

Er^{3+} 掺杂光纤孤子放大器(II)

最佳泵浦

赵阳 杨淑雯

(深圳大学新技术研究中心,深圳 518060)

(1993年1月20日收到,1994年5月18日收到修改稿)

由文献[1]所给 Er^{3+} 掺杂光纤的孤子传输放大方程,对分布放大情况,给出透明传输时的最佳泵浦功率。将其与实验结果比较,证明理论与实验符合很好。对考虑激发态吸收时的最佳泵浦的研究指出,激发态吸收将严重消耗泵浦功率,提高基态量子转移效率可减小激发态吸收的影响。

PACC:4280S;4265K

1 引言

Er^{3+} 光纤孤子放大存在二种方案,即分布放大^[1]与集总放大^[2]。最近的比较研究指出^[3],分布放大具有检测信噪比高于集中放大约 2dB 的优点。同时文献[5]的分析指出,超高速率传输系统的重要问题是系统稳定性问题,而决定系统稳定性的是信号幅值的变化,信号幅值的变化越小,系统稳定性就越好。因此,超高速率传输系统需要透明传输线,在这种透明传输线中,信号幅值的变化很小,从而系统稳定性很好。这样,低浓度掺杂的 Er^{3+} 光纤分布放大应是孤子放大的首选方案。

在文献[1]中,作者已经给出了 Er^{3+} 光纤的孤子传输放大方程。从该方程可以看出,孤子传输放大方程与一般的孤子传输方程^[4]形式相同,只是多了一项增益项 G 。显然, $G < \Gamma/V$ 时,孤子衰减,宽度展宽;反之,孤子放大,宽度压缩;若维持 $G = \Gamma/V$,则光纤损耗恰被增益补偿,系统净增益为零,孤子透明传输,这正是最佳传输情况。此情况下,孤子幅值的涨落最小。同时,由于现在光纤制作技术的完善,光纤损耗可低至 0.2dB/km,故分布放大器的增益可很小,从而掺杂光纤的自发辐射放大噪声较小^[5],这对系统性能的提高是极为有利的。

据文献[1]所给孤子传输放大方程,对分布放大情况,本文给出透明传输的最佳泵浦条件。将其与实验结果比较,证明理论与实验符合很好。并进一步研究了激发态吸收的影响。所得结论为系统调谐与设计提供了依据。

2 透明传输的泵浦条件

2.1 泵浦模式分布的近似简化

由文献[1]的(52),(53)式可以看出,泵浦模式分布 $R_p(r, \theta)$ 的存在使得要计算泵

模、信号模和掺杂分布的光纤截面面积分,分析工作十分复杂,这里引入泵模径向空间分布的平均,使其计算大为简化。在文献[1]中,泵浦强度 I_p 表为

$$I_p(r, \nu) = P_p(z, \nu) R_p^2(r, \theta) \delta(\nu - \nu_p). \quad (1)$$

由此得泵浦功率 $P_p(z, \nu_p)$ 为

$$P_p(z, \nu_p) = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} I_p(r, \nu) r dr d\theta d\nu = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} P_p(z, \nu_p) R_p^2(r, \theta) r dr d\theta, \quad (2)$$

故有归一化式

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} R_p^2(r, \theta) r dr d\theta = 1. \quad (3)$$

若定义有效纤芯面积 $A_{\text{eff}} = \pi a_{\text{eff}}^2$, a_{eff} 为模场有效半径,则截面平均泵浦强度 $\overline{I_p(z, \nu_p)}$ 为

$$\overline{I_p(z, \nu_p)} = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} I_p(r, \nu) r dr d\theta d\nu / A_{\text{eff}} = P_p(z, \nu_p) / A_{\text{eff}} \quad (4)$$

对于掺杂光纤,工作区为掺杂区,故掺杂区的光功率为有效功率,这样定义波导效率 η 为

$$\eta = P_{pd} / P_p = \int_0^{2\pi} \int_0^{a_d} R_p^2(r, \theta) r dr d\theta / \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} R_p^2(r, \theta) r dr d\theta \\ = \int_0^{2\pi} \int_0^{a_d} R_p^2(r, \theta) r dr d\theta. \quad (5)$$

由此得到有效截面平均泵浦强度 $\overline{I_{pd}(z, \nu_p)}$ 为

$$\overline{I_{pd}(z, \nu_p)} = P_{pd} / A_{\text{eff}} = P_p(z, \nu_p) \eta / A_{\text{eff}}. \quad (6)$$

这样文献[1]中的(45)式简化为

$$\langle HNR^2 \rangle_{r\theta} = \frac{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) \eta [q_1 + \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2] / (h\nu_p A_{\text{eff}}) - A_{21}}{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) \eta [q_1 - \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2] / (h\nu_p A_{\text{eff}}) + A_{21}} \\ \cdot N_0 \langle f(r, \theta) R^2 \rangle_{r\theta}, \quad (7)$$

而 B_1, B_2, B_3 (见文献[1])分别简化为

$$B_1 = \frac{A_{21} - \sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) \eta \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2 / (h\nu_p A_{\text{eff}})}{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) \eta [q_1 - \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2] / (h\nu_p A_{\text{eff}}) + A_{21}} \\ \cdot N_0 \eta \langle f(r) \rangle_r / A_{\text{eff}}, \quad (8)$$

$$B_2 = \frac{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) \eta^2 q_1 N_0 \langle f(r) \rangle_r / (h\nu_p A_{\text{eff}}^2)}{\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13}) P_p(z, \nu_p) \eta [q_1 - \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2] / (h\nu_p A_{\text{eff}}) + A_{21}}, \quad (9)$$

$$B_3 = \frac{Q\eta}{2R^2 A_{\text{eff}}} FT \left\{ \left[\int_{-\infty}^T \phi^*(Z, T') dT' \int_0^{+\infty} \phi(Z, T' - y) \rho_{\langle 22-11 \rangle}(Z, T' \right. \right. \\ \left. \left. - y, \Delta Q) \exp[-(i\Delta Q + \tilde{\gamma})y] dy + \text{c.c.} \right] \right\}_{\omega=\omega_p}. \quad (10)$$

2.2 最佳泵浦功率

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 $\Delta\lambda|_{3\text{dB}} = 3\text{nm}^{[8]}$, 所对应的横向弛豫时间 T_2 为

$$T_2 \approx 1/\Delta f|_{3\text{dB}} = \lambda^2/(c\Delta\lambda) = 2.5\text{ps}. \quad (11)$$

因此当孤子宽度 $t_{FWHM} \geq 8T_2 = 20\text{ps}$ 时, (Mollenauer 指出^[3], 孤子的典型值为 30—50 ps. 事实上, 20ps 宽度的孤子传输实验也已有 NTT 通信实验室做了^[4]. 因此, 更确切地说, 孤子的典型值为 20—50ps), 文献[1]的(51b)式中 $V\rho_{(22-11)}$ 与 $\exp(-\tilde{\gamma}T')$ 相比关于时间慢变, 这样 $V\rho_{(22-11)}$ 可提到积分号外, 又注意到 g 为归一化的, 故得

$$G = W\rho_{(22-11)}(Z, T)V(Z, T)/\tilde{\gamma}. \quad (12)$$

在透明传输情况下, $\Gamma_s V = G$, 所以

$$\rho_{(22-11)} = \Gamma_s \tilde{\gamma} / W. \quad (13)$$

将其代入文献[1]的(52)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

$$\Gamma_s \tilde{\gamma} / W = \langle HNR^2 \rangle_{r,0} - 2Q\Gamma_s(\tanh T + 1)/W. \quad (14)$$

将(7)式代入上式, 立即得到

$$P_p(Z, \nu_p) = P_{p0} \frac{N_0 \langle R^2 f(r) \rangle_{r,0} + \Gamma_s \tilde{\gamma} / W + 2Q\Gamma_s(\tanh T + 1)/W}{N_0 \langle R^2 f(r) \rangle_{r,0} [q_1 + \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2] - [\Gamma_s \tilde{\gamma} / W + 2Q\Gamma_s(\tanh T + 1)/W][q_1 - \tilde{\alpha}(q_1 - 1)q_2]}. \quad (15)$$

式中

$$P_{p0} = h\nu_p A_{21} A_{\text{eff}} / (\sigma_{13}(\nu_p, \nu_{13})\eta). \quad (16)$$

为泵浦饱和功率。

另一方面, 泵浦的距离演化满足方程(53)(见文献[1]), 当泵浦激发态吸收参数 $\tilde{\alpha} = 1$ 时(即 $\sigma_{13} = \sigma_{14}$), 从文献[1]的(46)式可见

$$\frac{dP_p}{dZ} = -\frac{2z_0}{\pi} \sigma_{13} N P_p - \Gamma_p P_p, \quad (17)$$

即

$$P_p = P_{p0} \exp \left[\left(-\frac{2z_0}{\pi} \sigma_{13} N - \Gamma_p \right) Z \right]. \quad (18)$$

这里 P_{p0} 为初始注入泵浦功率。 $\tilde{\alpha} \approx 1$ 时, 显然泵浦的距离演化十分复杂。幸好是, 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, 作为近似处理, 我们可以采用实验值 α_p , 而不采用 σ_{13} 和 σ_{14} 构造泵浦的距离演化方程, 这不仅可使我们能给出解析分析, 而且便于将所得理论结果与实验对照, 验证其正确性怎样。当采用实验结果给出的泵浦吸收系数 α_p 时, 距离演化方程可简单的写为

$$\frac{dP_p(Z, \nu_p)}{dZ} = -\bar{\alpha}_p(\nu_p) P_p(Z, \nu_p). \quad (19)$$

即

$$P_p(Z, \nu_p) = P_{p0} \exp(-\bar{\alpha}_p \bar{Z}). \quad (20)$$

式中 $\bar{\alpha}_p = 2z_0/(\pi\alpha_p)$ 为归一化泵浦吸收, $\bar{Z}$ 为归一化掺杂光纤长度。

综合(15)和(20)式, 立即得到实现透明传输所需的最佳泵浦功率:

$$P_{p0} = P_{p*} \left\{ \left[N_0 \langle R^2 f(r) \rangle_{r,0} + \frac{\Gamma_s \tilde{\gamma}}{W} + \frac{2Q\Gamma_s}{W} (\tanh T + 1) \right] \exp(\bar{\alpha}_p \bar{Z}) \right\}$$

$$\left/ \left\{ N_0 \langle R^2 f(r) \rangle_{r\theta} [q_1 + \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] - \left[\frac{\Gamma_s \tau}{W} + \frac{2Q\Gamma_s}{W} (\tanh T + 1) \right] \cdot [q_1 - \bar{\alpha}(q_1 - 1)q_2] \right\} \right. \quad (21)$$

对应于 P_{p0} , 掺杂光纤增益为

$$G_i(\text{dB}) = \alpha_i(\text{dB/km})l(\text{km}). \quad (22)$$

这里 $\alpha_i = 8.69\gamma_i(1/\text{km})$, l 为光纤长度。

从(21)式可见,最佳泵浦与波导结构、物质特性、及掺杂分布相联系,对系统设计提供了优化依据。对给定的光纤,可根据(21)式得到最佳泵浦,以选择合适的泵浦源或对已给放大系统做出最佳工作调整;反过来,对于给定输出功率的泵浦源或要求的最佳工作条件,可根据(21)式优化掺杂光纤设计。在(21)式中,由 Q, W, Γ_s 和 τ 的表示(见文献[1]),可有

$$\frac{\Gamma_s \tau}{W} = \frac{2.882 \times 10^{12} n_0^2 \alpha_i(\text{dB/km}) \rho(\sigma) \tau_{21}(\text{ms}) \langle R^2 \rangle_{r\theta}}{\lambda_i^2(\mu\text{m}) T_2(\text{ps})} (\text{cm}^{-1}), \quad (23)$$

$$\frac{2Q\Gamma_s}{W} = \frac{0.766 \times 10^{-3} n_0 \bar{R}^2 \rho(\sigma) \lambda_i^2(\mu\text{m}) T(\text{ps}) \alpha_i(\text{dB/km}) \langle R^2 \rangle_{r\theta}}{\alpha_m n_2 (\text{m/V})^2 z_0(\text{km})} (\text{cm}^{-1}). \quad (24)$$

3 实验结果的比较

为验证理论工作的正确性,选取文献[8]的实验作为对照。该实验采用双芯型掺杂光纤,内芯为有源区,半径 $a_1 = 1.85\mu\text{m}$, 均为掺杂,故 $f(r) = 1$, 基质为 $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ (VAD方法制作),掺杂浓度 $N_0 \approx 1 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$, 相当于 0.5ppm(1ppm 对应于 $1 \times 10^{-4}\text{wt}\%$); 外芯 $a_2 = 4.85\mu\text{m}$, 外芯的作用是减小弯曲损耗,并可通过调节两芯折射率分布控制色散大小及零色散点位置;内芯折射率差 $\Delta n = (n_0 - n_2)/n_2 \approx 0.77\%$, 外芯折射率差 $\Delta n = (n_1 - n_2)/n_2 \approx 0.15\%$, 这里 n_0, n_1 和 n_2 分别为内芯、外芯和包层的折射率;截止波长 $\lambda_c = 1.2\mu\text{m}$, 泵浦波长 $\lambda_p = 1.48\mu\text{m}$, 孤子波长 $\lambda_s = 1.535\mu\text{m}$, 由于 $\lambda_{p,s} > \lambda_c$, 所以泵浦与信号均工作于单模;为得到泵浦波导效率,这里作阶跃光纤近似处理,有 $\rho(\sigma) = 1$, 取相对折射率差 $\Delta \approx 0.8\%$, $n_0 = 1.5$, 得到光纤结构参量 V 为

$$\left[\frac{V_s}{V_p} \right] = 2\pi a_1 n_0 \sqrt{2\Delta} / \lambda_{s,p} = \left[\frac{1.47}{1.5} \right] < 2.405. \quad (25)$$

据 Gloge 的光纤包层功率与总功率比值曲线^[9],由 $V_p = 1.5$ 可知泵浦波导效率 $\eta = 1 - P_{\text{cld}}/P \approx 0.6$, 这里 P_{cld} 为包层中功率, P 为光纤中的总功率;由于光纤工作于单模, $R(r, \theta) = J_0(V_s r/a_1)$, 于是 $\bar{R}^2 = [\langle R^2 \rangle_{r\theta} / \langle R \rangle_{r\theta}]^2_{V_s=1.47} = 0.61$, $\alpha_m = \langle R^4 \rangle_{r\theta} / \langle R^2 \rangle_{r\theta} \approx 0.5^{[10]}$; $\lambda_s = 1.535\mu\text{m}$ 处,模场半径为 $2.1a_1$, 在 $\lambda_p = 1.48\mu\text{m}$ 处,近似有 $2.5a_1$; 光纤色散 $D = 2-4\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$, 这里近似取 $D \approx 3\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$; 零色散波长 $\lambda_0 = 1.49\mu\text{m}$, 非线性折射率 $n_2 = 3.2 \times 10^{-6}\text{cm}^2/\text{W}^{[11]}$, 孤子强度半高全宽 $t_{\text{FWHM}} = 20\text{ps}$, 自发辐射速率 $A_{21} = 0.1\text{ms}^{-1[12]}$, $T_2 = 2.5\text{ps}$; $\lambda_s = 1.535\mu\text{m}$ 处光纤损耗为 6.3dB/km 。这里必须指出,由于损耗谱的测量结果为本征损耗与吸收损耗之和,而且吸收损耗 $\gg$ 本征损耗,故当泵浦波长不工作在 $1.535\mu\text{m}$ 时,这个数值就不能反映光纤的真正信号损耗,真正的信号

损耗为本征损耗,即 OH^- 吸收和其它散射机制。Nakazawa 的文献指出^[8], $1.38-1.535 \mu\text{m}$ 波长域内,由 OH^- 吸收导致的损耗近似为 0.23dB/km , 所以这里近似取光纤信号损耗 $\alpha_s \approx 0.3\text{dB/km}$; $1.48\mu\text{m}$ 处泵浦损耗为 1.3dB/km , 泵浦吸收近似为 $1.3-0.3=1(\text{dB/km})$ 。由于泵浦在 $1.48\mu\text{m}$ 处不存在激发态吸收^[15], 故取 $\tilde{\alpha}=0$, 从而也有 $q_2=0$, 且 $\sigma_{13} \approx \sigma_p = 0.23\alpha_p(\text{dB/km})/N_0 = 2.3 \times 10^{-20}\text{cm}^2$; 由于 $1.48\mu\text{m}$ 处绝大多数粒子激发到 $|3\rangle$ 上, 故量子效率 q_1 较大, 近似取 $q_1 \approx 0.9$ 。

据上述数据,有 $P_p \approx 0.7\text{mW}$, $\Gamma_s\tau/W \approx 3.2 \times 10^{12}\langle R^2 \rangle_{\theta}(\text{cm}^{-3})$, $z_0 = 54\text{km}$, $2Q\Gamma_s/W \approx 1.8 \times 10^6\langle R^2 \rangle_{\theta}(\text{cm}^{-3})$, 因此 $(2Q\Gamma_s/W)/(\Gamma_s\tau/W) = 2\theta/\tau \sim 10^{-6}$ 。注意到 $1 \leq \tanh T \leq 2$, 于是(21)式中 $2Q\Gamma_s(\tanh T + 1)/W$ 项完全可略去不计, 由此得 $P_{p0} \approx 13.8\text{mW}$, 这文献[8]给出的零静增益泵浦功率 14mW 符合很好, 从而证明了本理论的正确性。

进一步考察中间结果, 可以发现

$$2Q\Gamma_s/W \approx 10^8 D(\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1})\alpha_s(\text{dB/km})/\tau(\text{ps}) (\text{cm}^{-3}), \quad (26)$$

因此在最佳泵浦公式的适用范围 $t_{\text{FWHM}} \geq 20\text{ps}$ 内, 只有光纤色散很大的情况下, $2Q\Gamma_s/W$ 才可与 $\Gamma_s\tau/W$ 相比拟。事实上, 光纤色散不会太大。为了得到小的孤子阈值功率, 光纤色散也不应太大, 故 $2Q\Gamma_s/W$ 只会远小于 $\Gamma_s\tau/W$, 在(21)式中完全可略去。由此得到一个重要结论: 在孤子宽度较宽时, 透明传输情况下泵浦功率与孤子宽度和光纤色散无关。这一结论使得分布放大系统的调谐变得很便利。

4 激发态吸收的影响

上节与实验结果的比较是不存在激发态吸收的情况, 这里讨论激发态吸收时的透明传输最佳泵浦功率。

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^[16], 因此尽管 0.98 和 $1.48\mu\text{m}$ 波长处不存在激发态吸收, 且可获得高增益, 但由于 $0.807\mu\text{m}\text{GaAlAs}$ 激光器的长寿命、稳定运转、价格便宜、且已商品化, 所以 $0.807\mu\text{m}$ 泵浦目前仍然是光纤放大器的较优选择。在此波长处, 实验^[17]已给出了不同 SiO_2 基质光纤的激发态吸收系数,

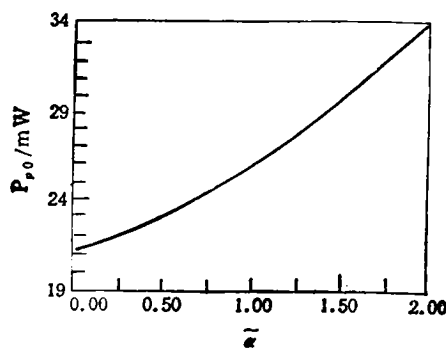


图1 透明最佳泵浦功率 $P_{p0}(\text{mW})$ 随激发态吸收参数 $\tilde{\alpha}$ 的变化曲线

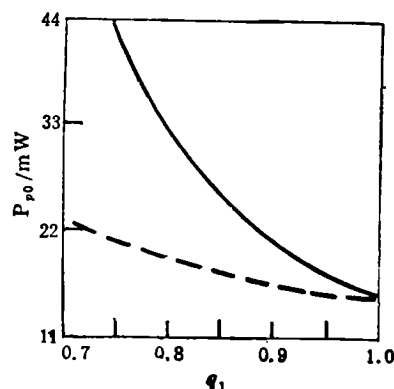


图2 $P_{p0}(\text{mW})$ 随量子效率 q_1 的变化曲线 实线为 $\tilde{\alpha}=2$ 情况, 虚线为 $\tilde{\alpha}=0$ 情况。

因此研究该波长处激发态吸收对最佳泵浦功率的影响是很有意义的。

图 1 是透明最佳泵浦功率 P_{p0} 随激发态吸收系数 $\tilde{\alpha}$ 变化的曲线。所取参数为 $\alpha_i = 0.2\text{dB/km}$, $q_1 = q_2 = 0.8$, $\lambda_p = 0.807\mu\text{m}$, $\alpha_p = 1\text{dB/km}$, 泵浦模场半径约为 $3a_1$, 其它参量同上节。由图可见, 随 $\tilde{\alpha}$ 增大, P_{p0} 近线性增大, $\tilde{\alpha} = 2$ 时的数值约为 $\tilde{\alpha} = 0$ 时的 1.5 倍。

图 2 是 $\tilde{\alpha} = 2$ 时的最佳泵浦功率随量子效率 q_1 的变化曲线。为了比较起见, 虚线示出 $\tilde{\alpha} = 0$ 的情况。由图知, q_1 愈大, 激发态吸收的影响愈小, 这与物理意义相符, 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小, 从而在 $\tilde{\alpha}$ 不变情况下, 意味着激发态吸收的影响减小。

图 3 是 $\tilde{\alpha} = 2$ 时的最佳泵浦功率随量子效率 q_2 的变化曲线, 虚线为 $\tilde{\alpha} = 0$ 的情况。由图显见, q_2 愈大, 激发态吸收的影响愈严重。因为对于实际激光物质, 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, 这样粒子数反转就因激发态吸收而减少, 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。

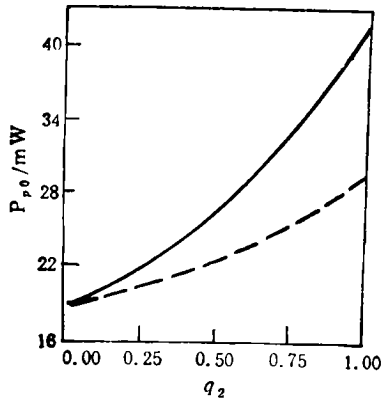


图3 $P_{p0}(\text{mW})$ 随量子效率 q_2 的变化曲线 实线对应 $\tilde{\alpha} = 2$, 虚线对应 $\tilde{\alpha} = 0$

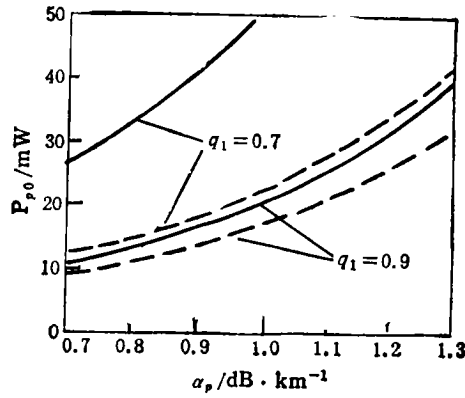


图4 $P_{p0}(\text{mW})$ 随泵浦损耗 $\alpha_p(\text{dB/km})$ 的变化曲线 实线对应 $\tilde{\alpha} = 2, \alpha_i = 0.2\text{dB/km}$; 虚线对应 $\tilde{\alpha} = 0, \alpha_i = 0.2\text{dB/km}$

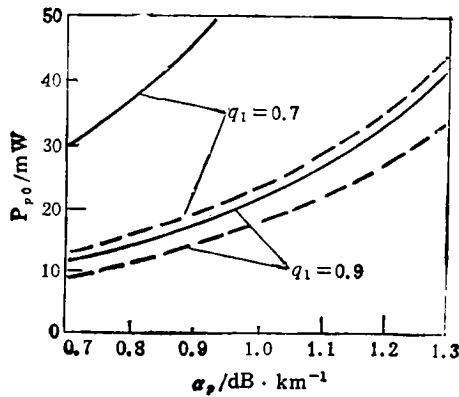


图5 $\alpha_i = 0.4\text{dB/km}$, 其它图注同图4

图4给出 $\bar{\alpha} = 2, \alpha_p = 0.2\text{dB/km}$ 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。图5是对应的 $\alpha_p = 0.4\text{dB/km}$ 的情况。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。同时还可看出,当 q_1 减小时,激发态吸收情况下所需泵浦功率随 α_p 的增大而急剧增大。

综上所述,激发态吸收将无用的消耗泵浦功率,从而提高对泵浦的要求,导致放大器性能价格比大大提高,因而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,一个有用方便的方法^[16]是改变玻璃基质组分。由于改变玻璃基质组分可以改变吸收谱,因此可使泵浦带远离激发态吸收。

5 结 论

本文根据文献[1]的 Er^{3+} 掺杂光纤孤子放大器的模型,给出了分布放大透明传输时的最佳泵浦条件,将其与实验结果相比较,证明理论与实验符合很好。根据该最佳泵浦条件,对给定的掺杂光纤,可以选择合适的泵浦源或对已给放大系统做出最佳工作调整;反过来,对于给定输出功率的泵浦源或要求的透明工作条件,优化掺杂光纤设计。本文对激发态吸收的影响也进行了讨论。结果表明,激发态吸收将严重的无用消耗泵浦功率,因此实际掺杂光纤设计中必须根据泵浦波长设法减小其影响。可能的方法是提高量子效率 q_1 与减小 q_2 , 以及合理选择玻璃基质。

本文工作得到北京大学徐承和教授、东南大学杨祥林教授的指导与帮助,作者深表感谢。

- [1] 赵阳、杨淑雯,物理学报,43(1994),本期。
- [2] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, Opt. Amplifiers Application Conf., (Monterey, CA, 1990) Paper TuA7.
- [3] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and H. A. Haus, IEEE/OSA J. Lightwave Tech., 9(1991), 194.
- [4] A. Yariv, Opt. Lett., 15 (1990), 1064.
- [5] J. R. Simpson, H. T. Shang, L. F. Mollenauer, N. A. Olsson, P. C. Becker, K. S. Kranz, P. J. Lemaire, and M. J. Neubelt, IEEE/OSA J. Lightwave Tech., 9 (1991), 228.
- [6] 杨祥林、赵阳、单学康,中国科学(A辑),(9)(1989),974.
- [7] E. Desurvire and J. R. Simpson, IEEE/OSA J. Lightwave Tech., 7 (1989), 835.
- [8] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, IEEE J. Quan. Electron., 26 (1990), 2103.
- [9] D. Gloge, Appl. Opt., 10 (1971), 2252.
- [10] A. Hasegawa and Y. Kodama, Proc. IEEE, 69 (1981), 1145.
- [11] J. P. Gordon and H. A. Haus, Opt. Lett., Vol. 8, (1983)596.
- [12] M. J. F. Digonnet, IEEE J. Quan. Electronics, 26 (1990), 1788.
- [13] M. Montecchi, A. Mecozzi, M. Settembre, M. Tamburrini, and L. Digaspere, J. Opt. Soc. Am., B8 (1991), 134.
- [14] B. Pedersen, A. Bjarklev, H. Vendeltorp, Opt. Commun., 81 (1991), 23.
- [15] R. I. Laming, S. B. Poole, and E. J. Tarbox, Opt. Lett., 12 (1988), 1084.
- [16] K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata, T. Honda, Y. Ishii, and T. Handa, J. Appl. Phys., 59 (1986), 3430.

Er³⁺-DOPED OPTICAL FIBER SOLITON AMPLIFIER (II)

OPTIMAL PUMPING

ZHAO YANG YANG SHU-WEN

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

(Received 20 January 1993, Revised manuscript received 18 May 1994)

ABSTRACT

From the amplification equation of solitons propagating in Er³⁺-doped optical fibers given in reference [1], this paper gives the optimal pumping power for the transparent transmission in the case of distributed amplification. It is shown that the theory is in good agreement with experimental results given previously. The investigation on the optimal pumping in which excited-state absorption is considered indicates that the excited-state absorption seriously damp the pump power, but increasing the quantum transition efficiency of ground-state, can weaken the influence of the excited-state absorption.

PACC: 4280S; 4265K