

孤子掺杂光纤放大的半经典模型与分析*

赵 阳 杨淑雯 屠斌飞

陈锦泰

(深圳大学新技术研究中心, 深圳 518060) (香港中文大学电子工程系, 香港, 新界, 沙田)

摘 要 建立了孤子掺杂光纤放大的半经典模型, 给出了分布放大透明传输的泵浦条件, 详细讨论了激发态吸收的影响. 文中结果为 Er^{3+} 掺杂光纤孤子放大器的设计提供了重要理论依据.

关键词 光孤子, 掺杂光纤, 放大.

1 引 言

光纤孤子的能量补偿是光孤子通信实用化必须解决的重要问题之一. 实现孤子能量补偿的实用方法有两种, 1) 利用受激喇曼散射实现周期增益补偿^[1], 2) 利用 Er^{3+} 掺杂光纤实现孤子放大^[2]. 由于利用 Er^{3+} 掺杂光纤实现孤子放大整形所需泵浦功率较小, 且具有很宽的增益频带, 故后者为孤子通信的理想放大方案.

已有文献给出了 Er^{3+} 掺杂光纤孤子放大的试验研究^[3~5], 但全面深入的理论工作尚未见报道. 本文建立的孤子掺杂光纤放大的半经典模型, 为深入研究掺杂光纤孤子放大特性提供了基本方程. 根据该模型, 文中还给出了分布放大透明传输情况下的泵浦条件, 讨论了激发态吸收的影响, 得出了若干有意义的结论.

2 半经典模型

考虑泵激发态吸收, Er^{3+} 掺杂光纤的工作能级图如图 1 所示. 图中 R_{ij} 为工作粒子从 $|i\rangle$ 态到 $|j\rangle$ 态的非辐射跃迁速率, A_{ij} 为相应的自发辐射跃迁速率, W_{24} 与 W_{13} 分别为激发态泵浦吸收和基态泵浦吸收速率, S_{21} 与 S_{12} 分别为信号发射和吸收跃迁速率. 考虑工作物质的放大机理,

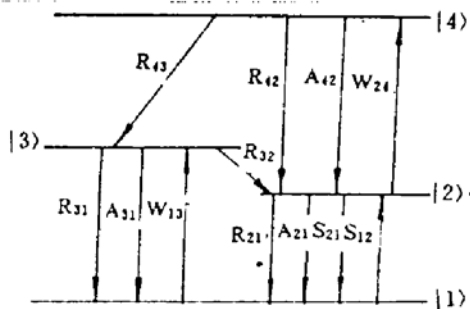


Fig. 1 Diagram of energy state level of an Er^{3+} -doped fiber

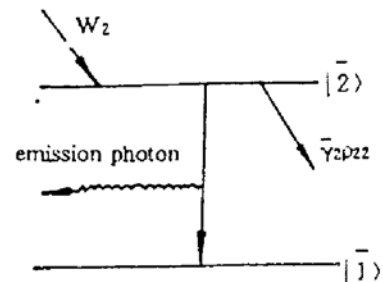


Fig. 2 Effective energy state level of Fig. 1

可见 $|2\rangle$ 与 $|1\rangle$ 为有效工作能级, 故可等效为二能级系统, 如图 2 所示. 图中 W_2 为工作粒子由泵

收稿日期: 1992 年 11 月 19 日; 收到修改稿日期: 1993 年 5 月 19 日

* 国家自然科学基金资助课题.

浦作用导致跃迁至等效能级 $|\bar{2}\rangle$ 的速率密度, $\bar{\gamma}_2$ 为 $|\bar{2}\rangle$ 能级的衰减率. 该系统的集居数密度运动方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho_{22}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= W_2 - \bar{\gamma}_2 \rho_{22}(\mathbf{r}, t) + \frac{i}{\hbar} p E_s(\mathbf{r}, t) [\rho_{21}^*(\mathbf{r}, t) - \rho_{21}(\mathbf{r}, t)] \\ \frac{\partial \rho_{21}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= - (i\omega_{21} + \gamma) \rho_{21}(\mathbf{r}, t) - \frac{i}{\hbar} p E_s(\mathbf{r}, t) [\rho_{22}(\mathbf{r}, t) - \rho_{11}(\mathbf{r}, t)] \\ \rho_{11}(\mathbf{r}, t) + \rho_{22}(\mathbf{r}, t) &= N(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 ρ_{ii} 为等效能级 $|\bar{i}\rangle$ 上的粒子密度, ρ_{21} 为对应于 $|\bar{2}\rangle \rightarrow |\bar{1}\rangle$ 受激辐射跃迁状态的集居数矩阵元, $N(\mathbf{r}, t) = N_0 f(\mathbf{r}, t)$, N_0 为纤芯轴处的掺杂粒子密度, $f(\mathbf{r}, t)$ 为掺杂形状函数, \hbar 为普朗克常数, p 为能级跃迁对应的电偶极矩在场 E_s 上的投影, $\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1$ 为能级跃迁共振角频率, $\gamma = 1/T_2$, $T_2 \approx 1/\Delta f$ 为横向弛豫衰减时间, Δf 为增益带宽. 由图 1 知

$$W_2 = (W_{13}\rho_{11} + W_{24}\rho_{22}q_2)q_1 + W_{24}\rho_{22}(1 - q_2) \quad (2)$$

式中 $q_1 = R_{32}/(R_{32} + A_{31} + R_{31})$ 为工作粒子从 $|3\rangle$ 非辐射迅速转移至 $|2\rangle$ 的量子转移效率, $q_2 = R_{43}/(R_{43} + A_{42} + R_{42})$ 为从 $|4\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的量子转移效率, $\bar{\gamma}_2 \approx A_{21} + W_{24}$. 信号场 E_s 表为 $E_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}R(\mathbf{r}, \theta)\phi(z, t)\exp[i(\beta_s z - \omega_s t)] + C. C.$, 这里 $R(\mathbf{r}, \theta)$ 为光纤径向本征函数, $\phi(z, t) = \phi(z, t)\exp[i\varphi(z, t)]$ 为场包络函数, β_s 为传播常数, ω_s 为角频率. 定义激发态吸收系数 $\bar{\alpha} = W_{24}/W_{13}$, 令 $\rho_{22-11} = \rho_{22} - \rho_{11}$, $a = W_{13}q_1N$, $b = W_{13}[q_1 - \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] + A_{21}$, 注意到 $\exp(bt)$ 与包络函数 ϕ 相比为时间慢变函数, 将(1)式第 2 式两边乘 $\exp[(i\omega_{21} + \gamma)t]$, (1)式第 1 式两边同乘 $\exp(bt)$, 然后分别在 $[-\infty, t]$ 区间积分, 并忽略高频项 $\omega_{21} + \omega_s, 2\omega_s$ 的贡献, 得到粒子数反转

$$\left. \begin{aligned} \rho_{22-11}(\mathbf{r}, t) &= H_0 N(\mathbf{r}, \theta) - \frac{1}{2\hbar^2} p^2 R^2(\mathbf{r}, \theta) \left\{ \int_{-\infty}^t \phi^*(z, t') dt' \right. \\ &\quad \left. \int_0^{+\infty} \phi(z, t' - \tau) \rho_{22-11}(\mathbf{r}, t' - \tau) \exp[-(i\Delta\omega + \gamma)\tau] d\tau + C. C. \right\} \\ H_0 &= \{W_{13}[q_1 + \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] - A_{21}\} / \{W_{13}[q_1 - \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] + A_{21}\} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

由(3)式得与辐射跃迁对应的电极化强度 P 的表达式

$$P = p \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{21} g(\omega_{21}, \omega_{of}) d\omega_{21} + C. C. = \frac{1}{2} \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \exp[i(\beta_s z - \omega_s t)] + C. C. \quad (4)$$

式中 g 为归一化荧光型函数, ω_{of} 为其中心频率, 得到

$$\begin{aligned} P(\mathbf{r}, t) &= -\frac{i}{2\hbar} p^2 R(\mathbf{r}, \theta) \exp[i(\beta_s z - \omega_s t)] \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \phi(z, t - \tau) \rho_{22-11}(\mathbf{r}, t - \tau) \\ &\quad \exp[-(i\Delta\omega + \gamma)\tau] g(\omega_s + \Delta\omega, \omega_{of}) d\tau d\Delta\omega \end{aligned} \quad (5)$$

于是场在掺杂光纤中的传输可用有源标量波动方程描述

$$\nabla_{\perp}^2 E_s + \frac{\partial^2 E_s}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2 D_1}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (6)$$

式中 ∇_{\perp}^2 为横向拉普拉斯算符, c 为真空光速, ϵ_0 为真空介电常数, D_1 为考虑非线性效应的色散无源电位移, 表为

$$D_1(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \rho^2(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{+\infty} N^2(t') E_s(\mathbf{r}, t - t') dt' + 2i \varepsilon_0 n_0 \chi \rho(\mathbf{r}, t) E_s(\mathbf{r}, t) + 2 \varepsilon_0 n_0 n_2 \rho(\mathbf{r}) |E_s|^2 E_s(\mathbf{r}, t) \quad (7)$$

$\rho(\mathbf{r})$ 为纤芯折射率的空间分布, $N^2(t)$ 为折射率频变部分 $n^2(\omega)$ 的傅里叶变换, $n_0 = n(\omega_{os})$, χ 为折射率衰耗, n_2 为克尔系数. 场的包络相对于载波是 z, t 的慢变函数, 按载频 ω_{os} 作级数展开, 保留三阶色散, 取本征模强度平均和近似 $\beta_s \approx \rho(\mathbf{r}) k_0$, 及 $\rho(\mathbf{r}) \approx \rho(\sigma)$, σ 为模场半径, 则得

$$i \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \gamma_s \phi + \rho(\sigma) k_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \right] - \frac{1}{2} \rho(\sigma) k_0^* \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{1}{6} i \rho(\sigma) k_0^* \frac{\partial^3 \phi}{\partial t^3} + \frac{\alpha_m k_0 n_2}{n_0} |\phi|^2 \phi = - \frac{k_0 \langle R(\mathbf{r}, \theta) \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \rangle_{r,\theta}}{2 \rho(\sigma) \varepsilon_0 n_0^2 \langle R^2(\mathbf{r}, \theta) \rangle_{r,\theta}} \quad (8)$$

式中 $\gamma_s = \omega_{os} \chi / c$ 为光纤损耗常数, $k_0 = \omega_{os} n_0 / c$, $k_0^* = \partial k / \partial \omega |_{\omega_{os}}$, $k_0^{**} = \partial^2 k / \partial \omega^2 |_{\omega_{os}}$, $k_0^{***} = \partial^3 k / \partial \omega^3 |_{\omega_{os}}$,

$\alpha_m = \langle R^4(\mathbf{r}, \theta) \rangle_{r,\theta} / \langle R^2(\mathbf{r}, \theta) \rangle_{r,\theta}$, $\langle \cdot \rangle_{r,\theta} = \int_0^{2\pi} \int_0^{a_d} \langle \cdot \rangle r dr d\theta$, a_d 为掺杂半径. 由(3)~(5)式. 并引入近似

$$\left. \begin{aligned} \langle R^4(\mathbf{r}, \theta) \rho_{22-11}(\mathbf{r}, t) \rangle_{r,\theta} &= \overline{R(\mathbf{r}, \theta)^2} \langle R^2(\mathbf{r}, \theta) \rho_{22-11}(\mathbf{r}, t) \rangle_{r,\theta} \\ \overline{R(\mathbf{r}, \theta)^2} &= [\langle R^2(\mathbf{r}, \theta) \rangle_{r,\theta} / \langle R(\mathbf{r}, \theta) \rangle_{r,\theta}]^2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

则(8)式中的 $\langle R(\mathbf{r}, \theta) \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \rangle_{r,\theta}$ 为

$$\langle R(\mathbf{r}, \theta) \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \rangle_{r,\theta} = - \frac{i}{\hbar} p^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \phi(z, t - \tau) \rho_{(22-11)}(z, \Delta\omega, t - \tau) \exp[-(i\Delta\omega + \gamma)\tau] g(\omega_{os} + \Delta\omega, \omega_{of}) d\tau d\Delta\omega \quad (10)$$

$$\rho_{(22-11)}(z, \Delta\omega, t) = \langle H_0 N R^2 \rangle_{r,\theta} - \frac{1}{2\hbar^2} p^2 \overline{R^2} \left[\int_{-\infty}^t \phi^*(z, t') dt' \int_0^t \phi(z, t' - \tau) \rho_{(22-11)}(z, \Delta\omega, t' - \tau) \exp[-(i\Delta\omega + \gamma)\tau] d\tau + C.C. \right] \quad (11)$$

值得指出, 粒子数反转随径向坐标的变化主要取决于掺杂形状函数和泵浦本征模分布. 对于小变化掺杂和近均匀泵浦情况(事实上, 有源光纤一般为均匀掺杂和多模泵浦工作, 符合小变化掺杂和近均匀泵浦条件), (9)式中粒子数反转作为权对信号本征场分布的径向积分影响较小, 因此(9)式近似完全有效. 对于大变化掺杂和单模泵浦, 粒子数反转的径向变化可能较大, 但由于(9)式的引入与轴坐标和时间无关, 故不影响波包的放大特性, 只是引入一个小系数误差而已, 因此(9)式近似同样有效. 注意到基态泵浦吸收速率 W_{13} 可表示为

$$W_{13} = \sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) R_p^2(\mathbf{r}, \theta) / h\nu_p \quad (12)$$

(11)式中 $\langle H_0 N R^2 \rangle_{r,\theta}$ 可表示为

$$\langle H_0 N R^2 \rangle_{r,\theta} = \int_0^{2\pi} \int_0^{a_d} \frac{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) R_p^2(\mathbf{r}, \theta) [q_1 + \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] - A_{21} h\nu_p N_0 (f(\mathbf{r}, \theta) R^2(\mathbf{r}, \theta) r dr d\theta)}{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) R_p^2(\mathbf{r}, \theta) [q_1 - \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] + A_{21} h\nu_p} \quad (13)$$

这里 σ_{13} 为泵基态吸收截面, ν_p 为泵浦频率, $P_p(z, \nu_p)$ 为泵浦功率, $R_p(\mathbf{r}, \theta)$ 为泵浦本征模分布. 显然要计算 $\langle H_0 N R^2 \rangle_{r,\theta}$, 必须知道泵浦功率随传输距离的变化. 考虑激发态吸收情况下, 泵浦功率随传输距离的演化方程为

$$\frac{dP_r(z, \nu_r)}{dz} = - [B_1(z, \nu_r, P_r) + B_3(z, \nu_r, P_r)] \sigma_{13}(\nu_r, \nu_{13}) P_r(z, \nu_r) - [B_2(z, \nu_r, P_r) - B_3(z, \nu_r, P_r)] \sigma_{24}(\nu_r, \nu_{24}) P_r(z, \nu_r) - \gamma_r P_r(z, \nu_r) \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \iint_0^{2\pi^2} \frac{[h\nu_r A_{21} - \sigma_{13}(\nu_r, \nu_{13}) P_r(z, \nu_r) R_r^2(r, \theta) \bar{a}(q_1 - 1) q_2] N_0 f(r, \theta) R_r^2(r, \theta)}{\sigma_{13}(\nu_r, \nu_{13}) P_r(z, \nu_r) R_r^2(r, \theta) [q_1 - \bar{a}(q_1 - 1) q_2] + A_{21} h \nu_r} r dr d\theta \\ B_2 &= \iint_0^{2\pi^2} \frac{\sigma_{13}(\nu_r, \nu_{13}) P_r(z, \nu_r) R_r^2(r, \theta) q_1 N_0 f(r, \theta) R_r^2(r, \theta)}{\sigma_{13}(\nu_r, \nu_{13}) P_r(z, \nu_r) R_r^2(r, \theta) [q_1 - \bar{a}(q_1 - 1) q_2] + A_{21} h \nu_r} r dr d\theta \\ B_3 &= \frac{p^2}{4\hbar^2} FT \left\{ \left[\int_{-\infty}^t \int_0^{+\infty} \phi^*(z, t') \phi(z, t' - \tau) \rho_{(22-11)}(z, \Delta\omega, t' - \tau) \exp[-(i\Delta\omega + \gamma)\tau] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. d\tau dt' + C. C. \right] \right\}_{\Delta=\nu_r} \\ \rho_{(22-11)}(z, \Delta\omega, t' - \tau) &= \iint_0^{2\pi^2} R^2(r, \theta) R_r^2(r, \theta) \rho_{22-11}(r, t' - \tau, \Delta\omega) r dr d\theta \\ &\approx \overline{R_r^2(r, \theta)} \rho_{(22-11)}(z, t' - \tau, \Delta\omega) \\ \overline{R_r^2(r, \theta)} &= [\langle R_r^2(r, \theta) \rangle_{r,\theta} / \langle R_r(r, \theta) \rangle_{r,\theta}]^2 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

至此,得到了掺杂光纤中孤子的传输放大方程与(14)式, B_3 中 $FT\{\}$ 表示傅里叶变换. 为使孤子传输放大方程的结果具有通用性, 归一化变换 $T = [t - \rho(\sigma)k_0^*z]/T'$, $Z = \pi z/2z_0$, $V = (2\alpha_m k_0 z_0 n_2 / \pi n_0)^{1/2} \phi$, 并注意到(10)式, (8)式变为

$$\left. \begin{aligned} i \frac{\partial V}{\partial Z} \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial T'^2} - iH \frac{\partial^3 V}{\partial T'^3} + |V|^2 V &= -i\Gamma + iG \\ G &= W \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} V(Z, T' - T'') \rho_{(22-11)}(Z, T' - T'', \Delta\Omega) g(\Omega_{os} + \Delta\Omega, \Omega_{of}) \\ &\quad \exp[-(i\Delta\omega + \bar{\gamma})T'] dT'' d\Delta\Omega \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

注意到能级跃迁对应的电偶极矩阵元在信号场上的投影 p 与自发辐射速率 A_{21} 由公式 $A_{21} = 16\pi^3 \nu_{21}^3 n_0^3 p^2 / \epsilon hc^3$ 相联系^[6], 故 W 可表示为

$$W = \lambda_0^2 T z_0 A_{21} / 4\pi^2 \rho(\sigma) n_0^2 \langle R^2 \rangle_{r,\theta} \quad (17)$$

式中, $\Gamma = 2\gamma_r z_0 / \pi$ 为归一化光纤信号损耗, $H = k_0^* \rho(\sigma) z_0 / 3\pi T^3$ 为归一化高阶色散, $z_0 = \pi^2 c T^2 / \lambda_0^2 D$ 为孤子周期, λ_0 为孤子波长, $D = 2\pi c |k_0^*| / \lambda_0^2$ 为光纤群延迟, $T = 0.568 t_{FWHM}$ 为孤子宽度的量度, t_{FWHM} 为孤子的强度半高全宽, $\Delta\Omega = \Delta\omega T$, $\Omega_{os} = \omega_{os} T$, $\Omega_{of} = \omega_{of} T$, $\bar{\gamma} = \gamma T$ 分别为归一化频率和归一化横向弛豫衰减. (16) 式, $k_0^* < 0$ 时, 取“+”, 反之取“-”号. 相应(11)式归一化

$$\rho_{(22-11)}(Z, \Delta\Omega, T) = \langle H_0 N R^2 \rangle_{r,\theta} - Q \left[\int_{-\infty}^T \int_0^{+\infty} V^*(Z, T') V(Z, T' - y) \rho_{(22-11)}(Z, \Delta\Omega, T' - y) \right. \\ \left. \exp[-(i\Delta\Omega + \bar{\gamma})y] dy dT' + C. C. \right] \quad (18)$$

式中 $\langle H_0 N R^2 \rangle_{r,\theta}$ 的表示式同(13)式, 只是 $P_r(z, \nu_r)$ 换为 $P_r(Z, \nu_r)$, Q 为

$$Q = \epsilon_0 \overline{R^2} T^2 \lambda_0^4 A_{21} / 32 \alpha_m \pi \hbar n_0 n_2 z_0 \quad (19)$$

泵浦功率 $P_r(Z, \nu_r)$ 的演变方程变为

$$\frac{dP_p(Z, \nu_p)}{dZ} = -\frac{2z_0}{\pi} [B_1(Z, \nu_p, P_p) + B_3(Z, \nu_p, P_p)] \sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(Z, \nu_p) - \frac{2z_0}{\pi} [B_2(Z, \nu_p, P_p) - B_3(Z, \nu_p, P_p)] \sigma_{24}(\nu_p, \nu_{24}) P_p(Z, \nu_p) - \Gamma_p P_p(Z, \nu_p) \quad (20)$$

式中 $\Gamma_p = 2z_0\gamma_p/\pi$ 为归一化光纤本征泵浦损耗, B_1, B_2 的形式与(15)式相似, 仅仅是 $P_p(z, \nu_p)$ 换为 $P_p(Z, \nu_p)$, 而 B_3 归一化为

$$B_3(Z, \nu_p, P_p) = \frac{Q}{2R^2} FT \left\{ \left[\int_{-\infty}^T \int_0^{+\infty} \phi^*(Z, T') \phi(Z, T' - y) \rho_{(22-11)}(Z, \Delta\Omega, T' - y) \exp[-(i\Delta\Omega + \bar{\gamma})y] dy dT' + C. C. \right] \right\}_{\omega=\omega_p} \quad (21)$$

这样, 就完整地建立了 Er^{3+} 掺杂光纤孤子放大的半经典模型(16)、(18)和(20)式, 为深入研究其放大特性提供了基本分析方程.

3 泵浦条件

一般情况下, 为获取较大增益, 掺杂光纤总是工作在共振状态, 即信号波长 $\lambda_s = \lambda_{21} = 1.535 \mu\text{m}$, 这时增益带宽 $\Delta\lambda|_{3dB} = 3 \text{ nm}^{[7]}$, 所对应的横向弛豫时间 T_2 为 $T_2 \approx 1/\Delta f|_{3dB} = \lambda^2/CA\lambda = 2.5 \text{ ps}$, 因此当孤子宽度 $t_{FWHM} \geq 8T_2 = 20 \text{ ps}$ 时, (16)式中 $V\rho_{(22-11)}$ 相对 $\exp(-\bar{\gamma}T')$ 是时间的慢变函数, $V\rho_{(22-11)}$ 可提到积分号外, 又注意到线型函数 g 为归一化的, 同时考虑到透明传输情况下, $\Gamma_p V = G$, 所以得 $\rho_{(22-11)} = \Gamma_p \bar{\gamma}/W$. 将其代入(18)式, 并设分布放大掺杂光纤的初始注入为基态孤子 $V(0, T) = \text{sech } T$, 注意到透明传输时孤子形状不变, 只引入相位延迟得到

$$\frac{\Gamma_p \bar{\gamma}}{W} = \langle H_0 N R^2 \rangle_{\omega} - \frac{2Q\Gamma_s}{W} (\text{th}T + 1) \quad (22)$$

将(13)式代入上式, 并引入有效截面平均泵浦强度近似 $\overline{I_p(Z, \nu_p)} = P_p(Z, \nu_p)\eta/A_{eff}$, 这里 η 为波导效率, A_{eff} 为纤芯有效面积, 立即得到

$$P_p(Z, \nu_p) = P_{ps} \frac{N_0 \langle R^2 f(\tau) \rangle_{\omega} + \frac{\Gamma_s \bar{\gamma}}{W} + \frac{2Q\Gamma_s}{W} (\text{th}T + 1)}{N_0 \langle R^2 f(\tau) \rangle_{\omega} [q_1 + \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] - \left[\frac{\Gamma_s \bar{\gamma}}{W} + \frac{2Q\Gamma_s}{W} (\text{th}T + 1) \right] [q_1 - \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2]} \quad (23)$$

式中 $P_{ps} = A_{eff} h\nu_p A_{21}/\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13})\eta$ 为泵浦饱和功率. 另一方面, 泵浦光随距离的演变满足方程(20)式, 当 $\bar{\alpha} \neq 1$ 时, 显然泵浦光的演变十分复杂. 幸好的是, 对于掺杂光纤, 人们总是可以(也通常是这样的)通过简单的实验给出吸收谱 $\alpha_p(\nu)$, 这一吸收谱反映了总的泵浦衰减, 包括基态泵浦吸收、激发态泵浦吸收和本征损耗. 因此, 作为近似, 可以采用实验值 α_p , 而不采用 σ_{13} 和 σ_{24} 构造泵浦光的距离演变方程, 这不仅能给出解析分析, 而且便于将所得理论结果与实验对照, 验证其正确性. 当采用泵浦吸收系数 α_p 时, 距离演化方程可简单地写为

$$\frac{dP_p(Z, \nu_p)}{dZ} = -\bar{\alpha}_p(\nu_p) P_p(Z, \nu_p) \quad (24)$$

即, $P_p(Z, \nu_p) = P_{ps} \exp(-\bar{\alpha}_p \bar{l})$, 这里 $\bar{\alpha}_p = 2z_0\alpha_p/\pi$ 为归一化泵浦吸收, \bar{l} 为归一化掺杂光纤长度. 综合(23)与(24)式, 立即得到透明传输的泵浦条件

$$P_{ps} = P_{ps} \frac{[N_0 \langle R^2 f(\tau) \rangle_{\omega} + \Gamma_s \bar{\gamma}/W + 2Q\Gamma_s(\text{th}T + 1)/W] \exp(\bar{\alpha}_p \bar{l})}{N_0 \langle R^2 f(\tau) \rangle_{\omega} [q_1 + \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] - [\Gamma_s \bar{\gamma}/W + 2Q\Gamma_s(\text{th}T + 1)/W] [q_1 - \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2]} \quad (25)$$

(25)式将泵浦功率与波导结构、物质特性、及掺杂分布相联系, 对系统设计提供了优化依据.

为验证理论工作的正确性,选取 Nakazawa 等人的实验作为对照^[7],可证明(25)式与实验结果吻合较好.

4 激发态吸收的影响

对于光纤放大器来说,掺杂光纤本身的成本价格低于泵浦光源的成本价格^[8],因此尽管 0.98 和 1.48 μm 波长处不存在激发态吸收,且可获得高增益,但由于 0.807 μm GaAlAs 激光器的长寿命、稳定运转、价格便宜,且已商用化,所以 0.807 μm 泵浦目前仍然是光纤放大器的较优选择,在此波长处,实验^[9]已给出了不同 SiO_2 基质光纤的激发态吸收系数,因此这里给出该波长处激发态吸收对透明传输泵浦条件的影响.

图 3 是透明最佳泵浦功率 P_{p0} 随激发态吸收系数 $\bar{\alpha}$ 变化的曲线. 所取参数为 $q_1 = q_2 = 0.8$, $\lambda_p = 0.807 \mu\text{m}$, $\alpha_p = 1 \text{ dB/km}$, $\alpha_s = 0.2 \text{ dB/km}$, 泵浦模场半径近似为 $3a_1$, a_1 为纤芯半径,其它参量选取见文献^[7]. 由图可见,随 $\bar{\alpha}$ 增大, P_{p0} 近线性增大, $\bar{\alpha} = 2$ 时的数值约为 $\bar{\alpha} = 0$ 时的 1.5 倍.

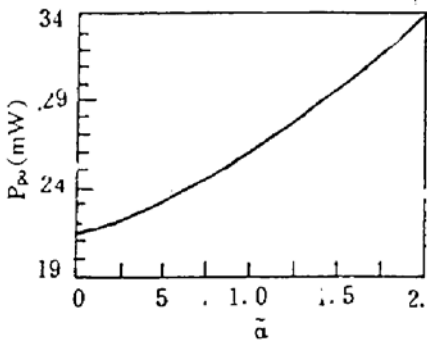


Fig. 3 Variation plot of transparent optimal pump power P_{p0} (mW) as excited state absorption coefficient $\bar{\alpha}$

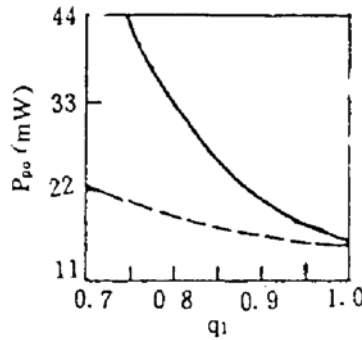


Fig. 4 Variation plot of P_{p0} (mW) as quantum efficiency q_1 . Solid line demonstrates the case of $\bar{\alpha} = 2$ and dash line $\bar{\alpha} = 0$

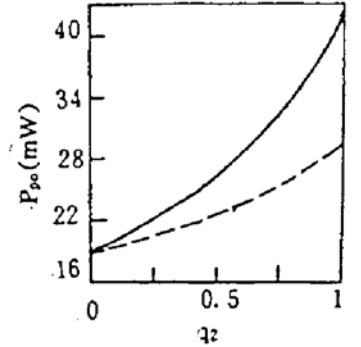


Fig. 5 Variation plot of P_{p0} (mW) as quantum efficiency q_2 . Solid line demonstrates the case of $\bar{\alpha} = 2$ and dash line $\bar{\alpha} = 0$

图 4 是 $\bar{\alpha} = 2$ 时的最佳泵浦功率随量子效率 q_1 的变化曲线. 虚线对应 $\bar{\alpha} = 0$ 的情况. 由图可知, q_1 愈大, 激发态吸收的影响愈小. 因为 q_1 增大, 粒子数反转增加, 放大器增益提高, 必然导致实现透明所需的泵浦功率减少, 从而在 $\bar{\alpha}$ 不变情况下, 意味着激发态吸收的影响减小.

图 5 是 $\bar{\alpha} = 2$ 时的最佳泵浦功率随量子效率 q_2 的变化曲线, 虚线为 $\bar{\alpha} = 0$ 情况. 由图显见, q_2 愈大, 激发态吸收的影响愈严重. 因为对于实际激光介质, q_1 总是小于 1 的, 因此 q_2 愈大, $|4\rangle$ 上的粒子转移到 $|3\rangle$ 上的就愈多, 而由于 $q_1 < 1$ 而未能转移到 $|2\rangle$ 上的也就愈多, 这样粒子数反转就因激发态吸收而减小, 从而放大器增益下降, 导致维持透明传输所需泵浦功率增大.

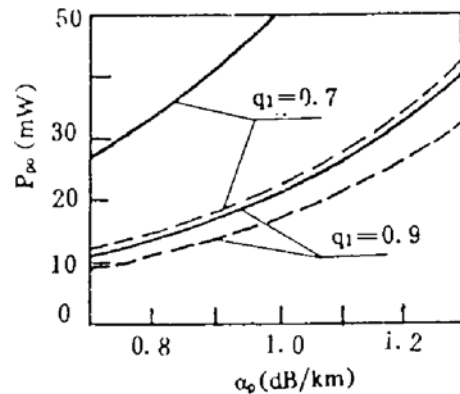


Fig. 6 Variation plot of P_{p0} (mW) as pump loss α_p (dB/km). Solid line demonstrates the case of $\bar{\alpha} = 2$ and $\alpha_s = 0.2 \text{ dB/km}$, and dash line $\bar{\alpha} = 0$ and $\alpha_s = 0.2 \text{ dB/km}$

图 6 给出 $\bar{\alpha} = 2$, $\alpha_s = 0.2$ dB/km 情况下最佳泵浦功率随泵浦损耗变化的曲线, 虚线为 $\bar{\alpha} = 0$ 情况. 由图看出, 随着泵浦损耗增大, 透明传输所需的泵浦功率增加, 存在激发态吸收情况下尤其如此. 而且, 当 q_1 减小时, 激发态吸收的影响更为严重.

显然, 减小激发态吸收是掺杂光纤设计中的一个重要问题. 提高 q_1 , 减小 q_2 是减小激发态吸收的一种途径, 而实现改变 q_1 和 q_2 只能通过掺杂材料的选择来达到. 实验证明, 改变玻璃基质组分是一个有用的方法^[9], 因为改变了吸收谱, 从而使泵浦带远离激发态吸收.

结 论 利用半经典理论, 本文建立了掺杂光纤孤子放大器的理论模型. 据此, 得到了分布放大透明传输的泵浦条件, 讨论了激发态吸收的影响, 给出了一些有意义的结果, 为 Er^{3+} 掺杂光纤孤子放大器的设计提供了重要理论依据.

参 考 文 献

- [1] L. F. Mollenauer, K. Smith, Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(8): 675~677
- [2] M. Nakazawa, K. Suzuki, Y. Kimura, 20-GHz soliton amplification and transmission with an Er^{3+} -doped fiber. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(19): 1065~1067
- [3] M. Nakazawa, Y. Kimura, K. Suzuki, Wavelength multiple soliton amplification and transmission with an Er^{3+} -doped optical fiber. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(7): 2803~2812
- [4] K. Suzuki, M. Nakazawa, Automatic optical soliton control using cascaded Er^{3+} -doped fiber amplifiers. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(14): 1032~1033
- [5] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, H. A. Haus, Long-distance soliton propagation using lumped amplifiers and dispersion shifted fiber. *J. Lightwave Technology*, 1991, **9**(2): 194~196
- [6] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 2nd ed., New York, John Wiley and Sons, 1975: 35~120
- [7] M. Nakazawa, Y. Kimura, K. Suzuki, Ultralong dispersion-shifted erbium-doped fiber amplifier and its application to soliton transmission. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **26**(12): 2103~2108
- [8] B. Pedersen, A. Bjarklev, H. Vendeltorp, Erbium doped fiber amplifier: efficient pumping at 807 nm. *Opt. Commun.*, 1991, **81**(1/2): 23~26
- [9] R. I. Laming, S. B. Poole, E. J. Tarbox, Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(12): 1084~1086

Semi-Classical Model and Analysis of Soliton Amplification in Er^{3+} -Doped Fibers

Zhao Yang Yang Shuwen Tu Binfei

(Advanced Technology Research Center, Shenzhen University, Shenzhen 518060)

K. T. Chen

(Department of Electronic Engineering, The Chinese University of Hong Kong, Shatin, N. T., Hong Kong)

(Received 19 November 1992; revised 19 May 1993)

Abstract The semi-classical model of soliton amplification in Er^{3+} -doped fibers is established. The condition for transparent transmission in the case of distributed amplification is given. The influence caused by excited-state absorption is discussed in detail. The results obtained in this paper provides the important theoretical bases for design of Er^{3+} -doped fiber soliton amplifiers.

Key words optical soliton, doped fiber, amplification.