

文章编号: 0253-2239(2006)12-1813-6

# 一维光子晶体带边激光器的阈值特性分析\*

王 宏<sup>1,2</sup> 欧阳征标<sup>1</sup> 韩艳玲<sup>3,4</sup> 孟庆生<sup>1</sup> 阮双琛<sup>1</sup>

1 深圳大学太赫兹技术中心工程技术学院, 深圳 518060  
2 电子科技大学, 成都 100718  
3 中国地质大学(武汉)数理系, 武汉 430074  
4 华中科技大学图像所, 武汉 430074

**摘要:** 采用麦克斯韦方程和速率方程相结合的模型和时域有限差分法, 利用引入的有效增益分布因子概念研究了光子晶体中本征模的阈值特性。增益介质的尺寸以及在光子晶体中的位置直接影响光子晶体带边激光器的输出特性; 有效增益分布因子描述了光子晶体中增益介质的空间分布特性。结果显示, 带边本征模的激射阈值依赖于有效增益分布因子。不同的本征模具有不同的有效增益分布因子, 那些有效增益分布因子较大的模式具有较低的阈值。通过调整增益介质的位置和长度, 可以提高有效增益分布因子的值, 从而降低激光器的阈值, 这对于实现激光器的低阈值运行有指导作用。

**关键词:** 激光物理; 速率方程; 光子晶体带边激光器; 有效增益分布因子

中图分类号: O43 文献标识码: A

## Threshold of One-Dimensional Photonic Crystal Band Edge Laser

Wang Hong<sup>1,2</sup> Ouyang Zhengbiao<sup>1</sup> Han Yanling<sup>3,4</sup> Meng Qingsheng<sup>1</sup> Ruan Shuangchen<sup>1</sup>

1 Center of Terahertz Technology, College of Engineering and Technology, Shenzhen University, Shenzhen 518060  
2 University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 100718  
3 Mathematics & Physics Department, China University of Geosciences, Wuhan 430074  
4 Institute of Artificial Intelligence, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074

**Abstract:** On the basis of Maxwell's equations coupled with the rate equations, the lasing threshold of one-dimensional photonic band edge laser is investigated by finite-difference time-domain method with the introduced effective gain distribution factor (EGDF). The size and position in the photonic crystal of gain medium directly influence the output properties of the photonic band edge laser, and the EGDF describes the spatial distribution of gain medium in photonic crystal. The numerical results show that the lasing threshold of an eigenmode depends on the EGDF, different eigenmode has different value of EGDF. Those eigenmodes corresponding to higher value of EGDF have lower threshold. With suitable design of size and position of the gain medium, higher EGDF can be obtained, which directly leads to a lower value of lasing threshold. This gives a new approach to decrease the lasing threshold of the photonic band edge laser.

**Key words:** laser physics; rate equation; photonic band edge laser; effective gain distribution factor

## 1 引言

根据工作机理不同, 光子晶体激光器<sup>[1~9]</sup>可分为五类: 第一类是利用光子晶体作为法布里-珀罗(F-P)反射镜的光子晶体激光器<sup>[2]</sup>; 第二类是光子晶体环形激光器<sup>[3]</sup>; 第三类是分布反馈式光子晶体激光器<sup>[4]</sup>; 第四类是基于缺陷模局域态的光子晶体

激光器, 称为光子晶体缺陷模激光器<sup>[5~8]</sup>; 第五类为光子晶体带边激光器, 在这种激光器中看不到明显的谐振腔<sup>[9]</sup>。前四类激光器类似于传统的激光器, 现有的激光理论可以很好地解释其中的光学特性。第五类激光器有其特殊的形成机理, 传统激光理论不能完全解释其形成机理和光学特性。人们采用不

\* 国家自然科学基金(60471047, 60378001)、广东省自然科学基金(04011308)、深圳市科技局计划(200310)和中国地质大学(武汉)留学回国人员科研启动基金(CUGLX0512087)资助课题。

作者简介: 王 宏(1967~), 男, 山西大同人, 成都电子科技大学博士后, 主要从事激光物理、光子晶体的研究工作。  
E-mail: wanghong754@sohu.com

收稿日期: 2006-01-17; 收到修改稿日期: 2006-04-23

同的分析方法,详细探讨了光学增益加强、带边群速、光子禁带结构和晶格参量的关系,以及它们对阈值的影响等问题。但由于问题的复杂性,目前仍然没有一个理论能够很好地解释这些现象<sup>[10~13]</sup>。随着电抽运光子晶体激光器的问世,这种激光器的应用前景受到人们的关注,而决定其应用前景的关键问题是进一步优化参量、减小体积、实现低阈值运行,这在理论和实验上都提出了新的挑战<sup>[14,15]</sup>。

在光子晶体带边激光器中,带边本征模的低群速,使得模式具有低损耗和高 Q 值。提高折射率的对比率  $\Delta n$ ,增加晶体的层数,可以有效地降低群速,减少损耗,降低阈值<sup>[12]</sup>。研究表明,带边的模式具有不同 Q 值和空间分布,一些模式具有更高的 Q 值,更容易谐振<sup>[16]</sup>。根据模式的空间分布,可以区分两类本征模,一类的能量主要集中在高折射率介质中,称为介质模。另一类的能量主要集中在低折射率的介质中,称为空气模<sup>[17]</sup>。

传统的有限时域差分法(FDTD),通过求解线性麦克斯韦(Maxwell)方程,可以有效地计算模式的空间分布和 Q 值等参量,但显然不能描述具有非线性的复杂系统。为此采用麦克斯韦方程组和速率方程相结合模型,采用有限时域差分(FDTD)法直接求解麦克斯韦方程组和速率方程,计算了有增益光子晶体中光波的传播特性。通过重复计算和分析不同增益水平下带边本征模的放大过程,得到了本征模的阈值。模拟结果显示,根据本征模的空间分布,可以区分不同类别的本征模。本征模空间分布的这种差异,将导致本征态具有不同的有效增益分布因子。这一特性直接影响激光阈值,有效增益分布因子大的模式将有更低的阈值。该结果对于优化激光器介质参量,降低阈值,提高输出功率等有指导作用。

## 2 基本模型

考虑一维光子晶体,它由厚度  $l_a$ ,介电常量  $\epsilon_1$  的介质层 A 和厚度  $l_b$ ,介电常量  $\epsilon_2$  的介质层 B 交替叠合而成。光学增益可以存在于介质 A 或介质 B 中,增益介质的长度为  $l_g$ 。为了简化问题,设增益长度等于介质的厚度  $l_g = l_a$  或  $l_g = l_b$ 。模拟中设定  $\epsilon_1 = \epsilon_0, \epsilon_2 = 4\epsilon_0, l_a = 300 \text{ nm}, l_b = 180 \text{ nm}$ ,晶格常量  $a = l_a + l_b = 480 \text{ nm}$ 。图 1 为介质的典型结构。

类似于传统激光器中的冷腔模,光子晶体中存在一系列本征函数。这些本征函数由于介电常量的周期性,具有布洛赫(Bloch)波的形式。为了描述本征函数和增益介质的空间分布情况,引入有效增益

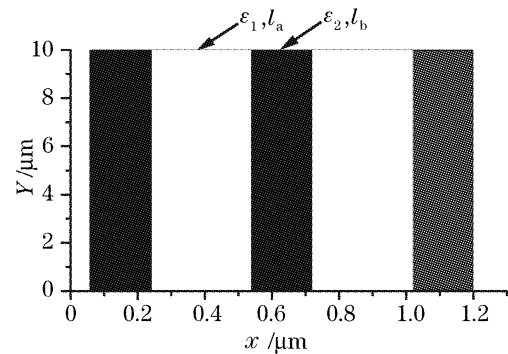


图 1 一维光子晶体模型

Fig. 1 One-dimensional photonic crystal structure  
分布因子

$$\alpha_m = \int_{\text{cell}} dx |\Phi_m(x)|^2 n(x) / \left[ \int_{\text{cell}} dx n(x) \right], \quad (1)$$

其中  $\Phi_m(x)$  是本征频率  $\omega_m$  的本征函数,  $n(x)$  是增益介质的空间分布函数。增益均匀分布在增益介质中,表示为

$$n(x) = \begin{cases} 1, & x \in \text{增益介质} \\ 0, & x \notin \text{增益介质} \end{cases} \quad (2)$$

$\alpha_m$  不仅与增益介质的大小、位置以及分布有关,也与模强分布有关,当增益介质区域的场强最强时,  $\alpha_m$  达到最大值。

对非增益层采用传统的有限时域差分法计算电场的特性,对增益介质层,采用麦克斯韦方程组与速率方程相结合模型,模拟增益介质中的受激辐射现象<sup>[18,19]</sup>。麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (3b)$$

其中  $P$  为极化强度,  $\epsilon_i = n_i^2, i = 1, 2$ , 分别表示介质 A 和介质 B 的介电常量。增益介质层具有四能级结构,其速率方程为

$$\frac{dN_3(x,t)}{dt} = P_r N_0(x,t) - \frac{N_3(x,t)}{\tau_{32}}, \quad (4a)$$

$$\frac{dN_2(x,t)}{dt} = \frac{N_3(x,t)}{\tau_{32}} + \frac{E(x,t)}{\hbar\omega_a} \frac{dP(x,t)}{dt} - \frac{N_2(x,t)}{\tau_{21}}, \quad (4b)$$

$$\frac{dN_1(x,t)}{dt} = \frac{N_2(x,t)}{\tau_{21}} - \frac{E(x,t)}{\hbar\omega_a} \frac{dP(x,t)}{dt} - \frac{N_1(x,t)}{\tau_{10}}, \quad (4c)$$

$$\frac{dN_0(x,t)}{dt} = \frac{N_1(x,t)}{\tau_{10}} - P_r N_0(x,t), \quad (4d)$$

这里  $P_r$  是抽运速率,  $\omega_a = (E_2 - E_1)/\hbar$  是辐射光的

中心频率,  $N_3, N_2, N_1, N_0$  是各能级的粒子数,  $\tau_{32}, \tau_{21}, \tau_{10}$  分别是第 3、2、1 能级的寿命。  $N_2, N_1$  能级又叫做上、下激光能级。电子首先由基态  $N_0$  跃迁到  $N_3$ , 然后无辐射跃迁到  $N_2$  态, 然后由上激光能级  $N_2$  跃迁到下激光能级  $N_1$  形成受激辐射。最后由  $N_1$  能级返回到基态  $N_0$ 。极化强度  $P$  满足如下公式:

$$\frac{d^2 P(t)}{dt^2} + \Delta\omega_a \frac{dP(t)}{dt} + \omega_a^2 P(t) = \kappa \Delta N(t) E(t), \quad (5)$$

其中  $\Delta N = N_1 - N_2$  是单位体积激光上下能级的粒子数差值,  $\Delta\omega_a = 1/\tau_{21} + 2/T$  是原子辐射光谱线宽,  $T$  为原子的碰撞时间,  $\kappa = 6\pi\epsilon_0 c^3 / (\omega_a^2 \tau_{21})$ 。

当光子晶体给定后, 采用 FDTD 法数值求解方程组(3a), (3b), (4a)~(4d)以及(5)式, 可以得到随机介质内各点不同时刻的电场强度, 傅里叶变换后, 就可以得出模式的分布和频谱特性。这个系统能够反映模式的分布和频谱特性以及模式饱和、竞争和阈值等放大特性。采用逐步逼近的方法计算本征模的阈值。首先将  $\omega_a$  调整到本征模的中心频率附近, 然后逐步增加抽运速率  $P_r$ , 观测电场的变化, 直到出现一个幅值很高的峰值, 这时抽运速率  $P_{th}$  即为本征模阈值。模拟中增益介质的参量为  $T = 2 \times 10^{-14}$  s,  $N_0 = \sum_{i=1}^4 N_i = 3.313 \times 10^{24}$  m<sup>-3</sup>,  $\tau_{10} = 5 \times 10^{-12}$  s,  $\tau_{21} = 10^{-10}$  s,  $\tau_{32} = 10^{-13}$  s。

## 3 结果和讨论

### 3.1 光子晶体的禁带结构和本征函数

类似于传统激光器中腔模的作用, 光子晶体带边激光器是由带边本征态的放大形成的, 但二者具有不同的空间分布。腔模是一系列平面驻波的集合, 其波数由腔长决定。而光子晶体本征态的波函数是布洛赫波, 虽然波函数也具有明显的晶格周期性, 但具有复杂的空间分布, 不同模式呈现多样的变化。

在一维光子晶体中, 采用平面波法求解方程

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\omega_m^2}{c^2} \epsilon(x) \right] \Phi_m(x) = 0, \quad (6)$$

并满足正交关系  $\int \Phi_m^*(x) \epsilon(x) \Phi_{m'}(x) dx = \delta_{m,m'}$ 。可以得到本征函数  $\Phi_m(x)$  和本征频率  $\omega_m$ 。图 2 显示了平面波法计算的色散关系。图中明显存在三个禁带, 分别在第 1, 2, 第 2, 3 和第 3, 4 带之间, 图中各点代

表本征模的谐振频率。图 3 显示了这些本征模的群速, 从图中可以看出, 禁带附近的本征模的群速最小。

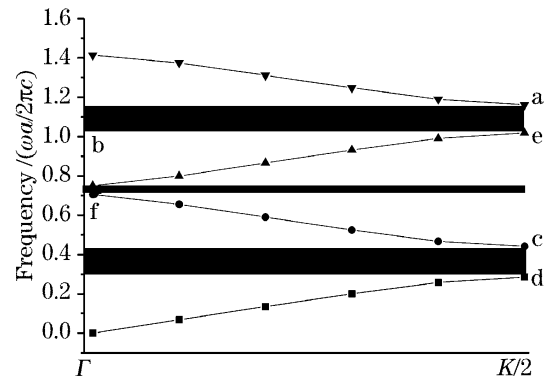


图 2 光子晶体的禁带结构( $\Gamma$  和  $K$  是第一布里渊区中的高对称点)

Fig. 2 Bandgap structure of one-dimensional photonic crystal with  $\Gamma$  and  $K$  being high symmetric points in the first Brillouin zone

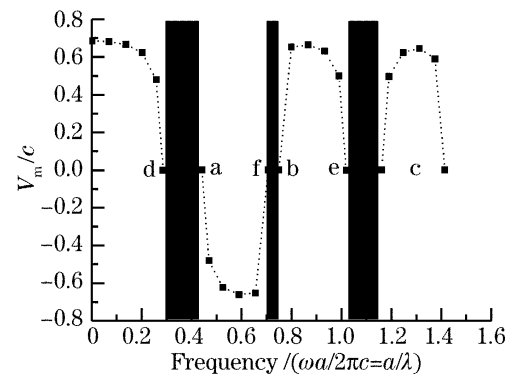


图 3 不同本征模的群速

Fig. 3 Group velocity of different eigenmodes for photonic crystal in Fig. 1

现有的理论表明, 在光子晶体带边激光器中, 低群速导致的光学增益加强, 使得带边本征模具有更高的  $Q$  值, 这些模式在增益介质中更容易谐振<sup>[12]</sup>。从图 2 中可以看出, 带边存在 6 个模式, 分别称之为 a、b、c、d、e、f 模。图 4 为这些本征模的空间分布。从图中可以看出, 这些模式的波函数具有晶格周期性, 但具有不同的空间分布。将图 4 中各图的电场分布和图 1 的介质结构进行对比, 可以区分几类不同的本征模, 一类本征模的电场主要分布在低折射率的介质中, 如 b、d、e、f 模; 另一类本征模的电场均均匀分布在两种不同折射率的介质中, 如 a 模; 最后一类本征模的电场主要分布在高折射率的介质中, 如 c 模。

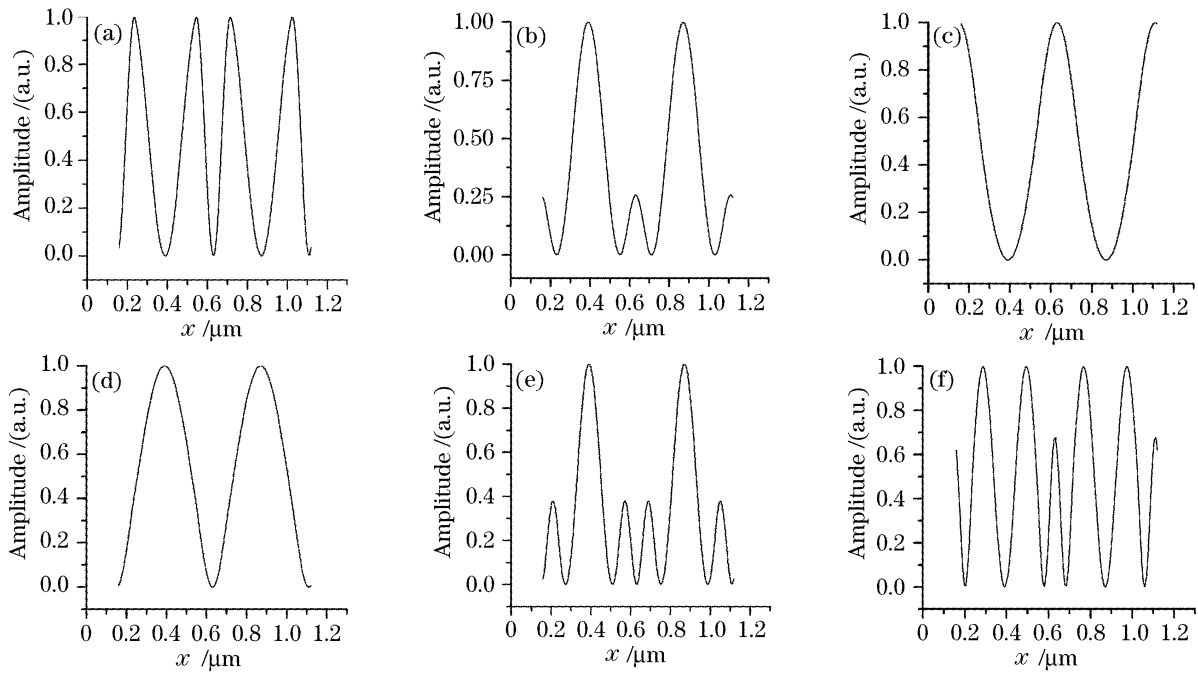


图 4 不同本征模场的空间分布

Fig. 4 Spatial profile of the eigenmodes

### 3.2 不同禁带附近本征模的放大特性

根据以上模型,计算了增益介质中不同本征模的阈值,如图 5 所示。带边本征模的阈值最小。对比图 3 和图 5,可以看出阈值和群速密切相关。带边模式的低群速,导致很低的损耗,因此具有更低的阈值,模拟结果和理论结论是一致的<sup>[12]</sup>。但需要注意的是,不同本征带边模的阈值也是不同的,从图 5 可以看出 b、f、d 模阈值较低,而 a、e、c 模阈值较高。可以认为这是由于本征模的有效增益分布因子不同形成的。

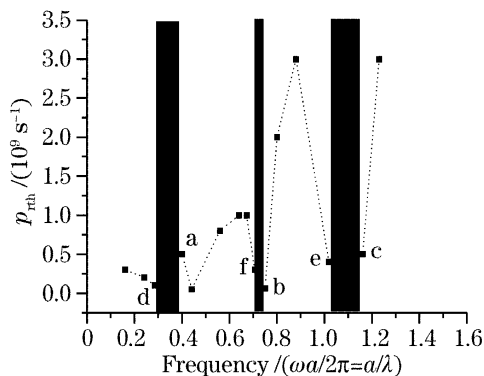


图 5 不同本征模的阈值(介质层 A 为增益介质)  
Fig. 5 Threshold value of different eigenmodes for photonic crystal with A as gain medium

### 3.3 有效增益分布因子对阈值的影响

用(1)式分别计算了带边模式的有效增益分布因子,图 6 为模拟结果。从图中可以看出,阈值和有效增益分布因子密切相关,有效增益分布因子高的

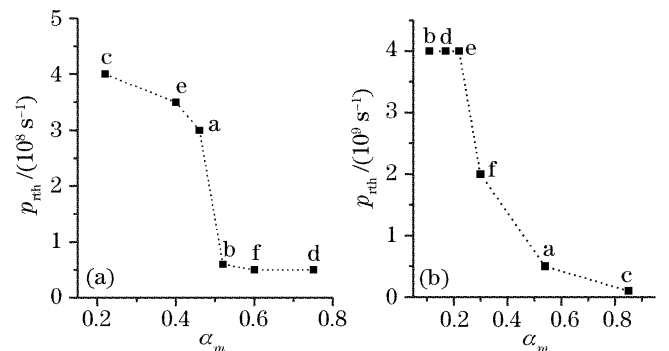


图 6 有效增益分区因子对阈值的影响。(a)A 为增益介质, (b) B 为增益介质

Fig. 6 Influence of effective gain distribution factor (EGDF) on threshold value for (a) A being gain medium and (b) B being gain medium

模式阈值低;有效增益分布因子低的模式阈值高。因此提高有效增益分布因子,将有效地降低阈值。提高有效增益分布因子的一个直接的方法是改变增益介质的位置。移动和调整系统中增益介质的位置和长度  $l_g$ , 观测本征模阈值的演化特性。分别计算了增益介质位于高折射率介质层 B 和低折射率介质层 A 中不同模式的有效增益分布因子和阈值,图 6 显示了计算结果。从图中可以看出,无论增益区位于介质层 A, 还是介质层 B, 本征模的阈值和有效增益分布因子相关,即对于有效增益分布因子较大的本征模,其阈值较低,有效增益分布因子较小的本征模阈值较高。

当光学增益区分别位于介质层 A 和介质层 B

时,不同的本征模呈现不同的规律,对于第一类本征模 b、d、e、f,电场的能量主要集中在介质层 A 中,所以增益区位于介质层 A 时,有效增益分布因子较大,阈值较小;当增益区位于介质层 B 时,有效增益分布因子较小,阈值较高。对于第二类本征模 a,电场均匀分布在介质中,所以当光学增益区位于介质层 A 或 B 时,有效增益分布因子变化较小,阈值变化不大。第三类本征模 c 呈现与第一类本征模相反的结果。由于电场能量主要集中在介质层 B 中,当光学增益区位于介质层 B 时,有效增益分布因子较大,阈值较低;当增益区位于介质层 A 时,有效增益分布因子较小,阈值较高。以上结果说明,根据本征模空间分布的特性,合理地调整增益介质的空间位置,可以有效降低阈值。

另外一个影响有效增益分布因子的因素是增益介质的长度。图 7 为不同增益介质长度下模式 a 的阈值特性,A 为增益介质,其中横轴表示介质层中增益介质所占比例,定义为  $k = l_g/l_a$ 。从图中可以看出阈值随增益介质长度的增加而减少。在传统激光器中,增加工作物质长度可以有效地降低阈值。结果说明,光子晶体带边激光器具有同样的特性,利用这一特性可以控制激光器的阈值和输出。

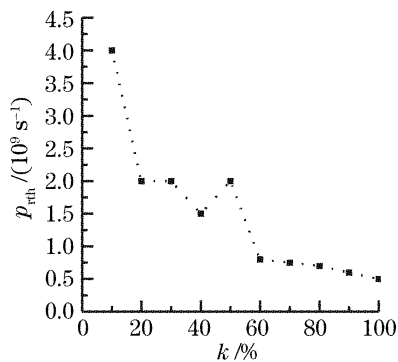


图 7 本征模 a 在不同增益介质长度下的阈值  
Fig. 7 Influence of the gain medium size on the threshold value for mode a

需要注意的是图 7 显示的曲线非单调下降,这是由于介质中的场强和光学增益的耦合不同形成。光学增益和电场的耦合不但和增益长度有关,而且和电场的空间分布有关。由于模拟中光学增益是均匀分布的,这将使得阈值随增益长度的增加线性减少。但由于介质中电场的空间分布是非均匀的,增益长度和阈值之间呈现非线性关系。如何精确描述这种关系是一个复杂的问题,有待进一步研究。

## 4 结 论

采用麦克斯韦方程和速率方程相结合的模型,利用有限时域差分法研究了光子晶体带边激光器的阈值特性。引入了有效增益分布因子的概念,描述本征模和增益介质的空间分布。模拟结果显示,带边本征模的阈值依赖于有效增益分布因子。不同的本征模具有不同的有效增益分布因子值,从而具有不同的阈值,有效增益分布因子较大的模式具有较低的阈值。通过调整增益介质的位置和长度,可以提高有效增益分布因子的值,降低激光器的阈值。量子点光子晶体激光器是目前受人关注的新型激光器,而量子点的位置和数量是影响这类激光器特性的重要参量<sup>[20]</sup>。模拟结果揭示了有效增益分布因子是研究本征模激射阈值的重要参量,对于解决以上问题和实现激光器的低阈值运行有指导作用。

## 参 考 文 献

- Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronic[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- H. Scherer, D. Gollub, M. Kamp *et al.*. GaAs-based 1.3 mm microlasers with photonic crystal mirrors[J]. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 2004, **22**(6): 3344~3347
- Se-Heon Kim, Han-Youl Ryu, Hong-Gyu Park *et al.*. Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguiding laser[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**(14): 2499~2501
- Rodrigue Mafouana, Jean-Luc Rehspringer, Charles Hirlimann *et al.*. Two-dimensional colloid-based photonic crystals for distributed feedback polymer lasers[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(14): 4278~4280
- Sun-Kyung Kim, Jee-Hye Lee, Se-Heon Kim *et al.*. Photonic quasicrystal single-cell cavity mode[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **86**(3): 031101~031103
- Ouyang Zhengbiao, Yang Linling, Xu Guiwen *et al.*. Mode properties of one-dimensional photonic crystals with defect[J]. *J. Optoelectronics Laser*, 2005, **16**(1): 63~66 (in Chinese)  
欧阳征标,杨琳玲,许桂雯等. 一维缺陷光子晶体的模式特性研究[J]. *光电子·激光*, 2005, **16**(1): 63~66
- Fang Yuntuan, Shen Tinggen, Tan Xilin. Study on one-dimensional photonic crystal with impurity defects[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(11): 1557~1560 (in Chinese)  
方云团,沈廷根,谭锡林. 一维光子晶体掺杂缺陷模研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(11): 1557~1560
- Gu Guochang, Li Hongqiang, Chen Hongtao *et al.*. Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(6): 728~734 (in Chinese)  
顾国昌,李宏强,陈洪涛等. 一维光子晶体材料中的光学传输特性[J]. *光学学报*, 2000, **20**(6): 728~734
- Hong-Gyu Park, Jeong-Ki Hwang, Joon Huh *et al.*. Nondegenerate monopole-mode two-dimensional photonic band gap laser[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **79**(19): 3032~3034
- Jonathan P. Dowling, Micheel Scalora, Mark J. Bloemer *et al.*. The photonic band edge laser: a new approach to gain enhancement[J]. *J. Appl. Phys.*, 1994, **75**(4): 1896~1899

11 N. Moll, R. F. Mahrt, C. Bauer *et al.*. Evidence for band edge lasing in a two-dimensional photonic bandgap polymer laser[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(5): 734~736

12 Kazuaki Sakoda, Kazuo Ohtaka, Tsugoshi Ueta. Low-threshold laser oscillation due to group-velocity anomaly pelicular to two and three-dimensional photonic crystal[J]. *Opt. Express*, 1999, **4**(12): 481~489

13 S. Nojima. Optical-gain enhancement on two-dimensional active photonic crystal[J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, **90**(2): 545~551

14 Han-Youl Ryu, Soon-Hong Kwon, Yong-Jae Lee *et al.*. Very-low-threshold photonic band-edge lasers from free-standing triangular photonic crystal slabs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(19): 3476~3478

15 Lucia Florescu, Kurt Busch, Sajeev John. Semiclassical theory of lasing in photonic crystals [J]. *Opt. B*, 2002, **19** (9): 2215~2223

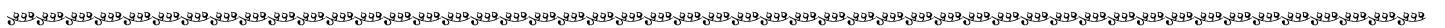
16 Mitsuru Yokoyama, Susumu Noda. Finite-difference time-domain simulation of two dimensional photonic crystal surface-emitting laser[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(8): 2869~2880

17 Ovidiu Toader, Sajeev John. Optical trapping, field enhancement and laser cooling in photonic crystals[J]. *Opt. Express*, 2001, **8**(3): 217~222

18 Xunya Jing, C. M. Soukoulis. Time dependent theory for random lasers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(1): 70~73

19 Amit S. Nagra, Robert A. York. FDTD analysis of wave propagation in nonlinear absorbing and gain media[J]. *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, 1998, **46** (3): 334~340

20 Bernhard Pasenow, Matthias Reichelt, Tineke Stroucken *et al.*. Enhanced light-matter interaction in semiconductor heterostructures embedded in one-dimensional photonic crystals [J]. *Opt. B*, 2005, **22**(9): 2039~2048



## 欢迎成为《中国光学期刊网》企业会员

中国光学期刊网(<http://www.opticsjournal.net>)是由中科院上海光学精密机械研究所主办、国内光学期刊界共同参与建设的光学期刊网络信息发布平台。自2004年5月开通以来,得到了广大科研工作者、企事业单位人士的好评。

为进一步提高服务水平,中国光学期刊网从2006年起在信息服务上实行会员制度,凡光电子、激光、光通信等相关的企业均可申请成为中国光学期刊网的企业会员,中国光学期刊网将为企业会员提供优质超值的专业服务。

### 一、会员企业享受的服务包括:

- 1) 企业名称在中国光学期刊网首页的会员企业栏目中出现,并链接到企业自己的网址。
- 2) 会员企业可获赠光学类期刊一份,全年12册,在《中国激光》《光学学报》《激光与光电子学进展》《Chinese Optics Letters》中任选一种。
- 3) 可免费在本站“特别推荐”栏目发布文字信息(含广告)10条,每篇不过2000字。
- 4) 如在中国光学期刊网发布广告,可享受广告报价的80%优惠。
- 5) 优先或免费参加光学期刊网组织的各类学术和业务活动。
- 6) 可免费阅读本网站期刊全文300篇次。

### 二、会员义务:

- 1) 注册时向中国光学期刊网递交企业真实信息。
- 2) 每年交纳会员费2800元,会员资格从交费之日起计算,一年有效。
- 3) 不得将中国光学期刊网提供给会员的信息转给第三方使用。
- 4) 尊重并保护本网及论文作者的知识产权。
- 5) 在本网发布信息必须遵守中华人民共和国相关法律法规。

### 三、成为企业会员的步骤:

- 1) 注册成为中国光学期刊网的一般用户,也可以直接填写广告投放申请表单,说明您的意向。
- 2) 来信 [mail@opticsjournal.net](mailto:mail@opticsjournal.net) 告知您已经注册成功。并请告知选择何种期刊及收刊地址、联系人。
- 3) 银行汇款2800元至下列帐户:  
 开户行:工商银行上海嘉定支行营业部 户名:中国科学院上海光学精密机械研究所  
 帐号:1001700809026400195
- 4) 联系人:郑继承;电话:021-69918253;Email:[expert@mail.siom.ac.cn](mailto:expert@mail.siom.ac.cn)