

第五(2)章 回复和再结晶

Recovery and Recrystallization

塑性变形 \rightarrow 系统的能量 \uparrow ^{自发趋势} \longrightarrow 回复再结晶

{
 回复 Recovery
 再结晶 Recrystallization
 晶粒长大 Grain growth after recrystallization

※ 1. 变形材料加热时的变化

一、显微组织的变化

塑性变形外力所做的功 { 热 ($\sim 90\%$)
储存能 ($\sim 10\%$)

变形材料发生回复再结晶的驱动力

冷变形材料在加热时先后经历

回复

在较低温度下变形材料的显微组织基本上未发生变化，多边化

再结晶
晶粒长大

新的无畸变等轴小晶粒代替变形组织
细小新晶粒通过互相吞并长大而形成稳定的尺寸

二、性能变化 σ_b HV ρ γ

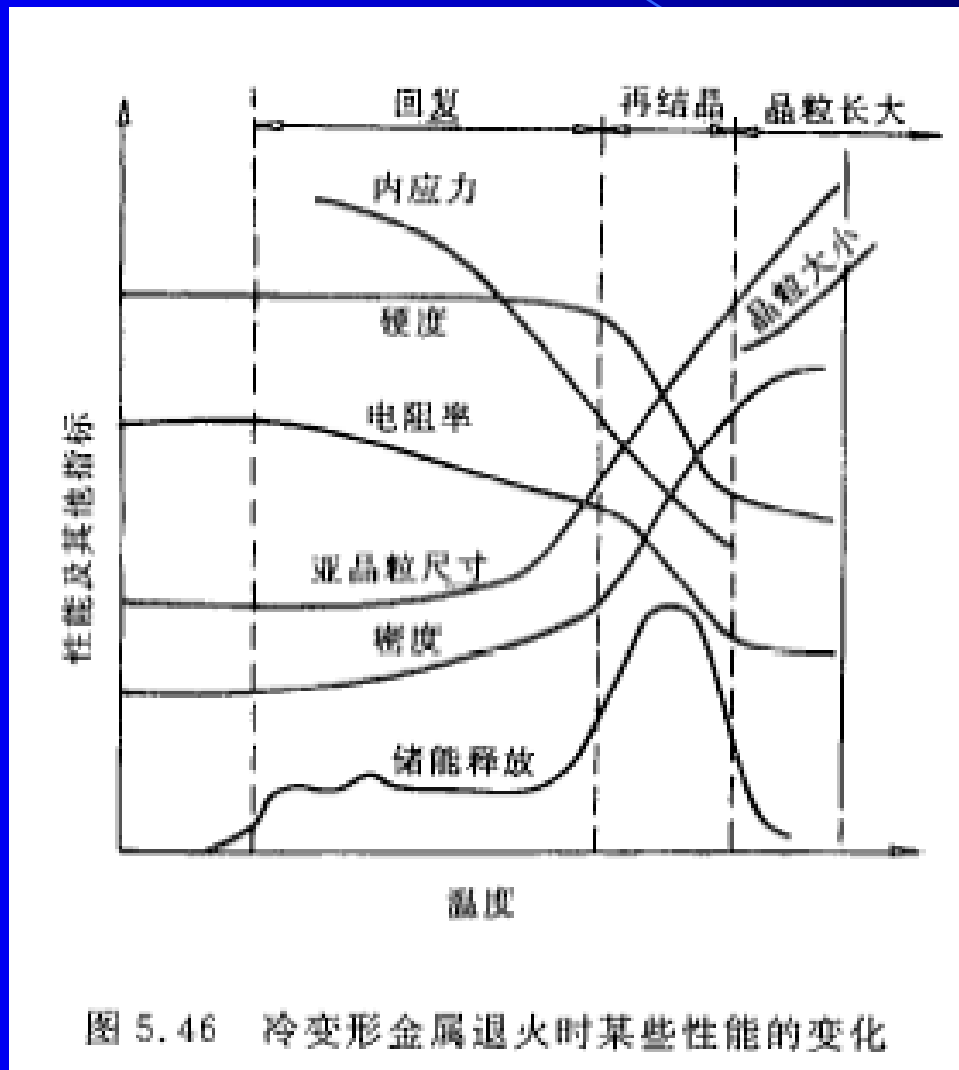


图 5.46 冷变形金属退火时某些性能的变化

※ 2. 回复 Recovery

一、回复阶段性能与组织的变化:

在回复阶段，观察以下几种现象:

1. 宏观内应力大部分去除，而微观应力仍存在

2. 电阻率 ρ $\alpha_{\rho} \downarrow$

Cu、Al、Ag 线材预先在90K下变形，发现在293K

下导电性能就可以逐渐恢复，相对原始变形态

$\rho \downarrow$ 30%

3. HV、 σ_s 变化随材料不同而异：

Zn、Cd 在室温下就可以绝大部分去除冷变形所产生的加工硬化；

Cu、 α 黄铜则加热至350℃，其HV仍无明显变化

Fe 在358℃以上就可看到部分加工硬化的去除

4. 在光镜下显微组织基本上未发生变化。但在高温回复时，在热激活能条件下，通过位错与攀移，会发生多边化亚结构。

二、回复动力学 Recovery Kinetics

变形材料加热时，其力学和物理性能回复程度随温度 T 和时间 t 变化

$$1 - R = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_m - \sigma_0}$$

R 为回复部分

σ 为回复退火后的流变应力

σ_0 为加工硬化完全消除的流变应力

σ_m 为退火前即冷态的流变应力

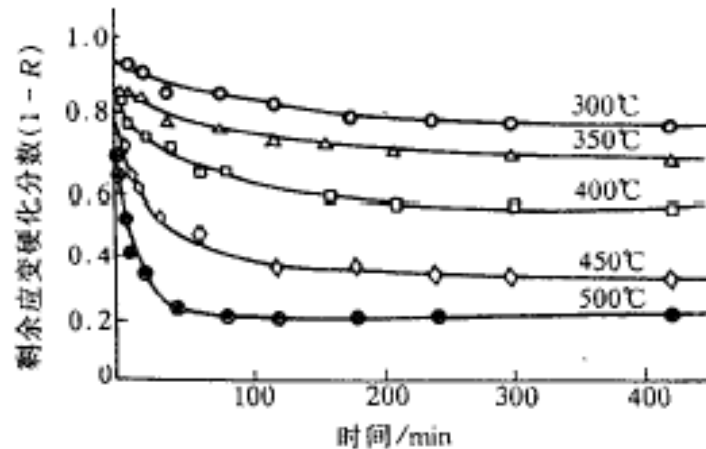


图 5.47 同一变形程度的多晶体铁在不同温度退火时，屈服应力的回复动力学曲线

驰豫过程 无孕育期

回复的初始阶段去除硬化的程度较快，随着时间的延长，回复的程度就减弱了，而且，随变形量越大，起始回复速率也越快。进一步分析，在某一恒定温度下，回复时间可表达为：

$$1 - R = b - a \ln t = Ae^{-Q/RT}$$

$$\therefore \ln t = B + Q/RT$$

Q为回复过程的激活能，R为气体常数

T为绝对温度 A、B 为常数

作 $\ln t - 1/T$ 关系曲线 直线，由直线斜率可求得Q

三、回复机制

在回复过程中，发生如下变化

1. 低温回复

点缺陷变化—
(过饱和空位的消失)

{ 迁移至表面或晶界
与间隙原子复合
与位错交互作用
聚集成空位片 崩塌

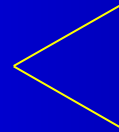
表现 $\rho \downarrow$

2. 中温回复

位错滑移—一位错重新组合以及异号位错互相抵消

3. 高温回复 多边化 Polygonization

刃型位错可获得足够
能量产生攀移



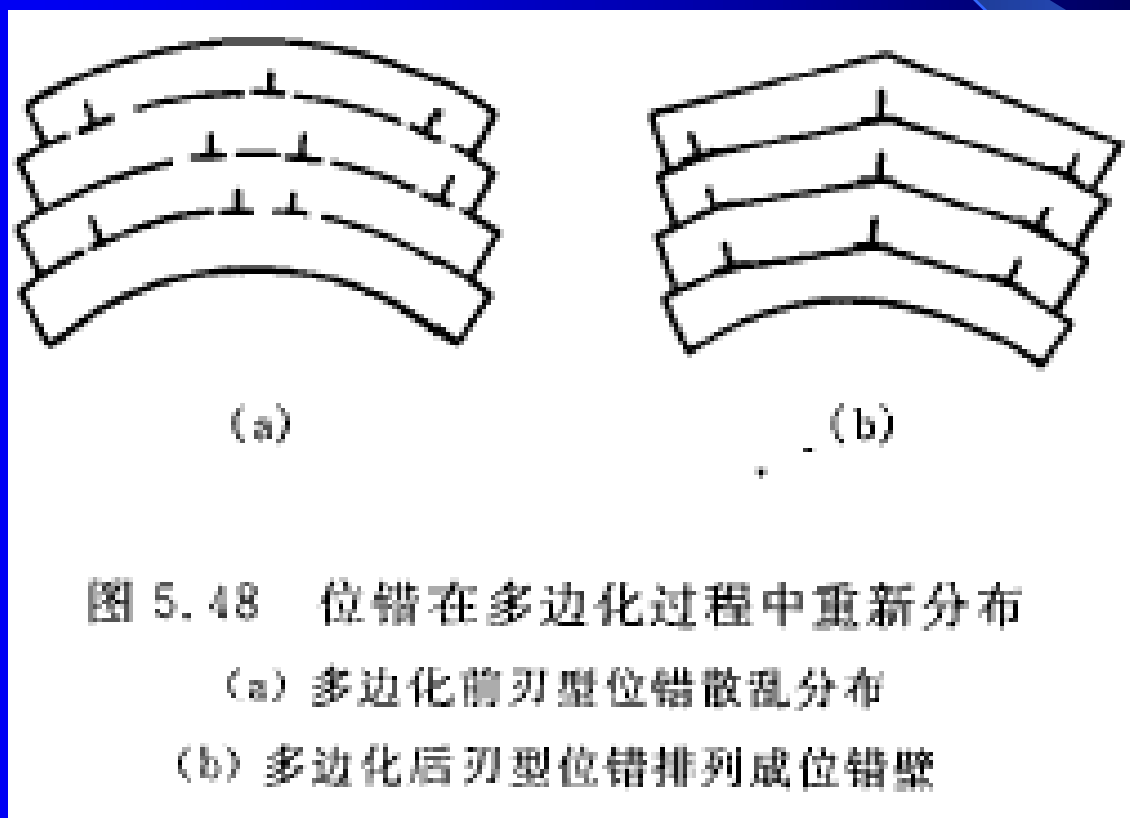
↑位错排列成墙

多边化结构

多边化产生的条件

- 1) 塑性变形使晶体点阵发生弯曲
- 2) 在滑移面上有过剩的同号刃型位错
- 3) 热激活下刃位错产生攀移运动

产生单滑移的单晶体中多边化过程最为典型
多晶体中，由于多系滑移→位错缠结→形成胞状组织，多边化不明显



※ 3. 再结晶 Recrystallization

$t^{\circ}\text{C}\uparrow$ ，在变形组织的基体上就会产生新的无畸变再结晶晶核，并逐渐长大形成等轴晶粒，从而取代变形组织，该过程就成为再结晶过程。

再结晶——无晶体结构和化学成分的变化，不属于相变。

一、再结晶的形核

再结晶的转变驱动力：

——晶体的弹性畸变能

可预料晶核必然产生于高畸变能区域：

大角度晶界、相界面、孪晶或滑移带界面上

再结晶的形核机制

1. 晶界弓出形核

变形量较小 ($<20\%$) 多晶体, 其再结晶核心往往以晶界弓出方式形成或称应变导致的晶界迁移, 凸出形核方式形成。

变形度较小时, 多晶粒间变形不均匀性而导致多晶粒内位错密度不同。为了降低系统的自由能, 再结晶时, 通过晶界迁移原来平直的晶界会向位错密度大的晶粒内凸出, 在其

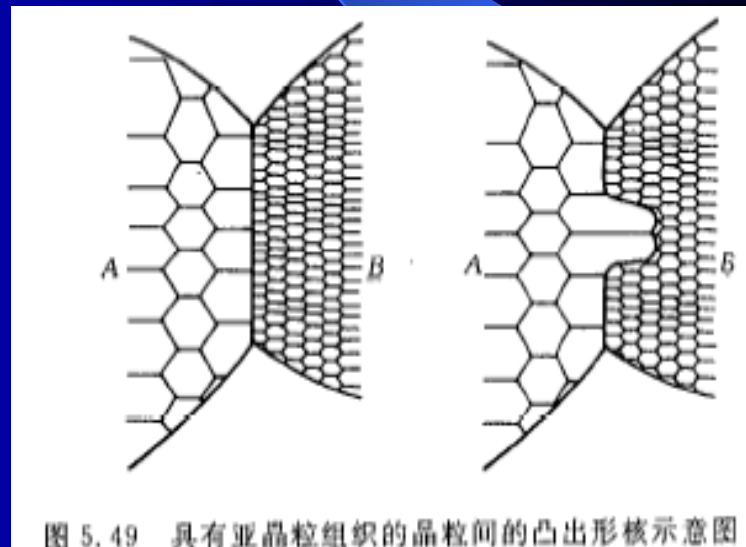


图 5.49 具有亚晶粒组织的晶粒间的凸出形核示意图

前沿扫过的区域内通过吞食畸变亚晶的方式形成无畸变的再结晶晶核。

晶核的临界尺寸可作如下估算

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

ΔG

形核时单位体积引起总的自由能变化

E_s

单位体积储存的应变能

γ

界面表面能

dA

弓出的表面积

dV

弓出的晶界由位置 I — II 时扫过的体积

若界面为一球面其半径为 r ，则 $dA/dV=2/r$ ，则上式可改写为

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

由于弓出形核的能量条件为 $\Delta G < 0$
即

$$E_s \geq \frac{2\gamma}{r}$$

若弓出部分两端距离为 $2L$

则 $r = L / \sin\alpha$

当 $\alpha = \pi/2$ 时， $L = r_{min}$

$\therefore L_c = 2\gamma / E_s$

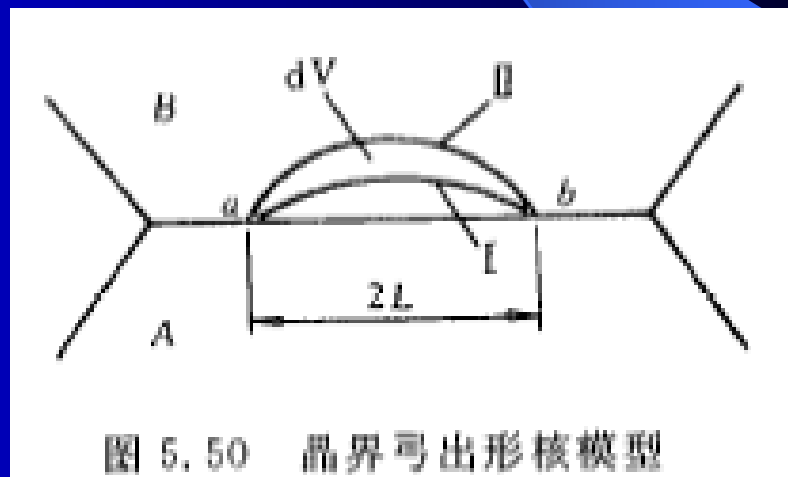


图 5.50 晶界弓出形核模型

2. 亚晶形核

当变形度较大 ($>20\%$) 时, 形成位错缠结组成的胞状结构^{加热}→多边形化→亚晶, 借助亚晶作为再结晶的核心, 其形核机制为:

1) 亚晶的迁移机制

通过亚晶界的移动, 吞并相邻的形变基体和亚晶而生长

2) 亚晶合并机制

通过两亚晶之间亚晶界的消失, 使两相邻亚晶合并而生长

↑
位错网络解离、拆散以及位错的攀移与滑移

亚晶无论以那种方式生长，包围着它的一部分亚晶界的位向差必然会越来越大，最后构成了大角度晶界。大角度晶界一旦形成，由于它较亚晶界具有大的多的迁移率，故可以迅速移动，而在其后留下无畸变的晶体——再结晶核心。

二、再结晶动力学

Recrystallization Kinetics

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp\left(-\frac{Q_N}{RT}\right)$$

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{Q_G}{RT}\right)$$

再结晶过程是通过无畸变新晶粒的形核和长大而进行的，故再结晶的动力学决定于 \dot{N} 和 G 。

实验：不同 T ，以纵坐标表示再结晶的体积分数 φ_R
以横坐标表示再结晶的时间 t

恒温动力学曲线

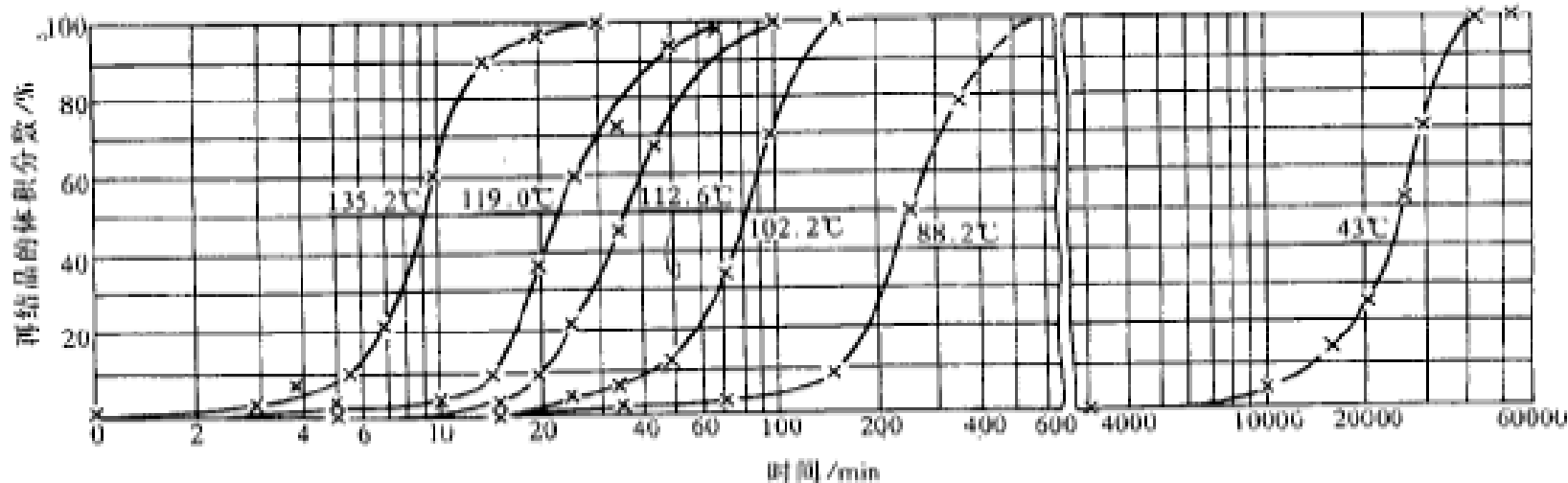


图 5.52 经 98% 冷轧的纯铜 (质量分数 w_{Cu} 为 99.999%) 在不同温度下的等温再结晶曲线

1) 不同 T ，不同变形度，曲线不同，但有“S”特征

2) 发生再结晶，需要一段孕育期 incubation period ($T \uparrow$, $t_{\text{孕}} \downarrow$)

3) 开始再结晶时，转变量速率 $V_{\text{转}}$ 很低，
随着转变量 \uparrow , $V_{\text{转}} \uparrow$,
至50%时, $V_{\text{转}} \longrightarrow V_{\text{转max}}$
转变量进一步 \uparrow $V_{\text{转}} \downarrow$

- Johnson&Mehl :

- 假定 { 均匀形核
晶核为球形
 \dot{N} 和 G 不随 t 而改变

推导出恒温下经过 t 时间后，再结晶体积分数为：

$$\varphi_R = 1 - \exp\left(-\frac{\pi \dot{N} G^3 t^4}{3}\right)$$

即所谓J—M 方程

但实际 \dot{N} 是随 $t \uparrow$ 而呈指数关系 \downarrow ，并非 Const，故 J-M 方程应修正，通常采用 Avrami 方程来描述再结晶过程比较合适，即：

$$\varphi_R = 1 - \exp(-Bt^K)$$

B、K 均为常数，再结晶为三维时， $K=3-4$

二维 $K=2-3$

一维 $K=1-2$

$$\ln \frac{1}{1 - \varphi_R} = Bt^K$$

取双对数

$$\lg \ln \frac{1}{1 - \varphi_R} = \lg B + K \lg t$$

截距

斜率

作

$$\lg \ln \frac{1}{1 - \varphi_R} - \lg t$$

关系图（线性关系图）

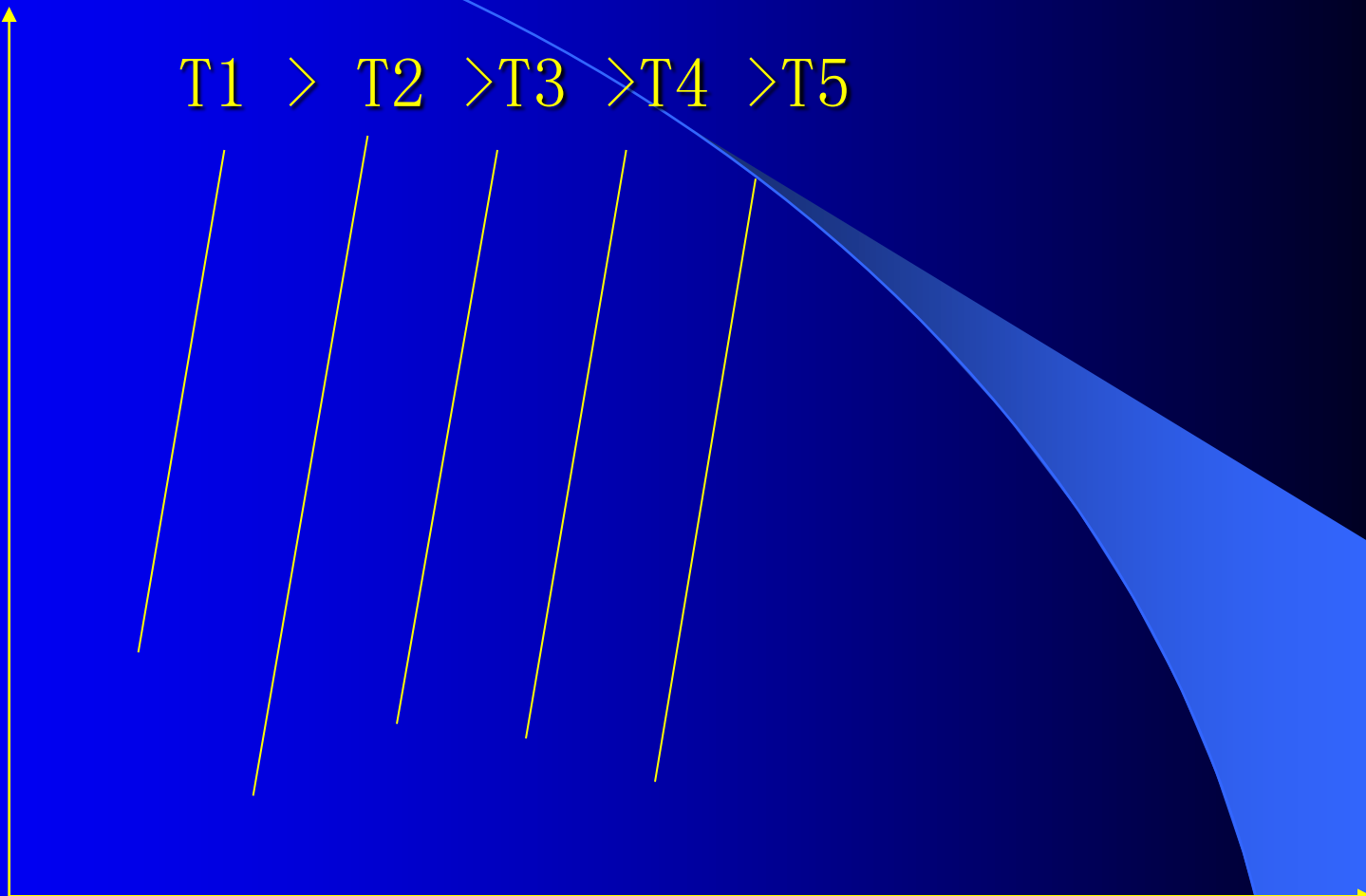
此分析结果与试验结果完全吻合，且发现在一定温度范围内，**K**不随**T**而变

不同**T**下，各直线基本平行，**B**则随**T**不同而变

$170^{\circ}\text{C} > 139^{\circ}\text{C} > 125^{\circ}\text{C}$

$$\lg \ln \frac{1}{1 - \varphi_R}$$

$T_1 > T_2 > T_3 > T_4 > T_5$



$\lg t$

再结晶是一热激活过程， \dot{N} 和G均符合Arrhenius方程，因此等温温度T对再结晶速率V的影响可用

$$V = Ae^{-Q/RT}$$

表示之

而再结晶速率V和产生某一体积分数 ϕ_R 所需要的时间t成反比，（ $V \propto 1/t$ ）

$$\therefore \frac{1}{t} = A'e^{-Q/RT} \quad \ln \frac{1}{t} = \ln A' - \frac{Q}{R} \cdot \frac{1}{T}$$

$$\frac{1}{T} = \frac{2.3R}{Q} \lg A' + \frac{2.3}{Q} \lg t \quad (2.3 \lg x = \ln x)$$

作 $1/T$ -- $\lg t$ 图

即可求得 Q （再结晶的激活能）

在两个不同的恒定温度 T_1 、 T_2 产生同样程度的再结晶时可得

$$\frac{t_1}{t_2} = e^{-\frac{Q}{R}(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1})}$$

三、再结晶温度

Recrystallization temperature

冷变形材料开始进行再结晶的最低温度称为再结晶温度，它可以用不同的方法来测定。

- 1) 金相法：从显微镜中观察到第一个新晶粒或者晶界因凸起形核而出现锯齿状边缘的退火温度为 T_R 。
- 2) 硬度法：以硬度—退火温度曲线上硬度开始显著降低的温度定为 T_R ，有时也将该曲线上软化50%的退火温度定为 T_R 。

应指出， T_R 并不是一个物理常数，它随变形程度，纯度，及退火时间而变

工业生产中，通常以经过大变形量(>70%)的冷变形金属，经一小时退火能完全再结晶或再结晶体积分数>95%的最低退火温度定为 T_R 。

$T_R \uparrow$ ， $V_R \uparrow$ ，达到一定再结晶体积分数所需时间必愈短

根据Johnson和Mehl 方程式，令 $R=0.95$ ，则可求出完成95%再结晶所需时间为

$$\tau_{0.95} = \left(\frac{2.86}{\dot{N}G^3} \right)^{1/4}$$

由于 \dot{N} 、 G 随 $t^{\circ}\text{C} \uparrow$ 而 \uparrow 即为温度的函数，故可根据各 $t^{\circ}\text{C}$ 下的 \dot{N} 、 $\dot{N}G$ 值建立 $t^{\circ}\text{C}$ 与 $\tau_{0.95}$ 关系，于是，一小时内能完成再结晶的温度 T_R 即可确定。

对工业纯金属经大变形后，若完成再结晶的为0.5-1小时

则 $T_R \approx (0.35-0.4) T_m$

四、影响再结晶的主要因素

凡是影响 \dot{N} 和 G 的因素均将反映再结晶动力学曲线变化

- 1. 在给定温度下发生再结晶需要一个最小变形量，这就是临界变形度（Critical deformation degree）。低于此变形度，不能再结晶。
- 2. $\psi \% \downarrow$ ，开始 $T_R \uparrow$ ，当 $t^\circ\text{C}$ 一定，
 $\psi \% \uparrow$ ， $T_R \downarrow$
- 3. 再结晶后的晶粒大小主要取决于变形度 $\psi \% \uparrow$ ，再结晶的晶粒 \downarrow 。

- 4. 微量杂质元素可明显地升高 T_R 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（ $>1\mu\text{m}$ ）且间距较宽时，再结晶核心能在其表面产生；当第二相尺寸很小又较密集时，则会阻碍再结晶的进行。
- 6. 原始晶粒愈细或者退火时间增加都会 $T_R \downarrow$ 。

五、再结晶晶粒长大

经再结晶后形成的晶粒，通常呈等轴状，其大小受多种因素的影响，主要有：

变形度：临界变形度， $\psi\%$ \uparrow 晶粒 \downarrow

退火温度： $t^{\circ}\text{C}$ \uparrow 晶粒 \uparrow 临界变形度 \downarrow

化学成分和杂质：凡延缓再结晶及阻碍晶粒长大的合金元素、杂质，有利于得到细晶

原始晶粒度：原始晶粒度 $\downarrow \rightarrow$ 晶界总面积 $\uparrow \rightarrow$
 $\rightarrow \dot{N} \uparrow \rightarrow$ 再结晶晶粒 \downarrow

加热速度： $V_{\text{加}}$ \uparrow 可获得细小再结晶晶粒

再结晶后晶粒的平均直径d

与 $\frac{\tau}{N}$ 、 G 存在以下关系：

$$d = k(G / \dot{N})^{1/4}$$

k为常数

故 G / \dot{N} 愈小，则再结晶后晶粒愈细小。

※ 4、再结晶后晶粒的长大

Grain growth after Recrystallization

冷变形材料在完成再结晶后继续加热时会发生晶粒长大

再结晶晶粒长大 { 正常长大
 异常长大——二次再结晶

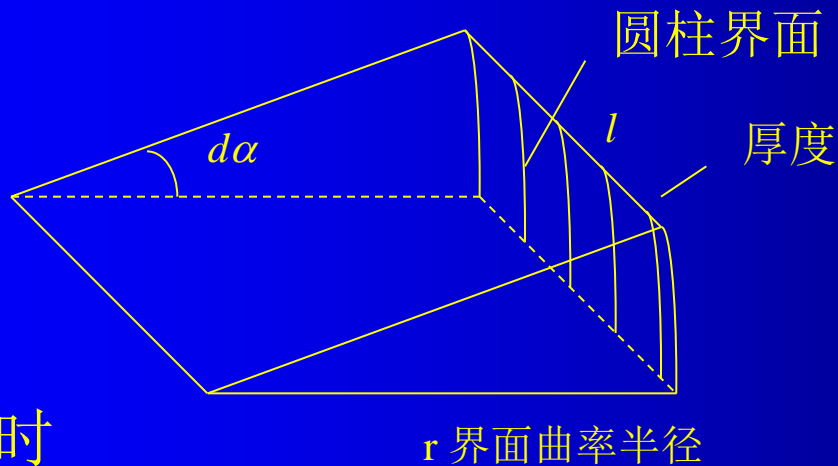
Secondary recrystallization

一、晶粒的正常长大 Normal Grain Growth

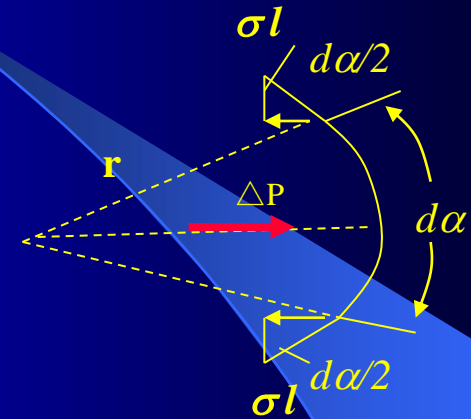
1. 晶界移动的驱动力

再结晶完成后，晶粒长大是一自发过程，因为它总是力图使界面自由能变小，所以晶粒长大的驱动力是来自晶界移动后体系总的自由能的降低。就个别晶粒长大的微观过程而言，晶粒界面的不同曲率是造成晶界迁移的直接原因，实际上，晶粒长大时，晶界总是向着曲率中心的方向移动。

模型：晶面曲率为什么成为晶界面移动的动力？



平衡时



$$2\sigma l \sin\left(\frac{d\alpha}{2}\right) = \Delta P l r d\alpha$$

σ : 界面张力

ΔP : 界面两侧压力差，凹侧所存在的压应力 > 凸侧压力

当 $d\alpha$ 很小时,

$$\sin\left(\frac{d\alpha}{2}\right) \approx \frac{d\alpha}{2}$$

$$\Delta P = \frac{\sigma}{r}$$

对非圆柱面可改写为

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

(\because 任一段曲率界面, 可通过其法线的两个相互垂直平面上的两个主曲率半径 r_1 和 r_2 来表示)

若界面为球面时, 则 $r_1=r_2=r$ 则

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{r}$$

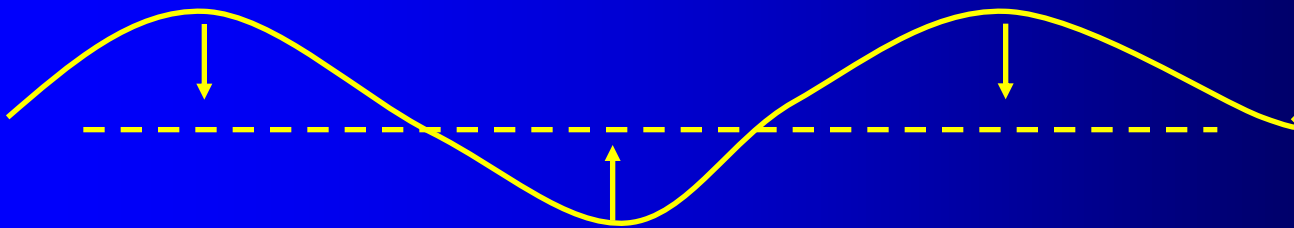
当 σ 一定时, $r \downarrow$ 则 $\Delta P \uparrow$

\therefore 晶粒长大过程就是 “大吃小” 和凹面变平的过程

实践表明，当晶界移动的驱动力单纯来自晶界能时，晶界的移动速度 V 与晶界移动驱动力 ΔP 成正比。

$$v = m\Delta P = m\sigma\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

m 为比例常数 称晶界的迁移率



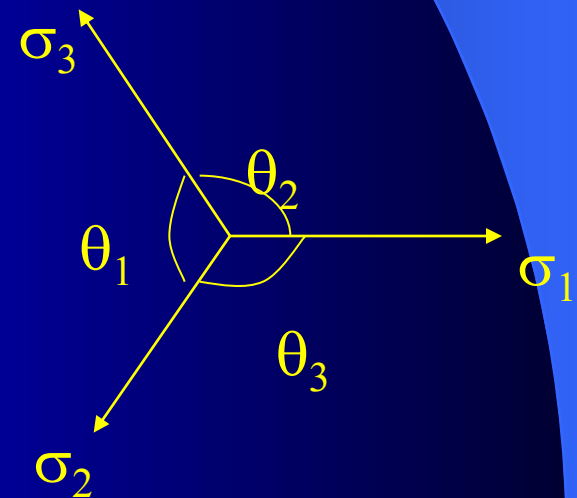
2.晶粒的稳定形状

为了降低界面能 → 晶粒长大 → 晶粒不断平直化

向其曲率中心方向迁移 晶粒趋向稳定形状

第三章 晶界一节曾指出 三晶粒交合处各晶界的表面张力与晶界角存在下述平衡关系:

$$\frac{\sigma_1}{\sin \theta_1} = \frac{\sigma_2}{\sin \theta_2} = \frac{\sigma_3}{\sin \theta_3}$$



由于再结晶后的晶界属于大角度晶界，其界面张力与两侧晶粒位向无关，

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$$

因此 $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 120^\circ$

二维晶粒稳定形状的平衡条件：

晶界为平直线

晶界夹角为 120° 的六边形，该形状晶粒若继续加热时，不再发生晶界迁移而处于稳定状态，因三晶界交会点的任何移动都会增加晶界的总长度——总晶界能 ↗

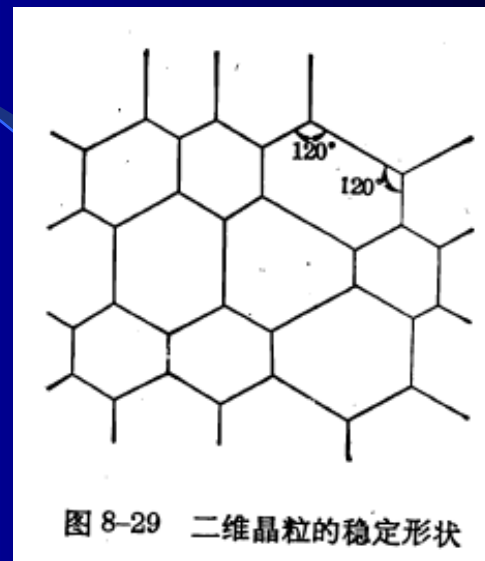
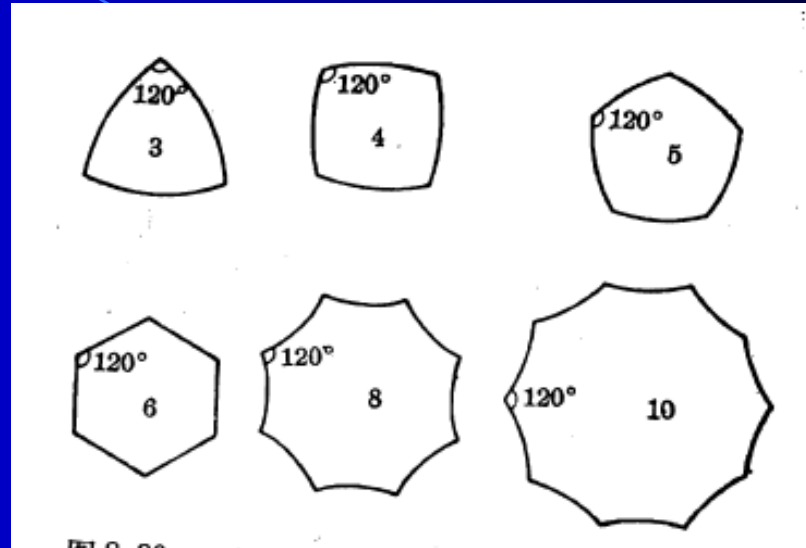


图 8-29 二维晶粒的稳定形状

若二维晶粒不是六边形，为了使晶粒的各顶角形成 120° 的夹角：

1. 边数小于6的晶粒，
其晶界向外弯曲的

2. 边数大于6的晶粒，
其晶界向内弯曲的



这样，由于高温下弯曲的晶界在晶界能的驱动下会移动其曲率中心趋于平直

1. 边数 <6 ，即尺寸较小晶粒，必然逐渐缩小而最终消失
2. 边数 >6 ，即尺寸较大晶粒，必然存在长大倾向

为了在三维情况下实现平衡，多晶体晶粒在平衡状态下最稳定形状是十四面体。

3. 晶粒长大速度

正常晶粒长大时，晶界的平均移动速度 \bar{V} 为

$$\bar{V} = \bar{m} \Delta \bar{P} = \bar{m} \cdot \frac{2\sigma}{\bar{r}} \approx \frac{d \bar{D}}{dt}$$

\bar{m} : 晶界平均迁移率

$\Delta \bar{P}$: 晶界平均驱动力

\bar{r} : 晶界平均曲率半径

$d \bar{D}$: 晶粒平均直径的增大速度

对于大致均匀晶粒而言, $2\bar{r} = \bar{D}$, \bar{m} 和 σ 在一定温度下均可看作常数, 因此

$$K \cdot \frac{1}{\bar{D}} = \frac{d\bar{D}}{dt}$$

积分 $\bar{D}_1^2 - \bar{D}_0^2 = K't$ K, K' 为常数

若 $\bar{D}_t \gg \bar{D}_0$ 则有 $\bar{D}_t^2 = K't$ 或 $\bar{D}_t = Ct^{1/2}$

这表明恒温下发生正常晶粒长大时, 平均晶粒直径随保温时间的平方根而增大

更常见的情况下, $\bar{D}_t = Kt^n$, $n < 1/2$ 因存在晶界移动和阻碍晶粒长大诸因素

归纳晶界迁移的规律性有如下几点：

1. 为降低表面能，弯曲的晶界总是趋向于平直化，即晶界向曲率中心移动以减小表面积；
2. 当三个晶粒的晶界夹角不等于 120° 时，晶界总是向角度较锐的晶粒方向移动，力图使其夹角趋向于 120° ；
3. 在二维坐标中，
晶界边数 <6 的晶粒（晶界向外凹出）
必然逐步缩小，甚至消失
晶界边数 >6 的晶粒（晶界向内凹进）必然逐步长大
晶界边数 $=6$ 晶界平直，且夹角 $=120^\circ$ ，
处于平衡状态不再移动
4. 晶界迁移速度将随晶界曲率半径增大而减小，且随时间而改变

4. 影响晶粒长大的因素

Several important factors on grain growth

1) 温度 由于晶界迁移与原子的热激活有关, 其中晶界的平均迁移速率 \bar{m} 与 $e^{-Q_m / RT}$ 成正比

(Q_m 为晶界迁移的激活能)

$$\frac{d\bar{D}}{dt} = K_1 \cdot \frac{1}{\bar{D}} e^{-Q_m / RT}$$

$$K = K_1 e^{-Q_m / RT}$$

积分得

$$\bar{D}_t^2 - \bar{D}_0^2 = K_2 e^{-Q_m / RT} \cdot t$$

$$\lg\left(\frac{\bar{D}_t^2 - \bar{D}_0^2}{t}\right) = \lg K_2 - Q_m / 2.3RT$$

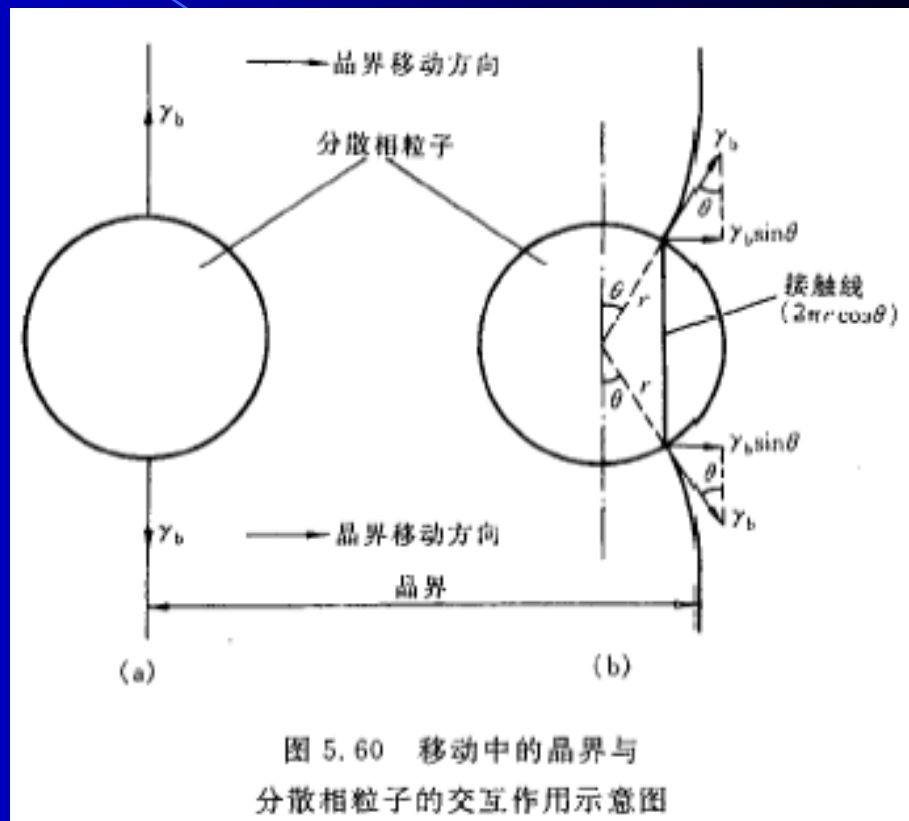
2) 可溶解的杂质或合金元素

溶解原子都能阻碍晶界移动，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上的溶质原子会降低晶界的界面能，能拖住晶界使之不易移动

3) 不溶解的第二相

弥散的第二相质点对于阻碍晶界移动起着重要的作用。当运动的晶界迁移到第二相质点

(设为球形)时，第二相质点对晶界的移动产生一阻力，拖住晶界使之不向前移动，如果此时处于平衡状态，则阻力 F 的大小必须等于总张力在 \perp 方向的分力



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

接触周界

晶界能

当 $\theta=45^\circ$ 时，此约束力为极大值： $F_{\max} = \pi r \gamma_b$

实际上晶界迁移能力及其所决定的晶粒长大速度，不仅与分散相粒子的尺寸有关，而且与第二相颗粒的弥散度密切相关。

假定弥散相在晶体中呈均匀分布，单位体积晶体中存在着 N 个粒子，当单位面积的晶界移动 $2r$ 距离时，切过体积为 $2r \times 1$ ，必然会切过 $2rN$ 个第二相质点

∴ 单位面积晶界上各粒子对晶界移动所施加的总约束力

$$F'_{\max} = F_{\max} \cdot 2rN = 2\pi r^2 N \gamma_b$$

因单位体积晶体中分散相粒子所占体积分数为：

$$\varphi = \frac{4}{3} \pi r^3 N$$

$$F'_{\max} = 2\pi r^2 N \gamma_b = \frac{3}{2} \cdot \frac{\varphi \gamma_b}{r}$$

而晶界移动的驱动力

$$\Delta P = \frac{2\gamma_b}{\bar{D}}$$

当 $F'_{\max} = \Delta P$ 时，正常晶粒长大就停止，此时晶粒平均直径成为极限的晶粒平均直径 (D_{\lim})

∴

$$\frac{2\gamma_b}{D_{\lim}^-} = \frac{3}{2} \frac{\varphi \gamma_b}{r}$$

$$D_{\lim}^- = \frac{4r}{3\varphi}$$

- 4) 晶粒间的位向差 晶界的界面能决定于相邻晶粒间的位相差。小角度晶界的界面能小于大角度晶界的，而驱使界面移动的力又与界面能成正比。因此，前者的迁移速度要小于后者。
- 5) 热蚀沟 金属在高温下长时间加热，晶界与金属表面相交处会产生热蚀沟（为了达到表面张力互相平衡，通过表面扩散而产生）它存在也影响晶粒长大。

二、晶粒的异常长大——二次再结晶 Secondary Recrystallization

晶粒的异常长大又称不连续晶粒长大或二次再结晶，是一种特殊的晶粒长大现象，通常发生于一次再结晶后经正常晶粒长大的基体中。其特点为少数晶粒迅速长大，使晶粒之间的尺寸差别显著增大，直到这些迅速长大的晶粒完全接触为止。

二次再结晶过程有以下特征：

1. 二次再结晶的驱动力是来自界面能或表面能的降低，而不是来自应变能，所以它比一次再结晶的驱动力要小的多。
2. 二次再结晶并不需要重新形核，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，严格说它是特殊条件下的晶粒长大过程，而非再结晶。
3. 只有正常晶粒长大受阻的情况才产生二次再结晶，阻碍正常晶粒长大的主要因素有
 - a) 含有适量夹杂物
 - b) 具有强烈的一次再结晶组织。

4. 二次再结晶的动力学类似于一次再结晶的动力学，也有一孕育期
5. 二次再结晶完成时也产生明显的织构，但它与一次的不同
6. 必须超过一最低温度进行退火时才会发生二次再结晶。通常最大的晶粒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。

二次再结晶机制

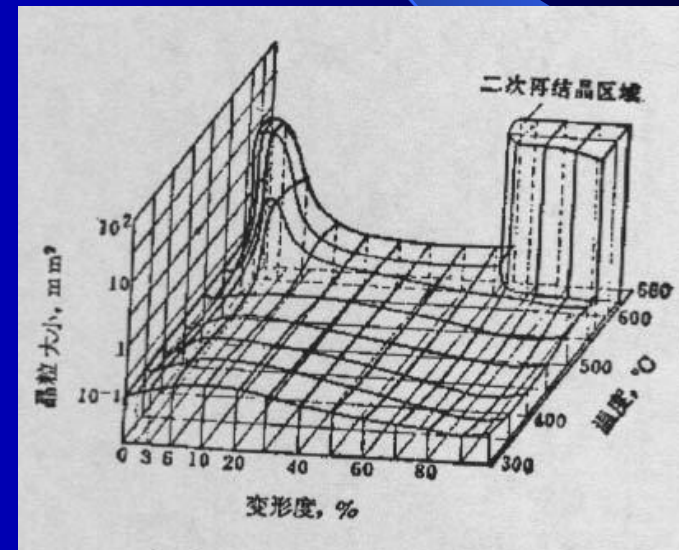
- 二次再结晶形成的大晶粒在长大到某一临界尺寸后便迅速长大，这一点不难解释，因为在初次再结晶的各晶粒中，达到临界晶体尺寸的晶粒必超过它周围的晶粒，由于大晶粒的晶界总是凹向外侧的，因而晶界总是向外迁移而扩大，结果它就愈长愈大。形成二次再结晶。
- 至于大晶粒是怎样长到临界尺寸的，一般认为，初次再结晶后，大多数晶粒具有明显的织构，但也有一些晶粒具有与这个织构不同位向，其中更有少数具有特殊的位向，使其晶界的迁移率较高，因而能够长大到临界直径，另一方面，要发生二次再结晶，还必须有一种阻碍晶粒正常长大的因素存在，如第二相质点，一次再结晶织构，热蚀沟等，只有正常晶粒长大进行得很慢时，二次再结晶才能发生。

5. 再结晶退火后得组织

一、再结晶退火后的晶粒大小 Grain Size

取决于 { 预先变形程度: $\Psi\%$ / 退火温度: $t^{\circ}\text{C}$ / 退火后晶粒 / 晶粒

若将变形量，退火温度和再结晶的晶粒大小三者综合于三维图上，即得静态再结晶图 在临界变形量下和二次再结晶阶段出现两个粗大晶粒



工业纯铝再结晶

It may be used for the preparation for perfect strain-free single crystals.

二、再结晶组织 Recrystallization Textures

冷变形金属在再结晶过程中形成的组织称再结晶组织。它与退火组织不同，因不发生再结晶的回复退火也能形成基本上与变形组织相同的退火组织。

再结晶组织与原变形组织之间的关系存在一下情况：

- a) 晶粒取向保持与原有组织一致
- b) 原有组织消失而代之以新的组织
- c) 原有组织消失不再形成新的组织。

再结晶组织的形成机制

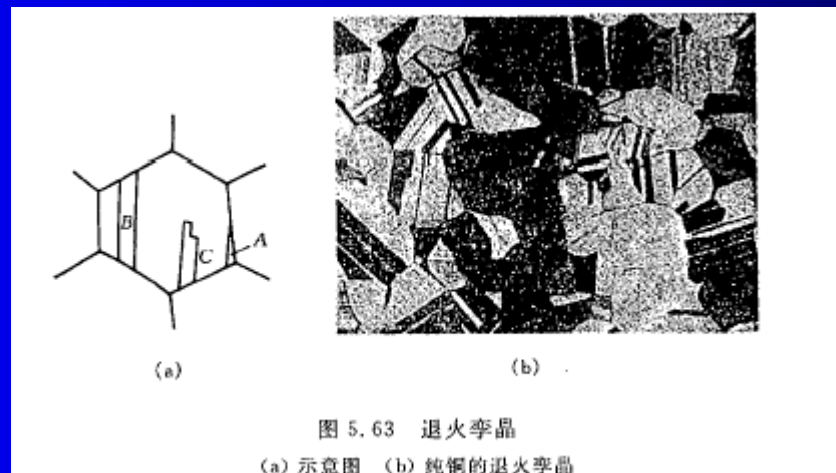
- 定向形核理论 Oriented Nucleation Theory
- 当变形量较大并产生变形组织时，因各亚晶的位向相近，而使再结晶形核具有择优取向^{长大}→再结晶组织（与原变形组织位向一致）

2) 定向生长理论 Oriented Growth Theory

- 认为再结晶的晶粒取向大都是无规则的，只有某些具有特殊位向的晶核才可能迅速向变形基体中长大——再结晶组织。因晶界的移动速度取决晶界两侧晶粒间的位相差，当基体存在变形组织时，其中大多数晶粒取向是相近的，晶粒不易长大，而某些与变形组织呈特殊位向关系的再结晶晶核，其晶界则具有很高的迁移速度。故发生择优生长，并通过逐渐吞食其周围变形基体达到互相接触，形成与原变形组织取向不同的再结晶组织。

三、退火孪晶 Annealing Twins

- f. c. c. 结构的Cu及Cu合金，不锈钢在再结晶退火组织中，常在其晶粒内部出现片状孪晶——退火孪晶
- 形成退火孪晶时，在(111)密排面上发生层错
- 退火孪晶的形成机制：晶粒生长过程中形成
- 当孪晶界面能 \ll 大角度晶界能时，退火孪晶主要与其层错能较低有关



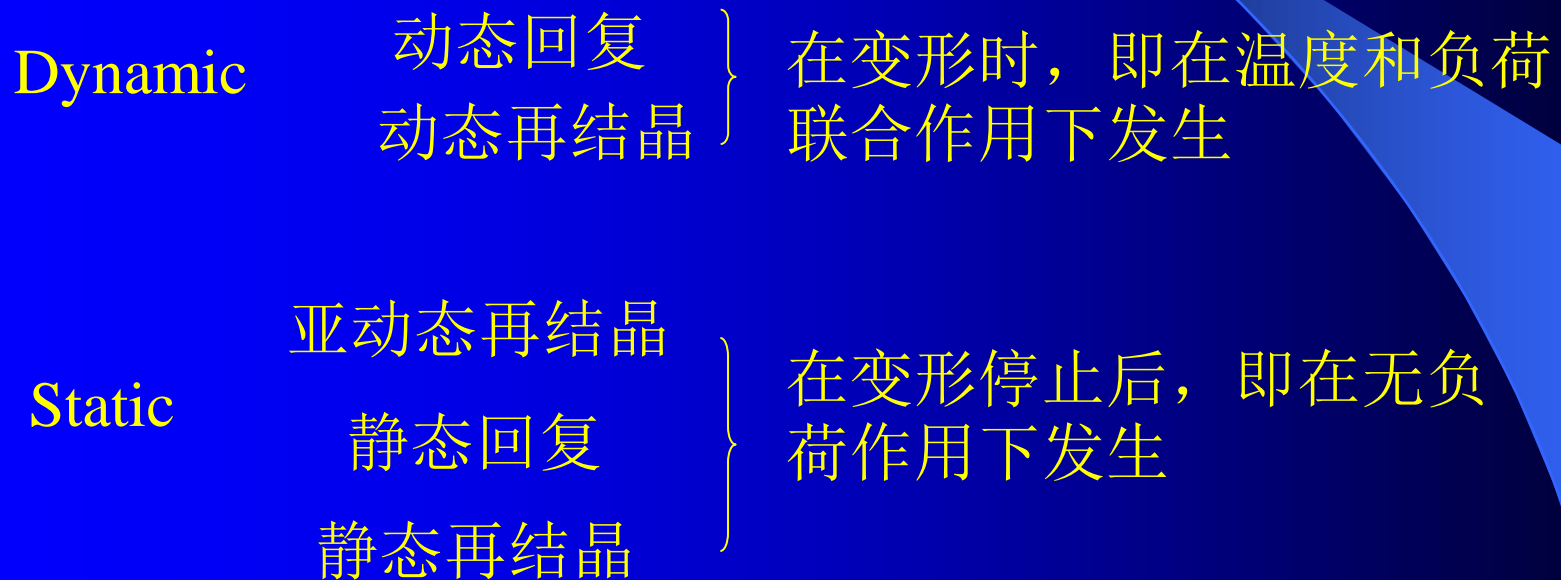
※ 6. 材料的热加工

hot working processes of materials

- 通常把在再结晶温度以上的加工成为 “热加工”
- 在再结晶温度以下又不加热的加工称为 “冷加工” Cold working Process
- 为减小变形抗力和加工动力能耗，其加热温度大多控制在固相线以下100-200℃范围内。
- 再结晶温度是区分冷、热加工的分界线
- 此外还有“温加工”其加工温度低于再结晶温度，但高于室温

- 前面已谈及，冷加工所引起的加工硬化可通过退火使之发生回复、再结晶等软化过程来加以消除。
- 热加工时由于温度很高，在变形的同时就会发生回复和再结晶，因此，硬化过程与软化过程是同时进行的。

- 热加工的回复和再结晶过程比较复杂，按其特征不同，可分为



- 其中静态回复、静态再结晶 的变化规律与上述讨论一致，不过它们是利用热加工余热来进行，而不需要重新加热。
- 热加工后材料组织和性能取决于软化作用与强化作用互相抵消的程度。

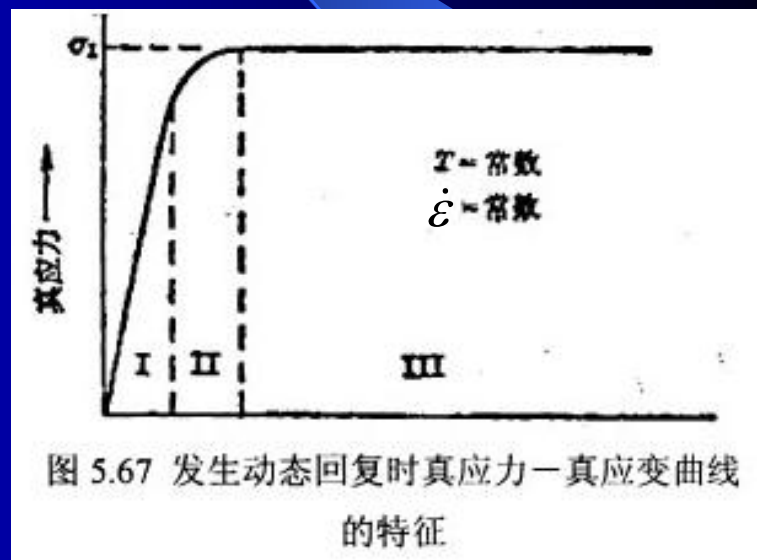
一、动态回复和动态再结晶

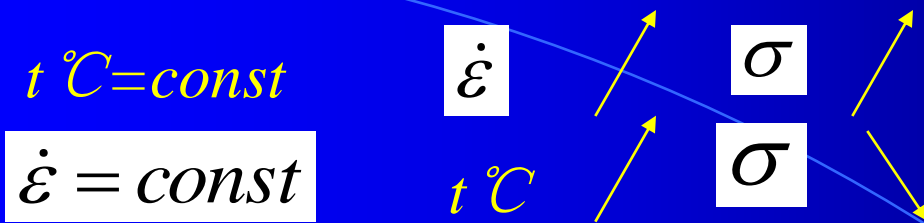
Dynamic recovery and dynamic recrystallization

1. 动态回复 Dynamic Recovery

1) 动态回复时的应力应变曲线特征
应力—应变曲线分为三个阶段：

- I——微变形阶段：应力增大很快，总变形量 $<1\%$
- II——均匀应变阶段：斜率逐渐下降，材料开始均匀塑性变形，并发生加工硬化，同时出现动态回复。
- III——稳态流变阶段：加工硬化与动态回复作用近于平衡，出现应力不随应变而增高的稳定状态，稳态流变的应力受 $t^{\circ}\text{C}$ 和 $\dot{\epsilon}$ 影响很大





2) 动态回复机制：随着应变变量 \nearrow ，位错通过增殖, 其密度 \nearrow ，开始形成位错缠结与胞状结构，但由于所处温度较高，通过以下途径：

- 刃型位错的攀移
- 螺形位错的交滑移
- 位错缠结的脱钉
- 新滑移面上异号位错相迁而发生抵消

当位错的增殖速率和消失速率达到平衡时，因而不发生硬化，曲线转为水平的稳定流变阶段

3) 动态回复时的组织结构

晶粒沿变形方向伸长呈纤维状，但晶体内部却保持等轴亚晶无应变的结构，动态回复所形成的亚晶，其完整程度，尺寸大小及相邻亚晶间的位相差，主要取决于变形温度和应变速率：

$$d^{-1} = a + b \lg z$$

d : 平均直径 a 、 b 常数 z 用温度修正过的应变率

$$z = \dot{\varepsilon} \exp(Q / RT)$$

2. 动态再结晶 Dynamic Recrystallization

1) 动态再结晶时的应力—应变曲线 特征也分三个阶段

I —— 微应变加工硬化阶段，应力随应变增加而迅速↑

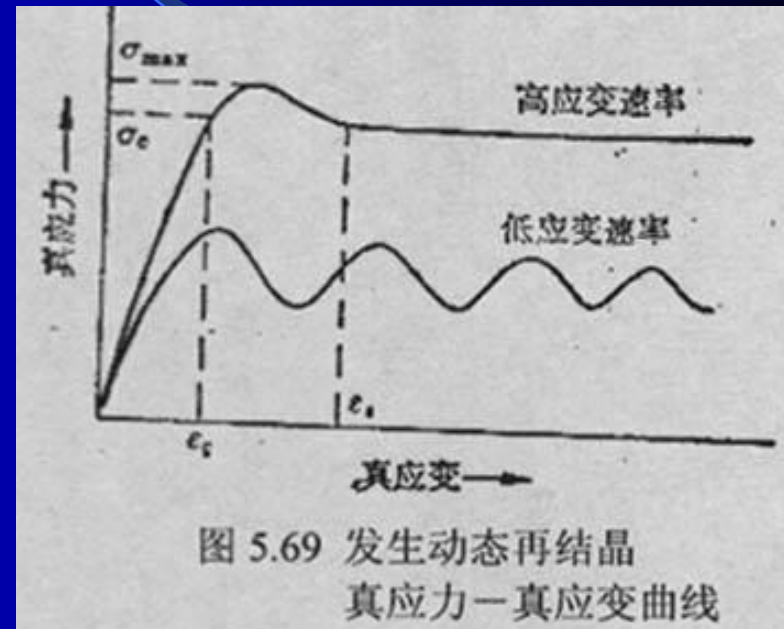
$\varepsilon < \varepsilon_c$ → 开始发生动态再结晶的临界变形量
对应的临界应力为 σ_c

II —— 动态再结晶开始阶段，但此时加工硬化仍占主导地位

$\varepsilon > \varepsilon_c$

III —— 稳态流变阶段，加工硬化与动态再结晶软化达到动平衡

$\varepsilon > \varepsilon_s$ (发生均匀变形的应变量)



在低 $\dot{\epsilon}$ 时，稳态流变曲线出现波动，主要与变形引起的加工硬化和动态再结晶所产生的软化交替作用以及周期性变化有关。

- 当 $t^{\circ}\text{C} = \text{const}$ 随 $\dot{\epsilon}$ \nearrow 曲线向上、向右移动
 σ_{\max} 所对应的 ϵ
- 当 $\dot{\epsilon} = \text{const}$ 随 $t^{\circ}\text{C}$ \nearrow 曲线向下、左移动
 σ_{\max} 所对应的 ϵ

2) 动态再结晶的机制

- 动态再结晶也是通过形核与长大完成的。
- 形核方式与 $\dot{\varepsilon}$ 及由此引起位错组态变化有关：
 - 当 $\dot{\varepsilon}$ 较低时，通过原晶界弓出机制形核
 - 当 $\dot{\varepsilon}$ 较高时，通过亚晶合并的长大方式进行

3) 动态再结晶的组织结构

- 在稳态变形期间，晶粒是等轴的，晶界呈锯齿状晶粒内还会包含着被位错缠结所分割的亚晶粒。这与退火时静态再结晶所产生的位错密度很低的晶粒显然不同，故同样晶粒大小的动态再结晶组织的强度和硬度要比静态再结晶的高。
- 动态再结晶后的晶粒大小与流变应力成反比，另外，应变速率越低，变形温度越高，则动态再结晶后的晶粒越大且越完整。

•

ε

- 因此控制 ε 、 $t^{\circ}\text{C}$ 、每道次变形的应变量、间隔时间以及冷却速度等就可以调整热加工材料的晶粒和强度。
- 此外，溶质原子常阻碍动态回复，而有利于动态再结晶的发生，在热加工时形成弥散分布的沉淀物，能稳定亚晶粒，阻碍晶界移动，减缓动态再结晶的进行，有利于获得细小的晶粒。

二、超塑性 Superplasticity

- 当金属材料的延伸率达到(500-2000%)或更高则称该材料具有超塑性，实现超塑性的条件：
 - 具有细小等轴晶粒的两相组织，晶粒直径 $<10\mu\text{m}$ ，而且在超塑性形变过程中不显著长大；
 - 超塑性形变要求在一定温度范围内，一般为 $0.5-0.65T_m$ ；
 - $\dot{\varepsilon}$ 应较小，通常在 $0.01-0.0001\text{S}^{-1}$ 范围内

- 金属之所以能显示超塑性是因为：

$$\sigma = K \dot{\varepsilon}^m$$

m 为应变速率敏感系数

室温一般金属材料 $m=0.01-0.04$

m 可以从

$$\lg \sigma - \lg \dot{\varepsilon}$$

图中求得：

$$m = \left(\frac{\partial \lg \sigma}{\partial \lg \dot{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon, T} \approx \frac{\Delta \lg \sigma}{\Delta \lg \dot{\varepsilon}} = \frac{\lg \sigma_2 - \lg \sigma_1}{\lg \dot{\varepsilon}_2 - \lg \dot{\varepsilon}_1} = \frac{\lg \sigma_2 / \sigma_1}{\lg \dot{\varepsilon}_2 / \dot{\varepsilon}_1}$$

- 关于超塑性变形的本质，多数观点认为由晶界的滑动与晶粒的转动所致，它没有晶粒的伸长变形。
- 获得细晶粒的方法：
 - a) 共晶合金：经热变形共晶组织发生再结晶获得
 - b) 共析合金：经热变形或淬火后获得
 - c) 析出型合金：经热变形或降温热变形时析出。

- 超塑形变的组织结构变化具有下列特征：
 - (1) 超塑形变时，没有晶内滑移，也没有位错密度的增高。
 - (2) 超塑形变是在高温下长时间进行的，因此晶粒会有所长大。
 - (3) 尽管形变量很大，但晶粒形状始终保持等轴。
 - (4) 原来两相呈带状分布的合金，在超塑形变后可变为均匀分布。
 - (5) 当用冷变形和再结晶方法制取超细晶合金，如果合金具有织构，在超塑形变后织构消失。

- 超塑性的应用：

- (1) 超塑性合金在一定 $\dot{\epsilon}$ 、 $t^{\circ}\text{C}$ 下，延展性非常大，可象玻璃一样进行吹制，而且形状复杂的零件可以一次成型。
- (2) 由于在形变时无弹性变形，成型后也就没有回弹，故尺寸精度较高，光洁度好。
- (3) 对于板材冲压，可以用一个阴模利用压力或真空一次成型。
- (4) 对于大块金属也可用闭模压制，一次成型，所需设备吨位大大减小。
- (5) 因 $\dot{\epsilon}$ 低，故对模具材料要求也不高。

- 缺点：有时要求多次形变，多次热处理，才能实现超塑性。

三、热加工对材料组织、性能的影响

1. 热加工对室温力学性能的影响。

热加工不会使金属材料发生加工硬化，但能

消除铸造缺陷，将气孔、疏松焊合

改善夹杂物，脆性相的形态，大小和分布

部分消除某些偏析

将粗大柱状晶、树枝状晶变为细小、均匀的等轴晶粒

致密性 ↑
机械性能 ↑

金属热加工时通过对动态回复和动态再结晶的控制获得亚晶细化，可作为提高金属强度的有效途径

$$\sigma_s = \sigma_0 + Kd^{-P}$$

P对大多数金属为1-2

2. 组织特征

- (1) 流线:

热加工时钢中的偏析、夹杂、第二相、晶界沿变形方向延伸, 所形成的热加工显微组织, 经腐蚀后用肉眼就能看到叫做流线

- 流线使金属材料产生各向异性, 沿流线方向具有较高的力学性能.

(2) 带状组织

- 当材料为两相组织, 压延时, 两相都沿变形方向伸长, 于是在纵剖面上成为两相相间的条状组织, 如Cr12、 M_7C_3 呈条带状分布.
- 另一种是铸锭中存在偏析, 压延时偏析区沿变形方向伸长成条带状分布, 冷却时, 由于偏析区的成分不同而转变为不同的组织.
- 带状组织同样使材料机械性能产生方向性

习题:

(1) 已知单相黄铜400℃恒温下完成再结晶需要1小时, 而350℃恒温时, 则需要3小时, 试求该合金的再结晶激活能.

(2) 试求证再结晶后晶粒正常长大的极限平均直径 D_{lim} 与合金中的分散相粒子的体积分数 φ 及其半径 r 存在下式关系

$$D_{\text{lim}} = \frac{4r}{3\varphi}$$

(3) Fe-3%Si合金中含有MnS粒子时, 若其半径为0.05 μm , 体积分数为0.01, 在850℃以下退火过程中, 当基体晶粒平均直径为6 μm 时, 其正常长大即停止, 试分析其原因.

(4) 已知黄铜的 $Q_{\text{晶界}}=73.6\text{KJ/mol}$, 当 t° 升至700℃时, 试求曲率半径为0.1mm的晶界迁移速度.