

# 3 $\mu\text{m}$ 与 2 $\mu\text{m}$ 级联振荡 Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器的动态特性分析\*

董淑福<sup>1)†</sup> 占生宝<sup>1)</sup> 陈国夫<sup>2)</sup> 王贤华<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 空军工程大学电讯工程学院, 西安 710077)

<sup>2)</sup> 中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子学技术国家重点实验室, 西安 710068)

(2004 年 9 月 10 日收到, 2004 年 11 月 10 日收到修改稿)

基于传输速率方程, 对 Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器的动态特性——上能级粒子数以及输出激光功率的弛豫振荡特性进行了数值分析. 通过忽略光纤参数对传输方向的依赖性, 抽运光和信号光的功率传输方程被分别简化处理. 结果表明, 在 <sup>5</sup>I<sub>6</sub> 能级的粒子数首先经历一次弛豫振荡后, <sup>5</sup>I<sub>6</sub> 和 <sup>5</sup>I<sub>7</sub> 能级的粒子数交替弛豫振荡并达到稳态; 同样, 在 3 $\mu\text{m}$  波长的激光功率首先经历一次弛豫振荡后, 3 $\mu\text{m}$  和 2 $\mu\text{m}$  波长的激光功率交替弛豫振荡并达到稳态, 而且, 弛豫振荡时的峰值功率远大于稳态时的激光功率.

关键词: 光纤激光器, 动态特性, 光纤激光理论, 钛光纤

PACC: 4255N, 4260D, 0260

## 1. 引 言

在适当波长激光的抽运下, Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器通过级联振荡方式可同时产生 3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  波长的激光<sup>[1,2]</sup>. 根据生物软组织的主要成分——水的吸收特性<sup>[3]</sup>, 3 $\mu\text{m}$  波长的激光可进行精确切割而 2 $\mu\text{m}$  波长的激光可凝结止血<sup>[2]</sup>. 因此, 该双波长激光器在激光医疗方面具有广阔的应用前景, 可以治疗如视网膜、脑、前列腺、肝脏、子宫等许多类型的肿瘤, 而且还可作为性能良好的微创激光手术刀<sup>[4]</sup>.

3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  级联振荡 Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器的稳态特性已进行了分析, 显示出该激光器的确具有非常高的转换效率, 可以获得功率比接近 1:1 的 3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  波长的激光<sup>[5]</sup>. 为了更深入地理解 3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  级联振荡 Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器产生激光的机理, 还必须分析在稳态激光建立的瞬间该激光器的动态作用过程. 本文就是对波长 1.15 $\mu\text{m}$  的连续光抽运下 3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  级联振荡 Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器从抽运光注入到产生的 3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  激光达到稳态时的动态特性进行分析.

## 2. 理论模型

研究 3 $\mu\text{m}$  与 2 $\mu\text{m}$  级联振荡 Ho<sup>3+</sup>:ZBLAN 光纤激光器的动态特性, 其理论依据仍旧是 Ho<sup>3+</sup> 粒子数变化的速率方程及功率传输方程<sup>[5,6]</sup>.

但是, 由于抽运光沿光纤传播方向  $z$  呈指数衰减, 因此, 当光纤较长时, 从输入端注入到光纤中的抽运光到达输出端时已基本被吸收(一般至少 90% 以上). 这样, 动态计算将依赖于抽运光传输方向的光纤各点分布, 计算非常困难. 为简化计算, 选取一小段光纤(长度约数厘米), 并且假定抽运及信号功率不依赖于传输方向<sup>[7]</sup>, 这样就可对抽运光及信号光的功率传输方程分别进行处理. 虽然, 这样的计算不能精确反映其动态特性, 但它提供了一种简便的近似计算方法, 使我们可以一定程度上理解其产生激光的动力学过程.

由于光纤长度很短, 则对于抽运光由于沿光纤长度  $L$  的吸收而引起的指数衰落, 可由腔内平均抽运功率  $\bar{P}_p(t)$  来近似, 即

$$\int_0^L P_{p0} \exp[(\gamma_p(t) - \alpha_p)z] dz = \bar{P}_p(t) \times L, \quad (1)$$

\* 国家自然科学基金(批准号: 60007003, 60137010)资助的课题.

† E-mail: shufudong@163.com

其中  $P_{p0}$  为入纤抽运功率,  $\alpha_p$  表示  $1150\text{nm}$  抽运光的背景损耗,  $\gamma_p(t)$  是抽运光吸收因子, 也假定与传播方向无关, 具体由下式给出:

$$\gamma_p(t) = \Gamma_p \{ \sigma_{pa} N_3(t) - \sigma_{pe} N_1(t) \}, \quad (2)$$

式中  $\sigma_{pa}$  和  $\sigma_{pe}$  为抽运光的受激吸收和辐射跃迁截面. 由(1)式可求得腔内平均抽运功率为

$$\bar{P}_p(t) = P_{p0} \frac{1 - \exp[(\gamma_p - \alpha_p)L]}{-(\gamma_p - \alpha_p)L}. \quad (3)$$

设光纤前向和后向所产生的激光功率分别为  $P_{li}^+(t)$ ,  $P_{li}^-(t)$  (下标  $i$  分别取 3 和 2, 代表  $3\mu\text{m}$  与  $2\mu\text{m}$  波长的激光, 下同), 则各自总的内部激光功率定义为  $P_{li}(t) = P_{li}^+(t) + P_{li}^-(t)$ , 其演变可由以下的功率传输方程来描述<sup>[5-7]</sup>:

$$\frac{1}{c} \frac{dP_{B3}(t)}{dt} = [ \Gamma_{B3} (\sigma_{B3e} N_3 - \sigma_{B3a} N_2) - \alpha_{B3} - l_{\text{mirror}3} ] \times P_{B3}(t) + 2h\nu_{B3} \Delta\nu_{B3} \Gamma_{B3} \sigma_{B3e} N_3, \quad (4)$$

$$\frac{1}{c} \frac{dP_{B2}(t)}{dt} = [ \Gamma_{B2} (\sigma_{B2e} N_2 - \sigma_{B2a} N_1) - \alpha_{B2} - l_{\text{mirror}2} ] \times P_{B2}(t) + 2h\nu_{B2} \Delta\nu_{B2} \Gamma_{B2} \sigma_{B2e} N_2, \quad (5)$$

其中  $c$  为真空中的光速,  $2h\nu_{li} \Delta\nu_{li} \Gamma_{li} \sigma_{lie} N_i$  代表在频率范围  $\nu_{li} \pm 1/2\Delta\nu_{li}$  内的自发辐射功率<sup>[10]</sup>,  $\alpha_{li}$  为激光的背景损耗,  $l_{\text{mirror}i}$  为腔镜耦合的损耗.

假设腔镜输出耦合损耗均匀地分布在光纤长度  $L$  上, 则信号功率差  $\Delta P_i = P_i(t_1 = 0) - P_i(t_1 = \Delta t)$  一般可表示为

$$\frac{\Delta P_i}{P_i} = 1 - e^{-l_{\text{mirror}i} \Delta t}. \quad (6)$$

由于一次往返 ( $\Delta t = 2L/c$ ) 后总的耦合信号功率可以被表示为  $\Delta P_i = (1 - R_{1i} R_{2i}) P_i$  这里  $R_{1i}$ ,  $R_{2i}$  为输入腔镜 ( $M_1$ ) 和输出腔镜 ( $M_2$ ) 对激光的反射系数, 则由腔镜输出耦合导致的损耗系数可假定具有下述形式:

$$l_{\text{mirror}i} = -\ln(R_{1i} R_{2i})/2L. \quad (7)$$

由于只有前向传输的信号功率  $P_{li}^+(t)$  能够在  $M_2$  离开谐振腔, 在  $M_2$  处耦合输出的信号功率可由下式给出:

$$P_{li, \text{out}}(t) = (1 - R_{2i}) P_{li}^+(t). \quad (8)$$

通过在  $z = L$  处利用边界条件

$$P_{li}^-(t) = R_{2i} P_{li}^+(t), \quad (9)$$

则耦合输出信号功率可被表示为

$$P_{li, \text{out}}(t) = \frac{1 - R_{2i}}{1 + R_{2i}} P_{li}^+(t). \quad (10)$$

这样, 通过假定抽运和信号功率与传播方向  $z$  无关,

边值问题被简化成了一个初值非线性问题, 它可由有限差分方法进行求解. 在速率方程中的强耦合及非线性项, 可通过使用前一个时间段内的计算值线性化. 对每一个时间段进行迭代以确保时域演变的一致性.

### 3. 数值模拟

分析中所用的光纤性能如下: 纤芯中  $\text{Ho}^{3+}$  掺杂浓度为  $4.1 \times 10^{25} \text{ ion/m}^3$ ; 圆形纤芯的直径和数值孔径分别为  $10\mu\text{m}$  和 0.26; 在  $3\mu\text{m}$  和  $2\mu\text{m}$  带的传输损耗分别为  $70\text{dB/km}$  和  $10\text{dB/km}$ . 由于进行动态分析时的光纤长度很短 (仅数厘米), 为保证能够利用短腔产生激光, 输出耦合腔镜对激光的反射系数必须很大 (一般 90% 以上). 表 1 给出了计算中所用的有关参数<sup>[12, 9-11]</sup>. 入纤抽运功率取为  $3.36\text{W}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ : ZBLAN 光纤长度  $L$  为  $0.1\text{m}$ .

表 1 计算中所用的有关参数

参量	数值	参量	数值	参量	数值
$\lambda_p/\text{nm}$	$1.15 \times 10^{-6}$	$\sigma_a(\lambda_{B2})/\text{m}^2$	$0.32 \times 10^{-24}$	$\tau_{B3}/\text{ms}$	3.5
$\lambda_{B2}/\text{nm}$	$2.04 \times 10^{-6}$	$\Gamma_p$	0.9824	$\tau_{B2}/\text{ms}$	12
$\lambda_{B3}/\text{nm}$	$2.92 \times 10^{-6}$	$\Gamma_{B3}$	0.8791	$T_{p1}$	0.99
$\sigma_a(\lambda_p)/\text{m}^2$	$0.47 \times 10^{-24}$	$\Gamma_{B2}$	0.9465	$R_{B1}$	0.98
$\sigma_a(\lambda_p)/\text{m}^2$	$0.14 \times 10^{-24}$	$\alpha_p/\text{m}^{-1}$	$3.0 \times 10^{-3}$	$R_{B2}$	0.98
$\sigma_a(\lambda_{B3})/\text{m}^2$	$0.46 \times 10^{-24}$	$\alpha_{B3}/\text{m}^{-1}$	$1.6 \times 10^{-2}$	$R_{p2}$	0.04
$\sigma_a(\lambda_{B3})/\text{m}^2$	$0.86 \times 10^{-24}$	$\alpha_{B2}/\text{m}^{-1}$	$2.3 \times 10^{-3}$	$R_{B3}$	0.95
$\sigma_a(\lambda_{B2})/\text{m}^2$	$0.06 \times 10^{-24}$	$\beta$	0.09	$R_{B3}$	0.95

#### 3.1. 稳态振荡前 $\text{Ho}^{3+}$ 上能级粒子数的变化

结合方程(3)–(5)用 Matlab 求解动态速率方程, 可得出  $\text{Ho}^{3+}$  的上能级  $^5I_6$ ,  $^5I_7$  能级的粒子数  $N_3$ ,  $N_2$  随时间的变化关系, 如图 1 所示. 从图中可以看出, 当抽运光进入  $\text{Ho}^{3+}$ : ZBLAN 光纤时,  $\text{Ho}^{3+}$  的  $^5I_6$  能级的粒子数  $N_3$  率先增加, 而  $^5I_7$  能级的粒子数  $N_2$  几乎保持为零 (非常小); 当时间增加到约  $0.9\mu\text{s}$  时,  $N_3$  开始下降而  $N_2$  开始上升; 此后, 二者进入到一种交替振荡、上升状态, 各自振荡的幅度越来越小, 且从  $2.5\mu\text{s}$  开始  $^5I_7$  能级的粒子数一直大于  $^5I_6$  能级的粒子数. 在  $15\mu\text{s}$  之前, 二者上升的速度较快, 近似于线性增加; 之后, 上升的速度越来越慢. 当时间增加到约  $38\mu\text{s}$  时,  $N_3$  和  $N_2$  都达到最大值, 分别约为  $6.24 \times 10^{24} \text{ ion/m}^3$  和  $1.073 \times 10^{25} \text{ ion/m}^3$ ; 此后,  $N_3$  和  $N_2$  都进入到二次弛豫振荡状态, 并且初期的振荡幅度较大; 随着时间的延长, 弛豫振荡幅度越来越

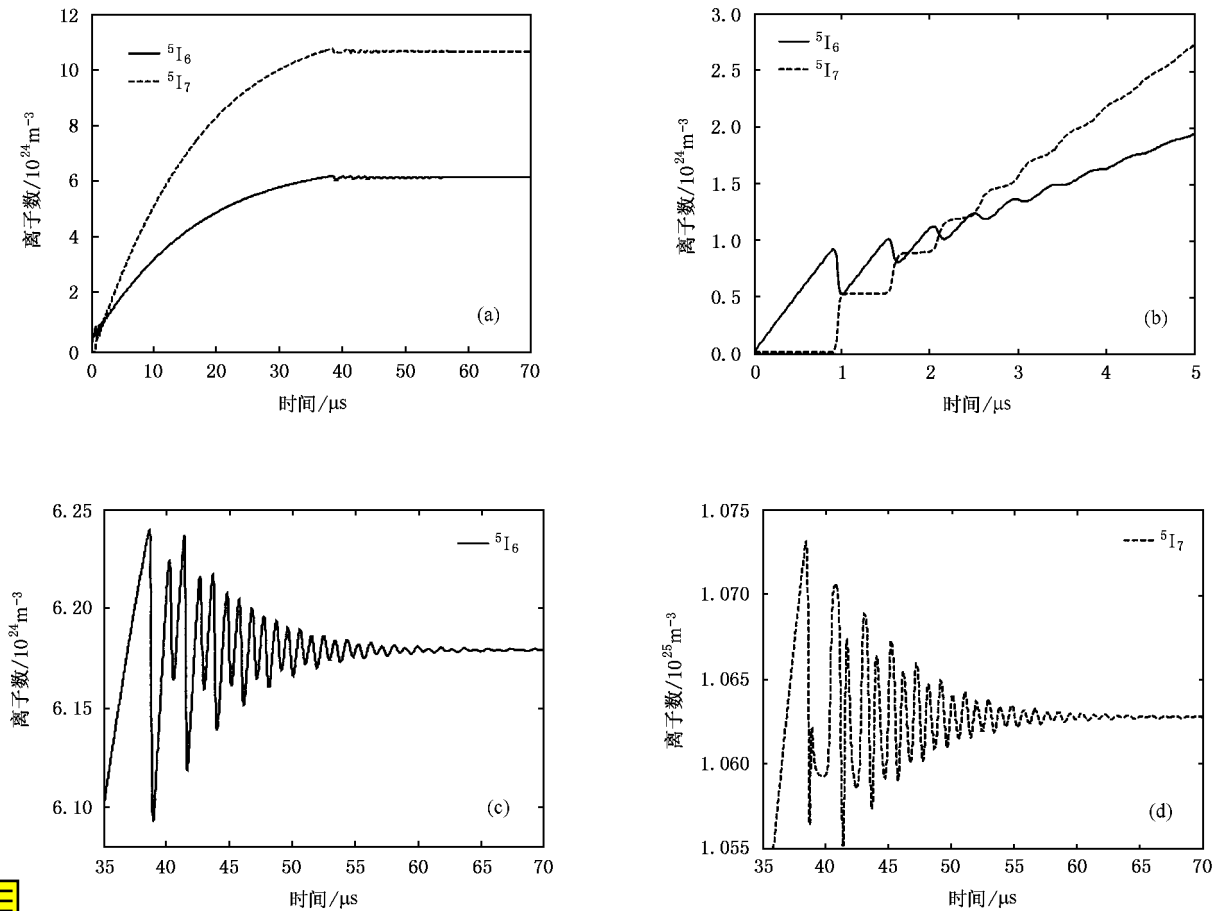


图 1 稳态振荡前钬离子上能级粒子数的变化((a)为全图 (b)(c)(d)为(a)图中的局部放大图)

小 到  $65\mu\text{s}$  时,基本上趋于稳定,此时 ${}^5\text{I}_6$ ,  ${}^5\text{I}_7$  能级的粒子数分别约为  $6.178 \times 10^{24} \text{ ion/m}^3$  和  $1.063 \times 10^{25} \text{ ion/m}^3$ .

### 3.2. 稳态振荡前 $\text{Ho}^{3+}$ :ZBLAN 光纤激光器输出功率变化

同样结合动态速率方程和抽运功率方程(3),用 Matlab 求解方程(4)和(5),可以得出光纤长度为  $10\text{cm}$  时  $\text{Ho}^{3+}$ :ZBLAN 光纤激光器输出功率随时间变化的情况,如图 2 所示.

从图 2 可以看出,当抽运光被注入到  $\text{Ho}^{3+}$ :ZBLAN 光纤后,到时间约为  $1\mu\text{s}$  时,  $3\mu\text{m}$  波长的激光首先开始弛豫振荡,第一个峰值的功率为  $3.6\text{W}$ ,脉冲宽度约  $0.5\mu\text{s}$ ;到大约  $6\mu\text{s}$  时,弛豫振荡基本趋于稳定,进入到一个缓慢衰减的阶段,在此过程中,  $2\mu\text{m}$  波长的激光的输出功率非常小,几乎为 0.当时间增加到约  $38.5\mu\text{s}$  时,  $2\mu\text{m}$  波长的激光开始弛豫振荡,峰值振荡功率约  $0.72\text{W}$ ;紧接着  $3\mu\text{m}$  波长的激光又出现弛豫振荡,峰值振荡功率约  $0.42\text{W}$ ;此后二

者进入到一种交叉弛豫振荡状态,并且振荡的幅度越来越小.到  $70\mu\text{s}$  时振荡基本趋于稳定,稳态时的输出功率分别约为  $41\text{mW}$  和  $61\text{mW}$ .

## 4. 结 论

通过上述对  $\text{Ho}^{3+}$ :ZBLAN 光纤激光器动态特性的分析,可得出以下结论:

1. 在抽运光被注入  $\text{Ho}^{3+}$ :ZBLAN 光纤后,首先是  ${}^5\text{I}_6$  能级的粒子数( $N_3$ )率先增加,而  ${}^5\text{I}_7$  能级的粒子数( $N_2$ )几乎保持为零;当时间增加到约  $1\mu\text{s}$  时,  $N_3$ ,  $N_2$  开始明显弛豫,正是在此时,  $3\mu\text{m}$  波长的激光发生首次弛豫振荡,经过数微秒的交替弛豫振荡后,  $\text{Ho}^{3+}$  上能级粒子数进入到单调递增阶段,而  $3\mu\text{m}$  波长的激光却进入到一个缓慢衰减阶段,在此过程中,  $2\mu\text{m}$  波长的激光输出功率几乎一直为 0;约  $37\mu\text{s}$  之后,  $N_3$  和  $N_2$  都达到最大值,此后,  $N_3$  和  $N_2$  都进入到弛豫振荡状态,并且初期的振荡幅度较大,随着时

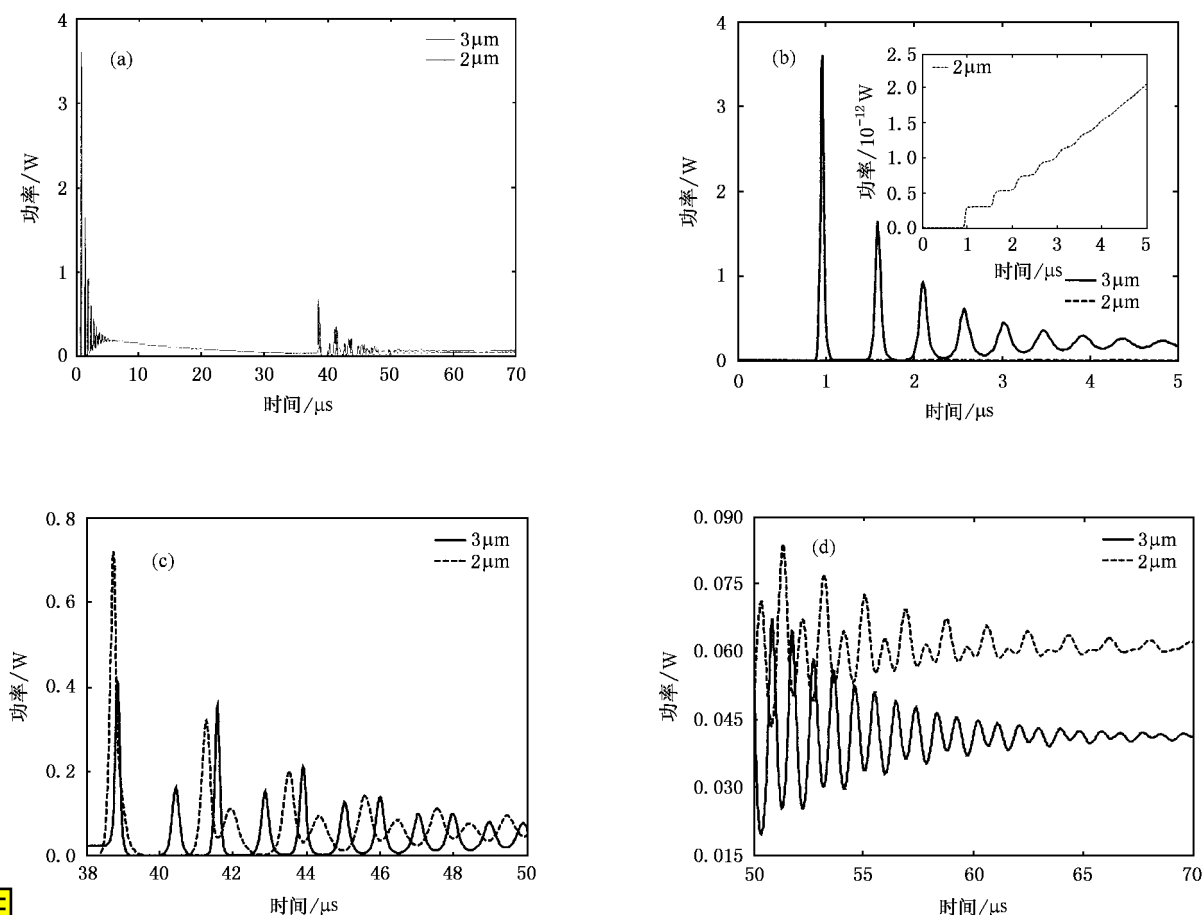


图2 稳态振荡前掺钬氟化物光纤激光器输出功率的变化((b)(c)(d)显示了不同时间段内信号功率的变化)

间的延长,弛豫振荡幅度越来越小,  $25\mu\text{s}$  后基本上趋于稳定,相应地,约  $37\mu\text{s}$  之后,  $2\mu\text{m}$  波长的激光开始弛豫振荡,紧接着  $3\mu\text{m}$  波长的激光又出现弛豫振荡,此后二者进入到一种交叉弛豫振荡状态,并且振荡的幅度越来越小,同样在  $25\mu\text{s}$  后基本上趋于稳定。

2. 弛豫振荡开始时的峰值功率远大于稳态时的输出激光功率。

3. 稳态时  $3\mu\text{m}$  波长的激光的输出功率要比其首次弛豫振荡达稳态时(约  $5\mu\text{s}$ )的功率低,但比发

生第二次弛豫振荡前(约  $38\mu\text{s}$ )的功率要高。这是由于在首次弛豫振荡初期,  ${}^5\text{I}_6$  与  ${}^5\text{I}_7$  之间的有效反转粒子数较大,因而输出功率偏高,随着有效反转粒子数的减小,输出功率亦在不断减小;当发生第二次弛豫振荡后,  $2\mu\text{m}$  波长的激光的振荡消耗了  ${}^5\text{I}_7$  能级的粒子数,使  ${}^5\text{I}_6$  与  ${}^5\text{I}_7$  之间的有效反转粒子数增大,因而输出功率有所提高,这正是级联振荡能够有效的克服所谓  ${}^5\text{I}_6$  与  ${}^5\text{I}_7$  之间是一种自终止跃迁的说法<sup>[12]</sup>。

[1] Sumiyoshi T and Sekita H 1998 *Opt. Lett.* **23** 1837  
 [2] Sumiyoshi T et al 1999 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5** 936  
 [3] Bayly J G, Kartha V B and Stevens W H 1963 *Infrared Phys.* **3** 211  
 [4] Zhang Z X 1999 *Laser-Tissue Interactions Fundamentals and Applications* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press) 64—67 (in Chinese)[张镇西 1999 激光与生物组织的相互作用——原理及应用(西安:西安交通大学出版社)第 64—67 页]

[5] Dong S F et al 2002 *Proc. SPIE* **4916** 120  
 [6] Dong S F et al 2002 *Acta Photon. Sin.* **31** 1453 (in Chinese) [董淑福等 光子学报, 2002, **31** 1453]  
 [7] Tellert T, Pasquale F D and Federighi M 1996 *IEEE Photo. Technol. Lett.* **8** 1462  
 [8] Desurvire E and Simpson J R 1989 *J. Lightwave Technol.* **7** 835  
 [9] Wetenkamp L, Kartha G F and Többen H 1992 *J. Non-Crystal. Solids* **140** 35

[ 10 ] Zou X and Toratani H 1992 *J. Non-Crystal. Solids* **140** 113

[ 12 ] Wetenkamp L 1990 *Electro. Lett.* **26** 883

[ 11 ] Pasquale F D 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 326

## Dynamic behavior analysis of the 3 $\mu\text{m}$ and 2 $\mu\text{m}$ cascade $\text{Ho}^{3+}$ :ZBLAN fiber lasers \*

Dong Shu-Fu<sup>1,2†</sup> Zhan Sheng-Bao<sup>1)</sup> Chen Guo-Fu<sup>2)</sup> Wang Xian-Hua<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Institute of Telecommunication Engineering, Air Force Engineering University, Xi'an 710077, China*

<sup>2)</sup>*State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068, China*

( Received 10 September 2004 ; revised manuscript received 10 November 2004 )

### Abstract

A numerical study of the transient behavior, including upper level ions and laser power relaxation oscillation, of  $\text{Ho}^{3+}$  : ZBLAN fiber laser is presented based on the propagation-rate equations. The power propagation equations for pump and signal have been treated differently by neglecting the  $z$ -dependence of the fiber laser parameters, for the sake of numerical simplicity. The results show that upper level ions of  $^5\text{I}_6$  and  $^5\text{I}_7$  manifolds relax alternatively and go to steady state after the first relaxation oscillation and monotonous decline. Similarly, the 3 $\mu\text{m}$  and 2 $\mu\text{m}$  laser powers relax alternatively first, then the 3 $\mu\text{m}$  laser power declines monotonously while the 2 $\mu\text{m}$  laser power increases monotonously, both of them go to steady state after the second relaxation oscillation. Moreover, peak powers of the 3  $\mu\text{m}$  and 2  $\mu\text{m}$  lasers in the course of relaxation oscillation are far larger than that when steady state is reached.

**Keywords** : optical fiber laser, dynamic behavior, optical fiber laser theory, holmium-doped fiber

**PACC** : 4255N, 4260D, 0260

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60007003, 60137010 ).

† E-mail : shufudong@163.com