

图3 气敏元件在甲烷-空气中的热自激

- (1) a, b, c, d 为以下浓度的甲烷-空气气氛中的温度曲线
a—0% (即纯净空气) b—1.5%, c—5%, d—10%
(2) e 为元件在纯净空气中, 测量回路中的电流 I 变化曲线;
(3) 箭头表示测量回路电流和元件温度同时急剧增加而引起热自激

反应越强, 反应热使元件温度迅速增高, 这又引起了上述电阻降低, P_2 增加, 温度升高的循环效果, 导致热自激。由图3可见, 此元件遇到较浓的甲烷气体时, 即使元件加热丝功率不大, 但由于甲烷在元件表面上的反应所放出的热量使

元件温度升高, 结果, 较在空气中提前发生热自激。

概括起来, 我们认为稳态方程(6)能恰当地表征气敏元件的热平衡。元件的升温除通过电热丝加热外, 还由于内阻降低和吸附热反应热释出所致, 在敏感气体浓或元件温度高时, 这些效应更加显著, 一旦升温速率大大超过散热速率, 就会引起急剧升温发生热自激。了解上述规律及原因对于选择合适的工作温度, 以提高元件的灵敏度、选择性和稳定性等都有一定帮助。

本文得到杨承宗教授的指导, 我们在此表示感谢。我们还向对本工作有过帮助的柴璋、马兴孝、钱明伦等同志表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 溝川悠久, 中村勝吾, 真空, 15 (1972), 292.
[2] Seiyama T., Kagawa S., *Analytical chemistry*, 34-11 (1962), 1502.
[3] 中国科学院应用化学研究所, 辽原电子实验厂, 应用化学 1 (1974), 28.
[4] 光藤裕之, 电子材料, 17-8 (1978), 58.
[5] 編集部, 电子材料, 16-10 (1977), 2; 16-11 (1977), 2.
[6] 清山哲郎, 江頭誠, エレクトロニク. セラミクス, 5-1 (1974), 9.
[7] 陈小明, 廖有贵, 江龙生, 陈祖耀, 中国科学技术大学学报 6-(1-2) (1976), 178.

提拉法液流模拟实验的初步结果*

喻 先 铎

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

在提拉法晶体生长中, 液流是十分重要的因素。由于它与很多参数有关, 特别是由于晶体生长多在密闭及高温条件下进行, 研究液流的规律相当困难。因此, 长期以来很少进行深入的研究。

近年来, 人们对液流发生了浓厚的兴趣, 这不仅因为液流是一个普遍现象, 更主要的是它综合反映了晶体生长的环境对晶体的生长规律、晶体质量、杂质分布等起着非常重要的作用。我们在生长红宝石过程中, 深切体会到液

流的重要作用^[1]。因此, 用简单方法进行模拟观察, 并对实验结果作了初步的研究和讨论。

一、模拟实验装置

根据流体力学的相似性原理^[2], 在模拟实验中, 几何形状和雷诺数 (Re) 的相似是容易达到的, 而欲同时达到几何形状与格拉索夫数

* 1978年12月4日收到。

(Gr) 的相似则十分困难, 尽管如此, 模拟实验仍可在一定范围内定性地研究液流现象及其变化规律。

模拟装置比较简单, 以 $\phi 60 \times 40 \text{ mm}$ 的玻璃坩埚绕以电热丝, 用甘油作“熔体”, 以力矩电机带动不同直径和锥角的晶体模型旋转。在“晶体”内及坩埚壁附近的熔体中各安置一副热偶, 进行自动测温记录。以光电计数器显示电机的转速。熔体中加入木质粉末, 以显示液流图象。加热功率恒定时, 以不同模型和不同转速进行实验, 则可观察到不同的液流图形。并测出“熔体”中及“固液界面”处的温度变化。

二、模拟实验的初步观察和分析

1. 液流图形的变化

在模拟实验中观察到和提拉生长红宝石时相似的液流线, 即在低转速时为“辐射状”自然对流; 在转速增加时, 晶体周围出现了“圆环状”强迫对流区, 它随转速增加而逐渐扩展 (见图 1), 液流图形并没有突变过程。在强迫对流和自然对流区之间存在着一个复合对流区 (“变区”)。从流体力学观点分析^[2], 可以认为自然对流和强迫对流均为有势运动, 即流体的质点并无自身的旋转。从液面上观察, 可以近似地将自然对流看作“点汇”, 强迫对流看作“点涡”, 其复合液流的速度势函数为。

$$\varphi = \frac{1}{2\tau} (q \ln r + \Gamma \theta). \quad (1)$$

流函数为

$$\psi = \frac{1}{2\tau} (q\theta - \Gamma \ln r). \quad (2)$$

式中 q 为“点汇”的强度, Γ 为“点涡”的强度, r 为距中心的半径, θ 为角度坐标。可见, 液面上各点的流速及流线与两种对流的强度有关, 即与 Re 及 Gr 的相对大小有关。其复合液流应为对数螺旋线式的流动, 不应有图形的突变。

值得指出, 在“变区”内出现漩涡, 它们呈对称分布。采用平底“晶体”时, 呈三次对称; 而用尖锥形“晶体”时, 呈四次对称 (图 1)。这些漩涡

全都顺着晶体的旋转方向旋转。转速增大时, 一个漩涡“分裂”成两个, 但对称性总保持不变。漩涡的出现可能对固液界面附近的质量输运过程有一定影响, 有待进一步研究。

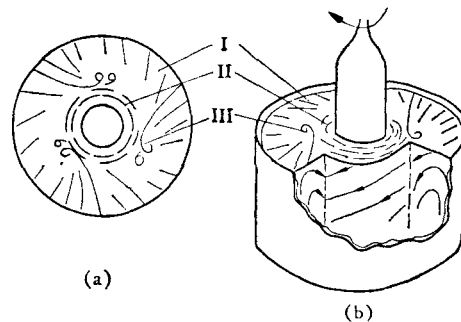


图 1 模拟液流图形示意图

I. 自然对流区; II. 强迫对流区; III. 复合对流区

2. 温度的突变

K. Takagi^[3] 在生长 GGG 时发现, 雷诺数增大至一定数值, 则尖锥状固液界面发生突变, 原来已生长的尖锥处发生回熔, 而成为平坦界面。中国科学院物理研究所张乐涛等进一步做了反向实验, 即 GGG 在一定转速时为平坦界面, 而转速降至一定数值后, 固液界面会突变为尖锥状, 而且形成了“冻结区”, 该区内晶体缺陷大量增加, 甚至成为多晶。这些现象在我们的模拟实验中均有所反映, 即当系统稳定后, 熔体内形成定常流动¹⁾, “晶体”端部及坩埚壁附近的温度均保持恒定, 转速逐渐增加时, 二者的温度在开始时变化很小, 而且是同时变化, 温度差 ΔT 保持恒定。但当转速增大至某一数值时, “晶体”端部温度会骤然升高, 同时坩埚壁处的温度会突然下降, ΔT 降到很小, 而后, 二者温度又趋稳定, 转速继续增加, 也没有大的变化, ΔT 恒定在较小值 (见图 2)。

特别应该指出, 当“晶体”从高转速逐渐减低速度时, 在增加转速过程中温度突变的转速 (ω_1) 附近并不发生反向的温度突变, 只有再继续降低至 ω_1 的 $\frac{1}{2} - \frac{1}{3}$ 时, 才会发生反向的温

1) 定常流动是指流体中各点的运动状况不随时而改变。

度突变(图 2 中的 ω_2 处), ΔT 突然增大. 从液面观察, 此时, 才逐渐开始出现自然对流.

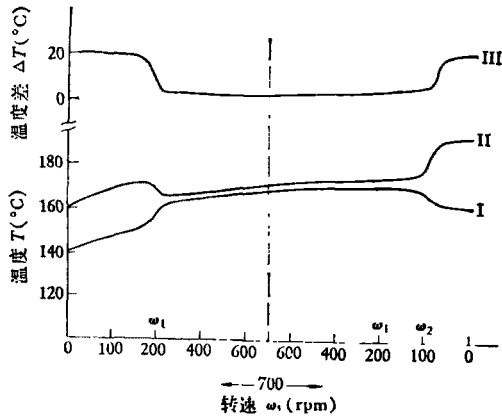


图 2 温度变化与转速的关系

I. 坩锅壁温度; II. 晶体端部温度; III. 坩锅壁温度与晶体端部温度之差; $D_{坩} = \phi 20\text{mm}$; $\alpha = 150^\circ$

需要着重指出, 根据模拟实验, 液流的突变(这里是指由于自然对流和强迫对流的相互转变所造成的固液界面处的温度突变)存在着两个临界雷诺数, 即上临界雷诺数 $(Re)'_c$ 和下临界雷诺数 $(Re)''_c$, 而且

$$(Re)'_c \approx (2 \sim 3) (Re)''_c. \quad (3)$$

根据流体力学的观点分析, 当系统的雷诺数 $Re < (Re)''_c$ 时, 熔体中以自然对流为主; 当 $Re > (Re)'_c$ 时, 熔体中则以强迫对流为主; 而当 $(Re)''_c < Re < (Re)'_c$ 时, 则熔体中的液流取决于起始状态, 但在这种条件下, 两种状态都是不稳定的, 都可能被任何偶然的因素所破坏. 在晶体生长过程中, 当自然对流突变为强迫对流时, 固、液界面变平, 晶体回熔, 但不会形成缺

陷^[4]. 若由强迫对流突变为自然对流时, ΔT 突然增大, 一般生长过程中多为控制某一点处的温度(如坩锅壁)使之恒定, 因此固、液界面处的温度突然降低, 将会引起界面崩溃, 产生大量缺陷. 从这一分析出发, 我们认为, 应避免不稳定的液流状态, 即不宜选取 $(Re)''_c < Re < (Re)'_c$, 亦即不宜在中等转速生长晶体. 这一点已有不少人注意到^[5].

3. 液流突变与固、液界面形状的关系

模拟实验中, 当坩锅直径不太大时, 晶体端部温度发生突变时, 也正是强迫对流区扩展到坩锅壁的前后. D. C. Muller^[4] 根据对晶体的观察讨论了这一问题. 因此, 为了观察不同的固、液界面形状对液流突变的临界雷诺数的影响, 可以以强迫对流区扩展至坩锅壁, 而轴对称分布的漩涡刚刚从液面消失时为标志. 同时用抽样测量温度变化进行验证, 二者的结果是一致的(见表 1). 由表 1 可以看出: 同一直径、不同锥角的晶体, 使液流发生变化时的临界转速是不同的, 随锥角的减小(即固、液界面越尖), 临界转速有增大的趋势, 由此可以得到计算临界转速的经验公式

$$\omega_c^\alpha = \omega_c^0 \left(1 + A d^2 \cos \frac{\alpha}{2} \right), \quad (4)$$

式中 ω_c^α 是锥角为 α 的“晶体”使液流发生突变的临界转速 (α 即固、液界面的锥角), ω_c^0 为同一直径的平底晶体 ($\alpha = 180^\circ$) 的临界转速, d 为无量纲直径(可取 $d = \text{晶体直径}/\text{坩锅直径}$), A 为常数(这里取 $A = 3.6$). 式中的 ω_c^0 可以根据 J. R. Carruthers^[6] 的公式计算, 因此, 在利用

表 1 临界转速 (ω_1, ω_2) 与锥角的关系

直 径	$\phi 15 \text{ mm}$			$\phi 20 \text{ mm}$					$\phi 25 \text{ mm}$	
	180°	120°	60°	180°	150°	120°	90°	60°	180°	120°
据公式(4)和(5)的计算值	333 ^a	331	358	169	186	204	216	229	108	142
实测 ω_1	300	330	360	170	190	210	220	240	120	145
实测 ω_2	150	160		100		90	120	150		

* 此值为实验值, 作为初始值.

$$d = (g\alpha\Delta TR^3\nu^{-2})^{\frac{1}{2}}\omega_0^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

时,应对 ω_0 用(4)式进行修正.

三、初步结果

1. 提拉法系统液流中一般存在三个区域: 自然对流区、强迫对流区、及复合对流区(变区);

2. 液流突变存在着上临界雷诺数和下临界雷诺数. 因此,晶体生长过程中,系统的雷诺数不宜取在上、下临界雷诺数之间;

3. 对临界转速和临界直径的计算,应该考虑固液界面锥角的影响.

以上仅为模拟实验的初步结果,有待进行深入的数学分析和实验.

张海丽同志参加了本文的实验工作,特此致谢.

参 考 文 献

- [1] 喻先锋,物理, 9-3 (1980), 198.
- [2] 王致清,李社云,苏尔皇,流体力学,中国工业出版社, (1962).
- [3] K. Takagi, F. Fukazawa and M. Ishii, *J. Crystal Growth*, 32(1976), 89.
- [4] D. C. Miller, A. J. Valentino and L. K. Shick *J. Crystal Growth*, 44 (1978), 121.
- [5] 中国科学院上海光学精密机械研究所 801 组,激光, 2 (1979), 48.
- [6] J. R. Carruthers, *J. Crystal Growth*, 36 (1977), 212.

电 介 质 的 热 噪 声*

陈 祖 培

(中国科学院上海技术物理研究所)

电阻的热噪声起源于在一定温度下的导体中所存在的电涨落现象. Johnson 首先观察到这一现象并对电解液和金属电阻作了精确的实验测量^[1]. Nyquist 首先推导出与实验值符合得很好的热噪声公式:^[2]

$$i_n = \left(\frac{4kT}{R}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{或} \quad e_n = (4kTR)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

上式亦称 Nyquist 公式或 Johnson 公式. 其中 i_n 为电阻 R 中流过的热噪声电流频谱密度, e_n 为电阻 R 两端呈现的热噪声电压频谱密度, k 为 Boltzmann 常数, T 为电阻 R 所处温度.

Nyquist 公式是根据实验结果假设电阻和噪声均不随频率而变(即所谓“白噪声”)的条件下得出的. 电介质的电阻(阻抗实部)均随频率而变. 显然, Nyquist 公式是否适用,有待于作严格的论证. 本文给出了某些电介质材料的损耗电阻及其热噪声的实验测试结果,并根据振荡电路中电涨落的统计性质推导了适用于这些电介质的热噪声公式.

一、实验方法及测试结果

为了测出电介质的损耗和热噪声,实验样品制成平板电容器结构. 用 QC-16 型电容电桥可方便地测出其损耗角正切 $\tan \delta$ 和电容 C_s . 用图 1 所示的噪声测试系统正确测出电容器噪声.

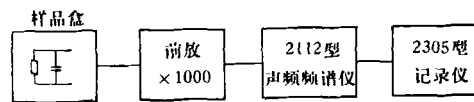


图1 噪声测试系统方块图

我们选用了 SiO_2 , LiTaO_3 和 PbZrTiO_3 三种电介质制作实验样品. SiO_2 直接用 MOS 型场效应晶体管的绝缘层, 后两种材料利用悬吊于真空中的薄片电容. 为了避免电桥电压对电容和损耗角正切值的影响, 电桥电压小于 150

* 1979年6月13日收到.