

# 掺铒铌酸锂晶体光放大器的理论研究\*

夏秀兰 龚正烈 蒋振平

(天津理工学院光电信息系 天津 300191)

**提要** 阐述了掺铒铌酸锂晶体的光学性能,对由该材料制成的光放大器进行了理论分析。由此可以得出只要晶体的质量足够好,那么制成有实用价值的掺铒铌酸锂晶体光放大器是完全可能的。

**关键词** 掺铒铌酸锂晶体,光放大器,增益,阈值

## 1 引言

在铌酸锂晶体中掺入少量的稀土元素铒离子,可使晶体激活,使其成为有源晶体。当引入适量的泵浦,采用这种晶体可制成激光振荡器。这类激光器件工作波长为  $1.53 \mu\text{m}$ ,恰好处于光纤通信的“窗口”,因此对光纤通信有特殊的意义。另外铌酸锂晶体有优良的光学性能,它在激光领域具有广泛的应用,若研制成功掺铒铌酸锂晶体光放大器,将使铌酸锂晶体在光纤通信领域开辟新应用。利用铌酸锂晶体的优良光学性能,还可以把光放大器、激光器、激光开关、调制器等制作在同一块晶体上,为光学元件的小型化、集成化打下基础。

## 2 有关晶体的情况

掺铒铌酸锂晶体的吸收谱和荧光谱如图1和图2<sup>[1]</sup>所示。与掺铒光纤相比,吸收带和荧光带中心位置有所移动,但差异非常小。但玻璃光纤的光谱带宽且平滑,晶体的光谱带窄且呈较锐利的线状结构。

由荧光谱可以看出,在  $1.53 \mu\text{m}$  处有较高的峰,所以有望在这个波长获得放大,而  $1.53 \mu\text{m}$  又恰好处于光纤通讯的“窗口”上,将其作为信号光波长有特殊的意义。

由吸收谱和荧光谱可以得知,在  $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$  处吸收带和荧光带重叠,所以  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  晶体可看成三能级系统。

由吸收谱还可看出,在大约  $0.53 \mu\text{m}$ ,  $0.66 \mu\text{m}$ ,  $0.82 \mu\text{m}$ ,  $0.98 \mu\text{m}$  和  $1.48 \mu\text{m}$  处有显著的吸收峰,所以这些波长有可能作为泵浦光波长。对于掺铒玻璃光纤,波长短于  $0.98 \mu\text{m}$  的泵浦光基本上都存在激发态吸收(ESA),  $0.98 \mu\text{m}$  和  $1.48 \mu\text{m}$  的泵浦光不存在 ESA<sup>[2]</sup>。但对  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  晶体  $0.98 \mu\text{m}$  的泵浦光也存在 ESA<sup>[3]</sup>,  $1.48 \mu\text{m}$  的泵浦光是否存在 ESA 未见报道。

对于一块掺铒(掺杂浓度为  $0.006 \text{ mol}$ )没有掺镁的铌酸锂晶体,  $x$  方向切割,  $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$

\* 天津市自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1996-10-21; 收到修改稿日期: 1997-02-24

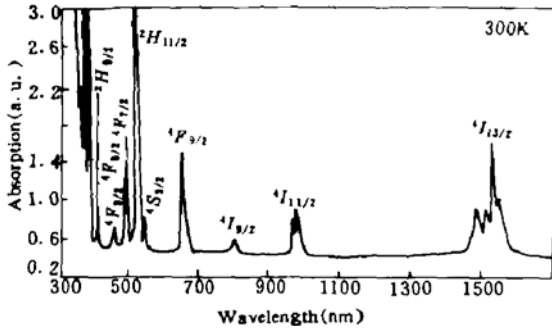


图 1 Er:LiNbO<sub>3</sub> 晶体的吸收谱

Fig. 1 Absorption spectrum of an Er:LiNbO<sub>3</sub> crystal

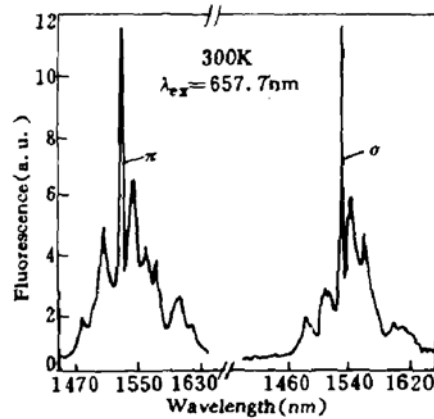


图 2 Er:LiNbO<sub>3</sub> 晶体的荧光谱

Fig. 2 Fluorescence spectrum of the Er:LiNbO<sub>3</sub> crystal

平行  $C$  轴的  $\pi$  偏光, 发射截面  $\sigma_e =$  吸收截面  $\sigma_a = 1.20 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ , 辐射寿命  $\tau_{21} = 15.5 \text{ ms}$ ; 垂直于  $C$  轴的  $\sigma$  偏光,  $\sigma_e = \sigma_a = 1.85 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ ,  $\tau_{21} = 11.8 \text{ ms}$ 。且  $\sigma_e = \sigma_a = \frac{\alpha}{N_1}$ , 其中  $\alpha$  为吸收系数,  $N_1$  为基态粒子数密度<sup>[1]</sup>。由此式和文献[1]提供的数据可以计算得  $N_1 = 1.24 \times 10^{26} / \text{m}^3$ 。作吸收谱时, 照射样品的光强较弱, 所以可以认为  $N_1 \approx N_t$ ,  $N_t$  为总粒子数密度。对于同一样品, 同一吸收谱各吸收带对应的  $N_1$  应相等。所以只需要知道吸收谱中其它波长的吸收系数与  $1.53 \mu\text{m}$  的吸收系数的比值就可以求出该波长的吸收截面, 由此计算出当入射泵浦光为  $\sigma$  偏光时

$$\begin{aligned} \lambda = 0.532 \mu\text{m} & \quad \sigma_a = 3.83 \times 10^{-24} \text{ m}^2 \\ \lambda = 0.98 \mu\text{m} & \quad \sigma_a = 1.12 \times 10^{-24} \text{ m}^2 \\ \lambda = 1.48 \mu\text{m} & \quad \sigma_a = 1.13 \times 10^{-24} \text{ m}^2 \end{aligned}$$

没有掺镁的铌酸锂晶体, 当可见光通过它时存在严重的光折变现象。若要减小铌酸锂晶体的光折变, 需在晶体中掺适量的镁。掺镁铌酸锂晶体中  $\text{Er}^{3+}$  的发射截面和吸收截面与单掺铌晶体的相比可能基本相同, 而寿命  $\tau_{21}$  可能有较大的变化。

### 3 理论分析

图 3 给出了  $\text{Er}^{3+}$  的能级图, 在晶体受主中,  $\text{Er}^{3+}$  能级受到周围电场的影响, 能级产生斯塔克分裂, 导致能级展宽, 由于非均匀展宽很复杂, 均匀展宽模型又与实验情况符合得很好, 因此, 只考虑均匀展宽情况<sup>[4]</sup>。由  $\text{Er}^{3+}$  的能级图还可看出,  $0.532 \mu\text{m}$  对应于  $2H_{11/2}$  与  $4I_{15/2}$  之间,

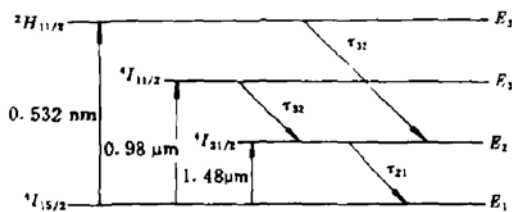


图 3  $\text{Er}^{3+}$  的能级图

Fig. 3 Energy level diagram of  $\text{Er}^{3+}$  ion

$0.98 \mu\text{m}$  对应于  $4I_{11/2}$  与  $4I_{15/2}$  之间,  $1.48 \mu\text{m}$  对应于  $4I_{13/2}$  与  $4I_{15/2}$  之间的谐振泵浦。图中的  $\tau_{32}$  为  $E_3$  至  $E_2$  能级的弛豫时间,  $\tau_{21}$  为  $E_2$  能级到  $E_1$  能级的弛豫时间。因为  $\tau_{21}$  为  $10 \text{ ms}$  量级,  $\tau_{32}$  为  $\text{ns}$  或  $\mu\text{s}$  量级, 所以满足  $\tau_{21} \gg \tau_{32}$ , 因此  $E_3$  能级上的粒子数可近似为零<sup>[5]</sup>。从而对于这三种泵浦系统  $\text{Er}^{3+}$  可用二能级系统来描述。用  $W_p, W_{12}, W_{21}$  和  $A_{21}$  分别表示这两个能级  $E_2$  与  $E_1$  之间的泵浦速率、受激吸收跃迁几率、受

激辐射跃迁几率和自发辐射几率。 $W$  表示  $E_3-E_1$  能级受激辐射跃迁几率,这一部分粒子不跃迁到  $E_2$  上,简化为二能级模型时,认为  $E_3$  上的粒子全部跃迁到  $E_2$  上,所以简化成二能级系统后可以认为这一部分粒子由  $E_2$  跃迁下来,并且这一部分粒子跃迁时对泵浦光光场有贡献,对信号光光场没有贡献。假定泵浦光和信号光在晶体中传输方向相同,即同向泵浦。光的传播方向为  $Z$ ,光束入射端  $Z=0$ ,入射光信号功率为  $P_s^i$ ,出射光信号功率为  $P_s^o$ , $P_k(z)$  为  $Z$  处的光信号功率, $k=s,p$ , $s$  表示信号光, $p$  表示泵浦光。这样我们得到简化后的速率方程(忽略无辐射跃迁和  $E_3-E_1$  的自发辐射跃迁及自发辐射噪声的影响)

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = (W_p + W_{12})N_1 - (W_{21} + A_{21} + W)N_2 \\ N_1(z,t) + N_2(z,t) = N_t(z,t) \end{cases}$$

其中<sup>[6]</sup>

$$W_{12} = \frac{\sigma_{12}}{h\nu_{21}} I_s' = \frac{\sigma_{sa}}{h\nu_s} I_s'$$

$$W_{21} = \frac{\sigma_{21}}{h\nu_{21}} I_s' = \frac{\sigma_{se}}{h\nu_s} I_s'$$

$$W_p = \frac{\sigma_{13}}{h\nu_{31}} I_p' = \frac{\sigma_{pa}}{h\nu_p} I_p'$$

$$W = \frac{\sigma_{31}}{h\nu_{31}} I_p' = \frac{\sigma_{pe}}{h\nu_p} I_p'$$

式中, $\sigma_{pa}$ 和 $\sigma_{pe}$ 分别表示泵浦光的吸收截面和发射截面; $\sigma_{sa}$ 和 $\sigma_{se}$ 分别表示信号光的吸收截面和发射截面; $I_s'$ 和 $I_p'$ 分别表示晶体 $Z$ 处信号光和泵浦光光强。为了采用二能级系统模型时不产生很大的计算误差,粒子数密度及其变化按二能级模型计算,粒子跃迁过程中其对光场能量的贡献仍按三能级计算,所以 $W_p$ 和 $W$ 中用了 $\sigma_{13}$ 和 $\sigma_{31}$ 。另外, $\text{Er}^{3+}$ 离子在激发到高能级后,将通过无辐射跃迁级联似地衰落到 ${}^4I_{13/2}$ 态上,在此过程中伴有声子的发射,因而产生热效应。因为这个过程只影响放大器的效率,对信号光的增益没有影响,所以无需考虑。

定义归一化光场分布和信号光与泵浦光两波模场之间的重叠积分(假定 $\text{Er}^{3+}$ 在晶体中的分布是均匀的)分别为

$$i_k(r, \varphi) = \frac{I_k'(r, \varphi, z)}{P_k(z)}$$

$$\Gamma_k = \int_0^{2\pi} \int_0^b i_k(r, \varphi) r dr d\varphi$$

式中 $k=s,p$ ;  $b$ 为信号光与泵浦光重叠光斑的半径。

由此可得

$$W_{12} = \frac{\sigma_{sa} \cdot P_s}{h\nu_s \cdot A} \Gamma_s$$

$$W_{21} = \frac{\sigma_{se} \cdot P_s}{h\nu_s \cdot A} \Gamma_s$$

$$W_p = \frac{\sigma_{pa} \cdot P_p}{h\nu_p \cdot A} \Gamma_p$$

$$W = \frac{\sigma_{pe} \cdot P_p}{h\nu_p \cdot A} \Gamma_p$$

式中, $A$ 为重叠光斑的面积。

因而速率方程变为

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = \left( \frac{\sigma_{ps} \cdot P_s}{h\nu_s \cdot A} \Gamma_s + \frac{\sigma_{sa} \cdot P_s}{h\nu_s \cdot A} \Gamma_s \right) N_1 - \left( \frac{\sigma_{sp} \cdot P_s}{h\nu_s \cdot A} \Gamma_s + \frac{\sigma_{ps} \cdot P_p}{h\nu_p \cdot A} \Gamma_p \right) N_2 - A_{21} N_2 & (1) \\ N_1(z, t) + N_2(z, t) = N_t(z, t) & (2) \end{cases}$$

式中  $N_1(z, t)$ ,  $N_2(z, t)$  分别表示基态和亚稳态的粒子数密度,  $P_s, P_p$  分别表示信号光和泵浦光功率,  $A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}}$ ,  $\tau_{21}$  表示粒子由  $E_2-E_1$  能级自发辐射的寿命。

在晶体中光的传播方程为

$$\frac{dp_s}{dz} = \int (h\nu_s \cdot W_{21} \cdot N_2 - h\nu_s \cdot W_{12} \cdot N_1) ds = p_s \cdot \Gamma_s \cdot (\sigma_{sa} \cdot N_2 - \sigma_{sp} \cdot N_1) \quad (3)$$

$$\frac{dp_p}{dz} = P_p \cdot \Gamma_p \cdot (\sigma_{ps} \cdot N_2 - \sigma_{ps} \cdot N_1) \quad (4)$$

将公式(3)、(4)代入公式(1)得

$$\frac{dN_2(z, t)}{dt} = -A_{21} \cdot N_2 - \sum_k \frac{1}{h\nu_k \cdot A} \frac{dp_k(z, t)}{dz}$$

当跃迁处于稳态时,

$$\frac{dN_2(z, t)}{dt} = 0$$

由此可得

$$N_2(z) = -\frac{1}{A \cdot A_{21}} \sum_k \frac{1}{h\nu_k} \cdot \frac{dp_k(z, t)}{dz} \quad (5)$$

由(4)式可得

$$\begin{aligned} \frac{dp_p}{dz} &= P_p \cdot \Gamma_p (\sigma_{ps} \cdot N_2 - \sigma_{ps} \cdot N_1) = P_p \Gamma_p [\sigma_{ps} \cdot N_2 - \sigma_{ps} (N_t - N_2)] = \\ &= P_p \left[ \frac{1}{P_p^{sat}} \sum_k \frac{1}{h\nu_k} \frac{dp_k}{dz} + \alpha_p \right] \end{aligned}$$

式中

$$P_p^{sat} = A \cdot A_{21} / \Gamma_p (\sigma_{ps} + \sigma_{sa})$$

$$\alpha_p = N_t \cdot \sigma_{ps} \cdot \Gamma_p$$

同理可得

$$\frac{dp_s}{dz} = -P_s \left( \frac{1}{P_s^{sat}} \sum_k \frac{1}{h\nu_s} \cdot \frac{dp_s}{dz} + \alpha_s \right)$$

∴

$$\frac{dp_k}{dz} = -P_k \left( \alpha_k + \frac{1}{P_k^{sat}} \sum_k \frac{1}{h\nu_k} \cdot \frac{dp_k}{dz} \right)$$

其中

$$P_k^{sat} = A \cdot A_{21} / \Gamma_k (\sigma_{ks} + \sigma_{kp}), \quad \alpha_k = N_t \cdot \sigma_{ks} \cdot \Gamma_k$$

令  $I_k = P_k / h\nu_k$ , 其中  $h\nu_k$  为光子的能量, 上式两边同除以  $h\nu_k$  得

$$\frac{dI_k}{dz} = -I_k \left( \alpha_k + \frac{1}{P_k^{sat}} \sum_k \frac{1}{h\nu_k} \frac{dp_k}{dz} \right)$$

∴

$$\frac{dI_k}{I_k} = -\alpha_k dz - \frac{1}{P_k^{sat}} \sum_k dI_k \quad (6)$$

设掺铒晶体长度为  $L$ , 对(6)式两边积分得到掺铒铈酸锂晶体未达到自发辐射放大(ASE)自饱和之前在不计及除受激跃迁外的其它损耗的情况下,  $I_k^{out}$  与  $I_k^{in}$  有如下关系

$$I_k^{out} = \sum_k I_k^{out} = \sum_k I_k^{in} \exp \left[ \frac{1}{P_k^{sat}} (I_k^{in} - I_k^{out}) - \alpha_k \cdot L \right] \quad (7)$$

式中

$$I_k^{in} = \sum_k I_k^{in}, \quad I_k^{out} = \sum_k I_k^{out}, \quad I_k^{in} = \frac{P_k^{in}}{h\nu_k}, \quad I_k^{out} = \frac{P_k^{out}}{h\nu_k}$$

若光场分布可近似为高斯分布, 则

$$\Gamma_k = \int_0^{2\pi} \int_0^b i_k(r) \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi$$

且  $i_k(r) = \frac{1}{\pi\omega_k^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_k^2}\right)$ ,  $\omega_k$  为  $\frac{1}{e}$  强度模场半宽度, 而  $k = s \cdot p$ 。

在给定晶体、泵浦光功率、信号光功率及它们之间的耦合情况。方程(7)中除  $I^{out}$  外其它参数都是已知量, 所以(7)式是一个只含一个未知量  $I^{out}$  的方程, 通过求解方程(7), 即可求出信号光增益

$$G_s = \frac{I_s^{out}}{I_s^{in}} = \exp\left[\frac{1}{P_s^{out}}(I_s^{in} - I_s^{out}) - a_s L\right] \quad (8)$$

若增益用分贝表示, 则

$$K_s = 10 \log G_s \quad (9)$$

我们借助于计算机, 采用牛顿迭代法求解方程(7)得出  $I^{out}$ , 然后代入方程(8), (9)求得放大器增益。计算时采用晶体  $x$  方向切割, 信号光和泵浦光均为  $\sigma$  偏光( $\pi$  偏光计算结果与  $\sigma$  偏光差不多, 虽然  $\pi$  偏光的  $\sigma_o$  和  $\sigma_e$  均较小, 但  $\tau_{21}$  较大)的情况下, 具体参数为

$\lambda_s = 1.53 \mu\text{m}$ ;  $\lambda_p = 0.532, 0.98, 1.48 (\mu\text{m})$ ;  $P_s^{in} = 0.05, 0.1, 0.5 (\text{mW})$ ;  $A = \pi r^2$ ;  $\omega_k = r = 0.017 \text{ mm}$ ;  $\omega_p = 0.025 \text{ mm}$ ;  $b = 0.017 \text{ mm}$ ;  $L = 4 \text{ cm}$ ;  $N_t = 1.24 \times 10^{26} / \text{m}^3$ ;  $\sigma_{ee} = \sigma_{oa} = 1.85 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ ;  $\tau_{21} = 11.8 \text{ ms}$ ;  $\sigma_{pe} = 3.83 \times 10^{-24} \text{ m}^2, 1.12 \times 10^{-24} \text{ m}^2, 1.13 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ ;  $\sigma_{pp} = 0$ 。

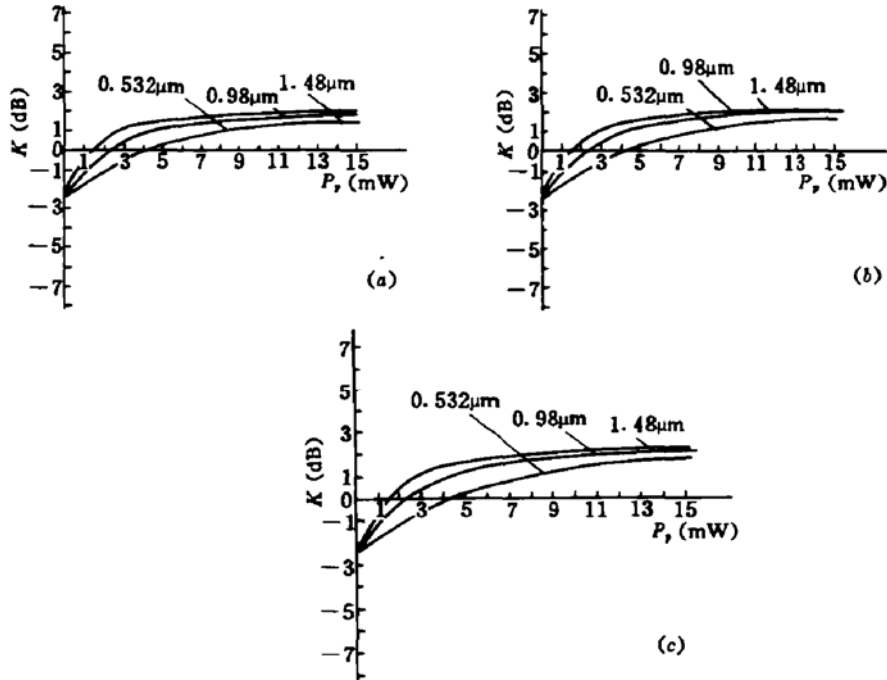


图 4 放大器增益  $K$  与泵浦光功率  $P_p$  的关系曲线

输入信号光功率: (a)  $P_s^{in} = 0.5 \text{ mW}$ ; (b)  $P_s^{in} = 0.1 \text{ mW}$ ; (c)  $P_s^{in} = 0.05 \text{ mW}$

Fig. 4 The gain ( $K$ ) of an erbium doped  $\text{LiNbO}_3$  crystal amplifier versus pump power ( $P_p$ )

(a) Input signal power  $P_s^{in} = 0.5 \text{ mW}$ ; (b) Input signal power  $P_s^{in} = 0.1 \text{ mW}$ ; (c) Input signal power  $P_s^{in} = 0.05 \text{ mW}$

( $P_p$ :  $1 \times 20 \text{ mW}$ ;  $K$ :  $1 \times 10 \text{ dB}$ )

以上参数是根据我们晶体的具体情况和可能的实验条件而得到的。计算结果如图 4, 图 5 曲线所示。图 4 给出了不同输入信号光功率下放大器增益和泵浦光功率的关系曲线。由图 4

可以看出晶体在无其他损耗的情况下,对应于  $0.532\ \mu\text{m}$ ,  $0.98\ \mu\text{m}$  和  $1.48\ \mu\text{m}$  三种不同波长的泵浦光,放大器的阈值分别约为  $86\ \text{mW}$ ,  $46\ \text{mW}$  和  $33\ \text{mW}$ 。而当泵浦光功率分别约为  $112\ \text{mW}$ ,  $60\ \text{mW}$  和  $40\ \text{mW}$  时,放大器的增益达  $5\ \text{dB}$ 。由图 5 还可以看出在增益小于  $10\ \text{dB}$  时,对于每一种泵浦光三种不同输入信号光功率下具有差不多相同的增益,只是当增益大于  $10\ \text{dB}$  时才有所差异。

图 5 给出了放大器的增益  $K$  与晶体的长度  $L$  的关系曲线。其中输入信号光功率  $P_s^0 = 0.1\ \text{mW}$ , 泵浦光功率分别为  $200\ \text{mW}$  ( $0.532\ \mu\text{m}$ ),  $78\ \text{mW}$  ( $0.98\ \mu\text{m}$ ) 和  $100\ \text{mW}$  ( $1.48\ \mu\text{m}$ )。由图 5 可以看出对应于这三种不同泵浦光晶体的最佳长度分别为  $6\ \text{cm}$ ,  $4\ \text{cm}$  和  $8\ \text{cm}$ 。对于晶体长度  $L = 4\ \text{cm}$  的情况,放大器的增益(对应于三种泵浦光)分别为  $15\ \text{dB}$ ,  $9\ \text{dB}$ ,  $21\ \text{dB}$ 。

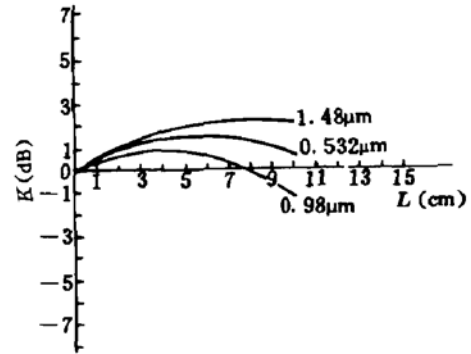


图 5 放大器增益  $K$  与晶体长度  $L$  的关系曲线

Fig. 5 The gain ( $K$ ) of an erbium doped  $\text{LiNbO}_3$  crystal amplifier versus the length ( $L$ ) of the crystal ( $K: 1 \times 10\ \text{dB}$ )

### 参 考 文 献

- 1 阮永丰,李宝凌,李文润等. 掺铒铌酸锂晶体的光谱数据与斯塔克能级. 人工晶体学报, 1995, 24(4): 272~277
- 2 C. Rany, E. Desurvire. Modeling Erbium-doped amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1991, LT-9(2): 271~283
- 3 阮永丰,卞晓枫,李宝凌等. 铒铌酸锂晶体的上转换发光. 光学学报, 1995, 15(7): 948~952
- 4 E. Desurvire. Analysis of noise figure spectral distribution in erbium-doped fiber amplifiers pumped near 980 nm and 1480nm. *Appl. Opt.*, 1990, 29(21): 3118~3125
- 5 E. Desurvire, Jimpson. Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers. *J. Lightwave Technol.*, 1989, LT-7(5): 835~845
- 6 陈玉清,王静环. 激光原理. 杭州: 浙江大学出版社, 1992年, 285

## The Theoretical Analysis of Erbium Doped $\text{LiNbO}_3$ Crystal Amplifiers

Xia Xiulan Gong Zhenglie Jiang Zhenping

(Department of Optical and Electric Information, Tianjin Technology Institute, Tianjin 300191)

**Abstract** The optical properties of  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  crystal are studied. The theoretical analysis of the amplifiers made by this material is carried out. Therefore, if the quality of the crystals is good enough, it is possible to manufacture  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  crystal amplifiers with the practical value.

**Key words**  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  crystal, amplifier, gain, threshold