

随机激光器中准态腔的阈值与其局域化程度的关系*

刘劲松[†] 王 宏

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(2004 年 1 月 14 日收到; 2004 年 6 月 8 日收到修改稿)

基于光波在有限随机介质中的局域化理论, 利用有限时域差分法数值求解 Maxwell 方程组, 研究了随机介质中的激光现象, 分析了准态模的放大与其空间局域性的关系. 通过研究二维非增益随机介质中光波的局域化, 确定了准态模的空间分布和频谱特征. 通过引入增益, 研究了准态模的放大过程和阈值特性. 结果表明空间局域化强的准态模在增益介质中被优先放大, 且有较低的阈值.

关键词: 随机激光器, 准态模, 随机介质中的光学特性

PACC: 4255, 4260D

1. 引 言

美国学者 1994 年用激光束抽运掺有 TiO_2 颗粒 (直径为 100 nm 量级) 的染料溶液^[1], 验证了 1968 年由俄国学者提出的随机增益介质中存在随机激光现象的预言^[2]. 这种非相干反馈随机激光器已得到了广泛的研究^[2,3]. 1999 年, 旅美中国学者 Cao 等, 用 266 nm 的皮秒激光脉冲抽运由直径 100 nm 量级的 ZnO 颗粒制成的只有微米量级的薄膜或团簇, 观测到了谱线宽度非常窄的激光辐射^[4], 从此揭开了研究相干反馈随机激光器的序幕^[4-13]. 目前, 随机激光器已成为国际激光界的热门研究领域.

相干反馈是激光器工作的基本条件. 在传统激光器中, 除分布反馈激光器等特例外, 相干反馈是由光学谐振腔完成的. 但随机激光器没有光学谐振腔 (因而又称其为无镜激光), 相干反馈是如何完成的? 在 ZnO 薄膜或团簇上观测到的激光辐射, 其谱线宽度非常窄, 小于 0.3 nm ^[4], 这说明相干反馈发挥了关键作用. 可是, 相干反馈从何而来? 这已成为研究的一个热点^[4-7]. 已有的随机激光理论包括光散射理论^[3]、偶极振荡理论^[8]、环形波导理论^[9]和准态模理论等^[10-13], 其中准态模理论对随机激光器相干反馈机制的解释最具说服力.

准态模理论的物理基础是光波在有限随机介质

中的安德森局域^[14,15]. 根据这一理论, 在随机介质中, 光波满足的 Maxwell 方程组包括两种本征态: 扩展态和局域态. 局域态通常又称为准态, 它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, 并随颗粒的种类、形状、尺寸、密度和无序程度而改变, 因此它是一种类光腔结构, 故可称之为准态腔. 准态模理论认为随机激光器的相干反馈源于光波在随机介质中形成的准态腔, 与传统激光器中相干反馈源于光腔相类似. 不过, 传统激光器通常只有一个光腔, 而随机激光器却有许多准态腔. 此外, 传统光腔可以支持许多个光波模式, 而一个准态腔只能支持一个光波模式 (称之为准态模). 准态模理论得到了有关数值模拟的验证, 并与实验观测结果相一致^[11,12].

激光器的阈值是描述其特性的一个重要参数. 对于传统激光器, 阈值同其光腔结构有关. 然而, 对随机激光器而言, 阈值与准态腔的结构究竟有怎样的关系, 尚未得到研究. 本文用有限时域差分 (FDTD) 法和 Fourier 变换, 数值计算了光波满足的 Maxwell 方程组, 分析了 ZnO 随机介质中准态腔及其所支持的准态模的空间分布、频谱特性和时间演化. 通过引入复折射率 $\bar{n} = n + in$ 的虚部 n 描述介质的增益效应, 我们研究了不同准态模在一定的增益条件下的放大特性及其与准态腔空间分布的关系. 结

*国家自然科学基金 (批准号: 60378001) 和湖北省自然科学基金重点项目 (批准号: 2001ABA003) 资助的课题.

[†]E-mail: jslu4508@sina.com

果表明,准态腔的阈值与其空间局域化强弱的程度有关.局域化强的准态腔,其空间分布区域较小,相应的阈值就较低;局域化弱的准态腔,其空间分布区域相对较大,相应的阈值就较高.这些结果不仅发展和充实了准态模理论,具有一定的学术价值,而且对于设计随机激光器以及如何有效地采用局域抽运方式激励随机激光器具有指导意义.

2. 理论模型

2.1. 随机介质的形成

随机增益介质由折射率为 $\bar{n} = n + in$ 、半径为 r 的圆形微粒随机散布在长为 L 、宽为 W 、折射率为 n_1 的均匀矩形 ($L \times W$) 介质中而形成,微粒在介质中满足正态空间分布.如果折射率 \bar{n} 的虚部 n 为负数,表示介质具有增益^[16].介质中微粒的密度用填充率 ρ 表示.图 1 为二维 ZnO 随机介质中微粒空间分布图,介质的大小为 $3.5 \mu\text{m} \times 3.5 \mu\text{m}$,共含有 1024 个微粒.根据 Cao 等的实验^[5,12],ZnO 随机介质的参数: $n = 2.3$, $n_1 = 1$, $r = 37.5 \text{ nm}$ 和 $\rho = 40\%$.FDID 法和完全匹配层(PML)吸收边界条件被用来求解二维随机增益介质中光波满足的 Maxwell 矢量方程^[11,17],得到 TM 模 (E_y, H_x 和 H_z) 的有关特性.在介质的中间引入一个高斯激励脉冲后,在介质中随机放置观察点,记录介质中每一时刻光波电场分量的场强,并对每一个点的数据进行 Fourier 变换,得到各个点的频谱图.计算中,时间步长 $t = 2.3 \times 10^{-17} \text{ s}$,空间步长 $x = z = 0.01 \mu\text{m}$,高斯脉冲的幅度为 1 V/m .

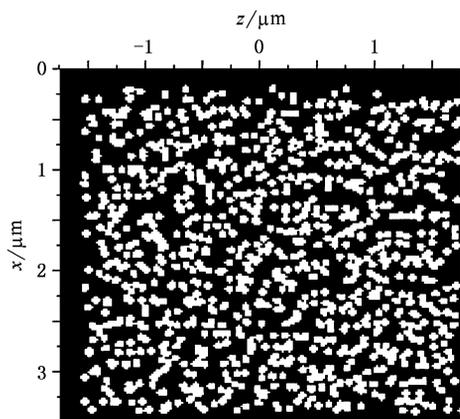


图 1 随机介质中散射颗粒的空间分布

2.2. 随机介质中光波的放大

在二维的情况下, TM 模满足的 Maxwell 方程为

$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z}, \tag{1a}$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}, \tag{1b}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, \tag{1c}$$

式中, μ_0 和 ϵ_0 分别是介质的介电常数、真空磁导率和电导率.当折射率 $\bar{n} = n + in$ 时,有 $\epsilon = \epsilon_0 \bar{n}^2$,其中 ω 是光波频率.

设介质中沿 z 轴方向传播的光波电场为

$$E(z, t) = E_0 e^{i(kz - \omega t)}. \tag{2}$$

当折射率 $\bar{n} = n + in$ 时,波矢量 k 为

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} (n + in), \tag{3}$$

式中 λ 为光波波长.将(3)式代入(2)式,可得

$$E(z, t) = E_0 e^{-\frac{g}{2}z} e^{i\left(\frac{2\pi n}{\lambda}z - \omega t\right)}, \tag{4}$$

式中 $g = \frac{4\pi n}{\lambda}$ 是增益系数.根据(4)式,当 $n > 0$ 时, $g > 0$,表示吸收,电场的幅度在传播过程中不断衰减;当 $n < 0$ 时, $g < 0$,表示放大,电场的幅值在传播过程中不断增大.需要强调的是,由于表示增益的 n 参数是一个常数,光波在介质中经历的是线性相干放大过程,无法反映增益饱和的问题.

3. 结果和讨论

3.1. 非增益随机介质中的准态模

首先,通过向二维随机介质中入射一个线宽很

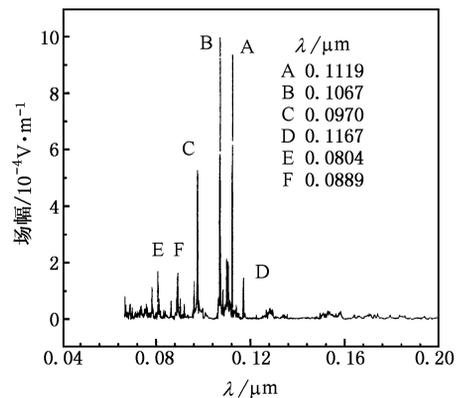


图 2 非增益随机介质中,观测点 (-0.50, 1.30) 上光波电场分量的频谱图

宽的高斯脉冲,来观察非增益介质中场强的空间分布和频谱特性,研究随机介质中准态模的频谱特征.然后调整入射脉冲为单色谐波,在不同的频率下,研究不同准态腔的空间分布特征.在随机介质中,Maxwell 方程包括两种本征态:扩展态和局域态(即准态)^[13].这两种本征态之间存在明显的区别:(1)扩展态在介质中是均匀分布的,准态则集中分布在

介质的特定区域.(2)准态有较小的损耗,在介质中有较长的滞留时间.换言之,随着时间的延长,扩展态由于寿命较短而逐步衰减,准态由于寿命较长而存留下来.我们可据此区分准态和扩展态.在介质中随机选取若干观测点,并在整个计算过程中保持不变.图 2 给出了经 20 万时间步长计算后观测点 $(-0.50, 1.30)$ 光波电场分量的频谱特征.由于采用

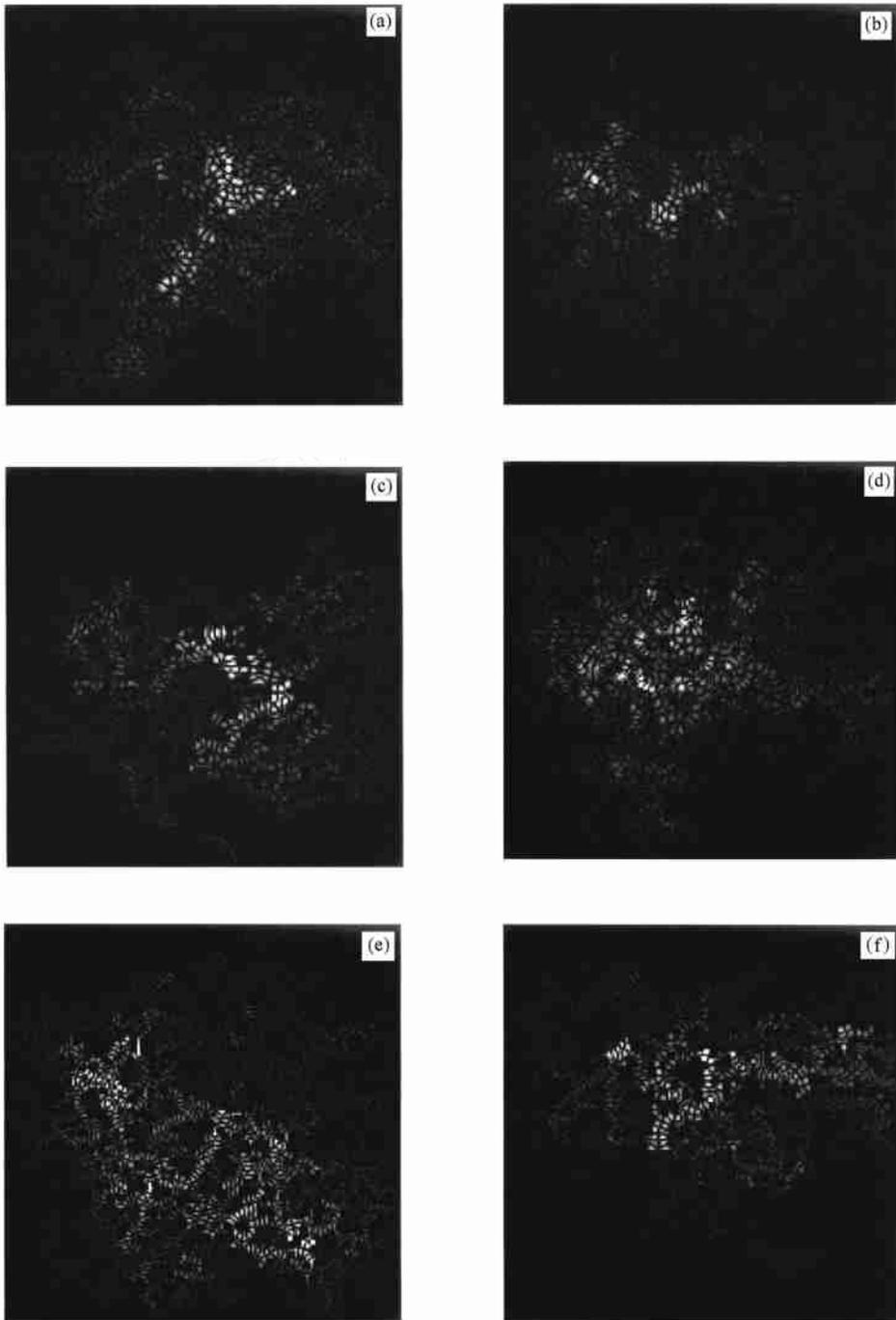


图 3 准态模的空间分布 (a), (b), (c), (d), (e), (f) 分别对应图 2 中的准态模 A, B, C, D, E, F

一个线宽很宽的高斯入射脉冲,故可在介质中激发出多个准态模。由于每个准态模在介质中的空间分布是局域的和随机的,同时不同准态模在介质中的空间分布又是互相重叠的,因此介质中任意一点的电场幅值是多个准态模叠加的结果。所以,图 2 给出的频谱图中包含多个准态模。我们从中选出 6 个,分别表示为 A,B,C,D,E 和 F,它们具有不同的本征频率,如图 2 所示。

为了给出这 6 个准态模电场幅值的空间分布,将高斯激励脉冲改为单色谐波激励源,并保持入射位置与幅度不变,调整谐波的频率使其分别与这 6 个准态模的本征频率相同。图 3 给出了这 6 个准态模的空间分布。可以看出,各个准态模具有不同的空间分布。如果依据空间分布区域的大小来确定准态模空间局域化的强弱程度,可以得到的顺序为 B,A,D,C,F,E,说明准态模 B 的局域化程度最强,E 的局域化程度最弱。

从图 3 可以看出,每个准态模在介质中被局域在一个有限的空间范围内,这与传统激光器中的光波模式被光腔局域在一定的空间范围相类似。可据此认为准态模是被某种类光腔结构作用的结果,通常称这种类光腔结构为准态腔。所以,图 3 同时也反映了准态腔的形体特征。要特别强调的是,提出准态腔是为了便于将随机激光理论与传统激光理论作对比,准态腔与传统光腔有本质上的区别。

3.2. 准态模的放大

以上分析了非增益介质中准态模的空间分布和频谱特性,采用了类似于传统激光理论中分析冷腔光学模式空间分布与频谱特性的分析方法。下面通过引入增益来研究随机介质中准态模的放大和阈值特性。首先考虑在相同增益条件下不同准态模的放大特性。图 4 给出了入射谐波脉冲的幅度为 1V/m 时,不同准态模的放大结果,其中准态模 B 幅值最大,E 的幅值最小,说明准态模 B 获得了更大的增益,而准态模 E 获得的增益最小。对比图 4 和图 3,容易看出准态模局域化程度的强弱同其获得的增益具有如下关系:局域性越强,获得的增益越大。

为了研究准态模的阈值特性,我们分别计算了这 6 个模的电场振幅与增益强弱的关系。图 5 显示了这 6 个准态模在不同的 n 值时光波电场分量的幅值,其中的突变表明阈值的存在。不同的准态模具有不同的阈值。例如,准态模 B,D 和 E 的阈值分

别为 0.002,0.0023 和 0.0028。进一步对比图 5 和图 3 可以得到以下结论:局域化强的准态模阈值较小,局域化弱的准态模阈值较大。

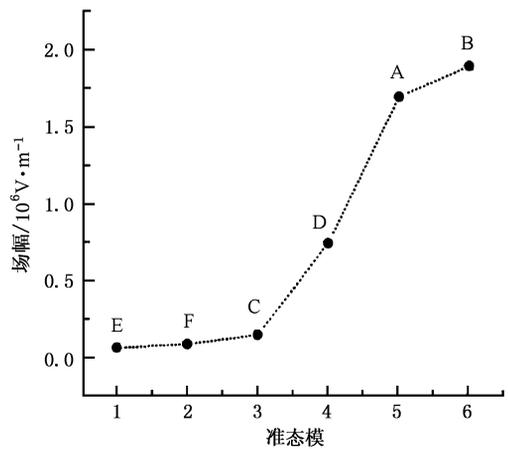


图 4 不同准态模的放大 $|n|$ 为 0.003,时间步为 15000

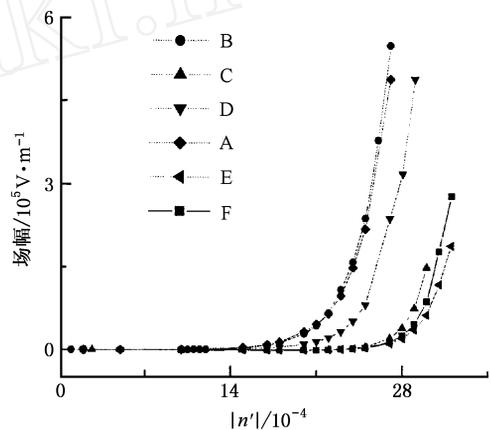


图 5 准态模的阈值特性 时间步为 15000

4. 结 论

本文分析了 ZnO 随机介质中准态模的空间分布、频谱特性、增益特性和阈值特性。结果表明,随机介质中存在许多准态模,各自具有不同的空间局域化特征。局域化程度越强的准态模,获得的增益也就越大,其阈值也就越低。

以上结论对于随机激光器的局域化抽运方式的实施具有指导意义。目前的实验基本上采用全局抽运方式,即给整个样品提供抽运激励,由此激发出的随机激光包含了大量的准态模。以上结论表明,可以采用局域化的抽运方式来激励随机激光器。例

如,仅给模式 B 所在的空间区域提供抽运,尽管其他模式在此空间区域也有重叠,但模式 B 拥有较低的阈值,并且抽运能量都集中在它所在的空间区域,适当控制激励水平,就有可能只将模式 B 激发出来,从而实现随机激光的单模运转.

依据空间分布区域的大小来确定准态模空间局域化的强弱程度,是一种行之有效的、直观划分准态模空间局域化强弱程度的方法,但显得有些粗糙,有

必要提出更加精确的方法. 此问题有待进一步研究并希望引起同行的关注. 此外,用折射率的虚部来描述介质的增益,虽然具有计算简便的优点,但不能反映准态模的增益饱和特性. 与之相比,用数速方程来描述介质的增益与激光发生过程,能全面反映随机激光的各种特性,是研究增益介质中随机激光更合理的模型. 相关的工作正在进行之中.

- | | |
|---|---|
| [1] Lawandy N M 1994 <i>Nature</i> 368 436 | [10] Soukoulis C M, Jiang X, Xu J Y 2002 <i>Phys. Rev. B</i> 65 R041103 |
| [2] Lethokov V S 1968 <i>Sov. Phys. JETP</i> 26 835 | [11] Jiang X Y, Soukoulis C M 2000 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 85 70 |
| [3] Wiersma D S 1996 <i>Phys. Rev. E</i> 54 4256 | [12] Vanneste C, Sebbah P 2001 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 87 183903 |
| [4] Cao H 1999 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 82 2278 | [13] Ling Y, Cao H, Burin A L <i>et al</i> 2001 <i>Phys. Rev. A</i> 64 63808 |
| [5] Cao H, Xu J Y, Zhang Y G <i>et al</i> 2000 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 84 5584 | [14] Anderson P W 1958 <i>Phys. Rev.</i> 109 1492 |
| [6] Cao H, Zhang Y G <i>et al</i> 1999 <i>Phys. Rev. B</i> 59 15107 | [15] John S 1991 <i>Phys. Today</i> 44 32 |
| [7] Apalkov V M 2002 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 89 16802 | [16] Hawkins R J, Kallman J S 1994 <i>Opt. Quant. Electron.</i> 26 207 |
| [8] Burin A L 2001 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 87 215503 | [17] Berenger J P 1994 <i>J. Comput. Phys.</i> 114 185 |
| [9] Burin A L 2002 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 88 93904 | |

Influence of spatial localization on the threshold of quasi-state cavities in random lasers *

Liu Jin-Song Wang Hong

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

(Received 14 January 2004; revised manuscript received 8 June 2004)

Abstract

Laser phenomena in random media have been studied based on the localized theory for optical waves in finite random media. The relationship between spatial localization and amplification for quasi-state modes has been investigated by use of the finite difference time domain method. The spatial profile and the spectra characteristics of quasi-state modes are determined by analyzing the localized processes of optical light beams in random media without gain. The amplification and threshold of quasi-state modes are analyzed in random media with gain. Results show that the quasi-state mode with a stronger spatial localization has lower threshold and can be amplified preferentially.

Keywords: random lasers, quasi-state mode, optical properties of random media

PACC: 4255, 4260D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60378001) and the Key Program of the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2001ABA003).