

晶体生长的缺陷机制*

王继扬

(山东大学晶体材料国家重点实验室 济南 250100)

摘要 晶体生长是一个复杂的相变过程.自80年代以来,闵乃本及其研究组系统地研究了晶体生长的缺陷机制.在理论分析和实验观察的基础上,他们发展了晶体生长的位错机制(包括刃位错和混合位错机制)、层错机制、孪晶机制、重入角机制以及重入角生长和粗糙界面生长的协同机制.根据这些机制可以得出结论:任何可以在晶体生长表面提供台阶源的缺陷都能为晶体生长作出贡献,这些台阶源包括完全台阶和不完全台阶(亚台阶).近年来,P. Benne ma及其合作者系统地研究了在照相工业中广泛应用的卤化银和金属银的晶体生长机理,在大量实验事实和理论分析的基础上,他们认为亚台阶理论(称作闵氏理论)不仅可适用于溶液生长,也适用于气相生长的机理研究;不仅适于作理论分析,而且可用于寻求最佳生产条件的指导.亚台阶理论是晶体生长的一个普适理论.文章介绍了闵乃本及其研究组提出的理论及P. Benne ma研究组近年来在这方面的工作进展.

关键词 晶体生长,生长机制,缺陷

DEFECT MECHANISM OF CRYSTAL GROWTH

WANG Ji-Yang

(State Key Laboratory of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100, China)

Abstract Crystal growth is a complicated phase transition process. Since the 1980's, Min Naiben and his group have investigated the defect mechanism of crystal growth in detail. Dislocation mechanisms involving edge and mixture dislocations, stacking faults, twin lamellae and re-entrance corner growth together with rough surface growth and re-entrance corner growth have been explained based on theoretical and experimental investigations. It can be concluded that any defect which would provide step sources in the growth surface could contribute to continuous growth of the crystal. These steps contain both whole (complete) steps and sub-steps (incomplete steps). In recent years, Benne ma and co-workers have investigated the growth mechanism of silver halides and metal silver crystals which are widely used in the film industry. Based on the experimental evidence and theoretical analysis, they have concluded that the sub-step theory (named Min's theory) can be used to explain the crystal growth mechanisms of both solution and sublimation processes. This sub-step theory provides not only a theoretical analysis of crystal growth, but also is a guide for optimal production conditions, so it is a general theory for crystal growth. This paper reviews Min's theory and some progress made in Benne ma's group.

Key words crystal growth, mechanism, defects

1 引言

晶体生长是一种复杂的相变过程,迄今为止,人们尚难以为实际晶体生长过程提出一个完备的、定量的理论.1878年,吉布斯(J. W. Gibbs)^[1]首先指出了完整晶体生长不是一个连续过程,当原子铺满一层后,需克服一个垫垒,新的一层才能继续生长.20世纪20年代,Kossel和Stranski提出完整晶体生长的

二维成核微观理论;40年代,F. C. Frank^[2]提出了螺旋位错生长机制,发展了缺陷晶体生长的微观理论;1951年,Burton^[3,4]等加以总结,为晶体生长的界面过程理论奠定了基础.

20世纪50年代后,人们在实际晶体生长中并未考虑过螺位错以外的缺陷对晶体生长的贡献.自

* 国家重点基础研究发展规划项目

2000-06-13收到

80年代以来, 闵乃本等系统地发展了晶体生长的缺陷机制, 将螺位错机制推广到包含刃位错、混合位错的位错机制⁵¹, 提出了包含层错机制⁶⁻⁹¹、孪晶机制^{10, 111}、重入角机制^{12, 131}的晶体生长的亚台阶机制以及重入角生长和粗糙界面生长的协同机制¹⁰¹, 全面发展了晶体的缺陷生长理论. 近年来, 荷兰晶体学家 P. Benne ma 等在研究“闵氏理论”的基础上进一步发展了亚台阶生长机制, 将其应用于感光工业规模生产的卤化银和金属银的形态和生长机制的研究中, 认为闵氏亚台阶理论是晶体生长中一个普遍适用的理论. 本文将简要介绍闵乃本晶体生长缺陷机制的主要观点及 Benne ma 研究组的一些工作.

2 晶体生长的位错机制

50年代以来, 人们并未进一步考虑到螺位错以外其他缺陷在晶体生长中的作用. E. Bauser^[14]观察到刃位错可为晶体生长提供台阶源. 在这一实验事实的启发下, 闵乃本等⁶¹对不同类型位错所引起的点阵面的畸变以及在表面露头处邻近的原子组态进行分析, 提出在实际晶体中, 若表面与位错线相交, 且不处于以位错的伯格斯 (Burgers) 矢量为轴的晶带中, 则位错在该表面的露头处将存在永不消失的台阶, 而不管位错线的取向如何, 即不论是螺型位错、刃型位错, 还是混合型位错. 闵乃本通过解释刃位错的形成, 在图 1(a) 中形象地说明了将完整晶体切开而插入原子层形成的刃位错, 能将原来互相平行、互不连通的(110)点阵转变为一个螺旋面, [010]刃位错露头点在(110)面上即成为一个永不消失的台阶源.

为进一步说明这一点, 可将纯“螺型”位错和纯“刃型”位错形成台阶作一比较. 图 1(b) 与图 1(a) 的位错具有相同的[010]伯格斯矢量, 但在图 1(a) 中位错线平行于[100]为纯刃型位错, 而在图 1(b) 中位

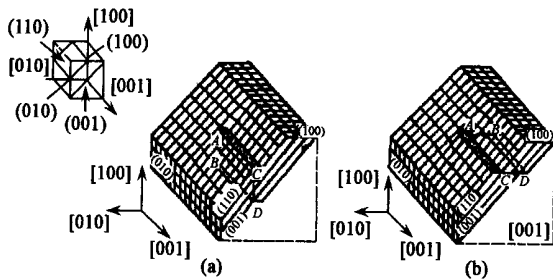


图1 纯刃位错

(a) 和纯螺位错; (b) 在{110}面上产生生长台阶示意图

错线平行于[010], 为一纯螺型位错. 从图中可见, 这两种位错都使晶体中的(110)点阵面从无限多层相互平行、互不连通的原子面转变为单一螺旋面, 都在(110)表面上形成了永不消失的台阶. 它们对晶体生长的贡献是完全相同的. 因此不论是螺型位错、刃型位错还是混合型位错都可为晶体生长提供不消失的台阶.

3 晶体生长的层错机制

除了位错之外, Bauser 等曾提出过在简单立方晶体中的层错可作为生长台阶源的设想¹⁵¹. 但是, 在简单立方结构中是不可能存在层错的.

层错是一种面缺陷. 在密堆积结构中, 正常堆积次序发生破坏的区域称为层错. 在面心立方 (fcc) 结构中经常观察到层错. 闵乃本等在实际考察 fcc 晶体的层错结构后, 提出了层错机制⁶⁻⁹¹.

在 fcc 晶体中, 层错面为{111}, 层错矢量为(1/6)⟨112⟩和(1/3)⟨111⟩; 若(111)面为生长面, 层错面为(111), (111)和(111), 三组层错与之以 70.53° 相交, 可能的层错矢量总结于表 1. 由层错矢量产生的台阶高为 $h = n \cdot b$ (n 为垂直于生长面的单位矢量, b 为层错矢量), 在生长面产生台阶的高度亦见于表 1. 从表 1 可见, 层错产生的台阶有两种类型: 其台阶高度分别等于{111}面间距 d_{111} 的 1/3 和 2/3. 由于这类台阶高度小于面间距, 故称为亚台阶, 而高度等于面间距的台阶为全台阶.

表 1 fcc 晶体(111)面上层错产生的亚台阶高度

生长面	层错面	层错矢量 b	亚台阶高度	$h = b \cdot n$
(111)	$(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$	$\pm(1/6)[12\bar{1}]$	$0.385 a$	$(2/3) \delta^*$
		$\pm(1/6)[\bar{1}12], \pm(1/6)[2\bar{1}\bar{1}]$	$0.192 a$	$(1/3) \delta$
		$\pm(1/3)[1\bar{1}\bar{1}]$	$0.192 a$	$(1/3) \delta$
(111)	$(\bar{1}\bar{1}1)$	$\pm(1/6)[2\bar{1}1]$	$0.385 a$	$(2/3) \delta$
		$\pm(1/6)[\bar{1}\bar{1}2], \pm(1/6)[12\bar{1}]$	$0.192 a$	$(1/3) \delta$
		$\pm(1/3)[11\bar{1}]$	$0.192 a$	$(1/3) \delta$
(111)	$(1\bar{1}\bar{1})$	$\pm(1/6)[112]$	$0.385 a$	$(2/3) \delta$
		$\pm(1/6)[\bar{1}2\bar{1}], \pm(1/6)[2\bar{1}\bar{1}]$	$0.192 a$	$(1/3) \delta$
		$\pm(1/3)[1\bar{1}\bar{1}]$	$0.192 a$	$(1/3) \delta$

* δ 为生长面(111)的面间距

在晶体生长中, 亚台阶处是优势生长位置. 在图 2 中, 高度为 d_{111} 的二维核在 $(1/3) d_{111}$ (标作 δ) 处吸附, 则在左侧形成一个高度为 $(2/3) d_{111}$ 的亚台阶, 在右侧形成一个全台阶; 而再在 $(2/3) \delta$ 的亚台阶处吸附生长单元时, 又形成 $(1/3) \delta$ 及全台阶. 由此, 层错露头处同样在晶体生长表面上形成永不消失的台阶源. 如果亚台阶的两个端点都在生长面内, 则形成

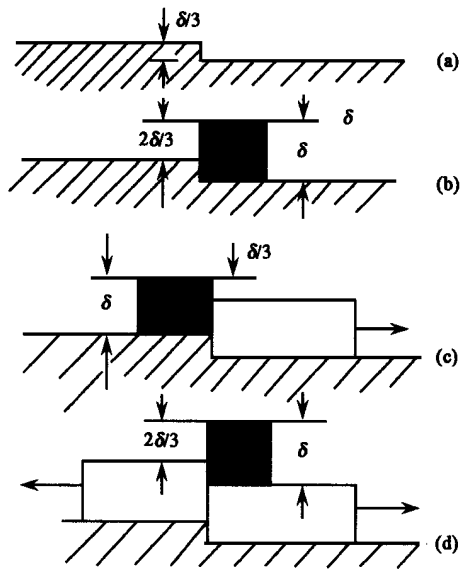


图2 层错机制中台阶的产生过程

的生长丘形态和一对螺位错相同;如果只有一端点在生长面内时,形成生长丘不具生长蠕线特征^[6].

对面心立方结构高度的亚台阶原子组态钢球模型的分析可知,亚台阶上势阱吸附几率比{111}面正常位置大54倍.在此基础上,闵乃本等提出了层错机制的单核模型和多核模型的生长动力学,和二维成核机制生长动力学进行了对比^[6-9].三种不同模型所提供的生长速率大小顺序应该为:低饱和度($\Delta\mu/kT < 1.7$)时,单核层错机制 > 多核层错机制 > 二维成核机制;中过饱和度($1.7 < \Delta\mu/kT < 2.4$)时,多核层错机制 > 单核层错机制 > 二维成核机制;在高饱和度区($\Delta\mu/kT > 2.4$)时,多核层错机制 > 二维成核机制 > 单核层错机制.显然,在整个过饱和度区间,层错机制总是优于二维成核机制,只是在低饱和度和下,单核层错机制优先,而在高过饱和度下,多核层错机制占优势.

利用蒙特卡罗计算机模拟对层错机制、二维成核机制和螺位错机制的生长动力学进行对比,层错机制和二维成核机制对比的结果与前述的解析结果一致.层错机制和螺位错机制对比的结果表明,在中等饱和度($\Delta\mu/kT < 4.5$)以下,螺位错机制优于层错机制;在高饱和度($\Delta\mu/kT > 4.5$)时,层错机制占优势.进一步的分析和模拟都得到这样的结论:层错机制在任何饱和度下都优于二维成核机制,而只在过饱和度较大时优于螺位错机制.

4 晶体生长的孪晶机制

闵乃本等还证明了孪晶在生长面的露头处同样

可作为生长台阶源^[10-12].

孪晶的产生可以看成在面心立方晶体中相邻的{111}面中间引入堆垛层错,造成由一系列相互平行层错产生的孪晶,其共格孪晶界面分别为P面和Q面(见图3).在层错面上存在着六种可能的层错矢量(见表2),相应于这些矢量,孪晶片在{111}面露头处形成二类孪晶区,如图3所示.在P和Q之间的层错,导致其间的基本结构平移.其切变大小为 $S = b/d_{111}$,这里, b 为层错矢量值.

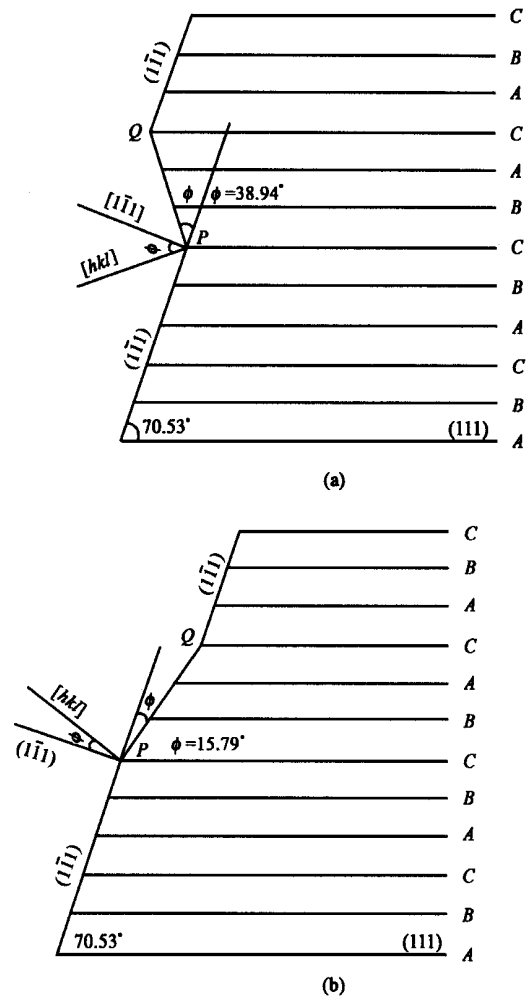


图3 层错产生的二类孪晶
(a) A型孪晶; (b) B型孪晶

表2 几个生长面上孪生区面指数*

生长面	层错矢量	原坐标面指数	孪晶坐标面指数
(111)	(1/6)[112], (1/6)[211]	(212)	(010)'
	(1/6)[121]	(151)	(111)'
(111)	(1/6)[211], (1/6)[121]	(221)	(100)'
	(1/6)[112]	(511)	(111)'
(111)	(1/6)[121], (1/6)[112]	(122)	(100)'
	(1/6)[211]	(115)	(111)'

* 这是孪生发生于fcc晶体的(111)面上,生长面(111), (111), (111)上的孪生区的面指数

由于以上产生孪晶的操作,对(111)层错面上的不同层错矢量在三个可能的生长面 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ 和 $(1\bar{1}\bar{1})$ 上产生了两类孪生区.这两类孪生区在原坐标系中的取向和面指数均有改变.

若在原坐标系内孪生区的面指数为 h, k, l ,在孪晶坐标系中孪生区的面指数为 h', k', l' ,则其关系为

$$\begin{aligned} h' &= (h - 2k - 2l)/3, \\ k' &= (-2h + k - 2l)/3, \\ l' &= (-2h - 2k + l)/3. \end{aligned}$$

利用这一关系,即可求得孪生区在孪晶坐标中的面指数: $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ 生长面上 A 型孪生区的面指数为 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})'$, B 型孪生区的面指数不是 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})'$,而是 $(0\bar{1}\bar{0})'$.对于 A 型孪生[图 3(a)],在(111)生长面上出现两个角,凸角为 Q,凹角为 P.凹角对晶体生长没有贡献.刚球模型显示,凹角 P 与前面介绍的层错在生长面上形成亚台阶是相同的,对晶体生长有贡献.实际上,角 P 即为所谓的重入角.进一步用刚球模型对二类孪生区内的原子组态进行研究,结果表明,在 B 型孪生区内的表面原子具有二维正方结构,而在 A 型孪生区内的表面原子组态仍然保持二维六方结构.这与上述用坐标变换所得的结果相同^{5,101}.

如果生长面是(111)面,由 3 片层错组成的孪晶片是通过 B 型孪生操作而产生的,则会在生长面出现 3 个高度为 $(1/3) d_{111}$ 的亚台阶,如图 4(a)所示.如果有 3 列标为 1 的原子吸附在这 3 个亚台阶上时,则在其右侧形成了 1 个全台阶,而在其上部出现 2 个高度为 $(1/3) d_{111}$ 的亚台阶,在左侧形成了 1 个高度为 $(2/3) d_{111}$ 的亚台阶.全台阶会很快向右运动生长,而在其他几个亚台阶上将会吸附标以 2 的 4 列原子,在两侧产生 2 个全台阶,同样还产生 2 个 $(1/3) d_{111}$ 和一个 $(2/3) d_{111}$ 亚台阶,全台阶会很快向两侧运动,而这个过程也可以不断地重复下去,如图 4(b)所示.

层错机制能够在层错的两侧交替地产生全台阶,即在某一时刻能在层错的一侧产生全台阶.而 B 型孪晶机制在某一时刻能在两侧同时产生全台阶,因而孪晶机制提供的生长速率比层错机制提供的生长速率更高;在低饱和度下,螺位错生长速率仍高于孪晶机制,但在饱和度提高,螺位错机制仍提供比层错机制更高生长速率的情况下,孪晶机制提供的生长速率将超过螺位错机制.

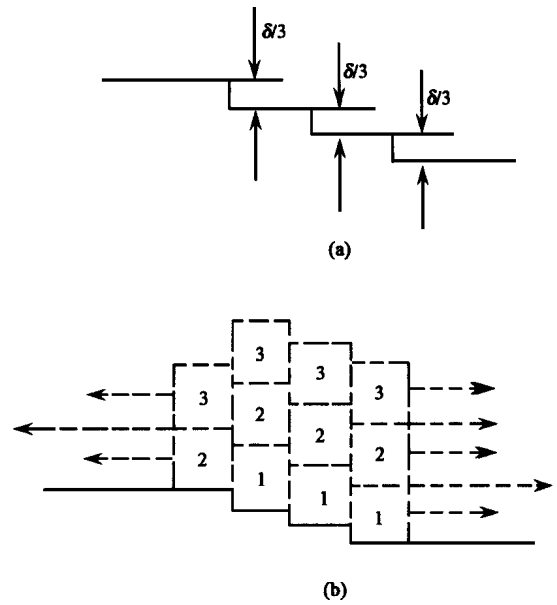


图 4 产生生长台阶的晶体生长孪晶机制
(a) B 型孪晶的 3 个亚台阶; (b) 产生台阶的过程示意图

5 重入角生长和粗糙面生长的协同机制

在天然矿物晶体中经常会出现很多板块晶体,如水晶、方解石、赤铁矿、金刚石等.孪晶机制和重入角机制(凹角机制)固然是其原因之一,如果重入角生长和粗糙面生长协同作用,同样可以为晶体生长作出贡献¹⁰¹.

设想在一个晶体处于生长驱动力为各向同性的生长系统中,该晶体是具有面心立方结构并由 $\{111\}$ 面构成的多面体晶体.多面体上部经过 B 型孪生操作,多面体的三个侧面不是平的晶面,其上部侧面转变为 $\{100\}$ 面,而其下部仍然为 $\{111\}$ 面,其顶面和底面都是 $\{111\}$ 面,如图 5(a)所示.通常面心立方晶体的 $\{111\}$ 为光滑面,必须二维成核生长,而 $\{100\}$ 是粗糙面,无需二维成核即可生长.如果我们研究的生长系统的过饱和度足够低,不能使光滑面 $\{111\}$ 通过二维成核生长;同时生长系统的过饱和度又足够高,可以使粗糙面 $\{100\}$ 以重入角生长,因而在这多面体晶体中,顶面、底面和侧面的 $\{111\}$ 光滑面都不能生长,只有三个侧面的 $\{100\}$ 面部分才能够生长.由于晶面淘汰律的作用,生长快的 $\{100\}$ 面在多面体中消失,晶体全部由 $\{111\}$ 面组成.由于饱和度不足以在 $\{111\}$ 晶面上形成二维核,在晶面上的生长停止了.但是由于孪晶的存在,又在两晶体接合处出现了 3 个 70.53° 的重入角,如图 5(b)所示.已经证明该角上任何原子坐标位置均相当于生长过程中最活跃的扭

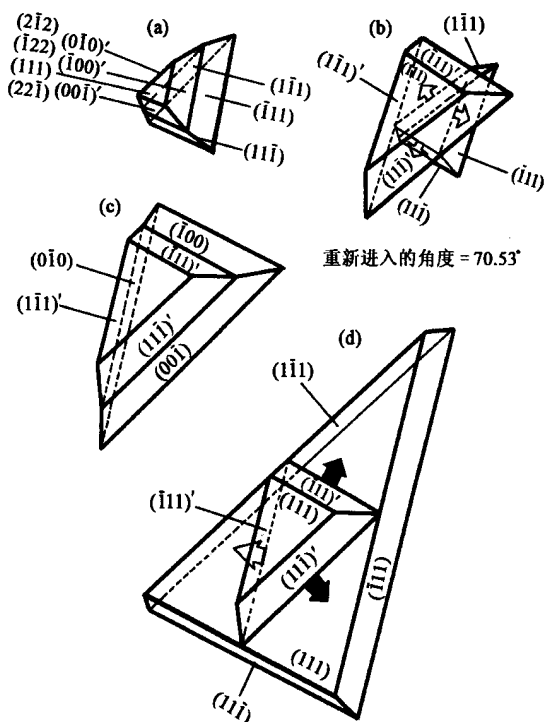


图5 重入角生长和粗糙面生长的协同机制

折位置,重入角机制起作用,重入角机制生长的结果是重入角消失而粗糙面 $\{100\}$ 重新出现,见图7(c);粗糙面生长再度起作用,结果导致粗糙面消失时,又出现 109.47° 的重入角,这种重入角又相当于永不消失的全台阶,在生长过程中也颇为活跃,重入角机制又再起作用.这样两种机制交替起作用,从而长成较大的板块状晶体,这种机制也许在天然矿物的生长中起很大的作用.

在一般生长条件下,光滑面和粗糙面均能生长,但显然粗糙面 $\{100\}$ 比光滑面 $\{111\}$ 的生长速度要大.上述机制不再是交替起作用,而是同时作用,协同工作,在同一时间内,两种机制一起对晶体生长作出贡献,最后的结果仍然是形成了板块晶体.

6 卤化银和银晶体孪晶生长机理及其应用

上述闵乃本等关于晶体生长的缺陷机制被国外学者称为“闵氏理论”^[16-22].由于以上关于晶体生长缺陷机制多以具有面心立方结构为例推出,因此,关于面心立方实际晶体生长中闵氏亚台阶理论的应用更受人瞩目.

卤化银晶体(包括氯化银、溴化银)具有面心立方点阵的氯化钠结构,而金属银晶体是以面心立方点阵面心立方结构结晶.这些晶体在感光工业中大量应用,其生长形态对于照相乳胶的生产有极其重

要的意义.板状卤化银晶体被大量采用,因为比起立方状卤化银晶体来说,同样的卤化银含量,它们具有更大的比表面积.因此,制作同样面积感光胶片时,板状卤化银晶体要比块状晶体更节省原料银,而由此生产的胶片也可更薄更均匀,感光胶片的质量由此亦得到很大的提高.因此,对于卤化银晶体孪晶形成和生长机理的理解,不但有重要的科学意义,同样也有重大的经济价值.

这里所研究的对象,有从有机溶剂中生长的厘米级大尺寸的卤化银晶体,有以工业化水溶液双喷嘴法生长的微米级卤化银晶体,以及采用气相法生长的卤化银晶体和同样属于面心立方结构的金属银晶体.其中卤化银晶体有板状晶体及针状晶体.在这些晶体的生长中,各种晶体的生长现象,几乎都可以用在闵氏理论基础上发展起来的亚台阶模型来解释.

我们以板状溴化银晶体侧面结构及其生长机理为例来说明该理论及其应用.

G.Boegel等^[16]采用有机溶剂生长溴化银(AgBr)板状晶体,晶体尺寸在 $2-10\text{mm}$,其纵横比(定义为大的 $\{111\}$ 顶面比其厚度)范围约为 $4-20$.晶体采用测角仪测量各晶面之间夹角,晶体的侧面结构由扫描电镜进行观察.

对于大量晶体的观察,可以确定所生长的形态大致可以分为3类(图6).这些晶体的顶面为 (111) 面,侧面由 $\{111\}$ 和 $\{110\}$ 面组成,由于相邻面构成不同而分类.其中1组晶体含有偶数个(至少有2个)孪晶面,2组和3组晶体则含有至少3个以上的奇

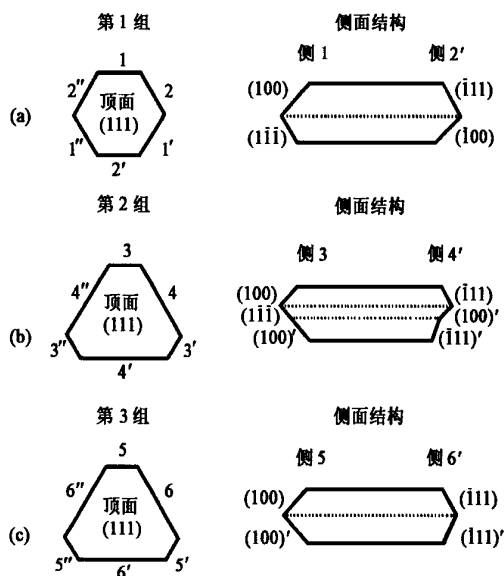


图6 不同侧面结构的溴化银板状晶体

数孪晶面,由于孪晶机制使这些晶体呈现了优先横向生长的特点,从而形成了板状晶体。

对于这些具有2个以上孪晶面的板状晶体的优先横向生长,可以用基于闵氏理论所提出的亚台阶模型来解释.在闵氏理论^[5,10,11]中解释了具有孪晶面和堆垛层错的面心立方晶体的优先横向生长.在前面所介绍的内容中,我们已经了解了在2个晶面之间的孪晶面处会引入亚台阶,这种亚台阶对于2个相邻晶面来说,都是不会消失的台阶源.在闵氏理论中,所设{100}面为粗糙面,而在溴化银等晶体中,{100}面为平坦面.在对于平坦的{100}和{111}面的情况,亚台阶理论仍然是有效的.在{100}和{111}面之间所形成的亚台阶或全台阶的高度为晶面间距的2/3或1.

对于卤化银等晶体孪晶生长模型,作了下列假设:

- (1) 生长单元为以球代表的溴化银分子;
- (2) {100}和{111}面均为平坦面生长;
- (3) {100}面生长速率高于{111}面,即在{100}面易于发生二维成核;
- (4) 大的晶面上形成二维核的几率更大.

由以上假设,我们可以从一个在晶体表面吸附的原子长入晶体时各不同位置最近邻原子数目,来估计具有不同数目孪晶面的溴化银晶体各生长侧面的生长速度及由此构成的生长形态,亦可以从生长形态来推断板状溴化银晶体所存在的孪晶面数及其生长机理。

图7为具有单一孪晶面AgBr晶体的可能形态.在这中间,将图7中(a)和(b)两种形态按上述刚球模型给出原子组态(见图8).可以看到,相应于图7(a)的侧面1在孪晶的结合面处有一个2/3台阶,而相应于图7(b)的有一个全台阶;2/3台阶处有4个最近邻原子,而全台阶处有5个.而右边图中的晶体形成的台阶高度为 d_{111} ,在孪晶面位置上最近邻原子数增加到5个.这样,当这些原子长入晶体后,在{111}面就引入了正常台阶相应于5个近邻原子台阶和扭折(6个最近邻原子)位置,增加了{111}面生长速度。

通过进一步的分析比较,可以了解到,在图7中所示的各侧面结构中,(f)生长速率最高,以生长速率递变的程序排列应为(f) > (b) ≈ (c) > (a) > (e) > (d).利用这一生长速率的差异则可解释板状晶体各种类型的侧面结构,对于只存在1个孪晶面的板状晶体相应于图7(c)和(d).在这两种类型晶体中

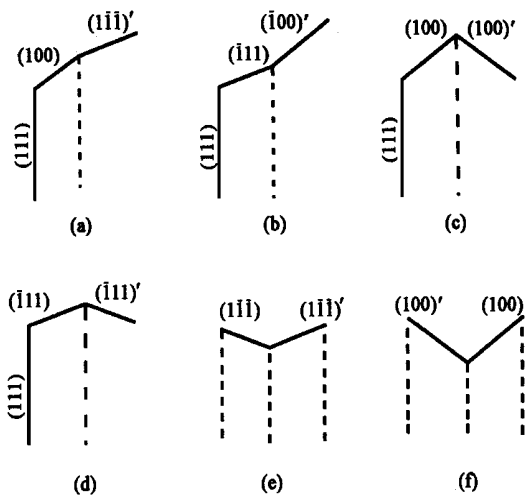


图7 具有单一孪晶面AgBr板状晶体可能的侧面几何形态

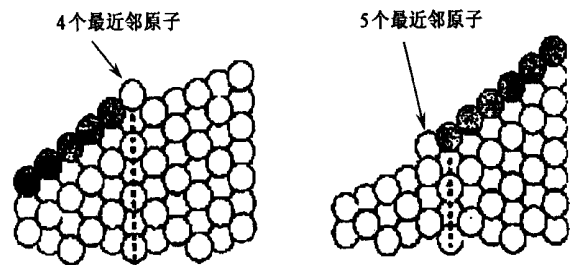


图8 具有单一孪晶面AgBr晶体2个中侧面结构的原子组态

均不存在亚台阶机理,因此{100}面生长速率高于{111}面,最后形成的晶体为不具有优先横向生长的,全部由{111}面构成的三角形晶体。

对于存在2个孪晶面的晶体,则可能构成2种侧面结构(图9):A和B型.A型具有2个{100}面和1个{111}面,B型具有2个{111}面和1个{100}面.其生长速率由在{100}面和亚台阶处的成核所决定.在这2种侧面的{100}和{100}相交的孪晶面位置上分别存在着高度为 d_{111} 的全台阶和 $(2/3)d_{111}$ 的亚台阶,从而增加了{111}面的生长速率,形成优先横向生长.A和B可以形成3种组合,这样就形成了1组AgCl晶体的3种形态,理论与实验观察相符。

如果AgCl晶体中存在3个孪晶面,则其构成侧

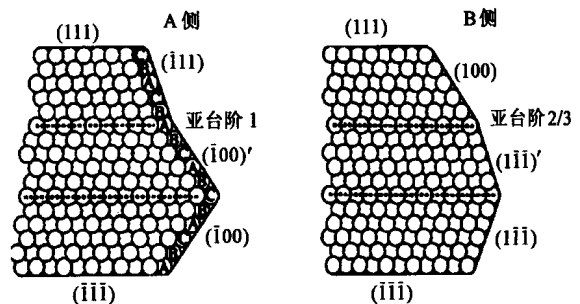


图9 具有2个孪晶面的AgBr晶体侧面结构^[16]

面形式更为复杂,由此亚台阶的形成原理,可以分析出各种存在的生长形态,构成了2组和3组晶体的各种形态,同样,理论与实际观察相符。

这一结果充分肯定了闵氏理论及其应用。

Benne ma 等还利用不同的环境实时观察了板状溴化银晶体的生长^[17],对比了不存在孪晶的晶体{111}面和{100}面的相对生长速率,并以此对比和研究了采用不同浓度有机溶剂、工业化水溶液生长以及气相生长的 AgBr 板状晶体的形态和侧面结构,发现在相对生长速率和纵横比与晶体侧面结构之间存在强烈的依存关系,所有的晶体形态、存在的孪晶面数目、侧面结构等均可以用以闵氏理论为基础的亚台阶模型来解释,进一步说明了这一理论的普适性。

为了更好地理解亚台阶理论, Benne ma 研究组还细致地研究了 AgBr 板状晶体在生长过程中各个阶段的现象^[18],采用扫描电镜及微分干涉相衬显微镜观察了各种 AgBr 板状晶体,研究其生长形态和生长机理,直接观察到在快生长{100}面上形成的台阶能在相邻的{111}侧面上继续生长的现象(图10),从而首次为闵氏亚台阶理论提供了直接的实验证据。

为了进一步确认亚台阶理论的运用范围, Benne ma 研究组在不同的衬底上采用气相生长法生

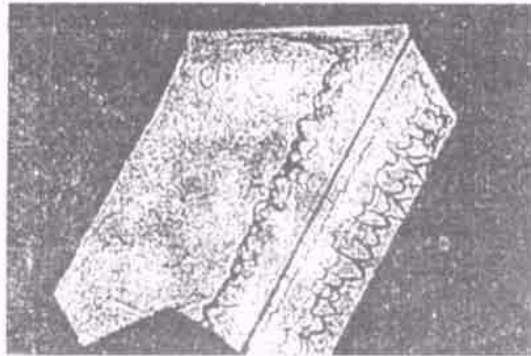


图10 有2个孪晶面板状晶体中台阶源的实时观察结果^[18]

长了纯的氯化银和溴化银晶体,研究了生长驱动力、生长形态和生长机理.观察结果清楚地说明了驱动力的改变能够影响成核和起始阶段孪晶面的形成,并能够改变{100}面和{111}面的相对生长速率,从而影响晶体的形态;在其后,通过 TEM 超显微术(ultramicrotomed section),将从工业法水溶液中生长的溴化银板状晶体与采用从有机溶剂 DMSO 中生长的晶体作了比较,直接观察了这些晶体的侧面结构和孪晶面的位置^[19],得出的结论认为,从 DMSO 和从气相生长的 AgBr 板状晶体的纵横比和侧面结构之间的关系都是相同的,从而认为{111}板状晶体这一生长机理是普遍适用的,而与采用的生长技术和生长时所采用的介质无关.同样,对气相生长的金属银晶体生长形态、生长机理的研究^[20]中发现的优先侧向生长,也可以用亚台阶理论予以解释,进一步扩展了该理论适用范围.该研究组还对 AgCl 和 AgCl 针状晶体的形态和生长机理进行了研究^[21,22],采用原子力显微镜观察和研究了 AgBr 板状晶体的表面形态,并以蒙特卡罗(Monte - Carlo)法模拟了 fcc 晶体中孪晶的形成,并将其应用于银和卤化银晶体孪晶的形成,全面地详细推广和证明了闵氏亚台阶理论的普适性。

7 结语

晶体生长理论是一门发展中的学科,由于晶体生长是一种非平衡的过程,其发展是缓慢的.自从吉布斯开始晶体生长理论研究以来,经历了完整晶体生长机制和螺位错生长机制和 BCF 界面过程理论等.近年来闵乃本等发展和确立了以亚台阶为特征的缺陷生长机制,对于建立统一生长理论作出了突出的贡献。

致谢 本文的撰写得到闵乃本和蒋民华两位教授支持,赵珊茸帮助整理文稿及制图,在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Gibbs J W. On the equilibrium of heterogeneous substance, Collected Works. New York: Longmans- Green, 1928. I :325, footnote
- [2] Frank F C. Disc. Faraday Soc., 1949, 5:48
- [3] Burton W K, Cabrera N, Frank F C. Phil. Trans. Roy. Soc. London A, 1951, 243:299
- [4] Frank F C. Advan. Phys., 1952, 1:91
- [5] MIN Nai-Ben. J. Crystal Growth, 1993, 128:104

- [6] MIN Nai Ben, Tsukamoto K, Sunagawa I *et al.* J. Crystal Growth, 1988, 91 :11
- [7] JIN Jian Min, MIN Nai Ben. J. Crystal Growth, 1989, 96 :422
- [8] JIN Jian Min, MIN Nai Ben, Cherov A A. J. Crystal Growth, 1989, 98 :41
- [9] JIN Jian Min, MIN Nai Ben. Solid state commun, 1989, 70 :759
- [10] MIN Nai Ben, Sunagawa I. J. Crystal Growth, 1988, 87 :13
- [11] MIN Nai Ben, Li Hua. J. Crystal Growth, 1991, 115 :199
- [12] Li Hua, PEN Xing Dong, MIN Nai Ben. J. Crystal Growth, 1994, 139 :129
- [13] Li Hua, MIN Nai Ben. J. Crystal Growth, 1995, 152 :228
- [14] Bauser E, Strunk H. Thin Solid Films, 1982, 93 :185
- [15] Bauser E, Strunk H. J. Crystal Growth, 1989, 89 :759
- [16] Boegels G, Pot T M, Meekes H *et al.* Acta Cryst. A, 1993, 53 :84
- [17] Boegels G, Meekes H, Bennema P *et al.* J. Crystal Growth, 1998, 191 :446
- [18] Boegels G, Pot T M, Meekes H *et al.* Proc. International Symposium on Silver Halide Imaging Victoria, Canada, 1997, 27—30; Proc. International Congress on Imaging Science. Antwerp, 1998, 1 :15—19
- [19] Boegels G, Bollen D, Van Renterghem W *et al.* Proc. International congress on Imaging Science, Antwerp, 1998, 1 :34
- [20] Boegels G, Meekes H, Bennema P *et al.* J. Phys. Chem. B, 1999, 103 :7577
- [21] Boegels G, Meekes H, Bennema P *et al.* Phys. Mag., A, 1999, 79 :639
- [22] Boegels G, Buijster J G, Verhaegen S A C *et al.* J. Crystal Growth, 1999, 203 :554

作者简介



王继扬,男,1946年7月出生,1968年毕业于南京大学.现为山东大学教授、博士生导师,任晶体材料研究所所长、晶体材料国家重点实验室副主任,国际晶体生长组织理事.长期从事功能晶体、特别是非线性光学晶体和激光自倍频晶体的生长和性质研究工作;在国内外学术刊物合作发表论文200余篇,编撰《探索新晶体》、《英汉晶体学词汇》等书.

物理新闻

涡旋中的涡旋

二维涡旋是一种常见的现象,例如在海面上,在盆中搅动着的水面上或大气中都可观察到转动着的涡旋.最近,美国科学家在数值计算中发现,在二维转动着的盘形涡旋中,如有一个快速旋转且其旋转方向与盘形涡旋转动方向相同的小的点涡旋时,就会出现一种在自然界尚未认识到的新的二维涡旋现象.最近对这种二维涡旋的动力学行为进行了实验研究.他们用了—个由磁场约束住的电子柱.这个电子柱在电磁力 $E \times B$ 的作用下进行转动,其转动着的端面等效于一个二维转动的盘形涡旋.他们观察到,在这个盘形涡旋中的一个旋转着的小的点涡旋,能使盘形涡旋的外周边上引起表面波.这表面波最后会“破裂”,自行趋近并进入某个“空白”区域.这个区域能自行转动,但转动方向与盘形涡旋原来的转动方向相反.实验中还观察到,如果在盘形涡旋中对称地放入多个小的点涡旋,则这个对称布局能够保持不变.可是,如果这些点涡旋起初是混乱地布置的,则这些点涡旋能够很快对称地排列起来,呈晶体状,而且这种规则排列非常稳定.

(中国科学院物理研究所 李银安 摘自 Durkin D, Fajans J. Phys. Rev. Lett., 2000, 85 :4052)

硅的放大作用

大块的硅难以产生光的发射,但是纳米尺寸的硅却可以产生,因为在这样小的尺度内量子效应能起作用.最近,意大利科学家实验演示了纳米尺寸的硅的光增益现象.他们用—排密集的硅量子小粒放在氧化硅基体中,小粒的尺寸为 3nm(其中密度超过 $10^{19}/\text{cm}^3$).发现这种物质具有光的受激发射以及光的增益效应,而且光的增益可与 III-V 族半导体激光物质(砷化镓,磷化铟,等等)的光增益相比.他们认为这种光增益效应是由在充分多的纳米晶体-氧化物界面上的许多辐射态引起的.意大利科学家下一步的计划是使得这种光具有相干性,因为这种相干性是光电子应用中所必需的基本特性.

(中国科学院物理研究所 李银安 摘自 Pavesi L *et al.* Nature, 2000, 408 :440)