

文章编号: 1001-3806(2008)04-0340-03

超辐射掺铒光纤脉冲放大器的时间特性分析

超 星, 闫 平, 巩马理*

(清华大学 精密仪器与机械学系 光子与电子技术研究中心, 北京 100084)

摘要: 为了分析掺铒光纤脉冲超辐射放大器的输出特性, 通过对时变激光速率方程求解的方法, 进行了理论分析和数值验证, 获得了系统对不同调制频率的响应和输出特性。结果表明, 在一定频率范围内, 将产生高峰值超辐射脉冲序列。用 0.1W 抽运 1m 铒光纤放大, 种子具有纳秒级调制周期且占空比为 1/2 时, 输出脉冲峰值渐减, 约 200ns 后渐趋稳定。通过调节种子信号的光谱特性、调制特性并选择合适的光纤参量, 可以控制放大脉冲性质。这一结果为利用超辐射光纤光源产生高功率、光谱性质可调的脉冲提供了有效途径, 在 1.5 μ m 大气窗口及远程应用中具有实际价值。

关键词: 光纤光学; 超辐射光纤光源; 有限差分方法; 脉冲放大器

中图分类号: TN253 文献标识码: A

Time-dependent characteristics of pulsed Er-doped superfluorescent fiber amplifiers

CHAO Xing, YAN Ping, GONG Ma-li

(Center for Photonics and Electronics, Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract After solving time-dependent rate equations, the transient performance of superfluorescent fiber amplifiers was studied and the system's output characteristics and response to different modulation frequency were obtained. As long as modulation rate is within a certain range, high-peak power pulses would be generated. For 1m Er-doped fiber pumped by 0.1W and the seed modulated in nanosecond range with duty cycle of 50%, the amplifier outputs pulses with declining peaks and stabilizes after about 200ns. Characteristics of the amplified signal could be controlled by monitoring the seed pulse and spectral properties. The study suggests possible means to produce high power pulses with amplified spontaneous emission fiber source whose mean wavelength and spectral width are manipulable and has practical value in long-distance application within 1.5 μ m atmospheric window.

Key words fiber optics; superfluorescent fiber source; finite difference method; pulse amplifier

引 言

超辐射(或放大自发辐射(amplified spontaneous emission, ASE))光纤光源(superfluorescent fiber source, SFS)自 1987 年出现^[1]至今,已在包括光纤陀螺^[2]、通讯、高灵敏度光谱分析^[3]等诸多方面有所应用。现有研究建立了超辐射光源的稳态模型,并据此对其多种输出特性加以分析^[2],也在实验结果上向着更高功率^[3-4]、更宽谱线^[5-6]和更稳定^[7]等方向发展,但以连续输出为主,在时间特性方面却鲜有涉及。普通脉冲光纤放大器和调 Q 光纤激光器的动态特性分析^[8-10]对超辐射光纤脉冲放大的研究可有所借鉴,但它们在物理上仍存在差异,输出特性和应用范围上也有不同。在现有文献中,还无法找到对超辐射光纤光源时变特性的分析和研究。事实上,高峰值脉冲超辐射光源在

远距离超光谱成像等超辐射光源的远程应用方面具有可观的实用价值,掺铒超辐射光纤光源的输出频带又位于 1.5 μ m 附近大气窗口,具有重要的研究意义。作者将着眼于掺铒超辐射光纤光源的脉冲放大方法及结构,研究这一过程中的响应和光谱特性。

1 理论及数值模型

本文中讨论了 980nm 抽运、长度 $L = 1$ m 的掺 Er 光纤。忽略绿光发射、抽运态吸收和抽运能级粒子数,激光能级视为简化二能级系统。数值模拟过程基于以下 $2n + 2$ 个偏微分方程, n 为将宽增益带分割成的频带数:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{21}} \left[\sum_i \frac{P_{s_i}}{P_{s_i, \text{sat}}} + \frac{P_p}{P_{p, \text{sat}}} + 1 \right] N_2 - \frac{1}{\tau_{21}} \times \left[\sum_i \frac{P_{s_i}}{P_{s_i, \text{sat}}} + \frac{P_p}{P_{p, \text{sat}}} \right] N_d = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial P_{s_i}^{\pm}}{\partial z} \pm \frac{1}{v} \frac{\partial P_{s_i}^{\pm}}{\partial t} = \pm \frac{A_c}{A_s} \left\{ [\sigma_e(v_{s_i}) N_2 - \sigma_a(v_{s_i}) N_1] P_{s_i}^{\pm} + \sigma_e(v_{s_i}) N_2 \cdot 2h\nu_{s_i} \left[\frac{\Delta\nu}{n} \right] \right\} \quad (2)$$

作者简介:超 星(1984)女,硕士研究生,主要从事光纤激光技术方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: gongm@mails.tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2007-04-19; 收到修改稿日期: 2007-05-23

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{A_c}{A_p} \sigma_a (N_p) N_i P_p \quad (3)$$

式中, v 为超辐射光和抽运光的群速度 (忽略色散效应时二者相等), z 为光纤长度方向坐标, n 为频带总数, i 表示频带序号, h 为普朗克常量, t 为时间。其它参量在表 1 中定义, 数值参考现有文献^[11]。方程组的空间边界条件由抽运模式和光纤端面反射率决定。时间边界条件由系统调制方式和初始条件下的稳态特征决定。以下将讨论超辐射光种子经调制后放大的时变模型。

Table 1 Definition of parameters

N_d	ion concentration	A_p	pump mode area	σ_e	emission cross section
N_2	upper laser state population	A_c	fiber core area	σ_a	absorption cross section
N_1	lower laser state population	A_s	signal mode area	ν_s	signal frequency
$\Delta\nu$	homogeneous linewidth	P_s^\pm	forward/backward signal power	ν_p	pump frequency
τ_{21}	fluorescent lifetime	P_p	pump power	P_{sat}	saturation power

2 超辐射光纤脉冲放大器增益调制特性

如图 1 所示, 系统由双程正向结构 (double pass forward, DPF) 超辐射光纤光源作为一级种子输出, 经

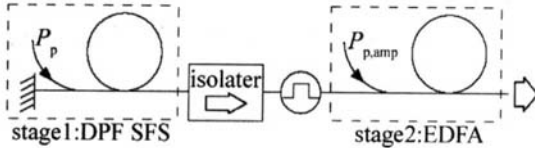


Fig 1 System scheme for ASE amplifier

过激光调制器形成方波型、占空比 1/2 的脉冲种子信号, 输入二级光纤放大 (Er-doped fiber amplifier EDFA)。分别以编号 1、2 代表调制后信号有、无的区域。放大级参量在下标中以 “amp” 表示。超辐射光纤脉冲放大器的特点在于, 其种子和放大过程的增益都是宽谱的, 因此不仅能够通过其获得宽频带的脉冲放大, 也可以根据需要插入特定的滤波装置或设置多级结构, 以调整不同频率的增益关系, 获得所需的光谱输出。这也决定了超辐射光纤脉冲放大器与普通脉冲放大器最大的不同在于, 不仅增益介质是宽带增益的, 系统中使用的反射、隔离、滤波器件也都必须是宽带的或在特定波段满足相应透过率要求的。此外, 直接将调制器插入一级双程超辐射光纤光源的光纤端面与反射镜之间而省去二级光纤, 还可将系统改进为单级的自种子、自放大超辐射脉冲光源。

由激光产生的物理机制, 虽然光纤端面处的功率可由于边界条件的变化发生突变, 但光纤中反转粒子数只能渐变, 二者的不同步使光纤光源或放大器在不

同稳态间存在具有时变特性的过渡阶段。一级种子输出特性可由稳态方程解得。二级部分为脉冲光纤放大器, 由于输出种子为方波型调制, 且抽运功率为常量, 放大器抽运端的粒子数方程具有指数形式的解析解:

$$N_{2,amp}(Q, t) = \left[N_{2,amp}(Q, 2nT) + \frac{\beta_1}{\alpha_1} \right] \times \exp(-\alpha_1 t) - \frac{\beta_1}{\alpha_1}, \quad (2nT < t < (2n+1)T) \quad (4)$$

$$N_{2,amp}(Q, t) = \left[N_{2,amp}(Q, (2n+1)T) + \frac{\beta_2}{\alpha_2} \right] \times \exp(-\alpha_2 t) - \frac{\beta_2}{\alpha_2}, \quad ((2n+1)T < t < 2(n+1)T) \quad (5)$$

其中,

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{\tau_{21}} \left[\sum_i \frac{P_{si,amp}}{P_{si,sat,amp}} + \frac{P_{p,amp}}{P_{p,sat,amp}} + 1 \right] \quad (6)$$

$$\beta_{1,2} = -\frac{1}{\tau_{21}} \left[\sum_i \frac{P_{si,amp}}{P_{si,sat,amp}} + \frac{P_{p,amp}}{P_{p,sat,amp}} \right] N_{d,amp} \quad (7)$$

由此可得特征时间 $\tau_{fall} = 1/\alpha_1$, $\tau_{rise} = 1/\alpha_2$, 分别表征抽运端反转粒子数上升和下降的快慢。当这一时间显著长于信号调制周期时, 放大器的增益对脉冲种子的响应很小。相对反转粒子数调制 $\Delta N_{inv} / \bar{N}_{inv}$ 越大, 放大器增益在调制信号影响下的波动越大, 脉冲放大的畸变也就越大^[12]。

在两级中使用相同类型和长度的光纤。不同放大器抽运功率下光纤抽运端面处反转粒子数呈指数规律变化, 表 2 中列出了不同放大器和种子源抽运功率下放大器增益对脉冲响应的特征时间。

Table 2 Characteristic times for different pump power

$P_{p,amp}/W$	P_p/W	$\tau_{fall}/\mu s$	$\tau_{rise}/\mu s$
0.1	0.1	48.3	155
0.5	0.1	21.7	31.4
2.5	0.1	5.8	6.3
0.1	0.5	11.3	155
0.5	0.5	8.8	31.4
2.5	0.5	4.2	6.3

图 2 示出不同调制频率下掺铒光纤放大器对脉冲 ASE 种子的响应。曲线发生转折处的频率对应放大器

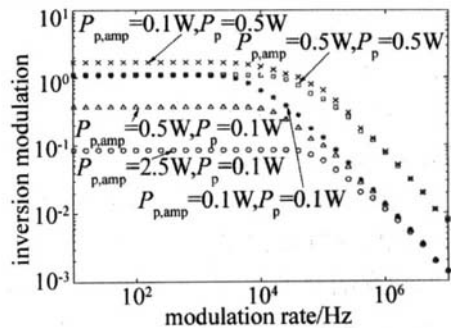


Fig 2 Relative response of population inversion

响应的特征时间。相同 ASE 抽运功率下的曲线在高频调制时汇集至同一直线,说明放大器对高频调制种子的响应与其抽运功率无关。由图 2 曲线特征可见,以这一方法对 ASE 种子进行脉冲放大时,放大级增益在种子调制频率超过某一值后响应逐渐减小,对千赫兹范围以上高频信号的放大过程具有较小的畸变。

3 超辐射光纤脉冲放大器输出特性

无种子输入时放大级光纤看作单程 ASE 光源,其稳态输出作为时变问题的初始条件考虑。对偏微分方程组的求解通过有限差分方法完成。图 3 示出信号调制周期分别为 5ns 和 50ns 时放大后输出的瞬态脉冲波形。由图可见,放大器输出峰值逐一递减的脉冲序

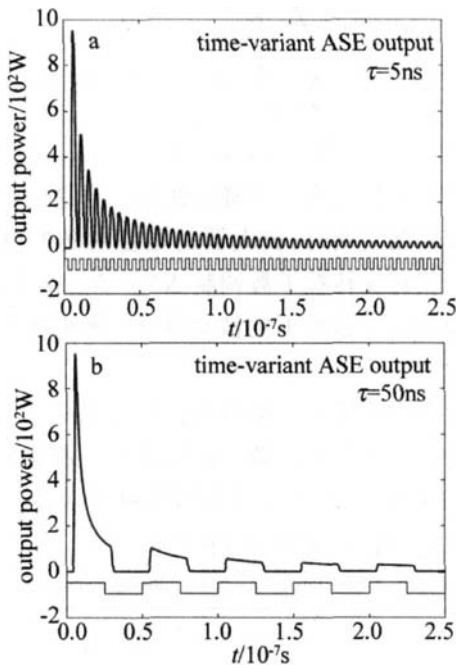


Fig. 3 Output waveform

列,在 200ns 以后逐渐趋于稳定。由于此时放大器输出的初始几个脉冲功率很高,反转粒子数被大量消耗,因此种子消耗粒子的速度远大于抽运对其恢复的速度,输出脉冲过程中增益逐渐减小。实际上,由 (6) 式可以推断,粒子数消耗的速度总是大于恢复速度,直至信号光功率远小于抽运时趋于相等。因此,占空比 1/2 时,只有抽运大大强于信号光时才可能输出稳定的脉冲序列。减小种子占空比,使无信号时的粒子数分布达到稳态,也可实现这一点。

由于超辐射光纤脉冲放大器的特点所在,其输出光谱特性是研究的一大兴趣点。不同光纤条件、不同调制特性下,输出谱宽和平均波长相应地变化,为构建光谱性质可调的脉冲输出提供了可能。图 4 和图 5 分别示出不同频率的种子经放大后输出信号光的谱宽和平均波长波动。此时双程正向 ASE 输出种子平均波

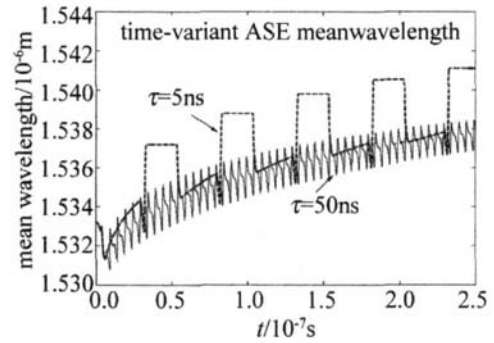


Fig. 4 Output spectral width

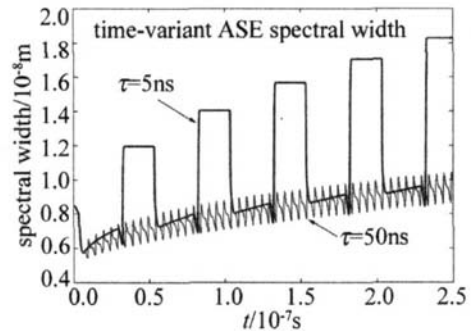


Fig. 5 Output mean wavelength

长 1541nm,谱宽 15.7nm,对比图 3 图中数值较高的方形上沿部分对应没有脉冲信号输出时放大级光纤中自身产生的 ASE 光对应的值,而放大的脉冲输出由于增益高而具有偏低的平均波长和谱宽,并且其值随峰值功率降低而增加。不同信号频率下,平均波长和谱宽有相应调制,但输出脉冲的光谱性质与调制频率并无直接关系。因此,对于所需放大信号的脉冲和光谱特性可以根据需要分别调节。

4 结 论

作者通过求解时变激光速率方程,针对超辐射种子外调制放大结构,研究了掺 Er 超辐射光纤脉冲放大器的瞬态响应特征。计算基于稳态,在不同边界条件下解析或数值地获得时变的特性。结论表明,超辐射光纤放大器具有宽谱输入、宽谱增益及输出光谱特性可调的特点。与一般光纤放大器类似,对千赫兹以上的信号有较小的增益调制,因此高频信号的放大较低频具有较小畸变。用 0.1W 抽运 1m 钕光纤放大,种子具有纳秒级调制周期且占空比为 1/2 时,放大器输出峰值渐减的脉冲,约 200ns 以后逐渐趋于稳定。采用高功率的抽运,或调节种子信号占空比可以获得高频率稳定脉冲序列输出。放大过程中,ASE 种子的平均波长和谱宽随功率的增加减小,但与调制频率没有直接关系,因此,可分别控制不同参量以获得所需光谱和脉冲特性的脉冲。这一结果为获得光谱性质可调的高功率超辐射输出提供了有效途径。

(下转第 352 页)

随着冲击波的衰减, 径向膨胀的速度逐渐超过轴向膨胀的速度。因此, 采用旋转椭球体作为等离子体冲击波的三维模型更为合适。即: $\frac{X^2}{B} + \frac{Y^2}{B} + \frac{Z^2}{A} = 1, A \gg B$, 这里 B 为旋转椭球的半短轴, A 为旋转椭球的半长轴, 以激光入射方向 (Z 轴) 为旋转轴。特别提出的是, 这里 A, B 不再为常数, 而是时间 t 及约束层介质马赫数 Ma 等相关变量的函数 (在以后的研究中将重点研究相关模型的建立及各参量的推导)。

3 结论与展望

为解决 MEMS 产品的可靠性问题, 对 MEMS 材料进行 μ LSP 是一种有效的途径, 也是值得大范围推广的技术手段。相对于 LSP, μ LSP 在理论分析及复杂性上更有显著的不同。在微尺度效应、材料的弹塑性理论、材料非线性等方面尤其值得关注。对于 μ LSP 的等离子体冲击波模型, 采用旋转椭球面模型从等离子体的物理发展过程、空间结构特性, 都符合其实际的发展规律。为进一步地研究三维等离子体冲击波模型奠定了理论基础。

较之 LSP, μ LSP 允许高的激光重复频率、较小的激光作用区域, 为处理 MEMS 组件, 特别是处理复杂几何外形的 MEMS 组件提供了灵活、独特的实用性。然而到目前为止, μ LSP 的理论尚不成熟, 对于 μ LSP 的物理发展过程的相关模型尚不完善。随着 MEMS 的应用日益广泛, 必将推动 μ LSP 的研究更加深入与完善。

参 考 文 献

[1] van SPENGEN W M, ROBERTS P, ROBERT M, *et al*. A low frequer

(上接第 342 页)

参 考 文 献

[1] D'GONNET M J F. Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers [M]. New York: Marcel Dekker, 2001: 313-340
 [2] WYSOCKI P F, D'GONNET M J F, KIM B Y, *et al*. Broadband fiber sources for gyros [J]. Proc SPIE, 1991, 1585: 371-382
 [3] XIE Ch X, LV F Y, ZHANG Sh M, *et al*. High power Er/Yb codoped fiber superfluorescent source [J]. Laser Technology, 2006, 30(1): 34-36 (in Chinese).
 [4] GUO X D, QIAO X G, JIA Zh A, *et al*. A simple high power L-band superfluorescent fiber source [J]. Laser Technology, 2005, 29(4): 364-369 (in Chinese).
 [5] WANG X L, MING H, HUANG W C. A novel two-stage erbium amplified spontaneous emission fiber source with 80nm bandwidth [J]. Proc SPIE, 2005, 6019: 601948-1-601948-8
 [6] LIU Y, WANG J, ZHAO Ch G, *et al*. Home-made broad bandwidth

cy electrical test setup for the reliability assessment of capacitive RF MEMS switches [J]. Journal of Micromechanics and Microengineering 2003, 13(5): 604-612
 [2] ZHANG W W, YAO Y L. Microscale laser shock processing of metallic components [J]. ASME Journal of Manufacturing Science and Engineering 2002, 124(2): 369-378
 [3] YU Z L, GAO Ch Y, ZENG D Y, *et al*. Study of the surface qualities of laser shock processing zones using an artificial neural network [J]. Laser Technology, 2001, 25(1): 1-6 (in Chinese).
 [4] WANG F, YAO Zh Q. Experimental research of laser shock processing brass [J]. Laser Technology, 2006, 30(5): 511-513 (in Chinese).
 [5] SPEARING S M. Materials issues in microelectromechanical systems (MEMS) [J]. Acta Materialia 2000, 48(1): 179-196
 [6] QIAN J, ZHAO Y P. Materials selection in mechanical design for micro-sensors and micro-actuators [J]. Materials and Design, 2002, 23(7): 17-19.
 [7] ZHOU N, QIAO D J. Material dynamics under pulse beam radiation [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002: 52-73 (in Chinese).
 [8] LINDHOLM U S. Techniques in metals research [M]. New York: Interscience Press, 1971: 178-181.
 [9] ZHANG W W, YAO Y L, NOYAN I C. Microscale laser shock peening of thin films: part II: experiment modeling and simulation [J]. ASME Journal of Manufacturing Science and Engineering 2004, 126(1): 10-17
 [10] FABRO R, FOURNIER J, BALLARD P, *et al*. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry [J]. J A P, 1990, 6(2): 775-784.
 [11] ZHANG W W, YAO Y L. Improvement of laser induced residual stress distributions via shock waves [M]. New York: ICALPO, 2000: 183-192.
 [12] ZHANG W W, YAO Y L. Modeling and simulation improvement in laser shock processing [J]. New York: ICALPO, 2001: 221-223
 [13] VOGEL A, BUSCH S, PARLITZ U. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water [J]. J Acoust Soc Amer 1996, 100(1): 148-165
 source and its application in fiber Bragg gratings [J]. Laser Technology, 2006, 30(4): 392-394 (in Chinese).
 [7] PARK H G, D'GONNET M, KINO G. Er-doped superfluorescent fiber source with a ± 0.5 ppm long term mean-wavelength stability [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2003, 21(12): 3427-3433.
 [8] WANG Y, PO H. Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifiers for high power pulse amplification [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2003, 21(10): 2062-2070.
 [9] ZHAO SH, ZHAN Sh B, FU K, *et al*. Dynamic response of high power Er³⁺/Yb³⁺ codoped double-clad fiber amplifiers [J]. Optoelectronics Engineering 2006, 33(6): 124-129 (in Chinese).
 [10] LU X M. Effective numerical algorithm for fiber amplifiers [J]. Opt Engng 2005, 44(3): 035001-1-035001-7
 [11] SUN L F, LOU Q H, ZHOU J, *et al*. Frequency response and transient gain of Yb-doped double-clad fiber amplifier [J]. Acta Photonica Sinica 2004, 33(11): 1286-1289 (in Chinese).