

# 直拉法 YAG 的小面生长和邻位面生长<sup>\* 1)</sup>

闵乃本 杨永顺  
(南京大学物理系)

## 提 要

对于在 YAG 晶体生长过程中用“倾倒法”获得的固液界面进行了宏观观测和显微研究。确定了沿不同取向生长的固液界面上出现的小面的面指数。在  $\langle 001 \rangle$  生长的凹形固液界面上观测到  $\{112\}$  小面;并对其邻位面进行了显微观测,发现邻位面是由奇异面上一定组态的台阶构成的,并且观测到台阶运动以及台阶和包裹物交互作用的迹象。

进一步对比了凹形界面和凸形界面的生长,发现在界面的显微结构以及小面和内核的对应关系上存有差异,认为这差异是来源于不同宏观形状的界面对奇异面生长机制的影响,据此分析了凸形界面和凹形界面上奇异面生长的微观机制。

## 引 言

根据界面能极图可对界面进行较为严格的分类,相应于能量曲线上的奇点——凹入点(cusp)的晶面称为奇异面(singular face),奇异面邻近的晶面称为邻位面(vicinal face),其余的晶面则称为非奇异面<sup>[1]</sup>。根据 Jackson 关于界面平衡结构的理论得知<sup>[2]</sup>,奇异面在原子尺度下是平滑的,非奇异面在原子尺度下是粗糙的;而 Herring<sup>[1]</sup>, Cabrera 等<sup>[3]</sup>先后论证了邻位面的平衡结构是由在相应的奇异面上的一定组态的台阶构成的。当熔体生长中固液界面为凸形(凸向熔体)时,半导体、氧化物晶体的关于小面生长的研究表明<sup>[4-6]</sup>:界面的类型和结构决定了界面的生长机制,而界面的生长机制又决定了生长时界面的形态(如是否出现小面)以及所长成晶体的性能(如内核和周围晶体性能的差异)。然而在界面为凹面的熔体生长中,奇异面和邻位面的行为以及对所长成的晶体性能的影响,关于这方面的问题迄今只有少数报道<sup>[7-10]</sup>,尚需进一步研究。另一方面,熔体生长中的台阶源和台阶运动是否像在汽相和溶液生长一样是生长的基本过程,这方面虽然已经取得不少实验证据<sup>[11-13]</sup>,但并没有为人们所普遍接受<sup>[14]</sup>,因而有进一步讨论的必要。

## 实 验 方 法

研究中所用晶体是从感应加热钨坩埚和石墨电阻加热钨坩埚中用直拉法生长的掺铈

\* 1978年2月27日收到。

1) 本文初稿完成于1974年10月,于同年12月“福州晶体生长”会议上报告。

的 YAG 单晶体.

为了研究固液界面上的小面和邻位面,对用“倾倒法”(晶体、熔体快速分离法)<sup>[15]</sup>保存下来的固液界面进行了宏观观测和显微研究.

为了研究相应于小面或邻位面所长成的晶体的性能,利用正交偏光方法显示了晶体中的内核;利用正磷酸在 250—280℃ 浸蚀显示了位错浸蚀斑.

## 实 验 结 果

### 1. 凸形固液界面上的小面生长

**小面面指数的确定** YAG 晶体是体心立方点阵石榴石结构,奇异面是  $\{110\}$ ,  $\{112\}$  面组;实验观测表明,当这些奇异面与固液界面相切时,在固液界面(一般情况下是曲面)上就出现平坦的小面,图 1 就是用“倾倒法”保存下来的生长过程中的小面的典型照片.该晶体是从感应加热铌坩埚中沿近于  $[111]$  生长的. X 射线劳厄背射法定向表明,该晶体生长轴与  $[111]$  方向的夹角为  $4.3^\circ$ ,而此组小面的面法线的极点分别落在  $(111)$  基圆内过  $(2\bar{1}\bar{1})$ ,  $(\bar{1}2\bar{1})$ ,  $(\bar{1}\bar{1}2)$  极点的半径上. 另一方面通过单圈测角仪测定了小面面法线与  $[111]$  间的夹角,其测量值为  $20^\circ$ ,这样就能唯一地确定这组小面的面指数. 结果表明,它们的极点关于  $(211)$ ,  $(121)$ ,  $(112)$  极点的偏离在实验误差范围内(在  $2^\circ$  范围内),因而  $[111]$  生长的固液界面上出现的三个小面是与  $[111]$  夹角为  $19^\circ 28'$  的  $\{112\}$  面组. 当然若固液界面的曲率半径更小,三个与  $[111]$  夹角为  $35^\circ 16'$  的  $\{110\}$  面组也能成为小面<sup>[6]</sup>,这种情况我们尚未遇到.

同样的方法测定了沿  $[001]$  和  $[110]$  生长的晶体的小面的面指数,其结果是:沿  $[001]$  生长的小面是与生长轴夹角为  $35^\circ 16'$  的  $(\bar{1}\bar{1}2)$ ,  $(\bar{1}\bar{1}\bar{2})$ ,  $(1\bar{1}2)$ ,  $(11\bar{2})$ ; 沿  $[110]$  生长的



图 1 沿近于  $[111]$  生长的生长过程中的小面的照片  $\times 22$

小面是  $(110)$ ,  $(211)$ ,  $(121)$ ,  $(12\bar{1})$ ,  $(21\bar{1})$ ,  $(112)$ ,  $(11\bar{2})$ . 它们与生长轴的夹角分别是  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  以及  $54^\circ 44'$ .

出现小面的临界曲率 已经得出出现小面的必要条件是, 奇异面与固液界面相切. 据此可以导出出现小面的固液界面的临界曲率半径  $R_{\text{临}}$

$$R_{\text{临}} = \frac{d}{2 \sin \theta_{\min}}, \quad (1)$$

式中  $d$  为晶体直径,  $\theta_{\min}$  是奇异面的面法线与生长方向间的最小夹角, 对 YAG 的  $\langle 111 \rangle$  生长,  $\theta_{\min} = 19^\circ 28'$ , 对  $\langle 001 \rangle$  生长,  $\theta_{\min} = 35^\circ 16'$ , 对  $\langle 110 \rangle$  生长  $\theta_{\min} = 0^\circ$ .

对一沿  $\langle 001 \rangle$  生长的晶体, 其固液界面为凸形, 在此固液界面边缘出现四个平均半径为  $0.6\text{mm}$  的  $\{112\}$  小面, 可以认为此晶体的固液界面的曲率半径接近于出现小面的临界曲率半径  $R_{\text{临}}$ , 实验测得此晶体的直径  $d = 19\text{mm}$ , 而奇异面  $\{112\}$  与生长方向  $\langle 001 \rangle$  间的夹角  $\theta_{\min} = 35^\circ 16'$ , 由上式估计出  $R_{\text{临}} = 16.5\text{mm}$ , 这和通过实验测得的固液界面曲率半径  $R = 16.3\text{mm}$  基本相符.

小面尺寸与固液界面曲率 Brice<sup>[16]</sup> 基于奇异面与非奇异面的生长机制不同, 所遵循的动力学规律不同, 导出了小面尺寸的表达式:

$$b^2 = 2R \frac{\Delta T}{G}, \quad (2)$$

式中  $b$  为小面之“半径”,  $R$  为小面处固液界面的曲率半径,  $\Delta T$  为奇异面欲获得与非奇异面相同的生长速率 (即稳态晶体生长速率) 所需的额外的过冷度,  $G$  为固液界面邻近熔体中的温度梯度. 对同一固液界面上各尺寸不大、相距较近、处于同一等效面组中的诸小面 (如图 1 所示的三个小面), 可以认为诸小面上的  $\Delta T$  及其邻近熔体中的  $G$  都相等, 于是由 (2) 式有

$$b_1^2 : b_2^2 : b_3^2 = R_1 : R_2 : R_3 \quad (3)$$

对图 1 所示的三小面, 我们分别测得三小面的半径及其邻近界面的曲率半径, 所得之结果列于表 1. 由表 1 可知, 小面半径平方之比与界面曲率半径之比基本相等, 从而验证了 Brice 理论<sup>[16]</sup>.

表 1 实验测得的小面半径和界面曲率半径

| 小面半径 (mm) |       |       | 小面面积比<br>(小面半径平方比) |         |         | 界面曲率半径 (mm) |       |       | 界面曲率半径比 |       |       |
|-----------|-------|-------|--------------------|---------|---------|-------------|-------|-------|---------|-------|-------|
| $b_1$     | $b_2$ | $b_3$ | $b_1^2$            | $b_2^2$ | $b_3^2$ | $R_1$       | $R_2$ | $R_3$ | $R_1$   | $R_2$ | $R_3$ |
| 0.75      | 0.68  | 0.53  | 1                  | 0.82    | 0.50    | 7.4         | 6.0   | 2.7   | 1       | 0.81  | 0.57  |

## 2. 凹形固液界面上的邻位面生长

邻位面的显微结构 我们发现沿  $\langle 001 \rangle$  生长的凹形固液界面上存有四个按四次对称分布的小面, 按上述方法确定了这些小面的面指数, 结果表明这组小面仍为四个与  $\langle 001 \rangle$  夹角为  $35^\circ 16'$  的  $\{112\}$  面组. 值得注意的是, 观察到这组小面附近的邻位面的显微结构, 其典型的图象如图 2 所示 (图中标明的  $\{112\}$  区域是小面在其边缘区内的延伸). 由图 2 可知,  $\{112\}$  面的邻位面确实正如 Herring<sup>[1]</sup>, Cabrera 等<sup>[3]</sup>所预言的是由奇异面上一定组态



图2 沿 $\langle 001 \rangle$ 生长的凹形固液界面上 $\{112\}$ 小面的邻位面的显微结构  $\times 100$

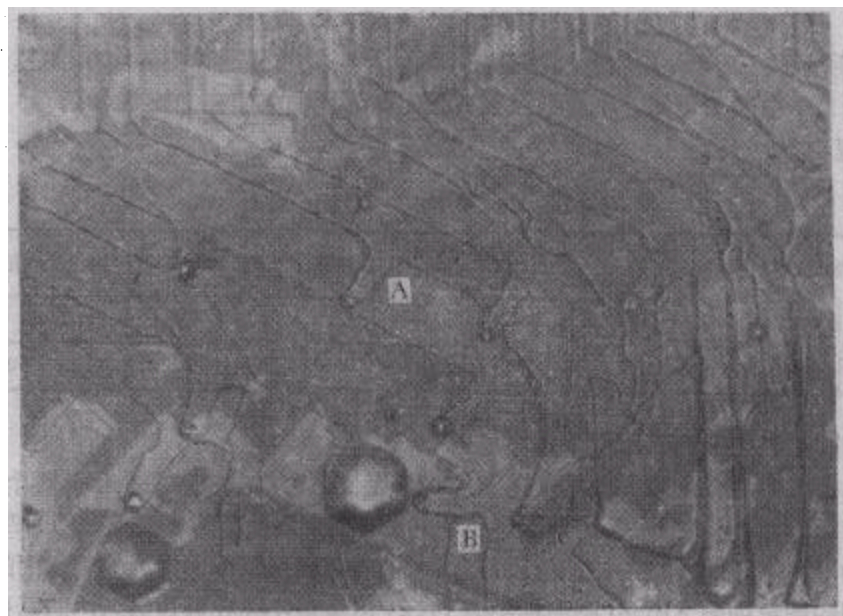


图3  $\langle 001 \rangle$ 生长的凹形界面上 $\{112\}$ 小面的邻位面上台阶运动的遗迹  $\times 320$



的台阶构成的,而且是由多组台阶构成的. 关于奇异面的给定偏离的邻位面,其具体的台阶结构,在理论上、实验上都有待深入研究和分析.

台阶运动及其和包裹物交互作用的遗迹 在  $\langle 001 \rangle$  生长的凹形固液界面上观察到  $\{112\}$  小面的邻位面上的台阶运动的遗迹,其典型的显微图象如图 3 所示. 照片上可以看到运动着的台阶在  $\{112\}$  面的邻位面上被吸附的包裹物所钉扎以及所产生的正、负台阶对,如图 3 中 A 处;由此可以推知台阶大体上是由照片的左下角向右上角运动的. 用双光束偏光干涉显微镜测得图 3 中的台阶高度在  $1200 \text{ \AA}$  到  $2400 \text{ \AA}$  之间,并通过显微测量,测得图中相应的台阶列的平均间距为  $1.56 \times 10^{-2} \text{ cm}$ . 于是可以估计出  $\{112\}$  奇异面上该台阶列构成的邻位面(即图 3 所示的邻位面)关于  $\{112\}$  面的偏离角为  $2'-6'$ .

Herring<sup>[1]</sup>, Cabrera 等<sup>[3]</sup>所预言的邻位面的平衡结构是由奇异面上一定组态的台阶构成的,这些台阶的高度是点阵面间距的量级. 而 Frank<sup>[17]</sup>指出,台阶在奇异面上运动的过程中遇到吸附于晶面上的杂质或包裹物的阻滞,各小台阶合并成大台阶,形成并合台阶群(step-bunches),我们在邻位面上所观察到的台阶,其高度较  $\{112\}$  面的面间距大两个量级,这正是由于台阶运动遇到阻滞后形成的并合台阶群. 在图 3 中 B 处可以观察到并合台阶群形成过程的遗迹. 台阶群的形成过程,或者说运动的台阶被杂质或包裹物钉扎和脱钉的过程,正是杂质或包裹物长入晶体的过程. 图 4 所示的显微图象正是这些过程的遗迹.

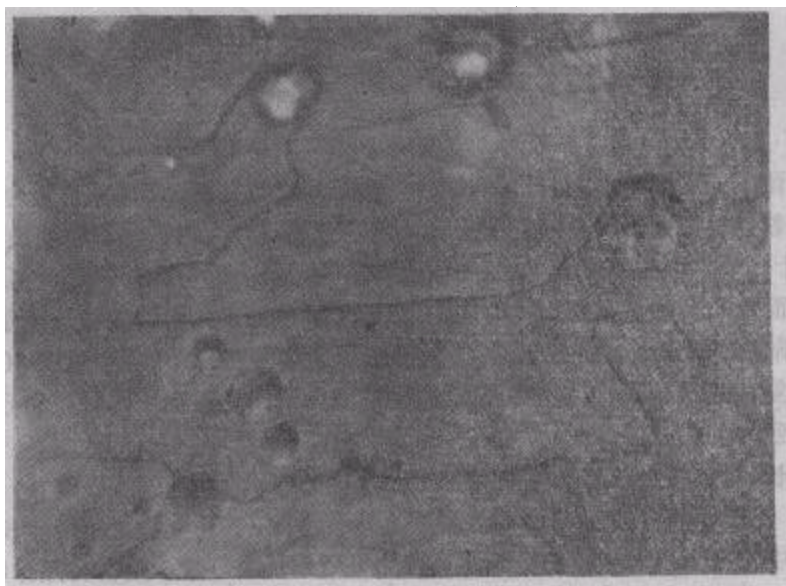


图 4 包裹物对台阶的钉扎与台阶的脱钉  $\times 1030$

为进一步阐明这些过程,可参阅图 5,设想一台阶列扫过吸附了包裹物的奇异面[图 5(a)],前面的台阶首先和包裹物相遇而遇到阻滞,其速率降低,并被后继的台阶所追及,于是台阶合并而成大台阶,见图 5(b), (c), (d), (e); 图 5(c) 和图 3 中 B 处显微图象相似. 在并合台阶群形成过程中在运动着的台阶后面拖有一对正负台阶,见图 5(e) 以及图 3 中 A 处;构成台阶对的正、负台阶在生长驱动力作用下相向运动,两者于某处相遇后,于

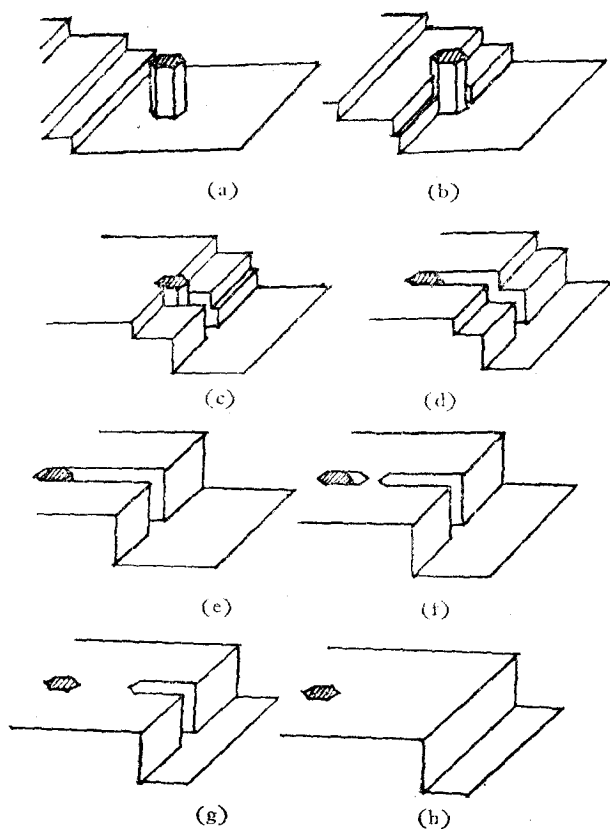


图5 台阶结的形成以及包裹物的长入

包裹物处留下一逐渐缩小的台阶圈,同时台阶对也逐渐缩短,这现象称为台阶脱钉,如图5(f);随着包裹物周围台阶圈的缩小,及至与包裹物啮合时,包裹物就长入晶体,见图5(g)及图4. 值得注意的是,从图4中脱钉后的台阶上的台阶对的形状可以看出,YAG的 $\{112\}$ 面上的台阶是具有择优取向的,这暗示了该面上的台阶的稜边能是各向异性的;最后,台阶对中的正负台阶相遇而消灭,形成了继续前进的大台阶,见图5(h),上述过程经多次重复,就能形成显微镜中可以观察到的大台阶. 通过上述的观察和分析,就揭示了邻位面细致的生长过程.

### 3. 小面生长、邻位面生长与晶体性能

**内核** 实验观察表明,只要固液界面上存有小面,在正交偏光下沿生长轴观察,都能看到晶体中相应于小面生长的区域存有应力导致双折射现象,通常将晶体中这个区域称为内核. 典型的内核的照片如图6(a)所示. 该图中所示的晶体是沿 $[110]$ 生长的,X射线劳厄背射法定向表明,实际晶体的生长轴与 $[110]$ 偏离 $4^\circ$ ,以生长轴为基圆中心的与图6(a)中的晶体的方位相一致的极图示于图6(b),由此可以估计出与图6(a)相应的小面面指数,即位于样品轴心处的内核相应于与生长轴偏离 $4^\circ$ 的 $(110)$ 小面;离样品轴稍远的四个内核(右边二内核相互衔接,这是由于生长轴偏离 $[110]$ ,使此二小面处界面的曲率半径较大,因而小面面积较大.)相应的小面为 $(211)$ , $(12\bar{1})$ , $(21\bar{1})$ 和 $(121)$ ,这组小面与 $[110]$ 夹角为 $30^\circ$ . 其余两个内核相应小面的面指数为 $(112)$ 和 $(11\bar{2})$ ,这组小面

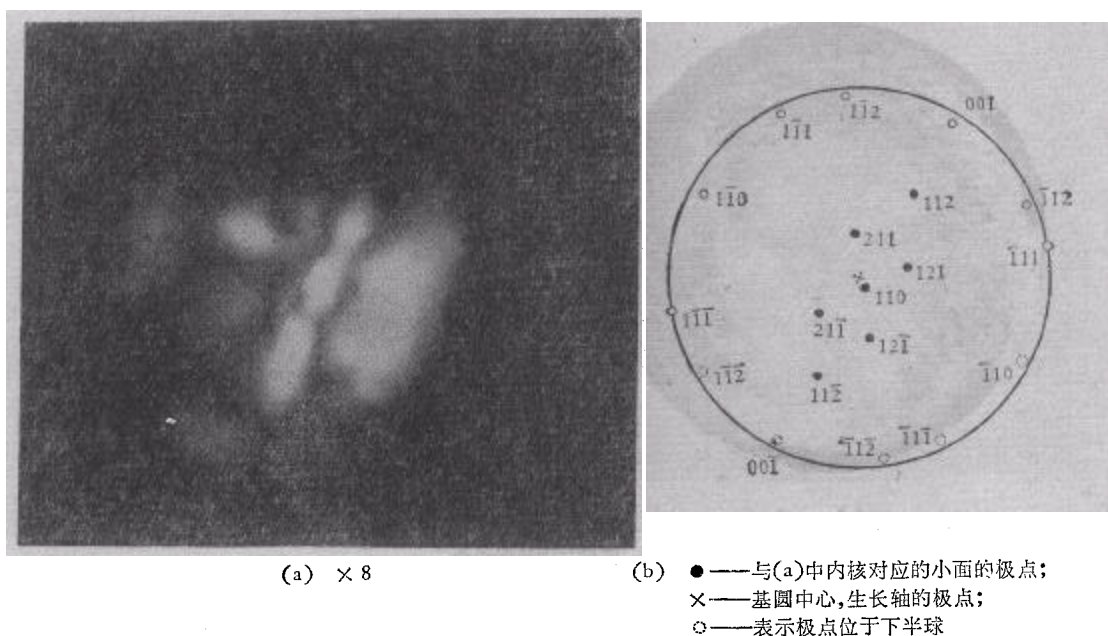


图6 [110] 生长的晶体(生长轴与 [110] 偏离  $4^\circ$ ) 在正交偏光下观察到的内核

与 [110] 夹角为  $54^\circ 44'$ .

同样估计出,沿 [111] 生长的晶体中的三个内核相应的小面的面指数为 (211), (121), (112), 它们与 [111] 夹角为  $19^\circ 28'$ ; 沿 [001] 生长的晶体, 不管其固液界面为凸形或凹形, 都观测到四个内核, 它们相应的小面为与 [001] 夹角为  $35^\circ 16'$  的  $(\bar{1}12)$ ,  $(\bar{1}\bar{1}2)$ ,  $(1\bar{1}2)$ ,  $(112)$ .

为了明确小面与内核的关系, 我们对一沿 [001] 生长的界面为凸形的晶体, 追踪了内核的来源, 发现内核起源于固液界面上的小面处, 兹将所获结果表示于图 7. 同样追踪了凹面生长的晶体中内核的起源, 虽然同样地观察到内核起源于凹形固液界面上的小面处, 但是发现其内核的尺度甚大于界面上小面的尺度(该样品中内核平均“直径”为 8—10 mm, 界面上小面的平均“直径”为 1 mm). 进一步观测了界面上具有台阶结构的邻位面的尺度, 结果表明, 邻位面的平均直径和内核的平均直径却十分接近. 这一观测结果暗示了: 台阶沿着奇异面的切向运动才是产生内核的更为本质的原因, 而在固液界面上显露出小面, 或是在长成的晶体中呈现出内核, 同样都是这类微观生长机制的外观表现. 参阅后面的讨论.

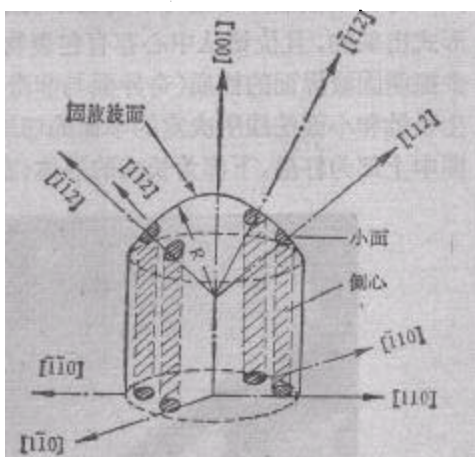


图7 沿 [001] 生长的凸形固液界面上小面与内核关系的观测结果

**位错和包裹物** 对存有内核的样品, 用浸蚀法显示位错, 发现位错浸蚀斑基本上分布于内核之外. 为澄清位错分布与内核的关系, 我们将图 8(a) 表明位错分布的底片和同一

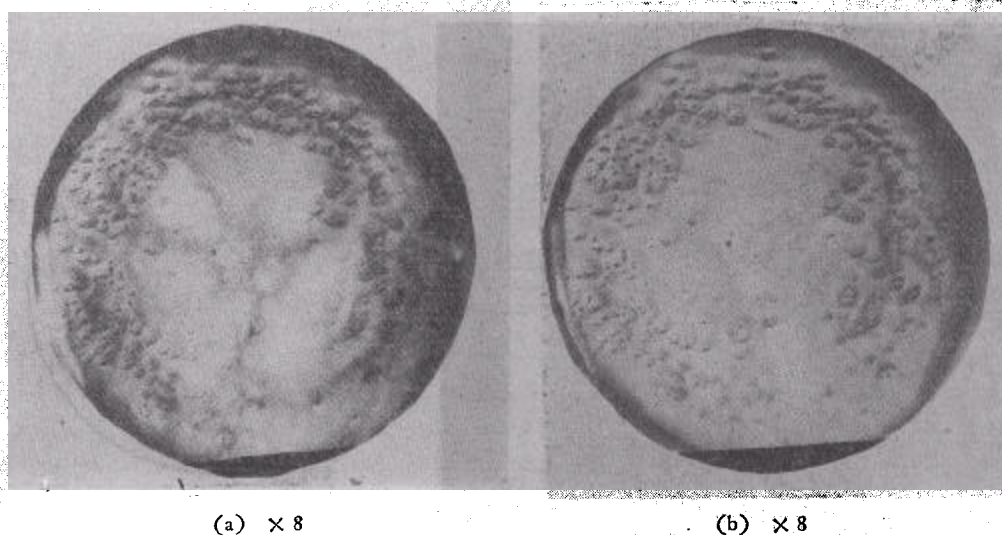
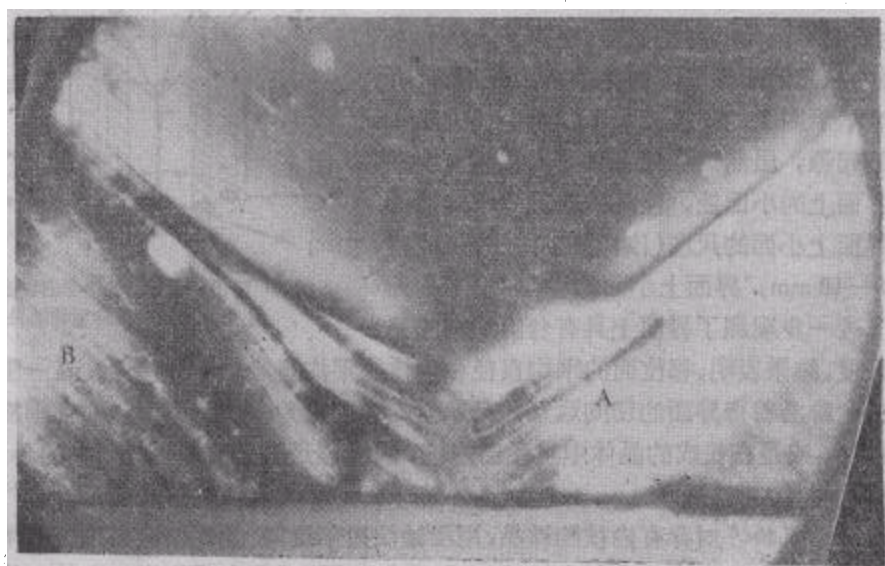


图 8 位错与内核的关系

样品的内核的底片迭印(同一样品的两底片的放大倍率相同,迭印时两图象的方位一致),图 8(b) 就是迭印而成的照片,由照片可以清楚地看到,在内核区内位错较少,而大量位错分布于内核之外. 同样地研究了沿不同取向生长的,界面为凸形和凹形的晶体,得到了相同的结论.

对位错蚀斑分布进行了高倍率观察,发现位错是以位错丛 (the dislocation cluster) 的形式出现的,且位错丛中心存有包裹物,由此可推知,位错丛是包裹物引起的. 为了进一步探明固液界面的性质(奇异面与非奇异面)对界面“捕获”包裹物的影响,我们对平行于生长轴和小面法线所决定的平面的切片,进行了正交偏光观察,其典型结果如图 9 所示. 图中上部为籽晶,下部为长成的晶体;在长成的晶体中可以观察到勾划出固液界面形状的

图 9 包裹物在奇异面 A 和非奇异面 B 上的分布  $\times 25$



生长层;(由于相应于图 9 右边的切片的表面质量不好,该区域图象不清晰)生长层的直线部份如图 9 中 A 处,为晶体中的小面(奇异面)生长部份,即内核;生长层的曲线部份如图 9 中 B 处,为晶体中的非奇异面的生长部份;照片中的应力花结是包裹物周围的应力双折射效应所引起的;于是我们比较图中 A 区和 B 区中应力花结的密度,可以得知,在生长过程中非奇异面比奇异面更易“捕获”到包裹物。

## 讨 论

通过上述凸形界面上关于小面的研究,间接地说明了 YAG 熔体生长时固液界面上确实存有在原子尺度下平滑的奇异面。在实验中所获得的关于邻位面结构以及台阶运动的实验证据,生动地说明了在熔体生长过程中台阶的存在和台阶的运动仍然是奇异面及其邻位面生长的基本过程。这些实验事实对我们理解熔体生长的基本过程给出了有益的启示;为进一步阐明所获得的实验事实及其意义,我们讨论下列若干问题。

### 1. 界面的宏观形状对奇异面生长机制的影响

一般说来,奇异面的生长是为动力学因素即为台阶源和台阶的运动所控制的,但考虑到固液界面的宏观形状对奇异面生长机制的影响时,对问题就必须进一步分析。若固液界面为一平面,且为奇异面,一般说来台阶源是生长过程的控制因素。若固液界面为曲面(奇异面位于此曲面上),则由于邻位面的影响不同,使得凹形和凸形界面上奇异面的生长机制有所不同。奇异面的邻位面是阶梯式的。邻位面关于奇异面的斜率等于台阶高度和台阶密度的乘积,即邻位面的斜率愈大,构成邻位面的台阶密度或台阶高度愈大。在固液界面为凹形的情况下,如图 10(a),晶体生长时邻位面的台阶是相向运动的,这些台阶在奇异面的中心处相遇,合并而消失,其结果不仅造成奇异面的扩大,而且使奇异面向前推进,只要固液界面为凹面,构成邻位面的台阶总是存在的(这推论被我们的实验观测所证实),因而凹形固液界面上奇异面生长的控制因素是台阶运动而不是台阶源。但在固液界

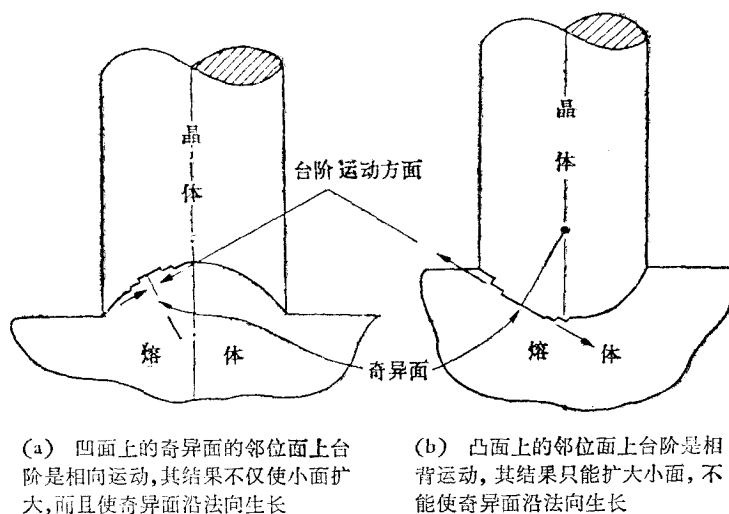


图 10 邻位面上台阶对奇异面生长机制的影响

面为凸面的情况下(图 10 (b)), 晶体生长时邻位面上的台阶是相背运动的, 结果只能造成奇异面的扩大, 而不能使奇异面向前推进, 因而奇异面生长的控制因素是台阶源, 故凸形固液界面上奇异面的生长只能通过二维成核等机制实现, 这就要求较大的过冷度. Brice 据此导出了凸形界面上小面尺寸与生长条件的关系<sup>[20]</sup>.

既然凸形界面上奇异面生长的控制因素是台阶源, 而在凹形界面上奇异面生长的控制因素只是台阶的运动, 故可预言生长过程中引入位错对凸形界面上奇异面的生长是有贡献的, 而对凹形界面上奇异面生长的影响不大. 前者已被 Abe 的硅单晶直拉法生长的实验工作所直接证明<sup>[7,11]</sup>, 后者尚未取得直接证据.

由本文所报道的实验事实及上面的分析可以得知, 界面的宏观形状对奇异面的生长机制是有影响的, 而这种影响正是通过其邻位面上的台阶起作用的.

## 2. 在凹形固液界面上小面的形成

Mühlbauer<sup>[8,9]</sup> 在熔体生长的硅单晶中通过生长条纹的显示, 在凹形固液界面上相应于奇异面 {111} 面处, 观察到直径为 1—3mm 的小面, 因而认为凹形固液界面上不能形成小面的看法<sup>[18,16]</sup> 是与最近取得的实验事实不符的. 下面我们试图解释凹形固液界面上形成小面的原因, 并给出小面的极限尺寸与生长条件的关系.

在凹形固液界面上的奇异面周围, 邻位面的台阶在生长过程中是相向运动的, 这些台阶在奇异面中心处相互合并而形成小面, 见图 10(a). 故奇异面中心处台阶运动速率为零时就给出了小面的极限尺寸, 据此我们可以导出小面的极限尺寸和生长条件的关系. 参阅图 11, 当晶体处于稳态生长时, 小面已达最大尺寸, 即中心处台阶运动速率为零, 亦即其过冷度为零, 而界面其余部份的过冷度为  $\Delta T_{\text{界}}$  (其数值决定于晶体的稳态生长速率, 只要生长速率不为零,  $\Delta T_{\text{界}}$  总是存在的) 若小面中心处法向温度梯度为  $G$  (参阅图 11), 则

$$c = \Delta T_{\text{界}} / G.$$

通过几何关系

$$b^2 = c(2R - c),$$

可求出当  $R \gg c$  时,

$$b^2 = 2\Delta T_{\text{界}} \cdot R / G. \quad (4)$$

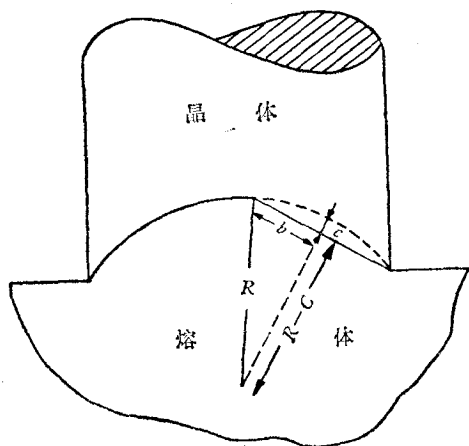
因而得出小面“半径” $b$  关于界面过冷度  $\Delta T_{\text{界}}$ , 界面曲率半径  $R$  和小面中心处法向温度梯度  $G$  的关系式. 此式在形式上与凸形固液界面上推导出来的 Brice 公式<sup>[16]</sup> 相同, 但必须指出, 推导此式的物理机制不同, 因而式中的  $\Delta T_{\text{界}}$  的物理意义不同. 根据 YAG 通常的生长速率, 由 (4) 式粗略地估计出小面直径

图 11 固液界面为凹面时小面尺寸的估计

$b$ , 和观察值为同一量级. Mühlbauer<sup>[8]</sup> 根据球冠的高  $h$ , 球半径  $R$  以及球冠半径  $b$  间的几何关系, 略去二阶微量, 得到小面半径  $b$  (即球冠半径) 的表达式

$$b = \sqrt{8hR}. \quad (5)$$

用我们观察到的在动力学过冷的条件下的台阶高度 (1200—2400 Å) 以及固液界面的曲



率半径代入(5)式,求得的小面半径略小于由(4)式求得的小面极限半径,但仍为同一量级.实际上 Mühlbauer 导出的(5)式与我们导出的关系式(4)基本一致.

上面基于稳态生长速率所要求的动力学过冷度  $\Delta T_{\#}$  解释了凹形界面上出现小面的原因.实际上,生长过程并不一定是稳态过程,在生长过程中经常因温度起伏而引起生长速率的起伏,严重时将出现局部的瞬时回熔现象<sup>[19]</sup>.在凹形界面的情况下,回熔也可能使奇异面显露为小面<sup>[8]</sup>.

### 3. 内核与台阶沿奇异面的切向运动

前大量的工作表明<sup>[4-11]</sup>,内核中溶质分凝异常,通常认为溶质分凝异常是小面生长的结果,然而我们的实验工作表明,在凹面生长的情况下,内核的尺寸并不和小面的尺寸相符,而和相应的邻位面的尺寸相一致. Mühlbauer<sup>[8]</sup>指出,凹形界面上即使不出现毫米量级的小面,也能观测到尺寸较大的内核;所有这些事实表明,出现溶质分凝异常(内核)的原因,不是奇异面在固液界面上是否显露为小面,而是决定于生长台阶沿奇异面的切向运动.这也为 Trainor 等人<sup>[20]</sup>提出的旨在解释溶质分凝异常(内核)的理论提供了实验根据.

对冯端教授的热情指导;许自然同志的热情支持;过海洲同志的大力协助;北京物理研究所等单位以及本教研室 YAG 小组提供样品,作者深为感谢.

### 参 考 文 献

- [1] C. Herring, *Phys. Rev.*, **82** (1951), 89.
- [2] K. A. Jackson, in "Growth and Perfection of Crystals" (R. H. Doremus, B. W. Roberts and D. Turnbull, ed.) p. 319, Wiley, New York (1958).
- [3] N. Cabrera and R. V. Coleman, In "The Art and Science of Growing Crystals" (J. J. Gilman, ed.) p. 3, Wiley, New York (1963).
- [4] J. A. M. Dikhoff, *Solid State Electronics*, **1** (1960), 202.
- [5] W. D. Edwards, *Can. J. Phys.*, **38** (1960), 439.
- [6] J. Basterfield and M. J. Prescott, *J. Mater. Sci.*, **3** (1968), 33.
- [7] 阿部考夫,《半导体研究》, **11**, p. 25, 半导体研究振兴会编,工业调查会发行,昭和50年.
- [8] A. Mühlbauer and E. Sirtl, *Phys. Stat. Sol.*, (A) **23** (1974), 555.
- [9] A. Mühlbauer, In "Semiconductor Silicon" (H. R. Huff and R. R. Burgess, ed.) p. 107, The Electrochem. Soc., Chicago (1973).
- [10] 中国科学院上海光学精密机械研究所晶体检验组, *物理学报*, **25** (1976), 284.
- [11] T. Abe, *J. Crystal Growth*, **24/25** (1974), 463.
- [12] G. W. Sears, *J. Chem. Phys.*, **23** (1955), 1630.
- [13] W. M. Ketcham and P. V. Hobbs, *Phil. Mag.*, **18** (1963), 659.
- [14] 中村辉太郎,“结晶工学ハンドブック” p. 139, 共立出版株式会社 (1971).
- [15] 闵乃本, *物理学报*, 待发表.
- [16] J. C. Brice, *J. Crystal Growth*, **6** (1970), 205.
- [17] F. C. Frank, In "Growth and Perfection of Crystals" (R. H. Doremus, B. W. Roberts and D. Turnbull ed.), p. 411, Wiley, New York (1958).
- [18] W. A. Tiller, In "The Art and Science of Growing Crystals" (J. J. Gilman ed.) p. 277, Wiley, New York (1963).
- [19] A. F. Witt and H. C. Gatos, In "Semiconductor Silicon" (R. R. Haberecht and E. L. Kern, ed.) p. 146, The Electrochem. Soc., New York (1969).
- [20] A. Trainor and B. E. Bartlett, *Solid State Electronics*, **2** (1961), 106.

## THE GROWTH OF FACETS AND VICINAL INTERFACES ON CZOCHRALSKI-GROWN YAG SINGLE CRYSTALS

MING NAI-BEN    YANG YONG-SHUN

*(Department of Physics, Nanjing University)*

### ABSTRACT

In this paper, we studied the macro-morphology and micro-structure of crystal-melt interfaces, which was exposed by rapid separating the growing crystal from the melt. We have determined the indices of the facets revealed on the interface of Czochralski-pulled YAG single crystals with various orientations. The facets have been discovered on the concave interface as well as on convex interface of  $\langle 100 \rangle$ -oriented grown YAG single crystals. We have observed the micro-structure of vicinal interface, which is composed of sections of singular surface dispersed with steps. The experimental evidence for the step movement as well as the interaction of steps with inclusions on these interfaces is presented.

The micro-structure of the interfaces and the correspondence between the facets and the core for concave interface growth are discussed, and it is implied that the macro-shapes of interface influence the micro-mechanism of growth. The growth mechanism for concave and convex interfaces based on these considerations is then developed.