

时, 仍然析出  $\text{BeO} \cdot 3\text{Al}_2\text{O}_3$  相, 并不会使晶体生长在  $\text{BeO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$  和  $\text{BeO} \cdot 3\text{Al}_2\text{O}_3$  的共晶区进行,  $\text{BeO} \cdot 3\text{Al}_2\text{O}_3$  和  $\text{BeO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$  之间共晶点温度是  $1850^\circ\text{C}$ , 和 A 点的温度为  $60^\circ\text{C}$ , 由此估计  $\text{BeO} \cdot 3\text{Al}_2\text{O}_3$  的过冷度在  $20^\circ\text{C}$  和  $60^\circ\text{C}$  之间。

—— 本文的部份测试工作得到胡兵、张强同志的帮助, 特此致谢。

### 参 考 文 献

1 潘佩聪 *et al.*, 激光与红外, (9), 42 (1986)

- 2 Farrell *et al.*, *Am. Min.*, **48**, 804 (1963)  
 3 NAT. Bur. Standards (U. S.) Circ. 539, (9), (1959)  
 4 Smith, *Cline and Austerman Acta Cryst.*, **18**(3), 393 (1965)  
 5 Foster W. R. *et al.*, *J. Ameri. Ceram. Society*, **32**(1), 26 (1949)

(收稿日期: 1987 年 7 月 1 日)

## 1.06 $\mu\text{m}$ Nd:YAG 激光脉冲辐照 LiF 晶体所引起的损伤和位错场结构研究

周 江 乔景文 邓佩珍

(中国科学院上海光机所)

### Investigation of damage and dislocation structure in LiF crystals by 1.06 $\mu\text{m}$ Nd:YAG pulsed laser radiation

Zhou Jiang, Qiao Jingwen, Deng Peizhen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**提要:** 研究了 1.06  $\mu\text{m}$  Nd:YAG 脉冲激光辐照 LiF 晶体在表面和体内所引起的损伤形貌以及在辐照位置周围的位错分布。这些位错是由于辐照位置处样品中存在的包裹物等杂质引起的不均匀吸收而产生的。

**关键词:** LiF 晶体, 激光损伤, 位错场

### 一、引 言

LiF 晶体的透明波段很宽, 从远紫外 110 nm 到红外 7  $\mu\text{m}$ , 是制做光学元件的常用材料, 所以研究激光在 LiF 晶体中的损伤具有实际意义。

由于激光损伤的直观表现往往是材料发生断裂, 而存在于晶体中的位错对晶体的塑性、强度、断裂等力学性质有很大的影响, 所以研究激光辐照在晶体材料中引入的位错, 对进一步理解激光损伤的物理过程可能是有益的。

### 二、实 验

激光辐照装置如图 1 所示, 由 LiF 调 Q 的 Nd:YAG 振荡器和放大器组成的激光系统工作于单模状态, 输出波长为 1.06  $\mu\text{m}$ , 脉冲宽度 10 ns, 重复频

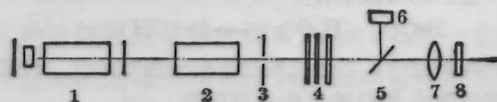


图 1 实验装置图

- 1—振荡器; 2—放大器; 3—光闸; 4—衰减片;  
5—分光片; 6—能量计; 7—透镜; 8—样品

率 1 次/s。辐照在样品上的脉冲能量由一组光学衰减片来控制。用分光片分出一部分, 由激光能量计接收标定, 确定出实际辐照在样品上的能量。入射光束由焦距为 107 mm 的会聚透镜聚焦于样品的表面和体内, 光斑的直径约为 80  $\mu\text{m}$ 。

### 三、实验结果

将 Nd:YAG 脉冲激光聚焦在 LiF 晶体的(100)

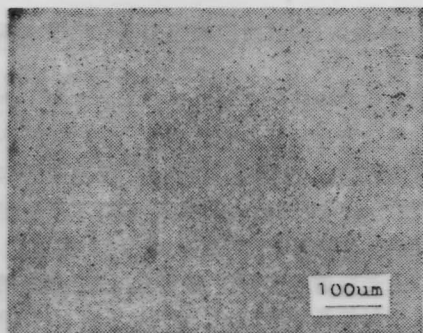


图2 Nd:YAG激光辐照LiF晶体的(100)面, 在表面产生的特征位错分布

面上,当辐照功率密度大于 $0.3\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,经化学腐蚀后发现,在一些辐照位置的周围产生了有特征的位错分布,如图2所示。这些位错并没有发生滑移,而是形成环状。经测量,这里的位错密度为 $10^6\sim 10^7/\text{cm}^2$ 数量级。仔细观察还发现,在环状区域内部有熔化的痕迹。在表面产生的这种特征位错分布依赖于辐照的位置,即使是用同一强度进行辐照,在一个位置可以产生特征位错分布,而在另一位置却观察不到。增加辐照的能量,高位错密度的环状区域有时大、有时小,没有发现明显的规律。

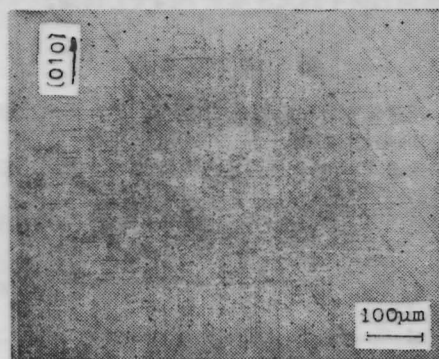


图3 多次脉冲辐照后, LiF晶体(100)面上的网状解理裂纹

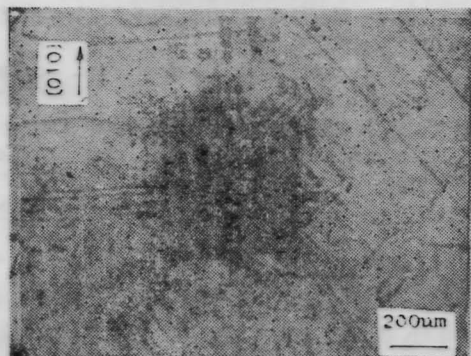


图4 激光脉冲在LiF晶体(100)面上产生的“米”字形裂痕及周围的位错分布

在所用的激光功率密度( $0.3\text{GW}/\text{cm}^2\sim 1.8\text{GW}/\text{cm}^2$ )范围内,随着辐照脉冲次数的增加,表面上 $\langle 100 \rangle$ 方向的解理微裂纹也跟着增加,最后的损伤形态往往是网状的解理裂纹,如图3所示。但是,当功率密度大于 $1.8\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,损伤形貌变为“米”字形裂痕,并伴有清脆的响声和可见的闪光,裂痕的方向沿 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 110 \rangle$ 。经化学腐蚀后发现,在辐照位置周围位错的分布呈方形,见图4。

将脉冲激光聚焦于样品体内,(有时虽然聚焦在表面,但在体内也发生损伤),当功率密度大于 $2.2\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,出现特征裂痕,它是一个立体的十字叉裂痕,方向沿 $\langle 100 \rangle$ ,但不是解理裂纹。在大裂痕上,有一些呈放射状的小裂纹。

沿十字叉裂痕的对称面(100)晶面将晶体解理开,经过化学腐蚀后,在这个对称面上显露出的位错蚀坑分布如图5所示。这里有两种情况,如果损伤很严重(直观上看,产生的十字叉裂痕较大),则位错分布出现 $\langle 110 \rangle$ 方向的滑移带,见图5(a);如果产生的十字裂痕较小,则位错分布如图5(b),在 $\langle 110 \rangle$ 方向并无明显的滑移。与压痕法在LiF晶体中引入的位错分布进行比较,结果发现它和图5(a)相似,仿佛压痕是在十字裂痕的中心。

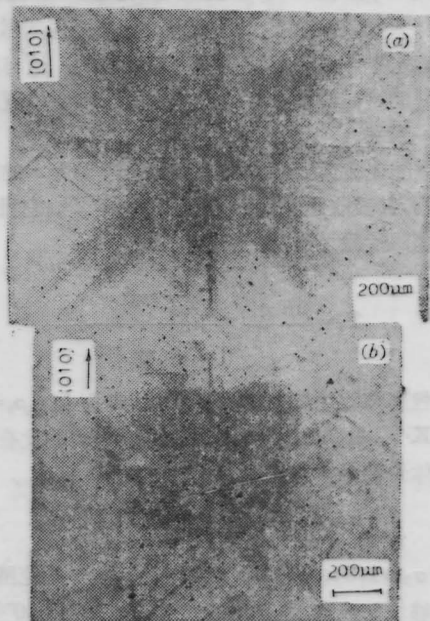


图5 Nd:YAG激光在LiF晶体体内引起损伤处的位错分布

#### 四、讨论

当脉冲激光通过样品时,材料由于吸收了辐照能量而被加热,并在样品中引起热弹应力。由于LiF

晶体的热扩散率为  $\lambda = K/c\rho = 7.5 \times 10^2 \text{cm}^2/\text{sec}^{[1]}$ ,  $\sqrt{4\lambda t_p} = 5.5 \times 10^{-5} \text{cm} \ll L$  ( $t_p = 10 \text{ns}$  为脉冲宽度,  $L$  为样品厚度), 所以在激光脉冲停止作用的时刻, 样品中的温升分布完全可以按无限长的瞬时线热源进行计算<sup>[2]</sup>, 即

$$T = \frac{Q_z}{c\rho(4\pi\lambda t_p)} \exp(-r^2/4\lambda t_p) \quad (1)$$

假定激光束能量的空间分布是高斯型时,

$$T = \frac{2E_0\alpha}{4\pi^2 K t_p} \exp(-2r^2/W_0^2) \cdot \exp(-r^2/4\lambda t_p) \quad (2)$$

取脉冲能量  $E_0 \approx 1 \text{mJ}$ , 高斯半径  $W_0 \approx 40 \mu\text{m}$ , 热导率  $K = 0.025 \text{J/cm} \cdot \text{s} \cdot \text{K}$ , 吸收系数  $\alpha \sim 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ , 由上式算出轴线上的温升  $T_0 = \alpha \times 10^2 \text{K}$ .

由于温升  $T$  随  $r$  的增加急剧下降, 在远离轴线的地方, 激光脉冲作用的影响可以忽略。所以利用实心圆柱的热应力模型<sup>[3]</sup>, 考虑外径  $b \rightarrow \infty$  的情形, 这时应力的最大值在  $r=0$  处, 其数值为

$$\sigma_m = \frac{\alpha_i E T_0}{2(1-\nu)} \approx 2.9 \times 10^2 \text{MPa}$$

计算时取线膨胀系数  $\alpha_i = 37 \times 10^{-6}/\text{K}$ , 杨氏模量  $E = 64.77 \times 10^3 \text{MPa}^{[1]}$ , 泊松比  $\nu = 0.187$ 。显然, 由于  $\sigma_m$  小于  $G/30$  ( $G = 55.12 \times 10^3 \text{MPa}$  是 LiF 的切变模量), 所以在完整的 LiF 晶体中, 在所用的激光脉冲功率水平下是不能使位错均匀成核的, 这与实验中发现的特征位错分布的产生依赖于辐照位置的事实是一致的。

假如光波传播的路径上有一个半径为  $a$  的球形包裹物, 其吸收系数  $\alpha_i$  一般为  $10^3 \text{cm}^{-1}$ <sup>[5]</sup>, 它吸收了激光辐照能量之后, 温度升高:

$$T_i = \frac{2E_0\alpha_i}{\pi W_0^2} \times \frac{\frac{4}{3}\pi a^3}{c_i \rho_i \frac{4}{3}\pi a^3} \quad (3)$$

式中包裹物的比热和密度乘积的典型值  $c_i \rho_i = 3 \text{J/cm}^3 \cdot \text{K}^{[6]}$ , 由(3)式算得  $T_i \approx 6 \times 10^3 \text{K}$ , 因此在包裹物球体外侧晶体的热应力约为<sup>[7]</sup>

$$\sigma \approx \frac{\alpha_i T_i E}{1-\nu} (a/r)^2 = \sigma_0 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \quad (4)$$

式中  $\sigma_0 = 1.8 \times 10^4 \text{MPa}$ , 所以在  $r \approx 2a$  的范围内位错能够均匀成核。包裹物的尺寸  $a_i \approx 10^{-2} \sim 10^{-1} \mu\text{m}$ , 位错能够均匀成核的区域也是这个数量级, 而实验中观察到的位错密度区域的尺寸是几百微米, 在  $r$

$= 100 \mu\text{m}$  处, (4)式给出的应力下位错根本不能成核和运动。

假定包裹物吸收辐射能量产生的高温, 使得它周围的晶体发生局部熔化和蒸发, 在熔化区外侧晶体中产生应力。根据这样的模型, 算出来的熔化区最大尺寸  $r_m$  约  $0.1 \mu\text{m}$ , 它仍然解释不了观察到的实验结果。

以上是所谓静态解。事实上, 由于 LiF 的蒸气也吸收辐射能量, 所以 LiF 蒸气的压强  $P_0$  是急剧增加的, 因此需要考虑动力学的解。在这种情况下, 一个球面压力波从熔化区域中心发出, 以声速  $c$  在晶体中传播, 按照文献[9], 当波前到达  $r$  处时, 形成一个应力状态, 其最大切应力为

$$\sigma_d = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} P_0(r_m/r) \quad (5)$$

可以看出, 在  $r \gg r_m$  的地方, 动力学的解给出的应力值远大于静态解。但是, 因为我们还不能精确估算等离子体的温度以及它随时间的变化, 所以还不能作进一步的具体分析。不过从(5)式可以看出, 由于吸收包裹物迅速加热而产生的热冲击, 在位错的形成过程中起着一定的作用。

感谢郭聚平同志在实验上的大力协助。

## 参 考 文 献

- 1 李景镇主编, 光学手册(陕西科学技术出版社, 1986), 第24章
- 2 侯镇冰 *et al.*, 固体热传导(上海科学技术出版社, 1984)
- 3 竹内洋一郎(日)著, 热力学(中译本)(科学出版社, 1977), p. 110
- 4 Y. M. Gupta *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **46** (2), 532 (1975)
- 5 M. Sparks, C. J. Dutcher, *J. Appl. Phys.*, **44**, 3038 (1973)
- 6 R. W. Hopper, D. R. Uhlmann, *J. Appl. Phys.*, **41**, 4023 (1970)
- 7 竹内洋一郎(日)著, 热力学(中译本)(科学出版社, 1977), p. 22
- 8 R. W. Hopper, D. R. Uhlmann, *Sov. J. Quant. Electr.*, **8** (6), 729 (1978)
- 9 S. P. Timoshenko, J. N. Goodier, *Theory of Elasticity* (McGraw-Hill Publ. Co., New York, 1970)

(收稿日期: 1988年8月24日)