



国家出版基金项目
NATIONAL PUBLICATION FOUNDATION

中 外 物 理 学 精 品 书 系

经 典 系 列 · 1 5

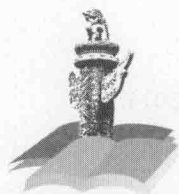
晶体中的位错

重排本

钱临照 等 编著



北京大学出版社
PEKING UNIVERSITY PRESS



国家出版基金项目
NATIONAL PUBLICATION FOUNDATION

中 外 物 理 学 精 品 书 系

经 典 系 列 · 1 5

晶体中的位错

重排本



钱临照 等 编著



北京大学出版社
PEKING UNIVERSITY PRESS

图书在版编目(CIP)数据

晶体中的位错:重排本/钱临照等编著. —北京:北京大学出版社,2014. 12
(中外物理学精品书系)
ISBN 978-7-301-25135-5

I. ①晶… II. ①钱… III. ①晶体—位错—研究 IV. ①O77

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 277472 号

书 名: 晶体中的位错(重排本)

著作责任者: 钱临照 等编著

责任编辑: 赵晴雪 陈小红

标准书号: ISBN 978-7-301-25135-5/O · 1039

出版发行: 北京大学出版社

地 址: 北京市海淀区成府路 205 号 100871

网 址: <http://www.pup.cn>

新浪微博: @北京大学出版社

电子信箱: zpup@pup.cn

电 话: 邮购部 62752015 发行部 62750672 编辑部 62752038 出版部 62754962

印 刷 者: 北京中科印刷有限公司

经 销 者: 新华书店

730 毫米×980 毫米 16 开本 9.5 印张 181 千字

2014 年 12 月第 1 版 2014 年 12 月第 1 次印刷

定 价: 26.00 元

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有,侵权必究

举报电话:010-62752024 电子信箱:fd@pup.pku.edu.cn

“中外物理学精品书系”

编委会

主任：王恩哥

副主任：夏建白

编委：（按姓氏笔画排序，标*号者为执行编委）

王力军	王孝群	王牧	王鼎盛	石兢
田光善	冯世平	邢定钰	朱邦芬	朱星
向涛	刘川*	许宁生	许京军	张酣*
张富春	陈志坚*	林海青	欧阳钟灿	周月梅*
郑春开*	赵光达	聂玉昕	徐仁新*	郭卫*
资剑	龚旗煌	崔田	阎守胜	谢心澄
解士杰	解思深	潘建伟		

秘书：陈小红

序 言

物理学是研究物质、能量以及它们之间相互作用的科学。她不仅是化学、生命、材料、信息、能源和环境等相关学科的基础,同时还是许多新兴学科和交叉学科的前沿。在科技发展日新月异和国际竞争日趋激烈的今天,物理学不仅囿于基础科学和技术应用研究的范畴,而且在社会发展与人类进步的历史进程中发挥着越来越关键的作用。

我们欣喜地看到,改革开放三十多年来,随着中国政治、经济、教育、文化等领域各项事业的持续稳定发展,我国物理学取得了跨越式的进步,做出了很多为世界瞩目的研究成果。今日的中国物理正在经历一个历史上少有的黄金时代。

在我国物理学科快速发展的背景下,近年来物理学相关书籍也呈现百花齐放的良好态势,在知识传承、学术交流、人才培养等方面发挥着无可替代的作用。从另一方面看,尽管国内各出版社相继推出了一些质量很高的物理教材和图书,但系统总结物理学各门类知识和发展,深入浅出地介绍其与现代科学技术之间的渊源,并针对不同层次的读者提供有价值的教材和研究参考,仍是我国科学传播与出版界面临的一个极富挑战性的课题。

为有力推动我国物理学研究、加快相关学科的建设与发展,特别是展现近年来中国物理学家的研究水平和成果,北京大学出版社在国家出版基金的支持下推出了“中外物理学精品书系”,试图对以上难题进行大胆的尝试和探索。该书系编委会集结了数十位来自内地和香港顶尖高校及科研院所的知名专家学者。他们都是目前该领域十分活跃的专家,确保了整套丛书的权威性和前瞻性。

这套书系内容丰富,涵盖面广,可读性强,其中既有对我国传统物理学发展的梳理和总结,也有对正在蓬勃发展的物理学前沿的全面展示;既引进和介绍了世界物理学研究的发展动态,也面向国际主流领域传播中国物理的优秀专著。可以说,“中外物理学精品书系”力图完整呈现近现代世界和中国物理

科学发展的全貌,是一部目前国内为数不多的兼具学术价值和阅读乐趣的经典物理丛书。

“中外物理学精品书系”另一个突出特点是,在把西方物理的精华要义“请进来”的同时,也将我国近现代物理的优秀成果“送出去”。物理学科在世界范围内的重要性不言而喻,引进和翻译世界物理的经典著作和前沿动态,可以满足当前国内物理教学和科研工作的迫切需求。另一方面,改革开放几十年来,我国的物理学研究取得了长足发展,一大批具有较高学术价值的著作相继问世。这套丛书首次将一些中国物理学者的优秀论著以英文版的形式直接推向国际相关研究的主流领域,使世界对中国物理学的过去和现状有更多的深入了解,不仅充分展示出中国物理学研究和积累的“硬实力”,也向世界主动传播我国科技文化领域不断创新的“软实力”,对全面提升中国科学、教育和文化领域的国际形象起到重要的促进作用。

值得一提的是,“中外物理学精品书系”还对中国近现代物理学科的经典著作进行了全面收录。20世纪以来,中国物理界诞生了很多经典作品,但当时大都分散出版,如今很多代表性的作品已经淹没在浩瀚的图书海洋中,读者们对这些论著也都是“只闻其声,未见其真”。该书系的编者们在这方面下了很大工夫,对中国物理学科不同时期、不同分支的经典著作进行了系统的整理和收录。这项工作具有非常重要的学术意义和社会价值,不仅可以很好地保护和传承我国物理学的经典文献,充分发挥其应有的传世育人的作用,更能使广大物理学人和青年学子切身体会我国物理学研究的发展脉络和优良传统,真正领悟到老一辈科学家严谨求实、追求卓越、博大精深的治学之美。

温家宝总理在2006年中国科学技术大会上指出,“加强基础研究是提升国家创新能力、积累智力资本的重要途径,是我国跻身世界科技强国的必要条件”。中国的发展在于创新,而基础研究正是一切创新的根本和源泉。我相信,这套“中外物理学精品书系”的出版,不仅可以使所有热爱和研究物理学的人们从中获取思维的启迪、智力的挑战和阅读的乐趣,也将进一步推动其他相关基础科学更好更快地发展,为我国今后的科技创新和社会进步做出应有的贡献。

“中外物理学精品书系”编委会 主任
中国科学院院士,北京大学教授

王恩哥

2010年5月于燕园

目 录

篇一 晶体中位错理论的基础	1
第一章 导论	1
1-1 两种类型的固体强度理论	1
1-2 裂强度的估计	1
1-3 晶体与非晶体强度的物理本质	3
1-4 晶体屈服强度的估计	3
1-5 范性形变的热力学理论	6
1-6 位错概念的引入	7
1-7 晶体中位错理论的发展	11
第二章 晶体中位错的基本性质	13
2-1 位错的普遍形式	13
2-2 两种简单的位错型	14
2-3 晶体中的不完整性	15
2-4 Burgers 回路与 Burgers 矢量	16
2-5 Burgers 矢量的守恒性	18
2-6 Frank 处理 Burgers 回路和 Burgers 矢量的方法	19
2-7 位错的密度	20
2-8 刃型位错	21
2-9 刃型位错的运动	22
2-10 螺型位错	23
2-11 混合位错	24
2-12 螺型位错及混合位错的运动	26
2-13 位错运动的基本性质	27
2-14 滑移与宏观应变	30

2-15 任意截面上的原子组态 ^[62]	30
第三章 位错的增殖与位错割阶的运动	32
3-1 引论	32
3-2 Frank 的动力学增殖机制	33
3-3 Frank-Read 机制——L 形平面源	34
3-4 回转蜷线	36
3-5 U 形平面源	38
3-6 L 形和 U 形的攀移机制	39
3-7 具有一个结点的极轴机制	42
3-8 具有两个结点的极轴机制	44
3-9 螺旋线位错的形成机制 ^[73]	45
3-10 位错线交截而产生的割阶	46
3-11 位错线上割阶的普遍几何性质	49
3-12 位错的攀移	50
3-13 具有割阶的位错线的滑移运动	52
第四章 不全位错	53
4-1 引言	53
4-2 Thompson 记号	54
4-3 密堆晶体结构中的堆垛层次	56
4-4 堆垛次序符号	58
4-5 堆垛层错的实验证明	58
4-6 面心立方晶体中的堆垛层错	59
4-7 t 矢量 f 矢量 n 矢量	60
4-8 面心立方晶体中的不全位错	62
4-9 不全位错的运动	67
4-10 不全位错的 Burgers 矢量	67
4-11 六方晶体中的层错与不全位错	69
4-12 体心立方晶体的堆垛层错	73
第五章 扩展位错和位错反应	77
5-1 位错反应的条件	77

5-2 面心立方点阵中的扩展位错	79
5-3 束集	82
5-4 Lomer-Cottrell 位错	84
5-5 R 位错	86
5-6 体心立方晶体孪生的位错机制	87
参考文献	89
篇二 晶体中位错的观测	94
第一章 引言	94
第二章 晶体的生长蜷线	95
第三章 侵蚀法	101
3-1 侵蚀法中的一般问题	101
3-2 化学侵蚀法	108
3-3 热侵蚀法	113
第四章 缀饰法	116
4-1 卤化银的缀饰法	117
4-2 氯化钠的缀饰法	118
4-3 硅的缀饰法	121
4-4 缀饰法评述	122
第五章 电子显微镜	122
5-1 引言	122
5-2 电子显微镜的分辨本领	123
5-3 显微镜衍射理论	123
5-4 直接观测法	124
5-5 水纹图形法	126
5-6 衍衬法	130
5-7 三个观测方法的比较	132
5-8 用电子显微镜观测位错所得的结果	133
5-9 结论	137
参考文献	138
重排后记	141

篇一 晶体中位错理论的基础*

第一章 导 论

1-1 两种类型的固体强度理论

固体具有高强度的这一性质很早就被发现并被利用到生产实践中去。但是把固体具有高强度的这一件事提高到理论来认识,也就是说,把它发展成为一个完善的固体强度理论,到今日还没有很好完成。在今日看来,固体的力学性质的理论远落后于物质的电、磁性等的理论。

发展固体强度理论可以有两方面:

(1) 数学力学理论——数学力学理论也称宏观理论。弹性力学处理固体在弹性范围内的力学问题。按照胡克(Hook)定律,固体在这范围内,应力与应变具有线性关系。数学力学处理固体在范性范围内的性质的方法有两种:一种是应用弹性力学理论,加上范性形变情形下的应力应变间的非线性关系作为改正项来进行计算的;另一种方法是利用黏滞性液体理论,把固体的范性与液体的流动性对比起来而处理的。不论根据以上两种方法中的哪一种方法,都可以计算出在各种受应力状态下,固体在弹性与范性形变中应力与应变的关系来,可以从简单受胁状态的实验结果推算出复杂受胁状态来。这种计算方法应用在工程设计上获得很大的成功。但是宏观理论的缺点是没有考虑到固体在受胁及形变过程中所发生的物理变化,例如晶态试样的加工硬化、原子扩散、相变、回复、再结晶等的现象。数学力学的固体强度理论对这些现象及导致这些现象的因素是无法处理的。

(2) 物理理论——物理理论也称微观理论。它是从固体的原子结构出发来考虑固体的强度问题;特别要研究温度、形变、形变速度、压强、化学成分、物质结构等因素对强度的影响。从固体的原子结构出发来研究强度的目的是要发现固体强度的物理本质,从而可以控制多种物理因素以改进固体的强度或者创造新材料以达到人们所预计的力学性质为生产建设服务。

1-2 裂强度的估计

自 20 世纪 20 年代的初年以来,有不少人从理论上做过固体断裂强度的估计。

* 合作者:杨顺华

这里介绍 M. Polanyi 的方法^[1]。

假设固体在拉伸应力下,断裂时储在固体中的弹性能变为断裂形成的两个表面上的能,即

$$\frac{1}{2}\sigma d = 2\gamma \quad (1-1)$$

式中 σ 为固体断裂时的应力, d 为两分子间距 a 所伸长的长度, γ 为表面能。

假使胡克定律一直有效到固体断裂为止,则

$$\sigma = \frac{d}{a}E \quad (1-2)$$

式中 E 为杨氏模量。

从以上两式得出固体断裂强度的理论数值

$$\sigma = 2\sqrt{\frac{\gamma E}{a}} \quad (1-3)$$

一般而论, $a \sim 3 \times 10^{-8}$ 厘米, $E \sim 1000$ 公斤/毫米²^①, γ 可用表面张力来度量,固体的表面张力可从液体的曲线用外推法得出,应大于 1000 达因^②/厘米,故

$$\sigma \sim 1000 \text{ 公斤/毫米}^2 \quad (1-4)$$

在 Polanyi 之后,曾有人把此理论加以补充和修正,或具体考虑一个离子晶体的断裂强度,所得结果在数量级上大致相同^[2-5]。

A. A. Griffith 从实验得出,直径为 1 毫米的钾玻璃丝,它的拉伸断裂强度约为 14 公斤/毫米²。A. Иоффе 用未经特殊处理的岩盐得出它的断裂强度一般约在 0.4 公斤/毫米² 左右。我们可以这么说,固体强度的实验数值小于理论估计约为 100 倍至 1000 倍。

对于非晶态物质如玻璃, A. A. Griffith^[6] 曾观察到钾玻璃丝愈细,强度愈高(直径从 1 毫米减至约 3 微米时,强度自 14 公斤/毫米² 升至 350 公斤/毫米²),而且同一直径的玻璃丝,初从火焰中拉出来的强度远远大于它在空气中停留数小时后的强度(直径为 0.5 毫米的钾玻璃丝初从火焰中拉出时的强度可高达 154 ~ 630 公斤/毫米²)。Griffith 从这一实验,假设玻璃丝的表面不可避免地有若干微裂缝(现在称它为 Griffith 裂缝)。当远低于理论强度的应力加在试样上时,应力就集中在裂缝的尖端上,因而裂缝获得了发展,导致试样断裂。这样,这些裂缝的存在可算是玻璃丝强度降低的原因。用玻璃丝实际强度的数据,从 Griffith 的理论

① 重排注:国家标准(1993)规定,杨氏模量、压强和应力的单位用帕[斯卡]表示,1 帕斯卡 = 1 牛顿/米²。其与千克力每平方厘米的换算关系是 $1 \text{ Pa} = 1.01972 \times 10^{-5} \text{ kgf/cm}^2$ 。

② 重排注:1 达因 = 10^{-5} 牛顿。

可以计算出存在玻璃上的微裂缝的宽度约为 10^{-5} 厘米数量级。这样,非晶态物质的实际强度远低于理论强度获得了初步解释。

但问题至此远不能算结束。

1-3 晶体与非晶体强度的物理本质

把 Griffith 的微裂缝理论应用在晶体上,结果怎样呢? 通过计算,我们可以得出在岩盐晶体表面上应存在着宽约 2 毫米的裂缝,而在锌单晶体上则应有宽约 1 厘米的裂缝,这显然与事实不相符合。这样,初步说明了微裂缝的强度理论不能适用于这些晶体上。

次之,当我们观察应力加在晶体试样时(不论离子晶体或金属晶体),在断裂之前,试样经历一段或大或小的范性形变过程。而当范性形变开始的时候,在晶体上有两个显著的特征出现。

(1) 一般的晶体发生滑移,少数晶体在特殊取向情形下发生孪生。滑移或孪生都在一定的晶体学平面及方向上进行。

(2) 临界切应力(屈服强度),即加在试样上的临界应力在滑移平面及滑移方向上的分量,有一定的数值。

回过来看非晶态物质,脆性断裂是它的特征之一。次之,即使在同一大小和同一条件下所生产出来的玻璃丝上,它的断裂强度也是有统计性的分布而无恒定的数值(见图 1-1)。晶体强度与非晶体强度的物理本质有所不同至此愈为明显。

范性形变的开始即为晶体中原子发生永久性迁移的开始。因此,屈服强度应可理解为标志晶体强度的最重要、最基本的参量。

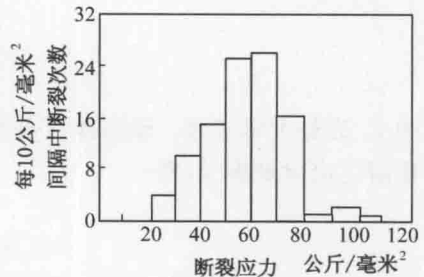


图 1-1 玻璃丝在不同压强下由 Griffith 裂缝导致断裂次数的分布曲线

1-4 晶体屈服强度的估计

1926 年 Я. И. Френкель 估计了晶体的屈服强度^[7]。首先假设晶体中的原子

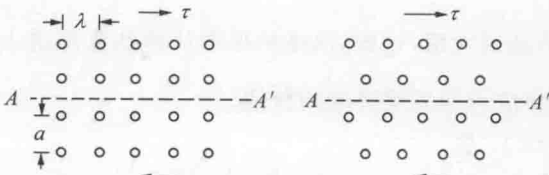


图 1-2 理想晶体中的原子排列

排列是理想的,相邻两列原子稳定的位置如图 1-2。两列原子间力有两种:(1) 每层中原子间的相互作用力,这与两列原子位移不相干;(2) 上下两层原子之间的相互作用力,这种力显然是周期性的,首先假定它是正弦波

形[图 1-3(a)]。

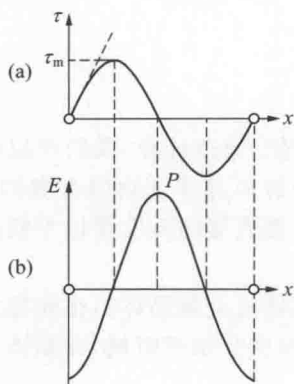


图 1-3 (a) 应力与原子位移之间的关系; (b) 势能与原子位移之间的关系

设在晶体的滑移面及滑移方向上外加切应力 τ , 在某相邻两列原子层之间 AA' 产生位移, 如图 1-2 所示。这位移 x 与切应力 τ 间之关系如图 1-3(a) 中的正弦波形曲线。当切应力没有加上去的时候 ($\tau = 0$), 位移 $x = 0$ 。当位移为 λ (即相邻两原子的间距) 时, τ 又为零。在此两个稳定平衡点之间存在着一个势垒[见图 1-3(b)]。在这个势垒的峰顶 P 处, 应力又为零, 但此处的平衡是不稳定的。过此, 当位移继续增加时, 应力继续减小, 即变向, 直到 $x = \lambda$, 则应力又回复到零。

因此, 应力 τ 与位移 x 之间的关系可以表示为

$$\tau = \tau_m \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (1-5)$$

在原点附近 $\frac{x}{\lambda}$ 值较小, 上式可写成

$$\tau \simeq \tau_m 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (1-6)$$

式中 τ_m 为最大切应力。设晶体在范性形变开始之前它的应力与应变之间关系恒可用胡克定律来表示, 则

$$\tau = G \frac{x}{a} \quad (1-7)$$

式中 G 为晶体的切变模量, a 为相邻两层原子列的间距。上式即为图 1-3(a) 中在原点切于曲线的虚线。

从式(1-6)和(1-7), 可得

$$\tau_m \simeq \frac{G}{2\pi} \frac{\lambda}{a} \quad (1-8)$$

在此晶体中, 当 $x = \frac{1}{4}\lambda$ 时, 切应力达最大值, 过此, 晶体的形变从弹性范围进入范性范围。故 τ_m 相当于此晶体的屈服应力即屈服强度的数值。

为计算方便起见, 可以当作 $a \simeq \lambda$, 故

$$\tau_m \simeq \frac{G}{2\pi} \quad (1-9)$$

一般工程用的金属的切变模量 G 恒在 10^3 与 10^4 公斤/毫米² 之间,故晶体的理论屈服强度应在 $10^2 \sim 10^3$ 公斤/毫米² 数量级之间。而实验所得的屈服强度数值为:

一般金属单晶体的约在 10^{-1} 公斤/毫米² 数量级;

汞单晶体的可低达 10^{-3} 公斤/毫米²;

NaCl 单晶体的约在 $10^{-1} \sim 1$ 公斤/毫米² 数量级之间。

因此晶体屈服强度的实验数值与理论估计相比较,前者低于后者约 100 倍至 1000 倍,甚至可以更大些。

以上的屈服强度理论数值的估计根据切应力是位移的正弦函数的假设而来。无疑的,这个周期性的函数形式有所改变可以影响屈服强度的计算。Orowan^[8,9] 考虑了晶体中原子的可压缩性及原子间键合力的适当数值得出 τ 与 x 的关系曲线可能如图 1-4 中实线所示,它的 τ_m 显然比图中虚线所示正弦关系的要低得很多。Orowan 估计一般金属的屈服强度应在 $\tau_m \simeq \frac{G}{10}$ 与 $\tau_m \simeq \frac{G}{50}$ 之间。

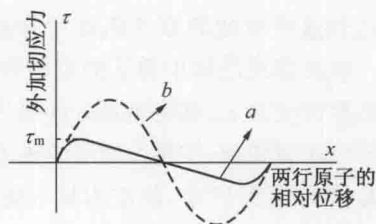


图 1-4 考虑原子的可压缩性,应力与原子位移之间的关系可如曲线 a 所示。曲线 b 与图 1-3(a) 相同

Mackenzie^[10] 根据 Orowan 上述的考虑以及其他因素,指出一般金属的理论屈服强度应为

$$\tau_m \simeq \frac{G}{30} \quad (1-10)$$

显然,经过这样多方修正的金属的理论屈服强度还是比实际数值大得很多。

应当指出,上述的估计数值只是从理想晶格即完整的金属单晶体上得出来的,这个数值只能和金属单晶体的临界切应力的实验数据来比较。至于经过高度冷加工的金属多晶体,它的屈服强度倒是可以较好地接近于上述理论强度的估计。例如经过高度冷加工的一般碳素钢和合金钢的屈服强度约在 20 公斤/毫米² 到 100 公斤/毫米² 之间。但这些金属试样中的原子排列极为复杂,不能与上述理论所用的简单模型相比拟,因此这种金属的实际强度虽较接近于理论数值,但仍不能认为上述理论所根据的模型具有与事实相符的真实性。

1-5 范性形变的热力学理论

对于上节所指出的理论屈服强度与实际屈服强度之间的巨大差别, R. Becker^[11,12]曾于 1925 年提出一个假设。他认为这个差别的来源是由于真实晶体中有热应力的存在。晶体中原子的热运动产生了各种频率, 自红外到声频的各种弹性波向各个方向传播开来。这些不规则波的叠加可能在晶体中造成局部的应力峰。Becker 以为晶体在外应力下所以进行滑移, 就因为在外应力上加上这个由于原子热运动所造成的在局部地区的应力峰值达到了理论强度数值时开始的。滑移一经在局部地区开始, 它就能单独在外应力之下在整个滑移面上传播开来。这样, 每一个达到这样境地的原子热运动就能产生一个原子间距 λ 的位移。

既已假设晶体中原子的位移是由于原子的热运动助长而成的, 那么在 0K 时晶体的临界切应力 τ_m 就应当是外加应力的数值。而在温度 T 时, 晶体在外加应力 τ 时就能产生屈服现象, 于是由原子的热运动助长晶体产生屈服现象的热应力应为 $(\tau_m - \tau)$ 。在晶体的体积 V 中, 使应力从 τ 提高到 τ_m 所需的激活能是什么呢? 严格讲来, 它应当是在这体积中弹性能量的增量减去外加应力所作的功^[13]; 前者为 $V(\tau_m^2 - \tau^2)/2G$, 而后者为 $\tau V(\tau_m - \tau)/G$ 。前者有 $1/2$ 的因子是因为应力随应变而变更, 后者没有 $1/2$ 的因子是因为此时应变由 τ/G 增大到 τ_m/G , 而外加应力 τ 没有变更的缘故。故激活能

$$W = V(\tau_m^2 - \tau^2)/2G - \tau V(\tau_m - \tau)/G = (\tau_m - \tau)^2 V/2G \quad (1-11)$$

在这体积内, 原子在单位时间内及单位体积内获得激活能 W 的几率服从 Boltzmann 定律, 即其几率

$$P = e^{-W/kT} \quad (1-12)$$

因 $T = 0$ 时 $W = 0$, 故 e 项的系数为 1。

今在 V 体积内由原子位移而发生的形变量为 d , 在这晶体中设有 Z 个 V 体积, 则在单位时间内发生形变的 V 的数目将为 ZP , 而在此单位时间内可能发生的总位移量为 dZP , 此即为形变速率

$$u = dZP = dZ e^{-\frac{(\tau_m - \tau)^2}{2GkT} V} = A e^{-\frac{(\tau_m - \tau)^2}{2GkT} V} \quad (1-13)$$

式中 $A = dZ$ 。若形变速率为一恒量, 即形变为匀速, 则

$$(\tau_m - \tau)^2 / T = \text{恒量}$$

或

$$\tau = \tau_m - aT^{\frac{1}{2}} \quad (1-14)$$

式中 a 为一常数。

Becker 所获得的(1-14)式可以说明晶体的强度随温度的升高而减弱,但没有能说明晶体强度的理论数值与实验数值之间的巨大差别。更困难的一件事,他假设了晶体在绝对零度时应具有纯粹弹性,这与事实不符。

其后, E. Orowan 曾对 Becker 的理论作了一些修正^[14]。他考虑了以下三点:

(1) 晶体中存在着结构上的缺陷, 当外加应力时, 应力集中在缺陷上, 若外加应力为 τ , 而由于在 V 中的缺陷, 应力集中在 V 中的缺陷处为 τ' ,

$$\tau' = q\tau, q > 1$$

则

$$u = Ae^{-\frac{(\tau_m - q\tau)^2}{2GkT}}V \quad (1-15)$$

(2) 由热运动可能发生应力的反向运动, 则可得

$$u = A \left\{ e^{-\frac{(\tau_m - q\tau)^2}{2GkT}}V - e^{-\frac{(\tau_m + q\tau)^2}{2GkT}}V \right\} \quad (1-16)$$

在一般情况下第一项比第二项大得多, 但当 $\tau = 0$ 时, $u = 0$ 。

(3) 考虑到硬化的因素。假使晶体在形变过程中原子位移 x 距离后, 原屈服点提高到

$$\tau'_m = \tau_m + Bx$$

则

$$u = Ae^{-\frac{[(\tau_m + Bx) - q\tau]^2}{2GkT}}V \quad (1-17)$$

这个理论改进了 Becker 理论中的若干缺点; 引入了晶体缺陷, 因此降低了晶体强度的估计值, 避免了 $T = 0K$ 时不发生范性形变的困难, 考虑了硬化这一个重要因素。在这些新的考虑中把晶体缺陷包括进去的一项是正确的, 但是作者在引入缺陷时没有明确指出晶体中缺陷的本质, 因此它仅在数学形式上降低了晶体强度的估计值, 而没有明确的物理意义。引入硬化这一考虑也仅限于形式而缺乏物理的含义。

1-6 位错概念的引入

从上面的历史叙述可清楚地看出, 在晶体中用相邻两原子面整个相对位移的模型, 或者用原子的热运动来帮助原子获得额外的应力达到晶体屈服强度的理想数值的设想, 都不能满意地解释晶体的范性行为。

20 世纪 20 年代之初到 30 年代之中许多科学工作者在晶体的范性行为上做了

不少实验工作,发现了若干经验规律^[15]。这些工作使人知道,一个成功的晶体范性模型,必须能够说明以下几个事实:

(1) 晶体是容易开始滑移的。

(2) 使晶体开始滑移的应力(屈服强度)与温度的关系不大。

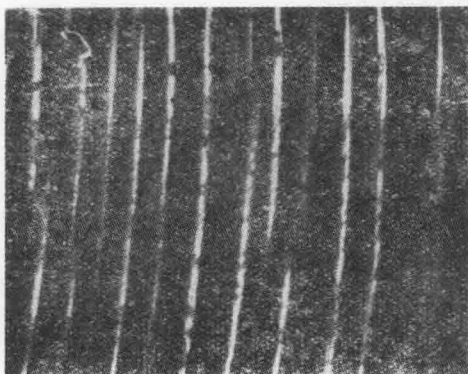


图 1-5 滑移的痕迹有时中止在晶体的中部

(3) 晶体表面上的滑移痕迹并不都是从晶体的一边贯通到另一边,而是有时中止在晶体的中部,见图 1-5 (不均匀滑移)。

此外,晶体(特别是金属)有显著的加工硬化现象,一个成功的晶体范性模型对这个复杂的现象也必须在开头的时候可以看出能得出满意解释的端倪。

那时有不少的工作者都倾向于企图以真实晶体具有缺陷的假设来说明晶体的范性。A. Smekal把晶体的许多物理性质分成两类:① 结构灵敏的;② 非结构灵敏的。而晶体的范性是属于结构灵敏的一类。按照 Smekal 的说法^[16],“一个具有结构灵敏性质的晶体必须在稳定的理想晶格之外具备更多的结构因素来说明这个结构灵敏的性质,最简单的这种额外的结构因素就是在理想晶格之上外加不同类型的和数目不等的空隙”。换言之,晶体的范性以用具有特殊形式的缺陷的晶体点阵来说明最为可能。

1934 年,几乎同时 M. Polanyi^[17], E. Orowan^[18], G. I. Taylor^[19] 三人分别发表关于这种特殊形式的晶体缺陷(位错)的模型。

在 Taylor 的论文里,他注意到 A. Иоффе 的岩盐工作。当一个受应力的岩盐晶体放在一对正交的尼科耳棱镜中间观察时,发现在滑移的同时有发亮的线条从晶体的一边传播到晶体的另一边。这说明滑移在晶体中部分地区产生了应力集中,同时也说明滑移是从晶体的一边传播到另一边去,正像裂缝在脆性物质中的传播一样。

晶体平衡理论要求晶体中的每个原子放在势能最低的地方。原子的热运动使得原子在它势能最低处的附近运动。它能跳跃过势垒落到邻近的位置上去的机会是很小的。例如图 1-6 中

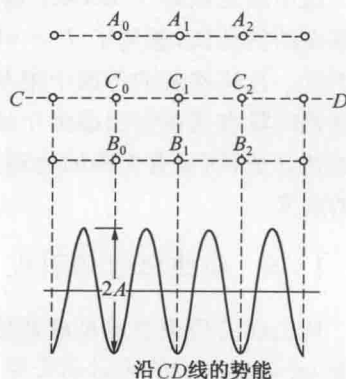


图 1-6 理想晶体中的原子排列及其势能曲线