

化曲线. 另外, 对锗、铋化锗、氯化钠等非金属晶体也观察到三个阶段的硬化曲线. 面心立方固溶体单晶的加工硬化曲线也出现三个阶段, 最明显的特征是第Ⅱ阶段大为伸长使得加工硬化的效果增强, 可能是溶质原子降低了层错能的结果. 一些合金(如黄铜、青铜和奥氏体钢等)的这种优良的加工硬化性能, 在工业上已被利用. 还有一些奥氏体钢的加工硬化为形变过程中发生部分的相变(面心到体心)所加强, 高锰钢(含 12% 的锰)突出的耐磨性能的根源即在于此.



图 27.30 铜晶体第Ⅱ阶段碎裂的滑移带.

如果在形变过程之中突然改变温度或形变速率, 流变应力将发生变化; 又如在形变过程中更换动作的滑移系统, 也可导致流变应力的变化. 从实测出流变应力变化的规律中可以取得有关加工硬化机制的信息, 有助于对于不同的加工硬化理论作出甄别. 下面概述这方面的实验结果.

(a) 科特雷耳-斯托克斯定律 科特雷耳与斯托克斯 (Stokes, R. J.) 对于铝单晶所作的经典实验证实了如下的关系: 当形变量超过 15% 以后, 温度  $T_1$  的流变应力  $\tau(T_1)$  与温度  $T_2$  的流

变应力 $\tau(T_2)$ 的比值为—常量,即

$$\frac{\tau(T_1)}{\tau(T_2)} = \kappa, \quad (27.27)$$

$\kappa$  仅是所涉及的两个温度的函数,与应变变量及晶体取向无关. 令 $\tau(T_3)$ 为另一温度 $T_3$ 下的流变应力,则

$$\frac{\tau(T_1)}{\tau(T_2)} \times \frac{\tau(T_2)}{\tau(T_3)} = \frac{\tau(T_1)}{\tau(T_3)}. \quad (27.28)$$

一般而言,流变应力可以视为两部分的叠加,即

$$\tau = \tau_i + \tau_r, \quad (27.29)$$

$\tau_i$  为不可逆的部分,取决于形变晶体的位错结构; $\tau_r$  为可逆部分,取决于热激活过程. 科特雷耳-斯托克斯定律实质上意味着 $\tau_i$  与 $\tau_r$  的增长保持正比关系. 由于弹性模量也随温度有变化,因而更精确地检验科特雷耳-斯托克斯定律往往采用突变应速率来测量可逆流变应力的变化 $\Delta\tau_r$ . 如果科特雷耳-斯托克斯定律严格成立,则 $\Delta\tau_r/\tau$  应为一常量. 图 27.31 示出纯铜(99.999%)与含少量银的铜合金中的实验结果. 可以看出,在低 $\tau$  值情况下的偏离,主要是杂质的效应. 但是即使在纯铜的情况下, $\Delta\tau_r/\tau$  之比值随 $\tau$  增大也略有增加. 这也是不难理解的:如果流变应力的可逆部分与不可逆部分都植根于同一位错密度 $\rho$  所确定的位错结构,则

$$\Delta\tau_r = c_1 \rho^{\frac{1}{2}}. \quad (27.30)$$

而不可逆部分则需要考虑位错线在障碍间弓出的线张力随曲率变化的效应,于是

$$\tau = c_2 \rho^{\frac{1}{2}} \ln(1/\rho^{\frac{1}{2}} \alpha b) \quad (27.31)$$

将导致 $\Delta\tau_r/\tau$  值随 $\tau$  增大而略有增大.

(b) 潜硬化 另一类型用以甄别加工硬化机制的实验为在形变过程中更换动作的滑移系统,通常可以先对于一块母晶体进行

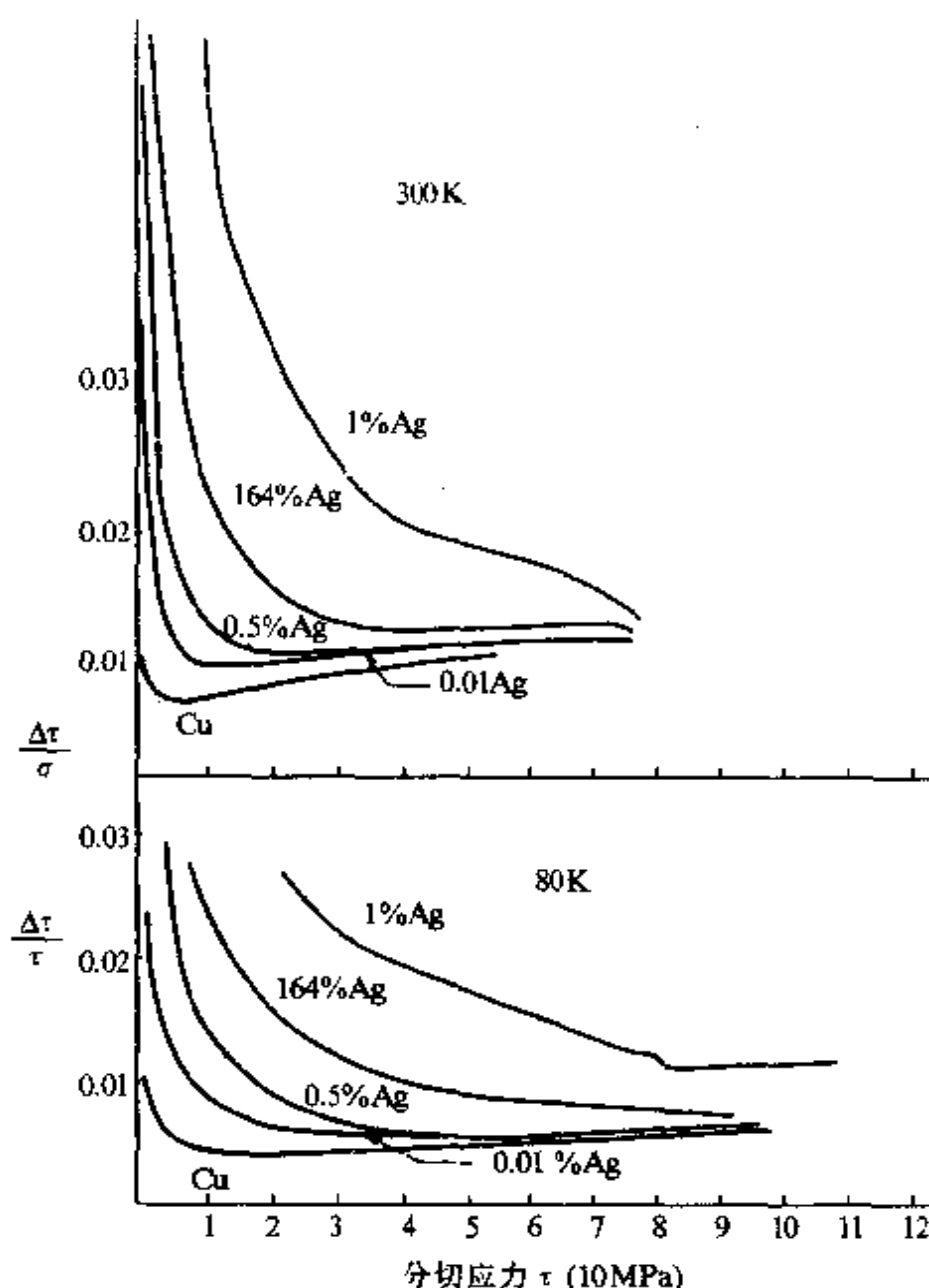


图 27.31 科特雷耳-斯托克斯定律的验证.

范性形变,然后从中截取出适宜于开动另一滑移系统的试样,重新进行拉伸.这样得出的流变应力与原来流变应力之比,被称为潜硬化率.图 27.32 为杰克逊(Jackson, P. J.)与巴辛斯基(Basinski, Z. S.)对铜晶体的测量结果.实验结果大体上落在三根曲线上.最下面的一根曲线为共面滑移系统,和 1 偏离不大;第二根曲线为由原来的 $(11\bar{1})[101]$ 变为 $(111)[10\bar{1}]$ 或 $(1\bar{1}1)[10\bar{1}]$ ;第三根曲线为由原来的 $(11\bar{1})[101]$ 变为其他的交截滑移系统.可以看出,在低应

力状态, 潜硬化率可以高达 2.6, 随应力的增大而逐渐下降. 如果认为加工硬化的主因为主滑移面上的位错就很难理解潜硬化的实验结果; 而如果认为与主滑移面交截的林位错起主导作用, 就可以很自然地解释这一结果. 更换滑移面之后, 原来主滑移面上高密度的位错就成为与滑移面交截的林位错.

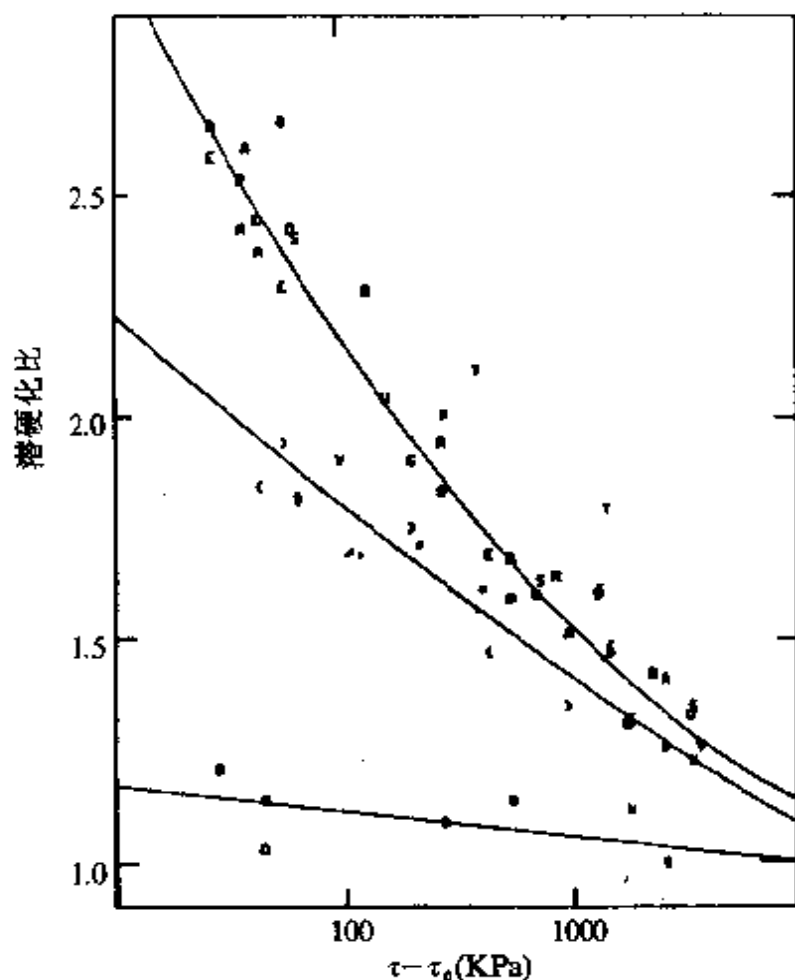


图 27.32 潜硬化的实验结果(图中各种符号表示不同试样的实验结果).

## § 27.6 加工硬化的理论

加工硬化理论渊远流长, 从 30 年代以来, 先后提出的理论达数十种之多, 众说纷纭, 莫衷一是. 但随了实验观测结果日益丰富, 其主要轮廓也趋于明朗. 加工硬化理论有双重任务: 其一在于阐明各个阶段之中位错结构的演变行为; 其二是认定各个阶段之中流变应力的机制.

在加工硬化理论中影响最大的两个流派是按流变应力的机制来区分的:其一是平行位错的硬化理论,其二是交截位错的硬化理论.前者系由泰勒在30年代中首先提出的,到50至60年代以塞格(Seeger, A.)为首的斯图加特(Stuttgart)学派进行了全面的发展,建立了比较完整的理论.在这一理论中主滑移面上平行位错所产生的长程应力场对硬化起主导作用,因而亦被称为长程应力场的硬化理论.后者是肖克莱(Shockley, W.)于40年代中首先提出的,到50至60年代中又为巴辛斯基等所大力发展.在这一理论中与主滑移面交截的林位错对硬化起主导作用,因而亦被称为林位错的硬化理论.折衷于两者之间的,曾在60至70年代起较大影响的有赫许与米切尔(Mitchell, T. E.)的理论<sup>[50]</sup>.这一理论的特点在于并不认定一种流变应力的机制,而是力图根据电子显微镜薄膜透射的观测结果来确定形变后位错结构的演变过程,认为平行位错与交截位错都可能对硬化有所贡献.还有,库尔曼-威尔斯道夫(Kuhlmann-Wilsdorf)所提的网格长度(meshlength)理论,比较接近林位错理论,但认为流变应力系由位错源的网格长度所决定的.

鉴于前述的科特雷耳-斯托克斯定律的一些实验结果,林位错理论显然略占上风,因为它可以比较自然地来解释这些实验结果.但是如果作一附加的假定,即在形变过程中流变应力的可逆部分与不可逆部分所对应的障碍是按比例增长的,那么也可以使长程应力场理论与科特雷耳-斯托克斯定律协调起来.

另一重点问题为如何描述加工硬化过程之中的位错结构.当然,实验观察可提供重要线索,另一方面,理论考虑也应起一定作用.作范性形变的晶体并不处于热力学的平衡态(在平衡态,位错密度应等于零),因而平衡态的热力学对此问题是无能为力的.但是应该看到位错在形变晶体中可能存在双重的作用:一方面它是内应力场的泉源;另一方面它还可能通滑移和增殖对应力场起调正、屏蔽和消弛的作用.塞格的长程应力场理论的一个重要弱点在于没有考虑位错塞积群的应力场可能为其他位错所屏蔽;赫许与

米切尔的理论考虑到塞积群的应力场有一部分被屏蔽掉了；而库尔曼-威尔斯道夫则十分强调位错对应力场的屏蔽效应，从而提出了一种亚稳态的热力学观点来阐明加工硬化中的位错组态，即她认为在加工硬化过程之中（除去开始阶段），位错集体总倾向于形成某种低能位错组态。例如，泰勒列阵（相当于将图 27.15 所示的位错组态加以规则化，构成了列阵）、位错垫毯、位错墙、胞壁等低能组态。

下面我们引入唯象的理论框架。令  $\bar{l}$  表示位错之间的平均间距，它约略等于位错密度  $\rho$  的平方根的倒数，即  $\bar{l} = 1/\rho^{1/2}$ 。它应与位错的平均自由程成正比，引入比例常数  $g$ ，得出

$$\lambda = g\bar{l} = \frac{g}{\rho^{1/2}}. \quad (27.32)$$

另一方面，应变的增量  $d\epsilon$  与参与滑移的位错密度的增量  $d\rho_m$ ，应满足如下的关系式：

$$d\epsilon = b\lambda d\rho_m. \quad (27.33)$$

而晶体中的总位错密度的增量  $d\rho$  也应与  $d\rho_m$  成正比，引入比例常数  $\beta$ ，即

$$d\rho = \beta d\rho_m, \quad (27.34)$$

因而

$$d\epsilon = \frac{bg}{\beta} \cdot \frac{d\rho}{\rho^{1/2}}. \quad (27.35)$$

再利用培莱-赫许关系式(21.15)，得出

$$d\tau = \frac{\alpha\mu}{2} \cdot \frac{d\rho}{\rho^{1/2}}. \quad (27.36)$$

从而得出加工硬化系数  $\theta$  的表达式

$$\theta = \frac{d\tau}{d\varepsilon} = \frac{\alpha\beta\mu}{2g} \quad (27.37)$$

可以看出,对加工硬化起关键作用的量是  $\beta/g$  的比值.

在加工硬化的第 I 阶段,形变产生的位错基本上分布在主滑移面上,几乎都是可滑移的位错,因而  $\beta \simeq 1$ . 从观测的滑移线很长,可以推断,位错具有甚大的平均自由程,因而  $g$  值甚大. 这样,在第 I 阶段,由于  $\beta/g$  甚小,反映了易滑移阶段小的加工硬化系数这一特征.

从第 I 阶段转向第 II 阶段,由于林位错的大量产生,使  $\beta$  值突然增大,因为林位错对滑移没有贡献,而大量林位错逐步所胞壁转化,导致胞状结构的出现,使位错滑移的平均自由程大为减小,对应于  $g$  值的下降. 这样,  $\beta/g$  比值的升高导致大的硬化系数  $\theta$ . 一般的理论都认为在第二阶段中,由于位错密度的增高导致胞状结构中的胞的尺寸的减小,但是由于相似性原理得以成立,  $\beta/g$  的比值保持不变. 使得第 II 阶段的特征,硬化系数保持恒定,而且其数值较大.

第 II 阶段向第 III 阶段过渡可以理解为位错交滑移的大量出现,从而使得位错三维运动得以实现,从而不可滑移的位错数骤减. 而  $g$  值的情况仍然和第 II 阶段相似,这样就导致在第 III 阶段中加工硬化系数的逐步下降. 这样,就以理解加工硬化机制的基本轮廓. 至于众多细节,就不一一赘述了.

### § 27.7 包辛格效应与疲劳硬化

加工硬化具有方向性,在正向形变(例如拉伸)后,继续正向形变比较困难,但进行反向形变(压缩)反而变得容易了. 图 27.33 中 OAC 代表原始的拉伸过程的应力-应变曲线,在 A 点发生屈服,如果同一材料直接进行压缩形变,所得应力-应变曲线(虚线)和拉伸的是对称的,在和 A 点对称的 B 点发生屈服;但如果先经过拉伸,沿 OAC 达到 C 点后就卸载,卸载过程的曲线将沿直线 CD(这里我们忽略微量的弹性滞后效应). 如果现在对试样加一压缩应力,

范性形变在  $E$  点就开始了,  $E$  点所对应的应力比原始压缩的屈服应力要小得多, 这样, 加工硬化使拉伸的屈服应力从  $\tau_A$  增加到  $\tau_C$ , 反而使压缩的屈服应力从  $\tau_B$  降至  $\tau_E$ . 这就是包辛格 (Baushinger) 效应. 这个现象是可逆的, 如果先进行压缩的范性形变, 将使拉伸的屈服应力降低. 包辛格效应的数值可以用同一应力下拉伸曲线和压缩曲线上应变的差值来表示 (图中的  $\beta$ ). 此即被称为包辛格应变.

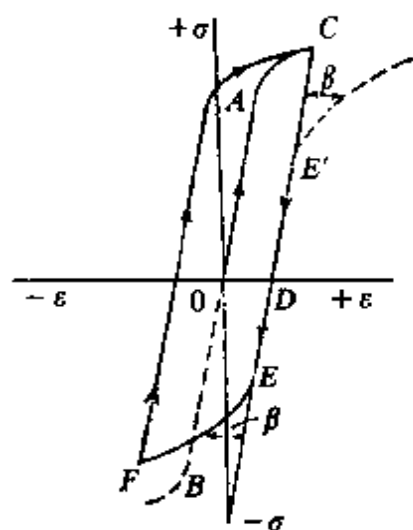


图 27.33 包辛格效应与滞后回线.

单晶与多晶都显示出包辛格效应, 但单晶更明显些. 加工硬化的理论也必须能说明包辛格效应. 塞格理论是用塞积群存在反向应力来解释.

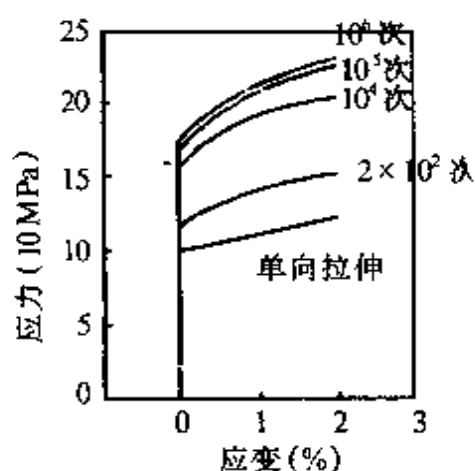


图 27.34 铜经过不同循环数的应力-应变曲线.

如果图 27.33 中所示的反向形变达到  $F$  点, 又卸载, 又重新拉伸加载, 就获得范性的滞后回线. 如果样品反复地在循环荷载下形变 (疲劳试验), 它将比只受一次单向应力作用要硬些, 这就是疲劳硬化<sup>[52]</sup>. 这反映在随循环次数的增加, 滞后回线逐渐合拢 (同一应力作用下应变  $\beta$  减小). 也可以在中途停止疲劳试验, 对样品进行普通的拉伸试验, 发现流变应力增加了 (见图 27.34).

疲劳硬化状态和普通加工硬化状态有两点不同: 一点是疲劳硬化状态表现出的包辛格应变要小得多, 这也是不难理解的, 因为反复的循环载荷使样品中的应力状态比较对称; 另外一点是疲劳硬化的温度敏感性更大些. 电子显微镜薄膜透射观测表明在疲劳





图 27.35 经过  $1.4 \times 10^6$  循环疲劳形变的铝(电子显微镜衍衬像).

硬化状态没有胞状组织,这和 X 射线观察劳厄斑点很敏锐的结果相符合. 滑移面上出现大量的位错圈(图 27.35). 位错在往复运动中产生大量的点缺陷及割阶,就造成许多位错圈以及超出电子显微镜分辨范围的点缺陷集团. 这些是产生疲劳硬化的主要原因. 这可以解释为什么它对温度的敏感性特别高.

疲劳硬化现象出现在疲劳形变的初期. 从图 27.34 中可以看出,强度的增加集中在最初  $10^4$  次循环内,过后就增加很少,到  $10^6$  次循环就饱和了.

这表示另外有一疲劳软化的过程在抵消硬化的效应. 实验结果表明疲劳硬化和疲劳断裂并没有直接的关系,倒是随后的软化过程影响到疲劳裂口的成核.

## II 细晶硬化

下面进而讨论多晶体的屈服与流变问题. 常规多晶体中问题的关键在于晶界对位错滑移的阻滞效应,已经有了大量的实验和理论的研究工作. 至于晶粒的尺度缩小到纳米的量级,研究工作刚刚开始,显然是一个很有前景的研究领域.

### § 27.8 多晶体的屈服与流变

在 § 26.7 中我们已经初步讨论过多晶体范性形变的问题. 晶界对于范性形变的影响可以归结为两点:(1)由于晶界两侧晶粒的

取向不同,因而一侧晶粒中的滑移带不能直接进入第二个晶粒,要使第二个晶粒产生滑移必需激发它本身的位错源。(2)要满足晶界上形变的协调性,需要多个滑移系统同时动作。上述的第(1)个因素直接影响屈服应力,因为个别晶粒的滑移尚不足以造成试样的宏观屈服,必须要有大量晶粒的滑移,这里就牵涉到滑移越过晶界传播的问题。第(2)个因素主要对于流变应力产生影响,因为一些取向不利的滑移系统也需要开动,而且多滑移也引起位错间强烈的交互作用,使流变应力增大。

首先讨论多晶体的屈服问题。如果滑移越过晶界传播是多晶体屈服的关键,可以预期,随晶体中位错受杂质钉扎的情况的不同将产生很大的差异。如果位错未被钉扎,第二个晶粒中总存在有一些合适的位错源可被另一侧滑移带所激发,因而滑移很容易越过晶界传播。而如果位错受到杂质强烈的钉扎,就需要使新位错成核或老位错脱钉,只有在较大的应力集中因素作用下才能实现这些过程。实验结果也表现出两种不同的情况:面心立方金属多晶体的屈服过程和屈服应力和单晶体没有明显的差别;而体心立方金属以及面心立方的合金就完全不同,多晶体的屈服点要比单晶明显得多,而且晶粒度对于屈服应力有显著的影响。下面就重点讨论第二种情况。有人应用浸蚀法对硅铁多晶的屈服过程进行了观察<sup>[149]</sup>;在未达到上屈服点之前,个别的晶粒已经发生了滑移。位错往往发源于某些应力集中的场所,例如夹杂物或晶界上,但是这些晶粒中的滑移带阻塞在晶界上,不能立即传播到邻近的晶粒中去。当所加应力达到上屈服限时,已屈服的晶粒就能触发邻近晶粒也发生滑移。这样就使一丛已经屈服的晶粒构成了一个范性区,即所谓吕德斯带(参看图 27.36)。当吕德斯带扫过整个样品,滑移的继续发展就依靠吕德斯带前沿的侧向传播。此时所需的应力就等于下屈服点。实验结果表明,上下屈服点都是和晶粒度有关。在许多金属中(主要是体心立方金属,包括钢、铁、钼、铌、钽、铬、钒等以及一些铜合金),实验证明下屈服点和晶粒大小的关系满足关系式(参看图 27.37)<sup>[54]</sup>:

$$\sigma_y = \sigma_i + k_y d^{-\frac{1}{2}}, \quad (27.38)$$

式中的  $\sigma_i$  和  $k_y$  是两个和材料有关的常数,  $d$  为晶粒直径. 这个公式被称为霍尔-配奇(Hall-Petch)关系式.

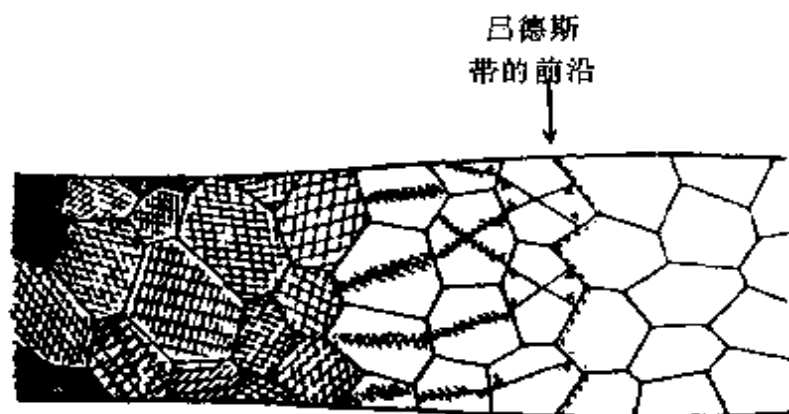


图 27.36 吕德斯带前沿的示意图.

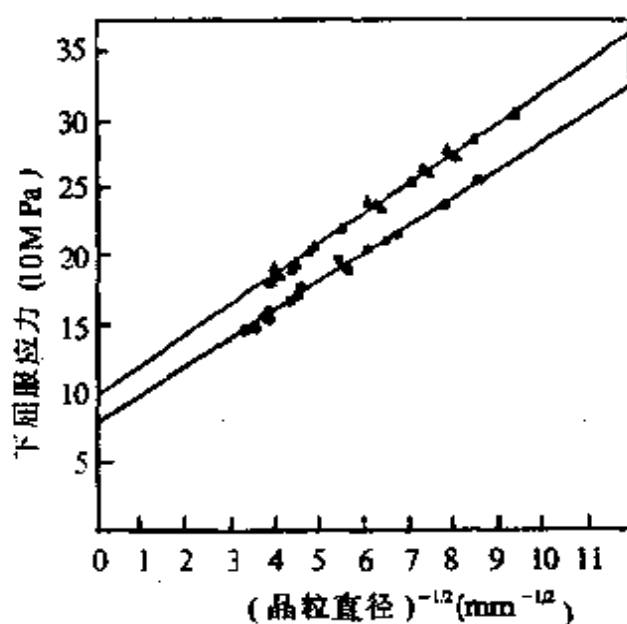


图 27.37 屈服应力与晶粒度的关系  
(黑点和三角形分别表示钼含量略有  
差异的两种低合金钢的数据).

要解释多晶体的屈服现象, 必须考虑晶界对于位错的阻塞效应. 柯特雷耳与配奇认为多晶的屈服应力就是滑移越过晶界传播所需的临界应力. 假设已滑移的晶粒中的滑移带阻塞在晶界上, 滑移带的塞积引起了应力集中. 外加应力  $\sigma_y$  的一部分 ( $\sigma_i$ ) 用来克服对位错运动的摩擦阻力, 其余的部分 (即  $\sigma_y - \sigma_i$ ) 构成塞积位错的有效应力. 长度  $d$  的滑移带在距离其末端  $l$  处所引起的应力, 可以表示为 ( $\sigma_y -$

$\sigma_i)(d/l)^{\frac{1}{2}}$ , [这里套用第一卷 § 7.17 中塞积群的式(7.134), 虽然实际上滑移带中位错分布的组态可能和塞积群的经典图象有些差异, 但对于应力集中因素影响不大]. 当此应力超过某一临界值  $\sigma_n$ , 就触发晶界另一侧的晶粒发生滑移. 所以滑移越过晶界的条件可以表示为

$$(\sigma_y - \sigma_i) \left( \frac{d}{l} \right)^{\frac{1}{2}} = \sigma_n. \quad (27.39)$$

整理一下, 就得出霍尔-配奇关系式, 只需将  $\sigma_i$  理解为位错的摩擦阻力, 而

$$k_y = \sigma_n l^{\frac{1}{2}}, \quad (27.40)$$

和滑移越过晶界传播的临界应力有关.

前面讲过, 多晶体的上、下屈服点基本上都是滑移越过晶界传播的过程. 所不同的是在下屈服限吕德斯带已经扫过整个试样截面. 沿着带的前沿许多晶粒都参与这个过程, 而在上屈服点参加滑移的只有极少量晶粒 (实验观测表明只有  $10^2/\text{厘米}^3$ ). 如果已经屈服的晶粒中可动位错密度大致相同, 在上屈服点对于整个试样所求出的平均可动位错密度将要比下屈服点小得多. 如果要保持相同的应变速率, 在上屈服点位错运动的速率就要大得多 (参看第一卷 § 7.2) 这样上下屈服点的  $\sigma_i$  就产生差异, 造成了多晶的屈服降落.

由于样品中存在的应力不均匀性对上屈服点的

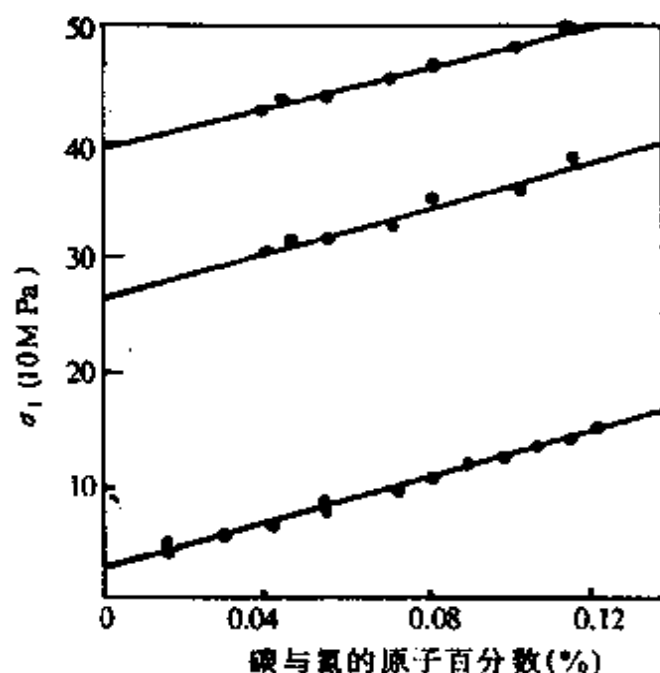


图 27.38 间隙溶质原子的含量对  $\sigma_i$  的影响.

测定值的影响很大,例如样品的少量弯曲可以导致上屈服点的消失.因而上屈服点的可靠的数据不多.现有的少量实验结果是符合于上述解释的<sup>[35]</sup>.

大量的实验表明霍尔-配奇关系式中的  $\sigma_i$  对温度和形变速率都很敏感,而其数值又随杂质含量而增加(见图 27.38),这些事实都符合于点阵对位错摩擦阻力的解释.

图 27.39 示出铁中  $k_y$  和温度的依赖关系,表明在一般情况下  $k_y$  和温度无关,但是在淬火和轻微时效的试样中  $k_y$  和温度就有明

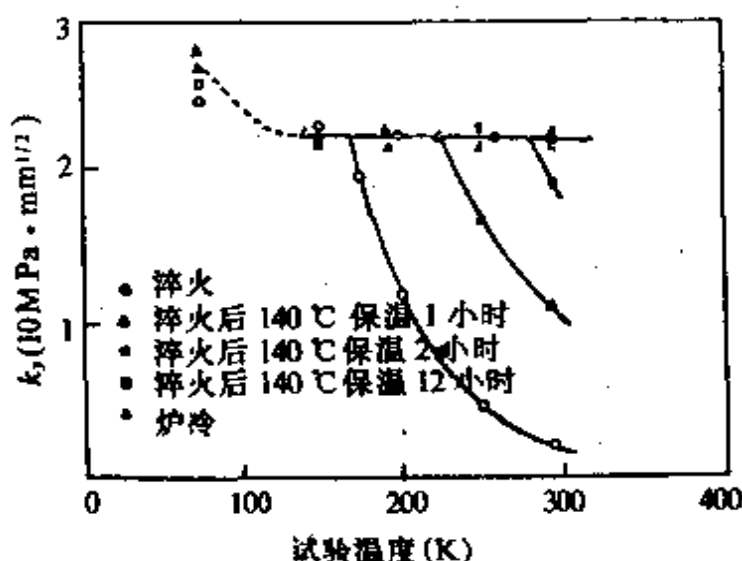


图 27.39  $k_y$  值与温度的依赖关系.

显的依赖关系.科特雷耳等对此给出了如下的解释<sup>[10]</sup>:当位错受到杂质强烈的钉扎,脱钉比较困难,晶界的滑移传播就通过在晶界另一侧形成新位错来实现.这种情形下,有

$$k_y^0 = \sigma_c l_c^{\frac{1}{2}}, \quad (27.41)$$

这里的  $\sigma_c$  为形成新位错圈所需的应力,而  $l_c$  为到应力集中点的距离.如果位错的钉扎比较微弱,晶界的滑移传播可以通过位错脱钉过程来实现.此时

$$k_y = \sigma_p l_p^{\frac{1}{2}}. \quad (27.42)$$

这里的  $\sigma_p$  代表脱钉应力, 而  $l_p$  相当于位错网的间隔. 根据位错理论  $\sigma_i$  是和温度无关的, 而  $\sigma_p$  对温度很敏感, 因此实验中表现的  $k_y$  和温度的两种不同的依赖关系可能就分别代表形成新位错或使老位错脱钉的两种情况. 在一般退火及正火处理的钢铁中, 碳与氮在位错的偏聚都产生强烈的钉扎, 因而通常  $k_y$  是和温度无关的. 只有在特殊的处理条件下使位错钉扎极其轻微, 当  $k_y < k_y^0$  时, 才能观测到  $k_y$  和温度的依赖关系. 在一系列低碳钢和铁中求出相同的极限值  $k_y^0 \simeq 22 \times 10 \text{ MPa} \cdot \text{mm}^{\frac{1}{2}}$ , 尽管它的成分, 热处理状态和其他力学性质上存在着差异. 这也符合于形成新位错的解释, 因为这个过程是非结构敏感性的, 如果设  $l_c = 4 \times 10^{-6} \text{ mm}$ , 则求出的  $\sigma_i$  接近于理论屈服强度 ( $\sim \mu/8$ ).

实验结果表明, 屈服以后的流变应力也遵守类似的关系式

$$\sigma_f = \sigma_i + k_f d^{-\frac{1}{2}}, \quad (27.43)$$

甚至没有明显屈服点的金属也是如此.  $k_f$  这个因素反映了多晶体形变协调性的影响(参看 § 28.7).

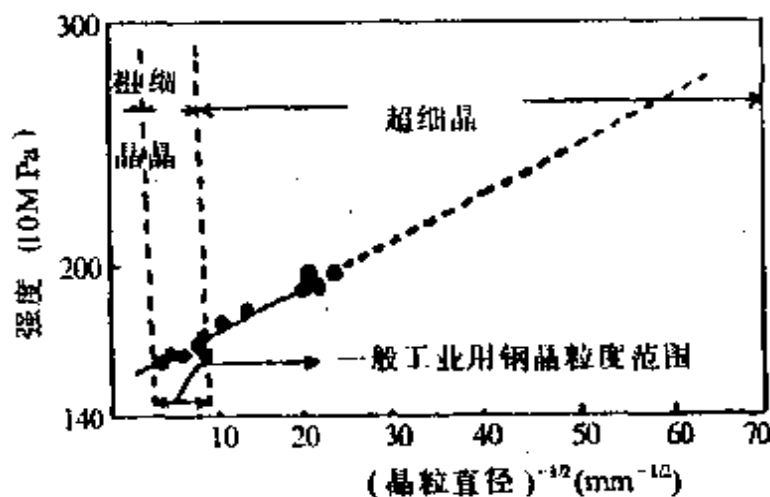


图 27.40 马氏体钢晶粒度与屈服强度的关系.

根据式(27.38)及式(27.43)可以看出, 细化晶粒将提高金属的强度. 一些软的金属, 例如铜、铝等, 单晶体的屈服强度非常低,

它们依靠多晶体中的晶界强化来获得较高的条件屈服应力,方能符合实际应用的需要.在低碳钢中晶粒细化既提高了强度又改善了韧性,所以是生产实践中改善金属力学性质的一种很有效的手段.至于在高强度钢中,晶粒度和强度的关系就不那么明确,这也是可以理解的.因为这些钢的强度的本底已经很高( $>1000 \text{ MPa/mm}^2$ ),一些偶然因素的影响可以将晶粒度对强度的效应(通常的晶粒度变化所引起的强度变化只有  $70 \text{ MPa}$  的量级)掩盖了.但是如果采取一些特殊措施来获得超细晶粒( $<0.01 \text{ mm}$ ),细晶强化效应仍然可以表现出来<sup>[56]</sup>.已经发展的控制奥氏体再结晶的技术获得了超细的奥氏体晶粒,在淬火后,这种超细显微组织为马氏体所继承,得到显著的强化效应(参看图 27.40).这个事例表明在生产实践中应用细晶强化还有不少潜力可挖.

### § 27.9 纳米微晶的硬化

80 年代以来,晶粒尺度在  $1 \sim 100 \text{ nm}$  间的纳米微晶材料问世,又为细晶强化研究注入了新的活力.格拉特(Gleiter, H.)发展了在超高真空中金属蒸发、冷凝后,再进行原位压结的技术,从而获得清洁界面的纳米微晶材料.随后又有其他制备技术,如非晶晶

化,机械合金化,电极沉积等,被竞相开发.

在常规的多晶体(晶粒尺寸大于  $100 \text{ nm}$ )中,处于晶界核心区域的原子数,只占总原子数的一个微不足道的分数(小于  $10^{-2}\%$ );但在纳米微晶材料中,情况就大不相同,如果晶粒尺寸为数个纳米,晶界核心区域的原子所占的

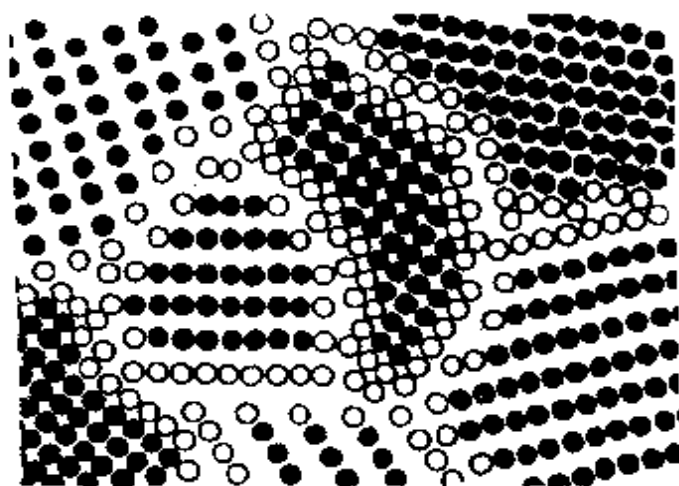


图 27.41 纳米微晶材料的二维结构的示意图  
(图中黑丸代表晶粒内部的原子,  
白丸代表晶界核心区域中的原子).

分数可高达 50%(参看图 27.41), 这样在晶界核心区域密度的明显下降, 以及原子近邻的配置情况的截然不同, 均将对性能产生显著影响。

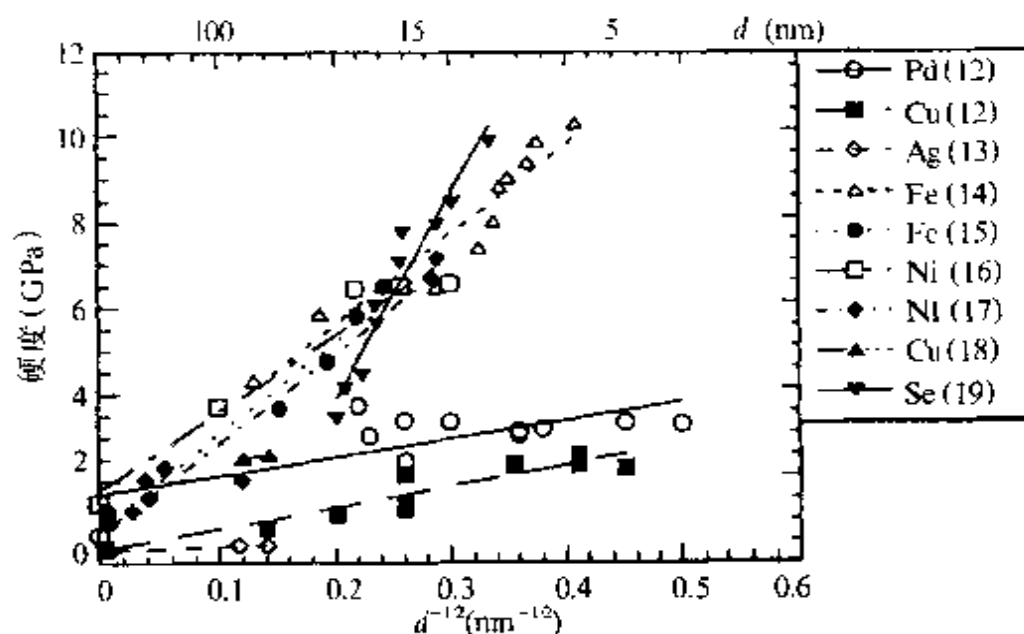


图 27.42 纳米金属材料的室温硬度与晶粒尺寸的关系(汇总实验结果)。

前面讲过, 细晶强化遵从霍尔-配奇关系式. 因而当晶粒尺度缩减到纳米范围之后, 这一关系式是否依然成立, 就成为研究的焦点. 由于不易制备纳米材料的标准拉伸试验的样品, 强度通常用显微硬度测量来表征. 图 27.42 所示的是概括了许多纯金属纳米材料的实验结果, 表明了大体上霍尔-配奇关系式依然成立. 图 27.43 所示的是概括了许多金属间化合物纳米材料的实验结果, 表明有些材料先是随晶粒细化而增强, 随后即随进一步细化而变软, 有些材料呈现反常关系. 从纯金属纳米材料的情况看, 霍尔-配奇细晶增强效应, 似乎仍是位错机制在起作用. 但位错的活动是随晶粒尺寸减小而缩减的. 由于界面上象应力的作用, 将使纳米晶粒中可动位错数减小, 再加上位错源的起动应力将随晶粒尺寸的减小而增大. 两者结合起来, 将使纳米微晶中仍然出现细晶硬化的现象. 至于金属间化合物纳米材料的反常软化, 则可能是晶界滑动和短程



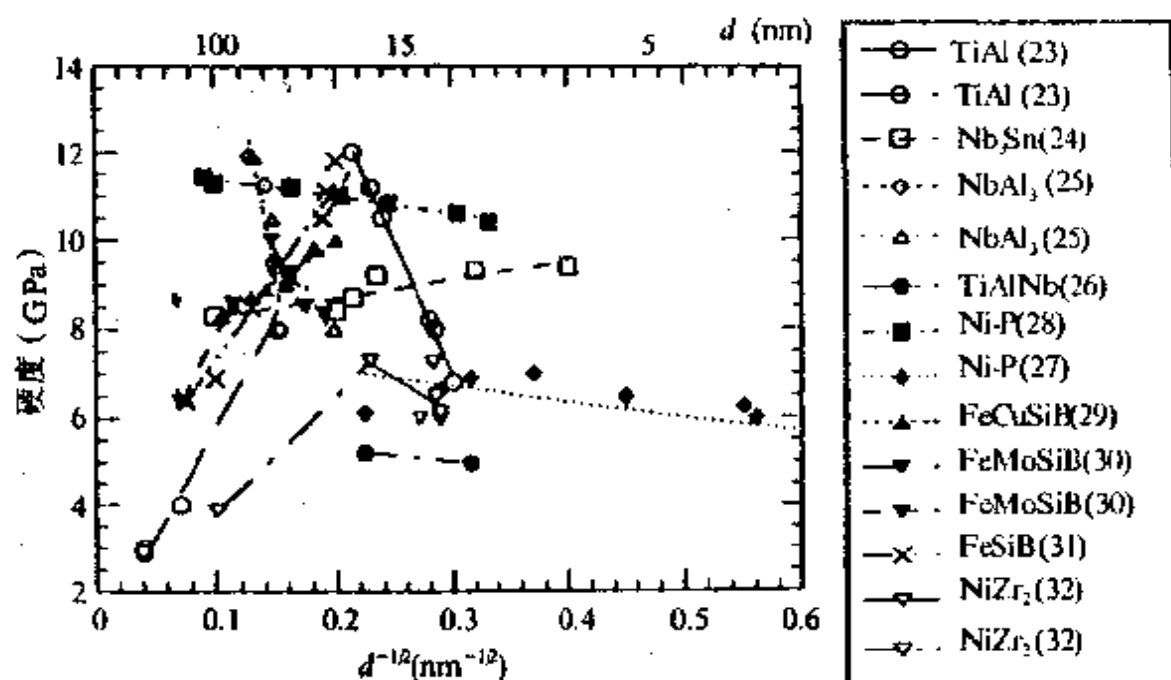


图 27.43 纳米金属间化合物材料的室温硬度与晶粒尺寸的关系(汇总实验结果)。

扩散引起范性的结果。

## 第二十八章 合金强化

### I 单相合金的强化

实际使用的金属材料多半是合金. 合金元素的作用主要是改善金属的力学性质, 即提高强度或改善范性. 通过长期的生产实践, 劳动人民已经掌握了许多行之有效的合金配方和热处理规范, 而金属物理的一个重要任务就在于将这些丰富的实践经验加以总结, 找出其规律性并进一步探明其物理本质, 从而促进合金材料的发展. 合金元素对于金属力学性质的影响是多种多样的. 有些作用是间接的, 例如, 钢中加进少量的镍、锰、铬、钼等元素可以增进其淬透性; 加进大量的镍、锰可以将晶体结构转变成面心立方; 加进极少量的铝可以起细化晶粒的作用. 这一类间接的作用就不在这里讨论, 这里着重论述的是合金元素直接的强化效应. 合金元素在基质中的分布状态也有好多种: 均匀的单相固溶体、有成分偏聚的固溶体、有序化的固溶体及金属间化合物, 还有通过脱溶沉淀或粉末冶金等方法所获得的复相合金. 这里首先讨论的是单相合金的强化, 涉及固溶硬化, 溶质沿位错线偏聚的效应以及有序硬化等问题.

#### § 28.1 固溶硬化的基本情况<sup>[60,61]</sup>

溶质原子对于晶体范性性质的影响, 可以归结为两类: 一类是直接的影响, 也就是溶质原子和位错直接交互作用的结果; 另一类是间接的影响, 也就是溶质原子的存在改变了基体的某些位错属性(例如位错密度或层错能), 从而改变了它的力学性质. 溶质原子对于范性性质的间接影响可以在纯金属范性的规律上得到理解, 这里就不去讨论它. 但应该注意的是实际合金中这两种影响可能

叠加在一起,造成了问题的复杂性.

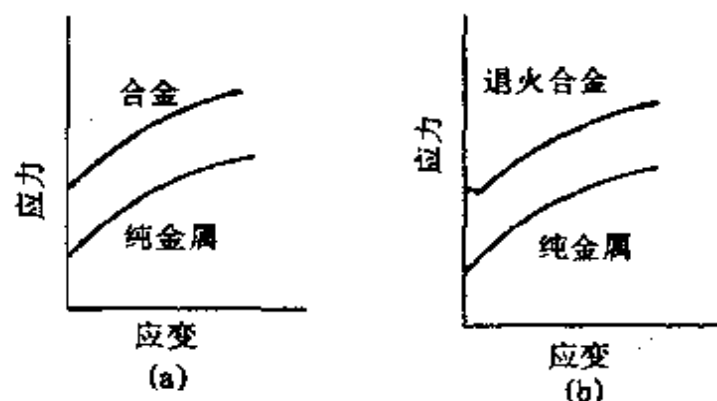


图 28.1 合金与“纯”金属应力-应变曲线的比较(示意图).

(a) 源硬化与点阵硬化 溶质原子对晶体力学性质的影响突出地表现在范性形变初期的屈服过程中, 溶质原子提高了屈服应力, 从而使整个应力-应变曲线升高[见图 28.1(a)]. 除此而外, 退火的合金往往出现明显的屈服点[图28.1(b)], 通常的解释认为

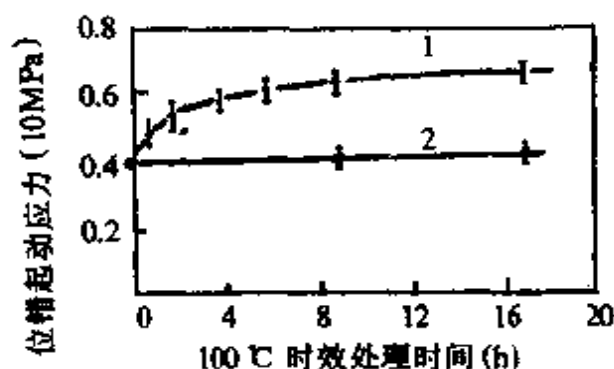


图 28.2 LiF 晶体中位错启动应力与时效时间的关系.

1. 时效; 2. 新位错.

屈服点现象和溶质原子在位错周围的偏聚效应有关(参看 § 28.3), 这一类由于可动位错数减少或位错启动困难所产生的效应称为源硬化; 而更一般的硬化效应则归结为在基质中散布的溶质原子与位错交互作用的结果, 即所谓点阵硬化. 位错运动的直接观察也显示出溶质原子的这两种不同的效应. LiF 与硅铁晶体

中的观察结果表明: 如果溶质原子含量不变, 通过低温时效, 使溶质原子偏聚在位错线上. 被钉扎的老位错启动应力增加了(参看图 28.2), 但一旦启动后, 位错速度与应力的关系和时效前的情况完全一样, 只有增大基质中的溶质原子含量, 才影响到位错运动的阻

力。

(b) 强硬化与弱硬化 不同类型的溶质原子引起的硬化效应差异很大. 硬化的定量指标可以用每单位溶质原子浓度所引起的切应力的增加(即  $d\tau/dc$ )来表示. 表 28.1 列出了六种不同的基质

表 28.1 溶质原子与点缺陷的强化效应

材 料	溶质原子或点缺陷类型	$d\tau/dc$
Al	替代溶质原子	$\mu/10$
Cu	替代溶质原子	$\mu/20$
Fe	替代溶质原子	$\mu/16$
Ni	填 隙 的 碳	$\mu/10$
Nb	替代溶质原子	$\mu/10$
KCl	$F$ 中 心	$\mu/2.5$
NaCl	单价替代离子	$\mu/100$
Al(淬火)	空 位 盘	$2\mu$
Cu(辐照)		$9\mu$
Fe	填 隙 碳 原 子	$3\mu$
LiF(辐照)	填 隙 氟	$5\mu$
Nb	填 隙 氮 原 子	$2\mu$
KCl	填 隙 氯	$7\mu$
NaCl	双价替代离子	$2\mu$

材料中固溶硬化的一些数据<sup>[62]</sup>. 可以看出硬化效应大致可以分为两类: 一类是强硬化, 另一类是弱硬化. 前者的硬化效应要比后者大两个数量级<sup>①</sup>. 这两种类型的差异并不能单纯地归结为填隙式和替代式的差异. 因为从表中可以看出填隙溶质原子在某些情况

① 由于  $\tau$  和  $c$  的关系不一定是线性的, 因而  $d\tau/dc$  的值也和溶质原子成分有关, 这个因素可能使这两类强化差异加大, 但这两类强化本质上有显著差异, 还是不能否认的.

下(如镍中的碳)也产生弱硬化的效应. 两种类型的差异主要在于: 引起弱硬化效应的溶质原子所造成的畸变是具有球面对称性的, 例如立方晶体中代位式溶质原子或单价替代式离子, 面心立方金属中的填隙溶质原子, 离子晶体中的  $F$  中心等; 引起强硬化效应的溶质原子所造成的畸变具有强烈的四角性(不对称), 例如体心立方金属中的填隙溶质原子, 离子晶体中和正离子空位相结合的双价替代式离子等. 表 28.1 中也列出了产生四角性畸变的点缺陷或其集团, 也起了同量级的硬化效应.

(c) 硬化和成分与温度的依赖关系 图 28.3 示出了碳在铁中

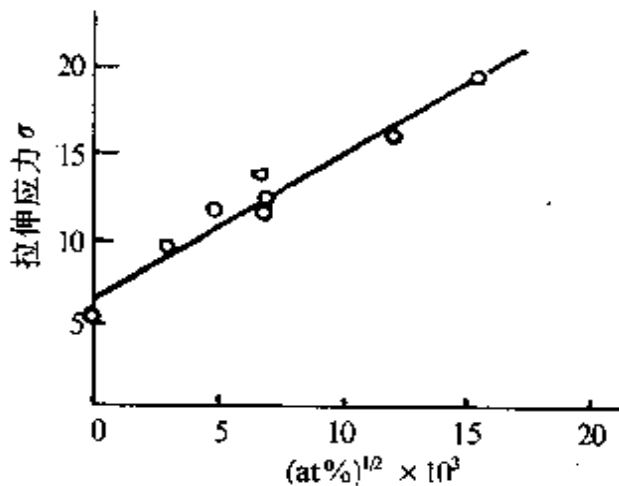


图 28.3 铁的屈服应力与碳含量的关系。

引起的硬化和碳原子成分的依赖关系. 强度的增加和碳原子成分的平方根成直线关系. 这种关系在强硬化的情形具有典型性. 在弱硬化的情形关系就不这样明确. 硬化的数据可以满足  $c$  或  $c^{1/2}$  的关系, 虽然符合于  $c^{1/2}$  的数据更多一些. 在连续互溶的合金中, 出现图 28.4 的钟形曲线,

近似满足  $c(1-c)$  的关系.

图 28.5 示出银合金的临界切应力与温度的关系. 在室温以上的平台区域硬化基本上和温度无关, 在低温硬化随温度的下降而上升, 随溶质原子含量的增加, 这个效应就愈来愈显著.

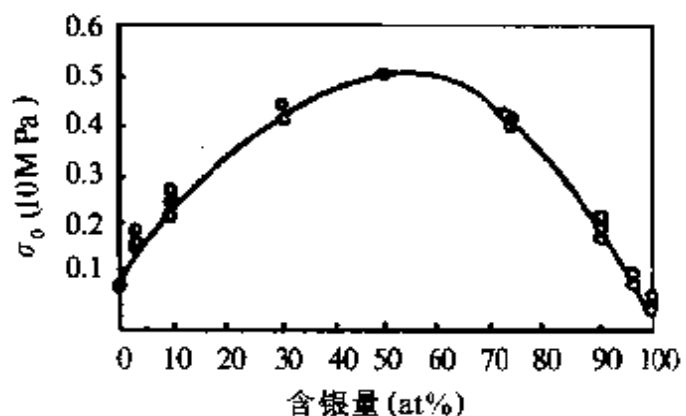


图 28.4 Au-Ag 合金临界切应力与成分的关系。

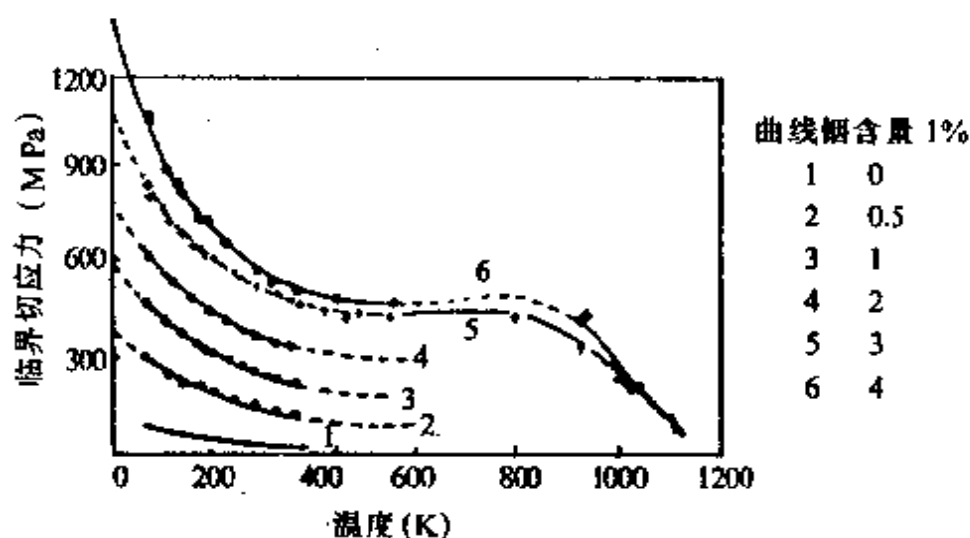


图 28.5 Ag-In 合金临界切应力与温度的关系。

## § 28.2 均匀固溶硬化的理论

由于溶质原子与位错有交互作用(参看第一卷 § 7.19)<sup>[62~64]</sup>, 固溶体中溶质原子统计地散布在基质中, 构成了位错滑移的障碍。滑移面上溶质原子的平均间距决定于溶质原子的浓度  $c$ 。在滑移面上单位面积厚为  $b$  的薄层中溶质原子数为  $bc/b^3$ , 它应等于  $1/l^2$ , 即

$$\frac{1}{l} = \frac{c^{\frac{1}{2}}}{b} \quad (28.1)$$

下面我们来探讨一个更一般化的问题: 在滑移面上杂乱分布着平均间距为  $l$  的点状障碍, 求位错扫过去所需要的临界切应力。这个问题不仅是固溶硬化理论的中心问题, 也适用于第二相粒子硬化。这里介绍的是弗里埃德尔与弗拉歇尔(Fleischer R. L.)的理论处理<sup>①</sup>。在切应力  $\tau$  作用下, 位错和一系列障碍相遇, 位错将弯曲成圆弧形, 圆弧的半径取决于位错所受作用力和线张力的平衡 (§ 7.15)。在障碍处位错弯过角度  $\theta$  (参看图 28.6), 障碍对位错的

① 两人的理论, 形式上不同, 但实质上是相同的。

作用力  $F$  将与位错的线张力  $T$  保持平衡

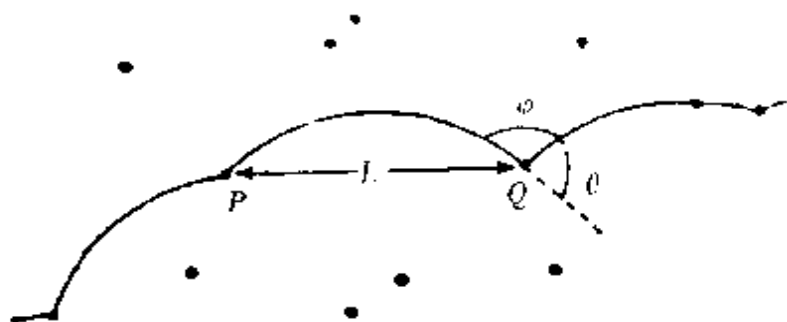


图 28.6 位错被杂乱分布的点状障碍所挡住.

$$F = 2T \sin\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (28.2)$$

随着  $\tau$  的增大,  $\theta$  达到一临界值  $\theta_c$  ( $F$  也增大到峰值  $F_m$ ), 障碍挡不住了, 所对应的切应力就是晶体的屈服应力  $\tau_c$ .

$$\tau_c = \frac{F_m}{Lb} = \frac{2T}{Lb} \sin\left(\frac{\theta_c}{2}\right), \quad (28.3)$$

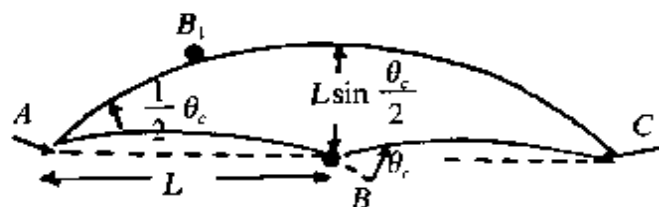


图 28.7 计算  $L$  值采用的模型.

这里的  $L$  为位错线上障碍的平均间距. 注意  $L$  的数值和  $l$  不一定相同,  $L$  的值是和位错柔韧度 (决定于  $\theta_c$  的数值) 有关的. 当位错能够弯过很大的角度时 ( $F_m$  很强),  $L$  应接近于  $l$ ;

但当障碍较弱,  $\theta_c$  角很小的情况下,  $L$  将大于  $l$ . 设位错为一系列间距为  $L$  的障碍所阻 (见图 28.7), 如果切应力使位错克服  $B_1$  处的障碍, 它将弯出去和另一障碍  $B_2$  相遇, 假定在面积  $AB_1CB_2$  中没有其他障碍,  $AB_1$ 、 $B_1C$  和  $AB_2C$  圆弧的半径相等, 从图 14.87 中所示的几何关系, 可近似求出  $AB_1CB_2$  的面积约为  $L^2 \sin \frac{\theta_c}{2}$ , 它应等于  $l^2$ , 即

$$L = l \left( \sin \frac{\theta_c}{2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (28.4)$$

可以看出,随  $\theta_c$  角的减小,  $L$  就要比  $l$  大得多. 更严格的计算(避免应用弱障碍的假设)也得出和式(28.4)大体相同的结果. 代入式(28.3),就得到临界切应力的表示式

$$\tau_c = \frac{2T}{lb} \left( \sin \frac{\theta_c}{2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (28.5)$$

用式(28.2)关系代入,采用近似关系  $T \simeq \frac{1}{2} \mu b^2$

$$\tau_c = \frac{F_m^{3/2}}{b^3} \left( \frac{c}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (28.6)$$

上述的计算没有考虑到热激活的效应,求得的是  $T=0K$  的切应力,由于热激活的效应,  $\tau_c$  将随温度的上升而下降.

式(28.6)可以解释实验所得到的  $\tau_c$  与  $c^{\frac{1}{2}}$  的正比关系,从不同类型溶质原子所产生硬化的差异可以反映出是那些类型的交互作用决定了硬化. 将溶质原子尺寸错配度  $\epsilon_b$   $\left( = \frac{1}{b} \frac{db}{dc} \right)$  与铜合金固溶硬化系数  $\frac{d\tau}{dc}$  作图,得出的关系不是单调的,而且数

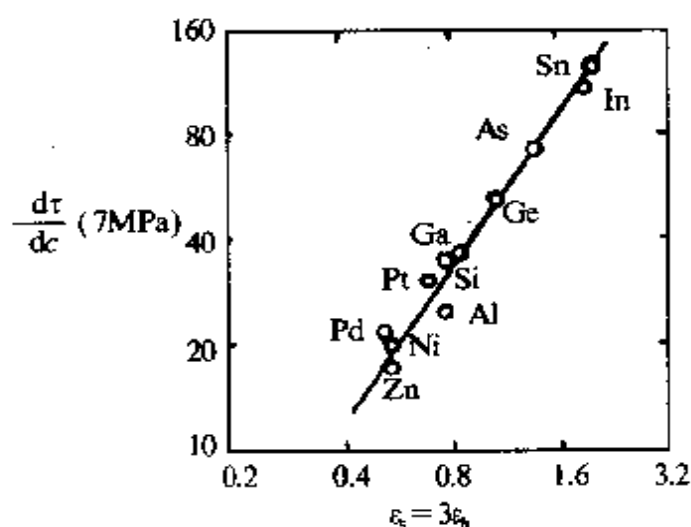


图 28.8 铜合金的错配度参量与固溶硬化系数的关系.

据的分散度很大. 将弹性模量的错配度  $\epsilon'_\mu = \frac{\epsilon_\mu}{1 + \frac{|\epsilon_\mu|}{2}}$ , 这里的  $\epsilon_\mu$



$= \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dc}$  和  $\frac{d\tau}{dc}$  作图, 比较接近单调地上升, 但数据的分散度仍然很大. 用参量  $\epsilon_r = \epsilon'_\mu - \alpha\epsilon_b$  对硬化系数作图, 并调整  $\alpha$  的数值以减少数据的分散度, 可以得到较好的直线关系(图 28.8). 这个结果表示溶质原子与位错的弹性交互作用是固溶硬化的主要原因, 而溶质原子的模量效应(溶质原子引起晶体局部地区弹性模量的变化, 从而改变了位错的能量)也相当重要. 在银合金单晶体中的一些实验结果表明, 屈服应力的平台部分大体符合上述理论的预期, 也是由错配度参量  $\epsilon_r$  控制, 如果进一步考虑位错越过障碍的热激活效应, 也能定性地解释在低温屈服强度的上升.

上述理论的不足之处, 在于回避了溶质原子与位错相互作用的统计性质. 拉布许(Labusch R.)的理论则引入了统计分布函数来处理这一问题, 取得了更加确切的结果<sup>[60]</sup>.

在体心立方结构的合金中, 由于佩-纳力对屈服应力起了关键作用, 因而固溶硬化的理论就需要另起炉灶, 处理溶质原子与位错弯折的相互作用问题(参看文献[61]).

### § 28.3 位错线上溶质原子偏聚的效应

根据上节中溶质原子和位错交互作用的讨论, 在位错线上可能出现溶质原子偏聚的现象, 形成溶质原子气团或析出沉淀相(参看第一卷 § 7.19). 讨论得最多的是柯特雷耳气团<sup>[3]</sup>, 它主要是溶质原子与位错弹性交互作用的结果, 但位错核心区的电交互作用也可能对此有些贡献. 它可以出现在各种结构类型的金属中, 但在体心立方金属中, 由于填隙溶质原子与位错有强烈的交互作用, 其效应特别明显, 除此以外, 位错的应力场还可以对具有不对称畸变的溶质原子产生取向效应以降低能量, 这就形成斯诺克气团<sup>[65]</sup>. 面心立方金属中位错是扩展的, 层错和溶质原子的交互作用可以促使溶质原子偏聚到层错附近, 这样就形成铃木气团. 至于溶质原子在位错线上偏聚的形式究竟是气团还是沉淀相, 这和样品的晶体结构和所经历的处理情况有关. 一般说来, 体心立方金属中偏聚

在原生的位错线上的溶质原子,已经脱溶而有沉淀相析出,在形变后经短期时效处理则可能获得柯特雷耳气团.已有不少直接观察证实了钉扎位错线的弥散沉淀相.但关于气团的存在还只有一些比较简接的证据,例如短期时效处理获得对温度敏感的  $k_p$  值(参看 § 27.9).

在低温下,溶质原子偏聚效应在力学性质上的表现是明显的屈服点.这一点我们已经在 § 27.2 中讨论过,比较肯定的是柯特雷耳气团的效应.也有人用铃木气团来解释  $\alpha$  黄铜的屈服点.下面我们只讨论在中温范围内(熔点温度 15%~50%)的一些效应.在这个温度范围内,填隙溶质原子具有足够的扩散速度,以至于缓慢运动的位错可以拖着气团运动,当气团落后于移动位错时,拖住位错产生阻力<sup>[3]</sup>.气团要能追随位错运动只有当位错运动速度低于某一临界值  $v_c$  才能实现.溶质原子在外加力  $K$  作用下的迁移速度为

$$v_c = \frac{DK}{kT}, \quad (28.7)$$

这里的  $D$  表示溶质原子的扩散系数.位错对溶质原子的作用力可近似地表达为  $A/r^2$ ,如果气团落后于位错的距离为气团半径  $l$  的一半,则  $r = \frac{l}{2} \simeq A/2kT$ ,所以

$$v_c = \frac{D}{kT} \cdot \frac{4A}{l^2} = \frac{4D}{l}.$$

我们可以约略估计位错以临界速度运动时气团所产生的阻力,它应等于单位长度位错线后截面积为  $l^2$  的晶体中溶质原子对位错作用力的叠加

$$\sigma_c = kl^2cN/b, \quad (28.8)$$

这里  $k=4A/l^2$ ,  $N$  为单位体积晶体中的原子数,  $c$  为气团的平均浓度,应等于  $c_0 \exp(l/r)$  ( $c_0$  为基体中的溶质原子浓度),当  $r = \frac{l}{2}$ ,约等于  $7c_0$ ,因而  $\sigma_c \sim 28Ac_0N/b$ .柯特雷耳等进行了更确切计算,结

果大致相同,只是系数 28 应换为 17 而已. 当位错速度  $v$  低于  $v_c$  时,气团可以更对称地分配在位错周围,阻力就减少了,其数值约为  $\left(\frac{v}{v_0}\right) \tau_c$ . 类似地可以考虑斯诺克气团的效应:气团要能追随位错运动,当位错经过相当于气团直径( $2l \sim 2A/kT$ )的距离,溶质原子有时间跃迁到新的位置[碳原子的跃迁时间为  $2b^2/3D$ ,参看第一卷式(10.63b)],因而其临界速度

$$v'_c = \left(\frac{2A}{kT}\right) \left/ \left(\frac{2b^2}{3D}\right) \right. = \frac{3Dl}{b^2}. \quad (28.9)$$

和柯特雷耳气团相比,斯诺克气团的临界速度要大些(约大了  $3l^2/4b^2$  倍),这是可以理解的,因为斯诺克气团的形成和消散无需乎溶质原子的长程扩散,所以要快得多.

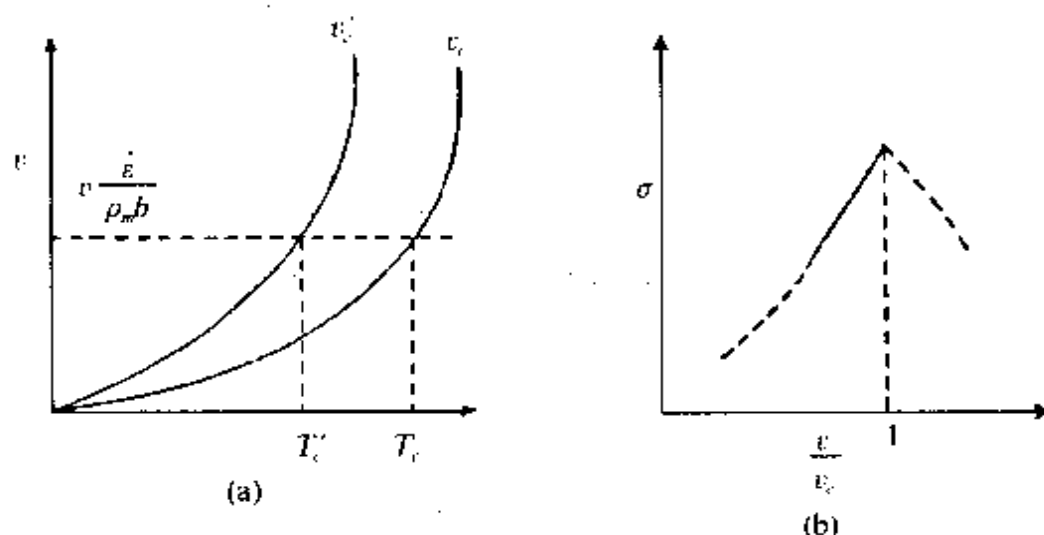


图 28.9 气团效应示意图.

柯特雷耳等曾用上述模型讨论了锡中微蠕变的实验结果. 根据以上模型也可以理解,为什么含有填隙杂质的体心立方金属在中温范围内流变应力对温度的曲线上有峰值出现. 图 28.9(a)示出了柯特雷耳气团和斯诺克气团的临界速度随温度变化的关系. 当试样以一定速度在不同温度拉伸时,位错运动基本决定于形变速度. 根据  $\epsilon = \rho_m v b$  的关系,如果忽略  $\rho_m$  的变化, $v$  就可以看为一常数,在图中

表示为虚线. 在  $T > T_c$  时,  $v_c > v$ , 柯特雷耳气团追随位错运动, 产生阻力随温度的下降 ( $v/v_c$  增大) 而增加; 在  $T = T_c$  时,  $v = v_c$ , 阻力为极大值  $\sigma_c$ ; 当  $T < T_c$  时,  $v > v_c$ , 位错可以脱离气团运动, 阻力又迅速下降 [图 28.9(b)]. 在低温范围, 气团的影响反映在明显屈服点的现象 (§ 28.2). 对于斯诺克气团, 应力的峰值所对应的温度  $T_c$  要更低一些. 图 28.10 示出了含氮与碳的铁与锰钢的实验曲线<sup>[69]</sup>, 可以明显看出有几个峰, 有的可能是对应于柯特雷耳气团的, 有的对应于

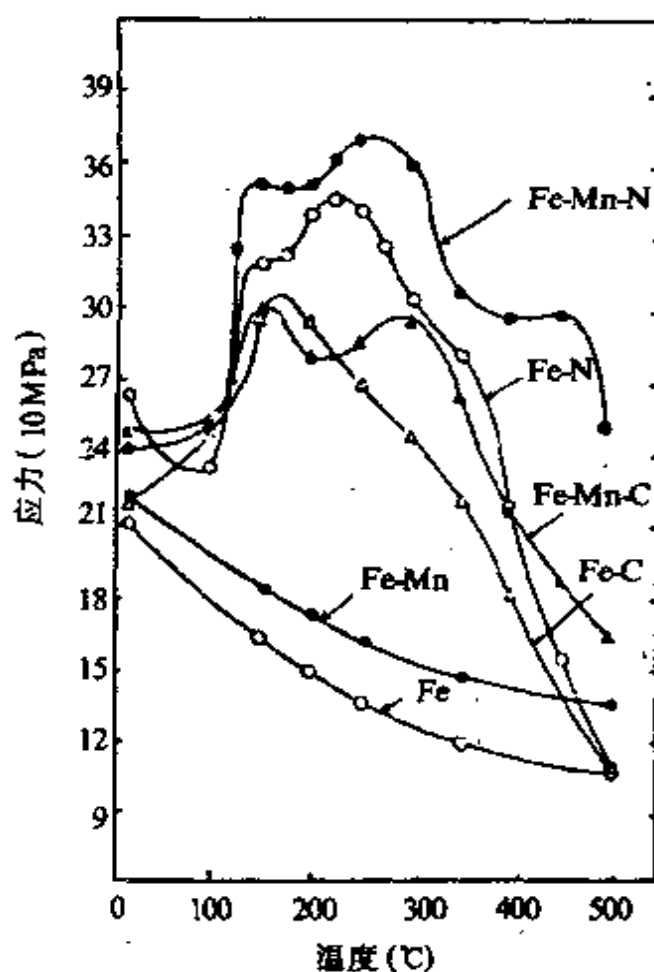


图 28.10 含氮碳钢铁的流变应力与温度的关系

斯诺克气团的, 目前尚不能

肯定这些峰的机制. 这种效应在生产实践中还是很有意义的, 例如图 28.10 中示出了铁中加锰使氮峰向高温方向移动, 工业用的锰钢就利用了这个效应来提高此温度范围内的抗蠕变性能.

和上述现象有关的是碳钢在  $150 \sim 350^\circ\text{C}$  范围内出现的锯齿状的应力-应变曲线 (见图 28.11 中的曲线 a)<sup>[70]</sup>. 这实际上是一种动态的应变时效过程, 即屈服和应变时效交替地进行的结果. 在这个温度范围内形变的钢显得硬而脆, 称为蓝脆. 值得注意的是  $200^\circ\text{C}$  形变的加工硬化系数要比室温形变的 (曲线 b) 要大, 而且卸载后, 再在室温拉伸 (曲线 c), 得到的屈服强度要比先在室温预形变, 然后在  $200^\circ\text{C}$  进行时效的更高些.

获得超高强度钢 (例如含 0.4 碳、6% 锰、3% 铬、1.5% 硅的钢

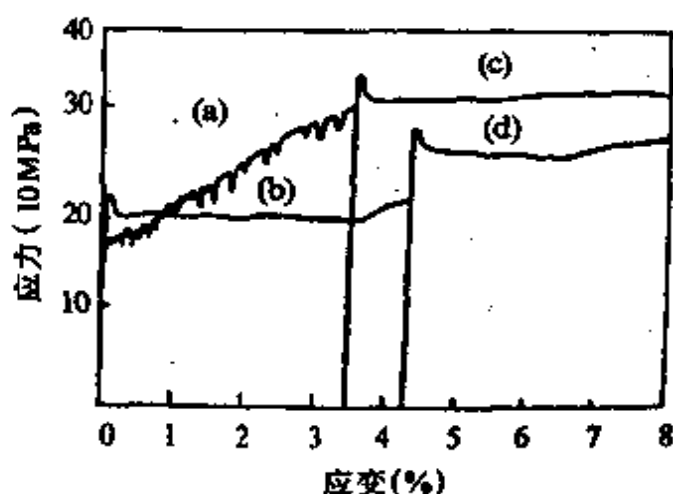


图 28.11 动态应变时效和静态应变时效的对照。  
(a) 200°C 形变; (b) 25°C 形变; (c) 曲线 a 卸载后再在 25°C 形变; (d) 曲线 (b) 卸载后, 200°C 时效, 再在 25°C 形变。

的拉伸强度可达到 3.1 GPa) 的形变热处理工艺事实上应用了这里所讲的动态的应变时效。钢经过奥氏体化处理, 降温到 400~600°C 间进行范性形变 (形变度可达 80%), 再转变为马氏体。合金元素 (锰、铬等) 的作用主要是为了避免在形变中奥氏体就分解, 最佳的形变温度取决于钢的成分。在奥氏体形变时观测到锯齿状的应力-应变曲线, 表明动

态的应变时效过程在起作用; 碳朝向形变后产生的大量位错偏聚, 钉扎了位错, 析出了非常细的碳化物, 增大了位错的增殖率和位错的极限密度, 并且使位错的分布比较均匀, 不形成常见的胞状组织。这种密度极高而分布均匀的位错组态为马氏体所继承, 可能是产生高强度的主要原因。实测到的最高位错密度达到  $10^{13} \text{cm}^{-2}$ , 用式 (27.15) 来估计流变应力约为  $\mu/50$ , 和实测到的形变热处理的最高强度的量级相同。

#### § 28.4 有序合金的硬化

固溶体中的原子分布也不是完全杂乱的, 可能存在短程序或原子偏聚的情况 (参看第一卷第五章)。根据固溶体的统计理论模型, 这种情况的出现可以用同类原子和异类原子键合能有差异来解释; 对于 A, B 两组元的二元合金, 如以  $w_{AB}, w_{AA}, w_{BB}$  分别表示各种原子对的键合能, 就是

$$w = w_{AB} - \frac{1}{2}(w_{AA} + w_{BB}) \neq 0.$$

当位错扫过滑移面后,就可能改变滑移面上近邻原子对配列的情况,使一些异类原子对转变为同类原子对(或者倒过来),从而使合金的键合能增加. 如果位错扫过单位面积所增加的能量为  $\phi$ , 使位错运动所需要的切应力

$$\tau = \frac{\phi}{b}. \quad (28.10)$$

设位错扫过后,单位面积滑移面上重排的近邻键数为  $m$ , 并假定重排的结果是从平衡组态转变为完全无序状态. 如果晶体中总原子数为  $N$ , 近邻键总数为  $\frac{1}{2}NZ$ , 平衡态及完全无序状态的  $AB$  键总数分别为  $P_{AB}^*Z$  及  $P_{AB}^0Z$ , 单位面积能量的变化可以表示为

$$\phi = \frac{(P_{AB}^0 - P_{AB}^*)Zm\omega}{\frac{1}{2}NZ}. \quad (28.11)$$

根据第一卷的式(5.9)和式(5.11), 可将  $P_{AB}^0$  及  $P_{AB}^*$  求出, 由于  $\frac{2\omega}{kT} \ll 1$ , 可以求出近似的结果

$$\phi = 8c^2(1-c)^2 \frac{\omega^2 m}{kT}. \quad (28.12)$$

由于  $\phi$  决定于  $\omega$  的平方, 所以不论  $\omega$  是正(原子偏聚)还是负(短程序)都产生强化效应.  $m$  可以根据晶体学的关系求出, 例如面心立方晶体(111)面上的原子密度为  $\frac{2}{\sqrt{3}}b^2$ , 每个原子发出的近邻键中有三个是跨越滑移面的, 当作了滑移  $b$  后, 其中有两个发生重排, 一个近邻关系不变, 因而  $m$  就等于  $\frac{4}{\sqrt{3}}b^2$ .

当合金的原子排列为完全有序时(具有超结构), 情况又不同了. 我们已经讨论过超结构合金中的位错组态(参看第一卷 § 5.29). 根据反相畴界能量的差异, 可能有三种不同的情况. 如果畴界能很高(例如 AuZn, AuCd), 位错是不扩展的, 位错的柏格斯

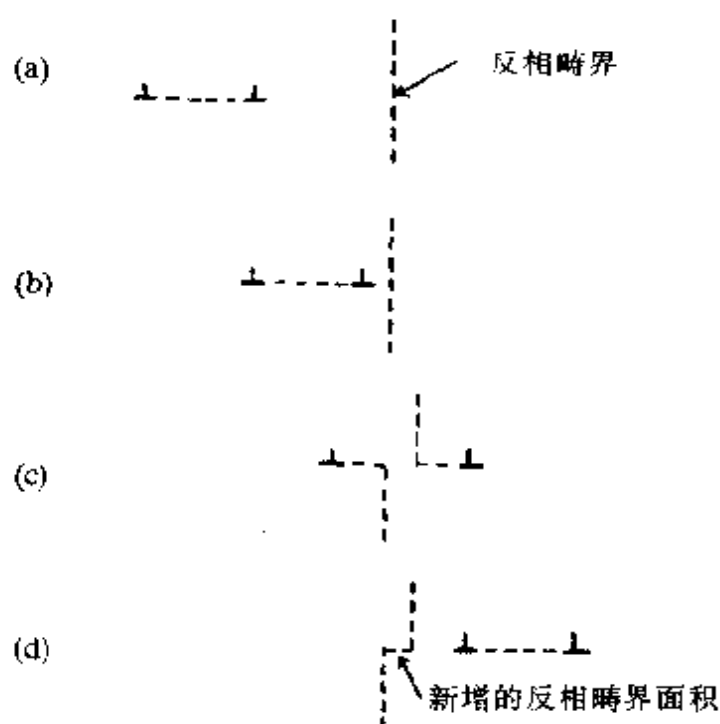


图 28.12 扩展位错和反相畴界交互作用的示意图.

矢量和无序状态不同,比无序状态的要大. 滑移系统改变了,形变很困难并且很脆. 另一种情况是畴界能非常小(例如  $\text{Fe}_3\text{Al}$ ),位错扩展的平衡宽度非常大,这样不全位错(其柏格斯矢量和无序状态的位错相同)可以单独行动,扫过的面上就产生反相畴界,因而其强化效应和式(28.10)相同,只需将式中的  $\phi$  理解为畴界能. 介乎两者

之间的情况是超结构中的扩展位错宽度适中,因而一般是作整体运动的(例如在  $\text{Cu}_3\text{Au}$  中). 在完全有序的区域,扩展位错的运动将不引起能量的增加,但如果遇到反相畴界,位错穿过反相畴界,将引起畴界面积的增加(见图 28.12),则能量的增加就造成对位错运动的阻力. 设反相畴的直径为  $t$ ,单位长位错线经过行程  $t$ ,所增加畴界面积为  $b$ ;设畴界能为  $\phi$ ,切应力所做的功  $\tau bt$  应等于畴界能的增加  $\phi b$ ,因而

$$\tau = \frac{\phi}{t}. \quad (28.13)$$

当  $t$  和扩展位错宽度为同一数量级时,情况很复杂,式(28.12)就不能成立了.

一般的固溶强化中,短程序及原子偏聚的效应尚无确切的实验数据,通常实验观测到的成分的依赖关系也不符合于式(28.12)[只有个别的合金系如  $\text{Fe-Cr}$  有接近于式(28.12)的关系]. 在有序

合金中,有一些迹象显示出短程序的效应,例如  $\text{Cu}_3\text{Au}$  的流变应力在淬火状态(短程序)反大于退火状态(长程序).在下面会谈到,在沉淀强化中,这一类改变原子对键合状态的强化效应(可称为化学强化)是一个很重要的因素.

在 60 年代,有不少关于超结构合金强化的研究<sup>[71]</sup>,式(28.13)所表示屈服强度与反相畴尺寸的关系,已在  $\text{Cu}_3\text{Au}$  中得到证实.也有许多工作企图找出具有实用价值(特别是高温应用)的超结构材料.一般说来,有序化能量太高的合金非常脆,不适宜于做结构材料;而有序化能量太低的合金有序转变的居里温度太低,又不能在高温保持超结构.因而,注意力比较集中在具有中等有序能量的超结构合金,例如  $\text{Fe}_3\text{Al}$ ,  $\text{Ni}_3\text{Al}$  等.在镍基高温合金中应用有序结构的沉淀相  $\text{Ni}_3\text{Al}$  作为位错运动的障碍,获得了优异的高温力学性能.

## II 复相合金的硬化

不少高强度合金是采用第二相来使基质强化,沉淀硬化及弥散硬化均属此类.这里着重讨论弥散分布的第二相所产生的强化效应.

### § 28.5 第二相粒子强化的基本情况<sup>[72,73]</sup>

实际使用的高强度合金,大多数含有第二相,其中最强的是第二相质点尺寸不大,而高度弥散分布在基质之中,这些第二相往往是金属化合物或氧化物,要比基质硬得多.在基质中渗入第二相的方法有好几种,最常用的是利用固溶体的脱溶沉淀,进行时效热处理,这就是沉淀强化.近年来也发展了加第二相粉末的烧结、内氧化等方法,文献中称为弥散强化.虽然渗入第二相的方法不同,但强化的机制却有其共性.沉淀强化的情况更复杂些,所以这里的讨论就以它为主.

在时效处理的过程中,合金的强度随时效时间而有变化.图



28.13 所示出含 1.6% Cu 的 Al 合金在 190℃ 时效的实验数据具有一定代表性. 在沉淀的前期, 析出的主要是共格的脱溶区(GP I), 随析出量的增加和粒子间距的加大, 屈服强度是上升的, 在时效到 40 小时  $\theta'$  相大量析出后, 屈服强度就随时效时间开始下降了. 在拉伸曲线上, 沉淀前期和后期的合金也有显著的差异. 图 28.14 中, 在前期虽然临界切应力提高得很多, 但加工硬化的曲线的形状仍和固溶体的相似; 而在后期, 加工硬化曲线就显著不同了, 在小形变的区域加工硬化系数变得很大. 从图 28.15 中可以看出, 加工硬化系数的增加是和图 28.13 中的屈服强度下降相对应的.

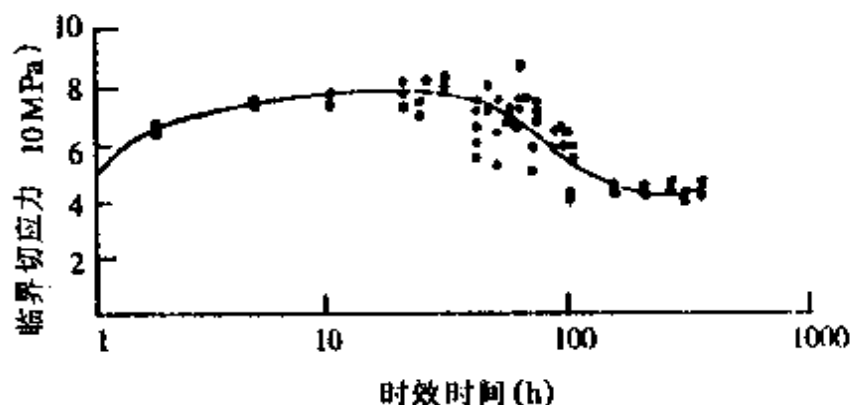


图 28.13 Al-1.6% Cu 合金的临界切应力与时效时间的关系.

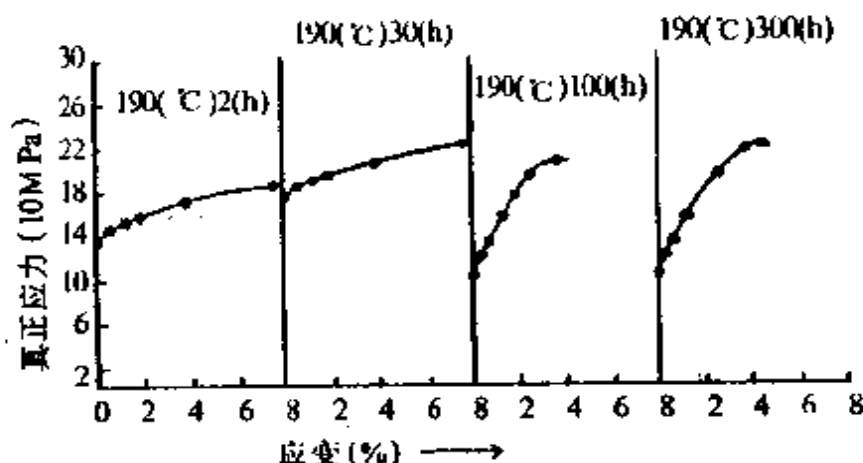


图 28.14 时效合金的典型的拉伸曲线.

图 28.16 示出了含有脱溶区(GP I 及 GP I)合金的屈服强度随温度变化的情况. 值得注意的是, 在 130℃ 时效的 GP I 和 GP I

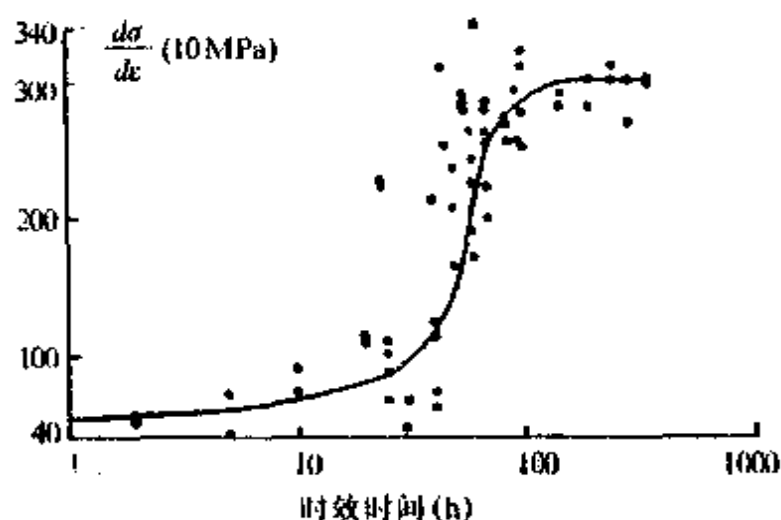


图 28.15 Al-1.6% Cu 合金的加工硬化系数与时效时间的关系。

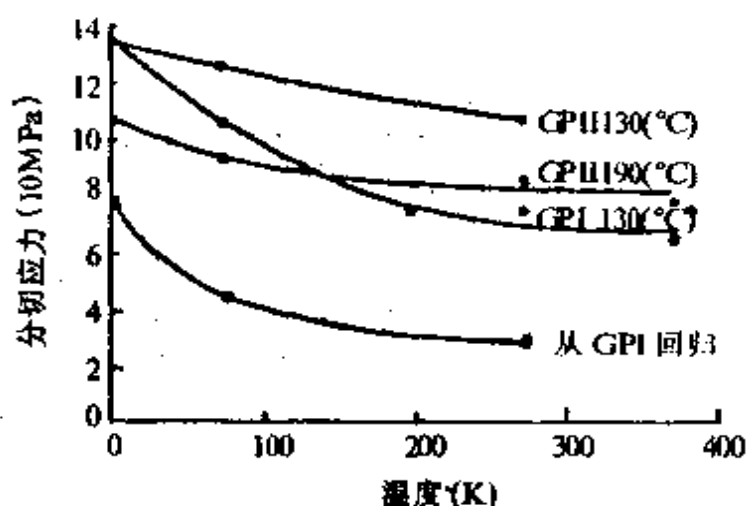


图 28.16 Al-1.7% Cu 合金单晶体临界切应力与温度的关系。

合金在 4.2K 有相同的屈服强度,但在室温含有 GP I 的合金的强度就要大些.这表示厚度较小的 GP I 对位错的阻力的温度敏感性大些.

## § 28.6 两相合金屈服强度的理论

在基质内散布有第二相粒子,构成位错滑移的障碍,使得屈服应力提高.滑移面内点状障碍对位错运动的影响在 § 28.2 中已经

结合固溶硬化的问题讨论过,在这里更进一步进行探讨. 设第二相粒子的半径为  $r$ , 第二相粒子的体积占总体积的分数为  $f$ , 滑移面上粒子的平均间距为  $l$ , 则单位面积的粒子数  $\frac{2rf}{\frac{4}{3}\pi r^3}$  应等于  $\frac{1}{l^2}$ , 即

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{r} \left( \frac{3f}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (28.14)$$

作为位错运动的障碍, 第二相粒子显然要比单个溶质原子要强, 因此  $\theta_c$  要大些. 对于强的障碍(例如非共格的第二相粒子), 位错切不过去,  $\theta_c$  将达到最大值  $\pi$ , 位错遂以类似于弗兰克-瑞德源的形式绕过障碍粒子, 此时位错线上的障碍间距  $L=l$ , 临界切应力决定于位错绕过障碍时的最小曲率半径  $\frac{l}{2}$ , 即

$$\tau = \frac{T}{b \frac{l}{2}}, \quad (28.15a)$$

这里  $T$  为位错的线张力, 如果用线张力的近似值  $\frac{1}{2}\mu b^2$  代入, 就得到

$$\tau = \frac{\mu b}{l}. \quad (28.15b)$$

如果线张力采用  $T = \frac{\mu b^2}{4\pi K} \ln \left( \frac{\lambda}{r_0} \right)$  [第一卷式(7.71)], 并考虑到粒子的半径使有效间距缩小, 因此  $\lambda = l - 2r$ , 位错的截止半径取  $r_0 = 2b$ , 这样就求得更确切的表示式

$$\tau = \frac{\mu b}{2\pi K (l - 2r)} \ln \left( \frac{l - 2r}{2r_0} \right). \quad (28.15c)$$

上述的位错绕过障碍的机制是奥罗万 (Orowan, E.) 首先提出的, 有人称之为奥罗万机制. 按照这个机制, 位错绕过第二相粒子, 将留下位错环套在第二相粒子上 [参看图 28.17(a)]. 电子显微镜薄膜透射的观测证实了这个设想 [参看图 28.17(b)].

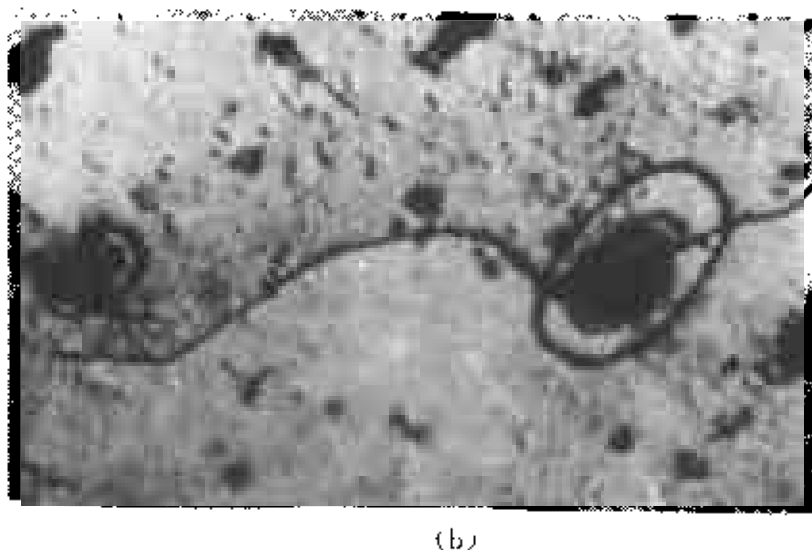
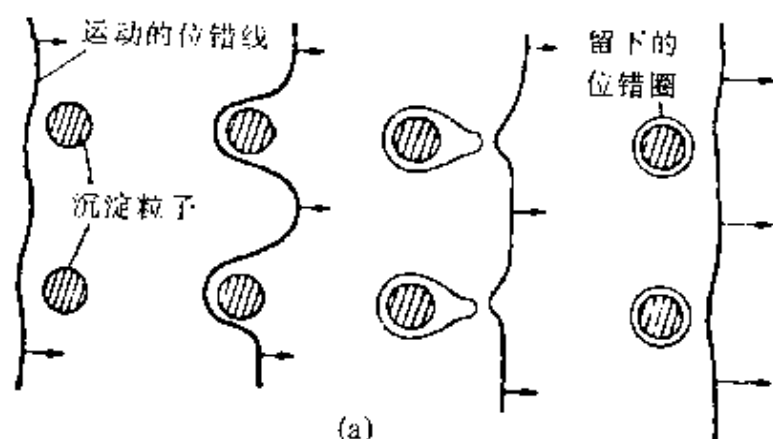


图 28.17 (a) 奥罗万机制的示意图;  
(b) Cu-30Zn 合金中  $\text{Al}_2\text{O}_3$  粒子周围的位错圈。

含有非共格的第二相粒子的合金的屈服强度可以用上述的机制来解释,而实验结果基本上符合理论的预期. 图 28.18 示出了含有  $\theta$  相的 Al-Cu 合金的实验结果符合式(28.15c)的线性关系,数据的分散度较大,可能因为粒子不是球形的缘故. 表 28.2 列出了对于含 Si, Al, Be 的内氧化铜合金单晶体实测出的  $\tau$  和根据式(28.15c)计算出的  $\tau$ ,它们在绝对值上符合得也很好,特别是 77K 的数据.

当第二相粒子的强度达不到奥罗万机制的要求,在  $\theta_c < \pi$  的

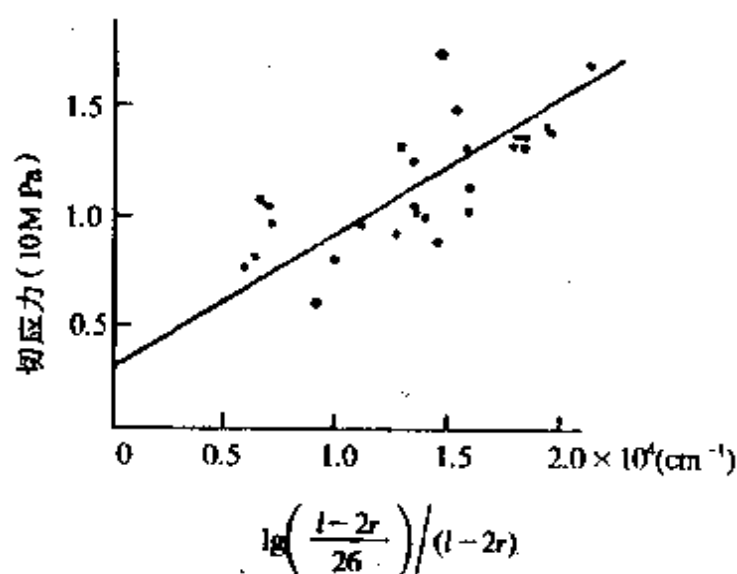
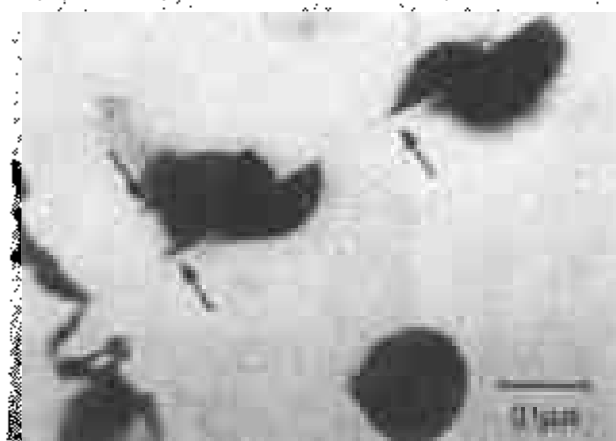


图 28.18 Al-Cu 合金奥罗万机制的检验。

情况下,位错将切过第二相的粒子,这也得到了电子显微镜观测的证实[参看图 28.19(a)]. 和奥罗万机制比较起来,位错切过粒子的情形就复杂得多,牵涉到第二相粒子本身的结构和它与基质的关系. 下列的各种效应可能对强度有影响:(1) 位错切过粒子,形成表面台阶,增加了界面能(文献中称之为化学强化);(2) 位错扫过有序结构的粒子形成了错排面(即反相畴界);(3) 位错与粒子周围的应力场有交互作用;(4) 在粒子内部扩展位错的宽度产生变化(粒子的层错能与基质不同);(5) 粒子的弹性模量与基质不同,引起位错能量的变化. 这些效应中起主要作用的是(1),(2),(3)三种情况,下面作一简略的讨论.

表 28.2 内氧化铜合金临界切应力实验值与理论值的比较

合 金	粒子大小 (nm)	粒子间距 (nm)	20℃		77K	
			$\tau$ (计算值) (10MPa)	$\tau$ (实验值) (10MPa)	$\tau$ (计算值) (10MPa)	$\tau$ (实验值) (10MPa)
0.3% Si	48.5	300	3.08	2.5	3.3	3.4
0.25% Al	10	90	10.5	6.4	11.2	8.0
0.34% Be	7.6	45	19.4	11.2	20.7	15.7



(a)

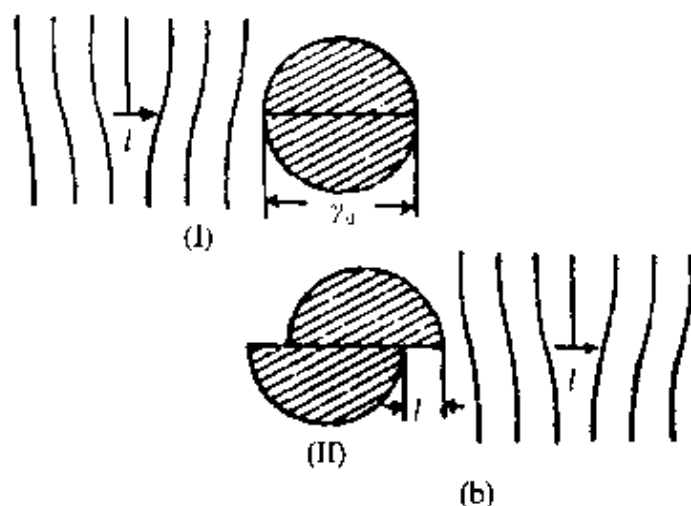


图 28.19 (a) 镍基合金中被位错线切过的  $\gamma'$  相;  
(b) 位错线切过其格沉淀相的示意图:  
I. 切割前, II. 切割后.

设  $F_m$  为障碍对位错的最大作用力, 根据 § 28.2 中式(28.5), 临界切应力

$$\tau_c = \frac{2}{b l T^{\frac{1}{2}}} \left( \frac{F_m}{2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (28.16)$$

这里的  $T$  为位错的线张力.

在第(1)种情形, 令  $\gamma_s$  表示单位面积的界面能, 则位错线切过

时

$$F_m = 2b\gamma_s, \quad (28.17)$$

代入式(28.16),得

$$\tau_c = \frac{2b^{\frac{1}{2}}}{lT^{\frac{1}{2}}} \gamma_s^{\frac{3}{2}}. \quad (28.18)$$

考虑到式(28.14)的关系,  $\tau_c \propto \frac{f^{\frac{1}{2}}}{r}$ . 由于这种机制的激活体积小, 屈服应力应具有一定的温度敏感性.

在第(2)种情形, 令  $\psi$  表示单位面积的畴界能, 则位错线切过时, 粒子的最大作用力为

$$F_m = 2r\psi, \quad (28.19)$$

因而临界切应力等于

$$\tau_c = \frac{2}{blT^{\frac{1}{2}}} (r\psi)^{\frac{3}{2}}. \quad (28.20)$$

考虑到式(28.14), 得出  $\tau_c \propto (rf)^{\frac{1}{2}}$  的关系.

至于第(3)种情形, 严格的计算比较困难, 这里只介绍莫特与纳巴罗较简单的处理. 沉淀相所产生的应力场可以用错配弹性球模型来计算(参看第一卷 § 5.5), 对于半径为  $r$  的球体, 在距离中心为  $R$  处所产生的切应变可以表示为

$$\gamma = \frac{\epsilon r^3}{R^3}, \quad (R \gg r),$$

这里的  $\epsilon$  为错配度,  $\epsilon = 1 - \left(\frac{r_b}{r_a}\right)$ ,  $r_b$  及  $r_a$  分别表示沉淀相与基体中的平均原子半径. 如果晶体的单位体积中有  $N$  个第二相粒子, 在基体中一点到最近粒子的平均距离为  $\frac{1}{2}N^{-\frac{1}{3}}$ , 所以基体的平均切应变为

$$\bar{\gamma} = 8\epsilon r_0^3 N. \quad (28.21)$$

由于  $\frac{4}{3}\pi r_0^3 N$  等于第二相所占体积分数  $f$ , 所以

$$\bar{\gamma} \simeq 2\epsilon f. \quad (28.22)$$

莫特与纳巴罗认为, 对于柔韧的位错线, 流变应力就等于内应力的算术平均值, 即等于式(28.22)乘以切变模量  $\mu$

$$\tau = 2\mu\epsilon f, \quad (28.23)$$

$\tau$  与  $f$  为线性关系.

关于位错切割第二相粒子强化机制的检验, 目前尚无可靠的定量结果. 由于问题比较复杂, 各种合金系统又各有其特殊性, 下面只能作一些定性的讨论:

(1) 含有片状沉淀相(具有较高的相界面积和体积比)的合金, 例如铝铜合金、铜铍合金等, 化学强化可能是主导的因素, 而实验结果也表明这些合金在低温的屈服应力有一定的温度敏感性(图 28.16), 这和化学强化机制的预期相符合.

(2) 含有  $\gamma$  相的镍基合金, 错配度小, 界面能低, 起主导作用的将是有序强化, 实验结果表明, 当  $f$  保持一定值时屈服应力和  $r^{\frac{1}{2}}$  成线性关系, 大致符合式(28.20)的预期. 但由于位错可以成对地切过第二相粒子以减少所作的功, 因而实际的屈服应力比式(28.20)估计的要低一些.

(3) 含有一定错配度的球形粒子的合金, 如铜钴合金、铝锌合金等, 共格应力场可能是强化的主要因素. 铜钴合金在低温的屈服应力反而小于室温的, 这种反常现象的根源是在低温错配度减小了, 因而降低了它的屈服应力, 表明是粒子的应力场在起作用. 但用式(28.23)来计算它的屈服强度, 只有实验值的一半.

综上所述, 我们对于沉淀强化的基本轮廓已经有所了解, 我们可以对时效合金在时效过程中强度的变化给出如下解释: 最初合金的强度相当于过饱和固溶体, 开始阶段的沉淀相和基质共格, 而且尺寸很小, 因而位错可以切过沉淀相, 而且对温度也比较敏感, 在此阶段屈服应力决定于切过沉淀相所需要的应力, 包括共格应



力、沉淀相的内部结构和相界面的效应等。当沉淀相体积含量  $f$  增加,在有些情况下内部结构和界面结构都发生变化( $\gamma$  变大),切割粒子所需要的应力加大了。终于,位错绕过粒子所需应力会小于切割粒子,从此以后奥罗万机制起作用,屈服应力将随粒子间距的增加而减少,这可以解释时效后期屈服强度随时效时间加长而降低的现象。同时,粒子附近位错密度的增加引起加工硬化系数的增大。

下面我们联系获得高强度合金的实际问题作一些讨论。首先是获得大的体积含量的沉淀相的问题。一般情况下,如果其他条件一样,沉淀相的体积含量  $f$  愈大则强度愈高。许多实用合金的例子可以说明这一点:Cu-Be 合金和一些镍基合金具有较高的  $f$  值,前者的强度可达到 1000MPa ( $\sim E/100$ ),后者可达到 1400MPa ( $\sim E/150$ ),这是沉淀强化合金的突出例子。 $f$  值大的合金要求高温的固溶度大,通常这可以从相图上看出来。另外,利用马氏体相变以获得过饱和的固溶度也是一种很有效的办法:传统的马氏体钢中的碳化物沉淀强化的效应提供了一个典型的例子。近年来钛基合金及马氏体时效钢(maraging steel)中金属间化合物的沉淀也都应用了这种效应。还有一些尝试,直接将液相合金(在液相中元素多半能够互溶)淬火,使得一些固溶度极小的共晶合金也能获得高度弥散的过饱和固溶体<sup>[74]</sup>,这可能为解决这个问题开辟一条新的途径。

其次是第二相粒子的弥散度的问题,应该获得尽可能高的弥散度。因为形成脱溶区或部分共格的中间沉淀相是获得高强度合金的有利条件。一般说来,平衡沉淀相和基质不共格,界面能比较高,因而成核的临界尺寸很大,晶粒成长的驱动力也大,不易获得高度弥散的粒子。

影响强度的另一因素就是第二相粒子对位错的阻力。大的错配度引起强的内应力场,对强化有利;界面能高或反相畴界能高,也对强化有利,这些都是发展沉淀硬化合金系统所需要考虑的因素。另外一种办法就是直接采用高键合强度的第二相粒子使位错

不易切割,弥散强化合金多半采用  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ThO}_2$  这类高硬度的粒子获得强化的效应。

上面提出的三个影响强化的因素,相互之间也存在矛盾.例如,弥散强化合金中第二相的强度特别高,但是由于制备工艺条件的限制,弥散度就差一些,因而室温强度并不能超过沉淀强化的合金,但由于热稳定性好,在高温使用才现示出其优越性.又如二元合金中,高键合能的沉淀相又是和大的固溶度不相容的.一种可能解决问题的办法是利用三元系合金.在三元系中常能发现,当两种元素单独在基体中出现时,具有较大的固溶度,但并存时,可以形成稳定的沉淀相,Al-Zn-Mg 及 Al-Mg-Si 就是很好的例子。

通过高温淬火或高能粒子的辐照,可以在试样中形成过饱和的点缺陷及其集团,这也引起硬化的效应.在许多方面,这和固溶及沉淀硬化有相似之处,这里就不细加讨论<sup>[75~79]</sup>。

## § 28.7 两相合金加工硬化的理论

§ 28.6 中所述的实验结果表明,第二相粒子对加工硬化的影响和粒子本身是否发生范性形变有关:能够形变的粒子对加工硬化影响不大;而不能形变的硬粒子,对于加工硬化有深远的影响.下面着重讨论不能形变的硬粒子对加工硬化的影响<sup>[80,81]</sup>.当晶体屈服以后,位错按照奥罗万机制绕过第二相粒子,留下位错圈套在粒子上.随着应变的增大,粒子上套的位错圈数也要增加,这样的位错圈将在粒子周围产生较大的切应力.因此,形变超过一定限度(应变约 1%)后,这些位错圈就不稳定了,它可以在粒子周围基质内广泛地引起范性形变,产生许多棱柱位错圈来松弛硬粒子周围的弹性畸变(图 28.20 所示照片为铜晶体中  $\text{Al}_2\text{O}_3$  粒子周围的棱柱位错圈组).这些棱柱位错可能是在应力作用下在粒子基质界面上成核的,或是滑移面的位错圈通过交滑移过程转变过来的.由于棱柱位错圈组几乎没有长程应力场,因而是比较稳定的组态,只是随应变  $\gamma$  的增大,棱柱位错的密度  $\rho$  有相应的增加.它的位错密度可以根据应变的协调条件来估计。



图 28.20 铜晶体中  $\text{Al}_2\text{O}_3$  粒子周围的棱柱位错圈组(切应变约 15%).

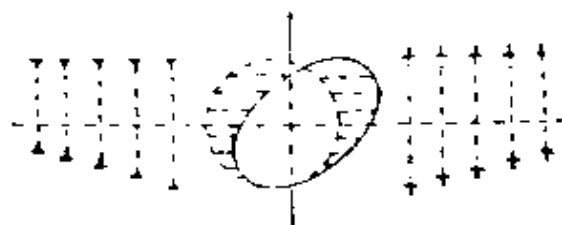


图 28.21 不能形变的硬粒子所产生的棱柱位错圈组(示意图).

设基质中嵌有半径为  $r$ , 体积为  $V_p$  的球形粒子. 当基质作了应变为  $\gamma$  的范性形变时, 如果粒子随基质作  $\gamma$  的应变, 粒子将变为图 28.21 中所示的椭球形. 但是事实上粒子不能形变, 这样就需要在粒子右侧形成一组空位圈将图中的

的划线区域填补起来, 在粒子左侧形成一组填隙原子圈将划线区域吃掉, 使得粒子保持原来的球形. 两侧划线区域的体积各等于  $\frac{1}{2}V_{p\gamma}$  (这个结果可以从假定粒子为正方形来算出). 这样, 每个粒子周围的棱柱圈的总数为(假定棱柱圈的平均半径就等于  $r$ )

$$n = \frac{V_{p\gamma}}{\pi r^2 b} = \frac{4r\gamma}{3b} \quad (28.24)$$

单位体积中的粒子数为  $\frac{f}{\frac{4}{3}\pi r^3}$  ( $f$  为第二相体积分数), 位错圈的平均长度为  $2\pi r$ , 因此协调形变所产生的棱柱圈的位错密度  $\rho_A$  为

$$\rho_A = n \cdot \frac{3f}{4\pi r^3} \cdot 2\pi r = \frac{2f\gamma}{rb}. \quad (28.25)$$

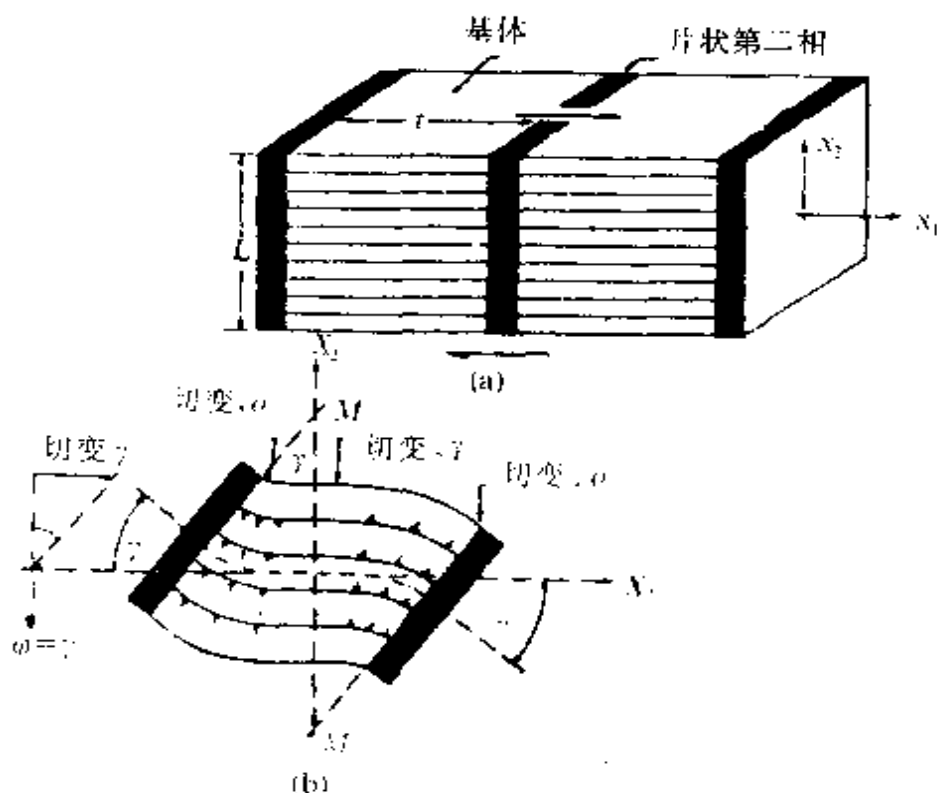


图 28.22 含有片状第二相的合金的范性形变。

(a) 形变前; (b) 作了切变  $\gamma$ 。

我们也可以将此结果推广到非颗粒状的第二组, 例如第二相为间距为  $l$  的硬片 (见图 28.22). 设晶体沿着图中所示的滑移面作切变, 在每一滑移面的中央部分切应变为  $\gamma$ , 但滑移面两端和不能范性形变的硬片粘接在一起, 相应的应变应为零. 这样就形成了滑移面左右两侧正反两个方向的点阵弯曲, 弯曲的半径近似地等于  $R = \frac{l/2}{\gamma}$ , 协调形变所产生的位错密度

$$\rho_A = \frac{2\gamma}{bl}. \quad (28.26)$$

值得注意的是,式(28.26)和式(28.25)在形式上是相似的,只是以 $l$ 代替了 $\frac{r}{f}$ ,因此我们推广到一般的情形.由于不均匀形变协调条件的要求,所产生的位错密度可以表示为

$$\rho_A = \frac{2\gamma}{b\lambda}, \quad (28.27)$$

这里的 $\lambda$ 被称为几何滑移距离,其数值取决于晶体的微观组织,对于球形或方形的粒子, $\lambda = \frac{r}{f}$  ( $r$  为半径或半边长),对于片状的第二相, $\lambda = l$  ( $l$  为层间距).由于晶界在协调形变中所起的作用和第二相有相似之处,式(28.27)也适用于不含第二相的多晶体,只需取 $\lambda = d$  ( $d$  为晶粒度).

晶体在形变过程中位错密度的变化决定了它的加工硬化的性能.两相合金在形变中的位错密度可以分为两部分:一部分是由于协调形变的要求所决定的 $\rho_A$  [可按式(28.27)来计算];另一部分 $\rho_s$  和纯金属单晶体中聚积的位错类似,是位错间交互作用的结果.如果 $\rho_A$  比 $\rho_s$  大得多,我们就可以忽略 $\rho_s$  的效应,根据流变应力与位错密度的平方根的线性关系的式(27.15),可以求得

$$\tau = \tau_0 + C\mu \left( \frac{br}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (28.28)$$

其中 $C$ 为一常数,这样就得到了抛物线型的加工硬化曲线.对于含有颗粒状或片状第二相的合金,实验结果和式(28.28)吻合得很好(参看图28.23).值得注意的是,如果用 $\lambda = d$  代入式(28.28),得到的就是多晶体的霍尔-配奇关系式.

含有不能形变粒子的两相合金的屈服强度决定于粒子的间距 $l$  [参看式(28.15b)],当 $l$  处于 $0.1 \sim 10 \mu\text{m}$  之间时,屈服强度也只不过为 $(\mu/500) \sim (\mu/50000)$ ,因此要进一步缩小粒子间距,提高强度,技术上就遇到困难,不容易走通.但利用两相合金强烈的加工硬化效应,倒是一条发展高强度材料的切实可行的道路.第二相通过产生高密度的协调位错来提高强度,实际上就等于利用了推

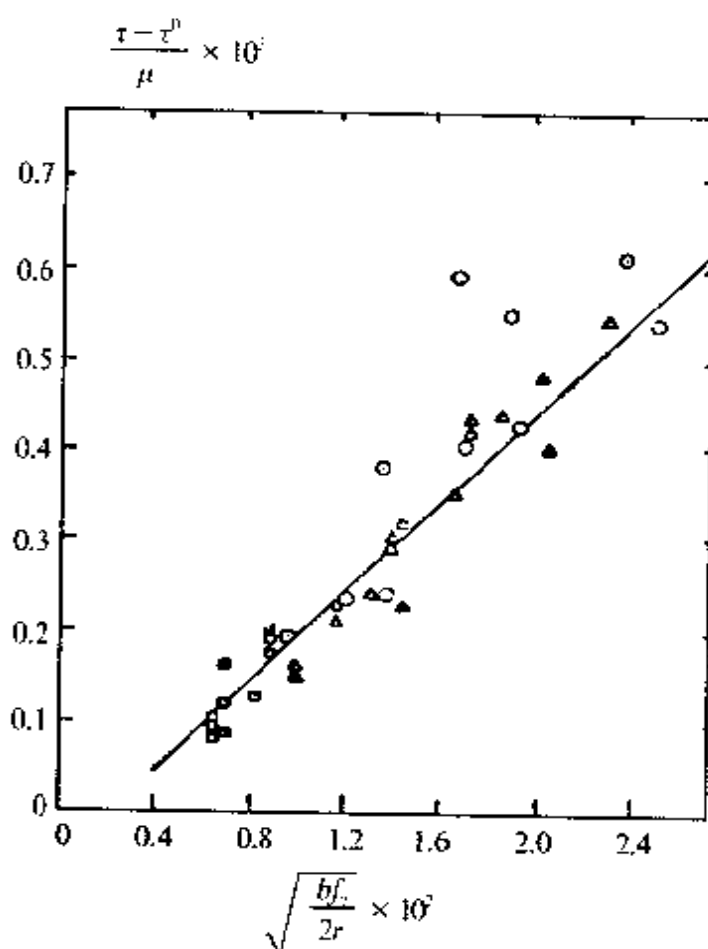


图 28.23 式(28.28)的验证(含有球形  $\text{SiO}_2$  粒子的铜单晶体).

斜率的理论值近似为 0.25; 斜率的实验值为  $0.24 \pm 0.04$ .

### 广的霍尔-配奇关系式

$$\sigma_f = \sigma_i + kd^{-\frac{1}{2}}, \quad (28.29)$$

这里的  $d$  应理解为胞状组织界壁的间距; 第二相所起的作用是获得精细的胞状组织, 并使得高位错密度的胞壁稳定下来. 冷拉钢丝就是一个很好的实例.

图 28.24 示出了几种冷加工钢丝的条件屈服应力  $\sigma_y$  (产生 0.2% 应变的应力) 和真实应变  $\epsilon$  的关系, 表明  $\sigma_y$  与  $\exp(\epsilon/4)$  存在直线关系. 直线的斜率和钢种有关: 纯铁的斜率很小, 珠光体钢斜率就大得多; 而细的珠光体的强化效应特别显著. 这表示珠光体的

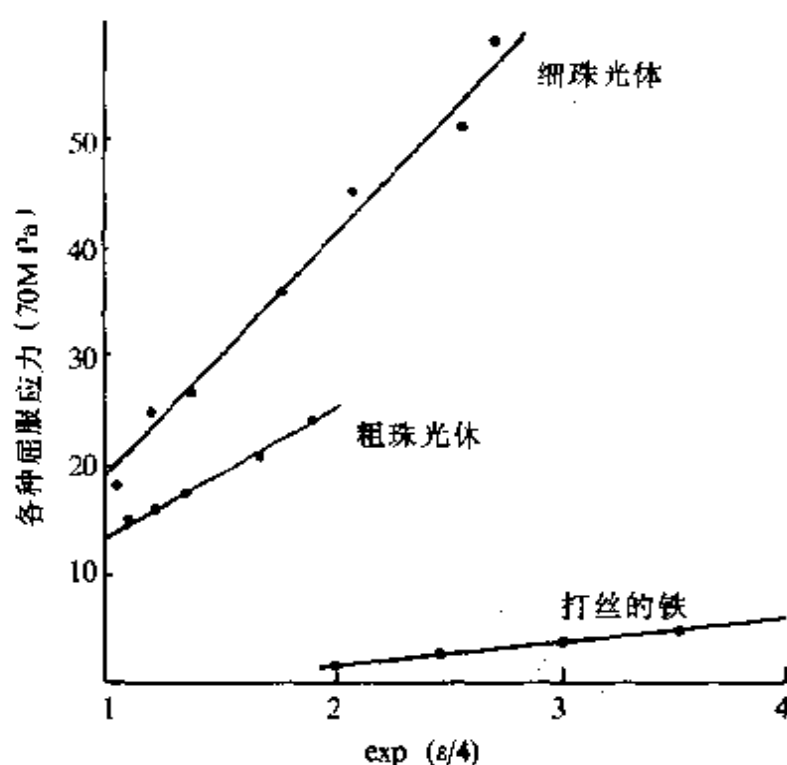


图 28.24 冷加工钢的条件屈服应力(产生 0.2% 应变的应力)与  $\exp(\epsilon/4)$  的关系( $\epsilon$  = 真实应变)。

复相组织(渗碳体的硬片和软的铁素体相交替)加强了加工硬化的效应. 对冷拉钢丝的显微组织的观测, 表明片状珠光体沿拉丝轴排列起来, 出现长条形的胞状组织(参看图 28.25), 而垂直于丝轴方向胞壁的间距  $d$  和珠光体的层间距相当, 随钢丝直径  $D$  的变细而减小, 存在如下的关系:

$$\frac{d_0}{d_\epsilon} = \frac{D_0}{D_\epsilon}, \quad (28.30)$$

这里的脚标“0”表示拉丝前的状态, 脚标  $\epsilon$  表示产生真实应变后的状态, 由于  $\epsilon = 2\ln\left(\frac{D_0}{D_\epsilon}\right)$ , 所以

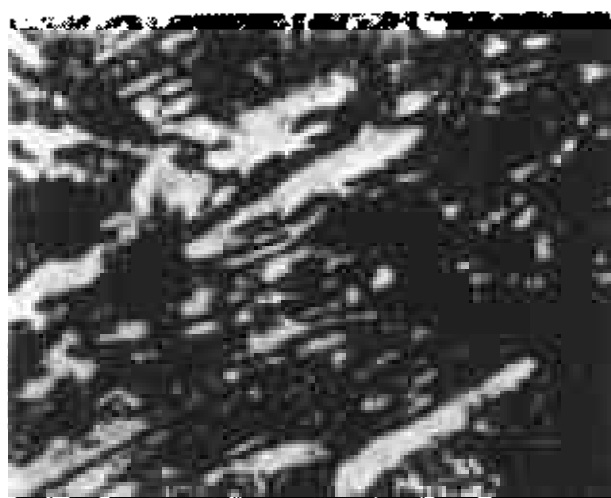
$$\frac{d_0}{d_\epsilon} = \exp\left(\frac{\epsilon}{2}\right). \quad (28.31)$$

代入推广了的霍尔-配奇关系式(28.29), 得到

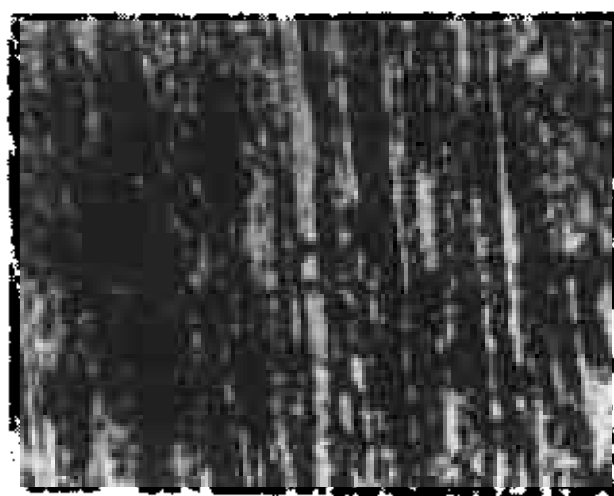
$$\sigma_y = \sigma_i + kd_0^{-\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{\epsilon}{4}\right). \quad (28.32)$$

这就解释了图 28.24 所示的实验结果. 对于珠光体钢  $k$  为一常数, 约等于  $30 \text{ MPa} \cdot \text{mm}^{\frac{1}{2}}$ ; 珠光体原始的层间距  $d_0$  是决定冷拉钢丝强度的一个重要参量. 在实践中通常采用尽可能低的等温转变温度来获得细的层状珠光体 ( $d_0 \sim 70 \text{ nm}$ ).

值得注意, 冷拉钢丝可以获得极其高的强度. 例如含炭 0.9%、锰 0.4%、硅 0.2% 的共析钢, 截面收缩率为 98%, 拉伸强度达到  $4200 \text{ MPa}$ , 约为理论屈服强度的  $1/3$ , 为实用金属材料中强化效果最高的. 它的强度已经接近无位错晶须的强度, 但又和晶须不同, 冷拉钢丝的强度是稳定的, 可以在生产实践中应用 (例如制造钢丝绳等). 冷拉钢丝的这种高强度的显微组织是很有启发性的, 看到的是沿拉伸轴伸长的胞状组织和沿拉伸轴排列起来的片状或丝状的硬第二相. 模拟这种显微组织就过渡到了纤维强化.



(a)



(b)

图 28.25 珠光体钢的电子衍衬像.

(a) 拉丝前 ( $\times 33,600$ );

(b) 拉丝后 ( $\times 49,200$ ).



## 第十一编 参考文献

- [1] Schmid, E., Boas, W., *Kristallplastizität*, Springer (1935); 钱临译, 科学出版社 (1958).
- [2] Elam, C. F., *Distortion in Metal Crystals*, Oxford (1935).
- [3] Cottrell, A. H., *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford (1953); 葛庭燧译, 科学出版社 (1960).
- [4] Seeger, A., *Kristallplastizität*, *Handbuch der Physik VI/1* Springer, (1958); 张鸿图译, 科学出版社 (1962).
- [5] McLean, D., *Mechanical Properties of Metals*, Wiley (1962).
- [6] 晶体缺陷与金属强度(下册), 1960年固体物理理论学习报告汇编, 科学出版社 (1963).
- [7] Seeger, A., *Moderne Probleme der Metallphysik*, Band 1, Springer (1985).
- [8] McClintock, F. A., Argon, A. S., *Mechanical Behavior of Materials*, Addison-Wesley (1965).
- [9] F. R. N. Nabarro (ed.) *Dislocations in Solids*, vol. N, North Holland (1979).
- [10] *The Relation between the Structure and Mechanical Properties in Metals*, N. P. L. Symposium, H. M. Stationary Office (1963).
- [11] 张宏图、陈易之、固体的形变与断裂, 高等教育出版社 (1989).
- [12] Dieter, G., *Mechanical Metallurgy*, McGraw-Hill (1961).
- [13] Berghezan, A., Fourdeux, A., *J. Appl. Phys.*, **30**, 1913 (1959).
- [14] Tsien, L. C. (钱临照), Chow, Y. S. (周如松), *Proc. Roy. Soc.*, **A163**, 912 (1937).
- [15] Andrade, E. N. Da, C. and Chow, Y. S. (周如松), *Proc. Roy. Soc.*, **A175**, 962 (1940).
- [16] Maddin, R. and Chen, N. K. (陈能宽), *Geometrical Aspects of the Plastic Deformation of Metal Single Crystals*, *Progr. Met. Phys.*, **5**, 53 (1954).
- [17] Christian, J. W., 见 *Second International Conference on the Strength of Metals and Alloys*, Conference Proceedings, A. S. M., (1970).
- [18] Hirsch, P. B., *Progr. Met. Phys.*, **6**, 236 (1956).
- [19] Heidenreich, R. G. and Shockley, W., *Report of the Conference on Strength of Solids*, The Physical Society (1948).
- [20] Hirsch, P. B., Patridge, P., Segall, E., *Phil. Mag.*, **4**, 721 (1959).
- [21] Hull, D., *5th International Congress for Electron Microscopy*, Academic Press (1962).

- [22] Bell, R. L. , Cahn, R. W. , *Proc. Roy. Soc.* , **A239**, 494 (1957).
- [23] Thompson, N. , Millard, D. J. *Phil. Mag.* , **43**, 422(1952).
- [24] Venables, J. A. , *Phil. Mag.* , **6**, 379 (1961).
- [25] Fourie, J. T. , Weinberg, F. , Boswell, F. W. C. , *Acta Met.* , 851 (1960)
- [26] Price, *Proc. Roy. Soc.* , **A260**, 251 (1961).
- [27] Ogawa, K. , Maddin, R. , *Acta Met.* , **12**, 713 (1964).
- [28] Dorn, J. E. , Mote, J. D. , *Materials Science Research*, 1, Plenum Press (1963).
- [29] Macherauch, E. , *Z. Metallkde* , **55**, 60 (1964).
- [30] Barrett, C. S. , *Structure of Metals*, McGraw-Hill (1953).
- [31] Wassermann, G. , Grewen, J. , *Texturen-Metallischer Werkstoffe*, Springer (1962).
- [32] Dillamore, I. L. , Roberts, W. T. *Met Rev.* , **10**, 270 (1965).
- [33] Smallman R. E. , Green, D. , *Acta Met.* , **12**, 145 (1964).
- [34] Hibbard, W. R. and Yen, M. K. (顏鳴皋), *Trans. AIME*, **175**, 126 (1948).
- [35] Calnan, E. A. , Clews, C. J. B. , *Phil. Mag.* , **41**, 1085 (1950); **42**, 616, 919 (1951).
- [36] Dillamore, I. L. , Roberts, W. T. , *Acta Met.* , **12**, 281 (1964).
- [37] Kelly, A. , *Strong Solid*, Clarendon Press (1955).
- [38] Mac Millan, N. H. , *J. Mat. Sci.* , **7**, 239 (1972).
- [39] Kelly, A. , Davies, G. J. , *Met. Rev.* , **10**, 1 (1965).
- [40] Johnston, W. G. , *J. Appl. Phys.* , **33**, 2716 (1962).
- [41] Patel, J. R. , Chaudhuri, A. B. , *J. Appl. Phys.* , 2788 (1963).
- [42] Dorn, J. E. , Rajnak, S. , *Trans. AIME*, **230**, 1052 (1964).
- [43] Conrad, H. , *J. Metals*, **16**, 582 (1964).
- [44] Stein, D. F. , Low, J. R. , *J. Appl. Phys.* , **61**, 362 (1960).
- [45] Stein, D. F. , Low, J. R. , Seybolt, A. V. , *Acta Met.* , **11**, 1253 (1963).
- [46] Basinski S. J. , Basinski, Z. S. , in [9].
- [47] D. Kuhlmann-Wilsdorf, *Mat. Sci. Eng.* , **A113**, 1 (1989).
- [48] Livingston, J. D. , *J. Austral. Inst. Met.* , **8**, 15 (1963).
- [49] Basinski, Z. S. , Basinski, S. J. , *Phil. Mag.* , **9**, 51 (1963).
- [50] Hirsch, P. B. , 见[10].
- [51] Seeger, A. , 见[10].
- [52] Thompson, N. , *Z. Metallkde* , **53**, 71 (1962).
- [53] Suits, J. C. , Chalmers, B. , *Acta Met.* , **9**, 854 (1961).
- [54] Hall, E. O. , *Proc. Roy. Soc.* , **B64**, 747 (1951).

- [55] Peteh, N. J. , *Acta Met.* , **12**, 59 (1964).
- [56] Darken, L. S. , *Trans. Aom.* , **12**, 600 (1961).
- [57] Gleiter, H. , *Prog. Mat. Sci.* , **33**, 1 (1990).
- [58] Suryanarayana, C. , *Inter. Mat. Rev.* , **40**(2), 41 (1995).
- [59] Siegel, R. W. , Fougere, G. E. , *Nano Stru. Mat.* , **6**, 205 (1995).
- [60] Haasen, P. , 见[9].
- [61] Suzuki, H. , 见[9].
- [62] Fleisher, R. L. , Hibbard, w. R. , 见[10].
- [63] Haasen, P. , *Z. Metallkde.* , **55**, 55 (1964).
- [64] Fleisher, R. L. , 见 D. Peckner, *The Stengthening of Metals*, Reinhold (1964).
- [65] Cochardt, A. W. , Shoeck, G. , Wiedersich, H. , *Acta Met.* , **3**, 533 (1955).
- [66] Schoeck, G. , Seeger, A. , *Acta Met.* , **3**, 469 (1959).
- [67] Fleisher, R. L. , *Acta Met.* , **9**, 996 (1961).
- [68] Fleisher, R. L. , 见[10].
- [69] Baird, J. D. , Jamieson, A. , 见[10].
- [70] Keb, A. S. , Leslic, W. C. , *Materials Science Research*, **1**. Plenum Press (1963).
- [71] Flinn, P. A. , *The Stengthening of Metals*, Reinhold (1964).
- [72] Kelly, A. , Nicholson, R. B. , *Precipitation Hardening*, *Progr. Mat. Sci.* , **10**, 3, Pergamon Press (1963).
- [73] Fine, M. E. , 见[10].
- [74] Duwez, P. , Willens, R. H. , Klement, W. , *J. Appl. Phys.* , **31**, 1136 (1960).
- [75] Levi, F. A. , *Supplemento Nuovo Cimento* **12**, Series **10**(2) (1959).
- [76] Cottrell, A. H. , et al. , *Other Point Defects in Metals, Alloys*, Inst. Metals (1958).
- [77] Seeger, A. , *Proc. , Geneva Conference of Peaceful Use of Atomic Energy*, **6** (1958).
- [78] Maddin, R. , Cottrell, A. H. , *Phil. Mag.* , **66**, 735 (1955).
- [79] Saada, G. , Washburn, J. , *Proc. International Conference on Crystal Lattice Defects*, **1**, *Phys. Soc. Japan*, 43 (1963).
- [80] Kelly, A. , Nicholson, R. B. , *Strengthening Methods in Crystals*, Elsevier (1971).
- [81] Embury, J. D. , Fisher, R. M. , *Trans. AIME*, **236**, 1252 (1966).

## 第十二编 断裂和高温力学性质

吴希俊 孔庆平

---

### 引 言

断裂和高温力学性质是金属材料在使用过程中遇到的重要实际问题,也是金属物理学研究的重要内容。断裂和高温蠕变现象的研究始于 19 世纪后期和 20 世纪初期。很早就发现金属材料的力学性质对于不同层次的微观结构具有敏感性。研究断裂和高温力学性质的宏观规律及其与微观结构之间的关系,是金属物理学的重要内容之一,近几十年来得到很大发展。

关于断裂的宏观理论,格里菲斯(Griffith A. A.)<sup>[1]</sup>最早研究了裂纹在脆性断裂中的作用,并给出了脆性断裂应力与裂纹长度的关系。但是格里菲斯并未考虑裂纹尖端在外加应力作用下会发生范性形变,因此他的理论适用于完全脆性断裂。在裂纹尖端应力场和裂纹尖端发生小范围屈服的基础上,欧文(Irwin G. R.)<sup>[2]</sup>提出了线弹性断裂理论,并引入了描述材料抵抗断裂的性能的量,称为断裂韧度。线弹性断裂理论适用于高强度和超高强度材料。对这类材料的发展有指导作用。随后,赖斯(Rice J. R.)<sup>[3]</sup>提出了弹塑性理论。目前,线弹性和弹塑性断裂理论已被广泛用于断裂和高温力学性质的研究,并且是金属材料结构件安全设计的基础。关于断裂的微观机制,斯特劳(Stroh A. N.)<sup>[4]</sup>和科特雷耳<sup>[5]</sup>等人在 50 年代提出了延脆转变和裂纹成核的位错机制。70 年代

以后,关于裂纹和位错这两个控制金属断裂的基本缺陷之间相互作用的理论研究,以及裂纹尖端位错分布的研究,有了很大发展<sup>[6~8]</sup>.进而对各种不同断裂现象的微观机制提出了新的解释.随着凝聚态理论和计算技术的发展,关于断裂微观机制的研究逐步深入到了原子和电子的层次.

金属高温力学性质的一个显著特点是,它在高温下发生显著的蠕变.本世纪上半叶,关于金属蠕变的研究主要在宏观规律方面,如蠕变随时间的变化规律,蠕变与温度和应力的经验关系,以及各种冶金因素对蠕变的影响等.其目的主要是为了配制在高温下抗蠕变的合金,和找出由短期数据外推长期数据的方法.50年代以后,人们注意到把微观机制与宏观规律的研究结合起来.对蠕变过程进行了金相、透射电镜、X射线衍射和多种物理方法的观测.在这些实验观测的基础上,形成了一些受到普遍重视的微观理论.其中有莫特(Mott N. F.)<sup>[9]</sup>提出,并为威尔特曼(Weertman J.)<sup>[10]</sup>发展的位错攀移理论,以及纳巴罗和赫润(Nabarro F. R. N.-Herring C.)<sup>[11,12]</sup>提出的扩散蠕变理论.晶界滑动在蠕变中的作用也得到了比较清楚的阐述.70和80年代以后,蠕变研究在以下两方面又有了新的进展.其一是蠕变微观机制的研究进一步深入和扩展,如扩展位错在蠕变中的攀移过程、新型高温材料(如金属间化合物)的蠕变研究等.其二是蠕变研究进一步接近材料的实际使用状态,如蠕变与疲劳交互作用的研究等.

从以上简要的历史回顾中可以看出,断裂和高温力学性质的研究,经历了从宏观到微观、并逐渐进入更深层次的过程.其研究结果不仅丰富了金属物理学的内容,而且对实践起着日益显著的指导作用.

本编包括断裂和高温力学性质两章.在断裂一章中,首先介绍断裂的一般性的宏观理论和微观理论,然后针对几个具体的断裂问题(包括延性断裂、脆性解理断裂、晶间断裂、延性脆性转变和疲劳断裂)的特征和微观机制,作进一步阐述.在高温力学性质一章中,着重阐述高温力学性质的主要问题,即蠕变,包括蠕变的实

验规律、结构变化和微观理论,以及有关的若干实际问题。回复和再结晶与高温力学性质密切相关,本章对它们也进行了介绍。

## 第二十九章 断 裂

### § 29.1 断裂的基本类型

随着材料、温度、应力状态、加载速度的不同,金属的断裂表现出多种类型. 根据断裂前发生范性形变的情况,大体可分为两类:一是延性断裂(ductile fracture),在断裂前试样已经历了大量的范性形变;二是脆性断裂(brittle fracture)在表观上没有明显的范性形变的迹象,只有细致的观测才能在断口发现少量范性形变的痕迹. 早期关于断裂的研究采用圆棒形拉伸试样,测定其应力-应变曲线(图 29.1),曲线下面的面积代表断裂前试样吸收的能量. 延性断裂吸收的能量大,是一种高能量的失效,脆性断裂的应变能很小,是一种低能量的失效.

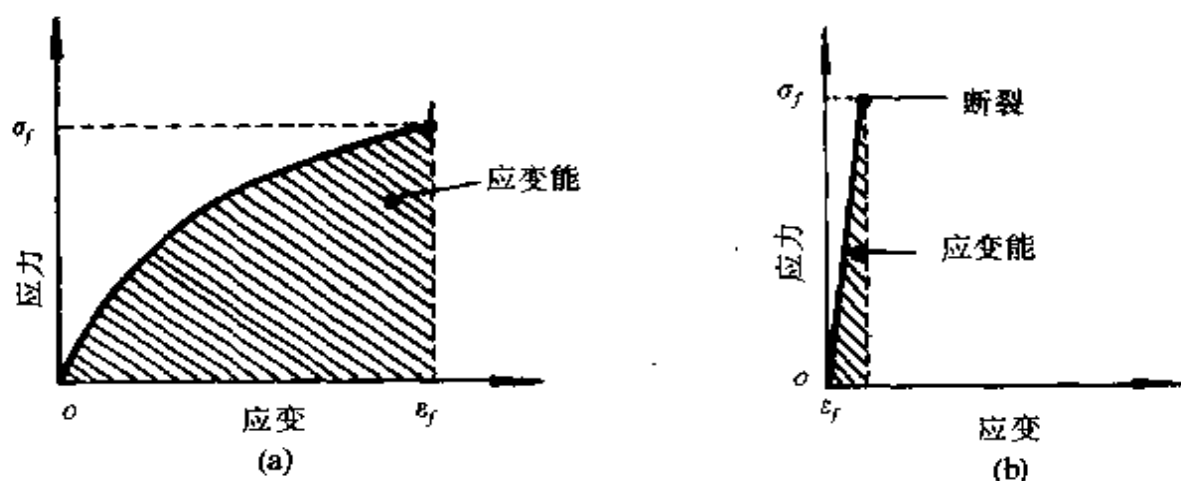


图 29.1 延性断裂(a)和脆性断裂(b)的应力-应变曲线(曲线下面包含的面积为应变能, $\sigma_f$ 和 $\epsilon_f$ 分别为断裂应力和断裂应变)。

拉伸试样断裂后的形状示于图 29.2. 由图可见,完全脆性断裂的断裂面和张应力接近于正交[图 29.2(a)],在单晶试样中表现为沿解理面的解理断裂[图 29.2(a)]. 表 29.1 列出不同金属解

理面的晶体学数据。在多晶试样中可能出现两种情况：一是沿解理面的穿晶断裂，断口上可以看到解理亮面[图 29.2(b)]；二是沿晶界的晶间断裂(断口呈颗粒状)[图 29.2(c)]，后一种情况和晶界上的脆化因素(例如沉淀相的析出或杂质原子的偏聚)有关。密集六角和体心立方金属都会发生脆断的现象，但是面心立方金属在一般的情况下不会发生脆断，除非晶界上存在有脆化因素。

延性断裂也有几种不同的表现形式：一种是切变断裂，例如密集六角金属单晶体沿基面作大量滑移后会发生这样形式的断裂，断裂面就是滑移面[图 29.2(d)]；另一种情况是试样在范性形变后产生缩颈，延性非常好的材料如金和铅，可以拉伸到缩成一点才断开[图 29.2(e)]，对于一般的延性金属，断裂由试样中心开始，然后沿图 29.2(f)所示的曲线断开，形成杯锥断口，杯锥断口的底部断面在低放大倍率下是灰色的，呈纤维状，故亦称为纤维断口。

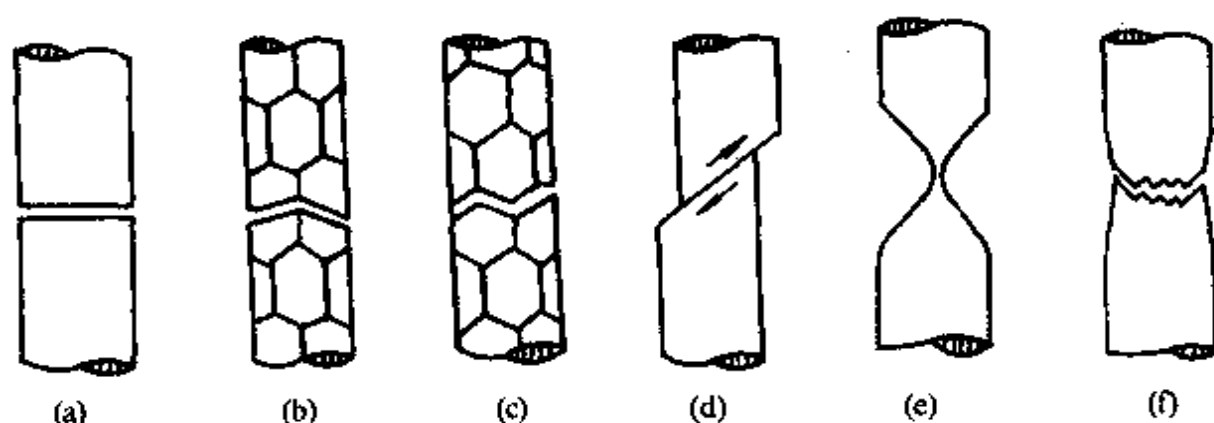


图 29.2 在拉伸试样上观察到的各种断裂类型。(a) 单晶的解理脆性断裂；  
(b) 多晶的解理脆性断裂；(c) 多晶的晶间断裂；(d) 切变断裂；  
(e) 完全延性断裂；(f) 一般延性材料的杯锥状延性断裂。

金属的断裂类型除了与材料本身的化学组成和晶体结构等内在因素有关以外，还与温度、应变速率和环境介质等使用条件有关。在某些情况下表现为延性断裂，在另一种情况下则呈现脆性断裂。例如随使用时的温度降低和应变速率提高，金属材料的断裂由延性转变为脆性。图 29.3 示出温度和应变速率对材料的应力-应变曲线的影响。我们将区分断裂类型所应用的一些名称收



集在表 29.2 中,要注意这些分类不是绝对的,例如断口也可能一部分为纤维状的,而另一部分则是颗粒状的.脆性断裂和延性断裂虽然存在着差别,但有时很难明确划出两者的分界线.另外,在特殊试验条件下的断裂也有专门的名称,例如交变载荷下的断裂称为疲劳断裂,高温蠕变引起的晶间断裂称为蠕变断裂.

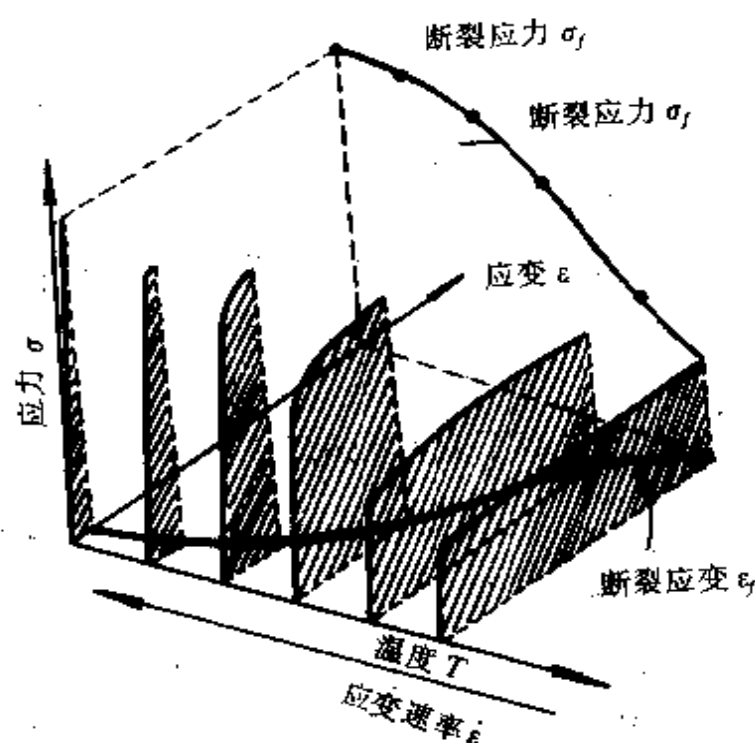


图 29.3 温度  $T$  和应变速率  $\dot{\epsilon}$  对材料的应力-应变曲线的影响.

断裂类型的鉴别主要根据断口(即断裂表面)形貌的分析,近年已发展出一门称为断口学的科学(fractography).断口的观察和分析主要使用扫描电子显微镜和电子显微镜,通过对断口形貌特征的研究及断口上残留物的化学成分分析,可以准确地确定断裂的类型,并可分析产生断裂的原因.这门科学称为失效分析.断裂宏观力学理论的发展已成为结构材料选材和安全设计的基础.关于断裂的专著参看参考文献[13~21].

表 29.1 金属晶体的解理面

晶体结构	材 料	解理面
体心立方	Fe, W, Mo, Cr	(100)
密集六角	Zn, Be	(0001)
六 角	Te	(10 $\bar{1}$ 0)
菱形体心	Bi	(111)
	Sb	(11 $\bar{1}$ )
	As	(111), (110)

表 29.2 金属断裂的分类

分类标准	应用的名词	
断裂前的范性形变	延 性	脆 性
晶体学特征	切 变	解 理
断口的面貌	纤 维	颗粒或亮面

## § 29.2 脆性断裂的格里菲斯理论

(a) 理论断裂强度 完整晶体在正应力作用下沿着某一原子面被拉断时,其断裂强度(称为理论断裂强度)可简单估计如下:设想图 29.4 中被  $mn$  解理面分开的两半晶体其解理面间距为  $d$ ,沿拉力方向发生相对位移  $x$ . 当位移很大时,位移和作用应力的关系就不是线性的. 原子间的交互作用最初是随  $x$  的增加而增大,达到一峰值  $\sigma_m$  后就逐渐下降(见图 29.5),  $\sigma_m$  就是理论断裂强度. 在拉断后产生两个解理断面. 设单位面积表面能用  $\gamma$  表示. 在拉伸过程中,应力所作的功(即图 29.5 中曲线下面的面积),就应等于  $2\gamma$ . 为了近似地求出图 29.5 中曲线下面的面积,用一正弦曲线

$$\sigma = \sigma_m \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (29.1)$$

来代替原有的曲线,这里  $\lambda/4$  为曲线峰值处的  $x$  值,因而

$$2\gamma = \int_0^{\lambda/2} \sigma_m \sin \left( \frac{2\pi x}{\lambda} \right) dx = \frac{\lambda \sigma_m}{\pi}. \quad (29.2)$$

对于无限小的位移,式(29.1)可简化为

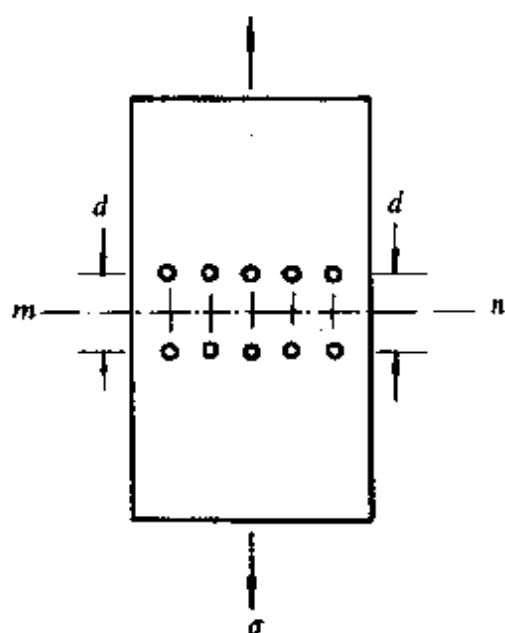


图 29.4 完整晶体拉伸的示意图。  
mn 为断裂面的迹线,  $d$  表示原子面间距。

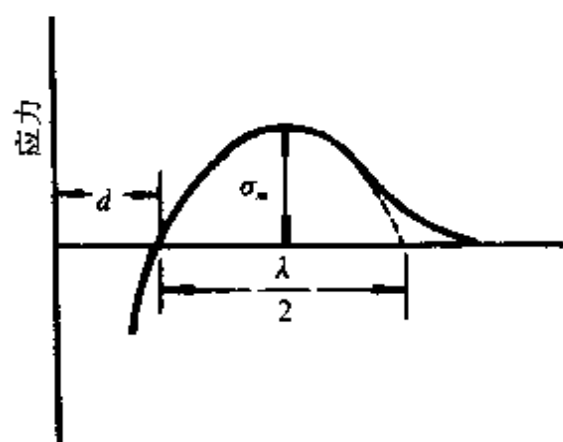


图 29.5 晶体中的内聚力与原子间距的关系。

$$\sigma = \sigma_m \cdot \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (29.3)$$

而根据胡克定律( $E$  为杨氏模量)

$$\sigma = E \frac{x}{d} \quad (29.4)$$

可求得

$$\lambda = \frac{2\pi\sigma_m d}{E} \quad (29.5)$$

代入式(29.2),就得出

$$\sigma_m = \left( \frac{E\gamma}{d} \right)^{1/2}. \quad (29.6)$$

对于铁,  $\gamma \simeq 2000 \text{ erg/cm}$ ,  $E \simeq 2 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ ,  $d \simeq 2.5 \times 10^{-8} \text{ cm}$ , 得出  $\sigma_m \simeq 4 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2 = E/5$ . 对于一般固体,  $\sigma_m$  的数量级为  $E/5 \sim E/10$ , 但实际材料的断裂强度要比这个估计值低得多(只有它的  $1/100 \sim 1/1000$ ), 这是由于存在缺陷的结果. 只有毫无缺陷的晶须才能达到接近于  $\sigma_m$  值的断裂强度.

(b) 格里菲斯的裂纹理论<sup>[1]</sup> 为了解释实际材料的断裂强度和理论强度的差异, 格里菲斯<sup>[1]</sup> 提出这样的设想, 即材料中有微裂纹存在引起应力集中, 使得断裂强度大为下降. 对应于一定尺寸

的裂纹,有一临界应力值  $\sigma_c$ . 当外加应力低于  $\sigma_c$  时,裂纹不能扩大;只有当应力超过  $\sigma_c$  时,裂纹迅速扩大,导致断裂.

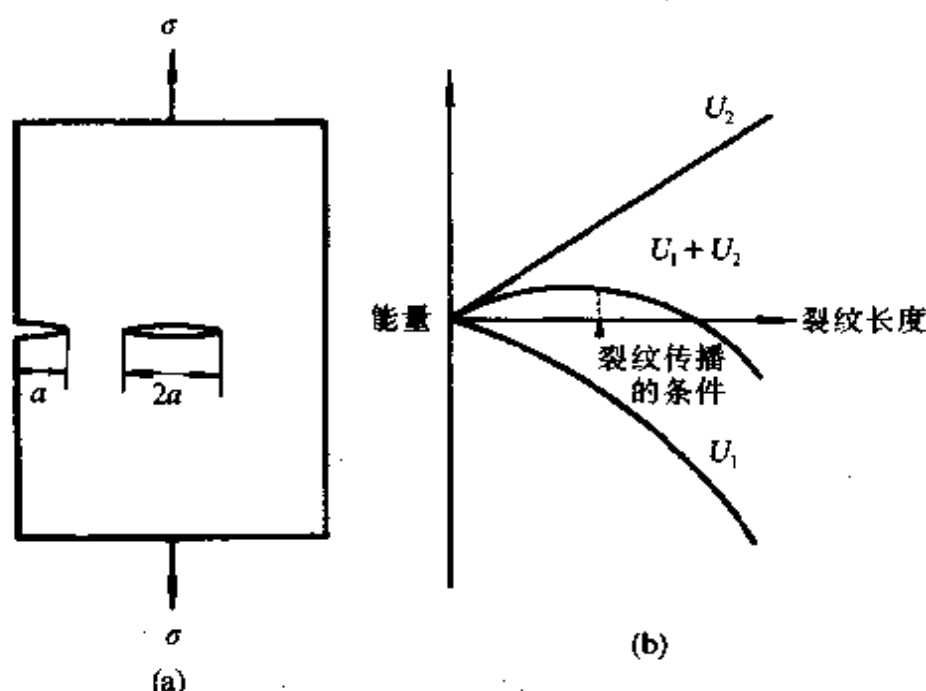


图 29.6 (a) 格里菲斯裂纹的示意图; (b) 裂纹的能量与长度关系的示意图.

设试样为一薄板,中间有一长度为  $2a$  的裂纹(靠近边上长度为  $a$  的裂纹的情况是和它相似的)贯穿其间[图 29.6(a)]. 设板受到均匀张应力  $\sigma$  的作用,它和裂纹面正交. 在裂纹面两侧的应力被松弛掉了(应力比  $\sigma$  低),而在裂纹两端局部地区引起应力集中(应力远超过  $\sigma$ ). 格里菲斯用能量条件导出  $\sigma_c$ ,即裂纹扩展所降低的弹性能恰好足以供给表面能的增加. 裂纹所松弛的弹性能可以近似地看作形成直径为  $2a$  的无应力区域所释放出的能量(单位厚度),在松弛前弹性能密度等于  $\sigma^2/2E$ ,被松弛区域的体积为  $\pi a^2$ ,粗略估计弹性能的改变量等于  $-\pi a^2 \sigma^2/2E$ ,更精确的计算求出的值为粗略估计值的一倍,即

$$U_1 = -\frac{\pi a^2 \sigma^2}{E}. \quad (29.7)$$

裂纹所增加的表面能(单位厚度)为

$$U_2 = 4a\gamma, \quad (29.8)$$

$\gamma$  为单位面积的表面能,  $U_1, U_2$  及  $U_1 + U_2$  和裂纹长度的关系可以用图 29.6(b) 来表示. 如果裂纹的长度对应于能量  $U_1 + U_2$  的极大值, 裂纹就可自发地扩展(这样的过程降低系统的能量), 因而裂

$$\sigma_c nb = 2\gamma. \quad (29.13)$$

结合式(29.11),消去  $nb$ ,就得到数值因素略有差异的格里菲斯公式.

将有裂纹存在的断裂强度式(29.10)和理论断裂强度对比,可求出

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_c} = \left( \frac{a}{d} \right)^{1/2}, \quad (29.14)$$

这个结果也可以这样来理解:裂纹在其两端引起了应力集中,将外加应力放大  $\left( \frac{a}{d} \right)^{1/2}$  倍,使局部地区达到理论强度,而导致断裂.

应用格里菲斯的理论可以说明实际断裂强度和理论强度的差异,只需假定材料中存在一定尺寸的微裂纹,式(29.14)中  $d \approx 2 \times 10^{-8} \text{cm}$ ,  $a$  为  $2 \times 10^{-4} \text{cm}$  的裂纹即可使断裂强度降为理论值的百分之一.一般脆性材料,如玻璃、硅、锗等,由于少量夹杂物和表面损伤,都含有微裂纹.钱临照等<sup>[24]</sup>用钠蒸气缀饰法显示出玻璃的表面上的确存在这样尺度的微裂纹,证实了格里菲斯理论的预测.如果用氢氟酸将损伤的表面层去除后,断裂强度就大为提高.岩盐晶体的脆性也和表面损伤有关,约飞(Иоффе, А. Ф.)<sup>[25]</sup>将晶体浸在温水中溶掉其表面层来进行试验,也发现断裂强度从  $0.5 \text{kg/mm}^2$  提高到  $160 \text{kg/mm}^2$ .

微裂纹的数量不必很多,有一个合适的微裂纹就能导致断裂,这可以说明试样尺寸对于断裂强度的影响.有人研究了不同尺寸锗晶体的强度<sup>[26]</sup>,试样都从大块晶体中割出,并进行化学抛光,当试样直径接近于  $1 \mu\text{m}$  时,强度就接近于理论值  $\sigma_m$ . 将在临界尺寸范围内断开的两半试样再进行试验,强度就比原来要高.这个结果表明原来的试样中只包含一个满足格里菲斯判据的裂纹.

下述的实验事实也支持表面能是决定断裂强度的一个关键因素.有一些表面活性介质可以降低固体的表面能,从而使固体的断裂强度下降<sup>[27]</sup>.这个效应已经在生产中得到了应用,即利用表面活性剂来提高对岩石钻孔的效率.

(c) 格里菲斯公式的修正 至于格里菲斯理论是否适用于金属材料的脆断问题, 还需要作进一步探讨. 的确, 有不少冶金过程可以在金属中形成微裂纹, 例如冷热加工, 夹杂物与第二相处的应力集中, 表面损伤和缺口等. 但严格说来, 金属中不存在纯粹的脆性断裂. 一些表观上看来是脆性断裂, 实质上是半脆性断裂, 因为其裂纹的成核和传播过程还是和局部区域的范性形变息息相关的. 由于格里菲斯理论没有考虑范性形变的问题, 因此对它需要作适当的修正和补充, 才能说明金属中的问题.

奥罗万(Orowan)<sup>[28]</sup>首先提出裂纹扩展时, 裂纹尖端由于应力集中, 裂尖局部区域内会发生范性形变. 范性形变所消耗的能量成为裂纹扩展所消耗的能量的一部分. 因此他提出格里菲斯公式中的表面能除了包括弹性表面能之外, 还应当包括裂尖发生范性形变之消耗的塑性功  $\gamma_p$ , 因此式(29.11a)应当修正为

$$\sigma = \left[ \frac{2E(\gamma_e + \gamma_p)}{\pi a} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (29.15)$$

实验表明, 许多金属的  $\gamma_p$  比  $\gamma_e$  大得多, 有的要大  $10^3$  倍, 因此金属的断裂强度要高得多.

欧文<sup>[29]</sup>提出用能量释放率  $G$  描述裂纹扩展单位长度时裂纹表面能量的增量

$$G = \frac{\partial U}{\partial a}, \quad (29.16)$$

并提出

$$G = (\gamma_e + \gamma_p). \quad (29.17)$$

因此将格里菲斯公式和奥罗万公式统一为

$$\sigma = \begin{cases} (EG/\pi a)^{1/2}, & \text{平面应力,} \\ [EG/\pi a(1 - \nu^2)]^{1/2}, & \text{平面应变.} \end{cases} \quad (29.18)$$

### § 29.3 裂纹的弹性场

格里菲斯脆性断裂强度理论的提出使人们认识了裂纹在材料脆性断裂中的重要作用, 此后关于裂纹的研究受到重视. 奥罗万

提出断裂强度应当包括裂纹尖端范性功的贡献,但是裂纹尖端的范性形变十分复杂,因此范性功的计算至今仍未解决. 为了研究裂纹尖端的范性形变,必须首先研究裂纹的应力场. 这方面的研究得到较好发展的是裂纹尖端弹性应力场. 在线性弹性理论的基础上,对裂纹应力场的研究发展出一门称之为线弹性断裂力学的理论. 本节介绍该理论的主要结果,包括裂纹尖端的应力和位移分布,裂纹尖端发生范性形变的区域(称为裂尖范性区)的尺寸和形状,发生范性区以后裂尖的钝化,以及裂尖应力强度的描述.

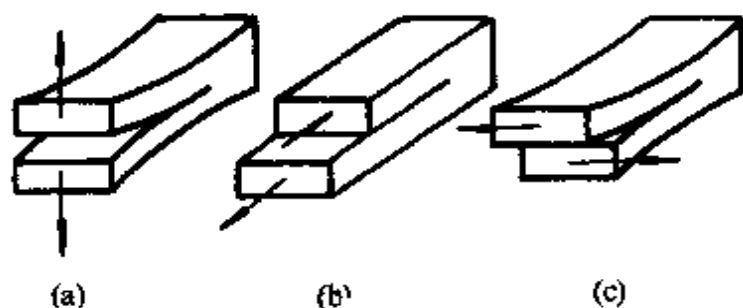


图 29.8 三种裂纹类型,(a) I 型(张开型);(b) II 型(滑开型)和  
(c) III 型(撕开型、或称剪切型).



应力平衡方程求解。为此要寻找满足双调和方程和边界条件的应力函数  $x$

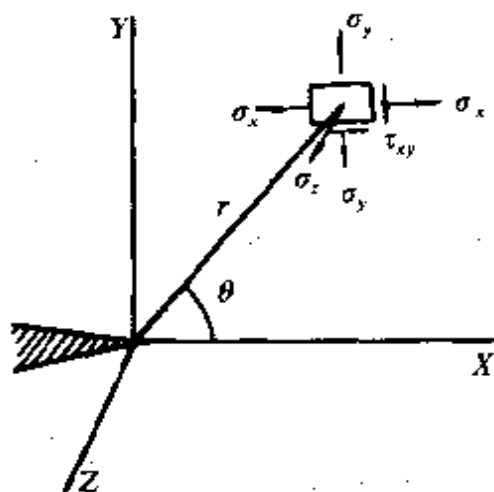


图 29.9 裂纹顶端附近的局部坐标系和应力分布。

$$\nabla^4 x = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) x = 0. \quad (29.19)$$

在裂纹体中引入坐标(图 29.9), ( $Z$  轴垂直于纸面)边界条件为

当  $z \rightarrow \infty$  时, 则

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma, \\ \sigma_{xy} = 0 \text{ (张开型)}. \end{cases} \quad (29.20)$$

应用魏斯特加特 (Westergaard)<sup>[30]</sup> 提出的满足双调和方程的应力函数

$$x = \operatorname{Re} \bar{Z} + y \operatorname{Im} \bar{Z}, \quad (29.21)$$

式中

$$\bar{Z} = \frac{d\bar{Z}}{dz}, \quad Z = \frac{dZ}{dz}, \quad Z' = \frac{dZ}{dz},$$

$$Z = f(z) = \frac{\sigma z}{[(z+a)(z-a)]^{1/2}}.$$

式(29.21)中的  $\operatorname{Re}$  和  $\operatorname{Im}$  分别为复变函数的实部和虚部。由弹性理论第一卷附录 7.1, 各应力分量为应力函数  $x$  的二阶偏微商

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 x}{\partial x^2}, \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 x}{\partial x \partial y}, \sigma_{yy} = \frac{\partial x}{\partial y^2}. \quad (29.22)$$

下面求解式(29.22). 由式(29.21)得

$$\frac{\partial x}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}(\operatorname{Re} \bar{Z}) + \operatorname{Im} \bar{Z} + y \frac{\partial}{\partial y}(\operatorname{Im} \bar{Z}). \quad (29.23)$$

由柯西-黎曼关系

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{Re} f(z) = \frac{\partial}{\partial y} \operatorname{Im} f(z), \\ \frac{\partial}{\partial y} \operatorname{Re} f(z) = -\frac{\partial}{\partial x} \operatorname{Im} f(z). \end{cases}$$

可将式(29.23)简化为

$$\frac{\partial x}{\partial y} = y \operatorname{Re} Z,$$

进而可得

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\partial^2 x}{\partial x^2} = \operatorname{Re} Z - y \operatorname{Im} z', \\ \sigma_{yy} &= \operatorname{Re} Z + y \operatorname{Im} z', \\ \sigma_{xy} &= -y \operatorname{Re} z'. \end{aligned} \right\} \quad (29.24)$$

下面证明对于平面应变情形式(29.24)中各应力分量满足边界条件(29.20). 平面应变情形  $Z$  方向的位移分量应为零,  $U_z = 0$ , 因此  $Z$  方向的应变为零, 即  $\epsilon_{zz} = 0$ , 而且  $\epsilon_{yx} = \epsilon_{xy} = 0$ . 另一方面, 各应力分量还满足附录 7.1 中式(7.282)的关系

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0, \\ \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}). \end{cases} \quad (7.282)$$

注意式(29.21), 当  $z \rightarrow \infty$  时,  $z \pm a \rightarrow z$ , 此时  $z \rightarrow \sigma, z' = 0$ , 因此由式(29.24)可得

$$\sigma_{xx} = \sigma, \sigma_{yy} = \sigma, \sigma_{xy} = 0,$$

亦即边界条件式(29.20)得到满足.

下面进一步求解式(29.24)中各应力分量与裂纹尖端球坐标  $r$  和  $\theta$  之间的关系. 引入变量.

$$\zeta = re^{i\theta} = (x - a) + iy. \quad (29.25)$$

在很靠近裂纹尖端处

$$\zeta = z - a. \quad (29.26)$$

当  $|\zeta| \rightarrow 0$  时, 有  $z + a = 2a$  和  $z - a = \zeta$ , 代入式(29.21)得

$$z = \frac{\sigma a}{\sqrt{2a\zeta}} = \sigma \sqrt{\frac{a}{2}} \zeta^{-1/2}. \quad (29.27)$$

应用式(29.25), 可得

$$z = \sigma \sqrt{\frac{a}{2}} (\cos\theta - i\sin\theta). \quad (29.28)$$

将式(29.28)中  $z$  函数的实部  $\operatorname{Re} z$  和虚部  $\operatorname{Im} z$  代入式(29.24), 并引入参量(对于 I 型断裂)

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a}, \quad (29.29)$$

则可得 I 型裂纹尖端各应力和位移分量如下:

$$\left. \begin{matrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{1/2}} \cdot \begin{cases} (\cos\theta/2)[1 - \sin(\theta/2)\sin(3\theta/2)], \\ (\cos\theta/2)[1 + \sin(\theta/2)\sin(3\theta/2)], \\ \sin(\theta/2)\cos(\theta/2)\cos(3\theta/2); \end{cases}$$

$$\left. \begin{matrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{1/2}} \cdot \begin{cases} (\cos\theta/2)[1 + \sin^2(\theta/2)], \\ \cos^3(\theta/2), \\ \sin(\theta/2)\cos^2(\theta/2); \end{cases}$$

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = \nu(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}),$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sigma_{rz} = \sigma_{\theta z} = 0, \quad (29.30)$$

$$u_z = -(\nu''z/E)(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) - (\nu''z/E)(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta});$$

$$\left. \begin{matrix} u_x \\ u_y \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{2E} \left( \frac{r}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \begin{cases} (1 + \nu)[(2k - 1)\cos(\theta/2) - \cos(3\theta/2)], \\ (1 + \nu)[(2k + 1)\sin(\theta/2) - \sin(3\theta/2)]; \end{cases}$$

$$\left. \begin{matrix} u_r \\ u_\theta \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{2E} \left( \frac{r}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \begin{cases} (1+\nu)[(2k-1)\cos(\theta/2) - \cos(3\theta/2)], \\ (1+\nu)[-(2k+1)\sin(\theta/2) + \sin(3\theta/2)]. \end{cases}$$

同理,引入 I 型和 II 型裂纹相应的参量

$$K_I = s \sqrt{\pi a}, \quad K_{II} = \tau \sqrt{\pi a}, \quad (29.31)$$

式中  $s$  和  $\tau$  为切应力,则可得 I 型裂纹尖端的应力和位移分量如下:

$$\left. \begin{matrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{1/2}} \cdot \begin{cases} -(\sin\theta/2)[2 + \cos(\theta/2)\cos(3\theta/2)], \\ \sin(\theta/2)\cos(\theta/2)\cos(3\theta/2), \\ (\cos\theta/2)[1 - \sin(\theta/2)\sin(3\theta/2)]; \end{cases}$$

$$\left. \begin{matrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{1/2}} \cdot \begin{cases} (\sin\theta/2)[1 - 3\sin^2(\theta/2)], \\ -3\sin(\theta/2)\cos^2(\theta/2), \\ (\cos\theta/2)[1 - 3\sin^2(\theta/2)]; \end{cases}$$

$$\sigma_{xx} = \nu'(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = \nu'(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}),$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{rz} = \sigma_{\theta z} = 0; \quad (29.32)$$

$$u_z = -(\nu'z/E)(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = -(\nu'z/E)(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}).$$

$$\left. \begin{matrix} u_x \\ u_y \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{2E} \left( \frac{r}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \begin{cases} (1-\nu)[(2k+3)\sin(\theta/2) + \sin(3\theta/2)], \\ -(1+\nu)[(2k-3)\cos(\theta/2) + \cos(3\theta/2)]; \end{cases}$$

$$\left. \begin{matrix} u_r \\ u_\theta \end{matrix} \right\} = \frac{K_I}{2E} \left( \frac{r}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \begin{cases} (1+\nu)[-(2k-1)\sin(\theta/2) + 3\sin(3\theta/2)], \\ (1+\nu)[-(2k+1)\cos(\theta/2) + 3\cos(3\theta/2)]. \end{cases}$$

II 型裂纹尖端应力和位移分量为

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{xz} = 0, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{r\theta} = 0;$$

$$\left. \begin{matrix} \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{matrix} \right\} = \frac{K_{II}}{(2\pi r)^{1/2}} \cdot \begin{cases} -\sin(\theta/2), \\ \cos(\theta/2); \end{cases} \quad (29.33)$$

$$\left. \begin{matrix} \sigma_{rz} \\ \sigma_{\theta z} \end{matrix} \right\} = \frac{K_{II}}{(2\pi r)^{1/2}} \cdot \begin{cases} \sin(\theta/2), \\ \cos(\theta/2); \end{cases}$$

$$u_z = (K_{II}/2E)(r/2\pi)^{1/2}[2(1+\nu)\sin(\theta/2)],$$

$$u_x = u_y = u_r = u_\theta = 0.$$

式(29.30), (29.32)和式(29.33)中的系数为

$$k = \frac{(3 - \nu)}{(1 + \nu)}, \quad \nu' = 0, \quad \nu'' = \nu \quad (\text{平面应变}), \quad (29.34)$$

$$k = (3 - 4\nu), \quad \nu' = \nu, \quad \nu'' = 0 \quad (\text{平面应力}).$$

由式(29.30)至式(29.33)可以看出, 裂纹尖端各应力分量均正比于参量  $K_I, K_{II}$  和  $K_{III}$ , 这些参量仅与外加正应力(或切应力)和裂纹长度有关, 称为应力强度因子. 裂纹尖端的应力场由应力强度因子单值决定, 而且具有  $r^{-\frac{1}{2}}$  奇异性.

(b) 应力强度因子与格里菲斯断裂强度的关系 考虑无限大薄板中存在一个长度为  $2a$  的格里菲斯裂纹. 设在外力作用下, 裂纹两端各扩展  $\Delta a$ . 下面计算裂纹扩展所释放的弹性能. 裂纹扩展过程中  $\Delta a$  内  $x$  点在  $Y$  方向(外力方向)发生的位移可以由式(29.30)求得, 将  $r = (\Delta a - x)$  和  $\theta = \pi$  代入, 得

$$u_y = \frac{2K_I}{\mu} \sqrt{\frac{\Delta a - x}{2\pi}} (1 - \nu). \quad (29.35)$$

由胡克定律, 裂纹扩展( $2\Delta a$ )所需的弹性能为

$$4 \int_0^{\Delta a} \frac{\sigma_{yy}}{2} u_y dx,$$

式中

$\sigma_{yy} = K_I / \sqrt{2\pi x}$ , 应用积分分式

$$\int_0^{\Delta a} \sqrt{\frac{\Delta a - x}{x}} dx = \frac{\pi \cdot \Delta a}{2}$$

可得

$$4 \int_0^{\Delta a} \frac{\sigma_{yy} u_y}{2} dx = \frac{2(1 - \nu^2) K_I^2}{E} \Delta a. \quad (29.36)$$

裂纹扩展过程中表面能的增加为  $4\gamma\Delta a$ . 略去热效应, 裂纹扩展的条件是释放的弹性能等于表面能的增加, 由此求得裂纹扩展时的临界应力强度因子  $K_{Ic}$  为

$$K_{Ic} = \sqrt{\frac{2\gamma E}{1 - \nu^2}}. \quad (29.37)$$

将式(29.37)代入式(29.29)可求得脆性断裂强度为

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a(1-\nu^2)}} = \frac{K_{Ic}}{\sqrt{\pi a}}. \quad (29.38)$$

上式给出格里菲斯脆性断裂强度与应力强度因子  $K_{Ic}$  的关系, 表明当外加应力达到临界值  $\sigma_c$  时, 裂纹开始失稳扩展, 此时应力强度因子  $K_I$  也达到临界值  $K_{Ic}$ . 因此, 在线弹性断裂情形, 裂纹发生失稳扩展的条件, 也即断裂判据如下: 对于平面应变情形, 有

$$K_I = K_{Ic}, \text{ 或 } \sigma_c = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a(1-\nu^2)}}. \quad (29.39)$$

同理, 对于平面应力情形, 有

$$K_I = K_c \text{ 或 } \sigma_c = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a}}. \quad (29.40)$$

$K_{Ic}$  和  $K_c$  表示裂纹发生失稳扩展时的临界值, 是材料抵抗裂纹扩展的性能的一种度量, 称为材料的断裂韧度 (fracture toughness)<sup>[2]</sup>.

线弹性脆性断裂是由于弹性能的释放. 根据欧文<sup>[29]</sup>定义的弹性能释放率 (亦即裂纹边缘扩展单位面积所释放的弹性能) 为裂纹扩展力, 可以证明, 对于 I 型平面应变裂纹, 作用于裂纹尖端的裂纹扩展力为  $G_I$

$$G_I = \frac{K_I^2(1-\nu^2)}{E}. \quad (29.41)$$

裂纹开始失稳扩展时,  $K_I$  达到  $K_{Ic}$ ,  $G_I$  达到临界值  $G_{Ic}$

$$G_{Ic} = \frac{K_{Ic}^2(1-\nu^2)}{E}. \quad (29.42)$$

对于平面应力情形, 则

$$G_I = \frac{K_I^2}{E}, \quad G_c = \frac{K_c^2}{E}. \quad (29.43)$$

(c) 裂纹尖端范性区 前面关于裂纹尖端应力场的分析未考虑到裂纹尖端在外加应力作用下会发生范性形变, 适用于完全脆性断裂的材料, 如玻璃等. 但是大多数实际金属材料在外力作用下裂纹尖端会由于屈服而发生范性形变, 并通过范性形变弛豫应

力,引起裂纹尖端应力场发生变化. 裂尖范性变形区域称为范性区(plastic zone). 当范性区的尺寸比裂纹的尺寸小得多时,称为小范围屈服. 前述的线弹性断裂力学理论加以适当修正可以适用于小范围屈服情形. 下面讨论范性区的大小,及其对应力强度因子和裂纹扩展力的影响.

对于 I 型断裂,式(29.30)给出了平行于 X, Y 和 Z 轴的应力分量,代入下式:

$$\begin{vmatrix} \sigma - \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma - \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma - \sigma_{zz} \end{vmatrix} = 0, \quad (29.44)$$

可求出平行于 xy 平面的两个主应力  $\sigma_1$  和  $\sigma_2$  以及垂直于 xy 平面的主应力  $\sigma_3$

$$\left. \begin{matrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{matrix} \right\} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \theta \cdot \begin{cases} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2}\right), \\ \left(1 - \sin \frac{\theta}{2}\right), \end{cases} \quad (29.45)$$

$$\sigma_3 = \sigma_{zz}.$$

对于平面应力状态,各应力分量与屈服应力  $\sigma_{ys}$  之间满足冯-密塞斯(Von-Mises)判据

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \geq 2\sigma_{ys}^2. \quad (29.46)$$

对于平面应力状态,  $\sigma_3 = \sigma_{zz} = 0$ . 将式(29.45)代入上式,可求得范性区的极坐标  $r$  为

$$r \leq \frac{K_1^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \cdot \left(1 + 3 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)}{2\pi \sigma_{ys}^2}. \quad (29.47)$$

图 29.10 示出  $r \cdot 2\pi \sigma_{ys}^2 / K_1^2$  随  $\theta$  的变化状况. 当  $\theta = 0$  时,范性区在 X 轴上的宽度为

$$r_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{K_1}{\sigma_{ys}}\right)^2, \quad (29.48)$$

$r_0$  称为平面应力情形范性区的特征尺寸. 对于平面应变情形,  $\sigma_3$  不等于零,由式(29.30),和

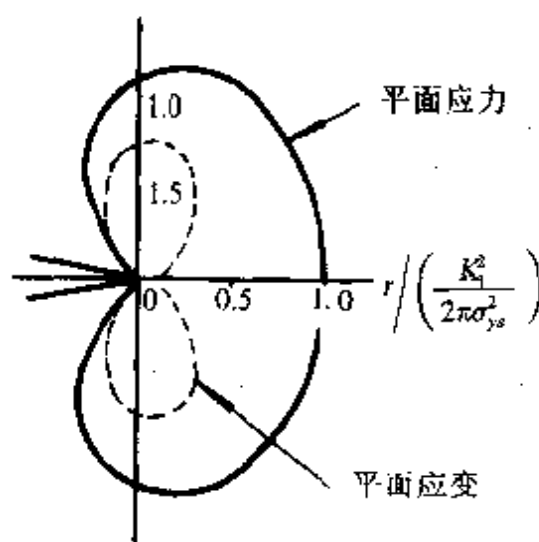


图 29.10 裂纹尖端范性区边界。

$$\sigma_3 = \sigma_{zz} = \nu(\sigma_1 + \sigma_2),$$

可得

$$\sigma_3 = \frac{2K_I \nu \cos \frac{\theta}{2}}{\sqrt{2\pi r}}, \quad (29.49)$$

代入冯-密塞斯判据得范性区的极坐标方程为

$$r \leq \frac{K_I^2 [2(1-2\nu)^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{3}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2}]}{4\pi\sigma_{ys}^2}. \quad (29.50)$$

由  $\theta=0$  可求得范性区在  $X$  轴上的宽度(亦即范性区的特征尺寸)为

$$r_0 = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2 (1-2\nu)^2. \quad (29.51)$$

对于一般材料,  $\nu=0.3$ , 因此与平面应力范性区的尺寸相比较, 平面应变范性区的特征尺寸要小得多。图 29.10 示出平面应力和平面应变两种情形的范性区的形状和边界。

上面的推导没有考虑范性区内发生的范性形变所引起的应力弛豫。欧文<sup>[29]</sup>考虑了范性区内的应力弛豫后, 指出范性区尺寸应当增大一倍, 对于平面应力状态(29.48)应当改为



$$r_0 = \frac{1}{\pi} \left( \frac{K_1}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (29.52)$$

对于平面应变状态

$$r_0 = \frac{1-\nu^2}{\pi} \left( \frac{K_1}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (29.53)$$

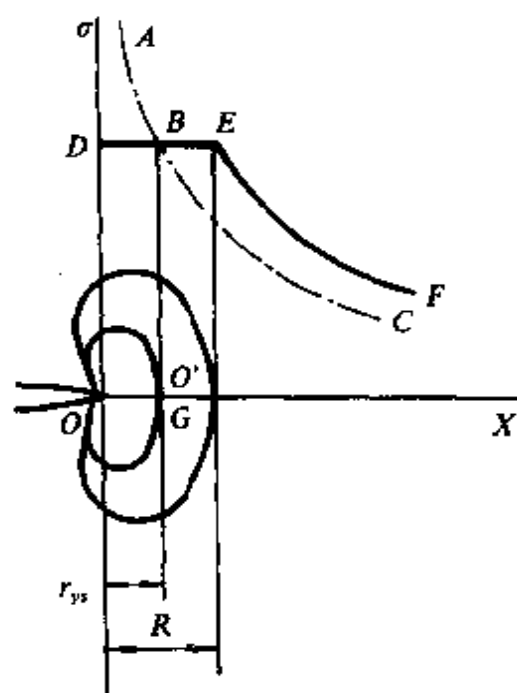


图 29.11 裂纹尖端由于屈服而产生的应力松弛。

裂纹尖端发生范性变形会引起裂尖应力弛豫。图 29.11 中 ABC 线为裂尖未发生屈服时的应力分布, 当  $r \rightarrow 0$  时, 应力趋于无穷大。考虑裂尖屈服而发生的范性变形后, 应力分布如曲线 DEF 所示, 当  $r \rightarrow 0$  时, 裂尖应力等于单轴拉伸屈服应力, 应力分布线发生移动。如果仍用线性弹性理论描述, 则需将裂尖由 O 点移至范性区中点 O', 相当于裂纹长度增加  $r_{ys}$ 。对于平面应变情形,  $r_{ys}$  值很小, 可以忽略。因此应力强度因子作为断裂韧度的度量主要针对平面应变小范围屈服情形。

由于裂纹尖端形成范性区要消耗范性功  $\gamma_p$ , 因此对于小范围屈服情形, 式(29.37)应修正为

$$K_{Ic} = \left[ \frac{2E(\gamma_e + \gamma_p)}{1-\nu^2} \right]^{1/2}, \quad (29.54)$$

式中  $\gamma_e$  和  $\gamma_p$  分别为弹性和范性功。

(d) 裂纹尖端张开位移 裂纹尖端形成范性区使裂纹的端点前移的结果相当于裂纹尖端在垂直于裂纹面的方向上发生了位移, 称为裂纹张开位移 (crack opening displacement, 简称为 COD)。杜格达尔 (Dugdale)<sup>[31]</sup> 最早研究了无限大薄板中一个长度为  $2a$  的穿透裂纹 [图 29.6(a)] 在平面应力状态时的 COD, 他把范

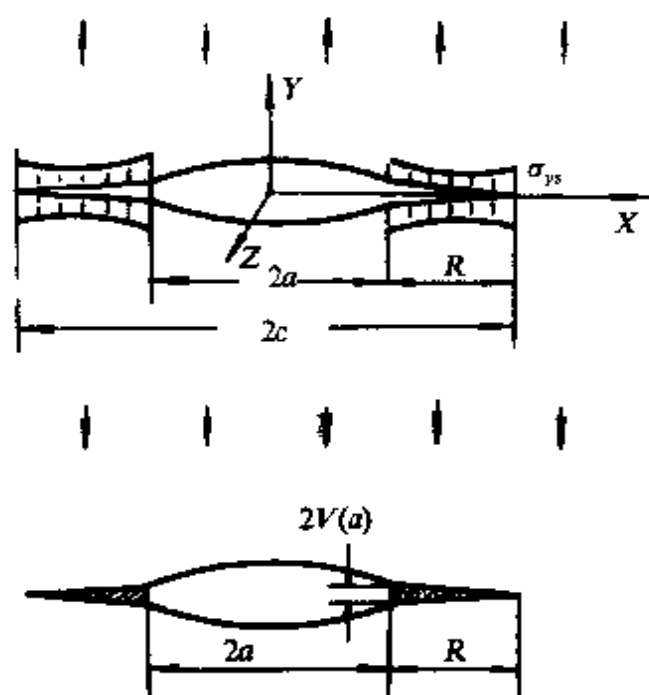


图 29.12 杜格达尔条形塑性区模型。

性区的形状看作是裂纹尖端呈尖劈形向两边扩展, 长度为  $2c$  (图 29.12), 而且假设范性区上下两个面受到均匀张力的作用, 在不考虑材料的加工硬化时, 张力等于屈服应力。根据裂纹表面不受力和范性区内张应力等于屈服应力  $\sigma_{ys}$  的条件, 可以求得范性区尺寸与裂纹长度之比为

$$\frac{r_0}{a} = \sec\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_{ys}}\right) - 1. \quad (29.55)$$

当  $\sigma \leq \sigma_{ys}$  时, 有

$$r_0 \approx \frac{\pi a \sigma^2}{8\sigma_{ys}} \approx \frac{1}{8} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2. \quad (29.56)$$

上式与欧文得到的平面应力状态范性区尺寸公式 (29.52) 相似。利用上述条形范性区模型, 高第尔 (Godier) 和弗里埃德尔<sup>[32]</sup> 推导出裂纹张开位移为

$$\delta = \text{COD} = 2v(a) = \frac{8\sigma_{ys}a}{\pi E} \ln \left[ \sec \frac{\pi\sigma}{2\sigma_{ys}} \right]. \quad (29.57)$$

当  $\sigma \ll \sigma_{ys}$  时, 利用近似公式  $\ln x \cong x - 1$  和  $\sec x - 1 \cong \frac{1}{2}x^2$  ( $x \leq 1$ ), 可进一步得到

$$\delta = \frac{K_I^2}{E\sigma_{ys}} = \frac{G_I}{\sigma_{ys}} \quad (29.58)$$

由此得到 COD 和裂纹扩展力  $G_I$  和应力强度因子  $K_I$  之间的关系

$$G_I = \sigma_{ys} \delta, \quad K_I^2 = E\sigma_{ys} \delta. \quad (29.59)$$

(e) 线性弹性断裂力学的应用 实验结果表明, 应力强度因子的临界值与裂纹尖端的应力状态有关. 随着试样厚度增大, 裂尖的应力状态可以由平面应力状态转变为平面应变状态, 相应的应力强度因子临界值逐渐减小至一常数 (见图 29.13), 此常数即为材料的平面应变断裂韧度  $K_{Ic}$ , 为材料常数, 其测量方法见文献 [33]. 由式 (29.30) 至式 (29.33) 给出的应力强度因子  $K_I$ 、 $K_{II}$  和  $K_{III}$  的表达式为理想的简单力学状态下的表达式. 实际材料的结构件具有不同的几何形状和尺寸, 裂纹也具有不同的形状 (例如中心裂纹, 单边裂纹, 双边裂纹, 倾斜裂纹等) 和尺寸, 因此其应力强度因子的表达式不能由式 (29.30) 至式 (29.33) 表示. 对于各种构件和各种形状的裂纹, 应力强度因子的一般表达式为<sup>[34,35]</sup>

$$K_{I,II,III} = Y\sigma\sqrt{a}, \quad (29.60)$$

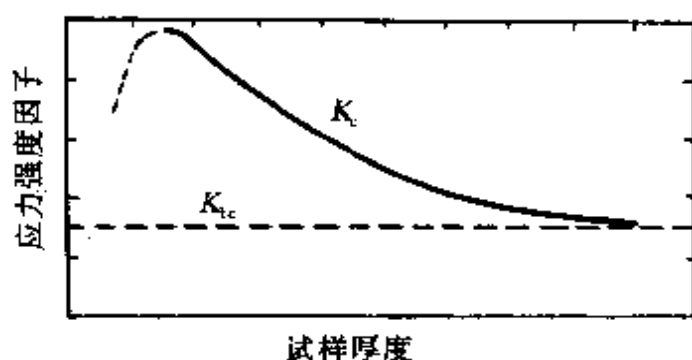


图 29.13 材料的平面应变断裂韧度  $K_{Ic}$ .

式中  $Y$  为与构件的形状和尺寸以及裂纹形状有关的函数,  $a$  为裂纹长度,  $\sigma$  为外加应力. 上式对于线性弹性断裂力学的应用和材

料构件的安全设计十分重要。知道构件的形状和尺寸后由手册<sup>[34,35]</sup>可查到函数  $Y$ , 由标准试样<sup>[33]</sup>测量的材料平面应变断裂韧度  $K_{Ic}$  (或  $K_{Ic}$ , 或  $K_{Ic}$ ), 代入式 (29.60) 即可进行材料的安全设计和分析: 由设计应力  $\sigma$  可以求得容许的裂纹的临界尺寸  $a$ ; 或由容许的裂纹尺寸  $a$  可计算设计的临界应力。这是线性弹性断裂力学最成功的应用。

## § 29.4 裂纹的受力问题

前节谈到当裂尖范性区尺寸和裂纹长度相比很小时, 亦即小范围屈服情形, 裂尖应力场由应力强度因子单值决定。但是对于中低强度材料, 裂尖常发生大范围屈服, 范性区尺寸与裂纹长度可以相比拟, 断裂由脆性断裂变为弹塑性断裂, 此时前述的线弹性断裂力学理论已不再适用, 需要研究新的描述裂尖应力场的方法。在裂尖受力问题的研究基础上, 赖斯<sup>[3]</sup>提出了  $J$  积分概念。前述裂纹尖端张开位移的概念也被推广用于弹塑性断裂。本节介绍用  $J$  积分和裂尖张开位移描述弹塑性断裂的主要内容。

(a)  $J$  积分的守恒性及其与裂纹尖端区域应力应变场的关系

对于塑性断裂的研究, 严格讲应该从范性力学理论出发分析裂尖范性应力场。由于范性形变时应力应变呈非线性关系, 在数学处理上十分复杂。但是从另一方面看, 裂纹尖端可以被看作是应力场中的奇点。据此赖斯<sup>[3]</sup>提出了  $J$  积分概念, 应用于研究弹塑性断裂。 $J$  积分概念是埃歇尔脾 (Eshelby)<sup>[36]</sup>。

关于弹性体中作用于弹性奇点上的力的概念在裂纹研究上的推广和发展。赖斯证明,  $J$  积分与积分路径无关, 因此可以用它描述弹塑性断裂。

对于二维平面问题,  $J$  积分的定义为<sup>[3]</sup>

$$J = \int_{\Gamma} \left[ W(x, y) dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds \right], \quad (29.61)$$

式中积分回路  $\Gamma$  为围绕裂纹尖端的一条反时针方向的非封闭回路  $ABC$ , 一端始于裂纹的下表面, 另一端终于裂纹的上表面 (图

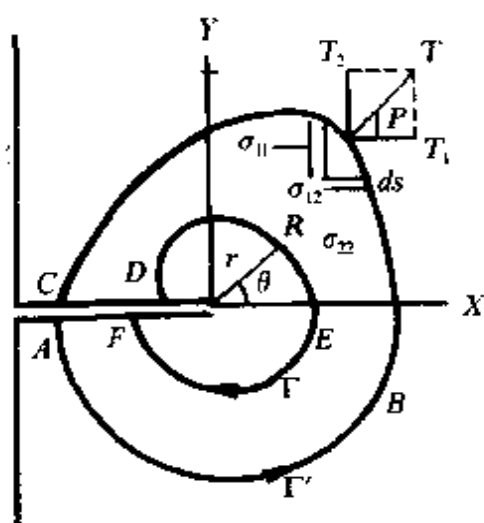


图 29.14 J 积分的积分路径.

29.14),  $W(x, y)$  是回路上任意点  $(x, y)$  的应变能密度,  $T$  是回路  $\Gamma$  上线元  $ds$  对应的面元  $dsdz$  上的面力矢量, 亦即回路  $\Gamma$  以外的材料对  $\Gamma$  以内的材料经过  $(x, y)$  点的内应力,  $n$  是  $(x, y)$  点的外向法线单位矢量,  $u$  是  $(x, y)$  点的形变位移.

J 积分与路径无关的条件之一是单调加载而无卸载, 这时按范性形变的全量理论, 各体元内有确定的应变能密度  $W = W(\epsilon_{ij})$ , 范性形变的应力

应变关系可以用  $\sigma_{ij} = \partial w / \partial \epsilon_{ij}$  描述. 由于塑性形变在卸载时有残余变形, 形变不可逆, 形变能密度和应力应变关系不能唯一确定, 因此不允许卸载. 第二个条件是应变是线性的,  $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ . 现在证明 J 积分在满足上述两个条件时与积分路径无关. 为此考虑两条积分回路的封闭回路, 即 ABCDEF, 对这条回路求线积分. 由于

$T_1 = \sigma_{11}n_1 + \sigma_{12}n_2$ ,  $T_2 = \sigma_{21}n_1 + \sigma_{22}n_2$ , 而且  $ds \cdot n_1 = dy$ ,  $ds \cdot n_2 = -dx$ , 代入式(29.61)可得

$$J = \oint w dy - \oint \left[ \sigma_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} dy - \sigma_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x} dx + \sigma_{21} \frac{\partial u_2}{\partial x} dy - \sigma_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} dx \right]. \quad (29.62)$$

利用二维格林定理, 将曲线积分变为面积分

$$\oint P dx = - \iint \frac{\partial P(x, y)}{\partial y} dx dy, \quad \oint Q dy = \iint \frac{\partial Q(x, y)}{\partial x} dx dy,$$

则式(29.62)右端可写为

$$J = \iint_{(A)} \left[ \frac{\partial w}{\partial x} - \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \right] dx dy, \quad (29.63)$$

其中  $(A)$  为封闭曲线所包围的面积.

下面求  $\frac{\partial w}{\partial x}$ . 应变能密度可写为

$$W(x, y) = \int_0^e \sum_{i,j} \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}, \quad (29.64)$$

则

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial x} &= \sum_{ij} \sigma_{ij} \frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial x} \\ &= \sigma_{11} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \sigma_{12} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) + \sigma_{21} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) + \sigma_{22} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u_2}{\partial y} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \sigma_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sigma_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \sigma_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sigma_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) \\ &\quad - \left( \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} \right) \frac{\partial u_1}{\partial x} - \left( \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y} \right) \frac{\partial u_2}{\partial x}. \end{aligned} \quad (29.65)$$

在曲线  $ABCDEF$  所包围的面积内无奇点, 由应力平衡方程有

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0.$$

因此式(29.65)中后两项为零, 由此得

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \quad (29.66)$$

将上式代入式(29.63)可知  $J$  积分在曲线  $ABCDEF$  所包围的面积( $A$ )内为 0, 亦即

$$\oint_{ABCDEF} \left( w dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds \right) = 0. \quad (29.67)$$

由于裂纹是自由表面, 在  $CD$  和  $FA$  段  $\mathbf{T} = 0$ , 而且  $dy = 0$ , 这两段对积分无贡献, 因此

$$\oint_{ABC} \left[ w dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds \right] + \oint_{DEF} \left[ w dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds \right] = 0,$$

亦即

$$\oint_{ABC} \left[ w dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds \right] = \oint_{DEF} \left[ w dy - \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds \right]. \quad (29.68)$$

上式证明  $J$  积分与积分路径无关, 具有守恒性.

在 § 29.3 中已经证明, 在线弹性和小范围屈服情形, 裂尖应力场由应力强度因子单值描述. 类似的, 如果要用  $J$  积分描述弹塑

性断裂,除了J积分具有守恒性的特点以外,还要求弹塑性裂纹尖端的应力应变场可以由J积分单值描述.这个证明由霍钦森(Hutchinson)<sup>[37]</sup>及赖斯和罗森格林(Rosengren)<sup>[38]</sup>完成.他们给出弹塑性裂纹尖端的应力和应变场与J积分的关系为

$$\begin{aligned}\sigma_{ij}(r, \theta) &= \left( \frac{J}{\alpha I} \right)^{\frac{n}{n+1}} r^{-\frac{n}{1+n}} \phi_{ij}(\theta), \\ \varepsilon_{ij}(r, \theta) &= \alpha \left( \frac{J}{\alpha I} \right)^{\frac{1}{n+1}} r^{-\frac{1}{1+n}} \varphi_{ij}(\theta),\end{aligned}\quad (29.69)$$

式中  $I$  为硬化指数  $n$  的函数,  $\alpha$  为材料常数,  $\phi_{ij}$  和  $\varphi_{ij}$  为角因子. 式(29.69)表明,弹塑性裂纹尖端的应力场和应变场分别具有  $r^{-\frac{n}{1+n}}$  阶和  $r^{-\frac{1}{1+n}}$  阶奇异性,称为 H-R-R 奇异性.

(b) J 积分和裂纹扩展力的关系 首先证明在平面应变线弹性断裂或小范围屈服条件下, J 积分等于裂纹扩展力. 考虑一无限大薄板中一个半无限长裂纹,对于平面应变情形,有

$$\varepsilon_{zz} = 0, \quad \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}),$$

得

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{1}{2} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij} \\ &= \frac{1+\nu}{2E} [(1-\nu)(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \\ &\quad - 2\nu\sigma_{xx}\sigma_{yy} + 2\sigma_{xy}^2].\end{aligned}$$

对于线弹性情形,将式(29.30)代入上式得

$$\omega = \frac{K_I^2}{2\pi r} \cdot \frac{1+\nu}{E} \left[ \cos^2 \frac{\theta}{2} \left( 1 - 2\nu + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (29.70)$$

由于 J 积分与积分回路无关,取积分回路为一以裂纹顶端为圆心,以  $r$  为半径的圆. 此时

$$y = r \sin \theta, \quad ds = r d\theta,$$

得

$$\int \omega dy = \int_{-\pi}^{\pi} \omega r \cos \theta d\theta = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{4E} K_I^2, \quad (29.71)$$

$$\int_{\Gamma} \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds = \int_{-\pi}^{\pi} \left( T_1 \frac{\partial u_{xx}}{\partial x} + T_2 \frac{\partial u_{xy}}{\partial x} \right) r d\theta, \quad (29.72)$$

式中

$$T_1 = \sigma_{xx} \cos \theta + \sigma_{xy} \sin \theta = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( \frac{3}{2} \cos \theta - \frac{1}{2} \right),$$

$$T_2 = \sigma_{xy} \cos \theta + \sigma_{yy} \sin \theta = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \times \frac{3}{2} \sin \theta.$$

利用坐标变换

$$\frac{\partial}{\partial x} = \cos \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \sin \frac{\partial}{\partial \theta}$$

和公式(29.30)中的位移分量  $u_{ij}$  的表达式代入式(29.72)得

$$\int_{\Gamma} \mathbf{T} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} ds = - \frac{(3 - 2\nu^2 + \nu)}{4E} K_I^2, \quad (29.73)$$

$$J = \frac{1 - \nu^2}{E} K_I^2 = G. \quad (29.74)$$

上式表明在线弹性或小范围屈服情形,  $J$  积分即为裂纹扩展力. 将上式与式(29.37)对比可得

$$J_{1c} = 2\gamma. \quad (29.75)$$

上式表明对于由格里菲斯公式控制的脆性断裂发生的条件可以表述为临界能量释放率(或称材料的断裂韧度)  $J_{1c}$  与断裂功(即表面能)相平衡. 如果将裂纹看作弹性连续介质中的一个奇点, 由埃瑞尔脾<sup>[36]</sup>理论, 能量释放率应当与作用于弹性奇点上的力相平衡, 因此格里菲斯公式的含义在于当作用于裂纹上的力达到临界值  $J_{1c}$  时裂纹将扩展. 对于裂尖发生范性形变的断裂, 由式(29.54)可得

$$J_{1c} = 2(\gamma_e + \gamma_p). \quad (29.76)$$

(c)  $J$  积分与形变功率(应变能)的关系 由于  $J$  积分既适用于线弹性断裂, 又适用于弹塑性断裂, 因此可以用不满足平面应变条件的尺寸较小的试样测量, 然后通过式(29.74)变换得到平面应变断裂韧度. 这是  $J$  积分应用中的一大优点. 下面介绍  $J$  积分测量



的理论基础. 赖斯<sup>[3]</sup>首先证明,  $J$  积分等于形变功率. 设有一裂纹长度为  $a$ 、厚度为  $B$  的试样, 在外加载荷  $P$  的作用下, 施力点位移为  $\Delta$ , 则外加载荷对试样所作的形变功为

$$U = \int P d\Delta.$$

赖斯<sup>[3]</sup>证明  $J$  积分与形变功之间的关系为

$$J = -\frac{1}{B} \frac{dU}{da} + \frac{P}{B} \frac{d\Delta}{da},$$

进而有

$$J = -\frac{1}{B} \left( \frac{\partial U}{\partial a} \right)_{\Delta}. \quad (29.77)$$

上式表示  $J$  积分等于两个几何形状和尺寸完全相同而裂纹长度相差  $da$  的试样加载至同一位移  $\Delta$  时的形变功(亦即应变能)之差.

根据式(29.77)给出的  $J$  积分和应变能之间的关系式, 兰德斯和贝格利<sup>[39]</sup>提出了用多个 3 点弯曲试样测量  $J$  积分的方法, 但是十分麻烦. 由于  $J$  积分是作用在裂纹尖端的力, 用单个试样测量  $J$  积分的方法的研究自然十分重要, 其基础就是要给出单个试样的  $J$  积分与应变能之间的关系, 赖斯等人<sup>[40]</sup>首先提出弯曲试样的  $J$  积分与应变能之间的关系为

$$J = \frac{2(U - U_0)}{B(W - a)}, \quad (29.78)$$

式中  $U$  和  $U_0$  分别为裂纹试样和无裂纹试样的应变能,  $a$  为裂纹长度,  $B$  和  $W$  为试样的尺寸. 随后, 在总结实验规律的基础上, 兰德斯和贝格利<sup>[41]</sup>和陈旒<sup>[42]</sup>提出标准 3 点弯曲试样的  $J$  积分与应变能之间的关系式为

$$J = \frac{2U}{B(W - a)}. \quad (29.79)$$

对于  $\frac{a}{W} \geq 0.4$  情形, 上式能得到恒定的  $J$  积分值. 但是对于各种弯曲试样, 上述两个公式均不能给出准确的结果. 式(29.79)的明显错误是, 当  $a=0$  时(即无裂纹的试样),  $J$  积分应当为零, 但由式(29.79)此时  $U=U_0$ , 则  $J$  积分不为零. 吴希俊和姜健<sup>[43,44]</sup>提出各

种弯曲试样的 J 积分和应变能之间的关系为

$$J = \frac{2}{B(W-a)} \left[ U - U_0 + \frac{M^2 \phi}{BE'W} \right], \quad (29.80)$$

式中  $M$  为作用在裂纹面上的弯矩,  $\phi$  为与试样尺寸、裂纹长度和实验条件有关的函数, 对于平面应变情形,  $E' = E/(1-\nu)^2$ . 对于某些特殊情形, 由式(29.80)可以导出式(29.78)和式(29.79). 对于深裂纹弯曲试样,  $\phi$  趋近于零, 此时由式(29.80)得到式(29.78);

对于标准 3 点弯曲试样, 当裂纹长度与宽度之比  $\frac{a}{W} \geq 0.4$  时, 有

$$U_0 \approx \frac{M^2 \phi}{BE'W}.$$

此时由式(29.80)可得到式(29.79). 因此, 式(29.79)适用于用标准 3 点弯曲试样在  $0.45 \leq \frac{a}{W} \leq 0.55$  条件下测定 J 积分, 斯劳利 (Srawley)<sup>[45]</sup> 同时得到与式(29.80)类似的公式, 并证明如采用式(29.78)和式(29.79)的 J 积分表达式, 则系数不是常数 2, 而是与裂纹长度和试样类型有关的变量.

(d) J 积分和裂纹尖端张开位移的关系 选择积分回路由裂纹下表面的裂尖出发紧贴范性区边界到裂纹上表面的裂尖, 根据杜格达尔<sup>[31]</sup>模型不难证明

$$J = \sigma_{ys} \delta, \quad (29.81)$$

式中  $\sigma_{ys}$  为屈服强度. 上式表明, 在不考虑范性区内材料的加工硬化效应时, J 积分和裂尖张开位移成线性关系. 在考虑范性区内材料的加工硬化效应以后, 式(29.81)修正为

$$J = \alpha \sigma_{ys} \delta, \quad (29.81a)$$

式中  $\alpha$  为系数. 实际金属结构件的弹塑性断裂经常发生于应力集中超过屈服限的范性应变区中的小裂纹. 蔡其巩<sup>[46]</sup>考虑了范性区中裂纹的扩展, 导出 J 积分的近似表达式为

$$J = 2\pi Y^2 a \int \sigma d\epsilon, \quad (29.81b)$$

式中  $a$  为裂纹长度,  $Y$  为与构件的几何形状有关的因子,  $\int \sigma d\epsilon$  为

范性区中裂纹所在地区的平均变形功密度。

## § 29.5 裂纹和位错之间的相互作用

在前两节给出了外力在裂纹尖端产生的弹性应力场和作用在裂纹尖端的力,讨论了裂尖范性区的尺寸,但是没有讨论范性区中的位错的形成过程和分布,以及位错与裂纹的相互作用及其对裂尖应力场和断裂的影响. 这些问题是十分重要的. 在本节将予以介绍.

(a) 裂尖塑性区中位错分布的 BCS 模型 比尔弼(Bilby)、科垂耳(Cottrell)和斯温顿(Swinden)<sup>[47]</sup>应用位错连续分布描述裂纹,研究了裂尖范性区的形成、尺寸和范性区中的位错分布,得到裂尖范性区中位错呈倒塞积状态连续分布的结果,称为 BCS 模型.

BCS 用刃型位错的双塞积群描述 I 型裂纹,这群位错称为裂纹位错. 设有一维刃型位错双塞积群分布于  $-c < x < c$  区间(如图 29.15 中所示),在无穷远处有一切应力  $\sigma_a$  作用于裂纹. 设每个位错的柏格斯矢量为  $b$ , 分布于  $x$  和  $x+dx$  之间的位错数为  $f_1(x)dx$ , 其中  $f_1(x)$  为裂纹中的位错分布函数. 对于位于  $x$  处单位长度的位错线,受到外加切应力和其他位错的作用. 在平衡时有

$$AP \int_{-c}^c \frac{f_1(x')dx'}{x-x'} + \sigma_a = 0 \quad (-c < x < c), \quad (29.82)$$

式中  $A = \mu b / 2\pi(1-\nu)$ ,  $P$  为积分主值. 解此积分方程可得

$$f_1(x) = \frac{2\sigma_a(1-\nu)}{\mu b} \frac{x}{\sqrt{c^2-x^2}}. \quad (29.83)$$

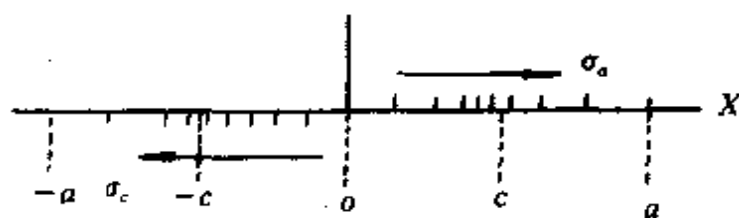


图 29.15 用位错双塞积群表示的 I 型裂纹.

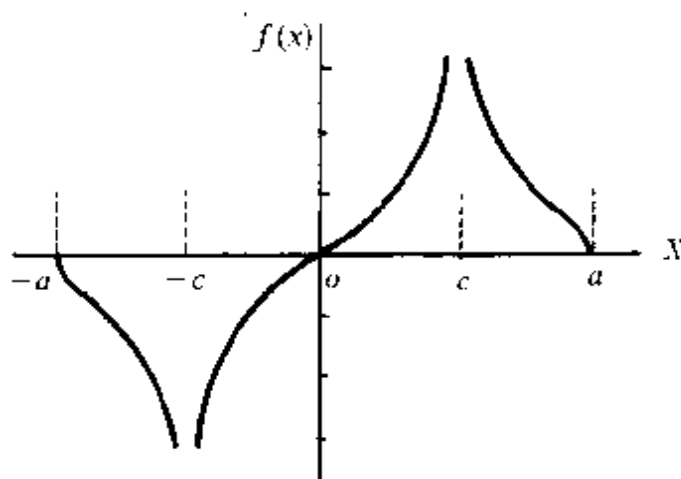


图 29.16 I 型裂纹在无穷远处受切应力作用时范性区中的位错分布函数.

在  $(-c < x < c)$  区间内的位错分布示于图 29.16. 此外, 可以求得位于  $X$  轴上在位错双塞积群顶端处的应力场为

$$\sigma_{yx} \Big|_{y=0} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi x}}, \quad (29.84)$$

其中

$$K_1 = \sigma_a \sqrt{\pi c}. \quad (29.85)$$

上两式表明刃型位错双塞积群顶端处的应力场与一个 I 型裂纹的应力场(29.31)式相同. 因此, I 型裂纹完全可以用刃型位错的双塞积群表示.

下面讨论外加切应力作用下裂尖范性区尺寸和范性区中的位错分布. 设范性区的范围为  $(-a, -c)$  和  $(c, a)$ , 其中位错分布函数为  $f_2(x)$ . 位错进入裂尖范性区以后不仅受到外加切应力  $\sigma_a$  的作用, 而且受到点阵阻力  $\sigma_f$  的作用(令点阵阻力为屈服切应力), 在平衡时有

$$AP \int_{-a}^a \frac{f_2(x') dx'}{x - x'} + \sigma_a = \begin{cases} 0 & \text{当 } -c < x < c, \\ \sigma_f & \text{当 } c < |x| < a. \end{cases} \quad (29.86)$$

解此积分方程, 可求得

$$\frac{c}{a} = \cos \left( \frac{\pi \sigma_a}{2\sigma_f} \right) \quad (\sigma_f = \sigma_{ys}). \quad (29.87)$$

由上式得到的范性区尺寸与式(29.55)所表示的相同,表明对于Ⅱ型裂纹,BCS模型所得结果与杜格达尔模型所得结果相同.进一步求得范性区内的位错分布函数为

$$f_2(x) = -\frac{2(1-\nu)}{\pi\mu b} \left[ P \int_{-a}^a \sqrt{\frac{a+x'}{a-x'}} \frac{\sigma_a(x')}{x'-x} dx' \right] \left( \frac{a-x}{a+x} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (29.88)$$

其分布示于图 29.16. 可见范性区中的位错也呈倒塞积分布,在整个范性区中连续分布,在裂尖附近位错密度很高,随着距裂尖的距离增大,位错密度快速下降,至范性区边界处( $x=\pm a$ )降为零.

(b) 裂纹尖端位错分布和运动的实验观察 奥尔(Ohr)等人<sup>[48,49]</sup>对电子显微镜原位拉伸试样的裂纹尖端位错的产生、分布和运动、裂尖范性形变特征以及断裂过程进行了详细研究,所得结果综述如下:

(1) 在外力作用下,裂纹扩展的早期阶段,裂尖常先产生排成一列的呈反塞积分布的位错,与 BCS 模型所描述的结果一致,这些位错构成范性区.

(2) 位错产生以后会快速地运动而离开裂尖,在裂尖和范性区之间形成一个无位错区.这个过程称为位错发射.一个螺位错沿着一个与Ⅲ型裂纹共面的滑移面内的发射示于图 29.17. 当外加应力减小时某些在裂尖附近的从裂尖发射的位错可以回到裂尖并被湮灭.但当外加应力再次增大时,位错重新由裂尖发射,并沿原滑移面运动.图 29.18 示出Ⅲ型裂尖发射位错后在裂尖形成的无位错区(由  $c$  至  $e$ )、范性区(由  $e$  至  $a$ )和裂纹张开位移  $\delta_p$ . 奥尔等人已经在多种面心立方金属(例如 Al, Cu, Ni)、体心立方金属(例如 Mo, Nb 和 W)和不锈钢中观察到无位错区.王中光等人<sup>[50]</sup>也在多种材料中观察到无位错区.图 29.19 为在镍基合金单晶中观察到的裂尖无位错区和范性区的照片.裂尖无位错区的发现与 BCS 模型的结果不一致.实验结果还表明,面心立方金属的无位错区的范围小,发射的位错多,导致裂尖形成较大的范性形变和裂

纹张开位移  $\delta_p$ ; 而体心立方金属的无位错区相对而言比较大, 发射的位错比较少, 因而裂尖范性形变和  $\delta_p$  均比较小。

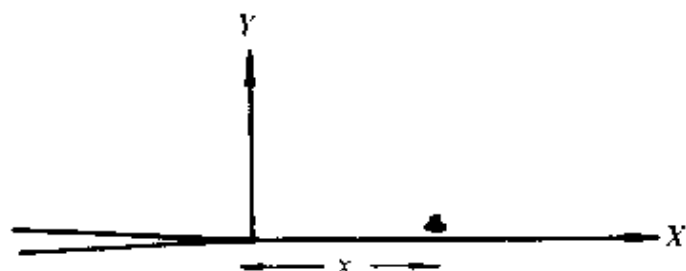


图 29.17 一个螺位错从一个与Ⅲ型裂纹共面的滑移面上发射。

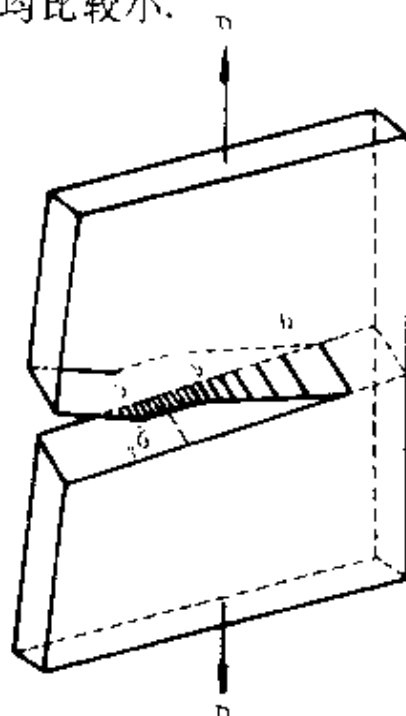


图 29.18 Ⅲ型裂尖发射位错后形成的无位错区(ce)、范性区(ea)和裂纹张开位移  $\delta_p$ 。



图 29.19 镍基合金单晶中裂纹尖端的无位错区(DFZ)和范性区(PZ)中观察到的位错。

(3) 裂纹尖端的滑移系被激活的条件取决于裂纹尖端施密特(Schmidt)因子, 而不取决于一般晶体的体施密特因子。裂尖施密特因子具有极大值的滑移系首先被激活。在拉伸应力的作用下薄片试样中的最大切应力平面示于图 29.20。位错线一般穿透薄片的厚度, 以减短位错线的长度。在两个倾斜滑移面中的位错主要是刃型位错; 在另一个歪斜滑移面中的位错主要是螺型位错。在拉伸

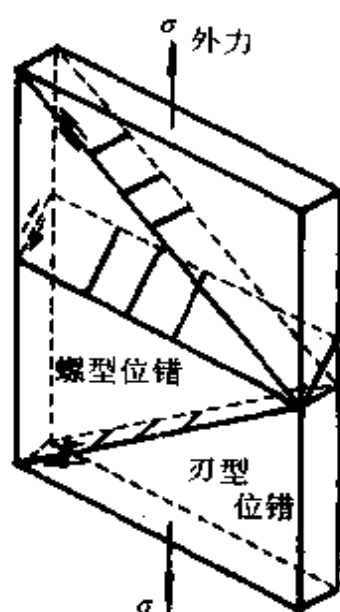


图 29.20 在拉伸应力作用下,薄片试样中的滑移系和位错取向.

应力作用下,刃型位错在两个滑移面内同时发射(图 29.21). 这些位错的柏格斯矢量平行于拉伸方向,裂纹尖端形变产生的位移平行于裂纹张开位移,导致 I 型裂纹钝化(图 29.22). 如果刃型位错在一个倾斜滑移面中发射,产生的范性区与裂纹面共面,将导致 II 型裂纹扩展(图 29.23). 裂纹首先沿着一个滑移面扩展[图 29.23(a)],至一定位置后第二个滑移面被激活[图 29.23(b)],使裂纹扩展方向发生改变,至一定位置后第一个滑移面又被重新激活[图 29.23(c)],这个滑移交替进行的过程不断重复导致 II 型裂纹扩展,裂纹被钝化,但其裂尖始终保持尖锐[图 29.23(d)]. 在裂纹扩展

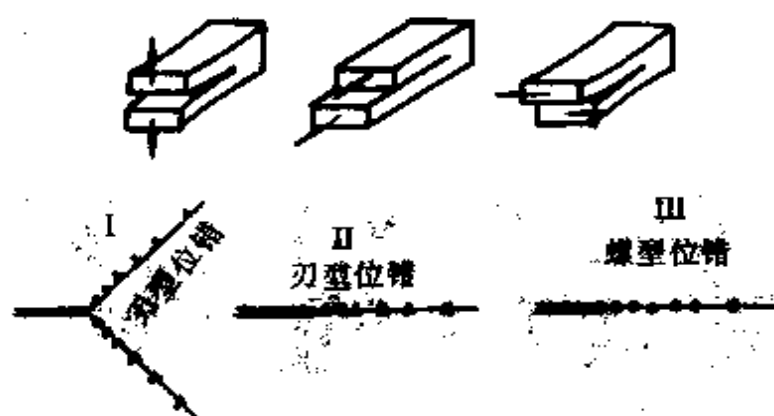


图 29.21 三类裂纹尖端的范性形变和位错类型.



图 29.22 裂纹尖端发射位错造成裂尖钝化.

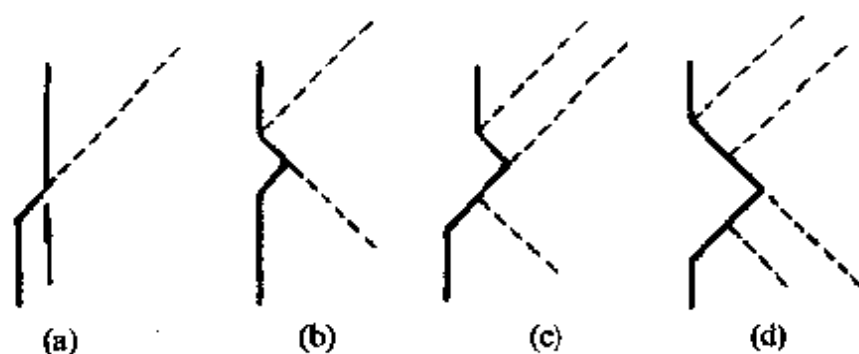


图 29.23 II 型裂纹在交滑移面上交替发生范性滑移引起的裂纹扩展。

的早期阶段, II 型裂纹最容易发生扩展. 对于层错能低的金属, II 型裂纹的范性区与裂纹平面共面, 由一系列螺型位错组成 (图 29.21); 对于层错能高的金属, 位错会滑出原来的滑移面而形成一个较宽的范性区. 实验观察表明, 在三类裂纹中, II 型裂纹最容易扩展, I 型次之, III 型最不容易扩展.

(4) 当裂纹在较厚的试样中扩展时, 位错除了从裂尖发射以外, 还可以从裂纹外部的其他位错源 (例如晶界等) 发射, 这些位错称为外源位错, 以区别于从裂尖发射的裂纹位错. 外源位错的运动对范性形变也有贡献, 但是外源位错与裂纹之间的相互作用比裂纹位错与裂纹之间的相互作用要弱. 晶界既是发射外源位错的源, 又是裂纹位错运动的障碍和陷阱.

为了解释上述实验现象, 必须研究位错如何由裂纹尖端发射, 裂纹尖端存在位错时裂纹与位错之间的相互作用对裂尖应力场有何影响, 裂尖无位错如何形成, 以及裂尖无位错区的形成对断裂的影响. 下面将从理论上对上述问题进行分析.

(c) 裂纹和位错交互作用 为了解裂纹和位错的交互作用, 首先要研究裂纹尖端存在位错时对裂尖应力场的影响, 以及位错从裂尖发射的条件.

首先考虑裂尖前方有一个螺位错时裂尖与位错之间的相互作用, 这是裂纹和位错之间相互作用的最简单的情形. 设一个 II 型半无限长裂纹尖端距离  $\zeta$  处有一螺位错, 计算不存在外加应力的条件下螺位错在  $z = x + iy$  处的应力场 (图 29.24), 这个问题的解首



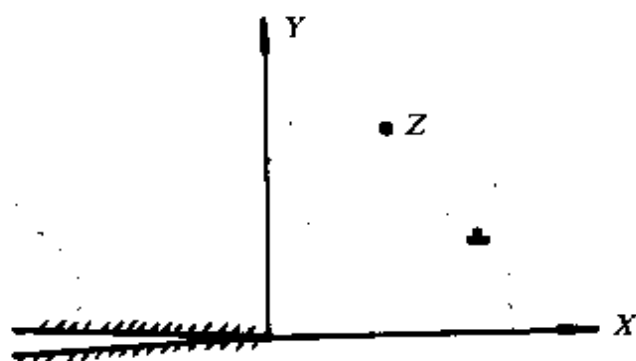


图 29.24 半无限长Ⅲ型裂纹裂尖附近一个螺型位错.

先由玛久姆达(Majumdar)和布恩斯(Burns)<sup>[51]</sup>、李振民<sup>[52]</sup>和汤姆逊(Thomson)等人<sup>[53]</sup>给出, 引入一个复变势函数  $g(z)$ , 则可将位移  $u_z$  和应力场  $\sigma_z$  表示为

$$\begin{aligned} u_z &= I_m \{ g(z) \} \\ \sigma_z &= \sigma_{yz} + i\sigma_{xz} \\ &= \mu g'(z), \end{aligned} \quad (29.89)$$

式中

$$g(z) = \frac{b}{2\pi} \ln \left( \frac{z^{1/2} - \delta}{z^{1/2} - \bar{\delta}} \right), \quad (29.90)$$

式中  $-\bar{\delta}$  为位于  $\delta$  处的位错的像的位置. 由此, 求得位于  $\zeta$  处的螺位错在半无限长Ⅲ型裂纹裂尖  $z$  处产生的应力场为

$$\sigma_x^D = \frac{\mu b}{4\pi z^{1/2}} \left( \frac{1}{z^{1/2} - \zeta^{1/2}} - \frac{1}{z^{1/2} - \bar{\zeta}^{1/2}} \right) \quad (29.91)$$

式中  $\bar{\zeta}$  为  $\zeta$  的像的位置.

考虑一个螺位错位于如图 29.17 所示的半无限长Ⅲ型裂纹的与裂纹面共面的平面上, 距离裂尖  $x'$  处, 则由式(29.91)可知, 在无外加应力时, 这个螺位错在平面上  $x$  处产生的切应力场为

$$\sigma_{yz}^D = -\frac{\mu b}{2\pi} \left( \frac{x'}{x} \right)^{1/2} \frac{1}{x' - x}. \quad (29.92)$$

在裂尖附近有  $x < x'$ , 故

$$\sigma_{yz}^D < 0, \text{ 当 } x < x'. \quad (29.93)$$

上式表明, 裂尖存在位错时裂纹应力场将减小. 因此, 位错由裂尖发射以后将对裂尖产生一个回复力. 因此裂尖位错将产生一个负

的应力强度因子<sup>[48]</sup>

$$\begin{aligned} k_{\text{I}}^D &= \lim_{x \rightarrow 0} [(2\pi x)^{1/2} \sigma_{yx}^D] \\ &= -\frac{\mu b}{(2\pi x')^{1/2}} \end{aligned} \quad (29.94)$$

上式表示,  $k_{\text{I}}^D < 0$ , 也即位错的存在使局域应力强度因子减小. 如果外加应力强度因子为  $K_{\text{I}}$ , 则局域应力强度因子 (local stress intensity factor)  $k_{\text{I}}$  可写为

$$k_{\text{I}} = K_{\text{I}} + k_{\text{I}}^D < K_{\text{I}}, \quad (29.95)$$

亦即局域应力强度因子小于外加应力强度因子. 裂尖位错引起局域应力强度因子减小的结果称为位错屏蔽. 位错屏蔽的概念类似于范性形变中的加工硬化. 在范性形变过程中, 位错由弗兰克-里德源或由晶界产生; 位错发射后对源产生回复力, 位于  $x'$  处的位错对源的回复力为

$$\sigma^D = -\frac{\mu b}{2\pi x'} \quad (29.96)$$

上式与式(29.92)非常类似, 区别仅在于式(29.92)中带有因子  $(x'/x)^{1/2}$ , 它与无应力的裂纹表面的像力有关. 由于  $\sigma^D$  的作用, 使作用于位错源的应力减小, 为了使源继续发射位错, 外加应力必须增大, 以使范性形变得以继续下去, 这就是金属发生加工硬化的原因之一.

位错对裂尖应力强度因子的屏蔽作用不仅存在于Ⅱ型裂纹. 赖斯和汤姆逊<sup>[6]</sup>证明, 当一个位错沿着与裂纹面成角度  $\varphi$  的倾斜滑移面发射时(图 29.25), 位错引起三类裂纹裂尖应力强度因子的变化为

$$\begin{aligned} k_{\text{I}D} &= -\frac{3Eb_s}{4(1-\nu^2)(4\pi r)^{1/2}} \sin\varphi \cdot \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right), \\ k_{\text{I}D} &= \frac{Eb_s}{4(1-\nu^2)(2\pi r)^{1/2}} \left\{ 2 \cos\varphi \cdot \cos\frac{\varphi}{2} - \sin\varphi \cdot \sin\frac{\varphi}{2} \right\}, \\ k_{\text{I}D} &= -\frac{Eb_s}{2(1+\nu)(2\pi r)^{1/2}} \cos\frac{\varphi}{2}, \end{aligned} \quad (29.97)$$

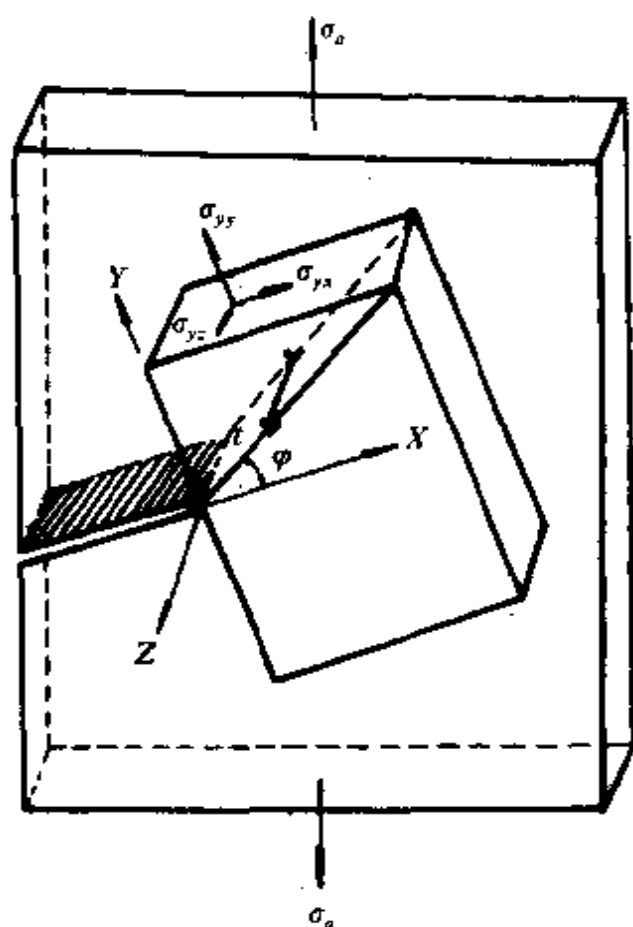


图 29.25 位错沿着与裂纹面倾斜的滑移面上发射.

式中  $b_x$  和  $b_z$  分别为位错的柏格斯矢量的刃型和螺型分量.

由式(29.97)可知,当  $0 < \varphi < \pi$  时,  $k_D < 0$ , 表明位错沿这些方向的发射对外力作用下的裂尖应力强度因子有屏蔽作用;当  $\pi < \varphi < 2\pi$  时,位错仍然屏蔽 I 型裂纹,这类位错称为屏蔽位错,但是对于 II 型和 III 型裂纹而言,  $k_D > 0$ , 表明位错使外力作用下的裂尖应力强度因子增大,这个结果称为位错的反屏蔽(anti-shielding of dislocation),这类位错称为反屏蔽位错.

上面讨论了一个位错对裂纹的屏蔽和反屏蔽作用,这是位错与裂纹交互作用的最简单的情形.关于裂尖存在多个位错时位错对裂尖应力强度因子的屏蔽与反屏蔽作用可参看文献[21].

(d) 裂纹尖端无位错区形成的理论 前面讨论了裂尖附近存在的位错对裂尖应力强度因子的屏蔽和反屏蔽作用.下面讨论位

错如何由裂尖发射进入范性区,以及无位错区如何形成。

赖斯和汤姆逊<sup>[6]</sup>分析了位错与裂纹之间的弹性相互作用,由此提出位错从裂尖发射的条件.在此基础上,张和奥尔<sup>[8,54]</sup>提出裂尖无位错区形成的条件及存在无位错区时裂尖的位错密度的分布.首先考虑一个螺型位错沿着一个与Ⅲ型裂纹共面的滑移面上发射的情形(图 29.17),在滑移面上沿  $x$  方向的切应力为

$$\sigma_{yz}(x) = \frac{k_{\text{I}}}{(2\pi x)^{1/2}} - \frac{\mu b}{4\pi x}, \quad (29.98)$$

式中第一项为局域应力强度因子所对应的弹性裂纹应力,这一项表示裂纹尖端的应力集中对位错产生一个推力将位错推向远离裂纹尖端,第二项为裂纹自由面所产生的位错像力,它的作用是吸引位错向裂尖运动.这两个力与  $x$  的关系示于图 29.26. 正如 BCS 理论所指出的,要使位错沿  $x$  方向运动,必须克服点阵阻力  $\sigma_f$ ,故有

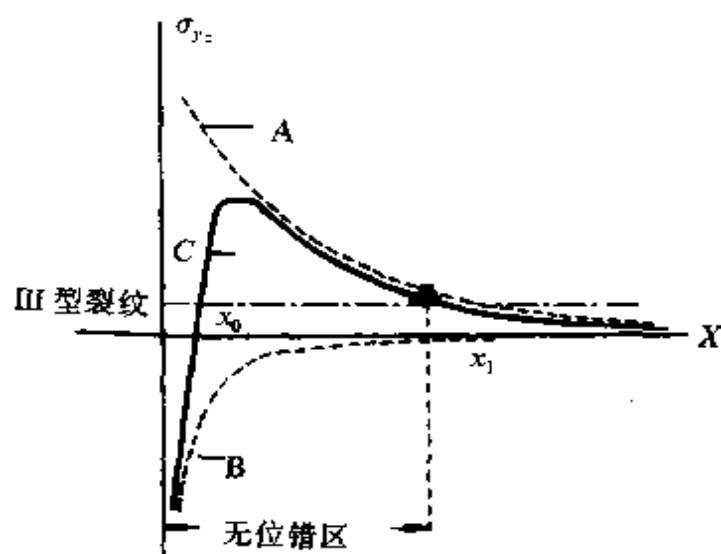


图 29.26 作用在Ⅲ型裂纹尖端附近的一个位错上的力,

A 为裂纹应力(斥力),B 为像力(吸引力),C 为总应力,

当总应力大于点阵阻力  $\sigma_f$  时,位错可动.

$$\frac{k_{\text{I}}}{(2\pi r)^{1/2}} - \frac{\mu b}{4\pi r} = \sigma_f. \quad (29.99)$$

由上式求得作用在位错上的力与点阵阻力平衡的位置有两个,其位置  $x_0$  和  $x_1$  分别为

$$\begin{aligned}x_0^{1/2} &= \frac{k_I - (k_I^2 - 2\mu b \sigma_f)^{1/2}}{(8\pi)^{1/2} \sigma_f}, \\x_1^{1/2} &= \frac{k_I + (k_I^2 - 2\mu b \sigma_f)^{1/2}}{(8\pi)^{1/2} \sigma_f}.\end{aligned}\quad (29.100)$$

当  $k_I$  增大时,  $x_0$  减小, 但  $x_0$  又随  $\sigma_f$  增大而增大. 由图 29.26 可见, 在很靠近裂尖的区域 ( $x < x_0$ ), 位错受到吸引力, 很难发射. 赖斯和汤姆逊指出, 如果  $k_I$  足够高, 使得  $x_0$  小到位错芯的距离  $r_c$  时作用在位错上的总应力为斥力, 当斥力大于点阵阻力时, 位错立即从裂尖发射. 因此位错由裂尖发射的条件为

$$x \leq r_c \quad \text{或} \quad \sigma_{yx}(r_c) \geq \sigma_f. \quad (29.101)$$

由式(29.99)和式(29.101)可将位错从裂尖发射的条件改写为

$$k_I \geq \frac{\mu b}{(8\pi r_c)^{1/2}} + (2\pi r_c)^{1/2} \sigma_f. \quad (29.102)$$

由此可以定义

$$k_{Ic} = \frac{\mu b}{(8\pi r_c)^{1/2}} + (2\pi r_c)^{1/2} \sigma_f \quad (29.103)$$

为位错发射所需的临界应力强度因子, 于是, 位错发射的条件可写为

$$k_I > k_{Ic}. \quad (29.104)$$

类似的可以求得一个位错从一个与 I 型裂纹共面的滑移面上发射所需的临界应力强度因子  $k_{Ic}$  为

$$k_{Ic} = \frac{\mu b}{(1-\nu)(8\pi r_c)^{1/2}} + (2\pi r_c)^{1/2} \sigma_f \quad (29.105)$$

一个刃型位错从一个与 I 型裂纹平面成  $\phi$  角的倾斜滑移面(图 29.25)上发射所需的临界应力强度因子为

$$\begin{aligned}k_{Ic} &= \frac{2}{\sin \phi \cdot \cos \frac{\phi}{2}} \cdot \left\{ \frac{\mu b}{(1-\nu)(8\pi r_c)^{1/2}} \right. \\&\quad \left. + (2\pi r_c)^{1/2} \left( \sigma_f + \frac{B \sin \phi}{r_c^2 + \beta^2} \right) \right\},\end{aligned}\quad (29.106)$$

式中  $B$  和  $\beta$  为常数. 对所有金属有

$$k_{Ic} > k_{Ic} > k_{Ic}, \quad (29.107)$$

这就解释了在外力作用下Ⅲ型裂纹常常优先扩展的实验结果。

由图 29.26 可见,一旦位错从裂尖发射,立即受到斥力而向着远离裂尖的方向运动,一直到  $x_1$  点停止,此时作用于位错的总应力与点阵阻力相平衡,因此  $x_1$  即为无位错区的长度。

下面求解裂尖存在无位错区时的位错分布,考虑一个长度为  $2c$  的Ⅲ型中心切变裂纹(图 29.27).从裂尖  $c$  至  $e$  为无位错区,由  $e$  至  $a$  为范性区.当裂纹受到外加切应力  $\sigma_a$  作用而处于平衡时有

$$\frac{\mu b}{2\pi} \left( \int_{-a}^{-c} + \int_{-c}^c + \int_e^a \right) \frac{f(x') dx'}{x - x'} + \sigma_a = 0. \quad (29.108)$$

上式与式(29.82)类似,对于  $|x| < c$  成立.对于范性区内( $e < |x| < a$ ),考虑点阵阻力  $\sigma_f$  后有

$$\frac{\mu b}{2\pi} \left( \int_{-a}^{-c} + \int_{-c}^c + \int_e^a \right) \frac{f(x') dx'}{x - x'} + \sigma_a = \sigma_f. \quad (29.109)$$

求解上述积分方程,可得如图 29.27 所示的位错分布<sup>[55]</sup>.与 BCS

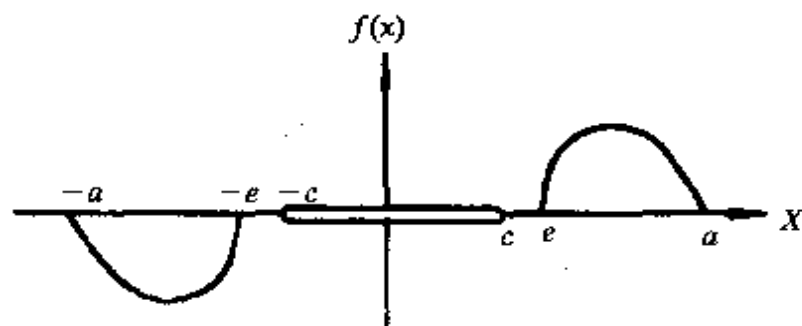


图 29.27 弹塑性裂纹尖端的位错密度分布。

模型相类似,在范性区内位错仍呈反塞积分布,靠近无位错区  $e$  端的位错密度高;在裂尖  $c$  和范性区起始端  $e$  之间形成无位错区。

关于裂纹尖端无位错区形成的原因,除了前面介绍的奥尔和张提出的与裂纹尖端自由面所产生的位错象力有关以外,龙期威和熊良铨<sup>[56,57]</sup>提出裂纹外部位错源发射的负位错与裂纹位错相互作用而湮灭导致无位错区形成的新观点.实际上,外部位错源在裂纹体中总是存在的,当它们足够靠近裂纹时,甚至在裂纹没有启动之前,应力集中就可使它们启动.裂纹外位错源的启动就会产生负位错(或者说柏格斯矢量异号的位错).部分负位错在裂纹应力

场的作用下不是被推向远离裂纹而是被吸向裂尖,在裂尖形成负位错区,奥尔<sup>[58]</sup>已在裂尖附近观察到负位错,支持了上述模型.由于负位错可以与裂纹位错相互作用而湮灭,从而在裂尖形成无位错区或低位错密度区.

(e) 裂尖无位错区和弹塑性断裂 由图 29.27 所示的裂尖存在无位错区时的位错分布函数  $f(x)$ ,可以由下式求得裂尖应力场:

$$\sigma_{yz}(x) = \sigma_a + \frac{\mu b}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{f(x') dx'}{x - x'}, \quad (29.110)$$

所得结果示于图 29.28. 由图可见,沿  $x$  方向在裂尖附近存在应力奇点,在无位错区内的应力高于点阵阻力  $\sigma_f$  (可用屈服应力代表),随  $x$  增大而骤减,在无位错区的边界处降至点阵阻力;在范性区内的应力保持不变(由于未考虑加工硬化);至弹性区内应力减小缓慢,最后等于外加应力与点阵阻力之比( $\sigma_a/\sigma_f$ ).

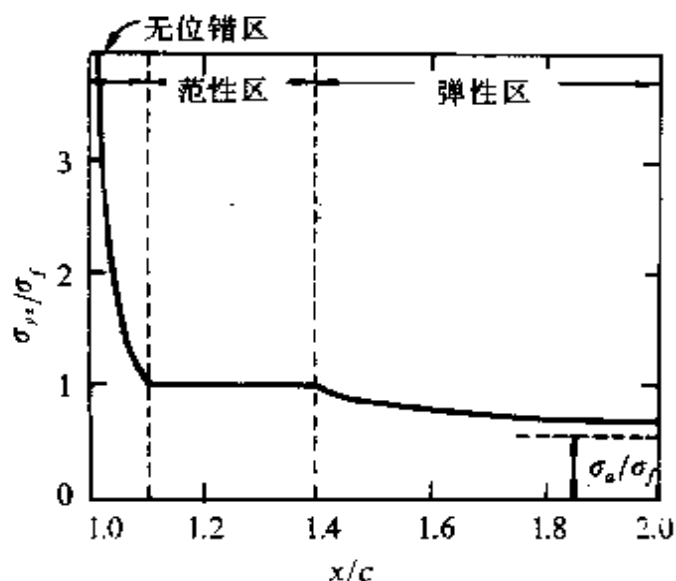


图 29.28 裂纹尖端无位错区、范性区和弹性区中的应力分布.

范性区内的位错对裂纹张开位移  $COD$  的贡献为

$$\delta_p = bN = \int_c^a f(x) dx. \quad (29.111)$$

当范性区中的位错数目  $N$  增多时,无位错区的尺寸减小而范性区的尺寸增大.当  $N$  趋于某一极大值  $N_{\max}$  时,无位错区消失.求得

$$N_{\max} = \frac{4c\sigma_f}{\pi b\mu} \ln\left(\frac{a}{c}\right). \quad (29.112)$$

上式与 BCS 理论求得的结果相同,因此 BCS 裂纹是这里讨论的弹塑性裂纹的极限情形,可以将 BCS 理论处理的范性区中充满位错的裂纹称为 BCS 裂纹[图 29.29(b)]. 对于完全弹性裂纹,裂尖无位错,即  $N=0$ ,也可以看作裂尖无位错区无限长的裂纹[图 29.29(a)];对于  $0 < N < N_{\max}$ ,则对应裂尖无位错区有不同长度的弹塑性裂纹.

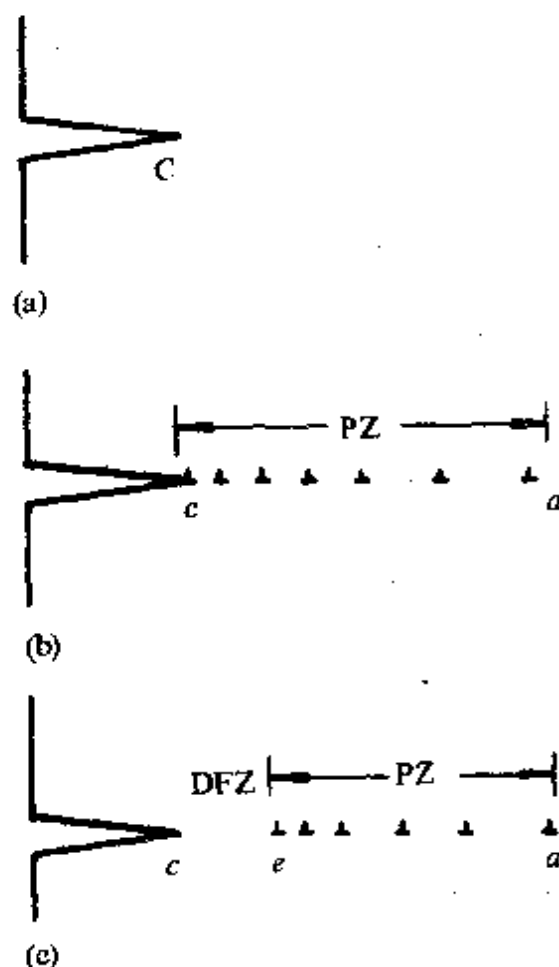


图 29.29 基于裂尖位错分布和位错屏蔽理论的裂纹分类:

- (a) 弹性裂纹,  $N=0, k=K$  (无位错屏蔽);
- (b) 塑性裂纹 (BCS 理论),  $N=N_{\max}, k=0$  (完全屏蔽);
- (c) 弹塑性裂纹,  $0 < N_{\max} < N_{\max}, 0 < k < K$  (部分屏蔽).

对应上述三种裂纹,裂尖局域应力强度因子具有不同的数值.



由裂尖位错分布函数  $f(x)$  可求得裂尖局域应力强度因子为

$$k_I = \frac{(2\pi)^{1/2} \mu b}{2} \lim_{x \rightarrow c} \{ (c-x)^{1/2} f(x) \}. \quad (29.113)$$

结果表明,  $k_I$  也是裂尖位错数目  $N$  的函数. 当  $N=0$  时, 有

$$k_I = \sigma_a \sqrt{\pi c}. \quad (29.114)$$

上式与式(29.31)相同, 亦即局域应力强度因子等于外加应力的应力强度因子,  $k_I = K_I$ . 当  $N=N_{\max}$  时, 有

$$k_I = 0, \quad (29.115)$$

表明 BCS 裂纹的裂尖完全被位错屏蔽. 因此对于  $0 < N < N_{\max}$  情形

$$0 < k_I < K_I, \quad (29.116)$$

对应于裂纹位错部分屏蔽的弹塑性裂纹.

## § 29.6 断裂的原子过程

前几节关于裂纹尖端应力场和位错分布的分析是基于连续体的线弹性理论, 但是实际的裂纹尖端原子的排列是分离的, 原子之间的相互作用是非线性的, 而且原子间力与材料的种类有关. 因此, 研究裂纹尖端的原子结构及断裂的原子过程是断裂研究的重要方面, 对于理解断裂的微观过程十分重要. 裂纹的原子结构的研究主要运用计算机对有限数目的原子组成的一维、二维或三维裂纹体进行计算和模拟, 由于受到计算机能力的限制, 目前关于裂纹尖端原子结构的研究和计算仅限于有限数目的原子 ( $10^2$  至  $10^4$  数量级的原子). 由于有限数目的原子不能完全代表裂纹尖端的行为, 必须采用各种近似边界条件描述远离裂纹的原子对裂纹尖端原子行为的影响, 在计算中还需采用各种近似的原子间相互作用势. 因此, 裂纹尖端的原子结构和断裂的原子过程的研究结果与原子数目, 原子间势和边界条件等因素的选择有关. 近年随着计算机和固体理论的发展, 裂纹原子结构及断裂的原子过程的研究取得了重要的进展. 这方面的综述专著参看文献[19~21]. 本节主要讨论两方面的问题. 第一, 裂纹扩展的点阵阻力; 第二, 脆性和韧性断裂的原子过程、以及韧性断裂过程裂纹尖端发射位错和

裂尖锐化的原子机制。

(a) 裂纹扩展的点阵阻力 在格里菲斯脆性断裂理论 (§ 29.2) 中, 对应固体中一个给定长度的裂纹, 存在一个唯一的临界应力可以使裂纹处于稳态平衡。当外加应力大于临界应力时, 裂纹便扩展; 反之, 当外加应力小于临界应力时, 裂纹便闭合。格里菲斯理论的基础是连续体理论, 但实际的固体是由分离的点阵原子组成的。考虑了点阵原子的分离性后, 裂纹在原子点阵中扩展会受到阻力, 正如位错在点阵中运动受到阻力 (称为派尔斯-纳巴罗力) 一样, 相当于在格里菲斯位垒上形成附加位垒, 裂纹扩展时要求越过这些附加位垒。这个概念首先由吉尔曼 (Gilman)<sup>[59]</sup> 提出, 后来, 汤姆逊、奚 (Hsieh) 和拉那 (Rana)<sup>[60]</sup>, 提出裂纹扩展的点阵陷阱概念和理论。他们采用分子静力学方法和最简单的线性原子间力模型 [见图 29.30(a)] 分析了准一维裂纹扩展的点阵阻力问题。下面说明点阵陷阱的概念。

准一维裂纹的原子结构见图 29.31。两条半无限长的原子链由弯曲的原子键联结在一起, 两条原子链之间的原子由在竖直方向可以伸长的原子键联结在一起。竖直原子对在外力  $F$  作用下发生的位移与外力之间保持线性关系。当位移随外力的增加达到一定的临界值后, 突然衰减至零 [图 29.30(a)]。裂纹由前  $n$  对断开的原子组成, 其长度用  $N$  表示, 在外力  $F$  作用下, 第 0 对原子的位移  $u_0$  与  $F$  成线性关系

$$u_0 = D_0(N)F, \quad (29.117)$$

式中  $D_0(N)$  称为顺性常数, 是裂纹长度的函数。对于不同的裂纹长度, 方程 (29.117) 的解示于图 29.32。对于裂纹长度为  $N$  的顺性线 (图 29.32 中的实线), 当外力线性增大至某一临界值时, 裂纹张开至临界点 (顺性线与裂纹张开函数曲线的交点) 原子键合发生断裂, 外力突然变为零 (图中虚线), 此时裂纹发生闭合, 裂纹张开位移减小至顺性线与裂纹闭合函数曲线的交点。因此, 裂纹位移存在一极大值, 位移达到此极大值相当于裂纹扩展一对原子, 例如裂尖由第  $N$  对原子扩展到第  $(N+1)$  对原子。相反, 当外力减到

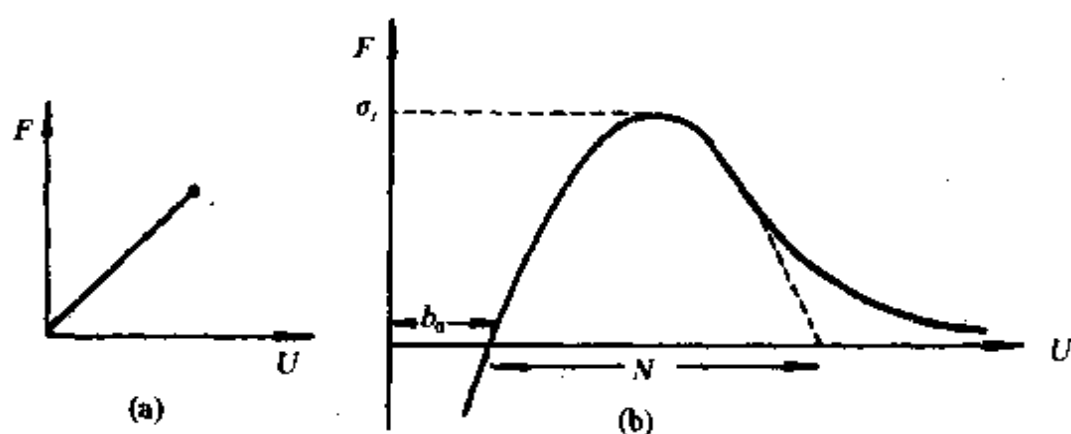


图 29.30 裂纹尖端原子之间相互作用力  $F$  和位移  $u$  之间关系的模型;  
(a) 线性原子间力与位移的关系: 原子间力与位移成线性增大, 至一定的临界值后突然衰减至零; (b) 非线性原子间力与位移的关系 ( $b_0$  为不受力时的原子间距离, 虚线为近似最大位移曲线).

小于某一极限值后, 第  $N$  对原子的裂纹尖端便发生闭合, 此时相当于裂尖移回第  $(N-1)$  对原子. 由上述分析可知, 方程 (29.117) 的全部解由图 29.32 中介于裂纹张开函数和裂纹闭合函数这两条极限曲线之间的代表应力和位移之间的线性关系的实线和代表应力突降裂纹闭合过程的虚线所构成. 如果考虑裂纹尖端区域的原子间力和位移的关系中存在非线性的成份 [图 29.30(b)] 并设裂尖非线性力为  $f$ , 则方程 (29.117) 式应改写为

$$u_0 = D_0(N)F + \eta(N)f, \quad (29.118)$$

式中  $\eta(N)$  是联系  $f$  和  $u_0$  之间的顺性函数. 由 (29.118) 式所表示的外加应力和原子位移之间的关系示于图 29.33 和图 29.34. 当第  $N$  对原子键在外力作用下断裂后, 第  $N+1$  对原子成为新的裂尖的非线性区, 这个裂纹扩展的过程反复进行即得到方程 (29.118) 的图解 (见图 29.34). 由图可见, 对应于一个给定的外力  $F$ , 裂纹在多个点阵位置上是稳定的. 这个结果与裂纹的弹性连续理论的结果不同. 在连续理论中, 对应一个给定的外力  $F$  仅存在一个裂纹的平衡位置. 裂纹的点阵理论得出的这个结果表明存

在“点阵陷阱”. 点阵陷阱的应力范围介于裂纹张开函数曲线和裂纹闭合函数曲线之间, 因此裂纹扩展的点阵陷阱作用力大小用比值  $R$  表征

$$R = F_{\max} / F_{\min}, \quad (29.119)$$

式中  $F_{\max}$  和  $F_{\min}$  分别为裂尖原子对断开时的最大临界应力和裂尖原子对闭合时的最小临界应力.

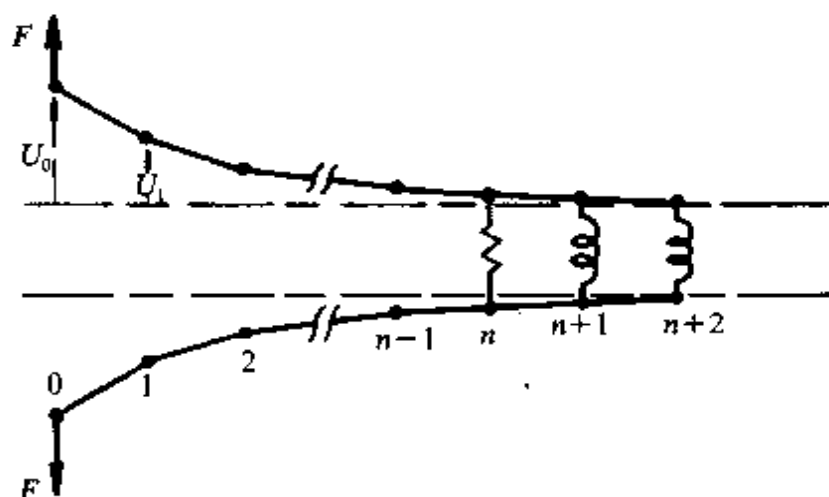


图 29.31 一维裂纹. 两条半无限长的原子链由可弯曲的键合联结在一起, 前  $n$  个原子的键合在外力  $F$  作用下断开, 第  $n$  个以后的原子由竖直的原子键联结在一起.

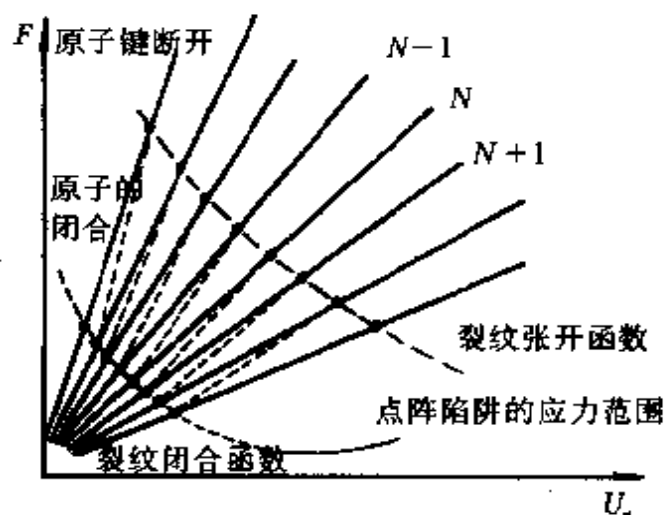


图 29.32 方程(29.117)的解. 线性原子间力作用下, 不同裂纹长度的顺性曲线.