

激光器弛豫振荡过程中光场的偏振特性*

杨乾锁 竺乃宜 张恒利 余西龙

(中国科学院力学研究所高温气体动力学开放实验室 北京 100080)

提要 利用矢量型激光方程分析了激光器弛豫振荡过程中光场脉冲的偏振特性. 结果发现, 在弛豫振荡过程中的光场具有线偏振特性, 偏振方向随时间发生变化; 在掺钕单横模光纤激光器的弛豫振荡过程中的光场表现出这种偏振特性.

关键词 激光方程, 光纤激光器, 弛豫振荡, 偏振

1 引言

偏振是激光器的一个主要特征. 对于连续方式工作的激光器, 一般分为线偏振状态和椭圆偏振状态. 对于线偏振的激光器, 激光光场有固定的偏振方向. 由于近年来应用的需要和激光器结构的限制, 许多研究者开展了对脉冲方式工作的激光器偏振特性的研究, 在一些以脉冲方式工作的激光器中, 研究者发现输出的激光脉冲序列具有线偏振特性, 而每个脉冲的偏振方向在某些方向上交替变化^[1]. 这种奇异的偏振状态, 不仅在低频抽运调制激光器中可以观察到^[1], 而且在自锁模和高频自调制的激光器中也存在^[2-4]. 在这类激光器中, 有一个共同的特征就是在两个相互垂直的方向上, 光强交替变化, 又称之为 Antiphase 效应^[1-6]. 理论分析表明, 在这种特殊形式的变化过程中, 光场表现出线偏振的特征, 而偏振方向随时间连续变化^[1,2,5]. 利用四分之一波片和格兰棱镜, 在抽运被调制的掺钕光纤激光器中, 观测到了光场的这种偏振特性^[1].

尽管 S. Bielawski 等对激光器弛豫振荡中的光脉冲作了分量探测, 但未从理论和实验上指出弛豫振荡中光脉冲的偏振特性^[6]. 本文的目的是通过数值模拟分析, 从理论上找出弛豫振荡过程的偏振特性. 数值模拟结果发现, 在弛豫振荡过程中, 光场具有线偏振的特性, 偏振方向随时间发生变化. 利用掺钕的单横模光纤激光器验证了这一结论.

2 理论分析

在绝热条件近似下^[7], 对于象 CO_2 , Nd^+ 等这些 B 类激光器来讲, 描述其偏振特性的激光动力学方程为^[2]

* 国家自然科学基金(编号: 19982005)资助项目.

收稿日期: 1999-05-05; 收到修改稿日期: 1999-06-28

$$\begin{aligned}
 E_{rx} &= \frac{g^2}{\gamma_{\perp}} \int_0^{2\pi} N_m [E_{rx} \cos^2 \theta + E_{ry} \sin \theta \cos \theta] d(\theta, t) d\theta - \kappa_x E_{rx}, \\
 E_{ix} &= \frac{g^2}{\gamma_{\perp}} \int_0^{2\pi} N_m [E_{ix} \cos^2 \theta + E_{iy} \sin \theta \cos \theta] d(\theta, t) d\theta - \kappa_x E_{ix}, \\
 E_{ry} &= \frac{g^2}{\gamma_{\perp}} \int_0^{2\pi} N_m [E_{ry} \sin \theta \cos \theta + E_{ry} \sin^2 \theta] d(\theta, t) d\theta - \kappa_y E_{ry}, \\
 E_{iy} &= \frac{g^2}{\gamma_{\perp}} \int_0^{2\pi} N_m [E_{ix} \sin \theta \cos \theta + E_{iy} \sin^2 \theta] d(\theta, t) d\theta - \kappa_y E_{iy}, \\
 d(\theta, t) &= R - \gamma_{\parallel} d(\theta, t) - \frac{2g^2}{\gamma_{\perp} \sum_{\delta=r,i}} (E_{\delta x} \cos \theta + E_{\delta y} \sin \theta)^2 d(\theta, t) \quad (1)
 \end{aligned}$$

这里, E_{rx} , E_{ry} , E_{ix} 和 E_{iy} 分别表示电场在 x 方向和 y 方向的实部和虚部分量; $d(\theta, t)$ 为对应的电偶极子取向和 x 轴所成的夹角为 θ 的反转粒子密度; γ_{\parallel} 和 γ_{\perp} 分别为增益介质的纵向和横向弛豫速率; R 为抽运速率; κ_x 和 κ_y 为两个方向上电场分量在激光腔中的损耗系数; g 为耦合系数; N_m 为反转粒子的角向分布系数. 对于一般的增益介质, N_m 沿径向为各向同性. 在数值模拟中, N_m 不随径向角变化, N_m 和 g^2/γ_{\perp} 归一化; 其他参数为: $\kappa_x = \kappa_y = 2.0 \mu\text{s}^{-1}$, $\gamma_{\parallel} = 0.0025 \mu\text{s}^{-1}$ (这相当于上能级粒子寿命为 $\gamma_{\parallel}^{-1} = 400 \mu\text{s}$), $R = 0.07 \mu\text{s}^{-1}$. 取抽运为抽运存在和抽运为零具有相同的时间宽度的方波形式, 周期为 $200 \mu\text{s}$.

理论分析表明, 无论如何变化, 只要电场分量满足 $E_{rx}E_{iy} = E_{ry}E_{ix}$, 无论偏振方向如何, 光场具有线偏振的特性. 即电场矢量的实部和虚部具有相同或相反的方向. 对应的实部和虚部关于 x 和 y 分量的相图具有相似的特性^[2].

3 数值模拟和实验结果

数值模拟结果如图 1 所示. 图 1 (a), (b) 为 x 和 y 方向上的光强, 而 (c) 和 (d) 分别为电场实部和虚部的相图. 由此可以看出, 实部和虚部的相图是相似的. 在数值模拟过程中, 电场分量满足等式: $E_{rx}E_{iy} = E_{ry}E_{ix}$. 因此, 这种弛豫振荡中的光脉冲具有线偏振的特性, 而在图 1 (c) 和 (d) 中也反映出 x 和 y 方向上的光强具有互补特点. 这种变化表现出偏振方向随时间发生连续变化. 进一步的数值模拟还说明, 在高于阈值十倍, 甚至更高的抽运参数范围内, 至少在弛豫过

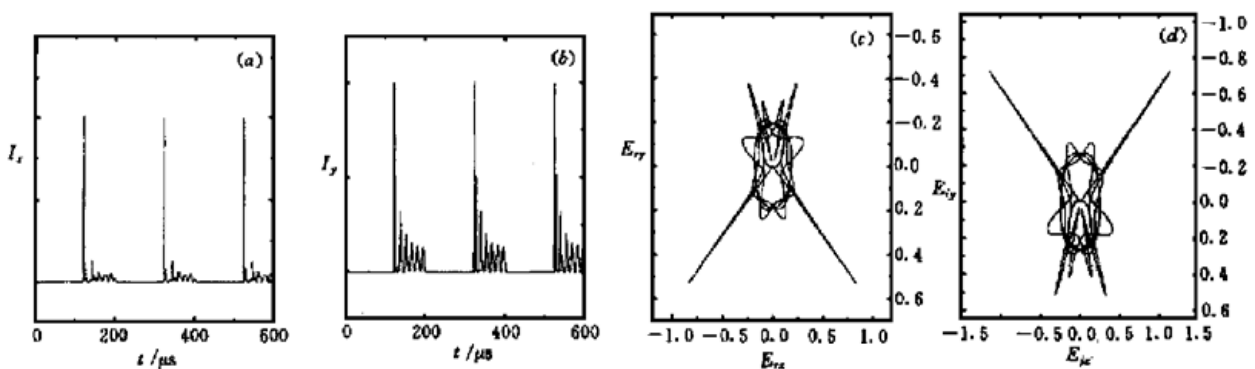


图 1 弛豫振荡过程中, x (a) 和 y (b) 方向上光强的波形及电场实部 (c) 和虚部 (d) 对应的相图

Fig. 1 Light intensity waveforms along x (a) and y (b) direction, real (c) and imaginary (d) part portraits of the electric field during the relaxation oscillation

程的前期, 光脉冲的这种线偏振特性仍可保持. 其持续时间的长短还与激光器的其他参数有关. 而弛豫振荡的后期, 进入椭圆偏振状态.

为了验证上述计算结果, 用单横模掺钕光纤激光器进行了实验. 实验装置如图 2 所示. 这里, L_1 和 L_2 为两块正透镜, 增益介质 FL 为一段 3 m 长的掺钕离子单横模光纤, 光纤的一端紧贴一个平面全反镜 M_1 , 另一端紧贴一个反射率高达 99% 的平面镜 M_2 . 从全反镜的一端, 用输出波长为 514.5 nm 的氩离子激光作为抽运源, 用一个调制频率为 2 kHz 的斩波器 C 形成方波抽运. 在没有斩波器的情况下, 4 mW 的抽运可以使光纤激光器发光, 形成波长为 1.06 μm 的激光与抽运光从光纤的另一端输出, 抽运光被滤波片 F 滤掉. 在连续输出时, 激光器处于非线偏振状态. 在调制状态下形成的激光首先通过一个四分之一波片 QWP, 然后通过一个格兰棱镜 GL, 这里格兰棱镜的两个通光偏振方向和四分之一波片的光轴成 45°角. 从格兰棱镜输出的两束线偏振光被两个光电二极管 P_1 和 P_2 接收后送至数字示波器 DS.

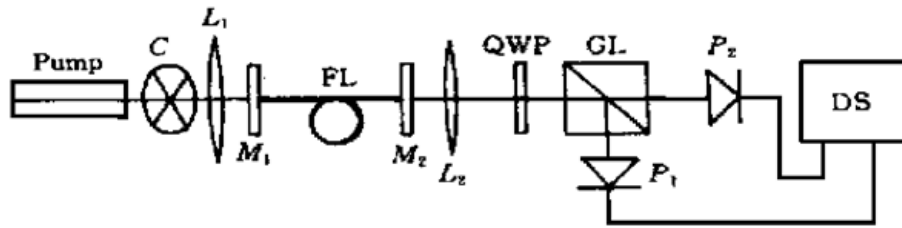


图 2 实验装置

Fig. 2 Experiment setup

图 3 为典型的弛豫过程中总光强随时间的变化情况. 这里, 抽运功率为 20 mW. 理论分析表明, 如果光纤激光器输出的激光脉冲具有线偏振的特性时, 经过上述四分之一波片和格兰棱镜后, 输出的两个线偏振光束的光强应该永远相等^[1]. 这样两束线偏振光的时间波形应该相同, 由此对应的相图是一条直线. 图 4(a), (a') 和 (a'') 为没有四分之一波片时, 两束偏振光的强度随时间变化的波形和对应的相图. 由此可以看出, 相图并不是一条直线, 这反映了偏振方向随时间的变化. 当插入四分之一波片时, 相图变为一条直线, 如图 4(b'') 所示. 而对应的两束光的波形也相同, 如图 4(b) 和 (b') 所示. 由此可以肯定, 在激光器弛豫振荡过程中, 光脉冲具有线偏振的特性.

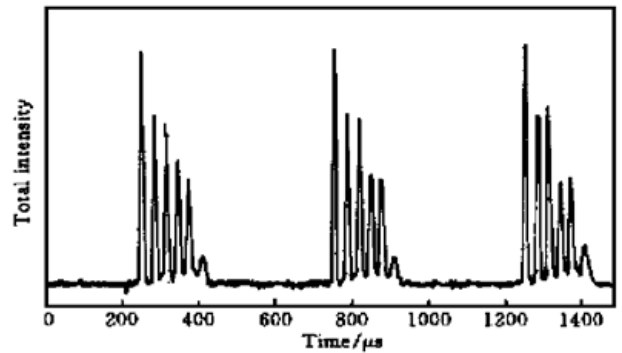


图 3 弛豫振荡过程中实验测得的典型总光强随时间的变化. 氩离子激光器的抽运功率为 20 mW

Fig. 3 Typical total light intensity relaxation oscillation waveforms where the pump power of Ar⁺ laser is 20 mW

对比图 3 和图 4(b) 及 (b') 可以发现, 总光强波形和插入四分之一波片后的弛豫振荡波形完全一样, 其原因在于来自格兰棱镜的两束光的光强等于总光强的一半. 而由图 4(a) 和 (a') 可以发现, 每个弛豫振荡过程在两个方向上的光强却有所不同, 而总光强的波形相同. 另外, 当把抽运强度提高到 200 mW 时, 激光光场的这种变方向的线偏振特性仍然存在.

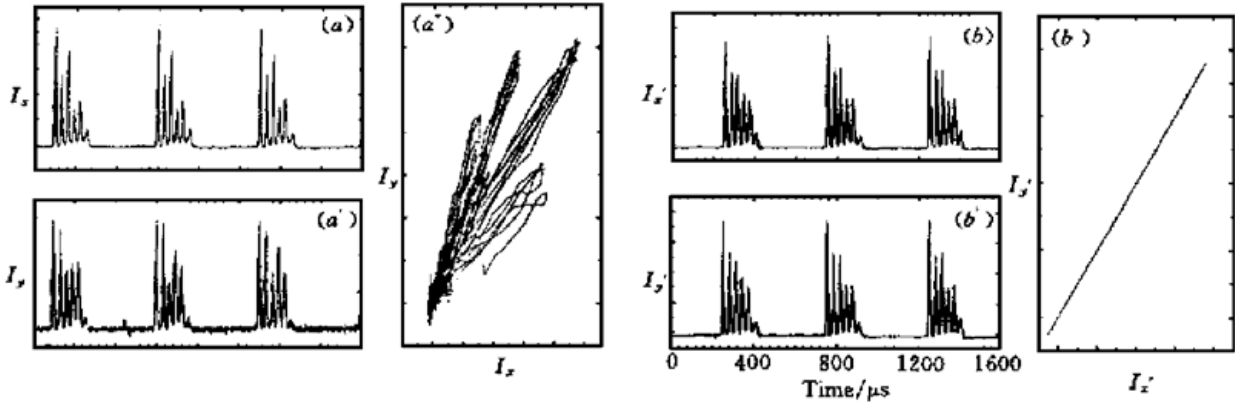


图4 在抽运功率为 20 mW 的弛豫振荡过程中, (a) 和(a') 为没有四分之一波片时,两个相互垂直方向上光强分量随时间变化的波形及其对应的相图(a'); (b) 和(b') 为插入四分之一波片时两个相互垂直方向上光强分量随时间变化的波形及其对应的相图(b')

Fig. 4 Relaxation oscillation waveforms of the light intensities in the two orthogonal directions and the corresponding portraits. (a), (a') and (a'') without quarter-wave plate, (b), (b') and (b'') with quarter-wave plate. The pump power is 20 mW

参 考 文 献

- 1 Yang Qiansuo, Wang Pengye, Dai Jianhua *et al.*. Alternating linear polarization state in a neodymium-doped fiber laser with modulated pump. *Chinese Physics Letters*, 1997, **14**(11): 834~ 837
- 2 Qiansuo Yang, Pengye Wang, Jianhua Dai *et al.*. Vectorial equations and polarization characteristics of pulsed lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1998, **34**(7): 1135~ 1141
- 3 M. Brunel, M. Vallet, G. Ropars *et al.*. Model analysis of polarization self-modulated lasers. *Phys. Rev. A*, 1997, **55**(2): 1391~ 1397
- 4 W. H. Loh, Y. Ozeki, C. L. Tang. High-frequency polarization self-modulation and chaotic phenomena in external cavity semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(26): 2613~ 2615
- 5 Qiansuo Yang, Naiyi Zhu. Dynamics and polarization properties of a self-modulated laser with an intra-cavity quarter-wave plate. *Opt. Commun.*, 1999, **167**(1~ 6): 141~ 148
- 6 S. Bielawski, D. Derozier, P. Glorieux. Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(5): 2811~ 2822
- 7 C. O. Weiss, R. Vilaseca. *Dynamics of Lasers* Weinheim. Germany: VCH, 1991. 38~ 39

Polarization Feature of A Relaxation Oscillation Laser

Yang Qiansuo Zhu Naiyi Zhang Hengli Yu Xilong

(Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract Using vectorial laser equation, the polarization feature of a relaxation oscillation laser is numerically analyzed. The numerical results reveal that the light field in the relaxation oscillation process is linearly polarized and the polarization direction varies with time. The single transverse-mode neodymium-doped fiber laser shows this feature.

Key words laser equation, fiber laser, relaxation oscillation, polarization