

文章编号: 1001-3806(2004)04-0379-04

双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器粒子数特性分析

庄茂录, 赵尚弘, 董淑福, 马丽华
(空军工程大学 电讯工程学院, 西安 710077)

摘要: 基于速率方程和光传输方程, 对双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器的计算模型进行了讨论, 并利用数值模拟结果对 980nm 激光抽运双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器 Er^{3+} 上能级粒子数的分布特性进行了分析。分别给出了正向抽运和反向抽运条件下, Er^{3+} 归一化上能级粒子数分布曲线。利用上能级粒子数沿光纤的分布曲线解释了信号光沿光纤的分布规律。

关键词: 光纤放大器; 双包层光纤; 钕镱共掺; 粒子数分布

中图分类号: TN253 **文献标识码:** A

Numerical analysis of the population distribution characteristics in $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ co-doped double-clad fiber amplifiers

ZHUANG Mao-lu, ZHAO Shang-hong, DONG Shu-fu, MA Li-hua

(Institute of Telecommunication Engineering, Air Force Engineering University, Xi'an 710077, China)

Abstract: Based on the rate equations and light propagation equations, the model of $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ co-doped double-clad fiber amplifiers has been discussed, and the population distribution characteristics of Er^{3+} upper level in $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ co-doped double-clad fiber amplifier pumped at 980nm bands have been analyzed by using the results of numerical simulation. The normalized population distribution curves of Er^{3+} upper level have been obtained under two different pump schemes, namely co- and counter-propagations. The distribution characteristic of signal has also been analyzed by using the normalized population distribution curves of Er^{3+} upper level.

Key words: fiber amplifiers; double-clad fiber; erbium-ytterbium co-doped; population distribution

引 言

在双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器中, 由于包层抽运技术的运用, 克服了光纤放大器抽运耦合效率低的瓶颈限制^[1]; 而纤芯中镱离子的加入, 不但有效地抑制了高浓度铒离子之间的能量上转换过程^[2], 提高了能量转换效率, 而且使钕镱共掺光纤的吸收谱变得相当宽(800nm~1100nm)^[3], 降低了对抽运光模式的要求, 使高功率、高转换效率光纤放大器成为现实。在掺稀土元素光纤放大器中, 上能级粒子数的分布特性决定了信号光的增益, 而产生的自发辐射决定了放大器的噪声特性。因此, 掺稀土元素光纤放大器的特性与上能级粒子数的分布是密切相关的。

笔者从速率方程和功率传输方程出发, 对双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器理论模型进行了讨论, 并对双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器进行数值模拟, 对正向抽运和反向抽运条件下 Er^{3+} 上能级粒子数分布特性进行了比较分析。

1 双包层 $\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器理论模型

$\text{Er}^{3+} / \text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤中原子的能级及能量传递如图 1 所示^[4]。

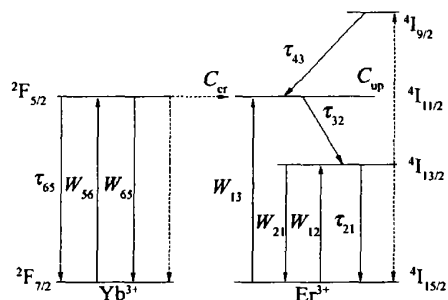


Fig. 1 Energy level diagram of the Er/Yb co-doped system

作者简介: 庄茂录(1971), 男, 硕士研究生, 主要从事光通信器件研究。

E-mail: zmlgh@sohu.com

收稿日期: 2003-07-09; 收到修改稿日期: 2003-10-09

图中, Er^{3+} 的 $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$ 和 $^4I_{9/2}$ 上的粒子数密度分别用 N_1 , N_2 , N_3 和 N_4 表示, Yb^{3+} 的 $^2F_{5/2}$ 和 $^2F_{7/2}$ 上的粒子数密度分别用 N_6 , N_5 表示。通过对 Er^{3+} , Yb^{3+} 粒子跃迁状况的分析, 可得出以下粒子数稳态时的速率方程:

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} = -\frac{N_4}{\tau_{43}} + C_{\text{up}}N_2^2 = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = W_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} + C_{\text{cr}}N_1N_6 = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - 2C_{\text{up}}N_2^2 = 0 \quad (3)$$

$$N_{\text{Er}} = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_6}{\partial t} = W_{36}N_5 - \frac{N_6}{\tau_{65}} - W_{65}N_6 - C_{\text{cr}}N_1N_6 = 0 \quad (5)$$

$$N_{\text{Yb}} = N_5 + N_6 \quad (6)$$

式中, W_{ij} 表示能级 i 和 j 之间的受激吸收或受激辐射跃迁的几率, τ_{21} 和 τ_{65} 表示 $^4I_{13/2}$ 和 $^2F_{5/2}$ 能级上粒子自发辐射的寿命, 二次项系数 C_{up} 表示从 $^4I_{13/2}$ 态分别到 $^4I_{15/2}$ 态和 $^4I_{9/2}$ 态的能量上转换过程, 交叉弛豫系数 C_{cr} 表示从 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 的能量传递过程。

在 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤中, 由于镱离子的加入, 有效地抑制了高浓度铒离子之间的能量上转换过程^[3], 所以, 在实际的计算过程中可以不考虑铒离子的能量上转换过程^[5]。又由于 Er^{3+} 的 $^4I_{11/2}$ 和 $^4I_{9/2}$ 能级上粒子寿命远小于 $^4I_{13/2}$ 能级上粒子寿命 ($\tau_{43} \approx 1\text{ns}$, $\tau_{32} \approx 0.1\mu\text{s}$, $\tau_{21} \approx 11\text{ms}$ ^[6,7]), 故(1)式~(4)式可简化为:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + W_{13}N_1 + C_{\text{cr}}N_1N_6 = 0 \quad (7)$$

$$N_{\text{Er}} = N_1 + N_2 \quad (8)$$

W_{12} 和 W_{21} 分别为信号光的受激吸收、受激辐射跃迁几率, W_{13} , W_{56} 和 W_{65} 分别为抽运光的受激吸收、受激辐射跃迁几率, 它们由下列式子给出:

$$W_{12}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{12}(\nu_s)}{h\nu_s} I_s(r, \theta, z, \nu_s) + \sum_{j=1}^M \sigma_{12}(\nu_j) \frac{I_{\text{ASE}^+}(r, \theta, z, \nu_j) + I_{\text{ASE}^-}(r, \theta, z, \nu_j)}{h\nu_j} \quad (9)$$

$$W_{21}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{21}(\nu_s)}{h\nu_s} I_s(r, \theta, z, \nu_s) + \sum_{j=1}^M \sigma_{21}(\nu_j) \frac{I_{\text{ASE}^+}(r, \theta, z, \nu_j) + I_{\text{ASE}^-}(r, \theta, z, \nu_j)}{h\nu_j} \quad (10)$$

$$W_{13}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{13}(\nu_p)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z, \nu_p) \quad (11)$$

$$W_{56}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{56}(\nu_p)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z, \nu_p) \quad (12)$$

$$W_{65}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{65}(\nu_p)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z, \nu_p) \quad (13)$$

抽运光、信号光和 ASE 的功率传输方程为^[8]:

$$\frac{dP_p(z, \nu_p)}{dz} = -\gamma_p(z, \nu_p)P_p(z, \nu_p) - \alpha_p P_p(z, \nu_p) \quad (14)$$

$$\frac{dP_s(z, \nu_s)}{dz} = [\gamma_{21}(z, \nu_s) - \gamma_{12}(z, \nu_s)]P_s(z, \nu_s) - \alpha_s P_s(z, \nu_s) \quad (15)$$

$$\frac{dP_{\text{ASE}}^{\pm}(z, \nu_k)}{dz} = \pm mh\nu_k \Delta\nu_k \gamma_{21}(z, \nu_k) \pm [\gamma_{21}(z, \nu_k) - \gamma_{12}(z, \nu_k)]P_{\text{ASE}}^{\pm}(z, \nu_k) \quad (16)$$

式中, $\gamma_p(z, \nu_p) = \iint_A [\sigma_{13}(\nu_p)N_1(r, \theta, z) + \sigma_{56}(\nu_p) \times N_5(r, \theta, z) - \sigma_{65}(\nu_p)N_6(r, \theta, z)] \phi_p(r, \theta) r dr d\theta$,

$\gamma_{12}(z, \nu_i) = \iint_A [\sigma_{12}(\nu_i)N_1(r, \theta, z) \phi_s(r, \theta) r dr d\theta$,

$\gamma_{21}(z, \nu_i) = \iint_A [\sigma_{21}(\nu_i)N_2(r, \theta, z) \phi_s(r, \theta) r dr d\theta$,

其中, $\sigma_{12}(\nu)$, $\sigma_{21}(\nu)$, $\sigma_{13}(\nu)$, $\sigma_{56}(\nu)$ 和 $\sigma_{65}(\nu)$ 分别是与频率有关的 Er^{3+} , Yb^{3+} 的吸收和发射截面面积, h 是普朗克常数, ν_s , ν_p 分别是激光和抽运光波长, A 是纤芯截面积。 $I_p(r, \theta, z, \nu_p)$, $I_s(r, \theta, z, \nu_s)$ 分别为抽运光和信号光的光强, $I_{\text{ASE}^+}(r, \theta, z, \nu_j)$, $I_{\text{ASE}^-}(r, \theta, z, \nu_j)$ 分别为正向传输和反向传输的自发辐射光的光强, $I(r, \theta, z, \nu) = P(z, \nu) \phi(r, \theta)$, $P_s(z)$, $P_p(z)$ 分别是激光功率和抽运光功率, $\phi_p(r, \theta)$, $\phi_s(r, \theta)$ 分别为抽运光和信号光的归一化光强分布函数。由于 Yb^{3+} 亚稳态能级的粒子数相对于基级的粒子数要少得多 (N_6 与 N_{Yb} 的比例一般小于 10%)^[9], 所以, 可以忽略 Yb^{3+} 波段附近的自发辐射光, 抽运光受激吸收和受激发射几率 W_{13} , W_{56} , W_{65} 中可以不考虑自发辐射光的光强。

(14)式~(16)式在正向抽运情况下的边界条件为^[8,10]:

$$\begin{cases} P_p(0) = P_p^{\text{in}} \\ P_s(0) = P_s^{\text{in}} \\ P_{\text{ASE}}^+(z=0, \lambda_k) = P_{\text{ASE}}^-(z=L, \lambda_k) = 0 \\ 0(j=1, M) \end{cases} \quad (17)$$

上述方程的数值计算过程较为复杂, 为了简化计算, 文献[9]中引入了重叠因子模型 Γ 。重叠因子模型的引入, 有效地降低 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器数值分析计算过程的复杂度, 并对 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器的增益和噪声等特性进行了合理的解释。

但是, 文献[9]中引入的重叠因子源自掺铒光纤放大器^[11], 它是通过对单包层掺铒光纤放大器简化

的粒子数速率方程沿光纤径向积分得到,对只掺杂一种稀土元素的光纤放大器比较适合,如掺 Er^{3+} , 掺 Yb^{3+} 等光纤放大器。但对于双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器并不准确,特别是无法准确反映上能级粒子数沿光纤径向、轴向分布情况。首先,双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器中能量转换过程要比掺 Er^{3+} 光纤放大器复杂得多,存在 $\text{Yb}(^2\text{F}_{5/2}) + \text{Er}(^4\text{I}_{15/2}) \rightarrow \text{Yb}(^2\text{F}_{7/2}) + \text{Er}(^4\text{I}_{11/2})$ 能量传递的交叉弛豫过程;其次,在掺铒光纤放大器中,抽运光要求是单模的,只需考虑单模抽运光在纤芯中传输。而双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器中,抽运光可以多模的,在内包层和纤芯中同时传输,在内包层中传输的多模抽运光反复穿越纤芯,被纤芯中掺杂的 Er^{3+} , Yb^{3+} 吸收。再次,在内包层截面上传输的多模抽运光场近似于均匀分布,而在纤芯截面中传输的信号光场近似于高斯分布, Er^{3+} 上能级粒子数并不是均匀分布(见下面的数值分析)。通过对双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤放大器稳态时粒子数方程进行径向积分并不能得到类似于掺铒光纤放大器中简化计算复杂度的重叠因子 Γ 。所以,在数值分析中,没有采用简化的重叠因子模型。

2 数值分析

由于抽运光是多模的,内包层截面积远大于纤芯截面积,可以假定抽运光在光纤内包层径向服从均匀分布,纤芯中传输的抽运光功率与总的抽运功率的比值近似为纤芯截面积与内包层截面积之比。基模传输的信号光场分布函数采用高斯分布近似。抽运光波长选取为 980nm ,信号光波长选取为 1550nm ,为便于计算只考虑信号光波长处的放大的自发辐射(ASE)噪声。

以加拿大国家光学研究所(INO)生产的 EY801 双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤为增益介质,结合边界条件(17)式,运用 MATLAB 对上述方程进行数值求解。该光纤的纤芯直径 $4.6\mu\text{m}$,纤芯数值孔径 0.18;内包层横截面为正六边形,平行边距离 $(200 \pm 10)\mu\text{m}$;通过查阅光纤参数表单并参考有关文献^[2,6,7],进行数值模拟的有关参数取值见表 1。

Table 1 Parameters for $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped double-clad fiber

parameter	value
Er^{3+} concentration, N_{Er}	4.8×10^{25} ions/ m^3
Yb^{3+} concentration, N_{Yb}	5.0×10^{26} ions/ m^3

continue

parameter	value
Er^{3+} emission cross section, σ_{21}	$3.395 \times 10^{-25} \text{m}^2$
Er^{3+} absorption cross section, σ_{12}	$2.75 \times 10^{-25} \text{m}^2$
Er^{3+} absorption cross section, σ_{13}	$2.0 \times 10^{-25} \text{m}^2$
Yb^{3+} emission cross section, σ_{65}	$5.0 \times 10^{-25} \text{m}^2$
Yb^{3+} absorption cross section, σ_{56}	$2.5 \times 10^{-25} \text{m}^2$
Er^{3+} emission lifetime, τ_{21}	1ms
Yb^{3+} emission lifetime, τ_{65}	1.5ms
Yb^{3+} -to- Er^{3+} cross-relaxation coefficient, C_{cr}	$2.0202 \times 10^{-22} \text{m}^3/\text{s}$
background losses for 980nm , α_{p}	$3.4538 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$
background losses for 1550nm , α_{s}	$3.4538 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$

2.1 正向抽运

首先对正向抽运条件下, Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤径向、轴向分布情况进行数值模拟,如图 2 所示。抽运功率 $P_{\text{p}} = 1\text{W}$,信号功率 $P_{\text{s}} = 1\mu\text{W}$,光纤长度 $L = 8\text{m}$ 。

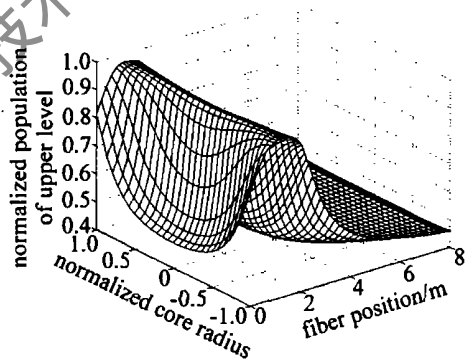


Fig. 2 Spatial distribution of normalized population of upper level as a function of normalized core radius and fiber length

从图中可以明显看出, Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤径向分布是不均匀的。越接近于纤芯中心处,上能级粒子数越低,越接近于纤芯边缘,上能级粒子数越高。这是由于越接近于纤芯中心处,信号光强越大,使处于粒子数反转状态的上能级粒子通过受激辐射方式迅速弛豫到下能级,进而对信号光进行放大;越接近于纤芯边缘处,信号光光强越弱,处于粒子数反转状态的上能级粒子没有充分通过受激辐射方式迅速弛豫到下能级,而是通过自发辐射方式弛豫到下能级,产生自发辐射。

图 3 是通过对上能级粒子数沿光纤径向积分得到归一化上能级粒子数沿光纤长度的分布曲线。图 4 是信号光、正反向 ASE 沿光纤轴向的分布曲线。

对比图 3、图 4 可以看出,随着上能级粒子数的增大,信号光功率的斜率逐步变大,信号光迅速放

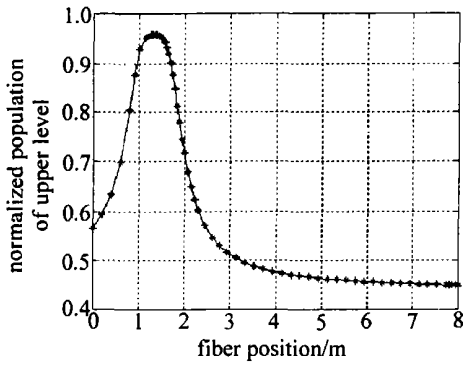


Fig. 3 Normalized population of upper level as a function of fiber length

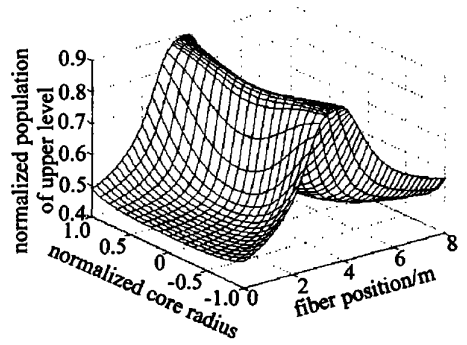


Fig. 5 Spatial distribution of normalized population of upper level as a function of normalized core radius and fiber length

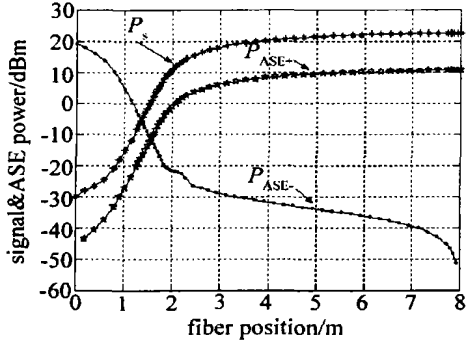


Fig. 4 Signal and ASE power as a function of fiber length

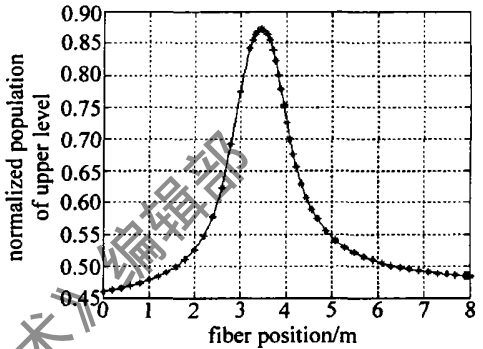


Fig. 6 Normalized population of upper level as a function of fiber length

大,在上能级粒子数达到峰值点时,信号光功率的斜率值达到最大;随着上能级粒子数的减小,信号光虽然继续得到放大,但信号光上升的斜率值逐步减小,信号光放大的趋势趋于平稳。当上能级粒子数达到反转阈值($N_2 = (\sigma_{12}/\sigma_{21})N_1$,不考虑信号光背景损耗)时,信号光功率达到最大值。随着上能级粒子数进一步减小,信号光将逐步衰减。可见,从上能级粒子数沿光纤的分布曲线可以对信号光沿光纤的分布情况作出准确的解释。

2.2 反向抽运

图5、图6、图7分别是反向抽运条件下, Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤径向和轴向的分布曲线、 Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤长度的分布曲线、信号光和放大的自发辐射光沿光纤长度的分布曲线。分析中,抽运功率、信号功率及光纤长度同2.1节。

由图5~图7可以得到与正向抽运条件下相类似的结论。但对比图2、图5和图3、图7,可以观察到, Er^{3+} 上能级粒子数分布有所不同。在信号注入端($z=0$),反向抽运条件的上能级粒子数小于正向抽运条件下的上能级粒子数。这是因为抽运光反向注入($z=L$),抽运光传输到信号光注入端($z=0$)处,抽运光相对较弱,通过受激吸收激发到上能级的粒子数相对较少,在信号光的作用下,通过受激辐射方式迅速跃迁到下能级,实现对信号光的放大。接

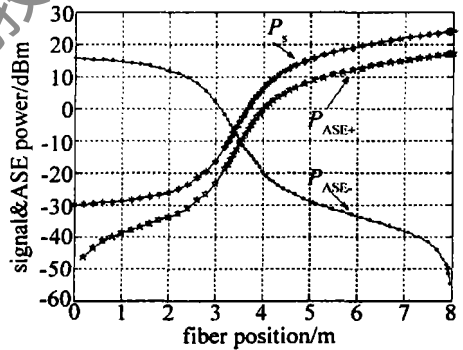


Fig. 7 Signal and ASE power as a function of fiber length

近光纤末端处,虽然抽运光较强,通过受激吸收激发到上能级的粒子数较多,但此时信号光经过逐步放大,在接近光纤末端,信号光光强较大,使更多的上能级粒子通过受激辐射方式跃迁到下能级,所以在稳态情况下,接近光纤末端处,上能级粒子数仍趋于逐渐减少,但信号光仍得到进一步放大。这也说明了为什么在相同情况下,反向抽运的信号光增益值要大于正向抽运的信号光增益值。

3 结论

通过数值模拟,对 Er^{3+}/Yb^{3+} 共掺双包层光纤放大器的 Er^{3+} 上能级粒子数分布特性进行了分析,可以得出以下结论:(1) Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤

(下转第409页)

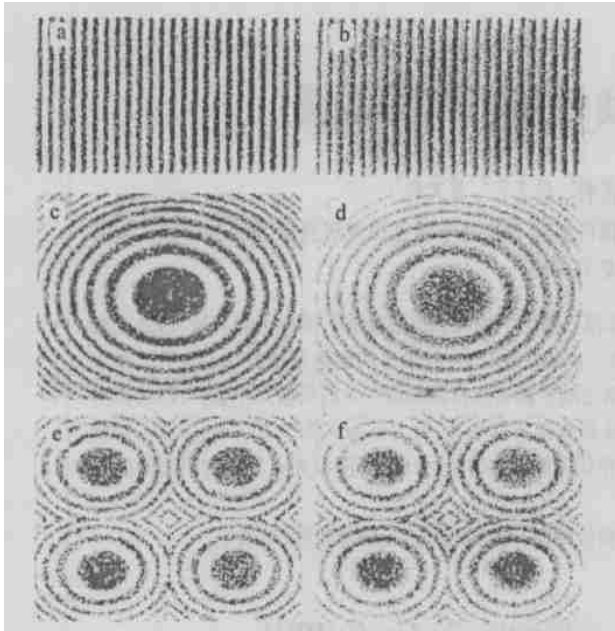


Fig. 3 Gray scale masks of some binary optical elements
 a—two levels mask of blazed grating b—eight levels mask of blazed grating
 c—two levels mask of Fresnel lens d—eight levels mask of Fresnel lens
 e—two levels mask of 2×2 Fresnel lens array f—eight levels mask of 2×2 Fresnel lens array

的二元光学灰度掩模是 8 个灰度级别的。灰度级别越高,器件的衍射效率也越高,但相应的制作难度也加大;因为二元掩模便于利用常规的大规模集

成电路技术进行加工,故开始所制作的二元光学器件一般都是两个台阶的,如达曼光栅等。

5 结束语

基于空间光调制器的灰度掩模制作方法在整个的灰度掩模法中是一个较新的方法,研究的空间还很大,比如说将其同激光直写联系起来,就具有不少的吸引力。随着这一方法的进一步推广,相信其会具有更加宽广的应用前景。

参 考 文 献

- [1] 金国藩,严瑛白,邬敏贤 *et al.* 二元光学 [M]. 北京:国防工业出版社,1998.298~335.
- [2] MICHAEL R W, SU H. Laser direct write gray level mask and one step etching for diffractive microlens fabrication [J]. *Appl Opt*, 1998, 37(32):7568~7576.
- [3] REIMER K, QUENZER H J. Micro optic fabrication using one level gray tone lithography [J]. *SPIE*, 1997, 3008:279~288.
- [4] DONALD C O, WILHE S R. Gray scale masks for diffractive optics fabrication: II Spatially filtered half one screens [J]. *Appl Opt*, 1995, 34(32):7518~7526.
- [5] 颜树华,戴一帆,吕海宝 *et al.* 基于空间光调制器的灰度掩模制作系统 [J]. *中国激光*, 2004, 31(1):45~47.
- [6] 章毓晋. 图像工程(上册)——图像处理和分折 [M]. 北京:清华大学出版社,1999.43~50.
- [7] 吴若薇. 制版感光材料 [M]. 北京:印刷工业出版社,1989.179~217,235~242.
- [4] TACCHIO S, LAPORTA P, LONGHI S *et al.* Diode pumped bulk erbium ytterbium lasers [J]. *Appl Phys*, 1996, B63:425~436.
- [5] TANGUY E, LARAT C, POCHOLLE J P. Modelling of the erbium ytterbium laser [J]. *Opt Commun*, 1998, 153:172~183.
- [6] PASQUALE F D. Modeling of highly efficient grating feedback and Fabry Perot Er^{3+} - Yb^{3+} co doped fiber laser [J]. *IEEE J Q E*, 1996, 32(2):326~332.
- [7] SHOOSHARI A, MESHKINFAM P, TOUAM T *et al.* Ion-exchanged Er/Yb phosphate glass waveguide amplifiers and lasers [J]. *Opt Engng*, 1998, 37(4):1188~1192.
- [8] KARÜSEK M. Optimum design of Er^{3+} - Yb^{3+} co doped fibers for large signal high pump power applications [J]. *IEEE J Q E*, 1997, 33(10):1699~1705.
- [9] ACHTENHAGEN M, BEESON R J, PAN F *et al.* Gain and noise in ytterbium sensitized erbium doped fiber amplifiers: measurements and simulations [J]. *IEEE J Lightwave Technol*, 2001, 19(10):1521~1526.
- [10] PEDERSEN B, BJAKLEV A. The design of erbium doped fiber amplifiers [J]. *IEEE J Lightwave Technol*, 1991, 9(9):1105~1112.
- [11] GILES C R, DESIRVIRE E. Modeling erbium doped fiber amplifiers [J]. *IEEE J Lightwave Technol*, 1991, 9(2):271~283.

参 考 文 献

- [1] DOMINIC V, MacCORMACK S, WAARTS R *et al.* 110W fibre laser [J]. *Electron Lett*, 1999, 35(14):1158~1160.
- [2] FEDERIGHI M, PASQUALE F D. The effect of pair induced energy transfer on the performance of silica waveguide amplifiers with high Er^{3+} / Yb^{3+} concentrations [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 1995, 7(3):303~305.
- [3] MINELLY J D, BARNE W L, LAMING R I *et al.* Diode array pumping of Er^{3+} / Yb^{3+} co doped fiber lasers and amplifiers [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 1993, 5(3):303~310.

(上接第 382 页)

的径向分布并不是均匀分布,越接近于纤芯中心处,上能级粒子数越低,越接近于纤芯边缘,上能级粒子数越高;(2) Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤长度分布有一个由低到高,再由高到低的过程;(3)在 Er^{3+} 上能级粒子数达到峰值点处,信号光放大的斜率值最大;(4)正向泵浦条件与反向泵浦条件下, Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤的分布并不相同。