

这一类电子缺陷,其中最显著的例子是掺  $\text{Li}^+$  的  $\text{NiO}$ . 纯化学当量的  $\text{NiO}$  是具有岩盐 (rock salt) 结构的绝缘体. 掺  $\text{Li}^+$  使  $\text{Ni}^{2+}$  能级形成空穴从而形成  $\text{Ni}^{3+}$ , 它和  $\text{Li}^+$  离子形成  $\text{Li}^+-\text{Ni}^{3+}$  对, 在一个  $\text{Li}^+$  离子周围可以形成 12 个等效的最近邻组态, 缺陷可以通过空穴在  $\text{Li}^+$  离子最近邻的 12 个  $\text{Ni}^{2+}$  之间迁移实现再取向, 如图 25.18 所示. 实验上已观测到, 掺 10%  $\text{Li}^+$  离子的  $\text{NiO}$  中的内耗峰, 通过变频测量, 求得激活能为 0.20 eV,  $\tau_0^{-1}$  为  $5 \times 10^{12} (\text{s}^{-1})$ , 同样的样品, 由电阻率与温度的关系, 测出激活能为 0.19 eV. 它被认为是自由空穴从一个镍离子位到它的相邻镍离子位运动的激活能, 它和弛豫激活能符合得很好. 后来, 范·豪顿等又用内耗和介电损耗方法做了进一步研究发现, 这一内耗峰随  $\text{Li}^+$  含量减小而移向低温, 如图 25.19 所示. 从图中可见,  $\text{Li}^+$  含量从 10 at% 降到 0.1 at% 时, 峰温从 120 K 移到 75 K, 激活能也从 0.20 eV 降到 0.07 eV, 同时在更低温度还发现一个新峰. 它比高温峰要大. 相应的介电测量显示出与低温弛豫内耗峰相一致的弛豫峰. 因此, 高温峰不是电激活而是应力激活的弛豫峰. 它起因于非极性缺陷例如反平行的  $\text{Li}^+-\text{Ni}^{3+}$  对而低温峰起因于简单的  $\text{Li}^+-\text{Ni}^{3+}$  对的跳变.  $\text{Li}^+$  含量较低

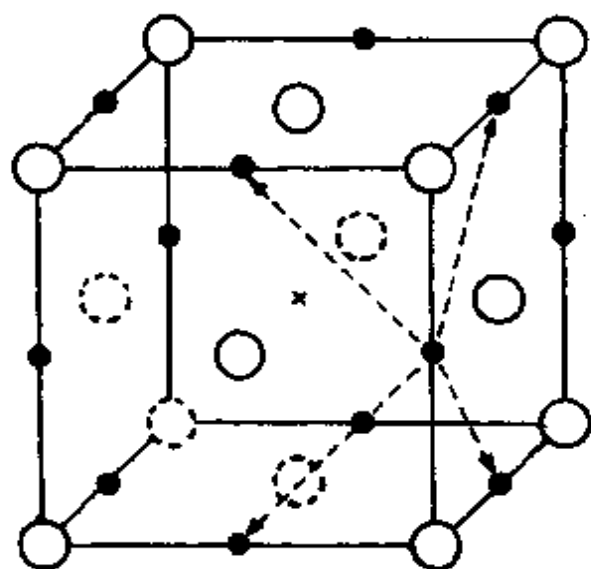


图 25.18  $\text{NiO}$  中束缚于  $\text{Li}^+$  的空穴跃迁概率. 通过这跃迁空穴

可以进入  $\text{Li}^+$  离子最近邻的 12 个  $\text{Ni}^{2+}$  离子. (○) 氧; (×) 锂; (•) 镍.

时,低温峰起着主导作用.

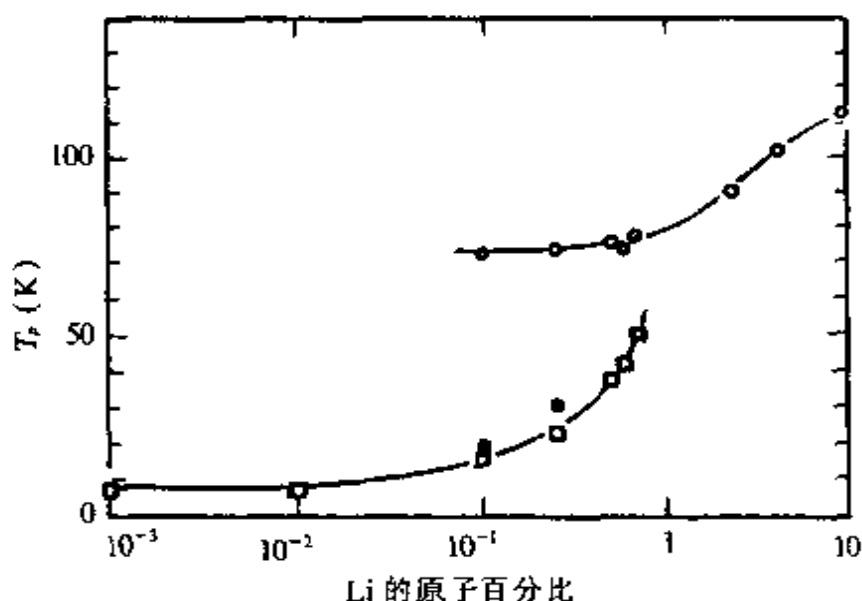


图 25.19 NiO 的滞弹性弛豫峰温(°)和介电弛豫峰温(□)随  $\text{Li}^+$  浓度的变化。(·)代表低温滞弹性峰.  $f=250\text{kHz}$ .

## § 25.9 杨-特勒缺陷引起的弛豫型内耗

点缺陷产生弛豫的必要条件是缺陷对称性要比完整晶体的对称性低. 杨-特勒(Jahn-Teller)提出由于电子-晶格振动相互作用而引起多原子分子构形失稳, 这样形成的缺陷称为杨-特勒缺陷. 主要涉及处在立方环境中的过渡族金属离子, 这类离子的  $d$  电子有 5 个轨道. 没有微扰时, 如果电子轨道是简并的话, 相应的原子组态是不稳定的. 因此, 晶体会自发地畸变到低对称组态而使简并消除.

由于具杨-特勒缺陷的原子组态能自发地发生畸变降低对称性, 因此在外应力作用下会产生缺陷的重新分布或者说产生在不同畸变方向之间的再取向而产生弛豫型内耗.

斯特格(Sturge)等<sup>[283]</sup>研究了  $\text{Al}_2\text{O}_3$  中杨-特勒离子  $\text{Ni}^{3+}$  的声学行为,  $\text{Ni}^{3+}$  和最邻近的  $\text{O}^{2-}$  离子构成八面体, 杨-特勒效应使材料发生四方畸变, 即有等效的 3 个势阱极小值, 这些极小值之间有

相当低的势垒分开(一般势垒高度仅为  $10^{-2}$  eV 量级)外应力场将造成 3 个势阱不等价,设单位应变引起的势能极小值之间的差为  $\Delta E$ ,则在外应变下,由于杨-特勒离子再取向而造成的模量变化为

$$\Delta M = -2n_0(\Delta E)^2/kT, \quad (25.109)$$

式中  $n_0$  是杨-特勒离子数. 内耗为

$$Q^{-1} = \Delta M / M [\omega\tau / (1 + \omega^2\tau^2)], \quad (25.110)$$

式中  $M = \rho v_s^2$ ,  $\rho$  为材料密度,  $v_s$  为声速,  $\tau$  是弛豫时间. 内耗也可以用衰减系数  $\alpha$  来表示

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\omega Q^{-1}}{2v_s} = \frac{\Delta M \omega^2 \tau}{2\rho v_s^3 (1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{Np/cm}) \\ &= 4.343 \times \frac{2n_0(\Delta E)^2}{\rho v_s^3 kT} \times \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{dB/cm}), \end{aligned} \quad (25.111)$$

式中声速以 (cm/s) 作单位.

斯特格还用超声方法证实了上述杨-特勒缺陷属四方缺陷对称性,即  $\langle 111 \rangle$  纵波不产生损耗峰,其它方向的超声波将产生弛豫峰.  $f = 260\text{MHz}$ , 峰温 ( $T_p$ ) 为 14K.  $f = 100\text{MHz}$ , 则  $T_p = 12\text{K}$ , 温度较高 (12K 以上),  $kT$  趋近于势垒高度  $U_0$  时,弛豫是热激活越过势垒的弛豫. 弛豫时间遵循阿瑞纽斯关系,  $\tau^{-1} = 2\nu_0 \exp(-U_0/kT)$ , 他们从超声实验得出  $U_0 = 0.011$  eV,  $\nu_0 = 10^{13} \text{s}^{-1}$ . 在低温,  $\tau$  和温度成正比,是由隧道效应引起的.

## § 25.10 二能级系统的弛豫

曾勒(Zeller)等<sup>[284]</sup>等在实验中发现非晶硅石的超声吸收行为与石英晶体的行为大不相同,随后的一系列实验也证实了这一点,如图 25.20 所示. 非晶硅石的超声吸收在 50K 附近有一个高而宽的大峰. 在 5K 左右有一个小峰,且小峰对频率的依赖关系比大峰敏感,随着频率  $\omega (> 1\text{MHz})$  的增加,小峰逐渐变成“肩膀”峰形,而

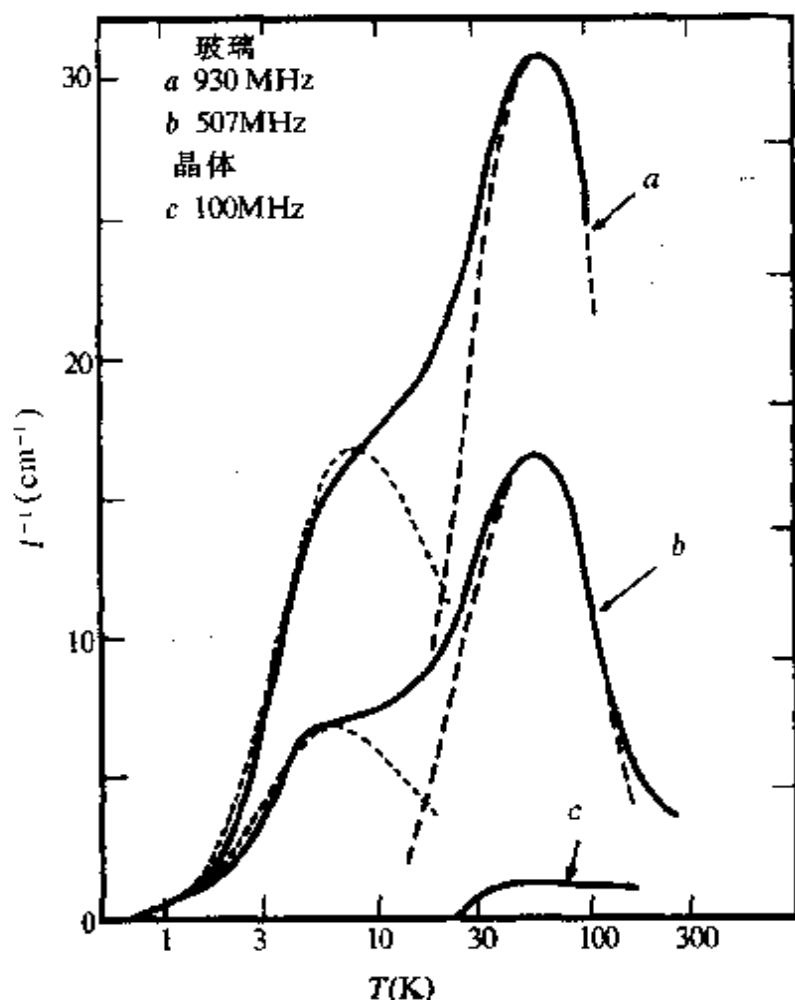


图 25.20 透明硅石和石英晶体纵超声波衰减与温度关系.  
虚线代表理论的近似结果.

石英晶体在该温区的衰减系数非常小. 上述实验结果无论是超声纵波还是横波都能观测到.

在  $T < 2\text{K}$  时, 衰减系数按  $T^3$  规律下降. 当  $T \leq 1\text{K}$  时, 超声衰减存在功率饱和现象, 即声强很低 ( $< 10^{-7}\text{W/cm}^2$ ) 或很高 ( $> 5 \times 10^{-4}\text{W/cm}^2$ ) 时, 超声衰减与声强无关, 但声强在这二者之间时, 超声衰减随声强增加而减小, 图 25.21 示出的是硼硅酸盐中的实验结果. 此外, 这些非晶材料的声速在低温也有反常行为, 在  $1\text{K}$  以下, 非晶玻璃的声速变化量正比于  $\ln T$ , 如图 25.22 所示.

上述反常在非晶材料的介电性能上也同样存在, 而且不论是

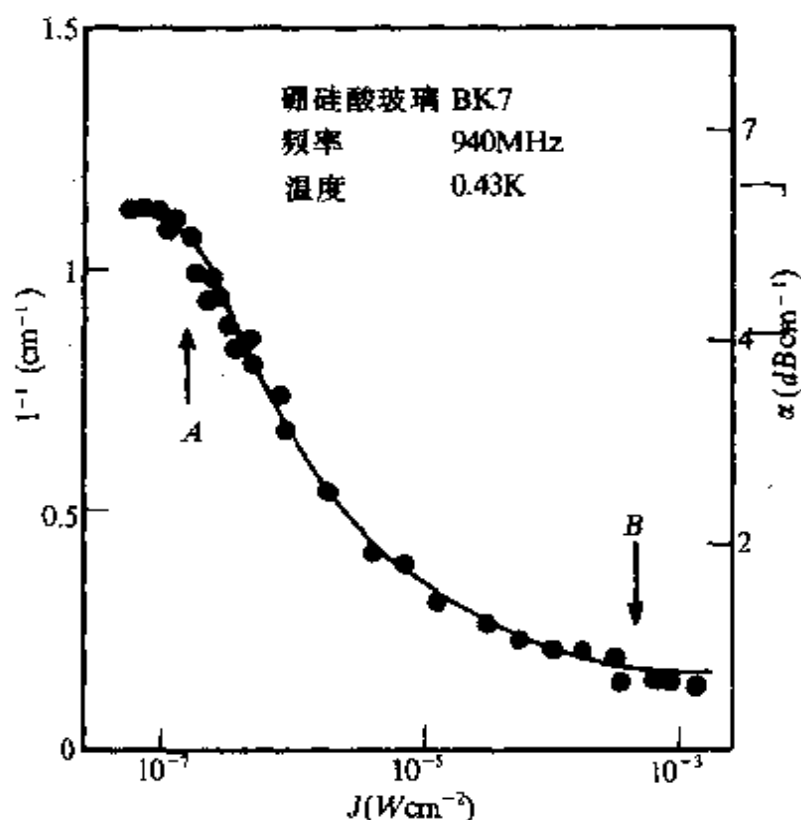


图 25.21 硼硅酸盐玻璃 BK7 样品中  
纵超声波衰减与声强的关系。

单一成分还是多种成分的玻璃中均观察到这些反常,也就是说这类反常具有普适性。

目前,理论上广泛地应用唯象的二能级模型来解释上述非晶材料的声学 and 介电反常行为。这个模型的基本思想是,在非晶固体中存在两个结构缺陷态,一些粒子(原子或原子团)可在这两个缺陷态之间来回运动,若用势能曲线来描述这两个缺陷态,就是图 25.23 中所示的双势阱。处于这双势阱的粒子如从热库获得足够的能量,可以从一个势阱跃迁到另一个势阱,从而产生热激活弛豫。如粒子未能获得越过势垒的能量,则可以隧道穿透的方式来实现从一个势阱到另一势阱的跃迁。这个过程本来不是弛豫过程,但它同样引起占据数的调整,所以也起着弛豫过程的作用,并简称隧道弛豫。显然玻璃超声吸收的大峰(高温峰)主要是由热激活弛豫

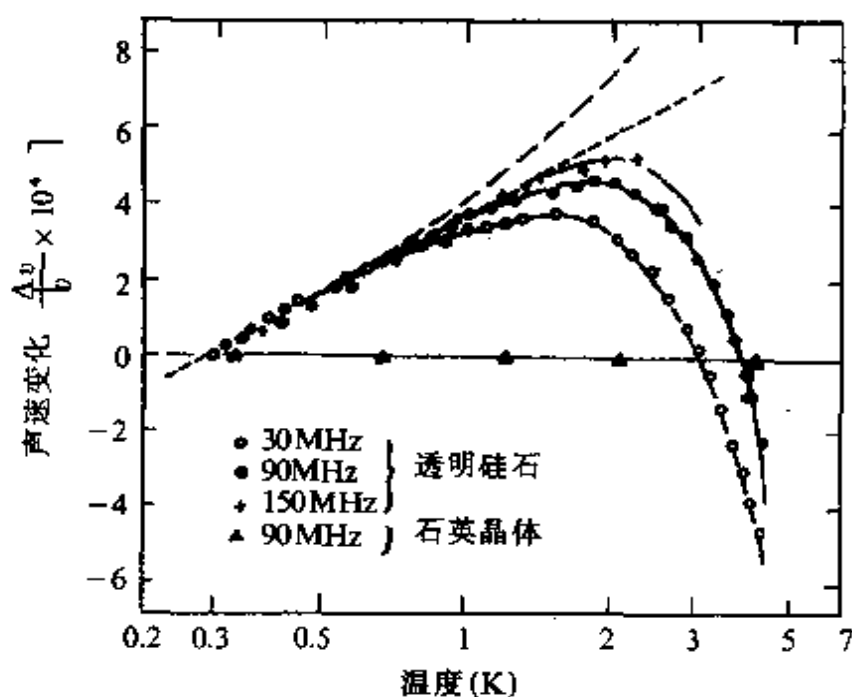


图 25.22 透明硅石中纵超声波声速相对改变与温度的关系。

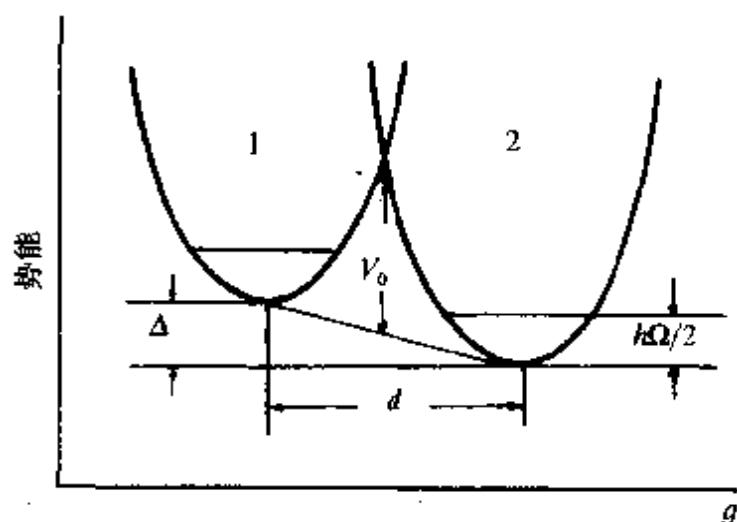


图 25.23 双势阱示意图. 势垒高度为  $V_0$ , 非对称为  $\Delta$ , 两个势能最小值为距离为  $d$  的双势阱,  $\hbar\Omega/2$  为单个谐振子的基态能量。

引起的, 小峰(低温峰)主要是由隧道弛豫引起的. 而整个温区的超声吸收是这两种弛豫效应的叠加。

处于双势阱中的粒子,其位置变化不论是热激活过程还是隧道过程引起的,都可以用速率理论来描述,设未受外场扰动的弛豫时间分别为  $\tau_{10}$  和  $\tau_{20}$ ,对于热激活过程,粒子从势阱 1(见图 25.23)到 2 的跃迁要克服势垒  $V_0 - \frac{1}{2}\Delta$ ,由 2 跃迁到 1 要越过的势垒为  $V_0 - \frac{1}{2}\Delta$ . 设相应的跃迁概率分别为  $\omega_{12}$  和  $\omega_{21}$ ,那末位置 1 和 2 上粒子数的变化速率分别满足速率方程

$$\dot{N}_1 = -\omega_{12}N_1 + \omega_{21}N_2, \quad (25.112)$$

$$\dot{N}_2 = -\omega_{12}N_1 - \omega_{21}N_2, \quad (25.113)$$

$$N_1 + N_2 = N, \quad (25.114)$$

式中  $N_1, N_2$  分别为位置 1 和 2 上的粒子数,  $N$  为总粒子数. 由式 (25.112) 和式 (25.114) 得

$$\dot{N}_1 = N\omega_{21} - N_1(\omega_{12} + \omega_{21}). \quad (25.115)$$

平衡时,  $\dot{N}_1 = 0$ ,  $N_1 = \bar{N}_1$

$$\bar{N}_1 = \frac{N\omega_{21}}{\omega_{12} + \omega_{21}}, \quad (25.116)$$

代回式 (25.115)

$$\dot{N}_1 = -(\omega_{12} + \omega_{21})(N_1 - \bar{N}_1), \quad (25.117)$$

所以热激活过程的弛豫时间  $\tau_{10}$  满足

$$\tau_{10}^{-1} = \omega_{12} + \omega_{21}. \quad (25.118)$$

又由平衡时

$$N_1/N_2 = \omega_{21}/\omega_{12},$$

而  $N_1, N_2$  满足玻尔兹曼分布律, 因此

$$\omega_{12} = \omega_0 e^{-(V_0 - \Delta/2)/kT}, \quad (25.119)$$

$$\omega_{21} = \omega_0 e^{-(V_0 + \Delta/2)/kT}, \quad (25.120)$$

$$\begin{aligned} \tau_{10}^{-1} &= \omega_0 e^{-V_0/kT} (e^{\Delta/2kT} + e^{-\Delta/2kT}) \\ &= \tau_{1\infty}^{-1} \cosh(\Delta/2kT) e^{-V_0/kT}, \end{aligned} \quad (25.121)$$

式中  $\tau_{1\infty}^{-1} = 2\omega_0$ ，一般情况下，热激活弛豫满足  $kT \gg \Delta$ ，上式可简化为

$$\tau_{10} = \tau_{1\infty} \exp(V_0/kT), \quad (25.122)$$

即满足阿瑞纽斯关系。

隧道弛豫是量子效应，假定低温时，粒子所具有的能量远低于势垒高度  $V_0$ ，这样我们开始时先把双势阱作为两个独立的谐振子势阱来研究。

对左半边，势函数为

$$V(x) = V_0 \left( \frac{2x}{d} + 1 \right)^2 + \frac{1}{2} \Delta.$$

薛定谔方程为

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \phi_L(x)}{dx^2} + \left[ V_0 \left( \frac{2x}{d} + 1 \right)^2 + \frac{1}{2} \Delta \right] \phi_L(x) = E_L \phi_L(x). \quad (25.123)$$

令  $y = x + d/2$ ， $E_L' = E_L - \frac{1}{2} \Delta$ ， $\frac{1}{2} \mu \omega^2 = 4V_0/d^2$ ，则有

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \phi_L(y)}{dy^2} + \frac{1}{2} \mu \omega^2 y^2 \phi_L(y) = E_L' \phi_L(y), \quad (25.124)$$

这是标准的谐振子方程，有能量最低解为

$$\begin{aligned} \phi_L(y) &= (\mu\omega/\pi\hbar)^{1/4} \exp(-\mu\omega y^2/2\hbar) \\ &= (4\lambda/\pi d^2)^{1/4} \exp\left[-\frac{\lambda}{2} \left( \frac{2x}{d} + 1 \right)^2\right] \\ &= \phi_L(x), \end{aligned} \quad (25.125)$$

$$E_L' = \frac{1}{2} \hbar \omega, \quad (25.126)$$

式中  $\lambda$  为隧道参数

$$\lambda = 2V_0/\hbar\omega = \frac{d}{2\hbar} (2\mu V_0)^{1/2}. \quad (25.127)$$

同时可以得

$$E_L = E_L + \frac{1}{2}\Delta = \frac{1}{2}(\hbar\omega + \Delta), \quad (25.128)$$

对于右边同样可以得

$$V(x) = V_0 \left( \frac{2x}{d} - 1 \right)^2 - \frac{1}{2}\Delta, \quad (25.129)$$

$$\psi_R(x) = (4\lambda/\pi d^2)^{1/4} \exp \left[ -\frac{\lambda}{2} \left( \frac{2x}{d} - 1 \right)^2 \right], \quad (25.130)$$

$$E_R = \frac{1}{2}(\hbar\omega - \Delta). \quad (25.131)$$

如果只考虑单势阱, 粒子相当于处于一维谐振子, 其激发态和基态之间的能量差为  $\hbar\omega$  的整数倍, 而  $\hbar\omega$  相当于德拜能量, 因此, 低温下这种激发很难实现. 在研究低温性质时, 我们仅考虑两个最低能量状态并以狄拉克符号  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  代表粒子处于势阱 1 和 2 的基态  $\psi_L(x)$  和  $\psi_R(x)$ , 设一粒子在双势阱下的本征态为

$$\psi = C_1|1\rangle + C_2|2\rangle. \quad (25.132)$$

单个左势阱和单个右势阱的哈密顿分别为  $H_1, H_2$ .

$$H_1 = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V_0 \left( \frac{2x}{d} + 1 \right)^2 + \frac{1}{2}\Delta, \quad (25.133)$$

$$H_2 = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V_0 \left( \frac{2x}{d} - 1 \right)^2 - \frac{1}{2}\Delta. \quad (25.134)$$

双势阱下的哈密顿  $H$  为

$$H = H_1 + (V - V_1) = H_2 + (V - V_2). \quad (25.135)$$

如用矩阵来表示(二维态矢空间)

$$H = \begin{pmatrix} E_L + \langle 1|V-V_1|1\rangle & \langle 1|H|2\rangle \\ \langle 2|H|1\rangle & E_R + \langle 2|V-V_2|2\rangle \end{pmatrix}. \quad (25.136)$$

由于粒子在左边时,虽 $|1\rangle$ 较大,但 $V-V_1 \rightarrow 0$ ,如粒子在右边, $V-V_1 \rightarrow V_2-V_1$ 为有限值,但 $|1\rangle$ 的波幅 $\rightarrow 0$ ,因此 $\langle 1|V-V_1|1\rangle \sim 0$ ,同样, $\langle 2|V-V_2|2\rangle \sim 0$ ,所以

$$\langle 1|H|1\rangle \simeq E_L = \frac{1}{2}(\hbar\omega + \Delta), \quad (25.137)$$

$$\langle 2|H|2\rangle \simeq E_R = \frac{1}{2}(\hbar\omega - \Delta). \quad (25.138)$$

非对角元是局域振子波函数的交叠,产生了粒子从一个位置到另一位置的隧道行为.

$$\begin{aligned} \langle 1|H|2\rangle &= \langle 1|H_2 + (V-V_2)|2\rangle \\ &= \frac{1}{2}(\hbar\omega - \Delta)\langle 1|2\rangle + \langle 1|V-V_2|2\rangle \\ &= \frac{1}{2}\hbar\omega e^{-\lambda} - \hbar\omega(\lambda/\pi)^{1/2}e^{-\lambda}, \end{aligned} \quad (25.139)$$

其中

$$\langle 1|2\rangle = \int dx \phi_L(x) \phi_R(x) = e^{-\lambda}, \quad (25.140)$$

$$\begin{aligned} \langle 1|V-V_2|2\rangle &= \int dx \phi_L(x) (V-V_2) \phi_R(x) \\ &= \frac{\Delta}{2}e^{-\lambda} - \hbar\omega(\lambda/\pi)^{1/2}e^{-\lambda}, \end{aligned} \quad (25.141)$$

而且

$$\begin{aligned} \langle 2|H|1\rangle &= \langle 2|H_1 + (V-V_1)|1\rangle \\ &= \langle 1|H|2\rangle, \end{aligned} \quad (25.142)$$

这说明哈密顿矩阵为厄密矩阵.

由于我们关心的是两能级之间的能量差,因此可以扣除零点

能  $\frac{1}{2}\hbar\omega$ , 并令

$$\Delta_0 = 2\hbar\omega\sqrt{\lambda/\pi}e^{-\lambda} \approx \hbar\omega e^{-\lambda}, \quad (25.143)$$

$\Delta_0$  为重叠能量, 由二分量矩阵形式的薛定谔方程

$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E & E\langle 1|2\rangle \\ E\langle 2|1\rangle & E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}.$$

得

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E & Ee^{-\lambda} \\ Ee^{-\lambda} & E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}. \quad (25.144)$$

考虑到  $\lambda = 2V_0/\hbar\omega$  较大, 上式可简化为

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}, \quad (25.145)$$

可得在基态  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  上的未微扰的哈密顿量, 即隧道态哈密顿量

$$H = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix}, \quad (25.146)$$

这说明  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  不是二能级系统的本征态, 为使  $H$  对角化, 可作么正变换

$$T = \begin{vmatrix} \sin\theta & \cos\theta \\ -\cos\theta & \sin\theta \end{vmatrix} \quad (25.147)$$

便可求得能量的本征值和对应的本征矢.

$$\begin{aligned} \text{基态:} \quad E_1 &= -\frac{1}{2}(\Delta^2 + \Delta_0^2)^{1/2}, \\ \phi_1 &= |1\rangle\sin\theta + |2\rangle\cos\theta. \end{aligned} \quad (25.148)$$

$$\begin{aligned} \text{激发态:} \quad E_2 &= \frac{1}{2}(\Delta^2 + \Delta_0^2)^{1/2}, \\ \phi_2 &= -|1\rangle\cos\theta + |2\rangle\sin\theta, \end{aligned} \quad (25.149)$$

这里

$$\operatorname{tg} 2\theta = \Delta_0 / \Delta. \quad (25.150)$$

激发态和基态能量差为

$$E = E_2 - E_1 = (\Delta^2 + \Delta_0^2)^{1/2}, \quad (25.151)$$

这里估计在  $10^{-5} \text{eV} < E < 10^{-4} \text{eV}$ , 相当于 1K 左右的温区, 故作为低能激发, 有可能说明低温反常.

由于双势阱不对称,  $\Psi_1$  和  $\Psi_2$  也不对称. 它们是一个双势阱中运动的粒子无微扰时的本征态. 由于量子力学的特征, 粒子不是局限于双势阱中的某一个, 而是由隧道效应使粒子在不同时刻处于不同位置. 对于非晶固体中的原子或原子团, 它们可能因隧道过程从一种位形变至另一种位形.

格伦纳托(Granato)等人<sup>[285, 286]</sup>也研究了两能级系统的超声行为. 在应变  $\epsilon = 0$  时, 假定偶极子有两个等效取向, 缺陷的基态由于隧道劈裂为两个能级, 并且具能隙为  $2\Delta_0$ , 如加上一应力(或应变), 使一个取向上能量变得有利, 能隙由  $2\Delta_0$  变为  $2\Delta$ ,

$$\Delta(\epsilon) = (\Delta_0^2 + \alpha^2 \epsilon^2)^{1/2}, \quad (25.152)$$

式中  $\alpha$  是应变耦合常数.

对  $kT \ll \Delta(\epsilon)$ , 只能占据基态, 对于小的超声应力振幅, 弹性常数由基态的曲率给出, 感生的偶极矩正比于应变  $\epsilon$ , 这种变化被称为非弹性变化, 这种响应具类共振的特征. 共振频率通常在 MHz 范围以上. 结果只发现弹性常数的低频变化, 而看不到超声衰减, 在  $\hbar\omega \ll \Delta_0$  条件下 ( $\omega$  是超声波圆频率),  $\delta c/c$  被称为共振强度  $\Delta_r$ . 式中  $c$  为弹性常数,  $\delta c = \partial^2 F / \partial \epsilon^2$ ,  $F$  为单位体积缺陷自由能, 取  $F = -f\Delta(\epsilon)$ ,  $f$  为单位体积的缺陷数, 则

$$\Delta_r = \delta c/c = -f\alpha^2 \Delta_0^3 / [c(\Delta_0^2 + \alpha^2 \epsilon^2)^{3/2}]. \quad (25.153)$$

$\Delta_r$  与温度无关, 但在一定温度下, 上能级也能被占领, 它具有相反的曲率导致  $\Delta_r$  随温度增加而减小, 但对小振幅 ( $\epsilon \approx 0$ ) 超声波, 仍

没有弛豫发生. 因为状态的能量对小  $\epsilon$  来说是平坦的, 状态保持着平衡态.

对  $\Delta_0=0$ , 这可以表示为一经典的斯诺克(Snoek)系统, 如 Fe-C 系, 现加上应变, 平衡被破坏, 发生偶极子在应变场下重新再取向, 这是超弹性(parelastic)效应, 是一弛豫过程. 这一过程可用德拜弛豫方程来表示

$$Q^{-1} = \Delta_R \omega \tau / (1 + \omega^2 \tau^2), \quad (25.154)$$

$$\delta c/c = \Delta_R / (1 + \omega^2 \tau^2), \quad (25.155)$$

式是  $Q^{-1}$  为内耗,  $\delta c/c$  为模量亏损,  $\Delta_R$  为弛豫强度. 对于典型的具  $\Delta_0=0$ ,  $E_i = \pm \alpha \epsilon$  的两能级系统, 由  $\delta c = \partial^2 F / \partial \epsilon^2$ ,  $F = -kT \ln Z$ ,  $Z = \sum_{i=1}^2 e^{-E_i/kT}$ , 可得

$$\Delta_R = \delta c/c = (f\alpha^2 / ckT) \operatorname{sech}^2(\alpha\epsilon/kT). \quad (25.156)$$

对  $\epsilon=0$ ,  $\Delta_R = f\alpha^2 / ckT$ , 这就和著名的斯诺克弛豫结果一样.

综上所述, 弹性常数  $C$  的变化为

$$\delta c/c = \left( \frac{\partial^2 F(\epsilon)}{\partial \epsilon^2} \right) / C = \Delta_R + \Delta_S, \quad (25.157)$$

$$\Delta_R = \frac{f\alpha^2}{ckT} [\alpha\epsilon/\Delta]^2 \operatorname{sech}^2(\Delta/kT), \quad (25.158)$$

$$\Delta_S = \left( \frac{f\alpha^2}{C\Delta_0} \right) (\Delta_0/\Delta)^3 \tanh(\Delta/kT), \quad (25.159)$$

$\Delta_R$  为弛豫强度,  $\Delta_S$  为共振强度. 当  $kT \gg \Delta$  时,  $\Delta_S \rightarrow 0$ ,  $\Delta_R$  退化为一般经典系统的德拜弛豫强度表达式. 在低温小振幅下,  $\Delta_S$  与超声有共振响应.

格伦纳托用两能级模型<sup>[286]</sup>处理了 Nb 中 H 的量子弛豫行为, 并求出了两能级模型中的三个参数,  $\Delta_0 = 0.85\text{K}$ ,  $\epsilon_0 = 7.2 \times 10^{-4}$  和  $\alpha = 51\text{meV}$ . 他还用六能级量子力学隧道模型处理了 Rbcl: OH 的 [100] 弹性偶极子的共振与弛豫现象<sup>[287]</sup>. 低温超声衰减起

源于共振机制,频率和浓度的关系用偶极子之间的动态和静态互作用了解释.

对于弛豫过程,它可通过三种平行过程来完成,其主宰过程取决于温度和应变.一是直接过程,是通过隧道效应完成的,弛豫时间基本上与温度无关,主要在极低温度才起主要作用,温度稍高,将发生声助弛豫过程,弛豫时间  $\tau$  反比于温度  $T$ ,还有一个热激活过程,  $\tau$  满足阿瑞纽斯关系.在超低温时,由于  $\Delta_R \rightarrow 0$ ,一般可以认为弛豫速度正比于  $T$ .上述三种过程与温度的关系如图 25.24 所示.

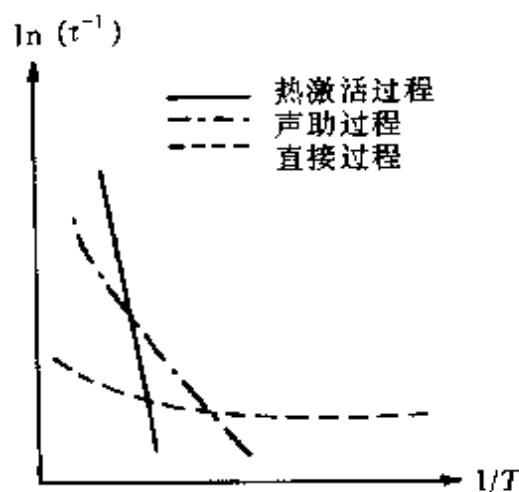


图 25.24 三种不同的弛豫过程的弛豫时间与温度的关系.

金国钧也系统地综述了无序固体中的低温反常行为,并用隧道态模型进行了详细的理论分析,可参阅参考文献[288].

## 第十编 参考文献

- [1] Zener, C., *Elasticity and Anelasticity in Metals*, Chicago Univ. Press (1948); 中译本:孔庆平,周本濂译,科学出版社(1965).
- [2] Nowick, A. S., Berry, B. S., *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York and London (1972).
- [3] 王华馥、吴自勤主编,固体物理实验方法,第五章,高等教育出版社(1990).
- [4] Hopkins, I. L., Hamming, R. W., *J. Appl. Phys.*, **28**, 906 (1957).
- [5] Kronig, R., Kramers, H. A., *J. Opt. Soc. Amer.*, **12**, 547 (1926).
- [6] Kramers, H. A., *Atti Congr. Dei Fisici, Como.*, 545 (1927).
- [7] Fuoss, R. M., Kirkwood, J. G., *J. Amer. Chem. Soc.*, **63**, 395 (1941).
- [8] Bottcher, C. J. F., Bordewijk, P., *Theory of Elastic Polarization*, Elsevier (1978).
- [9] Dissado, L. A., Hui, R. M., *Nature*, **279**, 685 (1979).
- [10] Hohenberg, P. C., Halperin, B. I., *Rev. Mod. Phys.*, **49** 435 (1977).
- [11] Halperin, B. I., Hohenberg, P. C., Ma, S. K., *Phys. Rev.*, **B 13**, 4119 (1976).
- [12] Ngai, K. L., Jonscher, A. K., White, C. T., *Nature*, **277** 155 (1979); Ngai, K. L., White, C. T., *Phys. Rev.*, **B 20**, 2475 (1979); Ngai, K. L., *Comments Solid State Phys.*, **9**, 127 (1979).
- [13] Williams, G., Watts, D. C., *Trans. Faraday Soc.*, **66**, 80 (1970).
- [14] Signorini, G. F., Barrat, J. L., Klein, M. L., *J. Chem. Phys.*, **92**, 1294 (1990).
- [15] Ngai, K. L., Kanert, O., *Solid State Ionics*, **53~56**, 936 (1992).
- [16] Ngai, K. L., Wang, Y. N., Magalas, L. B., *J. Alloys and Compounds*, **211/212**, 327 (1994).
- [17] Wang, Y. N., Gu, M., Sun, L. H., *J. Phys. C: Condensed Matter*, **1**, 10039 (1989).
- [18] Sun, L. H., Weng, Y. N., Gu, M., in T. S. Ke (ed.) *Proc. ICIFUAS-9*, Beijing, China 61 (1990).
- [19] Nye, J. F., *Physical Properties of Crystals*, New York, Oxford (1957).
- [20] Nowick, A. S., Berry, B. S., *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York and London, 201 (1972).
- [21] Snoek, J. L., *Physica*, **8**, 711 (1971).
- [22] Szkopiak, Z. C., Eliaz, W., *J. Less-Common Metals*, **11**, 273 (1966).
- [23] Swartz, I. C., Shilling, J. W., Schwoeble, A. J., *Acad. Met.*, **16**, 1359 (1968).
- [24] Ino, H., Sugeno, T., *Act. Met.*, **15**, 29, 1197 (1967).
- [25] Weller, M., *J. de Phys.*, **46**, C10-7 (1985).

- [26] Gibala, R. , Wert, C. A. , Diffusion in Body-Centered-Cubic Metals, Amer. Soc. For Metals, Cleveland, Ohio 131 (1965).
- [27] Weller, M. ; Li, G. Y. , Zhang, J. X. , Ke, J. S. , Diehl, J. , *Acta Met.* , **29**, 1055 (1981).
- [28] Boratto, F. J. M. , Reed-Hill, R. E. , *Scripta Met.* , **11**, 1107 (1977).
- [29] Klein, M. J. , *J. Appl. Phys.* , **38**, 167 (1967).
- [30] Haneczok, G. , Poloczek, T. , Moron, J. M. , *J. Less-Comm. Met.* , **98**, 33 (1984).
- [31] Lord, A. E. , Beshers, D. N. , *Acta Met.* , **14**, 1659 (1966).
- [32] DaSilva, J. R. G. , McLellan, R. B. , *Mat. Sci. and Engin.* , **26**, 83 (1976).
- [33] Cost, J. R. , *J. Appl. Phys.* , **54**, 2137 (1983).
- [34] Zener, C. , *Trans. AIME* , **152**, 122 (1943).
- [35] Ke, T. S. , *Trans. AIME* , **176**, 448 (1948).
- [36] Zener, C. , *Phys. Rev.* , **71**, 34 (1947).
- [37] Seraphim, D. P. , Nowick, A. S. , *Acta Met.* , **9**, 85 (1961).
- [38] LeClaire, A. D. , Lomer, W. M. , *Acta Met.* , **2**, 731 (1954).
- [39] Li, C. Y. , Nowick, A. S. , *Acta Met.* , **9**, 49 (1961).
- [40] Chang, R. , *J. Phys. Chem. Solids* , **25**, 1081 (1964).
- [41] Povolo, F. , Bisogni, E. A. , *Acta Met.* , **14**, 711 (1966).
- [42] Chen, T. G. , Xie, X. M. , *Chinese Phys. Lett.* , **5**, 185 (1988).
- [43] Xie, X. M. , Chen, T. G. , Wu, Z. L. , *Phys. Rev.* , **B 40**, 4549 (1989).
- [44] Nowick, A. S. , Proc. Of ICIFUAS-9, Pergamon Press, New York, Beijing, Frankfurt, Sao Paulo, Sydney, Tokyo, Toronto. (et. by Ke, T. S. ), 85 (1985).
- [45] Hasson, D. F. , Arsenault, R. J. , Treatise on Materials Science and Technology (ed. by Herman, H. ), Academic Press, New York, **1**, 179 (1972).
- [46] Chen, T. G. , Xie, X. M. , Wu, Z. L. , *J. de Phys.* , **C8**, 233 (1987).
- [47] Chen, T. G. , Jing, C. , Wu, Z. L. , *J. de Phys.* , **46**, C10, 39 (1985).
- [48] Hu, X. F. , Ke, Q. L. , Wu Z. L. , *Acta Metall.* **41**, (1993).
- [49] Bordoni P. G. , *Ric. Sci.* , **19**, 851 (1949) ; *J. Acoust. Soc. Am.* , **26**, 495 (1954). Bordoni P. G. , *Nuovo Cimento, Suppl.* **17**, 43 (1960).
- [50] Niblett D. H. , Wilks J. , *Adv. in Phys.* , **9**, 1 (1960).
- [51] Fantozzi G. , Esnouf C. , Benoit W. , Ritchie I. G. , *Progress in Mat. Sci.* , **27**, 311—415 (1982).
- [52] Mees B. M. , Nowick A. S. , *Phil. Mag.* , **17**, 509 (1968).
- [53] Gran R. , Schultz G. , *J de Phys.* , **42**, C5-49 (1981).
- [54] Chambers R. H. , Schultz J. , *Acta Met.* , **10**, 466 (1962).
- [55] Schultz H. , Funk G. , Ziebart V. , Bauer R. , *Acta Met.* , **46**, C10-289 (1985).

- [56] Mason W. P. , *Phys. Rev.* , **98**, 1136 (1955).
- [57] Seeger A. , *Phil. Mag.* , **1**, 651 (1956).
- [58] Seeger, A. , Donth, H. , Pfaff, F. , *Discuss. Faraday Soc.* , **23**, 19 (1957).  
Donth, H. , *Z. Phys.* , **149**, 111 (1957).
- [59] Seeger A. , Schüller P. , *Acta Met.* , **10**, 348 (1962); *Physical Acoustics*, **III A**  
ed. By Mason W. P. , Academic Press, New York and London, 361 (1966).
- [60] Kramers H. A. , *Physica* , **7**, 284 (1940).
- [61] Seeger A. , *J. de Phys.* , **42**, C5-201 (1981).
- [62] Ulfert, W. , Seeger, A. , *J de Phys.* , **IV 6**, C8-207 (1995).
- [63] Seeger A. , Wuthrich C. , *Nuovo Cimento*, **33B**, 38 (1976).
- [64] Pare V. K. , *J. Appl. Phys.* , **32**, 332 (1961).
- [65] Alefeld G. , Filloux J. , Harper H. , *Dislocation Dynamics*, Rosenfield A. A. et  
al. , eds, McGraw-Hill, New York (1968).
- [66] Brailsford A. D. , *Phys. Rev.* , **122**, 778 (1961).
- [67] Feltham P. , *Phil. Mag.* , **13**, 913 (1966).
- [68] Gilman J. J. , *J. Phys. Soc. Japan*, Suppl. I **18**, 172 (1963).
- [69] Read T. A. , *Phys. Rev.* , **58**, 371 (1940); *Trans. AIME*, **143**, 30 (1941).
- [70] Koehler J. S. , *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, Shockley W. et al.  
eds, Wiley, New York. Chapter 7 (1952).
- [71] Granato A. , Lucke K. , *J. Appl. Phys.* , **27**, 583, 789 (1956).
- [72] Thompson D. O. , Holmes D. K. , *J. Appl. Phys.* , **27**, 713 (1956).  
Thompson D. O. , Pare V. K. , *J. Appl. Phys.* , **31**, 528 (1960).
- [73] 丁垂典、胡梅生、王业宁, 高校自然科学学报物理版试刊, **6**, 420 (1965).
- [74] Carpenter S. H. , Baker G. S. , *Acta Met.* , **13**, 917 (1965).
- [75] Bauer C. L. , Gordon R. B. , *J. Appl. Phys.* , **31**, 945 (1960).
- [76] 王业宁、丁垂典、蒋树声、王士元, *Scientia Sinica*, **13**, 517 (1963); *物理学报*,  
**20**, 1142 (1964).
- [77] Alers G. , Thompson D. O. , *J. Appl. Phys.* , **32**, 283 (1961).
- [78] Stern R. M. , Granato A. V. , *Acta Met.* , **10**, 358 (1962).
- [79] Leibfried G. , *Z. Phys.* , **127**, 344 (1950).
- [80] Hikata A. , Johnson R. A. , Elbaum C. , *Phys. Rev. Lett.* , **24**, 215 (1970).
- [81] Suzuki T. , Ikushima A. , Aoki M. , *Acta Met.* , **12**, 1231 (1964).  
Mitchell, O. M. M. , *J. Appl. Phys.* , **36**, 2083 (1965).
- [82] Mason W. P. , *J. Acous. Soc. Amer.* , **32**, 458 (1960); *J. Phys.* , **35**, 2779  
(1964).
- [83] De Batist R. , *Internal Friction of Structural Defects in Crystalline Solids*,  
North-Holland Publ. Co. , Amsterdam/London, 267-320 (1972).
- [84] Ke T. S. , *Phys. Rev.* , **78**, 420 (1950).
- [85] Weertman J. , *J. Appl. Phys.* , **28**, 193 (1957).

- [86] Schoeck G. , *Acta Metall.* , **6**, 617 (1963).
- [87] Schiller P. , *Phys. Stat. Sol.* , **5**, 391 (1964).
- [88] Yamafuji K. , Bauer C. L. , *J. Appl. Phys.* , **36**, 3288 (1965).
- [89] Lucke K. , Schlipf J. , The Interaction between Dislocations and Point Defects, edited by Eyre B. L. (AERE, Harwell), **1**, 118 (1968).
- [90] Simpson H. M. , Sosin A. , *Phys. Rev.* , **B5**, 1382 (1972); **B16**, 1489 (1977).
- [91] Ogurtani O. , *Phys. Rev.* , **B21**, 4373 (1980).
- [92] Hikata A. and Elbaum C. , IFUA in Crys. Sol. , By Braisford A. , Springer, New York, **II**, 188 (1957).
- [93] Garber J. , Granato A. V. , *J. Phys. Chem. Sol.* , **31**, 1863 (1970).
- [94] Suzuki T. , Elbaum C. , *J. Appl. Phys.* , **35**, 1539 (1964).
- [95] Lucke K. , Granato A. V. , *Phys. Rev.* , **B24**, 6991 (1981).
- [96] Granato A. V. , Lucke K. , *Phys. Rev.* , **B24**, 7007 (1981).
- [97] Snoek J. L. , *Physica* , **8**, 711 (1941).
- [98] Ke T. S. , *Trans. AIME* , **176**, 448 (1948).
- [99] Koster W. , Bangert L. , Hahn R. , *Arch. Eisenhüttenw.* , **25**, 569 (1954).
- [100] Sugeno T. , Sakamoto K. , Ino H. , *J. Phys. Soc. Japan* , **18 Suppl. 1**, 154 (1963).
- [101] Boone D. H. , Wert C. A. , *J. Phys. Soc. Japan* , **18, Suppl. I** , 141 (1963).
- [102] 葛庭燧、容保粹、王业宁, 物理学报, **11**, 91 (1955).
- [103] Koster W. , Kampschulte G. , *Arch. Eisenhüttenw.* , **32**, 809 (1961).
- [104] Seeger A. , Weller M. , Diehl J. , Pan Z. L. , Zhang J. X. , Ke T. S. , *Z. Metallkunde* , **73**, H1-20 (1982).  
     潘正良、张进修、李广义, 金属学报, **21**, A9 (1985);  
     李广义、潘正良、张进修, 金属学报, **21**, A25 (1985).
- [105] Van Goijn D. J. , Van Der Goot A. G. , *Philips Res. Rep.* , **22**, 150 (1964).
- [106] Schoeck G. , *Acta Metall.* , **11**, 517 (1963);  
     Schoeck G. , Mondino M. , *J. Phys. Soc. Japan* , **18, Suppl. 1**, 349 (1965).
- [107] De Batist, Internal Friction of Structural Defects in Crystalline Solids, ed. Amelinckx S. , North Holland Publ. Co. Amsterdam/London, 320 ~ 396 (1972).
- [108] Seeger A. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **55**, 457 (1979).
- [109] Seeger A. , *J de Phys.* , **42**, C5-201-228 (1981).
- [110] Magalas L. B. , Gorczyca S. , *J de Phys.* , **46**, C10-253 (1985); Magalas L. B. , Dufresne J. F. , Mosor P. , *J. de Phys.* , **42**, C5-127 (1981).
- [111] 张进修、潘正良, 金属学报, **21**, A100 (1985).
- [112] Ngai K. L. , *Comments on Sol. State Phys.* , **9**, 127~140, 141~156 (1979);  
     Ngai K. L. , Jonscher A. K. , White C. T. , *Nature* , **277**, 185 (1979);  
     Ngai K. L. , White C. T. , *Phys. Rev.* , **B 20**, 2475 (1979);

- Rajagopal A. K. , Teitler S. , Ngai K. L. , *J Phys.* , **C 17**, 6611 (1984).
- [113] Sun Linhai, Wang Yening, Gu Min, Proc. ICIFUAS-9, 61 (1989);  
Wang Y. N. , Gu M. , Sun L. H. , Ngai K. L. , *Phys. Rev.* , **B 50**, 3525 (1994).
- [114] Hasiguti, R. R. Igata, N. , Kamoshita, G. , *Acta Met.* , **10**, 442 (1962).
- [115] Koiwa, M. , Hasiguti, R. R. , *Acta Met.* , **11**, 1215 (1963).
- [116] Okuda, S and Hasiguti, R. R. , *Acta Met.* , **11**, 257 (1963).
- [117] 见文献[83]p334~346.
- [118] Ke T. S. , *Phys. Rev.* , **76**, 470 (1949); **78**, 420 (1950).
- [119] 葛庭燧、张进修,物理学报,**21**, 1711 (1965); **22**, 71 (1966).
- [120] 潘正良、王中光、孔庆虎、葛庭燧,物理学报,**29**, 1180 (1980).  
Ke T. S. , *J de Phys.* , **46**, C10-267 (1985).
- [121] Ke T. S. , Tan, Qi, Fang Q. F. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **103**, 421 (1987);  
Tan Qi, Ke T. S. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **104**, 723 (1987); (a) **122**, K25 (1990); Ke T. S. , *J. Nuclear Materials*, **169**, 275 (1989).
- [122] Fang Q. F. , Ke T. S. , Proc. ICIFUAS-9, ed. Ke T. S. , Inter. Acad. Publ. A Pergamon-CNPIEC (Beijing), 37 (1990);  
Ke T. S. , Fang Q. F. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **121**, 139 (1990).
- [123] Tan Q. , Ke T. S. , *Acta Metall. Mater.* , **39**, 877 (1991); **39**, 885 (1991).
- [124] 孙宗琦,中国科学,(A) **25**, 1279 (1981); 物理学报,**31**, 561 (1982).
- [125] Ni J. , Ke T. S. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **98**, 487 (1986); *Phil. Mag.* , **A 64**, 465 (1991); Proc. 9<sup>th</sup> ICIFUAS, Inter. Acad. Publ. A Pergamon-CNPIEC (Beijing), 49 (1989).
- [126] Zhu A. W. , Ke T. S. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **128**, (1991).
- [127] Ogurtani T. O. , Seeger A. , *J Appl. Phys.* , **57**, 5127 (1985); **58**, 4102 (1985); **62**, 3704 (1987); **65**, 4679 (1989); Ogurtani T. O. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **128**, 69 (1991).
- [128] Niblett, D. H. , Wilks, J. , *Adv. in Phys.* , **9**, 1 (1960).
- [129] 王业宁、丁垂典、蒋树声、王士元, *Scientia Sinica*, **13**, 517 (1963).
- [130] Rogers, D. H. , *J. Appl. Phys.* , **33**, 781 (1962).
- [131] Teutonico, L. J. , Granato, A. V. , Lucke, K. , *J. Appl. Phys.* , **35**, 220 (1964).
- [132] Lucke, K. , Granato A. V. , Teutonico, L. J. , *J. Appl. Phys.* , **39**, 5181 (1968).
- [133] Weertman, J. , Salkovitz, *Acta Metall.* , **3**, 1 (1955).  
Swartz, J. C. , Weertman, J. , *J Appl. Phys.* , **32**, 1860 (1961).
- [134] Schwarz, R. B. , Funk, L. L. , *Acta Metall.* , **31**, 299 (1983).  
Schwarz, R. B. , *Acta Metall.* , **29**, 311 (1981).
- [135] Bonjour, C. , Benoit, W. , *Acta Metall.* , **27**, 1755 (1979).

- [136] Simpson, H. Sosin, A., Seiffert, S., *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 897 (1971).
- [137] Feltham, P., *J. de Phys.*, **42**, C5-1073 (1981); *Phil. Mag.*, **A 49**, 727 (1984).
- [138] Caro, J. A., Mondino, M. A., *J de Phys.*, **42**, C5-295 (1981).
- [139] Gremaud, G., ECIFUAS-5, *J de Phys.*, **48**, 18 (1987).
- [140] Gremaud, G., Bujard, M., Benoit, W., *J. Appl. Phys.*, **61**, 1795 (1987);  
Bujard, M., Gremaud, G., Benoit, W., *J. Appl Phys.*, **62**, 3173 (1987).
- [141] Progin, O., Gremaud, G., Benoit, W., *J. de Phys.*, **IV**, 6, C8-179 (1996).
- [142] Ke T. S., *Phys. Rev.*, **71**, 533 (1947).
- [143] Ke T. S., *Advances in Science of China, (Physics)*, 中国, 科学出版社 **3**, 1 (1989~90).
- [144] Rotherhan L., Pearson S., *Trans. AIME*, **206**, 881 (1956).  
Weinig S. P., Machine E. S., *Trans. AIME*, **207**, 32 (1957).
- [145] Pearson S., Rotherhan L., *Trans. AIME*, **206**, 894 (1957).
- [146] 王业宁、许自然、韩叶龙, *物理学报*, **22**, 647 (1966).
- [147] 王业宁、朱劲松, *J de Phys.*, **42**, C5-457 (1981).
- [148] Miles G. W., Leak G. M., *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **78**, 1529 (1961).
- [149] Bonetti E., Evangelista E., Gondi P., Tognato R., *Nuova Cimento* **33B**, 408 (1976).
- [150] Woirgard J., Amirault J. P. and de Fouquet J. *Proc. 5<sup>th</sup> ICIFUAS-1*, 392 (1975).
- [151] Ke T. S., B. S. Zhang, *Phys. Stat. Sol.*, (**a**) **96**, 515 (1986).
- [152] Cheng B. L., Ke T. S., *J. Physique* C8-413 (1987), *Chinese Phys. Lett.*, **5**, 81 (1988).
- [153] Su C. M. Ke T. S., *Acta Metall.*, **37**, 79 (1989).
- [154] Schoeck G., Bisogni E., Shyne J., *Acta Met.*, **12**, 1466 (1964).
- [155] Escaig B., *Acta Met.*, **10**, 829 (1962).
- [156] Scheil E., Muller J., *Arch. Eisenhüttenwes.*, **27**, 801 (1956).
- [157] 王业宁、朱建中, *物理学报*, **15**, 341 (1959); *中国科学*, **9**, 197 (1960).
- [158] 王业宁、杨正举、祝和、马进超, *南京大学学报*, **7**, 1 (1963); *高校自然科学学报试刊*, **5**, 352 (1965).
- [159] Belko V. N., Darinskii B. M., Postnikov V. S., Sharshakov I. M., *Fiz. Metall. Metallov*, **27**, 141 (1969).
- [160] Postnikov V. S., Gridnev S. A., Darinskii B. M., Sharshakov I. M., *NUOVO CIMENTO*, **23**, 324 (1976).
- [161] Gridnev S. A., *Ferroelectrics*, **112**, 107 (1990).
- [162] 王雅谷、王业宁, *物理学报*, **34**, 520 (1985).
- [163] 王业宁、沈惠敏、许自然、周衡南, *Ferroelectrics Letters*, **6**, 1 (1986).
- [164] Postnikov V. S., Gridnev S. A., Prasolov B. N., Turkov S. K., *Phys. Stat.*

- Sol.*, (a) **47**, 65 (1978).
- [165] 张进修、李燮均, 物理学报, **36**, 847 (1987); 张进修, 李江宏, 物理学报, **37**, 363 (1988).
- [166] Delorme J. F., Gobin P. F., *Metaux*, **573**, 185 (1973); **574**, 209 (1973).
- [167] Zhu J. S., Benoit W., *Phys. Stat. Sol.*, (a) **108**, 613 (1988).
- [168] 谢存毅、文亦汀、朱贤方, 金属学报, **24**, A71 (1988).
- [169] 王业宁、陈小华、沈惠敏, *Chin. J. Met. Sci. Technol.*, **7**, 157 (1991).
- [170] Van Humbeeck J., Proc. Of the Summer School on IFS (Cracow, Poland), 131 (1984).
- [171] 马应良、葛庭燧, 物理学报, **20**, 72 (1964).
- [172] Wang Yening, Shen Huimin, Xu Ziran, Zhu J. S., zou Yifeng, Zhang Zhifang, *J. De Phys.*, **42**, C5-1049 (1981).
- [173] Dejonghe W., Delaey L., De Batist, R., Van Humbeeck J., *Metal Science*, **11**, 523 (1977).
- [174] Morin M., Guenin G., Gobin P. F., *J de Phys.*, **43**, C4-685 (1982).
- [175] 冯端、王业宁、丘第荣, 金属物理, 下册, 科学出版社, 554~620 (1975).
- [176] 王业宁、邹一峰、张志方, 物理学报, **29**, 1535 (1980).
- [177] Koshimizu S. and Benoit W., *J de Phys.*, **43**, C4-679 (1982).
- [178] 杨照金、王业宁, 金属学报, **18**, 21 (1982).
- [179] Mercier O., Melton K. N., *Scripta Metall.*, **10**, 1075 (1976).  
Mercier O., Melton K. N., De Preville Y., *Acta Metallurgica*, **27**, 1467 (1979).
- [180] Van Humbeeck J., Delaey L., *J de Phys.*, **43**, C4-691 (1982); **44**, C9-217 (1983);  
Van Humbeeck J., *J de Phys. IV*, **6**, C8-371 (1996).
- [181] Christian J. W., *J. Inst. Metals.*, **93**, 546 (1965).
- [182] Dejonghe W., De Batist R., Delaey L., *Scripta Met.*, **10**, 1125 (1976).
- [183] Wang Y. N., sun W. Y., Chen X. H., Shen H. M., Lu B. S., *Phys. Stat. Sol.*, (a) **102**, 279 (1987).
- [184] Qu X. X., Zhang X. K., *J. Phys. Condens. Mat.*, **2**, 55 (1990).
- [185] De Graef M., Speck J. S., Clarke D. R., 1991 MRS Fall Meeting, Abstract Book, 339 (1991).
- [186] Gridnev S. A., Postnikov V. S., Prasolov B. N., Shuvalov L. A., Fedosyk R. M., *Ferroelectrics*, **21**, 597 (1978).
- [187] Huang Y. N., Wang Y. N. and Shen H. M., *Phys. Rev.*, **B 46**, 3290 (1992).
- [188] Liu Z. M., Chen X. H., shen H. M., Wang Y. N., *Phys. Stat. Sol.*, (a) **116K**, 199 (1989).
- [189] De Morton M. E., *J Appl. Phys.*, **40**, 208 (1969).
- [190] Shen Huimin, Zhang Zhifang, Rui Yuming, Wang Yening, Proceeding of the 3<sup>rd</sup>

- China-Japan Metal Phys. & Phys. Metall. Symp. , 226 (1988).
- [191] Wang Yening, Shen Huimin et al. , *J. Phys.* , **C 20**, L665 (1987); *Phase Transition* (Review Paper). **23**, 9 (1990); Wang Y. N. , Huang Y. N. , Shen H. M. , *Supercond. Sci. Technol.* (Review article) **7**, 441 (1994).
- [192] You, H. , Axe, D. , Liu, J. Z. , Crabtree, G. W. , Lam, D. J. et al. , *Phys. Rev.* , **B 38**, 9213 (1988).
- [193] Shi X. D. , Yu R. C. , Wang Z. Z. , Chaikin P. M. , *Phys. Rev.* , **B 39**, 827 (1989).
- [194] He Y. S. , Zhang B. W. , Lin S. H. et al. , *J. Phys.* , **F 17**, L243 (1987).
- [195] Lee S. G. , Chi C. C. , Koren G. , Gupta A. , *Phys. Rev.* , **B 43**, 5459 (1991).
- [196] Wu J. , Wang Y. N. , Guo P. S. , Shen H. M. , *Phys. Rev.* , **B 47**, Feb (1993).
- [197] Dmowski, W. , Toby, B. H. et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **61**, 2608 (1989).
- [198] Snead, Jr. C. L. , Welch D. O. , *J. de Phys.* , **46**, C10-589 (1985).
- [199] Andrew Combs, J and Yip, S. , *Phys. Rev.* , **B 28**, 6873 (1983).
- [200] Errandonea, G. , *Phys. Rev.* , **B 21**, 5221 (1980).
- [201] Shen H. M. , Zhang Z. F. , Huang Y. N. , Liu L. B. , Wang Y. N. , *J. de Phys.* , **IV** (6) C8-393 (1996).
- [202] Worrell F. , *Phys. Rev.* , **72**, 533 (1947).
- [203] Aoyagi T. & Sumino K. , *Phys. Stat. Sol.* , **37**, 317 (1959); Sugimoto K. & Mori T. , ICIFUAS-5, 418 (1972).
- [204] De Morton M. E. , *Phys. Stat. Sol.* , **26**, 73 (1986).
- [205] Suzuki, K. , Nakanishi, N. , Mitami, H. , *JIM*, **44**, 43 (1980).
- [206] Wang Y. N. , Huang Y. N. , Shen H. M. , Zhang Z. F. , *J. de Phys.* , **IV** (6), C8-505 (1996).
- [207] Murakami, Y. , Otsuka, K. , Mizubayashi, H. , Suzuki, T. , Proc. Wayman Conf. May, ed. TMS, to be published (1996).
- [208] Hasiguti, R. R. , Iwasaki, K. , *J. Appl. Phys.* , **59**, 2182 (1968).
- [209] Tirbonod, B. , Koshimizu, S. , *J. de Phys.* , **42**, C5-1043 (1981).
- [210] Postnikov V. S. , Panloo V. S. , Turkov S. K. , *J. Phys. Chem. Sol.* , **31**, 1785 (1970).
- [211] Postnikov V. S. , Gridnev S. A. , Prosolov B. N. , Turkov S. K. , *Phys. Stat. Sol.* , (a) **47**, 65 (1978).
- [212] Huang Y. N. , Li X. , Ding Y. , Wang Y. N. , Shen H. M. , Zhang Z. F. , *Phys. Rev.* , **B 55**, 16159 (1977).
- [213] Bornarel, J. , *J. Appl. Phys.* , **43**, 3 (1972).
- [214] Fedsov, V. N. and Sidorkin, A. S. , *Sov. Phys. Sol.* , **19**, 1359 (1977).
- [215] Kuramoto, K. , *J. Phys. Soc. Jpn.* , **56**, 1859 (1987).
- [216] Sun L. H. and Wang Y. N. , *Phys. Lett.* , **A 154**, 59 (1991).
- [217] Huang Y. N. , Wang Y. N. , Zhao Z. X. *Phys. Rev.* , **B49**, 1320 (1994).

- [218] Almond D. P. , *J. Phys.* , C, **21**, L1137 (1988).
- [219] Schlesinger et al. , *Phys. Rev.* , B **41**, 11237 (1990); *Phys. Rev. Lett.* , **65**, 801 (1990).
- [220] Kim Y. H. , Heeger A. J. et al. , *Phys. Rev.* , B **38**, 6478 (1988).
- [221] Toby B. H. et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **64**, 2414 (1990).
- [222] Bardeen J. and Schrieffer J. R. , *Progress in Low-Temp. Physics*, ed. Corter C. J. , NHPC, Amsterdam, 9216-222 (1964).
- [223] Hasegawa T. , Ikuta H. Kitazawa K. , *Physical Properties of High T<sub>c</sub> Superconductors III* ed. Ginsberg D. M. (World Scientific Publishing) (1992).
- [224] Dynes R. C. et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **41**, 1509 (1978).
- [225] Coffey J. , *Phys. Rev. Lett.* , **64**, 1071 (1990).  
Wolf E. F. et al. , *Sol. State Commun.* , **77**, 519 (1991).
- [226] Nowick A. S. and Berry B. S. , *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, New York, Academic, 464--492 (1972).
- [227] Damask A. C. and Nowick A. S. *J. Appl. Phys.* , **26**, 1165 (1955).
- [228] Schoeck G. and Bisogni E. , *Phys. Stat. Sol.* , **32**, 31 (1969).
- [229] Miner R. E. , Wilson T. L. , Jackson J. K. , *Trans. Met. Soc. AIME* , **245**, 1375 (1969).
- [230] Cannelli G. , Mazzolai F. M. , *Nuovo Cimento* , B **64**, 171 (1969).
- [231] Koiwa M. , Yoshinari O. , *J. de Phys.* , **46**, C10-99 (1985).  
Yoshinari O. , Koiwa M. , *Acta Metall.* , **30**, 1979 (1982).
- [232] Yoshinari O. , Koiwa M. , *Acta Metall.* , **30**, 1987 (1982).
- [233] Koiwa M. , Yoshinari O. , *Acta Metall.* , **31**, 2073 (1983).
- [234] Wang Yening, Gu Min, Sun Linhai, *J. Phys. Condens. Matter.* , **1**, 10039 (1989).
- [235] Ngai K. L. , *J. Alloys and Compounds* , **211/212**, 327 (1994).
- [236] Rajagopal A. K. , Teieler, S. , Ngai. K. L. *J. Rhys.* , C**17**, 6611 (1984).
- [237] Garland C. W. R. , *Physical Acoustics Principles and Methods* , **7**, ed. Masow W. P. and Thurston R. N. , Academic Press, New York and London (1970).
- [238] Luthi R. and Rehwald W. *Structural Phase Transitions I*, ed. by Muller K. A. and Thomas H. , Springer-Verlag, 131—184 (1981).
- [239] Rehwald W. , *Adv. Phys.* , **22**, 721 (1974).
- [240] 郎道和栗弗席兹(杨训愷译),统计物理,科学出版社,第十四章(1964).
- [241] 冯端等,金属物理,第二卷,科学出版社,第十三章(1975).
- [242] Errandon G. , *Phys. Rev.* , B **21**, 5221 (1980).
- [243] Cowley R. A. , *Phys. Rev.* , B **13**, 4877 (1976).
- [244] Brody E. M. , Cummins H. Z. , *Phys. Rev. Lett.* , **21**, 1263 (1968); *Phys. Rev.* , B **9**, 179 (1974).
- [245] Wilson K. G. , *Phys. Rev. Lett.* , **26**, 584 (1972); Wilson K. G. , Kogut J. ,

- Phys. Reps.* , **12 C**, 75 (1974).
- [246] Ma S-K, *Modern Theory of Critical Phenomena*, Benjamin, New York (1976).
  - [247] Luthi b. , Moran J. , *Phys. Rev.* , **5 2**, 1211 (1970).
  - [248] Gamon R. W. , Cummins H. Z. , *Phys. Rev. Lett.* , **7**, 193 (1966).
  - [249] Berry, B. S. , *J. Appl. Phys.* , **26**, 1221 (1955).
  - [250] Lucke, K. , *J. Appl. Phys.* , **27**, 1433 (1956).
  - [251] Zener, C. , *Elasticity and Anelasticity of Metals*, Univ. of Chicago Press, Chicago, Illinois, Osford Univ. Press, London (1948).
  - [252] Akhieser, A. , *J. Phys. USSR.* , **1**, 277 (1939).
  - [253] Bummel, H. E. , Dransfeld, K. , *Phys. Rev.* , **117**, 1245 (1960).
  - [254] Woodruff, T. O. , Ehrenreich, H. , *Phys. Rev.* , **123**, 1533 (1961).
  - [255] Zener, C. , *Phys. Rev.* , **53**, 90; 1010 (1938).
  - [256] Becker, R. , Doring, W. , *Ferromagnetismus*, Springer-Verlag, Berlin (1939).
  - [257] Mason, W. P. , *Rev. Mod. Phys.* , **25**, 136 (1953).
  - [258] bozorth, R. M. , Mason, W. P. , Mcskimin, H. J. , *Bell Syst. Tech. J.* , **30**, 970 (1951).
  - [259] Nowick, A. S. , *Internal Friction in Metals*, *Progr. Met. Phys.* , **4** (1953).  
物理译丛 (“固体物理”部分)第二期, 1 (1964).
  - [260] Mason, W. P. , Bommel, H. E. , *J. Acoust. Soc. Amer.* , **28**, 930 (1956).
  - [261] Morse, R. W. , *Phys. Rev.* , **97**, 1716 (1955).
  - [262] Mason, W. P. , *Phys. Rev.* , **97**, 557 (1955).
  - [263] Gibbons, D. F. , *Resonance and Relaxation in Metals*, F. L. Vogel, Jr. ed. , 2<sup>nd</sup> ed. Plenum Press, New York (1964).
  - [264] Morse, R. W. , Bohm, H. V. , *Phys. Rev.* , **108**, 1094 (1957).
  - [265] Pippard, A. B. , *Phil. Mag.* , **46**, 1104 (1955).
  - [266] Steinberg, M. S. , *Phys. Rev.* , **110**, 772 (1958).
  - [267] Morse, R. W. , *Progress in Cryogenics*, K. Mendelssohn, ed. , **1**, 221, Heywood, London (1959).
  - [268] Bommel, H. E. , *Phys. Rev.* , **100**, 758 (1955).
  - [269] Morse, R. M. , Bohm, H. v. , Gavenda, J. D. , *Phys. Rev.* , **109**, 1394 (1958).
  - [270] Keyes, R. W. , *IBM J. Rev. Develop.* , **5**, 266 (1961).
  - [271] Burner, L. J. and Keyes, R. W. , *Phys. Rev. Lett.* , **7**, 55 (1961).
  - [272] Mason, W. P. and Bateman, T. B. , *Phys. Rev.* , **134**, A1387 (1964).
  - [273] Lord, A. E. and Truell, R. J. , *J. Appl. Phys.* , **37**, 4631 (1966).
  - [274] Weinreich, G. , Sanders, T. , White, H. G. , *Phys. Rev.* , **114**, 33 (1959).
  - [275] Wang, W. C. , *Phys. Rev. Lett.* , **9**, 443 (1962).
  - [276] Hutson, A. R. , McFee, J. H. , White, D. L. , *Phys. Rev. Lett.* , **7**, 237 (1961).
  - [277] Pomerantz, M. , *Phys. Rev. Lett.* , **13**, 308 (1964).

- [278] Spector, H. N. , *Phys. Rev.* , **127**, 1084 (1962).
- [279] White, D. L. , *J. Appl. Phys.* , **33**, 2547 (1962).
- [280] Suiter, W. B. , Jr. , Blair, R. , *J. Appl. Phys.* , **36**, 1156 (1965).
- [281] Iida, S. , *J. Phys. Soc. Japan* , **22**, 1233 (1967).
- [282] Van Houten, S. and Bosman, A. J. , in Proc. 1<sup>st</sup> Buhl Int. Conf. Transition Metal Compounds p123, E. R. Schatz, ed. , Gordon and Breach, New York (1964).
- [283] Sturge, M. D. , Krause, J. T. , Gyorgy, E. M. , Le Craw, R. C. , Merritt, F. R. , *Phys. Rev.* , **155**, 218 (1967).
- [284] Zeller, R. c. , Pehl, R. O. , *Phys. Rev.* , **B4**, 2029 (1971).
- [285] Granato, A. V. , Hultman, K. L. and Huang, K. F. , *J. de Phys.* , **46**, C10-23 (1985).
- [286] Drescher-Krasicka, E. , Granato, A. V. , *J. de Phys.* , **46**, C10-73 (1985).
- [287] Kogure, Y. , Ho, W. K. B. , Granato, A. V. , *J. de Phys.* , **6**, C8-305 (1996).
- [288] 金国钧, 物理学进展, **10**, 123 (1990).

# 第十一编 晶体的范性

冯 端

---

## 引 言

金属具有优良的延展性,易于加工成形,这是它区别于非金属材料的一个重要特征;另一方面,还可以通过范性形变、合金化以及热处理的手段,使之强化,能够承受较高的负荷,从而成为常用的结构材料。铜器时代以来,世世代代的能工巧匠通过大量的实践,掌握了许多行之有效的诀窍和经验规律,但知其然而不知其所以然。金属学的科学研究始于19世纪中叶,但关于范性形变物理基础的研究却迟至20世纪20年代方始开始,已在物理学家探明了晶体结构的奥秘之后了。当时科学家掌握了制备金属单晶体的技术,开展了有关金属单晶体范性形变规律性的研究。通过一系列的实验研究,阐明了范性形变的晶体学特征,以及与之相应的宏观规律。这方面的工作已经总结在30年代中所出版的两部专著之中<sup>[1,2]</sup>,为建立范性形变的物理理论作好了准备,由于完整晶体屈服强度的理论值比实测值高出千倍以上,这就导致有些科学去挖空心思来设想在晶体中容易滑移的缺陷构形,30年代中位错理论即应运而生。随后位错理论的发展与进一步被实验所证实,从而全面奠定了晶体范性形变微观理论的基础<sup>[3~11]</sup>。

应该指出,在泰勒(Taylor, G. I.)提出位错设想的第一篇论文

之中,就用位错间的相互作用来解释加工硬化的现象.半个世纪过去了,尽管有许多科学家对于加工硬化的机制进行了相当深入细致的实验和理论的研究,而且就原则而言,它也不会越出位错与位错间相互作用的理论框架.但是由于影响因素的繁多,现象的错综复杂,以致于成效并不显著,仍然是众说纷纭的局面.正如科特雷耳所说的,“这是滑移理论首次尝试处理的问题,也许将被证明为最后才能解决的问题”.另一方面,第二相粒子的强化问题可以归结为位错与第二相粒子的相互作用,物理图象是清楚的,理论也比较成熟.固溶强化中起关键作用的是位错与溶质原子之间的相互作用,情况正好介乎上述两者之间.

理解了单晶体范性形变的概貌之后,就进一步探讨更接近实际应用的多晶体范性形变的问题.就几何性质而言,形变织构在应用上是有其重要性的;而晶界对于滑移位错的影响导致了细晶强化.本编以讨论单晶体的范性形变规律为主,也简略涉及多晶体范性形变的问题.

## 第二十六章 范性形变的几何学与晶体学

### I 基本情况

金属的范性形变是和它的晶体结构的特征密切相关的. 早期在晶体范性学研究方面的主要成果就在于搞清楚了其几何学与晶体学的特征, 这方面的大量实验规律为范性形变的位错理论奠定了基础. 近年来位错直接观测技术的发展, 又进一步揭示其内在的机制, 使我们能够从微观的角度来了解这些特征. 总的说来, 这一部分是晶体范性学中最成熟的部分, 成为进一步理解晶体范性形变的物理本质问题所必循的途径.

#### § 26.1 范性形变的测量

测量金属晶体的范性性质, 多半沿用材料试验的一些标准方法或根据试样的具体情况稍加变易<sup>[4,12]</sup>. 下面分别就加载方式和测试方法作一些讨论.

(a) 加载方式 试样中的应力分布状态和加载方式有密切的关系, 可以分为均匀加载和非均匀加载两类来讨论:

(1) 均匀加载. 对于棒状或丝状试样, 最通用的加载方式就是拉伸. 在拉伸试验中夹头直接加张应力于试样上, 试样内部的应力分布基本上是均匀的, 最大的切应力平面和拉伸轴成  $45^\circ$  [图 26.1(a)]. 另一种加载方式是对试样进行压缩 [图 26.1(b)]. 但在压缩中, 压头和试样间有摩擦力, 影响到试验结果. 虽然可以用增加试样的长度直径比来减小摩擦力的影响, 但太长的试样, 在压缩时容易产生不均匀形变而弯折. 由于这些缺点, 压缩加载比较少用. 但压缩试验也有其优点, 压应力不象张应力那样会促使裂口发展, 造成断裂, 因而适合于脆性材料的试验. 剪切加载是直接加切应力于

试样[图 26.1(c)]. 这样,对于方形试样最大切应力平面就和试样表面平行,有些单晶体的试验采用这种方式.

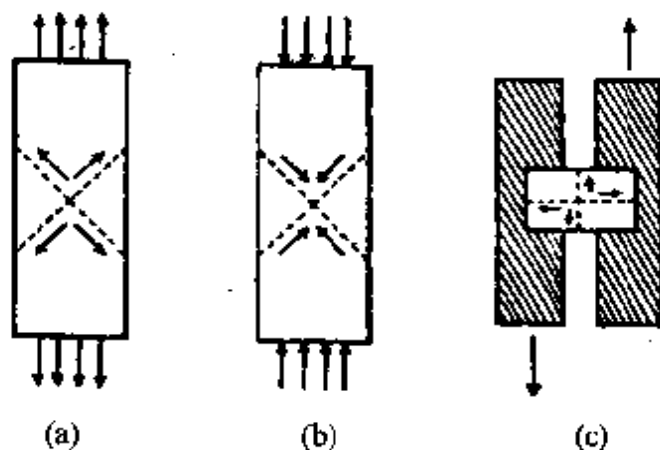


图 26.1 均匀加载的示意图.

(a) 拉伸; (b) 压缩; (c) 剪切(虚线表示最大分切应力平面的迹线).

(2) 非均匀加载. 非均匀加载在试样中引起不均匀的应力分布,较常用的是弯折和扭转两种试验. 在弯折试验中,试样支持在刀口上,受到一定弯曲力矩的作用. 试样内和上下表面平行的平面因在和弯曲轴正交的方向上位置不同发生拉伸或压缩,没有改变的只是中间的中平面[图 26.2(a)中的虚线表示中平面的迹线].  $mn$  线上正应力的分布如图 26.2(b)所示,在试样上、下表面的张、压应力分别为极大值. 在扭转试验中弯曲力矩的作用在试样截面上引起在中轴处为零、在表面上最大的不均匀的切应力分布[参看图 26.2(c)与(d)]. 如果采用薄壁中空的圆筒试样,就得到近似均匀的应力分布.

(b) 测试方法 当加载方式确定后,还可以选择不同的测试方法. 在测试时,一般地除要求温度尽可能不变外,还要选择某一参量(例如应变速率或应力)保持恒定. 测量方法可以分为动态和静态两类.

(1) 动态试验. 在试验中试样的夹头(或加力点)以一定速率作相对运动,以保持恒定的应变速率. 如果应变  $\epsilon$  可以表示为弹性应变  $\epsilon_e$  与范性应变  $\epsilon_p$  的叠加,在测试过程中

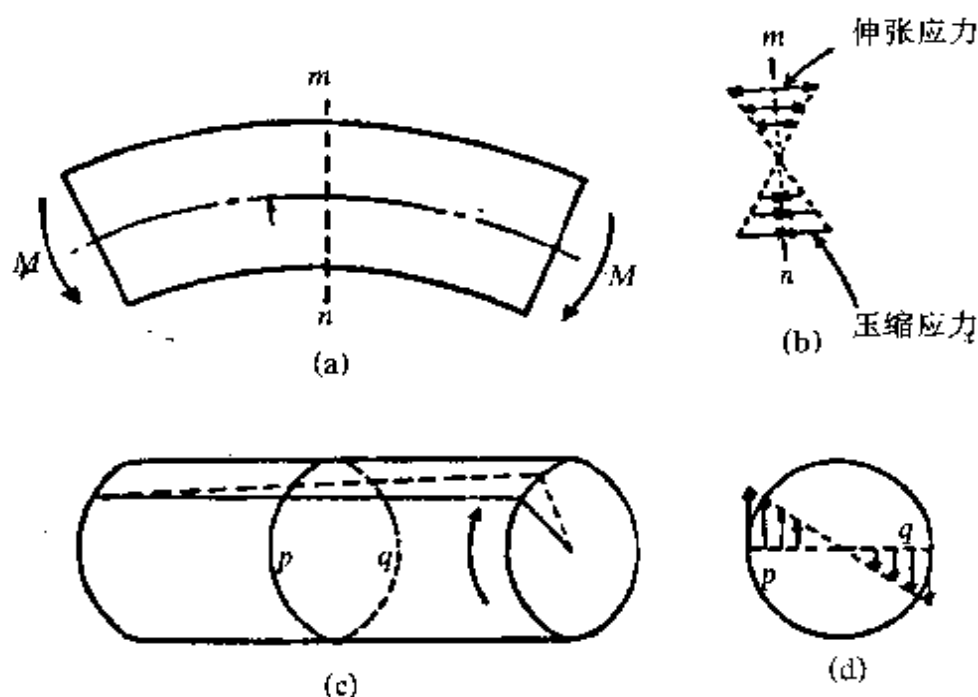


图 26.2 非均匀加载的示意图。

(a) 弯折；(b) 弯折试样中的  $mn$  线上的应力分布；

(c) 扭转；(d) 扭转试样横截面上的应力分布。

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_e + \dot{\epsilon}_p = \text{常数}, \quad (26.1)$$

其中弹性应变  $\epsilon_e$  是和应力  $\sigma$  成正比。因而

$$\dot{\sigma} = E' \dot{\epsilon}_e, \quad (26.2)$$

$E'$  为一常数, 如果可以忽略拉伸机本身的形变,  $E'$  就应等于试样材料的弹性模量  $E$ . 在动态试验中测量的是应力-应变曲线[即  $\sigma = f(\epsilon)$ ]. 图 26.3 示出了典型的应力-应变曲线. 在起始阶段是一直线, 属弹性形变的范围, 其斜率就等于  $E'$ . 当应力超过一定值后 (称为比例极限  $\sigma_p$ ), 就开始和直线偏离, 即进入范性形变的范围. 比例极限和测量应变的精密度有很大的关系, 往往不容易精确定出. 所以实际上常用的是屈服应力  $\sigma_s$ , 即在试样上出现宏观范性形变迹象的临界应力. 屈服现象不很明显时, 可以规定卸载后剩余的范性应变值  $\epsilon_s$  (例如 0.2% 或 0.02%) 作为判据, 这就是工程技术上常用的条件屈服应力 ( $\sigma_{0.2}$  或  $\sigma_{0.02}$ ). 在屈服以后的区域内应力

也是随应变的增加而加大的. 这一部分曲线称为加工硬化曲线, 它的斜率  $\theta = \frac{d\sigma}{d\epsilon}$  称为加工硬化系数.

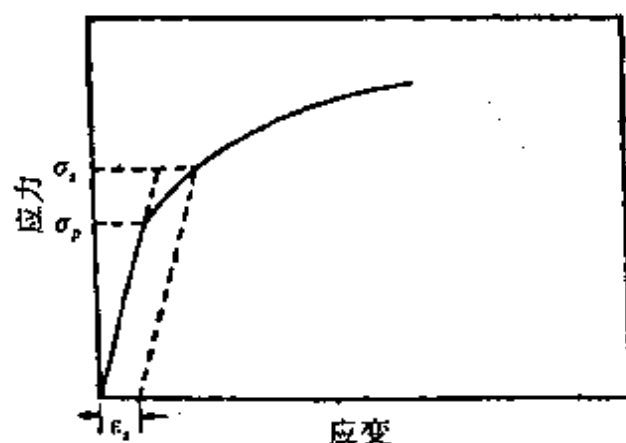


图 26.3 典型的应力-应变曲线  
(示意图).

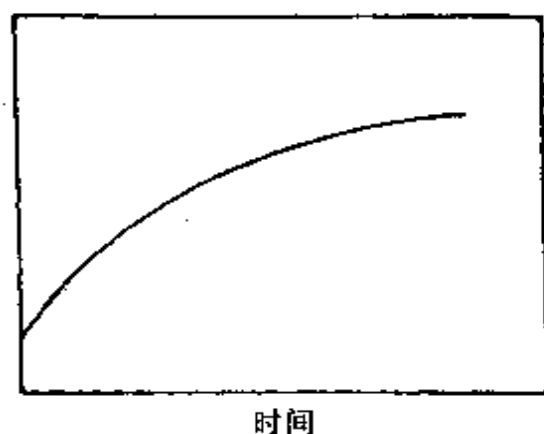


图 26.4 典型的低温蠕变曲线  
(示意图).

(2) 静态试验. 在测试时如果应力保持恒定 ( $\sigma = \text{常数}$ ), 测量应变随时间变化的关系 [即  $\epsilon = f(t)$ ] 就得到蠕变曲线. 图 26.4 示

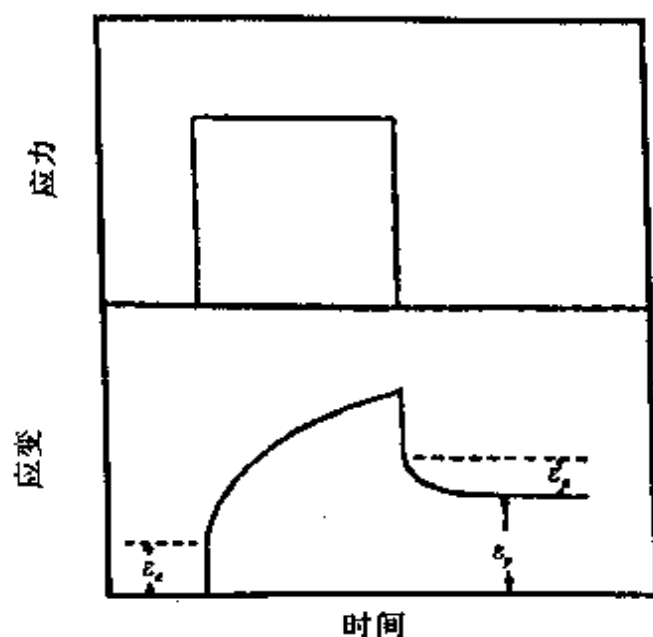


图 26.5 加载与卸载过程中应力和应变  
随时间变化的关系(示意图).

出的是典型的低温蠕变曲线, 应变先是随时间延长而增加的, 后来趋近于一饱和值. 蠕变试验是测量材料的高温力学性质的主要方法, 但同样也可以用于低温力学性质的研究. 在小形变时, 采用恒定的负载就可以获得几近恒定的应力. 但在形变度较大的情况下, 就有必要采用适当的措施来补偿截面积的缩减和晶体取向的改变, 以保证应力的恒定.

在实际形变中,除了弹性应变和范性应变外,还有少量的滞弹性应变  $\epsilon_e$  (参看第十编),这可以由应变随时间变化关系中反映出来.例如图 26.5 示出了加载一段时间后再卸载所得到的应变和时间的关系:刚加载时,立刻产生了弹性应变  $\epsilon_e$ ,而滞弹性应变  $\epsilon_e$  和范性应变  $\epsilon_p$  则随时间逐渐增加,在卸载时,弹性应变  $\epsilon_e$  立即消失,  $\epsilon_e$  在一段时间范围内才消除,剩下的只是  $\epsilon_p$ . 由于在一般金属的范性形变过程中  $\epsilon_e$  要比  $\epsilon_p$  小得多,通常可以将  $\epsilon_e$  忽略不计.

将加载方式和测试方法作适当的组合,可以得到多种多样测量范性形变的试验方法,但实际上应用最广的方法是用拉伸加载,在恒应变速率条件进行试验,简称为拉伸试验.在以后如果不加特别声明的话,所指的就是这种试验方法.

## § 26.2 滑移的晶体学特征

单晶体在拉伸情形下,表面总是出现许多带纹(实际为台阶).图 26.6 示出锌金属单晶体在拉伸后的表面情况.由此可以设想晶体的范性形变是以滑移方式进行,滑移的意义就是晶体的一部分相对于另一部分沿着晶面作相对平动.图 26.7 示出一个圆柱形六角晶体的滑移模型,滑移面就是六角晶系的基面(0001),它和拉伸轴斜交,与圆柱面相交截就表现为图中所示的椭圆.图中的短箭代表滑移方向,一般不一定和椭圆长轴相重合.图 26.7(a,b)示出滑移前的形态,图 26.7(c,d)示出滑移后的形态.可以看出,试样经过滑移之后伸长了,它的横截面(和拉伸轴相正交的截面)也发生了变化,在某一方向上缩小很显著,而在其垂直方向可能略有扩大(扩大是由于滑移方向和滑移椭圆长轴不一致的缘故),就从原来的圆形横截面变为椭圆形,而总的横截面积产生了收缩.

图 26.6 清晰示出被拉长晶体表面的带纹就是作平动滑移的面在表面上造成台阶的痕迹,称为滑移带(有时也称滑移线).如果晶体表面是平面,则滑移带一般呈直线状.过去研究滑移现象都是用光学显微镜来观察滑移带的形态与结构,由于分辨本领比较低,许多细节看不清楚,后来在电子显微镜下观察时发现每个滑移带

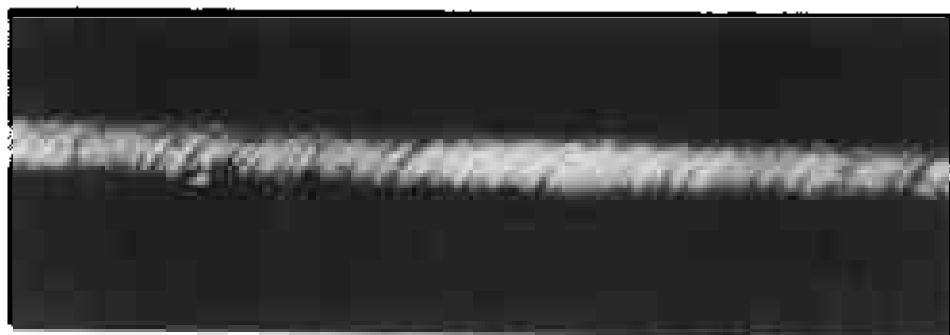


图 26.6 锌单晶体的滑移线的迹象.

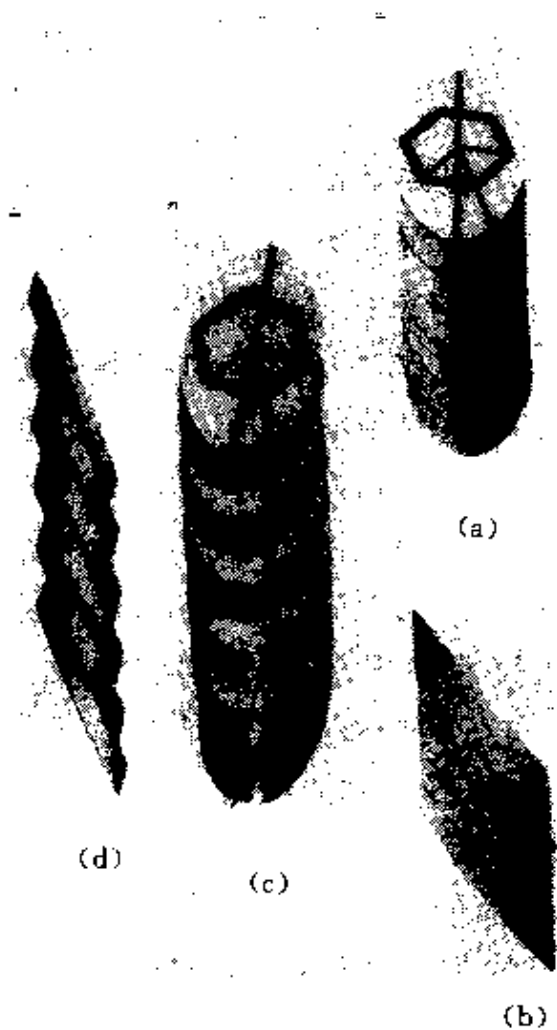
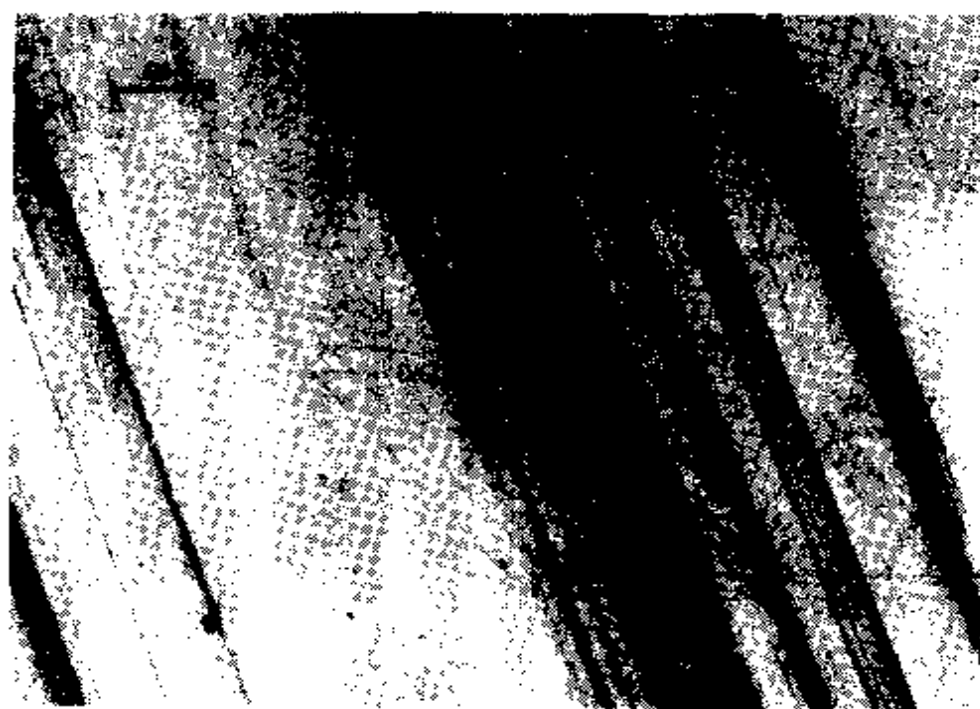


图 26.7 晶体滑移模型.

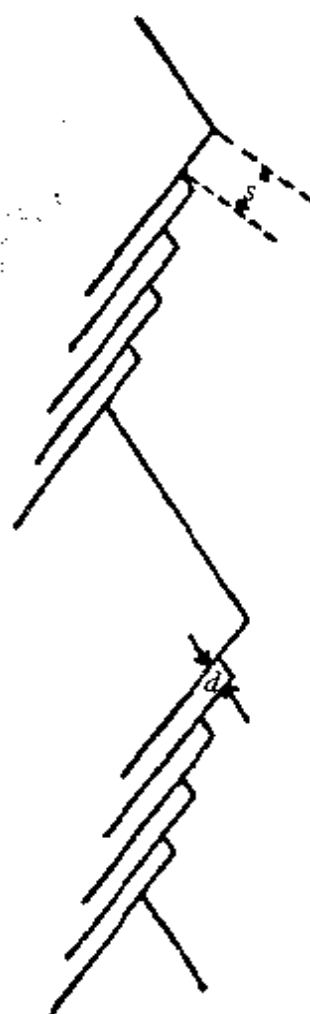
(a)和(b)原始状态;(c)和(d)拉伸以后.

实际上是一群靠得很近的细线所构成. 图 26.8(a)示出的是用电子显微镜照得铝单晶体表面上的滑移带<sup>[7]</sup>, 带中有许多细线, 线间距[图 26.8(b)中的  $d$ ]约为 20nm, 每一线上的滑移量[即图 26.8(b)中的  $s$ ]约为 200nm. 对于不同晶体和在不同条件下,  $s$  和  $d$  的数值变化甚大, 但有一点是共同的, 即每一条滑移线是由该线附近的原子面相对滑移了一个很大距离(几百至几千个原子间距)而形成. 另从滑移带的分布可以看出形变是不均匀的, 滑移集中在某些晶面上, 滑移带之间的晶片就没有发生滑移. 如果在一个磨光的晶体上观察形变过程中滑移带的发展, 首先是出现细线,

到后来才发展成带。



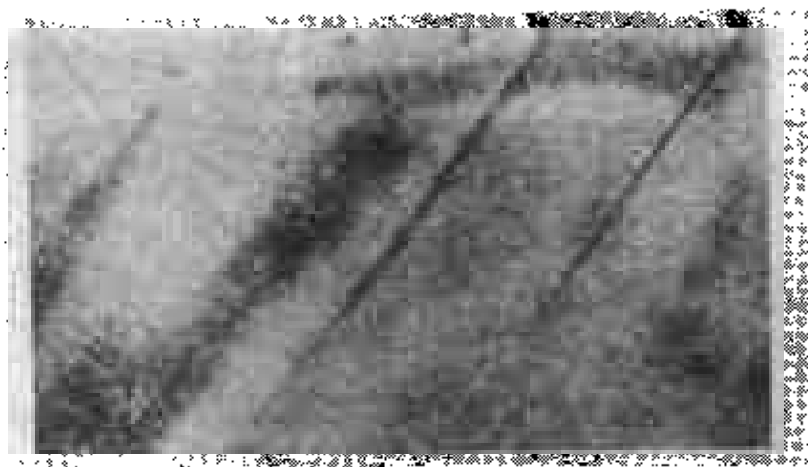
(a)



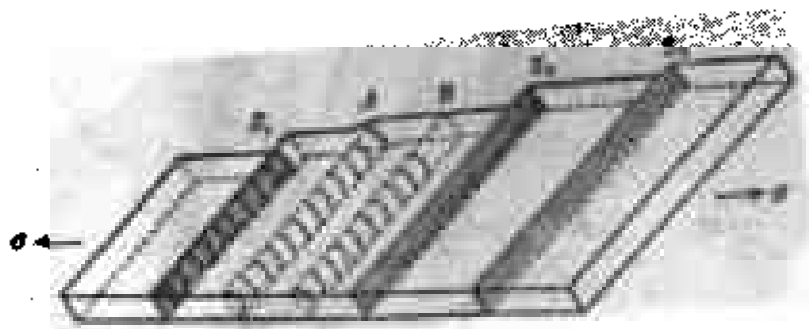
(b)

图 26.8 (a) 铝中滑移带的电子显微照片, 示出带中的精细结构;  
(b) 滑移带结构中有关参量的示意图。

由于滑移时有些晶体中产生笛塔声音, 而且完整滑移线常是在突然间形成, 因而最早关于滑移机制的假想是: 滑移面上的原子面如同刚性的整体而彼此滑过。这种滑移过程中原子面内原子必需同时移动, 这样滑移所需要的临界切应力, 从理论上计算得的数值比实际数值大 1000 倍左右 (见 § 7.2 及 § 27.1), 因而人们设想滑移是原子逐步滑移的过程, 即位错运动的结果。



(a)



(b)

图 26.9 铝晶体在外加应力下,位错运动至表面而形成滑移台阶.

(a) 电子显微照相; (b) 示意图.

这样的设想已为许多实验所证实,在第一卷 § 7.2 中已列举了一些显微镜中观察到的例证. 现在举出一个更显著而直观的例子<sup>[13]</sup>. 图 26.9 示出的是铝薄膜的透射电子显微照相,是边拉伸边观测的,可以看出晶体被拉伸后出现三个滑移带. 这三个滑移带是在表面上形成三个台阶( $S_1, S_2, S_3$ ). 从实验过程中观测到这些台阶的增大是和位错从晶体中部运动到表面同时发生的.  $S_2, S_3$  两滑移带已完成,在  $S_1$  的滑移面上还留下若干位错没有滑移到表面上来. 另外还有两列位错  $A, B$  尚未移出表面,故台阶未形成. 这一实验不仅说明滑移的进行是通过位错的运动来完成的,而且也更加肯定了滑移是集中在某些面上. 滑移量(即台阶高度)可达几百纳米,这必须有成百上千个位错在同一面上滑出晶体,而晶体内部

错并没减少反而增加(实验观测结果). 对这一现象的最好说明是位错增殖的弗-瑞机制及双交滑移机制, 详细过程已在第一卷 § 7.22 中讨论过.

实验表明, 滑移通常是沿一定的结晶面和结晶方向发生, 而不受外加负载的影响, 仅与晶体结构有关. 这一定的结晶面和结晶方向, 称为滑移面和滑移方向, 是晶体的两个滑移要素. 一般滑移面总是原子排列最密的面. 例如在面心立方金属中滑移面为 $\{111\}$ ; 体心立方晶体的滑移面已被肯定的有 $\{110\}$ 面; 密集六角晶体通常是它的基面 $(0001)$ . 但在和密集结构有偏差的情况下, 六角晶体各晶面上原子密排程度相差常随轴比 $(c/a)$ 值的变化而改变, 当 $(c/a) < 1.633$  时基面 $(0001)$ 不再是唯一的密排面, 其他棱柱面 $\{10\bar{1}0\}$ 或棱锥面 $\{10\bar{1}1\}$ 具有相近的密排程度甚至可以超过基面, 如钛 $(c/a) = 1.589$ , 棱柱面 $\{10\bar{1}0\}$ 的滑移比基面更重要. 再如镁的轴比 $(c/a) = 1.624$  接近理想值 1.633, 在室温时 $(0001)$ 是主要滑移面, 在 225 °C 以上则有 $\{10\bar{1}1\}$ 面的滑移出现. 镁中加少量锂使轴比减小到 1.61, 因而可同时出现 $\{0001\}$ 和 $\{10\bar{1}0\}$ 的滑移. 实验测得的滑移方向更明确地表明原子排列最密的方向是唯一的滑移方向, 如面心立方金属的滑移方向是 $\langle 110 \rangle$ , 体心立方金属的滑移方向是 $\langle 111 \rangle$ , 六角金属则是 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ . 表 26.1 中列举了一些重要的金属滑移要素.

从滑移的位错机制很易说明滑移方向的确定, 因为晶体中能量最低(也是最稳定)的位错是具有最短柏格斯矢量的位错, 这种位错扫出晶体造成的滑移方向自然就是原子最密排的方向. 至于滑移面的选择, 有人认为是位错沿着密排面运动所受到的佩-纳阻力最小, 因为从第一卷 § 5.10 对于位错在点阵中滑移时能量的计算[第一卷式(7.108)]可以看出, 佩-纳力与  $e^{-4\pi\zeta/b}$  成正比;  $\zeta$  是表示位错宽度的参量, 它等于  $a/2(1-\nu)$  [式(7.110)],  $\nu$  为泊松比,  $a$  表示滑移面间距,  $a$  愈大, 则佩-纳力愈小. 大家知道原子排列最密的面, 其面间距最大, 也即佩-纳力最小, 从而说明了滑移为什么总是发生在原子排列最密的面.

表 26.1 几种重要金属的滑移要素

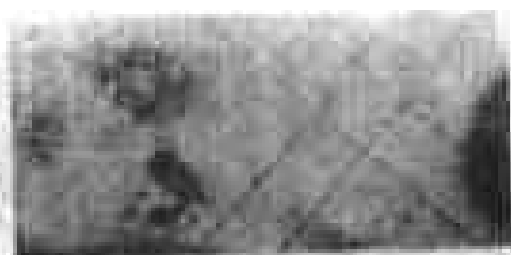
金 属	点阵类型	温度 (°C)	滑 移 面	滑移方向
Al, Cu, Ag, Au, Ni, Pb	面心立方	20	{111}	(110)
Al		$\frac{T}{T_m} > 0.72$	{100}	(110)
$\alpha$ -Fe, Mo, Nb	体心立方		{110} {112} {123}	(111)
$\alpha$ -Fe+4% Si			{110}	(111)
Zn, Cd, Mg	六 角	20	(0001)	(11 $\bar{2}$ 0)
Mg		$\frac{T}{T_m} > 0.54$	{10 $\bar{1}$ 1}	(11 $\bar{2}$ 0)
Mg+14% Li		20	(0001){10 $\bar{1}$ 0}	(11 $\bar{2}$ 0)
$\alpha$ -Ti		20	{10 $\bar{1}$ 0}{10 $\bar{1}$ 1} (0001)	(11 $\bar{2}$ 0)

关于体心立方系晶体的滑移面的问题至今尚无统一的看法。因为它的滑移线是波浪形的(图 26.10),很难准确测定滑移面。一种看法认为体心立方晶体没有确定的晶体学滑移面,滑移是沿了 $\langle 111 \rangle$ 晶带的最大分切应力平面进行<sup>[2]</sup>。第二种看法认为确实有沿 $\{110\}$ , $\{112\}$ , $\{123\}$ 三组晶面的滑移<sup>[14,15,16]</sup>。第三种看法认为真正的滑移面只有 $\{110\}$ 面,至于 $\{112\}$ , $\{123\}$ 面,是滑移在不同取向的 $\{110\}$ 面上交替进行所引起的表观迹象<sup>[16]</sup>。以上这三种看法的依据多半是一些比较宏观的滑移迹象,例如滑移线的观测或点阵弯曲轴线的测定。近年来利用直接观测位错的技术,可以看到微观滑移面的迹象。图 26.11 示出钼中蚀斑观测和电子显微镜薄膜透射的结果,都明确显示滑移位错沿着确定晶面排列。由于体心立方晶

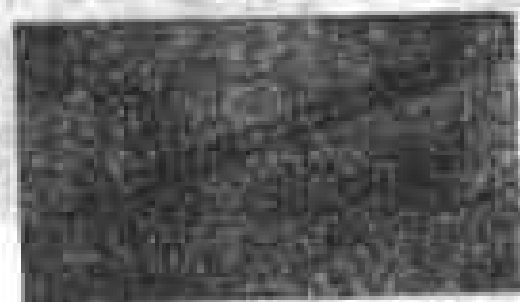


图 26.10  $\alpha$  铁中的波浪形滑移带( $\times 300$ ).

体中螺型位错很容易交滑移,从[图 26.11(b)]示出弯折钼晶体表面上滑移带中蚀斑图象,可以看出尖劈形的滑移带,表明它随应变增加而变宽,可能就是通过双交滑移机制增殖的结果. 根据这个线索,我们就不难理解为什么根据宏观滑移迹象可以推导出完全不同的结论. 设想位错的主滑移面并不和最大分切应力平面相重合,一个位错圈在扩展过程中,由于螺形部分不断作交滑移,就造成了沿棱柱面的滑移. 此棱柱面是以位错的柏格斯矢量为其轴线交替地由主滑移面和交滑移面的窄条所组成,使其平均位向接近于最大分切应力平面(参看图 26.12). 这种滑移所产生的形变就和一捆铅笔沿着它们长度方向切变一样,在文献中也称之为铅笔式滑移. 如果我们所选的观察面和柏格斯矢量相平行,就可以观察到笔直的滑移痕迹(由于扫过的位错不在此面形成台阶,滑移线不易察觉,但可以用浸蚀法将沿滑移面排列的位错迹象显示出来)表现出晶体学滑移的特征. 如果所选的观察面和柏格斯矢量相正交,棱柱滑移的台阶就应表现为折线式的滑移线(在分辨率不够的情况下就是波浪形的滑移线),其方向大体上接近于最大分切应力平面迹线的方向. 形变度愈大,形变温度愈高,交滑移愈容易进行,就可能



(a) ( $\times 2500$ )



(b) ( $\times 4000$ )



(c) ( $\times 100,000$ )

图 16-11 铜中滑移位错的观察。

(a) 透射图像，显示两组正交的  $(110)$  滑移带。(b) 通过晶体侧面的透射图像，显示滑移带宽度（统计上测量）的结果。

(c) 电子能量损失谱基透射图像，显示滑移面上的位错排列。

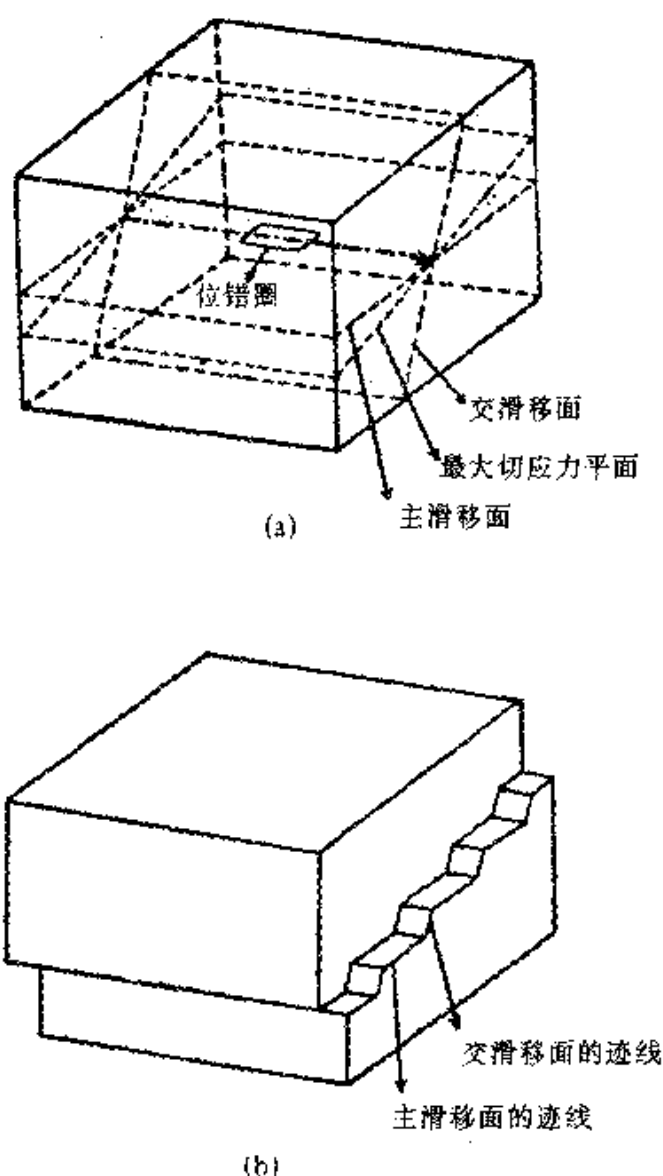


图 26.12 位错圈作棱柱(铅笔式)滑移的示意图。  
(a) 滑移前; (b) 滑移后。

得出类似于非晶体学滑移的迹象。至于位错运动的微观滑移面,已肯定的有 $\{110\}$ 面和 $\{112\}$ 面,未能肯定的是 $\{123\}$ 面。

从表 26.1 中还可以看出,对于一定的晶体结构,滑移方向是唯一肯定的,而滑移面则随温度和成分的不同有所变化。除上述镁的滑移面受温度影响外,还有铝在室温下的滑移面是 $\{111\}$ ,在 $450^{\circ}\text{C}$ 以上则沿 $\{100\}$ 面滑移。又如硅铁在 $70\text{K}$ 以下只有 $\{110\}$ 面

的滑移,较高温度下始有 $\{112\}$ 或其它面的滑移.这有人解释为是膨胀系数的各向异性导致高温下最密排面发生了变化,更本质地也可以认为这是各晶面上位错的佩-纳阻力随温度的变化不同所致,高温下最小佩-纳力的晶面与低温的不同.另一种解释认为次密排面上滑移的产生是由螺型位错的交滑移所控制的,而交滑移是一种热激活过程,因此要在较高温度下才会出现次密排面的滑移.关于成分的影响也是有相似的说明,例如镁中加少量锂使六方晶体的轴比变小,致使 $(0001)$ 与 $(10\bar{1}0)$ 面有相近的密排度,故可同时出现两种晶面的滑移.又如硅铁合金当硅含量小于4%时,滑移线是波浪形,也即出现较多的滑移面,但当硅含量大于4%时,滑移主要沿 $\{110\}$ 面进行,滑移线是很直的.一般认为当铁中含一定量的硅时可以阻止交滑移的发生,猜想是层错能降低位错变宽之故,但尚有待实验证实.

一个滑移面和位于该面中的滑移方向构成一个滑移系统.由于晶体具有对称性,相应地存在由对称性决定的多重滑移系统族.例如,面心立方金属有四个 $\{111\}$ 面,每一面中有三个 $\langle 110 \rangle$ 方向,因而具有12个滑移系统.体心立方金属如果可以在三组滑移面( $\{110\}$ 、 $\{112\}$ 、 $\{123\}$ )上进行滑移,每个面上有2个滑移方向,因此可有48个滑移系统.六角金属一般只有基面滑移,故只有三个滑移系统.

### § 26.3 临界切应力定律

晶体开始产生滑移,必须有一定大小的临界应力.许多试验证明不同取向的金属单晶体在不同的拉伸应力作用下开始滑移,但这些应力在滑移面和滑移方向上的分量也即临界切应力是完全相同的(临界切应力定律).一般金属的临界切应力数值在0.1—100MPa之间,和其纯度有很大关系.由图26.13可以计算出临界切应力与拉伸应力的关系.设 $P$ 为沿着拉伸轴方向的拉力, $A$ 为试样的横截面积,设滑移面是倾斜的与横截面之间的夹角为 $\varphi$ ,则滑移面积为 $A/\cos\varphi$ ,作用在滑移面单位面积上的应力为

$$\frac{P}{A/\cos\varphi}$$

此应力是沿试样轴的方向, 设  $\lambda$  为滑移方向与拉伸轴之间的夹角, 则切应力

$$\tau = \frac{P}{A} \cos \varphi \cos \lambda.$$

若开始滑移时的拉伸应力(即屈服应力)为  $\sigma_0 = \frac{P_0}{A}$ , 则临界分切应力

$$\tau = \sigma_0 \cos \varphi \cos \lambda. \quad (26.3)$$

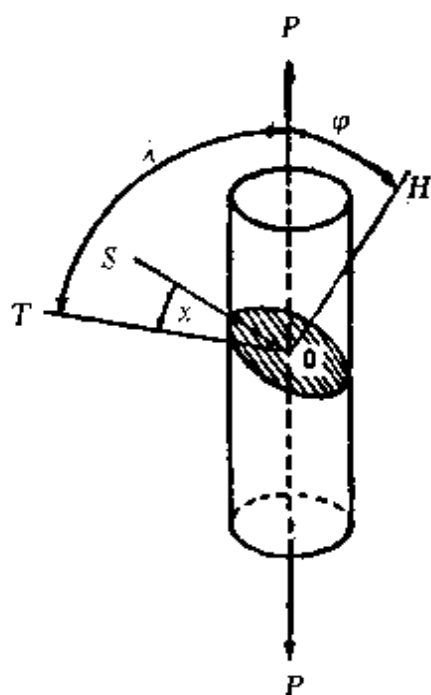


图 26.13 拉伸应力与有效  
滑移切应力的关系.

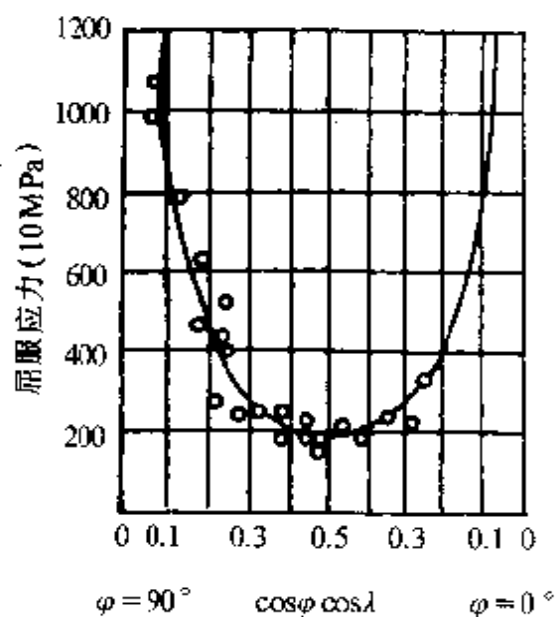
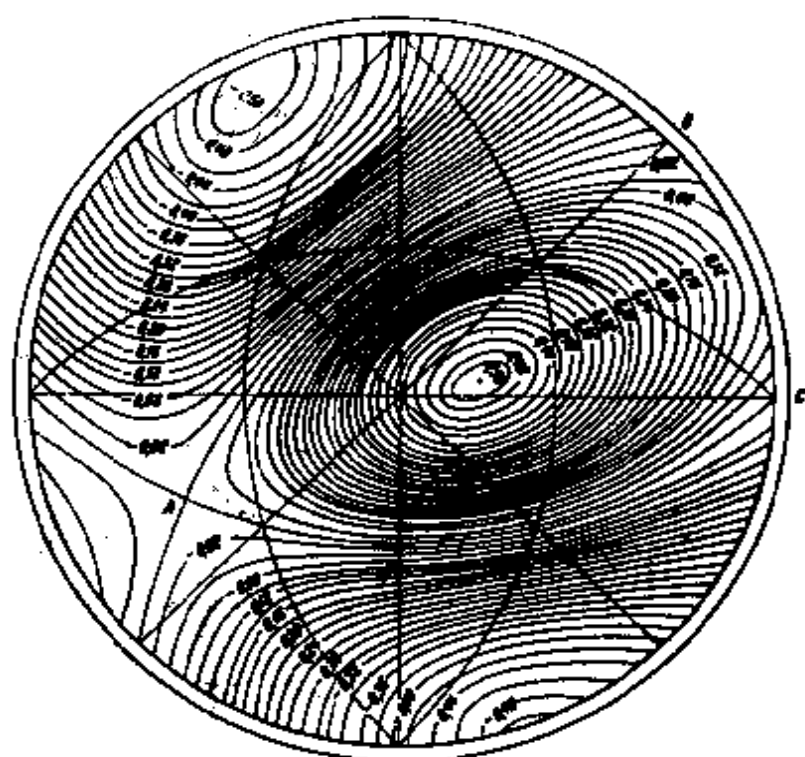


图 26.14 镁晶体的屈服应力  
与晶体取向的关系.

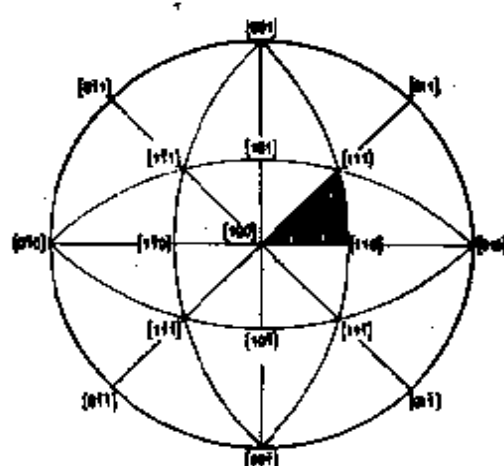
图 26.14 所示的是六角晶系金属镁中晶体取向对屈服应力的影响, 点子表示实验数据, 曲线是从式(26.3)计算得的理论曲线, 可以看到理论值与实验值符合很好. 在此等轴双曲线对称轴左边是  $\varphi$  的值在  $90^\circ \sim 45^\circ$  之间的曲线, 右半边是  $\varphi$  值在  $45^\circ \sim 0^\circ$  之间的曲

线. 可证明, 当两个滑移要素和拉力之间的夹角都是  $45^\circ$  时, 晶体的屈服应力最小.

式(26.3)中的  $\cos\varphi \cos\lambda$  称为取向因子, 一般用  $\Omega$  表示. 对于面心立方点阵而言, 有 12 个等价的滑移系统, 晶体在拉伸过程中, 究竟在哪一个系统上滑移决定于取向因子  $\Omega$ , 在图 26.15(a) 中将



(a)



(b)

图 26.15 (a) 在极射投影图中  $(11\bar{1})[101]$  滑线系统的等取向因子  $\Omega$  线;  
(b) 极射投影(a)的指标化.

等取向因子曲线在极射投影图上画出,在等取向因子线旁的数值都是相对于 $(11\bar{1})[101]$ 滑移系统计算的.可以看出,如果拉伸轴处于图 26.15(b)有影线的三角形中时,则对于上述滑移系统而言,取向因子具有最大数值.

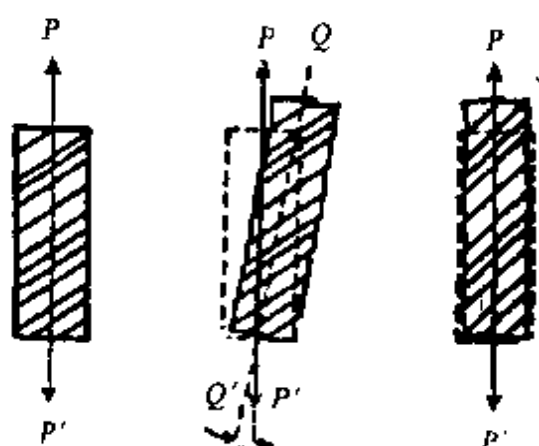
从位错理论的观点看来,临界切应力定律是很容易理解的:在第一卷 § 7.15 曾经证明过,作用于单位长度位错线上促使位错滑移的力只决定于沿滑移面的切应力沿柏格斯矢量方向(即滑移方向)的分量.因此临界切应力定律的物理实质,无非是作用于位错的力促使滑移开动.

密集结构金属单晶体中的实验结果基本上符合于临界切应力定律,只有在当两个或多个滑移系统同时开动时会出现少量的偏差.但是体心立方金属单晶体的实验结果就比较混乱,有时在低温下首先开动的并不是分切应力最大的滑移系统,甚至出现不对称滑移的现象,即沿 $(112)[11\bar{1}]$ 和 $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方向滑移的临界切应力不相等.近年来这种反常现象被人们所注意研究,其机制可能和体心立方金属中位错蕊区域的特殊结构有关<sup>[17]</sup>(参看第一卷 § 7.33).

#### § 26.4 形变过程中滑移的几何关系

(a) 单滑移 首先考虑仅有单一滑移系统动作的情形.从图 26.7 可以看出,晶体的长度有了变化,同时取向也变动了.这是很容易理解的:在拉伸时,如果拉伸机的夹头可以自由移动[图 26.16(a,b)]使滑移面和滑移方向的取向保持不变,则拉伸轴的取向要发生不断的变化;如果夹头固定不动,保持拉伸轴的方向不变,则晶体的取向就要发生变化[图 26.16(a,c)],使得拉伸轴和滑移方向  $t$  的夹角不断变小.因而晶体取向变化为一旋转,旋转的结果要使滑移方向和拉伸轴一致.

在压缩形变中也产生晶体取向相对于压缩轴的旋转,其结果要使滑移面法线和压缩轴相重合(图 26.17).所以在拉伸和压缩



情况下分别测定晶体取向变化的趋向,也可以将晶体的滑移要素定出。

这样在晶体形变过程中取向因子  $\Omega$  是在改变的,也就会引起作用于滑移方向上有效应力的减小或增大,产生了硬化或软化的效应,这被称为几何硬化和软化。这

根据几何关系,还可以进一步求出其他参量间的关系,在文献[4]中给出了详尽的处理.

当滑移量为一无穷小量  $ds$  时,关系就特别简单:相应的伸长量  $dl$  就等于  $ds \cos \lambda$ ,所以拉伸应变

$$d\epsilon = \frac{dl}{l} = \frac{ds \cos \lambda}{l}. \quad (26.5)$$

另一方面,各滑移层厚度的叠加就等于  $l \cos \varphi$ ,因而滑移的切应变

$$d\gamma = \frac{ds}{l \cos \varphi}. \quad (26.6)$$

从式(26.5)及式(26.6)消去  $ds$ ,就得到

$$d\epsilon = \cos \varphi \cos \lambda d\gamma = \Omega d\gamma, \quad (26.7)$$

这里的  $\cos \varphi \cos \lambda$  就是 § 27.3 中导出的取向因子  $\Omega$ .

前面已讲过滑移是由位错的运动来完成的,第一卷 § 7.5 中已导出切应变与位错运动的关系,此处设位错密度为  $\rho$ ,位错线扫过的平均距离是  $dx$ ,则有

$$d\gamma = \rho b dx. \quad (26.8)$$

代入式(26.7)得

$$d\epsilon = \rho b \cos \varphi \cos \lambda dx. \quad (26.9)$$

对时间求微商即得应变速率的公式:

$$\dot{\epsilon} = \rho v b \cos \varphi \cos \lambda = \Omega \rho v b, \quad (26.10)$$

$v$  表示位错运动的平均速率. 式(26.10)是分析范性形变位错机制常用的公式.

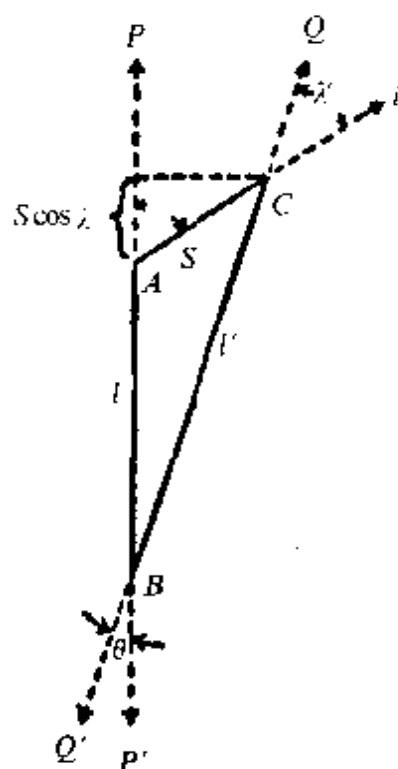


图 26.18 说明拉伸与滑移的几何关系.

(b) 多滑移 六角金属一般不产生多滑移,所以这里就以面心立方金属为例来说明多滑移的问题.在面心立方金属中虽有很多滑移系统,但一般在滑移开始阶段也是单滑移,即在分切应力最大(或 $\Omega$ 值最大)的一个滑移系统进行滑移.如果在面心立方点阵的48个取向三角形[图26.15(b)]中给定了试棒轴在任一三角形中的位置时,我们可以用下法决定最大 $\Omega$ 值的滑移系统:从该三角形的 $\langle 110 \rangle$ 角向其对边作镜像,这样得到的 $\langle 110 \rangle$ 轴即代表滑移方向.同样以 $\langle 111 \rangle$ 轴向其对边作镜像就得到滑移面的法线方向,用此规则很快可以看出当棒轴位于影线三角形[图26.15(b)]中时最大 $\Omega$ 值的滑移系统即为 $(11\bar{1})[101]$ ,这又称为主滑移系统.与此三角形相邻的两个三角形 $[100][101][111]$ 和 $[100][110][11\bar{1}]$ 所对应的滑移系统 $(1\bar{1}1)[110]$ 和 $(111)[10\bar{1}]$ 分别称为共轭(conjugate)系统和临界(critical)系统,因该二滑移系统的 $\Omega$ 值仅次于主滑移系统.另外一个与主滑移系统具有相同滑移方向不同滑移面的系统 $(1\bar{1}\bar{1})[101]$ 称为交滑移系统.因为每一滑移方向同时处于两个滑移面上,两个面上的螺型位错具有相同柏格斯矢量,在适当条件下即可产生交滑移.

由于滑移过程中晶体相对于拉伸轴发生旋转,原来有利的主滑移系统逐渐趋于不利地位,而另一滑移系统逐渐变得有利,达一定阶段两个系统同样有利时即发生双滑移(同时在两个滑移系统上进行滑移称为双滑移,依此类推有三滑移、四滑移……等,统称为多滑移).由于晶体取向相对于拉伸轴发生了变化,为说明问题更方便起见,可以设想晶体是固定的,而拉伸轴旋转.下面我们用极射投影图来具体说明.图26.19(a)中 $P$ 点是拉伸轴的开始取向位置, $P$ 与滑移面 $(11\bar{1})$ 的法线方向的夹角为 $\varphi$ , $P$ 与滑移方向 $[101]$ 间的夹角为 $\lambda$ ,当形变进行时, $P$ 点沿虚线大圆向 $[101]$ 方向转动, $\lambda$ 减小, $\varphi$ 增加,直到晶体取向达到 $[100]$ - $[111]$ 的对称线上时,第二个滑移系统 $(1\bar{1}1)[110]$ (即共轭系统)在几何上变得同样有利.如果此时主滑移系统中的硬化与共轭系统中的硬化相同,则

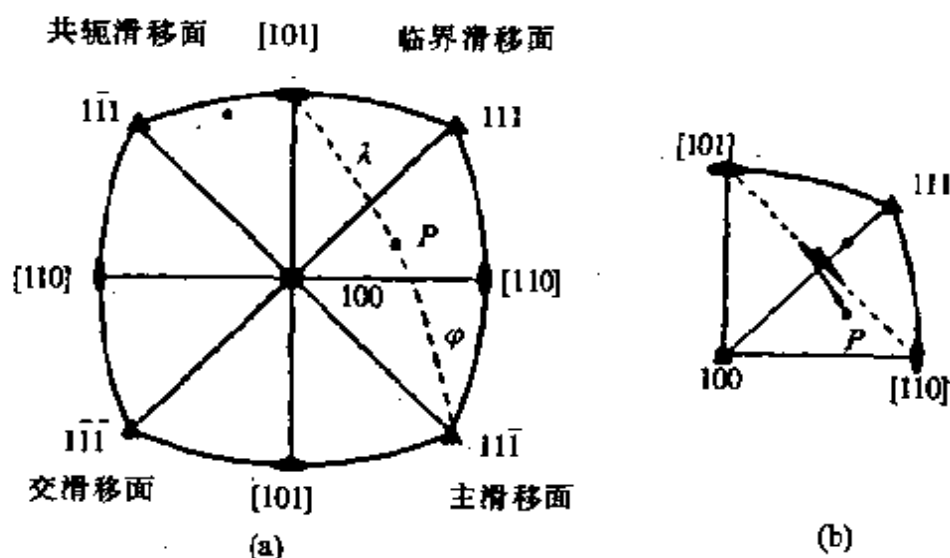


图 26.19 用极射投影图表示。

(a) 面心立方金属的滑移系统；(b) 主滑移系统的超越现象。

立即产生双滑移. 共轭系统滑移引起的旋转要使拉伸轴朝向 $[110]$ 极点运动. 由于两个滑移系统所产生的旋转可以部分相互抵消, 实际上拉伸轴将沿 $[100]$ - $[\bar{1}11]$ 对称线运动, 以保持两滑移系统受到相同的有效切应力. 直到拉伸轴和 $[211]$ 轴相重合. 此时两滑移方向和拉伸轴在同一平面上而分处在拉伸轴的两侧, 旋转的效应完全抵消. 继续拉伸, 将不再发生取向的变化. 实验结果表明一些纯金属如铝、铜等是符合这一情况的. 但在某些合金如 $\alpha$ 黄铜中, 常表现出另一种情况, 当拉伸轴取向达到对称线时, 滑移仍在初始滑移系统上继续进行, 以致 $P$ 点越过了对称线[图 26.19(b)]达到一定位置后, 共轭滑移系统上的滑移才突然激发, 被称为超越(overshooting)现象. 在共轭滑移系统动作后, 拉伸轴 $P$ 就朝向 $[110]$ 极点运动, 又反向超越过对称线, 这种现象可以重复多次. 这表明实际上进行的不是双滑移(主次滑移系统的同时动作), 而是两个滑移系统中的滑移在交替地进行. 超越现象是和 $\alpha$ 黄铜中的锌含量有关的, 锌含量愈多, 这一现象就愈厉害. 超越现象说明了共轭系统的硬化要比主滑移系统大, 所以开动比较困难. 这也是可以理解的: 共轭滑移系统动作时, 它的位错必然要和主滑移系统中

已经增殖的大量位错相交截. 如果扩展位错的宽度较大(合金的层错能一般比纯金属要低, 而  $\alpha$  黄铜的层错能又是随锌含量的增加而减少的), 则这一过程是比较困难的, 甚至于要比激活主滑移系统中滑移线之间的未形变区域还要难, 因而产生了超越现象.

在压缩形变中, 面心立方金属中的单滑移将使压缩轴朝向主滑移面极点  $(11\bar{1})$  运动. 在到达  $[100]$ - $[110]$  对称线后, 临界系统也动作了, 就开始双滑移. 两个旋转的同时作用使压缩轴沿着  $[100]$ - $[110]$  对称线移动, 一直到压缩轴达到  $[111]$  $[11\bar{1}]$  大圆上的  $[110]$  极点, 使旋转倾向完全抵消为止, 这就是压缩形变的稳定终点位置. 继续形变, 晶体取向就不再变化了.

当晶体进行多滑移时, 总的拉伸应变应等于各个滑移系统所贡献的拉伸应变的代数和. 设第  $i$  个滑移系统的取向因子为  $\Omega_i$ , 位错密度为  $\rho_i$ , 位错平均速度为  $v_i$ , 则式(26.10)可以推广为

$$\dot{\epsilon} = \sum \Omega_i \rho_i v_i b. \quad (26.11)$$

## I 若干特殊问题

上面几节已经对滑移与范性形变的基本情况作了论述, 下面再补充讨论若干与范性形变有关的特殊问题, 如扭折、孪生、多晶体形变的特征与形变织构等问题.

### § 26.5 不均匀的范性形变

在理想的情形下, 滑移虽然改变了晶体的外形, 但可以不产生点阵的畸变. 设想扫过滑移面的位错都跑出了晶体, 这样, 晶体的各个区域间就没有取向差. 点阵发生畸变的表征是劳厄照相上出现星芒(asterism). 如果对于适当取向的单晶体在单滑移范围内小心地进行拉伸, 劳厄照相的星芒就不很明显, 甚至于完全没有. 这个事实证实了滑移不一定产生点阵畸变的设想. 但一般情况下, 晶体的范性形变不仅改变了外形, 同时也使点阵产生范性弯曲, 即晶体各部

分的取向在一定范围内作变化,在劳厄照相上表现出星芒<sup>[18]</sup>.

点阵畸变基本上可以归结为弯曲与扭转两类,前者的弯曲轴平行于点阵平面,后者的和点阵平面正交.单晶体在不均匀加载条件进行范性形变,形变晶体的宏观外形就反映出内部的点阵弯曲(见图26.20).晶体的范性弯曲可以用滑移面上适当的位错分布

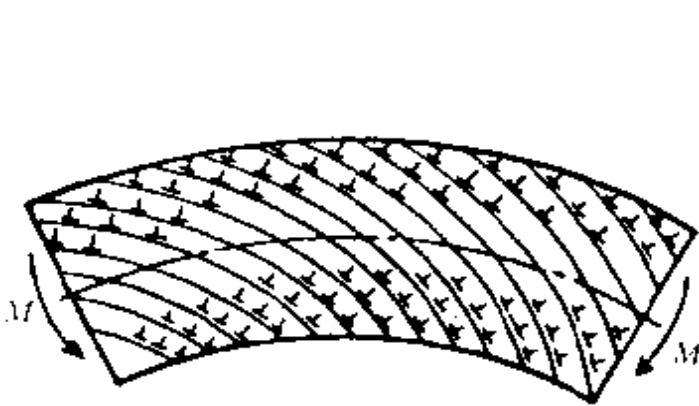


图 25. 20 弯曲.

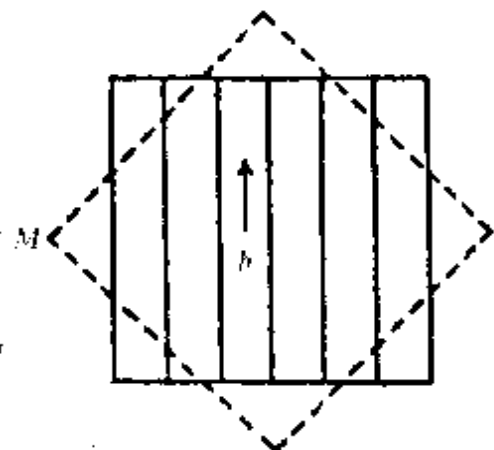


图 26. 21 扭转.

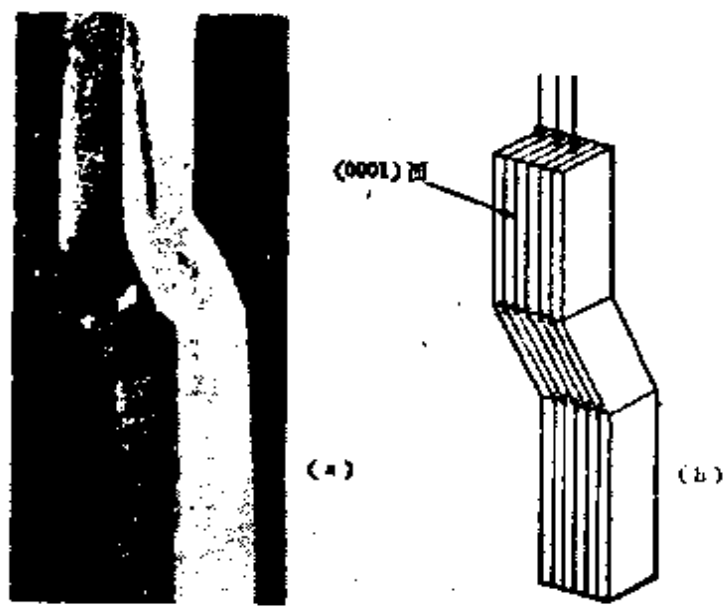


图 26. 22 锯单晶体的扭折.

(a) 照片; (b) 示意图.

来实现:在弯折的晶体中滑移面上有过量的同号刃型位错,或列成明确的界面,而在滑移面内有同号螺型位错(或两组螺型位错)的分布,就可造成点阵扭转(图 26. 21). 六角晶体在不利于基面滑移的取向(例如基面平行于拉伸轴)进行压缩或拉伸,也会由于不均匀变形使外形变为 S 形(见图 26. 22),实际上是产生了一对反向的点阵弯曲,在文献中称为扭折(kinking).

实际上,只要晶体的范性形变受到某些约束的限制时就会出现点阵畸变,除了上述的一些不均匀加载的效应外,还可以由其他的约束条件来实现,例如单晶体拉伸的夹头效应、相邻滑移带间的交互作用、多滑移的同时动作、多晶体形变中相邻晶粒间互相约制、两相合金中软硬两种相的形变彼此协调等等. 正因为这些约束很难完全消除,所以拉伸试样中存在点阵畸变是比较普遍的现象.

在拉伸试验中夹头的效应可以从图 26. 23 得到说明,如上节所述,试样中部在拉伸过程中发生了转动,但在夹头附近的晶体被夹住了不能转动,因而在中部与夹头之间的过渡区域产生了点阵的弯曲. 弯曲的轴线是沿着滑移面上和滑移方向相正交的方向. 因



图 26. 23 夹头引起的  
点阵弯曲(示意图).

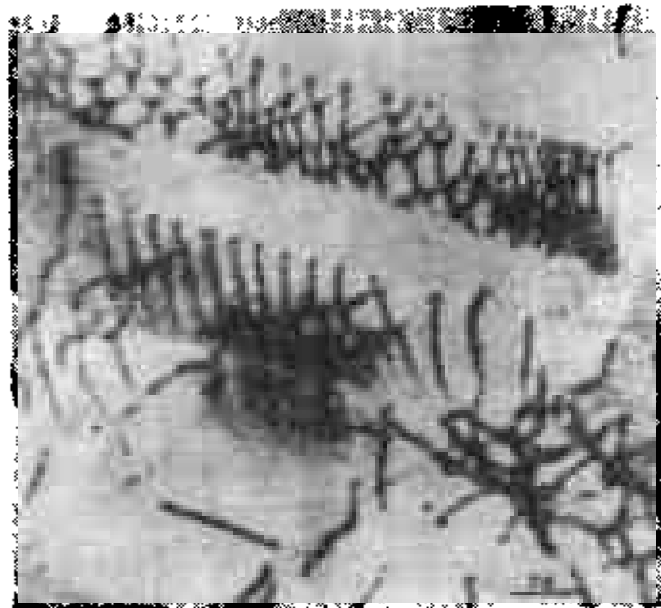


图 26. 24 不锈钢中的位错网络.

而我们可以根据劳厄照相星芒的指向来推出晶体的滑移要素。

深入的观测证实了晶体在大量范性形变后几乎普遍存在点阵畸变,只是程度上有差别。例如,应用电子衍射方法测出形变的铝晶片滑移面的两侧晶体取向是不同的,存在以滑移面法线为转轴的扭转<sup>[19]</sup>。近年来薄膜透射观察常看到滑移面上分布的平行的螺型位错或更一般的位错网络(图 26.24)<sup>[20]</sup>,进一步证实了形变晶体中存在点阵扭转。

有时形变的铝晶体的滑移带作 S 状的弯曲(见图 26.25)。此取向转折的区域被称为扭折带(kink band)。在将表面抛光后,滑移带消失了,但扭折带的痕迹依然存在,表明这个区域的点阵取向和其他部分不同。在文献中也往往将扭折带笼统地称为形变带(deformation band)。

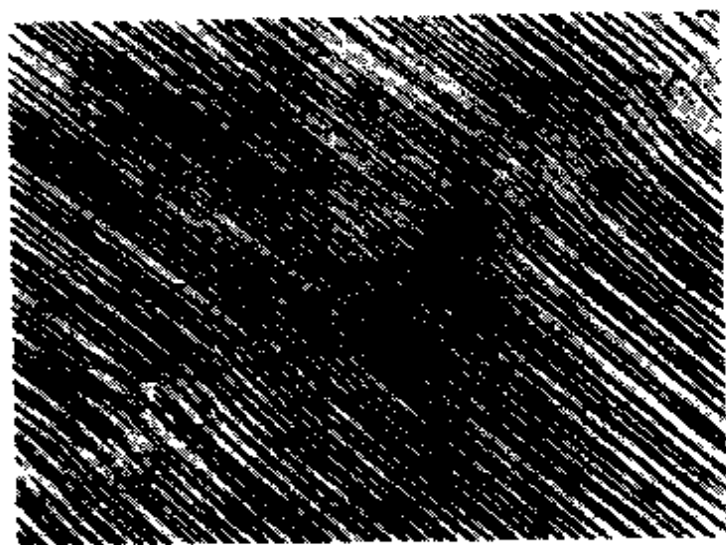


图 26.25 铝中的扭折带( $\times 230$ )。

在形变度较高的情况下,不同的实验方法(薄膜透射和微束 X 射线衍射)都观察到明显的胞状结构(cell structure),各个单胞间存在  $1^\circ \sim 2^\circ$  的取向差。

根据实验结果,可以大致推测形成扭折带与胞状组织的机制<sup>[18]</sup>。图 26.26(a,b)示出不相邻滑移带中异号刃型位错间的交互作用使它们锁住在平衡位置(参阅第一卷 § 7.15),这样就形成了扭折带。如果滑移带中的螺型位错不能完全互毁或通过交滑移逸出晶体,则在滑移面两侧就会产生点阵扭转。这样,晶体就被分划为许多单胞,其线度在一个方向上等于滑移带的间隔,另一方向等于扭折带的间隔,形成胞状结构的雏型。如果次滑移系统也开始动

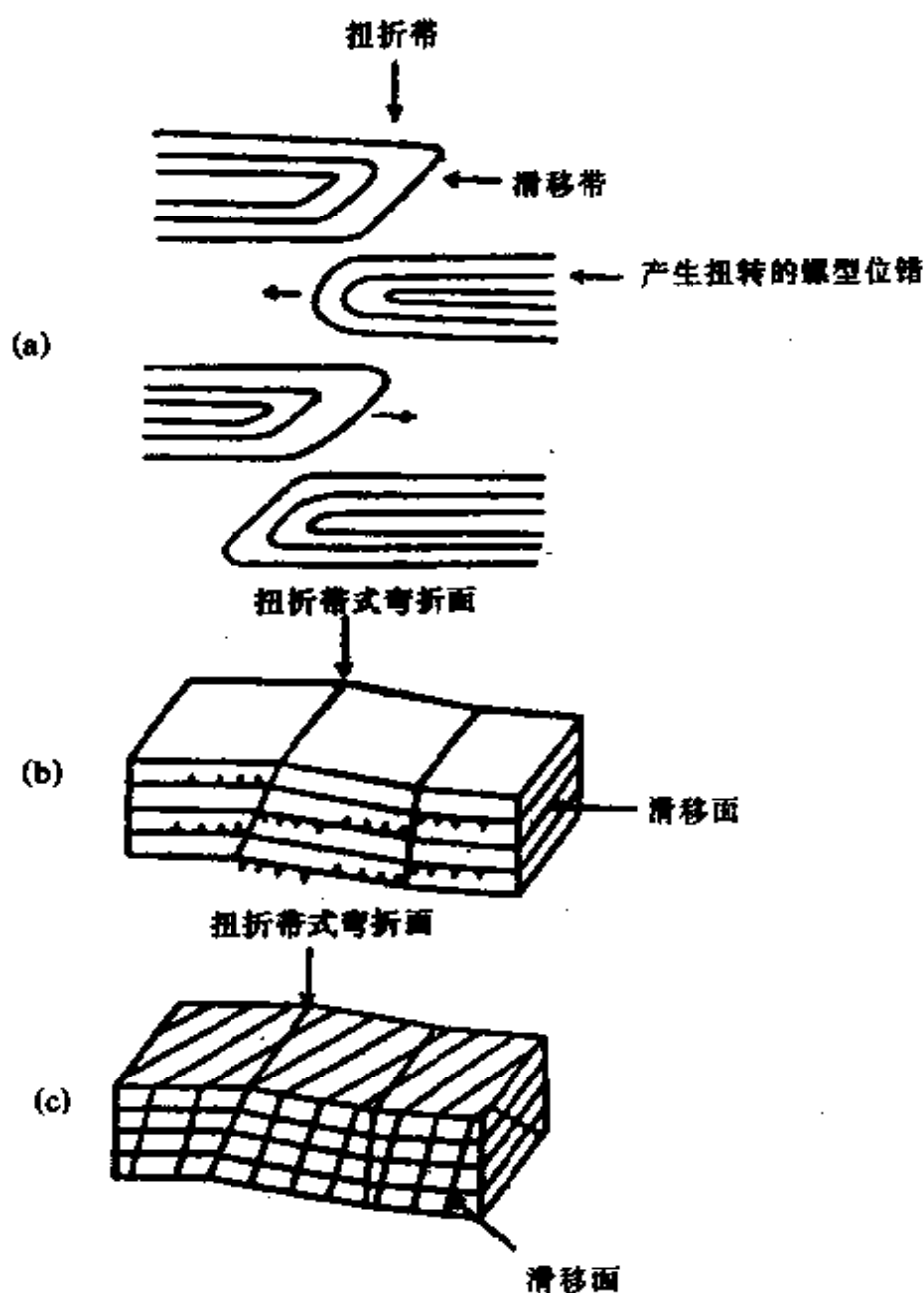


图 26.26 形成扭折带与胞状组织的示意图.

(a), (b) 单滑移; (c) 双滑移.

作, 由于两个滑移系统中位错的交互作用, 扭折带就为结构更复杂的位错界壁所代替, 形成更一般的胞状结构[图 26.26(c)]. 当然这里没有考虑许多细节, 例如滑移带本身在侧向有一定的散开, 而在两个滑移带之间还有许多更精细的滑移带等. 因而实际的过程

要比这里图示的要复杂得多,而且实际形变中看到的胞状组织的界壁也没有这么明确。

值得注意的是图 26.26 所示滑移面上螺型位错的分布,除了会产生点阵扭转外,也引起较大的长程应力场,因而不稳定的。如果滑移面上有另一组与柏格斯矢量不同的位错和它交互作用,可以使点阵扭转部分地稳定下来。不过,要使所有胞状组织界壁完全稳定化(即形成长程应力场消弛的位错亚晶界),就需要位错的攀移,这只有通过退火才能实现。

## § 26.6 孪生

除了滑移之外,另一种范性形变的方式就是孪生。

所谓孪生,可以用图 26.27 所示体心立方晶体中的实例来说明。图 26.27(a)所示为形变前(110)面上原子排列的组态,显示出沿 $(\bar{1}12)$ 面正常堆垛的顺序。图 26.27(b)表示了上半部晶体作了均匀切变后的孪生组态:上半部晶体的取向改变到和下半部晶体正好成反映对称的关系,对称面就是 $(\bar{1}12)$ 面。

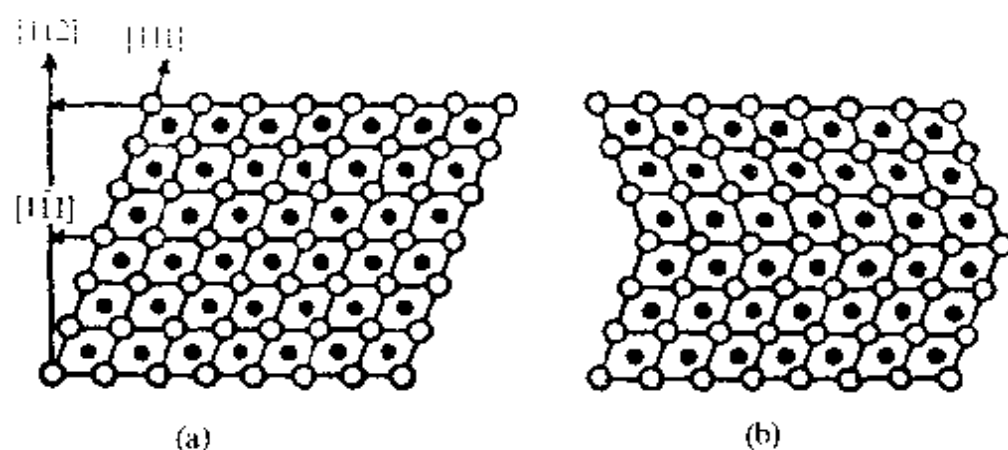


图 26.27 体心立方晶体孪生的示意图。

(a) 完整晶体的原子组态; (b) 孪生形变后的原子组态。

孪生和滑移一样,也产生晶体的切变,但两者之间有很显著的差异:在滑移时,相对位移集中出现在少数原子面上,而其数量可

以比点阵间距大好多倍,决定于位错源所发出的位错数.但在孪生形变时,切变是均匀分布在孪生区域中的每一原子面上,其中每一对相邻原子面的相对位移量都是相同的,等于点阵间距的一个分数.在图 26.27 所示例子中,原子面间的相对位移量为  $t[1\bar{1}1]$ ,所产生的均匀切变等于  $1/\sqrt{2}$ .

与滑移类似,孪生的切变也是沿着特定的晶面和特定的晶体方向发生的,这些就是孪生面和孪生方向,合称为孪生要素.实验测出体心立方金属的孪生面为  $\{112\}$ ,孪生方向为  $\langle 111 \rangle$ ;密集六角金属的孪生面为  $\{10\bar{1}2\}$ ,孪生方向为  $\langle \bar{1}011 \rangle$ ;面心立方金属的孪生面为  $\{111\}$ ,孪生方向为  $\langle 112 \rangle$ .从这些结果看来,晶体的孪生要素和滑移要素不一定相同.这也是不难理解的:孪生的效应是将晶体中的不对称的原子组态转化为以孪生面为对称面的反映对称的组态.所以发生相对位移的晶面不能是原来晶体中的对称面,而密集六角的  $(0001)$  面和体心立方的  $\{110\}$  面,原来就是对称面,所以虽然可以作为滑移面,但不可能作为孪生面.

孪生是否出现和晶体的对称性有密切的关系.面心立方金属由于对称性高,容易滑移,形变孪生即不常见,只有在少数情况下(例如低温形变)才能看到它.体心立方金属在高速形变(例如受到冲击)下或在低温拉伸时,滑移应力很高,常可观察到孪生.六角金属的对称性较低,滑移系统很少,在晶体取向不利于滑移时,孪生就成为范性形变的主要方式.

当孪生和表面相交,孪生的均匀切变会引起表面倾动效应.而且孪生区域和基体取向不同,所以在表面抛光后再加浸蚀,依然可以显示出孪生带的痕迹(这就和滑移带有明显的区别,一般的滑移带在表面抛光后就消失了).孪生带常以透镜片的形式出现,然后伸长变粗(参看图 26.28).其生长过程往往是突变式的,可以听到噶滋的声音.这些特征和马氏体相变中马氏体晶片生长的情况非常相似.相似性的根源在于形变孪生和马氏体相变具有相同的基本过程,即在母相晶体一个区域内原子重排成新的组态.在孪生中

重排后的晶体结构和原来相同,但取向不同;在马氏体中不仅取向有不同,晶体结构也发生了变化.当然促使这两种过程进行的驱动力也是不同的,孪生是由于切应力的作用,马氏体相变是由于自由能的差值.

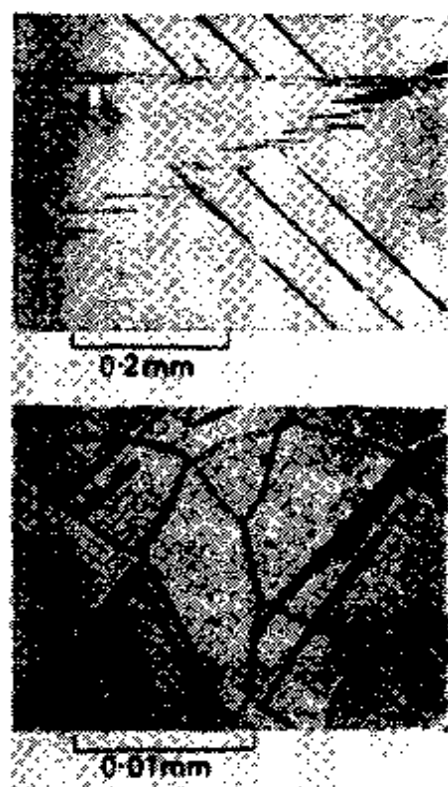


图 26.28 锌在拉伸过程中孪生带的生长.

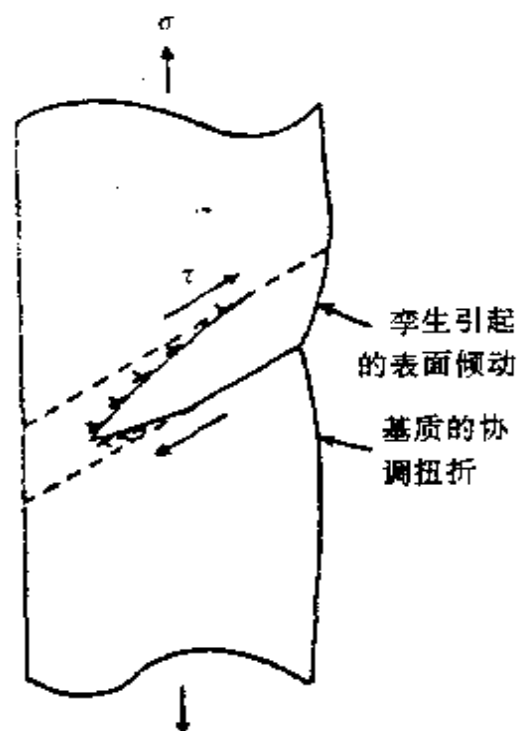
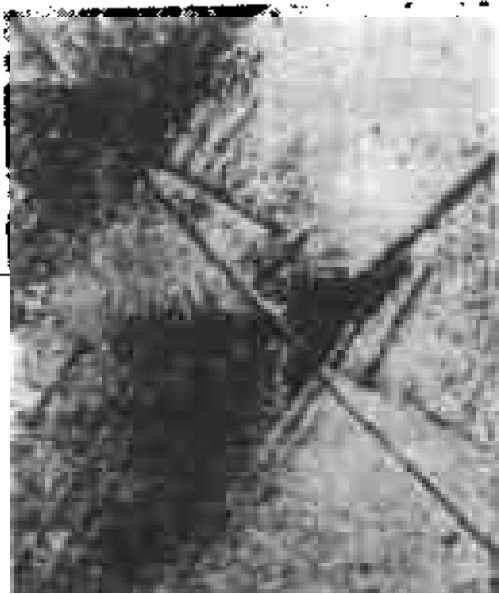


图 26.29 孪生带生长.

我们也可以从微观的机制来解释孪生带的生长特征.孪生区域和基质的界面(当不和孪生面相平行时)可以用一系列不全位错(称为孪生位错,参看第一卷 § 9.4)来代表.例如体心立方晶体的孪生位错就是柏格斯矢量为  $1/6\langle 111 \rangle$  的不全位错.孪生位错墙在切应力作用下的移动,将未孪生的区域转化为孪生区域,促使孪生带生长(图 26.29).孪生界面由一系列孪生位错构成的设想已经得到了实验的证实,有人用电子显微镜薄膜透射法观测到铝镥合金孪生界面上柏格斯矢量为  $1/6\langle 111 \rangle$  的位错行列<sup>[21]</sup>.根据这个设想,当孪生带的生长受到阻碍时,孪生位错的塞积会引起应力的集中,可能触发基质进一步的范性形变或裂口成核,这也得到实

验观察的证实(参看图 26.30 及 § 15.3). 孪生位错的滑移会引起层错的扩展,因而要比一般位错的滑移困难得多,这就可以解释为什么当滑移能在晶体中顺利进行的,很少会出现孪生. 孪生的突发性生长现象也可以归结为使孪生位错成核要比使它运动更困难. 所以,一旦成核后,在金属中引起冲击波,发出声音,同时引起拉伸曲线上应力的突然下降.



但是实测到产生孪生的临界切应力要比根据孪生带均匀成核计算出的临界切应力低得多. 例如锌中的理论切应力约在 400—1200MPa 间,而实验值则

在 10—100MPa 间,为了说明这

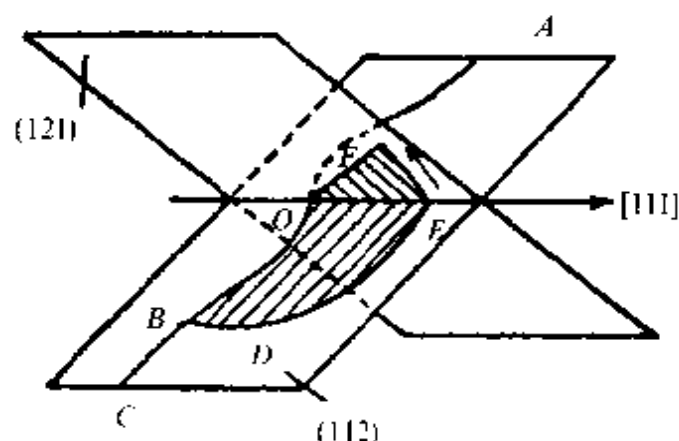


图 26.31 孪生的极轴机制的示意图.

$[11\bar{1}]$ , 它的滑移面就是  $(112)$ , 因此可以从  $OB$  线分裂出去, 以  $O$  点与  $B$  点为固定结点而作滑移运动, 并产生一个单层的孪晶. 但当这一位错运动到  $(112)$  面和  $(\bar{1}21)$  面的交线  $[111]$  上时, 它变成一个螺型位错  $(OC)$ . 在适当的应力条件下, 它可以转到  $(\bar{1}21)$  面上滑移. 对于  $(\bar{1}21)$  面, 三根位错线  $OA, OB, OC$  构成一个以  $O$  为结点的极轴机制. 以  $(\bar{1}21)$  为扫动面,  $OC$  为扫动位错, 极轴位错也即不动的不全位错  $OB$  的柏格斯矢量是  $a/3[112]$ , 垂直于  $[\bar{1}21]$  面的分量恰好是  $1/6[\bar{1}21]$  (因为  $1/3[112] = 1/6[\bar{1}21] + 1/2[101]$ ), 也就是  $[\bar{1}21]$  面的面间距. 因此,  $OC$  每转一周即在  $(\bar{1}21)$  面上造成一个单层孪晶, 并且向  $OB$  方向移上一层; 如  $OC$  位错不断旋转, 即可形成大块孪生. 这种机制也可推广到其他的晶体结构<sup>[23,24]</sup>.

目前, 关于孪生成核的机制还不十分清楚, 观测表明在锌中只有在基面和非基面滑移都开动后才产生孪生<sup>[22]</sup>, 而锡与锌的薄膜透射观测表明, 孪生的成核是由于应力集中处的均匀切变<sup>[25,26]</sup>, 这些非立方晶体的观测都支持非均匀成核的理论. 而在体心立方的钼铌合金的薄膜透射中观测到滑移位错转变孪生位错的迹象<sup>[27]</sup>, 则支持极轴机制的理论.

一般说来, 孪生所引起的晶体形变并不大, 计算结果指出, 即

使晶体的大部分发生孪生,晶体的形变也不超过 10%,因而在一般的范性形变问题中孪生比起滑移来只占次要的地位.但是值得注意的是,孪生对力学性质的影响并不限于其本身对形变的贡献,它还可以触发进一步的滑移.例如一个六角晶系的晶体,滑移面是(0001),如果滑移面使晶面旋转到与拉伸轴成很小的锐角,这时外加应力在滑移面的应力分量很小,不会再产生滑移.但如果发生孪生后,晶体就大致分为三段,上段和下段取向没有改变,而夹在中间的孪生这一段上,滑移面与应力方向的夹角变得更有利于滑移了,这时,形变就以滑移的方式进行下去.又如孪生带的相交可以导致脆断.在再结晶中孪生带的附近也往往成为新晶粒优先成核的场所.这些结果都说明孪生对于金属力学性质起了相当重要的作用.

### § 26.7 多晶体范性形变的特征<sup>[28,29]</sup>

由于多晶体是由取向不同的许多小晶粒组成,在外加拉伸应力作用下有些晶粒处于有利方向,滑移较易;有些晶粒处于不利的方向,则滑移较难.不仅如此,每一晶粒滑移的难易,还要看其邻近晶粒的取向及晶间界面的性质而定.

晶界面的性质主要在脆性断裂及蠕变过程中有重要作用,对于常温下的范性形变最重要的因素还是邻近晶粒的取向差,它的影响可以从竹节试样的拉伸结果看出(图 26.32).所谓竹节试样,即由许多短的单晶联结而成,其晶界接近垂直于拉伸轴的方向的晶体.在拉伸形变后,每一晶粒中靠近晶界的区域都产生一个劈形区,在此区域内滑移未发生,而晶粒中部都已发生滑移.说明滑移从一个晶粒过渡到另一个晶粒是有困难的,因为二晶粒取向不同滑移系统也不同,所以滑移不能连续发展过去.

式(26.3)给出了单晶体临界切应力与拉伸应力的关系,即 $\tau = \Omega \sigma_0$  ( $\Omega$  为晶体中取向最有利的滑移系统的取向因子),或写成 $\sigma_0 = m\tau$ ,  $m$  为取向因子  $\Omega$  的倒数.要从单晶体的临界切应力计算出多晶体的拉伸屈服应力则是一个相当复杂的问题.取向不同的

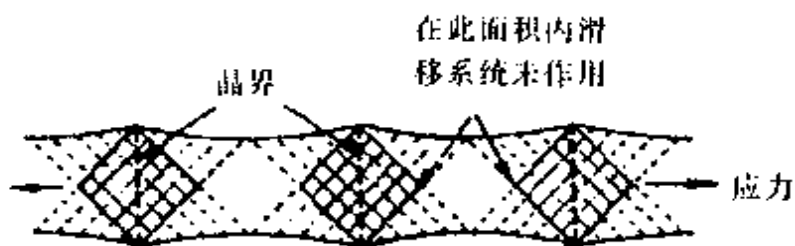


图 26.32 竹节试样在拉伸形变后晶界附近出现无滑移区.

晶体的  $m$  值不同,因而多晶体的问题是找适合的平均值. 设一个多晶体中取向在  $m$  和  $m+dm$  范围以内的晶体数目是  $N(m)dm$ , 那么求出散布于所有晶粒上的积分便可得出平均取向因子

$$\bar{m} = \frac{\int m N(m) dm}{\int N(m) dm} \quad (26.12)$$

对于面心立方金属中无规则取向的多晶体而言,  $\bar{m} = 2.338^{[7]}$ , 因而多晶体的拉伸应力就被认为是  $\sigma_0 = \bar{m}\tau$ . 再假定所有的晶体都伸长得一样多, 即能从单晶体的应力-应变曲线推得多晶体的曲线. 假定单晶体的临界切应力与切应变  $\gamma$  的函数关系是

$$\tau = f(\gamma),$$

则

$$\sigma_0 = \bar{m} \tau = \bar{m} f(\gamma). \quad (26.13)$$

又从式(26.7)知单晶体拉伸应变与切应变有相似的关系, 即  $(d\gamma/d\epsilon) = m$ , 并假设  $N(m)$  在形变过程中不变, 则对多晶体有  $\gamma = \bar{m}\epsilon$ , 代入上式得到

$$\sigma_0 = \bar{m} f(\bar{m} \epsilon). \quad (26.14)$$

这就是多晶体的屈服应力  $\sigma_0$  与拉伸应变  $\epsilon$  的关系式.

泰勒曾经比较过铝多晶体和单晶体的应力-应变曲线<sup>[7]</sup>, 发现当选定  $\bar{m} \simeq 3.1$  时, 方程(26.14)与多晶体曲线符合得很好; 但选

定上述无规取向的平均值  $\bar{m}=2.2$  时,符合得并不好.这是因为多晶体中每个晶粒只在取向最有利的一个滑移系统上进行滑移是不可能的.如果这样,在晶粒间界处便会造成空隙.但实际上材料的连续性在形变过程中一直保持着,因而每个晶粒必须与邻近的晶粒产生协调形变,即形状要能任意变化.这样就需要晶粒至少在五个独立的滑移系统上进行滑移<sup>①</sup>.在这些滑移系统中,有的对拉伸应力的取向不是最有利的,因而具有较大的  $m$  值,有效的平均取向因数  $\bar{m}$  必然大于假定每个晶粒中只有一个最有利的滑移系统动作时所得之值(即  $\bar{m}=2.238$ ).

多晶体是否具有范性,首先要看它是否具备五个独立滑移系统以保证各晶粒形变的协调性.例如面心立方和体心立方金属都具备这个条件,因此多晶状态也表现出良好的范性.这也在应力-应变曲线上反映出来,多晶体的曲线介乎不同取向的单晶体的曲线之间[图 26.33(a)].但只发生基面滑移的六角金属(如镁、锌、镉等)仅有共滑移面的三个滑移系统(其中两个是相互独立的),不容易使晶粒的形变彼此协调,因而多晶体的应力-应变曲线就比各个取向的单晶体都高[图 26.33(b)],表现出韧性较差.在 § 26.2 中讲过六角金属在高温有新的滑移系统  $\{10\bar{1}1\}\langle 2\bar{1}\bar{1}0\rangle$  开动,可以预期这将使多晶体的范性改善.事实上的确如此,例如镁锂合金的加工性能在 210℃ 时有一突变,对应于新的滑移系统的开动.有的晶体虽然形式上具有五个独立的滑移系统,而多晶体的范性仍旧

① 因为晶体的形变一般地可以用应变张量  $\epsilon_{ij}$  来描述,我们知道应变张量是对称的,  $\epsilon_{ij}=\epsilon_{ji}$ , 只有六个独立的分量.假定范性形变只改变晶体的形状,不改变其体积,应变张量诸分量间应该满足一个附加的约束条件,即

$$\delta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} = 0.$$

这样一来,应变张量只剩有五个相互独立的分量.沿单一滑移系统发生滑移,将使一个应变分量独立地发生变化.例如选择滑移面的法线为  $X$  轴,滑移方向为  $Y$  轴,滑移引起的切变  $\gamma$  可以用应变张量的分量

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \frac{\gamma}{2}$$

来表示,其余分量均等于零.因此需要有五个独立的滑移系统来产生应变张量的五个独立的分量.

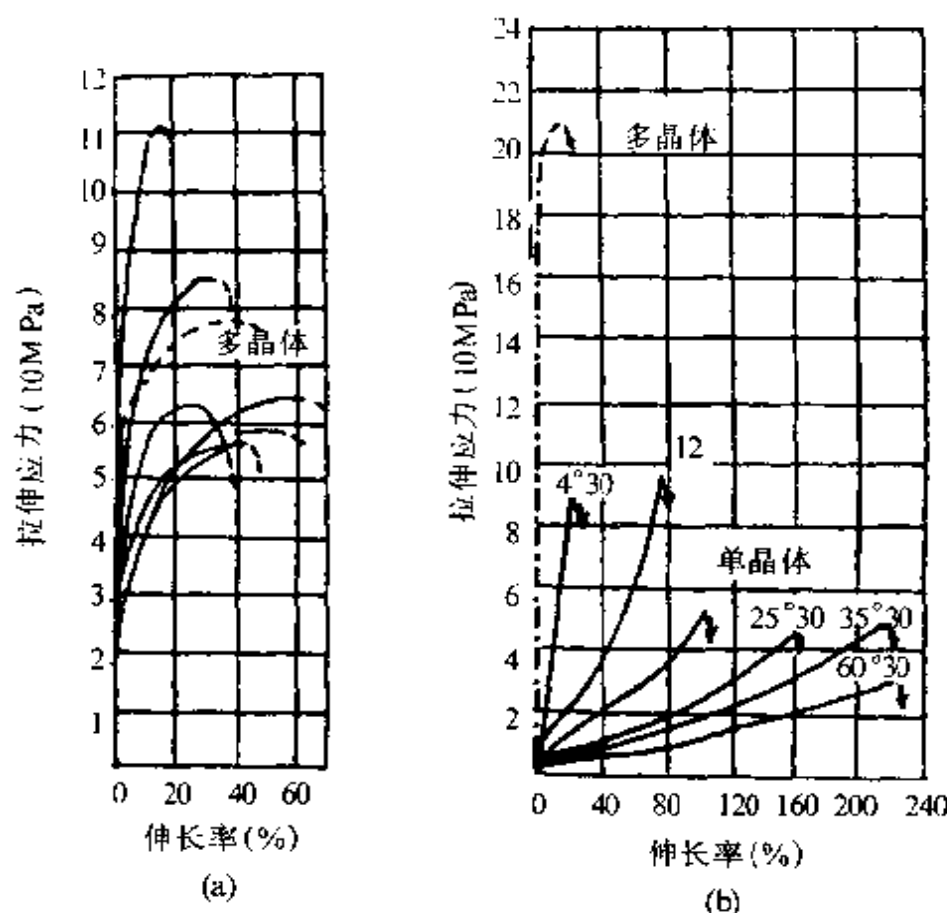


图 26.33 多晶体与单晶体应力·应变曲线的比较(虚线表示多晶体的曲线,实线表示不同取向单晶体的曲线).

(a) 铝(面心立方); (b) 镁(密集六角).

不佳,这就牵涉到滑移的灵便性(slip flexibility)的问题,也就是晶体内各个小区域内是否五个独立的滑移系统都能同时开动,或者说,位错交滑移是否容易以及不同的滑移带是否能够彼此穿过.例如含钒 2% 的铁钴合金金属体心立方点阵,具有五个独立的滑移系统.在有序化以后,波浪形的滑移线不出现了(表明位错交滑移变困难了),虽滑移系统数目没有改变,而多晶的范性已明显地变差.

## § 26.8 形变织构

由于单向形变(像一般的拉伸与压缩,或金属加工工艺中的拉

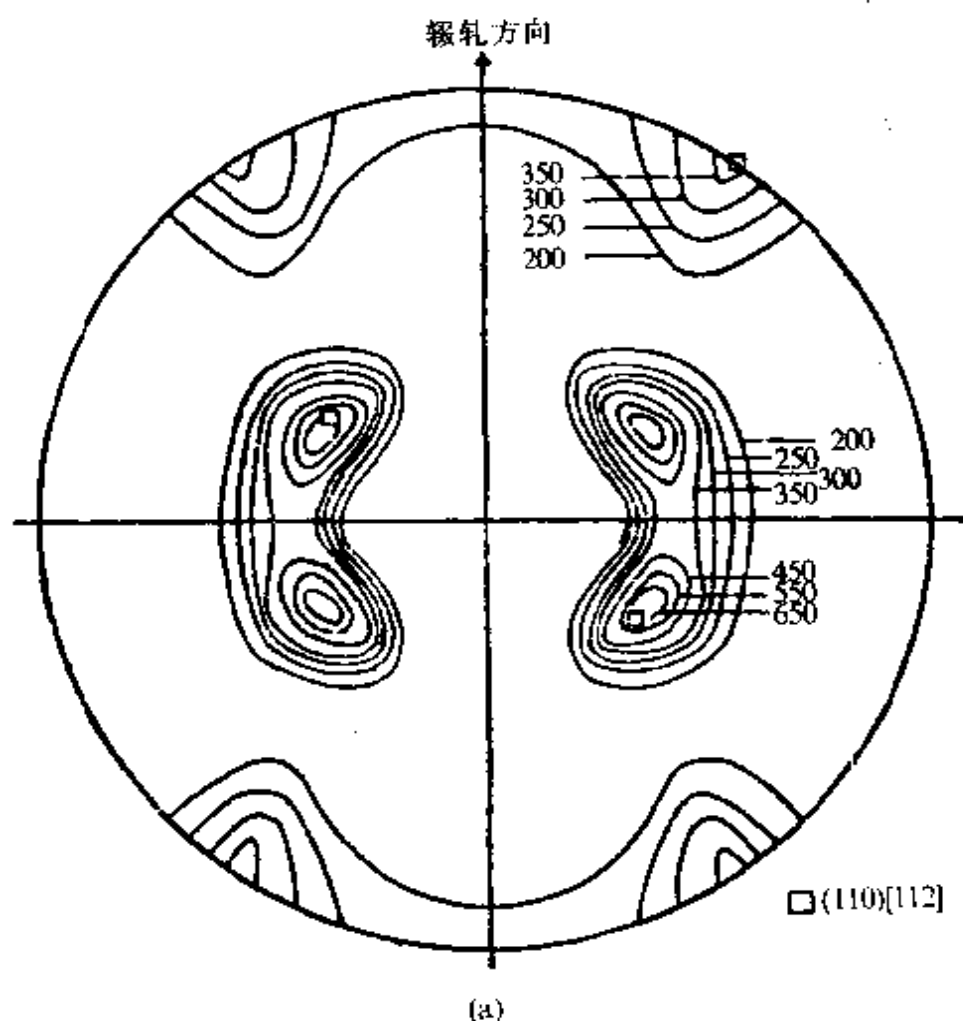
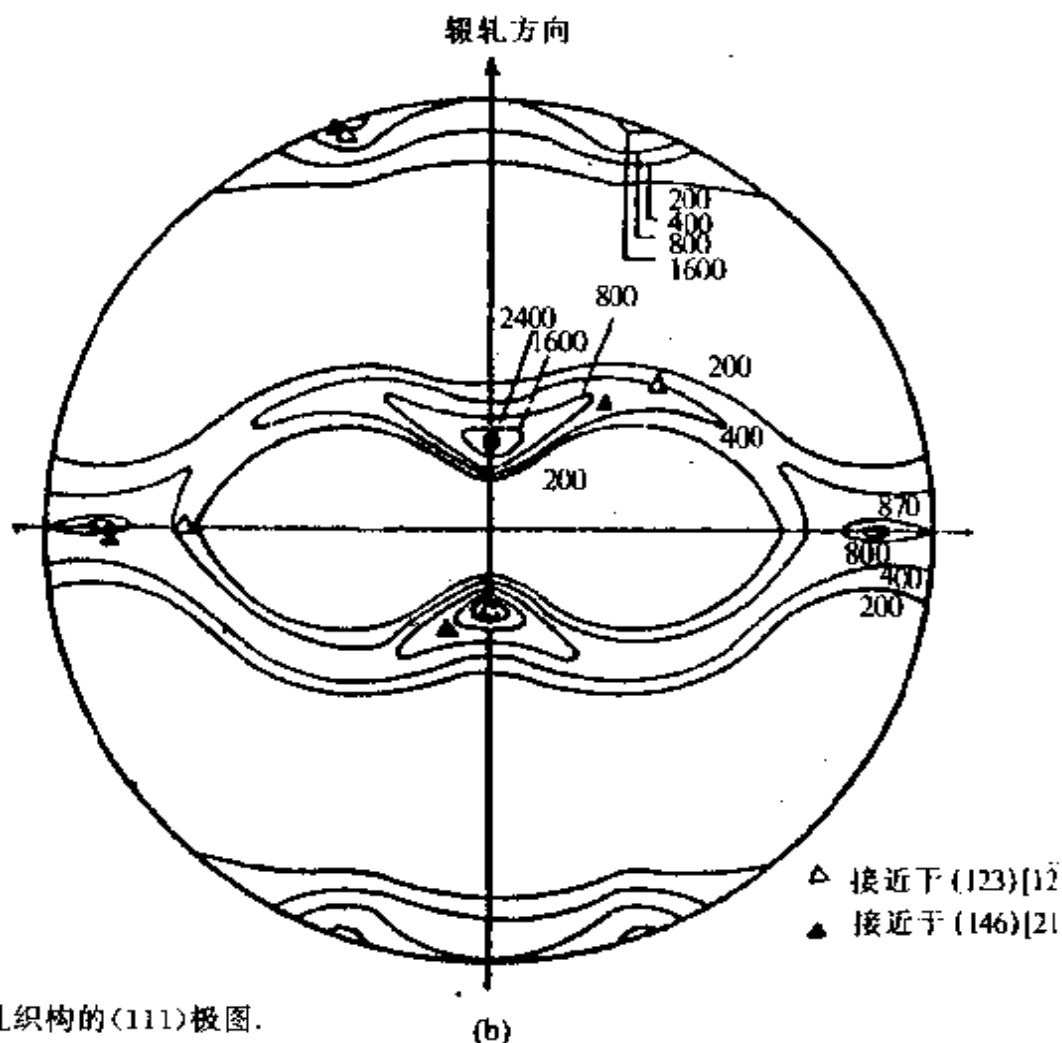


图 26.34 面心立方金属  
(a)  $\alpha$  黄铜;

丝、轧制等)过程中,多晶体中的各个晶粒,一方面形状在改变,同时取向也发生转动.在经历了较大的形变后,晶粒的取向集中于某些共同的方向,这种晶粒择优取向排列的现象称为织构(texture)<sup>[30~32]</sup>.用 X 光照相可以发现,形变前的德拜环各方向强度一致,形变后的强度则集中于某些方向.形变度愈大这种强度的集中愈明显,但仍与单晶体不同.晶粒对于理想取向总存在一定的偏离,因而更确切地,金属的织构可以用极图(即晶粒取向分布图)表示出来(参看图 26.34).

表 26.2 列出不同结构金属的形变织构,其中方向指数表示平



轧制组织的(111)极图.

(b) 铜.

行于拉丝或辗压方向的晶轴;面指数表示该种晶面平行于辗轧面.近年来对于面心立方金属的辗轧组织研究得比较深入,而且有一些结果表明它和金属力学性质的一些基本问题密切相关,下面就简略介绍这方面的一些工作.

面心立方金属的辗轧组织有两种类型(表 26.2);一类是黄铜型,组织可以用理想的取向 $\{110\}\langle 112\rangle$ 来表示.面心立方的合金多半表现出这类组织.另一类是纯铜型的,组织取向的指数是无理数,可以近似表示为 $\{146\}\langle 21\bar{1}\rangle$ 或 $\{123\}\langle 1\bar{2}1\rangle$ ,甚至于 $\{110\}\langle 112\rangle$ 和 $\{112\}\langle 111\rangle$ 的混合组织,大部分纯金属归于这一类.过去

有人将这两类分别称为合金型和纯金属型,看来并不妥当,例如纯

表 26.2 金属的形变织构

晶 体 结 构		板(轧) 织 构	丝(纤维) 织 构
面心立方	$\alpha$ 黄铜	(110) [112]	[111]+[100]
	铜	(146) $[21\bar{1}]$ 或 (123) $[\bar{1}21]$	
体 心 立 方		(100) [011]	[110]
密 集 六 角		(0001) $[10\bar{1}0]$	[210]

银在室温轧就表现出黄铜型的织构. 实验结果表明这两类织构的出现是和材料的层错能有关的<sup>[33]</sup>. 室温轧出现黄铜型的织构是低层错能( $<35\text{erg}^*/\text{cm}^2$ )的材料,一般的合金多半可以满足这个条件,纯金属中只有银具备这个条件. 高层错能的材料就出现纯铜型的织构,而且同一种材料在不同温度轧制,可以出现织构类型的转变. 例如银在室温轧是黄铜型的,而在  $185^\circ\text{C}$  以上轧就变为纯铜型了. 反过来,铜在  $-196^\circ\text{C}$  轧就变为黄铜型织构. 金属的层错能本身和温度的关系不大,所以这些迹象表明控制织构类型的是和层错能有关的一个热激活过程,有人推测就是交滑移过程. 根据第一卷 § 7.30,低层错能的金属扩展位错很宽,交滑移就困难. 黄铜型织构的材料很少发生交滑移. 提高层错能或者提高轧温度,使得交滑移得以大量进行,就使织构转变为纯铜型. 高层错能材料在低温轧转变为黄铜型的也可以得到类似的解释.

织构理论应该说明多晶体在形变中各个晶粒取向的变化过程,并正确地预测出稳定的终点取向. 泰勒在他的多晶体形变理论基础上较严格地处理了面心立方金属的纯拉伸和纯压缩织构的问题. 他选择了 44 个原始取向的晶粒,假定每一晶粒中有 5 个最有利的滑移系统动作(以保证晶界上形变的协调性),具体计算了各个晶粒在形变过程中的转动[参看图 26.35(a)]. 有人测量了铝多晶体在压缩形变中各个晶粒取向的变化,对于泰勒理论进行了检验[图 26.35(b)]<sup>[30]</sup>,发现大约半数晶粒的旋转符合理论的预测,

\*  $\text{erg}$  为非许用单位,  $1\text{erg}=10^{-7}\text{J}$ .

有三分之一和理论不符,其余的不能肯定.理论和实验有分歧的原因可能是理论没有考虑到晶粒中形变的不均匀性,因为有观察表明多晶体中多滑移主要集中在晶界附近,在晶粒内部的地区往往只有一两个滑移系统动作.

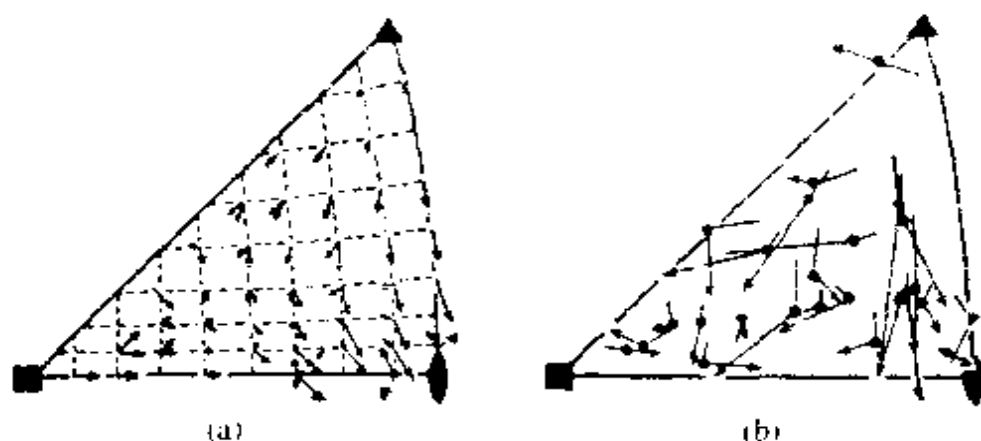


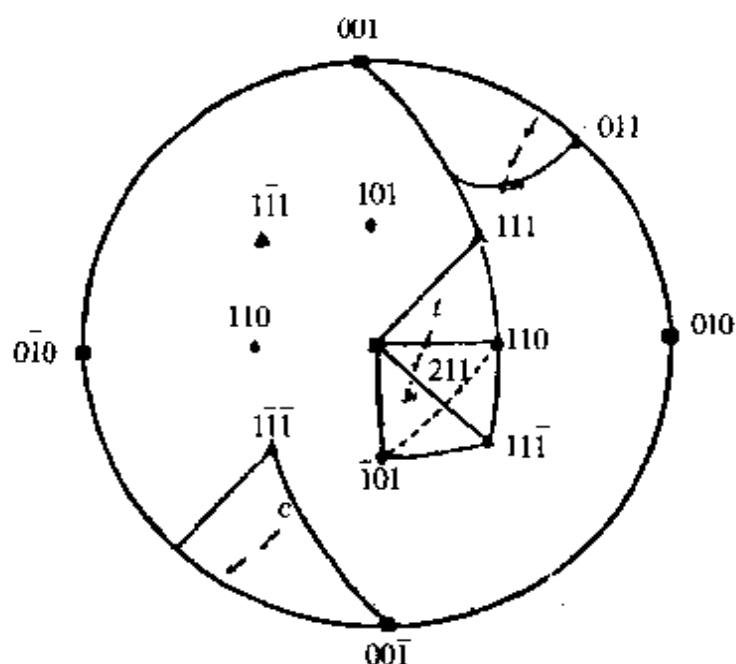
图 26.35 面心立方多晶在压缩形变中晶粒取向的变化.  
(a) 泰勒理论计算的结果(形变 2.37%); (b) 铝中实验观测的结果  
(黑点表示形变 11%, 箭号表示形变 31%).

辗轧组织的情况更加复杂<sup>[34~36]</sup>,但实验结果表明,在多晶体的形变过程中起主导作用的是晶粒内部少数滑移系统的动作,因而在形变组织问题上,不一定需要考虑晶粒间复杂的协调作用,主要只需考虑不同取向晶体在形变过程中的转动<sup>[35]</sup>.辗轧过程相当于沿着辗轧方向有拉伸应力  $\sigma_t$  作用,而沿辗轧面法线方向有压缩应力  $-\sigma_c$  作用,拉伸轴和压缩轴相互正交.对于任一滑移系统作用的有效切应力可以表示为

$$\tau = \sigma(\Omega_t - \Omega_c), \quad (26.15)$$

这里  $\Omega_t$  及  $\Omega_c$  分别表示相对于拉伸轴与压缩轴的取向因子.在 § 26.4 中我们已经讲过,当单轴应力作用时,拉伸轴将朝向滑移方向转动,而压缩轴将朝向滑移面的法线方向转动.在辗轧时,双轴应力同时在作用,产生的转动将使拉伸轴转向工作的滑移方向,而压缩轴转向工作的滑移面法线,在转动时,拉伸轴和压缩轴应始

始终保持相互正交的关系.



耳”，这样就增加工序，多耗材料，有时会造成废品（在金属工艺中常用冲杯试验来检验板材的各向异性）。由于织构不可能用退火来消除（退火产生再结晶织构来代替原来的形变织构），因而在轧制工艺中避免织构是一个相当重要的问题。但也有例外的情况：例如六角金属往往可以利用织构来获得硬化的效应，由于具有织构的铍板中各晶粒的基面（0001）都和板面平行，如果沿板面加双轴应力，因晶粒的取向因子不利于基面上的滑移而得到了强化的效应。其它六角金属如钛、锆等，也能获得织构硬化（虽然由于这些金属棱柱面滑移较易产生，织构硬化不及铍板那么显著）。织构硬化的板材主要应用于承受双轴应力的工件，如高压锅壁等。另一方面，适当的织构有利于硅钢片的磁化过程，可以减少作为变压器铁心的功率损耗。因而，如何通过适当的轧制和退火过程来获得有利的织构，就成为硅钢片生产工艺中的一个关键问题。

## 第二十七章 范性形变的物理本质

### 1 屈 服

屈服是范性形变的开始,因而探讨范性形变的物理本质首先需要考虑屈服的问题.这里先对屈服难易的物理本质作一般性的讨论,然后集中论述有关明显屈服点以及屈服应力的热激活效应.

#### § 27.1 晶体软硬的物理本质

大家都知道,有些材料是硬的,象金刚石、碳化硅、氧化铝等,

硬度极高,但非常脆;另一些材料,像铜、银、金等纯金属,很软,范性良好,容易加工成形,问题是强度不高;而另外一些材料,像钢铁、硬铝等似乎兼具软硬两种材料的优点,既能加工成形,又有较高的强度,是生产实践中广泛应用的结构材料.现在要探讨的问题就是由那些因素决定这些晶体是软还是硬,我们用什么办法来控制它.

首先我们来看不同材料屈服应力与温度关系的实验结果(图 27.1),为了比较方便起见,我们将图中的温度坐标采

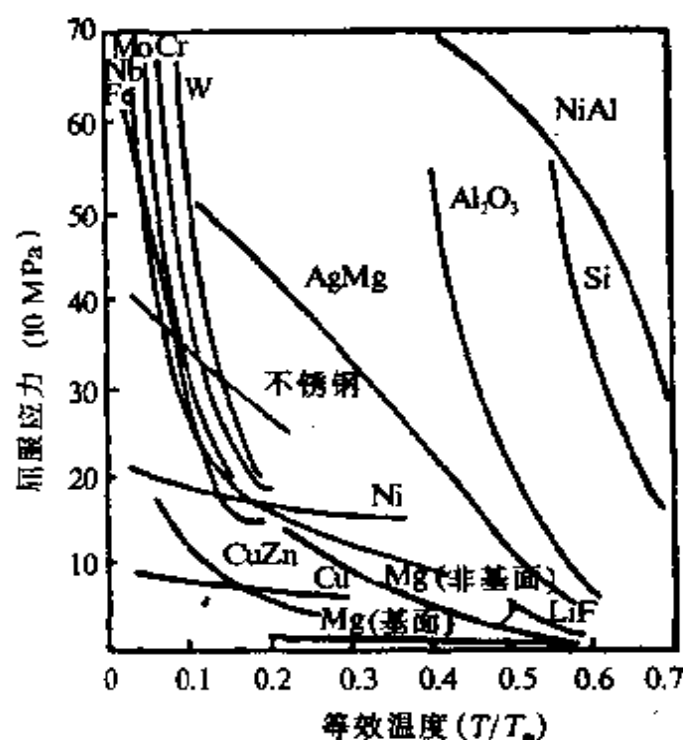


图 27.1 不同温度下材料的屈服强度.

用等效温度(即试验温度  $T$  与试样的熔点温度  $T_m$  的比值). 根据图中所示的结果,我们可以大致将晶体材料分成两类:

(1) 在所有温度屈服强度都不高,表明滑移很容易,范性良好.一般的面心立方金属如铜、铝等,以及密集六角金属(例如镁)沿基面的滑移,属于这一类.

(2) 只有在高温( $T > 0.5T_m$ )才表现出范性,在  $T < 0.5T_m$  范围内,屈服强度急骤上升,表现出硬而且脆.共价键晶体硅和锗、离子晶体  $Al_2O_3$ 、金属间化合物  $NiAl$  等属于这一类.

另外有一些材料其情况介于(1)(2)两类之间.屈服强度在低温( $T < 0.15T_m$ )很高,表现脆性,在室温以上就显著降低,范性接近典型的金属.体心立方的过渡金属,如铁、钨、钼、铌、钽等都属于这一类.下面,我们要来进一步分析图 27.1 所揭示的不同材料的软硬的实质.为此我们首先来探讨一个理论问题:促使一块完整晶体发生范性形变需要多大的切应力?换句话说,就是来计算晶体的理论屈服强度  $\tau_r$ .

设想图 27.2 所示的两层原子面之间发生刚性滑移,相对位移值为  $u$ .令  $a$  表示原子层的间隔, $b$  表示滑移方向的点阵周期.当两

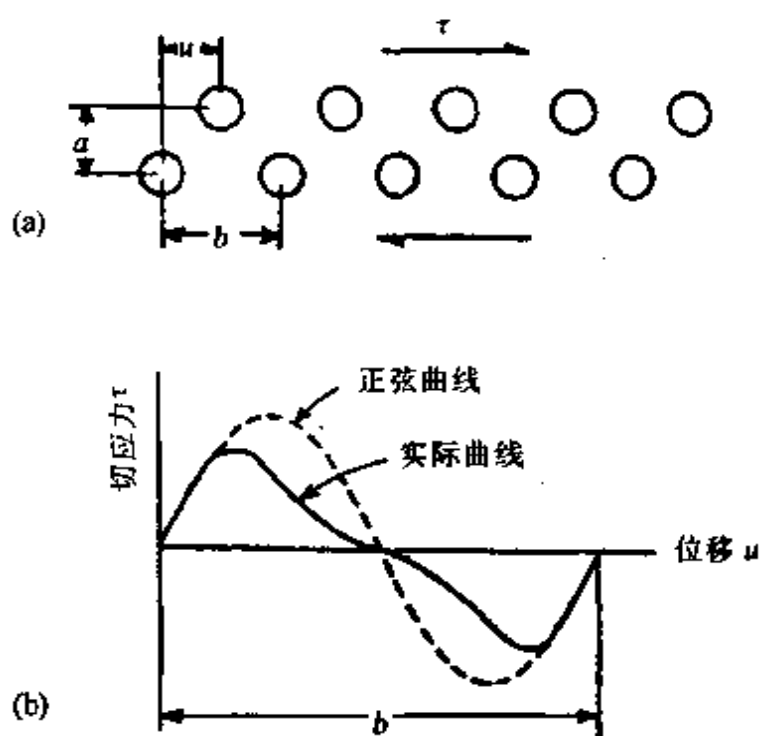


图 27.2 (a) 相邻原子平面间的切位移;(b) 在滑移方向切应力和位移的关系.

层原子错开时,会引起点阵恢复原状的趋势,所相应的切应力  $\tau$  应该是位移  $u$  的周期函数(周期等于  $b$ ),为简便起见,用正弦函数近似地来表示它

$$\tau = k \sin\left(\frac{2\pi u}{b}\right). \quad (27.1)$$

振幅  $k$  的数值可以按照胡克定律的条件求出来. 当  $u$  很小时,  $\sin\left(\frac{2\pi u}{b}\right) \simeq \frac{2\pi u}{b}$ , 而此时  $\tau$  与  $u$  的关系应满足胡克定律(引入切变模量  $\mu$ )

$$k \sin\left(\frac{2\pi u}{b}\right) \simeq k \frac{2\pi u}{b} = \mu \cdot \frac{u}{a}. \quad (27.2)$$

当外界所加切应力超过  $\tau$  的振幅时,滑移就能够持续进行下去,所以理论屈服强度就等于  $\tau$  的极大值,即

$$\tau_i = k = \frac{\mu}{2\pi} \cdot \frac{b}{a}. \quad (27.3)$$

对于简单立方晶体,  $b=a$ ,  $\tau_i \simeq \mu/6$ ; 对于面心立方晶体作  $\{111\}$   $\langle 11\bar{2} \rangle$  切变,  $b=a_0/\sqrt{6}$ ,  $a=a_0/\sqrt{3}$  ( $a_0$  为点阵参量),  $\tau_i \simeq \mu/9$ ; 对于层状结构的石墨,  $b/a=0.4$ ,  $\tau_i \simeq \mu/15$ . 有人对于  $\tau_i$  的计算进行了改进,更细致地考虑到滑移面上的晶体结构及原子键合力的影响,他们的结果列在表 27.1(a)中. 我们可以看出,根据式(27.3)估计的  $\tau_i$  值,在数量级上和表 27.1(a)所列结果是相符合的,只是对面心立方金属的  $\tau_i$  值估计偏高一些.

下面我们将理论屈服强度和实际晶体屈服强度的实验结果进行对比<sup>[37,38]</sup>. 从表 27.1(a)上可以看出金属的  $\tau_i$  的数量级为 GPa (即  $10^3$  MPa), 而实际金属单晶体的临界切应力是随试样的纯度、位错密度等而有差异,一般的数量级在  $10^{-1} \sim 1$  MPa 之间(例如高纯铜单晶的实验值为  $350 \sim 650$  kPa), 比理论屈服强度低好几个数量级. 这表明实际金属单晶的屈服,不是原子面间发生刚性滑移的结果,而是位错滑移的结果,因为金属晶体中位错在甚低的应力作

表 27. 1(a) 理论屈服强度的计算值

材 料	滑移面和方向	切变模量 $\mu$ (10GPa)	$\tau_s/\mu$	$\tau_s$ (GPa)
铜(10K)	$\{111\}\langle 11\bar{2}\rangle$	3.25	0.028~0.039	0.91~1.27
铜	$\{111\}\langle 11\bar{2}\rangle$	3.02	0.028~0.039	0.84~1.18
金	$\{111\}\langle 11\bar{2}\rangle$	1.86	0.028~0.039	0.52~0.72
银	$\{111\}\langle 11\bar{2}\rangle$	1.93	0.028~0.039	0.54~0.75
铝	$\{111\}\langle 11\bar{2}\rangle$	2.25	0.028~0.039	0.64~0.88
铝	$\{111\}\langle 1\bar{1}0\rangle$	2.25	0.114	2.57
锌	$\{0001\}\langle 10\bar{1}0\rangle$	3.7	0.034	2.25
铁	$\{1\bar{1}0\}\langle 111\rangle$	5.9	0.11~0.13	6.5
钨	$\{110\}\langle 111\rangle$	14.7	0.11~0.13	15.9
金刚石	$\{111\}\langle 1\bar{1}0\rangle$	49.5	0.24	119
硅	$\{111\}\langle 1\bar{1}0\rangle$	5.6	0.24	13.4
石墨	$\{0001\}\langle 10\bar{1}0\rangle$	0.23	0.05	0.113
NaCl	$\{110\}\langle 1\bar{1}0\rangle$	2.32	0.120	2.77
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	$\{0001\}\langle 10\bar{1}0\rangle$	14.4	0.115	16.6

表 27. 1(b) 晶须的屈服强度

材料	临界切应力 $\tau_m$ (GPa)	$\tau_m/\mu$
铜	0.78	0.022
银	0.69	0.031
铁	3.51	0.060
镍		0.033~0.069
NaCl	0.53	0.030

表 27. 1(c) 高硬度晶体的屈服强度  
(根据室温硬度测量数据估计)

材料	硬 度 (10MPa)	临界切应力 $\tau_m$ (GPa)
金刚石	8400	27
WC	2100	3.5
TiC	2900	10
B	2500	6.5
BeO	1300	3.5
AlN	1225	3
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2600	5.5

用下就能运动. 据此推想, 如果将金属晶体中的位错全部清除, 并

且将其它可以引起应力集中的因素(例如表面刻痕、台阶、夹杂物等)也完全去掉,它的屈服强度应该等于在晶体中均匀地形成位错圈所需的切应力,这就接近于  $\tau_i$ . 关于金属晶须(直径为微米级的高度完整的细单晶体)的实验结果证实了这一点[参看表 27.1(b)]. 但是晶须这种高强度性能是不稳定的,位错一旦产生以后,强度就大幅度地下降. 在大块的金属单晶体中极难将位错和其它缺陷消除干净,因而不易达到接近于  $\tau_i$  值的屈服强度. 至于非金属(离子键和共价键)单晶体的实验结果,出现了两种情况,一类是像 NaCl, LiF 等离子尺寸相差不大的离子晶体,和金属晶体相似,实际晶体的屈服强度远低于  $\tau_i$ ,表明位错是容易动的;另一类是高硬度的晶体,如金刚石、氧化铝等,在室温很脆,不好进行常规的拉伸试验,但从硬度测量结果可以间接推出其屈服应力,表 27.1(c)列出了一部分实验结果. 值得注意,求出的临界切应力很接近于  $\tau_i$ ,例如金刚石的结果约为  $\tau_i$  的 1/4,而且这些结果和晶体中有无位错或位错的多少并没有关系. 从这个实验结果可以推断,这类晶体中位错是很难运动的,滑移只有在切应力接近于  $\tau_i$  的情形下才会发生.

通过以上的讨论,使我们对晶体的理论强度的实际意义得到了了解:它标志着晶体屈服强度的上限,即晶体处于最硬状态(也就是说原子键合强度充分发挥作用的情况下)的屈服强度,它指出了各种强化金属方法的奋斗目标,至于晶体屈服强度的下限,即晶体处于最软状况(也就是说位错最容易运动的情况下)的屈服强度,就相当于晶体中其他缺陷全部被扫清以后使位错滑移所需的临界切应力. 这就是位错的点阵阻力,由晶体中的佩-纳势垒所确定,位错理论中的佩-纳力可以作为点阵阻力的参考值<sup>①</sup>(参看第一卷 § 7.14 及 § 5.24). 佩-纳力的计算牵涉到位错核心区域原子错排的一些细节,又随着晶体键合类型和结构类型有差异,目前尚缺乏

---

① 严格说来,点阵阻力和佩-纳力还是有差异的. 因为计算佩-纳力时通常假定位错是笔直地翻越佩-纳势垒,而实际上可以用形成弯结的方式翻越佩-纳势垒,这样使位错的点阵阻力要比佩-纳力小些,这里不去深究这个问题.

可靠的理论计算结果. 这里根据简化模型导出的结果[第一卷式(7.110)]作如下讨论:

$$\tau_p = \frac{2\mu}{1-\nu} e^{-\pi\zeta/b} = \frac{2\pi}{1-\nu} e^{-2\pi a/b(1-\nu)},$$

这里的  $\zeta$  表示位错的半宽度,  $\nu$  为材料的泊松比. 可以看出, 位错的宽度对  $\tau_p$  影响甚大. 宽的位错, 原子错排区域散布得很开,  $\tau_p$  的值就小. 而上式中的位错宽度取决于滑移面上晶体结构的情况, 具体地说, 取决于参量  $b/2\pi a$  [或者利用式(27.3)化为参量  $\tau_i/\mu$ ]. 根据表 27.1(a)所列出的各种材料的  $\tau_i/\mu$  值, 我们可以作出如下推断: 密排金属的  $\tau_i/\mu$  最小,  $\tau_p$  应该最小, 体心立方金属  $\tau_p$  高一些, 而金刚石、硅这些共价键晶体的  $\tau_p$  应该最高. 另一方面, 泊松比  $\nu$  的数值对  $\tau_p$  也有影响, 一般金属的  $\nu$  值较大 ( $\sim 0.3-0.4$ ), 相应地  $\tau_p$  应该小, 锗、硅次之 ( $\nu \sim 0.28$ );  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、金刚石的  $\nu$  值很小 ( $\sim 0.2$  以下), 相应地这些材料的  $\tau_p$  应该高. 从物理本质上看来, 归根结底, 上述的这些因素无非是键合类型对  $\tau_p$  影响的反映: 金属键没有方向性, 键合能对原子体积很敏感, 而对近邻原子排列方位并不敏感, 因而位错的  $\tau_p$  很小; 共价键 (或部分的离子键) 有强烈的方向性, 而在位错核心区域正常的价键往往不能保持, 再加上价键的晶体不能采取密集结构, 具有大的  $\tau_p$  值本是意料中的事. 一般说来, 佩-纳力高的材料也正是理论屈服强度高的材料. 以上关于佩-纳力的讨论限于低温 ( $T < 0.5T_m$ ). 在高温 ( $T > 0.5T_m$ ), 位错的运动可以通过原子扩散来实现, 导致一些方向键晶体的佩-纳力大幅度下降. 这可以解释为什么硅、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  在高温屈服强度下降, 表现出一定的范性.

概括起来, 我们大体上按照其键合强度, 将晶体分为软硬两类: 软的晶体, 其位错的佩-纳力远低于理论屈服强度, 位错很容易动, 范性良好. 金属基本上都属于这一类. 硬的晶体, 佩-纳力接近于理论屈服强度, 在室温位错基本上不能动, 呈现脆性. 共价键晶体和一些氧化物晶体属于这一类. 当然这两类的区分也不是绝对

的,一成不变的.例如体心立方结构的过渡金属就比较特殊,虽然具有金属软晶体的通性,但在低温( $T < 0.15T_m$ ),佩-纳力骤然升高,造成低温脆性,可能是有部分的方向键在起作用的缘故.又如在高温,由于原子扩散过程加快,原子扩散参与的位错运动和粘滞性流变得以进行,软硬两类晶体的差别也就减少了,硬的晶体也具有范性.

即使在室温,晶体的软硬也不是一成不变的,也可以相互转化.软的金属材料,便于切削加工,作为结构材料应用的关键在于提高它的强度.从理论上来看,提高金属强度有两条途径:第一条是完全消除内部的位错和其它的缺陷,使它的强度接近于理论强度.目前虽然能够制出无位错的高强度的金属晶须,但实际应用它还存在困难,因为这样获得的高强度是不稳定的,对于操作效应和表面情况非常敏感,而且位错一旦产生后,强度就大大下降.因而在生产实践中,强化金属走的是另一条途径,就是在晶体中引入大量的缺陷,以阻碍位错的运动,例如加工硬化、合金强化、细晶强化、马氏体强化、沉淀强化等.值得注意的是,有效地综合利用这些强化手段,也可以从另一方面接近理论强度,例如在铁和钛中可以达到理论强度的38%,而且这些数值只代表目前的技术水平,进一步发展还可能提高,在以后的章节中,将会对这些强化机制作更详细的讨论.

至于硬的材料,虽然有高的屈服强度,但很容易脆断,因而也无法当作一般的结构材料来应用.但可以设想,如果将软硬两种材料渗合起来,有可能获得高强度的韧性结构材料.在软的基质中分布了硬的颗粒可强化材料,在实践中已经广泛应用的沉淀硬化与弥散硬化就是具体的例证.至于纤维强化,即将硬材料的纤维加在软材料的基质中,直接利用硬纤维来承担负载,又有一定的韧性,这将为更有效地应用硬的材料开辟道路<sup>[39]</sup>.

## § 27.2 屈服现象

在宏观屈服之前,一般试样中位错已经开始运动,引起少量的

范性形变,在文献中称之为屈服前的微应变.侵蚀法对位错运动的观测和与振幅有关位错内耗的测量,都显示出这种微应变的迹象.例如,宏观临界切应力为  $350\sim 650\text{kPa}$  的铜单晶体,在分切应力为  $40\text{kPa}$  的作用下,就观察到大约有百分之一的位错发生运动.近年来,直接测量微应变的技术有了发展,应用精密的应变规,可以察觉  $10^{-5}\sim 10^{-9}$  范围内的范性形变.虽然在通常的拉伸曲线上(由于灵敏度不够)不能很明显地把这个阶段反映出来,但是,测量结果表明宏观屈服前的微应变是普遍存在的.

在拉伸曲线上,表现出有几种类型不同的宏观屈服过程.一类是拉伸曲线逐渐而连续地变化,没有明显的屈服点来标志宏观屈服的开始.属于这一类型的有面心立方和密集六角结构的纯金属[参看图 27.3(a)].另一类呈现明显的屈服点,在屈服后应力突然下降,可以明确定出上屈服点和下屈服点.图 27.3(b)所示为低位错密度的共价键晶体(锗,硅)及离子晶体( $\text{LiF}$ )中的情况,虽然有明显的屈服点出现,变化还是比较连续的.图 27.3(c)代表含有少量的填隙元素的体心立方金属(如低碳钢)的情形,在屈服点有明显不连续的转折,过了下屈服点有一应力平台区域(或存在有少量的起伏).在存在明显屈服点的试样上应变的分布往往很不均匀,范性形变首先集中于范性区内,然后范性区扩展到整个样品.在不连续的屈服现象中的范性区通称为吕德斯带(Lüders band),它可

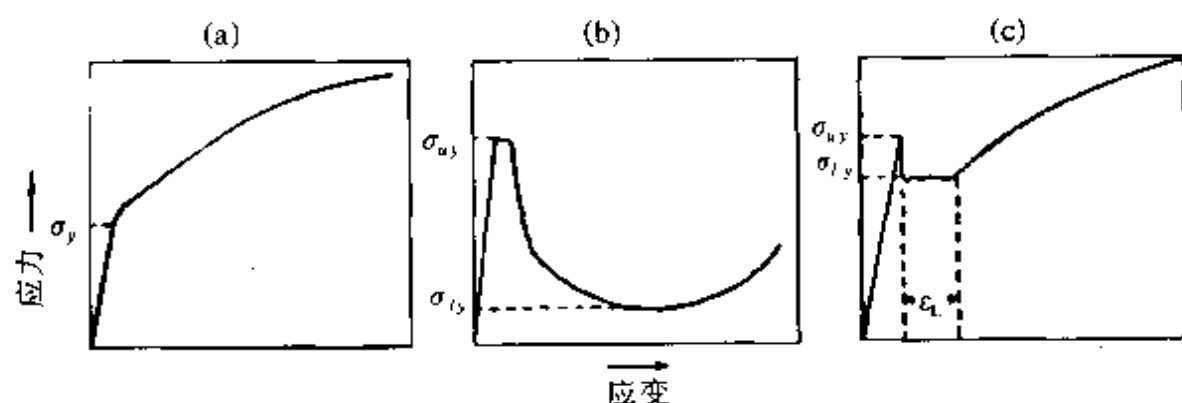


图 27.3 不同类型的屈服现象的示意图.

以穿过不同的晶粒,在试样表面上产生印痕.上屈服点相当于吕德斯带成核的应力,而下屈服点的平台区域则对应于使吕德斯带传播的应力.

屈服的微观过程牵涉到位错的形成、增殖与运动.位错运动的直接测量,表明位错速率  $v$  和所受有效应力  $\sigma^*$  之间的关系可以用经验公式来表示(参看第一卷 § 7.25)

$$v = \left( \frac{\sigma^*}{\tau_0} \right)^m, \quad (27.4)$$

这里  $\tau_0$  为位错作单位速率运动所需的应力;指数  $m$  标志了位错速率对应力的敏感性,是随着材料不同而有差异的.表 27.2 列出了一系列材料的  $m$  值(直接或间接的测定值).从表中可以看出一些本质很软的材料,像面心立方金属,  $m$  值都很大(大于 100),接近于理想的范性( $m = \infty$ ),稍许提高应力就引起位错速率大幅度的增加.至于本质很硬的材料,如锗、硅等,在高温滑移时,  $m$  值很小,接近于纯粘滞性流变的极限( $m = 1$ ),即应力和位错速率成线性关系.体心立方过渡金属处在这两种极端情况之间.在拉伸过程中,应变速率  $\dot{\epsilon}$  是恒定的,一般地可表示为弹性应变速率  $\dot{\epsilon}_e$  与

表 27.2 不同材料的  $m$  值

材 料	$m$ 值
Si (600~900℃)	1.4
Ge (420~700℃)	1.4~1.7
Cr	~7
Mo	~8
W	5
LiF	14.5
Fe-3% Si	35
Cu	~200
Ag	~300

范性应变速率  $\dot{\epsilon}_p$  的叠加. 在范性形变大量开始以后, 忽略  $\dot{\epsilon}_e$  的变化, 因而  $\dot{\epsilon}_p$  可近似地看作常数. 按式(26.9),  $\dot{\epsilon}_p = \Omega \rho_m \nu b$ , 如果拉伸过程中运动位错密度  $\rho_m$  突然增大, 将引起位错速率  $\nu$  的下降, 而根据位错速率与应力的关系式(26.10), 也将导致应力的突然下降. 这就是屈服现象的位错增殖理论的基本观点<sup>[40]</sup>.

可动位错数的增大可以通过位错的成核、脱钉及增殖过程来实现. 如果晶体中原来没有位错, 范性形变的开始就是在应力下位错成核的过程, 当位错大量产生后, 应力急剧下降. 无位错晶须的明显屈服点就是一个例证. 如果晶体中原来就存在大量位错, 但这些位错是否能够运动, 就要看位错被杂质原子钉扎的情况(我们知道, 即使是所谓“纯”金属, 晶体内总存在少量杂质原子). 在面心立方晶体中, 间隙溶质原子与位错的交互作用比较弱. 在一般纯金属中, 观测到原生位错在低应力作用下就能运动. 在体心立方晶体中, 填隙溶质原子(碳、氮、氧等)和位错交互作用很强. 实验观测的结果表明, 在体心立方金属中, 原生的老位错都被杂质牢牢钉住, 在一般应力作用下是不能滑移的. 因而, 范性形变的开始也牵涉到形成可滑移位错的过程, 这可以是在应力集中场所新位错的成核, 或是位错的脱钉过程(杂质原子钉扎比较轻微的情况下). 这可以说明为什么体心立方金属的屈服点现象比较明显.

在形变过程中位错的增殖也影响到屈服现象, 直接观测表明位错密度是随应变增加的, 可以用经验的关系式来描述

$$\rho = \rho_0 + C\epsilon_p^a, \quad (27.5)$$

这里的  $\rho_0$  为形变前的位错密度,  $C$  和  $a$  都是常数, 对  $\alpha$ -铁实验测定的  $a$  等于 0.8,  $C$  等于  $1.6 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ . 设可动位错密度  $\rho_m$  为总位错密度的一个分数

$$\rho_m = f_0 \rho_0 + f_C \epsilon_p^a, \quad (27.6)$$

由于新老位错被杂质钉扎情况不同,  $f_0$  和  $f$  可以有不同的数值.

在范性形变过程中, 作用于位错的有效应力比实际外加应力

$\sigma$  要小(有一部分用来克服内应力场),假定内应力随  $\epsilon_p$  作线性增加,有效应力  $\sigma^*$  就可以表示为  $\sigma - q\epsilon_p$  ( $q$  为加工硬化系数). 将它代入式(27.6),解出  $\sigma$

$$\sigma = q\epsilon_p + \sigma_0 \nu_m^{\frac{1}{m}}. \quad (27.7)$$

应用式(26.10)消去  $\nu$ ,再用式(27.6)消去  $\rho_m$ ,就得出屈服过程应力-应变曲线的解析表示式

$$\begin{aligned} \sigma &= q\epsilon_p + \sigma_0 \left( \frac{\dot{\epsilon}_p}{\Omega \rho_m b} \right)^{\frac{1}{m}} \\ &= q\epsilon_p + \sigma_0 \left[ \frac{\dot{\epsilon}_p}{\Omega b (f_0 \rho_0 + f_c \epsilon_p^2)} \right]^{\frac{1}{m}}. \end{aligned} \quad (27.8)$$

上式中第一项和  $\epsilon_p$  成正比,表示通常的线性加工硬化曲线;第二项是随  $\epsilon_p$  的增大而减小的. 如果第二项随  $\epsilon_p$  的下降比第一项随  $\epsilon_p$  的增大更快时,两项叠加在一起,就表现出明显的屈服降落(参看图 27.4). 可以看出,影响屈服降落的主要材料参量为试样中原始的可动位错及位错速率的应力敏感性指数  $m$ .

根据式(27.8)可以看出,小的  $f_0 \rho_0$  值和  $m$  值都将导致明显的屈服降落. 这可解释不同材料的屈服情况: 锺、硅等共价键晶体的  $m$  值很小,  $\rho_0$  也小,因而具有很明显的屈服点;一般的面心立方和密集六角的纯金属  $m$  值很大,  $f_0 \rho_0$  也大(位错钉扎效应很微弱),除无位错的晶须外( $\rho_0 = 0$ ),并不出现明显的屈服点;而体心立方金属的  $m$  值介乎二者之间,由于原生晶体中位错都被杂质牢牢钉住,虽然  $\rho_0$  并不小,但  $f_0 = 0$ ,因而理论也预期有明显屈服点出现. 多晶中的屈服现象有晶界效应参与,将在 § 27.8 中讨论.

图 27.5 示出了实验测定的不同位错密度的锺晶体的拉伸曲线<sup>[41]</sup>,基本上符合上述理论的预期: 随原始位错密度的加大,屈服降落逐渐减小. 含有填隙杂质的体心立方金属的应变时效现象(看图 27.6)<sup>[3]</sup>,也说明同类的问题. 实验结果表明,在拉过屈服点后,由于试样中已经存在大量的可动位错,卸载后,立即再行拉伸,就

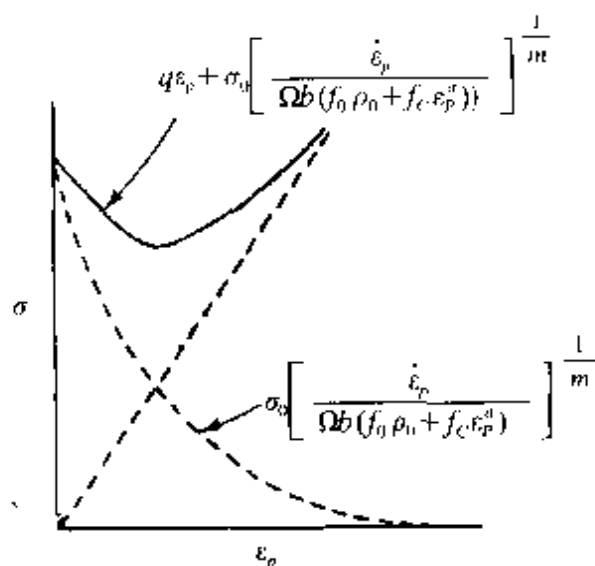


图 27.4 形成屈服降落的示意图.

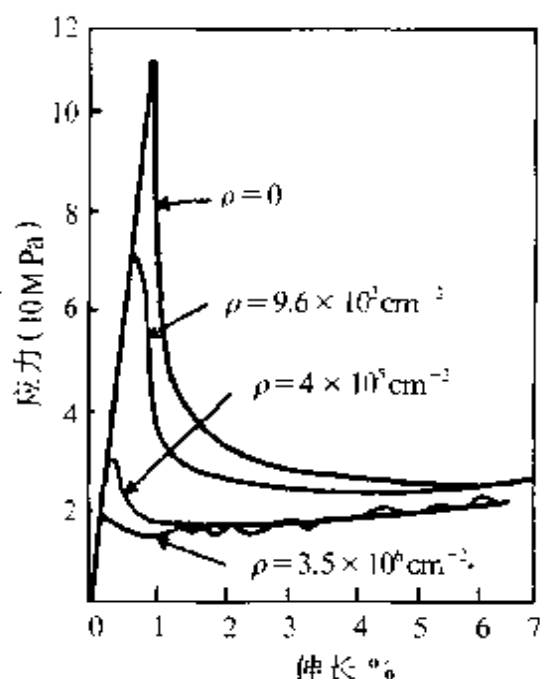


图 27.5 不同位错密度铜晶体的屈服现象(温度 515°C, 形变速率  $5 \times 10^{-3}$  cm/min).

没有明显的屈服点出现;但经过一段时效的时间,由于填隙杂质原子和位错的交互作用,使杂质原子通过扩散偏聚到位错上,产生钉扎,可动位错数逐渐减少,屈服点也就愈来愈明显.

明显屈服点现象也和一些生产工艺问题直接有关. 深冲薄钢板常因吕德斯带的出现使表面不平整,造成废品. 如果在深冲前将钢板轻微地轧一

下,就可以避免这种毛病. 在钢材中加入少量铝、钛、钒等元素,形成稳定的氮化物与碳化物,降低固溶态的间隙原子含量,从而消除

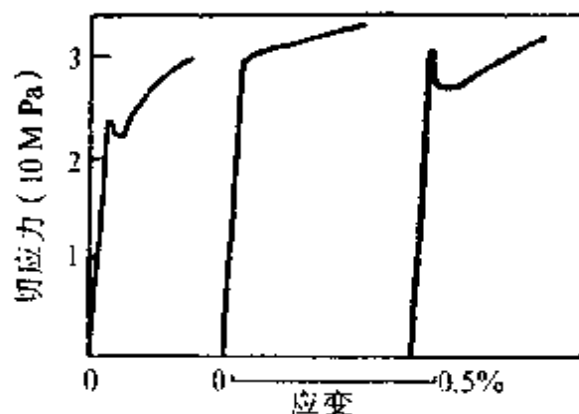


图 27.6 含氮  $\beta$  黄铜单晶体的应变时效  
1. 第一次加载; 2. 卸载后立即重新加载;  
3. 250°C 时效 2h 后重新加载.

或减轻了应变时效现象。

影响金属屈服强度的有外因,如温度和形变速率;也有内因,即位错在晶体中运动所受阻力。但是外因毕竟是通过内因起作用的,所以这里首先讨论决定屈服强度的内因。

位错在晶体中运动所受阻力,概括起来,大致有下列几种原因:(1)位错的点阵阻力,也就是位错在完整晶体中运动的阻力;(2)位错和其他位错的交互作用;(3)位错与溶质原子及沉淀相的交互作用。上述的第(3)类阻力因素将在以后的第Ⅳ部分中讨论。但是,值得注意的是,一般所谓纯金属总含有少量杂质原子,可能对屈服应力有一定的影响,特别是在填隙溶质原子和位错有较强的交互作用的体心立方金属中。

点阵阻力是普遍存在的,但在不同类型的晶体的屈服强度中所占比重有很大的差异。在本质硬的晶体,例如共价键晶体,点阵阻力很可能是决定其屈服强度的主导因素,而实验观测中也的确看到位错源所发出的位错线都是笔直地沿着密排方向排列起来,很象是躺在佩-纳能谷中(参看第一卷图 7.58),即为一证。但在密集结构的金属中情况就完全不同。实验观测到在极低应力作用下位错就能运动,而且也没有看到位错线偏向佩-纳能谷排列的迹象,因而可以大致肯定,佩-纳力对于这些晶体屈服强度的影响是可以忽略的。至于体心立方金属,问题就不那么明确。由于其非密集结构和可能有部分方向键在起作用,从理论上估计点阵阻力应高些(虽然尚无确切的计算结果)。而且,其屈服强度高(比面心晶体要高一个数量级或更多些),并对温度很敏感,也被一些人引作为点阵阻力起作用的证据。由佩-纳力控制的屈服强度的理论,牵涉到佩-纳势垒的计算以及位错线越过佩-纳势垒方式的设想(有的采用形成弯结对的方式,类似于塞格对波多尼峰机制的解释,参看 § 23.1)<sup>[42]</sup>。应该承认,目前我们对低位错密度晶体(原生态或退火状态)的屈服应力的规律性还不很清楚(它往往受到一些偶然性因素的影响,如试样的纯度,形变中应力集中因素等)。

### § 27.3 热激活的形变过程<sup>[43]</sup>

范性形变可以在液氮温度(4K)进行,表明位错的滑移不一定依靠热激活过程.但热激活过程对范性形变还是有帮助的.这可以从实验结果上看起来:拉伸试验求出的屈服和流变应力是随了温度和形变速率而变化的,蠕变试验中的应变是随时间而变化的.这种效应虽然在高温形变中特别突出,但即使在低温形变中同样是存在的,不可忽视.这类现象可以用位错越过障碍的热激活过程来解释<sup>[43]</sup>.

设想有许多障碍不规则地分布在滑移面上,位错的滑移必需越过障碍来进行(图 27.7).设  $H$  为位错线越过障碍的激活能,一般地  $H$  是位错线实际所受切应力  $\tau^*$  的函数.由于晶体中原子不断在作不规则的热运动,引起位错线的布朗运动,即位错线沿其滑移面作不规则的振动(类似于静电计的悬线在空气分子撞击下所引起的布朗运动).按照能量均分定律,运动的每一自由度具有  $(1/2)kT$  的能量,所以位错的振

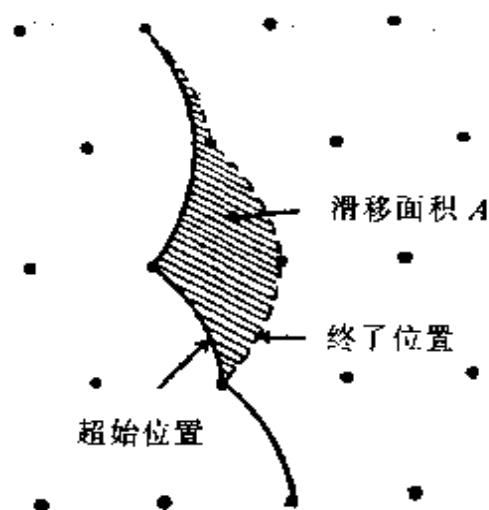


图 27.7 位错线在障碍间的进程.

动能(等于其平均动能与平均势能的叠加)就等于  $kT$ . 设位错线的振动频率为  $\nu$ ,则在单位时间内位错线依靠热激活越过障碍的次数等于  $\nu \exp(-H/kT)$ ,假定位错线在越过一个障碍后所扫过的面积为  $A$ ,沿位错线障碍的间距为  $l$ ,位错线在障碍间的不规跃进可以用平均速率  $\nu$  来表示(参看图 27.7)

$$\nu = \frac{A\nu}{l_0} \exp\left[-\frac{H(\tau^*)}{kT}\right]. \quad (27.9)$$

将它代入式(26.10),得到

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[ - \frac{H(\tau)}{kT} \right], \quad (27.10)$$

这里的  $\dot{\epsilon}_0$  为频率因子 (即  $\dot{\epsilon}_0 = \Omega \rho b \frac{A}{l_0} \nu$ ). 假如我们知道  $H(\tau)$  与  $\dot{\epsilon}_0$ , 就可以从式(27.10)中解出  $\tau$ , 表示成  $T$  与  $\dot{\epsilon}$  的函数. 反过来, 我们可以根据不同温度与形变速率条件下屈服应力或流变应力的实验数据, 证实式(27.10)的关系, 并导出  $H(\tau)$  和  $\dot{\epsilon}_0$ . 据此可以推测决定屈服应力或流变应力的位错的热激活机制.

下面, 我们来探讨位错线在有效切应力  $\tau^*$  作用下越过障碍的激活能. 设位错线越过障碍时引起系统能量的增加为  $U$ .  $U$  是位错前进距离  $x$  的函数, 可以用图 27.8(a) 中的势垒曲线来表示, 势垒高度为  $U_0$ .  $\frac{dU(x)}{dx}$  就相当于障碍对位错的阻力  $F(x)$ , 表示在图 27.8(b) 中. 在绝对零度, 只有当位错线所受的有效作用力  $\tau^* b$  超过阻力的极大值  $F_m$  时, 才能越过障碍; 但在一般温度下, 即使有效作用力  $\tau^* b$

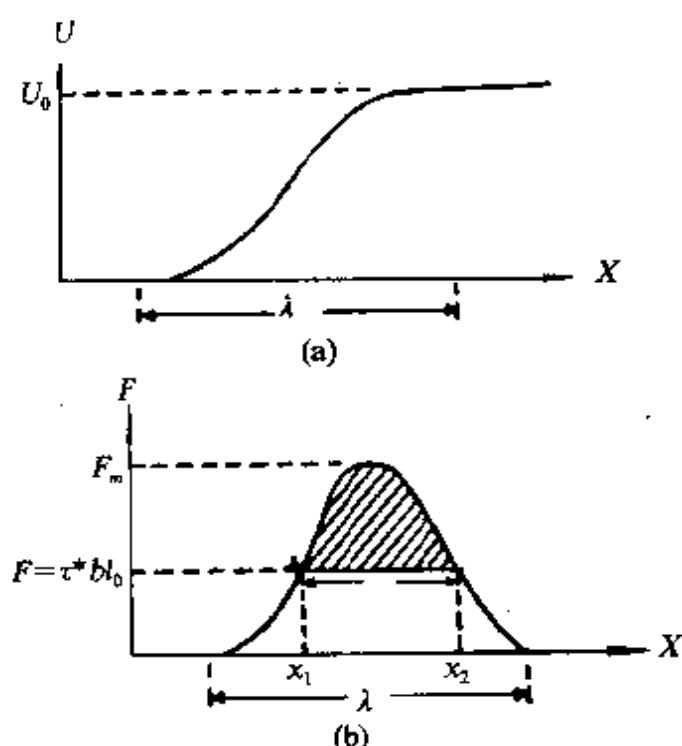


图 27.8 位错障碍的势垒曲线与阻力曲线.

比  $F_m$  小, 也可以凭借热激活的帮助使位错越过势垒. 这个过程的激活能就等于所需要热运动所补充的能量, 相当于图 27.8(b) 中划线区域的面积

$$\begin{aligned} H &= \int_{x_1}^{x_2} [F(x) - \tau^* b l_0] dx \\ &= H^* - V^* \tau^*. \end{aligned} \quad (27.11)$$

这里

$$H^* = \int_{x_1}^{x_2} F(x)dx = U(x_2) - U(x_1), \quad (27.12)$$

$$V^* = - \frac{dH}{d\tau^*} = b(x_2 - x_1)l_0 = bd^*l_0, \quad (27.13)$$

$V^*$ 具有体积的量纲,被称为激活体积.

位错滑移的障碍,按照其势垒范围的大小,大致可以分为如下两类:

(1) 长程的障碍. 势垒延伸范围很广,其  $\lambda$  值(参照图 27.8)远超过 10 个原子直径.

(2) 短程的障碍. 势垒的范围很狭小,其  $\lambda$  值小于 10 个原子直径.

位错线越过这两类障碍的热激活效应是不同的. 对于长程的障碍,  $U_0$  和  $V^*$  都大,在通常温度,只有当作用的  $\tau^*b$  接近于  $F_m$  时,才能将  $H$  降到  $kT$  的数量级,这样,热激活就几乎不起作用. 而对于短程的障碍,热激活就有显著的效应.

在实际晶体中位错运动所遇的障碍是多种多样的(参看图 27.9): 各种长程障碍的阻力叠加在一起构成起伏的长程应力场,对流变应力贡献了和热激活无关的部分  $\tau_\mu$  (它和温度的关系同弹性模量对温度的依赖关系相同); 另外,在运动过程中也碰到许多短程障碍,这些障碍中起作用的只是处于内应力峰值处的激活能最大的障碍,它对流变应力贡献了和热激活有关的部分  $\tau_s$ , 所以一般地流变应力可以表示为(参看图 27.9).

$$\tau = \tau_s(T, \dot{\epsilon}) + \tau_\mu. \quad (27.14)$$

下面我们汇集一些有关屈服应力的实验数据,并对其机制作一些探讨.

从金属的屈服强度对温度和应变速率的敏感性,可以得到屈服强度的位错机制的信息. 一般而言,密集结构金属的屈服强度对温度是不敏感的; 例如多晶铜的屈服强度,当温度改变  $100^\circ\text{C}$ , 差

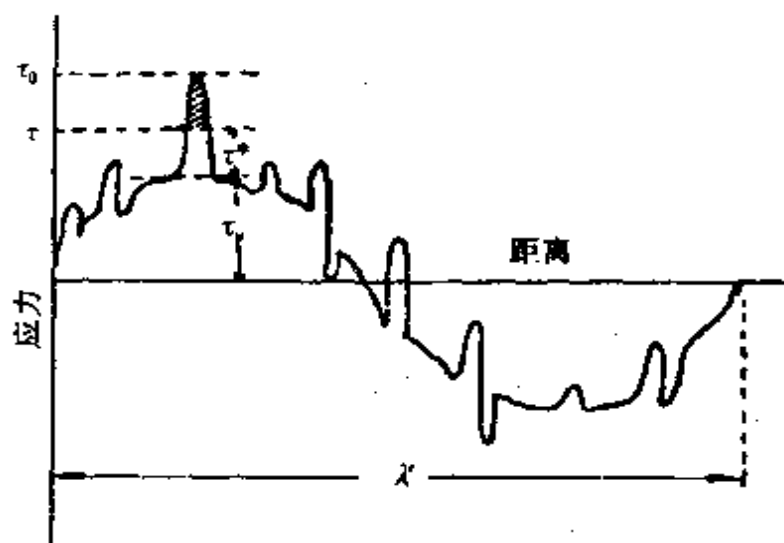


图 27.9 晶体中起伏的内应力场(示意图).

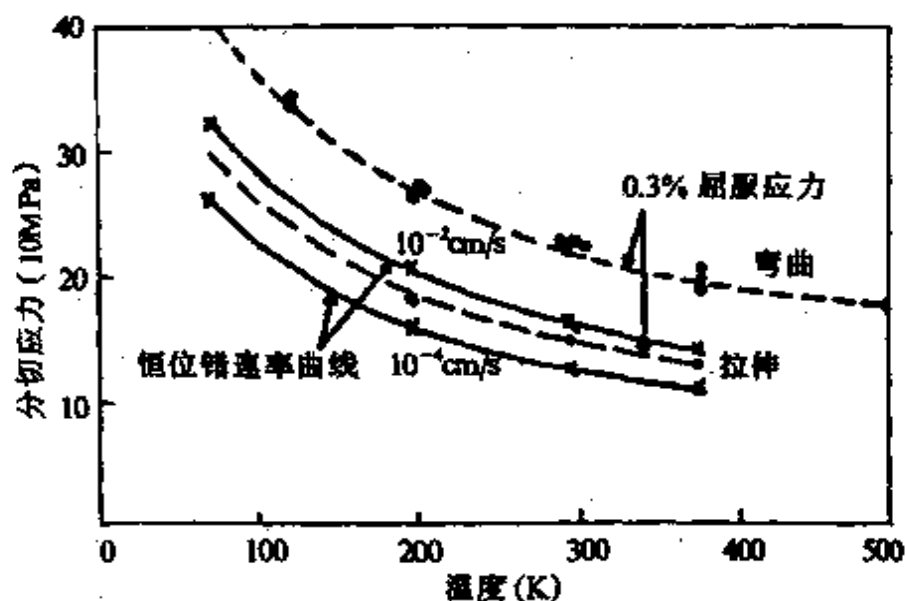


图 27.10 位错恒速运动所需应力及屈服应力和温度的关系(硅铁单晶).

异只有 5MPa;少量的温度敏感性可以归结为位错交截过程所引起的.至于体心立方金属,情况就截然不同:改变 100℃,使多晶钼的屈服强度产生 400MPa 的差异.这种强烈的温度敏感性显然不能由位错的交截过程来解释.硅铁单晶中的实验结果表明流变应力与温度的关系和使位错达到一定速率所需应力与温度的关系基

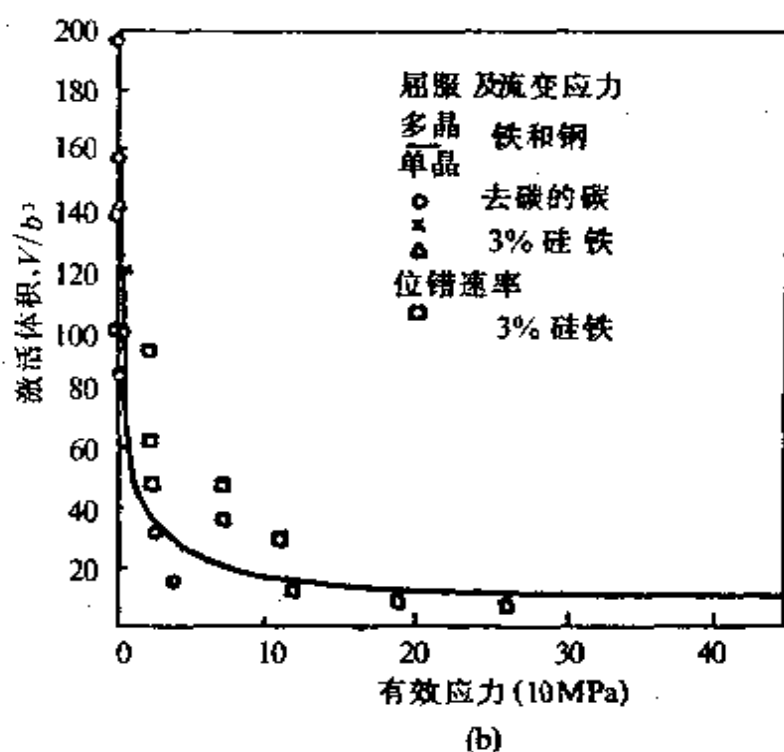
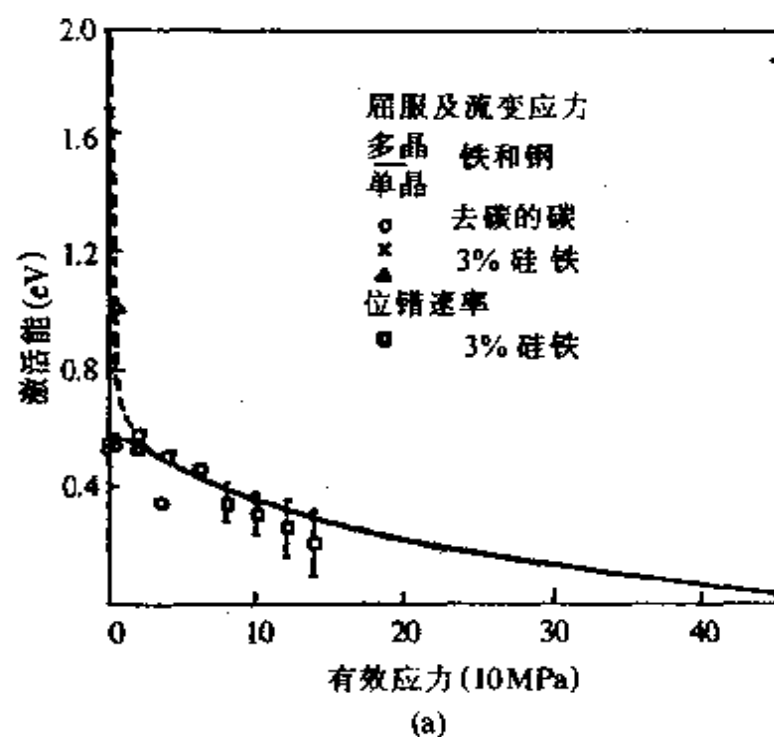


图 27.11 (a) 铁和钢范性形变的激活能与有效应力的关系;  
(b) 铁和钢范性形变的激活体积与有效应力的关系。

本相同<sup>[44]</sup>(图 27.10),因而有人推断宏观的屈服应力就相当于使

位错达到某一临界速率所需要的应力. 对钢铁的大量实验数据进行了分析, 可得到如下的结论: 实验结果基本上符合式(27.10), 而根据屈服应力、不同形变度的流变应力和使位错达到一定速率所需应力所求出激活能和激活体积基本相同, 和样品的杂质含量和位错组态没有关系(见图 27.11). 这样就排除了一些热激活的机制, 例如位错与填隙溶质原子的交互作用, 位错的交截等; 剩下来可能的机制就只有位错翻越佩-纳势垒所决定的点阵阻力. 当然这种解释的唯一性尚有待于更多的工作来验证. 关于体心立方金属中的微量间隙杂质的影响, 实验结果还有分歧, 尚待澄清<sup>[45]</sup>. 由于体心立方金属的屈服应力强烈的温度敏感性和它的低温脆性有密切的关系, 搞清楚它的机制将有助于解决低温脆性这一重大的实际问题.

## II 加工硬化

金属具有加工硬化的性能, 即形变后流变应力得到提高, 是金属可以用作为结构材料的重要依据. 这样, 金属制成的构件, 在局部区域可以承受超过屈服强度的应力而不致引起整个构件的破坏. 因而关于金属加工硬化的研究就成为金属力学性质的中心课题之一. 自从位错理论提出以后, 就开始了对于加工硬化的位错机制的探索. 近年来对于金属单晶体加工硬化问题进行了系统而深入的研究, 在宏观晶体范性的测试和位错组态的观测方面取得了大量的资料, 总结出不少规律, 提出过多种理论, 但由于加工硬化过程极其复杂, 目前对于整个过程的定性的轮廓虽然已经有所认识, 但完整的定量理论尚未确立<sup>[46,47]</sup>.

### § 27.4 流变应力的位错机制

试样经过预形变之后, 其屈服应力被称为流变应力. 预形变使试样的位错密度得到提高, 从而使流变应力明显地表现出和位错密度有依赖关系. 一系列关于流变应力  $\tau$  与位错密度  $\rho$  对应关系

的实验研究揭示出下列关系(参看图 27.12):

$$\tau = \tau_0 + \alpha \mu b \rho^{\frac{1}{2}}, \quad (27.15)$$

这里的  $\alpha$  为一系数,  $\mu$  为切变模量,  $b$  为位错的强度. 式(27.15)通常称为培莱-赫许(Bailey-Hirsch)关系式. 表 27.3 列出了在不同晶体中测出的参量  $\alpha$  与  $\tau_0$  的数值. 值得注意的是, 这个关系式在面心立方和体心立方金属中都能成立, 但  $\tau_0$  值表现出不同的情况. 参量  $\tau_0$  相当于位错密度为零的晶体的流变应力, 也就代表位错交互作用以外的因素对位错运动的阻力. 面心立方金属中  $\tau_0$  等于零, 表明前述的(1)、(3)类阻力是很小的. 在体心立方金属中  $\tau_0$

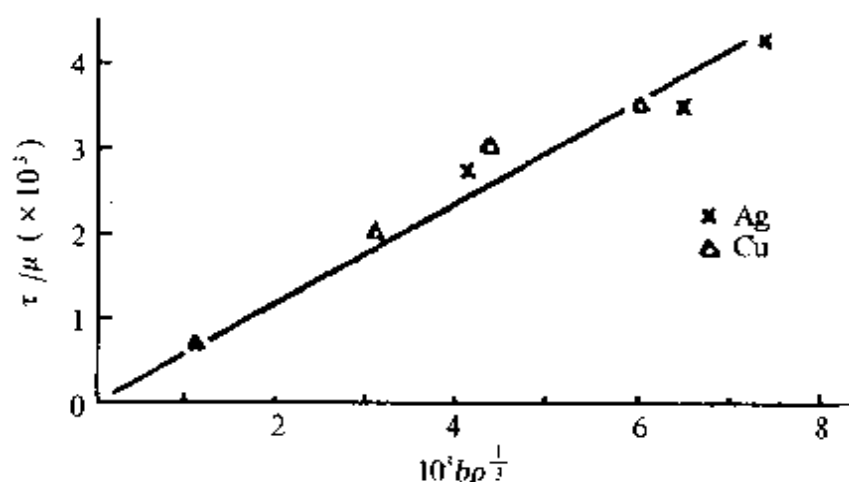


图 27.12 铝与铜多晶体流变应力与位错密度平方根的直线关系.

表 27.3 式(27.15)中的参量的实验值

晶体类型		$\alpha$	$\tau_0/\mu$
面心立方	Cu(多晶)	0.55	$\sim 0$
	Cu(单晶)	0.3	$\sim 0$
	CuAl(单晶) (含 0.8, 2.5, 4.5% Al)	0.5	$\sim 0$
	Ag(多晶)	0.55	$\sim 0$
	Ni-Co(单晶含 0.40, 60, 67% Co)	0.3	$\sim 0$
体心立方	Fe(多晶)	0.4	$0.46 \times 10^{-3}$
	Mo(单晶)	0.49	$0.56 \times 10^{-3}$



图 27.13 铜中的位错纠结  
(透射电子显微照片)。

就不可忽略了,这也符合于它的位错具有较高的点阵阻力或和杂质原子有较强相互作用的设想。

在形变后,一般位错的分布是不均匀的.在低层错能的金属中曾观察到位错塞积群(参看第一卷 § 7.17),但一般金属中位错的排列并没有那么规则,而是形成比较杂乱的位错纠结(tangle)组态(参看图 27.13).当形变度较高时,就出现明显的胞状结构,单胞的内部是位错密度较低的区域,而胞壁附近位错特别高些(参看图 27.14).据粗略估计,胞壁处的位错密度约为平均位错密度的 5 倍.式(27.15)所表示的是流变应力和平均位错密度的对应关系.如果认为决定流变应力的是胞壁处的位错密度  $\rho_c$ ,可以用  $(1/5)\rho_c$  去代替式(27.15)中的  $\rho$ ,对于 Ag 与 Cu,系数  $\alpha' = \alpha/(5)^{1/2}$  约等于 0.2.

流变应力和位错密度的  $1/2$  次方的关系,可以用位错间的相互作用来解释.在讨论具体的机制之前,可以根据量纲分析来看这个问题<sup>[12]</sup>.晶体的流变应力  $\tau$  应该和材料的切变模量  $\mu$ 、位错强度  $b$  及位错密度  $\rho$  有关. $\tau$  与  $\mu$  的量纲相同, $b$  具有长度的量纲 $[L]$ ,而  $\rho$  的量纲为 $[L^{-2}]$ ,所以这些量的无量纲关系式应具有如下的形式:

$$\frac{\tau}{\mu} = \alpha(b^2\rho)^n, \quad (27.16)$$

等式的两侧都是纯数, $\alpha, n$  为两个常数.在切应力  $\tau$  作用下,单位长度位错所受作用力等于  $\tau b$ (见第一卷 § 7.15);而位错间的交互作用(或者是位错的线张力在起作用),不管它的具体机制如何,总



图 27.14 铝中的胞状组织(透射电子显微照片)。

应该正比于  $b^2$ . 由此可以推断  $\tau \propto b$ . 这样, 式(27.16)中的常数  $n = 1/2$ , 就可以得到  $\tau = \alpha \mu b \rho_p^{1/2}$  的关系. 所以培莱-赫许关系式是位错相互作用的必然结果. 下面我们来探讨位错相互作用的一些可能的机制.

(a) 平行位错间的交互作用 我们知道一根位错线在距离  $r$  处所产生切应力的数量级为  $\mu b / 2\pi r$ , 当平行位错的密度为  $\rho_p$  时(图 27.15), 相邻位错线的间距约为  $r = \rho_p^{-1/2}$ , 即晶体中存在有长程切应力场, 其振幅的数量级为  $\mu b \rho_p^{1/2} / 2\pi$ , 只有当外应力超过它时, 位错才能运动, 即

$$\tau = \mu b \rho_p^{1/2} / 2\pi .$$

在这种情况下, 式(27.9)中的  $\alpha$  为  $1/2\pi$ , 而  $\rho_p$  是主滑移系统中的位错密度.

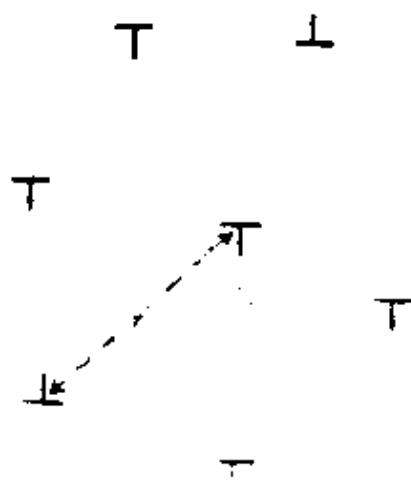


图 27.15 平行位错间交互作用的示意图.

上述模型也可以进一步推广到位错分布不均匀的情况,设位错聚集成许多平行的塞积群(群内位错平均数为  $n$ ),则距离塞积群为  $r$  处的切应力约为  $nb\mu/2\pi r$ ,邻近塞积群的间距约为  $(\rho_p/n)^{-\frac{1}{2}}$ ,于是

$$\tau = \mu b(n\rho_p)^{\frac{1}{2}}/2\pi. \quad (27.17)$$

这种情况下,式(27.9)中的  $\alpha$  为  $n^{\frac{1}{2}}/2\pi$ . 取  $n \sim 25$ , 则  $\alpha \sim 1$ .

(b) 与林位错的相互作用 滑移位错也可以和穿过滑移面的位错(称为林位错)产生相互作用,林位错可以是原生网络中的位错,也可以是次滑移系统中的位错. 设想下列不同的相互作用过程:

(1) 绕过林位错. 如果滑移位错避免和林位错相交截,它可以在两根林位错间弓成弧形,以弗兰克-瑞德源的方式越过林位错(图 27.16). 如果林位错的间隔为  $l = \rho_f^{-\frac{1}{2}}$ , 这里的  $\rho_f$  表示林位错的密度,则

$$\tau = \mu b \rho_f^{1/2}. \quad (27.18)$$

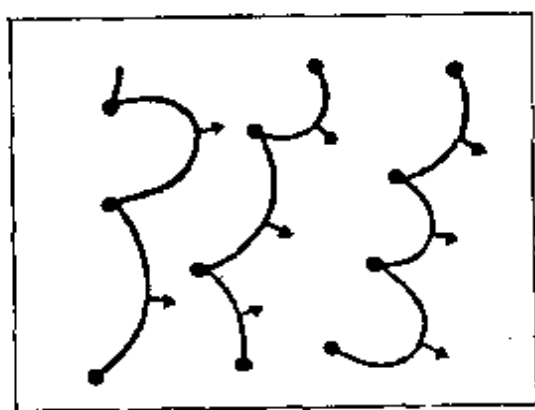


图 27.16 滑移位错绕过林位错的示意图。

实际上只需要一小部分位错线源动作就可以产生范性流变。

(2) 和林位错的弹性交互作用. 滑移位错和林位错相遇时,可能通过位错反应,形成一段新的位错,以降低能量(参看第一卷 § 7.18),这样就形成一个相吸引的交结,滑移位错要越过去,必须破坏这个交结. 这

需要依靠外应力做功来供给所需要的能量. 破坏交结所需的应力可以简略地估计如下:图 27.17 示出了不同滑移面上位错形成的交结. 这里我们假定一种对称的组态,各段位错线的长度都等于

$l$ , 位错线和滑移面交线的夹角都等于  $\phi$ , 设交结位错线的长度为  $2L$ , 当交结位错长度缩短  $2dL$  时, 系统的能量增加为

$$dU = (4T_1 \cos \phi - 2T_2) dL, \quad (27.19)$$

这里的  $T_1$  及  $T_2$  分别表示原来位错和交结位错的线张力.

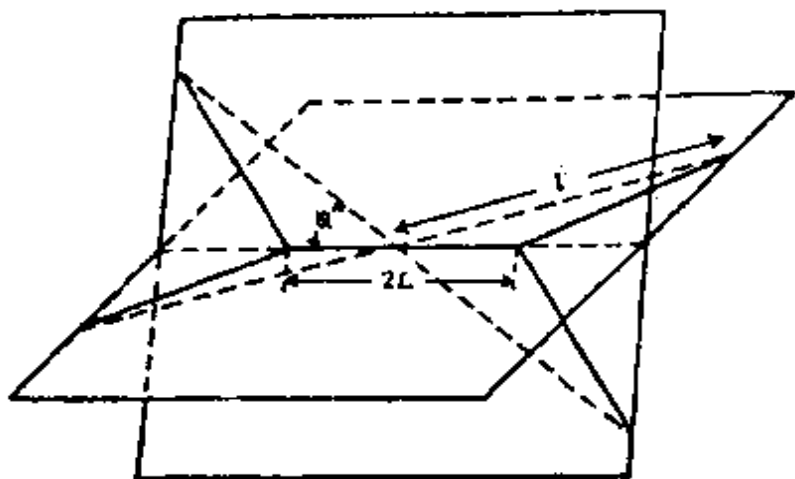


图 27.17 滑移位错和林位错弹性交互作用的示意图.

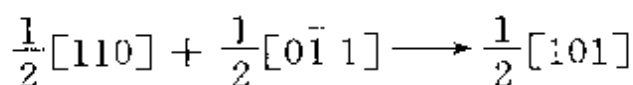
与此同时, 在外切应力  $\tau$  作用下, 每段位错滑移的平均距离约为  $\frac{1}{2} \sin \phi dL$ , 外应力所作功

$$dW = 4\tau b l \cdot \frac{1}{2} \sin \phi dL. \quad (27.20)$$

这正好供给系统的能量增加, 即式(27.19)和(27.20)相等. 由此得出

$$\tau = \frac{2T_1 \cos \phi - T_2}{b l \sin \phi}. \quad (27.21)$$

在面心立方金属中, 形成交结的位错反应是



型的, 因而  $T_1 = T_2 \simeq \frac{1}{2} \mu b^2$ , 设  $\phi = 45^\circ$ , 而  $l = \rho_f^{-\frac{1}{2}}$ , 代入式(27.16)

就得到

$$\tau = \alpha \mu b \rho_j^{\frac{1}{2}}, \quad (27.22)$$

这里  $\alpha \simeq 0.3$ , 对于这种交结硬化更细致的计算, 可参阅文献 [137].

(3) 割阶的形成. 滑移位错与林位错的交截会在两位错线上分别形成割阶 (见第一卷 § 7.18). 形成割阶需要能量, 因而引起阻力. 此阻力作用的区间和位错宽度  $d$  相当, 设割阶的形成能为  $U_i$ , 割阶的间距为  $l$  (参看图 27.18), 则

$$U_i = \tau l b d$$

或

$$\tau = \frac{U_i}{l b d}, \quad (27.23)$$

$U_i \sim \frac{1}{30} \mu b^2 d$  (参看第一卷 § 7.18), 因而式 (27.23) 也和式 (27.15) 相似, 而  $\alpha = U_i / \mu b d$ .

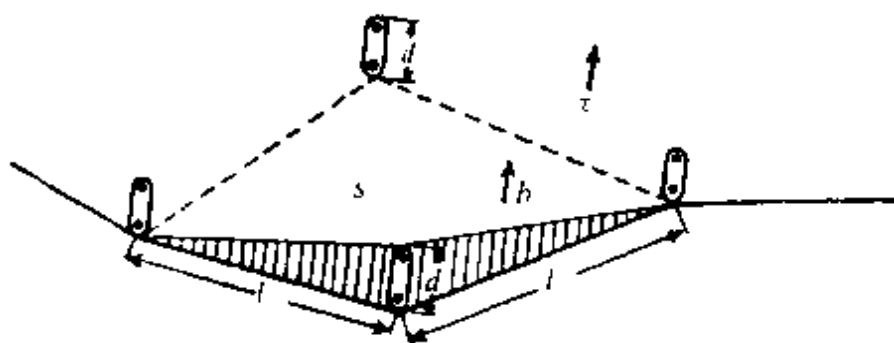


图 27.18 位错和林位错交截.

(4) 割阶的非保守运动. 我们知道螺型位错带了割阶运动会产生点缺陷, 形成点缺陷所需能量对位错运动产生阻力 (参看图 27.19). 如果形成点缺陷的能量为  $U_f$ , 位错线上割阶的间距为  $l$ , 产生一个点缺陷需要位错线走过的距离为  $y$ . 类似于式 (27.23), 可得出

$$\tau = \frac{U_f}{lb_y} \quad (27.24)$$

如果割阶是位错交截所产生的,  $l = \rho_i^{-\frac{1}{2}}$ , 对于纯螺位错  $y = b$ , 空位的形成能为  $\alpha\mu b^3$ , 结果也和式(27.15)相似.

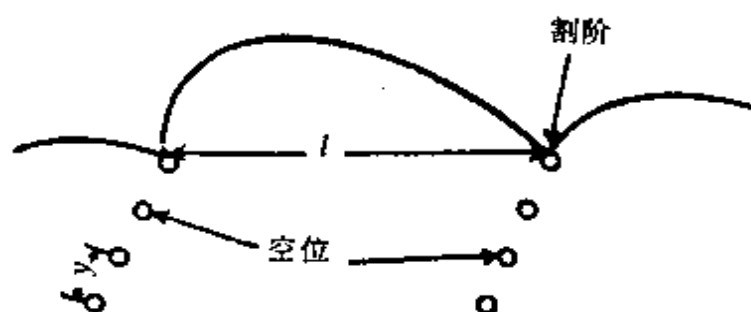


图 27.19 带割阶的位错运动.

(c) 胞壁的长程应力 形变中形成的胞状结构的胞壁, 一般没有达到长程应力消弛的能量最低状态, 也就是说, 它和退火后的亚晶界是不同的, 可能具有长程应力场. 胞壁的位错组态很不规则, 难以进行确切的计算. 有人采取一个简化的模型来进行计算<sup>[138]</sup>, 即位错构成交叉网格. 但和两组螺型位错所构成的纯扭转亚晶界不同, 位错线组间的夹角  $\omega$  不等于  $90^\circ$  (图 27.20). 这种位错墙的应力场与能量都可以进行确切的计算. 它对于墙外的螺型位错单位长度的作用力为

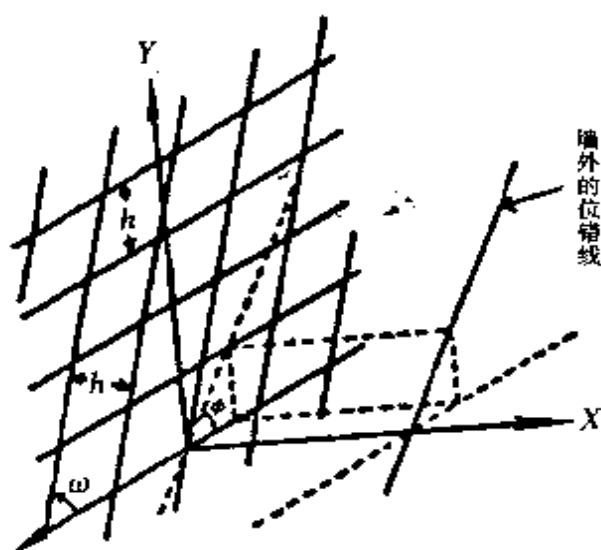


图 27.20 位错墙和墙外位错的交互作用.

$$f = \left( \frac{\mu b^2}{h} \right) \cos \omega \cos (2\phi - \omega) \quad (27.25)$$

这里的  $\phi$  为墙外螺型位错和墙中一组螺位错的夹角,  $h$  为位错网格的间距. 利用式(27.25), 我们可以计算出在胞的中央移动位错所需的应力

$$\tau = \frac{f}{b} = \alpha' \mu b \rho_c^{\frac{1}{2}}, \quad (27.26)$$

这里的  $\rho_c^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{h}$ . 求出的  $\alpha'$  近似值为 0.2.

正如量纲分析所表明的, 以上所述的各种位错相互作用的机制都能给出流变应力与位错密度  $1/2$  次方的关系. 而且求出的系数  $\alpha$  的值也相差不大, 所以单独根据这个实验结果还很难判断究竟哪些机制在起作用. 因此, 进一步考察热激活过程对流变应力的影响, 将有助于我们对这些机制加以甄别. 至于要全面地澄清这个问题, 还需要有更细致的实验, 将位错的分布组态和流变应力的相应关系找出来.

上面所讨论的各种位错之间相互作用的机制具有不同的热激活的效应(参见 § 27.3). 其中有些位错相互作用所引起长程的障碍, 例如平行位错之间弹性程交互作用、位错网格间距所决定的弗兰克-瑞德源尺寸、滑移位错与林位错的弹性相互作用、位错胞壁应力场的效应等. 这些机制是和热激活无关的, 所引起的阻力基本上和温度与形变速率无关(实际上通过温度对弹性模量的影响而产生少量的影响). 而另一些机制, 如位错交截产生割阶的过程以及位错拖着割阶作非保守运动的过程, 所牵涉的障碍的尺寸都很小, 因而这些过程中热激活就要起重要作用, 所以这些过程所产生的应力是依赖于温度和形变速率的.

## § 27.5 加工硬化的一些实验结果

图27.21示出了几种典型的金属单晶体的加工硬化曲线, 从图上可以明显地看出晶体结构对加工硬化曲线的影响: 六角金属单晶体只能沿一组滑移面(平行于基面)作滑移, 加工硬化曲线的斜率很小; 立方晶体可以同时开动好几个滑移系统, 呈现很强的加

工硬化效应. 但如果将立方晶体的滑移限制在单一滑移系统时(借用流体力学的术语, 可称之为位错的“片流”), 加工硬化系数也很小, 而强烈的加工硬化的根源在于相交截的滑移系统相互干扰(可称为位错的“湍流”)的结果.

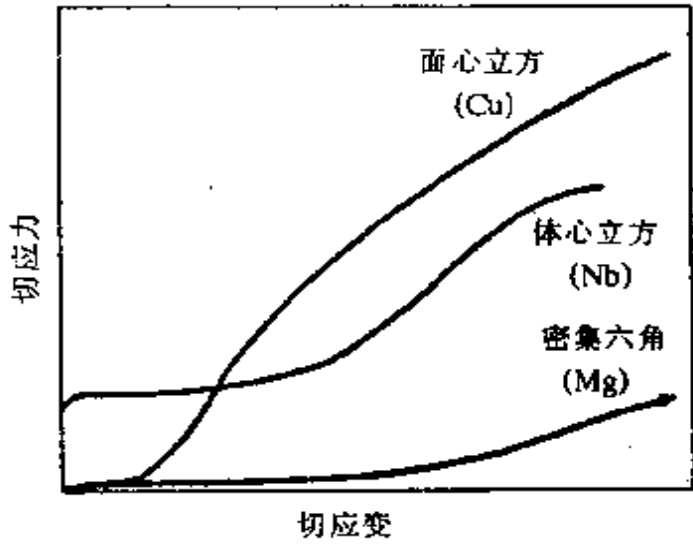


图 27.21 典型的金属单晶体的加工硬化曲线.

由于面心立方金属单晶体的加工硬化曲线

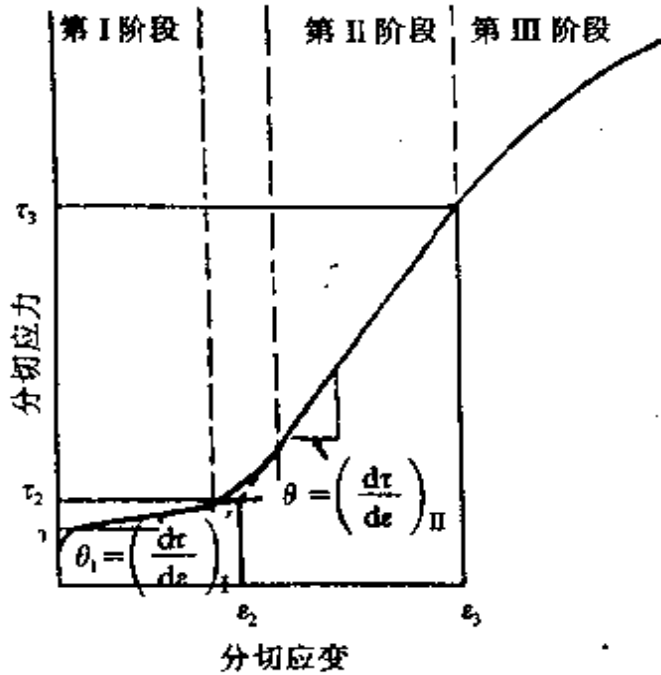


图 27.22 面心立方金属单晶体的加工硬化曲线的三个阶段.

具有典型性, 故人们注意研究, 下面我们着重介绍这方面的研究结果. 概括了大量的实验结果, 面心立方金属单晶体(铜、银、金、镍等)典型的加工硬化曲线如图 27.22 所示, 分为三个阶段:

(1) 第 I 阶段, 亦称为易滑移阶段. 硬化系数  $\theta_1$  很小, 在铜单晶中约为  $2 \times 10^{-4} \mu$  (随晶体取向略有差异), 和六角

金属单晶的硬化系数相近. 在这个阶段中晶体中只有一个滑移系统开动. 如果晶体取向使数个滑移系统同时开动, 这个阶段就不出现. 所以一般多晶体的加工硬化曲线中根本就没有这个阶段. 温度的下降使得易滑移阶段变长, 蚀斑的观测表明在这个阶段中位错



图 27.23 银晶体第 I 阶段的位错蚀斑图象.

分布并不均匀<sup>[48,49]</sup>(图 27.23), 主滑移面的位错密度增长较快, 而林位错增长较慢. 表面滑移线的观测表明在这个阶段内滑移线长( $\sim 1\text{mm}$ ) 而细(层高  $5 \sim 10\text{nm}$ ), 分布得很均匀(图 27.24).

(2) 第 I 阶段. 在次滑移系统开动后, 林位错的密度很快地加大(图 27.25), 相应地, 加工硬化系数也急骤上升, 这样就转入了第 II 阶段. 这个阶段的加工硬化系数很大, 基本上和取向、温度、杂质含量的关系不大, 而且各种面心立方金属的  $\theta_1/\mu$  近似相等( $\sim 1/300$ ). 这个阶段也称为线性硬化阶段.



图 27.24 铜晶体第 I 阶段的细滑移线.

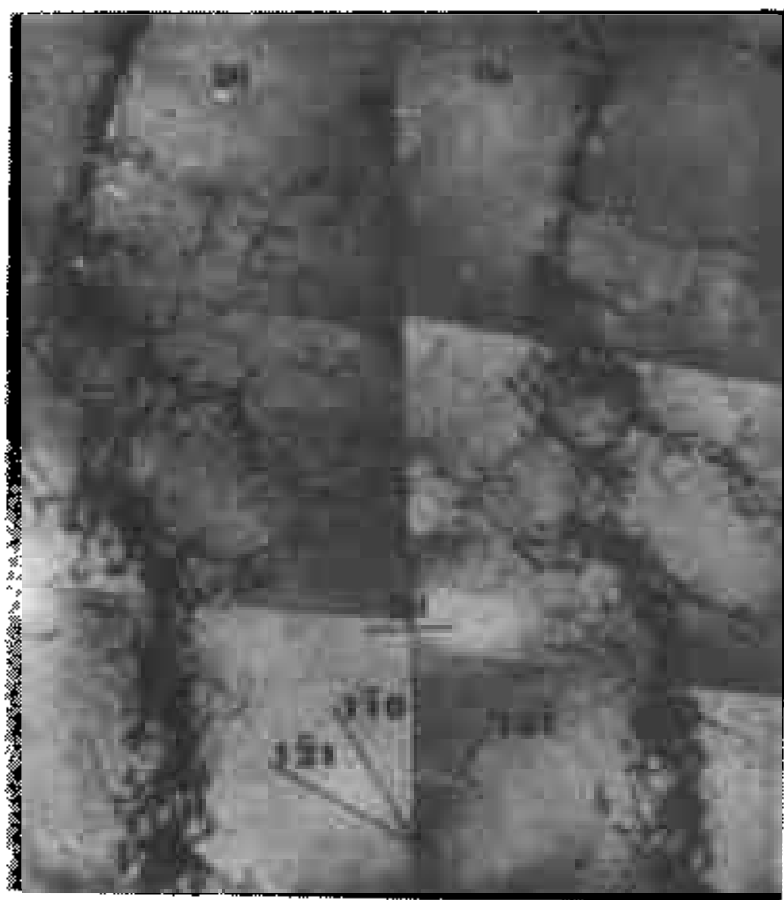


图 27.25 铜晶体在第 I 阶段开始时的位错(电子显微镜衍衬像).

(a)和(b)所示为同一区域.

(a) 只显示林位错; (b) 同时显示出滑移面上的位错.

直接观察表明位错一般是以纠结的形式出现(图 27.26), 并看到它和主、次滑移系统中位错交互作用的迹象. 在这个阶段的后期出现不规则胞状结构(直径数微米). 这个阶段内滑移线比较明显, 但很短(数十微米, 图 27.26), 而且其平均长度随着应变的增加而减少, 满足下面的经验关系式:

$$L = \frac{\Lambda}{\epsilon^*},$$

这里的  $\epsilon^*$  表示第二阶段内的应变, 即  $\epsilon^* = \epsilon - \epsilon_2$ ,  $\Lambda$  为一常数.

(3) 第 II 阶段. 这个阶段的特征是硬化系数  $\theta$  随应变  $\epsilon$  的增加而减小, 故被称为抛物线型硬化阶段. 而起始应力  $\tau_3$  及硬化系

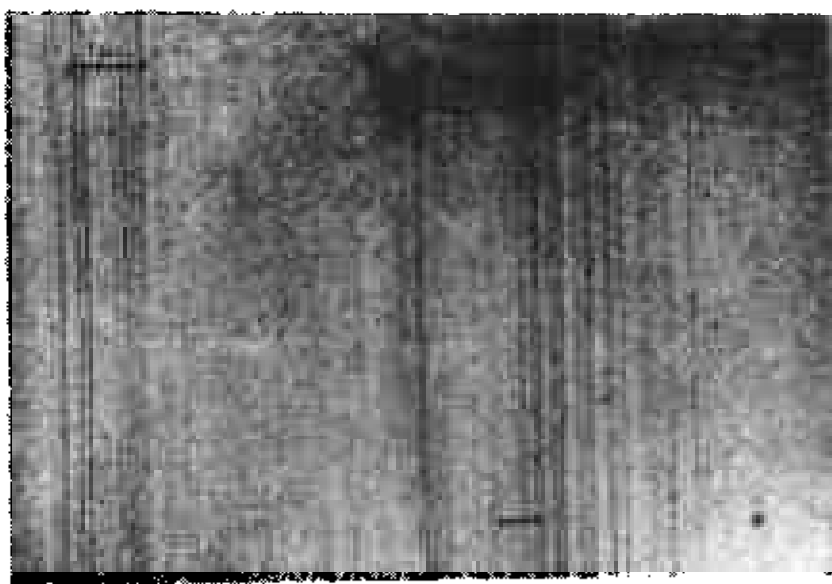


图 27.26 铜晶体第 I 阶段的滑移线。

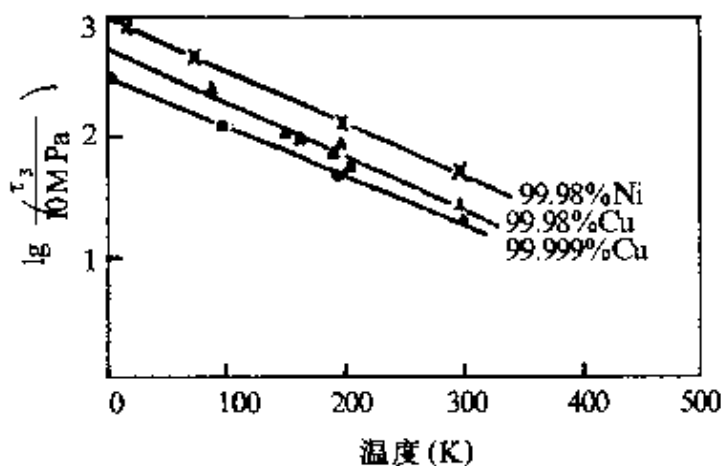


图 27.27 镍和铜单晶体中  $\tau_3$  与温度的关系。

数  $\theta_1$  都随了温度的升高而减小 (参看图 27.27), 故又称为动态回复阶段。回复的意义在于温度使硬化系数减小, 此时晶体的位错组态不再完全决定于应力或应变, 而且显著地依赖于温度, 但和静态回复不同, 它产生于形变过程, 卸载后就中止了。如果晶体先在较低温度  $T_1$  进行形变 (达到第 I 阶段), 卸载后在较高的温度  $T_2$  (此时已达到此温度下的第 II 阶段) 重新加载, 可以观察到明显的屈服

点(参看图 27.28),称为加工软化现象.

电子显微镜薄膜透射观察表明在第Ⅱ阶段内出现明显的胞状结构(图 27.29).表面观察可以看到许多滑移带(带中包含许多靠得很近的滑移线),滑移带端显示碎裂现象,带端间出现交滑移的痕迹(图 27.30).

以上所讨论的是低层错能的纯金属(铜、银、金),至于高层错能的纯金属(如铝),在液态空气下的应力-应变

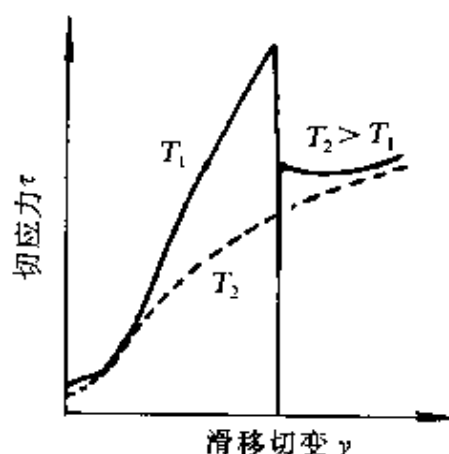


图 27.28 加工软化的示意图  
(试样是在温度  $T_1$  加载,卸载后在温度  $T_2$  重新加载).



图 27.29 铜晶体第Ⅱ阶段的胞状组织(电子显微镜衍衬像)  
明暗交替的带是由于取向差( $\sim 2^\circ$ )引起衬度差.

曲线和上述的情况很相似,也有明显的三个阶段;但在室温由于  $\tau_3$  很小,第Ⅱ阶段开始得较早,第Ⅰ阶段就被掩盖了,如果晶体取向使第Ⅰ阶段也不出现,得到的是抛物线型的硬化曲线.六角金属单晶体,由于滑移限制在基面上,一般出现很长的第Ⅰ阶段.高纯度的体心立方金属单晶体(如铌、钽、铁等)在室温也出现三个阶段的硬化曲线,样品不纯或在低温形变,可能由于杂质原子和位错交互作用强或位错的点阵阻力的增大的缘故,就得不到三个阶段的硬