

InP 基 InGaAlAs/InGaAsSb 应变量子阱激光器的子带跃迁计算

金哲军 刘国军 李占国 李 梅

(长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 吉林 长春 130022)

摘要 采用有效质量模型下的 4×4 Luttinger-Kohn 哈密顿量矩阵对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ 量子阱结构的能带进行了计算。求得了 C1-HH1 跃迁波长随 In 组分及阱宽的变化关系, 并采用力学平衡模型计算了此应变材料体系在生长时的临界厚度。结果表明, 在结构设计和材料生长中采用合适的材料组分和阱宽, 在 InP 基 InGaAlAs/InGaAsSb 应变量子阱激光器中能够实现 $1.6 \sim 2.5 \mu\text{m}$ 近中红外波段的激光波长。

关键词 激光器; 应变量子阱; 子带跃迁; 锑化物; InP 基半导体激光器

中图分类号 TN304.02 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS200828s1.0060

Inter-Subband Transition Calculation of InP Based InGaAlAs/InGaAsSb Strained Quantum Well Lasers

Jin Zhejun Liu Guojun Li Zhanguo Li Mei

(State Key Laboratory on High Power Semiconductor Lasers, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China)

Abstract $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ quantum well band structure has been calculated with the effective-mass model and 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian matrix method. The relations of C1-HH1 transition wavelength versus In composition and well width have been obtained and discussed. Mechanical equilibrium model has been used to calculate the critical thickness for the strain material system. It is concluded that by appropriate structure design and adjustment of composition and quantum well parameters, the InP based InGaAlAs/InGaAsSb strained laser system can readily realize laser radiation in the wavelength range of $1.6 \sim 2.5 \mu\text{m}$.

Key words lasers; strained quantum well; inter-subband transition; antimonides; InP-based semiconductor laser

1 引 言

$2 \sim 5 \mu\text{m}$ 中红外波段包括了许多重要的分子特征谱线, 并且是空气中相对透明的窗口, 因此工作于该波段的半导体激光器在军事和民用的各个领域有着广泛的应用^[1]。中红外波段半导体激光器中, 研究较多的是 GaSb 基 III-V 族锑化物材料。因为与 GaSb 衬底匹配的 InGaAsSb 的禁带宽度可以覆盖从 $1.7 \sim 4.4 \mu\text{m}$ 的波段, 对于应用有比较大的选择余地。但材料生长和器件制作中还存在不少困难^[2]。InP 基 InGaAlAs/InGaAsSb 应变量子阱材

料虽然波长覆盖范围相对较窄, 但它与 GaSb 基 AlGaAsSb/InGaAsSb 材料相比, 在衬底质量和器件工艺等方面具有优势而引起人们的关注^[3]。

取与 InP 衬底匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}$ 为势垒, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ (x 为原子数分数) 为势阱, 当 In 的组分从 0.5 变化到 0.9 时 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ 势阱内存在 $0.5 \sim 3.2\%$ 的压应变, 因此必须考虑应变对能带的影响。在计算应变量子阱结构的能带时, 采用了有效质量模型下的 4×4 Luttinger-Kohn 哈密顿量矩阵^[4,5], 并通过求解相应的有效质量方

基金项目: 国家基础科研项目(A3620060128)和国家重点实验室基金(9140C3102010801)资助课题。

作者简介: 金哲军(1982—), 男, 硕士研究生, 主要从事锑化物半导体材料的分子束外延生长以及器件结构设计等方面的研究。E-mail: kimchulkun@163.com。

导师简介: 刘国军(1964—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事高功率半导体激光及光电子材料等方面的研究。

E-mail: gjliu626@126.com

程得到了压应变情况下重空穴基态、轻空穴基态、电子基态的本征值方程。在此基础上,对 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ 材料体系量子阱结构的 C1-HH1 跃迁波长与材料组分及阱宽的关系进行了计算,证明此材料体系作为近中红外波段半导体激光器材料的可能性,并为今后的材料生长和器件结构的优化设计提供依据。

2 计算模型

考虑沿 InP 衬底 $\langle 100 \rangle$ 方向生长的 InGaAlAs/InGaAsSb 量子阱结构,忽略自旋轨道分裂带的影响,其空穴的哈密顿量可以用 4×4 矩阵来描述^[6]

$$\mathbf{H} = - \begin{bmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^+ & P-Q & 0 & R \\ R^+ & 0 & P-Q & S^+ \\ 0 & R^+ & S^+ & P+Q \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中

$$P = \frac{\hbar^2 \gamma_1}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2),$$

$$Q = \frac{\hbar^2 \gamma_2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2),$$

$$R = -\frac{\hbar^2 \gamma_2}{2m} \sqrt{3} (k_x^2 - k_y^2) + i \frac{\hbar^2 \gamma_3}{2m} \sqrt{3} k_x k_y,$$

$$S = \frac{\hbar^2 \gamma_3}{2m} \sqrt{3} (k_x - ik_y) k_z,$$

式中 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 为价带的勒廷格 (Luttinger) 常数, k_x, k_y 为垂直于生长方向的波矢值, k_z 为平行于生长方向的波矢。

对上面的 4×4 哈密顿矩阵进行块对角化可以得到两个 2×2 的矩阵 \mathbf{H}^U 和 \mathbf{H}^L

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}^U & 0 \\ 0 & \mathbf{H}^L \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} P+Q & \tilde{R} & 0 & 0 \\ \tilde{R}^+ & P-Q & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P-Q & \tilde{R} \\ 0 & 0 & \tilde{R}^+ & P+Q \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 $\tilde{R} = |R| - i|S|$, 可以通过求解 \mathbf{H}^U 或 \mathbf{H}^L 来得到能量的本征值。

由于晶格失配,量子阱受到双轴应变作用,此时晶体的六个应变分量为

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

$$\epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}} \epsilon,$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{xz} = 0,$$

式中 a_0 为衬底的晶格常数, $a(x)$ 为外延层的晶格常数, C_{11}, C_{12} 为晶体的弹性模量。

应变对能带的影响可以分为水静压和切向应力的作用。水静压对轻、重空穴带的作用是一致的,而切向应力的作用下轻、重空穴带分别发生 ζ 和 $-\zeta$ 的相对位移, ζ 的正、负分别对应张应变和压应变。因此在切向应力的作用下,晶体的对称性发生改变,价带顶轻、重空穴能量简并被解除,如图 1 所示。水静压对导带的作用 δE_{hy}^c , 水静压对价带的作用 δE_{hy}^v , 切向应力对价带的作用 δE_{sh} 可以分别表示为

$$\delta E_{\text{hy}}^c = -2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \epsilon,$$

$$\delta E_{\text{hy}}^v = -2a_v \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \epsilon,$$

$$\delta E_{\text{sh}} = -2b \left(1 + \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \epsilon,$$

$$\xi = \frac{1}{2} \delta E_{\text{sh}},$$

以上各式中 a_c, a_v, b 是形变势。

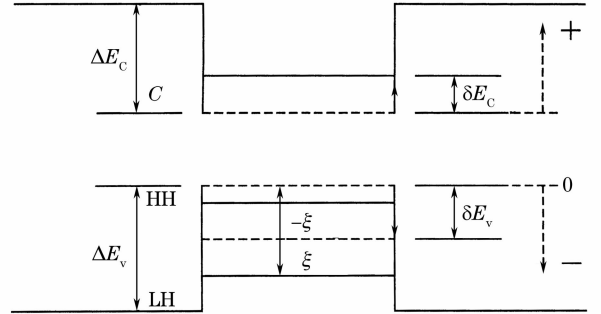


图 1 压应变情况下量子阱各能级位置变化示意图

Fig. 1 Energy levels variation of quantum wells with compression strain

当 $k_x = k_y = 0$ 的能带结构决定激光器的激光波长。此时, $\tilde{R} = \tilde{R}^+ = 0$, 因此对于 InGaAlAs/InGaAsSb 应变量子阱结构,其空穴的哈密顿量为

$$\mathbf{H} = - \left\{ \begin{bmatrix} P+Q+\xi & 0 \\ 0 & P-Q-\xi \end{bmatrix} + V_h(z) \right\}, \quad (3)$$

假设势垒层中无应变,则

$$V_h(z) = \begin{cases} 2a_v \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \epsilon, & |z| < \frac{L_w}{2} \\ \Delta E_v, & |z| \geq \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (4)$$

$$\xi = \begin{cases} -b(1 + C_{12}/C_{11}) \epsilon, & |z| < L_w/2 \\ 0, & |z| \geq L_w/2 \end{cases} \quad (5)$$

此时描写价带结构的有效质量方程简化为两个独立的微分方程,重空穴带和轻空穴带解耦合:

$$-\begin{bmatrix} P+Q+\xi+\bar{E}+V_h(z) & 0 \\ 0 & P-Q-\xi+\bar{E}+V_h(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_1(z) \\ F_2(z) \end{bmatrix} = 0, \quad (6)$$

式中 L_w 为量子阱的阱宽, $F_1(z)$ 为描写重空穴的包络波函数, $F_2(z)$ 为描写轻空穴的包络波函数。在价带计算中, 定义 $\bar{E} = -E$, E 为重空穴或轻空穴的能级。在将 2×2 的 Luttinger-Kohn 哈密顿量矩阵代入有效质量方程时须将其中 k_z 替换为微分算子 $-\text{id}/dz$ 。通过求解重空穴和轻空穴的有效质量方程, 可以得到重空穴基态和轻空穴基态所满足的本征值方程。

对于重空穴基态 HH1($n=1$), 其能量满足如下本征值方程:

$$\left\{ \frac{[m_{\text{hh},\text{B}}^*/(\gamma_1 - 2\gamma_2)_{\text{B}}](\Delta E_v - E)}{[m_{\text{hh},\text{w}}^*/(\gamma_1 - 2\gamma_2)_{\text{w}}][E - 2a_c(1 - C_{12}/C_{11})\epsilon + b(1 + C_{12}/C_{11})\epsilon]} \right\}^{1/2} = \tan \left\{ \sqrt{2 \frac{m_{\text{hh},\text{w}}^*}{(\gamma_1 - 2\gamma_2)_{\text{w}}} \left[E - 2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon + b \left(1 + \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon \right]} \cdot \frac{L_w}{2\hbar} \right\}, \quad (7)$$

式中 $m_{\text{hh},\text{w}}^*$ 、 $m_{\text{hh},\text{B}}^*$ 分别为势阱和势垒处重空穴的有效质量。

对于轻空穴基态 LH1($n=1$), 其能量满足如下本征值方程:

$$\left\{ \frac{[m_{\text{lh},\text{B}}^*/(\gamma_1 + 2\gamma_2)_{\text{B}}](\Delta E_v - E)}{[m_{\text{lh},\text{w}}^*/(\gamma_1 + 2\gamma_2)_{\text{w}}][E - 2a_c(1 - C_{12}/C_{11})\epsilon - b(1 + C_{12}/C_{11})\epsilon]} \right\}^{1/2} = \tan \left\{ \sqrt{2 \frac{m_{\text{lh},\text{w}}^*}{(\gamma_1 + 2\gamma_2)_{\text{w}}} \left[E - 2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon - b \left(1 + \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon \right]} \cdot \frac{L_w}{2\hbar} \right\}, \quad (8)$$

其中 $m_{\text{lh},\text{w}}^*$ 、 $m_{\text{lh},\text{B}}^*$ 分别为势阱和势垒处轻空穴的有效质量。

假设导带与价带没有相互作用, 当 $k_x = k_y = 0$ 时描写导带结构的有效质量方程为

$$\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{d^2 G(z)}{dz^2} + [E - V_c(z)]G(z) = 0, \quad (9)$$

$$V_c(z) = \begin{cases} 2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon, & |z| < \frac{L_w}{2} \\ \Delta E_c, & |z| \geq \frac{L_w}{2} \end{cases}, \quad (10)$$

式中 $G(z)$ 为描写电子的包络波函数, m_e^* 是电子的有效质量, E 为导带能级, ΔE_c 为导带带阶。

对于电子基态 C1($n=1$), 其能量满足以下本征值方程:

$$\left\{ \frac{m_{\text{e},\text{B}}^*[\Delta E_c - E]}{m_{\text{e},\text{w}}^*[E - 2a_c(1 - C_{12}/C_{11})\epsilon]} \right\}^{1/2} = \tan \left\{ \sqrt{2m_{\text{e},\text{w}}^* \left[E - 2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon \right]} \cdot \frac{L_w}{2\hbar} \right\}, \quad (11)$$

式中 $m_{\text{e},\text{w}}^*$ 、 $m_{\text{e},\text{B}}^*$ 分别为势阱和势垒处电子的有效质量。

对比(7)式、(8)式、(11)式可以看出, 受到应变的影响重空穴的有效质量减小为 $1/(\gamma_1 - 2\gamma_2)$, 轻空穴的有效质量减小为 $1/(\gamma_1 + 2\gamma_2)$, 电子的有效质量不发生变化。这种有效质量的变化改善了空穴与电子有效质量的不对称性, 从而降低了态密度。这样应变量子阱激光器满足粒子束反转条件只需要较低的载流子浓度。

对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ 材料体系, 导带和价带的带阶之比取 $\Delta E_c/\Delta E_v = 3/2^{[7-10]}$ 。为方便计算, 导带和价带的计算中分别取无应变材料的导带底和价带顶为能量零点。表 1 为计算中所用的材料参量。

表 1 计算中所用的材料参量

Table 1 Materials' parameters in calculation

	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}$	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$
$a/10^{-10}$	5.8687	$5.6976 + 0.4029x$
E_g/eV	0.8138	$1.246 - 1.545x + 0.582x^2$
m_e^*	0.0503	$0.0644 - 0.0423x$
m_{hh}^*	0.4678	$0.49 - 0.087x$
γ_1	13.6846	$8.065 + 13.146x$
γ_2	5.4304	$2.572 + 6.525x$
a_c/eV	-4.279	$-5.49 + 2.01x$
a_v/eV	2.594	$2.65 - 0.19x$
b/eV	-1.737	$-1.86 + 0.04x$
$C_{11}/(10^6 \text{ N/cm}^2)$	10.0097	$11.576 - 3.412x$
$C_{12}/(10^6 \text{ N/cm}^2)$	4.9551	$5.245 - 0.803x$

3 结果与讨论

采用数值求解法求解超越(11)式和(7)式,得出不同的 x 组分下阱中电子的基态能量 E_{Cl} 和重空穴基态能量 E_{HH1} 随阱宽的变化关系,其结果如图 2 所

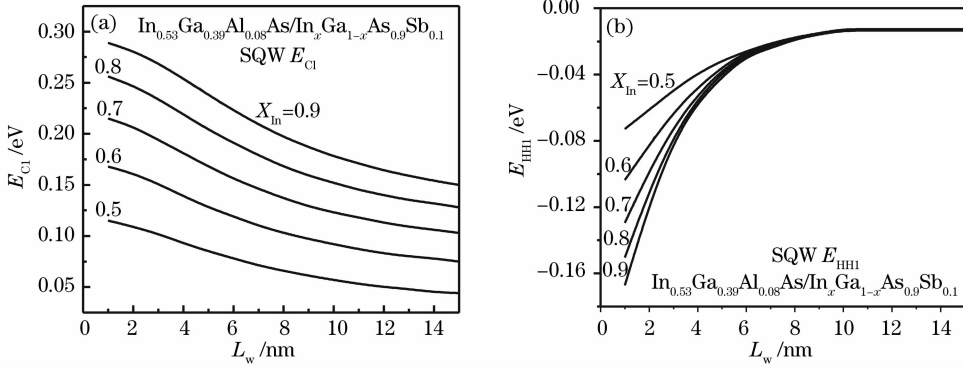


图 2 电子基态能量(a),重空穴基态能量(b)在不同 In 组分下随阱宽的变化关系

Fig. 2 Electronic ground energy (a), HH ground state energies (b) versus well width for different In compositions

对于 InGaAlAs/InGaAsSb 材料体系,在应变较大时材料生长中的临界厚度是一个必须考虑的因素。采用力学平衡模型对此材料体系的临界厚度与组分之间的关系进行了计算,结果如图 3 所示。

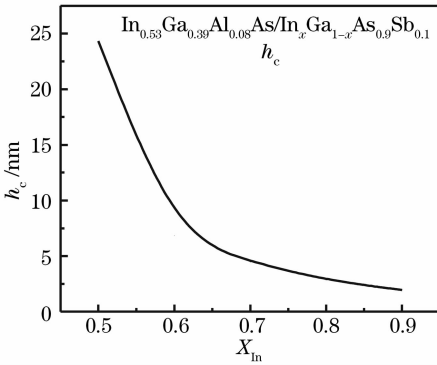


图 3 In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As/In_xGa_{1-x}As_{0.9}Sb_{0.1} 应变量子阱的临界厚度随 In 组分的变化关系

Fig. 3 Critical thickness versus In composition for In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As/In_xGa_{1-x}As_{0.9}Sb_{0.1} strained quantum wells

根据图 2 的计算结果,电子基态 C1 与重空穴基态 HH1 之间的跃迁对应的波长应为

$$\lambda = \frac{1.24}{E_g + E_{Cl} - E_{HH1}},$$

式中 λ 的单位为 μm , E 的单位为 eV。根据此计算得到不同组分下 C1-HH1 间跃迁波长与阱宽 L_w 的关系,如图 4 所示。

由图 4 可以看出,采用 In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As/In_xGa_{1-x}As_{0.9}Sb_{0.1} 材料体系的应变量子阱激光器能够实现 1.6~2.5 μm 的近中红外波段。在阱宽一

示。图 2 (a) 为计算得到的 In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As/In_xGa_{1-x}As_{0.9}Sb_{0.1} 应变量子阱中电子基态能量随阱宽的变化。In 的组分从 0.5~0.9 变化。图 2 (b) 为重空穴基态能量随阱宽的变化。

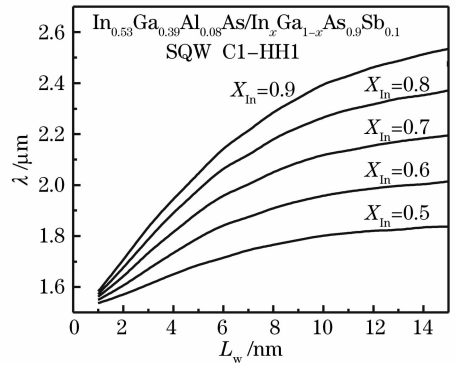


图 4 C1-HH1 跃迁波长在不同 In 组分下随阱宽的变化关系

Fig. 4 C1-HH1 transition wavelength versus well width for different In compositions

定时,随着 In 组分的增加,激光波长也会增大。当 In 的组分为 0.7 时,波长已经可以超过 2 μm 。而且随着 In 组分的增加,波长还可以进一步增大,当 In 的组分达到 0.9 时理论波长可以达到 2.5 μm ,但此时应变也比较大,约为 3.2%,临界厚度很小,生长高质量的高组分材料将十分困难。因此,在生长材料时应同时考虑组分和临界厚度对激光器激光波长的影响。此外,在一定组分的情况下,随着阱宽的增大,其激光波长也会增大。但是当阱宽增加到一定量的时候,再增加阱宽来调节波长已经不是很明显,所以通过增加阱宽来调节波长也应有一定的范围。对于 In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As/In_xGa_{1-x}As_{0.9}Sb_{0.1} 材料体系合适的阱宽一般在 5~10 nm,阱宽太小将减小材料的激光波长,阱宽太大对波长的增加并无明显效果。当然我们可以在势垒材料中引入适当的张应变,即采用应变补偿结构,减小材料生长中临界厚度

的限制带来的影响,这有利于提高材料的生长质量,改善器件性能。在实验中可以通过增加 Ga 的含量或 Al 的含量来控制 InGaAlAs 和衬底产生张应变来补偿势阱的压应变,来增加临界厚度。在选取阱宽时,除对激光器本身结构的考虑外,还应兼顾材料生长中的厚度精确控制,阱宽太小将不利于材料生长的重复性和稳定性;而阱宽较大时则应考虑材料生长中临界厚度对材料质量的影响。

对于量子阱激光器的设计而言,除适当选择材料的组分、阱宽及波长等参量以外,还要考虑这些参量对光子和载流子的限制及光的增益等较复杂的因素,进行综合优化设计。

4 结 论

计算结果表明,在结构设计和材料生长中采用合适的材料组分和阱宽,在 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.39}\text{Al}_{0.08}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ 应变量子阱激光器中能够实现 $1.6\sim 2.5\ \mu\text{m}$ 近中红外波段的激射波长。虽然其波长范围相对较窄,但它与 GaSb 基 AlGaAsSb/InGaAsSb 材料相比,在衬底质量和器件工艺等方面有着比较明显的优势,因此值得进一步研究和探讨。

参 考 文 献

- 1 Zhang Xiong, Li Aizhen, Zhang Yonggang *et al.*. Room temperature AlGaAsSb/InGaAsSb $2\ \mu\text{m}$ ridge-waveguide multi-quantum-well lasers[J]. *Chin. J. Rare Metals*, 2004, **28**(3): 574~576
张 雄,李爱珍,张永刚等. 室温工作的 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\ \mu\text{m}$ 多量子阱脊波导半导体激光器[J]. *稀有金属*, 2004, **28**(3): 574~576
- 2 Tang Tian, Zhang Yonggang, Zheng Yanlan *et al.*. Strained AlGaAsSb/InGaAsSb materials grown by molecular beam epitaxy

- [J]. *Chin. J. Rare Metals*, 2004, **28**(3): 530~532
唐 田,张永刚,郑燕兰等. MBE 生长 AlGaAsSb/InGaAsSb 材料的应变控制[J]. *稀有金属*, 2004, **28**(3): 530~532
- 3 Kawamura Yuichi, Amano Masanobu, Ouchi Kazuhiro *et al.*. Molecular beam epitaxial growth and characterization of InGaAsSb quantum wellstructures on InP for lasers operating at $2\ \mu\text{m}$ wavelength region[J]. *Technical Report of IEICE*, 2003, **103**(47): 31~36
- 4 Lao Yanfeng, Wu Huizhen. Design of GaInAs/InGaAsP quantum wells for $1.44\ \mu\text{m}$ semiconductor lasers[J]. *Chin. J. Rare Metals*, 2004, **28**(3): 511~515
劳燕锋,吴惠桢. 用于 $1.44\ \mu\text{m}$ 半导体激光器的 GaInAs/InGaAsP 量子阱结构的设计[J]. *稀有金属*, 2004, **28**(3): 511~515
- 5 Gao Shaowen, Chen Yiqiao, Li Aizhen. Calculation of band structure of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaInAsP}$ strained quantum wells[J]. *J. Functional Materials and Devices*, 2002, **8**(3): 218~222
高少文,陈意桥,李爱珍. $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaInAsP}$ 应变量子阱结构能带的计算[J]. *功能材料与器件学报*, 2002, **8**(3): 218~222
- 6 Chuang S L. Efficient band-structure calculation of strained quantum wells[J]. *Phys. Rev.*, 1991, **43**(12): 9649~9661
- 7 Sun Ke, Wang Jianhua, Peng Jihu. InGaAs/InGaAlAs strain-compensated multiple-quantum-well lasers with improved temperature characteristic[J]. *High Technology Letters*, 2000, **10**(2): 50~52
孙 可,王健华,彭吉虎. InGaAs/InGaAlAs 应变补偿量子阱激光器及其温度特性研究[J]. *高技术通讯*, 2000, **10**(2): 50~52
- 8 Li Jianjun, Han Jun, Deng Jun *et al.*. InAlGaAs Quantum well $808\ \text{nm}$ laser diode with low threshold current and high efficiency [J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(9): 1159~1162
李建军,韩 军,邓 军等. 低阈值高效率 InAlGaAs 量子阱 $808\ \text{nm}$ 激光器[J]. *中国激光*, 2006, **33**(9): 1159~1162
- 9 Ma Hong, Yi Xinjian, Jin Jinyan *et al.*. Study on MOVPE growth of $1.3\ \mu\text{m}$ uncooled AlGaInAs/InP strain-compensated quantum well lasers[J]. *Chin. J. Lasers*, 2002, **29**(3): 193~196
马 宏,易新建,金锦炎等. MOVPE 生长 $1.3\ \mu\text{m}$ 无致冷 AlGaInAs/InP 应变补偿量子阱激光器研究[J]. *中国激光*, 2002, **29**(3): 193~196
- 10 Zhang Hongbo, Wei Xin, Zhu Xiaopeng *et al.*. High-saturation current $14\ \mu\text{m}$ strained quantum well lasers [J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(2): 161~163
张洪波,韦 欣,朱晓鹏等. 高饱和电流 $14\ \mu\text{m}$ 应变量子阱激光器的研制[J]. *中国激光*, 2005, **32**(2): 161~163