1^2} \sqrt{h_2^2 + k_2^2 + h_2k_2 + \frac{1}{3}(\frac{c}{a})^2h_2^2}}$

晶带定理:

相交于同一直线 (或平行同一直线) 的所有晶面的组合称为晶带。

该直线称为晶带轴。所有晶面的法线都与晶带轴垂直。

设有一晶带, 其晶带轴为  $[uvw]$  方向, 该晶带中任一晶面为  $(hkl)$

则  $hu + kv + lw = 0$ 。

1) 已知两晶面  $(h_1k_1l_1)$  和  $(h_2k_2l_2)$ , 则该晶带的晶带轴方向  $[uvw]$

$u = k_1l_2 - k_2l_1$      $v = l_1h_2 - l_2h_1$      $w = h_1k_2 - h_2k_1$

2) 已知某晶面同属两晶带  $[u_1v_1w_1]$  和  $[u_2v_2w_2]$ , 则晶面指数  $(hkl)$

$h = v_1w_2 - v_2w_1$      $k = w_1u_2 - w_2u_1$      $l = u_1v_2 - u_2v_1$

吴氏网 (极射投影)

由于晶带轴与其晶面的法线是相互垂直的, 所以可根据晶面所在的大圆求出该晶带轴。

如立方晶系  $(001)$  投影,  $(100)$ ,  $(111)$ ,  $(011)$ ,  $(11\bar{1})$ ,  $(\bar{1}10)$  等位于同一晶带。

应用吴氏网在赤道线上向右量出  $90^\circ$ , 求得其晶带轴为  $[011]$ 。

致密度:

$K = \frac{nV}{V}$  式中  $n$  为晶胞中原子数,  $V$  是一个原子的体积。

$V$  是晶胞体积。

晶胞线密度: 晶胞的长上, 单位长度所含原子个数。

晶胞面密度: 晶胞的面上, 单位面积所含原子数。

电导率:

$\sigma/a = \frac{V[100-x] + vx}{100}$

溶剂原子数为  $v$ , 溶质原子数为  $x$ , 溶质原子百分数为  $x$ 。

公式计算2.

短程有序参数

$\alpha_i = 1 - \frac{P_A}{X_A}$

假设 A、B 为组元形成固溶体, A 原子百分数为  $X_A$ ,  $P_A$  为 A 原子在 B 周围出现的概率。

$\alpha_i = 0$ , 即  $P_A = X_A$ , 溶质原子分布完全无序

$\alpha_i < 0$ , 即  $P_A > X_A$ , 将出现短程有序状态

$\alpha_i > 0$ , 即  $P_A < X_A$ , 将出现溶质原子的偏聚。

长程有序参数 (有序化程度)

$S = \frac{P - X_A}{1 - X_A}$

$P$ : A 原子在正格位上出现的概率

$S = 1$ , 即  $P = 1$ , 则完全有序

$S = 0$ , 即  $P = X_A$ , 则无序

单位时间内通过单位横截面的扩散量

扩散第一定律

$J = -D \frac{\partial C}{\partial x}$ ,  $J$  为扩散通量, 单位为  $\text{mol}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ,  $x$  为扩散距离。

$C$  为扩散组元的体积浓度,  $D$  为原子扩散系数, 单位为  $\text{m}^2/\text{s}$ 。

扩散第二定律

$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D \frac{\partial C}{\partial x})$

扩散系数一般是浓度的函数, 当浓度随浓度变化不大或者浓度很低时, 可视为常数,  $\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$

扩散方程的解。

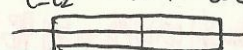
1. 无限长扩散偶中  $C = \frac{C_1 + C_2}{2} + \frac{C_1 - C_2}{2} \text{erf}(\frac{x}{2\sqrt{Dt}})$

扩散开始以任意界面处浓度  $C_s = \frac{C_1 + C_2}{2}$

界面浓度为扩散偶初始浓度的平均值

若扩散偶为纯金属棒初始浓度  $C_1 = 0$ , 则  $C = \frac{C_2}{2} [1 - \text{erf}(\frac{x}{2\sqrt{Dt}})]$

棒端面浓度  $C_s = \frac{C_2}{2}$





## ②. 扩散的抛物线规律:

如果要求焊接面为 $x$ 处的浓度达到 $C$ , 则所需要的扩散时间

$$x = \sqrt{KDt}$$

$K$ 是与晶体结构有关的常数。

## 2. 半无限长物体的扩散

渗碳层中碳浓度分布函数  $C = C_0 + (C_s - C_0) [1 - \operatorname{erf}(\frac{x}{2\sqrt{Dt}})]$

$C_0$ : 碳浓度;  $C_s$ : 某温度下奥氏体的饱和浓度;

若为纯铁渗碳  $C_0 = 0$ , 则

$$C = C_s [1 - \operatorname{erf}(\frac{x}{2\sqrt{Dt}})]$$

## 3. 高斯函数解:

$$C = \frac{M}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp(-\frac{x^2}{4Dt})$$

令  $A = M/\sqrt{4\pi Dt}$ ,  $B = 2\sqrt{Dt}$ , 分别表示浓度分布曲线的振幅和宽度。

$t=0$  时  $A \rightarrow \infty$ ,  $B \rightarrow 0$ ;  $t \rightarrow \infty$  时,  $A \rightarrow 0$ ,  $B \rightarrow \infty$ 。

即随着时间延长, 浓度曲线的振幅减小, 宽度增加。

## 扩散系数

面心立方结构中间隙原子的扩散系数  $D = d^2 P \Gamma = \frac{1}{2} a^2 \Gamma$

体心立方结构中间隙原子的扩散系数  $D = d^2 P \Gamma = \frac{1}{4} a^2 \Gamma$

扩散系数可以写成  $D = \delta a^2 \Gamma$ 。

其中  $\delta$  是与晶体结构有关的几何因子;  $a$  为晶格常数。

## 扩散激活能:

间隙扩散激活能  $D = D_0 \exp(-\frac{Q}{RT})$

$Q$  是间隙原子跳动的激活内能, 即迁移能  $\Delta E$ 。

空位扩散激活能  $D = D_0 \exp(-\frac{Q}{RT})$

是由空位形成能  $\Delta E_f$  和空位迁移能  $\Delta E_m$  组成。

空位机制比间隙机制需要更大的扩散激活能。

## 公式计算3.

① 扩散系数: 达肯方法。

还有方程:  $V_m = (C_A - C_B) \frac{\partial X_A}{\partial x} = (D_B - D_A) \frac{\partial X_B}{\partial x}$

$$J_A = - (D_A X_B + D_B X_A) \frac{\partial C_A}{\partial x} = - \tilde{D} \frac{\partial C_A}{\partial x}$$

$$J_B = - (D_A X_B + D_B X_A) \frac{\partial C_B}{\partial x} = - \tilde{D} \frac{\partial C_B}{\partial x}$$

其中  $\tilde{D} = (D_A X_B + D_B X_A)$ , 称为合金的互扩散系数。

## 上坡扩散:

扩散系数的一般表达式  $D_i = B_i kT (H \frac{\partial \ln \gamma_i}{\partial \ln C_i})$

热力学因子为正时,  $D_i > 0$ ,  $\frac{\partial C}{\partial x} < 0$  时发生下坡扩散;

热力学因子为负时,  $D_i < 0$ ,  $\frac{\partial C}{\partial x} > 0$  时发生上坡扩散。

## 形核功

$$\Delta G = -\Delta G_v \cdot V + \sigma \cdot A = -\Delta G_v \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 + \sigma \cdot 4\pi r^2$$

$$\frac{d(\Delta G)}{dr} = -\Delta G_v \cdot 4\pi r^2 + \sigma \cdot 8\pi r \quad \text{令} \quad \frac{d(\Delta G)}{dr} = 0,$$

$$\text{则 } r^* = \frac{2\sigma}{\Delta G_v}, \text{ 则}$$

$$\Delta G^* = (16\pi\sigma^3)/(3\Delta G_v^2)$$

将  $\Delta G_v = L_m \Delta T / T_m$ , 得到

## 原子间相互作用参数:

$\Delta H_m = \Omega X_A X_B$ , 其中  $\Omega$  为原子间相互作用参数。

$\Omega = 0$  时,  $\Delta H_m = 0$ , 理想固溶体, 原子无序分布;

$\Omega > 0$  时,  $\Delta H_m > 0$ , 原子呈偏聚分布;

$\Omega < 0$  时,  $\Delta H_m < 0$ , 原子呈有序分布。

## 片状共析组织生长速率

片状共析组织中最小层间距和生长速度有关。最小层间距  $S^* \propto (\Delta T)^{-1}$ , 因此  $\Delta T$  越大,  $S$  越小, 生长速率:  $v = K D_0^{1/2} (\Delta T)^{-1/2}$  其中  $K$  是热力学常数。

可见过冷度越大, 生长速率越高。由此也可见生长速率越高, 层间距越小, 而层间距越小, 强度越高。



## 点缺陷浓度计算.

空位平衡浓度  $C = A \exp(-\frac{Q_f}{RT})$

其中  $A = \exp(\Delta S_f/k)$ , 由振动熵决定, 一般估计  $A$  在  $1 \sim 10$  之间。

$Q_f$  为形成  $1 \text{ mol}$  空位所需作的功,  $R$  为气体常数。

间隙原子的平衡浓度  $C' = A' \exp(-\frac{G_f}{RT})$

## 位错所受攀移驱动力:

单位长度刃型位错所受的攀移驱动力为  $f_c = -\sigma_b$

符号表示如果  $\sigma$  为拉应力, 则  $f_c$  指向下。

如果  $\sigma$  为压应力, 则  $f_c$  指向上。

## 单位长度位错所受的力: (滑移)。

$$f = \tau b$$

## 位错线张力:

$$\Gamma = \frac{Gb^2}{2\pi}$$

## 刃型累位错间的力:

位错  $b_1$  在  $(r, \theta)$  处切应力为  $\tau_{\theta z} = \frac{Gb_1}{2\pi r}$

位错  $b_2$  在  $\tau_{\theta z}$  作用下受到的力为  $f_r = \tau_{\theta z} \cdot b_2 = \frac{Gb_1 b_2}{2\pi r}$

若两相纸矢量夹角小于  $\pi/2$  (同向), 两位错相互排斥。

若两相纸矢量夹角大于  $\pi/2$  (反向), 两位错相互吸引。

## 位错密度:

$\rho_v = \frac{L}{V}$  单位体积晶体中所含位错线的总长度。

$\rho_s = \frac{n}{S}$  : 垂直于位错线的单位截面积中所含的位错线条数。

一般有  $\rho_v > \rho_s$ 。

体密度  $\rightarrow$  面密度

## 位错生成临界切应力

$$\tau_c = \frac{Gb}{2r} = \frac{Gb}{L}$$

## 定理. 规律. 1

### 菲克第一定律

主要用于扩散物质的质量浓度不随时间变化的稳态过程, 它表明单位时间内通过垂直于扩散方向上单位截面积的扩散物质质量 (扩散通量) 与该截面处的浓度梯度成正比, 且扩散方向与浓度梯度方向相反, 即有

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x}$$

### 菲克第二定律

用于非稳态扩散过程, 它描述的是扩散过程中某一点处浓度随时间的变化率与浓度分布曲线在该点的二阶导数成正比:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D \frac{\partial C}{\partial x})$$

当扩散系数与浓度无关时,  $\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$

## 临界分切应力 $\tau_c$ .

$$\tau_c = \sigma_s \cos \varphi \cos \lambda \begin{cases} \tau_c \text{ 取决于金属的本性, 不受 } \varphi, \lambda \text{ 的影响} \\ \sigma_s \text{ 的取值: } \begin{cases} \varphi \text{ 或 } \lambda = 90^\circ \text{ 时, } \sigma_s \rightarrow \infty \\ \varphi, \lambda = 45^\circ \text{ 时, } \sigma_s \text{ 最小, 晶体易滑移} \end{cases} \\ \text{取向因子: } \cos \varphi \cos \lambda \begin{cases} \text{软取向: 值大} \\ \text{硬取向: 值小} \end{cases} \end{cases}$$

Q: 根据表达式  $\tau_c = \sigma_s \cos \lambda \cos \varphi$  是否可以认为晶体滑移的临界分切应力受其屈服强度  $\sigma_s$  和  $\varphi$  和  $\lambda$  的影响。

临界分切应力主要取决于晶体的本性与外力无关。当条件一定时, 不同晶体的临界分切应力各有其值。其数值与晶体类型、纯度、变形速度、温度以及加工和处理状态等因素有关。因此, 此表达式反映晶体的屈服强度受外力方向的影响。如外力方向改变将出现软取向和硬取向, 在性能上表现出几何软化或几何硬化。

晶体类型. 纯度. 变形速度. 温度. 加工和处理状态.



## ④ 复相力学

加工硬化残留率与退火温度和时间的关系

$$\ln(x_0/x) = G_0 t \exp(-Q/RT)$$

动力学特点是：① 没有孕育期；② 开始变形快，随后变慢；  
③ 长时间处理后，性能趋于平缓直。

## 再结晶动力学

1) 再结晶速度与温度的关系  $V_{再} = A \exp(-Q_R/RT)$

2) 规律 开始时再结晶速度很小，在体积分数为 0.5 时最大，然后减慢。

## 晶粒的异常长大

1) 异常长大 少数再结晶晶粒的异常长大现象。

2) 机制 { 钉扎晶界的第二相溶于基体  
再结晶过程中位错-晶粒的合并  
大晶粒吞并小晶粒

(3) 对组织和性能的影响 { 织构明显 { 各向异性  
加工硬化率  
晶粒大小不均 → 性能不均  
晶粒粗大 { 降低强度和塑性韧性  
提高表面粗糙度。

## 相变热力学形核的条件

与液-固相变相比，固-固相变形核增加了一项应变能，系统总的自由能变化为：

$$\Delta G = -V\Delta G_v + S\sigma + V\Delta E_s$$

$\Delta G_v$  和  $\Delta E_s$  分别为形成单位体积的新相时所引起之化学自由能及应变能的变化； $\sigma$  为新相和母相界面单位面积界面能； $V$  为新相体积； $S$  为表面积。

若新相晶核为球形，1) 临界晶核半径为  $r^* = \frac{2\sigma}{\Delta G_v - \Delta E_s}$ 。

临界形核功为： $\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta G_v - \Delta E_s)^2}$

随化学自由能增加，界面能减小，应变能减小，临界晶核半径减小，临界形核功减小，形核容易。

## 定理、规律 2.

## 相变动力学—约翰逊·梅尔 (Johnson Mehl) 方程

设形核率和长大速率不随时间而变，则等温转变的动力学为

$$\varphi(t) = 1 - \exp\left(-\frac{kIu^3t^4}{4}\right)$$

式中， $\varphi(t)$  为形成新相的体积分数； $k$  为形状系数，对球状  $k = \frac{4\pi}{3}$ ； $I$  为形核率； $u$  为长大速率； $t$  为时间。

## 阿弗拉米 (Avrami) 方程

设形核率和长大速率均随时而变，则等温转变的动力学为：

$$\varphi(t) = 1 - \exp(-bt^n)$$

式中  $b$  和  $n$  均为常数。

## 界面错配数、单位错配平均距离

$$\delta = \frac{a_\alpha - a_\beta}{a_\alpha} \quad a_\alpha > a_\beta \text{ 为两相沿平行界面且晶向上的原子间距。}$$

$\delta < 0.05$  为共格界面  $0.05 < \delta < 0.25$  为半共格界面  $\delta > 0.25$  为非共格界面

半共格界面：相互平行的四型位错平均距离

$$D = \frac{a_\beta}{\delta}$$

## 约翰逊—梅尔方程

$$X_t = \frac{V}{V_0} = 1 - \exp\left(-\frac{\eta Nu^3 t^4}{4}\right)$$

$\eta$  为晶核的形状因子，新相为球形时  $\eta = \frac{4\pi}{3}$

## 艾夫拉米 Avrami 方程

$$X_t = 1 - \exp(-bt^n)$$

## 连续沉淀均匀形核

$$\text{能量变化 } \Delta G = V\Delta G_v + S\sigma + Vw$$

式中  $V$  为晶核体积， $S$  为晶核表面积， $\sigma$  为单位面积界面能， $w$  为单位体积弹性应变能。 $\Delta G_v = G_N - G_P$  为单位体积新旧两相化学自由能差。

相变驱动力： $\Delta G_v$ ，假设晶核半径为  $r$  为球形。

$$\text{则 } \Delta G = \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta G_v + 4\pi r^2 \sigma + \frac{4}{3}\pi r^3 w$$



令  $\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = 0$ , 则 临界半径  $r_c = -\frac{2\sigma}{\Delta G_v + W}$

临界晶核体积  $V_c = -\frac{32\pi\sigma^3}{3(\Delta G_v + W)^2}$

形核功:  $\Delta G_c = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta G_v + W)^2}$

形核功靠系统的能量起伏提供, 临界晶核长大和熔化的概率相同, 其中只有 1/2 的晶核能够成为有效晶核。

固态相变中非均匀形核

晶体

在固态相变中非均匀形核的形核位置缺陷(界面、位错、空位)。形核过程中的吉布斯自由能变化  $\Delta G = V\Delta G_v + S\sigma + V_w + \Delta G_d$   $\Delta G_d < 0$  是相变驱动力。

其中  $\Delta G_d$ : 缺陷消失所引起的能量变化, 作为形核位置的缺陷类型不同,  $\Delta G_d$  不同。

以晶界形核为例计算形核功。如果忽略弹性应变能, 形核过程中吉布斯自由能变化为  $\Delta G = V\Delta G_v + V_{\alpha\beta}S_{\alpha\beta} - V_{\alpha\alpha}S_{\alpha\alpha}$  (1)

其中:  $\sigma_{\alpha\beta}$  晶界的界面能

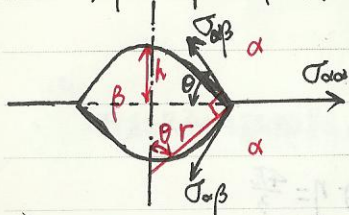
$V_{\alpha\alpha} = 2V_{\alpha\beta} \cos\theta$  晶界的界面能

则  $S_{\alpha\alpha} = \pi r^2 \sin^2\theta$  形核前晶界的面积

$S_{\alpha\beta} = 4\pi r^2 (1 - \cos\theta)$  形核后相界的面积

$h = r(1 - \cos\theta)$  球冠高度

$V = \frac{2}{3}\pi r^3 (2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)$  晶核体积



代入(1)并令  $\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = 0$ , 则  $r_c = -\frac{2\sigma_{\alpha\beta}}{\Delta G_v}$

$\Delta G_c = \frac{8}{3}\pi r_c^3 (2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta) \frac{\sigma_{\alpha\beta}}{\Delta G_v}$

钢的一些性能

钢的等温转变温度越低或者冷却速度越快, 过冷度越大, 珠光体片间距越薄。

转变温度: 共析钢普通珠光体 > 索氏体 > 屈氏体。

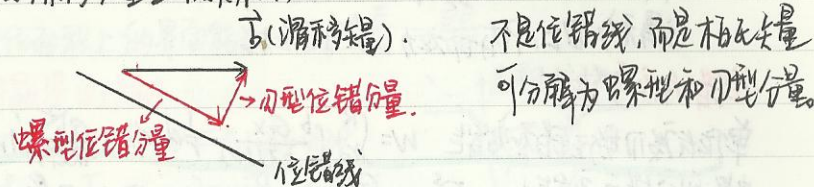
硬度: 屈氏体 > 索氏体 > 珠光体。

魏氏组织会恶化钢的塑性和韧性, 通常采用完全退火或正火消除。

定理、规律

混合型位错:

位错线分滑移矢量呈一般关系时, 如



不是位错线, 而是柏氏矢量可分解为螺型和刃型分量。

螺型位错应力场

构造: 空心圆柱体, 沿yoz面切开会心, 晶体割开面两半沿z轴相对位移b, 再胶合起来。P有一个切应变:  $\gamma_{\theta\theta} = \gamma_{\theta z} = \frac{b}{2\pi r}$

相应的切应力:  $\tau_{\theta\theta} = \tau_{\theta z} = G\gamma_{\theta\theta} = \frac{Gb}{2\pi r}$

直角坐标系为  $\tau_{yz} = \tau_{zy} = \frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2+y^2}$

$\tau_{xz} = \tau_{zx} = -\frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{y}{x^2+y^2}$

$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \tau_{xy} = \tau_{yz} = 0$

特点: ① 只有切应力分量, 没有正应力分量。不引起晶体的膨胀和收缩。

② 与位错中心距离相等的各点应力状态相同。

③ 公式适用于位错核心区域 (r 接近 0)。

刃型位错应力场

构造: 将一空心弹性圆柱体沿径向切开会心, 然后将割口上下晶体沿x轴方向相对滑移一柏氏矢量b, 再胶合起来。

$\tau_{\theta\theta} = \frac{Gx}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\cos\theta}{r}$

$\tau_{xx} = -D \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2}$

$\tau_{yy} = D \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}$

$D = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)}$

$\tau_{zz} = \mu(\tau_{xx} + \tau_{yy})$

$\tau_{xy} = \tau_{yx} = D \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}$

$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \tau_{yz} = \tau_{zy} = 0$

特点: ① 所有的应力与沿位错线的方向无关, 最大应力与r成反比。



② 应力场与半原子面左右对称。包含半原子面的晶体  $\sigma_{xx} < 0$  晶体受压应力  
 不包含半原子面的晶体  $\sigma_{xx} > 0$ ，晶体受拉应力。  
 滑移面上， $R$  有切应力，没有正应力。

位错的应变能：

单位长度刃型位错应变能  $W = \int_{r_0}^R \int_0^{2\pi} \frac{b G x}{4\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{r} dx dr = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0}$

螺型位错应变能  $E_c^s = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0}$   $|R| \frac{E_c^s}{b} = \frac{1}{F} E_c^s$

对于混合位错

$$E_c^m = E_c^e + E_c^s = \frac{Gb^2 \sin^2 \varphi}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0} + \frac{Gb^2 \cos^2 \varphi}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0} = \frac{Gb^2}{4\pi k} \ln \frac{R}{r_0}$$

$k = \frac{1-\nu}{F \cos^2 \varphi}$ ，混合位错的角因素  $k = 1 \sim 0.75$

可以简化为  $E = \alpha Gb^2$   $\alpha = 0.5 \sim 1$

$r_0$  为位错核心区半径，可近似认为  $r_0 \approx |b|$

$R$  是位错应力场最大作用范围的半径，一般  $R \approx 10^4$

位错滑移的晶阵阻力：

派纳力  $\tau_p = \frac{2\gamma}{b} \exp\left[-\frac{2\pi d}{bc(1-\nu)}\right]$

其中  $d$  为滑移面的面间距

$b$  为滑移方向上的原子间距。

注： $\tau_p$  与晶体的屈服应力有别， $\tau_p$  是位错在晶体中滑移所需的临界切应力，而屈服应力是晶体宏观塑性变形的临界切应力。

位错线张力： $\tau = \frac{Gb^2}{2r}$

界面配位数：

$Z_r = \frac{z_0 - z_s}{2}$   $z_0$ ：原子体积配位数； $z_s$ ：原子表面配位数。

对位错转晶界

位错间距  $D$  与柏氏矢量  $b$  之间关系  $D = \frac{b}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \approx \frac{b}{\theta}$

晶界上位错密度为  $\rho = \frac{1}{D} = \frac{\theta}{b}$

公式

对刃位错转晶界

位错间距为  $D$ ，单位长度刃位错能量  $E = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0} + E_c$

因此单位面积上的界面能为： $E_B = \frac{E}{D} = \frac{E \theta}{|b|}$

第二相对晶界的阻力

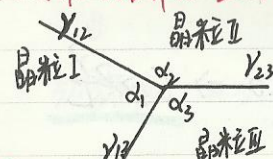
$F = 2\pi r \cos \theta \cdot \gamma \sin \theta = \pi r \gamma \sin 2\theta$

$\theta = 45^\circ$  时  $F_{\max} = \pi r \gamma = 3fV/2r$

即第二相体积分数  $f$  越大，颗粒尺寸  $r$  越小，对晶界迁移阻力越大。  
 当阻力与晶界迁移动力相等时，晶界迁移就停止。此时  $D$  为极限尺寸（颗粒尺寸）

即  $3fV/2r = 2\gamma/D \Rightarrow D = \frac{4r}{3f}$

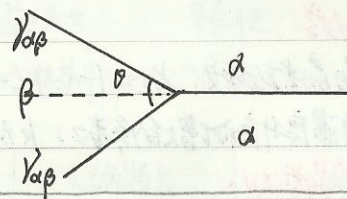
晶界能与晶界位置关系



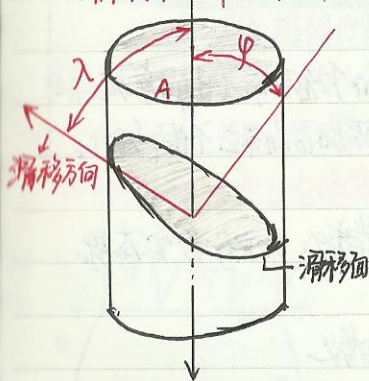
$$\frac{\gamma_{12}}{\sin \alpha_3} = \frac{\gamma_{23}}{\sin \alpha_1} = \frac{\gamma_{31}}{\sin \alpha_2}$$

晶界上的第二相

$\gamma_{\alpha\alpha} = 2\gamma_{\alpha\beta} \cos \frac{\theta}{2}$



滑移的临界分切应力



$$\tau = \frac{F \cos \lambda}{A / \cos \varphi} = \frac{F}{A} \cos \lambda \cos \varphi = \sigma \cos \lambda \cos \varphi$$

11 晶界分切应力

$\tau_s = \sigma_s \cos \lambda \cos \varphi$

取向因子 (Schmid 因子)：

$\cos \lambda \cos \varphi$

取向因子大：软取向；取向因子小：硬取向。

$\lambda$ ：滑移方向与力的夹角  $\varphi$ ：滑移面法向与力方向的夹角。

$\tau_s$  与材料本性以及温度、加载速度等有关，与加载方向等无关。



## 位错运动点阵阻力 (派纳力 P-N)

相当于简单立方晶体中刃型位错运动所需要的临界分切应力:

$$\tau_{P-N} = \frac{2\gamma}{b} \exp\left[-\frac{2\pi d}{(1-\nu)b}\right] = \frac{2\gamma}{b} \exp\left[-\frac{2\pi W}{b}\right]$$

式中  $d$  为滑移面间距,  $b$  为滑移方向上点阵间距。

## 奥罗万机制:

根据位错理论,位错弯曲至半径  $R$  时所需切应力为:

$$\tau = \frac{Gb}{2R}$$

当  $R$  为晶粒间距  $\lambda$  的一半时,所需切应力最小  $\tau = \frac{Gb}{\lambda}$

## 回复与再结晶引起形核机制

形核条件  $\Delta G = -E_s + \gamma \frac{dA}{dV}$ . 对球面  $\frac{dA}{dV} = \frac{2}{r}$ .

$$\Delta G = -E_s + \gamma \frac{dA}{dV} = -E_s + \frac{2\gamma}{r}$$

$$r_{\min} = \frac{2\gamma}{E_s} = \lambda \quad \text{形核条件 } \Delta G < 0 \Rightarrow E_s > \frac{2\gamma}{\lambda}$$

## 再结晶动力学

$$X_R = 1 - \exp(-Bt^k)$$

$B$  为随温度升高而增大的系数,  $k$  为常数 (1~2 之间)。

## 再结晶后的晶粒大小

再结晶后晶粒尺寸符合约翰逊-梅尔方程:  $d = \frac{K}{I} \cdot \left(\frac{U}{I}\right)^{\frac{1}{n}}$

其中  $I$  为形核率,  $U$  为长大速度。

当变形量持续增大后,马氏体形核与长大的速度能不断增加。

而且形核率  $I$  增加大于长大速度  $U$ , 再结晶后晶粒不断细化。

## 片状共晶片间距 $\lambda$

$\lambda = \frac{K}{\sqrt{R}}$  式中  $R$  是凝固速度,  $K$  为常数, 取决于合金本身。

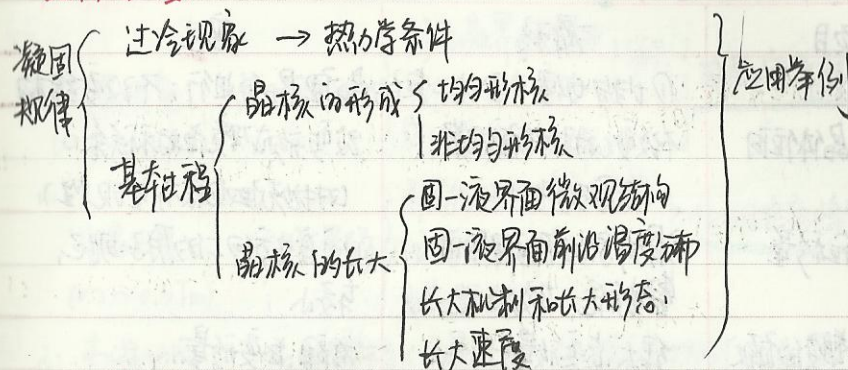
$$\sigma = \sigma^* + m\lambda^{-1}$$

$\sigma^*$  是与合金本性相关的常数。

$m$  为常数,  $\sigma$  是合金屈服强度。

## 规律、总结、图表

## 晶体凝固



## 晶核长大

界面结构  $\rightarrow$  长大机制  $\rightarrow$  长大速度

光滑界面  $\rightarrow$  二维晶核长大  $\rightarrow$  较慢

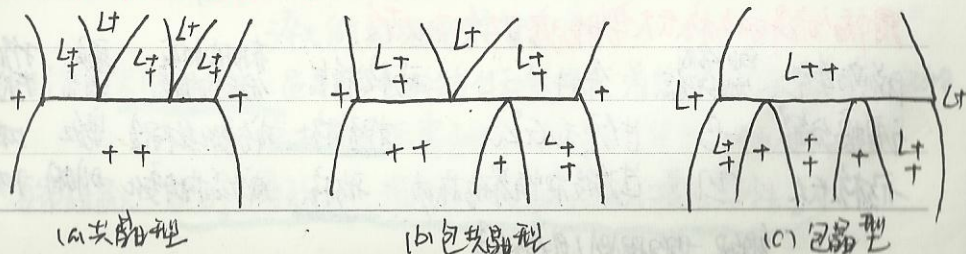
粗糙界面  $\rightarrow$  三维晶核长大  $\rightarrow$  较快

粗糙界面  $\rightarrow$  垂直长大机制  $\rightarrow$  很快

## 固溶体和金属化合物的比较

类别	成分	结构特点	性能特点
固溶体	溶质浓度可在固溶度极限内变化	保持溶剂的晶体类型	强度、硬度比溶质高,但总体强度、硬度依然较低,而塑性、韧性较好
金属化合物	成分固定或在一定范围内波动,可用化学式表示	其点阵类型不可组成它的任一组元	熔点较高,硬度高,而塑性、韧性差

## 四相平衡转变在变温截面上的特征





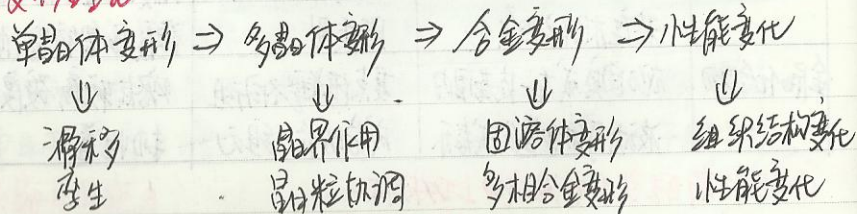
## 滑移变形 vs 孪生变形

项目	滑移	孪生
相同点	① 均匀切变; ② 沿一定的晶面晶向进行; 不改变结构	
晶体位向	不改变 (对抛光面观察, 无重现性)	改变, 形成镜面对称关系 (对抛光面观察有重现性)
位移量	滑移方向上原子间距的整数倍, 较大	小于孪生方向上的原子间距, 较小
对变形的贡献	很大, 总变形量大	有限, 总变形量小
变形应力	有一定的临界分切应力	所需临界分切应力远高于滑移
变形条件	一般先发生滑移	滑移困难时发生
变形机制	全位错运动的结果	分位错运动的结果

## 晶体中的残余应力分类

- 第一类残余应力 ( $\sigma_I$ ): 宏观内应力, 由整个物体变形不均匀引起
  - 第二类残余应力 ( $\sigma_{II}$ ): 微观内应力, 由晶粒变形不均匀引起
  - 第三类残余应力 ( $\sigma_{III}$ ): 点阵畸变, 由位错、空位等引起, 80%~90%
- 消除方法: 去应力退火。

## 材料变形理论



## 调幅分解与形核长大形变脱溶转变的比较

调幅类型	自由能或成分曲线特点	条件	形核特点	析出物的成分与结构特点	析出物尺寸	析出物分布
调幅分解	凸	过饱和和 $G'' < 0$	非形核	成分变化连续	微小	弥散
形核长大	凹	过饱和和临界形核功	形核	成分结构均变化	明显	不弥散

组织: 均匀规则 / 不均匀析出。

## 规律总结: 图表2

### 回复机理

- 低温回复 (0.1~0.2  $T_m$ )
  - 点缺陷运动: 移至晶界、位错处消失  $\rightarrow$  缺陷密度降低
  - 空位+间隙原子: 空位聚集空位群、对
- 中温回复 (0.2~0.3  $T_m$ )
  - 位错滑移: 异号位错相遇而抵消  $\rightarrow$  位错密度降低
  - 位错缠结重新排列: 亚晶粒长大
- 高温回复 (0.3~0.5  $T_m$ )
  - 位错攀移 (+滑移)  $\rightarrow$  位错垂直排列 (亚晶界)  $\rightarrow$  多边形 (亚晶粒)  $\rightarrow$  弹性畸变能降低

### 再结晶

- 形核: 亚晶长大形核机制 (变形量较大时)  $\rightarrow$  亚晶合并形核  $\rightarrow$  亚晶界移动形核 (吞并其他亚晶或变形部分)
- 晶界凸出形核 (晶界凸出形核, 凸向亚晶粒小的方向) (变形量较小时)
- 长大: 驱动力: 畸变能差  
方式: 晶核向畸变晶粒扩展, 直至新晶粒相互接触

### 钢的退火

退火是将工件加热到一定温度, 保温一定时间, 缓慢冷却的热处理工艺。

- 完全退火 (重结晶退火): 适用于亚共析钢, 可以消除热轧加工组织缺陷, 细化晶粒, 降低硬度, 便于切削加工, 消除内应力。
- 球化退火 (不完全退火): 适用于共析钢和过共析钢, 降低硬度, 改善切削加工性, 为淬火做好组织准备。
- 正火 (扩散退火/均匀化退火): 适用于合金钢铸件和铸锭, 消除枝晶偏析, 使成分均匀, 正火扩散退火后需再进行一次完全退火或正火细化晶粒。
- 再结晶退火: 适用于冷变形工件, 消除加工硬化内应力, 提高塑性。



(5) 去应力退火 (低温退火) 消除残余应力。

(6) 等温退火 用于替代完全退火和球化退火, 使组织均匀, 缩短生产周期。

### 一级相变的长大类型及机制

★ 长程打散长大 (与母相成分不同)

- 非连续长大 (热激活) → 体扩散 + 界面扩散 → 非共格 → 共析转变
- 连续长大 (热激活) → 界面扩散控制 → 共格 → G.P.E
- 体扩散控制 → 非共格 → 连续沉淀
- 体扩散控制 → 半共格 → 贝氏体转变

短程长大 (与母相成分相同)

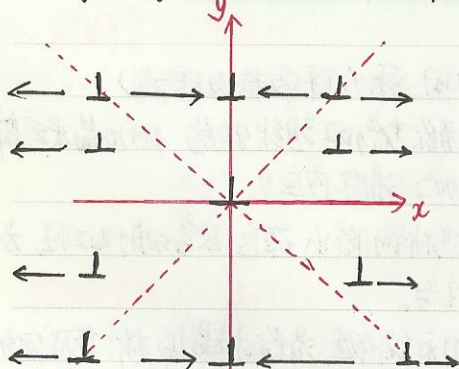
- 热激活 → 界面扩散控制 → 非共格 → 状态转变
- 非共格 → 同素异构转变
- 半共格 → 有序化转变
- 非热激活 → 可动位错界面 → 共格 → 马氏体转变
- 半共格 → 马氏体转变

### 平行位错间的力

b: 应力场中, 只有切应力分量  $\tau_{yx}$  和正应力分量  $\sigma_{xx}$  对位错 b 起作用; 前者驱使其沿 x 轴方向滑移, 后者驱使其沿 y 轴方向攀移。

$$f_x = \tau_{yx} b_z = \frac{Gb_z b_z}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^{3/2}}$$

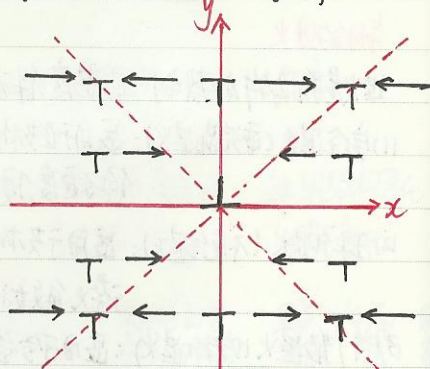
$$f_y = \sigma_{xx} b_z = \frac{Gb_z b_z}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^{3/2}}$$



$|x|=|y|$  时,  $f_r=0$  不存在位错

滑移的作用力 (不稳定位置)

$x=0$ , 即 y 轴,  $f_r=0$  (平衡位置)

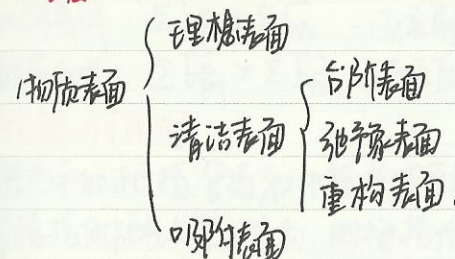


$|x|=|y|$  时, 平衡位置

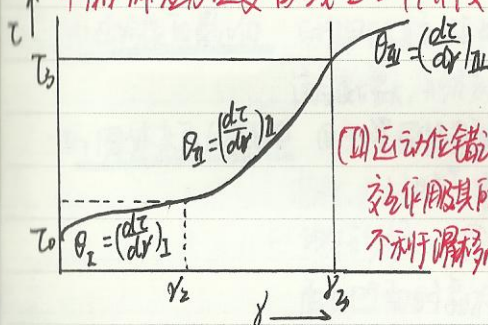
$x=0$ , 即 y 轴, 平衡位置

### 规律总结: 图表3

#### 物质表面



#### 单晶体应力应变曲线上三个阶段



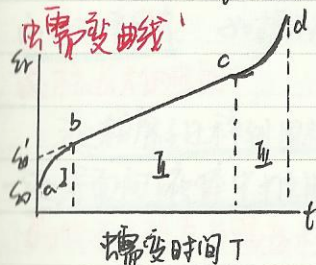
$\theta = \frac{d\sigma}{d\epsilon}$ : 硬化系数

I: 易滑移阶段

II: 线性硬化阶段

III: 抛物线型硬化阶段

交互作用阻碍位错运动, 产生滑移障碍, 通过交滑移的方式进行变形。



I: 减速蠕变阶段

II: 恒速蠕变阶段

III: 加速蠕变阶段

(低温  $< 0.5T_m$ , 低应力下不存在 II, III 的蠕变速率接近于零)

(高温  $> 0.8T_m$ , 高应力下主要是 II, 而 III 几乎不存在)

机理: I 位错滑移

II 亚晶形成

III 晶界形成

蠕变的热激活理论:

$$\dot{\epsilon} = A \exp(-Q_c/RT)$$



## 一些结论

### 位错反应条件:

几何条件:  $\sum \vec{b}_{前} = \sum \vec{b}_{后}$  (反应前后位错的柏氏矢量之和相等)

能量条件:  $\sum \vec{b}_{前} > \sum \vec{b}_{后}$  (反应后位错的总能量小于反应前位错的总能量)

### 刃位错右手法则:

用右手的拇指、食指和中指构成直角坐标,以食指指向位错线的方向,中指指向柏氏矢量的方向,则拇指代表多余半原子面。

### 影响形核率的因素:

1. 过冷度的影响 与均匀形核相比,非均匀形核所需过冷度小得多;并且随过冷度增大,形核率增加到极大值后,还要下降一段,然后形核终止。

2. 固体杂质的影响 ① 如果固体杂质结构与晶核结构符合点阵匹配原则,即“结构相似,大小相当”,就可以大大减小  $\sigma_{sw}$ ,并获得小的  $\theta$  角,有效促进非均匀形核; ② 在曲率半径和  $\theta$  角相同情况下,固体杂质表面为凹面时晶核体积较小,形核较容易。

3. 物理因素 如振动、搅拌等。

### 晶核长大的实质:

液相原子迁移到固相上的速率大于固相原子迁移到液相上的速率,使固-液界面向液体中推进。

### 晶体长大形态与温度梯度、界面微观结构的关系

在正的温度梯度下,具有粗糙界面结构的晶体呈平面状长大形态;具有光滑界面结构的晶体,固-液界面呈台阶状,相似于平面状长大形态。

在负的温度梯度下,具有粗糙界面结构的晶体呈树枝状长大形态;具有光滑界面结构的晶体,有的出现树枝状长大特征,有的则仍保持台阶状长大形态。

### 金属铸件晶粒的控制

铸件晶粒大小取决于两个重要因素:形核率  $N$  和长大速度  $G$ 。  $N/G$  的比值越大,晶粒越细小。通过增大形核率  $N$  或减小长大速度  $G$  或通过其他方法来增加



$N/gm$  的值,都会使晶粒得到细化。常用方法有:

- ① 增加过冷度 (适用于铸件或薄壁铸件);
- ② 变质处理;
- ③ 浇注时,采用振动和搅拌等方法,让熔液在铸模中运动。

**动态过冷度与界面过冷度的区别:**

界面过冷  $\Delta T_i$  是指固-液界面前沿液相的界面温度  $T_i$  与理论结晶温度  $T_m$  之差,即  $\Delta T_i = T_m - T_i$ 。界面过冷度不是固定值,随界面温度  $T_i$  的变化而改变。

动态过冷度  $\Delta T_k$  是指晶体长大所必须的界面过冷度。只有当界面过冷度大于动态过冷度即  $\Delta T_i > \Delta T_k$  时,晶体才能长大。每种物质都有固定的动态过冷度,一般金属大约为  $0.01 \sim 0.05^\circ C$ ,具有光滑界面的物质约为  $1 \sim 2^\circ C$ 。

**试述结晶的热力学条件、能量条件及结构条件:**

$$\Delta T_i > \Delta T_k$$

① 结晶的热力学条件:固相的自由能低于液相的自由能,即  $G_s < G_L$ ,或者说  $\Delta G = G_s - G_L < 0$ 。只有在过冷的条件下,才能使  $G_s < G_L$ ,  $\Delta G < 0$ 。

② 当形成半径在  $r_k \sim r_0$  之间的晶核时需要形核功,形核功由液相中的能量起伏来提供。因此能量起伏是结晶需要具备的能量条件。

③ 液相中的结构起伏是产生晶核的基础。因此,结构起伏是结晶必须具备的结构条件。

**单晶体形成的基本原理:**

单晶体形成的基本原理是使液体金属结晶时只产生一个晶核或只存在一个现成晶核,并使固-液界面前沿液相的过冷度大于动态过冷度,但不大于形核所需要的临界过冷度。这样液相中不会再形核,只能在此产生或存在的一个晶核上长大。

**影响固溶体溶解度的因素**

置换固溶体可以是有限固溶体,亦可以是无限固溶体。影响置换固溶体溶解度的主要因素有:原子尺寸因素、晶体结构因素、价性因素和电负性因素。

间隙固溶体是有限固溶体。其溶解度取决于溶质的晶体结构和溶剂的原子尺寸。

**一些结论2**

**Al 在 Ag 中能否形成无限固溶体?**

不能,因为 Al 的原子价 3, Ag 的原子价 1, 当高价 Al 在低价 Ag 中的溶入量达到一定值时,固溶体的电阻率就会达到极限电阻率,不能再继续溶解。

**相区接触法则**

常压下相区接触法则公式:  $n = C - \Delta p$ , 式中,  $C$  为组元数;  $\Delta p$  为相邻相区相数的差值;  $n$  为相邻相区接触线的维数。如,在二元相图中,当  $n=1$ , 即相邻相区线接触时,相邻相区相数的差值  $\Delta p$  为 1; 当  $n=0$ , 即相邻相区点接触时,相邻相区相数的差值  $\Delta p$  为 2。

**三元相图 等温截面的用途:**

- ① 判断给定温度下系统的相组成, 析出相成分, 计算或组织组成物的相对量;
- ② 根据一系列等温截面中三相区相对位置的变化判断该三相平衡转变的类型;
- ③ 在适当温度的等温截面中, 可以显示四相区和四相平衡转变的类型。

**二元相图 变温截面的用途:**

- ① 分析凝固过程和组织;
- ② 确定临界温度;
- ③ 作为制定热加工工艺的依据。

**产生成分过冷的三个条件:**

产生成分过冷的临界条件是  $\frac{G}{C} = \frac{m_0}{D} \frac{1-k_0}{k_0}$ , 只有当  $\frac{G}{C} < \frac{m_0}{D} \frac{1-k_0}{k_0}$  时, 才会产生成分过冷。对于不同的合金系,  $m$  值越大、 $k_0$  越小 ( $k_0 < 1$ )、 $D$  越大, 越有利于产生成分过冷。对于同一合金系,  $m, k_0, D$  可视为定值。因此,  $G$  越小,  $R$  越大,  $C$  越大, 越有利于产生成分过冷。

**成分过冷对固溶体凝固时晶体生长形态和铸锭组织有何影响?**

在正的温度梯度下若无成分过冷, 晶体以平面试生长, 界面呈平直界面。成分过冷区较小时, 晶体以胞状方式生长, 呈现凹凸不平的胞状界面, 称为胞状组织或胞状结构。成分过冷区大时, 晶体可以树枝状方式生长, 形成树枝晶。在两种组织形态之间还会存在过渡形态: 平面胞状和胞状树枝晶。当成分过冷度大于形成新晶核所需要的过冷度时, 就会在固-液界面前沿的液相中产生大量的新晶核, 从而获得等轴晶粒。



在正的温度梯度下, 纯金属凝固时不能呈树枝状长大, 而固溶体合金却能呈树枝状长大。

纯金属凝固时, 要获得树枝状晶体, 必须在负的温度梯度下; 在正的温度梯度下, 只能以平面方式长大。而固溶体实际凝固时, 合金会产生成分过冷, 当成分过冷区足够大时, 固溶体就会以树枝状长大。

### 合金性能与相图关系:

合金的流动性、形成疏松的倾向、热裂倾向、枝晶偏析倾向主要取决于相图上液相线和固相线之间的距离。液相线和固相线之间的距离越大, 合金的流动性越差, 形成疏松的倾向、热裂倾向、枝晶偏析倾向越大。

### 试分析碳在 $\gamma$ -Fe 中的固溶度为什么比在 $\alpha$ -Fe 中的大?

石墨原子溶入铁, 位于八面体间隙中。体心立方  $\alpha$ -Fe 的致密度虽然低于面心立方  $\gamma$ -Fe, 但因为它间隙数量多, 所以每个八面体间隙平均反而比面心立方的要小。若以同样大小的小间隙原子填入体心立方  $\alpha$ -Fe 将产生较大的点阵畸变。

### 晶界对变形的阻碍作用

1) 晶界的特点 原子排列不规则; 分布有大量缺陷。

2) 晶界对变形的影响 滑移、孪生多终止于晶界, 极少穿过。

3) 晶粒大小与性能的关系

① 晶粒越细, 强度越高 (细晶强化由霍尔-佩奇公式确定)。

$$\sigma_s = \sigma_0 + k d^{-1/2}$$

原因: 晶粒越细, 晶界越多, 位错运动的阻力越大 (有尺寸限制)。

② 晶粒越细, 塑性、韧性提高:

高塑性: 晶粒越多, 变形均匀性提高, 由应力集中导致的开裂机会减少, 可承受更大的变形。

高韧性: 细晶粒材料中, 应力集中, 裂纹不易萌生, 晶界多, 裂纹不易传播, 在断裂过程中可吸收较多能量, 表现出高韧性。

### 一些结论?

能否说晶体的滑移系越多, 其塑性就越好?

一般来说, 滑移系的多少在一定程度上决定晶体塑性的好坏, 如面心立方和体心立方晶体的塑性好于密排六方晶体。但塑性的好坏并不是只取决于滑移系的多少, 还与滑移面原子的密排程度和滑移方向的数目有关。如体心立方 Fe 虽然滑移系总数较多, 但滑移方向比面心立方少, 滑移面的密排程度也较低, 因此它的塑性比面心立方晶体差。此外, 晶体的塑性还与同时开动的滑移系的个数有关。

### 讨论以下材料的主要强化机制

1)  $\alpha$  黄铜: 固溶强化, 即在铜原子周围产生晶格畸变, 造成的应力场阻碍位错运动。  
2) 硬铝: 沉淀强化, 即细小的沉淀颗粒 G.P. 以及半共格的析出相  $\theta'$  造成的应力场, 阻碍位错运动。

3) 低碳和中碳马氏体钢: 结构强化及沉淀强化。因为马氏体内位错密度极高, 形成位错缠结, 这种位错缠结犹如马氏体片的世界结构, 就使滑移位错很难通过, 而造成结构强化; 另外, 即使在室温下, 过饱和的碳原子会扩散到位错线上将位错钉扎, 或者扩散到特定的晶面  $\{100\}$  上形成碳原子集团, 造成强化。对低碳马氏体, 主要是结构强化; 对中碳马氏体, 主要是碳原子聚集引起强化。

4) 低温回火马氏体钢 沉淀强化。马氏体在低温回火时, 会析出共格沉淀相, 即  $\epsilon$  碳化物, 造成沉淀强化。

5) 不锈钢 因为金属降低  $\{111\}$  面层错能, 所以扩展位错很宽, 难于“束集”, 也就不容易交滑移和孪生。

### 几种强化方法:

1) 加工硬化 主要取决于位错平均密度的增加。

$$\tau = \tau_0 + a G b \rho^{1/2} \quad G: \text{切变模量}, \quad b: \text{柏氏矢量}.$$

$\tau_0$ : 无加工硬化时所需的切应力;  $a$ : 与材料有关的常数, 0.3~0.5。



1. 细晶强化 主要决定于晶粒细化。晶粒越细，强度越高。

$$\sigma_s = \sigma_i + kd^{-\frac{1}{2}}$$

式中  $\sigma_i$  和  $k$  为与材料有关的常数； $d$  为晶粒直径。

2. 弥散强化 主要决定于分散的第二相质点对位错运动的阻碍和

位错增殖。当弥散的第二相总量一定时，强化效果决定于

第二相的分散度，即  $\tau = \frac{Gb}{\lambda}$

$G$  为切变模量； $b$  为柏氏矢量； $\lambda$  为质点间距；

可见，第二相质点的强化作用与质点间距成反比，质点间距越小，

即质点越分散，强化作用越大。

3. 固溶强化 主要决定于溶质原子造成的点阵畸变引起临界分切应力增加 ( $\frac{\Delta\tau}{\tau} > 0$ ) 以及溶质原子与位错的交互作用。

$$\tau = \frac{\Delta\tau}{\tau} \tau \text{ 或 } \sigma_s = A \frac{\tau}{a}$$

式中， $C$  为溶质原子百分数； $a$  为溶质的点阵常数；

$b$  为柏氏矢量； $A$  为常数。

试用多晶体强化理论解释室温下金属的晶粒越细，其强度越高，塑性也越好的现象。室温变形的时候，由于晶界强度高于晶内，所以晶粒越细，单位体积所包含的晶界越多，其强化效果也就越好。由 Hall-Petch 公式可知， $\sigma_s = \sigma_i + kd^{-\frac{1}{2}}$ ，直径为  $d$  的晶粒， $d$  越小， $\sigma_s$  就越高，这就是细晶强化。晶体的每个晶粒都在其他晶粒的包围中，变形不是独立的，要求临近晶粒互相配合，协调变形。已经发生变形的晶粒的形状的改变，一开始就必须是多系滑移。晶粒越细小，变形协调性越好，塑性也就越好。此外，晶粒越细小，位错塞积所引起的应力集中越不严重，可以减缓裂纹的萌生，曲折晶界不利于裂纹扩展，有利于提高强度和塑性。

低温钢拉伸时的屈服和应变时效现象的位错机制是什么？

屈服和应变时效现象的机制是柯氏气团对位错阻碍作用的消失和重新形成。

## 一些结论4

冷变形金属在加热时显微组织变化

回复阶段：显微组织仍为纤维状，无可见变化。

再结晶阶段：变形晶粒通过形核长大，逐渐转变为新的无畸变的等轴晶粒。

晶粒长大阶段：晶界移动，晶粒粗化，达到相对稳定的形状和尺寸。

冷变形金属在加热时性能变化

1. 力学性能：回复阶段，强度、硬度略有下降，塑性略有提高。

再结晶阶段：强度、硬度明显下降，塑性明显提高。

晶粒长大阶段：强度、硬度继续下降，塑性继续提高，强化严重时下降。

2. 物理性能：密度：在回复阶段变化不大，在再结晶阶段急剧升高。

电阻：电阻在回复阶段可明显下降。

冷变形金属在加热时储存能变化

1. 储存能：存在于冷变形金属内部的一小部分 (10% 左右) 变形功。

2. 存在形式： $\left\{ \begin{array}{l} \text{弹性应变能 (3\% \sim 12\%)} \\ \text{位错 (80\% \sim 90\%)} \\ \text{点缺陷} \end{array} \right\}$  是回复与再结晶的驱动力

冷变形金属在加热时内应力的变化

回复阶段：大部分或全部消除第一类内应力，部分消除第二三类内应力；

再结晶阶段：内应力可完全消除。

影响再结晶的因素：

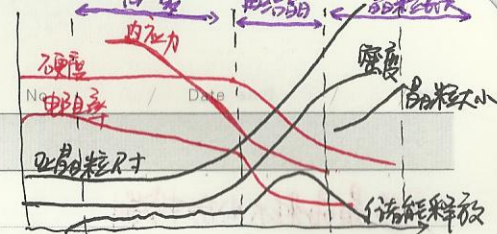
1. 加热温度 温度越高，再结晶速度越大。

2. 变形量 变形量越大，再结晶温度越低；随变形量增大，再结晶温度趋于稳定；变形量低于一定值，再结晶不能进行。

3. 原始晶粒尺寸 晶粒越小，驱动力越大，晶界越多，越有利于形核。

4. 微量溶质元素 阻碍位错和晶界的运动，不利于再结晶。

5. 第二相 间距和直径都较大时，提高畸变能，并可作为形核核心，促进再结晶；直径和间距很小时，提高畸变能，但阻碍晶界运动，阻碍再结晶。





## 再结晶晶粒大小的控制

再结晶晶粒的平均直径  $d = k \left( \frac{G}{\dot{\epsilon}} \right)^{\frac{1}{n}}$

- (1) 变形量: 存在临界变形量, 生产中应避开临界变形量。
- (2) 原始晶粒尺寸: 晶粒越小, 驱动力越大, 形核位置越多, 使晶粒细化。
- (3) 合金元素和杂质: 增加存储能, 阻碍晶界移动, 有利于晶粒细化。
- (4) 温度: 变形温度越高, 回复程度越大, 存储能减小, 晶粒粗化; 退火温度越高, 临界变形度越小, 晶粒粗大。

## 再结晶晶核的长大与再结晶后的晶粒长大有同异同。

这两个过程都是无畸变晶粒的长大, 但有两个方面不同。

一是驱动力不同, 再结晶晶核的长大是无畸变晶粒吞并畸变晶粒, 其驱动力是畸变能差; 再结晶后的晶粒长大是无畸变的大晶粒吞并小晶粒, 其驱动力是晶界能差。二是长大方向不同, 前者的长大方向是背离界面的曲率中心, 而后者的长大方向是指向晶界的曲率中心。

## 金属铸件能否通过再结晶退火细化晶粒?

材料发生再结晶的前提是有无再结晶的驱动力——存储能。再结晶退火适用于经冷塑性变形加工的材料。因为材料经冷塑性变形后才具有再结晶的驱动力。目的是改善冷变形后材料的组织和性能。若对铸件采用再结晶退火, 因为没有再结晶形核的驱动力, 不发生再结晶, 也就不可能细化晶粒。

## 奥氏体的形成。

- (1) 奥氏体的形成: 包括铁素体的晶格重组和碳原子的重新分布。由奥氏体形核长大、残余渗碳体的溶解和奥氏体成分均匀化四个阶段组成。
- (2) 合金元素对奥氏体化的影响: 不同, 碳化物形成元素会减慢奥氏体化过程, 非碳化物形成元素 Ni、Co 等会加快奥氏体化过程, Si、Al、Mn 等对奥氏体化过程影响不大; 原始组织中两相界面越大, 越可加快奥氏体化过程。

## 一些结论 5

### 贝氏体转变。

1. 组织形态: 上贝氏体 ( $550 \sim 350^\circ\text{C}$ ) 在光镜下呈羽毛状, 电镜下为条片状的铁素体和分布在条片间的断续的渗碳体组成; 下贝氏体 ( $350 \sim 190^\circ\text{C}$ ) 在光镜下呈黑针状, 电镜下可观察到铁素体针中分布有细片状碳化物。
2. 贝氏体的力学性能: 上贝氏体中碳化物较粗大且分布不均匀, 脆性大, 下贝氏体中碳化物细小且分布均匀, 与上贝氏体相比, 下贝氏体具有高的韧性和综合性能好。
3. 等温淬火: 为获得下贝氏体的热处理工艺称为。即将工件加热奥氏体化后急冷到下贝氏体区进行等温处理。

### 马氏体的力学性能:

马氏体具有高硬度、高强度, 马氏体的硬度和强度主要取决于马氏体的含碳量。马氏体的强化机制有相变强化、固溶强化、时效强化和细晶强化等。板条马氏体 (低碳、位错马氏体) 的强韧性好; 片状马氏体 (高碳、孪晶马氏体) 硬而脆。

### 共格应变能界面能。

由相界面共格引起的, 并且仅限制在相界面附近的弹性应变能称为共格应变能。

共格应变能: 共格界面 > 半共格界面 > 非共格界面

界面能: 非共格界面 > 半共格界面 > 共格界面

当形成共格界面使界面能的降低超过了所引起的共格应变能时, 便形成共格界面。否则, 便形成半共格或非共格界面。

一般, 在相变的形核阶段, 新相很细薄, 由共格引起的应变能小, 特别是当两相中有一相的弹性模量较小时, 更是如此。这就是为什么形核阶段容易形成共格界面的基本原因。

### 块状转变

$\beta \rightarrow \alpha$  不同于脱溶。晶界形核, 快速长大, 形貌无规则。



接近于扩散型相变，相界面是非共格的，相界面移动也通过原子扩散，但原子扩散只限于跨越相界面的短距离扩散，没有长距离扩散，相变时成分变化不大。

### 调幅分解

调幅分解是一种特殊的固溶体析出形式，其特点是在相变时不需要形核过程，而是通过自发的浓度起伏、浓度振幅不断增加，最终固溶体分解为浓度相同而结构不同的两相，即一部分为溶质原子富集区，另一部分为溶质原子贫化区，成分变化连续。生长是通过扩散自发进行的。调幅分解的必要条件：

梯度能、弹性应变能。

### 连续无缺陷的长大

形核后晶核长大的速度主要取决于界面能，界面能越低，长大速度越快。界面结构决定界面能的大小，界面的共格性程度越高（错配度越小），则界面能越低。

界面的迁移速率常用界面迁移率（ $M_b$ ）表示， $M_b$ 越大，界面迁移越快。当 $M_b$ 很大时，界面迁移的速率受界面控制，称之为界面控制长大。当 $M_b$ 很大， $D$ 很小时，界面迁移的速率受扩散控制，称之为扩散控制长大。介于以上两种情况之间的是混合控制长大。

一个沉淀相的颗粒（晶粒）与母相之间的相界可能有几种，不同的相界迁移率不同，这决定了沉淀相颗粒的形貌。

### 形成亚稳相的热力学条件

在较低温度下时效之所以会形成亚稳相，主要是因为亚稳相的形核势垒小。形成平衡相的驱动力大，所以高温时效时，时效的产物是平衡相。

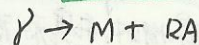
### 脱溶分解对合金力学性能的影响

在时效过程中合金的力学性能会发生很大变化，因此工业上常采用合理的时效工艺，使材料获得理想的力学性能。在某一定温度的时效温度下，曲线上力学性能会出现硬化的峰值。

### 一些结论

#### 马氏体相变基本特征

- 反应速度快， $10^5$  时间内横跨奥氏体晶粒
- 对于钢中的马氏体，反应结束后总有残余奥氏体存在



奥氏体转变为马氏体后，C原子过饱和在亚铁体中。

#### 马氏体的强化

1. 固溶强化：C、N等间隙原子加热时部分或全部溶解在奥氏体中，淬火时被固溶在马氏体中，从而在亚铁体结构内产生严重的非球形对环的弹性应力场，并与位错发生强烈的交互作用，形成大量的溶质原子气团，导致位错的易动性显著降低，引起马氏体的强度和硬度升高，称为马氏体强化。

2. 应变强化：由马氏体相变机制可知，马氏体形成时需要经过一次切变过程，其中点阵不变，应变会在马氏体内部产生高密度的层错缺陷，导致马氏体的强度和硬度升高，称为马氏体相变强化。

#### 上贝氏体、下贝氏体

上贝氏体：形成温度较高（ $350^\circ\text{C}$ ）以上，条状，碳化物呈纤维状，转变孕育期长。  
下贝氏体：在较低温度（ $350^\circ\text{C}$ 以下）获得，针状，内部有亚结构，碳化物为亚稳定的ε碳化物。

性能：强度比一般的珠光体钢高，下贝氏体的强度比上贝氏体高，塑性和韧性也好。含碳量低的钢上贝氏体也具有较好的塑性和韧性。

应用：上贝氏体钢（工具、模具），下贝氏体铸铁（曲轴、套）。  
转变机制：上贝氏体：扩散型相变；下贝氏体：切变观点。

#### P-N模型

位错所受滑移力大于滑移的阻力时，位错就可滑动。位错核心区域的原子的非对称排列导致位错核心具有能量并阻碍位错运动，当位错在周期性的排列的点阵中移动时会克服其能量，从而位错移动时受到周期性的阻力的晶格阻力，称为P-N模型。



### 位错累积:

1. 累积群在垂直位错线方向的长度, 对于刃型位错为  $nGb/\pi(1-\nu)$   
 对于螺型位错为  $nGb/\pi$ ,  $n$  为累积群中位错总数,  $L$  为外加切应力  
 当有  $n$  个位错被外加切应力  $L$  推向障碍物时, 在累积群的前端将产生  $n$  倍于外加应力集中。

### 运动位错的交割:

交割: 交割产生的小段位错不在所属的位错滑移面上。

扭折: 小段位错位于所属位错的滑移面上。

其中扭折可通过线张力消除; 交割不会因线张力消除。

运动位错交割后, 每根位错线上都有可能产生扭折或交割, 其大小和方向取决于另一位错的柏氏矢量, 但具有有限位错的柏氏矢量。

所有的交割都是刃型位错, 扭折可以是刃型也可以是螺型的。

除非交割产生攀移, 否则交割就不能跟主位错线一道运动, 成为位错运动的障碍, 通常称此为交割硬化。

常温下, 螺型位错比刃型交割会妨碍位错的继续滑移。

### 科垂耳模型 (位错与点缺陷的交互作用):

简化模型假设: ① 晶体为连续弹性介质 ② 溶质原子为刚球 ③ 溶质原子所起的畸变是球面对称的。

$$\text{错配度 } \varepsilon = \frac{r_1 - r_0}{r_0} \quad \Delta V = 4\pi \varepsilon r_0^3$$

$$\text{位错与溶质原子相互作用能 } U = \frac{A}{r} \quad \text{其中 } A = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \Delta V$$

由于溶质原子与位错有相互作用, 若温度和时间允许, 它们将向位错附近聚集, 形成溶质原子集团即所谓的柯垂耳气团, 使位错的运动受到限制。

### 肖克莱位错特点:

- ① 柏氏矢量平行于位错面; ② 层错只能位于一个平面上, 因此位错为二维曲线。
- ③ 只能滑移, 造成层错面的扩大或缩小, 不能攀移。

### 结论7:

① 位错可为刃型、螺型和混合型。② 即使是螺型肖克莱分位错也能交滑移, 因为螺型肖克莱分位错是沿  $\langle 112 \rangle$  方向, 而不是沿两个  $\{111\}$  面的交线  $\langle 110 \rangle$  方向, 故它不可能从一个滑移面转移到另一个滑移面上交滑移。

### 螺型分位错: $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$

- ① 刃入为正 Frank 位错, 抽走为负 Frank 位错。
- ② 位错量与  $\langle 111 \rangle$  垂直于  $\{111\}$  面, 为刃型。
- ③ 位错不能在滑移面上滑移, 否则就要离开所在  $\{111\}$  面, 故又称之为不动位错。
- ④ 可借点缺陷运动沿层错面攀移, 使层错面扩大或缩小。



### 打展位错:

组成打展位错的两个肖克莱分位错相交作用而处于相互平行的位置。

$$\{111\} \text{ 之间距离 } d \text{ (即层错区宽度)} = d = \frac{Gb}{2\pi\gamma} \quad (\gamma \text{ 为层错能})$$

层错能低 (铜、铁、不锈钢) 可发生层错; 层错能高 (铝) 可认为位错就是。

打展位错可以是刃型、螺型或混合型, 取决于  $b$  和肖克莱分位错线的相对取向。

令刃先位错遇到障碍物而停止滑移, 跟踪位错在外力作用下继续滑移, 直到和刃先位错重合, 合成一个  $b = b_1 + b_2 = \langle 110 \rangle$  的全位错, 这叫位错束集。

束集而成的全位错如果是刃型则可攀移; 如果是螺型, 则可沿其障碍物所在交滑移面上滑移, 并在随后分解为打展位错。打展位错从主滑移面转入交滑移面。打展位错越宽, 打展位错越难束集, 也就越难攀移或交滑移。

### 位错反应两个条件:

① 几何条件: 根据柏氏矢量守恒性的要求, 反应前后位错的柏氏矢量之和应当相等, 即  $\sum b_{前} = \sum b_{后}$ 。

② 能量条件: 位错反应应当是一个导致系统能量降低的过程, 因此反应后位错的总能量应当小于反应发生时的能量,  $\sum b_{前} > \sum b_{后}$ 。

### 影响界面运动的因素:

① 温度: 晶界迁移率  $B$  与扩散系数  $D$  间关系  $B = \frac{D}{kT} = B_0 e^{-Q/kT}$



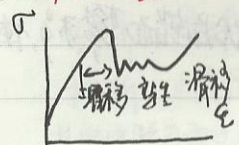
(2) 溶质或杂质原子

(3) 第二相颗粒：是晶界移动的阻碍作用。

晶体滑移一般发生在最密排晶面和晶向。

最密排面的面间距最大，点阵阻力最小，易发生滑移，且沿最密排方向的点阵间距最小，从而导致滑移的位错相比数量也最小。

★金属的塑性变形。



一般情况下，塑性变形所需应力高于屈服所需要的应力，所以当塑性变形形成后载荷就会急剧下降。

在形变过程中，由于塑性不断形成，因此应力-应变曲线呈

锯齿状，当通过塑性形变形成了合适的晶体位向后，滑移又可以继续进行了。

退火孪晶 vs 形变孪晶。

形变孪晶在形变过程中形成，在金相显微镜上一般呈现透镜片状，多数发源于晶界，终止于晶内，又不机械孪晶。（铁及锌塑性变形后可形成~）。

退火孪晶是变形金属在退火过程中产生的孪晶组织。其形貌与形变孪晶有较大区别，一般孪晶界面平直，且孪晶片较厚。

金属的塑性变形中晶界的影响：

在晶界处的晶体部分变形较小，而晶内变形量则大得多。

这是由于导致晶体产生变形的位错滑移在晶界处受阻。

★金属的塑性变形中晶界的影响：

在固溶体中，溶质或杂质原子在晶体中造成点阵畸变，溶质原子的应力场和位错应力场会发生交互作用，作用的结果是溶质原子将聚集在位错线附近，形成溶质原子团，即所谓的柯垂尔气团。由于这种交互作用，体系的能量处于较低状态，只有在较大的应力作用下，位错才能脱离溶质原子的钉扎，表现为应力-应变曲线上屈服点；当位错继续滑移时，就不再需要开始时那么大的应力，表现为应力-应变曲线的下降屈服点；当继续变形时，由于硬化作用的结果，应力又出现升高的现象。

一些结论 8.

★屈服现象具备的条件：

$$\sigma \propto \rho_m \sqrt{b}$$

$\rho_m$  (可动位错密度),  $v$  (位错运动的平均速度)

$$v = \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{m'}$$

$m'$  (应力敏感指数),  $\tau_0$  (位错作单位距离运动所需应力)

① 开始变形前，晶体中的可动位错密度  $\rho_m$  较低。

② 随着塑性变形的发生，位错能够迅速增殖；

③ 应力敏感因子  $m'$  较高。

金属的塑性变形与应力。

来源：形变过程中残留在材料内部的应力；

实质：是材料内部各部分之间不均匀变形引起的。

类型：宏观、微观、点阵畸变。

第一类内应力，又称宏观残余应力，作用范围工件尺度。

第二类内应力，又称微观残余应力，作用范围晶粒尺度。

第三类内应力，又称点阵畸变，作用范围点阵尺度。（绝大部分）。

冷变形晶体的回复。

在回复阶段，第一类内应力基本可以消除，而造成加工硬化的第三类内应力变化很少，而第二类内应力的消除程度则介于一、三类内应力之间。

（第二、三类内应力只有通过再结晶方可全部消除。）

回复处理在工业上一般用于消除形变加工后的内应力，故又称作去应力退火。

影响再结晶温度的因素：

(1) 变形程度（变形程度越大， $T_R$  越低）。

(2) 原始晶粒尺寸（尺寸越小， $T_R$  越低）。

(3) 溶质原子（杂质提高  $T_R$ ）。

(4) 第二相颗粒（颗粒较粗时，会促进再结晶， $T_R$  降低）。

（颗粒细小，分布不均匀时，使再结晶更困难， $T_R$  升高）。



二次再结晶 无析析核过程, 有临界尺寸和孕育期。

## 二次再结晶的一般规律:

- ① 形成的晶粒不是重新形核后长大的, 而是初次再结晶中形成的某些特殊晶粒继续长大。
- ② 开始时长大很慢, 达某一临界尺寸后迅速长大。二次再结晶开始前, 有一个孕育期。
- ③ 要发生二次再结晶, 加热温度必须在某一温度以上。通常最大的晶粒尺寸是在加热温度刚刚超过这一温度时得到的。当加热温度更高时, 得到的二次再结晶晶粒的尺寸反而较小。
- ④ 二次再结晶驱动力也是界面能。

## 正常组织超细化的条件

- ① 材料具有细小等轴原始组织  $0.5-5\mu m$
- ② 在高温下变形,  $(0.5-0.65)T_m$
- ③ 低应变速率和高的应变速率敏感系数。

## 动态再结晶

也是大角度晶界的迁移。

动态再结晶同样是形核长大过程, 其机制与冷变形金属的再结晶基本相同, 动态再结晶具有反复形核, 有限长大的特点, 已形成的再结晶核心在长大时继续受到变形作用, 使已再结晶部分位错增殖, 储存能增加, 与临近变形基体的能量差减小, 长大驱动力降低而停止长大。而当这一部分的储存能增高到一定程度时, 又会重新形成再结晶核心, 如此反复。

## 热加工后金属的组织性能

- ① 改善铸态组织, 减少缺陷
- ② 形成流线和带状组织, 使材料性能各向异性
- ③ 晶粒大小的控制。(取决于变形时的流变应力, 应力越大, 晶粒越细小)

## 影响再结晶的因素:

温度、固溶体类型、晶体结构、晶体缺陷、化学成分、应力等。  
其中温度是影响再结晶的最重要因素。

温度、固溶体类型、晶体结构、晶体缺陷、化学成分(列)

## 易忽略知识点, 易错点!

1.  $L_m$  为单体积熔化的热, 计算式为  $L_m = \frac{\Delta H_m}{V}$
2. 非均匀形核中  $f(0) = 2-3 \cos \theta + \cos^3 \theta$
3. 非均匀形核时, 临界晶核和晶角共同决定晶核形状和体积大小。
4. 纯金属结晶时的过冷度是指冷却曲线上实际开始凝固温度与熔点之差。
5. 临界晶核是体积, 自由能的减少抵消了表面自由能增加时的晶胚大小。
6. 即便有足够多的能量提供供给, 小于临界晶核半径的晶胚也不能长大。
7. 为使金属铸件晶粒细化, 可以寻找那些熔点高且与该金属点阵常数相近的形核剂, 其形核的催化效能最高。
8. 固-液界面的微观结构可根据杰克斯逊因子  $\alpha$  来判断:  
当  $\alpha \leq 2$  时, 固-液界面为粗糙界面; 当  $\alpha > 5$  时, 为光滑界面。
9. 晶核半径在  $r_k \sim r_0$  之间时需要形核功,  $r > r_0$  不需要形核功。
10. 同样过冷度下均匀形核时, 过冷晶核较难成为晶核, 更容易形成。
11. 无序固溶体转变为有序固溶体后, 硬度增加, 脆性增大, 而塑性、韧性变差。
12. 金属化合物的晶体结构不同于组成它的任一组成元, 而是形成一种新的晶体结构。
13. 决定液态物质冷却时能否形成玻璃相的内部条件是黏度, 外部条件是冷却速度。
14. 金属化合物中硬而脆的化合物呈颗粒状或层状分布在基体上时, 会提高材料的强度; 而呈网状或粗大的片状分布在基体上时, 则会降低材料的强度。
15. 固溶体的强度硬度较低, 而塑性、韧性较好。
16. 材料使用多数情况下应用于平衡条件, 也可以应用于非平衡条件, 在这种情况下, 必须知道系统的平均成分和两种组成物各自的平均成分。
17. 偏晶共晶可以在非平衡条件下开成, 也可以在平衡条件下开成。
18. 如果仅仅要求判断室温组织, 只需从室温最近的单相区开始向下分析。



19. 固溶体凝固时, 不仅要满足结构起伏和能量起伏, 还要满足成分起伏条件。
20. 固溶体晶粒内的枝晶偏析, 晶轴和枝间的成分不同, 但整个晶粒是一个相。
21. 假定固溶体中合金圆棒自左端向右端逐渐凝固, 固-液界面保持平直, 固-液界面推进速度越快, 则棒中宏观偏析越小。
22. 固溶体合金在正的温度梯度下, 无成分过冷时, 以平面方式长大; 有成分过冷时, 可以胞状方式长大或者树枝状方式长大。
23. 在二元相图中, 液相线和固相线之间的距离越大, 合金的铸造性能越差。
24. 具有共晶线端点成分的合金, 在平衡条件下凝固, 室温组织中一般都有次生相存在。
25. 三元合金两相平衡时, 有两个自由度, 温度和其中一个平衡相的成分可以独立改变。
26. 在三元相图的变温截面上, 除特殊情况外, 不能用杠杆定律计算两平衡相的相对量。
27. 在铁碳合金中, 含二次渗碳体量最多的合金是 E 点成分合金  $W_{Fe_3C} = 22.6\%$ , 含三次渗碳体量最多的合金是 P 点成分合金,  $W_{Fe_3C} = 3.3\%$ 。
28. 固态化合物中的扩散与复合点缺陷的特征有关, 高温下扩散以热力学平衡点缺陷为媒介, 称为本征扩散; 低温下扩散由非平衡点缺陷所控制, 称为非本征扩散。
29. 与同一物质的晶体相比, 非晶态固体中原子具有更大的迁移率, 扩散系数较高, 扩散激活能较低。
30. 根据热力学理论, 扩散的真正驱动力不是浓度梯度而是化学位梯度。
31. 若向组元 A 中加入组元 B 可使其熔点下降, 则系统的总扩散系数增加。
32. 常温下塑性变形的两种方式: 滑移和孪生。

### 易忽略知识点、易错点 2.

33. 影响扩散激活能的主要因素有扩散机制、晶体结构、原子结合力和化学成分, 但与温度无明显关系; 扩散系数对扩散速率的影响不大, 扩散激活能和温度与扩散系数成指数关系, 是影响扩散速率的主要因素。
34. 位错在晶界塞积导致应力集中, 使相邻晶粒位错源开动, 驱动相邻晶粒变形。
35. 对于面心立方晶体来说, 一般要有 5 个独立的滑移系才能进行滑移。
36. 再结晶是个相变过程。
37. 再结晶退火温度一般比再结晶温度高  $100 \sim 200^\circ\text{C}$ 。
38. 变形量越大, 驱动力越大, 再结晶温度越低; 纯度越高, 再结晶温度越低; 加热速度太低或太高, 再结晶温度提高。
39. 再结晶的应用: 恢复变形能力, 改善显微组织, 消除各向异性, 提高组织稳定性。
40. 晶粒长大驱动力是界面能差, 长大方式有正常长大和异常长大 (二次再结晶)。界面能越大, 曲率半径越小, 驱动力越大。
41. 相对于冷加工而言, 热加工可持续大变形量加工, 动力消耗小, 提高材料质量和性能。
42. 再结晶是一个形核长大过程, 其新形成的核心是无畸变的晶核, 但不是相变过程。
43. 热加工与冷加工的本质区别在于内部是否发生再结晶。热加工可发生再结晶。
44. 回复与再结晶的驱动力是畸变能差; 晶粒长大的驱动力是晶界能差。
45. 一次再结晶的驱动力是基体的弹性畸变能; 二次再结晶的驱动力是来自界面能的降低。
46. 经冷变形后再结晶退火的金属, 晶粒不一定得到细化; 如果在冷变形度下变形的金属, 再结晶退火后, 晶粒反而粗化。



47. 固态相变的应变能和界面能均是相变的阻力相变阻力大。

固态相变时,新相和旧相之间往往存在一定的晶体学关系,常以原子密度大而彼此区域相交好的低指数晶面互相平行。

48. 晶体缺陷对固态相变有促进作用。原子扩散对固态相变有抑制作用。

49. 晶面能主要取决于相界面结构,共格界面 < 半共格界面 < 非共格界面。

当过冷度大时,相变驱动力大,易生成界面能低的共格或半共格亚稳相。

50. 珠光体转变是高温扩散型相变,通过形核长大过程完成。

片状珠光体随形成温度降低,片间距减小,强度、硬度高,韧性、韧性好;在硬度相同的条件下,粒状珠光体的屈服强度和韧性均比片状珠光体好。

51. 过冷奥氏体在不同的温度区间会发生三种不同类型的转变: ( $M_s \sim M_f$ )

珠光体转变 ( $A_1 \sim 550^\circ\text{C}$ )、贝氏体转变 ( $550^\circ\text{C} \sim M_s$ )、马氏体转变

52. 贝氏体转变为中温转变,属于非扩散型相变。

53. 马氏体转变无扩散性,相变过程不发生成分变化。

54. 马氏体具有逆转变现象,将马氏体以足够快的速度加热,马氏体可以不分解而直接转变为高温相。

55. 连续冷却是以连续冷却的方式进行的过程,形核大多数是非均匀形核。脱溶相呈均匀分布一般不是均匀形核。

56. 非连续冷却特征:晶界形核,垂直于晶界生长,和相晶界一起迁移。

57. 比容大的和比容小的新相可分别在切型位错的拉应力区和压应力区形核,降低弹性应变能;

58. FCC中的打散展位错所夹的层错区是HCP结构,可作为FCC  $\rightarrow$  HCP转变的核胚;反之,HCP中的打散展位错所夹的层错区是FCC结构,可作为HCP  $\rightarrow$  FCC转变的核胚。

59. 当两相比容差很大时,相变阻力增大,形核比较困难。

60. 钢中的马氏体组织既可以均匀析出,也可以局部析出,经常生成针状马氏体。

易忽略知识点,易错点

61. 连续析出一般为局部析出,与基体保持非共格关系,一般为等轴状。

62. 脱溶相变的产物可能是亚稳相,也可能是亚稳相。

63. 共析组织形貌取决于各相生长速度。如果两相生长速度相仿,则形成片状

组织;如果生长速度相差很大,则会形成虫壳状组织。将共析组织长时间退火,则珠光体会球化。

64. 先共析相的形貌与冷却速度有关,冷却速度较大是容易形成魏氏组织。

65. 马氏体相变属非扩散型相变,是亚稳相,是共格切变型相变。

66. 马氏体相变产生体积膨胀。

67. 马氏体相变与扩散型相变的本质区别: ①相变的无扩散性 ②相变的共格切变性。

68. 形成马氏体后表面有浮凸,表明相变过程中发生形变。

69. 位错马氏体的强度和硬度比孪晶马氏体低,但它的冲击韧性、断裂韧性比孪晶马氏体好得多,而且脆性转变温度低。

70. 铁在钢中的固溶体有三种形式:铁素体 $\alpha\text{-Fe}$ 、奥氏体 $\gamma\text{-Fe}$ 、马氏体 $\alpha'\text{-Fe}$ 。

71. 马氏体是非均匀形核,它借助于位错形核。

72. 贝氏体转变属中温转变,转变速度远低于马氏体转变。

73. 转变贝氏体转变由等温淬火得到,温度在珠光体转变温度下, $M_s$ 以上。

74. 时效-沉淀; 粉末冶金-颗粒; 孕育生铁-细晶;

柯氏气团-固溶; 加工硬化-形变强化; 热处理-相变。

75. 完全共格界面只有在共格孪晶界上才能出现,除此以外的共格界面不可能是完全共格的,这是因为两相的晶体结构或者晶格常数总是存在一定的差异。

76. 空位的迁移造成金属晶体中的自扩散现象。自扩散决定于空位的浓度和迁移频率。金属的自扩散激活能为空位形成能与迁移能之和。

77. 点缺陷对材料性能的影响: 体积膨胀,密度减小,电阻增加。

78. 位错中含有多半原子面的部分晶体位错,原子间距减小,另一部分晶体位错,原子间距增大。



79. 刃位错中多余半原子面的周界不是一条直线, 刃型位错线并非是一条直线。
80. 螺型位错的左右旋并非是对称的。刃位错及混合位错滑移面唯一确定。
81. 纯的螺型位错只能是直线。但每根螺型位错的滑移面并不唯一。
82. 柏氏回路遵循右手螺旋法则: 即规定位错线指出屏幕为正, 右手的拇指指向位错的正向, 其余四指的指向就是柏氏回路的方向。
83. 刃型位错右手法则: 右手拇指、食指和中指构成直角坐标, 食指指向位错线方向, 中指指向柏氏矢量方向, 则拇指代表多余半原子面。
84. 一条位错线只能有一个柏氏矢量。
85. 刃型位错  $D_1$  可发生滑移和攀移; 螺型位错  $D_2$  可发生滑移和交滑移。
86. 不论刃型和螺型, 不论滑移、攀移或交滑移, 位错线的运动方向  $v$  始终垂直于位错线方向。
87. 位错的运动并不代表原子的运动, 它代表缺陷区或已滑移区或未滑移区界面的移动。位错的运动距离远大于相应的原子位移。
88. 外加拉应力, 有利于负攀移; 外加压应力, 有利于正攀移。
89. 刃型位错的弹性应变能比螺型位错的大 50%。
90. 由于位错线的能量正比于其长度, 因此位错线有变直的趋势。
91. 尽管与点缺陷类似, 位错的存在同时使体系的内能和熵值增加, 但相对来说, 熵值增加比内能增加小得多, 可以忽略不计, 因此从热力学上说, 位错的存在是不稳定的。
92. 两平行的纯螺位错与刃位错间没有相互作用。
93. 堆垛层错中一个插入型层错相当于两个抽出型层错。
94. 形成堆垛层错后并没有产生点阵畸变, 也不改变最近邻关系, 仅改变原子间次邻关系。层错能越小, 层错出现的几率越大。铝层错能高, 层错出现概率很小。
95. 体心立方密排面  $\{110\}$  和  $\{100\}$  的堆垛顺序只能是 ABAB... 故这两组密排面上不可能有堆垛层错, 但  $\{112\}$  面堆垛顺序却是周期性的, ABCDEFAB...

#### 易忽略知识点、易错点 4.

96. 不全位错引起的能量变化介于全位错和堆垛层错之间。
97. 从几何上描述一个晶界需要 5 个自由度。
98. 位错晶界一般由刃型位错构成; 扭转晶界一般由螺型位错构成。
99. 固体表面能自由能中包含弹性能, 表面张力在数值上不等于表面能。
100. 决定固体表面形态的主要不是它的表面张力大小, 而是形成固体表面时的条件以及它所经历的历史。
101. 共格相界以应变能为主, 非共格相界则以化学能为主。
102. 溶质原子处在晶内的能量比处在晶界的能量高, 故溶质原子有自发向晶界偏聚的趋势, 发生晶界偏析。
103. 溶解度低的溶质原子在晶界偏析的程度大。偏析越弱。
104. 随着温度升高, 溶质原子在晶内和在晶界能量差别减小, 即  $\Delta G$  减小, 晶界偏析减弱。
105. 晶界处是晶界处多而驱动力。界面总是向凹侧推进, 单相合金三晶核上之角为  $120^\circ$ 。
106. 第二相在基体中可能存在的位置: 晶粒内部、晶界、晶核和晶角。
107. 当固溶体中各组元原子直径之差  $\leq 3\%$  时, 共析析出物形状由表面能最小的趋势来决定, 从而接近于球形。当组元直径之差  $> 5\%$  时, 决定因素是弹性应变能, 薄片状析出物 (盘状) 先形成, 共析析出物有时呈针状。
108. 应力-应变曲线计算中没有考虑变形后试样截面积与长度的变化。工程应力-应变曲线与载荷-变形曲线形状是一致的。
109. 在常温和低温下单晶体的塑性变形主要是通过滑移的方式来进行的, 此外还有孪生和扭折等方式。
110. 面心立方晶体滑移面为  $\{111\}$ , 滑移方向为  $\langle 110 \rangle$ 。
111. 体心立方滑移面: 低温为  $\{112\}$ , 中温为  $\{110\}$ , 高温为  $\{123\}$ 。滑移方向  $\langle 111 \rangle$ 。
112. 受力晶体处于不能进行滑移或孪生的某种取向时, 它可能通过均匀的局部塑性变形来适应所作用的外力。(如晶体的扭折)。



113. 塑性变形体积不变。

114. 固溶强化和强化效果: 间隙型 > 置换型 (尤其是对体心立方)。

115. 高层错能晶本易形成胞状亚结构, 低层错能晶本形成位向亚结构。

116. 高层错能, 变形过程位错不易分解, 遇到阻碍, 可通过交滑移继续运动, 直至与其他位错相遇缠结, 形成位错聚集区域 (胞壁) 和少位错区域 (胞内); 低层错能晶的金属由于其位错易分解, 不易交滑移, 运动性差, 因而通常只形成分布较均匀的复杂位错结构。

117. 个错能是变形金属加热时发生回复与再结晶的驱动力。

118. 回复开始阶段, 其主要机制是空位的迁移, 而后期则似位错攀移机制为主。

119. 回复过程在加热后立刻开始, 没有孕育期。

120. 再结晶是一个形核长大的过程。与一般材料不同, 它没有晶体结构转变。

121. 再结晶的驱动力是变形畸变能。晶界迁移的驱动力是两晶界间的畸变能差。

122. 亚晶形核方式: 亚晶合并机制 (亚晶界取向差较小);  
亚晶直接长大机制 (亚晶界取向差较大)。

123. 在实际应用中, 再结晶退火的温度要比再结晶温度高些。

对多数工业纯金属, 再结晶温度  $T_R$  与熔点  $T_m$  关系  $T_R \approx (0.35 \sim 0.45) T_m$ 。

124. 提高再结晶退火温度可使再结晶速度加快, 临界变形量减小。

再结晶退火温度对刚完成再结晶时的晶粒尺寸影响较小。

125. 在晶界界面能远小于大角度晶界能的条件下, 某些金属与合金再结晶退火时所发生的退火孪晶, 主要与其层错能较低有关。

126. 晶体的变形抗力随温度的提高而下降, 这是点阵原子的活动能力随温度升高而增加的必然结果。

127. 高层错能晶体, 热加工时主要软化机制是动态回复而没有动态再结晶。

## 易忽略知识点、易错点 5

128. 对于一些层错能较低的金属, 由于位错的攀移不利, 滑移带的运动性较差, 高温回复不可能充分进行, 其加工的主要软化机制为动态再结晶。

129. 热加工后的细晶材料具有较高的强度韧性。

130. 共晶两相结晶时, 形成枝晶的可能性: 金属-非金属 > 金属-金属  
含杂质的二元共晶, 杂质原子容易在结晶前沿聚集, 促使成分过冷的形成, 因而可能生长成枝晶。

131. 在固态相变中绝大多数是非均匀形核。析出相呈针状分布, 不一定是均匀形核。

132. 固态相变中, 形核后晶核长大的速度主要取决于界面能。

界面的共格性程度越高 (错配度越小), 则界面能越低, 长大速度越小。

133. 脱溶相变的产物可能是亚稳相, 也可能是亚稳相。

过渡相的结构与母体相不同, 与母体的位向关系及界面结构也不同。

134. 将共析组织长时间退火, 则珠光体会球化。

135. 亚过共析组织中奥氏体形核时, 先形成相与奥氏体转变前奥氏体相同  
先共析相的形核与冷却速度有关, 冷却速度较大时易形成亚稳组织。

136. 同一晶带的晶面不一定同一晶面族, 同一晶面族的晶面不一定属同一晶带。

137. 两个对棱面相交, 其交线必是对棱轴, 转角  $\theta = 36^\circ$ , 两对棱面相交时, 夹角只能是任意的角。

138. 晶体投影的意义: 在平面上表示晶体中晶面族的位向关系。

139. fcc 和 hcp 共同点: 密排面上原子排列规律相同。

不同点: ① 密排面, ② 堆垛方式。

140. 工业上纯金属 (元素) 多数用来制备功能材料。

141. 合金的成分单元, 可以是纯元素, 也可以是稳定化合物。

142. 形成无限固溶体的必要条件: 晶体结构相同。

143. 对某些固溶体, 溶质原子价越高, 溶解度越小。

同价的元素在铜和镍中的溶解度相同。



144. 在 Cu-Ag (fcc) 合金中, 临界的原子浓度为  $\%a = 1.4$ , 超过这个值就会形成化合物。

145. 相对效应: 对于 IB 族元素 Cu, Ag, Au, 高价元素在它们中的溶解度大于它们在低价元素中的溶解度。

146. 固溶体处于热力学平衡是指: 宏观上化学成分均匀, 微观上溶质原子分布不一定均匀, 可能出现完全无序、偏聚或短程有序。

147. 中间相中化整型结构: 正金属原子组成密排立方, 金属原子占据八面体间隙位置。(并非间隙原子挤起来呈层状结构)。

148. 间隙相和正常价化合物的不同: 结构可相同, 但不符合化合价规律。

149. Ti 相具有四面体间隙, 没有八面体间隙, 所以致密度比几何密排要高。

150. “超点阵”名词的由来: 电子衍射斑点。

151. 陶瓷中的晶相一般是离子晶体。

152. 金属键无方向性, 有饱和性。

153. 在热加工过程中, 一般不发生加工硬化。

154. 再结晶没有晶体结构和化学成分的变化。

155. 再结晶形核在大角度界面上和位向差较大的亚晶上。

156. 再结晶达到 50% 时, 再结晶速度最大。

157. 变形程度越高, 再结晶速度越快, 开始再结晶温度下降, 再结晶晶粒越小。微量杂质元素会提高再结晶温度, 推迟再结晶过程。

第二相尺寸较大, 间距大, 可促进再结晶; 尺寸较小, 间距小, 阻碍再结晶。

158. 再结晶没有改变晶格类型, 因而不是相变过程。

159. 单相合金或多相合金中的层错和亚晶界都是亚晶界。

160. 弹性模量是晶体中原子间结合力强弱的物理量, 故是组织结构敏感参数。

## 固溶强化

溶质原子溶入基体金属后, 合金的变形抗力总是提高, 即所谓~。

固溶强化由多方面作用引起:

① 溶质原子与位错发生弹性交互作用 (柯垂耳气团)

② 静电交互作用 (电荷密度不同的溶质原子与位错已发生短程的静电交互作用, 溶质原子或富集于拉伸区或压缩区均产生~)

③ 化学交互作用 (打乱位错, 层错能与化学成分相关, 层错区成分与其他地方存在差别, 成分偏聚使位错运动受阻, 层错能导致层错区增宽, 产生强化作用)。  
<不随温度影响, 高温主要>

不同溶质强化效果不同:

① 溶质原子浓度。浓度越高, 强化效果越好 (非线性, 低浓度显著)

② 原子尺寸因素。溶质与溶剂尺寸相差越大, 强化作用越好, 但尺寸相差较大时, 溶质原子溶解度也很低。

③ 溶质原子类型。间隙型效果好于置换型。(特别是体心立方间隙原子)

④ 电负性因素 (电子因素)。溶质原子与基体金属的电负性相差越大, 固溶强化效果越显著。

## 弥散强化 沉淀强化

当第二相以弥散分布形式存在时, 一般将产生显著的强化作用。

沉淀强化或时效强化: 强化相颗粒通过饱和固溶体的时效处理里沉淀析出。

弥散强化: 借助粉末冶金或其他方法加入。

弥散强化效果颗粒属于不可变形的。沉淀强化颗粒多数可变形, 但当沉淀粒子长大到一定程度后, 也会变成不可变形的。

不可变形颗粒的强化与颗粒间距成反比 ( $\tau = \frac{Gb}{2r}$ )。颗粒越多, 越细, 则强化效果越好。



### 晶界强化

当第二相颗粒为可变形颗粒时，位错将切过，此时强化作用主要决定于粒子本身的性质以及其与基体的联系：

- ① 位错切过颗粒后，在其表面产生大小台阶，增加了颗粒与基体两相的界面，需要相应的能量；
- ② 如果颗粒为有序结构，将在滑移面上产生反相畴界，从而导致有序强化。
- ③ 由于两相的结构存在差异，因此当位错切过颗粒后，在滑移面上导致原子错配，需要额外作功；
- ④ 颗粒周围存在弹性应力场与位错交互作用，对位错运动有阻碍作用。

### 细晶强化

在均匀形核的条件下，用Johnson方程可以推导出金属的晶粒尺寸可表示为：

$$P = K \left( \frac{A}{Vg} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{其中 } n \text{ 为形核率, } V \text{ 为长大速度})$$

可见晶粒的数量与形核率和长大速度有关。形核率高，晶粒越多（细），长大速度越高，晶粒越少（粗）。

因此为了细化晶粒，必须提高形核率，降低长大速度，主要措施有：

- ① 增加过冷度：一般条件下，增加过冷度对提高形核率比长大速度更有效。
- ② 加入形核剂：促进非均匀形核。
- ③ 振动促进形核：机械搅拌、电磁搅拌、振动包。

### 提高力学性能

Hall-Petch公式： $\sigma_s = \sigma_i + k d^{-1/2}$  细晶不仅可以提高金属的强度，且在一定范围内能提高材料塑性。

### 改善后续加工性能

### 细晶技术：

- ① 加入孕育剂
- ② 振动：机械振动、超声振动、电磁振动
- ③ 电磁搅拌。

细晶强化所依赖的前提条件是晶界阻碍位错滑移，这在温度较低的情况下是存在的。当温度升高，随着原子活动性的加强，晶界也要逐渐变得不稳定，这将导致其强化效果逐渐减弱，甚至出现晶界弱化的现象。



# 平衡分配系数与有效分配系数

平衡分配系数  $k_0 = \frac{(C_L)_i}{(C_L)_B}$  : 正常凝固时, 固相中的溶质浓度和液相中的溶质浓度之比; 或凝固时, 界面处固相中溶质浓度与界面处液相中溶质浓度之比。

有效分配系数  $k_e = \frac{(C_L)_i}{(C_L)_B}$  : 凝固时, 界面处固相浓度与远离界面处液相浓度之比。

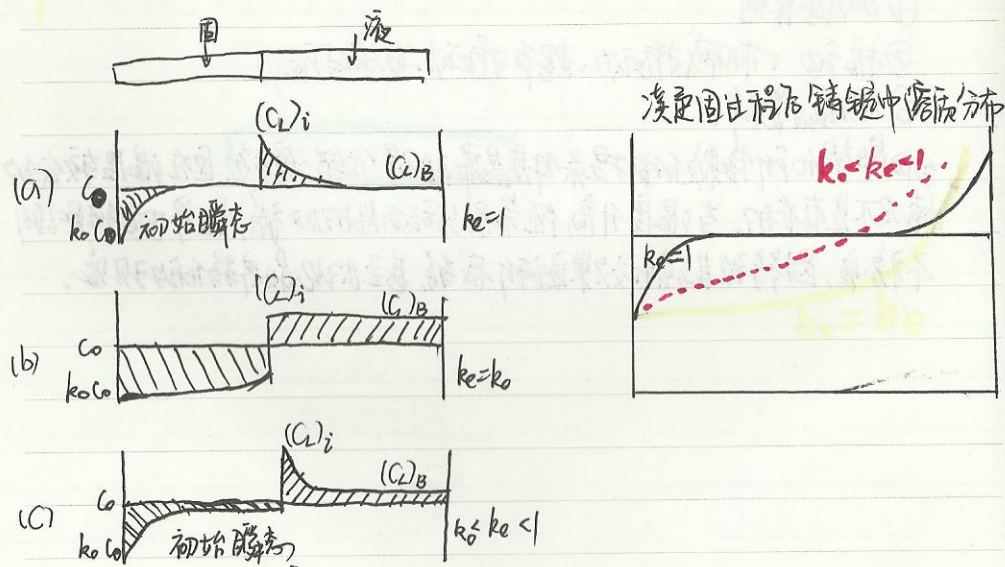
二者关系  $k_e = \frac{k_0}{k_0 + (1-k_0)e^{-R/\delta}}$   $R$  为液流速度 (凝固速度),  $\delta$  为溶质扩散系数,  $\delta$  为边界层厚度。

## 三种状态

a.  $k_e = 1$  ( $R=0$ ) 此时完全不混合,  $(C_L)_i = (C_L)_B = C_0$   
 $R$  大, 液相中溶质来不及扩散, 也界层厚, 凝固后成分低。

b.  $k_e = k_0$  ( $R=0$ ) 此时完全混合,  $(C_L)_i = (C_L)_B$   
 $R=0$ , 相当于正常凝固, 没有边界层存在。

c.  $k_0 < k_e < 1$ , 部分混合, 液相中有混合, 但不充分有边界层存在。



# 铁碳相图

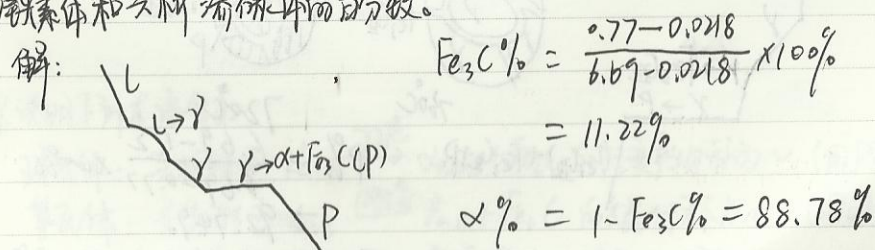
1. 在 Fe-Fe<sub>3</sub>C 相图中有几次三相平衡反应? 写出这些三相平衡反应, 并标出平衡反应的温度和各相成分。

答: 三个  
 ①  $\delta_{0.09} + L_{0.53} \xrightarrow{1495^\circ\text{C}} \gamma_{0.17}$   
 ②  $L_{4.3} \xrightarrow{1148^\circ\text{C}} \gamma_{2.11} + \text{Fe}_3\text{C}$   
 ③  $\gamma_{0.77} \xrightarrow{727^\circ\text{C}} \alpha_{0.0218} + \text{Fe}_3\text{C}$

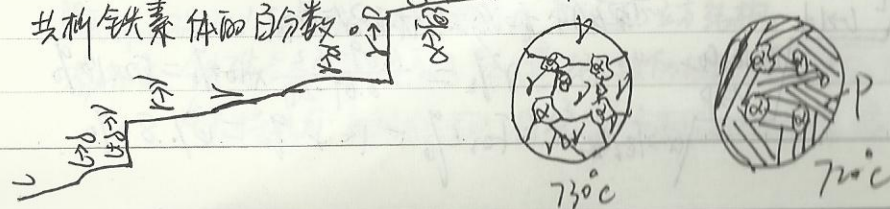
2. 分别写出工业纯铁、亚共析钢、共析钢、过共析钢、亚共晶铸铁、共晶铸铁、和过共晶铸铁的成分范围。

答:  $C < 0.0218\%$  时为工业纯铁;  $0.0218\% \sim 0.77\%$  为亚共析钢;  
 $0.77\%$  时为共析钢;  $0.77\% \sim 2.11\%$  为过共析钢;  
 $2.11\% \sim 4.3\%$  时为亚共晶铸铁;  $4.3\%$  时为共晶铸铁;  
 $4.3\% \sim 6.69\%$  时为过共晶铸铁。

3. 画出共析钢有平衡冷却时的热分析曲线, 并计算在 727°C 时珠光体中共析铁素体和共析渗碳体的百分数。



4. 画出成分为 Fe-0.4%C 的亚共析钢的平衡冷却曲线和它在 730°C 和相图 720°C 时的组织示意图。并计算在室温下该钢中珠光体和共析铁素体的百分数。





$$\alpha\% = \frac{0.77-0.4}{0.77} \times 100\% = 44.16\%$$

$$P\% = 1 - \alpha\% = 55.84\%$$

共析温度 727°C 时

$$\alpha\% = \frac{0.77-0.0218}{0.77-0.0218} \times 100\% = 49.45\%$$

$$P\% = 1 - \alpha\% = 50.55\%$$

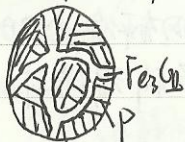
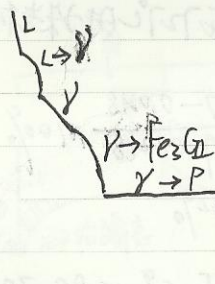
室温时,  $\alpha \rightarrow \text{Fe}_3\text{C}_{II}$

$$\text{Fe}_3\text{C}_{II}\% = \frac{0.0218}{6.69} \times 100\% = 0.326\% \quad (5 \times \text{转化})$$

$$\alpha\% = 49.45\% \times 0.326\% = 49.29\%$$

故室温下该铁素体含量为 49.29%, 珠光体含量为 50.55%  
二次渗碳体含量为 0.16%

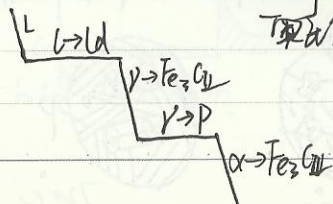
五. 画出成分为 Fe-1.2%C 的过共析钢的平衡冷却曲线和它在 730°C 和 720°C 时的组织示意图。计算在室温下该钢中珠光体和二次渗碳体的百分数。



$$P\% = \frac{6.69-1.2}{6.69-0.77} \times 100\% = 92.74\%$$

$$\text{Fe}_3\text{C}_{II}\% = 1 - P\% = 7.26\%$$

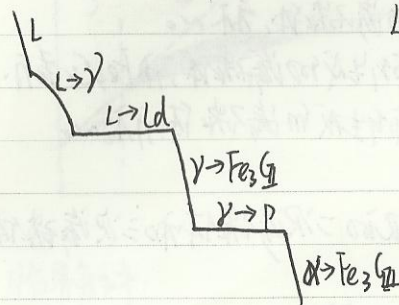
六. 画出共晶铸铁在平衡冷却时的热分析曲线, 并计算在 1148°C 时莱氏体中珠光体和渗碳体的百分数。



$$P\% = \frac{6.69-4.3}{6.69-2.11} \times 100\% = 52.19\%$$

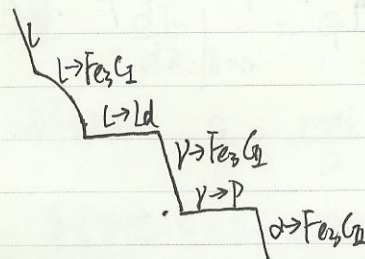
$$\text{Fe}_3\text{C}\% = 1 - P\% = 47.82\%$$

七. 画出成分为 Fe-3.5%C 的亚共晶铸铁的平衡冷却曲线, 计算在室温下该钢中莱氏体(变态莱氏体)的百分数。



$$Ld'\% = Ld\% = \frac{3.5-2.11}{4.3-2.11} \times 100\% = 63.47\%$$

八. 画出成分为 Fe-5.0%C 的过共晶铸铁的平衡冷却曲线。



九. 说明下列术语含义:

珠光体: 共析转变  $P_{0.77} \xrightarrow{727^\circ\text{C}} \alpha_{0.0218} + \text{Fe}_3\text{C}$  的转变成物称为~ (用P表示)。

莱氏体: 共晶转变  $L_{4.3} \xrightarrow{1148^\circ\text{C}} \gamma_{2.11} + \text{Fe}_3\text{C}$  的共晶产物称为~ (用Ld表示)。

变态莱氏体: 共晶铸铁 4.3%C 在室温得到的组织组成物。

$$Ld' = P + \text{Fe}_3\text{C}_{II} + \text{Fe}_3\text{C}$$

铁素体: 碳与  $\alpha\text{-Fe}$  形成的间隙固溶体, 具有体心立方结构。

奥氏体: 碳与  $\gamma\text{-Fe}$  形成的间隙固溶体, 具有面心立方结构。

渗碳体: 铁碳合金中, 当碳原子溶入量超过铁的极限溶解度后, 碳与铁将形成一系列化合物, 将稳定化合物  $\text{Fe}_3\text{C}$  称为渗碳体。



一次渗碳体(初生渗碳体): 由液相冷凝固直接析出的渗碳体, 表示~。

二次渗碳体: 由奥氏体脱溶生成的渗碳体, 表示~。

三次渗碳体: 由铁素体脱溶生成的渗碳体, 表示~。

共析渗碳体: 奥氏体经共析反应所生成的渗碳体, 用 $Fe_3C_k$ 表示。

马氏体: 由液相经共晶反应所生成的渗碳体, 表示~。

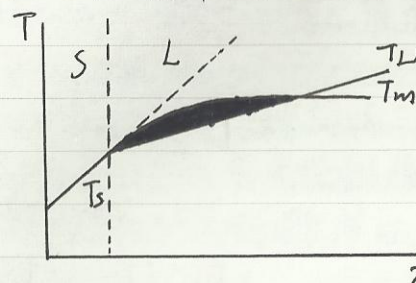
10. 计算在 $Fe-Fe_3C$ 相图中可能出现的二次渗碳体和三次渗碳体的最大数量。

解:  $Fe_3C_{II(max)}\% = \frac{2.11 - 0.77}{6.69 - 0.77} \times 100\% = 22.6\%$

$Fe_3C_{III(max)}\% = \frac{0.0218}{6.69} \times 100\% = 0.33\%$

## 成分过冷

定义: 由于界面层中溶质原子分布不均匀而引起结晶温度的变化。



影响成分过冷大小因素:

① 边界区溶质原子的浓度分布

② 相图中液相线的斜率 $T_m$

③ 铸锭中温度分布 $T_w$

$$T_L = T_A - mV_L = T_A - mW_0 \left(1 - \frac{k_0}{k_0} e^{-Rz/D}\right)$$

$$T_L = T_A - \frac{mW_0}{k_0} + Gz$$

临界条件:

1. 定性: 当铸型内的温度分布曲线的斜率大于或等于边界区熔点曲线切线时, 铸锭内没有成分过冷。

2. 定量  $\left. \frac{dT_L}{dz} \right|_{z=0} = G$   $G = \frac{RmW_0}{D} \frac{1-k_0}{k_0}$

临界条件:  $\frac{G}{R} < \frac{mW_0}{D} \frac{1-k_0}{k_0}$

等式左边: 受外界条件控制的因数; 右边: 反映固溶体性质的参数。

影响成分过冷区大小因素:

①  $k_0$  (液固相线间距): 间距越大,  $k_0$  越小, 成分过冷区越大。

②  $m$  (液相线斜率):  $|m|$  越大, 成分过冷区越大。

③  $D$  (扩散系数):  $D$  越小, 成分过冷区越大。

④  $G$  (铸型中温度梯度):  $G$  越大, 成分过冷区越大。

⑤  $R$  (凝固速度):  $R$  越大, 界面移动速度也越大, 成分过冷区越大。

注:  $k_e = k_0$  时, 即正常凝固时无成分过冷。

因为此时液相中溶质浓度不变, 无界面层出现。



1. 亚稳态指系统能量不是处于最小值而是处于一个数学上的极小值，而稳定态时能量处于最小值。
2. 纳米材料的性能：①小尺寸效应；②表面效应；③量子尺寸效应；④宏观量子隧道效应。
3. 一般的金属纳米化后熔点降低；但纳米晶体的导电率会显著升高。纳米化后熔点下降。
4. 制备纳米材料方法：①从非晶转化；②强塑性变形造成局域原子迁移；③蒸发-液射；④溶胶反应（溶胶-凝胶法、热处理时效）；⑤气相反应法；⑥~~高温高压~~高压低温烧结。
5. 内部的原子排列具有5、8、10、12次对称轴，但个具有完整周期1性结构的固体材料称之为准晶。
6. 大多数准晶是亚稳相，少数是稳定态。准晶的准晶不会转变。稳定的准晶在加热时会转变成晶态，转化是个热激活过程，但是稳定的。
7. 准晶的形成过程包括形核和长大两个阶段，所以冷却速度必须控制得当，过大成为非晶，过小成为晶态。
8.  $T_g$  玻璃化温度，它不是一个热力学参数，而是一个取决于动力学因素的参数。玻璃化的密度比容高于晶态，这和熵变有关。形成非晶。
9. 临界冷却速度  $R_c$  的大小与  $T_g/T_s$  比值大小有关，此值越大， $R_c$  越小，越易形成非晶。
10. 非晶材料力学性能：强度高、塑性好。非晶电阻率高，电阻温度系数小；有独特磁学性能。耐腐蚀。
11. 析散型相变：(1) 脱溶转变（经过形核与长大过程）；(2) 共析分解；(3) 调幅分解（没有形核过程，点阵常数不同，结构相同）；(4) 块状转变（不同于脱溶，晶界析出，快速长大，形貌无规则）；(5) 有序化转变（有形核：一级相变；无形核：二级相变）。



12. 一般情况下脱溶是以连续沉淀的方式进行的。脱溶相呈均匀分布一般是不均匀的。  
 13. 少数合金中可能出现非连续沉淀。特征：晶界形核、垂直于晶界生长、和同相晶界一起迁移。非连续沉淀往往是有害相。

14. 马氏体相变是非扩散型相变（位移型）  $\gamma \rightarrow M + RA$

基本特征：①反应速度快；②对于钢中的马氏体，反应结束后总有残余奥氏体存在

③奥氏体转变为马氏体后C原子过饱和在马氏体中。

马氏体形貌：低碳呈板条状；高碳呈片状。

形成马氏体后表面有浮凸，表明相变过程中发生形状改变。

相变过程中，奥氏体和马氏体有一个公共的不变面——惯习面。

含碳量不同，惯习面不同，位向关系也随之变化。

马氏体晶体结构——体心正方（四方），点阵常数随含碳量变化而变。

相变温度  $M_s$ （相变起始温度，与含碳量有关）、 $M_f$ （相变终止温度）。

15. 马氏体获得：等温淬火条件。

马氏体形核：非均匀形核，借助于位错形核。

长大：（板条状）：小台阶机制，位错形核。

（片状马氏体）：切变孪晶。

得到马氏体。

16. 钢中的马氏体不是热弹性马氏体，因为钢中的马氏体含碳，加热不能直接

17. 钢的共析产物也是铁素体+渗碳体，但形貌和性能均与珠光体不同，称贝氏体。

贝氏体转变由等温淬火得到，温度在珠光体转变温度以下， $M_s$ 以上。

18. 贝氏体分上贝氏体，形成温度较高（ $>350^\circ\text{C}$ ），条状，碳化物呈纤维状，有孕育期。

下贝氏体在较低温度（ $<350^\circ\text{C}$ ）获得，针状，有位错亚结构，碳化物为亚稳态。

19. 贝氏体强度比一般的珠光体钢高，下贝氏体强度比上贝氏体高，韧性和韧性也好。

含碳量低的钢上贝氏体也具有较好的韧性和韧性。

20. 上贝氏体一般认为是打靶型相变；下贝氏体有两派观点：打靶型或非打靶型。

21. 在较低的溫度下时发生所以会出现过渡相，主要是因为这些过渡相的形核驱动力小。形成平衡相的驱动力大，所以高温时效时，产物是平衡相。

22.