

文章编号: 0258-7025(2004)Supplement-0026-03

随机激光器的准态模理论

刘劲松, 王春, 王可嘉, 王宏, 吕健滔

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 湖北 武汉 430074)

摘要 利用随机激光器的准态模理论分析了一维四能级系统随机介质中光波局域态的动态演化过程。结果表明, 抽运数率越高, 局域态形成的时间越短。

关键词 激光物理; 随机激光器; 光波局域态; 光学谐振腔

中图分类号 TN241

文献标识码 A

Theory of Quasi-State Modes of Random Lasers

LIU Jing-song, WANG Chun, WANG Ke-jia, WANG Hong, LÜ Jian-tao

(The State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China)

Abstract The dynamical evolution of the localized states of optical beams is investigated by use of the quasi-state modes theory of random lasers in one-dimension random media with four-level atomic system. Results show that the larger the pump rate, the shorter the formation time of the localized states.

Key words laser physics; random lasers; localized states of optical beams; optical resonator

1 引言

相干反馈随机激光器是近年来发展起来的一种新型激光器^[1,2], 可望在高亮度平面显示、医疗成像、光学条码等领域得到广泛的应用。与传统激光器不同, 随机激光器没有光学谐振腔, 因而又称其为无镜激光。目前, 对这种激光器中相干反馈的形成机制还不完全了解。已有的理论, 如光散射理论^[3], 偶极振荡理论^[4], 环形波道理论^[5], 还都不能很好地解释相干反馈的形成机制。将麦克斯韦方程与速率方程相结合的随机激光理论^[6,7], 清楚地揭示出光波在随机介质中存在局域态, 也就是麦克斯韦方程在有限尺度随机介质中的本征态, 通常称其为准态。准态支撑的光波模式称为准态模。通过对准态和准态模的研究, 人们认识到随机激光器中的相干反馈源于光波在介质中形成的准态, 它是一种类光腔结构, 具有确定的空间范围与边界、共振频率、光子寿命、谱线宽度和耦合输出系数等传统光腔所具有的特性。据此, 可以提出准态腔的概念。对准态腔的研究, 就如同对传统激光器的光腔所做的研究那样, 对于揭

示随机激光器的特性十分有意义。与传统光腔不同的是, 准态腔不具有确定的几何结构, 它是一种随机的、动态的类光腔结构。因此, 研究它的动态演化过程显得十分重要。本文通过数值求解麦克斯韦方程与速率方程, 揭示了一维情况下随机介质中准态腔的动态演化过程。所得结果对于深刻认识随机激光的形成过程具有重要的意义。

2 基本公式

设相对介电常量为 ϵ_2 的颗粒随机散布在相对介电常量为 ϵ_1 的均匀增益介质中。采用一维模型, 可以将这样的介质描述为 y 和 z 方向无穷大, x 方向为 ϵ_1 和 ϵ_2 两种介质相隔而成的介质板陈列, 如图 1 所示。第一层表示增益介质, 其宽度为一随机变

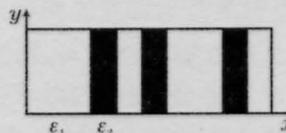


图 1 一维随机介质模型

Fig.1 One-dimension random medium model

基金项目: 国家自然科学基金(60378001)和湖北省自然科学基金(2001ABA003)资助课题。

作者简介: 刘劲松(1945-), 男, 华中科技大学激光技术国家重点实验室特聘教授, 工学博士。主要从事激光物理与随机激光器, 非线性光学与空间光孤子、光电对抗与红外图像处理等研究。E-mail: jslu4508@vip.sina.com

量: $a = a_0(1 + W\gamma)$, 其中 a_0 为一常量, W 代表随机强度, γ 是一个在区间 $[-0.5, 0.5]$ 上满足均匀分布的随机变量。第二层表示颗粒, 其宽度为一个常量, 用 b 表示。

设介质中的光场为沿 x 方向传播, y 方向偏振的横磁模, 满足如下的麦克斯韦方程:

$$\frac{\mu_0 \partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\varepsilon_i \varepsilon_0 \partial E_z}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2)$$

式中, E_z 和 H_y 分别是光波的电场和磁场分量, ε_0 和 μ_0 分别是真空中的介电常量和磁导率, ε_i 是相对介电常量, 并且 $\varepsilon_i = n_i^2$, n_i 为第 i ($i=1, 2$) 层介质的折射率, P 为电极化密度。根据激光理论, 可以给出四能级增益介质中各能级粒子数满足的速率方程为

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - W_p N_1 \quad (3a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{(E_z / \hbar \omega_l) dP}{dt} \quad (3b)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{(E_z / \hbar \omega_l) dP}{dt} \quad (3c)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau_{43}} + W_p N_1 \quad (3d)$$

式中 N_i ($i=1, 2, 3, 4$) 是第 i 能级上的粒子数密度, $\omega_l = (E_3 - E_2) / \hbar$ 是能级 2 与 3 之间的跃迁频率, E_3 与 E_2 分别是激光上、下能级, W_p 为抽运速率, τ_{21} , τ_{32} 和 τ_{43} 分别是能级 2, 3 和 4 的寿命。设 $\Delta N = N_3 - N_2$ 代表激光上能级与下能级的粒子数差, 根据激光理论, 电极化密度 P 满足以下方程

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \frac{\Delta \omega_l dP}{dt} + \omega_l^2 P = -\kappa \Delta N E_z \quad (4)$$

式中, $\Delta \omega_l$ 是能级 2 与 3 之间的跃迁频率的谱线宽度 (半高全宽), $\kappa = 6\pi \varepsilon_0 c^3 / (\omega_l^2 \tau_{32})$ 为一常数。令 N_0 代表

总粒子数, 则有 $N_0 = \sum_{i=1}^4 N_i$

3 结果与讨论

利用时域有限差分法 (FDTD), 在 Liao 边界条件下^[9], 联立数值求解方程 (1)~(4), 可以得到光波电场分量的振幅和各能级粒子数密度在不同时刻的空间分布以及随机介质在抽运激励下发射激光的频谱分布。通过对不同时刻电场振幅空间分布的研究, 就能清楚地看出光波在随机介质中形成局域态的动态演化过程, 如图 2 和图 3 所示。图中采用的数据以及介质的随机结构, 除 W_p 外, 均与文献 [8] 相同, 即 80 个单元, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = 4\varepsilon_0$, $a_0 = 300$ nm, $b = 180$ nm, $W = 1.4$, $\tau_{43} = 10^{-13}$ s, $\tau_{32} = 10^{-9}$ s, $\tau_{21} = 10^{-11}$ s, $\omega_l = 3.77 \times 10^{15}$ Hz, $\Delta \omega_l = 9.18 \times 10^{13}$ Hz, $N_0 = 3.3 \times 10^{24}$ m⁻³。图 2 给出了 $W_p = 10^8$ s⁻¹ 时的情况: 在 $t = t_1 = 5.9$ ps 时刻, 电场振幅随 x 的分布几乎是均匀的, 说明此刻在介质中还没有形成光波的局域态。在 $t = t_2 = 16.5$ ps 时刻, 某些空间区域的电场振幅较强, 而另一些区域的电场振幅较弱。这说明, 介质中光波的局域态正在形成。也就是说, 光波将被局域在那些电场振幅较强的区域。在 $t = t_3 = 22.4$ ps 时刻, 介质中光波的局域态已经形成, 每个局域态的中心对应某个空间位置, 并占据一定的空间范围。局域态的特征是中心处电场振幅

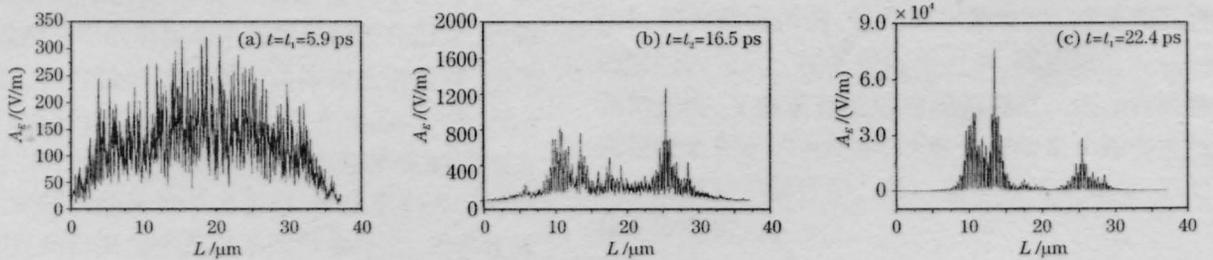


图 2 不同时刻光波电场分量振幅的空间分布, $W_p = 10^8$ s⁻¹

Fig. 2. The spatial distribution of the amplitude of the electric-field component of the light beams at different times, $W_p = 10^8$ s⁻¹

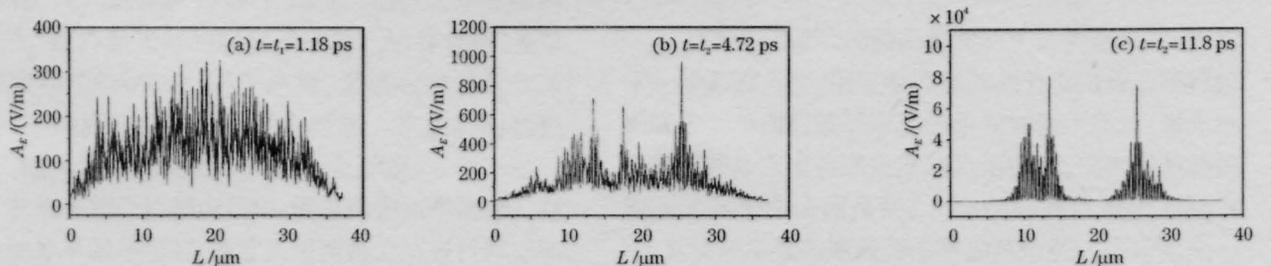


图 3 不同时刻光波电场分量振幅的空间分布, $W_p = 10^9$ s⁻¹

Fig. 3. The spatial distribution of the amplitude of the electric-field component of the light beams at different times, $W_p = 10^9$ s⁻¹

最强,然后以指数衰减的形式向两边扩展。局域态事实上就是麦克斯韦方程在有限尺度随机介质中的本征态,通常称其为准态。文献[6,7]已经揭示了它的基本特性,即它具有确定的空间范围和边界,尺度在微米量级,能起到光腔的作用:处在一个准态中的光子,当其到达准态边界时,有两种可能,要么它进入另一准态或逃离介质,要么它返回到原来的准态,这样有些光子就被局限在这个准态之中,同时那些频率与准态的共振频率相同的光子可以获得相干反馈。当抽运能量足够强时,损耗最低的一个准态首先从自发辐射过渡到受激辐射,从而产生尖锐激光谱线。抽运能量进一步提高后,导致更多的准态能够克服损耗而振荡,从而形成一组分立的、频率间隔不等的尖锐谱线,这些都同实验观测相一致^[1-4]。但是,准态的动态演化过程始终没被研究。虽然已有关于随机激光器动态响应的研究,但涉及的是准态形成后模式跳变的问题^[9]。图2所示的结果说明,当 $W_p=10^8 \text{ s}^{-1}$ 时,在10 ps时刻,准态已基本形成。到达20 ps以后,准态已完全形成。在实验中,抽运光通常来自脉冲宽度为20 ps的锁模激光器。此时,介质中的准态已经形成。图3给出了 $W_p=10^9 \text{ s}^{-1}$ 时的情况。可见,随着抽运速率的提高,准态形成的时间相应缩短。

4 结 论

光波在随机介质中传输时会形成局域态,它能起到光腔的作用。对于四能级系统随机增益介质来说,局域态形成的时间同抽运速率有关。抽运速率

越强,局域态形成的时间越短。因此,在实验中要调整好抽运光脉冲的脉宽与能量的关系。一般来说,脉宽越窄,单脉冲能量就应该越大,以保证局域态在一个脉冲持续的短时间内能建立起来,使得光波获得足够的相干反馈,从而得以产生谱线宽度极窄的随机激光。

参 考 文 献

- 1 H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho *et al.*. Random laser action in semiconductor powder[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(11): 2278-2281
- 2 H. Cao, J. Y. Xu, D. Z. Zhang *et al.*. Spatial confinement of laser light in active random media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(24): 5584-5587
- 3 D. S. Wiersma, Ad Lagendijk. Light diffusion with gain and random laser[J]. *Phys. Rev. E*, 1996, **54**(4): 4256-4265
- 4 A. L. Burin, M. A. Ratner, H. Cao *et al.*. Model for a random laser[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(21): 215503
- 5 V. M. Apalkov, M. E. Raikh, B. Shapiro. Random resonators and prelocalized modes in disordered dielectric films[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(1): 016802
- 6 X. Jiang, C. M. Soukoulis, Time dependent theory for random lasers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(1): 70-73
- 7 C. Vanneste, P. Sebbah, Selective excitation of localized modes in active random media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(18): 183903
- 8 A. Taflov. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*[M]. London: Artech House, 1995. Chaps. 2, 6 and 7.
- 9 C. M. Soukoulis, X. Jiang, J. Y. Xu *et al.*. Dynamic response relaxation oscillations in random laser[J]. *Phys. Rev. B*, 2002, **65**(4): R041103