

内 容 简 介

这是一本论述金属塑性变形的专著。它系统、全面地介绍了金属的结构、单晶体、多晶体的塑性变形，以及位错的基本概念，并从微观角度，以定性或定量分析的方法，对金属塑性变形时的加工硬化、蠕变、疲劳、断裂等问题作了透彻解说。内容丰富，见解独到，说理严谨，论述明白，深入浅出，易于理解。

作者 R.W.K. 赫奈康是英国剑桥大学著名教授。本书自一九六八年初版以来，先后在英国、美国、澳大利亚等国多次再版重印，被视为这方面的权威著作。对从事冶金、压力加工、金属材料专业的研究人员、工程技术人员以及有关院校的教师、研究生和高年级学生，有指导作用与学习、参考价值。

金 属 塑 性 变 形

(上、下册)

[英] R.W.K. 赫奈康 著
张 猛 李先禄 胡亚民 等译
赵仲治 校

责任编辑：王文祥 刘天骥
重庆大学出版社出版发行
新华书店经销
重庆科委印刷厂印刷

开本：850×1168mm 1/32 印张 17.125 字数 493 千字

1989年3月第1版 1989年3月第1次印刷

印数：1—3000册

标准书号 ISBN 7-5624-0064-4
TG·2

定价（上下册）：5.60元

目 录

(下)

第九章 多晶体变形	(1)
9.1 晶界在塑性变形中的作用	(1)
9.2 晶界的本质	(1)
9.3 晶界对晶体强度的影响	(3)
9.3.1 双晶体	(3)
9.3.2 粗晶多晶体变形应变的变化	(4)
9.3.3 粗晶多晶体变形的显微结构	(5)
9.4 多晶体的变形理论	(7)
9.5 高温晶界滑动	(11)
9.6 面心立方晶格金属多晶体的变形	(11)
9.6.1 应力—应变曲线	(11)
9.6.2 堆垛层错能的作用	(14)
9.6.3 晶粒大小的影响	(15)
9.7 体心立方晶格多晶体金属的变形	(18)
9.7.1 体心立方晶格纯金属的应力—应变曲线	(19)
9.7.2 多晶体铁的屈服现象	(21)
9.7.3 晶粒大小的影响	(23)
9.7.4 温度的影响	(24)
9.7.5 其它体心立方晶格金属的应力—应变曲线	(25)
9.7.6 间隙杂质对机械性能的影响	(26)
9.7.7 体心立方晶格金属的屈服理论	(27)
9.8 多晶固溶体的变形	(30)
9.9 变形多晶体中的位错	(33)
9.10 两相合金的变形	(35)

9.10.1	两个韧性相	(35)
9.10.2	韧性相和脆性相	(37)
9.11	晶须、纤维及纤维强化	(38)
9.11.1	金属晶须的生长	(38)
9.11.2	金属晶须的特性	(39)
9.11.3	纤维强化	(42)

第十章 金属点缺陷的形成 (51)

10.1	引言	(51)
10.2	淬火空位	(51)
10.3	淬火空位对机械性能的影响	(53)
10.4	淬火金属的电镜分析	(54)
10.5	变形时点缺陷的形成	(61)
10.6	变形金属点缺陷结构的证明	(62)
10.7	辐照形成点缺陷	(63)
10.8	辐照金属的结构研究	(66)
10.9	辐照对机械性能的影响	(67)
10.9.1	单晶体	(67)
10.9.2	多晶体	(69)

第十一章 变形金属的退火 (76)

11.1	引言	(76)
11.2	单晶体的恢复	(76)
11.3	多边化	(79)
11.4	恢复过程物理性能的变化	(82)
11.4.1	蓄藏能	(82)
11.4.2	电阻率	(87)
11.4.3	密度	(89)
11.5	再结晶	(89)
11.6	再结晶的可变因素	(90)

11.6.1	应变	(90)
11.6.2	温度	(93)
11.6.3	纯度	(93)
11.6.4	晶粒度	(94)
11.7	再结晶动力学	(95)
11.7.1	常规理论	(95)
11.7.2	N 和 G 的实验测定	(96)
11.8	再结晶晶核起源	(99)
11.9	近代理论的发展	(101)
11.10	恢复与再结晶的关系	(103)
11.11	再结晶过程中的晶界移动	(105)
11.11.1	方向效应	(106)
11.11.2	杂质	(108)
11.12	晶粒的正常生长	(110)
11.13	晶粒长大动力学	(114)
第十二章	多晶体金属的各向异性	(121)
12.1	引言	(121)
12.2	择优取向(织构)的形成	(121)
12.2.1	纤维织构(丝织构)	(122)
12.2.2	轧制织构(板织构)	(124)
12.2.3	堆垛层错能的作用	(125)
12.3	面心立方晶格轧制织构理论	(129)
12.4	再结晶织构	(131)
12.4.1	概述	(131)
12.4.2	退火织构的起源	(131)
12.5	二次再结晶(晶粒的超常长大)	(136)
12.6	机械性能的各向异性	(138)
12.7	织构强化	(142)
12.8	磁性的各向异性	(144)

12.9	热膨胀的各向异性	(147)
第十三章 纯金属与合金的蠕变		(156)
13.1	引言	(156)
13.2	蠕变曲线的分析	(157)
13.3	蠕变时的组织变化	(161)
13.3.1	单晶体变形	(162)
13.3.2	多晶体变形	(163)
13.4	滑移和晶界滑动对蠕变应变的作用	(167)
13.5	稳态蠕变的激活能	(169)
13.6	蠕变激活能的意义	(173)
13.7	稳态蠕变理论	(174)
13.7.1	<i>Nabarro—Herring</i> 机理	(174)
13.7.2	恢复理论	(175)
13.7.3	<i>Weertman</i> 攀移理论	(176)
13.7.4	高温蠕变的其它位错机理	(177)
13.7.5	中温蠕变	(177)
13.7.6	低温蠕变机理	(180)
13.8	三期蠕变—蠕变破坏的开始阶段	(182)
13.8.1	温度的影响	(184)
13.8.2	应力的影响	(185)
13.8.3	晶间蠕变断裂机理	(186)
13.9	合金蠕变	(189)
13.9.1	固溶体—溶质原子对二期蠕变的影响	(189)
13.9.2	固溶体蠕变曲线	(191)
13.9.3	有序—无序反应对蠕变的影响	(192)
13.9.4	沉淀及弥散硬化合金	(193)
13.10	如何提高抗蠕变性	(196)
13.11	高温高应变速率的变形	(197)
13.12	超塑性	(202)

第十四章 疲劳	(208)
14.1 疲劳的一般特性.....	(208)
14.2 单晶体的疲劳特性.....	(210)
14.3 多晶体疲劳的基本实验.....	(217)
14.4 疲劳的组织变化.....	(218)
14.5 疲劳裂纹起始理论.....	(223)
14.6 疲劳的冶金学参数.....	(225)
14.6.1 应力幅值.....	(226)
14.6.2 应力系统.....	(228)
14.6.3 应力集中.....	(229)
14.6.4 温度.....	(230)
14.6.5 频率.....	(231)
14.6.6 应变幅值.....	(231)
14.6.7 化学效应.....	(233)
14.6.8 晶粒尺寸.....	(234)
14.7 疲劳裂纹的扩展.....	(234)
14.8 高温疲劳.....	(236)
14.9 实际的疲劳.....	(238)
第十五章 断裂	(244)
15.1 引言.....	(244)
15.2 非晶体材料的脆性断裂.....	(244)
15.3 结晶固体裂纹扩展判据.....	(246)
15.4 晶体中的裂纹源.....	(247)
15.5 单晶体脆性断裂.....	(249)
15.6 脆性断裂的一般特征—转变温度.....	(253)
15.7 韧—脆转变理论.....	(256)
15.8 脆性断裂的实际情况.....	(261)
15.9 脆性断裂冶金学.....	(264)

15.10 断裂韧性.....	(266)
15.11 韧性断裂.....	(267)
15.12 单晶体韧性断裂.....	(268)
15.13 多晶体韧性断裂.....	(270)
15.14 韧性裂纹的产生与扩展.....	(271)
15.15 韧性断裂的金相检查.....	(273)

第九章 多晶体变形

9.1 晶界在塑性变形中的作用

拉伸变形的单晶体，自然大部分变形通常都是发生在单个滑移系上，并且由于晶体伸长、晶格转动从而使晶体的方向改变。如果把这种单晶体试件代之以无序取向的晶体所组成的多晶体试件，那么，情况就急剧地变化。即使是用拉伸使试件简单地变形，各个晶粒也不再承受单轴应力。变形晶体之间的晶界保持完整，由于邻近晶粒的作用，使每一个晶粒法向力缺乏，其结果邻近的晶粒将施加变形上的相互制约，因此，各个晶粒势必会行为不同。

我们将首先简单地讨论晶界的本质及其在变形过程中所起的作用，叙述一些基本试验；由这些试验给出双晶体和粗晶多晶体中各个晶界特性。其次，将综述根据单晶体的性质所建立起来的并用于解释多晶体性质的一些理论。

9.2 晶界的本质

我们曾经说过，可以用位错模式来描述小角度晶界(参见第三章)。倾侧晶界(即小角度晶界)产生了垂直于纸平面并在晶界平面内的位向差(图3.16)。界面上所形成的连续性完全由刃型位错所构成，而且，当晶粒的相对转动引起位向差，能够用螺型位错陈列调节时，两晶粒绕纸面上垂直于晶界的转动，可以形成一个扭转晶界。

很清楚，由于倾斜和扭折的联合作用，导致晶粒之间的位向差也是可能的，在这种情况下，晶界的位错结构变成一个刃型位错和螺型位错网络。在这样一个阵列中，每一个位错具有一定的弹性能，而晶界的能量是各个位错能量的总和。这个能量随位向差 θ 而增加。Read和Shockley给出下式*：

*有关这个方程的推导，请看参考文献1。——原注。

$$E = E_0 \theta (A - L \ln \theta) \quad (9.1)$$

式中 E_0 是与位错周围的弹性畸变有关的参数； A 是与位错中心能量有关的常数。绘制 E 和 θ 的关系曲线（图9.1），由图可知， θ_m 约为0.5弧度时， E_m 具有最大值。因此，位向差 θ 很小时就破坏了晶界的位错模式（ θ 在 10° 时已经破坏），用泡筏模型不能辨别各个位错。大角度晶界只能说成是原子无序的窄狭层。。近来，用离子显微镜直接观察到了钨晶体的晶界，显示出大片大角度晶界是原子嵌镶区，有原子嵌镶好的块，有原子嵌镶环的块，它们相互隔开，并以凸缘缔合⁽⁷⁾。晶界的厚度不大于一两个原子直径。

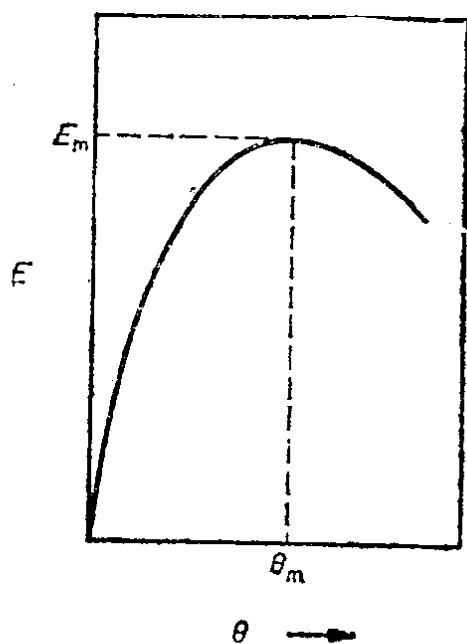


图9.1 晶界能随位向差 θ 增加的变化

可以预料，晶界中位错数目增加，它阻碍位错运动的作用也一定增加。在某些情况下，例如倾侧晶界，晶界位错之间因为位向差小，一个位错很容易从一个晶粒运动到下一个晶粒，但是，当晶界上的位错间距减小时，运动困难增加。在相当小的位向差情况下，晶界就变成位错运动的整体障碍物，从而在晶界处位错塞积，其结果产生应力集中，这种应力集中就引起邻近晶粒的位错源启动。

9.3 晶界对晶体强度的影响

9.3.1 双晶体

Chalmers⁽⁸⁾用锡双晶体试件系统地研究了单个晶界的影响。试件的两个晶粒为纵向晶界，并且试件的轴线在晶界上，但是，改变了两个晶粒中的四方晶轴（C轴）之间的角度。他发现，双晶体的弹性极限随着两个晶粒的四方晶轴之间的角度的增加几乎是线性增加，而且推断零度角所得到的弹性极限值接近于单晶体的弹性极限。Clark和Chalmers⁽⁹⁾对铝双晶体作了类似的研究，该试件的晶界与拉伸轴平行，每一个晶粒都有一个与拉伸轴成45°的公共面{111}。两晶体之间位向差的不同是绕公共面法线转动产生的标志。这些学者发现，位向差增加到30°时，屈服应力由0.9增加到1.3百万牛顿/米²，然后一直到最大的位向差（76°）都保持不变。变形的早期阶段应变硬化速率是线性的，而且一直到晶体之间的位向差为60°时都是同一斜率，在这一阶段的应变硬化速率是单晶体的五倍（图9.2）。

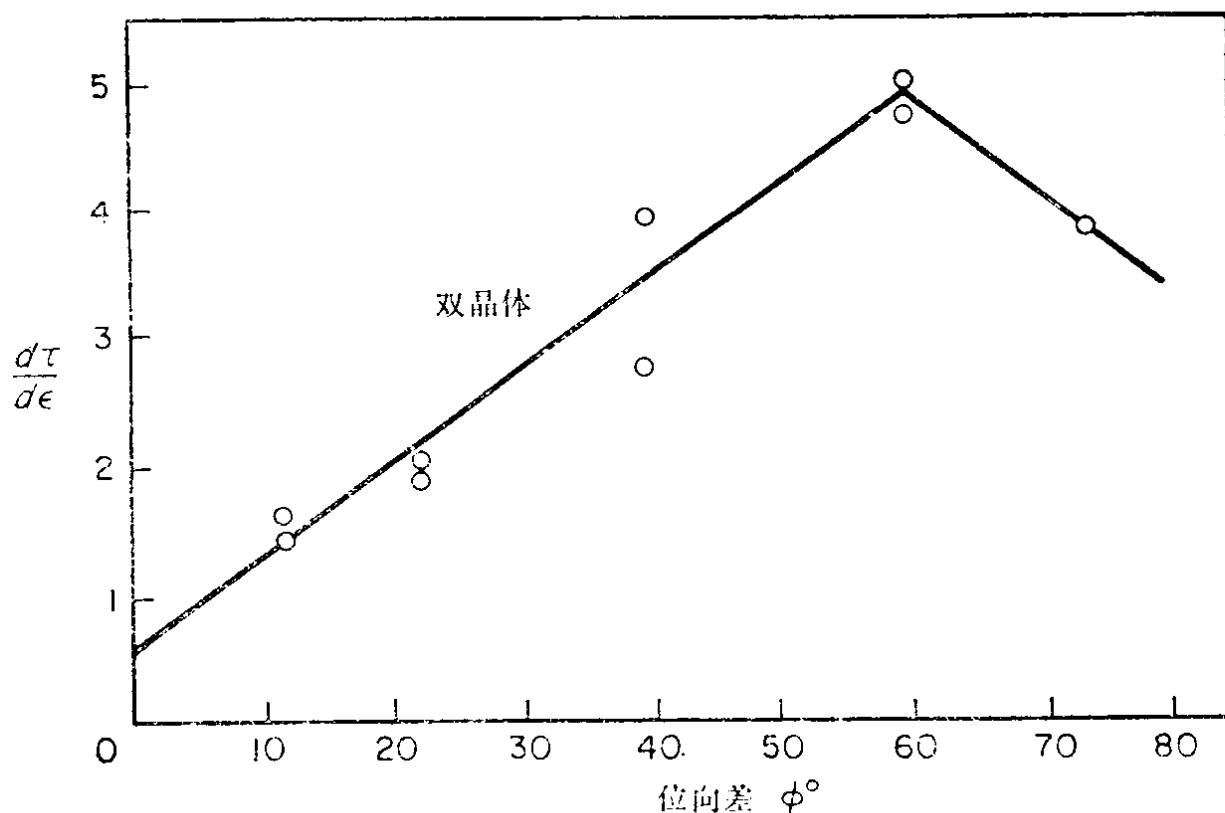


图9.2 铝双晶体的强化与位向差的关系。（引自Clark and Chalmerse 1954, Acta, Metall., 2, 80）

Gilman⁽¹⁰⁾研究了公共晶界平行于拉伸轴的锌双晶体的变形。当每个晶粒中的底面滑移平面与晶界倾斜角度相同时，观察到了微小的强化作用，但是，若绕拉伸轴转动改变了这个方向，那么，应力—应变曲线变得陡得多。

9.3.2 粗晶多晶体变形应变的变化

虽然双晶体的试验已经提供了有用的资料，而晶界的作用是多晶体的特征，直接的试验研究也是必要的。人们用粗晶多晶体做了许多试验，能够测试出各个晶粒内的应变和加工硬化的变化。

长期以来，人们就知道多晶体中各个晶粒的塑性变形不是均匀的。*Boas*和*Hargreaves*⁽¹¹⁾用粗晶工业铝，做了应变和硬化的局部变化的定量研究。他们把试件沿拉伸轴纵向剖开，剖面上含有若干晶界，在剖面上沿着与拉伸方向平行的直线按一定的间隔作金刚石硬度试验。这个试验不仅测量硬度，而且提供了压痕之间的标准长度，以便于能够确定局部应变（图9.3）。该试件经拉伸变形后，重新测量原始硬度印痕之间的距离，这样就可以计算出各段的应变了。测量的数据表明，总延伸率5%时，各晶粒的延伸率在2~14%之间变化。不仅不同晶粒产生很大不同程度的变形，而且同一个晶粒内的应变也有显著地变化，例如，晶界附近的应变常常与晶粒中心的应变显著不同。如果相邻的晶粒变形比第一个晶粒小，则第一个晶粒晶界附近的应变往往比中心小。另一方面，如果邻近的晶粒变形较大，则第一个晶粒内公共晶界附近的应变通常比晶粒中心的大。更重要的是，即使在这些区域里可能有一个明显的应变梯度，应变也是连续地穿过晶界的。

*Urie*和*Wain*⁽¹²⁾的著作更清楚地阐述了这个现象。他们在粗晶高纯铝试件的抛光表面上印制照相网络，达到了0.5毫米的局部标准长度而不是*Boas*和*Hargreaves*著作中硬度印痕之间的5~10毫米。使用这种更灵敏的技术发现，这个延伸率以10为因数变化。此外，在总延伸率完全不同的一对变形不大的晶粒晶界附近，他们经常观察到延伸率的最小值。在变形较严重的晶粒晶界区域，延伸率也有明显的限制。这些结果说明，应变是连续地穿越晶界的。但是，即使在距晶

界微小距离处，对变形也有相当大的影响。*Carreker*和*Hibbard*⁽¹³⁾测试了粗晶粒铜的不均匀性。他们用一个结晶轴角度的变化来表示塑性变形的大小，参照上述做法作了类似的观测。他们也发现了小变形晶界附近变形的最小值，但在大变形时，这些就由极大值所代替，这一点，可以用于对无法预测的滑移系统上的强制滑移作解释。

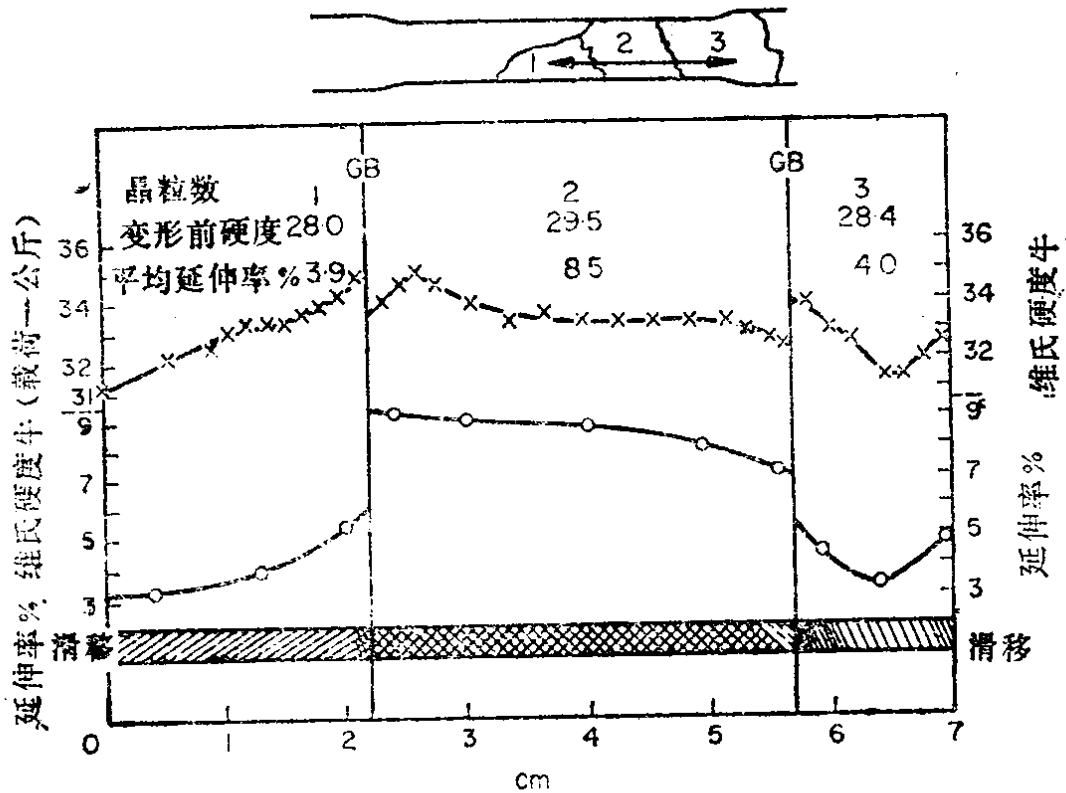


图9.3 粗晶粒工业铝试件中的不均匀变形，总拉伸变形5%（引自 Boas and Hargreaves, 1948, Proc.R.Soc., A193, 89）

9.3.3 粗晶多晶体变形的显微结构

变形粗大晶粒多晶体的预先抛光表面的显微检查直接表明，多晶体的变形与单晶体的拉伸变形极其不同。即使在1~5%的小应变时，每个晶粒都清楚地在几个滑移系上进行变形（图9.4），因此，能作唯一合适比较的是对称位向的单晶体，例如〔001〕或〔111〕，其中有三个或四个滑移同时参与变形。小变形后的很大的晶粒，其中心附近可能有一个区域基本上在某一个滑移系上进行变形，但是，随

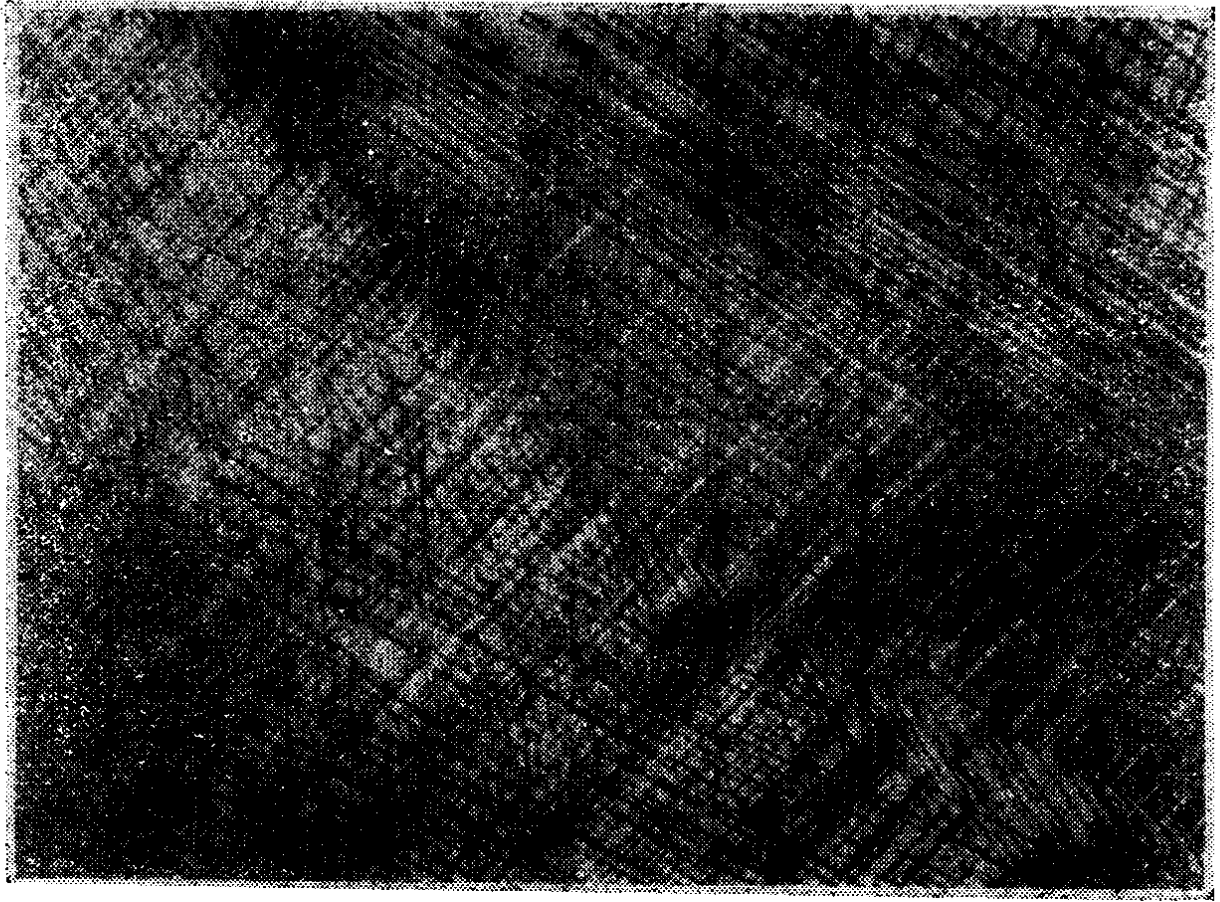


图9.4 多晶体铝在轻微变形中的多重滑移显微照片 $\times 200$

着变形的增加，就立即改变这种现象。实际中经常遭到的那些较小尺寸的晶粒，晶界的作用是把全部晶粒粘结在一起，而变形实质上是多重滑移引起的。

晶界附近开动的滑移系同其它地方开动的滑移系是不同的，因为它需要适应邻近晶粒的变形行为。*Boas*和*Ogilvie*⁽¹⁴⁾将铝多晶体试件剖开，对剖面进行了电解抛光和腐蚀，观察到了这种情况。而且在有利开动滑移系的 α 黄铜试件内部，也观察到这种情况。他们发现，一般情况下，每一个晶粒中有两三个开动的滑移系，而且还观察到多达六个开动的滑移系。这说明，非八面体滑移系也发生滑移，因为在 $\{111\}$ 面只能有四种可见的滑移痕迹。这些学者也检测到了 $\{100\}$ 和 $\{110\}$ 面上的滑移。应该强调的是，自由面上的观察，常常与剖面上的观察不同，因为，在其内部受限制的条件下，往往有更多的滑移系在开动。

有时，一个晶粒内的不均匀性可以越过邻界扩展到邻近的晶粒中

去，并且观察到滑移线连续地穿越晶界。Cgilvie⁽¹⁵⁾分析了这些现象，认为只有当滑移是直线，并且两个晶粒有一个公共的 $\langle 110 \rangle$ 、 $\langle 112 \rangle$ 或 $\langle 113 \rangle$ 方向时，滑移才能穿越晶界。发现这些方向之一，是在晶界处与滑移面相交 2° 以内。实际上，在多晶体中，一个晶粒的相邻区域中，不同滑移系滑移，引起了不同形式的晶格转动。因此，原晶体变成了具有相位差的复杂形态。腐蚀变形后的铝及其它金属多晶体揭示出这样一些位向差所引起的滑移带（见第八章）。

局部区域滑移方式不同的原因在于晶粒尺寸的不同，这一点具有特殊的意义。如果一个晶粒的尺寸足够大的话。那么晶粒内部就可以避免晶界所强加的约束。但是，当晶粒减小时，这些约束就达到晶粒的中心，从而多重滑移就蔓延起来。就强度言，大晶粒内部要比小晶粒内部软（图9.5），因此变形期间，细晶粒多晶体的加工硬化要比粗大晶粒多晶体的严重。

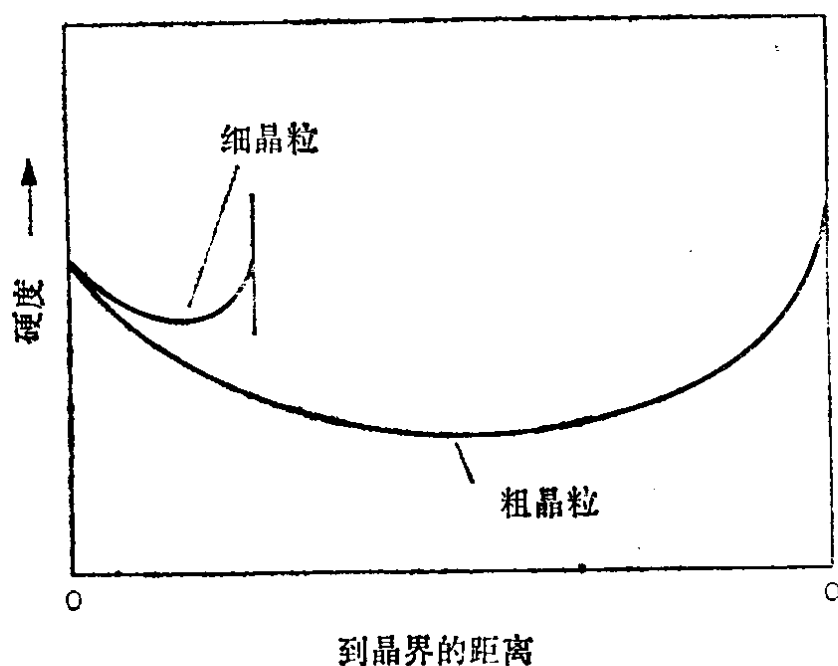


图9.5 晶粒大小对晶粒变形的影响（引自McLean, 1957, Grain Boundaries In Metals, O.U.P）

9.4 多晶体的变形理论

理论计算已经发展到根据单晶体的特性预算出多晶体的应力

一应变曲线的高度⁽⁴⁹⁾。关于单晶体的应力函数，我们在第二章中表示为：

$$\tau = \frac{L}{A} \text{Sin} x \text{Cos} \lambda \quad (9.2)$$

式中 $\frac{L}{A}$ 是拉应力 σ ； τ 是滑移面上的分剪应力，这样就有：

$$\sigma = \tau m \quad (9.3)$$

式中 $m = (\text{Sin} x \text{Cos} \lambda)^{-1}$ ，叫作方向因子。

最早计算应力—应变曲线时，假定每个晶粒只有一个滑移系开动，就具有最大剪应力。第一步是确定方向因子的平均值 \bar{m} ，它能用于多晶体应力 σ_p 与应变 ϵ_p 关系的表达式。

Sachs⁽¹⁶⁾ 得到任意多晶体的 $\bar{m} = 2.238$ ，该晶体的拉伸屈服应力 σ_v 与临界剪应力的关系为：

$$\sigma_v = \bar{m} \tau_0 \quad (9.4)$$

式中 τ_0 = 单晶体的临界分剪应力。

现在，假设单晶体的临界分剪应力 τ_0 是剪应变 α 的函数是合理的，那么就有：

$$\begin{aligned} \sigma_v &= \bar{m} \cdot f(\alpha) \\ &= \bar{m} \cdot f(\bar{m}, \epsilon) \end{aligned} \quad (9.5)$$

Kochendorfer⁽¹⁷⁾ 用这个方法，根据单晶体的特性计算了多晶体的应力—应变曲线。

以上计算限于这样的假设：多晶体内的每一个晶粒都是无约束的单晶体，并且在一个滑移系上变形。显然，这与实验不符。Von Mises⁽¹⁸⁾ 于1928年首先指出：要使一个物体产生任意所要求的形状变化，必须有五个独立应变分量（假设体积不变），对于一个固态晶体来说，就是五个单独的滑移系。而且用五个滑移系所得到的最佳流动条件，在能量方面要比使用五个应变分量清楚得多。面心立方晶格金属中，有十二个结晶的等效八面体滑移系，因此，剪应力要选择其一组，这种固体给出的范围是较大的。

Taylor⁽¹⁹⁾ 把这个准则用于铝多晶体的变形，假设每个晶粒中开

动五个滑移系是需要最小功的变形。还进一步假设，所有的晶粒就所给定的总变形而言经受同样的变形。据此他研究了五个滑移系开动时方向因子 \bar{m} 的平均值问题。这几个滑移系所作的功等于宏观应力和应变所作的功。

当一个滑移系的应变增量是 $d\alpha$ 时，该滑移系的临界剪应力为 τ_0 ，则有：

$$\sigma d\epsilon = \sum_1^n \tau_0 d\alpha \quad (9.6)$$

式中 n 为滑移系数。

*Taylor*还作了这样的假设：所有滑移系的临界剪应力 τ_0 都相等；从一个晶粒到另一个晶粒的加工硬化不变，即 $(\tau_0)_1 = (\tau_0)_2$ ，那么：

$$\frac{\sigma}{\tau_0} = \frac{\sum d\alpha}{d\epsilon} = m \quad (9.7)$$

经过仔细的数学处理以后，*Taylor*得到任意取向的面心立方晶格金属 \bar{m} 的平均值是3.06，即：

$$\sigma = 3.06\tau_0$$

*Bishop*和*Hill*⁽²⁰⁾提出了确定 \bar{m} 的另一个数学方法，这个方法中，不要求具有最小剪变形功之和的每个晶粒开动滑移系的固定位置。它们也不需要均匀应变，而这些正是*Taylor*理论的缺点。不得不再作多晶体应变分布的有关假设。这个理论有更普遍的适用性，它能够适用于除了拉伸试验以外的一些试验，他们以此得到了准均匀面心立方晶格结晶固体的完整屈服表面。在拉伸试验的情况下，他们确定了 \bar{m} 的近似值为3.1。

当*Taylor*在1938年完成了对铝的研究的时候，人们对高纯度单晶体的位向对剪应力—应变曲线的影响已经有所研究，并且认为抛物线型曲线是典型的。*Kocks*⁽²¹⁾曾经指出：最适于计算多晶体应力—应变曲线的单晶体曲线应该是由“硬”位向晶体得出的那些曲线，因为这种晶体从一开始变形就是在几个滑移系上产生滑移。他特别提到 $[001]$ 和 $[\bar{1}11]$ 方向，这些方向给出比晶体“软”方向陡得多的

应力—应变曲线。Kocks用高纯铝〔111〕晶体的应力—应变曲线和Taylor公式计算出多晶体的应力—应变曲线(图9.6)。他发现计算曲线与实测的基本一致,而对一小过渡区修正后甚至更一致。但是用单晶体的平均曲线作类似的计算所得的曲线就缺乏一致性了。

这样看来,Taylor关系,特别是Bishop和Hill的通用公式是充分正确的,但是还有一些无法解释的矛盾。例如,很少观察到一个晶粒内五个滑移系开动,通常只有二个或三个开动。这可以不完整地解释为:绝大多数观察是在自由面进行的,而不是在内部;不过,用特殊的技术研究内部时,也不能证实这种理论上的假设。Taylor理论也曾经预言:变形过程中晶粒会转动而产生织构。他所预言的织构与Barrett和Levenson⁽²²⁾试验测定的织构不一致,看来变形期间晶粒内所观察到的不均匀性引起了误差。我们在第八章中已经讨论过所产生的几种典型的不均匀性。

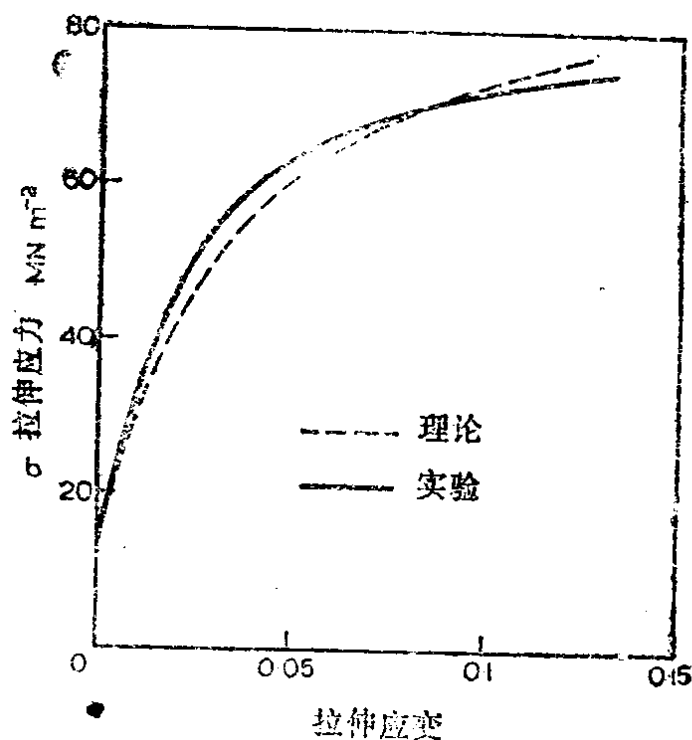


图9.6 计算的多晶体应力—应变曲线(引自Kocks, 1958, Actam et al. 6, 85)