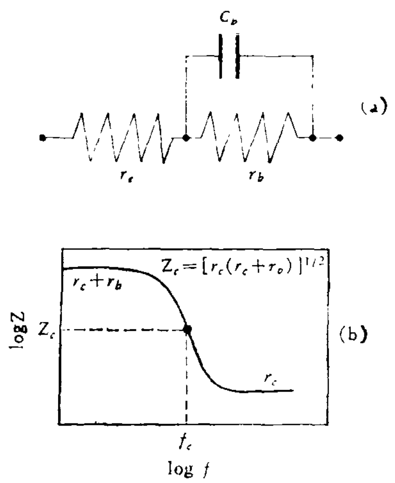


图 9 Powers 等的等效线路 (a)及其阻抗随频率的变化 (b)

图 9 中的第一个平台(低频阻抗),即 $R = r_c + r_b$, r_c 和 r_b 分别为晶粒和晶界电阻. Powers 等人测量 ($5P_{1-1}$)β-Al_2O_3 在 52℃ 时与图 9 曲线拐点相应的分隔频率为 $f_c > 10^4$Hz, 而 ($6F_{10-2}$) β-Al_2O_3在 98.7—353℃测量温度范围内 $f_c > 10^5$Hz, 均大于我们使用的测量频率 (2—10kHz). 另外,由于我们的测量温度较高 (260—400℃), Powers 等的分隔频率关系式

$$f_c = \frac{1}{2\pi C_b}\left(\frac{1+\frac{r_c}{r_b}}{r_b r_c}\right)^{\frac{1}{2}}$$

中的 r_b, r_c 均随温度升高而减小, C_b 一般变化很小, 所以 f_c 随温度升高向高频方向移动, 使 f_c 大于 10 kHz, 这说明在我们选用的测试条件下, 测得的电阻为 β 氧化铝晶粒和晶界电阻之和: $R_\beta = r_c + r_b$, 晶界并联电容 C_b 相当于开路 $\left(\frac{1}{2\pi f C_b} \gg r_b\right)$, Powers 等的等效电路简化为图 10 形式. 我们曾经用测得的 β 氧化铝的电导数据对一个典型的钠硫电池的内阻进行分析, 计算结果与电池放电时的表观内阻符合.

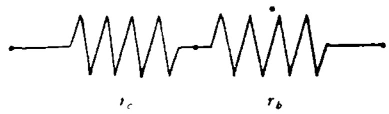


图 10 多晶 β-Al_2O_3 在较低频率 ($<f_c$) 下 Na^+ 迁移的等效线路

孙成文同志曾参加过本工作.

参 考 文 献

[1] N. Weber, J. T. Kummer, Proc. 21st Ann. Power Sources Conf., **21**(1967), 42.

[2] N. Weber and J. T. Kummer, Soc. Automotive Engineers Paper, No. 670179 (1967).

[3] A. Imai and M. Harata, Abstract No. 277, Electrochemical Society Extended Abstracts Spring Meeting, Los Angeles California, (1970), 673.

[4] 西川友三・西田俊彦・勝山 融・宇野哲夫・上井勳, 窯業协會誌, **82**-4(1974), 209.

[5] R. W. Powers and S. P. Mittoff, *J. Electrochem. Soc.*, **122**-2 (1975), 226.

[6] G. C. Farrington, *J. Electrochem. Soc.*, **121**-10 (1974), 1314.

[7] J. N. Kennedy and A. F. Sammells, *J. Electrochem. Soc.*, **119**-12 (1972), 1609.

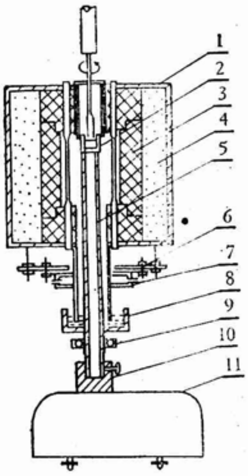
电子称重直径自控生长的 $LiNbO_3$ 单晶体中功率条纹的研究*

洪静芬 孙政民 杨永顺 闵乃本

(南京大学固体物理研究所)

近年来, 直拉法生长单晶体普遍地采用了电子称重直径自控技术[1,2]. 然而, 在直径控制良好的晶体中仍然存在一种因功率起伏而产生的生长条纹 (即功率条纹)[3], 这种条纹影响了

* 1979 年 3 月 30 日收到.



1——炉壳；
2——铂坩埚；
3——耐火砖炉衬；
4——氧化铝粉；
5——氧化铝坩埚托杆；
6——石棉板；
7——水冷密封套；
8——油封减震器；
9——紧固螺钉；
10——承重台；
11——电子秤

图1　炉体结构示意图

晶体质量．在我们实验室中，已用电子称重法生长了 $LiNbO_3$ 单晶体，并利用引入时标（time marker）的方法[4]研究了功率条纹的成因，下面简要地报道所取得的主要结果．

电子称重直径自控系统的装置如图1所示．其特点是，置于电子秤上的坩埚及其托杆都不与炉内任何物体接触，处于自由状态；托杆上装有油封减震器，除可通过阻尼作用消除因晶体旋转而产生的噪音外，还可防止冷空气进入炉膛，保持炉内温度稳定．所用电子秤的主要技术参数是：最大容量为300克，感量为36毫克，非线性度为0.3—0.5%．在晶体生长过程中，电子秤的输出信号与一个设定信号比较，其差值送入PID调节器，调节器调整加热功率使偏差恢复到零点．于是通过一个程序执行器改变设定信号，实现了放肩和等径过程的自动控制．利用上述自控系统已经成功地生长了 ϕ 为22毫米，长为50—80毫米，径差仅为0.1毫米的 $LiNbO_3$ 单晶体．然而这些晶体中存在功率条纹，严重的功率条纹表现为肉眼可见的晶体直径的变化．具有较为严重的功率条纹的典型晶体如图2所示，照片的上部所示的晶体是沿 z 轴生长的，下部所示的晶体是沿 x 轴生长的．通过读数显微镜测量了条纹的间距，由此求得产生条纹的周期，这与

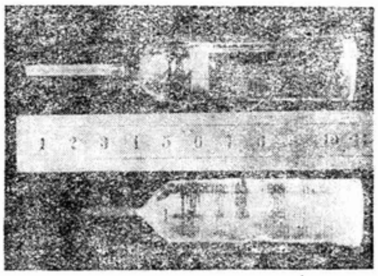


图2　具有功率条纹的晶体，上为 z 轴生长的，下为 x 轴生长的

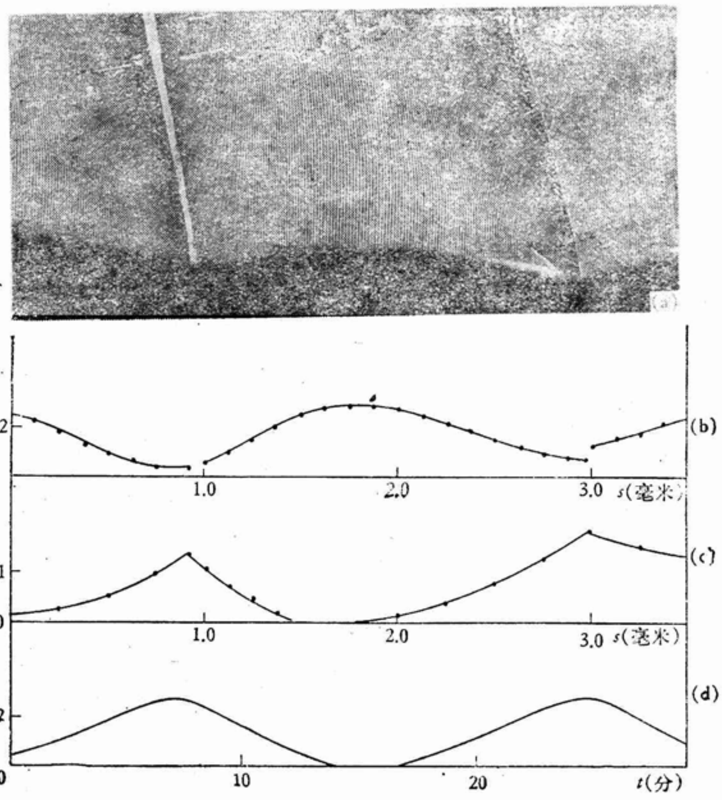


图3　功率条纹

(a) c 轴生长晶体的纵向剖面上的显微照片（×25）；
(b) 功率条纹中瞬态显微生长速率分布曲线；
(c) 相应晶体直径的变化曲线；
(d) 发热体的相对温度起伏

通过温度记录仪的记录曲线求得的功率起伏的周期一一对应，因而证实了这些条纹是功率条纹.

功率条纹的成因是功率起伏引起了瞬态显微生长速率的起伏. 为了定量地研究瞬态显微生长速率的起伏，我们利用周期性的旋转生长层作为时标. 由于产生二相邻旋转生长层的时间间隔为晶体旋转一周所需的时间，在转速不

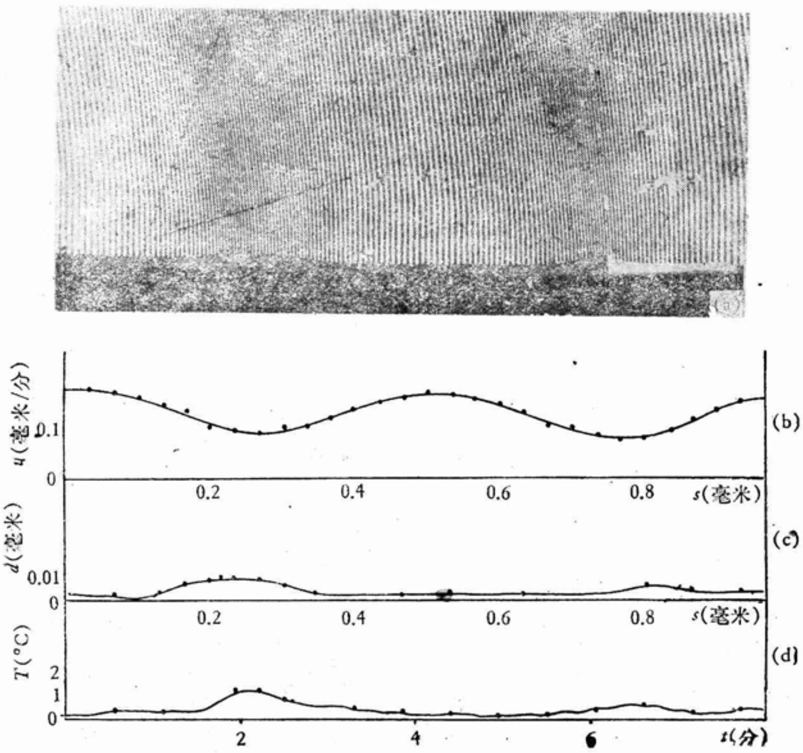


图 4　功率条纹

(a) 晶体的纵向剖面的显微照片(×100);
(b) 功率条纹中瞬态显微生长速率分布曲线;
(c) 相应晶体直径的变化;
(d) 发热体的相对温度起伏

变的条件下，只需测定某处时标（旋转生长层）的间距，就能求出该处的瞬态显微生长速率.

图 3(a) 为晶体纵向剖面的显微照片，图中时标的间距不等，这表明了瞬态显微生长速率是变化的，时标密处，显微生长速率小，稀处生长速率大. 将测得的显微生长速率的数据表示为图 3(b)；而相应的晶体直径变化以及功率起伏（通过发热体的相对温度变化来表示）分别表示于图 3(c) 和图 3(d) 中. 对照图 3 的 (a), (b), (c), (d)，就能看出等径自控系统的调节作用：当直径增大时，自控系统中的差值信号通过调节器使功率加大，迫使晶体的瞬态显微生长速率减小，抑制了直径的增大；同样，当晶体直径减少时，调节作用使功率减少，显微生长速率增大，从而保证了等径生长. 此时所使用的调节器参数是：$R = 3.5$，$P = 9$，$I = 6$，$D = 6$（其中 R 是微伏放大器的输出量，R 减小相当于 P 增大）. 由图 3 的结果可知，此时调节器的比例度过大，即放大倍数太小，因而调节周期长，系统不够灵敏. 进一步整定调节器参数，使 $R=9.5$，$P = 9$，$I = 5$，$D = 7$，提高了放大倍数，使调节系统比较灵敏，其结果表示于图 4. 可以看出，调节周期由图 3 中的 14 分钟缩短到 4 分钟，发热体的相对温度变化由原来的 ±1.4℃降低到 ±0.7℃，最大显微生长速率原来比平均生长速率（0.12 毫米/分）大 2.5 倍，现减少到 1.4 倍，晶体直径起伏原为 0.2 毫米，现减到小于 0.01 毫米.

通常用"径差"来表征等径生长自控系统的品质，然而上述工作表明，即使肉眼观察不到直径变化时，瞬态显微生长速率仍然可有 ±40% 的变化（如图 4）；而瞬态显微生长速率的变化对晶体质量的影响较"径差"更为本质，因而一个理想的等径生长自控系统不仅应能生长径差较小的晶体，而且应要求消除功率条纹. 我们的实践表明，当发热体邻近的温度起伏小于 ±0.5℃，将不出现功率条纹，就能获得显微生长速率均匀的晶体.

参 考 文 献

[1] W. Barlsly, B. Cockayne, G. W. Green et al., *J. Crystal Growth* **24/25** (1974), 369.
[2] 南京大学物理系晶体物理教研室晶体生长科研组，南京大学学报，**3**(1978)，38.
[3] K. Takagi, T. Iheda et al., *J. Crystal Growth*, **38**(1977), 206.
[4] J. R. Carruthers and A. F. Witt, in ''Crystal Growth and Characterization'', Eds. R. Ueda and J. B. Mullin, 1975, North-Holland, p. 107.

液晶自由能的简单推导*

林 磊

(中国科学院物理研究所)

描述液晶向列相和胆甾相弹性性质的自由能密度，其形式为

$$F = F(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2}K_1(\mathrm{div}\boldsymbol{n})^2 + \frac{1}{2}K_2(\boldsymbol{n}\cdot\mathrm{curl}\boldsymbol{n} + q_0)^2 + \frac{1}{2}K_3(\boldsymbol{n}\times\mathrm{curl}\,\boldsymbol{n})^2, \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{r})$ 为空间 $\boldsymbol{r}$ 处之指向 (director)，代表分子的平均取向，$|\boldsymbol{n}| = 1$.* $2\pi/q_0$ 为胆甾相的螺距．在向列相中，$q_0 = 0$．K_1—K_3 为弹性常数．有关这些物理量的进一步讨论，参看文献[1—4]．

这个简单的自由能的具体形式（从 1933 年起 Oseen[1] 和 Zöcher[2] 初步考虑，其后 1958 年 Frank[3] 比较完备的处理，以至后人的进一步工作）经过漫长三十多年的时间，才以 (1) 式的通用形式固定下来．目前常用的推导方法，除了 Frank 本人所提出的方案外，还有 de Gennes 在他《液晶物理》这本经典著作里的一个方法[4]以及 Nehring 和 Saupe[5] 分别从分子观点和唯象观点的推导等．这些方法都比较繁琐，初人门的人可能觉得比较难懂．

鉴于(1)式 Frank 自由能在液晶理论，包括具有应用价值的各种效应中的重要性，我们在这里给出一个简明、系统的新的推导方法．

一般而言[6]，$F = F(n_i, n_{ij})$，其中 $n_{ij} \equiv \partial n_i/\partial r_j$.

1. 向列相

液晶的向列相具有下列对称性质：

(i) $\boldsymbol{n}\to -\boldsymbol{n}$ 不变性；

(ii) 对 $\boldsymbol{n}$ 的转动不变性；

(iii) 对垂直于 $\boldsymbol{n}$ 的平面的反射不变性；

(iv) 对包含 $\boldsymbol{n}$ 的平面的反射不变性．

在向列相的自由状态，$\boldsymbol{n}$ 与空间坐标无关，$n_{ij} = 0$．因此，其自由能不包含 n_{ij} 的线性项．到二阶为止，

$$F = a_{ijkm}n_{ij}n_{km}. \quad (2)$$

显然，

$$a_{ijkm} = a_{kmij}. \quad (3)$$

我们的方法是先在空间各点选择一个方便的局域坐标系，利用晶体弹性理论中的一个熟知方法[7]，把符合 (ii)—(iv) 对称的弹性常数写出来，再把自由能还原为与坐标系无关的形式．最后，利用 (i)把多余的项除去．

我们取 $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{r})$ 为 $\boldsymbol{r}$ 点局域坐标系的 z 轴，则有 $\boldsymbol{n} = (0, 0, 1)$．$\boldsymbol{n}^2 = 1$ 给出

$$n_in_{ij} = n_{zj} = 0, \quad i, j = x, y, z. \quad (4)$$

同项中重复的下标表示迭加．

定义：$\xi \equiv x + iy$，$\eta \equiv x - iy$．通过(x, y, z) 到 (ξ, η, z) 的坐标变换，(2)式中的下标取 ξ, η 和 z 等值．对 z（即 $\boldsymbol{n}$）轴转动角度 ϕ，则 $\xi\to\xi e^{i\phi}$, $\eta\to\eta e^{-i\phi}$, $z\to z$．所以对称 (ii) 要求 a_{ijkm} 的四个下标包含相同数目的 ξ 和 η，

* 1979 年 7 月 13 日收到.