

单横模光子晶体微腔激光器的研究

李新涛, 孙晓红

(郑州大学信息工程学院/河南省激光与光电信息技术重点实验室, 河南 郑州 450052)

摘要:对单横模激射的光子晶体垂直腔面发射激光器的设计具有指导作用。把单横模光子晶体光纤理论用于光子晶体微腔,分析有效归一化频率随晶格常数和填充比的变化关系;采用时域有限差分方法计算二维空气孔型三角结构光子晶体的完全带隙。利用上述计算结果,选取合适的光子晶体结构参数,实现单横模激射。从载流子数面密度和光子数面密度的速率方程出发,分析了光子晶体的引入对激光阈值的影响。

关键词:光子晶体;垂直腔面发射激光器;单横模;阈值

中图分类号:TN242 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2012.11.017

Study on the single transverse mode emission of photonic-crystal microcavity lasers

LI Xin-tao, SUN Xiao-hong

(Henan key Laboratory of Laser and Opto-electric Information Technology, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract: This paper is helpful to the design of photonic-crystal Vertical-Cavity Surface-Emitting lasers which emit single transverse mode. We use the theory of the single transverse mode of photonic crystal fiber in the analysis of the normalized frequency varying with the change of the lattice constant and the value of r/a . We calculate the band-gap of the two-dimensional air holes photonic crystal with triangular structure by the finite-difference time-domain method. In order to achieve single-transverse mode lasing, we use the calculation results to select the appropriate parameters of the photonic crystal structure. We use the rate equations of the carrier surface density and photon number surface density to analyze the influence of each photonic crystal structure parameters.

Key words: photonic crystal; vertical-cavity surface-emitting laser; single transverse mode; laser threshold

1 引言

1987年, Yablonovitch 讨论如何抑制自发辐射和 S. John 讨论光子局域时分别提出了光子晶体的概念。光子晶体 (photonic crystal, PC) 是由不同折射率的介质在空间周期 (或准周期) 分布而构成, 其最基本的特性是具有光子带隙 (photonic band gap, PBG)。光子晶体概念的提出为人们控制光的传播开辟一条新的途径。

垂直腔面发射激光器 (vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL) 是一种高性能的独立发光器件, 并能实现二维并列集成化, 充分利用光的并行性进行并行光信息处理, 所以在光通讯、光存储等众多

领域有着广泛的应用。然而由于半导体材料的能级特点和器件本身的结构特点, 传统半导体激光器的发光质量相对较差。同时 VCSEL 存在热透镜等现象, 在增大出光孔径的同时实现单横模工作比较困难。如果把光子晶体结构引入 VCSEL 则能对激光的横向模式进行有效调制, 实现单横模激射, 提高激光质量, 同时还能降低激光阈值。

基金项目: 国家自然科学基金项目 (No. 11104251); 河南省高校青年骨干教师资助计划基金项目 (No. 2009GGJS-012) 资助。

作者简介: 李新涛 (1986 -), 男, 硕士研究生, 主要从事光子晶体微腔激光器的研究。E-mail: lixintaolt@126.com

收稿日期: 2012-03-21; **修订日期:** 2012-04-23

2 单横模激射实现的理论计算

在垂直腔面发射激光器中引入带有点缺陷的空气孔型三角结构光子晶体,点缺陷腔内光子在水平方向上的传播将受到光子晶体的调制。这种结构类似于光子晶体光纤,根据单模光纤理论,有效归一化频率 ν_{eff} 小于 2.405 时,光子晶体垂直腔面发射激光器就可以实现单横模激射。有效归一化频率表示为:

$$\nu_{\text{eff}} = k(a-r)\sqrt{n_{\text{eq}}^2 - [n_{\text{eq}} - \gamma(n_{\text{eq}} - n_{\text{eff}})]^2} \quad (1)$$

式中, k 为真空中波矢; a 为晶格常数; r 为空气孔半径; γ 为孔深影响因子; n_{eq} 为分布布拉格反射镜 (DBR) 的有效折射率; n_{eff} 为缺陷周围光子晶体包层的有效折射率。本文计算模型基于 GaAs 基光子晶体垂直腔面发射激光器,激光波长为 $0.85 \mu\text{m}$ 。

DBR 的有效折射率为:

$$n_{\text{eq}} = k(w)c/w \quad (2)$$

式中, $k(w)$ 由一维光子晶体的色散关系式(3)得到:

$$\cos[k(w)d] = \cos(n_1 w d_1/c) \cos(n_2 w d_2/c) -$$

$$\frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1 n_2} \sin(n_1 w d_1/c) \sin(n_2 w d_2/c) \quad (3)$$

水平方向,缺陷周围光子晶体包层的有效折射率 n_{eff} 为:

$$n_{\text{eff}} = \beta(w)/k \quad (4)$$

式中, $\beta(w)$ 为传播常数; k 为真空中波矢。传播常数 $\beta(w)$ 由色散关系式(5)求得:

$$\xi H_1(\xi r) \left[J_0(\zeta r) - \frac{J_1(\zeta R)}{Y_1(\zeta R)} Y_0(\zeta r) \right] + \zeta H_0(\xi r) \left[J_1(\zeta r) - \frac{J_1(\zeta R)}{Y_1(\zeta R)} Y_1(\zeta r) \right] = 0 \quad (5)$$

式中, $\xi = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_{\text{air}}^2}$, $\zeta = \sqrt{k^2 n_{\text{eq}}^2 - \beta^2}$; R 为二维光子晶体元胞的等效圆半径 $R = a \left(\frac{3\sqrt{3}}{2\pi} \right)^{1/2}$ 。

3 计算结果分析

根据上述理论,得到归一化频率 ν_{eff} 在特定 r/a 值下随晶格常数的变化关系,如图 1 所示。

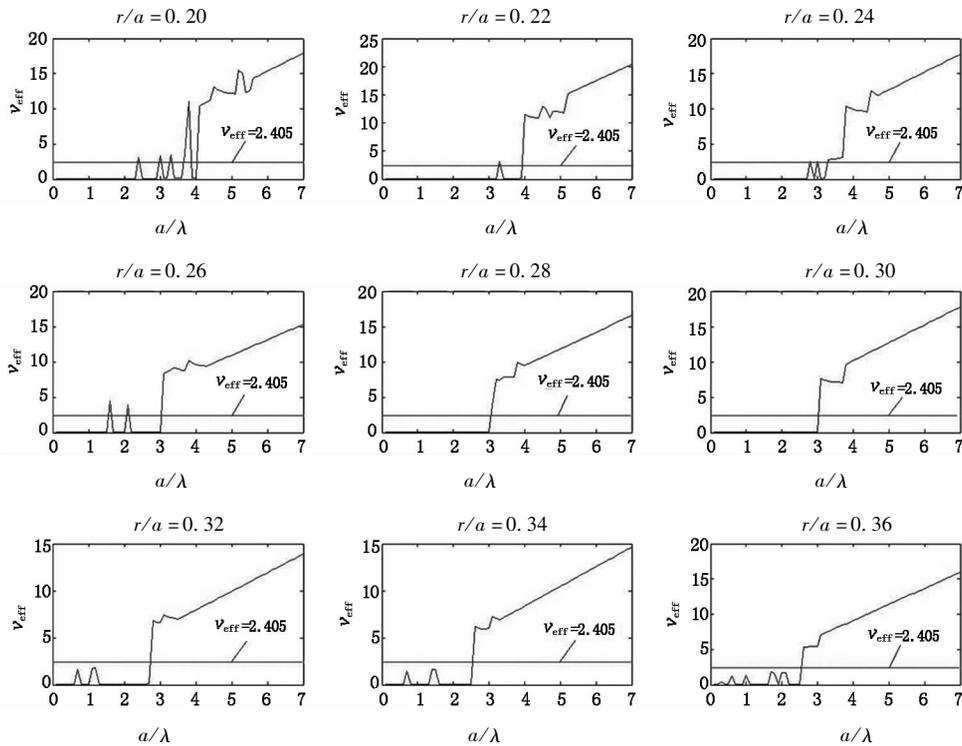


图 1 归一化频率 ν_{eff} 随晶格常数的变化关系图

计算了该光子晶体在所有填充因子下的光子带隙,得到完全带隙的频率变化范围为 $a/\lambda = 0.35 \sim 0.55$ 和 $a/\lambda = 0.76 \sim 0.980$ 。由图 1 可以看出,当 $a/\lambda < 1$ 时,归一化频率始终满足 $\nu_{\text{eff}} < 2.405$,所以选择光子晶体结构参数,使激射波长 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ 处于完全带隙内的同时,能够实现该频率

的光场单横模激射。

再对归一化频率 ν_{eff} 随 r/a 的变化规律进行研究。图 2 为晶格常数为 $a/\lambda = 0.45$ 时,归一化频率 ν_{eff} 随 r/a 的变化关系曲线。当 ν_{eff} 接近零时,光子晶体的波导作用不足以支持微腔的单横模激射,根据计算结果可以选取合适的 r/a 值。

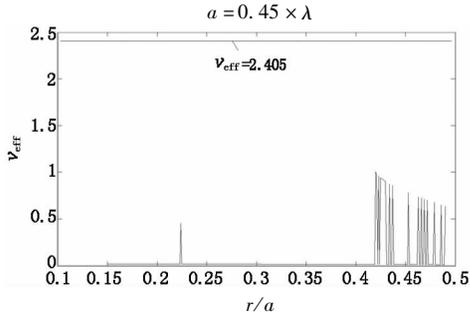


图2 $a/\lambda=0.45$ 时,归一化频率 ν_{eff} 随 r/a 的变化关系图

本文分析了孔深影响因子 γ 对单横模激射可能存在的影响,计算结果显示不同晶格参数下, γ 对归一化频率 ν_{eff} 的影响不同。根据上文计算结果,选取 $a/\lambda=0.45$, $r/a=0.466$, 计算归一化频率 ν_{eff} 随孔深影响因子 γ 的变化关系,结果如图3所示,此结构中孔深影响因子 γ 对单横模激射的影响较小。

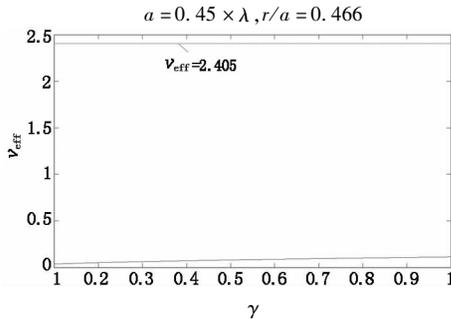


图3 $a/\lambda=0.45$, $r/a=0.466$ 时,归一化频率 ν_{eff} 随 γ 的变化关系图

4 阈值特性的分析

在半导体垂直腔面发射激光器中引入光子晶体实现单横模激射的同时也会对激光阈值产生影响。为方便分析,简化光子晶体薄板为二维平面,载流子数面密度 N 和光子数面密度 ϕ 的速率方程分别表示为:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{e} - AN - BN^2 - CN^3 - \Gamma \frac{G\phi}{1 + \varepsilon\Gamma\phi} \quad (6)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \Gamma \frac{G\phi}{1 + \varepsilon\Gamma\phi} + \alpha BN^2 - \frac{\phi}{\tau_p} \quad (7)$$

式中, j 为注入电流密度; A 为表面复合系数 $A = 3.7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$; B 为自发复合系数 $B = 2.0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; C 为俄歇复合系数 $C = 2.5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$; ε 为增益饱和因子 $\varepsilon = 1.0 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$; Γ 为光限制因子 $\Gamma = 0.079$; α 为自发辐射耦合因子; τ_p 为光子寿命:

$$\tau_p = \frac{\lambda Q}{2\pi c} \quad (8)$$

式中, Q 为腔品质因子。增益 G 可以近似表示为:

$$G = G_0 \frac{c}{n_g} \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad (9)$$

式中, G_0 为增益系数 $G_0 = 1500 \text{ cm}^{-1}$; c 为真空中光速; 群指数 $n_g = 3.5$; N_0 为透明载流子数密度 $N_0 = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

平均阈值载流子数面密度可以近似表示为:

$$N_{\text{th}} = N_0 \exp\left(\frac{n_g}{c\Gamma G_0 \tau_p}\right) \quad (10)$$

利用控制变量法得到阈值电流随自发辐射耦合因子 α 的变化关系,如图4所示。

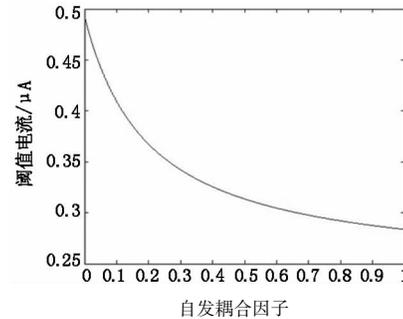


图4 阈值电流随自发辐射耦合因子的变化

图4中阈值电流随自发辐射耦合因子呈一种非线性变化关系,随 α 的增大而减小。自发辐射耦合因子可以近似表示为:

$$\alpha = \frac{3\Gamma K \lambda^4}{8\pi^2 n^3 V \Delta\lambda} \quad (11)$$

式中, K 为增长因子; λ 为激发光波长; V 为有源层体积。在半导体激光器中引入光子晶体,有源层体积 V 急剧减小,微腔中光谱发射线宽很窄,从而有效地增大了自发辐射耦合因子。

图5为不同自发辐射耦合因子下,激光阈值随腔 Q 值的变化关系。如图5所示,腔 Q 值越大,激光阈值越小,当腔 Q 值大于一定值时,阈值随 Q 值的变化比较平坦。在上述实现单横模激射条件下,可以通过优化光子晶体结构,提高微腔品质因子降低激光阈值。

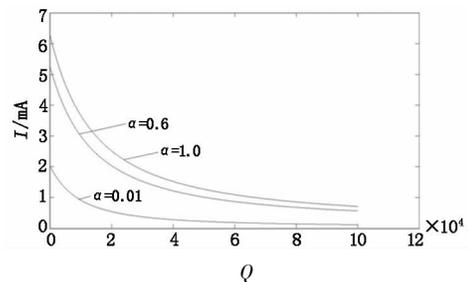


图5 阈值电流随腔 Q 值的变换关系图

5 总结

本文对实现垂直腔面发射激光器单横模激射的

光子晶体结构进行了研究。利用了光子晶体光纤的单横模理论,分析有效归一化频率随晶格常数和填充因子的变化关系,并采该光子晶体完全带隙的计算结果,围绕结构模型的归一化频率是否小于2.405,选取合适的光子晶体结构参数,实现单横模激射。同时本文分析了在半导体激光器中引入光子晶体对激光阈值的影响。激活介质处于光子晶体微腔中自发辐射耦合因子增大,同时高 Q 值的微腔降低激光阈值。计算结果对光子晶体半导体激光器的设计具有很好的指导作用。

参考文献:

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58:2059 – 2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58: 2486 – 2489.
- [3] Song D S, Kim S H, Park H G, et al. Single-fundamental-mode photonic-crystal vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. Appl. Phys. Lett., 2002, 80(21): 3901 – 3903.
- [4] Yokouchi N, Danner A J, Choquette K D. Two-dimensional photonic crystal confined vertical-cavity surface-emitting laser[J]. IEEE J Sel Top Quantum Electron, 2003, 9(5): 1439 – 1445.
- [5] T Baba. Photonic crystals and microdisk cavities based on GaInAsP/InP system[J]. IEEE J Select Topics Quantum Electron, 1997, 3: 808 – 815.
- [6] Painter O, Lee R K, Scherer A, et al. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser [J]. Science, 284: 1819 – 1821.
- [7] Minkyoo Seo, G Hugh, et al. Nonlinear dispersive three-dimensional finite-difference time-domain analysis for photonic-crystal lasers[J]. Optics Express, 2005, 24.
- [8] Ma X T, Zheng W H, Ren G, et al. Inductively coupled plasma etching of two-dimensional InGaAsP/InP-based photonic crystal[J]. Chinese Physics, 2007, 56: 977 – 981.
- [9] Cai Borong. Laser devices[M]. Changsha: Hunan Science & Technology Press, 1981: 328 – 329. (in Chinese)
蔡伯荣. 激光器件[M]. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1981: 328 – 329.