

# 掺铒光纤非线性折射率的理论研究

宋开 李玲 叶培大

(北京邮电大学光通信实验室, 北京 100088)

**摘 要** 建立了掺杂光纤折射率的普适公式, 并利用激光运动方程, 推导出折射率随泵浦光强的变化关系, 给出了在典型参数下的折射率-光功率变化曲线。发现, 在激光中心频率  $1.53 \mu\text{m}$  附近, 当泵浦光强远大于泵浦阈值时, 掺铒光纤折射率变化量达  $10^{-7}$  量级(不计光克尔效应), 这比在相同泵浦时光克尔效应引起的变化大 30 倍左右, 并且这一变化量存在极限, 这一极限由掺铒光纤的特性参数唯一确定。

**关键词** 掺铒光纤, 折射率.

## 1 掺杂光纤折射率的一般理论

掺杂光纤通常是将稀土离子(如  $\text{Nd}^{3+}$ 、 $\text{Er}^{3+}$  等)以一定浓度和分布掺杂于以  $\text{SiO}_2$  为主要成份的光纤芯子中。稀土离子位于石英分子之间, 这一结构反映在掺杂光纤的光学性质方面, 就是使光纤的一阶电极化率受到微扰, 使其折射率发生变化, 并且使光纤的非线性折射率系数增大, 另一方面, 石英基质也使稀土离子的能级发生“位错”, 能级产生斯塔克分裂, 原来的单一能级变成能带, 从而使激光谱线加宽<sup>[1]</sup>。然而由于掺杂浓度较低, 掺杂石英光纤仍然具有常规石英光纤的非线性光学性质, 例如受激光拉曼散射、四波混频和光克尔效应等。一般, 掺杂光纤的总介电常数为<sup>[2,3]</sup>:

$$\epsilon(\nu) = \epsilon_0 + \epsilon_0 \chi_p^{(1)}(\nu) + \epsilon_0 \chi_d^{(1)}(\nu), \quad (1)$$

式中  $\epsilon_0$  为自由空间介电常数,  $\chi_p^{(1)}(\nu)$ 、 $\chi_d^{(1)}(\nu)$  分别为石英光纤和掺杂物的一阶电极化率。根据上式可得出掺杂光纤折射率为:

$$n(\nu) = [1 + \chi_p^{(1)}(\nu) + \chi_d^{(1)}(\nu)]^{1/2}. \quad (2)$$

在掺杂光纤激光器和放大器中, 稀土离子作为激光工作物质, 其一阶电极化率要发生变化, 而石英介质是被动介质, 其一阶电极化率与泵浦和激光信号的光强无关, 故而其折射率可视为常量。

$$n_0^2(\nu) = 1 + \chi_p^{(1)}(\nu). \quad (3)$$

在掺杂浓度较低时,  $\chi_d^{(1)}(\nu) \ll 1$ , (2)式可近似为:

$$n(\nu) = n_0(\nu) + [\chi_d^{(1)}(\nu)/2n_0(\nu)]. \quad (4)$$

根据原子自发辐射和受激光辐射的经典模型<sup>[2]</sup>, 掺杂离子的一阶电极化率可表示为

$$\chi_i^{(1)}(\nu) = \frac{2n_0}{K_0} \sum_{i=1}^m \frac{(\nu - \nu_{i0})}{\Delta\nu_i} g(\nu, \nu_{i0}). \quad (5)$$

(5)式已假设掺杂离子存在  $m$  个分立能级,  $\nu_{i0}$  为第  $i$  个能级中的电子跃迁至基态能级时的光谱中心频率,  $\Delta\nu_{i0}$  为其光谱线宽,  $k_0$  为在频率  $\nu_0$  处的波数。在热平衡状态时,  $g(\nu, \nu_{i0})$  表示离子在  $\nu_{i0}$  频率附近的自发吸收系数, 在激光作用中, 表示在中心频率  $\nu_0$  附近的受激净吸收系数或净增益系数, 在均匀加宽原子谱线时,  $g(\nu, \nu_{i0})$  具有洛仑茨线型。事实上, 如果仅关心在某一个中心频率附近的  $\chi_i^{(1)}(\nu)$ , 即  $|\nu - \nu_{i0}| \approx \Delta\nu_i$ , 则  $g(\nu, \nu_{i0}) \rightarrow 0 (j \neq i)$ , (5)式就成为

$$\chi_i^{(1)}(\nu) = [2n_0(\nu - \nu_{i0})/\Delta\nu_{i0}k_0] g(\nu, \nu_{i0}). \quad (6)$$

上式即为在掺铒光纤激光器和放大器中的一阶电极化率。当掺铒光纤受到强光泵浦时, 石英介质的三阶电极化率将引起光克尔效应, 使折射率发生变化

$$\Delta n(\nu, \nu_{i0}) = \bar{n}_2 [I(\nu_{i0}) + 2I(\nu_{j0})], \quad i, j = p, s, \quad i \neq j \quad (7)$$

$$\bar{n}_2 = [3\eta_0/n_0^2(\nu)e_0] \chi_i^{(3)} \quad (8)$$

式中  $\bar{n}_2$  为非线性折射率系数, 在掺铒光纤中  $n_2$  的值在  $10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$  左右, 在纯石英光纤中  $\bar{n}_2$  的值在  $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  附近<sup>[2]</sup>,  $\eta_0$  为自由空间波阻抗,  $\chi_i^{(3)}$  为石英光纤的三阶电极化系数,  $\nu_{s0}$  和  $\nu_{p0}$  分别信号光和泵浦光的中心频率。根据(4)、(6)、(7)式, 可以得到掺铒光纤折射率为:

$$n(\nu) = n_0(\nu) + \frac{(\nu - \nu_{i0})}{K_0 \Delta\nu_{i0}} g(\nu, \nu_{i0}) + \bar{n}_2 [I(\nu_{i0}) + 2I(\nu_{j0})], \quad i, j = p, s, \quad i \neq j. \quad (9)$$

## 2 掺铒光纤的折射率的非线性

由于掺铒光纤放大器能够以高效率放大  $1.55 \mu\text{m}$  处的信号光, 因而受到广泛的研究。掺铒光纤的三能级激光模型如图 1 所示, 激光上、下能级分别为  ${}^4I_{13/2}$  和  ${}^4I_{15/2}$  由于石英介质对  $\text{Er}^{3+}$  的作用, 使  ${}^4I_{13/2}$  和  ${}^4I_{15/2}$  发生斯塔克分裂, 发射谱和吸收谱变宽, 这一加宽形式可认为是均匀加宽<sup>[4]</sup>, 中心波长在  $1.53 \mu\text{m}$  处, 通常在泵浦波长为  $980 \text{ nm}$  和  $1480 \text{ nm}$  时, 激发态吸收弱, 激光转换效率较高。  $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$  分别为激光下能级、上能级和泵浦能级上的粒子浓度, 由于泵浦能级为激发态, 因而  $N_3 \ll N_2$ 、 $N_1$ ,  $N_1 + N_2 \approx N_3$ ,  $A_{21}$  和  $A_{12}$  代表自发辐射时, 根据激光运动方程:

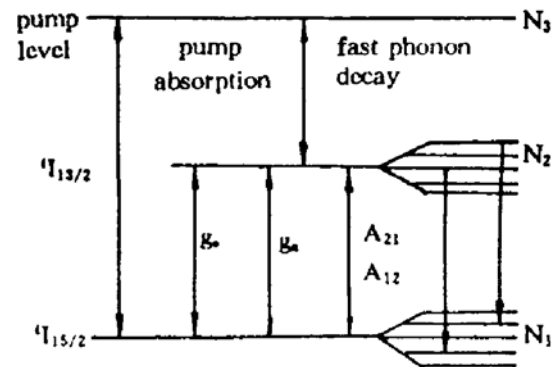


Fig. 1 Relevant energy levels of the Erbium ion

$$dP_p(z)/dz = g_p(\nu, \nu_{p0}, z) P_s(z),$$

$$dP_s(z)/dz = g_s(\nu, \nu_{s0}, z) [P_s(z) + p_0] - g_a(\nu, \nu_{s0}, z) P_s(z). \quad (11)$$

式中  $P_0$  为总的自发辐射功率,  $z$  为光纤长度坐标,  $g(\nu, \nu_{p0}, z)$ 、 $g_s(\nu, \nu_{s0}, z)$  及  $g_a(\nu, \nu_{s0}, z)$  分别为泵浦吸收系数、信号增益系数和信号吸收系数,  $P_p(z)$  和  $P_s(z)$  为在  $z$  处的泵浦功率和信号功率, 频率  $\nu$  是中心频率  $\nu_{j0}$  ( $j = p, s$ ) 附近的某一频率。假设泵浦光的模场分布为  $\psi_p(r) = 1/\pi a^2$ , ( $r \leq a$ ), 激光信号模场分布为  $\psi_s = \exp(-r^2/\omega_s^2)/\pi\omega_s^2$ ,  $\text{Er}^{3+}$  的掺杂半径等于纤芯半径, 且掺杂浓度在光纤截面和长度上均匀分布, 在自发辐射功率远小于信号饱和功率时, Desurvire 和 Simpson 给出了上述三个系数的解析表达式<sup>[1]</sup>

$$g(\nu, \nu_{so}, z) = - \frac{N_i \sigma_p}{1 + P_p(z)/P_p^a} \quad (12)$$

$$g_e(\nu, \nu_{so}, z) = N_i \sigma_e(\nu, \nu_{so}) (1 - \eta) \frac{P_p(z)/P_p^a}{1 + P_p(z)/P_p^a} \quad (13)$$

$$g_a(\nu, \nu_{so}, z) = N_i \sigma_a(\nu, \nu_{so}) (1 - \eta) (1/1 + P_p(z)/P_p^a) \quad (14)$$

式中,  $\eta = \exp(-a^2/\omega_s^2)$ ,  $P_p^a = \pi a^2 I_p^a = \pi a^2 (h\nu_{p0}/\sigma_p \tau)$ ,  $P_p^a$  为放大器泵浦阈值功率,  $N_i$  为掺杂粒子总浓度,  $\sigma_p$ 、 $\sigma_e(\nu, \nu_{so})$  和  $\sigma_a(\nu, \nu_{so})$  分别为泵浦吸收截面、激光信号在频率  $\nu$  的发射截面和吸收截面,  $a$  为掺杂光纤芯径,  $h$  为普朗克常数,  $\nu_{p0}$  为泵浦中心频率,  $\tau$  为激光上能级寿命, 对于  $\text{Er}^{3+}$  的  ${}^4I_{13/2}$  能级  $\tau$  约为 10 ms。根据(13)式和(14)式可得信号光的净增益系数为

$$g(\nu, \nu_{so}, z) = g_e(\nu, \nu_{so}, z) - g_a(\nu, \nu_{so}, z) \\ = \frac{N_i(1 - \eta) \{ [P_p(z)/P_p^a] \sigma_e(\nu, \nu_{so}) - \sigma_a(\nu, \nu_{so}) \}}{1 + P_p(z)/P_p^a} \quad (15)$$

由(15)式可以看到, 当掺铒光纤未受到泵浦作用时, 也就是  $\text{Er}^{3+}$  处于热平衡状态时, 净增益系数  $g(\nu, \nu_{so}, z) = -N_i(1 - \eta)\sigma_a(\nu, \nu_{so})$  成为负值, 掺铒光纤处于吸收状态。这是因为绝大多数  $\text{Er}^{3+}$  处于基级, 当泵浦光强大于阈值时,  $\text{Er}^{3+}$  在激光上下能级间形成分布反转, 掺铒光纤在  $\nu_{so}$  附近成为放大介质, 同时也使折射率发生了变化。由于  $\text{Er}^{3+}$  发射截面和吸收截面的色散, 使得掺铒光纤的增益带宽在 20 nm 以上, 这种宽带增益光纤放大器正是光波分复用(WDM)系统所迫切需要的<sup>[5]</sup>。在典型光通信系统中, 掺铒光纤放大器的入射信号功率一般小于 10  $\mu\text{W}$ , 即使放大器增益高达 30 dB, 信号光功率仍远小于泵浦功率(一般大于 100 mW), 因而在(9)式中可以忽略光克尔效应中的信号光强, 这样可得掺铒光纤折射率  $n$  为:

$$n[\nu, P_p(z)] = n_0(\nu) + \frac{(\nu - \nu_{so})}{K_0 \Delta\nu_{so}} N_i(1 - \eta) \left\{ \frac{[P_p(z)/P_p^a] \sigma_e(\nu, \nu_{so}) - \sigma_a(\nu, \nu_{so})}{1 + P_p(z)/P_p^a} \right\} + \frac{2\bar{n}_2 P_p(z)}{\pi a^2} \quad (16)$$

在泵浦作用下, 掺铒光纤折射率相对其热平衡时的折射率的改变量为:

$$\Delta n[\nu, P_p(z)] = \frac{(\nu - \nu_{so})}{K_0 \Delta\nu_{so}} N_i(1 - \eta) \frac{[P_p(z)/P_p^a] \sigma_e(\nu, \nu_{so}) - \sigma_a(\nu, \nu_{so})}{1 + P_p(z)/P_p^a} + \frac{2\bar{n}_2 P_p(z)}{\pi a^2} \quad (17)$$

虽然(16)式中第二项表示掺铒光纤的  $\text{Er}^{3+}$  的一阶电极化率, 但由于其依赖于泵浦光强, 本文仍称其为非线性折射率部份。

根据以下典型参数可计算出  $\Delta n[\nu, P_p(z)]$  随本地泵浦光功率的变化关系。为了方便起见, 频率取为  $\nu - \nu_{so} = \Delta\nu_{so}/2$  处, 当  $\nu = \nu_{so}$  时,  $\chi_i^{(1)}(\nu_{so}) \equiv 0$ , 掺铒光纤的折射率等于纯石英光纤的折射率, 这很容易由色散介质的激光经典理论解释<sup>[2]</sup>。掺铒光纤激光中心波长一般为 1.53  $\mu\text{m}$ , 谱线宽度为 20 nm, 即考虑  $\lambda$  为 1.52  $\mu\text{m}$  时的折射率, 对于 1480 nm 泵浦,  $\sigma_p = 1.86 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ , 在 1.52  $\mu\text{m}$  处,  $\sigma_e$  和  $\sigma_a$  分别为  $2.88 \times 10^{-21} \text{cm}^2$  和  $7.4 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ 、 $\text{Er}^{3+}$  掺杂浓度  $N_i$  为  $4.0 \times 10^{18} \text{ions/cm}^3$ , 铒光纤纤芯半径  $a = 3.2 \mu\text{m}$ ,  $\omega_s = 3.25 \mu\text{m}$ , 非线性折射率系数  $\bar{n}_2 = 2 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{w}^2$ , 从以上参数可得泵浦阈值  $P_p^a = \pi a^2 h\nu_{p0}/\sigma_p \tau = 2.322 \text{mW}$ 。图 2 为掺铒光纤折射率随泵浦光功率的变化曲线, 其中光克尔效应的贡献是很小的, 例如在  $P_p(z) = 100 \text{mW}$  时, 光克尔效应引起的折射率变化为  $2\bar{n}_2 P_p(z)/\pi a^2 = 1.243 \times 10^{-8}$ , 由(16)式可以得到掺铒光纤在  $\lambda = 1.52 \mu\text{m}$  处热平衡状态时的折射率  $n_1 = n_0 - 1.192 \times 10^{-7}$ ,  $n_0$  约 1.46, 可见  $\text{Er}^{3+}$  的掺杂对光纤折射率影响是较小的。当  $P_p(z) \gg P_p^a$  时, 即光纤受到强泵浦时, 从图 2 可见,  $\Delta n$  的变化平坦, 当不考虑光克尔效应时,  $\Delta n$  将趋于一个常数,  $\Delta n \approx [(\nu - \nu_{so})/(K_0 \Delta\nu_{so})] N_i(1 - \eta) \sigma_e(\nu, \nu_{so}) = 3.0 \times 10^{-7}$ , 这时激光上能级的  $\text{Er}^{3+}$  浓度远远大于下能级的  $\text{Er}^{3+}$  浓度, 即  $N_2 \gg N_1$ , 光

纤折射率  $n_2 = 1.46 + 3.0 \times 10^{-7} [P_p(z)]$  取 100 mW], 这相对于  $\text{Er}^{3+}$  处于热平衡时的折射率改变了  $4.192 \times 10^{-7}$ , 这一变化量比光克尔效应引起的折射率变化大 33.7 倍。由于掺铒光纤放大器和激光器中的本地光强随光纤长度坐标而变化, 各处的折射率是不均匀的, 这就给光场增加了一个附加相位, 该附加相位将随泵浦光强变化, 在设计光纤环形锁模激光器时应考虑这一影响。

**结 论** 本文根据激光经典理论得到了掺杂光纤折射率的一般表达式, 利用掺铒光纤放大器的激光运动方程, 导出了掺铒光纤折射率随本地泵浦光强的变化关系, 并根据掺铒光纤的典型参数进行了计算。在激光中心频率  $1.53 \mu\text{m}$  附近, 在强泵浦作用下掺铒光纤折射率相对其静态折射率变化了  $4.192 \times 10^{-7}$ , 并且这一变化量在当泵浦功率远大于泵浦阈值时趋于一个常量(不含光克尔效应的影响), 这比光克尔效应在相同光功率作用下引起的折射率变化大 33.7 倍, 本文的结论与 Xue 等人的实验<sup>[6]</sup>十分吻合。

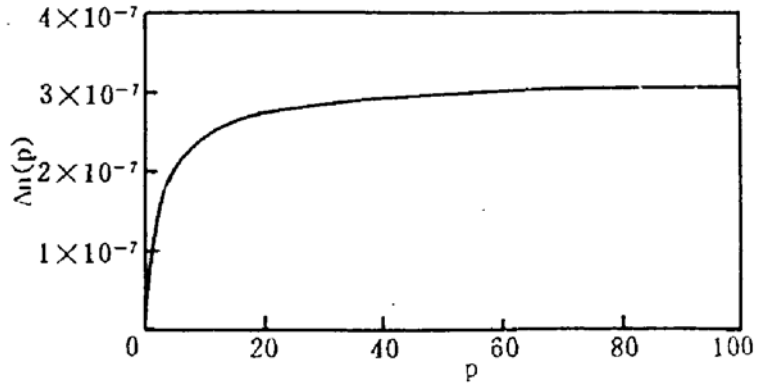


Fig. 2 Retractive index changes versus pump power (mW) in Erbium doped fiber

### 参 考 文 献

- [1] E. Desurvire, J. R. Simpson, Amplification of spontaneous emission in erbium doped single-mode fibers. *J. Light Wave Technology*, 1989, 7(3): 835~844
- [2] B. E. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, New York, 1991, 179~182
- [3] A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, New York, 1976: 91~105
- [4] C. R. Giles, E. Desurive, Modeling Erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technology*, 1991, 9(2): 271~282
- [5] C. R. Giles, D. Giovanni, Spectral dependence of gain and noise in Erbium-doped fiber amplifies. *J. Lightwave Technology*, 1990, 2(11): 797~800
- [6] Y. L. Xue, R. A. Betts, P. L. Chu, Nonlinear refractive index in  $\text{Er}^{3+}$  doped optical fibre. *Proc. ACOFT, IREE Sydney*, 1990, : 117~120

## Nonlinear Refractive Index in $\text{Er}^{3+}$ -Doped Optical Fiber

Song Kai    Li Ling    Ye Peida

(Laboratory of Optical Communication, Beijing University of Posts and Telecommunication, Beijing 100088)

(Received 26 September 1993; revised 6 June 1994)

**Abstract** Intensity-dependent refractive index due to the changes of the  $\text{Er}^{3+}$  concentration distribution between the ground level and upper level in  $\text{Er}^{3+}$  doped optical fiber has been theoretically analyzed. The limit of the refractive index change at any wavelength around the gain center wavelength  $1.53 \mu\text{m}$  appears when the total  $\text{Er}^{3+}$  concentration distributes in the upper level corresponding to the infinite pump power.

**Key words**  $\text{Er}^{3+}$ -doped optical fiber, refractive index.