

1960年

固体物理理论学习
报告汇编

晶体缺陷和 金属强度

(下册)

科学出版社

內 容 簡 介

本书为1960年在长春举办的固体物理理論学习报告会上有关晶体缺陷和金属強度問題的論文集。全书分上下两册。本书为下册,包括金属的加工硬化,金属的回复与再結晶,金属的蠕变,金属的脆性和断裂,金属鬆弛和金属的理論強度,輻射对金属机械性能的影响等六篇专题总结性报告。有关晶体缺陷的基本理論主要是位錯理論的总结性文章,已收入上册中。

1960年固体物理理論学习报告汇编

晶体缺陷和金属強度

(下 册)

*

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业許可證出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1963 年 2 月第 一 版

书号: 2684 字数: 226,000

1963 年 2 月第一次印刷

开本: 850×1168 1/32

(京) 0001—3,100

印张: 8 9/16

定价: 1.30 元

前 言

金属强度问题是金属物理学科中的一个重要领域，近年来这方面的发展主要表现在人们对金属晶体中各种缺陷有了更深刻的认识。可以毫不夸大地说，离开晶体缺陷是进入不了现在金属强度微观理论之门的。因此，在1960年8月由中国物理学会、中国科学院吉林分院和吉林大学联合举办的固体物理学习报告会中，晶体缺陷与金属强度曾经列为学习的主要内容之一。现在把这次会议中报告过的有关这方面的论文彙总成集，分上下两册出版，供从事金属工作的科学技术人员和教学人员参考。

本文集上册的内容主要是介绍位错理论基础和直接观测位错的某些实验技术，下册是叙述强度理论实际应用的某些方面。显然，在这样一种会议纪实的文章集中，要包括整个金属强度领域中所有的重要问题是不可能的。

为了本文集的出版，会议成立了编辑委员会，由李薰、钱临照、苟清泉、柯俊、吴自良、冯端、葛庭燧、郭可信、师昌绪等九人组成。本文集上册是由钱临照同志负责编辑，下册由柯俊同志负责编辑。各论文的内容由作者负责，并不一定代表编委会的意见。

李 薰

1962年1月

目 录

(下 册)

前言·····	(iv)
金属的加工硬化·····	王业宁 (1)
金属的回复与再结晶·····	陈能宽、周邦新 (50)
金属的蠕变·····	孔庆平、李有柯 (100)
金属的脆性与断裂·····	师昌绪、马应良 (140)
金属鬚和金属的理论强度·····	葛庭燧 (179)
辐照对金属结构材料机械性能的影响·····	
·····	张平、钱中柱、龙文仲 (233)

金屬的加工硬化

王 业 宁

近几年来,关于金属加工硬化的位错机制已有进一步的研究,但多集中于分析密集结构金属的范性行为,特别是关于面心立方结构金属的硬化机制,已有比较清楚的图象和半定量的理论。这是因为面心立方金属的力学实验做得比较系统和完整的缘故。主要的内在规律可以掌握,理论的根据也就比较可靠。六角结构金属的实验一般都是硬化与回复现象重叠在一起。要了解硬化的规律,必须在低温下进行试验,但目前这部分数据还太少,因而理论不如面心立方金属发展得深入。至于体心立方结构材料的加工硬化,则研究得更少(这可能因为其中杂质的 Cottrell 效应^[1]太强,纯金属的范性规律难显示之故),因而下面叙述的实验和理论主要是属于密集结构材料的。

为了定量描述加工硬化的应力应变曲线,第一步需要阐明流变应力的理论,即在一定位错结构下产生较大范性形变的流变应力理论。第二步是要决定位错结构随着应变的增加而起的变化。然后结合第一步,求得 $\theta = \frac{d\tau}{d\epsilon}$, 积分得 $\tau = \tau(\epsilon)$ 的硬化曲线方程。

因此在本文的第一节中阐述流变应力理论,第二节列出加工硬化现象的主要实验事实,第三节重点描述几个最近发展的加工硬化理论。

本文仅限于讨论单晶纯金属(包括一部分稀合金)中的硬化机制。至于多晶体与合金中晶粒间界与不同取向晶粒的影响以及合金元素的影响,则另有专文讨论。

一、流变应力的理論

流变应力的宏观意义是晶体中滑移开始所需的应力。在退火状态下的流变应力即一般所谓的临界切应力。从位错机制来讲,流变应力是当滑移面内有足够数量的位错在单位时间内扫过相当大的面积(其綫度比位错間距离大得很多)时所需的应力。

位错运动首先要克服 Peierls-Nabarro 力^[2]。如果流变应力决定于 Peierls-Nabarro 力,則实验中观察到流变应力显著地依赖于金属的微观结构(如加工状态,杂质等因素)的现象就无法解释,因而必然有其他的原因决定流变应力。

在未加工晶体中位错的稳定状态是由位错綫构成的三维空间的位错网^[3],因为三綫相交处的节点是不动的,否則三綫中至少有一至二个位错綫要作非守恒运动^[4],这是很困难的。由于位错綫上有张力,每一綫段都是直綫,当加应力到晶体时,滑移平面上的位错綫段即繞节点轉动而产生位错环^[5]。位错环的形成首先要克服位错綫上的张力(也即是位错增殖的临界应力),应力必須大于 Gb/l (G 为切变模量, b 为 Burgers 矢量, l 为位错綫段长),位错綫才能滑出去。过去很多人^[6,7] 认为晶体的临界切应力就是 Gb/l , 其中 l 不是平均位错綫段长而是最长的綫段长度。从临界切应力的实验数据可以求得 l 的上限。如对于鋁和銅, $l_{\text{上}} = 10^{-3}$ 厘米。由于位错网上各綫段的长度是按統計規律分布的,很难想象位错綫段长度有这样明确的上限。更重要的是按照这一观点,屈服应力随温度的变化应与弹性模量随温度的变化相同,也即 τ/E 应与温度无关。但很多实验証明不是这样,至少在較低温度时有显著的依赖关系。图 1 表示鋅、鎂、鎳、鈹单晶的屈服应力 τ_0 与温度的依赖关系^[8]。图 2 和图 3 表示鋁^[9] 和銅^[10] 的流变应力(在一定加工状态下)与温度的依赖关系。纵坐标上的数值代表流变应力对于另一固定温度(鋁采用 0°C , 銅采用 90°K) 下流变应力的比值。图 3 中曲綫 2 表示 τ/E 随温度的变化,很显然,它們之間不是常数关系。

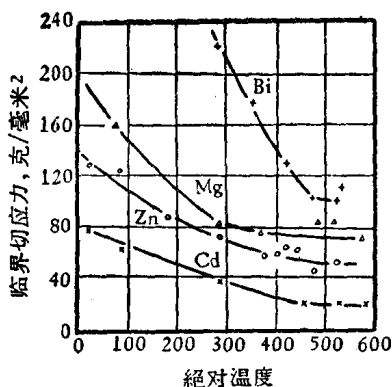


图1. 温度对于锌、镁、镉、铋的临界切应力的影响。

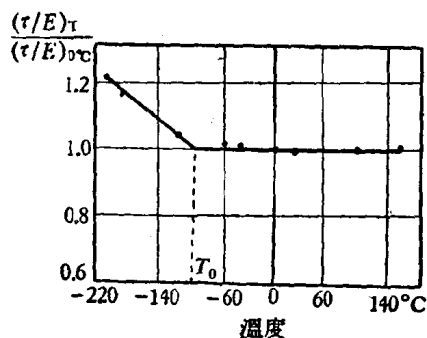


图2. 铝单晶中流变应力与温度的依赖关系(曲线已消除弹性模量随温度的变化)。

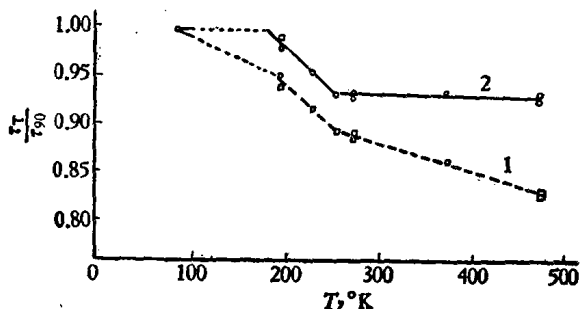


图3. 铜单晶中流变应力与温度的依赖关系(曲线2已消除弹性模量随温度的变化)。

因此对于位错线段滑动的最大阻力不是环的张力而是在滑过的面积中遇到的障碍所引起。Seeger 根据这一概念讨论了流变应力与温度、形变速率的关系^[11-13]。在纯金属中,这些障碍主要有下面两种。

(1) 周围其他位错应力场的弹性交互作用,其中最主要的是那些平行于运动位错而且有相同 Burgers 矢量的位错引起的阻力(亦称长程力)。我们称这部分阻力引起的流变应力为 τ_G , 要精确计算 τ_G 是很困难

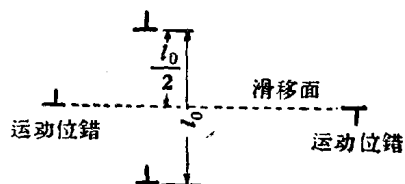


图4.

的，必須知道位錯的分布狀況。但如仅考虑它的数量級，可以假定一个简单模型如图 4 所示：一个刃型位錯(无论正或負)在相距 l_0 的两个同号刃型位錯中間穿过所需要的最小切应力

$$\tau_G = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \frac{b}{l_0}, \quad (1)$$

式中 ν 为柏松比。

同样，对于螺型位錯也可得到相似的结果。两个相距为 $l_0/2$ 的螺型位錯彼此相对穿过所需切应力

$$\tau_G = \frac{G}{2\pi} \frac{b}{l_0}, \quad (2)$$

与(1)式的数量級相同。

对于实际晶体， l_0 即表示位錯間的平均距离。也可用位錯密度表示。設 N' 为单位面积內穿过的平行位錯数，則

$$\tau_G = \alpha G b \sqrt{N'}, \quad (3)$$

其中 α 为一常数，决定于位錯排列的情况、柏松比 ν 及位錯的性质等。此应力作用的区間($10^3 \sim 10^4$ 个原子間距)很大。热涨落对克服阻力的帮助很小(故称为长程力)，因此 τ_G 对温度的依賴关系很小，仅通过弹性模量随温度的改变而有一点間接的影响。

(2) 位錯切割穿过其滑移面的位錯林^[4]引起的阻力(也称短程力)。这些位錯与滑动位錯接近正交，故弹性交互作用一般很小或者沒有。交截过程阻力作用的区間与位錯的宽度 d 相当。如为非扩展位錯， $d = b$ ；如系扩展位錯， $d = b + 2\eta_0$ ^[12] ($2\eta_0$ 为扩展宽度)，也只有几个原子間距，因而热激活对于这种过程是有很大

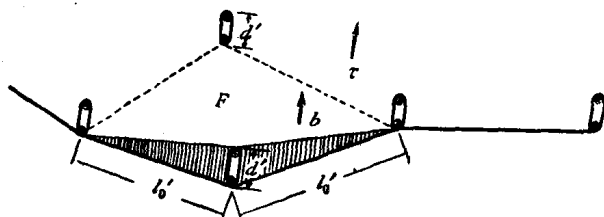


图 5. 位錯綫段 l_0' 在应力 τ 的作用下切割位錯林所需激活能的計算图示。

作用的。在外应力作用下所需激活能根据图 5 可以求得：

$$U = U_0 - \nu(\tau - \tau_G), \quad (4)$$

式中 U_0 为没有外应力时所需激活能, ν (激活体积) $= bdl'_0$, l'_0 为位错林间距, τ 为作用在交割位错上的外应力, τ_G 为其他位错产生的弹性作用力。等式右端第二项实际为作用在位错线上的力所作的功(也即图 5 中位错扫过斜线部分面积所作的功)。

设单位时间内被激活的位错线段数为 $\dot{N}$, 则

$$\dot{N} = N\nu_0 \exp \left[-\frac{U_0 - \nu(\tau - \tau_G)}{kT} \right], \quad (5)$$

式中 N 为单位面积中的位错数, ν_0 应与德拜频率的数量级相当。

如果我们仅考虑一个滑移系统进行滑移, 则单位时间内产生的应变

$$\dot{\epsilon} = bA\dot{N}, \quad (6)$$

式中 A 为平均每一位错扫过的面积。将(5)式代入上式,

$$\dot{\epsilon} = bAN\nu_0 \exp \left[-\frac{U_0 - \nu(\tau - \tau_G)}{kT} \right]. \quad (7)$$

解之得

$$\tau = \begin{cases} \tau_G + \frac{U_0 - kT \log(NAb\nu_0/\dot{\epsilon})}{\nu} & \text{当 } T \leq T_0; \\ \tau_G & \text{当 } T > T_0, \end{cases} \quad (8)$$

而

$$T_0 = \frac{U_0}{k \ln(NAb\nu_0/\dot{\epsilon})}, \quad (9)$$

$$\tau_a = \frac{U_0}{\nu}. \quad (10)$$

当形变速率 $\dot{\epsilon}$ 为一定值, τ 与 T 的关系如图 6 所示(如 τ_G 随温度的变化也即弹性模量 G 随温度的变化暂时忽略掉)。此曲线可由三个常数 τ_G 、 T_0 及 τ_a 确定。其中 τ_a 和 T_0 与激活能有关。这理论曲线与图 1 和

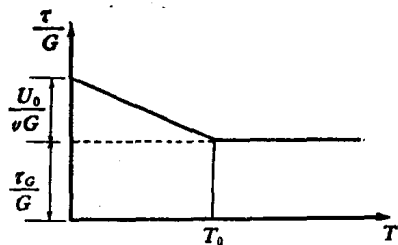


图 6. 方程(8)所表示的流变应力与温度的依赖关系。

图2中鋅、鎂、銅、鈹和鋁的實驗曲線完全相似。在 T_0 以上，熱漲落使交截過程變得很容易，對流變不起阻礙作用，因而 $\tau = \tau_G$ 。在 T_0 以下，

$$\tau = \tau_s + \tau_G, \quad (11)$$

τ_s 表示由於位錯交截引起的阻礙應力。

如用兩個不同的形變速率作出兩條曲線，如圖7所示（圖為對鎢所作的實驗），則可得出兩個 T_0 值。代入(9)式即可求得激活能 U_0 ，與理論上計算得的刃型位錯切割位錯林的激活能相符^[14]。對

鋅所做的實驗結果也與理論值符合得很好。

以上討論的都是具有高堆垛層錯能金屬^[12]的情形。低堆垛層錯能金屬如銅的應力-溫度曲線（圖3）就比較複雜，可以分為三段，在不同溫度區間，流變應力決定於不同的激活過程。實際上當位錯環在應力作用下向外擴展時，首先與位錯林交截形成割階，然後帶有割階的位錯繼續向前滑動。在這

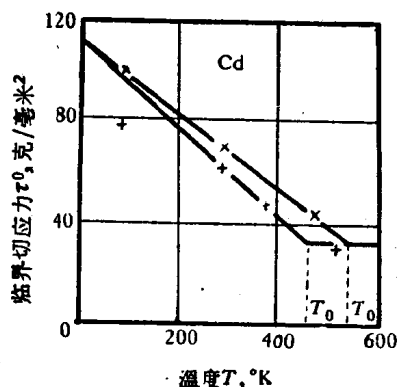


圖7. 鎢單晶臨界切應力與溫度、形變速率的依賴關係（“×”比“+”的形變速率大100倍）。

擴展過程中，位錯環上的刃型位錯部分與螺型位錯部分遇到的阻力是不同的，也即具有不同的激活過程。可以把它歸併成三種過程：(1)刃型位錯交截位錯林形成割階的激活過程。因為這些割階也是刃型的，當位錯線向前滑動時，它可以跟隨著滑動，引起阻力很小，因而刃型位錯擴展的阻力決定於交截時的激活能；(2)螺型位錯與位錯林交截時形成割階的激活過程；(3)具有割階的螺型位錯向前滑動時割階的運動是攀移，還需要攀移的激活能，也即自擴散激活能 $u_0 + W$ (u_0 為形成空位的激活能， W 為空位移動的激活能)。這一過程常被割階的鋸齒狀運動過程所代替（圖8）。由於螺型位錯上割階沿位錯線的滑動是很容易的（刃型位錯的割階即

不可能沿位错线滑动, 因此时为攀移方向), 在不平衡的外应力与内应力作用下, 割阶可以不停地在位错线上来回滑动。在滑动过程中, 由于热激活而产生的空位使割阶向前跳一步, 同时又使它很快地离开空位, 这样就不需要空位移动的激活能。因此通过割阶的锯齿状运动可以使螺型位错向前扩展比较容易, 所需激活能即为空位形成的激活能 u_0 。

以上三种过程的激活能各不相同, 每一种激活过程引起的流变应力与温度关系相当于图 6 所示的一条曲线。三条曲线的 τ_0 相同而 τ_s 不同, 因而低温部分三条曲线不重合。在不同的温度范围, 究竟哪一个过程起决定作用, 也即真正的 τ 值由哪一个决定, 可根据下列两原则确定:

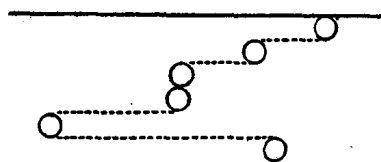


图 8. 螺型位错上割阶的锯齿状运动。

(1) 无依赖关系的二过程, 如位错环的刃型位错与螺型位错部分, 在扩展过程中需较小应力者起决定作用。因为位错环上只要有一部分能滑动时位错环即得扩展而产生流变。如图 9 所示, 当刃型位错部分向前滑动较快时, 位错环即沿 Burgers 矢量 b 的方向伸展, 此时流变应力决定于刃型位错交截位错林的激活过程。

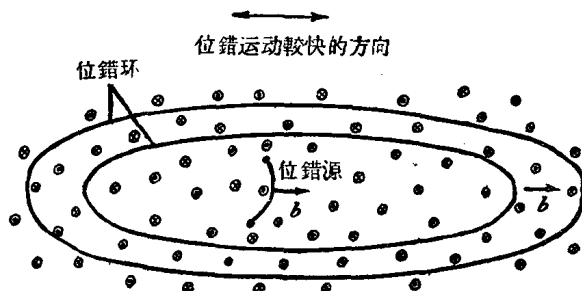


图 9. 位错环切割位错林而扩展的示意图
(当刃型部分比螺型部分运动得快的情形)。

(2) 有依赖关系的, 如螺型位错交截位错林形成割阶与螺型位错上割阶作锯齿状向前运动时, 需较大应力者起决定作用。因

为螺型位错部分要扩展出去,两过程缺一不可。

对于高层错能的金属(如锌,镁,镉,铝)扩展位错的宽度很窄($d \approx b$),三种过程的激活体积 v 基本相同。根据(9)和(10)式,激活能 U_0 较大的过程对应的 T_0 和 τ_0 也大,也即三条曲线不会相交,因而在所有温度范围内,只有一种激活过程起决定作用。应力-温度曲线应属于图6的类型,与实验(图1,2)符合得很好。求得的激活能 U_0 与理论计算所得刃型位错交截位错林形成割阶的能量相符,这可能是因为六角晶体中的割阶有两个原子间距^[15],因此当螺型位错上的割阶向前攀移时,要同时产生一对点缺陷,需要的能量较高。这样,刃型位错的滑动就成为比较容易的过程,也即是产生滑移的主要过程。

对于低层错能的金属(如贵金属)^[16],扩展位错的宽度较大。根据层错能与不同位错间斥力的平衡,计算得 $d \approx 10b$ ^[17],因而这种过程的 v 不相同情况就复杂了。

为了比较三种过程的温度依赖关系,我们用符号(1),(2),(3)标在物理量的右上角,以表示不同过程中相应的量,则因 $l^{(1)}$, $l^{(2)}$ 和 $l^{(3)}$ 基本相同,而 $d^{(1)}$ 和 $d^{(2)}$ 几为 $d^{(3)}$ 的10倍,故 $v^{(1)} \approx v^{(2)} \approx 10v^{(3)}$ 。

又因 $U_0 = H_0 - TS$, (8)式可写成

$$\tau = \begin{cases} \tau_0 + \frac{H_0 - T[S + k \log(NAbv_0/\dot{\epsilon})]}{v} & \text{当 } T \leq T_0, \\ \tau_0 & \text{当 } T > T_0, \end{cases} \quad (8)'$$

$$T_0 = \frac{H_0}{S + k \log(NAbv_0/\dot{\epsilon})}, \quad (9)'$$

$$\tau_0 = \frac{H_0}{v}. \quad (10)'$$

以铜为例,求得三过程的 H_0 如下:

$H_0^{(1)} =$ 两个刃型位错的收缩能 $= 2 \times 3.9 = 7.8$ 电子伏。

$H_0^{(2)} =$ 螺型位错上的收缩能 + 割阶在刃型位错上的能量 + 刃型位错的收缩能 $= 0.84 + 0.2 + 3.9 = 4.9$ 电子伏。

$H_0^{(3)} =$ 空位的形成能减去空位附在一不全位错上的结合

能 $= U_0 - U_3 = 0.9 - 0.04 = 0.86$ 电子伏。

熵 $S^{(1)}, S^{(2)}$ 都很小, 而且难估计其符号。

$S^{(3)} = 3.4k$ (根据热膨胀和空位周围点阵振动熵用电阻法测量求得)。

对数项三过程除 A (位错扫过的面积) 以外, 其他数值相差不多, 而 $A^{(1)}, A^{(2)}$ 约为 $A^{(3)}$ 的 $10^3 - 10^4$ 倍。取较慢的形变速率 $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$ /秒, 并以合理的数值代入 N, b 和 v_0 , 可求得第(1), (2)过程的对数项数值为 32, 第(3)过程的对数项为 24。按(9)'式可求得

$$kT_0^{(3)} = k \frac{H_0}{S + k \log (NAbv_0/\dot{\epsilon})} = \frac{0.86}{3.4 + 24} \text{ 电子伏} = k364^\circ\text{K},$$

即 $T_0^{(3)} = 364^\circ\text{K}$ 。同样, $T_0^{(1)} = 2600^\circ\text{K}$, $T_0^{(2)} = 1600^\circ\text{K}$ 。因 $H_0^{(1)} = 7.8$, $H_0^{(3)} = 0.86$, $d^{(1)} = 10d^{(3)}$, 故 $H_0^{(1)}/d^{(1)} \leq H_0^{(3)}/d^{(3)}$, 即 $\tau_s^{(1)} \leq \tau_s^{(3)}$, 而 $T_0^{(1)} > T_0^{(3)}$, 故 1 与 3 两线必相交。同样, $\tau_s^{(2)}$ 最小, $T_0^{(2)}$ 最大, 2 与 3 也必相交如图示。根据前面二原则, 在 T_1 以下, 刃型位错的运动为决定过程; 在 T_1 以上, 螺型位错的运动起决定作用。但因 2 与 3 有依赖关系, 在 $T_1 < T < T_2$ 的范围, (3) 为决定过程; $T_1 > T_2$ 时 (2) 为决定过程。因此, 图 10 上的粗黑线

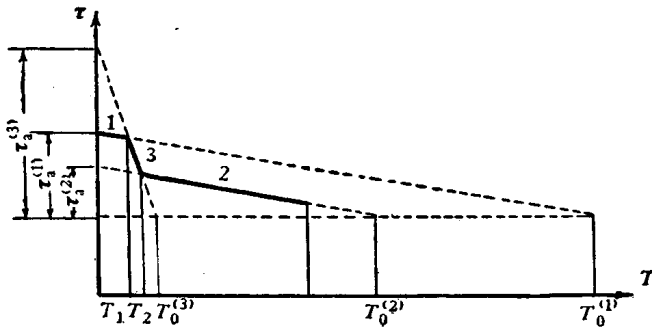


图 10. 低堆垛层错能金属中流变应力与温度依赖关系的示意图。

表示真正的 $\tau-T$ 关系。铜单晶的实验曲线(图 3)也发现有二弯折处: $T_1 = 180^\circ\text{K}$, $T_2 = 250^\circ\text{K}$, $T_0^{(3)}$ 可用作图法求得为 350°K , 与理论值 364°K 符合很好。

关于稀合金的流变应力,在体心立方系中,合金元素使屈服应力显著升高,一般用 Cottrell 气团来解释^[1]。但在密集的面心立方系和六角系晶体中,这种杂质原子与位错的交互作用是很微弱的,流变应力的升高应该是有其他的原因。Seeger 认为^[18],由于杂质的存在,使晶体成长过程中形成的位错变多,也即增加了 N , 减少了 l_0 , 故而提高了流变应力。这样纯金属中应力-温度关系的理论全部可用于合金,仅 l_0 和 N 有改变。实验证明, τ - T 曲线在稀合金中的形状与纯金属中完全相同,而体心立方合金中(如铁碳合金)的应力与温度的依赖关系要比密集系显著得多,因此两种机制应属不同。

二、关于加工硬化的主要实验事实

前面已提到由于过去的理论都是研究密集结构金属的范性行为,比较定量的只有面心立方结构的金属。因而下面叙述的实验事实仅限于密集结构的金属。

1. 面心立方结构金属的应力-应变曲线

Diehl 等^[18]根据许多人的实验(金,银,镍,铜,铝等)总结出面

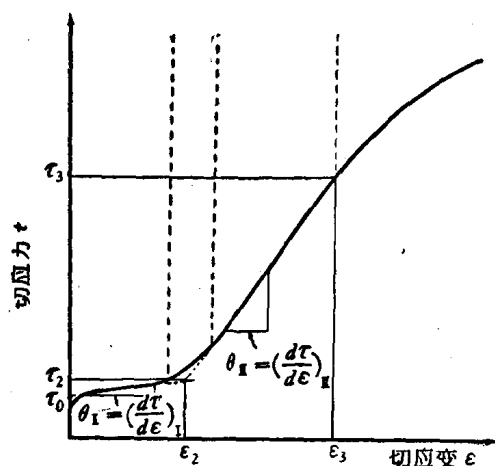


图 11. 面心立方金属应力-应变曲线的示意图。

心立方金属的应力-应变曲线,一般可以分为三个阶段,如图 11 所示为典型的加工硬化曲线。

第一阶段又称易滑移区,硬化系数 θ_1 很小;第二阶段硬化系数 θ_2 最大,且为一常数,故又称线性硬化区。 θ_2 对于各种面心立方金属具有相同的数量级 ($\approx 4 \times$

10^{-3}); 第三阶段硬化系数 θ_3 随形变的增加而逐渐减小, 故又称抛物线性硬化区。令 τ_0 为临界切应力, τ_2 、 τ_3 分别表示二、三阶段开始的应力; ϵ_2 、 ϵ_3 分别表示二、三阶段开始的应变量。

曲线的形状随温度、取向和杂质含量的不同而有很大的变化。图 12a 和 b 分别表示相同取向的铜单晶和镍单晶^[21]在不同温度下的加工硬化曲线。从图中可以看出各参量随温度的变化。温度升高时 τ_0 略有降低, 而 τ_3 显著降低 (图 13), ϵ_2 和 ϵ_3 变短 (图 14), θ_1 和 θ_2 与温度关系不大而 θ_3 随温度升高而减小。

图 15 a 和 b 分别表示铜^[23]和金^[22]单晶在各种取向时的加工硬化曲线。取向标在极射投影三角形中。图 15a 中的短线标志第二阶段的开始与終了。从图中可以看出 τ_0 、 τ_2 、 τ_3 和 θ_2 与取向关系不大, 而 θ_1 和 ϵ_2

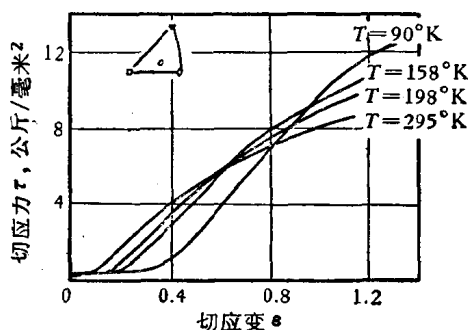


图 12a 相同取向的铜单晶在不同温度下的应力-应变曲线。

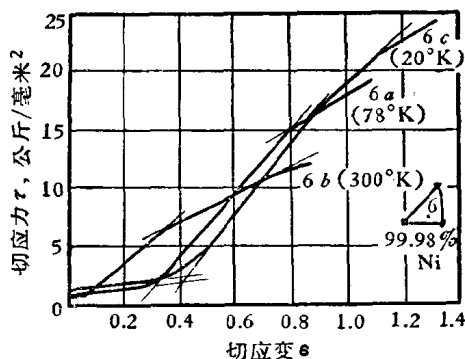


图 12b 相同取向的镍单晶在不同温度下的应力-应变曲线。

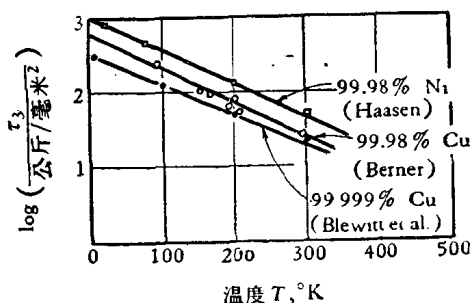


图 13. 镍和铜单晶中 τ_3 与温度的依赖关系。

則显著依赖于取向,有的取向的第一阶段几乎不出现 ($\epsilon_2 = 0$),因而在过去一直都认为面心立方晶体的硬化曲线是一条抛物线。图

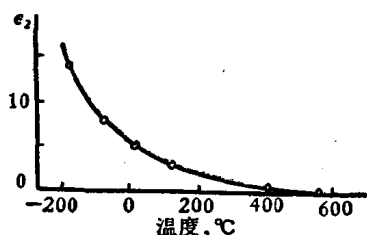


图 14. 铜单晶易滑移区的形变度 ϵ_2 与温度的依赖关系^[23]。

16a—f^[23] 表示铜单晶在室温下各参量与取向的依赖关系。在三角形中,虚线包围的区域表示参量最小值的取向范围。当取向朝着三角形的顶点和斜边 AB 方向变化时,这些参量的数值逐渐增加,可以看到 θ_1 和 ϵ_2 的变化特别大。

合金元素的加入使第一阶段 (ϵ_2) 变长。图 17 为各种成分的金银合金的硬化曲线^[24]。从图中可以看到 τ_3 随银含量的增加而逐渐提高,但银含量对 θ_2 几毫无影响。

以上所述是以低堆垛层错能金属(如金,银,铜)为例的情况。至于高堆垛层错能金属如铝的应力-应变曲线在液态空气温度下与铜在室温下的情况完全相似(图略),一般也有明显的三个阶段。但在室温时铝中没有明显的第二阶段, $\theta_{\text{最大}}$ 只有一点。与铜的差异不能只用熔点的差别来解释,因为液态空气温度(78°K)与室温几相差 4 倍,而熔点比为 1.5 倍,故必须用堆垛层错能的差异来解释(以后要详述)。

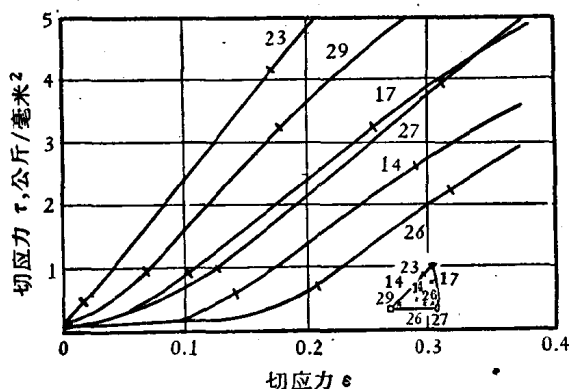


图 15a. 铜单晶在室温下应力-应变曲线与取向的依赖关系。短线表示第二阶段的始端与末端,取向标在极射投影三角形中。

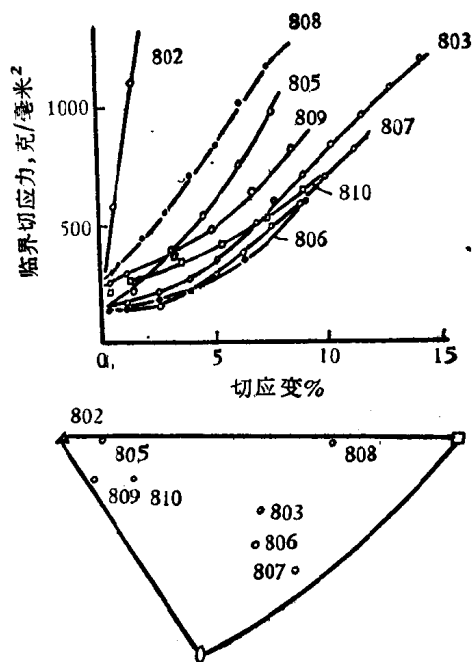


图 15b. 金单晶在室温下应力-应变曲线与取向的依赖关系。

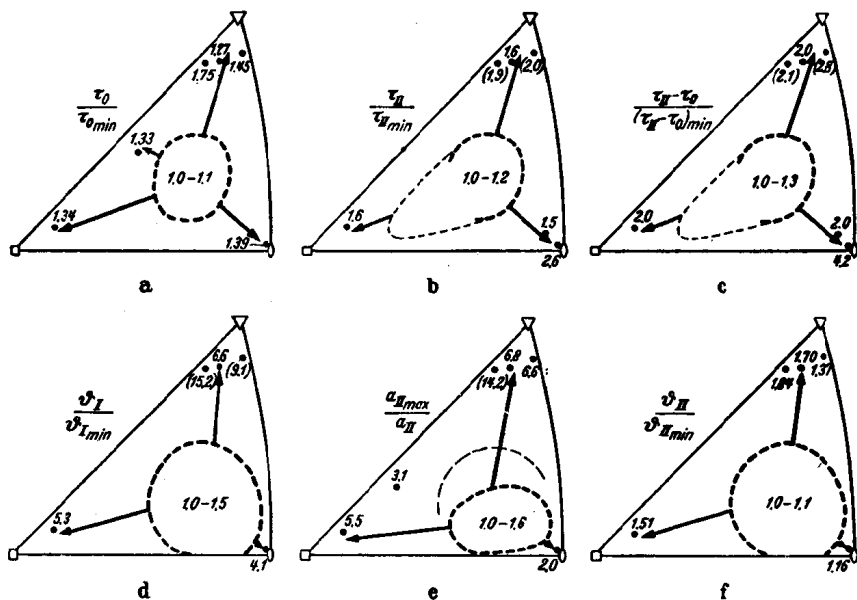


图 16a-f. 铜单晶在室温时硬化曲线上各参量对取向的依赖关系。