

InGaAsSb/AlGaAsSb 长波长多量子阱激光器 有源区的优化设计*

徐刚毅[†] 李爱珍

(中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

(2002 年 12 月 26 日收到 2003 年 4 月 14 日收到修改稿)

系统地研究了波长为 $2.7\mu\text{m}$ 的 InGaAsSb/AlGaAsSb 多量子阱激光器中有源区的优化设计. 分别用含应变势的 6 带 KP 模型和抛物带模型计算价带和导带的能带结构, 并得到薛定谔方程和泊松方程的自洽解, 由此计算量子阱在载流子注入时的增益谱. 研究表明制约量子阱增益的主要因素不是跃迁矩阵元, 而是粒子数反转程度, 尤其是空穴填充 HH1 子带的概率. 增加压应变或减小阱宽都会提高量子阱增益. 前者降低了价带 HH1 子带空穴的平面内有效质量, 后者拉大了价带子带间距. 尽管它同时略微增加了空穴有效质量. 这两种因素都导致价带顶空穴态密度的降低, 提高了空穴在 HH1 子带的填充概率, 最终提高了量子阱的增益. 所得结论与已有的实验报道相符.

关键词: 长波长量子阱激光器, 能带结构, 增益谱

PACC: 7170E, 7360L, 7865K

1. 引 言

InGaAsSb/AlGaAsSb 多量子阱(MQW)激光器是 $2\text{--}3\mu\text{m}$ 波段的理想光源, 在痕量气体检测、分子光谱等领域有着重要的用途^[1-5]. 目前, 这一类激光器在短波段范围($2.0\text{--}2.6\mu\text{m}$)已取得很大的成功, 如波长为 $2.05\mu\text{m}$ 的 InGaAsSb/AlGaAsSb 多量子阱激光器, 室温连续模式阈值电流密度仅为 $50\text{A}/\text{cm}^2$, 内量子效率达 95%, $100\mu\text{m}$ 孔径的输出功率可达 1W ^[2]. 但这类激光器在长波长($\geq 2.7\mu\text{m}$)方面却遇到了很大的困难, 目前只有美国 Samoff 公司 Garbuzov 等人研制成功室温连续工作的 $2.7\mu\text{m}$ 多量子阱激光器^[5], 但它的阈值电流密度大于 $1\text{kA}/\text{cm}^2$, 脉冲模式下微量量子效率低于 20%, 未有光功率报道. 可见长波长激光器的性能远低于短波长的激光器. 为提高碲化物激光器在长波段的性能, 优化激光器尤其是有源区的结构是非常关键的. 理论上也需要回答两个问题. 第一, 什么是制约量子阱增益的主要限制因素, 是跃迁矩阵元还是粒子数反转程度. 第二, 量子阱的结构参数是如何影响上述两个因素的.

本文选择 $2.7\mu\text{m}$ 波长的 InGaAsSb/AlGaAsSb 激

光器为对象, 研究激光器有源区的优化设计. 通过研究量子阱的增益与其结构参数之间的关系来回答上述两个问题. 采用 6 带 KP 模型求解价带的能带结构, 并引入晶格失配产生的应变势. 采用抛物带模型计算导带的能带结构. 将薛定谔方程与泊松方程联立, 用迭代方法得到自洽解. 由此, 我们考虑了影响量子阱能带结构的几种主要因素, 包括轻重空穴混合、价带与旋轨分裂带的耦合以及应变与载流子分布的影响. 在此基础上通过费米黄金定律得到量子阱结构在不同的注入载流子密度时的增益谱. 我们将通过对比不同量子阱的增益谱, 得到提高量子阱激光器增益的途径, 并给予物理解释.

2. 物理模型

直接带隙的量子阱结构在布里渊区中心附近的能带结构可以由 KP 模型很好地表述. 对于应变量子阱, 它的价带结构可以用包络函数空间的一个 6×6 哈密顿算符 \overline{H}^{IK} 描述^[6-9]. 通过轴向近似, 在一组新的基矢 $|u_i\rangle$ 下, \overline{H}^{IK} 可以转变为块对角化的矩阵算符^[10]

* 国家“863”高技术发展计划(批准号 2001AA311150)和国家自然科学基金(批准号 60136010)资助的课题.

[†] E-mail: gangyi-xu@263.net

$$\overline{H}^{\text{LK}} = \begin{bmatrix} H_{3 \times 3}^{\text{U}}(k) & 0 \\ 0 & H_{3 \times 3}^{\text{L}}(k) \end{bmatrix},$$

$$H_{3 \times 3}^{\sigma} = - \begin{bmatrix} P + Q & R \mp iS & \sqrt{2}R \pm \frac{i}{\sqrt{2}}S \\ R \pm iS & P - Q & \sqrt{2}Q \pm i\sqrt{\frac{3}{2}}S \\ \sqrt{2}R \mp \frac{i}{\sqrt{2}}S & \sqrt{2}Q \mp i\sqrt{\frac{3}{2}}S & P + \Delta \end{bmatrix} \quad (\sigma = \text{U, L}), \quad (1)$$

其中

$$P = \frac{\hbar^2 \gamma_1}{2m_0} (k_x^2 + k_z^2) - a_v (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) + V_v(z),$$

$$Q = \frac{\hbar^2 \gamma_2}{2m_0} (k_x^2 - 2k_z^2) - \frac{b}{2} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} - 2\epsilon_{zz}),$$

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} \left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} \right) k_x^2,$$

$$S = \frac{\hbar^2}{2m_0} 2\sqrt{3} \gamma_3 k_x k_z.$$

上式中 m_0 为电子质量, $V_v(z)$ 为无应变时价带边分布, $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 为平面内波矢, a_v 和 b 为形变势参数, \hbar 为约合普朗克常数, γ_i 为 Luttinger 有效质量参数, Δ 为旋轨分裂能, ϵ_{xx} , ϵ_{yy} 以及 ϵ_{zz} 为外延层在不同方向的应变^[11]. 空穴波函数 Ψ 的形式为

$$\Psi_{m, k_t}^{\nu, \sigma} = \frac{e^{i k_t \rho}}{\sqrt{A}} \sum_{j=hh, lh, so} g_{m, j}^{\sigma} (z, k_t) | u_j^{\sigma} \rangle, \quad (2)$$

式中 $g_{m, j}^{\sigma}$ 为空穴包络函数, m 为价带子带的指数, A 为量子阱的面积, $\rho = (x, y)$ 为平面内位置矢量. 因此, 价带各子带的能量色散关系 $E_{\sigma, m}^{\nu}(k_t)$ 以及空穴包络函数可以通过求解下式得到

$$\sum_{j=hh, lh, so} H_{3 \times 3, ij}^{\sigma} g_{m, j}^{\sigma} (z, k_t) = E_{\sigma, m}^{\nu} g_{m, i}^{\sigma} (z, k_t). \quad (3)$$

抛物带模型下导带的能带结构可以通过解一维薛定谔方程得到

$$\left[-\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_e^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} + V_c(z) + a_c (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) \right] \phi_n(z) = E_n^c \phi_n(z), \quad (4)$$

式中 $V_c(z) + a_c (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz})$ 为导带电子的势函数, 其中 $a_c (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz})$ 为应变引起的形变势. m_e^* 为电子有效质量, E_n^c 为导带第 n 子带的能量, Φ_n 为电子在导带第 n 子带上的包络函数. 在(1)和(4)式中 $V_c(z)$ 和 $V_v(z)$ 分别包含两项:

$$V_c(z) = V_{\text{cw}}(z) - |e| \phi(z),$$

$$V_v(z) = V_{\text{cw}}(z) - |e| \phi(z). \quad (5)$$

上式中 $V_{\text{cw}}(z)$ 和 $V_{\text{vw}}(z)$ 为量子阱中导带和价带的带阶引起的内禀势能. $\phi(z)$ 为电荷分布造成的静电屏蔽势, 满足泊松方程

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi(z) = -\frac{1}{\epsilon} [\rho(z) - n(z)], \quad (6)$$

式中 ϵ 为介电常数在量子阱内的分布, $\rho(z)$ 和 $n(z)$ 分别为量子阱中空穴和电子的分布, 可由下式得到:

$$\rho(z) = \frac{1}{A} \sum_{\sigma} \sum_m \sum_{k_t} |\Psi_{m, k_t}^{\sigma}(z)|^2 [1 - f_v^{\sigma, m}(k_t)]$$

$$n(z) = \frac{1}{A} \sum_{\eta=\uparrow, \downarrow} \sum_n \sum_{k_t} |\Phi_{n, k_t}(z)|^2 f_c^{\eta, n}(k_t) \quad (7)$$

式中 $f_c^{\eta, n}$ 和 $f_v^{\sigma, m}$ 分别为电子在导带第 n 子带和价带第 m 子带上的占据概率, η 对应导带电子的自旋方向. $\Phi_{n, k_t}(z)$ 和 $\Psi_{m, k_t}^{\sigma}(z)$ 分别为导带和价带的包络函数. 从上述讨论中可以发现, 薛定谔方程与泊松方程是相互关联的. 用迭代的方法获得同时满足薛定谔方程和泊松方程的自洽解. 在获得能带结构、波函数的数值解后即可利用费米黄金定律得到量子阱的模式增益谱(modal gain)^[12]:

$$\Gamma g(\hbar\omega) = C_0 \frac{\Gamma}{L_z} \sum_{\eta} \sum_{\sigma} \sum_{n, m} \int_0^{\infty} \frac{k_t dk_t}{2\pi} |\hat{e} \cdot M_{nm}^{\eta, \sigma}(k_t)|^2$$

$$\times \frac{\zeta(2\pi)}{[E_{hm}^{\eta, \sigma}(k_t) - \hbar\omega] + (\zeta/2)} (f_c^{\eta, n} - f_v^{\sigma, m}),$$

$$C_0 = \frac{q2\pi}{n_t \epsilon_0 m_0^2 \omega}, \quad (8)$$

式中 c 为真空中的光速, n_t 为阱层材料的折射率, ϵ_0 为真空介电常数, $\hbar\omega$ 为光子能量, q 为电子电荷, ζ 为增益谱的线宽因子, L_z 为阱宽, $|\hat{e} \cdot M_{nm}^{\eta, \sigma}(k_t)|^2$ 为动量矩阵元的平方. Γ 为光学限制因子, 一般正比于阱宽. 在此将光学限制因子设定为 $\Gamma = 1.6 \times 10^{-5} \text{ nm} \cdot L_z$ ^[12]. 以下将分析不同量子阱结构的增益谱, 以及增益谱随注入载流子浓度的变化关系.

3. 数值结果与讨论

我们选择与 GaSb 衬底晶格匹配的 $Al_{0.30}GaAs_{0.03}Sb$ 为垒层材料,主要研究阱层材料的应变与阱宽对量子阱模式增益的影响.与 GaSb 衬底晶格匹配的 InGaAsSb 和 AlGaAsSb 材料在理论和实验都已有了大量的研究^[13-18],研究表明其四元系材料的物理参数可以通过相应的二元系和三元系材料通过插值并考虑弯曲效应计算得到^[18,19].本文采用了同样的方法来计算含应变的 InGaAsSb 的各参数.表 1 和表 2 分别列出了相应二元系材料的各物理参数以及三元系材料中非零的弯曲因子^[19].计算时材料的温度设定为 300K.为检验所选参数与插值方法的合理性,我们选择了一组应变的量子阱结构,计算了量子阱中 C1 与 HH1 子带的间距,并与实验报道的量子阱 PL 发光波长进行了比较^[20,21],结果列于表 3 中.可见计算值与实验值能很好地吻合.

表 1 各二元系材料的物理参数

参数	InAs	GaAs	InSb	GaSb
a_0/nm	0.60583	0.56532	0.64794	0.60959
E_g^I/eV	0.354	1.424	0.174	0.727
Δ_{so}/eV	0.39	0.341	0.81	0.76
$m_e^*(\Gamma)$	0.026	0.067	0.0135	0.039
γ_1	20.0	6.98	34.8	13.4
γ_2	8.5	2.06	15.5	4.7
γ_3	9.2	2.93	16.5	6.0
E_p/eV	21.5	28.8	23.3	27.0
VBO/eV	-0.59	-0.80	0	-0.03
a_c/eV	-5.08	-7.17	-6.94	-7.5
a_v/eV	1.00	1.16	0.36	0.8
b/eV	-1.8	-2.0	-2.0	-2.0
c_{11}/GPa	832.9	1221	684.7	884.2
c_{22}/GPa	452.6	566	373.5	402.6

表 2 三元系材料中非 0 的弯曲因子

参数	GaInAs	CaInSb	GaAsSb	InAsSb
E_g^I/eV	0.477	0.415	1.43	0.67
Δ_{so}/eV	0.15	0.1	0.6	1.2
m_e^*/Γ	0.0091	0.0092		0.035
E_p/eV	-1.48			
VBO/eV	-0.38		-1.06	
a_c/eV	2.61			

表 3 一组 InGaAsSb/AlGaAsSb 应变量子阱的结构参数,计算得到的 C1 与 HH1 子带间距,以及实验得到的 PL 发光能量^[20,21]

阱层材料 组分	压应变 /%	阱宽 /nm	C1—HH1 /meV	λ_{PL} /meV
$Ga_{0.7}In_{0.3}As_{0.180}Sb_{0.820}$	0.40	10	446	467*
$Ga_{0.7}In_{0.3}As_{0.144}Sb_{0.856}$	0.62	10	454	476*
$Ga_{0.7}In_{0.3}As_{0.095}Sb_{0.905}$	0.87	10	482	500*
$Ga_{0.7}In_{0.3}As_{0.055}Sb_{0.945}$	1.04	10	510	527*
$Ga_{0.7}In_{0.3}As_{0.010}Sb_{0.990}$	1.80	10	544	558*
$Ga_{0.75}In_{0.25}As_{0.04}Sb_{0.96}$	1.28	10	546	563**

* 文献 20], ** 文献 21].

为研究阱层材料的应变和阱宽对量子阱增益的影响,我们选择三组不同阱宽的量子阱材料,阱宽分别为 20nm, 16nm 和 12nm.每一组量子阱材料中阱层的压应变从 0.3% 依次上升到 2.2%(本文讨论的应变均为压应变).对选定的阱宽和应变值,选择 InGaAsSb 材料中 In 和 As 的组分,使得量子阱中导带和价带基态能级的能量差约为 0.46eV,从而使激光器的出射波长控制在 $2.7\mu\text{m}$.表 4 给出了三组量子阱材料中 InGaAsSb 的阱宽、应变和组分.

表 4 多量子阱激光器中阱层材料 InGaAsSb 的阱宽、应变和对应的组分

阱宽 L_z/nm	压应变/%	In 组分/%	As 组分/%
20	0.3	0.226	0.155
	0.6	0.248	0.133
	1.0	0.279	0.105
	1.4	0.314	0.078
	1.8	0.351	0.052
	2.2	0.391	0.030
16	0.3	0.232	0.163
	0.6	0.257	0.141
	1.0	0.292	0.114
	1.4	0.326	0.089
	1.8	0.362	0.062
	2.2	0.403	0.040
12	0.3	0.255	0.180
	0.6	0.279	0.160
	1.0	0.316	0.127
	1.4	0.342	0.103
	1.8	0.379	0.078
	2.2	0.420	0.056

图 1 为一个量子阱价带的能量色散关系,阱宽为 20nm,应变为 2.2%.从图 1 可知,由于阱层应变

较大,使得轻重空穴的带边有很大的能量差,导致轻重空穴第一子带 LH1 和 HH1 之间有很大的能量差 (155meV). 另一方面,重空穴第一子带和第二子带在 $k_1 = 0$ 附近的能量差很小,仅为 9.9meV,这主要是因为阱宽较大,量子限制效应不明显. 图 2 为这一

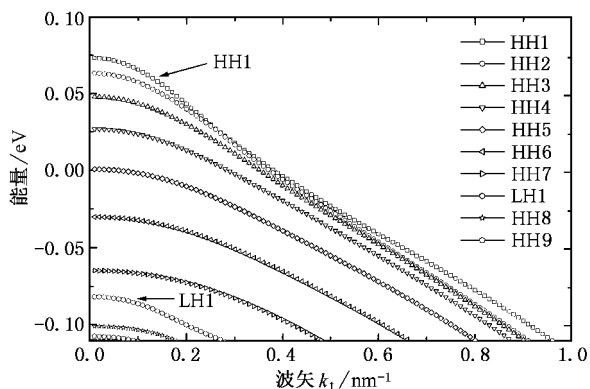


图 1 In_{0.248}GaAs_{0.133}Sb/Al_{0.30}GaAs_{0.02}Sb 量子阱价带能量色散关系,阱宽 20nm,应变 2.2%

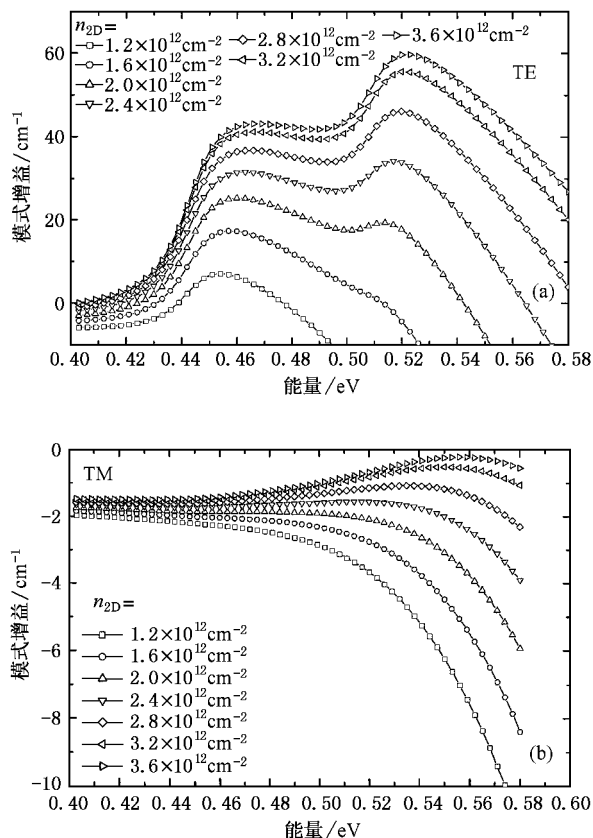


图 2 量子阱在不同的二维载流子密度时的增益谱 (a) TE 模, (b) TM 模

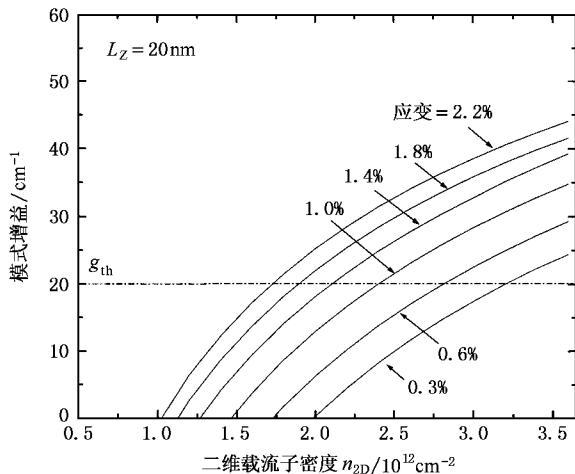


图 3 不同载流子密度时量子阱在波长为 $2.7\mu\text{m}$ 处的模式增益 (图中 6 条曲线对应 6 个不同的量子阱结构,阱宽同为 20nm,阱层应变由 0.3% 增加到 2.2%)

量子阱结构在不同的二维载流子密度 n_{2D} 时的模式增益. 由图可知,在整个注入范围内 TE 模的峰值增益都大于 0,而 TM 模的增益均小于 0. 这是因为,对 TM 模有贡献的主要是 C1 到 LH1 的跃迁,而 LH1 子带远低于价带边,即使在载流子密度很大时空穴仍难以填充到 LH1 子带,导致 TM 模的增益始终小于 0. 对于 TE 模,当注入载流子密度较小时 ($n_{2D} = 1.2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$),增益谱中只有一个峰,对应于 C1 到 HH1 的跃迁,波长为 $2.7\mu\text{m}$. 随着 n_{2D} 增大 ($n_{2D} \geq 1.4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$) 增益谱中出现了对应 C2—HH2 跃迁的增益峰. 在高的载流子密度下 ($n_{2D} \geq 2.4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$),第一个增益峰趋于饱和并被第二个增益峰超越.

我们首先对第一组量子阱结构进行增益谱的研究. 图 3 给出了在不同的载流子密度时量子阱在 $h\omega = 0.46\text{eV}$ (对应波长为 $2.7\mu\text{m}$) 处的增益. 对相同的载流子密度,应变大的量子阱总是具有更高的增益值,即应变有利于提高量子阱激光器的增益. 从图中可以看出,在应变为 2.2% 的量子阱中,增益为 0 时的载流子密度 n_{tr} (量子阱从吸收转为增益的临界载流子密度) 为 $1.1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$,而对应变为 0.3% 的量子阱 n_{tr} 的值为 $2.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. 这说明在应变大的量子阱中,从吸收转为增益所需的载流子密度更小. 量子阱激光器中阈值增益 g_{th} 是一个重要的参数,等于激光器内部损耗 (α_i) 和腔面损耗 (α_m) 的总和.

$$\Gamma g(n_{th}) = g_{th} = \alpha_1 + \alpha_m. \quad (9)$$

假定总的损耗为 20cm^{-1} , 亦即激光器的阈值增益为 20cm^{-1} . 则在应变为 2.2% 的量子阱激光器中当注入的载流子密度为 $1.7 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 时就能实现激射, 而对应应变量为 0.3% 的激光器所需要注入的载流子密度为 $3.2 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$. 应变对减小量子阱激光器阈值电流密度的作用是显而易见的. 我们对另外两组量子阱结构做了同样的研究, 结果如图 4 所示. 所得结果与上述现象一致, 即当阱宽固定时增加阱层的应变可以提高量子阱的增益.

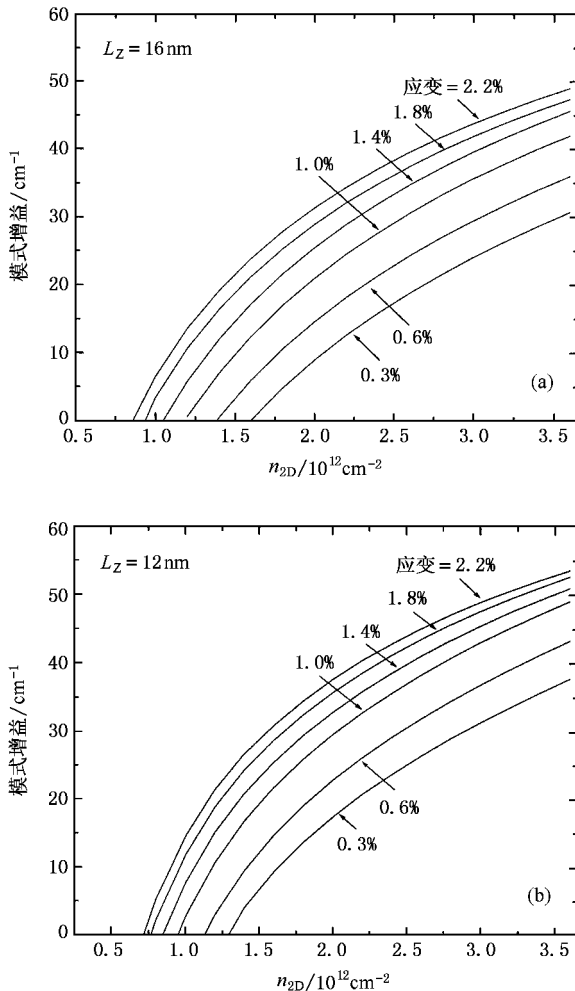


图 4 载流子密度与量子阱模式增益的关系 (a) 阱宽为 16nm, 应变从 0.3% 增加到 2.2% (b) 阱宽为 12nm, 应变从 0.3% 增加到 2.2%

对比图 3 和图 4 还可得知, 对于相同的应变, 减小量子阱的阱宽会促使量子阱的模式增益增大. 图 5 显示了在相同的注入载流子密度 ($n_{2D} = 2.0 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$) 下, 不同阱宽和应变的量子阱在波长为 $2.7\mu\text{m}$ 处的增益. 由图可知, 增加应变或减小阱宽都可以提

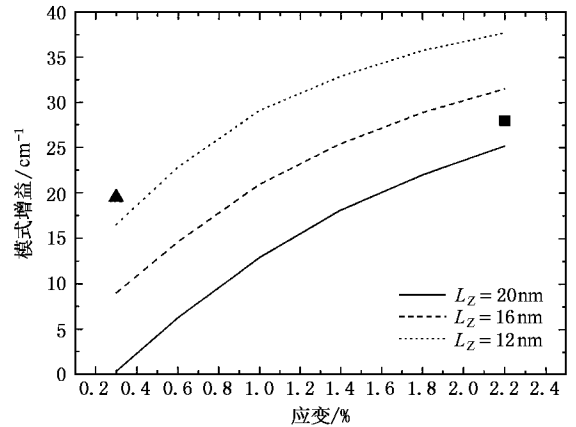


图 5 在一定的载流子密度下, 量子阱阱层应变和阱宽对增益的影响 (图中“ \blacktriangle ”代表文献 [22] 中量子阱材料的应变和阱宽; “ \blacksquare ”代表文献 [5] 中量子阱的应变和阱宽)

高量子阱的增益. 对于其他的载流子密度, 这种特性仍然成立.

实验上, Garbuzov 等人首先报道了 $2.7\mu\text{m}$ 波长的 InGaAsSb/AlGaAsSb 量子阱激光器^[22], 其连续激射的最高温度为 234K, 对应的阈值电流密度为 $2.1\text{kA}/\text{cm}^2$. 在他们的工作中, InGaAsSb 的压应变与阱宽分别为 0.3% 和 10.5nm, 对应于图 5 中“ \blacktriangle ”所标识的位置. 最近他们经优化量子阱结构实现了激光器在室温下的连续激射, 并把阈值电流密度降为 $1.1\text{kA}/\text{cm}^2$ ^[5]. 在他们改进的量子阱结构中压应变和阱宽分别为 2.2% 和 18nm, 对应于图 5 中“ \blacksquare ”的位置. 从图 5 可知, 第二种量子阱结构具有更高的模式增益. 这可以解释以第二种量子阱结构为有源区的激光器可以在更高的温度下激射, 并具有更低的阈值电流密度.

以下从物理上解释 InGaAsSb/AlGaAsSb 量子阱的增益特性. 从 (8) 式可知影响模式增益的主要有两个参量 $|\hat{e} \cdot M_{nm}^p|^2$ 和 $(f_c^{j,n} - f_v^{\sigma,m})$, 前者为跃迁矩阵元的平方, 后者表征粒子数反转的程度. 由于对增益有贡献的跃迁发生在 $k_{\parallel} = 0$ 附近的态之间, 因此我们只讨论 $k_{\parallel} = 0$ 时以上两个参量随量子阱结构的变化. 图 6 为不同阱宽和应变的量子阱在 $k_{\parallel} = 0$ 时 $|\hat{e} \cdot M_{nm}^p|^2$ 的值, 在整个阱宽和应变的变化范围内 $|\hat{e} \cdot M_{nm}^p|^2$ 的值变化极小 (1.47—1.49), 而且其值与其他应变量子阱体系得到的值非常接近^[12]. 因此, 可以认为制约量子阱增益的主要因素不是跃迁矩阵元的大小, 而是粒子数反转的程度 $(f_c^{j,n} - f_v^{\sigma,m})$. 由于导带中电子的有效质量较小、带阶较大, 因此在所讨论的

载流子密度下导带的准费米能级 F_c 已经高于导带内第一子带 C1 的带边, $F_c - C1 > 50\text{meV}$. 因此可认为 C1 子带上电子的占据概率趋近于 1. 此时 $(f_c^{\sigma,m} - f_v^{\sigma,m}) \approx 1 - f_v^{\sigma,m}$. 此时决定粒子数反转的主要因素是空穴在 HH1 子带上的占据概率 $1 - f_v^{\sigma,m}$. 在 $k_x = 0$ 时

$$1 - f_v^{\sigma,m} = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{F_v - E_{hm}}{k_B T}\right\}} \quad (m = 1). \quad (10)$$

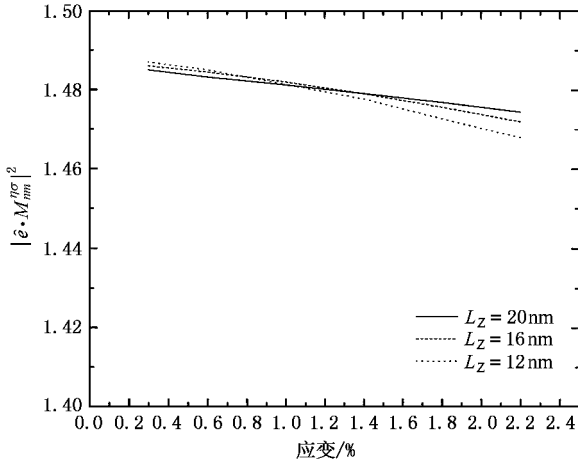


图 6 量子阱的应变和阱宽对 C1—HH1 能级间跃迁矩阵元的影响

只有当价带准费米能级 F_v 低于价带第一子带 HH1 带边时, HH1 子带上才会有大的空穴占据概率. 当二维载流子密度一定时, F_v 的位置取决于 $k_x = 0$ 附近空穴的二维态密度 ρ_h^{2D} , 而 ρ_h^{2D} 正比于此时空穴的平面内有效质量 $m_{h,x}^*$ [8]. 根据有效质量的定义, 通过 HH1 能级的色散关系计算了 $k_x = 0$ 附近空穴的平面内有效质量, 结果如图 7 所示. 由图可知, 当阱宽一定时, 随着应变的增加空穴的有效质量明显降低, 导致 $k_x = 0$ 附近空穴态密度降低, 使得 F_v 接近甚至低于 HH1, 如图 8 所示. 图 8 显示了在一定的载流子密度下 ($n_{2D} = 2.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$) F_v 和 HH1 子带边的相对位置, 对一定的阱宽随着阱层应变的增加 F_v 逐渐接近并低于 HH1 的带边. 上述分析表明, 应变的增加可以降低空穴的平面内有效质量, 降低 HH1 子带的态密度, 降低了价带准费米能级的位置, 从而提高了空穴在 HH1 上的占据概率 $1 - f_v^{\sigma,m}$. 而 $1 - f_v^{\sigma,m}$ 的提高使量子阱中粒子数反转的程度加大, 提高了量子阱的增益.

对比图 7 和图 8 可以发现一个有趣的现象, 对同样的应变, 当阱宽减小时空穴的有效质量略微

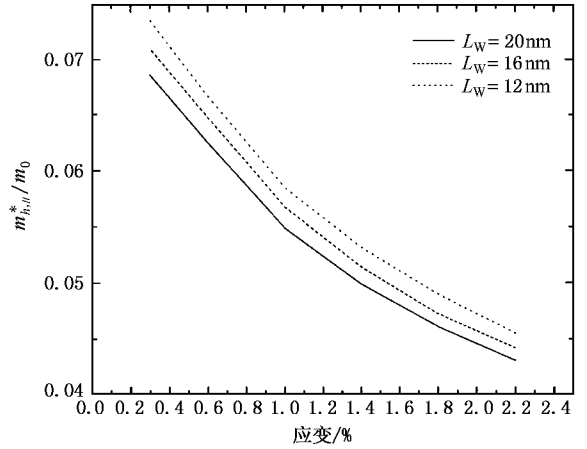


图 7 阱宽和应变对 HH1 子带空穴有效质量的影响

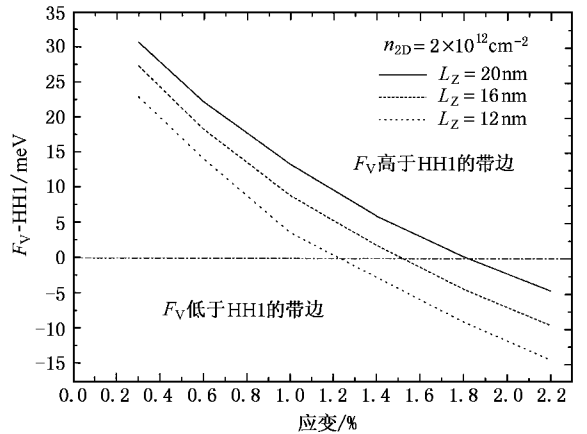


图 8 准费米能级 F_v 相对于 HH1 能级的位置与量子阱中应变和阱宽的关系

增大, 而准费米能级的相对位置却在下降. 这与上面得到的结论, 有效质量的减小有利于降低准费米能级的相对位置 $F_v - \text{HH1}$, 似乎是矛盾的. 仔细的分析表明, 上述现象与我们得出的结论并不矛盾. 随着阱宽的减小, 电子和空穴受到的量子限制作用更明显, 这导致阱内束缚态的子带数目减小, 子带间的能量差距增大. 图 9 显示了不同阱宽和应变的量子阱内能量最低的两个价带子带, 即 HH1 和 HH2 子带之间的能量间隔 ΔE . 由图可知, 应变对 ΔE 的影响很小, 而阱宽对 ΔE 的影响非常显著. 当阱宽为 20nm 时 ΔE 仅为 10meV, 表明 HH2 与 HH1 子带非常接近. 这将导致价带边总的空穴密度增加, 从而阻碍了空穴准费米能级的降低. 而当阱宽下降到 12nm 时, ΔE 上升到 23meV. 此时 HH2 子带远离价带边, 从而降低了价带边总的空穴态密度, 因此可以获得更低

的准费米能级位置,正如图 8 所示.这解释了图 5 的另一个特征,即阱宽的降低有利于提高量子阱增益.

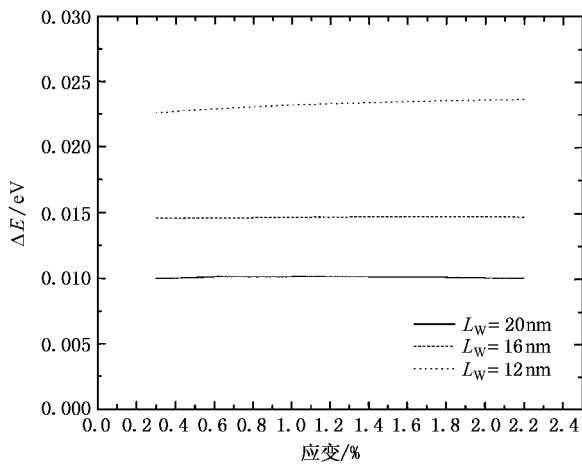


图 9 阱宽和阱层应变对 HH1 和 HH2 能级间距的影响

4. 结 论

本文系统地研究了 InGaAsSb/AlGaAsSb 量子阱的能带结构和波函数分布,以及量子阱在载流子注入下的增益谱.对激励波长在 $2.7\mu\text{m}$ 的三组量子阱结构,分析了量子阱结构参数(阱层的应变量和阱宽)对增益的影响.分析表明,制约量子阱增益的主要因素不是跃迁矩阵元,而是粒子数反转的程度,特别是空穴在价带第一子带 HH1 上的填充概率.减小阱宽或增加阱层的压应变都会提高量子阱的增益.前者拉大了价带子带间的能量差距,后者导致 HH1 子带空穴的平面内有效质量降低,这两种因素都导致了价带顶附近空穴态密度的降低,从而降低了价带准费米能级的位置,提高了空穴在 HH1 子带上的填充概率,最终使量子阱获得更高的增益.本文的计算结果能定性解释已有的实验报道,有助于 In-GaAsSb/AlGaAsSb 量子阱激光器的优化设计.

- [1] Donetsky D V, Westerfeld D, Belenky G L, Martinelli R U, Garbuzov D Z and Connolly J C 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4281
- [2] Choi H K, Turner G W, Walpole J N, Manfra M J, Connors M K and Cook C C 1999 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11** 1223
- [3] Choi H K and Eglash 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1154
- [4] Garbuzov D Z, Menna R, Maiorini M, Lee H, Dimarco L, Capewell D, Martinelli R, Belenky G and Connolly J C 1999 *SPIE In-Plane Semicond. Lasers III* **3628** 124
- [5] Garbuzov D Z, Lee H, Khalfin V, Martinelli R, Connolly J C and Belenky G L 1999 *IEEE Photo. Tech. Lett.* **11** 794
- [6] Chuang S L 1995 *Physics of Optoelectronic Devices* (John Wiley & Sons, Inc.) Chapter 4
- [7] Xia J B and Huang H 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 1915 (in Chinese) [夏建白、黄 昆 1988 物理学报 **37** 1915]
- [8] Chao C Y P and Chuang S L 1992 *Phys. Rev. B* **46** 4110
- [9] Li N et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 797 (in Chinese) [李 娜等 2000 物理学报 **49** 797]
- [10] Ahn D and Chuang S L 1994 *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 350
- [11] Liu G, Chuang S L and Park S H 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 5554
- [12] Shih-Sheng Chang and Shun Lien Chuang 1995 *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect.* **1** 218
- [13] Mikhailova M P and Titkov A N 1994 *Semicond. Sci. Technol.* **9** 1279
- [14] Bouarissa N 1999 *Superlattices Microstruct.* **26** 279
- [15] Ait Kaci H, Boukredimi D and Mebarki M 1997 *Phys. Status Solidi A* **163** 101
- [16] Karouta F, Mani H, Bhan J, Hua F J and Joullie 1987 *Rev. Phys. Appl.* **22** 1459
- [17] Abid H, Rezki M and Aourag H 1996 *Mater. Sci. Eng. B* **41** 314
- [18] Adachi S 1987 *J. Appl. Phys.* **61** 4869
- [19] Vurgaftman I, Meyer J R and Ram-Mohan L R 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 5815
- [20] Simanowski S, herres N Mermelstein C, Kiefer R, Schmitz J, Walther M, Wagner J and Weimann G 2000 *J. Cryst. Growth.* **209** 15
- [21] Shen W Z, Shen S C, Tang W G, Zhao Y and Li A Z 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 3432
- [22] Garbuzov D Z, Martinelli R U, Menna R J, York P K, Lee H, Naryan S Y and Connolly J C 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 1346

Optimal design of the active regions for InGaAsSb/AlGaAsSb long wavelength multi quantum well lasers *

Xu Gang-Yi Li Ai-Zhen

(State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics ,
Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology ,
Chinese Academy of Sciences , Shanghai 200050 ,China)

(Received 26 December 2002 ; revised manuscript received 14 April 2003)

Abstract

We present a theoretical study of the optical gain of InGaAsSb/AlGaAsSb type-I quantum well lasers , whose lasing wavelength is designed to be $2.7\mu\text{m}$. A self-consistent solution , which solves the Schrödinger equations and Poisson equation simultaneously , is used to calculate the band structure and gain spectra of the quantum wells. By studying the influence of strain and width of the well material , we find that the main factor limiting the optical gain is not the optical matrix element , but the population inversion , especially the probability to find a hole in the first valence subband. Increasing the compressive strain or (and) decreasing the well width will enlarge the optical gain. The former lowers the in-plane effective mass of the hole. Although the latter slightly increases the in-plane effective mass of holes , it does enlarge the energy separation of the valence subbands. Both effects lower the total state density near the valence edge , and finally enlarge the optical gain. Our theoretical results can explain qualitatively the reported experimental results , and are useful for the design of InGaAsSb/AlGaAsSb long wavelength quantum well lasers.

Keywords : long wavelength quantum well lasers , band structure , gain spectrum

PACC : 7170E , 7360L , 7865K

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2001AA311150) and by the National Natural Sciences Foundation of China (Grant No. 60136010).