

文章编号: 1001-3806(2006)03-0225-03

掺 Yb³⁺ 双包层光纤激光器的暂态数值分析

梅 林, 王 英*, 王振佳, 彭伟鸿

(华中科技大学 光纤网络器件与技术研究开发中心, 武汉 430074)

摘要: 为了确定将来实验中参数, 对 975nm 激光抽运采用 1064nm 种子脉冲放大方案实现的掺镜双包层脉冲光纤激光器进行了数值计算, 分析了暂态情况下在光纤中的反转粒子数密度、抽运光强度的分布, 讨论了输出能量和输入种子脉冲能量的关系。利用这些结果可以解决实验中光纤长度、抽运光、种子源的选择, 以及与输出功率大小的关系等问题。

关键词: 激光器; 光纤激光器; 双包层掺 Yb³⁺ 光纤; 暂态特性; 数值分析

中图分类号: TN248 文献标识码: A

Numerical analysis of the transient-state behavior of Yb³⁺-doped double-clad fiber laser

MEI Lin, WANG Ying, WANG Zhen-jia, PENG Wei-hong

(R&D Center for Optical Network Devices and Technologies, HUST, Wuhan 430074 China)

Abstract For the purpose of choosing correct parameter in future experiments, numerical analysis of the transient state of the Yb³⁺-doped double-clad fiber laser used in the master-oscillator power-amplifier(MOPA) system has been performed. The pump power density distribution and reverse population density distribution, the effect of the fiber length and input light pulse energy on the output power have been analyzed. These results are benefit for the design of MOPA's parameters such as fiber length, pump power and master oscillator's power in experiment.

Key words laser fiber laser Yb³⁺-doped double-clad fiber transient state behavior numerical analysis

引 言

双包层光纤激光器在产生高功率和脉冲能量的脉冲方面有相当大的潜力, 可以成为替代传统调 Q 和锁模激光器的另一种高效多用途激光器^[1]。

掺 Yb³⁺ 石英光纤属于简单的三能级系统结构, 具有宽的吸收谱、增益带宽和调谐范围, 以及量子效率高、无激发态吸收、无浓度淬灭等特点^[2]。由掺 Yb³⁺ 石英材料吸收发射截面曲线可知^[3], 石英玻璃中 Yb³⁺ 离子在 920nm 和 975nm 处分别有两个吸收峰, Yb³⁺ 离子在 975nm 处的吸收谱半峰全宽虽然比较窄, 但吸收截面是 920nm 处吸收截面的两倍以上, 因此抽运效率高, 特别是使用侧面抽运更能实现高功率输出^[4-5]。

作者借助行波放大的暂态方程对在双包层掺 Yb³⁺ 光纤中采用 975nm 光抽运, 放大 1064nm 小种子脉冲从而获得高功率激光脉冲的这一过程做数值分析, 主要分析了: 在某个抽运功率下初始反转粒子数

分布; 不同的峰值功率的输入激光脉冲对反转粒子数消耗情况; 在不同功率的种子脉冲输入情况所对应的激光输出。

1 速率方程

当光脉冲作用时间大于纵向弛豫时间时, 在脉冲期间内由于受激辐射而消耗的反转粒子数很快由光抽运源抽运得以补充, 可以近似地认为在脉冲期间反转粒子数是不变的, 这种情况为稳态。而当光脉冲作用时间远小于纵向弛豫时间时, 在脉冲放大期间反转粒子数的消耗不能及时得到补充, 则要考虑放大器的增益随着信号强度的变化关系以及入射信号的强度于波形在放大过程中所经历的变化。在激光脉冲放大情况下, 备受关注的是脉冲能量、脉冲宽度与波形以及前沿变陡等问题, 这些问题只能在解暂态的输运方程时才能获得解决。

在讨论暂态过程时, 可以将其分为两个过程来处理。第 1 个过程为种子脉冲进入之前的抽运过程。在这一过程中反转粒子数达到一个稳定的值, 这一过程可以由下面的 3 个方程描述:

$$dn_2/dt = R_{12}n_1 - (R_{21} + A_{21})n_2 \quad (1)$$

作者简介: 梅 林 (1981-), 男, 硕士研究生, 主要研究领域为高功率光纤激光器。

* 通讯联系人。E-mail wy@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2005-05-19; 收到修改稿日期: 2005-11-29

$$dn_1/dt = -R_{12}n_1 + (R_{21} + A_{21})n_2 \quad (2)$$

$$dP_p/dx = \eta_p(\sigma_{p,21}n_2 - \sigma_{p,12}n_1)N_0P_p \quad (3)$$

式中, $R_{12} = \sigma_{p,12}I_p/h\nu_p$, 为受激吸收几率, $R_{21} = \sigma_{p,21}I_p/h\nu_p$, 为受激发射几率, $A_{21} = 1/\tau_c$, 为自发辐射几率, τ_c 为上能级寿命, $I_p = P_p/S$, S 为内包层横截面积, P_p 为抽运光功率, η_p 为抽运光能量吸收效率, 对应着耦合效率, 文中计算取此效率为 1. $\sigma_{p,21}$ 和 $\sigma_{p,12}$ 分别为纤芯对抽运光的发射截面和吸收截面, $h\nu_p$ 为抽运光单个光子能量, h 为普朗克常数, n_1, n_2 分别为下能级和上能级的粒子数密度与总粒子数密度之比(文中出现的下标 1 均表示此参量表征的是下能级的特性, 下标 2 均表示此参量表征的是上能级的特性, 下标 12 表示从下能级到上能级的光子吸收过程对应的参量, 下标 21 表示从上能级到下能级的辐射过程对应的参量), N_0 为各能级总粒子数密度, 即掺杂浓度, t 为时间变量, x 为沿光传播方向的空间变量。

(1) 式和 (2) 式为上下能级的粒子分布密度关系, (3) 式表示抽运光能量在光纤中的分布与上下能级粒子数分布密度的分布的关系。由 (1) 式 ~ (3) 式可以求出在抽运过程达到稳态后 n_1, n_2 在光纤中的分布情况, 然后可以由: $\Delta = N_2 - N_1g_2/g_1$ (4) 计算出此时的反转粒子数分布, $N_1 = n_1N_0, N_2 = n_2N_0$, 分别为上下能级的粒子数密度, g_2, g_1 为上下能级的权重。

另一个过程为放大过程。在脉冲宽度远小于纵向弛豫时间即暂态情形下, 反转粒子数的弛豫时间以及光泵抽运可以忽略不计, 于是可以得到放大过程在无损耗情形下的输运方程^[6]:

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right] I = \sigma_s \Delta I \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = - \left[1 + \frac{g_2}{g_1} \right] \sigma_s I \Delta \quad (6)$$

式中, $I = c\phi$, ϕ 为纤芯中的光子数密度, c 为光速。 σ_s 为纤芯对发射光波长的发射截面。暂态下, (5) 式和 (6) 式是无损耗的, 对这种情况可以求出其解析解^[6]:

$$I(x, \tau) = \frac{I(\tau) \exp\left[\sigma_s \int_0^x I(\tau') d\tau' \right]}{\exp\left[\sigma_s \int_0^x I(\tau') d\tau' \right] + \exp\left[-\sigma_s \int_0^x \Delta(x') dx' \right]} - 1 \quad (7)$$

$$\Delta(x, \tau) = \frac{\Delta(x) \exp\left[-\sigma_s \int_0^x \Delta(x') dx' \right]}{\exp\left[\sigma_s \int_0^x I(\tau') d\tau' \right] + \exp\left[-\sigma_s \int_0^x \Delta(x') dx' \right]} - 1 \quad (8)$$

式中, $\tau = t - x/c, \tau, x'$ 均为积分过程中的变量, 不会出现在计算结果中, $I(\tau), \Delta(x)$ 分别为边界条件和初始条件, 其中, $I(\tau)$ 即为入射的种子源脉冲, $\Delta(x)$ 为初

始的反转粒子数, 可以由 (1) 式 ~ (4) 式求出。

2 计算结果

现在取如下参数来对上面的方程做运算: 吸收发射截面分别为 $\sigma_{s,21} = 3 \times 10^{-25} \text{ m}^2, \sigma_{p,21} = \sigma_{p,12} = 2.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2$, 抽运光波长 $\lambda_p = 975 \text{ nm}$, 种子脉冲波长 $\lambda_s = 1064 \text{ nm}$, 纤芯面积 $S = 10^{-10} \text{ m}^2$, 上能级寿命 $\tau_c = 800 \mu\text{s}$, 粒子数浓度 $N_0 = 4 \times 10^{21} / \text{m}^3$, 种子脉冲假定为矩形脉冲, 即在入射到双包层端面能量的在脉冲时间内保持不变。

从模拟计算过程发现, 在增益纤芯面积确定的情况下, 光纤对抽运光能量的吸收有一定的限制, 比如在纤芯面积 $S = 10^{-10} \text{ m}^2$ 时, 最多只能在 70m 的长度上吸收约 3.5W 的抽运光功率, 而当纤芯增大时所能吸收的抽运光功率也会增加, 面积增大为原来的 10 倍, 则可以在相同长度上吸收 30W 多的抽运光功率, 而所能吸收的抽运光功率的大小将直接影响到输出功率的大小。所以, 为了得到更大的脉冲激光输出功率, 应尽量增加双包层光纤的芯径。

图 1 为不同的抽运功率下脉冲进入前光纤中稳态的初始反转粒子数密度随光纤长度的分布。由曲线可

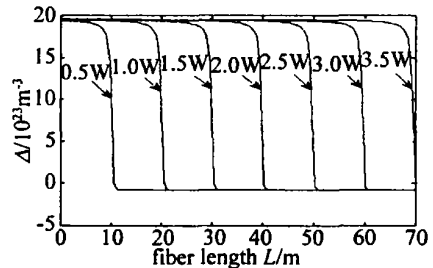


Fig 1 Reverse carries density as a function of fiber length with different pump power

以看出, 随着抽运光的增大, 曲线的平滑部分越来越长, 显然这一段分布曲线平滑的光纤将是在这一抽运光功率下用作放大的最长的光纤长度 L_{max} , 增益光纤长度应该小于 L_{max} 。由于光纤各处的吸收率是基本相同的, 所以, 抽运光功率和最大放大光纤长度基本上是一个正比的关系。由于在以上的分析中没有考虑光纤中的损耗, 故为了使计算结果能更加准确的指导实验的进行, 作者选择的增益光纤长度较短。

图 2 和图 3 分别显示的是在抽运光功率为 3.5W 时对于输入峰值功率为 1W, 1000W 的种子脉冲源, 在不同的脉冲持续时间下的反转粒子数密度随光纤长度的分布情况。

在脉冲放大器中反转粒子数的消耗数量是依赖于输入的种子能量的大小的, 取饱和能量密度 $E_s = h\nu/\sigma^{[7]}$ (ν, σ 分别为对应于种子脉冲的光波频率和发射截面), 它表示使放大器中的反转粒子数消耗到原

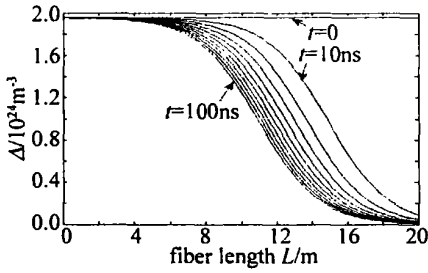


Fig 2 Reverse carriers density as a function of fiber length on different time (every 10ns from 0 to 100ns) when pulse power= 1W

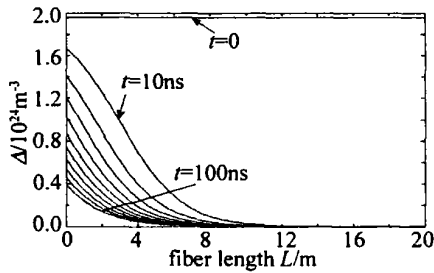


Fig 3 Reverse carriers density as a function of fiber length on different time (every 10ns from 0 to 100ns) when pulse power= 1000W

来的 $1/e$ 所需要的能量。当输入脉冲的能量 $E(0) \ll E_s$ 时, 反转粒子数不会因脉冲通过而有显著的变化, 脉冲的强度轮廓不会改变; 当 $E(0) \approx E_s$ 时, 放大变为非线性的, 脉冲前部放大的更多; 当 $E(0) > E_s$ 时, 存储的能量完全被脉冲扫除。从以上分析可以看出, 反转粒子数能否完全消耗掉取决于输入脉冲的能量。从曲线中可以看到, 对于 1W 的种子脉冲功率, 在经过 100ns 以后光纤中的反转粒子数在接近端面处还有大量剩余, 到 10m 处才消耗至原来的一半, 而 1000W 的峰值功率在 10ns 脉宽时 4m 前即消耗至原来的一半。根据对曲线的积分, 整个长度的总反转粒子数消耗至原来的 $1/e$ 所需的脉冲能量约为 $5.6 \mu\text{J}$ 。因为暂态分析的前提条件是脉宽远小于上能级寿命, 故应选用尽量高的峰值功率, 通过提高峰值功率来提高脉冲能量而不是通过增大脉冲持续时间。在实验时, 可以利用这些曲线来选取合适的种子脉冲功率和脉宽, 以便使积累的反转粒子数能更多的在放大过程中被消耗掉。

综上所述, 放大器部分的最佳增益光纤长度的选择, 应该综合考虑激光种子的单脉冲能量大小和脉冲宽度大小, 以最大反转粒子数消耗为优化依据。

下面计算 10m 光纤的输出功率。上面提到输入的种子脉冲假定为矩形脉冲, 通过在 10m 处的光子密度 I (单位是 $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 随时间分布的曲线可以得到输出脉冲的波形和输出的峰值功率, 通过对曲线积分还可以得到输出脉冲的能量大小。图 4 显示的是一些小功率的种子脉冲 (1W ~ 10W) 输入时输出的光子密度曲线, 由于 1W 到 10W 的峰值功率, 脉宽为 1ns 的脉冲远小于饱和功率, 所以, 脉冲形状在经过放大以后不会有明显改变, 这一点从 1W 的曲线上可以很明显地看

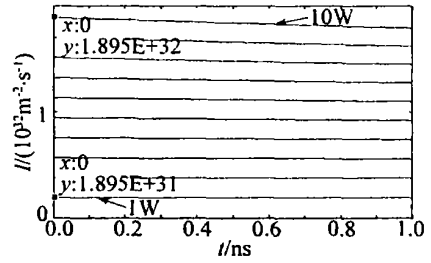


Fig 4 Output photon density as a function of time with different input pulse power (every 1W from 1W to 10W)

出来, 脉冲时间内各点得到了同样的放大, 而 10W 时的脉冲形状已经有了少许改变。图中标出了 10W 和 1W 的波峰值, 换成功率分别为 3.96kW 和 0.396kW, 脉冲能量的放大倍数比较稳定。图 5 为 100W ~ 1000W 峰值功率、1ns 脉宽的种子脉冲输入所对应的

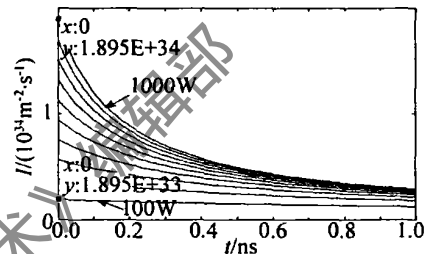


Fig 5 Output photon density as a function of time with different input pulse power (every 100W from 100W to 1000W)

输出曲线, 因 1000W 的种子脉冲其能量已经接近饱和能量, 故脉冲得到了十分不均匀的放大, 脉冲前沿明显的比脉冲后沿得到了更多的放大, 不过脉冲的前沿得到的放大倍数与 10W 左右的放大倍数是相等的。另外, 为了能更加直观地看出脉冲能量的放大情况, 作者将光强对时间积分, 得到表 1 和表 2 所示的数据。

Table 1 Output light power when $t = 1\text{ns}$

input pulse power/W	1	10	10^2	10^3	10^4	4×10^4
pulse duration /ns	1	1	1	1	1	1
input pulse energy/ μJ	0.001	0.01	0.1	1	10	40
output pulse energy/ μJ	0.395	3.85	31.4	133	288	401

Table 2 Output light power when $t = 10\text{ns}$

input pulse power/W	1	10	10^2	10^3	10^4	4×10^4
pulse duration /ns	10	10	10	10	10	10
input pulse energy/ μJ	0.01	0.1	1	10	100	400
output pulse energy/ μJ	3.74	31.4	132.8	288.3	505.2	855.9

由表中可以看出, 在输入脉冲能量比较小的情况下, 脉冲能量被放大的倍数基本上是一样大的, 而随着输入脉冲能量的增大, 放大倍数与输入能量的关系越来越偏离线性关系。从表 2 中的 10kW 与 40kW 这两项对比可以发现, 两者放大以后能量的变化几乎与种子脉冲能量的变化相等。

可以看出,不加纳米 CeO_2 时与加质量分数为 1.5% 纳米 CeO_2 时的磨痕有所不同。不加纳米 CeO_2 时,有明显的粘着现象,磨痕不均匀,且磨损率较高,为严重磨损。而加质量分数为 1.5% 纳米 CeO_2 时,磨痕较细,磨痕比较均匀,且磨损率较低,为轻微磨损。

出现这种区别是由于纳米 CeO_2 的加入,对晶粒的细化和硬度的提高起到强烈的作用。材料抵抗磨损的能力主要与材料的硬度成正比^[11],所以一般情况下,材料的硬度越高,其耐磨性越好。组织细化,强度提高,从而使耐磨性提高。同时磨损还与表面的洁净程度有关,加入纳米 CeO_2 之后,由于其活性比较高,易与空气中的氧形成一层保护性氧化物,从而减少磨损量,提高耐磨性。

3 结 论

(1) 纳米 CeO_2 的加入,形成含 Ce 的 $\text{Ce}_2\text{N}_{11}\text{B}_6$ 相。(2) 纳米 CeO_2 可以明显地改变熔覆层的组织形态,由树枝晶转变为等轴晶,同时可以达到细化组织的作用,抑制熔覆层裂纹的产生。(3) 复合涂层中加入适量的纳米 CeO_2 可以明显地提高熔覆层的硬度。与不加纳米 CeO_2 相比可以提高 270HV_{0.1}。加入纳米 CeO_2 的质量分数为 1.5% 时,性能最好。但是加入过量的纳米 CeO_2 会使熔覆层的性能有所降低。(4) 纳米 CeO_2 的加入,涂层的磨损机理由严重磨损转向轻微磨损。

(上接第 227 页)

下面将计算结果与一组实验的数据对比,实验中相关参数为^[8]: 芯径 25 μm , 光纤长度 7m, 抽运光中心波长 976nm, 抽运功率 5W, 种子脉冲波长 1064nm, 脉冲宽度 780ps 文中没有给出种子脉冲的峰值功率,根据饱和功率的大小,假定峰值功率为 5kW, 取与上面相同的掺杂浓度。这样计算输出的峰值功率为 330.6kW, 输出脉冲能量约为 203.4 μJ 。参考文献 [5] 中相应的实验数据为 306kW 和 255 μJ 。考虑到掺杂浓度和输入脉冲的峰值功率的差异,作者计算出的结果应该和实验是比较吻合的,说明这一理论模型能够与实践很好地吻合,并能用于指导后继实验中的参数选择等。

3 小 结

分析了在脉冲时间远小于 Yb^{3+} 的上能级寿命情况下暂态状态的脉冲放大情况。通过曲线分析了抽运光能量和脉冲峰值功率的关系以及抽运光能量和脉冲时间的关系,分析了反转粒子数密度和输出光强之间的关系。通过这些分析,可以确定脉冲光纤激光器中的种子源、抽运功率、光纤长度、芯径等一些参数,并且

参 考 文 献

- [1] CHEN H, PAN Ch X, PAN L *et al* Development of wear resistant laser cladding [J]. Heat Treatment of Metals 2002, 27(9): 5~10 (in Chinese).
- [2] GLEITER H. Nanostructured materials: basic concepts and microstructure [J]. Acta Materialia 2002, 48(1): 1~29.
- [3] HE Y, HUANG Z, QI H *et al* Oxidation behavior of microcrystalline Ni₂₀CrY₂O₃ ODS alloy coatings [J]. Materials Letters 2000, 45(2): 79~85.
- [4] SURYANARAYANA C. Mechanical alloying and milling [J]. Progress in Materials Science 2001(46): 1~184.
- [5] HU M L, XIE Ch Sh, ZHU B L *et al* Fractography study on cracking behavior of laser-clad multilayer coatings [J]. Transactions of Materials and Heat Treatment 2001, 22(2): 23~26 (in Chinese).
- [6] SHEN Y F, CHEN J Zh, FENG Zh Ch *et al* Distribution and behavior of rare earth in laser coating [J]. Journal of the Rare Earth Society 1997, 15(4): 344~349 (in Chinese).
- [7] XU Y, JIH, CHEN X *et al* Effect of laser surface melting treatment on the structure and corrosion resistance of rare earth permeating layer of pure iron [J]. Journal of the Rare Earth Society, 2001, 19(4): 346~349 (in Chinese).
- [8] LIM X, HE Y Zh, SUN G X. Al₂O₃ nanocrystalline/Ni based alloy composite coatings produced by laser cladding [J]. Chinese Journal of Lasers 2004, 31(9): 1149~1152 (in Chinese).
- [9] YU Z S, ZHU Y Y. The rare earth in iron [M]. Beijing Metallurgical Industry Press 1982: 38~297 (in Chinese).
- [10] LI A M, XU B F, PAN Y J. Effect of La₂O₃ microstructure and property of TiC/Ni based composite coating [J]. Journal of Iron and Steel Research 2003, 15(1): 57~61 (in Chinese).
- [11] LI H D, XIAO JM. Material surface and interface [M]. Beijing Tsinghua University Press 1990: 1~198 (in Chinese).

将理论分析与参考文献中的实验结果做了对比,对比表明,这一理论模型能够很好地与实践相符合。

参 考 文 献

- [1] WU Z L, CHEN G F, WANG X H *et al* Numerical analysis of Yb³⁺ doped double-clad fiber laser [J]. Acta Photonica Sinica 2002, 31(3): 332~334 (in Chinese).
- [2] WEI W L, YAN P, OU P *et al* Numerical analysis and experimental results of output characteristics for strongly pumped Yb³⁺ doped double-clad fiber laser [J]. Optical Technique 2004, 30(1): 13~16 (in Chinese).
- [3] PASCHOTTA R, NILSSON J, TROPPER A C *et al* Ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. IEEE J Q E 1997, 33(7): 1049~1056.
- [4] WEI W L, OU P, YAN P *et al* Side-pumping coupler technology for double-clad fiber [J]. Laser Technology 2004, 28(2): 116~120 (in Chinese).
- [5] DONG Sh F, CHEN G H, YANG L Zh *et al* Studies on the pump coupling and laser feedback in double-cladding fiber lasers [J]. Laser Technology 2003, 27(6): 523~525 (in Chinese).
- [6] SHEN K. Principle of laser [M]. Beijing: Beijing Industrial College Publishing House 1986: 339~348 (in Chinese).
- [7] SHAPIRO S L. Ultrashort light pulses: picosecond techniques and applications [M]. Beijing: Science Press 1987: 81~83 (in Chinese).
- [8] TEODORO F D, KLINER D A V. Diffraction-limited 300kW peak power pulse from a Yb-doped fiber amplifier [J]. CLEO, 2002, CTHX4 592~593.