

第五章 材料的凝固与气相沉积

1、对同一金属而言，其液态自由能随温度变化的曲线斜率比固态大，此二曲线必有一交点，交点所对应的温度就是金属的理论凝固温度 T_m ，也就是金属的熔点，在此温度下，液相自由能 (G_L) 与固相自由能 (G_S) 相等，液相和固相处于平衡状态。只有当溶液温度低于 T_m 时，才能使 $G_S < G_L$ ， $\Delta G = G_S - G_L < 0$ ，液相才能自发地转变为固相。 ΔG 的大小是转变驱动力大小的标志。

2、 $\Delta G_v = -\frac{L_m \Delta T}{T_m}$ ，式中， ΔT 称为过冷度，即理论凝固温度与实际凝固温度之差，液态凝固

必须要有一定的过冷度。过冷度越大， ΔG_v 的绝对值越大，凝固的驱动力也越大。

3、并不是只要低于 T_m 的任何温度液态转变为固态的过程都能发生，液相中要能形成固相的晶核，必须要达到一临界过冷度。这是因为一旦熔液中有晶胚出现时，就需考虑体系总自由能的变化，而不单纯是体积自由能了。

4、设晶胚为球形，半径为 r ，单位体积自由能为 ΔG_v ，晶胚单位面积表面能为 σ ，则体系总自由能变化为 $\Delta G = -\Delta G_v \frac{4}{3} \pi r^3 + \sigma 4\pi r^2$ 。

5、在每一过冷度下，晶核有一临界尺寸 r_k ，当 $r < r_k$ 时，生成的晶胚是使体系自由能升高的，因而不稳定，要溶解掉。当 $r > r_k$ 时，方能使体系自由能降低，因而它是稳定的，可以进一步长大，只有 $r > r_k$ 的晶体才称为晶核。

6、 ΔG_k 称为临界晶核形成功，因为临界晶核表面积 A_k 为 $4\pi r_k^2 = \frac{16\pi\sigma^2}{(\Delta G_v)^2}$ ，故有

$\Delta G_k = \frac{1}{3} A_k \sigma$ ，这就是说，临界晶核形成功等于表面能的 1/3。这意味着形成临界晶核时，液、固两相体积自由能差值只能补偿表面能的 2/3，而另外的 1/3 则靠系统自身存在的能量起伏来补偿。

7、在液态中原子的排列并不像气体分子那样是任意的、不规则的，它在短程范围内排列还是有序的，因为 r_k 、 ΔG_k 随 ΔT 的增加而减小，而过冷度增加产生尺寸大的原子团的机率也越大，当 r_{max} 达到 r_k 时就可能称为晶核，低于临界过冷度的那些小尺寸原子团，虽然为数很多，终因不稳定而被溶解或消失，只有少数尺寸大的原子团 ($r > r_k$) 才能成为晶核。

8、形核率是单位时间、单位体积中形成的晶核数，其单位为 $1/(s \cdot cm^3)$ 。形核率 N 取决于克服临界晶核形成功 ΔG_k 出现的机率和原子能克服能垒 ΔG_A 的机率，因此形核率 N 取决于

这两项的乘积，即 $N = B \exp \frac{-\Delta G_k}{kT} \exp \frac{-\Delta G_A}{kT}$ ，式中第一项是随过冷度增加而急剧增加的，因

为 ΔG_k 与 ΔT^2 成反比；而第二项中的激活能 ΔG_A 对温度变化不大敏感。因此，过冷度小时

形核率受 $\exp \frac{-\Delta G_k}{kT}$ 所控制，过冷度大时则主要取决于 $\exp \frac{-\Delta G_A}{kT}$ 。

9、液态金属在一定过冷度下形核率就急剧增加，很快就结晶完毕，在实验室里，为使液态金属达到很大的过冷度，把液体金属分散成许多小液滴，这些小液滴可在相当大的过冷度下结晶。对多数金属小液滴的临界过冷度约为 $0.2T_m$ 。

10、均匀形核是在液体内部由于过冷而自发形核，在液体内部各处形核的机率都是一样的，液体内部并不存在一些有利于形核的位置。均匀形核需要很大的过冷度。

11、钢锭模或铸件砂模的模壁以及铁液中的固体杂质，为铁液晶核的产生提供了有利的表面，减小了界面能，因而使晶核形成功减小，临界晶核的过冷度大大减小。液体在模壁或杂质表面上形核，就称为非均匀形核。

12、 $\Delta G_{\text{非}} = \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta G_v + 4\pi r^2 \sigma_{L/S} \left(\frac{2-3\cos\theta + \cos^3\theta}{4} \right) = \Delta G_{\text{均}} S(\theta)$ ，式中， $S(\theta) = \frac{2-3\cos\theta + \cos^3\theta}{4}$ ，表明非

均匀形核的形核功表达式与均匀形核很相似，两者只差一形状因子 $S(\theta)$ ， $0 \leq S(\theta) \leq 1$ 。

13、非均匀形核时虽然临界形核功减小了，但晶核的临界半径没有变，它不受模壁的影响，只取决于过冷度。

14、非均匀形核的晶核形成成功的大小主要取决于 $S(\theta)$ ， θ 称为接触角或浸润角， θ 越小对形核越有利。要使基底与晶核间的界面能减小，只有使杂质与晶核的晶体结构、原子间距等方面十分近似。

15、在同样过冷度下非自发形核的形成功小。如以均匀形核的形成功为标准，那么，非均匀形核就可在很小的过冷度下发生。

16、熔化熵是表征材料生长特性的基本参数，常以 $0k_0 = \frac{\Delta S_f}{X_L}$ 表示。式中， $\Delta S_f = S_S - S_L$ 为熔化

熵， k 为波尔兹曼常数， ΔH_f 为熔化潜热， T_e 为理论凝固温度。

17、根据材料熔化熵的大小，可将纯物质的晶体生长分为三种情况：

$$(1) \frac{\Delta H_f}{kT_e} < 2$$

通常称为粗糙界面，这种类型的界面在晶体生长时，液态原子可在界面上的任意位置转移到固相，导致晶体的连续生长。

$$(2) \frac{\Delta H_f}{kT_e} = 2 \sim 3.5$$

通常称为光滑平面，界面上有许多台阶和扭折，液态原子只有附着于台阶或扭折位置上才能生长，当原子铺满了这一单元子层时生长即暂时停止，等到表面再产生新台阶再继续生长；但如晶体表面存在有螺型位错，便能源源不断地提供生长台阶。因为晶体生长的表面一般并不与散热最快的即温度梯度最大的晶面相一致，这使得实际的液-固界面并不是一个完全平整的而是由一些低指数的小平面组成。

$$(3) \frac{\Delta H_f}{kT_e} \approx 10$$

即使藉台阶生长机制，其生长速度也很慢，这时只有靠在液-固界面上不断地二维形核才得以生长，这种类型材料的凝固过程，实际上很大程度地取决于形核速度而不是生长速度。

18、过冷度对材料生长机制也有一定的影响，例如第二种类型材料，在小的过冷度下，倘若表面无螺位错，生长速度就很慢，当过冷度加大，生长速度经过一个过渡阶段就转向了

$v=k(\Delta T)$ ，这表明生长已不局限于在台阶或扭折处，可以很容易地添加到界面上的任何位置，也就是说，在大的过冷度下它转向了第一种类型的连续生长机制。

19、多数金属其晶体生长特性属于第一种情况，在液-固界面为正的

温度梯度下，晶体生长按连续生长机制，呈平面式向液相中推进，但在负的温度梯度下，晶体则呈树枝状向液体中

生长。

20、在正的温度梯度下，热传导只能通过固相散除。铸件的凝固速度主要受熔化潜热的散热快慢所控制。在正温度梯度下晶体生长近似地表现为平面推进式，露出的晶面是低指数的密排面。

21、在负的温度梯度下，在原始界面前方形成了一组平行的且大致保持相同间距的枝干，因为生长时散发的熔化潜热使枝干周围的液体温度升高，所以相邻过于紧密的枝干不能形成。当树枝枝干形成后，还会在枝干上相继形成二次枝干，紧邻枝干处的液体温度 T_a 高于两相邻枝干中点处的液体温度 T_b ， $T_a > T_b$ 。

22、将相图中的液相线和固相线简化为直线，并引入平衡分配系数 k_0 ， k_0 定义为在任一温度下溶质在固相中的浓度与在液相中的浓度之比，即 $k_0 = \frac{x_s}{x_L}$ ，式中 x_s 、 x_L 分别表示溶质

在固相和液相中的摩尔分数。 k_0 值与凝固的温度无关，如加入的组元使合金的熔点降低，

则 $k_0 < 1$ ；反之，如使合金的熔点升高，则 $k_0 > 1$ 。

23、不平衡凝固的平衡分配系数不是整个固相和液相在成分上的平衡分配，而是局部平衡，是指在界面上液固两相必须保持一定的溶质分配。

24、凝固的产生不是由热的过冷所引起的，而是由于固溶体合金在凝固过程中界面前沿的液体成分有变化而产生了一个过冷区，因此，称为成分过冷。它表明即使在正的温度梯度下，固溶体合金在有成分过冷的情况下，晶体可能会以树枝状方式生长，而这种现象在纯金属中是不存在的。纯金属只有在负的温度梯度下，晶体才会树枝状生长。

25、影响成分过冷最主要的有三个因素：

(1) 钢锭或铸件中的温度梯度 (2) 铸件的凝固速度 (3) 合金的凝固范围

26、成分过冷影响到固溶体合金的晶体生长状态。当成分过冷区大时，晶体的树枝状生长能得到完善的发展；当成分过冷区较小，即液体中的实际温度梯度稍低于临界温度梯度 G_{CR} 时，

生长的晶体表面前沿只能稍稍突向伸展于液体中，小的成分过冷区限制了它的生长，不能形成树枝状。这种生长方式叫做胞状生长。

27、固溶体合金的成分不均匀现象，叫做显微的胞状偏析。

28、在 Al-Si 共晶生长中，Al 是连续相；而 Si 是不连续相，它以孤立的片状或针状分布在 Al 的基体上。两者虽然也协同生长，但相互间没有结晶学关系。

29、杂质对层片状共晶的生长影响表现在两个方面：首先，杂质可使纯共晶的平面式生长变为胞状生长；其次，杂质的影响还可使片状共晶结构改变为棒状共晶。

30、铸锭或铸件的凝固组织通常分为表层细晶区、柱状晶生长区和中心等轴晶三个组成部分。表层细晶区是非均匀形核的结果；柱状晶的形成是在表层细晶粒上引起树枝状生长的结果，柱状晶形成的特点是，它很少有新的晶核形成，只是在适当条件下在已有的晶核上向前生长；关于中心等轴晶的形成，至少有两个原因。一是柱状晶在生长过程中由于铸模内液体的对流，树枝被打碎；另一个原因，则是随着凝固过程的进行铸模中心的温度梯度越来越平缓，合金很容易产生成分过冷。

31、偏析有宏观偏析与显微偏析两种。宏观偏析是指宏观范围内的成分不均匀，按照合金的凝固顺序总是含溶质量较少的液体先凝固，后凝固的液体溶质和杂质的含量越来越多，一般把这种宏观偏析也叫做正常偏析。显微偏析是晶粒内部的成分不均匀现象。显微偏析有两种：

胞状偏析和树枝偏析。胞状偏析，是在小的成分过冷区条件下晶体以胞状生长时胞壁富含了较多的杂质；树枝偏析，是合金在不平衡凝固并以树枝状生长时，先凝固的树枝枝干的溶质或杂质含量少，树枝间隙含溶质或杂质的量多。

32、显微偏析可以用扩散退货的方法来消除，但宏观的正常偏析则不能。

33、区域熔炼提纯的原理，是基于合金在不平衡凝固时液体内合金的成分不能均匀化，如用一感应器自合金棒左端加热，让合金由左向右顺序凝固，则可将杂质逐渐自右端排除，而合金棒的左端可得到精炼提纯。

34、蒸发过程分四步进行：①原子离开扭折位置沿着台阶运动；②当原子具有更高能量时就不依靠台阶存在，运动到小平台上成为被吸附的原子；③吸附原子在固体表面上扩散；④吸附原子离开表面进入气相。一般说来，第④个步骤是决定蒸发速率的关键。

第六章 扩散与固态相变

1、扩散第一定律是描述物质中原子（分子）传输的一个宏观经验规律：在稳态扩散扩散的情况下，也就是在材料内部各处的浓度不随时间而变（ $dc/dt=0$ ）的情况下，单位时间内通过垂直于扩散方向单位截面的物质流量（称为扩散通量 J ），与该处的浓度梯度成正比。其数学表达式为 $J = -Ddc/dx$ （菲克第一扩散定律），式中， J 为扩散通量，单位为 $g \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ 或原子数 $\cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ ； D 为扩散系数，单位为 $cm^2 \cdot s^{-1}$ ； dc/dx 为浓度梯度。

2、菲克第一扩散定律表示在稳态扩散的情况下，尽管材料内部的原子热运动是无序的，但只要存在浓度梯度，就会有扩散现象，而且扩散通量的大小与浓度梯度成正比，扩散的方向与浓度梯度的正方向相反，即扩散的宏观流动总是从溶质浓度高的向浓度低的方向进行。

3、菲克第一扩散定律不但适用于间隙原子在简单立方晶体中的扩散，对体心立方和面心立方晶体同样适用，而且扩散原子不仅对间隙原子，对置换式原子也同样适用。

4、扩散第二定律是描述包含时间因素在内的非稳态扩散的定律。其数学表达式为

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}。钢的渗碳公式 $C = C_s - (C_s - C_0) \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2(Dt)^{1/2}}\right)。$$$

5、对金属晶体而言，原子扩散的微观机制有两种：间隙扩散和空位扩散。

6、间隙扩散是指碳氮氢氧这类尺寸很小的原子在金属晶体内的扩散，它们一般位于晶体的八面体间隙内。

7、间隙原子扩散系数的表达式： $D = D_0 \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right)$, Q 称为扩散激活能。

8、对于纯金属或形成置换式固溶体合金，原子都是处于正常的晶格结点位置，如晶格结点某处的原子空缺时，相邻原子可能跃迁到此空缺位置。跃迁滞后又留下新的空位。原子的这种跃迁可以看做是空位的反向流动。原子的这种扩散运动方式称为空位扩散。

9、原子之所以能扩散运动，实则是晶体内有空位存在，没有空位的形成，就不可能有原子的扩散，随着温度的升高，空位的浓度呈指数上升，这才使得扩散日益显著。

10、当晶体内完全是同类原子时，原子在纯材料中的扩散称为自扩散，对形成置换式固溶体合金，溶质原子与溶剂原子的尺寸和化学性质不同，与空位交换位置的几率也不同，因而它们的扩散系数可能是不同的。

11、自扩散系数和间隙扩散有同样的表达式 $D = D_0 \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right)$ ，只是 Q 表示自扩散激活能。

- 12、在纯金属和置换式固溶体合金中，原子的扩散是通过空位机制进行的。
- 13、由于界面两侧的两种原子，在互相扩散到对方的基体中，当其扩散速率不等时，会发生原始界面的移动，界面移向原子扩散速率较大的一方，这种现象称为柯肯达尔效应。
- 14、严格说来，间隙扩散与空位扩散稍有不同。对间隙原子每次跳动都与先前的跳动无关；空位扩散则是一旦一个原子跳进空位，下次跳动在各个方向并不是等几率的，它有可能返回自身产生的空位。
- 15、从公式 $D = D_0 \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right)$ 中可以看出，影响扩散系数的因素集中反映在 D_0 、 Q 和 T 这三个参数上； D_0 又称为频率因子，它不是主要影响因素。最重要的是 Q 和 T ，它们与扩散系数成指数关系。
- 16、影响激活能 Q 的主要因素：（1）扩散机制（2）晶体结构（3）原子结合力（4）合金成分。间隙扩散比空位扩散的激活能小得多。空位扩散较为困难的原因是扩散的激活能中增加了一项空位形成能。
- 17、无论是间隙式的原子还是置换式的原子，在晶体结构不太紧密的金属中扩散，总是较容易些。材料熔点高的原子间结合力较强，其自扩散的激活能也高。大多数金属的自扩散激活能与熔点有以下的经验关系： $Q \approx 34T_m$ ，式中 T_m 以热力学温度计， Q 的单位是 $J \cdot mol^{-1}$ 。
- 18、对间隙固溶的二元合金，例如碳在奥氏体中的扩散系数随着碳的浓度增加而增加，这是因为碳量增加使奥氏体点阵畸变加剧，使碳的扩散变得更容易。
- 19、间隙原子或空位在晶体内部点阵中的扩散，通常称为体扩散或点阵扩散。在晶界和表面处，原子排列是不紧密不规则的，也处于高能状态，所以原子沿晶界和表面扩散的激活能远较晶体内部低。
- 20、铝-铜合金的淬火时效，最初析出富含铜的 GP 区；钢中奥氏体向珠光体转变时，领先析出相是 Fe_3C ，也要富集比母相奥氏体的平均成分高得多的含碳量。这就是说，转变时会发生浓度低的向浓度高的方向扩散，产生成分的偏聚而不是成分的均匀化，这种扩散现象通常称为上坡扩散。
- 21、扩散的根本驱动力在于有化学位梯度。化学位梯度就是一种化学力，原子在这种化学力的作用下由化学位高的向化学位低的方向移动。化学位梯度是扩散的根本驱动力。
- 22、在离子晶体中，由于正负离子的排列不如金属原子那样紧密，结构较松散，配位数较低，这就易于形成弗兰克尔空位。
- 23、对 II-V I 族半导体化合物 $CaTe$ ，银的卤化物 $AgCl$ 、 AgI ，其结构不太紧密，正负离子半径差别较大，配位数只有 4，这就使得小尺寸的正离子容易进入晶格间隙，缺陷的形成能也较低，在离子晶体中弗兰克尔缺陷具体表现为一个间隙离子-空位对。
- 24、对于 $NaCl$ 、 $NaBr$ ，其晶体结构较 $AgCl$ 紧密，配位数为 6，阳离子尺寸较大，很难进入晶格间隙，否则将产生较大的晶格畸变，因而形成肖特基缺陷，它具体表现为空位-空位对。
- 25、离子晶体存在着这两种缺陷，它与金属晶体中的扩散机制是不同的。对于主要是肖特基缺陷，如 $NaCl$ ， V_{Na^+} 和 V_{Cl^-} 的扩散类似于金属中的空位扩散机制，对于主要是弗兰克缺陷，如 $AgCl$ ，则被称为自间隙机制。

26、烧结过程大致如下：将压实的粉末加热到高温，在烧结初期，相互接触的颗粒开始逐渐形成颈的连接，然后颗粒间距缩短了，烧结的驱动力是表面能。当颈部区域长大到颗粒截面积 20%时，每个颗粒周围的空隙减小成由节点连接的网络通道，就进入了烧结中期。在后期阶段也同时伴有晶粒长大。在晶粒长大时体扩散是主要的。

27、烧结速率主要取决于两个因素：①粉末原材料的颗粒粗细；②原子的扩散速率，这又最终取决于温度。

28、纳米晶的界面扩散可能与表面扩散的机制相似，而普通多晶中的晶界扩散，一般认为是通过空位机制进行的。

29、固态相变中形成的新相与母相的相界面，可以有三种不同的类型，即共格的、半共格的和非共格的三种界面。

30、共格界面意指新相与母相在界面上原子匹配得很好，最理想的情况是两相的晶体结构相同，晶格常数也相等，两者能实现完全的共格，界面能也最小，有弹性应变能。

31、当界面上存在有失配位错来调整原子的匹配时，便形成了所谓的半共格晶面。半共格界面固然使弹性应变能减小了，但却使界面能增加了。

32、当错配度增大到 $\delta = 0.25$ 时，位错彼此之间的应力场互相重叠，应变能也很高，这时半共格界面便不再能维持，形成了非共格界面。这种界面与共格界面过渡到半共格界面一样，也使应变能大大降低，但界面能却相对地升高了。

33、通过长程扩散使新相得以长大的方式叫做扩散控制长大。

34、扩散控制长大是新相界面移动的速度快，母相中溶质原子扩散到界面上的过程较慢，因而新相的长大是受母相中溶质的长程扩散所控制。界面控制长大是新相生长时界面迁移速度很慢，母相中溶质原子相对地说，总是能随时扩散到界面上保证溶质原子的供应。因而，新相的长大最终取决于界面反应速度。

35、对于非共格界面，粗糙的固/液界面，原子在界面上的传输很容易，原子只要越过界面就会被新相所接受。对于共格、半共格界面或者是光滑的液/固界面，原子越过界面可能不为新相所接受，接纳因子的值很低，所以界面迁移的速度就很慢。

36、固态相变可分为两大类型：扩散型相变与非扩散型相变。扩散型相变是指在形核与长大的各个阶段都需要通过原子的扩散过程来实现，原子需要被热激活后克服能垒障碍才能进入新相，如同素异构转变、钢中珠光体转变。

37、过饱和固溶体的分解有两种机制：一种是经典的形核与长大，中间过程形成过渡相；另一种则是调幅分解。

38、对 Al- ω_{Cu} 4% 合金，当加热到 $550\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时，所有的铜原子都溶入 α 固溶体中，这一步骤叫做固溶处理，然后快速冷却下来，得到过饱和的 α 固溶体，如果在室温下长时放置（叫自然时效）或者才 $130\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 150\text{ }^{\circ}\text{C}$ 加热一段时间（叫人工时效），则会发生相变，并能使铝合金达到最大的强化。

39、人工时效所发生的相变顺序如下： α 相 \rightarrow GP 区 $\rightarrow \theta''$ 相 $\rightarrow \theta'$ 相 $\rightarrow \theta$ 相，GP 区是铝晶体内形成的富铜偏聚区，不是新相， θ'' 相和 θ' 相是亚稳定的过渡相， θ 相是平衡相，这样的转变过程在很多的铝合金都会发生。

40、GP 区虽然自由能较高，但它与 α 相没有明显的界面，没有界面能，只有应变能，沉淀出 GP 区后合金的自由能还是降低的。而且 GP 区形核很容易，看上去它是均匀形核，实际上是非均匀形核，主要是在空位上形核，高温淬火下来 α 相中保留了大量的过饱和空位，为形核提供了有利位置。

41、随着时效的进行， θ'' 相溶解， θ' 相在位错上形核， θ' 相在宽面上仍能与基体保持共格或半共格，当 θ' 相进一步长大，共格应变能增大到一定程度，便与基体不再能维持共格关系。于是代之而起的是新的稳定相 θ ，它形核与晶界或者在 θ' 相/基体界面上形核， θ' 溶解。 θ 相与基体完全是共格的，只有界面能，没有共格应变能。

42、调幅分解不是一般的经典形核长大过程，它是具有特殊相图的合金由于成分涨落所造成的热力学不稳定性而产生的。它的特点是不存在形核势垒，因而分解速度很快，新相的整个形成过程是连续不断的，新旧两相完全共格，在开始阶段两相点阵连续，没有明显的界面。

43、当 $d^2G/dx^2 > 0$ ，自由能是升高的；当 $d^2G/dx^2 < 0$ ，转变前后是使自由能降低的，因而调幅分解过程可以自发进行。

44、调幅分解的过程：溶质原子的偏聚是通过原子的上坡扩散，使成分涨落的幅度与范围越来越大，最后形成富含Zn的 α_2 相和富Al的 α_1 相。

45、调幅分解在形核时不需克服能垒，长大时却需要克服界面能和应变能。当产生陡的浓度梯度时，原来是均匀固溶体中的原子被大约等同的同类原子和异类原子包围，现在多数是处于同类原子的包围中，原子键力改变了，增加了界面能，通常称它为梯度能；当两相点阵常数差别较大时，会有较大的共格应变能。所以归根结底调幅分解能否发生，必须取决于两个条件：（1）合金成分必须在拐点范围之内；（2）相变驱动力必须大于梯度能和应变能。

46、热处理一般分两段进行：第一阶段是低温加热，大约比玻璃的退火温度高 50C° ，这时只在微量相中产生结晶核心，主相中没有任何变化；第二阶段是高温加热，温度接近主相的熔化温度，这时在主相中开始大量结晶。

47、马氏体相变的基本特征：（1）是无扩散的相变（2）是一种发生均匀点阵变形的转变（3）存在一个无畸变面（4）马氏体有滑移或孪晶变形。

48、无扩散相变是原子不发生随机走动的相变，这表示原子不是靠热运动，即不是靠热能的激活跨越界面转入新相的。从本质上说，马氏体相变是非热的现象，它可以在很低的温度下发生，既是在低温下马氏体的生长速度仍然很高。由于马氏体相变是无扩散的转变，在转变前后新相和母相的成分完全相同，因而可以具有很高的过饱和度。

49、无扩散的含义是说转变过程本身并不需要扩散，如果转变过程中伴有或者附加有扩散现象，这属于非基本的扩散，不能以非基本的扩散来否定基本的无扩散实质。

50、当钢中奥氏体转变为马氏体时，由面心立方转变为体心立方结构时有形状的变化。原先为平面的母相马氏体，在产生马氏体时有表面浮凸或表面倾动效应。马氏体与奥氏体的界面称为马氏体的惯习面。

51、表面浮凸效应是由均匀点阵变化之后，由于形状的变化产生的结果。一般来说，形状的变化可以有两个分量，切边分量和膨胀分量，没有切边参与就不能归之为马氏体相变。

52、对马氏体相变的精确定义应该包含四个方面：①无扩散的；②点阵畸变式的；③以切边分量为主的；④动力学和形态是受应变能控制的。只有同时符合这四个条件才能称之为马氏体相变。否则，它可能是无扩散相变，但它不是马氏体相变。

53、马氏体相变是以切边为主的点阵畸变，就必然存在一个无畸变面，马氏体的惯习面就具有这样的特征。常以惯习面为基准来表示产生的应变，称为不变平面应变。

54、在发生均匀点阵变形时，由于切应变分量，产生大的形状变化，因而有高的应变能。

为了减小转变过程中的应变能，可有两种方式：滑移和孪晶变形。

55、能够消除部分应变能的滑移和孪晶变形都叫做点阵不变形变，它不改变结构，也不改变体积，只改变应变能。

56、马氏体相变的宏观应变 (F) 由贝茵畸变 (B)、点阵不变变形 (S) 和刚性转动 (R) 的三部分组成，即 $F=RBS$ 。在这个新的晶体学表象理论中，只要输入以下数据：(1) 母相和马氏体相的结构与晶格常数；(2) 点阵对应辨析；(3) 点阵不变的切变量。就可预测：(1) 惯习面；(2) 形状应变；(3) 母相和马氏体的晶体学位向关系。

57、钢中马氏体的形态基本上分为两种：板条状马氏体和片状马氏体。在钢的含碳量约低于 $\omega_c 0.6\%$ 时，马氏体形态以板条状为主；高于此含碳量，则以片状形态为主。板条马氏体有高密度的位错组态，位错互相缠结而不能区分，因此板条马氏体有时也称位错马氏体。

58、板条马氏体与片状马氏体的不同之处：(1) 板条马氏体的惯习面接近 (111)，而片状马氏体的惯习面是 (225) 或 (259)；(2) 板条马氏体的晶体结构是体心立方，马氏体内的碳原子实际上主要偏聚在位错周围，真正间隙固溶在晶体内部甚少，而片状马氏体的晶体结构为体心正方。

59、碳含量对马氏体硬度的影响很强烈，特别是在钢的 $\omega_c < 0.4\%$ 时。造成钢中马氏体的强化原因很多，包括固溶强化、沉淀强化、位错或孪晶亚结构的强化和晶粒细化。

第七章 材料的变形与断裂

1、为了了解金属材料的变形与断裂特性，工程上常用应力-应变曲线表示。一般的金属材料都有弹性变形、塑性变形和最后断裂三个阶段。 σ_s 点以下为弹性变形部分， σ_s 表示开始塑性变形的内力，称为屈服强度。超过 σ_s 点后，应力-应变的关系就不再是线性的了，随着变形程度的增加，变形的抗力也增加，要继续变形，必须增加外力，这种现象叫做加工硬化。

2、曲线的最高点，称为抗拉强度 σ_b ，它是材料极限承载能力的标志。在应力未达到 σ_b 以前，试样只发生均匀伸长，当应力达到 σ_b 时，试样局部地方界面开始变细，通常称为颈缩，力学上也叫开始失稳。再继续拉伸，在出现颈缩处界面越来越细，最后不能承受外力，迅速断裂。

3、金属弹性变形的特点是：①变形是可逆的，去除外力后变形消失；②服从虎克定律，应力与应变呈线性关系。

4、弹性模量是原子间结合力的反映和度量。当晶体在外力作用下发生弹性变形时，内部的原子间距离就偏离了平衡位置。在没有外力作用时，晶体内原子间的结合能和结合力在固体物理中是可以计算的，其结合能和作用力随距离的变化而变化。

5、由于弹性模量是原子间结合力强弱的反映，所以它是一个对组织不敏感的性能指标，不同材料的弹性模量差别不大时，屈服强度和抗拉强度可以差别很大。

6、滑移和孪晶变形是金属在常温下的两种主要塑性变形方式。

7、将预先经过抛光的纯铝和纯铁试样，在适当的变形之后，不需腐蚀在光学显微镜下就可以看到试样表面内有许多平行的或几组交叉的细线，这些细线称为滑移带，它是相对滑动的

晶体层与试样表面的交线。如用电子显微镜更仔细观察，就可以知道光镜下试样表面的一条黑线是由更多的一组平行线构成，因此我们通常把光镜下看到的条纹叫滑移带，在电镜下看到的称为滑移线。

8、晶体中已滑移的部分与未滑移部分的分界是以位错作为表征的。这种分界并不是有一个鲜明的界线，实际上是一过渡区域，这个过渡区域就叫位错的宽度。

9、位错之所以有一定宽度，是两种能量平衡的结果。从界面能来看，位错宽度越窄界面能越小，但弹性畸变能很高；反之，位错宽度增加，将集中的弹性畸变能分摊到较宽区域内的各个原子面上，使每个原子列偏离其平衡位置较小，这样，单位体积内的弹性畸变能减小了。

10、位错宽度是影响位错是否容易运动的重要参数。位错宽度越大，位错就越易运动。

11、位错处于对称位置时，位错是不受力的；当位错中心移动很小的距离，此时位错两侧的原子列不再保持是等距离和对称的了，由于位错两侧原子列对位错的作用力不能抵消，于是位错运动时便产生了阻力。位错宽度大时，这种非对称性的影响较弱，因为每一原子列偏离其平衡位置较小，相应地对位错的作用力也较小，因此位错运动就变得容易些。从能量角度看，位错宽度大时位错运动所需克服的能垒小，而位错宽度窄时需克服的能垒大。

12、在理想晶体中位错在点阵周期场中运动时所需克服的阻力叫派-纳力

$$\tau_{p-N} = \frac{2\pi G}{1-\mu} e^{-2\pi\omega/b}, W = \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)\sigma_u}, \quad W \text{ 为位错宽度, } \mu \text{ 为泊松比, } \sigma_u \text{ 为理论抗剪}$$

切强度。

13、从本质上说， τ_{p-N} 的大小，主要取决于位错宽度W，位错宽度越小，派-纳力越大，材料就难以变形，相应地屈服强度越高。

14、位错宽度（也就是派-纳力）主要决定于结合键的本性和晶体结构，共价键的位错宽度很窄，故派-纳力很高，因而其宏观表现是屈服强度很高但很脆；金属键因为没有方向性，位错有较大的宽度，其派-纳力是很低的。派-纳力第一次定量地指出了金属晶体中，由于位错的存在使实际的屈服强度远低于理论的屈服强度。

15、位错只有沿着原子排列最紧密的面及原子密排方向上运动，派-纳力才最小。

16、对面心立方金属，原子排列最紧密的面是{111}，原子最密集的方向为[110]，因此其滑移面为{111}，共有四个；滑移方向为[110]，共有三个，即构成了12个滑移系。

17、对体心立方金属，原子排列最密集的平面和方向是{110}<111>，{110}有6个，[111]有2个，因此也有12个滑移系，但受其他影响可能有48个滑移系。

18、对密排六方金属，滑移系很少，只有3个，因此，一般来说，它们的塑性低。

19、晶体在切应力作用下沿着一定的晶面（称为孪晶面）和晶向（称为孪晶方向），在一个区域内发生连续顺序的切边，变形的结果使这部分的晶体取向改变了（晶体结构和对称性并未改变），但是已变形的晶体部分与未变形的晶体部分保持着镜面对称关系，这个对称镜面就叫做孪晶面。

20、孪晶变形和滑移变形的重要区别就在于前者使晶体取向改变了，而后的晶体取向未改变。

21、孪晶变形时的晶体取向发生改变的原因：在孪晶变形区域（称为孪晶带）中的各晶面，其切边位移都不是原子间距的整数倍，各晶面的原子位移量与到孪晶面的距离成正比。正是由于原子位移的这种特点，才使得孪晶变形部分与未变形区域互以孪晶面为镜面对称。

22、滑移与孪晶的识别：滑移造成表面台阶，孪晶形成表面浮凸。

23、孪晶变形的主要作用：当滑移变形困难时它能改变晶体位向帮助位移。

24、低层错能的面心立方金属材料如高锰钢、不锈钢、 α 黄铜，它们在室温下就能在较大

的体积内发生孪晶变形，它可能是这类材料产生强烈的加工硬化原因之一。

25、产生孪晶变形的应力和层错能的高低有一定的关系，层错能越低，孪晶应力也越低。这就是说，对于面心立方固溶体合金来说，只要加入能降低层错能的溶质元素，就比纯（溶剂）金属更容易出现孪晶。

26、施密特定律： $\tau_c = \sigma_s \cos\phi \cos\lambda$ ，即在滑移面的滑移方向上，分切应力达到某一临界值 τ_c 时，晶体就开始屈服， $\sigma = \sigma_s$ ，施密特认为 τ_c 是一常数，但材料的屈服点 σ_s 则随拉力轴相对于晶体的取向，即 ϕ 角和 λ 角而定，所以 $\cos\phi \cos\lambda$ 称为取向因子或施密特因子。

$\cos\phi \cos\lambda$ 值大者，称为软取向，此时材料的屈服点较低；反之， $\cos\phi \cos\lambda$ 值小者，称为硬取向，相应的材料屈服点也较高。

27、施密特定律适用于密排六方、面心立方，但不适用于体心立方。

28、实测的临界分切应力要比计算的来的派-纳力要高三个数量级左右。造成这么大的差别主要是因为派-纳力的计算只考虑位错在理想的晶体点阵周期场中运动，而实际晶体中尚考虑杂质原子和位错的交互作用，位错间的交互作用；另一方面，计算位错运动阻力的派-纳模型本身也不完善。

29、当只有一个滑移系统上的分切应力最大并达到了临界分切应力，这时只发生单滑移。在一个晶粒内只有一组平行的滑移线（带）。它是在变形量很小的情况下发生，位错在滑移过程中不会与其他位错交互作用，因此加工硬化也很弱。

30、当拉力轴在晶体的特定取向上，可能会使几个滑移系上的分切应力相等，在同时达到了临界分切应力时，就会发生多滑移，产生交割和反应，因而，多系滑移会产生强的加工硬化。

31、交滑移是螺型位错在两个相交的滑移面上运动，当螺型位错在一个滑移面上运动遇有障碍，会转到另一滑移面上继续滑移，滑移方向不变。

32、交滑移时，滑移线不是平直的，有转折和台阶。

33、密排六方晶体发生交滑移最困难，面心立方晶体比较容易，体心立方晶体最易发生。

34、交滑移在晶体的塑性变形中是很重要的。如果没有交滑移，只增加外力，晶体是很难继续变形下去的，所以只会造成断裂。所以容易进行交滑移的材料，塑性才是好的。

35、只有纯螺型位错才能进行交滑移。螺型位错的滑移面不是固定的，这样才能交滑移。

36、金属的层错能越低，位错的扩展宽度就越大，交滑移束集时要作的功也越大。因此，凡是层错能低材料，交滑移困难，材料的脆性倾向较大。

37、低层错能材料如奥氏体不锈钢虽然交滑移困难了，但断裂拉伸前仍有很大的塑性。这是因为这类材料当交滑移受到抑制时，它们以另一种变形方式孪晶继续变形，孪晶变形又促使了滑移的产生，由于这两种变形机制同时发生或交替动作，材料仍有很好的塑性。

38、我们常会看到滑移线终止于晶界附近，一般情况下滑移线是不穿越晶界的。这说明晶界本身和晶体位向的差别会共同阻碍滑移，但当取向差为零时，滑移线也可以穿越晶界。

39、多晶体的变形概括起来有两个特点：第一是变形的传递，第二是变形的协调。

40、滑移的传播过程：当一个晶粒位错在某一滑移系上动作后，在位错遇到晶界时便塞积起来，位错的塞积产生了大的应力集中；当应力集中能使相邻晶粒的位错源启动时，原来取向不利的晶粒也能开始变形，相邻晶粒变形也使位错塞积产生的应力集中得以松弛，这就是滑移的传播过程。

41、对密排六方金属，由于滑移系一般只看作3个，为了实现变形协调，有两种方式：一种是在晶界附近区域，除了有基面滑移{0001}外，尚可能有柱面滑移{10-10}或棱锥面滑移{10-

11}。另一种则是产生孪晶变形，孪晶和滑移结合起来，连续地进行变形。

42、体心立方金属由于滑移系多且容易交滑移，平均施密特因子最大，即认为在其多晶体中每一个晶粒都含有一个取向最有利的滑移系，这样，晶体的位向实际上对屈服强度的影响不大。而对密排六方金属，滑移系少，显示出晶粒的位向影响较大，多晶体和单晶体的屈服强度差别就可能大些。

43、对纯金属，单相金属或者低碳钢都发现屈服强度与晶粒大小有以下关系

$$\sigma_{ys} = \sigma_0 + k_y d^{-1/2}$$

，式中 σ_{ys} 表示材料屈服强度（对低碳钢，表示下屈服点）；d 为晶粒的

平均直径； k_y 为直线的斜率，该公式常称为 *Hall-petch* 关系。

44、晶粒越细，材料的强度越高。通常用晶界位错塞积模型来解释这个问题。

45、由于粗晶粒晶界塞积的位错数多，产生的应力集中就更大，更加容易使相邻晶粒的位错源开动，因而粗晶粒的屈服强度较低，即在较低的外力下就开始塑性变形。

46、粗晶粒位错塞积数目多，产生的应力集中大，它虽然有容易使相邻晶粒位错源开动的一面，但假如相邻晶粒的取向特别不利于变形，或者其位错源受到碳氮原子的钉扎，形成气团，位错源就不易开动。只有位错源开动相邻晶粒变形，位错塞积的应力集中才能被松弛掉。

47、纯金属经变形后，其流变应力随变形程度的增加而增加，这在金属拉伸时的应力-应变曲线中即可看出，要继续变形只有不断增加外力，这种现象叫加工硬化或变形强化。

48、产生变形强化（加工硬化）的几种原因：①位错的交割 ②位错的反应 ③位错的增殖

49、在发生多系滑移之后，在两个相交滑移面上运动的位错必然会互相交截，原来一直线位错经交截后就会出现弯折部分，若此弯折部分仍在滑移面上，这叫扭折，扭折对位错运动的影响不大。若弯折部分不在滑移面上，这一线段就叫割阶。两位错的交割可以是一对刃型位错或一对螺型位错，也可能是刃型位错与螺型位错的交割。

50、带割阶的刃型位错运动困难，螺型位错上产生的割阶对位错运动阻力更大。

51、任一两种类型位错相互交割时，只要是形成割阶，必为刃型位错，割阶的大小与方向取决于穿过位错的柏氏矢量；螺型位错上的割阶比刃型位错上的割阶运动阻力大，尽管螺型位错没有固定的滑移面，似乎螺型位错更容易运动，特别是交滑移，但螺型位错上一旦形成割阶，尤其是割阶较大，运动就困难了。

52、当两个不全位错在两滑移面的交线上相遇时，发生位错反应，即两个滑移面上各有一个肖克莱位错相互作用，结合成一新位错。新位错的位错线即为两个滑移面的交线。此位错是不可动的，通常称之为梯杆位错，它好像一个压杆，压在两个滑移面上，使得另两个肖克莱位错也难于运动。这种位错结合，称为洛麦尔-柯垂尔锁（L-C 锁）。由于面角位错锁的存在，使得两个滑移面上随后运动的位错受到阻塞，这是引起加工硬化的一个可能原因。

53、金属变形后产生大量位错，也使引起强化的一个原因。流变应力与位错密度有如下关系

$$\tau = \tau_0 + \alpha Gb\sqrt{\rho}$$

，式中 ρ 为位错密度。

54、临界切应力 $\tau_c = \frac{Gb}{L}$ ，L 为位错线的长度。

55、对高层错能的面心立方和体心立方金属如 Fe、Al 等，变形时的位错增殖主要是靠双交滑移。

56、合金在形成单相固溶体后，变形时的临界切应力都高于纯金属，这叫做固溶强化。

57、对于置换式的溶质原子，溶质原子与溶剂原子尺寸的差别越大，溶解度越小，而强化效果越大。这主要是因为原子尺寸差别（或称错配）所引起的晶格畸变，会产生一内应力场，位错在这内应力场中运动会受到阻力。位错在溶剂原子附近和在溶质原子附近的应力是不同

的，当溶质原子的切边模量较大，对位错有斥力；反之切边模量较小时则有吸力。

58、对于间隙式溶质原子，当其固溶于体心立方如 $\alpha - Fe$ 中，会造成不对称畸变，形成体心正方，其正方度 c/a 随含碳量增加而增加。因为螺型位错的应力场只有切应力，当溶质原子引起的晶格畸变是对称时，则和螺型位错无交互作用，强化效果就弱。而碳原子当被强制地固溶于 $\alpha - Fe$ 中，形成所谓马氏体时，会造成显著的晶格不对称畸变，这是碳原子不仅和刃型位错，也和螺型位错有强烈的交互作用，因而产生了很强的固溶强化效果，这就是热处理中的淬火工艺。

59、低碳钢的屈服和应变时效：低碳钢在上屈服点开始塑性变形，当应力达到上屈服点之后开始应力降落，在下屈服点发生连续变形而应力并不升高，即出现水平台，通常称为屈服平台。在屈服平台范围，试样的变形先自夹头两端开始向中间延伸，在表面变形完成之后再扩展至心部。屈服平台之后产生明显的加工硬化。屈服平台的长短和钢的含碳量有关，随着含碳量增加，平台渐短乃至消失。

60、低碳钢有上下屈服点和屈服平台的这种变形的不连续现象的原因，是由于碳原子（或氮原子）和位错的交互作用形成柯氏气团以及位错增殖这两个因素共同作用的结果。

61、若有间隙式溶质原子C、N或比溶剂尺寸大的置换式溶质原子在位错附近，会与位错交互作用，作用的结果是这类原子会偏聚于刃型位错的下方，由于可以抵消部分或全部（当碳原子在位错线下方达到饱和）的张应力，因此可使位错的弹性应变能降低。当位错处于能量较低的状态时，位错更加稳定不易运动。

62、所谓柯氏气团，就是指碳原子偏聚于刃型位错的下方，碳原子有“钉扎”位错，使位错不易运动的作用。位错要运动，只有从气团中挣脱出来，摆脱碳原子的钉扎。

63、位错要从气团中挣脱出来需要较大的力，这就形成了上屈服点。而一旦挣脱之后位错的运动就比较容易，因此有应力降落，出现下屈服点和水平台。

64、柯氏气团能很好地揭示低碳钢的应变时效。低碳钢经过少量的预变形可以不出现明显的屈服点，这是卸载后立即加载的情况。但如变形后在室温下放置一较长时间或在低温经过短时加热，再进行拉伸试验，则屈服点又复出现，且屈服应力增高，这种现象叫做低碳钢的应变时效。

65、工业用合金所含的第二相，对位错的运动来说，可有两种情况：一种是第二相可以变形，位错通过第二相时可以切过它们；一种是第二相不能变形，位错只能绕过它们向前运动。

66、位错能否切过第二相，由第二相的本性和尺寸而定。当其尺寸较小并与基体保持共格时，能被位错切过，切过时因增加表面能、通过共格应变场等因素使合金强化。当第二相尺寸增大（在时效或回火温度较高时）与基体失去共格后，位错常不能切过，而只能绕过了。

67、变形强化与其他强化方法相比，虽然能最有效地提高强度，但塑性和韧性也降低得最多。

68、在变形很强烈时，对层错能高的或较高的金属如铁铝和铜，由于大量的位错增殖和易于交滑移，可形成明显的位错胞状结构。

69、由于晶粒的转动使各个晶粒的取向趋于一致，这就形成了晶体的择优取向，我们把它称为形变织构。变形量越大，择优取向程度越大，表现出织构越强。

70、织构的形成会使材料具有强烈的各向异性。

71、金属冷变形时，由于各部分变形的程度不同，变形后在金属内部残存应力。这种残余应力可以在整个金属板材的体积范围内平衡，也可以在显微体积范围内平衡。前者称为宏观应力，后者称为显微应力。

72、残余应力可以是拉应力也可以是压应力。当残余应力为拉应力时会降低材料强度，反之，如通过喷丸、表面滚压使表面产生残余压应力，则可抵消工作载荷下部分的拉应力，这对提高表面疲劳强度是很有效的。

73、金属实际断裂强度要比理论值低很多，这是因为材料内部存在有裂纹。金属中的裂纹多

半是由变形的不均匀和变形受到阻碍（如晶界、第二相等），产生了很大的应力集中，当应力集中达到了理论断裂强度才开始萌生裂纹。

74、当弹性应变能的释放速率等于或大于表面能的增长速率时，系统的自由能就会降低，裂纹就会生长或自行扩展；而随着裂纹长度的增加，扩展速率会越来越快，直到断裂。对应于此极值的裂纹尺寸称为临界裂纹尺寸 a_c ，超过 a_c 便失稳扩展。

75、断裂应力与裂纹尺寸的关系 $\sigma = \left(\frac{2\gamma E}{\pi c}\right)^{1/2}$ ，这就是著名的 *Griffith* 公式，此式表明断裂

应力和裂纹尺寸的平方根成反比。*Griffith* 公式只适用于完全脆性的固体。

76、冷变形金属在加热时先后经历了回复、再结晶和晶粒长大三个阶段。

77、在再结晶阶段，从组织上看是以产生无畸变的新晶核，然后在变形金属基体内长大，形成大角度晶界的新晶粒为标志的；从性能上看是以力学性能和物理性能产生急剧变化为标志的。在再结晶过程未进行之前，一个相当宽的温度范围都属于回复阶段。

78、回复阶段性能与组织的变化：①宏观内应力经过低温加热后大部分去除，而微观应力仍然残存；②电阻率降低；③硬度和流变应力的变化随金属不同而异；④显微组织在光学显微镜下看不出有任何变化，在高温回复时，在电镜下可看到晶粒内的胞状位错结构转变为亚晶。

79、回复机制：在回复过程中金属内部发生以下变化：1、低温时：回复主要与点缺陷的迁移有关。冷变形时产生大量的点缺陷——空位和间隙原子。2、温度较高时：会发生位错运动和重新分布。滑移面位错相遇时，异号位错会消失；如两个为刃型位错会形成空位或间隙原子，位错密度也略有降低。3、在高温回复（ $\approx 0.3T_m$ ）时：刃型位错可获得足够的能量产生攀移。攀移产生了两个重要的后果，第一，使滑移面上不规则的位错重新排布。刃型位错垂直排列成墙，形成亚晶；第二，位错的攀移总是与吸收或放出大量空位有关，而晶体内原子（置换式）的扩散是通过空位机制进行的。

80、加工硬化可以完全消除，性能可以恢复到未变形前的退火状态。显微组织也发生了明显的改变，由拉长的变形晶粒变为新的等轴晶粒。这就是再结晶现象。

81、再结晶是一个先产生无畸变的晶核，然后再在变形的金属基体中长大的过程，其转变动力学也与固态中多数相变相似，但是再结晶转变没有晶体结构和化学成分的变化。所以，从本质上说再结晶不属于相变。

82、再结晶核心首先产生在大角度界面上，如晶界、相界面、孪晶或滑移带界面上，它也可能产生在晶粒内某些特定的位向差较大的亚晶上。

83、再结晶的动力学与回复不同，在每一固定温度下，发生再结晶需要一段孕育期，退火温度越高孕育期越短。开始再结晶时，转变速率很低，随着转变量的增加，转变速率逐渐加快，到转变量为 50% 时速率最快；转变量再增加，速率又减慢。退火温度越高，转变加速。再

结晶的动力学曲线可用以下方程表示： $x = 1 - \exp(-Bt^n)$ 。

84、影响再结晶的因素：（1）在给定温度下发生再结晶需要一个最小变形量，这通常为临界变形度。低于此变形度，不能再结晶。（2）变形度越小，开始再结晶的温度就越高。这也意味着临界变形度随着退火温度的升高而减小。（3）再结晶后的晶粒大小主要决定于变形程度。变形量越大，再结晶后的晶粒越细。至于温度的影响，对刚完成再结晶而言，温度的影响是很弱的。假如再结晶过程已完成，随后还有一个晶粒长大阶段，很明显温度越高晶粒越粗。

（4）微量杂质元素就可明显地升高再结晶温度或推迟再结晶过程的进行。（5）第二相的影响。当第二相尺寸较大，间距较宽时，再结晶核心能在其表面产生；当第二相尺寸很小且又

较密集时，则会阻碍再结晶的进行。(6) 原始晶粒越细，或者退火时间增长，都会降低再结晶温度。

85、再结晶完成后晶粒长大有两种类型：一种是随温度的升高或实践的增长而均匀地连续长大，称之为正常长大；另一种是不连续不均匀地长大，称为反常长大，也称二次再结晶。

86、就整个系统而言，晶粒长大的驱动力是降低总界面能。就个别晶粒长大的微观过程来说，晶粒界面的不同曲率是造成晶界迁移的直接原因。

87、晶界移动速度因温度升高而急剧增大。生产上为了阻止金属在高温下晶粒的长大，常加入一些合金元素，形成颗粒很小的第二相钉扎住晶界，阻碍晶界的移动。

88、一般情况下，再结晶完成后，晶粒长大随温度的增加是连续变化的，但在一定条件下，对某些金属会出现当温度升高到某一数值时，晶粒会突然反常地长大，温度再升高，晶粒又趋于减小，这种现象叫做二次再结晶。

89、二次再结晶并不是靠重新产生新的晶核，实际上只是在一次再结晶晶粒长大过程中，某些局部区域的晶粒产生了优先长大。

90、二次再结晶产生机理：主要是在再结晶后晶粒长大过程中，只有少数晶粒能优先长大，而大多数晶粒不易长大。之所以出现这种现象是由于：①冷变形造成了变形织构，再结晶退火至一定温度时又形成了再结晶织构，当形成织构后，各个晶粒的取向趋于一致，晶粒间的位相差很小时，晶界是不易移动的，因为界面能是随位相差的增大而增大，直至形成大角度晶界，界面能才能趋于一定值。因此，形成强烈织构后晶粒是不易长大的；②当加入少量杂质形成第二相能强烈钉扎住晶界，阻碍晶界的移动，晶粒也不会长大。这两种因素结合薄板的生产条件又附加了不易长大的因素。而当加热到高温，某些局部地区夹杂溶介，该处的晶粒便优先长大，吞并了周围的晶粒，这就形成了晶粒的反常长大。

91、金属在再结晶温度以上的加工变形叫做热变形。金属的热变形可看成是两个过程的组合：一方面，它像冷加工那样发生晶粒的伸长与加工硬化；另一方面又发生了回复和再结晶过程，又新形成了等轴晶粒与消除了加工硬化。这种回复和再结晶过程可以与变形同时产生，这时称为动态回复和再结晶；当变形温度很高、变形量大以及变形速度较低时，都容易实现动态再结晶。回复和再结晶过程也可以在变形停歇之后或者冷却中产生，这是就叫做静态回复和再结晶。

92、动态和静态再结晶就其物理过程和产生的组织结构来说，两者并没有本质上的不同或大的区别，其次，在实际生产过程中，这两种再结晶相互交错以致很难区分。所以我们只以是否完成了再结晶作为最后判别。

93、金属在室温下或者温度在低于 $0.3T_m$ 时的变形，主要是通过滑移和孪晶两种方式进行的，而在温度高于 $0.3T_m$ 会发生位错的攀移，从而产生蠕变现象。所谓蠕变，是指材料在高温下的变形不仅与应力有关，而且与应力作用的时间有关。

94、在蠕变的第二阶段，一般认为是由位错滑移产生的加工硬化和由位错攀移产生的高温回复，这两个过程的速率相等，于是便形成了恒定的蠕变速率过程。位错攀移可以消除加工硬化，这是很明显的。

95、由位错攀移引起蠕变的机制叫做位错蠕变。