

# InGaAs(P) 分别限制应变单量子阱激光器的 优化设计

彭宇恒 陈松岩 陈维友 赵铁民 刘式擘

(吉林大学电子工程系, 集成光电子学国家重点联合实验室 吉林大学实验区, 长春 130023)

**提要** 针对较常用的 InGaAs(P) 分别限制应变单量子阱激光器, 给出了为得到最大净增益的优化设计参数。对于激射波长为  $1.55 \mu\text{m}$  的无应变激光器, 最佳的光限制层波长为  $1.24 \mu\text{m}$ , 厚度为  $100 \text{ nm}$ 。当阱材料引入压缩应变后, 由于价带的有效状态密度减小, 量子阱激光器的微分增益变大, 阱深的增大对增大线性增益的效果更加明显, 所以最佳光限制层的波长将变短, 为  $1.20 \mu\text{m}$

**关键词** 量子阱, 分别限制, 光限制层, 净增益

## 1 引 言

应变量子阱激光器以其较小的二维电子气状态密度和较低的阈值电流已经越来越引起人们的重视, 特别是对 InGaAs(P) 系统的分别限制应变量子阱激光器的研究日益增多<sup>[1~3]</sup>。对于单量子阱结构激光器, 由于它的有源区很窄, 所以它只能提供较小的光限制因子, 而利用分别限制结构对载流子和光子分别进行限制能够有效地提高光限制因子。通常 InGaAs(P) 系统分别限制应变量子阱激光器的包层材料都为 InP, 有源区的材料和厚度决定于激射波长, 这样决定净增益大小的主要是光限制层的波长和厚度。当光限制层波长减小时, 阱深变大, 注入到阱内的载流子数增多, 量子阱的线性增益增大, 而同时光限制层的折射率降低, 量子阱结构的有效折射率也降低, 光限制因子减小。光限制层的厚度对净增益的影响较小, 这是因为载流子在光限制层的复合较小, 厚度的变化引起的注入到阱内的载流子浓度的变化很小, 并且, 当光限制层的厚度较大 ( $100 \text{ nm}$  左右, 一般的 InGaAs(P) 系统分别限制应变量子阱激光器的光限制层都在  $100 \text{ nm}$  附近) 时, 光限制层厚度的变化对光限制因子的影响也较小。我们首先从电流连续性方程和泊松方程出发, 解出了量子阱的注入载流子数同阱深、即光限制层波长之间的关系, 再利用包络函数近似和变分理论得到量子阱的能带结构, 根据注入到阱内的载流子浓度和量子阱的二维电子气状态密度以及电子和空穴的准费米能级, 得到了量子阱激光器的线性增益; 然后, 求解五层波导的光限制因子, 最后求出为得到最大净增益  $IG$  所需的分别限制应变单量子阱结构激光器的结构参数。

## 2 量子阱中的载流子注入

载流子在分别限制量子阱激光器中的传输过程如图 1 所示。I 区、II 区和 III 区分别表示有源层、光限制层和包层。 $J_e$  和  $J_h$  分别表示电子电流和空穴电流,  $\phi_c$  和  $\phi_v$  分别表示导带势和价带势。

电子和空穴在各层中的分布可由电流连续性方程和泊松方程给出<sup>[4]</sup>:

$$\frac{1}{q} \times \frac{\delta J_e}{\delta x} = B_{\text{eff}}(N - N^*)(P - P^*) \tag{1.1}$$

$$\frac{1}{q} \times \frac{\delta J_h}{\delta x} = -B_{\text{eff}}(N - N^*)(P - P^*) \tag{1.2}$$

$$J_e = q[\mu_e N \delta \phi_c / \delta x - \delta(D_e N) / \delta x] \tag{1.3}$$

$$J_h = q[\mu_h P \delta \phi_v / \delta x - \delta(D_h P) / \delta x] \tag{1.4}$$

$$\delta^2 \phi_c / \delta x^2 = q / \epsilon (N - P - N_D) + q_c \tag{1.5}$$

$$\delta^2 \phi_v / \delta x^2 = q / \epsilon (N - P - N_D) + q_v \tag{1.6}$$

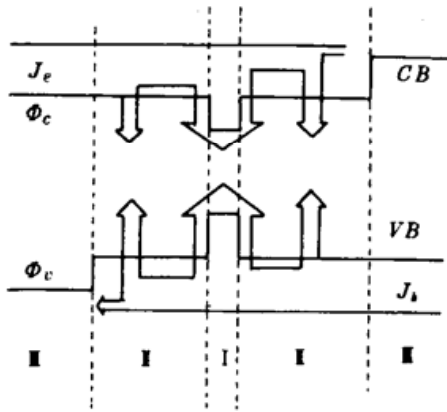


Fig. 1 Carrier transport in SCH laser

其中,  $e$ ,  $h$  分别代表电子和空穴,  $\mu_e$  和  $\mu_h$  为迁移率,  $D_e$  和  $D_h$  为扩散常数, 假定准费米能级是连续的, 载流子近似为玻尔兹曼分布,  $\mu$  和  $D$  满足爱因斯坦关系, 即  $D = kT_e/q$ .  $N_D = N_D^+ - P^-$  为掺杂浓度,  $N$  和  $P$  分别代表电子和空穴浓度,  $N^*$  和  $P^*$  为平衡态时(即无外加偏压时)的载流子浓度.  $B_{\text{eff}}$  为有效复合率.  $q_c$  和  $q_v$  分别为在计算界面处的导带势和价带势的二阶微分时由于导带势和价带势的不连续性而引入的真实电荷。

由于我们关心的是阈值条件, 为简化起见, 式(1)中没有引入受激项. 计算中用到的结构参数和材料参数由表 1 给出。

Table 1 Structural and material parameters used in our calculation

Trap width (nm)	Wavelength at active region ( $\mu\text{m}$ )	Thickness of optical confinement layer (nm)	Doping concentration of donors ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )	Doping concentration of acceptors ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )	External bias (V)
9	1.6	100	20	5	0.7

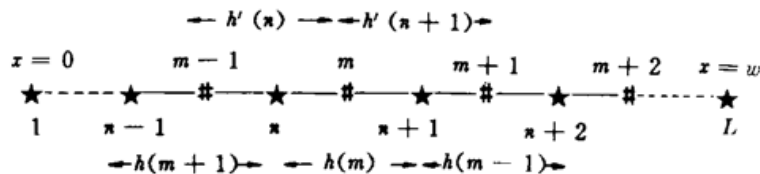


Fig. 2 The selection of division point for SCH laser

由于要求解的方程组中含有二次微分项, 我们采用了这种双抛分点的方法, 如图 2 所示. 这样微分方程组可以转化成线性形式, 即

$$J_h(m) = q/h(m)[\lambda_{h1}(m)P(n) + \lambda_{h2}(m)P(n+1)] \tag{2.1a}$$

$$J_c(m) = q/h(m)[\lambda_{c1}(m)N(n) + \lambda_{c2}(m)N(n+1)] \quad (2.1b)$$

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{J_A(m) - J_A(m-1)}{h'(n)} + B_{eff}(N - N^*)(P - P^*) = 0 \quad (2.1c)$$

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{J_c(m) - J_c(m-1)}{h'(n)} - B_{eff}(N - N^*)(P - P^*) = 0 \quad (2.1d)$$

$$\gamma_1(n)\Psi(n-1) + \gamma_2(n)\Psi(n) + \gamma_3(n)\Psi(n+1) = -q/\varepsilon[N_D + P(n) - N(n)] \quad (2.1e)$$

上式中的  $\gamma$  和  $\lambda$  分别为

$$\lambda_{A1}(m) = \mu_p(m)[\phi_c(n) - \phi_c(n+1)]/\{1 - \exp[-\beta(m)]\} \quad (2.2a)$$

$$\lambda_{A2}(m) = \mu_p(m)[\phi_c(n) - \phi_c(n+1)]/\{1 - \exp[\beta(m)]\} \quad (2.2b)$$

$$\lambda_{c1}(m) = \mu_n(m)[\phi_c(n) - \phi_c(n+1)]/\{1 - \exp[\beta(m)]\} \quad (2.2c)$$

$$\lambda_{c2}(m) = \mu_n(m)[\phi_c(n) - \phi_c(n+1)]/\{1 - \exp[-\beta(m)]\} \quad (2.2d)$$

其中  $\beta(m) = q * [\phi_c(n) - \phi_c(n+1)]/kT$

$$\gamma_1(n) = 1/[h(m-1)h'(n)] \quad (2.2e)$$

$$\gamma_2(n) = 1/[h(m)h'(n)] - 1/[h(m-1)h'(n)] \quad (2.2f)$$

$$\gamma_3(n) = 1/[h(m)h'(n)] \quad (2.2g)$$

这样,微分方程组(1)便可以通过式(2)全部化成线性方程了,利用求解矩阵本征值的方法,便可得到分别限制量子阱结构激光器中的电子和空穴对量子阱的注入情况。

### 3 量子阱激光器的线性增益

对于量子阱结构激光器,由于价带耦合作用的影响,能带结构已经不再是抛物带了,从  $K \cdot P$  微扰理论出发,根据变分理论和包络函数近似可以得到量子阱的能带结构。在量子阱中,电子的运动状态被限制在平行于界面的二维平面内,根据下式可以直接求得对应于不同能级的二维电子气状态密度<sup>[5]</sup>

$$DOS = \sum x_i K_{//} \times dK_{//} / (\pi \times dE_i) \quad (3)$$

根据求得的阱内的载流子浓度可以分别计算出电子和空穴的准费米能级,于是线性增益便可以通过下式<sup>[6]</sup>求得

$$G(E) = \int_{E_0}^{\infty} dE' G_0(f_1 - f_2)L(E, E') \quad (4)$$

其中,  $E, E_0, G_0, f_1, f_2$  和  $L(E, E')$  分别表示光子能量、量子阱激光器的基本激射能量、与量子阱结构和材料有关的增益常数、导带电子占有几率、价带电子占有几率以及线形函数。

增益常数  $G_0$  为

$$G_0 = \frac{Em_r |M|^2}{hc/n h^2 L_z} \quad (5)$$

其中,  $c/n$  为群速度,  $L_z$  为势阱宽度,  $m_r$  为导带和价带有效质量的折合质量,  $m_r = m_c m_v / (m_c + m_v)$ ,  $|M|^2$  为电子跃迁的偶极矩阵元

$$|M|^2 = R(eh/2E_{cv})^2 [E_g(E_g + \Delta)/(E_g + 2\Delta/3)/m_c^*] \quad (6)$$

$R$  是与偏振状态有关的系数,  $h$  为普朗克常数。

$R = 3/4 \times (1 - \cos^2\theta)$ , TE 偏振;  $R = 3/2 \times \sin^2\theta$ , TM 偏振。其中  $\theta$  为波矢量与量子阱生长

方向之间的夹角。

#### 4 五层波导的光限制因子

对于五层对称波导的零阶 TE 模,光场分布可以写为<sup>[7]</sup>

$$E_y, H_y = \begin{cases} A \cosh_1 x & 0 \leq x \leq a & (7.1) \\ \frac{A \cosh_1 a \cos(h_1 x + \chi)}{\cos(h_1 a + \chi)} & a \leq x \leq b & (7.2) \\ \frac{A \cosh_1 a \cos(h_2 b + \chi)}{\cos(h_2 a + \chi)} \exp[h_3(b-x)] & b \leq x & (7.3) \end{cases}$$

$h_1, h_2, h_3$  为相位常数:

$$h_1^2 = k_0^2(n_1^2 - n_{\text{eff}}^2) \quad (8.1a)$$

$$h_2^2 = k_0^2 |n_2^2 - n_{\text{eff}}^2| \quad (8.2a)$$

$$h_3^2 = k_0^2 |n_3^2 - n_{\text{eff}}^2| \quad (8.3a)$$

令真空中的传播常数  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $n_{\text{eff}}$  为有效折射率,对于单量子阱结构,由于有源区的厚度很窄,对光起限制作用的是光限制层,有效折射率  $n_{\text{eff}}$  都是在  $(n_2, n_3)$  之间,所以有

$$h_2^2 = k_0^2(n_2^2 - n_{\text{eff}}^2) \quad (8.2b)$$

$$h_3^2 = k_0^2(n_{\text{eff}}^2 - n_3^2) \quad (8.3b)$$

利用边界条件

$$h_1 \tan h_1 a = h_2 \tan(h_2 a + \chi) \quad x = a \text{ 处} \quad (9.1)$$

$$h_2 \tan(h_2 a + \chi) = h_3 \quad x = b \text{ 处} \quad (9.2)$$

可解得本征值方程

$$h_1 a = \tan^{-1} \{ h_2 / h_1 [\tan^{-1}(h_3 / h_2) - h_2(b-a)] \} \quad (9.3)$$

利用以上有关公式,可求得有效折射率  $n_{\text{eff}}$ ,然后根据光强在各层的积分可得到光学限制因子

$$\Gamma = A / (A + B + C) \quad (10)$$

$$A = \int_0^a \cos^2(h_1 x) dx \quad (10.1)$$

$$B = \int_a^b \left[ \frac{A \cosh_1 a \cos(h_1 x + \chi)}{\cos(h_1 a + \chi)} \right]^2 dx \quad (10.2)$$

$$C = \int_b^\infty \left\{ \frac{A \cosh_1 a \cos(h_2 b + \chi)}{\cos(h_2 a + \chi)} \exp[h_3(b-x)] \right\}^2 dx \quad (10.3)$$

#### 5 数值计算结果与讨论

对于包层材料为  $0.92 \mu\text{m}$  的折射率为 3.17 的 InP,当光限制层厚度为 100 nm 时,我们分别求解了阱材料为 InP 匹配时和 0.015 压缩应变时为得到最大的净增益所需要的光限制层波长。

我们计算了当光限制层材料  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  的  $y$  值从 0.3 变化到 0.6 时的情况。计算出的光场分布如图 3 所示,当  $y$  值从 0.3 变化到 0.6 时,光限制层折射率变大,虽然有源区和光限制层的折射率差变小了,但由于有源层的厚度很小,对光起限制作用的主要是光限制层,光限制

层折射率的增大提高了有效折射率,使得量子阱有源区能够提供更好的光限制。

光限制因子、电子浓度、空穴浓度的计算结果如图 4 所示。随着光限制层材料的 As 组分的增加,光限制层的折射率变大,波长变长,使阱深变小,最终使得光限制因子增大,注入到阱内的电子和空穴的浓度变小。净增益可以简单地用光限制因子和线性增益的乘积  $\Gamma G$  得到,晶格匹配和压缩应变情况下的线性增益和净增益如图 5。净增益曲线的峰值所对应的波长即为最大净增益所需要的光限制层波长。有源区为压缩应变情况下,由于量子阱的能带结构发生变化,减小了二维电子气状态密度,增大了线性增益和微分增益。由于微分增益变大,阱内载流子浓度的增加能够更有效地增大线性增益,线性增益对净增益的影响变得更显著,故最大净增益所需要的光限制层波长比无应变时要短。

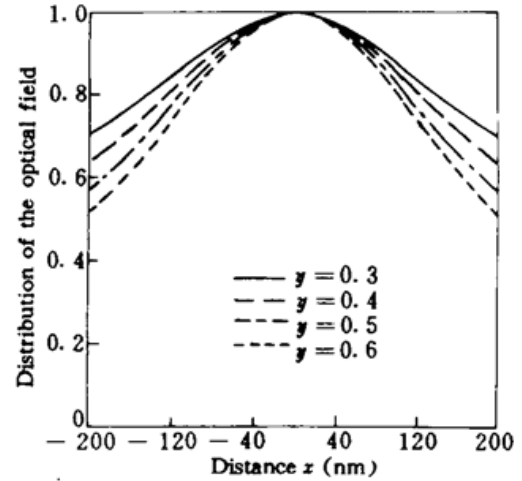


Fig. 3 The distribution of optical field of SCH laser

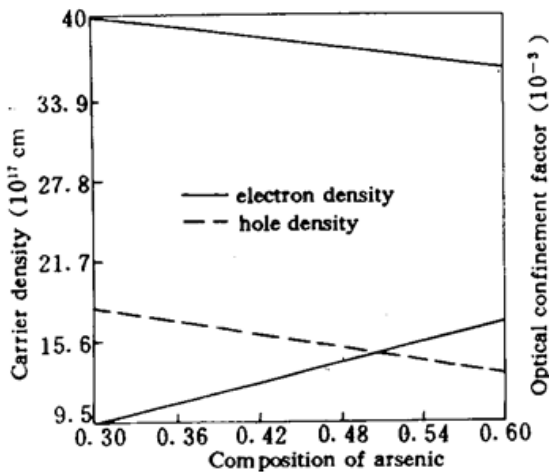


Fig. 4 Optical confinement factor, electron density and hole density vs As composition in the SCH layer

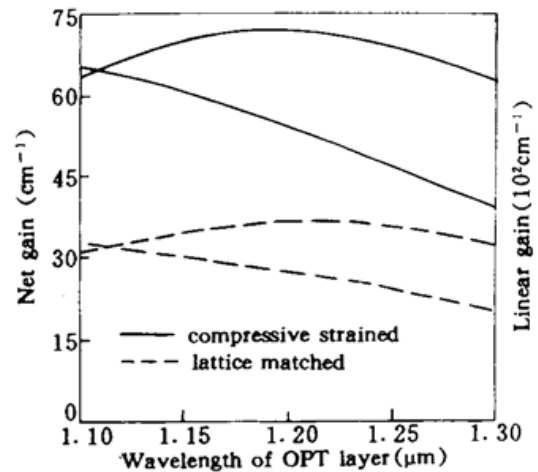


Fig. 5 The linear gain and net gain of SCH laser

最后,我们给出了为得到最大净增益,激光波长为  $1.55 \mu\text{m}$  应变量子阱激光器的一种优化结构设计:

包层材料为 InP; 光限制层厚为  $100 \text{ nm}$ 、波长为  $1.2 \mu\text{m}$ 、与 InP 晶格匹配的 InGaAsP; 有源区材料厚为  $9 \text{ nm}$  的波长为  $1.6 \mu\text{m}$  的 InGaAs,应变大小为  $1.5\%$ 。

如图 5 所示的计算结果,利用上述结构参数设计的应变单量子阱激光器的净增益在外加偏压为  $0.7 \text{ V}$  时可达到  $70 \text{ cm}^{-1}$ 。

## 参 考 文 献

- 1 P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma *et al.*. High-performance  $1.5 \mu\text{m}$  wavelength InGaAs-InGaAsP strained quantum well lasers and amplifiers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1991, QE-27: 1426~1436
- 2 C. E. Zah, R. Bhat, F. J. Favire *et al.*. Low-threshold  $1.5 \mu\text{m}$  compressive-strained multiple and single-

- quantum-well lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1991, QE-27 : 1440~1450
- 3 H. Temkin, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan. Strained InGaAs/InP quantum well lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 56 : 465~467
  - 4 Hideki Hirayama, Yasunari Miyake, Masahro Asada. Analysis of current injection efficiency of separate-confinement-heterostructure quantum-film lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, QE-28(1) : 68~74
  - 5 T. Yamanaka, Y. Yoshikuni, K. Yokoyama *et al.*. Theoretical study on enhanced differential gain and extremely reduced linewidth enhancement factor in quantum-well lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1993, QE-29(6) : 1609~1616
  - 6 M. Nido, K. Naniwae, J. Shimizu *et al.*. Analysis of differential gain in InGaAs-InGaAsP compressive and tensile strained QW lasers and its application for estimation of high speed modulation limit. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1993, QE-29(3) : 885~895
  - 7 M. J. Adams. An introduction to optical waveguides. John Wiley & Sons Ltd., 1981. 82~85

## Design of InGaAs(P) Separate-confinement-heterostructure Strained Quantum-well Lasers

Peng Yuheng Chen Songyan Chen Weiyou Zhao Tiemin Liu Shiyong

(National Integrated Optoelectronics Laboratory, Jilin University Region Institute of Electronic Science and Technology, Jilin University, Changchun 130023)

**Abstract** The structural design with the largest net gain is presented for commonly-used InGaAsP separate-confinement-heterostructure (SCH) strained quantum-well lasers. The best wavelength and width of SCH layer are 1.24  $\mu\text{m}$  and 100 nm for 1.55  $\mu\text{m}$  unstrained single quantum-well lasers. When compressive strain is introduced into the active layer, the best wavelength of SCH layer will be shorter because of the strain-induced reduction of state density and the enhancement of differential gain in quantum-well lasers.

**Key words** quantum-well, separate-confinement-heterostructure, optical confinement layer, net gain