

# 金属力学性质 的微观理论

哈宽富 编著



科学出版社

5.

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

# 金属力学性质的微观理论

哈宽富 编著

科学出版社

1983

## 内 容 简 介

本书从微观结构出发,研究金属力学性质的本质,除弹性形变以外全书共分十五章。前三章介绍有关范性形变,位错,晶界与相界的一些基础知识。以后各章尽量按照从小形变到大形变,从简单形变到复杂形变,从单晶到多晶的次序,阐述金属及其合金的滞弹性、范性形变、加工硬化、屈服现象、退火、蠕变、疲劳、断裂等内容。有关次要内容同较烦琐的数学推导均列为附录。

本书可作为大专院校有关师生的参考书,也可供从事金属研究工作的科技人员参考。

提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## 金属力学性质的微观理论

哈宽富 编著

责任编辑 李义发

科学出版社 出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经营

\*

1983年8月第 一 版	开本: 850×1168 1/32
1983年8月第一次印刷	印张: 22 5/8
册 1—3,795	插页: 3 平 2
印数: 平 1—3,100	字数: 576,000

统一书号: 13031·2311

本社书号: 3164·13—3

定价: 布脊精装 4.90 元  
平 装 4.20 元

# 序 言

金属力学性质的研究历来包括两个部分：一是建立它的数学处理方法；二是从微观结构出发，研究金属力学性质的本质。本书的内容属于后者，并对如何改进这些性质指出一些可行途径。

十九世纪末，X射线的发现为研究金属结构提供了新的手段，但在相当长一个时期内，人们对金属力学参量的计算，无论屈服强度或是断裂强度，仍然无能为力。相反，对一些物理参量却可以准确地计算出来。例如比热可以根据固体振动的量子统计理论计算出来，杨氏模量可以在金属电子论的基础上根据金属的晶体结构计算出来，而且所得结果与实验相当吻合。这种情况说明了金属的力学参量有别于物理参量。这一问题直到查明了前者是结构敏感量，后者是非结构敏感量才得到了澄清（所谓结构敏感量是指对同一种材料，采用不同试样测量某一物理量时，其重复性不好；反之称为非结构敏感量。当然，这两个概念之间并无一截然的严格分界线，力学参量主要强调其结构敏感性而已）。

由于金属的力学性质是结构敏感的，因此逐渐引起人们深入研究金属结构的非完整性，但直到位错理论问世，金属力学性质问题才开始得到解决。为此在讲述金属的力学性质之前，作者比较详细地介绍了位错理论的基础知识，因为在一定层次上，金属的力学性质可以说原则上取决于位错的多少、分布和运动以及其他晶格缺陷间的相互作用。

本书讲述的微观理论只限于晶格尺度，因而把各种弹性系数，界面能以及层错能等都姑且看作物质常数。当然，我们知道，目前已有很多实验事实揭露出金属力学性质与其电子结构有关，但要形成某种成熟的理论，还需作更多的研究。

在过去很长一个时期，由于理论上的兴趣和在工程上盲目追求强度而形成的压力，使金属力学性质的研究主要集中在强度问

题上。但在生产实践中却出现了不少低应力脆断事故或整体屈服后的失稳断裂现象。因此，使人们对断裂这一概念又重新重视起来，本书专用一章讨论这个问题。最近人们对各种断裂参量的微观实质进行了不少探讨，但要对断裂的全过程有一明确认识，还需要深入研究断裂的物理机理。

本书前三章介绍基础知识，以后各章力求按照从单晶到多晶，从简单形变到复杂形变的次序依次叙述，并把临界切应力与流变应力分为两章（第五、六章）讲述，这只是一种尝试，是否合适，尚有待于实践检验。

由于金属晶体的典型结构只有 f. c. c., b. c. c., h. c. p. 三种，作者尽量采用恰当的材料使每一个问题都能结合这三种典型结构来讲解，以增强我们对金属力学性质的认识。此外，有一些很重要的领域，由于比较专门，未能包括在本书中，例如，辐照、振动、稀土元素等对金属力学性质的影响，非晶态和超纯金属的力学性质以及各种特种加工成型的金属力学性质的研究，其中包括粉末冶金制件，压铸件和各种复合材料等。有关的实验技术问题，本书也没有谈到。

为了使读者能够在不查阅太多文献的前提下顺利阅读本书，在叙述过程中，作者尽量做到了先介绍实验事实，后讲述有关理论，而在介绍理论的同时也尽量做到结合实验，并不追求逻辑上的严格性与系统的完整性。此外，为了保持物理概念的连续性，特将一些公式的繁琐推导及有关的次要内容都编排在附录中，读者可以根据需要查阅这些附录。

本书在编写过程中，得到了钱临照、柯俊、冯端等先生的鼓励和帮助；特别是沈阳金属研究所师昌绪、刘民治、孔庆平、李有柯、高子明、苛伟、巴图、杨奇斌、潘正良、张弗天等同志对本书作了认真、深入、全面的审阅，提出了很多宝贵意见和建议，为本书的出版付出了辛勤劳动，在此一并表示衷心谢意。

由于作者水平有限，书中难免会有错误和不妥之处，请读者批评指正。

哈宽富

# 目 录

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

<b>第一章 金属单晶范性形变的基本特点</b>	<b>1</b>
§ 1.1 力学性质的各向异性	1
§ 1.2 形变的不均匀性	2
§ 1.3 滑移线的形成	5
§ 1.4 Schmid 定律	7
§ 1.5 温度对六方结构金属基面滑移临界切应力的影响	9
参考文献	9
<b>第二章 位错理论基础</b>	<b>10</b>
§ 2.1 什么叫做位错	10
2.1.1 理论切变强度的估计	10
2.1.2 位错概念的引入	12
§ 2.2 位错的原子模型及其几何性质	13
2.2.1 刃型位错、螺型位错与混合型位错	14
2.2.2 位错的普遍定义与柏氏矢量	18
§ 2.3 位错的运动与晶体的范性形变	21
§ 2.4 晶体中两种常见的位错形态	23
2.4.1 位错环	23
2.4.2 位错偶	24
§ 2.5 位错与应力场	26
2.5.1 刃型位错的应力场	26
2.5.2 螺型位错的应力场	27
2.5.3 位错的能量	27
2.5.4 位错的线张力	28
2.5.5 位错在外应力场中所受的力	29

§ 2.6 位错与位错间的相互作用 .....	31
2.6.1 在平行滑移面上平行位错间的弹性相互作用 .....	31
2.6.2 在同一滑移面上平行位错间的弹性相互作用—— 位错的塞积群 .....	33
2.6.3 相交位错间的弹性相互作用 .....	35
2.6.4 会合位错 .....	35
2.6.5 割阶 .....	36
§ 2.7 典型结构金属中的位错 .....	37
2.7.1 位错的点阵模型 .....	38
2.7.2 堆垛层错 .....	39
2.7.3 部分位错 .....	44
2.7.4 部分位错的柏氏矢量 .....	48
§ 2.8 扩展位错 .....	49
2.8.1 位错反应 .....	50
2.8.2 Thompson 符号 .....	51
2.8.3 面心立方结构中的扩展位错 .....	52
2.8.4 面角位错的形成 .....	58
2.8.5 位错网络的形成 .....	59
2.8.6 扩展割阶 .....	61
2.8.7 扩展位错的攀移 .....	62
§ 2.9 位错的动力学性质 .....	64
2.9.1 位错滑移的动力学 .....	64
2.9.2 位错滑移的极限速度 .....	66
2.9.3 位错线的振动 .....	67
2.9.4 位错攀移的动力学 .....	68
2.9.5 位错的增殖机制 .....	73
§ 2.10 位错与点缺陷间的相互作用 .....	76
2.10.1 位错与溶质原子的弹性相互作用 .....	76
2.10.2 位错与溶质原子的静电相互作用 .....	81
2.10.3 位错与溶质原子的化学相互作用 .....	82
2.10.4 位错与有序分布的溶质原子间的相互作用 .....	84
2.10.5 位错与空位同间隙原子间的相互作用 .....	85

超星浏览器提醒您：  
 使用本复制品  
 请尊重相关知识产权！

§ 2.11	位错心 .....	90
§ 2.12	镜像力 .....	91
附录 I .1	弹性力学的基础知识 .....	92
附录 I .2	位错的应力场 .....	103
附录 I .3	位错在外应力场中所受的力 .....	107
附录 I .4	位错的点阵模型 .....	109
附录 I .5	六方结构和体心立方结构中的层 错与部分位错 .....	113
附录 I .6	扩展位错平衡宽度的计算 .....	121
附录 I .7	六方结构和体心立方结构中位错的扩展 .....	121
附录 I .8	位错滑移的极限速度 .....	125
附录 I .9	Cottrell 气团 .....	127
附录 I .10	Snoek 气团 .....	129
附录 I .11	Suzuki 气团 .....	131
附录 I .12	面心立方晶体中空位集聚成位错 的过程 .....	133
参考文献	.....	135
<b>第三章 晶界与相界</b>	.....	139
§ 3.1	晶界概述 .....	139
§ 3.2	小角晶界的位错模型 .....	141
§ 3.3	几种大角晶界模型 .....	144
3.3.1	相符点阵模型 .....	144
3.3.2	平面匹配模型 .....	152
3.3.3	旋错模型 .....	152
§ 3.4	晶界能 .....	155
§ 3.5	晶界的运动 .....	158
3.5.1	晶界的滑动 .....	159
3.5.2	晶界的移动 .....	161
3.5.3	杂质对晶界运动的影响 .....	164
§ 3.6	晶体的镶嵌结构 .....	167

§ 3.7 相界 .....	168
3.7.1 相分布 .....	169
3.7.2 相界的位错模型 .....	171
3.7.3 相界能 .....	173
§ 3.8 晶界与相界对力学性质的影响 .....	174
附录Ⅱ.1 Amelinckx 法验证晶界的位错模型 .....	177
附录Ⅱ.2 Frank 公式 .....	179
附录Ⅱ.3 晶界能的测量 .....	180
附录Ⅱ.4 晶界移动的 Mott 理论 .....	182
附录Ⅱ.5 第二相对晶界移动的作用 .....	184
参考文献 .....	185
<b>第四章 滞弹性</b> .....	187
§ 4.1 滞弹性概述 .....	187
§ 4.2 内耗及其唯象处理 .....	190
4.2.1 内耗与模量亏损 .....	190
4.2.2 滞弹性型内耗 .....	192
4.2.3 其它型内耗 .....	197
§ 4.3 应力感生有序内耗 .....	198
4.3.1 间隙式固溶体的感生有序 .....	199
4.3.2 置换式固溶体的感生有序 .....	201
§ 4.4 位错内耗 .....	202
4.4.1 低温位错弛豫型内耗 .....	202
4.4.2 位错钉扎内耗 .....	207
4.4.3 位错内耗的气团模型 .....	212
§ 4.5 界面内耗 .....	214
附录Ⅳ.1 Snoek 峰中弛豫强度 $\Delta_F$ 的计算 .....	216
附录Ⅳ.2 位错临界凸起形成能的计算 .....	218
附录Ⅳ.3 K-G-L 理论中 $\Delta_I$ 和 $\Delta_H$ 的计算 .....	220
附录Ⅳ.4 位错内耗的气团模型 .....	222
参考文献 .....	224

<b>第五章 金属的起始范性形变</b>	226
§ 5.1 概述	226
§ 5.2 临界切应力的理论估计	227
5.2.1 派-纳力	228
5.2.2 位错的长程弹性相互作用	229
5.2.3 会合位错的作用	229
5.2.4 与林位错交截产生割阶的作用	231
5.2.5 扩展割阶运动的作用	232
§ 5.3 临界切应力与温度的关系	233
§ 5.4 Schmid 定律的失败	236
§ 5.5 微范性	240
参考文献	244
<b>第六章 金属的流变应力</b>	245
§ 6.1 Cottrell-Stokes 定律	245
§ 6.2 Seeger 理论	248
§ 6.3 形变温度对流变应力的影响	253
§ 6.4 位错滑移的热激活参量分析	255
§ 6.5 热激活参量与流变机制	260
参考文献	264
<b>第七章 金属晶体的形变与加工硬化</b>	265
§ 7.1 滑移几何学	265
§ 7.2 面心立方结构金属晶体的形变	267
§ 7.3 六方结构金属晶体的形变	272
§ 7.4 体心立方结构金属晶体的形变	275
§ 7.5 形变状态的稳定性与潜在硬化	277
§ 7.6 滑移带	279
§ 7.7 加工硬化理论	280
7.7.1 林位错理论	281
7.7.2 割阶理论	282
7.7.3 Hirsch 理论	283

7.7.4 Seeger 理论 .....	286
§ 7.8 形变软化 .....	293
附录 VI.1 $\sigma-\gamma$ 曲线和 $\tau-\varepsilon$ 曲线换算关系的推导 .....	295
附录 VI.2 Hirsch 理论中, 滑移线受阻条件 $2L^2RN \approx 1$ 的推导 .....	297
附录 VII.3 加工硬化问题的进一步讨论 .....	298
参考文献 .....	301
<b>第八章 金属晶体范性形变的其它形式</b> .....	304
§ 8.1 孪晶几何学 .....	305
§ 8.2 六方结构金属中的孪晶 .....	307
§ 8.3 面心立方结构金属中的孪晶 .....	308
§ 8.4 体心立方结构金属中的孪晶 .....	311
§ 8.5 孪生的一般特点 .....	313
§ 8.6 孪生的位错机制 .....	314
§ 8.7 扭折带 .....	316
§ 8.8 二次滑移带 .....	319
参考文献 .....	320
<b>第九章 多晶体的范性形变</b> .....	321
§ 9.1 多晶体范性形变的一般特点 .....	321
§ 9.2 双晶的拉伸形变 .....	323
§ 9.3 多晶体的拉伸形变 .....	324
§ 9.4 晶粒大小与形变的不均匀性 .....	325
§ 9.5 多晶体形变理论 .....	327
§ 9.6 组织结构对多晶体力学性质的影响 .....	329
§ 9.7 形变组织 .....	331
9.7.1 纤维组织 .....	331
9.7.2 辗延组织 .....	333
9.7.3 织构理论 .....	335
§ 9.8 双相合金的形变 .....	336
§ 9.9 复合材料 .....	337

§ 9.10 残余内应力 .....	341
附录 K.1 范性形变后能量的吸收 .....	343
参考文献 .....	345
<b>第十章 合金的强化</b> .....	346
§ 10.1 均匀强化 .....	349
10.1.1 Mott-Nabarro 理论 .....	350
10.1.2 Fleischer 理论 .....	353
10.1.3 Feltham 理论 .....	357
§ 10.2 非均匀强化 .....	360
10.2.1 浓度梯度强化 .....	360
10.2.2 Cottrell 气团强化 .....	361
10.2.3 Snoek 气团强化 .....	362
10.2.4 静电相互作用强化 .....	362
10.2.5 化学相互作用强化 .....	362
10.2.6 有序强化 .....	363
§ 10.3 多重因素强化 .....	366
§ 10.4 固溶合金临界切应力与温度的关系 .....	367
§ 10.5 固溶合金的形变与加工硬化 .....	370
§ 10.6 合金软化 .....	374
§ 10.7 固溶强化与原子结构 .....	375
§ 10.8 弥散强化合金的形变与加工硬化 .....	379
§ 10.9 弥散合金的强化理论 .....	383
10.9.1 Mott-Nabarro 理论 .....	383
10.9.2 Kelly-Fine 理论 .....	384
10.9.3 Orowan 理论 .....	386
10.9.4 Ansell-Lenel 理论 .....	387
10.9.5 弥散强化理论的验证 .....	388
§ 10.10 弥散合金的屈服应力与温度的关系 .....	392
§ 10.11 弥散合金的加工硬化理论 .....	395
10.11.1 Fisher, Hart 和 Pry 理论 .....	395
10.11.2 Ashby 理论 .....	396

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

§ 10.12 弥散强化小结 .....	400
§ 10.13 界面强化 .....	401
附录 X.1 稀固溶体强化理论概要 .....	403
附录 X.2 合金中的原子键 .....	404
附录 X.3 时效动力学 .....	407
附录 X.4 激活能 $U = U_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{3/2}$ 关系的推导 .....	409
参考文献 .....	410
<b>第十一章 屈服现象</b> .....	<b>415</b>
§ 11.1 非均匀屈服 .....	416
11.1.1 Lüders 应变 .....	417
11.1.2 非均匀屈服理论 .....	420
§ 11.2 均匀屈服 .....	422
11.2.1 均匀屈服的物理实质 .....	422
11.2.2 均匀屈服理论 .....	423
§ 11.3 迟屈服现象 .....	427
§ 11.4 Hall-Petch 公式 .....	429
§ 11.5 晶格摩擦力 $\sigma_i$ 和 Petch 斜率 $k$ .....	431
§ 11.6 各种因素对屈服应力的影响 .....	433
§ 11.7 屈服机制的进一步讨论 .....	435
11.7.1 位错钉扎与屈服现象 .....	435
11.7.2 屈服过程中的晶格摩擦力 .....	439
§ 11.8 面心立方结构和六方结构金属中的 屈服现象 .....	442
§ 11.9 小结 .....	444
附录 XI.1 Hahn 对均匀屈服的计算 .....	448
附录 XI.2 Fisher 的屈服理论 .....	450
参考文献 .....	451
<b>第十二章 形变金属的退火</b> .....	<b>457</b>
§ 12.1 回复的一般规律 .....	458

§ 12.2	回复过程中物理性质的变化 .....	461
§ 12.3	多边形化 .....	465
§ 12.4	再结晶的一般规律 .....	469
12.4.1	加工再结晶 .....	470
12.4.2	聚合再结晶 .....	474
12.4.3	二次再结晶 .....	475
§ 12.5	再结晶动力学的形式理论 .....	475
§ 12.6	成核、长大理论 .....	477
12.6.1	成核理论 .....	478
12.6.2	长大理论 .....	481
§ 12.7	Bailey-Hirsch 再结晶理论 .....	484
§ 12.8	合金元素或杂质对再结晶的影响 .....	487
§ 12.9	再结晶织构 .....	491
12.9.1	形成机制 .....	491
12.9.2	力学性质 .....	492
§ 12.10	热塑性 .....	495
§ 12.11	小结 .....	498
参考文献	.....	501
<b>第十三章</b>	<b>蠕变</b> .....	<b>506</b>
§ 13.1	蠕变曲线 .....	507
§ 13.2	蠕变过程中组织结构的变化 .....	509
13.2.1	蠕变过程中的滑移带与扭折带 .....	509
13.2.2	蠕变过程中的回复与再结晶 .....	511
13.2.3	蠕变过程中的晶界运动与晶间微裂纹的形成 .....	513
§ 13.3	蠕变激活能 .....	515
§ 13.4	蠕变理论 .....	517
13.4.1	低温蠕变理论 .....	517
13.4.2	中温蠕变理论 .....	519
13.4.3	高温蠕变理论 .....	520
§ 13.5	第三阶段蠕变与断裂 .....	528
13.5.1	应力和温度对裂纹形成的影响 .....	529

13.5.2 裂纹的形成机制 .....	530
§ 13.6 蠕变过程中的晶界滑动与晶内滑移 .....	534
§ 13.7 微蠕变 .....	538
§ 13.8 抗蠕变合金 .....	539
13.8.1 提高蠕变阻力的各种可能机制 .....	540
13.8.2 提高蠕变阻力的主要依据 .....	543
§ 13.9 超塑性 .....	544
参考文献 .....	547
<b>第十四章 疲劳</b> .....	<b>550</b>
§ 14.1 疲劳极限 .....	550
§ 14.2 Bauschinger 效应 .....	553
§ 14.3 疲劳硬化 .....	556
14.3.1 静态疲劳硬化 .....	556
14.3.2 动态疲劳硬化 .....	557
14.3.3 疲劳硬化的三个阶段 .....	559
§ 14.4 疲劳过程中组织结构的变化 .....	561
14.4.1 滑移带的特点 .....	561
14.4.2 挤出和侵入 .....	563
14.4.3 疲劳形变后的位错状态 .....	565
§ 14.5 疲劳形变中的饱和现象 .....	567
§ 14.6 疲劳裂纹的成核与长大 .....	570
14.6.1 成核机制 .....	571
14.6.2 长大机制 .....	574
§ 14.7 疲劳理论 .....	579
14.7.1 Orowan 唯象理论 .....	580
14.7.2 Tomkins 范性钝化理论 .....	583
§ 14.8 疲劳与蠕变的交互作用 .....	585
§ 14.9 影响疲劳的各种因素 .....	587
§ 14.10 热疲劳 .....	596
参考文献 .....	597
<b>第十五章 断裂</b> .....	<b>601</b>

§ 15.1	断裂的概述 .....	601
§ 15.2	理论断裂强度的估计 .....	603
§ 15.3	Griffith 理论 .....	605
§ 15.4	断口分析 .....	607
§ 15.5	断裂的应力条件 .....	610
15.5.1	单晶断裂的应力条件 .....	610
15.5.2	多晶断裂的应力条件 .....	611
15.5.3	缺口对脆性的影响 .....	613
§ 15.6	单晶的断裂 .....	615
15.6.1	单晶中裂纹的成核与长大 .....	615
15.6.2	单晶中裂纹的传播 .....	616
§ 15.7	多晶的断裂 .....	618
15.7.1	多晶中裂纹的成核、长大和传播 .....	619
15.7.2	断裂应力与晶粒度 .....	620
15.7.3	断裂应力与温度 .....	621
15.7.4	沿晶断裂 .....	622
§ 15.8	脆性断裂理论 .....	623
15.8.1	Stroh 理论 .....	624
15.8.2	Cottrell 理论 .....	627
§ 15.9	裂纹的失稳扩展 .....	630
§ 15.10	脆性转变现象 .....	633
15.10.1	脆性转变温度的一般特点 .....	634
15.10.2	脆性转变温度的有关理论 .....	635
§ 15.11	脆性与金属的电子结构 .....	637
§ 15.12	断裂韧性 .....	640
§ 15.13	裂纹体的疲劳与蠕变 .....	645
§ 15.14	氢脆 .....	648
§ 15.15	应力腐蚀开裂 .....	658
§ 15.16	裂纹的稳态扩展 .....	662
15.16.1	Griffith 理论的重新评价 .....	663
15.16.2	裂纹的稳态扩展现象及其力学参量 .....	665

超星浏览器提醒您  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

15.16.3	裂纹的稳态扩展机制 .....	669
15.16.4	裂纹尖端地区的结构 .....	680
15.16.5	蠕变条件下裂纹的稳态扩展 .....	683
§ 15.17	延性断裂 .....	685
15.17.1	单晶的延性断裂 .....	686
15.17.2	多晶的延性断裂 .....	687
15.17.3	延性断裂理论 .....	690
参考文献 .....		691
人名索引 .....		697
名词索引 .....		705

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## 第一章 金属单晶范性形变的基本特点

我们知道,今天大量使用的金属材料,基本上都是多晶组织。但要深入研究它们的范性机理,首先应弄清单晶在同样条件下的范性特点。当然,这样讲并不意味着金属多晶的力学性质就是其单晶力学性质的机械总合。虽然至今还有人做这方面的尝试,但由于忽略了晶界或相界本身以及不同取向单晶间的相互作用对金属力学性质的影响,故所得结果没有多大实际意义(详见第九章)。我们认为,正确的做法应该是先弄清单晶范性形变的特点,然后进一步了解各种界面的性质,再逐步地过渡到实际的金属材料。

所谓金属的范性,广义地讲,就是指其偏离胡克定律的一些性质。这显然应包括全部卸载后仍残留的永久变形现象,也应包括由于各种原因引起应变落后于应力,但卸载后并不残留永久变形的滞弹性现象。后一种现象我们将在第四章中系统地讨论,暂不包括在本章讲述的范性形变的基本特点之内。为了在第二章中引入位错模型的方便,下面阐述金属单晶范性形变的一些基本特点。

### § 1.1 力学性质的各向异性

单晶在一些物理、化学性质上呈现出大家所熟知的各向异性现象,对力学性质也是如此。表1.1列举出了三种典型结构金属,由于力学性质各向异性而引起的杨氏模量、拉伸强度极限、伸长率等的变化范围。这里我们可以看出,不但范性行为有各向异性,弹性行为也是如此。

表1.1 室温下三种典型结构金属的弹性和范性的各向异性变化范围举例<sup>(1)</sup>

金 属	杨氏模量 (千克/厘米 <sup>2</sup> )	拉伸强度极限 (千克/厘米 <sup>2</sup> )	伸 长 率 (%)
铝(f. c. c.)	6400~7700	5.94~11.6	20~70
铜(f. c. c.)	6800~19500	13.0~35.0	10~55
铁(b. c. c.)	13500~29000	6.1~23.0	20~80
镉(h. c. p.)	2880~8250	0.25~1.05	10~700
镁(h. c. p.)	4380~5150	3.0~9.0	20~220
锌(h. c. p.)	3550~12600	1.20~2.80	60~400

## § 1.2 形变的不均匀性

所谓形变的不均匀性,就是指形变不是均匀地分布在晶内部,而是不均匀地集中在某些地方,其他部分有如没有变形过一样。这种不均匀形变有三种彼此独立的基本形式,第一种叫滑移;第二种叫孪生;第三种叫扭折(Kink)。现在我们分别简述如下。

(1) 滑移 图1.1所示为锌单晶经一定量滑移后垂直其滑移平面所摄得的像片,其中发白的部分为滑移面,发黑部分是晶体原来的外表面,二维晶格的滑移如图1.2所示。在外力作用下,

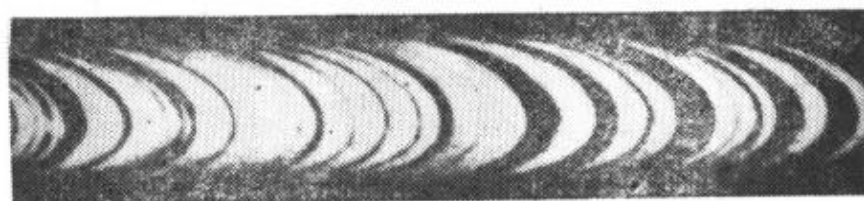


图1.1 300°C拉伸的Zn单晶。

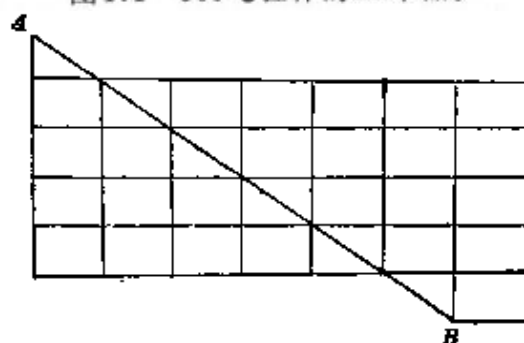


图1.2 二维晶格的滑移示意图。

晶体沿某些特定的晶面及方向相对错开，这些特定的滑移晶面称为滑移面，特定的方向称为滑移方向。图1.1中椭圆面上的滑移方向与其长轴并不一致，这说明滑移平面同滑移方向（此二者通称为滑移要素）不决定于负载的大小和方向，而是取决于晶体结构本身的特点。在一般条件下，滑移是沿晶体中密勒指数较低的晶

表1.2 室温下三种典型结构金属的滑移和孪生举例

金 属	结 构	滑移平面	滑移方向	孪生平面	孪生方向
铝	f. c. c.	(111)	$[\bar{1}0\bar{1}]$	(111)	$[\bar{1}1\bar{2}]$
铜	f. c. c.	(111)	$[\bar{1}0\bar{1}]$	(111)	$[\bar{1}1\bar{2}]$
银	f. c. c.	(111)	$[\bar{1}0\bar{1}]$	(111)	$[\bar{1}1\bar{2}]$
金	f. c. c.	(111)	$[\bar{1}0\bar{1}]$	(111)	$[\bar{1}1\bar{2}]$
镉	h. c. p.	(0001)	$[2\bar{1}\bar{1}0]$	(10 $\bar{1}2$ )	$[\bar{1}0\bar{1}1]$
镁	h. c. p.	(0001)	$[2\bar{1}\bar{1}0]$	(10 $\bar{1}2$ )	$[\bar{1}0\bar{1}1]$
锌	h. c. p.	(0001)	$[2\bar{1}\bar{1}0]$	(10 $\bar{1}2$ )	$[\bar{1}0\bar{1}1]$
铁	b. c. c.	(110)	$[\bar{1}11]$	(112)	$[\bar{1}1\bar{1}]$
		(112)	$[\bar{1}11]$		
		(123)	$[\bar{1}11]$		

面，顺原子排列最密的方向进行。三种典型结构金属的滑移要素列于表1.2。当形变温度较高时，铝的滑移面可能改变为(100)，镁的滑移面可能改变为(10 $\bar{1}1$ )，但滑移方向一般不改变。图1.3是三种典型结构在室温时的滑移示意。若把一个滑移平面和一个滑移方向组合成一个滑移系统，则面心立方结构有12个滑移系统，体心立方结构有48个滑移系统，密集六方结构仅有3个滑移系统。

(2) 孪生\* 这种形变方式的特点在于孪生部分的晶格和母体晶格有镜面对称的关系。其二维晶格孪生如图1.4所示，显然与图1.2不一样，上述镜面即孪生面  $AB$  同  $CD$ ，孪生物质即  $ABCD$  部分。从几何上看，孪生部分可以围绕一轴旋转180°，就可以同母体重合，故称此轴为孪生轴（或孪生方向）。但实际上，孪生并不是通过上述晶格旋转而产生的，而是通过一种特殊方式

\* 详见第八章。

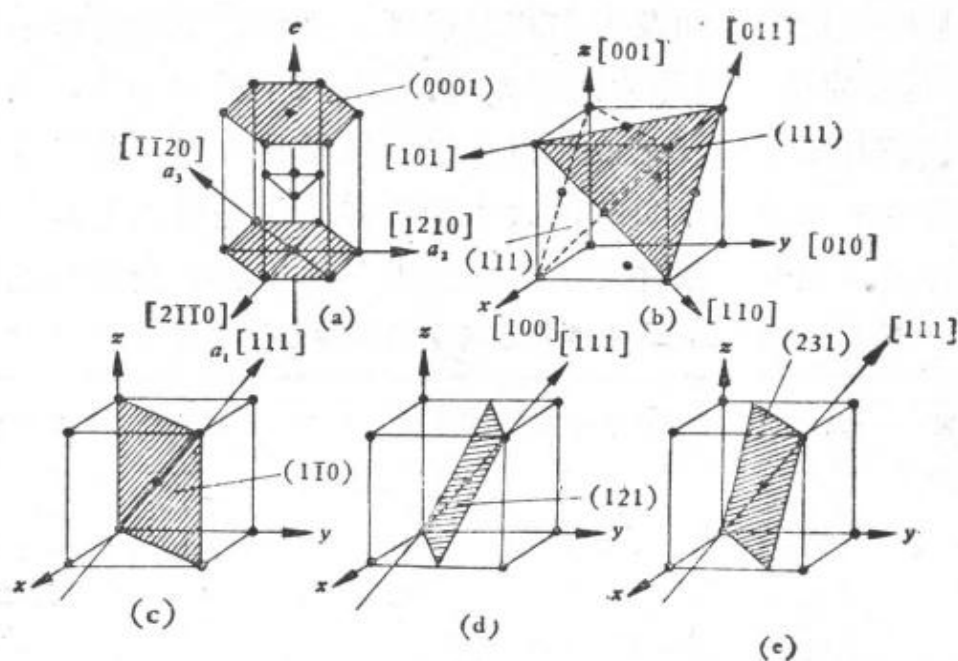


图1.3 三种典型结构室温时的滑移。

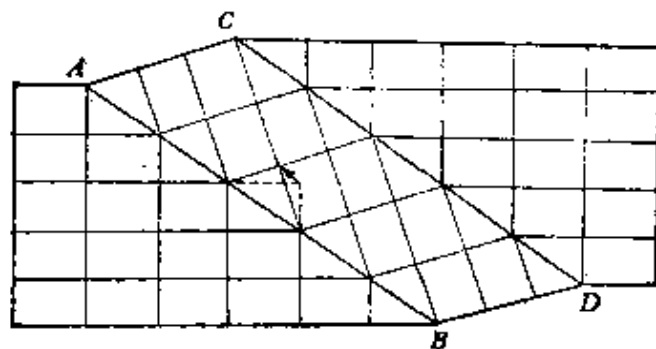


图1.4 二维晶格孪生示意图。

的形变，即靠孪生部分的每一层原子位移一段与孪生面的距离成正比的路程而达到的。至于三种典型金属结构中的孪生要素（包括孪生面与孪生方向）已列于表1.2。有关孪生的进一步内容见第八章。图1.5作为一例给出了镉的孪晶金相。



图1.5 镉单晶中的孪晶金相。

(3) 扭折\* 扭折作为一种范性形变的基本形式，首先是由 Orowan 提出来的，他认为，如果晶体不能通过滑移，也不能由孪生而屈服于外力时，就会产生扭折。图1.6为六方金属基面平行棒轴沿棒轴方向压缩时产生扭折示意图。显然，扭折不是一种均匀形变，而是局部晶格绕某一轴旋转而产生的，并且它的出现也是突然的。在扭折面 $K$ 两边滑移线虽是镜面对称，但晶格并非如此。图1.7为压缩 Zn 单晶棒的扭折外貌。我们注意到扭折不一定在压缩形变下才产生，在拉伸形变时也能出现。如面心立方晶体中的扭折带，即为扭折的产物。

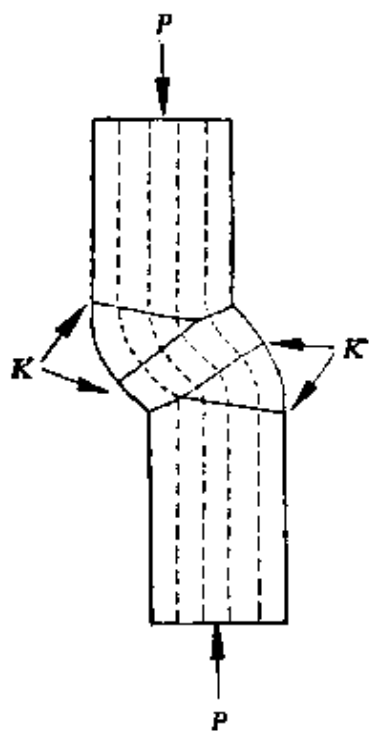


图1.6 扭折示意图(虚线为基面投影)。



图1.7 压缩Zn单晶的扭折外貌。

### § 1.3 滑移线的形成

滑移是一种不均匀形变，在金属晶体变形中具有特殊的重要地位，因此有必要进一步研究它。假如我们用一块表面经过电解

\* 详见第八章。

抛光得很平的试样使之产生滑移。若使用放大倍数不太高的光学显微镜观察，就可以看到表面上的滑移痕迹是一条很细的阶梯影子，通称为滑移线\*。图1.8给出铝单晶室温形变后的滑移线。至于它的形成过程，陈能宽同 Pond<sup>[2]</sup> 用特制的显微拉伸仪和快速照像机做了较细致的研究，图1.9即为其部分结果。由于他们的观察平面与滑移方向垂直，故所得滑移线的生长速度不太大。实验求得其值由零到7600微米/秒；此外，的确发现慢速均匀形变时，滑移线是由无到有、由浅到深、由短到长从两头长出来的，其数目由少到多，整个变化都是以不连续的过程出现的；

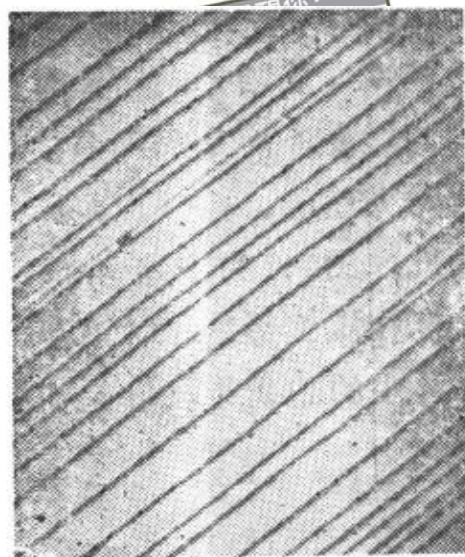


图1.8 室温形变铝单晶表面的滑移线。

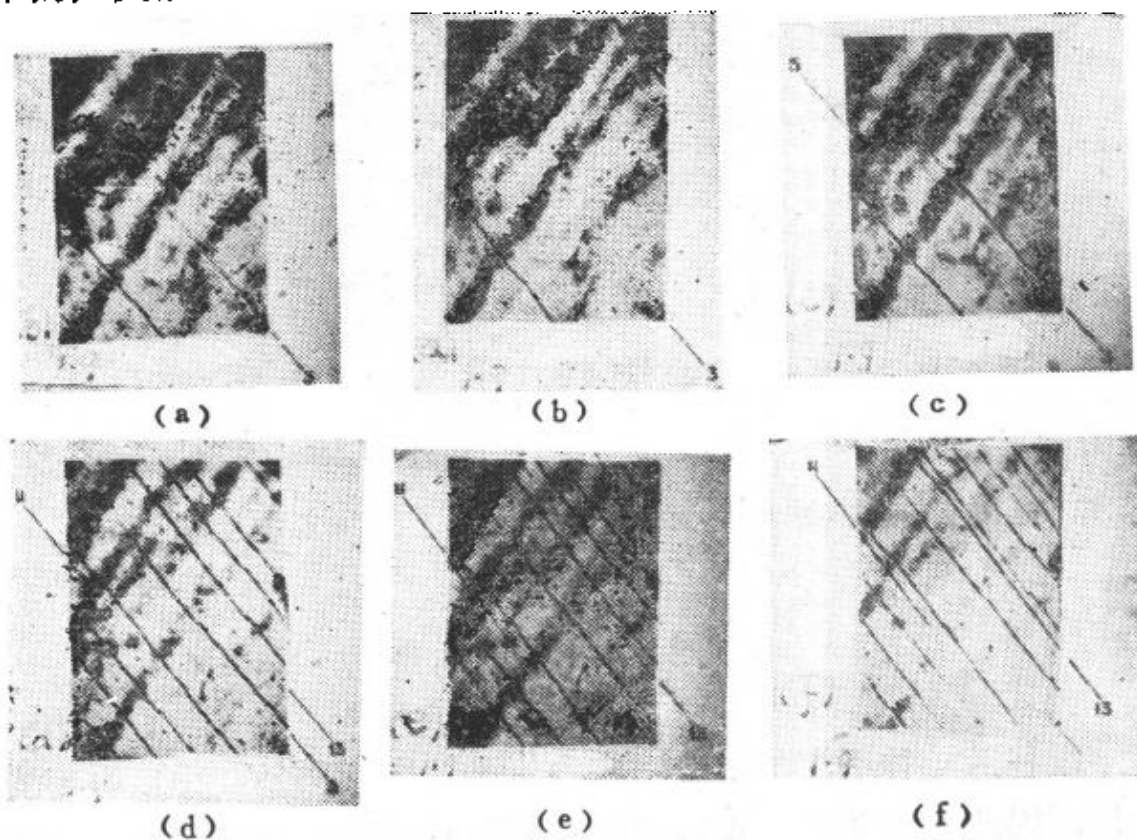


图1.9 滑移线生长过程。

\* 以后我们知道，这些滑移线还有它的精细结构。

而快速形变时，滑移线的出现就没有上述过程，而是比较突然。

在观察滑移线时，首先要注意两件事：第一，所用拉伸仪本身刚性要大；第二，晶体表面情况要好。前人工作指出氧化膜对结果影响很大。此外，用透明晶体在形变后光学性质的变化来进行研究，也是很有利的，譬如将形变晶体放在正交尼可耳中，沿滑移面会出现光纹等。

## § 1.4 Schmid定律

在§ 1.1中，我们强调指出了力学性质的各向异性，但那只是对整个试样而言。现在我们来研究试样的起始滑移和外加应力的关系。从图1.10可以看出此力在滑移面内沿滑移方向的分量为

$$\tau_s = \frac{F}{A} \sin \chi \cos \lambda, \quad (1.1)$$

式中  $A$  为试样的横截面积， $F$  为起始滑移的轴向拉力， $\chi$  为滑移面与拉伸轴的交角， $\lambda$  为滑移方向与拉伸轴的交角。结果发现在六方结构金属中， $F/A$  与  $\sin \chi \cos \lambda$  有正双曲线的关系，即在同一形变温度、形变速度下， $\tau_s$  是一与试样取向无关的常数，故称它为临界切应力，这就是大家所熟知的 Schmid 定律。图1.11 给出用纯度为 99.999% 的 Zn 单晶的结果， $\chi$  大于  $45^\circ$  的曲线与图 1.11 中  $\sin \chi \cos \lambda = 0.5$  的直线完全对称，所以  $\chi = \lambda = 45^\circ$  的取向是试样最“软”的取向。在 Mg, Cd 单晶中也得到同样结果。最近的实验还指出，Schmid 定律也实用于棱柱滑移(Prismatic slip)

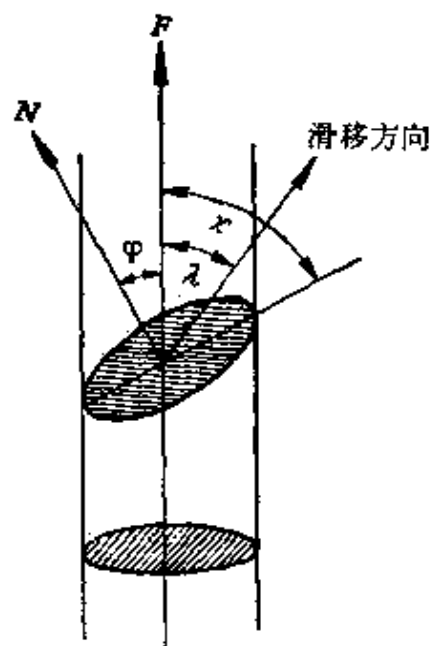


图1.10 晶体中滑移要素的取向。

的 Zr 单晶<sup>[8]</sup>。

在面心立方结构中，因为位错的扩展只限于一个平面内，所以 Schmid 定律基本上还能成立<sup>[4]</sup>，但由于这种结构的第二滑移系统比较容易激活，所以问题复杂化了，这使得 Schmid 定律可以应用的范围大为缩小。图 1.12 给出铜单晶临界切应力与取向的关系，可以看出，只有当取向在极射赤平投影三角形中间部分时才比较好地遵守 Schmid 定律。

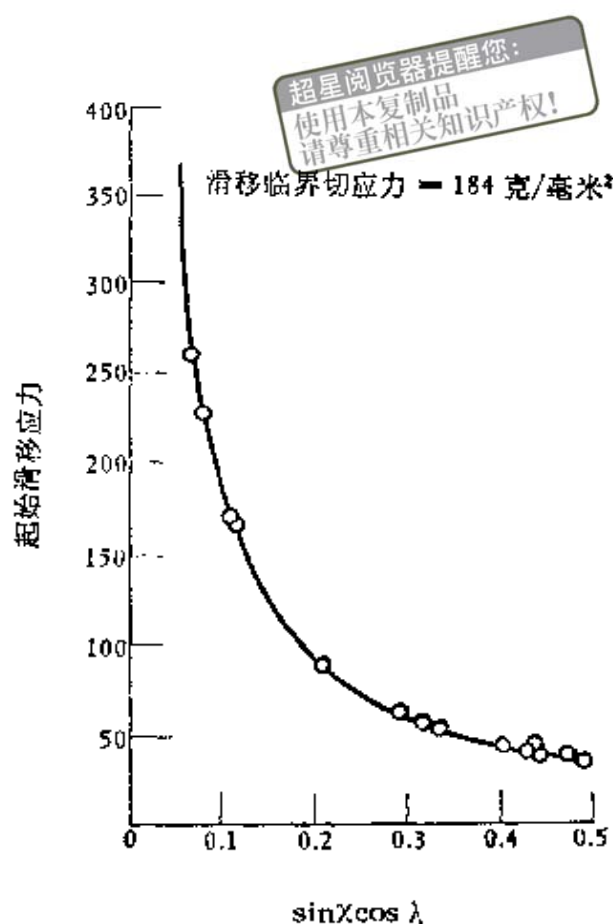


图 1.11 起始滑移应力与晶体取向的关系。

在体心立方结构中，Schmid 定律一般说来是不成立的，这是由于位错的特殊扩展状态所造成，而不是因为临界切应力这个概念不对。详细内容在第五章中讲述，这里就不再深究了。

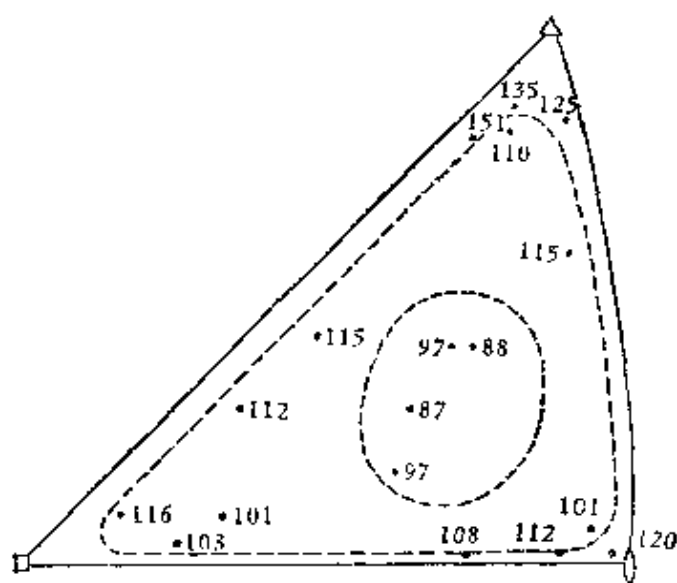


图 1.12 铜单晶临界切应力与取向的关系。

总之，临界切应力在今后研究金属的范性形变时还是一个很重要的参量，它具有自己独特的微观物理含义。

浏览器提醒您：  
使用本浏览器时，  
请尊重相关知识版权。

## § 1.5 温度对六方结构金属基面 滑移临界切应力的影响

当然，很多因素都能影响临界切应力，不过温度是个很基本的参量。图1.13给出 Mg 的临界切应力与温度的依赖关系<sup>[5]</sup>。我们看到，从100 K到600 K这么大的温度范围内，临界切应力仅增加一倍，并且在300 K以上几乎无变化。在 Zn 同 Cd 单晶中，亦曾得到类似的结果<sup>[5]</sup>。这说明温度对六方结构金属基面滑移的起始应力影响是不大的。

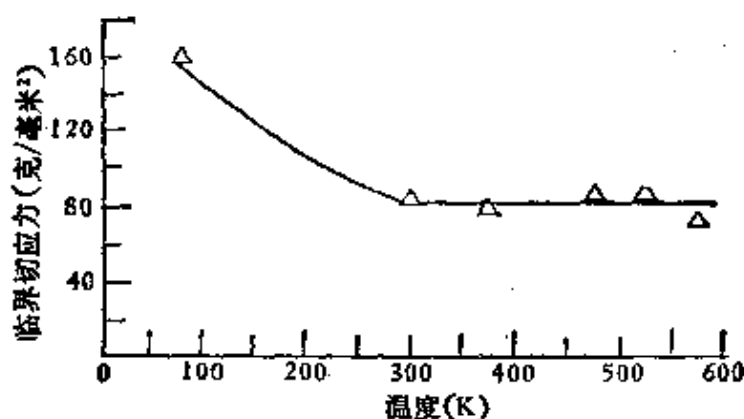


图1.13 镁的临界切应力与温度的关系。

### 参 考 文 献

- [1] Honeycombe R. W. K., *The plastic deformation of metals* (1968).
- [2] Chen N. K. (陈能宽) and Pond P. B., *J. Met.*, 4, 1085 (1952).
- [3] Akhtar A., *Scripta Met.*, 9, 859 (1975).
- [4] Nabarro F. R. N., *Phil. Mag.*, 14, 861 (1966).
- [5] 施密脱 E, 波司 W, 晶体范性学, 钱临照译, 145 (1958).

## 第二章 位错理论基础

虽然今天关于位错存在的直接和间接的实验证据已有很多，但我们还是从金属单晶范性形变的基本特点出发，说明位错型晶体缺陷的存在是可以接受的，并介绍一下位错的理论基础。

### § 2.1 什么叫做位错

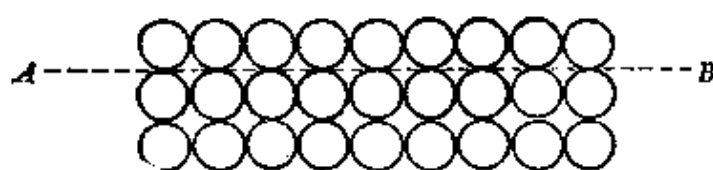
我们知道，有关金属力学性质的物理量都是结构敏感的，更确切地说，它与金属中的晶格缺陷关系十分密切，主要取决于晶格缺陷的行为，晶体的完整部分好像处于背景地位。打一个比喻，有一条由许多钢环连成的链条，这时拉断链条所需的力由钢环的强度决定，而且整个链条可能在任一环上断开。现将一个由强度较小的材料做成的环代替这链条中的任一钢环，此时链条绝大部分虽然仍是由钢环所组成的，但由于引入了一个强度较小的环，整个链条的强度就大大下降了，并会在这个强度较小的环（即“弱环”）上断开。这样的“弱环”就可以理解成我们上述的缺陷。现在我们知道晶体中有各种各样的缺陷，其中甚至包括原子内部的缺陷，但对金属力学性质起直接作用的还是一种叫做位错的晶格缺陷。所以在本章里，我们集中介绍一下它的基本性质以及与其他晶格缺陷的交互作用。

#### 2.1.1 理论切变强度的估计

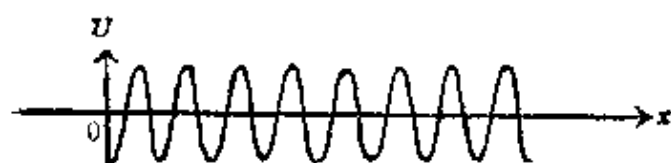
理论切变强度是指晶格完整时的切变强度。为了简单起见，设晶格为一简单立方型的，其二维晶体的原子排列如图 2.1(a) 所示，相邻原子间距为  $b$ 。设切变是通过滑移面  $AB$  上半部原子

克服一定位垒沿下半部原子的刚性相对位移，则显然此位垒可近似地用一余弦函数来表示，如图2.1(b)所示，

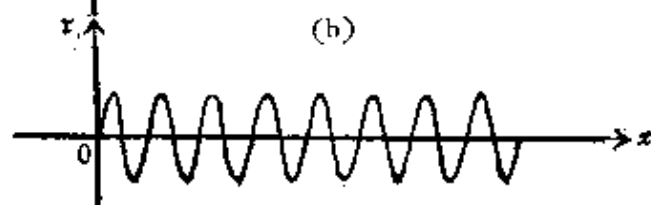
超星网  
即本复制品  
请尊重相关知识产权!



(a)



(b)



(c)

图2.1 二维完整晶体中，(a) 原子排列；(b) 位垒；(c) 切应力。

$$U = -2A \cos \frac{2\pi x}{b}, \quad (2.1)$$

式中 $2A$ 为振幅。上半部原子作刚性位移时要同时克服高为 $4A$ 的位垒，于是切应力如图2.1(c)所示，并可写成

$$\tau = \frac{4\pi A}{b} \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (2.2)$$

当滑移量很小时，切应变可写成 $x/b$ ，并设想此时应力、应变服从胡克定律，于是

$$\tau = G \frac{x}{b}. \quad (2.3)$$

比较(2.2)式和(2.3)式，可得出如下的近似关系：

$$\frac{4\pi A}{b} = \frac{G}{2\pi}. \quad (2.4)$$

将上式代入 (2.2) 式便可得出

$$\tau = \frac{G}{2\pi} \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (2.5)$$

显然我们所要求的理论切变强度即为上式中  $\tau$  的极大值  $\frac{G}{2\pi}$ 。根据 Mackenzie 比较精确的计算, 所得出的量级也只有  $\frac{G}{30}$ 。这样, 此结果与事实相差甚远, 我们知道, 一般纯金属单晶的临界切应力, 即使外推到绝对零度, 也只有  $10^{-5}$  到  $10^{-4}G$ 。重要的是, 这种理论与实验严重地不一致, 不能简单地归结为理论计算中所用的近似或实验的不精确所造成的, 这里面一定还有更原则的问题被忽略了。

### 2.1.2 位错概念的引入

上述理论与实验结果的矛盾, 主要是由于我们忽略了实际晶体中缺陷的存在而造成的。为了探索这种缺陷的组态, 首先应回顾一下第一章中所叙述的范性形变的一些基本特点, 以便对我们要寻找的缺陷组态有一个原则的指导。

1. 力学性质不但具有各向异性, 并且所有三种范性形变的基本形式都有自己结晶学的特点, 如滑移有滑移要素, 孪生有孪生要素, 扭折也有局部晶格的旋转轴, 它们不依赖于外加负载的方向或大小。这说明范性形变的特点决定于晶格本身的特点, 其进行过程并不破坏晶格结构所具有的一定规则状态, 而只是原子间彼此作某种相对移动。因此, 晶体缺陷虽不同于完整部分, 但其组态也不应是完全无规则的。

2. 以滑移为例, 宏观形变是分布在断续的一些滑移面内, 这说明范性形变起始于晶内某些地方, 也就是说, 这些地方的范性形变阻力较小。联系到力学性质是结构敏感或缺陷敏感量这一事实, 我们不妨认为缺陷就在这些产生滑移的断续面内, 并具有较小的范性形变阻力。

3. 因为滑移线有它的生长过程, 即滑移行为有其传播过程, 而不是沿滑移面两边原子的同时相对移动, 并且随着外应力的作用, 此易动的缺陷不断地向外传播, 直至跑出晶体表面给出一定深度的滑移线, 然后在没有滑移线的地方逐渐再产生新的滑移线。

4. 使缺陷运动, 不但需要一个不变的最小切应力 (即理论上的范性形变的临界切应力), 而且在六方结构基面滑移时, 温度对此临界切应力还是不很敏感的。所以上述缺陷的组态虽应具有易动性, 但又不像点缺陷那样易受热起伏的影响。

根据以上分析, 我们暂不追究滑移是从何处开始的, 仅设想图 2.2 中画阴影的空间曲面  $S$  为晶体中滑移面上已滑移的部分。由于缺陷本身范性形变阻力较小, 它应总是处于滑移开始的地方。

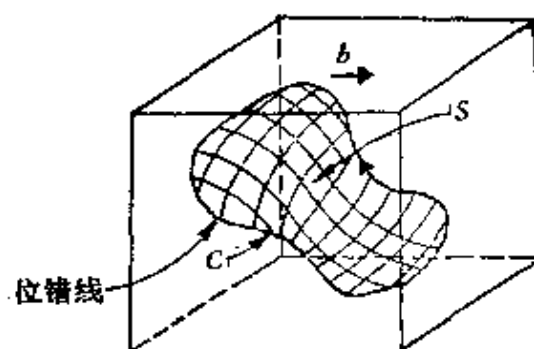


图 2.2 一般形式的位错线。

因此曲面  $S$  的边缘  $C$  就应该是缺陷所在处。据此, 我们可以给所要找的缺陷下个定义, 即在滑移面内, 滑移区与未滑移区的交界区, 或更正确的说, 即滑移区与未滑移区中间的过渡地带, 并称之为滑移位错\*。它除了应该具有上述各项特点外, 显然还应是一种不能终止于晶内的线缺陷, 但它可以与晶内任何界面相通, 或出头于晶体的外表面。

## § 2.2 位错的原子模型及其几何性质

到此为止, 我们对要找的缺陷仅看出它应有的一些性质, 而不知道它的原子组态, 但借用上述滑移位错的概念还是很容易找到它应有的原子组态, 也就是建立起位错的原子模型, 从而讨论

\* 有关旋转位错, 即旋错 (Disclination) 的概念将在第三章中讲述。

它的几何性质。

### 2.2.1 刃型位错、螺型位错与混合型位错

刃型位错与螺型位错可以说是位错的两个基本形式，而且也只有这两个基本形式。其他任何形式，如混合型位错都是由它们组成的。

(1) 刃型位错<sup>[1]</sup> 设想简单立方晶体形变时，在未滑移部分取出一块如图2.3所示的小晶体；由于它是未滑移部分，按我们现有概念，它应当是完整的。当晶体上下两部分沿滑移面，垂直滑移位错相对移动一个晶格间距的行为自小晶体的右方传至图2.4所示之处时， $A$ 处就应为位错露头之处，这种滑移位错便称为刃型位错，其垂直于位错线的二维原子密排模型如图2.5(a)所示。

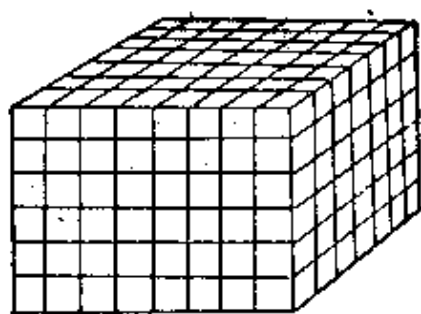


图2.3 完整晶体示意图。

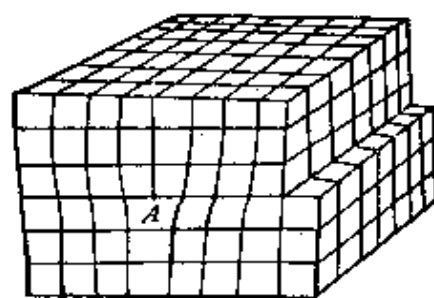


图2.4 含有刃型位错的晶体。

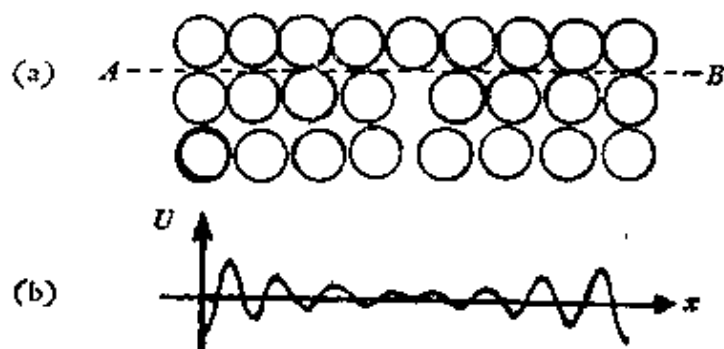


图2.5 二维晶格中，(a) 原子密排模型；(b) 位垒曲线。

示。显然这与图2.1(a)的大不一样，前者在同一间隔，内滑移面 $AB$ 上下两方的原子数都一样，而后者则相差一个，即滑移面 $AB$ 上方为 $N+1$ 个原子，下方为 $N$ 个原子。因此，第二排原子

所在处的位垒可写成

$$U = -A \cos 2\pi \frac{x}{b} \left( \frac{N+1}{N+\frac{1}{2}} \right) - A \cos 2\pi \frac{x}{b} \left( \frac{N}{N+\frac{1}{2}} \right), \quad (2.6)$$

显然，此时位垒曲线将出现拍频，遂使靠近位错中心部分的振幅显著压低，并且正中心的能谷是空着的，具体如图2.5(b)所示，它相当于 $N=6$ 时的情况。设想空能谷右边的原子由于热起伏跳入该能谷后，其他部分位垒曲线稍作相应的调整，就相当于位错中心向右移动了一个距离 $b$ 。如果外加一切应力，位垒曲线就变得不对称了，则更有利于位错作定向滑移，因此位错沿滑移面的易动性就不言而喻了。

简言之，设想晶体内有一个原子平面中断在晶体内部，这个原子平面中断处的边缘就是一个刃型位错。它的滑移采取“毛虫的蠕动”方式，即原子的这种异常组态能在较小切应力作用下的向前推进过程。

(2) 螺型位错 妨刃型位错一样，如图2.6所示，不过此时滑移方向平行滑移位错。当滑移传至图2.6所示之处时， $A$ 处即为螺型位错露头之处。图2.7给出螺型位错滑移面上上下两层原子位置的示意图，其中“ $\cdot$ ”为滑移面上方的原子，“ $\circ$ ”为其下方的原子。由图2.7中可以看出，它所代表的缺陷，其错排原子可连成一矩形螺旋线。由于螺型位错没有半原子平面，所以其易动性较刃型位错的要差，并且这一性质已得到证实<sup>[2]</sup>。

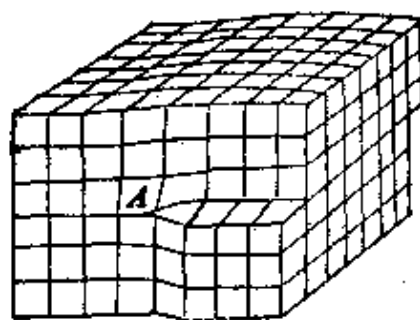
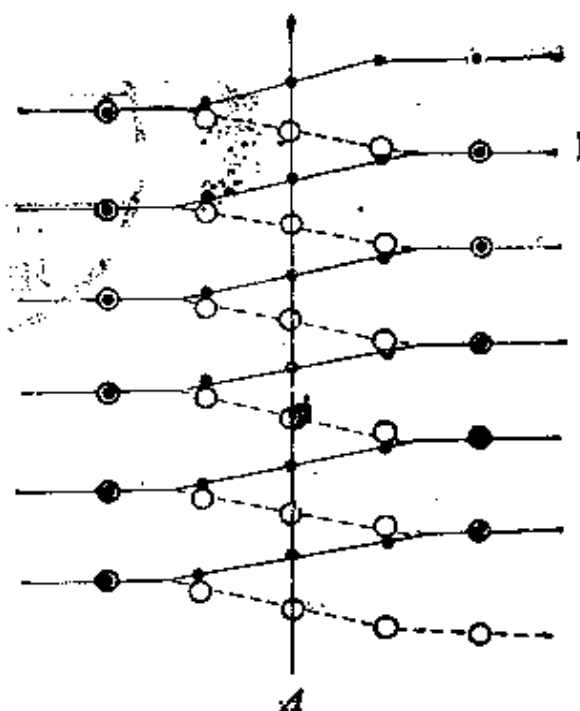


图2.6 含有螺型位错的晶体。

(3) 混合型位错 在一般情况下，由于滑移区的边界不一定是直的（如图2.8所示），那么位错线 $AC$ 在接近 $A$ 端就是纯螺



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图2.7 简单立方品格中螺型位错滑移面上下两层原子的位置。

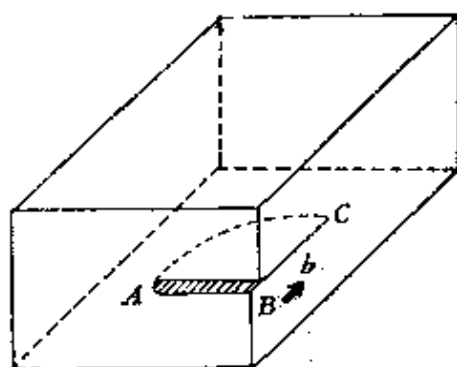


图2.8 混合型位错。

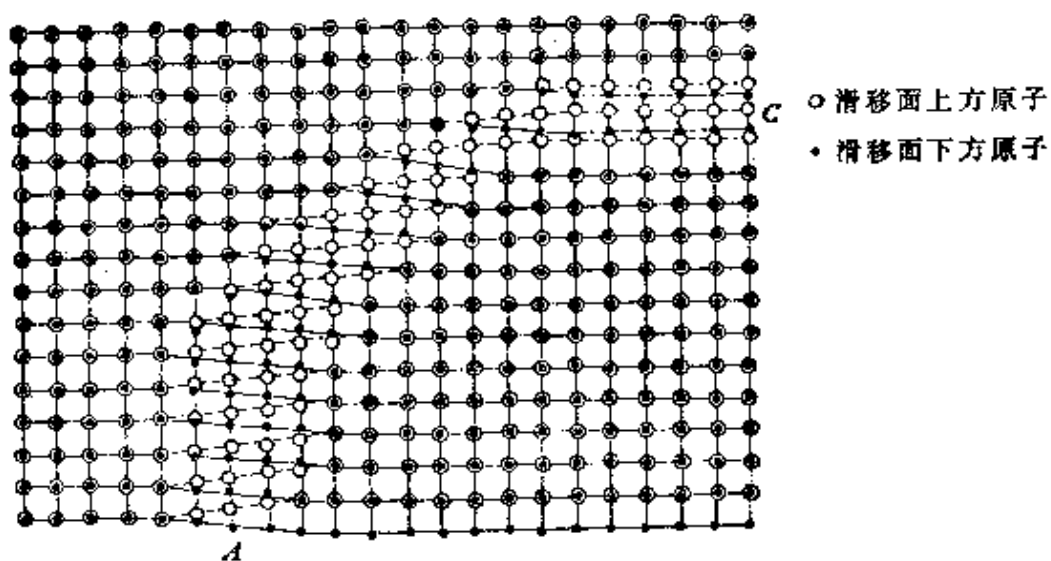


图2.9 简单立方品格中混合型位错滑移面上下两层原子的位置。

型的, 接近C端就是纯刃型的, 其他部分就是混合型的, 螺型面上下两层原子的组态如图2.9中所示。

由此可见, 上述位错线的原子组态完全符合 §2.1.2 中所强调的各项特点, 并且体现了金属力学性质的结构敏感性, 它定性地克服了理论切变强度与实验结果的矛盾。但在实际晶体中是否有这种线缺陷的位错, 最后还有待于实验的证明。最直接证明位错存在的实验要算 Menter<sup>[8]</sup> 于 1956 年摄得的铂酞花青晶体中刃型位错的工作。图 2.10 为其 (201) 面在 (001) 面上的投影, 由于 (201) 面间距为 11.94 埃, 正好为当时电子显微镜所分辨。螺型位错的存在可通过晶体生长实验间接证明。Frank 首先设想在晶核中若存在一螺型位错, 它在表面露头处将形成一个如图 2.6 所示的台阶。晶体生长即原子沿台阶一层一层的转

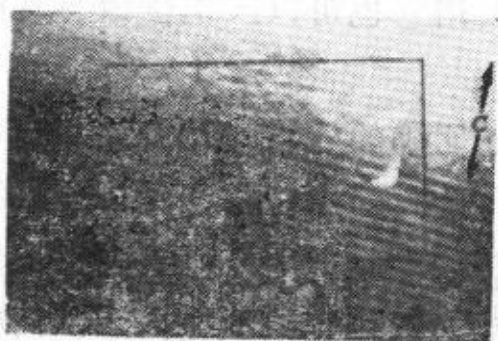


图 2.10 铂酞花青晶体中位错在 (001) 面上的投影。

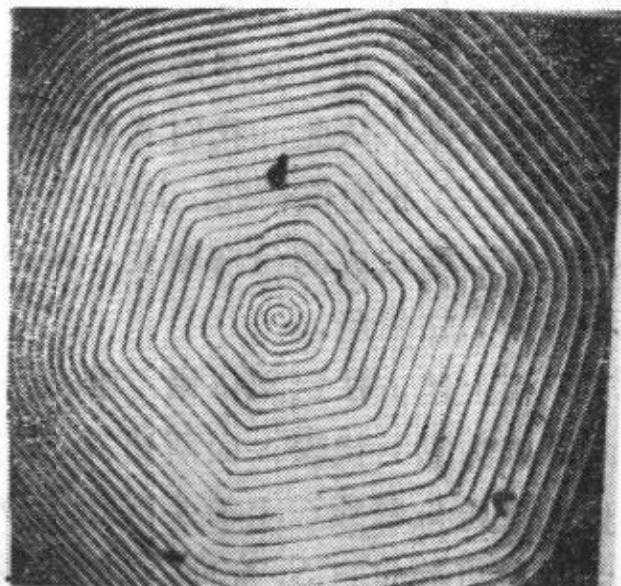


图 2.11 SiC 中的生长圆线。

圈填上去, 并保持台阶永不消失, 这样就避免了在光滑晶面上成核的困难。因此, 晶体生长实际所需的过饱和度为 1% 左右, 而不是理论值的 50%。按照这种晶体生长机制, 所得晶体表面应出现螺旋式的台阶, 图 2.11 所示的即为一例, 清晰的显示出 SiC 的生长圆线, 并测得台阶的高度正好等于晶面间距或为其整数倍, 这表明圆线中心的确是螺型位错露头的地方。位错的存在还可以通过晶须的实验来说明, 因为这种不含或只含少数轴向位错, 直径为微

米量级的单晶，其强度的确接近于理论值，这说明金属力学性质的结构敏感与位错的存在占有头等重要地位。

### 2.2.2 位错的普遍定义与柏氏矢量

在 § 2.1.2 中，我们利用图 2.2 引入了滑移位错的概念，现在我们利用此图来作出位错的普遍定义。设想将晶体沿画阴影的  $S$  面剖开，再将分开的上下两边  $S_1$  同  $S_2$  相对作一刚性位移  $\mathbf{b}$ ，此  $\mathbf{b}$  可以是晶体的任一点阵平移矢量。经此操作后，显然  $S$  面上不平行  $\mathbf{b}$  的地方就会出现原子的重迭或留出空隙。再设想将此重迭的原子去掉，空隙处按原来晶格排列的方式填补齐后再沿  $S$  面合拢。由于  $\mathbf{b}$  是点阵矢量，这样一来， $S$  面上就不留任何痕迹，但  $S$  面的周界  $C$  由于它是滑移区与未滑移区的分界区，原子组态必然有所错排。从此，我们就称它是具有强度为柏氏矢量 (Burgers vector)  $\mathbf{b}$  的位错线，因为只有  $\mathbf{b}$  才能唯一、集中的体现了位错型缺陷所造成的晶格畸变，同时利用它也可以区别位错与其他类型的晶格缺陷。

用上述方法定义位错，唯一不够明确的地方就是矢量  $\mathbf{b}$  的方向，因为它只代表  $S$  面两边  $S_1$  和  $S_2$  的相对刚性位移量。如果我们再选定位错线  $C$  上箭头所指为位错线的正方向，则借右手螺旋关系就可确定自  $S_2$  穿向  $S_1$  的法线为  $S$  面的正法线方向，从而柏氏矢量  $\mathbf{b}$  就规定为  $S_2$  相对于  $S_1$  的位移量。因此，一旦位错线的正方向选定后，其柏氏矢量就唯一确定了。在图 2.2 中，若令读者站在  $S$  面的正法线方向，并面顺柏氏矢量，则你正前方的位错为负刃型位错（半平面位于滑移面下方），正后方的位错为正刃型位错（半平面位于滑移面上方），正右方的为右螺型位错（其螺线走向可用右手比出），正左方的为左螺型位错（其螺线走向可用左手比出），其他取向线段均为混合型位错。

柏氏矢量既然是位错型缺陷的特征标志，确定它就不一定要用上述的假想操作。为此，我们可先在实际晶体中，从任一格点

出发围绕位错线作一闭合回路。为了同上述定义一致，其方向应和位错线的方向成右手螺旋关系，并注意作此回路时，应避开位错线附近原子严重错排的区域，此即所谓的柏氏回路。然后在理想晶体中作出相应的回路（忽略掉实际晶体中存在的弹性畸变所引起原子间距的改变），这样所画回路的终点将和起点不能重合。我们发现，自终点引向起点的矢量就是所画柏氏回路所包围位错的柏氏矢量。图 2.12 画出了应用此法确定一正刃型位错的柏氏矢量的例子。用同样方法可以定出螺型位错的柏氏矢量。

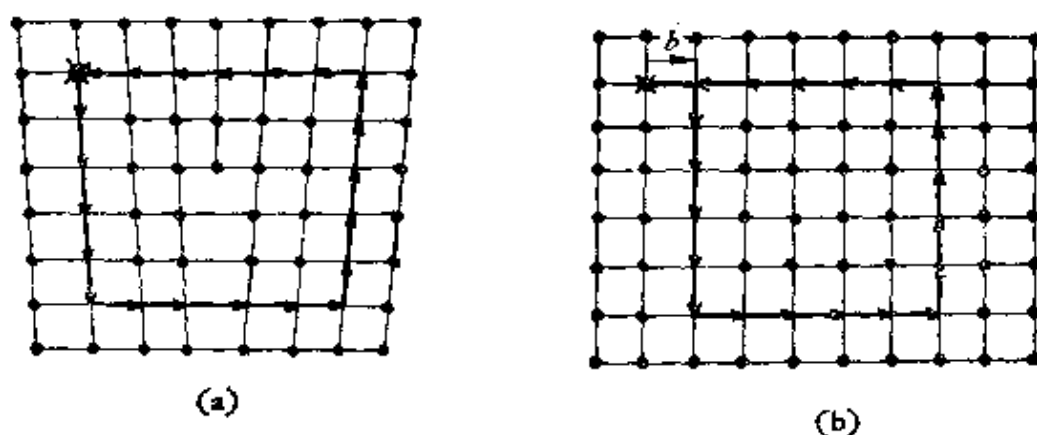


图 2.12 Frank 处理柏氏矢量的方法，(a) 在实际晶体中的柏氏回路；(b) 在理想晶体中的相应柏氏回路。

至此我们可重新定义位错如下：在晶体中围绕某一个缺陷画其柏氏回路时，如所得柏氏矢量  $\mathbf{b} \neq 0$  者，即称此缺陷为具有柏氏矢量为  $\mathbf{b}$  的位错线。用符号表示，即  $\mathbf{b} = -\frac{a}{n} [u, v, w]$ ，其强度  $b = -\frac{a}{n} (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$ ，式中  $a$  为晶格参数， $n$  为一正整数， $[u, v, w]$  为滑移方向。

现在我们应用等效柏氏回路的概念，即两个柏氏回路如其中任一个可以不经过原子严重错排的区域仅凭移动或改变形状能同另一个相重合者，得知位错的柏氏矢量应满足下述两个守恒定理：

1. 由于位错线不能终止在晶体内部，故当它形成环时应具有方向、大小都相同的柏氏矢量，或沿一根不分岔的位错线，其柏氏矢量总是守恒的。

2. 如果数根位错线相交于一点（即位错的节点），朝向节点各位错的柏氏矢量的总和恒等于离开节点各位错的柏氏矢量的总和。如果所有位错线的方向都是朝向节点，则有类似电学中的 Kirchhoff 定律：

$$\sum_i \mathbf{b}_i = 0, \quad (2.7)$$

此守恒定律已为 Yoshimastu<sup>[4]</sup> 的衍射实验所证明。

根据本节对位错原子模型及其几何性质的介绍，我们可以就刃型和螺型两种位错对比的作如下总结：

1. 刃型和螺型两种位错虽都是晶格中的一种线缺陷，但前者即使多一半平面也不破坏晶面的断续性，而后者在位错线附近，晶格可连成连续的蜷面。这两种位错附近格面如图 2.13 中的 (a) 与 (b) 所示。

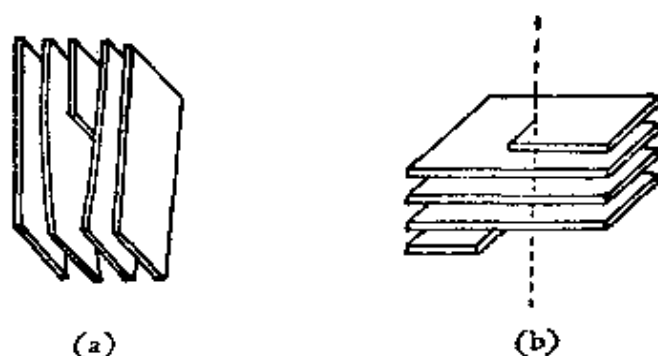


图 2.13 晶体中含有 (a) 刃型位错，(b) 螺型位错格面示意图。

2. 由于刃型位错与螺型位错的原子模型不一样，前者易动性大，而后者易动性较差。

3. 在同一个切应力的作用下，刃型位错沿其柏氏矢量的方向运动，而螺型位错则垂直其柏氏矢量的方向运动。

4. 若位错线的滑移面定义为位错线本身同柏氏矢量所规定的平面，则刃型位错只有唯一的滑移面，而螺型位错可能的滑移面为以位错线为带轴的所有格面。

## § 2.3 位错的运动与晶体的范性形变

从图 2.4 和图 2.6 中, 我们很清楚地看出, 不论刃型位错或螺型位错乃至混合型位错, 只要横扫滑移面一趟, 便给出一滑移量, 其大小和方向与位错的柏氏矢量相同。这一节我们将找出位错的运动与范性形变间的定量关系。为此, 首先要弄清楚位错对滑移的贡献。

设在给定线大小为  $L_1 \times L_2 \times L_3$  的晶体中, 滑移面为  $L_1 \times L_2$ , 位错线全长为  $\mathcal{L}$ 。在外力作用下, 位错滑移的平均距离为  $l$  时, 其滑移区的总面积便为  $l\mathcal{L}$ , 故这时沿滑移面产生的位移就应为  $l\mathcal{L}b/L_1L_2$ , 那么切应变  $\gamma$  便可写成

$$\gamma = \frac{l\mathcal{L}b}{L_1L_2L_3} = \frac{\mathcal{L}}{V}lb = \rho_v lb, \quad (2.8)$$

式中  $V$  为晶体的体积,  $\rho_v$  为位错的体密度。如果设想此全长为  $\mathcal{L}$  的位错线是  $N$  根平行于  $L_1$  的位错线所组成, 则上式又可写成

$$\gamma = \frac{Nlb}{L_2L_3} = \rho_s lb, \quad (2.9)$$

式中  $\rho_s$  为在  $L_2 \times L_3$  面上位错露头的面密度。根据 Schoeck 的计算<sup>[5]</sup>, 如位错线在晶内各向同性混乱分布时便有下列关系:

$$\rho_v = 2\rho_s. \quad (2.10)$$

如果我们再设想上述位错滑移的总面积  $l\mathcal{L}$  是由  $M$  个位错段, 每个平均滑移了面积  $A$  组成的, 则 (2.8) 式又可写成

$$\gamma = \frac{M}{V}Ab = \rho Ab, \quad (2.11)$$

式中  $\rho$  为单位体积内上述位错段的数目, 或称段密度。(2.8)、(2.9)、(2.11) 式都是晶体的宏观范性形变与微观位错滑移间的基本关系, 具体应用时经常遇见。

晶体的范性弯曲也可以用位错的滑移来解释。图 2.14 为垂直弯曲轴弯曲晶体的横截面, 其中位错为形变过程中在同一滑移面

上相遇的异号位错相消后所剩下同号位错的分布示意。设晶体对弯曲轴的张角为  $\theta$ ，其厚度为  $d$ ，由于弯曲，上下表面弧长差应为  $\theta(r+d) - \theta r$ ，即  $\theta d$ 。为了满足此差就必须在弯曲晶体内有  $\frac{\theta d}{b}$  个

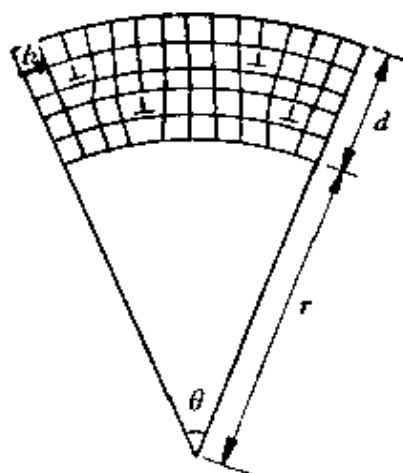


图2.14 弯曲晶体中刃型位错的分布。

如图所示的正刃型位错。若此晶体的厚度较其曲率半径甚小时，其横截面积可写成  $r\theta d$ ，从而所需正刃型位错的面密度为

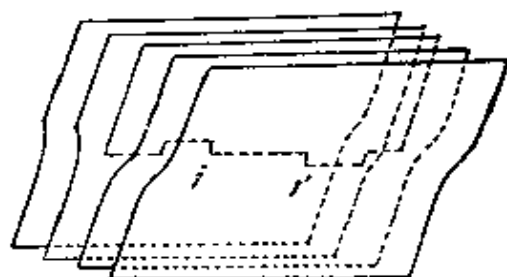


图2.15 刃型位错的攀移。

$$\rho_s = \frac{\theta d / b}{r \theta d} = \frac{1}{rb} \quad (2.12)$$

以上我们讨论了位错的滑移运动，另外还有一种垂直滑移面的运动形式，叫攀移。由于上述所谓滑移面定义为位错线同柏氏矢量所规定的平面，所以对螺型位错而言就不存在攀移这种形式的运动。其次，对刃型位错而言，由于攀移联系着物质的交换，所以我们称它为非保守运动，以资区别于保守运动的滑移。在图2.15中， $j$ 处半平面的一部分原子为空位所置换便造成正攀移，而 $j'$ 处一部分半平面被间隙原子延长便造成负攀移。这时在 $j$ 或 $j'$ 处长度量级为 $b$ ，垂直本位错滑移面的一小段位错就叫割阶，因为它最初是在研究位错交割时引入的，故得此名。

现在我们粗略估计一下刃型位错攀移时所需的力。设单位长位错线攀移阻力为 $f_c$ ，攀移了距离 $ds$ 后所引起的体积变化为

$$dV = bds \quad (2.13)$$

令原子体积为 $v \simeq b^3$ ，上述体积共包括点缺陷数便为

$$dN = \frac{dV}{v} = \frac{ds}{b^2} \quad (2.14)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

若点缺陷形成能为  $U_f$ ，则攀移力所作的功  $f_s ds$  应等于  $dN$  个点缺陷的形成能  $U_f dN$ ，故

$$f_s = \frac{U_f dN}{ds} = \frac{U_f}{b^2} \quad (2.15)$$

对空位而言， $U_f \cong \frac{Gb^3}{5}$ ，间隙原子的  $U_f$  约为其三倍，按上式， $f_s$  的量级应为  $Gb$ ，这已接近晶体的理论强度，因此攀移较滑移要困难得多。一般在应力集中处或其他条件下才能实现，详见 § 2.9.4。

至于攀移与范性形变的关系，显然从宏观整体来看是没有直接反应的，但随着正或负攀移的产生，在晶体内部就会出现相应的局部压缩或拉伸形变，以及对位错的滑移产生明显的影响。

## § 2.4 晶体中两种常见的位错形态

我们知道金属经形变或某种热处理后，其位错形态往往异常复杂。虽然如此，但有些形态还是经常能遇到的。这一节我们主要介绍两种很重要的典型形态。

### 2.4.1 位错环

一般的位错环如图 2.2 所示，我们现在要讲的是下述两种简单的典型位错环：一是位错环的柏氏矢量在位错环所在的平面内，显然这时环上所有垂直柏氏矢量的部分都是纯刃型的，平行柏氏矢量的部分都是纯螺型的，其他部分与柏氏矢量相交为  $\theta$  的便是混合型的，它具有强度为  $b \sin \theta$  部分的刃型分量和  $b \cos \theta$  部分的螺型分量；二是位错环的柏氏矢量垂直位错环所在的平面，这种位错环的模拟形成机制如图 2.16 所示。设在一完整晶体上作  $ABCD$  大的压痕，其深度为  $b$ ，如形变停止在  $PQRS$  平面上，则其周界  $PQRS$  便为位错环。显然，这种位错环的滑移面为图中

所示小长方体的四个长边，一般称这种位错环为棱柱位错环，它的滑移称为“铅笔滑移”。至于这种位错环的真实形成机制将在 2.10.5 节中叙述。图 2.17 给出纯铝 630°C 淬火后得到在  $\{111\}$  面上棱柱位错环的电子显微镜照片，注意它们的棱都平行  $\langle 110 \rangle$  方向。

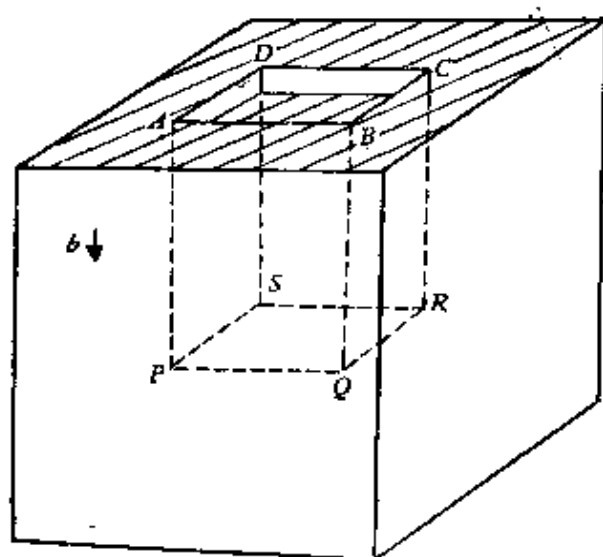


图 2.16 棱柱位错环。

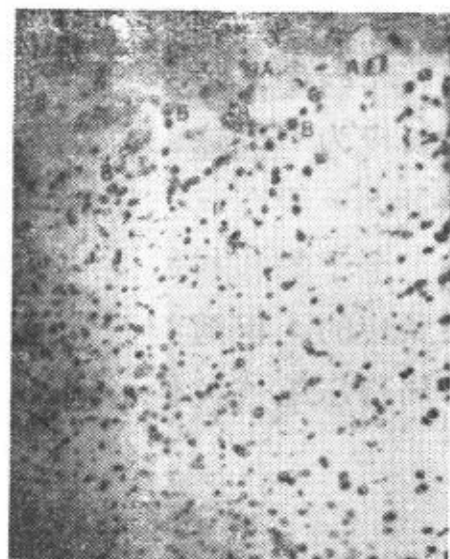


图 2.17 纯铝 630°C 淬火所得的棱柱位错环。

## 2.4.2 位错偶

位错偶是具有平行滑移面的两个异号刃型位错，当它们的滑移面间距约为 300—400 埃时，在相当长一段内，由于吸引力的关系使得一个位错于另一个的上方达到某种平衡而形成一整体的位错形态。它的形成机制有两种可能的方式：其一如图 2.18 所示。由于螺型位错上的割阶是刃型的，它沿螺型位错的运动为保守运动，故有机会很快地由单位割阶合并成一定长的长割阶。此长割阶当螺型位错滑移时，它只能攀移，因此对螺型位错本身的运动有较大的阻力。这样使得在滑移时螺型位错线中落后的部分就变成一由异号纯刃型位错组成的位错偶；其二如图 2.19 所示，位于两个相距不太远的平行滑移面内两异号位错，当它们滑移到上述位错偶所要求的位置后，其中一端的螺型位错局部改变了它

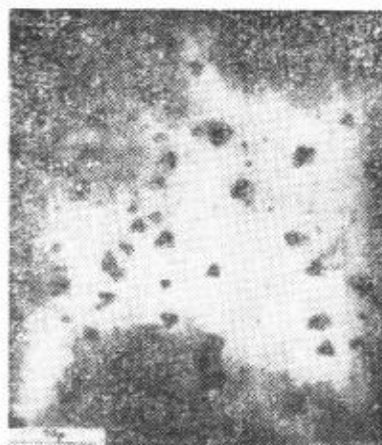
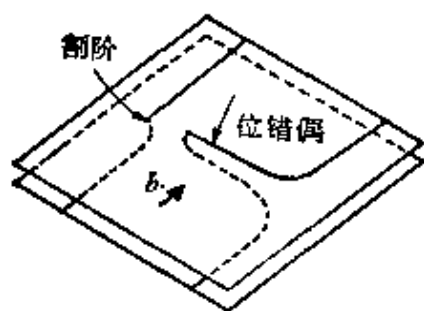
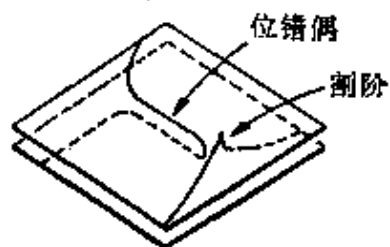


图2.18 具有长割阶螺型位错运动时位错偶的形成。



(a)



(b)

图2.19 两不同滑移面上异号刃型位错相遇时位错偶的形成。



图2.20 铜铋合金中的位错偶  $\times 40000$ 。

的滑移面，使得原属于两个不同滑移面的位错线变成一个位错偶同一个带有割阶的位错线。当然，另一端也可能出现同样的过程，那么就变成两个带有割阶的位错线同一个棱柱位错环了。



$$\sigma_x = \nu (\sigma_r + \sigma_\theta). \quad (2.21)$$

定性地看，这个结果与位错的几何特点是一致的，以图 2.4 为例：在同一地点， $|\sigma_x| > |\sigma_y|$ ，在  $y > 0$  的地方， $\sigma_x$  是负的，这相当于压力，而处在  $y < 0$  的地方， $\sigma_x$  是正的，这相当于张力；在  $y = 0$  的地方， $\tau_{xy}$  有一极大值，而  $x$  由正变负时， $\tau_{xy}$  也随着改变符号。这一切都符合正刃型位错周围应力场的特点。不但如此，Bond 等<sup>[7]</sup>和 Индендом 等<sup>[8]</sup>用红外偏振光观察硅单晶中位错的应力分布时所得结果同上述计算大致吻合。

### 2.5.2 螺型位错的应力场

设位错线沿  $z$  轴，由附录 I.2 可知在直角坐标系中，不等于零的应力元有

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = -D \frac{y}{x^2 + y^2} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2}, \quad (2.22)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = D \frac{x}{x^2 + y^2} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2}. \quad (2.23)$$

在圆坐标系中，不等于零的应力元有

$$\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta} = D \frac{b}{r} = \frac{Gb}{2\pi r}. \quad (2.24)$$

由上式可看出，螺型位错没有正应力，所有应力都是径向对称的，并与  $\theta$  无关，这一点与螺型位错的几何特点也是符合的。

### 2.5.3 位错的能量

从上节中知道了位错周围应力场的分布，按理根据畸变能密度的积分就能算出由于位错存在所产生的总畸变能，但这种方法并不现实。附录 I.2 中，利用计算形成位错时所作的功来等当此总畸变能的方法较为简明，其结果得出单位长刃型位错的总畸变能

$$W_s = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{r_0}. \quad (2.25)$$

单位长螺型位错的总畸变能

$$W_s = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0}. \quad (2.26)$$

如果位错是混合型的，位错线与柏氏矢量的夹角为  $\theta$  时，由于平行的纯刃型与纯螺型位错间无相互作用力（见 § 2.6.1），故此混合型位错的总畸变能即为柏氏矢量为  $b \sin \theta$  的纯刃型位错与柏氏矢量为  $b \cos \theta$  的纯螺型位错自能的和，因此，单位长混合型位错的总畸变能为

$$W = \frac{Gb^2}{4\pi K} \ln \frac{r_1}{r_0}, \quad \frac{1}{K} = \frac{\sin^2 \theta}{1 - \nu} + \cos^2 \theta. \quad (2.27)$$

注意，上述三式中的  $r_1$  和  $r_0$  在附录 I.2 中虽然都有定义，但此处我们看到，如果  $r_1$  为无限大或  $r_0$  为零时，位错的能量都将等于无限大。这问题在本节开始时已交代过， $r_0$  为零时，即讨论的问题的范围已小于  $b$ ，显然已不实用。而当  $r_1$  为无限大时，则无现实意义，因为一般实际晶体的镶嵌结构早已限制了应力场的范围，所以  $r_1$  不应大于  $10^{-4}$  厘米，即令取  $r_0 \simeq b$ ， $r_1 = 1$  厘米时，可算得总畸变能有一半集中在  $r = 10^{-4}$  厘米的小范围内。若  $r_1$  以镶嵌块为界，则  $W \simeq Gb^2$ 。若取  $G = 4 \times 10^{11}$  达因/厘米<sup>2</sup>， $b = 2.5 \times 10^{-8}$  厘米，可得  $W \simeq 2.5 \times 10^4$  尔格/厘米，相当于 4 电子伏特/原子平面。

根据以上计算，可以看出位错的弹性畸变能还是很大的，并高度集中在位错线附近。一般估计，由于位错的熵较此畸变能要小得多，所以在通常温度下，位错的自由能也就近似地等于其畸变能。即使温度较高，其值仍将为正，因此我们说，位错型的缺陷虽较其他点缺陷不易受热激活的影响，但从热力学的角度来看，它还是不稳定的。至于充分退火也不能完全消除位错，这是由于位错与位错间力的相互作用所致。

#### 2.5.4 位错的线张力

由于位错线的能量正比于其长度，所以它有尽可能缩短其长度的趋势，这和液体要尽可能缩小其表面积以求减少其表面能一

样。因此可以设想，位错线有线张力，它有如液体表面有表面张力一样。令此线张力为  $T$ ，如位错线增长  $dl$  时必须作功  $Tdl$ ，从而位错的能量就增加  $Wdl$ ，所以一条直位错线的线张力即为  $W$ 。

任意形状的位错线由于远处的应力场要相互抵消一部分，其线张力总小于直位错线的。Friedel 对此曾作如下粗略估计：设位错弯曲的波长为  $\lambda$  时，并较其原长  $l$  增加了一  $dl$ 。然后将弯曲后的位错应力场分成远程 ( $r > \lambda$ ) 与近程 ( $r < \lambda$ ) 两部分。前者由于位错弯曲所造成的影响可以近似地看作相互抵消，结果在远程地区的能量同未弯曲前的一样，即

$$W_1 \simeq \frac{Gb^2}{4\pi K} l \ln \frac{r_1}{\lambda}. \quad (2.28)$$

后者则可以近似的看成长  $l + dl$  的位错线在该地区的贡献，即

$$W_2 \simeq \frac{Gb^2}{4\pi K} (l + dl) \ln \frac{\lambda}{r_0}. \quad (2.29)$$

若以未弯曲前长  $l$  的直位错线的能量

$$W_0 = \frac{Gb^2}{4\pi K} l \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (2.30)$$

为起始状态，则弯曲后能量的增加为

$$Tdl = W_1 + W_2 - W_0 = \frac{Gb^2}{4\pi K} dl \ln \frac{\lambda}{r_0},$$

故 
$$T = \frac{Gb^2}{4\pi K} \ln \frac{\lambda}{r_0}. \quad (2.31)$$

若  $\lambda = 100r_0$ ，遂得  $T \simeq \frac{1}{2} Gb^2$ ，此值较直位错线的小一半。这与 Nabarro 所作精确计算结果是一样的。

### 2.5.5 位错在外应力场所受的力

这一节我们只介绍一个特例，一般的讨论可参看附录 II.3。

设沿晶体滑移面施加一均匀的切应力  $\tau$ ，其方向平行于位错的柏氏矢量。若长为  $L$  的位错线在此切应力作用下平均前进了  $ds$  的距离，晶体中滑移区相应增加的面积就为  $Lds$ 。由于沿此面积

晶体的上下两部分相对滑移了一个  $b$ ，故外加切应力所作的功就等于

$$W = \tau L ds \cdot b. \quad (2.32)$$

与此宏观切变相应，作用在单位长位错线上的力  $f$  所作的功应等于

$$W = f L ds. \quad (2.33)$$

由上二式得出

$$f = \tau b. \quad (2.34)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

上式所得  $f$  应看作是一种组态作用力，并永远垂直于位错线。故  $\tau$  在纯刃型位错中和  $f$  的方向一致，而在纯螺型位错中就

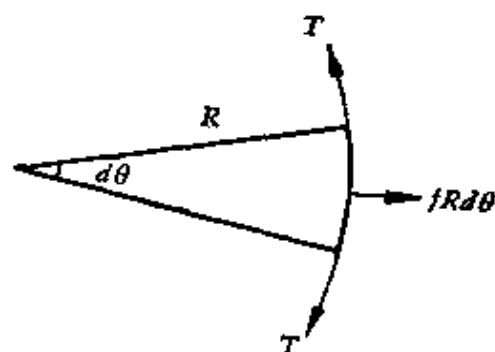


图2.21 位错线的平衡曲率。

和  $f$  的方向垂直。此外，我们注意上式中的  $\tau$  是作用在所考虑的滑移系统中的切应力，并当此力大到某一临界值时，位错开始运动从而给出范性形变，这不就是我们在 § 1.4 中所讲的起始滑移临界切应力吗？

现在我们形象的来看一下  $f$  的作用：设一位错线两端被钉住，作用在其上的力为  $f$ 。若位错在此力与位错线张力  $T$  的共同作用下，弯曲到曲率半径为  $R$  时达到平衡，从图 2.21 中即可看出平衡条件为

$$2T \sin \frac{d\theta}{2} = fRd\theta \quad (2.35)$$

故当  $d\theta$  较小时，

$$R = \frac{T}{f}. \quad (2.36)$$

如位错只能在某一特定平面内运动时，上式中  $f$  应取其在该平面内的投影值。

## § 2.6 位错与位错间的相互作用

前面我们不只一次地强调位错在金属力学性质中的重要性,因此作为问题的一方面有必要仔细介绍一下位错与位错间的相互作用。它们之间的这种作用,原则上又可分成长程与短程的两种;现在对前者仅讲平行位错间的弹性相互作用,后者暂分相交位错间的弹性相互作用,会合位错与割阶三部分叙述。

### 2.6.1 在平行滑移面上平行位错间的弹性相互作用

一般计算这种相互作用时,比较简单的方法就是将一个位错看成在另一位错的应力场中所受的作用力。下面我们再分别按平行刃型位错、平行螺型位错和平行混合型位错三种情况来讲述。一般情况可见附录 I.3。

(1) 平行刃型位错 因柏氏矢量为  $\mathbf{b}$  沿  $z$  轴的一刃型位错对位于  $(x, y)$  处柏氏矢量为  $\mathbf{b}'$  的另一刃型位错有一沿滑移面的切应力为  $\tau_{yx}$ 。根据 (2.18) 式和 (2.34) 式,立即可写出在该处单位长位错上沿  $x$  轴所受的作用力

$$f_x = \pm \tau_{yx} b' = \pm \frac{Gbb'}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad (2.37)$$

式中正号表示  $\mathbf{b}$  和  $\mathbf{b}'$  同向,代表斥力;负号表示反向,代表吸力。若以  $\frac{Gbb'}{2\pi(1-\nu)y}$  为度量  $f_x$  的单位,以  $y$  为度量  $x$  的单位,作  $f_x$  与  $x$  的关系曲线便得图 2.22。显然,如  $\mathbf{b}$  和  $\mathbf{b}'$  同向时,则  $x = 0$  为稳定平衡位置,而  $x = \pm y$  为不稳定平衡位置;如  $\mathbf{b}$  和  $\mathbf{b}'$  反向时,则情况正好相反。

现在我们来看沿  $y$  轴的作用力  $f_y$ , 由于负攀移对应着局部张应力, 所以

$$f_y = -(\pm \sigma_x) b' = \pm \frac{Gbb'}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)^2}{(x^2 + y^2)^2}. \quad (2.38)$$

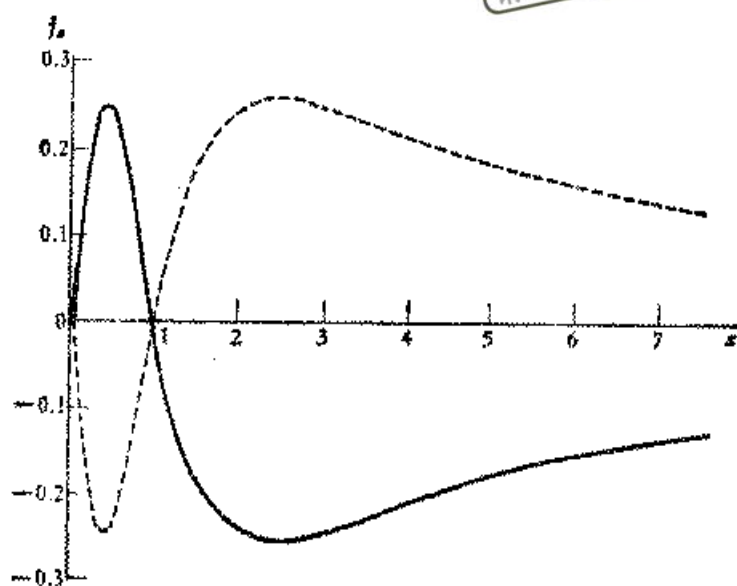


图2.22 平行刃型位错间的相互作用力。

若用圆柱坐标表示，则得

$$f_r = f_x \cos \theta + f_y \sin \theta = \frac{Gbb'}{2\pi(1-\nu)} \frac{1}{r}, \quad (2.39)$$

$$f_\theta = f_x \sin \theta - f_y \cos \theta = \frac{Gbb'}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin 2\theta}{r}. \quad (2.40)$$

由此可见，平行刃型位错间的作用力并不是一简单的中心力。

(2) 平行螺位错 仿上述平行刃型位错的方法，用圆柱坐标借助于 (2.24) 式和 (2.34) 式可求得在  $(r, \theta)$  处平行  $z$  轴单位长位错线沿  $r$  方向所受的作用力

$$f_r = \pm \tau_{\theta z} b' = \pm \frac{Gbb'}{2\pi r}. \quad (2.41)$$

由于  $\tau_{r\theta} = 0$ ，故平行螺型位错间的作用力是一中心力。

(3) 平行混合型位错 处理这问题时，既可以先将混合型位错分解成纯刃型同纯螺型的两个分量，然后分别计算它们之间的作用力，最后再叠加起来就得到总的作用力，也可以定性地作如下的考虑：因为位错线的能量正比于柏氏矢量的平方，设平行的两混合型位错，其柏氏矢量为  $b_1$  和  $b_2$ ，合并后其柏氏矢量应

为  $b = b_1 + b_2$ 。因此，如  $b_1$  与  $b_2$  间的夹角小于  $\frac{\pi}{2}$ ，则  $b^2 > b_1^2 + b_2^2$ ，说明合并后能量是增加的，故其间的相互作用力应是斥力。如  $b_1$  与  $b_2$  间的夹角大于  $\frac{\pi}{2}$ ，则  $b^2 < b_1^2 + b_2^2$ ，其间的相互作用力就是吸力。如  $b_1$  与  $b_2$  彼此垂直，则  $b^2 = b_1^2 + b_2^2$ ，显然其间并无相互作用。

### 2.6.2 在同一滑移面上平行位错间的弹性相互作用——位错的塞积群

形变时，在同一滑移面内自位错源  $S$  (见 2.9.5 节) 产生的一组位错受阻于某一障碍，例如晶界、第二相等。并设想此一组位错为若干个相同的刃型位错沿  $x$  轴塞起来；在外切应力  $\tau_0$  作用下，各位错的平衡位置依次标以 1, 2, 3, 4,  $\dots$   $n$ 。令第一个位错在  $x = 0$  的地方，如图 2.23 所示，若此障碍只同领先的位错有交互作用，即障碍的作用力是短程的，则每一位错所受的作用力可表成

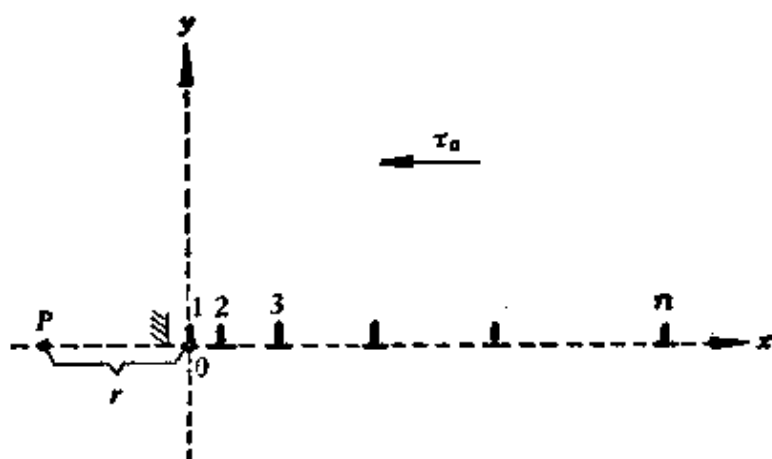


图 2.23 位错塞积群。

$$f_i = -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \frac{1}{x_j - x_i} - b\tau_0 \quad (2.42)$$

在平衡时,  $f_i$  应为零, 遂可求得  $n-1$  个联立代数方程

$$\frac{\tau_0}{D} = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n \frac{1}{x_j - x_i}, \quad D = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)}. \quad (2.43)$$

当  $n$  很大时, Eshelby 等人曾求得上述联立方程的近似解为

$$x_i = \frac{D\pi^2}{8n\tau_0} (i-1)^2. \quad (2.44)$$

若用数值计算, 则可严格地求出每个位错的平衡位置。图 2.24 即为形变不锈钢中, 塞积在晶界前位错群的电子显微镜照片, 塞积群中位错的位置可以同理论值 ((2.44) 式) 进行比较。再设塞积群长  $L \simeq x_n$ , 从上式便可求出  $n \simeq \frac{8}{\pi^2} \frac{L\tau_0}{D}$ 。较精确的计算得

$$n = \frac{1}{2} \frac{L\tau_0}{D} = \frac{(1-\nu)\pi L\tau_0}{Gb}. \quad (2.45)$$

现在我们来计算这种塞积群施加在障碍上的切应力  $\tau$ 。应用虚功原理, 设在外切应力  $\tau_0$  作用下, 整个塞积群向前移动一  $\delta x$  的距离, 作功为  $n b \tau_0 \delta x$ , 而领先位错对障碍的反作用力作功为  $b \tau \delta x$ 。此二者应相等, 故

$$\tau = n \tau_0, \quad (2.46)$$

从这里可以看出塞积群在障碍处产生一应力集中, 其应力集中因子就等于  $n$ 。对刃型位错塞积群而言, 在障碍处同样产生一正应力集中, 其应力集中因子亦近似地为  $n$ , 在这里就不作证明了。

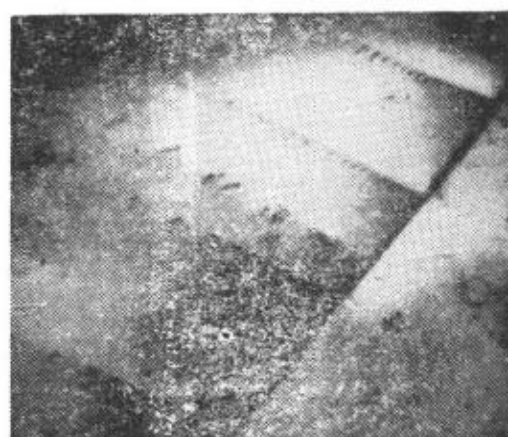


图 2.24 不锈钢中塞积在晶界前的位错群。

下面再计算此塞积群在晶体正前方  $r$  远处一点  $P$  所产生的切应力, 此即外加切应力与塞积群中各位错在该点所产生切应力之和, 即

$$\tau(r) = \tau_0 + \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \sum_{i=1}^n \frac{1}{r + x_i}. \quad (2.47)$$

现分三种不同情况讨论:

1. 当  $r \ll x_2$  时, 只须考虑领先位错的作用, 其他位错的作用可忽略不计, 便有

$$\tau = n\tau_0.$$

2. 当  $r \gg L$  时, 塞积群的作用相当位于距位错源  $\frac{3}{4}L$  处、强度为  $nb$  的一个大位错, 即

$$\tau(r) = \tau_0 + \frac{Gnb}{2\pi(1-\nu)r}. \quad (2.48)$$

3. 当  $x_2 < r < L$  时, 可将 (2.47) 式改为积分式来计算. 由 (2.44) 式和 (2.45) 式可求出塞积群中, 单位长度内的位错数

$$\frac{di}{dx} = \frac{\tau_0}{D\pi} \sqrt{\frac{L}{x}}, \quad (2.49)$$

故得

$$\begin{aligned} \tau(r) &= \tau_0 + D \int_0^L \frac{1}{r+x} \left( \frac{di}{dx} \right) dx \\ &= \tau_0 + \frac{\tau_0}{\pi} \int_0^L \frac{1}{r+x} \sqrt{\frac{L}{x}} dx = \tau_0 \left( 1 + \sqrt{\frac{L}{r}} \right). \end{aligned} \quad (2.50)$$

如上述塞积群是由混合位错组成, 则有关公式中的  $\frac{1}{1-\nu}$  应代之以 (2.27) 式中的  $\frac{1}{K}$ .

### 2.6.3 相交位错间的弹性相互作用

相交位错间的弹性相互作用不外分为相互吸引和相互排斥两种, 前者由于相交位错靠近后要彼此吸引, 则产生下一节所要讲述的会合位错; 后者虽然彼此排斥, 但当外力足够大时也会发生交截, 不过交截后此两位错仍然彼此排斥. Saada<sup>[9]</sup> 对后者曾作过粗略的估计, 结果认为比 2.6.1 节中所述的相互作用力要小一半左右.

### 2.6.4 会合位错

如两相交滑移面上有位错线  $X$ ,  $Y$  与  $X'$ ,  $Y'$ , 它们的柏氏

矢量  $b_1$  与  $b_2$  间的夹角大于  $\frac{\pi}{2}$ ，所以相交前是相互吸引的。若最后相交于  $A$  点，如图 2.25(a) 所示，显然此四重结点是不稳定的，势必要分成两个三重结点  $B$  与  $C$  及一新位错线  $BC$ ，其柏氏矢量为  $b_3 = b_1 + b_2$ ，如图 2.25(b) 所示。这时位错组态的弹性性能也随之降低，所得的一段新位错  $BC$  就称为会合位错。如果位错线  $XY$  与  $X'Y'$  继续向前滑移，就必须先重新将此会合位错缩回以达到脱离，因此需要更大的外力，所以我们可以设想会合位错的产生对形变阻力有较大的贡献，有关会合位错的产生对形变阻力有较大的贡献，有关会合位错的扩展组态，我们将在 2.8.4 节和 2.8.5 节中再作介绍。

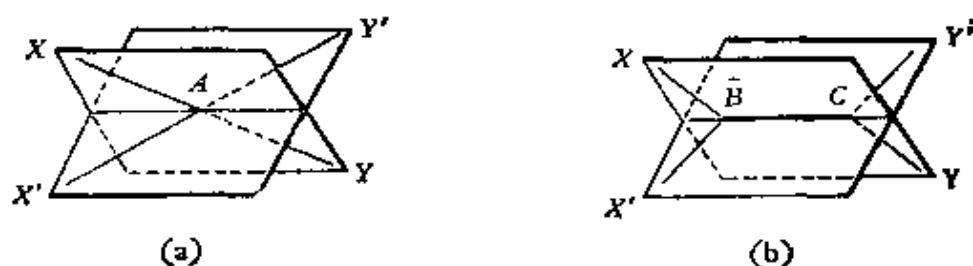


图 2.25 会合位错的形成。

### 2.6.5 割阶

今以一刃型位错与一螺型位错的交截为例来阐明割阶的形成。图 2.26(a) 与 (b) 是一柏氏矢量为  $b_1$  的刃型位错与一垂直穿过其滑移面、柏氏矢量为  $b_2$  的螺型位错相交截前后的示意图。 $P_1$  为刃型位错的滑移面，其上割阶为  $A_1A'_1$  与  $b_2$  相等，螺型位错上割阶为  $A_2A'_2$  与  $b_1$  相等。因割阶  $A_2A'_2$  在螺型位错的滑移面内，它可以在螺型位错的线张力作用下通过滑移而消失。但割阶  $A_1A'_1$  就不一样，它垂直于刃型位错的滑移面，所以永不会消失。一般说来，两相交滑移面上的位错不论其柏氏矢量的相对取向如何，也就是说从长程来看，不论是吸引抑或排斥，交截以后两个位错都要产生一割阶，其大小、方向即为对方柏氏矢量

在自己滑移面法线方向上的投影，至于稳定与否则要看它能否被所属位错的线张力拉直而消失。这样一来，位错线上的割阶就永远是刃型的，从而它的运动

就有保守的和非保守的两种。如果位错线本身作保守运动，而割阶作非保守运动时，那么此割阶一定对运动的位错本身产生一额外的阻力。譬如运动的螺型位错随着运动方向的不同，其上割阶作非保守运动时就会产生一系列空位或间隙原子。当然，产生一系列间隙原子需要较大的能量，故较为困难；不过最近，Shimomura 和 Kino<sup>[10]</sup> 用纯金在 4.2—520 K 形变时，的确发现产生间

隙原子，如果位错线上的割阶较长时，当满足 2.4.2 节中所要求的条件后就产生前述的位错偶。但产生间隙原子片的位错偶从能量上来看也未免太大，故在这种方向运动的位错于割阶处便出现常见的尖突 (Cusp)。

关于割阶形成能的大小，目前很难精确计算，因为割阶的长度与位错中心的尺度同一量级，而後者的结构至今仍不清楚。上述的单位割阶，一般粗略地估计其形成能约为  $\alpha Gb^2$ ，其中  $\alpha$  为零点几的一个小数，故对普通金属而言仅为一电子伏特的几分之一。

## § 2.7 典型结构金属中的位错

从一开始引入位错这种缺陷时，我们就强调它不破坏晶体结构的特点，而具体计算一些有关参量时却又用连续介质模拟，这

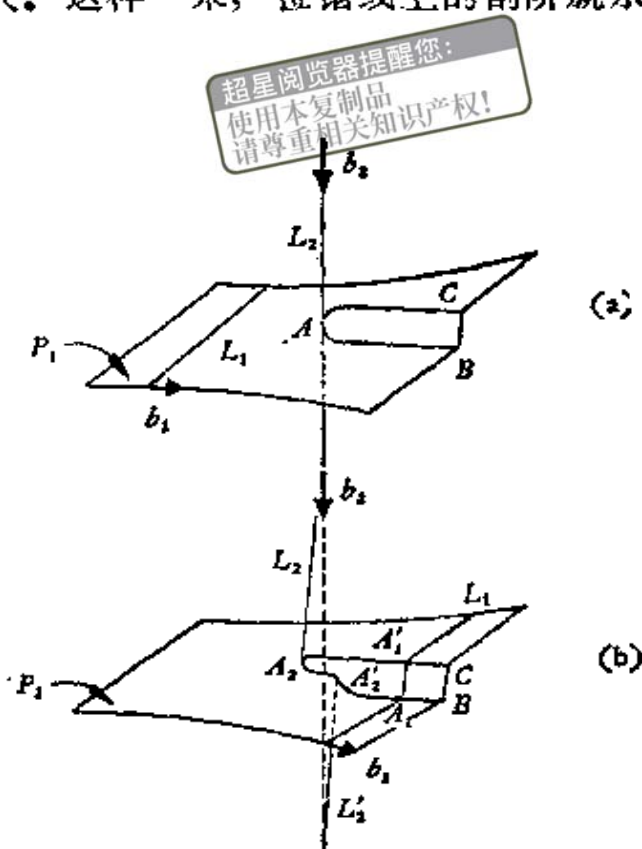


图2.26 割阶的形成。

不得不使一些问题得不到解决，譬如我们定义滑移位错为滑移区与未滑移区的交界区，但未能指出此交界区有多宽；证明了位错具有易动性的特点，但又未能算出使位错运动的最小切应力，以及在典型结构金属中位错的真实组态是怎样的等一些问题。这一节我们将对它们作些初步讨论。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### 2.7.1 位错的点阵模型

现在，我们要讲的位错的点阵模型也仅在滑移面两边考虑了晶体的点阵周期特点，故位错从一个对称的稳定位置滑移到下一个对称的稳定位置时，必须经过中间不对称的高能状态。至于其他地方还是用在小应变下，服从胡克定律的各向同性均匀连续弹性介质去理解它。根据附录 I.4 的计算，我们可以得到单位长刃型位错的总弹性畸变能

$$W = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{\xi}, \quad (2.51)$$

克服点阵阻力所需最小切应力，或本征晶格摩擦力，通称派-纳力 (Peierls-Nabarro 力)

$$\tau_{P-N}^0 = \frac{2G}{1-\nu} e^{-\frac{2\pi a}{b(1-\nu)}} = \frac{2G}{1-\nu} e^{-\frac{4\pi\xi}{b}} \quad (2.52)$$

$\tau_{P-N}$  右肩上标以“0”表示无温度同量子效应的意思；以及滑移激活能

$$\Delta W = \frac{Gb^2}{\pi(1-\nu)} e^{-\frac{4\pi\xi}{b}}. \quad (2.53)$$

上述三式中， $a$  为滑移面间距， $2\xi = \frac{a}{1-\nu}$  为位错的宽度，我们可以将它理解为在刃型位错中心两侧，沿滑移面上下两边原子错排为最大错排一半时其间的距离。这样就人为地确定了沿滑移面原子严重错排区域的范围。对于一般金属而言， $\nu = 0.3$ ，则

$2\xi = 1.5a$ ，说明位错的宽度还是很窄的；不过此值也过于狭窄，这主要是原子间作用力用了正弦近似的结果。若令  $a = b$ ，当  $\nu = 0.3$  时，(2.52) 式给出  $\tau_{P-N} = 3.6 \times 10^{-4}G$ ，此值显然较完整晶体的理论切变强度要小得多，这充分说明位错型缺陷的易动性。此外，由 (2.51)、(2.52) 和 (2.53) 三式我们也可以看出，若  $b$  为密排方向时，位错的畸变能最小，派-纳力最小，激活能也最小。同样若滑移平面为密排面时， $a$  较大，也有同样的结果。事实上，Chalmers 等人<sup>(11)</sup> 的工作早就指出，以  $\frac{b}{a}$  为最小作为晶体滑移系统的判据符合大量实验事实。

上述位错宽度  $2\xi$  的定义也适用于螺型位错，我们知道在简单立方晶格中，若柏氏矢量为  $b[001]$  时，螺型位错滑移面两边原子反向位移各  $\frac{b}{2}$ ，而错排  $\omega = \frac{b}{2\pi} \theta$ ，故当介质为各向同性时，位于  $x = \pm \frac{b}{2}$  处在滑移面  $y = +\frac{b}{2}$  和  $y = -\frac{b}{2}$  上原子的错排均为  $\omega = \frac{b}{2\pi} \frac{\pi}{2} = \frac{b}{4}$ 。仿刃型位错宽度的定义，可得螺型位错的宽度为  $b$ ，所以除非当滑移面为密排面时宽度稍大外，一般螺型位错的宽度约等于  $b$ 。从这里我们也可以看出，螺型位错的派-纳力总是比刃型的要大，其易动性也就较刃型的为差。

最后，我们还应指出派-纳力的理论计算目前还存在很多争议<sup>(12-15)</sup>，不过它们并不影响上述结论定性的正确性。

### 2.7.2 堆垛层错<sup>(16)</sup>

以上我们考虑位错的点阵模型时，用的是简单立方结构，而金属中的典型结构是面心立方、六方和体心立方三种，所以有必要研究这三种结构中位错的具体组态。为此，让我们先从分析晶体的堆垛特点开始，原则上说来，每一点阵结构，由于其格点的位置具有空间周期性，所以任一晶面的堆垛都有它自己的堆垛特点，不过实验告诉我们，晶体的滑移面或孪生面经常是较密排列

的晶面，所以我们就应研究密排面的堆垛问题。以面心立方结构为例，首先来看看  $(\bar{1}11)$  密排面上的堆垛特点。图 2.27 中右边标  $A$  字的是密排面的第一层原子，第二层放在其上标  $B$  字符号的

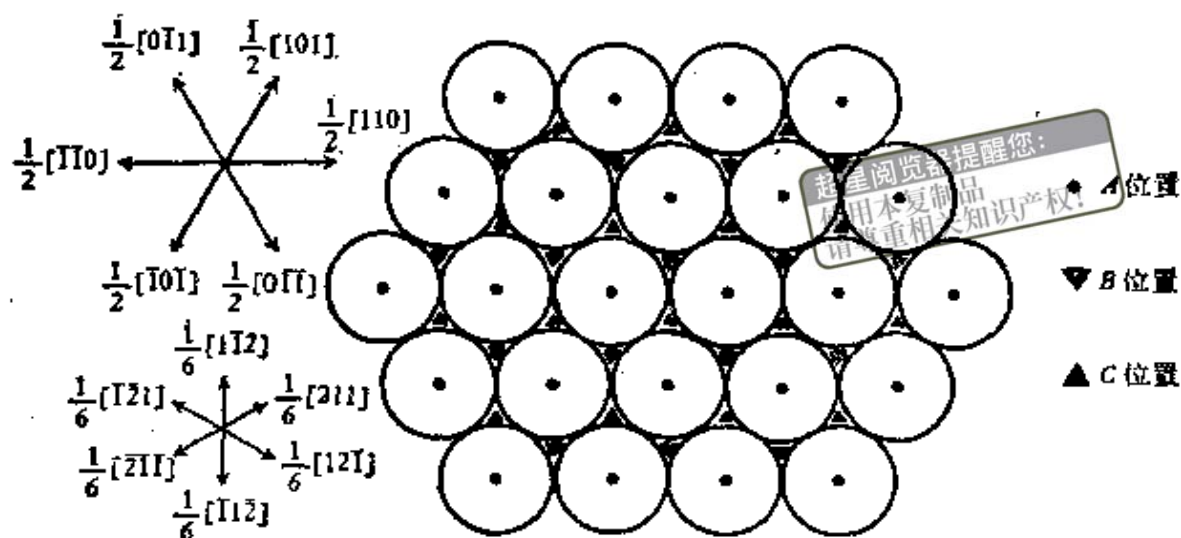


图 2.27 面心立方结构  $(111)$  面原子密排示意图。

位置上，第三层放在第二层上标  $C$  字符号的位置上。按这个次序堆下去，所有原子在  $(\bar{1}11)$  面上的投影只有  $A$ ,  $B$ ,  $C$  三种位置，并以  $\cdots ABCABCABC \cdots$  表示就称为堆垛层次。如果我们再从  $(110)$  面上看，它又有如下的特点，即在堆垛层与层之间，最近邻的原子沿  $[\bar{1}10]$  密排方向排成一直线（如图 2.28 所示），并且所有原子在  $(110)$  面上的投影，只有实线同虚线所画小球所示的两种位置，它们处在两个不同的  $(110)$  面上，一个称为  $a$  面，另一个称为  $b$  面。

什么叫做堆垛层错（简称层错），顾名思义就是在正常的堆垛层次中发生了错误的堆垛。我们知道，晶体中所有可能的层错都不外由下列两种基本类型组成：

第一种称为内禀（Intrinsic）层错，即在图 2.27 中把  $(\bar{1}11)$  面内任一层原子，例如原在  $C$  位置上的原子，沿  $[\bar{1}12]$  方向滑移

$\frac{1}{6}[\bar{1}12]$  到  $A$  位置，则其上晶体各层原子的位置将有一  $A \rightarrow B$

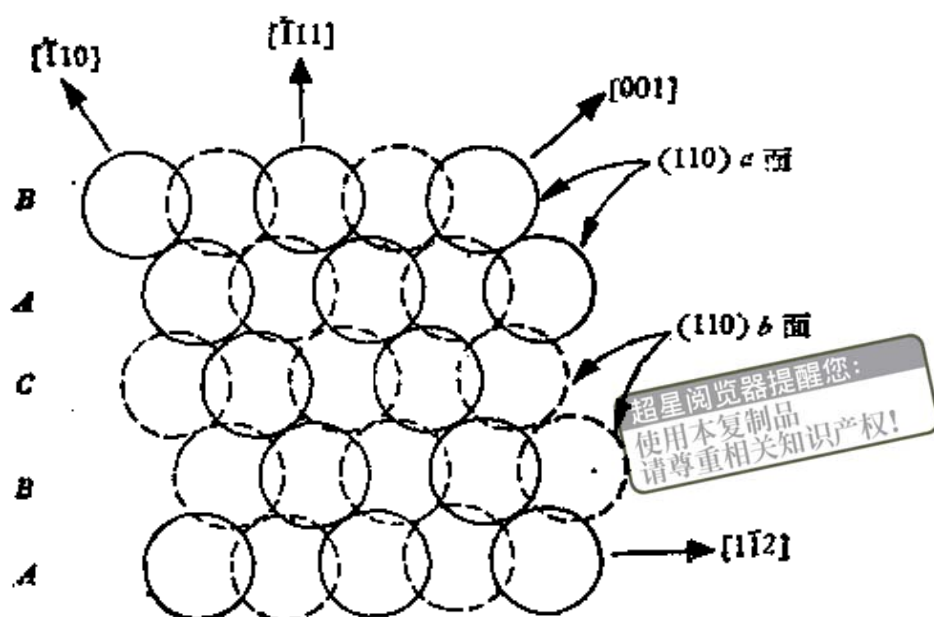


图2.28 面心立方结构原子在(110)面上的投影。

→  $C \rightarrow A$  的变换，从而得到如下堆垛层次（沿  $[211]$  方向滑移  $\frac{1}{6}$   $[211]$  与沿  $[\bar{1}\bar{2}1]$  方向滑移  $\frac{1}{6}$   $[\bar{1}\bar{2}1]$  也能得到同样的结果）

...ABCAB, ABCABCA...,

其中  $B, A$  即为层错。由于它的形成是通过滑移，故称为滑移型的层错。这种层错在(110)面上看得更清楚，图2.29中密排方向在层错处出现一两原子长的曲折，相应的产生了一原子厚的孪晶层。

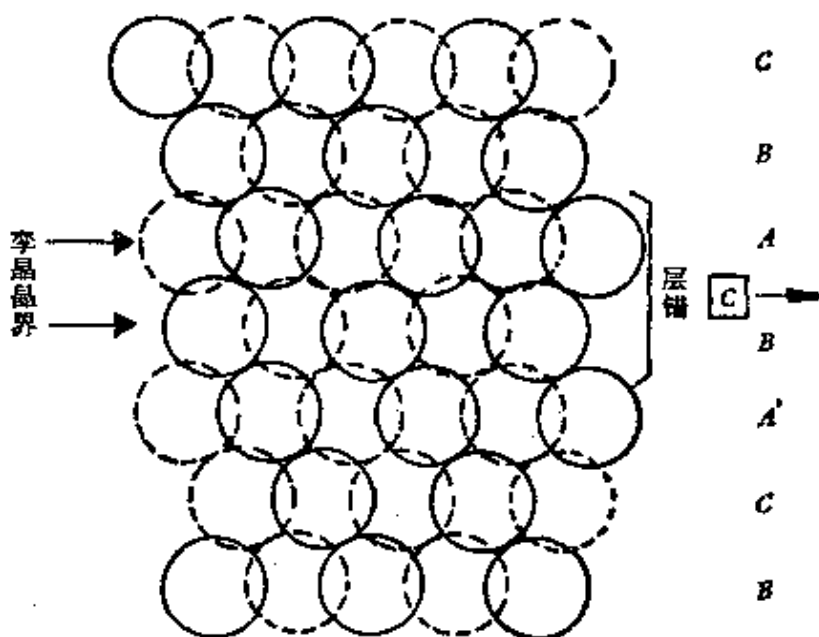
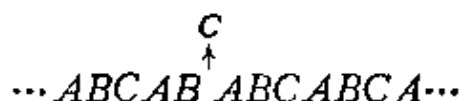


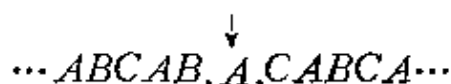
图2.29 面心立方结构中用滑移方式或抽去一层的方式形成的层错。

不过，我们应注意同样类型的层错还可以由另外一种方式形成而不引起晶内太大的畸变，这就是在正常堆垛层次中抽去一片密排面。例如抽去某一片C层原子，以上各层都垂直落下一层距离，结果使堆垛层次在抽去的地方变成



其中箭头表示抽去C层处，B.A即为层错。这同滑移型的层错完全一样，但由于它的形成是通过抽去一片原子，故也称为抽出型的层错。

第二种称为广延 (Extrinsic) 层错，即在正常堆垛层次中插入一片密排面。例如将某B层以上晶体垂直上升一层距离，然后在B，C两层之间插入一片A原子，这样形成的层错与上面得到的不一样，其堆垛层次为



其中箭头表示插入处，B.A.C即为层错。由于它的形成是通过插入一片原子，故称为插入型的层错。这种层错在(110)面上也有它的特点，图2.30表示广延层错在(110)面上造成密排方向出现一三原子长的曲折；相应的产生一两原子厚的孪晶层。

为了今后讨论问题方便起见，我们定义如下三个矢量：

(1) **t** 矢量 它是晶体中点阵位移矢量的最小矢量，即距离最近、环境完全相同 (不包括弹性形变) 的两原子间连线。在面心立方结构中，此 **t** 矢量有六个，若以晶胞长为单位可表示为  $t = \frac{1}{2} \langle 110 \rangle$ 。

(2) **f** 矢量 前面讲过层错是晶体中两部分作某种相对位移后而形成，我们定义此位移矢量就称为 **f** 矢量。以 **f** 矢量来描述层错就好像用柏氏矢量来描述位错一样。

(3) **n** 矢量 **n** 矢量即相邻密排面间距，在面心立方结构中，可写成  $n = \frac{1}{3} \langle 111 \rangle$ 。

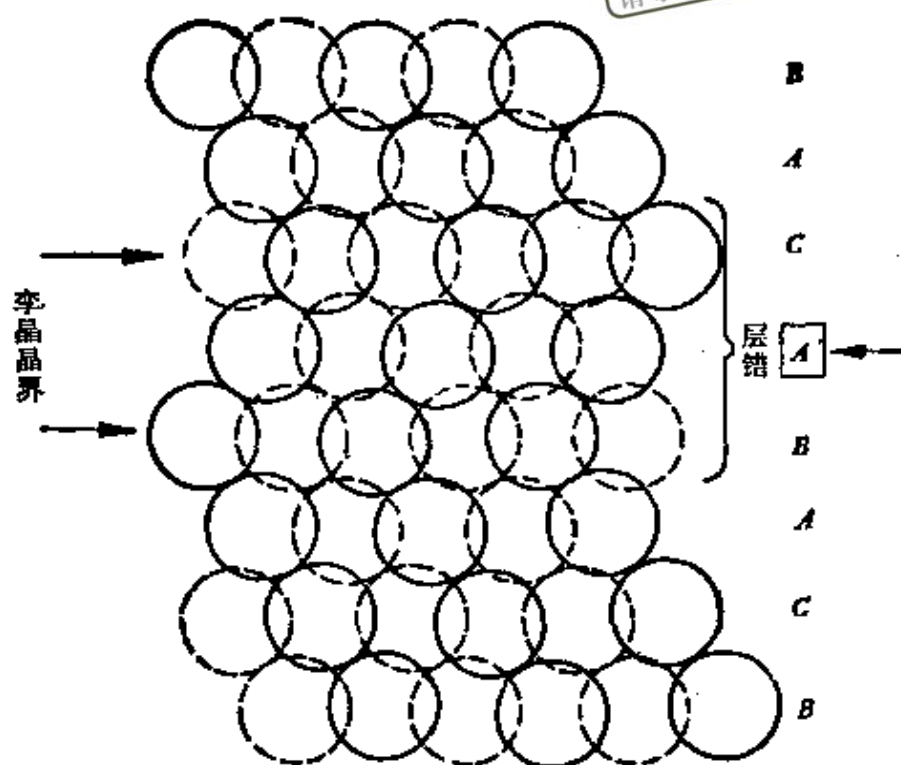


图2.30 面心立方结构中用插入一层原子的方式形成的层错。

现在我们来分析，造成滑移型、抽出型和插入型层错的  $f$  矢量是什么。按  $f$  矢量的定义，显然，滑移型的  $f$  为  $p = \frac{1}{6}[\bar{1}1\bar{2}]$ ， $q = \frac{1}{6}[2\bar{1}1]$  或  $r = \frac{1}{6}[\bar{1}\bar{2}1]$ ；抽出型的  $f$  为  $-n = -\frac{1}{3}[\bar{1}11]$ ；插入型的  $f$  为  $n = \frac{1}{3}[\bar{1}11]$ 。此外，因为  $p - q = q - r = r - p = t$  及  $p - (-n) = q - (-n) = r - (-n) = t$ ，以及前面指出  $f = p, q, r$  造成的层错与  $f = -n$  的完全一样。故我们可以说，两个  $f$  矢量之差为  $t$  矢量时，则由此两个  $f$  矢量分别所造成的层错完全一样，但反之则不一定是如此。

关于六方结构与体心立方结构中的堆垛层错可参看附录 I.5。

### 2.7.3 部分位错<sup>\*(16)</sup>

至今我们所讲的位错称为全位错，因为它的柏氏矢量等于  $\mathbf{t}$  矢量；而部分位错，它的柏氏矢量则小于  $\mathbf{t}$  矢量。现在我们仿照定义滑移位错的方法，给部分位错作如下的定义，即晶体中层错所在平面内，层错部分与完整部分的交界处，或过渡地带。在部分位错附近，原子的最近邻关系被破坏了，不像层错部分只破坏次近邻关系而保持最近邻关系不变，所以部分位错附近每个原子的最大失调能量大于层错的而小于全位错的。

由于部分位错与层错有上述关系，所以我们还是按形成层错的不同方式来讨论部分位错：

(1) 与滑移型层错相联系的部分位错 图 2.31 上半部是面

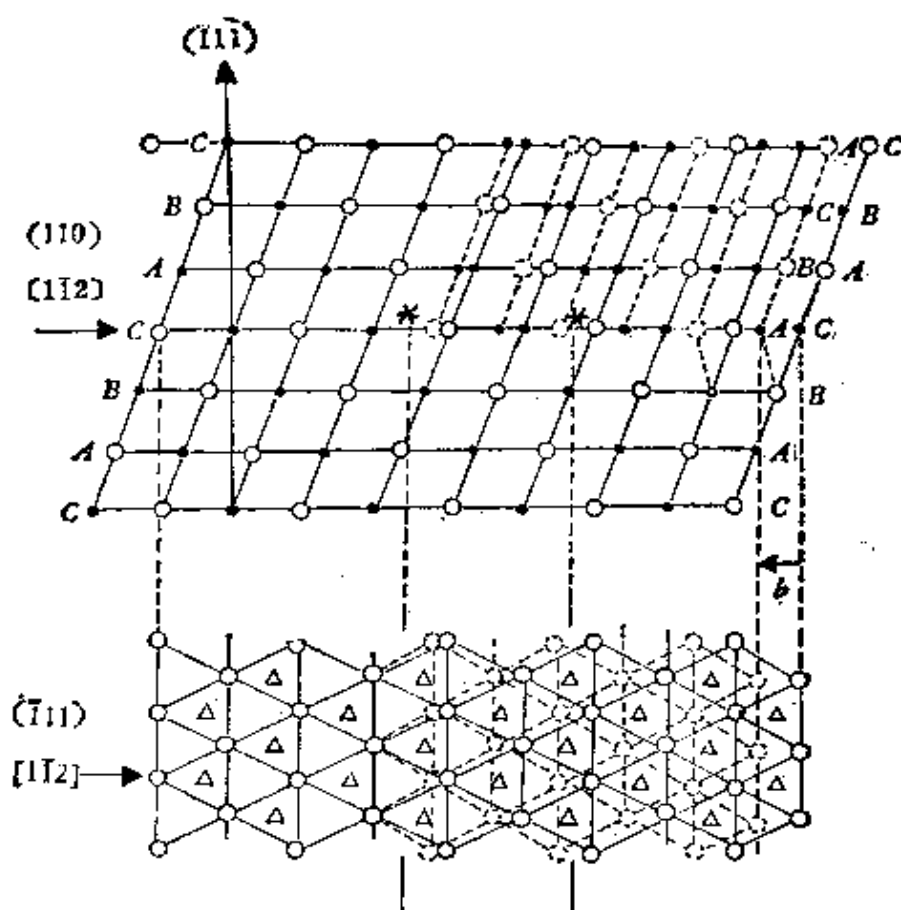


图 2.31 面心立方结构中纯刃型 Shockley 位错。

\* 有的书中亦称为不全位错、半位错或偏位错。

心立方晶体原子在  $(110)$  面投影的示意图, “0” 记号同 “o” 记号相当于图 2.28 中的  $a$  面和  $b$  面, 原子之间的连线均为  $f$  矢量。 $(\bar{1}11)$  面中,  $C$  层原子排列如图 2.31 下半部中 “0” 记号所在位置, 并相连成正六角形。与  $C$  层相邻的  $B$  层原子排列如 “ $\Delta$ ” 记号所示的位置。现以图中  $C$  层右上角一部分晶体作局部滑移, 使其  $f$  矢量等于  $p$ 。即使  $C$  层的原子移至  $A$  层原子的位置, 而以上各层原子的位置逐次有一  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow A$  的变换。于是,  $(110)$  面上原子的排列如图 2.31 上半部虚线所示, 层错便在产生滑移的面上, 而部分位错, 即垂直纸面在  $A$  层上处于两个星号之间的层错部分与完整部分的过渡地带。此时, 在  $(\bar{1}11)$  面上层错部分  $A$  原子的连线应如图 2.31 下半部虚线所示的正六角形, 而部分位错所对应之处的六角形已受到了畸变。

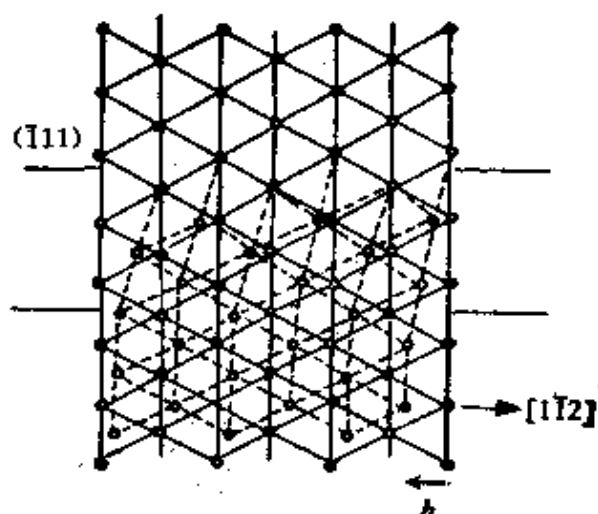


图 2.32 面心立方结构中的纯螺型 Shockley 位错。

此外, 部分位错的柏氏矢量 (其求法将在下一节中叙述) 若与位错线垂直时, 如图 2.31 中  $b = p = \frac{1}{6}[\bar{1}12]$  垂直于  $(110)$ , 我们便称为纯刃型部分位错, 又名纯刃型 Shockley 位错。同样, 若部分位错的柏氏矢量与位错线平行时, 我们便得到如图 2.32 所示的纯螺型部分位错, 又名纯螺型 Shockley 位错。当然 Shockley 位错也有混合型的, 图 2.32 即为在  $(\bar{1}11)$  面上一任意形状的部分位错。

(2) 与抽出型层错相联系的部分位错 参看图 2.34, 若将其上图右侧抽去一层  $C$  原子, 再将以上各层垂直落下一层距离 (至少愈靠近右端的部分愈能准确地做到这一点), 则按上述定义, 层错左侧与完整部分的过渡地带即为部分位错所在处, 因与其联

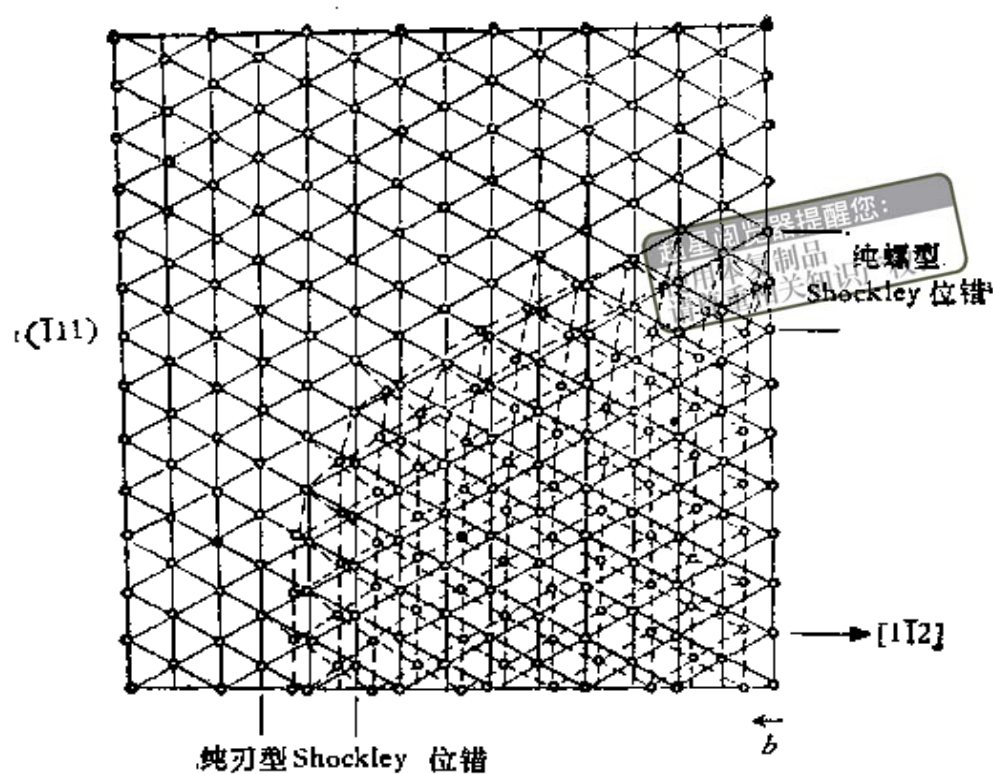


图2.33 面心立方结构中(111)面上的混合型部分位错。

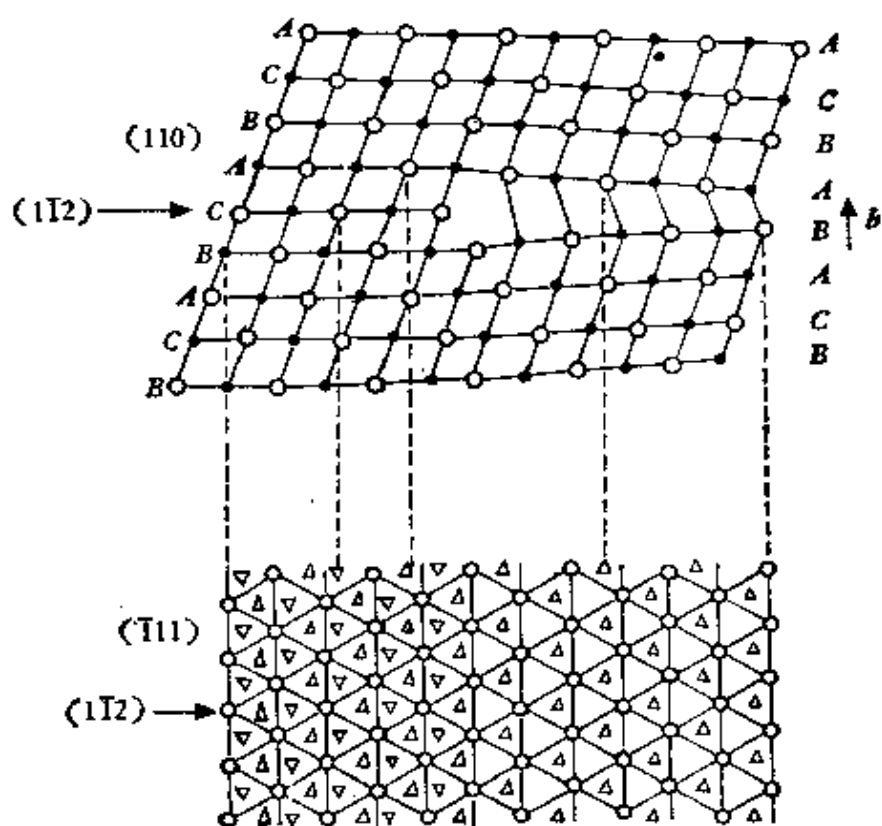


图2.34 面心立方结构中的负Frank位错。

系的层错系抽出型，故名为负 Frank 位错。图 2.34 下半部分，即为在  $(\bar{1}11)$  面上原子的排列状况，图中右边缺了记号“ $\nabla$ ”之处，即抽去 C 原子的地方。

(3) 与插入型层错相联系的部分位错 图 2.35 中在右侧 BC 之间插入一层 A 原子，则所得层错左边即为部分位错所在处，由于与其联系的层错是插入型的，故名为正 Frank 位错。图 2.35 下半部为在  $(\bar{1}11)$  面上原子的排列状况，图中右边多了记号“ $\Delta$ ”之处，即为插入 C 原子的地方。

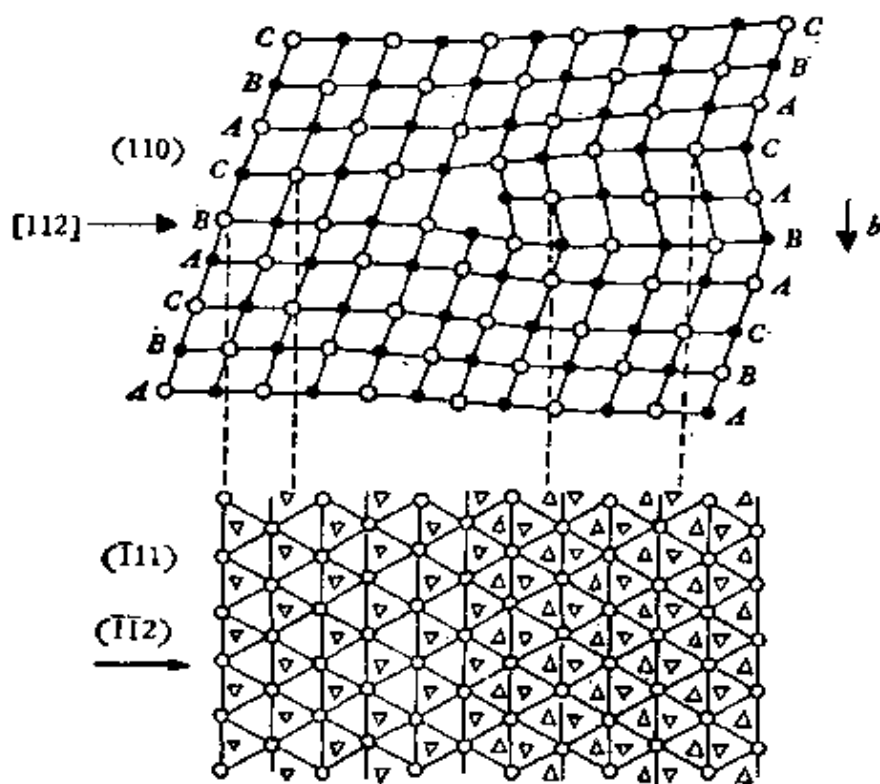


图 2.35 面心立方结构中的正 Frank 位错。

从以上对各种部分位错的几何特点的描述中我们可以看出，部分位错较全位错有如下的几个特点：

1. 部分位错四周不都为完整区域所包围。
2. 所有部分位错都限制在密排面内，或层错所在面内。并且，Shockley 位错只能滑移不能攀移，而 Frank 位错则只能攀移而不能滑移。此外，即使纯螺型的 Shockley 位错也不能像纯

螺型全位错一样可以在包含位错线的任一滑移面内滑移，而只能在其联系的层错面上滑移。

3. 部分位错柏氏矢量的大小只等于与它联系的层错形成过程有关的  $f$  矢量。因为同一种层错可能有很多个  $f$  矢量，例如  $f$  是一个， $f+t$  也是一个。

关于六方结构与体心立方结构中的部分位错可参看附录 I.5.

#### 2.7.4 部分位错的柏氏矢量

在上一节中，我们虽然指出部分位错的柏氏矢量，即为与它联系的层错形成过程中有关的  $f$  矢量，现在再严格地对部分位错的柏氏矢量下一个确切的定义，其方法大体上和全位错的定义一样。首先选定位错线的一个取向作为它的正方向，譬如图 2.36 (a) 中，Shockley 位错线的正方向是指向读者的，然后按右手螺旋关系围绕此部分位错作一柏氏回路，注意此回路必须从层错上出发，如图 2.36 (a) 中的 1。又由于图中“○”和“●”所

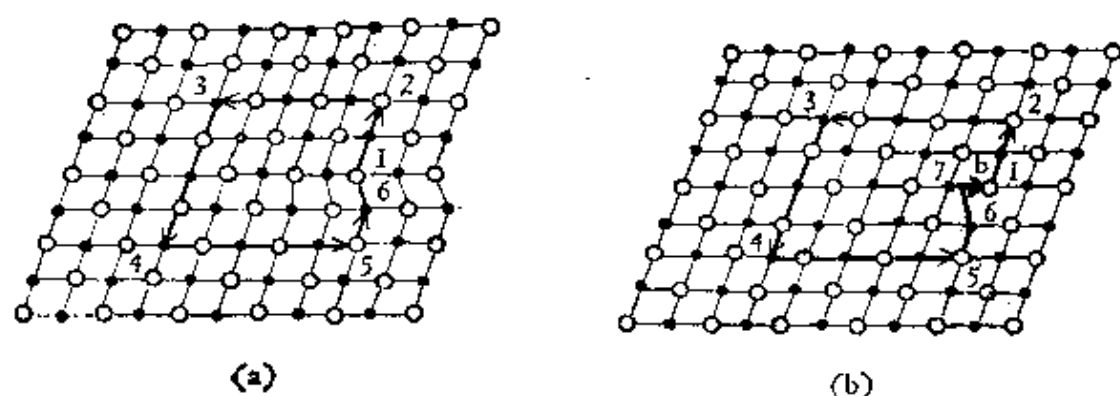


图2.36 Shockley位错的柏氏回路与柏氏矢量。

示为不在同一平面内的格点，如回路中所走的步必须沿  $t$  矢量，即图中不在同一平面内菱形的边或它的短对角线。这样，我们得到一以  $t$  矢量为单位由不在同一平面的折线所组成的闭合回路 1, 2, 3, 4, 5, 6, 1。其次，再在完整晶体中，

作一相应的回路（如图 2.36(b) 所示），结果发现它不成闭合回路。今定义由终点到起点的缺口矢量  $\vec{r}_1$  就是这部分位错的柏氏矢量，并知道它们总是彼此垂直的；至于其符号则视受压部分在滑移面的上方或下方而定。

正 Frank 位错柏氏矢量的求法如图 2.37 所示，其中图 2.37(a) 为围绕位错线所画的回路，图 2.37(b) 为在完整晶体中所画相应回路。注意 (b) 中回路最后一步并非直接将 6 与 1 连起来，因为 (a) 中 6, 1 的连线同 1, 2 的连线是与通过 1 的水平线成轴对称。故 (b) 中若满足这一条件终点就应为 7，这

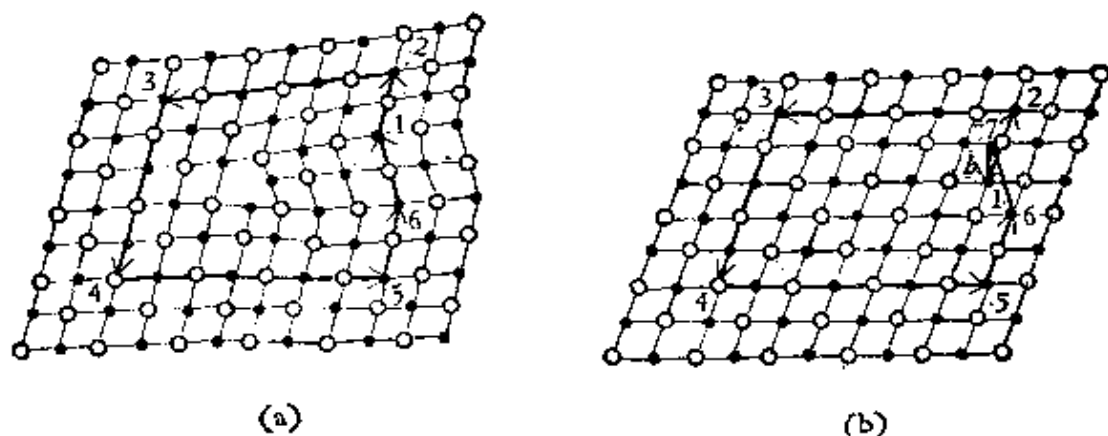


图 2.37 正 Frank 位错的杨氏回路和柏氏矢量。

样由终点到起点的缺口矢量  $\vec{r}_1$  就垂直水平方向并长为  $n$ ，故  $\vec{b} = -n$ 。同样，我们可以求得正 Frank 位错位于层错左侧时，其柏氏矢量  $\vec{b} = +n$ 。负 Frank 位错的情况正好反过来。由此，我们看出部分位错的另一重要特点：即部分位错柏氏矢量的大小，不但取决于与它联系的层错形成过程中有关的  $\vec{f}$  矢量（如上所叙），而且其符号还看它位于层错的左侧或右侧而异。这一点在下一节叙述扩展位错时还有更明确的规定。

## § 2.8 扩展位错

至今我们发现在金属的三种典型结构中，如果条件允许，一

个全位错往往扩展成由一定层错联系着的两个或三个部分位错，从而使位错的行为产生很多重要的变化。下面我们分成位错反应，Thompson 符号，面心立方结构中的扩展位错，面角位错的形成，位错网络的形成和扩展割阶六节来弄清这个问题。

提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### 2.8.1 位错反应

什么叫做位错反应，即位错的合并与分解，前者代表晶体中同一区域两个或多个畸变的叠加，后者表示一个较集中的畸变松弛为两个或多个畸变较小的区域，但无论如何，反应前后柏氏矢量守恒的要求还得满足，因此有以下关系：

$$\sum \mathbf{b}_i = \sum \mathbf{b}_j, \quad (2.54)$$

其中  $\mathbf{b}_i$  代表反应前的柏氏矢量， $\mathbf{b}_j$  代表反应后的柏氏矢量。上式即位错反应的几何条件，是畸变从一稳定组态变成另一稳定组态的必要条件。

除此以外，任一位错反应得以自动实现还要求反应后整个系统的能量低于反应前的才行。显然要精确计算这一总能量的变化是非常复杂的，不过 Frank 认为可以近似地把反应前后能量的总和看成正比于柏氏矢量平方的总和。因此，位错反应的能量条件可写为

$$\sum b_i^2 > \sum b_j^2, \quad (2.55)$$

此式和上式就是位错反应自动进行的充要条件。

下面，我们举几个面心立方结构中位错反应的实例（以后还要详细讨论）：

$$1. \quad \frac{a}{2} [110] \rightarrow \frac{a}{6} [211] + \frac{a}{6} [12\bar{1}], \quad (2.56)$$

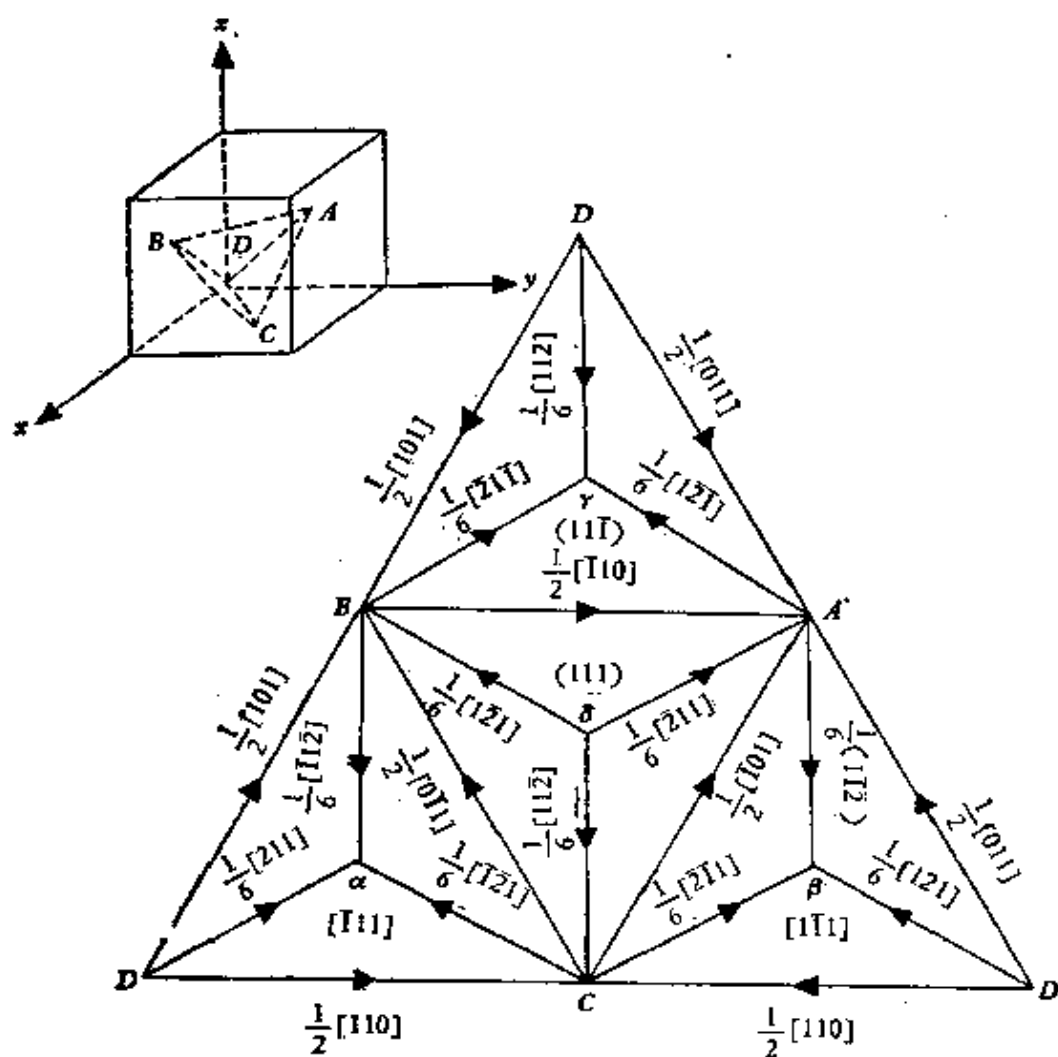
$$2. \quad \frac{a}{2} [10\bar{1}] + \frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}0] \rightarrow \frac{a}{2} [011], \quad (2.57)$$

$$3. \quad \frac{a}{6} [11\bar{2}] + \frac{a}{6} [\bar{1}\bar{2}1] \rightarrow \frac{a}{6} [011], \quad (2.58)$$

这三个位错反应的几何条件显然都能满足，其能量变化分别为  $\frac{a^2}{2} \rightarrow \frac{a^2}{6} + \frac{a^2}{6}$ ， $\frac{a^2}{2} + \frac{a^2}{2} \rightarrow \frac{a^2}{2}$  和  $-\frac{a^2}{6} + \frac{a^2}{6} \rightarrow \frac{a^2}{18}$ 。因此，上述三个位错反应都是自动可能的。

### 2.8.2 Thompson 符号<sup>(17)</sup>

在描述面心立方结构中的位错状态时，一个既方便又醒目的符号就是 Thompson 符号。现考虑一个面心立方晶格中的单晶胞，如图 2.38 左上角所示，以  $D$  为原点， $A$ ， $B$ ， $C$  分别为(1,



$$A\alpha = \frac{1}{3} [111] \quad C\gamma = -\frac{1}{3} [111]$$

$$B\beta = \frac{1}{3} [111] \quad D\delta = \frac{1}{3} [111]$$

图 2.38 Thompson 符号。

0, 0), (0, 1, 0), (0, 0, 1) 面的中心。联结  $ABCD$  为一正四面体, 显然  $BCD$  为  $(\bar{1}11)$  面, 标以  $(\alpha)$ , 其中心为  $\alpha$ , 并称它为原滑移面;  $ACD$  为  $(1\bar{1}1)$  面, 标以  $(b)$ , 其中心为  $\beta$ , 称为临界滑移面;  $ABD$  为  $(11\bar{1})$  面, 标以  $(c)$ , 其中心为  $\gamma$ , 称为交滑移面;  $ABC$  为  $(111)$  面, 标以  $(d)$ , 其中心为  $\delta$ , 称为共轭滑移面。若以  $ABC$  面为底, 将上述正四面体展开, 便为图 2.38 所示的平面图, 其中标明了面心立方结构中所有可能的全位错和 Shockley 位错的柏氏矢量。至于 Frank 位错的柏氏矢量显然可写成

$$A\alpha = -\frac{1}{3}[\bar{1}11], \quad B\beta = -\frac{1}{3}[\bar{1}1\bar{1}],$$

$$C\gamma = -\frac{1}{3}[\bar{1}\bar{1}1], \quad D\delta = -\frac{1}{3}[111].$$

此外, 对一给定正方向位于  $(\alpha)$  面上的位错, 其柏氏矢量为  $BD$  时, 如读者面顺其正方向则部分位错的符号位于右边的是  $B\alpha$  (罗马-希腊) 位于左边的是  $\alpha D$  (希腊-罗马)。

### 2.8.3 面心立方结构中的扩展位错

为了弄清楚面心立方结构中的位错为什么要扩展, 我们还是先从分析密排面原子位置的特点着手。设想图 2.27 中,  $B$  层原子要沿  $[110]$  方向滑移时, 若直接沿  $[110]$  方向, 由一个  $B$  位置移到相邻的下一个  $B$  位置, 不如先沿  $[211]$  方向移到相邻的  $C$  位置, 然后再沿  $[12\bar{1}]$  方向移到所要到的  $B$  位置上, 因为从能量观点来看, 后者更为可能。这一细致的过程如图 2.39 所示, 箭头画出  $B$  原子作局部滑移后, 在过渡地带中  $B$  原子的位置, 在此过渡地带的上方, 即  $XX$  线以上部分,  $B$  原子还没有位移; 在过渡地带的下方, 即  $YY$  线以下部分, 每个  $B$  原子都经过一个曲折的道路移到下一个  $B$  原子的位置。故在  $XX$  线以上,  $YY$  线以下, 原子层的堆垛层次为  $\cdots ABCABCABC \cdots$ , 而在  $XX, YY$  两线之间的过渡地带原子层的堆垛层次就不一样了。它包括在  $XX$  与



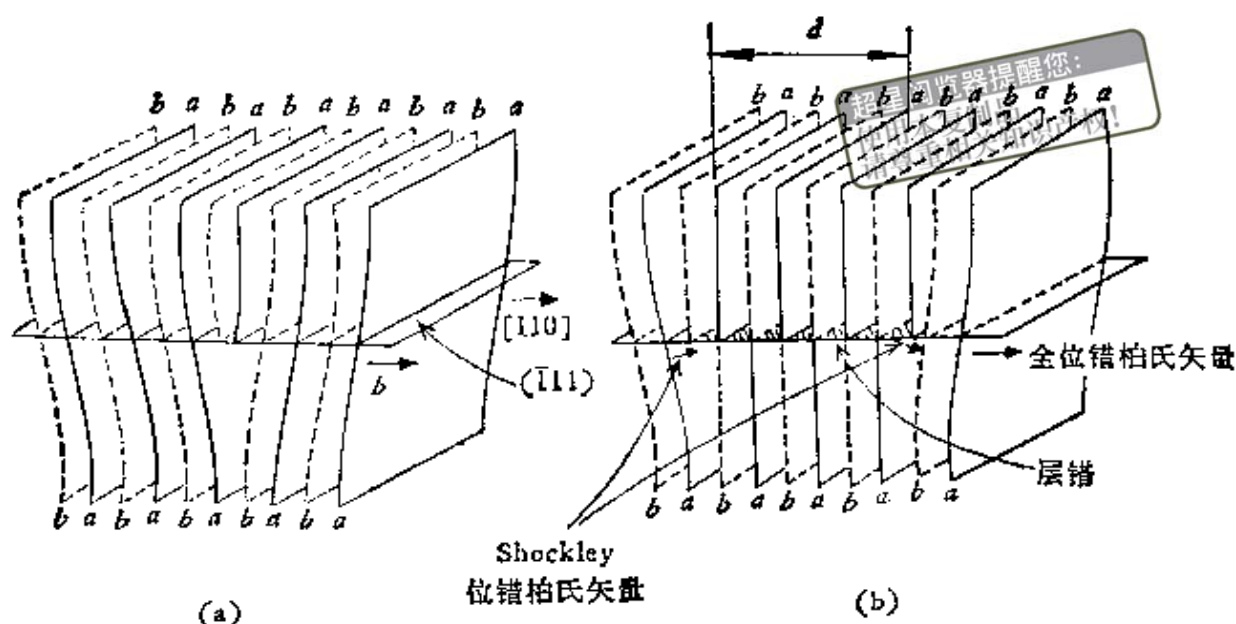


图2.41 在面心立方结构中，(110)面上所见的扩展位错：(a)为未分解的全位错，(b)为分解成两Shockley位错的状态。

来。图2.41(a)表示整个晶体可看作由许多分别标以 $a$ 和 $b$ 的(110)面所组成。如其中存在一柏氏矢量为 $\frac{a}{2}[110]$ 的全位错，那么在滑移面上面应较下面多一对 $a, b$ 半平面。显然，这种状态较(b)中所示两半平面向两侧松开中间留下一排 $a$ 面对 $b$ 面的错排区时能量要高，而后者即对应全位错扩展时的状态。

扩展位错可以是纯刃型的或纯螺型的，也可以是混合型的，它取决于全位错柏氏矢量对位错线的取向。显然，图2.39和图2.41所画的都是纯刃型的。

如全位错的柏氏矢量和位错线的夹角为 $\psi$ ，则部分位错的柏氏矢量和位错线的夹角分别为 $\psi + \frac{\pi}{6}$ 和 $\psi - \frac{\pi}{6}$ ，此时扩展位错中两部分位错间的距离 $d$ 也就是扩展宽度，可根据部分位错间的斥力和层错的表面张力 $\gamma$ 的平衡条件求出，结果得到(参看附录I.6)。

$$d = \frac{Gb^2}{8\pi\gamma} \cdot \frac{2-\nu}{1-\nu} \left( 1 - \frac{2\nu}{1-\nu} \cos 2\psi \right). \quad (2.60)$$

由此式可以看出，层错能越低的金属，其位错扩展越宽，所以铝中一般不易看到层错，而铜中就较显著，不锈钢和 $\alpha$ -黄铜中则尤为突出。

关于扩展位错的运动也有它的特点。现在来看两个极端的情况，首先当切应力沿全位错的柏氏矢量方向(如 $[110]$ )作用时，扩展位错将作为一个整体向前滑移，所掠过的地方引起 $\frac{1}{2}[110]$ 的滑移量。总的效果与全位错的完全一样，不同的是扩展位错的滑移是通过部分位错对应的两部分先后完成。如切应力垂直全位错柏氏矢量作用时，暂时沿 $[1\bar{1}2]$ 方向，这时作用在两部分位错上的力只有沿 $[1\bar{1}2]$ 方向，其值为 $\pm \frac{a\tau}{2\sqrt{6}}$ ，它们是方向相反的两个力，所以扩展位错在此力作用下不作整体滑移，只是使两部分位错靠拢或分开。由于使两部分位错分开时，层错能便由 $\gamma$ 减至 $\gamma - \frac{a\tau}{2\sqrt{6}}$ ，故要使两部分位错无限分开所需 $\tau = \frac{2\sqrt{6}}{a}\gamma$ 。代入适当数值后便得 $\tau = 10^{-2} G$ ，显然此切应力过大，故扩展位错在外力作用下始终是以一个整体运动的。

由上述扩展位错运动的特点来看，它只能沿层错面滑移。要产生交滑移，即从原滑移面转到交滑移面上去是不可能的，除非扩展位错先按(2.56)式逆方向形成如图2.42(a)所示的局部束集，再在交滑移面上扩展开来。在面心立方结构中，形成此束集

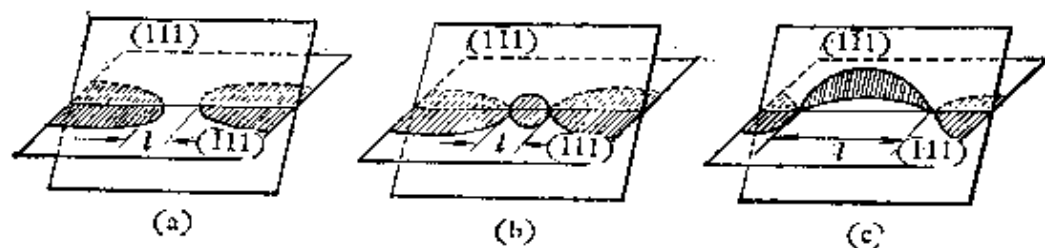


图2.42 扩展位错通过位错束集产生交滑移的过程。

的激活能，根据 Shroh 的计算约为 $-\frac{1}{10}Gb^2d$ ，故产生交滑移的激活能就应为 $\frac{1}{5}Gb^2d$ 。由此可见，位错扩展越宽，即层错能越小，就越不容易产生交滑移。

关于扩展位错的交滑移，除了上述已为大家接受的束集机制外，Fleischer<sup>[18]</sup>还提出一种不需束集的机制。如图 2.43 所示，其中  $(\bar{1}11)$  为原滑移面， $(11\bar{1})$  为交滑移面，先看此交滑移在两面相交为钝角方面进行的情况，设原滑移面中，扩展位错的领先部分位错产生如下分解：

超星网  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

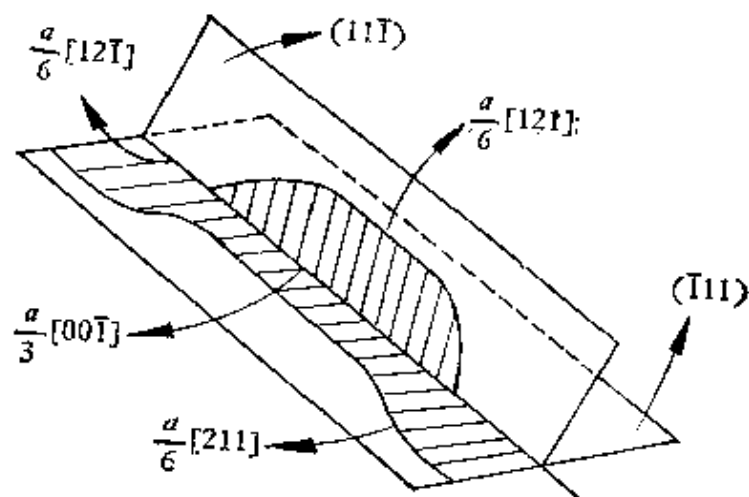


图 2.43 Fleischer 交滑移机制。

$$\frac{a}{6} [\bar{1}2\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6} [121] + \frac{a}{3} [00\bar{1}], \quad (2.61)$$

然后，由于原滑移面上第二个部分位错同上述分解产物中的不滑移位错相互吸引，逐按下位错反应产生一新位错  $\frac{a}{6} [211]$

$$\frac{a}{6} [211] + \frac{a}{3} [00\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6} [21\bar{1}], \quad (2.62)$$

从而完成了交滑移的过程。如不考虑位错相互吸引所放出的能量，而仅由 (2.56) 和 (2.61) 两式便很容易看出，这种交滑移机制较束集过程要省  $\frac{1}{3}$  的能量。仿此，若交滑移在锐角方面进行，则可省  $\frac{2}{3}$  的能量。最近，Marcinkowski 等人<sup>[19]</sup>对此机制进行了仔细的计算，也认为这种机制较束集机制更为可能。

下面，我们再介绍一下 Hirsch<sup>[20]</sup>的扩展割阶理论（详见

2.8.6 节) 中所提出的交滑移机制。如图 2.44 所示, 当取向为  $BD$ (或 $CD$ )的长扩展割阶中部分位错  $B\delta$  和  $\delta\alpha$  相互吸引后(a), 由于热激活的帮助遂使得它们合并成  $B\alpha$ (b)。这样在外应力的作用下, 使已在交滑移面上的部分位错  $\alpha C$  沿箭头所示方向滑移,  $B$  点随之向左推移, 最后也是无需束集而完成了扩展位错的交滑移(c)。并且, 这种机制需要的能量显然较束集机制的为少。

关于六方结构和体心立方结构中的扩展位错可参看附录 I.7。

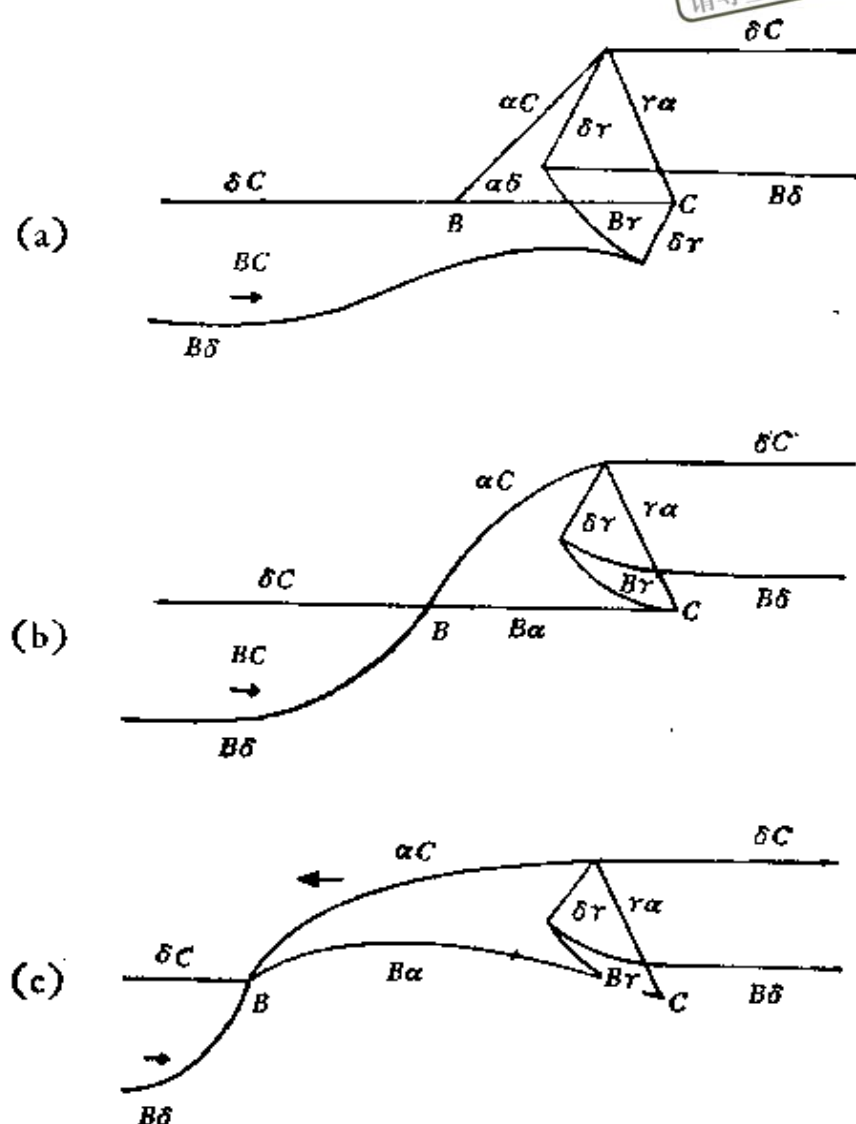


图 2.44 长扩展割阶的交滑移机制。

## 2.8.4 面角位错的形成<sup>(21)</sup>

面角位错实际上相当于面心立方结构中的一种会合位错，不过此会合位错是沿两相交滑移面上扩展开来，形成一种既不能滑移也不能攀移的不动位错。这种现象首先为 Lomer 所注意：设图 2.45 (a) 中 (a) 面上一组柏氏矢量为  $CD$  的位错与 (d)

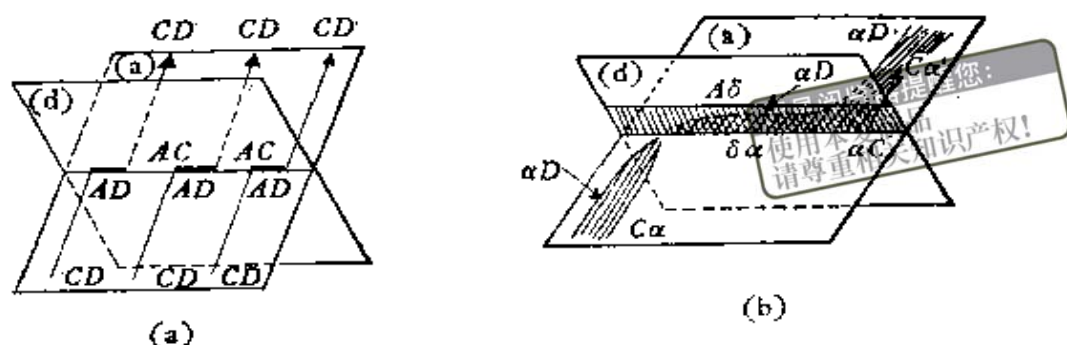


图 2.45 面角位错的形成：(a) 不扩展的；(b) 扩展的。

面上一柏氏矢量为  $AC$  的位错相交截，将按下式产生一会合位错  $AD$

$$AC + CD \rightarrow AD, \quad (2.63)$$

此式即 (2.57) 式，因为  $AD$  在 (100) 面上，而 (100) 面又不是滑移面，故此会合位错为一不动位错。后来，Cottrell 认为反应前两位错都是扩展的，如图 2.45 (b) 所示，故而得到如下的反应：

$$A\delta + \delta C + C\alpha + \alpha D \rightarrow A\delta + \delta\alpha + \alpha D, \quad (2.64)$$

式中  $\delta\alpha$  即为 (2.58) 式中的  $\frac{a}{6}[01\bar{1}]$ ，名叫压杆位错。因此上述

会合位错  $AD$  可看成按 (2.64) 式扩展成三个部分位错。它的几何特点如像梯毯一样，层错扩展在相交为锐角的滑移面上， $\delta\alpha$  位错相当于压杆是一直位错线，它的右结点为扩展的，左结点为收缩的，故这个整体被称为面角位错，又名 Lomer-Cottrell 位错，

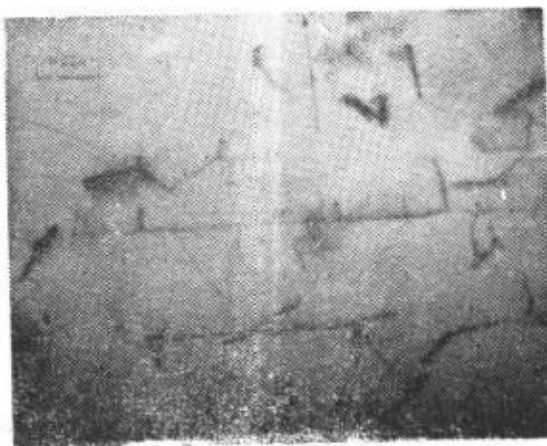


图 2.46 不锈钢中的面角位错。

图 2.46 给出不锈钢中典型的面角位错电子显微镜照片。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### 2.8.5 位错网络的形成<sup>(22)</sup>

这种位错反应和形成面角位错的差别，实际上仅在参与反应的位错中有一个位错的柏氏矢量平行于相交滑移面的交线。图 2.47(a) 给出在 (a) 面上有一组柏氏矢量为  $CD$  的位错与 (c) 面上一个柏氏矢量为  $DB$  的螺型位错相交截，按下式产生一会合位错  $CB$

$$CD + DB \rightarrow CB. \quad (2.65)$$

由于线张力的关系，要求尽量缩短位错线的长度，最后达到平衡状态如图 2.47(b) 所示。

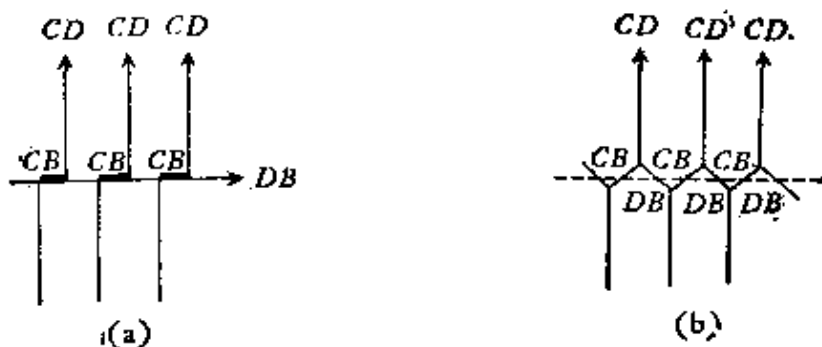


图 2.47 位错网络的形成(不扩展的)。

如果考虑到位错的扩展，则 (a) 面上的位错可作如下分解：

$$CD \rightarrow C\alpha + \alpha D. \quad (2.66)$$

(c) 面上的位错可作如下分解：

$$DB \rightarrow D\gamma + \gamma B. \quad (2.67)$$

上述四个部分位错中，后三个相遇产生如下反应：

$$\alpha D + D\gamma + \gamma B \rightarrow \alpha B, \quad (2.68)$$

它与另一部分位错  $C\alpha$  可形成全位错  $CB$  (如图 2.48(a) 所示)。

但由于线张力的作用，部分位错  $\alpha B$  要沿 (a) 面拉开，从而使结点沿两滑移面交线向两侧移动，使得位错线  $D\gamma$  和  $\gamma B$  越来越短，如图 2.48(b) 所示。最后，位错线  $D\gamma$  和  $\gamma B$  在 (c) 面上失去平衡遂交滑移至 (a) 面，结果得图 2.48(c) 所示的

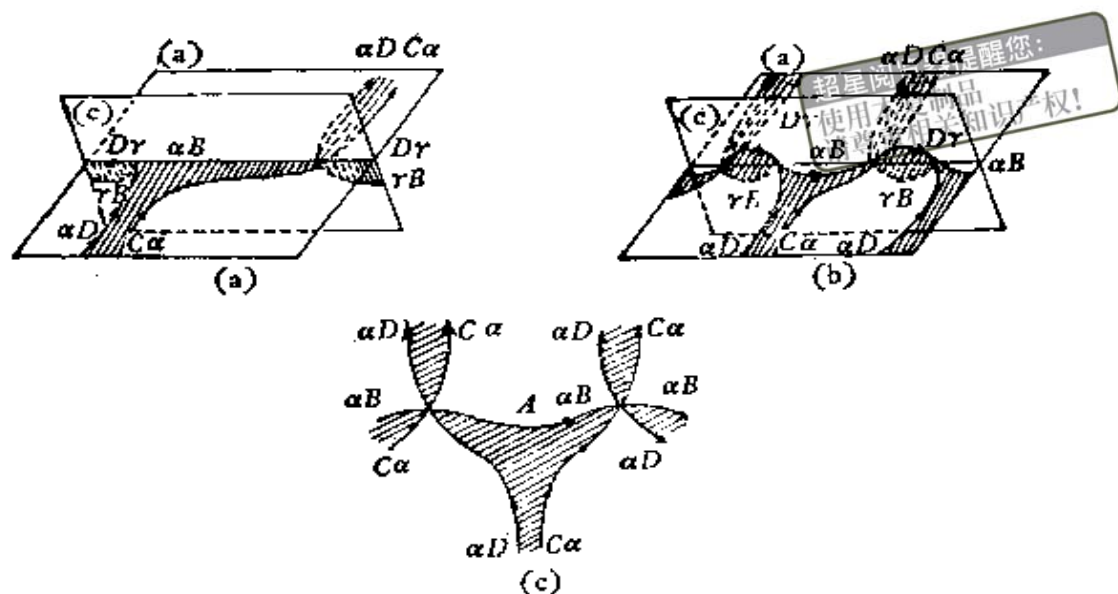


图2.48 位错网络的形成(扩展的)。

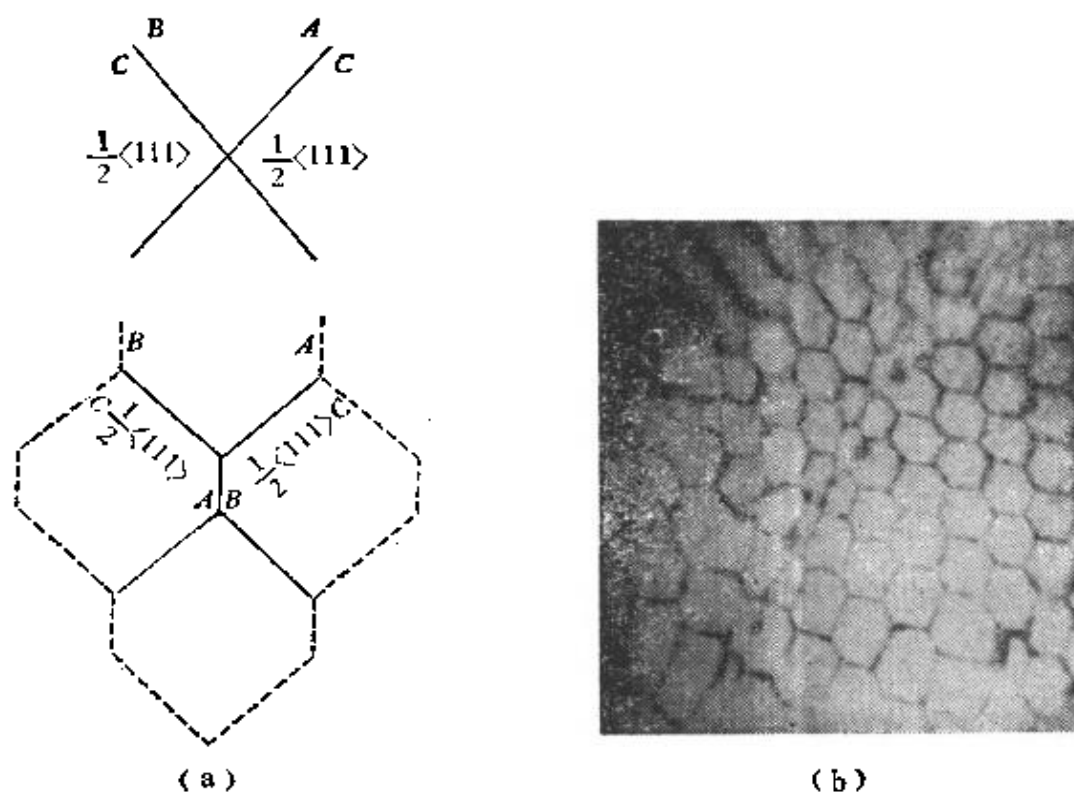


图2.49  $\alpha$ -铁中位错网络。

状态。如果在其他平行的 (c) 面上也有同样位错反应, 那么位错就连成六方形的格子, 这也就是本节所要讨论的在 (a) 面上由扩展结点和收缩结点交替排列形成的位错网络。图 2.49 为退火  $\alpha$ -铁中位错网的电子显微镜照片, 其左边为通过会合位错反

应形成这种网络的示意图。图 2.50 为 8% Cu-Al 合金室温形变 5% 后，扩展结点同收缩结点交替排列的电子显微镜照片。

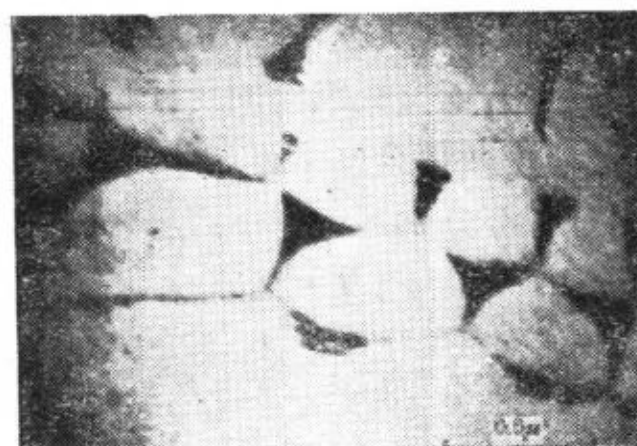


图 2.50 8% Cu-Al 合金中位错的扩展结点。

浏览器提醒您：  
复制品  
相关知识产权！

### 2.8.6 扩展割阶<sup>[20]</sup>

这一节我们只准备举例说明割阶的扩展状态，而不作全面的分析。如图 2.51 (a) 所示的为在 ( $d$ ) 面上柏氏矢量为  $BC$  的任一取向扩展位错，其层错为内禀的，并沿  $DA$  方向有一束集割阶。因为割阶也是一段位错，所以可沿以它为交线的 ( $b$ ), ( $c$ ) 两面作如下反应的扩展：

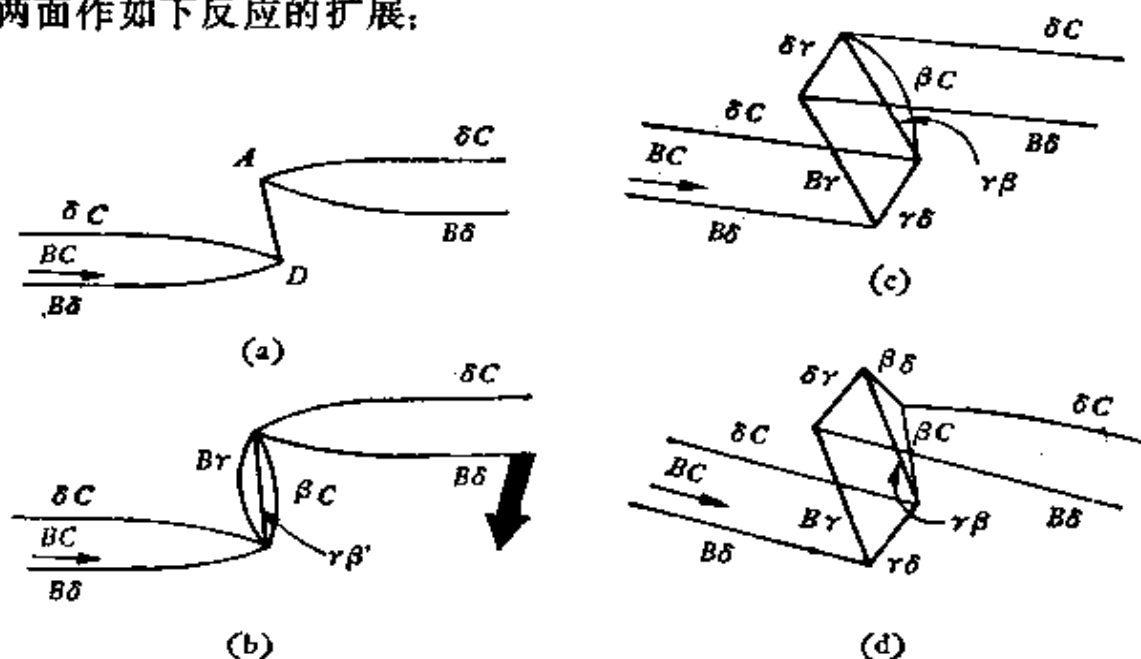


图 2.51 位错线上扩展割阶的形成。



$$\left( E \propto 1 - \frac{1}{3} - \frac{1}{9} - \frac{1}{3} \right),$$

括号内为其能量变化的相对关系；扩展状态如图 2.51 (b) 所示， $\gamma\beta$  即为在 (b)，(c) 面交交线上的压杆位错。

如果此扩展割阶中两部分位错  $B\gamma$  和  $\beta C$  与主位错线的部分位错  $B\delta$  同  $\delta C$  附近部分分别进行如下的反应：



$$\left( E \propto -\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{9} \right),$$

和



$$\left( E \propto \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{9} \right),$$

显然其扩展割阶的能量又进一步减小，这就得到如图 2.51 (c)，(d) 所示的状态。

扩展割阶同一般割阶一样，它的运动有保守同非保守的两种，这里我们不拟作详细介绍。一般说来，运动中的扩展割阶如不束集，则只有当其运动沿柏氏矢量时才是保守的，否则必然产生点缺陷。不论割阶扩展状态如何，产生空位或空位偶（对长割阶而言）的割阶都称为空位割阶；产生间隙原子或间隙原子偶（对长割阶而言）的都称为间隙原子割阶。它们的具体模型，只有把扩展割阶的原子结构介绍之后才易弄清。

### 2.8.7 扩展位错的攀移

以  $\frac{1}{2}[1\bar{1}0]$  的刃型扩展位错为例，由于存在两个  $(1\bar{1}0)$  半原子面（如图 2.41 所示），所以攀移就比较困难。最早 Barnes<sup>(28)</sup> 曾设想，当空位集结在上述两半原子面上的某一段时，一方面该处两半原子面要缩短一原子长，同时另一方面还欲恢复

集结空位处所夹一层原子的堆垛次序以降低晶体的势能，遂要求该层原子移动  $\frac{1}{12}[11\bar{2}]$ ；于是，此一段扩展位错便攀移了一原子间距。后来，Escaig<sup>(24)</sup> 提出两种使扩展位错得以局部攀移的机制，一为局部层错作一相当 Shockley 部分位错柏氏矢量大小的位移；另一为在局部层错面上吸收或放出层原子，这从几何上很容易看出能造成此局部地区的层错攀移一原子间距，从而达到使扩展位错局部攀移的目的。最近 Grilhé 等人<sup>(26)</sup> 提出一种割阶成核的扩展位错攀移机制，即设想位于 Shockley 部分位错上沉淀一排点缺陷，并将它看成垂直于原滑移面上的一棱柱位错环。如此棱柱位错环作如图 2.52 所示的扩展，显然其扩展程度既取决于层错能的大小，也取决于位错环的大小。根据图 2.52 进行总能

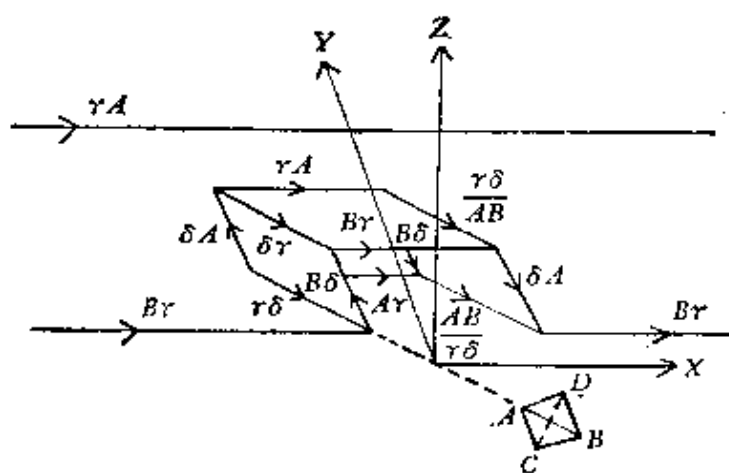


图 2.52 割阶成核的扩展位错攀移机制。

$$E = E_s + E_l + E_F$$

的计算，其中  $E_s$  为自能， $E_l$  为相互作用能， $E_F$  为层错能。得到环越大扩展所需的激活能越小，当环大到一定程度后，可以完全通过滑移来扩展而不需要热激活。棱柱位错环完全扩展后，即主位错完成了局部攀移。此外，计算还指出，混合取向的扩展位错最容易攀移。当然这种机制能否实现，首先要看是否有足够多的空位扩散到位错线上以形成上述的棱柱位错环；关于空位与位错

的相互作用问题，最近，Kuhlmann-Wilsdorf<sup>[26]</sup>曾作了全面总结，读者可自行查阅有关文献。

## § 2.9 位错的动力学性质

以上我们讲的都是静态位错的性质，至于在外力作用下，它的运动和增殖问题，也就是位错的动力学问题还未涉及，但由于这方面内容有些尚待发展，所以在这一节中，我们只作简要的介绍。

### 2.9.1 位错滑移的动力学

在讨论位错滑移的动力学时，人们往往以  $1/10$  声速为界，低于此限的称常速滑移位错，高于此限的称高速滑移位错。现在，首先讨论位错的常速滑移，在 § 2.7.1 中我们曾指出，当作用于位错上的切应力大于晶格本征摩擦阻力，或派-纳力时，位错便开始滑移。后来，Shockley 又提出位错线上可能存在如图 2.53 所示的“弯结”(Kink)，注意此“弯结”不同于割阶，因为前者是



图 2.53 位错的弯结。

位错沿滑移面的局部弯曲，而后者是垂直滑移面的。这样，位错线的自能虽然有所增加，但它沿  $y$  方向滑移时，可以不必整段位错线同时翻越派-纳位垒，而可借助“弯结”的横向( $x$  方向)运动来完成。虽然这一运动也需克服一定位垒，但由于它是非密排

方向，所以其值就大大降低，故整个位错线用这种方法沿  $y$  方向滑移时能量变化不大，于是产生滑移所须的临界切应力又得到进一步减小。因此，我们可将“弯结”看成位错中的位错。在下述 § 4.4.1 中讲述 Bordoni 内耗时，我们将看到 Seeger 成功的用

此模型解释了 Bordoni 峰的所有性质, 并从内耗的测量中求得派-纳力与理论计算值大致吻合。

最后, 应指出派-纳力与晶体的屈服应力不能混为一谈, 前者是位错在晶格点阵中滑移时所需要的临界切应力, 而后者则是晶体范性形变的临界切应力。当然, 位错的开始滑移应体现在晶体的范性形变上, 不过我们计算派-纳力时是按非结构敏感来处理的, 更没考虑位错与其他晶格缺陷的相互作用, 而屈服应力是人所共知的结构敏感量。事实上, 目前已经知道最软金属的屈服应力比派-纳力还要小一个数量级。不过也有人认为, 这一矛盾系来自实际晶体中位错并不都沿密排方向的缘故。近来一些实验好像倾向体心立方结构金属的屈服力还是决定于派-纳力的结论, 详细内容将在第十一章中叙述, 这里就不再深究了。

关于位错高速滑移时, 除了受常速滑移位错所遇到的阻力外, 还要受到下述三种阻力: 第一是热弹性阻尼<sup>[27]</sup>, 它是由于位错所经过之处, 晶体中静水张压力造成的温度梯度促使系统熵的增加, 从而吸收了机械能的缘故。第二是辐射阻尼<sup>[28]</sup>, 它是由于位错滑移时, 从晶格中一对称位置到下一对称位置, 其形态不断改变, 故与其相关的原子就要辐射出弹性波, 从而消耗了一定的能量。第三是对声波的散射<sup>[29,30]</sup>, 即对晶格本身振动波的散射。但由于这方面工作在高速范围内遇到严重的数学上的困难, 所以进展还是很慢的。

目前, 用实验的方法来大量探索外加应力与位错滑移速度间的关系。在金属晶体中, 下述经验公式在相当大的速度范围内尚为可取<sup>[31,32]</sup>, 即

$$v = \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^m \quad (2.72)$$

其中  $v$  为位错滑移速度,  $\tau$  为沿滑移面上的切应力,  $\tau_0$  为位错以单位速度滑移时所需的切应力,  $m$  为位错速度-应力指数, 对硅铁来说, 其值可高达40。由于  $m$  值是如此之大, 所以 (2.72) 式是

否为唯一正确的表达式也值得研究。譬如，Gilman<sup>[33]</sup>最近分析了金属同非金属物质，认为(2.72)式应代之以下式：

$$\bar{v} = v^* e^{-\frac{D}{\tau}} \quad (2.73)$$

其中  $\bar{v}$  为刃型位错滑移速度  $v_e$  和螺型位错滑移速度  $v_s$  的几何平均值，即  $\sqrt{v_e v_s}$ ， $v^*$  和  $D$  为两个常数。

### 2.9.2 位错滑移的极限速度

Френкель 和 Кокторова<sup>[34]</sup>首先用一维的位错点阵模型，得到了弹性场中位错运动的极限速度为声速的结果。后来，Frank<sup>[35]</sup> 和 Eshelby<sup>[36]</sup> 用三维的连续介质模型也得到同样的结论。下面简单介绍后一处理方法的过程，详见附录 I.8。

因作等速运动，位错的弹性场应满足附录 I.1 中运动方程 (I.34) 式

$$\mu \nabla^2 \mathbf{d} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \mathbf{d} = \rho \frac{\partial \mathbf{d}^*}{\partial t^2}.$$

对于沿  $z$  轴的螺型位错

$$\text{div } \mathbf{d} = 0, \quad u = v = 0. \quad (2.74)$$

上述运动方程可简化为

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0, \quad (2.75)$$

式中  $c = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  为弹性横波的波速。再借助洛伦兹变换，由上式

可求得位错的总能

$$W = W_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{V^2}{c^2} \right) = W_0 + \frac{1}{2} m_0 V^2, \quad (V \ll c), \quad (2.76)$$

式中， $W_0$  和  $m_0$  为单位长位错的静止能量和等效静止质量， $V$  为其速度，其等效运动质量可写为

\* 式中， $\rho$  为介质的密度， $\mathbf{d}$  为其位移场， $\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$  和  $\mu = G$  为二 Lamé 系数， $t$  为时间。

$$m = \frac{W}{c^2} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2.77)$$

由上式显然可以看出位错的极限速度即为弹性横波的波速  $c$ 。

最近, 关于位错的运动是否存在一极限速度的问题还是有争议的: Atkinson 和 Cabrera<sup>[37]</sup>与 Celli 和 Flytzanis<sup>[38]</sup>以及 Ishioka<sup>[39]</sup>等人认为, 位错的运动可由亚声速连续过渡到超声速, 而 Earmme 和 Weiner<sup>[40]</sup>与 Weiner 和 Pear<sup>[41]</sup>等人则认为, 接近声速后位错就不能按常规运动, 原子要产生碰撞, 即存在一击穿速度 (breakdown velocity)。

### 2.9.3 位错线的振动

设想晶体中任一位错线段的两端, 由于某种原因被固定住, 其他部分在一交变切应力  $\tau_0 \cos \omega t$  的作用下, 则此位错线段将要像拉紧的弦线一样往返振动。图 2.54 所示为长  $l$  的一段位错线,  $x$  为位错线上任一点离原点的距离,  $y$  为该点偏离平衡位置的大小, 如忽略掉其他位错线段对它的影响, 则其运动方程可写成

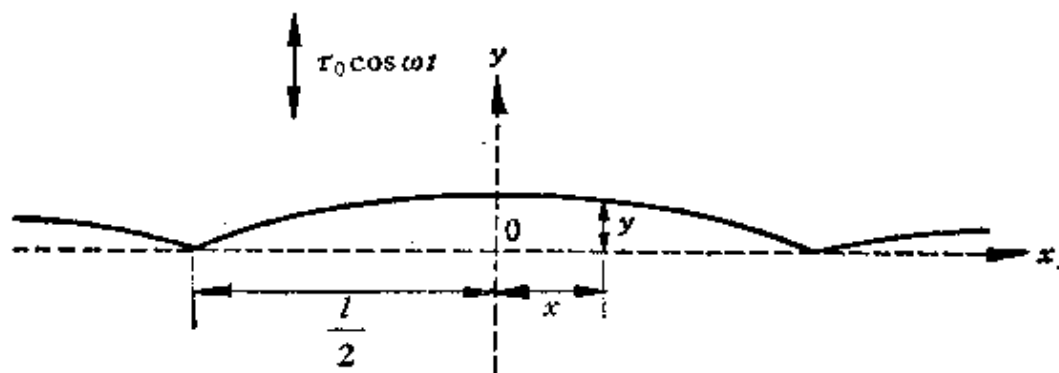


图2.54 位错线在交变应力下的振动。

$$A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + B \frac{\partial y}{\partial t} - C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \tau_0 b \cos \omega t, \quad (2.78)$$

式中,  $A$  为单位长位错线的等效质量,  $B$  为其阻尼系数,  $C$  可看作位错线的线张力。一般随着问题的具体情况不同而给系数  $A$ ,  $B$ ,  $C$  以不同的形式。下面我们为了简单起见, 只看上述位错线

段在线张力作用下, 无阻尼地沿滑移面作自由振动的情况, 则 (2.78) 式可改写成

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{m_0}{\gamma} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad (2.79)$$

此即简单的波动方程, 式中  $\gamma$  为位错线张力, 其沿位错的波速

$$V = \sqrt{\frac{\gamma}{m_0}} = \sqrt{\frac{W_0}{W_0/c^2}} = c. \quad (2.80)$$

如忽略横波与纵波的差异, 此即晶体中的声速, 其振动的基频为

$$\nu = \frac{c}{2l}. \quad (2.81)$$

根据 Debye 的比热理论, 原子振动的 Debye 频率

$$\nu_D = \left( \frac{3n}{4\pi} \right)^{1/3} c, \quad (2.82)$$

其中,  $n$  为单位体积中的原子数, 一般  $\nu_D$  约为  $10^{13} \text{秒}^{-1}$ ,  $\left( \frac{1}{n} \right)^{1/3}$  约等于  $b$ , 故根据上式得  $c$  约为  $10^{13} b$ . 将比值代入 (2.81) 式, 便有

$$\nu \simeq 10^{13} \cdot \frac{b}{l} \cdot \text{秒}^{-1}. \quad (2.83)$$

由于位错振动时, 其振幅  $A$  与总能量  $W_0$  有下述关系

$$\frac{\pi^2 m_0 c^2}{2l} A^2 = W_0. \quad (2.84)$$

再用能量均分原理,  $W_0$  又应等于  $\frac{1}{2} kT$ , 故求得

$$A = \frac{1}{\pi} \left( \frac{kTl}{W_0} \right)^{1/2}. \quad (2.85)$$

在  $T = 300 \text{K}$  时,  $kT \simeq 0.02$  电子伏特,  $W_0 b \simeq 4$  电子伏特, 若  $l = 1000 b$ , 则位错线的振幅约为一个原子间距.

#### 2.9.4 位错攀移的动力学<sup>[42]</sup>

在 § 2.3 中, 我们已对位错攀移的阻力作了初步估计, 现在来看看位错攀移有哪些驱动力.

(1) 外加应力 上已所述,对攀移起作用的只有作用在垂直攀移面的正应力,其中张应力促使位错作负攀移,压应力作正攀移。根据附录Ⅱ.3中(Ⅱ.76)式,可以求出位错所受作用力沿攀移面的分量为

$$f_n = b\sigma_n, \quad (2.86)$$

式中  $\sigma_n$  为通过攀移面作用的应力矢量  $(T_n \cdot n)$  的正应力分量,注意此处  $n$  系指攀移面的法线方向。

(2) “渗透”力 如令  $U_i$  为在完整晶格中点缺陷的形成能,则根据(2.15)式由于作用在纯刃型位错线上攀移力  $f$  的存在,点缺陷的形成能将降低  $f ds/dN = fb^2$ ,故此时点缺陷的热平衡浓度可写成

$$c = \exp\left[-\frac{U_i - fb^2}{kT}\right] = c_0 \exp \frac{fb^2}{kT} \quad (2.87)$$

其中,  $c_0 = \exp\left[-\frac{U_i}{kT}\right]$  为完整晶体中点缺陷的平衡浓度。相反的,如在纯刃型位错线附近相对  $c_0$  出现点缺陷的过饱和或亚饱和时,即相当垂直滑移面施加于位错线—“渗透”力

$$f_i = \frac{kT}{b^2} \ln \frac{c}{c_0}. \quad (2.88)$$

当然如果此“渗透”力真能导致位错的攀移,则  $f_i$  必须等于  $f_s$ 。根据(2.15)式和(2.88)式便应得出此时的  $c = 1$ 。在一般情况下,  $c$  值不会如此之大,除非金属经严重冷加工、淬火或辐照后才能得到与它可以比较之值。譬如,以淬火为例,由高温  $T_1$  淬到  $T_2$  时,所得过饱和浓度有如下关系

$$\frac{c_1}{c_2} = \exp\left[-\frac{U_i}{k}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right]. \quad (2.89)$$

由(2.88)式和(2.89)式遂可得

$$f_i = \frac{U_i}{b^2} \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1} = f_s \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (2.90)$$

从上式可看出,只要温差够大,  $f_i$  还是为  $f_s$  的一个不小的分数,故位错攀移所需之力得以明显减小。

(3) 线张力 如果位错线在攀移面内有一曲率  $1/R'$ , 仿 (2.36) 式将有一由位错线张力促使位错攀移的力

$$f_s = \frac{T}{R'}. \quad (2.91)$$

从以上初步分析中可看出, 攀移的驱动力若是外加力, 则其值将接近理论强度, 一般情况下, 只有在位错塞积处或许有此可能。至于“渗透”力和线张力对位错线的攀移来讲, 均可忽略不计。

这样讲并不是说, 位错的攀移就变得不可能了, 而只是说在一般情况下, 整段位错线的攀移是比较困难的; 但通过割阶沿位错线的横向运动造成位错线的攀移还是相当有效的。由于这种攀移和点缺陷的扩散有关, 故称为扩散攀移。

由于纯刃型位错上割阶自位错线一端移至另一端后, 位错便攀移了距离  $b$ 。设  $x$  为位错线上割阶间的平均距离, 割阶浓度  $c_j$  就等于

$$c_j = \frac{1}{x}. \quad (2.92)$$

若割阶沿位错线运动的平均速度为  $v_j$ , 则位错攀移的速率就可写为

$$v = bc_j v_j, \quad (2.93)$$

这里影响攀移速率的第一个因素是割阶浓度  $c_j$ , 在热平衡时

$$c_j = \exp\left[-\frac{U_j}{kT}\right], \quad (2.94)$$

式中  $U_j$  是割阶的形成能。第二个因素是割阶移动速率  $v_j$ , 它和割阶与点缺陷的交互作用以及点缺陷的扩散有关。到底它们是通过什么参量起作用, 尚需要就具体问题作具体的分析。

由于刃型位错中割阶每移动一步 (譬如局部负攀移时), 即相当于产生一空位; 并要求此空位继续迁移一个原子间距, 否则, 它又有被割阶吸收的可能。因此, 割阶产生此移动的激活能应为  $U_f + U_a$ , 其中  $U_f$  为空位的形成能,  $U_a$  为空位的迁移能, 它们的

和就等于自扩散激活能。如外加应力在割阶处有利于上述攀移的正应力  $f_j$ , 即  $b\sigma_n$ , 则上述过程的总激活能就应为

$$U_f + U_d - f_j b^2.$$

设  $n$  为空位可能跳入的坐位数 (密积结构中,  $n=11$ ), 则此割阶自左至右 (图2.55) 移动的几率为

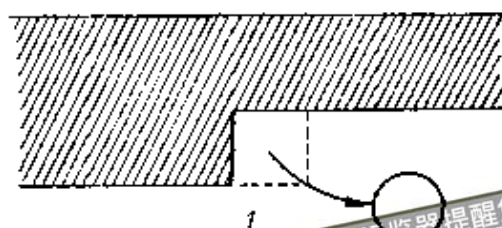


图2.55 位错的扩散攀移。

$$v_j' = nv \exp \left[ -\frac{U_f + U_d - f_j b^2}{kT} \right], \quad (2.95)$$

式中  $v$  为原子振动的频率。另一方面, 由于位错线附近过饱和空位产生一对位错的“渗透”力  $f_s$ , 从而使割阶反向移动的几率为

$$v_j'' = nv \exp \left[ -\frac{U_f + U_d - f_s b^2}{kT} \right], \quad (2.96)$$

因而割阶沿位错运动的速率为

$$\begin{aligned} v_j &= b(v_j' - v_j'') \\ &= nvb \exp \left[ -\frac{U_f + U_d}{kT} \right] \left[ \exp \left( \frac{f_j b^2}{kT} \right) - \exp \left( \frac{f_s b^2}{kT} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.97)$$

将上式代入 (2.93) 式就可求出位错的攀移速率。下面考虑几种不同情况:

1.  $|f_j b^2| \ll kT$ ,  $|f_s b^2| \ll kT$ , 即作用在割阶上的正应力和“渗透”力都很小时近似地有

$$\frac{(f_j - f_s) b^2}{kT} \simeq \exp \left[ \frac{f_j b^2}{kT} \right] - \exp \left[ \frac{f_s b^2}{kT} \right], \quad (2.98)$$

因此

$$v = nvbc_j \frac{(f_j - f_s) b^2}{kT} \exp \left[ -\frac{U_f + U_d}{kT} \right]. \quad (2.99)$$

根据扩散理论可得自扩散系数

$$D \simeq nvb^2 \exp \left[ -\frac{U_f + U_d}{kT} \right], \quad (2.100)$$

故

$$v = Dc_j \frac{(f_j - f_s) b}{kT}, \quad (2.101)$$

此即割阶扩散速率与作用其上的力  $f = f_j - f_s$  之间的爱因斯坦关系，说明割阶附近空位未达到平衡时， $f \neq 0$ ，空位与割阶的交互作用是攀移速率的控制因素。如果晶体中空位扩散的速率比割阶发射或吸收空位的速率低，割阶处空位容易达到饱和，则决定攀移速率的控制因素就不是空位与割阶的交互作用，而是空位的体扩散速率。至于攀移的激活能可由 (2.101) 式看出，如果割阶处于热平衡状态，其值等于

$$U = U_i + U_a + U_j. \quad (2.102)$$

若有过饱和的割阶，如形变过程中可以通过位错的交截产生大量割阶时，攀移的激活能就等于

$$U = U_i + U_a.$$

2.  $|f_j b^2| \gg kT$ ,  $|f_s b^2| \ll kT$ ，根据 (2.93) 式和 (2.97) 式，便可很容易地算出位错的攀移速率

$$v = n v b c_j \exp \left[ - \frac{U_i + U_a - \sigma_n b^3}{kT} \right]. \quad (2.103)$$

如果割阶处于热平衡状态，攀移激活能

$$U = U_i + U_a + U_j - \sigma_n b^3. \quad (2.104)$$

若有过饱和割阶时，则有

$$U = U_i + U_a - \sigma_n b^3.$$

3.  $|f_s b^2| \gg kT$ ,  $|f_j b^2| \ll kT$ ，根据 (2.87) 式或 (2.97) 式，同样可以算出位错攀移的速率

$$v = n v b c_s \exp \left[ - \frac{U_a}{kT} \right]. \quad (2.105)$$

如果割阶处于热平衡状态，攀移激活能

$$U = U_a + U_j. \quad (2.106)$$

若有过饱和割阶时，则有

$$U = U_a.$$

假如位错的扩散攀移是通过间隙原子进行的，则相应的  $U_i$  同  $U_a$  值，前者较空位的为大，后者较空位的为小，但  $U_i + U_a$  却偏大，故位错的攀移速率就较小。

### 2.9.5 位错的增殖机制

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

在 § 2.3 中, 我们已阐明当位错线扫过一次滑移面后, 只给出大小为  $b$  的滑移量; 但形变过程中往往要产生大量滑移, 这样晶体中位错好像就有耗尽的危险。为了克服这一困难, 必须有一随形变不断产生位错的机制, 即位错增殖机制。下面我们介绍几种为人们所接受的具体模型:

(1) Frank-Read 源<sup>[43]</sup> 设想晶体中沿某一滑移面有 两端被钉扎的位错线段  $AB$ , 如图 2.56 中 (1) 所示。在切应力  $\tau$  作用下位错线开始滑移, 同时也开始弯曲。起初随着  $\tau$  的增加, 位错线的曲率也不断地增大, 但按 (2.36) 式, 由于位错线曲率的不断增大, 位错线张力产生的回复力也不断增大, 并且此力总是与垂直于位错线的作用力方向相反, 所以位错线最终应在一稳定状态下向前扩展, 即曲率大的地方, 线速度小, 而曲率小的地方, 线速度则大, 以保持位错线上各点的角速度都一样, 正好如图 2.56 中 (2), (3), (4), (5) 所示。这里要注意阶段 (4) 中位错线弯曲到靠近的部分, 由于它们是异号的, 所以就相互抵消。最后形成阶段 (5) 所示的一位错圈同一与原来状态一样的位错段  $AB$ 。这样, 此过程就可以反复进行下去, 并不断地产生新位错圈。

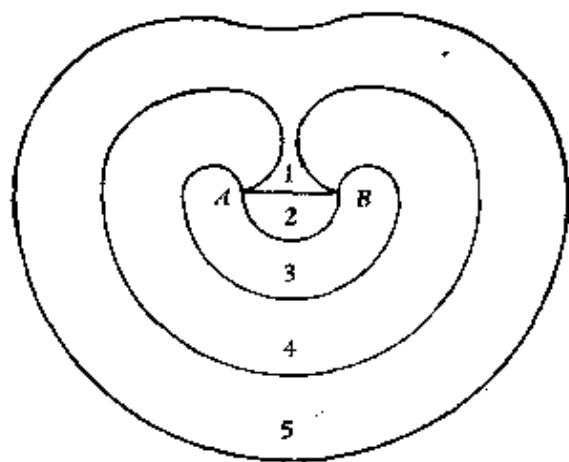


图 2.56 Frank-Read 源。

由于位错线从起始弯曲, 其曲率一直在增大, 直到弯曲成以  $AB$  线段长  $L$  为直径时, 曲率达到极大, 此时线张力产生的回复力  $\tau$  也为极大, 故外加切应力只有大于此临界值  $\tau_c$  时, 此 F-R 源才能继续工作, 因此有如下关系:

$$\tau_e = \frac{2T}{bL}.$$

超星浏览器提醒您：  
(2.107)  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

如取线张力近似值为  $\frac{1}{2}Gb^2$ ，则

$$\tau_e = \frac{Gb}{L}, \quad (2.108)$$

式中， $L$  的值取  $10^{-3}$  到  $10^{-5}$  厘米， $\tau_e$  的值便接近晶体的屈服强度。

此外，即使考虑到已产生的位错圈对 F-R 源本身的阻力，只要设  $L$  为  $10^4 b$  时，在一般应力 ( $10^{-4}G$ ) 作用下，不难估计增殖  $10^3$  个位错圈所需时间不大于  $10^{-4}$  秒。这与一般观察到的滑移带生长时间还是吻合的。

以上我们介绍的 F-R 源增殖活动仅限于一个滑移面内，故称平面 F-R 源。图 2.57 给出硅中 F-R 源的电子显微镜照片。以后我们还会看到滑移不局限在一个面内的增殖机制。

(2) Bardeen-Herring 源<sup>[44]</sup> 前面叙述的 F-R 源的增殖过程是通过位错滑移进行的，这里要讲的 B-H 源的增殖过程，则是借助位错的攀移来完成。图 2.58 所示的与图 2.56 类似，唯此时滑移面不再是纸面，而是与纸面垂直的面。图中画出各增殖

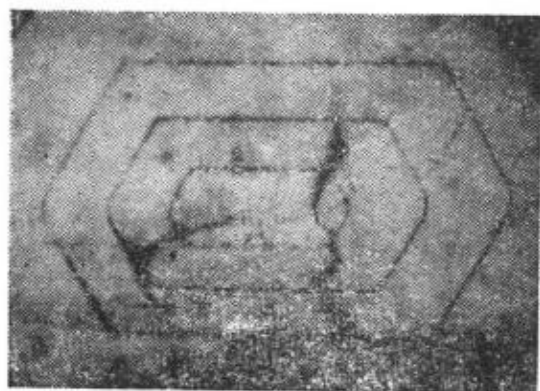


图 2.57 硅中的 F-R 源

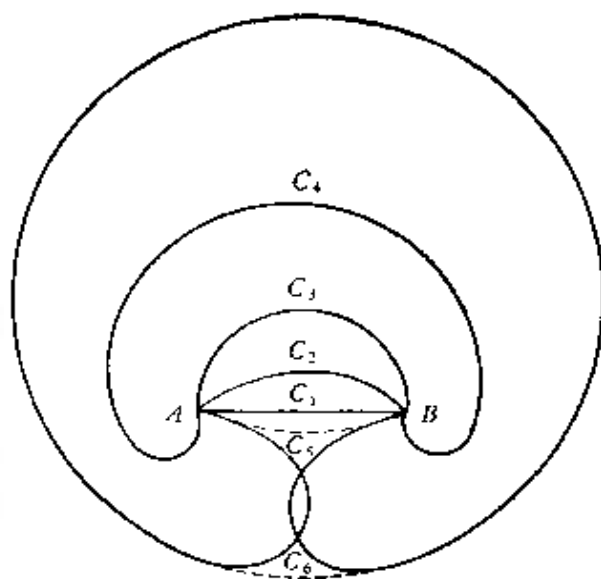


图 2.58 Bardeen-Herring 源示意图。

阶段系通过与半平面邻近晶面中原子的交换，从而产生攀移的方式进行的。半平面边缘由  $AC_1B$  逐步长到  $AC_2B$ ,  $AC_3B$ , ...,  $AC_nB$ , 最后给出以  $C_0$  为边缘的原子层和  $AC_1B$  位错线，也就是增殖了一位错圈  $C_0$ ，同样的过程可以反复进行下去，便给出一个个新位错圈，Bardeen 和 Herring 曾计算出上述过程得以进行的条件为

$$|\log N_v/N_v^{(e)}| > Gb\Omega_0/kTL, \quad (2.109)$$

式中， $N_v$  为实际空位浓度， $N_v^{(e)}$  为热平衡的空位浓度， $\Omega_0$  为原子体积。不等式右边以合理的数字代入 ( $G=5 \times 10^{11}$ ,  $b=2 \times 10^{-8}$ ,  $\Omega_0=10^{-23}$ ,  $kT=10^{-13}$ ,  $L=10^{-4}$ ) 约得  $10^{-2}$ ，可见开动一个  $10^{-4}$  厘米的 B-H 源所需空位浓度偏离其平衡浓度并不很大。

(3) 双交滑移位错增殖机制<sup>[45]</sup> 此机制如图 2.59 所示，最初由螺型位错的一段先交滑移到和原始滑移面相交的另一面上，产生一对割阶。由于它们是刃型的，故不能沿垂直于柏氏矢

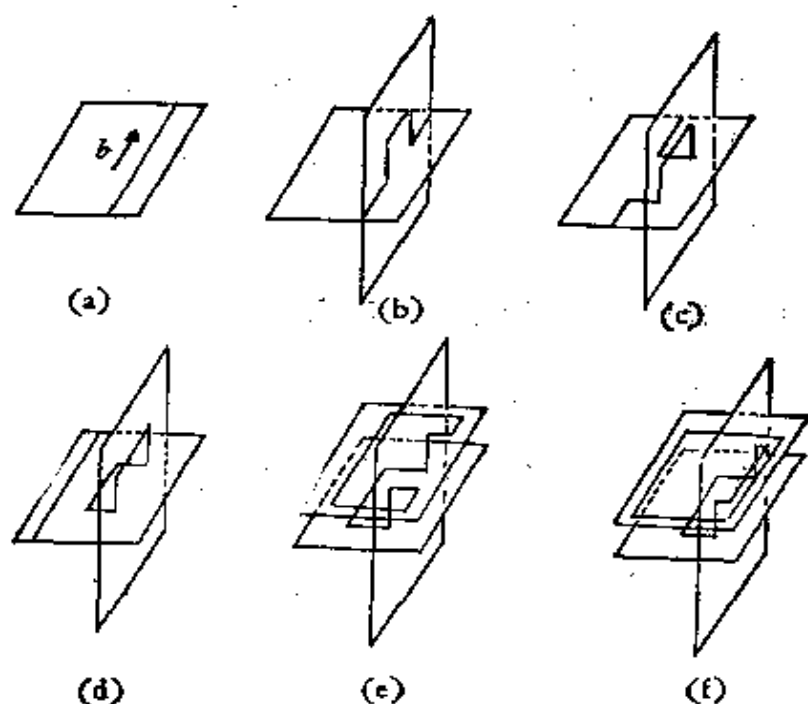


图 2.59 双交滑移的位错增殖机制。

量的方向滑移，遂对其间位错段起着 F-R 源中两固定点的作用。如此割阶又有足够的长，使图中所示两平行滑移面上的位错可以

彼此地独立滑移。最后像 (c), (d), (e), (f) 各阶段所示一样, 除了原来的螺型位错恢复原状外, 又在相邻的平行滑移面内给出一可滑移的位错环同一不在同一平面内作为 F-R 源的位错段。这样, 上述过程可以重复下去。实验指出, 透射电镜的确观察到在运动位错的大割阶处, 以及夹杂或沉淀物周围都有大量位错环的存在。

(4) 其他机制 最近很多实验发现, 晶界可能是位错增殖的有效源头, 有关内容将在第三章中进行介绍。

## § 2.10 位错与点缺陷间的相互作用

这一节我们主要介绍位错与溶质原子、空位同间隙原子的相互作用, 其中与溶质原子的相互作用又分为弹性的、静电的、化学的及有序分布的四种。在介绍溶质原子与位错的弹性相互作用时, 由于它与基体原子间弹性常数的差异所引起的相互作用(即溶质相对基体原子软硬的差异)暂不涉及, 留在以后有关章节中进行讲述, 这里只介绍由于溶质原子与基体原子间半径差异所引起的相互作用。

### 2.10.1 位错与溶质原子的弹性相互作用

在弹性相互作用中, 按溶质原子松弛了位错的正应力与切应力之分, 又有 Cottrell 气团和 Snoek 气团两种产物表现的相互作用。

(1) Cottrell 气团<sup>[46]</sup> 由于 Cottrell 气团系由松弛位错的正应力而产生的, 因此如不考虑二级效应这种相互作用只有刃型位错才有。现以置换式溶质原子为例, 如位错的应力场不受溶质原子所引起的畸变的影响, 则位错与溶质原子的相互作用可写成

$$U(r, \theta) = A \frac{\sin \theta}{r}, \quad (2.110)$$

其中

$$A = -\frac{4}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} Gb\epsilon R^3 \quad (2.111)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

式中  $R$  为基体原子半径， $R(1+\epsilon)$  为溶质原子半径，其他字母具有一般意义，详见附录 II.9。由此可见，当溶质原子大于基体原子时，在正刃型位错上半部 ( $\pi > \theta > 0$ ) 的相互作用能是正的，下半部是负的，故溶质原子将被位错压缩的一面所排斥，而吸引到膨胀的一面。此外，根据统计力学原理可以证明，溶质原子距位错中心的距离为  $r$ 、方向为  $\theta$  一点上的浓度  $c$  应遵守 Maxwell-Boltzmann 分布

$$c(r, \theta) = c_0 \exp\left[-\frac{U(r, \theta)}{kT}\right] \quad (2.112)$$

式中  $c_0$  为溶质的平均浓度，在附录 II.9 中，我们还计算了距位错中心每 10 埃的范围内，每一原子平面只需一个溶质原子即可全都松弛刃型位错由张应力或压应力造成的体积膨胀或压缩。此即所谓在  $r > 10$  埃以外形成的服从 Maxwell-Boltzmann 分布的动态淡气氛。

在饱和状态下，位错与溶质原子的最大结合能若以  $U_{\max}$  表示\*，则由 (2.112) 式令  $c = 1$ ，即沿刃型位错半原子平面的棱边，每一原子平面包含一个溶质原子，可求得达到上述临界状态的温度为

$$T_s = U_{\max} / k \ln \frac{1}{c_0} \quad (2.113)$$

并称此为“露点”温度。所谓 Cottrell 气团就是由上述饱和状态下的浓气氛和上述淡气氛两部分组成，当然对位错起钉扎作用的主要还是前一部分。

下面的问题是对  $U_{\max}$  的估计，以置换式溶质原子为例，如 Zn

\* 注意，晶体中位于任一点的溶质原子与位错的结合能，即为其相互作用能的负值。

溶于 Cu 中, 取  $G = 4 \times 10^{11}$  达因·厘米<sup>-2</sup>,  $\nu = 0.36$ ,  $b = 2.55 \times 10^{-8}$  厘米,  $\epsilon = 0.06$ ,  $r = r_0 = b/2$ , 应用(2.110)式和(2.111)式可得  $A \simeq 5 \times 10^{-21}$  达因·厘米<sup>2</sup>, 从而  $U_{\max}$  约为 1/8 电子伏。以间隙式溶质原子为例, 如 C 或 N 溶于 Fe 中, 仿上法所得  $U_{\max}$  接近 1 电子伏, 显然此值偏大。但根据内耗实验所得,  $U_{\max}$  约为 1/2 电子伏, 再设 C 或 N 的平均浓度  $c_0 = 10^{-4}$ , 将此两值代入(2.113)式遂可得“露点”温度约为 700 K。这与实验发现一般纯铁当温度超过 700 K 以上就无屈服现象还是吻合的。

这里值得提出几点注意事项:

第一(2.112)式仅实用于稀固溶体, 我们用它来计算“露点”温度, 本身就包含着近似。

第二若固溶体存在一溶解极限  $c_1$ , 当  $c > c_1$  后, 便出现沉淀相, 所以计算“露点”温度时, 令  $c = 1$ , 这也是人为的假设。

第三若真的出现沉淀相,  $c$  值显然会大于 1, 并此时的机制远非 Cottrell 气团可以解释得了的。

第四虽然间隙式固溶体造成晶格的局部膨胀, 因此它总被排斥到位错周围晶格膨胀的一方, 但定量的关系用(2.110)式和(2.111)式来描述并不是十分严格的, 因为对间隙原子而言, (2.120)式中  $\Delta v = 4\pi\epsilon R^3$  只有等效的意义。基于以上五点讨论, 对于 Cottrell 气团模型定量的描述还需进一步精确化。不过最近 Hirth 等人<sup>[47]</sup>用 Fermi-Dirac 统计代替 Boltzmann 统计作了仔细计算, 得到除位错心处, Cottrell 气团的近似性还是较好的结论。

此外, 置换原子能局部的使位错的取向由螺型变为刃型, 这样有利于 Cottrell 气团的形成。在密排结构中, 螺型位错的中心总是处于压缩状态, 半径较小的置换原子易趋向其中心, 并导致能量的降低, 故此作用就其本质来讲也应该算作 Cottrell 气团。最后, 还应指出在三种典型结构的金属中, 条件合适时位错都有一定程度的扩展。如其中一部分位错是刃型的或具有刃型分量, 则 Cottrell 气团的钉扎作用就比较明显。同时, 因为扩展位错两

边的部分位错是由中间一片层错联系着的，故这时另一部分位错即使是纯螺型的，其滑移也要受到一定连累。

当具有 Cottrell 气团的位错受外加应力作用时，由于位错要滑移，从而改变了溶质原子的平衡位置，提高了系统的弹性畸变能。这就相当于溶质原子给位错的滑移一阻力，所以说 Cottrell 气团有钉扎位错或阻滞位错滑移的能力。根据计算，若使位错从 Cottrell 气团中脱钉而出，所需要的最小切应力约为（详见附录 I.9）

$$\tau_0 = \frac{A}{b^2 r_0^2}, \quad (2.114)$$

或较精确些写成

$$\tau_0 = \frac{U_{\max}}{3r'ab}, \quad (2.115)$$

式中  $r'$  为脱钉出来的位错所滑移的距离， $a$  为气团中碳原子链上碳原子的间距。我们知道， $r'$ ， $a$  和  $b$  都具有同样数量级，取  $A = 0.1Gb^4$ ， $U_{\max} = A/b = 0.1Gb^3$ ，按上式则得  $\tau_0 = G/30$ 。这与实验求得 4K 时  $\alpha$ -铁的屈服强度约为  $\frac{G}{80}$  很接近。

若外力不足以将位错从气团中脱钉出来，而是带着气团一同运动，因此使位错的滑移受到一阻滞作用。此时，位错滑移的最大速度即为溶质原子定向运动的平均速度

$$v_0 = \frac{DF}{kT}, \quad (2.116)$$

式中  $D$  为溶质原子的扩散系数， $F$  为位错与溶质原子的相互作用力。利用 (2.110) 式可将上式写成

$$v_0 = \frac{D}{kT} \cdot \frac{A}{r^2} \quad (2.117)$$

再设式中  $r$  为特征长度  $l$  ( $=A/kT$ ) 的一半，遂得

$$v_0 = \frac{4D}{l} \quad (2.118)$$

最后，Cottrell 和 Bilby 还计算了气团形成的动力学，给出在

时间  $t$  内到达单位长位错上构成气团的溶质原子数为

$$n(t) = 3c_0 \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/3} \left( \frac{ADt}{kT} \right)^{2/3} \quad (2.119)$$

式中  $D$  为溶质原子在基体中的扩散系数,  $c_0$  为固溶体中单位体积内总原子数。

(2) Snoek 气团<sup>[48,49]</sup> 体心立方金属中间隙的溶质原子, 譬如  $\alpha$ -铁中的碳原子, 如今知道绝大部分是处在八面体空隙中造成晶格的四方畸变。当没有外切应力作用时, 碳原子进入  $(1/2, 0, 0)$ ,  $(0, 1/2, 0)$ ,  $(0, 0, 1/2)$  三个八面体空隙的机会是均等的。如有外切应力作用后, 在这三个间隙位置中的碳原子所产生的应变能就各不相同。应变能大的碳原子就要跳到应变能较小的间隙位置中去, 以降低系统的能量, 这就是大家熟知的 Snoek 效应。现设上述外切应力来自晶体中位错的应力场, 那么碳原子换位以松弛此切应力就体现了碳原子与位错的相互作用。由于碳原子的换位只须扩散  $\frac{1}{2}$  点阵参数, 故在极短时间内就能完成, 所以碳原子可以与运动的位错起相互作用, 形成 Snoek 气团。并且, 此气团亦可看成碳原子的局部有序, 或称为动态有序。以碳在  $\alpha$ -铁中为例, 根据计算 (详见附录 I.10) 求得 Snoek 气团与螺型位错的最大相互作用能约为 0.48 电子伏特, 与刃型位错的约为 0.5 电子伏特。由此可见, 两种位错与 Snoek 气团的相互作用同上述刃型位错与 Cottrell 气团的相互作用一样剧烈。现以螺型位错为例, 由于碳原子在三种间隙位置中保持动态有序分布的结果, 其弹性能的降低为  $U_0$ , 再设  $R$  为上述有序区的半径, 根据计算, 使位错脱钉的应力为

$$\tau_0 = \frac{1}{2b} \frac{U_0}{R}, \quad (2.120)$$

由于  $U_0$  和  $R$  都与温度成反比, 所以  $\tau_0$  反而与温度无关。附录 I.10 中, 算得此力应与溶质原子浓度成正比。

由于 Snoek 气团是一种溶质原子的局部动态有序分布, 所以

温度过高或形变速度过大时, 由于有序化太快了, Snoek 气团的作用也就不明显了。至于置换溶质原子在对称性较低的结构中, 是否有与此类似的作用尚不清楚。不过当原子半径相差很大时 (如 Al-Cu 合金中), 却有 Snoek 效应。

## 2.10.2 位错与溶质原子的静电相互作用<sup>(50,51)</sup>

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

晶体中由于存在刃型位错, 使各处原子间距偏离其平衡数值, 或晶格的体积  $V$  产生一弹性畸变  $\Delta = \Delta V/V$ 。由金属的自由电子理论可知, 此时自由电子的最大 Fermi 动能可写成

$$E_{\max} = -\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} (+\Delta)^{-2/3}, \quad (2.121)$$

式中  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  为 Plank 常数,  $k_0$  为自由晶格中的最大波数,  $m$  为电子质量。故自由电子的 Fermi 能

$$E_F = E_0 + E_{\max}, \quad (2.122)$$

其中  $E_0$  为自由电子的势能, 即能带底部能级的能量。由晶格畸变而产生的 Fermi 能改变

$$\delta E_F = \left( \frac{\partial E_0}{\partial \Delta} \right)_{\Delta=0} \cdot \Delta + \left( \frac{\partial E_{\max}}{\partial \Delta} \right)_{\Delta=0} \cdot \Delta. \quad (2.123)$$

我们又知道晶格的平衡原子间距或体积决定于平均能量  $\bar{E}$  的极小值, 即

$$\left( \frac{\partial \bar{E}}{\partial \Delta} \right)_{\Delta=0} = \left( \frac{\partial E_0}{\partial \Delta} \right)_{\Delta=0} + \frac{3}{5} \left( \frac{\partial E_{\max}}{\partial \Delta} \right)_{\Delta=0} = 0. \quad (2.124)$$

故由上二式可得

$$\delta E_F = -\frac{2}{5} \left( \frac{\partial E_{\max}}{\partial \Delta} \right)_{\Delta=0} \cdot \Delta \quad (2.125)$$

再将 (2.121) 式代入 (2.125) 式遂得

$$\delta E_F = -\frac{4}{15} \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} \cdot \Delta = -\frac{4}{15} E_{\max} \cdot \Delta, \quad (2.126)$$

此式说明, 如  $\Delta > 0$ , 则 Fermi 能将下降,  $\Delta < 0$ , 则相反; 因此, 导致电子从受压缩区流向受伸张区, 最后横跨刃型位错滑移

面将出现电偶极现象。这种电子的重新分布势必产生一静电势,使  $E_0$  发生改变以抵消上述 Fermi 能的改变,直到整个晶体中各处的 Fermi 能复归一致时为止。

以铜合金为例,  $E_{\max} \simeq 7$  电子伏特, 设想一  $Z$  价溶质原子从位错弹性场以外移入弹性畸变为  $\Delta$  的地方, 按 Mott 的电子屏蔽理论<sup>[52]</sup>, 这一溶质原子相当于一个  $0.075 (Z-1)e$  的点电荷。因此, 它与位错的静电相互作用能按 (2.126) 式可写成

$$U_{\text{e}} = 0.75(Z-1) \frac{4}{15} \times 7 \times \Delta$$

$$= 0.14(Z-1)\Delta \text{ (电子伏特)}, \quad (2.127)$$

而弹性相互作用能

$$U_{\text{el}} = 16\epsilon\Delta \text{ (电子伏特)}, \quad (2.128)$$

其中,  $\epsilon = \frac{1}{a} \frac{da}{dc}$ ,  $a$  为晶格参数,  $c$  为溶质浓度。以 Zn, Ga, Ge, As 溶于铜中为例, 其结果如表 2.1 所示。它使我们清楚地看出静电相互作用要比弹性相互作用小 3 到 7 倍。

表 2.1

	Zn	Ga	Ge	As
$0.14(Z-1)$	0.14	0.28	0.42	0.56
$16\epsilon$	1.00	1.24	1.44	2.08

### 2.10.3 位错与溶质原子的化学相互作用<sup>[53]</sup>

在层错能较小的金属中, 位错有明显的扩展, 为了保持热平衡, 溶质原子在层错和基体两部分的浓度必须不同。这种溶质原子的非均匀分布同样也能阻碍位错的运动, Suzuki 称此为化学相互作用, 人们称这种组态为 Suzuki 气团 (铃木气团)。

假设将层错与基体视为两相, 合金元素在层错及基体中浓度

分别为  $c_1$  与  $c'_0$ ，而平均浓度为  $c_0$ 。由于层错部分体积较小，故  $c'_0$  与  $c_0$  相差无几，上述热平衡条件近似的可写成

$$\left(\frac{\partial f'''}{\partial c}\right)_{c_0} = \left(\frac{\partial f'}{\partial c}\right)_{c_1}, \quad (2.129)$$

式中  $f'''$  和  $f'$  分别为基体和层错的自由能。今设一克分子二元合金的自由能为

$$f = (1-c)f_A + cf_B + RT\{c \ln c + (1-c) \ln(1-c)\} - c(1-c_0)W_0, \quad (2.130)$$

式中  $f_A$  和  $f_B$  为纯组元  $A$  和  $B$  的自由能， $W_0$  为混合能其值为  $\frac{NZ}{2}(2V_{AB} - (V_{AA} + V_{BB}))$ ，其中  $N$  为 Avogadro 常数， $Z$  为配位数， $V_{AB}$ ， $V_{AA}$  和  $V_{BB}$  各为  $A-B$ ， $A-A$  和  $B-B$  原子对的相互作用能。

如果位错滑移时，溶质原子来不及扩散到位错滑移后新位置中应有的地方去，由于溶质原子浓度不同的关系，遂使这时层错对两部分位错的表面张力  $\gamma$  变得不相等了。如果所讨论的层错是内禀型的，其厚为  $2h$ ，当扩展位错滑移至如图 2.60 中虚线所示位置时，显然产生一附加阻力

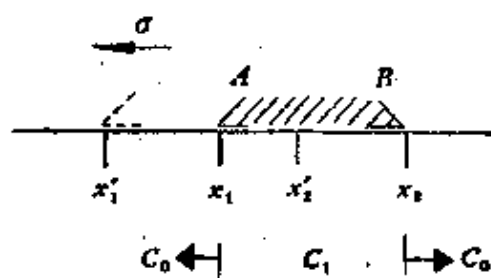


图 2.60 扩展位错  $AB$  在特木气团中的运动。

$$\tau_0 b = |\gamma_{c_0} - \gamma_{c_1}| = \frac{2h}{v_s} |(\Delta f)_{c_0} - (\Delta f)_{c_1}|, \quad (2.131)$$

式中  $v_s$  为层错的克分子体积， $\Delta f = f' - f'''$ 。再将 (2.130) 式代入上式，则得

$$\tau_0 = \frac{2h}{v_s b} (c_0 - c_1) Q, \quad (2.132)$$

其中

$$Q = \frac{v_s}{h} (T_s - T_b), \quad (2.133)$$

式中  $T_s$ ， $T_b$  各为纯组元的孪晶晶界能，其值为层错能的一半， $c_1$

之值在给定  $c_0$  后利用 (2.129) 式即可求出, 详见附录 I.11. 若合金为理想固溶体, 则混合能  $W_0 = 0$ , 再将 (2.130) 式代入 (2.129) 式, 亦可求出

$$c_1 = \frac{c_0}{c_0 + (1 - c_0)e^{Q/kT}} \quad (2.134)$$

这种化学相互作用在 Cu-Ni 合金中, 当形变温度较高时 (1000K) 得到很好的验证<sup>[64]</sup>, 在其他系统中, 由于孪晶晶界能的数据不多, 难以进行比较。一般说来, 化学相互作用对强度的贡献虽比弹性相互作用小, 但前者并不随温度的上升而减小, 所以在高温时, 它就显得比较重要。

#### 2.10.4 位错与有序分布的溶质原子间的相互作用<sup>[51,55]</sup>

任何不太稀的固溶体, 当温度不太高时将具有一定程度的有序, 即合金原子将尽可能地倾向于不为相同的原子所包围。这时合金中, 位错与有序分布的溶质原子间的作用可认为是一种几何相互作用。这种相互作用, 一般又可分为短程与长程的两种, 这里仅作简要介绍, 详细内容将在 § 10.2.6 中结合具体合金再作详细介绍。

首先, 当位错通过短程有序区时, 由于全部或部分地破坏了滑移面两边原子的有序关系, 增加了系统的能量, 从而提高位错的运动阻力。现设  $\gamma$  为由完全有序变为完全无序时沿滑移面单位面积能量的增加, 那么破坏这种有序状态所需要的切应力可写为

$$\tau_0 = p \frac{\gamma}{b} \quad (2.135)$$

式中  $p$  为小于 1 的常数, 其值视破坏有序度的程度而异, 剩下的问题就是对  $\gamma$  的计算了。

在长程有序合金中, 位错都是以如图 2.61 所示的超格位错形式存在, 即普通全位错在超格结构中, 可看作其间为反相畴界连结着的两部分位错, 如像一般晶格中的扩展位错一样。这样, 显

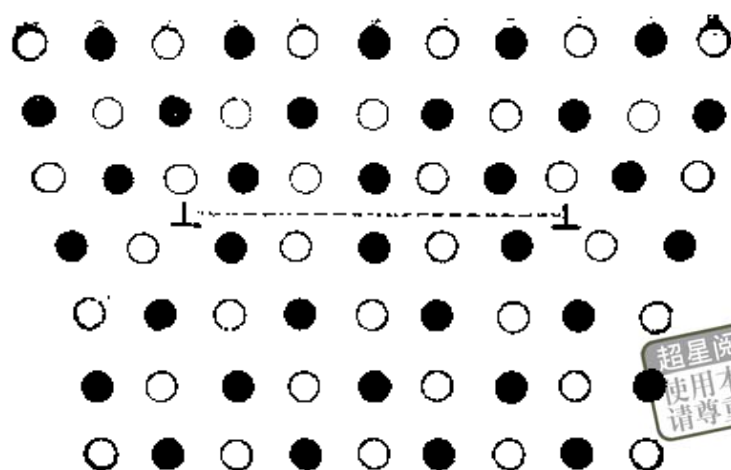


图2.61 长程有序中的位错。

然单个位错的运动就要受到牵制,因为它伴随着反相畴界的变化,所以在超格结构中,位错总是成对地滑移,这时在同一滑移面内,由于领先的部分位错向前滑移所产生的反相畴界正好为其后一部分位错的滑过而恢复其有序状态。但当它们滑移穿过长程有序合金中的反相畴界时,就要使此反相畴界产生两个原子长的曲折(如图2.62所示),从而增加了系统的能量,造成长程有序对位错运动的阻力。所以长程有序合金中,反相畴的大小对其强度影响

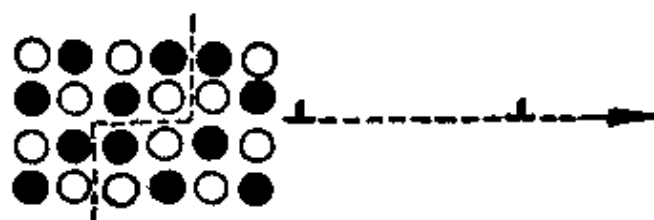


图2.62 长程有序结构中的反相畴界。

很大,并存在一最大强度的反相畴大小。因为按照上述机制,反相畴越小时,同样的形变造成的无序就越快,所以形变阻力越大,另一方面,反相畴越小,本身就对应着较高的无序,所以合金就越软。这样随着反相畴的减小,合金强度必然具有一极大值。

## 2.10.5 位错与空位同间隙原子间的相互作用

这一节我们分如下三种情况叙述:

(1) 冷加工后<sup>[20,56,57]</sup> 实验告诉我们,金属经冷加工后,产

生的点缺陷主要是点阵空位。位错理论对此的解释也有各种不同的说法，下面我们介绍常见的两种机制：第一种是如 § 2.6.5 中所述的、具有割阶的螺型位错运动时，因为螺型位错上的割阶，实质上是一小段刃型位错；螺型位错滑移时，割阶就必须攀移，因

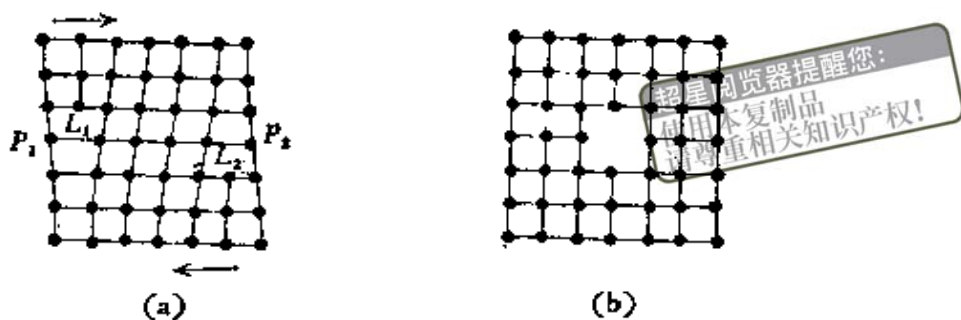


图2.63 相邻滑移面上异号刃型位错的互毁产生一系列空位。

此产生一系列空位。第二种是相邻滑移面上，异号刃型位错的互毁可以形成一系列空位，其过程如图2.63(a)和(b)所示。譬如，一具有螺型分量的位错绕另一垂直的螺型位错前进时，即可产生上述现象（见图2.64）。由于和纸面垂直的螺型位错的存在， $A$ 、 $B$

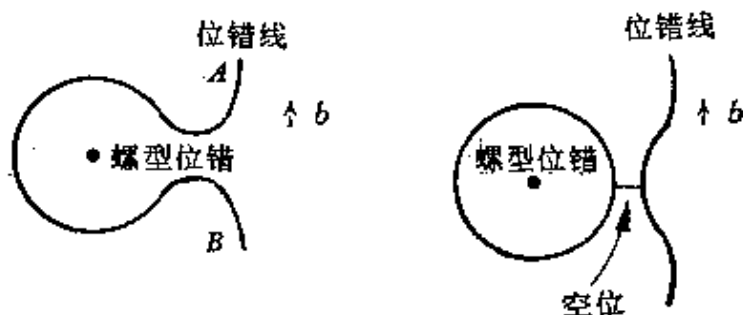


图2.64 位错互毁产生空位列的一种机制。

两段位错线就处在相邻的原子面上，合并后便产生一系列空位。当然这两种机制，单从几何上看也都可以用来解释产生间隙原子列的可能，这只需将第一种机制中滑移位错的滑移方向反向，将第二种机制中的两异号位错都改一个符号即可。不过一般来说，从能量上看，显然产生间隙原子列要困难得多。

如果晶体中位错呈扩展状态，此时产生空位的机制，Hirsch 曾作如下的分析：因为间隙原子割阶在外力作用下（如图2.51中

所示), 扩展割阶上的位错  $B\gamma$  很容易与位错  $\gamma\beta$  合并, 使束集激活能趋于零, 从而此割阶便作保守运动。而空位割阶却相反, 外力更促使位错  $B\gamma$  与  $\gamma\beta$  的分离, 从而有利于产生空位。这就解释了一般冷加工后主要产生空位的事实。

此外, 空位对位错是否有钉扎作用的问题, 按弹性交互作用的理论来看, 因为空位附近晶体的切变模量很小, 它应该与刃型位错和螺型位错都有交互作用。不过这种作用虽存在, 但并不大, 因为冷加工处理后的金属, 由于位错密度的骤增, 位错与位错的相互作用占有首要地位。

(2) 辐照后<sup>(58,60)</sup> 金属受辐照后, 从原子缺陷来看, 最突出的是生成空位和间隙原子, 即 Frankel 对; 其次是原子核吸收中子引起核反应而生成新的原子以杂质原子的形式出现, 不过后者量极少。此外, Gibson<sup>(60)</sup> 从理论计算得出, 晶体受辐照后可能出现原子挤列(Crowdion), 即沿某一结晶学方向(如100, 110)碰撞, 开始的一端留下一个空位, 而在随后  $n$  个间距内排  $n+1$  个原子, 并此挤列的长短视碰撞的能量大小同方向而定。至今挤列的存在, 虽未见直接的实验事实, 但可用它来解释一些现象。此外, 由于金属受辐照后, 位错密度不像冷加工的那么大, 所以上述点缺陷沿位错线集聚后形成的“气团”对位错的钉扎作用又重新突出, 其次位错也就地吸收点缺陷, 而使自身变成带割阶的位错(jogged dislocation), 从而增加其运动的阻力。总之, 这方面的一些说法尚无定论, 需要进行更多的实验。

(3) 淬火后<sup>(61,62)</sup> 淬火处理不但与淬火温度高低不同, 而且与金属层错能大小的不同会得到完全不同的结果。一般说来, 淬火温度低时得到的是单空位, 高时就能得到双空位或空位团, 但淬火温度高至熔点时也不易有间隙原子的出现。以铜为例, 得到双空位的最低温度约为  $740^{\circ}\text{C}$ , 各种点缺陷的热力学数据理论值列于表 2.2 上, 以供参考。

层错能高的金属(如铝等), 高温淬火后空位易集聚成盘, 如

表 2.2

缺 陷	生成热 $\Delta H_f$ (电子伏)	迁移激活能 $\Delta H_m$ (电子伏)
间隙原子	$\sim 4$	$0.07 \sim 0.27$
单 空 位	$\sim 1$	$0.9$
空 位 对	$\sim 1.6$	$0.2$

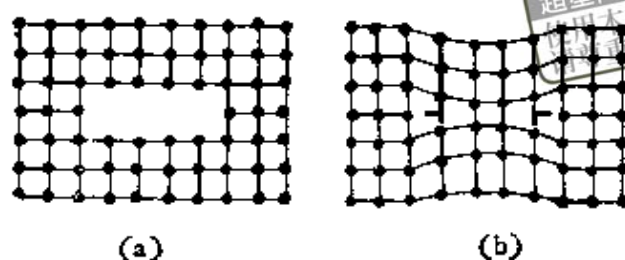


图2.65 (a) 空位盘(b) 崩塌后形成的棱柱位错环。

图 2.65 所示, 其中 (a) 为空位集聚, (b) 为崩塌后形成的位错环, 即棱柱位错。实验观察在  $\{111\}$  面内可见到六角形的小



图2.66 Al-3%Cu 合金 550°C 水淬所得蜷线位错。

Frank 位错环, 其柏氏矢量为  $\frac{1}{3}[111]$ , 环的六个边平行于三个  $\langle 110 \rangle$  方向, 这因为  $\{111\}$  是密排面,  $\langle 110 \rangle$  是密排方向的缘故, 其电子显微镜透射照片可参看图 2.17。六角形的顶点为吸收空位的漏洞, 吸收了空位之后, 六角形的周长就不断扩展, 最后

与晶体中其他部分位错反应生成全位错环, 详见附录 I . 12。

如果金属中有足够多的合金元素, 一般溶质浓度接近固溶度时 (如 Al-3%Cu 合金), 由于合金中的空位受溶质原子的牵累, 能自由迁移的空位浓度很低, 它们相互撞击而成空位对的几率就很小, 因此很难形成位错环的核心。这时单空位流到螺型位错线后便转化为蜷线位错 (Helical dislocation)。此蜷线柱轴和其柏

氏矢量方向相同，故蜷线位错只能在柱的表面元上滑移。蜷线的半径和螺距都和淬火的温度有关：从500和540°C淬火的试样中，蜷线的螺距和半径相等，长约为250—1500埃；而在440°C淬火的试样中，蜷线的形状很不规则，半径约为70埃，螺距约300—400埃。图2.66给出Al-3%Cu合金550°C水淬所得蜷线位错。蜷线位错的形成机制说法很多，较简明的为Frank<sup>[68]</sup>的解释：他认为这种位错是由热振动使直螺型位错中一段位错线产生弯曲，于是就有异号的刃型分量出现，在过饱和的空位作用下，它们向相反的方向攀移。这样就可以将原来的直螺型位错线转化为蜷线位错，其形成过程如图2.67所示。

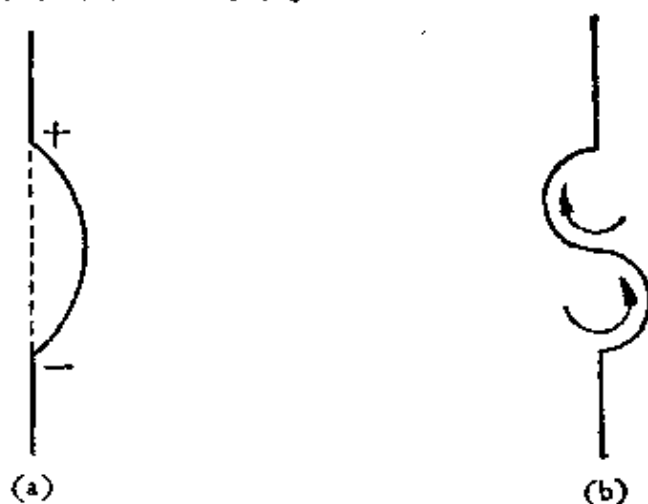
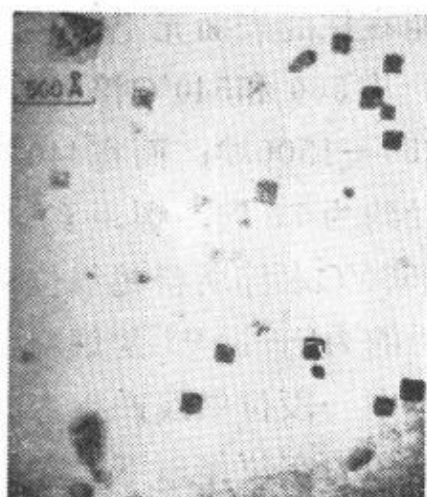


图2.67 蜷线位错的形成过程示意图。

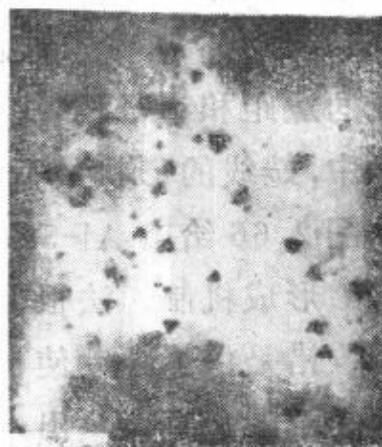
当淬火温度比较低时，所得单空位没有机会形成盘，也不能使螺型位错转化为蜷线位错。但它能被晶体中位错线吸收，使位错产生较多的割阶，从而提高其运动的阻力。

层错能低的金属（如金等），高温淬火后，空位不但集聚成盘，而且进一步转化成能量较低的层错四面体，并对金属有强化作用。它是由在 $\{111\}$ 平面上的层错所组成的四面体，其六个棱平行于 $\langle 110 \rangle$ 方向，由压杆位错所组成（如图2.68所示），详见附录Ⅱ.12。

如若淬火温度较低时，所得单空位虽与扩展位错有弹性相互作用，但只能沿位错线运动而不能被吸收以促使位错产生割阶，故



(a)



(b)

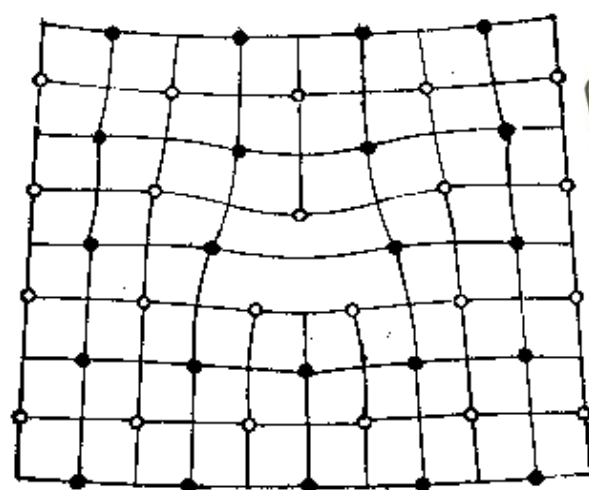
图2.68 纯金960°C淬火所得层错四面体在(a) {100}和(b) {110}面上的投影。(a)图左上角给出投影中的干涉条纹。

您：  
版权！

提高位错的运动阻力不大。若扩散到位错线上的空位不是单空位而是空位对，则情况又有所不同，因为空位对的运动是翻斤斗式的，如为位错吸收后，除非将它们分成两个单空位，这样就须消耗能量，否则它们也很难沿位错线运动，所以大量空位对的存在也能使扩展位错运动阻力增加。不过如若要得到大量空位对，已不是低温淬火所能办得到的了。

## § 2.11 位 错 心

位错心的问题我们一直回避，如在计算位错的应力场时，就将相当位错心处的物质挖去，再如严格说来，我们目前对位错的交割以及空位或间隙原子产生的原子模型也不是很清楚的。在附录Ⅰ.7中，讲体心立方结构中位错的扩展时也将涉及到这个问题，但那种讨论位错心的方法正如文中指出，从理论上讲有它原则性的缺点。这里，我们仅介绍很多作者对 b. c. c. 结构中  $a \langle 100 \rangle$  位错心原子模型的计算结果，他们都发现其宽度比一般的估计要窄（如图2.69所示<sup>[64-67]</sup>）。这完全出乎人们意料之外，但它对微裂纹的成核，位错的“隧道效应”，溶质原子对位错的钉扎特点以及



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图2.69 b.c.c. 结构中的  $\sigma \langle 100 \rangle$  位错心结构“●”和“○”  
代表两相邻(010)面。

第二相的沉淀等现象的解释确是有利的。

## § 2.12 镜 像 力

上述我们讨论位错的一些性质时,都认为介质是无穷大的,即不涉及界面对位错的影响问题。这里介绍的镜像力就是界面对其附近位错的作用力。如图2.70所示,界面  $S$  与平行它的位错  $A$  间的相互作用可视为在无穷大介质中位错  $A$  的像  $A'$  与  $A$  之间的相互作用。所谓像,即  $A'$  与  $A$  平行,但具有异号的柏氏矢量。Koehler<sup>[68]</sup> 曾证明,只要  $l \gg b$  时,界面  $S$  上各张量元都为零,至少在界面  $S$  上,  $\sigma_x = 0$ 。因此,我们可以沿  $S$  面切开而不改变介质中的应力状态,所以界面对位错的作用力可代

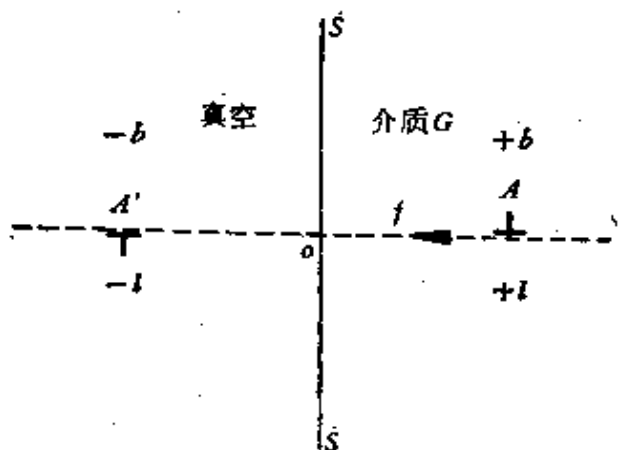


图2.70 镜像力。

之以  $AA'$  间的作用力, 即镜像力

$$f = -\frac{Gb^2}{4\pi Kl}, \quad (2.136)$$

其中  $G$ ,  $b$  和  $K$  的意义如前所述, 这样自由表面对其附近的位错总存在一吸引力, 故稳态时, 位错总是以垂直表面的取向而露头。

如上所述, 界面不是介质的自由表面, 而是介质  $G$  与介质  $G'$  的交界面。Head 曾证明: 当  $G' < G$  时, 位错  $A$  为其像  $A'$  所吸引, 即为其相界  $S$  吸引; 当  $G' > G$  时, 其间作用力就为排斥的, 并且它们都与  $l$  成反比。这一结论也很容易理解, 因为系统的应变能随着位错应变场进入较硬的介质而增加, 同进入较软的介质而减小之故。Barrett 曾证实, 经形变去载后带氧化膜的锌晶体, 若将其氧化膜腐蚀掉, 由于氧化膜的  $G$  比锌的大, 果然发现沿原来形变方向, 自动的又出现了一点形变。这说明氧化膜对预形变中的位错有阻止其向外运动的作用。

## 附录 I.1 弹性力学的基础知识

(1) 应变 均匀连续弹性介质中, 任一体元的形变状态可以设想分三步来完成: 第一步是体元作整体的刚性位移, 使其上每一点达到新的位置。第二步是形变, 使达到新位置后, 体元的形状和终态的完全相同。第三步是作适当的旋转, 使得方位也与终态完全一致。

今设  $u$ ,  $v$ ,  $w$  为形变后弹性体内任一点位移  $d$  沿直角坐标  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向的位移分量;  $e_x$ ,  $e_y$ ,  $e_z$  为平行  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向的线应变, 它们的正值表示沿着各坐标轴的伸长, 负值表示其缩短;  $e_{xy}$ ,  $e_{yz}$ ,  $e_{zx}$  为  $x-y$ ,  $y-z$ ,  $z-x$  平面内的角应变, 它们的正值表示与坐标轴正向间角度的减小, 负值表示这些角度的增加;  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$  为体元绕  $x$ ,  $y$ ,  $z$  轴的转动分量。

经过不多的运算, 略去高级微量 (即线弹性力学适用范围) 后便得到下列关系 (详见有关弹性力学教材即可):

线应变

$$e_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad e_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad e_z = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (I.1)$$

$$e_{xy} = e_{yx} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}, \quad e_{yz} = e_{zy} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$e_{zx} = e_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}.$$

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

转动分量

$$\omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \quad \omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (\text{I.3})$$

联立上述三组方程式可解出：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= e_x, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2}(e_{yx} - \omega_x), \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2}(e_{zx} + \omega_y), \\ \frac{\partial v}{\partial x} &= \frac{1}{2}(e_{xy} + \omega_x), \quad \frac{\partial v}{\partial y} = e_y, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{2}(e_{zy} - \omega_x), \\ \frac{\partial w}{\partial x} &= \frac{1}{2}(e_{xz} - \omega_y), \quad \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{1}{2}(e_{yz} + \omega_x), \quad \frac{\partial w}{\partial z} = e_z, \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

写成张量形式，即为

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e_x & \frac{1}{2}e_{yx} & \frac{1}{2}e_{zx} \\ \frac{1}{2}e_{xy} & e_y & \frac{1}{2}e_{zy} \\ \frac{1}{2}e_{xz} & \frac{1}{2}e_{yz} & e_z \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & -\frac{1}{2}\omega_x & \frac{1}{2}\omega_y \\ \frac{1}{2}\omega_x & 0 & -\frac{1}{2}\omega_z \\ -\frac{1}{2}\omega_y & \frac{1}{2}\omega_z & 0 \end{vmatrix}, \quad (\text{I.5})$$

显然，右边第一个为一纯应变的对称张量，第二个为代表刚性转动的反对称张量，因为体元的体应变

$$\theta = e_x + e_y + e_z = \text{div} \mathbf{d} \quad (\text{I.6})$$

是一个不变量，所以 (I.5) 式右边的纯应变张量可以分解如下：

$$\begin{vmatrix} e_x & \frac{1}{2}e_{yx} & \frac{1}{2}e_{zx} \\ \frac{1}{2}e_{xy} & e_y & \frac{1}{2}e_{zy} \\ \frac{1}{2}e_{xz} & \frac{1}{2}e_{yz} & e_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e_x - \frac{\theta}{3} & \frac{1}{2}e_{yx} & \frac{1}{2}e_{zx} \\ \frac{1}{2}e_{xy} & e_y - \frac{\theta}{3} & \frac{1}{2}e_{zy} \\ \frac{1}{2}e_{xz} & \frac{1}{2}e_{yz} & e_z - \frac{\theta}{3} \end{vmatrix} + \frac{\theta}{3} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$

或

$$\mathbf{T}_e = \mathbf{D}_e + \frac{\theta}{3} \mathbf{I}, \quad (\text{I.7})$$

式中  $T_e$  代表应变张量,  $D_e$  代表不包括体应变的应变偏张量,  $I$  为单位张量。

在应变问题中, 我们要考虑到形变的连续性。设想把连续弹性介质分成很多微小的平行六面体, 然后使每一个六面体各产生一  $e_{ij}$  的应变, 显然它们之间若没有一定的关系, 则形变后介质内部将出现无限小的裂缝, 因此,  $e_{ij}$  之间必须服从某种关系, 此即我们要找的连接性方程或称无歧性条件;

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 e_{xy}}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} &= \frac{\partial^2 e_{yx}}{\partial y \partial z}, \\ \frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e_z}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 e_{xz}}{\partial z \partial x}, \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial e_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial e_{xz}}{\partial y} - \frac{\partial e_{xy}}{\partial z} \right) &= 2 \frac{\partial^2 e_z}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial e_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial e_{xy}}{\partial z} - \frac{\partial e_{yz}}{\partial x} \right) &= 2 \frac{\partial^2 e_x}{\partial y \partial z}, \\ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial e_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial e_{yz}}{\partial x} - \frac{\partial e_{zx}}{\partial y} \right) &= 2 \frac{\partial^2 e_y}{\partial z \partial x}. \end{aligned} \quad (I.8)$$

最后, 我们谈一下什么叫做主应变的问题。所谓主应变即沿某一方向的线段在形变后, 只沿它原来的方向伸长或缩短时的应变称为主应变。设  $l, m, n$  为所考虑线段的方向余弦, 则主应变  $e$  应满足下述关系:

$$\begin{aligned} 2(e_x - e)l + e_{xy}m + e_{xz}n &= 0, \\ e_{yx}l + 2(e_y - e)m + e_{yz}n &= 0, \\ e_{zx}l + e_{zy}m + 2(e_z - e)n &= 0, \end{aligned} \quad (I.9)$$

因  $l^2 + m^2 + n^2 = 1$ , 故  $l, m, n$  不能同时为零, 主应变  $e$  便可由下述行列式求得:

$$\begin{vmatrix} 2(e_x - e) & e_{xy} & e_{xz} \\ e_{yx} & 2(e_y - e) & e_{yz} \\ e_{zx} & e_{zy} & 2(e_z - e) \end{vmatrix} = 0 \quad (I.10)$$

(2) 应力 决定连续弹性介质中任一点的应力状态可先选取以该点为中心的立方体元, 它的三个棱平行直角坐标的三个轴, 其中外法线方向为  $n$  的任一面  $\Delta S$  上所受的力为  $\Delta P$  时, 则该点便具有  $\sigma = \sigma(x, y, z, n)$  的应力, 其值为

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta S} = \frac{dP}{dS}.$$

$\sigma$  与  $n$  的方向不一定一致, 沿  $n$  方向的分量称为正应力, 垂直于  $n$  方向的分量称为切应力。仿应变表示法, 采用双脚标, 如  $\sigma_{ij}$  即为作用在垂直  $i$  轴的平面上, 并沿  $j$  轴方向的应力。现在令  $X_n, Y_n, Z_n$  为图 I.1 中作用在法线方向, 其方向余弦为  $l, m, n$  的面积元  $ABC$  上总应力沿三个坐标轴的分量。由静力平衡条件不难得到下列关系式,

$$\begin{aligned} X_n &= \sigma_x l + \sigma_{xy} m + \sigma_{xz} n, \\ Y_n &= \sigma_{xy} l + \sigma_y m + \sigma_{yz} n, \\ Z_n &= \sigma_{xz} l + \sigma_{yz} m + \sigma_z n. \end{aligned} \quad (I.11)$$

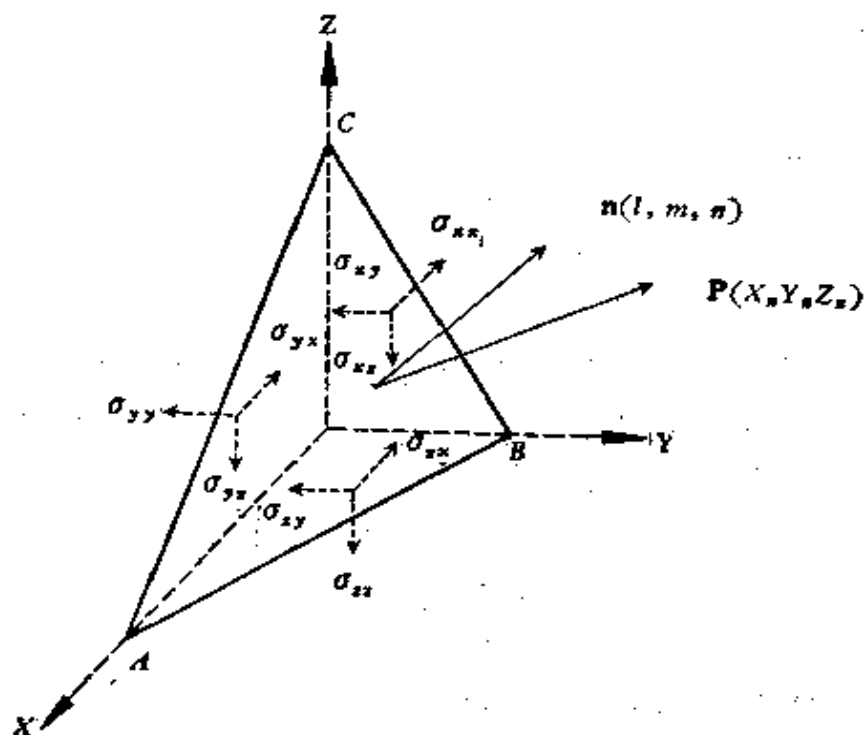


图 I.1

由此可见, 形变物体中任一点上任一方向的应力, 可以用该点的九个应力分量和应力作用面的法线方向余弦来表示。因此, 我们可以将应力仿应变一样写成下述张量形式, 即

$$\begin{aligned} T_\sigma &= \begin{vmatrix} \sigma_x & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_x - \frac{\Theta}{3} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y - \frac{\Theta}{3} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_z - \frac{\Theta}{3} \end{vmatrix} + \frac{\Theta}{3} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \\ &= D_\sigma + \frac{\Theta}{3} I, \end{aligned} \quad (I.12)$$

式中  $D_0$  为不包括正应力的应力偏张量,  $\Theta$  为一不变量, 并具有下述关系

$$\Theta = \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z. \quad (\text{I} . 13)$$

此外, 由力矩守恒可以证明  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ , 所以上述应力张量中只有独立的六个张量元。

如果物体中, 任一点的各应力张量元为已知时, 则作用在法线方向为  $n$  的平面上沿任意方向  $(i, j, k)$  的应力矢量  $\sigma$  可写成,

$$\sigma = Xni + Ynj + Zk = (\sigma_x l + \sigma_{xy} m + \sigma_{xz} n)i + (\sigma_{yx} l + \sigma_y m + \sigma_{yz} n)j + (\sigma_{zx} l + \sigma_{zy} m + \sigma_z n)k, \quad (\text{I} . 14)$$

这个关系式我们可以概括为张量  $T_0$  与矢量  $n$  的并矢积

$$\sigma = T_0 \cdot n. \quad (\text{I} . 15)$$

显然, 如  $(i, j, k)$  的方向即法线方向  $n$ , 则得法向应力

$$\sigma_n = \sigma_x l^2 + \sigma_y m^2 + \sigma_z n^2 + 2\sigma_{xy} lm + 2\sigma_{yz} mn + 2\sigma_{xz} ln, \quad (\text{I} . 16)$$

如果此法向应力即施加在物体表面的外力, 那么 (I . 11) 式完全可以作为边界条件。

最后, 我们谈一下什么叫做主应力和最大切应力。在图 I . 1 中, 如作用力  $P (X_n, Y_n, Z_n)$  的方向和作用平面法线方向一致时, 此力即为主应力  $\sigma$ , 因此, 由 (I . 11) 式可得

$$\begin{aligned} (\sigma_x - \sigma) l + \sigma_{yx} m + \sigma_{xz} n &= 0, \\ \sigma_{xy} l + (\sigma_y - \sigma) m + \sigma_{zy} n &= 0, \\ \sigma_{xz} l + \sigma_{yz} m + (\sigma_z - \sigma) n &= 0, \end{aligned} \quad (\text{I} . 17)$$

因  $l^2 + m^2 + n^2 = 1$ , 故  $l, m, n$  不能同时为零, 主应力  $\sigma$  便可由下述行列式求得

$$\begin{vmatrix} \sigma_x - \sigma & \sigma_{yx} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y - \sigma & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_z - \sigma \end{vmatrix} = 0. \quad (\text{I} . 18)$$

最大切应力可写成

$$\begin{aligned} \sigma_{xy} &= \pm \frac{\sigma_y - \sigma_x}{2}, \\ \sigma_{yz} &= \pm \frac{\sigma_z - \sigma_y}{2}, \\ \sigma_{zx} &= \pm \frac{\sigma_x - \sigma_z}{2}. \end{aligned} \quad (\text{I} . 19)$$

(3) 应力与应变的关系 我们知道:

(i) 在线弹性范围内, 应力与应变最简单的关系即所谓的虎克实验规律。

(ii) 所谓线性关系应满足给定一系列应变只对应一系列应力的一一对应关系, 反之亦然。

(iii) 若应力与应变满足任一函数  $\sigma_{ij} = f(e_{kl})$  的关系, 则按泰勒级数展开, 略去二级以上的微量, 使得

$$\sigma_{ij} = f_0 + \sum_{k,l} \left( \frac{\partial f}{\partial e_{kl}} \right) e_{kl}.$$

超星阅读器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识 (I.20)

因此, 如将  $f_0$  看作应力的参考值, 则上式可改写成一般的应力-应变的线性关系

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} e_{kl}, \quad (\text{I.21})$$

式中诸  $C_{ijkl}$  构成一四阶的张量, 称为介质的弹性模量张量。

如弹性体具有立方晶系的对称性以及设想存在一位函数  $W$  与应力、应变有

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial W}{\partial e_{ij}} \quad (\text{I.22})$$

的关系, 则 (I.21) 式中应力矢量可简化为

$$\begin{aligned} \sigma_x &= C_{11}e_x + C_{12}(e_y + e_z), \\ \sigma_y &= C_{11}e_y + C_{12}(e_x + e_z), \\ \sigma_z &= C_{11}e_z + C_{12}(e_x + e_y), \end{aligned} \quad (\text{I.23})$$

$$\sigma_{xy} = C_{44}e_{xy},$$

$$\sigma_{yz} = C_{44}e_{yz},$$

$$\sigma_{zx} = C_{44}e_{zx},$$

并有关系式

$$C_{11} = C_{12} + 2C_{44}. \quad (\text{I.24})$$

如将立方晶系具有的对称性看成各向同性的, 便可将  $C_{12}$  和  $C_{44}$  换以 Lamé 系数  $\lambda$  和  $\mu$ , 则 (I.23) 式便可改写成

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \lambda\theta + 2\mu e_x, \\ \sigma_y &= \lambda\theta + 2\mu e_y, \\ \sigma_z &= \lambda\theta + 2\mu e_z, \end{aligned} \quad (\text{I.25})$$

$$\sigma_{xy} = \mu e_{xy},$$

$$\sigma_{yz} = \mu e_{yz},$$

$$\sigma_{zx} = \mu e_{zx}.$$

上述 Lamé 系数与我们惯用的弹性常数  $E$  (杨氏模量),  $\nu$  (泊松比),  $G$  (切变模量) 及  $\kappa$  (体胀系数) 等之间有如下关系:

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} = G, \quad (\text{I.26})$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad (\text{I.27})$$

$$\kappa = \frac{\Theta}{3\theta} = \frac{3\lambda + 2\mu}{3}. \quad (\text{I.28})$$

(I.25) 式还可改写为

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{1}{E} [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)], \\ e_y &= \frac{1}{E} [\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)], \\ e_z &= \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)], \\ e_{xy} &= \frac{\sigma_{xy}}{G} = \frac{2(1+\nu)}{E} \sigma_{xy}, \\ e_{yz} &= \frac{\sigma_{yz}}{G} = \frac{2(1+\nu)}{E} \sigma_{yz}, \\ e_{zx} &= \frac{\sigma_{zx}}{G} = \frac{2(1+\nu)}{E} \sigma_{zx}. \end{aligned} \quad (\text{I.29})$$

单位体积内的能量  $W$  可由 (I.22) 式求得, 就各向同性介质而言有

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \left[ \lambda \theta^2 + 2\mu \sum_{i,j} e_{ij}^2 \right] \\ &= \frac{\lambda \theta^2}{2} + \mu (e_x^2 + e_y^2 + e_z^2) + \frac{\mu}{2} (e_{xy}^2 + e_{yz}^2 + e_{zx}^2). \end{aligned} \quad (\text{I.30})$$

(4) 平衡方程和运动方程 设在已形变了的物体中, 取出一小体积元  $abcd a' b' c' d'$ , 如图 I.2 所示. 令在  $abcd$  面上所受应力分量为  $\sigma_x, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}$ , 则第一次近似的在  $a' b' c' d'$  面上所受的应力应为  $\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx, \sigma_{xy} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} dx, \sigma_{xz} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} dx$ . 在其他面上有相应的表示式, 如图中所示. 以  $X, Y, Z$  表示作用在密度为  $\rho$  的单位质量物体上的质量力  $g$  沿三个坐标轴的分力. 平衡时沿三个坐标轴的合力应分别为零, 以  $X$  方向为例可写为

$$\begin{aligned} & \left( \sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx - \sigma_x \right) dy dz + \left( \sigma_{yx} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} dy - \sigma_{yx} \right) dx dz \\ & + \left( \sigma_{zx} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} dz - \sigma_{zx} \right) dx dy + \rho X dx dy dz = 0, \end{aligned}$$

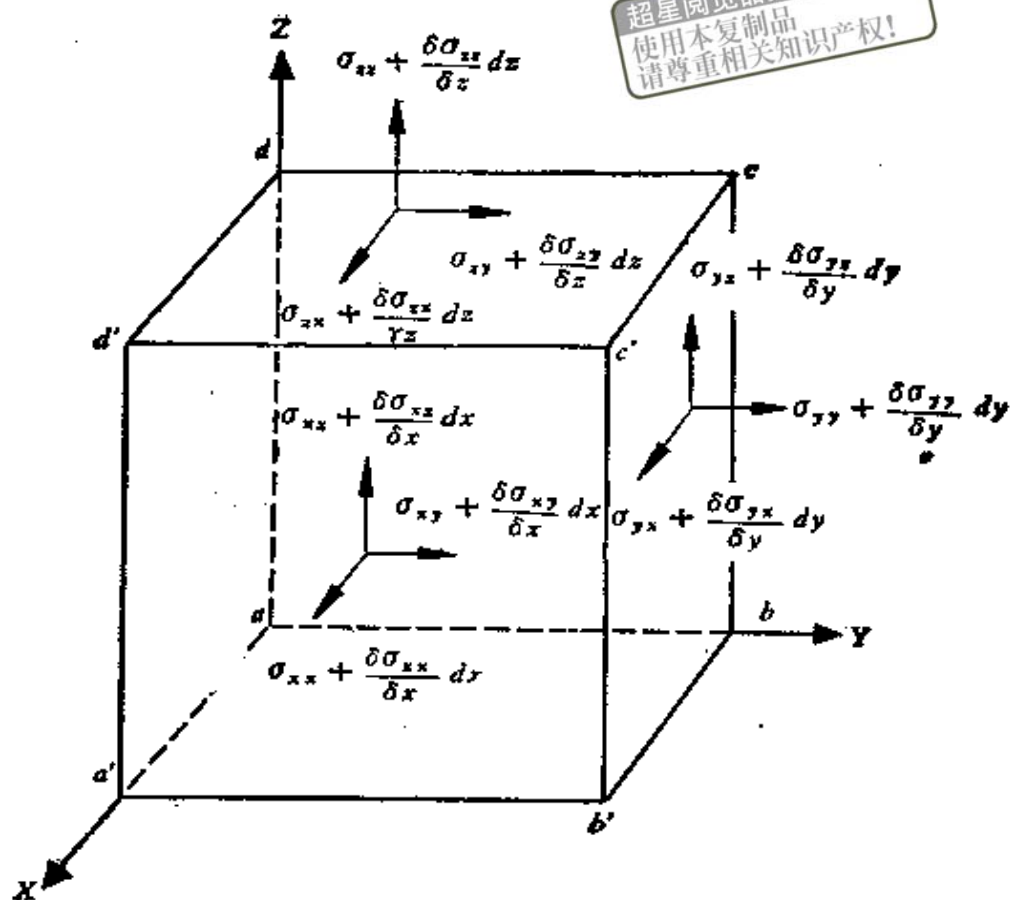


图 I.2

故

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + \rho X = 0.$$

同理

$$\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} + \rho Y = 0, \quad (\text{I.31})$$

$$\frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \rho Z = 0,$$

此即单位体积物质的平衡方程，若物质在运动，相应的可写出如下三个运动方程，

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + \rho X &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} + \rho Y &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \rho Z &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

(5) 弹性力学方程 对于弹性理论问题, 我们的基本未知量是应力、应变和位移等十五个未知量; 而独立的方程有几何方程 (I.1) 式和 (I.2) 式, 虎克方程 (I.25) 式或 (I.29) 式和平衡方程 (I.31) 式或运动方程 (I.32) 式一共也是十五个, 因此, 问题是可以解决的。具体求解此线弹性力学一般有两种方法, 一是以位移为基本未知量, 一是以应力为基本未知量。首先我们介绍第一种方法。

由几何方程和虎克方程, 不难得到

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \sigma_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \sigma_y &= \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \sigma_{yz} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \\ \sigma_z &= \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \sigma_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right).\end{aligned}$$

将上述六式代入平衡方程或运动方程, 即得

$$\begin{aligned}\mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \rho X &= 0 \quad \left( = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right), \\ \mu \nabla^2 v + (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \rho Y &= 0 \quad \left( = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \right), \\ \mu \nabla^2 w + (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \rho Z &= 0 \quad \left( = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \right),\end{aligned} \quad (\text{I.33})$$

或写成如下一个方程

$$\mu \nabla^2 \mathbf{d} + (\lambda + \mu) \text{grad div} \mathbf{d} + \rho \mathbf{g} = 0 \quad \left( = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{d}}{\partial t^2} \right), \quad (\text{I.34})$$

此即为我们要求的弹性力学方程或称 Lamé 方程, 因为在一定边界条件下位移  $\mathbf{d}(u, v, w)$  可由上式求得, 然后将所得结果代入几何方程便可求得诸应变分量, 再由虎克方程最后求出诸应力分量, 原则上十五个未知量都可以求得。不过这只在比较简单的情况下才是行之有效的, 一般求解 (I.34) 式十分复杂以至不可能, 故具体问题尚需作具体处理。

以应力为基本未知量的第二种方法可直接从连续方程出发, 利用虎克关系将基本未知量换成应力, 然后同平衡方程合并遂得 (质量力为零时):

$$\begin{aligned}\nabla^2 \sigma_x + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} &= 0, \quad \nabla^2 \sigma_{yz} + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y \partial z}, \\ \nabla^2 \sigma_y + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} &= 0, \quad \nabla^2 \sigma_{zx} + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z \partial x}, \\ \nabla^2 \sigma_z + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} &= 0, \quad \nabla^2 \sigma_{xy} + \frac{1}{1+\nu} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x \partial y}.\end{aligned} \quad (\text{I.35})$$

此即 Beltrami-Michell 方程。

(6) 平面问题 平面问题可分两类，一为平面应变问题，一为平面应力问题。

(i) 平面应变问题 平面应变的定义即

$$u = u(x, y), \quad v = v(x, y), \quad w = 0, \quad (\text{I.36})$$

故几何方程只剩下不等于零的下述三式：

$$e_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad e_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad e_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x},$$

并且

$$\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y). \quad (\text{I.37})$$

将它们代入 (I.29) 式可得虎克方程

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{1}{E'} (\sigma_x - \nu' \sigma_y), \\ e_y &= \frac{1}{E'} (\sigma_y - \nu' \sigma_x), \\ e_{xy} &= \frac{2(1 + \nu')}{E'} \sigma_{xy}, \end{aligned} \quad (\text{I.38})$$

其中

$$E' = \frac{E}{1 - \nu^2}, \quad \nu' = \frac{\nu}{1 - \nu}. \quad (\text{I.39})$$

此时，平衡方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \rho X &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \rho Y &= 0. \end{aligned} \quad (\text{I.40})$$

连续性方程同边界条件分别可简化为

$$\frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 e_{xy}}{\partial x \partial y} \quad (\text{I.41})$$

和

$$\begin{aligned} X_n &= \sigma_x l + \sigma_{yx} m, \\ Y_n &= \sigma_{xy} l + \sigma_y m. \end{aligned} \quad (\text{I.42})$$

(ii) 平面应力问题 平面应力的定义即

$$\sigma_z = \sigma_{yz} = \sigma_{xz} = 0,$$

故此时的虎克方程变为

$$e_x = \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu\sigma_y),$$

$$e_y = \frac{1}{E}(\sigma_y - \nu\sigma_x),$$

$$e_z = \frac{\nu}{E}(\sigma_x + \sigma_y),$$

$$e_{xy} = \frac{2(1+\nu)}{E}\sigma_{xy},$$

(I.43)

其他方程和平面应变的完全一样。

(iii) 应力函数 不论是平面应变问题或平面应力问题的求解都可以通过寻找适当的应力函数来达到目的。为此，我们先作如下推导：先将(I.33)式中各式分别对  $x$ ， $y$ ， $z$  作偏微分，然后相加便可得

$$(\lambda + 2\mu)\nabla^2\theta + \frac{\partial X\rho}{\partial x} + \frac{\partial Y\rho}{\partial y} + \frac{\partial Z\rho}{\partial z} = 0,$$

若质量力为常数时便有

$$\nabla^2\theta = 0. \quad (\text{I.44})$$

再将(I.25)式中前三式相加得

$$\Theta = (3\lambda + 2\mu)\theta, \quad (\text{I.45})$$

因此就有

$$\nabla^2\Theta = 0^*. \quad (\text{I.46})$$

在平面应变问题中， $\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y)$ ，或在平面应力问题中  $\sigma_z = 0$ ，上式变为

$$\nabla^2(\sigma_x + \sigma_y) = 0, \quad (\text{I.47})$$

此即 Lévy 条件。

今设质量力是由保守力场引起的，则

$$X = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad Y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad (\text{I.48})$$

其中  $V$  为势函数，故平面问题中的平衡方程(I.34)式应为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\sigma_x - \rho V) + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(\sigma_y - \rho V) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{I.49})$$

\* 不难证明，在静力平衡问题中，当质量力为常数时，所有十五个未知量都是双调和函数。

再引进一函数  $\psi(x, y)$  使有下述关系:

$$\sigma_x - \rho V = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (\text{I.50})$$

这样, (I.49) 式中第一式仍为零。同理, 对第二式引进一函数  $\chi$  使有下述关系:

$$\sigma_{xy} = \frac{\partial \chi}{\partial y}, \quad \sigma_{xy} - \rho V = -\frac{\partial \chi}{\partial x}. \quad (\text{I.51})$$

因 (I.50) 式和 (I.51) 式中的  $\sigma_{xy}$  应相同, 故  $\psi$  和  $\chi$  间有下述关系:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \chi}{\partial y} = 0, \quad (\text{I.52})$$

这个方程式的解可写成

$$\chi = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad \psi = -\frac{\partial \phi}{\partial y}. \quad (\text{I.53})$$

将上式代入 (I.50) 式和 (I.51), 式便有

$$\sigma_x = \rho V + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}, \quad \sigma_y = \rho V + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}. \quad (\text{I.54})$$

最后, 将上式代入 (I.47) 式, 并考虑势函数的性质,  $\nabla^2 V = 0$ , 便有

$$\nabla^2 \nabla^2 \phi = \nabla^4 \phi = \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = 0. \quad (\text{I.55})$$

适合上式的函数就叫双谐和函数, 因此平面问题便归结为求解此双谐和函数并满足边界条件

$$X_n = \left( \rho V + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) l - \frac{\sigma^2 \phi}{\partial x^2 y} m, \quad (\text{I.56})$$

$$Y_n = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2 y} l + \left( \rho V + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) m.$$

## 附录 I.2 位错的应力场

(1) 位错的连续介质模型 用连续介质模型对位错的应力场进行具体计算时, 首先应选定模拟形式。譬如, 我们将其轴平行直角坐标  $z$  轴的圆筒沿  $xz$  面切开一半, 然后再沿此剖面将其两侧在  $x$  方向上相对位移  $b$ , 这就是如图 I.3 所示的刃型位错的连续介质模型。同样, 若此位移在  $z$  方向上进行 (如图 I.4 所示), 即为螺型位错的连续介质模型。

此圆筒是各向同性、均匀、连续的弹性介质, 形变后, 其中的弹性应力场应满足下列三个条件:

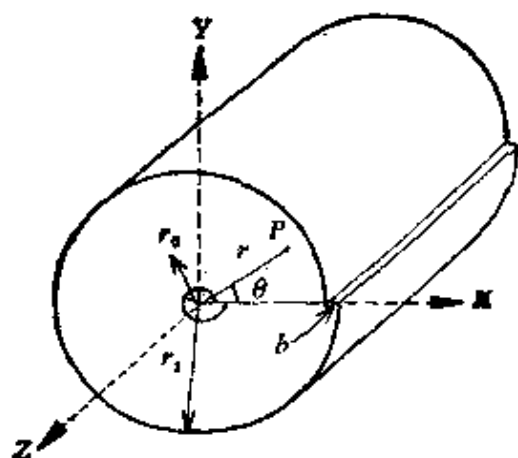


图 I.3

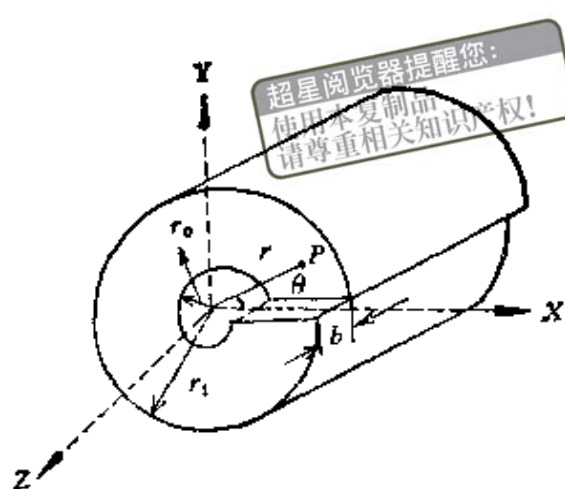


图 I.4

第一。位错条件 如  $MM'$  分别为未位移前剖面两侧相对的两点，位移后介质中的位移场  $d(x, y, z)$  便有一跃变  $b$ ，或对模拟的位错而言就是任意围绕位错一周，其柏氏回路  $C$  应满足下述关系：

$$d(M') - d(M) = \int_C \frac{\partial d}{\partial S} dS = b. \quad (\text{I.57})$$

第二。平衡条件 根据附录 I.1，弹性体内各点达到平衡状态时应满足弹性力学方程，(I.34) 式，如不计其质量力，便有等式

$$\mu \nabla^2 d + (\lambda + \mu) \text{grad div} d = 0. \quad (\text{I.58})$$

对于平面问题可简化为所求应力函数  $\phi$  应满足双调和方程 (I.55) 式

$$\nabla^4 \phi = 0.$$

第三。边界条件 如果没有外界约束力时，沿内外表面的应力分量应为零。

(2) 直刃型位错的应力场 用直角坐标，当位错线沿  $z$  轴时，位移的  $z$  分量  $w = 0$ ，其他两分量都不随  $z$  而变，即  $u = u(x, y)$ ， $v = v(x, y)$ ，因此是一个平面应变问题。所以求诸应力分量的工作遂变成寻求一合式的应力函数  $\phi$ 。在不计质量力的情况下，表示应力函数与应力分量的关系 (I.54) 式变为

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}, \quad \sigma_y = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}. \quad (\text{I.59})$$

在圆柱坐标中，双调和方程为

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2 \phi = 0. \quad (\text{I.60})$$

应力函数与应力分量有如下关系

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2},$$

$$\sigma_\theta = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2},$$

$$\sigma_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right).$$

超星浏览器提醒(1.61)  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

若选取应力函数既能满足双谐和方程 (I.55) 或 (I.60) 式, 又能满足位错条件 (I.57) 式, 便有

$$\phi = -Dy \ln(x^2 + y^2)^{1/2} = -Dr \ln r \sin \theta, \quad (\text{I.62})$$

其中

$$D = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)}. \quad (\text{I.63})$$

将它代入 (I.59) 和 (I.61) 两式, 我们分别得到

$$\sigma_x = -D \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^{3/2}},$$

$$\sigma_y = D \frac{y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^{3/2}},$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = D \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^{3/2}},$$

和

$$\sigma_r = \sigma_\theta = -D \frac{\sin \theta}{r}$$

$$\sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r} = D \frac{\cos \theta}{r},$$

此即 (2.16) 式到 (2.20) 式。

由于我们讨论的是一平面应变问题, 故不等于零的应力分量还有

$$\sigma_z = \gamma(\sigma_x + \sigma_y)$$

和

$$\sigma_z = \gamma(\sigma_r + \sigma_\theta).$$

以上讨论的解尚不能满足边界条件, 如考虑到沿圆筒内外表面上的应力为零的话, 应选取应力函数就有如下形式

$$\phi = \sin \theta (-Dr \ln r + Br^{-1} + Cr^3), \quad (\text{I.64})$$

式中第二项为对内表面的修正项, 第三项为对外表面的修正项。代入双谐和方程 (I.60) 式, 便得诸应力分量

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{\sin \theta}{r} \left( -D - \frac{2B}{r^2} + 2Cr^2 \right), \\ \sigma_\theta &= \frac{\sin \theta}{r} \left( -D + \frac{2B}{r^2} + 6Cr^2 \right), \\ \sigma_{r\theta} &= -\frac{\cos \theta}{r} \left( -D - \frac{2B}{r^2} + 2Cr^2 \right)\end{aligned}\quad (\text{I.65})$$

根据圆筒内外表面上应力为零的条件,  $r = r_0$ ,  $r = r_1$  时,  $\sigma_r = \sigma_{r0} = 0$ , 可求得

$$\begin{aligned}B &= -\frac{r_0^2 r_1^2}{2(r_0^2 + r_1^2)} D, \\ C &= \frac{D}{2(r_0^2 + r_1^2)},\end{aligned}\quad (\text{I.66})$$

一般此修正项对远距离的结果影响不大, 当十分接近位错中心时, 连续介质模型已不适用, 也就谈不上修正的问题了。

(3) 直螺型位错的应力场 如图 I.4 所示, 由于螺型位错的形变是纯剪切的,  $u = v = 0$ , 所以平衡条件 (I.58) 式可简化为

$$\nabla^2 w = 0, \quad (\text{I.67})$$

显然, 满足此方程及位错条件 (I.57) 式的解可写作

$$w = \frac{b}{2\pi} \theta = -\frac{b}{2\pi} \operatorname{tg}^{-1} \frac{y}{x}. \quad (\text{I.68})$$

由 (I.2) 式同 (I.29) 式中的后两式, 可得出

$$\sigma_{zx} = G \frac{\partial w}{\partial x}, \quad \sigma_{yz} = G \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (\text{I.69})$$

将 (I.68) 式代入上二式, 便得

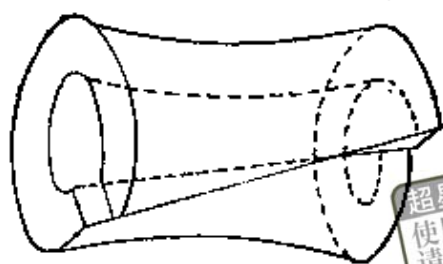
$$\begin{aligned}\sigma_{zx} &= -D \frac{y}{x^2 + y^2} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2}, \\ \sigma_{yz} &= D \frac{x}{x^2 + y^2} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2}.\end{aligned}$$

用圆柱坐标时, 不等于零的应力分量仅

$$\sigma_{\theta z} = \sigma_{z\theta} = \frac{D}{r} = \frac{Gb}{2\pi r}.$$

此三式即 (2.22) 到 (2.24) 三式。

关于边界条件问题, 因为  $\sigma_r$ ,  $\sigma_{r\theta}$  都等于零, 显然是满足圆筒内外表面上的应力应等于零的要求。但是在圆筒两端面上, 由于  $\sigma_{\theta z}$  的存在, 因此有一力偶矩, 使圆筒产生附加的形变, 即沿圆筒轴线有一扭转, 如图 I.5 所示。根据计算结果, 单位轴长的扭转角



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图 1.5

$$\alpha = \frac{b}{\pi r_1^2} \quad (1.70)$$

因此若晶体较大时，这种扭转现象不易观察出来。只有在晶须内含有轴向螺型位错时，此  $\alpha$  值可达40度/厘米（当  $r_1 = 10^{-4}$  厘米， $b = 2.5 \times 10^{-8}$  厘米）。Webb 在  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ，NaCl，Pd 等晶须中的确观察到这种扭转，并且根据  $\alpha$  值算得的  $b$  值正好是点阵常数的整倍数。

(4) 位错的能量 仍利用图 1.3，先计算刃型位错的能量，考虑单位长位错线形成时所作的功。现将剖面分成许多单位长的面元  $dr$ ，故当位错为  $ab$  时沿面元所加切力为  $\sigma'_{\theta r} dr$ ，其中  $0 \leq \alpha \leq 1$ 。 $\sigma'_{\theta r}$  等于强度为  $ab$  的位错在面元上产生的应力分量。根据 (2.20) 式 ( $\cos \theta = 1$ )

$$\sigma'_{\theta r} = \frac{Gab}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{r} \quad (1.71)$$

在此切力作用下，位移  $d(ab)$  所作的功为

$$dW_E = \int_{r_0}^{r_1} \sigma'_{\theta r} d(ab) dr \quad (1.72)$$

当位移从 0 到  $b$  的全部过程中所作总功

$$\begin{aligned} W_E &= \int_{r_0}^{r_1} \int_0^1 \frac{Gb^2 \alpha d\alpha dr}{2\pi(1-\nu)r} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{dr}{r} \\ &= \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{r_0}, \end{aligned}$$

此即 (2.25) 式。类似的可以求出单位长螺型位错的能量

$$W_S = \int_{r_0}^{r_1} \int_0^1 \sigma'_{\theta z} b d\alpha dr = \frac{Gb^2}{4\pi} \cdot \ln \frac{r_1}{r_0}.$$

此即 (2.26) 式。

### 附录 1.3 位错在外应力场中所受的力

设外应力场用应力张量  $T_0$  来描述，位错线元  $d\mathbf{l}$  在此应力场作用下向

任一方向作  $d\mathbf{s}$  的位移时, 作用在此位错线元上的力  $d\mathbf{F}$  所作的功为

$$W = d\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}_s \quad (I.73)$$

令  $\mathbf{n}$  为位错所掠过面元  $d\mathbf{l} \times d\mathbf{s}$  的法线矢量, 则通过面元作用的应力矢量  $\boldsymbol{\sigma}$  按 (I.15) 式可表为应力张量  $\mathbf{T}_\sigma$  与矢量  $\mathbf{n}$  的并矢积

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{T}_\sigma \cdot \mathbf{n}_s$$

由于掠过单位面积所作的功可写作

$$\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{b} \cdot (\mathbf{T}_\sigma \cdot \mathbf{n}) = (\mathbf{b} \cdot \mathbf{T}_\sigma) \cdot \mathbf{n}, \quad (I.74)$$

因此掠过  $dS$  面积所作的功就等于

$$W = (\mathbf{b} \cdot \mathbf{T}_\sigma) \cdot (d\mathbf{l} \times d\mathbf{s}) = [(\mathbf{b} \cdot \mathbf{T}_\sigma) \times d\mathbf{l}] \cdot d\mathbf{s}_s \quad (I.75)$$

比较 (I.73) 和 (I.75) 两式, 即可求出位错线元所受作用力的一般公式

$$d\mathbf{F} = (\mathbf{b} \cdot \mathbf{T}_\sigma) \times d\mathbf{l}_s \quad (I.76)$$

用分量的形式来表示:

$$d\mathbf{F} = [(\sigma_x b_x + \sigma_{yx} b_y + \sigma_{zx} b_z)\mathbf{i} + (\sigma_{xy} b_x + \sigma_y b_y + \sigma_{zy} b_z)\mathbf{j} + (\sigma_{xz} b_x + \sigma_{yz} b_y + \sigma_z b_z)\mathbf{k}] \times d\mathbf{l}_s \quad (I.77)$$

上述位错在应力场中所受作用力的一般公式, 形式上和磁场中电流元受力的安培公式有相似之处。这里我们应特别注意的是, 位错所受的作用力恒与位错线垂直。作为一个特例, 当求沿滑移面作用力的分量  $dF_s$  时, 若  $d\mathbf{s}$  在此平面并垂直位错线, 则根据 (I.73) 同 (I.75) 两式

$$W = dF_s dS = (\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma}) dl dS,$$

或

$$\frac{dF_s}{dl} = f = \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma},$$

此即 (2.34) 式。

(I.76) 式中,  $\mathbf{T}_\sigma$  若为另一位错所产生的应力场, 则我们就可直接用该式求出两位错间的相互作用力。为此, 进一步展开 (I.76) 式

$$\begin{aligned} d\mathbf{F} = & [(\sigma_{xy} b_x + \sigma_y b_y + \sigma_{zy} b_z) dl_x - (\sigma_{xz} b_x + \sigma_{yz} b_y + \sigma_z b_z) dl_y] \mathbf{i} \\ & + [(\sigma_{xz} b_x + \sigma_{yz} b_y + \sigma_z b_z) dl_x - (\sigma_x b_x + \sigma_{yx} b_y + \sigma_{zx} b_z) dl_z] \mathbf{j} \\ & + [(\sigma_x b_x + \sigma_{yx} b_y + \sigma_{zx} b_z) dl_y - (\sigma_{xy} b_x + \sigma_y b_y + \sigma_{zy} b_z) dl_z] \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (I.78)$$

计算时直接将位错的应力场, 受力位错的线元与柏氏矢量的各分量代入上式。以平行的刃型位错为例, 受力位错的线元沿  $z$  轴, 因此,  $dl_x = dl_y = 0$ , 柏氏矢量  $b_y = b_z = 0$ ,  $b_x = \pm b'$ , 代入 (I.78) 式中得到

$$d\mathbf{F} = \pm \sigma_{xy} b' dl_z \mathbf{i} \mp \sigma_x b' dl_z \mathbf{j}, \quad (I.79)$$

若以刃型位错应力场的公式代入, 即得

$$f_x = \pm \sigma_{xy} b' = \pm \frac{G b b'}{2 \pi (1 - \nu)} \frac{x (x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$$

$$f_y = -(\pm \sigma_x) b' = \pm \frac{G b b'}{2 \pi (1 - \nu)} \frac{y (3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$$

此即 (2.37) 和 (2.38) 两式。

## 附录 I .4 位错的点阵模型<sup>[69,70]</sup>

为了简单起见, 考虑简单立方结构中的刃型位错。先设想一完整晶体沿滑移面剖开再作相对位移  $b/2$ , 如图 I .6(a) 所示。然后以图 I .6(a) 所示位置为起点, 令  $A$  面上各原子沿  $x$  轴位移  $-u(x)$ ,  $B$  面上同号原子作等量而反向的位移  $-u(x)$ 。最后达到如图 I .6(b) 所示平衡位置时  $A$ ,  $B$  面上同号原子的相对位移可以写作

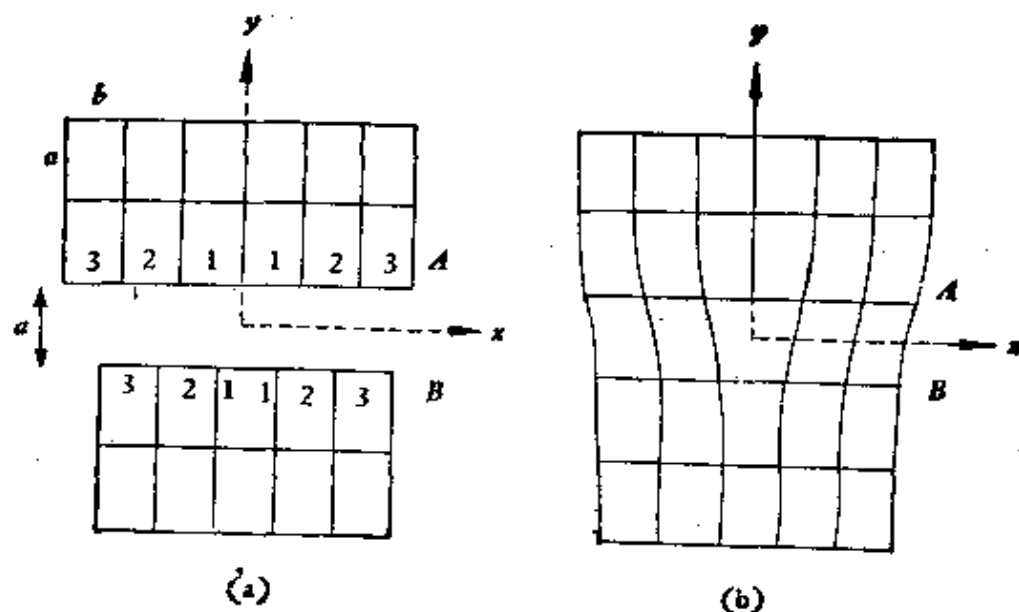


图 I .6

$$\phi(x) = 2u(x) + \frac{b}{2} (x > 0),$$

$$\phi(x) = 2u(x) - \frac{b}{2} (x < 0).$$
(I .80)

由于离位错很远的地方, 譬如晶体表面应该是完整的, 所以  $\phi$  的边界条件可写成

$$\begin{aligned} x = +\infty, \phi = 0 \quad u(x) &= -\frac{b}{4}, \\ x = -\infty, \phi = 0 \quad u(x) &= \frac{b}{4}, \end{aligned} \quad (\text{I.81})$$

图 I.7 即为  $u(x)$  与  $x$  的关系曲线, 下面我们将求得它的具体函数关系

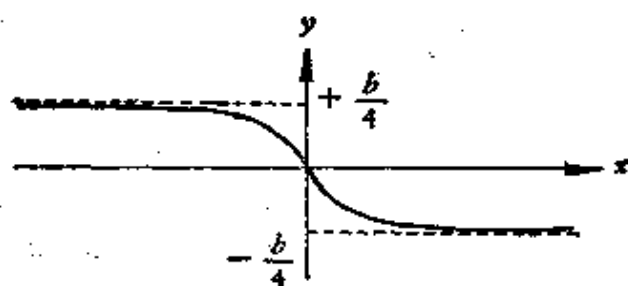


图 I.7

为简化计算, 再作如下假定: (i)  $A, B$  两面间相互作用的切应力  $\sigma_{xy}$  是以  $b$  为周期, 相对位移  $\phi$  的正弦函数。 (ii)  $A$  面以上及  $B$  面以下的晶体仍按各向同性均匀连续的弹性介质处理, 即相当于在半无限大弹性介质的  $B$  面上有外加力  $\sigma_{xy}$ , 另一半的  $A$  面上有外加力  $-\sigma_{xy}$ 。 (iii) 应力, 应变满足虎克定律。 (iv) 不计纵向位移。

第一步找出  $\sigma_{xy}$  与  $u(x)$  之间的关系: 由假定 (i) 可知

$$\sigma_{xy} = -C \sin\left(\frac{2\pi\phi}{b}\right). \quad (\text{I.82})$$

由于  $\phi$  很小, 故根据假定 (iii) 有关系

$$\sigma_{xy} = \frac{-2\pi\phi C}{b} = \frac{G\phi}{a}, \quad (\text{I.83})$$

因此

$$\sigma_{xy} = \frac{-Gb}{2\pi a} \sin\left(\frac{2\pi\phi}{b}\right) = \frac{Gb}{2\pi a} \sin\left(\frac{4\pi u}{b}\right). \quad (\text{I.84})$$

第二步另找出一  $\sigma_{xy}$  与  $u(x)$  间的关系: 按 Eshelby 的方法, 把强度为  $b$  的单位位错, 看成沿滑移面连续分布强度为无穷小的无穷多个弹性位错。若将在  $dx$  一段滑移面内其强度写作  $b'(x)dx$ , 则

$$\int_{-\infty}^{\infty} b'(x)dx = b. \quad (\text{I.85})$$

由 (2.18) 式可求出由于位于  $x'$  同  $x' + dx'$  间隔内强度为  $b' dx'$  的位错在滑移

面一点  $x$  上的切应力为  $\frac{Gb' dx'}{2\pi(1-\nu)(x-x')}$ , 那么, 整个位错的贡献即为对这些无穷小弹性位错的积分

$$\sigma_{xy} = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{b' dx'}{x-x'} \quad (\text{I.86})$$

由 (I.80) 式可得

$$d\phi = 2du, \quad (\text{I.87})$$

而  $d\phi$  即相当于位于  $x'$  处的上述弹性位错的柏氏矢量  $b' dx'$ , 故将 (I.87) 式代入 (I.86) 式, 即得

$$\sigma_{xy} = \frac{G}{\pi(1-\nu)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{x-x'} dx' \quad (\text{I.88})$$

比较 (I.84) 同 (I.88) 两式, 即得出一个  $u(x)$  所满足的积分方程,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{du}{x-x'} dx' = \frac{(1-\nu)b}{2a} \sin\left(\frac{4\pi u}{b}\right). \quad (\text{I.89})$$

此方程满足边界条件 (I.81) 的解为

$$u(x) = -\frac{b}{2\pi} \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{x}{\xi}\right) \quad (\text{I.90})$$

其中

$$\xi = \frac{a}{2(1-\nu)} \quad (\text{I.91})$$

称为位错的半宽度。当  $x = \pm \xi$  时,  $u(x) = \mp \frac{b}{8}$  为无穷远处  $u$  值的一半, 故以  $\xi$  来确定原子严重错排区域的范围。按 (I.90) 式作图即为图 I.7.

仿附录 I.2, 第 4 小节位错能量的计算方法来计算点阵模型中位错的弹性能可得

$$W = \int_0^{r_1} \int_0^1 \sigma_{xy} b da dx = \frac{1}{2} \int_0^{r_1} \sigma_{xy} b dx.$$

将 (I.84) 和 (I.90) 两式代入上式, 便有

$$W = \frac{Gb^2}{4\pi a} \int_0^{r_1} \sin\left[2 \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right] dx = \frac{Gb^2}{8\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1^2 + \xi^2}{\xi^2},$$

当  $r_1 \gg \xi$  时

$$W \simeq \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{\xi},$$

此即 (2.51) 式。

现在我们来考察要使位错在周期结构中运动时最小需要多大的力，这就是一般所谓的派-纳力。首先，从位错原子模型的对称性可知无应力时晶体中位错是不受任何来自晶格的作用力。但一旦位错因滑移而稍许偏离上述对称位置后，它就会受到一回复力的作用，阻止这种偏离的倾向。这回复力，显然应与滑移面两边原子的错排有关。下面我们就研究此错排与回复力间的关系。

为此，我们先求滑移面两边任一对沿位错线单位长原子列间的错排能，若只考虑一边原子所分摊之值，则此时错排能为：

$$w_{AB} = -\frac{1}{2} \int_0^\phi b \sigma_{xy} d\phi. \quad (\text{I.92})$$

将 (I.80) 和 (I.84) 两式代入上式，即得

$$\begin{aligned} w_{AB} &= -\frac{Gb^3}{8\pi^2 a} \int_0^u \frac{1}{b} \sin\left(\frac{4\pi u}{b}\right) d\left(\frac{4\pi u}{b}\right) \\ &= -\frac{Gb^3}{8\pi^2 a} \left[ \cos\left(\frac{4\pi u}{b}\right) + 1 \right]. \end{aligned} \quad (\text{I.93})$$

为了便于求滑移面上每一对原子列错排能的和，设滑移后的位错中心距最近对称位置的距离为  $\alpha b$ ，则滑移面两边所有原子列此时的位置可写作

$$x = \left( \alpha + \frac{n}{2} \right) b, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2. \quad (\text{I.94})$$

再将 (I.90) 式代入 (I.93) 式，通过关系 (I.94) 式对  $n$  求和，便得总错排能

$$W_{AB} = \sum_n w_{AB} = -\frac{Gb^3}{8\pi^2 a} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \cos 2 \left[ \operatorname{tg}^{-1} \left( \alpha + \frac{n}{2} \right) \frac{b}{\xi} \right] + 1 \right\}. \quad (\text{I.95})$$

用富氏展开求得此和为

$$W_{AB} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[ 2 e^{-\frac{4\pi\xi}{b}} \cos 4\pi\alpha + 1 \right]. \quad (\text{I.96})$$

因  $dx = b d\alpha$ ，故来自晶格的作用力可由上式对  $\alpha$  微分求得

$$f = -\frac{1}{b} \frac{\partial W_{AB}}{\partial \alpha} = \frac{2Gb}{1-\nu} e^{-\frac{4\pi\xi}{b}} \sin 4\pi\alpha. \quad (\text{I.97})$$

而派-纳力即绝对零度时克服最大晶格阻力所需的临界切应力，故当  $\sin 4\pi\alpha = 1$  时，得

$$\tau_{p-N}^0 = \frac{2G}{1-\nu} e^{\frac{-4\pi\zeta}{b}} = \frac{2G}{1-\nu} e^{\frac{-2\pi a}{b(1-\nu)}},$$

此即 (2.52) 式。

关于滑移激活能  $\Delta W$ ，由 (I.96) 式看得很清楚，它应等于余弦项振幅的二倍，即

$$\Delta W = \frac{Gb^2}{\pi(1-\nu)} e^{\frac{-4\pi\zeta}{b}},$$

此即 (2.53) 式。

## 附录 I.5 六方结构和体心立方结构中的层错与部分位错<sup>[16,71,72]</sup>

(1) 六方结构中的层错与部分位错 如仍沿用面心立方结构中所用的符号，则六方结构 (00, 1) 面上的堆垛层次可写作……ABABAB……，它们在 (11, 0) 面上投影的特点如图 I.8 所示，给出每两个原子曲折一次的折线。现在我们来看六方结构中，层错有几种基本类型以及相关的部分位错的组态如何，它们在 (11, 0) 面上的投影有何特点。

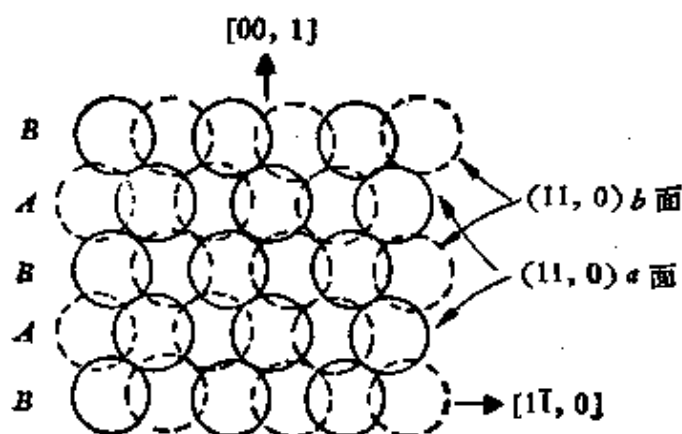


图 I.8

由于层错不可能由相同的面构成近邻面，如 AA, BB，因此它必须包含面心立方结构的堆垛层次，如 ABC, CBA，现以  $\nabla$  表示 AB, BC, CA 的次序，以  $\Delta$  表示 BA, CB, AC 的次序，则六方结构中层错的基本类型只有如下三种：

一、.....  $AB \ AB \ CBCBC$ .....,

.....  $\nabla\Delta \ \nabla\nabla\Delta\nabla\Delta\nabla$ .....,

二、.....  $AB \ AB \ C \ ACAC$ .....,

.....  $\nabla\Delta \ \nabla\nabla \ \nabla \ \Delta\nabla\Delta$ .....,

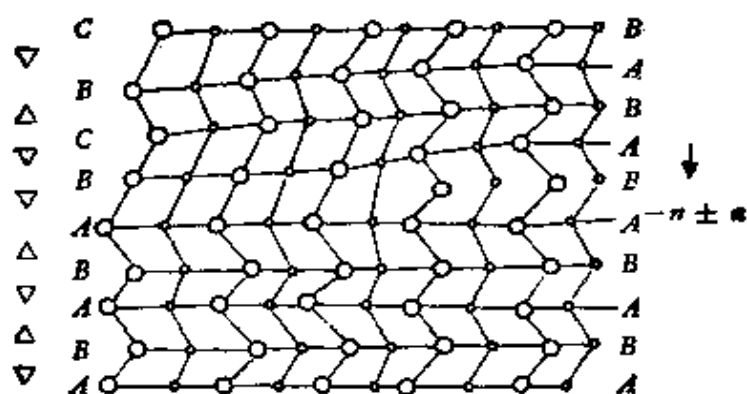
三 .....  $ABAB \ C \ A \ BAB$ .....,

.....  $\nabla\Delta\nabla\nabla \ \nabla \ \nabla \ \Delta\nabla$ .....,

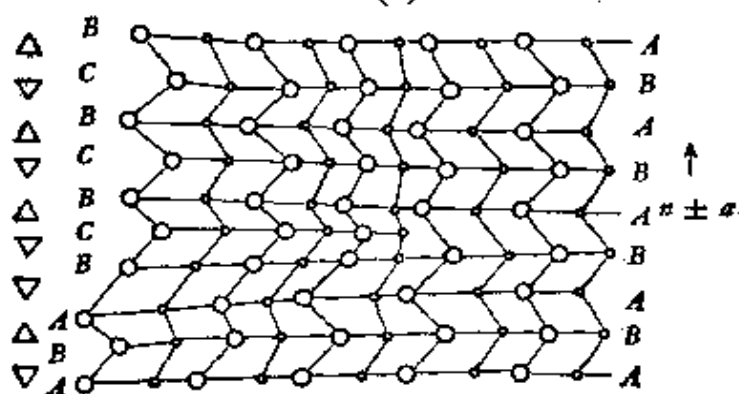
第一种层错可以用两种同样简单的方法形成：即抽去一层  $A$  或  $B$  原子后，在它以上各层原子作  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow A$  或  $A \rightarrow C \rightarrow B \rightarrow A$  的平移，同插入一层  $C$  原子后，在它以上各层原子作同样的平移。由于形成的方法不一样，故层错的  $f$  矢量就不一样，前者为  $-n \pm a$ ,  $-n \pm b$ ,  $-n \pm c$ ，后者为  $n \pm a$ ,  $n \pm b$ ,  $n \pm c$ 。

第二种层错可以通过简单滑移形成：即将晶体在  $A$  层或  $B$  层处剖开，使上半部相对下半部作一整体平移至  $C$  位置，其  $f$  矢量为  $a$ ,  $b$ ,  $c$ 。

第三种层错可以通过在  $A$ ,  $B$  层之间插入一层  $C$  原子形成，故其  $f$  矢量就为  $+n$ 。



(a)



(b)

图 I.9

这三种层错若在晶内终止, 则相应的造成如图 I .9(a), (b), 图 I .10 和图 I .11 所示的各种部分位错在 (11,0) 面的投影。其中图 I .9 (a) 即柏氏矢量为其层错所对应的三个  $f$  矢量之一的负 Frank 部分位错 ( $b = -n \pm a$ ); 同理, (b) 为正 Frank 部分位错 ( $b = n \pm a$ )。

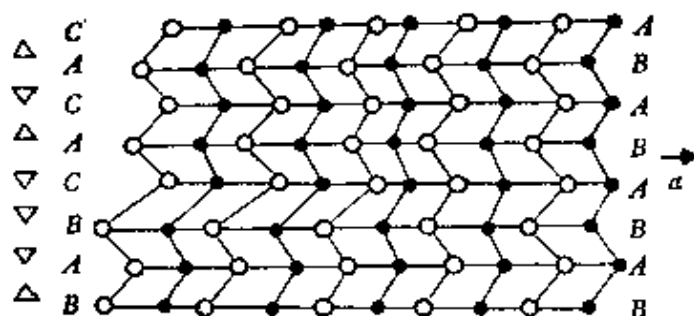


图 I .10

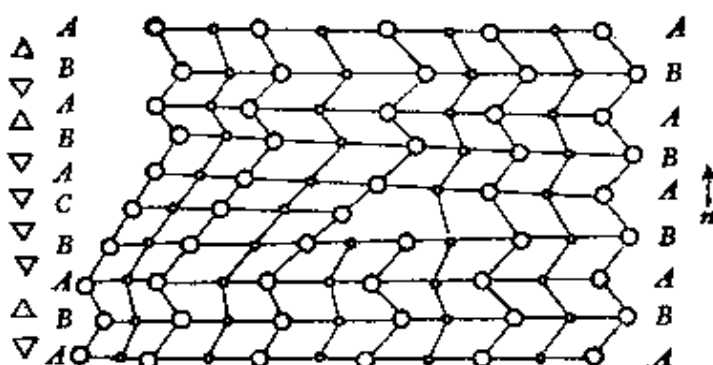


图 I .11

这两种 Frank 部分位错自能一样, 相关的层错能也完全一样, 不同之处仅前者为拉伸状态, 后者为压缩状态。Frank 部分位错不论正负也都是只能攀移, 不能滑移。图 I .10 即柏氏矢量为其层错所对应的三个  $f$  矢量之一的 Shockley 部分位错 ( $b = a$ ), 它可以是纯刃型的, 纯螺型的, 也可以是混合型的, 在滑移面内可作任何形状的封闭曲线; 运动时只能滑移而不能攀移。图 I .11 也是一种正 Frank 部分位错, 其柏氏矢量为  $+n$ 。这种 Frank 部分位错与图 I .9 中的 Frank 部分位错仅在结构上稍有差别, 前者层错中有五个相邻原子在一条直线上, 而后者只有三个相邻原子在一条直线上。

以上所讨论的同样适用于密排和非密排六方结构。但要注意, 六方结构中  $t = \pm 2n$ , 所以两相邻基面上的原子不是以  $t$  矢量相连。在 B 面中的原子, 它的相邻面中最近邻原子在  $\pm n + a$ , 而在 A 面中的原子, 它的相邻

面中最近邻原子在  $\pm n - a$ 。

在六方结构中，位错的表示方法现在一般用 Berghezan 等人<sup>[73]</sup>提出的类似Thompson 符号来表示。他们用如图 I .12 所示的双角锥体，将六方结构中稳定的位错状态总结如下：

(i) 六个柏氏矢量等于双角锥体基面 PQR 的三边长  $a$ ，即  $\pm PQ$ ， $\pm QR$ ， $\pm RP$  的全位错。

(ii) 两个柏氏矢量垂直基面，即  $\alpha\beta$  同  $\beta\alpha$  长为  $c$  的全位错。

(iii) 十二个  $-\frac{1}{3}\langle 11, 3 \rangle$  型的部分位错，其柏氏矢量用符号  $\alpha P/\beta Q$  表示，它代表  $\alpha\beta + PQ$  或  $c + a$ ，其长即等于  $\alpha P$  同  $\beta Q$  的中点连线。

(iv) 在基面上矢量  $PQ$  分解成  $PO$  和  $OQ$ ，同理可得柏氏矢量为  $\pm PO$ ， $\pm QO$ ， $\pm RO$  的六个部分位错，其长为  $p$ 。

(v) 柏氏矢量为  $\pm \alpha O$ ， $\pm \beta O$  的四个部分位错，其长为  $-\frac{1}{2}c$ 。

(vi) 最后两部分位错合并成柏氏矢量为  $\pm P\alpha$ ， $\pm Q\alpha$ ， $\pm R\alpha$ ， $\pm P\beta$ ， $\pm Q\beta$  同  $\pm R\beta$  的十二个部分位错，其长为  $-\frac{1}{2}c + p$ 。

上述六种位错的能量列在表 I .1 中。

表 I .1

位 错 型	能 量	位 错 型	能 量
$PQ = a$	$a^2$	$PO = p$	$p^2 = \frac{1}{3}a^2$
$\alpha\beta = c$	$c^2 = \frac{8}{3}a^2$	$\alpha O = \frac{c}{2}$	$\frac{c^2}{4} = \frac{2}{3}a^2$
$\alpha\beta + PQ = c + a$	$c^2 + a^2 = \frac{11}{3}a^2$	$P\alpha = \frac{c}{2} + p$	$a^2$

(2) 体心立方结构中的层错与部分位错 由于体心立方结构中孪晶面是  $\{112\}$  面，最常见到的滑移面也有  $\{112\}$  面，所以要弄清这种结构的堆

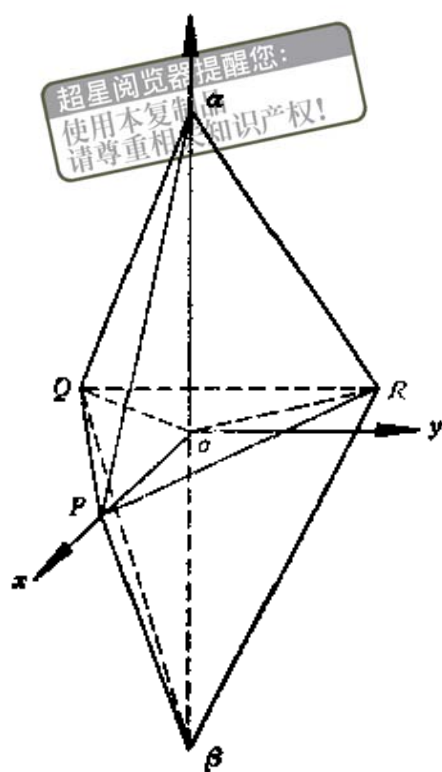


图 I .12

垛层错就必须先弄清 $\{112\}$ 面的堆垛层次。为此，我们画出一体心立方的单晶胞（如图Ⅰ.13所示），包含密排方向 $[11\bar{1}]$ 并垂直于 $(112)$ 面的晶面是 $(1\bar{1}0)$ 。图Ⅰ.14为包含 $[11\bar{1}]$ 方向、同时垂直于 $(1\bar{1}0)$ 面的 $(112)$ 面上原子的堆垛层次。设“ $\bullet$ ”代表第一层原子，称为 $A_1$ ，“ $\circ$ ”代表第

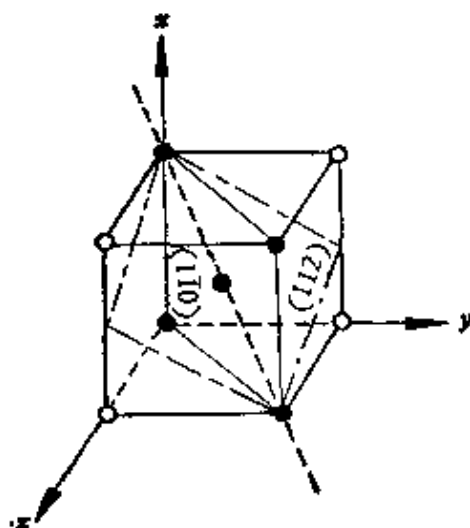


图 Ⅰ.13

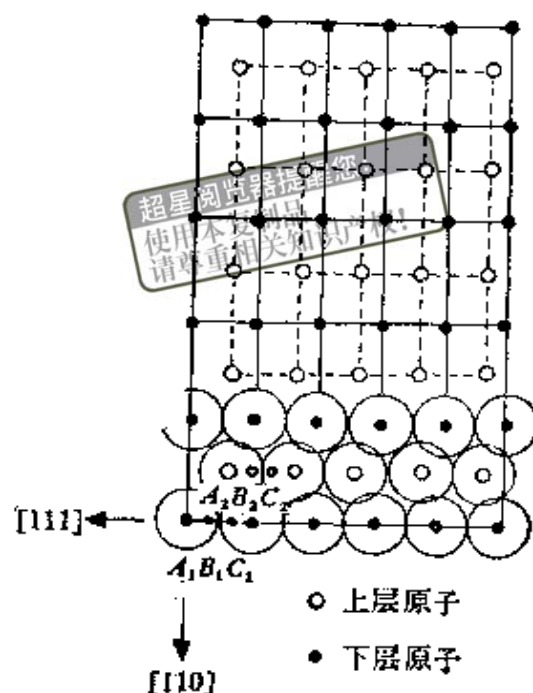


图 Ⅰ.14

二层原子 $A_2$ ，第三层的原子面只画出其中一个原子如 $B_1$ ，第四层如 $B_2$ ，第五层如 $C_1$ ，第六层如 $C_2$ 。第七层的原子则回到 $A_1$ 层的原子相应的位置上。故体心立方 $\{112\}$ 面的堆垛层次可写作 $\cdots A_1 A_2 B_1 B_2 C_1 C_2 A_1 A_2 \cdots$ ，相邻两层面间距为 $\frac{a}{6}[112]$ ，彼此相对位移一矢量，此矢量在 $[11\bar{1}]$ 和 $[1\bar{1}0]$ 方向的两个分量（可由图Ⅰ.14可以看出）各为 $\frac{a}{6}[11\bar{1}]$ 和 $\frac{a}{2}[1\bar{1}0]$ 。

现在我们又看 $\{112\}$ 面上的堆垛层错，其中一种为自某 $A_1$ 层及以上部分相对它下面 $C_2$ 层滑移一矢量 $\frac{a}{6}[11\bar{1}]$ 或 $-\frac{a}{3}[11\bar{1}]$ ，即作 $A \rightarrow C \rightarrow B \rightarrow A$ 的平移，则得如下层错

$$\cdots A_1 A_2 B_1 B_2 C_1 C_2 \cdot C_1 C_2 A_1 A_2 B_1 B_2 \cdots,$$

它在 $(1\bar{1}0)$ 面上的投影如图Ⅰ.15所示。同样的层错，我们也可以设想系沿 $C_2$ 面剖开，然后把 $A_1$ 以上各面向上移动一距离 $\frac{a}{3}[112]$ ，再在空隙处插入一对“ $C$ ”面得到的。显然，这两种方法形成层错的 $f$ 矢量分别为

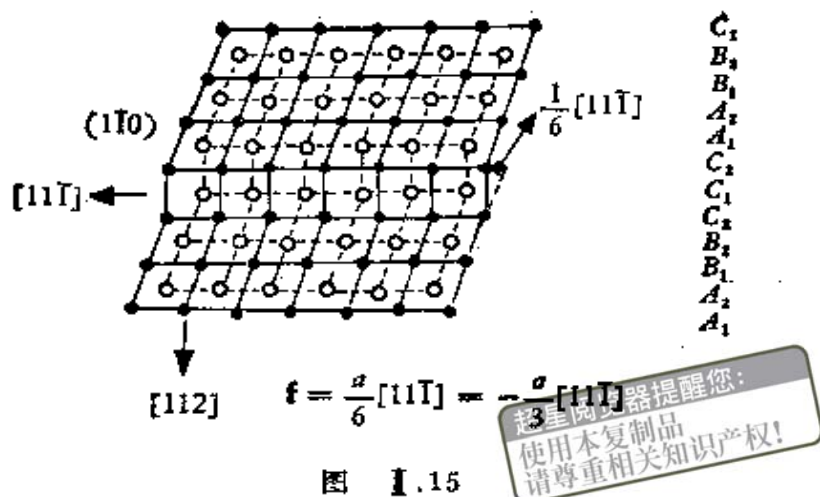


图 I.15

$$f_1 = \frac{a}{6} [11\bar{1}] \text{ 或 } -\frac{a}{3} [11\bar{1}]$$

和

$$f_2 = -\frac{a}{3} [112].$$

如果上述层错在晶内终止，它的边缘即为部分位错所在，其柏氏矢量相应的为

$$b_1 = \frac{a}{6} [11\bar{1}] \text{ 或 } -\frac{a}{3} [11\bar{1}]$$

和

$$b_2 = -\frac{a}{3} [112].$$

另一种层错也可以由与上相仿的两种方法形成，其一为自某  $A_1$  层及以上部分相对它下面  $C_2$  层滑移一矢量  $-\frac{a}{6} [11\bar{1}]$  或  $\frac{a}{3} [11\bar{1}]$ ，即作  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow A$  的平移，则得如下层错，

$$\cdots A_1 A_2 B_1 B_2 C_1 C_2 \cdot B_1 \cdot B_2 C_1 C_2 A_1 A_2 \cdots$$

它在  $(110)$  面上的投影如图 I.16 所示。其二可设想沿  $C_2$  面剖开，然后抽去其上的一对“ $A$ ”面，再将晶体垂直落下  $\frac{a}{3} [112]$  即得。显然，这两种方法形成层错的  $f$  矢量分别为

$$f_1 = -\frac{a}{6} [11\bar{1}] \text{ 或 } \frac{a}{3} [11\bar{1}]$$

和

$$f_2 = -\frac{a}{3} [112].$$

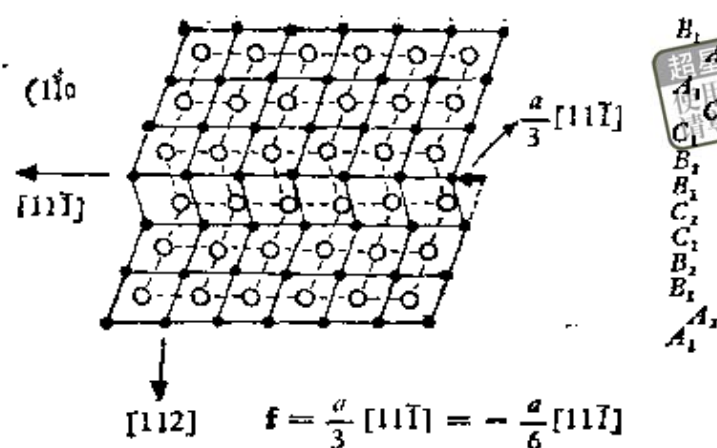


图 I.16

如果此层错终止于晶内，同样，所形成部分位错的柏氏矢量即为与其联系的层错的  $f$  矢量。

上述两种层错，实际上即对应一原子层厚同两原子层厚的孪晶，其存在已为 X 射线实验所证明。

体心立方的堆垛特点还可以从  $\{110\}$  面的堆垛层次看出来。图 I.17 为

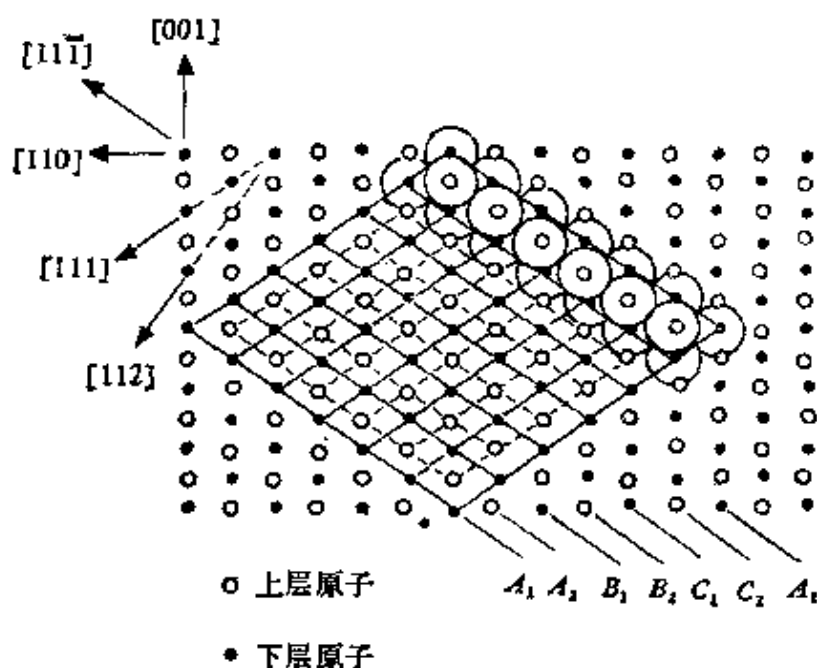


图 I.17

$(110)$  面上体心立方结构中原子的投影，“●”代表在同一个面上的原子，“○”代表相邻面上的原子，其面间距为  $\frac{a}{\sqrt{2}}$ ，因此体心立方  $\{110\}$  面的堆垛层次可写作

.....ABABAB.....,

同一图中还标出 $\{112\}$ 面的堆垛层次。

关于体心立方结构在 $\{110\}$ 面上出现层错的可能, 首先由 Crussard<sup>(74)</sup>指出, 然后由 Cohen 等人<sup>(75)</sup>提出如下的具体设想: 图 I.18 为  $(\bar{1}10)$  面

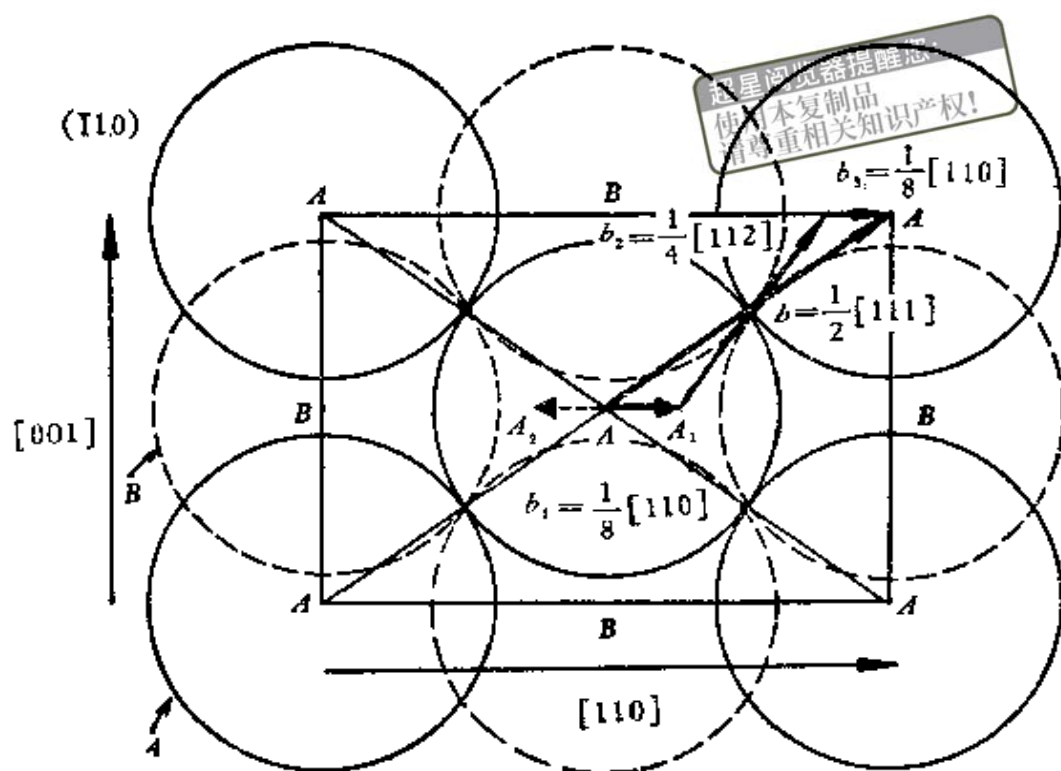


图 I.18

相邻两层原子的分布图, 其中由四个 B 原子所形成的凹窝 A 两旁各  $\frac{1}{8} [110]$  处还存在两个能量极小处  $A_1$  和  $A_2$ , 因此若将 A 层以上原子分别向右或左平移一距离  $\frac{1}{8} [110]$ , 就可以得到如下两种堆垛层错:

.....ABABA<sub>1</sub>B<sub>1</sub>A<sub>1</sub>B<sub>1</sub>.....

和

.....ABABA<sub>2</sub>B<sub>2</sub>A<sub>2</sub>B<sub>2</sub>.....,

显然, 层错部分相邻原子面间距较正常的要小  $\Delta = \frac{a}{\sqrt{32}} (\sqrt{16} - \sqrt{15}) \simeq \frac{a}{45}$ .

体心立方结构中的部分位错, 将放在附录 I.7 中一起讲述。

## 附录 I .6 扩展位错平衡宽度的计算

扩展位错的平衡宽度决定于部分位错间的斥力与层错表面张力的平衡。设  $\psi$  表示全位错的柏氏矢量和位错线间的夹角，则部分位错的柏氏矢量和位错线的夹角将分别等于  $\psi - \frac{\pi}{6}$  及  $\psi + \frac{\pi}{6}$ 。若两部分位错的强度均为  $b$ ，我们再将它们分解为刃型分量  $b \sin\left(\psi - \frac{\pi}{6}\right)$ 、 $b \sin\left(\psi + \frac{\pi}{6}\right)$  同螺分量  $b \cos\left(\psi - \frac{\pi}{6}\right)$ 、 $b \cos\left(\psi + \frac{\pi}{6}\right)$ 。由于刃型分量同螺型分量之间没有弹性相互作用，故两部分位错间的斥力可写成

$$f_1 = \frac{Gb^2}{2\pi r} \cos\left(\psi + \frac{\pi}{6}\right) \cos\left(\psi - \frac{\pi}{6}\right) + \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)r} \sin\left(\psi + \frac{\pi}{6}\right) \sin\left(\psi - \frac{\pi}{6}\right). \quad (\text{I} .98)$$

另一方面，层错的表面张力为

$$f_2 = -\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial r}(\gamma dr) = -\gamma. \quad (\text{I} .99)$$

上式中  $\gamma$  即为层错能，根据平衡条件

$$f_1 + f_2 = 0$$

所定出的距离  $r$  就等于扩展位错的平衡宽度

$$d = \frac{Gb^2}{8\pi\gamma} \cdot \frac{2-\nu}{1-\nu} \left(1 - \frac{2\nu}{1-\nu} \cos 2\psi\right),$$

此即 (2.60) 式。

## 附录 I .7 六方结构和体心立方结构中位错的扩展

(1) 六方结构中位错的扩展 根据目前已有实验结果，我们知道六方结构有如下的四种滑移系统，即基滑移系统  $\{00, 1\}/\langle 11, 0 \rangle$ ，棱柱滑移系统  $\{10, 0\}/\langle 11, 0 \rangle$ ，I 型棱锥滑移系统  $\{10, 1\}/\langle 11, 0 \rangle$  和 II 型棱锥滑移系统  $\{11, 2\}/\langle 11, 3 \rangle$ ，如图 I .19 (a)，(b)，(c)，(d) 中划的粗线所示。但最常见的还是第一种，其他三种只在合适的条件下才能产生。至于六方结构中可能出现的全位错柏氏矢量如表 I .1 中所列，但其扩展只限在基面内进行。譬如全位错  $[11, 0]$  在基面内可作如下分解

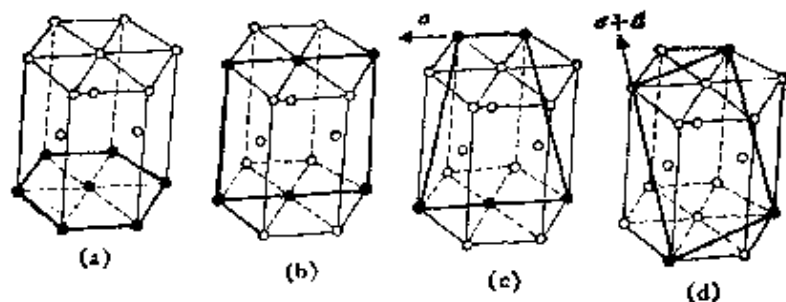


图 I.19

$$[11, 0] \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}[10, 0] + \frac{1}{\sqrt{3}}[01, 0]$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品 (I.100)  
请尊重相关知识版权！

从而得到与面心立方结构中一样的为一片层错联系的两 Shockley 部分位错，并且层错的宽度与层错能成反比。故层错能较高的 Mg 中位错一般不扩展，而层错能较低的 Cd 和 Zn 中位错就有明显的扩展。

此外实验给出，在六方结构的基面上还可能有部分位错环。

(2) 体心立方结构中位错的扩展 一般体心立方结构的滑移系统 (如图 1.3 所示) 共有 48 种。由于滑移方向均为  $\langle 111 \rangle$ ，故对应能量最低的位错，其柏氏矢量应为  $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ ，但考虑下位错反应

$$-\frac{1}{2}[111] + \frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] \rightarrow [100], \quad (\text{I.101})$$

说明  $\langle 100 \rangle$  型位错在体心立方结构中也有存在的可能。此外，仅根据柏氏矢量平方的判据，位错反应

$$[100] + [010] \rightarrow [110] \quad (\text{I.102})$$

虽不降低能量，但考虑到两根位错线合并为一根后位错心能可能降低，因而  $\langle 110 \rangle$  型的位错也有可能存在。

下面我们仅看  $\frac{1}{2}[111]$  位错的扩展状态：

首先看它在  $\{110\}$  面内的扩展状态，Cohen 等人<sup>(76)</sup>仿面心立方结构中位错的扩展机制 (参看图 I.18)，设想体心立方结构中，一个  $\frac{1}{2}[111]$  螺型位错在  $(\bar{1}10)$  面内可按下式分解成三个部分位错

$$\frac{1}{2}[111] \rightarrow -\frac{1}{8}[110] + \frac{1}{4}[112] + \frac{1}{8}[110], \quad (\text{I.103})$$

并示意如图 I.20(a)。由于所得三部分位错在同一个平面内，故称为可滑移分解，或 A 型分解。后来，Kroupa 和 Vitek<sup>(76)</sup>又设想同一螺型位错还可

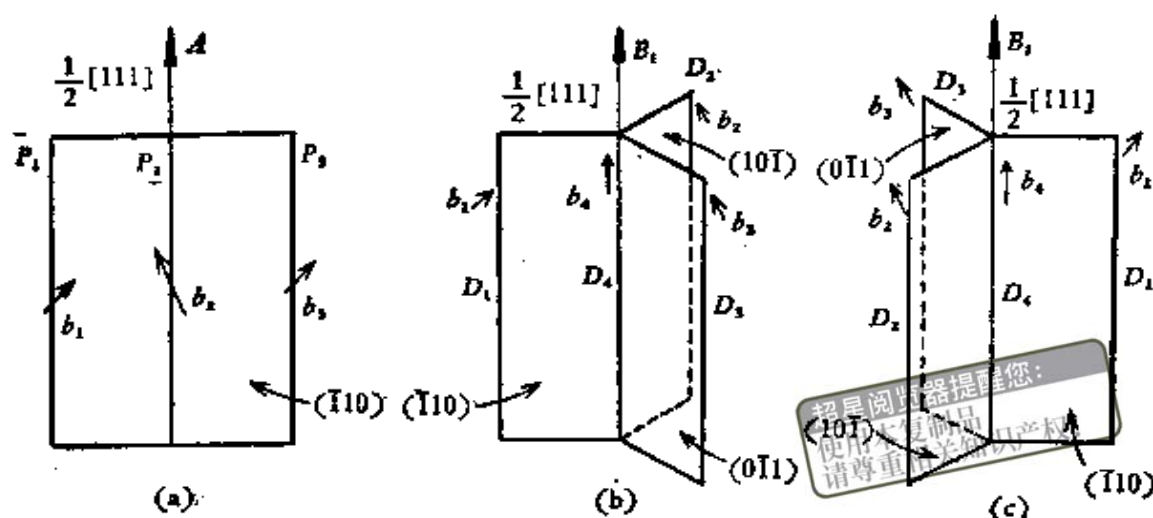


图 1.20

按下式沿属于 $[111]$ 带轴的三个 $\{110\}$ 面内分解，即

$$\frac{1}{2} [111] \rightarrow \frac{1}{8} [110] + \frac{1}{8} [101] + \frac{1}{8} [011] + \frac{1}{4} [111]. \quad (\text{I.104})$$

层错在中心螺型位错 $\frac{1}{4} [111]$ 与另三部分位错之间(如图 1.20(b)和(c)所示)，故称三叶位错；它们是等效的两个状态，可以交替的沿同一条位错线扩展。由于所得这种位错组态不在同一个平面内，故称为不可滑移分解，或B型分解。

如果在应力作用下，上述分解将变得不对称了。

现在再看此 $\frac{1}{2} [111]$ 螺型位错在 $\{112\}$ 面内的扩展状态。很早Frank同 Nicholas<sup>(77)</sup>就提出如下的位错反应：

$$\frac{1}{2} [111] \rightarrow \frac{1}{6} [111] + \frac{1}{3} [111]. \quad (\text{I.105})$$

显然，任何取向的位错作上述分解时都能沿 $(121)$ 面滑移，故亦称此为可滑移分解，或A'型分解，如图 1.21(a)所示。后来Hirsch<sup>(78)</sup>又提出一螺型位错可按下式沿属于 $[111]$ 带轴的三个 $\{112\}$ 面内分解，

$$\frac{1}{2} [111] \rightarrow \frac{1}{6} [111] + \frac{1}{6} [111] + \frac{1}{6} [111], \quad (\text{I.106})$$

并示意如图 1.21(b)。但Sleeswyk<sup>(79)</sup>认为，中心无部分位错的这种组态是不稳定的，故他提出上述 $\frac{1}{2} [111]$ 螺型位错应按图 1.21(c)所示的那

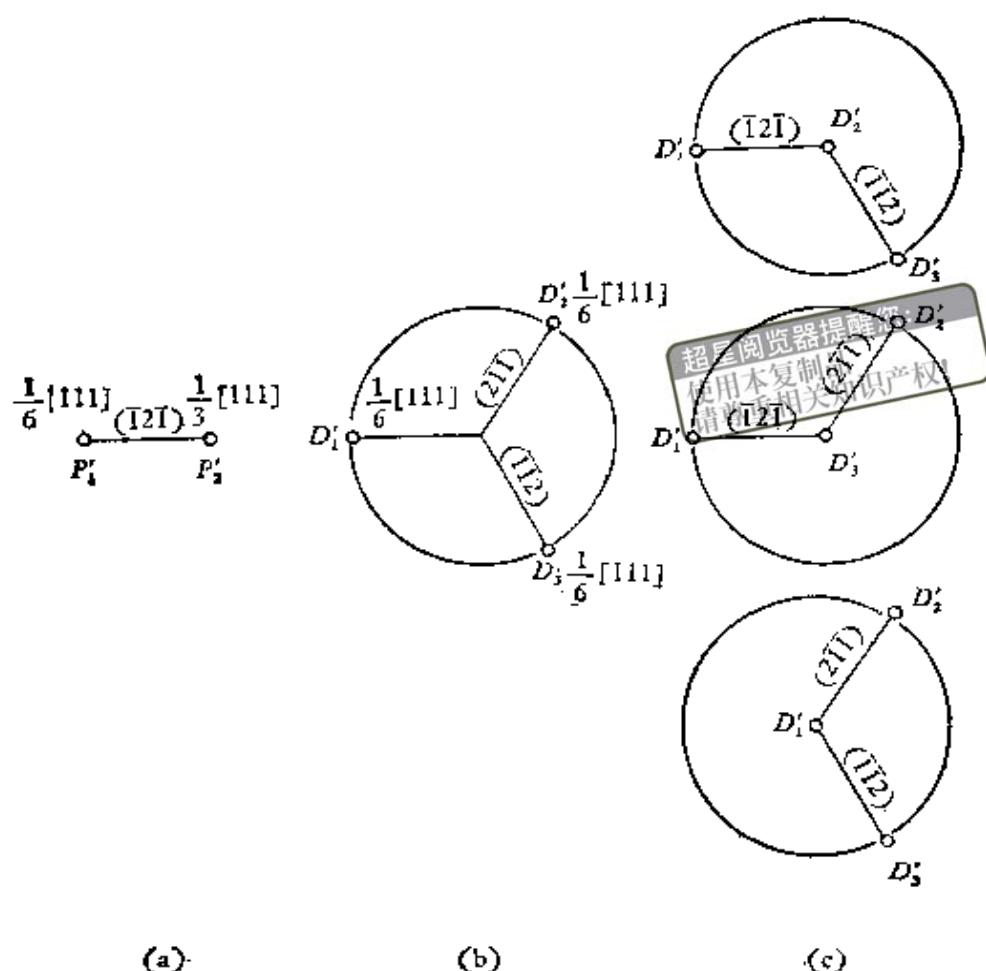


图 1.21

样分解。无论如何，由于这两种分解的部分位错不在同一滑移面内，故应称为不可滑移分解，或  $B'$  型分解。

同样在应力的作用下，上述分解亦将变得不对称。

事实上，体心立方结构中位错的扩展问题是比较复杂的，譬如 Šesták<sup>(80)</sup>同 Sieeswyk<sup>(81)</sup>曾设想一螺型位错可以同时沿  $\{110\}$  同  $\{112\}$  两个面扩展；Vitek<sup>(82)</sup>同 Teutonico<sup>(83)</sup>还分别就位错在  $\{110\}$  面同  $\{112\}$  面内扩展作了各向异性的弹性处理等。Vitek<sup>(84)</sup>最近在他的总结中强调指出，螺位错的三叶扩展虽在解释体心立方结构的滑移几何同流变应力与温度的关系方面是很成功的，但一些事实仍说明它的局限性，譬如  $\{110\}$  面上的非常滑移，体心立方结构合金滑移几何的高度非对称性同极大的温度依赖关系以及形变起始时产生多滑移现象等。此外，从理论上位错的扩展模型也存在问题，因为仅考虑最近邻原子相互作用，并不能保证体心立方结构的稳定性，何况对非密排结构硬球模型根本就不适用，这样就无层错可言。再者，把线弹性连续理论应用到位错心的尺度本身也是有问题的，所

以为了解决这些问题，位错心的原子模型就显得很必要了。所谓位错心的原子模型，即将位错心分内外两层，外层仍用连续弹性近似，内层在假设原子间的相互作用关系后，譬如 Morse 型的，用驰豫法求出能量极小值以确定缺陷组态。因此，位错心的原子模型主要取决于晶格的几何特点和所选用的原子间相互作用关系。Vitek 等<sup>(86)</sup>用原子模型研究位错心时，曾发现不论选取何种原子间的相互作用关系都得到三重对称性，这说明位错的扩展模型还有一定程度的可靠性。

最后我们还应指出，事实上体心立方结构金属中位错是否扩展仍是一问题，因为实验所观察到的位错扩展常与杂质有关。譬如 Fe<sup>(86)</sup>，Nb<sup>(87)</sup>，W<sup>(88)</sup>，V<sup>(89)</sup>中位错的扩展都与含一定量的杂质同退火处理分不开，说明适当的杂质分布能降低层错能。体心立方结构中位错扩展现象最明显的要算钼-35%镍合金<sup>(90)</sup>。此外，根据 Wasilewski<sup>(91)</sup>的估计，{112}面上的层错能比{110}面上的要高1.153倍；Erickson<sup>(92)</sup>又指出，在底温或高速形变时，滑移总是沿{110}面进行的。因此{110}面好像应该是体心立方结构的基本滑移面，位错也较易在{110}面扩展。不过，Segall<sup>(93)</sup>在纯 Nb 中却观察到位错主要是沿{310}面扩展的，所以至今体心立方结构中位错的行为可以说还有待于进一步的深入研究。

## 附录 I.8 位错滑移的极限速度

为解 (2.75) 式，可令

$$x' = \frac{x - Vt}{\beta}, \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}, \quad (\text{I.107})$$

便得到

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0.$$

这和静态螺型位错位移场所满足的方程完全一样，因此可套用附录 I.2 中 (I.68) 式，遂得

$$w = \frac{b}{2\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{y}{x'} \right) = \frac{b}{2\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{\beta y}{x - Vt} \right). \quad (\text{I.108})$$

螺型位错的弹性能等于

$$\begin{aligned} W_p &= \frac{\mu}{2} \int \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy dz \\ &= -\frac{\mu}{2} \int \left[ \frac{1}{\beta} \left( \frac{\partial w}{\partial x'} \right)^2 + \beta \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] dx' dy dz \end{aligned} \quad (\text{I.109})$$

由于静态位错的应力场是  $z$ -轴对称的, 所以

$$\begin{aligned} -\frac{\mu}{2} \int \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 dx dy dz &= -\frac{\mu}{2} \int \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 dx dy dz \\ &= -\frac{1}{2} \left[ \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln \left( \frac{r_1}{r_0} \right) \right] = -\frac{W_0}{2}, \end{aligned} \quad (\text{I.110})$$

其中  $W_0$  表示静态位错弹性场的能量, 又因动态位错的  $w$  与  $x'$ ,  $y$  的函数关系和静态位错的  $w$  与  $x$ ,  $y$  的函数关系相同, 因此

$$-\frac{\mu}{2} \int \left( \frac{\partial w}{\partial x'} \right)^2 dx' dy dz = -\frac{\mu}{2} \int \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 dx' dy dz = -\frac{W_0}{2}. \quad (\text{I.110})$$

将上式代入 (I.109) 式, 使得

$$W_p = W_0 \frac{1 - \frac{V^2}{2c^2}}{\beta}. \quad (\text{I.111})$$

螺型位错的动能等于

$$W_k = -\frac{1}{2} \int \rho \left( \frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 dx dy dz = -\frac{1}{2} \rho \frac{V^2}{\beta} \int \left( \frac{\partial w}{\partial x'} \right)^2 dx' dy dz \quad (\text{I.112})$$

将 (I.110) 式代入上式, 使得

$$W_k = -\frac{V^2}{2c^2\beta} W_0, \quad (\text{I.113})$$

故位错的总能

$$W = W_p + W_k = \frac{W_0}{\beta}. \quad (\text{I.114})$$

当  $V \rightarrow c$  时,  $\beta \rightarrow 0$ , 能量即趋向无穷大, 这表明声速是位错运动的极限速度。

当运动速度不大时 ( $V \ll c$ )

$$W = W_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{V^2}{c^2} \right) = W_0 + \frac{1}{2} m_0 V^2, \quad (\text{I.115})$$

式中  $m_0$  为单位长位错的等效静止质量, 其值可写为

$$m_0 = \frac{W_0}{c^2} = \rho \frac{b^2}{4\pi} \ln \left( \frac{r_1}{r_0} \right). \quad (\text{I.116})$$

此关系和特殊相对论中能量与质量的关系完全相似, 取长为  $b$  的一段位错线, 其静止质量约为  $\rho b^3$ , 相当于一个原子的质量。同理, 单位长位错的等效运动质量则可写成

$$m = \frac{W}{c^2} = \frac{m_0}{\beta} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (\text{I.117})$$

上述结论基本上也适用于刃型位错, 但由于刃型位错同时存在纵向及横向位移, 弹性波就具有不同的速度, 所以情况变得比较复杂。

提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## 附录 I.9 Cottrell 气团

设  $R$  和  $R'$  各为基体和溶质的原子半径, 所谓溶质原子与刃型位错的相互作用能, 即为溶质原子引入后产生的弹性畸变与位错在该处的弹性应力的相互作用能。以置换式溶质为例, 一溶质原子置换一基体原子后半径的改变为  $\epsilon R$ , 其中  $\epsilon = \frac{R' - R}{R}$ 。若设由此产生的点阵畸变是球对称的, 则上述相互作用能

$$U = p\Delta v, \quad (\text{I.118})$$

式中  $p$  为位错在该点的正应力, 今选用如图 I.22 所示的坐标系, 根据附录 I.1 可得

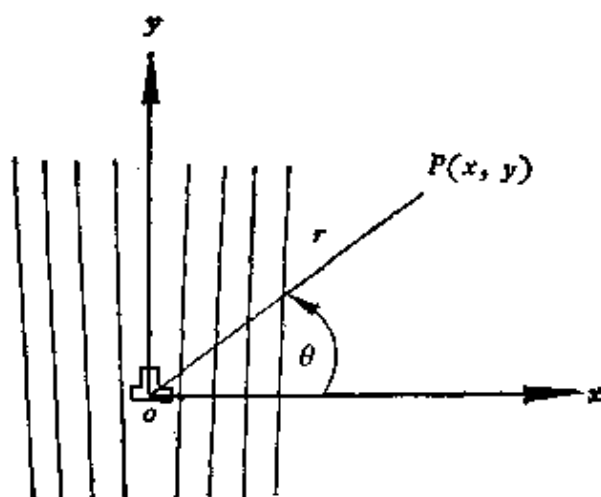


图 I.22

$$p = -\frac{\Theta}{3} = -\frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z), \quad (\text{I.119})$$

$\Delta v$  为由于溶质原子引入后所引起的体积变化, 其值可由下式求得

$$\Delta v = 4\pi\epsilon R^3. \quad (\text{I.120})$$

现将刃型位错应力场中的三正应力分量代入 (I.119) 式后, 同 (I.120) 式一并再代入 (I.118) 式, 使得

$$U = \frac{4}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu b \epsilon R^3 \frac{y}{x^2 + y^2}. \quad (\text{I.121})$$

若用圆柱坐标, 便有

$$U = A \frac{\sin \theta}{r},$$

$$A = \frac{4}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu b \epsilon R^3,$$

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

此即为 (2.110) 同 (2.111) 两式, 当  $r$  小到接近位错中心时, 弹性理论已不能应用, 故上式就无意义。一般下限取  $r_0 = b$ , 要注意这时的近似性已较差。

现以碳在  $\alpha$ -铁中为例, 当溶质原子达到饱和时, 正张应力正好被间隙的碳原子完全松弛, 也就是说,  $n$  个溶质原子产生的体积膨胀  $n\Delta v$  正好等于同一体积内位错的张应力部分对应的体积膨胀。今考虑在一般情况下, 垂直位错线的一原子平面内应有如下关系:

$$2R \int_{r_0}^r \int_{\pi}^{2\pi} \left( -\frac{b(1-2\nu)}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{r} \right) r dr d\theta = n\Delta v, \quad (\text{I}.122)$$

式中括号内为刃型位错在  $(r, \theta)$  处的体积膨胀,  $R$  为  $\alpha$ -铁的原子半径。由马氏体中, 碳与晶格参数关系的数据得知每一个碳原子所产生的  $\Delta v = 0.78 \times 10^{-23}$  厘米<sup>3</sup>, 再令饱和状态为每一原子平面只有一个碳原子, 即  $n = 1$ 。取  $r_0 = 2$  埃, 遂可用 (I.122) 式求得  $r \leq 10$  埃, 说明在平衡状态下, 离位错中心 10 埃的半径范围内, 每一个原子平面中只要有一个碳原子便可使  $\alpha$ -铁饱和。同理, 可求出在  $r$  从 10 埃到 20 埃这一层中, 垂直于位错线的每一原子平面内, 若含有一个碳原子也可以全部松弛刃型位错在同一区域内受张应力造成的体积膨胀。

在外力作用下, 位错与 Cottrell 气团的位置发生相对变化后, 譬如位错向右 (图 I.22) 移动  $x$  距离, 则这时的相互作用能应写为

$$U(x) = -\frac{A}{r} \sin \theta = -\frac{Ar_0}{x^2 + r_0^2}. \quad (\text{I}.123)$$

相应的每一原子平面作用在位错线上的力为

$$f(x) = \frac{2Ar_0 x}{(x^2 + r_0^2)^2}, \quad (\text{I}.124)$$

当  $x = \frac{r_0}{\sqrt{3}}$  时, 此力有极大值

$$f_0 = \frac{9}{8\sqrt{3}} \frac{A}{r_0^2}, \quad (\text{I}.125)$$

故作用在每一原子平面长位错上的切应力

$$\tau_0 = \frac{9}{8\sqrt{3}} \frac{A}{b^2 r_0^2} \simeq \frac{A}{b^2 r_0^2},$$

此即 (2.114) 式。

# 附录 I.10 Snoek 气团

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
尊重知识产权！

碳原子在  $\alpha$ -铁晶格中所引起的四方畸变从马氏体晶格的变化中，得知  $c/a$  之值随碳含量增加而线性增大。若此直线关系可持续到每一晶胞中包含一个碳原子，即铁、碳原子比达 2:1，并忽略掉碳原子间的相互作用，则此时晶胞的应变张量可写为

$$S_c = \epsilon_{ik}^c = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix},$$

$$\epsilon_1 = 0.38, \quad (I.126)$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_3 = -0.026,$$

再将螺型位错移近上述铁晶胞并将其胀成四方体。在位错力场  $F_i$  的作用下，每个晶胞面移动距离  $d_i$  时作功的总和便是螺型位错与碳原子的相互作用能

$$U = \sum_i F_i d_i = -(\tau_D, S_c) a^3 = - \sum_{ik} \sigma_{ik}^D \epsilon_{ik}^c a^3, \quad (I.127)$$

式中  $\tau_D = \sigma_{ik}^D$  为位错的应力张量，并假设应力张量沿晶胞棱边的分量在边长  $a$  的距离内保持不变。

图 I.23 为沿铁晶体滑移方向  $[111]$  有一螺型位错，距位错线  $r$  处有一

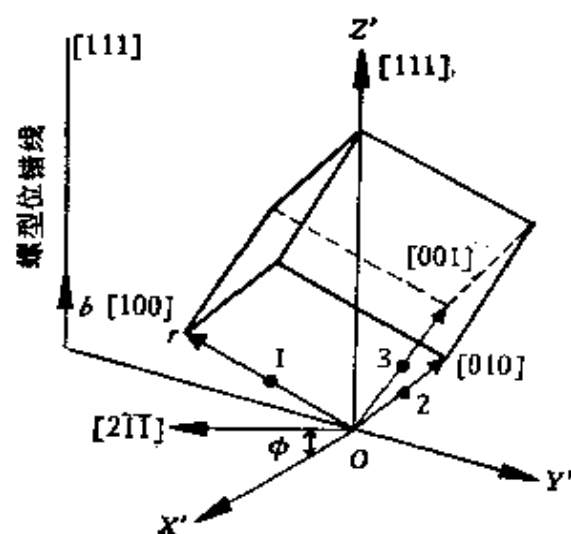


图 I.23

晶胞，它的 $[100]$ ， $[010]$ ， $[001]$ 晶轴各以 1，2，3 坐标轴来代表，同时黑点表示 1，2，3 三种间隙位置。 $X'$ ， $Y'$ ， $Z'$ 坐标系与 1，2，3 坐标系共一原点  $o$ ， $Y'$ 轴与径向  $r$  同方向， $Z'$ 轴平行于螺型位错线，1 坐标轴在  $X'Y'$  平面上的投影即为  $[2\bar{1}1]$  方向， $X'$ 轴与  $[2\bar{1}1]$  的交角为  $\phi$ 。在  $X'$ ， $Y'$ ， $Z'$  坐标系中螺型位错的应力张量为

$$\tau_D^{X'Y'Z'} = \frac{\mu b}{2\pi r} \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad r > b. \quad (\text{I}.128)$$

因应变张量  $S_e$  代表在 1，2，3 坐标系中位置 1 有一碳原子时晶胞的应变张量，现将它转换到  $X'$ ， $Y'$ ， $Z'$  坐标系上来，则有效的应变分量仅为

$$\epsilon_{X'Z'} = \epsilon_{Z'X'} = \sqrt{\frac{2}{3}}(\epsilon_1 - \epsilon_2) \cos \phi. \quad (\text{I}.129)$$

最后，将上面得到的、在  $X'$ ， $Y'$ ， $Z'$  坐标系中的应力，应变值代入相互作用能 (I.127) 式，使得

$$U = A' \frac{\cos \phi}{r}, \quad r > b, \quad (\text{I}.130)$$

$$A' = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{b\mu a^3}{\pi} (\epsilon_1 - \epsilon_2).$$

从上式可以看出，若碳原子所引起的晶格畸变呈球对称时（即  $\epsilon_1 = \epsilon_2$ ），相互作用能  $U = 0$ 。现将  $\alpha$ -铁的有关量代入 (I.130) 式  $A' = 1.84 \times 10^{-20}$  达因·厘米<sup>2</sup>， $r = b$ ，得  $U_{\max} = 0.48$  电子伏特，此值和刃型位错与 Cottrell 气团的同一量级。

(I.130) 式只考虑位置 1 上的碳原子与螺型位错的作用，位置 2，3 上的碳原子，其相互作用能公式应与 (I.130) 式相同，惟  $\phi$  有  $120^\circ$  的相角差，故一般可写作

$$U_i = \frac{A'}{r} \cos \left[ \phi - (i-1) \frac{2\pi}{3} \right], \quad (i = 1, 2, 3). \quad (\text{I}.131)$$

现考虑实际碳原子在 1，2，3 三类间隙位置中应保持动态有序分布，在  $i$  位置碳原子的平均浓度应为

$$\bar{c}_i = c_0 \frac{e^{-U_i/kT}}{\sum_i e^{-U_i/kT}}, \quad (\text{I}.132)$$

其中,  $c_0$  为固溶体中碳的平均浓度。因此, 位错的弹性能较碳原子混乱分布时要小

$$U_0 = \int_0^{2\pi} \int_0^L \sum_i c_i U_i r dr d\phi \quad (\text{I.133})$$

其中  $L$  为位错胞大小。若  $L \gg \frac{A'}{kT}$  时

$$U_0 = 2\pi \frac{\rho}{a^3} \frac{A'^2}{kT} \left[ 1.1 + \log \frac{LkT}{A'} \right] = K \frac{\rho}{a^3} \frac{A'^2}{kT}, \quad (\text{I.134})$$

式中  $\rho = \frac{1}{2} c_0 a^3$ ,  $K = 41$ 。

在螺型位错周围碳原子形成 Snoek 气团的另一条件是  $U \geq kT$ , 因为若  $U < kT$ , 则热起伏势必将碳原子驱散而使其成 Maxwell-Boltzman 分布。从 (I.130) 式可推算出气团的半径为

$$R \leq \frac{A'}{kT}. \quad (\text{I.135})$$

欲使螺型位错自 Snoek 气团脱钉, 则外加力必须将其驱出气团的势能槽, 而此势能槽深即为  $U_0$ , 宽即为  $2R$ 。故要使单位长螺型位错脱钉必须施加的力应为

$$\tau_0 b = \frac{U_0}{2R}$$

此即 (2.120) 式, 将 (I.114) 和 (I.115) 两式代入上式, 遂得

$$\tau_0 = 20.5 \frac{A'}{b a^3} \rho = 10.25 \frac{A'}{b} c_0, \quad (\text{I.136})$$

可见 Snoek 气团所提高  $\alpha$ -铁的屈服强度与碳的浓度成正比, 而与温度无关。

## 附录 I.11 Suzuki 气团

合金中扩展位错的受力情况可作如下分析 (如图 2.60 所示), 作用于单位长部分位错  $A$  上的力有下列三项:

(i) 部分位错  $B$  加给它的斥力  $\frac{D}{x'_2 - x'_1}$ ,

(ii) 层错的表面张力  $-2h \left( \frac{\Delta f}{v_s} \right)_{c_0}$ ,

(iii) 外应力所加之力  $\tau b_A$ 。

同样, 部分位错  $B$  也受类似的三个力  $-\frac{D}{x'_2 - x'_1}$ ,  $2h \left( \frac{\Delta f}{v_s} \right)_{c_1}$  和  $\tau b_B$  的作

用。若此扩展位错能产生滑移，外应力应不小于 $\tau_0$ ，则

$$\tau_0 b_A + \tau_0 b_B = \tau_0 b = 2h \left| \left( \frac{\Delta f}{v_s} \right)_{c_0} - \left( \frac{\Delta f}{v_s} \right)_{c_1} \right|$$

若略去浓度对体积的影响，上式则可写成

$$\tau_0 = \frac{2h}{v_s b} |(f^s - f^m)_{c_0} - (f^s - f^m)_{c_1}|,$$

而合金中不同浓度下层错与基体的自由能可用 (2.130) 式代入，遂得

$$\tau_0 = \frac{2h}{v_s b} (c_0 - c_1) Q,$$

此即 (2.132) 式，其中

$$Q = (f_a^m - f_a^s) - (f_b^m - f_b^s) = -\frac{v_s}{2h} (\epsilon_a - \epsilon_b),$$

式中 $\epsilon_a$ 、 $\epsilon_b$ 各为纯金属A、B的层错能，又知内禀层错的两界面与基体呈孪晶关系，故层错能应该等于二倍孪晶晶界能 $T$ ，故上式又可写成

$$Q = -\frac{v_s}{h} (T_a - T_b),$$

此即 (2.133) 式。由于 $Q$ 与温度无关，故 $\tau_0$ 也与温度无关，而仅与溶质原子的分布有关。

在未讲述 $c_1$ 如何求得前，首先证明一下 (2.129) 式，为此，我们设 $A$ 同 $2h$ 分别为层错的面积同厚度，则一克分子合金的自由能

$$f = (1 - 2hA)f_{c_0}^m + 2hA f_{c_1}^s, \quad (\text{I.137})$$

式中， $c_0'$ 和 $c_1$ 分别为基体和层错中合金元素的浓度。当平衡时，则有

$$\Delta f = (1 - 2hA) \left( -\frac{\partial f^m}{\partial c} \right)_{c_0'} (c_0 - c_0') + 2hA \left( -\frac{\partial f^s}{\partial c} \right)_{c_1} (c_1 - c_0) = 0, \quad (\text{I.138})$$

又因由基体中减少的溶质原子数应等于进入层错的溶质原子数，故

$$(1 - 2hA)(c_0 - c_0') = -2hA(c_1 - c_0). \quad (\text{I.139})$$

将上式代入 (I.138) 式，便得

$$\left( -\frac{\partial f^m}{\partial c} \right)_{c_0'} = \left( -\frac{\partial f^s}{\partial c} \right)_{c_1}. \quad (\text{I.140})$$

一般层错部分占总体积很小一部分，故 $c_0 \simeq c_0'$ ，上式遂可写成

$$\left( -\frac{\partial f^m}{\partial c} \right)_{c_0} = \left( -\frac{\partial f^s}{\partial c} \right)_{c_1},$$

此即 (2.129) 式。

利用这一关系，我们可以由图 I.24 来求 $c_1$ ：当层错与基体的浓度都为

$c_0$  时, 其自由能分别为  $R$  与  $P$  合金的平均比自由能由杠杆定律定为  $S$ , 即  $PS/PR$  为层错所占体积之分数; 随着两相中浓度的重新分布,  $R$  与  $P$  各沿自己的自由能曲线到达  $N$  与  $L$ , 则合金的平均比自由能降到  $M$ , 根据杠杆定律

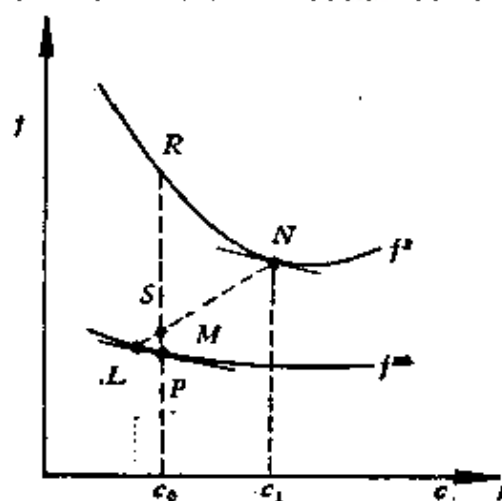


图 I.24

$\frac{LM}{MN} = \frac{v_s}{v_m}$ , 其中  $v_s$  同  $v_m$  为层错同基体所占的体积。又因  $L, P$  很靠近, 其连线可视为通过  $P$  点曲线  $f^m$  的切线。那么, (2.129) 式要求过  $N$  点曲线  $f^s$  的切线应平行过  $P$  点曲线  $f^m$  的切线。这样, 我们便可根据  $c_0$  所对应曲线  $f^m$  在  $P$  点的斜率, 定出曲线  $f^s$  上的  $N$  点以及其对应的  $c_1$  值。若要能精确知道  $c'_0$  之值,  $c_1$  亦可用下述关系式求出

$$\frac{v_s}{v_m} = \frac{c_0 - c'_0}{c_1 - c_0}, \quad (\text{I.141})$$

其中  $\frac{v_s}{v_m}$  可由实验测定, 不过一般认为  $c'_0$  与  $c_0$  相差无几, 故无须用此法求  $c_1$ 。

## 附录 I.12 面心立方晶体中空位集聚成位错的过程<sup>[94]</sup>

在面心立方晶体中, 密排面具有最低的表面能, 因此过饱和和空位的集聚应该优先的沿着  $\{111\}$  面结成空位盘。当空位盘足够大时就可能崩塌成 Frank 位错环, 其中包围一片层错。如用  $\gamma$  表示  $\{111\}$  面的表面能, 则产生这一过程的能量条件可以大致写作

$$2\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \gamma > \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \epsilon + \frac{1}{2} G \pi D b_0^2, \quad (\text{I.142})$$

式中  $D$  为盘的直径,  $\epsilon$  为层错能,  $b_0 = \frac{a}{\sqrt{3}}$  为 Frank 位错的强度。这个结

果表明空位盘的直径超过临界值

$$D_0 = \frac{2Gb_0^2}{2\gamma - \epsilon}, \quad (\text{I.143})$$

即可形成部分位错环, 对于铝求出  $D_0 = 10$  埃。形成部分位错环后, 随着层错能的高低, 可能有两种不同的情况:

(1) 棱柱位错环的形成 对于高层错能金属在 (111) 面上, Frank 位错环  $D\delta$  与部分位错  $\delta A$  可能产生如下反应



转化为柏氏矢量为  $-\frac{1}{2}[011]$  的全位错环, 这一反应得以进行的能量条件为

$$\pi \left( \frac{D}{2} \right)^2 \epsilon + -\frac{1}{2} G \pi D b_0^2 > -\frac{1}{2} G \pi D b_1^2, \quad (\text{I.145})$$

式中  $b_1 = -\frac{a}{2}[011]$ 。Hirsch 等人对高温淬火的铝的电子显微镜观察中发现许多这种类型的位错环, 环面沿 {111} 面, 周界往往是六角形并沿  $\langle 110 \rangle$  密排方向, 平均大小约为 200 埃, 如图 2.17 所示。

(2) 层错四面体的形成 对于低层错能的金属淬火后, 经电子显微镜观察表明, 有大量正方形及三角形的缺陷, 内部还出现层错的干涉条纹, 如图 2.68 所示。Hirsch 认为这是四面体层错在 {100} 面及 {110} 面上的投影。可以设想, 此层错四面体通过下述过程来形成, 譬如首先在 (a) 面上形成一片三角形的层错, 它的周界沿密排的  $\langle 110 \rangle$  方向, 如图 I.25(a) 中所示, 其周界是柏氏矢量为  $\alpha A$  的 Frank 位错。由于此 Frank 位错按下式分解, 能降低其弹性能:



并且部分位错  $\beta A$ ,  $\gamma A$ ,  $\delta A$  因受压杆位错的排斥, 故分别沿 (b), (c), (d) 面扩展开来, 如图 I.25(b) 中所示。在相邻的棱上, 由于位错符号相反, 两部分位错按下式又合成三个新的压杆位错:



故最后得到如图 I.25(c) 所示的由六个压杆位错为棱的层错四面体, 其柏氏矢量为  $b_2 = \frac{a}{6}[101]$ 。比较初态与终态的能量, 可以粗略的估计产生这种过程的条件为

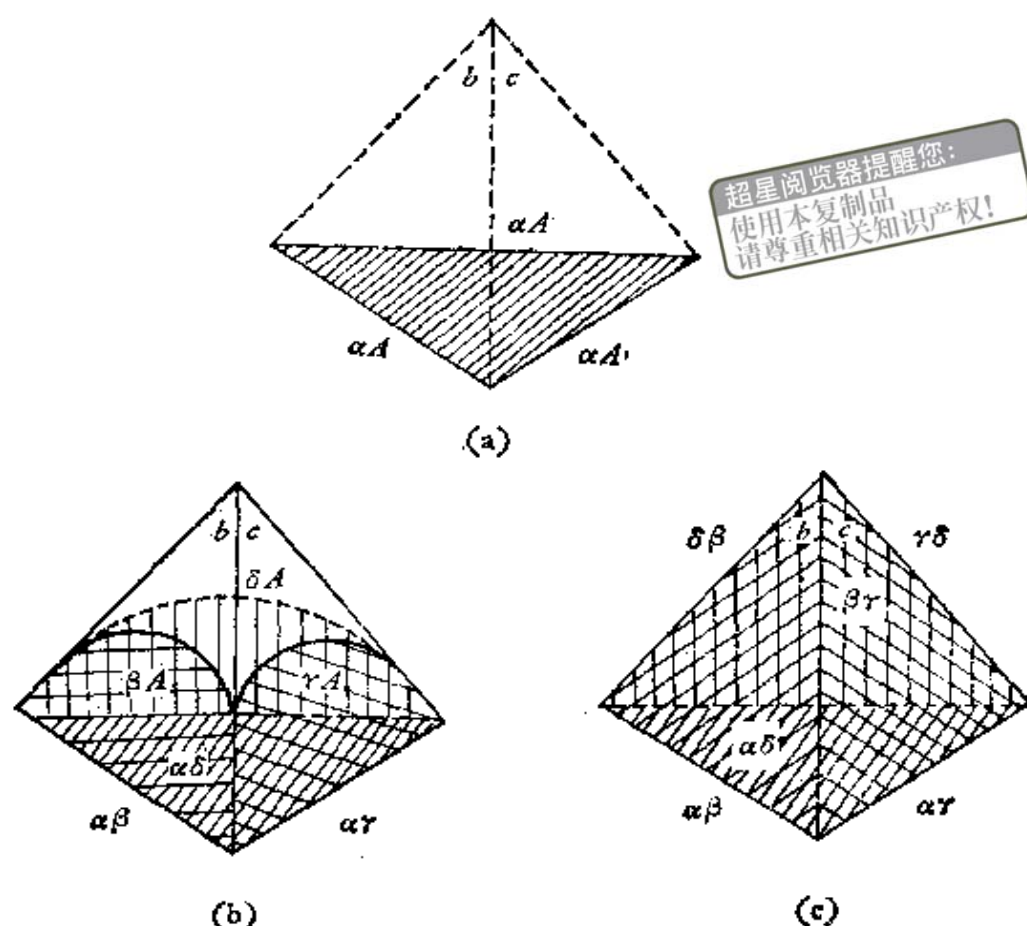


图 1.25

$$\frac{\sqrt{3}}{4} l^2 \epsilon + \frac{3}{2} G b_1^2 l > \sqrt{3} l^2 \epsilon + \frac{6}{2} G b_2^2 l, \quad (1.148)$$

式中  $l$  为棱边长。就金属而言， $\epsilon \approx 30$  尔格/厘米<sup>2</sup>。根据此条件可以估计层错四面体的最大尺寸为 400 埃，这和观察到的缺陷最大尺寸（约为 500 埃）很接近。

### 参 考 文 献

- [1] Taylor G.I., *Proc. Roy. Soc.*, A145, 362 (1934).
- [2] Johnston W.G. and Gilman J.J., *J. Appl. Phys.*, 30, 129 (1959).
- [3] Menter J.W., *Proc. Roy. Soc.*, A236, 119 (1956).
- [4] Yoshimastu M.J., *Phys. Soc. Japan*, 16, 1405 (1961).
- [5] Schoeck G., *J. Appl. Phys.*, 5, 1745 (1962).
- [6] Gilman J.J., *Disc. Farad. Soc.*, 38, 123 (1964).
- [7] Bond W.L., Andrus J., *Phys. Rev.*, 101, 1211 (1956).
- [8] Инденбом В. Л., Никитенко В. И., Милевский Л. С., *ДАН СССР* 141, 1360 (1961); *Ф.Т.Т.*, 4, 235 (1962).

- [9] Saada G., *Electron microscopy and strength of crystals*, 651 (1963).
- [10] Shimomura Y. and Kino T., *Cryst. Lat. Def.*, 6, 75 (1975).
- [11] Chalmers B. and Martius U. M., *Proc. Roy. Soc.*, A213, 175 (1952).
- [12] Foreman A. J., Jaswon M. A. and Wood J. K., *Proc. Phys. Soc.*, A64, 156 (1951).
- [13] Dietze H., *E. Physik*, 131, 156 (1952); 132, 107 (1952).
- [14] Huntington H. B., *Proc. Phys. Soc.*, B88, 1043 (1955).
- [15] Kuhlmann-Wilsdorf D., *Phys. Rev.*, 120, 773 (1960).
- [16] 钱临照、杨顺华, 晶体缺陷和金属强度, 上册, 1 (1960).
- [17] Thompson N., *Proc. Phys. Soc.*, B66, 481 (1953).
- [18] Fleischer R. L., *Acta Met.*, 7, 134 (1959).
- [19] Marcinkowski M. J., Sadananda K. and Olson N. J., *Cryst. Lat. Def.*, 5, 187 (1974).
- [20] Hirsch P. B., *Phil. Mag.*, 7, 67 (1962).
- [21] Cottrell A. H., *Phil. Mag.*, 43, 645 (1952).
- [22] Whelan M. J., *Proc. Roy. Soc.*, A249, 114 (1959).
- [23] Barnes R. S., *Acta Met.*, 2, 380 (1954).
- [24] Escaig B., *Acta Met.*, 11, 595 (1963).
- [25] Grilhé J., Boisson M., Seshan K. and Gabariaud R. J., *Phil. Mag.*, 36, 923 (1977).
- [26] Kuhlmann-Wilsdorf D., *Frontiers in material science*, 253 (1976).
- [27] Eshelby J. D., *Proc. Roy. Soc.*, A197, 396 (1946).
- [28] Nabarro F. R. N., *Phil. Mag.*, 42, 1224 (1951).
- [29] Nabarro F. R. N., *Proc. Roy. Soc.*, A209, 278 (1951).
- [30] Leibfried G., *Eit Phys.*, 127, 344 (1950).
- [31] Stein D. F. and Low Jr. J. R., *J. Appl. Phys.*, 31, 362 (1960).
- [32] Schadler H. W., *Acta Met.*, 12, 861 (1964).
- [33] Gilman J. J., *Microplasticity*, 17 (1968).
- [34] Френкель Я. И. и Конторова Т. А., *Ж. Э. Т. Ф.*, 8, 89, 1340, 1349 (1938).
- [35] Frank F. C., *Proc. Phys. Soc.*, A62, 131 (1949).
- [36] Eshelby J. D., *Proc. Phys. Soc.*, A62, 307 (1949).
- [37] Alkinson W. and Cabrera N., *Phys. Rev.*, 138, 763 (1965).
- [38] Celli V. and Flytzanis N., *J. Appl. Phys.*, 41, 4443 (1970).
- [39] Ishioka S., *J. Phys. Soc. Jap.*, 30, 323 (1971).
- [40] Earmme Y. Y. and Weiner J. H., *Phys. Rev. Lett.*, 31, 1005 (1973).
- [41] Weiner J. H. and Pear M., *Phil. Mag.*, 31, 679 (1975).
- [42] Friedel J., *Dislocation*, 104 (1964).
- [43] Frank F. C. and Read W. T., *Phys. Rev.*, 79, 22 (1950),

- [44] Bardeen J. and Herring C., *Imperfections in nearly perfect crystals*, 261 (1950).
- [45] Johnson W. G. and Gilman J. J., *J. Appl. Phys.*, 31, 632 (1960).
- [46] Cottrell A. H. and Bilby B. A., *Proc. Roy. Soc.*, A62, 49 (1949).  
Cottrell A. H., *Dislocation and Plastic Flow in Crystals* (1953).
- [47] Hirth J. P. and Caranahan B., *Acta Met.* 26, 1795 (1978).
- [48] Cochardt A. W., Schoeck G. and Wiedersich H., *Acta Met.*, 3, 533 (1955).
- [49] Schoeck G. and Seeger A., *Acta Met.*, 7, 469 (1959).
- [50] Cottrell A. H. Hunter S. C. and Nabarro F. R. N., *Phil. Mag.*, 44, 1064 (1953).
- [51] Cottrell A. H., *Relation of properties to microstructures*, 131 (1954).
- [52] Mott N. F., *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 32, 281 (1936). *Proc. Phys. Soc.*, 49, 258 (1937).
- [53] Suzuki H., *Dislocation and mechanical properties of crystals*, 361 (1957).
- [54] Osswald E., *Eeit. Physik.*, 83, 55 (1933).
- [55] Fisher J. C., *Acta Met.*, 2, 9 (1954).
- [56] Friedel J., *Phil. Mag.*, 46, 1169 (1955).
- [57] Seeger A., *Phil. Mag.*, 46, 1194 (1955).
- [58] Cottrell A. H., *Vacancies and other point defects in metals and alloys* 1 (1958).
- [59] Kinchin G. H. and Pease R. S., *Rept. Progs. Phys.*, 18, 1 (1955).
- [60] Gibson J. B., Goland A. N., Milgram M. and Vineyard G. H., *Phys. Rev.*, 120, 1229 (1960).
- [61] Kimura H., Maddin R. and Kuhlmann-Wilsdorf D., *Acta Met.*, 7, 145, 154 (1959).
- [62] 吴自良, 晶体缺陷和金属强度, 上册, 195 (1960).
- [63] Frank F. C., *Nuovo Cimento*, suppl. 7, 386 (1958).
- [64] Bullough R. and Perrin R. C., *Dislocation Dynamics*, 175 (1968).
- [65] Gehlen P. C., Rosenfield A. R. and Hahn G. T., *J. Appl. Phys.*, 39, 5246 (1968).
- [66] Sinclair J. E., *J. Appl. Phys.*, 42, 5321 (1971).
- [67] Gehlen P. C., Hirth J. P., Hoagland K. G. and Kanninen M. F., *J. Appl. Phys.*, 43, 3921 (1972).
- [68] Koehler J. S., *Phys. Rev.*, 60, 397 (1941).
- [69] Peierls R., *Proc. Phys. Soc.*, 52, 34 (1940).
- [70] Nabarro F. R. N., *Proc. Phys. Soc.*, 59, 256 (1947).
- [71] Price P. B., *Electron microscopy and strength of crystals*, 41 (1963).
- [72] Kroupa F. and Vitek V., *Canadian J. Phys.*, 45, 945 (1967).

- [73] Berghezan A., Fourdeux A. and Amelinckx S., *Acta Met.*, 9, 464 (1961).
- [74] Crussard C., *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, 252, 273 (1961).
- [75] Cohen J. B., Hinton R. Lay K. and Sass S., *Acta Met.*, 10, 894 (1962).
- [76] Kroupa F. and Vitek V., *Czech. J. Phys.*, B14, 337 (1964).
- [77] Frank F. C. and Nicholas J. F., *Phil. Mag.*, 44, 1213 (1953).
- [78] Hirsch P. B., *Congress on crystallography*, Cambrige (1960).
- [79] Sleswyk A. W., *Phil. Mag.*, 8, 1467 (1963).
- [80] Šesták B., *Theory of crystal defects*, 357 (1966).
- [81] Sleswyk A. W., *Colloque sur la Physique des Dislocations*, Toulouse (1966).
- [82] Vitek V., *Phys. Stat. Sol.*, 15, 557 (1966).
- [83] Teutonico L. J., *Phys. Stat. Sol.*, 10, 535 (1965).
- [84] Vitek V., *Cryst. Lat. Def.*, 5, 1 (1974).
- [85] Vitek V., Perrin R. C. and Bowen D. K., *Phil. Mag.*, 21, 1049 (1970).
- [86] Takayama T. and Koepel E. J., *Phil. Mag.*, 8, 2103 (1963).
- [87] Fourdeux A. and Berghezan A., *J. Inst. Metals*, 89, 31 (1960).
- [88] Nakayama Y., Weissmann S. and Imura T., *Direct observation of imperfections in crystals*, Wiley 573 (1962).
- [89] Lindley T. C. and Smallman R. E., *Acta Met.*, 11, 361 (1963).
- [90] Votava E., *Acta Met.*, 10, 745 (1962).
- [91] Wasilewski R. J., *Acta Met.*, 13, 40 (1965).
- [92] Erickson J. S., *J. Appl. Phys.*, 33, 2499 (1962).
- [93] Segall R. L., *Acta Met.*, 9, 975 (1961).
- [94] Hirsch P. B. and Silcox J., *Dislocation in metals A. I. M. E., Symposium* 262 (1954).

## 第三章 晶界与相界

由于实际使用的金属材料往往是多晶状态，甚至是多相组织，因此有必要了解晶界与相界的有关知识。事实上，它们对金属材料的性质（特别是力学性质）有着重大的影响，但可惜的是，目前这方面的知识还很肤浅，尤其是有关相界部分。这里我们准备就其重点内容作些简要介绍。

### § 3.1 晶界概述<sup>〔1〕</sup>

首先让我们就晶界的性质作一般性的叙述。因为晶界是晶粒间的接触地带，所以它的性质必然与晶粒的产生过程有关。事实告诉我们，液相结晶时产生的晶界与固相重结晶或加工再结晶时产生的晶界在性质上就有很大差异；因为即使其他条件一样，后者所含的不溶杂质或低溶杂质肯定比前者要少。晶界的性质不仅反应在力学上，而且几乎在其他各方面都有所反应；如晶界的熔点较低，故有热腐蚀现象；化学腐蚀也很敏感，并有电化反应，以及对超声的反射等作用。对这些性质的了解，可能有助于对其结构的探讨；但要小心区分那些是晶界本身的性质，那些是晶界存在的影响。

在历史上关于晶界结构就存在着两种观点，其一认为晶界是非晶结构的晶界层，另一认为是连续的过渡结构。为了研究问题方便起见，我们将晶界分成大角，小角和孪生三种晶界作如下介绍：

（1）大角晶界 大量实验事实告诉我们，当晶界两边晶粒的位向差大到一定程度之后，晶界的性质的确有所突变，所以我

们有理由提出大角晶界这一概念。当然，它与小角晶界的分界线定在何处，这将在下一节中介绍一个定量的界限。此外，由于大角晶界的某些性质仍然存在各向异性性，譬如沿晶扩散等，所以可以设想它还是有一定的结构。大角晶界过去主要有两种模型，一为葛庭燧的空洞式模型，另一为 Mott 的小岛模型；

1) 空洞式模型<sup>[2]</sup>：最初葛庭燧用内耗实验证实了铝晶界的滑动具有粘滞性，并求得晶界厚约为 4 埃（详见 § 4.5）。不过两三个原子厚的晶界显然已不成其为非晶结构层了。后来鉴于好些金属的自扩散激活能在晶界上的同晶粒内部的都差不多（见表 3.1），所以他提出晶界同晶粒本身的结构无原则上区别，只不过在晶界上空位多一些而已，因为空位的存在对自扩散激活能影响不大，此即所谓晶界的空洞式模型，亦称为无序原子群模型。至于实验测得上述的粘滞性，只不过是反应晶界滑动时的一种性质。

表 3.1 几种金属的自扩散激活能（卡/摩尔）

试 样	晶 内	晶 界
Zn 在 $\alpha$ -黄铜中的扩散	41,700	41,000
$\alpha$ -Fe 的自扩散	78,000	85,000
Al 的自扩散	37,500	34,500

2) 小岛模型<sup>[3]</sup>：关于这一模型的提出，当初也是为了解释葛庭燧的内耗实验结果。Mott 认为，晶界中包含一个个直径约几个原子间距的小晶块，也就是小岛，它们本身同晶界两边晶粒中的原子排列都十分吻合，但分散在与两边晶粒中的原子排列不吻合的原子海中，具体模型如图 3.1 所示。这样当无应力时，由于热起伏的作用，促使晶界中原子的运动是无方向性的，但当有应力时这种运动就变成有方向性的了，并表示出粘滞性；这样葛庭燧的晶界粘滞系数公式中的两个实验常数也得到了理论上的解释（详见 § 4.5），后来，Achter 和 Smoluchowski<sup>[4]</sup> 对 小 岛 模 型作了补充，他们认为大角晶界是位错结构的某种残留，故其实际

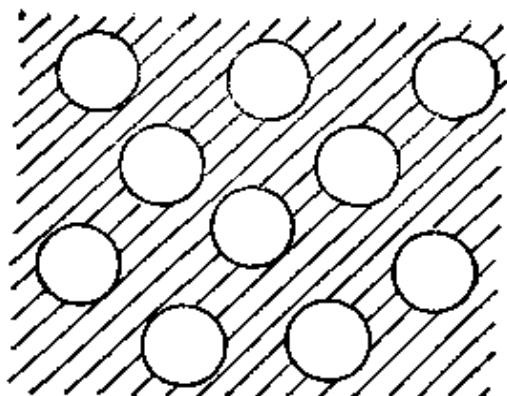


图3.1 大角晶界的小岛模型。

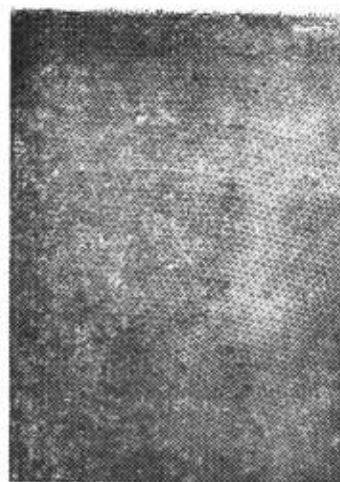


图3.2 晶界的皂泡筏模型。

组态应随位向角而连续变化，只有当位向角较大时才接近小岛模型。

(2) 小角晶界 图3.2是晶界的皂泡筏模型，其中晶界处的皂泡排列大多较为混乱，但也有排列较整齐的晶界，如图中左下角的直晶界即为一例。它的宽度仅为两、三个原子厚，其结构有如一排刃型位错。我们这里所讲的小角晶界就是其结构可以还原为一组或几组位错的晶界，详细内容在下一节中再讲述。

(3) 孪生晶界 孪生这个概念，我们曾不止一处提到过，其几何学早在§1.2中已予以介绍。以前讲的所谓孪生面即为孪生晶界的一种，并称为共格孪生晶界。它的特点是界面上的原子正好坐落在界面两边晶体的点阵座位上；由于界面上没有原子错排，所以晶界能比一般晶界得要低。另一种孪生晶界为非共格的，有关内容将在第八章中再详细介绍。

### §3.2 小角晶界的位错模型<sup>[5]</sup>

小角晶界有两种最简单的类型，一为倾侧晶界，另一为扭转晶界。一般说来，一个晶界应该有五个自由度，一为旋转角 $\theta$ ，二为产生旋转角的转轴的方向余弦（其中仅有两个是独立的），另外二个为晶界面法线的方向余弦（其中也仅有两个是独立的）。设

$u$  是沿产生旋转角的转轴上的单位矢量,  $n$  是晶界面法线上的单位矢量。于是, 倾侧晶界的条件是  $u \cdot n = 0$ , 而扭转晶界的条件是  $u = n$ , 晶界的平面是两个晶粒的共同结晶学平面。

图3.3为简单立方结构中对称倾侧晶界的示意图, 其中旋转角是绕着共同的转轴  $[001]$  相对转动  $\theta$  而产生的, 交界面是一个对称面, 并且和平均的  $(100)$  面平行。两个晶体按这种方式接合起来必定导致在连接区域的畸变, 虽然弹性形变区域能扩展到足以松弛晶界处过多的应力集中。但是单是弹性形变不能够适应全部畸变,

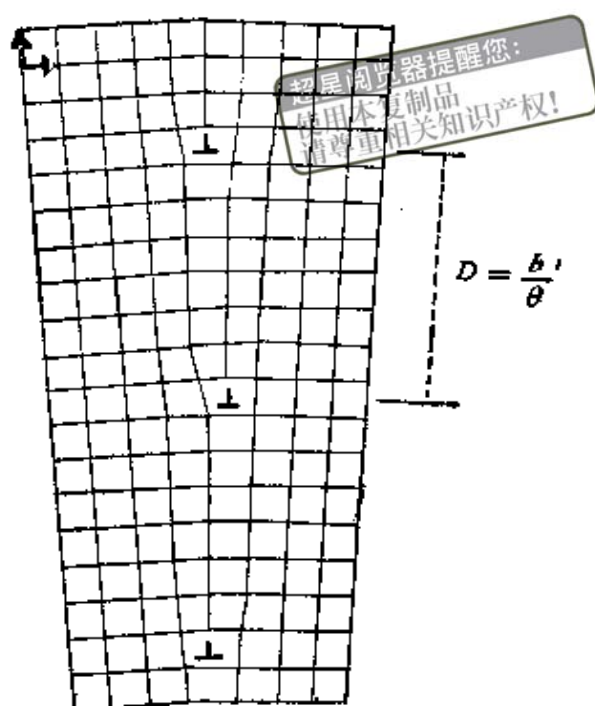


图3.3 简单的对称倾侧晶界。

一些垂直的原子平面必然终止在晶界上; 并在这些平面终止的地方形成和纸面垂直的线缺陷。假如绕其中任一线缺陷画一个柏氏回路, 则可以求得柏氏矢量是一个  $[100]$  的平移矢量  $t$ , 显然, 此线缺陷就是一刃型位错线。从图中很容易看出, 柏氏矢量  $b$ , 位错间距  $D$  和旋转角  $\theta$  间应有下述关系:

$$\frac{b}{D} = 2 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \simeq \theta. \quad (3.1)$$

上式不但适用于理想的简单立方结构, 同时也适用于任意结构的晶体, 只要在图 3.3 中原子排列成方的阵列, 例如面心立方的  $\{100\}$  面。

小角晶界的这种位错模型已为大量实验事实所验证。图3.4给出沿 Ge 晶体的对称倾侧晶界经腐蚀后所得结果, 其中位错间距为2.585微米, X射线测得其旋转角为  $38''$ , 按 (3.1) 式计算得

位错间距为 2.972 微米，可见尚为吻合，更精确的小角晶界位错模型的验证参看附录Ⅱ.1。

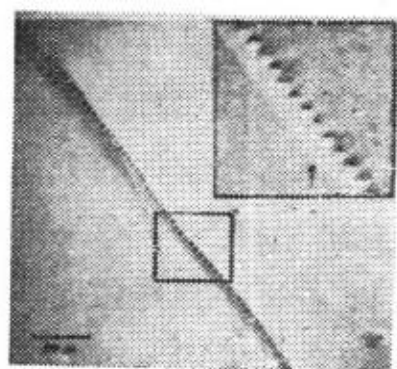


图3.4 沿Ge晶体倾侧晶界的腐蚀斑。

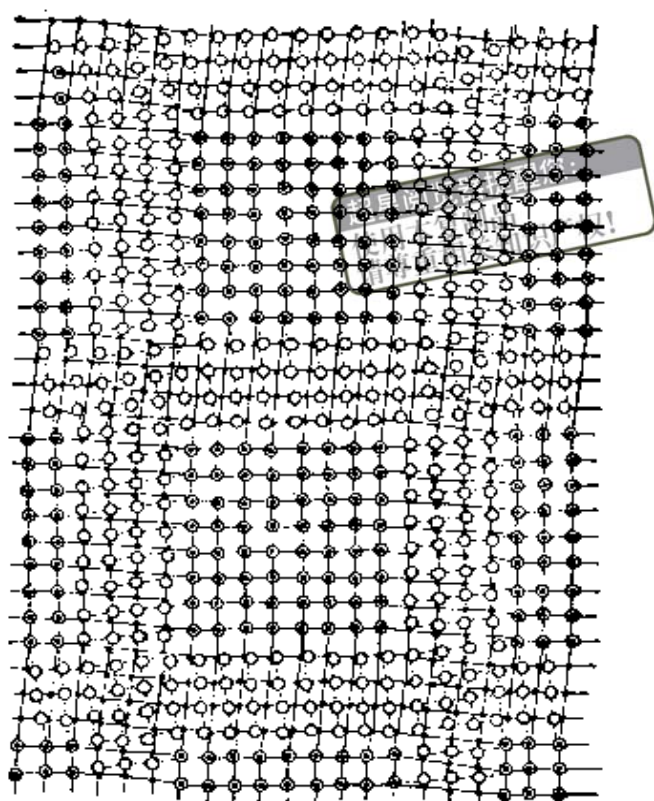


图3.5 简单扭转晶界。

图3.5为简单立方或面心立方结构中扭转晶界的示意图，其中转轴是 $[001]$ ，扭转晶界是 $(001)$ 面，即纸面。这个晶界包含两交叉的螺型位错阵列，其中一组平行 $[100]$ ，另一组平行 $[010]$ 。在位错所包围的中间部分是接合良好的区域。很容易证明，各组位错的间距仍是 $D = b / \theta$ 。

一般简单的倾侧晶界不包含螺型位错；但在某些结构中，如体心立方结构当转轴为 $[001]$ 时，必须包含符号交替变化的一组螺型位错，当然这一组螺型位错的平均效果仍为零。同样，由于在某些结构中可能的柏氏矢量不一定在晶界面上，故扭转晶界也可以包含刃型位错。

以上所讲的只是包含一个自由度变化的两种简单晶界的位错模型，比较一般的小角晶界位错模型可参看附录Ⅱ.2。

### § 3.3 几种大角晶界模型<sup>[6]</sup>

在 § 3.1 中, 我们仅定性的介绍了大角晶界的两种模型, 但是都比较粗糙。这里简要讲一下最近提出的几种大角晶界的主要模型。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

#### 3.3.1 相符点阵模型

按小角晶界的位错模型, 由 (3.1) 式可知, 当晶界的旋转角  $\theta$  大于  $30^\circ$  左右以后, 位错线间距  $D$  就小到原子间距的地步, 显然此时上述所谓的位错就不复存在了, 所以大角晶界结构的分析就必须另想办法。早在 1958 年, Frank 曾提出相符点阵 (Coincidence Site Lattice 简写作 CSL) 的设想, 即在一些特殊位向晶界中, 有一些原子同属于两边晶粒的格点, 并自身形成一超格点阵。后来, Brandon 等人<sup>[7]</sup> 根据场离子显微镜的实验结果, 提出大角晶界的相符点阵模型, 图 3.6 即为一钨晶界的场离子显微镜照片。他们认为大角晶界系由约两原子直径厚的对排与错排区构成, 相符点阵与大角晶界有如下的关系:

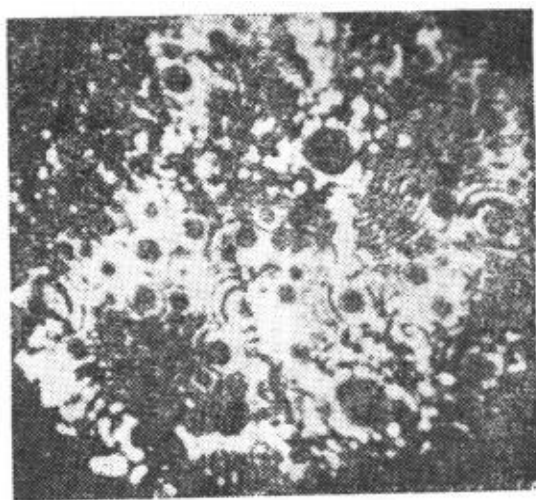


图 3.6 钨的晶界场离子显微镜照片。

1) 相符关系只出现在某些特定的晶界上, 并预期相符晶界总处于相符点阵的最密排面上, 而且能量最低, 厚度很小, 长程应变场可忽略不计。

2) 当相符晶界与 CSL 的最密排面间有一小角度时, 为了使晶界在 CSL 的最密排面上有最大的面积起见便会产生阶 (Step)。阶也不具有长程应变场, 但是如果在晶界上加一适当的

应力，它可能成为位错的增殖源。

3) 与理想相符位向稍有偏离的晶界，可以用一个相符晶界同一与它在同一平面上的晶界位错网络叠加在一起来描述。一般这种晶界位错的柏氏矢量较晶格位错的为小，故有次位错(Secondary dislocation)之称。

下面我们用一些实例来说明上述相符点阵模型的特点：图3.7为一面心立方结构中的(001)相符扭转晶界，即当旋转角 $\theta_c = 36.9^\circ$ 时所得相符晶界，其中相符格点(大黑点)的数目相当总格

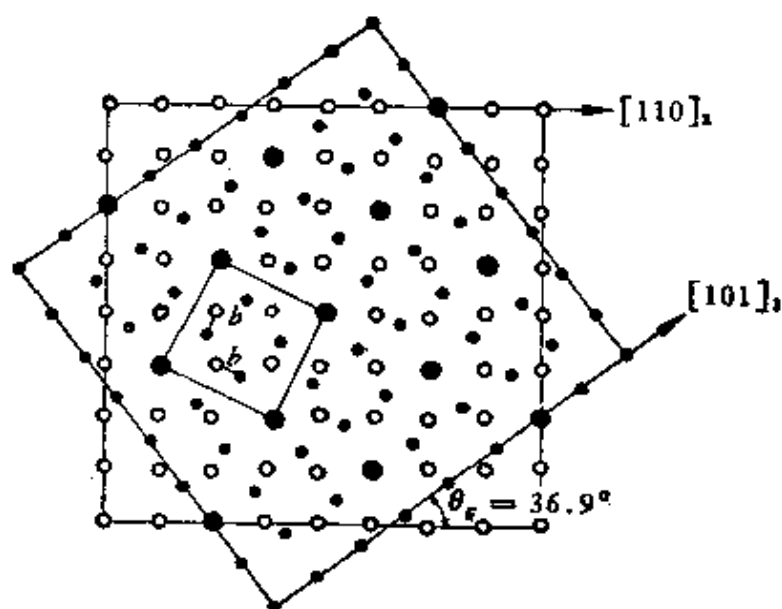


图3.7  $\theta_c = 36.9^\circ$ 时，面心立方结构中的(001)面相符扭转晶界。

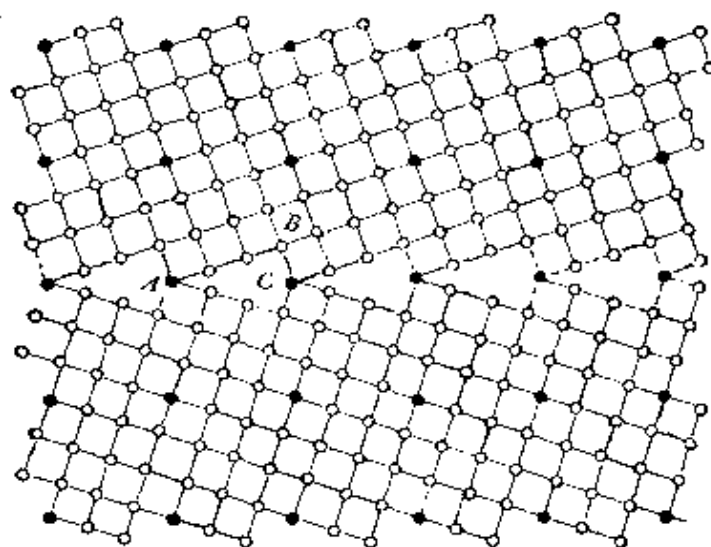
点数的  $1/5$ 。现设  $\Sigma$  为此数的倒数，表3.2给出五个(001)相符扭转晶界最小的  $\Sigma$  值以及对应的各有关参数。因为理论和实验都指出，我们只须考虑  $\Sigma$  较小的情况就可以了。

如果我们沿着晶界平面来观察这种相符关系时，图3.8为 $\langle 100 \rangle 38^\circ$ 相符倾侧晶界的示意图，上述相符格点即为黑点所示。AC称为阶，阶长为AB，阶高为BC。显然阶小时， $\Sigma$ 也小，阶中不接触的原子也少，所以晶界能量也较小。

我们知道，具有同一相符点阵时，其晶界两侧的晶格虽具有

表 3.2

$\Sigma$	$\theta_0^\circ$ (理论)	$\theta_0^\circ$ (观察)	b(理论)	b埃(理论)	观察结果
1	0	0	$\frac{a}{2} \langle 110 \rangle$	2.89	观察到位错网
5	36.9	$37.0 \pm 0.7$	$\frac{a}{10} \langle 310 \rangle$	1.29	观察到次位错网
13	22.6	$22.5 \pm 0.2$	$\frac{a}{26} \langle 510 \rangle$	0.80	观察到次位错网
17	28.1	$28.4 \pm 0.5$	$\frac{a}{34} \langle 530 \rangle$	0.70	次位错网不明显
25	16.3	—	$\frac{a}{50} \langle 710 \rangle$	0.58	观察不到次位错网

图3.8 面心立方结构中,  $\langle 100 \rangle 38^\circ$ 相符倾侧晶界, 黑点为相符合格点。

同样的对称性, 但其晶界结构也可能不一样。图3.9即为面心立方结构中  $\langle 100 \rangle \theta = 28.1^\circ (61.9^\circ)$  倾侧晶界的示意图, 如用阶长表示左边的晶界, 其结构可写作  $\cdots 444 \cdots$ , 右边的可写作  $\cdots |212|212| \cdots$ , 晶界平面各为  $\{530\}$  和  $\{410\}$  面, 但它们的  $\Sigma$  均为 17。同样具有同一相符点阵时, 晶界两边的晶格还可以具有不同的对称性。图3.10即为一例, 其中  $BC$  可以看作晶界  $AB$  同  $CD$  中的一个“坎”。

出于能量的要求, 上述晶界首先要产生刚性松弛, 即晶界两

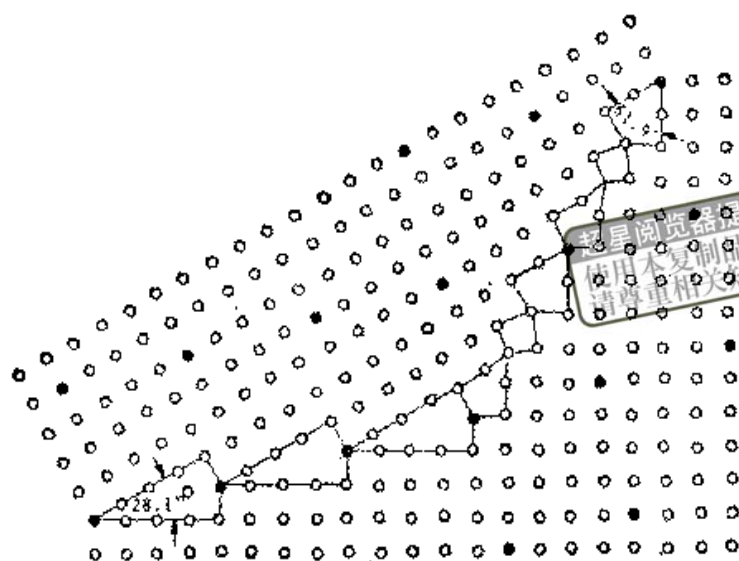


图3.9 面心立方结构中 $\langle 100 \rangle$   $\theta = 28.1^\circ$  ( $61.9^\circ$ ) 对称晶界。

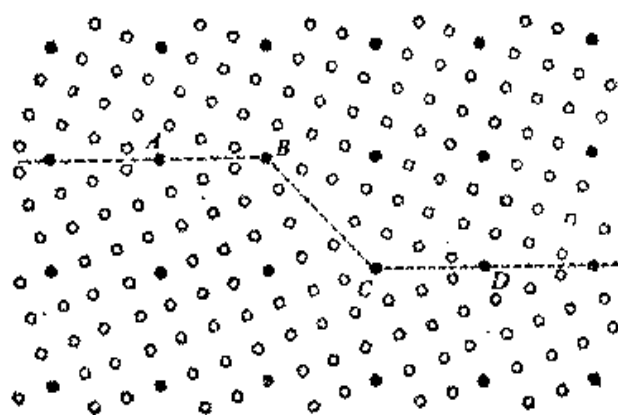


图3.10 相符晶界中的“坎”。

侧晶格相对平移至能量较低处，如图3.11所示，然后晶界处原子为了进一步降低能量还可能作少量局部的位置调整，一般称之为原子松弛。经过这两种松弛后，显然严格的上述相符点阵的关系就没有了，但由于此刚性松弛不包括转动，所以取向的同步关系并没有破坏，阶的大小和周期性仍然保存<sup>[8]</sup>。事实上实验也指

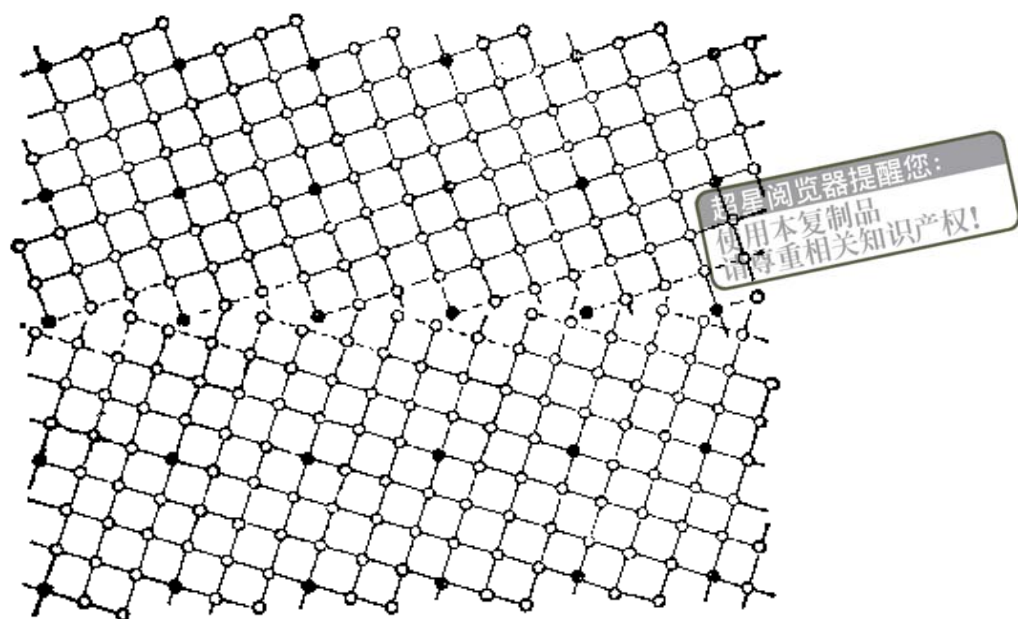


图3.11 相符倾侧晶界中的刚性松弛。

出,即使少许偏离特殊晶界取向,有时可达 $5^\circ$ 之多,但一些特殊晶界的性质仍然保留。这就意味着决定晶界特殊性质的条件,并不一定像相符点阵模型要求的那么严格,所谓相符晶界好像是由一些具有结晶学性质的、周期重复的结构单元所组成。所以后来Bishop和Chalmers<sup>[9-11]</sup>提出了大角晶界的结构单元模型。

当然,实际大角晶界除了上述松弛现象以外,还可能存在着下述三种缺陷:一为空位或空位团;一为溶质原子;一为所谓的错连(Disjunction),即当晶界两边阶长不等时所出现的缺陷。

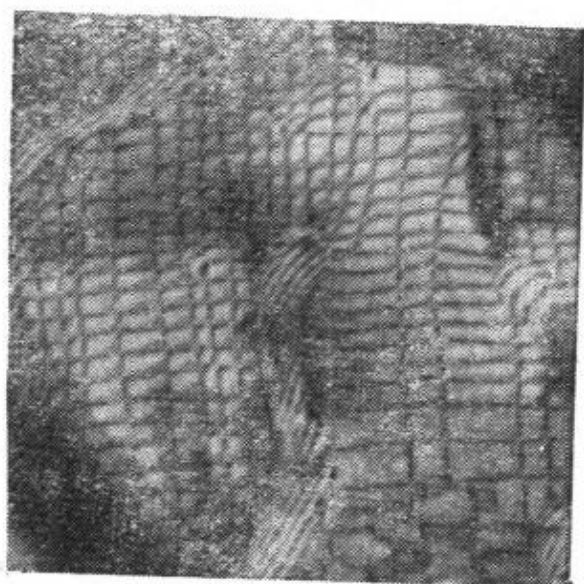
现在我们将图3.7同图3.5作一比较,后者由于“对排区”的产生逐将大量“错排”通过松弛挤入狭带构成的网中,形成一般所谓的螺型位错网。而对前者,我们可以设想在特殊大角晶界中相符点阵起着小角晶界中一般点阵的作用。由于相符点阵间的作用,迫使“错排片”(Misfit segments)产生错排位错网(Misfit dislocation grid)或称次位错网,它们的柏氏矢量如图3.7中**b**所示。此次位错线间距 $d$ 与 $b$ 有类似(3.1)式的关系

$$d = \frac{b}{\Delta\theta},$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
尊重相关知识产权！

(3.2)

式中  $\Delta\theta$  即为产生次位错网时偏离特殊角的度数。Schober 同 Balluffi<sup>(12)</sup> 在金箔双晶晶界中，观察到如图 3.12 所示的这种次位



(a)



(b)



(c)



(d)

图 3.12 Au 中次位错网，(a)  $\Sigma = 1$  ( $b = 2.89$  埃)，(b)  $\Sigma = 5$  ( $b = 1.29$  埃)，(c)  $\Sigma = 13$  ( $b = 0.80$  埃)，(d)  $\Sigma = 17$  ( $b = 0.70$  埃)。

错网，有关结果已列在表 3.2 中。同样，Ishida 等人<sup>[13]</sup>在 Fe-0.75% Mn 中和 Levy<sup>[14]</sup>在 Al 中也都观察到这种次错线。

大角晶界中次位错的几何图形，以刃型位错为例，可参看图 3.13，其中 (a) 为  $\theta = 53.1^\circ$  时的对称相符倾侧晶界... $[222]\cdots$ ；(b) 为  $\Delta\theta = 3.1^\circ$  时的情况，其晶界结构为... $[22322]\cdots$ 。很明显次位错出现在长阶处，其柏氏矢量小于  $t$  矢量。

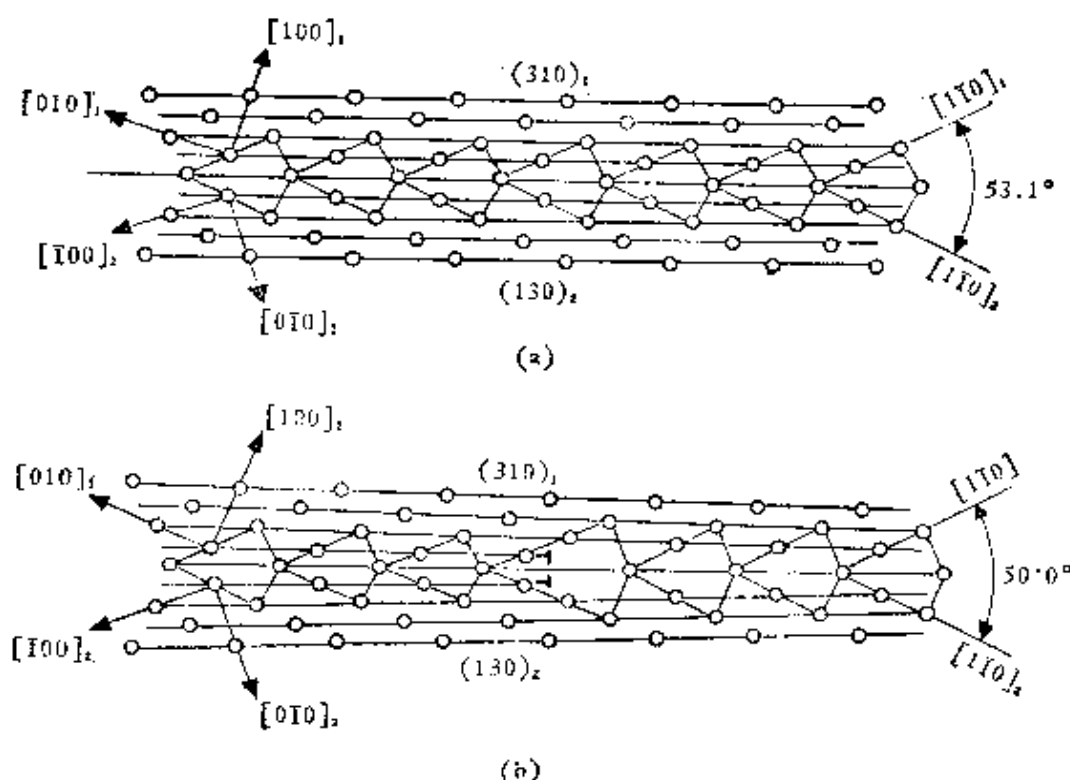


图 3.13 (a)  $\theta = 53.1^\circ$  时的对称相符倾侧晶界；  
(b)  $\Delta\theta = 3.1^\circ$  时，次位错结构的示意图。

总之，大角晶界的相符点阵的实验证据除上述次位错的电子显微镜观察结果外，在下面的第十二章中，我们还可以看到特殊晶界的迁移速度的确较一般晶界的为大，并受合金元素含量的影响较小等，这都符合上述相符点阵的思想。由此可见，大角晶界是一个涉及到几个原子层厚的“对排-错排结构”(Fit-misfit structure)。从能量的观点来看，相符晶界应与晶格的密排方向一致；如果晶界的旋转角不满足这一要求，势必需要引入一定数量

的次位错;如果晶界本身取向不满足这一要求,势必需要在晶界上产生一定数量的“阶”同“坎”,使其最大限度的同密排取向一致。此外,从这一观点出发,§3.1中讲的不论大角晶界的空洞式模型还是小岛模型都不失为一种很好的近似。

最后,我们介绍 Bollmann<sup>[15,16]</sup>提出的 O-点阵理论,这是一种研究点阵几何学的普遍理论,即用几何学的方法来描述互相穿插的点阵中格点的最近邻关系,因此这一理论既实用于晶界,也实用于相界的研究。在大角晶界的相符点阵模型中,利用 O-点阵理论可以建立相符点阵,确定相符晶界的位置以及与理想的 CSL 偏离时晶界中次位错网络的柏氏矢量。最近 Sass, Tan 和 Balluffi<sup>[17]</sup>用电子衍射及高分辨电子显微术研究了大角晶界的周期结构,获得了从 O-点阵衍射的实验证据。

为了计算 O-点阵,首先要用数学的形式写出组成晶界两侧点阵间的一一对应关系

$$\mathbf{x}^{(2L)} = \mathbf{A}\mathbf{x}^{(1L)}, \quad (3.3)$$

其中  $\mathbf{x}^{(1L)}$  同  $\mathbf{x}^{(2L)}$  为晶粒 1 同 2 中的任一点阵矢量,  $\mathbf{A}$  为以点阵 1 中任一点为原点的非退化均匀的线性变换。注意此变换的原点 O 可以取晶体中整个连续空间的任一点,变换本身包括转动与平移或二者兼有。只要给定  $\mathbf{A}$ , O-点阵  $\mathbf{x}^{(O')}$  就可由下式的解来确定

$$\mathbf{b}^{(O')} = (\mathbf{1} - \mathbf{A}^{-1})\mathbf{x}^{(O')}, \quad (3.4)$$

其中  $O'$  为对  $\mathbf{x}^{(2L)}$  作反变换  $\mathbf{A}^{-1}$  时的原点,  $\mathbf{1}$  为单位变换,  $\mathbf{b}^{(O')}$  为由点阵 1 的所有差矢量组成的 B 点阵矢量。Bollmann 曾指出当

$$\mathbf{b} = \mathbf{x}^{(2)} - \mathbf{x}^{(1)}, \quad (3.5)$$

或

$$\mathbf{b} = (\mathbf{1} - \mathbf{A}^{-1})\mathbf{x}^{(2)} \quad (3.6)$$

时, (3.4) 式相当 Frank 公式的推广。因为若设  $\mathbf{b}$  是点阵 1 的  $\mathbf{t}$  矢量, 逐得

$$\mathbf{t}^{(1)} = (\mathbf{1} - \mathbf{A}^{-1})\mathbf{x}^{(O)}, \quad (3.7)$$

此即 (3.4) 式。

至于  $O$ -点阵与 CSL 的关系, 可设想如果  $O$ -点阵 中的一个  $O$  点正好是点阵 1 的格点, 那么这个  $O$  点就是 点阵 1 和 点阵 2 的相符格点。因为  $O$  点作为变换的原点, 对一定的变换来说, 原点的同伴 (Partner, 即是指用线性变换联系起来的点) 就在原点上, 这两个点是相符的。当然不是所有的  $O$  点都是相符点, 只有位于点阵 1 格点上的  $O$  点才是相符点。所有这些相符点就构成一个 CSL。

### 3.3.2 平面匹配模型

由于很多大角晶界的透射电镜照片呈现的图案是网络花样 (如图 3.12 所示), 而且是周期性的明暗条纹。并且这些条纹的方向同间距与反射作用无关, 故不能解释为一般的水纹图。Pumphrey<sup>[18]</sup> 指出, 这是由于构成晶界两边晶粒内原子面在晶界处的错排所致。因为任一组错排面在晶界上的原子行在晶界两边的取向同间距都略异, 其作用有如衍射光栅, 所以能反应出晶界结构的周期性。在 f. c. c. 结构中, 当错排面是低指数面时, 由于它们的关系很接近于 CSL, 并且具有较低的能量, 故 Clark 等人<sup>[19]</sup> 认为平面匹配模型同相符点阵模型在某些方面是相互补充的, 而不是相互矛盾的。当然, 对那些与远离 CSL 的错排有关的缺陷是否就看成为晶界位错, 这还值得研究。不过从总的来看, 平面匹配模型很接近 Marcinkowski 等人<sup>[20-23]</sup> 提出的统一晶界模型; 后者认为晶界上包含由两边晶粒内原滑移同次滑移系统中产生的晶格位错, 其中形成稳定组态的部分即为 CSL, 具有长程应力场的部分将会向晶内产生晶格位错。

### 3.3.3 旋错模型<sup>[24]</sup>

在叙述旋错模型以前, 我们首先简单地解释一下什么叫旋错。一般 Volterra 位错应包括滑移位错和旋转位错两种, 如图

3.14(a)和(b)所示。滑移位错即为我们惯用柏氏矢量  $\mathbf{b}$  来表征的位错,而旋转位错简称旋错,须用一旋转矢量  $\omega$  来表征<sup>(25)</sup>。最近, Ishida 和 Iyama<sup>(26)</sup> 在皂泡筏模型中还观察到旋错的结构及其行为。

我们知道,除了共格孪晶晶界或相符晶界上无位错可言以外,形成任何其他晶界一定包括与旋转有关的缺陷。所以用旋错来模拟晶界是很自然的事。图3.14(c)和(d)为同样的对称倾侧

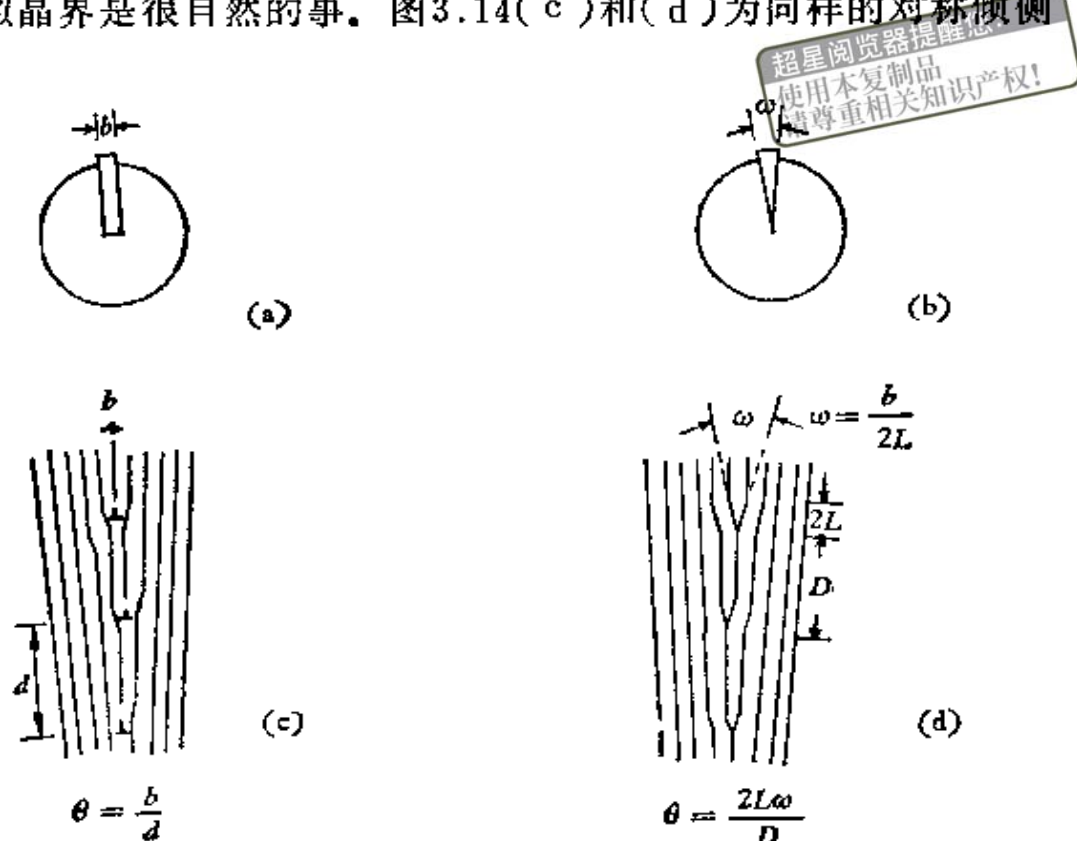


图3.14 刃型位错 (a) 楔型旋错 (b) 对称倾侧晶界的位错 (c) 与旋错模型 (d)。

晶界用位错同用旋错表示的结果,其取向差  $\theta$  可由下述二式分别求得

$$\theta = b/d, \quad (3.8)$$

$$\theta = 2L\omega/D, \quad (3.9)$$

式中  $\omega$  为以两晶粒所含共同方向为轴的转角,即旋错强度,其他见图3.14。李振民还计算了由这些旋错间的压力产生的弹

性能。

目前,大角晶界模型除了上述有关的几种以外,最近 Marcinowski<sup>[27]</sup> 还提出了微分几何模型; Pond 等人<sup>[28]</sup> 和 Ashly 等人<sup>[29,30]</sup> 又分别提出多面体堆垛模型,他们认为晶界是由原子组成的八种基本类型三边多面体 (Deltahedron) 混乱密积堆垛而成。这些理论正处在形成阶段,读者可参阅有关文献。

最后必须指出:第一,上述各种大角晶界的模型对解释一些特殊大角晶界是有效的,但对应用到那些与特殊大角晶界偏离较大或任意大角晶界上还是有争议的。Gleiter<sup>[31]</sup> 曾用非线性法计算了晶界位错心的宽度,发现上述大角晶界的位错模型仅实用于那些晶界能与取向关系密切的晶界,而其他晶界中,由于位错心过宽,晶界位错非局域化,所谓的大角晶界位错模型意义就不大了。实验也证实,用现代显微技术并不能观察到这种晶界中结构的明显特点。第二,至今所讲的大角晶界的模型中一直忽略了它们的电性。最近, Sautter Gleiter 和 Bärö<sup>[32]</sup> 考虑到晶界的电子结构,将晶界分成非电敏感和电敏感两种。前者是紧装度 (Packing density) 和正常品格差不多的晶界,它们的能量与金属的电子结构无关,因此也就与溶质原子无关。后者的能量却与金属的电子结构关系密切,因此也就与溶质原子浓度有关。图 3.15 给出三个晶界能与取向差曲线示意图,其中 (a) 为纯金属的; (b) 为固溶体的,显然可以看出,由于合金化后  $B$  尖角的形状同位置都发生了改变; (c) 为晶界上有溶质原子集聚,此时不但整个能平降低,并且  $C$  尖角完全消失,  $B$  尖角也变钝了。这些现象在 Ag-1% (原子) Au, Ag-20% (原子) Au 同 Ag-0.2% (原子) Bi 合金中已进行了初步研究。最近, Pareja 和 Serna<sup>[33]</sup> 通过纯 Al 晶界的实验进一步指出,对金属晶体而言,晶界的电结构尤为重要。一般 CSL 由于只考虑晶界的几何关系,故对离子晶体中的晶界近似性较好,而在金属晶体中  $\Sigma$  就失去它应有的意义。

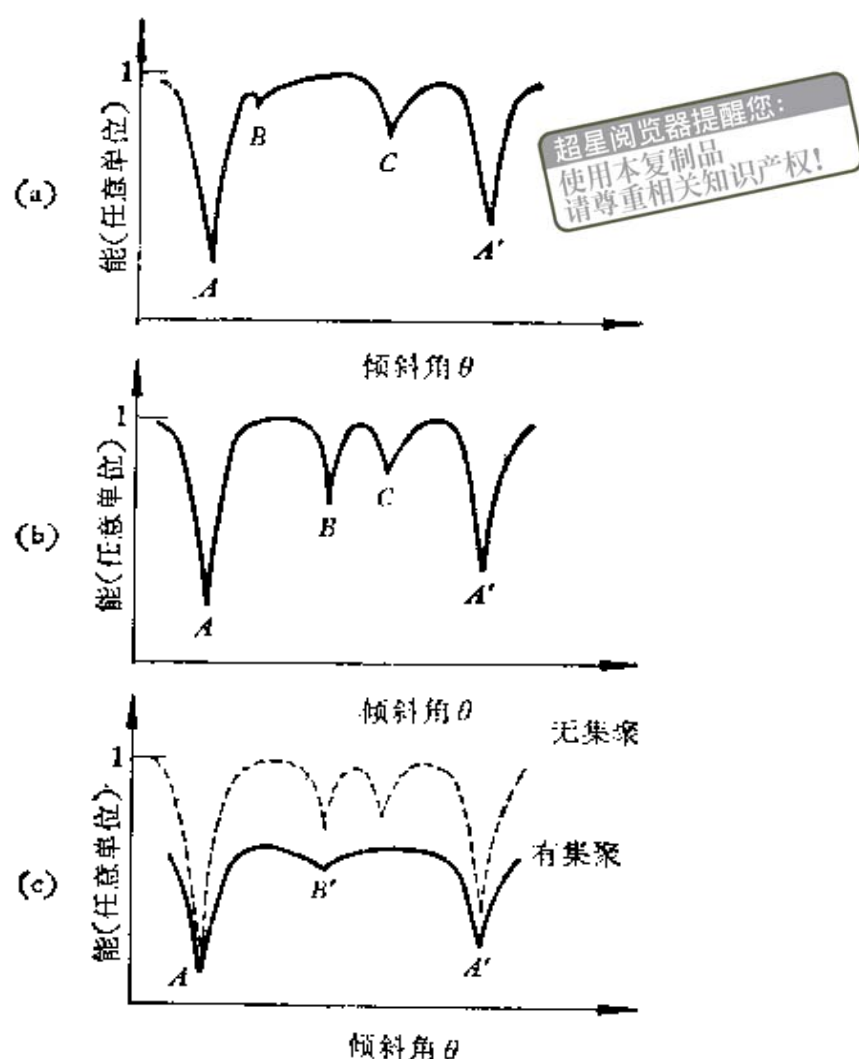


图3.15 非电敏感和电敏感晶界能与取向差曲线示意图以及溶质原子在晶界上集聚产生的影响。

### § 3.4 晶 界 能

在晶界的各种性质中，晶界能是很重要的物理量。目前关于小角晶界能的计算有很多方法。下面我们介绍一种简明的，但也是较不严格的一种方法。以对称倾侧晶界为例，按(2.25)式，单位长刃型位错的能量可写为

$$W_E = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r}{b} + B_E, \quad (3.10)$$

其中  $B_E$  为刃型位错的中心能， $r$  为位错的弹性应力场所及的距

离。由于对称倾侧晶界是由一组同号刃型位错组成的，故当  $r < D$  处的弹性应力可认为基本上已抵消。因此，令  $r = D$ ，再由 (3.1) 式得出位错密度为  $\frac{\theta}{b}$ ，最后用 (3.10) 式可得到单位面积的晶界能

$$E = \frac{\theta}{b} W_E = \frac{Gb\theta}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{1}{\theta} + \frac{\theta}{b} B_E = E_0 \theta (A - \ln \theta), \quad (3.11)$$

其中

$$E_0 = \frac{Gb}{4\pi(1-\nu)}, \quad (3.12)$$

$$A = \frac{4\pi(1-\nu)}{Gb^2} B_E.$$

同理亦可将扭转晶界能写成 (3.11) 式的形式，唯此时位错间距虽仍为  $D$ ，但位错密度为  $\frac{2\theta}{b}$ ，故 (3.11) 式中

$$E_0 = \frac{Gb}{2\pi}, \quad (3.13)$$

$$A = \frac{4\pi}{Gb^2} B_r,$$

式中  $B_r$  为螺型位错的中心能。

最后，我们可以定性地说明一下晶界能随  $\theta$  变化的趋势：当  $\theta$  比较小时，晶界能随  $\theta$  的增加而增加，这是由于位错数目的加多所造成的；但随着位错数目的加多，相应地也引起畸变区域的变狭，故晶界能就产生降低的倾向，所以总的来说，当  $\theta$  达到一定值后，(3.11) 式代表的曲线将出现一极大值。若  $\theta$  再大，位错密度增加后，使得弹性应力场高次项的影响、位错中心的影响以及晶界两边晶内形变的影响等都逐渐变得不能忽略不计。因此，(3.11) 式仅适用于小角范围，一般指  $10^\circ$  以内；温度较高时，我

们应考虑晶界自由能的变化，不过它仅影响常数  $A$ 。

(3.11)式在小角范围内是否正确可通过下述方法来验证：首先将它改写为

$$-\frac{E}{\theta} = E_0(A - \ln \theta), \quad (3.14)$$

然后用  $-\frac{E}{\theta}$  与  $\ln \theta$  作图。所得直线，其斜率即为  $E_0$ ，截距为  $E_0 A_0$ ，因此，我们可以通过实验结果来看线性关系是否良好；同时， $E_0$  的值也可以与理论值进行比较。除此以外，还可以定出常数  $A$  及(3.11)式的适用范围。

其次，再将(3.11)式写成无因次的形式，即先由

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = E_0(A - \ln \theta) - E_0 = 0$$

求出最大晶界能角  $\theta_M$ ，代入(3.11)式得一最大晶界能

$$E_M = E_0 \theta_M (A - \ln \theta_M) = E_0 \theta_M. \quad (3.15)$$

将(3.15)式除(3.11)式得

$$\frac{E}{E_M} = \frac{\theta}{\theta_M} \left[ 1 - \ln \frac{\theta}{\theta_M} \right], \quad (3.16)$$

因此，我们只须用各种金属求其  $\frac{E}{E_M}$  同  $\frac{\theta}{\theta_M}$  两比值的的关系，看它们是否落在同一曲线上。图3.16即为四种金属所得结果，看来它比应得的结果还好，这可能是正负误差对消的缘故。

关于大角晶界能，有的基本上不随  $\theta$  而变，附录Ⅲ.3中图Ⅲ.5指出锡的晶界能  $E$  随  $\theta$  增加到某一定值后就保持不变了。有的在一些特殊角处出现极小值，图3.17即为Cu-16%Al的晶界能与孪晶能之比与(110)晶粒旋转角  $\theta$  间的变化关系。最近，Gupta<sup>(34)</sup>还提出晶界能可严格的视为晶内同晶界扩散自由能之差。

具体晶界能的测量可参看附录Ⅲ.3。

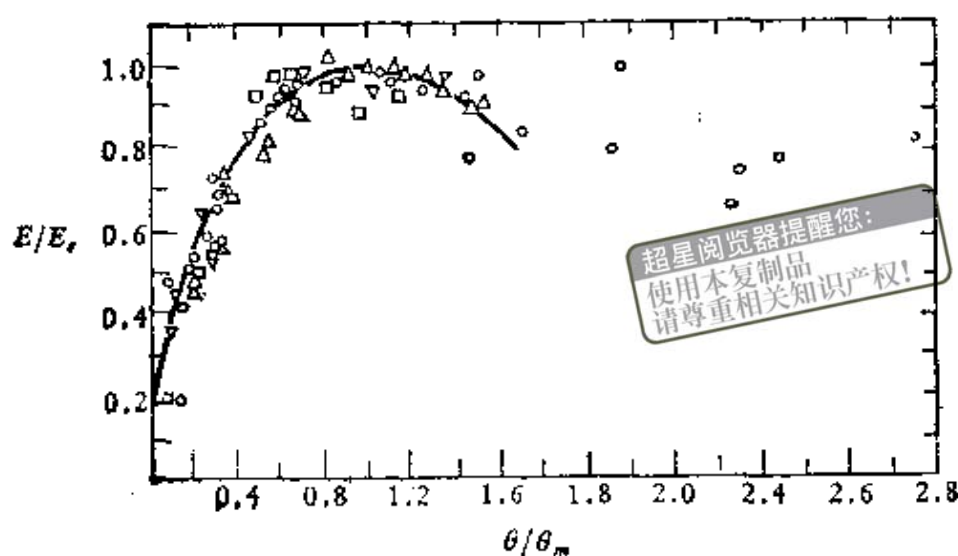


图3.16 相对晶界能及与其理论曲线的比较。

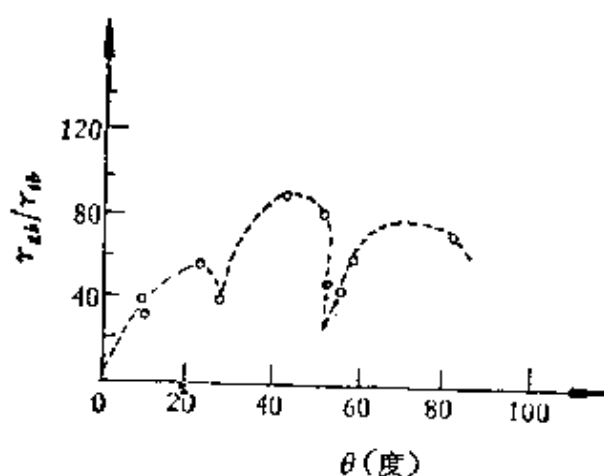


图3.17 Cu-16%Al的晶界能与旋转角的关系。

### § 3.5 晶界的运动<sup>[35]</sup>

晶界的运动一般可分为滑动和移动两种，前者为晶粒沿晶界的滑移，后者可以看作是晶粒的相互吞并而产生的晶界迁移。这种说法好像强调了晶粒的运动，但事实上晶粒得以运动的元过程

却发生在晶界上，并且除非作特殊的实验安排，晶界的运动往往不是分得很明确的滑动和移动，而是两者混在一起进行的。尤其当金属在高温形变时，由于这两过程的交替进行还会产生晶界的变形以致形成裂纹，这在以后有关章节中还要详细讨论。

### 3.5.1 晶界的滑动

晶界的滑动一般又分成两种，一是在沿晶界切应力作用下产生沿晶界的宏观滑动，另一是像内耗那样小幅度( $10^2$ — $10^5$  埃)的滑动。第二种情况将在 § 4.5 中专门进行讨论，我们这里只介绍晶界的宏观滑动。

这方面的工作主要集中在双晶上，其实验装置如图 3.18 所

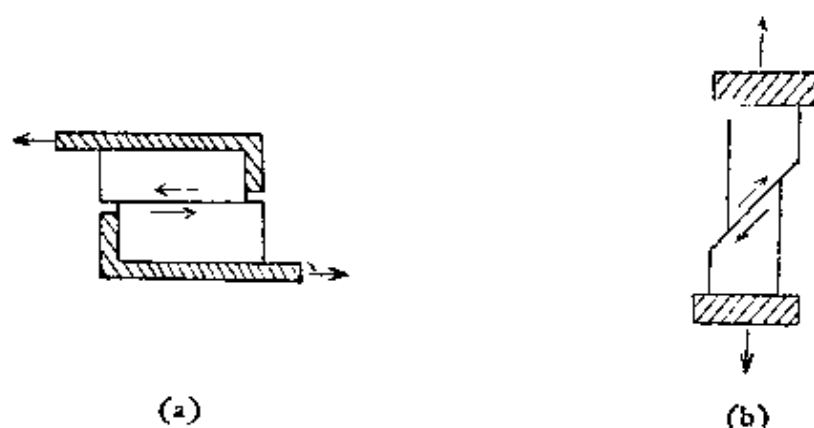


图3.18 晶界滑动装置示意图。

示。实验的结果指出，晶界的滑动是一不连续过程，一般开始时快速滑动，然后变为恒速，最后为减速。如再反向施加切应力后，其速度就会重新变快，并又重复上述变化，但也有一开始存在一很明显的孕育期，即受力后有一段时间不滑动，其激活能同内耗所得结果基本一致，见表3.3。不同旋转角的试样，或者甚至同一试样中晶界上的不同地方，其结果都有明显差别。

关于晶界滑动的机制，可以说目前尚不十分清楚。从表3.3的数据来看，我们还不能得出晶界滑动的原子过程和内耗一样的结论。但有一点还是明确的，就是晶界的滑动看来并不是晶粒沿晶

表3.3 晶界滑动激活能 (卡/摩尔)

金 属	Al	Sn	Cu
内耗	32,000	19,000	33,000
双晶	40,000	19,000	31,000

界单纯的作粘滞性滑动。因为实验告诉我们，产生滑动的晶界两边出现亚结构现象，并且它们有的相对基体作较大角度的旋转。

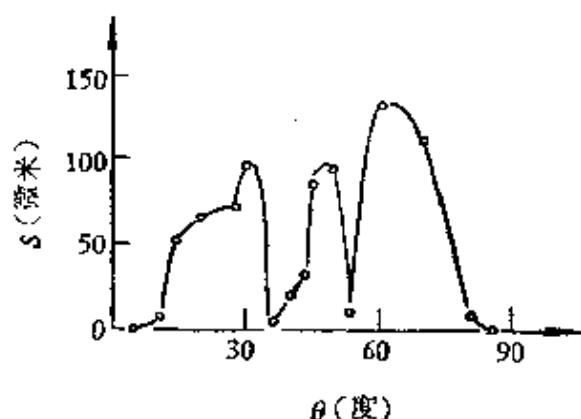


图3.19 <001>Al倾侧晶界在560°C及40 克力/毫米<sup>2</sup>切应力下，滑动位移与取向差的关系。

从原子结构来看，也很难设想在晶界滑动时，为了松弛晶界应力同尽可能保持结构的不受破坏而不引起一定程度的晶界移动，所以晶界滑动总是在温度较高时容易产生。从晶界的位错结构来看，可将晶界滑动比作品内滑动，也就是晶界的滑动是通过晶界位错的运动实现的。那么，根据相符点阵模型晶界滑动应与晶界的取向差有关。Biscondi 和 Goux<sup>[36]</sup>的工作证实了这一点，图3.19给出了晶界滑动位移与取向差的关系曲线。此外，晶界中的“坎”显然也应对晶界的滑动有影响，它除了作为晶界位错源同障碍外，Gifkins 和 Snowdon<sup>[37]</sup>还提出，当温度较高时，晶界滑动应取决于物质由受压应力的“坎”沿晶扩散到受张应力的“坎”上去这一过程的控制，并给出晶界的滑动速度

$$\dot{S} = \frac{\delta \sigma D_{gb} \Omega}{L k T} \text{ 厘米/秒,} \quad (3.17)$$

式中  $\delta$  为约等于 2 的一常数， $\sigma$  为外加力 $\left(\frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2}\right)$ ， $\Omega$  为原子体积， $D_{gb}$  为晶界扩散系数， $L$  为受压应力的“坎”与受张应力的“坎”间距。同样，三晶交界处对晶界的滑动也会起着类似“坎”

的作用。最近, Burton<sup>[38]</sup>用竹节型多晶所做晶界滑动实验指出: 晶界滑动激活能接近晶内扩散激活能, 并指出它受控于晶界上起伏间的扩散。总之, 看来晶界滑动的机制不能用单一的模型来说明, 即使目前经常为大家引用的 Raj 和 Ashby<sup>[39]</sup>理论, 它也未涉及具体的原子模型。

### 3.5.2 晶界的移动

关于晶界的移动问题, 小角的比大角的知道得较清楚些。首先让我们看图 3.20 所示的对称倾侧晶界在切应力作用下的移动情况。晶体的左端为夹头固定着, 右端加一铅垂负荷。如果沿柏

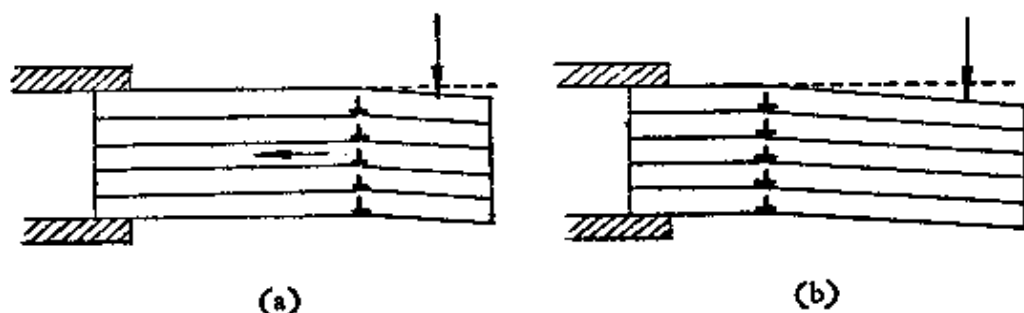


图 3.20 切应力作用下, 小角晶界的滑动。

氏矢量方向所加分切应力为  $\tau$ , 则每一位错所受作用力为  $\tau b$ , 而晶界上单位长有  $\frac{\theta}{b}$  根位错线, 故单位面积晶界上所受的壓力为

$$p = \theta \tau, \quad (3.18)$$

产生晶界移动的条件是  $p$  大于各位错在滑移时所受的阻力。

上述这种晶界移动的形式已为 Parker 和 Washburn<sup>[40]</sup>的 Zn 双晶实验所证实。图 3.21 中 (a) 为原始晶界所在位置, (b) 为在外力作用下向右移动的结果, (c) 为外力反向后晶界向左移动的结果。后来他们的进一步工作指出: 晶界的移动速度随旋转角的增加而增加; 高温时晶界的移动是均匀的, 而低温时则是跳跃的, 并且每跳跃一次, 其旋转角都有所减小; 所以为了维持常速移动, 必须不断增加外力。此外, 还证实小角晶界亦能作为位错

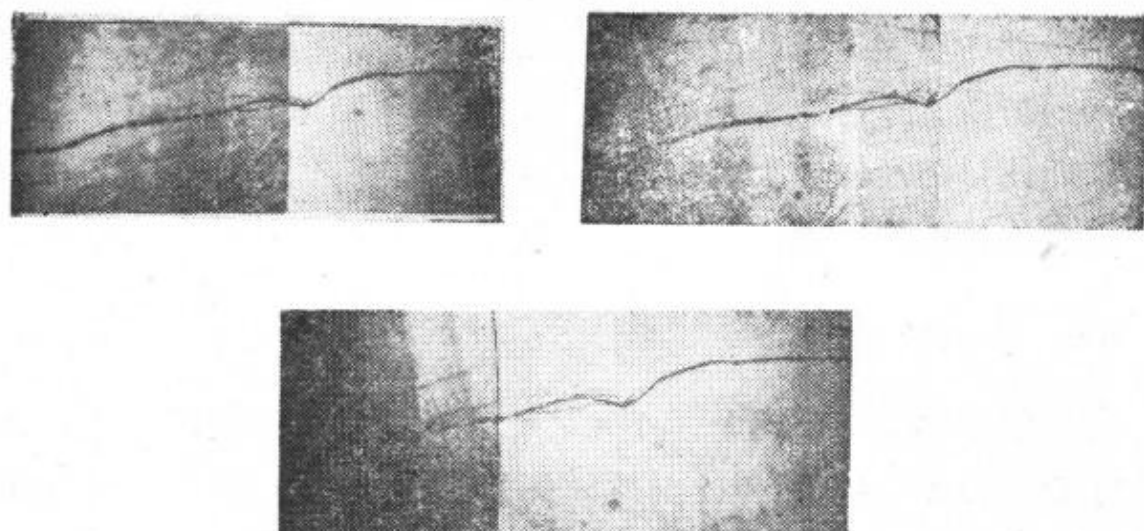


图 3.21 Zn 双晶中晶界的滑动。

运动中的障碍；有时位错被它吸收后，晶界的旋转角就相应增加；同号或异号晶界可以合并，其结果是旋转角为合并前两晶界旋转角的代数和；外力反向后合并的晶界又能分裂，但不一定恢复原状。不对称倾侧晶界中，当整个晶界向前移动时，一组位错作滑移，而另一组位错作攀移；这时晶界的移动就要受扩散的控制，通常在较高的温度下才能实现。

所有上述实验事实进一步证明，构成小角晶界的位错就是我们在第二章中所讲述的品格位错，并且小角晶界可以移动而难于滑动，不像大角晶界两者皆较容易。

大角晶界的移动问题比较复杂，如果我们仍要写出迫使晶界移动的压力，则

$$p = -\frac{1}{S} \frac{dF}{dx}, \quad (3.19)$$

其中  $S$  为移动晶界的面积， $dx$  为移动的距离， $dF$  为移动后自由能的变化。所以这时晶界移动的驱动力就来自自由能。譬如，具有各向异性的磁性金属，由于晶粒取向不同，磁化能力就有所差异，在磁场中能量密度也就不同，易于磁化的晶粒逐渐长大，并吞并不易于磁化的晶粒；又如对形变度不同的晶粒而言，缺陷

密度较小的晶粒就逐渐吞并缺陷密度较大的晶粒。此外，任何减小晶界能的倾向也使晶粒长大。至于退火状态良好的金属，可用皂泡类比，其驱动力仅来自表面能，如今  $\gamma$  为晶界的表面能， $R$  为其曲率半径，则得关系

$$p = \frac{2\gamma}{R} \quad (3.20)$$

它驱使晶界向着曲率中心移动，但移动的速度较慢，所以一般聚合再结晶的速度仅只加工再结晶的百分之一到千分之一（图3.22即为一例）。

实验指出，晶界移动与两晶粒的旋转角关系很大，以至不能

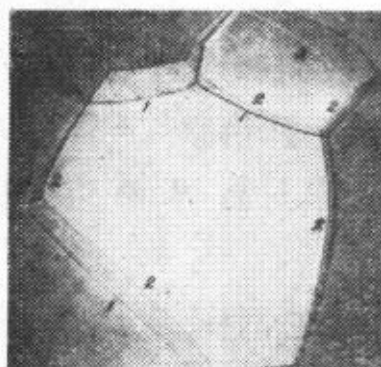


图3.22 铝晶界移动 (1) 2分钟，600°C (2) 加30秒，600°C。

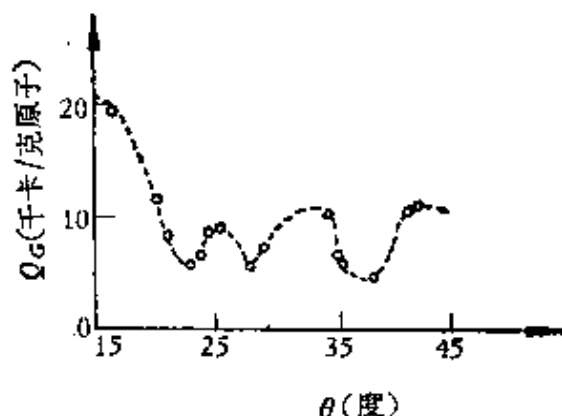


图3.23 区熔铅晶界移动激活能与旋转角的关系。

用表面能来解释，譬如 Cu 中，以  $\langle 111 \rangle$  为轴旋转  $30^\circ$  的晶界移动最快。晶界的取向也会影响晶界的移动，譬如 Al 中，晶界平行长大晶粒的  $\{111\}$  面时其移动速度就最小。但随着温度的增加，这些现象遂不明显。从大角晶界的相符点阵模型出发，晶界移动激活能应与旋转角有周期性变化关系。这与很早以前，Rutter 和 Aust<sup>[41]</sup> 的实验是一致的，图 3.23 即为其转轴为  $\langle 001 \rangle$  区熔铅的结果。

关于大角晶界移动的机制我们可以参看图 3.24，设晶界一边晶粒中原子平面为图中直线所示，显然“x”处为原子最易脱



图3.24 晶界移动机制示意图。

开原晶粒的地方，也是晶粒长大时最易附着原子之处。但这两个地方一般不可能正好紧相邻，故如果晶界要移动就必须借助原子沿晶界的扩散。此外，晶界两边晶粒中平行于晶界的原子面密度也不会一样大，故完成晶界移动时，必定有多余的原子或空位产生，所以不论晶界移动的机制如何，沿晶界扩散是必不可少的过程之一。实验结果也证明，晶界移动激活能和沿晶界扩散激活能很相近。Gleiter<sup>[42]</sup>的电子显微镜实验也指出，晶界两边晶粒表面有

阶梯状结构。所谓晶界上的“坎”系由 $\{111\}$ 面在晶界中的露头所形成，而晶界的移动即原子自阶梯处释放同吸收造成阶梯本身的运动；长大的晶粒有如Frank生长螺旋一样沿垂直晶界方向推进。Gleiter还定量地计算了晶界移动速率与晶界两边晶粒的相对位向关系。

关于Mott<sup>[39]</sup>的晶界移动理论，我们将在附录Ⅱ.4中进行叙述。

### 3.5.3 杂质对晶界运动的影响

金属中的杂质可分为可溶解的和不可溶解的两种，它们对晶界的滑动和移动都有明显的阻碍作用。下面我们仅介绍杂质对晶界移动的影响，杂质对晶界滑动的影响将在讲内耗时再讨论。

首先，可溶杂质在一定温度范围内都有抑制晶界移动的效果，尤其内吸附作用强的原子（即表面活性的原子）起的作用更大。譬如，高纯铝中加入0.005%的锡，能使晶界移动减缓三个量级。这样少的杂质引起如此巨大的影响，显然和晶界的内吸附现象有关。Архаров<sup>[43]</sup>在这方面做了大量的工作。我们知道，不论溶质原子与晶界的相互作用是那一种类型，如果溶质原子在

晶粒内和晶界上的能量差为  $\Delta E$ ，则晶界上的溶质原子浓度  $c$  和晶粒内浓度  $c_0$  应满足下述关系

$$c = c_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (3.21)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

由此可见， $\Delta E > 0$  时， $c > c_0$ ，溶质原子呈表面活性，故表面活性元素大都难溶于基体，因此叫正吸附，它富集在晶界上便导致晶界能的下降；当  $\Delta E < 0$  时， $c < c_0$ ，溶质原子呈非表面活性，故非表面活性元素与基体互溶性好，因此叫负吸附。

对于表面活性溶质原子，一般认为它能拉住晶界，妨碍它的移动。按 Lücke 和 Detert<sup>[44]</sup> 的理论，认为这时不是由基体原子沿晶界的扩散来控制晶界的移动，而是由溶质原子的体扩散来控制。由于体扩散要比沿晶扩散慢得多，这样就可以解释表面活性溶质原子对晶界移动的不利影响。

在一定温度下，溶质原子在外力  $f$  作用时的移动速度  $v$ ，根据爱因斯坦关系，有

$$v = \frac{D}{kT} f, \quad (3.22)$$

式中

$$D = D_0 e^{-\frac{U}{kT}} \quad (3.23)$$

为溶质原子的体扩散系数，其中  $U$  为其激活能。当溶质原子形成的气团未离开晶界时，它对晶界的拉力应和晶界移动的驱动力  $p$  平衡，即

$$p = \delta c f, \quad (3.24)$$

式中  $\delta$  为晶界的厚度。由 (3.21)，(3.22)，(3.23) 和 (3.24) 四式即可求出

$$v = \frac{D_0 p}{\delta c_0 kT} e^{-(\Delta E + U)/kT}. \quad (3.25)$$

由于晶界的移动受溶质原子体扩散的控制，故此时晶界移动的激活能也应为  $\Delta E + U$ 。当温度高过临界温度后，溶质原子气团已

不复存在，这时晶界移动的激活能又重新为基体原子沿晶扩散的激活能。

上述溶质原子的作用还随晶界两侧晶粒取向的不同也会有很大差异，图 3.25 即为在高纯铅中加入少量锡后，对其晶界迁移的影响<sup>[45]</sup>。这里面值得注意的是存在一些特殊晶界，它们的迁移速率虽大，但对锡含量不如一般晶界的敏感。这正好与大角晶

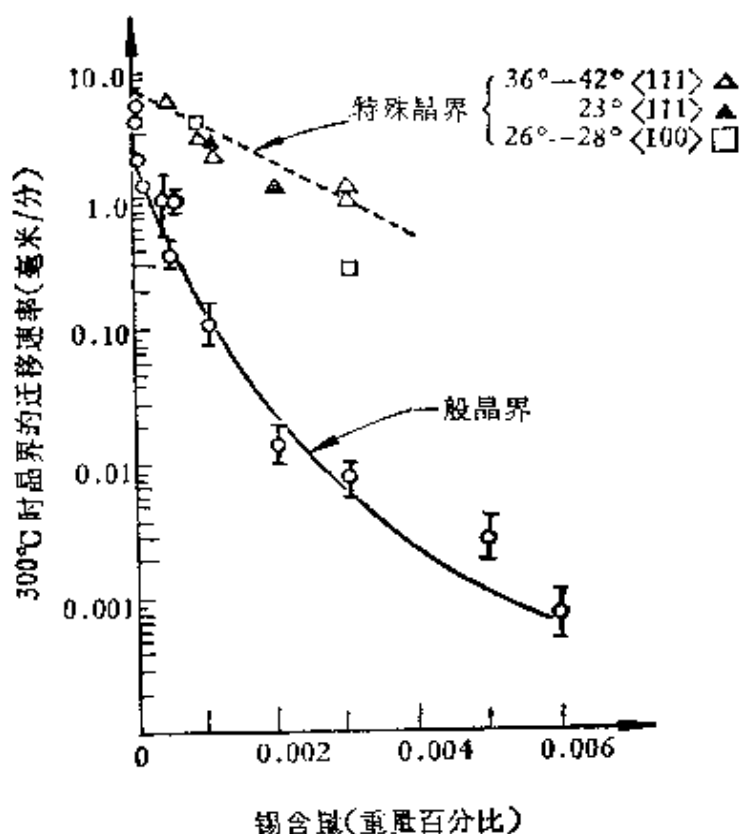


图 3.25 锡对高纯铅在 300°C 时晶界迁移速度的影响。

界中的相符晶界有关，譬如  $28.1^\circ$  即为绕  $\langle 100 \rangle$  轴旋转时  $\Sigma=17$  的相符晶界。

关于不溶杂质形成的第二相对晶界移动的抑制作用也很明显(图 3.26 即为一例)，并且很容易证明，当第二相总含量不变时，其分散度越大对抑制晶界移动越有效(详见附录 II.5)。Ashby 等人<sup>[46]</sup>还指出，晶界的移动有时趋向第二相，有时绕过第二相；

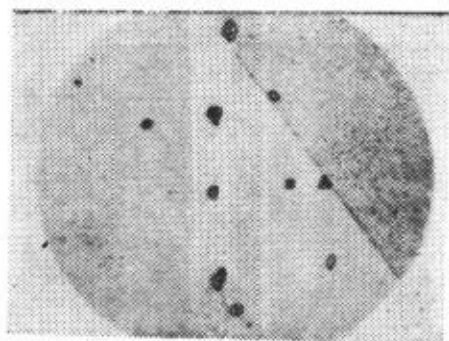


图3.26  $\alpha$ -黄铜中，第二相对晶界移动的影响。

这要看第二相共格与否而定，因为前者晶界能往往较后者为小。

### § 3.6 晶体的嵌镶结构

晶体的嵌镶结构 (Mosaic structure) 又名亚结构 (Substructure)，胞状结构 (Cell structure) 或网状结构 (Lineage structure)。它是在研究晶体的 X 射线衍射强度时引进的概念；为了使理论值与实验值相吻合，不得不设想实际完整晶体是由大小不超过  $10^{-4}$  厘米，旋转约  $1^\circ$  左右的一些小晶块所组成的。它们实际上是一个三维位错网络构成的小角晶界，或称亚晶界。在第二章中曾讲过，这种位错网络在热力学上虽不稳定，但在力学上还是稳定的。因此，长期退火可使总的位错密度有所降低，但这种网络形式却很难消除，因此形成嵌镶结构。

这种结构在熔态生长的晶体中和形变后经不完全退火的晶体中最易获得。前者由于低熔点杂质原子的偏析及过饱和空位形成棱柱位错的缘故，极易出现平行生长方向的柱状亚晶粒。后者由于形变晶体在退火时异号位错的相互抵消，多余下来的同号位错通过攀移结成稳定的三维位错网络（详见 § 12.3），并且网络中的位错密度随退火的完全程度而逐渐减小。图 3.27 为发展得比较好的亚晶界电子显微镜照片。

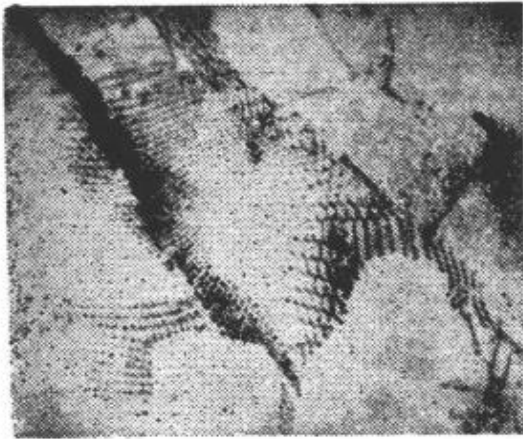


图3.27 Nb中六角位错网状亚晶界。

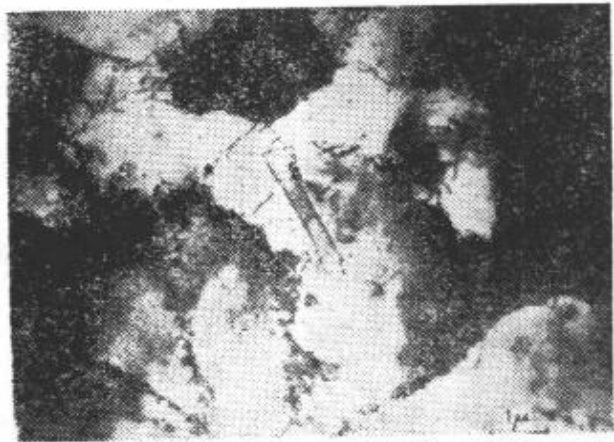


图3.28 形变铝中的亚结构（注意A处为滑移线痕迹，左下方为原来晶界）。

亚结构也可以由形变晶体直接获得，此即所谓的破碎现象。图3.28即为一例，它是形变铝的电子显微镜透射照像，这种由破碎形成的亚结构有如下一些特点：

1. 其胞大小与起始晶粒度无关，当应变至一定值时即减小到一极小值。
2. 金属越软，此极值越大。
3. 金属越硬，胞的墙（即亚晶界）就越宽。
4. 杂质越多，胞越小。

### § 3.7 相 界

相界在金属的许多实际问题中有着极其重要的作用，例如金属的脆性问题；但目前我们对相界的知识仍然十分贫乏。如将相界看成两相接触面，由于化学键的不对称性可能导致较高的界面能。但实验证明，相界能总是小于任一相的晶界能，而其附着作用却大于晶界的。因此一般来讲相界有较好的抗腐蚀性，较高的扩散激活能和较大的滑移阻力。

### 3.7.1 相分布

以两相合金为例，同一基体不同第二相，其分布状况随第二相的不同而有很大差异。图 3.29(a), (b) 和 (c) 为 Cu-1%Bi, Cu-15%Ag 和 Cu-3%Pb 合金中第二相分布的金相图，这种差异显然是由于相界能的不同所致。如果在 Cu-Bi 合金中加入适

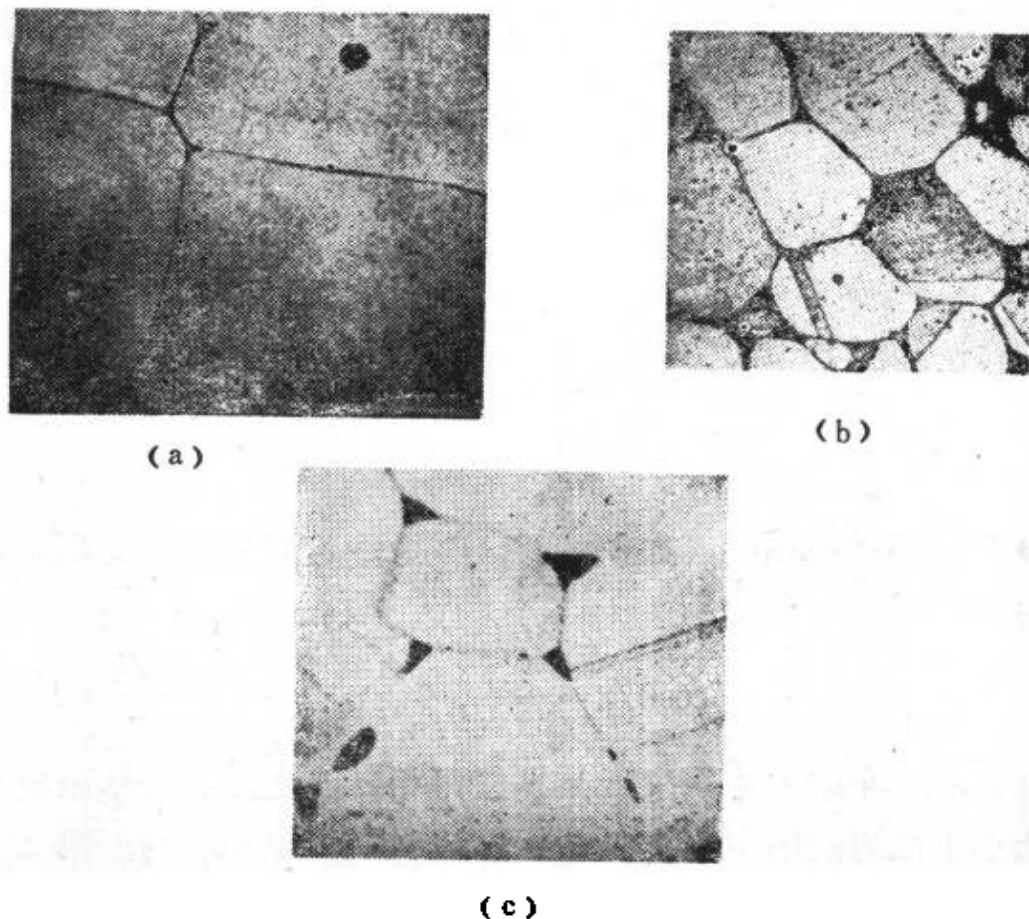


图 3.29 (a) Cu-1%Bi, (b) Cu-15%Ag 和 (c) Cu-3%Pb 合金金相图。

量的 Pb，其金相就有明显的改变，脆性也完全消失，图 3.30 即为 Cu-3/4%Bi-1/4%Pb 合金的金相图。此外，像 P, Zn, O<sub>2</sub> 等也有类似的作用，由此可见，相界能同晶界能一样对杂质原子也是十分敏感的。

关于第二相存在的形式问题，很早以前 Smith<sup>[47]</sup> 就作过定量分析。图 3.31 为经长时间保温达到热平衡后三相交于垂直纸



图3.30 Cu-3/4%Bi-1/4%  
Pb合金金相图。

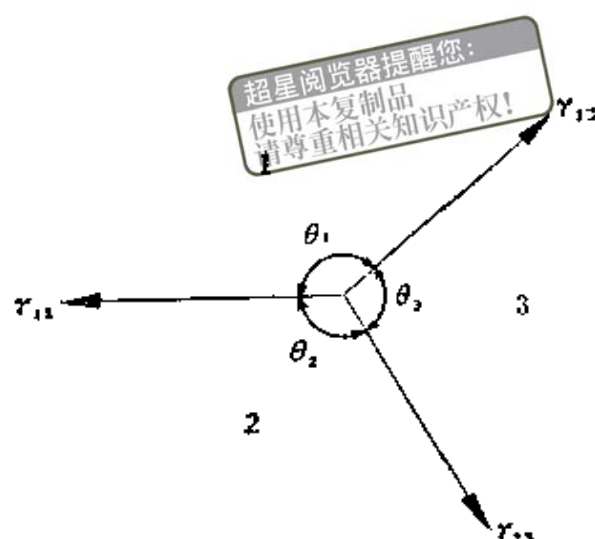


图3.31 热平衡时三相交界示意图。

面的直线上。相界能或表面张力  $\gamma$  与  $\theta$  角的关系应满足下式:

$$\frac{\gamma_{23}}{\sin \theta_1} = \frac{\gamma_{13}}{\sin \theta_2} = \frac{\gamma_{12}}{\sin \theta_3} \quad (3.26)$$

当合金中只包括两相时 (如图 3.32 所示), 达到平衡状态后就有下述关系:

$$\cos \theta / 2 = \frac{\gamma_{11}}{2\gamma_{12}}, \quad (3.27)$$

由此可见,  $\theta$  角的大小取决于晶界能与相界能之比, 并知道相界能不能小于晶界能的一半。Smith 还证明  $\theta$  小于  $60^\circ$  时, 第二相

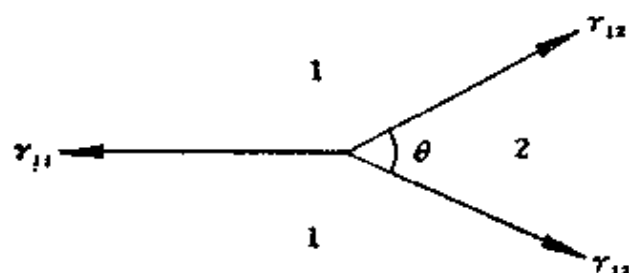


图3.32 热平衡时相界与晶界示意图。

就沿晶界分布, 尤其当  $\theta = 0^\circ$  时, 第二相能深入到晶界内部;  $\theta$  大于  $60^\circ$  时, 第二相就在晶界相交处聚成球状。图 3.33 画出几个

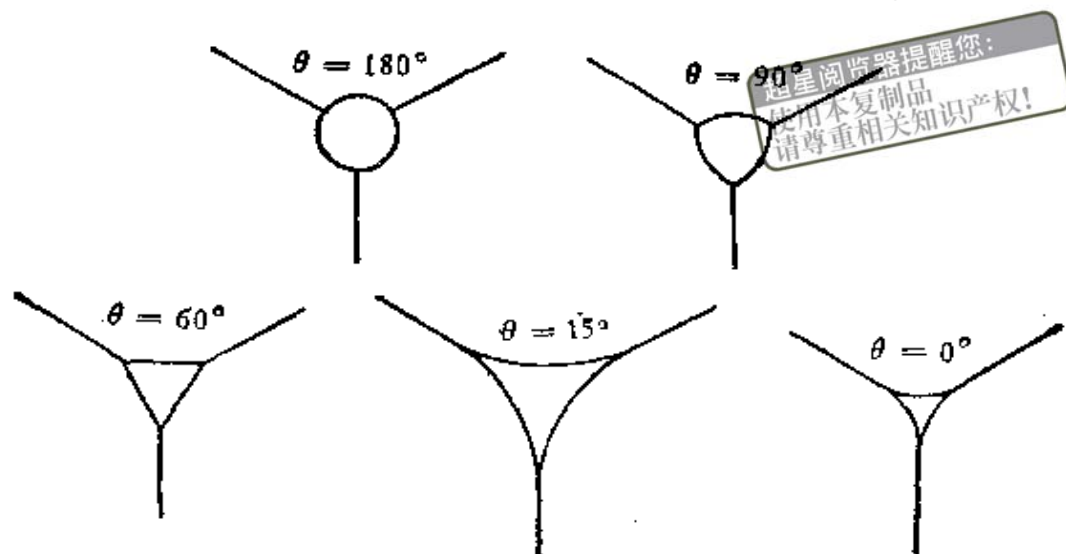


图3.33 第二相分布与  $\theta$  的关系示意图。

不同  $\theta$  时第二相分布的示意图。根据以上分析看来，Cu-Bi-Pb 合金中，Pb 的加入提高了相界能，也就是说，降低了相界的附着作用，使之较难“润湿”。

由于 (3.27) 式并未涉及晶体的结构问题，故它可以实用于包括不相容的液相与固相间的平衡。

### 3.7.2 相界的位错模型

既然相界是两相的接触面，显然就可分成非共格的和共格或准共格的两种；前者界面两侧结构没有一定位相关系，而后者则具有一定的位相关系。这里，我们要讲的位错模型仅为了解后一种相界提供一点知识，它即是 Frank 和 Van der Merwe<sup>[48]</sup> 提出的外延生长位错 (Epitaxial dislocation)。

具有严格共格关系的相界仅限于少数特殊情况，譬如钴相变中的面心立方相和密排六方相的相界，它和密排面堆垛层次的变化相当，由  $\Delta \Delta \Delta \cdots$  的层次变为  $\Delta \nabla \Delta \nabla \cdots$  的层次，显然这种相界的能量特别低。

准共格相界面上只有近似相同的原子排列。例如两种结构相同的晶体，但点阵参数或夹角有少量差异 ( $<10\%$ )，如果要完

全共格排列，晶体中就要产生很大的弹性畸变；但沿界面引入平行的位错列后，就既可以容纳所需的点阵参数或夹角的变化，又能使畸变能大为减小。如相界上只存在点阵参数差异，并且两相都是简单立方结构，图 3.34 即为投影在垂直相界面平面上的

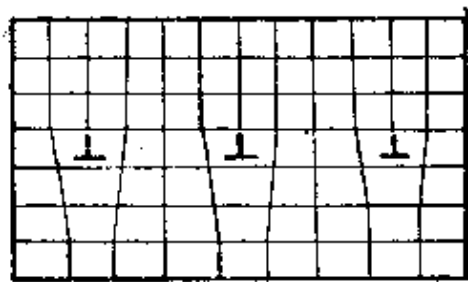


图3.34 简单立方结构中刃型外延生长位错。

列平行的外延生长位错，它们的取向显然是纯刃型的。设两相沿水平方向的点阵平移为  $b_1$  和  $b_2$ ，如外延生长位错的线密度为  $\rho$ ，相界上公共点阵平移，即位错的柏氏矢量为  $b$ ，则只有当引进的刃型位错在单位距离内所造成的平移量等于相界上点阵平移

的相对差值时，才能很好的容纳相界上点阵平移的差异，即

$$\rho b = \frac{b_2 - b_1}{b} \quad (3.28)$$

如令位错间距为  $D$ ，上述点阵平移的相对差值为  $\delta$ ，则上式可以写成

$$D = \frac{b}{\delta} \quad (3.29)$$

若相界上原子排成斜方网络时（如图3.25(a)所示），其中仅给出沿相界上下两层原子的位置，则外延生长位错仍为刃型的，不过 (3.29) 式应推广为

$$D = \frac{b \sin \theta}{\delta} \quad (3.30)$$

如相界上只存在夹角的差异

$$\delta' = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\theta} \quad (3.31)$$

则可以用一系列平行的外延生长螺型位错来容纳（如图3.35(b)所示），其间距为

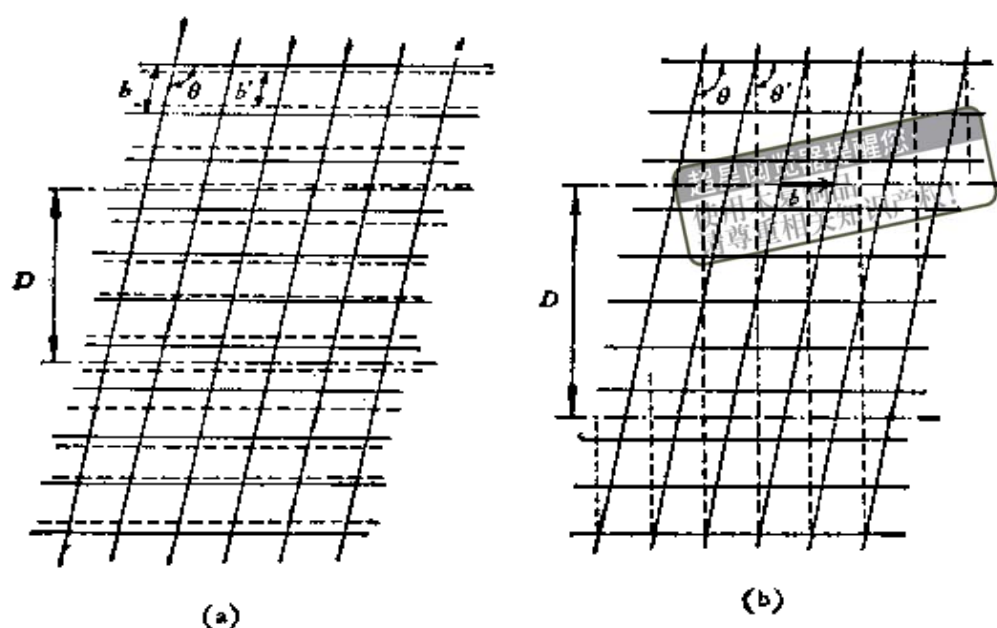


图3.35 一般结构中外延生长位错：(a) 刃型；(b) 螺型。

$$D = \frac{b \sin \theta}{\delta} \quad (3.32)$$

(3.30)和(3.32)两式的形式同小角晶界的位错模型很相似,随着 $\delta$ 同 $\delta'$ 的增加,位错密度也愈来愈大,超过10%以后类似大角晶界便分辨不出明确的位错行列,相界遂转化为非共格的了。

这种准共格界上,外延生长位错的现象在PbSe与PbS的相界上曾为Mathews<sup>[49]</sup>用电子显微镜观察到,并测得位错间距符合理论的预测。

### 3.7.3 相界能

相界能除了弹性能以外,显然还应有化学相互作用的部分。如果前者是主要的相界能就可作如下近似:仿晶界能的计算方法,设单位长内有 $1/D$ 根位错线,如忽略远程弹性应力场的常数部分,则单位面积的相界能可写成:

$$E_p = \frac{1}{D} \frac{\bar{G} b^2}{4\pi K} \ln \frac{D}{r_0}, \quad (3.33)$$

式中  $\bar{G}$  为平均的切变模量,  $1 - \bar{\nu} \leq K \leq 1$ ,  $\bar{\nu}$  亦为平均泊松系数,  $r_0 \sim b$ , 或可改写成

$$E_p = E_{p_0} \delta (A_p - \ln \delta), \quad (3.34)$$

式中

$$E_{p_0} = \frac{\bar{G}b}{4\pi K \sin \theta}, \quad (3.35)$$

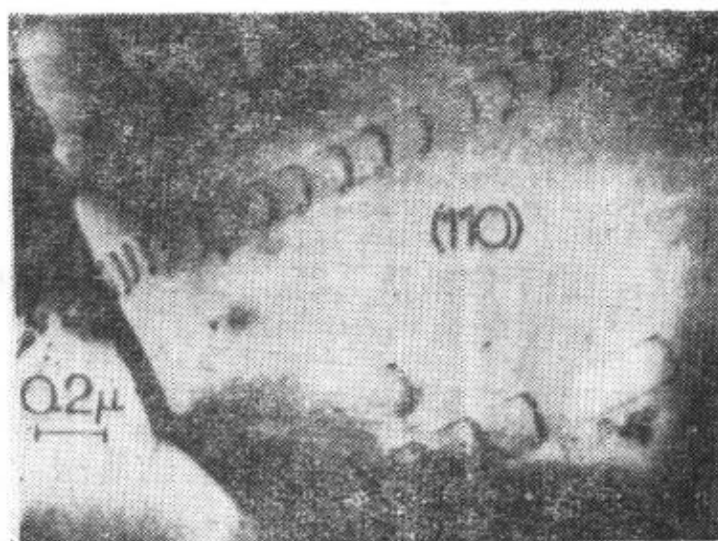
$$A_p = \ln \sin \theta.$$

从形式上来看, (3.34) 式也很类似晶界能的公式。随着  $\delta$  的增加,  $E_p$  开始增加很快, 当  $\delta = e^{-1}$  时达到最大值;  $\delta$  若再增加, 由于位错密度太大, (3.33) 式就不在适用了, 以后相界能便可能保持为一常数。

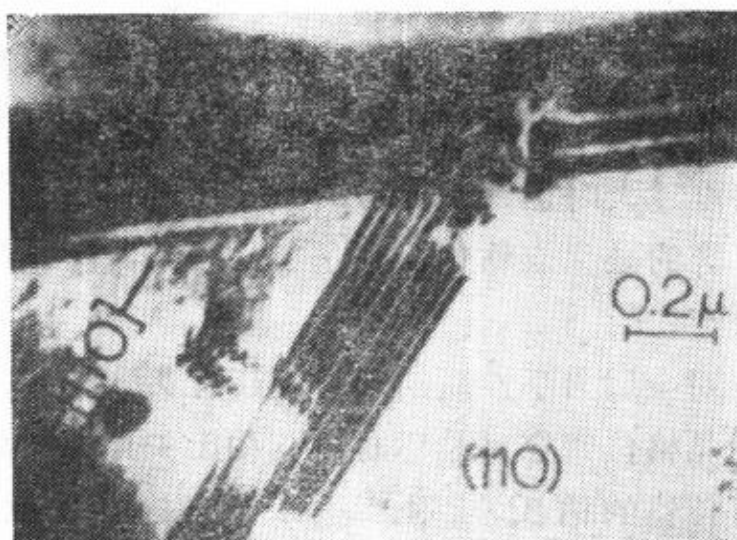
相界与晶界不仅在能量公式上有上述类似之处, 而且实验还证明, 相界的移动也是通过相界上的“坎”沿界面的运动来完成的<sup>[50]</sup>。

### § 3.8 晶界与相界对力学性质的影响<sup>[6]</sup>

在讨论晶界与相界对力学性质的影响时, 首先引起我们注意的是其上的“坎”, 因为很多实验发现, 它是位错甚至微裂纹的有效源头。图3.36(a)和(b)即为 Murr<sup>[61]</sup>在不锈钢中发现晶界上的“坎”可以向晶内发射全位错或部分位错的实例, 从而纠正过去片面强调 F-R 源的位错增殖机制和晶界作为位错塞积群的障碍作用。关于“坎”的形成机制, 目前至少有两种看法: 一为当一位错穿过晶界或相界时, 由于要求应变场的适应关系除去柏氏矢量要发生改变外还会在界面上留下一“坎”; 一为譬如晶界中的晶界位错直接合并而成“坎”。所以看来在界面上还是比较容易找到“坎”的。其次, 实验证明晶界本身也是晶格位错的有效尾闾, 譬如 Bollmann 等人<sup>[62]</sup>在不锈钢中的  $\theta = 50^\circ [001]$  倾侧晶界中, 曾



(a)



(b)

图3.36 不锈钢中晶界上的“坎”作为位错源发射  
(a) 全位错和 (b) 部分位错。

观察到一个晶格位错分解成五个不分解的晶界位错。最近 Pond 和 Smith<sup>[58]</sup>又系统地分析了晶格位错与相符晶界同与相符晶界偏离不大以至随机晶界的相互作用，他们认为由于：第一，晶界的弹性常数比晶内的小；第二，晶格位错分解成晶界位错时，其柏氏矢量总是较小并分散在晶界内；第三，晶格位错分解的产物同本来晶界内的晶界位错，可能产生反应或消毁从而减小了长程

弹性场。所以晶界吸收晶格位错是不困难的，尤其越接近相符关系的晶界时，其吸收机制就越具有确定的结晶学特点，但吸收速度则不如远离相符关系的晶界。实验还指出，随机晶界吸收晶格位错最快，但在随机晶界中至今尚未观察到晶界位错。这可能是由于晶界位错的柏氏矢量太小<sup>[63]</sup>，也可能是由于位错心宽化所致<sup>[64]</sup>。温度升高后，由于位错易于攀移，故总是促进晶界对位错的吸收过程。

以上我们已明确指出，晶界与相界可以作为晶格位错的源头以至尾间，因此它对金属的力学性质的影响也是很自然的。在 § 11.4 中，我们将介绍李振民用晶界上的“坎”发射晶格位错的概念，而不是用大家惯用的晶界对晶格位错塞积的概念推导出 Hall-Petch 公式。此外，由于镜像力的作用，位错从晶界发射出来时受到的阻力逐渐增加，故而促进交滑移在晶界附近的激活，并产生一硬化区，此即为大家所熟知的晶界区的硬化现象。当然，当晶界上“坎”密度过大时也会促进易滑，导致所谓的晶界软化现象。不过晶界区的硬化或软化不仅同“坎”有关，而且与其他缺陷的关系也是很密切的。

关于界面对金属力学性质的影响，还有另一种看法，譬如以晶界为例，当晶格位错穿过晶界时，其柏氏矢量的变化应正好等于产生的晶界位错的柏氏矢量<sup>[55-57]</sup>。但根据最近 Mirura 和 Saeki<sup>[58]</sup> 用不同夹角对称倾侧晶界的〈100〉取向共轴双晶所做初步实验表明，此晶界位错的形成能很小，所以他们认为一般多晶体流变应力的增加，主要来自晶界区产生的多滑移，也就是说，晶界对多晶体流变应力的贡献不是来自晶界本身，而是它的影响。

当然，晶界与相界对金属力学性质的影响十分复杂，具体情况要作具体分析。譬如 Hondros 和 McLean<sup>[59]</sup> 曾发现，单原子层铋能降低铜的晶界结合力达一半之大，并最后导致产生微裂纹而脆断。

## 附录 1.1 Amelinckx 法验证晶界的位错模型<sup>[60]</sup>

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

Amelinckx 法实用于一般倾侧晶界，为此，我们先介绍一般倾侧晶界的位错模型。

对称倾侧晶界只需要用一个变量  $\theta$  来描述就可以了，因此它被称为一个自由度的晶界。如果倾侧晶界本身也绕转轴旋转  $\phi$ ，这种晶界就称为两个自由度的晶界。图 1.1 即为简单立方结构中，这种晶界的示意，其中，

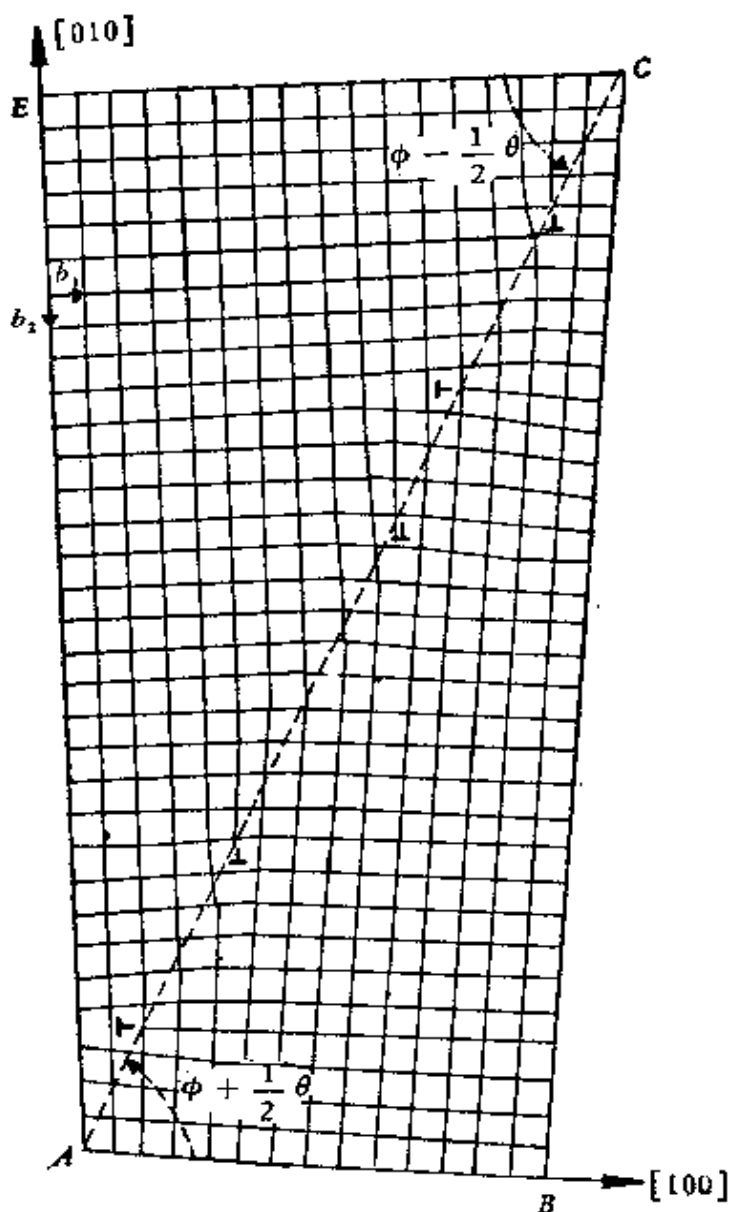


图 1.1 不对称倾侧晶界的位错模型(简单立方结构)。

$\phi$  为晶界和 $[100]$ 方向间的夹角, 因此晶界和一个晶粒 $[100]$ 方向的夹角为  $\phi + \frac{\theta}{2}$ , 和另一个晶粒 $[100]$ 方向的夹角就为  $\phi - \frac{\theta}{2}$ . 这种晶界在  $(h, k, 0)$  面的位错模型就需要用柏氏矢量分别为 $[100]$ 及 $[010]$ 的两组平行的刃型位错来表示. 其线密度可从图中求出: 因为由下向上数晶面的个数等于  $AB/b$ , 由上向下数则为  $EC/b$ , 故应有  $(EC-AB)/b$  个晶面按垂直方向终止于晶界上. 令  $AC = 1$ , 则  $EC = \cos\left(\phi - \frac{\theta}{2}\right)$ ,  $AB = \cos\left(\phi + \frac{\theta}{2}\right)$ . 垂直方向位错的线密度为

$$\rho_{\perp} = -\frac{1}{b} \left[ \cos\left(\phi - \frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\phi + \frac{\theta}{2}\right) \right] = \frac{\theta}{b} \sin \phi. \quad (\text{II}.1)$$

同理

$$\rho_r = -\frac{\theta}{b} \cos \phi. \quad (\text{II}.2)$$

Amelinckx 建议用测定三叉倾侧晶界上的位错密度来验证小角晶界的位错模型, 这样就可避免晶粒间微小旋转角测不准的困难. 因为在三叉晶界上

$$\sum_{i=1}^3 \theta_i = 0. \quad (\text{II}.3)$$

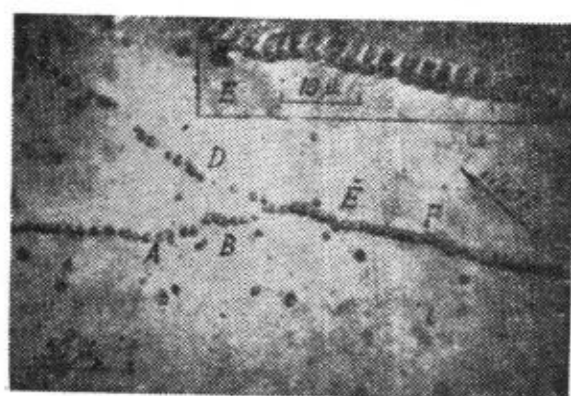
一般情况下, 晶界是不对称的, 故由 (II.1) 和 (II.2) 两式可求得任一晶界中位错密度

$$\rho_i = \rho_{\perp} + \rho_r = -\frac{\theta_i}{b} (\sin \phi_i + \cos \phi_i) \quad (\text{II}.4)$$

将上式代入 (II.3) 式, 便得

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\rho_i b}{\sin \phi_i + \cos \phi_i} = 0 \quad (\text{II}.5)$$

Amelinckx 观察了 NaCl 晶体中的三叉晶界, 结果与 (II.5) 式符合得很好. 冯端等人<sup>[61]</sup>在铜单晶中三叉亚晶界上所得结果也很符合, 图 II.2 为其三叉亚晶界的蚀坑照片, 有关数据列在表 II.1 中.



您：  
只产权！

图Ⅱ.2 铅单晶中三叉亚晶界的蚀坑照片〔观察平面为(100)〕。

表Ⅱ.1 铅单晶中三叉亚晶界的测量结果

亚 晶 界	与〔100〕方向的 夹角 $\phi_i$ (度)	位错的线密 度(厘米 <sup>-1</sup> )	$\rho_i/(\cos\phi_i + \sin\phi_i)$ (厘米 <sup>-1</sup> )
CD	6	$2.01 \times 10^3$	$1.86 \times 10^3$
AB	56	$1.95 \times 10^3$	$1.40 \times 10^3$
EF	32.5	$4.46 \times 10^3$	$3.23 \times 10^3$

## 附录Ⅱ.2 Frank公式<sup>〔62〕</sup>

对称倾侧晶界和扭转晶界是小角晶界中最简单的两种形式，一般小角晶界的转轴与界面可以有任意的取向。图Ⅱ.3中S是旋转角为 $\theta$ 的晶界，AO是其上任一矢量r，它与转轴方向单位矢量u间的夹角为 $\psi$ 。而u与晶界法线方向单位矢量n无一定关系。为了确定晶界的位错结构，首先可以由矢量r一端O，经过一个晶粒至A然后经过另一晶粒回到O作一闭合的柏氏回路，如图Ⅱ.3(a)中所示。在理想晶体中，矢量AO应分别绕u轴旋转 $\pm \frac{\theta}{2}$ 至AO<sub>1</sub>和AO<sub>2</sub>的位置，这时再仿上法，作柏氏回路就不是闭合的了；所定出的柏氏矢量d就相当于界面上和AO相交的诸位错的柏氏矢量的总和，其值为

$$d = 2(r \times u) \times \sin \frac{\theta}{2} \approx (r \times u) \theta, \quad (\text{Ⅱ.6})$$

这公式即为Frank公式，是分析晶界位错结构的基本公式。一般给定 $\theta$ ，u，n和晶型就能用Frank公式得到几个可能的位错模型，其中晶界能最低

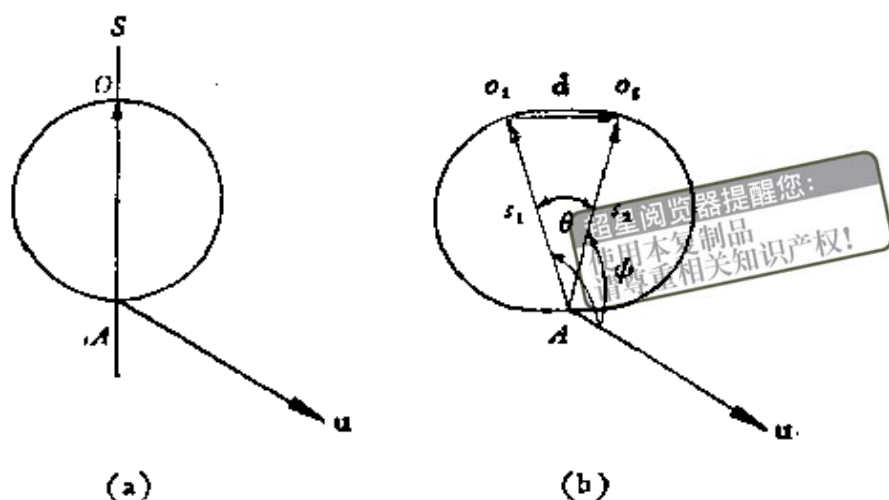


图 1.3 Frank 公式的证明：(a) 实际晶体中的柏氏回路；(b) 理想晶体中的柏氏回路。

的一个就是所要找的位错模型。譬如简单立方结构中旋转角为  $8^\circ$  的对称倾侧晶界在本质上与旋转角为  $82^\circ$  的完全一样，但前者显然对应晶界能较低的一种。

以倾侧晶界为例，此时  $n \cdot u = 0$ ，根据 Frank 公式  $d$  的方向应和晶界的法线方向一致，即

$$d = r \sin \psi \cdot \theta n. \quad (1.7)$$

若晶界系由一组沿  $r$  的线密度为  $\rho$ ，柏氏矢量为  $b$  的位错所组成，则

$$\rho b = \sin \psi \cdot \theta n, \quad (1.8)$$

故晶界的法线方向和位错的柏氏矢量方向总是一致的。这样在简单立方结构中可能的界面是  $\{100\}$  型，在面心立方结构中可能的晶界面是  $\{110\}$  型。

选择  $r$  的方向平行于  $u$ ， $\sin \psi = 0$ ，则  $\rho = 0$ ，这表明无位错与  $r$  相交，或晶界上有位错但与  $r$  平行。选择  $r$  的方向垂直于  $u$ ， $\sin \psi = 1$ ，则  $\rho b = \theta$ ，或写成  $\frac{b}{D} = \theta$ ，此即 (3.1) 式。

当然对应于一种晶界的位错结构可能有两组以上的位错线，这部分内容可参看有关文献<sup>[63]</sup>，这里就不讲了。

### 附录 1.3 晶界能的测量<sup>[64]</sup>

一般晶界能是旋转角  $\theta$  和晶界取向角  $\phi$  的函数，它的相对值可以借制

备如图 1.4 所示的三晶，通过测量其界面角  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  来计算。旋转角  $\theta$  是在制备试样时确定的，而取向角  $\phi$  是在高温退火时晶界趋向平衡而确定的。总之每个晶界通过减少面积同转动以达到最低的能量，最后在它们表面张力作用下趋于平衡，其条件为

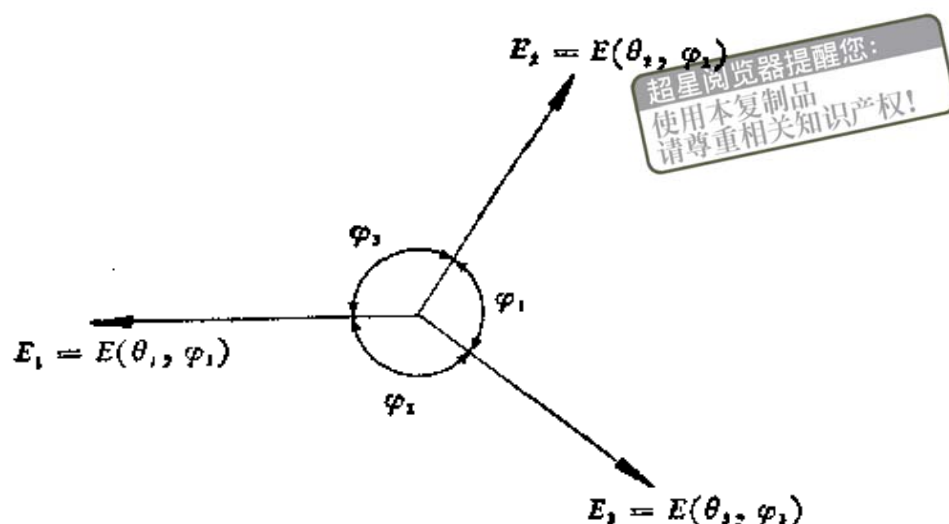


图 1.4

$$\frac{E_1}{(1 + \epsilon_2 \epsilon_3) \sin \varphi_1 + (\epsilon_3 - \epsilon_2) \cos \varphi_1} = \frac{E_2}{(1 + \epsilon_1 \epsilon_3) \sin \varphi_2 + (\epsilon_1 - \epsilon_3) \cos \varphi_2} = \frac{E_3}{(1 + \epsilon_1 \epsilon_2) \sin \varphi_3 + (\epsilon_2 - \epsilon_1) \cos \varphi_3}, \quad (1.9)$$

其中

$$\epsilon_i = \frac{\partial}{\partial \phi_i} \ln E_i = \frac{1}{E_i} \frac{\partial E_i}{\partial \phi_i}. \quad (1.10)$$

为了简便起见，一般使三个晶界中有两个是大角晶界，譬如  $E_2$  同  $E_3$ ，其值对  $\phi$  不敏感，故  $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 0$ ，则 (1.9) 式可简化为

$$\frac{E_1}{\sin \varphi_1} = \frac{E_2}{\sin \varphi_2 (1 + \epsilon_1 \cot \varphi_2)} = \frac{E_3}{\sin \varphi_3 (1 - \epsilon_1 \cot \varphi_3)}. \quad (1.11)$$

若  $E_1$  又很小时， $\varphi_1$  就接近  $180^\circ$ ，从而  $\varphi_2$  和  $\varphi_3$  可视为  $90^\circ$ ，利用 (3.11) 式可得

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E_1} \frac{\partial E_1}{\partial \phi} = \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial \phi} + \frac{1}{A - \ln \theta} \frac{\partial A}{\partial \phi},$$

当  $\frac{\partial A}{\partial \phi}$  不很大时，一般认为  $|\epsilon_1| < 1$ ，这样 (1.11) 式逐再简化为

$$\frac{E_1}{\sin \varphi_1} = \frac{E_2}{\sin \varphi_2} = \frac{E_3}{\sin \varphi_3}, \quad (1.12)$$

此即一般所谓泡筏三晶晶界模型的平衡条件。

一般测量时习惯将两大角晶界能当作不变的参考值  $E_1$ ，而改变第三晶界的旋转角，并以此晶界能  $E$  与  $E_1$  之比对  $\theta$  作图，得出所谓的相对晶界能与旋转角的关系曲线。图 11.5 为锡中所得结果，它告诉我们 (3.11) 式的适用范围约为  $6^\circ$ 。不同金属其值略有出入，譬如铅的为  $16^\circ$ ，硅铁的为  $20^\circ$ 。

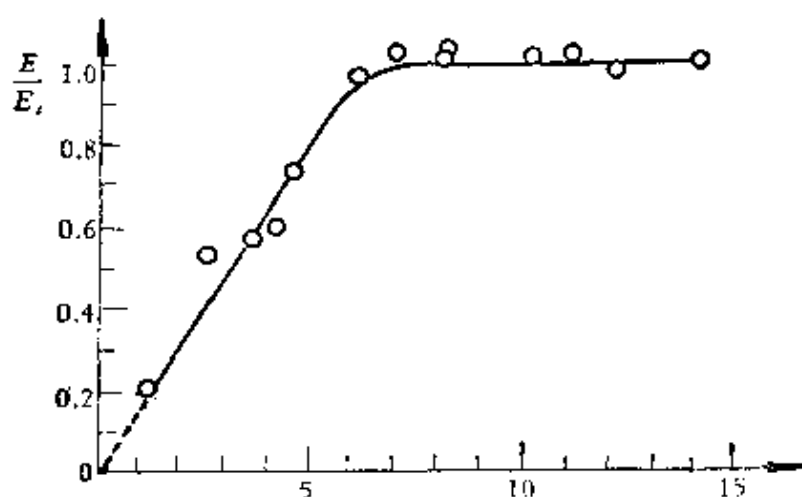


图 11.5 锡中相对晶界能与旋转角的关系曲线。

## 附录 11.4 晶界移动的 Mott 理论<sup>[3]</sup>

虽然晶界结构至今并未完全清楚，但晶界的移动总可以设想为通过单个原子或原子集团自一晶粒逐渐转移到晶界区域，然后再达到另一晶粒的某种元过程进行的。现在设想此元过程为原子借热激活翻越如图 11.6 所示的位垒。在没有驱动力作用时，如图中曲线 (a)，正向和反向运动的几率相等，故不产生宏观的晶界移动。在某一稳态驱动力作用下，位垒产生不对称的偏移，如图中曲线 (b)，正向和反向运动的几率不等，就显示出晶界的移动。图中  $\Delta F$  表示相邻位置上自由能的差值， $\Delta F_A$  为无驱动力时位垒的高度。根据经典统计，A 到 B 的跃迁几率为

$$\Gamma_{AB} = v \exp[-(\Delta F_A - 1/2 \Delta F)/kT], \quad (11.13)$$

而反向的跃迁几率为

$$\Gamma_{BA} = v \exp[-(\Delta F_A + 1/2 \Delta F)/kT], \quad (11.14)$$

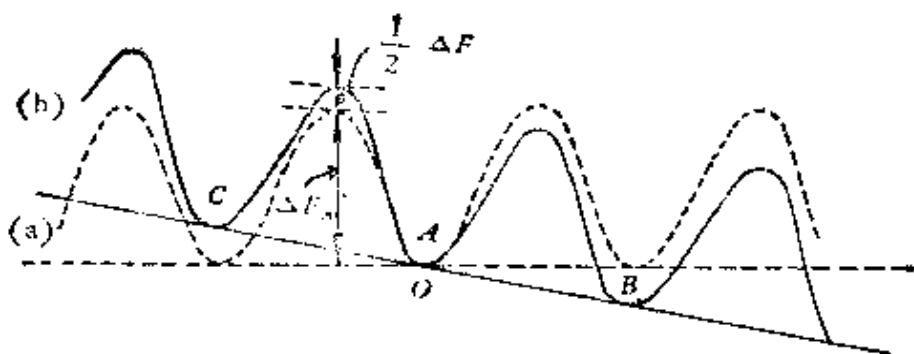


图 1.6 在 (a) 无驱动力 (虚线) 和 (b) 有驱动力 (实线) 作用下, 位垒的变化

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

净跃迁几率即为

$$\Gamma = \Gamma_{AB} - \Gamma_{BA} = v \exp(-\Delta F_A/kT) \cdot 2 \sinh(\Delta F/2kT), \quad (1.15)$$

当  $\Delta F \ll kT$  时, 上式可简化为

$$\Gamma = (v\Delta F/kT) \exp(-\Delta F_A/kT), \quad (1.16)$$

故晶界移动的速率可写为

$$v = \Gamma a = (av\Delta F/kT) \exp(-\Delta F_A/kT) \quad (1.17)$$

其中  $a$  为原子直径, 激活自由能可写成

$$\Delta F_A = \Delta U - T\Delta S,$$

式中  $\Delta S$  为激活熵,  $\Delta U$  为激活能, 其值随晶界模型而异。在 Mott 的小岛模型中, 将晶界移动的过程看作小岛的熔化及在晶界另一边的重新凝聚, 并将晶界移动的激活自由能写为

$$\Delta F_A = nL \left( 1 - \frac{T}{T_m} \right), \quad (1.18)$$

式中  $n$  为小岛中的原子数,  $L$  为平均每原子的熔化潜热,  $T_m$  为熔点温度, 故

$$v = v_0 \exp(-Q/kT), \quad (1.19)$$

其中

$$v_0 = (av\Delta F/kT) \exp(nL/kT_m), \quad (1.20)$$

$$Q = nL, \quad (1.21)$$

按 (1.19) 式, 用  $\ln v$  对  $\frac{1}{T}$  作图即可求得  $v_0$  同  $Q$ 。若已知  $L$ , 由 (1.21) 式即可求得构成 Mott 所谓的小岛的原子数  $n$ 。Smoluchowski 用此法求得银、铝和黄铜的  $n$  值分别为 10, 29 到 35 和 18。

这一理论显然十分粗糙, 它不能解释晶界移动的明显方向性问题, 其

次晶界移动的驱动力的本质也毫无涉及，仅仅对想像中的元过程作了一初步定量描述。

## 附录 II.5 第二相对晶界移动的作用<sup>[35]</sup>

为了简单起见，设想第二相为球形（如图 II.7 所示），其半径为  $r$ ，晶界沿正  $y$  方向移动。再设相界与晶界的表面能均为  $\gamma$ ，并且其接触处是直

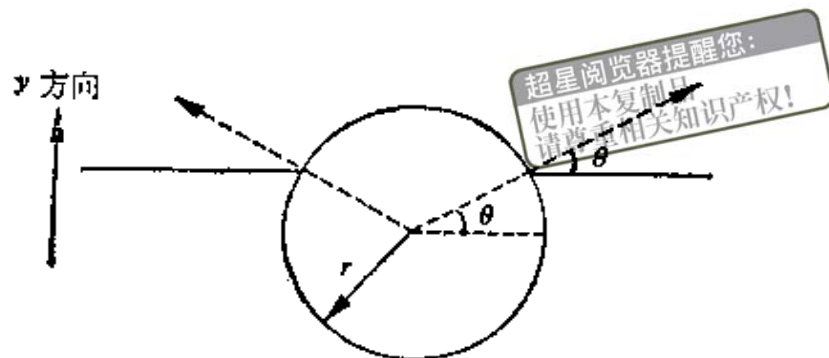


图 II.7

交的，则第二相对晶界沿负  $y$  方向的作用力可写为

$$B = 2\pi r \gamma \cos \theta \sin \theta = \pi r \gamma \sin 2\theta, \quad (\text{II.22})$$

显然，当  $\theta = \frac{\pi}{4}$  时，有极大值  $B_m = \pi r \gamma$ 。若晶界移动的驱动力大于此值时，则晶界可以脱开第二相继续前进。今设第二相质点的总体积与基体之比为  $f$ ，则单位面积晶界上第二相质点数应为  $\frac{3f}{2\pi r^2}$ 。如驱动力来自晶界的表面能，并设晶粒近似为球形其半径为  $R$ ，则第二相对晶界移动最大的抑制作用应满足下式

$$\frac{2\gamma}{R} = \frac{3fB_m}{2\pi r^2}$$

或

$$R = \frac{4r}{3f}, \quad (\text{II.23})$$

因此第二相越分散即  $r$  越小，晶粒就越小，也就是对晶界移动的抑制作用越大。

## 参 考 文 献

- [1] King R. and Chalmers B., *Progress in metal physics*, 1, 127 (1949); Chalmers B., (同上), 3, 293 (1952).
- [2] Kê T. S. (葛庭燧), *J. Appl. Phys.*, 20, 274 (1949).
- [3] Mott N. F., *Proc. Phys. Soc.*, 60, 391 (1948).
- [4] Achter M. R. and Smoluchowski R., *J. Appl. Phys.*, 21, 74 (1951).
- [5] Read W. T., *Dislocations in crystals*, 155 (1953).
- [6] Mur L. E., *Interfacial phenomena in metals and alloys* (1975).
- [7] Brandon D. G. Ralph B., Ranganathan S., and Wald M. S., *Acta Met.*, 12, 813 (1964).
- [8] Chalmers B. and Gleiter H., *Phil. Mag.*, 23, 1541 (1971).
- [9] Bishop G. H. and Chalmers B., *Scripta Met.*, 2, 133 (1968).
- [10] Bishop G. H. and Chalmers B., *Phil. Mag.*, 24, 515 (1971).
- [11] Chalmers B., *Grain Boundaries Canadian metallurgical quarterly*, 13, 5 (1974).
- [12] Schober T. and Balluffi R. W., *Phil. Mag.*, 21, 112 (1970).
- [13] Ishida Y., Hasegawa T. and Negata F., *J. Appl. Phys.*, 40, 2182 (1969).
- [14] Levy J., *Phys. Stat. Sol.*, 31, 193 (1969).
- [15] Bollmann W., *Phil. Mag.*, 16, 363 (1967).
- [16] Bollmann W., *Crystal Defects and Crystalline Interface* (1970).
- [17] Sass S. L., Tan T. Y. and Balluffi R. W., *Phil. Mag.*, 31, 559 (1975).
- [18] Pumphrey P. H., *Scripta Met.*, 6, 107 (1972); 7, 893 (1973).
- [19] Clark W. A. T., Smith D. A. and Suryanarayana C., *Canadian Metall. Q.*, 13, 49 (1974).
- [20] Marcinkowski M. J. and Das E. S. P., *Phil. Mag.*, 26, 1281 (1972).
- [21] Marcinkowski M. J., Sadananda K. and Tseng W. F., *Phys. Stat. Sol.*, (a) 17, 423 (1973).
- [22] Marcinkowski M. J. and Sadananda K., *Phys. Stat. Sol.*, (a) 18, 361 (1973).
- [23] Marcinkowski M. J. and Dwarakadasa E. S., *Phys. Stat. Sol.*, (a) 19, 597 (1973).
- [24] Li J. C. M. (李振民), *Surface Sci.*, 31, 12 (1972).
- [25] Nabarro F. R. N., *Theory of crystal dislocation* (1967).
- [26] Ishida Y. and Iyama S., *Acta Met.*, 24, 417 (1976).
- [27] Marcinkowski M. J., *Acta Cryst.*, A33, 865 (1977).
- [28] Pond R. C., Smith D. A. and Southerden P. W. J., *Phil. Mag.*, A37, 27 (1978).
- [29] Ashby M. F. and Spaepen F., *Scripta Met.*, 12, 193 (1978).



- [30] Ashby M.F., Spaepen F. and Williams S., *Acta Met.*, 26, 1647 (1978).
- [31] Gleiter H., *Scripta Met.*, 11, 305 (1977).
- [32] Sautter H., Gleiter H. and Bäro G., *Acta Met.*, 25, 467 (1977).
- [33] Pareja R., Serna J., *Scripta Met.*, 13, 99 (1979).
- [34] Gupta D., *Phil. Mag.*, 33, 189 (1976).
- [35] Weinberg F., *Progress in metals physics.*, 8, 105 (1958); McLean D., *Grain Boundaries in metals* (1957).
- [36] Biscondi M. and Goux C., *Mem. Sci. Ret. Met.*, 65, 167 (1968).
- [37] Gifkins R. C. and Snowden K. U., *Nature*, 212, 916 (1966); *Trans. AIME*, 239, 910 (1967).
- [38] Burton B., *Acta Met.* 26 1237 (1978).
- [39] Raj R. and Ashby M.F., *Met. Trans.*, 2, 1113 (1971).
- [40] Parker E. R. and Washburn J., *Trans. AIME*, 194, 1076 (1952).
- [41] Rutter J. W. and Aust K. T., *Acta Met.*, 13, 181 (1953).
- [42] Gleiter H., *Acta Met.*, 17, 565, 853 (1969).
- [43] Аpxaпob B. И., *Труды ИИХ фюз. Met. Вн.* 76 (1955).
- [44] Lücke K. and Detert K., *Acta Met.*, 5, 628. (1957).
- [45] Aust K. T. and Rutter J. W., *Trans. AIME*, 215, 119 (1959).
- [46] Ashby M. F., Harper J. and Lewis J., *Harvard University Division of engineering and applied physics report NO.*, 547 (1967).
- [47] Smith C. S., *Trans. AIME*, 175, 15 (1948).
- [48] Frank F. C. and Van Der Merwe J. H., *Proc. Roy. Soc.*, A198, 205, 216 (1949); (同前), A200, 125 (1950).
- [49] Mathews J. M., *Phil. Mag.*, 6, 1347 (1961).
- [50] Bäro G. and Gleiter H., *Acta Met.*, 22, 141 (1974).
- [51] Murr I. E., *Met. Trans.*, 6, 505 (1975).
- [52] Bollmann W., Michant B. and Sainfort G., *Phys. Stat. Sol.*, A13, 637 (1972).
- [53] Pond R. C. and Smith D. A., *Phil. Mag.*, 36, 353 (1977).
- [54] Pumphrey P. H., Gleiter H. and Goodhew, *Phil. Mag.*, 36, 1099 (1977).
- [55] Raghavan K. S., Sastori A. S., and Marcinkowski M. J., *Trans. AIME*, 245, 1569 (1969).
- [56] Das E. S. P. and Marcinkowski M. J., *Acta Met.*, 20, 199 (1972).
- [57] Evans J. T., *Scripta Met.*, 8, 1099 (1974).
- [58] Mirura S. and Saeki Y., *Acta Met.*, 26, 93 (1978).
- [59] Hondros E. D. and McLean D., *Phil. Mag.*, 29, 771 (1974).
- [60] Amelinckx S., *Acta Met.*, 3, 848 (1954).
- [61] 冯瑞、冈乃本、李齐、林天南 物理学报, 19, 165 (1963).
- [62] Frank F. C., *Plastic deformation of crystalline solid Pittsburgh symposium*, 150 (1950).
- [63] Amelinckx S. and Dekeyser W., *Solid state phys.* 8 (1959).
- [64] Herring C., *The Physics of powder metallurgy* (1951).

## 第四章 滞 弹 性

从这一章起,我们开始介绍金属的各种力学性质。首先,当金属试样受外力作用时,如果此力在一般的弹性极限以内,应力与应变就存在着正比关系,比例常数便称为弹性模量,也就是说,存在一个为大家熟知的胡克定律。但是早在一世纪以前,人们就发现在很小的应力作用下,金属就显示出与上述弹性偏离的种种现象,而这些现象直到本世纪中叶才开始被认真研究。

### § 4.1 滞弹性概述<sup>〔1〕</sup>

按胡克定律的原始方式来理解,试样的形变方式应该是准静态的,即在无限缓慢加载条件下,应力与应变成正比的关系才成立;如果没有准静态的这一限制,那么服从胡克定律的所有固体都称为完全弹性体。但事实上,加载总需要一定时间的,而且形变还要受整个物体各处畸变的影响,故在引起的畸变信号都传回到施力区域以前,形变就不能达到它与施加的力相联系的数值。显然,在时间短于弹性波由施力区域传播到物体最远部分再返回的时间时就不能建立起平衡的形变,这就是我们一般在弹性极限内加载时遇到的应变落后于应力现象的物理实质。这种应变与应力彼此不是单值函数的性质,有人称之为非弹性(nonelasticity)。但一般非弹性的含义应包括去载后仍存在着的永久形变,所以Zener为了明确上述仅在应变与应力之间不存在单值关系而无永久形变的这种非弹性才特别起一个称为滞弹性(Anelasticity)的名称,并且此时应力与应变的关系仍然是线性的。

滞弹性的特征是在加载或去载时,应变不是瞬时达到平衡值

(如图 4.1(a) 所示), 而是通过一弛豫过程来完成其变化。如图 4.1(b) 所示, 当突然施加一恒应力  $\sigma_0$  时, 应变有一个瞬时增值  $\epsilon_0$ , 随着时间的慢慢增加, 最后趋于平衡值  $\epsilon(\infty)$ , 这种现象一般称为应变弛豫。除去应力后, 应变瞬时恢复了  $\epsilon_0$  部分, 剩余部分则缓慢回复到零, 这种现象便是弹性后效。

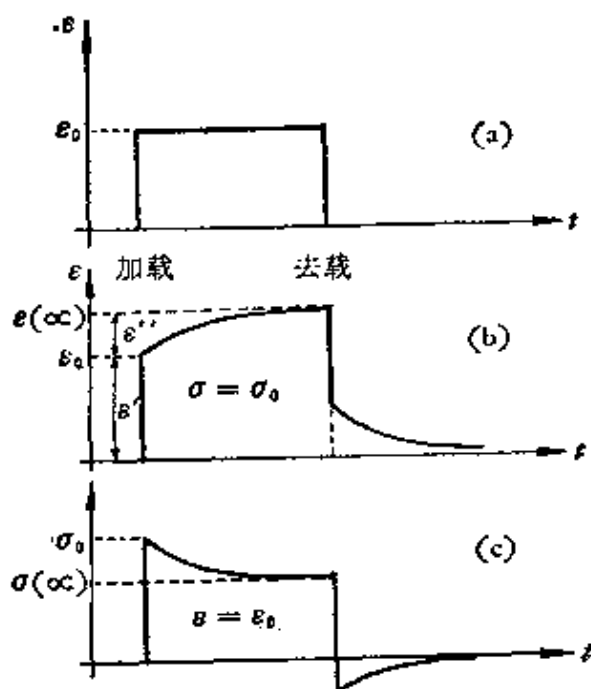


图 4.1 (a) 完全弹性体; (b) 恒应力下的应变弛豫; (c) 恒应变下的应力弛豫。

这种现象便是弹性后效。

又如图 4.1(c) 所示, 要保持应变  $\epsilon_0$  不变, 应力就要逐渐松弛到一个平衡值  $\sigma(\infty)$ , 这种现象称为应力弛豫现象。

由于应变落后于应力, 所以在适当频率的振动应力作用下, 就会出现内耗与模量亏损效应。

考虑到上述弛豫现象, 要想把胡克定律推广到滞弹性范围内时,

固体的力学性质就必须用应力、应变和它们对时间的一阶导数的线性齐次方程来描述。所以我们把遵循方程

$$\sigma + a\dot{\sigma} = b\epsilon + c\dot{\epsilon} \quad (4.1)$$

的固体称为标准线性固体, 式中  $a$ ,  $b$ ,  $c$  为三个常数。为了使 (4.1) 式具有更明确的物理意义, 我们选取另外的三个常数  $\tau_\epsilon$ ,  $\tau_\sigma$  和  $M_R$ , 它们的含义将在下面一一进行介绍, (4.1) 式便可改写为

$$\sigma + \tau_\epsilon \dot{\sigma} = M_R (\epsilon + \tau_\sigma \dot{\epsilon}). \quad (4.2)$$

首先讨论当应力弛豫时, 应变保持不变的情形, 当  $t = 0$ ,  $\epsilon = \epsilon_0$  时, (4.2) 式的解便为

$$\sigma(t) = M_R \varepsilon_0 + (\sigma_0 - M_R \varepsilon_0) e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (4.3)$$

这一关系式与许多实际固体的应力弛豫曲线(图4.1(c))是符合的。 $\tau_e$ 称为恒应变下的应力弛豫时间,它表示当 $t = \tau_e$ 时应力与其平衡值的差 $[\sigma(t) - \sigma(\infty)]$ 变为开始偏离值 $[\sigma_0 - \sigma(\infty)]$ 的 $1/e$ 。从(4.3)式得出 $\sigma(\infty) = M_R \varepsilon_0$ ,故有

$$M_R = \frac{\sigma(\infty)}{\varepsilon_0}, \quad (4.4)$$

$\sigma(\infty)$ 为弛豫完全的应力,故 $M_R$ 称为弛豫模量,以区别于未弛豫模量

$$M_u = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}, \quad (4.5)$$

它亦称为完全弹性模量。

其次,讨论当应变弛豫时,应力保持不变的情形。当 $t = 0$ ,  $\sigma = \sigma_0$ 时,(4.2)式的解便为

$$\varepsilon(t) = -\frac{\sigma_0}{M_R} + \left( \varepsilon_0 - \frac{\sigma_0}{M_R} \right) e^{-\frac{t}{\tau_\sigma}} \quad (4.6)$$

它与图4.1(b)中的曲线是一致的。 $\tau_\sigma$ 的意义与 $\tau_e$ 相似,称为恒应力下的应变弛豫时间。

上述 $\tau_\sigma$ ,  $\tau_e$ ,  $M_R$ ,  $M_u$ 四个量彼此并不是独立的,而是存在一定的关系。设在很短的时间增量 $\Delta t$ 中,应力有一个增量 $\Delta\sigma$ ,并在此 $\Delta t$ 时间内,将(4.2)式两边进行积分,便有

$$\int_0^{\Delta t} \sigma dt + \int_0^{\Delta\sigma} \tau_e d\sigma = \int_0^{\Delta t} M_R \varepsilon dt + \int_0^{\Delta\varepsilon} M_R \tau_\sigma d\varepsilon. \quad (4.7)$$

令 $\Delta t \rightarrow 0$ ,则得

$$\tau_e \Delta\sigma = M_R \tau_\sigma \Delta\varepsilon,$$

$\Delta\varepsilon$ 是在 $\Delta t$ 时间内的应变增量,但因时间很短,故可认为无弛豫发生,则 $\frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon}$ 等于未弛豫模量 $M_u$ ,因此有

$$\frac{M_u}{M_R} = \frac{\tau_\sigma}{\tau_e}. \quad (4.8)$$

以上我们简单地介绍了滞弹性, 有关它的全面阐述可参阅 Nowick 和 Berry<sup>[2]</sup>的经典著作。从上述中, 可了解到, 滞弹性一般表现为弛豫, 弹性后效, 内耗和模量亏损等形式。下面, 我们仅以内耗现象为主来阐明金属的滞弹性, 因为这样做对初学者可能更容易理解些。

## § 4.2 内耗及其唯象处理<sup>[3]</sup>

振动固体在与外界完全隔离的条件下, 其振动能转变为热能的现象称为内耗, 或称为力学阻尼。这一性质在实际应用中早已受到人们的注意, 譬如根据特殊用途, 人们希望得到具有很高的或很低的阻尼率的材料。因此, 从实际需要出发, 研制具有一定大小内耗的材料, 就是一个很具体的任务。但另一方面, 由于内耗对材料的结构十分敏感, 所以目前利用对内耗机制的探索来研究材料内部的微观变化过程已成为很有力的工具之一。

下面我们要讲的内容, 主要也是为后一部分服务。

关于内耗的机制或其物理起因, 一般可以说, 都是一种在应力作用下的内部重新排列的结果, 而重新排列应包括热的(热弹性效应)、磁的(磁弹性效应)、电的(费米面的畸变)和原子的重新排列等。这里, 我们要讲的仅指最后一种重新排列, 它包括原子扩散, 位错运动和界面等引起的各种内耗。

### 4.2.1 内耗与模量亏损

首先讨论一个完全弹性体的应力和应变的关系, 因为没有弛豫, 所以应力和应变总是同相的, 并有一一对应的单值正比关系, 用公式表示可写成

$$\sigma = M_e \varepsilon', \quad (4.9)$$

式中  $\varepsilon'$  为对应  $\sigma$  的主应变, 其它应变分量在应力做功的表示式中不出现, 所以可以不予考虑。但实际材料因存在弛豫现象, 故应

变总是落后于应力，从而产生内耗。以正弦振动为例

$$\sigma = \sigma_0 \sin \omega t,$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(\omega t - \phi),$$

式中  $\sigma_0$  和  $\varepsilon_0$  为振幅， $\omega$  为角频率， $\phi$  为应变落后于应力的位相差。所以每周振动中的能量损耗

$$\Delta W = \oint \sigma d\varepsilon = \pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \phi.$$

而每周总振动能

$$W = \frac{1}{2} \sigma_0 \varepsilon_0,$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

故内耗不大时，我们可将它定义为

$$Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} = \sin \phi \simeq \operatorname{tg} \phi \approx \phi. \quad (4.10)$$

如用复数表示应力随时间的变化，则

$$\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t} \quad (4.11)$$

相应的应变为

$$\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon'', \quad (4.12)$$

其中弹性应变

$$\varepsilon' = \varepsilon_1' e^{i\omega t}. \quad (4.13)$$

非弹性应变  $\varepsilon''$  又可分解为与应力同相的及落后  $90^\circ$  的两部分分量，故有

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_1'' - i\varepsilon_2'') e^{i\omega t}. \quad (4.14)$$

这样 (4.12) 式便可写成

$$\varepsilon = (\varepsilon_1' + \varepsilon_1'' - i\varepsilon_2'') e^{i\omega t} = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \phi)}, \quad (4.15)$$

一般因为内耗很小，也即  $|\varepsilon''| \ll |\varepsilon'|$ ，故有关系

$$Q^{-1} = \operatorname{tg} \phi = \phi = \frac{\varepsilon_2''}{\varepsilon_1' + \varepsilon_1''} \simeq \frac{\varepsilon_2''}{\varepsilon_1'}. \quad (4.16)$$

利用 (4.11) 和 (4.15) 两式可定义一复模量

$$\begin{aligned} \tilde{M} &= \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_1' + \varepsilon_1'' - i\varepsilon_2''} \simeq \frac{\sigma_0}{\varepsilon_1' + \varepsilon_1''} \cdot \frac{1}{1 - i \operatorname{tg} \phi} \\ &\simeq M(1 + i\phi), \end{aligned} \quad (4.17)$$

此复模量的实数部分 $M$ 称为动力模量, 即实测的弹性模量, 虚数部分与实数部分的比值便是内耗 $\phi$ 。由于 $|\varepsilon''| \ll |\varepsilon'|$ , 故动力模量可写成

$$M = \frac{\sigma_0}{\varepsilon'_1 + \varepsilon''_1} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon'_1} \left( 1 + \frac{\varepsilon''_1}{\varepsilon'_1} \right)^{-1} \simeq M_u \left( 1 - \frac{\varepsilon''_1}{\varepsilon'_1} \right), \quad (4.18)$$

从而当 $M$ 的变化量比 $M$ 甚小时, 模量亏损可定义为

$$\frac{\Delta M_u}{M} = \frac{M_u - M}{M} = -\frac{\varepsilon''_1}{\varepsilon'_1} \quad (4.19)$$

从(4.16)和(4.19)两式中我们可以看出, 滞弹性形变导致内耗的同时, 必然导致模量亏损; 并且前者是与应力不同相的分量有关, 后者是与应力同相的分量有关。

#### 4.2.2 滞弹性型内耗

首先将 $\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$ 和 $\varepsilon = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \phi)}$ 两式代入标准线性固体的应力-应变方程(4.2)式, 得到

$$(1 + i\omega\tau_\varepsilon)\sigma = M_R(1 + i\omega\tau_\sigma)\varepsilon.$$

由此式得出复模量

$$\begin{aligned} \tilde{M} = \frac{\sigma}{\varepsilon} &= \frac{M_R(1 + i\omega\tau_\sigma)}{1 + i\omega\tau_\varepsilon} \\ &= \frac{M_R}{1 + \omega^2\tau_\sigma^2} (1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\varepsilon) \left[ 1 + i \frac{\omega\tau_\sigma - \omega\tau_\varepsilon}{1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\varepsilon} \right]. \end{aligned} \quad (4.20)$$

再与(4.17)式比较时, 由虚数部分便可得出内耗

$$Q^{-1} = \tan \phi = \frac{\omega(\tau_\sigma - \tau_\varepsilon)}{1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\varepsilon}. \quad (4.21)$$

若令 $\tau = \sqrt{\tau_\sigma\tau_\varepsilon}$ ,  $\bar{M} = \sqrt{M_R M_u}$ , 并利用(4.8)式, 上式则变成

$$Q^{-1} = \frac{M_u - M_R}{\bar{M}} \cdot \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} = \Delta_M \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (4.22)$$

式中 $\Delta_M$ 称为弛豫强度, 由于 $\bar{M}$ 与 $M$ 差别不大, 故

$$\Delta_M = \frac{M_u - M_R}{M} \quad (4.23)$$

同样，由 (4.20) 式实数部分，同时考虑到  $\tau_o$  和  $\tau_i$  实际上相差不大，故  $\tau_o \simeq \tau_i \simeq \tau$ ，于是可得出动力模量

$$\begin{aligned} M &= \frac{M_R}{1 + \omega^2 \tau_i^2} (1 + \omega^2 \tau_o \tau_i) = M_u - \frac{M_u - M_R}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ &= M_u \left( 1 - \frac{\Delta_M}{1 + \omega^2 \tau^2} \right), \end{aligned} \quad (4.24)$$

并求得模量亏损为

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{M_u - M}{M} = \frac{M_u - M_R}{M} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} = \Delta_M \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.25)$$

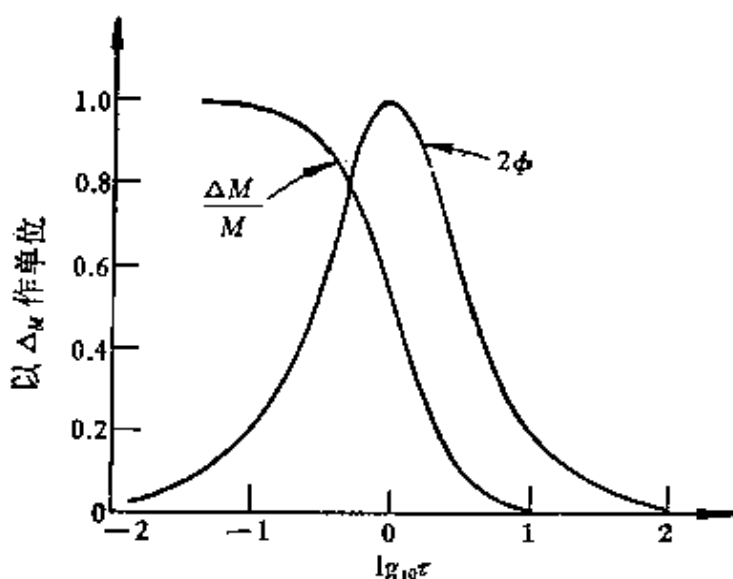


图4.2 滞弹性型内耗和模量亏损与 $\omega\tau$ 的关系。

从 (4.22) 和 (4.24) 两式中可以看出，滞弹性型内耗和模量亏损与应变振幅无关，这是由于 (4.2) 式线性关系的结果。它们和  $\omega\tau$  的关系如图 4.2 所示，在  $\omega\tau = 1$  处，内耗有一极大值。当  $\omega\tau \gg 1$ ，即振动周期甚小于弛豫时间，或弛豫很慢时，因在振动一周内实际不产生弛豫，固体的行为接近完全弹性，所以内耗很小，即  $Q^{-1} \rightarrow 0$ ；同时，动力模量  $M$  应接近未弛豫模量  $M_u$ ，故

$-\frac{\Delta M}{M} \rightarrow 0$ 。当  $\omega\tau \ll 1$ ，即振动周期甚大于弛豫时间，或弛豫很快时，因在每一瞬时应变都接近平衡值，应变又成为应力的单值函数，故不产生内耗，同时模量应为弛豫模量  $M_K$ ，故  $\frac{\Delta M}{M} = \frac{M_\infty - M_K}{M} = \Delta M$ 。当  $\omega\tau$  为中间值时，因为应变弛豫跟不上应力的变化，它们之间便不是单值函数关系，故应力-应变曲线为一椭圆，其主轴的斜率即为动力模量，椭圆面积即为一周中振动能的损耗。当  $\omega\tau = 1$  时，此面积最大，即对应上述的内耗峰值。

现在，我们对上述唯象理论作进一步讨论，设想所用标准线性固体仅具有单一弛豫时间，所谓单一弛豫时间，就是这种弛豫过程随时间只有一种依赖关系。讨论这种材料非弹性行为的基础是存在一个描述状态的参数  $p$ 。在每一应力下，此参数具有不同的平衡值  $\bar{p}$ ，并且它的变化要满足下列三个条件：

1. 非弹性应变正比于  $p$ ，比例常数可写为  $\lambda$ ，即

$$\varepsilon'' = \lambda p; \quad (4.26)$$

2. 平衡值  $\bar{p}$  正比于应力，比例常数可写为  $\xi$ ，即

$$\bar{p} = \xi \sigma; \quad (4.27)$$

3. 在恒应力下，按下面弛豫方程趋近它的平衡值  $\bar{p}$ ：

$$\dot{p} = -(p - \bar{p}) / \tau, \quad (4.28)$$

所以差  $(p - \bar{p})$  以弛豫时间  $\tau$  按指数衰减的形式的趋于零。

由 (4.26) 和 (4.28) 两式，可得

$$\varepsilon'' = \lambda \dot{p} = -\lambda \frac{p - \bar{p}}{\tau}. \quad (4.29)$$

再将  $\varepsilon'' = \varepsilon_0'' e^{i\omega t}$  代入上式便有关系

$$i\omega\tau\varepsilon'' = -(\varepsilon'' - \lambda\bar{p}),$$

或写成

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\lambda\bar{p}}{\varepsilon'} \frac{1}{1 + i\omega\tau}. \quad (4.30)$$

用上式虚数和实数部分即可分别求得内耗和模量亏损

$$Q^{-1} = \frac{\varepsilon_2''}{\varepsilon_1'} = \frac{\lambda \bar{p}}{\varepsilon_1'} \cdot \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \Delta_M \cdot \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\varepsilon_1''}{\varepsilon_1'} = \frac{\lambda \bar{p}}{\varepsilon_1'} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} = \Delta_M \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

从而求得

$$\Delta_M = \frac{\lambda \bar{p}}{\varepsilon_1'} = \frac{M_u \lambda \bar{p}}{\sigma} = \lambda \xi M_u. \quad (4.31)$$

此外, 由 (4.26) 至 (4.28) 三式可得出

$$\dot{\varepsilon}'' = \lambda \dot{p} = \frac{\lambda}{\tau} (\bar{p} - p) = \frac{\lambda}{\tau} \xi \sigma - \frac{\varepsilon''}{\tau}, \quad (4.32)$$

又由 (4.9) 式得出

$$\dot{\varepsilon}' = -\frac{\dot{\sigma}}{M_u}, \quad (4.33)$$

于是把此二式相加可得

$$\dot{\varepsilon}' + \dot{\varepsilon}'' = -\frac{\dot{\sigma}}{M_u} + \left( -\frac{\lambda}{\tau} \xi + \frac{1}{\tau M_u} \right) \sigma - \frac{1}{\tau} (\varepsilon' + \varepsilon''),$$

此即

$$\dot{\varepsilon} + \frac{1}{\tau} \varepsilon = -\frac{\dot{\sigma}}{M_u} + \left( -\frac{\lambda}{\tau} \xi + \frac{1}{\tau M_u} \right) \sigma,$$

或写成

$$\tau \dot{\varepsilon} + \varepsilon = -\frac{\tau}{M_u} \dot{\sigma} + \frac{1 + \Delta M}{M_u} \sigma, \quad (4.34)$$

此式也是标准线性固体的应力-应变方程的一种写法, 并可证明, 它与 (4.2) 式是完全一样的。由此可见, 满足 (4.26) 到 (4.28) 三式条件的固体也是标准线性固体。

现在, 我们来看弛豫时间  $\tau$  的物理含义。可以设想, 当产生内耗时, 试样内部发生某种重新排列, 使  $p$  达到其平衡值所需的时间为  $\tau$ 。当弛豫过程包含任何一种原子运动时,  $\tau$  应该与温度有关, 并设此关系服从 Arrhenius 方程

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{H}{kT}} \quad (4.35)$$

式中  $H$  是过程的激活能,  $\tau_0$  是激活能为零时的弛豫时间,  $k$  为 Boltzmann 常数,  $T$  为绝对温标。由于内耗仅依赖于乘积  $\omega\tau$ , 因此变化  $\tau$  与变化  $\omega$ , 其效果是完全一样的。又因  $\ln \omega\tau = \ln \omega\tau_0 + \frac{H}{kT}$ , 这样变化  $T$ , 实质上就是变化  $\tau$ , 故用  $Q^{-1}$  对  $\frac{1}{T}$  作图也能得到如图 4.2 一样的曲线。如用两个不同频率  $\omega_1$  和  $\omega_2$  重复上述实验时, 因在内耗峰处  $\omega_1\tau_1 = \omega_2\tau_2 = 1$ , 故由(4.25)式可得

$$\ln \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{H}{k} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \quad (4.36)$$

由此式可以很容易地求得激活能  $H$ 。

以上所讨论的滞弹性型内耗是针对单一弛豫时间而言的, 但在实际金属中, 常有好几种机制可以引起这种弛豫内耗峰, 而各种机制的弛豫时间又不同, 因此在一定频率或温度范围内, 常出现许多内耗峰, 我们称此为弛豫谱。这些弛豫内耗峰, 一般并不能很好地遵循(4.22)式所给的理论曲线, 而其峰值较宽。这是因为虽属同一机制, 但弛豫时间并不严格地等于某一定值, 故每一内耗峰对应许多差别不大的弛豫时间叠加的结果。譬如, 在由原子扩散控制的弛豫过程中, 弛豫时间将与平均原子跳动的时间相关, 但个别原子的跳动时间将随周围杂质原子的数目与分布不同而有起伏, 因此弛豫时间也必然有一个分布范围。

最后我们将滞弹性型内耗的特点作如下简要总结:

1. 由于应力应变方程是线性的, 所以内耗同模量亏损与振幅无关, 但与频率有关, 这体现了动力学特性, 亦可称动滞后。
2. 因为在每一个应力值下有一个应变平衡值, 故当外加应力撤除后, 不会留下永久形变。
3. 内耗和模量亏损与温度有关, 并存在一激活能。

### 4.2.3 其它型内耗

我们知道与力学性质有关的内耗,除了上述滞弹性型以外,还有静滞后型和阻尼共振型两种,现在分别简述如下:

(1) 静滞后型内耗 静滞后的产生是由于应力和应变间存在多值函数的关系,即在加载和去载时,同一载荷下具有不同的应变值,完全去掉载荷后有永久形变产生,仅当反向加载时才能回复到零应变,如图 4.3 所示。因为当应力变化时,应变总是瞬时调整到相应的值,故所得

静滞后回线不论频率大小,其形状总是不变的。其次,一般只要是静滞后现象,无论振幅如何小,均要产生残余形变,显然,此时滞后回线就随振幅而异。虽然由于引起静滞后的各种机制没有一般的应力-应变方程,但在形式上,内耗及模量亏损仍能分别按(4.10)和(4.19)两式的定义进行计算;所得的内耗和模量亏损应与频率

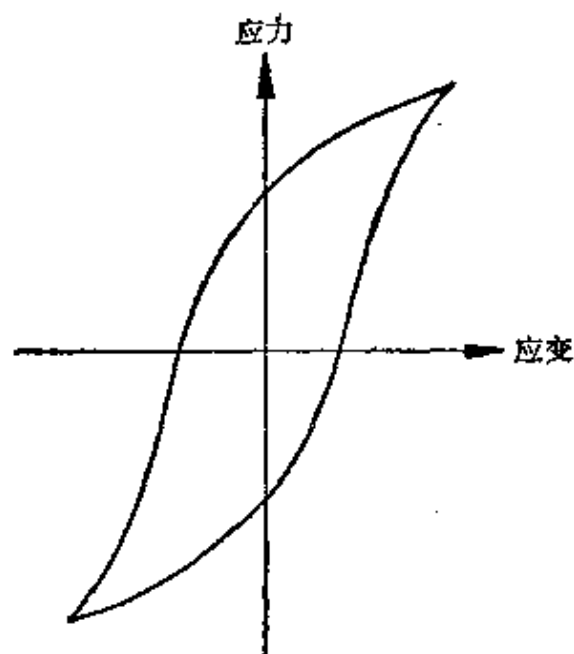


图4.3 静滞后回线。

无关,而与振幅有关;同时不存在所谓的激活能。这些都是静滞后型内耗有别于滞弹性型内耗的主要特点。

(2) 阻尼共振型内耗 当固体作阻尼共振时也会引起能量损耗,譬如,晶体中两端被钉扎住的自由位错,在振动应力作用下所作的强迫振动。因位错线的运动可产生非弹性应变,故而出现阻尼,其阻尼强迫振动的微分方程如(2.78)式所示,其中 $y$ 可视为与非弹性应变有关的量。当固有频率与外加频率接近时便产生共振,即 $y$ 具有最大值,此时振子对阻尼力所作的功(即内

耗) 应最大。又因 (2.78) 式是线性的, 故所得内耗与振幅无关。

这样, 阻尼共振型内耗和滞弹性型内耗好像都与振幅无关, 而与频率关系极大, 但它们在温度上却反映出很大差异。因为大多数弛豫过程的弛豫时间对温度都很敏感, 温度略有改变, 内耗峰对应的频率就有很大的改变; 而共振型中的固有频率, 一般对温度不敏感, 因此内耗峰的位置随温度的变化较之要小得多。

### § 4.3 应力感生有序内耗<sup>[4]</sup>

这里要讲述的应力感生有序内耗, 主要是指溶解在固溶体中各种点缺陷, 包括间隙原子、置换原子、空位以及由它们组成的集体, 在外应力作用下, 由原来无序分布状态变成某种有序分布所致。如令  $U$  为系统中单位体积的总能量,  $p$  为量度有序状态的一个参数, 则当  $p$  增加一个单位时, 在恒应变下, 单位体积中能量的减少量 (或称为有序化能量) 为

$$u = \left( -\frac{\partial U}{\partial p} \right)_{\varepsilon} \quad (4.37)$$

设  $u$  不显著地依赖于温度, 则在绝对零度时应有

$$dU = \sigma d\varepsilon - u dp \quad (4.38)$$

因此  $d(U - \sigma\varepsilon) = -\varepsilon d\sigma - u dp$  是一个全微分, 故得关系

$$\left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)_p = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_\sigma, \quad (4.39)$$

此即为热力学中的互易关系。

如在恒应力下, 有序度的变化会产生应变, 则外应力就会增加有序化能量, 使平衡状态向有序度增加的状态变动, 也即所谓的应力感生有序。因为有序度的变化是通过原子扩散进行的, 而原子扩散需要一定的弛豫时间, 故有序度变化所引起的非弹性应变总是要落后于应力的, 并由此产生内耗。有序度的变化速度应适合 (4.28) 式。由有序度改变引起的非弹性应变常常正比于参

加分布的点缺陷的数目，也即正比于有序度，故(4.26)式也应成立。由于对应于一定的外应力有一定的平衡有序度，故当应力不大时，(4.27)式也应成立。这样标准线性固体的三个条件完全符合，因此应力感生有序的内耗应当是弛豫型的，从而我们可以应用上一节中所推导的公式。下面仅以间隙式固溶体和置换式固溶体两种情况分别举例说明。

### 4.3.1 间隙式固溶体的感生有序

这方面的工作大多数都涉及 $\alpha$ -铁中的碳、氮间隙原子的行为。最早发现钢制音叉的阻尼作为温度的函数存在一极大值，并且此极大值的位置决定于音叉的频率。Snoek根据当钢中所有的碳、氮都去掉后，此现象即消失这一事实，便认为碳、氮间隙原子是此内耗峰的根源。现在我们就此设想，作如下分析。

现设 $\alpha$ -铁单晶胞的立方轴取向分别为 $x$ ， $y$ ， $z$ ，如沿 $z$ 方向施加一拉伸应力，就会降低间隙原子在 $(0, 0, -\frac{1}{2})$ 位置的能。如定义一量度有序态的参数

$$p = n_z - \frac{n}{3}, \quad (4.40)$$

其中 $n$ 为单位体积中的间隙原子数， $n_z$ 是单位体积中在 $(0, 0, -\frac{1}{2})$ 位置上的间隙原子数。在 $z$ 方向的非弹性应变 $\epsilon''$ 由(4.26)式给出，在任一应力下，它的平衡值由(4.27)式来决定，故间隙式固溶体的感生有序所引起的弛豫型内耗的弛豫强度，根据(4.31)式可写为

$$\Delta_E = \frac{\lambda E' \bar{p}}{\sigma}, \quad (4.41)$$

式中 $[0, 0, 1]$ 方向的杨氏模量 $E'$ 代替了 $M_u$ 。附录N.1中已求出

$$\Delta_E = \left( -\frac{2}{9} E' \lambda^2 / k \right) n / T. \quad (4.42)$$

再将此式代入 (4.22) 式, 遂得

$$Q^{-1} = \left( -\frac{2}{9} - \frac{E' \lambda^2}{k} \right) \frac{n}{T} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.43)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

上述推导适用于一般沿〈100〉方向上的应力。如果应力沿〈111〉方向, 因为所有三个四方轴同样地倾斜于外加应力, 按 Snoek 理论, 预言  $\Delta E = 0$ 。后来, Dijkstra<sup>[5]</sup>果然发现  $\alpha$ -铁单中, 〈111〉方向的  $\Delta E$  与〈100〉的值相较可以忽略不计。随后大量工作指出, 在其他体心立方结构中, 也有此 Snoek 效应。

最后, 介绍两个 Snoek 峰的应用实例: 第一, 见于(4.43)式中, 内耗峰的高度正比于固溶体中的间隙原子的浓度。虽然它的绝对高度要受到一些因素的影响, 但峰高的相对值却能给出任何时候在固溶体中相对剩下的间隙原子浓度的精确量度。因此浓度改变的任何现象都可以用内耗来研究, 譬如, 固溶体中的沉淀现象。第二, 由内耗峰的位置, 用  $\omega\tau = 1$  定出的  $\tau$  值, 再代入附录 IV·1 中的 (IV·5) 式,  $\tau^{-1} = \frac{3}{2} \Gamma$ , 便可求出原子跳跃频率  $\Gamma$ 。

因为扩散系数  $D$  与  $\Gamma$  间又有下述关系

$$D = \beta a^2 \Gamma \quad (4.44)$$

其中,  $a$  为弛豫过程中原子扩散必须走过的平均距离, 即点阵参数,  $\beta$  是一无量纲常数, 其值与点阵结构有关, 约为 1 的数量级。故用内耗法能在广阔的温度范围内直接求得

$$D = D_0 e^{-\frac{H}{kT}}, \quad (4.45)$$

和

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-\frac{H}{kT}}, \quad (4.46)$$

两式中常数  $D_0$ ,  $\Gamma_0$  和  $H$ , 其精确度比一般用扩散法所求得的高。

面心立方结构中, 间隙原子也能产生感生有序, 首先 Розин

和 Фикельштейн<sup>[6]</sup> 在含碳奥氏体铬镍钢中发现 300°C 附近有一个内耗峰 (频率为 1 周/秒), 并认为这是碳在不同类型间隙位置间, 即间隙位置周围的置换合金原子具有不同分布时的应力感生扩散所引起的。后来, 我国科学工作者对这一问题在多种合金中进行了系统的研究, 并提出相应的内耗机制, 如间隙碳-碳-空位组或置换碳-间隙碳对等的应力感生有序模型<sup>[7]</sup>。

#### 4.3.2 置换式固溶体的感生有序

由于在立方对称置换式固溶体中, 晶格畸变也是立方对称性的, 因此, 当施加应力时不存在对溶质原子特别有利的位置, 但在最近邻位置的一对溶质原子周围的畸变不再具有立方对称性; 此一对溶质原子将在原子对的轴线方向产生四角畸变, 这种在原子对的情况下, 失去立方对称性是 Zener<sup>[8]</sup> 解释置换式合金滞弹性行为的基础。此置换式溶质原子对的行为完全类似于单个的间隙原子。正因为如此, 溶质浓度就必须足够高, 否则就不会有产生足够多原子对的可能性。按此理论, 得出弛豫强度与溶质原子浓度的平方成正比的结果, 并与实验结果相吻合。当然, 这种“对”的概念随着溶质浓度的增高就与实际逐渐发生偏离。后来, Le Claire 及 Lomer<sup>[9]</sup> 提出了另一种机制, 他们认为置换式合金的滞弹性行为是由应力感生短程序的变化所引起的, 即在外应力作用下, 产生了使固溶体中异类原子对数发生改变的微扩散, 从而出现了内耗峰。计算证明, 这种机制同样也能解释弛豫强度与溶质原子浓度平方成正比的关系, 但不能说明 Seraphim 和 Nowick<sup>[10]</sup> 发现的弛豫强度与取向的依赖关系, 所以这一问题仍有待于进一步做深入的研究。此外, 在有序  $\beta$ -黄铜单晶中也发现内耗峰<sup>[11]</sup>, 程开甲等人<sup>[12]</sup> 并找出峰高与长程有序度间的定量关系。

最后应指出, 内耗方法不但可以对溶质原子的应力感生有序作比较精确的描述, 而且最近在 Nb-H 系中还观察到室温下有关氢原子在应力场中长程扩散引起的低频内耗 (即所谓的 Gorski 效

应<sup>[13]</sup>), 以及氢与其他间隙原子形成偶极子, 从而产生内耗的可能<sup>[14]</sup>。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## § 4.4 位 错 内 耗

位错运动能引起内耗的现象自 1940 年为 Read 所注意后, 至今发现频率范围从小于每秒一周到几百兆周, 温度范围从液态氮的温度到 2000°C 都有位错运动产生的阻尼。最近, 葛庭燧和张进修<sup>[15]</sup>还得到一形变过程中的内耗与范性形变速率间的一简单正比关系。不过从位错引起内耗的机制来看, 位错内耗粗略地可以分为两类, 一类现象提供关于位错本身的运动形式及动力学的知识, 另一类现象提供关于位错与晶体中存在的各种缺陷间相互作用的知识。这里, 代表第一类的我们只介绍低温位错弛豫型内耗和位错钉扎内耗; 代表第二类的只介绍位错内耗的气团模型。

### 4.4.1 低温位错弛豫型内耗<sup>[16]</sup>

Bordoni 第一次系统地测量了由 4K 到室温范围内的冷加工面心立方金属(Cu, Ag, Al, Pb)的内耗, 每次都发现大约在该金属德拜温度的三分之一处有一个很高的内耗峰, 图 4.4 为铜的测量结果。后来, 在其他各种结构材料(体心立方同六方金属以及离子晶体等)中, 也都测出类似的内耗峰。于是, 这种内耗峰就被称为 Bordoni 峰, 现将其主要特点归纳如下(以铜为例):

1. 单晶和多晶试样在形变后都出现此峰。
2. 在形变 4 % 以前, 峰高随冷加工量的增加而增高。
3. 退火使峰高和峰温都降低(虽然最初可能升高), 但要使峰完全消失, 需要在高于 500°C 的温度下退火八小时。
4. 峰温和峰高都不依赖于应变振幅。
5. 加杂质或经辐照引入点缺陷都会使峰降低。
6. 频率增加, 峰温也增高, 并具有一般弛豫峰的特征。

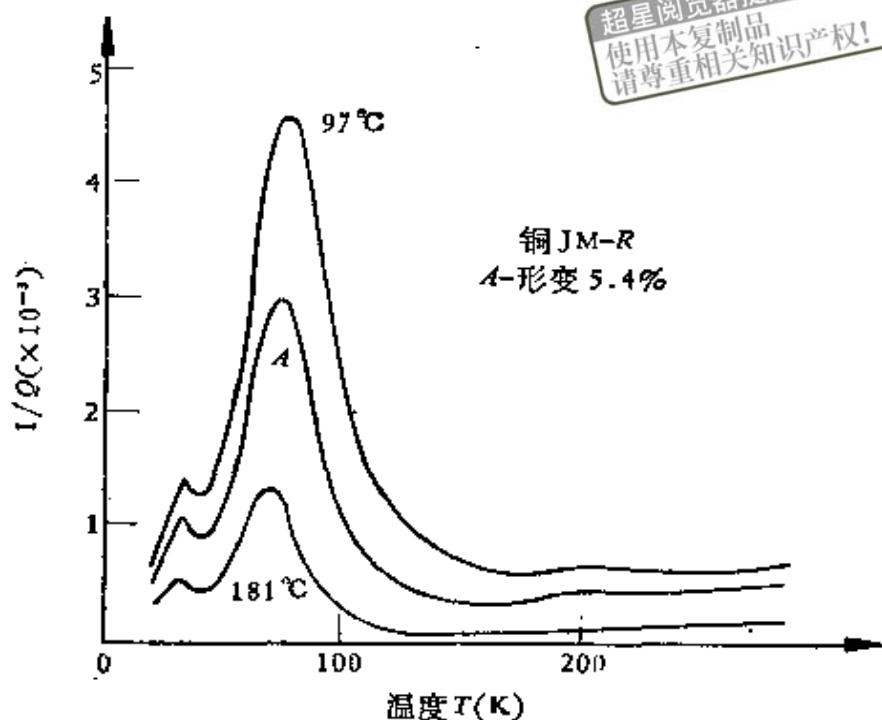


图4.4 平均晶粒度为0.3毫米铜的内耗，先形变5.4%后在97°C和181°C退火一小时。

7. 如果此峰是单一弛豫过程引起的，当取激活能为0.08电子伏特时，可求得峰的半宽度约为20°C，但实验得出的值约为40°C。

8. 除了主峰以外，一般在较低温处还能看到一个较低的次峰，各种因素对它的影响与对主峰的影响相似。

对 Bordoni 峰的解释比较成功的理论是 Seeger<sup>[17]</sup> 理论，他认为 Bordoni 峰是由与沿着平行于晶体中密排方向的位错运动有关的弛豫过程所引起。在图 4.5 中，实线代表晶格密排方向能量最低位置，即 Peierls 能谷。处于其中的位错在热激活的帮助下，可以形成由一对弯结组成的小凸起。在没有外应力时，这一对弯结由于相互吸引而消失，但在给定的外应力作用下，弯结对就有一定的临界距离  $d_{cr}$ ，即低于此值时，弯结对仍要相互吸引而消失；高于此值时，弯结对就相互分开，从而产生了位错沿垂直自身方

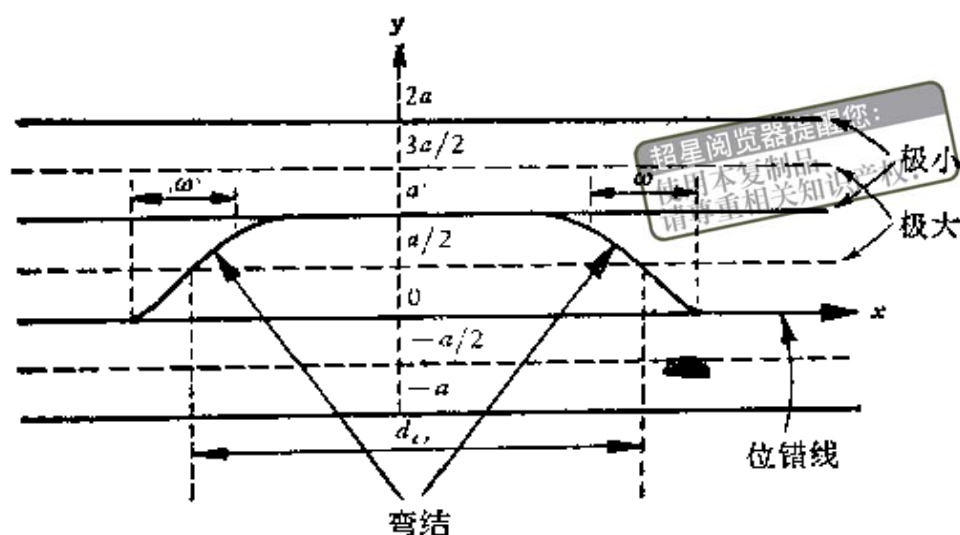


图4.5 平行密排方向上位错线的弯结, 其中 $\omega$ 为其密度 $d_c$ 为其临界距离。

向的运动, 扩大了滑移面, 并给出位错应变。内耗的产生就归之于这些凸起部分的形成, 故这理论又称为弯结对理论。由于这种凸起的形成需要热激活供给能量, 因此, 在给定温度下, 它的产生相应于一定频率 $\nu$ , 当外加振动频率与此频率相等时内耗便达极大值, 故形成上述临界凸起的能量 $H$ 即为内耗激活能。

这种方式产生的内耗, 显然具有与弛豫过程有关的一般形式。不过, 最初 Seeger 考虑热激活时仍沿用 Arrhenius 关系

$$\nu = A \exp(-H/kT) \quad (4.47)$$

式中 $A$ 为试探频率, 即每秒钟位错处于形成一个凸起的有效位置的次数。如把频率 $\nu$ 看作恰好是位错在 Peierls 能谷中的振动频率, 根据 Mason 近似可得

$$A = \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{2\sigma_{P-N}^0}{\rho}}, \quad (4.48)$$

式中 $\sigma_{P-N}^0$ 为 $0^\circ\text{K}$ 时的派-纳力,  $\rho$ 为材料密度,  $a$ 为点阵参数。激活能 $H$ 可按下列法求得: 首先将位错线当作单位长具有质量为 $m$ 的弹性绳, 设它处于沿图4.5中 $x$ 方向的 Peierls 能谷中, 单位长位错线的位能为 $E(y)$ , 于是位错线的形状 $y(x, t)$ 可由下述方

程求得

$$E(y) \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial E(y)}{\partial y} - b\sigma + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (4.49)$$

从而求得临界凸起的激活能

$$H = W_K \left[ 1 + \frac{1}{4} \ln \frac{16\sigma_{P-N}^0}{\pi\sigma} \right], \quad (4.50)$$

式中  $W_K$  为单个弯结的形成能, 括号中第二项与凸起的临界距离有关, 详见附录 N.2.

上述推导, 虽给出  $A$  和  $H$  值的正确数量级, 但存在一原则性缺点。因为 Arrhenius 关系是以单个原子热激活的反应率理论为基础的, 而临界凸起涉及到大约一百个原子的集体。后来, Seeger 等人根据 Donth 的随机过程理论给出了更完善的处理。结果证明, 形成临界凸起的平均频率  $\nu$  和此过程的激活能  $H$ , 可由下式求得:

$$\ln \frac{\nu}{B} = F_1(r, \alpha), \quad (4.51)$$

$$B = \frac{\pi^2}{32} \frac{Gb^2}{a^2 v^2} \frac{kT}{m^{3/2} E_0^{1/2}}, \quad (4.52)$$

$$H = - \frac{d \ln \nu}{d(1/kT)} = kT F_2(r, \alpha), \quad (4.53)$$

其中  $v$  是声速,  $E_0$  是位错线张力, 其他符号具有一般意义,  $F_1(r, \alpha)$  同  $F_2(r, \alpha)$  是下列参数的函数

$$r = \frac{2W_K}{kT}, \quad (4.54)$$

$$\alpha = 1 - \frac{\pi\sigma}{8\sigma_{P-N}^0}, \quad (4.55)$$

具体曲线见文献[17]中的图 7 和图 8。

再利用与 Mason 处理相似的反应率理论, 求得弛豫内耗峰的极大值

$$Q_{\max}^{-1} = \frac{p}{2(1+p)^{1/2}} \quad (4.56)$$

$$p = \frac{2N_0 ab^2 s G w}{kT} - \left( \frac{\pi a E_0}{2b \sigma_{P-N}^0} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{3\pi} \ln \frac{16 \sigma_{P-N}^0}{\pi \sigma} + 0.3 \right), \quad (4.57)$$

其中  $N_0$  是单位体积中对此过程有贡献的位错段数目,  $s$  是每一位错段扫过的平均面积。用  $s = La$  代入即可求出峰高的下限,  $L$  是位错段的平均长度。但是某些位错段可能扫过更大的面积, 其上限是外应力的函数, 于是内耗峰值的上限可写为

$$Q_{\max}^{-1} = \frac{b^2 L^3 N_0 G}{48 E_0} \simeq \frac{N_0 L^3}{24}$$

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识 (4/58)

Seeger 的理论能说明 Bordoni 峰的主要特点, 尤其是它导出的激活能与任何钉扎点间距离都无关, 故此弛豫过程只决定于位错线本身的特性。产生内耗峰的温度近似的与冷加工度、杂质的存在和应变振幅都无关, 峰的高度与频率无关等, 这些都为实验所证实, 并有很好的重复性。尚若应力不太大, 激活能与应变振幅也无关, 这一点也与实验结果一致。关于次峰的解释, 一般认为它对应于纯螺型位错的行为。主峰的宽度问题按 Thompson 和 Holmes<sup>[18]</sup> 的意见, 若将所观察到的主峰分解为各自有单一激活能的内耗峰的重迭谱, 从而也克服了理论峰宽只有观察到的一半的困难。此外, 可以把测得的  $H$  用来计算未知量  $\sigma_{P-N}^0$ , 以铜为例, 求得  $\sigma_{P-N}^0 = 4 \times 10^{-4} G$ , 此值与理论计算的很接近。

虽然至今电子显微镜照像并没有给出更多证据表明位错是沿着平行于晶体中的密排方向, 但是因为临界凸起的长度大约为一百个原子, 以致于只要有几百埃长的位错线处在密排方向时, Seeger 模型就能实用。显然, 这样的位错还是容易存在的, 只不过现有照片尚不能分辨而已。Seeger 理论的主要缺点是认为激活能是应力的函数, 故峰的位置应与应力有关, 但未能得到实验证实<sup>[19]</sup>。其次, Mecs 和 Nowick<sup>[20]</sup> 的实验指出, 差不多一半的模量亏损是与 Bordoni 弛豫有关, 但 Seeger 理论却认为此弛豫过程仅涉及平行派-纳能谷的一部分位错。所以后来, Pare<sup>[19]</sup> 提出应存在一较大的局部内应力对 Seeger 理论作了合理的修改。后

来, Seeger 和 Schiller<sup>(21)</sup> 对弯结对中弯结的运动及其相互作用也作了仔细分析。最近, Seeger 和 Wüthrich<sup>(22)</sup> 又对体心立方结构中, 扩展位错弯结的组态与  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  峰的关系进行了研究。

当然, 不是所有的低温位错弛豫型内耗都能用 Seeger 理论或是后来由 Brailsford<sup>(23)</sup> 提出的陡弯结理论所能解释的, 譬如, Fillowx 等人<sup>(24)</sup> 在钽同铌中, 测出的所有九个由形变产生的弛豫峰。相反, Faltham<sup>(25)</sup> 曾企图用割阶和 Gilman<sup>(26)</sup> 也曾企图用刃型位错偶来解释 Bordoni 弛豫。

#### 4.4.2 位错钉扎内耗<sup>(27)</sup>

位错钉扎内耗的主要特点, 可归纳如下:

1) 许多金属的内耗-应变振幅曲线如图 4.6 所示, 其中  $\Delta = \pi Q^{-1}$ , 称为对数减缩量, 很明显的, 此减缩量可分成两部分, 即

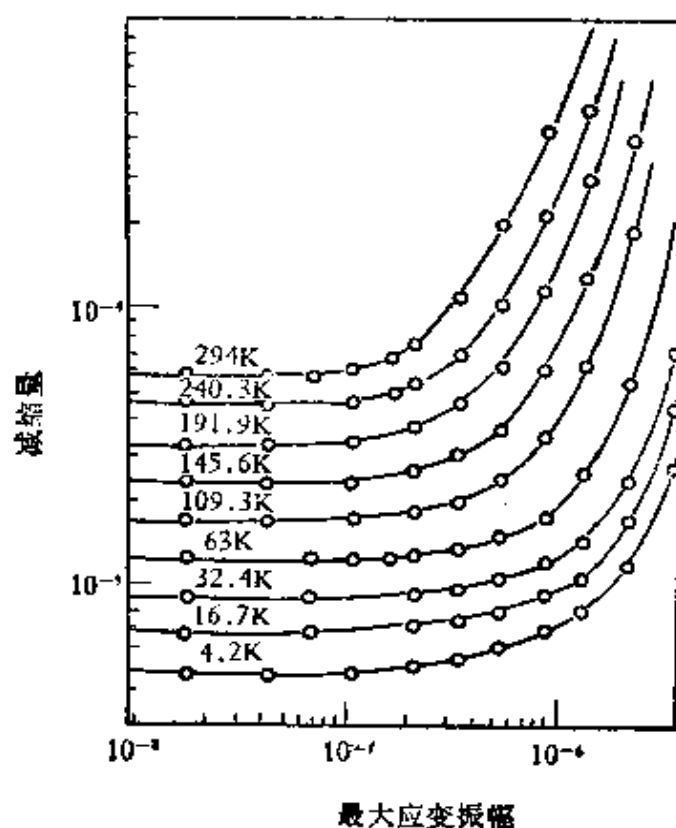


图 4.6 用 40 千周/秒测量的铜单晶内耗与应变振幅及温度的关系。

$$\Delta = \Delta_I + \Delta_H, \quad (4.59)$$

其中  $\Delta_I$  与振幅无关,  $\Delta_H$  与振幅有关。

2) 一般冷加工的  $\Delta_I$  和  $\Delta_H$  都增加。

3) 低于再结晶温度时, 杂质、淬火和辐照引入的点缺陷都降低内耗, 随着内耗的降低, 内耗开始与振幅有关, 所需的振幅就增大。

4)  $\Delta_I$  在兆频范围内, 与频率的关系有一极大值, 在千周以

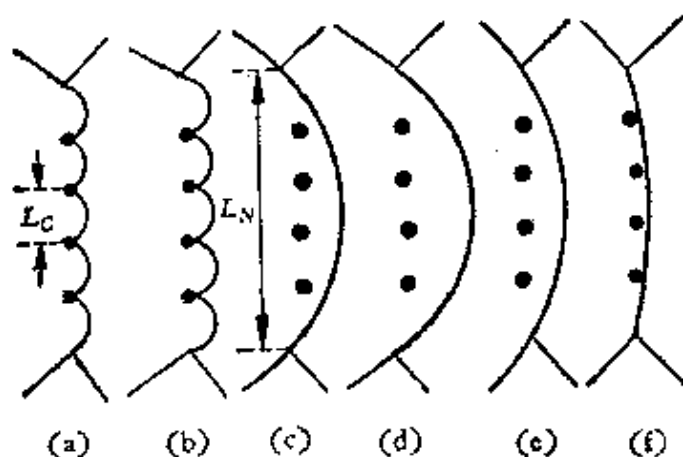


图4.7 外应力增加和减少时, 位错线段弯出同脱钉的示意图。

下时, 近似地与频率无关;  $\Delta_H$  与频率无关。

5) 通常  $\Delta_I$  和  $\Delta_H$  随温度升高都单调地增加, 但  $\Delta_H$  开始与振幅有关, 所需的振幅却随温度升高而减小。

对上述这些现象, K-G-L (Koehler-Granato-Lücke) 理论能给以较满意的说明。他们认为, 金属中的位错网在起始状态时是被杂质钉扎着的, 然后随外应力的增加 (如图 4.7 所示), 起初是杂质原子间的一段位错 (平均长为  $L_C$ ) 开始振动 (a), 随后当外应力增加到足够大时, 则位错将从杂质原子处脱钉而出, 直至整个位错网络中两节点中的一段位错 (平均长为  $L_N$ ) 开始滑移 (b), (c), (d)。注意, 此脱钉过程是一种雪崩式的过程, 因为杂质原子间最长的一段位错最容易脱钉, 但当应力足以使最长的一段位错脱钉后, 这样便产生了更长的自由位错段, 因而脱

钉就更容易了。外应力减小时，它们的行为又如 (d), (e), (f) 所示重新被钉扎住。由此模型所得应力-应变曲线如图 4.8 所示，并标出相应 (a), (b), (c), (d), (e), (f) 的各阶段位错应变的贡献。从这模型可以产生两种内耗，第一种起因于振动位错线段的阻尼耗损  $\Delta_I$ ，所以是阻尼共振型，此内耗与振幅无关，但与频率有关；第二种起因于位错从杂质原子脱钉出来又重新被钉扎，产生如图 4.7 所示的反复滑移。但由于脱钉与重新钉扎过程中位错的运动状态不同，导致应力-应变的不可逆性，故由此引起的内耗  $\Delta_H$  是静滞后型的。它与振幅有关，但与频率无关。

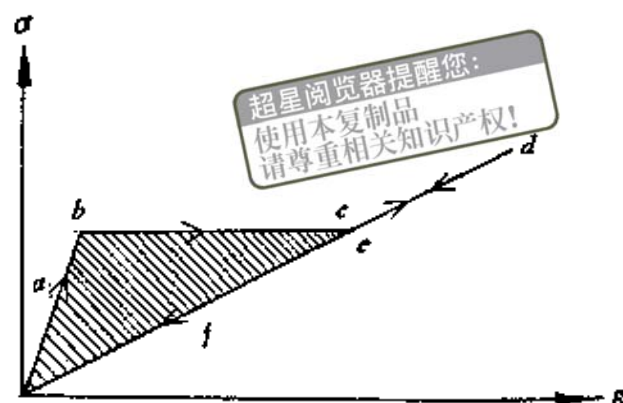


图 4.8 由图 4.7 所示模型得出的应力-应变规律  
(弹性应变已经减去)。

首先，我们来看与振幅无关部分的内耗。设长为  $l$  的一段位错线坐落在  $y$  方向上，它的两端被杂质原子所钉扎，在交变切应力  $\sigma$  的作用下，其运动方程为

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = \sigma b, \quad (4.60)$$

此即前述 (2.78) 式，其中  $\xi$  是位错段元在  $x$  方向相对其平衡位置的位移， $A = \pi \rho b^2$  是单位长位错线的有效质量，其中  $\rho$  是材料密度， $b$  是柏氏矢量， $B$  是作用在单位长位错线上的阻尼力系数， $C$  是位错线张力。因此，位错线段的运动就像振动的弦线一样具有共振的特点。低频时一周内能完全弛豫，高频时则来不及弛豫，因此在某一特定频率便给出最大的  $\Delta_I$ 。附录 IV.3 计算结果得出

$$\Delta_I = \Delta_0 \Lambda l^2 \cdot \frac{1}{D} \left[ \frac{\Omega}{(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2/D^2} \right], \quad (4.61)$$

式中  $\Delta_0 = \frac{8Gb^2}{\pi^3 C}$ ,  $\Lambda$  为单位体积中参加运动的位错线总长,  $l$  为位错段长.  $D = \frac{\omega_0}{d}$ ,  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_0}$ , 其中  $\omega_0 = \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{C}{A}}$ ,  $d = \frac{B}{A}$ . 在 (4.61) 式中, 若用平均位错段长  $L$  代替  $l$ , 而且此  $L$  应满足下式

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_N} + \frac{1}{L_C} \quad (4.62)$$

则以  $\frac{\Delta_I}{\Delta_0 \Lambda L^2}$  对  $\Omega$  作图, 便可得图 4.9 中所示一系列曲线, 其中  $D \ll 1$  的, 即对大阻尼情况而言,  $\Delta_{I_{\max}}$  出现在  $\omega_m = \frac{\omega_0^2}{d}$  处;  $D \gg 1$  的, 即对小阻尼情况而言,  $\Delta_{I_{\max}}$  出现在  $\omega_m = \omega_0$  处. 根据参数  $L$ ,  $A$ ,  $B$ , 同  $C$  一般合理的数值求得  $\omega_0$  同  $\omega_m$  都在兆频范围.

当  $\omega$  甚小于  $\omega_0$  时, 可将此与振幅无关的内耗近似地写为

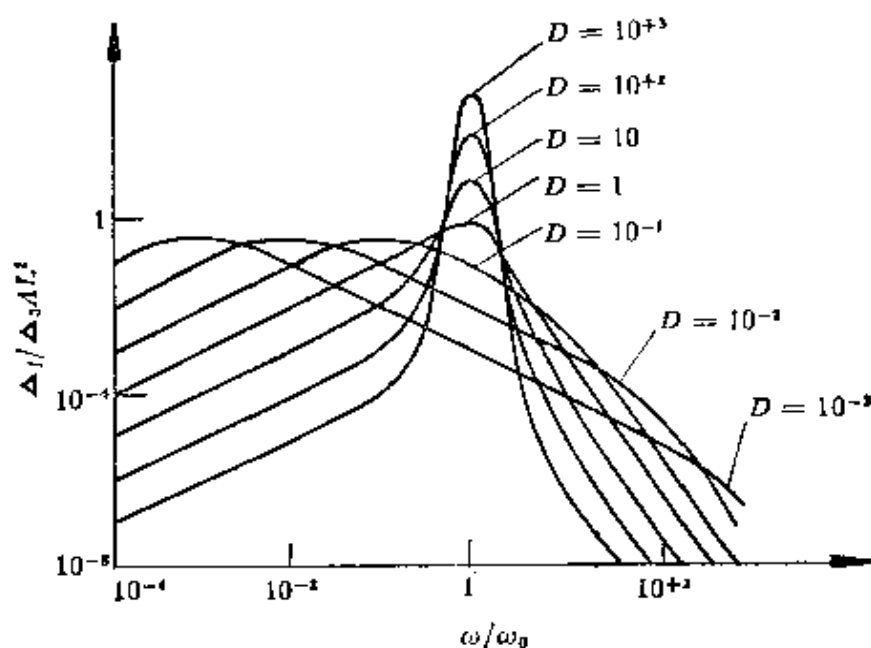


图4.9  $\Delta_I$  与频率的关系。

$$\Delta_I' = \frac{\beta B \omega}{\pi^3 C} \Lambda l^4, \quad (4.63)$$

其中  $\beta$  为考虑到滑移面上分切应力小于外加应力这一事实而引入的取向因子。若再考虑位错段长  $l$  有一定分布，按 Koehler 分布函数，则有

$$N(l)dl = \frac{\Lambda}{L^2} \exp\left(-\frac{l}{L}\right)dl, \quad (4.64)$$

从而

$$\Delta_I = \int_0^\infty l \frac{\Delta_I'}{\Lambda} N(l)dl = \frac{120\beta B \omega}{\pi^3 C} \Lambda L^4. \quad (4.65)$$

关于与振幅有关部分的对数减缩量  $\Delta_H$ ，我们可以先求出图 4.8 中画阴影那部分的面积，它即为应力-应变滞后回线的面积，也即是在半周循环内的能量消耗。这样，在一周内的能量消耗便为

$$\Delta W = 2 \int_0^{\sigma_0} (\varepsilon_2'' - \varepsilon_1'')d\sigma, \quad (4.66)$$

其中  $\varepsilon_1''$  是在增加应力的  $1/4$  周内的位错应变， $\varepsilon_2''$  是在减少应力的  $1/4$  周内的位错应变。故

$$\Delta_H = \frac{\Delta W}{2W} = \frac{\Delta W}{\sigma_0^2/G}. \quad (4.67)$$

附录 IV.3 中给出根据所求的  $\varepsilon_1''$  与  $\varepsilon_2''$ ，最后可得

$$\Delta_H = \frac{\Delta_0 \Lambda L_N^2}{\pi} \left( \frac{L_N}{L_C} \right) \left[ \frac{\Gamma}{\sigma_0} - 1 + \dots \right] \exp\left(-\frac{\Gamma}{\sigma_0}\right), \quad (4.68)$$

式中  $\Gamma$  为产生前述雪崩式脱钉所需的应力， $\sigma_0$  为外加应力振幅，其余的如上所述。为了实用，可将  $\Delta_H$  写成

$$\Delta_H = \frac{\beta \Lambda L_N^3}{\pi^2 L_C} \frac{K \varepsilon' b}{L_C \varepsilon_0} \exp\left(-\frac{K \varepsilon' b}{L_C \varepsilon_0}\right), \quad (4.69)$$

式中  $K$  是与产生脱钉所需应力及取向有关的因子， $\varepsilon'$  是溶质溶剂原子错配参数， $\varepsilon_0$  为应变振幅，其余的如上所述。

以上, 我们简要地介绍了位错钉扎内耗的K-G-L理论。有很多实验, 首先证实了  $\Delta_r$  与  $L^4$  成正比的关系 ((4.65) 式), 后来, Alers 和 Thompson<sup>(28)</sup> 在铜单晶中, 用兆赫脉冲技术的确测到了预期的极大值; 并发现温度升高会使极大值向较低频率方面移动, 这正反映阻尼共振型内耗有别于滞弹性型内耗之处。此外, 很多实验还发现, 在一定振幅范围内,  $\ln \Delta_H \varepsilon_0$  与  $\frac{1}{\varepsilon_0}$  有很好的线性关系 (即 (4.69) 式), 一般称之为 G-L 图。当然, K-G-L 理论的应用仍有它一定的局限性。譬如, 振幅太小时, 不能忽略热激活的作用, 因此, G-L 图开始偏离直线; 振幅太大时, 由于全部位错都已脱钉, 应力增大总能不断增加, 而滞后回线的面积却保持不变, 故内耗反而减小,  $\Delta_H$  有出现极大值的可能。此外, K-G-L 理论比较适用于层错能高而较纯的材料, 因为此时位错不扩展, 溶质原子绝大多数都聚集在位错线上, 其他地方就比较“干净”, 弦线振动的模型才能更好的模拟位错的行为。

#### 4.4.3 位错内耗的气团模型<sup>(29,30)</sup>

上述两节中, 我们所讲的位错内耗, 虽然涉及到杂质原子, 但这时杂质原子本身对内耗并无贡献, 同时也没有考虑晶体结构的特点, 故这两种位错内耗主要还是反映位错本身的运动形式及动力学特点, 因此我们可把它们都归纳为第一类位错内耗。至于位错与各种点缺陷交互作用所产生的第二类位错内耗, 目前实验证明涉及的范围甚广, 其中包括大家所熟知的形变峰 (即 Köster 峰)、淬火峰、加氢峰、Hasignti 峰以及低频背景内耗等现象。此外, 有关的理论也很多, 如 Friedel 等人<sup>(28)</sup> 与 Schoeck<sup>(30)</sup> 的气团理论, Mura 等人<sup>(31)</sup> 的碳化物周期性溶解和长大理论, Köster 等人<sup>(32)</sup> 的位错中心处间隙原子应力感生扩散理论以及 Crussard<sup>(33)</sup> 的溶质原子与层错的交互作用理论等。下面, 我们只简要地介绍

一下位错内耗的气团理论。

在位错内耗的气团模型中，首先考虑一根沿  $x$  方向长为  $l$  的位错段，两端为位错网络结点所固定，滑移面为  $XY$  平面。在切应力  $\sigma$ ，位错线张力  $\gamma$  及其产生的回复力  $\gamma \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$  同气团阻力  $-P \frac{\partial y}{\partial t}$ （其中  $P$  是阻尼系数）的共同作用下，位错的运动方程可写为

$$\sigma b + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - P \frac{\partial y}{\partial t} = 0. \quad (4.70)$$

在小应力下测量内耗时，位错曲率半径  $r$  远大于位错段的长度  $l$ ，因此可以用平均位移  $\bar{y}$  来代替沿位错线上各点都不相同的位移，从而上式可简化为一维问题（详见附录 IV.4）：

$$P \frac{d\bar{y}}{dt} + \frac{8\gamma}{l^2} \bar{y} - \sigma b = 0. \quad (4.71)$$

假设所有的位错段长都为  $l$ ，位错密度为  $\Lambda$ ，则与位错平均位移  $\bar{y}$  相对应的位错应变

$$\epsilon'' = \alpha \Lambda b \bar{y}, \quad (4.72)$$

其中  $\alpha$  为一几何因子。又知  $Q^{-1}$  与  $\epsilon''$  有下述关系：

$$Q^{-1} = \frac{G\omega}{\pi\sigma_0} \int_0^{2\pi/\omega} \epsilon'' \sin \omega t dt, \quad (4.73)$$

故由 (4.71) 式解出  $\bar{y}$ ，代入 (4.72) 式后，求出  $\epsilon''$ ，再带入 (4.73) 式，便得（详见附录 IV.4）：

$$Q^{-1} = \Lambda \sigma \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{\alpha \Lambda l^2}{4} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4.74)$$

并可求得  $\tau$  与阻尼系数  $P$  或扩散系数  $D$  间存在如下关系

$$\tau = \frac{l^2}{8\gamma} P = n \frac{l^2}{8\gamma} \frac{kT}{D}, \quad (4.75)$$

式中  $n$  为单位长位错线上的溶质原子数, 其他的参量如上所述。总之, 这种内耗应是滞弹性型的。

这里, 我们还应介绍葛庭燧<sup>[34]</sup>在 Al-0.5% Cu 合金中所发现的反常振幅效应的低频位错内耗现象。根据随后的一些研究结果指出<sup>[35,36]</sup>: 这种经预形变或淬火的固溶体, 在测量内耗的应力作用下, 由于溶质原子借着横向来回运动的位错弯结, 通过其管道的快速扩散, 使溶质原子往返于位于两相邻派-纳能谷的位错线上; 也就是说, 在外应力作用下, 借助于弯结的横向运动, 使直位错线拖着气团往返于两相邻派-纳能谷之间运动。因此, 产生了温度内耗峰与振幅内耗峰彼此相互联系、同时出现与典型滞弹性型内耗现象不同的一种反常内耗。目前这一位错内耗的气团模型正受到国际间的广泛重视<sup>[37]</sup>。

#### § 4.5 界面内耗<sup>[38]</sup>

金属中的界面往往是一种很重要的内耗源, 譬如非共格界面的内耗源有晶界和一般相界, 共格界面的内耗源有共格的孪晶晶界和相界等。

葛庭燧在纯铝中, 曾对晶界内耗作过系统的研究, 并开拓了这方面的实验工作。图 4.10 即为一例, 同样的材料, 其多晶试样出现了明显的内耗峰, 而单晶试样则没有内耗峰。葛庭燧认为这种内耗峰归之于在外应力作用下晶界滑动所引起的弛豫过程, 即在外力作用下, 晶界发生相对滑动, 直到被晶粒角上产生的弹性应力集中所阻止, 所以这是一个典型的弛豫过程。温度低时, 晶界滑动阻力大, 不易滑动, 故能量耗损小; 温度高时, 晶界易于滑动, 阻力小, 故能量损耗也小; 只有在适中的温度下才出现内耗极大值。晶界峰常常很宽, 即不能用单一的弛豫时间来表征; 这是由于发生了弛豫叠加或弛豫耦合的缘故。但峰高与晶粒大小无关, 说明这种晶界滑动完全是粘弹性的。实验虽然测得弛豫激

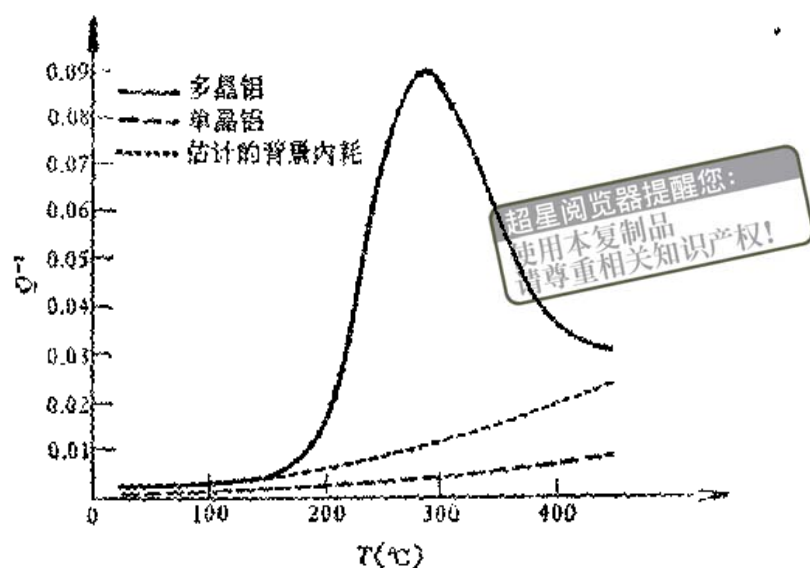


图4.10 99.99%纯铝多晶和单晶的内耗。

活能约为1.48电子伏，十分靠近Al的自扩散激活能，但这对说明晶界内耗的原子机制并无帮助。

正因为晶界滑动是一弛豫过程，所以我们可以认为晶界具有滞弹性。葛庭燧设晶界厚为 $d$ ，粘滞系数为 $\eta$ ，故晶界滑动速率可写为

$$v = \frac{\sigma}{\eta} d. \quad (4.76)$$

由实验可求得

$$v = \sigma A e^{-\frac{Q}{RT}}, \quad (4.77)$$

式中 $A$ ， $Q$ 为两个实验常数， $R$ 为气体常数， $T$ 为绝对温度，故得

$$\eta = \frac{d}{A} e^{\frac{Q}{RT}}. \quad (4.78)$$

葛庭燧设 $d = 4$ 埃后，用上式将温度外推到铝的熔点 $670^\circ\text{C}$ 时，所得 $\eta = 0.14$ 波叶斯，这个数值同液体铝的粘滞系数一样。这

样既看出晶界具有粘滞性，同时还支持了薄晶界层的观点。

杂质一般能使晶界峰的高度降低，有时还可能在晶界峰附近出现另一合金晶界峰，两者有相互消长的关系。

至于共格界面的内耗现象，目前在很多纯金属和合金的马氏体相变过程中已观察到，譬如 Scheil 等人<sup>[39]</sup>在 Fe-Ni 合金，王业宇等人<sup>[40]</sup>在 Fe-Mn 合金相变过程中所得到的内耗峰。他们并证明这都是一种应力感生共格面运动所引起的静滞后型内耗。张禄经和 Read<sup>[41]</sup>在 Au-Cd 合金中，也曾观察到马氏体多晶相界在往复应力作用下可以产生往复移动，并在弯曲试验的应力-应变曲线上出现加载与去载过程的静滞后现象。共格界面的内耗也可能是滞弹性的。譬如，Mn-Cu 合金中的孪晶界面内耗即为一例<sup>[42]</sup>。由于这种内耗出现的温度范围不是相变进行的范围，所以 Burkart 和 Read<sup>[43]</sup>对此曾用点缺陷与共格界面的交互作用，即界面拖着点缺陷运动所引起的弛豫过程来解释。

## 附录 IV.1 Snoek 峰中弛豫强度 $\Delta E$ 的计算

如果定义  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  为单位体积在  $x$ ,  $y$  和  $z$  位置上的间隙原子数； $\Gamma_{xz}$  是由  $x$  位置跳到  $z$  位置的频率， $\Gamma_{zx}$ ,  $\Gamma_{yz}$  和  $\Gamma_{zy}$  具有相似的定义，则显然

$$\dot{n}_z = \Gamma_{xz}n_x + \Gamma_{yz}n_y - (\Gamma_{zx} + \Gamma_{zy})n_z. \quad (\text{IV.1})$$

由于在  $z$  方向上的外应力作用下，位垒如图 IV.1 中实线所示， $U$  为有序化能量， $H$  为零应力下位垒的高，它与跳跃频率有 (4.46) 式关系

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-\frac{H}{kT}},$$

故

$$\Gamma_{yz} = \Gamma_{xz} = \frac{1}{2} \Gamma_0 e^{-\left(H - \frac{U}{2}\right)/kT} = \frac{1}{2} \Gamma e^{U/2kT}.$$

当  $U/kT \ll 1$  时

$$\Gamma_{yz} = \Gamma_{xz} \approx \frac{1}{2} \Gamma \left(1 + \frac{U}{2kT}\right). \quad (\text{IV.2})$$

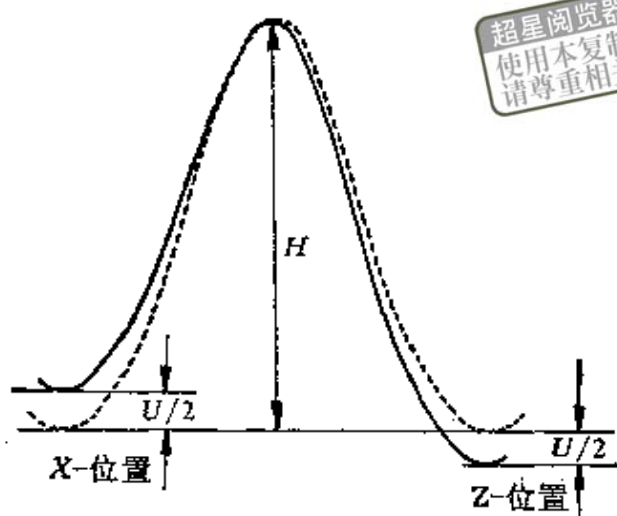


图 IV.1 在 Z 方向的张应力对 X 和 Z 位置间间隙原子跳动位垒的影响。

同理

$$\Gamma_{zy} = \Gamma_{zx} \approx \frac{1}{2} \Gamma \left( 1 - \frac{U}{2kT} \right). \quad (\text{IV.3})$$

将 (IV.2) 和 (IV.3) 两式代入 (IV.1) 式, 利用关系  $n_x + n_y = n - n_z$ , 并因  $U$  很小, 故  $Un_z$  取一级近似等于  $Un/3$ , 遂得

$$\dot{n}_z = -\frac{3}{2} \Gamma \left[ (n_z - n/3) - \frac{2}{9} \frac{Un}{kT} \right]. \quad (\text{IV.4})$$

再利用 (4.28) 和 (4.40) 两式, 可得

$$\tau^{-1} = -\frac{3}{2} \Gamma, \quad (\text{IV.5})$$

和

$$\bar{p} = -\frac{2}{9} \frac{Un}{kT}. \quad (\text{IV.6})$$

假定  $U$  只取决于  $\sigma$  而不取决于  $p$  (这表示间隙原子间的相互作用不显著, 对通常低浓度来讲是成立的), 则根据互易关系 (4.39) 式, 可得

$$U = \lambda \sigma. \quad (\text{IV.7})$$

将此结果代入 (IV.6) 式后, 再把所得  $\bar{p}$  代入 (4.41) 式, 最后得

$$\Delta E = \left( -\frac{2}{9} E' \lambda^2 / k \right) \frac{n}{T},$$

此即 (4.42) 式。为了计算  $\Delta E$ , 只需知道  $\lambda = \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial p} \right)$ , 对于碳在  $\alpha$ -铁中

这种情况，它可以从四方马氏体的点阵常数随碳浓度的变化估计出来。

## 附录 IV.2 位错临界凸起形成能的计算

因 (4.49) 式中,  $E(y)$  是  $a$  (密排原子列的间距) 的周期函数, 故可将它展成富氏级数, 并取其有限项

$$E(y) = E_0 - \alpha_1 \cos \frac{2\pi y}{a} - \alpha_2 \cos \frac{4\pi y}{a} \quad (\text{IV.8})$$

因  $E_0$  往往甚大于  $\alpha_1, \alpha_2$ , 故 (4.49) 式左边  $E(y)$  可用  $E_0$  来代替, 并用下式求其定态解

$$E_0 \frac{d^2 y(x)}{dx^2} = -\frac{2\pi\alpha_1}{a} \left( \sin \frac{2\pi y(x)}{a} + 2\gamma \sin \frac{4\pi y(x)}{a} \right) - b\sigma, \quad (\text{IV.9})$$

其中  $\gamma = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ ,  $-\frac{1}{4} > \gamma > -\frac{1}{4}$ . 当  $\sigma = 0$  时, 即为单个弯结的解。用边界条件

$$\begin{aligned} x &= -\infty, \quad y = na, \\ x &= +\infty, \quad y = (n+1)a, \end{aligned}$$

其解为

$$y = \frac{a}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left[ \frac{(1+4\gamma)^{1/2}}{\sin h \{ 2\pi x [\alpha_1 (1+4\gamma)/E_0]^{1/2} / a \}} \right], \quad (\text{IV.10})$$

设  $\alpha_2 = 0$ , 即  $\gamma = 0$ , 上式可写为

$$y = \frac{2a}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \exp \left[ \frac{2\pi x}{a} \left( \frac{\alpha_1}{E_0} \right)^{1/2} \right], \quad (\text{IV.11})$$

单个弯结的形成能

$$W_k = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{1}{2} E_0 \left( \frac{dy}{dx} \right)^2 + \alpha_1 \left( 1 - \cos \frac{2\pi y}{a} \right) \right] dx, \quad (\text{IV.12})$$

式中第一项是由于位错线伸长而增加的能量, 第二项是由于弯结部分不处于 Peierls 能谷中所增加的能量。将 (IV.11) 式代入 (IV.12) 式, 得出

$$W_k = \frac{4a}{\pi} (E_0 \alpha_1)^{1/2}. \quad (\text{IV.13})$$

按 Delinger-Frankel 模型, 求得 0 K 时的派-纳力

$$\sigma_{P-N}^0 = -\frac{2\pi\alpha_1}{ab}. \quad (\text{IV.14})$$

将上式代入 (Ⅶ.13) 式, 得

$$W_k = \frac{2a}{\pi} \left( \frac{2abE_0\sigma_{p-N}^0}{\pi} \right)^{1/2} \quad (Ⅶ.15)$$

从弯结的中点作切线, 可求得弯结的宽度为

$$\omega = -\frac{1}{2} a \left( -\frac{E_0}{\alpha_1} \right)^{1/2} = \left( \frac{\pi a E_0}{2b\sigma_{p-N}^0} \right)^{1/2} \quad (Ⅶ.16)$$

一对弯结形成的激活能  $H$  应当是弯结形成过程中达到最高位能时所需的能量, 即如图 Ⅶ.2 所示的两个弯结都形成一半时的能量。按 (Ⅶ.8) 式, (当  $\alpha = 0$ ) 长为  $d$  的位错线达到此位置时, 增加的能量为  $2\alpha_1 d$ , 故

$$H = 2 \cdot \frac{1}{2} W_k + 2\alpha_1 d, \quad (Ⅶ.17)$$

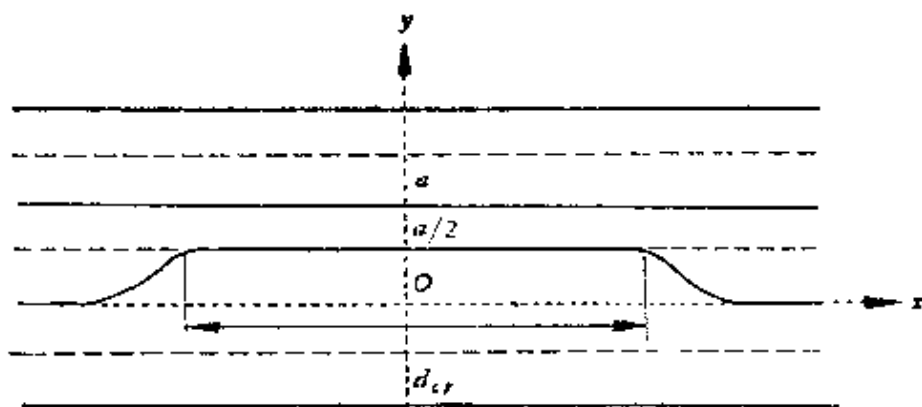


图 Ⅶ.2

因为两个反号弯结间的相互作用能同外应力所作之功的和是弯结间距的函数, 故一对弯结的临界分开距离  $d_{cr}$  可自能量极值求得

$$d_{cr} = \frac{\omega}{\pi} \ln \frac{16\sigma_{p-N}^0}{\pi\sigma}. \quad (Ⅶ.18)$$

将上式代入 (Ⅶ.17) 式, 并用 (Ⅶ.16) 式关系, 即得

$$H = \frac{2a}{\pi} \left( \frac{2E_0ab\sigma_{p-N}^0}{\pi} \right)^{1/2} \left[ 1 + \frac{1}{4} \ln \frac{16\sigma_{p-N}^0}{\pi\sigma} \right].$$

再用 (Ⅶ.15) 式, 上式可简写为

$$H = W_k \left[ 1 + \frac{1}{4} \ln \frac{16\sigma_{p-N}^0}{\pi\sigma} \right],$$

此即 (4.50) 式

### 附录 IV.3 K-G-L 理论中 $\Delta_I$ 和 $\Delta_H$ 的计算

位错段  $l$  在交变切应力作用下，除了满足 (4.60) 式给出运动方程

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = \sigma b, \quad (\text{IV.19})$$

此外，作用在滑移面上的切应力尚需满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \rho \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = 0, \quad (\text{IV.20})$$

式中  $\rho$  为材料的密度。

$$\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon'', \quad (\text{IV.21})$$

其中  $\varepsilon'$  是弹性应变， $\varepsilon''$  是位错应变。弹性应变满足虎克定律

$$\varepsilon' = -\frac{\sigma}{G}. \quad (\text{IV.22})$$

今设一根坐落在  $y$  方向、长为  $l$  的位错段所产生的位错应变是  $\bar{\xi}lb$ ，其中  $\bar{\xi}$  是位错段沿  $x$  方向的平均位移

$$\bar{\xi} = \frac{1}{l} \int_0^l \xi(y) dy. \quad (\text{IV.23})$$

若单位体积中参加运动的位错总长为  $\Lambda$ ，则

$$\varepsilon'' = \frac{\Lambda b}{l} \int_0^l \xi(y) dy. \quad (\text{IV.24})$$

把 (IV.19) 至 (IV.24) 六式归总起来便得到下列联立微分积分方程组

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \frac{\rho}{G} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \frac{\Lambda \rho b}{l} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^l \xi dy, \quad (\text{IV.25})$$

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = \sigma b. \quad (\text{IV.26})$$

边界条件为

$$\xi(x, y, t)|_{y=0, l} = 0. \quad (\text{IV.27})$$

如果波的传播方向垂直于位错线的方向，那么可以假设

$$\sigma = \sigma_0 l \exp(-\alpha x) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right], \quad (\text{IV.28})$$

式中  $\alpha$  是衰减系数， $v$  是波速。将它代入 (IV.26) 式可求得  $\xi$  的解，其中基频项最大，故近似可写为

$$\xi = \frac{4b\sigma}{\pi A} \sin \frac{\pi y}{l} \frac{e^{i\delta}}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2}}, \quad (\text{IV.29})$$

式中  $d = \frac{B}{A}$ ,  $\omega_0 = \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{C}{A}}$  是谐振频率,  $\delta = \text{tg}^{-1} \frac{\omega d}{\omega_0^2 - \omega^2}$ . 再将 (IV.28) 和 (IV.29) 两式代入 (IV.25) 式, 并列出实数部分同虚数部分各等相的两个等式, 即可求得衰减系数和波速分别为

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{2\nu} \frac{\Lambda \Delta_0 \eta^2}{\pi} \frac{\omega d}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2}, \quad (\text{IV.30})$$

$$\nu(\omega) = \left[ 1 - \frac{\Lambda \Delta_0 \eta^2}{2\pi} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2} \right] \nu_0, \quad (\text{IV.31})$$

式中  $\nu_0 = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$ ,  $\Delta_0 = \frac{8Gb^2}{\pi^3 C}$ ,  $\eta^2 = \frac{\pi^2 C}{A}$ . 由此求得与振幅无关的内耗

$$\Delta_I = \alpha \lambda = \alpha \frac{\pi \nu}{\omega} = \frac{\Delta_0 \Lambda l^2}{D} \left[ \frac{\Omega}{(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2/D^2} \right] \quad (\text{IV.32})$$

此即 (4.61) 式。

关于  $\Delta_H$  的推导, 简要地作如下叙述:

由 (IV.23) 和 (IV.29) 两式可求得一根长为  $l$  的位错段引起的位错应变

$$\epsilon_l^* = \xi l b = \left[ \frac{8b^2 \sigma_0 \cos(\omega t)}{\pi^4 C} \right] l^3. \quad (\text{IV.33})$$

对于位错段长分布为  $N(l)dl$  的所有位错的总应变应为

$$\epsilon'' = \int_0^\infty \frac{8b^2 \sigma_0}{\pi^4 C} \cos(\omega t) l^3 N(l) dl, \quad (\text{IV.34})$$

由于脱钉过程是雪崩式的, 并且最先脱钉处是最长的被钉扎位错段, 如令其长为  $\mathscr{L}$ , 则脱钉应力可写为  $\Gamma = \frac{\pi^2 f_m}{4b\mathscr{L}}$ , 其中  $f_m$  为溶质原子与位错间的相互作用力。但任一长为  $L_N$  的位错线上,  $\mathscr{L}$  值各不相同, 并且加载时脱钉过程位错段的长度分布函数  $N_1(l)dl$  取决于瞬时应力  $\sigma$ , 而去载时, 分布函数  $N_2(l)dl$  只取决于最大振幅  $\sigma_0$ 。因为位错此时仅是弹性回缩, 一旦脱钉完成, 原来作指数函数分布的位错段马上就变成  $\delta$ -函数型的分布了。根据以上所述, Granato 和 Lücke 求得此二分布函数的形式如下:

$$N_1(l)dl =$$

$$\left\{ \begin{aligned} & -\frac{\Lambda}{L_c^2} \left[ 1 - n \left( \frac{\Gamma}{\sigma} + 1 \right) \exp \left( -\frac{\Gamma}{\sigma} \right) \right] \exp \left( -\frac{l}{L_c} \right) dl, \\ & \qquad \qquad \qquad 0 \leq l \leq L, \\ & -\frac{\Lambda}{L_N} \delta(l - L_N) n \left( \frac{\Gamma}{\sigma} + 1 \right) \exp \left( -\frac{\Gamma}{\sigma} \right) dl, \\ & \qquad \qquad \qquad L \leq l < \infty, \end{aligned} \right. \quad (\text{IV.35})$$

$$N_2(l)dl =$$

$$\left\{ \begin{aligned} & -\frac{\Lambda}{L_c^2} \left[ 1 - n \left( \frac{\Gamma}{\sigma_0(x)} + 1 \right) \exp \left( -\frac{\Gamma}{\sigma_0(x)} \right) \right] \exp \left( -\frac{l}{L_c} \right) dl, \\ & \qquad \qquad \qquad 0 \leq l \leq L, \\ & -\frac{\Lambda}{L_N} \delta(l - L_N) n \left( \frac{\Gamma}{\sigma_0(x)} + 1 \right) \exp \left( -\frac{\Gamma}{\sigma_0(x)} \right) dl, \\ & \qquad \qquad \qquad L \leq l < \infty, \end{aligned} \right.$$

其中

$$\Gamma = \frac{\pi^2 f_m}{4bL_c},$$

$$\sigma = \sigma_0(x) \cos(\omega t - kx).$$

最后, 将 (IV.35) 式代入 (IV.34) 式便得到  $\epsilon_1''$  和  $\epsilon_2''$ , 再将它们代入 (4.66) 式, 并由 (4.67) 式即可求得

$$\Delta_H = \frac{\Delta_0 \Lambda L_N^2}{\pi} \left( \frac{L_N}{L_c} \right) \left[ \frac{\Gamma}{\sigma_0} - 1 + \dots \right] \exp \left( -\frac{\Gamma}{\sigma_0} \right),$$

此即 (4.68) 式。

## 附录 IV.4 位错内耗的气团模型

若设位错线沿  $x$  轴, 不计其有效质量, 在切应力  $\sigma$  作用下, 它的运动方程可写为

$$\sigma b + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - P \frac{\partial y}{\partial t} = 0,$$

式中  $\gamma$  为位错线张力,  $P$  为阻尼系数。当位错的曲率半径  $r$  远大于位错段长  $l$  时 (如图 IV.3 所示),  $y_m = r - \sqrt{r^2 - \left( \frac{l}{2} \right)^2} \simeq \frac{l^2}{8r} = \frac{l^2 \sigma b}{8\gamma}$ 。在平

衡条件下, 线张力产生的回复力应等于  $\sigma b$ , 故  $\gamma \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{8\gamma}{l^2} y_m \simeq \frac{8\gamma}{l^2} \bar{y}$ ,

上式则可写为

$$P \frac{d\bar{y}}{dt} + \frac{8\gamma}{l^2} \bar{y} - \sigma b = 0.$$

令  $\sigma = \sigma_0 \cos \omega t$ , 解得

$$\bar{y} = B \frac{A \cos \omega t + \omega \sin \omega t}{A^2 + \omega^2},$$

式中

$$B = \frac{\sigma_0 b}{P}, \quad A = \frac{8\gamma}{l^2 P}.$$

将 (IV.36) 式代入 (4.72) 式后再代入 (4.73) 式, 便得

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= \frac{G\omega}{\pi\sigma_0} \int_0^{2\pi/\omega} (\alpha \bar{y} \Lambda b) \sin(\omega t) dt \\ &= \frac{\alpha b \Lambda G}{\sigma_0} \cdot \frac{B\omega}{A^2 + \omega^2} = \frac{\alpha \Lambda l^2 G b^3}{8\gamma} \cdot \frac{\omega A^{-1}}{1 + (\omega A^{-1})^2} \\ &= \frac{\alpha \Lambda l^2}{4} \cdot \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}, \end{aligned}$$

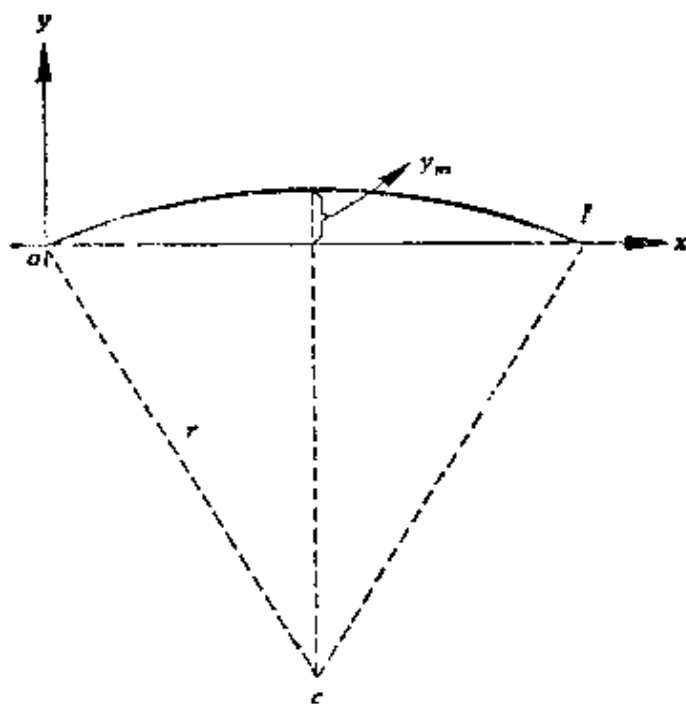


图 IV.3

式中

$$\tau = A^{-1} = \frac{l^2 P}{8\gamma}$$

此即 (4.74) 和 (4.75) 两式。

当溶质原子气团跟着位错作匀速运动时, 其速度  $\bar{v}$  与位错对溶质原子的拖曳力  $\bar{f}'$  间有爱因斯坦关系

超星浏览器提醒您:  
(IV.36)  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

$$\bar{v} = \frac{D}{kT} \bar{f}',$$

式中  $D$  为扩散系数,  $k$ ,  $T$  具有一般意义。故一个溶质原子对位错运动的阻尼力应为

$$\bar{f} = -\bar{f}' \text{ 或 } -P \frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{kT}{D} \bar{v}.$$

设  $n$  为单位长位错线上的溶质原子数, 则溶质原子气团对单位长位错线运动的阻力便为

$$\bar{f} = -n \frac{kT}{D} \bar{v},$$

故得

$$P = n \frac{kT}{D}.$$

## 参 考 文 献

- [1] Zener C., *Elasticity and Anelasticity in Metals* (1948).
  - [2] Nowick A. S. and Berry B. S., *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids* (1972).
  - [3] Nowick A. S., *Progress in Metal Physics*, 4, 1 (1953); 冯端、王业宁、丘第荣, 金属物理, 下册, 554 (1975).
  - [4] Berry B. S., *Acta Met.*, 10, 271 (1962).
  - [5] Dijkstra L. J., *Phillips Research Reports*, 2, 357 (1947).
  - [6] Розин К. М. и Фикельштейн Б. Н., *ДАН СССР*, 9, 811 (1953).
  - [7] 程开甲、张含奎, 物理学报, 14, 71 (1958).
  - [8] Zener C., *Phys. Rev.*, 71, 34 (1947).
  - [9] Le Claire A. D. and Lomer W. M., *Acta Met.*, 2, 731 (1954).
  - [10] Seraphim D. P. and Nowick A. S., *Acta Met.*, 9, 85 (1961).
  - [11] Artman R. A., *J. Appl. Phys.*, 23, 475 (1952).
  - [12] 程开甲、李正中, 物理学报, 12, 281 (1956).
  - [13] Völkl J., Schumann G. and Alefeld G., *J. Phys. Chem. Sol.*, 31, 1805 (1970).
  - [14] Schiller P., Schneiders A. and Nijman H., *Atomic Structure and mechanical properties of metals*, 585 (1976).
  - [15] 葛庭燧、张进修, 物理学报, 24, 87 (1975).
  - [16] Bordoni P. G., *Nuovo Gimento*, 4, 177 (1947); *Ric. Sci.*, 19, 851 (1949); *J. Acoust. Soc. Amer.*, 26, 495 (1954).
  - [17] Seeger A., *Phil. Mag.*, 1, 651 (1956).
- Seeger A., Douth II and Pfatt F., *Disc. Faraday Soc.*, 23, 19



- (1957).
- [18] Thompson D. O. and Holmes D. K., *J. Appl. Phys.*, 30, 525 (1959).
  - [19] Pare V. K., *J. Appl. Phys.*, 32, 332 (1961).
  - [20] Mecs B. M. and Nowick A. S., *Acta Met.*, 13, 771 (1965).
  - [21] Seeger A. and Schiller P., *Acta Met.*, 10, 348 (1962).
  - [22] Seeger A. and Wüthrich C., *Nuovo Cimento*, 33B, 38 (1976).
  - [23] Brailsford A. D., *Phys. Rev.*, 122, 778 (1961).
  - [24] Filloux J., Harper H. and Champs R. H., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 9, 230 (1964).
  - [25] Felfham P., *Phil. Mag.*, 13, 913 (1966).
  - [26] Gilman J. J., *J. Phys. Soc. Japan, Suppl. I*, 18, 172 (1963).
  - [27] Koehler J. S., Imperfection in nearly perfect crystals, 197 (1952);  
Granato A. and Lücke K., *J. Appl. Phys.*, 27, 583 (1956).
  - [28] Alers G. and Thompson D. O., *J. Appl. Phys.*, 32, 283 (1961).
  - [29] Friedel J., Boulanger C. and Crussard C., *Acta Met.*, 3, 380 (1955).
  - [30] Schoeck G., *Acta Met.*, 11, 617 (1963).
  - [31] Mura T., Tamura I. and Brattain J. O., *J. Appl. Phys.*, 32, 92 (1961).
  - [32] Koster W., Bangert L. and Hahn R., *Arch. Eisenh. Wessen.*, 25, 569 (1954).
  - [33] Crussard C., *Acta Met.*, 10, 749 (1962).
  - [34] Kê T. S. (葛庭燧), *Phys. Rev.*, 78, 420 (1950).
  - [35] 葛庭燧、张进修, 物理学报, 21, 1711 (1965); 22, 71 (1966).
  - [36] 葛庭燧、张志舜、张进修, 物理学报, 22, 270 (1966).
  - [37] Kê T. S. (葛庭燧), *Proceedings of the 3rd European Conference on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids* (1979),  
金属学报 16, 218 (1980).
  - [38] Kê T. S. (葛庭燧), *Phys. Rev.*, 71 533 (1947); 72, 41 (1947).
  - [39] Scheil E. and Muller H. G., *Arch. Eisenh. Wessen.*, 27, 801 (1956).
  - [40] 王业宁、朱建中, 物理学报, 15, 341 (1959); *Scientia Sinica*, 9, 197 (1960).
  - [41] Chang L. C. (张祿经) and Read T. A., *Trans. AIME*, 191, 47 (1951).
  - [42] Worrell F., *Phys. Rev.*, 72, 533 (1947).
  - [43] Burkart M. W. and Read T. A., *Trans. AIME*, 197, 1516 (1957).

## 第五章 金属的起始范性形变

最早用来定量描述金属的起始范性形变的定律是 Schmid 定律。正如 § 2.5.5 中所指出，临界切应力在理论上可以看成是在激活的滑移系统中沿着滑移方向作用在位错线上能使其起始滑移所需的最小应力。但是从实验的角度来看，真正的临界切应力是很不好求出的；因为随着所用仪器灵敏度的提高，所测的起始范性形变所需的应力一定越来越小。所以对金属的起始范性形变的研究，实质上是探索金属由弹性形变怎样过渡到范性形变的问题。本章将有关内容作一简要介绍。

### § 5.1 概 述

仅就对起始范性形变的阻力来说，金属可分为软的和硬的两类，前者包括面心立方金属和基面滑移的六方金属，后者包括体心立方金属和非基面滑移的六方金属。软金属的临界切应力，一般约为 0.1 公斤/毫米<sup>2</sup> 或更小，而硬金属的临界切应力，一般则约为 1 公斤/厘米<sup>2</sup> 或更大。不但如此，随着测量技术及金属纯度的提高，软金属的临界切应力有不断下降的趋势，目前还看不到一个明显的极限值。Zn 单晶加载到 6 克/毫米<sup>2</sup> 就可以发现它已偏离弹性形变；高纯铜单晶内耗实验也指出，应力振幅小到  $10^{-8}$  G 时就能观察到振幅效应，说明在如此之小的应力下就已出现静滞后现象。而硬金属则有所不同，虽然临界切应力也有下降的趋势，但是较为缓慢，并看来存在一个极限值<sup>[1]</sup>。

目前，我们对标志起始范性形变的应力有两种，一为在工程研究中，特别是对多晶材料而言，取残余形变为 0.2% 时所加的

应力，即所谓  $\sigma_{0.2}$ ，如图 5.1(a) 所示。一为将拉伸曲线作如图 5.1(b) 所示的外推，也可以找到一标志起始范性形变所需的应力  $\sigma_c$ 。当然这些规定都是人为的，所以通称为条件屈服应力。显然真正屈服所需的临界应力与此还有一定距离。

所以对金属的起始范性形变的研究，不但有理论上的意义，而且在技术上也有待于发展。

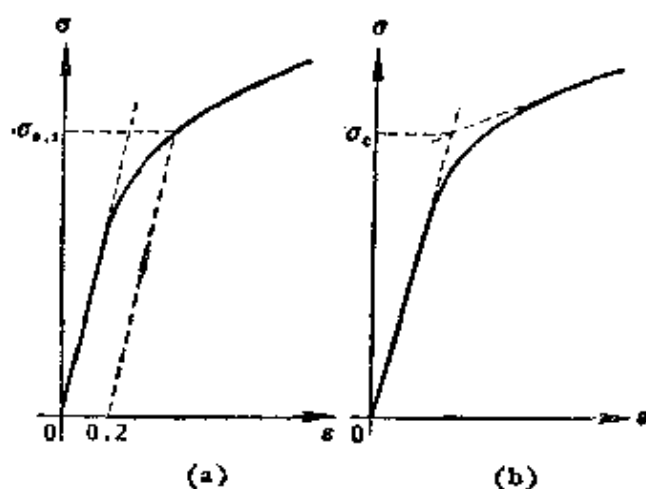


图5.1 (a)  $\sigma_{0.2}$ 与 (b)  $\sigma_c$  的确定。

## § 5.2 临界切应力的理论估计

如果我们认为 Schmid 定律是一标志起始范性形变的定律，那么，使位错起始滑移所需的临界切应力究竟有多大？从位错理论能否给以估计？这对位错理论也是一个很好的考验。鉴于充分退火晶体中，位错的稳定状态是由位错线构成的三维位错网，故很自然地就会想到 Schmid 定律中的临界切应力可能等于开动以上述三维位错网中最长的一段网边为 F-R 源所需的最小切应力。用一般面心立方结构金属测得的临界切应力的值代入(2.105)式，所得位错网孔径约为  $10^{-3}$ — $10^{-6}$  厘米，这与实验观察结果很接近，

看来这种说法有一定道理。但是，它不能解释临界切应力与温度的关系，因为果真如此， $\frac{\tau_c}{G}$ 就应该与温度无关，而实验事实并非如此，尤其在低温时， $\frac{\tau_c}{G}$ 显著地依赖于形变温度。当然，我们有权预言随着所用试样纯度及测量技术的提高，这一依赖性会逐渐减小，以至于无，这在 Brown 和 Ekvall<sup>[2]</sup> 用纯铁所做的工作中已看出苗头。但我们应看到由 F-R 源激活出来的第一个位错环滑出晶体并给以宏观范性形变之前，总要克服派-纳力以及

与晶体中其他位错有这样或那样的交互作用。所以起始范性形变一定离不开克服上述各种阻力因素，而不能简单视为开动某一个 F-R 源所需之力。下面我们分别讨论各种阻力因素体现出的金属起始范性形变所需临界切应力的估计。

### 5.2.1 派-纳力

派-纳力  $\tau_{p-N}$  是一个决定临界切应力很直观的因素，但由于目前在计算派-纳力上存在一定困难，因为它涉及位错心的原子结构，所以很难精确地计算，从而实验也很难验证。至今唯一得到理论计算与实验较吻合的是由 Bordoni 峰求出的绝对零度时铜的派-纳力为  $4 \times 10^{-4} G$  (见 § 4.4.1)，不过此值又比铜的临界切应力高出许多，这一矛盾可能是由于铜中位错并非都沿密排方向所造成的。即便如此，温度高时还要考虑晶格的热振动及热激活对位错段翻越位垒的影响，所以这样计算就更复杂了。根据现有事实 (详见第十一章)，目前认为派-纳力对金属临界切应力的贡献有如下一种倾向：就软金属而言，派-纳力可能不是临界切应力所要克服的主要阻力；就硬金属而言，它又可能是临界切应力所要克服阻力的主要部分。这种说法并不矛盾，因为派-纳力是位错心原子结构的灵敏函数，对于不同金属，不同结构，不同滑移系统，其派-纳力对临界切应力的贡献当然是会不一样。

### 5.2.2 位错的长程弹性相互作用

关于这种相互作用对临界切应力的贡献，我们可用图 5.2 作量级的估计。为此，可将晶体的临界切应力视为克服平行位错间的弹性阻力。如图 5.2 所示，中间一刃型位错欲从上下两同号刃型位错之间滑过，必受此相邻滑移面上位错的弹性相互作用。参看图 2.22，并用 (2.37) 式可将此时所需最小切应力  $\tau_G$  写成

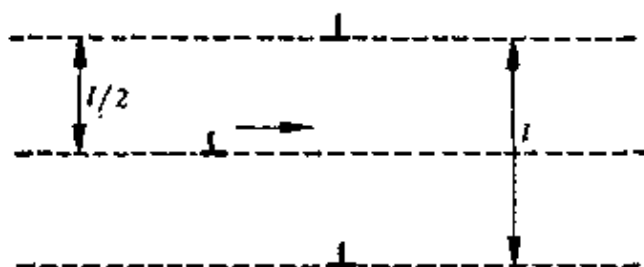


图 5.2 位错间长程相互作用示意图。

$$\tau_G = \frac{G}{2\pi(1-\gamma)} \frac{b}{l} \quad (5.1)$$

对螺型位错而言，由 (2.41) 式可直接写为

$$\tau_G = \frac{G}{2\pi} \frac{b}{l}, \quad (5.2)$$

式中  $l$  为上下两滑移面间距。若再作进一步地简化，可将  $l$  视为位错间的平均距离，则上述二式可用下式来概括

$$\tau_G = \alpha \frac{Gb}{l}, \quad (5.3)$$

式中  $\alpha$  为一常数，其值取决于柏松比  $\gamma$  及位错的排列、取向等性质。由于  $\tau_G$  是长程弹性相互作用的结果，故此力与温度关系不大，仅通过  $G$  随温度的改变而有一定间接的影响。

### 5.2.3 会合位错的作用<sup>[3]</sup>

在 2.6.4 节中曾讲到，相交位错若产生会合位错后，还要继续前进时，势必要将此会合位错拆散。如将晶体的临界切应力视

为拆散此会合位错之用, 则其值可作如下估计: 图 5.3 中虚点线为两相交位错,  $BE$  为此两位错相交后产生的会合位错, 长为  $2x$ 。为了简便起见, 设所有位错段长都为  $l$ , 并  $\phi_1 = \phi_2 = \phi$ 。在外加切应力  $\tau_{jun}$  作用下, 会合位错缩短  $dx$ , 则此时位错线的能量变化便为

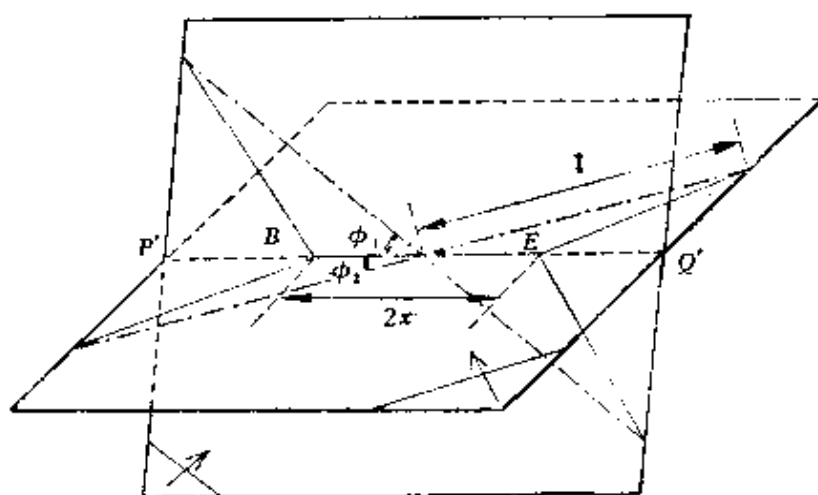


图5.3 会合位错的形成。

$$dE = (4W_1 \cos \phi - 2W_2) dx, \quad (5.4)$$

式中  $W_1$  和  $W_2$  分别为原位错和会合位错线的能量。而此时四个位错线段相应的变化各为  $kdx$ , 则外力做功为

$$dW = 4\tau_{jun} b l k dx. \quad (5.5)$$

将(5.4)式等于(5.5)式并取单位长位错线的能量都为  $-\frac{1}{2} Gb^2$ , 遂得

$$\tau_{jun} = \alpha \cdot \frac{Gb}{l}, \quad (5.6)$$

其  $\alpha = 0.2 - 0.3$ , 显然, 此  $\tau_{jun}$  与温度的关系亦仅来自  $G$  的间接影响, 其次考虑到晶体的具体结构时, 由于在体心立方结构中,  $W_2$  代表  $\langle 100 \rangle$  位错线的能量,  $W_1$  代表  $\langle 111 \rangle$  位错线的能量, 故  $W_2 > W_1$ ; 而在面心立方结构中,  $W_2 = W_1 = \frac{1}{2} \langle 11$

0), 所以从 (5.4) 式可以看出, 会合位错反应对晶体临界切应力的贡献在面心立方结构中比在体心立方结构中为更大。

Saada<sup>[4]</sup>曾从相交位错间的弹性相互作用出发, 对此作过较详细的计算, 所得结果亦为 (5.6) 式, 仅  $\alpha = 0.4$  而已。若林位错不是混乱分布, 而是像组成小角晶界样的一排位错, 则此时  $\tau_{jog}$  将比混乱分布时的约大五倍。但对那些与林位错之间有弹性斥力不能形成会合位错时, 其值尚不及  $\tau_G$  的一半。

#### 5.2.4 与林位错交截产生割阶的作用

这一作用产生的阻力很容易估算。一般设林位错扩展宽度为  $d$ , 其间平均距离为  $l$ 。§ 2.6.5 中曾指出割阶形成能约为  $\alpha G b^2 d$ 。现设外加切应力为  $\tau_{jog}$ , 如忽略掉位错线的凸出, 则在交截过程中, 它所作的功便如图 5.4 中画斜线的部分所示, 其值为  $\tau_{jog} b l d$ 。如令它等于割阶的形成能, 遂有关系

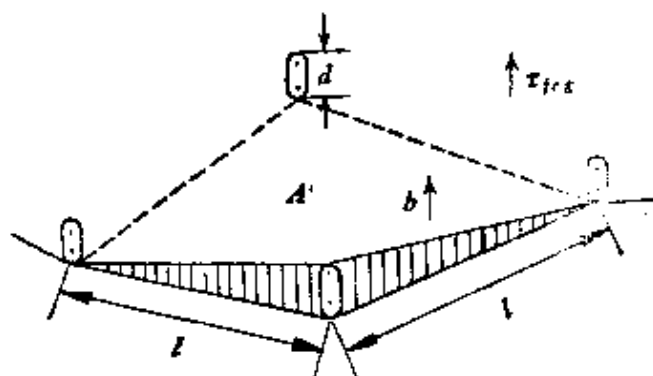


图 5.4 位错交截做功示意图。

$$\tau_{jog} b l d = \alpha G b^2 d,$$

故得

$$\tau_{jog} = \alpha \frac{G b}{l}, \quad (5.7)$$

一般就产生空位的割阶运动而言, 式中  $\alpha$  约为 0.1。显然, 此  $\tau_{jog}$  与温度的关系仍仅来自  $G$  的间接影响, 因为带割阶位错线的运动主要依靠外应力; 除非当温度足够高时, 得以即时驱散由交截而产生的空位, 致使它们对割截的运动不产生拖曳作用, 从而临界切应力才会有所降低。

### 5.2.5 扩展割阶运动的作用<sup>[5]</sup>

在2.8.6节中,讲扩展割阶时我们已谈过扩展割阶的运动有保守的和非保守的两种。割阶作保守运动时,位错的运动显然是对称的,即正向和负向运动难易一样。割阶作非保守运动时,位错的运动就不对称了\*。以割阶中层错是内禀的为例,譬如图2.51(d)中,位错沿正方向(图中粗箭头所指)运动时,割阶在部分位错 $B\delta$ 线张力作用下使之进一步扩展,压杆位错 $\gamma\beta$ (或视为Frank位错 $\gamma C$ )产生空位偶。沿负方向运动时,则产生间隙原子偶,但由于产生间隙原子偶需要的能量较大,此时部分位错 $B\delta$ 在其线张力作用下遂导致割阶的束集,从而作保守运动。因此,只要割阶不太长,当位错取向接近螺型时,空位割阶作非保守运动的激活能就比作保守运动的要小;而间隙原子割阶则相反。故此时临界切应力的控制因素是空位割阶作非保守运动。在单位割阶的情况下,设此空位割阶形成空位所需的能量为 $\alpha Gb^3$ ,空位割阶间距为 $l$ ,则仿上一节便得出使此带有空位割阶的位错运动时,所需最小切应力 $\tau_D$ 近似地可写成

$$\tau_D = \alpha \frac{Gb}{l}. \quad (5.8)$$

显然,当温度不很高时,上述空位割阶的非保守运动全靠外应力来完成,而与温度关系不大。当温度较高时,热激活能使产生的空位马上扩散开去,则此时 $\tau_D$ 才会随温度的上升而下降。但当温度较低时,由于空位割阶束集激活能差不多全靠温度,而间隙原子割阶束集激活能主要靠应力。故此时间隙原子割阶易于束集,临界切应力的控制因素遂变成间隙原子割阶的保守运动,并其值随形变温度的降低而增加。

\* 若位错取向在纯刃型取向 $\pm 30^\circ$ 以内时,其运动虽是非保守的,但也是对称的,正向或负向运动时都产生空位偶。

上述五节中除派-纳力  $\tau_{P-N}$  外, 如将临界切应力就看作以  $\tau_G$ ,  $\tau_{jun}$ ,  $\tau_{jog}$  或  $\tau_D$  代表的外加切应力, 甚至包括开动 F-R 源的激活应力, 则金属起始范性形变所需的切应力都可写成  $\alpha \frac{Gb}{l}$  的形式。虽然在各种机制中,  $\alpha$  的数值稍有差异, 但所得结果和实验求得的临界切应力在数量级上是完全一样的。若用  $\rho_s$  表示位错的面密度, 则临界切应力又可写为

$$\tau = \alpha Gb\sqrt{\rho_s} \quad (5.9)$$

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

唯在  $\tau_G$  中,  $\rho_s$  代表主滑移面中位错的面密度, 而在  $\tau_{jun}$ ,  $\tau_{jog}$  和  $\tau_D$  中,  $\rho_s$  代表林位错的面密度。至于临界切应力与温度的关系, 显然各种机制有其各自特点, 但其中以扩展割阶的说法比较全面, 它反映了低温、中温和高温三个阶段的主要特点。

### § 5.3 临界切应力与温度的关系

在 § 1.5 中, 图 1.13 已给出基面滑移镁单晶临界切应力与温度的关系。为了比较软、硬两种类型金属临界切应力与温度的关系, 我们再把非基面滑移镁单晶临界切应力与温度的关系和它画在一个图中 (如图 5.5), 它们的滑移系统分别为  $(00, 1) [11, 0]$  和  $(10, 0) [11, 0]$ 。图 5.6 给出高纯铝和铜单晶临界切应力与温度的关系, 图 5.7 又给出纯度为 99.96%、碳含量为 0.0027%、氮及氧含量均为 0.0016% 的铁单晶临界切应力与温度的关系。从这些图中我们初步可以看出, 软类金属的临界切应力一般较低, 并且随温度的变化也较小; 同样是面心立方结构, 但层错能低的铜比层错能高的铝变化更为缓慢。但硬类金属的临界切应力一般较高, 与温度的关系也显得特别敏锐。虽然一般认为体心立方结构金属的强度与杂质关系很密切, 不过从图 5.8 中给出不同区熔次数的钨单晶临界切应力与温度的关系来看, 区熔六次钨单晶的临界切应力在 77 K 以下是有所降低, 但总的来说, 上述硬类金属

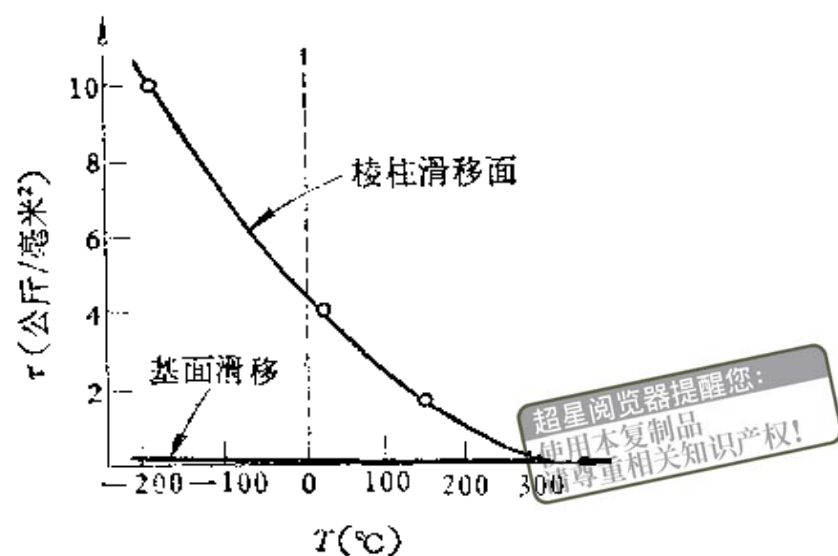


图5.5 镁单晶基面滑移与棱柱面滑移临界切应力与温度的关系。

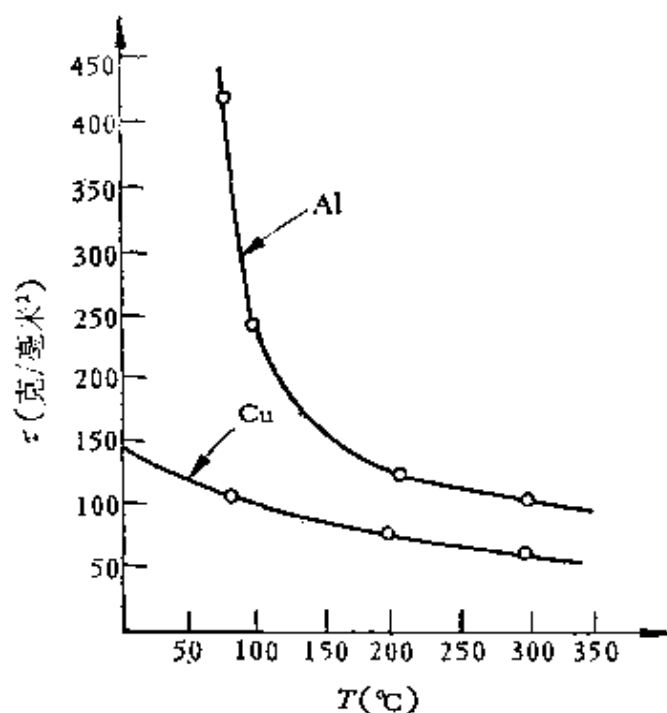


图5.6 铝单晶 (99.996%) 和铜单晶 (99.98%) 临界切应力与温度的关系。

的特点仍然保持。

此外，我们注意到图1.13和从图 5.5 到图 5.8 中所有临界切应力与温度的关系都可以用在不同温度范围内的几段直线来近

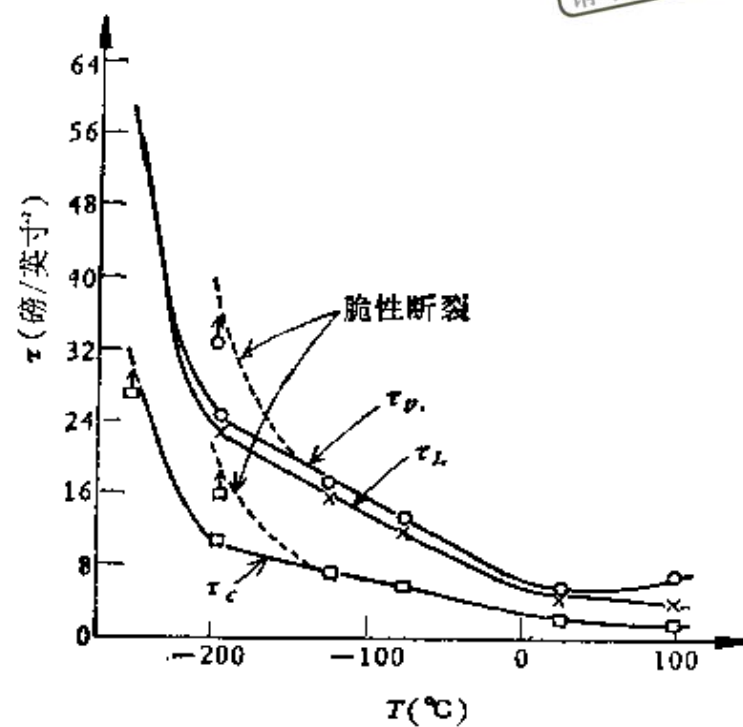


图5.7 铁单晶临界切应力同上、下屈服应力与温度的关系。

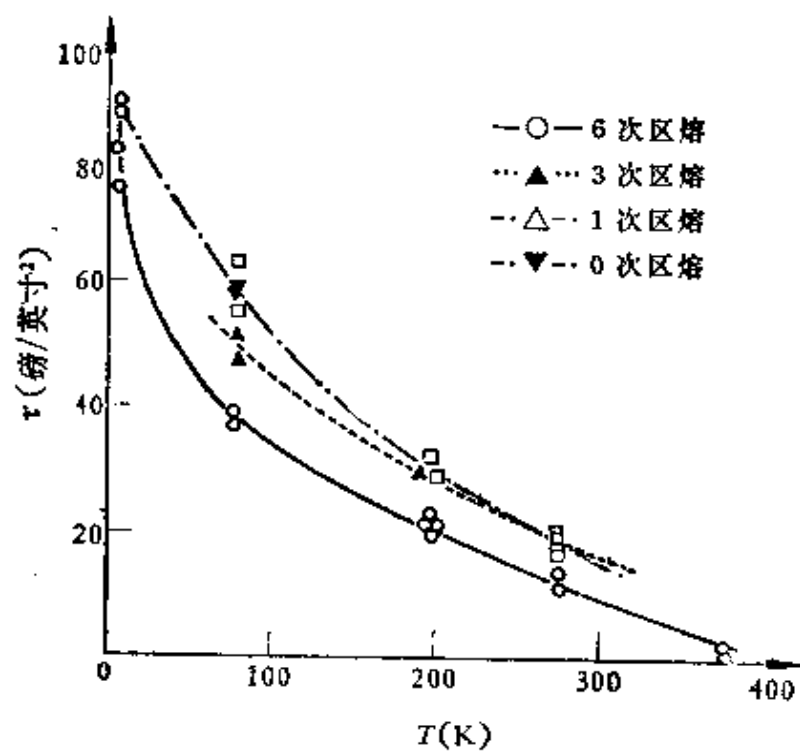


图5.8 不同次数区熔铝单晶临界切应力与温度的关系。

似。譬如基面滑移六方结构的镁，在室温以上可以用一直线近似，在室温以下可用另一直线来近似；铝约在150K以上同以下各用一直线来近似；铁约在室温以上和室温至100K以及100K以下的三个区域内可以分别用三段直线来近似。这说明实际晶体的临界切应力可能是上一节所讲的各种机制的总合，但在某一温度范围内，其中一种机制起主导作用，所以在临界切应力-温度曲线上才会出现明显的拐弯。

## § 5.4 Schmid定律的失败

近来有不少实验的确证明 Schmid 定律在一些情况下是不成立的。首先，Vesely<sup>[6]</sup>在 Mo 中发现起始范性形变时，不是对应最大取向因子的滑移系统最早激活，而是与晶体取向同外表面有关。后来 Young 等人<sup>[7]</sup>在 Cu 中以及 Lohne<sup>[8]</sup>在 Al 中也都发现同样的现象。Taoka 等人<sup>[9]</sup>还在 Fe-3%Si 合金中得到不对称的临界切应力图（见图 5.11）。最近，Sakai 和 Fine<sup>[10]</sup>进一步证明，在 Ti-0.87%Al 合金中，棱柱滑移时 Schmid 定律也不成立。这些事实说明，Schmid 定律不但在面心立方和体心立方结构的金属中不成立，而且甚至在校柱滑移的六方结构合金中也同样是不能成立的。

从理论上首先处理这一问题的是 Nabarro<sup>[11]</sup>，他设想在起始范性形变时，如内应力起伏的波长和位错扩展的宽度可以比较时，则部分位错上所受到的力就会不对称；但这一影响对在密排面内扩展的位错而言，使用 Schmid 定律产生的误差并不大，仅为  $\frac{1}{500}$ 。后来，Kroupa 和 Viték<sup>[12]</sup>就这一问题对体心立方结构进行了详细的分析。他们认为，体心立方结构的宏观滑移面是由 {110} 和 {112} 面交替组成的非晶体学平面，而螺型位错则按附录 I.7 中所讲的方式，沿 {110} 和 {112} 面扩展。在一定应力作用下，由于热激活的帮助，此扩展位错就产生  $B(B') \rightarrow A(A')$

这种由不可滑移状态到可滑移状态，滑移一定距离后又回到原来或另一不可滑移状态；随后等待下一次的热激活的到来。由于 $\{112\}$ 面内不可滑移的位错扩展状态是不对称的（见图 1.21 (c)），如令外加最大分切应力与 $(\bar{1}10)$ 面的夹角为 $\chi$ ，则螺型位错在 $\{110\}$ 和 $\{112\}$ 面内，上述 $B(B') \rightarrow A(A')$ 转变如图 5.9 和图 5.10 所示，或写为

当 $\chi < 0^\circ$  时

$\{110\}$ 面： $B_1 \rightarrow A_1, B_2 \rightarrow A_2, B_3 \rightarrow A_3$ ,

$\{112\}$ 面： $B'_1 \rightarrow A'_1, B'_2 \rightarrow A'_1$ .

当 $\chi > 0^\circ$  时

$\{110\}$ 面： $B_1 \rightarrow A_1, B_2 \rightarrow A_2, B_3 \rightarrow A_3$ ,

$\{112\}$ 面： $B'_1 \rightarrow A'_1, B'_2 \rightarrow A'_1$ ，同  $B'_1 \rightarrow A'_3, B'_3 \rightarrow A'_3$ .

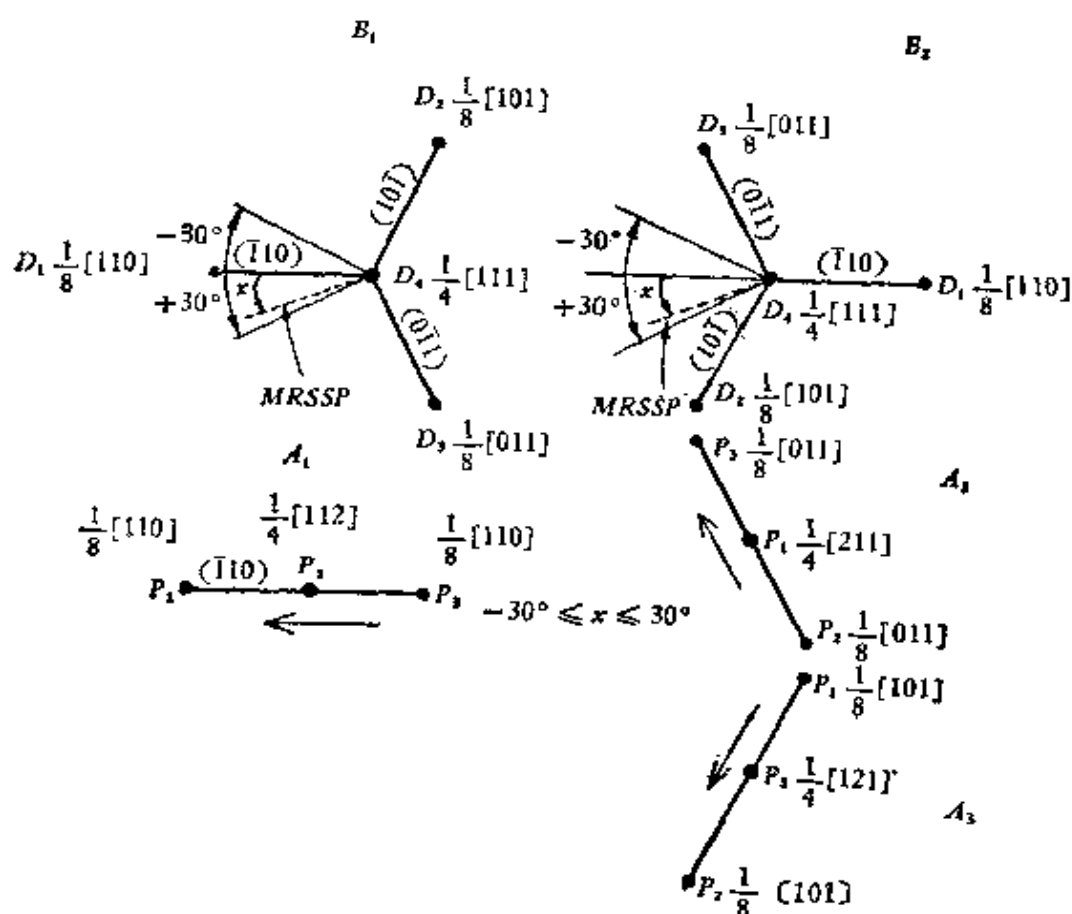


图 5.9 两种等效 B 型扩展和在 $(\bar{1}10)$ ， $(10\bar{1})$ ， $(0\bar{1}1)$ 面上可能的 A 型扩展。箭头表示当  $-30^\circ \leq \chi \leq 30^\circ$  时，A 型扩展位错的运动方向。

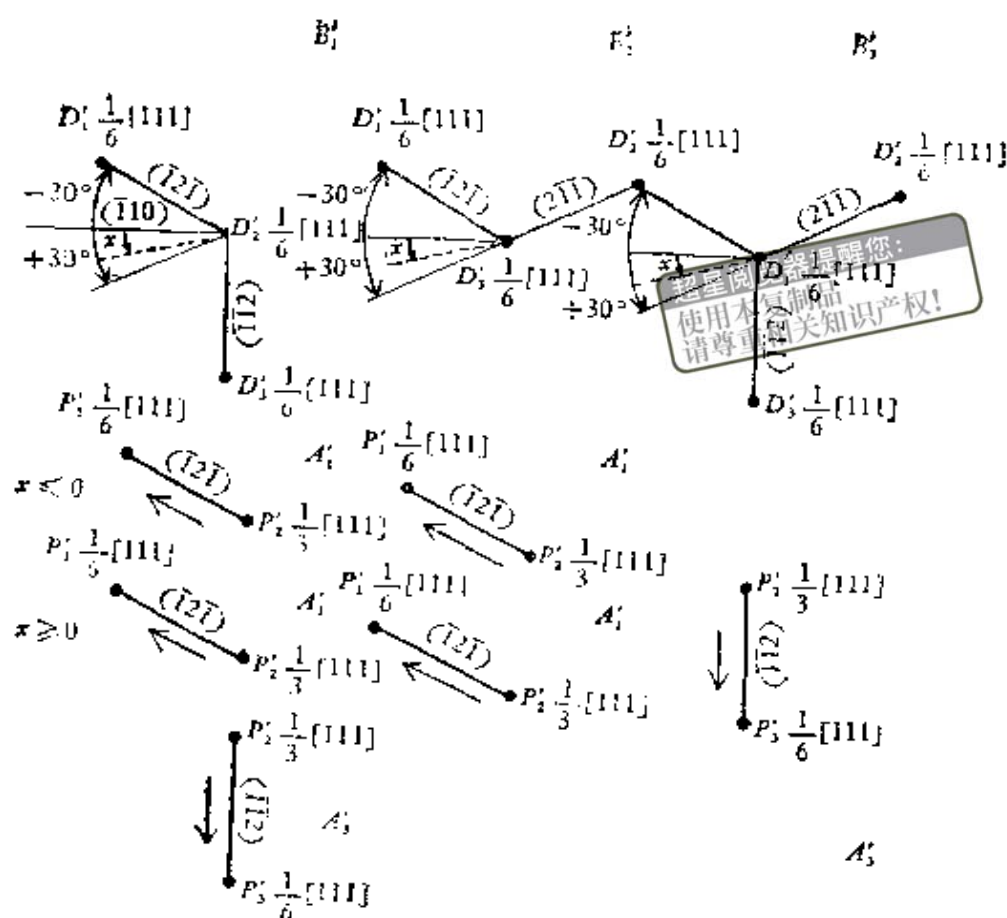


图5.10 位错在  $\{110\}$ ,  $\{112\}$  和  $\{211\}$  面上可能的扩展状态.

箭头表示  $-30^\circ \leq \chi \leq 0^\circ$  时,  $A'_1$  型扩展位错运动的方向和  $0^\circ \leq \chi \leq$

$30^\circ$  时  $A'_1$  和  $A'_3$  型扩展位错运动的方向.

因此可见, 可滑位错仅在  $A_1, A_2, A_3, A'_1$  同  $A'_3$  五个面内滑移. 由于一个螺型位错在  $\{110\}$  面和  $\{112\}$  面内扩展的几率均为  $\frac{1}{2}$ , 故此扩展几率在上述三个  $A$  面内的便为  $\frac{1}{6}$ , 在两个  $A'$  面内的便为  $\frac{1}{4}$ . 如螺位错的  $A(A') \rightarrow B(B')$  转变仍回原不可滑移状态, 则其平均速度可写为

$$v = v \left( \frac{L}{2l_0} \right) d e^{-u^* kT},$$

和

$$v' = v' \left( \frac{L}{2l'_0} \right) d' e^{-H'/kT},$$

其中 $H$ 和 $H'$ 为不可滑-可滑转变激活能,  $2l_0$ 同 $2l'_0$ 为束集临界宽度,  $L$ 为螺位错平均长,  $d$ 同 $d'$ 为其一次激活所滑移的距离,  $v$ 同 $v'$ 为频率因素,  $kT$ 的意义如前所述。根据上述 $\chi < 0$ 和 $\chi > 0$ 两种情况分析各种不可滑-可滑转变, 则得相应的平均速度可写成如下向量形式:

$$\chi < 0;$$

$$v_- = -\frac{1}{4} (v_1 + v_2 + v_3) + \frac{1}{6} v'_1. \quad (5.10)$$

$$\chi > 0;$$

$$v_+ = \frac{1}{4} (v_1 + v_2 + v_3) + \frac{1}{6} (v'_1 + v'_3). \quad (5.11)$$

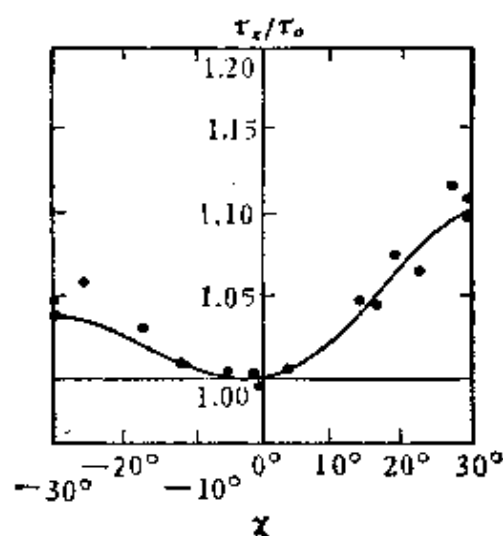


图5.11 Fe-3%Si中 $\tau_x/\tau_0$ 与 $\chi$ 的关系图。实线为理论计算结果,  $\cdot$ 为实验值。

在一定形变速度下可选取 $|v_-| = |v_+|$ , 它决定了宏观滑移线的取向。如将试样有关常数(层错能, 杨氏模量, 频率因素, 柏氏矢量等)代入(5.10)和(5.11)两式, 则 $\tau_x/\tau_0$ 与 $\chi$ 的关系即可求出, 其中 $\tau_0$ 为 $\chi = 0$ 时的最大分切应力。图5.11给出 Taoka 等人关于

Fe-3%Si 的实验结果及 Kroupa 和 Viték 的理论曲线。看来还是有一定程度的吻合，但由于体心立方结构中，位错的扩展一般仅一两个柏氏矢量宽，所以要想得到精确的结果也不大可能，除非抛弃晶格的刚球密堆模型，而以原子模型来认真地对位错心进行研究。

## § 5.5 微 范 性

在本章概述中已经指出，随着测量技术及金属净化程度的提高，实测切应力之值有不断下降的趋势，尤其以软金属为甚。这样我们就发现远在一般所谓的宏观屈服之前，金属就已产生范性形变。这种屈服前的范性形变，人们称为微范性，显然它对研究金属是怎样由弹性形变过渡到范性形变的问题有着很重要的意义。

事实上，所谓微范性早在1940年已被 Smith<sup>[13]</sup> 察觉，不过直到1958年 Owen 等人<sup>[14]</sup> 在软钢中才作系统研究。按其表观特点，除弹性形变外，大体上可分成微形变，微蠕变和宏观屈服三个阶段。其中微蠕变阶段在室温下，一般较短而不易察觉；但我们自己用高度脱碳，氮后渗碳的  $\alpha$ -铁却发现此阶段十分明显，并且总的屈服前形变量也较大，而渗氮的则无微蠕变现象<sup>[15]</sup>。我们强调这一现象的重要性在于碳、氮原子半径可以说基本上一样，但氮对位错的钉扎作用看来比碳的要强得多，所以前者不能被位错带着一起运动并给出微蠕变。这说明碳、氮原子与位错之间明显地存在着除了弹性以外的相互作用。

Brown 和 Ekvall<sup>[2]</sup> 用高纯  $\alpha$ -铁作屈服前形变时，用加载、去载法又将微范性分成弹性形变，滞弹性形变和宏观屈服三个阶段。用拉伸形变得出如下的结果（如图 5.12 (a) 所示）：当外加应力小于  $\sigma_E$  时仅出现弹性形变；当外加应力大于  $\sigma_E$  而小于  $\sigma_A$  时仅出现滞弹性形变；当外加应力大于  $\sigma_A$  后才开始出现残余范性形变，并过渡到宏观屈服。后来，Meakin<sup>[16]</sup> 用压缩形变得

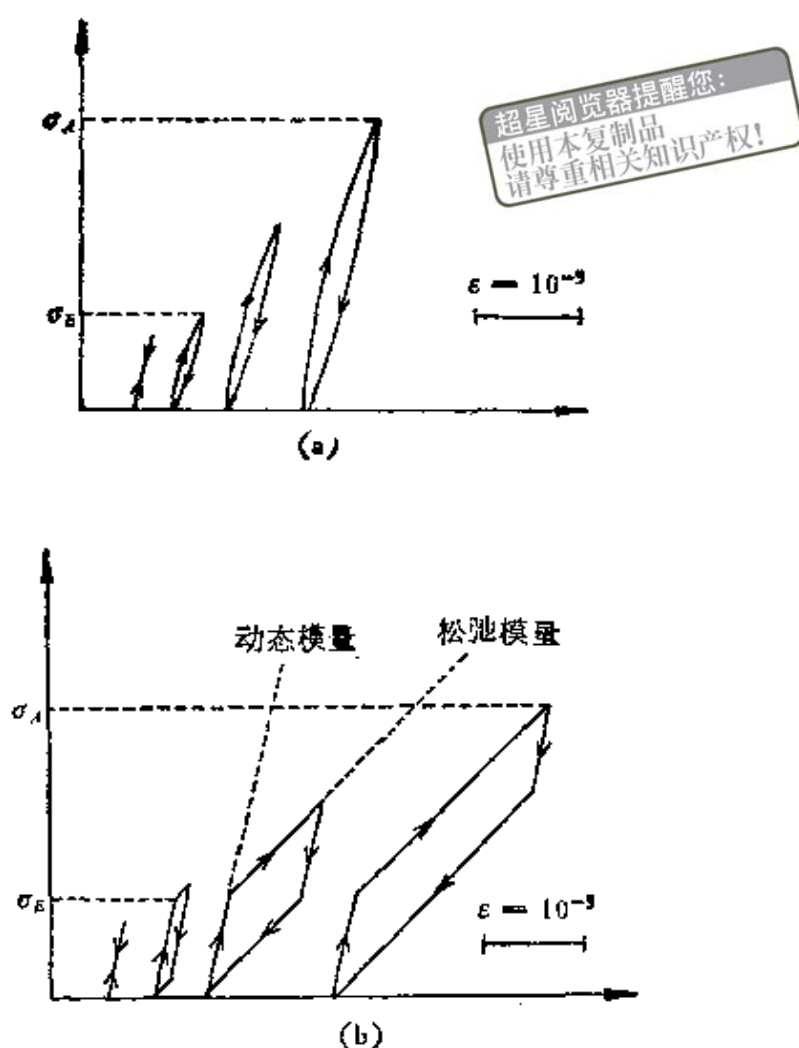


图5.12 屈服前形变示意图：(a) 拉伸形变；(b) 压缩形变。

到如图 5.12 (b) 所示的结果。我们注意用压缩法所得  $\sigma_E$  比拉伸法的更接近于真正的弹性极限，因为后者对应于松弛模量的应力值，而前者才是对应于动态模量的应力值，对 b. c. c. 金属来说，此值约为  $10^{-5}G$ 。大量实验指出<sup>[2,16-18]</sup>， $\sigma_E$  与温度无关，只与纯度有关；而  $\sigma_A$  既与温度有关，也与纯度有关，但随着纯度的提高与温度的依赖关系就逐渐减小，以至于消失；并且，当形变速度越小时，此现象越变得明显。所以总的来说，一般  $\sigma_A$  比  $\sigma_E$  与试样的历史关系更为密切，并且微范性参量的温度依赖性也远不如宏观屈服应力的大<sup>[18]</sup>。

随后，McMahon Jr.<sup>[20]</sup> 与 Solomon 和 McMahon Jr.<sup>[21]</sup>

在微范性区平行的作了大量的位错观察，确认由于刃型位错的派-纳力比螺形的为小，故 $\sigma_E$ 对应于刃型或非纯螺型位错上现成弯结(Kink)的短程可逆运动，而 $\sigma_A$ 则对应于刃型或非纯螺型位错段的长程不可逆运动，直至螺型位错开始滑移才对应宏观屈服。因此试样经低温微形变后的位错结构总是由较长的螺型位错为主所组成，这一过程如图 5.13 所示。最近 Malis 和 Tangri<sup>[22]</sup> 用高纯铜还发现宏观屈服前的微形变分两个阶段，第 I 阶段对应晶界发射位错，第 II 阶段对应晶内产生位错。

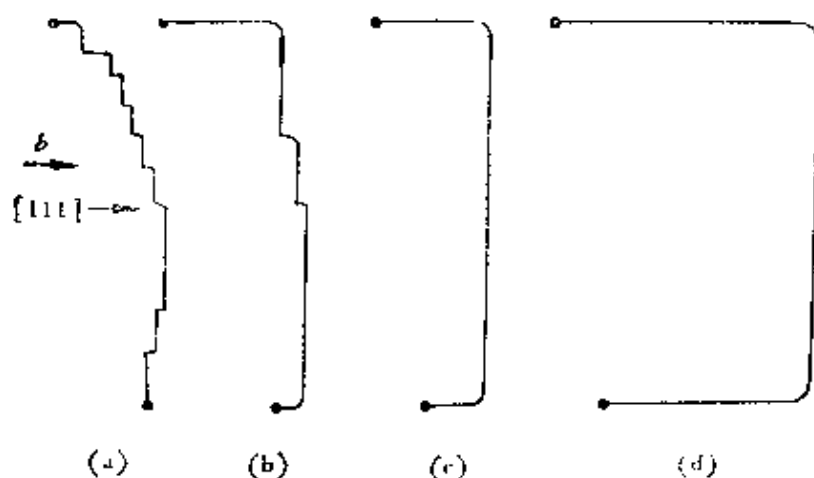


图 5.13 微形变中位错结构示意图。

目前，微范性的形变理论有两种，一为 Stein<sup>[23]</sup> 所坚持的单一位错机制理论，即认为宏观屈服前后的形变是同一个机制；不同之处仅微范性区中因为位错密度小，运动的速度也小，所以表现的范性形变速率就小，故形变时应力增加得快，并且温度依赖性小。后来他还从位错动力学的观点出发，将宏观屈服前后的应力-应变曲线用一个方程来描述<sup>[24]</sup>。另一为比较公认的两种位错机制理论，由图 5.13 可以看出，从 $\sigma_E$ 到 $\sigma_A$ 形变只由刃型或非纯螺型位错上弯结的可逆运动所决定；但刃型位错是横骑在派-纳山上的，可以自由运动，而其上的弯结运动时就需克服派-纳力 $\sigma_P.N.$ 。从 $\sigma_A$ 到 $\sigma_f$ 形变是由刃型或非纯螺型位错上弯结的不可逆运动直至螺型位错上弯结对的成核所决定，因此宏观屈服前后的形变是由两种位错机制组成，并且宏观屈服与温度的依赖关系远比微范

性的大。

为了弄清微范性的机制, Meakin<sup>[16]</sup> 在 Mo 中用改变形变速率的方法测得室温下激活体积与范性应变的关系, 结果如图 5.14 所示, 发现微形变区的激活体积比宏观屈服后的大两个量级。Meakin 也认为如此大的激活体积系来自刃型位错上现成弯结的运动。因可设刃型位错上弯结长为  $b$ , 其间距离为  $l$ ; 当作用在

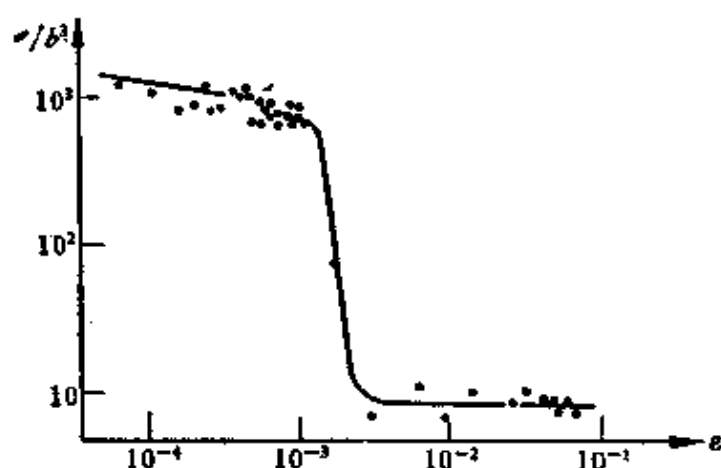


图 5.14 室温下钼的非弹性应变与激活体积的关系。

位错上的应力为  $\sigma$  而促使弯结运动时应有

$$\sigma l b^2 = \sigma_{P-N} b^3,$$

或

$$\sigma = \frac{\sigma_{P-N} b}{l}. \quad (5.12)$$

若  $v = l b^2 = 2000 b^3$ , 则  $l = 2000 b$ ; 再取  $\sigma_{P-N} = 10^{-2} G$ , 代入上式, 使得  $\sigma = 5 \times 10^{-6} G$ , 此值与上述  $\sigma_E$  的实测值  $10^5 G$  还算接近的。此外, 实验还指出, 随着杂质含量的增加, 这种激活体积上的差别遂逐渐减小, 所以上述单一位错机制理论同两种位错机制理论的矛盾就不大了。

关于微形变量的理论推导, 与实验结果比较相近的要算 Brown 和 Lukens Jr<sup>[25]</sup> 提出的位错源均匀分布理论。他们得出

微形变应与晶粒直径的三次方及外应力的平方成正比的结果。

### 参 考 文 献

- [1] McLean D., *Mechanical Properties of Metals*, 69, (1962).
- [2] Brown N. and Ekvall R. A., *Acta Met.*, 10, 1101 (1962).
- [3] Carrington W. E., Hale K. F., and Mclean D., *Proc. Roy Soc.*, A259, 203 (1960).
- [4] Saada G., *Electron microscopy and strength of crystals*, 651 (1963).
- [5] Hirsch P. B., *Phil. Mag.*, 7, 67 (1964).
- [6] Vesely D., *Phil. Stat. Sol.*, 29, 675, 685 (1968).
- [7] Young Jr. F. W. and Sherrill F. A., *J. Appl. Phys.*, 43, 2949 (1970).
- [8] Lohne O., *Phys. Stat. Sol.*, a25, 709 (1974).
- [9] Taoka T. Takeuchi S. and Furnbayashi E. J., *Phys. Soc. Japan*, 19, 701 (1964).
- [10] Sakai T. and Fine M. E., *Scripta Met.*, 8, 541 (1974).
- [11] Nabarro F. R. N., *Phil. Mag.*, 14, 861 (1966).
- [12] Kroupa F. and Vitek V., *Canadian J. Phys.*, 45, 945 (1967).
- [13] Smith C. S., *Proc. Amer. Soc. Test Mater.*, 40, 864 (1940).
- [14] Owen W. S. Cohen M. and Averbach B. L., *Trans ASM.*, 50, 517 (1958).
- [15] 哈宽富、徐家炽、佟杰超, 吉林大学自然科学学报, 181 (1967).
- [16] Meakin J. D., *Canadian J. Phys.*, 45, 1121 (1967).
- [17] Wilson G. and Teghlssoonian E., *Phil. Mag.*, 22, 815 (1970).
- [18] Crowe C. R. and Arsenaut R. J., *Acta Met.*, 24, 925 (1976).
- [19] Kossowsky R. and Brown N., *Acta Met.*, 14, 131 (1966).
- [20] McMahon Jr. C. J., *Microplasticity*, 121 (1968).
- [21] Solomon H. D. and McMahon Jr. C. J., *Acta Met.*, 19, 291 (1971).
- [22] Malis T. and Tangri K., *Acta Met.*, 27, 25 (1979).
- [23] Stein D. F., *Adv. Mater. Res.*, 2, 141 (1968).
- [24] Stein D. F., *Microplasticity*, 141 (1968).
- [25] Brown N. and Lukens Jr. K. F., *Acta Met.*, 9, 106 (1961).

## 第六章 金属的流变应力

浏览器提醒您：  
请尊重相关知识产权！

虽然一般将金属的起始范性形变和流变在理论上看作是属于同一类的问题，因为假如将流变应力看作经预形变金属的临界切应力，何尝不能将临界切应力视为未经预形变金属的流变应力。但我们还是故意用两章的篇幅来分别介绍这两个课题，这里因为至少它们所讨论对象的位错结构大不一样。在前一章中，我们特别强调了随着测量仪器灵敏度的提高，临界切应力的物理实质将会被揭示得更清楚。但流变应力的研究往往要求结构具有一定的均匀性，即预形变要超过某一定值后，宏观测量出来的物理量对微观模型的解释才会有更好的平均效果。

### § 6.1 Cottrell-Stokes 定律<sup>[1]</sup>

从原则上来说，我们要想求某一金属晶体流变应力与温度的关系时，只要将一些取向和制备过程完全相同的晶体在不同温度下形变，然后记录下在同一形变度时，流变应力与温度的关系即可。但事实上，这样做往往是不够精确的，因为我们不能保证每个试样的位错结构及其变化完全一样。今若将位错结构完全相同的两个试样分别在温度  $T_1$  和  $T_2$  ( $T_1 < T_2$ ) 下形变，所得应力-应变曲线如图 6.1 所示。设在温度  $T_2$  形变至  $B$  后，降低温度至  $T_1$ ，再以原来的形变速度继续形变。即使上述手续以无限快的速度完成，确保试样中位错结构不变，但其应力也不会回到  $C$  点，而是在  $D$  点停下来。这进而证实了力学状态方程的不存在，因为在同样形变温度和形变速度下，同一应变并不对应同一应力。此外，如在此形变度下，在温度  $T_1$  和  $T_2$  之间交替变温，并仿上法

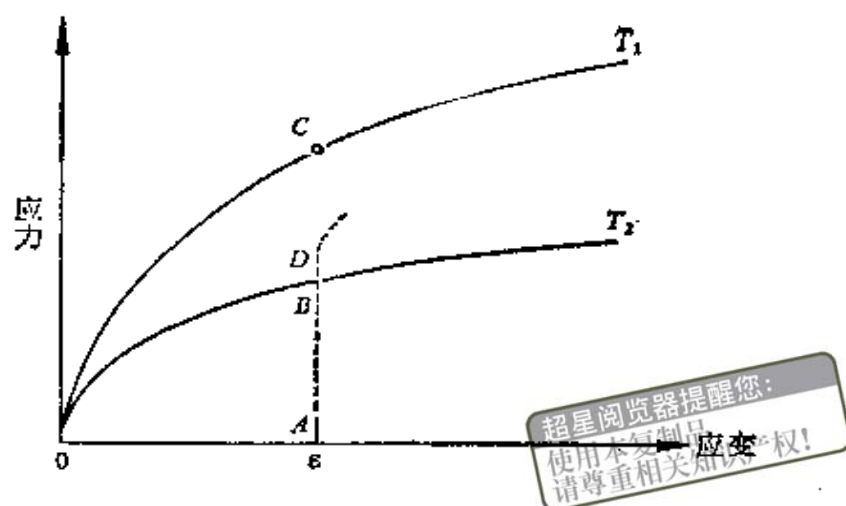


图6.1 两种温度下，应力-应变曲线 ( $T_2 > T_1$ )。

维持原应变速度不变， $B$ 和 $D$ 点的再现性很好。因此 $BD$ 即为应变温度在 $T_1$ 与 $T_2$ 交变时流变应力的可逆变化部分； $DC$ 即为相应的不可逆部分。我们知道， $C$ 点虽然对应的应变与 $B$ ， $D$ 两点完全一样，但其位错结构则大不相同。Cottrell和Stokes首先用铝单晶做交变温度的实验，发现可逆变化流变应力的比值 $AB/AD$ ，在不大形变度以上，其值恒定不变；并且此形变度正好相当于下一章要讲的加工硬化第一阶段的结束，详见图6.2。注意图中曲线 $A$ 的温度变化是自高向低，而曲线 $B$ 的则为自低向高。

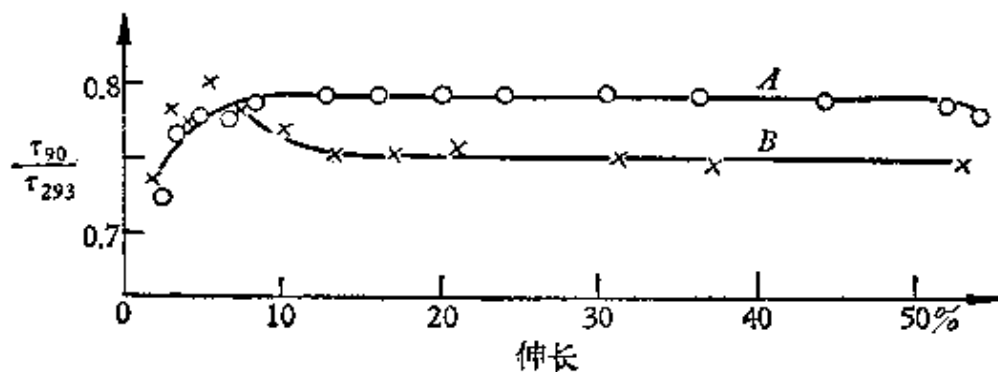


图6.2 室温与液态空气温度下，可逆流变应力比与形变度的关系。

$A$ 由 $293^\circ$ 变到 $90\text{K}$ ， $B$ 由 $90^\circ$ 变到 $293\text{K}$ 。

后者由于在低温受阻的某种过程（譬如交滑移）在高温时得到解放，故原来位错结构不能用相反方向的温度改变来恢复，遂产生一部分不可逆的应力变化，所以温度自低向高变化的可逆流变应力比值要比温度自高向低变化的要小，此即所谓的形变软化现象所

致。为了避免这一现象，一般我们变化温度时总是自高而低。

以上我们讨论的问题只限于改变形变温度，事实上，如果形变是一热激活过程，改变形变速度与改变形变温度是等效的\*，故可逆流变应力比值为常数的关系也可用下述二式表示，即

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\Delta T}\right)_i \propto \tau, \quad (6.1)$$

或

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\Delta \ln \dot{\epsilon}}\right)_T \propto \tau, \quad (6.2)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

并且这种关系的存在不但与晶体取向无关，而且与试样的历史也无关。它使我们有可能用一个试样来做流变应力与形变温度或形变速度关系的实验；也使我们有可能比较不同试样中流变应力随形变温度或形变速度的变化。正因为此关系对试样有很大的独立性，实验也证明下式的确存在

$$\left(\frac{\tau_j}{\tau_k}\right)\left(\frac{\tau_k}{\tau_j}\right) = \left(\frac{\tau_j}{\tau_j}\right), \quad (6.3)$$

式中  $\tau_i$ ,  $\tau_j$ ,  $\tau_k$  为在温度  $i$ ,  $j$ ,  $k$  时的可逆流变应力。这进一步说明，它反映了单个位错相互作用时的基本性质，所以对研究流变应力十分重要，在具体的工作中也带来很大的方便，一般称此为 Cottrell-Stokes 定律。至于它的物理意义在下一节中将看得比较清楚。

目前实验证明，Cottrell-Stokes 定律对面心立方结构金属而言，不但适用于层错能高的铝，而且也适用于层错能低的铜；对六方结构金属而言（如高纯（99.999%）镉和锌），其适用范围还可推广到易滑区\*\*<sup>(2)</sup>；但对体心立方结构金属而言，Christian<sup>(3)</sup>注意到在很多金属中，Cottrell-Stokes 定律是不成立的。综合上述这些现象，Cottrell-Stokes 定律在一结构中是否成立或适

\* 这里所谓的等效是指对热激活过程而言，我们知道，改变形变速度和改变形变温度所导致滑移系统或临界切应力等的改变之间并无等效关系。

\*\* 易滑区即加工硬化中的第一阶段，详见第七章。

用范围的大小,很可能与纯度有关,也可能由于形变机制的不同,才导致这一差异。以后在有关的章节中还要继续讨论这个问题,这里就不多叙述了。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## § 6.2 Seeger 理论<sup>[4]</sup>

本章一开始就谈到金属的起始范性形变与流变在理论上是属于同一范畴的,因此这一节要讲的 Seeger 理论,同样可以适用于临界切应力。所谓 Seeger 理论,其基本思想认为晶体的临界切应力或流变应力主要取决于两个因素,其一为来自存在于晶体中那些平行滑移面的位错对滑动位错所产生的弹性内应力(长程力),其二为来自滑动位错与林位错交截所产生的阻力(短程力)。现设  $\tau$  为作用在滑动位错上的外切应力,  $\tau_p$  为上述弹性内应力,其中  $\mu$  表示切变模量;则实际作用在滑动位错上的力应为  $\tau^* = \tau - \tau_p$ 。在整个交截过程中,此力所作功为  $lbd\tau^*$ ,其中  $l$  为林位错间距,  $d$  为其扩展宽度(参看图 5.4)。再设  $U_0$  为没有外力时交截过程所需的激活能,则在不大的外力  $\tau$  作用下,交截激活能  $U$  可写成

$$U = U_0 - lbd\tau^* = U_0 - v(\tau - \tau_p), \quad (6.4)$$

式中  $v = lbd$  称为激活体积。所以对于位错的交截而言,足够进行一次热激活所需要的平均等待时间  $t_0$  可由下式来决定

$$t_0 = \frac{1}{v_0} \exp\left[\frac{U_0 - v(\tau - \tau_p)}{kT}\right], \quad (6.5)$$

式中  $v_0$  为位错线振动的固有频率,其值应与德拜频率的数量级相同。如果在单位体积中,我们有  $N$  段如图 5.4 所示那样被阻于障碍前的位错,同时用  $A$  代表一个这种位错段在一次热激活后所扫过的面积,则由 (2.11) 式可得应变速率

$$\dot{\epsilon} = bANv_0 \exp\left[-\frac{U_0 - v(\tau - \tau_p)}{kT}\right]$$

$$= \dot{\epsilon}_0 \exp \left[ -\frac{U_0 - v(\tau - \tau_\mu)}{kT} \right]. \quad (6.6)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品，  
请尊重相关知识版权！

若应变速率是预先给定的，则  $\tau$  就是实验中的调整量。其值可由上式解得

$$\tau = \begin{cases} \tau_\mu + \frac{U_0 - kT \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}{v}, & \text{当 } T \leq T_0, \\ \tau_\mu, & \text{当 } T > T_0, \end{cases} \quad (6.7)$$

而

$$T_0 = \frac{U_0}{k \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}. \quad (6.8)$$

根据 (6.6)，(6.7) 和 (6.8) 三式， $\tau$  与  $T$  的关系可绘如图 6.3 (暂时忽略掉切变模量随温度的变化)。“临界温度”  $T_0$  随着形变速度的增加而向高温移动。在绝对零度时，应力与  $\dot{\epsilon}$  无关，遂可将  $\tau$  写成“激活应力”

$$\tau_a = \frac{U_0}{v} \quad (6.9)$$

与  $\tau_\mu$  的和。一般当  $T < T_0$  时，(6.7) 式可写为

$$\tau = \tau_\mu + \tau^*. \quad (6.10)$$

显然  $\tau_\mu$  与形变速度无关，而  $\tau^*$  取决于交截过程，故与形变速度有关，但此关系由于用对数来表示，所以就不是很敏感的了。

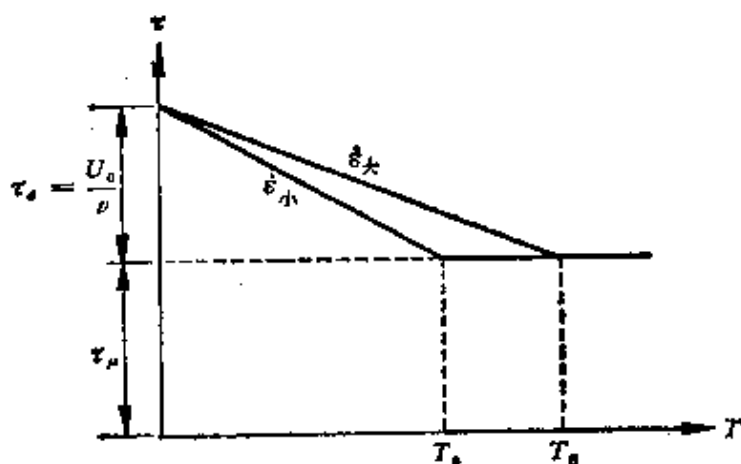


图6.3 根据(6.7)和(6.8)两式所得流变应力与形变温度、形变速度的关系示意图。

图 6.4 为镉单晶临界切应力与形变温度、形变速度的依赖关系,“ $\circ$ ”比“ $+$ ”的形变速度大 100 倍。由此可得出两个  $T_0$  值,

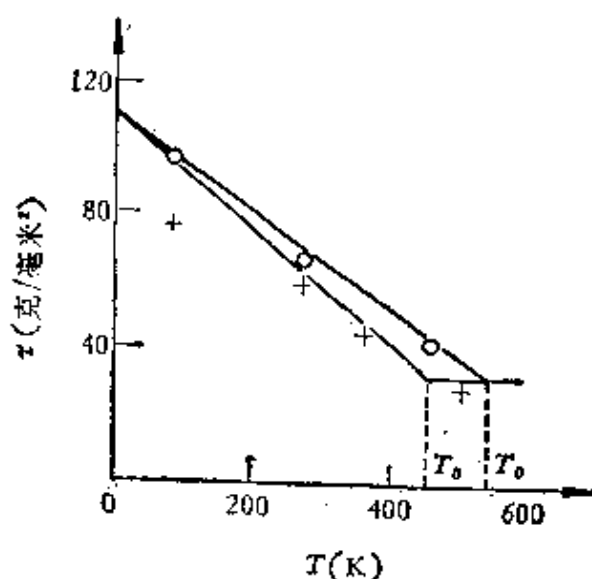


图 6.4 镉单晶临界切应力与形变温度、形变速度的关系图。

将它们代入 (6.8) 式即可求得激活能  $U_0$ 。结果与理论计算所得刃型位错交截林位错的激活能很相符。用锌所得的结果也与理论值符合得很好。

图 6.5 为铝单晶应变大于 0.25 后,相对 0°C 时可逆流变应力比值与温度的依赖关系。我们看到所得  $T_0 = -100^\circ\text{C}$ ,若将此值和所用形变速度  $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-6} \text{秒}^{-1}$  及

合理的  $bANv_0$  之值代入 (6.8) 式,可求得  $U_0 = 0.48$  电子伏特。这也与理论计算的刃型位错与林位错交截激活能 0.5 电子伏特很接近。

对于低层错能的金属,由于位错是扩展的,其宽可达 5 → 15 个原子间距,或更大,故交截时由于交截点处扩展位错要完全或部分的束集。此相应的束集能便构成了割阶形成能的一

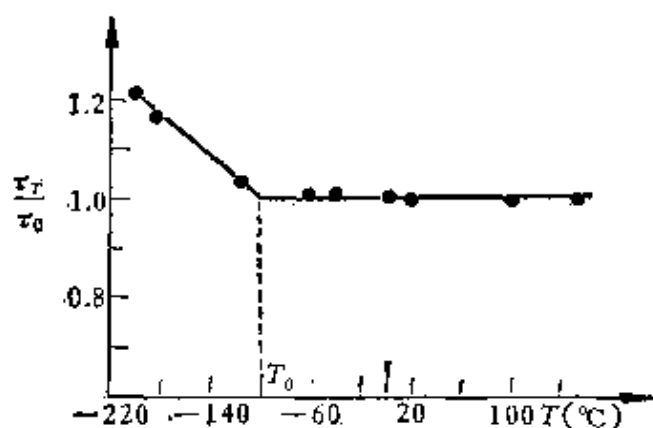


图 6.5 铝单晶可逆流变应力与温度的关系。

部分,并远大于位错不扩展时形成割阶所需之能。由 (2.60) 式可以看出,刃型的束集能要比螺型的为大,以铜为例,前者约为 3.9 电子伏特,后者约为 0.84 电子伏特。因此,螺型位错上形成割阶的能量要比刃型位错上的小。这样我们就不好预见在一定条件下,

是刃型位错还是螺型位错运动得快些；从而对临界切应力作出判断。但对流变应力一般可作如下讨论：由于位错环在应力作用下向外滑动时，首先与林位错交截形成割阶，然后带有割阶的位错继续向前滑动。在此滑动过程中，位错环上的刃型位错部分与螺型位错部分遇到的阻力是不同的，也即具有不同的激活过程。现将它归并成三种情况：一为刃型位错交截林位错形成割阶的激活过程，因为这些割阶也是刃型的，当位错向前滑动时，它们作保守运动；因而刃型位错滑动的阻力仅决定于交截时的激活能；二为螺型位错与林位错交截时形成割阶的激活过程；三为具有割阶的螺型位错向前滑动时，割阶的攀移过程，此割阶攀移所需的激活能即为自扩散激活能  $U_0 + W$ ，其中  $U_0$  为空位形成的激活能， $W$  为空位移动的激活能。但由于螺型位错上割阶沿位错线的滑动是一保守运动，因此在不平衡的外应力与内应力作用下，割阶可以不停地沿着位错线来回滑动。在螺型位错滑动过程中，由于热激活而产生的空位使割阶向前跳一步，同时此割阶沿位错线又很快地离开了空位，这样第三过程就被如图 6.6 所示的割阶作锯齿状运动过程所代替，从而使螺型位错向前滑动时比较容易，因为其上割阶攀移所需激活能仅为空位形成的激活能  $U_0$ ，而不需要空位移动的激活能  $W$ 。

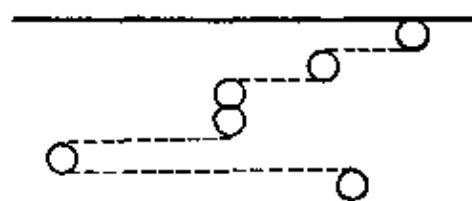


图6.6 螺型位错上割阶的锯齿状运动。

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的关系相当于图 6.3 所示的一条曲线。三条曲线的  $\tau_0$  相同而  $\tau_s$  不同，因此在低温部分，三条曲线一定相交。在不同的温度范围内，究竟哪一个过程起决定作用，也即真正的  $\tau$  值究竟是由哪一个过程决定，这可根据下述的两个原则来确定：

1) 无依赖关系的两过程中，需要较小应力者起决定作用，因为如果位错环中刃型位错与螺型位错在滑动时，只要其中任一部分产生滑动便能给出相应的流变。

2) 有依赖关系的两过程中, 需要较大应力者起决定作用, 因为如螺型位错交截林位错形成割阶和此割阶作上述锯齿状运动时, 对螺型位错的滑动而言, 此两过程缺一不可。

我们用符号 (1), (2), (3) 标在各量的右上角, 根据上述三个过程激活能的估计, 知道  $U_0^{(1)} > U_0^{(2)} > U_0^{(3)}$ , 再由 (6.8) 式可求得  $T_0^{(1)} > T_0^{(2)} > T_0^{(3)}$ 。又因  $v^{(1)} \gg v^{(3)}$ , 由 (6.9) 式可知  $\tau_a^{(1)} < \tau_a^{(3)}$ , 但  $T_0^{(1)} > T_0^{(3)}$ , 故 1 与 3 两线必相交。同理, 因  $v^{(2)} \gg v^{(3)}$ , 故  $\tau_a^{(2)} < \tau_a^{(3)}$ , 但  $T_0^{(2)} > T_0^{(3)}$ , 所以 2 与 3 两线也必相交。最后所得结果如图 6.7 中虚线所示。利用上述两原则, 可知在  $T_1$  以下时, 一、三过程中第一过程起决定作用, 即刃型位错的运动为决定过程; 在  $T_2$  以上时, 一、二两过程中第二过程起决定作用, 即螺型位错的运动为决定过程; 在  $T_1 < T < T_2$  的范围内, 二、三两过程中第三过程起决定作用, 即割阶的锯齿状运动为决定过程。因此, 图 6.7 中标 1, 3, 2 的实线才表示真正的  $\tau-T$  关系。

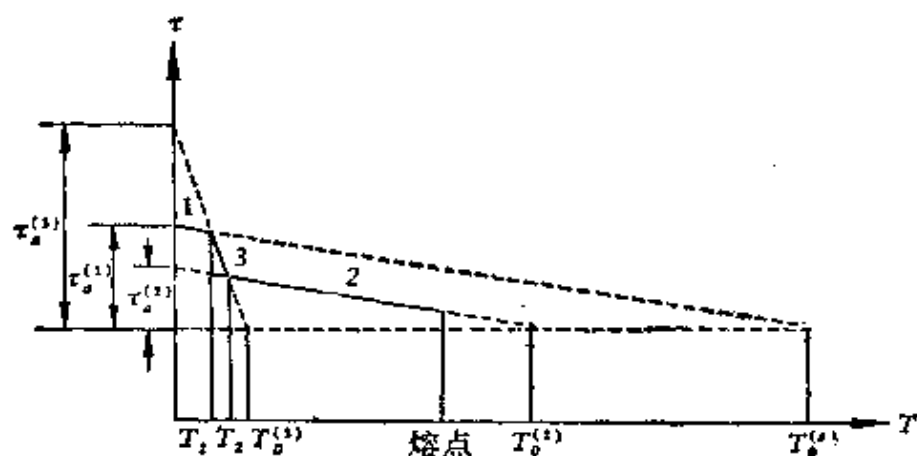


图 6.7 低层错能金属中, 流变应力与温度关系的示意图。

图 6.8 给出铜单品可逆流变应力比值与温度的依赖关系, 虚线为未消除弹性模量随温度变化的影响, 实线为已消除的。结果果然发现  $T_1=180\text{K}$  和  $T_2=250\text{K}$  处有两拐弯,  $T_0^{(3)}$  可用作图法求得为  $350\text{K}$ , 它与  $364\text{K}$  的理论值很接近。

到此为止, 我们可以看出, Seeger 理论不但比较成功, 而且模型简单, 它实用于临界切应力还是流变应力完全视  $\tau_a$  而定, 不

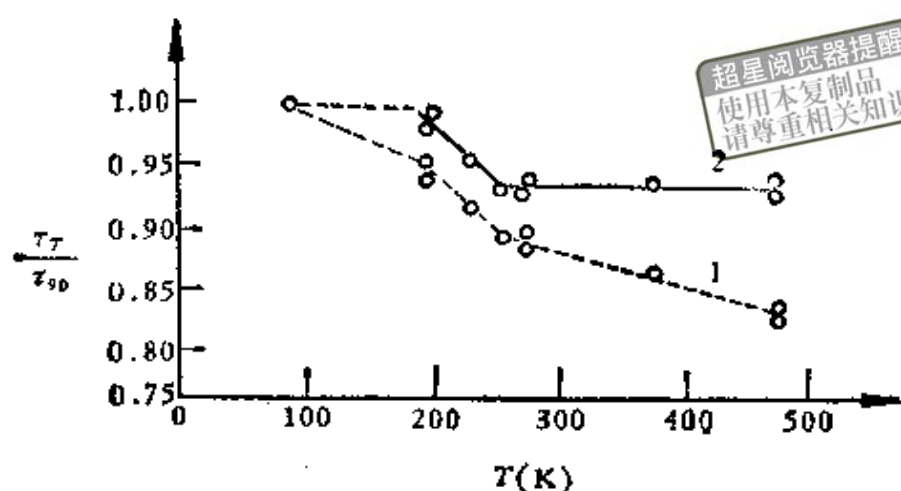


图6.8 铜单晶中可逆流变应力比值与温度的关系：（1）为未消除弹性模量随温度变化的；（2）为已消除的。

需作其他修改。若外加应力  $\tau$  按 (6.10) 式分成一与形变温度和形变速度无关的  $\tau_\mu$  和一与之有关的  $\tau^*$ ，则描述 Cottrell-Stokes 定律的 (6.1) 和 (6.2) 两式可代之以

$$\left(\frac{\tau^*}{\tau_\mu}\right)_\varepsilon = \text{常数}, \quad (6.11)$$

或

$$\left(\frac{\tau^*}{\tau_\mu}\right)_T = \text{常数}. \quad (6.12)$$

它们说明不论应变大小，与形变温度（形变速度）有关的流变应力和与形变温度（形变速度）无关的流变应力都按一定比例增长；这似乎表明此二者出于同一根源。这种说法，看来对流变超过易滑区后位错形成胞结构的现象是一致的。不过，最近 Schoeck 等人<sup>(2)</sup> 的实验不但发现 Cottrell-Stokes 定律在所有流变范围都成立，并所得障碍密度比林位错大好几个量级。因此，流变机制本身至今尚需作进一步的研究。

### § 6.3 形变温度对流变应力的影响

在上一节中，Seeger 理论虽然对六方结构以及面心立方结构

的一些金属单晶的流变应力与温度的关系作了很好的解释，但对形变温度更高时，流变应力又重新下降的现象并未涉及。此外，目前的一些实验事实还指出，很多金属都具有相似的流变应力与形变温度的关系，其特点如图 6.9 所示，其中  $\sigma_r$  为高温流变应力， $\sigma_0$  为低温参考流变应力。很明显，此曲线一般分成 A、B、C 三个区域，其中 A 区中可逆流变应力比值随着温度的增加不断下降，B 区中的基本上与温度无关，C 区中的又重新下降。A、B 两区中的特点已在 Seeger 理论中得到满意的解释，但 C 区中的重新下降如无回复现象是很难想像  $\sigma_0$  会减小。现若设 C 区流

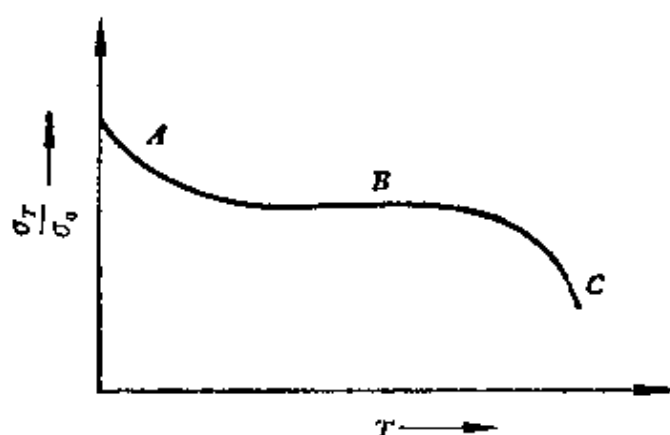


图 6.9 一些面心立方结构金属可逆流变应力比值与温度的关系。

变应力与螺型位错上割阶的运动有关，则当温度高到足以使空位移动而不足以束集位错时，那么割阶将在温度与应力共同作用下作非保守运动，从而流变应力得到降低。当温度高到既能使空位移动又能产生空位时，即达到显著自扩散温度后，由于割阶攀移产生的空位很快地从空位链中扩散开，这样对位错的运动就毫无拖曳作用，故位错的滑移主要克服来自割阶对位错运动的阻力，从而流变应力便得到进一步的下降。

所以按此模型，对层错能高的金属而言（如铝），温度较高时热激活很容易使单位割阶（一个柏氏矢量长的割阶）束集，使得它在攀移前就作保守运动，故对流变应力起作用的可能是长割阶（数个柏氏矢量长的割阶）的攀移。对层错能较低金属而言（如铜、镍），由于割阶束集比较困难，故对流变应力起作用的可能是单位割阶或双割阶的攀移。对层错能更低的金属而言（如金、银），可能在割阶束集前就产生了割阶的攀移。当然，扩展割

阶的理论正确与否不能仅看它对流变应力的解释成功与否，还要看它在金属力学性质的其他领域中所经受的全面考验。

图 6.9 所示可逆流变应力比值与形变温度的关系曲线，其准确形式一般随形变温度而异，但分三个区域的特点甚至在六方结构以及体心立方结构金属中亦复如此，唯后者在 A 区中曲线更陡些。由于体心立方这种结构对杂质比较敏感，所以有关内容以后再讲更好些，这里就不再介绍了。

## § 6.4 位错滑移的热激活参量分析<sup>[6,7]</sup>

上述 Seeger 理论仅就滑动位错克服长程内应力及切割林位错这一模型，再利用 Arrhenius 关系以 Helmholtz 自由能为鞍点能量，便可计算出流变应力与形变温度的关系。但是并未从热力学观点出发来全面的分析位错滑移的热激活过程。本节将简要介绍对此问题的有关分析结果。

首先介绍一下 Conrad 和 Wiedersich<sup>[6]</sup> 对一些热激活参量的计算，他们认为在外力  $\tau$  作用下，应变速率可写为

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp(-\Delta G/kT), \quad (6.13)$$

其中  $\dot{\epsilon}_0$  仍为  $bANv_0$ ，一般它与结构有关而与温度无关或关系很小； $\Delta G$  是位错用最小激活能由其平衡位置等温移至鞍点位置时系统的 Gibbs 自由能的改变，它是结构、温度、有效应力  $\tau^*$  的函数。显然，即使在一“封闭系统”（Closed system）中——空位和间隙原子的总数不随热激活过程而改变，(6.13) 式仍然代表具有一定宽度激活能谱过程的平均效果。

现将 (6.13) 式改写为

$$\Delta G = -kT \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}. \quad (6.14)$$

若将上式对  $T$  作偏微分，则

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right) = \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right)_{\tau^*} + \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*}\right)_T \left(\frac{\partial \tau^*}{\partial T}\right)_i = -k \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}. \quad (6.15)$$

故由上二式得出

$$\Delta G(T, \tau^*) = T \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right)_{\tau^*} + T \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*}\right)_T \left(\frac{\partial \tau^*}{\partial T}\right)_i. \quad (6.16)$$

再将 (6.14) 式对  $\ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}$  作偏微分, 则

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}\right)_T = \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*}\right)_T \left(\frac{\partial \tau^*}{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}\right)_T = -kT. \quad (6.17)$$

用 (6.17) 式中  $\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*}\right)_T$  代入 (6.16) 式, 得

$$\begin{aligned} \Delta G(T, \tau^*) &= \Delta H - T \Delta S \\ &= -kT \frac{\left(\frac{\partial \tau^*}{\partial T}\right)_i}{\left(\frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau^*}\right)_T} + T \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right)_{\tau^*}, \end{aligned} \quad (6.18)$$

又因  $\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right)_{\tau^*} = -\Delta S$ , 故得

$$\Delta H = -kT^2 \left(\frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau^*}\right)_T \left(\frac{\partial \tau^*}{\partial T}\right)_i, \quad (6.19)$$

或

$$\Delta H = kT^2 \left(\frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial T}\right)_{\tau^*}. \quad (6.20)$$

如用关系  $\tau = \tau^* + \tau_\mu$ , 并设  $\tau_\mu \propto \mu$ , 则 (6.19) 式可写成

$$\Delta H = -kT^2 \left(\frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau}\right)_T \left[ \left(\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_i - \frac{\tau_\mu}{\mu} \frac{d\mu}{dT} \right], \quad (6.21)$$

或

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

$$\Delta H = kT^2 \left[ \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial T} \right)_\tau + \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau} \right)_T \frac{\tau_\mu}{\mu} \frac{d\mu}{dT} \right]. \quad (6.22)$$

现在我们再来看另一激活参量  $\Delta v$ ，即激活体积，前此我们定义  $\Delta v = bld$ ，故  $\tau^* \Delta v$  为在热激活过程中位错反抗有效应力  $\tau^*$  所作的功。为了说明这个问题，可参看图 6.10。当系统在外力作用下，位错达到位置  $P$  时，Gibbs 自由能为

$$\Delta G = \Delta F - \tau^* \Delta v, \quad (6.23)$$

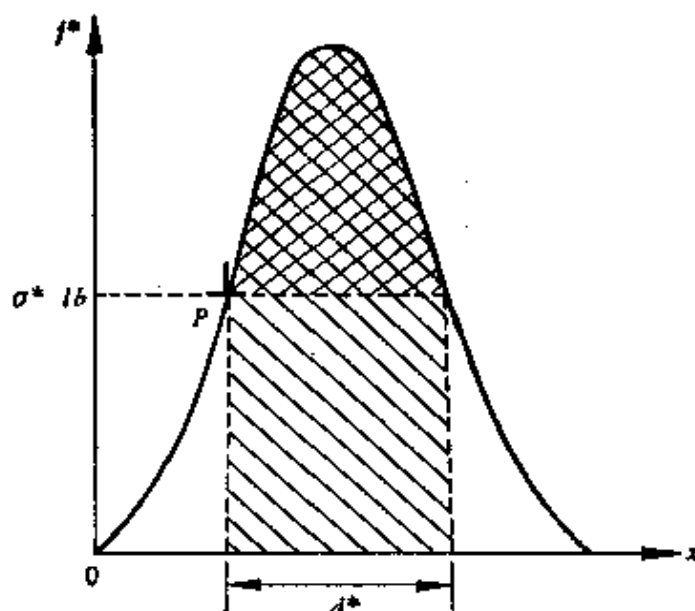


图 6.10 位错与障碍间的作用力曲线。

由图 6.10 中可以看出，打双阴影区为  $\Delta G$ ，打单阴影区即为  $\tau^* \Delta v$ 。现将 (6.23) 式对  $\tau^*$  微分，便得

$$\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*} \right)_T = \left( \frac{\partial F}{\partial \tau^*} \right)_T - \Delta v, \quad (6.24)$$

如 Helmholtz 自由能  $\Delta F$  与  $\tau^*$  无关，即刚性自由能曲线时

$$-\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*} \right)_T = \Delta v. \quad (6.25)$$

再将 (6.14) 式代入上式，便得

$$\Delta v = kT \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau^*} \right)_{\tau^*} \quad (6.26)$$

最后，我们看  $\dot{\epsilon}_0$  这个与结构有关的参量（一般称之为结构因素）的求法。如近似地设  $\Delta S$  可忽略不计，直接将求得的  $\Delta H$  当作  $\Delta G$  代入 (6.14) 即可求出  $\dot{\epsilon}_0$ 。在一般情况下我们首先将 (6.23) 式对  $T$  微分得

$$\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\tau^*} = \left( \frac{\partial \Delta F}{\partial T} \right)_{\tau^*} - \tau^* \left( \frac{\partial \Delta V}{\partial T} \right)_{\tau^*}, \quad (6.27)$$

如自由能  $\Delta F$  与  $T$  无关，则  $\left( \frac{\partial \Delta F}{\partial T} \right)_{\tau^*} = 0$ ；这种情况当障碍是林位错时是可以理解的。因为位错宽度正比于弹性模量，反比于层错能，而弹性模量同层错能又都与温度成反比，故近似的可将  $\Delta F$  看成与温度无关。因此，上式可写成

$$\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\tau^*} = -\tau^* \left( \frac{\partial \Delta v}{\partial T} \right)_{\tau^*}. \quad (6.28)$$

另一方面，我们还可将  $\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\tau^*}$  写成

$$\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\tau^*} = \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\dot{\epsilon}} + \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}} \right)_{\tau} \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial T} \right)_{\tau^*}, \quad (6.29)$$

将 (6.14) 式代入后得

$$\left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\tau^*} = -k \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} - kT \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial T} \right)_{\tau^*}. \quad (6.30)$$

由 (6.28) 和 (6.30) 两式可得

$$k \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + kT \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial T} \right)_{\tau^*} = \tau^* \left( \frac{\partial \Delta v}{\partial T} \right)_{\tau^*}, \quad (6.31)$$

或改写为

$$k \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} = -kT \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau^*} \right)_T \left( \frac{\partial \tau^*}{\partial T} \right)_i + \tau^* \left( \frac{\partial \Delta v}{\partial T} \right)_i \quad (6.32)$$

再将 (6.26) 式代入上式, 得出

$$k \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} = -\Delta v \left( \frac{\partial \tau^*}{\partial T} \right)_i + \tau^* \left( \frac{\partial \Delta v}{\partial T} \right)_i, \quad (6.33)$$

从这一式中我们可以看出, 除  $\dot{\epsilon}_0$  外, 其他各项仅包括  $k$  和由实验可测的量, 故原则上  $\dot{\epsilon}_0$  即可求出。

后来, Schoeck<sup>(7)</sup> 以及 Surek, Luton 和 Jonas<sup>(8)</sup> 从比较严格的热力学分析出发, 求得

$$\Delta G = \frac{Q_s + T \frac{\partial \mu}{\partial T} \frac{\tau}{\mu} \Delta v_s}{1 - \frac{T}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T}}, \quad (6.34)$$

其中

$$Q_s = kT^2 \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial T} \right)_i = \Delta G - T \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_i = \Delta H, \quad (6.35)$$

$$\Delta v_s = kT \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau} \right)_T = - \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau} \right)_T, \quad (6.36)$$

作为两个实验所要测量的量。(6.34) 式的优点在于  $\Delta G$  只是  $Q_s$ ,  $\Delta v_s$ ,  $T$ ,  $\mu$ ,  $\frac{\partial \mu}{\partial T}$  和  $\tau$  等可测量参量的函数, 而不包括不易测量的  $\tau_{0s}$ 。

此外还应指出, 至今我们一直忽略了与局部应力相反方向滑移的 Gibbs 自由能  $\Delta G_b$  的贡献<sup>(9)</sup>。如果考虑这个因素, 则 (6.13) 式应写为

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \{ \exp(-\Delta G/kT) - \exp(-\Delta G_b/kT) \}, \quad (6.37)$$

式中  $\Delta G = \Delta G_0 - \tau^* \Delta v$ ,  $\Delta G_s = \Delta G_0 + \tau^* \Delta v$ , 故上式可改写为

$$\dot{\epsilon} = 2\dot{\epsilon}_0 \sinh \{ \tau^* \Delta v / kT \} \exp(-\Delta G_0 / kT). \quad (6.38)$$

当  $\tau^* \Delta v \gg kT$  时

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp(-\Delta G / kT),$$

此即 (6.13) 式, 当  $\tau^* \Delta v \ll kT$  时

$$\dot{\epsilon} = 2\dot{\epsilon}_0 \{ \tau^* \Delta v / kT \} \exp(-\Delta G_0 / kT), \quad (6.39)$$

这说明本节所述内容只实用于较低的形变温度。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## § 6.5 热激活参量与流变机制

由于温度较低时, 流变可以用位错通过热激活克服一定障碍所实现的滑移来描述, 那么显然障碍的类型就直接影响着流变。本节准备根据 Gibbs<sup>[10]</sup> 的分析, 对如何利用上述热激活参量的测定来鉴别控制流变的微观机制进行介绍。为此, 我们首先讨论两个问题, 一是上节所述的瞬变形变速度和瞬变形变温度实验的前提, 即要求结构不变此条件是否成立; 二是位错与障碍的相互作用到底与  $\tau^*$  和  $T$  有无关系, 即自由能曲线是否果真刚性。因为一般我们所说的结构不外包括可动位错数目、障碍密度及其分布等, 事实上, 这是很难做到绝对不变的, 何况位错的精细组态即使在位错数目不变的前提下, 还是不可避免地要产生改变。所以刚性位垒显然对一些障碍是不成立的。下面在没有区分障碍的不同类型之前, 我们先作下述的一般考虑。

首先利用 (6.23) 式, 可将 (6.36) 式定义的实验激活体积写为

$$\Delta v_e = - \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*} \right)_T = \Delta v + \tau^* \left( \frac{\partial \Delta v}{\partial \tau^*} \right)_T - \left( \frac{\partial \Delta F}{\partial \tau^*} \right)_T. \quad (6.40)$$

现将  $\Delta v = lbd$  微分后, 得

$$\left( \frac{\partial \Delta v}{\partial \tau^*} \right)_T = lb \left( \frac{\partial d}{\partial \tau^*} \right)_T + bd \left( \frac{\partial l}{\partial \tau^*} \right)_T. \quad (6.41)$$

又知对一单独位错段而言, 有关系<sup>[11]</sup>

$$\left(\frac{\partial \Delta F}{\partial \tau^*}\right)_T = \tau^* l b \left(\frac{\partial l}{\partial \tau^*}\right)_T. \quad (6.42)$$

将 (6.41) 和 (6.42) 两式代入 (6.40) 式, 得出

$$\Delta v_e = \Delta v + \tau^* b d \left(\frac{\partial l}{\partial \tau^*}\right)_T. \quad (6.43)$$

同样, 将 (6.35) 式定义的实验激活能  $Q_e$  对  $T$  重复上述微分手续, 我们可得

$$Q_e = \Delta H + \tau^* b d \left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_T. \quad (6.44)$$

现在分三种情况讨论:

1) 如障碍是滑动位错上的割阶, 显然其精细组态可看作与  $\tau^*$  和  $T$  关系不大, 故按 (6.43) 和 (6.44) 两式, 有

$$\Delta v_e = \Delta v \quad (6.45)$$

和

$$Q_e = \Delta H. \quad (6.46)$$

2) 如障碍是分散的点障碍, 则  $l$  依赖于位错段凸出的程度, 根据 Friedel<sup>[12]</sup> 计算  $l$  与滑移面上的障碍密度  $N$  以及  $\tau^*$  之间有下述关系

$$l \simeq \left(\frac{\mu b}{N \tau^*}\right)^{1/3}. \quad (6.47)$$

将 (6.47) 式代入 (6.43) 式, 使得

$$\Delta v_e = \frac{2}{3} \Delta v. \quad (6.48)$$

将 (6.47) 式代入 (6.44) 式, 使得

$$Q_e = \Delta H - \frac{\Delta v}{3} \beta \tau T, \quad (6.49)$$

式中  $\beta = -\frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT}$ .

3) 如障碍是克服派-纳能谷时, 由于位错的临界凸起与局部应力的关系比较复杂, 故不易求出  $\Delta v_e$  与  $\Delta v$  和  $Q_e$  与  $\Delta H$  之

间的一般关系。

现在,我们再来看什么方法可用来描述位错-障碍间的真正相互作用。就一般点障碍而言,有关系

$$\Delta U = \Delta H + \tau \Delta v. \quad (6.50)$$

如再将  $\Delta U$  分成与位错-障碍短程相互作用有关项  $\Delta U_i$  和与位错长程相互作用有关项  $\Delta U_\mu$ , 则

$$\Delta U = \Delta U_i + \Delta U_\mu. \quad (6.51)$$

我们知道,任何热激活参量除了直接与局部应力  $\tau^*$  有关外,在恒应力下  $\tau^*$  还要通过  $\tau_\mu$  随温度的变化而变化,如

$$\tau_\mu = \tau_{\mu,0} (1 - \beta T), \quad (6.52)$$

其中  $\tau_{\mu,0}$  为绝对零度时的  $\tau_\mu$ 。此外,一般等温可逆过程中,内应力所作的功应等于 Helmholtz 自由能的减少,故在绝对零度时,有关系

$$\Delta F_\mu = \Delta U_\mu = \tau_{\mu,0} \Delta v \simeq \tau_\mu (1 + \beta T) \Delta v. \quad (6.53)$$

联立由 (6.50) 至 (6.53) 四式,可得

$$\Delta U_i = \Delta H + \tau \Delta v - \tau_\mu (1 + \beta T) \Delta v \quad (6.54)$$

Gibbs 认为  $\Delta U_i$  才是表征位错-障碍间的真正相互作用的函数,式中  $\Delta H$  和  $\Delta v$  可由测量的  $Q_s$  和  $\Delta v_s$  来计算,适当的选取  $\tau_\mu$  和  $\beta$  后,  $\Delta U_i(\tau^*)$  即可求出。如用所得不同  $\tau^*$  时的  $\Delta U_i$  值,还可外推求出  $\tau^* = 0$  时的  $\Delta U_i(0)$  值。

到此我们可以看出,对一些热激活参量的测定,可以帮助我们识别流变过程中位错滑移所遇到的障碍类型。下面,我们简单介绍一下对体心立方金属流变的热激活分析。目前,大家认为体心立方结构中,位错运动的障碍主要是克服派-纳能谷。如果按 (4.50) 式,将位错临界凸起激活能写为

$$\Delta H = W_K \left\{ 1 + \frac{1}{4} \ln \frac{16}{\pi} \frac{\tau_{p,N}^0}{\tau} \right\}, \quad (6.55)$$

再用热力学关系


$$\Delta G = \Delta H + T \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_\tau. \quad (6.56)$$

由于一般认为  $\Delta G$  与温度关系不大, 故从上式可得

$$\Delta v = - \left( \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*} \right)_T = - \left( \frac{\partial \Delta H}{\partial \tau^*} \right)_T. \quad (6.57)$$

将 (6.26) 和 (6.55) 两式代入上式, 我们便得到关系

$$\Delta v = kT \left( \frac{\partial \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \tau^*} \right)_T \simeq \frac{W_K}{4\tau^*}. \quad (6.58)$$

又由 (2.72) 式可知位错速度-应力指数  $m$  与位错滑移速度有  


$$v = \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^m \quad (6.59)$$

如  $\tau_0$  不变, 上式可改写为

$$m = \left( \frac{\partial \ln v}{\partial \ln \tau^*} \right)_T. \quad (6.60)$$

因为  $v$  与  $\dot{\epsilon}$  有正比关系, 故 (6.58) 式可改写为

$$kT \left( \frac{\partial \ln v}{\partial \tau^*} \right) = \frac{W_K}{4\tau^*}. \quad (6.61)$$

将 (6.60) 式代入 (6.61) 式, 便有

$$m = \frac{W_K}{4kT} \quad \text{或} \quad mT = \frac{W_K}{4k}. \quad (6.62)$$

Prekel, Lawley 和 Conrad<sup>[18]</sup> 在高纯钨的实验中得到了  $m$  与  $1/T$  的正比关系 (如图 6.11 所示), 并求得  $W_K = 0.63$  电子伏特。作者<sup>[14]</sup> 用同样方法分析了退火, 脱碳和淬火状态的纯铁发现约在 150K 以下, 三种状态纯铁的数据都落在同一条直线上, 并求得相应的  $W_K = 1.53$  电子伏特。这与 Michalak 在区熔铁中, 用电镜观察到在 140K 以下位错分布是均匀的, 140K 以上就成网状结构的现象完全吻合。关于  $mT$  是否对所有体心立方金属都如 (6.62) 式所示的为一常数, 以及它就代表派-纳机制等问题曾有过不少讨论<sup>[15-17]</sup>, 至今仍需继续深入研究, 这里我们就不多讲了。

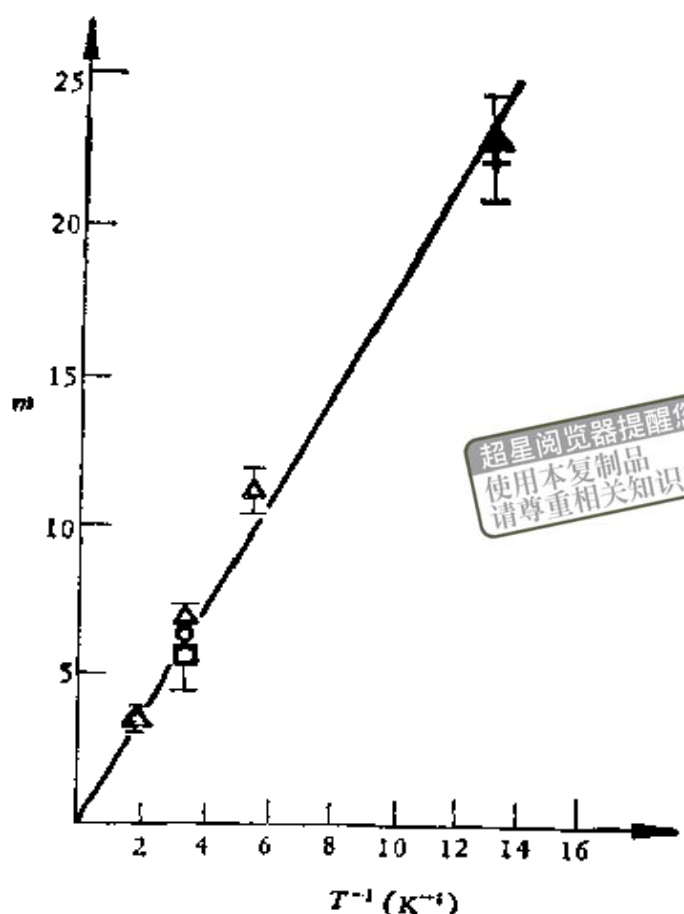


图 6.11 纯铜单晶的  $m-1/T$  曲线。

### 参 考 文 献

- [1] Cottrell A. H. and Stokes R. J., *Proc. Roy. Soc.*, A233, 17 (1955).
- [2] Wielke B., Tikvic W. and Schoeck G. *Phys. Stat Sol.*, (a)40, 271 (1977).
- [3] Christian J. W. *Acta Met.*, 12, 99(1964).
- [4] Seeger A. *Phil. Mag.*, 46, 1194(1955).
- [5] Mitchell T. E. The Deformation of Metal Crystals, *Progress in applied materials research*, 6, 119(1964).
- [6] Conrad H. and Wiedersich H., *Acta Met.*, 8, 128(1960).
- [7] Schoeck G., *Phys. Stat. Sol.*, 8, 499(1965).
- [8] Surek T., Luton M. J. and Jonas J. J. *Phil. Mag.*, 27, 425(1973).
- [9] Christian J. W. and Master B. C. *Proc. Roy. Soc. A*281, 240(1964).
- [10] Gibbs G. B., *Phil. Mag.* 20, 867(1969); 16, 97(1967).
- [11] Gibbs G. B., *Phys. Stat. Sol.*, 5, 693(1964).
- [12] Friedel J. Dislocations(1964).
- [13] Prekel H. L., Lawley A. and Conrad H., *Acta Met.* 16, 337(1968).
- [14] 哈宽富, 未发表.
- [15] Balasubramanian N., *Scripta Met.*, 3, 21(1969).
- [16] Evans K. R., *Scripta Met.*, 3, 627(1969).
- [17] Balasubramanian N., *Scripta Met.*, 3, 751(1969).

## 第七章 金属晶体的形变 与加工硬化

浏览器提醒您：  
请尊重相关知识产权！

这一章我们主要讲述三种典型结构金属晶体的形变过程，并结合应力-应变曲线来研究其力学性质与结构间的关系。这一课题虽然已很古老，因为早在1934年Taylor<sup>[1]</sup>提出位错理论时，他就给出了第一个以位错间相互作用为基础的加工硬化理论。至今对问题的理解虽有所深入，但仍存在一些原则性的分歧；同时能澄清问题的实验资料、可以说还积累得不够充分，故有待进一步从实验上和理论上做更多的工作。

### § 7.1 滑移几何学<sup>[2,3]</sup>

我们知道，任一种结构的金属都具有一个以上的滑移系统，当晶体取向正好沿某一滑移系统上的分切应力达到一临界值时就产生单滑移形变。若沿一个以上的滑移系统中的分切应力都同时达到其临界值，那么就会产生双滑移或多滑移的形变。

现在，首先让我们来看单滑移的情况，若拉伸机夹头是可以自由移动的（如图7.1(b)所示），则切应变 $\varepsilon$ 同切应力 $\tau$ 与试样伸长率 $\gamma$ 和拉应力 $\sigma$ 间应有如下关系：

$$\varepsilon = \frac{1}{\sin \chi_0} \left( \sqrt{(1 + \gamma)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0 \right), \quad (7.1)$$

$$\tau = \sigma \cdot \sin \chi_0 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \lambda_0}{(1 + \gamma)^2}}, \quad (7.2)$$

式中 $\chi_0$ 和 $\lambda_0$ 各为形变前滑移平面和滑移方向与试样纵轴间的夹角（详细推导可参看附录Ⅶ.1）。这样我们只要知道试样起始的

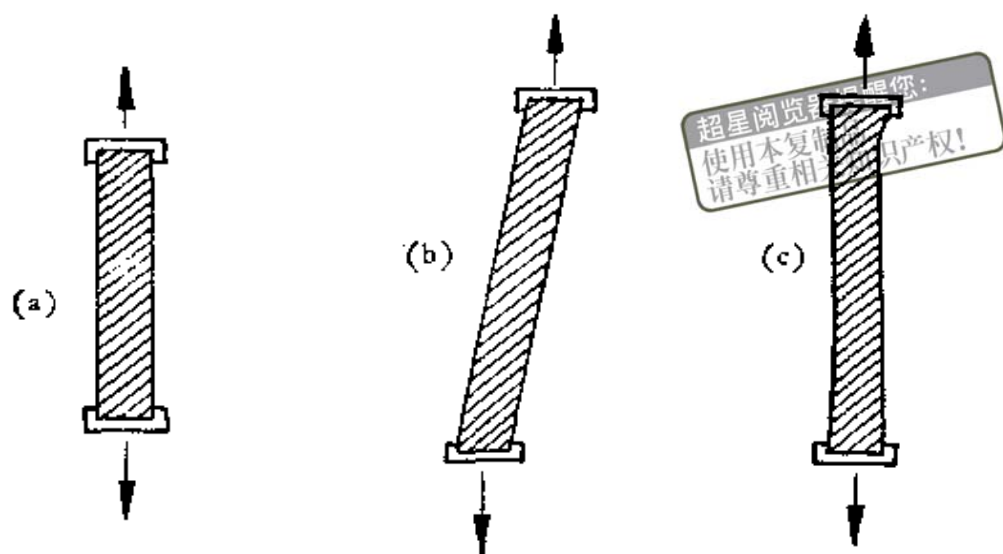


图7.1 夹头效应示意图：(a) 为未形变前夹头位置；(b) 为可动夹头；(c) 为不可动夹头。

$\chi_0$  同  $\lambda_0$  值就可以利用 (7.1) 和 (7.2) 两式, 由拉伸机所给  $\sigma - \gamma$  曲线求出我们需要的  $\tau - \epsilon$  曲线, 后者即为所谓的加工硬化曲线, 它能更好的反映试样的形变特点。

如拉伸机夹头是不能移动的, 拉伸后的结果就如图 7.1(c) 所示。这样在靠近夹头两端, 试样要受到扭曲, 不过当试样足够长时, 此夹头效应所引起的误差并不太大, 同可动夹头的结果差不多。此外, 在拉伸过程中, 由于整个试样还要产生转动, 并促使滑移方向趋向拉伸方向, 因此晶体起始  $\chi_0$  和  $\lambda_0$  值大于  $45^\circ$  时, 便会出现几何软化的现象。

对多滑移而言, 只有作用在各个参与的滑移系统上的切应力相等时, 即所谓的等同滑移系统, 我们才有希望对整个试样得到一个单一的加工硬化曲线; 此时总切应变即为各滑移系统切应变的代数和, 不过一般情况下总是以某一滑移系统为原滑移系统。以面心立方结构为例 (如图 7.2 所示), 起始拉伸轴的取向位于单位三角形中某一点  $P$ 。设原滑移面为  $(111)$ , 滑移方向为  $[\bar{1}01]$ , 当形变进行时, 由于上述晶格的转动,  $P$  点就沿虚线向  $[\bar{1}01]$  方向接近。显然, 当它达到  $(001) - [\bar{1}11]$  对称线上时, 第二个滑移

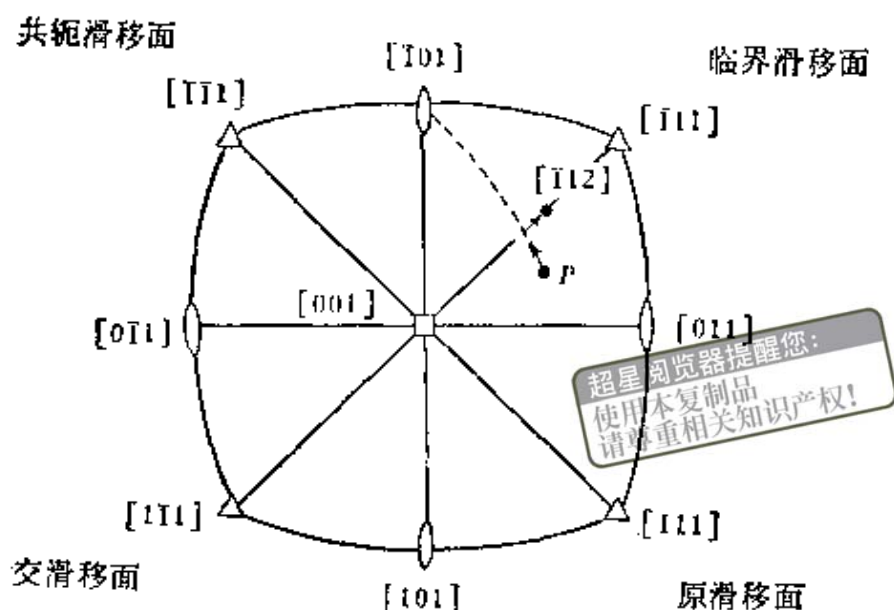


图7.2 面心立方结构滑移过程中晶轴的转动。

系统  $(\bar{1}\bar{1}1)[011]$ ——共轭滑移变得同样有利，因而产生双滑移。一般从纯几何关系而论，若再继续形变， $P$ 点最终将沿 $[001]-[\bar{1}11]$ 对称线达到与两滑移系统中滑移方向共面时的地方 $[\bar{1}12]$ 。但在有些金属中，当 $P$ 点达到对称线时，往往还仍沿原虚线所示方向继续转动若干度，这一现象即所谓的“超射”现象。这说明在共轭滑移系统中的潜在硬化总是比原滑移系统中的实际硬化要大一些。若再继续形变，反转仍沿虚线接近对称线，最后趋向 $[\bar{1}12]$ 点。一般对高合金金属晶体而言，由于“超射”现象严重，所以往往在反转时又以共轭滑移系统当作原滑移系统产生第二次超射。

## § 7.2 面心立方结构金属晶体的形变<sup>[2-5]</sup>

一条发展比较完全的面心立方结构金属晶体的加工硬化曲线示意如图 7.3，从图中可看出，该曲线明显地分成三个阶段。这对层错能低的金属（如铜），室温形变时即可得到；但对层错能高的金属（如铝），却要在液态空气温度下才能得到。图中  $\tau_0$  为临界切应力， $\tau_2, \tau_3$ ，分别表示 I，II 阶段开始时的应力， $\varepsilon_2, \varepsilon_3$  分

别表示Ⅰ，Ⅱ阶段开始的应变。第一阶段或称易滑移区，一般对应单滑移，其硬化系数

$$\theta_I = \left( \frac{d\tau}{d\varepsilon} \right)_I \text{ 较小。在第一、二两阶段过渡区中，}$$

往往第二滑移系统开始激活，其硬化系数就逐渐增大。第二阶段的

$$\text{硬化系数 } \theta_{II} = \left( \frac{d\tau}{d\varepsilon} \right)_{II}$$

为最大，且为一常数，

故又称线性硬化区。第三阶段的硬化系数 $\theta_{III}$ 随形变的增加而逐渐减小，故又称抛物线性硬化区。

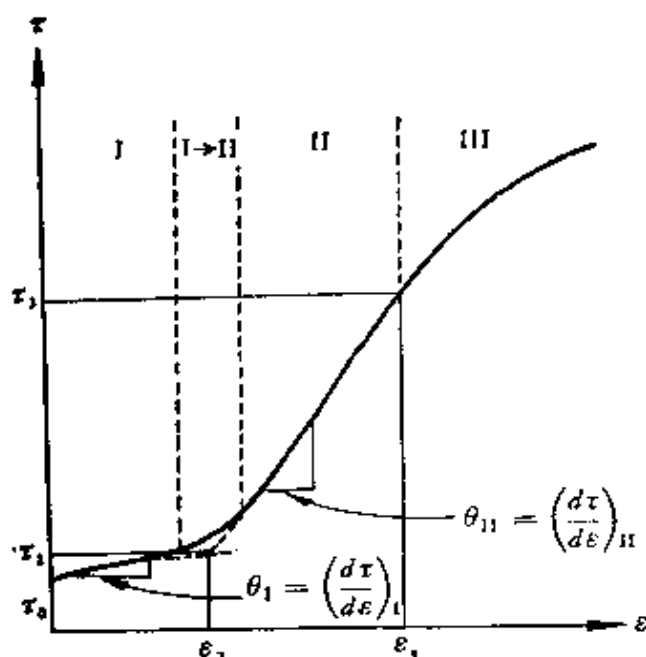


图7.3 面心立方结构金属晶体的应力-应变曲线示意图。

影响此加工硬化曲线的因素很多，比较重要的有：金属类别，金属纯度，晶体取向，形变温度和速度，晶体大小和形状，表面条件等，现分别叙述如下。

金属类别对加工硬化曲线的影响是显而易见的。金属纯度的影响虽能理解，但程度如何也要随金属的类别不同而异。图7.4

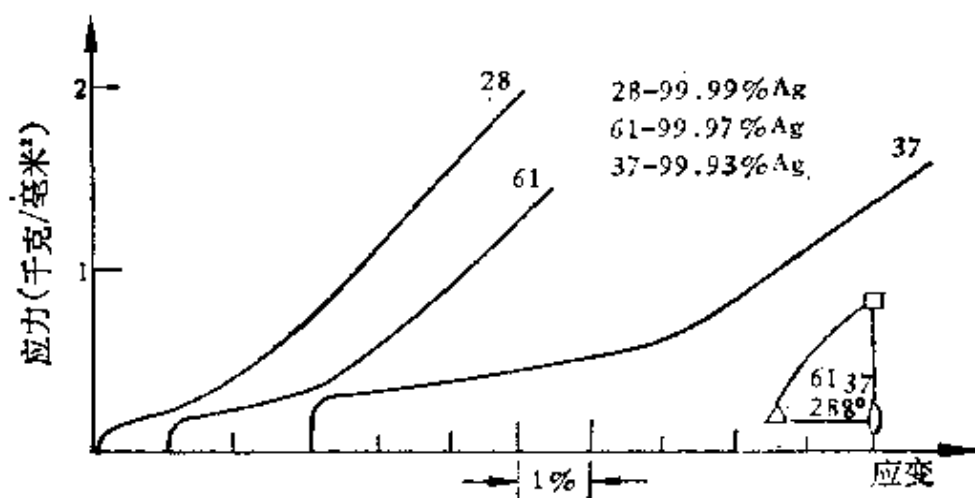


图7.4 杂质对银单晶应力-应变曲线的影响。

给出不同纯度银单晶的加工硬化曲线，显然金属越纯，第一阶段越短，而  $\theta_1$  变化则不大。

晶体取向的影响可参看图 7.5，它给出铜单晶的室温形变结

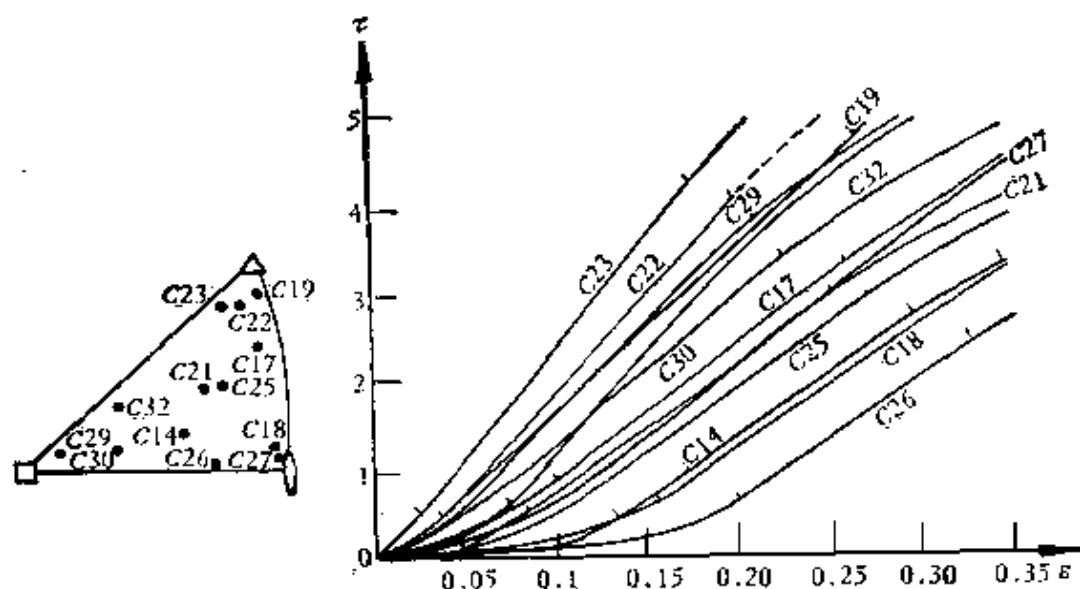


图7.5 晶体取向对铜单晶应力-应变曲线的影响。

果，硬化曲线上的短划标志出阶段Ⅰ的开始和终止。此结果归纳在图 7.6 上，划阴影部分表示晶体“软的”取向，主要为单滑移；其他部分为“硬的”取向，主要为多滑移，尤其靠近  $[110]$ - $[100]$  连线处往往有三、四个滑移系统同时激活。此外， $\theta_1$  和  $\theta_1$  与晶

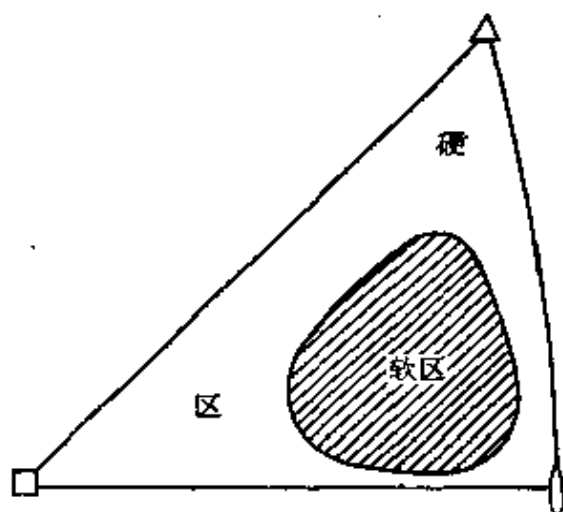


图7.6 铜单晶“软区”与“硬区”的取向。

体取向的关系如图 7.7 和图 7.8 所示, 它们说明取向在  $[111]$  点和  $[100]$  点附近的  $\theta_1$  较大, 而在  $[110]$  点附近的  $\theta_1$  就较小;  $\theta_1$  的影响不如  $\theta_2$  的明显, 取向在  $[110]$  点附近的较小, 在  $[111]$ - $[100]$  连线附近的较大。

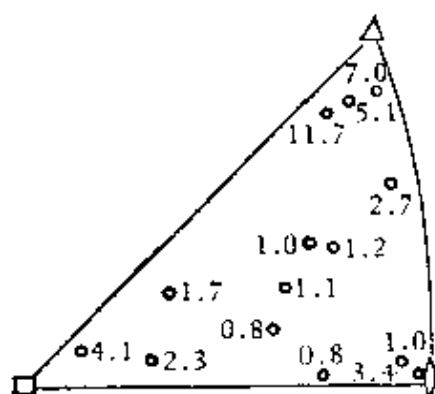


图 7.7 纯铜硬化系数  $\theta_1$  ( $\frac{\text{公斤}}{\text{毫米}^2}$ ) 与晶体取向的关系。

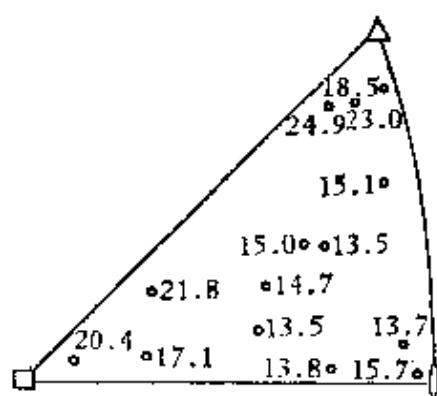


图 7.8 纯铜硬化系数  $\theta_1$  ( $\frac{\text{公斤}}{\text{毫米}^2}$ ) 与晶体取向的关系。

关于形变温度的影响, 比较明显的例子是 Berner 在铜单晶上所做的工作, 其结果如图 7.9 所示, 形变温度越低, 第一、第二两阶段就越长, 但是  $\theta_1$  同  $\theta_2$  却与温度无关。  $\tau_3$  与温度最为敏感, 图 7.10 给出 Haasen 在镍同铜中  $\log \tau_3$  与形变温度的关系曲线。形变速度的影响与形变温度的正相反, Lucke 等人的锌单晶

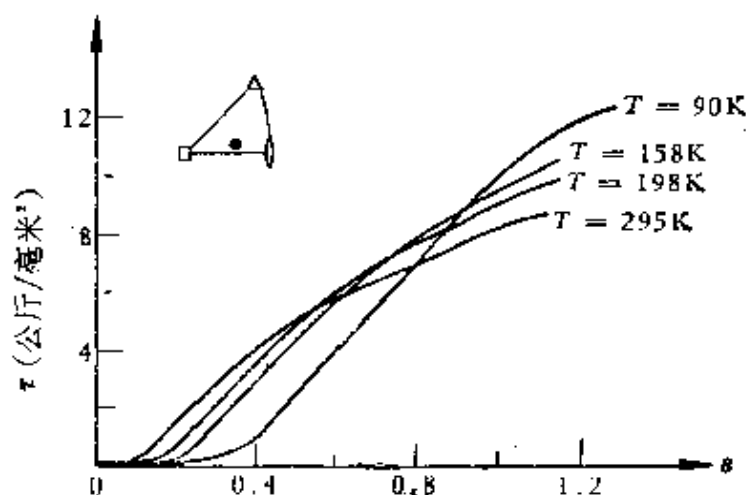


图 7.9 形变温度对铜单晶应力-应变曲线的影响。

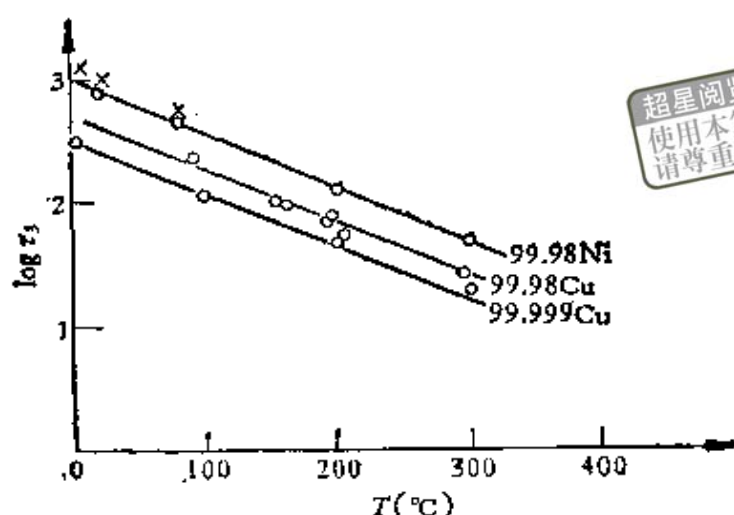


图7.10  $\tau_3$ 与形变温度的关系。

工作指出，不论  $\theta_1$  或  $\theta_2$  都随形变速度增加而显著加大。

晶体大小的影响可以用 Suzuki 等人的工作为例来说明，图 7.11 即为不同半径铜单晶的加工硬化曲线，显然半径越小第一阶段越长，因为这时位错更便于滑出晶外。基于这一看法，试样横截面的形状对位错滑出晶外的难易也应该有影响；的确 Smoluckowski 等人发现，横截面为四方形的铝单晶起始滑移系统不一定是分切应力最大的滑移系统。至于  $\theta_1$  与晶体大小同形状的关系，目前看来不甚明显，仅在“硬的”取向范围内随尺寸的减小而

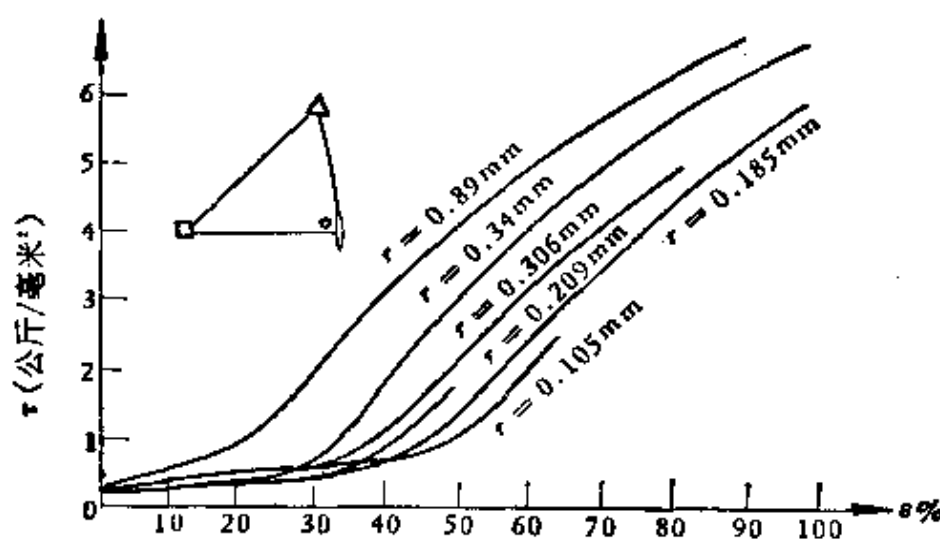


图7.11 试样大小对铜单晶应力-应变曲线的影响。

稍小，如尺寸小于 0.2 毫米后， $\theta_1$  又与取向无关了。对  $\theta_1$  而言也只有当晶体取向靠近 [001] 时，小晶体的才比大晶体的稍大。

表面条件对加工硬化曲线的影响也是很明显的，譬如金属的氧化层或其他涂镀层都能缩短，甚至消除第一阶段硬化区。Rosi 曾在铜单晶表面电镀一层  $4 \times 10^{-4}$  厘米厚的银，也发现第一阶段硬化区有明显的缩短；但经退火，并将银扩散进铜之后，第一阶段硬化区就有十分显著的增长。至于  $\theta_1$  和  $\theta_2$  对表面条件则不甚敏感。

### § 7.3 六方结构金属晶体的形变<sup>[2,5]</sup>

在附录 I.7 中，曾介绍过六方结构中几种可能的滑移平面。表 7.1 列出几种常见的六方结构金属的轴比、不同平面相对基面原子面密度以及作为滑移面的难易程度等。我们不难看出，轴比越小，原子面密度就越大，而作为滑移面的难易又与面密度有一定关系。这里只讲有一定的关系，是因为决定滑移系统的还有其他一些因素。实验给出含 0.1% O + N 的钛其基面滑移临界切应力比棱柱滑移的大，但含 0.01% O + N 的钛的结果就反过来了；又如铍的轴比 (1.567) 在六方结构金属中是最小的，但它在室温时仍是以基面滑移，并随纯度提高其基面滑移的临界切应力越低等。

关于六方结构金属晶体的硬化曲线问题，我们说，如果条件合适也能得到发展比较完全（即包括三个阶段）的硬化曲线。例

表 7.1

金属	$c/a$	原子面密度(以基面为 1)			观察到作为滑移平面的难易次序		
		(0001)	(10 $\bar{1}$ 0)	(10 $\bar{1}$ 1)			
镉	1.886	1.000	0.918	0.816	(0001)	(1 $\bar{1}$ 00)	(10 $\bar{1}$ 1)
锌	1.856	1.000	0.933	0.846	(0001)	(1 $\bar{1}$ 00)	(1 $\bar{1}$ 22)
镁	1.624	1.000	1.066	0.940	(0001)	(10 $\bar{1}$ 1)	(1100)
钛	1.587	1.000	1.092	0.959	(1 $\bar{1}$ 00)	(0001)	(10 $\bar{1}$ 1)

如, Lücke 等人用 99.995% 的纯锌在 294K 形变时所得的硬化曲线就分出很明显的三个阶段, 如图 7.12 所示。尤其当取向远离  $[0001]$ - $[10\bar{1}0]$  对称线时, 曲线十分类似于面心立方的, 唯应变量较后者为大。当取向接近对称线时, 由于多滑移的影响, 易滑区就显著缩短以至消失。此外, Davies 用 99.9999% 的纯镉在

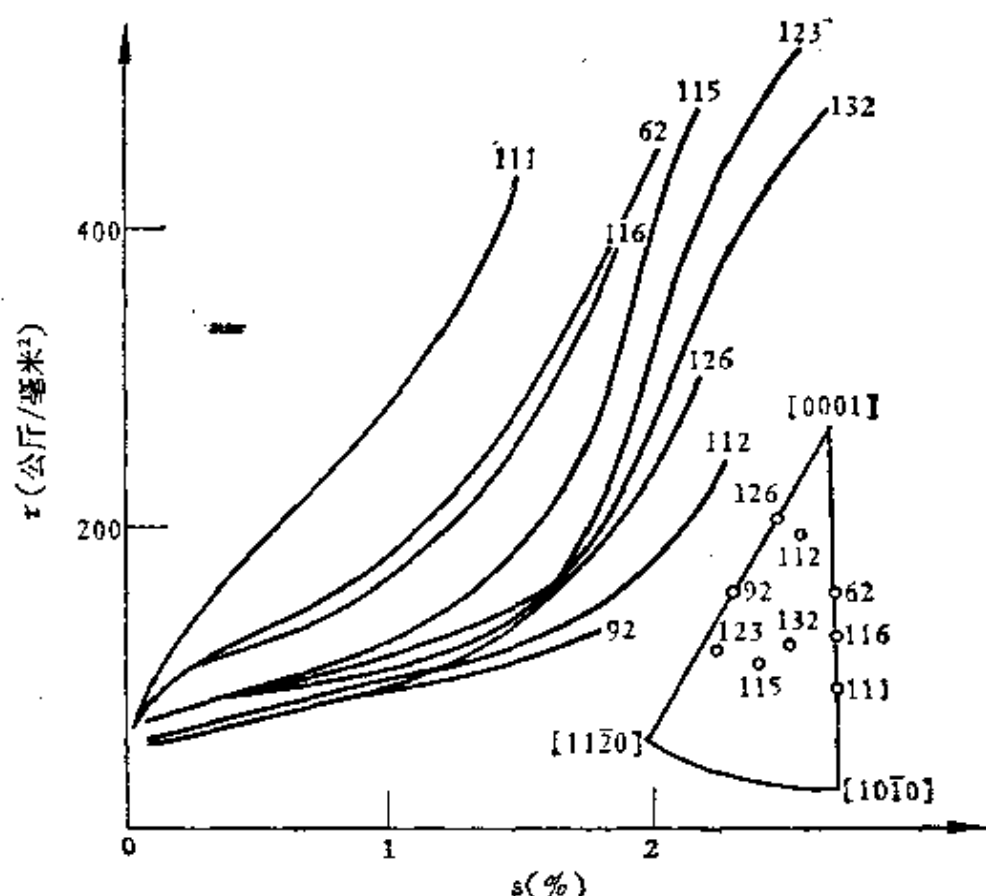


图 7.12 99.995% 纯锌在 294K 时的应力-应变曲线。

77K 拉伸时所得结果如图 7.13 所示, 说明在低温下超高纯的金属仍有很好的范性, 并明显的分出前两阶段。又如就同一种金属而言, 譬如镁, Conard 等人 and Schmid 等人的结果, 由于所用试样纯度不同, 其硬化系数就有如图 7.14 中给出的好几倍的差异。至于其中两曲线在同一温度间隔内弯曲, 这说明他们所用试样中所含杂质种类可能一样而已。看来六方结构金属的硬化曲线与杂质关系十分密切。

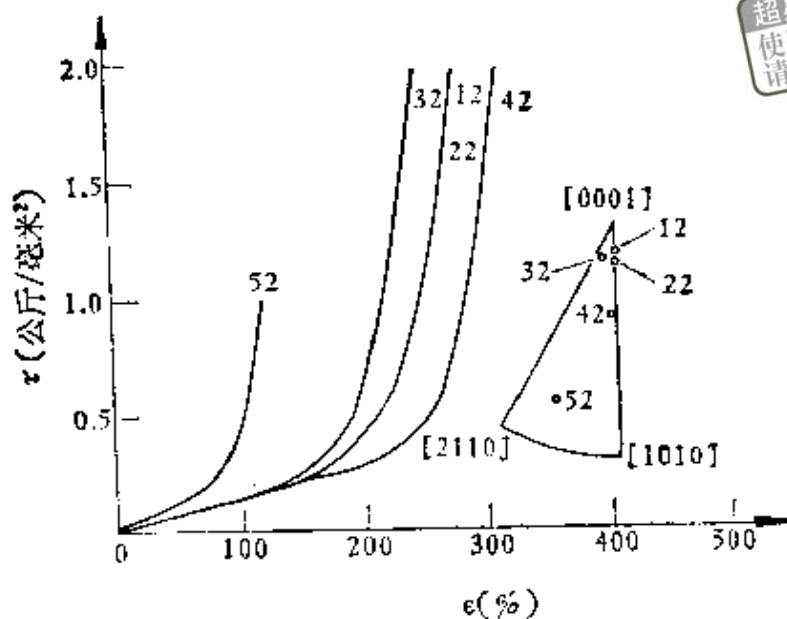


图7.13 99.9999% 镉单晶在77 K时的应力-应变曲线。

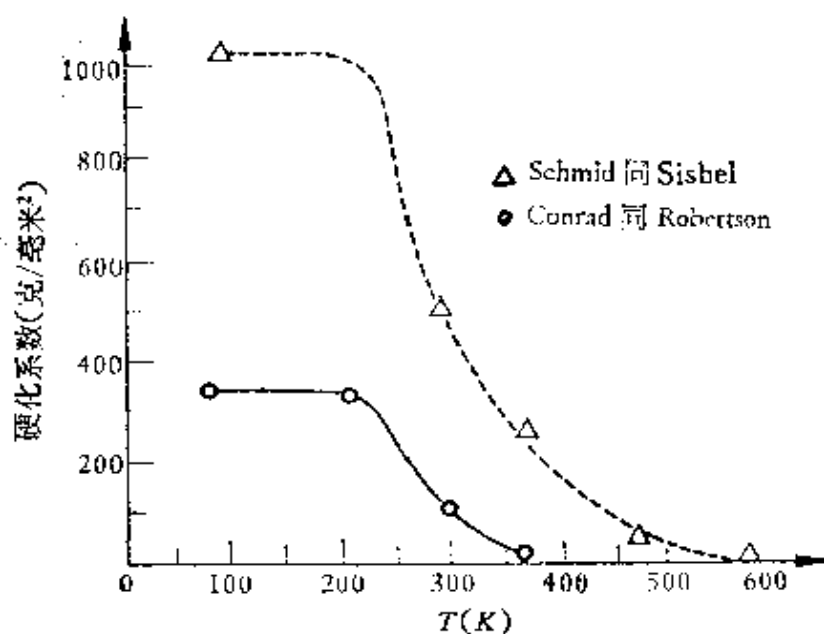


图7.14 镁单晶硬化系数与温度的关系。

当然，在六方结构金属中，有些反常现象至今也未能得到很好地解释，譬如锌在 196 K 时的硬化系数比 77 K 时的还要高等。

## § 7.4 体心立方结构金属晶体的形变<sup>[5]</sup>

在第一章中, 图 1.3 已划出体心立方的三种可能滑移系统, 但究竟哪个滑移系统得以激活还有赖于具体条件来定。以铁为例, 当低温或高速行变时, 除了孪生外, 滑移系统为  $\{110\} \langle 111 \rangle$ ; 室温或更高温时, 滑移线呈波纹状, 如图 7.15(a) 所示, 其形成原因可用图 7.15(b) 所示的所谓“铅笔滑移”来解释, 其公共滑移方向为  $\langle 111 \rangle$ 。这一结论现在看来对体心立方结构的难熔金属 (如钨、钼、铌、钽等) 也合适; 主要是因为温度高时, 高指数的滑移面容易激活的缘故。

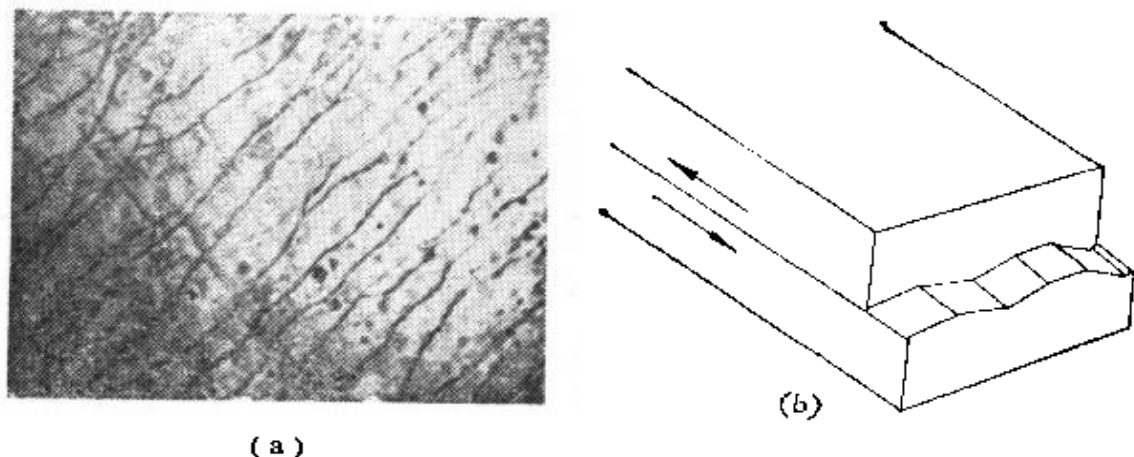
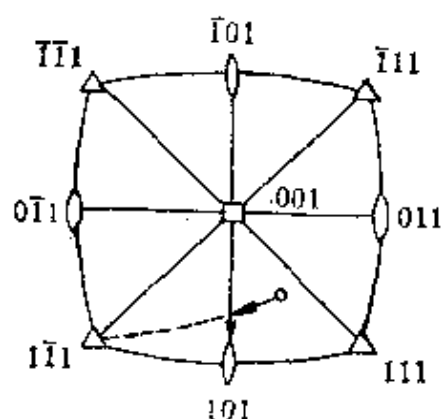


图 7.15 (a)  $\alpha$ -铁中滑移带, (b) “铅笔滑移”示意图。

此外, 体心立方结构金属晶体的滑移几何和面心立方的略有所不同。原滑移系统为  $(011)[1\bar{1}1]$  的试样滑移时, 试样轴虽沿通过  $[1\bar{1}1]$  点的大圆转动, 但不出现“超射”现象。而是如图 7.16 所示的在达到  $[001]-[101]$  边界时, 共轭滑移系统  $(011)[111]$  便被激活, 试样轴就沿此对称线转至  $[101]$ 。这说明共轭滑移系统的潜在硬化总是比原滑移系统的硬化要小。

关于体心立方结构金属晶体的硬化曲线近来发现也是分为三个阶段, 不过它同六方结构的一样, 与所用金属的纯度有关。图 7.17 示出 Mitchell 等人<sup>[6]</sup>用不同区熔次数同一取向铌单晶的硬



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图7.16 体心立方结构滑移过程中晶轴的转动。

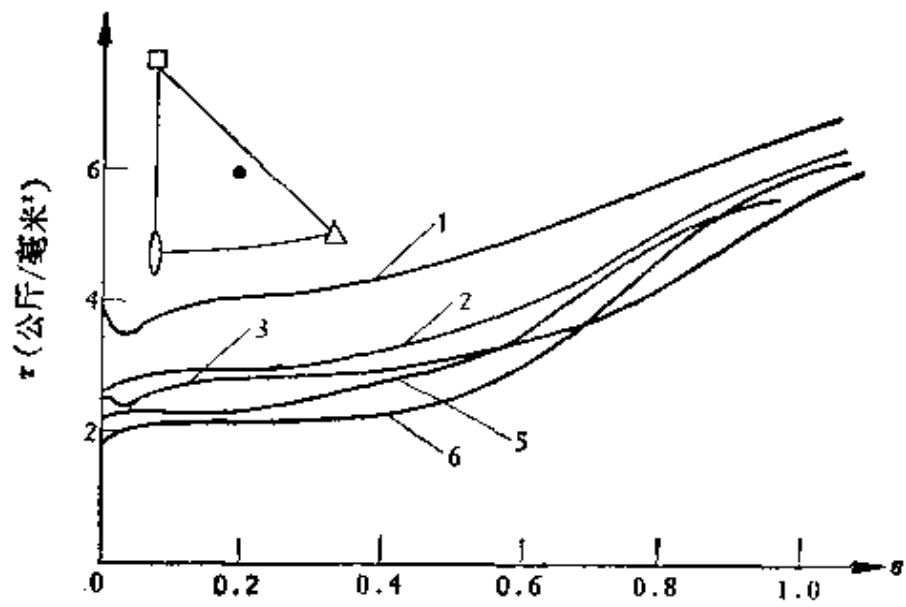


图7.17 不同纯度铌单晶在295K时的应力-应变曲线 (图中数字为区熔次数)。

化曲线，很清楚地看出区熔次数越多硬化曲线的三个阶段越明显。图7.18为不同形变温度时同一取向铌单晶的硬化曲线。从图中很明显地可以看出，温度降低、直至273K时，易滑区逐渐明显，但温度再降低时，三个阶段就不明显了。 $\theta_1$ 在实验温度范围内基本不变，约为 $G/600$ 。硬化曲线与试样取向的关系和面心立方结构的十分相似，即远离 $[001]$ - $[101]$ 对称线以及 $[001]$  $[101]$ 和 $[111]$ 三个顶点时，第一阶段就越长；反之就越短以至消失，但 $\theta_1$ 基本上不随取向而异。Keh<sup>[7]</sup>在99.95%纯铁中虽也观察到硬化的三个阶段，但所得结果却略有不同，譬如不同取向时，易滑

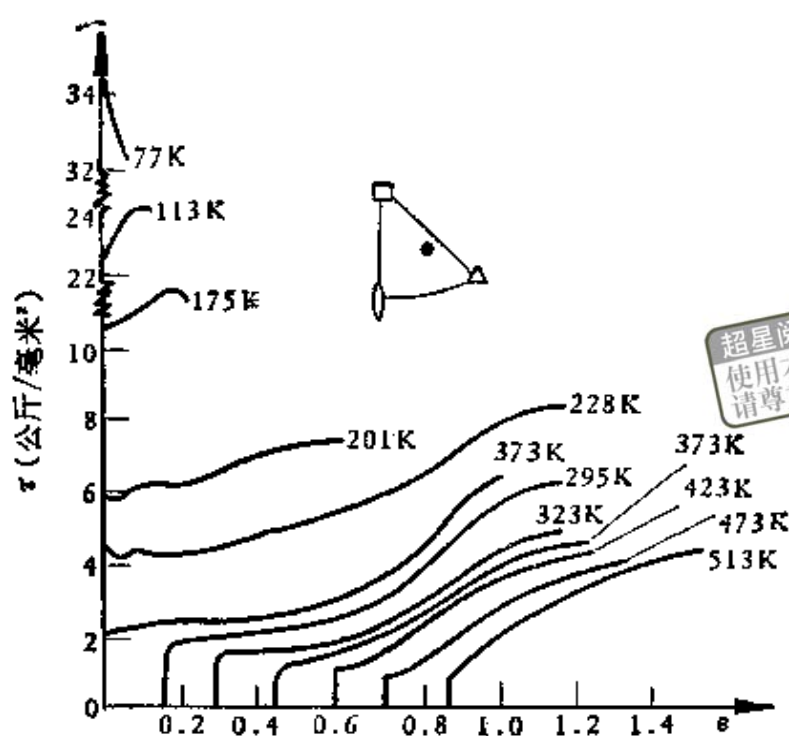


图7.18 区熔纯铜单晶在不同温度下的应力-应变曲线。  
( $\dot{\epsilon} = 4.5 \times 10^{-5} \text{秒}^{-1}$ )。

区长度的变化不如铜的大，而  $\theta_1$  的变化范围却约在  $G/400$  到  $G/900$  之间。只有当形变温度较高，或形变速度较低，或纯度较低时，铁的行为才接近铜。

总之，现在来看，这三种典型结构金属晶体的加工硬化曲线只要条件合适，都能得到三个硬化阶段的特点。如对面心立方结构的而言，只要形变温度足够低，对六方结构与体心立方结构的而言只要试样够纯（这里主要指 C, N, O 等这种小半径杂质原子），就都能得到一个发展比较完全的加工硬化曲线。此外，三种结构中快硬化的出现都对应第二滑移系统的激活。这里仅强调这两个特点，并不是排斥其他因素在建立加工硬化理论中所起的作用。

## § 7.5 形变状态的稳定性与潜在硬化<sup>[4]</sup>

目前，不论我们对形变机理的了解如何，但有一件事情是完

全可以肯定的，那就是形变时，晶体中位错在外力作用下按照某种方式运动，并给出相应的范性形变，但外力去除后，位错并不作反向运动以至将给出的范性形变完全收回，而是有一永久性的残余形变；也就是不计弹性部分的回复，范性形变在力学上是稳定的。当然，我们对这种稳定性的原因可以作各种猜测，如形变后异号位错形成位错偶极子，同号位错形成亚晶界，或是相交滑移面上位错反应生成不可动位错以及位错纠结，甚至螺型位错上的割阶等都能对形变状态的稳定性起作用。为了进一步了解这种现象，还应探讨反向加载后可能出现的问题。实验指出，反向加载的临界切应力恒小于原来正向加载时的临界切应力，也就是说，反向加载后金属好象变软了些。此即所谓的 Bauschinger 效应，以后讲到疲劳时还要仔细论述这个问题，当然，我们这里讲的稳定性也不一定针对反向加载而言，实际上对同向加载也有稳定性的问题。因为每当重新加载时，流变应力往往高于去载前所达到的应力水平，而只有经一定形变后才回复到不中断加载时所应有的数值，此即所谓的屈服点效应。

所谓潜在硬化，我们认为即在一个潜在的，或基本上未参与的滑移系统上观察到的硬化现象，而这个系统是通过突然改变加载方式而使其充分工作的。图 7.19(a)，(b) 为 Parker 和 Washburn 在锌中以原滑移系统通过旋转滑移方向  $60^\circ$  或  $120^\circ$  所得

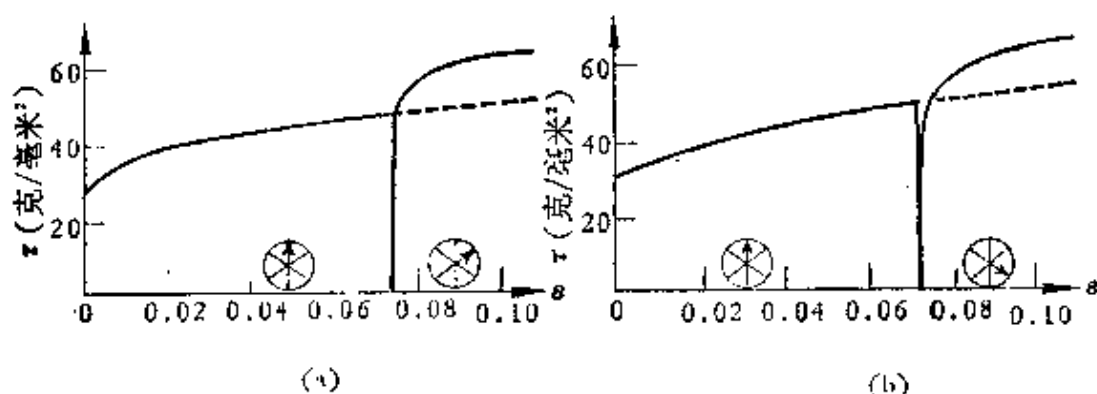


图 7.19 锌单晶在  $-190^\circ\text{C}$  时的硬化曲线，(a) 在形变过程中，将滑移方向旋转  $60^\circ$ ；(b) 在形变过程中，将滑移方向旋转  $120^\circ$ 。

到潜在的硬化大于原滑移系统的硬化结果。注意，旋转滑移方向后加载时还出现了 Bauschinger 效应的痕迹。高的潜在硬化显然不能用原滑移面中位错的应力场来解释，因为上述位错在原滑移系统中总比在任何其他滑移系统中产生更大的应力。目前比较公认的看法是，次滑移系统产生硬化的前提在于产生的位错能够交截原滑移系统中的位错时才能实现。因此，位错扩展越宽潜在硬化就越高。这一设想与实验事实完全吻合，譬如层错能高的铝无“超射”现象，而层错能低的铜就有“超射”现象，并且  $\alpha$ -黄铜由于合金化进一步降低了层错能，其结果使“超射”现象更为明显。

## § 7.6 滑 移 带<sup>[4]</sup>

一般滑移线的光学显微镜观察如图 1.8 所示，但用电子显微镜观察时就得到如图 7.20 所示的样子。事实上，图 1.8 中的一根滑移线就是图 7.20 中的一个滑移带，其结构示意在图 7.21，说明一个滑移带又是由若干滑移层构成，其宽度和滑移层的滑移

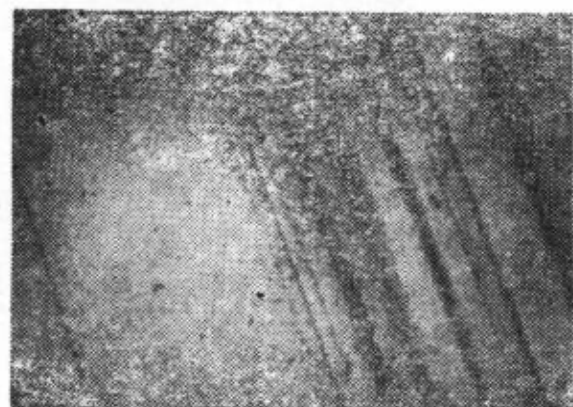


图 7.20 在室温拉伸 15% 的铝单晶  
电子显微镜照片 ( $\times 12000$ )。

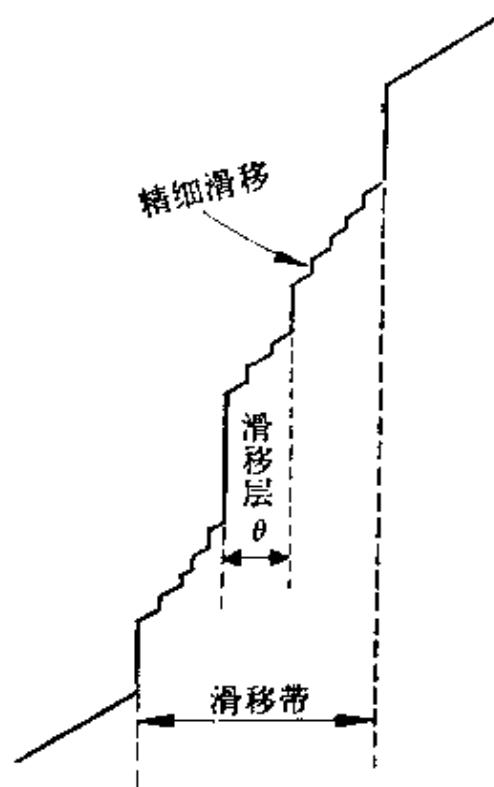


图 7.21 滑移带结构示意图。

量都约为 50—500 埃。每一层中又有精细滑移, 它的滑移量虽小, 却承担着整个滑移带中滑移量的绝大部分, 约 1 微米左右。滑移带这种结构的发现, 对一般光学显微镜观察滑移线随形变量增加而产生的多种变化在解释上给了很大的帮助。譬如有的金属增加形变后, 光学显微镜却观察不到新滑移线的明显增多, 有的金属稍加形变, 便可观察到新滑移线的明显增多, 这些现象用上述滑移带的模形就很容易解释了。至于滑移带的形成机制, 一般可用 2.9.5 节中所述的双交滑移来解释。

## § 7.7 加工硬化理论

如上所述, 加工硬化是金属中的一个既古老而又普遍的现象, 但至今对它的了解还是很不够的, 因此加工硬化的理论仍在发展中。自从晶体的形变与位错的运动相联系后, 人们很自然地就把加工硬化现象理解成位错运动的阻力随着形变的增加而增大的结果所致。实验也证实, 除了位错以外, 像空位或间隙原子这种类型的晶格缺陷的本身对金属的流变应力是没有贡献的。我们知道, 作为决定加工硬化根源的位错间阻力原则上又可分为两类, 一为长程的, 一为短程的。那么, 它们在加工硬化中分别起着什么作用呢? 在讨论这些问题之前, 首先让我们看看在解决加工硬化现象时需要弄清楚哪些基本问题。

至今, 无论任何加工硬化理论, 它所依据的模型一定要对下述几点有充分的说明, 否则将是不完全的:

- 1) 加工硬化的三阶段的形成及其过渡机制。
- 2) 在给定应力间隔  $d\tau$  下滑移的起始与它整个前沿受阻而停止的机制。
- 3) 形变的稳定性。
- 4) 次滑移系统的行为与作用。

当然一个好的加工硬化理论还应解释更多的现象, 不过上述

四点是基本的。

目前发表的加工硬化理论已有很多,从最早的 Taylor<sup>[1]</sup>, Mott<sup>[8]</sup>和 Friedel<sup>[9]</sup>理论,直到一些具有某种特色的硬化理论,如位错偶硬化理论<sup>[10]</sup>,位错碎屑 (dislocation debris) 硬化理论<sup>[11]</sup>,它们在解释慢硬化和 Bauschinger 效应或自硬化现象上的确很自然;另外比较一般性的理论,如 Kuhlmann-Wilsdorf 硬化理论<sup>[12]</sup>,可以说,不下十余种。最近, Schwink 和 Göttinger<sup>[13]</sup>还提出以 Saada 相互作用为基础的硬化理论,所以我们不能在此一一介绍,而仅就大家认为影响较大的四种理论略叙如下;并着重比较它们对第二阶段快硬化的解释,对第一同第三两阶段因彼此出入不大,故就放在 Seeger 理论中一并介绍。

### 7.7.1 林位错理论<sup>[14]</sup>

这一理论的基本思想是在第二阶段硬化开始时,原滑移系统中位错塞积产生的长程应力导致次滑移系统的激活,于是产生大量林位错。若此时流变应力取决于与林位错交截所产生的弹性相互作用,则仿 (5.9) 式可得流变应力

$$\tau = \alpha G b \rho_f^{1/2}, \quad (7.3)$$

式中  $\rho_f$  为林位错密度。如第二阶段硬化时位错分布的几何特点保持不变,  $\rho_f$  和原滑移系统中位错密度  $\rho$  便应有下述两关系:

$$\rho_f = k_1 \rho \quad (7.4)$$

和

$$L = k_2 \rho^{-1/2}, \quad (7.5)$$

式中  $k_1$  同  $k_2$  为两比例常数,  $2L$  设想为每一位错源激活后所产生的正方形位错环的边长。再令  $dN$  为在应变  $d\varepsilon$  中单位体积所激活的位错源数,  $n$  为单位长滑移线上的位错数,便可得下述两关系式:

$$d\varepsilon = 4L^2 b n dN, \quad (7.6)$$

和

$$d\rho = 8 L n dN. \quad (7.7)$$

由上五式不难得到第二阶段硬化系数

$$\theta_1 = \left( \frac{d\tau}{d\epsilon} \right)_1 = \alpha \frac{k_1}{k_2} G. \quad (7.8)$$

如取  $\alpha = \frac{1}{4}$ ,  $k_1 = 1$  <sup>(15)</sup> 时, 为得到正确的  $\theta_1$  值  $G/300$ , 便需要使  $k_2 = 75$ . 关于  $k_2$  的量级虽可从其他可测量中来估计, 但这一理论对上述 2, 3 两点并未作具体交待. 不过按林位错硬化的观点, 流变应力的可逆部分和不可逆部分同是来自位错的交截, 因此它们就应随形变成比例的增长, 从而证明了Cottrell-Stokes定律.

### 7.7.2 割阶理论 <sup>(16, 17)</sup>

这一理论认为当第二阶段硬化开始时, 由于林位错的滑移, 原滑移系统中的 F-R 源必然要产生大量割阶, 仿 (5.7) 式可得流变应力

$$\tau = \alpha G b \frac{1}{x}, \quad (7.9)$$

式中  $x$  为位错源上割阶间距, 或  $\frac{1}{x} = m$  为位错源上割阶密度. 设位错源上不可动割阶即空位割阶为总割阶的  $f$  倍, 上式便可改写为

$$\tau = \alpha G b f m. \quad (7.10)$$

又知位错源上不可动割阶数应与次滑移系统的应变有关, 而后者正比于原滑移应变变量  $d\epsilon$ , 故有

$$dm = \frac{g d\epsilon}{b}, \quad (7.11)$$

式中  $g$  为比例系数. 由上两式可得

$$\theta_1 = \left( \frac{d\tau}{d\epsilon} \right)_1 = \alpha g f G. \quad (7.12)$$

如取  $\alpha = \frac{1}{5}$ ,  $f = \frac{1}{20}$  <sup>(18)</sup> 时, 为得到正确的  $\theta_1$  值,  $G/300$ ,  $g$  应为  $1/3$ . 从滑移线长的计算也可得到  $g$  应具有相同量级. 此外, 割阶理论对形变稳定性的解释也是很自然的, 因为位错源反向运动

时, 所有间隙原子割阶都变成空位割阶了, 但上述源硬化设想应导致  $\theta_1$  与晶体取向的敏感性, 这一点却与事实有所出入。此外, 对上述第二点的描述也不是很具体的。

### 7.7.3 Hirsch 理论<sup>[19,20]</sup>

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

Hirsch 理论首先强调如下一些实验事实, 图7.22 为由铜单晶制得膜面平行滑移面时的电子显微镜透射照片, 图中给出清晰的胞结构的萌生状态, 并且位错纠结中位错偶均沿原滑移面同共轭滑移面或临界滑移面的交线, 说明它的形成是与林位错相交截有关。图7.23 是第二阶段硬化时, 试样中同一区域的原滑移面上位错(a)与次滑移面上位错(b)的电子显微镜透射照片。显然第二阶段中林位错的密度和原滑移面上的位错密度已差不多; 同样结论在 Basinski<sup>[15]</sup> 的蚀坑实验中也得到证实。因此第二阶段硬化对应次滑移系统的大量参与是毫无疑问的; 不过位错密度虽大, 但滑移距离很小, 所以次滑移系统并没有给出明显的滑移量。

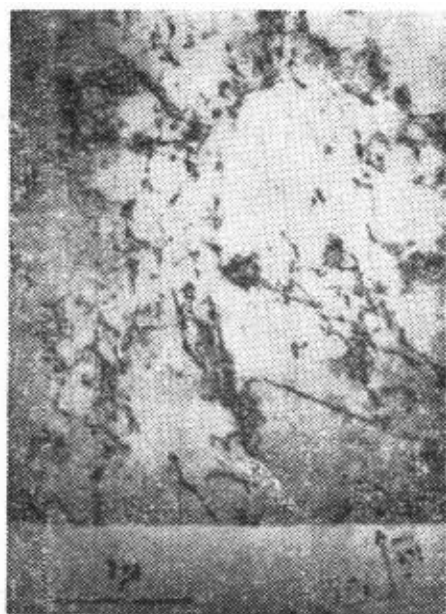
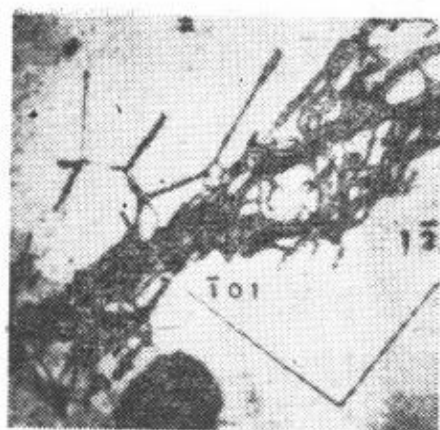


图7.22 铜单晶电子显微镜透射照片  
所示位错胞结构的萌生。

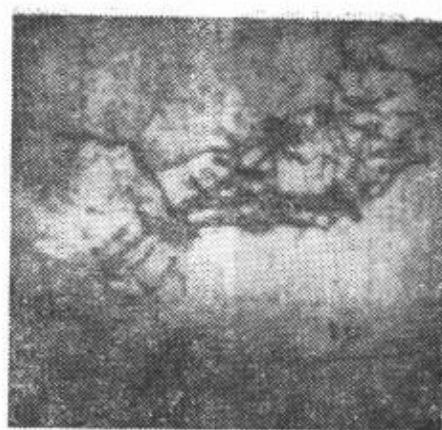
Hirsch 基于上述实验结果以及其他一些众所周知的第二阶段硬化有关特点, 他认为:

1) 当硬化第一阶段末在塞积于平行滑移面间的位错所产生的应力和外加应力的共同作用下, 此时次滑移系统上的分切应力超过该系统的临界切应力后, 便导致第二滑移系统的激活, 使滑移线的末端形成复杂的位错组态, 对以后的滑移起着障碍的作用。

2) 新滑移线沿整个前沿在弹性相互作用下受阻于上述障



(a)



(b)

图7.23 (a) 原滑移面中位错; (b) 次滑移面中位错。

碍, 并对以后的滑移起障碍的作用。

3) 位错源的开动仍然是一触发过程, 并在内应力有利的方向激活, 直至增殖出的位错的反应力使位错源停止工作为止。

4) 设位错胞的线大小为  $l$ , 则位错源的体密度为  $1/l^3 = N$ 。由于激活位错源的应力  $\tau \propto 1/l$ , 故

$$N = k' \tau^3, \quad (7.13)$$

这样, 我们便可由任一形变度下的位错源密度求得相应的流变应力。

定量的描述简叙如下: 设  $n$  为位错塞积中的位错数,  $2L$  为滑移线长, 则应变  $\varepsilon$  按 (7.6) 式有下述关系

$$d\varepsilon = 4 L^2 b n dN.$$

滑移线整个前沿受阻的条件可写成

$$2 L^2 R N = 1, \quad (7.14)$$

其中  $2R$  为障碍的线宽度, 详细推导见附录 VII.2。由上述三式不难得出

$$d\varepsilon = \frac{6 n b d\tau}{R \tau}. \quad (7.15)$$

由 (2.45) 式可将位错塞积长近似地写为

$$L = \frac{n G b}{\pi \tau}. \quad (7.16)$$

按上述 Hirsch 对障碍的理解, 显然  $R$  应为  $L$  的某一分数倍即

$$R = kL. \quad (7.17)$$

联立以上三式, 便得到

$$\theta_1 = -\frac{k}{6\pi} G. \quad (7.18a)$$

若取  $k$  等于  $1/15$ , 所得  $\theta_1$  也为  $G/300$ , 因此这一理论的关键在于对障碍线宽度的估计。Hirsch 理论虽然在定量方面很粗糙, 但是他在有意识地考虑上述四点的基础上, 对加工硬化曲线作了定量的解释, 并给加工硬化后晶体中位错结构的不均匀性以一定说明。后来, Hirsch 和 Mitchell<sup>[21]</sup> 细致地研讨了这一理论的物理模型, 并求得关系

$$\theta_1 = \frac{G}{3\pi} \left( \frac{\rho_s}{\rho_p} \right) \frac{R}{D}, \quad (7.18b)$$

式中  $D = 2L$ ,  $\rho_s$  和  $\rho_p$  分别为次滑移面和原滑移面中的位错密度。此模型对流变应力的可能组成部分并没得到最后结论。最近, Matsuda<sup>[22]</sup> 用  $\alpha$ -Fe 单晶沿 (112) 和 (101) 滑移面作纯剪切形变, 以 (112) 为例, 他发现随着切变方向偏离滑移方向  $[11\bar{1}]$   $\theta_1$  便逐渐增加。并得到  $\theta_1$  与次滑移系统和原滑移系统中分应力比  $K_s/K_p$ , 也即是与次滑移面和原滑移面中的位错密度比  $\rho_s/\rho_p$  有正比关系, 即 (7.18b) 式的关系, 如图 7.24 所示。所以该模型是支持 Hirsch 理论的。

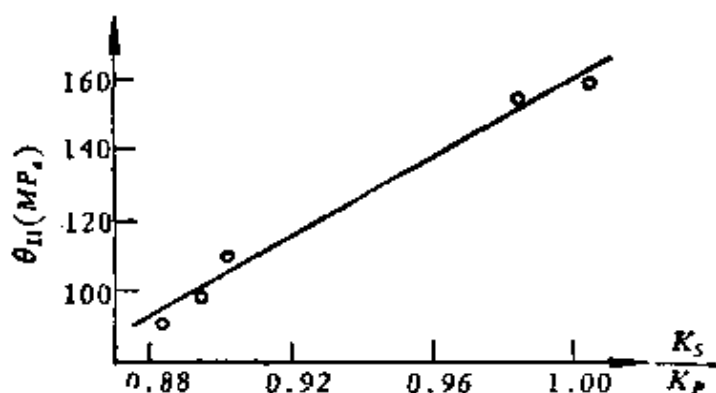


图7.24 第二阶段加工硬化系数与次滑移系统-原滑移系统上应力分量比的关系。

#### 7.7.4 Seeger 理论<sup>[3,4,23]</sup>

首先让我们列举一些在硬化三个阶段中除了力学性质以外的有关实验事实。

硬化第一阶段中，纯铜的滑移呈均匀的细滑移（如图 7.25 所示），平均每一细滑移线大致相当 12 个位错滑出晶体外，随着形变量的增加，滑移总是通过新滑移面的参加，而不是沿原来滑移面增加其滑移量来实现。在这一阶段中，又如 Ni+40%Co 单晶的电子显微镜透射照片（图 7.26），因其膜面平行原滑移面，

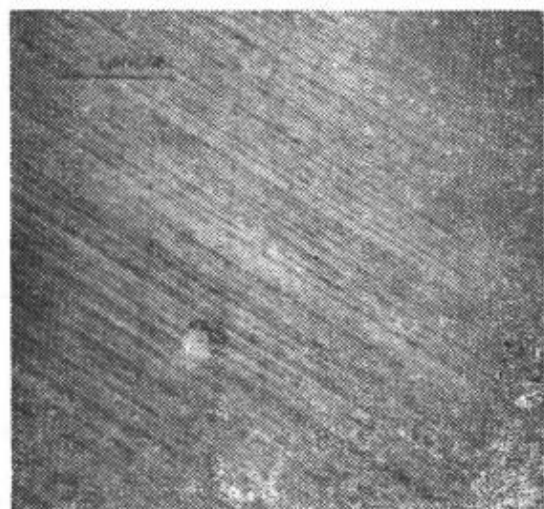


图 7.25 铜单晶硬化第一阶段滑移线  
电子显微镜照片。



图 7.26 Ni+40%Co 单晶硬化第一阶段  
电子显微镜透射照片。

故螺型位错大多数滑出晶体外，剩下的几乎都是刃型位错，并且 85% 是以位错偶的形式存在。至于它们的形成机制可能是非平面 F-R 源产生的位错“遭遇机制” (Encounter mechanism)，也可能是螺型位错上的“长割阶机制”，这里就不详细讨论了。

在硬化第二阶段中，滑移线是用二次抛光法获得，即抛去第一阶段滑移痕迹后，在第二阶段范围内，再给以微小形变所显示出的滑移线，由于它们的分布变得不规则，故称为结构化的细滑移。以铜为例（如图 7.27 所示），其在侧面上长度  $L_1$ （即刃型位错滑移的距离）和在顶面上长度  $L_2$ （即为螺型位错滑移的距离）与应变量  $\varepsilon$  间有如下关系

$$L_1 = \frac{\Lambda_1}{\varepsilon - \varepsilon^*}$$

$$L_2 = \frac{\Lambda_2}{\varepsilon - \varepsilon^*}$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

(7.19)

(7.20)

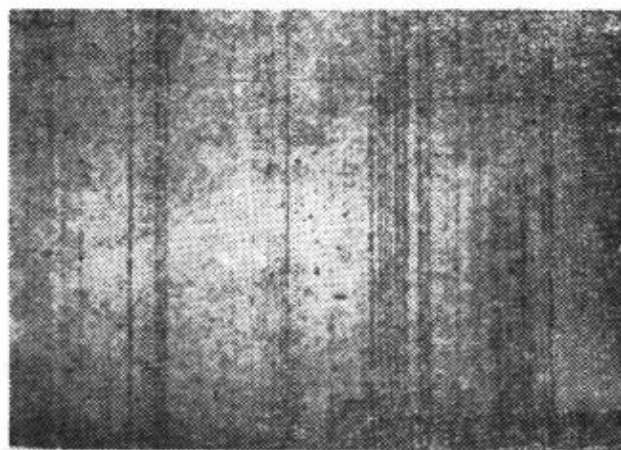


图7.27 铜单晶硬化第二阶段电子显微镜照片。  
 $\varepsilon \approx 0.16$  (结构化细滑移)。

式中  $\Lambda_1 = 2 \Lambda_2 = 8 \times 10^{-4}$  厘米,  $\varepsilon^*$  为比  $\varepsilon_2$  略大的值。所谓顶面,即跑出该面的位错都是纯刃型的取向,而垂直顶面的面就称为侧面。在这一阶段中, Ni+40%Co 单晶的电子显微镜透射照片如图7.28所示。由于其膜面平行原滑移面,故出现由小位错环、长位错偶或Lomer-Cottrell位错等组成的位错瓣,实验证明,此位错瓣具有长程应力场。图7.29为膜面垂直滑移方向的铜单晶电子显微镜透射照片,高位错密度处即位于原滑移面中的位错瓣。我们比较图7.27和图



图7.28 Ni+40%Co单晶电子显微镜透射照片中的位错瓣。

7.29, 显然能够发现它们之间有很好的对应关系。

硬化第三阶段铜单晶表面的主要特点是滑移带的出现,当应变增加时,带与带间不出现新滑移线,形变都集中在原带中,带

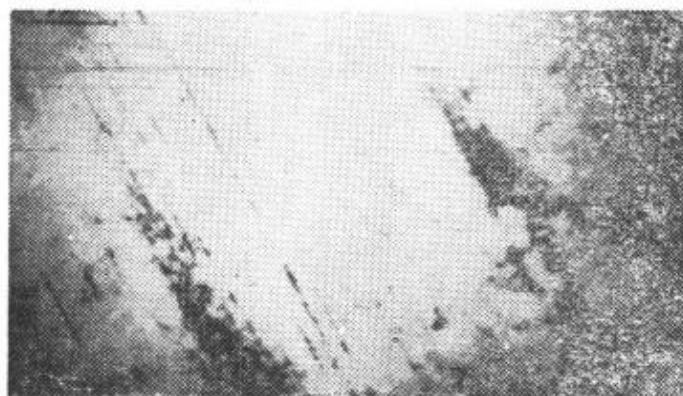


图7.29 铜单晶硬化第二阶段电子显微镜透射照片,  $\epsilon \leq 0.16$ 。

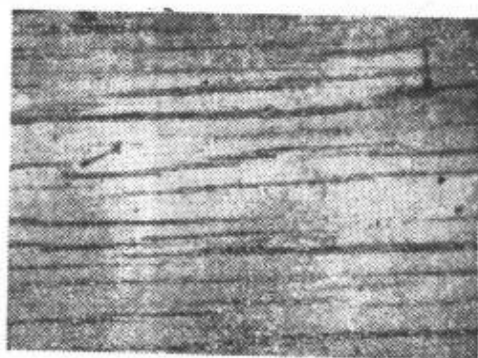


图7.30 硬化第三阶段中滑移带的碎化。

的长度也随之减短, 并发生滑移带的碎化现象。在碎化处还出现交滑移线, 这一点在图 7.30 中, 箭头 A 处看得很清楚。

更重要的是, 无论金属层错能的高低, 只要是属于同一硬化阶段都具有相同的表面现象。

根据以上观察, Seeger 认为形变后金属中位错的分布还是有一定取向关系, 而不是所谓的“乱网”, 他所指的“乱网”即是形变晶体中, 由位错纠结将晶体分割成无位错的或很少位错的相互不连接的胞状结构。这种类似的胞状结构也要在第三阶段到来以

后才能出现。再者, 即使在位错附近也没发现第二滑移系统中的位错有显著增加。此外, 他们用瞬变温度拉伸方法和蠕变实验得到了不同形变度下  $\tau^*$ ,  $\tau_{jun}$ ,  $\tau_G$  与流变应力  $\tau$  之间的关系 (如图 7.31 所示), 其中  $\tau^*$  为与温度有关部分,  $\tau_{jun}$  和  $\tau_G$  为与温度无关部分, 其涵义如同以前所述的一样。显然,  $\tau^*$  只占总流变应力的很

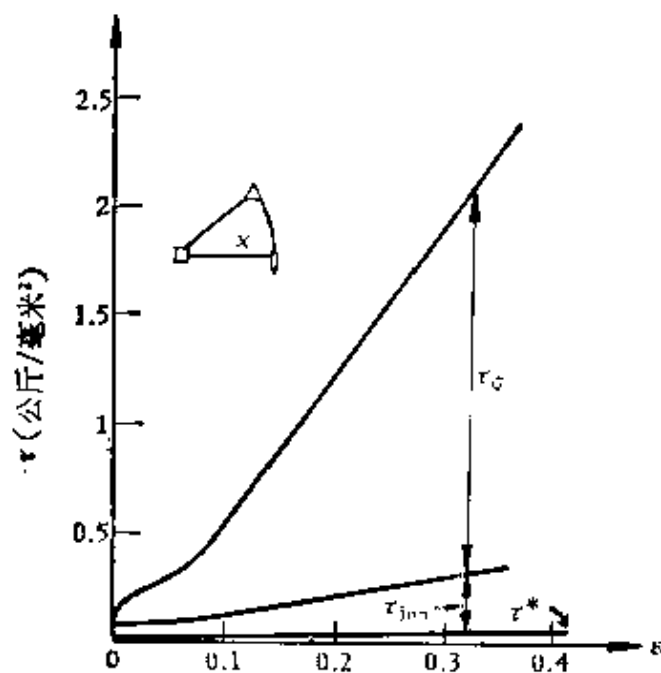


图7.31 铜单晶流变应力中各种机制的贡献。

小一部分，并在第一阶段基本上保持不变，在第二阶段也不是与温度无关部分的流变应力成正比增加。晶体的加工硬化基本上来自位错间的长程弹性相互作用，而其中又以原滑移系统中位错的相互作用为主。

总的来讲，他们认为面心立方结构金属加工硬化的第一阶段，首先是原滑移面中位错按照以前所述机制的某一种或两种都有的方式产生位错偶以及与共轭滑移系统中位错形成Lomer-Cottrell位错。但这一阶段的硬化却是来自单个位错间的长程应力场。因此时位错偶或Lomer-Cottrell位错并未形成滑移的有效障碍。随着形变的增加，第二滑移系统逐渐激活，硬化的第一阶段也开始向第二阶段过渡。此时位错偶越来越短，Lomer-Cottrell位错也越来越多，直至第二阶段以这些位错偶、Lomer-Cottrell位错为核心逐渐形成位错辫而成为位错塞积的有效障碍。此后，随着形变的继续增加，位错辫的应力场足以阻止相邻滑移面中位错的滑移，使得滑移线越来越短，位错密度也越来越大。最后到第三阶段，由于局部应力的增加促使交滑移的大量进行，于是出现滑移带及其碎化现象，加工硬化率也随之下降。为了区别去载后的静态回复（见第十二章），故称此为动态回复。

定量的描述可简叙如下：

第一阶段硬化 设滑移面间距为 $x$ ，则位错源密度可写成

$$S = \frac{1}{L_1 L_2 x} \quad (7.21)$$

再设位错源一次激活后，产生 $n$ 个位错环于障碍前，其平均滑移距离为滑移带长的 $3/4$ ，故一位错源激活后，应变与位错环数目间应有下述关系

$$d\epsilon = \frac{9}{16} L_1 L_2 b S dn \quad (7.22)$$

将(7.21)式代入(7.22)式，得

$$d\epsilon = \frac{9}{16} \frac{b}{x} dn \quad (7.23)$$

当  $dn$  个位错环产生时必定给位错源一反应力, 其近似值为

$$d\tau_s = -\frac{Gb dn}{2\pi L}, \quad (7.24)$$

式中  $L$  为  $L_1$ 、 $L_2$  的平均值。若位错源停止激活, 外加应力增量  $d\tau$  一定等于  $d\tau_s$ , 故由 (7.23) 和 (7.24) 两式可得

$$\theta_1 = \frac{d\tau}{d\varepsilon} = \frac{8G}{9\pi} \left( -\frac{x}{L} \right). \quad (7.25)$$

更精确的计算给出

$$\theta_1 = \frac{8G}{9\pi} \left( -\frac{x}{L} \right)^{3/4}, \quad (7.26)$$

取  $x = 300$  埃,  $L = 0.5$  毫米, 得出  $\theta_1$  的量级约为  $3 \times 10^{-4}G$ , 这与实验值是接近的。

**第二阶段硬化** 设单位体积中, 沿滑移面上位错环的总数为  $N$ , 每个位错塞积中位错环数为  $n$ 。Seeger 设想随着形变度的增加, Lomer-Cottrell 位错也不断增加, 也就是说, 障碍不断增加, 但每次触发一位错源时所放出来的位错数目  $n$  是不变的, 这样位错塞积的体密度便为  $N/n$ 。因为  $L_2$  和  $L_1$  是螺型位错与刃型位错的滑移距离, 故刃型位错塞积的面密度可写成  $\frac{N}{n}L_2$ , 相应螺型位错的面密度可写成  $\frac{N}{n}L_1$ 。由 (5.9) 式可知, 对螺型位错而言

$$\tau_G = \alpha_2 G n b \sqrt{\frac{N}{n} L_1}. \quad (7.27)$$

对刃型位错而言, 只须将脚指数 1 换为 2, 2 换为 1 即可, 而  $\alpha_1$  与  $\alpha_2$  的比值  $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 1 - \nu$ 。仿 (7.22) 式, 忽略掉  $3/4$  这一因子, 应变与位错环密度间应有关系

$$d\varepsilon = b L_1 L_2 dN. \quad (7.28)$$

由 (7.27) 式可求得此  $dN$  位错环受阻于障碍前引起  $\tau_G$  的改变为

$$\frac{d\tau_G}{d\varepsilon} = \frac{\alpha_2 G b n^{1/2}}{2} \left\{ \frac{dN}{d\varepsilon} \left( \frac{L_1}{N} \right)^{1/2} + \frac{dL_1}{d\varepsilon} \left( \frac{N}{L_1} \right)^{1/2} \right\}. \quad (7.29)$$

再由 (7.19), (7.20) 及 (7.27) 到 (7.29) 共五式消去  $L_1$  和  $N$ , 得

$$\frac{d\tau_G}{d\varepsilon} = \frac{\alpha_2^2 G^2 b n}{2 \Lambda_2} \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon^*}{\tau_G} - \frac{1}{2} \frac{\tau_G}{\varepsilon - \varepsilon^*} \quad (7.30)$$

求其解，得

$$\tau_G^2 = \frac{C}{\varepsilon - \varepsilon^*} + \alpha_2^2 G \frac{b n}{2 \Lambda_2} (\varepsilon - \varepsilon^*)^2. \quad (7.31)$$

当  $\varepsilon = \varepsilon^* = \varepsilon_2$  时， $\tau_G = \tau_2$  为一常数，故  $C = 0$ ，从而

$$\tau_G = \alpha_2 G \sqrt{\frac{b n}{3 \Lambda_2}} (\varepsilon - \varepsilon_2). \quad (7.32)$$

上式即应力-应变间的线性关系，并求得螺型位错对第二阶段硬化的贡献为

$$\theta_{I_2} = \alpha_2 G \sqrt{\frac{b n}{3 \Lambda_2}}. \quad (7.33)$$

对刃型位错而言，我们同样可得

$$\theta_{I_1} = \alpha_1 G \sqrt{\frac{b n}{3 \Lambda_1}}. \quad (7.34)$$

由于  $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 1 - \nu$ ， $\Lambda_1 = 2 \Lambda_2$ ，故知  $\theta_{I_1} \simeq \theta_{I_2} = \theta_I$ ，这说明用位错环中螺型部分的运动来研究加工硬化和用刃型部分的完全一样，因为它们同属于一个位错环，所以这是必然的结果。以螺型位错为例，将铜单晶实验测得的结果  $n = 20$ ， $b = 2.56$  埃， $\Lambda_2 = 4 \times 10^{-4}$  厘米代入 (7.33) 式，得

$$\frac{\theta_I}{G} = \frac{1}{2 \pi} \sqrt{\frac{b n}{3 \Lambda_2}} \simeq \frac{1}{300}, \quad (7.35)$$

这与实验所测得的结果还是吻合的。

Seeger 鉴于  $\theta_I/G$  只与  $\frac{b n}{\Lambda}$  的组合有关，而不是个别的与  $n$  和  $\frac{b}{\Lambda}$  有关，他曾用位错塞积模型将  $\frac{b n}{\Lambda}$  表成与应力松弛有关的系数  $\beta$  的函数，并得到  $\theta_I$  与取向及纯度关系不大的结论，这与事实也是吻合的。

第三阶段硬化 在这一阶段中，起决定作用的是螺型位错在热激活过程中产生的交滑移。由于螺型位错通过交滑移方式越过障碍，使滑移得以继续进行，位错的自由路程就显著增大，所以硬化系数随之降低。Schoeck 和 Seeger 曾求得交滑移激活能  $E_0$  与外加切应力  $\tau$  间有如下关系

$$E_0 = E_0 - C \ln \frac{n\tau}{\tau_0}, \quad (7.36)$$

式中  $E_0$  为无外应力时的交滑移激活能，即单位长全位错分解成两部分位错所减少的能量， $\tau_0$  为交滑移面内的分切应力， $C$  为一常数。故交滑移的几率可写为

$$p = p_0 \exp[-E_0(\tau)/kT] \quad (7.37)$$

假定第三阶段开始时  $p$  为一定值  $p_3$ ，由 (7.36) 和 (7.37) 两式便可得

$$\ln \tau_3 = A - BT, \quad (7.38)$$

式中  $A = -\frac{E_0}{C} + \ln \frac{\tau_0}{n}$ ， $B = \frac{k}{C} \ln \frac{p_0}{p_3}$ 。这一结果在镍和铜的实验中已得到很好的证实，如图 7.10 所示。

此外，利用交滑移的机制，很容易说明具有高层错能的金属（如铝等），其第三阶段的早期到来以及金属形变后产生胞状结构等现象。因为层错能高位错扩展就窄，便于交滑移的进行。当第三阶段到来时，塞积群中螺型位错易于与另一塞积群中反号螺型位错在交滑移面内相互销毁，这时留在原滑移面和交滑移面内的就是如图 7.32 中所示的两群刃型位错。如形变温度不高，位错攀移就难以进行，于是便得到上述胞状结构或滑移带的破碎现象。

当第三阶段开始时，如不考虑热激活，则使螺型位错产生交滑移所需应力应为（根据 Seeger 计算）

$$\tau = \frac{2G}{n} \left( 0.056 - \frac{\gamma}{Gb} \right), \quad (7.39)$$

式中  $G$ ， $b$ ， $n$  和  $\gamma$  的意义与上述惯用的一样，以铜单晶低温实

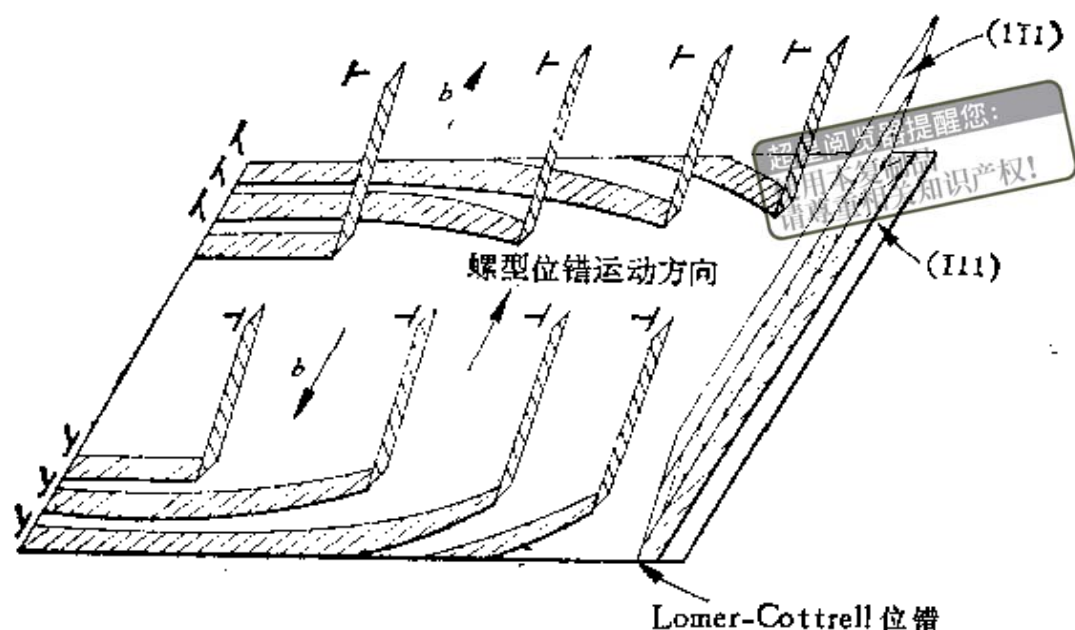


图7.32 伴随着交滑移而产生的胞状结构，在交滑移面中，停留的刃型位错排列成近似小角晶界。

验结果为例， $\tau_s = 16$  公斤/毫米<sup>2</sup>， $G = 4100$  公斤/毫米<sup>2</sup>，再取铜的柏氏矢量  $b = 2.56 \times 10^{-8}$  厘米，层错能  $\gamma = 50$  尔格/厘米<sup>2</sup> 可得  $n \simeq 26$ ，这与上述结果还是比较接近的。

有关加工硬化问题的进一步讨论，可参看附录Ⅶ.3。

## § 7.8 形变软化

在加工硬化第三阶段中，我们已经看到硬化率随形变度的增加而下降，而且形变温度越高此现象就越明显，这充分说明硬化状态本身是一个不稳定的状态。故如将形变在第三阶段中断，然后在较高温度下继续形变（如图 7.33 所示），则在低温时所得到的形变状态就变得不稳定了，这就是所谓的形变软化现象。所以我们说，面心立方结构金属的形变软化现象与加工硬化曲线中第三阶段本质上是一样的。不但如此，通过改变形变速度（即先快

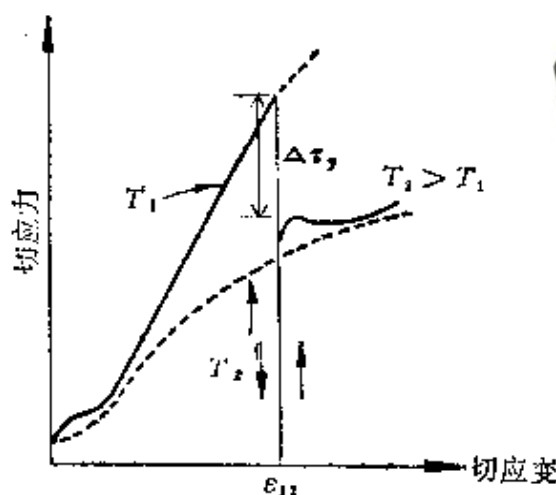


图7.33 形变软化现象。

速形变到第三阶段后改慢速继续形变)也能产生形变软化现象<sup>(24)</sup>甚至改变形变方式,譬如先辗后拉亦复如此<sup>(25)</sup>,这样一来,我们就可以用形变软化现象来确定第三阶段的开始,即当  $\Delta\tau_y = 0$  时的最后预应力可定为  $\tau_3$ 。

虽然如此,最近对形变软化的机制仍有一些新的看法。我们知道,最早 Cottrell 和 Stokes<sup>(26)</sup> 认为形变软化是由于 Lomer-Cottrell 位错的崩塌,后来 Kelly<sup>(27)</sup> 根据他的滑移线观察结果,提出螺型位错绕过 Lomer-Cottrell 位错的看法。近来,Howard<sup>(28)</sup> 在 99.999% 纯铝和含有弥散相的铝-银合金中,发现当形变度超过 80% 后便出现很大的硬度起伏,而铝-镁固溶合金中却无此现象(如图 7.34 所示)。电子显微镜透射观察得到硬度起伏时,正好对应原来形变亚结构中产生位错的重新分布,结果在亚结构中又形成约为原亚结构 1/10 大小的亚结构。故他认为上述的硬度起伏,实质上是一种形变软化,甚至提出有位错胞的形成就有形变软化的看法<sup>(29)</sup>。与此同时, Alden<sup>(30)</sup> 也提出显微结构的稳定性就对应位错的胞化,而形变软化可理解为很快的转变到一稳定的位错胞结构状态,与此同时导致流变应力的下降。

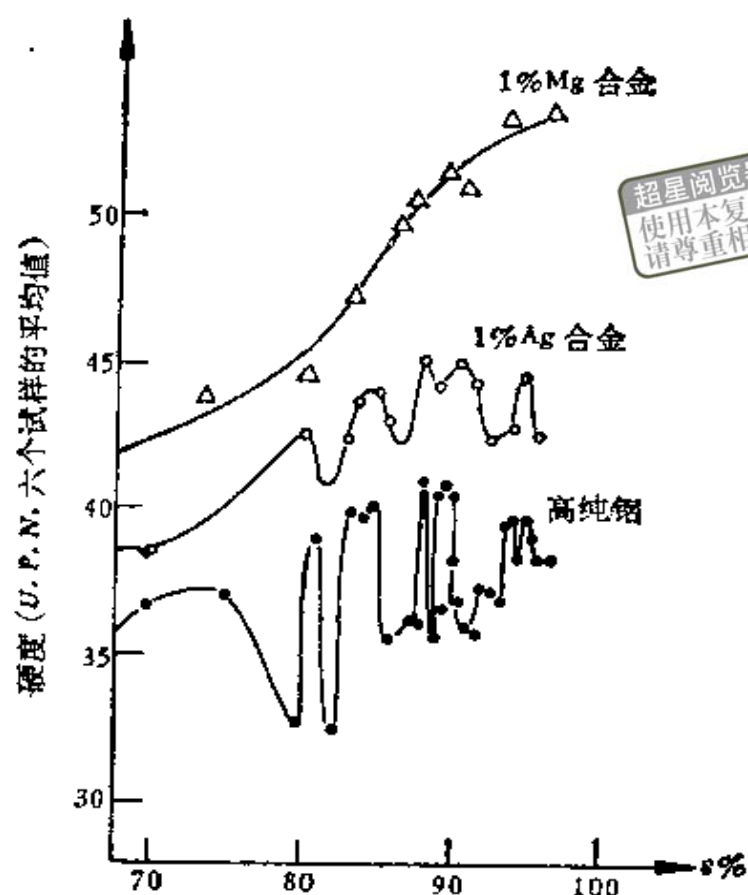


图7.34 铝及其合金中的不稳定形变。

## 附录Ⅶ.1 $\sigma$ - $\gamma$ 曲线和 $\tau$ - $\varepsilon$ 曲线换算关系的推导

如图Ⅶ.1所示,  $xy$  平面为滑移平面,  $y$  轴为滑移方向。令  $OP_0$  为要拉伸晶体的长度, 则张力方向为  $(x_0, y_0, z_0)$ , 故晶体的滑移就在平行于

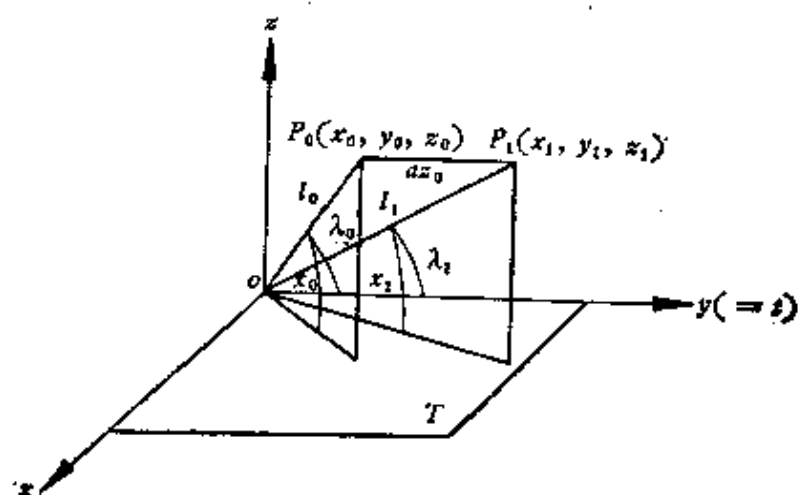


图 Ⅶ.1

$T$  的平面并沿  $t$  方向进行, 其结果使  $P_0$  移到  $P_1$ 。令  $\varepsilon$  为切应变, 于是滑移总量应为  $\varepsilon_0 z_0$ 。因此我们有如下关系

$$\begin{aligned}x_1 &= x_0, \\y_1 &= y_0 + \varepsilon z_0, \\z_1 &= z_0.\end{aligned}$$

再令

$$\gamma = \frac{l_1 - l_0}{l_0},$$

故有关系

$$\frac{l_1}{l_0} = 1 + \gamma. \quad (\text{VII.2})$$

由 (VII.1) 式, 可知

$$\frac{l_1}{l_0} = \sqrt{\frac{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon y_0 z_0 + \varepsilon^2 z_0^2}{l_0^2}}, \quad (\text{VII.3})$$

又因  $y_0 = l_0 \cos \lambda_0$ ,  $z_0 = l_0 \sin \lambda_0$ ,

故得

$$1 + \gamma = \sqrt{1 + 2\varepsilon \sin \lambda_0 \cos \lambda_0 + \varepsilon^2 \sin^2 \lambda_0}, \quad (\text{VII.4})$$

或改写为

$$\varepsilon = \frac{1}{\sin \lambda_0} (\sqrt{(1 + \gamma)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0),$$

此即 (7.1) 式。

因 (1.1) 式可写为

$$\sigma = \frac{\tau}{\sin \lambda_0 \cos \lambda_0}, \quad (\text{VII.5})$$

式中  $\frac{1}{\sin \lambda_0}$  即为滑移面的面积, 它在整个拉伸过程中是不变的。因为在滑移过程中, 试样上露出来的镰刀形的面积比起滑移面的总面积来说是微不足道的, 故作为第一次近似, 滑移椭圆上的受力面积即为  $\frac{1}{\sin \lambda_0}$ 。因素  $\cos \lambda_0$  的加入是为了计算分解到滑移方向的切应力之用, 但由于在滑移过程中晶体要转动, 故这个因素不是不变的。由图 VII.1 可以看出

$$\frac{l_1}{l_0} = 1 + \gamma = \frac{\sin \lambda_0}{\sin \lambda_1}, \quad (\text{VII.6})$$

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

所以将 (Ⅶ.6) 式代入 (Ⅶ.5) 式, 最后可得

$$\sigma = \frac{\tau}{\sin \chi_0} \cdot \frac{1}{\cos \chi_1} = \frac{\tau}{\sin \chi_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \chi_0}{(1 + \gamma)^2}}} \quad (\text{Ⅶ.7})$$

或改写为

$$\tau = \sigma \sin \chi_0 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \chi_0}{(1 + \gamma)^2}}$$

此即 (7.2) 式。

## 附录Ⅶ.2 Hirsch 理论中, 滑移线受阻条件 $2L^2 RN = 1$ 的推导

设障碍的面密度为  $M$ , 障碍的线宽度为  $2R$ , 被阻塞的新滑移线长为  $2L$ , 由图Ⅶ.2 显然可看出

$$M = \frac{1}{2RL} \quad (\text{Ⅶ.8})$$

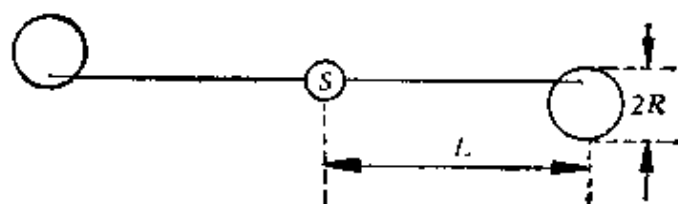


图 Ⅶ.2

若在一小应力间隔中, 有  $dN$  个位错源已被激活, 所得滑移线平均长为  $2\bar{L}$ 。由于只有当新滑移线中位错塞积与老滑移线中位错塞积同号时才能构成有效的障碍, 故如图Ⅶ.3 所示, 仅老滑移线的一头起障碍的作用, 这时障碍的面密度  $M$  可写为

$$M = \int 2(\bar{L} - L) dN = 2(\bar{L} - L)N \quad (\text{Ⅶ.9})$$

将 (Ⅶ.9) 式代入 (Ⅶ.8) 式, 得

$$4RL(\bar{L} - L)N = 1 \quad (\text{Ⅶ.10})$$

令

$$\bar{L} = \frac{1}{N} \int L dN,$$

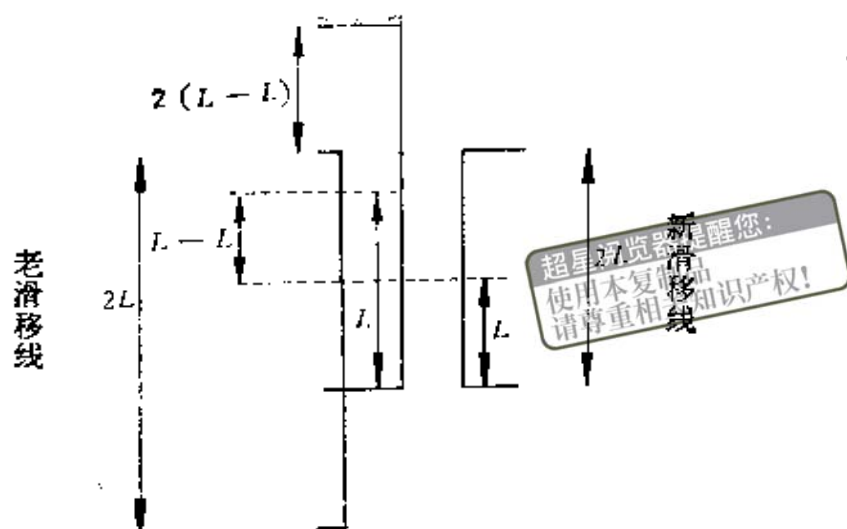


图 VII.3

利用 (7.13) 和 (7.16) 两式, 可求得

$$\bar{L} = \frac{3}{2} L. \quad (\text{VII.11})$$

再将 (VII.11) 式代入 (VII.10) 式, 使得

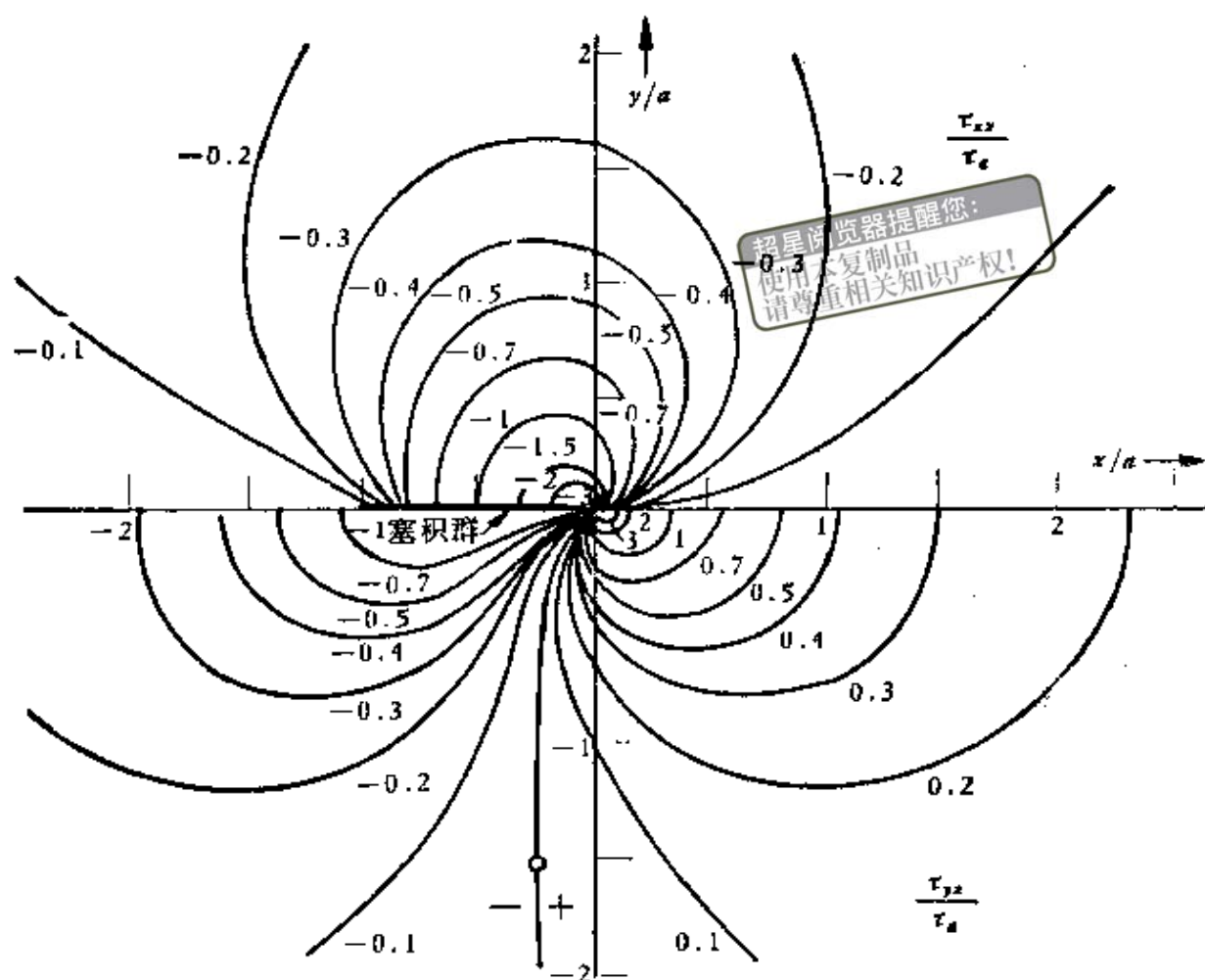
$$2 L^2 R N = 1,$$

此即 (7.14) 式。

### 附录 VII.3 加工硬化问题的进一步讨论

在 §7.7 中, 我们大致介绍了几种加工硬化理论, 可以看出, 这样的介绍还是比较粗糙的, 尤其林位错理论和割阶理论对问题仅作了量级的讨论。Hirsch 理论和 Seeger 理论虽考虑得比较细致, 但还是有些不明确的地方。其次, 他们的着眼点也完全不同, 譬如两个理论都强调指出硬化第二阶段开始与次滑移系统的激活密切相关, 但 Seeger 认为它只起“触媒”作用, 产生障碍造成原滑移系统中位错的塞积, 而流变应力主要来自此位错塞积的长程应力场。Hirsch 则认为次滑移本身对硬化有直接作用, 因为由它产生的位错塞积前沿复杂的位错组态就是新滑移线的有效障碍, 而流变应力主要来自林位错间的弹性相互作用, 螺型位错上的割阶等短程应力场。

Hirsch 还认为晶内长程应力由于松弛作用的存在不可能是流变应力的主要部分。以螺型位错塞积为例 (如图 VII.4 所示),  $\tau_{yx}$  由于在原滑移面内



图Ⅶ.4 螺型位错塞积周围应力场。塞积位错于  $X/a = 0$  至  $-1$  之间，头在  $X/a = 0$  处。位错方向沿  $Z$  轴。 $\tau_{yz}$  为沿滑移面  $Y=0$  的切应力，并与  $X$  轴对称， $\tau_{zx}$  为垂直滑移面的切应力，它几乎与  $X$  轴对称，唯符号改变， $\tau_0$  为外加应力， $a$  为位错塞积的长。

其他位错塞积产生应力场的叠加必定导致松弛， $\tau_{xz}$  则会由于激活第二滑移系统而得到松弛。此外，Lomer-Cottrell 位错墙至今除了在  $\alpha$ -黄铜中，尚未发现在原滑移面内形成三个方向的封闭型障碍，但 Seeger 觉得考虑长程应力松弛到  $\beta$  倍，而  $\beta = \frac{1}{2}$  就已足够，如上所述。至于障碍也不必完全封闭，那是因为可允许的缝隙与应力成反比。相反，Seeger 强调形变晶体内存在长程应力场一事已为很多独立的实验所证明，如果它不是流变应力的主要部分，那么在 Hirsch 理论中，它到底扮演什么角色呢？如仅作为触发位错源之用，那么应力完全松弛的说法与滑移线不是瞬时出现的事实之间不是矛盾了吗？

当然,理论上的争议最后要靠实验来验证,但目前实验技术还存在一些问题,譬如,大块试样的表面现象是否能代表内部情况,薄膜试样是否又能代表大块试样。在这两问题中,由于前者已用辐射后铜单晶同一地区电子显微镜透射照像与复膜法表面观察得到完全一样的结果,后者一般认为相对位错胞大小存在一临界厚度,对铝而言约为3微米,好像答案似乎是肯定的。但表面和内部,厚试样和薄膜所得结果就没有区别了吗?至少应该说,它们的受力状态还很不相同吧!此外,在制膜过程中,不可避免地有一部分位错要跑掉,特别当膜面包含柏氏矢量时,螺型位错很容易藉交滑移滑走,留在晶内的只是一段段刃型位错线。其次,由于反差的原因也会使一部分位错线观察不出来,尤其金属层错能对这现象的影响很大,例如高层错能的铝制膜过程中位错可跑掉50%,由于反差的原因看不见的位错可高达30%。至于引起位错重新分布的程度当然比低层错能的就更严重了。

总之,目前要弄清加工硬化现象,不仅要在理论上需做更细致的工作,而且在实验上也需要积累更多的判断性资料。下面仅列举作者认为最近一些比较重要的实验结果供大家参考:

1) 当膜面平行于滑移面时,对f.c.c.结构的Ni+40%Co单晶而言,所得电镜透射照片中位错线或位错胞墙大致平行 $\langle 112 \rangle$ 方向(如上述Seeger<sup>(23)</sup>所得结果),故此时位错取向主要为刃型。而Matsuda<sup>(22)</sup>在b.c.c.结构的 $\alpha$ -Fe单晶中,所得位错大致平行 $\langle 111 \rangle$ 方向,故其取向主要为螺型。所以虽然f.c.c.结构和b.c.c.结构的金属,当条件合适时,其硬化曲线都能给出相似的三个阶段,但其硬化机制可能完全不一样,从图7.18中可看出,当形变温度很低时,铌单晶又呈抛物线型硬化,最近,Kuramoto等人<sup>(31)</sup>用高纯 $\alpha$ -Fe单晶在4.2 $\rightarrow$ 300K形变时,确认其晶格阻力系来自派-纳能谷,并发现其势能在滑移一半距离时有一极小值,故称之为驼峰(Camel-hump)派-纳势垒。同样的情况在钽单晶中也曾发现,唯一区别就是不如 $\alpha$ -Fe中那样明显<sup>(32)</sup>。在 $\alpha$ -Fe中加入微量的碳后,能严重的影响其派-纳势垒的热激活特性<sup>(33)</sup>。

2) 为了区别刃型位错与螺型位错对形变的贡献,Pascual和Pérez<sup>(34)</sup>用片状定向Cd单晶进行形变,他们得到形变主要来自螺型位错运动的晶体和形变主要来自刃型位错的晶体(至少在小形变时是如此),并求出了两种晶体的流变应力与温度的关系,激活体积和激活焓与应力的关系,结果发现差别十分明显。譬如刃型位错的运动对温度的敏感性要比螺型的大,激活体积也小。最近,Louchet和Kubin<sup>(35)</sup>在高压电镜中,对Nb, Mo,  $\alpha$ -

Fe 进行动态观察时,发现低温形变的控制机制为长螺型位错对位错林的交割,当温度升高后,非螺型位错的运动逐渐变得重要起来。但这里我们可以更明确地指出,硬化曲线中应力的控制因素应该是形变后仍留在晶内的位错,而应变的控制因素好像应该是形变时跑出晶体的位错。

3) 最近,在高压电镜的动态观察方面作了不少工作。在 f. c. c. 结构金属中 (如 Al<sup>[36, 37]</sup>), 一般都是在试样外表面或晶界等应力集中处最先产生位错,然后原有位错才开始运动。当应力增至某一临界值后突然产生大量交滑移,位错密度骤增,此时虽有位错的交割,但不产生位错纠结的现象。只有当试样厚度超过 3 微米以后,遂由上述交滑移及其他位错反应产生大小不同的棱柱位错环。显然这些环在力学上是越小越稳定,在热力学上是越小越不稳定。随着形变的继续,那些小环就像弥散合金中的粒子一样,作为位错纠结的中心一步一步地发展成位错的胞状结构。Fujita 等人认为,不论单品或多晶,其流变应力与位错胞大小的负一次方成正比 (即服从第十一章中的 (11.20) 式), 并且可动位错的自由路程也即为此位错胞的大小。退火时,首先由于位错胞墙中作为位错纠结中心的小棱柱位错环的消失而开始了位错纠结的松散,最后导致整个位错胞状结构的解体。

关于具有 b. c. c. 结构的金属形变的动态观察,一般所得结果都证实螺型位错是以双弯结的方式滑移的,并且速度远比刃型的要小<sup>[38-42]</sup>。位错纠结的形成,根据 Furnbayashi<sup>[43]</sup>在 Fe-3 %Si 合金中所得结果,认为与滑移带的交截有关。Ikeda<sup>[44]</sup>在  $\alpha$ -Fe 中发现拉伸轴同是 [110] 方向,但膜面平行 (001) 的不产生位错胞状结构,而平行 (110) 的则产生位错胞状结构。位错胞的形成主要通过螺型位错将混乱分布的位错纠结连接起来,逐步发展直到最后胞墙明显地沿 [111] 和 [11 $\bar{2}$ ] 方向,不过其中还是以沿 [111] 方向的螺型位错为主。

## 参 考 文 献

- [1] Taylor G. I., *Proc. Roy. Soc.*, 145, 362 (1934).
- [2] Clarebrough L. M. and Hargreaves M. E., *Progress in metal Physics*, 8, 1 (1959).
- [3] 塞格 A. 作,晶体的范性及其理论, (张宏图译) (1963).
- [4] 王业宁,晶体缺陷和金属强度,下册, 1 (1960).
- [5] Honeycombe R. W. K., *The Plastic Deformation of Metals* (1968).
- [6] Mitchell T. E., Eoxall R. A., and Hirsch P. B., *Phil. Mag.*, 8, 1895 (1963).

- [7] Ké A. S., *Phil. Mag.*, 12, 9(1965).
- [8] Mott N. F., *Phil. Mag.*, 43, 1151(1952).
- [9] Friedel J., *Phil. Mag.*, 46 1169(1955), *Proc. Roy. Soc.* 242, 147 (1957).
- [10] Chen H. S. Gilman J. J. and Head A. K., *J. Appl. Phys.*, 35, 2502 (1964).
- [11] Gilman J. J., *J. Appl. Phys.*, 33, 2703(1962).
- [12] Kuhlmann-Wilsdorf D., *Trans. AIME*, 224, 1047(1962).
- [13] Schwink C. and Göttler E., *Acta Met.*, 24, 173(1976).
- [14] Hirsch P. B. Internal stresses and fatigue in metals, (1958)139.
- [15] Basinski E. S. and Basinski S. J., *Phil. Mag.*, 9, 51(1964).
- [16] Hirsch P. B. *Acta Crys.*, 13, 1114(1960).
- [17] Mott N. F., *Trans. AIME.*, 218, 962(1960).
- [18] Cottrell A. H., Dislocation and Mechanical Properties of Crystal, 509(1957).
- [19] Hirsch P. B., The relation between the structure and mechanical properties of metals, vol. 1, 40(1963).
- [20] Hirsch P. B., Disc. of the Faraday Society, 111(1964).
- [21] Hirsch P. B. and Mitchell T. E., *Canadian Journal of physics*, 45, 663(1967); *Work Hardening*, 65(1968).
- [22] Matsuda A., *Trans. Jap. Inst. Met.*, 19, 466(1978).
- [23] Seeger A. The relation between the Structure and mechanical properties of metals, vol. 1, 4(1963).
- [24] Langenecker B., *Acta Met.*, 9, 937(1961).
- [25] Grimes R. and Wright J. C., *Journal Inst. Metals*, 96, 182(1968).
- [26] Cottrell A. H. and Stokes R. J., *Proc. Roy. Soc.*, A233, 17(1955).
- [27] Kelly A., *Phil. Mag.*, 1, 835(1956).
- [28] Howard J., *Scripta Met.*, 7, 295(1973).
- [29] Howard J., *Scripta Met.*, 10, 441(1976).
- [30] Alden T. H., *Met. Trans.*, 6A, 1057(1976).
- [31] Kuramoto E. Aono Y. and Kitajima K., *Scripta Met.*, 13, 1039 (1979).
- [32] Bowen D. K. and Taylor G., *Acta Met.*, 25, 417(1977).
- [33] Aono Y., Kitajima K. and Kuramoto, *Scripta Met.* (待发表)
- [34] Pascual R. and Pérez E., *Scripta Met.*, 10, 77(1976).
- [35] Louchet F. and Kubin L. P., *Phil. Mag.*, A39, 433(1979).
- [36] Fujita H. J., *Phys. Soc. Japan*, 23, 1349(1967), 26, 331(1969).
- [37] Tabata T., Yamanaka S. and Fujita H., *Acta Met.*, 26, 405(1978).
- [38] Vesely D., *Phys. Stat. Sol.*, 29, 675(1968); *Scripta Met.*, 6, 753 (1972); *Phil. Mag.*, 27, 607(1973).

浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

- [39] Ikeno S. and Furubayashi E., *Phys. Stat. Sol.*, A12, 611(1972), A27, 581(1975).
- [40] Saka H., Doi M. and Imura T. J., *Phys. Soc. Japan*, 29, 803(1970).
- [41] Saka H., Noda K. and Imura T., *Crystals Lattice Defects*, 4, 45 (1973).
- [42] Saka H. and Imura T. J., *Phys. Soc. Japan*, 32, 702(1972).
- [43] Furubayashi E., *Trans. Jap. Inst. Met.*, Suppl. 9, 939 (1967), *J. Phys. Soc. Jap.*, 27, 130(1969).
- [44] Ikeda S., *Jap. J. Appl. Phys.*, 11, 1273(1972).



## 第八章 金属晶体范性形变的其它形式

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重知识产权！

关于金属晶体范性形变的形式问题，很早就有人提出存在“热式”和“非热式”两种基本类型的看法，这里所谓的“热式”即指原子扩散机制，而“非热式”即指位错机制。前者包括Васильев<sup>(1)</sup>提出的扩散范性（在§13.4.3中将作梗概介绍）和Бочвар<sup>(2)</sup>提出的溶解沉淀形变（此即在合金中，相的相互溶解度有显著改变的温度范围内产生的相间扩散），显然它们只在较高温度下才起作用。至于这种作用是否直接给出范性形变，抑或仍通过位错的运动来实现，目前也没有明确的看法。后者就是指一般位错运动所给出的范性形变，并且随着形变温度的降低逐渐成为范性形变的主要机制；而温度的影响，只以对位错运动的热激活形式出现。Бочвар<sup>(2)</sup>曾把位错的运动描述成定向扩散，从而将“热式”和“非热式”的两种形变方式都统一为扩散过程，作者认为这种看法不太妥当。所以我们在本章讲范性形变基本形式时，仍以“非热式”的为主。

在§1.2中，我们已指出晶体范性形变有三种基本形式，但至今所讨论的形变仍仅涉及滑移一种。所以现在我们要介绍另外两种形变的基本形式，其一为孪生\*，其二为扭折。从金相形貌上来看，这两种基本形式都以带状出现，并各自有其比较明显的特点。但由于一般扭折都是由滑移所诱生，或为了适应孪生而产生的一种次级过程，所以有人不将扭折视为一独立的形变形式。但我们考虑到晶体范性的特点却很明显地与是否出现扭折有关，因

\* 此处我们仅介绍机械孪生，也即形变孪生，当然还有其它方法也能导致孪生。



为这个平面与切变平面的交线。在离  $K_1$  一个单位长度地方的位移  $BB'$  便称为切变  $S$ 。设  $K_1$  与  $K_2$  间的夹角为  $2\phi$ ，则由图 8.1 很容易得到如下关系

$$S = 2 \cotg 2\phi.$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知(8.1)

于是切变的大小就可从两个不畸变平面间的夹角按上式求得。

此外，我们虽不证明，但仍愿指出在三种典型金属结构中，只存在四种类型的孪晶。它们是：

**I 型孪晶** 即  $K_1$  同  $\eta_2$  具有有理指数，而  $K_2$  和  $\eta_1$  具有无理指数。

**II 型孪晶** 即  $K_2$  同  $\eta_1$  具有有理指数，而  $K_1$  和  $\eta_2$  具有无理指数。

**倒易型孪晶** 即具有数值上完全相等的 I 型  $K_1$  和  $\eta_2$  与 II 型  $K_2$  和  $\eta_1$ 。

**有理型或混合型孪晶** 即  $K_1$ ， $K_2$ ， $\eta_1$  和  $\eta_2$  都具有有理指数。

对称性较高的结构（如金属晶体），一般都属于第四种类型。表 8.1 列出三种典型结构金属晶体中孪晶的各有关量。从表中我们不难看出，不同结构具有不同特点，甚至六方结构中由于轴比的不同，切变也有明显的差异。

表 8.1

金属	晶体结构	孪 生 要 素				切变 $S$
		$K_1$	$\eta_1$	$K_2$	$\eta_2$	
铜	f. c. c.	(111)	$[\bar{1}1\bar{2}]$	(11 $\bar{1}$ )	$[\bar{1}12]$	0.707
$\alpha$ -铁	b. c. c.	(112)	$[\bar{1}1\bar{1}]$	(11 $\bar{2}$ )	$[\bar{1}11]$	0.707
镁	h. c. p. $\frac{c}{a} = 1.624$	(10 $\bar{1}2$ )	$[\bar{1}0\bar{1}1]$	(10 $\bar{1}1$ )	$[\bar{1}0\bar{1}\bar{1}]$	0.129
锌	h. c. p. $\frac{c}{a} = 1.856$	(10 $\bar{1}2$ )	$[\bar{1}0\bar{1}1]$	(10 $\bar{1}1$ )	$[\bar{1}0\bar{1}\bar{1}]$	0.139
镉	h. c. p. $\frac{c}{a} = 1.866$	(10 $\bar{1}2$ )	$[\bar{1}0\bar{1}1]$	(10 $\bar{1}1$ )	$[\bar{1}0\bar{1}\bar{1}]$	0.171

## § 8.2 六方结构金属中的孪晶(4)

温馨提示：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

我们知道，六方结构的轴比接近或超过密排结构的理论值时最易产生滑移的平面为基面。但当基面滑移受到阻碍时，当拉伸方向与基面交角很小（如 $5-10^\circ$ 时），一般不易产生基面滑移，而较易孪生，并且孪生所需的切应力往往比基面滑移的还要高。对锌而言，此应力约为2500到5000克/毫米<sup>2</sup>，约为基面滑移临界切应力的5到10倍。

图 8.2 给出镉单晶  $\chi = 7.0^\circ$ ， $\lambda = 17.3^\circ$  的拉伸曲线，其上出现明显的锯齿状起伏，伴随着每一次起伏便产生如图 1.5 中所示的一层孪晶。由于每形成一层孪晶就要产生一定的应力松弛，所以有时能发出听得见的爆裂声。

在六方结构中加载的方式（如拉或压），对孪生起着决定性的作用。从图 8.1 中我们清楚地看出，在  $K_2$  面左边的任一矢量孪生后都缩短，而右边的都伸长。就实际晶体而言，是由拉还是由压来导致孪生，那是取决于试样轴与晶轴的相对取向。这可用锌和镁孪生的特点来很好地加以说明，锌的轴比为 1.856，镁的轴比为 1.624，从而基面和孪生面（ $10\bar{1}2$ ）的夹

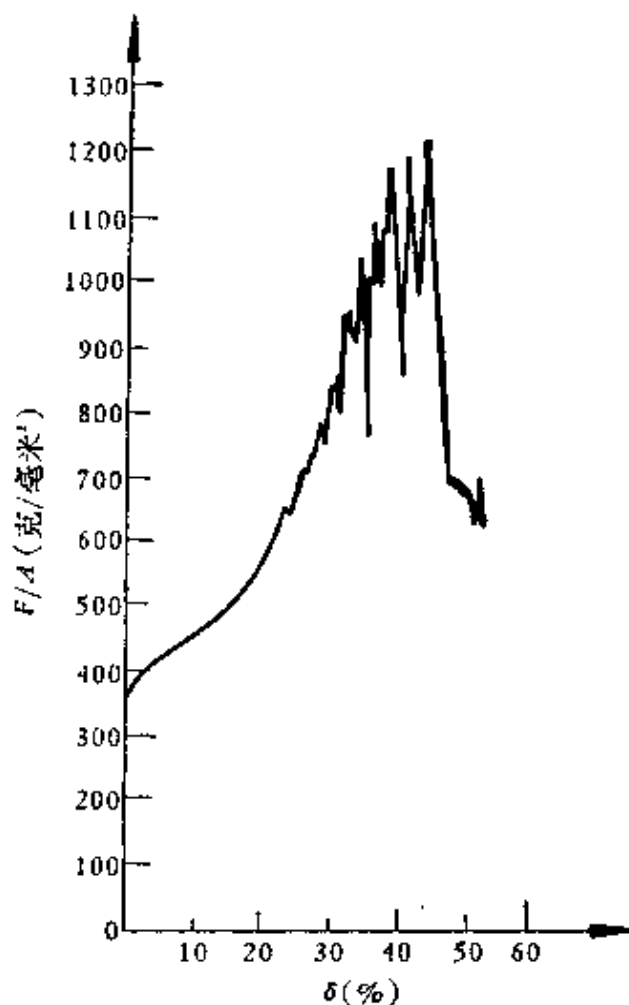


图8.2 镉单晶在较大滑移后产生孪晶的应力-应变曲线。

43°

超星阅读器提醒您：  
使用本软件制品，请尊重相关知识产权。



(b) 錐

[illegible]

### 属中的孪晶〔4〕

所示, 变生面为 (

### 三、确立这种结构点

亦组成时的长值曲

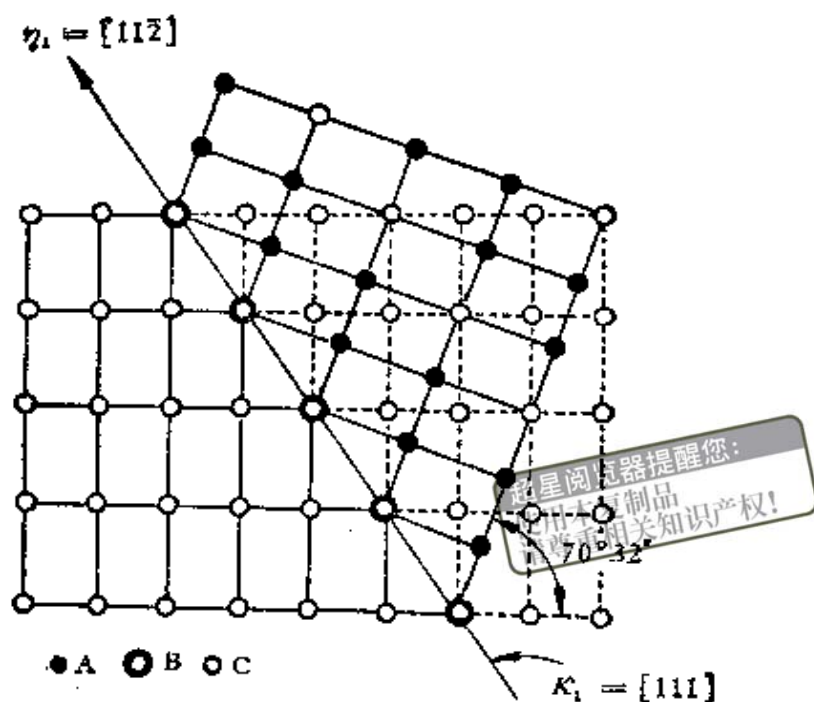


图8.4 面心立方结构中的孪晶几何。

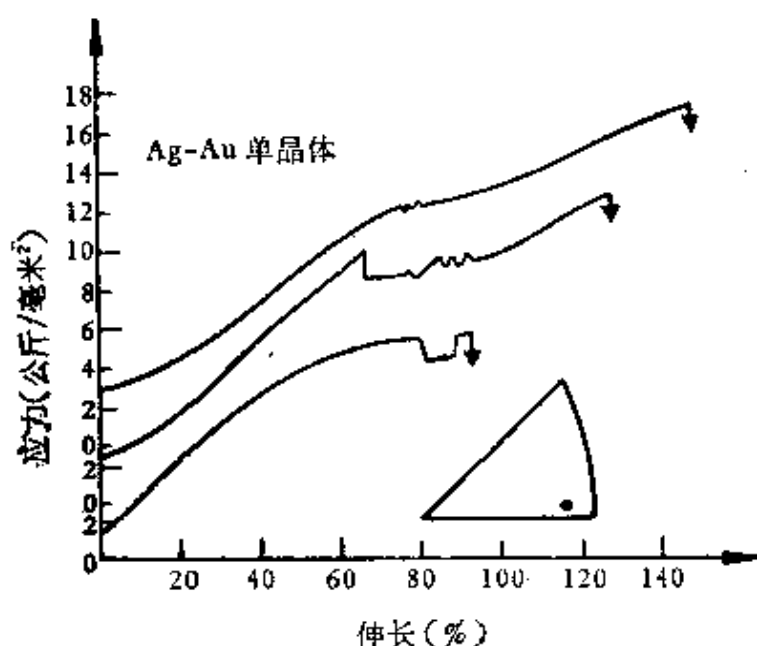


图8.5 Ag-25% Au单晶的应力-应变曲线。

中所示的第一次出现不连续变化之处便为孪晶开始形成的时候。随着形变的继续，孪晶带不断扩展，像第十一章中将要讲的Lüders带一样，其示意图为图8.6。初看起来，孪晶带扫过之处都充满孪晶，但电子显微镜观察结果告诉我们，孪晶带也是由一

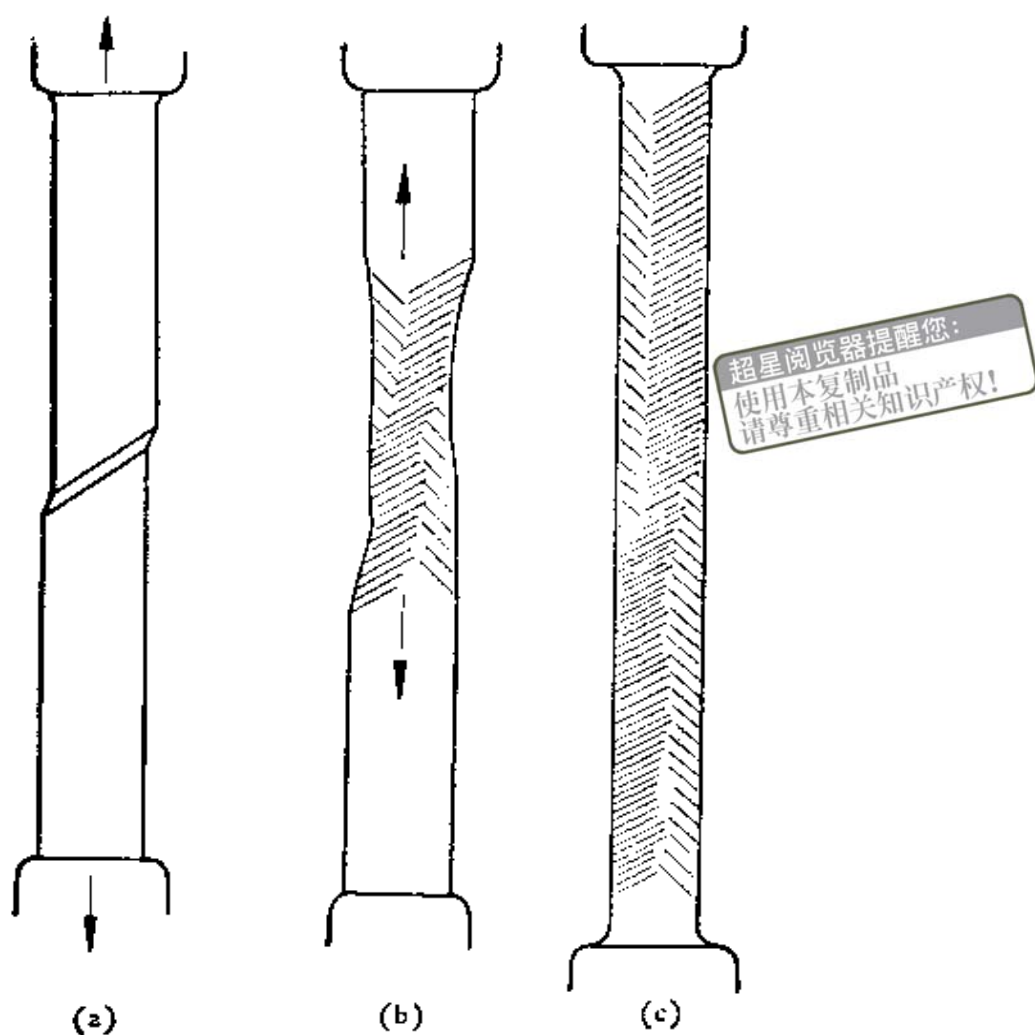


图8.6 拉伸Ag-25% Au单晶中孪晶生长示意图。

层层的孪晶组成，每层厚约数千埃，真正孪晶区仅占孪晶带的50%左右。

从图8.5中可看出，出现孪晶时拉伸曲线起伏不如六方结构的严重，但由于孪生过程同样也要伴随着热能和声波的耗散，故孪生吸收的能量与孪晶界面能相差仍然很大。其次我们还可以认为面心立方结构纯金属虽不易孪生，但合金化后就会有所改善。图8.7即为一例，说明铜经合金化后孪生应力随着层错能是有明显下降。

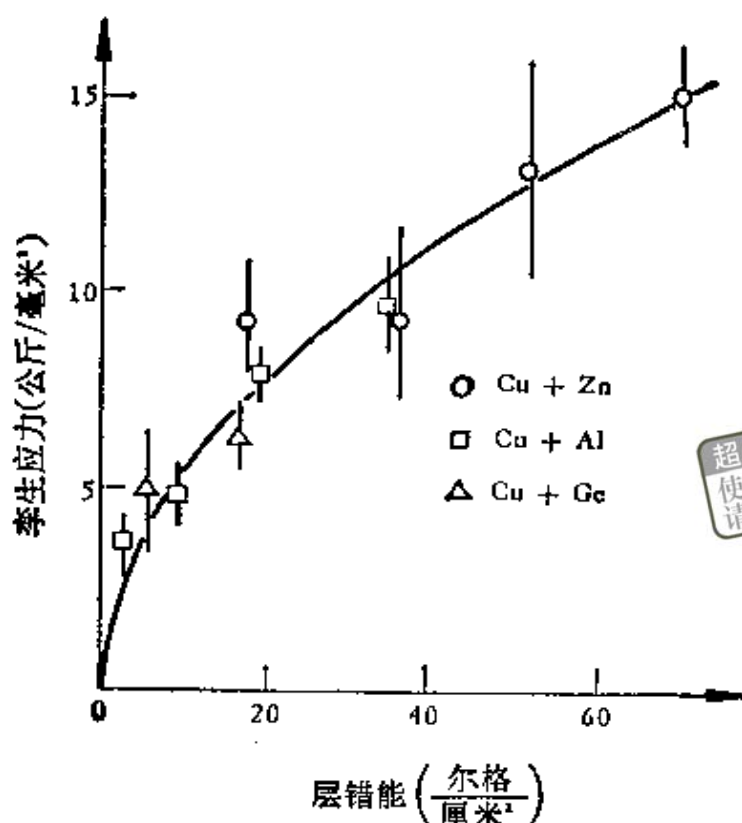


图8.7 铜基合金中，孪生应力与层错能的关系。

## § 8.4 体心立方结构金属中的孪晶<sup>[4]</sup>

体心立方结构金属中的孪生现象以铁研究得最早，也最清楚，图8.8为3.7%砂铁单晶中的孪晶带，即通称的 Neumann 带。一般这种结构中的孪生现象与形变速度十分敏感，尤其当间隙原子含量达到一定水平时，可以完全消除慢速形变下的孪生现象。不过在另一方面，目前甚至在钨、钼、铌等合金中室温慢速形变也能产生孪晶。但至今在体心立方结构中，有关层错能对孪生的影响这方面研究还未系统进行。

体心立方结构的孪生几何，如图8.9所示，其孪晶序列可写为

$$\cdots A_1 A_2 B_1 B_2 C_1 \overset{\uparrow}{C_2} B_2 B_1 A_2 A_1 \cdots,$$

箭头所指之处即为孪生平面。在孪晶每相邻两 (112) 面上，原子

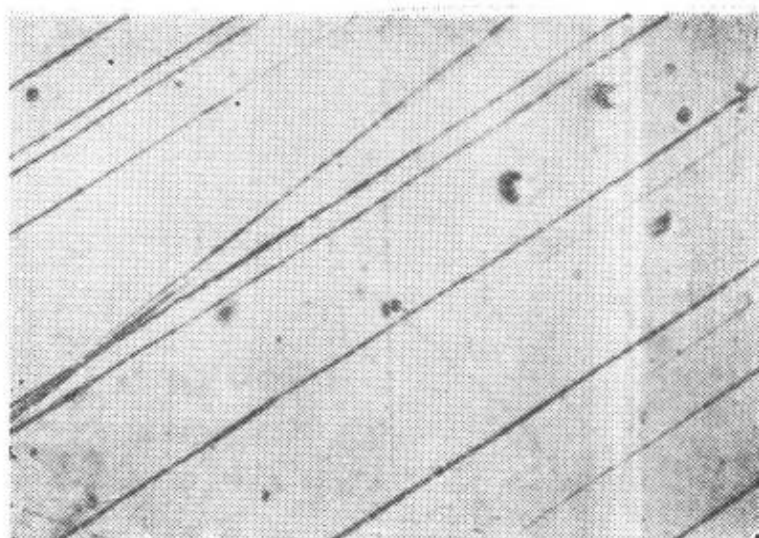


图8.8 3.7%矽铁单晶中的Neumann带。

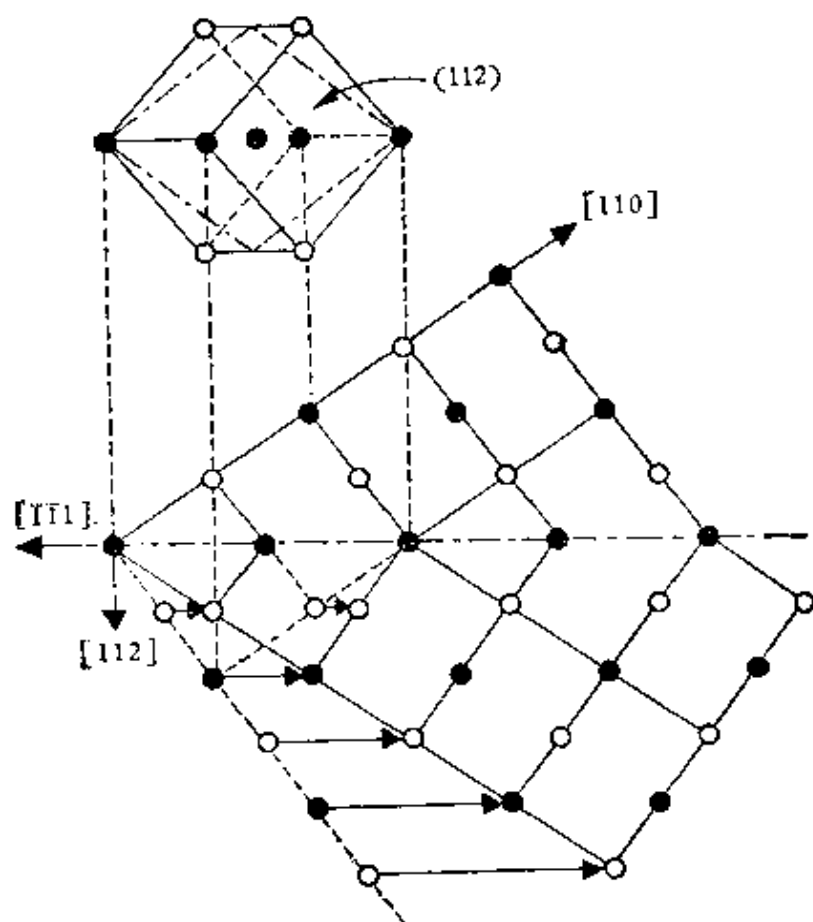


图8.9 体心立方结构中的孪生几何。

的位移矢量为  $\frac{a}{6} [11\bar{1}]$  或  $\frac{a}{3} [\bar{1}\bar{1}1]$ 。于是得出产生这种孪晶的切

变  $S$  为

$$\frac{\frac{a}{6} [11\bar{1}]}{\frac{a}{6} [112]} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{或} \quad \frac{\frac{a}{3} [\bar{1}\bar{1}1]}{\frac{a}{6} [112]} = \sqrt{2},$$

这结果与  $\alpha$ -铁晶体中观察到的切变量完全相符。

星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## § 8.5 孪生的一般特点

从前三节中所述，我们知道不同结构金属的孪生难易大不一样，其中以面心立方结构的为最困难。实验还指出，在孪生之前或多或少会有滑移产生，因此孪生是在晶体已产生一定形变的情况下才开始；也就是说，下一节要讲的孪生位错是在一定内应力条件下，由部分滑移位错转变而成的<sup>[7]</sup>。大量孪晶出现后，局部地改变了晶格取向，所以在孪生过程中必然又引入新的滑移。同一种结构的金属中试样轴的取向对孪生也是很敏感的，以面心立方结构为例，越接近  $\langle 001 \rangle - \langle 111 \rangle$  取向的越易孪生。加载方式以冲击为最有利于孪生。计算结果表明，不论何种结构，其孪生所产生的形变都是比较小的，即使晶体全部产生孪生，其形变量也不超过10%。但它对形变的影响却不能因此而低估，因为孪生的结果总是给随后的形变带来方便，尤其范性较大的金属孪生现象可以一直延续到断裂。此外，孪生有可逆性，即当应力反向时，有去孪现象产生，并且往往去孪比孪生更容易，甚至有所谓弹性孪晶的产生。

孪晶的金相也有它独特之处，一般滑移带在重新泡光后就看不见了，而孪晶带由于晶体取向的差异却依然存在，故抛光后仍可见。当然，这一点容易与其他形变带混淆，因为后者一般重新抛光也不易消除。不过孪晶带在高倍显微镜下能看到特有的孪晶晶界，并且再增加形变时，孪晶带的反差不变，而其他形变带的

反差却有所加强。当然最可靠的方法是用X射线来鉴定。

## § 8.6 孪生的位错机制<sup>[6]</sup>

我们从孪晶几何中可以看出，它与滑移最大的区别在于前者要引起堆垛层次的变化。图 8.10 为一孪晶  $T$  中止在晶内时的情况，它清楚地表明，孪晶区与非孪晶区的界面

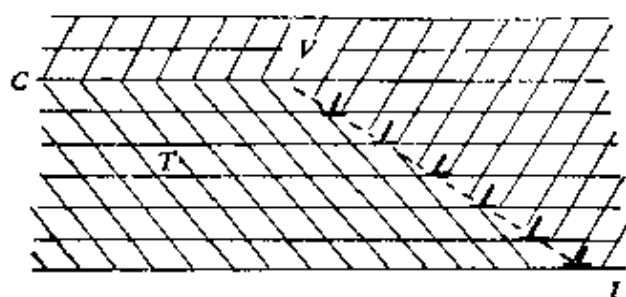


图 8.10 共格孪晶晶界与非共格孪晶晶界。

不一定和孪生平面相重合，其中重合的部分  $CV$  称为共格孪晶晶界，不重合的部分  $IV$  称为非共格孪晶晶界；显然，非共格孪晶的晶界可以看成为一系列孪生位错所构成的界面，其界面能比共格孪晶晶界的高得多。

现在来看，共格孪晶形成的位错机制，由于孪晶要引起堆垛层次的变化，所以我们可以想像，孪生这种均匀切变是由适当的部分位错扫过相继的平面而形成的。现在的问题是要设计一种机制，能使此部分位错沿孪生平面扫过一遍后立即转入相邻的下一孪生平面，并依次滑移下去，这样就可能在比理论强度低很多的应力下产生一定体积的孪晶。Cottrell 和 Bilby<sup>[8]</sup> 根据这一想法，利用具有一个结点的极轴机制提出下述孪生的位错机制。

以前，我们讨论的平面 F-R 源，事实上就是一具有两个结点的极轴机制。运动的位错可称为扫动位错，而通过结点与滑移面相交的位错就称为极轴位错。现在讨论孪生时，扫动位错就是孪生位错，扫动位错的运动也不能只限在一个平面内滑动，而需沿一螺旋面滑动，否则就不会给出一定厚度的孪晶。下面，我们指出孪生过程中，极轴机制必须满足的条件：

1) 当扫动位错扫过孪生平面时, 必须产生一个正确的孪生切变。

2) 极轴位错的柏氏矢量必须有一个垂直于扫动平面的分量, 而这个分量要恰好等于孪生平面间距。

3) 极轴位错应该很强地被钉住, 在孪生过程中不得运动。

以体心立方结构为例 (如图8.11所示),  $AOC$  为位于  $(112)$  面上的全位错, 它的柏氏矢量等于  $a/2 [111]$ 。在合适的应力条件下, 可能某一段位错线  $OB$  发生了如下的位错分解:

$$\frac{a}{2} [111] \longrightarrow \frac{a}{3} [112] + \frac{a}{6} [11\bar{1}], \quad (8.2)$$

即原来全位错  $AOC$  的  $OB$  段分裂成  $OB$  与  $OEDB$  两部分位错。首先考虑部分位错  $\frac{a}{3} [112]$ , 因为位错线  $OB$  是处在  $(112)$  面上, 故

这一位错的柏氏矢量处处与位错线垂直, 因此应是一纯刃型位错。但在  $(112)$  面上, 它是不能滑移的, 所以是一个不滑移的位错, 可作极轴位错之用。而另一柏氏矢量为  $\frac{a}{6} [11\bar{1}]$  的位错的滑移面就是  $(112)$ , 因此可以用  $O, B$  两点为结点, 由

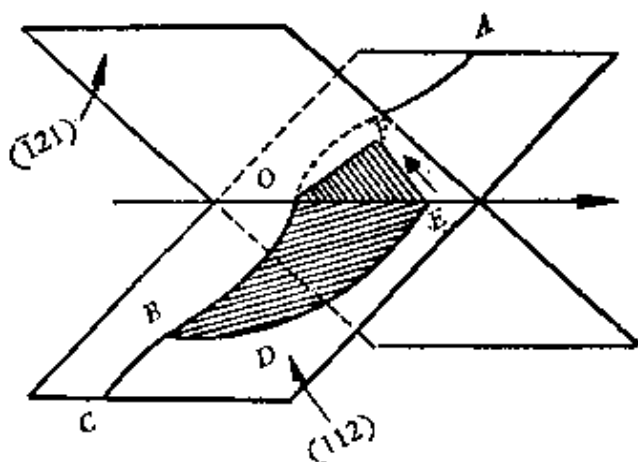


图8.11 体心立方结构中孪生的位错机制。

$AOC$  线中  $OB$  段通过滑移分裂出去。当柏氏矢量为  $a/6 [11\bar{1}]$  的位错在  $(112)$  面上运动的结果, 便产生一单原子层厚的孪晶。但当这一位错滑移到  $(112)$  面和  $(1\bar{2}1)$  面的交线  $[11\bar{1}]$  上时,  $OE$  部分就变成一个纯螺型位错。在适当的应力条件下,  $OE$  可以交滑移到  $(1\bar{2}1)$  面上去。对于  $(1\bar{2}1)$  面而言, 具有柏氏矢量为  $a/6 [11\bar{1}]$  的位错  $OE$  是一扫动位错,  $O$  点即为极轴机制中的一结点。由于柏氏矢量为  $\frac{a}{3} [112]$  的位错可按下式分解

$$\frac{a}{3}[\bar{1}12] \longrightarrow \frac{a}{6}[\bar{1}21] + \frac{a}{2}[101],$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！  
(8.3)

故极轴位错的柏氏矢量中垂直于扫动面 $(\bar{1}21)$ 的分量正好是 $\frac{a}{6}[\bar{1}21]$ ，也就是 $(\bar{1}21)$ 面的面间距。此外，由§8.4可知，在 $\{112\}$ 面平行 $\langle 111 \rangle$ 方向的孪生切变为 $1/\sqrt{2}$ 或 $\sqrt{2}$ 。这样，在上述孪生过程中，极轴机制的三个条件正好完全满足。

因此，扫动位错在扫动面 $(\bar{1}21)$ 上绕通过 $O$ 点的极轴位错不断旋轴的结果，便可得到沿 $OB$ 方向发展的多层厚的孪晶，并且与前此同一滑动位错 $\frac{a}{6}[\bar{1}11]$ 在 $(112)$ 面上形成的单原子层厚的孪晶是相一致的。当然，同理亦可以在结点 $B$ 处由扫动位错向 $BO$ 方向发展成孪晶，与上述所得孪晶相互补充而完成整个 $OB$ 区间的孪生。

后来，Sleeswyk<sup>[8]</sup>又提出另一模型即螺位错三叶分解的孪生机制。总之，根据这些位错机制，降低层错能显然是有利于孪生的，这已为前几节中多次提到的实验事实所证明。

Cottrell-Bilby 的孪生机制同样实用于面心立方结构，只要将对应(8.2)式的位错反应改写成

$$\frac{a}{2}[110] \longrightarrow \frac{a}{3}[111] + \frac{a}{6}[11\bar{2}] \quad (8.4)$$

即可。后来，Suzuki<sup>[9]</sup>又设想面心立方结构中，孪生起源于 Lomer-Cottrell 位错；此外，在面心立方结构中，还有人提出其他一些机制<sup>[10-12]</sup>。

六方结构晶体的孪生机制比较复杂，具体内容可参阅 Deformation twinning 一书<sup>[13]</sup>。

## § 8.7 扭折带<sup>[14]</sup>

在§1.2中，我们以压缩六方结构金属为例，对扭折现象已作了初步介绍。事实上，扭折现象在拉伸和压缩时同样存在，图

8.12即为两种情况的示意。 $AD$ 、 $BC$ 为扭折带，它的金相外观在铝单晶中如图8.13(a)所示，其中滑移线作S状弯曲，因而称为扭折带。当形变度不太大时，扭折带一般宽约0.05毫米，带间距约为1毫米，带本身取向和 $\{110\}$ 面一致，也就是垂直滑移方向。据分析，在面心立方结构金属中，扭折带的结构可以看做以 $\langle 211 \rangle$ 方向为轴相对基体的局部晶格旋转。因此，我们可以设想扭折带中位错的分布如图8.13(b)所示。提高形变温度，降低形变速度或提高试样的纯度都能导致带间距的增大，但带宽改变不大。由于此时带中晶格旋转增大，故扭折带变得更加清晰可见。

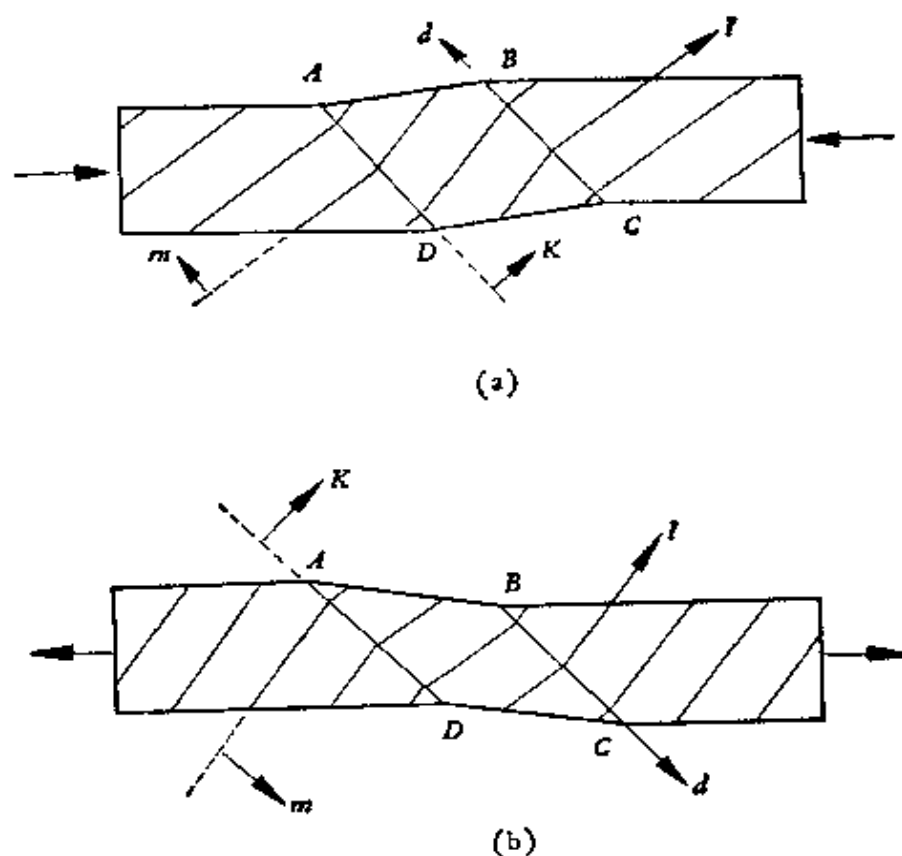


图8.12 拉伸(a)和压缩(b)单晶时，产生扭折带的示意图。

目前，在面心立方结构的  $Al$ 、 $Cu$ 、 $Ag$ 、 $Au$ 、 $Ni$  及  $\alpha$ -黄铜中均发现此带。它与晶体取向的关系可简述如下：当试样轴向在单位三角形中间或接近 $\langle 100 \rangle$ — $\langle 110 \rangle$ 大圆时，扭折带特别明显，带间距也大。当其接近对称线 $\langle 100 \rangle$ — $\langle 111 \rangle$ 时，扭折带变得较不

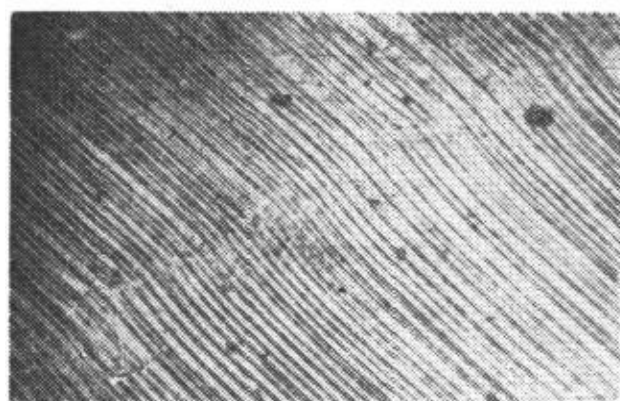
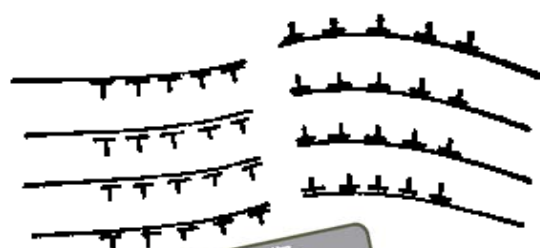


图8.13 (a) 铝单晶侧面上的扭折带 (室温拉伸20%)。



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图8.13 (b) 扭折带中位错排列的示意图。

明显，而在达到对称线或特别在 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 方向附近时，扭折带完全消失。当取向接近 $\langle 111 \rangle$ — $\langle 110 \rangle$ 大圆时，扭折带变得细而不规则，并不再精确地沿 $\{110\}$ 面，还出现分枝，宽度也变大了。

至于扭折带与加工硬化曲线的关系，根据 Mader<sup>[15]</sup>的研究，可以说，扭折带的出现基本上与第Ⅱ阶段相对应。他的实验给出室温下形变铜单晶时，扭折带在第Ⅰ阶段根本不出现，在第Ⅱ阶段仅50带/厘米(沿滑移方向计算)，到第Ⅲ阶段猛增至300—400带/厘米，并且随形变度的增加，其扭折带的增加比在第Ⅱ阶段中要快得多。Lange 和 Lücke<sup>[16]</sup>的工作指出，当第Ⅲ阶段到来时，在铝中不同取向单晶星芒的宽度正好有一猛增，这也符合上述的观点。

近来关于扭折带的形成机理已有一些初步探讨，Fraser 等人<sup>[17,18]</sup>沿 $\langle 001 \rangle$ 方向拉伸NiAl单晶时，发现扭折带的出现与 $\langle 001 \rangle$ — $\{110\}$ 滑移系统的几何软化有关。后来，Tapetado 和 Loretto<sup>[19]</sup>在Zn单晶中，也发现扭折带的出现与 $[11\bar{2}0](0001)$ 滑移系统的几何软化相对应，并且扭折带出现时，应力-应变曲线上便产生明显的应力陡降；相反，若 $[11\bar{2}3](\bar{1}\bar{1}22)$ 滑移系统工作时，应力-应变曲线上既不出现应力陡降，也不产生扭折带，而是一整体形变过程。最近，Flewitt 和 Crocker<sup>[20]</sup>在铌单晶中，也发现扭

折带的出现与 $[111](1\bar{1}0)$ 滑移系统的几何软化有关, $[111](11\bar{2})$ 滑移系统工作时就不出现扭折带等现象。现在,我们将三种典型结构金属的扭折要素列在表8.2中。

虽然如此,至今我们对扭折带与金属加工硬化的关系还不是很清楚的。

表 8.2

结 构	滑 移		扭 折		
	平 面	方 向	平 面	方 向	轴
h. c. p.	(0001)	$[11\bar{2}0]$	$(11\bar{2}0)$	(0001)	$[1\bar{1}00]$
f. c. c.	(111)	$[1\bar{1}0]$	(110)	$[11\bar{1}]$	$[112]$
b. c. c.	(110)	$[111]$	(111)	$(1\bar{1}0)$	$[11\bar{2}]$

## § 8.8 二次滑移带<sup>[14]</sup>

在形变晶体的表面现象中,除了明显滑移痕迹的条纹称为滑移带以外,其他的人们习惯上都通称为形变带。它包括孪晶带,扭折带,二次滑移带等。二次滑移带的特点在于它既不是孪晶,也不是扭折,而是在此带内,主滑移系统的痕迹比其余部分的微弱,并且随形变的增加,在此带中将出现其他滑移系统的痕迹,如图8.14所示。Honeycombe首先把它称为二次滑移带,此带容易出现的取向正好是扭折带不容易出现的取向,故试样轴在 $\langle 100 \rangle$ -



图8.14 铝大晶粒试样中的二次滑移带。

〈111〉大圆附近时，二次滑移带是最为明显的。但也有人认为二次滑移带的形成没有上述的取向性。以铝为例，在室温下常速拉伸12%，二次滑移带的密度为10带/厘米。随着形变速度的增加和形变温度的减低，二次滑移带更加明显，并且密度也增大。

## 参 考 文 献

- 〔1〕 Васильев Л. И., 物理译报, 2, 439(1955).
- 〔2〕 Бочвар А. А., 物理译报, 2, 443(1955).
- 〔3〕 Hall E. O., *Twinning* (1953).
- 〔4〕 Honeycombe R. W. K., *The plastic deformation of metals* (1968).
- 〔5〕 Suzuki H. and Barrett C. S., *Acta Met.*, 6, 156(1958).
- 〔6〕 钱临照、杨顺华, 晶体缺陷和金属强度, 上册, 1(1960).
- 〔7〕 Ogawa M. and Maddin R., *Acta Met.*, 12, 713(1964).
- 〔8〕 Cottrell A. H. and Bilby B. A., *Phil. Mag.* 42, 573(1951).
- 〔9〕 Sleswyk A. W., *Phil. Mag.*, 8, 1467(1963).
- 〔10〕 Venables J. A., *Phil. Mag.*, 6, 379(1961).
- 〔11〕 Cohen J. B. and Weertman J., *Acta Met.*, 11, 997(1963).
- 〔12〕 Mahajan S. and Chin G. Y., *Acta Met.*, 21, 1353(1973).
- 〔13〕 Reed-Hill R. E., Hirth J. P. and Rogers H. C. eds, *Deformation Twinning* (1964).
- 〔14〕 塞格A., 晶体的危险性及其理论, 张宏图译 (1963).
- 〔15〕 Mader S., *Z. Physik*, 149, 73(1957).
- 〔16〕 Lange H. and Lücke K., *E. Metallkde*, 44, 183(1953).
- 〔17〕 Fraser H. L., Smallman R. E. and Loretto M. H., *Phil. Mag.*, 28, 651(1973).
- 〔18〕 Fraser H. L., Loretto M. H. and Smallman R. E., *Phil. Mag.*, 28, 667(1973).
- 〔19〕 Tapetado E. G. and Loretto M. H., *Phil. Mag.*, 30, 515(1974).
- 〔20〕 Flewitt P. E. J. and Crocker A. G., *Phil. Mag.*, 34, 877(1976).

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## 第九章 多晶体的范性形变

到此为止，我们讲晶体的范性形变时没有突出多晶的特点，所引用的实验数据也都是单晶的结果。而讲晶界和相界时又只是孤立地谈它们本身的性质，并没有结合晶粒来看它们对强度的作用。但在实际生产应用中，绝大部分的金属是多晶甚至是复相的，所以这一章我们以主要介绍多晶体的范性形变来弥补上述之不足。

### § 9.1 多晶体范性形变的一般特点

多晶体范性形变的特点主要反应在出现晶界这一事实上。而晶界本身对范性形变的作用又可分为两种，一种是它本身对晶内滑移所起的障碍作用。图 9.1 即为沿滑移面在晶界前的一位错塞积，说明晶界对滑移有阻碍作用。这种作用对滑移系统少的结构（如六方结构），影响特别明显。图 9.2 为镁单晶和多晶拉伸曲线的差别。对滑移系统较多的结构（如面心立方结构和体心立方结构），其作用就小。有时条件合适，滑移线还能穿过晶界。

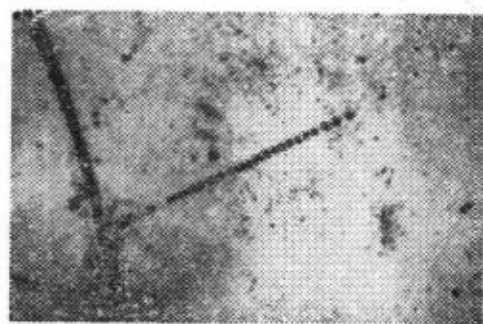


图9.1 黄铜中，晶界作为障碍引起沿滑移面的位错塞积。

Ogilvie<sup>(1)</sup>在铝同 $\alpha$ -黄铜中，发现当晶界两边滑移面交线在晶界内的取向与两晶粒公共 $\langle 110 \rangle$ ， $\langle 112 \rangle$ 或 $\langle 123 \rangle$ 方向之一的差在 $2^\circ$ 以内，滑移线就能穿过晶界（图 9.3 即为一例）。

另一种作用是由于晶界的存在，为了使在形变时，力求其均

匀而不致于在界面上出现裂纹，就不得不在小形变时局部地方产生多滑移，尤其在晶界附近的区域，多滑移现象更为严重，图

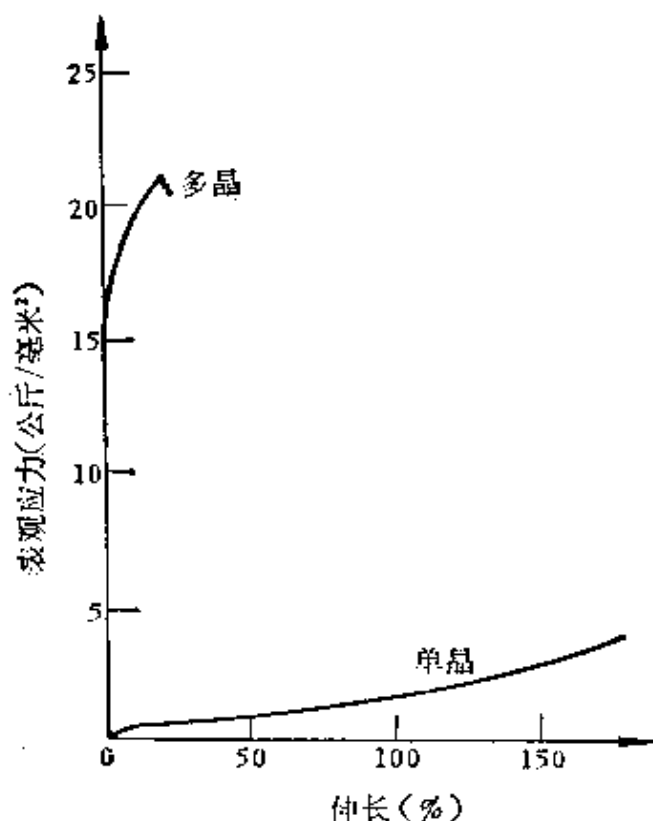


图9.2 镁单晶和多晶的拉伸曲线。

9.4 为铝多晶小形变后出现多滑移的现象。实验证明这不是一种表面现象，越是在晶体内部激活的滑移系统就越多，有时甚至出现四个以上的滑移系统，最多出现六个滑移系统。

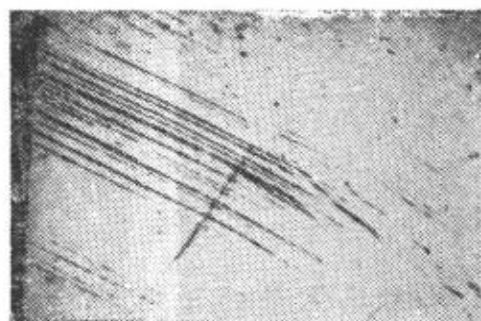


图9.3 纯铝中，滑移线穿过晶界（×200）。

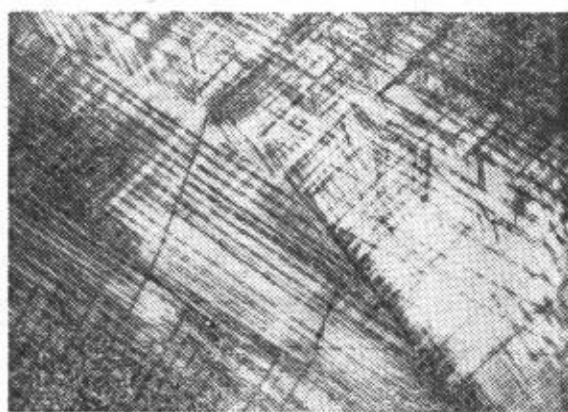


图9.4 多晶铝中，晶界附近的多滑移现象。

多晶体的范性形变虽力求均匀，但仍然是极不均匀的。由于每个晶粒彼此影响，即使整个试样在单轴应力的作用下，但其中每个晶粒还是处于多向受协状态。这一状态主要取决于晶粒本身

的取向，周围晶粒的取向以及晶界的性质三个因素，以求达到最大可能的协调为原则。

最后，我们还应指出，本章所讨论的范围是以形变温度不太高，形变速度不太小的情况为准，否则，晶界本身的运动是不能忽略不计的。

## § 9.2 双晶的拉伸形变

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

双晶的实验已经做了很多，我们这里仅举两例来说明双晶晶界可能起的作用。一为 Kawada<sup>[2]</sup>和 Gilman<sup>[3]</sup> 锌双晶的工作，他们用的是一对称双晶，晶界平行拉伸方向，两边单晶的基面与晶界倾斜同样角度。结果所得硬化曲线与组成此双晶的任一单晶完全一样，也就是说，如同两单晶独立所进行的形变，因为这时双晶转动不受晶界限制。另一为 Clark 和 Chalmers<sup>[4]</sup> 铝双晶的工作，他们用的双晶晶界也是平行拉伸方向，两边单晶具有共同的  $\{111\}$  面，并与拉伸方向成  $45^\circ$ ，双晶间夹角  $\phi$  系以  $\{111\}$  面法线为轴两单晶各转  $\phi/2$  而成。所得拉伸曲线示意在图 9.5，其屈服应力随  $\phi$  增加而增加，约到  $30^\circ$  以后遂趋向一定值。BC 段直线的长却随  $\phi$  增加而缩短，其斜率随  $\phi$  增加而增加，约到  $60^\circ$  附近时也有极值。当外推到  $\phi$  为零时，屈服应力和 BC 段长以及斜

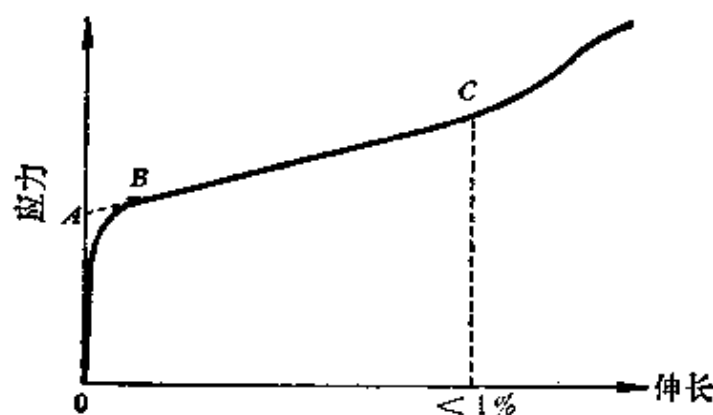


图9.5 一般铝双晶的拉伸曲线。

率都与单晶的完全一样。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### § 9.3 多晶体的拉伸形变

多晶体的拉伸曲线一般都是抛物线型的。后来，Jaoul<sup>[6]</sup>也将多晶体的应力-应变曲线分成三个阶段。以面心立方结构金属为例，图 9.6 即为 99.99% 纯铝 77 K 时的应力-应变曲线。第一

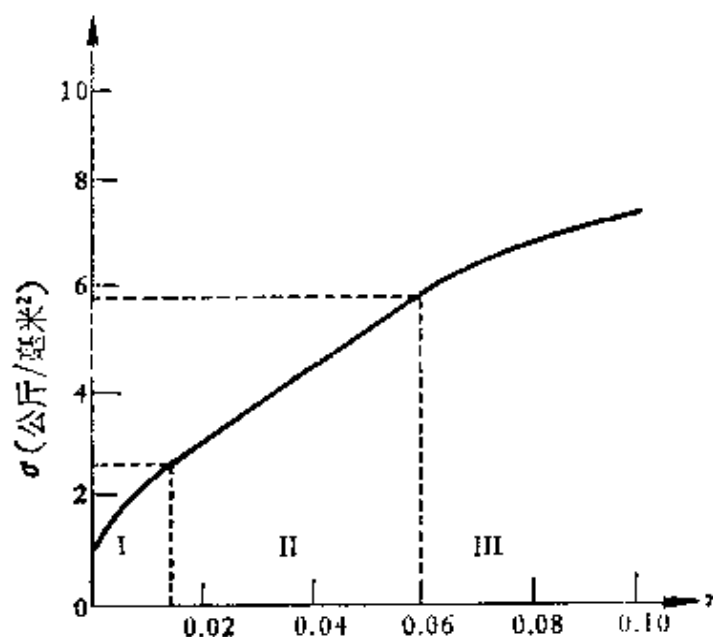


图 9.6 铝多晶体 77 K 时的应力-应变曲线。

阶段应变为 1—2%，由于多滑移的缘故，不可能出现易滑现象，遂呈抛物线规律

$$\sigma = \sigma_0 + A\gamma^n, \quad (9.1)$$

式中指数  $n$  随晶粒度而异，粗晶（约 1 毫米）的为 0.7—0.8，细晶（约 0.1 毫米）的为 0.5 左右， $A$  为一常数，对一般金属而言，约为  $E/400$ 。第二阶段为直线规律

$$\sigma = \sigma'_0 + P\gamma, \quad (9.2)$$

式中  $P$  为一常数，其值类似单晶的一样，大致与温度无关。第三阶段为另一抛物线规律

$$\sigma = \sigma''_0 + B\gamma^m, \quad (9.3)$$

式中  $B$ ,  $m$  为常数。此阶段与单晶的也十分相似, 温度越高, 层错能越大, 第三阶段到来越早。

## § 9.4 晶粒大小与形变的不均匀性<sup>[6, 7]</sup>

多晶中的任一晶粒, 根据它自己的取向及环境的不同, 其软硬必然有所差异。即使在同一晶粒内, 由于离晶界远近不同也会在形变阻力上有反应。图 9.7 为 Urie 和 Wain<sup>[8]</sup> 在铝多晶试样

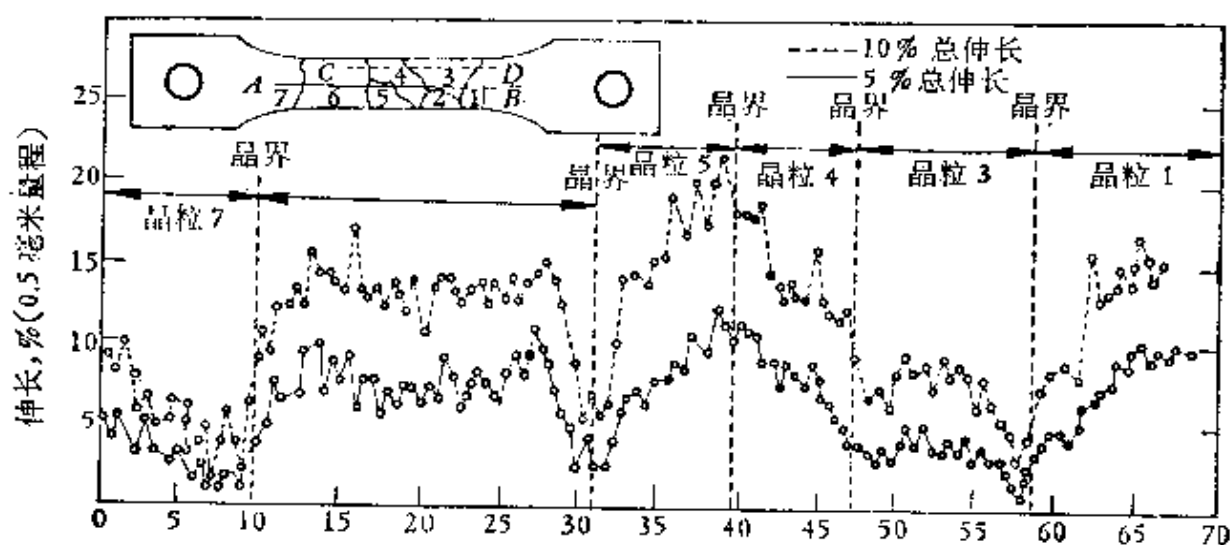
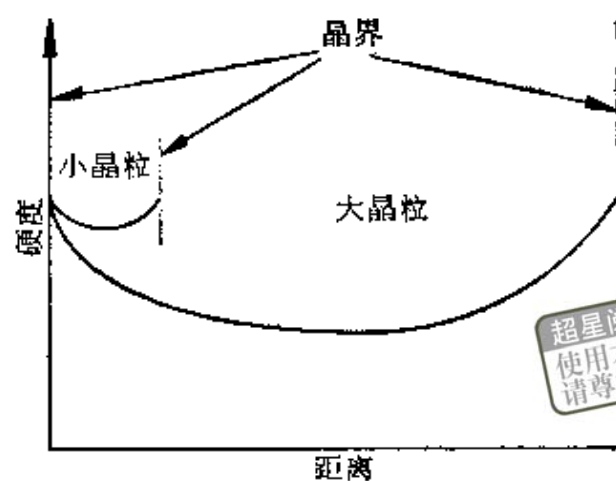


图 9.7 铝多晶的局部伸长。

中测得的局部伸长结果。从这个图中我们可以很清楚地看出两点, 一为在晶界处, 其伸长量都较平均伸长为小, 另一为横跨晶界两边伸长的变化总是连续的。同样在硬度的测量上也可以得到相应的结果。就一个晶粒内的情况来说, 其情景如图 9.8 所示, 所以一般来讲, 细晶的试样不但强度高, 而且还比较均匀。图 9.9 给出纯铝多晶拉伸曲线与晶粒大小的关系, 以及三个特殊取向单晶结果的比较。从这里我们更清楚地看出, 在面心立方结构金属中, 晶界对形变的影响主要是促使多滑移的产生。

至于晶粒大小与金属强度的定量关系, 图 9.10 给出室温下, 不同晶粒度的 99.99% 纯铝的一些弹性极限数据。如果写成解析



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图9.8 晶内硬度分布示意图。

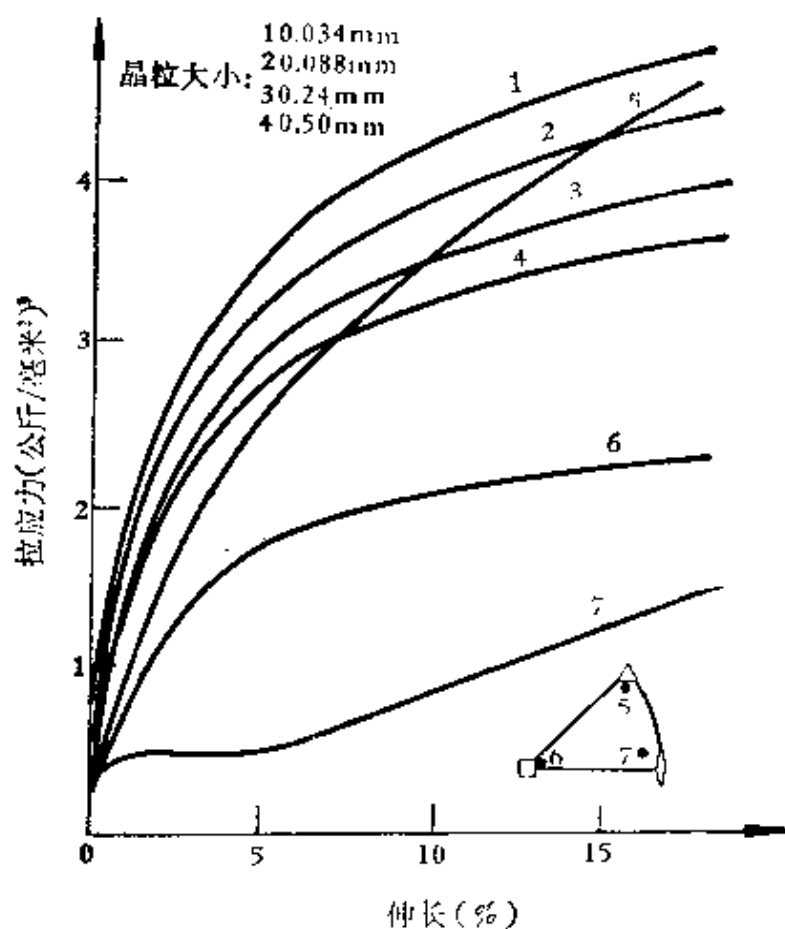


图9.9 纯铝单晶及多晶的拉伸曲线。

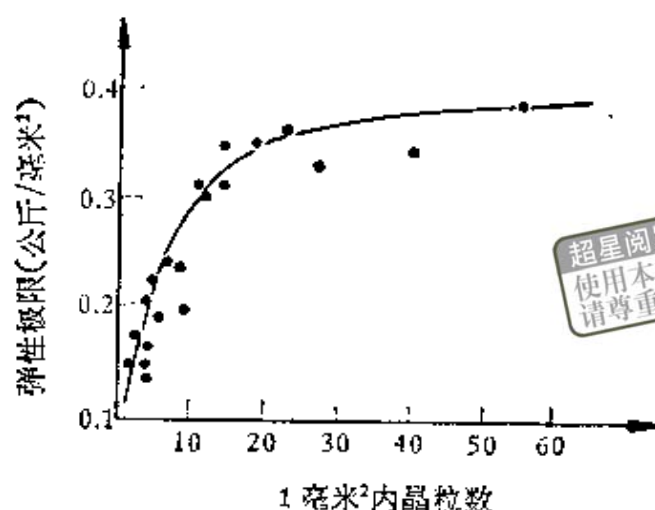


图9.10 99.99%纯铝弹性极限与晶粒度的关系。

形式，则可得

$$\sigma = \sigma_0 + kd^{-n}, \quad (9.4)$$

式中  $\sigma_0$  为一晶格摩擦力， $d$  为晶粒直径， $k$  为一常数，指数  $n$  根据大量实验事实以选取  $\frac{1}{2}$  为最合适，这就是有名的Hall-Petch公式，我们在第十一章中还要详细叙述。

## § 9.5 多晶体形变理论<sup>[9]</sup>

很早以前就有人企图从单晶体的拉伸曲线推导出由同样物质构成的多晶体的拉伸曲线，我们称有关这方面的工作为多晶体形变理论。

以  $\sigma$  表示单晶体的屈服应力，根据临界切应力定律可得

$$\sigma = m\tau, \quad (9.5)$$

式中取向因子  $m = \frac{1}{\sin \chi \cos \lambda}$ 。对多晶体而言，我们唯象地假设存在一平均值

$$\bar{m} = \int m N(m) dm / \int N(m) dm, \quad (9.6)$$

其中  $N(m)dm$  为  $m$  值在  $m$  与  $m + dm$  之间的晶粒数。这样就可以得到多晶体的屈服应力

$$\sigma_Y = \bar{m} \tau. \quad (9.7)$$

由实验求得单晶体的应力-应变曲线为

$$\tau = f(\varepsilon). \quad (9.8)$$

又知

$$\varepsilon = \bar{m}\gamma, \quad (9.9)$$

其中  $\gamma$  为沿拉伸轴的应变。将上述二式代入 (11.7) 式, 使得

$$\sigma_y = \bar{m}f(\varepsilon) = \bar{m}f(\bar{m}\gamma), \quad (9.10)$$

此即我们要找的多晶体拉伸曲线的方程。

现在的问题在于求  $\bar{m}$ , 我们知道, 多晶体的形变在原则上应满足下列两种连续性。一为物质的连续性, 即假设在形变过程中不出现裂纹。另一为应力的连续性, 即在试样内横跨任一平面两边的应力应该是连续的。最早, Sachs 在求  $\bar{m}$  时没有考虑这两连续性, 所得  $\bar{m}$  值约为 2.2。后来, Taylor 仅考虑了第一个连续性, 并提出一最小形变功原理, 即一方面设多晶试样宏观的形变功为  $\sigma_y d\gamma$ 。另一方面从参加的滑移系统来说, 形变功又应

为  $\sum_{i=1}^n |\tau_i d\varepsilon_i|$ , 其中  $n$  为参加滑移的系统数。由于第一连续性

要求形变均匀, 根据理论推算, 对面心立方结构而言,  $n$  应不小于 5。再设各系统的滑移临界切应力都为  $\tau_0$ , 于是有

$$\sigma_y d\gamma = \tau_0 \sum_{i=1}^5 |d\varepsilon_i|, \quad (9.11)$$

式中  $\sum_{i=1}^5 |d\varepsilon_i|$  应具有极小值。由 (9.7) 和 (9.11) 两式, Taylor

求得

$$\bar{m} = \frac{\sum_{i=1}^5 |d\varepsilon_i|}{d\gamma} = 3.06. \quad (9.12)$$

由于每个晶粒本身都是各向异性的, Taylor 要求形变均匀势必应力不能连续。此外, Taylor 也没证明符合第一个连续性

的是否满足最小形变功的要求。虽然如此, Kocks<sup>[10]</sup>用取向为 [111] 的纯铝单晶拉伸曲线, 按 Taylor 理论计算, 多晶拉伸曲线看来还是满意的, 所得结果如图 9.11 所示。不过 Taylor 理论在

实验上也有它的缺点, 首先五个或五个以上的滑移系统至少在表面观察上还是少见的, 其次, 根据 Taylor 理论还能预言拉伸形变中晶粒的转动规律, 但所得结果与实际组织相比, 仅一半晶粒的取向符合 Taylor 的理论。

后来, Bishop 和 Hill<sup>[11]</sup>放弃 Taylor 所主张的形变均匀的假设, 并将实用范围推广到不仅只限于拉伸形变的情况, 而且还得到一比较

通用的求  $\bar{m}$  法。详细内容可参看原工作, 不过用 Bishop 和 Hill 法求得拉伸形变时的  $\bar{m}$  仍为 3.1。最近, Thompson<sup>[12]</sup>还指出, Taylor 平均法只实用于较大晶粒试样, 因为细晶效应引入的强化作用根本没有考虑。

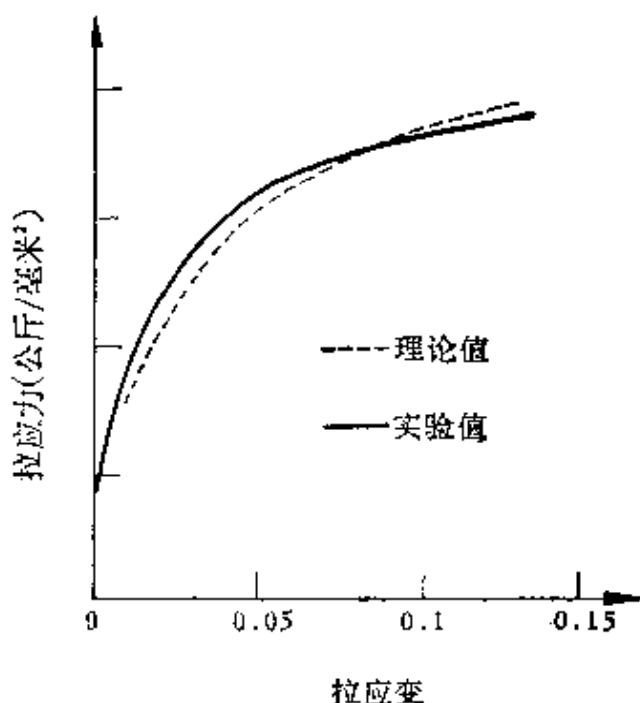


图9.11 多晶体的实验同理论拉伸曲线。

## § 9.6 组织结构对多晶体力学性质的影响

多晶体的力学性质,除了上述种种原因使它不同于单晶以外,在组织结构上还有很多对其力学性质十分有影响的因素。这里,我们暂不涉及由于工艺过程不完善而带进来的这样或那样的宏观缺陷,而只研究那些在正常冶炼、加工条件下出现的一些现象。首先,很多材料在使用状态下,其晶内就存在亚结构,即位错的胞结构。在形变过程中,此胞结构随形变的增加而趋向一定值,

这就是所谓的极限胞大小，它与层错能、形变温度、形变速度等有密切关系。图 9.12 为室温形变 Ag, Ag-2%Ga 同 -196°C 形变 Ag-2%Ga 的胞大小与形变度的关系<sup>[18]</sup>。显然可以看出，层错能越低，形变温度越低，极限胞大小就越大，达到此极限胞大小所需的形变度就越小；并按 (9.4) 式，设胞大小为  $d$ ，可知对应的强度也越低。至于位错胞结构的形成理论，目前也有一些<sup>[14,16]</sup>，但在这里暂不深究。

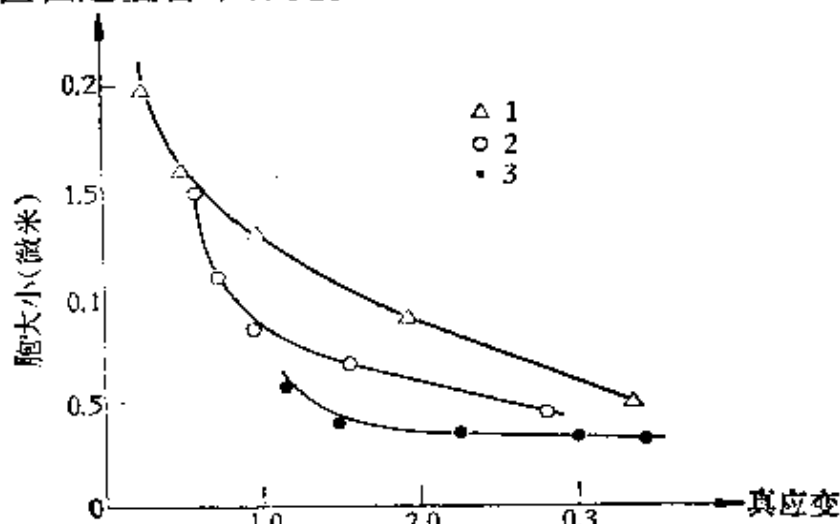


图 9.12 拉伸银和银合金的真正伸长与胞大小的关系。1. Ag 室温形变；2. Ag-2%Ga 室温形变；3. Ag-2%Ga-196°C 形变。

其次，在时效合金中，有所谓均匀沉淀与非均匀沉淀之别。非均匀沉淀中又有种种形式，图 9.13 为 Al-1%Si 合金中晶界上出现无沉淀区，图 9.14 为 Cu-0.6%Si 合金中晶界上出现优先

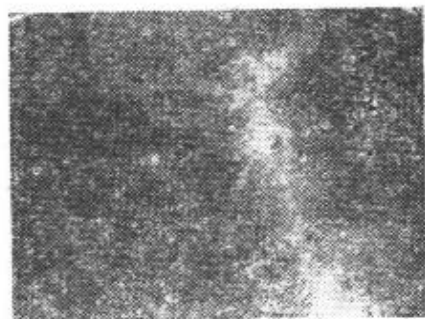


图 9.13 Al-1%Si 合金 580°C 淬火，350°C 时效 5 小时，晶界出现的无沉淀区。

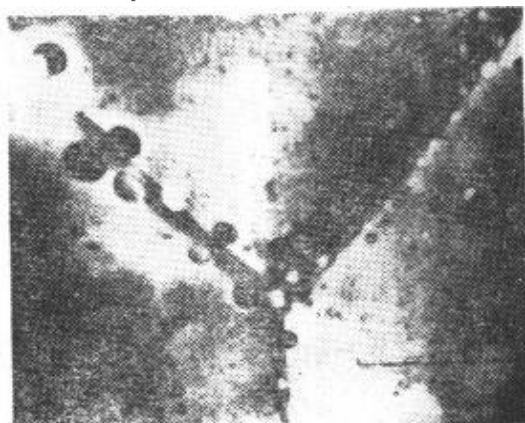


图 9.14 Cu-0.6%Si 合金在 650°C 进行内部氧化后，晶界出现 SiO<sub>2</sub> 的优先沉淀区。

沉淀区，图 9.15 为 Al-4.4% Ag 合金中晶界上出现很明显的第二相，而在它周围产生贫化区。

这些区的出现，我们暂不讨论它们的机制如何，但对其强度的影响，一般是不好的。因此，我们要设法避免这种区的产生，而其方法不外是在时效前给以适当的预形变，或添加适当少量合金元素便可达到目的，譬如商用 Al-Zn-Mg-Cu 合金中，总含有极微量的银。



图9.15 Al-4.4% Ag合金525°C水淬，160°C时效5天，晶界附近300埃处出现贫化区及分散的 $\gamma$ 相。

## § 9.7 形 变 织 构<sup>[16]</sup>

织构是在多晶体中晶粒排列的一种“择优取向”现象，这种结构的各向异性可以直接由形变获得，也可以通过热处理、铸锭生长或电解沉淀等方法来获得。不过，这一节我们仅介绍由形变获得的形变织构。金属中出现织构，不但力学性能而且如磁性、热传导性等也都有相应的改变。至于说织构到底是一种有利的或是不利的现象那就很难说了。就其力学性质而言，为了避免不均匀性，而往往不希望出现织构，但有时还利用织构来达到定向强化的目的。

### 9.7.1 纤维织构

纤维织构是一种最简单的织构，它可以通过拔丝或径向锻打而获得，其结果晶粒取向主要沿试样轴向分布。以体心立方结构为例， $\langle 110 \rangle$ 即为常见的纤维轴之一，并且织构度往往正比于形变度。就同一试样而言，越是内层，其织构发展得越比表层的完善。纤维织构也有两个方向的，如面心立方结构中的 $\langle 111 \rangle$ 和

$\langle 100 \rangle$ ，并且随层错能的增加， $\langle 111 \rangle$  织构就变得越明显。图 9.16 即为电解铜出现织构前后的 X 射线衍射照片和金相外观。三种典型结构金属的纤维织构已列入表 9.1。

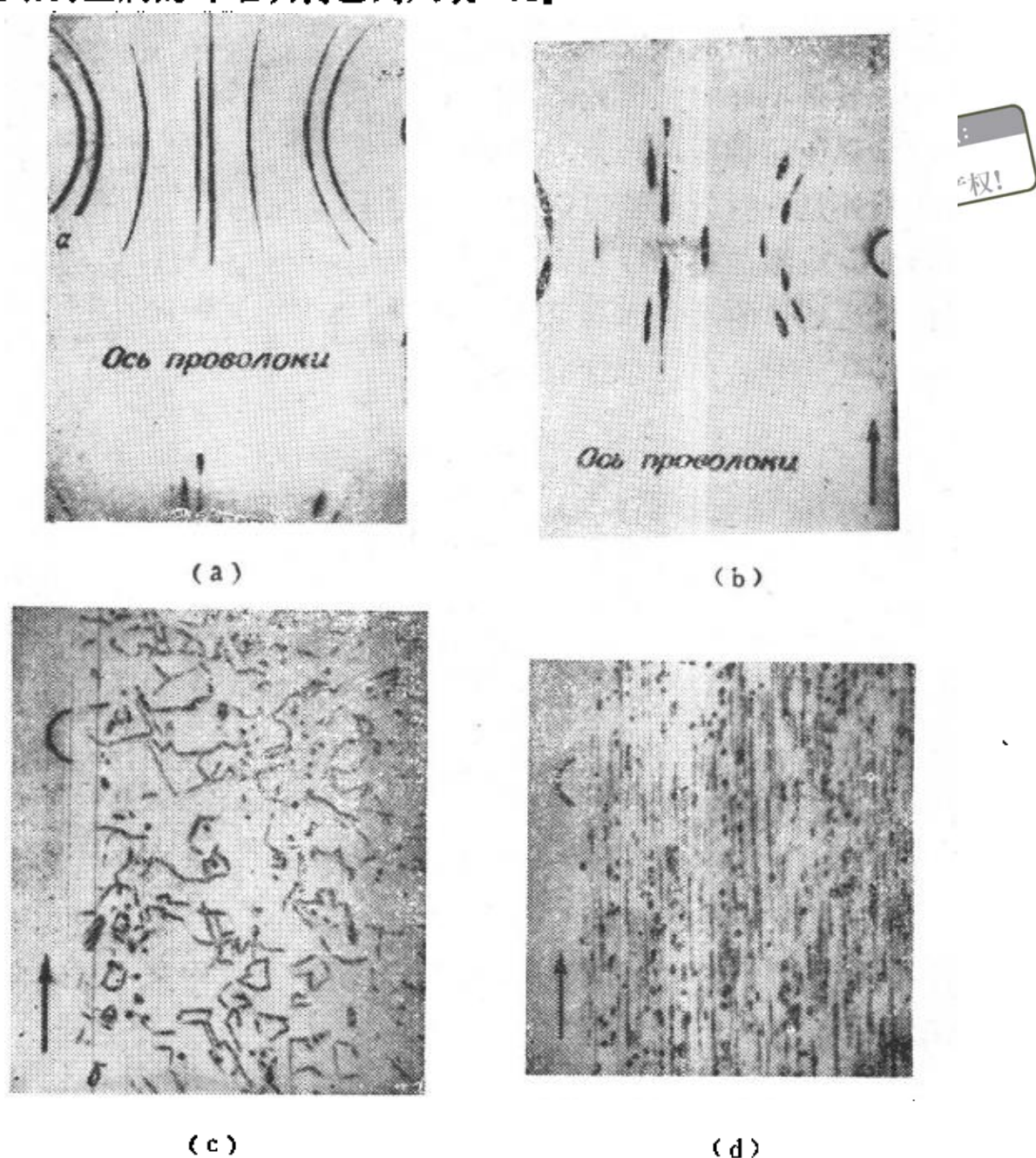


图 9.16 电解铜中织构的形成。a, b 为退火前后的 X 射线衍射照片，c, d 为相应的金相照片。

具有形变织构的金属，其强度与弹性模量都有明显变化。不过，当多重纤维轴存在时，上述变化往往会被抵消。譬如形变度不大时，铜具有  $\langle 111 \rangle$  和  $\langle 100 \rangle$  纤维织构，但由于  $\langle 111 \rangle$  方向的 杨

氏模量最大，而 $\langle 100 \rangle$ 方向的杨氏模量最小，故结果变化不明显：当形变度大时，由于 $\langle 111 \rangle$ 纤维轴的比重增加，杨氏模量也就随之变大。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## 9.7.2 辗延组织

辗延组织的表示方法，一般用大家熟知的极图，有时也用反极图可得到更直观的印象。至今对辗延组织研究得比较清楚的还是面心立方结构这一类金属。以层错能  $30-40$  尔格/厘米<sup>2</sup> 为界，层错能大于此值的金属（如铝、铜等），其辗延组织一般以  $\{146\}$   $\langle 112 \rangle$  为主，以  $\{135\}$   $\langle 112 \rangle$  为辅，后一取向可视为  $\{110\}$   $\langle 112 \rangle$  和  $\{112\}$   $\langle 111 \rangle$  的混合辗延组织。层错能小于此值的金属（如银、 $\alpha$ -黄铜等），其辗延组织比较简单，即  $\{110\}$   $\langle 112 \rangle$ 。这两种典型辗延组织的  $\{111\}$  极图如图 9.17 (a) 和 (b) 所示<sup>[17,18]</sup>。比较有力的说明面心立方结构金属中辗延组织与层错能关系的实验要算

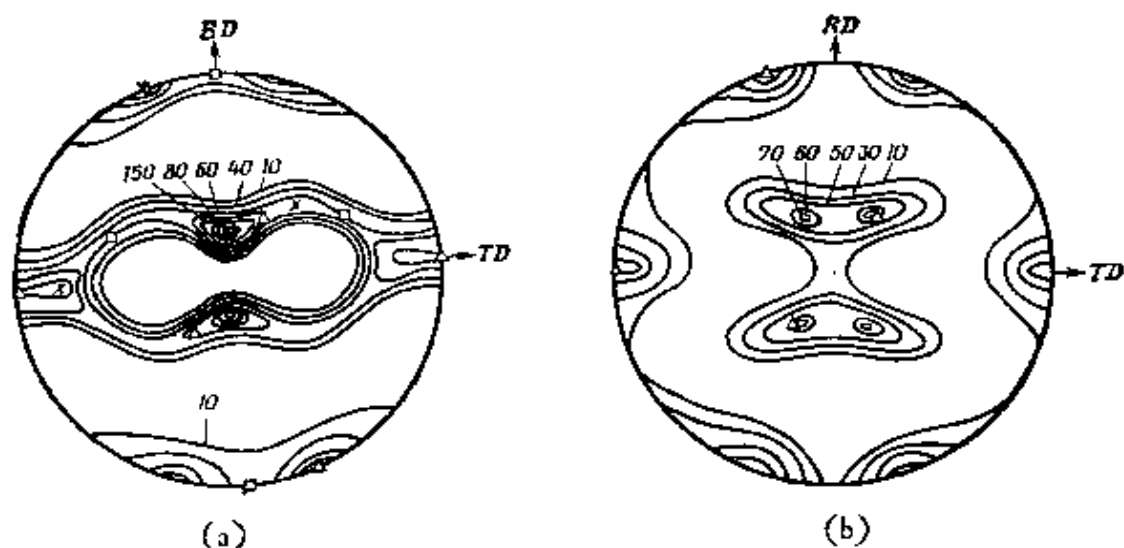


图9.17  $\{111\}$  极图。(a) 铜；(b)  $\alpha$ -黄铜。 $\times$ ， $\{146\}$   $\langle 112 \rangle$  辗延组织； $\Delta$ ， $\{110\}$   $\langle 112 \rangle$  辗延组织； $\square$ ， $\{112\}$   $\langle 111 \rangle$  辗延组织。

金-银合金的织构。我们知道，金的和银的原子大小很接近，又有相同的原子价，但纯金有着较高的层错能，所以辗延织构为第一类型的。随着合金中银含量的增加，其辗延织构渐转变为第二种类型，当银含量为 60% 时，此现象已十分明显，至 80% 时第二种织构就完全形成了，此时，层错能约为 30—40 尔格/厘米<sup>2</sup>。同样的情况，在铜-铝合金中也曾发现<sup>[18]</sup>。

此外，形变度对辗延织构也有影响，即当形变度不大时，几乎所有面心立方结构金属都是第二种织构，形变度增大后就出现第一种织构。譬如工业纯铝辗延 45% 时出现  $\{110\}\langle 112\rangle$  织构，增加形变度后，很快地就变成  $\{112\}\langle 111\rangle$  织构。但另一方面，银辗延到 99% 时还保持  $\{110\}\langle 112\rangle$  织构，不过有迹象说明，增加形变度后也会出现另外的织构<sup>[20]</sup>。形变温度对这两种织构的影响也很明显，一般增加温度导致第一种织构的形成。除非层错能十分低时，譬如 18—8 奥氏体钢，当温度高至  $0.5T_M$ ，其中  $T_M$  为合金的熔点温度，仍保持第二种织构。对  $\alpha$ -黄铜而言，形变温度从 200 增至 800°C 时， $\{110\}\langle 112\rangle$  织构逐渐为基体织构所代替。我们知道，层错能本身和温度的关系并不大，而上述现象可能是和层错能有关的一种热激活过程有联系，譬如交滑移<sup>[21]</sup>。

在辗延形变情况下，因为存在上述两种织构，其力学性质有如下一些特点。譬如在第一种织构中，当试样与辗延方向成 0° 或 90° 时，其强度都较 45° 的为小，在第二种织构中，则当试样与辗延方向平行时为最小，垂直时为最大。不过这种差异变化不大，一般为总强度值的 10% 左右，但却随形变度的增加而有所增加。对杨氏模量而言，也有类似的变化。

最后将三种典型结构金属的常见形变织构列如表 9.1。辗延形变中有一种叫交叉辗延的，即纵向（第一次辗延方向）辗延后再沿与此垂直的横向辗延一次，经此辗延后往往使面心立方结构金属中织构的各向异性减小，使体心立方结构金属中， $\{100\}\langle 011\rangle$  织构突出，但往返辗延与单向辗延差别却不大。

表 9.1

晶体结构		辗 延 织 构	纤维织构
面心立方	第一种织构	$\{146\}\langle 112\rangle + \{135\}\langle 112\rangle$	$\langle 111\rangle + \langle 100\rangle$
	第二种织构	$\{110\}\langle 112\rangle$	
体心立方		$\{100\}\langle 011\rangle + \{112\}\langle 110\rangle, \{111\}\langle 112\rangle$	$\langle 110\rangle$
六 方		$\{0001\}\langle 11\bar{2}0\rangle$	$\langle 10\bar{1}0\rangle$

### 9.7.3 织构理论

至今这方面比较成功的定量理论还没有, 下面仅就面心立方结构金属的织构理论作一简要定性介绍。

关于纤维织构, 最早 Boas 和 Schmid 以及 Pickus 和 Mathewson 都认为在形变过程中, 至少有三个最有利的滑移系统同时工作, 从而导致晶轴达到对称的最后取向。这样对纤维织构中所得主要织构方向能给以定性解释。Taylor 理论在 § 9.5 中已大致介绍过, 譬如就面心立方结构而言, 由 12 个滑移系统中取 5 个的方法就有 792 种, 何况定量结果偏差很大; 又如对有 48 个滑移系统的体心立方结构而言, 上述选择方法有 1,712,304 种之多, 故不象 Boas-Schmid 理论可以有效地应用到体心立方结构中去。如今, 一般认为对面心立方结构金属中,  $\langle 111\rangle$  和  $\langle 100\rangle$  织构的出现应与交滑移有关, 因为层错能越高的金属 (如铝), 越易于交滑移,  $\langle 111\rangle$  便是唯一的织构取向。

辗延形变可以看成是沿着辗延方向的拉伸和垂直辗延面的压缩这两个简单形变的叠加。我们在 § 7.1 中讨论单晶的滑移几何学时已经看出, 拉伸形变中晶轴最终取向为  $\langle 112\rangle$ 。当然, 多晶中每个晶粒的形变不能简单地用单晶来类比, 不过, Calnan 和 Clews<sup>[22]</sup> 曾仔细分析面心立方结构的辗延形变得到主要织构为  $\{110\}\langle 112\rangle$ 。Smallman 和 Green<sup>[18]</sup> 进一步指出, 第二种织构的出现是在无交滑移的情况下得到的, 如层错能较高时出现交滑移,

产生非八面体滑移后，织构就会变成第一种类型，而与“超射现象”并无直接关系。这样，形变温度增加有利于出现第一种织构就容易理解了。对第二种织构形成的机制还有一些看法，譬如，Dillamore 和 Roberts<sup>[20]</sup>指出，第二种织构是当两个滑移系统工作时，由于在平面应力条件下，最大切应力使拉伸和压缩轴转动所致。Haessner<sup>[28]</sup>和 Wassermann<sup>[24]</sup>又都认为第二种织构的出现与形变孪生关系很大。最近，Gangli 和 Arató<sup>[25]</sup>用计算机模拟法，就面心立方结构中的辗延织构得到十分满意的结果。

## § 9.8 双相合金的形变<sup>[26]</sup>

在3.7.1节中讨论相分布时，我们已看出，两相中有一相是脆性相时，那么，整个合金的力学性质与此脆性相的分布关系十分密切。现在我们来看一下，如果两相都是塑性时情况如何。这个问题至今也没很好解决，这里仅介绍两种近似的计算方法。其一，假设双相中每一晶粒具有同样的形变，这样每一相必须具有不同的流变应力。今以  $\sigma'$  和  $\sigma''$  分别表示应变为  $\gamma$  时两相的流变应力，则合金的平均应力

$$\sigma = f' \sigma' + f'' \sigma'', \quad (9.13)$$

其中  $f'$  和  $f''$  分别为两相的部分体积。于是具有任一比例双相合金的流变应力，可由两相分别的力学性质按(9.13)式计算出。图9.18即为各50%的双相合金拉伸曲线计算结果，对应任一形变度时的应力与较强相的部分体积成正

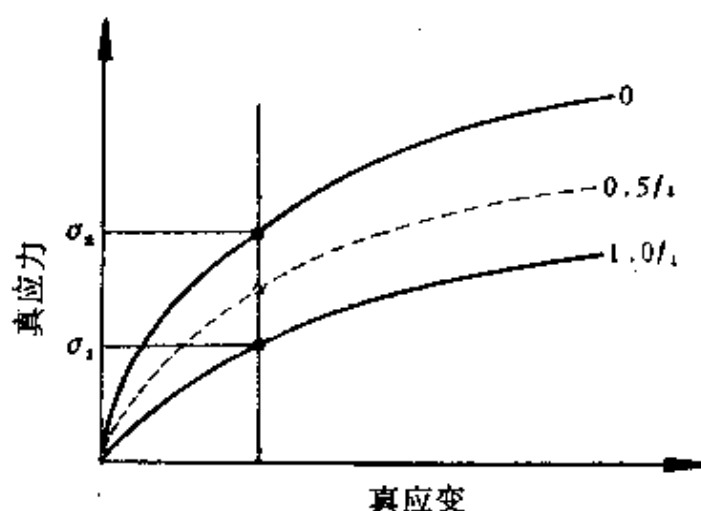


图9.18 具有相同应变的双相合金应力-应变曲线。

比。这种计算方法的缺点在于假设双相具有同样形变的本身。实验告诉我们，譬如含60%  $\alpha$  和40%  $\beta$  相的黄铜中甚至在相界面上  $\beta$  相（硬相）的形变比晶粒中心的还严重。

另一种假设是在双相中保持宏观的应力平衡，令  $\gamma'$  和  $\gamma''$  分别表示应力为  $\sigma_1$  时两相的应变，则合金的平均应变

$$\gamma = f' \gamma' + f'' \gamma'' \quad (9.14)$$

同样，具有任一比例双相合金的应变可由两相分别的力学性质按 (9.14) 式计算出。图 9.19 即为各 50% 的双相合金拉伸曲线计算结果，在这种情况下，

流变应力就不与部分体积成正比了。这一种假设同样也是不正确的，因为它允许在相界面上出现裂纹，这在一般情况下是与事实不相符的。

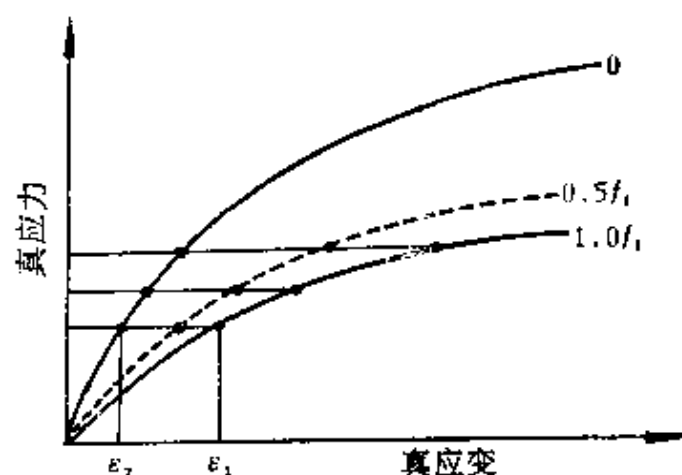


图 9.19 具有相同应力的双相合金应力-应变曲线。

实验事实告诉我们，双相合金形变总是起始于较软的相，随着形变的增加，应力集中导致较硬的相开始形变。因此在同一试样中，总是局部的应力平衡和形变连续并存，即要求垂直相界的应力平衡和形变连续同时满足。

## § 9.9 复合材料<sup>[27, 28]</sup>

所谓复合材料，我们可以将它看成是一种特殊形式的双相合金，它是由平行排列于软基体中的一束硬相所构成。由于硬相呈纤维状，所以横截面很小，它们彼此又为软的基体所胶合，故对复合材料整体来讲，可以说是缺口不敏感的。但负载却可通过软基体的形变而转嫁到硬纤维上。这样就能充分发挥硬相的键合强

度，所以称此现象为纤维强化。

我们知道，金属强度的上限就是所谓的理论值，而实际晶体中只有晶须才能达到这个量级。但一般晶须的直径又都只有一两个微米，如果太大了强度就很快地陡降下来，因此不能作为结构材料来用。但通过上述纤维强化的方法却可以用来做复合材料。纤维强化的研究在铜或银中加极细钨丝，或在铝中加极细的不锈钢丝已有很多，图 9.20 即为铜钨复合材料的形变曲线。根据现

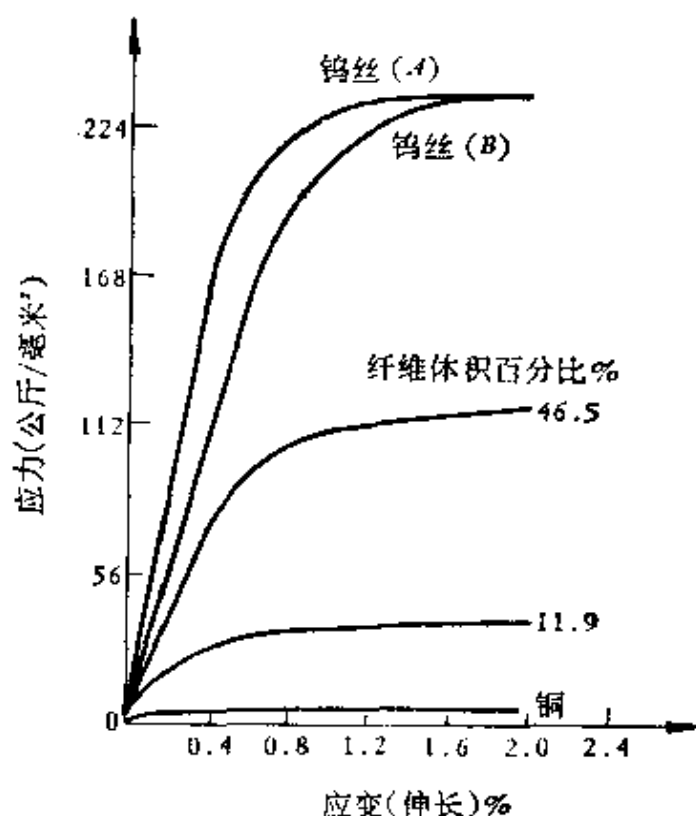


图 9.20 铜钨复合材料的应力-应变曲线。

有研究结果，可以将复合材料的形变曲线归纳成下面四个阶段：

- 1) 直到基体的弹性极限以前，细丝和基体的弹性形变阶段。
- 2) 基体开始范性形变，而细丝继续弹性形变阶段。
- 3) 基体和细丝都处于范性形变阶段。
- 4) 细丝断裂导致整个试样的断裂。

上述四个阶段中以第二个阶段为最重要，因为它占有形变曲

线的大部分。在第一阶段中，复合材料的杨氏模量可写为

$$E_c = E_f V_f + E_m V_m, \quad (9.15)$$

式中  $f$ ， $m$  和  $c$  分别表示细丝，基体同复合材料， $V$  为部分体积。在第二阶段中，由于基体范性形变对强度的贡献很小，故复合材料的杨氏模量近似可写为

$$E_c \simeq E_f V_f. \quad (9.16)$$

设  $\sigma_f$  为细丝的拉伸强度极限， $\sigma'_m$  为当细丝被拉伸到极限形变度时实际作用在基体上的应力，则复合材料的强度极限可写成

$$\sigma_c = \sigma_f V_f + \sigma'_m (1 - V_f), \quad (9.17)$$

因此， $\sigma_c$  应与  $V_f$  有直线关系，实验证明也确实如此，如图 9.21 所示。

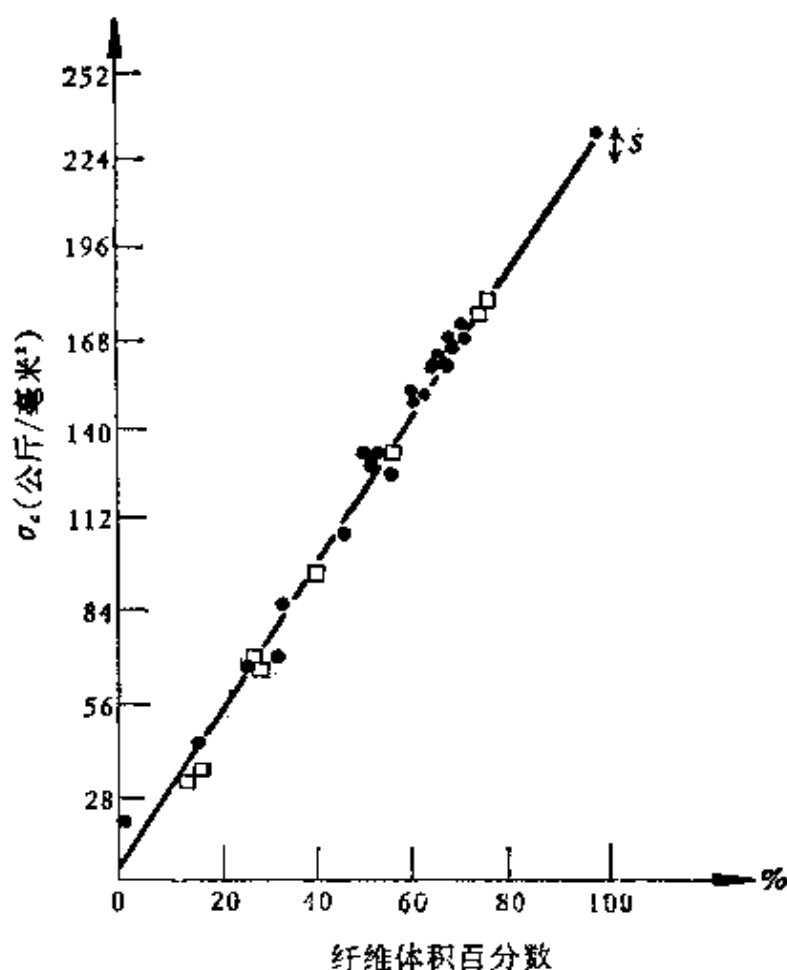


图9.21 铜钨复合材料的强度极限与纤维体积百分数的关系。

下面, 我们看如何求得使复合材料的极限强度  $\sigma_c$  大于基体极限强度  $\sigma_u$  时所需要的最少细丝含量。由 (9.17) 式可知, 此条件为

$$\sigma_c = \sigma_f V_{\text{筋}} + \sigma'_m (1 - V_{\text{筋}}) > \sigma_u$$

或

$$V_{\text{筋}} = \frac{\sigma_u - \sigma'_m}{\sigma_f - \sigma'_m} \simeq \frac{\sigma_u}{\sigma_f} \quad (9.18)$$

表 9.2 列出几种基体的  $V_{\text{筋}}$  值。

表 9.2

基 体	基体特性		$V_{\text{筋}}$			
	$\sigma'_m$	$\sigma_u$	$\sigma_f = 0.7$ $\times 10^2$	$\sigma_f = 1.75$ $\times 10^2$	$\sigma_f = 3.5$ $\times 10^2$	$\sigma_f = 0.7$ $\times 10^3$
	公斤/毫米 <sup>2</sup>	公斤/毫米 <sup>2</sup>	公斤/毫米 <sup>2</sup>	公斤/毫米 <sup>2</sup>	公斤/毫米 <sup>2</sup>	公斤/毫米 <sup>2</sup>
铝	2.8	8.4	8.34	3.25	1.61	0.80
铜	4.2	21.0	25.52	9.83	4.86	2.41
镍	6.3	31.5	39.56	14.95	7.33	3.63
不锈钢	17.5	45.5	53.41	17.80	8.42	4.10

到目前为止, 我们所说的细丝都认为是一根一根连续的细丝, 事实上这是很难办到的, 尤其当所用细丝为晶须时更是如此。因此, 必须考虑细丝长度对复合材料强度的影响。一般当细丝长度超过某一临界值  $l_c$  时, (9.18) 式还是可以应用的, 但更普遍的公式应写为

$$\sigma_c = \sigma_f V_f \left[ 1 - (1 - \beta) \frac{l_c}{l} \right] + \sigma'_m (1 - V_f), \quad (9.19)$$

其中  $l$  为细丝长,  $\beta$  为一常数 (大致为  $\frac{1}{2}$ )。由此可见, 细丝越短, 强化效果就越差, 不过当  $l_c/l > 5$  时, 其差别不超过 20%。

利用 (9.18) 和 (9.19) 两式, 可计算下述比值:

$$\frac{\sigma_c(\text{断续细丝})}{\sigma(\text{连续细丝})} = 1 - \frac{1}{\frac{2l}{l_c} \left[ 1 + \frac{\sigma'_m}{\sigma_f} \left( \frac{1}{V_f} - 1 \right) \right]} \quad (9.20)$$

$$= 1 - \frac{l_c}{2l} \text{ (若 } V_f = 1 \text{ )}. \quad (9.21)$$

在实际应用中, 比值  $l_c/d$  是很重要的, 其中  $d$  为细丝直径。设基体滑移临界切应力为  $\tau$ , 此比值决定于下式

$$\frac{l_c}{d} = \frac{\sigma_f}{2\tau}, \quad (9.22)$$

故比值超过 (9.22) 式后, 细丝就要在它周围基体形变前发生断裂。例如  $\sigma_f = 700 \text{ 公斤/毫米}^2$ ,  $\tau = 7 \text{ 公斤/毫米}^2$  时,  $\frac{l_c}{d} \simeq 50$ , 实际上对大多数细丝而言,  $\frac{l_c}{d}$  值不难得到在 100—500 之间。总之, 纤维强化中, 细丝的弹性模量和拉伸强度极限要越高越好, 所占的部分体积要尽可能地大, 并且是连续地沿一个方向分布。不过实际上这些条件只能一定程度地满足。

## § 9.10 残余内应力

残余内应力在金属的力学性质中是很重要的一个课题, 按 Дави́зиков 的分类, 残余内应力可分成以下三类, 虽然这种分类法存在很多问题, 但目前已广为流行, 所以我们还是沿用它。

**第一类残余内应力** 指的是在整个试样或零件中处于平衡的力, 当除去它们的某一部分后, 这种力的平衡就遭到了破坏, 并立即发生变形。此力能局部地促成金属力学性质及磁性的有向性, 因此在工业上有很重要的实际意义。

**第二类残余内应力** 指的是在晶粒或亚晶粒以及滑移面所包围的体积内处于平衡的力, 它的大小及方向都是混乱的。实验一再证明, 形变金属的显微硬度及屈服极限随温度的变化与残余内应力之间有很好的平行关系。这不得不使我们应就残余内应力对强化金属的作用作出更深刻的分析。

**第三类残余内应力** 这种残余应力更确切地应称为第三类残

余畸变，因它指的是在晶界或滑移面等附近不多的原子群范围内处于亚稳平衡的状态。这使我们联想到第三类残余畸变和热振动使原子偏离平衡位置的作用有类似之处，所以前者有静畸变之称，后者有动畸变之称。

这三种残余内应力在X射线衍射实验中的反应为：第一类残余内应力主要表现在衍射谱线的位移上，由此可以看出，它主要是弹性本质。第二类残余内应力主要表现在衍射谱线的变宽，甚至引起线形的不对称。第三类残余内应力主要表现在衍射谱线强度的锐减上，这一效应与试样的开始屈服有很好的对应关系。

根据量热学实验告诉我们，形变时外力所作的功大部分都变为热能，大约只有总能的10—15%以残余内应力的方式贮存在形变物体中，并且其大小与形变速度关系很大，在外力做功相等的情况下，动态形变总比静态的吸收得多。此吸收部分的能量在第一、第二及第三类残余内应力间的分配比例又约为1:10:100。由此可见，绝大多数吸收的能量是以第三类残余内应力的方式储藏在金属中的。

今设形变金属的热容量为 $C$ ，并将静畸变变化为温度变化为 $\Delta T$ 时所产生的等效动畸变，则形变后所吸收的能量可写为

$$W = \frac{1}{2} C \Delta T, \quad (9.23)$$

其中 $\frac{1}{2}$ 系考虑到静畸变不像动畸变那样既有位能又有动能之故。

如将此能表示成外加应力 $\sigma$ 的函数，则可写成

$$W = \frac{\lambda \Delta(\sigma^2)}{2E}, \quad (9.24)$$

式中 $\lambda$ 为一无单位的物质常数， $E$ 为杨氏模量，其推导可见附录Ⅷ.1。此关系在铝、铜甚至Ag-Au合金等在相当大形变范围内都为实验所证实<sup>[29]</sup>。

## 附录Ⅱ.1 范性形变后能量的吸收

这里介绍一种最简单的计算方法。设  $dA$  为将试样由  $\gamma$  形变至  $\gamma + d\gamma$  时外力所作的功， $dQ$  为形变时放出的热量， $dW$  为与此同时试样所吸收的能量。形变曲线如图Ⅱ.1所示，硬化系数

$$\theta = \frac{d\sigma}{d\gamma}. \quad (\text{Ⅱ.1})$$

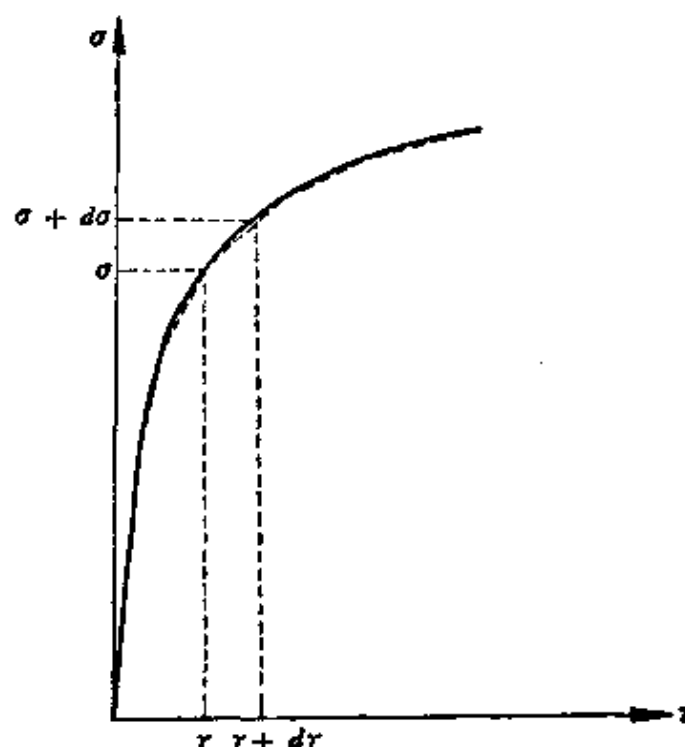


图 Ⅱ.1

若无穷小形变时，吸收的能量与形变量成正比，则

$$dW = f d\gamma, \quad (\text{Ⅱ.2})$$

其中  $f$  为比例系数。显然，其值是应力  $\sigma(\gamma)$  和硬化系数  $\theta(\gamma)$  的函数，故上式可写为

$$dW = f[\sigma(\gamma) \theta(\gamma)] d\gamma. \quad (\text{Ⅱ.3})$$

其次我们知道，硬化系数  $\theta$  一般比杨氏模量  $E$  小很多，即  $\frac{\theta}{E} \ll 1$ 。因此，我们可以将函数  $f$  展开成如下级数，

$$f = f_0(\sigma) + \frac{\theta}{E} f_1(\sigma) + \frac{\theta^2}{2! E^2} f_2(\sigma) + \dots, \quad (\text{IX}.4)$$

因为当硬化停止后 (即  $\theta = 0$  时), 全部形变能都以热能的方式释放出来, 故  $f_0(\sigma) = 0$ 。现在我们再作一近似措施, 即将应力-应变图中连续的曲线部分改作如虚线所示的无穷渐近折线, 则

$$f_2 = f_3 = \dots = 0,$$

因为, 我们有

$$f = \frac{\theta}{E} f_1(\sigma), \quad (\text{IX}.5)$$

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

注意此式中  $f_1(\sigma)$  已与  $\theta$  无关, 故其形式对各种不同的金属都是一样。为了方便起见, 我们可以利用  $\theta = \theta_0$  的应力-应变曲线来求  $f_1(\sigma)$ 。其次, 如果将硬化看作原子由正常状态跳到亚稳状态, 则作为第一次近似, 在  $\theta = \theta_0$  时, 我们假设与  $d\gamma$  对应的应力增量  $d\sigma$  同跳动的原子数成正比, 故  $\frac{dW}{dA}$  为一常数。再利用 (IX.3) 和 (IX.5) 两式及关系  $dA = \sigma d\gamma$ , 使得

$$\frac{dW}{dA} = \frac{\theta_0}{E} \frac{f_1(\sigma)}{\sigma} = \text{常数}, \quad (\text{IX}.6)$$

或

$$f_1(\sigma) = \lambda \sigma, \quad (\text{IX}.7)$$

式中  $\lambda$  为一无单位的物质常数。现将 (IX.5) 同 (IX.7) 两式代入 (IX.3) 式中, 得

$$dW = \lambda \frac{\theta}{E} \sigma d\gamma. \quad (\text{IX}.8)$$

再利用 (IX.1) 式, 遂有关系

$$dW = -\frac{\lambda}{E} \sigma d\sigma,$$

积分后得

$$W = \lambda \frac{\sigma^2(\gamma) - \sigma_0^2}{2E}, \quad (\text{IX}.9)$$

式中  $\sigma_0$  为屈服极限。上式亦可写为

$$W = \lambda \frac{\Delta(\sigma^2)}{2E},$$

此即 (9.24) 式。注意, 此式仅适用于  $\frac{\theta}{E} \ll 1$  时, 如  $\theta$  接近  $E$  就不能用

了。但当  $\theta = E$  时,  $\frac{dW}{dA} = 1$ , 故  $\lambda = 1$ , 上式便表示弹性能  $W = \frac{\Delta\sigma^2}{2E}$ 。

## 参 考 文 献

- [1] Ogilvie G. T., *Journ. Inst. Metals*, 81, 491(1953).
- [2] Kawada T., *J. Phys. Soc. Japan*, 6, 362(1951).
- [3] Gilman J. J., *Acta Met.*, 1, 423(1953).
- [4] Clark R. and Chalmers B., *Acta Met.*, 2, 80(1954).
- [5] Jaoul B., *Etude de la Plasticite et Application aux Metaux*, Paris (1964).
- [6] McLean D., *Grain boundaries in metals* (1957).
- [7] Honeycombe R. W. K., *The Plastic deformation of metals* (1968).
- [8] Urie V. M. and Wain H. L., *J. Inst. Metals*, 81, 153(1952).
- [9] Cottrell A. H., *Dislocations and Plastic Flow in Crystals* (1953).
- [10] Kocks U. F., *Acta Met.*, 6, 85(1958).
- [11] Bishop J. F. W. and Hill R., *Phil. Mag.*, 42, 414, 1298(1951).
- [12] Thompson A. W., *Met. Trans.*, 5, 39(1974).
- [13] Hutchison M. M. and Honeycombe R. W. K., *Mater. Sci. Journ.*, 1, 186(1967).
- [14] Tekeuchi S., *J. Phys. Soc. Japan*, 27, 928(1969).
- [15] Karashima S., Maruyama K. and Ono N., *Trans. Jap. Inst. Met.*, 15, 265(1974).
- [16] Barrett C. S. and Massalski T. B., *The structure of metals* (1966).
- [17] Smallman R. E., *J. Inst. Met.*, 83, 10(1955).
- [18] Smallman R. E. and Green D., *Acta Met.*, 12, 145(1964).
- [19] Christian J. W. and Swann P. R. *Alloying Behavior and Effects in Concentrated Solid Solutions* (1965).
- [20] Dillamore I. S. and Roberts W. T., *Acta Met.*, 12, 281(1964).
- [21] Goodman S. R. and Hsun Hu, *Trans. AIME*, 230, 1413(1964).
- [22] Calnan E. A. and Clews C. J., *Phil. Mag.*, 41, 1085(1950); 42, 616, 919(1951).
- [23] Haessner F., *Z. Metallk.*, 54, 98(1963).
- [24] Wassermann G., *Z. Metallk.*, 54, 61(1963).
- [25] Gangli P. and Arato P., *Phil. Mag.*, 34, 465(1976).
- [26] Dorn J. E. and Starr C. E., *Relation of properties to microstructure*, ASM., 71(1954).
- [27] McDanel D. L., Jech. R. W. and Weeton J. W., *Metal Progr.*, 78, 118(1960).
- [28] Kelly A. and Davies G. J., *Metall. Rev.*, 10, 1(1965).
- [29] Фастов Н. С., *Проблемы Металлоупрочнения и Физики Металлов*, 377 (1955).

超星阅读器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## 第十章 合金的强化

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

强化金属的方法有很多，例如冷加工、淬火以及机械热处理等；但最有效而又稳定的方法（也是实际生产中常用的方法）就是合金化。因为它除了强化金属以外，往往对其他性能也有所改进，如像提高淬透性、增强抗氧化能力等。当然，后者不是我们现在要讨论的课题，不过仅就合金化强化本身的内容也是很复杂的。一般合金化后，由于改变了组织（如像细化晶粒，改善相分布等），从而强度有所提高，人们称此为间接强化。合金化后直接提高了基体金属强度的便称为直接强化，并且它们彼此之间还存在着相互影响。这一章我们主要介绍的是直接强化中的固溶强化同间接强化中的弥散强化。当然，由于工业所用的合金大多数是多晶复相状态，显然这里面还有一个很重要的界面强化问题。但由于它涉及的问题比较专门，我们不能系统地介绍，仅在本章最后一节和以后有关章节中略加评述。

### 一 固溶强化部分

至今对大量二元合金的研究指出，性质-成分的关系在开始阶段都是直线或抛物线型的。图10.1至图10.3给出基体为面心立方、六方和体心立方结构时合金单晶的临界切应力 $\tau_c$ ，或多晶的屈服应力 $\sigma_0$ 与成分的关系，其中呈直线关系的称为弱相互作用，它一般对溶质原子所造成的畸变为球面对称性；呈抛物线关系的称为强相互作用，它一般对应的为四方性畸变。不过Bradfield和Pursey<sup>[1]</sup>在Cu中加进Zn, Ga, Ge和As后，却发现当浓度小于0.1%时切变模量同杨氏模量出现极大值。至今在性质-成分

曲线上出现极值这种反常现象在以过渡族金属为基的合金中，浓度在0.01%到0.1%（原子）范围内都得到广泛验证，并建立了相应的稀固溶体强化理论，其梗概内容在附录X·1中略加介绍，此处就不再叙述了。

超星网资源  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

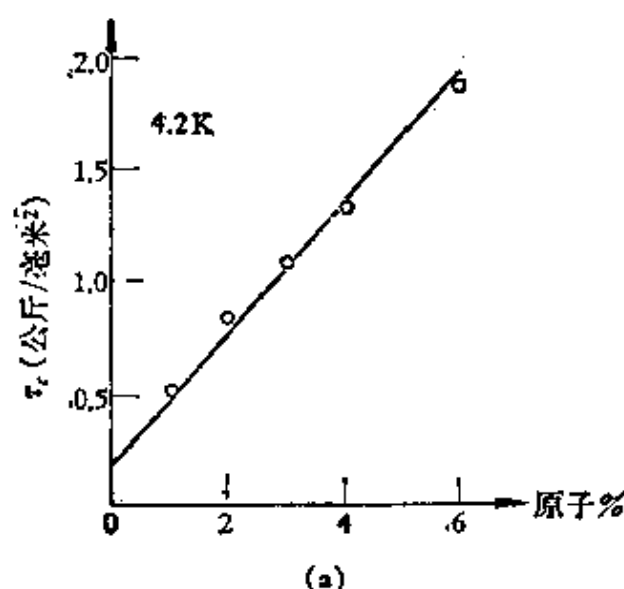


图10.1(a) 银的临界切应力与铝含量的关系。

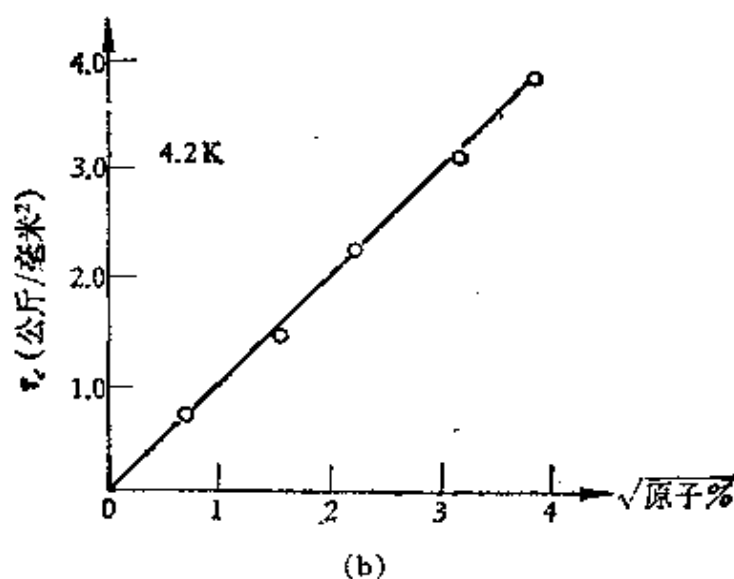


图10.1(b) 铜的临界切应力与铝含量的关系。

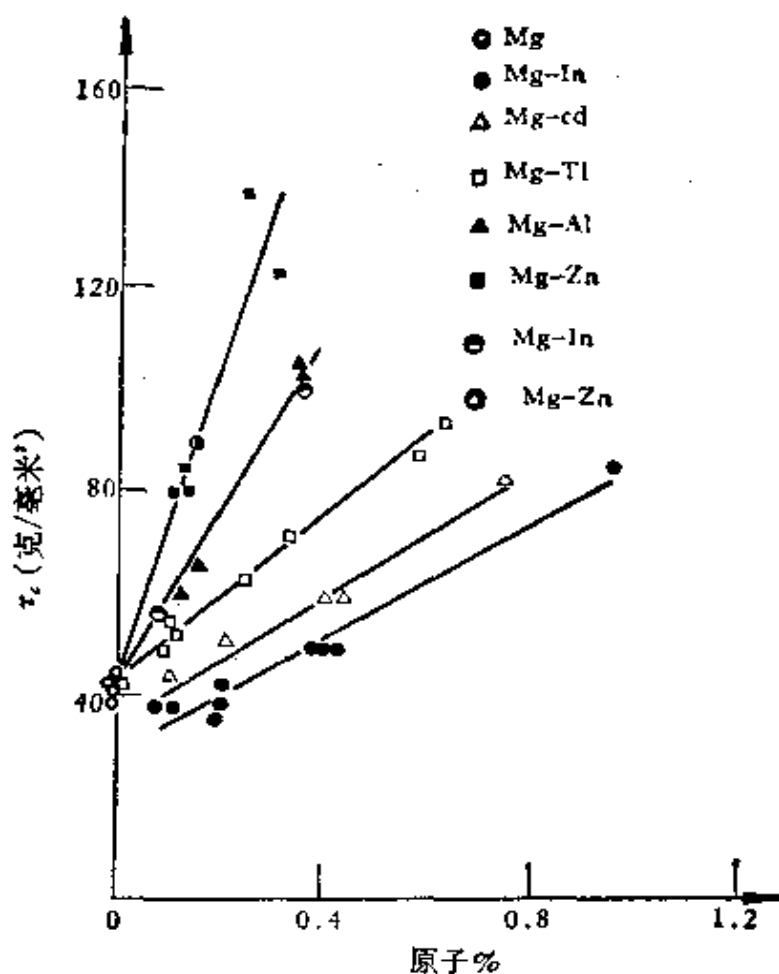


图10.2 镁基的固溶强化。

在一般含量下，固溶强化又可按溶质原子在基体中的分布状况分成均匀强化与非均匀强化两种。前者指溶质原子混乱分布于基体中时的强化作用，后者指溶质原子优先分布于晶体缺陷附近，或作有序排列时的强化。

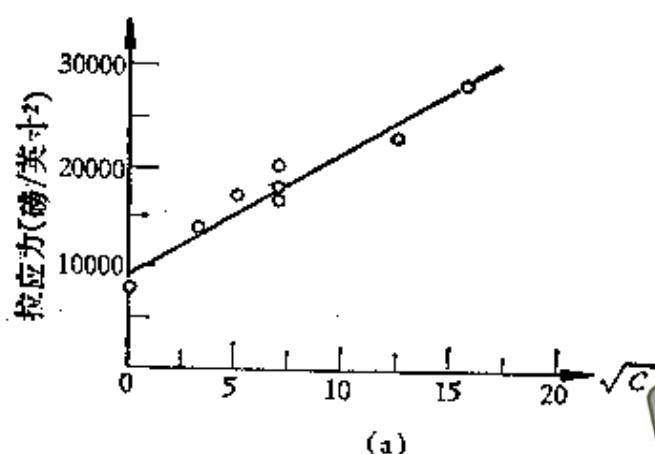


图10.3(a) 铁的屈服应力与碳含量的关系。

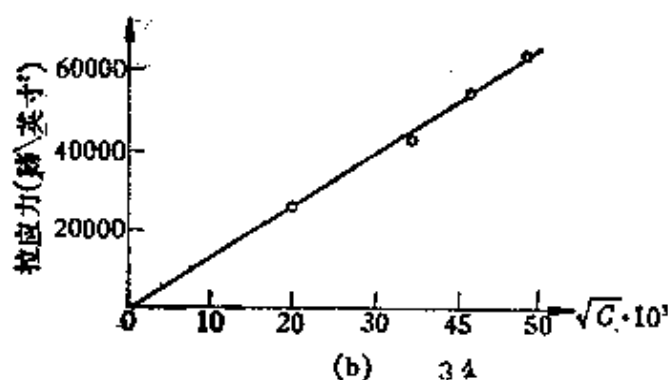


图10.3(b) 钛的屈服应力与氮含量的关系。

## § 10.1 均匀强化

如图 10.4 所示，溶质原子混乱地分布于基体中，因为位错线具有一定的弹性，故对同一种分布状态，由于不同溶质原子与位错线的相互作用不一样，位错线的运动方式就有如 (a), (b) 所示的两种情况。(a) 为相互作用强时，位错线便“感到”溶质原子分布较密；(b) 为相互作用弱时，位错线便“感到”溶质原子分布较疏。若以  $l$  和  $L$  分别表示两种情况下可以独立滑移的位错段平均长， $F$  为溶质原子沿滑移方向作用在位错线上的阻力，则使位错运动所需的切应力可写为

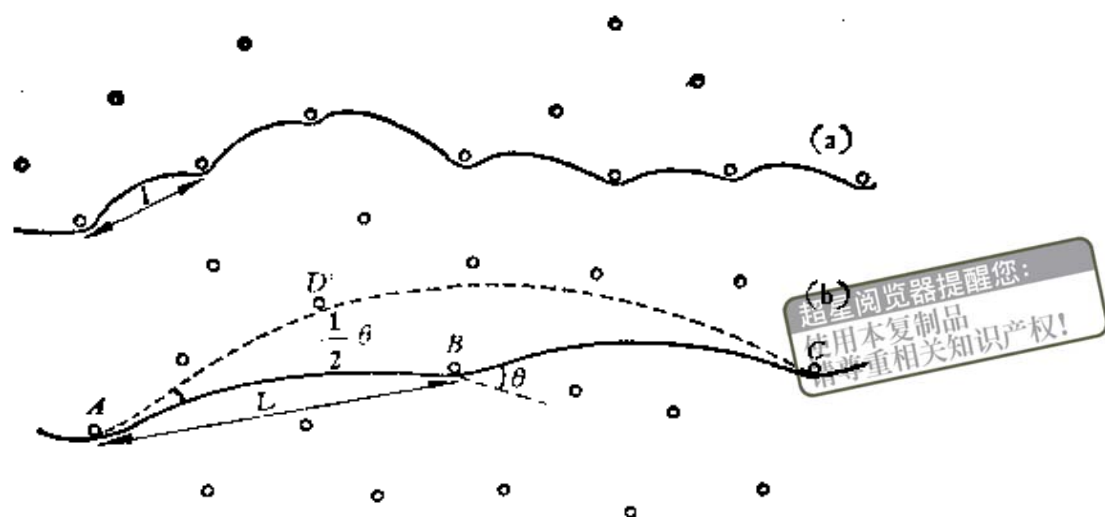


图10.4 由于溶质原子与位错线间相互作用的不同对其可弯曲性的影响，  
(a) 为强相互作用的结果，(b) 为弱相互作用的结果。

$$\tau = \frac{F}{bl} \quad (10.1 a)$$

或

$$\tau = \frac{F}{bL} \quad (10.1 b)$$

从表面上看，因为间隙式溶质原子固溶后引起的晶格畸变大，对称性差，故应属于情况 (a)\*，置换式的固溶后引起的晶格畸变小，对称性高，故应属于情况 (b)。但事实上间隙式溶质原子在晶格中，一般总是优先与缺陷相结合，所以已不属于均匀强化的范畴。下面，我们还会看到，在均匀强化中，所谓位错与溶质原子相互作用强弱的说法是有局限性的。此外，上述均匀强化的机制显然也不适用于当溶质原子分布得十分密集，以至使位错线的弹性不能发挥的地步。这时，由于位错线附近溶质原子对它的作用力有正有负，故平均后，其强化作用就为零了。

### 10.1.1 Mott-Nabarro 理论<sup>[2]</sup>

Mott 和 Nabarro 最初处理均匀强化问题时，假设了溶质原

\* 镍中间隙碳除外。

子在晶格中产生一长程内应力场  $\tau_i$ ，则位错弯曲的临界曲率半径便为  $Gb/\tau_i$ 。若溶质原子间距  $l \ll Gb/\tau_i$ ，也即位错与溶质原子间的作用为强相互作用时，整个位错便可以分成独立的  $n$  段，并  $n = L/l$ 。根据统计规律知道，作用在长为  $L$  位错上的力应等于  $n^{1/2}$  倍作用在每一段上的力，故长为  $L$  的位错运动的阻力可写成  $b\tau_i l (L/l)^{1/2}$ 。若此时外加切应力为  $\tau_o$ ，遂得

$$\tau_o = \tau_i \left( \frac{l}{L} \right)^{1/2} \quad (10.2)$$

再按 (2.36) 式便有关系

$$L = \frac{Gb^2}{b\tau_i (l/L)^{1/2}}$$

或

$$L = \frac{G^2 b^2}{\tau_i^2 l} \quad (10.3)$$

现设溶质原子浓度为  $c$ ，则  $l$  与  $c$  应有如下关系

$$\frac{1}{l^3} \cdot b^3 = c \quad (10.4)$$

由于  $l \ll \frac{Gb}{\tau_i}$ ，位错线不能按着内应力场中能量最低的走向弯曲，所以  $\tau_i$  应取其体积平均值。为此，令  $\epsilon_s$  为固溶原子与基体原子大小差引起的错配度，定义与 § 2.10.1 中完全一样，则按弹性力学得知距溶质原子  $r$  远处的切应力为  $G\epsilon_s b^3/r^3$ 。故上述  $\tau_i$  的体积平均值可写为

$$\tau_i = \frac{\int_0^l \frac{G\epsilon_s b^3}{r^3} 4\pi r^2 dr}{\int_0^l 4\pi r^2 dr} \simeq G\epsilon_s c \ln \frac{1}{c} \quad (10.5)$$

联立 (10.2)，(10.3)，(10.4) 和 (10.5) 四式，便得

$$\tau_o = G\epsilon_s^2 c^{5/3} (\ln c)^2$$

上式在一般浓度范围内， $c^{2/3} (\ln c)^2$  可近似为 1，故

$$\tau_o = G\epsilon_s^2 c \quad (10.6)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

此即临界切应力与溶质原子浓度成正比的关系，其中  $\varepsilon_s$  也可由晶格常数随浓度的变化梯度，按下式求得

$$\varepsilon_s = \frac{1}{b} \frac{db}{dc} \quad (10.7)$$

此外，直接用基体同溶质的 Goldschmidt 原子直径差  $\Delta D$  的对数与  $\frac{d\tau_c}{dc}$  的对数作图（以铜合金为例），所得结果如图 10.5 所示。看来除 Ni 以外各种合金元素，基本上靠近一斜率为 2 的直线附近，由此可见，(10.6) 式仍不失为一种近似。

如果设想位错与溶质原子间的作用为弱相互作用时，Friedel 曾作如下简化处理。设位错线张力为  $T$ ，从图 10.4(b) 可看出，障碍对位错的最大作用力

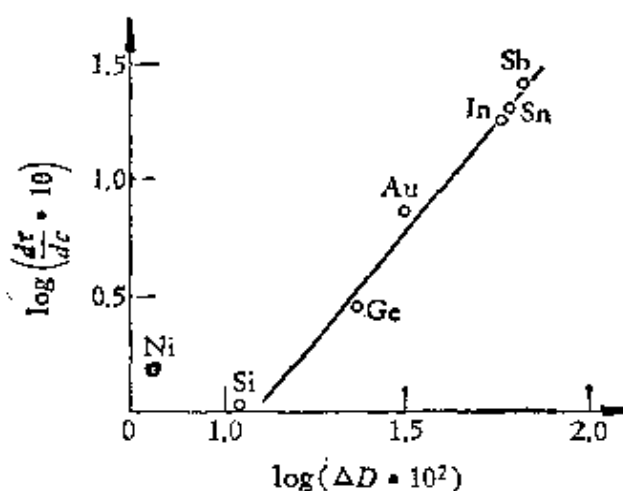


图 10.5 铜基合金中，固溶强化与晶格畸变间的关系。

$$F_m = 2T \sin \frac{\theta}{2}, \quad (10.8)$$

故由 (10.1b) 式得

$$\tau_c = \frac{2T}{bL} \sin \frac{\theta}{2} \quad (10.9)$$

又知沿滑移面上溶质原子间距  $l$  与其浓度  $c$  有关系

$$\frac{1}{l^2} \cdot b^2 = c, \quad (10.10)$$

以及图10.4(b)中面积  $ABCD$  近似地可写成  $L^2 \sin \frac{\theta}{2}$ , 并等于  $l^2$ , 故可得如下关系

$$L = \frac{l}{\sqrt{\frac{\sin \theta}{2}}} \quad (10.11)$$

联立 (10.1b), (10.8), (10.9), (10.10) 和 (10.11) 五式并设  $T \simeq \frac{1}{2} Gb^2$ , 便得

$$\tau_c = \frac{F_m^{3/2}}{b^3} \sqrt{\frac{c}{G}}, \quad (10.12)$$

此即临界切应力与溶质原子浓度的平方根成正比的关系。

这里应指出的是, 上述结果得到由位错与溶质原子强相互作用导出  $\tau_c \propto c$  的关系, 由位错与溶质原子弱相互作用却导出  $\tau_c \propto \sqrt{c}$  的关系。这一矛盾暗示均匀强化中, 所谓的强相互作用与间隙原子产生的不均匀强化可能不是一回事。

### 10.1.2 Fleischer 理论<sup>[3,4]</sup>

Fleischer 理论有两个主要的特点, 一为溶质原子与基体原子的相互作用中, 除了考虑由于大小不同所引起的畸变外, 还考虑了由于“软”“硬”不同, 即弹性模量不同而产生的影响, 另一为置换溶质原子与位错的静水张压力的相互作用中, 除了考虑纯刃型的以外, 还考虑了纯螺型的。下面首先阐明这两个问题。

因为即使溶质与基体原子半径相同, 但弹性模量不同时, 位错周围应力场的弹性能在溶质所处处也会发生变化。设溶质和基体的弹性模量各为  $G_1$  和  $G$ , 则

$$\Delta G = G_1 - G = \frac{dG}{dc} \cdot c \quad (10.13)$$

如图 10.6 所示, 以纯螺型位错为例, 在溶质原子处当仍为基体原子占据时, 其应力和应变为  $\frac{Gb}{2\pi r}$  和  $\frac{b}{2\pi r}$ 。当为溶质原子占据时,

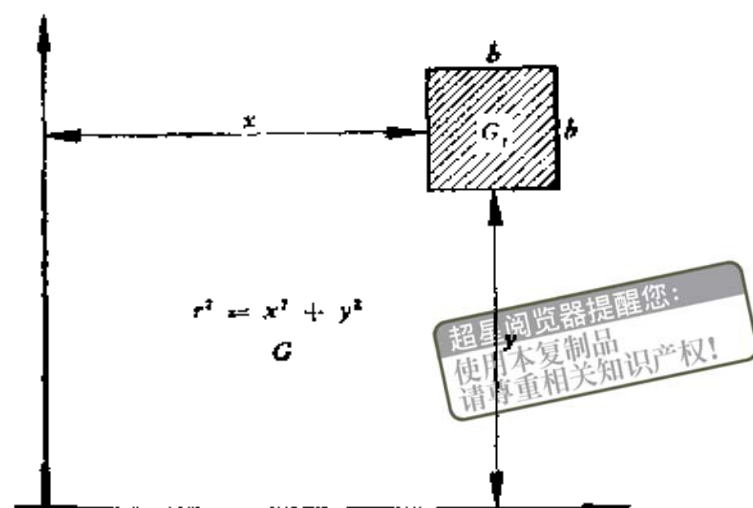


图10.6 弹性模量相互作用。

其应力和应变便为  $\frac{G_1 b}{2\pi r}$  和  $\frac{b}{2\pi r}$ 。因此，一体积近似以  $b^3$  表示的基体原子被溶质原子替代后能量的变化应为

$$E = -\frac{1}{2} \int \left[ G_1 \left( \frac{b}{2\pi r} \right)^2 - G \left( \frac{b}{2\pi r} \right)^2 \right] db^3$$

$$= -\frac{\Delta G b^5}{8\pi^2 r^2} \quad (10.14)$$

如仿 (10.7) 式定义

$$\varepsilon_G = \frac{1}{G} \frac{dG^*}{dc} \quad (10.15)$$

利用 (10.13) 和 (10.15) 两式，由 (10.14) 式可写成

$$E = \frac{\varepsilon_G G b^5}{8\pi^2 r^2} \quad (10.16)$$

同理，对纯刃型位错有

$$E = \frac{\varepsilon_G G b^5}{8\pi^2 (1 - \nu) r^2} \quad (10.17)$$

其次，根据线性弹性力学溶质原子与纯螺型位错的应力场之

\* 如用更精确的关系  $\frac{dG}{dc} = \frac{2(\Delta G)G}{G_1 + G}$ ，则可得  $\varepsilon_G^* = \frac{\varepsilon_G}{1 + \frac{|\varepsilon_G|}{2}}$ 。

间，应无由于静水张压力产生的弹性相互作用。但 Stehle 和 Seeger 考虑二级效应后，求得纯螺型位错附近也有静水张压力与溶质原子的相互作用。Fleischer 计算此相互作用能为

$$E = \frac{K\epsilon_b G(1+\nu)b^3}{2\pi^2(1-2\nu)} \left(-\frac{b}{r}\right)^2. \quad (10.18)$$

根据以上结果和 Cottrell 计算的溶质原子与纯刃型位错相互作用能，我们可将溶质原子沿滑移方向（ $x$  方向）作用在位错线上的阻力列入下表，并将  $\epsilon_b$  代之以  $\epsilon'_G$ 。

表 10.1

	刃 型	螺 型
大小作用	$\frac{2(1+\nu)Gb^4\epsilon_b xy}{\pi(1-\nu)r^4}$	$\frac{KGb^5\epsilon_b(1+\nu)x}{\pi^2(1-2\nu)r^4}$
“软”“硬”作用	$-\frac{Gb^5\epsilon'_G x}{4\pi^2(1-\nu)r^4}$	$-\frac{Gb^5\epsilon'_G x}{4\pi^2 r^4}$
总合*	$\frac{Gb^5 x}{4\pi^2(1-\nu)r^4}  \epsilon'_G - 32\epsilon_b $	$\frac{Gb^5 x}{4\pi^2 r^4}  \epsilon'_G - 16K\epsilon_b $

\* 设  $\nu = \frac{1}{3}$ ,  $y = b$ 。

显然，无论对刃型或螺型位错而言，此力正比于  $|\epsilon'_G - \alpha\epsilon_b|$ ，其中  $\alpha$  对刃型位错的不小于 16（当  $y = \frac{b}{2}$  时），而对螺型位错的，由于  $K \leq 1$ ，故其值不大于 16。对铜合金而言，实验结果给出  $\alpha = 3$ ，因此，我们可以认为铜合金中，位错滑移的阻力主要来自置换式溶质原子与螺型位错的相互作用，其值可写为

$$F'_m = \frac{Gb^5 x}{4\pi^2 r^4} |\epsilon'_G - 3\epsilon_b|. \quad (10.19)$$

下面为了求  $\tau_c$ ，根据 (10.1b) 式，尚需知道  $L$ 。现由图 10.7，我们可求得  $L$  与溶质原子浓度  $c$  有如下关系

$$\frac{b^2}{L^2\theta/2} = c \quad (10.20)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

然后联立 (10.1b), (10.8) 和 (10.20) 三式, 并设  $T \simeq \frac{1}{2}$

$Gb^2$ , 最后将  $F_m$  换成  $F'_m$ , 遂得

$$\tau_e = \frac{F'_m{}^{3/2}}{b^3} \sqrt{\frac{c}{G}} \quad (10.21)$$

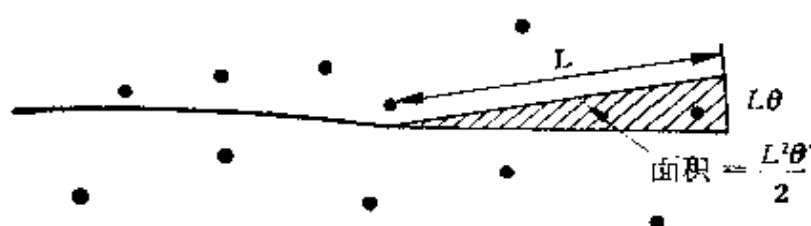


图10.7 图中  $L$  定义为位错弹性弯曲后, 只扫过一溶质原子时的位错段长。

现将 (10.19) 式代入上式, 可得

$$\tau_e \propto G\epsilon_r^{3/2}c^{1/2}, \quad (10.22)$$

其中

$$\epsilon_r = |\epsilon'_0 - 3\epsilon_b|. \quad (10.23)$$

对铜用11种不同元素配制的合金, 测得结果如图10.8所示, 显然, 它比图10.4要好得多,  $\frac{d\tau_e}{dc}$  与  $\epsilon_r$  之间成很好的直线关系, 其斜率也正好等于  $3/2$ 。这说明既考虑溶质原子的大小, 又考虑其“软”“硬”的 Fleischer 理论是比只考虑溶质原子大小的 Mott-Nabarro 理论更符合实验事实。除此以外, Fleischer 理论还强调了合金强化中螺型位错的特殊作用。

虽然上述 Fleischer 理论得出较好的结果, 但我们不能认为 b.c.c 结构的 Fe-C 合金及 Nb-N 合金中, 溶质原子与位错间的相互作用也属于弱的一类。最近, Labush<sup>[6]</sup> 和 Nabarro<sup>[6]</sup> 将溶质原子看成在滑移面上宽为  $2w$  的位垒,  $f$  为与位错间作用力在

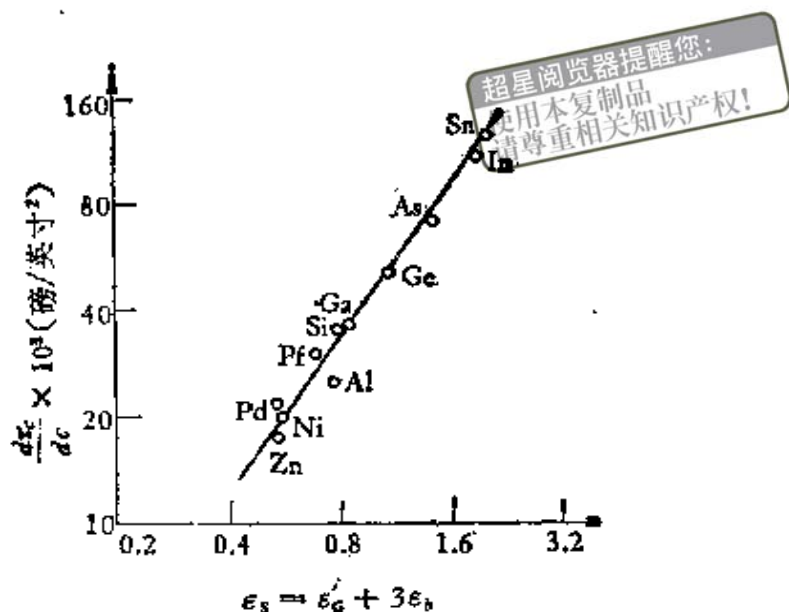


图10.8 铜合金中，固溶强化和溶质原子与螺型位错相互作用的关系。

滑移面内沿滑移方向的分量，用不同方法，经严格理论计算都得到比较一致的关系，即当  $w$  或  $c$  很小时， $\tau_c = \frac{f^{3/2}}{b} \left( \frac{c}{2E} \right)^{1/2}$ ；反之， $\tau_c = \frac{f^{4/3}}{2b} \left( \frac{c^2 w}{E} \right)^{2/3}$ ，式中  $E$  为位错线张力。但前者相当强相互作用，而后者相当弱相互作用。后来，Traub, Neuhäuser 和 Schwink<sup>[7,8]</sup> 在不同浓度 Cu-Ge 和 Cu-Zn 合金的工作中，得到在一定浓度和温度范围内，临界切应力与浓度的关系变化在  $c^{1/2}$  到  $c^{2/3}$  之间，并得到 Basinski 等人<sup>[9]</sup> 提出的所谓合金强化的“应力等价” (stress equivalence) 性，即合金强化与温度或形变速度的依赖关系，或单位激活过程只与应力水平有关，而与溶质原子的浓度无关。他们还用热激活分析法测得浓度高的合金中作为障碍的单元是溶质原子群，并且此群的大小存在一定分布。所以看来浓度高的和浓度低的合金，其强化机制应不一样。

### 10.1.3 Feltham 理论<sup>[10]</sup>

在这一节中，我们介绍最近由 Feltham 提出的一种思想体系完全不同，形式简单而又能解决更多实验事实的均匀强化理论。

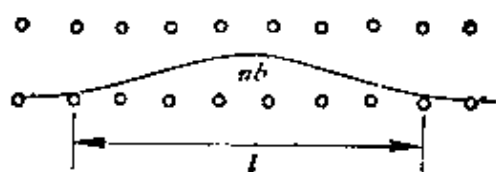


图10.9 溶质原子分布示意图。

这种理论有如下两个基本假设。一为设溶质原子间距

$$\lambda = bc^{-1/2}; \quad (10.24)$$

二为设长  $l$  的位错线在外加应力  $\tau_0$  作用下, 其中心凸出  $nb$  距离,  $n$  值约为 2, 3, 如图 10.9 所示。今令位错线凸出部分的曲率半径为  $R$ , 则  $\tau_0 \approx \frac{Gb}{2R}$ 。利用几何关系  $2nbR \approx 1/4l^2$ , 故得

$$-\frac{l}{b} = \left( -\frac{4Gn}{\tau_0} \right)^{1/2} \quad (10.25)$$

再设凸出的位错线可用一底边长为  $l$ , 高为  $nb$  的三角形的两斜边近似, 则凸出后位错线的能量较未凸出前的要高  $\frac{1}{2} Gb^2 \left( \frac{2n^2 b^2}{l} \right)$ 。此外, 位错自  $\frac{l}{bc^{-1/2}}$  个溶质原子脱钉出来所需能量为  $lUc^{1/2}/b$ , 其中  $U$  为溶质原子与位错的相互作用能。所以我们将图 10.9 中所示位错凸出的激活能写成

$$W = \pi^2 b^2 G \frac{b}{l} + U c^{1/2} \frac{l}{b} - \frac{1}{2} n \tau_0 b^3 \frac{l}{b}. \quad (10.26)$$

上式中最后一项为外加应力所作的功,  $\frac{1}{2} nb$  为位错平均位移。

再将凸出过程的频率  $\nu$  按 Boltzmann 关系写成

$$\nu = \nu_0 \exp(-W/RT), \quad (10.27)$$

其中  $\nu_0$  为原子频率  $10^{12}$  秒<sup>-1</sup>, 如取  $\nu = 1$ , 则

$$m = \frac{W}{RT} = \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}, \quad m \approx 25, \quad (10.28)$$

式中  $\dot{\gamma}$  为切变速率,  $\dot{\gamma}_0$  为一常数。将 (10.28) 式代入 (10.26) 式后便得  $-\frac{l}{b}$  的二次方程式, 再利用 (10.25) 式求解, 得<sup>[11]</sup>

$$\frac{\tau_c}{\tau_0} = \frac{\theta}{\{1 + (1 + \theta)^{1/2}\}^2}, \quad \tau_0 = \frac{4Uc^{1/2}}{\pi b^3}, \quad (10.29)$$

其中

$$\theta = \frac{4\pi^2 G b^3 U c^{1/2}}{\left[ kT \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}} \right]^2}. \quad (10.30)$$

如将激活体积写为

$$v = kT \left( -\frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial \tau_c} \right)_T, \quad (10.31)$$

利用 (10.28) 至 (10.31) 四式不难求出

$$v = v_0 \{ 1 + 2\delta [\delta + (1 + \delta^2)^{1/2}] \} (1 + \delta^2)^{1/2}, \quad \delta = \theta^{-1/2}, \quad (10.32)$$

其中

$$v_0 = \frac{1}{4} b^3 \pi^2 \left( \frac{G b^3}{U c^{1/2}} \right)^{1/2}.$$

这一理论如 (10.29) 式所示, 它既给出  $\tau_c$  与浓度  $c$  的关系, 又给出与形变温度  $T$  的关系。不但如此, 由于激活体积是  $\theta$  的函数, 而  $\theta$  (如 (10.30) 式所示) 同时又依赖于合金元素 ( $U$ ) 浓度 ( $c$ ) 和温度 ( $T$ )。正好 Basinski 等人<sup>[9]</sup>最近在 20 多种不同浓度二元固溶合金中, 发现在同一温度下, 它们的激活体积与屈服应力都落于同一曲线上。分析证明, Basinski 等人这一实验中所测激活体积的变化规律完全符合 (10.32) 式。总之, Feltham 理论的最大特点是它并不简单地只考虑溶质原子与位错相互作用能的强弱来决定位错作图 10.4 中那一种弯曲, 而是更客观地由溶质浓度大小, 位错线本身的性质以及温度等条件来决定。其次, 图 10.9 所示位错自溶质原子气团钉扎中凸出, 形式上有如从派-纳能谷中凸出, 故一般所谓的派-纳力实际上可能还是位错与溶质原子的相互作用力。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## § 10.2 非均匀强化

首先由于合金元素与位错的强烈相互作用,使得在晶体生长过程中位错的密度大大提高,造成与纯金属截然不同的基本结构。这往往成为某些合金非均匀强化的部分原因,譬如,铜中加进少量的镍,银中加进少量的金等。此外,就目前所知非均匀强化的类型大致可分为浓度梯度强化, Cottrell 气团强化, Snoek 气团强化, 静电相互作用强化, 化学相互作用强化和有序强化等几种。它们的基本内容有些已在第二章中梗要介绍过, 这里仅着重介绍其特点及存在的问题。

### 10.2.1 浓度梯度强化<sup>[12]</sup>

这种强化机制实质上可分为三部分:一为晶格常数相互作用,即由于合金元素的分布存在浓度梯度,所以晶格常数也就有相应的变化梯度。当刃型位错的运动方向与浓度梯度方向一致时,或螺型位错的运动方向与浓度梯度方向垂直时,就会在滑移面两边产生类似位错样的对不齐现象,从而提高了位错运动的阻力;二为弹性模量相互作用,即由于合金元素的分布存在浓度梯度,弹性模量也就不再可能是常数,结果对位错的运动相当额外地施加一力。不过,一般讲这两种力都可以忽略不计;三为具有浓度分布梯度的合金元素与位错间的弹性相互作用,即存在合金元素分布梯度时的 Cottrell 气团强化作用。

对上述第三部分的作用, Fleischer 仅用二维应力场中存在一维浓度梯度的模型来近似,并设温度较低时的扩散现象可不计,便得到由此产生的附加阻力

$$\tau = 4G\epsilon_b \left( \frac{dc}{dx} \right) r_\infty \sin 2\phi, \quad (10.33)$$

式中  $r_\infty$  为位错应力场的作用半径,  $\phi$  为刃型位错的滑移方向与

浓度梯度方向间的夹角，其他符号的意义如上所述。

这一公式看来显然很合理，当  $\phi = 0^\circ$  时，表示滑移面的取向和浓度梯度方向一致。以刃型位错为例，此时同时进入滑移面上下两部分的合金元素一样多，故  $\tau$  等于零。而  $\phi = 90^\circ$  时，表示滑移面的取向和浓度梯度方向垂直，也就是沿滑移方向无浓度梯度，故  $\tau$  亦为零。此外按 (10.24) 式，当  $\phi = 45^\circ$  时，应出现极大值，这一点在 Fleischer 和 Chalmers 的工作中已得到证实。他们发现，当原滑移系统与浓度梯度方向成  $45^\circ$  时，总是次滑移系统先开始滑移并且硬化率较大。

### 10.2.2 Cottrell 气团强化<sup>[18]</sup>

Cottrell 气团的存在是最早发现的一种溶质原子与位错间存在相互作用的现象，它在解释  $\alpha$ -Fe 的屈服现象时，给人们留下了深刻的印象。一般所谓位错的低温钉扎现象就是指此而言，其主要特点在于此钉扎作用对温度十分敏感。譬如 2.10.1 节中求得碳在  $\alpha$ -铁中“露点”的理论值虽为 700K，而事实上， $\alpha$ -铁的屈服应力与形变温度的关系在室温以上就开始与温度基本无关了，可见变化之陡。虽然由 (2.112) 式可估计位错自气团中脱钉所需的激活能为

$$U \simeq 0.9 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^2, \quad (10.34)$$

从而可求得屈服应力与温度的关系为

$$\tau = \tau_0 - KT^{1/2}, \quad (10.35)$$

式中  $\tau_0$  同  $K$  为两常数<sup>[14]</sup>。但实验证明，(10.35) 式只在 100K 以下才适用。

目前对 Cottrell 气团的存在虽已无疑义，即令在置换式固溶体中，由于位错与溶质原子相互作用能较小，故所需浓度较大。以  $\alpha$ -黄铜为例， $U_{\max} = 1/8$  电子伏特，形成 Cottrell 气团的浓度就要大于 1%，但就其对强度的影响所适用的范围尚需进一步

研究。其次看来已经定论的屈服现象，近来对此又提出不同的看法，详细内容将在第十一章中再叙述。

### 10.2.3 Snoek 气团强化<sup>[15,16]</sup>

Snoek 气团的主要特点，是其强化作用与温度无关，而与溶质浓度成正比。常温下对位错的钉扎虽不亚于 Cottrell 气团，但溶质原子这种短程的动态有序，当形变温度较高时，由于有序化太快，其作用也就不显著了。形变速度过大时亦复如此。

### 10.2.4 静电相互作用强化<sup>[17,18]</sup>

如2.10.2节中指出，刃型位错的静电作用如同一串电偶极子，受到部分屏蔽的溶质原子显然与此刃型位错间存在着静电相互作用。如考虑非线性的弹性效应时，螺型位错中心将带有负电荷，所以螺型位错与溶质原子之间也应有静电相互作用。此外，事实上合金中溶质原子的电荷将完全被导电电子的重新分布所屏蔽。因此，位错和溶质原子间的静电相互作用是作用于溶质原子离子壳的力和作用于屏蔽电子间的力的一个复杂的差效应。更精确的计算还需要考虑屏蔽电子被位错附近电场所引起的极化效应等，这些问题已超过我们所要讲述的范围。

### 10.2.5 化学相互作用强化<sup>[19]</sup>

§ 2.10.3中所讲述的化学相互作用仅在理想固溶体中得到较好的验证。事实上，一般合金的溶解热往往很大，不能看作理想固溶体。后来，Flinn<sup>[20]</sup>从正规固溶体理论出发，将其克分子自由能写为

$$F = m_A F_A + m_B F_B + RT(m_A \ln m_A + m_B \ln m_B) + 4m_A m_B \Delta H_{1/2}, \quad (10.36)$$

式中  $m_A$  同  $m_B$  为  $A$ ， $B$  两组元的克分子数， $\Delta H_{1/2}$  为当  $m_A = m_B =$

$\frac{1}{2}$  时合金的生成热,  $RT$  的意义如上所述。再将热平衡条件写成

$$\frac{\partial F^m}{\partial m_A^m} = \frac{\partial F^s}{\partial m_A^s} \quad (10.37)$$

便不难求出与 (2.125) 和 (2.126) 两式相应的关系

$$\tau = 2\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{Q}{V} \Delta m \quad (10.38)$$

和

$$\Delta m = \frac{m_A m_B Q}{RT} \left[ 1 - \frac{8m_A m_B \Delta H_{1/2}}{RT} \right]^{-1} \quad (10.39)$$

此结果在计算  $\alpha$ -黄铜的锌含量与强度关系时与实验数据较吻合。

一般来说, 化学相互作用强化比 Cottrell 气团强化要小一个量级, 但前者的热稳定性远比后者要高。因为要使扩展位错逃出 Suzuki 气团非走数十个原子或更大的距离不可, 而一般全位错逃出 Cottrell 气团只需走几个原子距离便可以了。根据计算可知, 欲将位错从 Suzuki 气团脱钉出来所需激活能约为 1 电子伏特, 而室温相当的热激活能仅 0.026 电子伏特。

### 10.2.6 有序强化<sup>(18,20,21)</sup>

有序强化一般可分短程和长程的两种。首先, 让我们来看短程有序强化, 其作用的大小和 Suzuki 气团的强化有同一量级。Flinn 曾对此强化作用进行过仔细分析, 他在忽略了熵的变化影响下, 当有序度不大时, 可将二元固溶体中内能  $E$  写为

$$E = \alpha m_A m_B N Z W, \quad (10.40)$$

其中

$$W = \frac{1}{2} (V_{AA} + V_{BB} - 2V_{AB}), \quad (10.41)$$

式中  $m_A, m_B$  为  $A, B$  两组元的克分子数,  $\alpha$  为短程序数,  $N$  为阿伏伽德罗常数,  $Z$  为配位数,  $W$  为将  $A-A$  和  $B-B$  键换为两  $A-B$

键所需能量之半，它的值可由X射线衍射测 $\alpha$ 求得，其关系近似地可写成

$$W = \frac{\alpha}{\alpha m_A m_B} kT \quad (10.42)$$

若用第一近邻原子交互能的平均值计算每一原子的键能 $\varepsilon$ ，遂可得

$$\varepsilon = \frac{E}{NZ/2} = 2\alpha m_A m_B W. \quad (10.43)$$

在面心立方结构中，位错滑移一柏氏矢量后，每一个原子在横跨滑移面两边的三个最近邻原子的键合中有两个要被破坏，也就是此时滑移面上每个原子增加了 $2\varepsilon$ 能量。又因滑移面上每个原子的投影面积为 $\frac{\sqrt{3}}{4}a^2$ ，其中 $a$ 为晶格参数，故单位滑移面积能量的增高为

$$\gamma = \frac{8\varepsilon}{a^2 \sqrt{3}} = \frac{16}{\sqrt{3}} \frac{\alpha m_A m_B W}{a^2}, \quad (10.44)$$

其中 $\alpha$ 可由(10.42)式中之值代入，再用(2.129)式便可求得

$$\tau = 32 \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{(m_A m_B)^2 W^2}{a^3 kT}, \quad (10.45)$$

公式中虽含 $T$ ，但由于热激活不能使位错同时破坏许多原子键，所以这种强化对温度并不敏感。

长程有序强化的问题比较复杂，以同是 $A_3B$ 型有序合金为例， $LI_2$ (f. c. c.)结构的 $Cu_3Au$ ， $DO_{19}$ (b. c. c.)结构的 $Fe_3Al$ 和 $DO_{19}$ (h. c. p.)结构的 $Mg_3Cd$ ，它们有序强化的特点就很不一样。一般长程有序后，合金总是变得较硬，有时产生明显的屈服现象，随有序度的增加，其屈服应力在某一中等有序度时出现一极大值，硬化系数随形变温度的增加也出现一极大值等。但上述三种合金，除了 $Cu_3Au$ 能基本上接近这些特点外，而 $Fe_3Al$ 就表现得不典型， $Mg_3Cd$ 有序后范性反而有所增加。所

以下面我们讨论长程有序强化时，只以  $LI_2$  结构的为主。

最早，Cottrell 利用 § 2.10.4 中所讲的反相畴界对位错滑移产生阻力的机制曾作如下估计。他指出，当晶体滑移为反相畴大小的一半时，长程序破坏最严重，在长程序破坏前后，沿滑移面单位面积的能量应为  $a \cdot \frac{\beta}{l} \cdot \frac{\gamma}{2}$  及  $\gamma/2$ ，其中  $l$  为反相畴大小， $\beta$  为与反相畴形状有关的常数， $a$  为反相畴宽， $\gamma$  为反相畴界面能。当滑移  $l/2$  时，应力  $\tau$  做功为

$$\tau \cdot \frac{l}{2} = \frac{\gamma}{2} - a \cdot \frac{\beta}{l} \cdot \frac{\gamma}{2},$$

由此可得

$$\tau = \frac{\gamma}{l} \left( 1 - a \cdot \frac{\beta}{l} \right). \quad (10.46)$$

此式中当  $\beta$  等于 6 时，与 Ardley<sup>[22]</sup> 理论所得近似结果完全一致，并在  $l = 2a\beta$  时有极大值

$$\tau_{\max} = \frac{\gamma}{4a\beta}. \quad (10.47)$$

Cottrell 这一想法在  $Cu_3Au$  中已得到证实，所得最大切应力处反相畴约为 50 埃。但 Marcinkowski 等人<sup>[23]</sup> 在  $Ni_3Mn$  中所得最大切应力处反相畴大小比上述理论值却大一个量级，不同形变温度时，最大切应力约在临界有序温度以下  $15^\circ C$  的地方，故他们认为  $Ni_3Mn$  强化应考虑与长程序共存的短程序的作用。后来，Sumino<sup>[24]</sup> 也提出有序强化强度极大值的出现不但与短程序有关，也与刃型位错和有序化后产生的晶格畸变间的相互作用有关。

关于  $AB$  型有序合金的强化机制，Brown<sup>[25]</sup> 曾考虑到一对不全位错不在同一滑移平面上运动的可能情况，以及热扰动对反相畴界面宽的影响，使位错运动的阻力会在一中等有序度时出现一极大值，他所得到的屈服应力  $\tau$  与有序度存在如下关系：

$$\tau = \frac{NkT}{4b} S_0^2, \quad (10.48)$$

式中  $S_0$  为长程有序度， $2N$  为在  $\{110\}$  面上的原子密度， $k$ ， $T$  和  $b$  具有一般意义；此外也得到靠近有序转变温度  $T_0$  时，金属强度

有一急骤上升。并且所有这些现象在 $\beta$ -黄铜(48.6%Zn)单晶中都得到证实。

最后我们还应指出, 由于至今所有理论都从不同反相畴界面时位错运动的特点出发, 而忽略了原子的电子结构以及应变能等对固溶体生成热的影响。也就是溶液的非理想性使得所谓有序度与热力学函数间的关系不是那么可靠。所以关于有序合金生成热的问题也有人进行系统的研究<sup>[28]</sup>。

在结束非均匀强化讨论前, 我们还应强调地指出有些合金元素对空位的优先吸附作用。因为它能使位错的攀移变得更困难, 从而提高了合金的强度<sup>[27,28]</sup>。

### § 10.3 多重因素强化

前面我们列举了各种方式的固溶强化, 譬如 Cottrell 气团是

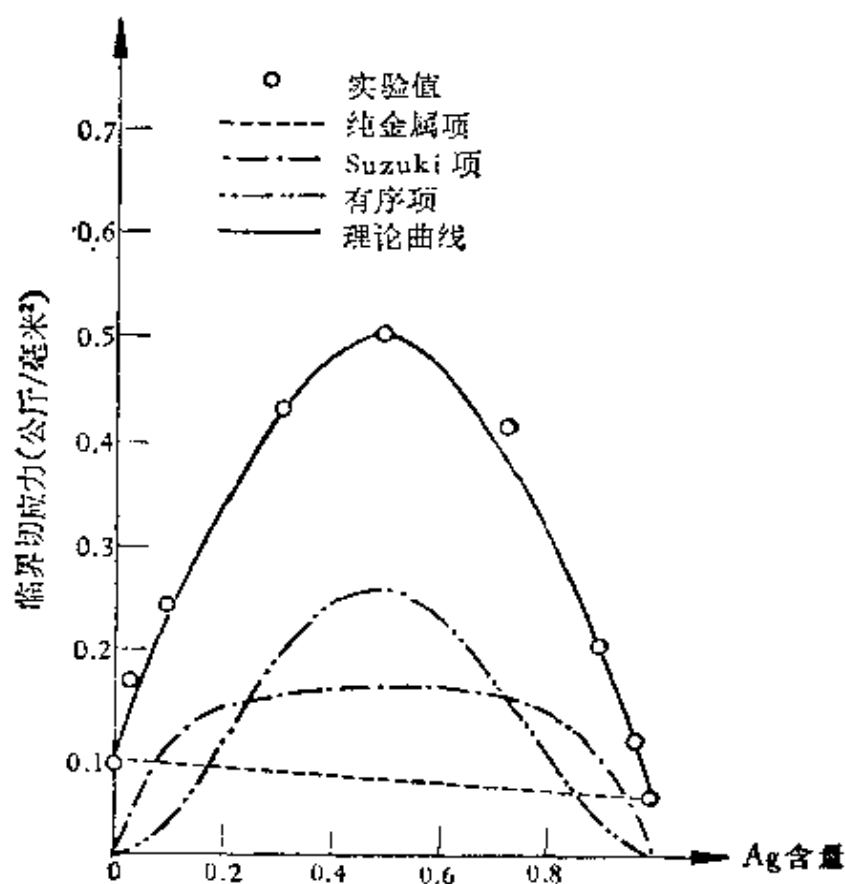


图10.10 Au-Ag合金单晶的强度与Ag含量的关系。

$\alpha$ -铁低温强化的主要机制, Suzuki 气团是 Cu-Ni 合金高温强化的主要机制等。这一节我们来看在有些合金中几种强化机制同时起作用的情况, 因此称为多重因素强化。以 Au-Ag 单晶为例, Flinn<sup>[20]</sup>利用 (10.38), (10.39) 和 (10.45) 三式, 取  $\Delta H_{1/2} = -1070$  卡/摩尔,  $Q = 131$  卡/摩尔和  $W = -0.007$  电子伏特,  $\alpha = 4.08$  埃, 当  $T = 600\text{K}$  时, 计算结果发现所得化学相互作用强化和短程有序强化对合金总强化的贡献与实验结果符合得很好, 如图 10.10 所示。表明 Au-Ag 合金单晶的强化机制为在均匀强化的基础上叠加了化学相互作用强化和短程有序强化。并且看到在低浓度时, 前者起主要作用, 在高浓度时, 后者起主要作用。类似的多重因素强化作用在 Cu-Au 固溶体中也存在。

## § 10.4 固溶合金临界切应力与温度的关系

§ 5.3 讲纯金属临界切应力与温度的关系时, 其中体心立方结构金属由于对间隙原子十分敏感, 所以实际上它们体现了间隙固溶体的行为。从图 5.8 还看出溶质原子增多时临界切应力有所提高。对面心立方结构金属也有类似的现象, 图 10.11 给出铜及其锌合金单晶临界切应力与温度的关系, 并看出溶质原子增多时临界切应力与温度的关系变得更陡了<sup>[29]</sup>。图 10.12 给出银及其合金的屈服极限与温度的关系, 从这里我们很明显地看出价电子在固溶体中的作用<sup>[30]</sup>。总之综合大量实验事实, 我们得到固溶合金的临界切应力与温度也有如图 6.9 所示的关系。在 A 区低温部分有着明显的应力下降, 并且此下降梯度对间隙式固溶体更为突出; B 区中温部分出现一“平台”; C 区高温部分应力又出现第二次下降。

关于此三区对应的机制, 一般认为在低温区除去第六章中讲的以外, 主要是 Cottrell 气团的贡献。在中温区主要是短程有序(包括动态有序的 Snoek 气团)和 Suzuki 气团的强化作用, 因为温度对它们的影响不大, 甚至无关。当温度接近高温区时, 由于

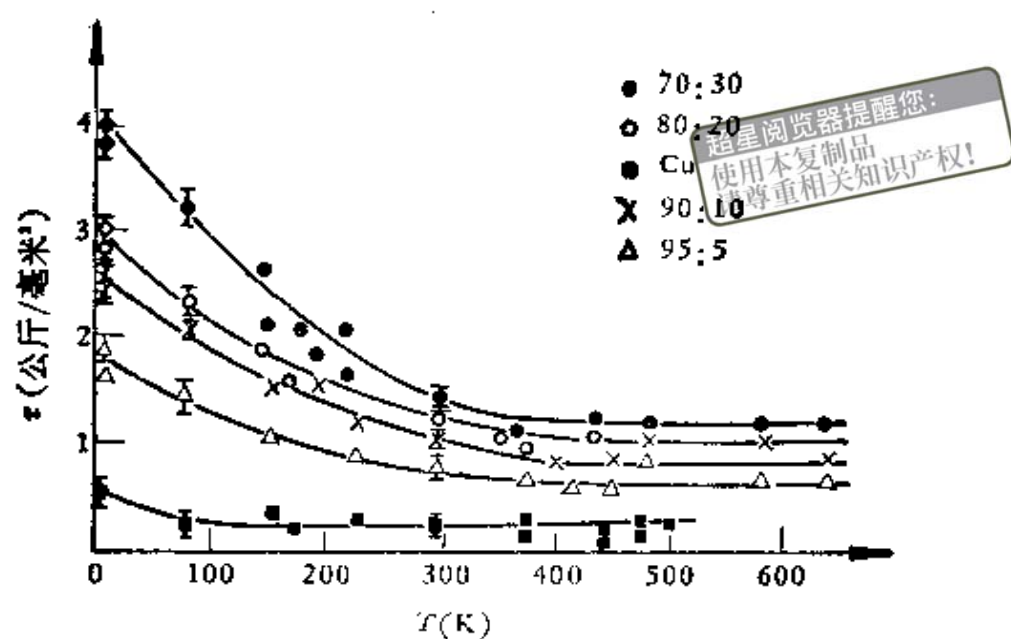


图10.11 铜及其锌合金单晶临界切应力与温度的关系。

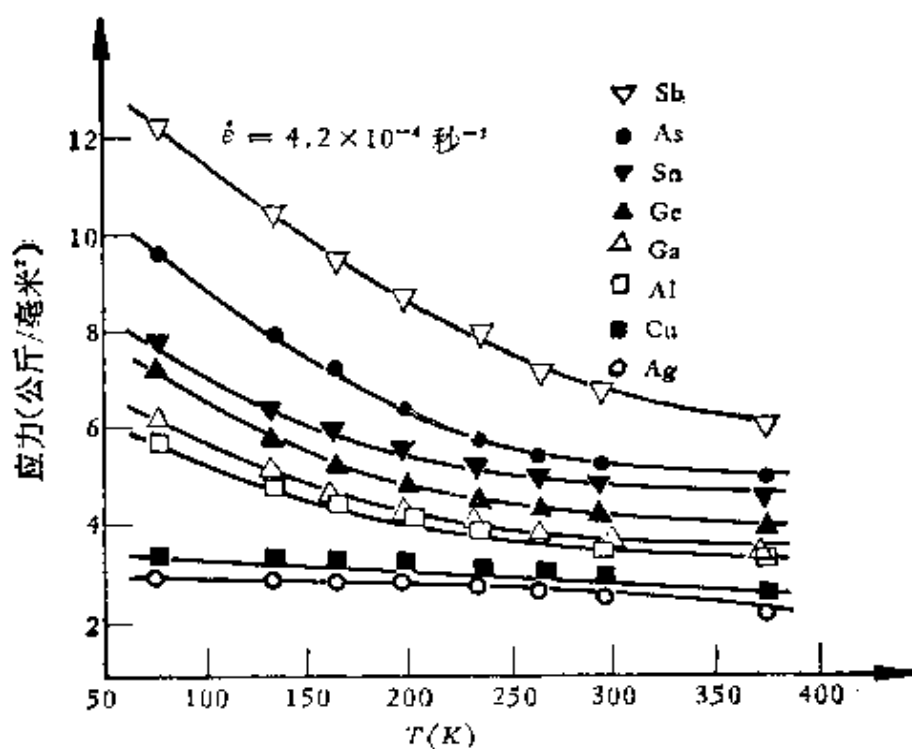


图10.12 银及其合金屈服极限与温度的关系。

被破坏了的溶质原子的平衡分布得以立即恢复，切应力有所降低；或者甚至变得比初始状态更为稳定，这时为了进一步形变，切应力应有某些提高，从而上述平衡状态重新遭到破坏。如是反复这一过程这样就得到如图 10.13 所示的跳跃式流变，或称为 Portevin Le-Chatelier 效应。不过对这种跳跃现象，

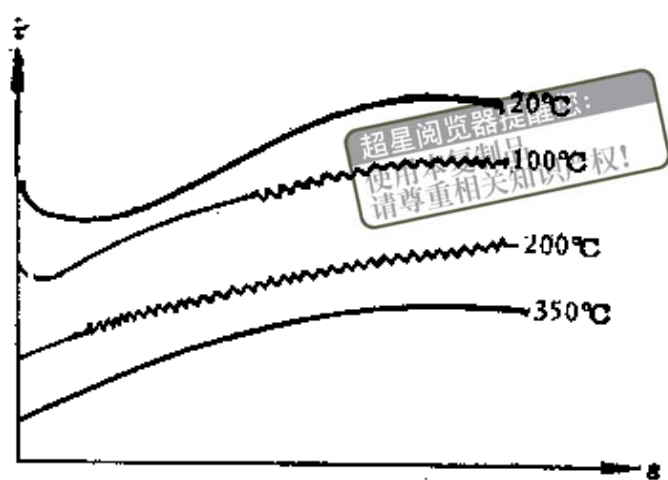


图 10.13 铁中观察到的 Portevin Le-Chatelier 效应示意图。

Thomas<sup>[81]</sup>也曾提出系来自形变不均匀这种比

较宏观的看法。在高温区合金强化从结构角度来看，由于原子运动很快，故对位错的运动已不产生多大阻力，但从键合角度来看仍保持一定强化作用，故临界切应力又出现第二次下降，但较纯金属而言仍存在一定强化，并且其值随溶质原子的增加而有所提高。

最后，我们介绍一点长程有序合金临界切应力与形变温度的关系，因为它有一定的特殊性。一般长程有序合金随形变温度的增加，临界切应力略有降低，但接近有序转变点时，临界切应力反而随形变温度的增加而显著上升，直至出现一极大值，最后急骤下降。关于此极大值的出现，除去前述 Marcinkowski 等人和 Sumino 的解释外，Kear<sup>[82]</sup>认为随着形变温度的增加超格位错中的部分位错有可能暂时交滑移至  $\{100\}$  面，因为  $\{100\}$  面上反相畴界能较  $\{111\}$  面上的为小。这样一来，超格位错便要在两平行的滑移面内滑移，因此更加困难，从而提高了临界切应力。直到形变温度增至长程有序开始消失时便出现了软化，故在某一温度给出一强度极大值。这种机制尤其在反相畴界能高的合金中，如  $\text{Ni}_3\text{Al}$  等，更容易实现。此外，Johnston 等人<sup>[38]</sup>考虑到此高温强度可能与原子的键合有关，譬如  $\text{Ni}_3\text{Al}$  中， $\text{Ni-Al}$  键比  $\text{Ni-Ni}$

和 Al-Al 键的热振动阻力更大,从而产生较大的晶格摩擦力。Thornton 等人<sup>[34]</sup>还认为长程有序合金的高温强度可能与原滑移系统和交滑移系统相互作用产生的位错碎屑(Dislocation debris)有关。总之至今对这问题的看法还是很不一致的。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重知识产权!

## § 10.5 固溶合金的形变与加工硬化

我们知道,一般情况下合金的滑移系统是不变的,但其金相外观却出现明显的改变。以70/30  $\alpha$ -黄铜为例,图 10.14 为其电子显微镜照片,除了比较弱的线以外,还有极强的线,其滑移阶梯高度有达1000埃的,线间距约数百埃。其次,在室温下形变始终不出现滑移带或扭折带,但却经常出现长的交滑移线,其数量之多有时使人认不出那一个是主滑移系统,那一个是交滑移系统。类似的现象在 Ni-Fe 合金、Mg-Al 合金和 Cu-Al 合金中

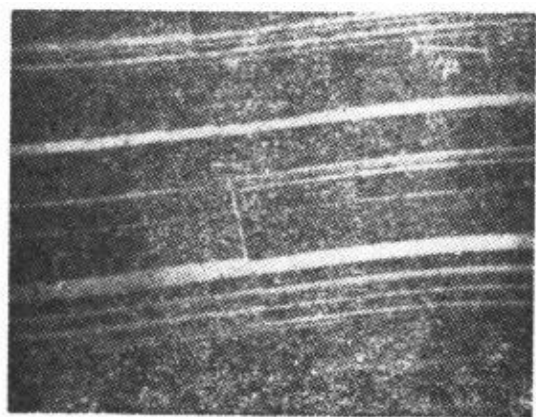


图10.14  $\alpha$ -黄铜单晶室温形变后电子显微镜照片。

当合金量较高时也曾发现。出现这种现象的原因,有人认为 F-R 源为溶质原子钉扎,使其激活能平变宽,故在一定应力下只有少数 F-R 源能激活,从而给出深而稀的滑移线。也有人认为可能与短程序有关,

因为这时只有第一个位错通过短程序时才有额外的阻力,故

滑移容易集中在少数滑移线内;一旦长程有序化后层错能增高,交滑移容易进行,故而得到细而密的滑移线。后一种说法与  $\text{Cu}_3\text{Au}$  有序无序转变时所得金相外观完全一致。

关于合金的形变曲线,以锌铜合金为例,图 10.15 给出不同锌含量铜合金的拉伸曲线<sup>[35]</sup>,我们很清楚地看出,加工硬化的第一阶段随着锌含量的增加逐渐为 Lüders 应变所代替,并且

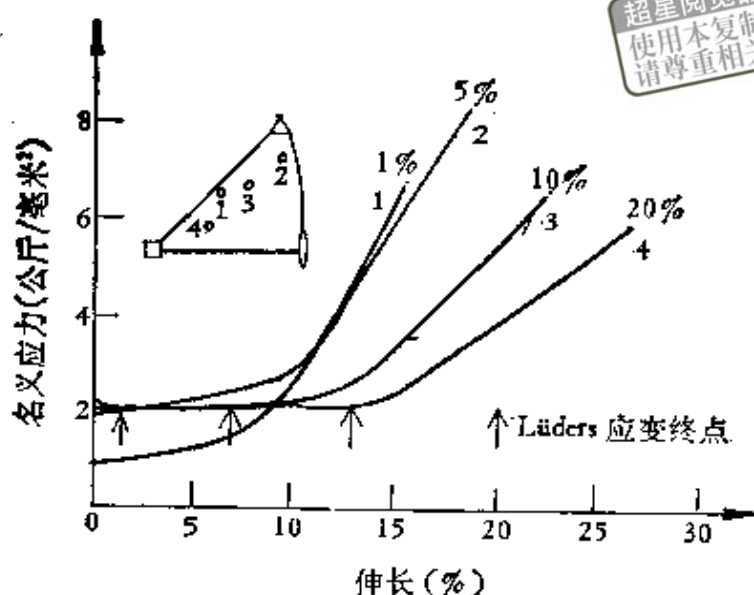


图10.15 各种成分Cu-Zn单晶的拉伸曲线。

Lüders 应变也随之增长。此现象在很宽一个形变温度范围内都是如此，直至温度升高到出现跳跃式形变为止。此外，我们还注意到  $\theta_1$  随着锌含量的增加而略有减小，但  $\tau_1$  却很明显地向高应力推移以至不出现。此外，“超射”现象在  $\alpha$ -黄铜中也是极为突出的。但在铝中加入铜或镁后，其结果正好相反， $\theta_1$  比纯铝的为高，形变第三阶段提前到来，“超射”现象也不那么严重。这些现象很容易用层错能的概念加以解释，譬如  $\alpha$ -黄铜因为层错能比纯铜的为低，位错扩展就宽，集束能大，故不易产生交滑移，从而推迟形变第三级阶段的到来。层错能低自然“超射”现象也就严重。在铜-铝或镁-铝合金中，由于层错能比纯铝的为高，故情况正好相反。

下面，我们着重介绍一下长程有序合金的形变与加工硬化，譬如对  $\text{Cu}_3\text{Au}$  或  $\text{Ni}_3\text{Mn}$  单晶而言，它们最突出的特点是存在严重的“超射”现象，这说明长程有序合金有很大的潜硬化。以  $\text{Ni}_3\text{Mn}$  为例，其共轭滑移系统的硬化可达原滑移系统的1.8倍之多。从硬化曲线来看，一般有序合金单晶的  $\theta_1$  都比无序的大，同是有序状态，多晶的硬化又比单晶的大，其值接近单晶多滑移取向的  $\theta_1$ 。硬化系数与温度的关系比较典型的例子为 Davies 和

Stoloff 在  $\text{Cu}_3\text{Au}$  中所得结果, 如图10.16所示<sup>[36]</sup>, 其值还随反相畴增大而有所增加。

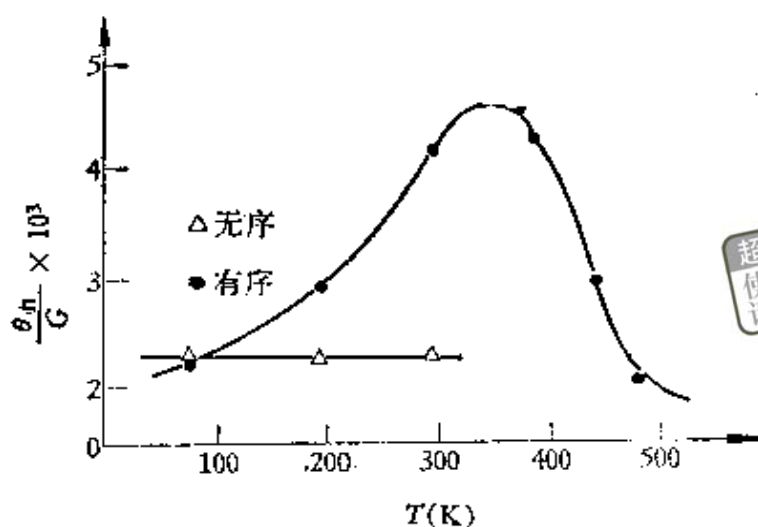


图10.16  $\text{Cu}_3\text{Au}$ 单晶有序效应同温度对 $\sigma_y/G$ 的影响。

对上述所有实验结果要做出统一的解释显然是比较困难的。下面我们只介绍几种长程有序加工硬化的可能机制: 最早, Flinn<sup>[37]</sup>曾提出高温时超格位错中, 部分位错直接攀移可导致反相畴随形变而细化的机制, 因此, 温度越高, 此作用就越显著, 直至长程有序消失。但这种机制不能解释  $\text{Cu}_3\text{Au}$  有序时, 小  $\theta_1$  对应多滑移, 而大  $\theta_1$  却对应单滑移这一现象。另外, Vidoz 和 Brown<sup>[38]</sup>以及 Васильев 和 Орлов<sup>[39]</sup>先后分别提出反相畴管可能是长程有序合金加工硬化主要机制的看法。因为当被交超格位错线上的割阶没对齐时, 随着此位错线运动的同时, 将要产生如图10.17所示的反相畴管, 显然它能有效地提高形变阻力, 并且这现象在 Kear 的电子显微镜透射实验中的确也偶尔观察到<sup>[32]</sup>。后来, Schoeck<sup>[40]</sup>根据这一机制还定量地作了一些计算, 结果指出, 当  $\frac{\theta_1}{G} = \frac{1}{370}$  时, 硬化所需共轭滑移仅为原滑移的2%即可。也就是说, 在查觉不到第二滑移系统参加滑移的条件下已足以得到有序合金的高加工硬化率, 从而克服了有序合金形变后, 金相外观与加工硬化间的矛盾。相反, 在六方结构的

$Mg_3Cd$  中, 由于棱柱滑移面中位错不可能产生反相畴管, 从而这种合金在有序和无序时的硬化应差不多, 实验事实的确证实了这种观点。所以在面心立方结构中, 随着形变温度的升高, 共轭滑

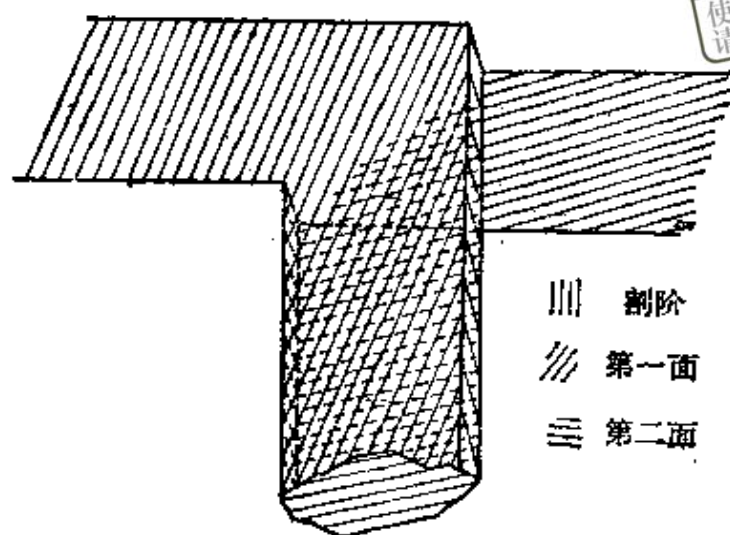


图10.17 反相畴管的形成。

移系统中的滑移量有所增加, 从而提高了反相畴管对加工硬化的贡献, 直至温度高到超格位错线上的割阶对齐后, 反相畴管复又消失, 硬化随之下降。

由于反相畴管并不是经常能观察得到, 相反的比较直的、平行  $\langle 110 \rangle$  方向的长位错段却随时都可以观察到, 因此 Davies 和 Stoloff<sup>[38]</sup> 认为上述 Kear<sup>[32]</sup> 提出的超格位错交滑移模型可能是有序合金加工硬化的机制, 其示意图为图10.18。显然, 第二个位错如不能紧跟第一个位错交滑移而要作整体运动时, 必然产生额外的反相畴界, 从而提高了形变阻力。因此, 温度越高, 交滑移对硬化的贡献就越大, 直至交滑移的障碍被击穿后,  $\theta_1$  随之下降。最近, Sastry 和 Ramaswami<sup>[41]</sup> 又提出长程有序合金中加工硬化与螺型超格位错上的割阶以及刃型位错偶有关的看法, 这样就避开对上述交滑移障碍的追究。总之, 在这方面还应进一步做些工作。

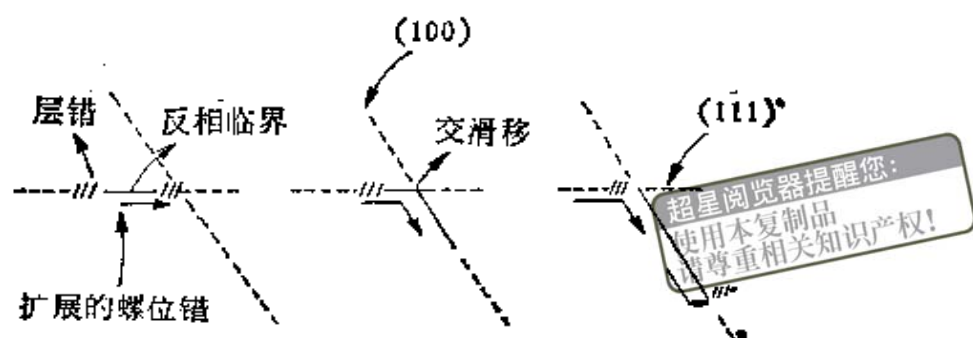


图10.18  $\text{Cu}_3\text{Au}$ 中，超格位错交滑移示意图。

## § 10.6 合金软化

合金软化现象早在 40 年代在 Fe 基合金中就被发现<sup>[42,43]</sup>，不过近十年来才对它的机理发生兴趣。所谓合金软化，即在体心立方过渡族金属为基的合金中，发现低温时（对 Fe 基而言，约  $<200\text{ K}$ ）合金化后金属的强度反而有所降低。实验证明，这一强度的降低完全来自与温度有关部分的流变应力也即 (6.10) 式中的  $\tau^*$ ，并且这一现象无论用单晶或多晶，用间隙式合金或置换式合金，在一定温度，一定形变速度和一定合金成分范围内都可以观察到。不仅如此，Altpeter 等人<sup>[44]</sup>在 Fe-Ni 合金中还发现微范性区内也有合金软化现象。Parikh 等人<sup>[45]</sup>在 Ta-W 合金单晶中发现合金软化与试样取向有关，而合金硬化则无此方向性。Leemans 等人<sup>[46]</sup>在 Fe-Re 和 Fe-Mo 合金中，将流变应力写为

$$\sigma = \sigma_{\text{速度有关}} + \sigma_{\text{速度无关}}$$

时，证明合金软化只与  $\sigma_{\text{速度有关}}$  有关。总之，有关合金软化现象至今虽已累积了不少实验资料，但其机制目前却是众说纷云。最早，Kranzlein 等人<sup>[47]</sup>认为在 Fe 中加 Ni 时，由于增加了 C 的活度，可以把它从间隙位置清扫出去，故而产生软化。但 Tanaka 等人<sup>[48]</sup>却发现 C 在纯 Fe 中也有合金软化现象。这样看来，合金软化好像是由基体本身内在因素所决定，但 Lahiri 等人<sup>[49]</sup>在 Fe-Cu，

Fe-Au 合金中却发现时效出  $\varepsilon$  相后, 合金软化现象就消失了。Arsenault<sup>[50]</sup>认为 Ni 的价电子填充了 Fe 的  $d$  电子后, 使派-纳力降低, 从而产生了软化。但这又不能说明为什么 Fe 中加 Si 同样也有合金软化现象。而 Spitzig 等人<sup>[51]</sup>认为 Fe 中加入 Ni 或 Si 出现合金软化是由于降低了  $\Delta H^*$ , 促成螺位错中弯结的产生之故。此外, 也有人认为合金软化与交滑移, 孪生等新变形机制的产生, 增加了可动位错密度, 减小了晶格摩擦力等有关<sup>[52-54]</sup>。由于合金软化的机制至今也没定论, 所以 Tanaka<sup>[55]</sup>曾提出合金软化现象随所用合金不同, 其原因可能是多种多样的, 它既包括基体本身的内在因素, 也包括合金元素的外来因素。

即令如此, 合金软化现象对探索体心立方结构过渡金属的变形机制还是有益的。

## § 10.7 固溶强化与原子结构

上述我们讨论合金元素的强化作用时, 经常将所有原子看成具有一定弹性的小球, 而忽略掉它的具体结构。此外, 还惯用诸如泊松比  $\nu$ , 切变模量  $G$ , 层错能  $\gamma$  或生成热  $H$  以及各种各样的激活能来体现各种合金的差异。最形象的是在 Fleischer 理论中, 所谓溶质原子的“软”“硬”, 实质上是借用弹性模量的不同来说明溶质原子的结构对合金强化的影响。目前已有实验事实表明, 如像层错能这个参量与原子的平均价电子浓度  $e/c$  间存在一定的解析关系, 并一般来讲, 具有同样浓度的固溶体溶质原子的价数越高, 对层错能的影响就越大, 图10.19 即为一例<sup>[56]</sup>。有时溶质原子与基体原子的价数虽然差不多, 但由于溶解度大, 故往往对层错能也会有明显的影响。图10.20为银中加不同含量的镓, 在室温形变 5% 时的位错状态, (a) 为 10 原子%, (b) 为 17 原子%, 其差异是十分惊人的<sup>[57]</sup>。

关于  $e/c$  与合金力学性质间的关系, 最说明问题的还是 Allen 等人<sup>[58]</sup>的早期工作, 他们在 Cu 中加入 Zn, Ga, Ge 和 As, 使

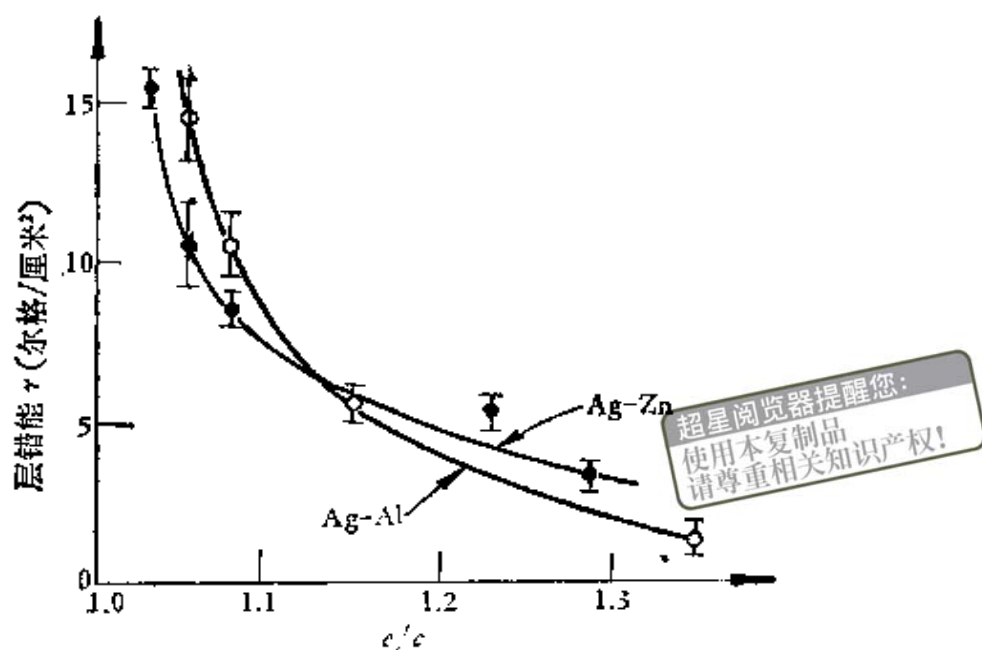


图10.19 铝同锌含量对银基合金层错能的影响。

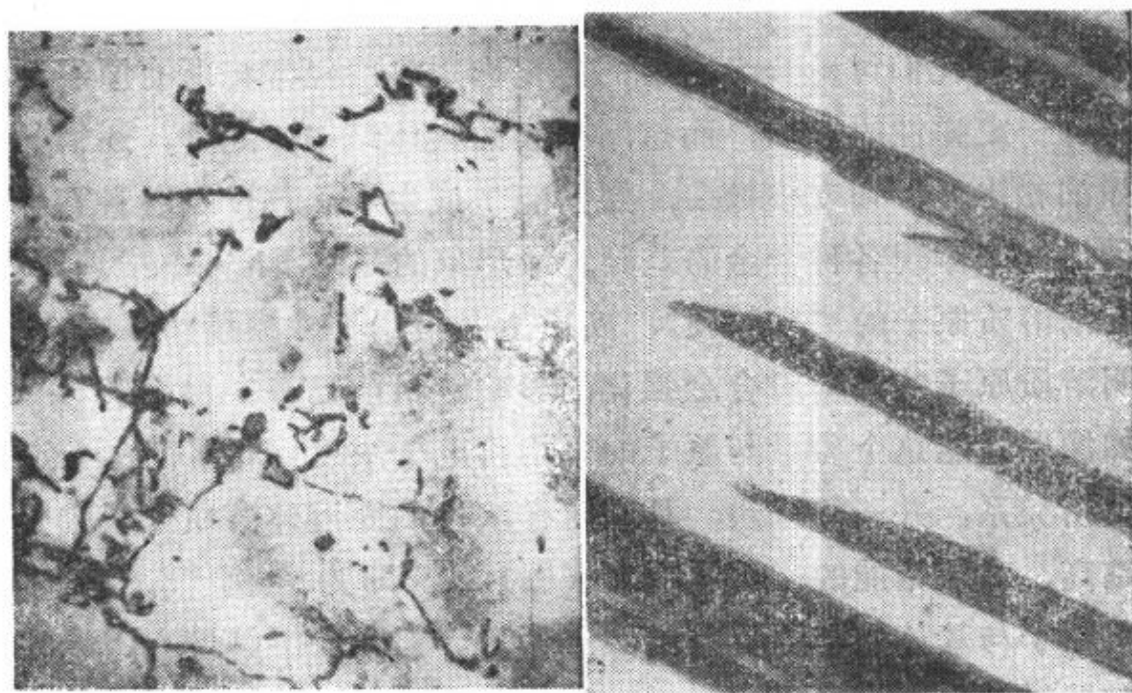


图10.20 银中含10原子%镉(a)和17原子%镉(b)室温形变5%时的电子显微镜透射照片。

其电子浓度都约为1.082，结果发现，所有合金的应力-应变曲线基本上都重合在一起，如图10.21所示。改变电子浓度时，上述

四种合金的屈服应力与电子浓度也有同一函数关系。Dorn 等人<sup>(59)</sup>又曾机械地将固溶强化的作用分成弹性的和静电的两种，他们用一个由晶格畸变  $\Delta a$  和价电子差数  $\Delta v$  组成的经验参数  $\theta = 102|\Delta a| + 15|\Delta v| + 7000|\Delta a||\Delta v| \times$  原子百分比作横作标，室温流变应力（应变为 0.05）作纵坐标，在以 Al 为基的 Mg, Cu, Zn, Ge, Ag 和 Cd 等合

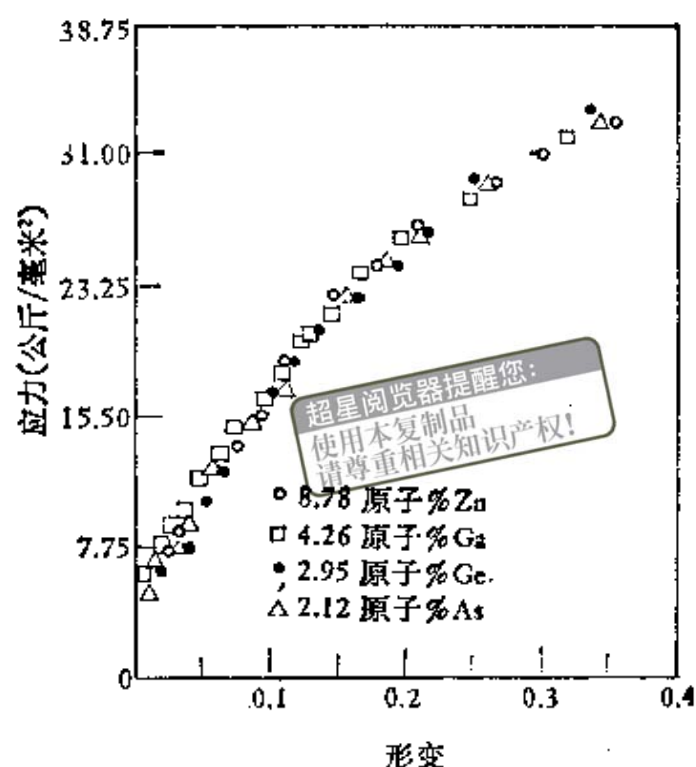


图10.21 同样  $e/a (\approx 1.082)$  的四种铜基金应力-应变曲线。

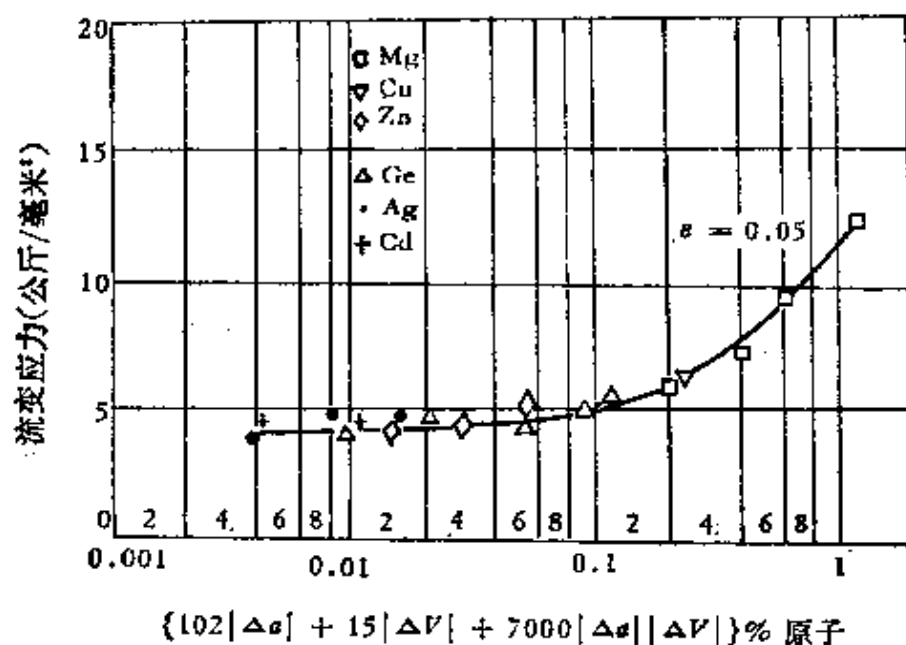


图10.22 六种Al基合金室温流变应力与  $\theta$  的关系曲线。

金中得到的实验数据都很好地落于同一曲线上，如图10.22所示。此外，由于102:15接近于7，这与 § 2.10.2 中所得弹性相互作用

与静电相互作用比的上限 6 很接近。

以上仅列举了固溶强化与原子结构间可能存在某种关系的一些实验事实，至于从原子结构的角度来讨论固溶强化的问题可参看附录 X.2。

## 二 弥散强化部分<sup>[60]</sup>

弥散强化在实际强化金属时是被广为应用的一种方法，它的特点在于不但效率高，而且热稳定性较好，获得这种强化的方法有很多种，譬如相分解，时效，内氧化和粉末冶金等。有关这方面的工艺技术问题，在这里就不介绍了。

为了具有更普遍的意义，我们将弥散强化合金基本上分成两类，一为弥散相产生形变的，简称为第一类；另一为弥散相不形变的，简称为第二类。一般共格的弥散相属于前者；部分共格和非共格的弥散相属于后者。但弥散相究竟形变与否显然和它的大小、形状以及试样的形变条件等都有关系。至于像时效过程中第二相有成核，长大以及集聚各个阶段，它们对应的强化机制当然各不一样，我们就不单独讨论了；而仅按第二相是否形变分别属于上述两类弥散强化合金之一。但为了更好地了解时效强化现象，

我们将时效动力学的有关问题简要地写在附录 X.3 中，以备参考。

下面，我们介绍一种产生形变的弥散相粒子最大半径  $r_0$  的估计方法：如图 10.23 所示，粒子间距为  $\Lambda$ ，其半径为  $r$ ，暂不考虑位错交

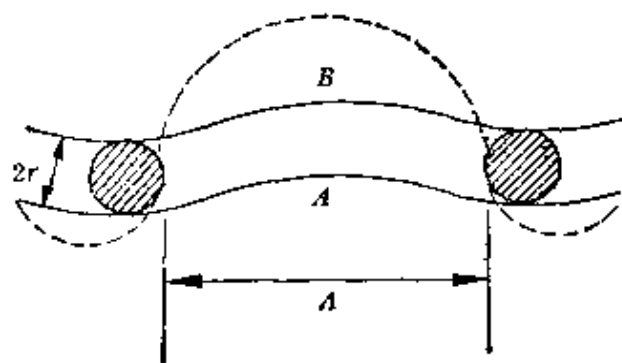


图 10.23 位错要么由位置 A 切割第二相至位置 B，要么如虚线所示在第二相粒子间凸出。

滑移和攀移的可能性。位错在外加切应力  $\tau$  作用下于两粒子间凸出时，应满足下述关系

$$\tau = \frac{Gb}{\Lambda} \quad (10.49)$$

如果弥散相形变时，显然粒子中要产生一高能界面，设其单位面积能量为  $\gamma$ ，则它与这时所加切应力  $\tau_c$  之间应满足另一关系：

$$\tau_c b \Lambda 2r = \pi r^2 \gamma$$

或 
$$\tau_c = \frac{\pi}{2} \frac{r\gamma}{b\Lambda} \quad (10.50)$$

如  $\tau_c > \tau$  时，位错将由粒子间凸出，如  $\tau_c < \tau$  时，粒子将产生切变。由于  $\tau_c$  随  $r$  增加而增加， $\tau$  与  $r$  无关，故可令 (10.49) 和 (10.50) 两式相等后求出形变粒子的最大半径

$$r_c = \frac{2Gb^2}{\pi\gamma} \quad (10.51)$$

由此可见，此临界粒子大小主要取决于界面能  $\gamma$ ；一般对共格粒子而言，粒子直径小于 150 埃时位错均切割弥散相滑移，对非共格粒子而言，粒子直径大于 1 微米时位错均绕过弥散相滑移。

## § 10.8 弥散强化合金的形变与加工硬化

实验指出，上述两种弥散强化合金单晶的滑移系统虽都与纯金属的一样，但“超射”现象一般较小，甚而有负“超射”的，也不出现扭折带。以 Al-Cu 合金为例，当含有共格弥散相 G. P. 带时，形变后滑移线看得十分清楚。而在同一合金中，当含有部分共格弥散相  $\theta'$  或非共格弥散相  $\theta$  时，则除了在断裂前很难看见滑移线。不过 X 射线衍射指出，此合金经形变后本来十分清晰的 Laue 斑点即变成连续的衍射环，类似严重形变的纯铝多晶。此外，经严重过时效的合金形变后，有时能看出很短的 (5—10 微米) 滑移线，但由滑移线数目和滑移阶梯高度计算得到的形变量却比实测的要小。

图 10.24 为 Al-1.7% Cu 单晶时效出现 G. P. 带后在 4.2K 时的加工硬化曲线，看来较纯铝的除了临界切应力有显著提高外，

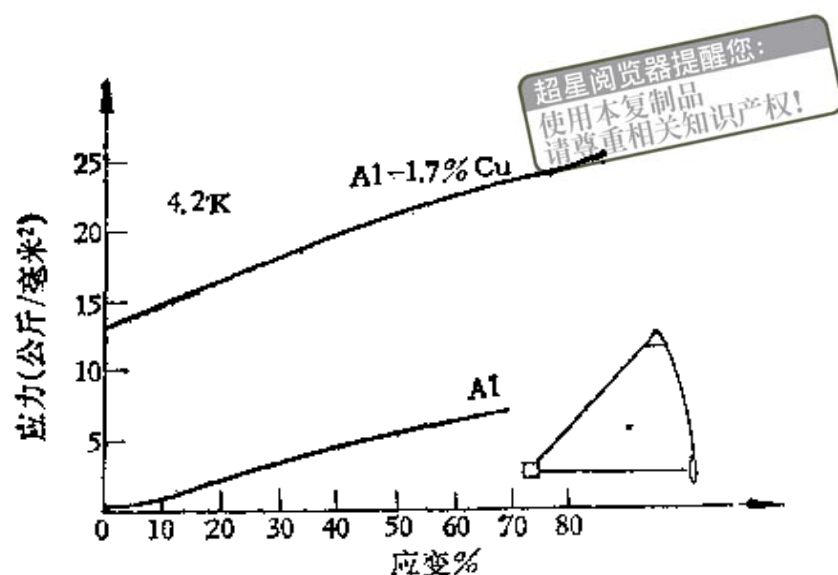


图10.24 Al及含G. P. 带的Al-Cu合金4.2K的应力-应变曲线。

基本上是平行的，也就是在合金中好像存在某种额外晶格摩擦力。硬化曲线与晶体取向的关系也和纯铝的一样。此外在合金中，形变的第三阶段一般较纯金属的来得晚，这恐怕是合金元素在基体中对回复的抑制的结果。同样情况在Al-Zn, Al-Ag和Cu-Co等合金中亦复如此。同样成分的Al-Cu合金单晶，若含有 $\theta'$ 或 $\theta$ 时，加工硬化曲线就完全两样了，它的临界切应力提高不多，但硬化率却和纯铝多滑移取向者一样，如图10.25所示。图10.26给出Cu-10%In单晶经300°C，时效500小时后，不同温度的加工硬化曲线，显然可以看出，其硬化率与温度的关系较纯金属的为密切<sup>[61]</sup>。此外，Ebeling和Ashby<sup>[62]</sup>用不同含量SiO<sub>2</sub>铜单晶所得加工硬化曲线进而发现也分三个阶段，并称之为 $\alpha$ ， $\beta$ ， $\gamma$ ，其中阶段 $\alpha$ 为抛物线硬化期，阶段 $\beta$ 为直线硬化期，阶段 $\gamma$ 为动态回复硬化期。并随着SiO<sub>2</sub>含量的增加，阶段 $\alpha$ 有逐渐占据整个加工硬化曲线的趋势，如图10.27所示。最后，我们还应指出，一般第二类弥散合金的形变是不遵守Cottrell-Stokes定律的。

总的来讲，以Al-Cu合金单晶为例，其临界切应力与时效

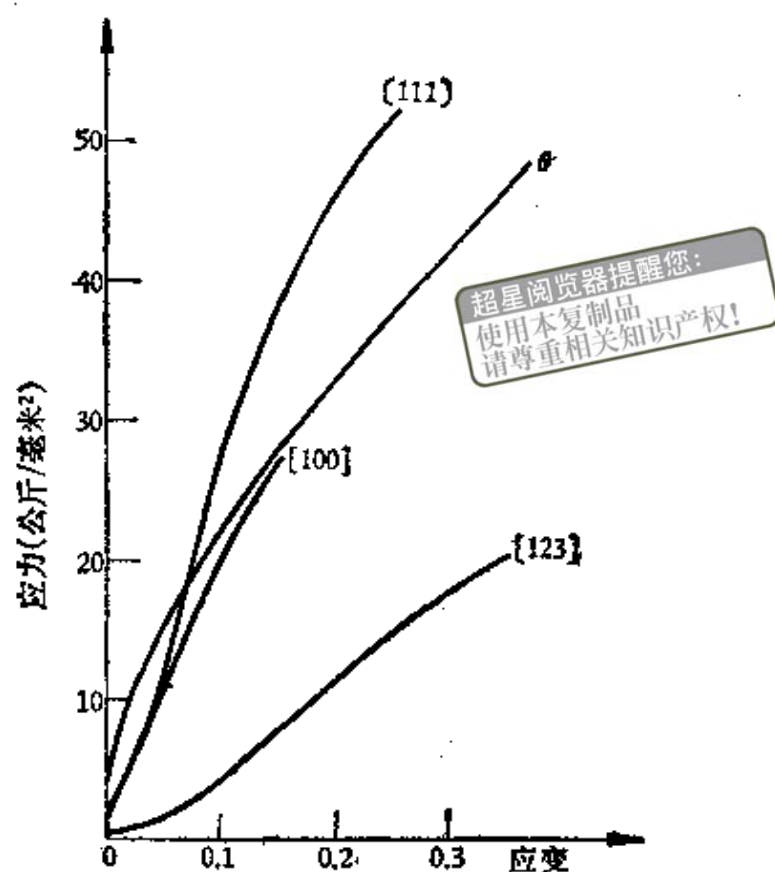


图10.25 三种取向Al单晶和含 $\theta$ 相的Al-Cu合金在4.2K时的加工硬化曲线。

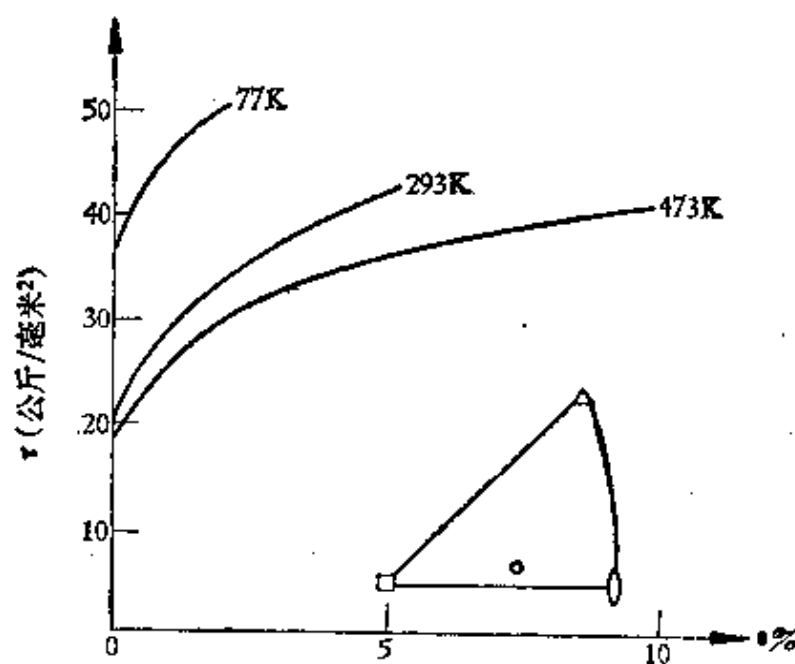


图10.26 Cu-10%In单晶经300°C时效500小时后的应力-应变曲线。

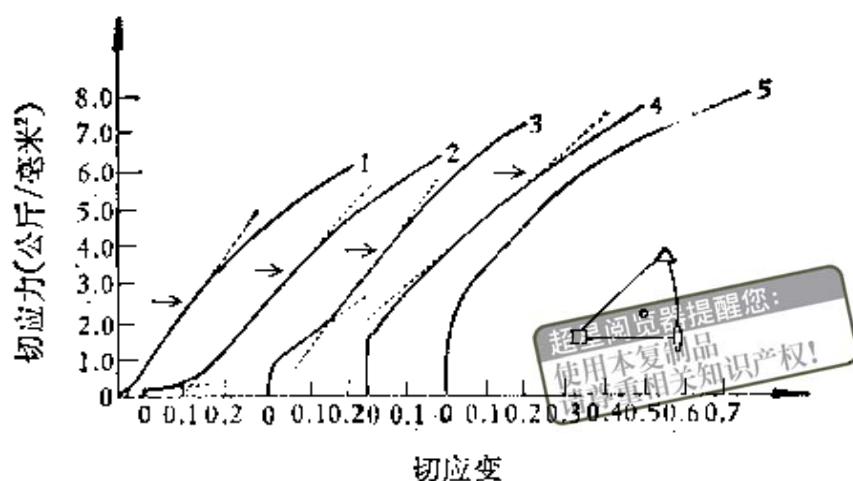


图10.27 含不同体积比，直径约900埃的 $\text{SiO}_2$ 铜单晶的应力-应变曲线。

1——纯铜；2——脱氧铜  $f = 0$ ；3—— $f = 0.33 \times 10^{-2}$ ；  
4—— $f = 0.66 \times 10^{-2}$ ；5—— $f = 1 \times 10^{-2}$ 。

时间的关系如图10.28所示。最大临界切应力处，即所谓的临界时效时所对应的共格现象即将消失。不同时效产物所得弥散合金的热稳定性又有着十分明显的差别，图10.29给出Al-1.7%Cu单晶含不同弥散相时，临界切应力与温度的关系。显然不共格的 $\theta$ 或部分共格的 $\theta'$ 较共格的 $\theta''$ 和G.P.带有较好的热稳定性。故在工业上应用时，为了求得不但有高强度，同时还有较好的热稳定性，因此往往还是采用稍过时效一点的状态。但要注意，一

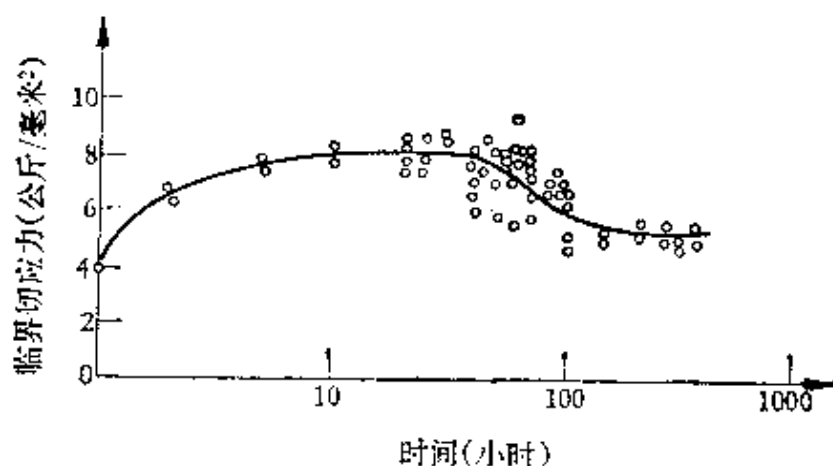


图10.28 Al-1.6%Cu合金单晶经545°C淬火后，其临界切应力与在190°C时效时间的关系。

一般在形变过程中的时效还是不可避免的，尤其对高过饱和度的时效合金而言更是如此。所以具体问题尚需作具体的分析。

超星浏览器提醒：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

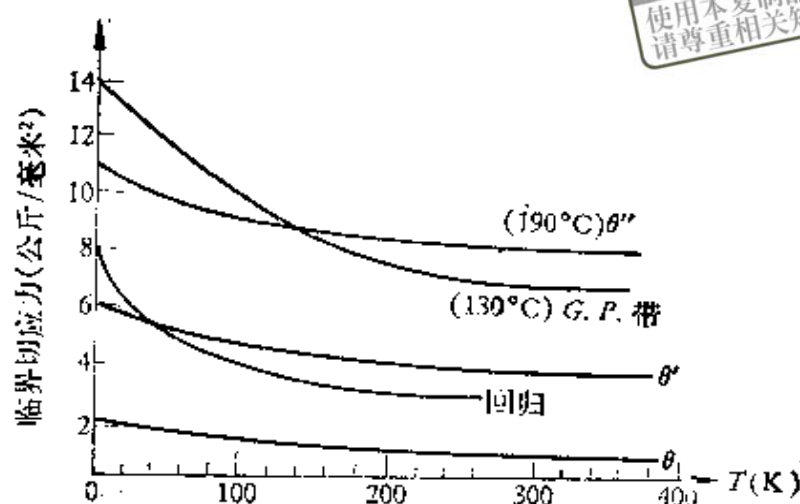


图10.29 Al-1.7%Cu合金单晶经不同热处理后，  
临界切应力与温度的关系。

## § 10.9 弥散合金的强化理论

由于弥散合金有两种不同的形变机制，故相应的强化理论也分为两类，不过当初建立理论时，观点并不是如此明确的。现在我们把 Mott-Nabarro 理论和 Orowan 理论作为上述两类理论的代表，然后在他们的基础上，再分别介绍一下 Kelly-Fine 理论和 Ansell-Lenei 理论。

### 10.9.1 Mott-Nabarro 理论<sup>(2)</sup>

这个理论的基本思想是将合金的屈服应力看成弥散相在基体中，由于晶格错配的关系而产生的弹性应力场对位错运动所施加的阻力。仿固溶强化中 Mott-Nabarro 理论，设弥散相粒子半径为  $r$ ，则在离粒子中心  $d$  远处的切应力为  $\frac{G\epsilon r^3}{d^3}$ ，其中  $\epsilon$  为错配度，故按这一思想应得合金的屈服应力为

$$\tau = \frac{G\epsilon r^3}{d^3}. \quad (10.52)$$

若  $N$  为单位体积中粒子的个数,  $f$  为溶质原子体积比数, 则有下列两个关系

$$d = \frac{1}{2} N^{-1/3} \quad (10.53)$$

和

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 N. \quad (10.54)$$

将上二式代入 (10.52) 式, 便得

$$\tau = 8G\epsilon r^3 N \simeq 2G\epsilon f. \quad (10.55)$$

后来, Mott 和 Nabarro 考虑到位错线应具有弹性, 并设粒子间距为  $\Lambda$ , 则根据 (2.36) 式, 临界时效时位错的最小曲率半径应为  $\Lambda_0/2$ , 若设位错线张力近似为  $-\frac{1}{2} Gb^2$ , 则

$$\Lambda_0 \simeq \frac{b}{2\epsilon f}. \quad (10.56)$$

由此看出, Mott-Nabarro 理论所给屈服应力仍是一临界时效值的上限, 而且此值只与  $f$  有关。显然这种说法与事实并不相符, 并且由实验测得  $\Lambda_0$  值远比由 (10.56) 式在所给  $\epsilon$  和  $f$  时计算的  $\Lambda_0$  为小。

### 10.9.2 Kelly-Fine 理论<sup>[63]</sup>

为了克服上述矛盾, 可设想存在一有效体积比数  $f_e$ , 它包括第二相和周围共格区的体积。但由实测应力计算出位错的最小曲率半径还比观察的要小, 故只有设想位错此时系切割第二相粒子而滑移的, 如图 10.30 (a)。为此就应仔细研究第二相被切割后所引入的各种能量损耗问题。Kelly 和 Fine 曾对此作了如下分类: 除去位错与第二相粒子间的短程弹性相互作用外, 还应考虑: (1) 由于位错的切割要产生如图 10.30 (a) 所示的新界面;

(2) 如第二相粒子本来是有序的, 由于破坏有序后所引入的有序能; (3) 如基体和第二相粒子对应位错切割的滑移面不在同一平面内时, 在界面上还要产生割阶; (4) 由于基体和第二相粒子晶格参数不一样, 从而产生如 § 3.7.2 所述的外延生长位错; (5) 如基体层错能较第二相粒子的高很多时, Hirsh 和 Kelly<sup>(64)</sup> 又提出位错切割它们所遇到的附加阻力等。

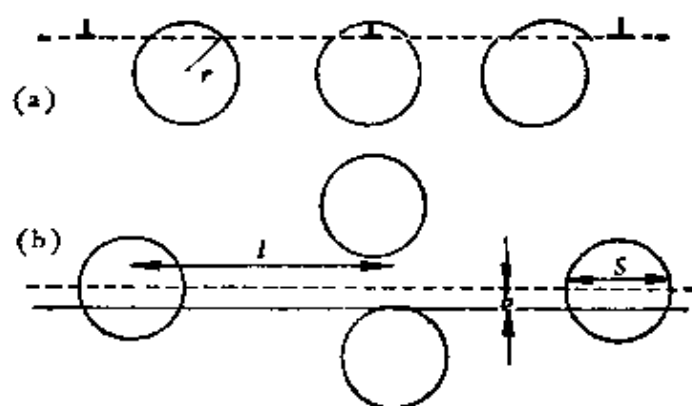


图10.30 (a) 位错切割第二相粒子示意及(b)所用参量  $l$  同  $s$  示意图。

下面, 我们对上述机制所需临界切应力作一原则性的估计, 设  $\gamma$  为与切割第二相粒子有关的能量损耗参数(见图10.30(b)),

$\bar{s} = \frac{\pi}{\sqrt{6}} r$  为位错线切割第二相粒子的平均长度。再设粒子间的

平均距离为  $\bar{l}$ , 沿滑移面粒子的平均半径为  $\bar{r}_s = \sqrt{\frac{2}{3}} r$ , 则单位滑移面上的粒子数  $1/l^2$  应等于  $f/\pi\bar{r}_s^2$ , 故有关系

$$\bar{l} = \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \left( \frac{r^2}{f} \right)^{1/2}. \quad (10.57)$$

由于位错线切割粒子时所作的功应等于相关的能量损耗, 故

$$\tau b^2 \bar{l} = \gamma b \bar{s},$$

或

$$\tau = \frac{\sqrt{\pi}}{2b} \gamma f^{1/2}.$$



### 10.9.3 Orowan 理论<sup>[65]</sup>

早在 F-R 源发现以前, Orowan 就曾指出, 在范性基体中含有硬的第二相粒子时, 位错在外力作用下可以作如图 10.31 所示的运动。结果位错除绕过第二相粒子外, 还在它周围留下一位错环。因此, 第二类弥散合金的屈服应力中, 除了基体的屈服应力  $\tau_s$  外还应加一项位错得以在两粒子间凸出所需要的应力, 即

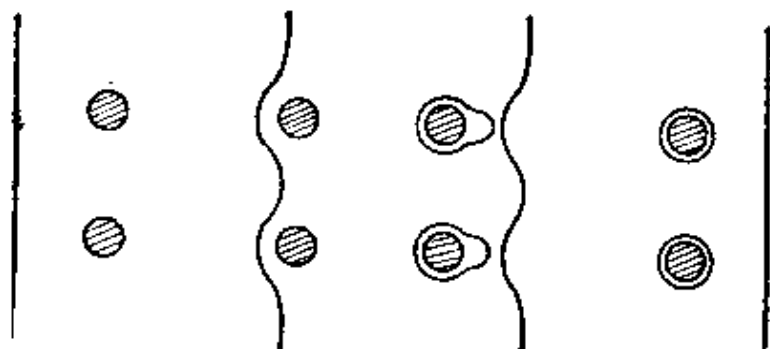


图10.31 位错绕过第二相粒子运动后, 在其周围留下一位错环。

$$\tau = \tau_s + \frac{T}{bl/2}. \quad (10.59)$$

第二相粒子在这里就起着 F-R 源中钉扎点的作用, 式中  $l$  为滑移面上粒子平均间距,  $T$  为位错线张力。若考虑粒子大小的影响, 再将位错线张力用 (2.31) 式代入上式, 并取其中  $\lambda = l - 2r$ ,  $r_0 = 2b$ , 使得

$$\tau = \tau_s + \frac{Gb}{2\pi K} \frac{1}{l - 2r} \ln \left( \frac{l - 2r}{2b} \right) \quad (10-60)$$

由于 Orowan 理论只实用于第二类弥散合金, 而该合金的硬化又特别快, 所以在验证此理论时, 一定不能用包括硬化的一些强度量, 诸如硬度等。

#### 10.9.4 Ansell-Lenel 理论<sup>[66,67]</sup>

根据 (10.51) 式我们已指出, 当  $\gamma$  一定后, 第二相形变与否还有赖于其大小与形状, 不是共格粒子一定形变, 非共格粒子就一定不形变。Ansell 和 Lenel 又指出, 若弥散合金中位错的运动按图 10.31 所示, 则每一位错扫过一遍均留下一环于粒子周围, 显然此塞积的位错环一定要降低 F-R 源上实际所承受的应力, 这样就不足以激活足够的位错来产生宏观可察觉到的形变。因此, 只有设想非共格弥散相也要形变以至断裂, 这时 F-R 源才能激活足够多的位错以给出可察觉到的宏观形变。

他们首先设想第二相是偏平的或半径较大的球体, 粒子表面承受的应力可用直位错线的塞积来描述, 即

$$\tau_n = n\tau_0 \quad (10.61)$$

再利用 (2.45) 式得塞积的位错数

$$n = \frac{2l\pi}{Gb}, \quad (10.62)$$

故可得

$$\tau_n = \frac{2l\tau_0^2}{Gb}. \quad (10.63)$$

设第二相粒子断裂所需的应力为  $G^*/C$ , 其中  $G^*$  为第二相的切变模量,  $C$  显然与其完整性有关, 近似地可取为 30。如令  $\tau_0$  等于此断裂应力, 则合金的屈服应力

$$\tau = \sqrt{\frac{GbG^*}{2lC}}. \quad (10.64)$$

后来, Ansell 设想第二相是小球体, 其半径  $r \leq 2Gb/\tau$  (50—77埃) 时, 位错塞积在它的中心处所产生的应力近似地可写为

$$\tau_n = \frac{nGb}{r}, \quad (10.65)$$

其中  $n$  仿 (10.62) 式又可写为

$$n = \frac{2(l-2r)\tau}{Gb} \quad (10.66)$$

由上二式可得

$$\tau = \frac{r}{2(l-2r)} \tau_n \quad (10.67)$$

再令  $\tau_n$  等于第二相粒子断裂所需应力, 使得

$$\tau = \frac{G^*}{2C} \frac{r}{(l-2r)} \quad (10.68)$$

对球形第二相不难求得如下的关系

$$\frac{2r}{l} = \frac{f^{1/3}}{0.82} \quad (10.69)$$

再将 (10.69) 式代入 (10.68) 式, 使得

$$\tau = \frac{G^*}{4C} \frac{f^{1/3}}{0.82 - f^{1/3}}$$

若考虑基体的屈服应力, 上式最后应写为

$$\tau = \tau_s + \frac{G^*}{4C} \frac{f^{1/3}}{0.82 - f^{1/3}} \quad (10.70)$$

### 10.9.5 弥散强化理论的验证

由于弥散合金的强度主要来自弥散强化, 固溶强化只是其中很小的一部分, 所以在后者暂时没有弄得很清楚之前也不妨碍我们对弥散强化理论作出验证。但即令如此, 实验事实告诉我们, 分歧还是比较多的。

首先, Mott-Nabarro 理论虽在计算强化上限时所得结果偏低, 但最大屈服应力对应共格现象的即将破坏这一点, 不但在 Al-Cu 合金中如此, 而且在 Hg-Fe, Cu-Co 合金中也有类似现象。不过在 Al-Ag 合金中, 最大屈服应力却对应  $\theta$  相出现的时候。此外, 第二相能否被击穿, 的确不限于共格与否, 主要取决于关系式 (10.51)。如图 10.32 所示为镍基合金中,  $\gamma'$  相被击穿的电子显微照片。总之, 目前对第一类弥散合金比较定量的工作仍不多,

一般仅就 $\gamma$ 作些探讨，譬如界面能可由回归热估计，有序能可由临界转变温度估计等。

Orowan 理论在解释第二类弥散合金强化现象还是比较成功的。以 Ashby 的铜合金内

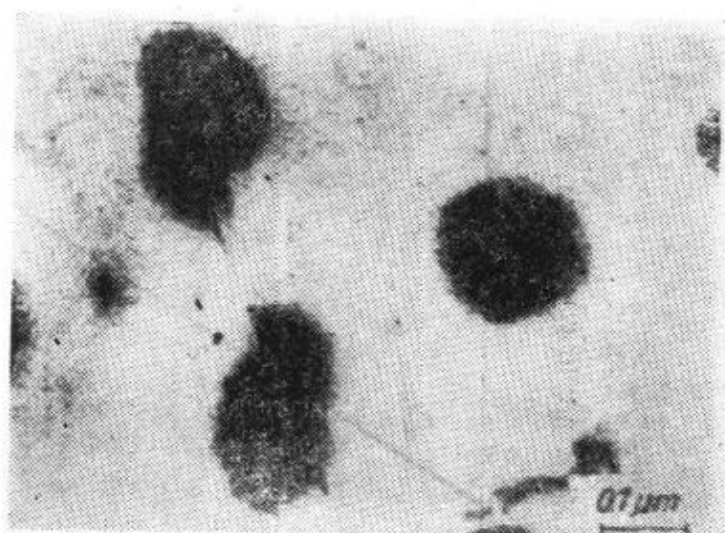


图10.32 镍基合金中，被位错线切割的 $\gamma'$ 相。

氧化实验结果为例，表10.2给出在77K和293K时，根据(10.60)式，并忽略 $\tau_c$ 后计算得出含 Si, Al, Be 三种同一取向合金单晶的屈服应力与实验值的比较。结果以含 Si 者结果最为满意，低温的又比高温的普遍较好，这可能是温度高时位错容易通过交滑移爬过第二相之故。

表 10.2

合金含量 (重量%)	氧化物 体积比 $f$	粒 子 半 径 $r$ (埃)	粒 子 间 距 $\Lambda$ (埃)	屈服应力 $\tau \times 10^8$ 达因/厘米 <sup>2</sup>			
				77K		293K	
				实验值	计算值	实验值	计算值
0.3Si	0.026	485	3000	3.4	3.3	2.5	3.8
0.25Al	0.011	100	900	8.0	11.2	6.4	10.5
0.34Be	0.028	76	450	15.7	20.7	11.2	19.4

图 10.33 给出 Al-Cu 合金中， $\theta$  相具有不同弥散度时的临界切应力，实验求得该直线斜率为  $6.3 \times 10^8$  达因/厘米。由(10.60)式求得其理论值为  $3.3 \times 10^8$  达因/厘米，看来结果还是比较一致的。尚存的差异可能来自第二相粒子并非完全球形之故。

为了得到球形第二相，Meiklejohn 和 Skoda 用电解沉淀法

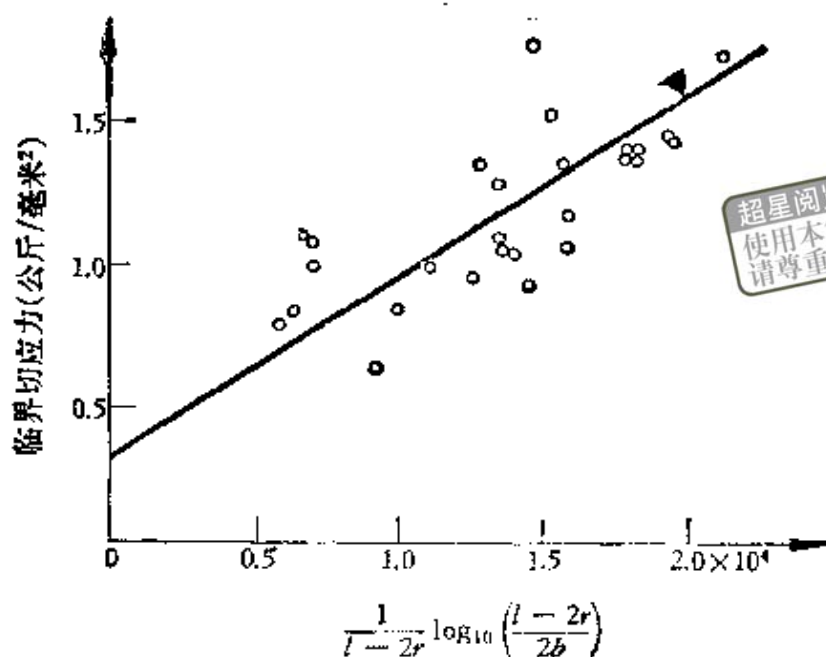


图10.33 含 $\theta$ 相Al-Cu合金临界切应力与  
 $\frac{1}{l-2r} \log \left( \frac{l-2r}{2b} \right)$  的直线关系。

将直径50埃到770埃的铁粒子加入水银中制成试样后得到屈服应力与  $1/l-2r$  的关系(如图10.34所示)。看来大小不同的粒子, 所得的直线关系也还是很好的。但如将横坐标中  $l$  用 (10.69) 式代入, 则可写为  $\frac{f^{1/3}}{0.82-f^{1/3}} \cdot \frac{1}{2r}$ , 故借此证明了 Ansell-Lenel 理论中的 (10.70) 式。不过经仔细分析, 图 10.34 的结果可以认为是粒子小时 (50埃) 被击穿后, 用 (10.58) 式与 (10.70) 式作图所得结果差别不大; 粒子大时 (500埃—770埃), 合金已失去弥散型特点; 粒子为中等大小时 (120埃—215埃), 用 (10.60) 式也能得到较好的结果。所以目前要十分精确地验证那一个理论还是比较困难的, 这里面涉及到参数  $l$ ,  $\Lambda$  同  $r_p$  等的取法。但电子显微镜透射观察还是证实了 Orowan 的机制, 图 10.35 即为一例。

弥散合金中也可能同时存在两种以上的强化机制。Dew-Hughes 和 Robertson<sup>[68]</sup> 的工作指出, 当 Al-Cu 合金中出现 G.

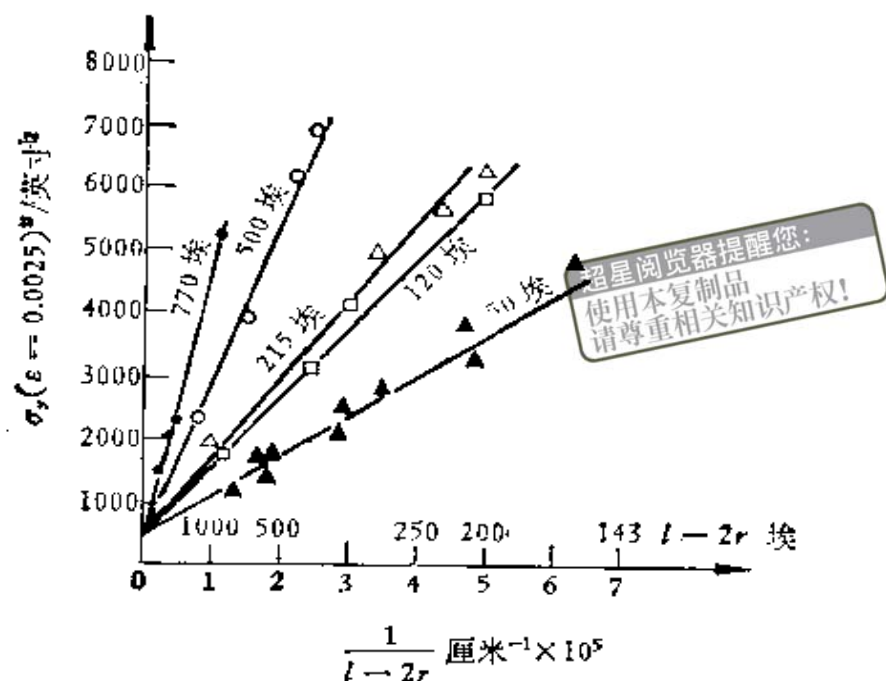


图10.34 含铁粒子水银合金屈服应力与  $\frac{1}{l-2r}$  的关系，图中所标数字为铁粒子的平均直径。

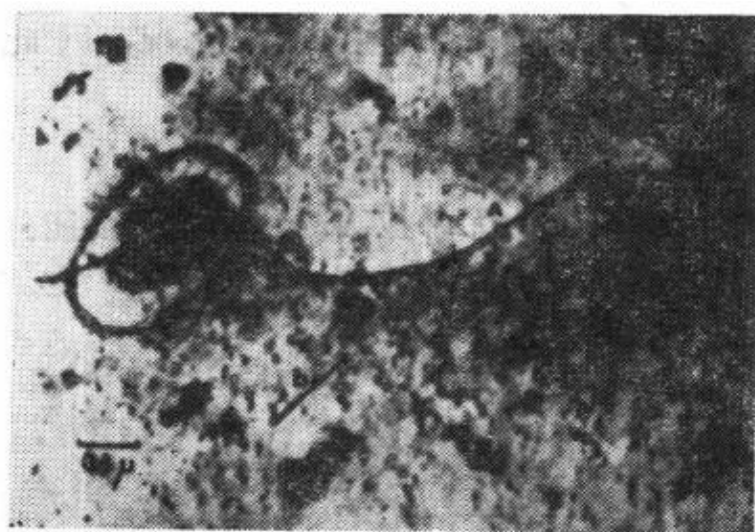


图10.35 Cu-30%Zn合金单晶中，围绕 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 粒子周围的切变位错环。

P. 带或  $\theta''$  相时，合金的强度由三部分组成。一为 Mott-Nabarro 的最大临界切应力  $\tau_{M-N}$ ，一为 Kelly-Fine 的短程作用力  $\tau_{K-F}$ ，一为固溶强化部分  $\tau_s$ 。结果实验值和理论计算值相当接近，详见表10.3。

表 10.3

时效条件	第二相	$\tau_{M-N}$	$\tau_{K-P}$	$\tau_f$	$\tau_{理论}$	$\tau_{实验}$
		千克/毫米 <sup>2</sup>	千克/毫米 <sup>2</sup>	千克/毫米 <sup>2</sup>	千克/毫米 <sup>2</sup>	千克/毫米 <sup>2</sup>
130°C, 2天	G.P. 带	4.8	1.0	1.2	7.0	7.4
130°C, 10天	$\theta''$	7.4	1.2	0.4	10.1	10.1
110°C, 5天	G.P. 带	6.0	1.3	0.9	8.3	7.8

## § 10.10 弥散合金的屈服应

## 力与温度的关系

关于这个问题我们也分第一和第二两类弥散合金来讨论。先讨论第一类弥散合金，由于此时位错切割第二相粒子，其形变机制相当于纯金属中增加一额外的晶格摩擦力。而此问题在前述 Seeger 理论中已作了比较完满的阐述。不过那时只讨论了外加应力  $\tau$  远小于绝对零度时的屈服应力  $\tau_0$  的情况，因此激活能可写为

$$U = U_0 - v\tau, \quad (10.71)$$

其中  $v$  为激活体积， $U_0$  为无外应力时所需的激活能。而在弥散合金中， $\tau$  可能很接近于  $\tau_0$ ，故其激活能应写为

$$U = U_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{3/2}, \quad (10.72)$$

具体推导见附录 X.4。如形变速度仍写为

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \{ -U(\tau)/kT \}. \quad (10.73)$$

式中  $\dot{\epsilon}_0$  等于  $bANv_0$ ，其意义与 (6.6) 式中的相同。现将 (10.63) 式代入上式后，便得

$$\tau = \frac{U_0}{v} \left\{ 1 - \left[ \frac{kT}{U_0} \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right]^{2/3} \right\}, \quad (10.74)$$

这个公式应用很广，同时也比较严格，因为它考虑了障碍宽度与应力的关系。

Byrne<sup>(89)</sup> 等人用含 G. P. 带的 Al-1.7% Cu 合金试样, 测得其屈服应力与  $T^{2/3}$  的关系如图 10.36 所示, 果然发现在两个区域内分别存在较好的直线关系, 唯高温部分比低温部分的实验数据稍有散乱。

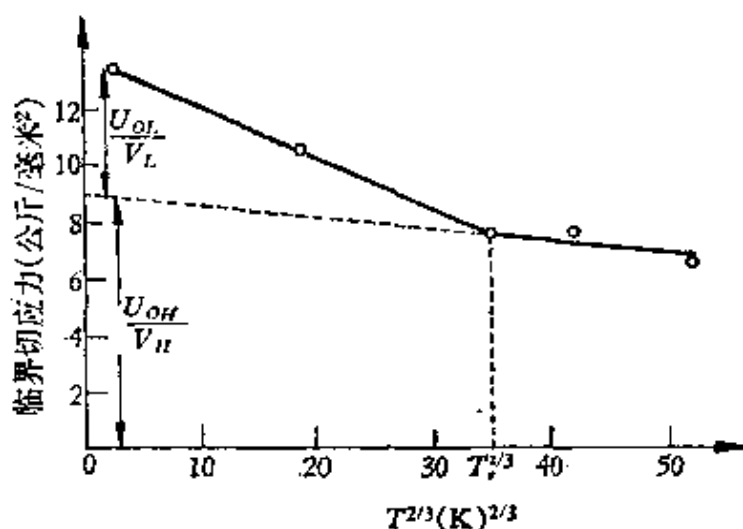


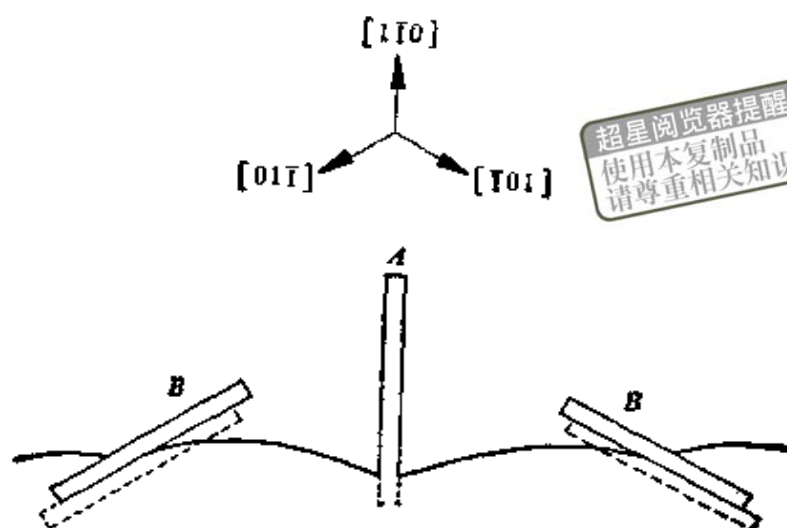
图 10.36 含 G. P 带 Al-1.7% Cu 合金单晶临界切应力与  $T^{2/3}$  的关系。

所谓高温低温是以下式中  $T_0$  为分界, 它可由 (10.74) 式, 令  $\tau = 0$ , 求得

$$T_0 = \frac{U_0}{R \ln \frac{e_0}{e}} \quad (10.75)$$

Byrne 对上述两直线关系的存在作如下解释: 由于共格的关系 Al-Cu 合金中的 G. P. 带有如图 10.37 所示的两种取向, A 类和 B 类, 它们彼此相交为  $60^\circ$ 。前者对应带的取向平行于运动位错的柏氏矢量, 其激活体积的量级约为  $b^2 l_0$ ,  $l_0$  为平均带间距。后者对应另  $2/3$  与它成  $60^\circ$  的带, 其激活体积的量级约为  $bl_0^2$ 。由此可见, A 类带的位垒较狭, 而 B 类带的位垒较宽, 故前者对应低温形变机制中的障碍, 后者对应高温形变机制中的障碍。

上述高温与低温形变机制中的激活能  $U_{0H}$  和  $U_{0L}$  以及相应的激活体积  $v_H$  和  $v_L$  可由下述方法求得: 一般都先用图 10.36 外推到



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图10.37 Al-Cu合金中G. P. 带与柏氏矢量为  $\frac{a}{2}[110]$

位错切割时的示意图。

0K 求出  $U_0/v$  之值，然后将 (10.74) 式对  $T^{2/3}$  微分得

$$\frac{dE}{dT^{2/3}} = \frac{U_0}{v} \left[ \frac{k}{U_0} \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right]^{2/3} \quad (10.76)$$

在给定  $\dot{\epsilon}_0$  同  $\dot{\epsilon}$  后，将外推求得的  $\frac{U_0}{v}$  代入 (10.76) 式，便可求出  $U_0$ 。同样将 (10.74) 式对  $\ln \dot{\epsilon}$  微分得：

$$\frac{d\tau}{d \ln \dot{\epsilon}} = \frac{(kT)^{2/3} U_0^{1/3}}{\frac{3}{2} v \left[ \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right]^{1/3}}, \quad (10.77)$$

再将已求得的  $U_0$  值代入后便可求出  $v$ 。

对 Al-1.7% Cu 合金， $T_s = 150\text{K}$  时， $\frac{U_{0L}}{v_L} = 4.9$  千克/毫米<sup>2</sup>， $\frac{U_{0H}}{v_H} = 9$  千克/毫米<sup>2</sup>。按上述方法求得  $U_{0L} \simeq 0.2$  电子伏， $v_L \simeq 7 \times 10^{-22}$  厘米<sup>3</sup>； $U_{0H} \simeq 6$  电子伏， $v_H \simeq 2 \times 10^{-20}$  厘米<sup>3</sup>。

关于第二类弥散合金的屈服应力与温度的关系，根据 Orowan 机制应和切变模量与温度的关系一致。Byrne 的测量结果的确得到含  $\theta$  相 Al-1.7% Cu 单晶屈服应力与温度的关系，如不考虑  $\tau_i$  项的变化，从室温到 4K 和切变模量与温度的变化完全一样。

## § 10.11 弥散合金的加工硬化理论

弥散合金加工硬化的主要特点在 § 10.8 中已有所述及。对第一类弥散合金而言，由于其加工硬化曲线与纯金属的平行，故可认为二者硬化机制一样，差别仅在晶格摩擦力的不同而已。至于第二类弥散合金的问题就比较复杂，也是近年来研究得比较多的领域之一，下面就有关理论作一概述。

### 10.11.1 Fisher, Hart 和 Pry 理论<sup>[70]</sup>

这一理论的基本思想是假设只有一个滑移系统激活时，按 Orowan 机制在一定形变度下，每一个第二相粒子周围都塞积着  $N$  个位错环（如图 10.38 所示），则此时相对无弥散相的硬化增量，即上述位错环沿滑移面产生的反应力，根据计算结果得

$$\tau_A = \frac{cf^{3/2}NGb}{r}, \quad (10.78)$$

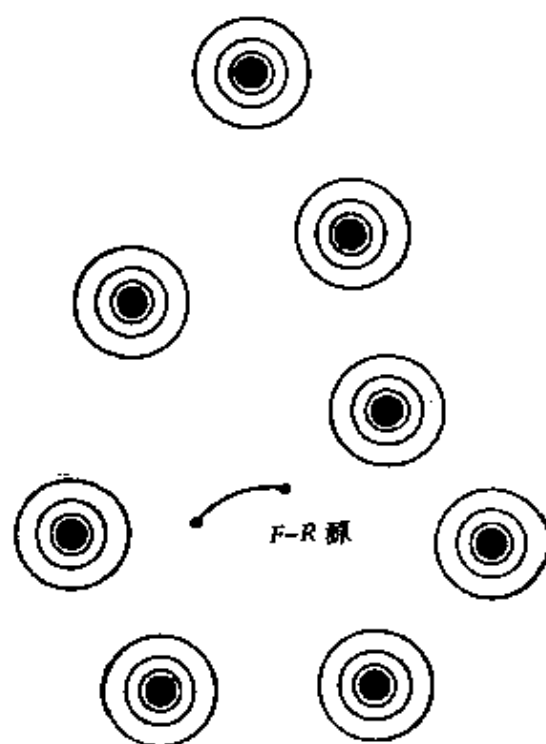


图 10.38 F-H-P 理论模型。

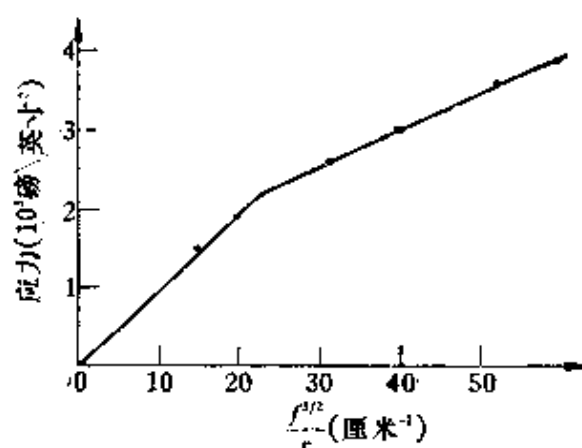


图 10.39 铜中含弥散相 Cr 时，硬化增量与  $f^{3/2}/r$  的关系。

式中  $c$  约为 3，将 (10.65) 式代入上式便得最大硬化增量

$$\tau_{hmax} = 3f^{3/2}\tau_n. \quad (10.79)$$

显然，当粒子足够小时，此值取决于第二相粒子的强度及其数量。

图10.39给出在 Cu-Cr 合金中， $\tau_{hmax}$  与  $\frac{f^{3/2}}{r}$  的关系，并由此二直线的斜率  $3\pi Gb$  可求出  $n$  值，约各为100和50<sup>[71]</sup>。

这一理论由于模型过于简单，所以与实验进行认真的定量对比是不合适的，此外，由 (10.78) 式可看出， $\tau_n$  与温度的关系仅反应在  $G$  上，这显然与图10.26定性的也不一致。这一理论可能在六方结构金属中层错能较低时，形变度较小 ( $< 1\%$ ) 的低温形变条件下才有实际意义。后来，Hart<sup>[72]</sup>就这一理论又作了些改进，其结果与下面要讲的 Ashby 理论相近。

### 10.11.2 Ashby 理论<sup>[78]</sup>

Ashby 见于第二类弥散合金的形变特点主要是多滑移系统参加形变，结果使得在粒子周围产生分布比较乱的位错纠结，进而变成位错胞的胞墙，而不是像上述限制在一个平面内塞积的位错环。最初，Ashby 设想有三个滑移系统激活，利用林位错的相交理论得到在一定形变速度和温度下，应变为  $\epsilon$  时流变应力与屈服应力之差

$$(\Delta\tau)_{i,r} = 0.24 G \sqrt{\frac{bf\epsilon}{r_s}}, \quad (10.80)$$

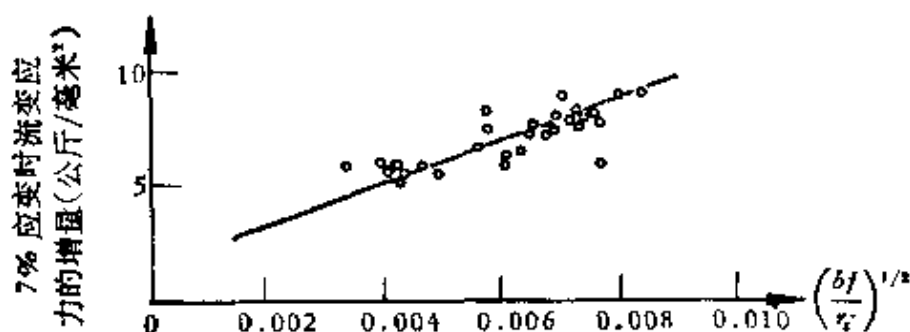
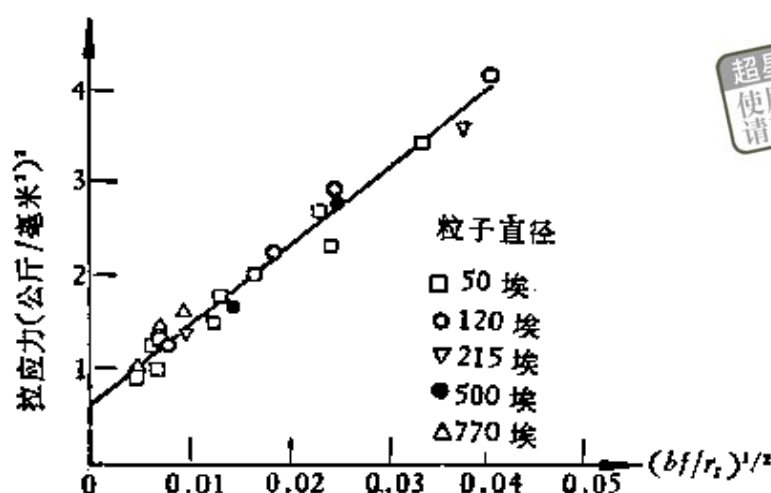


图10.40 含  $\theta$  相 Al-Cu 合金单晶室温形变 7% 时，流变应力的增长与  $\left(\frac{bf}{r_s}\right)^{1/2}$  的关系。

式中  $r_s$  为滑移面上平均粒子半径,  $G$ ,  $b$ ,  $f$  的意义如上所述。如将 Dew-Hughes 等人的 Al-Cu 合金和 Meiklejohn 同 Skoda 用铁粉强化水银的结果用上式作图, 果然得到很好的直线关系, 如图 10.40 和图 10.41 所示。



超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

图10.41 汞晶体使用铁粉硬化后流变应力

与  $\left(\frac{bf}{r_s}\right)^{1/2}$  的关系。

如果仔细观察第二相粒子周围的位错组态, 我们就会发现它是由一些位错环 (切变型的同棱柱型的) 所组成, 图 10.42 即为



图10.42 Cu-30%Zn合金单晶中, 围绕 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 粒子周围的切变位错环和棱柱位错环。

一例。它们的形成机制如图10.43（切变位错环的可见图10.31）所示。后来，Ashby 利用这些位错环来模拟第二类弥散合金形变

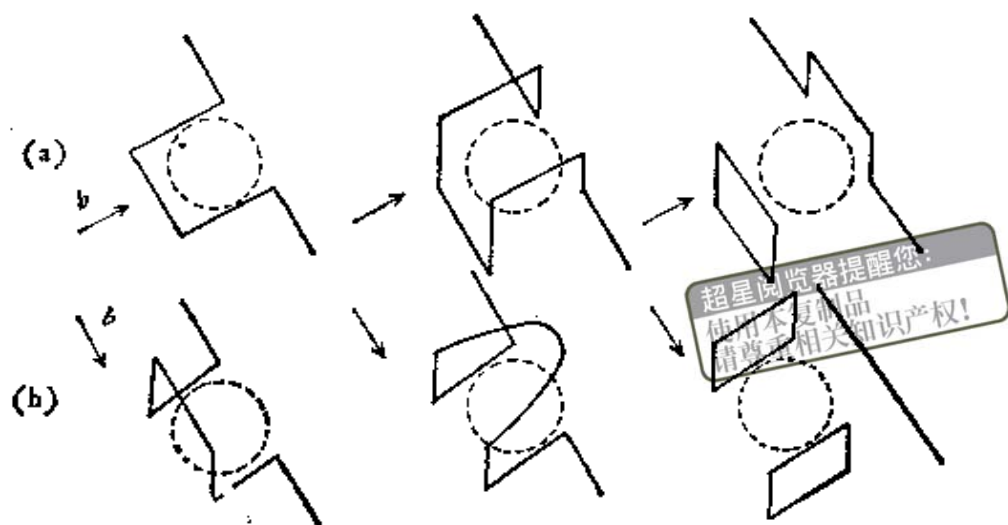


图10.43 (a) 刃型位错和(b) 螺型位错遇见障碍时形成棱柱位错环示意图。

后，在第二相粒子附近基体中所产生的范性形变，即所谓的协调形变。图10.44即为一半径为  $r$ ，体积为  $V_p$  的粒子，在其附近基体中的协调形变由  $n$  个位错环所代替的示意图，其中 (a) 为一组切变位错环，(b) 为一组棱柱位错环。由于棱柱位错环组几乎

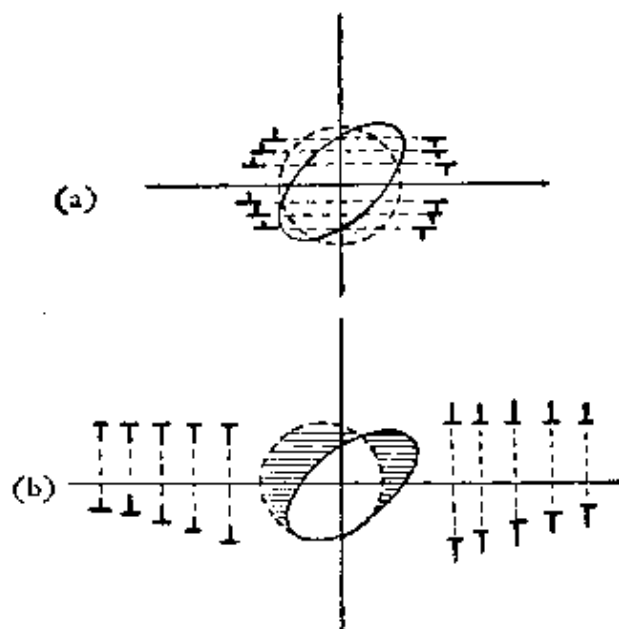


图10.44 第二相粒子附近基体中协调形变用位错环模拟示意图，  
(a) 为一组切变位错环，(b) 为一组棱柱位错环。

没有长程应力场，所以比较稳定，因此下面我们主要对这一种模型进行计算。

由于图10.44(b)中，左侧划线区的空洞为间隙原子位错环组代替，右侧划线区中的物质为空位位错环组代替后，经切变为 $\gamma$ 的合金中的粒子方能保持不形变。我们算出每一划线区的体积可近似写为 $\frac{1}{2}V_p\gamma$ (此式可很容易用正方形粒子来验证)。现设棱柱位错环的平均半径也为 $r$ ，则每一粒子周围位错环的总数便为

$$n = \frac{V_p\gamma}{\pi r^2 b} \quad (10.81)$$

单位体积中粒子数如写为 $f/V_p$ ，则上述协调形变所产生的位错密度

$$\rho = n \cdot \frac{f}{V_p} \cdot 2\pi r = \frac{2\gamma f}{rb} \quad (10.82)$$

如将式中 $\frac{r}{f}$ 看作一与第二相粒子形状有关，量纲为长度的参数 $\lambda$ ，则在第二相粒子为任何形状的情况下，上式可写为

$$\rho = \frac{2\gamma}{\lambda b} \quad (10.83)$$

若设第二类弥散合金形变后产生的位错主要是上述这种协调形变位错，而基体中一般增殖机制产生的位错可忽略不计时，那么它的流变应力根据(5.9)式应写为

$$\tau = \tau_0 + \alpha G b \left( \frac{2r}{\lambda b} \right)^{1/2}$$

或

$$\tau = \tau_0 + \alpha' G \left( \frac{\gamma f b}{2r} \right)^{1/2} \quad (10.84)$$

其中 $\tau_0$ 为晶格摩擦力， $\alpha$ 同 $\alpha'$ 为两常数。这样就得到了上述抛物线型的加工硬化曲线。图10.45即为一例，说明实验结果和(10.84)式还是吻合得不坏的。

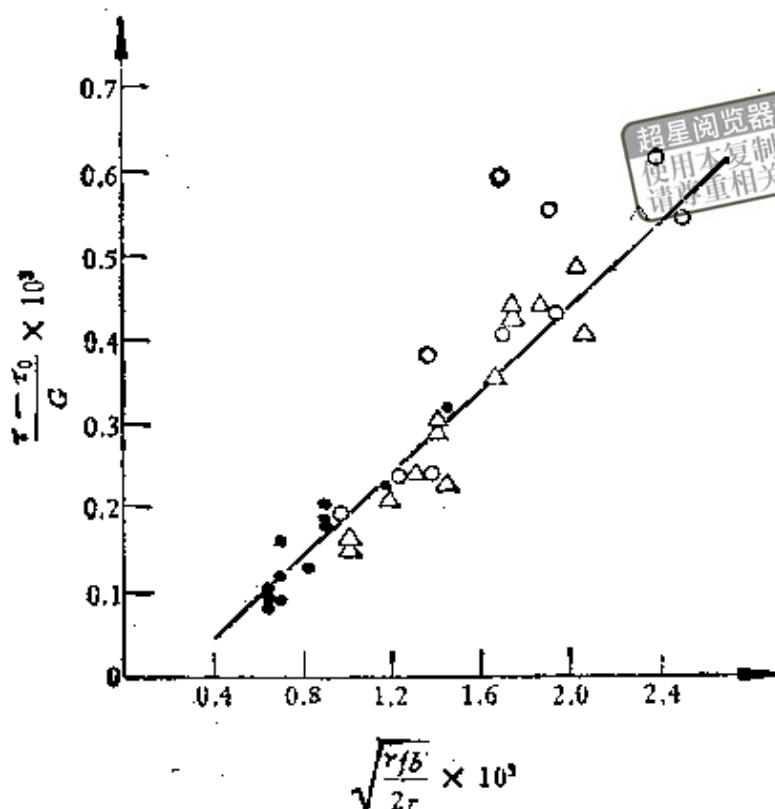


图10.45 含球形 $\text{SiO}_2$ 粒子铜单晶硬化增量

与 $\sqrt{\frac{\gamma fb}{2r}}$ 的关系。

## § 10.12 弥散强化小结

根据以上所介绍的内容，我们很清楚地看出，欲得到弥散合金的高强化效果，首先要求弥散相含量多，强度高，并有足够的弥散度，譬如粒子间距小于1微米。当然，这些要求无论在第一类或第二类弥散合金中都会存在一定的矛盾或工艺上的困难，譬如二元合金中，沉淀相的高强度与大的固溶度往往是不相容的，又如高强度的外加弥散相（像 $\text{Al}_2\text{O}_3$ ， $\text{SiO}_2$ 或 $\text{ThO}_2$ 等），要做到高弥散度一般也不是很容易的。为此，我们可以采用多元合金，利用马氏体相变的过饱和特点以及强化工艺等方法取得改善，但要完全兼顾上述三个因素，在不同合金系中，可能还要作不同的努力。

此外在第二相与基体的配合问题上也需注意，譬如 $n$ 足够大

时, 第二相粒子附近基体承受的应力也接近  $nGb/r$ 。在一般情况下, 由于  $G^* > G$ , 所以可能在第二相粒子未击穿前基体就先破裂。如果将第二相粒子与基体间的有效表面能写为

$$\gamma_e = \gamma_M (1 + \cos \theta), \quad (10.85)$$

其中  $\gamma_M$  为基体表面能,  $\theta$  为第二相粒子与基体间的接触角。很容易看出, 当  $\theta > \frac{\pi}{2}$  时, 可能在第二相粒子或基体被击穿前裂缝就先出现在此二者的交界面上。因此, 为了减小接触角往往需加额外的少量合金元素, 譬如 Al-Cu 合金中加入少量的 Cd 以减少相界裂纹。此外, 一般除了特殊要求外, 原则上总是希望做到保持第二相粒子有较大的表面积与体积比, 使它不仅在力学上是稳定的, 而且在热力学上也是稳定的。

这里还应指出, 从发挥弥散合金的高温强度来看, 除了满足上述各方面的要求外, 基体的性质仍然是十分重要的。最近在  $\text{SiO}_2$  弥散强化铜单晶的一些工作中指出, 回复现象 ( $\sim 300\text{K}$ ) 可能和 Orowan 位错环通过隧道效应产生攀移, 最后收缩直到消失的过程有关<sup>[74]</sup>。不过也有人认为是 Orowan 位错环通过双交滑移变成棱柱位错所致<sup>[75]</sup>。所以设法阻止基体中位错运动的可能性还是很根本的。

最后值得提出的是, 计算机模拟对弥散强化的研究还是很成功的, 譬如 Hanson 和 Morris Jr.<sup>[76]</sup> 发展的滚圆法 (Rolling circle procedure)。

### § 10.13 界面强化

在金属材料中常见的界面有晶界, 亚晶界, 相界和外表面等。强化这些界面的意义显然是不言而喻的, 但由于这些问题涉及的内容很多, 目前已逐渐形成一个独立的领域, 譬如复合材料中的界面强化, 各种介质对金属材料长期强度的影响以及材料保护问题等, 这些都超出了本书所要介绍的内容。下面我们简单地讲

述一下有关合金元素对强化界面的作用。

多相合金中的相分布和相界强度都是可以通过添加合金元素来加以改进的。譬如在 § 9.6 中, Al-Zn-Mg-Cu 时效合金为了消除晶界上的贫化区所加的微量 Ag, 同上述 Al-Cu 合金中为了减小  $\theta$  相的接触角所加的微量 Cd 即为例证。

合金元素与晶界的作用, 我们在第十二章讲再结晶时还要仔细讨论, 这里只指出它们原则上可分成气团作用和表面吸附作用两种。关于气团作用, 最早由 Webb<sup>[77]</sup> 从弹性相互作用出发进行了严格的处理。他得到的结论是在小角晶界范围内, 溶质原子与晶界的相互作用存在一个饱和浓度, 其值与晶界角度大小无关, 约为  $10^{14}$  原子/厘米<sup>2</sup>, 但却是温度的灵敏函数。此外, 还存在一个与晶界角度大小无关的晶界移动临界速度, 大于此值时, 气团将拖在晶界的后面运动。但 Thomas 和 Chalmers<sup>[78]</sup> 的同位素实验却指出, 在晶界的位错模型适用范围以内都发现溶质原子的集聚和位错数目成正比, 其浓度与温度的关系有些近似直线, 而不是指数一类的灵敏函数。所以由此看来, 合金元素与晶界的相互作用应不仅限于弹性的一种。关于表面吸附作用, 一般认为, 由于析出的新相表面能较小, 所以表面活性金属都与基体互溶性很小。新相析出后导致应力松弛, 增加晶界的流动性, 从而使合金强度有所削弱, 譬如 Ga 对于 Cd 和 Sn 即为如此, 尤其 Ga 在 Sn 中甚至可将嵌镶块完全分开<sup>[79,80]</sup>。但我们知道, Pb 和 Zn 是几不互溶的, 它们彼此却没有表面活性。所以表面吸附作用的内在机制也是很复杂的, Аpxapov 等人<sup>[81]</sup> 曾企图利用 Friedel<sup>[82]</sup> 的电子屏蔽理论来对它进行过解释。

亚晶界的强化在一些合金中, 譬如 Cu-Al, Cu-Mn 合金<sup>[83]</sup>, 往往成为主要的强化机制。最近, Young 等人<sup>[84]</sup> 的实验证明, 在铁素体钢中亚晶粒的强化作用要比晶粒的大。少量 Ti 能促进 Ni 的多边形化<sup>[85]</sup>, 极少量的 Te 对 Cu 也有类似的作用<sup>[86]</sup>, 从而提高了它们的抗蠕变阻力。

## 附录X.1 稀固溶体强化理论概要

一般当基体为过渡族金属或内壳层未充满的元素时,其性质-成分曲线在低温度范围内都存在出现一极值的反常现象,譬如对自扩散系数<sup>(87)</sup>,线膨胀系数<sup>(88)</sup>,杨氏模量和内耗<sup>(89)</sup>以及X射线吸收光谱的精细结构<sup>(90)</sup>,电导率<sup>(91)</sup>和光学常数<sup>(92)</sup>等的测量都证实了这一点。Боровский 和 Гуров<sup>(93)</sup>对在Fe中加入Cr, Mo, W及Al等各种元素所形成的稀固溶体进行了一系列的研究,并建立了稀固溶体强化理论。

基于这些事实,他们设想合金元素将自己的价电子,在基体导带中公有化后,而留在格点上(或间隙位置上)的离子的正电荷也许比在附近格点上(或间隙位置上)其他原子的多些,或者少些。前者称为正电性的合金元素,后者就称为负电性的。晶体中这些多余电荷产生的微扰电位,由于导电电子的屏蔽作用就产生了一个极限的作用半径。在每一个合金元素原子周围,微扰电位的有效区就形成一些配位球。上述这种极化作用所导致的基体金属电子壳层的畸变,对过渡金属而言,可深入到 $(n-1)d$ 或 $(n-1)f$ 层。

由于电子壳层产生的严重畸变,相应地,约束能带与导带可能出现重叠现象。这就是说,合金元素原子附近的局部地区,将视合金元素的电性而异,发生电子由空壳层向导带流动,或者相反的现象,从而改变了基体金属原子晶格的有效电荷。因此,我们可以认为在这些原子晶格上出现了感应电荷,其符号永远与合金元素离子的剩余电荷相反。这样,在合金元素原子和它们周围的基体原子之间便出现了附加的极化键,这样就提高了金属的原子键强度。

至于性质-成分曲线在低浓度区出现极值的现象,利用配位球的概念就很容易解释了。因为随着浓度增加时,总会达到一个最佳浓度,此时配位球的体积充满整个合金,若再增加浓度则配位球之间的干涉作用便会使强度减小,譬如杨氏模量的下降,自扩散系数的上升等。这一理论的定量形式,这里就不介绍了。

在稀固溶体强化理论中,这种合金元素的原子在基体中的远程作用思想(配位球的作用半径可达 $10^{-7}$ 厘米)早在Jaswan, Henry 和 Roynor<sup>(94)</sup>的理论中已有痕迹,不过他们考虑电子云畸变时,仅只认为靠近合金元素原子最近的一层才会产生,而远程的影响完全用弹性介质的办法处理。Lidard<sup>(95)</sup>在研究合金元素对自扩散的影响时,也建议考虑它的远程作用。Daniel<sup>(96)</sup>

在研究合金元素对金属中电子密度的影响时, 也认为所谓的远程作用应与距离的平方成反比。Боровикова 和 Косунский<sup>(97)</sup> 在 Ge 中仅加 0.002% (原子) 的 Fe 就发现 L-系 X 射线谱线的位置和形状都有明显的改变等。总之, 通过各方面的研究, 目前看来这种远程作用的确存在。

## 附录 X.2 合金中的原子键

现在我们分四个方面来叙述这个问题:

(1) 金属的强度与原子键 笼统地说, 用提高原子键强度来增加金属的强度这种说法的本身到底具有多大的实际意义是不甚清楚, 问题的关键在弄清 § 10.7 中所列举的一些与金属强度有关的参量和原子键之间的内在关系, 其中除对弹性常数及个别的激活能有研究外, 其他的就比较少了。Seeger<sup>(98)</sup> 对层错能曾作过这样的估计, 他认为层错中, 最近邻原子的数目和彼此间的距离都没有改变, 故离子间的相互作用改变不大, 但导电电子对布留渊区边界和费米面都是敏感的。就单价金属而言, 因布留渊区边界的改变对价电子能量的影响不大, 所以层错能低, 而高价金属的情况正好相反, 所以层错能高。此外, 一般认为价电子多时, 空位扩散的激活能就大, 而割阶形成能就小, 当然这只是一些粗糙的估计。不过 X 射线能谱的研究却告诉我们, 甚至热运动都会对它产生明显的改变。Курлюмов 等人<sup>(99,100)</sup> 也一再指出, 虽然金属强度是一结构敏感量, 但原子键强度的研究对金属强度, 尤其是耐热强度仍然是很重要的, 所以在金属和合金中对原子键应作进一步研究。

(2) 合金元素对原子键的影响 关于这个问题, 最简单的例子之一就是 Ag 中加 Au<sup>(101)</sup> 或在 Cu 中加 Ag<sup>(102)</sup> 的情况, 以黄琨在 Ag 中加 Au 的计算结果为例, 表明在合金元素原子附近产生了极化现象。Mott<sup>(103)</sup> 根据合金电阻的改变等现象的研究, 认为在溶质离子附近应存在过剩的负电荷区 (如离子为负时或空位附近, 则存在过剩的正电荷区)。但二者的总合还是中性的。Friedel<sup>(82)</sup> 对单价金属 (Cu, Ag, Au) 为基的合金中加入 Ni, Zn, Ga, Sn 和 As 等后电子分布的研究, 结果认为: 所有这些溶质原子都要贡献出一部分电子作为导电电子, 而正离子本身又被电子云屏蔽着, 此屏蔽作用是由于在费米面下面形成的电子约束状态所产生。如果形象地说, 也就是溶质原子溶入溶剂后, 它的原子半径会有所改变。对两价金属 Mg 基合金, Jones<sup>(104)</sup> 也曾指出晶格参数的变化只与溶质的电子原子之比

有关。对过渡族金属 Fe 基合金, Sutton 和 Hume-Rothery<sup>(105)</sup> 发现, 当 Co, Ni, Cu 溶入其中时, 晶格胀大的次序不能用此三者与  $\alpha$ -Fe 的原子半径差来解释。所有这些事实都说明, 当溶质原子进入基体后, 电子状态将要发生严重的改变, 从而影响了合金中的原子键, 这是完全可以理解的。

(3) 过渡族金属 关于过渡族金属的电子状态, 一直存在着很多的争论。Herring<sup>(106)</sup> 在他的总结性文章中指出, 以 Fe 族为例, 上述争论的重点可分为四方面:

1.  $3d$  状态电子到底有多少?
2. Fe 族金属中, 大结合力的根源究竟何在?
3. 是所有  $3d$  电子还是仅铁磁  $3d$  电子共有化了? 抑或处在约束状态?
4. 在铁磁金属中, 与自旋排列有关的交换力的本质是什么?

这里我们感兴趣的当然是前两个问题。

关于第一个问题, Weiss 和 DeMarco 用 X 射线衍射谱线强度的绝对测量法求得如下的结果: Cu:  $9.8 \pm 0.3$ ; Ni:  $9.7 \pm 0.3$ ; Co:  $8.4 \pm 0.3$ ; Fe:  $2.3 \pm 0.3$ ; Cr:  $0.2 \pm 0.4$ , 从而引起了不少争论。反对的人除了在测量方法上对忽略掉  $4p$  和  $4s$  电子在高掠角的贡献以及假设  $3d$  电子云的球形对称这两点表示异意外, 主要对结果中 Fe 的  $3d$  电子数过小, 使得本来在磁性上很相近的三个元素 Ni, Co, Fe 在  $3d$  电子数上却差异很大。对以上两点在技术上的怀疑, Weiss 本人都作了正面答复; 对 Ni, Co, Fe 的  $3d$  电子数的问题, Herring 认为, Ni, Co 的磁电子是公有化了的, 而 Fe 的可能不然。此外, Гальперин<sup>(107)</sup> 从理论计算所得结果也和 Weiss 的很接近, 详见表 X.1。并且找到如下的一个规律, 即密集结构的元素大部分电子位于  $3d$ , 且自旋成对存在,  $4s$  电子较孤立原子的少, 而体心立方的则相反,  $3d$  电子较少, 且自旋只有一个方向,  $4s$ ,  $4p$  电子较多。

关于第二个问题, 目前比较流行的看法主要仍基于 Pauling<sup>(108)</sup> 很早提出的  $spd$  杂化思想, 由于  $spd$  态电子杂化的结果导致能量降低, 从而增强了结合力。后来, Mott<sup>(109)</sup> 认为  $3d$  电子极化所产生的范德瓦尔力也可能是 Fe 族金属大结合力的原因之一。此外, 根据 Altmann 等人<sup>(110)</sup> 的工作还可看出, 金属中三种典型结构的形成与杂化时  $d$  电子的参加程度也有关, 其中以体心立方的较多, 而六方和面心立方的都较少。有关这方面进一步内容可参看 Friedel 的文章<sup>(111)</sup>。

(4) 过渡族金属原子键的强化 以 Fe 基为例, 我们先看一下加入不同合金元素对其原子键强度的影响如何。根据已有的实验资料, 在 Fe 中

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

表 X.1

元 素 (Z)	晶 格 结 构	孤 立 原 子	3d 电子数	
			在 金 属 中	
			实 验	计 算
Cu(29)	f. c. c.	10	$9.8 \pm 0.3$	10
Ni(28)	f. c. c.	8	$9.7 \pm 0.3$	9.5
Co(27)	h. c. p.	7	$8.4 \pm 0.3$	8.6
$\gamma$ -Fe(26)	f. c. c.	6	7*	7.2
$\alpha$ -Fe(26)	b. c. c.	6	$2.3 \pm 0.3$	2.5
$\alpha$ -Mn(25)	b. c. c.	5	—	1.6
Cr(24)	b. c. c.	5	$0.2 \pm 0.4$	0.2
V(23)	b. c. c.	3	0*	0
Ti(22)	h. c. p.	2	0*	0

\*. 数据摘自 Weiss R. J. and Marshall W. J., *Appl. phys.*, 30 Suppl. (1959).

加入 Cr, Mo, W 和 Mn 后都能提高原子键强度, 加入 V 和 Ni 则相反, 加入 Co 后对原子键的强度提高不大。对这些现象的解释, 一般认为, 当加入合金元素的成键电子数比基体的多时, 由于构成附加的共价键, 故能提高基体金属的原子键强度, 反之则降低。此外, 随着合金元素含量的增加, 一般也会出现所谓的最佳值, 因为进一步增加合金元素的含量所造成的晶格畸变也会削弱原子键强度提高的效果<sup>(99,100,112-115)</sup>。

对加入不同合金元素, 能否强化金属还有一些其他的看法, 譬如早期 Осипов 认为金属的  $N(\epsilon) - \epsilon$  曲线中, 最高占据能态上电子密度愈大, 则对应的形变阻力愈小, 所以  $\gamma$ -Fe 的高温强度就比  $\alpha$ -Fe 的好。Месякин<sup>(116)</sup> 曾用游离能的大小作为判据, 也可以解释一些现象。Lomer 和 Marshall<sup>(17)</sup> 根据 Weiss 和 DeMarco 对 Fe 族元素 3d 电子的测量结果, 将过渡族元素分为两大类, 一为低 3d 的, 一为高 3d 的。在假设磁电子基本上是 3d 电子的前提下, 他们认为合金中组元的导电电子密度一样时, 3d 电子近似保持纯组元的状态; 当组元的导电电子密度不一样时, 成分少的组元, 3d 电子的变化方向是以减小两者 3d 电子的差为准。譬如 Mn, Fe 溶入高 3d 电子溶剂时, 则 3d 电子增加; Ni, Co 溶入低 3d 电子溶剂中, 则 3d 电子减少。Немцов等<sup>(118,119)</sup> 用 X 射线及磁分析的方法对 Fe-Al 合金进行了细致的研究, 结果认为 Al 在 Fe 中是正电性的, 并且随着 Al 含量的增加原子间作用力的类型逐渐表现得更完全, 尤其金属键中的极化成分越来越多。Nathans 等人<sup>(120)</sup>

在  $\text{Fe}_3\text{Al}$  合金的中子衍射中还发现 Fe 有两种原子磁矩，一为 2.14 波尔磁矩，另一为 1.46 波尔磁矩。它们对应一种在 Fe 原子周围没有 Al 原子的和一种在 Fe 原子周围有 Al 原子的状态。这说明 Al 原子价电子的公有化也并不是完全的，而是部分地集中在靠近参加极化的离子附近。

### 附录X.3 时效动力学

时效动力学一般分两个阶段\*，即预沉淀和沉淀两个不连续的阶段。图 X.1 为 Köster 和 Braumann<sup>(122)</sup> 用不同时效时间的 Al-Ag 合金的硬度同时效温度作图的结果，显然可以看出，在  $180^\circ\text{C}$  附近出现一硬度极小值。所以后来 Guinier 就称对应第一个峰值位置的预沉淀叫冷硬化或冷时效，对应第二个峰值位置的称为热硬化或热时效。至于冷时效产生的预沉淀和热时效产生的预沉淀之间有何联系与区别的问题，我们可以用 Al-Cu 合金为例，其中 G.P. 带和  $\theta''$ （也有称此为 G.P. 带 I 的，那么前面的 G.P. 带就叫 G.P. 带 II）就是冷时效的产物，而  $\theta'$  和  $\theta$  就是热时效产生的沉淀相。G.P. 带

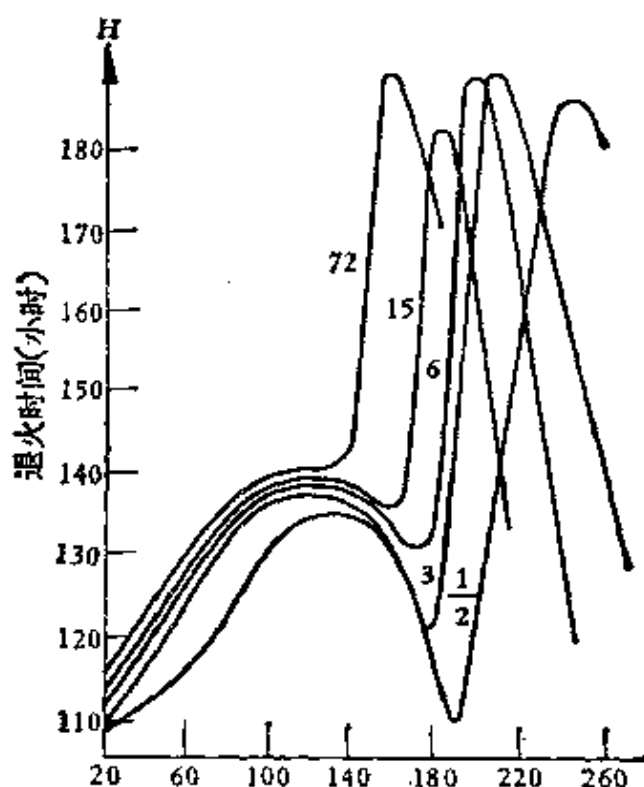


图 X.1

\* 也有整个时效过程中，存在两个以上的过渡沉淀相的。

和  $\theta''$  是共格的,  $\theta'$  是部分共格的,  $\theta$  是不共格的, 其中共格时的取向关系为

$$\{100\}_{G.P.带} \parallel \{100\}_{基体}$$

这些沉淀的产物不是一连续发展过程, 因为不共格的核由于需要能量较高, 故在冷时效时不会出现。随着温度的上升, 共格的预沉淀相就开始溶化, 于是便出现真正的不共格沉淀相, 所以后者是依靠前者的消失而产生的。关于 Al-Cu 合金的时效动力学至今还有人研究<sup>[122, 123]</sup>。再如 Cu-Fe 合金时效初期不显磁性, 一定要等第二相长大后才有磁性。因此, 整个时效过程应分成不连续的两个阶段。

根据溶质原子和溶剂原子的大小, 预沉淀相又可分为两类: 一为无晶格畸变的, 如 Al-Ag, Al-Zn 等合金; 另一为有晶格畸变的, 如 Al-Cu 合金。前者溶质原子的集聚主要靠价电子的相互作用力, 预沉淀相大多数是不共格的球形体, 并在它周围出现溶质原子的贫化现象; 后者由于存在严重的晶格畸变, 譬如铜基本上可以看作间隙式的固溶在铝中, 所以溶质原子的集聚主要靠它与缺陷的相互作用, 如像位错的“隧道效应”, 并且预沉淀相大多数呈共格的扁平状。实验证明, 增加淬火的冷却速度或淬火后再形变, 都会加速这种“短路”过程, 所以沉淀相的析出不能用一般扩散过程来理解。

Лившиц<sup>[124]</sup>在 Fe-Ni-Nb 系统中, 还发现过饱和固溶体冷时效产生的 G.P. 带, 即所谓的 K-状态\*, 并且它在不饱和时也能出现。此外, 他还进一步指出, 如固溶体在未饱和时不出现 G.P. 带, 那么当它过饱和时也不会出现此带, 以及此带的产生和上升扩散无关, 它的出现也不是今后新相的芽。

最后还应指出, 溶质原子与位错的相互作用不完全像 Cottrell 最早指出的有所谓饱和现象, 实验也发现, 当位错的每原子平面上集聚 40 个溶质原子后,  $t^{2/3}$  定律还能实用, 否则第二相就无法沿位错线形成<sup>[125]</sup>。至于这种集聚的动力, Thomson<sup>[126]</sup>曾解释为位错中心的非线性弹性效应以及短程的化学作用。另外, Hale<sup>[127]</sup>在 Cr-Mo 钢中还发现无位错沉淀的现象, 所以第二相形成的动力学还是比较复杂的。

\* 所谓 K-状态, 即合金元素不均匀分布的一种状态, 它的形成或消失肯定伴随着热的吸收或析出, 突出的是 K-状态出现时总是导致电阻的增加, 所以肯定不同于有序化。此外, 还出现强度的增加及其他物理性质的改变。

## 附录 X.4 激活能 $U = U_0 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right)^{3/2}$

### 关系的推导<sup>[128, 129]</sup>

设内应力

$$\tau_l = \tau_0 \cos \frac{2\pi x}{l}, \quad (\text{X.1})$$

其中  $l$  为第二相粒子间距, 则在外应力  $\tau$  作用下, 长  $l$  的位错线上所受之力为

$$\left[ \tau_0 \cos \frac{2\pi x}{l} - \tau \right] bl, \quad (\text{X.2})$$

若平衡位置为  $x_0$  时, 其值可由下式求得

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \cos \frac{2\pi x_0}{l}. \quad (\text{X.3})$$

由于  $\tau$  接近  $\tau_0$ , 可将  $\cos \frac{2\pi x_0}{l}$  展成级数, 取其前两项, 得

$$x_0 = \pm \frac{l}{2\pi} \sqrt{2 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right)^{1/2}}. \quad (\text{X.4})$$

利用 (X.2) 式求得激活能

$$U(\tau) = \int_{-x_0}^{x_0} \left[ \tau_0 \cos \left( \frac{2\pi x}{l} - \tau \right) \right] b l dx,$$

由于  $x_0/l$  很小, 积分上式可得

$$U(\tau) = 2x_0 bl (\tau_0 - \tau). \quad (\text{X.5})$$

将 (X.4) 式代入后, 便得

$$U(\tau) = \frac{bl^2 \tau_0}{\pi} \sqrt{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right)^{3/2}. \quad (\text{X.6})$$

令

$$U_0 = \frac{bl^2 \tau_0}{\pi} \sqrt{2}, \quad (\text{X.7})$$

上式便可写为

$$U(\tau) = U_0 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right)^{3/2}$$

此即 (10.72) 式,

## 参 考 文 献

- [1] Bradfield G. and Pursey H., *Phil. Mag.*, 44, 437(1953).
- [2] Mott N.F. and Nabarro F.R.N., Report of a conference on strength of solids, 1 (1948).
- [3] Fleischer R.L. and Hibbard Jr. W.R., *The relation between the structure and mechanical properties of metals*, 1, 262(1963).
- [4] Fleischer R.L., *Acta Met.*, 11, 203(1963).
- [5] Labusch R., *Acta Met.*, 20, 917(1972).
- [6] Nabarro F.R.N., *Phil. Mag.*, 35, 613(1977).
- [7] Traub H., Neuhäuser H. and Schwink Ch., *Acta Met.*, 25, 437(1977).
- [8] Neuhäuser H., Schwink Ch. and Traub H., *Acta Met.*, 25, 1289(1977).
- [9] Basinski E.S., Foxall R.A. and Pascual R., *Scripta Met.*, 6, 807(1972).
- [10] Feltham P., *Br. J. Appl. Phys.*, 1, 303(1968).
- [11] Butt M.E. and Feltham P., *Acta Met.*, 26, 167(1978).
- [12] Fleischer R.L., *Acta Met.*, 8, 32(1960).
- [13] Cottrell A.H. and Bilby B.A., *Proc. Roy. Soc.*, A62, 49(1949).
- [14] Friedel J., *Internal Stress and Fatigue in Metals*, 220(1959).
- [15] Cochardt A.W., Schoeck G. and Wiedersich H., *Acta Met.*, 3, 533(1955).
- [16] Schoeck G. and Seeger A., *Acta Met.*, 7, 469(1959).
- [17] Cottrell A.H., Hunter S.C. and Nabarro F.R.N., *Phil. Mag.*, 44, 1064(1953).
- [18] Cottrell A.H., Relation of Properties to Microstructure, 131(1954).
- [19] Suzuki H., Dislocations and mechanical properties of crystals, 261(1957).
- [20] Flinn P.A., *Acta Met.*, 6, 631(1958).
- [21] Fisher J.C., *Acta Met.*, 2, 9(1954).
- [22] Ardley C.W., *Acta Met.*, 3, 525(1955).
- [23] Marcinkowski M.J. and Miller D.S., *Phil. Mag.*, 6, 871(1961).
- [24] Sumino K., *Sci. Repts. Res. Inst. Tohoku Univ.*, A10, 283(1958).
- [25] Brown N., *Phil. Mag.*, 4, 693(1959).
- [26] Clarebrough L.M. and Loretto M.H., *Proc. Roy. Soc.*, A257, 326 338, 363, (1960).
- [27] Broom T., *Nature*, 181, 449(1958).



- [28] Panseri C., Gatto F. and Faderichi T., *Acta Met.*, 6, 198(1958)
- [29] Mitchell T.E., *Prog. in applied materials research*, 6, (1964).
- [30] Hutchison M.M. and Honeycombe R.W.K., *Metal Sci. Journ.*, 1, 70 (1967).
- [31] Thomas A.T., *Acta Met.*, 14, 1363(1966).
- [32] Kear B.H. *Acta Met.*, 12, 555(1964).
- [33] Johnston T.L., McEvily A.J. and Tetelman A.S., *High Strength Materials*, 360(1966).
- [34] Thornton P.H., Davies R.G. and Johnston T.L., *J. of Metals*, 20, 64A(1968).
- [35] Brindley B.J., Corderoy D.J. and Honeycombe R.W.K., *Acta Met.*, 10, 1043(1962).
- [36] Davies R.G. and Stoloff N.S., *Phil. Mag.*, 12, 297(1965).
- [37] Flinn P.A., *Trans. AIME*, 218, 145(1960).
- [38] Vidoz A.E. and Brown L.M., *Phil. Mag.*, 7, 1167(1962).
- [39] Васильев Л.И. и Орлов А.Н., *Ф.М.М.*, 15, 481(1963).
- [40] Schoeck G., *Scripta Met.*, 2 283, (1968), *Acta Met.*, 17, 147 (1969).
- [41] Sastry S.M.L. and Ramaswami B., *Phil. Mag.*, 32, 801(1975).
- [42] Edwards C.A., Phillips D.L. and Jones H.N.J., *Iron and Steel Inst.*, 142, 199(1940).
- [43] Austin C.R., *Trans. ASM*, 31, 321(1943).
- [44] Altpeter G., Dickenscheid W. and Schmidt G., *Phys. Stat. Sol.*, (a)30, K185(1975).
- [45] Parikh P.D. and Hay D.R., *Scripta Met.*, 9, 229(1975).
- [46] Leemans D. and Fine M.E. *Met. Trans.*, 5, 1331(1974).
- [47] Kranzlein H.H., Burton M.S. and Smith G.V., *Trans. AIME*, 233, 64(1965).
- [48] Tanaka T. and Watanabe S., *Acta Met.*, 19, 991(1971).
- [49] Lahiri S.K. and Fine M.E., *Met. Trans*, 1, 1495(1970).
- [50] Arsenault R.J., *Acta Met.*, 15, 501(1967).
- [51] Spitzig W.A. and Leslie W.C., *Acta Met.*, 19, 1143(1971).
- [52] Jolly W., *Trans. AIME*, 242, 306(1968).
- [53] Hildebrandt U. and Dickenscheid W., *Acta Met.*, 19, 49(1971).
- [54] Pink E. and Stüwe H.P., *Scripta Met.*, 8, 733(1974).
- [55] Tanaka T., *Scripta Met.*, 7, 97(1973).
- [56] Thornton P.R., Mitchell T.E. and Hirsch P.B., *Phil. Mag.*, 7, 1349(1962).
- [57] Hutchison M.M. and Honeycombe R.W.K., *J. Met. Sci.*, 1, 186 (1967).

- 提醒您：  
超星阅读器  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！
- [58] Allen N. P., Schofield T. H. and Tate A. E. L., *Nature*, 168, 378 (1951).
  - [59] Dorn J. E., Pietrokovsky P. and Tietz T. E., *J. Metals*, 188, 933 (1950).
  - [60] Kelly A. and Nicholson R. B., *Progress in materials science*, 10, No. 3 (1963).
  - [61] Corderoy D. H. J. and Honeycombe R. W. K., *Journ. Inst. Metals*, 93, 432 (1964-65).
  - [62] Ebeling R. and Ashby M. F., *Phil. Mag.*, 13, 805 (1966).
  - [63] Kelly A. and Fine M. E., *Acta Met.*, 5, 365 (1957).
  - [64] Hirsch P. B. and Kelly A., *Phil. Mag.*, 12, 881 (1965).
  - [65] Orowan E., *Symposium on internal stress in metals and alloys, Institute of metals*, 451 (1948).
  - [66] Ansell G. S. and Lenel F. V., *Acta Met.*, 8, 612 (1960).
  - [67] Ansell G. S., *Acta Met.*, 9, 518 (1961).
  - [68] Dew-Hughes D. and Robertson W. D., *Acta Met.*, 8, 156 (1960).
  - [69] Byrne J. G., Fine M. E., and Kelly A., *Phil. Mag.*, 6, 1119 (1961).
  - [70] Fisher J. C. Hart E. W. and Pry R. H., *Acta Met.*, 1, 336 (1953).
  - [71] Hibbard W. R. Jr. and Hart E. W., *Trans. AIME*, 203, 200 (1955).
  - [72] Hart E. W., *Acta Met.*, 20, 275 (1972).
  - [73] Ashby M. F., *Strengthening methods in crystals*, 137 (1971).
  - [74] Humphreys F. J. and Hirsch P. B., *Phil. Mag.*, 34, 373 (1976).
  - [75] Brown L. M. and Stobbs W. M., *Phil. Mag.*, 34, 351 (1976).
  - [76] Hanson K. and Morris Jr. J. W., *J. Appl. Phys.*, 46, 983, 2378 (1975).
  - [77] Webb W. W., *Acta Met.*, 5, 89 (1957).
  - [78] Thomas W. R. and Chalmers A., *Acta Met.*, 3, 17 (1955).
  - [79] Горюнов Ю. В. Перцов Н. В. и Ребиндер П. А., *ДАН СССР*, Т. 127, В4, 784 (1959).
  - [80] Горюнов Ю. В., Перцов Н. В., Шукин Е. Я. и Ребиндер П. А., *ДАН СССР*, Т. 128, В. 2, 269 (1959).
  - [81] Архаров В. И., Борисов Б. С., Варгегейм С. Д. и Соколова Г. К., *Ф. Т. Т.*, Т. IX, 81 (1960).
  - [82] Friedel J., *Phil. Mag.*, 43, 153 (1952).
  - [83] Wiseman C. D., *Trans. AIME*, 212, 847 (1958).
  - [84] Young C. M. and Sherby O. D., *J. Iron Steel Inst.*, 211, 640 (1973).
  - [85] Parker E. R., *Relation of Properties to microstructure*, 30 (1953).
  - [86] Young Jr. F. W., *J. Appl. Phys.*, 26, 760 (1958).
  - [87] Боровский И. В., Гуров К. П. и Миллер Ю. Г., *ДАН СССР*, Т.

- 118, В. 3, 280(1958).
- [88] Миллер Ю. Г., *ДАН СССР*, Т. 1119, В. 3, 488(1958).
- [89] Миллер Ю. Г. Гр. Ин-Та Металлургии АН СССР В. 6 Изд., АН СССР(1960).
- [90] Боровский И. Б. И. Ронами Г., *ИЗВ АН СССР Сер. ФИЗ.*, В. 6, 1937(1957).
- [91] Боровский И. Б. и Оконников Е. Г., *Тр Ин-Та Металлургии АН СССР*, В. 6, Изд АН СССР(1960).
- [92] Боровский И. Б. и Неклюдова О. В., *同上*(1960).
- [93] Боровский И. Б. и Гуров К. П., *Ф. М. М.*, Т. V, В. 2(1959), 225. Гуров К. П. и Боровский И. Б., *Ф. М. М.*, Т. X, В. 4, 531(1960).
- [94] Jaswan M. A., Henry W. G. and Roynor A. G. V., *Proc. Phys. Soc.*, B64, 177(1951).
- [95] Lidard A. B., *Phil. Mag.*, 5, 1171(1960).
- [96] Danial I. E. J., *Phys. Radium*, 20, 769, 849(1959).
- [97] Боровикова Р. П. и Корсурский М. И., *Изд. АН СССР*, Т. XX, В. 5, 564(1959).
- [98] Seeger A., *Defects in Crystalline Solids*, 328, 391(1955).
- [99] Голубков М. Г. Ильина В. А., Кришкая В. К., Курдюмов Г. В. и Перкас М. Д., *Проблемы Металловедения и Физики*, *Металлов*, 433(1958).
- [100] Ильина В. А., Кришкая В. К., Курдюмов Г. В. Осипьян Ю. А. и Стеллецкая Т. И., *同上*, 462(1958).
- [101] Huang K. (黄琨), *Proc. Phys. Soc.*, A60, 161(1948).
- [102] Arafat K. I., *Proc. Phys. Soc.*, A62, 238(1949).
- [103] Mott N. F., *Proc. Camb Phil. Soc.*, 32, 281(1936).
- [104] Jones H., *Phil. Mag.*, 41, 663(1950).
- [105] Sutton A. L. and Hume-Rothery W., *Phil. Mag.*, 46, 1295(1955).
- [106] Herring C., *J. Appl. Phys.*, 31, 3S(1960).
- [107] Гальперин Ф. М., *ДАН СССР*, Т. 132, В. 4, 801(1960).
- [108] Pauling L., *Phys. Rev.*, (ii) 54, 899(1938).
- [109] Mott N. F., *Phil. Mag.*, 44, 187(1953).
- [110] Altmann S. L., Coulson C. A. and Hume-Rothery W., *Proc. Roy. Soc.*, A240, 145(1957).
- [111] Friedel J., *The Physics of Metals*, 340(1969).
- [112] Трузин П. Л., Носков Б. М. и Широков В. И., *ДАН СССР*, Т. XCIX, 247(1954).
- [113] Кришкая В. К., Курдюмов Г. В. и Стеллецкая Т. И., *Проблемы Металловедения и Физики Металлов*, 408(1955).
- [114] Ильина В. А. и Кришкая В. К., *同上*, 413(1955).

- [115] Ильина В. А., Крицкая В. К., Курдюмов Г. В. и Сталлецкая Т. И., *Изв. АН СССР серия физическая*, Т. 20, 723(1956).
- [116] Меськин В. С., Острова Лечирования Стали(1959).
- [117] Lomer W. M. and Marshall W., *Phil. Mag.*, 3, 185(1958).
- [118] Немынов С. А. и Колобова К. М., *Ф. М. М.*, Т. VI, В. 3, 466 (1958).
- [119] Немынов С. А., Финкельштейн Л. и Колобова К. М., *Ф. М. М.*, Т. IX, В. 2, 243(1960).
- [120] Nathens R., Pigott M. T. and Shull C. G., *J. Phys. Chem. Solids*, 6, 138(1958).
- [121] Köster W. and Braumann F., *E. Metallkunde*, 43, 193(1952).
- [122] Eto T., Nachi M. and Mori T., *Trans. Japan Inst. Met.*, 20, 459 (1979).
- [123] Nakamura F., Matsumoto N., Furukawa K. and Takamura J., *Phil. Mag.*, 36, 1355(1977).
- [124] Лившиц Б. Г., *Ф. М. М.*, Т. 10, В. 2, 272(1960).
- [125] Cottrell A. H., *Structure of Metals and Alloys*, 134(1957).
- [126] Thomson R., *Acta Met.*, 6, 23(1958).
- [127] Hale K. F., *Acta Met.*, 7, 438(1959).
- [128] Mott N. F., *Phil. Mag.*, 1, 568(1956).
- [129] Seeger A., Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Session E-1361P1998, 250(1958).

# 第十一章 屈服现象

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
尊重相关知识产权！

人们习惯用屈服应力作为表征金属强度的一个参量，并认为它代表范性形变所需的起始应力。事实上，我们知道金属从弹性形变过渡到范性形变时，中间经过了比较复杂的过程，正如 § 5.5 中所讲述的微范性一样。不过，这一章我们主要讲的是宏观屈服，图 11.1 绘出三种常见拉伸曲线中的典型屈服现象，其中 (a) 称为连续过渡，不出现突然屈服的现象；(b) 和 (c) 是出现突然屈服的现象，而前者为非均匀屈服，后者则为均匀屈服。以前人们所谓的屈服应力是对连续过渡而言，一般指的是图 11.1 (a) 中的  $\sigma_y$ ，或其他人为的标准，对有突然屈服的现象而言（如图 11.1 (b) 和 (c) 中标出）， $\sigma_U$  为上屈服应力， $\sigma_L$  为下屈服应力。在非均匀屈服情况下，拉伸曲线中的平直部分，我们称为 Lüders 应变或屈服平台。

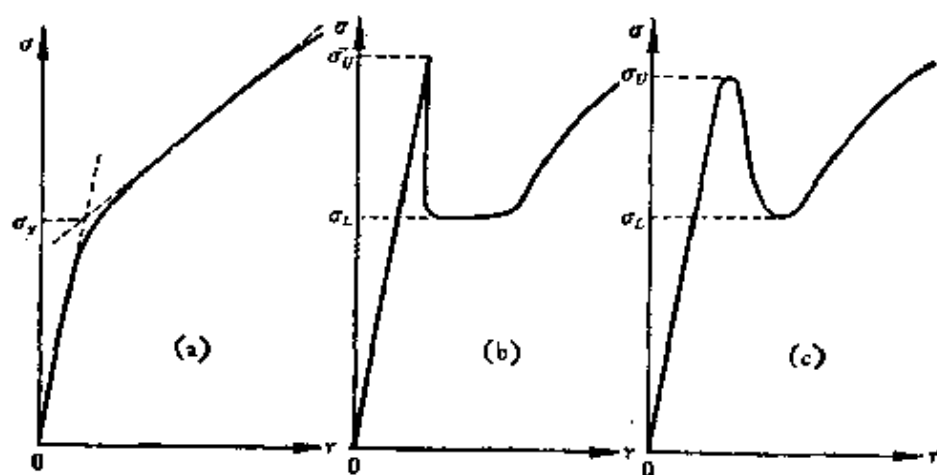


图 11.1 拉伸曲线中的三种典型屈服现象：(a) 连续过渡，(b) 非均匀屈服；(c) 均匀屈服。

屈服问题的本身，除了由于它对金属由弹性形变过渡到范性形变这一质变的纯理论性质以外，在实际强度问题中，与其它现象

的联系也是十分密切的。以 Wessel<sup>[1]</sup> 在一些难熔金属中的实验为例，他发现对应铌和钼的屈服前形变与温度关系曲线的极大值处正是该金属的脆性转变温度；对钽而言，温度低至液氮都没有发现脆断，屈服前形变与温度曲线上也无极大值。Hahn等人<sup>[2]</sup>对铁多晶微裂缝形成的研究中也指出脆断可能与迟屈服时间有关\*。Sleeswyk和Helle<sup>[3]</sup>的工作进一步得到铁的断裂强度和屈服应力间存在定量的关系等。这些事实都充分说明，起始范性形变甚至与试样最后断裂间都存在着紧密的联系。

由于至今对屈服现象（以后均指突然的屈服现象）在金属中的研究，绝大部分都集中在体心立方结构上，尤其以 $\alpha$ -铁同矽铁中的工作做得比较细致，所以我们的介绍也就侧重在这一方面的内容。

### § 11.1 非均匀屈服

这一现象最早是在 $\alpha$ -铁多晶中发现的，并且Low和Gensa-

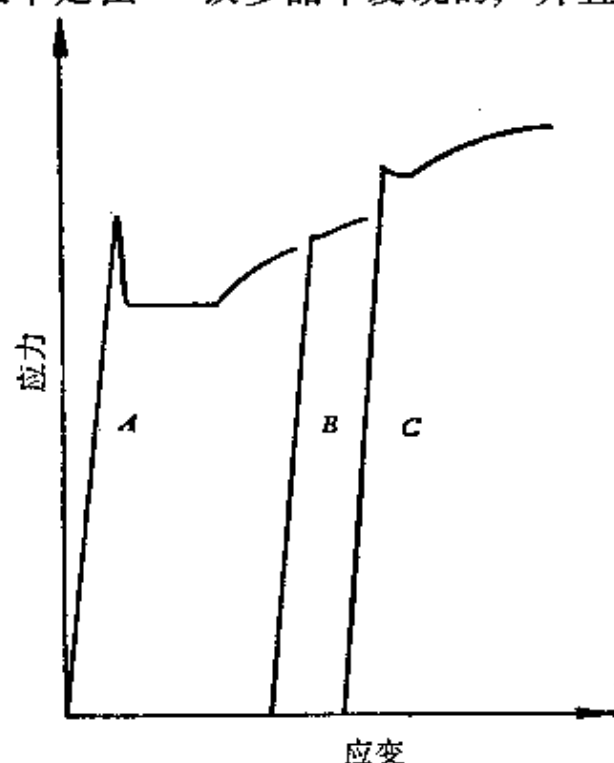


图11.2 碳氮含量大于0.003%  $\alpha$ -铁单晶，(A) 拉伸曲线，(B) 卸载后再拉结果，(C) 50°C24小时时效后再拉结果。

\* 什么叫做迟屈服时间，详见 § 11.3。

mer<sup>[4]</sup>证明, 经湿氢脱碳、氮的试样, 室温拉伸时没有屈服现象, 渗碳或渗氮后才有此现象。以碳为例, 一般含量在 $10^{-3}\%$ 到 $10^{-1}\%$ (重量)时, 屈服现象最为显著, 后来, Biggs<sup>[6]</sup>用碳氮含量大于0.003%的 $\alpha$ -铁单晶, 当结构十分完整、取向合适时, 用“硬臂”拉伸机拉伸结果也得到很好的非均匀屈服现象, 如图11.2所示。看来似乎多晶抑或单晶并不是产生非均匀屈服的条件, 主要问题是在碳氮这种间隙原子的含量上, 但下面我们会看到, 问题远非如此简单。非均匀屈服的特征主要表现在出现明显的Lüders应变上, 所以在没有讲述非均匀屈服理论之前, 应对Lüders应变有所了解。

### 11.1.1 Lüders应变

所谓Lüders应变, 是指Lüder当时发现的一种形变带横扫试样一遍后所产生的应变, 故得此名。

图11.3(a)即为其在 $\alpha$ -铁中的金相外观, (b)为其示意图。Sylwestrowitz和Hall<sup>[6]</sup>最早系统的将它和屈服现象作平行的研究, 他们肯定了Lüders带产生时所需应力正好对应 $\sigma_0$ , 至于出现的地方和宏观应力集中的地点有关。Lüders带传播时所需的应力即为 $\sigma_L$ , 一般每出现一新的Lüders带都对应一次新的应力下降, 当试样表面完全被Lüders带扫过一遍后, 再继续拉伸就出现硬化现象。Lüders带一般在细晶试样慢速形变时容易观察出来, 但在快速形变时, 由于带宽过宽以至比试样还长, 故Lüders带就看不见了。当一个带在传播过程中, 除去负载后立刻再拉伸时, 原带仍在原 $\sigma_L$ 下继续传播; 但经过适当时效后再形变, 我们就会发现, 如果还是原带传播时,  $\sigma_L$ 虽不变, 但却出现新的应力下降, 如果在夹头处或其他地方产生新带时,  $\sigma_L$ 就比原带传播时的高, 直到新带传到原带所在处,  $\sigma_L$ 才会复原。

关于Lüders带的传播机制, Iricibar等人<sup>[7]</sup>最近在软钢中用干涉显微镜观察发现, 是由“坎”(Ledge)沿Lüders带前移动

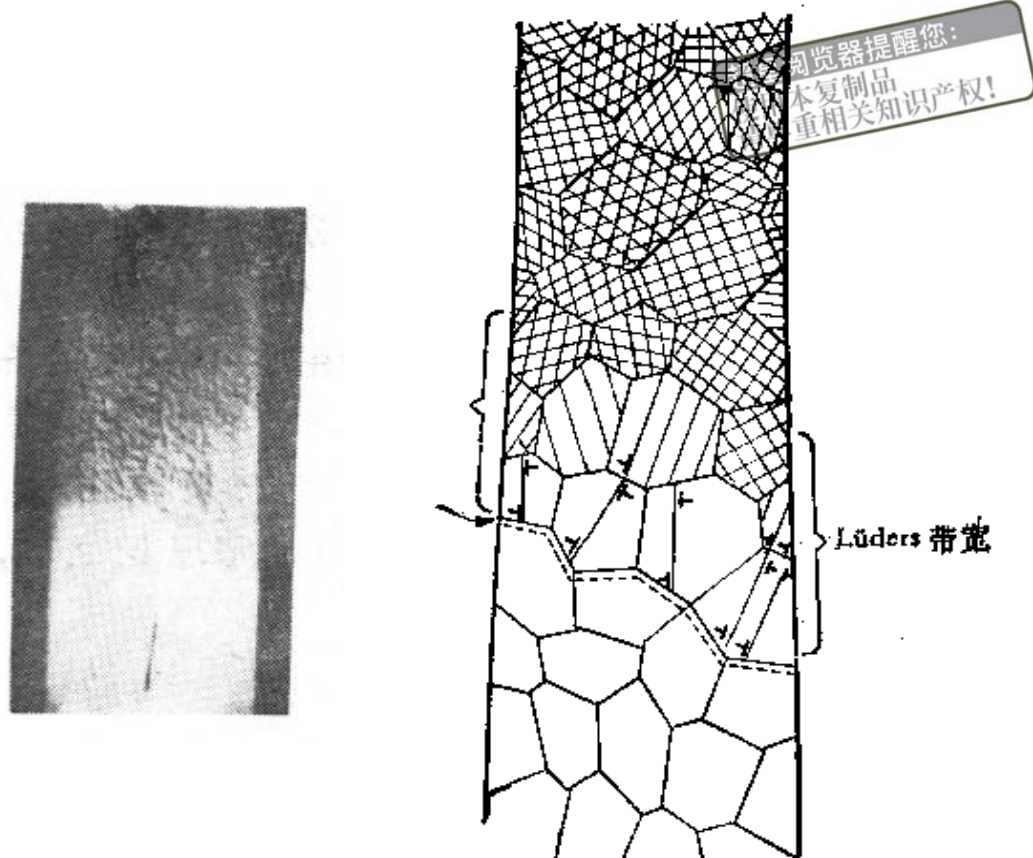


图11.3 (a)  $\alpha$ -铁中, Lüders带的金相外观及其(b)示意图。

所致,“坎”的密度约为 $50\text{厘米}^{-1}$ 。他们在假设平面应力条件下,用有限元法计算也证明直的Lüders带前是不稳定的,只有带前存在“坎”后才稳定,并且得到带前的应力集中因子约为 $1.5 \pm 0.2$ 。Fujita等人<sup>[8]</sup>对Lüders带的传播也进行了仔细地研究,他们认为晶粒间具有远程的相互作用,Lüders带的传播首先起始于取向合适的“触发晶粒”(Trigger grains),然后通过上述远程相互作用沿Lüders带前一层晶粒一层晶粒的传开,相当于一个晶粒大小的“坎”的作用。后来,他们又用每秒拍摄400张的快速照相机进行了研究,发现最后的带宽和传播速度与形变速度无关;但带速随晶粒度的减小而增加,并明显的与机器的刚性有关。Lloyd和Morris<sup>[9]</sup>的实验还发现,带速( $V_L$ )是应力( $\sigma$ )敏感的,可写成 $V_L = B_0(\sigma)^{m'}$ 的形式,其中 $B_0$ 和 $m'$ 为两常数。但Lüders应变却与带速无关,而反比于晶粒度。

Lüders带产生的动力学,根据Hall和Lomer的研究,一致认

为与单轴拉伸试样时的最大切应力有关，因为在此最大切应力作用下开始局部滑移处应力集中严重化，逐成为 Lüders 带的起点<sup>(10)</sup>，所以 Lüders 带前一般与拉伸轴约成  $45^\circ$ ，如图 11.3 所示。关于 Lüders 带的传播速度问题，Fisher 和 Roger<sup>(11)</sup> 的工作证明，Lüders 带前的传播速度  $V_L$  与形变温度  $T$  和外应力  $\sigma$  间应有下述关系

$$\ln V_L = C - \frac{D}{\sigma T}, \quad (11.1)$$

式中  $C$ 、 $D$  为两常数。此式与实验结果一般还是符合的，仅在传播的后期有所偏离，但这主要是由于应力时效的原故。Иванова<sup>(12)</sup> 用每秒 16 张的摄影机

摄取 Lüders 带的传播过程，发现很清楚的不连续跃进现象，如图 11.4 所示。若连接图中  $O$ 、 $A$ 、 $B$ 、 $C$ 、 $D$ … 各点即得一直线，说明就平均而言，Lüders 带是以恒

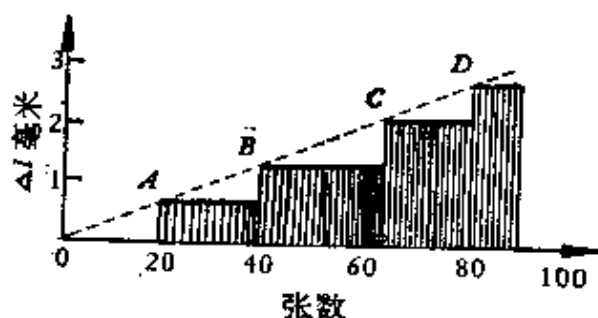


图 11.4 Lüders 带传播的不连续性。

速传播的，故与 Fisher 和 Roger 的结果并不矛盾。最近，Enomoto 和 Furnbayashi<sup>(13)</sup> 利用位错动力学找出 Lüders 带的形成与形变软化间的关系，所得结果与实验符合较好。

关于单晶体非均匀屈服后的表面现象，Paxton 和 Bear<sup>(14)</sup> 曾观察到含碳 0.003% (重量) 的  $\alpha$ -Fe， $-70^\circ\text{C}$  形变时，当应力超过  $\sigma_0$  以后也有类似 Lüders 带的第二形变带出现。不过在此以前先出现第一形变带，它是由一般的滑移带组成，其产生不改变晶体取向，X 射线衍射也不出现星芒，故可看成“片流”。只有当第二形变带向前推进时，所及之处的晶格逐向  $\langle 111 \rangle$  方向旋转并出现星芒。试样被第二形变带扫过一遍后才开始明显的硬化，在此以前，应力始终停留在  $\sigma_L$  上，有如 Lüders 带一样。唯一不同于多晶之处，仅在出现第二形变带数目的多少并不改变  $\sigma_L$  之值；屈

服平台不但随形变温度而增长，而且与表面条件有关，譬如氧化后此平台伸长锐减。Holden和Kunz<sup>[15]</sup>还指出，若取向在〈111〉方向10°以内，其不均匀屈服便以扭折带的形式出现。

提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### 11.1.2 非均匀屈服理论

最早关于非均匀屈服的理论是 Dalby 等人<sup>[16]</sup>提出的晶界理论。后来，Hall<sup>[10]</sup>连续发表了几篇文章也支持这一论点。他们主要认为 $\alpha$ -Fe的上屈服极限对应晶界上渗碳体“骨架”的极限抗形变阻力。在屈服以前，此“骨架”承受所有外力，一旦“骨架”崩溃，金属就变软了，故出现非均匀屈服现象。但至今利用已有电镜技术却未发现上述所谓的“骨架”。后来，Cottrell<sup>[17]</sup>将对小半径原子与位错弹性相互作用的研究应用到 $\alpha$ -铁的屈服问题上<sup>[18]</sup>发现很成功。因为小半径溶质原子在位错附近形成气团后提高了位错起始运动的阻力，但一旦位错在外力与热激活的共同作用下，从气团中解放出来就不再受气团的作用，此时位错运动所需的力比气团中解放出来的要小，也就是宏观上表现出金属的突然变软。这一看法定量地与McAdams和Mebs<sup>[19]</sup>所得 $\alpha$ -铁上屈服应力与温度的关系能很好地吻合。假如对屈服现象仅作此解释，显然忽略了晶粒大小与屈服的关系，以及单晶体的屈服应力总较多晶体的为低等现象。此外，Hall等人也曾指出，引入自由位错（譬如刻痕）并不能消除屈服现象。这都是简单的气团模型无法克服的困难。

后来，Cottrell<sup>[20]</sup>在气团作用的基础上又考虑了晶界的作用，最后对多晶的非均匀屈服现象作如下解释：他认为当外应力未达到 $\sigma_0$ 之前，已有一些被钉扎的 $F-R$ 源由于局部应力集中的关系而被激活，从而产生一定数量的位错。但由于晶界的阻碍作用而使这些位错不能跑出晶粒以外，故都沿它们自己的滑移面塞积在晶界前。这样，在相邻下一晶粒内距上述位错塞积群的头部1远处产生一较大的应力，其值近似地可写为 $(\sigma - \sigma_i)(d /$

2l)<sup>1/2</sup>，此处σ为外加应力，σ<sub>i</sub>为位错在晶内运动时所受的阻力，d为晶粒直径。今设位于l处之F-R源为相邻晶粒中距离上述位错塞积群头部最近之一，其激活所需应力为σ<sub>i</sub>，故相邻晶粒的屈服条件便可写为

$$(\sigma - \sigma_i) \left( \frac{d}{2l} \right)^{1/2} + \sigma = \sigma_i. \quad (11.2)$$

重排得

$$\sigma = \frac{\sigma_i + \left( \frac{2l}{d} \right)^{1/2} \sigma_i}{1 + \left( \frac{2l}{d} \right)^{1/2}},$$

当d ≫ l时，便有关系

$$\sigma = \sigma_i + k_L d^{-1/2} \quad (11.3)$$

此即为有名的Hall-Petch公式，式中

$$k_L = (2l)^{1/2} \sigma_i, \quad (11.4)$$

显然与位错的钉扎有关。

根据这一理论，屈服前形变即对应外加应力小于σ<sub>0</sub>以前的形变，屈服开始时，显然(11.3)式中σ = σ<sub>0</sub>，即对应产生Lüders带所需应力。Lüders带一旦产生后在传播时，其带前一般约为几个晶粒宽（见图11.3(b)），故应力集中较大，在将要被激活的F-R源处，其有效应力就比(σ - σ<sub>i</sub>)(d/2l)<sup>1/2</sup>要大；此外，Lüders带扫过的地方，试样横截面有明显地收缩，这样也必然引起较大的应力集中促使有效应力的提高。故在这两个因素作用下，(11.3)式虽能表示Lüders带传播所需应力，即σ = σ<sub>L</sub>，但必然小于σ<sub>0</sub>，也就是产生一应力陡降Δσ = σ<sub>0</sub> - σ<sub>L</sub>。这样新的屈服理论，不但将晶粒大小因素作了合理的考虑，而且还对Lüders带的产生与传播作了满意的解释。

Petch等人<sup>[21]</sup>在他们的文章中也得到同一结论，故后来人们称此理论为Cottrell-Petch屈服理论。虽然如此，我们知道此Cottrell-Petch理论还存在很多原则性缺点，它们将在§11.7中

再详细讨论。

## § 11.2 均匀屈服

均匀屈服在 $\alpha$ -铁单晶中是常见的，即使经脱碳、氮只要形变温度够低也能出现。Holden和Kunz<sup>[15]</sup>的工作还指出，拉伸轴取向远离 $\langle 111 \rangle$ 方向时更容易得到均匀屈服，其形变体现为分布均匀、深为0.001"左右形状不规则的沟纹，并随着形变的增加，此沟纹逐渐占满整个试样，直到由沟纹引起的不平消失为止。在多晶中，经脱碳、氮后，试样的屈服也能由非均匀的变成均匀的，图11.5即为一例。其形变是通过一种均匀分布于整个试样中比非均匀屈服时细而密的滑移线来完成，当然也不出现所谓的Luders带。

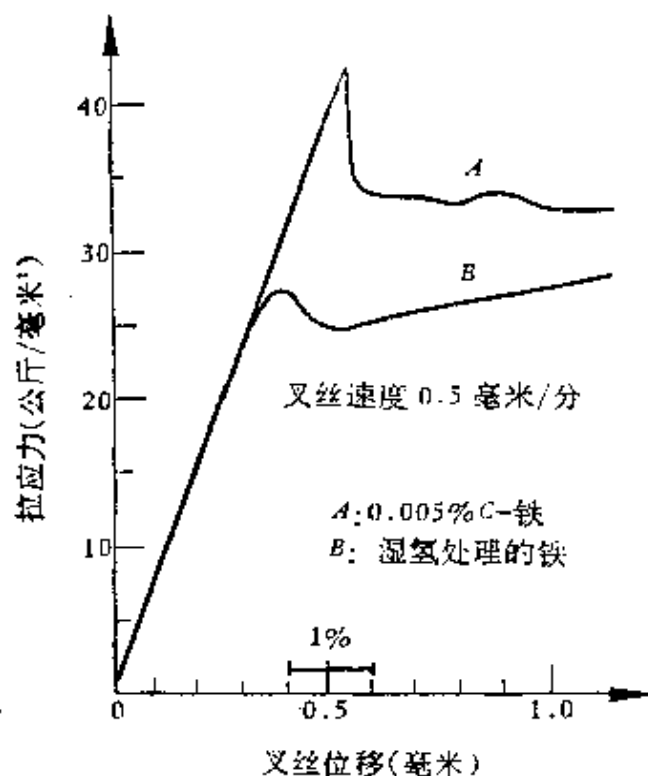


图11.5 含0.005% C(重量)的铁和湿氢处理后在 $-78^{\circ}\text{C}$ 时的应力-应变曲线。

### 11.2.1 均匀屈服的物理实质

均匀屈服的现象虽早已发现，但其物理实质还是 Gilman 和 Johnston<sup>[22]</sup>在LiF的研究中首先给以阐明的，他们认为均匀屈服与位错随形变的快速增殖和位错滑移速度-应力的关系这两个因素有关。因为根据(2.8)式，切变速度 $\dot{\gamma}$ 与可动位错密度 $\rho$ 及其滑移速度 $v$ 有下述关系

$$\dot{\gamma} = \rho v b, \quad (11.5)$$

故恒速形变时假如可动位错的密度增加，位错滑移的速度必然减少。而位错滑移的速度与应力间又有 (2.72) 式的关系

$$v = \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^m,$$

故维持恒速形变所需的应力也必然减小，并且其减小的程度随位错速度-应力指数  $m$  值的减小而锐增。由此可见，试样中起始的可动位错越小， $m$  值越小，则屈服应力下降越明显。并且这种屈服机制不涉及需要某种外来原因造成的位错钉扎或塞积，而仅同材料本身的位错动力学特点有关。所以非均匀屈服又称静态屈服，而均匀屈服就称动态屈服。

Jacobson<sup>[23]</sup> 在他的工作中还发现任何体心立方金属不论位错扩展与否，若将  $\sigma_L / (E/d)^{1/2}$  和  $T/T_M$  作图都落于同一条直线上，其中  $d$  为金属密度， $E$  为杨氏模量， $T_M$  为金属的熔点， $T$  为形变温度，故  $(E/d)^{1/2}$  为弹性纵波在该金属中的传播速度。这说明不论任何具体的屈服过程， $\sigma_L$  和位错的运动速度在一定  $T/T_M$  比值下总是成正比的。这一结果显然是支持了动态屈服机制的观点。

### 11.2.2 均匀屈服理论<sup>[24]</sup>

为了简单起见，考虑由 F-R 源激活出来的位错环是由纯螺型和纯刃型位错组成的矩形环，则 (11.5) 式可改写成

$$\dot{\gamma} = b (\rho_s v_s + \rho_e v_e), \quad (11.6)$$

并有关系

$$\rho_s v_s = \rho_e v_e. \quad (11.7)$$

式中脚标  $s$  代表纯螺型， $e$  代表纯刃型。我们又知晶体中  $v_e$  一般是大于  $v_s$  的，故总位错密度也可近似地写为

$$\rho = (\rho_s + \rho_e) = \rho_s \left( 1 + \frac{v_s}{v_e} \right) \simeq \rho_s,$$

故 (11.6) 式又可改写为

$$\dot{\gamma} = 2b\rho v_s \quad (11.8)$$

形变度增加时, 若位错密度与形变度成正比, 则

$$\rho = \alpha\gamma, \quad (11.9)$$

式中  $\alpha$  称为位错增殖率, 对 LiF 而言, 在  $10^{-3} < \gamma < 10^{-1}$  的范围内,  $\alpha = 10^6$ 。由于屈服前形变是不可避免的, 所以  $\rho$  可视为可动位错的密度, 又知螺型位错的滑移速度也遵守 (2.72) 式的规律, 故利用 (11.9) 式可将 (11.8) 式改写为

$$\dot{\gamma} = 2b\alpha\gamma \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^m \quad (11.10)$$

由于拉伸机工作时本身也要产生一定的弹性形变, 故令其弹性常数为  $K$ , 在  $F$  力作用下便产生形变  $\Delta Y_K = F/K$ 。设试样本身范性形变为  $\Delta Y_P$ , 那么拉伸机夹头移动的距离

$$\Delta Y = \Delta Y_K + \Delta Y_P = S_c t, \quad (11.11)$$

式中  $S_c$  为夹头移动速度,  $t$  为形变时间。如试样原长为  $L_0$ , 则其应变可写为

$$\gamma = \frac{\Delta Y_P}{L_0} = \frac{S_c t - \frac{F}{K}}{L_0}, \quad (11.12)$$

所以

$$\dot{\gamma} = \frac{S_c - K^{-1} \frac{dF}{dt}}{L_0} \quad (11.13)$$

再设试样横截面积为  $A$ , 故一般近似有下述关系

$$\tau = \frac{F}{2A} \quad (11.14)$$

今将 (11.12), (11.13) 和 (11.14) 三式代入 (11.10) 式, 便得

$$\frac{d\tau}{dY} = C - B \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^m (CY - \tau), \quad (11.15)$$

其中  $C = \frac{K}{2A}$ ,  $B = \frac{2b\alpha}{S_c}$ 。解此方程即可求得所要的拉伸曲线,

式中可调参数共有起始可动位错密度  $\rho_0$ ，夹头移动速度  $S_c$ ，拉伸机弹性常数  $K$ ，位错增殖率  $\alpha$  及与位错动力学特点有关的两常数  $m$  和  $\tau_0$ 。若暂不考虑加工硬化现象，在给定上述各参数条件下，拉伸曲线可用电子计算机通过数字积分求出，图11.6 到图 11.10 即为分别改变  $\rho_0$ ， $S_c$ ， $K$ ， $\alpha$ ，和  $m$  的结果。若考虑加工硬化后，上述所有曲线平直部分将随硬化率的增加而逐渐变陡，屈服下降也有所减小。所有这些结果在实验中都得到很好的证实。

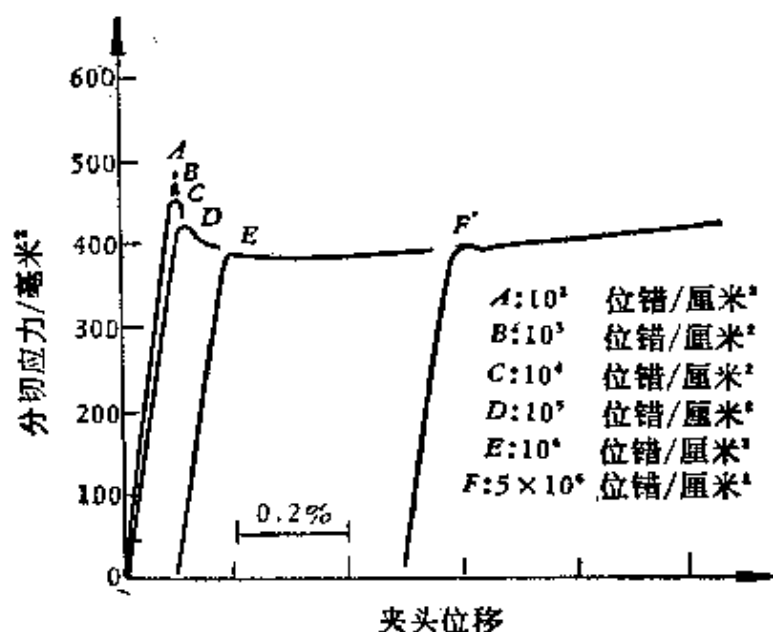


图11.6 起始可动位错密度  $\rho_0$  对屈服点的影响。

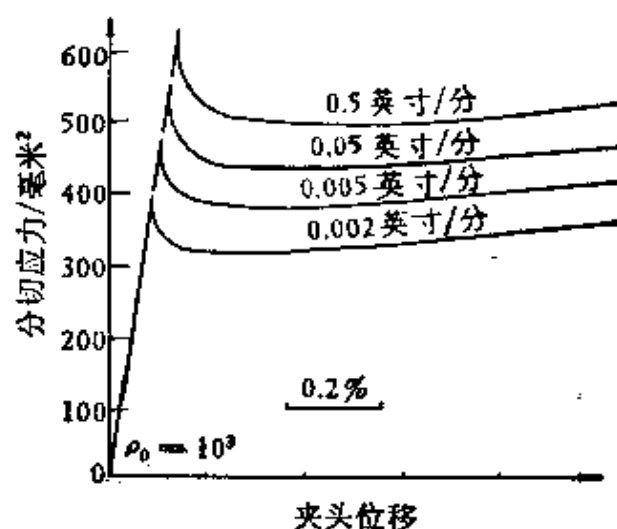


图11.7 夹头速度  $S_c$  对屈服点的影响。

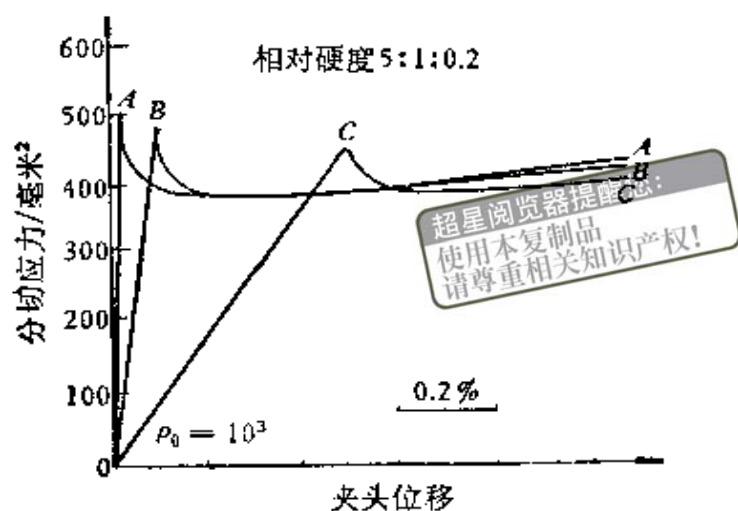


图11.8 拉伸机硬度对屈服点的影响。

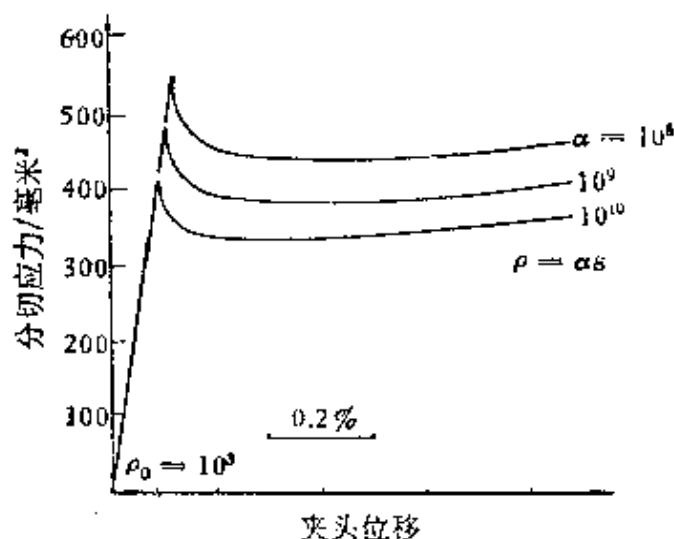


图11.9 位错增殖率 $\alpha$ 对屈服点的影响。

几乎同时，Hahn<sup>[25]</sup>对此问题也作过类似处理，若不计弹性形变，其拉伸曲线可用下式表示

$$\sigma = \theta \varepsilon_p + 2\tau_0 \left[ \frac{\dot{\varepsilon}}{0.5bf(\rho_0 + c\varepsilon_p^a)} \right]^{1/m}, \quad (11.16)$$

式中 $\sigma$ 为外加应力， $\varepsilon$ 为应变，其范性部分为 $\varepsilon_p$ ， $\theta$ 为硬系数， $\rho_0$ 为试样中起始位错密度， $f$ 为总位错密度中可动部分的分数， $c$ 和 $a$ 为两实验常数， $m$ 和 $\tau_0$ 的意义如前所述，详细推导可见附录Ⅺ.1

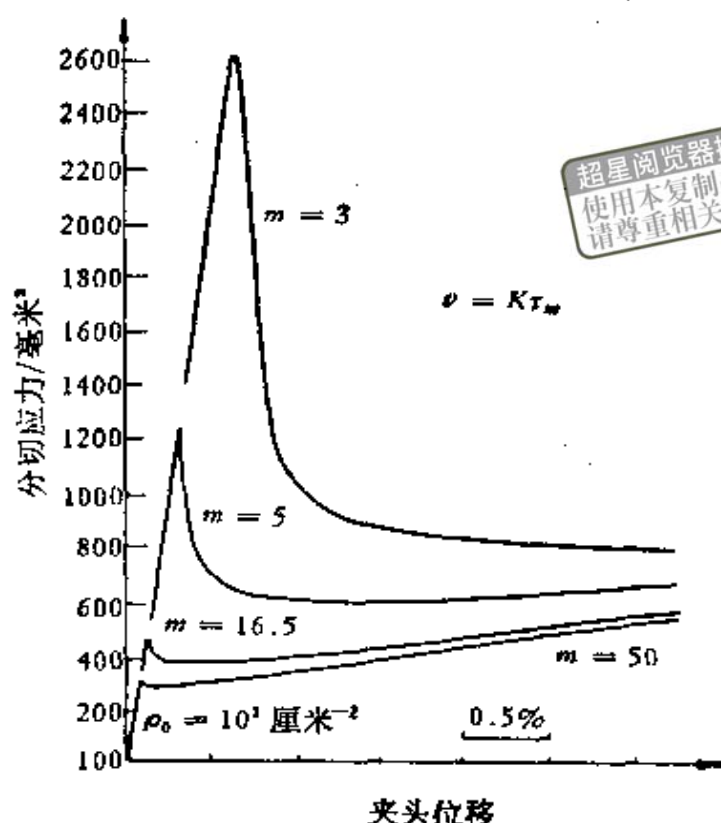


图11.10 位错速度-应力指数  $m$  对屈服点的影响。

### § 11.3 迟屈服现象

所谓迟屈服现象，即指快速加载超过静态上屈服应力时，试样并不立即屈服而要延迟一段时间，此段时间便称为迟屈服时间，此现象即迟屈服现象。至今这现象在很多体心立方金属中都发现<sup>[28-29]</sup>。

最早Seitz<sup>[30]</sup>曾企图假设存在一临界加载作用时间来解释迟屈服现象，但Kramer和Maddin<sup>[31]</sup>用 $\beta$ -黄铜在室温下，将加载时间短到 $2.6 \times 10^{-4}$ 秒也没发现上述临界作用时间。Mathewson\*想从体心立方晶格结构的特点找出类似面心立方沿 $\langle 110 \rangle$ 方向的直接滑移（不通过两次 $\langle 211 \rangle$ 锯齿形滑移）来解释迟屈服现象，可是又不能说明至今为什么面心立方金属尚未发现迟屈服现象，而六方金属有迟屈服现象这些事实<sup>[33,34]</sup>。

\* 见参考文献[32]。

若从不均匀屈服的特点来看迟屈服现象, 如上所述, 上屈服对应Lüders带的形成, 那么迟屈服时间就可以理解为形成Lüders带所需的孕育期。Fisher<sup>[36]</sup>曾设想要使形变达到可以察觉的程度上屈服应对应  $n$  个位错环从气团中解放出来, 而迟屈服时间就是这一过程所需的时间。现设每一位错环形成的平均时间为

$$\Delta t = C \exp[W_c/kT], \quad (11.17)$$

式中  $C$  为一常数,  $W_c$  为热起伏所必须提供的临界能量,  $kT$  的意义如上所述。故迟屈服时间  $t$  可视为  $n\Delta t$ , 根据附录 X.2 的计算,  $t$  可由下式求得

$$\ln t = A + B \frac{G^2}{\tau T}, \quad (11.18)$$

其中

$$A = \ln Cn,$$

$$B = \gamma_0^2 f\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) / G^2 b k,$$

常数  $G$  为切变模量,  $\gamma_0$  和  $\gamma$  分别为位错未钉扎时和已钉扎后单位长的弹性能。  $f(\gamma/\gamma_0)$  为  $\gamma/\gamma_0$  的某一函数关系。我们注意, (11.18) 式和 (11.1) 式在形式上是完全一样, 因此, 将迟屈服时间和 Lüders 带联系到一起不是完全没有理由的。不过, 定量地看 (11.18) 式与实验结果相差甚远, 因为按 Cottrell 理论,  $\gamma/\gamma_0$  约为 10%, 而由 (11.18) 式所得仅为 0.3%。后来, Louat<sup>[36]</sup>稍作修改后, 所得结果却包括两个可以任意调整的参数。Cottrell<sup>[37]</sup>对这个问题虽在理论上曾有个新的看法, 他认为当位错线的曲率半径很小时, 再引用位错线张力这一概念时就有不妥之处。于是他着重考虑位错中心与杂质原子的相互作用, 计算结果表明, 定量上很大程度取决于上述相互作用力的选取。Peiffer<sup>[38]</sup>提出一个对迟屈服时间极为简单的计算方法, 他设想屈服前的形变可以用一种克服某种障碍的热激活过程来表示。这样虽能完全由迟屈服的实验数据来计算出障碍的激活体积和绝对零度时克服这一障碍的最小应力, 但对障碍本身的微观描述却是有困难的。

此外, Wood和Clark<sup>[27]</sup>的实验指出,  $\alpha$ -铁经一定程度脱碳、氮后, 虽然 $\Delta\sigma = 0$ , 但仍有迟屈服现象。Kramer<sup>[30]</sup>在铁和渗氮的锌单晶中也发现迟屈服现象, 可惜他没说明试样的屈服是非均匀的还是均匀的。Krafft和Sullivan<sup>[40]</sup>还指出, 第二相(珠光体中的渗碳体片)对迟屈服时间的影响比晶界还要大。总之, 迟屈服现象的微观机制至今还不甚清楚。

超星网提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## § 11.4 Hall-Petch公式

在§ 9.4中, 已介绍了一些从实验角度来寻找金属多晶的屈服应力与晶粒度关系的初步规律, 特别是Baldwin Jr<sup>[41]</sup>收集了大量包括面心立方、六方和体心立方结构的金属和合金的数据, 进一步证实了屈服应力与晶粒直径的 $-\frac{1}{2}$ 次方所得直线关系最好, 故(9.4)式可改写为

$$\sigma = \sigma_i + kd^{-1/2}, \quad (11.19)$$

其中 $\sigma_i$ 一般称为晶内阻力或晶格摩擦力,  $k$ 称为Petch斜率。不但如此, 大量实验事实还证明, 此Hall-Petch公式不仅适用于上、下屈服应力, 同时也适用于整个流变范围以至断裂<sup>[42-44]</sup>, 此时常数 $\sigma_i$ 和 $k$ 有所不同。最近, Young等人<sup>[45]</sup>对Hall-Petch公式是否能适用于亚晶粒的问题提出异议, 他们认为, 对亚晶粒而言, 下述公式更为合适

$$\sigma = \sigma_i + kd^{-1}. \quad (11.20)$$

Thompson<sup>[46]</sup>在Ni中所得结果进而指出, Hall-Petch公式只适用于粒晶直径大于1微米者, 小于此值后屈服应力几乎不变。同时还指出, 多晶(Polycrystal)和复晶(Multicrystal)的力学性质在很多方面是有很大的不同。最近, Miyazaki和Fujita<sup>[47]</sup>的实验也指出, 以Cu为例, 试样厚度与晶粒大小之比小于5至15之间时 Hall-Petch公式就不适用了。

在11.1.2节中，对Hall-Petch公式已做了理论上的证明，后来，Armstrong等人<sup>[48]</sup>又从多晶体范性形变的基础上进行了重新分析。他们指出，多晶试样比单晶不但多了一个对滑移起阻碍作用的晶界，同时还引进各个晶粒间范性形变的相互制约性，使多晶试样遵守一定形变规律。为此，他们引用了多晶体范性形变的Taylor理论<sup>[49]</sup>，并考虑了在形变过程中物质的连续性，先将Hall-Petch公式写成

$$\sigma = \sigma_i + \sigma_k, \quad (11.21)$$

其中 $\sigma_i$ 仍称为晶内阻力， $\sigma_k$ 就叫做晶界阻力。以下屈服应力为例，他们求得

$$k_L = m^2 \tau_i l^{1/2}, \quad (11.22)$$

式中 $m$ 为Taylor常数， $\tau_i$ 为与上述 $\sigma_i$ 对应的切应力。因此可以明显看出， $k_L$ 应与晶格类型、弹性模量、位错的分布及钉扎程度等因素有关，从而 $\sigma_k$ 也与这些因素有关。

到此为止，不论是Cottrell对Hall-Petch公式的推导，还是上述Armstrong等人的理解，都是首先承认在晶体中存在位错塞积这一现象。但这一点至少对 $\alpha$ -铁来说尚有争议，因为至今只有少数情况下，位错塞积现象才偶被发现。譬如，仅Brandon和Nutting<sup>[50]</sup>用电子显微镜，曾在小形变经脱碳氮的铁中，观察到晶界前的不规则的位错塞积群，Smith<sup>[61]</sup>在低碳钢中，则观察到杂质前的规则的位错塞积群。但更多的人所得电子显微镜的结果，是一种不规则的位错纠结<sup>[52-55]</sup>。

为了克服这一困难，James Li（李振民）<sup>[56]</sup>提出一种不需要位错塞积的机制，他认为晶界上的“坎”可以当作位错的“施主”（Donor）而放出位错，其机制可示意在图11.11；而流变应力即为运动位错克服林位错的阻力。由此求得如下的Hall-Petch公式

$$\sigma = \sigma_i + \alpha G b \left( \frac{8s}{\pi} \right)^{1/2} d^{-1/2}, \quad (11.23)$$

式中  $s$  为“坎”密度（单位长晶界上的个数或单位面积晶界中的长度）， $\alpha$  为与位错分布有关的实验待定常数，约为0.4，其它符号的含义如前所述。关于“坎”的存在，在Keh<sup>[67]</sup>的工作中已得到证实，它的密度可由Petch斜率求得，对铁而言， $sb$  约在0.02到0.2之间。

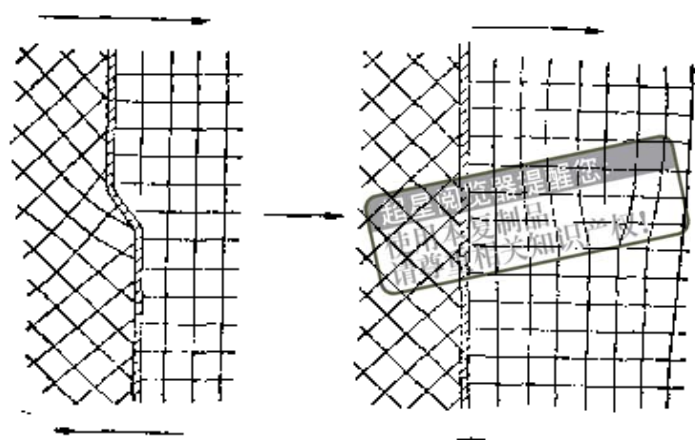


图11.11 晶界中的“坎”作为位错的“施主”的示意图。

关于Hall-Petch公式的理论推导，还可以从滑移带造成的应力集中出发来进行<sup>[68]</sup>，这里我们就不介绍了。总之，Hall-Petch公式虽是一相当可靠的经验公式，但是要想利用它得出屈服、流变或断裂的微观结论时，则需要特别谨慎。

## § 11.5 晶格摩擦力 $\sigma_i$ 和 Petch 斜率 $k$

虽然Hall-Petch公式所代表的确切物理模型尚不很清楚，但由于它不失为一很好的经验公式，所以有必要考察公式中常数  $\sigma_i$  和  $k$  与各种因素的关系，这对进一步弄清屈服现象是很有帮助的。

(1)  $\sigma_i$  和  $k$  与形变温度的关系 最初，Heslop和Petch<sup>[59]</sup>用不同碳、氮含量试样测其不同温度下  $\sigma_{iL}$  的变化，得到如图11.12所示的三条平行直线。由此可以看出，晶格摩擦力  $\sigma_{iL}$  应包括与温度有关的一项  $\sigma_{iL}(T)$  和与结构（指位错状态，固溶元素和沉淀相等）有关的一项  $\sigma_{iL}(st)$ ，因为任一条直线外推到碳、氮含量为零时的值就是  $\sigma_{iL}(T)$ ， $\sigma_{iL}$  的其余部分即为  $\sigma_{iL}(st)$ 。故Hall-Petch公式对下屈服应力可改写为

$$\sigma_L = \sigma_{iL}(T) + \sigma_{iL}(st) + k_L d^{-1/2}. \quad (11.24)$$

后来, Conrad 和 Schoeck<sup>[60]</sup> 又将此结论推广到流变范围, 并

且指出  $\sigma_L$ ,  $\sigma_F$  和  $\sigma_{iL}(T)$  的可逆部分在 110—300 K 之间与温度都具有同一依赖关系。由此可见, 体心立方结构中, 控制  $\sigma_L$ ,  $\sigma_F$  和  $\sigma_{iL}(T)$  的因素可能是同样的, 也就是存在一与形变度无关的晶格摩擦力。

关于对  $k$  与形变温度的关系的看法就比较分歧了, Conrad 和 Schoeck 得到电解铁(碳 0.0014%、氮 0.003%) 的  $k$  在 110—300 K 之间, 不但随温度而异, 并且  $k_L = k_F$ 。De Kazinczy 等人<sup>[61]</sup> 在含碳 0.15%

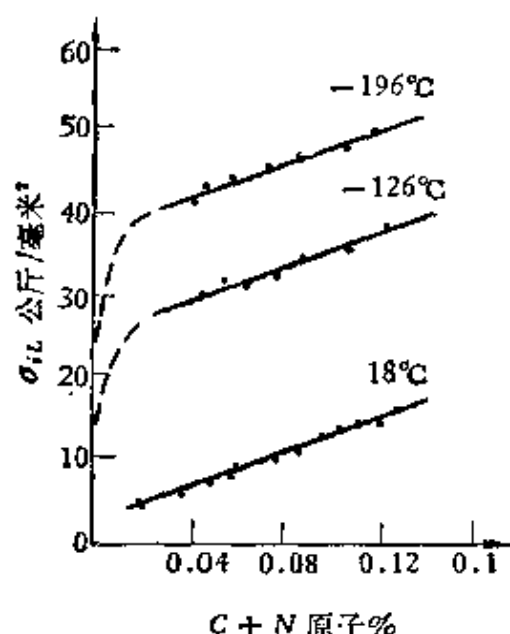


图11.12 不同形变温度下,  $\sigma_{iL}$  与 C, N 总含量的关系。

的钢中, 发现直到  $-180^{\circ}\text{C}$ ,  $k_L$  都与温度无关。Petch<sup>[62]</sup> 在含碳 0.11% 氮 0.0085% 的钢中也发现直到  $-150^{\circ}\text{C}$ ,  $k_L$  仍是一常数。但 Hull 和 Mogford<sup>[63]</sup> 却发现对含碳 0.15% 的一种 En2 型钢在  $20^{\circ}\text{C}$  到  $-196^{\circ}\text{C}$  以内,  $k_L$  随着温度的下降而直线上升。后来, 他们又用高纯铁, 同样发现在  $20^{\circ}\text{C}$  到  $-78^{\circ}\text{C}$  之间,  $k_L$  增加约两倍<sup>[64]</sup>。Hull<sup>[65]</sup> 在含砂 3% 的铁中也求得  $k_L(-196^{\circ}\text{C})$  与  $k_L(20^{\circ}\text{C})$  之比为 1.69。

(2)  $\sigma_i$  和  $k$  与形变度的关系  $\sigma_i$  与形变度的关系比较明确, 除对应上、下屈服应力的  $\sigma_{i0}$  和  $\sigma_{iL}$  基本上相同外,  $\sigma_i$  在所有实验中都随硬化而增加。但对  $k$  与形变度的关系的看法就比较分歧, 前面提到 Conrad 和 Schoeck 的工作就指出  $k$  与形变度无关。但 Armstrong 等人<sup>[48]</sup> 用含碳 0.1% 的软钢得到超过下屈服应力时,  $k$  就减小, 而 Tjerkstra<sup>[66]</sup> 在含碳 0.03% 的软钢中得到的结果又正相反。我们用阿姆苛铁测得对应上屈服的 Petch 斜率  $k_{i0}$  亦

较对应下屈服的Petch斜率 $k_{iL}$ 为大<sup>[67]</sup>。

(3)  $\sigma_i$ 和 $k$ 与间隙原子总含量的关系 这个问题讨论起来比较复杂，因为我们虽然知道，在 $\alpha$ -铁中，碳、氮总溶解极限约为0.005%（重量）到0.025%（重量），但是对具体试样很难断定间隙原子总含量中有多少是固溶的。尤其在多晶中，当间隙原子总含量超过0.015%（重量）以后对性质变化的影响就不大了，似乎出现一饱和现象，所以问题比较复杂。一般说来，同样的碳、氮总含量，不同热处理或不同碳、氮总含量的试样，其所得的 $\sigma_i$ 是不一样的，因为它们直接影响 $\sigma_i(st)$ 。对 $k$ 来说就不一样了，Conrad<sup>[68]</sup>和Owen等人<sup>[69]</sup>的工作都认为起作用的是碳氮总含量。Cracknell和Petch<sup>[70]</sup>用En 2型钢，用不同的热处理方法改变碳、氮的固溶量时，也发现 $k_L$ 值始终不变，但Wilson和Russell<sup>[71]</sup>用一般工业纯铁所作的应变时效工作却指出，随着时效程度的加深最初是 $k_L$ 增加，以后认为合金元素的集聚便提高了 $\sigma_{iL}$ 。

## § 11.6 各种因素对屈服应力的影响

在研究屈服问题时，比较直接而又容易得到的实验数据莫过于 $\sigma_0$ 和 $\sigma_L$ ，但它们却受很多具体条件的影响。这里我们仅就四方面作一简要的叙述。

(1) 应力集中的影响 由于上屈服应力是应力集中敏感的，所以要想得到真正的上屈服应力必需最大限度的消除应力集中。Hutchison<sup>[72]</sup>的中间退火法\*就能很好地消除夹头造成的应力集中，从而得到有明显上、下屈服限的拉伸曲线，其 $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_L}$ 有时可高达100%。Bulter<sup>[73]</sup>的工作还指出，由于试样表面条件及其几何形状的关系，往往在整个Lüders应变范围内出现不止一个Lüders带，而下屈服应力的最低值就对应Lüders带出现最多的

- \* 此法即利用不均匀退火使试样中间部分完全退火，而两端逐渐变得不完全，以至到尽头仍保持原来加工状态。

时候，只不过其影响没有对上屈服应力那样严重。

(2) 形变温度的影响 一般形变温度对 $\alpha$ -铁屈服应力的影响也可分为三个区域，即低温（室温以下），中温（室温到200℃）和高温（200℃以上），大致如图6.9所示。从Conrad<sup>[68]</sup>收集的数据来看， $\sigma_L$ 的可逆部分与温度的依赖关系，在低温区域内，对低纯铁多晶而言是属于A类（依赖性较强的一类），对高纯铁多晶和单晶而言，则属于B类（依赖性较弱的一类）。在中温区域内，基本上与温度无关。关于高温区域，一般认为除相当兰脆温度时，由于Cottrell气团和Snoek气团对位错的拖累作用，使屈服应力出现较小的极大值外，温度再高，屈服应力总是随着急剧下降。

后来，Hutchison<sup>[74]</sup>用中间退火法，在78K到200K之间，发现 $\sigma_D$ 同 $\sigma_L$ 甚而 $\sigma_F$ 在100K到200K之间与温度都有同样的依赖关系，并与Conrad的A类一样，但仍不如Cottrell-Bilby理论所要求的那么密切。所以 $\alpha$ -铁的屈服应力与温度的关系可能是这样的：即在100K以下符合 $T^{1/3}$ 规律，在200K以上符合 $T^{-1}$ 规律，中间是一过渡区，参看图5.7。不过Pugh等人<sup>[75]</sup>高纯铁的工作又发现，在77K以上有可能服从Seeger理论的迹象。

最后讲一点有关低温屈服时的孪生问题，Erickson和Low<sup>[76]</sup>曾指出，低碳钢中形变温度大于125K时总是出现滑移，小于78K后才孪生，中间温度则是先滑移后孪生，并且孪生出现时， $\sigma_D$ 就降低。后来，Louat和Hutchison<sup>[77]</sup>的实验先后发现， $\sigma-T$ 曲线开始变平时正是出现第一个孪晶之时，此温度对 $\alpha$ -铁而言，约为140K。但在钒<sup>[78]</sup>和铌<sup>[79]</sup>的工作中并没找到这种对应关系。此外，包括砂铁<sup>[85]</sup>以及钒<sup>[80]</sup>铬<sup>[81]</sup>在内的实验证明，产生孪晶时，Hall-Petch关系并没有被破坏，仅晶格摩擦力变得较小，Petch斜率有所增加而已。一般纯度越高越易孪生，甚至4.2K时，孪生能给出10%的范性形变量<sup>[82,83]</sup>。

(3) 形变速度的影响 Winlock<sup>[84]</sup>在不同含碳量(0.06%

—1.03%) 的碳钢室温拉伸结果指出, 随形变速度的增加  $\sigma_0$  和  $\sigma_L$  都增加, 并与碳含量无关, 不过  $\sigma_0$  增加稍快些。后来, Arseneult<sup>[85]</sup> 在纯铁中, Takenchi 和 Ikeda<sup>[86]</sup> 在高度脱碳、氮  $\alpha$ -铁中都得到类似的结果。甚至在含碳 0.005% 的铁单晶中, Evers<sup>[87]</sup> 也发现同样的现象。

(4) 晶粒大小的影响 这方面的影响除了 Hall-Petch 公式所描述的以外, 有很多工作一再证明, 晶粒直径越小,  $\Delta\sigma$  就越大<sup>[6,53,67,74]</sup>。Conrad<sup>[88]</sup> 曾指出, 同样的碳、氮含量时, 多晶的  $\sigma_L$  与温度的关系外推到单晶时总要比实际单晶的强, 由此可见, 多晶中晶界的引入所产生的后果是极其复杂的。Wilson<sup>[88]</sup> 在低碳钢中, 不但发现粗晶粒的  $\sigma_L$  与温度的关系在中温区域基本上与温度无关, 而细晶粒的在 100°C 以下就随温度下降而正比上升; 并且发现前者与  $\sigma_{iL}$  有平行关系, 后者则与  $\sigma_{sL}$  有平行关系。由此可见, 至少在细晶粒的情况下, 中温区域不可能仅是 Snoek 气团的作用。

## § 11.7 屈服机制的进一步讨论

根据前几节所列举的一些实验事实, 我们有必要重新研讨一下 § 11.1 和 § 11.2 中所提出的有关非均匀屈服和均匀屈服的机制问题。首先, 要弄清位错的钉扎与屈服现象到底有什么关系? 其次, 屈服过程中的晶格摩擦力到底指的是什么? 现在就这两个问题分别进行如下的叙述。

### 11.7.1 位错钉扎与屈服现象

一般碳、氮含量的试样经预形变超过 Luders 形变, 去载后再拉伸就不出现屈服现象, 只有经过一定程度的时效后, 再拉伸才重新给出明显的非均匀屈服, 这是大家所熟知的现象。此外, Takeuchi 和 Ikeda<sup>[86]</sup> 用高度脱碳、氮的  $\alpha$ -铁先慢速拉伸至超过

上屈服极限，然后马上进行快速拉伸，便给出明显的均匀屈服，如图 11.13 所示，由此我们看出，位错钉扎对非均匀屈服是必要的，但对均匀屈服就不是必要的了。

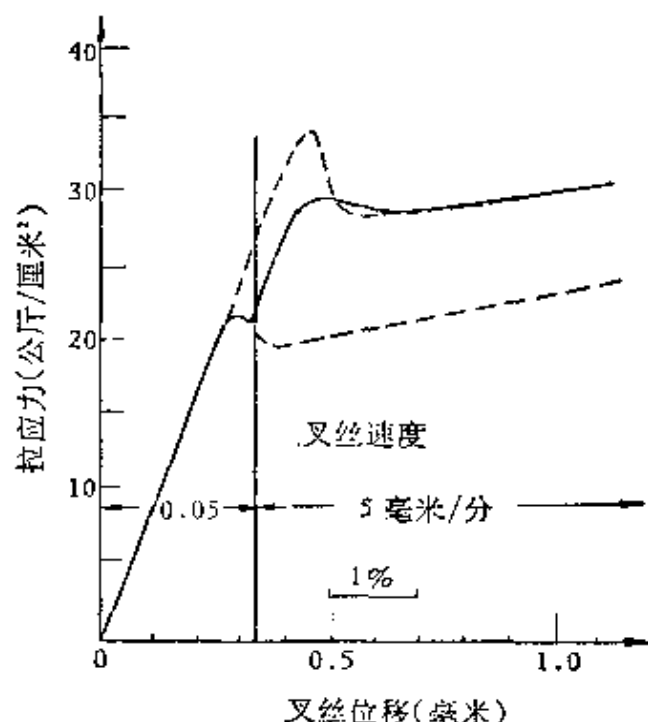


图11.13 高度脱碳、 $\alpha$ -Fe在 $-78^{\circ}\text{C}$ 范性应变至0.35时，突然增大速度，继续形变至出现第二次屈服现象，虚线分别为两个速度下的拉伸曲线。

现在的问题可缩小为位错的钉扎与非均匀屈服到底有什么关系？如果我们对 Hall-Petch 公式仍保持 § 11.1.2 中的理解，Petch 斜率  $k$  就应该与形变温度有关，因为它与起锚力  $\sigma_i$  有关。即使考虑到 Cochardt 等人<sup>(89)</sup>提出的间隙原子与刃型位错相互作用的能谷应较宽平， $k$  值也不能如 § 11.5 中部分结果所述的与温度无关，甚而对不同金属而言，它随温度的变化方向也不一样<sup>(90)</sup>。此外，如上所述， $k$  值有时还与形变速度无关。Campbell 和 Harding<sup>(91)</sup>的工作又指出， $k$  值与形变速度也无关，这样  $k$  就完全失去与位错钉扎有关的实质了。相反，如果将 Hall-Petch 公式外推到单晶，那么  $\sigma_i$  还要分担一部分克服由于位错钉扎所需的起锚力，于是  $\sigma_i$  和  $k$  本来的含意也就完全混淆了。

其次，如按 § 11.1.2 中所讲的非均匀屈服理论，不但要求晶界具有很大的强度，同时还需要有位错塞积。但根据 Tjerkastra<sup>[88]</sup> 的分析，认为晶界不是那么强，而是可以直接击穿的。至于位错塞积，已如上述，只是偶见，更多的状态是位错纠结，因此，所谓的非均匀屈服理论的模型便成了虚构的。再者，如不考虑亚晶界的作用，上述非均匀屈服理论应用到单晶上也是无法理解的。

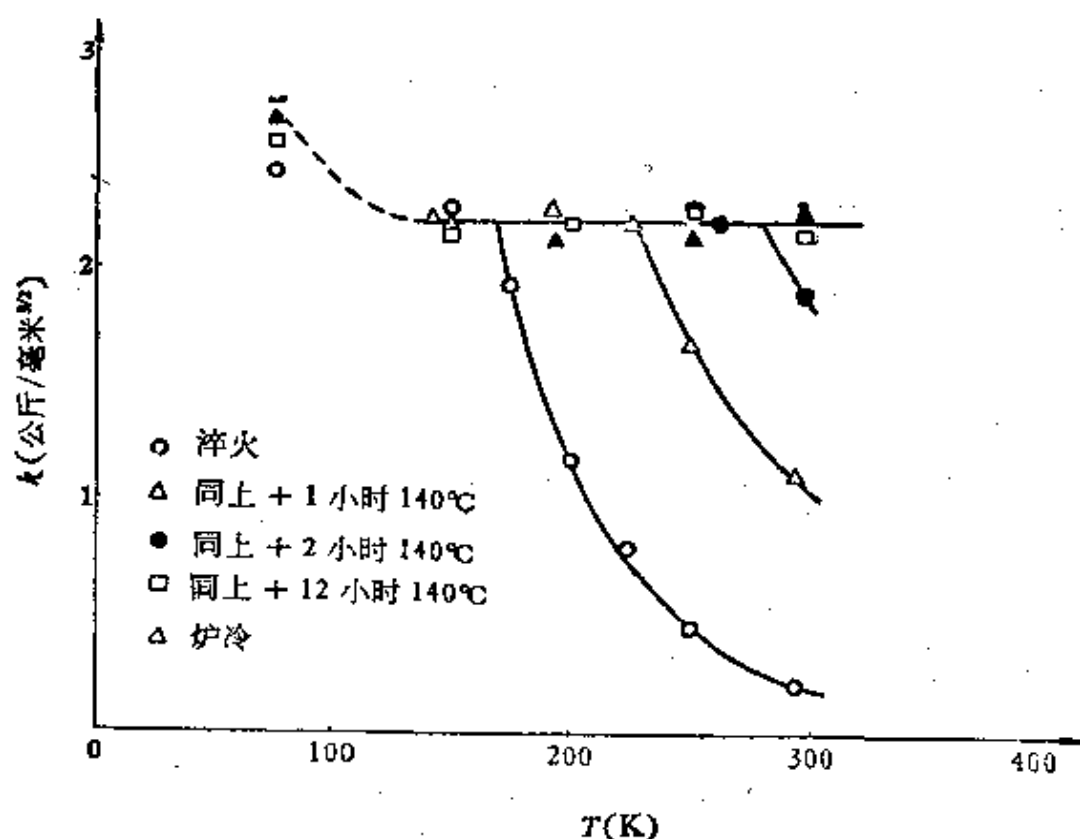


图11.14 用不同淬火和时效处理后， $k$ 值与温度的关系。

Cottrell<sup>[92]</sup> 为了克服这些矛盾，对非均匀屈服机制又作如下补充：首先他强调位错被钉扎有强弱两种之分，并且试样中局部的应力集中还是比较大的，譬如存在微观第二相以及滑移带的尖端等。这样，当位错被钉扎得很牢时，也就是所谓的强钉扎时，可能在起锚前离应力集中更近的完整晶体处先产生了位错，于是所谓的 Petch 斜率  $k$  就与形变温度无关。相反，当位错被钉扎得不很牢时，也就是所谓的弱钉扎时，那么在同样的应力集中之下，

可能被钉扎的位错先于在完整部分产生位错而起锚，这样  $k$  值就与形变温度有关了。图 11.14 给出不同热处理高纯铁的  $k$  值与温度的关系，看来 12 小时时效和炉冷的试样中位错是强钉扎的，其他的都算作弱钉扎。除去 100 K 以下的的数据，因为此时已产生孪晶，所有试样都具有同一  $k$  值，约为  $2.2 \text{ 千克} \cdot \text{毫米}^{-3/2}$ 。并且当  $k = 2.2$  时，电子显微镜观察都发现在 Lüders 带前上的晶界处产生位错环，而当  $k < 2.2$  时就没有这一现象。这说明强钉扎时，在晶界附近完整部分产生位错，而弱钉扎时是被钉扎的位错先起锚，完全符合上述 Cottrell 的设想。所以位错的钉扎与 Lüders 带以及非均匀屈服三者是不可分的。

Petch<sup>[93]</sup> 从晶格摩擦力  $\sigma_i$  出发也企图对上述矛盾作些阐述，他在 Suits 和 Chalmers<sup>[94]</sup> 的工作启发下，鉴于在上屈服前已有一些晶粒开始滑移，并限制在一个晶粒内。故所谓上屈服应力就是对应最初少数晶界被“击穿”时的应力，而所谓下屈服应力就是对应从整个试样来看，由于一定数目的晶界被“击穿”后形成 Lüders 带前的应力。这样看来，上、下屈服极限的本质就是一样了。不过我们注意，在同一宏观形变速度下，参加形变晶粒数目的增加必然导致每个晶粒内部位错滑移速度的减小，从而产生了屈服现象中的应力下降。今设上屈服时单位体积中形变晶粒数为  $N$ （近似地为一个常数），则总形变体积将随晶粒直径  $d$  的减小而减小。再设每个晶粒都形变时的晶格摩擦力为  $\sigma_{i0}$ ， $\Delta\sigma_i$  为形变速度增加 10 倍时  $\sigma_i$  的增量，则运动位错的摩擦力便为  $\sigma_{i0} + \Delta\sigma_i \log_{10} \frac{1}{Nd^3}$ 。若  $kd^{-1/2}$  为与形变速度无关的“击穿”晶界所需的阻力，则上屈服应力便可写为

$$\sigma_u = \sigma_{i0} + \Delta\sigma_i \log_{10} \frac{1}{Nd^3} + kd^{-1/2}. \quad (11.25)$$

上式在外加应力十分均匀时能得到很好验证。从这里我们也可以看出，位错的钉扎与 Lüders 带的形成以及非均匀屈服三者也是不可分的，并且在屈服下降上已引进了均匀屈服的思想。

### 11.7.2 屈服过程中的晶格摩擦力

上述大量实验事实指出,  $\sigma_L$ ,  $\sigma_F$ ,  $\sigma_{FL}(T)$  甚至  $\sigma_0$  与形变温度都具有同一依赖关系, 也就是存在一与形变度无关的本征晶格摩擦力, 那么它的物理实质究竟是什么呢? 根据目前已有的看法, 可以分成五种, 并且每一种看法都有它一定的实验依据, 但也有一定的缺点, 现在分别叙述如下:

(1) 派-纳力 将晶格摩擦力中与温度有关的部分视为派-纳力的作用, 这种说法首先是 Heslop 和 Petch<sup>(56)</sup> 提出的, 因为他们把屈服应力中可能有的晶粒大小影响, 预形变影响以及杂质影响排除后, 还有很大一部分是与温度有关的, 最后只有将它解释成派-纳力的原因。后来, Conrad 和 Schoeck<sup>(60)</sup> 发现, 流变应力中与温度有关的可逆部分与形变度也无关。直到 Low Jr. 和 Turkalo<sup>(65)</sup> 的 Fe 单晶电子显微镜透射观察, 的确发现位错线基本上是沿原子密排方向, 以及 Conrad 和 Frederick<sup>(66)</sup> 用碳、氮含量为 0.017% (重量) 的真空熔炼电解铁借交变形变温度和交变形变速度法, 又测得在 300 K 以下,  $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_\epsilon$  或  $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}}\right)_T$  随形变度的变化系来自位错密度的增加, 而不是激活体积的增加, 同时激活体积或激活能随应力的变化与形变度和间隙原子的多少及分布也无关。这一来, 至少在 300 K 以下, 派-纳力可能是决定  $\alpha$ -铁的屈服应力与温度依赖关系的内在原因之说逐被一些人所接受。目前, 在难熔金属以及一些“硬”金属中也流传着这一看法。

但是注意到另外一些实验事实, 上述说法又觉得还有商榷的必要。首先, Heslop 和 Petch 为排除杂质影响而用的外推法得不到杂质真正为零时的情况, 因为与位错发生相互作用所需的间隙原子浓度是非常小的。在他们的实验中并没有做到这个地步, 显然, 由此外推得到的结果, 必然忽略了极少量间隙原子对位错运动的影响。事实上, 后来 Brown 和 Ekvall<sup>(67)</sup> 在高纯铁中和 Lawley 等人<sup>(68)</sup> 在高纯铝中的实验都证明, 当纯度极高时, 使位

错起动所须的应力（在铁中）或可逆流变应力（在钼中）与温度的关系并不像 Heslop 和 Petch 所得的那么强，甚至完全没有关系。由此可见，即使有派-纳力也不可能是晶格摩擦力的主要部分。其次，Basinski 和 Christian<sup>[99]</sup>用改变形变速度的方法研究了脱碳、氮的纯铁发现， $-\frac{\Delta\sigma_F}{\Delta\ln\dot{\epsilon}}$  在 78 K 时与  $\sigma_F$  成正比，在 180 K 时与  $\sigma_F$  无关，在 273 K 时与  $\sigma_F$  又成反比，这种在不同温度范围内，与  $\sigma_F$  有不同关系的现象显然告诉我们，在形变过程中所需克服的障碍不与晶格本身固有的特点有关。此外，Low 和 Guard<sup>[100]</sup>的实验虽指出，螺型位错的速度较刃型的小 25 倍，但 Stein 和 Low<sup>[101]</sup>却发现屈服应力和保持纯刃型位错恒速运动时所需的应力与温度有同样的依赖关系。这一事实与派-纳力存在于位错线需沿原子密排方向这一要求是不相容的，因为后者的取向为纯螺型。最后还应指出，Lothe<sup>[102]</sup>将杂质与位错的作用经统计力学方法处理后发现，存在着一种类似派-纳力的作用，这样一来在不十分纯的金属中一般观测到的所谓派-纳力就有可能，如前所述，仍是杂质的贡献。

（2）螺型位错上的割阶 晶格摩擦力来自螺型位错上的割阶，这一看法首先是 Schoeck<sup>[103]</sup>提出的，当时他鉴于体心立方结构中位错不扩展，因此产生割阶前与位错束集有关的能量就可省去，于是割阶密度自然就较大，所以对螺型位错的运动产生相当大的阻力。Rose 等人<sup>[104]</sup>对钨单晶屈服应力各向异性的解释也是利用割阶的作用。甚至 Gregory<sup>[105]</sup>对已知位错扩展的钒，借电阻法研究其流变应力与温度的关系时，利用 Seeger 位错交割理论从比较激活能数据也发现，在 0°C 到 900°C 之间，螺型位错上空位割阶的非保守运动可能是钒中产生晶格摩擦力的根本原因。

目前，对这种看法最大的困难是虽然 Low 和 Turkalo<sup>[95]</sup>已观察到螺型位错上可能存在割阶，但其密度远不如 Schoeck 估计的大（Schoeck 估计割阶间距约为 50  $b$ ）。由于形变初期位错密

度本来就很小, 所以也不能设想通过交割来产生大量的割阶。其次, 如果割阶的说法正确, 激活体积就应随形变度而异, 但这一点并未能得到实验证实。对 $\alpha$ -铁而言, 实验测得屈服激活能约为0.5到0.6电子伏特, 而产生一空位的激活能约为1.5电子伏特, 相差三倍之大<sup>[106]</sup>。

(3) 固溶原子气团 目前, 大家认为气团对位错的钉扎作用是不容置疑的事, 但由于它们总是优先的沿刃型位错的滑移面分布, 故不论从能量或距离来看解放这些位错所需的应力都较大, 以至热激活已不起多大作用, 而主要的是靠外加应力<sup>[89]</sup>。但这种看法并不排斥位错在气团的牵累下运动时还可能有赖于温度的帮助。基于这种想法, Armstrong 等人<sup>[48]</sup>又分析了 Hall-Petch 公式, 又鉴于  $\sigma_{FL}$  在整个 Lüders 应变中是不变的, 所以比较流变应力时, 应从 Lüders 应变的终点开始算起。如果这样处理数据再看不同形变度时的 Petch 斜率, 那么由屈服到流变过程中, Petch 斜率的变化就不会不连续了。这说明气团在流变过程中至少部分的起作用。更直接的是, Stein 等人<sup>[107]</sup>用在  $ZrH_2$  纯化铁单晶上做的工作, 他们发现, 含碳少于  $5 \times 10^{-3}$  ppm 后, 本来有均匀屈服的试样变得连一点突然的屈服现象都没有了, 屈服应力与温度的关系也很弱。由此可以看出, 从屈服到流变气团对位错运动的牵累作用是不能忽视的。最近, Cowling 和 Bacon<sup>[108]</sup>用不同纯度的钽单晶所做的实验还指出: 间隙原子提高弹性极限的实质是非热式的, 它可能和降低非螺型位错线的柔顺性有关。至于对微观屈服的影响乃是热式的, 具体机制视形变温度而异。不过, Bowen 和 Taylor<sup>[109]</sup>在 Nb-N 合金单晶中又得到 N 含量高过 3 ppm 后, 固溶原子气团才起作用, 但其可逆流变应力却与 N 含量无关。因此固溶原子气团到底在屈服过程中是怎样起作用的, 还值得研究。

(4) 微观第二相 这一看法是 Barry 等人<sup>[110]</sup>用交变形变温度和交变形变速度法研究  $\alpha$ -铁单晶流变应力与温度的关系

时正式提出的。他们考虑了激活体积与应力的关系后，计算得出障碍间距约为  $10^{-8}$  厘米，激活能约为 0.5 电子伏特。因此，除了设想这些障碍可能是微观第二相外（譬如  $\text{Fe}_2\text{C}$ ,  $\text{Fe}_3\text{C}$ ），其他障碍的密度不可能如此之大，而激活能又如此之小。Evers<sup>[87]</sup> 在含碳 0.005%（重量）铁单晶的工作中，也曾得到同样的结论。此外，Conrad<sup>[88]</sup> 的结果指出， $\sigma_L$ ,  $\sigma_{iL}$  和  $\sigma_F$  与温度的关系只随碳、氮总含量增加而变得密切，并与固溶的浓度无关，也说明了存在这种微观第二相的可能性。现在的问题是除了淬火时效后的状态以外，电子显微镜从未直接观察到这种所谓的微观第二相。

（5）交滑移 自从双交滑移的机制被利用来解释体心立方结构金属中滑移带的形成后，将晶格摩擦力看成由交滑移来决定就是很自然的事，最近很多电镜的动态观察也都表明，当温度较低时，b.c.c. 结构中的形变控制因素为长螺型位错的滑移<sup>[11]</sup>。故 Brown 和 Ekvall<sup>[87]</sup> 曾指出， $\sigma_L$  和温度的关系，是与从  $\sigma_A$  到  $\sigma_L$  之间由交滑移所造成硬化的回复的看法是可以接受的。现在的问题是什么因素决定此交滑移产生或不产生，可能是割阶，可能是微观第二相，也可能是体心立方结构中三叶扩展位错的束集等。所以严格来讲，交滑移不是一个独立的基本因素。

## § 11.8 面心立方结构和六方结构

### 金属中的屈服现象

从上述内容可以看出，就非均匀屈服而言，原则上只要能使位错开始运动难于保持其运动就行，也就是承认非均匀屈服现象同金属中存在某种对起始滑移的障碍相联系。就均匀屈服而言，也只要可动位错密度和位错速度-应力指数足够小即可。但事实上，上述条件能否满足却因结构的不同而会有所不同。

很早，Frank\*曾指出，由于间隙原子在面心立方结构中引

\* 见 Wain H. L. and Cottrell A. H, *Proc. Phys. Soc.*, B63, 339 (1950)  
一文中所引的私人通讯。

起的是对称性畸变，故与切变场无交互作用，因此它对螺型位错就没有钉扎现象。此时，即使刃型位错被钉住也不能出现非均匀屈服现象。附录 XI.1 中又指出，面心立方结构的位错速度-应力指数过大，因此同样不能产生均匀屈服现象。实验证明，在面心立方结构金属中，即令有 C, N, O 之类的间隙原子也从不出现屈服现象。至于 § 7.5 和 § 7.8 中所讲述的形变软化和屈服点效应中产生的屈服现象，那显然是另外一回事。但在面心立方结构的合金中却经常观察到屈服现象，譬如图 11.15 即为铜和  $\alpha$ -黄铜的一组拉伸曲线，1 为第一次加载，2 为去载后立即加载，3 为去载后经 200°C 时效两小时再加载的结果<sup>[112]</sup>。原来 Cottrell 认为，

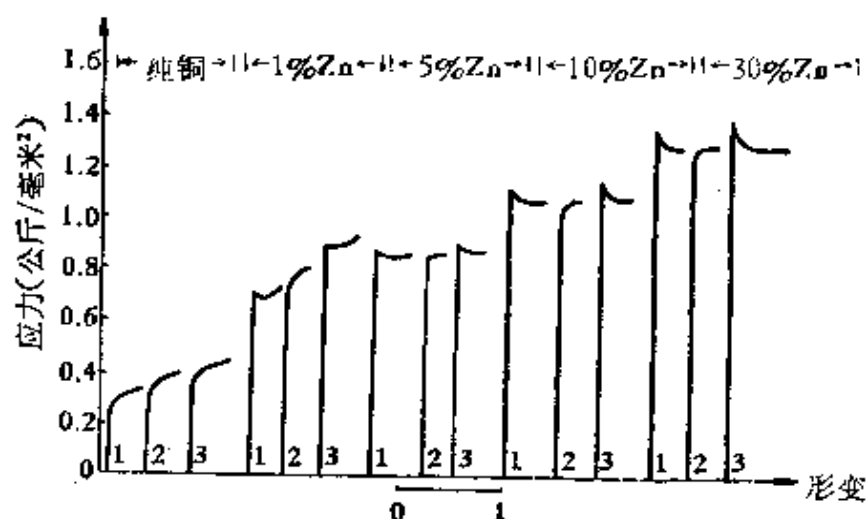


图 11.15 铜和  $\alpha$ -黄铜单晶室温拉伸曲线。

这种非均匀屈服的原因，是溶质原子浓度较大时产生的 Zn 原子气团，既对刃型位错也对螺型位错的钉扎作用所致。但后来大家都认为，这主要是由于扩展位错中，具有刃型的部分位错受钉扎所引起的屈服现象。又如在 Ag-Al 合金中出现的非均匀屈服，则认为是与 Suzuki 气团有关<sup>[113]</sup>。在 Al-4.5% Cu 合金中出现的非均匀屈服，是切割 G. P. 带所致<sup>[114]</sup>。此外，Smailman 等人<sup>[115-117]</sup>在  $L1_2$  型有序合金中（包括  $Cu_3Au$ ,  $Ni_3Fe$  和  $Ni_3Mn$ ）都发现非均匀屈服现象，并且屈服下降  $\Delta\sigma$  与有序度和畸变的大小都

有关。

至于六方结构的金属，由于它只有基面滑移，所以间隙原子在螺型位错周围产生的畸变为非对称性的，从而产生对它的钉扎作用。实验证明， $\text{Cd}^{[118]}$ 和 $\text{Zn}^{[119]}$ 单晶加氮后果然出现非均匀屈服现象。在 $\text{Mg-0.5\%Th}$ 合金中，Couling<sup>[120]</sup>还发现，只在某一温度间隔内才出现非均匀屈服现象。原作者企图通过非基面滑移的产生来解释此现象，但并没有说服力。

## § 11.9 小 结

从以上各节的介绍与讨论中，使我们看到金属及其合金出现屈服现象的原因是多种多样的。仅从其拉伸曲线来看，所谓突然屈服都可归入非均匀和均匀屈服两大类，前者一定与试样中存在某种对起动位错运动的障碍相联系，并伴随着迟屈服现象，宏观上还给出Lüders应变；后者完全取决于位错的动力学特性。但他们之间也不是绝然不同的两回事，譬如 $\alpha\text{-Fe}$ 经高度脱碳、氮后，可由非均匀屈服过渡为均匀屈服。又如Bullen等人<sup>[121]</sup>用逐渐加大静水压力的方法，在阿姆苛铁多晶待拉伸试样中引入自由位错，的确发现屈服逐渐由非均匀变得均匀，并且屈服下降递次减小；当静水压力加到一万个大气压时，屈服现象就完全消失了。此外，不均匀屈服中，应力下降的梯度和位错运动的动力学特性也有关系。最近一些实验指出，只要拉伸机的响应足够好，屈服现象还是相当普遍的。譬如，Kuramoto和Suzuki<sup>[122]</sup>在 $\text{Cu-Al}$ 单晶易滑区中也发现屈服现象，并观察到Lüders带的传播。Fujita和Tabata<sup>[123]</sup>在 $\text{Al-Mg}$ 合金中发现，甚至在77K的低温下，不连续形变仍然存在，说明这已不是一般的Portevin Lechalelier效应，而是一种决定于材料本身性质的形变不连续性。

最后，由于对范性形变中晶格摩擦力的本质仍未得到定论，因此大家对高完整性晶体的范性形变产生了兴趣。根据现有实验

结果得到三种典型结构金属胡须 (Cu, Ag, Au, ZnCd<sup>[124]</sup> 以及 Fe<sup>[125]</sup>) 都有屈服现象, 并观察到 Luders 带的传播。图11.16即

为 Cu 晶须的拉伸曲线, 体心和六方结构的晶须虽也有如图上所示的不均匀屈服现象, 但直到断裂也不出现硬化。最近, Naramoto<sup>[126]</sup> 所得无位错 Nb 单晶的拉伸曲线也具有一般体心结构晶须的特点。晶须的粗细对拉伸曲线的影响十分敏锐, 图 11.17 给出 Cu 的细晶须、粗晶须和单晶体的应力-应变曲线, 很明显的看出细晶须的  $\sigma_0$  接近理论强度, 随着晶须变粗,  $\sigma_0$  很快下降, 以至屈服现象完全消失<sup>[127, 128]</sup>。最近, Kamada 和 Tanner<sup>[129]</sup> 的实验还

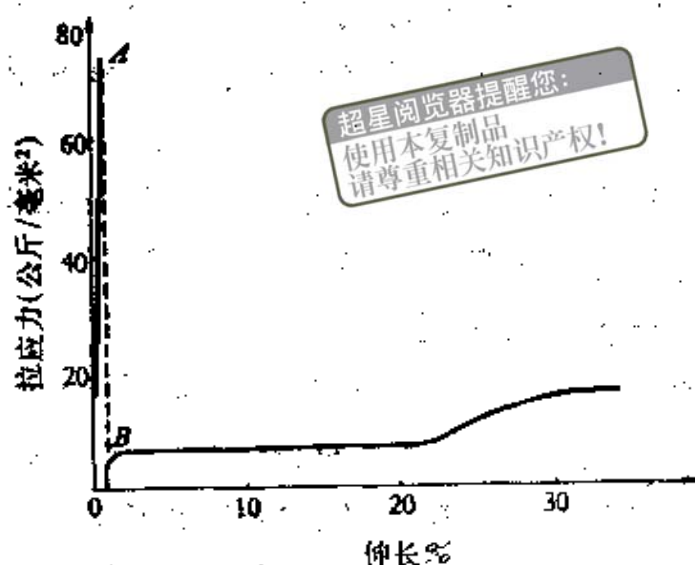


图11.16  $\langle 111 \rangle$  方向平行拉伸方向, Cu 晶须的拉伸曲线在 A 点应力突然下降, 以至全都去载。然后, 载荷重新上升到 B。

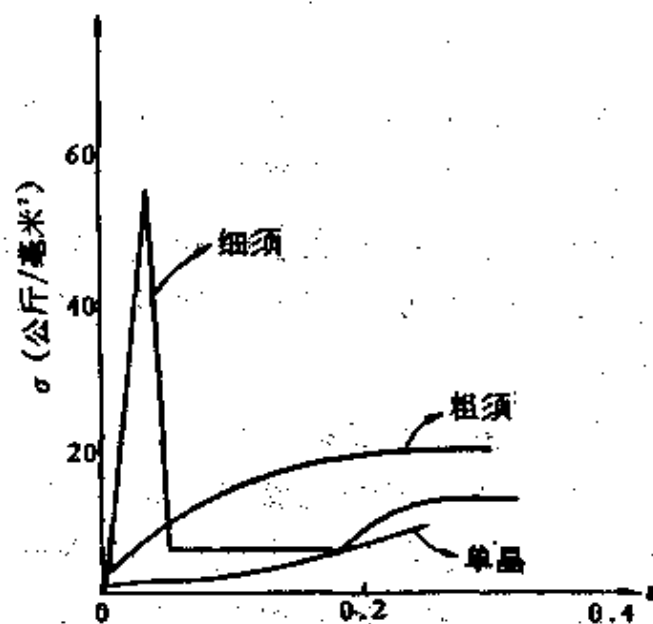


图11.17 取向为 $[100]$ 的不同粗细Cu晶须及单晶体的应力-应变曲线。

证明了1毫米直径的无位错 Cu 单晶体也具有明显的屈服现象,  $\Delta\sigma$  可达  $\sigma_0$  的 70% 之大。但  $\sigma_0$  值却远较理论强度为低, 并偶经

无意形变后,屈服现象就完全消失。此外, Nittono<sup>[180]</sup> 还观察到, Cu 晶须中 Lüders 带的传播与带前晶须表面凹处产生的位错有关, 所以晶须的屈服机制有人认为是由于表面缺陷或介质作用的结果。但也有人认为是由于空位聚集崩塌生成位错所致, 至今也无定论。所以更谈不上对晶格摩擦力的研究。

在结束这一章以前, 鉴于至今有关金属的屈服实验中所得结果往往彼此出入很大, 甚至互相矛盾, 作者愿提出以下五点意见, 供大家分析参考之用。

第一、试样的历史对实验结果可能有明显的影响。譬如同是渗碳或渗氮的  $\alpha$ -铁单晶拉伸实验, 如所用试样制得后, 经炉冷取出, 原材料系铝脱氧冶炼就没有屈服现象<sup>[181]</sup>, 如试样制得后取出空冷, 原材料系矽脱氧冶炼就有屈服现象<sup>[182]</sup>。

第二、我们知道, 常数  $\sigma_i$  和  $k$  可由 Hall-Petch 公式求得, 也可用一根拉伸曲线借外推法求得<sup>[183]</sup>。后者虽然随试样晶粒大小, 硬化率等不同而影响所得结果, 但只要屈服平台不太长, 它还是能比较好的反映该试样的实际情况。而前者是大量不同晶粒大小试样的平均效果, 尤其为了获得不同晶粒大小的试样, 就必须用不同的热处理, 但这样往往也改变了晶界本身的性质, 从而影响所得的结果。事实上, Lindley 和 Smallman<sup>[134]</sup>的工作已指出不同晶粒大小的钼, 其  $k$  值就不一样, 我们在  $\alpha$ -铁中也得到同样结论<sup>[76]</sup>。

第三、一般处理屈服问题时, 经常将它看作一热激活过程, 并通过一些宏观参量的测量求出相应的激活能, 激活体积等热激活参量。但 Stein 和 Low<sup>[104]</sup>的实验指出, 随着外应力逐渐增加时, 位错运动的速度的对数与温度的倒数间存在着非直线关系。这说明至少随外应力的增加, 控制位错运动的障碍不能用一个激活能来表示。因此, 企图利用测量一些热激活参量与某一过程的理论值进行比较, 以此来判断整个屈服的微观机制的做法是否值得研究。事实上, 从 Brown 和 Ekvall<sup>[97]</sup>或 Lawley 等人<sup>[98]</sup>以

及 Stein 等人<sup>[107]</sup>的工作来看, 很明显地给人们一种印象, 即应力参量选取得越接近于弹性极限, 金属的碳、氮含量越少, 所得应力与温度的关系就越不明显, 以至完全无关, 而宏观屈服应力是人所共知的温度敏感。由此可见, 从弹性形变到宏观屈服, 从低温到高温, 其中一定经过比较复杂的过程, 譬如, 螺型位错在什么条件下才是形变的控制机制等。

第四、在讨论体心立方金属的屈服现象时, 不能忽略掉间隙原子与位错相互作用中的非弹性部分。譬如, Codd 和 Petch<sup>[21]</sup>的工作指出, 即使半径差不多的碳、氮原子, 它们对位错的钉扎效果却大不相同。我们曾发现, 经脱碳、氮的阿姆苛铁渗碳后出现屈服前微蠕变, 而渗氮后却无此现象, 但它们的宏观屈服应力却相差无几<sup>[136]</sup>。Mincher 和 Sheely<sup>[136]</sup>的工作也得到, 氧、氮、碳在铌中应变时效所导致金属强化的极大值出现在不同的温度。甚至在  $\alpha$ -铁中, 像半径特别小的氢原子, 当温度较低时(约  $-100^{\circ}\text{C}$ ), 也有和碳、氮一样的作用<sup>[137]</sup>, Adair 和 Hook<sup>[138]</sup>还仔细地研究了它的应变时效现象。

第五、鉴于只要条件合适, 无论单晶或多晶都能出现非均匀屈服现象, 但从现有非均匀屈服理论来看, 除了将多晶中晶界的作用转嫁给单晶中的亚晶界外是很难解释上述现象的。不过这种转嫁显然又是十分勉强的, 所以作者认为均匀屈服才是更根本的, 它只在适当应力集中条件下才能转化成非均匀屈服, 而这种应力集中对不同试样而言, 其形成的原因又可能很不相同。至于均匀屈服中的微观控制机制又是什么呢? 那就要看所用试样的纯度, 形变温度, 形变速度和所选取的屈服应力参量的大小等因素。现在看来, 有这样趋向性的结论: 就是 b. c. c. 结构金属, 其屈服应力与温度的依赖性随试样纯度的提高以及所选取的屈服应力参量的降低而逐渐减少; 晶格的本征摩擦力应是螺型位错克服派-纳势垒的结果, 但随着试样纯度的降低, 形变温度和选取屈服应力参量的提高, 非螺型位错的重要性逐渐突出。

## 附录Ⅱ.1 Hahn 对均匀屈服的计算

首先, 设拉伸机的形变速度为  $\dot{\epsilon}$  是弹性形变速度  $\dot{\epsilon}_e$  与范性形变速度  $\dot{\epsilon}_p$  的和, 即

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_e + \dot{\epsilon}_p \quad (\text{Ⅱ.1})$$

令  $E$  为试样、夹具及拉伸机的总弹性模量, 则  $\dot{\epsilon}_e = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt}$ , 再利用公式  $\dot{\epsilon}_p = 0.5bL\bar{v}$ , 其中  $b$  为柏氏矢量,  $L$  为单位体积内参加形变的位错线全长,  $\bar{v}$  为位错的平均运动速度, 上式便可写为

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} + 0.5bL\bar{v} \quad (\text{Ⅱ.2})$$

若不计弹性形变, 显然形变速度只取决于金属中位错的增殖及其运动速度, 而此二者都可以直接由实验测出。

Gilman 和 Johnston 的实验告诉我们, 位错密度  $\rho$  和形变度  $\epsilon_p$  间有如下关系:

$$\rho = \rho_0 + c\epsilon_p^a \quad (\text{Ⅱ.3})$$

其中  $c$ ,  $a$  为两实验常数,  $\rho_0$  为起始位错密度 (它包括屈服前形变中产生的位错)。今设实际参加形变的位错为  $\rho$  的  $f$  倍, 即

$$L = f\rho \quad (\text{Ⅱ.4})$$

再将硬化系数  $\theta$  写为

$$\theta = \frac{\Delta\sigma}{\epsilon_p} \quad (\text{Ⅱ.5})$$

根据 (2.72) 式, 可得下述关系:

$$\bar{v} = \left( \frac{\sigma - \theta\epsilon_p}{2\tau_0} \right)^m \quad (\text{Ⅱ.6})$$

若不计弹性形变, (Ⅱ.2) 式可写为

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_p = 0.5bf(\rho_0 + c\epsilon_p^a) \left( \frac{\sigma - \theta\epsilon_p}{2\tau_0} \right)^m \quad (\text{Ⅱ.7})$$

或

$$\sigma = \theta\epsilon_p + 2\tau_0 \left[ \frac{\dot{\epsilon}}{0.5bf(\rho_0 + c\epsilon_p^a)} \right]^{1/m}$$

此即 (11.16) 式, 它是由一条通过  $\left[ 2\tau_0 \left( \frac{\dot{\epsilon}}{0.5bf\rho_0} \right)^{1/m}, 0 \right]$  点指数下降的曲线和一斜率为  $\theta$  的直线叠加组成。图Ⅱ.1和图Ⅱ.2即为不同  $\rho_0$  及  $m$  时的拉伸曲线, 显然,  $\rho_0$  和  $m$  越小, 屈服越明显。

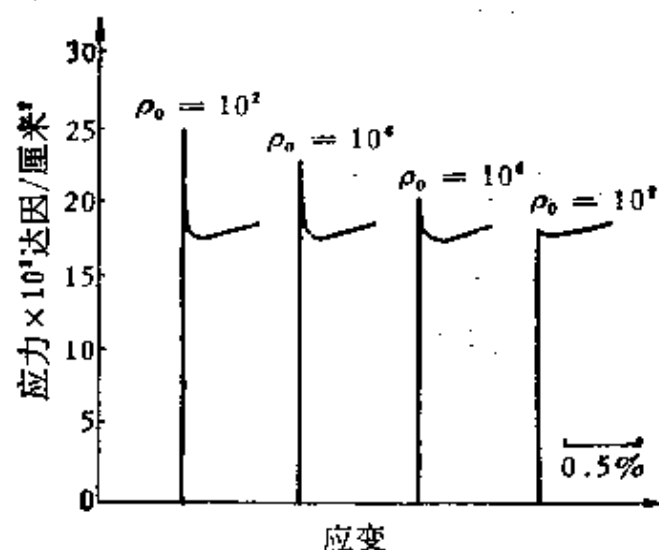


图 Ⅱ.1

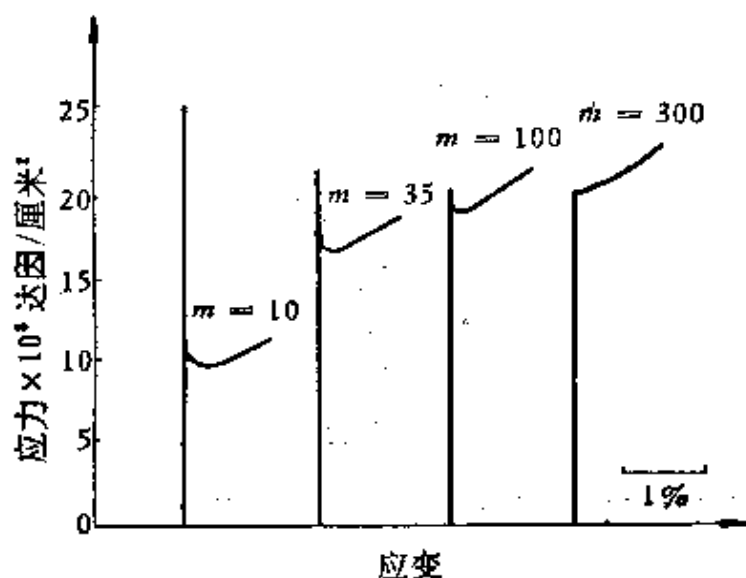


图 Ⅱ.2

此外 (11.16) 式与经验公式

$$\log \sigma_U = \log B + r \log \dot{\epsilon} \quad (\text{Ⅱ.8})$$

完全一致, 只要令

$$B = \frac{2\tau_0}{(0.5bf\rho_0)^{1/m}} \quad (\text{Ⅱ.9})$$

$$r = \frac{1}{m} \quad (\text{II}.10)$$

根据以上三式求得的  $m$  值, 也说明对有均匀屈服现象的体心立方结构金属, 约为10到50之间, 对没有均匀屈服现象的面心立方结构金属, 约为200到300之间。由此可见,  $m$  为如此之大时, 即使  $p_0$  很小, 也难于出现均匀屈服现象。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## 附录 II.2 Fisher 的屈服理论

设图 II.3 中纸面为滑移面, 作用在其上的切应力  $\tau$  在热激活的帮助下, 使位错段  $BCD$  由气团脱钉出来到  $BC'D$  的位置, 图中黑点表示位于刃型位错线  $ABCDE$  滑移面下方的一排碳原子。今设  $\gamma_0$  和  $\gamma$  为无气团和有气团时

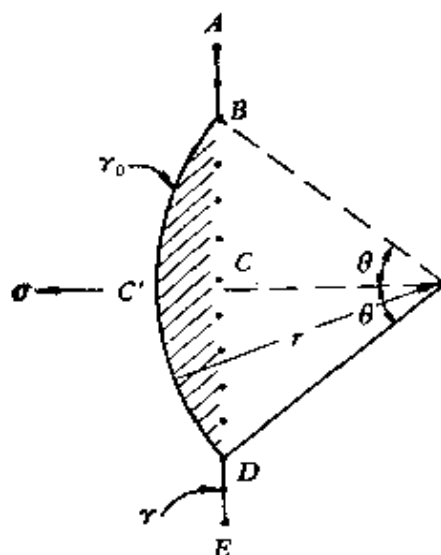


图 II.3

单位长位错线的弹性能。位错段  $BC'D$  的半径为  $r$ , 则其来自热起伏部分的形成能便为

$$W = (2r\theta)\gamma_0 - (2r\sin\theta)\gamma - \tau b(\theta r^2 - r^2\sin\theta\cos\theta). \quad (\text{II}.11)$$

在切应力  $\tau$  的作用下, 位错的稳定的半径应为

$$r = -\frac{\gamma_0}{\tau b}. \quad (\text{II}.12)$$

将上式代入 (II.11) 式得

$$W = -\frac{\gamma_0}{\tau b} [2\theta\gamma_0 - 2\gamma\sin\theta - \gamma_0(\theta - \sin\theta\cos\theta)], \quad (\text{II}.13)$$

故形成稳定位错段  $BC'D$  的条件可由  $\frac{\partial W}{\partial \theta} = 0$  求得为

$$\cos \theta = \frac{\gamma}{\gamma_0} \quad (\text{II.14})$$

再将上式代入 (II.13) 式, 遂得临界稳定位错段  $BC'D$  的形成能为

$$W_c = \frac{\gamma_0^2}{\tau b} f\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right), \quad (\text{II.15})$$

其中  $f\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) = \cos^{-1}\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) - \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) \left[1 - \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^2\right]^{1/2}$ , 故其形成时间便为  $\Delta t = c \exp[W_c/kT]$ . 若令上屈服对应  $n$  个位错环按上述方式自气团中解放出来, 则其迟屈服时间便为  $t = n\Delta t = n c \exp[W_c/kT]$ . 将 (II.15) 式代入后, 两边取对数得

$$\ln t = \ln cn + \frac{\gamma_0^2 f\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)}{\tau b k T}.$$

再令  $A = \ln cn$ ,  $B = \frac{\gamma_0^2 f\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)}{G^2 b k}$  代入上式后即得 (11.18) 式. 因为位错线的

$\gamma_0$  同  $\gamma$  与  $G$  成正比, 故  $A$  和  $B$  都为与温度无关的常数.

现在若将屈服应力视为经过某一给定迟屈服时间后范性形变所需的应力, 故 (11.18) 式中  $\ln t$  为一常数, 并得到关系

$$\tau T / G^2 = \text{常数}.$$

再忽略掉  $G$  随温度的微小变化便可得到  $\tau \alpha T^{-1}$  的关系.

## 参 考 文 献

- [1] Wesseel E. T., *Trans. AIME.* 209, 930(1957).
- [2] Hahn G. T., Averbach B. L., Owen W. S. and Cohen M., *Swampscott Conf. on Fracture*, 91(1959).
- [3] Sleeswyk A. W. and Helle J. N., *Acta Met.*, 11, 187(1963).
- [4] Low J. R. and Gensamer M., *Trans. AIME.*, 158, 207(1944).
- [5] Biggs W. D., *The Brittle Fracture of Steel*, 129(1960).
- [6] Sylwestrowicz W. and Hall E. O., *Proc. Phys. Soc.*, B64, 495(1951).
- [7] Iricibar R., Mazza J. and Cabo A., *Acta Met.*, 25, 1163(1977). Iricibar R., Panizza G. and Mazza J., *Acta Met.*, 25, 1169(1977).
- [8] Fujita H. and Miyazaki S., *Acta Met.*, 26, 1273(1978); Miyazaki S. and Fujita H., *Trans. J. I. M.*, 20, 603(1979).

- [9] Lloyd D. J. and Morris L. R., *Acta Met.*, 25, 857(1977).
- [10] Hall E. O., *Proc. Phys. Soc.*, B64, 495, 742, 747(1951). Lomer W. M., *J. Mechanics and Physics of solids*, 1, 64(1952).
- [11] Fisher J. C. and Rogers H. C., *Acta Met.*, 4, 180(1956).
- [12] Иванова В. С., *Металлургия Металловедение Физикохимические Методы Исследования*, IV, 158(1960).
- [13] Enomoto M. and Furubayashi E., *Scripta Met.*, 13, 113(1979).
- [14] Paxton H. W. and Bear I. J., *J. Met.*, 7, 898(1955).
- [15] Holden A. N. and Kunz F. W., *Acta Met.*, 1, 495(1953).
- [16] Dalby W. E., *Proc. Roy Soc*, A88, 281(1913); Nadai A., *Z. tech. Phys.*, 5, 731(1924); Kuroda M., *Sci. Pap. 2nd. Phys. Chem. Res. Tokyo*, 34, 1528(1938).
- [17] Cottrell A. H., *Report on the Strength of Solids*, 30(1948).
- [18] Cottrell A. H. and Bilby B. A., *Proc. Phys. Soc.*, A62, 49(1949).
- [19] McAdams D. J. and Mehs R. W., *Trans. Amer. Soc. Test. Mat.*, 43, 661(1943).
- [20] Cottrell A. H., *Trans. AIME.*, 212, 192(1958).
- [21] Codd I. and Petch N. J., *Phil. Mag.*, 5, 30(1960).
- [22] Gilman J. J. and Johnston W. G. Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, 116(1957).
- [23] Jacobson M. I., *Acta Met.*, 10, 1121(1962).
- [24] Johnston W. G., *J. Appl. Phys.*, 33, 2716(1962).
- [25] Hahn G. T., *Acta Met.*, 10, 727(1962).
- [26] Clark D. S. and Wood D. S., *Trans Amer. Soc. Test. Mat.*, 49, 717(1949).
- [27] Wood D. S. and Clark D. S., *Trans. A. S. M.*, 43, 571(1951); 44, 726(1952).
- [28] Vreeland T. Jr., Wood D. S. and Clark D. S., *Trans. A. S. M.*, 45, 620(1953).
- [29] Hendrickson J. A. Wood D. S. and Clark D. S., *Trans. A. S. M.*, 48, 540(1956).
- [30] Seitz F., *Phys. Rev.*, 88(4), 722(1952).
- [31] Kramer I. R. and Maddin R., *J. Met.*, 197(1952).
- [32] Maddin R. and Chen N. K. (陈能宽), *Progr. Met. Phys.*, 5, 53(1954).
- [33] Liu T. S., Kramer I. R. and Steinberg M. A., *Acta Met.*, 4, 364(1956).
- [34] Kramer I. R. and Maddin R., *Trans. AIME.*, 194, 197(1952).
- [35] Fisher J. C., *Trans. A. S. M.*, 47, 451(1955).
- [36] Louat N., *Proc. Phys. Soc.*, B71, 444(1958).

- [37] Cottrell A. H., *Conf. on High Rates of Stress*, 448 (1957).
- [38] Peiffer H. R., *Acta Met.*, 9, 385 (1961).
- [39] Kramer I. R., *Trans. AIME*, 221, 474 (1961).
- [40] Krufft J. M. and Sullivan A. M., *Trans. A. S. M.*, 51, 643 (1959).
- [41] Baldwin Jr. W. M., *Acta Met.*, 3, 186 (1955).
- [42] Petch N. J., *J. Iron Steel Inst.*, 174, 25 (1953); *Phil. Mag.*, 1, 186 (1956).
- [43] Heslop J. and Petch N. J., *Phil. Mag.*, 3, 1128 (1958).
- [44] Low J. R. Jr., *Relation of Properties to Microstructure*, 163 (1954).
- [45] Young C. M. and Sherby O. D., *J. Iron Steel Inst.*, 211, 640 (1973).
- [46] Thompson A. W., *Scripta Met.*, 8, 145 (1974); *Acta Met.*, 23, 1337 (1975).
- [47] Miyazaki S. and Fujita H., *Trans. Jap. Inst. Met.*, 19, 438 (1978).
- [48] Armstrong R., Codd I., Douthwaite R. M. and Petch N. J., *Phil. Mag.*, 7, 45 (1962).
- [49] Taylor G. I., *J. Inst. Metals*, 62, 307 (1938).
- [50] Brandon D. G. and Nutting J., *J. Iron Steel Inst.*, 196, 160 (1960).
- [51] Smith E., *Acta Met.*, 8, 403 (1960).
- [52] Brandon D. G. and Nutting J., *Acta Met.*, 7, 101 (1959).
- [53] Carrington W., Hale K. F. and McLean D., *Proc. Roy. Soc.*, A259, 203 (1960).
- [54] Орлов Л. Г., *Ф. М. М.*, Т. 13, В. 2, 288 (1962).
- [55] Орлов Л. Г. и Утевский Л. М., *Ф. Т. Т.*, Т. 111, В. 10, 3242 (1961).
- [56] James Li C. M. (李振民), *Trans. AIME*, 227, 239 (1963).
- [57] Keh A. S., *Proc. AIME, Symposium on Direct Observation of Lattice Defect in Crystals*, 213 (1961).
- [58] Russell T. L. Wood D. S. and Clark D. S., *Acta Met.*, 9, 1054 (1961).
- [59] Heslop J. and Petch N. J., *Phil. Mag.*, 1, 866 (1956).
- [60] Conrad H. and Schoeck G., *Acta Met.*, 8, 791 (1960).
- [61] De Kazinczy F., Backofen W. A. and Kapadia B., *Swampscott Conf. on Fracture*, 65 (1959).
- [62] Petch N. J., *Phil. Mag.*, 3, 1089 (1958).
- [63] Hull D. and Mogford I. L., *Phil. Mag.*, 3, 1213 (1958).
- [64] Mogford I. L. and Hull D., *J. Iron Steel Inst.*, 201, 55 (1963).
- [65] Hull D., *Acta Met.*, 9, 191 (1961).
- [66] Tjerkstra H. H., *Acta Met.*, 9, 259 (1961).
- [67] 经开良、谢学坤、哈宽富, 吉林大学自然科学学报, 129 (1964).
- [68] Conrad H., *Phil. Mag.*, 5, 745 (1960).
- [69] Owen W. S. Cohen M. and Averbach B. L., *Trans. A. S. M.*, 50 517

(1958).

- [70] Cracknell A. and Petch N. J., *Acta Met.*, 3, 186(1955).
- [71] Wilson D. V. and Russell B., *Acta Met.*, 8, 36, 468(1960).
- [72] Hutchison M. M., *J. Iron Steel Inst.*, 186, 431(1957).
- [73] Bulter J. F., *Acta Met.*, 10, 258(1962).
- [74] Hutchison M. M., *Phil. Mag.*, 8, 121(1963).
- [75] Pugh H. L. D., Chang S. S. and Hopkins B. E., *Phil. Mag.*, 8, 753(1963).
- [76] Erickson J. S. and Low J. R., *Acta Met.*, 5, 405(1957).
- [77] Louat N., *Acta Met.*, 7, 57(1959). Hutchison M. M. and Louat N., *Acta Met.*, 10, 255(1962).
- [78] Snowball R. F. (未发表)
- [79] Harding H. J., *Acta Met.*, 11, 1189(1963).
- [80] Lindley T. C. and Smallman R. E., *Acta Met.*, 11, 361(1963).
- [81] Marcinkowski M. J. and Lipsett H. A., *Acta Met.*, 10, 95(1962).
- [82] Bull. Simonson E., *Acta Met.*, 8, 809(1960).
- [83] Smith R. L. and Rutherford J. L., *Trans. AIME*, 209, 857(1957).
- [84] Winlock J., *Trans. AIME*, 197, 797(1953).
- [85] Arsenault R. J., *Acta Met.*, 11, 1111(1963).
- [86] Takeuchi T. and Ikeda S., *J. Phys. Soc. Japan*, 18, 488(1963).
- [87] Evers M., *Z. Metallkunde*, 52, 359(1961).
- [88] Wilson D. V., *Acta Met.*, 9, 618(1961).
- [89] Cochardt A., Schoeck G. and Wiedersich H., *Acta Met.*, 3, 533(1955).
- [90] Давыленков Н. Н., Стирнов В. И. И. Ярошевич В. Д., *Ф. Т. Т.*, т. 111, В. 6, 1731(1961).
- [91] Campbell D. J. and Harding J., *Reponse of Metals to High Velocity Deformation*, 51(1961).
- [92] Cottrell A. H., *The Relation Between the Structure and Mechanical Properties of Metals*, Vol. 2., 456(1963).
- [93] Petch N. J., *Acta Met.*, 12, 59(1964).
- [94] Suits J. C. and Chalmers B., *Acta Met.*, 9, 854(1961).
- [95] Low J. R. Jr. and Turkalo A. M., *Acta Met.*, 10, 215(1962).
- [96] Conrad H. and Frederick S., *Acta Met.*, 10, 1013(1962).
- [97] Brown N. and Ekvall R. A., *Acta Met.*, 10, 1101(1962).
- [98] Lawley A., Syge J. Vanden, and Maddin R., *J. Inst. Met.*, 91, 23(1962).
- [99] Basinski Z. S. and Christian J. W., *Australian J. Phys.*, 13, 299(1960).
- [100] Low J. R. Jr. and Guard R. W., *Acta Met.*, 7, 171(1959).

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

- [101] Stein D. F. and Low Jr. J. R., *J. Appl. Phys.*, 31, 362(1960).
- [102] Lothe J., *Acta Met.*, 10, 663(1962).
- [103] Schoeck G., *Acta Met.*, 9, 382(1961).
- [104] Rose R. M., Ferriss D. P. and Wulff J., *Trans. AIME*, 224, 981 (1962).
- [105] Gregory D. P., *Acta Met.*, 11, 455(1963).
- [106] Conrad H., *J. Iron Steel Inst.*, 198, 364(1961).
- [107] Stein D. F., Low Jr J. R. and Seybolt A. U., *Acta Met.*, 11, 1253 (1963).
- [108] Cowling M. J. and Bacon D. J., *Acta Met.*, 25, 643, 651(1977).
- [109] Bowen B. K. and Taylor G., *Acta Met.*, 25, 417(1977).
- [110] Barry L., Mordike B. L. and Haasen P., *Phil. Mag.*, 7, 459(1962).
- [111] Louchet F. and Kubin L. P., *Phil. Mag.*, A39, 433(1979).
- [112] Ardley G. and Cottrell A. H., *Proc. Roy. Soc.*, A219, 328(1953).
- [113] Hendrickson A. A. and Fine M. E., *Trans. AIME*, 221, 103(1961).
- [114] Greetham G. and Honeycombe R. W. K., *J. Inst. Met.*, 89, 13 (1960-61).
- [115] Morris D. G., Besag F. M. C. and Smallman R. E., *Acta Met.*, 22, 801(1974).
- [116] Besag F. M. C., Morris D. G. and Smallman R. E., *Acta Met.*, 22, 813(1974).
- [117] Besag F. M. C. and Smallman R. E., *Acta Met.*, 18, 129(1970); *Proc. 3rd Bolton Landing Conf.* 259(1969).
- [118] Smith C. L., *Nature*, 160, 466(1947); 162, 488(1948).
- [119] Wain H. L. and Cottrell A. H., *Proc. Roy. Soc.*, B63, 339(1959).
- [120] Couling S. L., *Acta Met.*, 7, 133(1959).
- [121] Bullen F. P., Henderson F., Hutchison M. M. and Wain H. L., *Phil. Mag.*, 9, 285(1964).
- [122] Kuramoto E. and Suzuki H., *Trans. Jap. Inst. Met.*, 17, 684(1976).
- [123] Fujita H. and Tabata T., *Acta Met.*, 25, 793(1977).
- [124] McLean D., *Mechanical Properties of Metals*, 85(1962).
- [125] Yoshida K., Yamamoto M. and Onozuka T., *J. Phys. Soc. Jap.*, 22, 688(1967).
- [126] Naramoto H., *Scripta Met.*, 12, 1027(1978).
- [127] Yoshida K., Gotoh Y. and Yamamoto M., *J. Phys. Soc. Jap.*, 24, 1099(1968).
- [128] Shetty M. N., *J. Phys. Soc. Japan.*, 24, 1264(1968).
- [129] Kamada K. and Tanner B. K., *Phil. Mag.*, 29, 309(1974).
- [130] Nittono O., *Jop. J. Appl. Phys.*, 10, 188(1971).
- [131] Holden A. N. and Hollomon J. H., *Trans. AIME*, 185, 179(1949).

超星阅读器提示  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

- [132] Schwartzbart H. and Low J. R., *Trans. AIME*, 185, 637(1949).
- [133] Makin M. J. and Minter F. J., *Acta Met.*, 8, 691(1960).
- [134] Lindley T. C. and Smallman R. E., *Acta Met.*, 11, 626(1963).
- [135] 哈宽富、徐家炽、佟杰超, 吉林大学自然科学学报, 181(1962).
- [136] Mincher A. L. and Sheely W. F. *Trans. AIME*, 221, 19(1961).
- [137] Rogers H. C., *Acta Met.*, 2, 167(1954); 5, 112(1957).
- [138] Adair A. M. and Hook R. E., *Acta Met.*, 10, 741(1962).

## 第十二章 形变金属的退火

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

我们知道，金属形变后必将引入各种不同的大量点、线、面以至体缺陷，而这些缺陷在各个温度下都有其自己不同的运动规律，因而使得形变金属的退火问题变得非常复杂。如果仅就表面现象来看，目前发现形变金属退火后，主要表现有残余内应力的消除，多边形化和晶粒的重新改组等。但从过程的动力学特点来看，又可分为两类，一为如图12.1(a)所示的回复过程，它具有弛豫特点，即其速率随着过程的进行而降低；另一为如图12.1(b)所示的再结晶过程，它的特点类似相转变过程，除存在一孕育期外，其速率先是很小，逐渐增至一极大值，随后又降低以至于零，我们认为回复过程应包括残余内应力的消除和多边形化，再结晶过程就包括各种不同形式的晶粒重新改组。或者回复是指晶粒尺度以下组织结构的变化，它伴随着一些物理性质乃至力学性质的部分恢复；再结晶是新生晶粒完全代替原有晶粒的彻底改组，最终得到自由能较低的晶粒，并使强度有一明显下降。当然，这两个过程不是绝然分开的，而是有一定的重叠，所以严重的回复往往影响再结晶的进行。

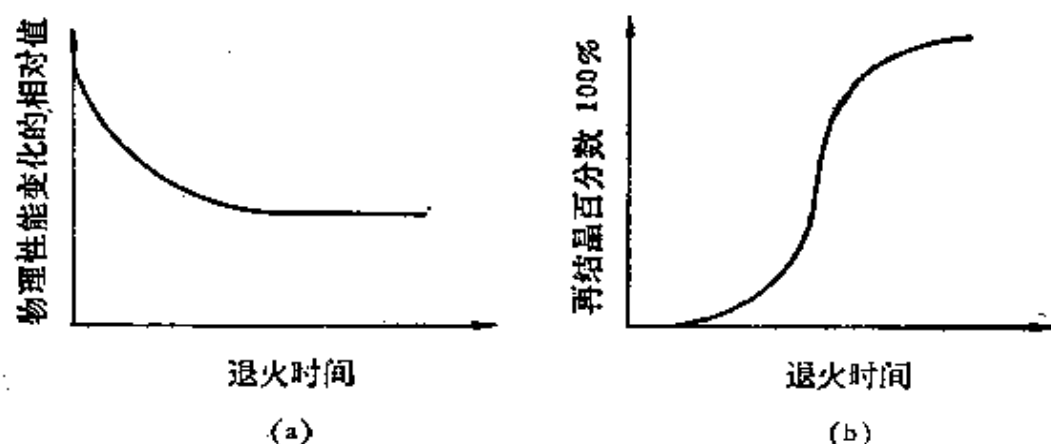


图12.1 (a) 等温回复曲线示意图，(b) 等温再结晶曲线示意图。

## § 12.1 回复的一般规律<sup>[1]</sup>

由于预形变与回复的关系密切，所以我们按预形变的大小，分为三种情况来看回复的一般规律。

(1) 单晶体产生易滑移后的回复 这种情况最典型的例子莫过于六方结构金属基面滑移后的回复。图12.2即为室温下，间断拉伸锌单晶50%的结果。(a)为间断中止时间为30秒，(b)为24小时。显然可以看出，中止时间为30秒的力学性质仅部分回复，而中止时间为24小时的就完全回复。不但如此，这种完全回复的形变方式可以重复九次之多。如果不出现孪生或扭折，即使形变100—200%，锌单晶也只产生回复而不再结晶。在面心立方结构金属中，如预形变不超过第一阶段，差不多也可以做到完全回复。

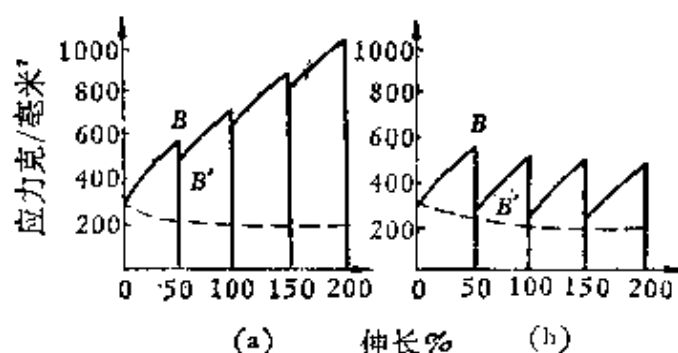


图12.2 锌单晶间断拉伸时的强化与中间回复时间的关系。

(a) 中间回复30秒；(b) 中间回复24小时。

关于单滑移后的回复机制，Burgers曾指出基本上是在同一滑移系统上两个不同符号位错的互相抵消，后来，Hibband和Dunn的蚀坑观察结果也证实了这一看法。至于预形变后，这些不同符号的位错为什么不立即抵消，Cottrell曾假设是由相交滑移面上林位错的障碍作用所造成。Dronard, Washburn和Parker则认为原来不同符号的位错是在不同滑移面上的，如图12.3所示。它们的抵消一定要通过空位的凝聚或空位的逃逸。

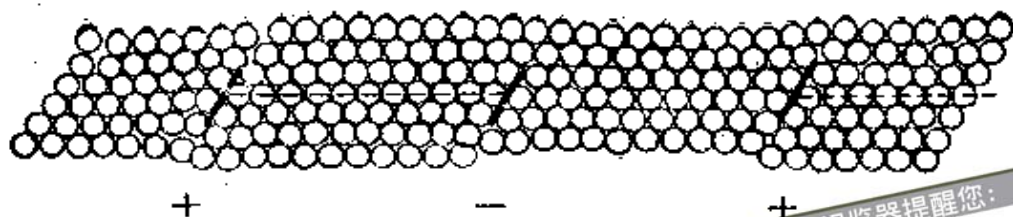


图12.3 刃型位错的互相抵消。空位凝聚可以使中央的负位错与左边的正位错由于去除了当中多余的半平面而会拢，空位逃逸可以使中央的负位错与右边的正位错以同样方式抵消。

一系列对锌单晶易滑后回复的研究指出，任一单一过程的回复如激活能 $Q$ 是常数时，则某一力学或物理性质的变化率 $\frac{dx}{dt}$ 可写为

$$\frac{dx}{dt} = -kx, \quad (12.1)$$

其中 $k = k_0 e^{-Q/RT}$ 称为反应率系数， $R$ 为气体常数， $k_0$ 为一指数前常数。对(12.1)式进行积分便可得

$$-\frac{1}{k_0} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{x} = t e^{-Q/RT} = C \text{ (常数)},$$

两边取对数逐得一般用等温退火法求激活能的公式

$$\ln t = \frac{Q}{RT} + \ln C \quad (12.2)$$

对锌而言， $Q$ 约为20000卡/摩尔，相当于空位的扩散激活能。

(12.1)式说明回复是一弛豫过程，其速率越接近起始阶段就越大，所以在研究回复问题时，应特别注意起始阶段的回复。我们知道，形变过程中的回复显然总是处于起始阶段，不但如此，它还是在回复的同时处于受胁状态。因此，形变过程中的回复(即所谓的动态回复)特别严重。

(2) 单晶体发生多滑移后的回复 由于多滑移的关系，晶内将产生除了不同符号的位错外，还有更加稳定的其他形式的缺陷，譬如，Lomer-Cottrell位错，位错纠结等，使得回复难于完全。此外，值得注意的是，某些取向的单晶，譬如 $[1\bar{1}2]$ 取向的铝单晶经80%的冷轧后(轧面为 $(110)$ ，轧向为 $(1\bar{1}2)$ )，在350°C退火

时再结晶的倾向很小，而是形成比较稳定的亚结构。所以X射线衍射谱线宽度很快回复，但 $\frac{2}{3}$ 的硬度却一直保持到相当高的温度，如图12.4所示。同样的情况在铜单晶中也曾发现，在体心立方结构的矽铁合金单晶中，若轧面为(110)，轧向为[011]时也出现类似情况。多晶中铜的{110}<112>织构和矽铁的{110}<011>织构也是最稳定的，它们具有最小的再结晶倾向，在退火过程中最后消失。

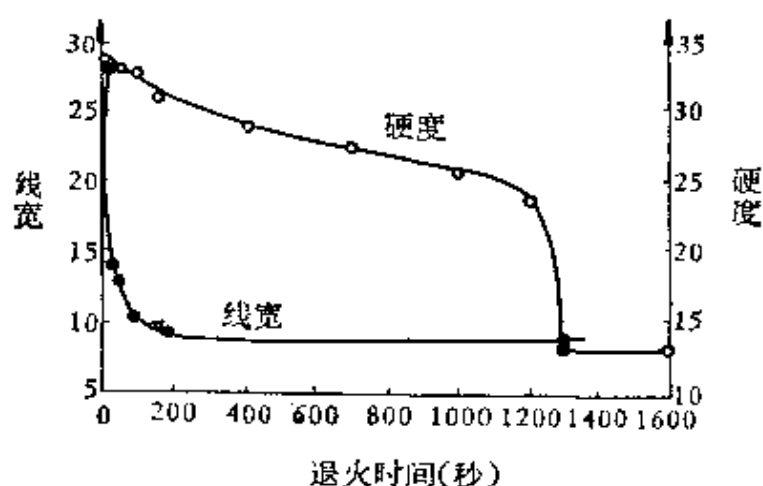


图12.4 铝单晶沿(110)面和[112]方向冷轧80%后，经350°C退火，硬度和X射线衍射线宽度的回复。

(3) 多晶体形变后的回复 在多晶体中，由于形变不均匀性增大的原因，回复和再结晶过程往往有严重的重叠，故对问题的研究变得更为复杂。虽然如此，用简单的力学实验还能察觉存在两个不同的阶段。图12.5为工业纯铝在室温经9%的预拉伸形变后，再在不同温度退火观察其屈服应力的回复情况：(a)为预形变试样在100°C退火后再拉伸的结果，发现约在形变0.04后的应力应变曲线又与原来的相重合，说明力学性质得到完全恢复；(b)为预形变试样在150—205°C退火后再拉伸的结果，很明显的看出，随着退火时间的增长便出现越来越大的软化现象，并且这实验还证明，此软化并非来自再结晶的结果。同样现象在铜中也观察到。

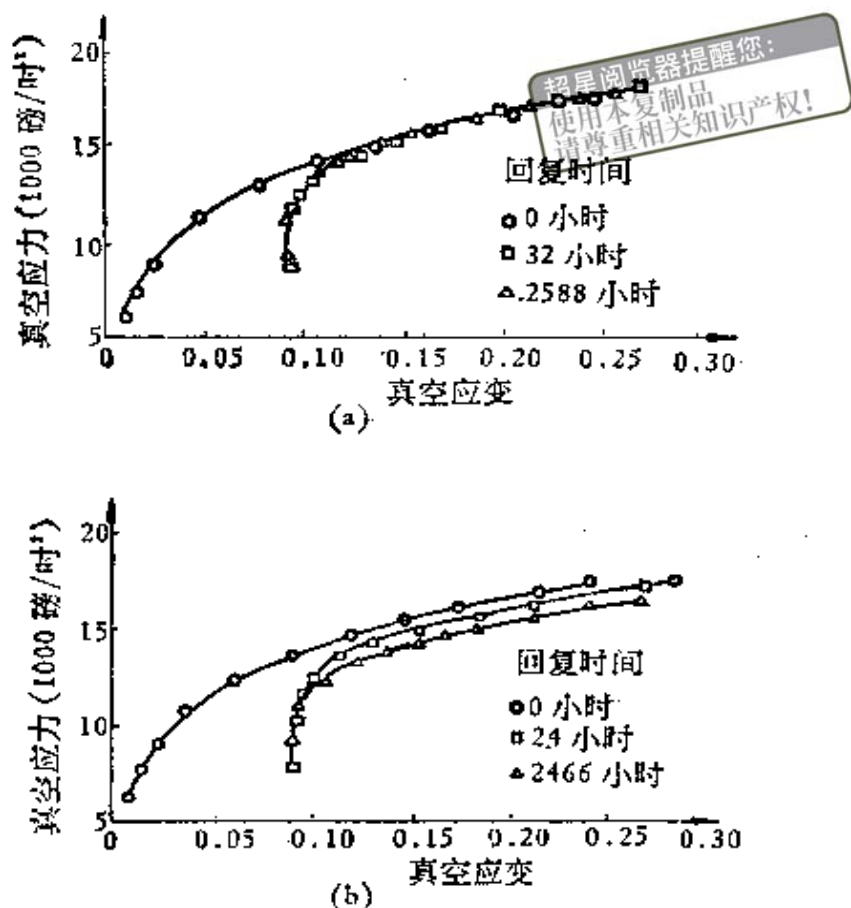


图12.5 (a) 经 9 % 预形变的铝在 100°C 时的回复, (b) 经 9 % 预形变的铝在 150~205°C 时的回复。

## § 12.2 回复过程中物理性质的变化

为了探讨回复机制, 仅靠力学性质的研究是不够的, 所以在储蓄能, 低温电阻、密度、比热等物理性质的变化方面做了大量的工作。现在我们仅选取一些比较典型的实验结果概述如下。

Clarebrough 等人<sup>[2]</sup>用扭转形变的镍, 在不同温度下, 退火后平行的测量其硬度、电阻、密度和储蓄能的变化, 得到如图 12.6 所示的结果。从这里我们清楚地看出, 除了再结晶后, 硬度的陡降对应储蓄能释出的第二峰外, 其他物理性质的变化和储蓄能的释出也都有很好的对应关系。

Gordon<sup>[3]</sup>用 99.999% 的纯铜在室温下拉伸 30% 后, 所得的

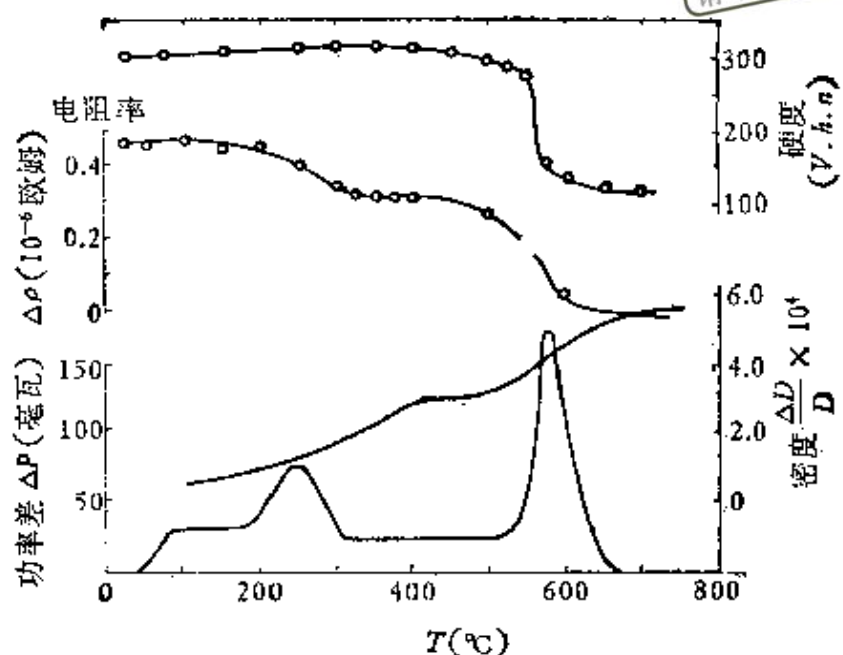


图12.6 扭转 $\left(\frac{nd}{l} = 2.34\right)$ 镍丝，在不同温度下（加温速度为6°C/分）退火时，其硬度、电阻、密度和储蓄能的变化图。

等温退火曲线如图12.7所示，很明显地可以看出，储蓄能分两个阶段释出。第一阶段具有弛豫特点，故对应回复过程中的变化。第二阶段所给高峰实验证明正好对应再结晶。前者所释出的储蓄能相当总释出量的5%，此比值随预形变量的减小和退火温度的减小而有所增加。后来，Henderson 和 Koehler<sup>[4]</sup>用同样纯铜研究-185°C压缩形变后在不同退火温度下，储蓄能释放率时所得的结果如图12.8所示。不同形变度下，储蓄能基本上分两个阶段释出，一为-160°C到-60°C，另一为-60°C到+20°C。随着预形变度的增加，第一阶段又分出三个次峰。Van den Beukel<sup>[5]</sup>在-195°C压缩53%时还发现第二阶段也分出两个次峰，由此可见，回复过程是十分复杂的。

在所有物理性质测量中，电阻测量还是简而易行，而且是一种精确度和灵敏度都较高的方法。很早，Manintveld<sup>[6]</sup>用Cu, Ag, Au便做了低温回复实验，其中Cu的部分如图12.9所示，存在

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

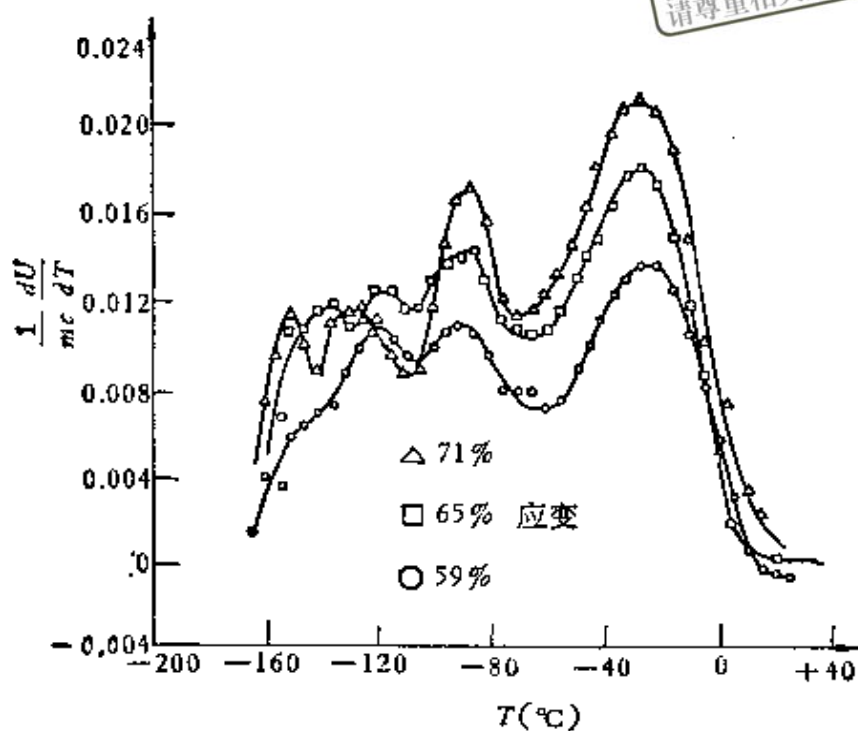


图12.7 拉伸30%的99.999%纯铜的热释出曲线。

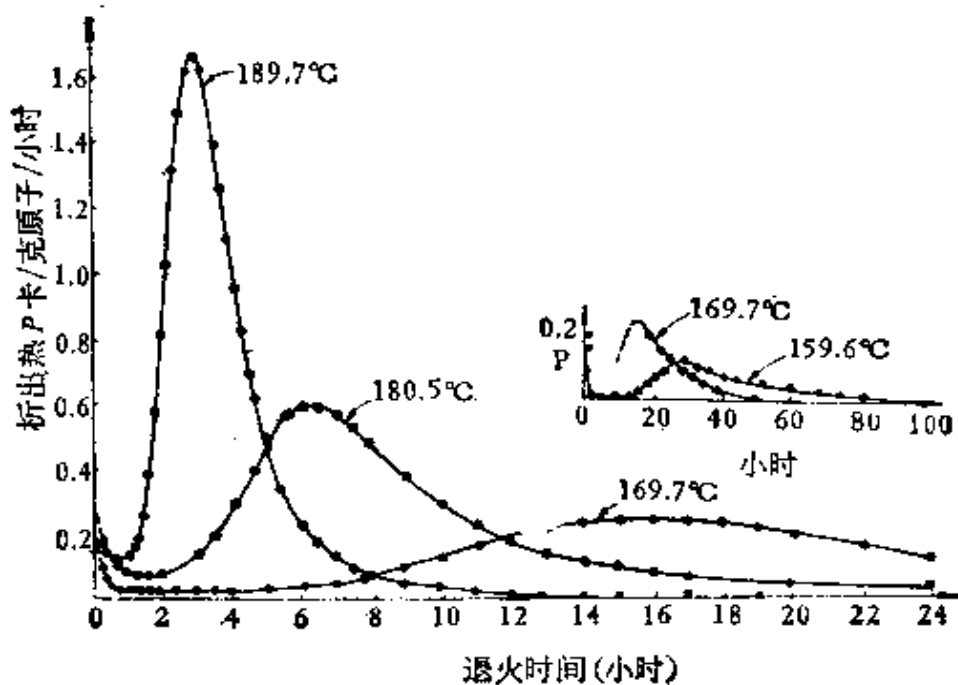


图12.8 99.999%纯铜-185°C下不同形变度压缩后的储能能释放率。

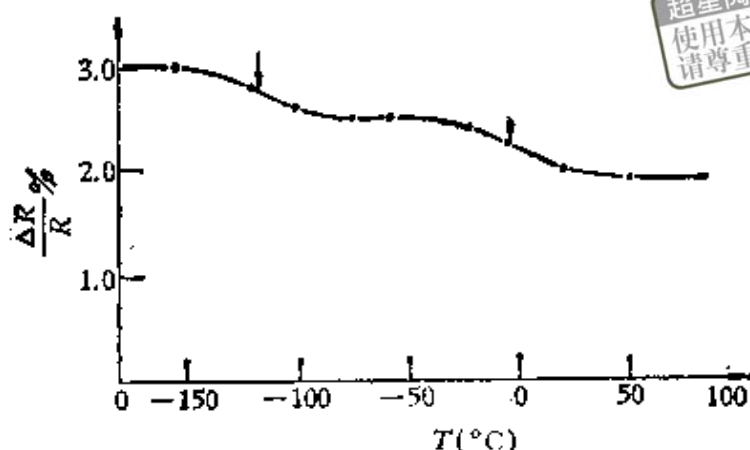


图12.9 无氧铜形变8%后，在90K下电阻的回复。

两个回复阶段。后来 Berghout<sup>[7]</sup> 用Cu 在高温退火时，发现除去再结晶外还有一个回复阶段。我们<sup>[8]</sup> 用99.98%纯铜在-195°C预形变15%，并经不同温度退火后，测其低温残余电阻，发现室温以上除原有的一个回复阶段外，在紧接再结晶前还有另一回复阶段，并相应的力学性质亦稍有回复，如图12.10所示。这样连同低温回复加再结晶一共就有五个回复阶段。各阶段的温度范围以及用等温退火试验，按(12.2)式所计算出来的各阶段激活能数据列在表12.1中。

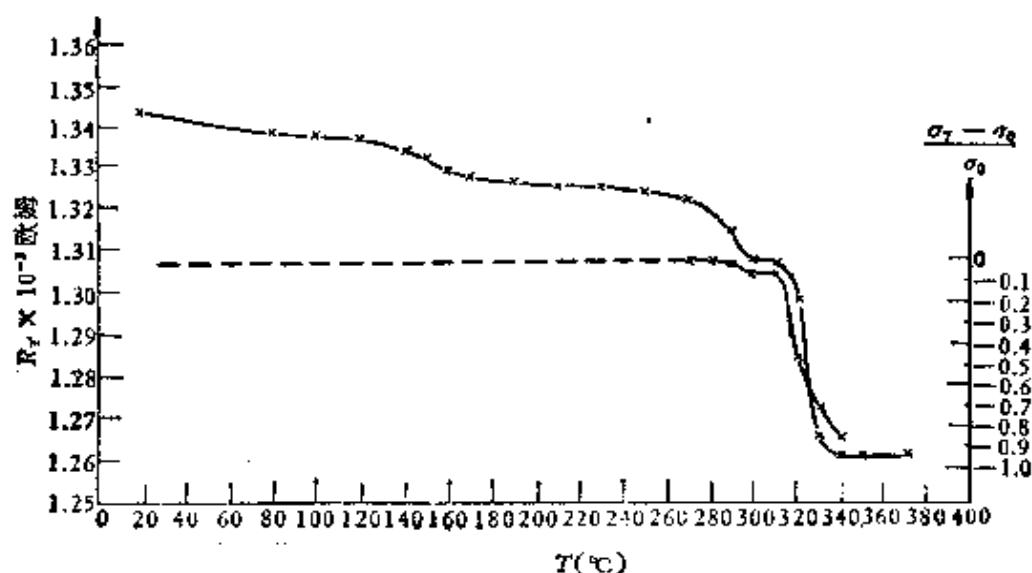


图12.10 99.98%纯铜在-195°C时预形变15%，其残余电阻及屈服应力相对变化与退火温度的关系。

表 12.1

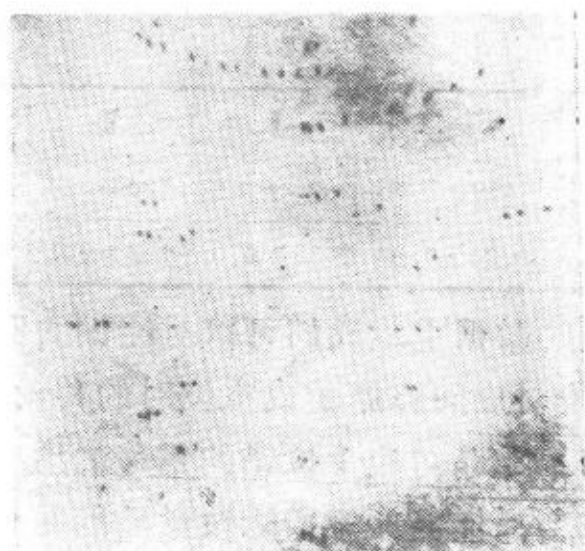
回复阶段	I	II	III	IV	再结晶
温度范围(°C)	-150→-75	-25→+25	120→190	250→300	310→340
激活能(电子伏特)	$0.20 \pm 0.03$	$0.88 \pm 0.09$	$1.2 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1$

从这些激活能的数据中, 我们可以对纯铜的回复机制作如下初步估计: 第一阶段对应间隙原子或空位对的移动, 第二阶段对应单空位的移动。若再结晶对应于位错的攀移的话, 则其激活能正好接近于铜的自扩散激活能。第四阶段激活能约为再结晶的2/3, 即相当于2/3自扩散激活能, 这与Hirsch扩展割阶理论中单位扩展割阶作保守运动时所需的能量一样<sup>[9]</sup>。这样第三阶段就只有对应不涉及割阶运动的位错局部位移。当然这只是根据激活能数据的一些猜测, 要弄清这些问题, 尚须做更深入的实验。不过有一点还是比较肯定的, 就是不论从图12.6或图12.10中都可以看出, 力学性质的回复只有在接近再结晶温度范围时才明显, 它对应于位错在较大范围内的运动。

此外, 回复过程中像热容量, 热电动势等物理性质的变化也是很敏感的, 可以用它们来反映退火过程中形变金属的内部变化<sup>[10,11]</sup>。

### § 12.3 多边形化<sup>[12, 13]</sup>

如果像前面所讲的一样, 将多边形化看成是一种回复过程, 那么它是目前对回复机制研究得最清楚的一种回复过程。弯曲形变的晶体, 或形变后出现像扭折带一样有局部弯曲的晶体, 其X射线劳埃照像就出现星芒, 这是人所共知的事。多边形化后, 星芒便断裂成若干斑点, 图12.11为严重弯曲铜单晶在300°C时退火的背射X射线劳埃照片, 从图中可明显地看到星芒断裂成若干斑点的现象。有时因为预形变量较小, 一般劳埃照像反映不出结构的变化, 但用Guinier-Tennevin照像方法却能证明存在多边形



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图12.11 弯曲铝单晶体300°C退火后，所得多边形化现象的背射X射线劳埃照片。

化现象（如图12.12所示），说明多边形化的活动是在很小的范围内就开始进行了。

典型的多边形化金相外观如图12.13所示，呈现出明显的亚结构。在没有谈多边形化机制以前，让我们先看看它有那些特点：

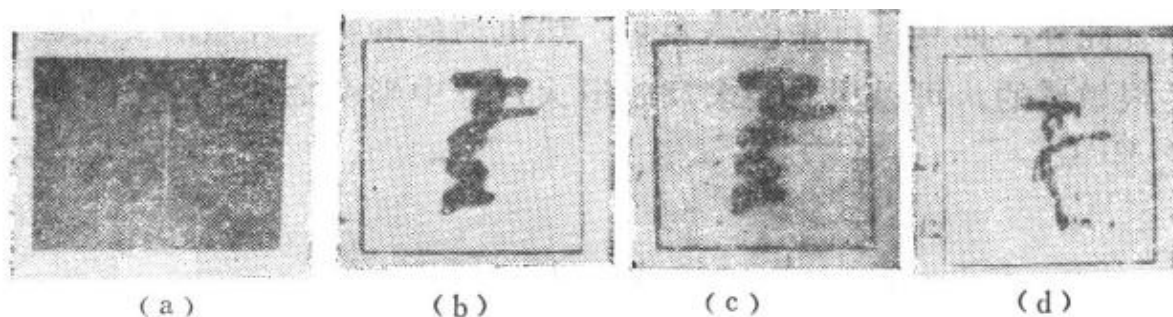


图12.12 Guinier-Tennevin照像法显示的铝中多边形化现象。

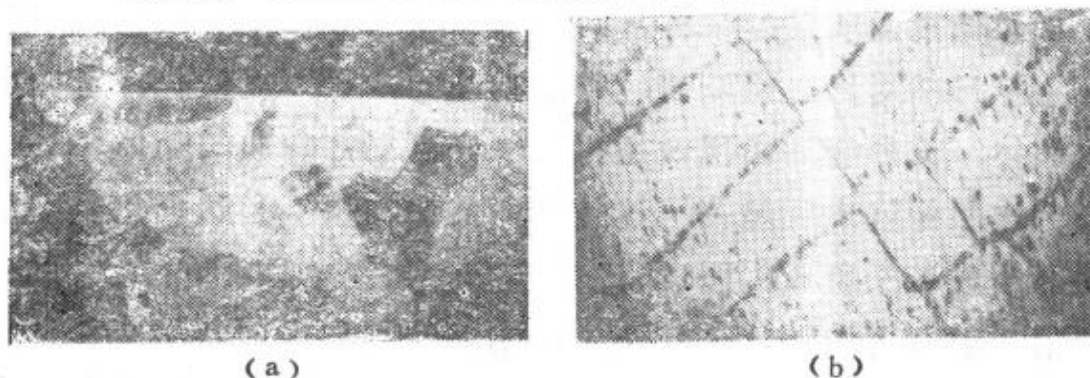


图12.13 铝中多边形化的金相外观；  
(a)为低倍；(b)为局部地区放大结果。

1) 关于预形变与多边形化的关系, 实验告诉我们, 同样纯度(99.99%)的铝拉伸5%时, 多边形化温度为 $400^{\circ}\text{C}$ , 拉伸再大一些或小一些时, 多边形化温度变化就不大。但拉伸到15%后, 就再也不出现多边形化了, 因为此时再结晶温度只有 $380^{\circ}\text{C}$ , 所以没等多边形化发生就再结晶了。由此可见, 多边形化有一温度阈, 对纯铝而言, 其值大约在 $400^{\circ}\text{C}$ 左右。

2) 就纯度而言, 99.99%的铝多边形化温度约为 $400^{\circ}\text{C}$ 左右, 而99.4%的铝, 其值就为 $580^{\circ}\text{C}$ 左右, 并且亚结构也较纯铝的要细, 吞并速度亦慢一些。由此可见, 杂质是不利于进行多边形化的。

3) 如果单晶采取弯曲的预形变方式, 则弯曲轴的取向与多边形化条件并没有多大关系, 而亚结构的亚晶界却同滑移面永远垂直。

4) 多边形化从能量观点来看, 虽然介于加工状态和再结晶状态之间, 但它却是一个相当稳定的状态, 一旦形成后就不易消除。

5) 产生多边形化的同时, 金属强度往往随之有所下降, 但其加工硬化率却较高。

关于多边形化的机制可参看图12.14, 我们知道, 范性弯曲的实质就是过剩同号位错如(a)中所示的无序分布, 多边形化即将上述位错的无序分布改为如(b)所示的垂直滑移面的纵向排列, 因为后者能量较低。这样便形成如图12.13所示的亚结构, 亚晶粒间的夹角约为 $1-10^{\circ}$ 之间。

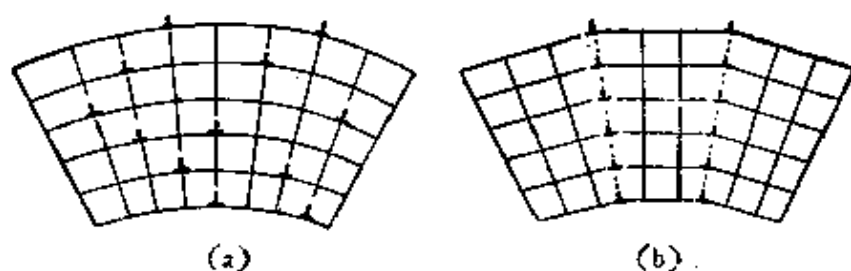
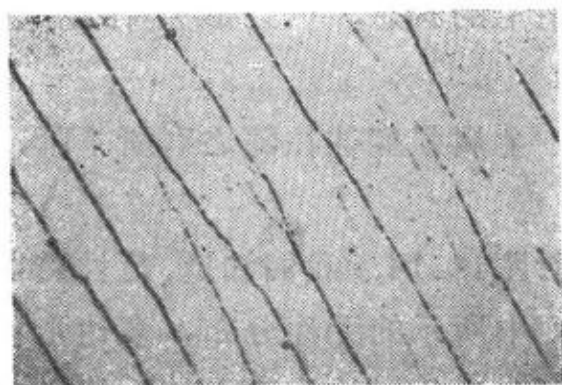
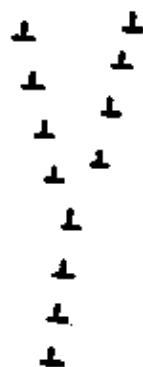


图12.14 多边形化示意图: (a)预弯曲后位错的无序分布;  
(b) 多边形化后位错的分布。

现在我们再来看看多边形化过程中，位错是如何由 (a) 所示的状态过渡到由 (b) 所示的状态的，Hibbard 和 Dunn 在弯曲矽铁单晶中的工作比较细致的研究了这问题。首先是形变金属在靠近弹性形变较严重的地方开始局部的多边形化，因为这样可以释放出大量的弹性能。由此形成的小角晶界再在内应力作用下，既可以吸收异号位错而减小其夹角，也可以和其他小角晶界合并形成角度较大的晶界。因为按 (3.4) 式，夹角为  $\theta$  的晶界能  $E = E_0\theta(A - \ln \theta)$ ，则两个夹角各为  $\theta$  的晶界合并成夹角为  $2\theta$  的晶界时，能量就要减少  $2E_0\theta \ln 2$  之多。最后必然形成一些如图 12.15(a) 所示的“Y”型晶界，其示意图为图 12.15(b)。至此再通过这些“Y”结点的移动使分叉的部分也逐渐合并，从而得到无分叉并垂直滑移面的直亚晶界。于是整个多边形化过程便全部完成 (见图 12.16)。



(a)



(b)

图 12.15 矽铁单晶以  $[211]$  为轴，弯曲到曲率半径为 2.55 后，在  $925^\circ\text{C}$  经一小时退火的  $(\bar{2}11)$  面蚀坑照片 (a)；“Y”结点中位错分布如 (b) 所示。

不管是小角晶界的合并也好，还是“Y”结点的移动也好，或是像图 12.15 中一些零星小段晶界最后扩散开为亚晶界所吸收也好，所有这些显然都要通过位错的攀移才能完成。所以如果多边形化能够产生，退火温度一定要高到自扩散得以显著进行的

地步。此外，多边形化的驱动力此时已不仅是弹性残余内应力的回复，而且还涉及到亚晶界能的降低。尤其在多边形化的后期，即相当于亚结构粗化时，实验所测得的激活能不止一个，所以看来整个过程的机制就比我们目前所知道的还要复杂得多。

最后还应指出的是，多边形化与一般形变过程中的晶粒碎化还是有区别的，因为后者存在大量残余内应力。其次多边形化也不一定只有通过预形变退火后才能得到，譬如液相结晶，同素异构转变，淬火以及蠕变等过程中，只要条件合适都能出现多边形化现象，这里我们就不多叙述了。

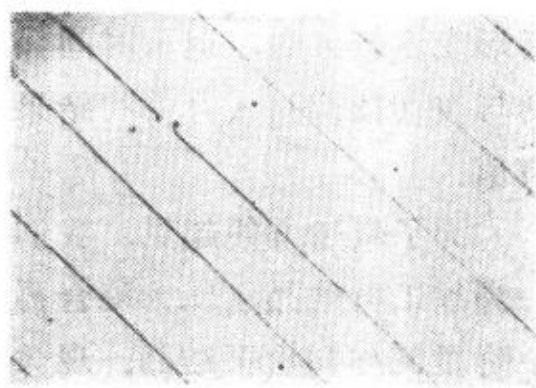


图12.16 和图12.15中所用试样一样，但在1060°C经一小时退火后所得结果。

## § 12.4 再结晶的一般规律

形变金属的再结晶过程，如前所述与相变过程类似，应是一成核长大的过程。正因为如此，由于测量仪器灵敏度的不同，故所测得的有关再结晶开始温度的数据自然就会有出入。何况再结晶温度本身还随预形变大小，预形变温度，形变方式甚至加热速度等因素有明显的变化，所以金属的再结晶温度不是一个严格的物理量。一般预形变小于10—15%时最好采用金相法，所谓再结晶温度即用显微镜观察到第一个新品粒或观察到晶界出现“锯齿状”边缘时的温度。形变度较大时，可采用X射线衍射法，即在连续衍射环中出现第一个斑点时的温度。Бочвар<sup>[14]</sup>和Шмарш<sup>[15]</sup>从理论上曾提出一个对再结晶温度的估算方法，他们认为固体的熔化类似于再结晶，逐得到熔点温度 $T_m$ ，再结晶温度 $T_R$ 与德拜特征温度 $\Theta$ 间有如下的近似关系

$$\frac{T_{再}}{T_{熔}} \simeq \frac{1}{3} \left( 1 + \frac{\Theta}{T_{熔}} \right), \quad (12.3)$$

由此可见，再结晶温度不但与  $T_{熔}$  有关，还依赖于金属的  $\frac{\Theta}{T_{熔}}$ ，

一般取绝对温标时， $\frac{T_{再}}{T_{熔}}$  约在 0.35 到 0.40 之间，在实际应用中，当形变度较大时，退火时间保持在 30 到 60 分钟内，所得再结晶温度与按 (12.3) 式算得的结果很接近，因此上式还有一定的参考价值。

为了叙述方便起见，我们愿将再结晶分成如下三个阶段，即一为加工再结晶，二为聚合再结晶，三为二次再结晶，一、二两个阶段又称初次再结晶。现分别进行如下的叙述。

### 12.4.1 加工再结晶

这一阶段包括从再结晶开始直到新生晶粒充满整个试样为止。它的特点除了导致强度的锐减外，还有：

1) 再结晶的难易显然与预形变度有关，一般是预形变度越大再结晶温度越低，过大后作用就不明显了，但并不存在像多边形化中所说的温度阈。此外，图 12.17 给出 99.99% 纯铝预形变度

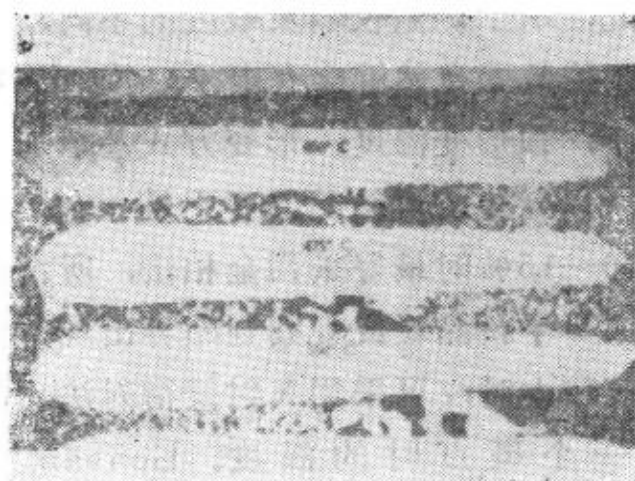


图 12.17 99.99% 纯铝试样再结晶结果  
(形变 0—20%)。

范围在 0 到 20% 之间，经不同温度退火后的结果，它使我们很清楚的看出，在不同的退火温度下，存在一再结晶能够进行的最小预形变度，这就是所谓的临界形变度。对大多数纯金属而言，用拉伸预形变时，其值一般在 1% 到

5% 之间，但合金化能显著地提高此值。我们知道，用形变-退火

法来生长单晶的技术中，第一步就要在一定温度下找到此临界形变度。

形变度还影响退火时的储蓄能在回复和再结晶两个过程中的释放比例。表12.2 给出 99.999% 纯铜的具体数据，说明形变度越大，再结晶过程中释放的储蓄能就越多<sup>[16]</sup>。形变度越大时，再结晶的孕育期也越短。

表 12.2

伸长量%	释出能(卡/克原子)		$U_r/U$
	回复阶段 $U_r$	再结晶阶段 $U$	
10.8	0.27	2.52	0.10
17.7	0.19	3.62	0.05
30.0	0.25	5.00	0.05
39.5	0.19	6.21	0.03

2) 在一给定形变度下，试样的晶粒度越小越容易再结晶，这因为晶界在再结晶过程中是容易成核的地方。图12.18 给出 99.98% 纯铜的两种晶粒大小试样，在不同温度退火时的储蓄能释出的变化，说明晶粒小的储蓄能释出的多，并且再结晶温度也低<sup>[17]</sup>。

3) 少量杂质或合金元素对再结晶的影响是十分敏锐的，§12.8 还要专门谈这个问题。这里仅举一例，图12.19 是两种纯度铜在不同温度下储蓄能释出的变化曲线。从该图中可看出，纯度微小的差异竟会导致再结晶温度有一百多度之差<sup>[18]</sup>。

4) 层错能对再结晶的难易是有一定影响的，因为层错能高时位错容易攀移，从而有利于多边形化，进而对再结晶过程有所抑制。层错能低时，情况正好相反。Talbot<sup>[19]</sup> 用 99.998% 的纯铁发现预形变小于25%时，退火温度即使达到  $\alpha$  相最高温也不再结晶，而只能得到稳定的多边形化结构。但加入不多的碳后，上述稳定多边形化结构立即消除而代之以再结晶。此现象与附录 I.7 中所述体心立方结构中位错的扩展与间隙原子的关系还是一

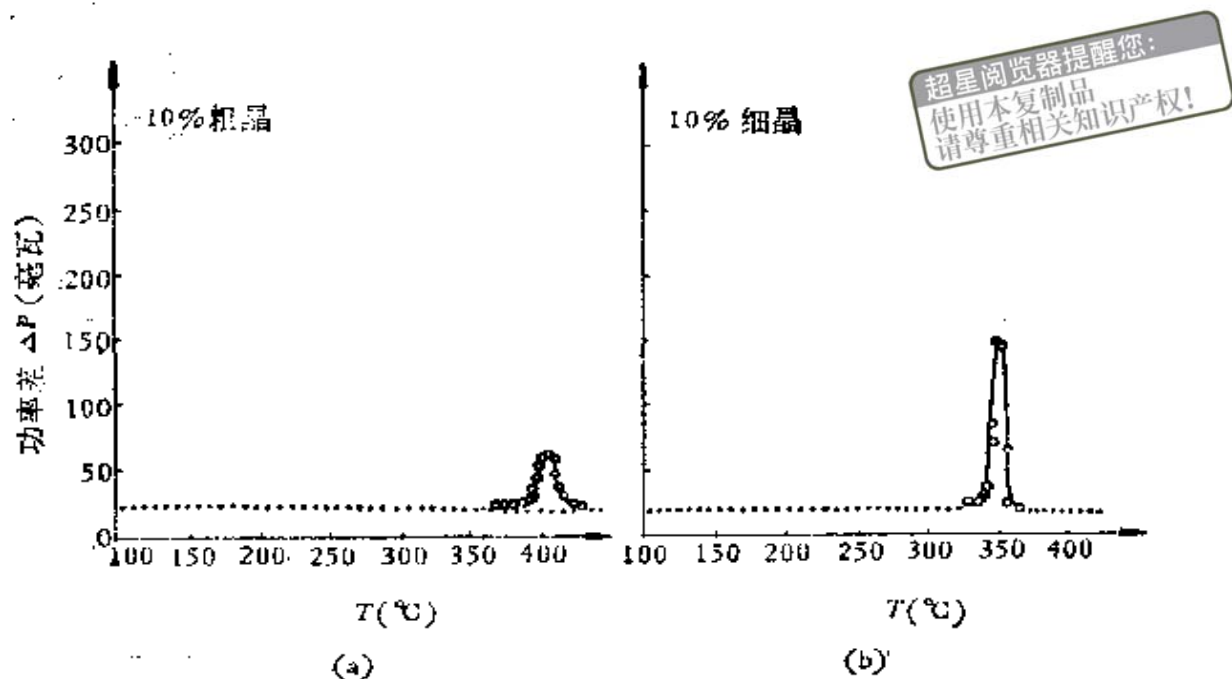


图12.18 99.98%纯铜经10%压形变后的粗晶（0.15毫米）和细晶（0.03毫米）时，功率差与退火温度的关系。

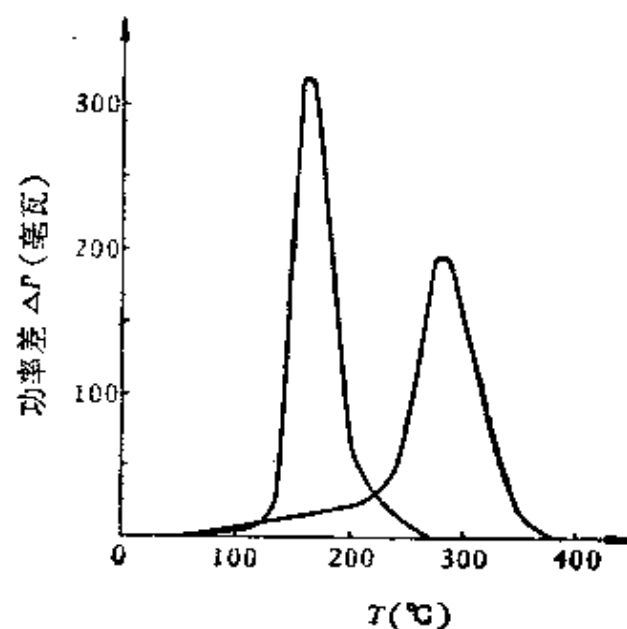


图12.19 99.967% (A) 和99.988% (B) 纯铜扭转至断后以6°C/分加温时功率差与退火温度的关系。

致的。我们这样讲并不是说多边形化和再结晶是相互排斥的两个过程，事实上大量工业纯铁和低纯铝的工作指出，多边形化后如继续提高退火温度还是能再结晶的。但有一点还是比较明确，即不论回复机制如何，它和再结晶在储蓄能的释出上是互相竞争的。譬如层错能比 Ni 低的 Cu 就没有如图 12.6 所示储蓄能释出的第一高峰。再从图 12.19 也看得很清楚，低纯铜不但再结晶温度比高纯铜的高，而且再结晶释出能也较低，相反的回火释出能却比高纯铜的要高。更为甚者，如含 0.0068% 原子铜的区熔铝 170°C 退火时，储蓄能的释出率直到再结晶都是随时间单调下降，如图 12.20 中实线所示。因此，我们可以设想回复和再结晶过程是重叠的（如图中虚线所示）<sup>[20]</sup>。

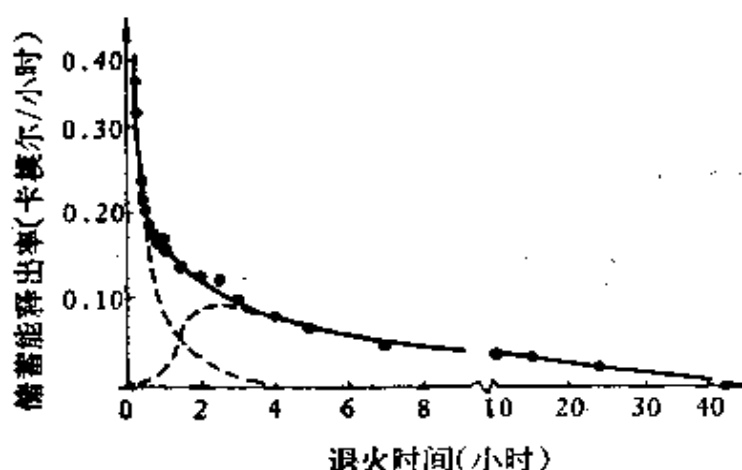


图 12.20 含 0.0068% 原子铜的区熔铝储蓄能释出率与退火时间的关系（退火温度 170°C）。

5) 最后还应指出，形变温度，形变方式，加热速度等对再结晶温度也都有显著影响。譬如多晶铜、铁、镍在液氮、液氦温度下形变后在室温下就能再结晶<sup>[21,22]</sup>。同样成分的多晶铜采用单向轧制，交叉轧制和多向复合轧制后，虽然加工量一样，测出的再结晶激活能也一样，但它们的再结晶温度却不一样<sup>[23]</sup>。矽铁和钛在通电快速加热后，再结晶温度一般能提高 100 到 200°C 之多<sup>[24,25]</sup>。

正因为影响加工再结晶的因素如此之多，所以在实际应用中。

为了更好地控制再结晶后的晶粒大小，往往要事先做出各种各样的再结晶图以备参考，图 12.21 即为一例。

提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

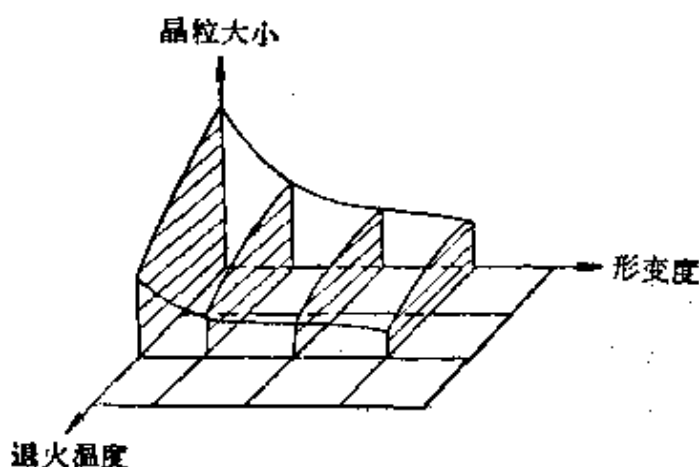


图12.21 再结晶图（示意）。

#### 12.4.2 聚合再结晶

前面强调加工再结晶完毕后整个试样都是由新品粒组成，但是晶粒度很不均匀。如果继续保温，这些新生晶粒就会通过晶界的移动相互吞并，晶粒数目逐渐减小，但晶粒度有所加大并趋向均匀。上述这一过程就称为聚合再结晶，它的主要特点有：

1) 聚合再结晶的速度远较加工再结晶的要小，尤其越接近平衡，速度越小。

2) 晶界的移动是不连续的，并且同一个晶粒的晶界上各部分的生长速度，其大小和方向都可以不同。所以同一晶粒可能其中某一部分晶界吞并其他的晶粒，而另一部分晶界被别的晶粒所吞并。

3) 弯曲的晶界往往向其曲率中心移动。

4) 足够长的时间保温后，以锐角相交的晶界逐渐减少，而代之以 $120^\circ$ 交角的晶界达到平衡状态。

5) 在一定退火温度下，晶粒长大到某一个极限的稳定大小，

但提高退火温度后又重新长大，在达到另一极限大小后，又重新停止下来。

### 12.4.3 二次再结晶

从现象上来看，二次再结晶正好和聚合再结晶相反。当温度继续升高时，少数晶粒经过一段孕育过程，然后猛烈长大，致使本来均匀的晶粒变得极不均匀。这就是二次再结晶，它的主要特点有：

- 1) 二次再结晶也是一个成核长大有孕育期的再结晶过程，它的出现与存在与具有一定浓度的杂质原子有关。
- 2) 二次再结晶的驱动力是晶界表面能。
- 3) 二次再结晶晶粒取向与原有晶粒间存在一定关系。
- 4) 如果稍加应力时，便可以加速二次再结晶，并且缩短孕育期。

## § 12.5 再结晶动力学的形式理论<sup>[1]</sup>

根据再结晶成核长大的动力学基本特点，设 $N$ 为未再结晶部分单位体积的成核速率， $G$ 为晶核长大的线速度，从 Johnson 和 Mehl<sup>[26]</sup>与 Avrami<sup>[27]</sup>的计算都可得到在时间 $t$ 以后，再结晶部分的体积比 $f(t)$ 可写为

$$f(t) = 1 - \exp\left[-gG \int_0^t (t - \tau)^3 N d\tau\right], \quad (12.4)$$

式中 $g$ 为一形状因子， $\tau$ 为孕育期。现在的问题是怎样看待 $N$ 。最早，Johnson 和 Mehl 认为 $N$ 应由实验来决定，而 Avrami 为了简单起见，假设在未再结晶部分已有一定数量的晶核存在，譬如在被杂质保护着未经形变的一些地方。这样根据上述两种对 $N$ 的看法， $f(t)$ 的表示法也有两种。

对高纯铝或砂铁，Mehl 等人得到 $N$ 与时间有下述关系

$$N = a \exp bt, \quad (12.5)$$

式中  $a$  和  $b$  为两实验常数。以二维空间的情况为例，如厚为  $\delta$  的薄板时， $f(t)$  可写为

$$f(t) = 1 - \exp \left[ - (2\pi G^2 \delta a / b^2) \left( \frac{e^{bt}}{b} - \frac{bt^2}{2} - t - \frac{1}{b} \right) \right]. \quad (12.6)$$

图 12.22 给出由上式计算结果与 Johnson 和 Mohl 用高纯铝所得等温再结晶曲线，可见理论与实验还是相当吻合的。

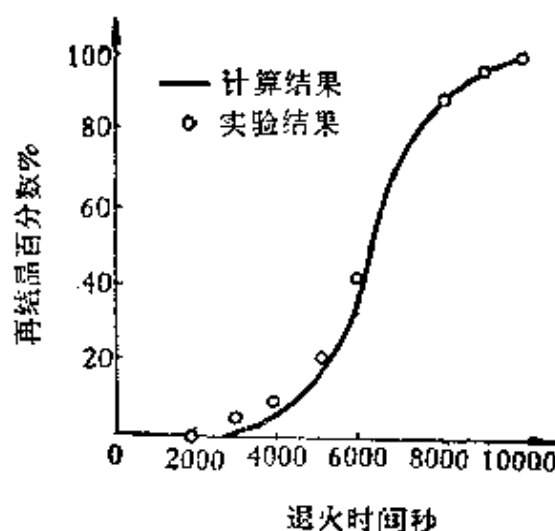


图 12.22 等温再结晶的实验值与理论曲线的比较  
(预形变 0.051, 350°C 退火)。

如按 Avrami 假设，等温再结晶的公式便可写为

$$f(t) = 1 - \exp[-Bt^k], \quad (12.7)$$

式中  $B$  为一常数， $3 \leq k \leq 4$  时，代表三维空间的情况； $2 \leq k \leq 3$  时，代表二维空间的情况； $1 \leq k \leq 2$  时，代表一维空间的情况。在含 0.0034% 铜原子区熔铝的等温再结晶实验中，Vandermeer 和 Gordon 用  $\ln \frac{1}{1-f(t)}$  和  $t$  的双对数标作图，结果如图 12.23 所示，这一组直线的斜率  $k$  都近似的等于 2，说明 (12.7) 式基本上还是正确的。不过随着含铜量的降低，尤其是

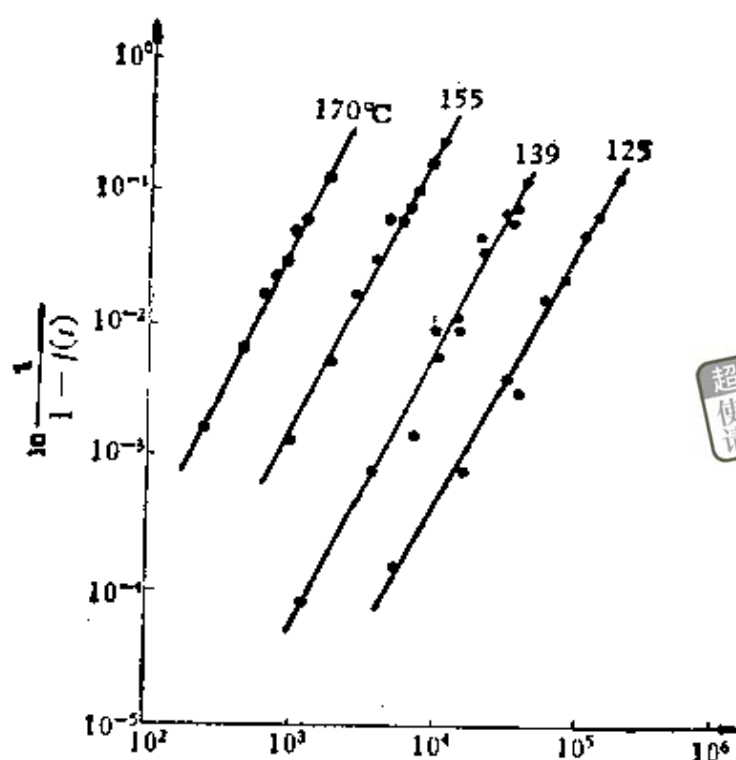


图12.23 区熔纯铝含0.0034%原子铜合金，在0℃经轧延40%后，不同温度退火所得  $\ln \frac{1}{1-f(t)}$  与  $t$  的双对数直线关系。

高纯铝，直线的上部逐渐向下弯曲，退火温度低时亦复如此。看来此时有某种回复过程在抑制着再结晶的进行。

事实上，很多因素都影响  $N$  与时间的关系，除去一般实验条件外，试样的预先退火<sup>[28]</sup>以及晶粒大小<sup>[29]</sup>等都有明显的影响。不过，最近 Comte 和 Form<sup>[30]</sup>在纯铜中所作的连续观察实验还是支持 Avrami 的观点，所得 (12.7) 式中， $k$  的理论值约为3—4，而实验值约为1—2。

## § 12.6 成核、长大理论<sup>[1]</sup>

由于成核和长大就其本质来讲都是热激活过程，所以我们可以写如下的两关系式：

$$N = N_0 \exp[-Q_N/kT], \quad (12.8)$$

$$G = G_0 \exp[-Q_G/kT], \quad (12.9)$$

式中  $Q_N$  和  $Q_G$  分别为成核的和长大的激活能,  $N_0$  和  $G_0$  为两指数前的系数,  $k$  和  $T$  的意义如上所述。再结晶本身也可以用与上述二式相仿的方法来表示, 即

$$\frac{1}{f(t)} = C \exp[-Q_R/kT], \quad (12.10)$$

式中  $Q_R$  为再结晶激活能,  $C$  为一常数。实验告诉我们,  $Q_N$ ,  $Q_G$  和  $Q_R$  的数值大致相等, 譬如铝中  $Q_N$  在 52 到 79 千卡/克原子之间,  $Q_G$  在 51.5 到 61.5 千卡/克原子之间,  $Q_R$  在 52.1 到 64.5 千卡/克原子之间<sup>[29]</sup>。但由于纯度, 预度形变, 形变方式以至退火温度范围等因素对这三个量都有不同的影响, 所以将它们看成本质上是一回事也不是很妥当的。下面我们分别讨论一些成核和长大的问题。

### 12.6.1 成核理论

最早的成核理论是 Becker<sup>[31]</sup> 的成核理论, 他根据一般相变成核理论将  $N$  写成

$$N = nv \exp[-(\Delta F_A)/kT] \exp[-\Delta F^*/kT], \quad (12.11)$$

或

$$N = nv \exp[-Q_N/kT] = n \frac{kT}{h} \exp[-Q_N/kT], \quad (12.12)$$

其中

$$Q_N = \Delta F_A + \Delta F^* \quad (12.13)$$

式中  $\Delta F_A$  为母相原子到激活态的自由能差,  $\Delta F^*$  为生核功,  $n$  为母相中单位体积原子数,  $v$  为跃迁频率,  $h$  为 Planck 常数,  $k$  和  $T$  的意义如前所述。下面我们来看什么叫做生核功。

设  $\delta F$  为单位体积中再结晶前后的自由能差。如再结晶核为球形, 其半径为  $r$ , 则一个晶核形成时所获得的自由能便是  $\delta F$ 。

$\frac{4}{3}\pi r^3$ 。再设  $\alpha$  为此晶核与周围基体间界面的表面张力系数，那么它的表面能便为  $\alpha \cdot 4\pi r^2$ 。如此晶核稳定时应有以下等式

$$\delta F \cdot 4\pi r^2 dr = \alpha \cdot 8\pi r dr, \quad (12.14)$$

故得稳定的晶核的临界半径为

$$r_c = \frac{2\alpha}{\delta F}. \quad (12.15)$$

上面所谓的生核功，即形成稳定晶核时，其表面能与体积自由能之差，此能量显然由外界供给，其值为

$$\Delta F^* = \alpha \cdot 4\pi r_c^2 - \delta F \cdot \frac{4}{3}\pi r_c^3 = \frac{16}{3}\pi \frac{\alpha^3}{(\delta F)^2}. \quad (12.16)$$

根据 (12.16) 和 (12.11) 两式可以看出，形变量越大， $\delta F$  就越大，故成核率也越大，从而再结晶所得组织就越细，这些都符合实际情况。此外，由于晶核与基体间的界面能必须与它们的相对取向有关，所以这理论也能解释再结晶核的择优取向现象。但定量方面却存在严重问题，以铜为例， $\delta F$  约为  $4 \times 10^6$  尔格/厘米<sup>3</sup>， $\alpha$  约为 500 尔格/厘米<sup>2</sup>，由 (12.16) 式算得  $\Delta F^*$  约为  $10^8$  电子伏特。即使考虑到形变的不均匀性，成核地方的能量密度比平均值高 10 到 100 倍，但从理论计算所得  $Q_N$  值仍比实验值高出千倍。为了克服这一矛盾，遂有下面的高能晶块和低能晶块成核理论。

(1) 高能晶块理论 所谓高能晶块理论即是设想再结晶核在畸变能最大处产生，这样  $\delta F$  可能很大，从而  $Q_N$  的理论值就会降低。事实上，晶核也是常在滑移带，孪晶带或其他形变带等形变较大的地方观察到，形变度增加时  $Q_N$  的值却也随之下降。

Burgers 等人<sup>[32]</sup>首先提出再结晶核在晶内强烈弯曲处形成。Cahn<sup>[33]</sup>将此想法对多边形化成核机制作了定量计算，他认为多边形化中亚晶粒吞并促使亚晶界角度逐渐增加，从而亚晶粒获得稳定的生长速度，最后成为再结晶核。图 12.24 即为高纯铝中多边形化结构转变为再结晶状态的聚焦劳埃照片<sup>[12]</sup>。Beck<sup>[34]</sup>后来

把 Cahn 的想法推广到形变后产生的亚晶粒上，因为同样在退火过程中，通过大亚晶粒吃掉小亚晶粒也能形成再结晶晶核，并且

Aust 和 kock<sup>[36]</sup>在矽铁中，的确也观察到类似现象。

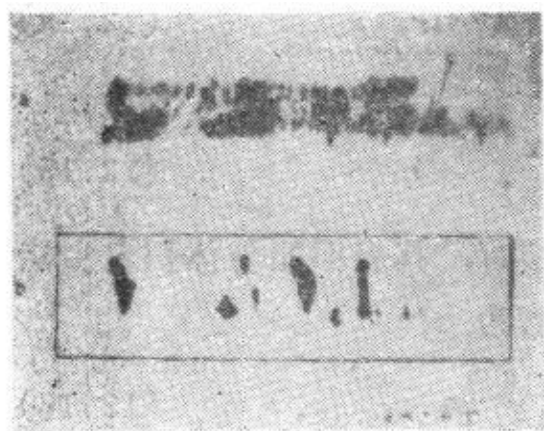


图12.24 高纯铝中多边形化转为再结晶的聚焦劳埃照片。

关于高能晶块理论中的成核机制还有很多种，譬如图 12.25 所示的局部原子旋转机制<sup>[38]</sup>，即认为在面心立方结构中，晶核可能系统 $\langle 111 \rangle$ 轴转  $38^\circ$  或  $22^\circ$  而成，其中有  $1/7$  的原子旋转后仍保持原有位置。这种成核机制，

既可适用于二次再结晶，也可适用于初次再结晶，唯当母相中畸变能没有时，这种成核的驱动力就是原来取向与旋转后取向的表面能之差。又如为了解释纯铜中的再结晶立方织构，还有所谓的相变式成核机制<sup>[37][38]</sup>等，这里我们不一一介绍了。

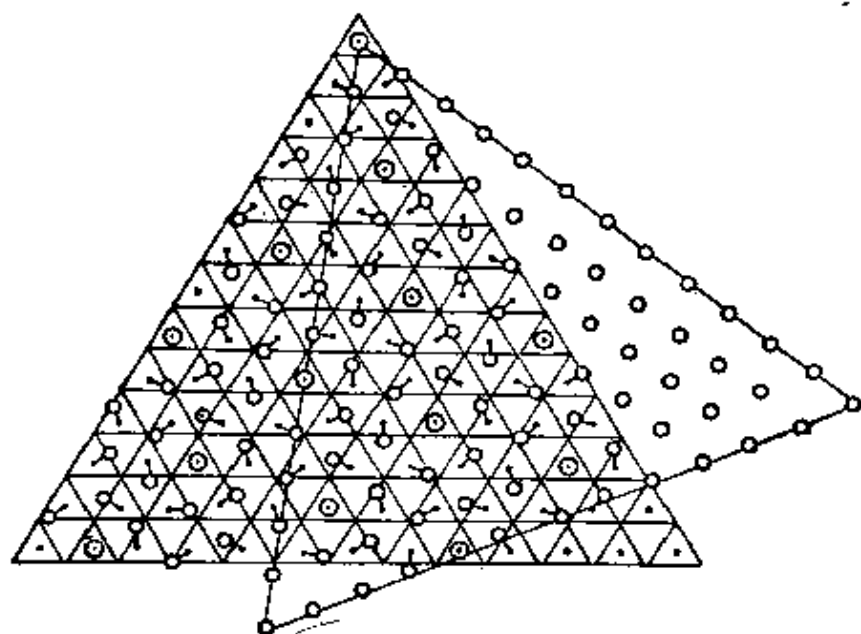


图12.25 局部原子旋转成核的几何图像，黑点和白点分别代表面心立方结构中原来取向和再取向后  $\langle 111 \rangle$  面上的原子位置。

(2) 低能晶块理论 为了克服生核功过大的困难,还可以假设形变后没有畸变的晶块即为晶核,在退火时直接吞并周围的加工基体而长大,这样生核功就等于零了。但由于低能区必须通过高能区的供养才能长大,所以晶核也是首先在滑移带,孪晶带或其他形变带等中出现,并与 $N$ 随形变度增加而增加的实验事实不矛盾。同时还能说明再结晶组织在某些情况下与形变组织相同以及 $Q_N \simeq Q_G$ 等现象。图12.26即为一种低能晶块理论的模型<sup>[39]</sup>,显然以此作为一普遍现象似难以令人信服。

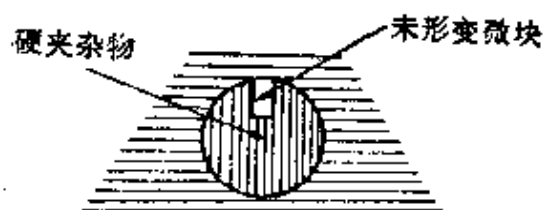


图12.26 在硬夹杂物的缝中保留着未受形变的微晶块。

关于二次再结晶的成核问题,有人认为不是由于晶格的不完整的重新成核的过程,而是二次再结晶的晶核在聚合再结晶后就已经存在。当晶粒的正常生长

由于强烈的组织或杂质的存在而受到阻碍时,那些为数不多的晶粒就可依靠取向间的有利关系和晶粒大小的差别发生选择性生长。譬如矽铁合金中,通过二次再结晶形成的立方组织,可能就是由于已经存在的立方取向晶粒,因为 $\{100\}$ 面的表面能比其他晶面的低遂产生定向成核-选择性长大的缘故。Walter<sup>[40]</sup>在高纯矽铁中还发现,长期保温后二次结晶组织又为 $\{110\}\langle 001 \rangle$ 组织所代替,并称为三次再结晶。

### 12.6.2 长大理论<sup>[39]</sup>

由于再结晶晶核的长大是以晶界移动的方式进行的,所以3.5.2节和附录Ⅱ.4中所讲的内容在此完全适用。现在,我们改用 $G$ 表示晶界移动的速率,若将等式

$$\Delta F_A = Q_G - T \Delta S_A \quad (12.17)$$

代入(Ⅱ.17)式,便得到

$$G = G_0 \exp\{-Q_G/kT\}, \quad (12.18)$$

其中

$$G_0 = \alpha v \Delta F / kT \exp \left[ -\frac{\Delta S_A}{k} \right] = \frac{\alpha \Delta F}{h} \exp \left[ -\frac{\Delta S_A}{k} \right]. \quad (12.19)$$

如果将  $\Delta F$  看作平均的形变能, 那么由实验测出的  $G_0$  就可以用上式求得再结晶中熵的变化  $\Delta S_A$ 。但发现它比用自扩散求得的熵的变化还要大, 这显然是不合理的。如欲克服此困难, 可利用 Mott 的小岛晶界模型<sup>[41]</sup>, 将  $\Delta F_A = nL(1 - T/T_m)$  代入(12.17)式, 便得到

$$G = G_0 \exp \{ -nL/kT \}, \quad (12.20)$$

其中

$$G_0 = \alpha v \Delta F / kT \exp \{ nL/kT_m \}. \quad (12.21)$$

将上二式与 (12.18) 和 (12.19) 两式进行比较, 可得

$$Q_0 = nL = nQ_f \quad (12.22)$$

和

$$\Delta S_A = \frac{nL}{T_m} = n\Delta S_f, \quad (12.23)$$

其中  $Q_f$  和  $\Delta S_f$  为熔化过程中克原子内能和熵的变化。实验测得对很多金属  $\Delta S_A$  和  $n\Delta S_f$  的值的确很接近, 譬如再结晶中, 铜的值各为43和37卡/度克原子, 铝的值各为58和63卡/度克原子。

上述的长大理论显然与其驱动力的性质无关。如加工再结晶完毕后晶粒中畸变能基本消除, 这时再结晶的驱动力仅来自晶粒的表面能。下面我们作一种近似的讨论<sup>[42]</sup>: 在平衡状态下, 晶界间的夹角一般为  $120^\circ$ , 故其二维晶粒应是一正六边形。因此, 凡是边数大于六的晶界必向内弯曲, 小于六的必向外弯曲 (如图 12.27 所示), 并且前者晶界的移动方向向外, 后者晶界的移动方向向内, 即晶界的移动方向总是指向其曲率中心, 最后导致小于六边形的晶粒逐渐缩小, 以至消失, 大于六边形的晶粒便逐渐长大。

至于迫使晶界移动的压力仍如 (3.20) 式所示  $p = 2\gamma/R$ ,

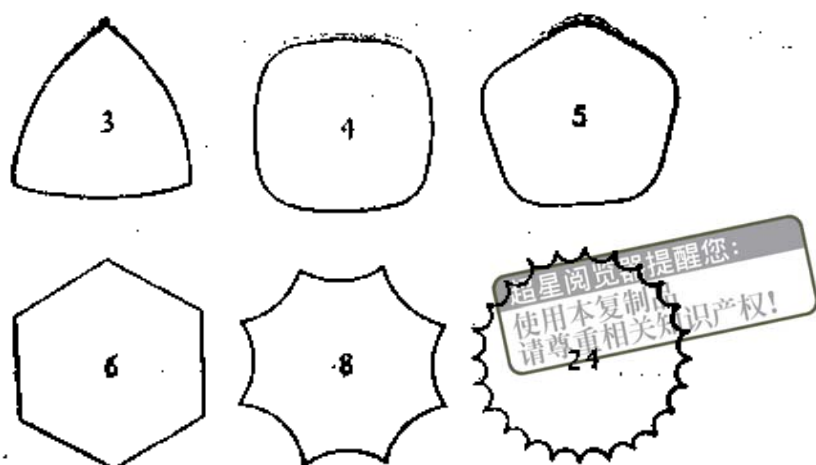


图12.27 二维晶粒的平衡晶界。

故类似肥皂泡一样，小曲率半径晶粒中的原子力图转到相邻晶粒上去以减小压力。这样便可得到图12.28所示的结果，五边形晶粒最后变成四边形晶粒，另一四边形晶粒最后变成三角形晶粒。

最后，有关长大动力学的问题，Beck等人<sup>(43)</sup>曾提出一方程，认为在聚合再结晶时晶粒长大的线速度正比于表面能 $\gamma$ ，反比于晶粒平均直径 $D$ ，即

$$\frac{dD}{dt} = A \frac{\gamma}{D}, \quad (12.24)$$

式中 $A$ 为比例常数，积分后，得

$$D^2 = D_0^2 + A\gamma t.$$

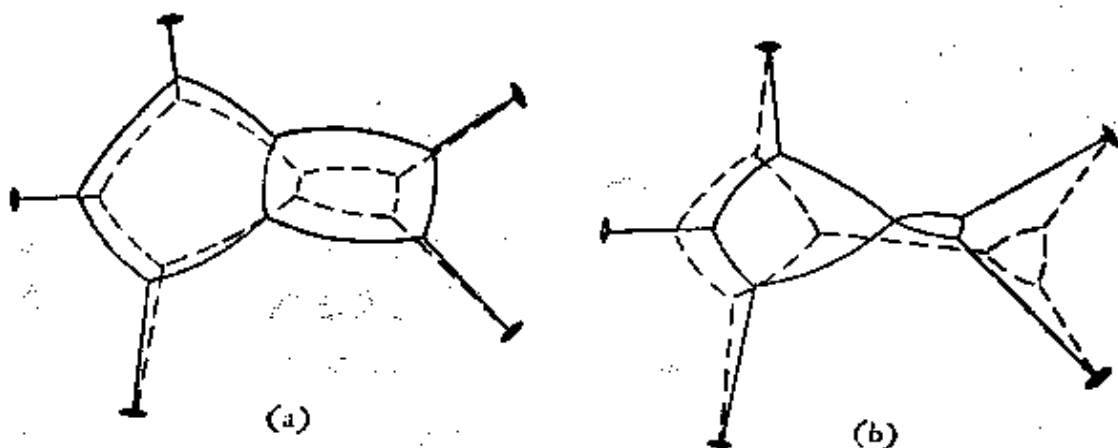


图12.28 通过减少小于六边形的晶粒边数的晶粒长大示意图。

如长大速度很快, 使  $t = 0$  时的  $\bar{D}_0$  可忽略不计, 则上式可写为

$$D = \sqrt{A\gamma t} \quad (12.25)$$

不过大多数实验指出, 再结晶的平均晶粒直径与时间的0.1到0.5次方成正比, 尤其当试样纯度不高时,  $t$  的指数便小于0.5<sup>[44]</sup>。

## § 12.7 Bailey-Hirsch 再结晶理论<sup>[45]</sup>

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
须尊重知识产权!

虽然再结晶动力学的形式理论告诉我们, 再结晶过程是类似于相转变的成核长大过程, 但其成核机制始终不是十分清楚的. 再者, 再结晶中晶核的形成也不可能与相变中的一样, 其界面是在位错逐步去除的过程中渐渐清楚起来的. 因此, Orowan<sup>[46]</sup>很早就认为经典成核理论 (如图12.29所示), 只有当晶核达到临界大小之后才能长大. 但事实上可能如图12.29(b)所示, 即随着某一局

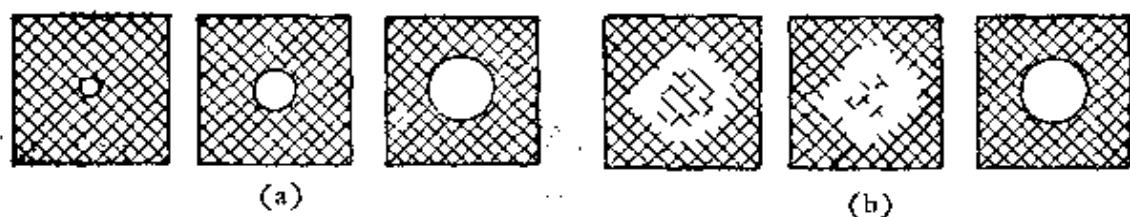
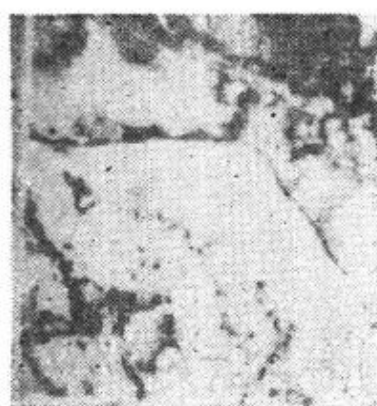


图12.29 再结晶成核示意图: (a) 经典成核图像; (b) Orowan成核图像。

部地区的体积能量的逐渐减小, 表面能逐渐增大, 最后就形成一定大小的新晶粒. Oriani<sup>[47]</sup>也认为本来高位错密度的地方是亚稳定的, 后来由于某种原因局部位错密度降低, 从而降低了自由能, 于是形成稳定的晶核. 后来, Bailey 和 Hirsch 用电子显微镜透射观察具有不同形变度的 Ni, Cu, Ag, Au等多晶时, 发现再结晶直接起始于原来晶界的移动, 根本无需成核. 图12.30给出 Ni, Cu 多晶中两例. 故他们对再结晶的机制作如下解释: 图12.31给出原晶界在热激活作用下有直径为  $2L$  的一部分以曲率半径为  $R$  的曲度向前凸出. 再设  $E$  为凸出部分晶界两边单位体积储蓄能差,  $\gamma$  为其表面能, 故  $dV$  部分再结晶后表面积增加  $dA$ , 而



(a)



(b)

图12.30 Ni (a) Cu (b) 多晶起始再结晶的电子显微镜透射照片。

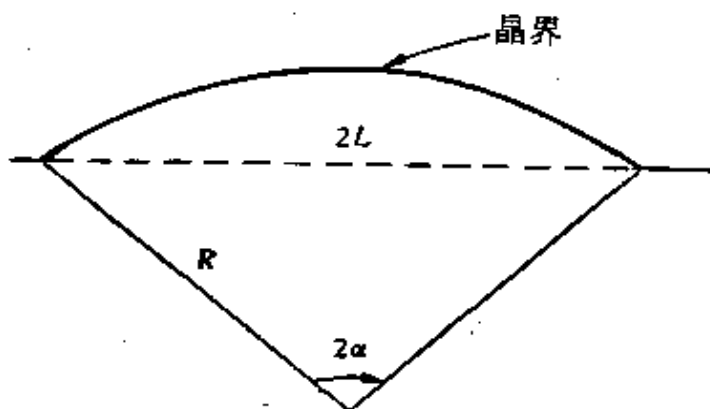


图12.31 Bailey-Hirsch再结晶理论模型的示意图。

自由能的降低则为

$$\Delta F = E - \frac{\gamma dA}{dV} \quad (12.26)$$

如将再结晶过程看作逐个原子由未再结晶部分横跨晶界转向已再结晶部分的迁移, 则根据 (12.17) 式, 横跨原子截面大小晶界的原子迁移速率可写为

$$(v\nu/RT) \left\{ E - \gamma \left( \frac{dA}{dV} \right) \right\} \exp \left[ -\Delta F_A/RT \right],$$

其中  $\nu$  为单位时间内作上述转移的原子体积,  $\Delta F_A$  为未再结晶原子达到激活态时的克原子自由能之差,  $\nu, R, T$  的意义如上所述。

再设激活点总数为  $A/b^2$ ，其中  $b$  为原子线大小，则  $dt$  时间内， $dV$  部分通过  $A$  产生再结晶的原子总数应为

$$\frac{dV}{b^3} = \frac{A}{b^2} (v v / RT) \left\{ E - \gamma \left( \frac{dA}{dV} \right) \right\} \exp \left[ -\Delta F_A / RT \right] dt, \quad (12.27)$$

故再结晶速度

$$\frac{dV}{dt} = Ab(v v / RT) \left\{ E - \gamma \left( \frac{dA}{dV} \right) \right\} \exp \left[ -\Delta F_A / RT \right] \quad (12.28)$$

说明产生再结晶必需具备

$$E > \gamma \frac{dA}{dV}.$$

通过图12.31所示的几何关系，上式可改写为  $E - \frac{2\gamma}{L} \sin \alpha > 0$ ，对所有  $\alpha$  而言，有关系

$$L > \frac{2\gamma}{E}. \quad (12.29)$$

它给出再结晶时晶界得以凸出的最小线的大小。以拉伸26%的银为例， $E \simeq 4$  卡/克原子， $\gamma = 400$  尔格/厘米<sup>2</sup>，故  $L > \frac{1}{2} \times 10^{-4}$  厘米，Bailey 的实验给出  $L \simeq 10^{-4}$  厘米，说明与理论值还是接近的。此外，由 (12.28) 式实验测出再结晶激活能与晶界移动激活能是一样的。

最后，Bailey 和 Hirsch 还计算出

$$\ln \frac{1}{1-f(t)} = N \frac{\pi}{b} \left( \frac{2\gamma}{E} \right)^3 \{ (x^3 + 3x) / \beta^3 \}, \quad (12.30)$$

式中  $N$  为单位体积中产生凸出部分的数目， $x = \tan \frac{1}{2} \alpha$ ， $\beta = \frac{2\gamma}{LE}$ 。并将  $\ln \ln \left[ \frac{1}{1-f(t)} \right]$  对  $\ln t$  作图，随着  $\beta$  值的不同，在一定范围内也能得到一直线关系，也就是服从 Avrami 关系。当  $x \gg 1$  时， $k$  值为 3， $x < 1$  时为 1，当  $x$  处于此二者之间时， $1 < k < 4.5$ ，这表明再结晶部分有不同的线大小。

## § 12.8 合金元素或杂质对再结晶的影响

如上所述, 少量杂质或合金元素对再结晶的影响是十分敏锐的。尤其现在高纯金属制备的成功更突出了这个问题, 譬如 99.9992% 的纯铝可以在  $-50^{\circ}\text{C}$  下产生再结晶, 12 次区熔提纯的铝 (99.9999%), 其晶粒长大的速度要比 4 次区熔提纯的快两个量级, 晶粒长大激活能由 13 增至 84 千卡/克原子。图 12.32 给出几种不同纯度铝的再结晶温度的变化状况<sup>[48]</sup>, 其他金属 (如铜, 镍, 铁等) 也有类似现象。

另一方面, 大量实验一再证明, 在各种纯金属中加入不同合金元素都能引起再结晶温度的显著改变, 并且绝大多数是提高再结晶的温度, 但其规律不能用一简单的物理概念来加以说明。譬如从溶质和溶剂金属间原子半径的差别来看, 图 12.33 给出合金元素原子半径 (最短原子间距的一半) 的大小对纯铜再结晶温度的影响。我们很难说其中存在着任

何简单的关系。以加入 0.1% 原子合金元素对提高再结晶温度的影响来看, 大小相近的砷和钴, 硫和磷对提高再结晶温度的效果很不一样。合金元素加入量的多少也会引起质的变化, 如像加入 0.1% 原子的锡, 碲, 银, 铈, 镨对于提高再结晶温度的数值相差不大, 但加入 0.01% 原子时差别确很大。

在定量的研究方面, 我们曾提到 Webb 利用 Cottrell 气团的模型企图说明合金元素对晶界的强化作用, 但结果并不满意 (§ 10.13)。后来, Lücke 和 Detert 在不深究溶质原子与基体相

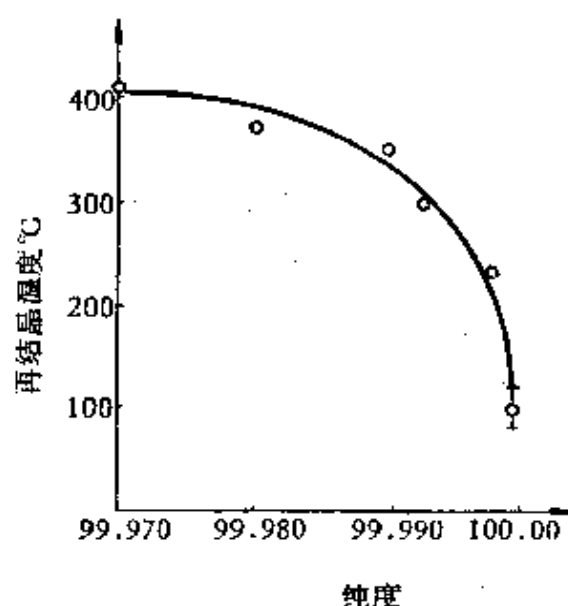
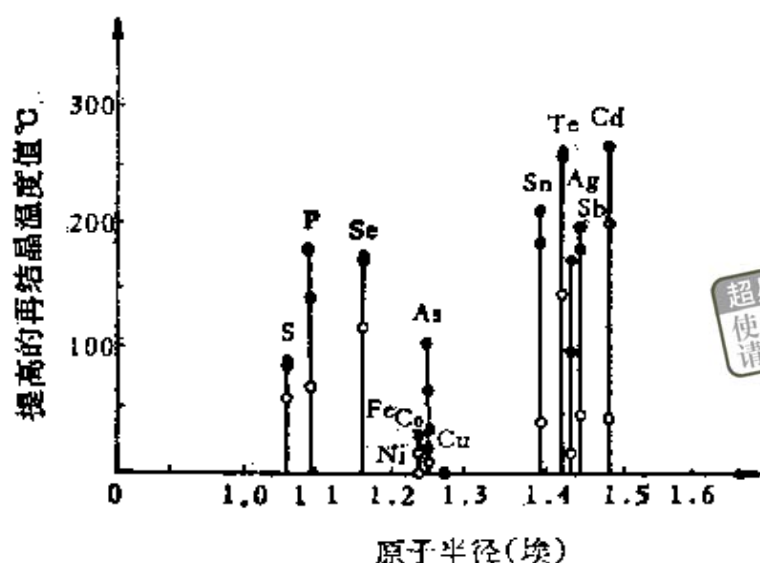


图 12.32 铝的纯度和再结晶温度的关系 (冷轧 70%, 退火 30 分钟)。



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图12.33 合金元素的原子半径与提高纯铜再结晶温度的关系  
(加入0.001%原子: ○, 0.01%原子: ◐, 0.1%原子: ●, 1%原子: ●)。

互作用本质的前提下, 利用爱因斯坦关系又求得 (3.25) 式, 说明只要温度高过某一临界值, 晶界上溶质原子气团不复存在时, 晶界的移动速度又为基体原子的沿晶扩散所控制, 而与溶质元素无关。此即广为被引用的 Lucke 和 Detert 理论, 但它又无法解释 Aust 和 Rutter 的实验<sup>[49, 50]</sup>。因为根据 (3.25) 式, 银和金在铅中比锡扩散快就应该允许晶界移动快, 但事实正好相反。后来, Cahn<sup>[51]</sup>以及 Lucke 和 Stüwe<sup>[52]</sup>又作更细致的处理得到合金元素与晶界的相互作用视晶界移动的快慢分两种情况。一为晶界快速移动时, 合金元素扩散越快对晶界移动的拖曳力越大, 其作用于晶界的总力为

$$F \simeq \frac{c_0 N_v}{kTv} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ -\frac{dE(x)}{dx} \right]^2 D(x) dx, \quad (12.31)$$

式中  $c_0$  为合金元素的晶内浓度,  $D$  为其扩散系数,  $N_v$  为单位体积中的原子数,  $v$  为晶界移动速度,  $E$  为合金元素与晶界的相互作用能,  $k$ ,  $T$  的意义如前所述。这样 Aust 和 Rutter 的实验如系快速移动晶界的情况就能得到解释。另一为晶界慢速移动时, 合金元素扩散越快对晶界移动的拖曳力就越小, 其作用于晶界的总力为

$$F \simeq 4N_0 c_0 v k T \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sinh^2[E(x)/2kT]}{D(x)} dx, \quad (12.32)$$

这个式子最明显的特点在于  $F$  与  $E(x)$  符号的正负无关, 即不论合金元素背向晶界或吸附在晶界上, 但对晶界的拖曳力都一样。前者表示在晶界前方挡着晶界不让它向前移动, 后者则表示在晶界后方拉着晶界不让它向前移动。最近, Hillert 和 Sundman<sup>(53)</sup> 从另外一个角度对上述理论作了某些推广, 得到不仅限于低浓度, 理想固溶体中合金元素对晶界拖曳作用的定量关系, 还适用于双相合金的相界问题上。

此外, 合金元素对再结晶的影响应将其对成核和长大的影响区别开来, 譬如, Perryman 在 Al 中添加 Mg 时曾发现, 随着含量的增加, 成核速度上升而长大速度却下降; 低浓度时对再结晶起主要作用的是成核速度, 高浓度时起主要作用的是长大速度<sup>[48, 54]</sup>。

以上由于我们着眼于少量合金元素对再结晶的影响, 所以特别强调它们与晶界或亚晶界的相互作用。尤其当它们是表面活性时, 这个问题的确特别突出, 因为表面能的降低直接导致再结晶温度的升高。但也有人认为, 少量合金元素对再结晶的影响仍是通过改变基体原子化学键在起作用。譬如 Blade 等人<sup>(55)</sup>也曾从溶质原子在溶剂金属中的扩散快慢和固溶度大小来讨论合金元素对铝再结晶温度的影响, 认为扩散慢的 (如 Mn, Cr) 比扩散快的 (如 Si, Mg, Cu) 原子对再结晶的温度影响大, 固溶度小则对提高再结晶的温度就越显著。Abrahamson 等人<sup>(56)</sup>从原子的电子结构出发, 研究了一系列合金元素对铁、镍、钒、锆再结晶的影响, 他们发现, 合金元素  $d$  壳层电子数目与提高再结晶温度数值之间存在着一定周期性的变化。以铁为例, 图 12.34 给出明显的规律性, 虽然所有合金元素都会提高再结晶温度, 但以  $d = 7$  的提高得最少, 并且提高再结晶温度的效果一般在固溶度以内较为显著。

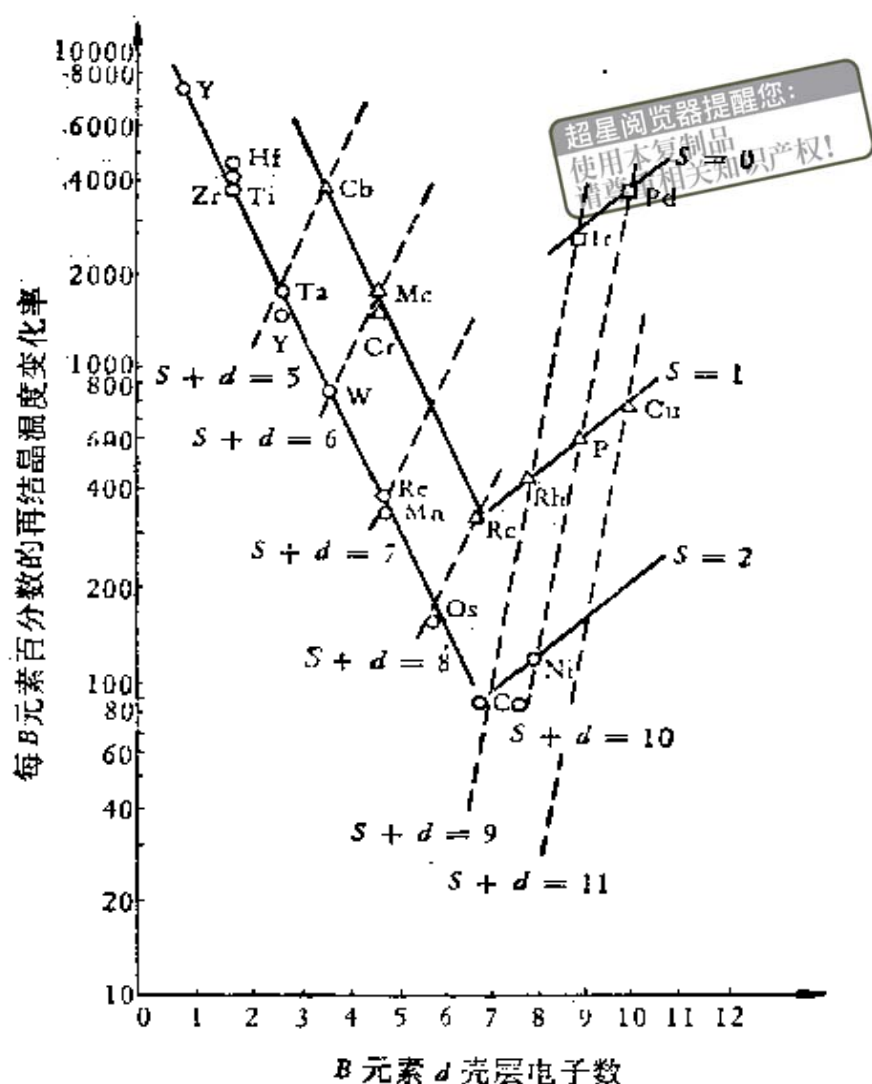


图12.34 每原子百分数对起始再结晶温度改变率与加入元素外层电子数的关系。

最近, Lucci 等人<sup>[57]</sup>在99.999%纯铜中加入浓度由10ppm到1.5%的各种置换式合金元素后发现, 低浓度时由于孤立原子引起的晶格畸变反而促进了再结晶, 浓度高时才体现出合金元素与晶界的相互作用从而抑制了再结晶。由此可见, 即令同一种合金元素, 像本节一开始所提到的一样, 加入量的多少也会引起质的变化。譬如随着合金元素含量的增加可能形成短程序或弥散相, 它们对提高再结晶温度将产生新的作用。尤其弥散相对提高基体的再结晶温度的作用是十分明显的, 如像  $\text{Al}_2\text{O}_3$  或  $\text{SiO}_2$  能显著的

提高 Cu 的再结晶温度,这是人所共知的事,  $\text{ThO}_2$  提高 Mo 的再结晶温度可达  $2000^\circ\text{C}$  等。总之,由于再结晶是各种缺陷的运动促使金属趋向完整的过程,因此不论合金元素或杂质,只要能控制这一过程就能提高再结晶温度。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## § 12.9 再结晶组织<sup>[1]</sup>

金属经较大变形和退火后,再结晶晶粒就有明显的择优取向,即产生了再结晶组织。再结晶组织有时和变形组织一样,如冷轧 70/30 黄铜的组织在退火前后都是  $\{113\}\langle 211\rangle$ 。另一种再结晶组织与变形组织可以完全不一样,如原先具有  $\{112\}\langle 111\rangle$  组织的冷轧铜片,退火后得到的再结晶组织便为立方组织  $\{100\}\langle 001\rangle$ 。此外,少量的合金元素也能改变再结晶组织,譬如在铜中加磷、砷、锌、镉、铝、金、镍、铁、钴、镁等能阻止立方组织的产生而形成  $\{113\}\langle 211\rangle$  组织,在高纯矽铁合金中,杂质含量小于 0.005% 时却又得不到良好的  $\{110\}\langle 001\rangle$  组织。总之,在实际应用中,常常采取消除或获得某种组织的办法来改善金属材料的性质。下面我们分再结晶组织的形成机制和力学性质两部分来叙述。

### 12.9.1 形成机制

关于再结晶组织的形成机制有两种流行的看法。一种看法是定向生长,即在变形基体中存在不同取向的晶粒,如某些晶粒的取向与基体取向间的关系合适的话,那么这些有利的晶界可以获得最大的迁移率。此晶粒便以最大的速度长大,抑制了其他取向晶粒的生长而形成再结晶组织。Beck、胡郁和陈能宽等人<sup>[53-52]</sup>发现在面心立方结构中,上述优先生长晶粒的取向与母体间存在一绕  $\langle 111\rangle$  轴旋转  $30^\circ-50^\circ$  的简单关系,在体心立方组织中,此关系为一绕  $\langle 110\rangle$  轴旋转  $25^\circ-40^\circ$ ,在六方结构中,此关系为一绕  $\langle 0001\rangle$  轴旋转  $30^\circ$ 。定向生长的这种说法,在理论上也能找到一点根

据,即由(3.4)式可以求得当 $\theta = 30^\circ$ 时,晶界能为最大,从而有最大的迁移率。不过一般认为,晶界的位错模型应用到这么大的角度时已开始成问题了。此外,定向生长这种机制,当形变度较小时就不适用了,因为此时再结晶组织与母体间并无上述关系。另一种看法是 Burgers 等人<sup>[32]</sup>首先提出的定向成核,即认为晶核既然在母体中形成,它们之间一定有着密切的关系。再结晶组织便是那些特定取向的晶核选择性长大的结果,如像二次再结晶中的定向成核-选择性长大机制一样。后来,定向成核的看法稍经修改,认为母体在成核前要经过一逆 Rowland 转变<sup>[63]</sup>。总之,定向成核的看法是容易接受的,但比较难于验证,因为实验观察到的晶粒取向可能不包括当初晶核的特点。最近, Lucke 等人<sup>[64,65]</sup>用高纯铝单晶又仔细的做了一下关于再结晶组织的工作,他们认为定向生长还是主要的,但又强调了形变组织的分布特点,因为它与成核的关系密切。

### 12.9.2 力学性质

由于再结晶组织显然带来力学性质的各向异性,一般测定它的方法,最早是用“冲杯试验”。图12.35中的(a)是无组织,(b)是有立方织构铜的“冲杯试验”结果。铜的四个耳朵有时出现在与轧向成 $45^\circ$ 的地方,有时出现在与轧向成 $0^\circ$ 和 $90^\circ$ 的地方。前者对应 $\{110\}\langle 001\rangle$ 再结晶组织,后者对应 $\{100\}\langle 001\rangle$ 再结晶组织。关于“冲杯试验”中耳朵的出现与极图的关系, Wilson

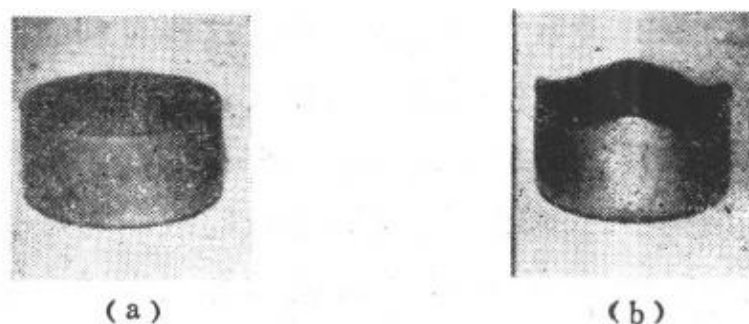


图12.35 深冲得的铜罩,其中(a)为晶粒混乱取向者,(b)为具有 $\{100\}\langle 001\rangle$ 织构者。

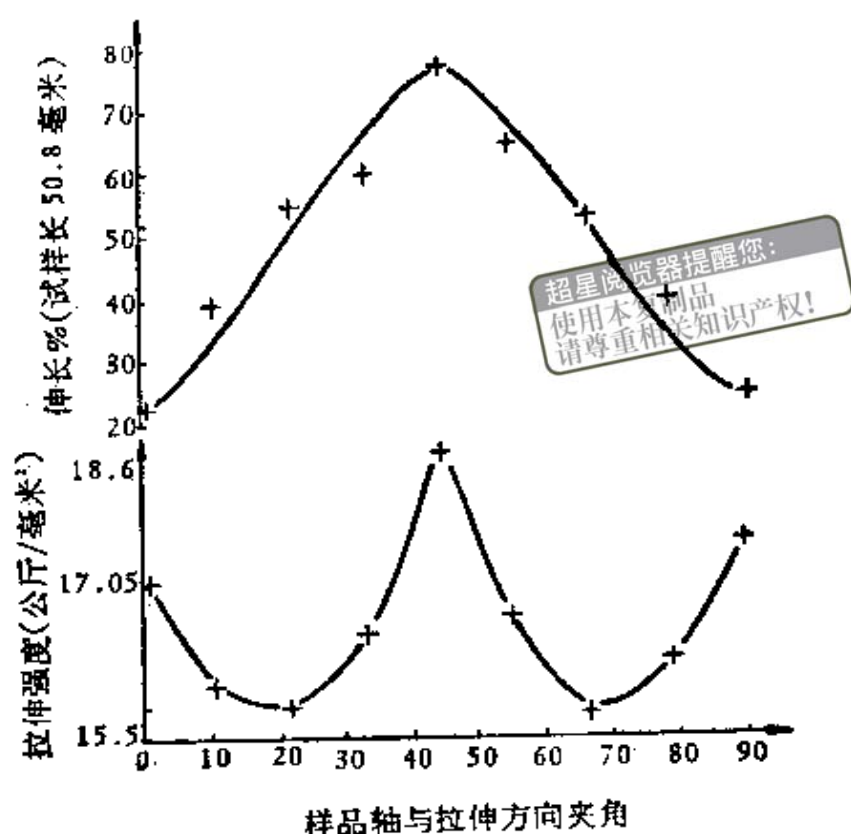


图12.36 具有 $\{100\}$   $\langle 001 \rangle$ 织构的铜带不同方向力学性质的变化。

和 Brick<sup>[66]</sup>就曾对在 $45^\circ$ 地方出现四个耳朵的情况进行过分析。实验给出 $\langle 111 \rangle$ 极图边缘密度最小的地方就是出现耳朵的方向。因为在“冲杯试验”中,主要形变应力决定于平板内的应力,而此应力在不同滑移面内的分应力又随滑移面的取向不同而异。显然,越远离 $\langle 111 \rangle$ 极图周边密度最大处的分应力越大,因此滑移导致在 $\langle 111 \rangle$ 极图中周边密度最小的方向出现耳朵,譬如,黄铜在 $45^\circ$ 的方向出现耳朵即为一例。

耳朵出现的地方与金属本身力学性质的关系并不像一般想像的那样简单。如在黄铜中,耳朵出现的地方正好是拉伸强度最小、范性最大的方向。但在具有立方织构的铜中,情况正好相反,耳朵出现的地方, $0^\circ$ 和 $90^\circ$ 正好是拉伸强度最大范性最小的方向,如图12.36所示。目前关于“冲杯试验”力学特点比较一致的看法是,认为出现凹处的地方正好是弹性模量最大的方向。此外,最近 Inagaki 等人<sup>[67]</sup>在高强钢的工作中指出,发展 $\{332\}$

$\langle 113 \rangle$ 再结晶织构能得到较好的力学性质的各向同性，相反的 $\{311\}$  $\langle 011 \rangle$ 再结晶织构却是不利的。

现在对金属深冲性能比较好的指标要算 $R$ ，它定义为试样宽度形变与厚度形变之比。因此， $R$ 既能反应周边应力的特点又与形变度无关。图12.37给出软钢中三种方向取样 $R$ 值的变化<sup>[68]</sup>。一系列研究指出， $R$ 值越大，深冲性能就越好，它比无织构时带来更大的强化。因此，更适用于大容器的成形。图12.38示出不同金属 $R$ 值与深冲性能的关系<sup>[68]</sup>。这里我们值得注意的是，六方结构的Ti在深冲性能上的良好前途。

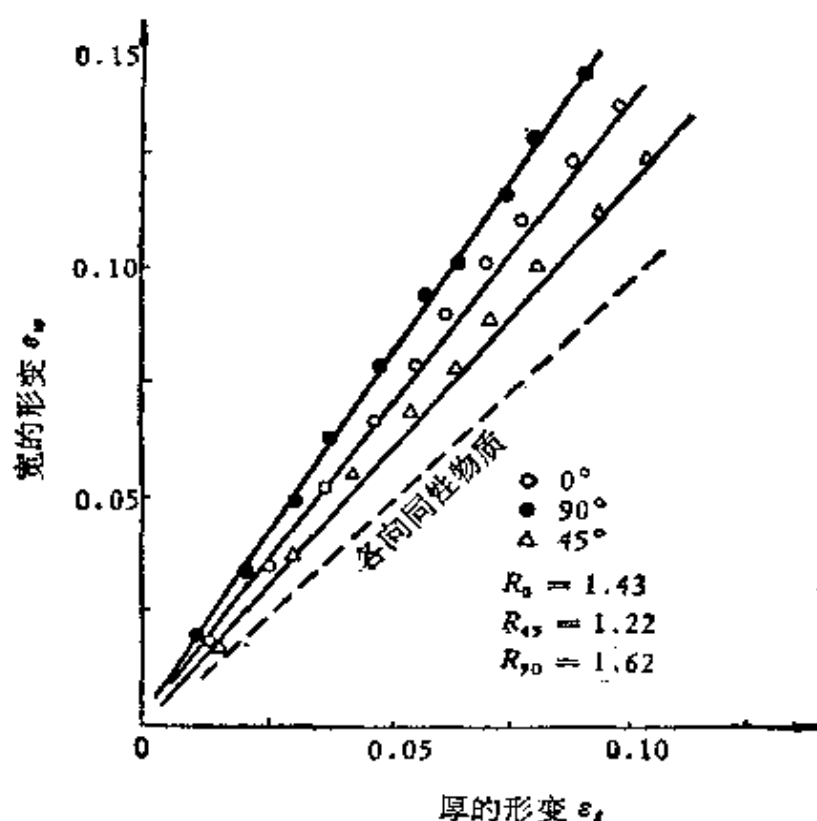


图12.37 软钢沿与冷轧方向呈三个不同角度时宽与厚的形变比。

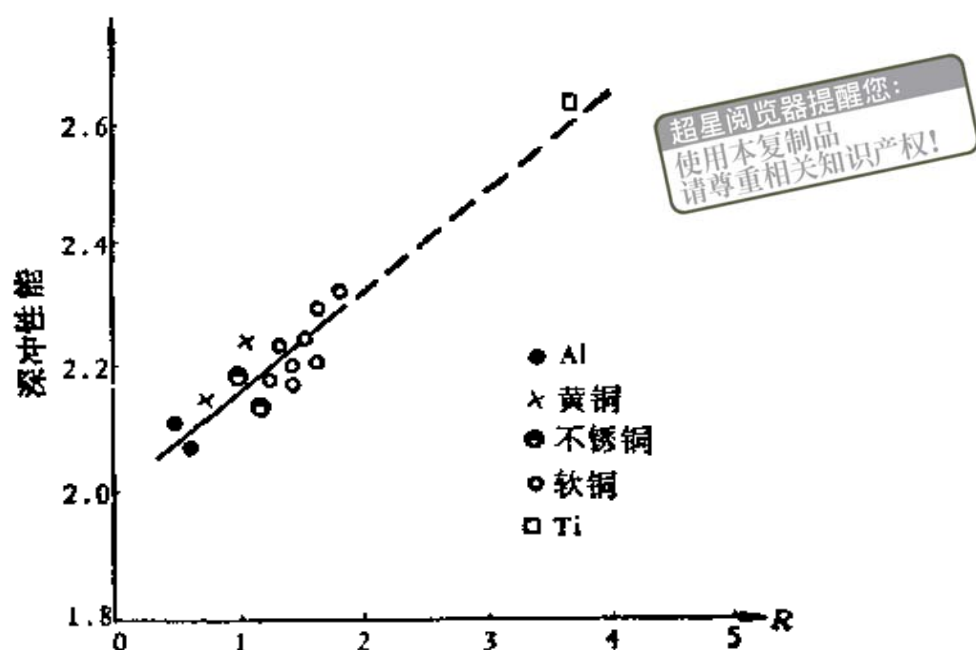


图12.38 深冲性能与R的关系。

## § 12.10 热 塑 性

热塑性本身是个很复杂的问题，它涉及到同时并存的加工硬化和软化，晶内流变和晶界流变以及流变过程中带来的热效应等一系列实际问题。下面，我们只想就有关热塑性提供一些现象性资料，而不作任何理论处理。

最近，Wray等人<sup>[69,70]</sup>用区溶铁，电解铁和Fe-0.05C, Fe-5.2Mn合金，在950—1350℃的温度范围和 $2.8 \times 10^{-5}$ — $2.3 \times 10^{-2}$ 秒<sup>-1</sup>形变速度范围内进行了比较系统的研究。图12.39即为950℃时用 $6.7 \times 10^{-4}$ 秒<sup>-1</sup>的速度拉伸1200℃退火电解铁的结果，很明显的看出，在出现缩颈前已多次产生再结晶，只有应变小于0.1时，形变才是稳态的。实验还指出，要想推迟再结晶现象的产生，首先要躲开所谓的形变速度敏感区，即采用高速（ $>10^{-2}$ 秒<sup>-1</sup>）或低速（ $<10^{-6}$ 秒<sup>-1</sup>）形变，或降低形变温度至 $\alpha$ 区，或提高退火温度，或增加合金化程度等。此外，该文作者还强调了多

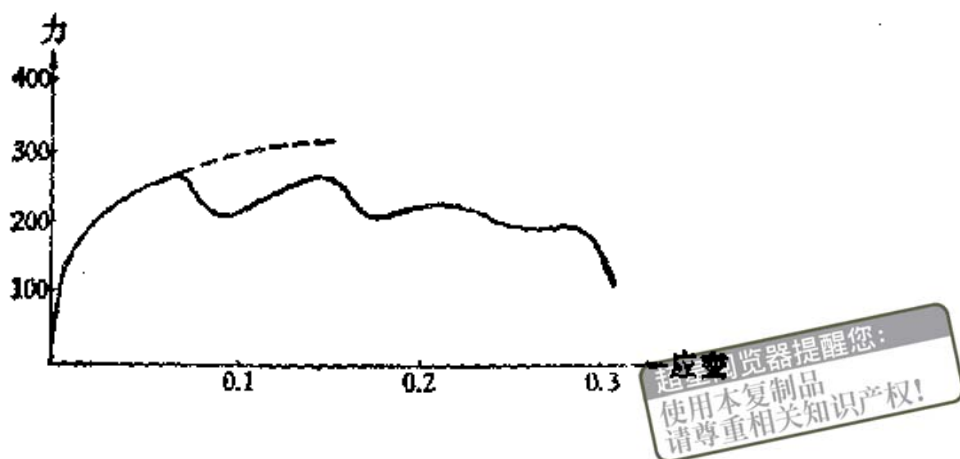


图12.39 1200°C退火电解铁950°C时的拉伸曲线，  
形变速度为  $6.7 \times 10^{-4} \text{秒}^{-1}$ 。

晶与复晶在热塑性上的差异。

关于  $\gamma$ -Fe 的热塑性，Robbins 等人<sup>[71]</sup>很早就指出，由于结晶学的特点使它不能比  $\alpha$ -Fe 的好，譬如，后者结构较松便于原子的扩散，并且  $\alpha$  结构的滑移系统也较  $\gamma$  的为多，这样就有利于形变。所以一般热加工宁愿在  $\alpha$  区而不在  $\gamma$  区进行。此外，原则上热加工是不在双相区进行的；实际生产中，为了既有较好的热塑性，又能获得一定室温强化效果，这里主要指的是亚结构强化，一般热加工温度取  $0.4-0.6T_m$ ，其中  $T_m$  为绝对温标的熔点温度，故亦称此为温加工<sup>[72]</sup>。

钢的热塑性与脱氧制度也很有关系，因为氧化物虽然对热塑性不利，但由于脱氧而引进其他夹杂，如 AlN 等，也是不利的。所以甚至在细化组织时，往往用钒而不用铝就是这个原因<sup>[73]</sup>。最近，发现在一些材料中，加进少量的 Zr, Ti 以及稀土元素等能明显地改善热塑性，并得到较好的各向同性力学性质<sup>[74,75]</sup>。

在研究热塑性时，往往为了得到较大的形变量，一般多用扭转形变。图12.40为三种金属在  $T/T_m \approx 0.7$ ，66转/分下进行扭转的实验结果<sup>[76]</sup>，其中扭转力矩  $\Gamma$  的峰值随转变的加快而增高，并移向高形变度，整个曲线的形状也随形变温度而异。Sellars 和 Tegart<sup>[77]</sup>的实验还指出，扭转角速度  $\dot{\theta}$  很好的服从下式：

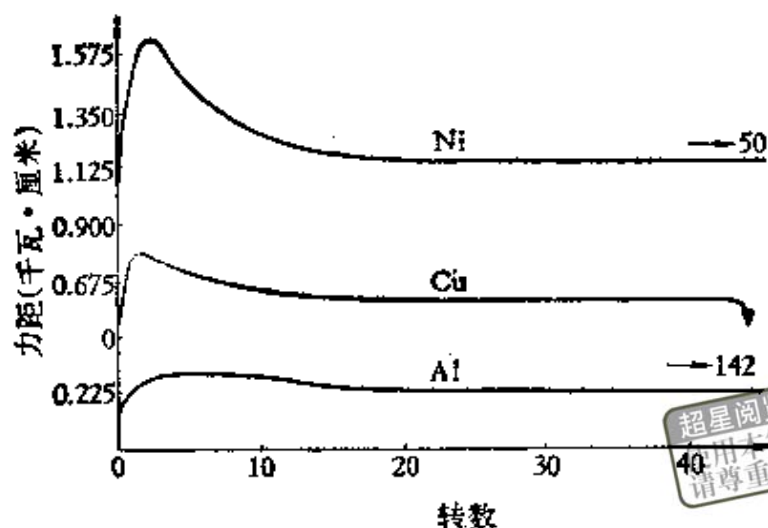


图12.40  $T/T_m = 0.7$ 时, 铝、铜、镍扭转力矩与转数的关系。

$$\dot{\theta} = A(\sinh \alpha \Gamma)^{n'} \exp\left[-\frac{Q}{RT}\right], \quad (12.33)$$

其中  $A$ ,  $\alpha$ ,  $n'$  为不依赖于温度的常数。在恒  $\dot{\theta}$  下, 由上式可求出  $\log \sinh \alpha \Gamma$  与  $\frac{1}{T}$  的直线关系, 其斜率即为  $Q/2.3Rn'$ , 从而可以计算出热加工激活能  $Q$  的值。同理, 在恒  $\alpha \Gamma$  下, 可求出  $\log \dot{\theta}$  与  $\frac{1}{T}$  的直线关系, 亦可计算  $Q$  值。表12.3给出几种金属用上述方法求得的热加工激活能, 并附上蠕变激活能以便比较。很清楚的看出, 层错能较高的金属, 其热加工激活能和蠕变激活能很接近, 说明它们的控制过程可能是一样的。另一些层错能较低的金属, 其热加工激活能则比蠕变激活能大很多。实验指出, 层错能高的金属中, 热加工与蠕变的控制过程都是多边形化; 而层错能低的金属中, 热加工的控制过程是再结晶, 蠕变的控制过程则

表12.3 几种金属的热加工激活能和蠕变激活能

金 属	激活能千卡/摩尔		金 属	激活能千卡/摩尔	
	热加工	蠕 变		热加工	蠕 变
软钢(0.05% C)	67	61.2	铜	72	48
钢(0.25% C)	72.5	73.6	镍	71	58
钢(1.2% C)	93	61.4	铝	30—43	37
18-8不锈钢	99	75			

是多边形化。所以一般合金的热塑性总较纯组元的为差,图12.41即为一例。

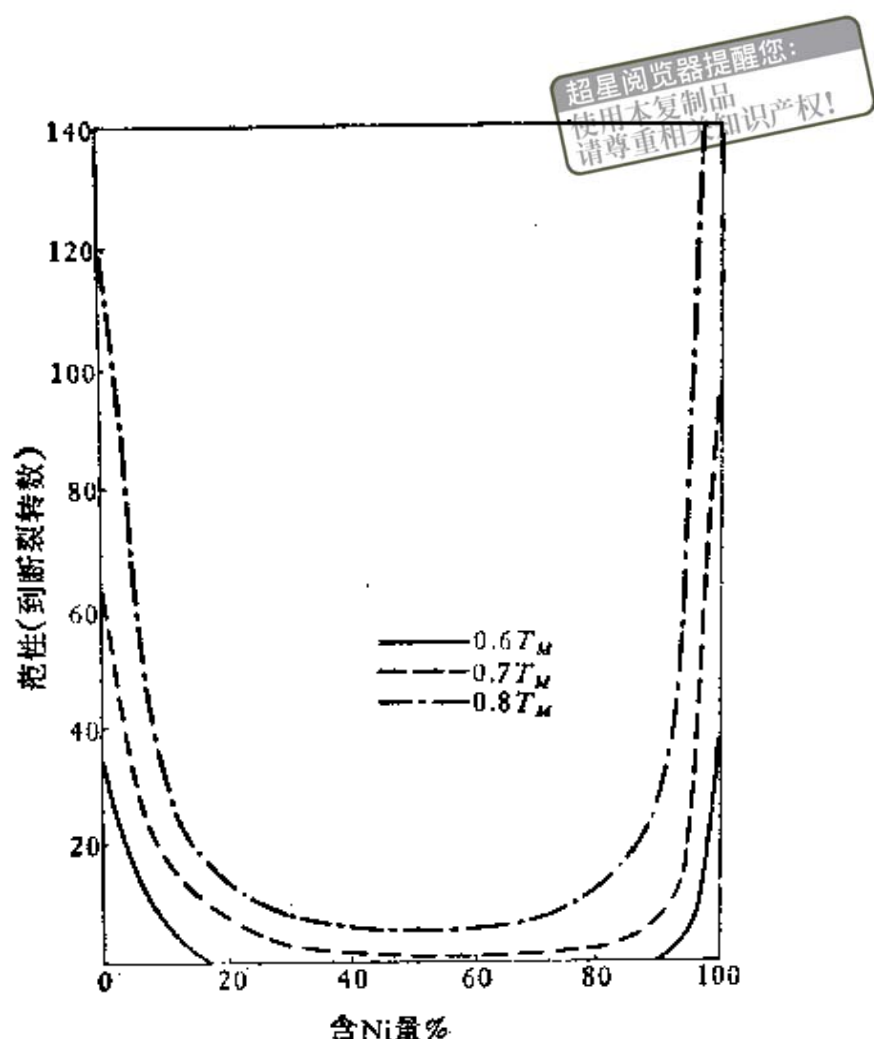


图12.41 不同温度下，镍含量对铜镍合金热塑性的影响。

## § 12.11 小 结

从逻辑上来讲,形变金属的退火问题的解决是没有前提的,首先,因为形变金属的状态至今还不十分清楚,对硬化机制也存在不同的看法;其次,晶界的结构及其移动机制可以说目前知道得还很不够,所以要想弄清楚关于回复与再结晶,从原则上来说是有困难的。此外,过去对再结晶的认识,一直把它看成是一成核长大过程,但现在把应用在相变中的经典起伏理论是否适用于再结晶过程已开始抱怀疑态度。相反,倾向于认为形变金属中就有既存晶核 (Preformed nucleus),这样就无须为克服生核功的理

论值与实验值之间的矛盾而引进上述所谓的高能晶块理论和低能晶块理论的这些人为的假说。最近, Bellier和Doherty<sup>[78,79]</sup>用透射kossel像, Ray, Hutchinson和Duggan<sup>[80]</sup>用高压透射电镜, 以及Lücke, Rixen和Senna<sup>[84]</sup>用X射线极图分析都得出所谓的再结晶晶核是来自上述的既存晶核这一概念。所谓既存晶核, 即潜在的再结晶晶核, 譬如形变第三阶段中产生的位错胞; 若形变后位错的分布是均匀的, 回复后产生的亚晶粒也可以作为既存晶核。按这一说法, 好像形变金属中存在大量的再结晶晶核, 但事实上最后真能成为再结晶晶核的位错胞或亚晶粒仅为十亿分之几, 所以这里面有一个选择长大的倾向。目前认为影响这种倾向有两个因素, 一为亚晶粒大小因素, 即所谓亚晶粒的长大也是通过大吃小来完成的, 所以胡郁<sup>[81]</sup>提出的晶粒合并成核模型反应了这一要求。另一为亚晶界高移动率因素, 我们知道, 晶界夹角越大越易移动。Bellier和Doherty<sup>[78,79]</sup>曾指出, 只有晶界取向差大于15到20度的晶粒才能真正成为再结晶晶核, 但事实上所有亚晶界夹角都只有几度, 移动率很小, 所以任一亚晶粒, 如果要成为再结晶晶核就必须克服这一移动率过小的障碍。我们知道, 在形变金属中, 局部严重的晶格弯曲可以帮助克服这种障碍, 所以胡郁<sup>[82]</sup>等人曾提出的过渡带成核模型也能反应这一要求。最近, Smith和Dillamore<sup>[83]</sup>甚至认为亚晶界也能移动, Dillamore等人<sup>[84]</sup>还提出, 为了达到与表面张力平衡, 通过三亚晶交界的弛豫来实现亚晶界移动的看法, 以此来支持既存晶核理论。随后, Smith和Rae<sup>[85]</sup>与King和Smith<sup>[86]</sup>企图用晶界位错同“坎”的运动来解释晶界的移动等。此外, Verbraak等人<sup>[87,88]</sup>对高纯铝的研究指出, 再结晶晶核有时也会通过 $\langle 112 \rangle$ 双滑移消除 $(110)$ 倾侧晶界来实现。

为了弄清再结晶机制, 近来一些人又在单晶体上进行了不少工作, Rath和胡郁<sup>[89]</sup>用初始取向为 $(110)$   $[\bar{1}12]$ 的轧延区熔Al单晶, 观察其亚晶界的移动, 发现移动速率具有十分严重的各向异

性, 其差可达一个量级之多。但这种各向异性和预形变量无关, 仅看出倾侧亚晶界比混合或扭转亚晶界的移动得快。此外, 晶界移动激活能随形变量的增大而减小, 再结晶晶核则无一具有如图 12.25 所示的 Kronberg-Wilson 取向关系。Vandermeer 和 Snyder, Jr.<sup>(90)</sup> 在轧延 Ta 单晶的退火工作中, 发现 (001) [110] 和 (112) [110] 取向的晶体轧延后得到均匀分布的位错, 退火后产生多边形化, 其中 (001) [110] 的直到 1673K 也无再结晶迹象, (112) [110] 的出现一些混乱取向的再结晶晶核。(111)[110] 取向的晶体轧延后取向发生变化, 并形成位错胞结构; 由于晶格严重弯曲所以较易再结晶。亚晶界的移动速率比晶粒合并成核模型预计的要大 4 到 8 个量级, 再结晶晶核与母体关系相当绕 <111> 方向旋转 23 到 24 度。为了研究层错能对形变金属退火的影响, Van Druenen 和 Saimoto<sup>(91)</sup> 用 [001] Ni 和 Ni-Co 合金单晶拉伸形变到第 I 和第 II 阶段, 发现前者的回复激活能比自扩散激活能大, 后者的回复激活能比自扩散激活能要小, 并且它们都随层错能的降低而增大, 显然这两种状态应对应不同的位错运动。Gottstein、Zabardjadi 和 Mecking<sup>(92)</sup> 还研究了拉伸 Cu 单晶过程中的动态再结晶现象; 他们发现, 动态再结晶的开始只与应力水平有关, 而与应变无关。它的再结晶晶核就是在形变过程中产生的亚晶粒由于形变不稳定性而触发的。温度较低时, 此核逐渐为退火孪晶所取代。所以从以上列举的实验中我们可以看出, 形变金属在退火时, 亚晶界的移动是值得注意的。在第七章所介绍的 Fujita 等人<sup>(93)</sup> 对 Al 所做的高压电镜直接观察实验中, 退火部分的结果也说明这一问题。最近, 正电子湮灭实验\*已开始应用到这一领域中, 可望不久的将来能得到更多的信息<sup>(94)</sup>。

在形变金属的退火过程中, 合金元素的影响也是非常重要的。现在看来, 在一些合金中, 固溶合金元素的影响占主导地位。

\* 有关正电子湮灭现象的内容可参看 Seager 在 *Frontiers in Materials Science* 一书中所作的介绍。

位, 而第二相的作用并不大, 如矽钢中的N以及B、S<sup>[95]</sup>, Cu中的Sn以及Ag, Se等<sup>[96]</sup>。Sheard和Nutting<sup>[97]</sup>还发现在碳素钢中, 存在一晶界对固溶合金元素的突破温度 (Breakaway temperature), 即在突破温度以下晶粒长大不容易。原奥氏体晶粒大小的控制因素为生核, 但在突破温度以上则相反, 其控制因素为长大。Ganesan, Okazaki和Conrad<sup>[98]</sup>的实验还指出, 在Ti-Al和Ti-Mo合金中, 晶界移动的控制因素为在Ti中Al和Mo的体扩散。在另一些合金中, 第二相 (沉淀相) 的作用只有当其沉淀速度比再结晶速度大时才起作用, 否则还是固溶合金元素的影响占主导地位, 如Nb在一些高强度低合金钢中对再结晶的影响<sup>[99]</sup>。但是第二相一旦起作用, 其效果还是惊人的, 有时可抑制再结晶速率达6个量级之多, 并严重地影响再结晶组织<sup>[100]</sup>。尤其一些氧化物弥散相, 当其体积比或弥散度增大时都能明显地影响其再结晶生核与长大<sup>[101, 102]</sup>。

形变金属的退火问题比上述的要复杂得多, 因为它是一个综合的过程。Yeh和Maddin<sup>[103]</sup>在Fe-P-C非晶合金的再结晶实验中, 得到再结晶与再结晶产物的成分有关, 并指出此转变与成分的依赖关系可借相图得到解释。所以不难想象金属中, 结构和成分的微观不均匀性对形变后退火的重要作用。

## 参 考 文 献

- [1] 陈能宽、周邦新, 晶体缺陷和金属强度, (下册) 50 (1960).
- [2] Clarebrough L. M., Hargreaves M. E. and West G. W., *Phil. Mag.*, 1, 528 (1956).
- [3] Gordon P., *Trans. AIME*, 203, 1043 (1955).
- [4] Henderson J. W. and Koehler J. S., *Phys. Rev.*, 104, 626 (1956).
- [5] Van den Eskel A., *Physica*, 27, 603 (1961).
- [6] Manintveld, J. A., *Nature*, 169, 623 (1952).
- [7] Berghout C. W., *Acta Met.*, 4, 211 (1956).
- [8] 杨家骆、哈宽富, 吉林大学自然科学学报, 105 (1965).
- [9] Hirsch P. B., *Phil. Mag.*, 7, 67 (1962).
- [10] Bever M. B., *Creep and Recovery*, 14 (1957).

- [11] Crussard C, Aubertin F. Faoul B. and Wyon G., *Progr. in Metal Physics*, 2, 193 (1950).
- [12] Guinier A. and Tenevin F., *Progr. in Metal Physics*, 2, 177 (1950).
- [13] Hibbard W. R. Jr. and Dunn C. G., *Creep and Recovery*, 52 (1957).
- [14] Бочвар А. А., Основы Термической Обработки Сплавов (1932).
- [15] Щмарц В. И., Ф. М. М., 5, 182 (1957).
- [16] Gordon P., *Trans. AIME*, 203, 1043 (1955).
- [17] Clarebrough L. M. Hargreaves M. E. and Loretto M. H., *Acta Met.*, 6, 725 (1958).
- [18] Clarebrough L. M., Hargreaves M. E. Michell and D. West G. W., *Proc. Roy. Soc.*, A215, 207 (1952).
- [19] Talbot J., *Recovery and Recrystallization of Metals*, 269 (1963).
- [20] Vanderweert R. A. Gordon P., *同上*, 211 (1963).
- [21] Гарбер Р. И. Тиндин И. А., Коган В. С., Лазарев Б. Г., *ДАН СССР*, 110, 64 (1956).
- [22] Гарбер Р. И., Тиндин И. А., Лазарев Б. Г., *Ф. Т. Т.*, 2, 1096 (1960).
- [23] Michalak J. T. and Hibbard W. R., *Trans. AIME*, 209, 101 (1957).
- [24] Иванов В. И. И Осипов К. А., *ЦЭВ АН СССР Метал. И Топл.*, 3, 79 (1960).
- [25] Избранов П. Д., Павлов В. А., И Родигин Н. М., *Ф. М. М.*, 7, 915 (1959); 8, 434, 607 (1959).
- [26] Johnson W. A. and Mehl R. G., *Trans. AIME*, 135, 416 (1939).
- [27] Avrami M., *J. Chem. Phys.*, 7, 1103 (1939), 8, 212 (1940), 9, 177 (1941).
- [28] Ивагнов В. И. И Осипов К. А., *ЦЭВ АН СССР, Метал. и Топл.*, 87 (1960).
- [29] Anderson W. A. and Mehl R. F., *Trans. AIME*, 161, 140 (1945).
- [30] Conte P. A. and Form W., *Z. Metallkunde*, 67, 158 (1976).
- [31] Becker, R., *Z. Phys.*, 7, 547 (1926).
- [32] Burgers W. G. and Lowwerse P. C., *Z. Phys.*, 67 605 (1931).
- [33] Cahn R. W., *Proc Phys. Soc.*, 63, 323 (1950).
- [34] Beck P. A., *adv. Phys.*, 3, 245 (1954).
- [35] Aust K. T., Kach E. F. and Dunn C. G., *Trans. AIME*, 215, 90 (1959).
- [36] Krongberg M. L. and Wilson F. H., *Trans AIME*, 185, 501 (1949).
- [37] Burgers W. G. and Verbraak C. A., *Acta Met.*, 5, 765 (1957).
- [38] Verbraak C. A., *Acta Met.*, 6, 580 (1958).
- [39] Burke J. E. and Turnbull D., *Progr in Metals Physics*, 3, 220

- (1952).
- [40] Walter J. L. and Dunn C. G., *Trans. AIME*, 215, 465 (1959).
- [41] Mott N. F., *Proc. Phys. Soc.*, 60, 391 (1948).
- [42] Smith C. S., *Metal Interfaces*, A. S. M. (1952).
- [43] Beck P. A., Kremer J. C., Demer L. J. and Holzworth M. L., *Trans AIME*, 175, 372 (1948).
- [44] Burke J. E., *Trans. AIME*, 180, 73 (1949).
- [45] Bailey J. E. and Hirsch P. B., *Proc. Roy. Soc.*, A267, 11 (1962).
- [46] Orowan E., *Dislocations in Metals* (1954).
- [47] Oriani R. A., *Acta Met.*, 8, 134 (1960).
- [48] Perryman E. C. W., *Creep and Recovery* (1957).
- [49] Aust K. T. and Rutter J. W., *Trans. AIME*, 215, 820 (1959).
- [50] Rutter J. W. and Aust K. T., *Trans. AIME*, 218, 682 (1960).
- [51] Cahn J. W., *Acta Met.*, 10, 789 (1962).
- [52] Lücke K. and Stüwe H., *Acta Met.*, 19, 1087 (1971).
- [53] Hillert M. and Sundman B., *Acta Met.*, 24, 731 (1976).
- [54] Perryman E. C. W., *Trans. AIME*, 203, 369 (1955).
- [55] Blade J. C., Clare J. W. H. and Lamb H. I., *J. Inst. Met.*, 88, 365 (1959—60).
- [56] Abrahamson E. P. and Blackeney B. S., *Trans. AIME*, 218, 1101 (1960), 221, 1196, 1199 (1961).
- [57] Lucci A., Riontino G., Tabasso M. C., Tamanini M. and Venturello G., *Acta Met.*, 26, 615 (1978).
- [58] Beck P. A., Hu H. (胡郇) and Sperry P. R., *J. Appl. Phys.*, 21, 420 (1950).
- [59] Beck P. A. and Hu H. (胡郇), *Trans. AIME*, 194, 83 (1952).
- [60] Chen N. K. (陈能宽) and Mathewson C. H., *Trans. AIME*, 194, 501 (1952).
- [61] Hu H. (胡郇), *Trans. AIME*, 215, 320 (1959).
- [62] Hu H (胡郇) Cline R. S. and Goodman S. R., *Trans AIME*, 224, 96 (1962).
- [63] Burges W. G. and Verbraak C. A., *Acta Met.*, 5, 765 (1957); Verbraak C. A., *Acta Met.*, 6, 580 (1958).
- [64] Lücke K., Rixen R. and Senna M., *Acta Met.*, 24, 103 (1976).
- [65] Hansen J., Mecking H. and Lücke K., *Acta Met.*, 24, 633 (1976).
- [66] Wilson F. H. and Brick R. M., *Trans. AIME*, 161, 173 (1942).
- [67] Inagaki H., Kurihara K. and Kozasu I., *Tron Iron Steel Inst. Japan.*, 17, 75 (1977).
- [68] *Fundamentals of Deformation Processing* Sagamore Army Materials Conference, Vol. I, eds. Backofen W. A. (1964).

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重知识版权！

- [69] Wray J. and Holmes M. F., *Met. Trans.*, 6A, 1189 (1975).
- [70] Wray J., *Met. Trans.*, 6A, 1197, 1379 (1975).
- [71] Robbins J. L., Shepard O. C. and Sherby O. D., *J. Iron Steel Inst.*, 199, 175 (1961).
- [72] Young C. M. and Sherby O. D., *J. Iron Steel Inst.*, 211, 640 (1973).
- [73] Erasmus L. A., *J. Iron Steel Inst.*, 202, 32, 128 (1964).
- [74] Matsuoka T., Kawai T., Hobo Y. and Ueda S., *Trans. Iron and Steel Inst. Japan.*, 15, 137 (1975).
- [75] Nishi Y., Nomura H. and Shiratani K., *Trans Iron and Steel Inst. Japan*, 15, 531 (1975).
- [76] Hardwick D. and Tegart W. J., McG, *J. Inst. Metals*, 90, 17 (1961—62).
- [77] Sellars C. M. and Tegart W. J. McG, *Mem. Sci. Rev. Met.*, 63, 731 (1966).
- [78] Bellier S. P. and Doherty R. D., *Acta Met.*, 25, 521 (1977).
- [79] Doherty R. D., *Metal Sci J.*, 8, 132 (1974).
- [80] Ray R. K., Hutchinson W. B., and Duggan B. J., *Acta Met.*, 23, 831 (1975).
- [81] Hu H. (胡郇), Recovery and Recrystallization of Metal, 311, (1963).
- [82] Hu. H. (胡郇), Cline R. S. and Goodman S. R., *J. Appl Phys.*, 32, 1392 (1961).
- [83] Smith C. J. E. and Dillamore I. L., *Metal Sci J.*, 4, 161 (1970).
- [84] Dillamore I. L., Morris P. L., Smith C. J. E. and Hutchinson W. B., *Proc. Roy Soc.*, A329, 405 (1972).
- [85] Smith D. A. and Rae C. M. F., *Met. Sci.*, 13, 101 (1979).
- [86] King A. H. and Smith D. A., *Met Sci.*, 13, 113 (1979).
- [87] Verbraak C. A., *Vth Int. Conf. on Textures* (1978).
- [88] Kreynsberg H. P., Slakhorst J. W. H. G. and Verbraak C. A., *Acta Met.*, 27, 101 (1979).
- [89] Rath B. B. and Hu H. (胡郇), *Trans AIME*, 245, 1243 (1969).
- [90] Vandermeer R. A. and Snyder Jr. W. B., *Met. Trans.*, 10A, 1031 (1979).
- [91] Van Drunen G. and Saimoto S., *Met. Trans.*, 10A, 783 (1979).
- [92] Gottstein G. Zabardjadi D. and Mecking H., *Met. Sci.*, 13, 223 (1979).
- [93] Fujita H., *J. Phys. Soc. Jap.*, 23, 1349 (1967); 26, 331 (1969); Tabata T., Yamanaka S. and Fujita H., *Acta Met.*, 26, 405 (1978).
- [94] Byrne J. G., *Met. Trans.*, 10A, 791 (1979).
- [95] Grant Rowe R., *Met. Trans.*, 10A, 997 (1979).
- [96] Charles H. Pitt, Paul L. Tayler, and Dale L. Van Wagoner, *Met.*

*Trans.* 10A, 809 (1979).

- [97] Sheard G. and Nutting J., *Met. Sci.*, 13, 131 (1979).
- [98] Ganesan P. Okazaki K. and Conrad H., *Met. Trans.*, 10A, 1021 (1979).
- [99] Weiss I. and Jonas J. J., *Met. Trans.*, 10A, 831 (1979).
- [100] Davidson A. P. and West D. R. F., *Met. Sci.*, 13, 170 (1979).
- [101] Humphreys F. J., *Met. Sci.*, 13, 136 (1979).
- [102] Jones A. R., Ralph B. and Hansen N., *Met. Sci.*, 13, 149 (1979).
- [103] Yeh H. L. and Maddin R., *Met. Trans.*, 10A, 771 (1979).

## 第十三章 蠕 变

蠕变即金属在恒定应力下发生的缓慢而又连续的一种形变。一般当应变较小时（如小于  $10^{-3}$ ），普通恒定负荷下所得的结果与上述恒定应力的相差无几，否则就需要特殊的装置以满足恒定应力的条件。

目前绝大多数工作中所采用的恒定应力都在宏观屈服应力之上。所得蠕变曲线，即应变-时间曲线，虽随金属不同而有所差异，但其主要特点都可示意如图 13.1。当温度低时（如（a）所示）， $\epsilon_1$  为瞬间应变，包括起始的弹性和范性形变，随着时间的延长，最后趋向一定值  $\epsilon_2$ 。温度较高时（如（b）所示），除去瞬间应变以外共分三个阶段。在第一阶段中，蠕变速率随时间而减小，在第二阶段中，其值为一常数，第三阶段则随时间而猛增。温度更高时（如（c）所示），第二阶段变得很短，第三阶段却较早的到来。此外，若试样起始位错密度十分小时，蠕变曲

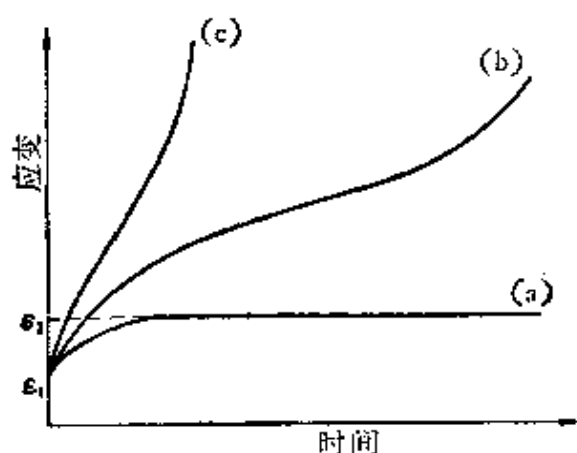


图13.1 蠕变曲线的示意图。

线上还会出现一段孕育期。最后我们还应指出，不论实验温度的高低，瞬间蠕变都具有接近相同的值，随着温度的降低，蠕变速率才开始下降。此外，若温度不变而增加应力时，亦可得到类似图 13.1 的曲线。

产生蠕变的温度是没有限制的，甚至从绝对零度到接近金属的熔点温度。当然 0 K 时的蠕变不可能来自热激活，而是来自量子力学的一种隧道效应，其值约为

$$\varepsilon \sim \frac{2\pi h}{\sqrt{2MU}},$$

式中  $h$  为 Planck 常数,  $M$  为单位原子长位错线的质量,  $U$  为激活能<sup>(1)</sup>。不过, 一般工程上感兴趣的是温度范围约在  $0.4$  到  $0.7T_m$ , 其中  $T_m$  为金属的熔点绝对温度。最早, 为了正确的掌握部件的尺寸, 故对图 13.1(a) 中的  $\varepsilon$ , 发现有实用价值, 后来, 随着工程技术中工作温度的提高, 特别是近来为了结合燃汽轮机, 宇航火箭等的实际要求, 蠕变的三个阶段都成为工程技术和物理冶金的研究对象。

## § 13.1 蠕变曲线<sup>(2)</sup>

根据实验, 目前已积累了很多关于蠕变曲线的经验公式, 它们与所用试样及实验条件都有关系, 所以就难以一一列举。下面, 我们只简要地介绍几种常见的蠕变曲线解析表达式。

第一阶段蠕变又称为减速蠕变, 低温时(譬如对铜多晶而言, 低于  $200\text{K}$ ) 其蠕变曲线可用下式表示

$$\varepsilon = \alpha \log t + c_1, \quad (13.2)$$

式中  $\alpha$  和  $c_1$  为两常数, 故又称为对数蠕变或  $\alpha$  蠕变。高温时(譬如对铜多晶而言, 高于  $400\text{K}$ ), 其蠕变曲线可用下式表示

$$\varepsilon = \beta t^{1/3} + c_2, \quad (13.3)$$

式中  $\beta$  和  $c_2$  为常数, 故又称为  $\beta$  蠕变。在中间温度时可采用(13.2)和(13.3)之和, 即用

$$\varepsilon = \alpha \log t + \beta t^{1/3} + c' \quad (13.4)$$

表示之。

第二阶段蠕变又称为恒速蠕变或稳态蠕变, 其蠕变曲线可写为

$$\varepsilon = Kt + c_3, \quad (13.5)$$

式中  $K$  和  $c_3$  为两常数。当温度较高时, 第二阶段蠕变常常和第

一阶段蠕变产生重叠，故这时可将总蠕变曲线写为

$$\varepsilon = \beta t^{1/3} + Kt + c'' \quad (13.6)$$

第三阶段蠕变又称为加速蠕变，此段蠕变曲线由于缺乏系统研究，目前尚无公认的解析形式。

关于温度和应力对蠕变曲线的影响问题，目前这方面的经验规律也积累了很多。以第二阶段蠕变为例，如将蠕变速率与温度和应力的关系用 Arrhenius 方程来表示，则随着蠕变机制的不同，可以通过改变蠕变激活能或改变频率因子来影响蠕变速率，故其影响可用下二式表示

$$\dot{\varepsilon} = A \exp[-(\Delta H_0 + \alpha\sigma)/kT] \quad (13.7)$$

和

$$\dot{\varepsilon} = B\sigma^n \exp[-\Delta H_0/kT], \quad (13.8)$$

式中  $\Delta H_0$  为无应力时的激活能， $A$ ， $B$ ， $n$  和  $\alpha$  为常数， $kT$  的意义如前所述具有一般意义。(13.7) 式即为一般的热激活形式，关于 (13.8) 式，McLean<sup>(4)</sup> 曾用 12 种金属的蠕变数据作图，所得结果如图 13.2 所示，其中应力已用切变模量  $G$  正规化了。图

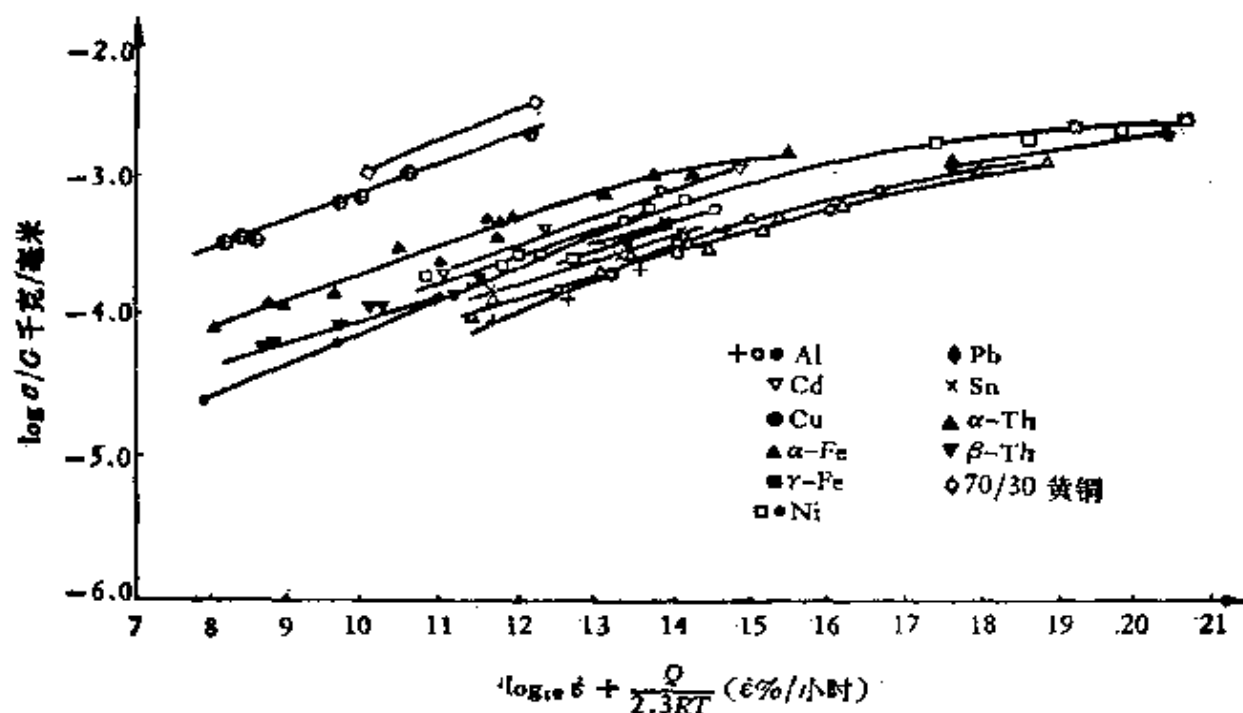


图13.2 12种金属的蠕变数据按 (13.8) 式所作的图。

中左边数据, 即低应力时, 接近直线关系, 并各种金属都具有相同的  $n$  值, 约等于 5。右边数据, 即高应力时, 曲线略向下弯曲, 显然应对应不同的蠕变机制。

此外, Garofalo<sup>[4]</sup> 对稳态蠕变速率还提出一个在 0.5—0.99  $T_M$  温度范围内适用的经验公式, 即

$$\dot{\epsilon} = c (\sinh \alpha \sigma)^n, \quad (13.9)$$

其中  $c$ ,  $\alpha$  和  $n$  在一定温度下均为常数。当  $\alpha\sigma < 0.8$  时 (低应力时), (13.9) 式即可简化为 (13.8) 式; 当  $\alpha\sigma > 1.2$  时 (高应力时), (13.9) 式即可简化为 (13.7) 式。

## § 13.2 蠕变过程中组织结构的变化

在蠕变过程中, 金属的组织结构变化比较复杂, 不但各个阶段有它的特点, 而且在同一阶段中往往也有多种变化叠加在一起。仅就简单金属为例, 这些变化导致滑移带和扭折带的出现, 回复和再结晶的产生以及晶界的各种运动直至微裂缝的形成, 最后到断裂。此外, 我们还应注意, 所有这些现象都是在蠕变条件下产生的, 譬如回复, 由于是在应力作用下进行的, 故应视为动态回复。此外, 蠕变过程中组织结构的变化除了直接观察外, 也可以平行的测量一些物理量的变化, 譬如硬度, 电阻, 弹性模量, 内耗等, 的确发现它们有与蠕变曲线三阶段相对应的阶段性变化。

### 13.2.1 蠕变过程中的滑移带与扭折带

在蠕变过程中, 滑移仍然是一个主要现象, 但随着温度的增高, 滑移带逐渐加宽、变深, 并且在带与带间出现所谓的精细滑移线。图 13.3 即为铝单晶在 300°C 下慢速形变的结果, 类似于加工硬化曲线中的第三阶段, 其中的精细滑移线隐约可见。由于精细滑移线间距小于 1 微米, 其滑移量也只 50 到 500 Å, 一般金相显微镜不易观察到, 故当时 McLean 称此为失去的蠕变,

事实上精细滑移在整个蠕变过程中的贡献是很大的，它充满了整个粗滑移带间的地方。图 13.4 为铝在 200°C 蠕变时各种机制对蠕变的贡献，其中包括精细滑移<sup>[6]</sup>。实验证明，温度越高，应力越小，晶粒越小，滑移带间距就越大。有时多晶试样在一定的高温和低应力下，蠕变的绝大部分滑移量来自精细滑移而看不见滑移带，故人们称之为无滑移流变。

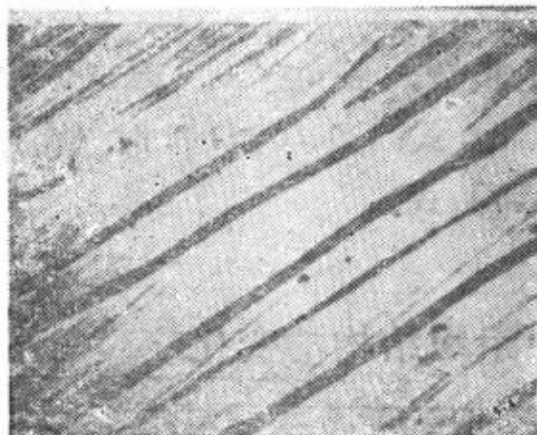


图13.3 300°C时铝的慢速形变结果。

此外，由于温度的增高可能导致出现新的滑移系统，譬如铝在高温时，有  $\{100\} \langle 110 \rangle$  和  $\{211\} \langle 110 \rangle$  滑移，锌有非基面滑移等。因此，在这个时候面心立方和六方结构也会产生波纹状滑移。

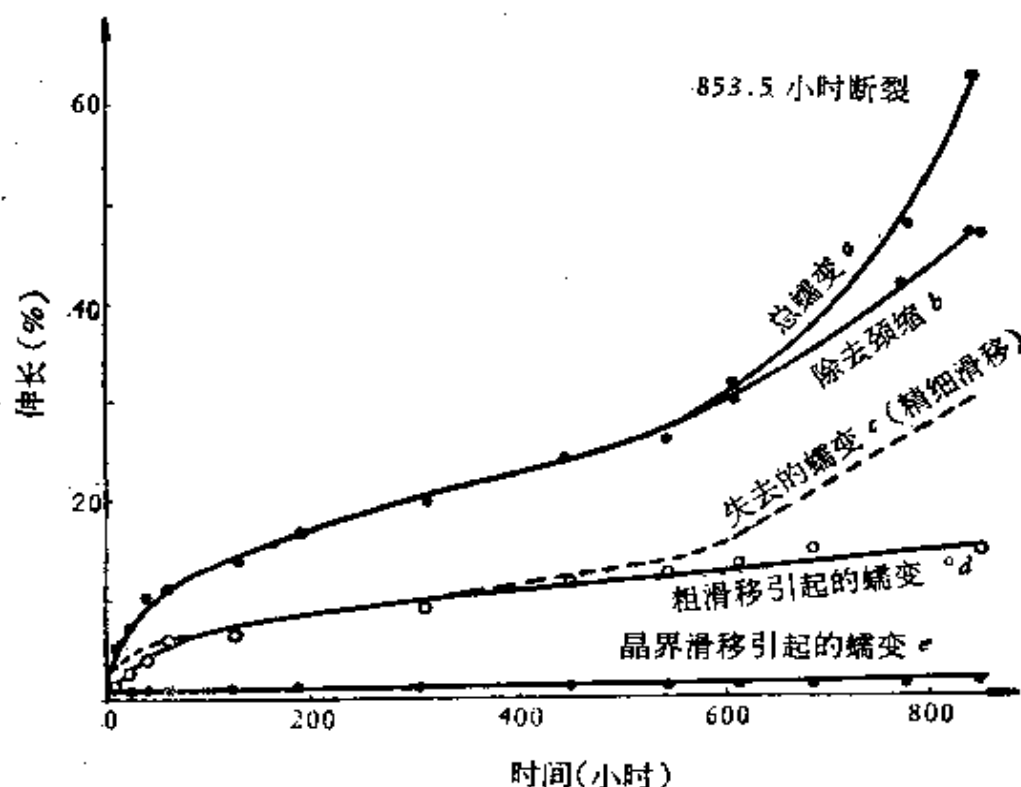


图13.4 铝在200°C应力为 $\frac{1}{2}$ 吨/英寸<sup>2</sup>时各种机制对蠕变的贡献。

在蠕变条件下，比较容易出现扭折带。实验证明，温度越高，应力越小，晶粒越小，扭折带就越宽。往往带宽比晶粒还大时，扭折带就看不见了。

总的来说，低温蠕变的第一阶段主要是滑移和扭折，在六方结构金属中还可能出现孪生。温度高时逐渐产生下一节所要讲述的回复和再结晶现象。

### 13.2.2 蠕变过程中的回复与再结晶

蠕变温度升高时很容易产生回复和再结晶，在第一阶段的末期，回复可以说已经很充分了。图 13.5 (a) 和 (b) 是铝多晶在 200°C 和 350°C 时慢速形变的 X 射线衍射照片同其金相<sup>(6)</sup>。很明显的看出，温度提高 150°C 后，原来衍射环上隐约的斑点已分离成十分清晰的斑点，说明亚结构已渐完善。原来金相中残余的滑移痕迹已完全消失，晶界也有显著的变宽。蠕变第二阶段的主

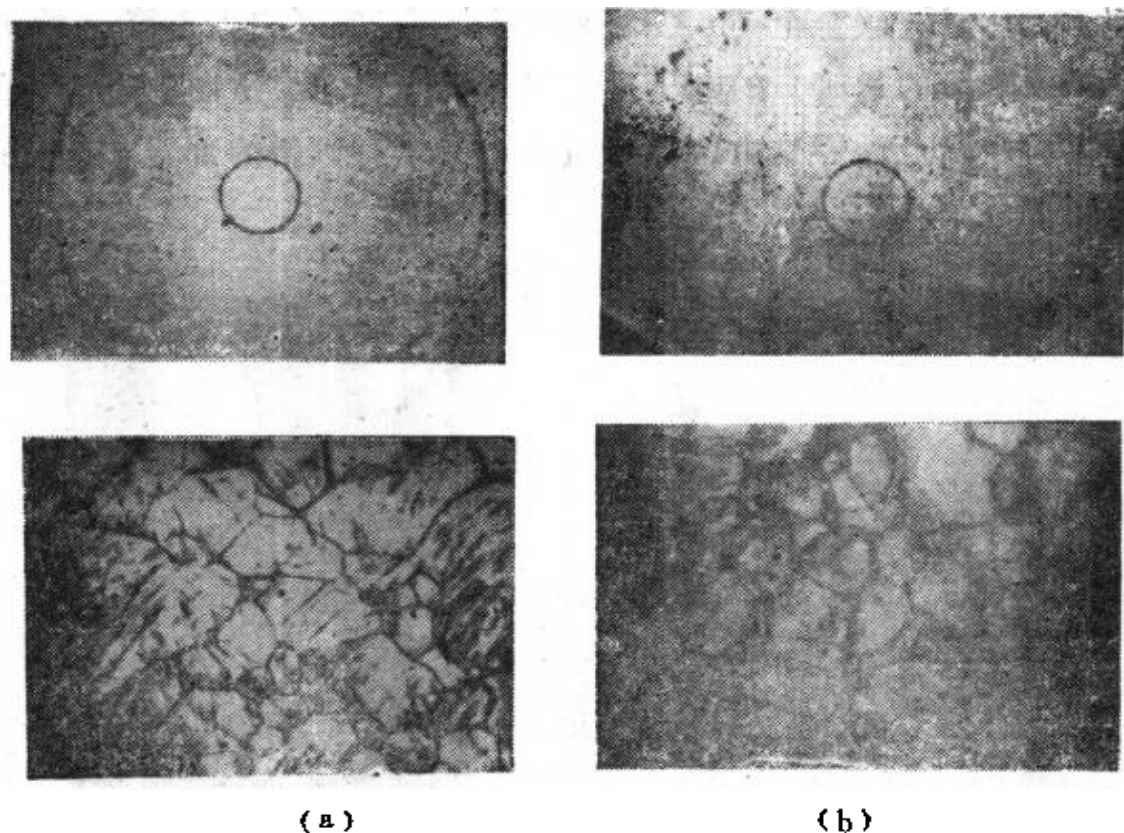


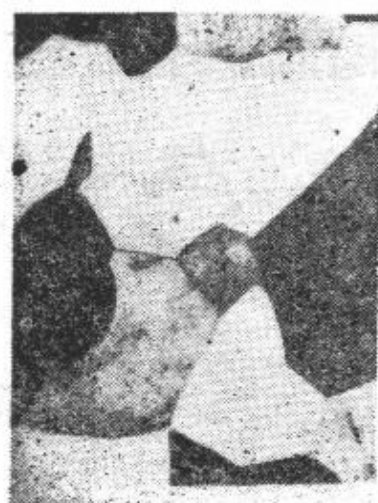
图 13.5 多晶铝在 (a) 200°C 下慢速形变 9 % 和 (b) 350°C 下慢速形变 7 % 的 X 射线衍射照片及其金相。

要特点，一般来讲是通过多边形化形成亚晶粒。图13.6即为一例，(a)是蠕变前铝的退火状态，(b)是200°C时蠕变900小时后的结果。很清楚的看出，亚结构已发展成很稳定的状态，因此第二阶段蠕变又称为回复蠕变。一般亚结构得以充分发展的金属，其层错能都较高，譬如铝、 $\alpha$ -铁、镁、锌、镉等；像层错能较低的铜、镍、 $\gamma$ -铁等虽较静态时易于多边形化，但最后往往还是出现再结晶现象，而且其再结晶温度较静态时为低。再结晶现象一般出现在第二阶段末和第三阶段，因此它往往导致第一阶段的重现，譬如蠕变过程中的再结晶现象在铅中是众所周知的现象。

在蠕变过程中，亚结构的形成机制也是通过晶格弯曲部分的多边形化，因此其大小与晶粒度无关，只随温度的增高、应力的减低而增大。在单晶或粗晶试样中，亚结构排成比较明显的带状，亚结构间的取向差近似的与蠕变量成正比，即

$$\theta \simeq \varepsilon. \quad (13.10)$$

图13.7为铁-碳合金550°C蠕变时形变至5%（相当于第一阶段到第二阶段的过渡）的电子显微镜透射照片，从图中很清楚的可以看出，亚晶界是由位错网组成，其中有倾斜的部分，也有扭转的部分。



(a)



(b)

图13.8 (a)为铝蠕变前的退火状态，(b)为200°C时蠕变900小时伸长50%后的结果。

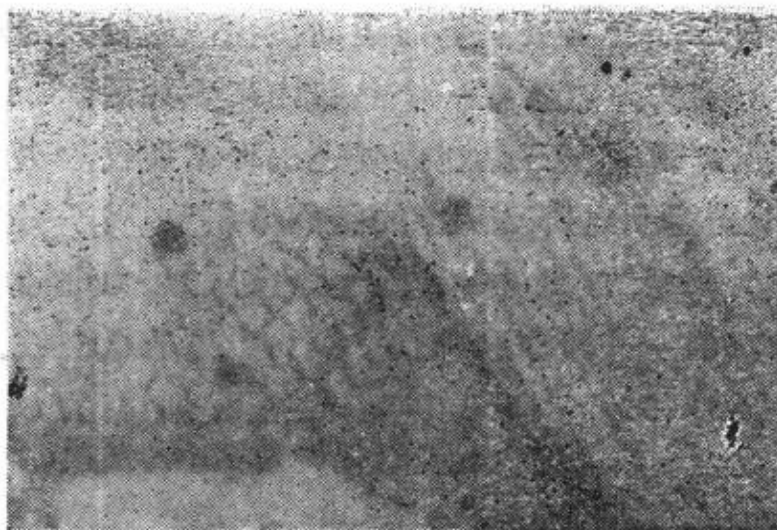


图13.7 铁-碳合金550°C蠕变至5%的电子显微镜透射照片。

### 13.2.3 蠕变过程中的晶界运动与晶间微裂纹的形成

晶界的运动在蠕变过程中也是很复杂的。首先，从蠕变开始到终了都有晶界的滑动，它对总蠕变量的贡献如图13.4中所示。其值随温度的增高，应力的降低，晶粒度的减小而增加，尤其当蠕变速率足够小时，其相对贡献便更大。由于晶界本身不可能绝对平滑，故其滑动是跳跃的；一般开始滑动快，随后变慢，有时还有孕育阶段，并在晶界附近引起一定骚动。跳跃现象经平均后，其效果虽看不出来，但骚动却引起晶界两侧亚结构的产生。

在蠕变过程中，塞积在晶界前的位错群因力求获得松弛，故沿晶界便产生一空位流流向要攀移的位错。位错攀移后，沿晶界的位错分布变得更均匀，有利于晶界的移动。随着温度的升高，晶界的滑动也来得更加突出。晶界滑动和移动的交替进行，结果导致金相中的三晶交点（图13.8所示）的运动<sup>[7]</sup>。

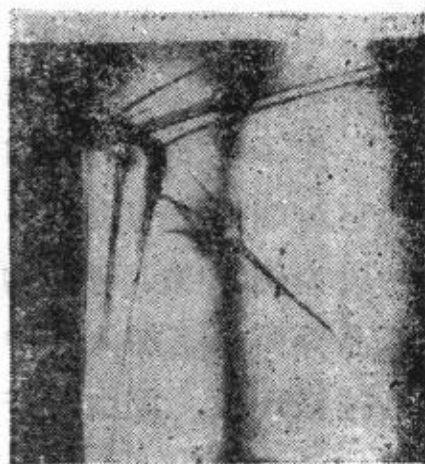


图13.8 1600°F 时铝在50磅/平方英寸下蠕变中三晶交点的运动。

上述这种三晶交界处晶界的运动往往产生较大的应力集中，为了松弛这一应力，常常在一个晶粒内产生如图 13.9 所示的褶皱现象。有的严重时在三晶交界处还出现微裂纹，图 13.10 就是图 13.9 用偏光照明时所显示出的晶间微裂纹<sup>[7]</sup>。一般这种形状的微裂纹称为 V 型的；另外，沿接近垂直外加应力取向的晶界上往往会出现微空洞，一般称这种微空洞为 O 型的微裂纹。有关微裂纹的问题在 § 13.5 和 § 13.6 中我们还要仔细讨论。

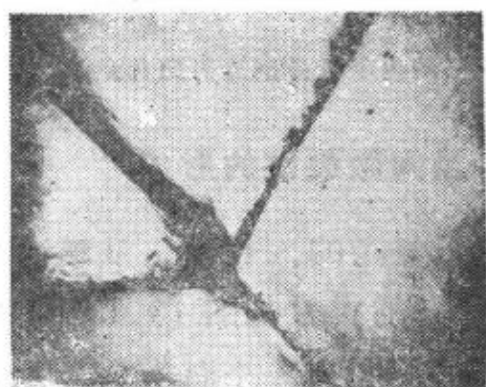


图 13.9 铝 Al-20%Zn 合金在 500°F 时，2000 磅/吋<sup>2</sup> 下蠕变中三晶交界处引起的褶皱现象。



图 13.10 用偏光照明图 13.9 所显示出的晶间微裂纹。

在高温蠕变中，晶界的滑动是十分显著的，Grant 和张兴铃等人<sup>[7-9]</sup>作了很多这方面的工作，图 13.8 到图 13.10 仅摘其三例。但它对蠕变量的贡献可能不是主要的，一般在 10% 左右。以第二阶段为例，由于亚结构尺寸较小，晶内滑移的位错一般不能穿过亚晶界而只是加入其中。如设  $l$  为亚晶粒线大小， $n$  为其中扫过的位错环数，则由此产生的应变同由此对亚晶界取向差的贡献粗略估计均约为  $nb/l$ ，其中  $b$  为位错的柏氏矢量，此即 (13.10) 式所述的实验事实。因此我们说，至少在蠕变第二阶段总蠕变量主要还是来自晶内滑移；可能随着温度的升高，应力的降低，晶粒度的减小晶界的滑动对总蠕变量的贡献就会越来越大。不过，Harper 和 Dorn<sup>[10]</sup>的实验却指出，高温时单晶和多晶铝具

有同样大小的蠕变速率, 所以对抗蠕变阻力可能存在最佳晶粒度。

呈阅器提醒您:  
使用本资料时  
请尊重相关知识版权!

### § 13.3 蠕变激活能

如果我们考虑的蠕变现象不在绝对零度附近, 那么要探讨蠕变激活能的最简单方法就是将它看作一热激活过程, 并设蠕变速率  $\dot{\epsilon}$  满足下述 Arrhenius 关系

$$\dot{\epsilon} = A \exp[-\Delta H/RT], \quad (13.11)$$

式中  $A$  为频率因子, 它包括激活熵, 是结构同应力的函数,  $\Delta H$  为蠕变激活能,  $R$ ,  $T$  的意义如前所述。因此在恒温恒应力下, 蠕变观察到的结构变化一定引起  $A$  和  $\Delta H$  的改变。Dorn<sup>(11)</sup> 为了测出在一定结构下的蠕变激活能, 曾采用下述瞬变温度的方法: 即当试样在恒应力下蠕变到某一定值时, 很快的将温度从  $T_1$  改变  $\Delta T$  到  $T_2$ 。若  $\Delta T$  不太大时, 可认为温度瞬变前后结构并没改变, 所得蠕变速率的变化全系改变温度引起的。按 (13.11) 式, 在恒应力下, 蠕变速率的改变应满足下式

$$\dot{\epsilon}_1 \exp \Delta H/RT_1 = \dot{\epsilon}_2 \exp \Delta H/RT_2, \quad (13.12)$$

从而得出

$$\Delta H = R \ln \frac{\dot{\epsilon}_1}{\dot{\epsilon}_2} / \left[ \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right]. \quad (13.13)$$

注意, 如所测蠕变不只包括一个激活过程, 则所得激活能  $\Delta H$  代表起着控制作用热激活的激活能。这就是说, 当这些过程是独立时,  $\Delta H$  为其中最小激活能; 若当这些过程是互相依赖时, 则  $\Delta H$  为其中最大激活能。

Sherby 等人<sup>(12)</sup> 用上述方法测得在不同温度下, 高纯铝的蠕变激活能 (如图 13.11 所示)。McLean<sup>(13)</sup> 取  $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-6}$ , 算得频率因子  $A$  与温度的关系亦画在图 13.11 中。类似的结果在高纯铜中也曾发现。Sherby 等人首先强调指出, 测得激活能与所用

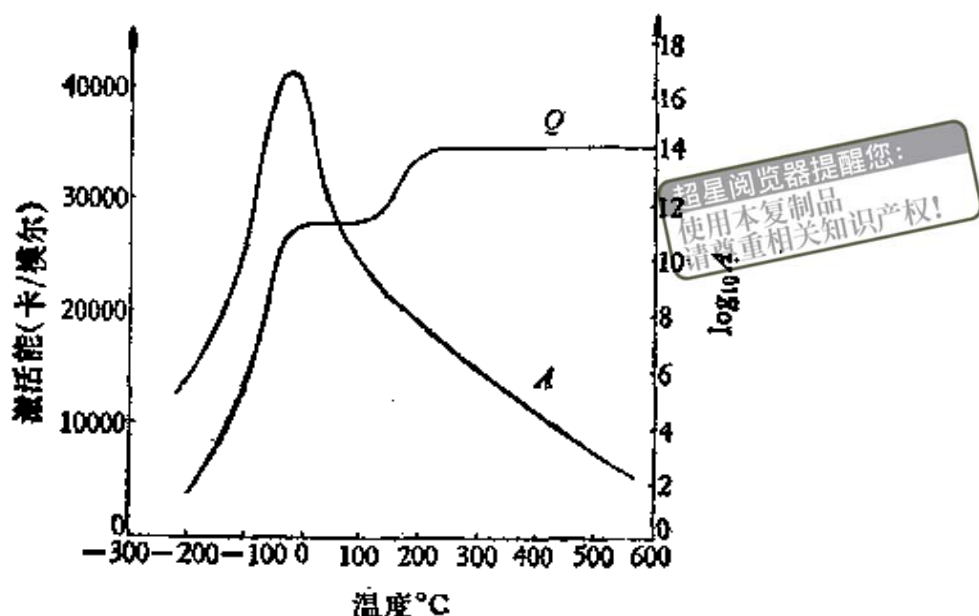


图13.11 高纯铝蠕变激活能 $\Delta H$ 和频率因子 $A$ 与温度的关系。

计算 $A$ 时，取 $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-6}$ 。

蠕变应力无关，但后来发现在较大应力范围内，激活能是随所用蠕变应力增加而单调下降的，这种现象从图 13.2 也能明显地看出。其次，从图 13.11 中我们看出，激活能有两个平台，大约一个由 220°C 到熔点，另一个由 -20°C 到 100°C。前者对应的为 35500 卡/摩尔，与铝的自扩散激活能十分接近；后者对应的为 27500 卡/摩尔，与 Schoeck 和 Seeger 计算所得的交滑移激活能很接近<sup>[13]</sup>。这说明在上述温度范围内，蠕变过程存在着两种回复机制：高温回复蠕变激活能与自扩散激活能一致这一事实在很多金属中都得到验证，从图 13.12 中可明显地看到这种一致程度<sup>[14]</sup>。如果中温回复蠕变机制真是位错的交滑移，那么上述在大应力下，蠕变激活能与应力的线性关系就可以理解了。这时蠕变速率也显然用 (13.7) 式比 (13.8) 式更为合适。有关图 13.11 的进一步解释，在下一节中我们还要述及。

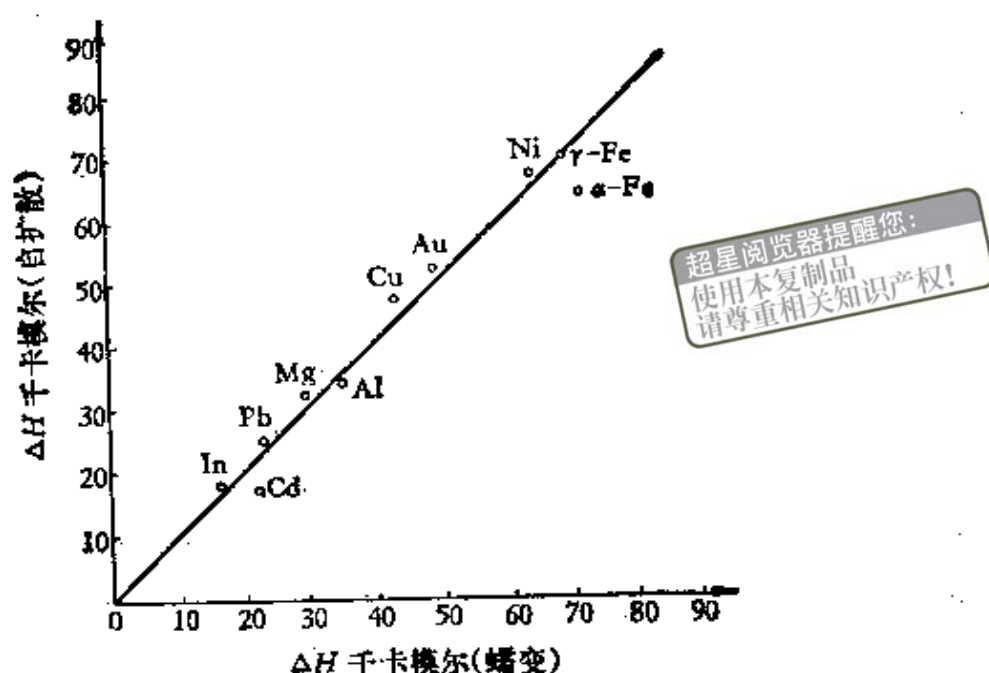


图13.12 几种金属的高温回复激活能与自扩散激活能。

## § 13.4 蠕变理论

至今已经发表了很多各式各样的蠕变理论，这里就无法一一列举。现仅就大家熟知的一些理论作简要的如下介绍。为了叙述方便起见，我们将蠕变温度划分成三段。以金属熔点  $T_M$  为准，当  $T < 0.25T_M$  时称为低温，此时基本上不产生回复；当  $0.25T_M < T < 0.5T_M$  时称为中温，此时动态回复能显著进行，但扩散并不明显；当  $T > 0.5T_M$  时就称为高温，此时扩散过程能以显著速度进行，回复便可通过位错的攀移来实现。

### 13.4.1 低温蠕变理论

最早的低温蠕变理论是 Mott 和 Nabarro<sup>[15]</sup>提出的所谓位错耗竭理论，他们认为在恒应力作用下，位错靠热激活的帮助按难易依次参加形变，遂给出第一阶段蠕变。但由于它不能解释蠕变过程中相应的结构变化，以及实验测得激活能与蠕变量无关的事

实，所以很多人对它表示疑义。目前，大家比较容易接受的理论是 Seeger<sup>(16)</sup>所提出的林位错理论。因为低温时没有回复，热激活只能帮助位错在滑移过程中克服与位错林交截造成的阻碍。按 § 6.2 的处理方法，如忽略交截过程中形成割阶时熵的变化，则

$$\dot{\epsilon} = bANv_0 \exp[-(\Delta H_0 - v\tau^*)/kT], \quad (13.14)$$

其中  $\Delta H_0$  为有效应力  $\tau^*$  等于零时位错交截的激活能，如考虑到交截位错的取向关系，显然  $\Delta H_0$  应具有一定能谱，这里暂时可作为一平均值来理解，至于其他符号意义和 (6.6) 式完全一样。

当在恒应力  $\tau$  蠕变时，由于原滑移面中位错和林位错的增加所造成的加工硬化都要使作用在位错上的反应力不断增加，故有效应力按下式不断减小

$$\tau^* = \tau - \theta\epsilon, \quad (13.15)$$

式中  $\theta = \Delta\tau/\Delta\epsilon$  是加工硬化系数。将上式代入 (13.14) 式进行积分后便得

$$\epsilon = \alpha \log(\gamma t + 1) + \epsilon_0, \quad (13.16)$$

其中

$$\epsilon_0 = \frac{\tau}{\theta} - \frac{\Delta H}{\theta v} \quad (13.16 a)$$

为起始蠕变时的形变量，

$$\alpha = \frac{kT}{\theta v}, \quad (13.16 b)$$

$$\gamma = \frac{\theta v}{kT} bANv_0, \quad (13.16 c)$$

故 (13.16) 式即为 § 13.1 中所介绍的对数蠕变或  $\alpha$  蠕变。(13.16 b) 式中  $\alpha$  与  $T$  的正比关系，Wyatt 用铜多晶在 70 到 400K 范围内蠕变时，也得到很好的证实。Thornton 和 Hirsch<sup>(17)</sup>也曾利用此低温蠕变的位错交截机制，求得各种金属的平均位错宽度  $d$  (如表 13.1 所示)，其结果与其他方法所得的结果比较接近。

此外，将 (13.14) 式改写作为

$$\Delta H = \Delta H_0 - v\tau^* = kT \log \frac{bANv_0}{\dot{\epsilon}}, \quad (13.17)$$

得到  $\Delta H$  与  $T$  成正比的关系，这与图 13.11 在低温范围内的结果也是十分吻合的。

表 13.1 各种金属位错宽度 (以铜的位错宽度为单位)

金属	Al	Ag	Au	Cd	Co	Cu	Ni	Pb	Pt	Zn
$d$	0.8	0.8	0.9	0.1	2.1	1.0	0.7	0.3	0.9	0.1

### 13.4.2 中温蠕变理论

中温蠕变时，其蠕变曲线虽然可以用如 (13.4) 式所示的混合形式表示，但其机制正如 § 13.3 所指出的是螺型位错的交滑移。这一结论不但适用于高层错能的铝，而且对低层错能的铜也适用。由于后者的位错较宽，交滑移只有在较高的温度和较大的应力下才能产生，故由 (7.36) 式可将蠕变速率写成

$$\dot{\epsilon} = bANv_0 \exp \left[ - \left( \Delta H_0 - c \ln \frac{\pi \tau}{\tau_0} \right) / kT \right]. \quad (13.18)$$

实验指出，铜在 400 到 800 K 蠕变时，其蠕变激活能随应力的增加为 37000 卡/摩尔至 28000 卡/摩尔。所以不论金属的层错能高低，只要应力和温度达到要求，交滑移就可以通过一次激活而完成。这与位错要攀移一定距离需要通过多次激活是不一样的。因此，如果蠕变过程的控制因素是交滑移时，其频率因子一定比控制因素是攀移的要大。这种现象在图 13.11 中也得到证实，产生交滑移时， $A$  有一极值。

最后，我们知道交滑移的产生，至多导致位错螺型部分的销毁，故随着蠕变的进行，而位错密度还是在不断增加。因此，只要不出现位错的攀移，蠕变速率总有下降的趋势而达不到稳态。所以我们说，位错交滑移的蠕变机制是一种不能完全消除硬化的回复过程，它主要反应蠕变第一阶段过渡到蠕变第二阶段时的一种低温回复，或者称为动态回复。

### 13.4.3 高温蠕变理论

高温蠕变理论是目前蠕变理论工作中很重要的一个课题。下面我们分三个方面来介绍：

温馨提示：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

(1)  $\beta$  蠕变 最早, Mott<sup>(18)</sup> 设想形变中产生的位错塞积在热激活的帮助下, 通过攀移不断地进行多边形化就是高温蠕变的实质。设  $\theta$  为蠕变金属的加工硬化系数, 则蠕变  $\varepsilon$  后产生的硬化便为  $\theta\varepsilon$ 。再设每一个位错由塞积群中攀移至亚晶界后, 所产生的内应力变化为  $\Delta\tau$ , 所需时间为  $\alpha$ 。由于这种内应力的变化可正可负, 故要完全抵消上述硬化  $\theta\varepsilon$  就需  $\left(-\frac{\theta\varepsilon}{\Delta\tau}\right)^2$  个位错。从而需要  $\alpha\left(-\frac{\theta\varepsilon}{\Delta\tau}\right)^2$  的时间。再由 (2.11) 式, 将蠕变速率写成\*

$$\dot{\varepsilon} = \rho Ab / \alpha \left( -\frac{\theta\varepsilon}{\Delta\tau} \right)^2, \quad (13.19)$$

积分后便得  $\varepsilon = \beta t^{1/3} + c_2$ ,

此即 (13.3) 式表示  $\beta$  蠕变曲线。

(2) 稳态蠕变 稳态蠕变理论有两类处理方法, 一为唯象理论, 即一般所谓的硬化与软化的平衡理论。今设  $\Delta t$  时间内, 蠕变  $\Delta\varepsilon$  导致的加工硬化为  $\theta\Delta\varepsilon$ , 与此同时, 软化率为  $r$  所导致的软化便为  $r\Delta t$ 。根据上述平衡要求, 遂有

$$\varepsilon = \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta t} = \frac{r}{\theta}, \quad (13.20)$$

积分后, 便得

$$\varepsilon = Kt + c_3,$$

此即 (13.5) 式。最近有人考虑到蠕变过程中, 位错段可能作滞弹性凸出, 对此, 唯象理论曾稍加补充<sup>(19,20)</sup>。另一种处理方法是从某种原子过程的机制出发来考虑, 这方面的工作开展得比较快, 这里仅介绍 Weertman 的一种理论<sup>(21)</sup>。

\* 为了简便起见, 在下面的叙述中暂时忽略  $\gamma$  和  $\varepsilon$  的差异。

Weertman 理论是稳态蠕变的位错攀移理论, Schoeck<sup>[22]</sup>总结位错攀移中的障碍可能有五种, 如图 13.13 所示。\$h\$ 为位错需要攀移的高度, 具体机制 (a) 为越过 Lomer-Cottrell 位错; (b) 为邻近滑移面上异号刃型位错的相消毁; (c) 为通过攀移形成小角晶界或加入已存的小角晶界; (d) 为塞积在晶界前的位错沿晶界产生的攀移; (e) 为越过弥散质点的攀移。下面我们又仅以攀移 Lomer-Cottrell 位错为例进行简要的计算。

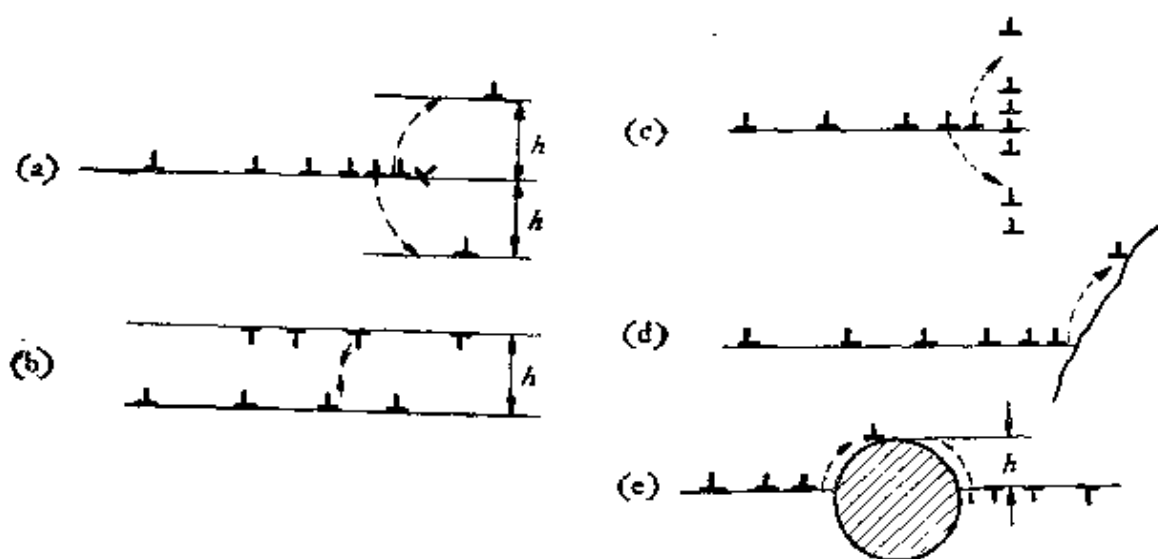


图13.13 位错攀移各种障碍的示意图。

设位错攀移的速率为 \$\dot{x}\$, 则稳态蠕变速率可写为

$$\dot{\epsilon} = NAb \frac{\dot{x}}{h}. \quad (13.21)$$

我们又知在外力 \$\sigma\$ 作用下, 位错沿滑移面的运动被相距为 \$2L\$ 的 Lomer-Cottrell 位错阻止时, 位错所在处的局部切向应力虽为零, 但法向应力并不为零。设其值为 \$\sigma\_i\$, 由此而引起的沿垂直滑移面, 作用在单位长位错线上的力便为

$$f_n = \sigma_i b. \quad (13.22)$$

位错在此 \$f\_n\$ 的作用下遂产生攀移, 同时由于位错的攀移必然导致局部空位浓度的变化。从 2.9.4 节中可知, 此时又必然导致所谓的“渗透”力 \$f\_t\$ 的产生。当达到平衡状态时, 即 \$f\_n = f\_t\$ 时, 由

(2.88) 式可得

$$c = c_0 \exp \sigma_i b^3 / kT, \quad (13.23)$$

式中  $c$  为位错线附近空位的局部平衡浓度,  $c_0$  为远离位错线处的空位浓度。因为位错每吸收或放出一个空位, 则长为  $b$  的位错线便攀移一个高度  $b$ , 所以位错的攀移速度便决定于位错线周围空位的浓度梯度。假设在以位错线为中心,  $r_0$  为半径的范围内达到稳态平衡, 即空位浓度由 (13.23) 式决定时, 则位错的攀移速度可由下式求得

$$\frac{\dot{x}}{b} = 2 \pi r_0 b D_v \text{grad} c_{r=r_0}, \quad (13.24)$$

式中  $D_v$  为空位的扩散系数。今以  $r = r_0$ ,  $c = c$ ,  $r = L$  时,  $c = c_0$  为边界条件解此二维稳态扩散方程求出

$$c = A \log r + B, \quad (13.25)$$

式中

$$A = -\frac{c - c_0}{\log \frac{r_0}{L}}, \quad (13.25 a)$$

$$B = c_0 - A \log L. \quad (13.25 b)$$

再将 (13.25) 式代入 (13.24) 式, 遂得

$$\dot{x} = 2 \pi b^2 D_v - \frac{c - c_0}{\log \frac{r_0}{L}}. \quad (13.26)$$

由于上式中,  $\log \frac{r_0}{L}$  与  $2 \pi$  很接近, 以及自扩散系数  $D = D_v c_0 b^3$ , 故将 (13.23) 式代入后, 再利用 (13.21) 式蠕变速率, 便可写成

$$\dot{\epsilon} = \frac{N A D}{h} \left[ \exp \frac{\sigma_i b^3}{kT} - 1 \right]. \quad (13.27)$$

今设位错塞积群中有  $n$  个位错, 故  $\sigma_i = n \sigma$ ; 根据 (2.45) 式, 又知  $n \propto \sigma$ , 故  $\sigma_i \propto \sigma^2$ 。又因障碍是不可滑移位错, 故  $h \propto \sigma^{-2}$ 。

最后, 当  $\sigma b^3 < kT$  时, 即高温低应力下, (13.27) 式可改写为

$$\dot{\epsilon} = K \sigma^\alpha \exp[-\Delta H_d/kT], \quad (13.28)$$

式中  $\alpha = 4$ ,  $\Delta H_d$  为自扩散激活能。此结果与经验公式 (13.8) 相比时, 除  $\sigma$  的指数稍有出入外, 其它还是十分相似的。当然, 当应力过大而使 Lomer-Cottrell 位错发生崩溃, 或  $b$  小到几个原子间距时, 这种机制就失去意义了。如从模型 (b) 出发, 用相似的计算方法还可求得

$$\dot{\epsilon} = K' \sigma^{\alpha'} \exp[-\Delta H_d/kT], \quad (13.29)$$

其中  $\alpha' \simeq 4.5$ , 那就与 (13.8) 式更接近了。事实上大量的实验证明, 无论单晶 (Al, Pb, Sn 等) 或多晶 (Al, Cu, Pb, Mg,  $\alpha$ -Fe,  $\gamma$ -Fe, Ni, In, Sn 等) 在相当宽的温度范围内,  $\dot{\epsilon}$  与  $\sigma$  的关系都服从 (13.28) 式, 指数  $\alpha$  在 4 到 5 之间, 说明位错攀移是高温蠕变的主要控制机制之一。

上述理论显然均假设位错线能很容易地吸收空位, 从而产生攀移, 但 Seeger<sup>[10]</sup> 曾指出, 空位扩散到位错线上时必须在那里遇到割阶才能产生攀移。在热平衡条件下, 位错线上找到割阶的几率正比于  $\exp[-\Delta H_j/kT]$ , 其中  $\Delta H_j$  为割阶的形成能。因此, 位错的攀移激活能可写为

$$\Delta H_c = \Delta H_d + \Delta H_j. \quad (13.30)$$

但事实上大多数金属的蠕变激活能, 或位错攀移激活能只等于自扩散激活能。这一矛盾 Seeger 认为可从两方面来解释: (1) 如果割阶形成能远小于自扩散激活能, 这就总会有足够数量的割阶存在; 当空位向位错线扩散的距离大于割阶间的平均距离时, 这些割阶也总会接受向位错扩散来的空位。(2) 如果割阶形成能远大于自扩散激活能, 这样热激活形成的所谓热割阶就很少, 而攀移将主要通过形变过程中形成的交截割阶进行。所以在这两种情况下, 攀移激活能与割阶形成能无关。此外, Schoeck 还认为, 空位扩散到位错线上并不需要立即找到割阶, 因为它可以沿位错线很快的运动, 并在割阶处消失。所以只要位错线上存在不

多的割阶就能使攀移实现，其控制机制仍是空位的体扩散。至于交截割阶起主要作用的观点，这在 Cu 和 Ag 只在形变过程中产生多边形化而在不受力状态下不产生多边形化的事实得到证实。根据上述观点，像 Zn, Cd 等金属的  $\Delta H_i$  和  $\Delta H_a$  比较接近，所以其蠕变激活能就在  $\Delta H_a$  和  $\Delta H_a + \Delta H_i$  之间。

此外，Lothe 曾指出，当位错被障碍阻止而产生攀移时，设想它能够经常得到交截割阶是不合理的。他认为高温蠕变中位错线的线张力可能是攀移的重要驱动力，所以在高温蠕变中位错攀移的细致过程还需深入研究。

在稳态蠕变理论中，与刃型位错攀移理论相对应的是 Mott<sup>(23)</sup> 提出的带割阶螺型位错的滑移理论。根据这一理论，带割阶螺型位错滑移时，将在每个割阶后面产生一串空位。如设此过程的激活能为  $\Delta H$ ，螺型位错上割阶间的平均距离为  $L_j$ ，则蠕变速率可写为

$$\dot{\epsilon} = bANv_0 \exp[-(\Delta H - L_j b^2 \tau^*)/kT], \quad (13.31)$$

式中  $\Delta H$  一般认为有下列关系，即

$$\Delta H_i \leq \Delta H \leq \Delta H_a,$$

其中  $\Delta H_i$  为空位形成激活能， $\Delta H_a$  为自扩散激活能。因为割阶运动产生空位后，如马上沿位错线滑走，则  $\Delta H$  仅为  $\Delta H_i$ 。否则空位必需立刻扩散开，以免和割阶重新合并，这时  $\Delta H$  就应为  $\Delta H_a = \Delta H_i + \Delta H_m$ ，其中  $\Delta H_m$  为空位扩散激活能。王其冈等人<sup>(24)</sup>在 Al-Mg 合金中的实验亦证实了这一机制。

(3) 扩散蠕变 扩散蠕变一般即指 Herring-Nabarro 蠕变<sup>(25)</sup>，它是一种接近熔点温度在低应力下的蠕变。这时扩散在应力作用下出现一定方向性，从而导致蠕变。下面，我们介绍一种近似的计算方法，详见有关文献。图 13.14 为边长为  $2d$  的晶粒在应力  $\sigma$  作用下，空位从  $AB$  和  $CD$  边流向  $BC$  和  $AD$  边，晶粒就沿应力方向伸长。设原子体积近似为  $b^3$ ，则自晶粒一边产生一空位，并消失在另一边上所做的功为  $2\sigma b^3$ ，从而此过程的驱动力就

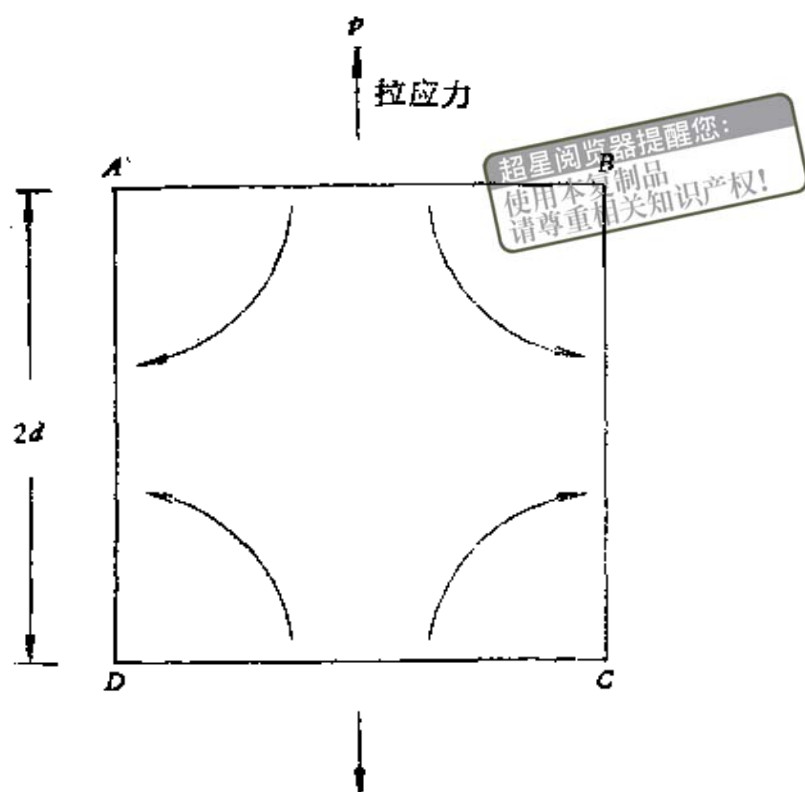


图13.14 在晶粒 $ABCD$ 中扩散蠕变的示意图。

等于  $\sigma b^3/d$ 。根据爱因斯坦公式，令  $D_v$  为空位扩散系数，则空位的流速为

$$v = \frac{D_v}{kT} \cdot \frac{\sigma b^3}{d}, \quad (13.32)$$

其通量便为

$$j = v c_0 = \frac{D}{kT} \cdot \frac{\sigma}{d},$$

式中  $c_0$  为单位体积中空位数， $D$  为自扩散系数。由于自每一单位面积晶界上将一空位移至另一边产生的应变可写成  $b^3/2d$ ，故蠕变速率

$$\dot{\epsilon} = j \frac{b^3}{2d} = \frac{D}{kT} \cdot \frac{\sigma b^3}{2d^2} = A \frac{D \sigma \Omega}{kT d^2} \quad (13.33)$$

式中  $A$  为一常数， $\Omega$  为原子体积， $d$  为晶粒的大小。

从上式可以看出，Herring-Nabarro 蠕变速率与应力的一次方成正比，与晶粒大小的平方成反比，这在 Cu, Ag, Au 等金

属接近熔点温度，应力在  $10^7$  达因/厘米以下进行蠕变时都得到证实。若上述扩散系沿晶进行，则 (13.33) 式可改写为

$$\dot{\epsilon} = A' \frac{D' \sigma \Omega \omega}{kT \mathcal{D}^3}, \quad (13.34)$$

式中  $A'$  为另一常数， $D'$  为沿晶扩散系数， $\omega$  为晶界宽度。此即为 Coble<sup>[26]</sup> 蠕变。

在蠕变理论中，除上面三节所讲的内容以外，下面将简要地介绍几个具有特殊意义的理论。

1) Gilman<sup>[27]</sup> 在高纯锌的蠕变工作中发现蠕变激活能在 330 到 400°C 时为 38 千卡/摩尔，大于锌的自扩散激活能。此值接近锌中棱柱滑移激活能，因此棱柱滑移可能是锌在高温蠕变时的控制机制。Weertman<sup>[28]</sup> 根据这一观点，设想棱柱滑移过程中，如克服派-纳力是控制蠕变的主要因素，则可求得蠕变速率

$$\dot{\epsilon} = c \sigma^{2.5} \exp[-W_k/kT] \exp[\pi \sigma W_k / 2 \sigma_{P-N} kT], \quad (13.35)$$

式中  $W_k$  是弯结能， $\sigma_{P-N}$  是派-纳力。在量级上，此结果与实验是一致的。当然，这种蠕变机制不可能具有普遍的意义，它只对具有高派-纳力的材料适用。如非金属或金属间化合物以及各向异性较强的金属等。

2) 最近，Luton 和 Jonas<sup>[29]</sup> 企图用位错动力学来解决高温蠕变问题，他们用下式代替 (2.72) 式

$$\dot{\epsilon} = \frac{v_0 b}{l_1} l_2 \exp[-\Delta G(\tau^*)/kT], \quad (13.36)$$

其中  $v_0 b/l_1$  为试探频率， $l_1$  为振动位错的平均长度， $l_2$  为每次跃进的平均距离， $\tau^*$  为有效切应力。再由 (2.9) 式可求得蠕变速率

$$\dot{\epsilon} = \phi \exp[-\Delta H/kT] \sinh(\bar{B} \sigma^*), \quad (13.37)$$

其中

$$\phi = \rho_m \frac{b^2 l_2 v_0}{M l_1} \exp \frac{\Delta S}{k}, \quad (13.37 a)$$

$$\bar{B} = \dot{v}/MkT, \quad (13.37 \text{ b})$$

$$\sigma^* = \sigma_A - \sigma_B, \quad (13.37 \text{ c})$$

$M$ 为取向因子,  $\rho_m$ 为可动位错密度,  $\sigma_A$ 为外加应力,  $\sigma_B$ 为局部内应力。

3) 高温蠕变显然是扩散范性很重要的一方面内容。Васильев<sup>[80]</sup>曾就扩散范性进行过全面研究, 他利用晶体在外力  $f$  作用下, 空位定向迁移的平均速率  $\bar{\omega}$  有以下关系

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2} \frac{\delta}{\tau} \left( e^{\frac{f\delta}{2kT}} - e^{-\frac{f\delta}{2kT}} \right), \quad (13.38)$$

其中

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{u + \Delta u}{kT}}, \quad (13.39)$$

式中  $\delta$  为沿空位迁移方向上两相邻格点的间距,  $\tau$  为空位产生迁移前在某一格点上的平均时间,  $\tau_0$  为空位附近原子的振动周期,  $u$  为空位的形成能,  $\Delta u$  为其迁移能。当  $f\delta/2kT \ll 1$  时, 得到类似液体中考虑粘滞性后的 Maxwell 方程

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{G} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\sigma}{\eta}, \quad (13.40)$$

其中

$$\eta = \frac{2kT}{\delta^3} \tau = \frac{2kT}{\delta^3} \tau_0 e^{\frac{u + \Delta u}{kT}}$$

为晶体的粘滞系数,  $\sigma$  为切应力,  $G$  为杨氏模量,  $t$  为时间。当  $f\sigma/2kT \gg 1$  时, 上式中  $\eta$  便为  $\sigma$  的函数, 如  $\sigma$  为定值, 便得到有名的 Ludwik 经验公式

$$\sigma = \sigma_1 + b \ln \dot{\epsilon}, \quad (13.41)$$

其中

$$\sigma_1 = \frac{2kT}{\delta^3} \ln 2 \tau_1, \quad (13.41 \text{ a})$$

$$b = \frac{2kT}{\delta^3}, \quad (13.41b)$$

$$\tau_1 = \tau_0 e^{-\frac{u}{kT}}. \quad (13.41c)$$

由上述可知，当应力很小温度较高时晶体的扩散范性形变就遵守类似液体粘滞性流动的规律；当应力很大温度较低时，晶体就近乎滑移式范性流变。在一定温度和应力下，蠕变速率都可求得为一常数，唯后者较前者较大而已。

总之，目前对高温稳态蠕变比较一致的看法是，不论单晶或多晶，如其控制机制是位错的攀移，则蠕变速率  $\dot{\epsilon}$  以满足下述无因次等式较为合适

$$\frac{\dot{\epsilon} kT}{D G b} = A \left( \frac{\sigma}{G} \right)^n, \quad (13.42)$$

式中  $D$  为晶内扩散系数， $A$  为与结构有关的常数， $n$  值约在 4.5 与 7 之间，其他符号具有一般意义<sup>[31]</sup>。孔庆平和龙起易<sup>[32]</sup>在 Ni 基高温合金透射电镜的观察中，也确认蠕变的第一和第三期都有位错的攀移。最近，Lagneberg 等人从蠕变过程中位错总是以网状空间分布出发，设想构成位错网的边长  $l$  服从  $\phi(l)$  这样一个待定的分布函数。最后求得以此分布函数表示的蠕变速率，而不涉及具体蠕变机制。这方法在 Cr-Ni 钢中已得到很好的应用<sup>[33,34]</sup>。实验表明，甚至  $\alpha$ -Fe 单晶的高温蠕变也只是亚晶界的回复<sup>[35]</sup>。

### § 13.5 第三阶段蠕变与断裂

蠕变的第三阶段是一个加速阶段，在一般的情况下，即使不出现缩颈，但有效应力也会明显地增加，最后导致断裂。这是因为在试样中，微裂缝逐渐增多和加大的原因。通过铜蠕变过程中对密度的测量了解到，甚至在蠕变的第一阶段，其密度就已开始下降，在蠕变的第二阶段仍保持恒速减小，到蠕变的第三阶段密

度时就开始显著下降，这标志着微裂纹的形成。

蠕变断裂也分延性和脆性两种，一般前者表现为穿晶断裂，有颈缩；后者表现为沿晶断裂，无颈缩。本节着重讨论沿晶断裂的情况（穿晶断裂部分将在第十五章中再讲），前人在这方面也做过多次总结<sup>[32-36]</sup>。沿晶断裂时，微裂纹按其形状，大致可分成两类，一为V型裂纹，或楔形裂纹

（如图13.10所示），它们都产生在三晶交界处。一般在纯金属中最易观察到，不锈钢以及Nimonic80和90中也出现过。另一为沿晶界产生的O型裂纹，或圆形裂纹，它们的形状多半接近圆形或椭圆形，图13.15即为Al-5% Mg合金中的O型裂纹。出现这种O型裂纹的晶界与拉伸应力方向往往约成 $90^\circ$ ，其数目与蠕变量成正比。总之，脆性蠕变断裂



图13.15 Al-5% Mg合金250°C形变后沿晶界出现的裂纹。

中，不论出现那一种裂纹，它都体现为微裂纹的成核，长大和最后连通的过程；并且实验指出，杂质对蠕变断裂的影响远较对第一和第二阶段蠕变的要大。

### 13.5.1 应力和温度对裂纹形成的影响

以Nimonic90为例，一般在高应力下易出现V型裂纹，低应力下易出现O型裂纹。在铜双晶实验中还发现，只当沿晶界有切应力时才产生裂纹，晶界完全垂直应力轴时就不出现裂纹。 $\alpha$ 黄铜多晶实验还指出，在压应力与在张应力下，同样可以产生O型裂纹，虽然后者显得较为困难。这些事实说明对产生裂纹来说，切应力比张应力更为重要。一般来说，温度升高时，裂纹就由V型转变为O型，但在一定温度范围内，看来并无直接影响。图13.16

为铜双晶在 650 到 900°C 和应力为 0.21 公斤/厘米<sup>2</sup> 下蠕变时，其断裂面积与总面积比 ( $A$ ) 和单位晶界长上裂纹的数目 ( $B$ ) 与晶界总滑移量的关系。这并不说明 O 型裂纹的行为与温度无关而只与晶界的总滑移量有关。事实上, Girifalco 等人的工作已经指出, 其长大速度与  $e^{-\Delta H/2kT}$  成正比, 其中  $\Delta H$  为空位沿晶界迁移激活能。但当温度十分高时, 整个断裂就由沿晶断裂变成穿晶断裂了, 这可能是由于温度十分高后, 晶界上的应力集中引起晶界滑移和晶内形变而导致松弛的结果。高纯铝在接近熔点温度时就出现穿晶断裂的现象。

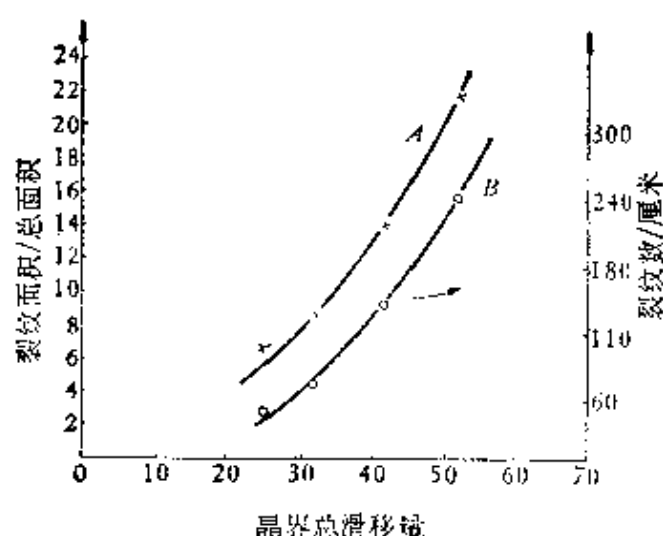


图13.16 铜双晶在 650—900°C, 应力为 0.21 公斤/厘米<sup>2</sup> 下蠕变时, 裂纹的形成与晶界滑移。

### 13.5.2 裂纹的形成机制

裂纹的形成可以分为成核和长大两个过程, 从上所述, 可以了解到不论那一种类型的裂纹, 其形成都与存在一切应力使之产生晶界滑移有关。以 V 型裂纹为例, 图 13.17 就为几种成核可能的示意图。显然, 这种裂纹的成核与晶粒度还有一定关系, 如晶粒过小时就达不到所需的应力集中, 所以这种机制就称为应力集中型的。随后的长大可能是沿晶界的继续滑移, 可能是附近过饱

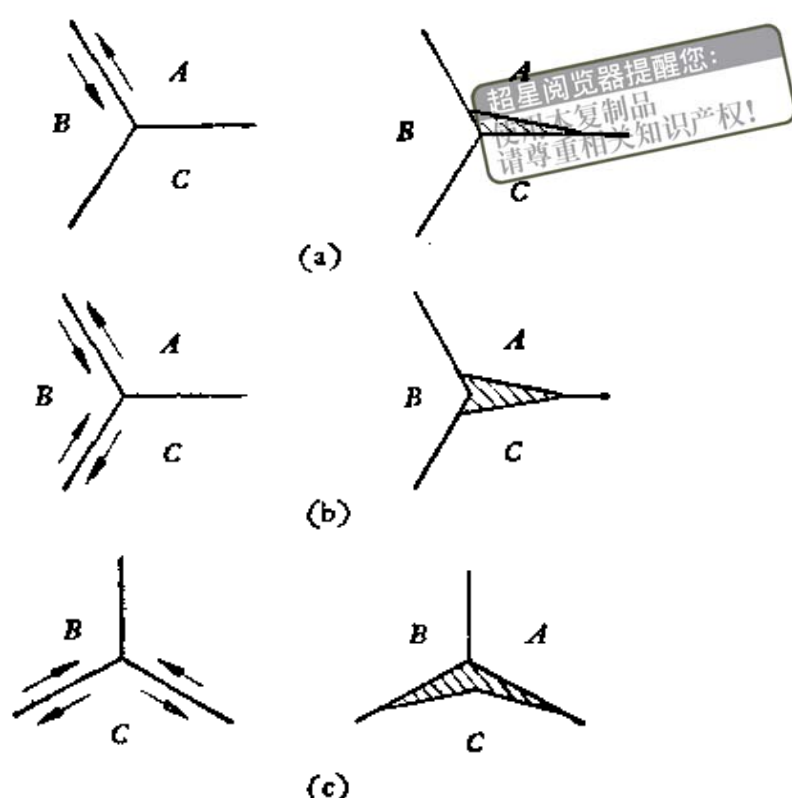


图13.17 V型裂纹形成机制示意图。

和空位的沉淀，也可能是二者皆有；当然垂直裂纹的法向应力也起到一定的作用。不过考虑到V型裂纹是在低温高应力下形成的，所以过饱和空位的作用不会是很大的。

关于O型裂纹的形成机制，McLean就其成核条件曾作如下估计：如忽略形成空洞附近弹性形变能的变化，则产生一空洞所需的能量为

$$W = 4\pi r^2 \gamma - \frac{4}{3}\pi r^3 \sigma, \quad (13.43)$$

式中  $r$  为空洞的半径， $\gamma = 2\gamma_s - \gamma_b$ ，其中  $\gamma_s$  为空洞表面能， $\gamma_b$  为晶界能， $\sigma$  由 (2.88) 式中  $f_s$  来决定，并可看作单位体积空位沉淀时所放出的自由能，即  $\frac{kT}{b^3} \ln \frac{c}{c_0}$ 。若  $W$  为极小时，则可求得临界空洞半径

$$r \geq \frac{2\gamma}{\sigma}. \quad (13.44)$$

取  $\gamma = 1500$  尔格/厘米<sup>2</sup>,  $\sigma = 5$  公斤/毫米<sup>2</sup>时,  $r$  就超过  $10^{-5}$  厘米。因此, 设想完全通过空位的过饱和沉淀而成核是不现实的, 何况 Herring-Nabarro 机制不能解释为什么与拉伸方向接近垂直的晶界上往往很容易出现空洞这一事实。

为了克服这些困难, 再联想到裂纹的形成与晶界滑移不可分的这一现象。首先促使陈能宽和 Machlin 设想 O 型裂纹的成核机制是由晶界上的“坎”在晶界滑移时扩展而成, 如图 13.18 所示。最近, Watanabe 和 Davis<sup>[41]</sup>的工作还指出, 由于晶内不止一个滑移系统可能激活, 故“张坎”(Tensile ledge)和“压坎”(compressive ledge)同样能作为微裂纹的成核处。至于晶界上的“坎”是故有的, 还是由晶内滑移带与晶界相交后形成的, 我们暂不追究。不过实验求得晶界上的这种“坎”, 其高度约在 50 到 400 Å 之间; 晶界移动不但改变了晶界的取向, 并能促使其上“坎”的消失。此外, 在蠕变过程中, 晶界起皱的现象看来也是说明晶界上的“坎”为空洞成核处较直观的实例。图 13.19 即为 Al-1.9% Mg 合金在 400°F, 6800 磅/吋<sup>2</sup> 下由蠕变所产生的晶界起皱现象。最近, Raj<sup>[42]</sup>为了克服均匀成核功太大的困难, 又提出一不均匀成核的模型, 即在晶界上与第二相交界处成核的可能, 并给出成核孕育时间的各种表达式。

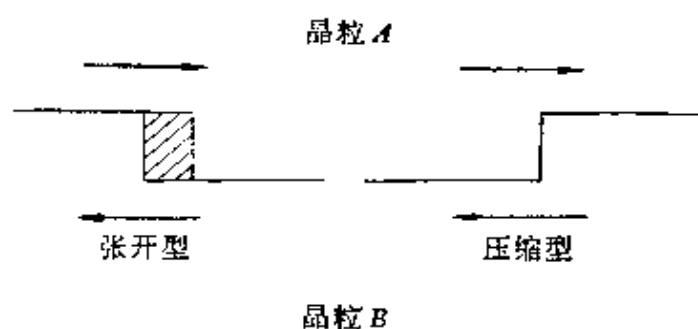


图 13.18 晶界上“坎”与空洞形成的关系示意图。

O 型裂纹的长大, 显然与过饱和空位的沉淀以及张应力都有关。譬如铜和黄铜在真空中加热时, 同样施加一个小的应力, 结果在黄铜中发现晶界上有空洞, 而在铜中就没发现。但如把它们

放在氮气中进行加热时，则连黄铜中的空洞也都看不见了。这说明锌原子逃出后，留下的空位促进了空洞的产生。事实上，如不考虑随后空位的沉淀以及应力状态，那么仅就上述成核机制也很难解释观察到的空洞的外形多半为圆球形或椭球形的现象。此外，在蠕变时如保持切应力不变，当张应力与

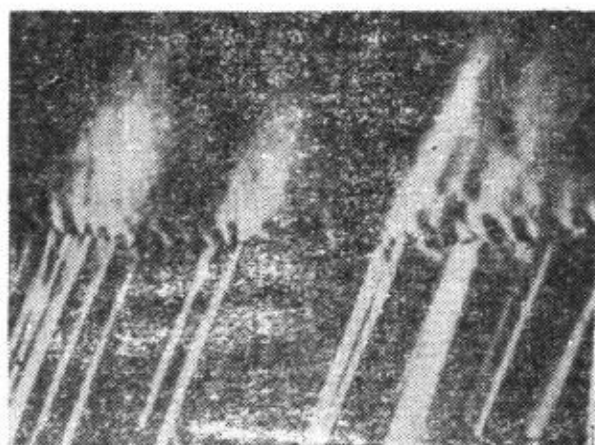


图13.19 Al-1.9%Mg合金在400°F6800磅/时<sup>2</sup>下，蠕变至9.4%，抛光后再蠕变10.2%的结果（斜照明）。

切应力比增加时，断裂时间就减小，这说明张应力的确在起作用。最近关于蠕变裂纹的形成，Sadanada和Shahinian<sup>[43]</sup>指出，是受两个相互影响的因素所控制，即一为点缺陷的产生而加速，一为形变的弛豫而减速。

按(13.44)式， $\gamma$ 的大小直接影响裂纹形成的难易， $\gamma$ 小时晶界中的“坎”就容易克服原子间作用力而扩展成微裂纹。譬如含铈的铜就比不含铈的铜断裂时间短，因为铈降低了铜的 $\gamma$ 值。此外，由于晶界上出现微观第二相，促使 $\gamma$ 的降低也能起“坎”的作用，黄铜中的ZnO粒子就可能起这种作用。相反，Zn和B由于能提高Ni-Cr合金的 $\gamma$ ，从而增长了它的断裂时间。同样的理解也适用于V型裂纹。

这方面较早的定量讨论可参看Hull和Rimmer<sup>[44]</sup>的工作，他们假设裂纹源不变时求得蠕变断裂时间

$$t_f \propto \frac{kT a^3}{4(D_s S_b)(\sigma - P)\Omega}, \quad (13.45)$$

式中 $D_s$ 为空位的沿晶扩散激活能， $S_b$ 为晶界宽， $a$ 为空洞线大小， $\Omega$ 为原子体积， $\sigma$ 为外加应力， $P$ 为静水压力。故按上式，当 $\sigma = P$ 时，裂纹就停止长大。后来，Oliver和Girifalco<sup>[45]</sup>将上

述长大机制扩大为双空位的晶内扩散, 并求得在温度  $T$  时, 空洞的平均半径为

$$r = \alpha(T) + r_0.$$

另一方面, Davies 和 Wilshire<sup>[46]</sup>在镍合金的第三阶段蠕变中, 通过改变应力方向并没发现空洞的收缩, 因此他们认为, 空洞的长大不是空位沉淀控制机制, 而是形变控制机制。后来, Gittins<sup>[47]</sup>提出, 高应变速率时可能是形变控制机制, 随着应变速率的降低, 空位沉淀控制机制逐渐明显。事实上, Ishida 和 McLean<sup>[48]</sup>曾提出这两种机制本身也是联系的, 有关内容我们将在 § 13.6 中再讲。

从空位沉淀控制机制出发, Machlin<sup>[49]</sup>曾就蠕变断裂时间  $t_f$  与稳态蠕变速率  $\dot{\epsilon}_s$  求得如下的近似关系

$$t_f \dot{\epsilon}_s = \text{常数}. \quad (13.46)$$

后来, Skelton<sup>[50]</sup>在 Hull-Rimmer 模型的基础上假设空位数随蠕变量而增加亦求得

$$(t_f \dot{\epsilon}_s)^u = \text{常数}, \quad (13.47)$$

式中  $u$  值接近于 1。在这里我们还要着重指出, 上述所有求  $t_f$  中都假设了空洞占试样横截面超过某一比例以上时 (如 50%), 就定义为断裂, 显然这一定义有很大的人为性。后来, Williams<sup>[61]</sup>用断裂力学的方法求得对应 V 型裂纹的断裂条件为

$$t_f \dot{\epsilon}_s = \left[ \delta_T^{\text{crit}} - \frac{K}{E\sigma_y} \right] \frac{1}{Dk_2}, \quad (13.48)$$

式中  $E$  为弹性模量,  $\sigma_y$  为屈服应力,  $K$  为应力强度因子\*,  $\delta_T^{\text{crit}}$  为裂纹总张开位移的临界值,  $D$  为晶粒大小,  $k_2$  为 0.15—0.30 的常数。

## § 13.6 蠕变过程中的晶界滑动与晶内滑移<sup>[3]</sup>

实验指出, 在蠕变过程中 Al, Fe, Cd, Zn, Sn 等金属晶界

\* 详见 § 15.12.

滑动与晶内滑移之间存在着一定的关系。图13.20为 Al 多晶蠕变时，由试样表面测得沿应力方向晶界的平均滑动距离  $\bar{p}$  与晶内滑移产生的伸长间存在的直线关系。不但如此，改变晶粒的大小或添加合金元素虽能明显影响蠕变速率，但对此比值却影响不大。

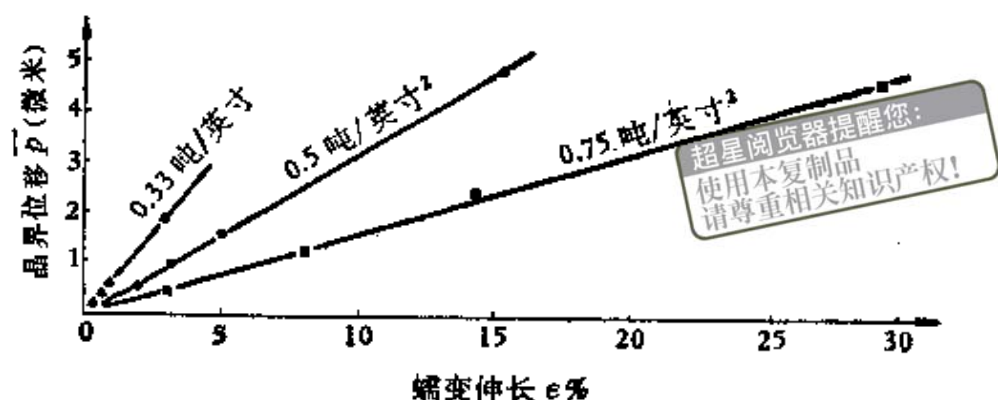


图13.20 Al多晶蠕变中，其晶界滑动距离与伸长间的直线关系。

此比值只随应力的增加而减小，随温度的增加而增加。McLean 对此直线关系曾作如下解释：因为稳定蠕变过程中，多边形化是经常出现的。设想多边形化后，滑移平面由图13.21(a)变为(b)所示的折线状，从而产生的平均晶界滑动距离  $\bar{p}$  与  $\theta$  平均值的关系可写为

$$\bar{p} = \frac{d\bar{\theta}}{2}, \quad (13.49)$$

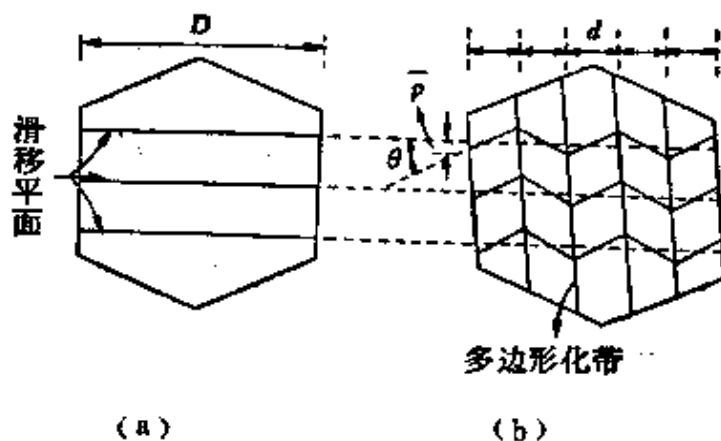


图13.21 晶界滑动与晶内滑移关系的模型。

式中  $d$  为亚晶粒线的大小。如果只考虑如图 13.21 所示的一个滑移平面时, (13.10) 式较精确的表达式应写为

$$\varepsilon = -\frac{\bar{\theta}}{2}. \quad (13.50)$$

再将上式代入 (13.49) 式, 遂得

$$\bar{p} = d\varepsilon, \quad (13.51)$$

此即我们所需的晶界滑动距离与晶内滑移成正比的关系, 实验所求得的比例常数与观测的  $d$  值也很接近<sup>[62]</sup>。

Weertman 曾用平行于晶界的位错攀移来解释晶界滑动, 得到晶界滑动与晶内滑移产生的应变之比等于亚晶粒与晶粒大小之比, 即

$$\frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_s} = \frac{d}{D}, \quad (13.52)$$

此式与 (13.51) 式完全一致。

晶界滑动与晶内滑移的关系问题, McLean<sup>[63]</sup>最近曾作一较详细的分析, 他认为晶界滑动是, 当晶格位错进入晶界后分解成两个位错, 一个是柏氏矢量  $b_n = b \cos(\theta - \phi)$  垂直晶界, 另一个的  $b_p = b \sin(\theta - \phi)$  平行晶界 (如图 13.22 所示), 其中晶格位错系纯刃型, 柏氏矢量为  $b$ 。晶界滑动就体现为这两个位错沿晶界的攀移和滑移。这样, 位错沿晶界运动所受的总力可写成

$$\begin{aligned} F &= \sigma_n b_n \pm \tau_{gs} b_p \\ &= \sigma b [\cos^2 \phi \cos(\theta - \phi) \\ &\quad \pm \cos \phi \sin \phi \sin(\theta - \phi)], \end{aligned} \quad (13.53)$$

其中  $\sigma_n = \sigma \cos^2 \phi$  为垂直晶界使位错  $b_n$  攀移的法向应力,  $\tau_{gs} = \sigma \sin \phi \cos \phi$  为沿晶界使位错  $b_p$  滑移的切向应力。当  $\alpha = 0-90^\circ$  时, 两位错反向运动, 故 (13.53) 式中取负号,  $\alpha = 90-180^\circ$  时, 两位错同向运动, 故取正号, 这样晶界滑动速率便可有如下关系

$$\dot{s} \propto F b_p m, \quad (13.54)$$

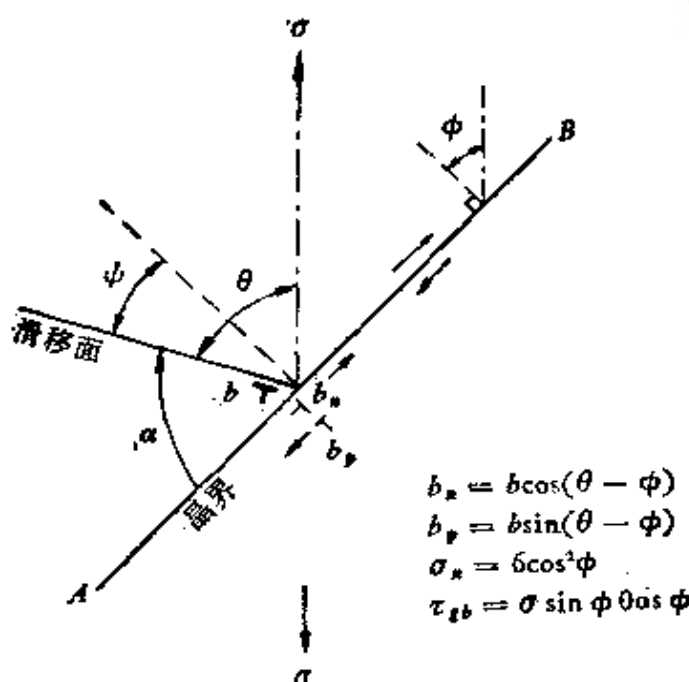


图13.22 晶界滑动的位错攀移滑移模型。

其中  $m$  为取向因子。这一模型最近在铜双晶中初步得到验证<sup>[41]</sup>。

最后，我们列举三种不同金属的晶界滑动激活能  $\Delta H_s$  (来自大范围表面观察)，晶界内耗激活能  $\Delta H_K$  (代表小范围晶界的滑动)，蠕变激活能  $\Delta H_c$  和体自扩散激活能  $\Delta H_d$  列于表13.2中，从表中可以很明显地看出，对 Al 而言，此四值都很接近，说明上述所有过程都具有同样的激活能，并且控制机制为体自扩散。对 Cu 和 Sn 而言，虽然所有过程也具有同样激活能，但控制机制不是体自扩散。看来至少对层错能较高的 Al 而言，晶界滑动与晶内的行为关系比较直接。

表13.2 晶界滑动激活能  $\Delta H_s$ ，晶界内耗激活能  $\Delta H_K$ ，蠕变激活能  $\Delta H_c$  和体自扩散激活能  $\Delta H_d$  的比较

金属	$\Delta H_s$ 千卡/摩尔	$\Delta H_K$ 千卡/摩尔	$\Delta H_c$ 千卡/摩尔	$\Delta H_d$ 千卡/摩尔
Al	33—37	32—38	34—36	33
Cu	33	32—40	28—37	41—54
Sn	19.2	19	21—26	10.5—5.9

## § 13.7 微 蠕 变

当外加恒应力小于宏观屈服应力时，也能产生蠕变，不过，此时我们称它为微蠕变或滞弹性蠕变，其起因有来自晶界的，也有来自晶内的。前者因为晶界的滞弹性滑动可以松弛晶界两边的切应力，从而导致在恒应力下的蠕变。葛庭燧<sup>[54]</sup>曾用此揭示了晶界的滞弹性行为。后者由于位错受到某种阻滞，如 Cottrell 气团，Snoek 气团，Suzuki 气团以及有序结构等，使其滑移变得困难，但带着阻尼滑移一定距离后，能很快地通过攀移与邻近滑移面上的异号位错相消。如像钱临照和刘民治<sup>[55]</sup>在 Sn 单晶中发现微量杂质所引起的微蠕变；葛庭燧和孔庆平<sup>[56]</sup>在含碳 0.0004% 的  $\alpha$ -Fe 中观察到的微蠕变等。这样控制微蠕变速率的过程不是位错的攀移，而是位错的这种滞弹性滑移。Weertman<sup>[28]</sup>曾用这种模型求得稳态蠕变的速率为

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma^3 b^2}{GAB}, \quad (13.55)$$

其中  $B = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)}$ ， $A$  决定于阻滞机制。如果是 Cottrell 气团，则

$$\dot{\epsilon} = \frac{0.33\sigma^3 kTD'}{G^4 b^5 \epsilon^2 c}, \quad (13.56)$$

式中  $D'$  是溶质原子扩散系数， $\epsilon$  是溶质原子与溶剂原子的相对尺寸差， $c$  是溶质原子浓度，其他符号意义如上所述。由此可见，微蠕变的蠕变速率只与  $\sigma^3$  成正比。实验指出，纯金属同低合金的微蠕变规律都服从蠕变的攀移理论，如系合金只需将自扩散系数  $D$  换成  $D_A D_B / (D_A c_B + D_B c_A)$  即可，其中  $c_A$  同  $c_B$  是合金中组元  $A$  和  $B$  的浓度， $D_A$  和  $D_B$  是它们的扩散系数。高合金的微蠕变规律服从(13.55)式。

## § 13.8 抗蠕变合金

上述内容主要是以纯金属或单相合金为基础的，但是实际的抗蠕变合金往往是复杂合金，尤其是弥散型合金，其稳态蠕变激活能一般在 150—250 千卡/摩尔的范围，远远超过空位式自扩散激活能。这一现象最初是 Ansell 和 Weertman<sup>[57]</sup>发现的，现在已为大量实验事实所证明（包括单晶同多晶）。对此，田家凯等人<sup>[58]</sup>首先提出，当初 Mott<sup>[23]</sup>考虑稳态蠕变的带割阶螺型位错滑移理论时，只强调了空位型割阶运动时放出空位和间隙原子型割阶运动时吸收空位这两种形式。相反，忽略了空位型割阶运动时，可能吸收间隙原子和间隙原子型割阶运动时可能放出间隙原子。此外，Cottrell<sup>[59]</sup>很早就提出，两个滑移系统中，位错交割时产生间隙原子型割阶要比空位型割阶多的机制；而不像 Mott 理论中所假设的两种割阶数目大致相同。当弥散型合金高温蠕变时，形变与回复过程产生的位错网络越小，那么它们与随后运动的螺型位错交割时，产生的间隙原子型割阶就相对的越多。因为我们可以将位错网络中的一部分看成由两组同号螺型位错（或两组具有同号螺型分量的位错）所组成的扭转（或混合）晶界。但晶内空位是有限的，所以间隙原子型割阶将主要不能以吸收空位的方式运动，而只能以放出间隙原子的方式运动。这样一来，蠕变激活能就等于间隙式自扩散激活能。相反，当纯金属或单相合金高温蠕变时，所得位错网络较大，故产生间隙原子型割阶就少；晶内有足够多的空位供它们以吸收空位的方式运动，因此这时蠕变激活能就等于空位式自扩散激活能。后来，Malu 和田家凯<sup>[60]</sup>进一步作了定量处理，得到空位式自扩散控制机制的蠕变速率

$$\dot{\epsilon}_v = -\frac{4\pi b^2}{\Omega} \rho_d(\sigma) D_v \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\sigma b^2 \lambda(\sigma)}{kT}\right) \right], \quad (13.57)$$

式中  $\rho_d$  为可动位错密度,  $\Omega$  为原子体积,  $\lambda$  为割阶间距,  $D_v$  为空位式自扩散系数, 其他符号的意义如上所述。相应的间隙式自扩散控制机制的蠕变速率

$$\dot{\epsilon}_i = \frac{4\pi b^3}{\Omega} \rho_d(\sigma) D_i \left[ \exp \left( \frac{\sigma b^2 \lambda(\sigma)}{kT} \right) - 1 \right], \quad (13.58)$$

式中  $D_i$  为间隙式自扩散系数, 其他符号同前。

由此我们可以看出, 弥散强化不仅作为常温强化的一种有效手段, 同时对高温蠕变机制有着本质的改变, 并明显地提高了蠕变阻力。当然, 上述理论仅只涉及晶内蠕变行为的一部分, 实际提高蠕变阻力的办法还有很多种。下面我们首先讨论一下提高蠕变阻力的各种可能机制, 然后就提高蠕变阻力的原则谈几点意见。

### 13.8.1 提高蠕变阻力的各种可能机制

现在我们把提高蠕变阻力的各种可能机制分成五类。

第一类包括合金元素与空位或割阶的相互作用。前面一再强调蠕变过程中的位错攀移, 因此合金元素与空位或割阶的相互作用必然对提高蠕变阻力有关, 并且所需合金含量不大便有明显作用。实验证明, 加入少量铁、锂、钠 (0.02~0.2原子%) 后, 铝的多边形化便受到严重阻碍。

第二类包括使用降低晶界运动的表面活性元素, 因为有些表面活性元素能提高晶界扩散的激活能, 并且这对增加晶界裂纹的表面能都是有利的。所以合理的使用硼和稀土元素, 常具有显著的功效。

第三类包括合金元素与位错形成各种气团, 如 Cottrell 气团, Snoek 气团, 和 Suzuki 气团等。这类作用随着金属层错能的不同而有较大的出入。譬如铝-3.2原子% 镁合金的蠕变激活能, 在室温附近出现一明显的极大值, 如图 13.23 所示。而镍-金合金在所有合金成分范围内, 蠕变激活能和镍及金的自扩散激活能相

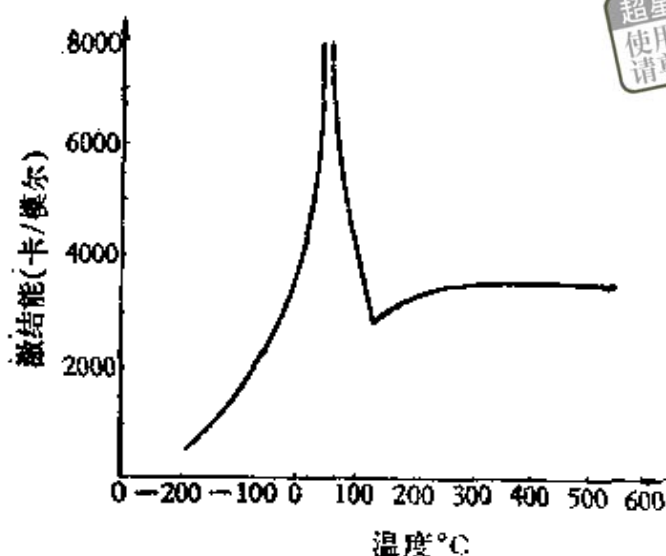
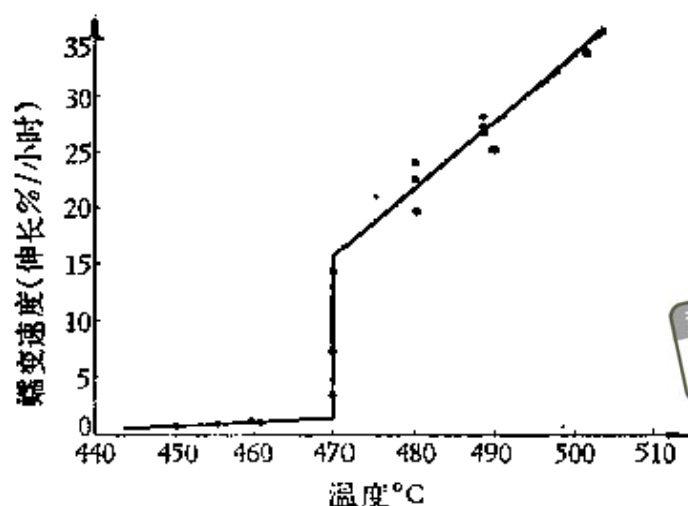


图13.23 Al-3.2原子%Mg合金，蠕变激活能随温度的变化。

差不多。事实上，一般蠕变温度在  $0.5T_M$  以上时，各种气团的作用都可以说是没多大了。因为这时溶质原子扩散已足够快，使其对位错的运动失去了阻碍的作用。

第四类包括合金元素对原子键平均强度的提高。首先，当合金元素含量接近某一稳定化合物时，譬如β黄铜（如图13.24所示），其蠕变速率在有序温度470°C处出现一陡变。这一方面说明晶内滑移控制了晶界滑动，另一方面也显示出原子键强度的提高对蠕变阻力的作用。同样的现象在铁-镍、铁-铝合金中都已发现。另外像γ铁与α铁蠕变阻力的差异虽然不是合金元素引起的，但从其蠕变速率与自扩散速率的平行关系，也可以看出原子键强度对提高蠕变阻力的作用。当然，这两种结构中位错扩展宽度的不同对蠕变阻力也会有影响。

第五类包括弥散相的作用。由于工程上应用的抗蠕变合金，其温度日益增高，表13.3列出几种常用基体的最高工作温度。显然绝大部分  $T/T_M$  都已超过0.5，也就是一般气团强化对提高蠕变阻力已不生效了，而有赖于其他方法。关于弥散型合金的晶内蠕变机制已如前述，因此要求弥散相主要分布在晶内。但为了控制晶粒度和限制晶界滑动在晶界上的弥散相也是有用的，不过它带



超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

图13.24  $\beta$ 黄铜多晶蠕变速率与温度的关系。

表13.3 几种常用基体最高工作温度与熔点温度比 ( $T/T_M$ )

基 体	$\alpha$ -Fe	$\gamma$ -Fe	Ni	Mg	Al	
					复杂合金	SAP
$T/T_M$	0.48	0.59	0.68	0.62	0.56	0.72

来两个负作用。其一是超塑性化（见下一节），其二是增加晶界裂纹的成核。所以这些因素如何全面考虑仍是一很具体的问题<sup>[61]</sup>。Collins<sup>[62]</sup>在低合金钢的蠕变实验中，也很清楚的看出晶内和晶界对蠕变速率的贡献。一般在低应力和低蠕变速率下，主要是晶界的作用，在高应力和高蠕变速率下，主要是晶内的作用。同时应注意，提高弥散相的稳定性对蠕变合金也是一个关键问题。因为得到具有某种弥散度的弥散相并不太难，但保持合金在高温下使用时弥散相不长大却不是一件很容易的事，这主要与弥散相的扩散速率和基体的界面能有关。为了避免弥散相长大就希望它与基体是不互溶的，同时界面能越低越好。SAP型合金主要是利用前一条件；而 Nimonic型合金主要是利用后一条件，因为 $Ni_3Al$ 与基体晶格参数仅差0.5%。显然，这两个条件是不互容的。目前，SAP型合金比较成功，图13.25为 $Cu-Al_2O_3$ 合金经不同预

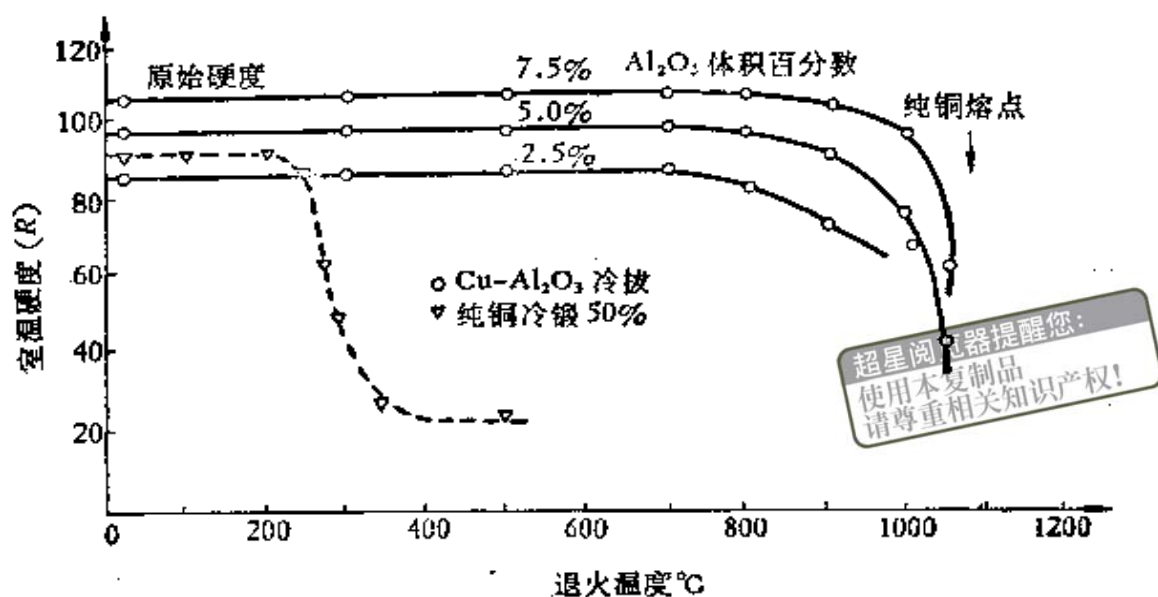


图13.25 Cu-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>合金的热软化曲线。

形变后的热软化曲线，我们看出，当 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 含量较高时，硬度几乎可以坚持到纯铜的熔点温度附近。

### 13.8.2 提高蠕变阻力的主要依据

整个蠕变机理虽然至今还不是十分清楚，但如下的一些原则仍可作为提高蠕变阻力的主要依据：

第一，基体金属的熔点越高越好。

第二，基体金属的层错能越低越好。

第三，加入合金元素要能提高基体的杨氏模量。

第四，加入合金元素要能降低基体金属的层错能。一般高价元素能达到此目的，因为它能有效地提高电子浓度。

第五，尽量利用长程有序的强化作用。

第六，可以利用机械热处理或添加弥散细粒子等方法，合理利用弥散相的强化作用；如稳定性受到限制，可采用多种弥散相以相互配合。

第七，同时要注意提高晶内和晶界的蠕变阻力。

第八，提高蠕变阻力时，应注意综合力学性能的发挥，并照顾其加工成型的可能性。

### § 13.9 超 塑 性

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

我们在蠕变这一章的最后一节中，将介绍一下超塑性，并不是说超塑性就是一种蠕变现象，但它和高温蠕变还有一定的关系，实际上，所谓超塑性可以认为是一种金属在高温低速形变时，能给出特大形变量而不出现缩颈的现象。目前，应用超塑性可使球墨铸铁应变大于200%<sup>[63]</sup>。一般超塑性可分为两大类。一为通过热处理随着相变过程而产生的超塑性，称为相变超塑性；另一为由于金属结构上具有某种特点而产生的超塑性，称为结构超塑性。有关这方面的内容，Johnson<sup>[64]</sup>曾作过系统的总结。下面，我们主要就后一种超塑性作一概要介绍。

一般认为当形变温度大于 $0.4T_M$ 后，产生结构超塑性的条件主要必须具有热稳定的超细晶组织，尤其是以混合等轴超细晶双相组织为佳。所以结构超塑性材料不是具有强烈晶界封锁型的细晶组织合金，如在像Al-Cu合金中，加进少量Zr可得应变到1000%<sup>[65]</sup>等，就像Pb-Sn，Al-Zn等共晶类型的合金，最近Аубакирова 等人<sup>[66]</sup>在Zn-Al共晶中可得应变高达5000%之大。

超塑性形变在组织结构上的主要特点有：1. 形变不伴随晶粒的大小和形状而明显改变；2. 它主要靠一种协调性的晶粒间的彼此大范围的转动来实现；3. 由于晶粒间的彼此转动是协调的，所以在晶界上看不见空洞的产生。我们说，超塑性形变不同于一般的高温蠕变，它主要表现在：1. 由于超塑性形变中，应力十分小，根据(11.20)式，位错胞已接近晶粒尺度，故晶内不出现高温蠕变中常见的位错胞或位错纠结现象；2. 正由于这样，也不存在由于调整位错密度而出现的第一阶段蠕变；3. 一般高温蠕变速率与晶粒度的关系不大，而超塑性形变速度却明显地依赖于晶粒的大小。

如果我们将超塑性形变速率  $\dot{\epsilon}$  与应力  $\sigma$  的关系写成

$$\sigma = c\dot{\epsilon}^m, \quad (13.59)$$

其中  $c$  为一常数,  $m$  为应变速率敏感指数。  $m$  越大时, 缩颈处的应变速率越接近其他地方的应变速率, 所以有利于超塑性的产生。 Hart<sup>(67)</sup> 曾得出恒应变速率下, 当稳态流变时, 其超塑性的条件可写为

$$m = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} > 1/3. \quad (13.60)$$

由于一般高温稳态蠕变具有 (13.42) 式的特点, 故超塑性的条件亦可写为

$$n < 3. \quad (13.61)$$

Packer 等人<sup>(68)</sup> 的实验亦获得  $n = 2$  时的超塑性。

关于超塑性形变的激活能, 根据目前已有的实验事实可分为两类, 一认为即沿晶扩散激活能<sup>(68)</sup>, 另一认为即晶内扩散激活能<sup>(70)</sup>。

最后, 看一下超塑性的形变机制, 有关这个问题的理论也很多, 下面我们只简单的介绍一下 Mukherjee<sup>(71)</sup> 和 Ashby 等人<sup>(72)</sup> 的两种理论模型。首先, Mukherjee 认为, 超塑性形变的机制虽系晶界滑动, 但受晶内位错运动的控制。因为晶界上的“坎”在应力集中情况下可发射位错, 并沿最有利的滑移面塞积于对方晶界, 直至反应力迫使“坎”停止发射位错为止。随后塞积群中领先位错在足够的热激活下产生攀移, 并加入晶界或沿晶界运动; 应力集中也就随着晶粒的转移而松弛。这样“坎”又重新发射位错, 重复上述过程便给出宏观的形变。最近, Matsuki 等人<sup>(73)</sup> 在超塑性合金中, 还观察到晶界的滑动伴随着晶内位错的运动。因此, 晶界滑动的控制机制仍可能为晶内位错的攀移。根据这一模型, Mukherjee 得到超塑性形变速率  $\dot{\epsilon}$  与应力  $\sigma$  满足下无因次等式

$$\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_0 G b} = K' \left( \frac{\sigma}{G} \right)^2 \left( \frac{b}{d} \right)^2, \quad (13.62)$$

式中  $D_b$  为晶界扩散系数,  $d$  为晶粒大小,  $K'$  为取决于每次晶界滑移大小的一常数, 其值约介于 2 到 25 之间, 其他符号的意义如前所述。其次 Ashby 等人认为超塑性形变是晶界滑动加扩散式协调形变。所谓扩散式协调形变, 即界面相互作用而导致释放或吸收空位的过程。

关于超塑性形变机制的动态观察结果也是很分歧的。譬如, Pb-Sn 共晶的扫描电镜实验结果认为晶界滑动是主要控制因素<sup>[74,76]</sup>, Al-Zn 共晶的透射电镜观察认为富锌相的扩散形变是主要的<sup>[76]</sup>, Al-Cu 共晶的透射电镜观察结果接近 Ashby 等人的模型, 认为是一种晶粒旋钮机制 (Grain switching mechanism)<sup>[77]</sup>。对于这些, 暂时还不能取得一致的看法, 其原因, 一方面可能反映了各种合金的特性, 另一方面我们不能忽视电镜观察中所带来的电子辐射效应的干扰; 此现象尤以高压电镜最为严重, 使所得结果完全不能代表大块金属的情况<sup>[78]</sup>。

关于超塑性合金的断裂现象, 我们不能把它当作延性断裂问题 (§ 15.17) 来处理。前面提到超塑性特点之一, 是形变时晶粒彼此协调转动而在晶界上不生空洞, 有关这一点在接近断裂时是不成立的; 而是超塑性合金在断裂前在晶界和相界上出现大量微空洞。所以关于超塑性合金的断裂机制也可看作是一种内颈缩造成的范性不稳定。但这种看法过于简单, 譬如 Sagat 和 Taplin<sup>[79]</sup> 在三元黄铜 (60/40 黄铜中加 3 % Fe) 试样的拉伸曲线上, 就发现接近断裂时有明显的快硬化现象, 并且此现象随形变温度的降低、形变速度的减小而加骤。最后, 试样以平断口而分离, 全无颈缩现象。

最近, Likhachev 等人<sup>[80]</sup>用扭转形变在商用纯铝中发现, 大晶粒的具有超塑性, 细晶的反而塑性不好。Kuzmin 等人<sup>[81]</sup>在 99.999 % 纯铝中, 甚至发现单晶用扭转形变亦可得到室温超塑性, 其应变可达 500 %; 形变温度在 300—500 °C 时, 塑性峰值可大于 15000 % 而试样又不产生断裂。更使人惊讶的是如此大的形变后,

试样仍保持单晶结构, 其中晶胞的大小不随形变而异; 形变温度由100°C到500°C, 其值仅由3.5微米增至4.5微米。所以上述有关获得超塑性的一些原则恐怕都值得重新考虑。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

## 参 考 文 献

- [1] Mott N. F., *Phil. Mag.*, 1, 568, (1956).
- [2] Kennedy A. J., *Processes of creep and fatigue in metals* (1962).
- [3] McLean D., *Mechanical Properties of metals* (1962).
- [4] Garofalo F., *Trans. AIME*, 351, (1963).
- [5] McLean D., *J. Inst. Met.*, 80, 507 (1951—52).
- [6] Wood W. A. and Rachinger W. A., *J. Inst. Met.*, 76, 237 (1949—50).
- [7] Grant N. J. and Chaudhuri A. R., *Creep and recovery*, 284 (1957).
- [8] Chang H. C. (张兴铃) and Grant N. J., *Trans. AIME*, 194, 619 (1952).
- [9] Grant N. J., Serv, J. S. and Chaudhuri A. R., *Trans. AIME*, 197, 217, (1953).
- [10] Harper J. and Dorn J. E., *Acta Met.*, 5, 654 (1957).
- [11] Dorn J. E., *Symposium on creep and fracture of metals at high temperature* (1956).
- [12] Sherby O. D., Lytton J. L. and Dorn J. E., *Acta Met.*, 5, 219 (1957).
- [13] Schoeck G. and Seeger A., *Conference on defects in crystalline solids*, 340 (1954).
- [14] Dorn J. E., *Creep and recovery*, 255 (1957).
- [15] Mott N. F. and Nabarro F. R. N., *Report of conference on strength of solids*, 1 (1948).
- [16] Seeger A., *Conference on defects in crystalline solids*, 391 (1954).
- [17] Thornton P. R. and Hirsch P. B., *Phil. Mag.*, 3, 738 (1958).
- [18] Mott N. F., *Phil. Mag.*, 44, 742 (1953).
- [19] Gittus J. H., *Scripta Met.*, 6, 481 (1972).
- [20] Lloyd G. J. and McElroy R. I., *Acta Met.*, 22, 339 (1974).
- [21] Weertman J. E., *J. Appl. Phys.*, 26, 1213 (1955); *Trans. ASM*, 67, 681 (1968); *Rate Processes in Plastic Deformation of Materials* (1972).
- [22] Schoeck G., *Mechanical behavior of materials at elevated temperature* 79 (1961).
- [23] Mott N. F., *Proc. Conf. on Creep and Fracture of Metals at High Temp.*, 21 (1956).
- [24] 王其冈、王遂福、樊仲伟、郭燃端, *物理学报*, 21, 1681 (1965).

- [25] Herring C., *J. Appl. Phys.*, 21, 437 (1950).
- [26] Coble B. L., *J. Appl. Phys.*, 34, 1979 (1963).
- [27] Gilman J. J., *Trans. AIME*, 206, 1326 (1956).
- [28] Weertman J. E., *J. Appl. Phys.*, 28, 1185 (1957).
- [29] Luton M. J. and Jonas J. J., *Acta Met.*, 18, 511 (1970).
- [30] Васильев А. И., 物理译报, 2, 439 (1955).
- [31] Bird J. E., Mukherjee A. K. and Dorn J. E., Quantitative relation between properties and microstructure (1969).
- [32] 孔庆平、龙起易, 物理学报, 24, 83 (1975).
- [33] Lagreborg R., Forsen B. H. and Wiberg J., Creep Strength in Steel and High-temperature Alloys, 1 (1972).
- [34] Odén A., Lind E. and Lagnebory R., 同上, 60 (1972).
- [35] Ichihshi K., Oikawa H. and Kavashima S., *Trans. J. I. M.*, 17, 408 (1976).
- [36] Giffkins R. C., Fracture, 579 (1959), Fracture, 44 (1963).
- [37] Grant N. J., Fracture, 562 (1959).
- [38] McLean D., *J. Australian Inst. Met.*, 8, 45 (1963).
- [39] Perry A. J., *J. Materials Sci.*, 9, 1016 (1974).
- [40] Raj R. and Ashby M. F., *Acta Met.*, 23, 653 (1975).
- [41] Watanabe T. and Davis P. W., *Phil. Mag.*, A37, 649 (1978).
- [42] Raj R., *Acta Met.*, 26, 995 (1978).
- [43] Sadananda K. and Shahinian P., *Met. Trans.*, 8A, 439 (1977).
- [44] Hull D. and Rimmer D. E., *Phil. Mag.*, 4, 673 (1959).
- [45] Oliver P. R. and Girifalco L. A., *Acta Met.*, 10, 765 (1962).
- [46] Davies P. W. and Wilshire B., *Phil. Mag.*, 11, 189 (1965).
- [47] Gittins A., *Met. Sci. J.*, 4, 186 (1970).
- [48] Ishida Y. and McLean D., *Met. Sci. J.*, 1, 171 (1967).
- [49] Machlin E. S., *Trans. AIME*, 206, 106 (1956).
- [50] Skelton R. P., *Phil. Mag.*, 15, 405 (1967).
- [51] Williams J. A., *Phil. Mag.*, 20, 635 (1969).
- [52] McLean D., *J. Inst. Met.*, 81, 293 (1953).
- [53] McLean D., *Phil. Mag.*, 23, 467 (1971).
- [54] Kó T. S. (葛庭燧), *Phys. Rev.*, 71, 533 (1974).
- [55] 钱临照、刘民治, 物理学报, 12, 275 (1956).
- [56] 葛庭燧、孔庆平, 物理学报, 10, 365 (1954).
- [57] Ansell G. S. and Weertman J., *Trans. AIME*, 215, 838 (1959).
- [58] Tien J. K. (田家凯), Kear B. H. and Leverant G. R., *Scripta Met.*, 6, 135 (1972).
- [59] Cottrell A. H., Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, 509 (1957).

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

- [60] Malu M. and Tien J. K. (田家凱), *Acta Met.*, 22, 145 (1974).
- [61] Smith C. I., Ridley N. and Nicholson R. B., *Creep Strength in Steel and High Temperature Alloys*, 15 (1972).
- [62] Collins M. J., 同上, 217 (1972).
- [63] Tanaka Y. and Ikawa K., *Trans. J. I. M.*, 17, 73 (1976).
- [64] Johnson R. H., *Metallurgical Reviews*, 146, 115 (1970).
- [65] Watts B. M., Stowell M. J., Baikie B. L. and Owen D. G. E., *Met. Sci.*, 10, 189, 198 (1976).
- [66] Аубакирова Р. К., Кузьмин С. А., Лихачев В. А., Мышляев И. М., Превяков А. А. и Чалаев Д. Р., *Ф. М. М.*, 7, 190 (1976).
- [67] Hart E., *Acta Met.*, 15, 351 (1967).
- [68] Packer C. M. and Sherby O. D., *Trans. Quart ASM*, 60, 21 (1967).
- [69] Ball A. and Hutchison M. M., *Metal Sci. J.*, 3, 1 (1969).
- [70] Hayden H. W., Gibson R. C., Merrick H. F. and Brophy J. H., *Trans. Quart ASM*, 60, 3 (1967).
- [71] Mukherjee A. K., *Mat. Sci. Eng.*, 8, 83 (1971).
- [72] Ashby M. F. and Verrall R. A., *Acta Met.*, 21, 149 (1973).
- [73] Matsuki K., Uetani Y., Yamada M. and Murakami Y., *Met. Sci.*, 10, 235 (1976).
- [74] Dingley D. J., *Scanning electron microscopy conference*, 329 (1970).
- [75] Geckinli A. E. and Barrett C. R., *J. Mat. Sci.*, 11, 510 (1976).
- [76] Naziri H., Pearce R., Henderson Brown M. and Hale K. F., *Acta Met.*, 23, 489 (1975).
- [77] Kobayashi Y., Ishida Y. and Kato M., *Scripta Met.*, 11, 51 (1977).
- [78] Bricknell R. H. and Edington J. W., *Acta Met.*, 25, 447 (1977).
- [79] Sagat S. and Taplin D. M. R., *Acta Met.*, 24, 307 (1976).
- [80] Likhachev V. A., Myshlyayev M. M., Olevskii S. S. and Chuchman T. N., *Acta Met.*, 22, 829 (1974).
- [81] Kuzmin S. L., Likhachev V. A., Myshlyayev M. M., Nickonov Yu. A. and Senkov O. N., *Scripta Met.*, 12, 735 (1978).

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## 第十四章 疲 劳

星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

在生产实践中，人们很早就发现，虽然加在机械部件上的应力远小于其断裂强度（甚至比屈服强度还低）时，但经多次循环后，此机械部件常常也会骤然断裂。这种金属在循环应力作用下发生断裂的现象就称为疲劳。由于机械部件在使用时总避免不了产生振动，譬如转轴上的偏心载荷等。而疲劳断裂又总是在没有警告的情况下部件突然断裂为二，因此容易造成事故，所以金属疲劳断裂的研究就具有十分重大的现实意义，事实上，据统计约有80—90%的部件断裂系来自疲劳。

### § 14.1 疲 劳 极 限<sup>〔1〕</sup>

在实际疲劳过程中，应力的循环往往是复杂的，并不遵守一般正弦规律，其施加的方式也有弯、扭、拉、压等不同类型。但有三个因素是主要的，一为应力变化的极大值，一为平均应力，一为循环的频率。图 14.1 示出以正弦为例的四种加载的形式。(a) 为交变加载；(b) 为反复加载（平均应力不为零）；(c) 为变幅拉伸；(d) 为脉冲拉伸，即一般所谓的推-拉法，其中(a)，(d) 两种为实验常用的加载形式。

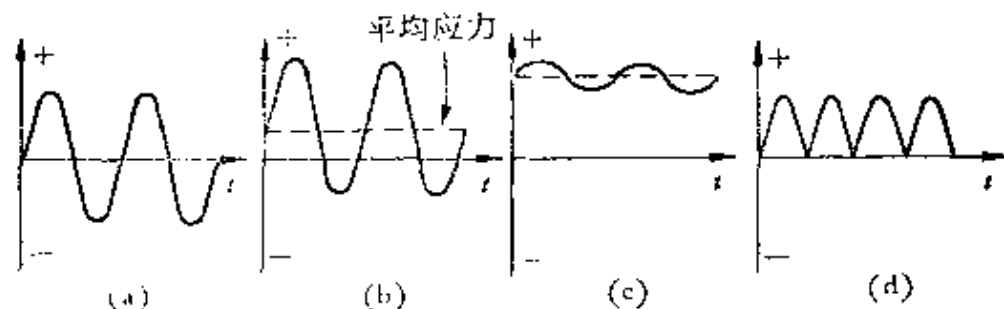


图 14.1 应力循环的交变形式：(a) 交变加载；(b) 反复加载（平均应力不等于零）；(c) 变幅拉伸；(d) 脉冲拉伸。

一般疲劳曲线，即用应力极大值  $S$  (或  $\sigma$ ) 对疲劳至断裂时循环次数  $N$  的对数值所作的图，并通称为  $S-N$  曲线，其示意图为图 14.2。图中曲线  $A$  呈现一个相当明确的拐角，过了这个拐角后，曲线在实验误差范围内是水平的，即应力低于  $\sigma_1$  后，无论循环多少次都不会导致断裂，故称  $\sigma_1$  为疲劳极限。一般铁素体钢的疲劳行为属于这一种，其  $\sigma_1/\sigma_b$  比约为 0.5， $\sigma_b$  为材料的静态断裂极限。图中曲线  $B$  的上述拐角不很明确，也不存在一疲劳极限。为了方便起见，我们规定一应力，即在指定的循环次数内，一般定作  $10^8$ ，产生疲劳断裂时所需的应力便称为耐久极限。一般铝基或铜基时效合金的疲劳行为属于这一种，类似上述的比值约为 0.25。我们知道，疲劳极限甚至整个的  $S-N$  曲线都可以用破损的概率来讨论，不过这里我们愿意更多地注意其组织结构在疲劳过程中产生的变化。此外，用上述  $S-N$  曲线中的拐角分类也不是严格的，譬如，铁素体钢经较长时间的低于疲劳极限的应力预疲劳后，所得  $S-N$  曲线就没有明确的拐角，并位于原  $S-N$  曲线之上，从而大大的提高了疲劳寿命。此即一般所谓的“锻炼”(Coaxing) 效应<sup>(2)</sup>，其机制可能和溶质原子与位错的相互作用有关。因为经低应力处理后，溶质原子便能更有效地钉扎住位错，从而使疲劳破坏不易发生。又如经湿氢处理后，碳钢的  $S-N$  曲线不但变低，并且拐角也圆滑了。此外，像 Al-Mg-Mn 虽是铝基合金，但由于拉伸时有明显的不均匀屈服现象，结果疲劳试验的  $S-N$  曲线却出现明显的拐角。因此，使人们联想到静态拉伸中的不均匀屈服现象，可能和疲劳试验中  $S-N$  曲线具有明显的拐角有关；并在疲劳极限以下，位错应是被钉扎状态，超过疲劳极限位错便能脱钉。当然，这种关系是否存在，尚需用较直接的实验事实来证明。

图 14.2 中所示的  $S-N$  曲线，系指平均应力或静态应力  $\sigma_s$  为零时的情况。若  $\sigma_s \neq 0$  时，工程上常用图 14.3 所示的经验曲线  $A$  或  $B$  来进行计算，图中纵轴上标出，当  $\sigma_s = 0$  时，不同峰值应力

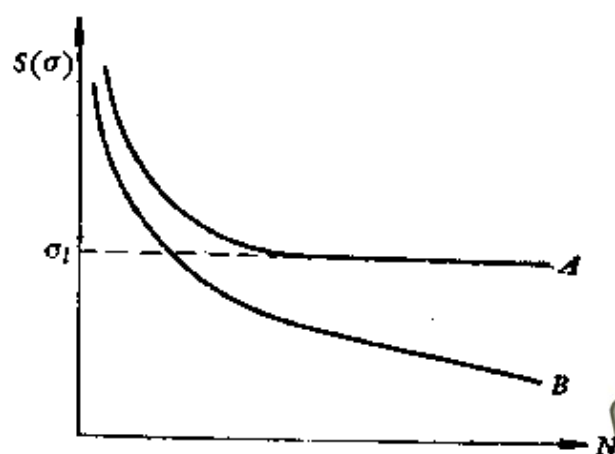


图14.2 S-N曲线。

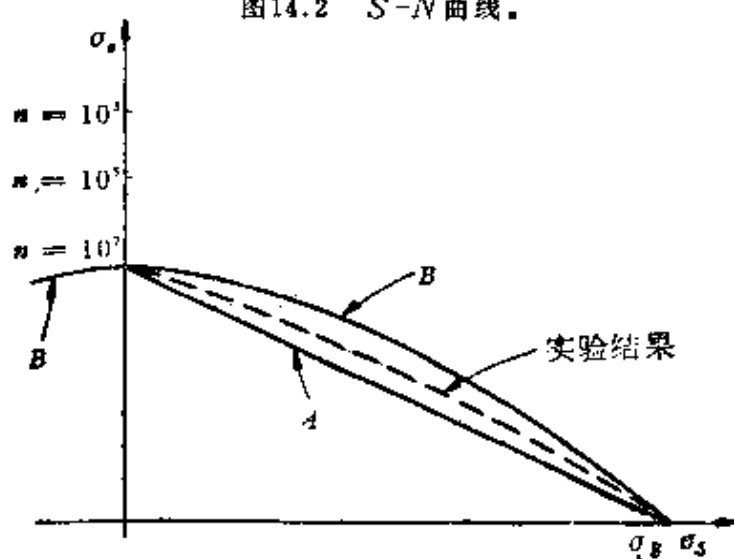


图14.3 平均应力不为零时，恒疲劳寿命的轨迹。

$\sigma_a$ 的疲劳寿命，即疲劳极限所对应的循环次数。曲线A即表示  $\sigma_a$  与  $\sigma_s$  的 Goodman关系，其解析形式可写成

$$\sigma_a = -\frac{\alpha}{U} \sigma_s + \alpha, \quad (14.1)$$

式中  $\alpha$  为  $\sigma_s = 0$  时的  $\sigma_a$  值， $U$  为  $\sigma_a = 0$  时的  $\sigma_s$  值，即  $\sigma_B$ 。曲线B表示  $\sigma_a$  与  $\sigma_s$  的 Gerber 关系，其解析形式可写成一抛物线

$$\sigma_a = \alpha \left[ 1 - \left( \frac{\sigma_s}{U} \right)^2 \right]. \quad (14.2)$$

但实验所得的疲劳寿命轨迹如虚线所示，显然，前者估计结果偏低而后者又偏高。不过总的来说，若平均应力是张应力的话，疲劳极限总是随之降低。当平均应力为压应力时，按 Gerber 关系，

疲劳极限也应随之降低，显然这与事实是不符的，故在平均应力为压应力时，Gerber 关系不能适用。

## § 14.2 Bauschinger 效应

由于疲劳过程中，应力作周期性的变化，所以必然会出现力学滞后现象。图 14.4 即为 Thompson 等人<sup>(8)</sup>在铝单晶中测得 8, 16, 和 1280 次循环时的力学滞后回线。若以  $W$  代表回线宽度， $N$  为恒应力下的循环次数，则可得关系

$$W = AN^{-q}, \quad (14.3)$$

式中  $A$  为一常数， $q$  为度量硬化速率的量，其值在单滑移时比多滑移时要大。此外，从图 14.4 中我们还能看出，因为  $BC$  和  $AD$  接近直线并相互平行，所以可谓具有弹性本质；而反向形变后，立即出现范性形变，由此可知，疲劳过程中存在着明显的 Bauschinger 效应。实验还指出，只要材料相同，不论单晶或多晶，所得的 Bauschinger 效应的大小都很相近，这说明此效应是一晶内现象。

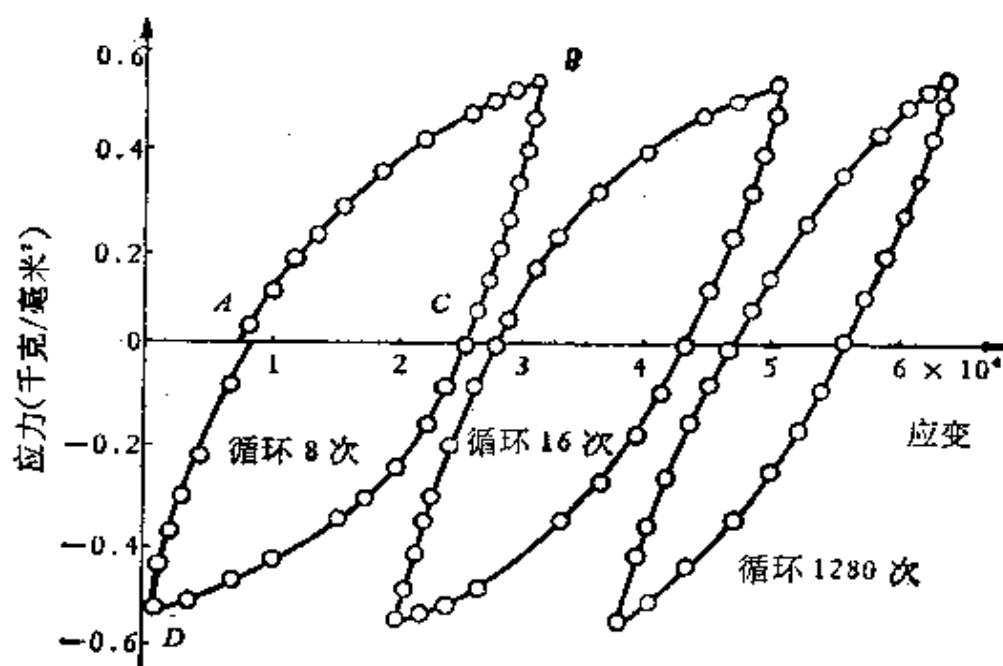


图14.4 铝单晶疲劳过程中的力学滞后回线。

最早, Orowan<sup>[4]</sup>对 Bauschinger 效应的描述可参看图14.5, 为了简明起见, 图中已扣除了弹性形变。设形变至  $A$  点, 去载后再沿原方向加载, 则所得曲线  $BC$  与  $BAC$  相比, 仅  $A$  角处变得稍圆而已。若经缓慢去载后沿反向加载, 则所得曲线便为  $ABD'$ , 为了方便起见, 我们仅根据其绝对值而画得曲线  $BD$ , 它与曲线  $BC$  的差别可分作如下两部分:

超星浏览器提醒  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

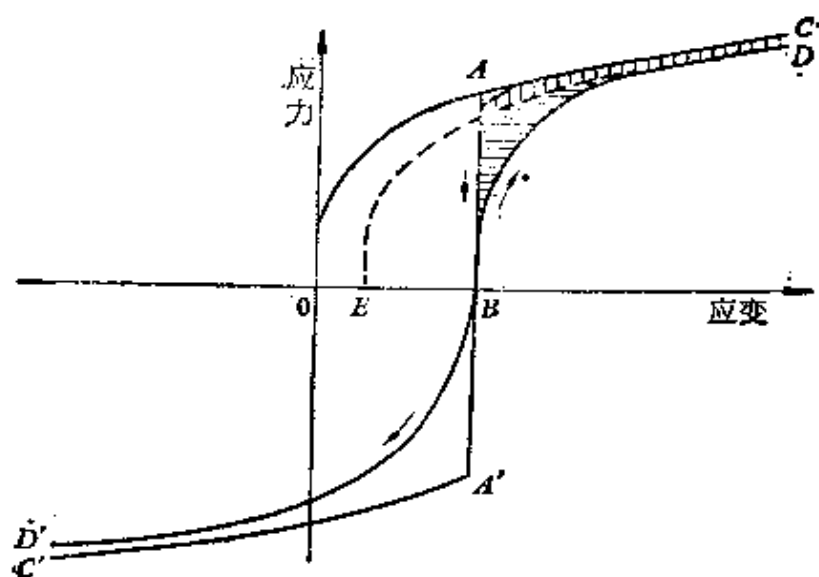


图14.5 范性金属在应力反转时的典型行为。

1. 曲线  $BD$  不但比  $BC$  的拐角大, 反向加载时事实上在应力接近零时已有稍许反向形变 (图中未画出)。

2. 随着反向应力的加大曲线  $BD$  的变化趋向平行  $OAC$ 。这一渐近过程可设想为曲线  $OAC$  向右移动一距离  $OE$ , 也就是反向加载后产生一永久软化 (如图中用竖线所画的阴影部分)。用横线所画的阴影区便称为瞬变软化, 也就是我们上述的 Bauschinger 效应, 横线的长即表示 Bauschinger 应变。

对这两种软化机制, Orowan 认为永久软化是来自正向形变中产生的位错塞积群, 当形变反向时出现的反应力作用。后来, Wilson<sup>[5]</sup>在一系列金属和合金中证实了这一看法。至于瞬变软

化或 Bauschinger 效应, Orowan 认为系来自内应力场的不均匀性。因为经过正向形变后, 晶内位错一定停留在障碍密度较高处, 如图14.6中位置1所示, 一旦反向形变位错很容易克服曾经扫过的障碍密度较低处而达到相邻另一障碍密度较高处(如位置2所示), 这样便给出宏观的 Bauschinger 效应。Orowan对Bauschinger 效应的这一理解至今还被广为引用。最近, Brown<sup>[6]</sup>在一些弥散型合金中将这一思想稍加定量处理, 当弥散相主要在晶内时, 应用内应力场理论得到较大的成功<sup>[7,8]</sup>。

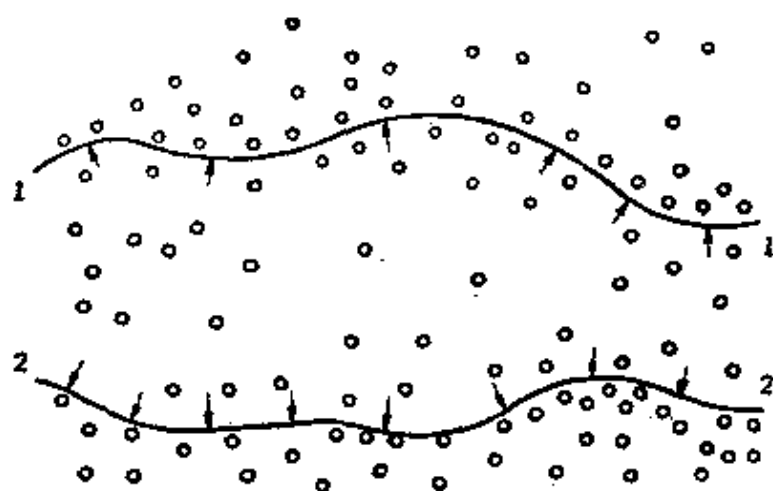


图14.6 Bauschinger效应中位错运动的示意图。

当然 Bauschinger 效应的上述机制是理想化了的, 至于具体 Bauschinger 应变从何而来还有待于做更多的工作。Phillips Jr.<sup>[9]</sup>和 Charsley 等人<sup>[10]</sup>曾分别在铜和铝单晶中证实, 反向形变和正向形变的滑移线虽总是丛集在一个滑移带内, 但并不说明 Bauschinger 应变是来自于正向形变时所产生位错的反向运动。Phillips Jr.<sup>[9]</sup>和 Buckley 等人<sup>[11]</sup>又分别在铜和铝单晶中发现, 当正向形变超过易滑区时, Bauschinger 应变突然减小十五倍之多。以上事实一方面说明 Bauschinger 应变可能来自新 F-R 源的激活; 另一方面说明当正向形变超过易滑区后, Bauschinger 应变的突然减小是由于共轭滑移系统的参与, 而使产生 Bauschinger 应变的 F-R 源上产生割阶, 造成所谓的源硬化所致。这样

也解释了图14.4中随着循环次数的增多,力学滞后回线宽度逐渐减小的现象。最近, Yokou 等人<sup>[12]</sup>用Al单晶却发现,在小Bauschinger 应力作用下,取向因子越大的, Bauschinger 效应却越小,但当 Bauschinger 应力增大后, Bauschinger 效应与晶体取向的关系就完全两样了。

## § 14.3 疲劳硬化<sup>[1]</sup>

关于金属在疲劳这种形式下的形变几何问题,早在本世纪三十年代前后, Gough 等人的系统研究工作已证实了与单向形变时,具有同样的滑移系统,并遵守临界切应力定律。但比较细致的工作还是近期的事情。现在我们分静态疲劳硬化,动态疲劳硬化及疲劳硬化的三个阶段略述如下。

### 14.3.1 静态疲劳硬化

这方面比较全面的工作是 Paterson<sup>[18]</sup>用高纯铜单晶所做的交变拉伸实验。他所用的应变振幅相当范性分切应变为0.0083,故

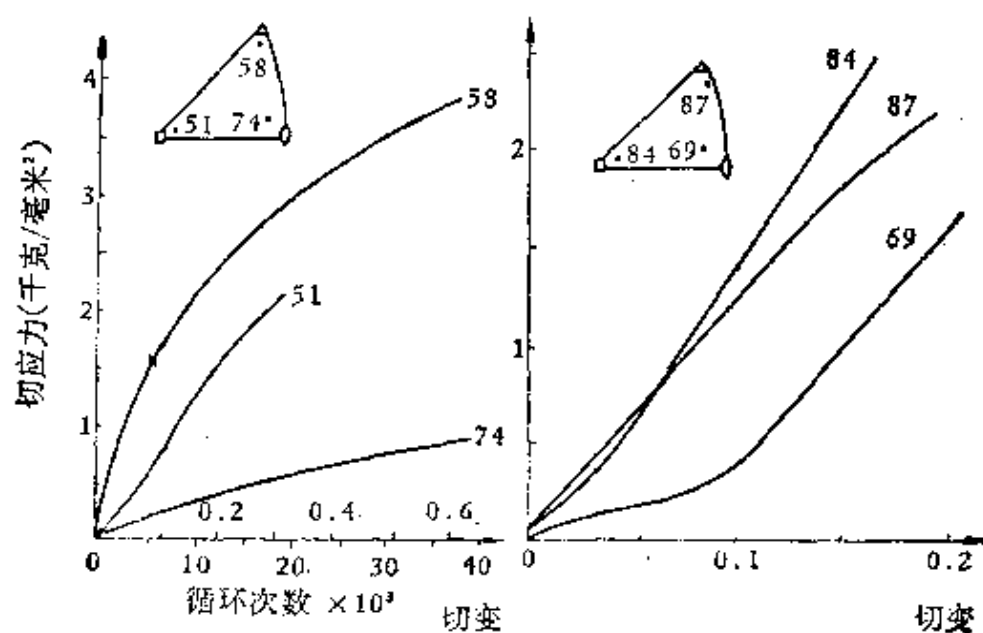


图14.7 铜单晶的疲劳硬化 (a) 与拉伸硬化 (b)。

实验时测其疲劳过程中峰值应力的变化。硬化曲线是用每一个循环中最大切应力与累积切应变来作图的。图14.7(a)即为我们摘出三个不同取向单晶的实验结果,用来说明静态疲劳硬化的特点。它与单向拉伸的硬化曲线(图14.7(b))相比,除软取向单晶的易滑区几乎消失外,硬化普遍偏低。但硬化与晶体取向的关系,基本上和单向拉伸的还是很相像。在多晶试样中情况就有所不同,疲劳硬化时应变振幅越大,硬化就越大,即使振幅较小时,硬化也大于单向拉伸的。很多实验还指出,不论是单晶还是多晶的试样,其预疲劳都能显著的提高静态拉伸曲线的硬化,但硬化速率还是差不多的。图14.8即为纯铜有关实验的一例<sup>[14]</sup>。

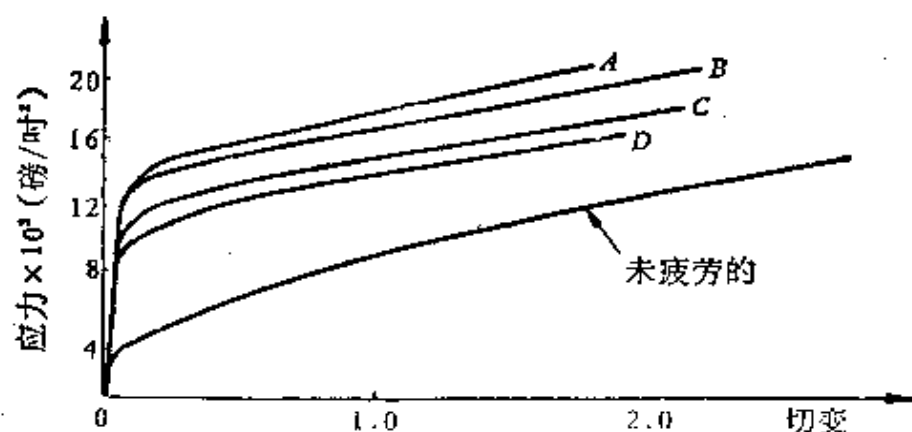


图14.8 预疲劳对纯铜应力-应变曲线的影响。

A:  $10^6$ 循环, 1800周/分; B:  $10^8$ 循环, 1800周/分 +  $10^8$ 循环, 200周/分;  
C:  $10^2$ 循环, 500周/分; D:  $10^2$ 循环, 200周/分。

### 14.3.2 动态疲劳硬化

在疲劳试验中,测量动态硬化时常常以力学滞后回线的宽度 $W$ 为参量,因为 $W$ 的减小就对应硬化的增加。故硬化曲线即用不同循环次数时的 $W$ 与循环次数来作图的,图14.9是恒应力下,不同取向铝单晶的动态疲劳硬化曲线<sup>[15]</sup>。虽然各种取向单晶的 $W$ 都有随循环次数增加而趋向稳定的趋势,最后随着断裂的出现又重新很快地上升(后一部分图中未画出),但我们很清楚的看出,

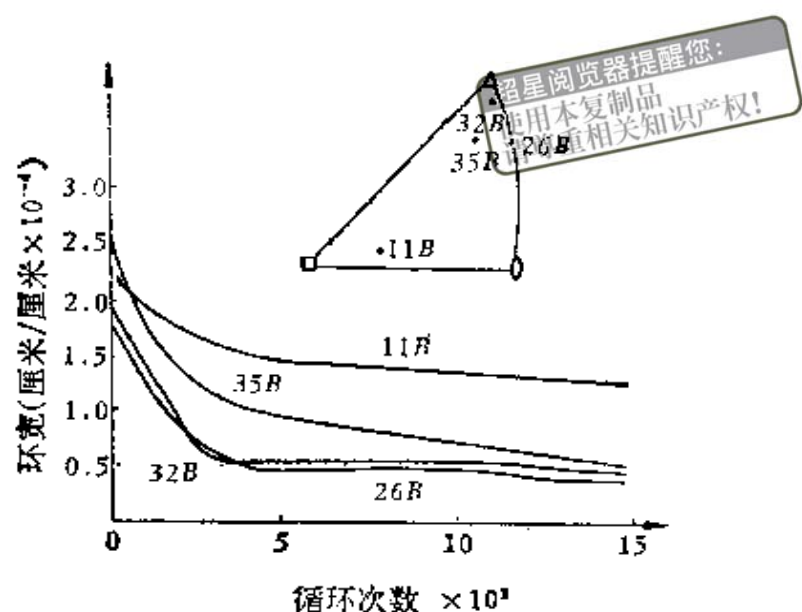


图14.9 铝单晶不同取向的动态疲劳硬化曲线。

软取向与硬取向间疲劳机制上有明显的差别。后者力学滞后回线的宽度在2.6%疲劳寿命后便达到一定值，而前者的变化要缓慢得多。

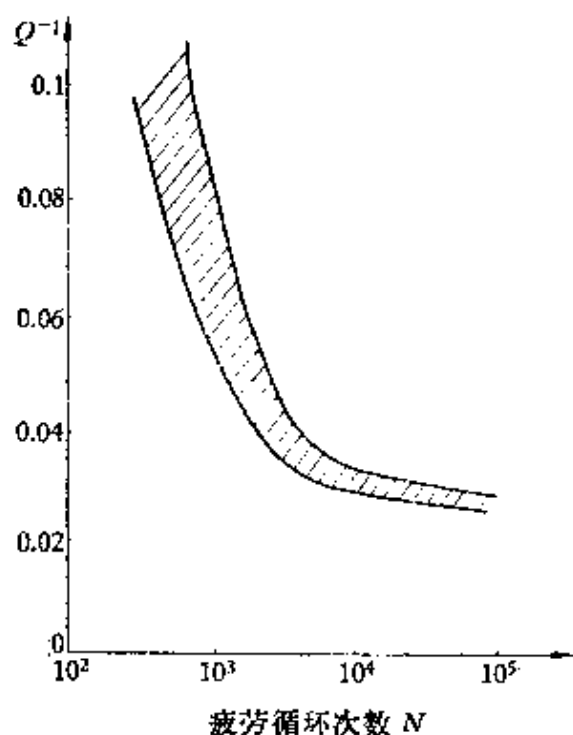


图14.10 用 $Q^{-1}$ 表示的铜单晶动态疲劳的硬化曲线。

根据(4.10)式，每一循环中能量散失和总振动能量的比值与内耗成正比，故上述动态疲劳硬化曲线中纵坐标可用 $Q^{-1}$ 。图14.10即为用铜单晶所得的结果。发现应力振幅由 $1.85 \times 10^8$ 到 $8.5 \times 10^8$ 达因/厘米<sup>2</sup>时，硬化曲线都落于图中所画阴影区内。类似的结果在Cu, Al, Mg, Ni等多晶试样中也曾发现，不过 $Q^{-1}$ 与循环次数的关系更接近于直线。

假如疲劳时保持应变为恒量，以杜拉铝型合金为例，则上述动态疲劳硬化曲线便如图14.11所示，图中 $\Delta E$ 为一循环中能量的散失， $E$ 为其总能量。结果发现，应变振幅低时能量散失少，

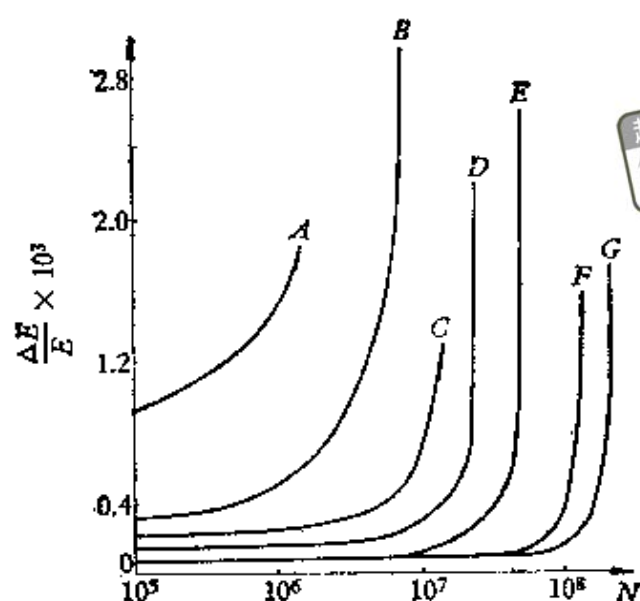


图14.11 Al-4%Cu合金动态疲劳硬化曲线，各曲线应变  
分别为A:  $4.8 \times 10^{-3}$ ; B:  $4.5 \times 10^{-3}$ ; C:  
 $4.25 \times 10^{-3}$ ; D:  $4.0 \times 10^{-3}$ ; E:  $3.75 \times 10^{-3}$ ;  
F:  $3.5 \times 10^{-3}$ ; G:  $3.25 \times 10^{-3}$ 。

当循环次数增至某一临界值时，能量散失就突然升高。但对 Al-Zn-Mg 合金，则往往在某一循环次数时出现一极大值。

### 14.3.3 疲劳硬化的三个阶段

Haigh 最早根据疲劳过程中的发热现象，将整个疲劳过程分成三个阶段。一般来说，当外加应力小于试样的疲劳极限时，开始发热速度很大，随后很快降到一定值。若外加应力大于试样的疲劳极限时，则发热速度随着开始的升高而很快下降到某一定值，然后又逐渐升高，到断裂前，其升高速度便陡增，出现明显的三个阶段。

第一阶段实际上是指开始循环头数千周时的起始硬化阶段，也有称为“热脉冲”的。这种起始硬化，对于确定退火金属在试

验的其余期间的状态极为重要。在许多情况下,当 $10 < N < 1000$ 时,(14.3)式与实验结果还是相当吻合的,它体现了第一阶段疲劳硬化的主要特点。唯有六方结构金属(譬如镉单晶),在同样条件下,虽也产生硬化但要慢得多,但在 $10^6$ 次循环以后,硬化仍然没有停止,这可能是由于它只有一个滑移面的缘故。

第二阶段中,硬化和发热速度都先降到一较稳定值,随着应力的增加,硬化和发热速度又逐渐增加。实验指出,这与以后要讲述的宽滑移带的出现有关。相反,镉单晶疲劳时不出现宽滑移带,也没有发热速度上升的现象。直到晶体突然产生孪晶,继续增加应力,则孪晶带的边缘变黑,发热速度陡增,试样最后就沿着这些变黑的带而断裂。

第三阶段硬化和发热速度都增加很快,相当于疲劳断裂过程。

我们知道,发热或是其他方式测量的能量散失是一整体测量量,但试样的疲劳形变(下面将会谈到),主要集中在局部地区,尤其与表面状态有密切关系。例如,把疲劳过的试样表面层磨去或在氮气中进行疲劳试验都可以增加试样的疲劳寿命,但却并不明显的改变其能量耗损。另外,把经过疲劳的试样在一定温度退火后,一般可以使能量耗损降低到原来的数值,但却不增加试样的疲劳寿命。这些结果充分说明,能量耗损本身可能并不直接与裂纹的出现等有关,后者是由试样中局部组织结构变化所引起的。因此,我们利用能量耗损这一类方法研究疲劳机制时应特别注意。

总的来讲,疲劳过程所引起的变化,其效果与淬火或辐照的作用很相似,能产生较多的点缺陷、割阶甚至蜷线位错。唯一不同之处在于它们只限于局部地区,尤其在相同负载下,表面对疲劳形变的影响比单向形变的敏感。疲劳硬化一般比单向的也大,与温度的依赖关系密切,热稳定性也较高。此外经对称疲劳后的试样,不产生Bauschinger效应。

## § 14.4 疲劳过程中组织结构的变化

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重知识产权！

虽然疲劳与单向拉伸形变静态硬化曲线的特点大致相同，但其组织结构的变化却相差甚远。下面我们分三方面介绍这个问题。

### 14.4.1 滑移带的特点

Ewing 和Hampfrey 最早用退火纯铁作转动弯曲疲劳试验，发现应力在屈服点以下时，经过几千次循环后，试样中少数晶粒内就出现细滑移线。随着循环次数的增多就有更多的滑移线产生，原有滑移线的滑移量也加大。特别是那些新产生的滑移线，多数处在原有滑移线的附近，形成滑移带。带与带间看不到滑移线，故其分布较静拉伸时显得更不均匀。交变应力越大，滑移带就越多，滑移带的长度和深度也越大。图 14.12 为铜试样中单向形变与疲劳形变的滑移带。我们注意，前者滑移带一般分布较均匀，细直且平行，而后者却表现得较不均匀，虽然它们的方向大致是沿着一个结晶面，但不是笔直的，有的带内滑移线还出现弯曲，故有宽滑移带之称。



(a)



(b)

图14.12 在铜试样中，单向形变 (a) 与疲劳形变 (b) 的滑移带。

Thompson 等人<sup>(16)</sup>进一步研究了滑移带与疲劳裂纹之间的关系。他们用推-拉式疲劳试验方法在退火铜试样中产生上述滑移带，然后经电解抛光两微米，就发现一般滑移带都已消失，唯有几个滑移带却仍然保留，并且疲劳裂纹就是由这些带中产生。故称此滑移带为住留滑移带，也许它本身就是微裂纹。图 14.13 (a) 为循环约 50% 疲劳寿命后，铜中所出现的住留滑移带，(b) 为再经 5% 的静拉伸后，在原住留滑移带处所形成的裂缝。因此，住留滑移带与疲劳裂纹间的关系就很明确了。铜试样仅循环 5% 疲劳寿命时就有此住留滑移带，这说明可能疲劳过程的大部分时间用于裂纹的传播上。应力较小时，住留滑移带常成断续点线状，故不易形成裂纹。经多次电解抛光，把住留滑移带抛去后再作实验时，则在原滑移平面内又会出现滑移带，其中一些并将成为住留的。一般此带的深度在试验到疲劳寿命的 25% 时，也只有 30 微米，故用上述方法不断的把住留滑移带除去，可以把试样的疲劳寿命提高 2 倍多。这清楚的表明，住留滑移带是一表面现象，疲劳破坏只发生在试样表面。

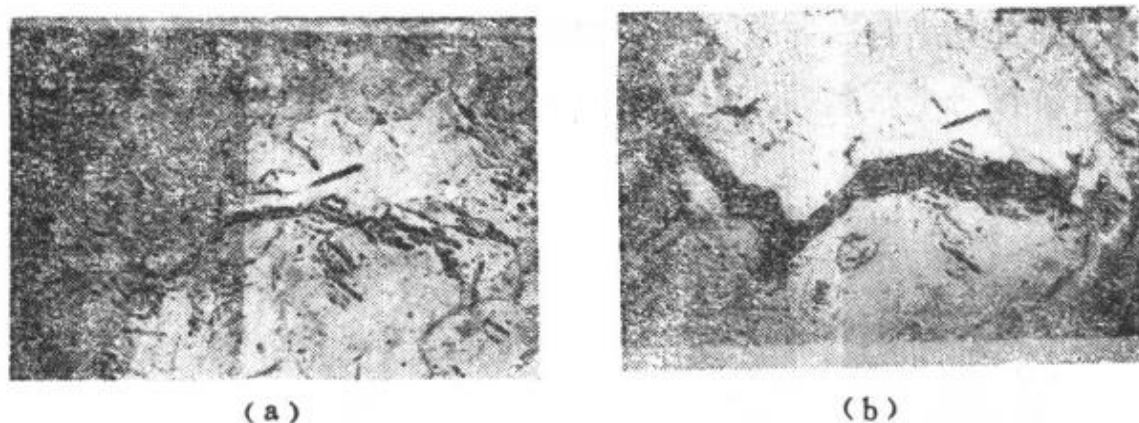


图 14.13 铜中住留滑移带与疲劳裂缝。

最后，X 射线衍射证明，疲劳形变不像单向形变产生明显晶格畸变。图 14.14 (a) 为铝的原始状态，(b) 为经单向形变后衍射结果，(c) 为经疲劳形变后衍射结果。当然，(c) 可能是疲劳形变而不产生晶格畸变，也可能是产生晶格畸变后又得到充分恢复、实验证明，当应力足够大，频率足够高时，局部的多边

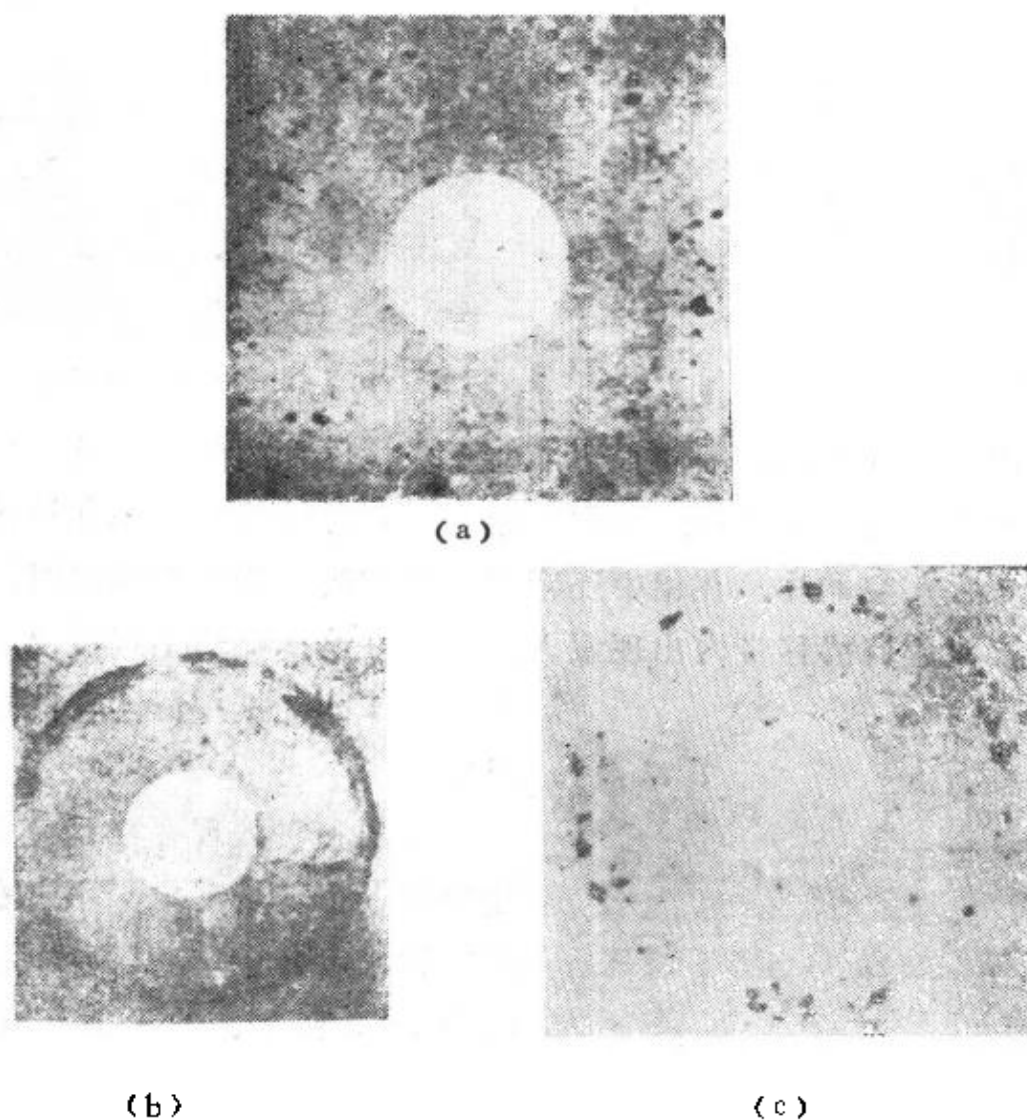


图14.14 铝经单向形变和疲劳形变后，X射线衍射结果。

形化甚至再结晶都是可能的。

#### 14.4.2 挤出和侵入

关于挤出和侵入现象，Ewing 和 Hamphrey 很早就曾发现过，当时只注意到，宽滑移带表面比周围较高些。后来，Forsyth<sup>[17]</sup> 在一些不稳定的合金中，观察到由试样表面被挤出来的物质，具有清楚而明确的边缘，形式多样，并显示出金属光泽，厚约 0.1 微米，高可达 10 微米。图 14.15 和图 14.16 为镉和铝两种合金中的挤出外观，若把出现挤出的试样经电解抛光和蚀刻后，便可在产



图14.15 间合金中的挤出现象。

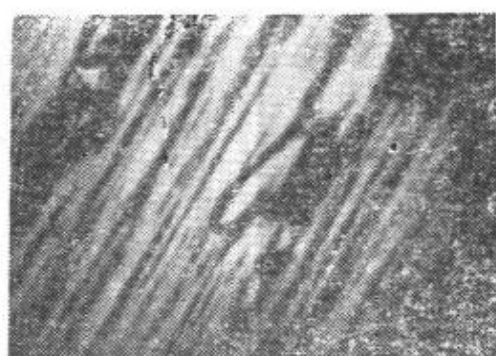


图14.16 铝合金中的挤出现象。

您：  
版权！

生挤出处发现裂纹，因此很可能在形成挤出片的同时，试样内部就产生了相应的空洞片。但实验指出，六方结构的金属在挤出片下并不存在空洞片。在铝中还观察到试样的一面出现挤出时，反面与之对应的滑移带内出现侵入。也有在挤出旁边出现侵入的，

图14.17即为铜中所出现的这种现象。

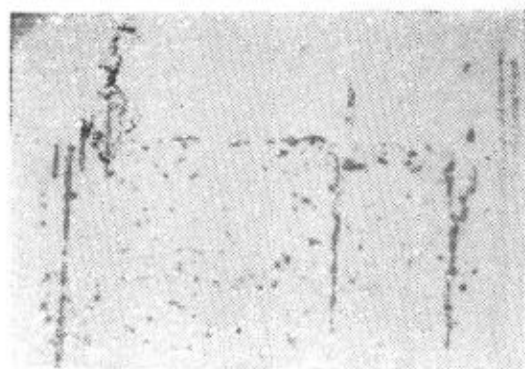


图14.17 铜疲劳时的挤出与侵入现象。

挤出和侵入现在已是疲劳形变中的一个普遍现象，不过在纯金属和稳定合金中，其高度较低，约为1—2微米。关于这一现象的原因，当初有人认为与疲劳形变中某种热过程有关，但Hull<sup>[18]</sup>

在4.2K下，用推-拉式疲劳在铜试样中也发现了挤出和侵入。因此它们的产生不可能是某种热激活过程。挤出和侵入的出现与金属层错能的关系也是很特殊的，不像硬化与层错能成正比，而是层错能越低越容易出现挤出和侵入，譬如很多铝合金和铜合金的挤出和侵入都较纯铝和纯铜的明显。这样挤出和侵入的形成机制好像与交滑移无关。后来，Partridge<sup>[19]</sup>在室温下，用转动弯曲法作镉、镁、锌等多晶试样的疲劳试验，发现镉和镁都产生挤出，唯独锌中不产生。实验同时还指出，正好锌在室温下也无非基面滑移，所以看来挤出和侵入的出现可能与第二滑移系统的参与有关。

#### 14.4.3 疲劳形变后的位错状态

疲劳形变后的位错状态与疲劳应力的关系很大。以铝为例，Segall 等人<sup>[20]</sup>和 Snowden<sup>[21]</sup>的工作指出，一般高应力下的疲劳结果和单向形变的差不多，都为不同形式的位错胞。但低应力下疲劳时（如图14.18所示），却出现平行 $\langle 112 \rangle$ 方向的长位错环，位错上割阶密度也较大，以至出现蜷线位错（如A处），类似淬火处理。加入合金元素后（譬如 Al-3% Mg 合金），更有利于位错偶束的出现<sup>[22]</sup>。

此外，在铜中所得疲劳形变后的位错状态亦复如此。并且实验指出，单向形变所得位错环经 300—400°C 退火即便消除，而疲劳形变所得的退火温度高达 600°C 也不能完全消除。若用层错能比较低的  $\alpha$  黄铜进行同样的低应力疲劳实验时，电子显微镜透射便观察不到上述位错环<sup>[23]</sup>。

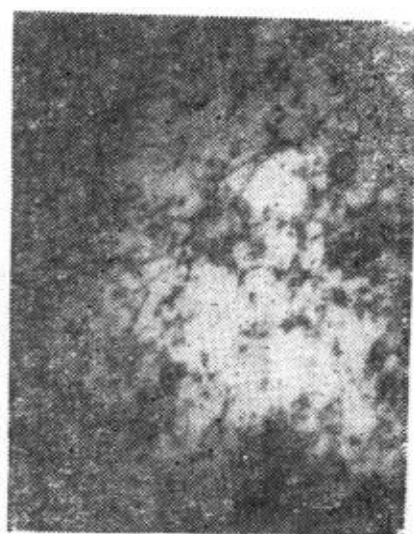


图14.18 低应力疲劳铝的电子显微镜透射照片。

后来，Hancock 和 Grosskreutz<sup>[24]</sup>用铜多晶与单晶的实验证实，低应变振幅或应变振幅稍大而循环次数少时，所得结果和单向形变的第一阶段相似，出现沿 $[1\bar{2}1]$ 方向的位错偶或由位错偶组成的位错束。而高应变振幅或应变振幅稍小、但循环次数多时，所得结果和单向形变的第二阶段相似，出现位错胞结构。由此可见，应变振幅的大小直接关系到疲劳试样中的位错状态，实验指出，当应变振幅够大时，在1/4循环后就可得到位错胞结构。

最近，Finney 和 Laird<sup>[25]</sup>仔细地进行了关于铜单晶疲劳形变后位错组态的重复研究。他们在单滑移条件下得到如下结果，其三维示意图分别为图 14.19(a)和(b)。其中(a)为小振幅所

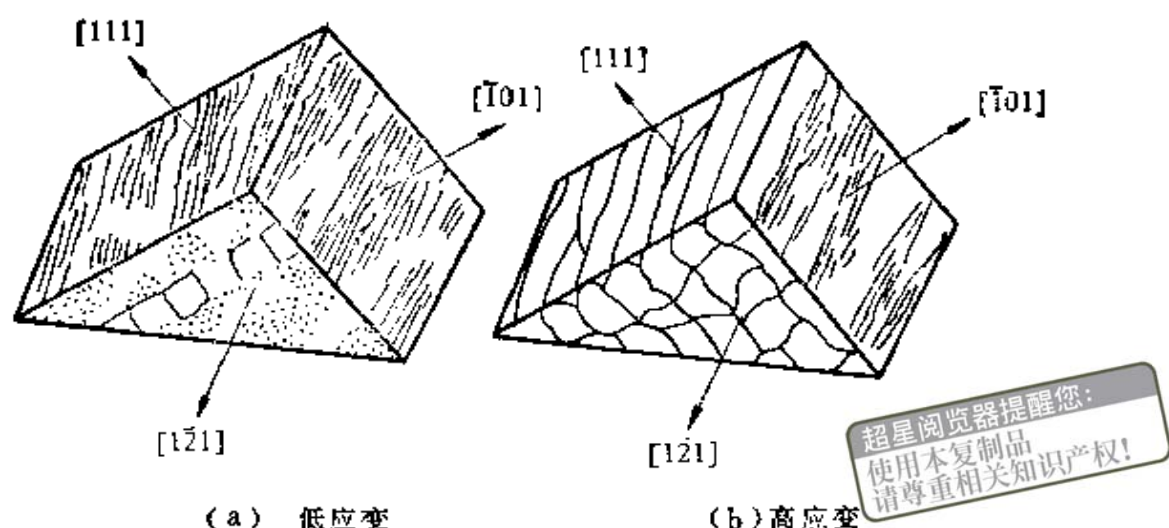
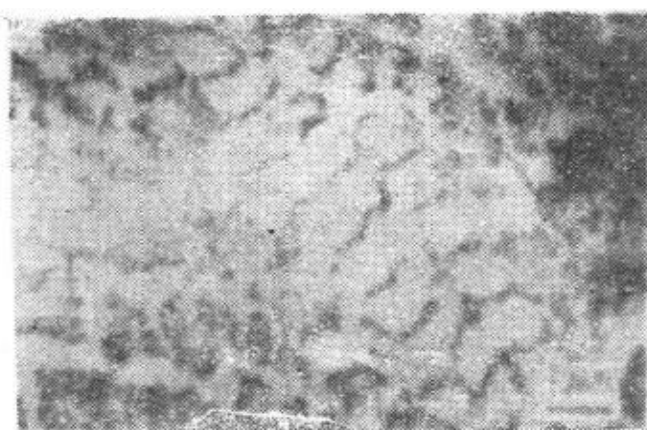
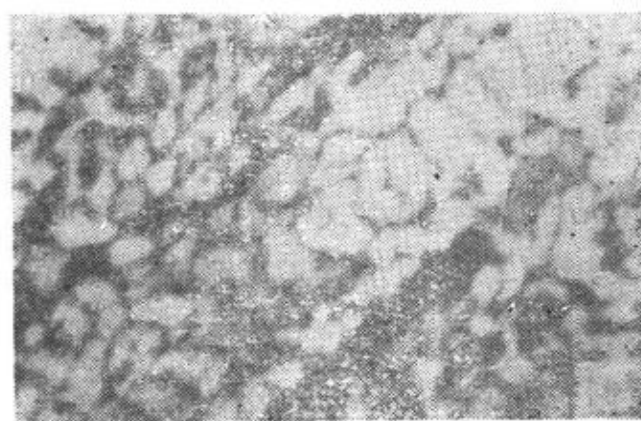


图14.19 铜单晶单滑移条件下所得位错组态的三维示意图。

得结果,这里应注意的是 $(1\bar{2}1)$ 面的特点,我们很清楚的看出,住留



(a)



(b)

图14.20 铜中住留滑移带的位错结构。

(a)  $(121)$ 面下4微米;

(b)  $(121)$ 面下50微米。

滑移带本身表现为沿 $[\bar{1}01]$ 方向的梯状花样 (Ladder feature), 其中由平行 $(\bar{1}01)$ 面, 间隔1.4微米的位错墙组成, 带与带之间为平行 $(1\bar{2}1)$ 方向的刃型位错偶组成。具体位错组态如图14.20所示。(a) 为大振幅所得结果, 位错呈胞状结构, 并且胞壁比单向形变的宽很多, 而上述梯状花样就不明显了。此外, Finney 和 Laird 还强调指出, 上述住留滑移带的位错结构是一体效应 (见图 14.20 b), 故与 Lukáš 等人<sup>[26]</sup>所得的结论有所不同。

在 $\alpha$ 铁单晶中, 不论恒应变或恒应力疲劳实验, 都

曾观察到住留滑移带中梯状花样的位错结构，但并不明显，而是较易于出现以螺型位错为主的位错束<sup>(27,28)</sup>。

关于住留滑移带中，位错结构与挤出和侵入的关系，Lauffer和Roberts<sup>(29)</sup>的工作曾指出，其中位错胞大小正好同它们有一一对应关系。并发现挤出和侵入的体积基本上一样，其热稳定性较基体为高。

## § 14.5 疲劳形变中的饱和现象

如果我们将循环次数增多，即加大累积应变，就会发现硬化有饱和的趋势。图14.21即为Feltner<sup>(30)</sup>用 $\langle 110 \rangle$ 取向铜单晶所得不同温度的硬化曲线，很明显的看出，整个曲线可分为快硬化、慢硬化和饱和硬化三个阶段，并且温度越高硬化越快。后来的一些实验进一步表明，这种曲线的形式并不因单、多晶而异，金属层错能越低的，硬化越慢。最近，Finney和Laird<sup>(26)</sup>也用Cu单晶得到不同疲劳应变振幅下的饱和现象（如图14.22所示），并发现饱和硬化后便出现住留滑移带。此外，低振幅和高振幅的疲劳

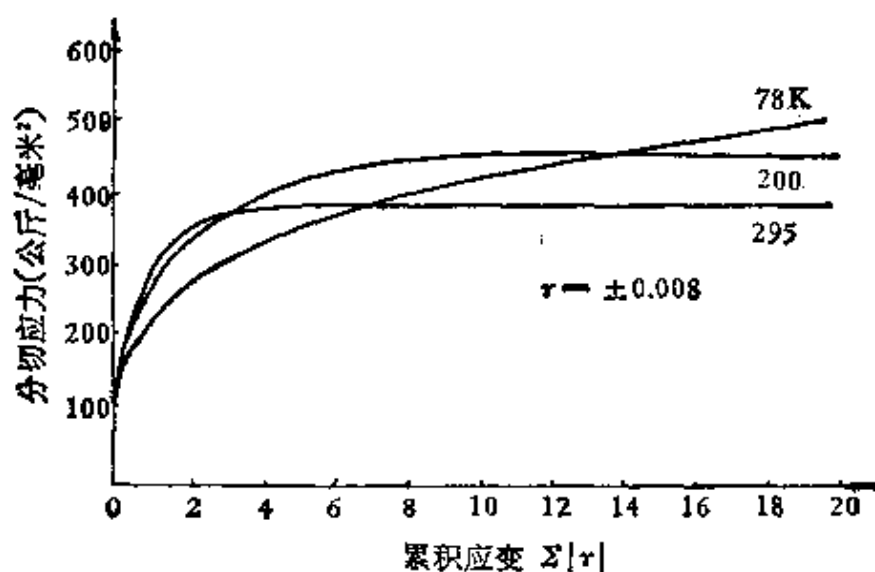


图14.21 Cu单晶在78K，200K和295K时，范性应变振幅  $\epsilon = \pm 0.008$  的静态疲劳硬化曲线。

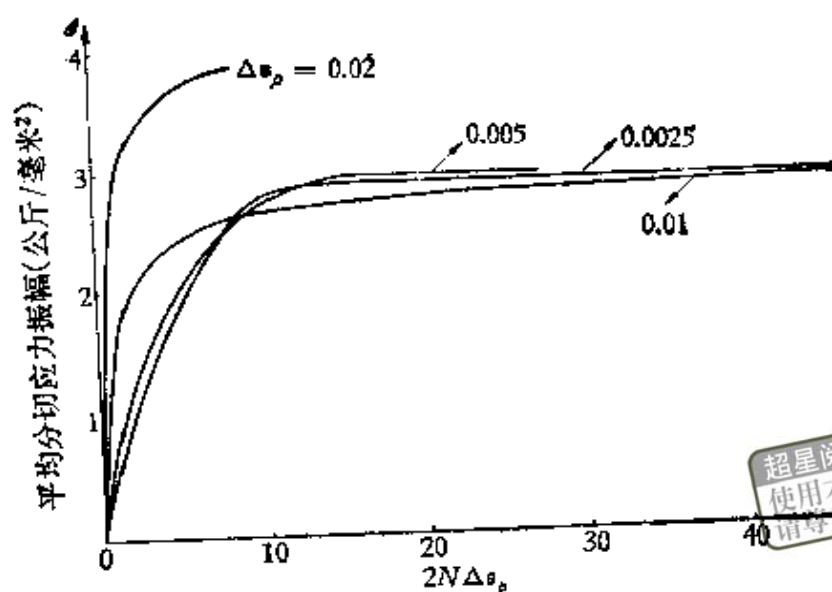


图14.22 关于Cu单晶的不同振幅的静态疲劳硬化曲线。

硬化曲线很明显的分属两类，并且所有低振幅的饱和应力十分接近。Winter<sup>(31)</sup>利用事先已预形变（通过拉，或压）的Cu单晶所得疲劳硬化曲线（如图14.23所示），发现不论疲劳硬化或软化，它们都趋向同一稳定值，约2.5千克/毫米<sup>2</sup>。它给人们一个印象，好像疲劳过程所引起的变化是一种趋向于平衡的运动。

疲劳形变中的这种饱和现象，在多晶中也同样存在，Pratt<sup>(32)</sup>的大应变振幅疲劳铜多晶实验中就观察到过此饱和现象，并发现饱和应力与位错胞大小成反比，同一应变振幅所对应的饱和应力是物质温度和频率的函数。Feltner和Laird<sup>(33)</sup>在波状滑移的Al-Cu合金疲劳实验中，也曾发现饱和应力只与振幅、形变速度和温度有关，而与试样的制备过程无关（在平面滑移的Al中未能得到此关系）。最近，Nahm, Motteff和Diercks<sup>(34)</sup>在不锈钢的低周疲劳实验中（649°C）也发现这种饱和现象，并且所得的位错胞墙多沿低指数晶面，其取向差随胞墙厚度的减小而增大。综上所述，至少饱和现象应是疲劳形变中的一个普遍特点。

有关上述饱和现象的解释，目前尚未定论。比较直观的是Winter<sup>(35)</sup>最近提出的双相理论，即根据Helgeland<sup>(36)</sup>的工作，住留滑移带应比母体为软，因此构成双相。实验指出，90%的范性

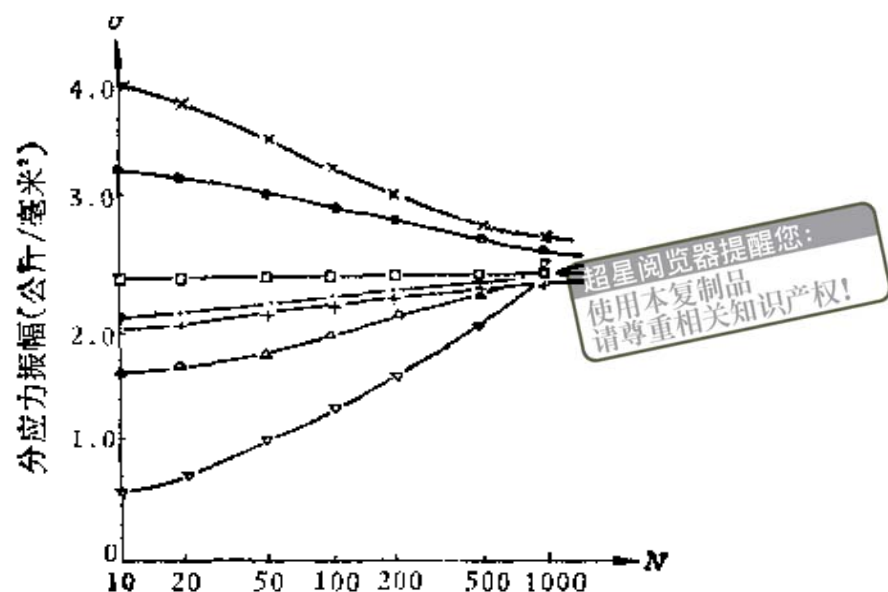


图14.23 经预形变后，Cu单晶的静态疲劳硬化曲线。

- |                                 |                                 |
|---------------------------------|---------------------------------|
| ×—预应力为4.6公斤/毫米 <sup>2</sup> ，   | +—预应力为-1.95公斤/毫米 <sup>2</sup> ， |
| ●—预应力为3.5公斤/毫米 <sup>2</sup> ，   | △—预应力为1.0公斤/毫米 <sup>2</sup> ，   |
| □—预应力为2.4公斤/毫米 <sup>2</sup> ，   | ▽—预应力为0.0公斤/毫米 <sup>2</sup> ，   |
| •—预应力为-1.93公斤/毫米 <sup>2</sup> ， |                                 |

形变都集中在较软的住留滑移带内，小应变振幅下疲劳时，只能促使住留滑移带的数目增加，而不提高疲劳应力，也就是维持一饱和应力水平，位错墙的厚度也不变。Feltner<sup>[80]</sup>曾就此现象提出过一种所谓位错偶的触发（flip-flop）机制。他鉴于疲劳形变中产生大量的位错碎屑（Dislocation debris），故认为快硬化与碎屑的数量成正比，而饱和硬化是来自位错墙中棱柱位错偶的一种在两平衡位置间的往返触发滑移。因为这样既能给出一定形变量，又不使硬化增加。但事实上位于位错墙中的位错偶要想滑移，恐怕不是很容易的，再靠它们的往返运动给出所需形变，那它们的密度又觉过小，所以上述位错偶的触发机制似有一定的困难。关于大应变振幅的饱和现象，Feltner和Laird<sup>[87]</sup>也曾提出位错胞中位错段的梭动（Shuttling）机制。这一机制比较简单，但需要选取合式的位错段长，此外，它和触发机制一样，不能解释饱和应力与温度的关系。后来，Finney和Laird<sup>[26]</sup>又设想低应变振幅时，可能是在住留滑移带中的位错胞墙间位错段的协同运动所表现的一种触发机制，并且它们的运动要受到点缺陷和位

错碎屑的阻力。如果上述位错段以不可逆的方式触发滑移出晶体表面便形成疲劳裂纹。

## § 14.6 疲劳裂纹的成核与长大\*[38]

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重知识产权！

疲劳断裂直观的可分成四个阶段，即局部范性形变，裂纹的成核，裂纹的长大和裂纹的失稳扩展。上节所述的饱和硬化和住留滑移带的出现，至少对应上述第二阶段的结束；第四阶段也比较明确，因为裂纹达到 Griffith 长后就失稳扩展（详见第十五章）。唯有构成稳态扩展的裂纹，成核与长大之间的界限很难划分，甚至有人认为，其间根本不存在所谓的界限。工程上常把小于0.05毫米左右的裂纹称为裂纹核，但这也只是为了某种方便而已，并无实质的含义。所以如何定义疲劳裂纹的成核和长大，并不是已经解决了的问题。

根据前面我们介绍的住留滑移带的特点和疲劳形变中的饱和现象，并指出住留滑移带的出现和硬化达到饱和几乎是同时发生的，而挤出或侵入又来自住留滑移带，所以我们可以将形成挤出和侵入也看作是疲劳裂纹的成核过程，随后的裂纹长大是在挤出和侵入处所造成的应力集中条件下得以实现的。最近，Laird<sup>[39]</sup>也提出住留滑移带的出现相当于真正的疲劳极限的看法。此外，Kim 和 Laird<sup>[40]</sup>在无氧铜多晶试样的大应变疲劳实验中，发现裂纹的成核首先是在一些敏感的晶界上出现接近于垂直试样表面的“阶”，直至此“阶”高达约1.5微米后，由于应力集中的作用，使裂纹便在“阶”处沿晶界扩展。有人认为，这种晶界诱生裂纹的机制，甚至在低应力疲劳形变中也有可能<sup>[41]</sup>。很多实验告诉我们，如果试样中存在夹杂、疏松或第二相，它们就是现存的疲劳裂纹源，因

\* 文献中惯用疲劳裂纹的起始与传播，所谓起始是指裂纹已长大到一给定长度，譬如零点几毫米，显然这已超过我们定义的成核大小。至于传播，含义就更广泛了，它可能包括稳态和失稳扩展。

为这些地方较易产生应力集中。所以我们是否可以定义，无论表面裂纹或内部裂纹，只要其尺度和尖锐度没有达到足够的应力集中，使之在力学上造成长大的条件以前都可称为裂纹的成核。不过这样的划分，到底有多少实际意义，目前尚不得而知。

关于疲劳裂纹成核和长大所需的时间占整个疲劳寿命的比例问题，一般都认为，在高强和超高强钢中成核是主要的，并且随疲劳振幅减小而变得更为突出。但由于不同作者对裂纹成核的理解不一样却得出不同的结果，譬如 Maiya<sup>[42]</sup>用304型不锈钢(593℃)范性应变在0.5%到2.0%之间的低周疲劳实验都得到裂纹的成核是主要的，而 Wareing 和 Vaughan<sup>[43]</sup>用316型不锈钢(400℃)在范性应变稍小的低周疲劳实验中却得到裂纹的长大是主要的结论。

无论如何，下面我们还是分别按疲劳裂纹的成核和长大两方面进行介绍。

#### 14.6.1 成核机制

如上所述，金属在疲劳过程中，裂纹可以在晶内、晶界、相界等地方成核，不过下面我们主要仅介绍三种比较基本的疲劳裂纹的成核机制：

(1) Wood 机制<sup>[44]</sup> 这是一种最直观的机制，Wood 认为单向形变时，其滑移特点如图14.24(a)所示，而疲劳形变时，则如图14.24(b)所示。在后一情况下，试样的表面便出现A、B等所示的类似“缺口”处。因此在疲劳过程中，形变就集中在这些“缺口”处，最后形成裂纹。这样挤出与侵入的形成或住留滑移带表现的沟状外观就很容易得到解释。一般认为，Wood 机制最大的缺点在于它不能说明同一个“缺口”为什么在正向和反向加载时所产生的应力集中都能最后使它发展成裂纹。不过考虑到当反向加载时，另一面C、D等“缺口”起作用的结果也就等效于A、B等“缺口”的加深，这样，上述缺点便能得到克服，所以

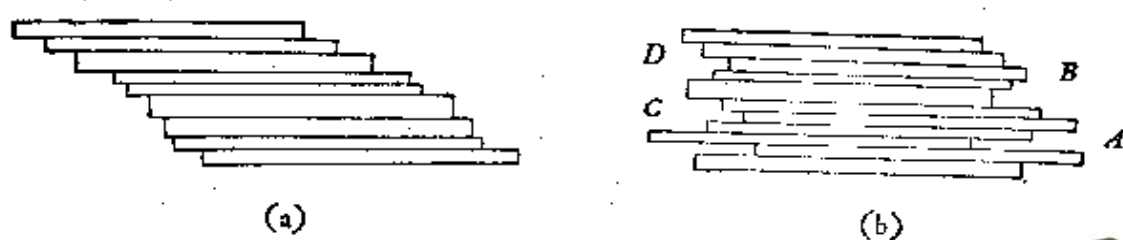


图14.24 疲劳裂纹形成的Wood机制。

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

我们还愿将Wood机制列为三种基本的疲劳裂纹成核机制之一。但它却不能解释纯粹基面滑移的锌，为什么不出现挤出和侵入现象。

(2) Cottrell-Hull 机制<sup>[45]</sup> 这种机制需要两个滑移平面和方向都不同的滑移系统。其作用如图14.25所示，在拉应力作用下最有利的F-R源 $S_1$ 开始激活，譬如说由于负位错滑出而在 $P$ 处给出一滑移阶（如（a）所示）。在同一半循环中，随着拉应力的增加，另一F-R源 $S_2$ 开始激活，由于正位错滑出，又在 $Q$ 处给一滑移阶（如（b）所示）。在压应力作用的半循环中，由于在新位置上F-R源 $S_1$ 的激活，正位错滑出后又给出一反向滑移阶 $P'$ （如（c）所示）。在同一循环中，随着压应力的增加，由于在新位置上F-R源 $S_2$ 的激活，负位错滑出后又给出一反向滑移阶 $Q'$ ，故最后形成如（d）中所示的挤出 $QQ'$ 和侵入 $PP'$ 。按上述机制，应力不断循环下去，挤出的高度和侵入的深度就不断增加，而其宽度却不变。这一机制从几何及能量上来看都是可能

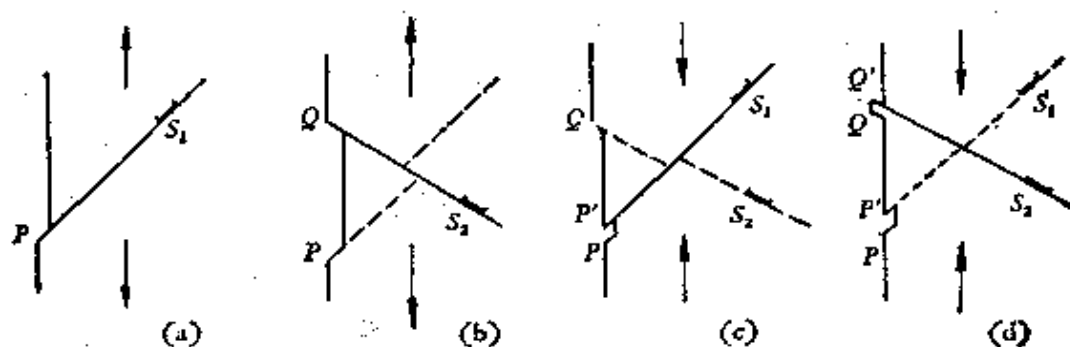


图14.25 疲劳裂纹形成的Cottrell-Hull 机制。

的，但它要求挤出和侵入分别出现在两个滑移系统中。而实际情况是在同一滑移系统的相邻部分同时产生挤出和侵入。

(3) Mott 机制<sup>[46]</sup> 这一机制可用图 14.26 来说明，设  $XX'$  为柏氏矢量具有一与表面  $P$  垂直分量的位错线，当交变应力作用时，在前半循环中，沿滑移面  $AA'B'A$  滑至  $BB'$  角后，由于应力集中的原因遂交滑移到  $BB'C'C$  平面上，在后半循环中，根据同样作用，位错  $XX'$  沿滑移面  $CC'D'D$  和  $DD'A'A$  滑回到  $AA'B'A$  平面。如此循环一周，若  $XX'$  位错是纯螺型的，就在  $P$  平面上给出一高为相关柏氏矢量的挤出，与此相应，在下面产生一形状大小相同的空洞。随着循环次数的增加，挤出和空洞的高度都相应增高。所以，Mott 机制的特点是要求能产生交滑移，并且在形成挤出的下方必有一相应的空洞。

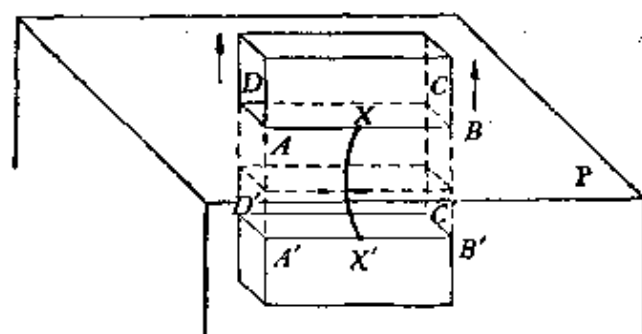


图14.26 疲劳裂纹形成的Mott机制。

根据 Mott 机制，交滑移的难易意味着疲劳断裂的难易，故疲劳极限应与加工硬化中的  $\tau_i$  有关。关于这一点，从下述中我们将知道，疲劳极限的确与静态断裂强度有关。至于 § 14.4.2 中所提到的层错能低的铝合金和铜合金更易于出现挤出和侵入一事，可能是由于合金的不稳定性而不是与层错能的高低有关。但出现挤出的六方结构金属并不按 Mott 机制要求的那样，挤出形成后相应的还要产生一空洞，这个矛盾可参看 Partridge<sup>[10]</sup> 提出的棱柱位错环的滑移机制就可求得解释。

至于其他成核机制，除了最近 Finney 和 Liard<sup>[25]</sup> 提出的住留滑移带中位错段以不可逆的方式触发滑移出晶体表面形成疲劳

裂纹外, Brown<sup>[47]</sup>根据 Winter<sup>[45]</sup>的双相理论却认为疲劳裂纹核的产生系来自住留滑移带中位错偶的不可逆运动。正好 Antonopoulos 等人<sup>[48]</sup>的实验又证明了住留滑移带中位错偶大部分为空位型的。故当这些空位位错偶不可逆的滑出表面时,一方面松弛了住留滑移带中的弹性畸变能,另一方面给出了一定大小的微裂纹。这一模型虽很直观,但更重要的是应对住留滑移带的位错结构以及饱和现象的位错机制作深入研究。此外, Duquette 和 Swann<sup>[49]</sup>在研究平面滑移沉淀硬化型铝合金的小应变弯曲疲劳实验中也提出一成核条件,即认为当滑移带中,由螺型位错上割阶产生的位错环密度达到一临界值后,裂纹成核方为可能。Neal 和 Blenkinsop<sup>[50]</sup>在大晶粒钛合金中,还提出位错塞积的裂纹成核机制。

总之,若要肯定所有这些机制的正确与否以及适用范围仍尚需做更多的工作。

#### 14.6.2 长大机制

疲劳裂纹的长大机制可以说比其成核机制更为复杂。由于一些作者惯用“传播”一词来表示裂纹的长大,所以在以下叙述中我们也沿用这种说法。由于应变振幅的大小对疲劳裂纹的传播影响很大,故 Wood 等人<sup>[51]</sup>认为在  $S-N$  曲线较陡的一部分,实质上相当于延迟静态断裂,只有在  $S-N$  曲线较平的一部分,才是真正疲劳裂纹的传播。此外,疲劳加载方式的影响也很大,我们知道在压应力疲劳时是不会出现裂纹的;在纯剪切应力疲劳时,仅在晶界或滑移面上出现空洞,但不传播;试样的断裂是通过微裂纹的扩展与连通,换句话说,没有张应力,裂纹是不会传播的。

Forsyth<sup>[52]</sup>在铝合金的一系列研究中指出,疲劳裂纹的传播是一个不连续的过程,并分成明显的两个阶段。第一阶段包括从上述个别侵入处形成的微裂纹,通过交滑移与相邻的平行微裂纹相连形成较大的裂纹。显然它们总的取向是沿最大切应力方向,

故有切裂纹之称，第二阶段包括裂纹沿垂直最大张应力传播的过程，直到未断裂部分不足以承受所加负载为止，故有张裂纹之称。

现在我们对裂纹传播的这两个阶段的具体机制分别介绍如下：

**第一阶段传播** 这一阶段传播的深度仅有一两个晶粒，并具有结晶学特点，传播速率较慢，一般约为埃/周。具体传播机制，半微观的又可分为两类<sup>[53]</sup>：一为范性钝化机制（如图14.27（a）所示），即微裂纹的扩展量 $\Delta c$ 系来自张应力作用下，裂纹尖端局部滑移产生的新断裂面。另一为非滑移机制（如图14.27（b）所示），即在张应力作用下，裂纹上下两部分产生相对位移，裂纹长暂时由 $c_1$ 变到 $c_2$ ；在压应力作用下，裂纹上半部晶体又恢复原位，故一周的裂纹扩展量 $\Delta c \geq \frac{c_2 - c_1}{2}$ 。显然，这两种扩展机制的本质可以说都是范性形变，不过前者更适用于波状滑

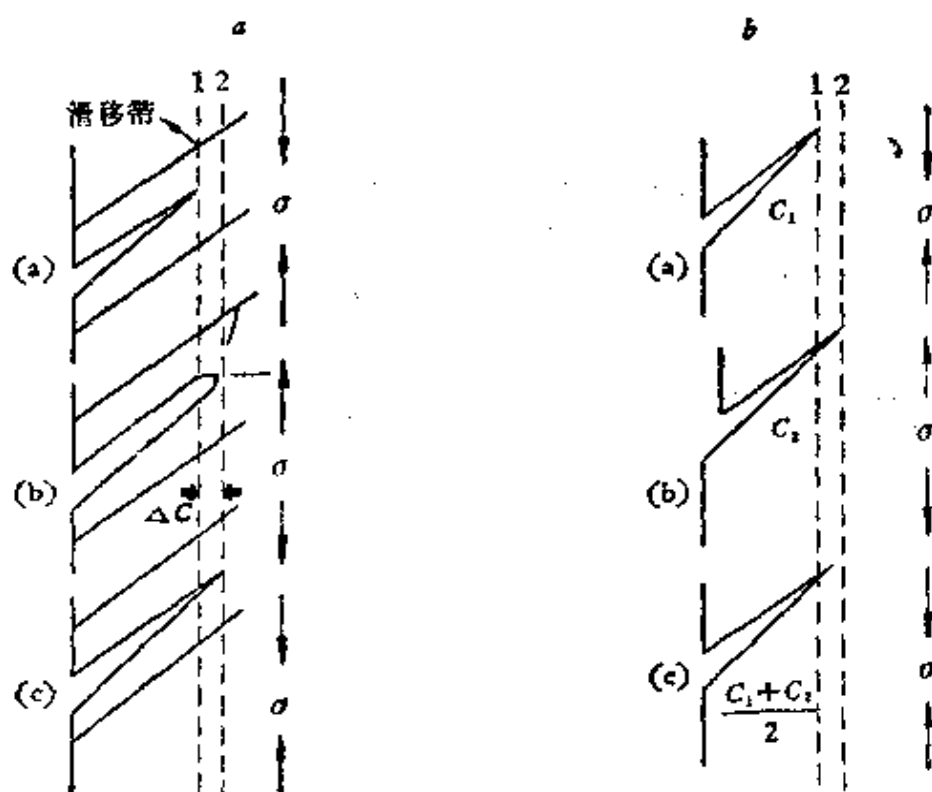
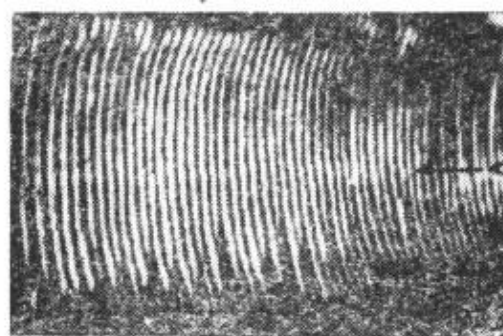


图14.27 疲劳裂纹第一阶段传播的两种机制。

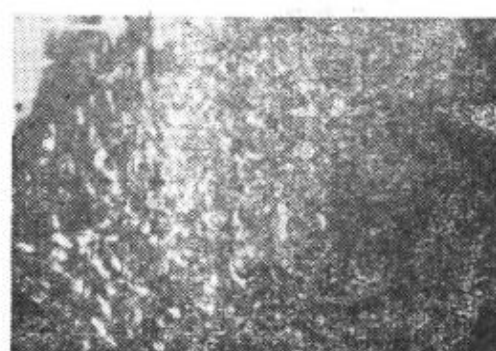
移试样，并且占疲劳寿命较少的部分；而后者则更适用于平面滑移试样，并且占疲劳寿命较多的部分。

当应变振幅较大产生晶界疲劳裂纹时，根据 Kim 和 Laird<sup>[49]</sup> 的观察，第一阶段传播机制乃为范性钝化型的，并且产生裂纹的晶界，取向差一定较大，两边晶粒内的滑移也一定指向晶界与试样表面的交线。

**第二阶段传播** 这一阶段的传播特点，根据试验条件不同又可分成塑性和脆性断裂两种。一般同样的试样，在腐蚀介质或低频疲劳时容易出现脆性断裂。图14.28 是 Zn-7.5%、Mg-2.5% 铝合金的断口在较高倍放大时的金相外观，(a) 为塑性断口上呈现的条纹，(b) 为脆性断口上呈现的条纹，其中 A 为裂纹的传播方向。条纹本身平行裂纹传播时的裂纹前沿，并且每一条纹正好对应一次疲劳循环，条纹间距越大，表示裂纹传播速度就越大，其深浅随疲劳振幅而异。此外，塑性断口基本上垂直于最大张应力的方向，而脆性断口本身虽由一些小晶面组成，但其总的走向大致平行于 {100} 面。



(a) 塑性断口上的条纹



(b) 脆性断口上的条纹

图14.28 Zn-7.5%，Mg-2.5% 铝合金的疲劳断口。

图 14.29 为一典型的疲劳断口宏观金相外观，它明显地分成两个区域，其中光滑部分即为一股所谓的“海滩花样”或“贝壳图形”；上述的疲劳条纹在电镜中才能分辨出来。另一部分为失稳断裂部分，都为快速穿晶断口。这里附带提一句，不是所有的疲劳断口都能观察到疲劳条纹，如在一些高强度钢中，除孤立的韧

窝外，只看到一些小块分散的不规则条纹痕迹。高振幅疲劳不锈钢的断口，则主要是一些韧窝。4340钢在潮湿空气中疲劳后，产生晶间断裂。铝及钛合金在真空中疲劳后，未出现任何条纹，而这些材料在空气中疲劳才可以明显地看出条纹<sup>[54]</sup>。

关于第二阶段裂纹的传播机制也很多，下面仅介绍 Neumann 和 Laird 等人的两种，前者代表具有结晶学的特点，后者代表不具有结晶学的特点。

Neumann<sup>[55]</sup>根据铜单晶的实验结果，提出如图14.30所示的裂纹扩展模型。首先在张应力作用下，使滑移面1和2先后激活得到(a)和(b)，在压应力作用下，又使滑移面1和2沿反方向重新激活，相应的得到(c)和(d)。但(c)中缺口由于氧化或其他原因使得(d)中原来分开的滑移面1不能达到完全“胶合”，故形成(d)中所示的裂纹。同样，在下一张应力作用下，由于滑移面3被激活就得到(e)和(f)，压应力作用下遂得到(g)和(h)。如此往返下去，我们便可得到一平

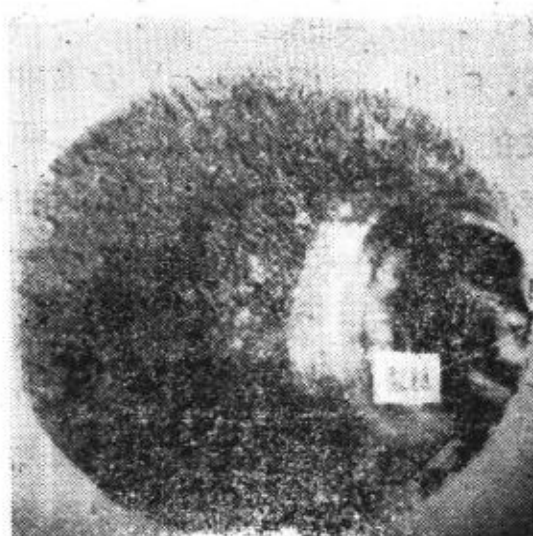


图14.29 疲劳断口宏观金相。

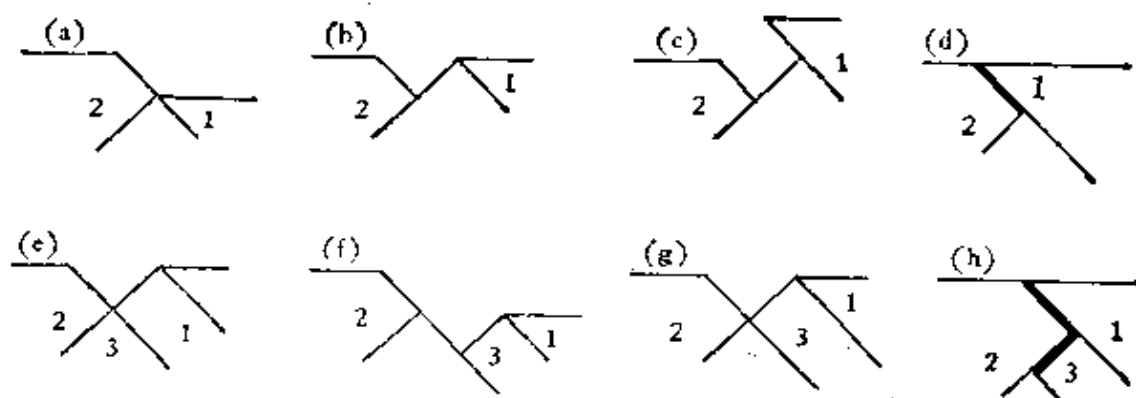


图14.30 疲劳裂纹萌生与长大的 Neumann 机制。

行于 $\{100\}$ 面的“之”字形微裂纹。最近, Carlson 和 Koss<sup>[66]</sup>在 b. c. c. 结构的 Ti-V 合金单晶中所得实验结果也说明疲劳裂纹的传播(包括第一、第二两阶段)是具有结晶学的特点, 裂纹平面包含两最易激活滑移面的交线。

Laird 等人<sup>[67]</sup>提出的第二阶段疲劳裂纹扩展的范性钝化机制可用图14.31来表示。(a)为无负载时裂纹的状态, 当张应力逐渐增加时, 裂纹状态如(b)所示, (c)为最大张应力所对应的状态, 裂纹尖端作半圆形钝化。当压应力作用时, 钝化部分遂受到压缩, 从而延长了原裂纹, 如(d)所示, 随着压应力的增加, 裂纹遂回复到原来的状态如(e)所示, 再施加张应力时就完全重复上述过程, 如(f)所示。这一机制不但在三种典型结构金属中得到证实, 而且在高分子材料中还做到肉眼可见<sup>[68]</sup>。最近, Krasowsky 和 Stepanenko<sup>[69]</sup>在高纯 Ni 中匹配断口的定量分析指出, 疲劳裂纹的扩展除去上述钝化过程外, 还应存在横向切变过程。

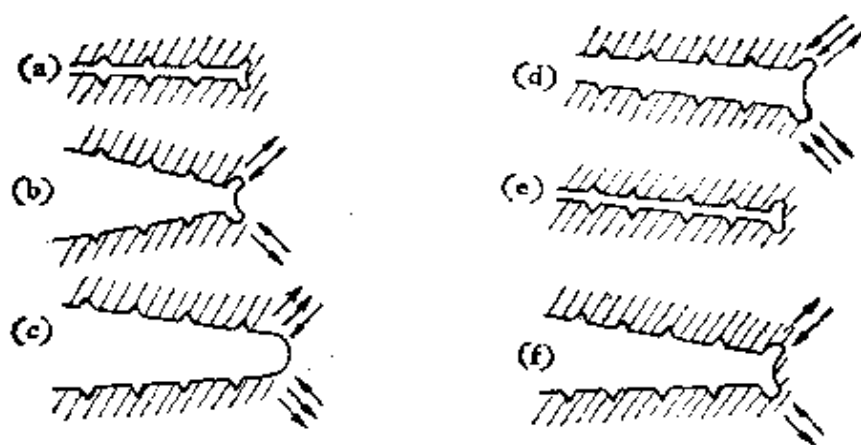


图14.31 第二阶段疲劳裂纹扩展的范性钝化机制。

上述两种机制, 虽能对疲劳断口上出现的条纹作出满意的解释, 但显然至少都需要两个滑移系统的激活。至于断口上能否很清楚的看出条纹, 除上述各种因素外, 还与晶粒度有关, 因为一般细晶组织, 即使断面垂直外加应力也很难看出条纹, 而粗晶组织

虽易于看见条纹，但断面随着局部结晶条件而异，取向很不规则；这是由于不同取向晶粒中，疲劳条纹的取向也不一样的缘故。一般来说，在无缺口试样低振幅疲劳裂纹的传播中，90%寿命是以第一阶段的方式进行的，但在高振幅疲劳时，则相反，主要是以第二阶段的方式进行的。不过这两种情况下，断口的大部分区域还是布满了第二阶段疲劳所特有的条纹；因为第一阶段传播速率慢，约为埃/周，而第二阶段的较快，约为微米/周之故。

有关第二阶段疲劳裂纹传播的位错机制的论文，目前尚未见发表，不过有实验证明，在Ni-Co合金中，高层错能(Ni-20%Co)的条纹间距为1.6微米( $32 \times 500$ 埃)比低层错能(Ni-60%Co)的0.4微米( $8 \times 500$ 埃)大4倍，而Ni-20%Co的层错能比Ni-60%Co的也正好大4倍<sup>(60)</sup>。因此，可以设想，交滑移在裂纹传播过程中，有如在疲劳硬化过程中一样，都同样是一个重要的因素。故低层错能金属的穿晶疲劳断裂阻力就大，以至有时裂纹扩展愿沿晶界或孪晶界进行。此外，最近高压电子显微镜对Al和 $\alpha$ -Fe<sup>(61)</sup>的疲劳裂纹扩展动态观察中，除发现在裂纹尖端有位错胞，其大小随循环次数增多而减小，胞墙也变厚以外，还在高应变区中，看到0.5微米左右的空洞，并沿位错墙产生裂纹，因此就有空位吸收的裂纹传播机制的提出。实验还求得这种机制甚至适用于激活能仅为0.03到0.04电子伏的低温范围。

关于疲劳裂纹传播速度的计算，我们将放在§15.13裂纹体的疲劳与蠕变的一节中讲述，因为那时已介绍了强度因子这一概念。

## §14.7 疲劳理论

由于疲劳机制至今还不是很清楚的，所以理论的发展也受到影响。下面我们只重点介绍两个疲劳理论，一为较早的Orowan唯象理论<sup>(62)</sup>，另一为有代表性的Tomkins范性钝化理论<sup>(63)</sup>。

### 14.7.1 Orowan 唯象理论

Orowan 唯象理论的基本思想，在于将晶体的不均匀性唯象地看成是由一些分散在软的弹性基体中的硬的范性区所组成。在应力作用下，它们彼此是联系着的，即弹性形变增加时，范性形变便减小，反之亦然。当形变振幅为  $\Delta$  时，那么它和应力的极大值  $\sigma$  与范性形变  $\varepsilon$  间有下述关系：

$$\Delta = k\sigma + \varepsilon, \quad (14.4)$$

其中  $k\sigma$  为范性区的弹性形变部分。这一关系可用图 14.32 来表示，假如  $OB = \Delta$ ，则范性区不包含任何应力；相反的，假如  $OZ = \Delta/k$ ，则整个试样显示弹性形变。当然，这两种情况都是极端的，正常状态应为直线  $ZB$  所示。显然，此直线的位置决定于外加应力和试样的不均匀性。

现在我们来看看在交变应力作用下，疲劳极限的含义是什么。如图 14.33 所示， $OF$  为范性区的范性应力-应变曲线，严格

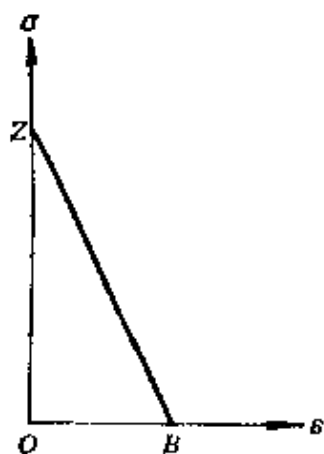


图14.32 范性区的状态图。

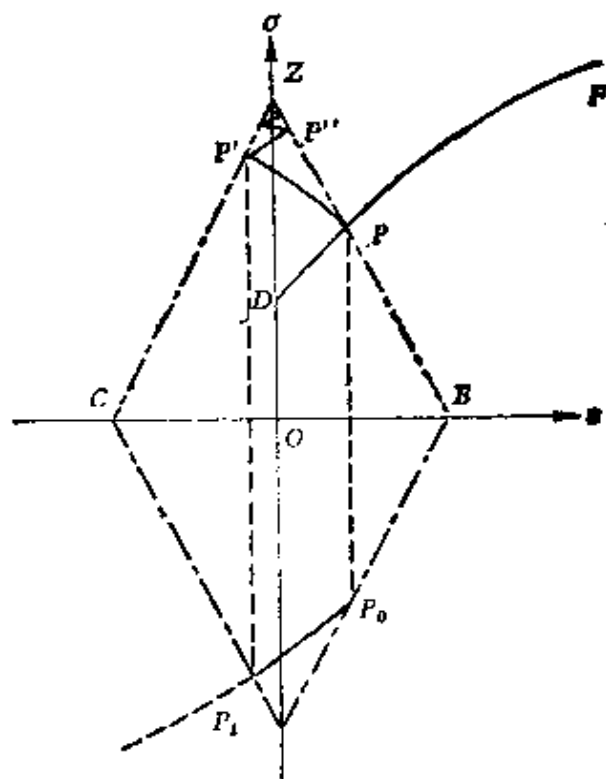


图14.33 在弹性基体中，范性区的交变应力加工硬化曲线。

来讲，应为范性区的动态硬化曲线。设在一定交变应力作用下，产生第一个形变振幅 $\Delta$ 时，硬化直线交直线 $ZB$ 于 $P$ 点。当应力反向时，如没有Bauschinger效应，首先产生弹性形变到 $P_0$ 点，继之到 $P_1$ 点。再反向时，由于弹性形变到 $P'$ 点，继之到 $P''$ 点。依此类推，形变都限制在三角形 $CBZ$ 以内，并近似的其振幅按几何级数减小而趋于 $Z$ 点。现在的问题是 $OZ$ 的高度，即范性区中的最大应力 $\sigma_m$ 或振幅 $S$ ；若相对硬化曲线中的断裂强度而言，较之为高时，则振幅未等收敛为零时已达到断裂强度，因此造成疲劳断裂。反之，当振幅已收敛为零时，还没到断裂强度，则不会断裂，这就是上述在疲劳极限以内的行为。

下面我们作进一步的定量计算，为此将硬化曲线简化为 $ODF$ ，如图14.34中所示的均匀硬化。显然，每当应力循环半周后，应力应增加 $2(\sigma_m - \sigma) \tan \phi \tan \alpha$ ，其中 $\sigma$ 为未循环此半周前的应力。那么，循环 $\Delta k$ 周后，应力的增加就应为

$$\Delta \sigma = 4(\sigma_m - \sigma) \tan \phi \tan \alpha \Delta k.$$

如果将上式取微分形式，则有

$$d\sigma = 4(\sigma_m - \sigma) \tan \phi \tan \alpha dk. \quad (14.5)$$

两边积分后，并取 $\sigma$ 的极限为 $\sigma_y$ （屈服强度）和 $\sigma_f$ （断裂强度），

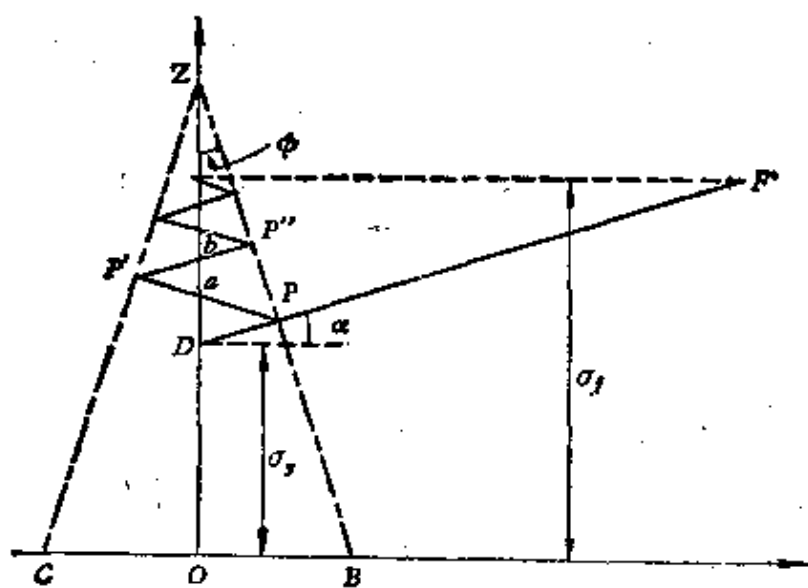


图14.34 Orowan疲劳理论的示意图。

$k$  的极限为 0 和  $n$ ，便有如下关系：

$$An = \log \frac{\sigma_m - \sigma_y}{\sigma_m - \sigma_f}, \quad (14.6)$$

其中

$$A = 4 \tan \phi \tan \alpha. \quad (14.7)$$

如果取  $A = 1$ ， $\sigma_y = 5$ ， $\sigma_f = 10$  或  $A = 1$ ， $\sigma_y = 0$ ， $\sigma_f = 10$ ，我们便得到如图 14.35 所示的 1a 和 1b 两曲线。此曲线除去斜线部分的斜率较大外，其形式完全和实验结果一致。这个偏差主要是由于我们引进了简化的硬化曲线以及忽略了 Bauschinger 效应的结果。如果作相应的改正后便可得

$$Bn = \frac{1}{K} \cdot \frac{(\sigma_m - \sigma_y)^K - (\sigma_m - \sigma_f)^K}{(\sigma_m - \sigma_y)^K \cdot (\sigma_m - \sigma_f)^{K-1}}, \quad (14.8)$$

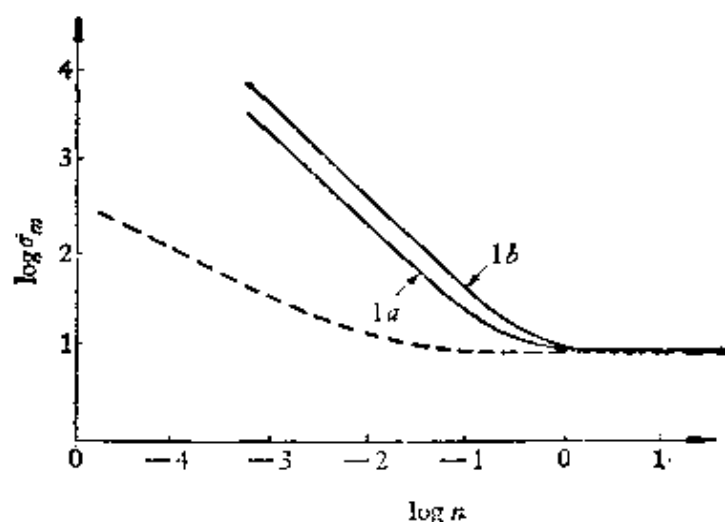


图 14.35 Orowan 疲劳理论计算的  $\log \sigma_m - \log n$  曲线。

式中

$$B = 4H(\tan \phi)^{K+1}, \quad (14.9)$$

其中  $K$  和  $H$  为两个常数。取  $B = 1$ ， $\sigma_y = 0$ ， $\sigma_f = 10$  及  $K = 1$  时，所得结果如图 14.35 中虚线所示，显然，这有所改善。

最后，我们应指出，图 14.35 系针对出现第一疲劳裂纹而言的  $S-n$  曲线，并不是试样的  $S-N$  曲线。但考虑到裂纹的形成与

扩展有它的共同控制机制（如交滑移），因此我们可以设想  $S-n$  曲线与  $S-N$  曲线有相同的形式。Orowan 理论显然有很多缺点，但其对问题处理的方法还是可取的，这也是我们介绍这个较老的理论的原因。

此外，Alden<sup>[64]</sup>从另外一个角度对  $S-N$  曲线也进行过推导，他主要假设恒应力疲劳试验中的应力即为恒应变疲劳试验中的饱和应力。因为疲劳裂纹只有在达到饱和应力时才产生。这样我们可以首先求出饱和应力  $\tau$  与范性应变振幅  $e_p$  的关系，对无氧铜而言，具有形式  $\sigma = 2.2e_p^{0.2}$  ( $\sigma$  的单位为  $10^9$  达因/厘米<sup>2</sup>)。而另一方面，无氧铜的低振幅疲劳试验中，断裂循环次数  $N$  与  $e_p$  的关系可写作  $N^{1/2}e_p = 35$ 。将这两个关系联立起来就得到  $S-N$  曲线  $\tau = 4.5N^{-0.1}$ ，实验结果与此计算曲线相当吻合。

#### 14.7.2 Tomkins 范性钝化理论

Tomkins 范性钝化理论的本身，既实用于疲劳裂纹扩展的第一阶段，也实用于第二阶段，下面我们仅就第二阶段扩展作一简要的介绍：图14.36即为当疲劳振幅最大时裂纹尖端扩展的示意图，其中  $l$  为裂纹长， $\delta$  为裂纹张开位移， $D$  为范性区或滑移带长，平均切应力为  $\bar{s}$ 。在外加应力  $\sigma$  作用下，裂纹稳态扩展时应

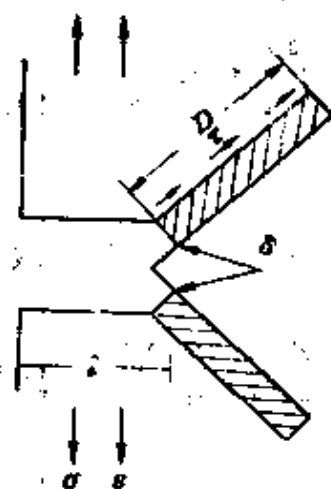


图14.36 Tomkins范性钝化理论模型示意图。

有下述关系<sup>[65]</sup>：

$$\frac{D}{l} = \sec\left(-\frac{\pi}{2\bar{S}} \cdot \frac{\sigma}{2}\right) - 1. \quad (14.10)$$

一般情况下， $\frac{\sigma}{2\bar{S}}$  甚小，上式可写为

$$\frac{D}{l} = \frac{\pi^2}{8} \left(-\frac{\sigma}{2\bar{S}}\right)^2 \left[1 + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\sigma}{2\bar{S}}\right)^2\right]. \quad (14.11)$$

现将此模型应用到对称推-拉疲劳形变中，由于应力振幅 ( $\Delta\sigma$ ) 和应变振幅 ( $\Delta\varepsilon_p$ ) 间有如下关系：

$$\Delta\sigma = k \Delta\varepsilon_p^\beta, \quad (14.12)$$

其中  $k$  和  $\beta$  为两常数；裂纹尖端张开位移  $\delta$  因只与应变中的范性部分有关，故近似的有关系

$$\delta = \Delta\varepsilon_p \cdot D. \quad (14.13)$$

在疲劳裂纹扩展过程中， $\delta$  实为裂纹扩展速率  $\frac{dl}{dN}$ ，故由(14.11)式可得

$$\frac{dl}{dN} = \Delta\varepsilon_p \cdot D = \frac{\pi^2}{32} \frac{\Delta\varepsilon_p \Delta\sigma^2}{(2\bar{S})^2} \cdot l \left[1 + \frac{\pi^2}{32} \left(\frac{\Delta\sigma}{2\bar{S}}\right)^2\right], \quad (14.14)$$

其中  $\Delta\sigma = 2\sigma_0$ 。再将 (14.12) 式代入上式，并考虑到  $2\bar{S}$ ，即平均张应力，可视为屈服应力  $\sigma_y$ ，则

$$\frac{dl}{dN} = \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{k}{2\sigma_y}\right)^2 \left[1 + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{k}{2\sigma_y}\right)^2 \Delta\varepsilon_p^{2\beta}\right] \Delta\varepsilon_p^{(2\beta+1)} \cdot l. \quad (14.15)$$

除非疲劳振幅很大，一般  $\frac{k}{2\sigma_y} \ll 1$ ，故上式可改写为

$$\frac{dl}{dN} = \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{k}{2\sigma_y}\right)^2 \Delta\varepsilon_p^{(2\beta+1)} \cdot l. \quad (14.16)$$

若裂纹起始长为  $l_0$ ，经  $N$  次循环后长为  $l_f$ ，则对上式进行积分便得出

$$\Delta \epsilon_p N^{\frac{1}{2\beta+1}} = \left[ \frac{8}{\pi^2} \left( \frac{2\sigma_y}{k} \right)^2 \ln \frac{l_f}{l_0} \right]^{\frac{1}{2\beta+1}} = \text{常数} \quad (14.17)$$

此即有名的 Coffin-Manson 关系<sup>(66,67)</sup>。根据上式对很多金属计算得的  $\frac{1}{2\beta+1}$  值均比实测的略偏高，绝大多数大于0.5。但能得到 Coffin-Manson 关系已是很大的成功，我们在 § 14.9 中，将要讲到它是疲劳形变很基本的特点之一。此外，Tomkins 模型最大的缺点是未能考虑结构因素。

Yokobori 等人<sup>(68)</sup>从位错动力学的角度出发，对疲劳裂纹传播速度也进行过仔细的研究。

在这一节中我们还应指出，裂纹闭合 (Crack closure) 现象<sup>(69)</sup>对发展疲劳理论的重要性。因为考虑此现象后，裂纹尖端的状态就不仅决定于外加应力振幅  $\Delta\sigma$ ，而应与  $\sigma_{\max} - \sigma_{cc}$  有关，其中  $\sigma_{cc}$  为裂纹闭合应力。最近，Ewalds 和 Furnée<sup>(70)</sup>还指出，由于内应力的不均匀性， $\sigma_{cc}$  沿裂纹前沿可能随位置而异。

## § 14.8 疲劳与蠕变的交互作用

至今我们讨论疲劳或蠕变都是分开来研究的，但在实际情况中，它们往往总是共存的。因此，有必要研究疲劳与蠕变的交互作用，可惜有关这方面的系统工作还不多。目前，这方面的研究多数采用单向循环应力产生的疲劳蠕变和用峰值应力产生的一般蠕变的方法来进行，并称前者为动态蠕变，后者为静态蠕变。最初，Feltner<sup>(71)</sup>在高纯铝中就发现 78K 时动态蠕变速率比静态的大，如图 14.37 所示；但位错密度，两者差别不大，并且动态蠕变的位错结构也不随循环次数而有明显的改变，仅其位错胞稍小而已。因此，怀疑动态蠕变中可能是点缺陷起着重要的作用。随后不少人在不同金属中所得结果也并不完全一致，但一般来讲，

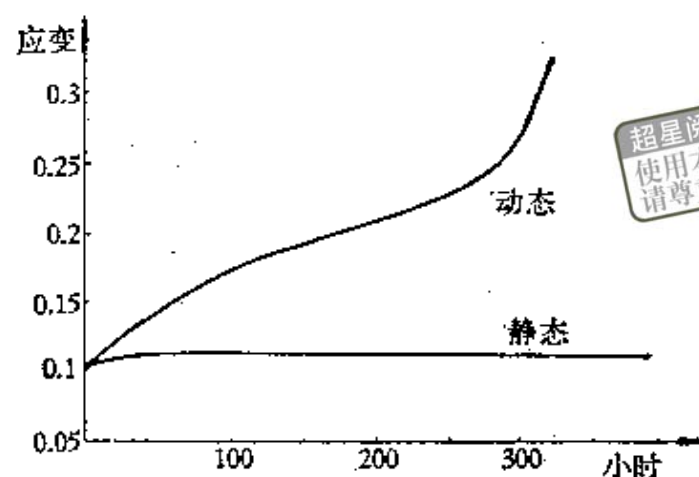


图14.37 78K时, 99.999%纯铝的静态与动态蠕变。

倾向于低温时纯金属的动态蠕变速率较静态的要大, 而高温时, 合金的动态蠕变速率则比静态的要小。最近, Bradley 等人<sup>[72]</sup>在高纯铝中还测量了 302 到 348 K 时, 不同蠕变量下两种蠕变的激活能 (如图 14.38 所示), 显然此结果和上述一般规律还是吻合的。

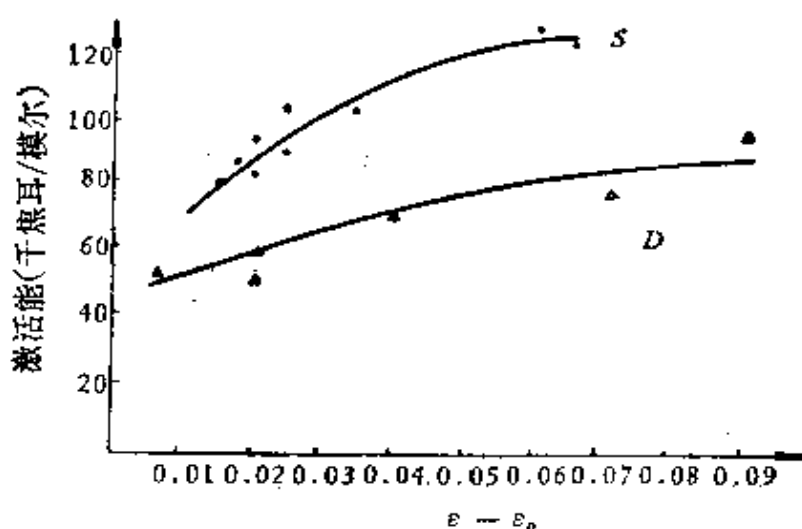


图14.38 99.999%纯铝中, 不同蠕变量时静态与动态蠕变激活能。

如疲劳时在拉应力下保持一段时间  $\Delta t$ , 则此时疲劳蠕变的交互作用可作如下的定量处理。即借用 Miner-Robinson 指出的累积损伤法则, 如累积是线性的, 该法则建立在蠕变损伤分数  $\phi_c$  和疲劳损伤分数  $\phi_f$  之和等于 1 的假定上, 即

$$\phi_o + \phi_f = 1 \quad (14.18)$$

时发生断裂<sup>[73]</sup>。上式中

$$\phi_o = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta t_i}{t_f},$$

$$\phi_f = \sum_{i=1}^N \frac{N_i}{N_f},$$

这里  $\Delta t_i$  为在最大拉伸负载下停留的时间,  $t_f$  为纯蠕变断裂时间,  $N_i$  为疲劳蠕变试验断裂的总循环次数,  $N_f$  为纯疲劳断裂的循环次数。如果累积是非线性的, 则 (14.18) 式应加入交互作用项<sup>[74]</sup>:

$$\phi_o + B(\phi_o \cdot \phi_f)^{1/2} + \phi_f = 1, \quad (14.19)$$

式中  $B$  为交互作用系数, 它的大小反映疲劳蠕变交互作用的强弱。在 (14.19) 式中, 当  $B = 0$  时表明无疲劳蠕变交互作用; 当  $B > 0$  时为正交互作用, 即断裂寿命比线性法则预期的要低; 当  $B < 0$  时为负交互作用, 即断裂寿命比线性法则预期的要高。根据试验结果, 可以求出交互作用系数  $B$ , 然后再把试验数据代入 (14.19) 式, 便可估计零件的使用寿命。

最近, Day 和 Thomas<sup>[75]</sup> 用锻造 Ni-Cr 为基的合金, 在 850°C 时做上述疲劳蠕变交互作用的实验, 发现在最大拉伸负载下, 停留的时间稍长时便明显地降低其疲劳极限。如仅停留几秒钟, 断口大部分由穿晶过渡到沿晶, 如停留五分钟时就完全变成蠕变断裂。有关疲劳与蠕变交互作用的具体实例, 请参看文献 [76], 这里就不多叙述了。

## § 14.9 影响疲劳的各种因素<sup>[1]</sup>

由于至今对金属疲劳的形变机制还不甚清楚, 所以我们更应该注意各种因素对疲劳的影响, 以求弄清它的实质。此外, 从应

用的角度出发, 研究一些因素对疲劳的影响也是完全有必要的。现在我们分别简要叙述如下:

(1) 疲劳振幅 前面我们不止一次指出, 疲劳形变与单向形变位错结构间存在着很明显的对应关系, 所谓大、小疲劳振幅, 即对应单向形变中加工硬化第二和第一两阶段的形变特点。这里我们再强调一点, 就是在一些不稳定的合金中, 疲劳振幅合适时往往会出现疲劳过程中的应变时效现象, 从而起到一定的“锻炼”作用。

此外, 目前大量事实证明, 在低频疲劳实验中, 不论试样为何种金属\*, 以及实验方法和温度, 范性形变量  $\Delta \varepsilon_p$  与疲劳至断裂的循环次数  $N_f$  之间总存在下述关系:

$$\Delta \varepsilon_p \cdot N_f^{1/2} = c, \quad (14.20)$$

其中  $c$  为一常数, 此即为人们所熟知的 Coffin-Manson 关系。后来, Raraty 和 Suhr<sup>[77]</sup> 进一步证明对小振幅而言,  $c$  为 0.02, 对大振幅而言  $c$  为 0.5。因此若用  $\log \Delta \varepsilon_p$  和  $\log N_f$  作图, 所得直线的斜率便为  $-\frac{1}{2}$ 。图 14.39 (a) 和 (b) 为碳素钢和钛的实验结果。一般这一直线关系都是令人的满意, 并且当  $N = \frac{1}{4}$  时的形变状态与单向拉伸时的形变状态也颇为一致。如果我们再设法使疲劳与单向拉伸时的形变速度也很接近, 那么采用 (14.20) 式, 由较少循环次数疲劳的结果来推测整个疲劳行为还是相当可靠的。

(2) 负载系统 由于实际疲劳过程中, 负载总是比较复杂的, 譬如平均应力往往不等于零。但是我们可以得到一个规律, 即当平均应力为张应力时就降低疲劳阻力, 当为压应力时就提高疲劳阻力。这显然与疲劳裂缝扩展的难易有关。图 14.40 为 Al-Zn-Mg 合金中平均张应力对 S-N 曲线的影响。又如循环的

\* 无氧钢和两种铝合金 (24 S-T 和 75 S-T) 是例外。

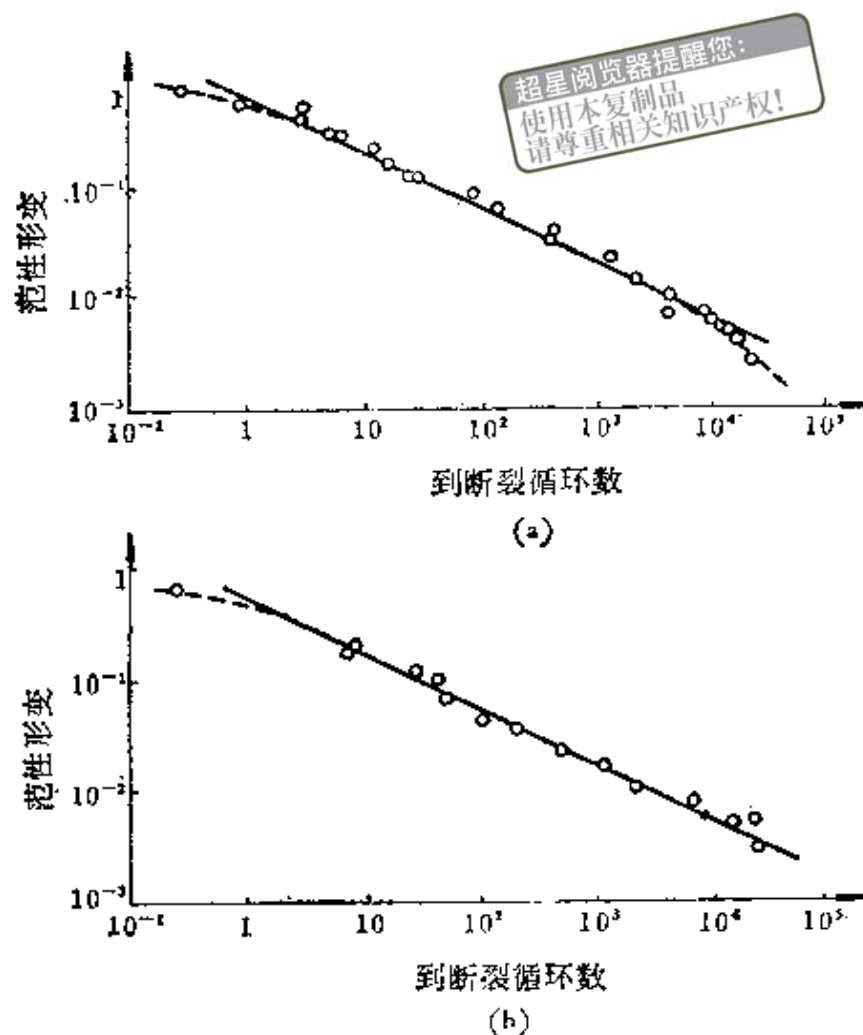


图14.39 范性形变量与疲劳至断裂循环次数的关系。(a) 碳素钢；(b) 钛。

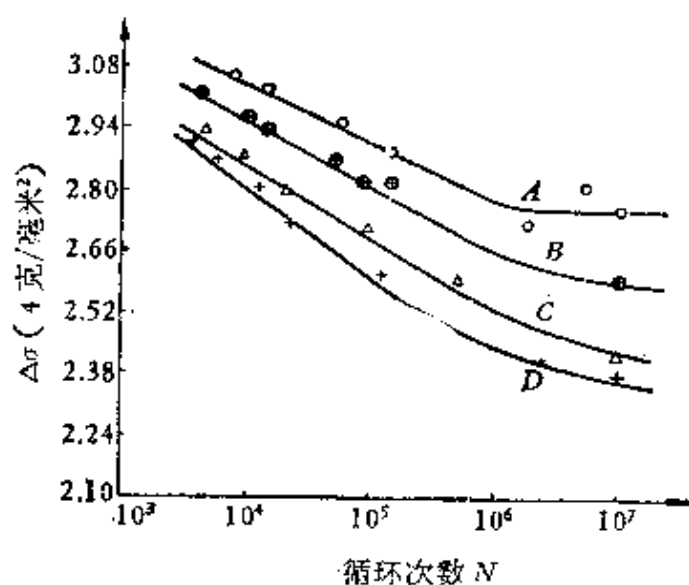


图14.40 Al-Zn-Mg合金中，其平均张应力对S-N曲线的影响。A，张应力为零；B，张应力为7千克/毫米<sup>2</sup>；C，张应力为14千克/毫米<sup>2</sup>；D，张应力为21千克/毫米<sup>2</sup>。

波形也可能不规则, 经验告诉我们, 拉伸过载以后将导致疲劳裂纹传播速度的减小, 而欠载以后却导致疲劳裂纹传播速度的增加; 如压缩时, 其结果往往正相反。Elber<sup>[78]</sup>认为, 这可能是由于拉伸过载在裂纹尖端范性区里保留着残余压缩应力, 而压缩过载则在范性区里保留着残余拉伸应力, 所以根据裂纹闭合现象, 上述效应是可以理解的。不过, 最近李振民等人<sup>[79]</sup>对振幅大小相互作用又提出新的看法, 看来这问题有待进一步研究。

(3) 应力集中 应力集中在实际部件乃至试样中往往都是不可避免的。以试样为例, 譬如从加工到安放, 直到它内部可能包含的夹杂都是产生应力集中的原因。不过, 一般我们人为的在试样上做一缺口来研究这个问题。假如已知缺口的断面形状, 根据弹性力学可求得缺口底部局部的最大应力为  $\sigma_N$ , 如令  $\sigma_M$  为其平均应力, 则可定义应力集中系数  $K_t = \frac{\sigma_N}{\sigma_M}$ 。再定义  $K_f$  为有缺口试样与无缺口试样疲劳极限之比, 则缺口的敏感系数可写为

$$\eta = \frac{K_f - 1}{K_t - 1} \quad (14.21)$$

当缺口的作用达到理论值时,  $\eta = 1$ ; 相反, 当缺口无作用时,  $K_f = 1$ , 故  $\eta = 0$ 。一般  $\eta$  的值便在 0 与 1 之间, 所以它是表达应力集中的—个很好的系数。

Frost 在用铝合金所进行的一系列试验中得出, 如果缺口深度与试样尺寸不变, 缺口底部曲率半径  $r$  与疲劳极限的关系如图 14.41 所示。其最小值在  $r = 0.005 - 0.01$  英寸附近。实验还指出,  $r$  比其最小值小时就出现不扩展裂纹, 比它大时, 则不出现。所谓不扩展裂纹, 即是在缺口处应力集中的影响下, 扩展到疲劳寿命约 1% 后就不再扩展的裂纹。看来这种裂纹是在高的局部应力集中的地方出现, 缺口十分尖时 (甚至在疲劳极限以下) 就产生。一般应力集中系数  $K_t > 10$  以后便出现不扩展裂纹,  $K_t < 10$  就不出现。

(4) 温度 首先我们来看温度对 S-N 曲线的影响, 图

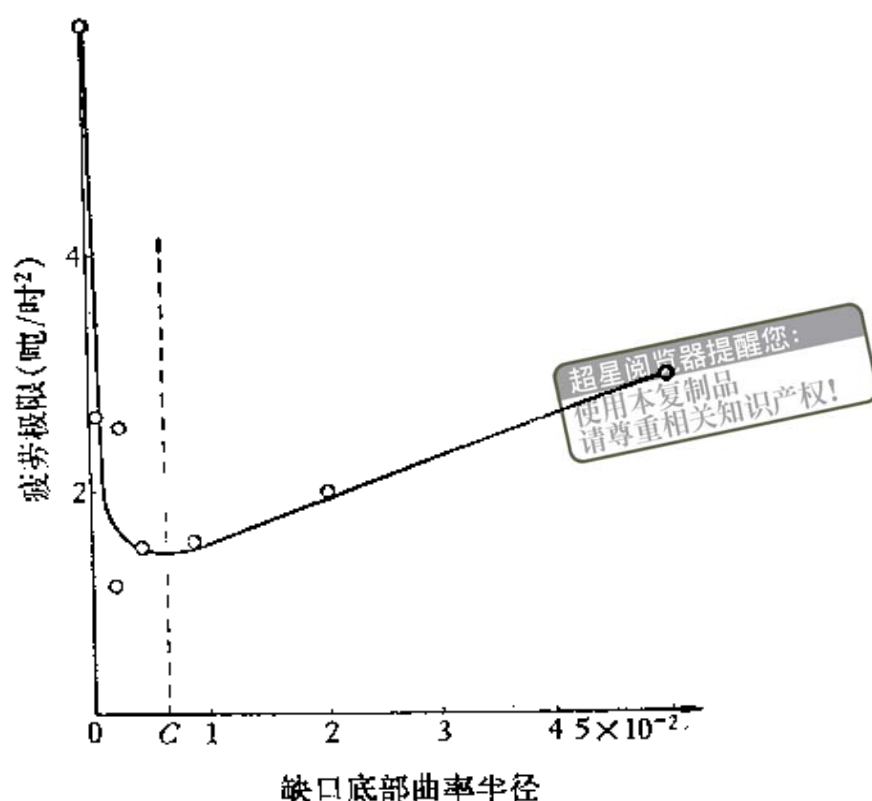


图14.41 Al-Cu合金中，缺口半径与疲劳极限的关系。

14.42给出由4.2K到293K铜的  $S-N$  曲线的变化，看来曲线的形状变化不大，仅随温度的降低向高应力平移。一般对面心立方金属而言，静态拉伸强度极限与疲劳极限之比，随温度的变化在100K附近出现一极值，如图14.43所示。对碳钢来说，此极值约在250—350°C之间，并且随着循环频率的不同，其位置亦有所变化，因此这现象可能与应变时效有关。后来 Forrest<sup>[80]</sup> 的实验证实了这一看法。当温度超过400°C以后，不同频率的疲劳强度就与试验时间有关，而与循环总次数无关，因为这时蠕变过程已占主导地位。这结果和 Skelton 的高温疲劳理论是一致的<sup>[81]</sup>。实验还证明，温度升高后，疲劳裂纹的确逐渐由晶内过渡到晶界，尤其是三晶交界处最易产生疲劳裂纹。

有关高温对单晶体疲劳形变的影响，我们仅给一例，图14.44为不同温度下，铝单晶的动态硬化曲线，其中范性参量用力学滞后回线的宽度来表示。实验还指出，同样取向的晶体相对室温仍

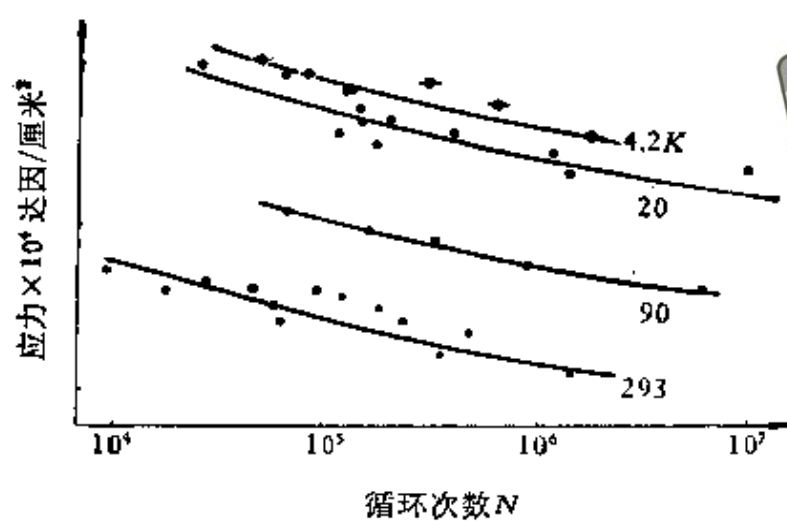


图14.42 在4.2—293 K中钢的  $S-N$  曲线的变化。

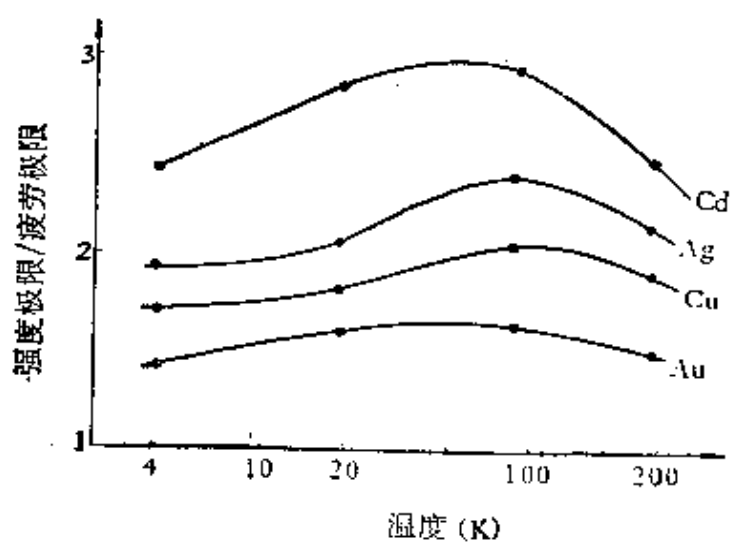


图14.43 拉伸强度极限与疲劳极限（用 $10^5$ 循环时的耐久极限）之比随温度的变化。

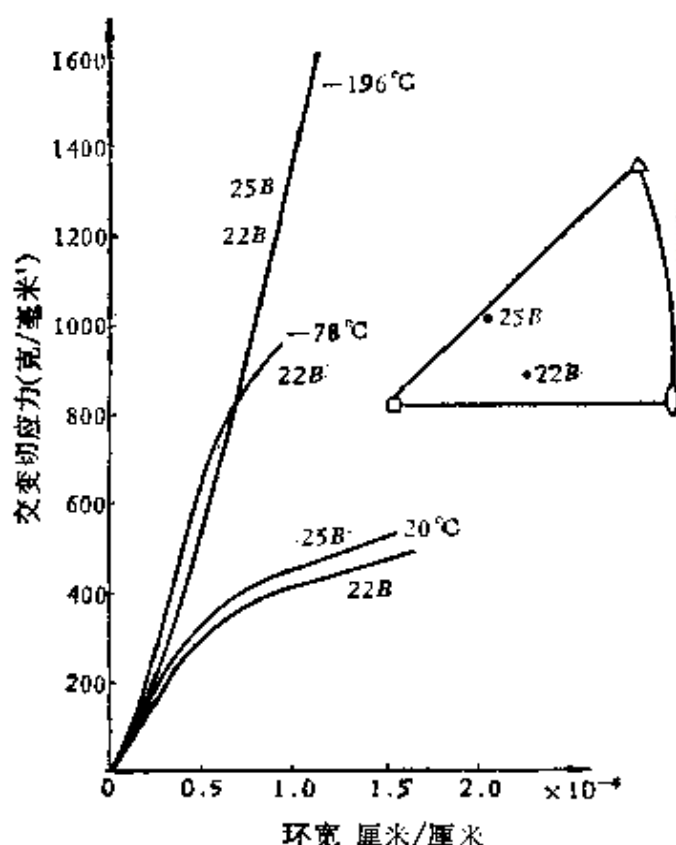


图14.44 铝单晶动态硬化曲线与温度的关系。

具有足够长的低温疲劳寿命<sup>[16]</sup>。

(5) 频率 频率对疲劳的影响，一般要在10千周/秒以上才明显，其作用表现在一为增加疲劳断裂循环次数，另一为提高疲劳极限。不过，前者往往由于频率高了，并不明显的增长其疲劳寿命，而后者才是带来好处的真正原因。关于这方面，在很早以前，Jenkin 在 Al, Cu 和  $\alpha$ -Fe 中都发现增加频率能提高其疲劳极限，在  $\alpha$ -Fe 中并出现一极大值。最近，有人就频率对疲劳硬化的影响也作了一些工作，并指出提高频率在一定范围内也能增加硬化<sup>[82-84]</sup>。要弄清频率在疲劳形变中所起的作用，实质上也就是要研究形变速度的影响，但这方面的工作目前还开展的不多<sup>[85]</sup>。

Coffin Jr.<sup>[86]</sup>曾就频率的影响，对 Coffin-Manson 关系作如下的修改，即将 (14.18) 式写成

$$\Delta \varepsilon_p (N_f v^{k-1})^{\beta} = c, \quad (14.22)$$

式中  $\nu$  为频率,  $\beta$  为 Coffin-Manson 指数,  $k$  为频率常数, 对 Fe 基合金来说,  $k = 0.65$ 。但这种改进, 同样不说明实质问题。此外, 研究频率的影响在技术上也比较困难, 除了试样要发热以外, 因为频率提高后, 想测准一些参量却不是一件容易的事。

(6) 试样大小及形状 关于试样大小的问题, 一般对弯曲疲劳和扭转疲劳而言, 好像有随其大小增加而降低疲劳强度的趋势, 但在拉压疲劳中, 这一尺寸效应就不十分显著。至于试样形状的问题, 显然与应力状态有关, 这里就不多介绍了。

(7) 试样表面 前面已强调指出, 疲劳裂纹主要来自试样表面, 所以试样表面加工的好坏对疲劳强度的影响是很明显的。从理论上来看, 表面的 F-R 源较易激活; 如果对任何试样安装不妥时, 所造成的应力集中也都在表面; 同时表面又是直接接触介质的地方; 所以试样表面对疲劳形变至关重要。在工业上也往往利用强化表面来提高金属的疲劳强度, 譬如渗碳, 渗氮或氰化以及表面淬火或喷丸等处理都有良好的结果。最近, Wareing 和 Vaughan<sup>[48]</sup> 的实验还指出, 同样是表面, 但电解抛光的表面裂纹长大速度比机械抛光的小四倍, 因为前者的表面裂纹前沿存在约束之故。Kikukawa 等人<sup>[87]</sup> 用扫描电镜对疲劳试样表面所作的定量分析中, 还进一步将疲劳破坏分成两种情况, 一为光滑试样产生的表面起伏为控制因素的低振幅疲劳, 另一为降低整个试样疲劳延性为控制因素的高振幅疲劳。

(8) 介质 因为试样表面直接与介质接触, 所以它的影响就不言而喻了。实验证明, 铜在真空中的疲劳寿命较在空气中要长很多, 具体如图 14.45 所示。Thompson 等人<sup>[18]</sup> 还发现, 在真空和空气中, 裂纹的形成所需时间差不多, 故上述差异主要来自裂纹的扩展, 其原因可能是由于氧吸附在裂纹表面上而降低了表面能之故。如果介质是腐蚀性的, 那么这种影响就更为突出。尤其在应力的共同作用下, 目前已形成一个独立的领域, 称为腐蚀疲劳, 显然它已超出我们所要讲述的范围。

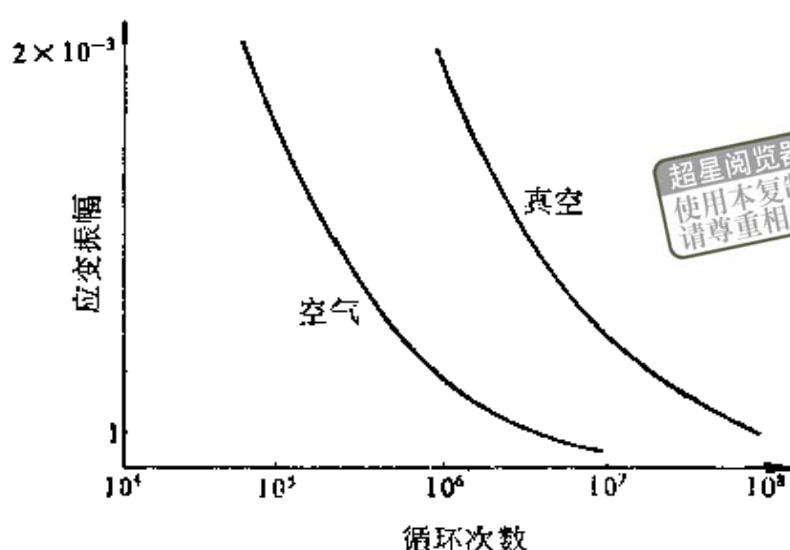


图14.45 大气对铜疲劳行为的影响。

(9) 组织结构 一般在高应变振幅疲劳时，由于范性形变量较大，遂使因原始组织结构的差异所产生的影响变得不明显了。但在低应变振幅疲劳时，基体金属层错能低的材料，无论从交滑移变得困难，还是从位错包不容易形成的角度来看，都有利于阻止疲劳裂纹的成核和长大。此时第二相对促进疲劳裂纹的成核和长大的作用也变得明显了，尤其在弥散强化的合金中更是如此。此外，在低应变振幅疲劳时，由于疲劳软化作用小，所以预形变可以提高疲劳性能。至于晶粒大小的影响，根据 Thompson 和 Backofen<sup>[88]</sup>的工作认为，对层错能较高的金属（如 Al, Cu 等），由于容易产生位错胞，冲淡了晶界对疲劳裂纹传播的影响，故晶粒大小效应并不明显。相反，对层错能较低的黄铜，晶粒越小，裂纹传播第一阶段的阻力就越大，因此疲劳寿命得到增长。如疲劳裂纹沿晶界或孪晶界传播时，恒应力振幅下疲劳，自然晶粒越小寿命也越长。但晶粒过小时（ $<20$ 微米），晶粒大小效应就不灵敏了。晶粒大小对裂纹传播的第二阶段，一般影响都不大，因为此时亚晶粒起主导作用。

## § 14.10 热 疲 劳

热疲劳就其字面上来说, 应解释成是由于温度起伏而引起的热应力所产生的疲劳现象, 事实是否完全如此, 下面我们将作进一步的介绍。不过就纯金属而言, 热疲劳实质上是来自晶体各向异性所导致的热应力的作用, 这一点在 Boas 和 Honeycombe<sup>[89]</sup> 早期工作中已得到证实。如果试样本身存在着温度梯度 (譬如表面与内部温度差别很大), 当然也能产生很大的热应力以至出现局部范性形变。如果温度变化又足够快, 幅度又足够大, 很明显表层膨胀产生的热应力超过其断裂强度后也会出现裂纹。金属对热疲劳的阻力, 不但与热传导、比热等热学性质有关, 而且还与弹性常数、屈服强度等力学性质以及密度、几何因素等有关。所以一般脆性材料导热性差, 热应力又不能得到足够的范性松弛, 故热疲劳致裂的危险最大。

实验证明, 即使有一定范性的金属热疲劳现象也是不可避免的。图14.46为三种 Nimonic 的热疲劳曲线, 其低温保持在  $20^{\circ}\text{C}$ , 热疲劳寿命以第一次发现  $3-5 \times 10^{-3}$  英寸的裂纹为准。如将该图中纵坐标改为热疲劳的等效应力, 也可得到类似一般疲劳的  $S-N$  曲线。如求出热疲劳的等效应变, 它与热疲劳寿命间也有类似 Coffin-Manson 的关系。

即使这样, 不过实验还指出, 高温值的大小比温度振幅的影响大, 并且温度不太高时 ( $\approx 600^{\circ}\text{C}$ ), 热疲劳裂纹就呈现沿晶断裂特征, 类似于蠕变而不是疲劳, 或者至少说, 在热疲劳中, 疲劳与蠕变的交互作用比较大, 所以有人认为热疲劳之名只具有温度循环这种工艺上的含义。

无论如何, 在实际工作中, 温度循环现象总是避免不了的, 所以把热疲劳问题作为一个课题, 对它也进行了不少的研究工作。譬如, 热疲劳寿命的温度依赖性与热疲劳裂纹的成核和长大的

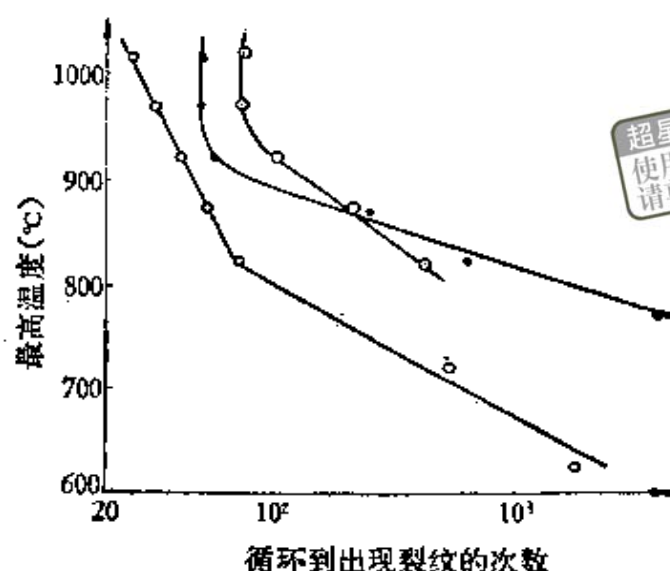


图14.46 三种金属盘的热疲劳曲线。

A, Nimonic 80A; B, Nimonic 90; C, Nimonic DS.

关系<sup>[90,91]</sup>, 热疲劳中裂纹传播速度与热应变和温度间相位差的关系<sup>[92,93]</sup>等。如在整個热疲劳温度范围内出现相变, 显然由于相变应力的关系热疲劳就变得更加复杂和严重了。有关这方面的内容, 具体可参看文献[94], 这里就不作过多的介绍了。

## 参 考 文 献

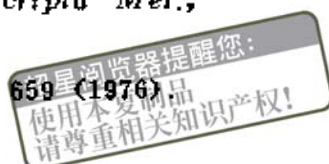
- [1] Kennedy A. J., Processes of Creep and Fatigue in Metals (1962).
- [2] Lery J. C. and Kanitkar S. L., *J. Iron Steel Inst.*, 197, 296 (1961).
- [3] Thompson N., Coogan C. K. and Rider J. R., *J. Inst. Met.*, 84, 75 (1955).
- [4] Orowan E., Internal Stresser and Fatigue in Metals, 59 (1959).
- [5] Wilson D. V., *Acta Met.*, 13, 807 (1965).
- [6] Brown L. M., *Scripta Met.*, 11, 127 (1977).
- [7] Atkinson J. D., Brown L. M. and Stobbs W. M., *Phil. Mag.*, 30, 1247 (1974).
- [8] Lloyd D. J., *Acta Met.*, 25, 459 (1977).
- [9] Phillips Jr. W. L., *Trans AIME*, 224, 845 (1962).
- [10] Charsley P. and Thompson N., *Phil. Mag.*, 8, 77 (1963).
- [11] Buckley S. N. and Entwistle K. M., *Acta Met.*, 4, 352 (1956).
- [12] Yakon T. Hasegawa T., Shimokawa E. and Karashima S., *Trans. Jap. Inst. Met.*, 18, 25 (1977).

- [13] Patterson M. S., *Acta Met.*, **3**, 491 (1955).
- [14] Bullen F. P., Head A. K. and Wood W. A., *Proc. Roy. Soc.*, **A216**, 332 (1953).
- [15] Roberts E. and Honeycombe R. W. K., *J. Inst. Met.*, **91**, 137 (1962—63).
- [16] Thompson N., Wadsworth N. J. and Louat N., *Phil. Mag.*, **1**, 113 (1956).
- [17] Foryth P. J. E., *Proc. Roy. Soc.*, **A242**, 198 (1957).
- [18] Hull D. J., *J. Inst. Met.*, **86**, 425 (1958).
- [19] Partridge P. G., *Acta Met.*, **13**, 517 (1965).
- [20] Segall R. L. and Partridge P. G., *Phil. Mag.*, **4**, 912 (1959).
- [21] Snowden K. U., *Acta Met.*, **11**, 675 (1963).
- [22] Waldron G. W. J., *Acta Met.*, **13**, 897 (1965).
- [23] Segall R. L. and Finney J. M., *Acta Met.*, **11**, 685 (1963).
- [24] Hancock J. R. and Grosskreutz J. C., *Acta Met.*, **17**, 77 (1969).
- [25] Finney J. M. and Laird C., *Phil. Mag.*, **31**, 339 (1975).
- [26] Lukáš P., Klesnil M. and Krejčí J., *Phys. Stat. Soli.*, **27** (1968).
- [27] Klesnil M., Holzmann M., Lukáš P. and Rys P., *J. Iron. Steel Inst.*, **203**, 47 (1965).
- [28] Klesnil M. and Lukáš P., *J. Iron Steel Inst.*, **203**, 1043 (1965).
- [29] Lauffer E. E. and Roberts W. N., *Phil. Mag.*, **14**, 65 (1966).
- [30] Feltner C. E., *Phil. Mag.*, **12**, 1229 (1965).
- [31] Winter A. T., *Phil. Mag.*, **31**, 411 (1975).
- [32] Pratt J. E., *J. Materials*, **1**, 77 (1966), *Acta Met.*, **15**, 319 (1967).
- [33] Feltner C. E. and Laird C., *Acta Met.*, **15**, 1621 (1967).
- [34] Nabm H. Moteff J. and Diercks D. R., *Acta Met.*, **25**, 107 (1977).
- [35] Winter A. T., *Phil. Mag.*, **30**, 719 (1974).
- [36] Helgeland O., *J. Inst. Met.*, **95**, 570 (1965).
- [37] Feltner C. E. and Laird C., *Acta Met.*, **15**, 1633 (1967).
- [38] Kocańda S., *Fatigue Failure of Metals* (1978).
- [39] Laird C., *Mater. Sci. Eng.*, **22**, 231 (1976).
- [40] Kim W. H. and Laird C., *Acta Met.*, **26**, 777, 789 (1978).
- [41] Chang R., *Scripta Met.*, **13**, 1069 (1979).
- [42] Maiya P. S., *Scripta Met.*, **9**, 1141 (1975).
- [43] Wareing J. and Vaughan H. G., *Met. Sci.*, **13**, 1 (1979).
- [44] Wood W. A., *Fatigue in Aircraft Structures* (1956).
- [45] Cottrell A. H. and Hull D., *Proc. Roy. Soc.*, **A242**, 211 (1957).
- [46] Mott N. F., *Acta Met.*, **6**, 195 (1955).
- [47] Brown L. M., *Metal Sci.*, **11**, 315 (1977).
- [48] Antonopoulos J. G., Brown L. M. and Winter A. T., *Phil. Mag.*,

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

- 34, 549 (1976).
- [49] Duquette D. J. and Swann P. R., *Acta Met.*, 24, 241 (1976).
- [50] Neal D. F. and Blenkinsop P. A., *Acta Met.*, 24, 59 (1976).
- [51] Wood W. A., Cousland S. Mck. and Sargent K. R., *Acta Met.*, 11, 643 (1963).
- [52] Forsyth P. J. E., *Acta Met.*, 11, 703 (1963).
- [53] Kaplan H. J. and Laird C., *Trans. AIME*, 239, 1017 (1967).
- [54] Meyn D. A., *Trans. Quarterly A. S. M.*, 61, 52 (1968).
- [55] Neumaun P., *Z. Metallk.*, 58, 780 (1967); *Acta Met.*, 22, 1155, 1167 (1974).
- [56] Carlson J. A. and Koss D. A., *Acta Met.*, 26, 123 (1978).
- [57] Laird C. and Smith G. C., *Phil. Mag.*, 7, 847 (1962).
- [58] McEvily A. J., Boettner R. C. and Johnston T. L., 10th Seagram Army Materials Research Conference (1963).
- [59] Krasowsky A. J. and Stepanenko V. A., *Inter. J. Fract.*, 15, 203 (1979).
- [60] Wan C. M. and Byrne J. G., *Fracture*, 598 (1969).
- [61] Ogura T. and Karaoshima S., *Trans. J. I. M.*, 15, 324 (1974).  
Ogura T., Masumoto T. and Imai Y., 同前, 17, 733 (1976).
- [62] Orowan E., *Proc. Roy. Soc.*, A171, 79 (1939); *Reports on Progress in Physics*, 12, 185 (1948-49).
- [63] Tomkins B., *Phil. Mag.*, 18, 1041 (1968).
- [64] Alden T. H., *Trans. AIME*, 224, 1287 (1962).
- [65] Bilby B. A. and Swiden K. H., *Proc. Roy. Soc.*, A285, 22 (1965).
- [66] Coffin Jr. L. F., *Trans. ASME*, 76, 931 (1954).
- [67] Manson S. S., *Experimental Mechanics*, 5, 193 (1965).
- [68] Yokobori T. and Yoshida M., *Int. J. Fract.*, 10, 467 (1974).
- [69] Elber W., *Eng. Fract. Mech.*, 2, 37 (1970).
- [70] Ewalds H. L. and Furnée R. T., *Int. J. Fract.*, 14, R53 (1978).
- [71] Feltner C. E., *Acta Met.*, 11, 817 (1963).
- [72] Bradley W. L., Nam S. W. and Matlock D. K., *Met. Trans.*, 7A, 425 (1976).
- [73] Ellison E. G. and Sullivan C. P., *Trans. ASM.*, 60, 88 (1967).
- [74] Lagebarg R. and Attermo R., *Met. Trans.*, 21, 1821 (1971).
- [75] Day M. F. and Thomas G. B., *Met. Sci.*, 13, 25 (1979).
- [76] Curran R. M., 1976 ASME-MPC Symposium on creep-fatigue interaction MPC-3.
- [77] Raraty L. E. and Suhr R. W., *J. Inst. Met.*, 94, 292 (1966).
- [78] Elber W., *ASTM STP* 486 (1971), 230.
- [79] Li J. C. M. (李振民) and Chu S. N. G., *Scripta Met.*, 13, 1021

- (1979).
- [80] Forrest P. G., *J. Iron Steel Inst.*, 200, 452 (1962).
  - [81] Skelton R. P., *Phil. Mag.*, 14, 563 (1966).
  - [82] Benson D. K. and Hancock J. R., *Met. Trans.*, 5, 1711 (1974).
  - [83] Mayr P. and Macherauch E., *Z. Metallk.*, 65, 79 (1974).
  - [84] Hoffelner W., Kromp K., Weiss B. and Wielke B., *Scripta Met.*, 9, 1157 (1975).
  - [85] Mughrabi H., Herz K. and Stark X., *Acta Met.*, 24, 659 (1976).
  - [86] Coffin Jr. L. F., *Fracture*, 643 (1969).
  - [87] Kikukawa M., Jono M. and Adachi M., *Mechanical Behavior of Materials*, Vol. 1, 307 (1974).
  - [88] Thompson A. W. and Backofen W. A., *Acta Met.*, 19, 597 (1971).
  - [89] Boas W. and Honeycombe R. W. K., *Proc. Roy. Soc.*, A186, 57 (1946); 188, 427 (1947).
  - [90] Rau C. A. Jr., Gemma A. E. and Leverant G. R., *ASTM STP*, 520, 166 (1973).
  - [91] Taira S., Fujino M. and Haji T., *Proc. 1973 Symposium on Mechanical Behavior of Materials*, 257 (1974).
  - [92] Taira S., Fujino M., Sukekawa M. and Sasaki R., *J. Soc. Materials Science, Japan*, Vol. 23, 208 (1974).
  - [93] Taira S., Fujino M. and Maruyama S., *Mechanical Behavior of Materials*, Vol. 1, 515 (1974).
  - [94] Spear D. A. and Mowbray D. F., *Thermal Fatigue of Materials and Components STP*, 612 (1975).



## 第十五章 断 裂

断裂问题目前涉及的范围很广，大致可分为断裂物理，断裂化学和断裂力学三部分。本章所介绍的内容是以断裂物理的有关内容为主，断裂化学仅简略的谈一谈氢脆和应力腐蚀开裂两个问题。在整个叙述过程中，我们引用了断裂力学的成果，但不作这方面的系统介绍。

### § 15.1 断裂的概述

从金属断裂的形态来划分，一般可分为脆性和延性的两大类，所谓脆性断裂，严格来讲就是断裂前不存在任何范性形变。但事实上对金属而言，绝对的脆性断裂是不存在的，一般总是或多或少在断裂前有一定的范性形变，故有半脆性之称。而延性断裂就是另一极端，即在断裂前有较大的范性形变。不过总的来讲，金属的断裂过程大致可分成三个阶段，除去首先产生不均匀的局部屈服外，即是微裂纹的成核，长大和微裂纹最后通过传播导致试样的断裂为两个部分。

脆性断裂在金属力学性质中一直占很重要的地位，这主要由于脆性断裂带来的破坏是突然的，灾难性的。从历史上最早发生的桥梁，船壳，高压罐等的破裂事件，直至美国北极星导弹固体燃料发动机壳体在试验发射时发生的爆炸事故，无一不同脆性断裂问题有关。尤其现在航空事业已普及并进入宇宙飞行的时代，绝对安全性的要求便成了当务之急，脆性问题又被提到一个新的高度。图 15.1 为船壳断裂一例，说明脆性断裂可导致如此大部件的一断为二的危害。再者，金属脆断的原因也很多，譬如钢中

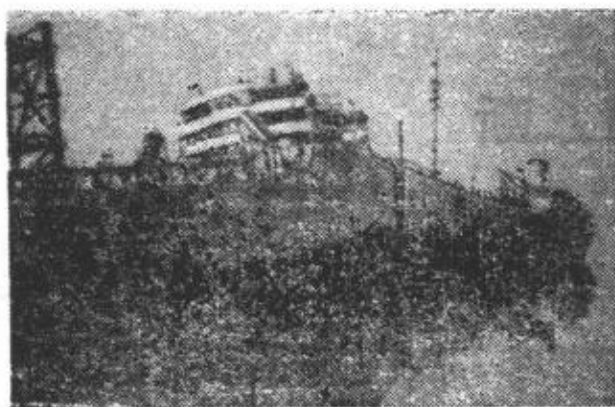


图15.1 全焊接船壳的脆断。

的氢脆、兰脆、回火脆以及一般的冷脆和热脆等现象。所以对金属脆性问题的研究应该针对具体的问题作具体的分析。

从纯理论的角度来看,大量的研究工作表明,要求金属材料具有良好的综合力学性能往往是很困难的,

譬如脆性和强度就具有一定的内在矛盾,尤其在高温时,这一矛盾更为突出。因为在绝大多数情况下,任何提高金属强度的办法,经常都会导致脆性的增加。唯一的办法只有根据具体材料,针对实际任务,在它们之间寻找一最佳的配合。过去对脆性断裂问题比较系统的研究,多半都集中在一些简单金属的拉伸形变上,所以近来随着实际问题的需要,也逐渐研究一些具体金属材料在特定条件下的断裂问题。

实验指出,金属的脆性与其结构的类型十分有关。一般体心立方和六方结构的金属都存在脆性,而面心立方结构的金属甚至在液氮温度下还具有一定范性<sup>\*</sup>。相反,随着冶炼技术的进步,还可进一步消除像 Ti, Zr, Nb, Mo 等的脆性。由此可见,金属的脆性不单是一个结构类型的问题,而且还与金属的纯度有关。就体心立方结构金属而言,间隙杂质原子对其脆性的影响起着关键性的作用。譬如形成 Cottrell 气团或 Snoek 气团后,金属的强度提高了,但脆性也增加了。一般控制这一作用的方法,除去直接控制间隙杂质原子含量外,还可寻找合适的中和剂。例如,一般钢中少量 Mn 所起的作用,以及 Mo 中常用小于 1% 的 Ti 来达到中和的目的等。其他一些强化方法也有类似的问题,例如有序

\* 最近发现也有例外的。

强化等；此外，表面活性合金元素往往是很重要的脆化原因之一。当然在一定条件下，也有既能提高强度，也能减少脆断倾向的办法，譬如细化晶粒。

关于金属脆性本质的问题，目前已有很多实验事实表明它不应仅停留在原子结构上，还与其电子结构有关。譬如同样是体心立方结构(像碱金属K, Na)，但冷至液态氮温度时都不出现脆性；间隙原子N和C大小很接近，但对Fe或Mo脆性的影响，前者却比后者要大；N和O同样是间隙原子，但前者对铁的脆性影响很大，而后者几乎无影响。铬这种金属的脆性问题也比较复杂，不论多晶还是单晶，它在室温时是脆的，但在 $-190^{\circ}\text{C}$ 时却有很好的范性，每次压5%，总压缩量可到60%而不出现裂纹。一般来讲，脆性与键合类型十分有关，譬如共价键晶体就比离子键晶体脆，而离子键晶体又比金属键晶体脆些。所以说金属的脆性本质问题要从多方面去寻找原因，这样就有待作更多的深入研究。

至于延性断裂问题，一方面由于它的复杂性，另一方面由于它应用范围较窄，所以发表的论文比较少。

目前，断裂问题的中心是如何在不损失或不明显损失强度的前提下，改善脆断倾向，也就是一般所谓的提高金属的韧性。

## § 15.2 理论断裂强度的估计<sup>[1]</sup>

在 § 2.1.1 中，我们曾经对金属的理论切变强度作了估计，发现比实际金属切变强度要高出两三个数量级，直到引入位错概念后，这个矛盾才得到很好的解决。现在为了探讨金属的断裂强度，我们也先对理论断裂强度作一初步估计。

这里我们介绍一种从固体表面能来估计原子间结合力大小，从而求出金属的理论断裂强度的方法。这就是考虑到固体断裂后要产生新的表面，然后将断裂过程中所需的功和上述新表面的表面能联系起来。为此，我们先看改变原子间相对位置时，其间作

用力的变化如何。设在图 15.2 中，曲线表示此作用力  $\sigma$  与原子间相对位置变化  $x$  间的关系。

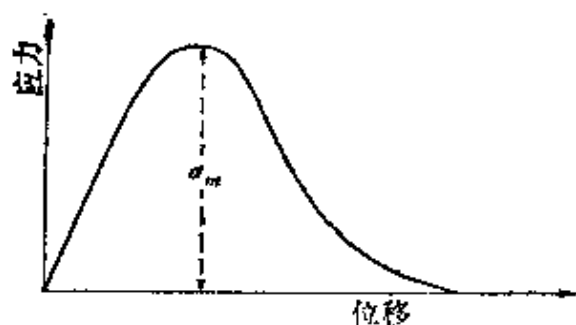


图 15.2 原子间距的变化与结合力之间关系的示意图。

为了简便起见，我们可将它近似的用波长为  $\lambda$  的正弦函数来表示：

$$\sigma = \sigma_m \sin \frac{2\pi x}{\lambda}, \quad (15.1)$$

式中  $\sigma_m$  为使原子分开时所需的最大应力，也就是固体的理论断裂强度。因此，产生断裂时，单位面积所作的功可近似的写为

$$\int_0^{\frac{\lambda}{2}} \sigma_m \sin \frac{2\pi x}{\lambda} dx = \frac{\lambda \sigma_m}{\pi}.$$

如果令由于断裂产生的两个新表面的表面能为  $2\gamma$ ，则根据前面提到的看法便有关系式

$$\sigma_m = \frac{2\pi\gamma}{\lambda}. \quad (15.2)$$

再设曲线开始部分还可以应用虎克定律，即

$$\sigma = \frac{Ex}{a}, \quad (15.3)$$

式中  $a$  为平衡状态时的原子间距， $E$  为杨氏模量。将 (15.1) 和 (15.3) 两式对  $x$  微分后，比较其结果，并注意到脆性断裂时形变很小， $\cos \frac{2\pi x}{\lambda} \simeq 1$ ，故有

$$\frac{2\pi\sigma_m}{\lambda} = \frac{E}{a}, \quad (15.4)$$

最后，由 (15.2) 和 (15.4) 两式消去  $\lambda$ ，遂得

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{E\gamma}{a}}, \quad (15.5)$$

其中  $E$ ,  $\gamma$  和  $a$  的值若以金属中一般数据  $10^{11}$  达因/厘米<sup>2</sup>,  $10^8$  尔格/厘米<sup>2</sup> 和  $3 \times 10^{-8}$  厘米代之, 我们得到金属的理论断裂强度

$$\sigma_m = 10^{11} \text{ 达因/厘米}^2 \simeq 3000 \text{ 公斤/毫米}^2,$$

但目前最好的超高强度钢的断裂强度也仅为 450 公斤/毫米<sup>2</sup> 左右, 而一般纯金属, 其值仅及此理论值的  $1/10$  到  $1/1000$ 。由此可见, 金属断裂强度的理论值与实验值间的差别, 也不是由于理论计算时采用的正弦近似或实际强度测量时的误差引起的。即使比较精确的理论计算, 其所得的结果虽然低了一些, 但并不显著, 故金属的理论断裂强度可用 (15.5) 式乘以略小于一的因子  $\alpha$  来表示, 即

$$\sigma_m = \alpha \sqrt{\frac{E\gamma}{a}}. \quad (15.6)$$

### § 15.3 Griffith 理论<sup>[1]</sup>

为了解决上述固体断裂强度中, 理论值与实验值之间的矛盾, 早在 1920 年, Griffith 就提出了他的裂纹学说。虽然这个学说应用到金属上有很多缺点, 但至今解决金属的断裂强度时, 其基本思想还是为大家所引用。

设在平板试样中, 存在一长径为  $c$  的扁平椭圆穿透裂纹。当受到张应力作用时, 此裂纹尖端遂产生应力集中现象。随着应力增加到一定的程度, 裂纹就开始向外扩展, 最后导致断裂, 从而降低了试样的平均强度。具体公式推导如下:

若平板的厚度大于裂缝的长度时, 由于裂纹的存在, 单位厚平板中弹性储能的减少为

$$W_E = -(1 - \nu^2) \pi \sigma^2 c^2 / 4E, \quad (15.7)$$

而与此裂纹相关的表面能为

$$W_s = 2c\gamma. \quad (15.8)$$

我们知道, 裂纹只有在由于应力作用的结果而使得表面能的增加

比弹性储能的减少来得慢时才能扩展,故有弹性裂纹之称。因此,平衡时临界应力  $\sigma_c$  可由下式求出

$$\frac{d}{dc}(W_s + W_E) = 2\gamma - (1 - \nu^2)\pi\sigma_c^2 c / 2E = 0.$$

对上式求解, 得出

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{4\gamma E}{(1 - \nu^2)\pi c}}. \quad (15.9 a)$$

若平板厚度很薄时, 可得相应公式为

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{4\gamma E}{\pi c}}. \quad (15.9 b)$$

此即 Griffith 公式, 说明裂纹长不变时, 外应力达到  $\sigma_c$  后, 或外应力不变时, 试样中裂纹达到 Griffith 长  $c_c$  后, 裂纹便开始失稳扩展, 直到整个试样断裂为两个部分。如该裂纹长为原子间距  $a$  时, 显然, (15.9) 式便可写成

$$\sigma_c = \alpha' \sqrt{\frac{E\gamma}{a}}, \quad (15.10)$$

式中  $\alpha'$  为略大于一的系数。此式与 (15.6) 式所给出的理论断裂强度  $\sigma_m$  几乎完全一样, 仅在系数上略有差异。

Griffith 理论在解决非晶体的断裂强度问题时, 一般可以得到令人满意的结果。但对金属的断裂强度的解释, 有时出现明显的不合理现象, 譬如利用 (15.9) 式, 以锌多品的  $\sigma_c$ ,  $\gamma$  和  $E$  值, 即  $1.8 \times 10^7$  达因/厘米<sup>2</sup>, 800 尔格/厘米<sup>2</sup> 和  $3.5 \times 10^{11}$  达因/厘米<sup>2</sup> 代入后, 求得的  $c$  值为 0.55 厘米。显然, 厘米量级大小的裂纹在锌中从未发现过。对其他金属也有类似的问题。下面我们归纳了 Griffith 理论应用到金属晶体时存在的主要缺点有:

1) Griffith 理论首先承认在固体中事先就存在一定大小的裂纹, 这一点对金属晶体而言是不合适的(前面已介绍)。虽然夹杂有时可以起裂纹的作用, 但目前大量实验事实表明, 纯金属也存在着低温脆断。此外, 从理论计算中了解到, 晶体中一扁平

裂纹的稳定性与其长度是有关的, 如果其厚为几个原子直径的话, 它的长度最多不能超过 1000 埃, 否则就会崩塌形成一棱柱位错环。

2) 由于金属晶体形变的不均匀性, 故应力集中现象并不是无界的, 应力集中因子最大也不超过 20 左右, 所以用裂纹尖端的应力集中程度未必能达到其理论断裂强度。对金属晶体而言, 有必要研究一下裂纹的成核和长大的过程。

3) 由于金属是半脆性的, 故裂纹的成核、长大过程中一定要伴随范性形变的产生, 也就是说, 在断口表面总会有一范性形变层。但在 Griffith 理论中, 并没有将这一部分形变所消耗的能量包括进去。更重要的是, 往往这一部分能量比表面能本身要大很多, 故 Orowan 对 Griffith 公式 (厚板中) 作了如下的修改:

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{4E(\gamma + P)}{(1 - \nu^2)\pi c}} = \alpha' \sqrt{\frac{E(\gamma + P)}{c}}, \quad (15.11)$$

式中  $P$  为断口表面单位面积的形变能, 对低碳钢的脆性断口而言,  $P$  约为  $10^6$  尔格/厘米<sup>2</sup>, 而  $\gamma$  仅  $10^3$  尔格/厘米<sup>2</sup>。

4) 由于金属晶体的形变与温度的依赖关系虽不如非晶体那么敏感, 但 Griffith 公式中, 无论  $\gamma$  还是  $E$  与温度的关系都不能解释金属的脆性转变问题。如果说 Griffith 裂纹是在凝固过程中产生的, 那么脆性对温度就更不敏感了。

5) 这一理论不能描述金属断裂时在结晶学上的特点, 诸如下面要讲的断口金相等。

## § 15.4 断口分析<sup>[1, 2]</sup>

目前断口分析是一种揭示金属断裂过程的十分重要的方法之一。它有可能给我们找出联系断裂的宏观与微观过程的途径, 甚至给出定量的结果。在实际应用中那就更为明显了, 因为很多断裂事故, 仅从断口分析就能作出正确的判断。但由于它涉及的专

门知识及实验方法太多，我们不便作系统的全面介绍，下面仅就几种常见断口的特征作一简单描述。一些特殊断口（如疲劳，蠕变，氢脆等断口）的分析在以后有关各节中还将陆续会提到。

至于断口的分类，如按 Beachem<sup>[2]</sup>的建议，应从断裂时能量吸收的多少来划分，于是可分成高、低、中三大类以及一些过渡状态。但我们仍遵从一般习惯，将所有断口分成穿晶和沿晶的两种，前者又包括解理、准解理和塑坑三种花样。现在就其主要的特征分别进行如下的叙述。

解理断口的断裂面平滑而光亮，并沿一定结晶学平面，故称解理断口。这种断口是体心立方和六方结构金属脆断时的典型断口，不过有时在发生大量范性形变后也会出现这种断口。解理断口实测表面能  $2\gamma$  基本上等于该金属的平面结合能 (Planar cohesion energy)<sup>[3]</sup>。表 15.1 列出几种金属的解理面及解理临界正应力。从表中可以看出，解理面与杂质含量和形变温度都有关，

表 15.1 金属晶体的解理面及解理临界正应力

金 属	晶格类型	解 理 面	解理断裂的临界正应力, 公斤/毫米 <sup>2</sup>	温度℃
$\alpha$ -Fe	体 心	(001) (001)	26 27.6	-100 -185
W	体 心	(001)		
Mg	密积六方	(0001), (10 $\bar{1}$ 1) (10 $\bar{1}$ 2), (10 $\bar{1}$ 0)		
Zn	密积六方	(0001)	0.18—0.20	-185
Zn(0.03% Cd)		(0001)	0.19	-80
		(0001)	0.19	-185
		(10 $\bar{1}$ 0)	1.80	-185
Zn(0.13% Cd)		(0001)	0.30	-185
Zn(0.53% Cd)		(0001)	1.20	-185
Te	六 方	(10 $\bar{1}$ 0)	0.43	+20
Bi	菱 方	(111)	0.32	+20
		(111)	0.32	-80
		(111)	0.69	+20
Sb	菱 方	(111)	0.66	+20

但一般均为指数较低的晶面。考虑到次近邻的影响，解理面也不一定是密排面。在条件合适时，单晶或多晶都能产生解理断裂，它的微观特征见图 15.13 和图 15.17。解理断裂的裂纹一般均以与声速同一量级的速度传播。

准解理断口首先是 Beachem 等人<sup>[4]</sup>在回火马氏体碳钢中发现而命名的。其刻面对原奥氏体为穿晶，而尺度比回火马氏体大；后来实验证明，其取向还是沿铁素体 {100} 面<sup>[5]</sup>。准解理较解理更呈连续状，即准解理中更经常出现与主裂纹相连时的局部断裂，图 15.3 即为一例。准解理源在刻面中心，并有辐射状河流花样（如黑箭头所示）；在主裂纹之间有撕裂现象（如白箭头所示），而主裂纹本身又具有微小凹度。

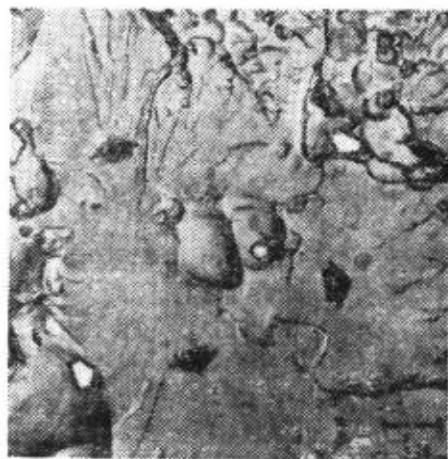


图 15.3 17-4PH 钢 (180/200KSI)

室温断口（准解理）。

塑坑是延性金属断裂时断口上的典型花样，图 15.64 和 15.69 都是塑坑，一为电镜复型花样，另一为扫描电镜花样。一般在拉伸或扭转试验中，如图 15.65 中所示材料试验杯-锥断口的边缘部分所得剪切断口和其底部所得纤维断口上均具有这种特征。所谓剪切断口，一般与最大切应力方向平行，呈暗灰色；而纤维断口是裂纹与解理面成  $45^\circ$ ，不规则的穿晶断裂，故断口本身虽起伏不平，但断面大致与最大张应力的方向垂直。单晶中剪切断裂开始时，滑移在一组平面上进行，最后在同样的平面上产生断裂（如图 15.63 所示），其上的塑坑见图 15.64。有时剪切裂纹还可以由一个滑移面跳到另一平行的滑移面上，因此单晶剪切断裂时会出现阶梯状粗糙的断口表面，并且剪切断裂的裂纹传播速度较慢。

沿晶断口多数是一种典型的脆性断口。它是由于沿晶界的杂

质、沉淀相或成分偏析降低了晶界的粘合力，从而引起沿晶界的断裂，如图 15.20 所示。所谓回火脆性、时效脆性和过热钢的脆断等都属于这个类型。一般温度越高，沿晶断裂的倾向总是越大。

## § 15.5 断裂的应力条件

这个问题我们分单晶断裂和多晶断裂两种情况来讲，最后谈一点关于缺口对脆性的影响。

### 15.5.1 单晶断裂的应力条件

早在十九世纪，Sohncke 对这个问题已有阐述，即单晶解理断裂与否决定于所受的正应力是否超过

$$\sigma_n = \sigma \sin^2 \chi, \quad (15.12)$$

式中  $\sigma$  为外加单轴应力， $\chi$  为解理面与外加应力方向间的夹角，此即 Sohncke 的临界正应力定律。一个世纪以来，人们对它都确信无疑，直到 Deruyterre 和 Greenough<sup>(6)</sup> 在  $-196^\circ\text{C}$  下作不同取向的 Zn 单晶的拉伸实验时，才发现所谓 Sohncke 的临界正应力定律只适用于完全脆性物质，对半脆性的金属（如 Zn）就不适用了。他们所得断裂时临界正应力十分明显的依赖于单晶的取向。同样的情况，后来在 Fe 中也发现了。

此外，Шукин 和 Лихтман<sup>(7)</sup> 根据裂缝的形成是靠切应力  $\sigma_s$ ，而其传播则靠正应力  $\sigma_n$  的看法来求得断裂条件为

$$\sigma_s \sigma_n = K^2 = \frac{4\gamma G}{\pi L}, \quad (15.13)$$

式中  $2L$  为滑移带长，试样小时即为晶体直径， $\gamma$  为表面能， $G$  为切变模量， $K$  为一常数。此式正确与否，可以通过下述方法进行验证：由临界切应力和临界正应力定律得知，当拉伸方向，滑移方向和滑移面的法线共面时

$$\sigma_s = \sigma \sin \chi \cos \chi,$$

$$\sigma_n = \sigma \sin^2 \chi,$$

因此可得关系

$$\sigma_n / \sigma_s = \operatorname{tg} \chi.$$

从 (15.13) 和 (15.14) 两式, 解得

$$\sigma_n = K \sqrt{\operatorname{tg} \chi}, \quad (15.15)$$

同

$$\sigma_s = K \sqrt{\operatorname{ctg} \chi}. \quad (15.16)$$

上述两式对 Zn 单晶而言, 若取  $K = 200$  克/毫米<sup>2</sup>, 实验结果和理论曲线能很好地吻合 (在实验误差范围内), 其结果如图 15.4 所示。这说明 (15.13) 式所述的断裂条件是正确的。它与 (15.12) 式完全不一样, 因为后者与切应力无关, 而前者既与正应力有关, 也与切应力有关。

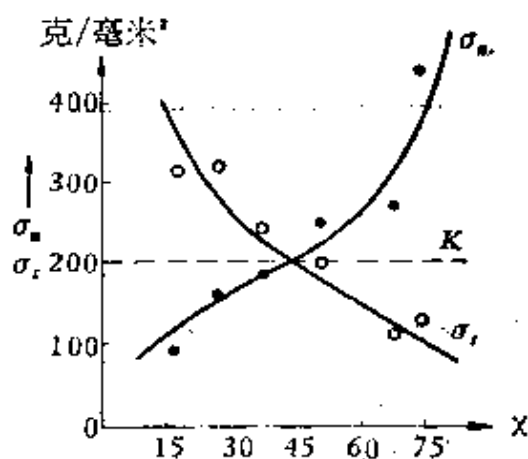


图15.4 不同位向的锌单晶在解理断裂时, 沿底面的正应力 $\sigma_n$ 和切应力 $\sigma_s$ 与晶体取向的关系。

### 15.5.2 多晶断裂的应力条件<sup>[8]</sup>

多晶断裂条件比较复杂, 最初 Ludwik 认为, 金属是脆性断裂还是延性断裂, 取决于假设的脆性断裂的临界张应力曲线  $S$  和屈服应力曲线  $Y$  在应力状态图中的相对位置。如图 15.5 所示, 随应变量的增加,  $Y$  比  $S$  增加得更快, 当两线相交时, 便在这个应力下产生脆性的解理断裂。若在全形变过程中, 两个曲线不相交, 则金属将产生延性的剪切断裂。后来, Давидинков 增加了一条随应变而减小的延性断裂张应力曲线  $S'$ , 这样当  $Y$  与  $S'$  相交时, 在这个应力下就产生延性的剪切断裂。此外, 随着试样受

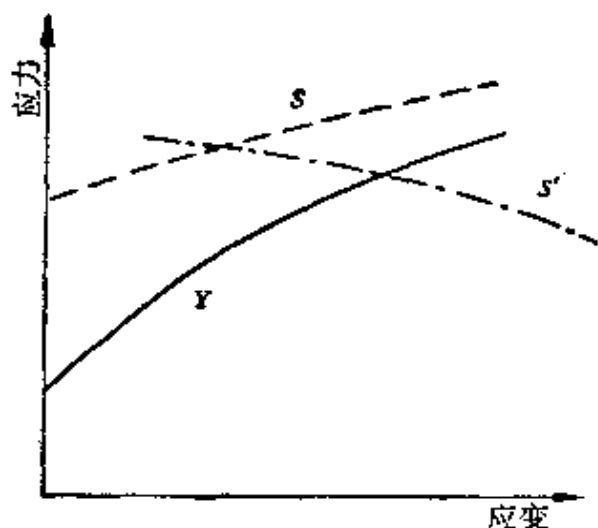


图15.5 Ludwick-Давидинков图。

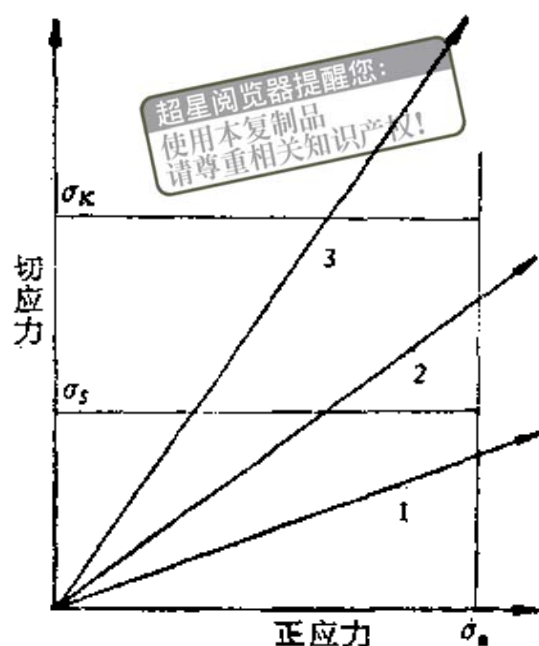


图15.6 Фридман图。

力状态的不同，断裂情况也会有所不同。Фридман 将它表示在图 15.6 中，其中  $\sigma_k$  为剪切断裂强度， $\sigma_s$  为屈服极限， $\sigma_n$  为解理断裂强度。从此图中可以看出，金属随形变方式的不同，既可能呈脆性断裂，也可能呈延性断裂。射线 1 代表拉伸形变，其正应力与切应力之比约为 2 / 1，故此时试样的断裂系脆性的，即当应力达到  $\sigma_n$  之前，没有任何形变发生。射线 2 代表扭转形变，其正应力与切应力之比约为 1，故此时试样的断裂虽呈现脆性断口，但当切应力超过  $\sigma_s$  时，有预先的范性形变发生。射线 3 代表压缩形变，其正应力比切应力为小，显然它与  $\sigma_s$  和  $\sigma_k$  都相交，故此时试样不但断裂前有预先的范性形变，最后的断口也是延性的。

以上两种图示法都有同样的缺点，即对半脆性的金属而言，就是无论何种形变方式，在脆性断裂前总有一定的范性形变无法表示出来，同时也不能反映断裂过程的物理实质。虽然如此，往往为了说明问题的方便起见，这种图示法还有人采用。

### 15.5.3 缺口对脆性的影响

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

这个问题在断裂力学中有比较详细的阐述，我们现在只着重指出几点当试样引入缺口后对其脆性的影响。

1. 缺口的存在能引起应力集中，缺口尖端的曲率半径越小，附近产生的应力集中就越大，其分布大致如图 15.7 所示。如缺口尖端产生  $d_y$  大小的塑性区后，则在平面应力情况下，缺口尖端地区的应力分布便如图 15.8 所示；在平面应变情况下的便如图 15.9 所示。显然，前者在塑性区内  $\sigma_y = \sigma_s$ ，而后者由滑移线场理论可得如下关系

$$\sigma_y = \sigma_s \left[ 1 + \ln \left( 1 + \frac{x}{r} \right) \right], \quad (15.17)$$

式中  $\sigma_s$  为屈服应力， $r$  为缺口尖端的曲率半径， $x$  为塑性区中某一点距缺口尖端的距离\*。

2. 如上所述，当单轴应力加在一个有缺口的试样上时，会产生双轴或三轴应力，而最大切应力与主应力的差有关。故要得到同样大的切应力，以使试样屈服就需要更大的单轴应力，平面

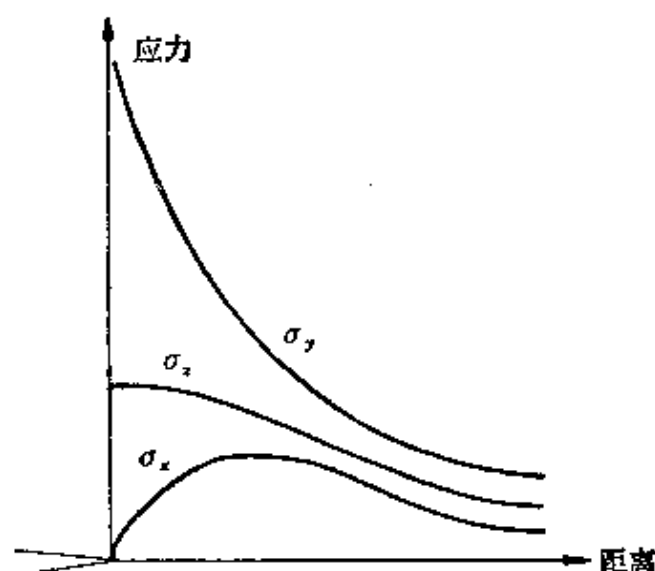


图15.7 缺口尖端的多向应力分布。

\* 事实上，在一钝裂纹尖端塑性区中靠弹塑性形变边界上， $\sigma_y$ 极大值在一段距离内保持常数，故其应力分布不完全同图15.9一样。

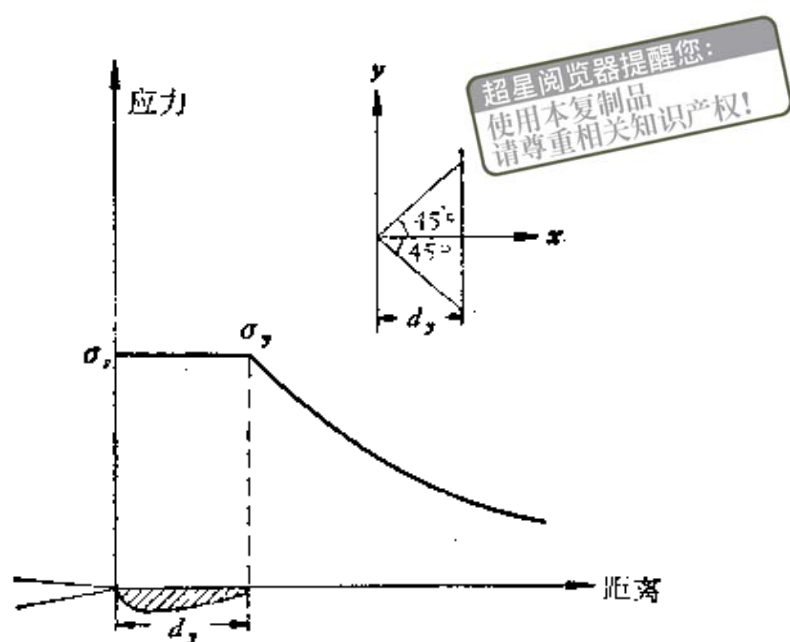


图15.8 平面应力时的塑性区应力分布。

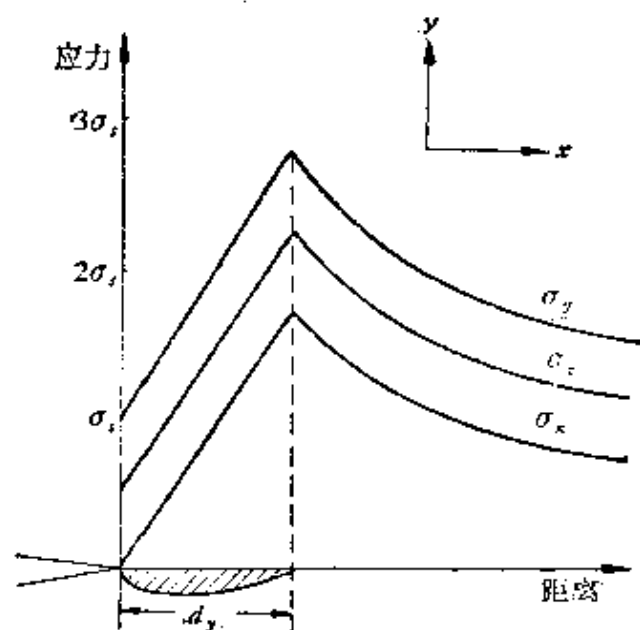


图15.9 平面应变时的塑性区应力分布。

应变时  $\sigma_y$  接近  $\sigma_s$  的 3 倍，如考虑硬化后可达 5 倍之多。人们并将此有缺口试样与光滑试样产生屈服所需外力之比定义为约束系数，或称为塑性限制因素。

3. 由于在缺口处的高度应力集中，故当试样屈服时，在此处的形变速度一定要增大，从而影响到局部的脆性。

## § 15.6 单晶的断裂<sup>[9]</sup>

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

以上我们仅说明为了克服金属的理论断裂强度与实际断裂强度间的矛盾，便利用了 Griffith 裂纹的概念，并对断裂后断口的特征和断裂的应力条件作了简单的描述。但对裂纹怎样形成，最后怎样导致金属断裂为二的还不是很清楚的。不过在大块试样上，要弄清这个问题事实上也很困难，因为一般等试样断裂为二后就很难弄清断裂的具体过程，所以有关这方面的实验结果也较少。不过根据金属晶体的特点，如前所述，我们可以想像断裂应包括裂纹的成核、长大和传播三个过程\*。因为金属晶体中不存在 Griffith 长度一样大小的裂纹，故如若沿用 Griffith 理论，显然 Griffith 裂纹只有通过成核、长大获得，而以后的过程就属于传播阶段了。

### 15.6.1 单晶中裂纹的成核与长大

在没有介绍裂纹成核与长大的实例前，我们首先看一下 Gilman 用不同位向 Zn 单晶在 78K 拉伸时，断裂的正应力与位向的关系。从图 15.10 中我们看得很清楚，当基面上分切应力为零时 ( $\alpha_0 = 90^\circ$ )，试样的断裂强度有趋向理论强度的趋势，稍许偏离此位向断裂强度便有一陡降。这说明裂纹的成核与长大和切应力导致的滑移是分不开的，那怕是极微量的滑移。

金属中微裂纹的观察只在极少数几个实验中成功。图 15.11 给出 Honda 在  $-195^\circ\text{C}$  拉伸 3% Si-Fe 单晶，当晶轴取向为  $[110]$  时，发现两个不同滑移系统的滑移带相交处出现微裂纹，其方向平行于拉伸方向。当晶轴取向为  $[010]$  时，却发现微裂纹出现在孪晶带相交的地方，并且孪晶的交面即为裂纹的解理面。同样的

\* 这里我们将裂纹的长大和传播区分开来，主要想突出裂纹超过 Griffith 长度后的失稳扩展阶段。

结果, Hull 在 Si-Fe 合金单晶中也发现, 如图 15.12 所示。但当晶轴取向为  $[111]$  时, 直到出现颈缩也没观察到微裂纹。

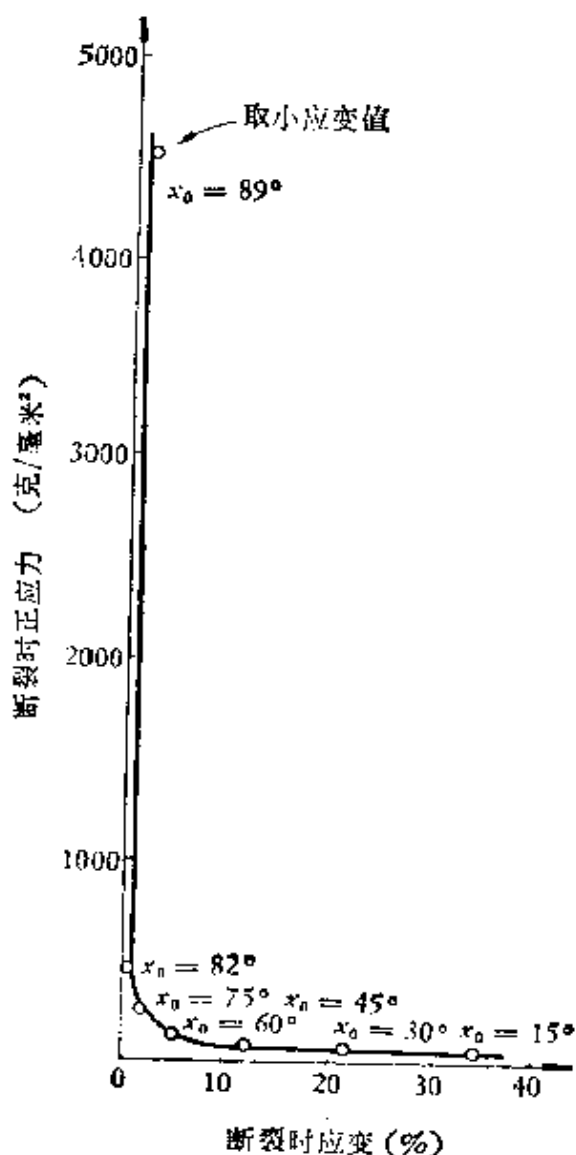


图15.10 当基面上分切应力趋于零时 ( $x_0 = 90^\circ$ ), Zn 单晶解理断裂强度的增加。

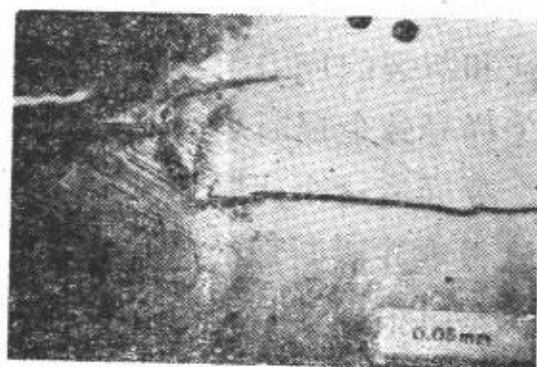


图15.11  $-195^\circ\text{C}$  时拉伸3%Si-Fe单晶中滑移带相交而生成裂纹。

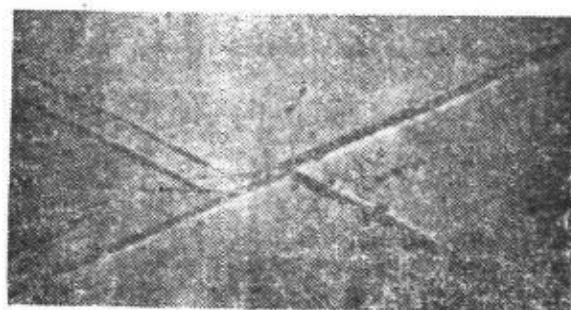


图15.12 Si-Fe 合金单晶中产生于滑移带交面上的微裂纹。

### 15.6.2 单晶中裂纹的传播

如沿用 Griffith 理论来研究单晶中裂纹的传播, 那么对金属而言, 问题就集中在有效表面能  $\gamma_s$  上。一般  $\gamma_s$  应包括裂纹的真正表面能和裂纹传播时前沿的形变能 (即与位错的产生和运动以

及与解理阶等其他断口花样相关的能量耗损)。其中断口花样耗损的能量较其他的约大一两个量级。所以下面我们着重讲一点解理阶的形成及其性质,其他花样从略。

如果晶体是完整的,断裂后的解理面就应该是严格的沿某一结晶学平面。但实际晶体存在着各种缺陷,解理机制也比较复杂,所以解理面才出现了结构。解理面最平的如像云母,它在毫米范围内还有30埃的不平。低温快速解理生长得比较好的锌单晶,其解理面也只是在光学显微镜下看不出结构。所以在实际断口上总是存在着大量的解理阶,图15.13即为78K下解离3%Si-Fe单晶所得的断口,一般称此图像为“河图”。



图15.13 78K下解离3%Si-Fe单晶所得解理面上之“河图”,裂纹自上而下传播(注意倾斜晶界)。

解理面不平的原因很多,譬如一些平行的裂纹扩展时,在连接处所产生的撕裂或遇见的另一小裂纹。解理阶的产生一般认为还是Gilman提出的裂纹切割螺型位错的机制。我们知道螺型位错的存在,使得本来垂直它的断续晶面变成了连续的蜷面,所以裂纹切割螺型位错后就要产生高为一个柏氏矢量的解理阶。随着裂纹的扩展,同号螺型位错产生的单位解理阶就会合并成大的解理阶,异号的便相消,这样便形成图15.13所示的河流花样。根据Gilman的机制,显然当裂纹穿过扭转晶界时就要给出大量的解理阶,而穿过倾斜晶界时,仅仅只能改变裂缝的取向。这一点我们从图15.14和图15.13中的确得到证实。

解理阶出现的多少与温度、裂纹传播速度、亚结构尺寸等都有关系。温度升高后,解理阶密度便增加,图15.15给出解离温度由78K突升至300K时,解理阶陡增的情况。裂纹传播速度降低后,能在其前沿产生更多的范性形变。所以金属的脆断阻力由于

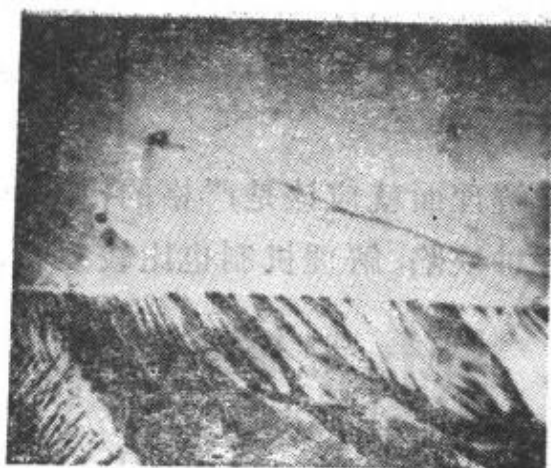


图15.14 78K下解离3%Si-Fe单晶所得裂纹穿过3°扭转晶界时，解理阶的增加。裂纹自左上向右下传播。

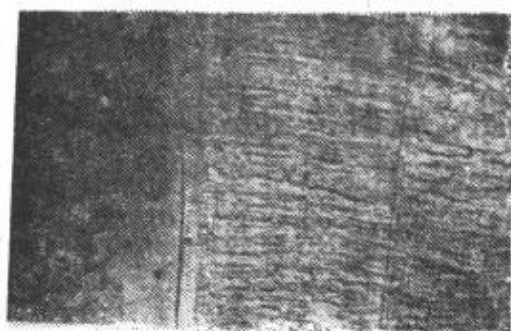


图15.15 温度突变时，锌单晶解理面外观的变化，左边78K解离；右边300K解离。

温度的增高，裂纹传播速度的降低，亚结构尺寸的减小都会导致明显的增加。

在单晶中，除上述当裂纹达到 Griffith 长度后所出现的失稳扩展外，Pilkington 和 Hull<sup>[10]</sup> 在 4.2K 到 373K 范围内，研究了经预制裂纹的 3.25% Si-Fe 单晶中裂纹的扩展情况。他们发现，在 210K 以下，基本上遵守 Griffith 关系；并且断裂应力随温度下降而下降，说明  $\gamma_c$  不但与金属性质有关还与受力状态有关；在断裂前，位错的运动并不帮助裂纹的扩展而是相反的出现钝化。高于 210K 以后，裂纹的慢扩展现象逐渐明显\*，故断裂应力随温度上升而下降，并接近未预制裂纹时的屈服应力。

## § 15.7 多晶的断裂<sup>[9]</sup>

在多晶中，我们虽没有像单晶中那样明显的例子来说明裂纹的成核和切应力导致的滑移有密切关系，但 Low<sup>[11]</sup> 用 0.03% 的碳钢在 -195°C 下做拉伸和压缩试验的结果间接地说明了这问

\* 关于什么叫做慢扩展（即稳态扩展），我们在 § 15.15 中还要详细述叙。

题。他发现就同一晶粒度，其拉伸脆断应力之值和压缩屈服之值完全一样，其结果如图 15.16 所示。这至少说明，脆断中的某个临界过程与范性形变有关。下面我们分多晶中裂纹的成核、长大和传播，断裂应力与晶粒度，断裂应力与温度和晶界脆断四部分进行叙述。

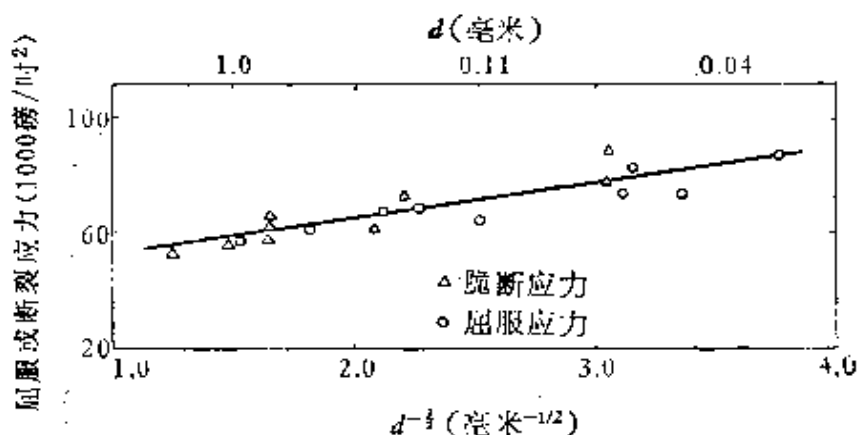


图15.16 不同晶粒度的低碳钢在  $-195^{\circ}\text{C}$  时，拉伸脆断应力与压缩屈服应力的比较。

### 15.7.1 多晶中裂纹的成核、长大和传播

多晶的断裂过程中，裂纹成核、长大和传播的方式肯定要比单晶的复杂得多。除了滑移带相交和孪晶带相交外，实验指出，譬如刃型位错受阻于晶界前，往往在下一晶粒内于此位错塞积的前端产生微裂纹；又如晶界交角较大时，由于晶界粘合力小于解离强度，所以晶界本身就可能形成裂纹。至于传播过程，实验指出晶界对裂纹的传播，一般阻力都较大；再者由于多晶中往往出现多滑移现象，所以滑移带也能有效地阻止裂纹的传播。因此，多晶中裂纹的传播阻力肯定要比单晶的大，不但如此，局部裂纹传播的方向还可能和裂纹的总传播方向背道而驰。图 15.17 即为



图15.17 铁多晶在78K下断口的金相。

一例，它是铁多晶在 78K 下的断口金相，由此可见，其不均匀性是十分严重的。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### 15.7.2 断裂应力与晶粒度

Low, Petch 和 Greenwood 等人分别在软钢和锌中，测得大量断裂应力  $\sigma_e$  与晶粒度  $d$  的关系。后来，Gilman<sup>[12]</sup> 将它们归纳示意在图 15.18 中，并总结特点如下：

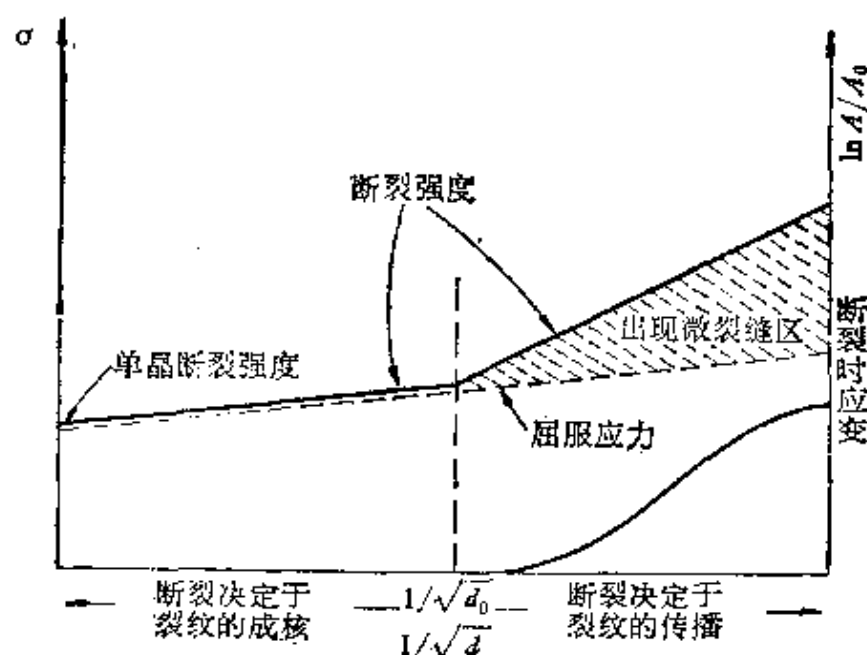


图15.18 金属多晶断裂行为与晶粒度关系的示意图。

1. 屈服以前察觉不出任何裂纹。
2. 当  $d \geq d_0$  时，断裂应力与晶粒度的关系可写成

$$\sigma_e = \sigma_0 + k_e d^{-1/2}, \quad (15.18)$$

式中  $\sigma_0$  和  $k_e$  与 (11.3) 式中下屈服应力对应的系数完全一样，即  $\sigma_0 = \sigma_i$ ， $k_e = k_L$ 。当  $d \leq d_0$  时，断裂应力与晶粒度的关系逐变成

$$\sigma_e = k_e d^{-1/2}, \quad (15.19)$$

式中  $k_e$  约比  $k_L$  大三倍多，接近  $k_U$  之值。

3. 晶粒比  $d_0$  大时，断裂前只有极小的范性形变。裂纹一旦

产生，遂扩展至整个试样。

4. 晶粒比  $d_0$  小时，伴随着屈服便出现微裂纹，其大小可达晶粒尺度。试样的断裂决定于此微裂纹的传播。

5. 断裂应力  $\sigma_b$  外推至无限大晶粒时，结果与单晶的断裂强度完全一样。

6. 当晶粒小到一定程度后，断裂应变随强度一起增涨。

超星阅读器提示  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

### 15.7.3 断裂应力与温度<sup>[13]</sup>

Hahn 等人在钢中，就其断裂应力与形变温度的关系曾作过一系列的研究，他们的主要结果示意在图15.19中。整个温度范围

可分为六个区域：A区为塑性断裂区，断裂时出现颈缩，有杯-锥断裂特点，B区断裂时，虽仍出现颈缩，但已开始有脆性断口成分， $T_1$  即为脆性和塑性断口各占50%时的温度，故有断口形貌转变温度(FATT, Fracture Appearance Transition Temperature)之称。B，C区交界处  $T_d$  断裂应力和断面收缩率都陡降， $T_d$  便称为脆性转变温度。 $T_d$  以下完全为解理断裂，出现微裂纹最多晶粒数约为2%。D区开始后，虽然断裂应

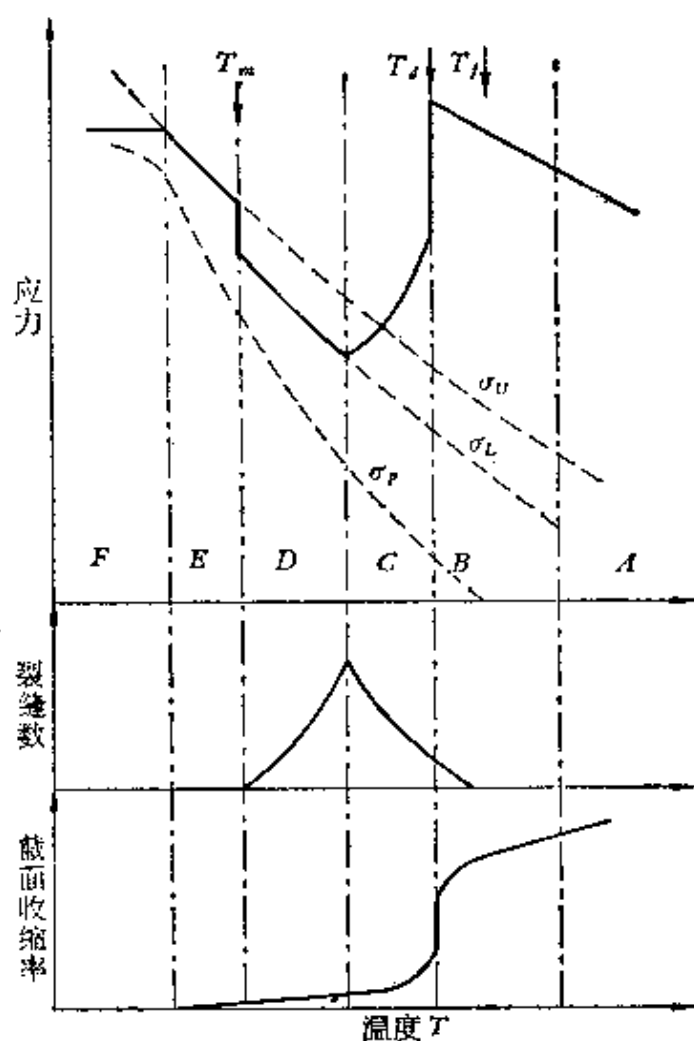


图15.19 钢中断裂行为与形变温度关系的示意图。

力与屈服应力几乎完全一样，但仍观察到屈服现象。 $E$ 区的断裂是突然产生的，并看不见屈服的应力下降，其断裂应力散乱在上屈服极限附近。由于 $E$ 区断裂时观察不到微裂纹，故称其与 $D$ 区交界温度 $T_m$ 为微裂纹转变温度。温度再低到 $F$ 区后，约低于 $-196^{\circ}\text{C}$ 时，断裂应力与温度的关系决定于孪生现象，其值低于由上、下屈服应力外推之值。孪生现象虽在 $B$ 区已在断口处出现，但在 $F$ 区以前都是断裂应力导致的局部孪生，而在 $F$ 区则是孪生直接导致试样的断裂，并接近真正的脆断。

总的来讲，Hahn等人的工作比较直接的证实了在多晶中存在脆断前的范性形变，即使在较低温时（ $E$ ，和 $F$ 区），弹性极限还是远低于断裂应力。其次，在 $T_m$ 以上，断裂是靠微裂纹的传播，而 $T_m$ 以下，断裂直接来自第一个微裂纹的成核和长大。

#### 15.7.4 沿晶断裂

金属多晶沿晶断裂是脆断方式的一种，并与其结构无关。晶界脆断一般有两种情况，其一为沿晶界有一薄层连续或不连续的脆性第二相；其二仅为杂质原子沿晶界的集聚，譬如As，P，Bi，Sn等，俄歇能谱能查知其是否存在。

第一种情况在奥氏体铬-镍钢中是很明显的，它的脆性往往是由一薄层沿晶界沉淀的碳化物所致。研究指出，此一薄层沉淀物不一定要连续，一般达50%晶界表面积即可导致脆断。脆断表面

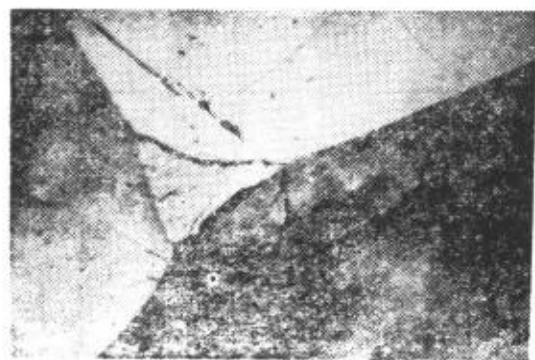


图15.20 含氧0.02%脱碳铁在78K下的拉伸断口。

有时是在第二相和基体的界面上，有时可能是第二相薄层的解理，所以具体问题要作仔细分析。

第二种情况在一些合金钢的回火脆性中，及铜中含少量铋或铁中含少量氧时是很明显的。图15.20即为脱碳铁含0.02%氧在78K断裂时的断口照片。它与图

15.17完全不一样，除了中心部分有少量解理断面以及极少第二相和一点滑移与孪生痕迹外，可以说全是光滑无结构的。Westbrook 和 Wood 曾用显微硬度法发现晶界脆断总是与在晶界处出现的高硬度是一致的。图 15.21 即为图 15.20 中晶界两侧显微硬度的变化。目前这种对应关系已在很多金属中得到证实，成分改变或热处理不但能消除晶界的脆断，而且可以消除晶界附近显微硬度的升高现象。

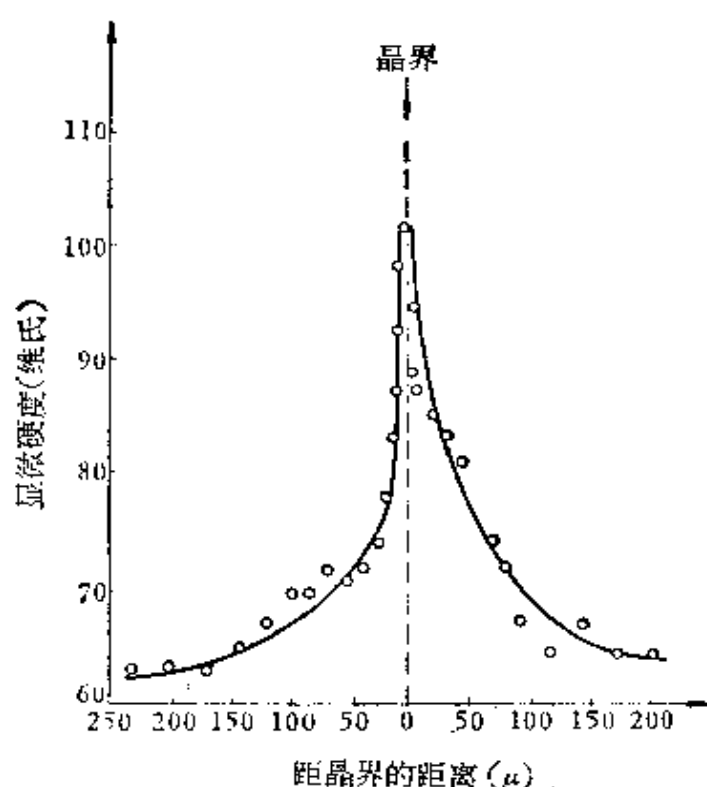


图15.21 图15.20中晶界两侧显微硬度的变化。

## § 15.8 脆性断裂理论

下面要讲的脆性断裂理论，是指用位错理论来解释 Griffith 裂纹的成核、长大过程。目前由于不同的说法很多，所以我们这里只介绍 Stroh 的位错塞积的断裂理论和 Cottrell 的位错反应的断裂理论。

### 15.8.1 Stroh 理论<sup>(14)</sup>

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

在 § 2.6.2 中，我们曾提到垂直刃型位错塞积群一端的滑移面上还存在比较大的张应力。Stroh 根据这一思想重新计算了在此滑移面内离位错塞积群头部  $r$  远处的正应力  $\sigma$ ，并认为此正应力最大处便产生裂纹，如图 15.22 所示。按 Stroh 的计算，此  $\sigma$

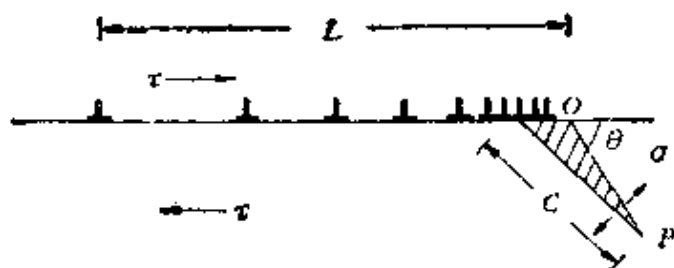


图15.22 由于位错塞积而产生的裂纹。

与  $\theta$  有如下关系：

$$\sigma = \frac{3}{2} \left( \frac{L}{r} \right)^{1/2} \tau \sin \theta \cos \frac{1}{2} \theta, \quad (r \ll L), \quad (15.20)$$

式中  $2L$  为滑移带长， $\tau$  为作用在此滑移面上的外加切应力。将上式对  $\theta$  积分，不难求出当  $\cos \theta = \frac{1}{3}$ ，即  $\theta = 70.5^\circ$  时， $\sigma$  有一极大值为

$$\sigma_m = \frac{2}{\sqrt{3}} \left( \frac{L}{r} \right)^{1/2} \tau. \quad (15.21)$$

如果将此最大正应力视为产生长为  $c$  的裂纹所需应力，并将它沿裂纹长取其平均值  $\sigma = \frac{1}{c} \int_0^c \sigma_m dr$ 。然后，令此平均值等于 (15.9 a) 式中的  $\sigma_s$ ，再利用关系  $E = 2G(1 + \nu)$  遂可得到

$$\tau^2 = \frac{3}{2} \frac{\gamma G}{(1 - \nu) \pi L} \quad (15.22)$$

从 (2.45) 式中可看到在  $L$  长的距离内，与其中塞积的刃型位错数目  $n$  之间存在下述关系：

$$L = \frac{nbG}{\pi(1 - \nu)\tau}. \quad (15.23)$$

然后将上式代入 (15.22) 式, 并考虑  $\sigma = 2\tau$  使得

$$nb\sigma = 3\gamma. \quad (15.24)$$

若将裂纹看作由  $n$  个位错塞积而成的弹性裂纹, 则

$$nb = c \frac{\tau}{G} = c \frac{\sigma(1+\nu)}{E}, \quad (15.25)$$

于是 (15.24) 式便可写成 Griffith 公式的形式

$$\sigma = \sqrt{\frac{3\gamma E}{(1+\nu)c}}, \quad (15.26)$$

此式与 (15.9) 式相比, 仅在系数上略有差异。

如将  $b$ ,  $\sigma$  和  $\gamma$  用  $2 \times 10^{-8}$  厘米, 32 公斤/毫米<sup>2</sup> (即  $3.2 \times 10^9$  达因/厘米<sup>2</sup>) 和  $10^{-3}$  尔格/厘米<sup>2</sup> 代入 (15.24) 式, 得出  $n$  约为 50。滑移带中包含如此量级数目的位错已为一般滑移阶的高度所证实。

Stroh 理论用在多晶情况时, 只需将  $2L$  代以晶粒直径  $d$ , 即将晶界视为构成位错塞积的障碍, 再令  $\tau = \frac{\sigma_e}{2}$ , 并设晶格摩擦阻力为  $\sigma_i$ , 便可得

$$\sigma_e = \sigma_i + k_s d^{-1/2}, \quad (15.27)$$

$$k_s = \left[ \frac{12\gamma G}{\pi(1-\nu)} \right]^{1/2},$$

此即 (15.18) 式, 并为大量的实验所证实。此外, 若每个晶粒内都有一滑移带激活, 根据 (15.23) 式, 则所产生范性应变的量级应为  $\frac{nb}{L} \sim \frac{\pi}{G}$ , 即与弹性应变同一量级。何况多晶中不一定每个晶粒都滑移, 所以范性应变应更小, 即断裂的确反应脆性特点。

Stroh 理论存在如下三个最大的缺点: 1) 在单晶中, 很难设想存在构成位错塞积的有效障碍, 尤其对六方结构金属而言更是如此; 2) 一般六方结构金属中, 滑移面与解理面常是同一平面, 而不是像 Stroh 理论所要求的与滑移面接近成  $70.5^\circ$ ; 3) 形

成锌单晶裂纹所需要的应力比用 Stroh 理论计算的结果约小 10 倍。后来, Stroh<sup>[15]</sup> 为了克服这些困难, 又提出如图 15.23 所示的断裂模型, 此即当亚晶界在沿滑移面内切应力的作用下, 产生扭折而出现的裂纹。图 15.24 即为锌单晶按此机制所产生的裂纹。Stroh 还作了某些定量的计算, 并指出当晶格摩擦阻力小时, 多晶中位错塞积生裂纹和亚晶界扭折生裂纹都同样的可能。一般锌的断裂倾向于后者, 而镁的断裂却倾向于前者。

超星浏览器提醒您:  
试用本复制品  
勿用本复制品知识产权!

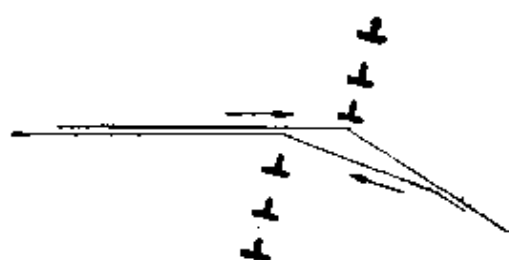


图15.23 亚晶界扭折的裂纹形成机制。

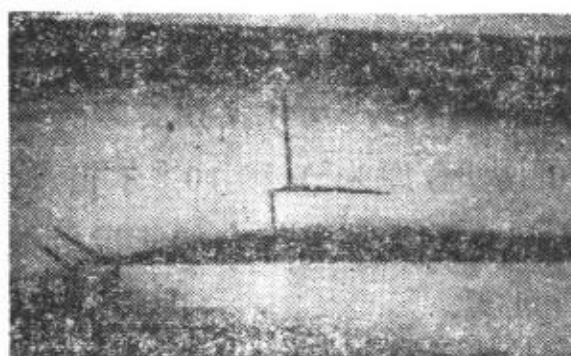


图15.24 锌中沿滑移面的裂纹。

最后还应指出, 虽然 Stroh 理论也能导出 Griffith 公式, 但由位错塞积中领先的少数位错合并为大位错所形成的裂纹并不完全等同于 Griffith 裂纹。大位错周围有着 Griffith 裂纹所没有的应力场, 如图 15.25 所示。此外, Stroh 认为裂纹的形成, 完全靠垂直裂纹平面的张应力, 而忽略了局部切应力的作用。这一点后来 Smith 和 Barnby<sup>[16]</sup> 作了仔细的计算。虽然得到  $\theta = 70.5^\circ$  时仍为裂纹最有利的方向, 但从  $0^\circ \rightarrow 90^\circ$  整个范围内差别却是不大的, 所得  $\sigma$  也比 Stroh 理论的要低。按 Stroh 理论与后来的 Smith 和

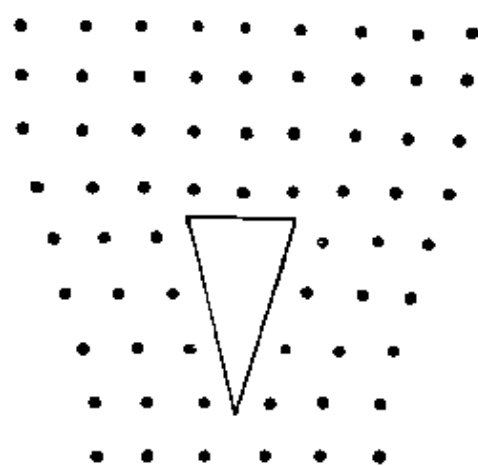


图15.25 裂纹的大位错模型。

Barnby 的修正都认为, 如在试样断裂整个过程中, 有效表面能始终不变, 那么裂纹一旦成核就应立即扩展。但实际情况往往并不如此, 详细内容可见 § 15.16。

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

### 15.8.2 Cottrell 理论<sup>[17]</sup>

从能量的观点来看, 由位错合并导致的裂纹, 其首要条件是在裂纹附近的 F-R 源不能轻易地激活, 以避免产生弹性能的松弛。这一点在六方结构金属中是较容易办到的, 因为它只有基面滑移。在体心立方结构中, 由于滑移系统较多, 要达到同一目的, 除非骤然间产生大量的位错, 雪崩式的合并在一起, 以致附近的 F-R 源还来不及激活。所以体心立方结构的脆断机制和屈服现象应有其内在的联系。

基于上述设想, Cottrell 认为在体心立方结构中, 沿 (101) 面上具有柏氏矢量为  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$  的位错和沿 (10 $\bar{1}$ ) 面上具有柏氏矢量为  $\frac{a}{2}[\bar{1}11]$  的位错, 它们能产生如下的位错反应

$$\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1] + \frac{a}{2}[\bar{1}11] \rightarrow a[001], \quad (15.28)$$

显然合成新位错后, 弹性能有所降低, 所以原来参加反应的位错是相互吸引的。合成的新位错在 (001) 面内, 并沿着解理面 (001) 与滑移面 (101) 和 (10 $\bar{1}$ ) 的交线 [010] 方向 (垂直纸面方向)。如果参加反应的不是一对位错, 而是两组位错, 则反应前如图 15.26(a) 所示, 反应后如 (b) 所示。因此, 最后在 (100) 面内形成一大位错, 也就是沿解理面 (001) 出现了裂纹。

Cottrell 还指出, 在面心立方结构中, 类似 (15.28) 式的位错反应

$$\frac{a}{2}[\bar{1}01] + \frac{a}{2}[\bar{1}01] \rightarrow a[001] \quad (15.29)$$

并不是一个降低弹性能的过程, 因此面心立方金属不可能有此种

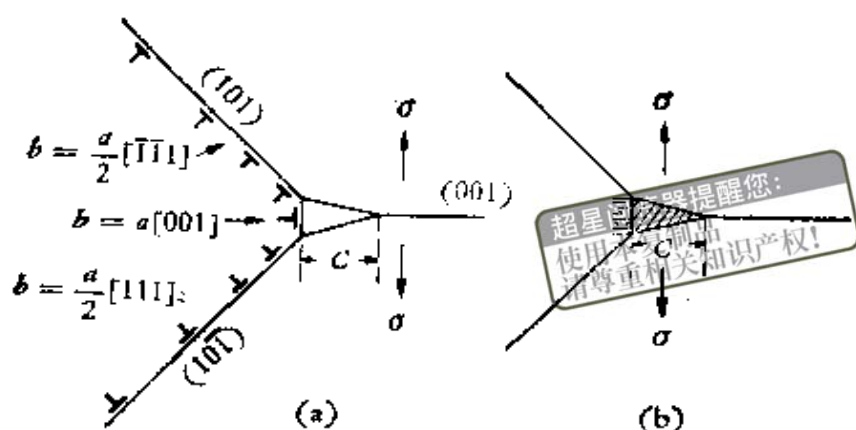


图15.26 刃型位错的合并与裂纹的成核。

裂纹的成核机制。此外，电子显微镜实验观察也只在体心立方结构的铁中发现  $a[001]$  位错。

在体心立方结构中，以上所述的裂纹成核虽是一个自动的过程，但是否能长大还需进一步地考虑。按图 15.26(a)，设滑移带长为  $d$ ，在外加张应力  $\sigma$  作用下，每个滑移带各放出  $n$  个位错参加反应，最后形成一强度为  $nb$  的大位错，此时裂纹沿  $(001)$  面延伸至长度  $c$ 。因此，裂纹的总能量可写为

$$W = \frac{Gn^2b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{4R}{C}\right) + 2\gamma c - \frac{\pi(1-\nu)\sigma^2c^2}{8G} - \frac{\sigma nbc}{2}, \quad (15.30)$$

式中右边第一项为根据 Stroh 计算的大位错弹性能，其中  $R \gg c$ ，第二项为裂纹的表面能，第三项为裂纹产生后晶体中所松弛的弹性能，第四项为因产生裂纹时，体积膨胀，外应力所作的功。今设

$$C_1 = -\frac{Gn^2b^2}{8\pi(1-\nu)\gamma}, \quad (15.31a)$$

$$C_2 = -\frac{8G\gamma}{\pi(1-\nu)\sigma^2}, \quad (15.31b)$$

$$\left(\frac{C_1}{C_2}\right)^{1/2} = \frac{nb\sigma}{8\gamma}, \quad (15.31c)$$

故 (15.30) 式可改写为

$$W = 2\gamma \left[ c_1 \ln \left( \frac{4R}{c} \right) + c - \frac{c^2}{2c_2} - 2 \left( \frac{c_1}{c_2} \right)^{1/2} c \right]. \quad (15.32)$$

在外应力作用下, 裂纹达到其平衡大小时,  $\frac{\partial W}{\partial c} = 0$ , 即

$$c^2 - \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_1}{c_2} \right)^{1/2} \right] c_2 c + c_1 c_2 = 0, \quad (15.33)$$

此方程有实解时, 其较小的根对应稳定裂纹的大小, 无实解时, 表示裂纹将无限长大以至断裂, 故此时脆裂条件可写为

$$\left( \frac{c_1}{c_2} \right)^{1/2} > \frac{1}{4}, \quad (15.34)$$

将此条件改用等号, 并利用 (15.31 c) 式便可得到

$$nb\sigma = 2\gamma, \quad (15.35)$$

注意, 此式与 (15.24) 式完全一样, 仅右边系数小一而已。所以我们说, 由 Cottrell 理论也能导出 Griffith 公式。

虽然如此, Cottrell 理论与 Stroh 理论还是有很大的区别。由于 Cottrell 理论中, 裂纹的成核是自动的, 晶体的脆断就取决于裂纹的长大和传播。这样一来, 可令 (15.35) 式中  $\sigma = \beta' \sigma_y$ , 其中  $\sigma_y$  为屈服应力,  $\beta'$  为屈服时正应力与切应力之比, 故

$$\sigma = \beta' (\sigma_i + k_y d^{-1/2}), \quad (15.36)$$

而  $nb$  可近似写成

$$nb \simeq \frac{(\sigma_y - \sigma_i)}{G} d = \frac{\left( \frac{\sigma}{\beta'} - \sigma_i \right)}{G} d. \quad (15.37)$$

将上二式代入 (15.35) 式, 便有关系

$$(\sigma_i d^{1/2} + k_y) k_y = \beta \gamma G, \quad (15.38 a)$$

或

$$\sigma_y k_y d^{1/2} = \beta \gamma G, \quad (15.38 b)$$

式中当形变为扭转时,  $\beta = \frac{2}{\beta'} \simeq 2$ ; 为拉伸时,  $\beta \simeq 1$ ; 若带

缺口试样拉伸时, 则  $\beta \simeq \frac{1}{3}$ . 故脆断的条件为(15.38a)式或(15.38b)式的左边之值大于右边之值. 即当  $\gamma G$  不变时, 增加晶粒直径  $d$ , 增加晶格摩擦阻力  $\sigma_i$  和增加 Patch 斜率  $k$ , 都趋向于金属的脆断. 此外, 实验还得到大多数裂纹的取向都接近垂直外加应力, 而不是其他取向, 故 Cottrell 理论还是比较符合事实的.

最后, 我们应提一句, 以上对断裂问题的讨论纯属从能量的角度出发. Hahn 等人<sup>[18]</sup>曾从应力、应变的角度出发, 用位错动力学对断裂问题进行过分析, 发现裂纹尖端的应力, 不但与外加应力有关, 而且还随裂纹扩展速度增加而加大. 邢修三<sup>[19]</sup>还将整个脆断过程分成两个阶段, 即微裂纹集体在范性形变过程中的随机成核长大和最可几的单个裂纹的扩展, 并作了相应的统计处理, 最后从微裂纹大小的统计分布函数和微裂纹的扩展条件中, 导出了强度的统计分布函数, 从而求得脆性断裂判别式, 脆性断裂强度和脆性转变温度.

## § 15.9 裂纹的失稳扩展

最早, Mott<sup>[20]</sup>以薄板为例, 对理想的均匀连续各向同性弹性介质中裂纹的扩展进行了分析, 他认为在扩展过程中, 弹性储能  $W_E = \frac{\pi c^2 \sigma^2}{4E}$  的变化应为表面能  $W_s = 2c\gamma$  和动能  $W_K = k\rho c^2 v_c^2 \sigma^2 / E^2$  所平衡, 其中  $k$  为一常数,  $v_c$  为裂纹扩展速度,  $E$  和  $\rho$  分别为介质的杨氏模量和密度. 因此, 裂纹失稳扩展速度可由平衡条件

$$\frac{d(W_s + W_K - W_E)}{dc} = 0$$

求得

$$v_c = \sqrt{\frac{\pi}{4k}} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \left( 1 - \frac{c_0}{c} \right)^{1/2}, \quad (15.39)$$

式中, Griffith 裂纹长为

$$c_G = \frac{4\gamma E}{\pi \sigma^2}.$$

后来，Gilman<sup>(12)</sup> 引入常数  $B = \sqrt{\frac{\pi}{4k}}$ ，单位长裂纹的弹性储能

$w_E = \frac{\pi \sigma^2}{4E}$ ，和介质中的声速  $v_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ ，便可将 (15.39) 式改写为

$$v_e = Bv_0 \left( 1 - \frac{\gamma}{w_E} \right)^{1/2}, \quad (15.41)$$

故裂纹最大扩展速度为  $Bv_0$ 。根据弹性理论计算， $B$  值为 0.38，实验求得裂纹最大扩展速度对应的  $B$  值约为 0.31。

在金属学中，考虑到 Orowan 对 Griffith 理论的修正后，如 (15.11) 式所示，应加一形变能项  $P$ ，并在一般情况下， $P$  总是其大于  $\gamma$ 。此外断口表面这种形变能又总是与切应力作用的时间成正比，表现出半粘滞性的特点，故形变能应与裂纹扩展速度成反比，即

$$P = \frac{K}{v_e}. \quad (15.42)$$

计算指出，式中  $K$  为一同应力-应变速度关系及晶体大小有关的常数，并与温度有指数的关系。今将 (15.42) 式代替 (15.41) 式中的  $\gamma$ ，便有

$$v_e = Bv_0 \left[ 1 - \frac{K}{w_E} \left( \frac{1}{v_e} \right) \right]^{1/2}. \quad (15.43)$$

由此可知，当  $\frac{K}{w_E} < v_0$  时，裂纹扩展速度趋于  $Bv_0$ ，当  $\frac{K}{w_E} > v_0$  时，上式就无实解，故  $v_e^* = K/w_E$  为脆性断裂时裂纹扩展的临界速度。因为当  $v_0$  小于  $v_e^*$  时，将引起范性形变而导致弹性能的松弛，断裂便是塑性的了。最近的实验也指出，若位错在裂纹应力场中运动的速度比裂纹本身传播的速度小时，就产生脆性断裂，反之就产生塑性断裂。至此，我们可以将  $v_e^* = K/w_E$  理解为裂纹失稳扩展的条件，它是 Griffith 条件  $W_E > W_s$  的补充；前者可谓

动态的，后者是静态的。在15.16.1节中我们还要讨论这一问题。

假如认为金属的脆断主要决定于裂纹的扩展，那么多晶中断裂强度与晶粒直径的平方根成反比的关系也不是不能理解的。从(15.40)式中可知，对给定裂纹的失稳扩展速度，金属的脆断完全取决于 $c_G/c$ 的大小，其值又可写成

$$\frac{c_G}{c} = \frac{4\gamma E}{\pi c \sigma^2} = \text{常数}, \quad (15.44)$$

故如将晶粒直径 $d$ 看作裂纹长 $c$ 时，就有 $\sigma_c \propto d^{-1/2}$ 的关系。

Tetelman<sup>[21]</sup>和 Tetelman 等人<sup>[22]</sup>对裂纹的扩展，在实验上以及理论上都作了一系列的研究工作。首先，他们在3%Si-Fe单晶中，用蚀坑法显示出经阴极充氢和在高温氢气中淬火所产生裂纹周围的位错，图15.27所示即为一例。经极射赤平投影分析后，发现裂纹沿 $\{001\}$ 面，裂纹周围激活的滑移面为 $\{112\}$ 和 $\{110\}$ 。其结果，不论采用Friedel的裂纹的位错塞积群攀移模型，还是Sneddon的裂纹的弹性理论，所得的计算结果都能与实验吻合得较好。由图15.27中也能看出，由蚀坑连成的曲线与Sneddon理论中所谓的等切应力线的确很相似。至于裂纹周围位

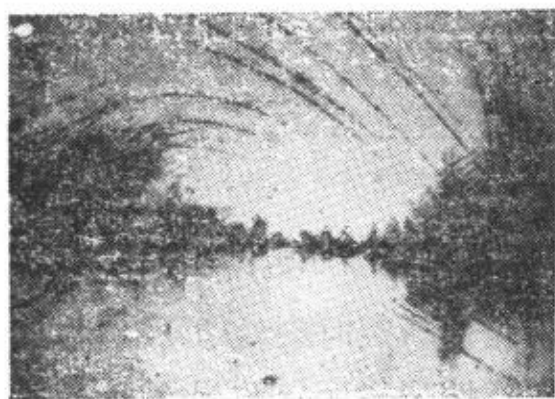


图15.27 在3%Si-Fe单晶中，经阴极充氢所产生裂纹周围的位错蚀坑图。裂纹平面 $\{100\}$ ，观察平面接近 $\{110\}$ 。

错产生的机制（包括滑移和孪生），目前说法也不一，Tetelman认为位错是裂纹尖端应力场激活在其中的 $F-R$ 源所产生的，此外，在高应力作用下，裂纹尖端也会自动发射位错。也有人甚至认为，在裂纹尖端高应力作用下，完整晶格中也能产生位错。

Gilman 还认为是来自运动位错的交滑移的结果。关于这些内容的进一步讨论，见§15.16。

实际上，在具体构件中，微裂纹总是不可避免的，所以研究一

些因素对现存裂纹重新扩展的影响是很有现实意义的。关于这方面的工作, Tetelman<sup>[23]</sup>用3%矽铁做了在不同温度( $T_p$ )下, 预范性形变量( $\epsilon_p$ )对断裂应力( $\sigma_f$ )的影响, 其结果如图15.28所示。

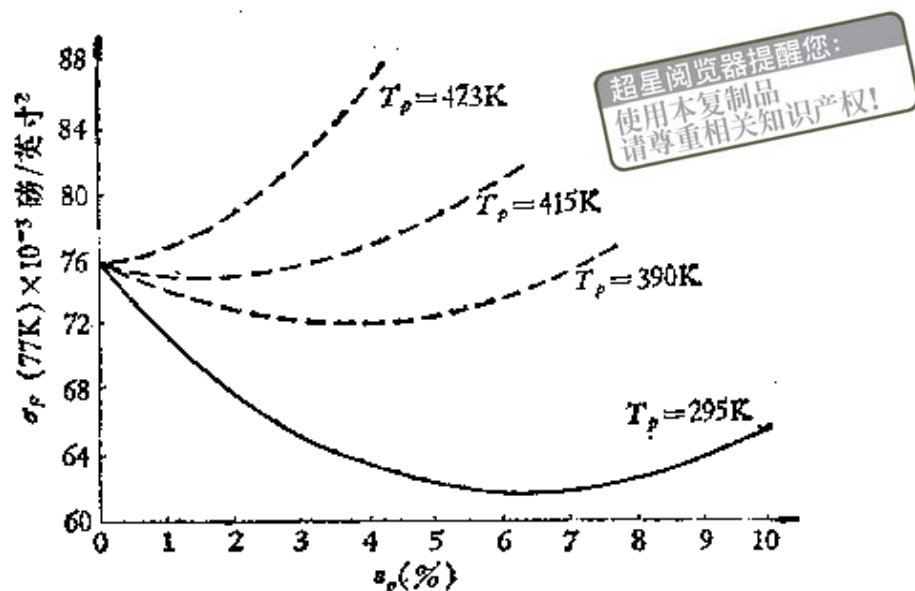


图15.28 不同温度( $T_p$ )下, 预范性形变量( $\epsilon_p$ )对含裂纹的3%矽铁在77K时断裂应力( $\sigma_f$ )的影响。

最后, 我们知道在断裂过程中, 裂纹的扩展总是不连续的, 这一现象很早就为 Tipper 所发现。最近, Thomson<sup>[24]</sup>考虑到晶格的断续结构时, 还发现裂纹的平衡应力, 在一晶格间距内不是一单值, 而是存在一应力范围。他称此为晶格陷围(Lattice trapping)现象, 有如位错在晶格中所遇到的派-纳力一样。

## § 15.10 脆性转变现象

在 § 15.1 中, 我们已经提到金属随形变温度的降低, 形变速度的提高以及试样厚度的增加都会出现变脆的现象。这一节中我们只准备介绍一下温度对金属脆性转变的影响。为此, 我们先看一下温度对脆性转变影响的一般特点, 然后再介绍两个为人们所熟知的有关理论。

### 15.10.1 脆性转变温度的一般特点

温度对脆性转变影响，最明显的是体心立方结构金属。除了下面要讲的 $\alpha$ -Fe以外，5A族的金属（如V，Nb，Ta）的转变温度，一般在150K以上，而6A族的金属（如Cr，Mo，W）的转变温度就较高。此外，提高纯度，一般都能很明显地降低脆性转变温度。区熔高纯铁在4.2K的低温下，仍有很好的范性（截面收缩率能到90%）。

在研究体心立方结构金属的脆性转变温度时，间隙原子起着特殊的作用。以 $\alpha$ -Fe为例，图15.29给出氧含量从0.001%到0.27%之间时，冲击强度随温度的变化，根据此图和断口观察，我们得到如下几个特点：

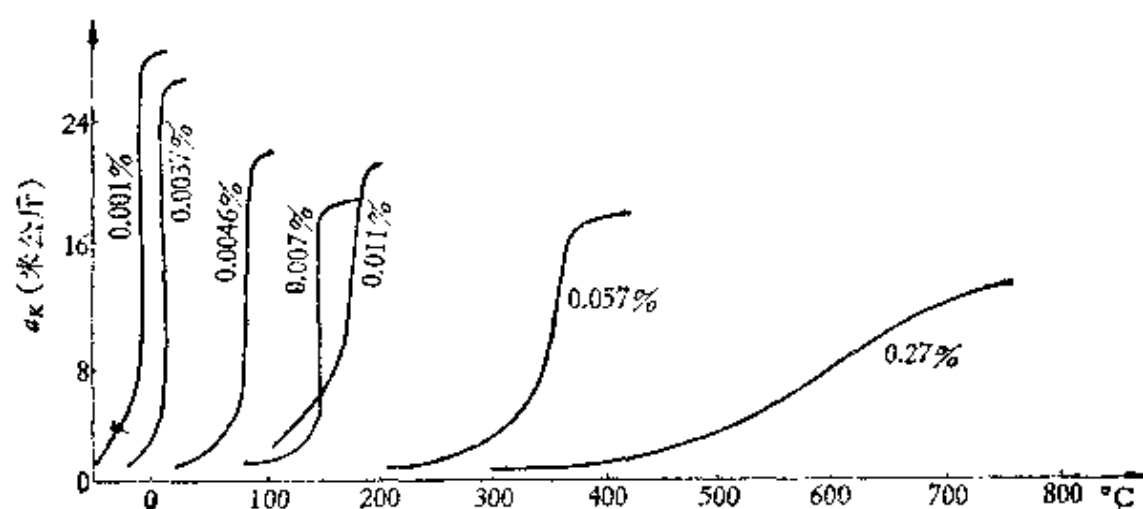


图15.29 不同含氧量 $\alpha$ -Fe冲击值随温度的变化。

1. 随着氧含量的增加，脆性转变温度不断提高，并且转变显得更不明显。
2. 随着氧含量的增加，范性断裂时所吸收的能量却逐渐减小。
3. 当氧含量减少时，断裂都系穿晶式的，当氧含量增多时，沿晶界断裂逐渐明显。

此外, 对于各种金属, 其脆性敏感与间隙原子的种类也有关, 譬如同样是固溶状态, 氮对铬, 氧对钼, 其敏感程度就较其他间隙原子为甚。

最后, 我们还应指出, 要弄清楚合金元素对金属脆性的影响是对转变温度的影响, 还是对转变温度以上延展性的影响。前者与低温脆性有关, 而后者则与热加工有关。譬如, 氧对铬的室温脆性几乎毫无影响, 但其含量增加时, 对铬在转变温度以上的延展性却很不利。

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

### 15.10.2 脆性转变温度的有关理论

下面我们分别介绍 Stroh<sup>(25)</sup>和Petch<sup>(26)</sup>的两种理论。

1) Stroh 认为, 试样中任何形式的应力集中只可能有两种后果, 一是激活附近的 F-R 源, 另一是产生微裂纹。前者导致塑性断裂, 而后者便促成脆性断裂。所谓脆性转变温度, 就是从变化温度这个角度来考查上述两种可能性的转变。我们知道, 一般 F-R 源是被杂质原子钉扎着的, 在一定应力  $\sigma$  下, 要激活它便需要相应的激活能  $U(\sigma)$ 。这样, 单位时间内, F-R 源被激活的几率可写成  $\nu \exp\{-U(\sigma)/kT\}$ , 其中  $\nu$  为位错振动的频率, 那么 F-R 源能保持不被激活的平均时间  $\tau$  就应写成

$$\tau = \frac{1}{\nu} \exp\{U(\sigma)/kT\}, \quad (15.45)$$

故它在  $t$  时间内, 不被激活的几率  $p$  与  $\tau$  有下述关系:

$$p = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (15.46)$$

从上二式中消去  $\tau$ , 便得

$$p = \exp[-\nu t \exp\{-U(\sigma)/kT\}]. \quad (15.47)$$

由于 F-R 源不被激活一事即代表导致脆性断裂的可能, 所以  $p$  就代表在某一温度下脆性断裂的几率。如将上式改写成

$$\ln \ln\left(\frac{1}{p}\right) = \ln \nu t - U(\sigma)/kT, \quad (15.48)$$

则显然可看出, 由于双对数的关系随着温度的增加,  $p$  值将很快的由 1 变到 0. 它的确表现出转变是发生在一很狭窄的温度范围内这一实验事实. 如将  $p$  趋于零的温度视为转变温度  $T_c$ , 则近似的可得

$$T_c = \frac{U(\sigma)}{k \ln v_i}. \quad (15.49)$$

根据碳钢中的实验结果, 按上式求得  $U(\sigma) \simeq 0.28$  电子伏特, 这和位错受杂质原子的钉扎作用所计算的结果完全一致.

2) Petch 从 Hall-Petch 公式出发, 研究了各种因素对脆性转变温度的影响. 设试样带缺口时, (15.27) 式便应改写为

$$q\sigma_c = \sigma_i + k_c d^{-1/2} \quad (15.50)$$

其中  $q$  为 § 15.5.3 中所提到过的约束系数或范性限制因素. 再将 (15.23) 式中,  $L$  代以  $d/2$ ,  $\tau$  代以  $(q\sigma_c - \sigma_i)/2$ , 便得到

$$n = \frac{\pi(1-\nu)(q\sigma_c - \sigma_i)d}{4Gb}. \quad (15.51)$$

由上二式和脆断条件 (15.35) 式, 可得脆断应力

$$\sigma_c \simeq \frac{4G\gamma}{k_c d^{1/2}}. \quad (15.52)$$

再由 (15.50) 式和 (15.52) 式消去  $\sigma_c$ , 脆断条件便可写成

$$\sigma_i \simeq \left( \frac{4qG\gamma}{k_c} - k_c \right) d^{-1/2}. \quad (15.53)$$

现在如将  $\sigma_i$  的本质看成派-纳力, 则它与温度  $T$  的关系便可写成

$$\sigma_i = Ae^{-\omega} = Ae^{-\omega_0(1+\alpha T)}, \quad (15.54)$$

式中  $\omega$  和  $\omega_0$  是温度为  $T$  和零时位错的宽度,  $A$  和  $\alpha$  是两个常数.

取对数后, 得

$$\ln \sigma_i = \ln B - \beta T, \quad (15.55)$$

式中  $B$  和  $\beta$  为代替  $A$ ,  $\omega_0$  和  $\alpha$  的两常数. 再将脆断条件 (15.53) 式代入上式, 便有

$$\ln \left( \frac{4qG\gamma}{k_c} - k_c \right) d^{-1/2} = \ln B - \beta T.$$

或

$$\beta T_c = \ln B - \ln \left( \frac{4qG\gamma}{k_s} - k_s \right) - \ln d^{-1/2}. \quad (15.56)$$

由此可见，脆性转变温度  $T_c$  与晶粒大小、位错运动时的晶格摩擦力，位错被钉扎的强度和缺口处三轴应力的情况等都有关系。

## § 15.11 脆性与金属的电子结构

在上述的过程中，我们总是把金属的脆性与其组织结构的特点联系起来。譬如晶界析出往往导致脆性，而预形变则能大大降低脆性。又如由于体心立方金属的滑移系统比面心立方金属的少，并且前者随温度下降而减少，因此有人认为脆性转变与此有关等。后来，也有人企图从金属的电子结构中去寻求与脆性的可能联系。

Abrabamson 和 Grant<sup>(27)</sup> 曾以 Cr 为基加入十六种不同的合金元素，研究了它们对 Cr 的脆性转变温度的影响，所得结果如图 15.30 所示。今将合金元素对 Cr 的转变温度的改变与其电子结构的关系作图，如图 15.31 所示，其纵坐标为每百分之一合金元素对起始转变温度的变化率，横坐标为未充满  $d$  壳层的电子数目。此图类似于图 12.35 中合金元素对再结晶温度的影响，它说明影响这些性质的原因主要是外层未充满电子的作用。从图 15.31 中可以看出，对转变温度影响最小的是其  $s + d$  电子数为 8 的合金元素，并且离此数越远，其影响就越大。这一规律初看起来颇为满意，但仔细检查一下，我们就发现 Hf 和 Pt 的位置并不对，其次为什么 Ru 和 Fe 的  $s + d$  电子都是 8，但前者是降低 Cr 的转变温度，而后者则是提高 Cr 的转变温度。这些问题都无法解释。

从电子自旋的角度出发，Areeb<sup>(28)</sup> 对金属的脆性曾作如下解释：他认为金属的脆性可能与原子中不成对的电子数有关，因为

自旋平行的电子间可以想像存在某种斥力，所以导致脆性。如果温度升高了，破坏了这种自旋的平行排列时，金属就会由脆性转变为塑性断裂。这一观点从纯金属中电子排列的具体情况来看，好像有些道理，譬如从表 15.2 和表 15.3 中，我们看到 Cr 的不成对电子数最多，不成对的电子与总电子数之比  $N_s/N_t$  为 0.25，

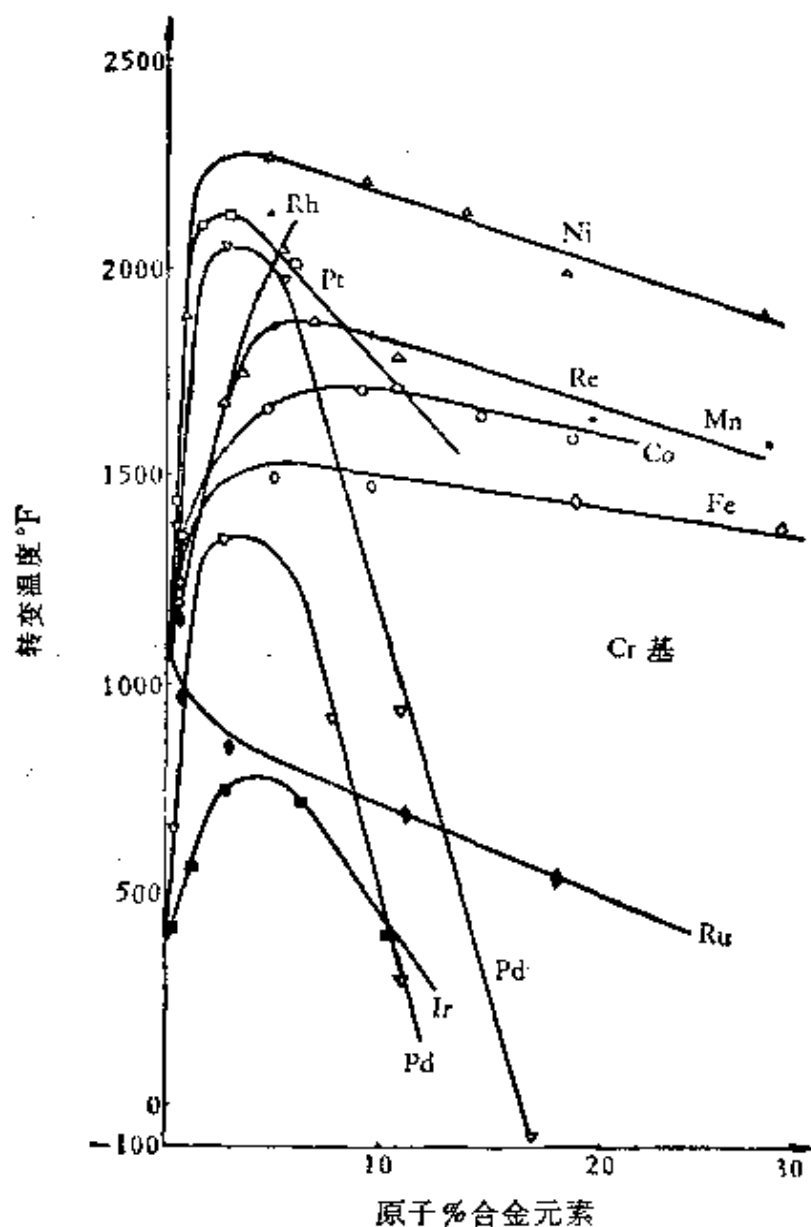


图15.30 不同合金元素对 Cr 基合金转变温度的影响。

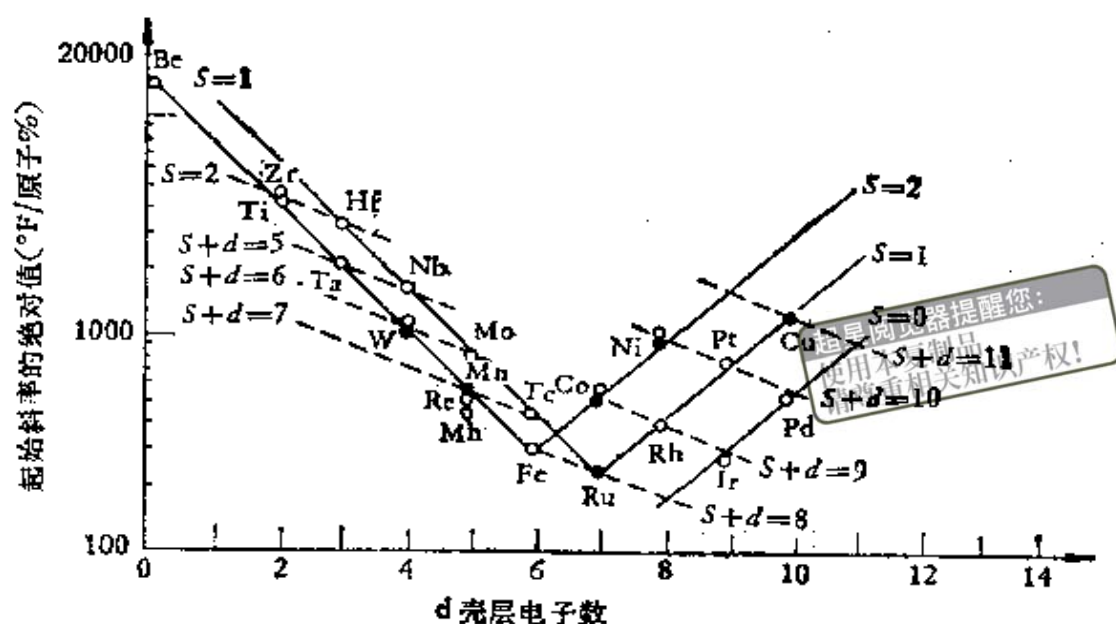


图15.31 转变温度变化的起始斜率与加入不满  $d$  壳层合金元素的关系。

在周期表中，此数也是最大的，所以 Cr 就最脆。但根据这一观点，好象加入合金元素能使其脆性降低，因为合金化后，一定要破坏铬的自旋有序状态。但实验指出，加入合金元素后，除了 Ru 以外都是促使脆性增加的。实际上改善铬的脆性，目前唯一的办法还是净化。所以关于自旋的说法仍有待于考虑。

表15.2 第四周期元素的  $d$  和  $s$  层电子的分布

金 属	3 $d$				4 $s$
Ti	↑	↑			↑↓
V	↑	↑	↑	↑↓	↑↓
Cr	↑	↑	↑	↑↓	↑
Mn	↑	↑	↑	↑↓	↑↓
Fe	↑↓	↑	↑	↑↓	↑↓
Co	↑↓	↑↓	↑	↑↓	↑↓
Ni	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓

表15.3 不同元素的  $N_p/N_s$  比

族	金 属	$N_p/N_s$	金 属	$N_p/N_s$
V	Ti	0.09	Zr	0.05
	V	0.13	Nb	0.12
VI	Cr	0.25	Mo	0.14
VI	Mn	0.20	Tc	0.10
VII	Fe	0.15	Ru	0.09
	Co	0.11	Rb	0.07
	Ni	0.07		

§ 15.12 断裂韧性<sup>[29]</sup>

虽然人们熟练地掌握金属的冶炼和使用已有好几千年的历史了，对金属强度和脆性的系统研究也有半个多世纪之久，但对断裂韧性这一概念的认识还是近十多年来的事。过去，我们习惯将强度看作是金属阻止范性形变的一种本领，脆性视为与范性相对立的概念，而韧性就笼统的用产生断裂所需的功耗来表示，故有  $\alpha_K$  值的出现。但我们知道， $\alpha_K$  值实际上包括金属从弹性形变到产生裂纹直至断裂时的所有能量消耗，真正有关断裂的能量消耗部分所占比例随金属而异，所以  $\alpha_K$  值对韧度的估计往往偏高，甚而完全不正确。如果现在我们将金属强度简单地看成是阻止位错运动的能力，位错的运动直接给出范性形变，那么金属的韧性就可以看作是阻止裂纹扩展的能力，裂纹的扩展导致断裂。

以往研究断裂韧性的主要缺点是，忽视了在部件甚至试样中不可避免的存在微裂纹这一事实。譬如在工艺过程中（焊裂，咬边等）或是在加载过程以及使用过程中（应力腐蚀，疲劳等）产生的裂纹，它们的尺寸往往达到毫米量级。尤其在后一情况下所出现的裂纹，我们通称为亚临界扩展裂纹\*，它造成的危害最大，

\* 即上述的慢扩展或稳态扩展裂纹。

因为这种裂纹在部件出厂时是无法检查的，这在历史上有不少惨痛的教训。

现在如将韧性理解成阻止裂纹扩展的能力，所以描述韧性的参量也应从这一概念出发。我们知道，裂纹的扩展靠它尖端的应力集中  $\sigma_K$ ，其值与裂纹尖端的曲率半径  $\rho$  和裂纹长  $c$  有如下的关系：

$$\sigma_K = \sigma \sqrt{\frac{c}{\rho}}, \quad (15.57)$$

式中  $\sigma$  为外加应力。显然，裂纹扩展时， $\sigma_K$  应等于 (15.5) 式所给的理论断裂强度  $\sigma_m$ ，故得

$$\sigma = \sigma_s = \sqrt{\frac{E\gamma\rho}{ca}}. \quad (15.58)$$

注意若将上式中的  $\frac{\gamma\rho}{a}$  看作一有效表面能，则上式与 Griffith 公式（即 (15.9) 式）仅差一几何因素。因此与有效表面能有关的量，可能是代表金属对裂纹扩展阻力的可取参量。

另一方面，大量含裂纹试样的拉伸实验指出，其断裂应力  $\sigma_s$  与裂纹长的平方根  $c^{1/2}$  的乘积恒为一常数，故可得出如下的等式

$$\sigma_s c^{1/2} = k, \quad (15.59)$$

式中  $k$  值在一定实验条件下，对某一种钢材仅与试样的几何因素有关。利用上式，原则上能在已知金属  $k$  值及裂纹尺寸后对工程设计提供出精确的防止脆性断裂的安全使用应力。

现在我们再来看一下 (15.59) 式的力学根源。首先是 Irwin 用线弹性力学对裂纹尖端附近地区进行的近似分析。虽然此地区由于应力集中所造成复杂的范性形变是线弹性力学所无能为力的，并一般称之为塑性区，但由于它比裂纹长和比试样尺寸都小很多，所以必然为周围弹性区所包围，其力学状态也必然决定于周围弹性场的特点，如应力场奇异性强度因子  $K$ 、并且由此地区范性形变引起的裂纹扩展所导致的脆性断裂就应由此强度因子随

外加应力增至  $\sigma_0$  后达到某一临界值  $K_0$  来决定。现将坐标原点取在穿透型裂纹的尖端 (如图 15.32 所示), 对张开型或 I 型裂

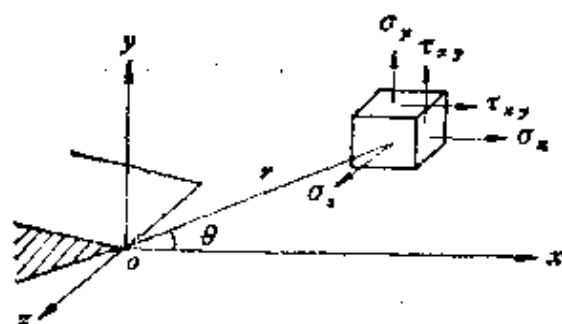


图 15.32

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

纹而言, 前方任一点的应力元与此时的应力场强度因子  $K_I$  之间有如下关系

$$\sigma_x = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right], \quad (15.60 a)$$

$$\sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right], \quad r \ll c \quad (15.60 b)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}. \quad (15.60 c)$$

对平面应变条件还有

$$\sigma_z = \gamma (\sigma_x + \sigma_y) = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} 2\gamma \cos \frac{\theta}{2}. \quad (15.60 d)$$

对平面应力条件, 则

$$\sigma_z = 0.$$

就板材中平面应变条件下, 长为  $c$  的裂纹计算结果得到

$$K_I = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma c^{1/2},$$

其中  $\sqrt{\frac{\pi}{2}}$  即为分离出来的几何因素。当外加应力达到断裂应力  $\sigma_0$  时, 便有关系

$$K_{Ic} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \sigma_c c^{1/2}}, \quad (15.61)$$

故这时仅由材料特性决定的参量  $K_{Ic}$  就称为断裂韧性或韧度, 其单位为公斤/毫米<sup>3/2</sup>。利用 (15.61) 式, 在给定工作应力下, 我们可以求出, 使实际存在的最大裂纹不发生脆断时金属所允许的最低韧度。同样亦可求出, 当金属的韧度已知时发生脆断时的最小裂纹。

由于金属中裂纹扩展时, 在其尖端局部地区要产生范性形变, 从而消耗能量, 即所谓的断裂功。因此裂纹扩展单位面积弹性系统所提供的能量称为裂纹扩展力或称能量率, 也是描述断裂韧性的一个参量, 常用  $G$  来表示, 单位为公斤/毫米。在平面应变条件下, 当断裂完全垂直于试样表面时, 计算表明, 临界状态下存在如下关系:

$$G_{Ic} = \frac{1 - \nu^2}{E} K_{Ic}^2. \quad (15.62)$$

此外, 由 (15.61) 和 (15.62) 两式, 可求出

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2G_{Ic}E}{(1 - \nu^2)\pi c}}. \quad (15.63)$$

再将  $G_{Ic}$  代以  $2\gamma$ , 则上式和 (15.9a) 式完全一样, 所以断裂韧性和 Griffith 理论并不相矛盾。

下面, 我们举例来看断裂韧度在工程设计中的重要性。例如某一部件, 本来设计工作应力为 140 公斤/毫米<sup>2</sup>, 由于提出 1.5 的安全系数, 就必须用 210 公斤/毫米<sup>2</sup> 高屈服强度的钢材。如此高强度钢材的  $K_{Ic}$  值, 一般为 150 公斤/毫米<sup>3/2</sup>, 若对 1 毫米长的裂纹而言, 根据 (15.61) 式计算可得断裂应力为 120 公斤/毫米<sup>2</sup>。也就是说, 远在设计的工作应力 140 公斤/毫米<sup>2</sup> 以下就要发生脆断。反之, 如将安全系数降为 1.2, 此时所需钢材的屈服强度只有 170 公斤/毫米<sup>2</sup>。由于强度低了,  $K_{Ic}$  的值可达 250 公斤/毫米<sup>3/2</sup> 左右, 对于同样长的裂纹, 根据 (15.61) 式计算所得断裂应力为 200 公斤/毫米<sup>2</sup>。由此可见, 工作应力为 140 公斤/毫米<sup>2</sup> 时是绝对安

全的。所以从断裂韧性的角度来看，安全系数不宜打得过大，否则反而容易发生脆断。现在的趋势表明，随着工作应力的提高，安全系数不断下降，例如对 175 公斤/毫米<sup>2</sup> 的 18Ni 马氏体时效钢的中型壳体，已经采用 1.05 到 1.15 的低值安全系数。

上面这个例子充分说明，断裂韧性在工程设计中寻求强度与韧度的最佳配合时所具有的指导意义。在复合材料中，这种配合已得到很好的实现，但在高强和超高强钢中，问题就比较突出。图 15.33 给出三种国产超高强钢壳体水压试验结果，说明强度越高，发生脆断的实际应力反而越低。所以，一般只有当金属有足够的韧度才能保证已有裂纹不发生扩展而导致脆断时，金属的光滑试样强度指标才有实际意义。

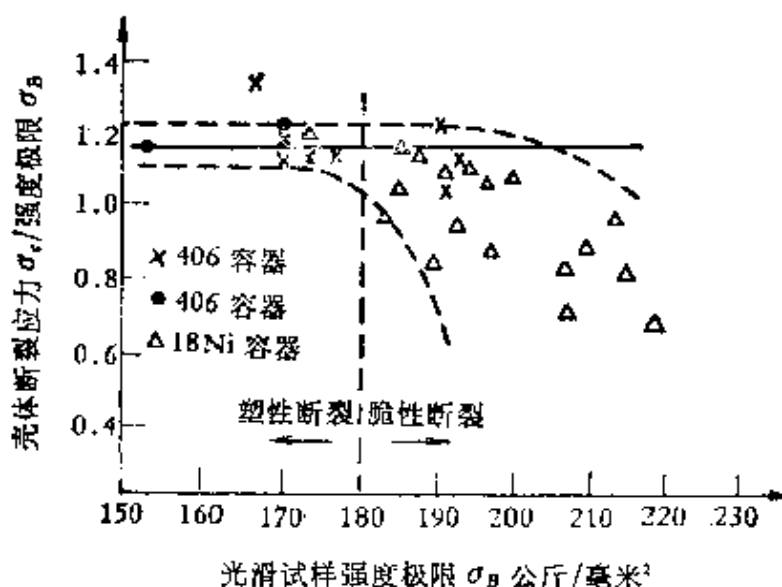


图 15.33 壳体脆性破坏与材料抗张强度极限间的关系。

当裂纹尖端范性区接近裂纹尺寸或较大甚至全屈服时，目前多用  $J$  积分，即用裂纹扩展时的能量释放率来描述断裂韧度。故对 I 型裂纹断裂判据可用  $J_{Ic}$  表示， $J$  称为  $J$  积分。在线弹性条件下， $J_{Ic}$  与  $K_{Ic}$  之间存在如下关系：

$$\text{平面应变时 } J_{Ic} = G_{Ic} = \frac{1 - \nu^2}{E} K_{Ic}^2, \quad (15.64)$$

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

$$\text{平面应力时 } J_{Ic} = G_{Ic} = \frac{K_{Ic}^2}{E} \quad (15.65)$$

在中低强钢焊接构件和压力容器的断裂实验中，实践证明裂纹张开位移 (Crack Opening Displacement C.O.D.)  $\delta$  也是一个较好的断裂韧性参量。虽然在理论上不如  $J$  积分完备，但测量方法简便，结果也比较稳定，并以此作为断裂判据的  $\delta_c$  与  $J_c$  间还存在如下关系

$$J_c = k\sigma_y \delta_c, \quad (15.66)$$

其中常数  $k$  在 1.1 到 2 之间， $\sigma_y$  为屈服应力。

最后，我们还应指出，虽然断裂力学在不太长的发展过程中已给生产实践带来很大好处，但一些基本问题还有待进一步探索。譬如是否还有其他更合适的描述断裂韧性的参量，如像有人曾提出断裂挠角  $\theta$ ，撕裂模量<sup>[30]</sup>  $T = \frac{E}{\sigma_f^2} \cdot \frac{dJ}{dc}$  等。又如目前这些断裂韧度与常规力学参量间的关系问题，有人曾得到如下关系

$$K_{Ic} = \sqrt{\frac{2}{3} E \sigma_y \varepsilon^* n^2}, \quad (15.67)$$

式中  $E$  为杨氏模量， $\sigma_y$  为屈服应力， $\varepsilon^*$  为单轴拉伸断裂真应变， $n$  为硬化系数，再者对断裂的物理过程也急待深入研究。

### § 15.13 裂纹体的疲劳与蠕变<sup>[29]</sup>

在前面我们不止一个地方强调过金属构件乃至试样中裂纹是不可避免的，因此研究裂纹体的疲劳与蠕变有很大的现实意义。

关于裂纹体的疲劳，最早是 Paris 等人<sup>[31]</sup> 指出应力场强度因子  $K$  既然能表示裂纹尖端的受协状态，因此必然也是控制裂纹扩展速度的重要参量，并提出如下经验定律

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^n, \quad (15.68)$$

式中  $\Delta K$  为应力场强度因子的幅度 ( $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$ )， $a$  为裂

纹长,  $N$  为循环次数,  $C$ ,  $n$  是两材料常数。实验证明, 此式在高频, 低振幅, 低裂纹扩展速率疲劳时还是符合得很好的, 对绝大多数的材料,  $n$  约在 2 到 4 之间。后来, 进一步研究各种金属材料发现,  $\frac{da}{dN}$  和  $\Delta K$  的关系在双对数 (或半对数) 坐标内由四条不同斜率的直线组成, 其形状如图 15.34 所示。

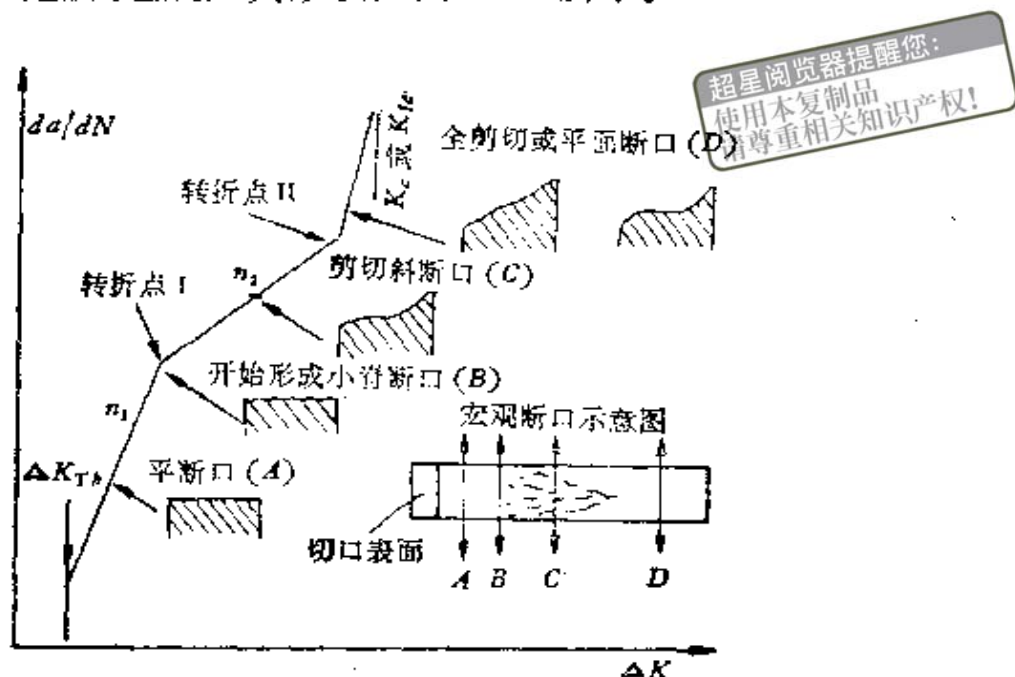


图 15.34 在双对数 (或半对数) 坐标内  $\frac{da}{dN} - \Delta K$  关系示意图以及各扩展阶段所对应的宏观断口形态示意图。

当强度因子幅度小于某一界限 (人们称之为门坎值  $\Delta K_{Th}$ ) 时, 裂纹则不扩展, 但一达到此值后,  $\frac{da}{dN}$  几乎垂直上升, 不过  $\Delta K_{Th}$  是否是物质常数还有待研究。随后,  $\frac{da}{dN}$  与  $\Delta K$  成指数  $n_1$  的关系, 此  $n_1$  既和材料的力学性质无关, 也和组织结构以及温度无关, 但平均应力可使直线沿横坐标平行移动。断口均为穿晶断裂的平断口, 具有典型的疲劳条纹。如再增加  $\Delta K$  时, 指数减小为  $n_2$ , 遂出现拐点 I。一般此拐点对应的裂纹扩展速率约在  $10^{-3}$  到  $10^{-4}$  毫米/次之间, 其具体的值与材料特性和平均应力有关。对应  $n_2$  的断口为剪切断口, 其金相特点为解理和疲劳断裂的混合物。

继续增加  $\Delta K$ , 当  $K_{\max}$  趋近材料的  $K_{Ic}$  (或  $K_{c0}$ ) 时, 直线的斜率逐渐变大, 并出现拐点 II. 此阶段内的断口为全剪切或平面断口。实验还证明, 各种材料大体上此疲劳裂纹扩展速率加速转折点 II 所对应的裂纹顶端张开位移幅度  $\Delta\delta_r$  均为一定值,  $3.96 \times 10^{-2}$  毫米。在平面应力条件下, 强度因子与裂纹张开位移幅度间存在下述关系

$$\frac{\Delta K^2}{E} = \Delta\delta_r \sigma_y \quad (15.69)$$

利用  $\Delta\delta_r$ , 由上式求得的  $\Delta K$  与实测转折点 II 所对应的  $\Delta K$  十分接近。

上述内容可以说是在应力疲劳下, 金属疲劳力学行为的主要特征, 疲劳裂纹基本上在弹性区范围内扩展。但在低频 ( $f < 10$  次/分), 高振幅(控制应变振幅  $\Delta\varepsilon$ ), 高裂纹扩展速度 ( $\frac{da}{dN} > 10^{-2}$  毫米/次) 疲劳时, 一般疲劳寿命较短 ( $N < 10^4$  次), Paris 公式就不能应用了。在这种所谓的应变疲劳条件下, 对光滑试样而言, 我们早就有所谓的 Coffin-Manson 关系 (14.20 式); 对裂纹体而言, 有人也提出过类似 Paris 关系的公式

$$\frac{da}{dN} = C (\Delta\varepsilon_r)^2 a, \quad (15.70)$$

式中  $\Delta\varepsilon_r$  为总应变幅度,  $C$  为一材料常数。不过近来有人鉴于  $\Delta\delta_r$  在疲劳形变中有上述特点, 所以企图对高频、低振幅、低裂纹扩展速率和低频、高振幅、高裂纹扩展速率疲劳中裂纹的扩展规律都用下式描述<sup>(32,33)</sup>

$$\frac{da}{dN} = C (\Delta\delta_r)^n, \quad (15.71)$$

式中  $C$ ,  $n$  为两常数。

关于平均应力对疲劳裂纹扩展速率的影响, 目前大家都采用 Forman 修正<sup>(34)</sup>, 即

$$\frac{da}{dN} = \frac{C (\Delta K)^n}{(1-R) K_{c0} - \Delta K}, \quad (15.72)$$

式中  $R = \frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}}$  为应力比值,  $C$  和  $n$  为两常数,  $K_0$  为强度因子的临界值。

McEvily<sup>[35]</sup> 考虑到当  $\frac{K_{\max}}{K_0}$  值较大时静断型机构的影响又将疲劳裂纹扩展速率作如下修正, 即

$$\frac{da}{dN} = \frac{4A}{\pi\sigma_y E} (\Delta K^2 - \Delta K_{Th}^2) \left[ 1 + \frac{\Delta K}{K_0 - K_{\max}} \right], \quad (15.73)$$

式中  $A$  为与材料有关的常数。

最后, 只要已知疲劳裂纹的起始长度和临界失稳断裂长度, 根据具体实验条件, 由 (15.68), (15.72) 和 (15.73) 三式中, 任一式求积便可求得裂纹扩展到失稳断裂时的循环次数, 故疲劳寿命即为可求。

关于裂纹体的蠕变工作, 目前发表的还较少。Kashiwaya 等人<sup>[36]</sup> 在 Al-Cu-Mg 合金中, 曾得到蠕变裂纹扩展速度与温度  $T$  和裂纹尖端应力场强度因子  $K_I$  的如下关系

$$\frac{dc}{dt} = 3.4 \times 10^5 \exp(-Q/RT) \cdot (K_I)^4, \quad (15.74)$$

式中  $Q$  为蠕变激活能,  $R$  为气体常数。孔庆平<sup>[37]</sup> 曾在几种 Fe-Ni 基合金的初步实验中证实, 的确存在一平面应变高温持久开裂界限  $K_{I_{acc}}$ , 即裂纹尖端的应力场强度因子  $K_I$  若小于  $K_{I_{acc}}$  时, 在长时间蠕变条件下, 也不会发生裂纹的扩展现象。

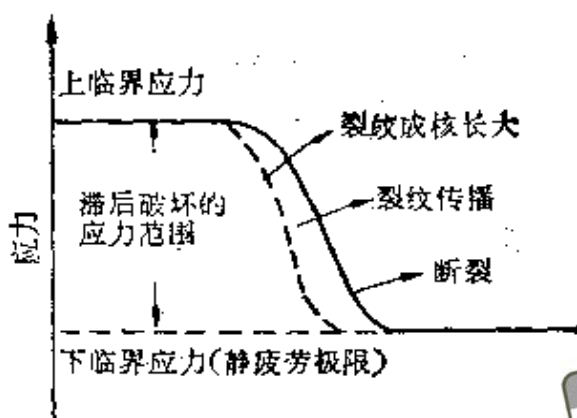
## § 15.14 氢 脆<sup>[38,39]</sup>

自从采用低氢冶炼或缓冷工艺等措施后, 金属的氢脆问题好像已不存在了。但由于各种工业部门使用金属条件的复杂化, 金属构件本身不断的从环境中渗入氢气; 并且实验证明, 这种由环境中渗入的氢与冶炼中残存的氢在导致氢脆上并无两样, 所以氢脆这个老课题又有了新的活力。

目前，一般将氢脆分成两大类，第一类为氢脆源在加载前已经存在于构件或试样中，第二类为氢脆源是在加载过程中形成的。前者氢脆的敏感性随形变速度增加而增加，而后者则随形变速度增加而降低。一般所谓氢脆源可能是氢气与金属中第二相相互作用而生成的高压气体，如铜合金中，由  $2\text{H} + \text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}^{[40]}$  或钢中由  $4\text{H} + \text{C} \rightarrow \text{CH}_4^{[41]}$ ，并称此为氢病；同时也可能是析出的氢化物；当然，也可能是现成微裂纹中的氢分子。如果由此而产生的氢脆是不可逆的，此即为一般冶金学中所谓的“白点”。

以氢化物型氢脆为例，在第一类氢脆中，其敏感性随形变速度的提高，形变温度的降低，晶粒的粗化导致氢化物沿晶界形成连续状薄片，以及缺口曲率半径的减小而显著增加；并且裂纹是沿氢化物与基体的交界面发展的。在第二类氢脆中，如氢化物是由淬火所得过饱和氢固溶体在低速形变时产生的，则氢化物一旦产生后，其行为就完全与第一类氢脆的相同。因去载后再进行高速形变，其塑性也不能恢复，故也称此为不可逆氢脆。所以检验金属氢脆敏感性时，对炉冷退火试样宜用快速形变，但对淬火试样就必须用慢速形变。

在第二类氢脆中，如氢脆源对应力是可逆的，我们就称为可逆氢脆。如像氢的含量较低的金属在低速形变时出现氢脆后，去载一段时间再作高速形变时，氢脆现象立即消失。这种可逆氢脆比较复杂，详细内容以后在有关部分还要述及。在金属中，第二类氢脆主要表现形式之一，即为滞后破坏。图 15.35 为高强钢的滞后破坏示意图，它表明在低于屈服应力的静载下，经过一段时间的孕育期后，在钢样表面或缺口根部产生微裂纹，随着时间的增长，微裂纹不断长大，最后扩展导致整个试样突然断裂为两部分。由于图中的断裂曲线和疲劳曲线很相似，因此这种氢脆也称为静疲劳。当外加应力低于下临界应力时，加载时间再长也不会产生断裂。此下临界应力一般是试样中可扩散的氢含量，试样的组织结构，以及试样的屈服强度的敏感量，尤其试样的屈服强度越



15.35 高强钢的滞后破坏示意图。

超星阅读器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

低，下临界应力就越高，以至下临界应力完全等于屈服应力。

在没有仔细讨论氢脆以前，我们就钢中氢脆的特点简述如下：实验指出，氢脆随钢样屈服强度的增高而加剧，经预变形后的钢样更容易氢脆；但其弹性性质并不因氢脆而有所改变。一般来说，钢的脆化趋势随组织不同而异，譬如马氏体比奥氏体或珠光体的钢容易脆化，即使同是马氏体组织，但高碳的比低碳的容易脆化。总之弹性极限越高，热力学性质越不稳定的组织越容易脆化。此外珠光体组织中， $\text{Fe}_3\text{C}$  的形态也很重要，譬如粒状珠光体就比球状的容易脆化，一般层状的居其间。钢中氢脆的断裂面往往是沿  $\{110\}$  或  $\{112\}$ ，不过最近有人还观察到沿  $\{100\}$  面的准解理断裂。

下面再就氢侵入金属中的过程，存在的状态以及扩散机制作一简要介绍：首先氢侵入金属中的速度主要取决于：1. 气态氢 ( $\text{H}_2$ ) 在金属表面的物理吸附；2.  $\text{H}_2 \rightarrow 2\text{H}$  的离解和化学吸附；3.  $\text{H}$  在金属中的溶解，吸收和扩散。其中反应最缓慢的过程便为控制因素。因此会出现这样的情况：(a) 当氢压较低时，1. 的吸附过程较为缓慢，它支配着整个反应速度；(b) 在低温下，2. 的离解作用支配了反应速度；(c) 在高温下氢压较高时，反应速度则取决于氢扩散的参数。一般来说，容易形成氢化物的金属 ( $\text{Ti}$ ,  $\text{Zr}$ ,  $\text{Th}$  等放热吸附型金属) 氢的溶解度总比与氢容易形成

固溶体的金属 (Fe, Ni, Cr, 等吸热吸附型金属) 的大。

至于金属中氢的存在状态有如下几种说法: 1. 由于氢的存在虽不改变金属的晶格参数, 但有明显的谱线加宽效应, 尤以 {112} 谱线为最。而此面正是构成 b.c.c. 金属中四面体间隙的面, 因此认为氢是以原子状态位于四面体间隙内, 这一说法与杨正举<sup>[42]</sup>用弹性偶极子的计算结果是吻合的。Plusquellec 等人<sup>[43]</sup>的研究也指出, 氢在 b.c.c. 结构中的稳定位置是四面体间隙, 因为此处间隙式溶质原子最近邻的原子数最大。至于氢在 f.c.c. 结构的  $\gamma$ -Fe 中, 一般都认为是位于八面体间隙。2. 氢可能与杂质化合形成氢化物, 其中以 Ti, Zr, Th 等的氢化物最为稳定。3. 由于扩散的结果, 氢可能聚集在较大的缺陷中, 以氢分子的状态存在。4. 由于考虑到电的相互作用, 氢可能将其价电子填入基体金属的  $d$  壳层空穴, 而自身以  $H^+$  离子的状态存在。譬如氢加入有  $3d$  电子空穴的 Ni 中时, 由于  $3d$  电子被  $H$  电子填入遂使磁化率减小。故一般以过渡族金属为基的金属与氢的结合力较强, 溶解度也较大; 相反的以 Ag, Cu, Al 为基时, 氢与其结合力弱, 溶解度也小。此外, 位错电偶极子的作用也有可能使氢原子离化。反对离子氢观点的主要认为, C, N, H 的扩散激活能都与这些原子的直径成正比, 说明氢是以原子状态扩散的。如果氢以  $H^+$  状态存在, 其大小仅  $10^{-5}$  埃, 因此不但其扩散激活能不可能达到观测的那么大, 对基体金属范性形变也不会有明显的影响。而事实上以  $\alpha$ -Fe 为例, 氢可使其室温屈服现象减弱以至消失; 当温度降至  $-12^\circ\text{C}$  后又开始出现屈服现象, 并随温度的继续下降, 此现象变得更加明显。但也有人认为, 氢以  $H^+$  存在时, 在周围产生局部电子密度过剩, 从而获得具有半径约为 1 埃屏蔽作用的  $H^-$  离子, 因此上述矛盾是可以克服的。总之, 氢的形态可能决定于钢中缺陷的大小, 譬如在最小的缺陷 (空位和位错) 中, 将以离子形态存在, 在中等大小缺陷 (位错塞积和晶界) 中, 将以原子形态存在, 在大缺陷 (空洞、气泡、裂纹) 中, 将以分子状态存在。

此外, 实验同理论 (线弹性理论) 都证明纯剪切应力作用下无氢脆现象<sup>[44]\*</sup>。

关于氢在金属中的扩散机制, 以 $\alpha$ -Fe 为例, 很早以前 Johnson 和 Hill<sup>[45]</sup> 就发现扩散系数-温度曲线在 200°C 附近出现明显的拐点。在高温区, 测得扩散激活能  $\Delta H_D = 2 \sim 3$  千卡/克分子, 在低温区, 测得扩散激活能  $\Delta H'_D = 6 \sim 8$  千卡/克分子, 故认为这一变化对应氢在低温时出现了“捕获”现象。此外, 实测数据随试样的制作方法、杂质含量等而引起很大波动。

为了说明氢的渗入过程和上述“捕获”现象, 我们将渗透系数  $P$  (厘米<sup>3</sup>H<sub>2</sub>·厘米<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup>·大气压<sup>1/2</sup>) 和扩散系数  $D$  (厘米<sup>2</sup>·秒<sup>-1</sup>) 写为

$$P = P_0 \exp(-\Delta H_P/RT) \quad (15.75)$$

和

$$D = D_0 \exp(-\Delta H_D/RT), \quad (15.76)$$

因为渗透和扩散都是活化过程, 所以  $\Delta H_P$  和  $\Delta H_D$  分别表示其激活能。又知  $P$  和  $D$  与氢的溶解度 (ppm) 之间有如下关系:

$$P = cD, \quad (15.77)$$

其中  $c = c_0 p^{1/2} = c'_0 p^{1/2} \exp(-\Delta H_c/RT), \quad (15.78)$

此即有名的 Sieverts 关系, 式中  $p$  为氢压 (大气压),  $\Delta H_c$  是氢的溶解热, 约为 6.5 千卡/克分子,  $c'_0$  与参予氢溶解反应的活性点数有关的系数约为 42.7。故室温时, 氢的固溶度仅  $5 \times 10^{-4}$

ppm。如将 (15.75), (15.76) 和 (15.78) 三式代入 (15.77) 式, 则得

$$\Delta H_P = \Delta H_c + \Delta H_D. \quad (15.79)$$

图 15.36 即为金属中氢原子的位置和能量示意图, 其中点  $a$ ,  $b$  分别表示距金属表

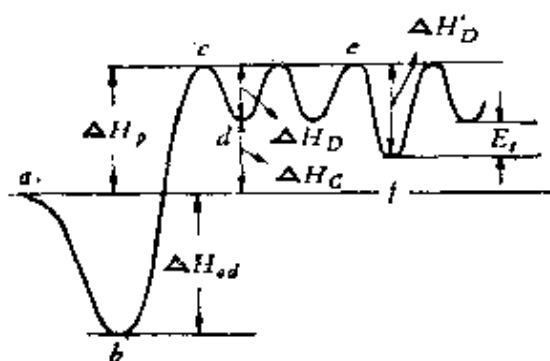


图 15.36 金属中氢原子的位置和能量示意图。

\* 最近褚武扬等人发现氢能导致Ⅱ型试样的滞后破坏。

面无限远处氢原子和吸附原子的位置和能量,  $c$ ,  $d$  分别表示氢原子的移动状态和正常的渗入位置以及相应的能量水平。 $\Delta H_{ad}$  是氢的吸附热。Gonzalez 曾对铁-氢系得到

$$P = 2.9 \times 10^{-3} \exp(-8400/RT).$$

现取  $\Delta H_P = 8.4$  千卡/克分子,  $\Delta H_c = 6.5$  千卡/克分子, 由 (15.79) 式可得  $\Delta H_D = 1.9$  千卡/克分子。所以

$$D = 0.79 \times 10^{-3} \exp(-1900/RT), \quad (15.81)$$

按此式可得室温时,  $D = 10^{-6}$  厘米<sup>2</sup>·秒<sup>-1</sup>。

假如金属中存在“捕获”位置, 如象空位、位错、晶界、空洞和析出相等, 所以正常的扩散系数是在“捕获”位置用氢饱和后的稳定状态下求得的结果, 即为图 15.36 中  $d$  位置间扩散所需的激活能  $\Delta H_D = 2 \sim 3$  千卡/克分子。但温度较低时, 氢原子被缺陷捕获后, 即对应  $f$  位置的氢原子向规则晶格位置扩散的激活能便为  $\Delta H'_D = 6 \sim 8$  千卡/克分子。关于“捕获”的定量理论, McNabb 和 Foster<sup>[46]</sup> 曾从陷入缺陷的氢与点阵内的氢保持局部平衡的概念出发作过计算。后来, 浅野用参数  $K$  表示捕获位置的数量比, 则观察到的扩散系数可由下式表示

$$D = \frac{D_0 \exp(-\Delta H_D/RT)}{1 + K \exp(E_i/RT)}, \quad (15.82)$$

当温度高或缺陷密度低时, 即  $K \exp(E_i/RT) \ll 1$  的情况下, 则  $D \simeq D_0 \exp(-\Delta H_D/RT)$ 。当温度低或缺陷密度高时, 即  $K \exp(E_i/RT) \gg 1$  的情况下, 则  $D \simeq D_0 K \exp[-(E_i + \Delta H_D)/RT]$ , 故可得如下关系:

$$\Delta H'_D = E_i + \Delta H_D, \quad (15.83)$$

并且实验测得  $K = 7 \times 10^{-3}$ ,  $E_i = 6.1$  千卡/克分子。后者的数值和氢与位错间交互作用能的数值几乎一致。

目前实验证明, 氢脆在三种主要晶格类型 (f. c. c., b. c. c., h. c. p.) 的金属中都已发现。如按其产生情况可分为两种:

第一为在氢脆介质或氢气氛中, 金属的氢脆 (即外氢脆) 的

超星浏览器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重版权!  
(15.80)

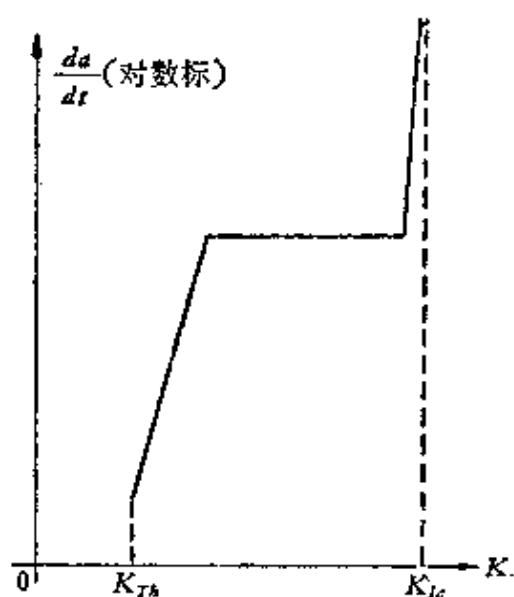


图15.37 氢脆裂纹扩展速度与强度因子关系的示意图。

特点可作如下一般叙述：1) 不论在钢中<sup>[47]</sup>或钛合金中<sup>[48]</sup>，氢脆裂纹的扩展速度与强度因子都有如图 15.37 所示的关系，其中  $K$  是温度、氢压、氢纯度、合金含量以及强度水平的函数。2) 在给定实验条件下，裂纹扩展存在一门槛值  $K_{Th}$ ，其大小与温度无关，但随试样强度减小而增加。这完全符合上述滞后破坏的特点。3) 整个曲线分三个阶段，第一阶段中裂纹扩展速度对强度因子十分敏感，但与温度无关。

第二阶段中，裂纹扩展速度与强度因子无关，故称为平台。但随着温度的升高，平台也升高，在此平台内，若用  $\frac{da}{dt} \sim \frac{1}{T}$  作图可求得一裂纹扩展激活能，一般发现此值与氢在基体内的扩散激活能很接近。在 18Ni 马氏体时效钢中还发现，温度高过某一临界值后，裂纹扩展速度有陡降的现象<sup>[47]</sup>。第三阶段由于十分接近  $K_{Ic}$ ，故裂纹扩展速度与氢含量几乎无关。这三个阶段的裂纹扩展速度，最近 Gerberich 等人<sup>[49]</sup>用断裂力学曾给出定量的表达形式，认为第一阶段系弹性应力场导致的扩散所致，而第二阶段则与塑性应力场导致的扩散有关。

第二为在含氢金属中的氢脆(即内氢脆)，这种氢脆的特征是其形变速度的敏感性。图15.38为形变速度与形变温度对  $\alpha + \beta$  型钛合金断面收缩率的影响<sup>[50]</sup>。鞍钢生产 AP<sub>1</sub> 重轨钢中也得到类似曲线<sup>[51]</sup>。他们的主要特点表现在可逆性上，可归纳如下：1) 氢脆需要一定孕育期，形变速度太高不可能出现氢脆，故在给定条件下，存在一出现氢脆的最大形变速度。2) 此可逆氢脆

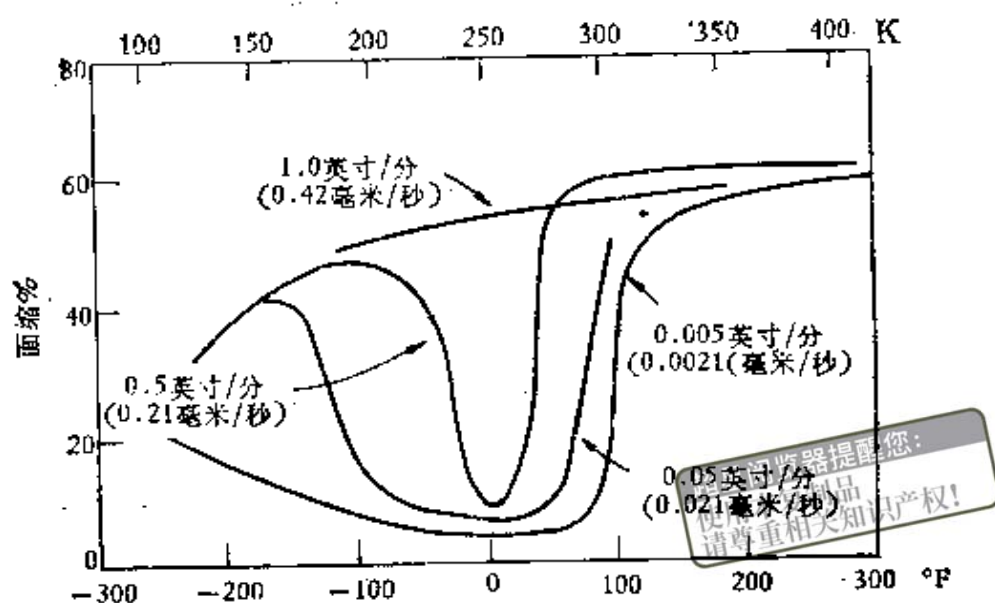


图15.38 形变速度与形变温度对  $\alpha + \beta$  型钛合金 (Ti-2Mo-2Fe-2Cr) 断面收缩率的影响。

只在一定温度范围内出现，出现氢脆范围的大小及位置取决于形变速度和合金成分。3) 形变速度越大出现氢脆的温度范围越窄，其塑性降低越小。4) 金属中氢含量越大，脆性转变温度越高。5) 氢脆的断口平滑，多数是沿晶断裂。6) 出现可逆氢脆时，一般对屈服强度及延伸率影响较小，但对断面收缩率影响较大。

关于氢脆理论，除生成氢化物致脆外目前可以说主要有以下四种：

(1) 高压氢气理论 最早 Zapffe<sup>[62]</sup> 认为，由于过多的分子状氢气聚集在某些缺陷处，形成很高的氢气压致使金属脆断。后来，Kazinczy<sup>[63]</sup> 进一步将氢脆断裂分为两个阶段。第一为氢扩散到细小裂纹处促成裂纹的缓慢扩展；第二为裂纹达到某一临界大小时，则氢绝热膨胀而使裂纹失稳扩展。今将半径为  $r$  的盘状裂纹与外加应力  $\sigma$  垂直时的能量写为

$$W = 2\pi r^2 \gamma + 2\pi r^2 w - \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot \frac{\sigma^2}{E} - pf \pi r^3, \quad (15.84)$$

式中  $\gamma$  为单位面积的表面能， $w$  为裂纹长度变化时消耗的塑性形

变功,  $f$  为无量纲的形状系数,  $p$  为裂纹内的氢压,  $E$  为杨氏模量。上式第一项为由裂纹扩展而引起表面能的增量; 第二项为由裂纹表面附近塑性形变而引起能量的增量; 第三项为由于裂纹扩展所引起弹性应变能的减量; 第四项为伴随着裂纹内部气体膨胀而引起能量的减量。利用最小能量条件  $\left(\frac{dw}{dr} = 0\right)$ , 可求得裂纹扩展的临界应力

$$\sigma_f = \left\{ \frac{E(\gamma + w)}{r} - \frac{3fEp}{4} \right\}^{1/2}, \quad (15.85)$$

由此可见, 若  $p$  增加, 则  $\sigma_f$  变小, 裂纹的扩展就变得容易了。后来, Tetelman<sup>[21,22]</sup> 将这一理论细致化, 并阐明了上述裂纹的缓慢扩展是一个不连续的过程。但总的来讲, 此高压氢气理论对吸附氢气是放热反应的一类金属也有可逆氢脆现象, 以及图15.38所示氢脆的上限温度却不能解释; 同样也不能说明为什么没有氦脆现象\*。

(2) 氢气表面吸附理论 这一理论首先是 Petch<sup>[64]</sup> 提出的, 他认为金属吸附了氢之后, 由于降低了表面能, 所以导致氢脆。从而也解释了氢脆容易在晶界上产生的现象, 因为晶界上进行氢的扩散比晶内容易。若令氢压为  $p$ , 温度为  $T$ , 因吸附氢(双原子分子)所引起表面能的变化为  $d\gamma$ , 则

$$d\gamma = -2\Gamma_r kT [1 + (Ap)^{1/2}], \quad (15.86)$$

式中  $\Gamma_r$  是饱和时单位面积吸附氢分子数,  $A$  为一常数, 吸附越多, 其值越大。对铁所求得  $d\gamma$  值是很大的, 所以氢使铁的  $\gamma$  值降低的说法得到相当的支持。最近, Williams 等人<sup>[55,56]</sup> 还进一步完善了这一理论, 但是实际上却缺乏氢是按此机制使钢脆化的微观证明。

(3) 晶格脆化理论 Troiano<sup>[67]</sup> 认为, 氢将其电子与基体金属(过渡族金属)中未充满的  $d$  层电子杂化。由于  $d$  层电子浓度的增加, 故基体原子间的斥力也增加; 从而减小晶格结合力并导致金属的脆化。若基体金属  $d$  层电子已填满的(如铜), 则无

\* 有人认为氦气容易溢出金属外, 故无氦脆现象。

此种脆化。这一理论目前已被广为引用，但它与氢气表面吸附理论并无本质上的差异。因为晶格结合力的减小即意味着表面能的降低。此外，晶格脆化理论乃不能解释非过渡族的镁合金 ( $\text{Mg}-4.2\text{Al}-1.2\text{Zn}-0.6\text{Mn}$ ) 中也存在可逆氢脆的事实<sup>[68]</sup>。关于晶格脆化的可能，藤田<sup>[69]</sup>曾提出，由于固溶氢要解除应变能而形成板状聚集体，易于从固溶状态变为吸附状态；并认为氢由于形成  $\text{Fe-H}$  共价结合而使  $\text{Fe-Fe}$  原子间的结合削弱。目前，虽未观察到上述氢的板状聚集体，但 Kamachi 和 Miyata<sup>[60]</sup>在充氢不锈钢和结构钢里的确观察到位错纠结中氢的聚集，Shih 和 Johnson<sup>[60]</sup>在 1020 钢中还发现氢的聚集与  $\text{MnS}$  的存在有关。

(4) 位错理论 这一理论可以比较直观地了解 Bastein<sup>[61]</sup>的观点，他认为钢的氢脆是由于在滑移面  $\{112\}$  上运动的位错捕获了氢，从而阻止了滑移产生脆断。因为没有  $\{112\}$  滑移的金属，的确没有脆化。但他不能解释可逆氢脆出现在一定温度范围内这一事实。后来，Boniszewski 和 Smith<sup>[62]</sup>在考虑氢和镍中运动位错的交互作用与脆性的平行关系时，曾提出位错运输的设想。最近，田家凯等人<sup>[63]</sup>认为产生氢脆不能靠氢的无规扩散，而是靠氢随运动的位错带着一起作定向运输，试样表面或晶界对氢的运输并不起决定性的障碍作用，这就是所谓的位错运输理论。利用这一理论能很好地解释可逆氢脆现象，例如图 15.38 中，氢脆只出现在一定温度间隔内，这是因为温度低时，氢扩散太慢以至跟不上位错的运动，温度太高，氢扩散过快又形成不了气团，这时位错都不能起运输的作用。所以只有在某一温度间隔内，氢的扩散正好跟上位错的运动，这时位错的运输机制才起作用，从而产生氢脆。出现氢脆的温度间隔，显然随形变速度增高而变窄，以至完全消失。不过这一理论，要求氢脆上限温度应随形变速度减小而向低温移动，但图 15.38 中所示的正好相反。最近，褚武杨等人<sup>[64]</sup>在 WOL 型恒位移超高强钢试样中发现裂纹尖端产生氢致滞后范性形变，并当其八字形范性区在前方会合时，在会合处

出现新的裂纹，从而在新裂纹尖端又产生八字形范性区，如此反复下去。田家凯等人<sup>[63]</sup>对此现象用其位错运输理论给以说明，他们认为，当范性区会合时，大量氢原子将带到此处，有利于形成裂纹。并利用此机制对氢致裂纹的稳态扩展规律还进行了计算。无论如何，上述氢脆的位错理论只解决了氢的输运问题，好像并未涉及氢脆的实质。

不过 Tetelman<sup>[65]</sup>曾提出在氢浓度低时，应采用晶格脆化理论，而浓度高时，尤其在无外力作用时应采用高压氢气理论。我们在  $AP_1$  重轨钢氢脆机制的研究时曾指出<sup>[61]</sup>：可逆氢脆的产生，只有在一定形变温度，一定形变速度下位错的运动能成为运输氢原子的有效工具时，将足够数量的氢原子运输到试样中的力学不稳定区，便出现氢脆微裂纹，最后导致脆断。当然，脆断的原因是由于氢压还是晶格脆化，抑或其他原因；甚至金属中的氢到底导致晶格的硬化<sup>[66]</sup>还是软化<sup>[67]</sup>，目前亦尚未定论。最近我们见于，以  $\alpha$ -Fe 为例，不论试样大小（小至晶须尺寸），只要是多晶均有氢脆现象；由此可见  $\alpha$ -Fe 中氢脆与晶界关系密切。因此我们研究了  $\alpha$ -Fe 多晶中合金元素与氢脆的关系，得到不论 C, N, S, Mn 含量高低，氢脆断口都是沿晶的；并当 C, N 含量高时，氢导致晶界强化与晶格弱化，C, N 含量低时，则表现微弱的晶界弱化与晶格强化，看来上叙力学不稳定区可能就是晶界，至于具体致脆机制尚需进一步研究<sup>[68]</sup>。

### § 15.15 应力腐蚀开裂<sup>[36, 38, 65, 69, 70]</sup>

应力腐蚀是一个非常重要的实际问题，现在它已逐渐形成一独立的领域。我们在这一节中仅就应力腐蚀开裂现象作一概要介绍。应力腐蚀开裂是由应力和腐蚀剂共同作用下而引起的一种破裂过程。具体的说，就是在拉应力下将金属材料置于特定的腐蚀环境中，经过一段时间后就产生破裂的现象；此现象在纯金属中

很难发现，但在合金中却很容易产生\*。下面我们简称此为 SCC (Stress Corrosion Cracking)，如像铜合金在氨气氛中的季裂、低碳钢在碱溶液中的碱裂，以及铝合金、奥氏体不锈钢等在氯化物溶液中发生的开裂现象等。任何一种具有不恰当热处理的合金系在某种合适的环境中都能产生 SCC。表 15.4 给出几种合金产生应力腐蚀开裂的环境。

表 15.4 已观察到的产生应力腐蚀开裂的环境<sup>(86)</sup>

材 料	环 境
普通碳钢和低合金钢	氢氧化物溶液；硝酸钙，硝酸铵和硝酸钠溶液；含有 $H_2S$ 或 $HCN$ 的溶液；润湿的 $Co-CO_2$ ；碳酸盐和碳酸氢盐溶液；海水；海洋和工业大气（高强度低合金钢）；熔化的 锌、锂、或 $Na-Pd$ 合金；无水氨； $FeCl_3$ 溶液（高温）；混合酸 ( $H_2SO_4-HNO_3$ )。
铝合金	潮湿空气；海洋和工业大气；海水； $NaCl$ ， $CaCl_2$ 和 $NH_4Cl$ 溶液；水银。
不锈钢	酸性和中性氯化物溶液；海水；熔化的氯化物；工业和海洋大气（一些敏感的材料）；在 586K 下的高纯水 + $O_2$ ；高温水 + 氟化物；连多硫酸。
镍基合金	熔化的氢氧化物；热的浓缩的氢氧化物溶液；氢氟酸；氢氟硅酸；水蒸气和含有 $O_2$ 或微量 $Pb$ 的高温水；熔化的铅。
镁合金	氯化钠-铬酸钾溶液；氟化物；热带的工业和海洋大气；蒸馏水。
钛合金	红色发烟硝酸； $N_2O_4 + O_2$ ；海水；；氯化烃；在 563K 以上的热干燥氯化钠和其他氯化物盐类； $HCl$ ；甲醇；熔化的和固体镉；水银；湿气。

SCC 除了由上述定义所规定的特点外，还具有如下一些重要的性质：

(1) 上述拉应力是产生 SCC 的一个必要条件，但它可以是外力直接作用的结果，也可以是残余内应力的作用，甚至在一些系统中，此拉应力完全可由腐蚀产物的楔入作用所提供。相反，实验指出，金属表面处于压应力下，将没有 SCC 现象。

\* 最近北京钢铁学院发现在压应力下也有应力腐蚀现象。

(2) 所用腐蚀剂在整体环境中,并不需要很高的浓度。因为在活性区,产生腐蚀环境的特定阴离子的局部浓度与整体环境浓度可能有很大的差异。譬如在中性甚至碱性海水或盐水中,遭受 SCC 的钢、钛合金和铝合金,其裂纹内的腐蚀剂都明显地呈酸性。

(3) 即使不发生脆断的面心立方合金,在特定的腐蚀环境中,其应力腐蚀裂纹也是脆性的。不过,尽管如此,其断面却呈现出微米量级塑性流变的明显特征。

(4) 似乎存在一界限应力,低于此界限时不产生 SCC。这一现象在钛合金和高强钢中都得到证实,但在铝合金中尚有争议。

(5) 开始发生快速或失稳断裂前的应力腐蚀裂纹究竟扩展到什么程度,这完全取决于应力的火小和合金的断裂韧度,腐蚀环境对它并无影响。

(6) 在有些合金中,光滑试样同预裂纹试样的 SCC 敏感性有很大差异,如钛合金在室温的淡水或海水中对后者的敏感性远胜过前者。

(7) SCC 的裂纹有沿晶型的(如碳钢、铜合金、镍合金和铝合金等),也有穿晶型的(如奥氏体不锈钢和镁合金等),但也有两者兼有的(如钛合金)。一般可以认为,沿晶开裂的必要条件是存在晶界沉淀物或紧靠晶界处有一薄层富合金元素区或贫合金元素区;穿晶开裂,则裂纹显示沿某些结晶平面发展的金相特征。此外,应力腐蚀裂纹具有容易分叉的性能,以及存在大量的二次裂纹。

(8) 合金在腐蚀环境中所处的方式亦很重要,如在交替弄湿和干燥的条件下,比仅仅在浸没的条件下要更为敏感。

关于 SCC 的机制问题,由于着眼点的不同,大致可分为如下两大类:

(1) 重视应力与环境因素的人认为,SCC 中存在阳极电化学溶解的途径,而应力的作用在于使裂纹张开得足够大,以防止腐蚀产物使反应停止。这一观点又可分为一阶段说与两阶段说。前者主张 SCC 是一个统一的被应力加速了的电化学腐蚀过程;而

后者主张分两个阶段，先是腐蚀，而后应力使保护性的腐蚀薄膜开裂，随之再腐蚀，于是此两过程交替重复进行。目前，两阶段说较为流行，但一阶段说的力学化学过程的重要性也不应忽视。至于说在 SCC 中，应力与腐蚀作用谁是主要的，这个问题不应有简单的答案。因为随着条件的变化，SCC 的具体过程也在改变。譬如金属材料在某一特定腐蚀环境中明显的表面吸附作用，使一些蚀坑底部已产生应力集中处的表面能有显著降低，从而导致微裂纹的产生。实验又指出，正是那些出现滑移台阶导致腐蚀薄膜破裂的蚀坑才产生上述微裂纹，或有用成分富集而产生蚀坑状溶解的那些蚀坑才有同样现象。由此我们可以看出，应力与腐蚀的作用是相互配合的。又如有些腐蚀薄膜本身就是脆性的，象铜合金在氨溶液中产生的黯化层 (Tranish film) 生长到一定厚度后，在极微小的局部应力作用下即行脆断，故 SCC 的速度基本上取决于此黯化层的生长速度。

(2) 重视材料本身性质的人认为，SCC 主要取决于合金成分和其组织结构。实验指出，所有合金对应力腐蚀开裂都有不同程度的敏感性，然而每一种合金系列中，都有对应力腐蚀开裂不敏感的合金成分。例如镁含量超过 4% 的铝镁合金，对应力腐蚀开裂很敏感，而镁含量小于 4% 的铝镁合金，则在所有热处理条件下，实际上都具有抗应力腐蚀开裂的能力。又如软钢的碳含量，在 0.12% 左右可达到最大的应力腐蚀开裂敏感性。在钛合金中，添加钼、钒和少量的铌时，可改善抗应力腐蚀开裂能力；但铝、氧等元素，将使其抗开裂能力减小。实验指出，在应力作用下，相变以及不同相的析出都会加速进行，从而导致相界面上腐蚀的产生。晶界的能量总是较高的，故 SCC 经常是沿晶进行；即使穿晶，断裂也往往具有诸如  $\{111\}$ ， $\{110\}$ ， $\{100\}$  等特定断面。尤其重要的是，合金中位错结构对 SCC 关系至为密切，一般层错能低的或滑移系统少的合金，其位错易形成平面结构 (Planar structure)；层错能高的或滑移系统多的便易形成网状结构 (Cel-

lurar structure), 而 SCC 的敏感性, 前者比后者明显地大。至于为什么位错呈平面结构时, 合金的 SCC 敏感性就大, 有人认为, 这与滑移台阶的形成有关。如图 15.39 所示, 位错呈平面结构的合金, 其滑移台阶就大, 滑移台阶大了就容易使保护性腐蚀薄膜破裂, 从而使 SCC 的敏感性就大。反之, 位错呈网状结构的合金中, 滑移台阶小, 保护性腐蚀薄膜不致破裂, SCC 的敏感性自然就小。利用这一模型能很好的说明, 具有 f.c.c. 结构的 Fe-Cr-Ni

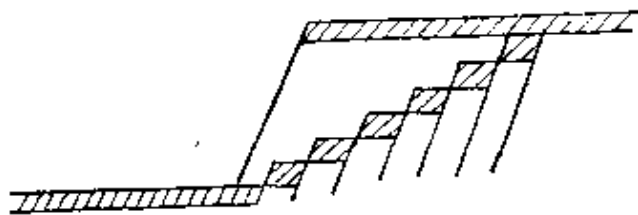


图15.39 滑移与表面膜的破坏。

系合金, 其 SCC 敏感性都比具有 b.c.c. 结构的 Fe-Cr 系合金的要大这一事实。

由于应力腐蚀的研究还处于累积实验资料的阶段, 故没有建立起一个完善可靠的理论, 所以在指导实践上有很大的局限性, 尤其不能过于信赖实验室条件下所得的数据。唯一的办法是, 只有对每一种合金在所预期的严格的使用环境条件下进行实验, 目前看来别无他法。

## § 15.16 裂纹的稳态扩展

前面有关章节已经谈到了裂纹的稳态扩展现象。例如, 形变疲劳和热疲劳中的裂纹扩展; 氢脆和应力腐蚀下的裂纹扩展等。总之, 所有裂纹在达到 Griffith 长度以前或失稳断裂以前的扩展都可以称为稳态扩展。这一节中我们专门就静载下, 以平面应变为主来谈谈裂纹的稳态扩展问题, 并强调指出失稳断裂前裂纹活动的重要性。在金属中, 所谓裂纹的稳态扩展, 更正确地说应该是准稳态扩展, 因为所有的金属都是半脆性的, 不存在 Cottrell 所谓的可逆的弹性裂纹, 尤其我们着重讲的中低强金属材

料中的裂纹扩展,这时裂纹不仅是松弛弹性储能的一种方式,它还是范性形变的一种产物。事实上,在高强或超高强金属材料中,裂纹的扩展也有稳态过程,只不过是比较短暂而已。因为事物的发展过程总是由量变到质变的,所以在任何实际材料中,裂纹的扩展在失稳前,一定有它的稳态扩展阶段。

### 15.16.1 Griffith 理论的重新评价

在 § 15.3 中,我们已经介绍了 Griffith 理论。现从能量守恒的角度出发,可得下述关系:

$$Pd\Delta = dU + Gda, \quad (15.87)$$

式中  $P$  为外力,  $\Delta$  为施力点位移,  $U$  为系统中的弹性储能,  $G$  为裂纹扩展力,  $a$  为单位厚试样中穿透裂纹的长。恒位移时,上式可改写为

$$G = -\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_{\Delta} = 2\gamma, \quad (15.88)$$

式中  $\gamma$  为裂纹的表面能。这就是一般所谓的试样中弹性储能的减小等于裂纹表面能的增加的 Griffith 裂纹的扩展条件。

我们知道,裂纹既然扩展就应具有一定的速度,这样也就必须考虑由此而引进的动能。如仍按 § 15.9 中 Mott<sup>(20)</sup> 处理结果,可得出—裂纹临界扩展速度

$$v_c^* = \frac{K}{w_E}. \quad (15.89)$$

因此我们可以看出,即使脆断,裂纹扩展的必要条件虽是 (15.88) 式,但能使其失稳扩展的充分条件却是 (15.89) 式,故裂纹扩展速度小于  $v_c^*$  时的扩展即为稳态扩展。

另一方面,由于实际材料的不均匀性,即使不考虑上述临界扩展速度的限制,但开始扩展的裂纹,甚至已失稳扩展的裂纹也往往能自行止裂,从而推迟失稳断裂的到来。譬如图 15.40 给出弹性储能与裂纹长度的几种可能的关系曲线:当  $\left(\frac{\partial^2 U}{\partial a^2}\right)_{\Delta} < 0$ ,  $\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_{\Delta} = 0$  时,  $a = a_c$  处,曲线 1 有一极大值,此即 Griffith 长

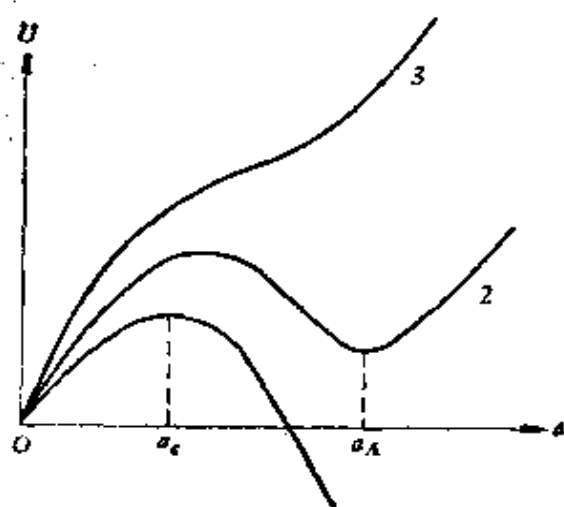


图15.40 裂纹能量随其长度变化的示意图。

度。当  $\left(\frac{\partial^2 U}{\partial a^2}\right)_A > 0$ ,  $\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_A = 0$  时,  $a = a_c$  处, 曲线2有一极小值, 此即止裂长度。当  $\left(\frac{\partial^2 U}{\partial a^2}\right)_A = 0$ ,  $\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_A = 0$  时, 无极值, 而仅一拐点, 曲线3即代表不扩展的裂纹。当然, 实际的  $U-a$  曲线可能更为复杂, 故试样最后失稳断裂前, 裂纹可能要经过多次的局部或瞬时失稳扩展与止裂以及再扩展。

最后, 我们应强调指出, (15.88) 式的实际含义只在脆性材料中才同表面形式一致, 因为在脆性材料中, 涉及的能量改变只有弹性储能与裂纹表面能。但在半脆性材料中, 尤其范性较好的材料中矛盾就明显了, 因为此时弹性储能的减小不单变成裂纹的表面能, 而是更主要的是以范性形变功的形式重新储藏在试样中。如果仍将  $G$  视为裂纹扩展力, 那它与裂纹的表面能关系甚微, 也不等于真正的裂纹扩展能量释放率, 用柔度法也测不出它。虽然, Orowan 曾引入有效表面能的概念 (如上所述), 但这只是为了维持 (15.88) 式的一种唯象处理办法, 不说明任何实质问题。事实上, 裂纹的扩展并不靠形式上的裂纹扩展力  $G$ , 或是弹性储能的减小等于裂纹表面能的增加这一能量不灭原理, 而是取决于裂纹尖端的应力集中程度。因为由 (15.87) 式可以直接导出  $J$  积分表达式, 于是对于线弹性体, 由 Irwin<sup>[71]</sup> 理论可得应力张量元

$$\sigma_{ij} = \left( \frac{EG}{\alpha \pi r} \right)^{1/2} \varphi_{ij}(\theta) + \dots \quad (15.90)$$

对于非线性弹性体, 由 HRR<sup>[72,73]</sup> 理论可得

$$\sigma_{ij} = \alpha \left( \frac{J}{\alpha I_n r} \right)^{\frac{n}{1+n}} \widetilde{\sigma_{ij}(\theta)} + \dots \quad (15.91)$$

式中  $(r, \theta)$  是应力场中任一点的极坐标,  $E$  为杨氏模量,  $\varphi_{ij}(\theta)$  和  $\widetilde{\sigma_{ij}(\theta)}$  为角度因素,  $\alpha$  和  $n$  为材料常数,  $I_n$  为  $n$  的函数。对弹塑性体而言, 只要保证体元处处单调加载,  $J$  积分仍可看成裂纹尖端应力场奇异性强度因子。因此, 裂纹的稳态扩展只与裂纹尖端应力场奇异性强度因子  $J$  的瞬时值有关。不过, 最近 Weertman<sup>[74]</sup> 就小范围屈服的断裂, 对上述能量观点和应力场奇异性强度因子的观点提出一个统一看法。

### 15.16.2 裂纹的稳态扩展现象及其力学参量

以上所述已从理论上分析裂纹的稳态扩展是一普遍现象, 实验也证实, 无论多晶还是单晶<sup>[10,75]</sup> 都存在此现象, 但其表现的形式却是多种多样的, 不能简单的从断口来判断是稳态还是失稳扩展。因为不仅范性裂纹扩展时, 由于裂纹尖端范性形变的作用而容易导致止裂, 最近, Ishikawa 和 Tsuya<sup>[76]</sup> 以及 Kitajima<sup>[77]</sup> 的实验都观察到金属中, 由于同样原因所导致脆性裂纹的减速乃至止裂现象。此外, 当裂纹足够长时, Ogasawara 等人<sup>[78]</sup> 甚至在软钢中还观察到范性失稳断裂现象。所以考虑到实际材料的不均匀性, 所谓的裂纹稳态扩展可以包括局部的以至瞬时的失稳现象。因此, 我们在下面讨论的裂纹稳态扩展时应不拘泥于物理意义上的稳态, 也不应局限于上述 Griffith 的准稳态, 而只是简单的理会成所有一断为二的失稳断裂前的裂纹扩展现象, 甚至包括  $P-\Delta$  曲线在失稳断裂前明显的锯齿状起伏在内。其实平常我们一般都认为, 典型的裂纹稳态扩展中,  $P-\Delta$  曲线应如图 15.41 中虚线所示, 但假如所用试验机的响应 (Response) 是理想的, 则此时的  $P-\Delta$  曲线应为图中实线所示的锯齿形, 这种影响对中低强金属材料尤为严重。总之, 试样不均匀是绝对的, 裂纹扩展自然就不连续。

虽然裂纹的稳态扩展现象如此复杂,但从扩展方式来看,大体可分为两大类。一为主裂纹钝化后,通过在其端部产生微裂纹的方式扩展,如图15.42(a)所示;另一为在主裂纹前方某特征距离处的应力集中产生微裂纹,然后通过如图15.42(b)所示的连通方式扩展,当然连通方式既可以内颈缩进行,也可以通过滑移直接连通。显然按图15.42(a)

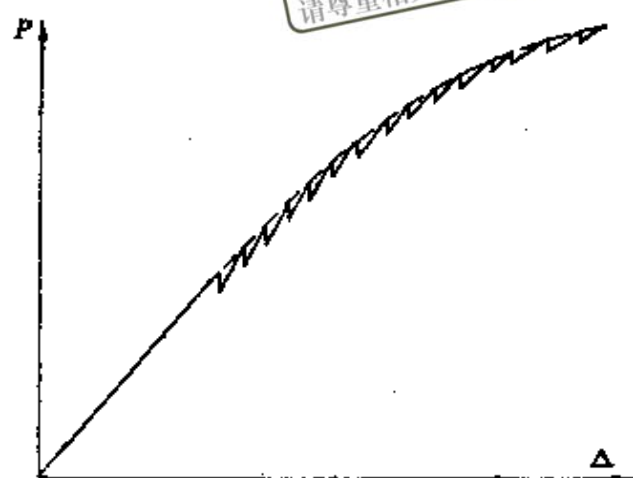


图15.41  $P-\Delta$  曲线中的锯齿起伏示意图。

可以出现裂纹的稳态扩展,至于按图15.42(b)能否出现裂纹的

稳态扩展的问题,最近 Mataka 和 Imai<sup>[78]</sup> 用线弹性力学所作静态近似处理给以初步解答。他们所得主要结果如图15.43中(a)和(b)所示,其中  $K_0$  为主裂纹强度因子,  $K_T$  为连通后的值,  $d$  为主裂纹与微裂纹间距,  $p$  为微裂纹长。说明主裂纹前出现微裂纹后能否产生稳态扩展,这要看微裂纹的大小和与主裂纹的距离如何来定,对给定长为  $p$  的微裂纹,它距

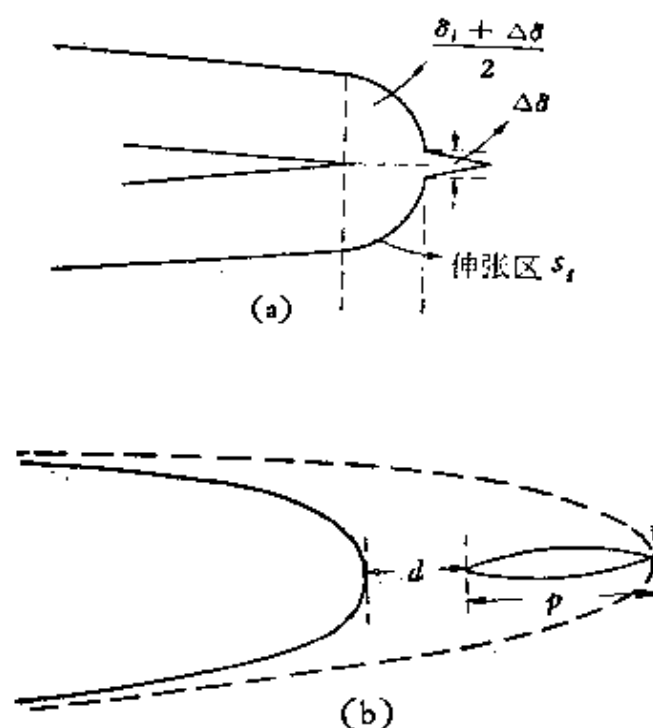


图15.42 裂纹稳态扩展的两种基本方式示意图。

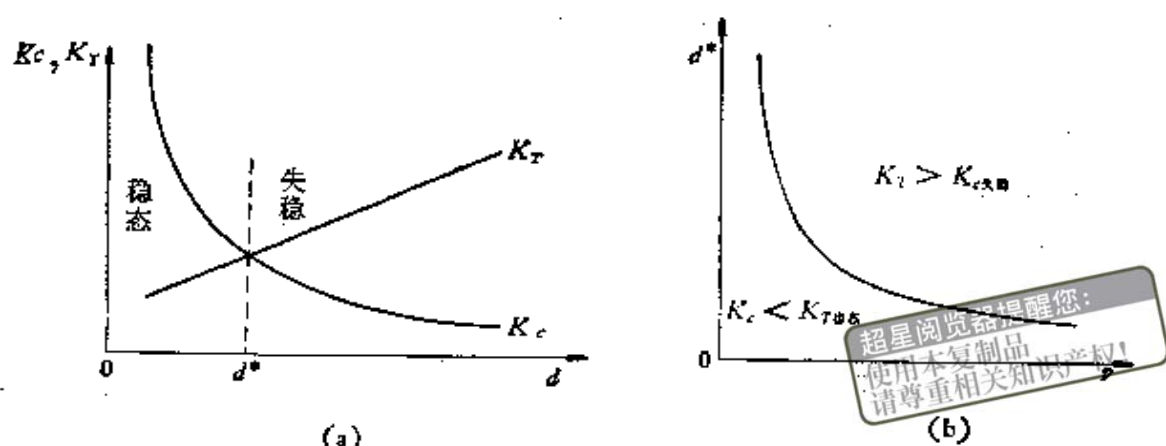


图15.43 Mataka和Imai计算结果示意图。

主裂纹的距离不能大于  $d^*$ ，否则就会出现失稳扩展，故  $d^*$  称为失稳扩展的临界裂纹间距。

在金属材料（尤其是低强金属材料）断裂过程中，那些参量真正是物质常数？裂纹失稳扩展的判据究竟是什么？至今大家也没有一致的看法<sup>[80-82]</sup>，所以裂纹稳态扩展中，相应的问题就更不好说了。譬如以 C.O.D. 为例，虽然稳态扩展开始时，的确存在一不变的 C.O.D. ( $\delta_i$ )<sup>[83]</sup>，但随着稳态扩展的进行，由于已扩展的裂纹要不断张开，故原来的  $\delta_i$  则有明显增大<sup>[84]</sup>，所以 Berry 和 Brook<sup>[85]</sup> 提出裂纹的稳态扩展中可定义三个临界 C.O.D.，一为开始稳态扩展的 C.O.D. ( $\delta_i$ )，一为当稳态扩展达到失稳时，预制疲劳裂纹尖端的 C.O.D.，一为同样条件下，稳态扩展裂纹尖端的 C.O.D.。那么，哪一个是断裂的合理判据呢？最近，Fields 和 Miller<sup>[86]</sup> 的工作也提出，由于在塑性材料中保持裂纹扩展比其起始扩展要难，故  $\delta_i$  虽是一个物质常数，但不能作为断裂判据之用。所以在裂纹的稳态扩展中，如何应用 C.O.D. 这一个参量还有待进一步的研究。

关于  $J$  积分能否应用到裂纹的稳态扩展问题中，显然图15.42 (b) 所示的扩展方式  $J$  积分是无法应用的。若扩展方式为图15.42(a) 所示时，根据15.61.1 节所阐明的观点， $J$  积分仍不

失为稳态扩展裂纹尖端应力场奇异性强度因子的瞬时值，故在弹塑性形变中，当加载到相同施力点位移后，相同长裂纹的应力应变场可用非线性弹性模型模拟。现在的问题是稳态扩展中， $\Delta a$ 比较大，因此具体应用时应加以适当修正。就此问题，蔡其珉<sup>[87]</sup>在三点弯曲实验中，将裂纹作稳态扩展 $\Delta a$ 后所释放出的能量写作 $\int_0^{\Delta a} J B d\Delta a$ ，于是此时 $J$ 积分值近似的可由下式求出：

$$J = \frac{2}{B(W-a)} \left[ U - \int_0^{\Delta a} J B d\Delta a \right], \quad (15.92)$$

式中 $B$ 为试样厚度， $W$ 为其宽， $U$ 为吸收的弹性能。约将 $\Delta a$ 分成 $n$ 段，每段逐次应用(15.92)式中，最后不难求出

$$J = J_n = J_{n-1} \left( \frac{W-a_n}{W-a_{n-1}} \right) + \frac{2U_n}{B(W-a_{n-1})}, \quad (15.93)$$

式中 $U_n$ 为裂纹由 $a_{n-1}$ 扩展到 $a_n$ 时所吸收的弹性能。此式与Garwood等人<sup>[88,89]</sup>所得结果是完全一样的。至于如何确定裂纹稳态扩展时断裂判据的问题，申辉旺等人<sup>[90]</sup>曾令上法求得的 $J$ 积分等于材料的抗裂纹扩展阻力 $R$ ，借 $R$ 曲线方法，在 $J=R$ 及 $\left( \frac{\partial J}{\partial a} \right)_{\sigma_m} = \left( \frac{\partial R}{\partial a} \right)_{\sigma_m}$ 的条件下，用具有不同韧带宽度的试样，由 $R$ 曲线求得各 $J$ 值的饱和值即为所求结果。实验证明，此法还是行之有效的。

其次，人们感兴趣的量还有从稳态扩展开始到失稳断裂所需的时间 $t_F$ 。由于我们已将 $J$ 视为稳态扩展裂纹尖端应力场奇异性强度因子的瞬时值，而裂纹扩展速度 $v$ 根据断裂力学又只与此强度因子有关<sup>[91]</sup>，如再借用线弹性力学中的关系 $J=G=\frac{K^2}{E'}$ （即(15.64)式或(15.65)式），我们就可测出 $v-K$ 关系曲线。这样可按研究滞后破坏常用的方法求出 $t_F$ 。如果所得 $v-K$ 关系为

$$v = AK^4, \quad (15.94)$$

式中 $A$ 为一常数。对中心穿透裂纹，则不难求出

$$t_F = \frac{1}{A\sigma^2\pi} \left[ \frac{1}{K_1^4} - \frac{1}{K_2^4} \right], \quad (15.95)$$

式中  $\sigma$  为外力,  $K_i$  为起始稳态扩展时的强度因子,  $K_{ic}$  为失稳断裂时的强度因子<sup>[92]</sup>。

### 15.16.3 裂纹的稳态扩展机制

目前关于这方面工作, 无论是实验还是理论都不很多, 下面我们分稳态扩展中裂纹的钝化, 金属薄膜中裂纹稳态扩展的电镜直接观察, 厚试样中裂纹的稳态扩展和裂纹稳态扩展的理论等四方面的内容, 简要叙述如下:

1. 稳态扩展中裂纹的钝化 假如稳态扩展按图 15.41(a) 的方式进行, 裂纹的钝化就体现在伸张区  $S_i$  上。显然, 它与  $\delta_i$  有如下的近似关系

$$\delta_i = \sqrt{2} S_i, \quad (15.96)$$

并且此时裂纹向前扩展了  $\frac{\delta_i}{2}$ 。因此在实际材料中, 裂纹的钝化直观地告诉我们应与裂纹尖端的硬化本领有关。Green, Smith 和 Knott<sup>[93]</sup> 也曾指出, 任何降低硬化率以及伴随着屈服强度提高的现象都不利于裂纹的稳态扩展。事实上, 微裂纹出现的本身就标志着硬化已到尽头, 所以很多实验证实, 裂纹稳态扩展开始时的确存在一个不变的  $\delta_i$ 。Clayton 和 Knott<sup>[94]</sup> 还发现, 预形变能导致  $\delta_i$  的减小, 此外实验还证明,  $\delta_i$  不但与所开裂纹尖端的宽度成正比<sup>[94]</sup>, 还和裂纹的深度有关, 因为它影响裂纹尖端的应力状态<sup>[95]</sup>。最近有人用钢试样在裂纹尖端横断面上, 还观察到被拉长的晶粒, 故金属的硬化本领与裂纹的钝化是分不开的, 而钝化又是裂纹稳态扩展的重要组成部分。

由上述可知, 钝化、伸张区和 C. O. D. 在本质上是代表同一回事, 所以我们研究裂纹的稳态扩展时, 只须考查其中之一的变化规律即可。此外, 由 (15.64) 和 (15.66) 两式, 还可求得 C. O. D. 和  $K_{ic}$  的下述近似关系:

$$\delta_i = \frac{K_{ic}^2}{2E\sigma_y}. \quad (15.97)$$

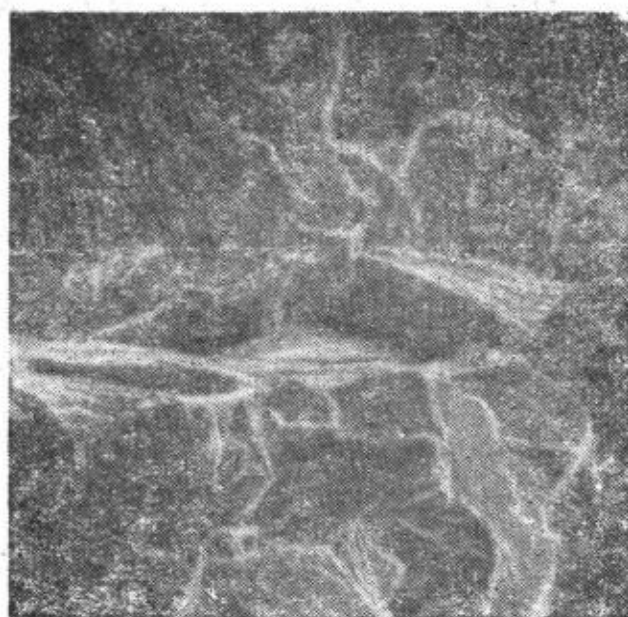


图15.44 AP<sub>1</sub>重轨钢的伸张区 (×800)。

图15.44即为鞍钢产AP<sub>1</sub>重轨钢的伸张区,由实测平均 $S_i$ 利用(15.96)同(15.97)两式求得 $K_{Ic}$ 约为200公斤/毫米<sup>3/2</sup>,这与我们用三点弯曲法测得的190公斤/毫米<sup>3/2</sup>还算比较接近<sup>[96]</sup>。

最近, Otsuka等人<sup>[97]</sup>研究了几种碳钢中伸张区 $S_i$ 和纤维断口长度 $L$ 与温度间的关系,得到

明显的三个区间,如图15.45所示。①区为有伸张区的纤维断裂,②区为有伸张区的解理断裂,③区为无伸张区的解理断裂。由此可见,一般实验易于观察到的稳态扩展是在脆性转变温度以上。

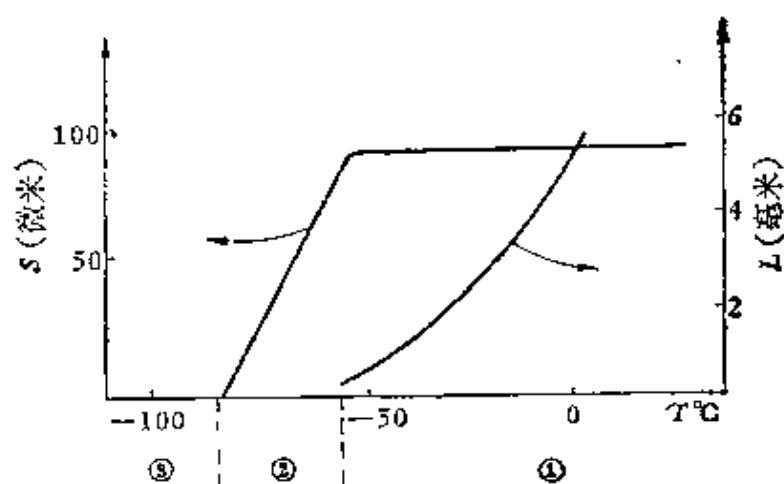


图15.45 伸张区 $S_i$ 和纤维断口长 $L$ 与温度的关系。

2. 金属薄膜中的裂纹稳态扩展的电镜直接观察 自从高压电镜问世以来,人们一直企图得到接近宏观尺寸试样的一些直观资料,以断裂为例也进行了不少工作。下面,我们仅介绍Yo-

shii 等人<sup>[88]</sup>的实验。他们用纯铝膜（晶粒大于膜厚），首先得到断裂应力与膜厚有如图 15.46 所示的关系，看来膜厚 100 微米  
以上时断裂应力已基本稳定。其次，观察到远离裂纹尖端处滑移线均为直的，位错胞约几个微米大小，一般呈等轴型。但在前方约数百微米距离内，先出现光学显微镜可见的，平行裂纹扩展方向的深形变带，宽度不到 200 微米，其上滑移线呈波状。随着形变的继续，形变带处的厚度不断减薄并出现拉长的位错胞以及位错的重新分布。最后，在此处沿{111}面（如图 15.47 所示）呈锯齿状的滑开断裂，并导致很多位错滑入裂纹。这种断裂机制被称为“剪切脱开”（Shear decohesion）。至于齿状断口的形成，Forsyth 等人<sup>[89]</sup>认为与位错的交滑移有关。

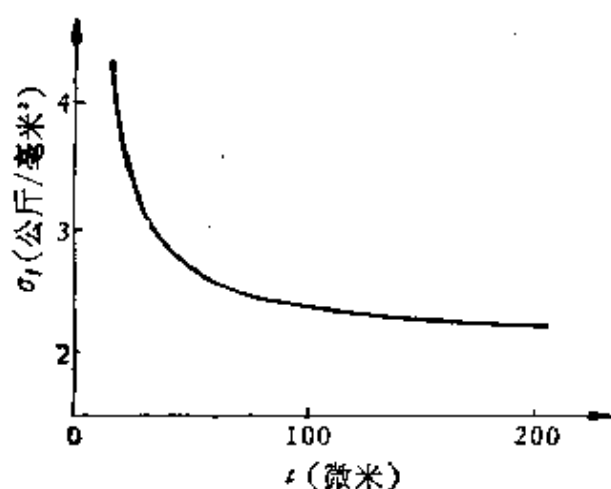


图15.46 铝膜厚与断裂应力的关系。



图15.47 铝膜中裂纹扩展的高压电子显微镜照片。

最近，Gardner, Pollock 和 Wilsdorf<sup>[100]</sup>用高压电镜观察区熔 Be 单晶和 Fe 晶须的断裂过程时，又发现硬化到第三阶段出现胞结构后，继续形变则随着晶胞的转动，微裂纹却出自位错胞墙，这说明晶界或亚晶界在某种情况下，仍是优先产生裂纹的地方。

总之，静载下裂纹的稳态扩展，根据大量电镜的直接观察说明，它不同于疲劳裂纹的扩展，空洞的聚合并不起决定性作用，而是以“剪切脱开”的机制为主。

(3) 厚试样中裂纹的稳态扩展 虽然图 15.46 告诉我们，厚度超过 100 微米以上的薄膜，其力学性质已开始稳定，但人们对用薄膜试样的结果来说明厚试样的行为总有一定保留，至少它与平面应变状态相差甚远。为此，Beachem 和 Yoder<sup>[10]</sup>仔细地研究了大块试样中裂纹稳态扩展的机制，他们发现高强钢中，裂纹的稳态扩展是撕裂和剪切的共同作用，并以撕裂为主。产生“之”字状 (Zig-Zag) 裂纹的原因，是由于在这种 I，II 型混合裂纹中  $K_I$  的作用所致，其扩展步骤可分为四，如图 15.48 所示。首先，当裂纹尖端某一个滑移系统激活后便产生微裂纹 (1, 2) [步骤 a]，钝化后 (3)，微裂纹难以沿原来方向扩展 [步骤 b]，经撕裂则沿另一方向产生一微裂纹 (4, 5, 6) [步骤 c]，此微裂纹复又钝化 (7) [步骤 d]，再经撕裂重复步骤 a，产生微裂纹 (8, 9)，如此循环下去。

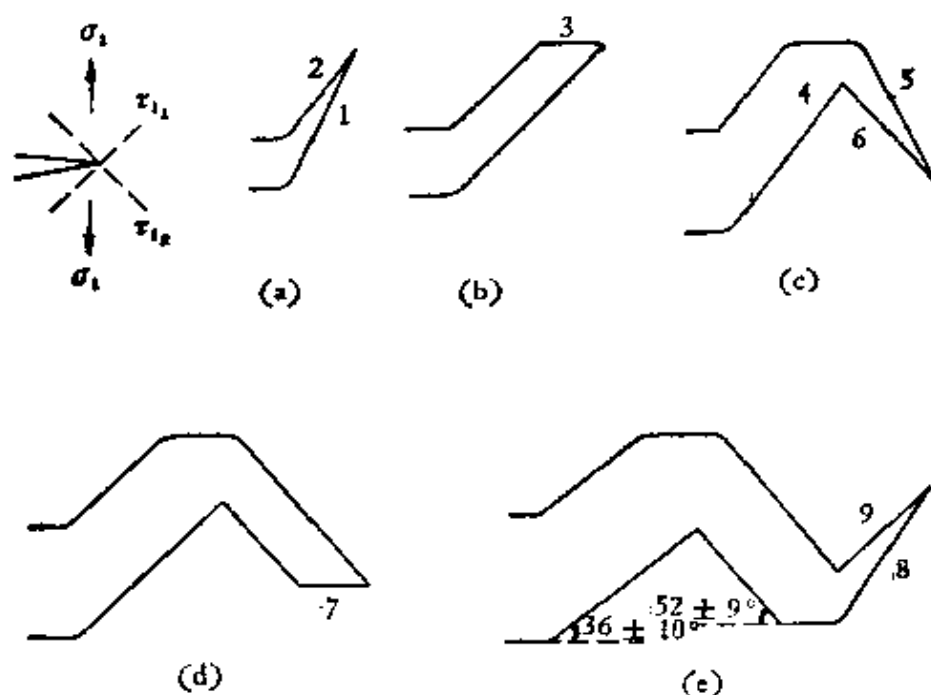


图15.48 稳态扩展中“之”字状裂纹形成各步骤的示意图。

在产生微裂纹 (4, 5, 6) 和 (8, 9) 处, 由于匹配断口上出现图 15.49 所示的同向拉长韧窝, 故可证明撕裂现象的存在。由此可知, 撕裂是造成裂纹尖端应变梯度的主要原因。但撕裂的机制如何, 是否也属于一种剪切脱开, 还需进一步研究。

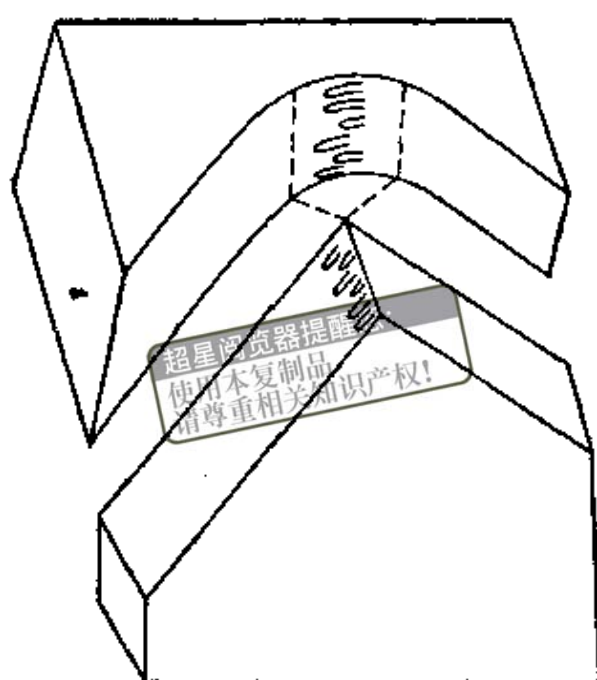


图15.49 微裂纹 (4, 5, 6) 和 (8, 9) 中, 匹配断口上同向拉长韧窝示意图。

关于稳态扩展裂纹呈“之”字形状的上述说法也有人提出异议<sup>[98,102]</sup>。他们认为微裂纹的取向完全是统计分布的, 它取决于试样的具体不均匀性, 但其总的走向由于  $K_I$  的作用仍保持和主裂纹面一致(如图 15.50 所示), 故又名蛇形裂纹 (Snaking crack)。



图15.50 蛇形裂纹示意图。

4. 裂纹稳态扩展的理论考虑 近二十年来, 对裂纹扩展机制的研究在各方面都作过很多的努力, 下面我们分裂纹的位错模拟, 晶格位错的合并机制和裂纹与晶格缺陷的相互作用等三个方面来探讨这问题。

(1) 裂纹的位错模拟。很早以前, Friedel<sup>[103]</sup>就用裂纹位错的概念对晶体中的弹性裂纹进行过描述, 以 I 型裂纹为例, 如图 15.51 所示。我们可以将裂纹看作与此两刃型裂纹位错塞积群是



图15.51 I型裂纹的位错模拟。

等效的，它的扩展过程即为此刃型裂纹位错沿断裂面的无扩散攀移。后来，Bilby Cottrell 和 Swinden<sup>(104)</sup> 把这种设想应用到弹塑性介质中，并推广到Ⅱ型裂纹

的扩展问题上。现在，我们知道所谓Ⅰ，Ⅱ和Ⅲ型裂纹的扩展，即与刃型裂纹位错的攀移、滑移和螺型裂纹位错的滑移相对应。

如果采用位错的连续分布理论，将上述弹性裂纹用位错模拟，则为了保证裂纹表面为一自由表面，下等式必须成立

$$\sigma(x) + A \int_{-a}^a \frac{\mathcal{D}(x') dx'}{x - x'} = 0, \quad (15.98)$$

其中  $x$  为裂纹扩展方向，第一项  $\sigma(x)$  为外加应力，第二项为裂纹位错在  $x$  处产生的应力，其中  $\mathcal{D}(x')$  为位错密度分布函数， $a$  为裂纹半宽度，对刃型位错而言， $A = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}$ ，对螺型位错而言， $A = \frac{\mu b}{2\pi}$ ，式中  $\mu$  为切变模量， $\nu$  为波松系数， $b$  为位错的柏氏矢量。对弹塑性裂纹在裂纹区内外加应力仍为  $\sigma(x)$ ，在范性区内，则为  $\sigma(x) - \sigma_y$ ，其中  $\sigma_y$  为屈服应力。以Ⅱ型裂纹为例，利用边界条件  $\mathcal{D}(\pm c) = 0$ ，其中  $c$  为范性区宽，求解 (15.98) 式可得裂纹尖端相对滑移位移

$$\phi(a) = \frac{4\sigma_y}{\pi\mu} a \ln \left[ \sec \left( \frac{\pi\sigma}{2\sigma_y} \right) \right], \quad (15.99)$$

此即 B. C. S. 模型。以Ⅰ型裂纹为例，Cottrell<sup>(105)</sup> 又得到裂纹尖端张开位移

$$\delta = \phi(a) = \frac{4\sigma_y}{\pi\mu} a (1 - \nu) \ln \left[ \sec \left( \frac{\pi\sigma}{2\sigma_y} \right) \right], \quad (15.100)$$

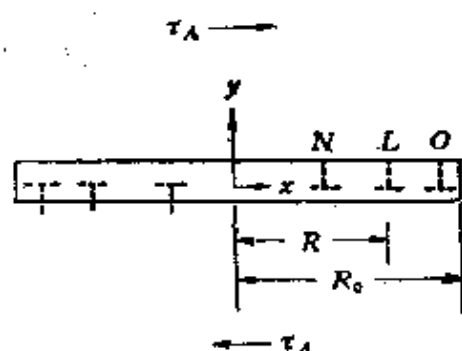
上二式可写成如下的统一形式：

$$\phi(a) = \frac{2\sigma_y}{A\pi^2} ab \ln \left[ \sec \left( \frac{\pi\sigma}{2\sigma_y} \right) \right]. \quad (15.101)$$

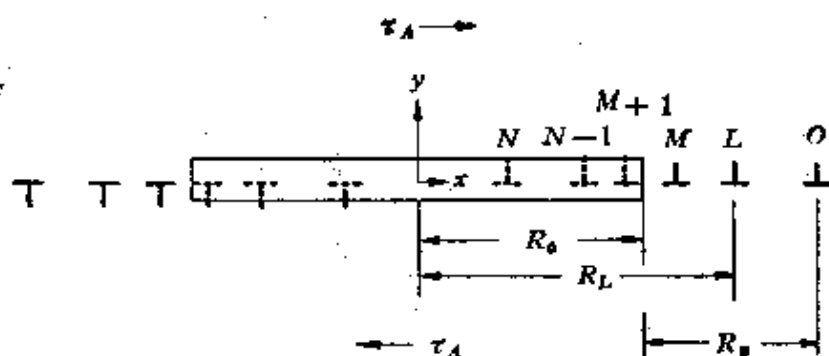
它们的应力场奇异性强度因子根据龙其威等人计算可写成<sup>(106,107)</sup>

$$K^2 = 2\pi^3 A^2 \lim_{x \rightarrow a} (a - x) \phi^2(x). \quad (15.102)$$

最近, Marcinkowski 和 Das<sup>(108)</sup> 也用裂纹位错来模拟裂纹, 但他们采用的是断续位错理论, 如图 15.52 所示, (a) 为弹性



(a)



(b)

图15.52 裂纹的断续位错理论模拟示意图。

切变裂纹, (b) 为塑性切变裂纹, 它们均为  $N+1$  个位错环组成。对弹性裂纹, 其总能可写成

$$E_T = E_\gamma + E_s + E_I - E_{\gamma_0}. \quad (15.103)$$

对塑性裂纹, 其总能可写成

$$E_T^p = E_\gamma + E_s + E_I - E_{\gamma_0} + E_f, \quad (15.104)$$

式中  $E_\gamma$  为裂纹表面能,  $E_s$  为  $N+1$  个位错环的自能,  $E_I$  为它们

之间的相互作用能,  $E_e$  为外力所作的功,  $E_f$  为裂纹位错反抗晶格摩擦力  $\tau$ , 滑出裂纹表面变成晶格位错后所作的功, 即

$$E_f = \sum_{L=0}^M \pi \tau_l b (R_L^2 - R_0^2), \quad (15.105)$$

然后就给定外应力用所谓的 FUNFIT 法<sup>[108]</sup>用计算机作数字计算, 对  $R_0$  求出总能量为最小时位错分布所对应的能量。以铁为例, 所得结果如图 15.53 所示, (a), (b) 分别为弹性裂纹和塑性裂纹的两种情况。曲线峰值所对应的  $R_0$  即为 Griffith 长度, (a) 中曲线上所标的数为裂纹位错数, (b) 中曲线上所标的数对中, 前一数为裂纹位错数, 后一数为晶格位错数。比较 (a),

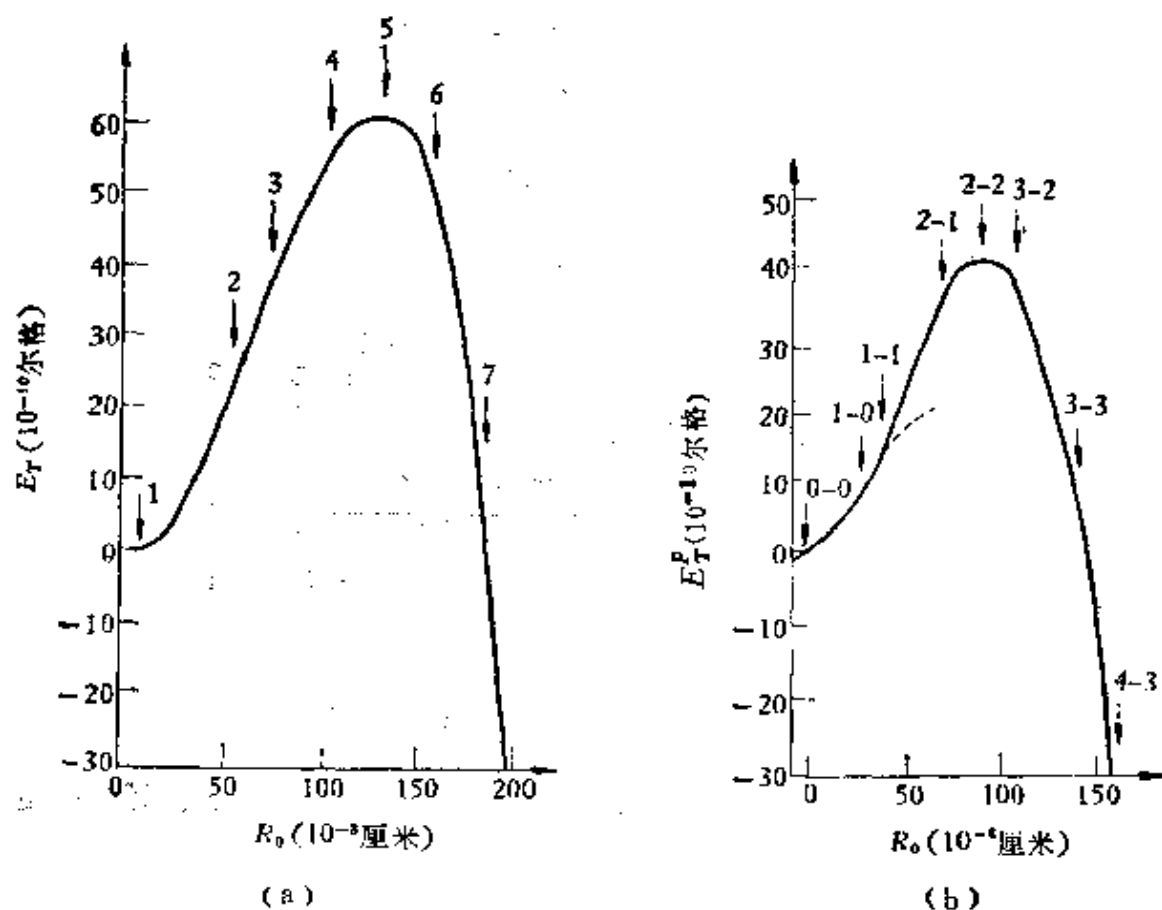


图 15.53 断续位错理论模拟铁中裂纹的结果。

(a) 图中所用的  $\tau_A = 666 \times 10^8$  达因/厘米<sup>2</sup>, (b) 图中所用  $\tau_A = 666 \times 10^8$  达因/厘米<sup>2</sup> (实线),  $\tau_A = 750 \times 10^8$  达因/厘米<sup>2</sup> (虚线),  $\tau_f = 700 \times 10^8$  达因/厘米<sup>2</sup>.

(b) 两图。显然可以看出，塑性裂纹的总能要比弹性的为低，这是违背一般常识的，本文作者正在研究解决这一矛盾。

(2) 晶格位错的合并机制。根据 § 15.8 所得脆断条件

$$nb\sigma = k'\gamma, \quad (15.106)$$

其中  $k'$  为 2 或 3 的一常数，若令  $nb = \delta$ ， $4\gamma = G$ ，则上式可写为

$$G = k\delta\sigma = J, \quad (15.107)$$

此即 (15.66) 式，也是断裂力学中大家熟知的关系，根据计算，其中  $k$  应为 1.1 至 2 之间的常数，这也符合 (15.106) 式。一般上式中， $\sigma$  均可视为  $\sigma_s$ ，而陈篪<sup>[82]</sup>强调指出， $\sigma$  应为断裂强度，蔡其巩<sup>[30]</sup>则认为  $\sigma$  是裂纹尖端滑移带中的平均流变应力。但具体应用时，由于  $k$  值存在一定变化范围，所以很难验证那一种看法是正确的。

最近，Kochendörfer 等人<sup>[110]</sup>对上述裂纹的晶格位错合并机制提出异议，他们认为滑移带中，位错塞积群的领先位错一旦合并成微裂纹后，塞积群就失去应有的障碍，而微裂纹对随后的位错则有吸引作用。所以 (15.106) 式不是脆断条件，而是裂纹稳态扩展的条件。

(3) 裂纹与晶格缺陷的相互作用。由于裂纹尖端，尤其在平面应变条件下，存在着严重的三轴应力，所以空位、间隙原子等一类点缺陷对这一地区显然是敏感的，详见 § 15.16.5。现在要问位错是否也有此现象？很早以前，Orowan<sup>[111]</sup>曾提出裂纹尖端要吸收位错的设想。后来，Smith<sup>[112]</sup>作了定量的计算，他假设在长为  $2a$  的裂纹正前方  $r$  远处，有一强度为  $nb$  的位错（如图 15.54

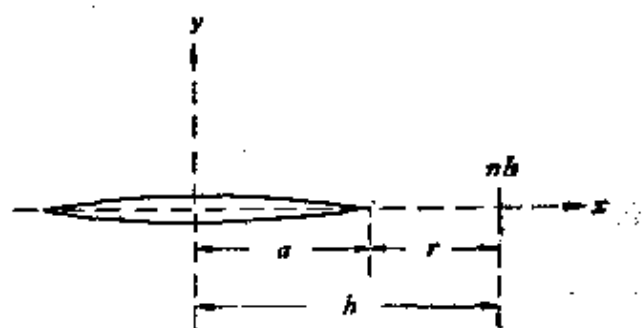


图 15.54

所示)。当  $x \leq a$  时，(15.98) 式应改写为

$$\sigma(x) + A \int_{-a}^a \frac{\phi(x') dx'}{x-x'} + \frac{n b \mu}{2 \pi (1-\nu)}$$

$$\frac{1}{h-x} = 0.$$

超星浏览器提醒您 (15.108)  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

由于裂纹是中心对称的, 所以

$$\int_{-a}^a \phi(x) dx = 0. \quad (15.109)$$

求解积分方程 (15.108) 式, 并利用关系式 (15.95), 便可得出

$$\begin{aligned} \phi(x) = & \frac{2(1-\nu)}{\mu b} \sigma(x) \frac{x}{(a^2-x^2)^{1/2}} - \frac{n}{\pi} \frac{1}{(a^2-x^2)^{1/2}} \\ & + \frac{n}{\pi} \frac{(h^2-a^2)^{1/2}}{(a^2-x^2)^{1/2}(h-x)}, \end{aligned} \quad (15.110)$$

又因为

$$\frac{(1-\nu)K^2}{\mu} = 4\gamma, \quad (15.111)$$

故由 (15.102) 式, 可得

$$\lim_{x \rightarrow a} (a-x)^{1/2} \phi(x) = \left[ \frac{8\gamma(1-\nu)}{b^2\pi\mu} \right]^{1/2}. \quad (15.112)$$

再将 (15.110) 式代入 (15.112) 式, 并设  $x = a$  便得到裂纹的扩展条件为

$$\frac{n\mu b}{2\pi(1-\nu)a} \left[ \left( 1 + \frac{2a}{r} \right)^{1/2} - 1 \right] + \sigma(x) = \left[ \frac{4\gamma\mu}{\pi(1-\nu)a} \right]^{1/2} \quad (15.113)$$

当  $n = 0$  时, 上式即为 Griffith 公式, 当裂纹比 Griffith 长要小很多时, 上式中  $\sigma(x)$  可忽略不计, 再利用关系  $\gamma = \frac{\mu b}{8}$ ,

(15.113) 式便可写为

$$n \left[ \left( 1 + \frac{2a}{r} \right)^{1/2} - 1 \right] \simeq 2 \left( \frac{a}{b} \right)^{1/2},$$

或

$$\frac{r}{b} \approx \frac{1}{\frac{2}{n^2} + \frac{2}{n} \left( \frac{b}{a} \right)^{1/2}} \quad (15.114)$$

用 (15.114) 式将计算结果列入表 15.5, 便使我们清楚的看出, 裂纹越长, 位错的强度越大, 则裂纹对位错就越易于吸引。

表 15.5

$n$	1			10			$10^2$			$10^3$		
$\frac{a}{b}$	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^2$	$10^3$	$10^4$
$\frac{r}{b}$	0.45	0.48	0.49	25	38	45	450	1200	2500	4950	15330	45500

关于裂纹吸收晶格位错的现象, 在前述的 Yoshii 等人<sup>[98]</sup> 和 Forsyth 等人<sup>[99]</sup> 的电镜连续观察中都已发现, 所以上述理论可能反应了裂纹扩展的真实情况。同样, 裂纹位错滑出裂纹表面变成晶格位错的说法除有理论兴趣外, 在前述的 Tetelman 和 Robertson<sup>[22]</sup> 用蚀坑法研究硅钢时, 的确看到通过氢脆裂纹尖端的蚀斑径迹, 即一般所谓从裂纹尖端放射位错的现象, 如图 15.27 所示。这两种机制虽都能使裂纹钝化, 但它们起作用的条件是什么, 目前还不很清楚。它的晶格几何关系可简单的示意在图 15.55。

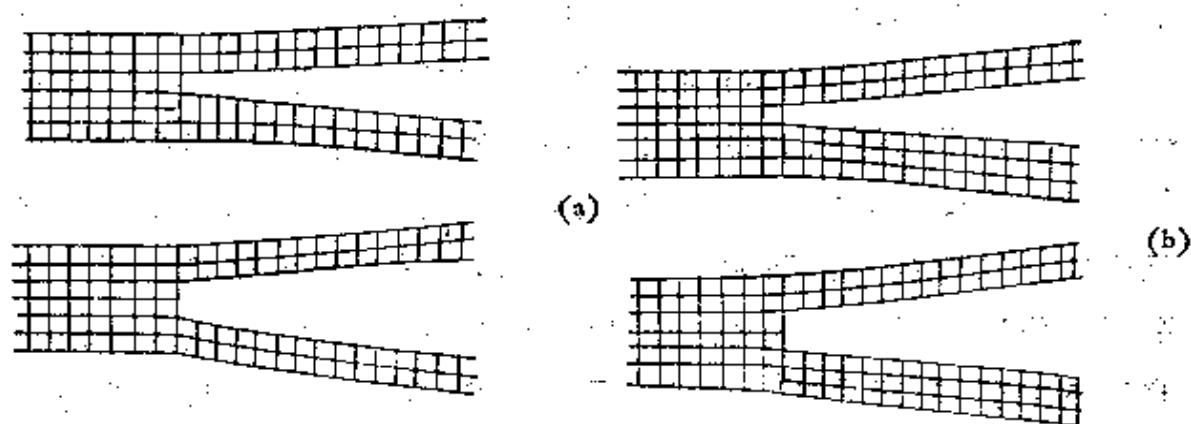


图 15.55 (a) 吸收晶格位错造成的裂纹钝化, (b) 放射晶格位错造成的裂纹钝化。

最后还应指出,最近有人将 Жукров<sup>[118]</sup>的断裂动力学理论应用到氢脆裂纹问题上<sup>[114]</sup>,发现断裂过程的激活能接近氢原子的扩散激活能;应用到铝,锌膜的断裂问题上<sup>[115]</sup>,又发现主裂纹扩展过程的激活能接近铝和锌的升华能等现象。所有这些事实都说明,断裂问题应考虑其动力学特点。

超星浏览器提醒您  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

#### 15.16.4 裂纹尖端地区的结构

在裂纹扩展过程中,其尖端地区是一个很关键的地方,但至今对它的结构知道得还很少。下面我们按 Hahn<sup>[116]</sup>的分法,将裂纹尖端地区分成四部分:

1. 非线性弹性区 这一区的范围在裂纹尖端约  $10^{-7}$  厘米附近,其弹性应变  $\epsilon_e \geq 0.1$ ,金属的韧性首先决定于这一区内原子键的特性。Smith<sup>[117]</sup>曾指出,晶体中原子键的方向性强时,晶体能量与原子的位置十分敏感,故位错宽度小,派-纳力大,受力后晶体趋向脆断;反之,晶体则表现较好的范性。Kelly 等人<sup>[118]</sup>从大量事实中,也得到裂纹尖端最大正应力与最大切应力之比若大于其相应理论值之比时,脆断趋向就大,反之,便产生塑性断裂。总之,当原子键破断强度小于其切变强度时,裂纹便以脆断方式扩展;反之,则在扩展前便产生位错从而导致塑性断裂。Ayres 和 Stein<sup>[119,120]</sup>曾以裂纹附近范性功的松弛必须最小的原则,来判定解理面的取向也能得到较好的结果,譬如,由此法可定出 b. c. c. 结构的解理面为  $\{100\}$ 。最近, Rice 和 Thomson<sup>[121]</sup>定量的研究了裂纹尖端放射位错的条件,他们在考虑:(1) 裂纹尖端应力场,(2) 裂纹表面张力,(3) 位错的镜像力等三个因素的作用下得到如下的结果:即当放射出的位错距裂纹尖端平衡距离小于位错宽时,或  $\mu b/\gamma \leq 7.5 \rightarrow 10$  时,裂纹尖端便能自动放射位错,于是产生范性扩展;反之,裂纹便只能脆性扩展。也就是说,金属结构所决定的位错,其宽度越大,裂纹尖端就容易放射位错,金属便越倾向塑性断裂。显然温度对位错宽度的

影响,就决定了该金属的脆性转变特点,这一点与 §15.10.2 中所述的 Petch 的观点还是一致的,所以这一区应是裂纹尖端关键地区的关键。但至今它的具体结构,目前除去用计算机模拟以外<sup>[122]</sup>,尚别无他法。图 15.56 给出一例,其中“×”和“·”为体心立方结构中两相邻原子层的投影。由于这种模拟完全忽略了晶体结构本来的不完整性,故它与真实情况还有一定的距离。

2. 高塑性伸张区 这一区的范围在裂纹尖端约  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  厘米附近,其量级与 C.O.D. 相同,因此可由 (15.95), (15.96) 和 (15.99) 等式来估算,其中范性应变为  $1 \geq \epsilon_p > 0.1$ , 根据 Levy 等人<sup>[123]</sup>有限元的计算,它的形状如图 15.57 所示,由于此区靠近裂纹表面,故形变基本上可视为非约束的。Levy 等人的计算结果正好与 Hahn 和 Rosenfield<sup>[124]</sup> 在 Fe-3Si 中蚀斑所示的花样完全一致,见图 15.58。

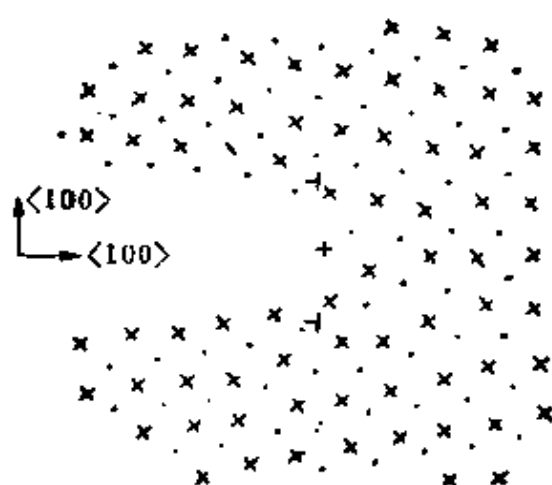


图15.56 体心立方结构中,裂纹的计算机模拟结果。

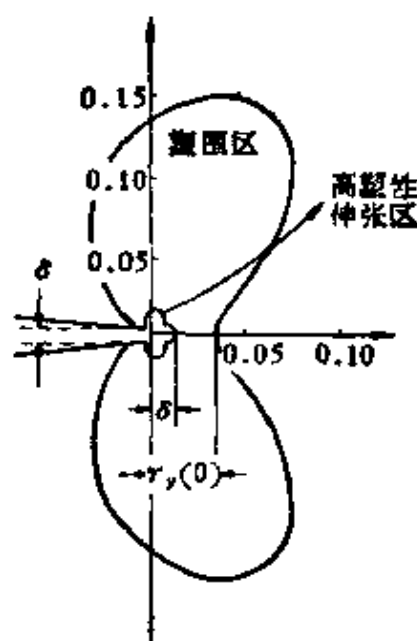


图15.57 Levy等人计算结果。

3. 塑性区 如图 15.57 所示,此区较高塑性伸张区要大一个量级,其径向范围可表作  $r_p(\theta) = A \left( \frac{K_I^2}{\sigma_y} \right)$ , 式中常数  $A$  随取向而异,并且用各种计算方法所算得的此值,其出入也较大。一般来讲,平面应变的总比平面应力的塑性区要小,而且具



图15.58 在Fe-3Si中，裂纹尖端  
蚀斑花样。

有较大的三轴应力( $\sigma_x = 1.57\sigma_y$ ,  $\sigma_y = 2.57\sigma_z$ ,  $\sigma_z = 2.07\sigma_y$ )。塑性区中，应变  $\epsilon_p \leq 0.1$ 。

(4) 线弹性区 这一区在塑性区外，其范围约相当于裂纹长度的0.2倍，一般为 $10^{-4}$ 厘米。此区间的应力应变场是线弹性的，可用我们熟知的 Westergaard 应力函数求解。

目前，说明裂纹尖端地区结构的直接实验，除上述蚀斑类型的工作外，当然电镜的直接观察在一定程度上也是支持上述图像的。

譬如，Saka 和 Imura<sup>[125]</sup>曾观察到裂纹尖端应力集中处产生大量位错，随着应力松弛逐渐向远方移动，最后形成位错的胞结构。

关于裂纹尖端地区塑性应变的测量工作，Smith 和 Knott<sup>[78]</sup>曾用显微硬度法在软钢中得到如图 15.59 所示的结果，其中高应变部分代表高塑性伸张区，此区中应变的变化可用下述直线方程描述

$$\epsilon_{yy} = 0.78 - 7x. \quad (15.115)$$

后来，Ishikawa<sup>[126]</sup>用一简单的位错弛豫模型得到一正双曲线关系，与图 15.59 中整个曲线也很靠近。关于最大塑性区的方向，从图15.57

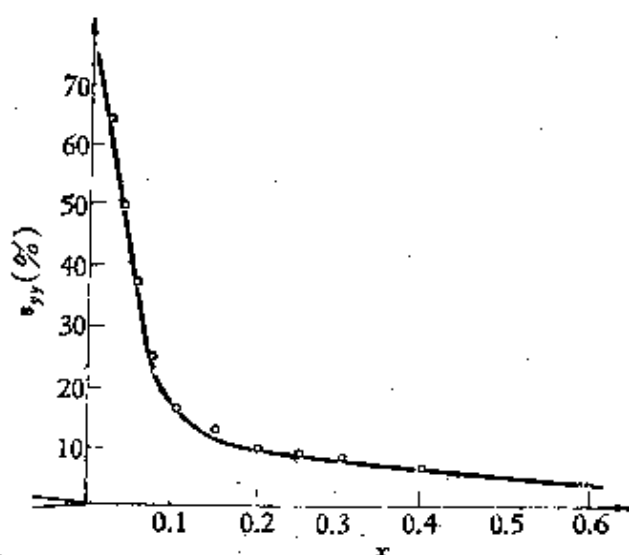


图15.59 软钢中，裂纹尖端  $x$  方向应变分布图。

可以看出, 约在  $70^\circ$  附近。最近, Jagannadham 和 Marcinkowski<sup>[127]</sup> 用裂纹的断续位错理论处理后, 得到最大塑性区的方向在  $60^\circ$  附近, 并与外应力无关, 也就是说,  $60^\circ$  的方向是最容易产生晶格位错。

最近, Masoniave 等人<sup>[128]</sup> 用声发射对裂纹稳态扩展现象的研究指出, 声发射和  $P-\Delta$  图的开始偏离直线及裂纹尖端开始出现收缩完全一致\*, 并得到收缩区半径  $r_s \propto K^5$ , 塑性区半径  $r_p \propto K^2$  的关系。随着裂纹的扩展,  $r_s$  和  $r_p$  都增大,  $r_s$  虽增加得比  $r_p$  快, 但  $r_p$  比  $r_s$  要大得多, 所以塑性区在整个裂纹稳态扩展过程中都是不断增大的。此外, 他们也确证了声发射总数  $N \propto K^m$  的关系, 式中常数  $m$  为 11, 若裂纹长经塑性区修正后, 则  $m$  为 7。Radon 和 Pollock<sup>[129]</sup> 在低合金钢中, 还发现了声发射的“保持效应”(Hold effect) 等。所有这些都说明声发射对研究裂纹的稳态扩展还是很有用的工具。

### 15.16.5 蠕变条件下裂纹的稳态扩展

蠕变条件不但可能引入明显的弛豫、扩散甚至相变等问题, 更主要的是它具有实际意义, 但这一课题涉及的范围很广; 此外, 有些内容在 § 13.5 中已谈到一些, 下面我们只简要地谈两个问题:

1. 蠕变条件下的裂纹稳态扩展参量的选择 目前, 在以不锈钢为例的实验结果中, Kawasaki 和 Horiguchi<sup>[130]</sup> 认为用强度因子  $K$  作参量较好, 而 Nicholson 和 Formby<sup>[131]</sup> 与 Nicholson<sup>[132]</sup> 认为用净断面应力  $\sigma_{net}$  较好, 而 Van Leeuwen<sup>[133]</sup> 则认为蠕变脆断的材料最好用  $K$ , 但蠕变塑性断裂的宜用  $\sigma_{net}$ 。最近, Landes 和 Begley<sup>[134]</sup> 除用  $J$  外, 又提出一新参量, 即能量率积分  $C^* = -\frac{1}{B} \left( \frac{\partial \dot{U}}{\partial a} \right)_{\dot{a}} = J$ 。实验发现, 用  $\frac{da}{dt}$  对  $\log C^*$  作图, 有

\* 由于试样特意地较满足平面应变所需厚度略小, 故裂纹扩展开始时, 在试样表面裂纹尖端处出现收缩现象。

时比对  $\log J$  作图的数据更集中在一条直线上<sup>(135)</sup>。所以看来在蠕变条件下，应变率比应变能更好地作为描述金属力学状态方程的一个参数， $C^*$  比  $J$  也更适合作为描述断裂韧度的参量。

2. 蠕变条件下，裂纹稳态扩展中点缺陷的作用 一般如果只考虑弹性相互作用的一级效应，Griffith 裂纹尖端应力场对空位的作用是排斥，而对间隙原子则是吸引<sup>(136)</sup>。但考虑到二级不均匀效应后，所得结果就正好反过来了，尤其越靠近裂纹尖端，二级不均匀效应就越显得重要<sup>(137,138)</sup>。最近，周以苍等人<sup>(138)</sup>从弹性相互作用的一级效应出发，完全模仿 Cottrell 和 Bilby 推导时效过程中，溶质原子与刃型位错相互作用的  $2/3$  次方定理一样，得到起始扩散时在时间  $t$  内到达单位长裂纹前沿的溶质原子数

$$N_a = c_0 \frac{5}{2} \left[ \frac{3\pi}{4} \right]^{1/6} \left[ \frac{MKDt}{kT} \right]^{4/5}, \quad (15.116)$$

式中  $c_0$  为溶质原子平均浓度， $D$  为溶质原子在基体中的扩散系数，应力场强度因子

$$K = \sigma \sqrt{\pi a},$$

$$M = \frac{2(1+\nu)\Delta v}{3(2\pi)^{1/2}},$$

其中  $\Delta v$  为溶质原子所引起的体积改变。若同样以每原子平面裂纹前沿扩散进一个溶质原子定义为气团，则在裂纹上形成气团的时间要比在位错线上的小 2 至 3 个量级之多。最近 Hirth 等人<sup>(139)</sup>用 Fermi-Dirac 统计对氢原子在裂纹尖端的组态也作了仔细计算。

关于空位沿晶扩散所导致裂纹扩展的可能性很早就为 Hull 和 Rimmer<sup>(140)</sup>所强调，最近，Heald 和 Williams<sup>(141)</sup>对此观点又作了补充。但 Dutton 和 Stevens 对此却提出批评<sup>(142)</sup>，并建议用相对周围环境的化学势来判断裂纹尖端原子是倾向离开裂纹还是趋向裂纹的方法<sup>(143)</sup>。后来，Stevens, Dutton 和 Puls 又发展了这一观点，并考虑到裂纹尖端应力梯度的影响，但改进不

大<sup>[144],[145]</sup>。最近, Van Leeuwen<sup>[133]</sup>重新对这一问题进行了分析, 认为蠕变裂纹的扩展, 可用空位的扩散与沉淀来解释。总之, 为了弄清蠕变条件下, 点缺陷的行为对裂纹稳态扩展的影响, 还须作更深入细致的研究。

## § 15.17 延性断裂<sup>[146]</sup>

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

延性断裂, 一方面由于它在工程上造成的危害不像脆性断裂的那么大, 另一方面, 由于它的断裂机制也远比脆性断裂的要复杂, 所以至今还没有特别令人满意的研究成果。但近年来由于大形变成型在工业上受到重视, 所以相应的对延性断裂的了解就变得比较迫切些。此外, 从图 14.43 中可看出, 强度极限与疲劳极限之间的确存在着一定的关系, 因此对延性断裂的研究, 不但有直接的现实意义, 而且还对了解金属力学性质的其他方面也是有裨益的。

延性断裂的方式有三种 (如图 15.60 所示): (a) 为一般拉

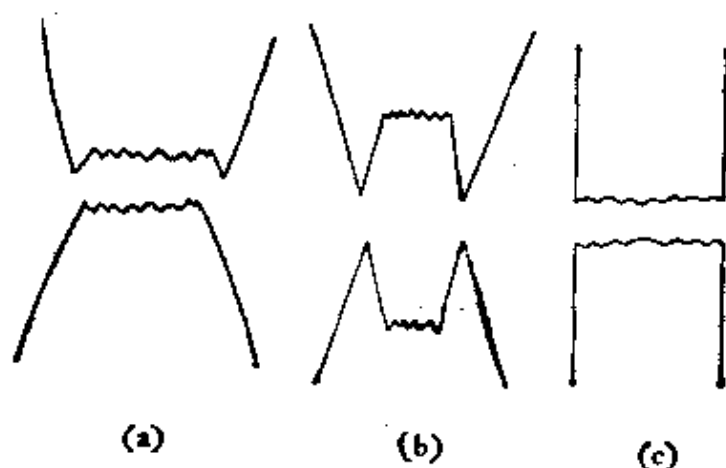


图15.60 延性断裂的断裂形式。(a) 杯-锥型;  
(b) 双杯型; (c) 平面型。

伸时出现颈缩后, 产生的所谓杯-锥型断口; (b) 为在拉伸时, 同样出现的颈缩, 但最后产生双杯型断口, 它只在室温下的纯金属中容易出现; (c) 为平面型断口, 但它的本质是延性的, 这种

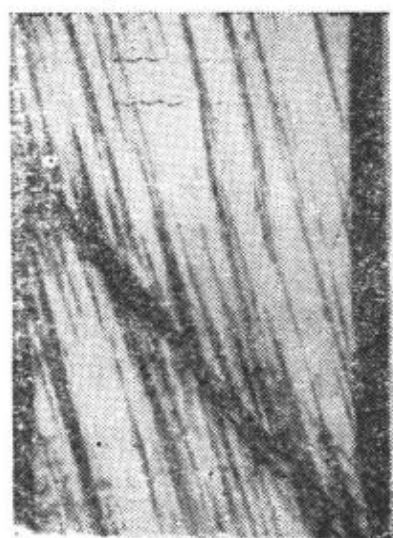
断口在室温下的高碳钢中常遇见，一些合金单晶拉伸断裂时也容易出现。这一节主要介绍单晶的延性断裂，多晶的延性断裂和延性断裂理论等三方面的内容。

超星阅览器  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

### 15.17.1 单晶的延性断裂

在高温下，锌、镉等六方结构金属单晶沿一个滑移系统滑移到断是单晶延性断裂的一种最简单的情况，但随着温度的降低，滑移带间距逐渐变小，参加滑移的系统也不止一个，并出现颈缩，形变机制就变得复杂起来了。

面心立方结构金属中，对 Al, Cu 及 Al 合金研究得比较多些。一般纯金属或简单合金在断裂前形变可分为两个阶段，首先滑移沿一个系统加深(a)，然后集中在第二滑移系统中直到断裂(b)。图 15.61 为铜单晶延性断裂中，第二滑移系统逐步加深的过程。Greetham 和 Honeycombe 在含 4% Cu 的 Al 单晶断裂过程却发现如图 15.62 所示的双杯型断口，并在断裂前产生大量空洞。高合金单晶，如含 5.5% Cu 的时效 Al 单晶，延性断裂的断口是平面型的。断裂平面是滑移面  $\{111\}$ ，与拉伸方向呈  $45^\circ$ 。图 15.63 即为其延性断裂后的断口，但它与脆断时的解理断口完全不一样。



(a)



(b)

图15.61 铜单晶延性断裂中，第二滑移系统逐步加深情况。



图15.62 Al-4%Cu单晶中的双杯型断口。

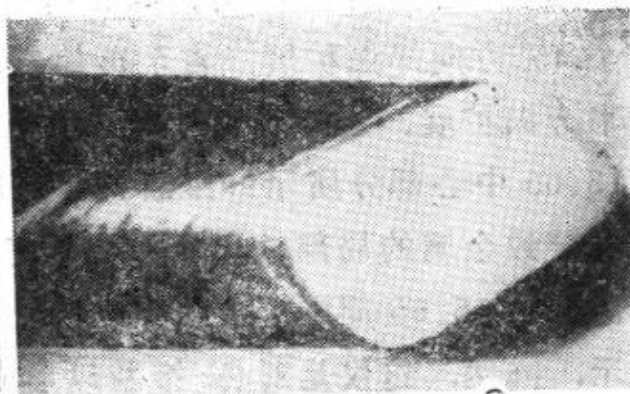


图15.63 Al-5.5%Cu时效单晶延性断裂后的断口。

图15.64即为其电子显微镜照像结果，这是一个典型的塑性断口。此外，对各种不同取向的单晶，还发现分正应力变化虽很大，但其分切应力在实验误差范围内却是一样的。这进一步证明，延性断裂时剪切过程是主要的。

体心立方结构金属的延性断裂工作主要是在铁中进行的，其中以 Allen 等人<sup>[147]</sup>的 99.96% 纯铁单晶所得结果最为有代表性，他们所得各种不同取向单晶只要温度高过 $-124^{\circ}\text{C}$ 时，断裂总是塑性的，截面收缩可达100%，断口呈刃型。



图15.64 图15.63中断口的电子显微镜照片。

### 15.17.2 多晶的延性断裂

多晶的延性断裂最早被注意的是拉伸断裂后产生的杯-锥现象，图15.65即为低碳钢的杯-锥断口，但这个问题研究得比较细致的还是在铜中。图15.66为 Puttick<sup>[148]</sup>所得高韧性铜拉伸时颈缩处的纵剖面图，其中心空洞随着应力的增加不断扩展，大致的方向沿垂直试样轴的平面。由于扩展前沿与之成 $45^{\circ}$ 的两平面切应变最大，故空洞实际上是先沿其中一个 $45^{\circ}$ 方向平面扩展；当

扩展到一定地步，因为偏离颈缩最小横截面的关系，遂改沿另一个  $45^\circ$  方向平面扩展，直至再偏离颈缩最小横截面，又回到沿原来方向扩展。这样，实际断口就呈锯齿状，故外观给出如图 15.65 中心部分所示纤维断口。最后，由于范性形变所产生的热量导致金属的局部软化，断裂便完全沿  $45^\circ$  方向剪切脱开，故给出如图 15.65 周围部分所示的剪切断口。上述过程如图 15.67 所示，当然，这仅是对杯-锥断口形成机制的粗略描述，譬如剪切断口部分如完全靠剪切动作在几何上是不可能的。



图15.65 低碳钢的杯-锥型断口。

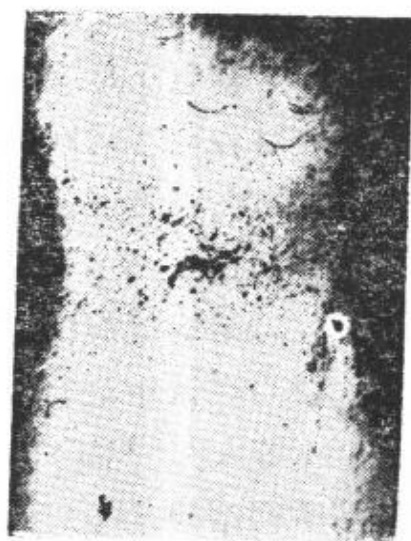


图15.66 高韧性铜拉伸时颈缩处的纵剖面图。

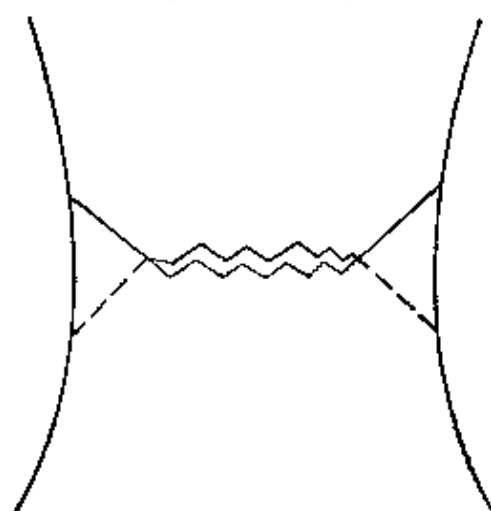


图15.67 杯-锥型断口形成机制示意图。虚线表示另一个剪切的可能性。

延性断裂出现颈缩时，名义上的应力-应变曲线与真实的应力-应变曲线相差甚远，图 15.68 中，曲线 A 是量程为 5 寸时，软

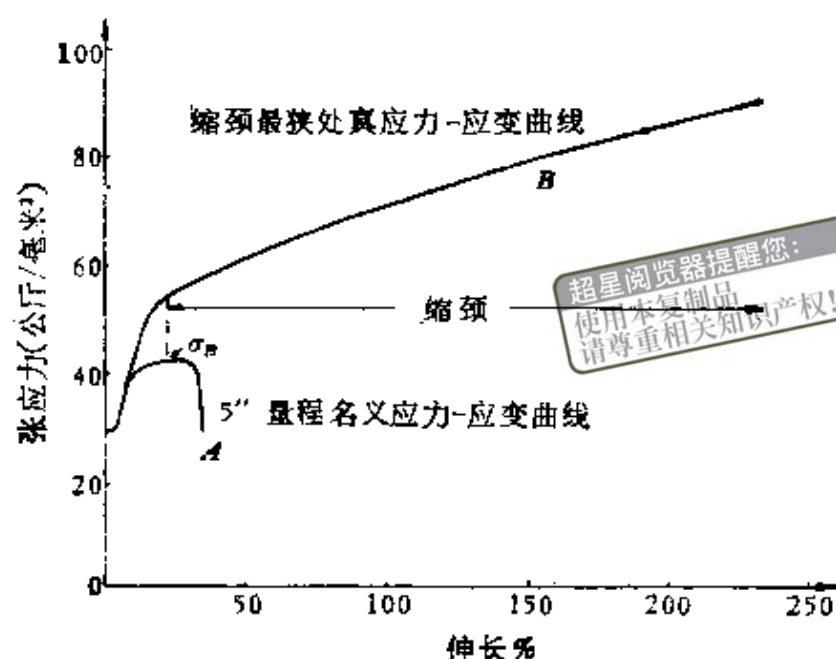


图 15.68 软钢的名义上的应力-应变曲线 (A) 和真实的应力-应变曲线 (B)。

钢试样的名义上的应力-应变曲线，B 是颈缩最狭处的真应力-应变曲线<sup>(149)</sup>。由此可见，中心空洞的产生远在试样的强度极限以后，因为不可能设想出现空洞而在真应力-应变中有直线关系。这样，我们可以设想在延性断裂过程中，空洞的出现到扩展至试样断裂为二是在断裂前不长时间完成的。

至于空洞的形成机制，一般认为起源于杂质，尤其是不润湿的第二相。例如图 15.69 即为 2Cr13 在室温下的延性断口，很清楚的看出，

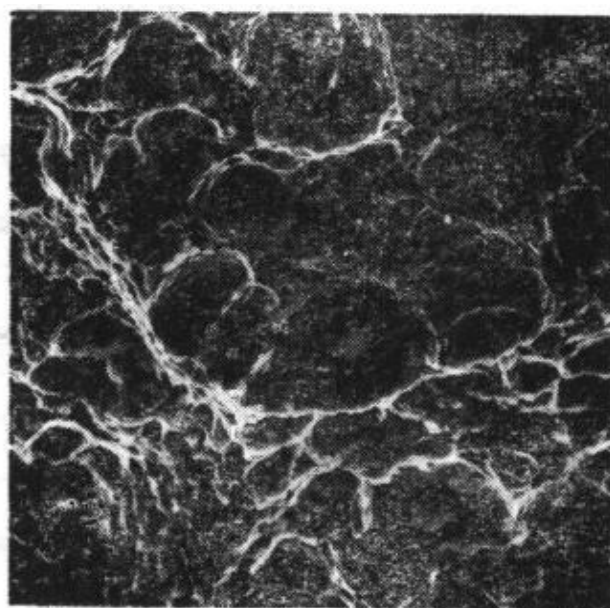


图 15.69 2Cr13 在 1030°C 时油淬，在 730°C 时回火，在室温下断口。

每一韧窝的形成都伴随着一第二相粒子。实验还证明，同一种金属，纯度越高，延性断裂时截面收缩率也越大。

### 15.17.3 延性断裂理论

延性断裂至今还没有很好的定量理论，所以下面仅在理论上就其性质作些讨论。在 § 15.17.1 中曾提到，含 5.5% Cu 的时效 Al 单晶延性断裂时，其分切应力有保持不变的现象，似乎存在一延性断裂的临界分切应力。但更多的实验指出，延性断裂时，既不存在某种应力规律，也不存在某种应变规律。譬如，Bridge-man<sup>(150)</sup> 发现，水静压力下产生延性断裂时，各分应力并非保持不变，应变也随着水静压力的增加而显著增加。又如经预拉伸过的试样再拉伸至断裂时，其截面收缩率可与未经预拉伸试样的差不多。这充分说明，一般惯用加工硬化耗竭理论来解释延性断裂是没有根据的。从扭转形变试样的断面总是横断面这一事实来看，我们倒是有理由认为延性断裂时是切应力和正应力在共同起作用，前者促使试样中产生某种缺陷，而后者帮助它通过形变逐渐形成空洞，最后由空洞扩展导致断裂。

一般，当试样出现颈缩时，切应力沿其横截面虽然变化不大，但正应力却在其中心有一极大值，故首先产生中心空洞，如图

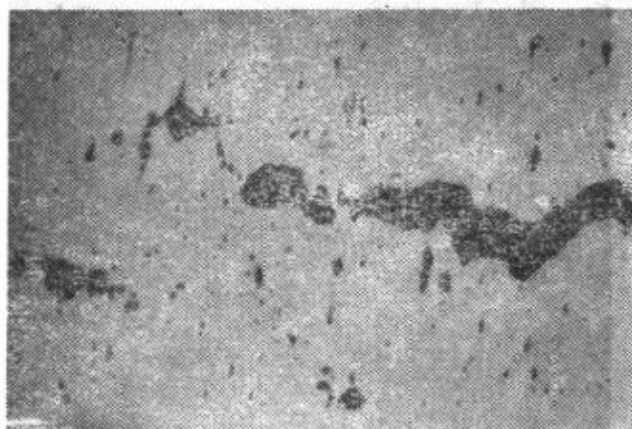


图15.70 多晶铜颈缩处空洞的汇合而导致断裂。

15.65 所示。随着外加应力的增加，中心空洞和四周的小空洞不断扩展，其方式有如形成“内部颈缩”。最后，空洞汇合而导致断裂，如图 15.70 所示。不过，最近 Ohji, Ogura 和 Mutoh<sup>(151)</sup> 的研究指出，延性断裂的机制不象上述“内部颈缩”那样连续，而是空洞与空洞间较瞬间的剪切脱开，即形成微裂纹而

相连通的过程。Clark 和 Knott<sup>(162)</sup>甚至发现在此连通过程中,也即剪切脱开时产生的大量声发射。此外, French 和 Weinrich<sup>(153)</sup>在商用纯铜延性断裂中,还观察到颈缩后出现局部切变带,它使带中已产生的空洞转向带的方向,最后沿此切变带断开。如果金属中存在第二相时,其延性断裂机制显然和第二相与基体间结合力的强弱有关,徐永波等人<sup>(154)</sup>在其扫描电镜动态观察中,已得到一些直观的初步结果。

## 参 考 文 献

- [1] 师昌绪、马应良, 晶体缺陷和金属强度, 下册, 140(1960).
- [2] Beachem C. D., *Fracture*, Vol. 1., 243(1968).
- [3] Averbach B. L., *Fracture*, Vol. 1., 441(1968).
- [4] Beachem C. D., Brown B. F. and Edwards A. J., NRL Memorandum Rept. 1432 june (1963).
- [5] Beachem C. D., *Met. Trans.*, 4, 1999(1973).
- [6] Deruyterre A. and Greenough G. B., *J. Inst. Met.*, 84, 337(1956).
- [7] Шукин Е. Г. и. Лихтман В. И., *ДАН СССР*, 124, 307(1959).
- [8] Petch N. J., *Progress in Metal physics*, 5, 1(1954).
- [9] Low Jr. J. R., *Progress in metal physics*, 12, (1963), The fracture of metals.
- [10] Pilkington R. and Hull D., *Fracture toughness of high strength materials; Theory and practice ISI Publication*, 120, 5(1970).
- [11] Low J. R. Deformation and flow of solids, 60(1956).
- [12] Gilman J. J., *J. Appl. Phys.*, 27, 1262(1956).
- [13] Hahn G. T. Averbach B. L., Owen W. S. and Morris Cohen, *Fracture*, 91(1959).
- [14] Stroh A. N., *Proc. Roy. Soc.*, 223A, 404(1954); 232A, 548(1955).
- [15] Stroh A. N., *Phil. Mag.*, 3, 597(1958).
- [16] Smith E. and Barnby J. F., *Metal Science Journal*, 1, 56(1967).
- [17] Cottrell A. H., *Trans. AIME*, 212, 192(1958).
- [18] Hahn G. T., Gilbert A. and Reid C. N., *J. Iron Steel Inst.*, 202, 677(1964).
- [19] 邢修三, 物理学报, 22, 487(1966).
- [20] Mott N. F., *Engineering*, 165, 16(1948).
- [21] Tetelman A. S., *Fracture of Solids*, 671, 461(1962).
- [22] Tetelman A. S. and Robertson W. D., *Acta Met.*, 11, 415(1963).
- [23] Tetelman A. S., *Acta Met.*, 12, 993(1964).

- [24] Thomson R., Hsieh C. and Rana R., *J. Appl. Phys.*, 42, 3154 (1971).
- [25] Stroh A. N., *Adv. Phys.*, 6, 418 (1957).
- [26] Petch N. J., *Phil. Mag.*, 3, 1089 (1958).
- [27] Abrahamson E. P. and Grant N. J., *Trans. ASME*, 50, 705 (1958).
- [28] Ареен Н. В. *Современные Проблемы Металлургии*, (АН СССР) 556 (1959).
- [29] Knott J. F., *Fundamentals of fracture mechanics* (1973).  
北京钢铁研究院金属物理室, 工程断裂力学 (1977).
- [30] Paris P. C., Tada H., Zahoor A. and Ernst H., *ASTM STP* 668, 5 (1979).
- [31] Paris P. C. and Erdogan F., *Trans. ASME*, 85, 528 (1963).
- [32] Donahue R. J., Clark H. Mcl., Atanmo P., Kumble R. and McEvily A. J., *Inter. J. Fract. Mech.*, 8, 209 (1972).
- [33] Dover W. D., *Eng. Fract. Mech.*, 5, 11 (1973).
- [34] Forman R. G., Kearney V. E. and Engle R. M., *Trans. ASME*, 89, 459 (1967).
- [35] McEvily A. J., *The Microstructure and Design of Alloys*, Vol. 2, 204 (1973).
- [36] Kashiwaya H., Ishimatsu M., Yanuki T., Arima N. and Arii M., *Mechanical Behaviors of Materials*, Vol. 1, 467 (1974).
- [37] 孔庆平, 金属学报, 13, 231 (1977).
- [38] 大谷、南海男, 金属の塑性と腐食反応 (1972); 《铁と钢》, 304 (1974).
- [39] Alefeld G. and Völkl J., *Hydrogen in Metals*, 1 (1978).
- [40] Fast V. D. Interactions of metal and gasses, 54 (1965).
- [41] Weiner L. C., *Corrosions*, 17, 109 (1961).
- [42] 杨正举, 物理学报, 22, 281 (1966).
- [43] Plusquellec J., Azou P. and Bastien P. G., *Compt. Rend.* 244, 1195 (1957); 246, 3628 (1958).
- [44] John C. St. and Gerbrich W. W., *Met. Trans*, 4A, 589, (1973).
- [45] Johnson E. W. and Hill M. L., *Trans. AIME*, 218, 1104 (1960).
- [46] McNabb A. and Foster P. K., *Trans. Met. Soc. AIME*, 227, 618 (1963).
- [47] Gerberich W. W., *Hydrogen in metals*, 115 (1974).  
Gangloff R. P. and Wei R. P., *Scripta Met.*, 8, 661 (1974).
- [48] Williams D. P. and Nelson H. H., *Met. Trans.*, 3, 2107 (1972).
- [49] Gerberich W. W., Chen Y. T. and John C. ST., *Met. Trans*, 6A, 1485 (1975).
- [50] Williams D. N. Report on hydrogen in titanium and titanium alloys. TML Report, № 100, may 16 (1958).
- [51] 鞍钢钢研所、吉林大学, 钢铁, 13, 50 (1978).
- [52] Zapffe C., *Trans. ASME*, 39, 191 (1947).

- [53] Kazinczy F. ele, *J. Iron Steel Inst.*, 177, 85(1954).
- [54] Petch N. J., *Phil. Mag.*, 1, 331(1956).
- [55] Williams D. P. and Nelson H. G., *Met. Trans.*, 1, 63(1970).
- [56] Nelson H. G., Williams D. P. and Tetelman A. S., *Met. Trans.*, 2, 953(1971).
- [57] Troiano A. R., *Trans. ASM.*, 52, 54(1960).
- [58] Колачев Б. А., Механические Свойства Сплава МА2-1 С Разным Со-  
зепханием Возорова, Цветные Металлы, Ио. 8, 88(1966).
- [59] 藤田 日本金属学会第 I Ⅲ 总会分科会シンポジウム, 金属材料と水素  
(1971).
- [60] Kamachi K. and Miyata S., *Proc. Int. Conf. Mech. Behaviors of Ma-  
terials*, 3, 274(1972). Shih H. M. and Johnson H. H., *Scripta Met.*,  
11, 151(1977).
- [61] Bastein P. G., *Physical Metallurgy of Stress Corrosion*, 315(1959).
- [62] Boniszewski T. and Smith G. C., *Acta Met.*, 11, 165(1963).
- [63] Tien J. K. (田家凱), Richards R. J., Buck O. and Marcus H. C., *Scri-  
pta Met.*, 9, 1097(1975). Tien J. K. (田家凱), Thompson A. W. Bern-  
stein I. M. and Richards B. J., *Met. Trans.*, 7A, 821 (1976). Tien  
J. K. (田家凱), Buck O. Bates R. C. and Nair S., *Scripta Met.*,  
14, 583, 591(1980)
- [64] Chu W. Y. (褚武扬), Hsiao C. M. (肖纪美) and Li S. Q. (李世琼), *Scri-  
pta Met.*, 13, 1063(1979).
- [65] Tetelman A. S., *Hydrogen in Metals*, 17(1974).
- [66] Asano S. and Otsuka R., *Scripta Met.*, 10, 1015(1976).
- [67] Beachem C. D., *Met. Trans.*, 3, 437(1972), Kimur H. and Matsui H.  
*Scripta Met.*, 13, 221(1979). Kimura H. Matsui H. and Moriya S.,  
*Scripta Met.*, 11, 473(1977).
- [68] 安天生, 安正植, 贾文学, 哈宽富 (待发表).
- [69] Anon, *NASA SO-8082*, 98(断裂 2 (1977)).
- [70] Craig Jr. H. L., *Stress Corrosion-New approaches ASTM STP*, 610  
(1975).
- [71] Irwin G. R., *J. Appl. Mech.*, 24, 361(1957); *Structural Mechanics*,  
560(1960).
- [72] Hutchinson J. W., *J. Mech. Phys. Solids.*, 16, 13(1968).
- [73] Rice J. R., Rosengren G. F., *J. Mech. Phys. Solids.*, 16, 1(1968).
- [74] Weertman J., *Acta Met.*, 26, 1731(1978).
- [75] Tetelman A. S. and Johnston T. L., *Phil. Mag.*, 111, 389(1965).
- [76] Tshikawa K. and Tsuya K., *Inter. J. Fract.*, 12, 95(1976).
- [77] Kitajima K., *Mechanical Behavior of Materials*, 1, 294(1972).
- [78] Ogasawara M., Mimura H. and Nakanishi S., *Trans. Iron Steel Inst*

超星阅读器提醒您:  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权!

- dapan*, 17, 563(1977).
- [79] Mataka T. and Imai Y., *Eng. Fract. Mech.*, 9, 17(1977).
  - [80] Weiss V., *Mechanical Behavior of Materials*, 1, 458(1972).
  - [81] Vitiek V., *Mater. Sci. Eng.*, 27, 209(1977).
  - [82] 陈饒, 金属学报, 13, 57(1977).
  - [83] Knott J. F., *Metallurgia*, 77, 93(1968).
  - [84] Smith R. F. and Knott J. F., Proc. of the Conf. on Practical Application of Fracture Mechanics to Pressure Vessel Technology, 65 (1971).
  - [85] Berry G. and Brook R., *Inter. J. Fract.*, 11, 933(1975).
  - [86] Fields B. A. and Miller K. J., *Eng. Fract. Mech.*, 9, 137(1977).
  - [87] 蔡其巩, 北京钢铁研究院物理室断裂力学资料, 76—12(1976).
  - [88] Garwood S. J., Robinson J. N. and Turner C. E., *Inter. J. Fract.*, 11, 528(1975).
  - [89] Garwood S. J. and Tirner C. E., *Fracture*, 3, 279(1977).
  - [90] 申辉旺、邓其源、蔡其巩, 新金属材料, 11-12, 45(1975).
  - [91] Johnson H. H. and Paris P. C., *Eng. Fract. Mech.*, 1, 3(1968).
  - [92] Tetelman A. S. and Evans A. G., *Fracture Mechanics of ceramics*, 2, 895(1973).
  - [93] Green G., Smith R. F. and Knott J. F., *Mechanics and mechanisms of crack growth.*, 58(1973).
  - [94] Clayton J. Q. and Knott J. F., *Metal Science*, 10, 63(1976).
  - [95] Knott J. F., *Fracture*, 205(1969).
  - [96] 陈长生, 哈宽富 (未发表).
  - [97] Otsuka A., Miyata T., Nishimura S. and Kashiwagi Y., *Eng. Fract. Mech.*, 7, 419(1975).
  - [98] Yoshii K., Kawobe H. and Yamada T., *Mechanical Behavior of Materials*, 1, 256(1972).
  - [99] Forsyth P. J. E. and Wilson R. N., *J. Inst. Met.*, 92, 82(1963—1964).
  - [100] Gardner R. N., Pollock J. C. and Wilsdorf H. G. F., *Mater. Sci. Eng.*, 29, 169(1977).
  - [101] Beachem C. D. and Yoder G. R., *Met. Trans.*, 4, 1145(1973).
  - [102] Kitagawa H., Yuuki R. and Ohira T., *Eng. Fract. Mech.*, 7, 515 (1975).
  - [103] Friedel J., *Fracture*, 498(1959).
  - [104] Bilby B. A., Cottrell A. H. and Swinden K. H., *Proc. Roy. Soc.*, A272, 304(1963).
  - [105] Cottrell A. H., *Proc. Roy. Soc.*, A285, 10(1965).
  - [106] Bilby B. A. and Eshlby J. D., *Fracture an advanced treatise*, 1, 99 (1968).

- [107] 龙期威, 金属学报, 14, 118(1978).
- [108] Marcinkowski M. J. and Das E. S. P., *Phys. Stat. Sol.*, (a)8, 249 (1971).
- [109] Marcinkowski M. J., *Advances in materials research*, 5, 443(1971).
- [110] Kochenderfer A., Schulze H. D. and Riedel H., *Inter. J. Fract.*, 11, 365(1975).
- [111] Orowan E., *Fracture*, 147(1959).
- [112] Smith E., *Acta Met.*, 14, 556(1966).
- [113] Жыркoв C. H., *Вестник АН СССР*, 3, 46(1968).
- [114] 龙期威, 金属研究所, 金情77-051(1977).
- [115] Regel V. R., Leksovskii A. M. and Sakiev S. N., *Inter. J. Fract.*, 11, 841(1975).
- [116] Hahn G. T., *Atomic Structure and Mechanical Properties of Metals*, 436(1976).
- [117] Smith E., *Conf. on the mechanics and physics of fracture*, 5/1 (1975).
- [118] Kelly A., Tyson W. R. and Cottrell A. H., *Phil. Mag.*, 15, 567 (1967).
- [119] Ayres R. and Stein D. F., *Acta Met.*, 19, 789(1971).
- [120] Tyson W. R., Ayres R. and Stein D. F., *Acta Met.*, 21, 621(1973).
- [121] Rice J. R. and Thomson R., *Phil. Mag.*, 28, 73(1974).
- [122] Kanninen M. F. and Gehlen P. C., *Interatomic Potentials and Simulation of lattice defects*, 713(1972).
- [123] Levy N., Marcal P. V., Ostergren W. J. and Rice J. R., *Inter J. Fract. Mech.*, 7, 143(1971).
- [124] Hahn G. T. and Rosenfield A. R., *Ship Structure Committee, Report SSC-191* (1968).
- [125] Saka H. and Imura T. Japanese, *J. Appl. Phys.*, 9, 1185(1970).
- [126] Ishikawa K. *Inter. J. Fract.*, 11, 973(1975).
- [127] Jagannadham K. and Marcinkowski M. J., *Phys. Stat. Sol.*, (a)42, 439(1977).
- [128] Masounave J., Lantaigne J. Bassim M. N. and Hay D. R., *Eng. Fract. Mech.*, 8, 701(1976).
- [129] Radon J. C. and Pollock A. A., *ASTM STP*, 559, 15(1974).
- [130] Kawasaki T. and Horiguchi M., *Eng. Fract. Mech.*, 9, 879(1977).
- [131] Nicholson R. D. and Formby C. L. *Inter. J. Fract.*, 11, 595(1975).
- [132] Nicholson R. D., *Mater. Sci. Eng.*, 22, 1(1976).
- [133] Van Leeuwen H. P., *Eng. Fract. Mech.*, 9, 951(1977).
- [134] Landes J. D. and Begley J. A., *ASTM STP*, 590, 128(1976).
- [135] Sadananda K. and Shahinian P., *Met. Trans*, 8A, 439(1977).

- [136] Liu H. W., *Trans. ASME J. Basic Eng.*, 92, 633(1970).
- [137] Heald P. T., Williams J. A. and Harrison R. P., *Scripta Met.*, 5, 543(1971).
- [138] Chou Y. T. (周以苍) and Wei R. P., *Acta Met.*, 23, 279(1975).  
Chou Y. T. (周以苍), Wu R. S. and Wei R. P., *Scripta Met.*, 12, 249(1978).
- [139] Hirth S. P. and Caranahan B., *Acta Met.*, 26, 1795 (1978).
- [140] Hull D. and Rimmer D., *E. Phyl. Mag.*, 4, 673(1959).
- [141] Heald P. T. and Williams J. A., *Phil. Mag.*, 24, 1215(1971).
- [142] Dutton R. and Stevens R. N., *Scripta Met.*, 6, 969(1972).
- [143] Stevens R. N. and Dutton R., *Mat. Sci. Eng.*, 8, 220(1971).
- [144] Stevens R. N., Dutton R. and Puls M. P., *Acta Met.*, 22, 629(1974).
- [145] Puls M. P., Dutton R. and Stevens R. N., *Acta Met.*, 22, 639(1974).
- [146] Beevers C. J. and Honeycombe R. W. K., *Fracture*, 474(1959).
- [147] Allen N. P., Hopkins B. E. and McLennan J. E., *Proc. Roy. Soc.*, A234, 221(1956).
- [148] Puttick K. E., *Phil. Mag.*, 4, 964(1959); 5, 759(1960).
- [149] Swift H. W., *J. Iron Steel Inst.*, 140, 181(1939).
- [150] Bridgman P. W., *Studies in large plastic flow and fracture*(1952).
- [151] Ohji K., Ogura K. and Mutoh Y., *Strength and structure of solid materials*, 99(1976).
- [152] Clark G. and Knott J. F., *Metal Science*, 11, 531(1977).
- [153] French J. E. and Weinrich P. F., *Scripta Met.*, 11, 965(1977).
- [154] 徐永波、刘民治、李恒武、苏会和、朱桂秋, *金属学报*, 15, 367(1979).

# 人 名 索 引

王业宁 216  
王其冈 524  
孔庆平 528, 538, 648  
龙其威 675  
龙其易 528  
刘民治 538  
那修三 630  
陈能宽 6, 491, 532  
陈 颢 677, 677  
徐永波 691  
张兴特 514  
张禄经 216  
黄 琨 404  
冯 端 178  
葛庭燧 140, 214, 538  
程开甲 201  
褚武扬 657  
杨正举 651  
蔡其巩 668, 677  
钱临照 538  
藤 田 657

## A

Abrahamson E. P. 489, 637  
Achler M. R. 140  
Adair A. M. 447  
Alden T. H. 583  
Alers G. 212  
Allen N. P. 375, 687  
Altmann S. L. 405  
Altpater G. 374  
Amelinckx S. 177  
Ansell G. S. 387, 539

Antonopoulos J. G. 574  
Arató P. 336  
Armstrong R. 430, 432  
Arsenault R. J. 375  
Ashby M. F. 154, 161, 166, 380,  
389, 396, 546  
Atkinson W.  
Aust K. T. 163, 480, 488  
Avra mi M. 476  
Ayres R. 680

## B

Bacon D. J. 441  
Bailey J. E. 484  
Baldwin Jr. W. M. 429  
Balluffi R. W. 149, 151  
Bardeen J. 74  
Barnby J. T. 626  
Barnes R. S. 62  
Bäro G. 154  
Barry L. 441  
Basinski S. J. 283  
Basinski Z. S. 283, 357, 359, 440  
Beachem C. D. 608, 672  
Bear I. J. 419  
Beck P. A. 479, 491  
Becker R. 478  
Begley J. A. 683  
Belliers. P. 499  
Berghezan A. 116  
Berghout C. W. 464  
Berry G. 667  
Biggs W. D. 417

Bilby B. A. 314, 674  
 Biscondi M. 160  
 Bishop G. H. 148  
 Bishop J. F. W. 329  
 Blade J. C. 489  
 Boas W. 335, 596  
 Bollmann W. 151, 174  
 Bond W. L. 27  
 Boniszewski T. 665  
 Bordoni P. G. 202, 228  
 Bowen D. K. 441  
 Bradfield G. 346  
 Bradley W. L. 586  
 Brailsford A. D. 207  
 Brandon D. G. 144, 430  
 Braumann F. 407  
 Brick R. M. 493  
 Bridgeman P. W. 690  
 Brown L. M. 574  
 Brown N. 228, 240, 365, 439, 442  
 Brook R. 667  
 Buckley S. W. 555  
 Bulter J. F. 433  
 Burgers W. G. 479, 492  
 Burkart M. W. 216  
 Burton B. 161  
 Byrne J. G. 393

## C

Cabrera N. 67  
 Cahn R. W. 479, 488  
 Calnan E. A. 335  
 Campbell D. J. 436  
 Celli V. 67  
 Chalmers A. 402  
 Chalmers B. 39, 323, 438  
 Charsley p. 555  
 Chou Y. T. (周以荪) 684  
 Christian J. W. 247, 440  
 Clarebrough L. M. 461

Clark D. S. 429  
 Clark G. 691  
 Clark R. 323  
 Clark W. A. T. 152  
 Clews C. J. 335  
 Coble B. L. 526  
 Cochardt A. 436  
 Codd I. 447  
 Coffin L. F. 585, 588  
 Cohen J. B. 120  
 Collins M. J. 540  
 Comte P. A. 477  
 Conrad H. 255, 263, 273, 432, 501  
 Cottrell A. H. 58, 76, 127, 245, 314, 361, 365, 420, 437, 443, 572, 627, 674  
 Couling S. L. 444  
 Cowling M. J. 441  
 Cracknell A. 433  
 Crocker A. G. 318  
 Crussard C. 120

## D

Dalby W. E. 420  
 Daniel I. E. 403  
 Das E. S. P. 675  
 Davies P. W. 532  
 Davies R. G. 273, 371  
 Davis P. W. 532  
 Day M. F. 587  
 De Kazinczy F. 432  
 Deruyterre A. 610  
 Detert K. 165  
 Dew-Hughes D. 390  
 Dijkstra L. J. 200  
 Dillamore I. L. 499  
 Dillamore I. S. 336  
 Doherty R. D. 499  
 Donth H. 205  
 Dorn J. E. 377, 514, 515  
 Dutton R. 684

Duggan B. J. 499

## E

Earmme Y. Y. 67  
Ebeling R. 380  
Ekvall R. A. 228, 240, 442  
Elber W. 590  
Erickson J. S. 125, 434  
Escaig B. 63  
Eshelby J. D. 34, 66  
Evers M. 435  
Ewalds H. L. 585

## F

Feltham P. 357  
Fetner C. E. 567, 569, 585  
Fields B. A. 667  
Filloux J. 207  
Fine M. E. 236, 384  
Finney J. M. 565, 569  
Fisher J. C. 395, 419, 423, 450  
Fleischer R. L. 56, 353, 360  
Flewitt P. E. J. 318  
Flinn P. A. 362, 372  
Flytzanis N. 67  
Form W. 477  
Forman R. G. 647  
Formby C. L. 683  
Forrest P. G. 591  
Forsyth P. J. E. 563, 574, 671, 679  
Foster P. K. 653  
Frank F. C. 47, 66, 89, 123, 144, 171, 179  
Fraser H. L. 318  
Frederick S. 439  
French I. E. 691  
Friedel J. 212, 281, 404, 405  
Fujita H. 418, 429, 444, 500  
Furnbayashi E. 301

## G

Gangli P. 336  
Ganesan P. 501  
Gardner R. N. 671  
Garofalo F. 509  
Garwood S. J. 668  
Gensamer M. 417  
Gerberich W. W. 654  
Gibbs G. B. 259  
Gibson J. B. 87  
Gifkins R. C. 160  
Gilman J. J. 66, 323, 422, 526, 615, 620, 631  
Girifalco L. A. 530, 533  
Gittins A. 534  
Gleiter H. 154, 164  
Gordon P. 461  
Gottstein G. 500  
Göttler E. 281  
Goux C. 160  
Granato A. 208  
Grant N. J. 514  
Green D. 335  
Green G. 669  
Greenough G. B. 610  
Gregory D. P. 440  
Grilhé J. 63  
Grosskrentz J. C. 565  
Guard R. W. 440  
Guinier A. 407  
Gupta D. 157

## H

Haessner F. 336  
Hahn G. T. 416, 426, 448, 621, 630, 680, 681  
Hale K. F. 408  
Hall E. O. 327, 447, 420, 429  
Hancock J. R. 565  
Harding J. 436

Harper J. 514  
 Hart E. 545  
 Hart E. W. 395  
 Hasiguti R. R. 212  
 Heald P. T. 684  
 Heigeland O. 568  
 Helle J. N. 416  
 Henry W. G. 403  
 Herring C. 74, 405, 525  
 Heslop J. 431  
 Hill M. L. 652  
 Hill R. 329  
 Hillert M. 489  
 Hirsch P. B. 56, 134, 283, 299, 465, 484  
 Hirth J. P. 78, 684  
 Holden A. N. 420, 422  
 Holmes D. K. 206  
 Hondros E. D. 176  
 Honeycombe R. W. K. 319  
 Hook R. E. 447  
 Horiguchi M. 683  
 Howard J. 294  
 Hu H. (胡娜) 491, 499  
 Hull D. 432  
 Hume-Rothery W. 405  
 Hutchinson W. B. 499  
 Hutchison M. M. 433

# I

Ikeda S. 301, 435  
 Imai Y. 666  
 Imura T. 682  
 Inagaki H. 493  
 Iricibar R. 417  
 Irwin G. R. 641, 664  
 Ishida Y. 150, 153, 534  
 Ishikawa K. 682  
 Ishioka S. 67  
 Iyama S. 153

# J

Jacobson M. I. 423  
 James Li C. M. 153, 430, 590  
 (李振民)  
 Jaoul B. 324  
 Jaswan M. A. 403  
 Johnson E. W. 652  
 Johnson R. H. 544  
 Johnson W. A. 475  
 Johnston T. L. 369  
 Johnston W. G. 422  
 Jonas J. J. 259, 526  
 Jones H. 404

# K

Kamachi K. 445  
 Kashiwaya H. 648  
 Kawada T. 323  
 Kawasaki T. 683  
 Kazinczy F. 655  
 Kear B. H. 372  
 Keh A. S. 431  
 Kelly A. 294, 384, 680  
 Kikukawa M. 594  
 Kim W. H. 570  
 King A. H. 499, 682  
 Kino T. 37  
 Kitajima K. 665  
 Knott J. F. 669, 682, 691  
 Kochendörfer A. 677  
 Kock E. F. 480  
 Kocks U. F. 329  
 Koehler J. S. 91, 208  
 Köster w. 212, 407  
 Krafft J. M. 429  
 Kramer I. R. 427  
 Kranzlein H. H. 374  
 Krasowsky A. J. 578

Kroupa F. 122, 236  
 Kubin L. P. 300  
 Kuhlmann-Wilsdorf D. 64, 281  
 Kunz F. W. 420, 422  
 Kuramoto E. 444  
 Kuzmin S. L. 546

## L

Labush R. 356  
 Lahiri S. K. 374  
 Laird C. 565, 570, 576, 578  
 Landes J. D. 683  
 Lange H. 318  
 Lauffer E. E. 567  
 Lawley A. 263, 439  
 Leemans D. 374  
 Le' Claire A. D. 201  
 Lenel F. V. 387  
 Levy J. 150  
 Levy N. 681  
 Lidard A. B. 403  
 Likhachev V. A. 546  
 Lindley T. C. 446  
 Lohne O. 236  
 Lomer W. M. 58, 201, 406, 418, 521  
 Loretto M. H. 318  
 Lothe J. 440, 524  
 Louat N. 428, 434  
 Louchet F. 300  
 Low J. R. 417, 434, 618, 620  
 Low Jr. J. R. 439, 440  
 Lucci A. 490  
 Lücke k. 165, 208, 270, 273, 318,  
 492, 499  
 Lukáš P. 586  
 Lüken Jr. K. F. 243  
 Luton M. J. 526

## M

Malis T. 242  
 Maddin R. 427, 501  
 Mader S. 318  
 Malu M. 539  
 Maiya P. S. 571  
 Manson S. S. 585, 588  
 Marcinkowski M. J. 56, 152, 154, 366,  
 675, 683  
 Marshall W. 406  
 Masounave J. 683  
 Mataka T. 666  
 Mathews J. M. 173  
 Matsuda A. 285, 300  
 McEvily A. J. 648  
 McLean D. 176, 508, 515, 531, 534, 536  
 McMahon Jr. C. J. 241  
 McNabb A. 653  
 Meakin J. D. 240  
 Mecking H. 500  
 Mecs B. M. 206  
 Mehl R. F. 475  
 Meiklejohn L. 389  
 Menter J. W. 17  
 Mincher A. L. 447  
 Mirura S. 176  
 Mitchell T. E. 275, 285  
 Miyazaki S. 429  
 Mogford I. L. 432  
 Mott N. F. 82, 164, 182, 281, 350,  
 383, 404, 405, 517, 524, 573, 630  
 Mukherjee A. K. 545  
 Mura T. 212  
 Murr L. E. 174  
 Mutoh Y. 690

## N

Nabarro F. R. N. 29, 236, 350, 356,  
 517, 525  
 Naramoto H. 445

Nathans R. 408  
 Neubäuser H. 357  
 Neumann P. 577  
 Nicholas J. F. 123  
 Nicholson R. D. 683  
 Nittono O. 446  
 Nowick A. S. 201, 206  
 Nutting J. 430

## O

Ogasawara M. 665  
 Ogilvie G. T. 321  
 Ogura K. 690  
 Ohji K. 690  
 Okazaki K. 501  
 Oliver P. R. 533  
 Oriani R. A. 484  
 Orowan E. 5, 386, 484, 554, 580, 607, 677  
 Otsuka A. 670  
 Owen W. S. 240, 433

## P

Packer C. M. 545  
 Pare' V. K. 206  
 Paris P. C. 645  
 Parikh P. D. 374  
 Parker E. R. 161, 278  
 Partridge P. G. 564, 573  
 Pascual R. 300  
 Paterson M. S. 556  
 Pauling L. 405  
 Paxton H. W. 419  
 Pear M. 67  
 Peierls R. 38  
 Peiffer H. R. 428  
 Pe'rez E. 300  
 Perryman E. C. W. 489  
 Petch N. J. 327, 421, 429, 431, 620, 635, 656  
 Phillip Jr. W. L. 555

Pilkington R. 618  
 Plusquellec J. 651  
 Pollock A. A. 683  
 Pond P. B. 6  
 Pond R. C. 154, 175  
 Pratt J. E. 568  
 Prekel H. L. 263  
 Pry R. H. 395  
 Pugh H. L. 434  
 Pumphrey P. H. 152  
 Pursey H. 346  
 Puttick K. E. 687

## R

Radon J. C. 683  
 Rae C. M. F. 499  
 Ramaswami B. 373  
 Raraty L. E. 588  
 Rath B. B. 499  
 Raj R. 161, 532  
 Ray R. K. 499  
 Read T. A. 216  
 Read W. T. 73  
 Rice J. 680  
 Rimmer D. E. 533, 684  
 Rixen R. 499  
 Robbins J. L. 496  
 Roberts W. N. 567  
 Roberts W. T. 336  
 Robertson W. D. 390, 679  
 Roger H. C. 419  
 Rose R. M. 440  
 Rosenfield A. R. 681  
 Rognor A. G. V. 403  
 Russell B. 433  
 Rutter J. W. 163, 488

## S

Saada G. 231  
 Sadanada K. 533  
 Saeki Y. 176

- Sagat S. 546
- Saimoto S. 500
- Saka H. 682
- Sakai T. 236
- Sass S. L. 151
- Sastry S. M. L. 373
- Sautter H. 154
- Scheil E. 216
- Schiller P. 207
- Schmid E. 7, 236, 273, 335
- Schober T. 149
- Schoeck G. 21, 212, 253, 259, 292, 372, 432, 440, 516, 521
- Schwink Ch. 357
- Seeger A. 203, 206, 248, 286, 298, 392, 404, 518, 523
- Segall R. L. 125, 565
- Seitz F. 427
- Sellars C. M. 496
- Senna M. 499
- Seraphim D. P. 201
- Sesták B. 124
- Shahinian P. 533
- Sheard G. 501
- Sheely W. F. 447
- Sherby O. D. 515
- Shimomura Y. 37
- Skelton R. P. 591
- Sleeswyk A. W. 123
- Smallman R. E. 335, 443, 446
- Smith C. J. E. 499
- Smith C. S. 170
- Smith D. A. 175, 499
- Smith E. 626, 677, 680, 682
- Smith G. C. 657
- Smith R. F. 669
- Smoluchowski R. 140, 183, 271
- Snowden K. U. 565
- Snyder Jr. W. B. 500
- Solomon H. D. 241
- Spitzig W. A. 375
- Stein D. F. 242, 440, 447, 680
- Stepanenko V. A. 578
- Stevens R. N. 684
- Stokes R. J. 245
- Stoloff N. S. 372
- Stroh A. N. 624, 635
- Stüwe H. 488
- Suhr R. W. 588
- Suits J. C. 438
- Sullivan A. M. 429
- Sumino K. 365
- Sundman B. 489
- Sutton A. L. 405
- Suzuki H. 82, 131, 271, 316
- Swinden K. H. 674
- Sylwestrowitz W. 417
- T**
- Tabata T. 444
- Takeuchi T. 435
- Talbot J. 471
- Tan T. Y. 151
- Tanaka T. 375
- Tangri K. 242
- Tanner B. K. 445
- Taoka T. 236
- Tapetado E. G. 618
- Taplin D. M. R. 546
- Taylor G. 441
- Taylor G. I. 281, 328, 335
- Tegart W. J. 496
- Tetelman A. S. 632, 638, 656, 658, 679
- Teutonico L. J. 124
- Thomas A. T. 369
- Thomas G. B. 587
- Thomas W. R. 402
- Thompson A. W. 329
- Thompson D. O. 206

Thompson N. 51, 553, 562, 594  
 Thomson R. 408, 638, 680  
 Thornton P. H. 370  
 Tien J. K. (田家麒) 539, 657  
 Tjerkstra H. H. 432, 437  
 Tomkins B. 583  
 Traub H. 357  
 Tioiano A. R. 656  
 Turkalo A. M. 440

## U

Urie V. M. 325

## V

Van den Beukel A. 462  
 Vandermeer R. A. 500  
 Van der Merwe J. H. 171  
 Van Drunen G. 500  
 Van Leenwen H. P. 683  
 Vaughan H. G. 594  
 Verbraak C. A. 499  
 Vesely D. 236  
 Vidoz A. E. 372  
 Vitek V. 122, 236

## W

Wain H. L. 325  
 Walter J. L. 481  
 Wareing J. 571, 594  
 Washburn J. 161, 278  
 Wasilewski R. J. 125  
 Wassermann G. 336  
 Watanabe T. 532  
 Webb W. W. 402  
 Weertman J. 520, 526, 538  
 Weiner J. H. 67  
 Weiss R. J. 405  
 Weinrich P. F. 691  
 Wessel E. T. 416  
 Wiedersich H. 255

Williams J. A. 534, 684  
 Wilshire B. 534  
 Wilson D. V. 433, 435, 554  
 Wilson F. H. 492  
 Winlock J. 434  
 Winter A. T. 568, 574  
 Wood D. S. 429  
 Wood W. A. 571, 574  
 Wray J. 495  
 Wuthrich C. 207

## Y

Yeh H. L. 501  
 Yoder G. R. 627  
 Yokobori T. 585  
 Yokou T. 556  
 Yoshii 670, 679  
 Yoshimatsu M. 20  
 Young C. M. 402, 429

## Z

Zabardjadi D. 500  
 Zapffe C. 655  
 Zener C. 201

Агеев Н. В. 637  
 Архаров В. И. 164, 402  
 Аубакирова Р. К. 544  
 Боровикова Р. П. 404  
 Боровский И. Б. 403  
 Бочвар А. А. 304, 469  
 Васильев Л. И. 304, 372, 527  
 Гальперин Ф. М. 405  
 Гуров К. П. 403  
 Журков С. Н. 680  
 Иванова В. С. 419  
 Индендом В. Л. 27  
 Конторова Т. А. 66  
 Косунский М. И. 404

Кураюмов Г. В. 404  
Лившиц Б. Г. 408  
Лихтман В. И. 610  
Месъкин В. С. 406  
Немнонов С. А. 406

Орлов А. Н.  
Розин К. М.  
Фикельштейн  
Б. Н.  
Френкель Я. И.

超星浏览器提醒您：  
使用本复制品  
请尊重相关知识产权！

## 名 词 索 引

### 二 画

二次再结晶 475  
几何方程 100  
几何软化 266

### 三 画

三叶扩展位错 123  
三边多面体 154  
小角晶界 141  
大角晶界 139, 144  
广延层错 42  
刃型位错 14  
刃型位错的应力场 26

### 四 画

双交滑移 75  
双谐和函数 103  
双相合金 336  
双晶 323  
内部颈缩 690  
内吸附 164  
内耗 190  
内禀层错 40  
不全位错 44  
反常振幅效应 214  
反相畴界 85  
反相畴管 373  
无歧性条件 94  
匹配断口 673  
之字状裂纹 672

### 五 画

半位错 44  
击穿速度 67  
电子屏蔽 82, 402  
主应变 94  
主应力 96  
平衡方程 99  
平面应力 101  
平面应变 101  
平面匹配模型 152  
平面结构 662  
对排-错排结构 150  
对数蠕变 518  
外延生长 172  
加工硬化 265  
加工再结晶 470  
正电子湮灭 500  
可逆氢脆 654

### 六 画

交滑移 55, 301, 442  
压杆位错 58  
压“坎” 532  
次位错 142  
亚晶界 167  
网状结构 167  
弛豫 189, 457  
弛豫谱 196  
多滑移 266, 322  
多边形化 465, 512  
合金强化 346

合金软化 374  
负超射 379  
过渡族金属 405  
动态屈服 423  
回复 458, 509, 511  
再结晶 469, 511  
再结晶织构 491  
冲杯试验 492

## 七

扭折 5  
扭折带 316, 509  
位错线体密度 21  
位错线面密度 21  
位错线段密度 21  
位错环 23  
位错偶 24, 569  
位错线能量 27  
位错线张力 28  
位错塞积 33, 623  
位错的点阵模型 38  
位错宽度 38  
位错反应 50, 627  
位错网络 59, 167, 539  
位错的动力学 64  
位错速度-应力指数 65, 423  
位错线的振动 67  
位错的互毁 86  
位错心 90  
位错心宽化 176  
位错内耗 202, 212  
位错攀 287  
位错碎屑 281, 370, 569  
位错运输理论 657  
迟屈服现象 427  
会合位错 36, 229  
束集 55, 232  
冷加工 85  
应变张量 93  
应力张量 96

应力函数 102  
应力感生有序 198  
应力集中 590  
应力腐蚀 658  
“坎” 151, 160, 164, 175, 418  
阻尼共振 197  
形变硬化 293  
形变织构 331  
均匀强化 349  
均匀屈服 422  
抗蠕变合金 539  
住留滑移带 562, 570  
门坎值 616, 654  
声发射 683, 691  
时效动力学 407  
延性断裂 685

## 八

长割阶 24  
长程有序 84  
点缺陷 76  
虎克方程 100  
易滑区 268  
林位错理论 281  
极轴机制 314  
取向因子 327  
固溶强化 346  
非均匀强化 360  
非均匀屈服 416  
屈服现象 415  
河流花样河图 617  
沿晶断裂 622  
氢脆 648  
表面活性 165  
表面吸附 656  
杯-锥型断口 688

## 九

孪生 4, 434  
孪生晶界 141

孪晶 308

孪晶几何学 305

柏氏矢量 18, 48

柏氏回路 19, 49

派-纳力 38, 228, 439, 633

派-纳势垒 308, 447

面角位错 58

弯结 64, 242

挤列 87

挤出和侵入 563

相界 139, 168

相分布 169

相界能 173

相符点阵 144

标准线性固体 188

界面内耗 214

界面强化 401

纤维织构 331

复合材料 337

星芒 419

## 十 画

配位球 403

部分位错 44

破碎现象 168

热激活参量 255, 260

热塑性 495

热疲劳 596

原子键 404

疲劳极限 550

疲劳硬化 556

疲劳软化 568

疲劳裂纹的成核与长大 570

疲劳裂纹扩展速率 647

准解理断口 609

捕获 653

脆性断裂 601, 623

脆性转变 633

高压氢气理论 655

## 十一 画

理论切变强度 10

理论断裂强度 603

旋错

堆垛层错

偏位错 44

渗透力 69

淬火 87

嵌镶组织 167

弹性后效 188

弥散强化 378

接触角 401

张“坎” 532

梯状花样 566

切窝 576

断口分析 607

断口形貌转变温度 621

断裂韧性 640

剪切脱开 671

蛇形裂纹 673

能量率积分 683

颈缩 687

## 十二 画

滑移 2

滑移带 279, 509

混合位错 15

晶须 17, 445

晶界 139

晶界位错 145

晶界能 155

晶界的滑动 159, 513, 534

晶界的移动 161

晶格摩擦力 431, 439

晶格陷围现象 633

晶格脆化理论 656

晶格位错 673, 679

割阶 22, 36, 440, 523

割阶硬化理论 282

短程有序 84,363  
超射 267,371,379  
超格位错 84,373  
超塑性 544  
硬化系数 268  
残余内应力 341  
稀固溶体 403  
裂纹闭合现象 585  
裂纹的传播 616  
裂纹的失稳扩展 630  
裂纹的稳态扩展 662,683  
裂纹张开位移 645,667  
裂纹位错 674,676  
解理断口 608  
解理阶 617  
强度因子 641

### 十 三 画

棱柱滑移 7  
节点 20  
滞弹性 187  
微范性 240  
微裂纹 528  
微蠕变 538  
鞍点能量 255  
触发机制 569  
铅笔滑移 275  
溶解沉淀形变 304  
壅坑 609

### 十 四 画

蛇线位错 88  
模量亏损 190  
静滞后 197  
静态屈服 423  
静疲劳 649  
聚合再结晶 474  
精细滑移线 280  
稳态蠕变 520  
滚圆法 401

### 十 五 画

增殖机制 73  
潜在硬化 277  
撕裂现象 673

### 十 六 画

辐照 87  
错连 148

### 十 七 画

螺型位错 15  
螺型位错的应力场 27  
扩展位错 49  
扩展割阶 61,232  
扩散范性 304,527  
赝延结构 333  
锻炼效应 551

### 十 九 画

攀移 22,68,86,521  
镜像力 91,680

### 二 十 画

蠕变 506  
蠕变曲线 506  
蠕变断裂 529  
蠕变疲劳的交互作用 585

### 二 十 一 画

氧化层 661

B-H 源 74  
Bordorni 峰 202  
Bauschinger 效应 278  
Cottrell 气团 76,361,538  
Cottrell-Stokes 定律 245  
Coble 蠕变 526  
Coffin-Manson 关系 585,588,593,  
596  
Frank 位错 47  
Fleischer 交滑移 56

- F-R 源 73  
 Fermi 能 81  
 G. P. 带 393, 407  
 Griffith 理论 605, 663  
 Griffith 裂纹的成核长大 623  
 Hall-Petch 公式 327, 429, 636  
 Hirsch 硬化理论 283  
 Herring-Nabarro 蠕变 524  
 $J$  积分 644, 665, 668  
 K-G-L 理论 208  
 K-状态 408  
 Lomer-Cottrell 位错 58, 289  
 Lamé 系数 97,  
 Lévy 条件 102  
 Lüders 带 417  
 Lüders 应变 417  
 Neumann 带 311  
 O-点阵 151  
 Orowan 机制 395  
 O型裂纹 529  
 Portevin-Le Chatelier 效应 369  
 Petch 斜率 431  
 Shockley 位错 45  
 Snoek 气团 80, 362, 538  
 Suzuki 气团 82, 363, 538  
 Sneeek 效应 200  
 Seeger 硬化理论 286  
 Seeger 流变理论 246  
 Schmid 定律 7, 236  
 S-N 曲线 551  
 Thompson 符号 51  
 V型裂纹 529  
 $\alpha$  蠕变 507  
 $\beta$  蠕变 507