

# 光抽运垂直外腔面发射激光器的增益特性数值模拟

华玲玲<sup>1</sup> 杨阳<sup>2</sup> 宋晏蓉<sup>3</sup> 张鹏<sup>4</sup>

<sup>1</sup>华北科技学院基础部, 北京 101601

<sup>2</sup>华北科技学院计算机学院, 北京 101601

<sup>3</sup>北京工业大学应用数理学院, 北京 100124

<sup>4</sup>重庆师范大学物理与电子工程学院, 重庆 400047

**摘要** 为了深入研究光抽运垂直外腔面发射激光器的增益特性,以 InGaAs/GaAs 应变量子阱系统为例,建立了将带隙、带边不连续性计算和带结构计算系统结合起来的完整体系,考虑在应变影响下能带及波函数的混合效应。利用有限差分法对含  $6 \times 6$  Luttinger-Kohn 哈密顿量的有效质量方程精确求解,得到了 InGaAs/GaAs 应变量子阱导带、价带的能带结构和包络函数,然后选用 Lorentzian 线形函数,数值模拟了量子阱的材料增益谱和自发辐射谱。最后讨论了阱宽、载流子浓度、温度等因素对量子阱材料增益的影响,为光抽运垂直外腔面发射激光器的优化设计提供了理论依据。

**关键词** 激光器;应变量子阱;能带结构;材料增益;自发辐射谱

**中图分类号** O417 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201239.s102003

## Numerical Simulation of the Gain Characteristics of Optically Pumped Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers

Hua Lingling<sup>1</sup> Yang Yang<sup>2</sup> Song Yanrong<sup>3</sup> Zhang Peng<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Basis Department, North China Institute of Science and Technology, Beijing 101601, China

<sup>2</sup>Computer Department, North China Institute of Science and Technology, Beijing 101601, China

<sup>3</sup>College of Applied Sciences, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China

<sup>4</sup>College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 400047, China

**Abstract** To investigate the gain characteristics of optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers, taking InGaAs/GaAs strained quantum wells as an example, a complete system model which considers all the effects of the band-gap, band-edge discontinuities and band structure is established. In view of the valence band mixing and the wave function mixing, the  $6 \times 6$  effective-mass Luttinger-Kohn Hamiltonian is solved by using the finite difference method, and the conduction-band structures, the valence-band structures and envelope functions are obtained. And then the material gain and spontaneous radiation spectrum with linear Lorentzian function are simulated numerically. Finally, the effects of the well width, carrier density, temperature and other factors on the quantum-well gain are discussed. The calculated results provide a theoretical basis for the optimized design of optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers.

**Key words** lasers; strained quantum-well; band structure; material gain; spontaneous radiation spectrum

**OCIS codes** 140.3380; 140.3430; 140.5960; 230.5590

## 1 引言

近几年来,光抽运垂直外腔面发射激光器(OP-VECSEL)或称半导体薄片激光器<sup>[2]</sup>(SDL)成

为了新型激光器件研究领域的亮点和热点,原因在于 OP-VECSEL 综合了半导体激光器和固体薄片激光器的优点。一方面,利用成熟的半导体能带工

**收稿日期:** 2012-01-16; **收到修改稿日期:** 2012-02-22

**基金项目:** 中央高校基本科研业务费(2011B020)和华北科技学院教育科学研究基金资助课题。

**作者简介:** 华玲玲(1980—),女,硕士,讲师,主要从事光抽运半导体激光器方面的研究。

E-mail: your2008@vip.163.com

程,其发射波长覆盖从可见光到近红外的广泛区域;另一方面,OP-VECSEL 既能获得高光束质量<sup>[3]</sup>和高功率输出,也能方便地进行腔内倍频<sup>[4]</sup>、调谐运转和锁模运行。因而,OP-VECSEL 在激光频率变换、光时钟、光通信、激光显示、生化分析、激光光谱学以及激光医学等诸多领域都有重要的应用,是一种名副其实的新型实用激光光源。

在 OP-VECSEL 的模型设计中,增益是一个非常重要的同时也非常复杂的参量,有源区的增益特性决定着半导体激光器的性能,如阈值电流、线宽增强因子、输出功率、增益饱和特性、噪声因子等。因此,深入研究增益特性对进一步改善激光器的性能具有重要意义。增益特性包括腔特性、腔对波长选择、材料增益特性及模式增益特性,本文重点讨论材料增益特性。通常计算材料增益都是用抛物线近似理论给出导带和价带的能级位置,近似得到增益峰值波长,这在激光器设计中会产生很大误差。本文提出一种精确计算材料增益的方法,以 InGaAs/GaAs 应变量子阱系统为例,考虑价带混合效应,用 K·P 微扰理论给出包括重空穴带(HH)、轻空穴带(LH)、自旋轨道裂矩带(SO)相互作用和考虑应变

作用的 6×6 Luttinger-Kohn 哈密顿量,利用有限差分法求解含 Luttinger-Kohn 哈密顿量的有效质量方程,计算得到导带和价带的能带结构,进而对增益谱进行计算。最后讨论了阱宽、载流子浓度、温度等因素对材料增益的影响,为 OP-VECSEL 的优化设计提供理论依据。

## 2 OP-VECSEL 的结构及量子阱材料特性

图 1(a)给出了 OP-VECSEL 的结构简图,主要由热沉、增益芯片、灵活可调外腔镜、抽运光组成。图 1(b)为增益芯片结构,主要分 4 个部分,即衬底、分布式布拉格反射镜(DBR)、量子阱有源区(MQW)和窗口层。最底层是衬底,对于 1 μm 附近的波长一般采用 GaAs 衬底,在衬底上外延生长 DBR,反射率要求达到 99.5%。DBR 生长完成后,接着生长 MQW。量子阱上面为高禁带宽度的阻挡层,阻挡载流子溢出;量子阱在有源区中周期分布在腔内驻波的波腹上,其厚度一般不超出 10 nm,相对于波长来说非常小。

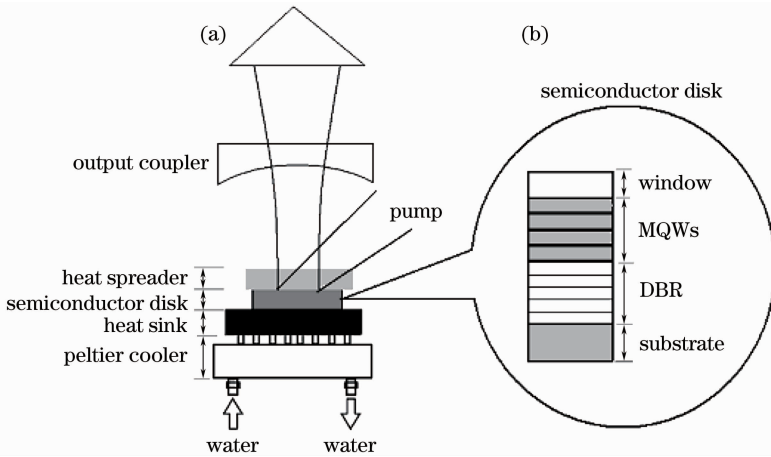


图 1 OP-VECSEL 装置图。(a)外腔和光抽运结构;(b)增益芯片

Fig. 1 Schematic setup of the OP-VECSEL. (a) External cavity and optically pumping structure; (b) gain chip

OP-VECSEL 的 MQW 是在 GaAs 垒材料上外延生长 InGaAs。量子阱中由于势垒层与势阱层材料的晶格常数不匹配而产生应变,而应变的引入将影响量子阱的能带结构<sup>[5,6]</sup>,进一步影响激光器的增益特性。应变给能带结构带来很大影响,不仅使轻、重空穴带分离,更重要的是使价带的形状和位置发生变化。应变所致价带漂移<sup>[7]</sup>为

$$\delta E_{HH}(x) = -P_\epsilon - Q_\epsilon, \delta E_{LH}(x) = -P_\epsilon + Q_\epsilon,$$

$$P_\epsilon = -a_v(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = -2a_v\left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\epsilon_{//},$$

$$Q_\epsilon = -\frac{b}{2}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} - 2\epsilon_{zz}) = -b\left(1 + 2\frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\epsilon_{//}, \quad (1)$$

导带漂移为

$$\delta E_C(x) = P_{ce} = a_c(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = 2a_c\left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\epsilon_{//}, \quad (2)$$

这里应变张量元  $\epsilon_{ij}$  分别定义为

$$\epsilon_{//} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_0 - a(x)}{a(x)},$$

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\epsilon_{//}, \quad \epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = 0. \quad (3)$$

选择晶体生长面的方向 $[001]$ 为 $z$ 轴, $a_0$ 是衬底GaAs的晶格常数, $a(x)$ 是外延层InGaAs的晶格常数, $C_{12}$ 和 $C_{11}$ 为晶体的弹性模量。 $a_c$ 、 $a_v$ 分别为导带和价带的流体静压势, $b$ 为剪切形变势。利用三元系插值公式: $P(A_x B_{1-x} C) = xP(AC) + (1-x)P(BC)$ ,可以近似计算得到InGaAs的晶格常数 $a(x)$ 恒大于衬底GaAs的晶格常数 $a_0$ 。因此InGaAs/GaAs晶格失配产生的应变恒为压应变。

### 3 InGaAs/GaAs 应变量子阱能带结构

量子阱能带结构的计算实际上就是分别解导带

$$\mathbf{H}_{3 \times 3}^{\sigma} = - \begin{bmatrix} P + Q - V_h(z) & R_k \mp iS_k & \sqrt{2}R_k \pm \frac{i}{\sqrt{2}}S_k \\ R_k \pm iS_k & P - Q - V_h(z) & \sqrt{2}Q \pm i\sqrt{\frac{3}{2}}S_k \\ \sqrt{2}R_k \mp \frac{i}{\sqrt{2}}S_k & \sqrt{2}Q \mp i\sqrt{\frac{3}{2}}S_k & P + \Delta(z) - V_h(z) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中 $\sigma$ 为U或L,分别表示上哈密顿算符和下哈密顿算符。 $\mathbf{H}^U = (\mathbf{H}^L)^* = (\mathbf{H}^L)^T$ ,上标“\*”表示复共轭,“T”表示转置。矩阵元中包括了有应变存在的情况。其中

$$\begin{cases} P = P_k + P_e, Q = Q_k + Q_e, \\ P_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\gamma_1(k_x^2 + k_y^2), \\ Q_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\gamma_2(k_x^2 - 2k_z^2), \\ R_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\sqrt{3}\left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2}\right)k_x^2, \\ S_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)2\sqrt{3}\gamma_3 k_x k_z. \end{cases} \quad (6)$$

在量子阱中 $\mathbf{k}$ 为波矢; $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = -i\nabla_t$ ,为 $k_x$ - $k_y$ 平面内波矢大小; $k_z = -i\partial/\partial z$ ;  $m_0$ 为自由电子质量; $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$ 、 $\gamma_3$ 是材料的Luttinger有效质量参数; $\Delta(z)$ 为自旋-轨道耦合分离能; $V_h(z)$ 是带边不连续性确定的无应变时价带势能[令阱内 $V_h(z) = 0$ ]。

对于上哈密顿算符,价带子带结构能量本征值 $E_m^U(k_t)$ 可由下式确定:

$$\sum_{\beta=1}^3 H_{3 \times 3, \alpha\beta}^{\sigma}(k_z = -i\partial/\partial z) g_{m,\beta}^{\sigma}(z, k_t) = E_{\alpha,m}^{\sigma}(k_t) g_{m,\alpha}^{\sigma}(z, k_t), \quad (7)$$

中电子和价带中空穴的薛定谔方程,得到对应能量本征值和包络函数的过程。本文用Luttinger-Kohn哈密顿量来研究量子阱结构的价带和导带的能级及电子跃迁情况。对一般的应变量子阱结构,其价带哈密顿量是一个 $6 \times 6$ 矩阵,包括重空穴带、轻空穴带和自旋轨道裂矩带的相互作用。通过么正变换,该 $6 \times 6$ 矩阵对角化,形成两个 $3 \times 3$ 矩阵。如果研究的量子阱结构是对称的,则可以只解含一个 $3 \times 3$ 矩阵哈密顿量的方程。下面给出的是考虑应变作用,经过么正变换后的 $6 \times 6$ 块对角哈密顿量为<sup>[7,8]</sup>

$$\mathbf{H}_{6 \times 6} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}^U & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{H}^L \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{H}^U$ 和 $\mathbf{H}^L$ 均是 $3 \times 3$ 矩阵,定义为

式中 $\alpha = \text{HH, LH, SO}$ 。 $g_{m,\alpha}^{\sigma}$ 为价带第 $m$ 个子带的包络函数。对于许多III-V族直接带系的半导体材料,导带抛物线型哈密顿量可表示为

$$H^c(k) = \left(\frac{\hbar^2}{2}\right)\left(\frac{k_x^2}{m_c'} + \frac{k_z^2}{m_c''}\right) + V_c(z) + P_{ce}, \quad (8)$$

式中 $m_c'$ 和 $m_c''$ 分别为平行和垂直于生长平面的导带电子有效质量,本文近似认为 $m_c' = m_c'' = m_c$ 。 $V_c(z)$ 是带边不连续性确定的无应变时导带势能, $V_c(z) = V_h(z) + E_g$ 。导带子带结构 $E_n^c(k_t)$ 可由下式确定:

$$\begin{aligned} H^c(k_t = 0, k_z = -i\partial/\partial z)\phi_n(z) = \\ E_n^c(k_t = 0)\phi_n(z), \end{aligned} \quad (9)$$

当 $k_t = 0$ 时可求解 $E_n^c(k_t = 0)$ 。则整个导带结构可表示为

$$E_n^c(k_t) \approx E_n^c(k_t = 0) + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_{c,\omega}'}. \quad (10)$$

(10)式右边第一项为量子化能量,第二项为电子抛物线能量分布, $m_{c,\omega}'$ 为平行于生长平面的量子阱中导带电子有效质量,下标 $\omega$ 表示量子阱。可证明导带包络函数有

$$\phi_n(z, k_t) = \phi_n(z, k_t = 0) = \phi_n(z). \quad (11)$$

计算中取In组分含量 $x = 0.2$ ,势垒宽度 $L_B =$

16 nm, 势垒 GaAs 带隙能为 1.424 eV, 取阱材料带隙能  $E_g(x) = 0.356x + 1.424(1-x) - 0.5137x(1-x)$ 。其余各参量值均由线性插值法用 InAs、GaAs 相应的参量值求得。

#### 4 单量子阱的材料增益谱计算

将价带间混合效应的能带结构及波函数代入, 考虑载流子在能带内的弛豫效应, 并选用 Lorentzian 线形函数, 单量子阱的材料增益<sup>[9]</sup>表示为

$$g(\hbar\omega) = g_{\text{sp}}^e(\hbar\omega) \left[ 1 - \exp\left(\frac{\hbar\omega - \Delta F}{K_B T}\right) \right], \quad (12)$$

$$g_{\text{sp}}^e(\hbar\omega) = \frac{2q^2 \pi}{n_r c \epsilon_0 m_0^2 \omega L} \sum_{\sigma=U,L} \sum_{n,m} \int |\mathbf{e} \cdot \mathbf{M}_{\sigma mn}^e(k_t)|^2 \times \frac{f_n^c(k_t)[1 - f_{\sigma m}^v(k_t)] \left(\frac{\hbar\gamma}{\pi}\right) k_t dk_t}{[E_{\sigma mn}^{\text{cv}}(k_t) - \hbar\omega]^2 + (\hbar\gamma)^2} \frac{k_t dk_t}{2\pi}, \quad (13)$$

式中

$$\begin{cases} f_n^c(k_t) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_n^c(k_t) - F_c}{K_B T}\right) + 1}, \\ f_{\sigma m}^v(k_t) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{\sigma m}^v(k_t) - F_v}{K_B T}\right) + 1}, \\ E_{\sigma mn}^{\text{cv}}(k_t) = E_n^c(k_t) - E_{\sigma m}^v(k_t), \\ \Delta F = f_n^c(k_t) - f_{\sigma m}^v(k_t), \end{cases} \quad (14)$$

$n_r$  为阱层相对折射率,  $\mathbf{M}_{\sigma mn}^e(k_t)$  为动量矩阵元, TE 模和 TM 模偏振下表示为

$$|\mathbf{M}_{\text{TE}}|^2 = |\mathbf{x} \cdot \mathbf{M}_{\sigma mn}^e(k_t)|^2 = |\mathbf{y} \cdot \mathbf{M}_{\sigma mn}^e(k_t)|^2 = \frac{M_b^2}{4} \{ |\langle g_{m,\text{LH}}^{\sigma} + \sqrt{2} g_{m,\text{SO}}^{\sigma} | \phi_n \rangle|^2 + |3 \langle g_{m,\text{HH}}^{\sigma} | \phi_n \rangle|^2 \}, \quad (15)$$

$$|\mathbf{M}_{\text{TM}}|^2 = |\mathbf{z} \cdot \mathbf{M}_{\sigma mn}^e(k_t)|^2 = M_b^2 |\langle g_{m,\text{LH}}^{\sigma} - \frac{1}{\sqrt{2}} g_{m,\text{SO}}^{\sigma} | \phi_n \rangle|^2, \quad (16)$$

$$M_b^2 = \frac{|\langle S | p_x | X \rangle|^2}{3} = \frac{m_0 E_p}{6}. \quad (17)$$

自发辐射速率表示为

$$r_{\text{sp}}(\hbar\omega) = \frac{q^2 n_r \omega}{\pi \hbar c^3 \epsilon_0 m_0^2 L} \sum_{\gamma=\uparrow,\downarrow} \sum_{\sigma=U,L} \sum_{n,m} \int |M_{\text{SP}}^e(k_t)|^2 \times \frac{f_n^c(k_t)[1 - f_{\sigma m}^v(k_t)] \left(\frac{\hbar}{\pi\gamma}\right) k_t dk_t}{[E_{\sigma mn}^{\text{cv}}(k_t) - \hbar\omega]^2 + (\hbar/\gamma)^2} \frac{k_t dk_t}{2\pi}, \quad (18)$$

$$|M_{\text{sp}}|^2 = \frac{1}{3} (2 |\mathbf{M}_{\text{TE}}|^2 + |\mathbf{M}_{\text{TM}}|^2) = \frac{M_b^2}{2} \{ |\langle g_{m,\text{HH}}^{\sigma} | \phi_n \rangle|^2 + |\langle g_{m,\text{SO}}^{\sigma} | \phi_n \rangle|^2 \}.$$

带间跃迁应遵循  $\Delta n = 0$  的原则, 增益主要由 C1-HH1 跃迁来决定, 因此只计算 C1-HH1 带间跃迁的增益。计算中所用材料参数见表 1<sup>[10]</sup>。

表 1 计算所用材料参数表

Table 1 Parameters of materials for calculation

Lattice constant	Elastic stiffness constant		Hydrostatic deformation potential		Shear deformation potential	Luttinger parameters			Electron effective mass	Spin-orbit split-off energy	
	$a$ / nm	$C_{11} / (10^6 \text{ N/cm}^2)$	$C_{12} / (10^6 \text{ N/cm}^2)$	$a_c / \text{eV}$	$a_v / \text{eV}$	$b / \text{eV}$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$m_c / m_0$	$\Delta / \text{eV}$
InAs	0.6058	8.329	4.526	-5.08	1.00	-1.8	20.0	8.50	9.20	0.026	0.39
GaAs	0.5653	12.210	5.660	-7.17	1.16	-2.0	6.98	2.06	2.93	0.067	0.34

#### 5 计算结果分析

图 2 为相同温度和相同阱宽下, 注入载流子浓度  $2 \times 10^{18} \sim 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时材料增益的变化情况。由图可见, 增益曲线先急剧升高, 达到峰值后又急剧减小, 最后达到零值, 增益曲线的起伏是由于导带中子带电子与价带中相应重空穴或轻空穴复合产生的。随着载流子浓度的增加, 增益曲线的最大值向更高的光子能量处移动, 峰值增益也增加; 但随着注入载流子浓度的增加, 增益峰值逐渐向短波长方向移动。这是因为电子是从导带底向上填充的, 随着

注入载流子浓度的增加, 高能级的电子和空穴子带填充浓度增加, 粒子数反转程度增大, 所以增益峰值增大。同时这一过程使得带隙能量增大, 所以增益峰值对应波长将减小, 向短波长方向移动。

图 3 为 300 K 下, 注入载流子浓度为  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时, 理论计算的  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  单量子阱不同阱宽对应的带间跃迁的材料增益谱<sup>[11]</sup>。从图中可以得到: 随着单量子阱阱宽的增大, 增益谱的谱线加宽, 峰值增益增大; 相同载流子浓度下的峰值增益对应波长逐渐增大, 而量子阱带隙能量将减

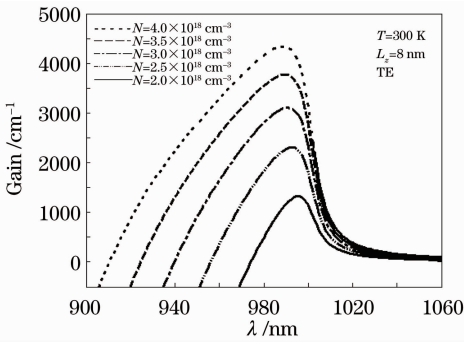


图2 In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs 应变量子阱材料增益  
Fig. 2 Material gains of the In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs compressively strained quantum well

小。这是由于随着阱宽的增加,电子和空穴能级降低,在较低的注入载流子浓度下,电子准费米能级就可以进入导带而实现粒子数反转条件。另外由(13)式可知,决定增益大小的最主要因素是跃迁矩阵元的大小,而跃迁矩阵元的大小又主要取决于量子阱阱区和波函数的交叠积分,其中量子阱的阱区大小即积分区域。因此阱区宽度越大,交叠积分的结果使它的峰值增益越大。

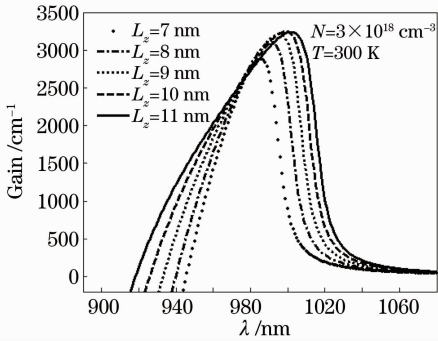


图3 五种阱宽时的材料增益

Fig. 3 Material gains of the five well widths

图4 是不同阱宽<sup>[12]</sup>下峰值增益随载流子浓度的变化情况。由图可见,在开始阶段增益随注入载

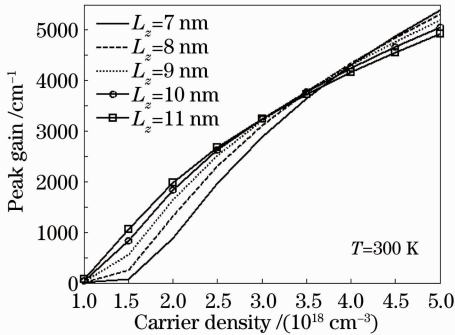


图4 量子阱的峰值增益与载流子浓度的关系  
Fig. 4 Peak gain of the quantum well versus carrier density

流子浓度迅速增大,这是量子阱中最低能级具有高状态密度的直接反映。而在增益达到一定值后曲线开始饱和,这与量子阱中最低子带的常数密度有关。在阱宽小于8 nm 时,较低载流子浓度下峰值增益增长缓慢,而较高载流子浓度时峰值增益变化陡峭;当阱宽大于10 nm 时,峰值增益变化已无明显优势。

图5 是不同阱宽下峰值增益受温度的影响情况。由图可见,随着温度的升高,量子阱的峰值增益急剧下降,这是因为随着温度的增加,费米能级附近占有几率的变化平坦了,因此增益降低。图中7 nm 的量子阱其峰值增益随着温度的升高减小得较为陡峭,这对激光器在高温工作是很不利的。而10 nm 以上宽度的量子阱其温度稳定性的优势已不是很明显。因此 In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs 量子阱的宽度最佳值应为8~10 nm。

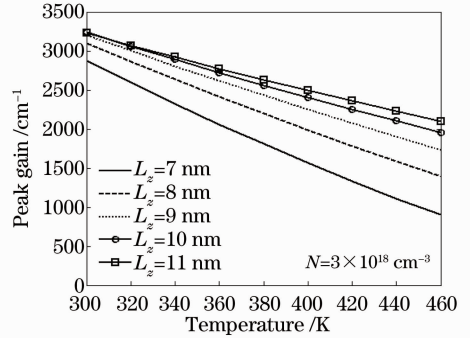


图5 量子阱的峰值增益与温度的关系

Fig. 5 Peak gain of the quantum well versus temperature

另外,明显的热效应<sup>[13]</sup>会导致激光器温度升高,此时发射波长和量子阱的增益谱会同时向长波长方向漂移,而增益谱的漂移速度较发射波长快,这会导致增益谱扫过发射波长。在某个温度点,当增益谱离发射波长太远时,激光器的输出功率会下降。为了提高 OP-VECSEL 的温度特性,使量子阱增益谱在工作温度范围内与发射波长有良好的匹配,需要将增益峰值波长设计在发射波长的短波长边,发射波长和增益峰值波长之间合适的偏差会使 OP-VECSEL 的阈值电流和工作电流随温度的变化较小。

图6 是不同载流子浓度下的量子阱的峰值增益与阱宽的关系。由图可知,量子阱的宽度介于8~10 nm 最为合适,因为小于8 nm 的量子阱其峰值增益随宽度的减小急剧减小,这是由于过窄的量子阱会引发过大的载流子泄漏造成的。而当量子阱的宽

度大于 10 nm 后,量子阱的峰值增益随着阱宽的增大会不增反减。另外,由于阱宽增大,量子阱的导带中会出现第 2 个约束能级,这一能级对应的跃迁在增益谱上就表现为出现第 2 个峰。

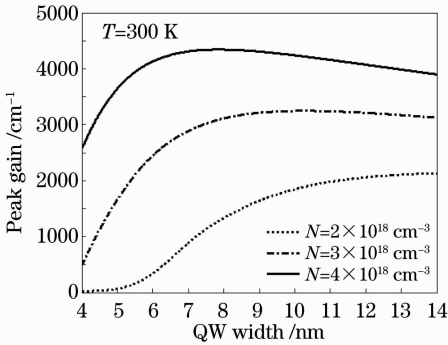


图 6 量子阱的峰值增益与阱宽的关系

Fig. 6 Peak gain of the quantum well versus QW width

综合图 4~6 来看,InGaAs/GaAs 量子阱宽度介于 8~10 nm 比较合适,此结论与文献[14]的结果吻合。

图 7 所示为 300 K 下,相同载流子浓度、不同阱宽时的自发辐射谱。随着量子阱阱宽的增加,自发辐射谱的谱线加宽,辐射谱峰值减小,自发辐射峰值波长将增大。如图 8 所示在同一温度下,当注入载流子浓度为  $2 \times 10^{18} \sim 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  逐渐增大时,自发辐射强度增大,谱变宽,自发辐射峰值波长向短波长方向移动。

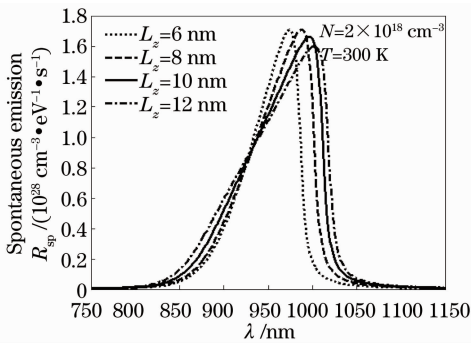


图 7 四种阱宽时的自发辐射谱

Fig. 7 Spontaneous radiation spectra of the four well widths

## 6 结 论

介绍了 OP-VECSEL 的结构,以 InGaAs/GaAs 应变量子阱系统为例,建立了计算量子阱能带结构和材料增益谱的理论模型。模型基于 K·P 微扰理论,考虑在应变影响下能带及波函数的混合效应,给出  $6 \times 6$  Luttinger-Kohn 哈密顿量,通过精确地求解

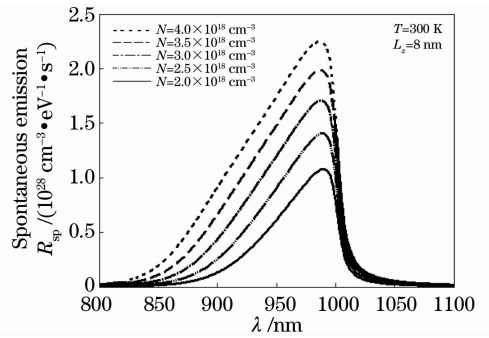


图 8 In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs 应变量子阱的自发辐射谱

Fig. 8 Spontaneous radiation spectra of the

In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs compressively strained QW well

含 Luttinger-Kohn 哈密顿量的有效质量方程,得到应变量子阱导带和价带的能带结构,然后选用 Lorentzian 线形函数,数值模拟了量子阱的材料增益。计算结果表明:应变的引入将改变材料的能带结构和带隙,减小空穴的有效质量,改善态密度,降低透明载流子浓度,增大增益和增加偏振选择性等;材料增益随量子阱阱宽增大而增大,随注入载流子浓度增大而急剧增大,随温度升高而急剧减小。在芯片设计过程中,要注意阱宽优化设计,对于 InGaAs/GaAs 量子阱,宽度介于 8~10 nm 比较合适,过窄的阱的峰值增益太小,而过宽的阱峰值增益则趋于饱和甚至下降。这为 OP-VECSEL 的优化设计提供了理论依据。

## 参 考 文 献

- Song Yanrong, Guo Xiaoping, Wang Yonggang *et al.*. A novel laser-optimally pumped vertical external cavity surface emission laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(10): 1448~1450  
宋晏蓉, 郭晓萍, 王勇刚 等. 新型光抽运垂直外腔面发射半导体激光器[J]. *光子学报*, 2005, **34**(10): 1448~1450
- Yanrong Song, Peng Zhang, Jinrong Tian *et al.*. 1043 nm semiconductor disk laser[C]. *SPIE*, 2010, **7583**: 758319
- Cui Jinjiang, Ning Yongqiang, Jiang Chenyu *et al.*. Beam quality of high power vertical-cavity bottom-emitting semiconductor lasers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(1): 0102002  
崔锦江, 宁永强, 姜琛昱 等. 大功率垂直腔底发射半导体激光器的光束质量[J]. *中国激光*, 2011, **38**(1): 0102002
- Yanrong Song, Peng Zhang, Xiping Zhang *et al.*. Intracavity frequency-doubled green vertical external cavity surface emitting laser[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(4): 271~273
- Hua Lingling, Song Yanrong, Zhang Peng *et al.*. Study on the gain characteristics of optically pumped semiconductor laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(6): 1702~1708  
华玲玲, 宋晏蓉, 张 鹏 等. 光抽运半导体激光器增益特性研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(6): 1702~1708
- Zhang Yan. Structural design of 808 nm InGaAlAs vertical-cavity surface-emitting laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(9): 0902007  
张 艳. 808 nm InGaAlAs 垂直腔面发射激光器的结构设计[J]. *中国激光*, 2011, **38**(9): 0902007

- 7 C. S. Chang, S. L. Chuang. Modeling of strained quantum-well lasers with spin-orbit coupling[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 1995, **1**(2): 218~229
- 8 Li Shuqiang, Chen Jianghua, Yu Fusheng *et al.*. Theoretical design method of 980 nm strained single quantum well [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **27**(8): 682~686  
李树强, 陈江华, 于复生 等. 980 nm 应变单量子阱的理论设计 [J]. *中国激光*, 2000, **27**(8): 682~686
- 9 S. L. Chuang, C. S. Chang. A band-structure model of strained quantum-well wurtzite semiconductors [J]. *Semicond. Sci. Technol.*, 1997, **12**(3): 252~263
- 10 I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys [J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, **89**(11): 5815~5875
- 11 Liu Bin, Qiu Rongsheng, Fang Zujie. Theoretical calculation of gain and threshold current density for InGaN quantum well lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **25**(1): 1~6  
刘斌, 邱荣生, 方祖捷. InGaN 量子阱激光器增益和阈值电流的理论计算[J]. *中国激光*, 1998, **25**(1): 1~6
- 12 Li Xiaolong, Jiang Xiaofang, Lei Xiaoyan *et al.*. Well width dependence of band gap renormalization of single ZnO/MgZnO quantum well [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 2967~2971  
李小龙, 姜小芳, 雷小燕 等. ZnO/MgZnO 单量子阱的能带重正化与阱宽的关系[J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 2967~2971
- 13 Chen Baizhong, Dai Teli, Liang Yiping *et al.*. Finite element analysis of thermal management in optical pumping semiconductor vertical external cavity surface emitting laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(10): 2746~2750  
陈柏众, 戴特力, 梁一平等. 用有限元法讨论光抽运垂直外腔面发射半导体激光器的散热性能[J]. *中国激光*, 2009, **36**(10): 2746~2750
- 14 Zhang Peng, Song Yanrong, Tian Jinrong *et al.*. Gain characteristics of the InGaAs strained quantum wells with GaAs, AlGaAs, and GaAsP barriers in vertical-external-cavity surface-emitting lasers[J]. *J. Appl. Phys.*, 2009, **105**(5): 053103

栏目编辑:李文誌