

红外子带间量子级联激光器的短波极限*

郭长志¹⁾ 陈水莲²⁾ 张永航³⁾

¹⁾北京大学物理系, 北京, 100871;

²⁾清华大学数学系, 北京, 100084;

³⁾美国亚利桑那州立大学电机工程系, 坦佩, AZ85287

摘要 从理论上探讨了红外子带间量子级联激光器向短波段发展的可能性及其根本性困难, 用模型固体理论的基本假设、应变能带理论、非抛物性能带的经验二带模型、传播矩阵和分层逼近法, 分析计算了以 GaSb 为衬底的 InAs/AlSb, InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb, 和以 InP 为衬底的 In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 的带阶, 及其所组成的量子阱在加和外加电场作用下的束缚态, 发现其导带最大子带边能量差不可能超过其阱深的 56%~62%, 而且受到导带间接能谷的限制而进一步减小. 设计提出了迄今发射最短波长为 2.88 μ m 的由 25 个周期共 250 个耦合量子阱组成、外加电场为 100kV/cm 的子带间量子级联激光器的结构方案.

关键词 量子级联激光器, 子带间跃迁, 带阶, 非抛物性能带.

SHORTWAVE LIMIT OF INFRARED INTERSUBBAND QUANTUM CASCADE LASERS*

GUO Chang-Zhi¹⁾ CHEN Shui-Lian²⁾ ZHANG Yong-Hang³⁾

¹⁾Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China;

²⁾Department of Mathematics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

³⁾Department of Electrical Engineering, Arizona State University, Tempe, AZ 85287, U. S. A.)

Abstract The feasibility and fundamental difficulty in developing the infrared intersubband quantum cascade lasers in shorter wavelength range were discussed theoretically. The band offsets of InAs/AlSb on GaSb substrate, InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb on GaSb substrate, and In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As on InP substrate, and the confined states of their quantum wells with and without an applied electric field were analyzed and calculated by using the fundamental assumption of model-solid theory, strained band structure theory, empirical-two-band model for non-parabolic band, and methods of propagation matrix and laminar approach. It was found that the greatest energy difference between subband edges can not exceed 56~62% of the conduction band offset, and will be decreased further by the indirect valley. A designed structure of intersubband quantum cascade laser consisting of 250 coupled quantum wells in 25 periods under electric field 100kV/cm for emitting the shortest wavelength 2.88 μ m was proposed.

Key words quantum cascade laser, intersubband transition, band offset, nonparabolic band.

引言

通常的半导体激光器是利用 p-n 结注入电子-空穴对到有源区进行带间复合发光, 并在光腔中反复相干迭加增强, 直至达到其阈值而激射. 其激射阈值电流密度 $J(T)$ 随温度的变化关系为 $J(T) = J(T_0) e^{(T-T_0)/T_0}$. 由于导带和价带的曲率相反, 比较容易满足带间两粒子碰撞前后的能量和动量守恒条件而容

易出现带间俄歇复合, 这一温度敏感过程导致这类激光器的特征温度 T_0 过小而出现温度不稳定性, 成为难以解决的 T_0 问题. 与此相反, 子带间 (Intersubband) 量子级联激光器 (QCL = Quantum Cascade Laser)^[1] 是在有外加电场条件下, 利用电子量子隧穿通过由一组耦合量子阱构成的注入区, 到达由另一组耦合量子阱构成的有源区, 作子带间跃迁而发光, 并成为下一级相似结构的注入电子, 重复上一级的过

* 国家自然科学基金(编号 69676026)资助项目
稿件收到日期 2000-08-14, 修改稿收到日期 2000-10-31

* The project partly supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 69676026)
Received 2000-08-14, revised 2000-10-31

程,这样单靠一种载流子(单极性)的多次子带间跃迁,使其在光腔中达到激射所需增益,形成激光.由于其激光过程只涉及单独一种载流子在同一能带内各子带之间的跃迁,而各子带的曲率同向同号,难以满足子带间两粒子碰撞前后的能量和动量守恒条件,故不容易出现子带间的俄歇复合,这就从根本上抑制了产生阈值温度效应的一个主要根源^[1].因此其特征温度 T_0 要大得多,其温度稳定性得到极大的改善,近来已成为中长红外半导体激光器的一种成功结构(“红外量子级联激光器还有采用 II 类量子阱带间跃迁的成功结构”,见文献[3]).

但这种依靠子带间跃迁的单极性量子级联激光器在中长红外激光器领域中的成功^[4],是否可以推广到近红外甚至更短的可见光波段?它受到什么内在因素的抑制?其最短的激光波长究竟可以达到多少?这些问题在理论上涉及量子级联激光器内在物理机制的探讨,在技术上涉及其进一步的发展方向.本文将从理论上回答这些问题,并根据设计原则提出一个具体的器件结构方案.

1 理论

1.1 应变与带阶

半导体量子阱结构是由阱层和垒层材料及其尺寸和能带边连接的势能差,简称带边接差或带阶(band offset)确定的.由于目前关于带阶的理论和实验研究尚存在一定困难,迄今只有少数几组材料系统的带阶有了可靠的结果.为了进行原理性的探讨,采用模型固体理论的基本假设^[5],即无应变半导体价带平均能量

$$E_{v,av} = \frac{\Delta_i}{3} \quad (1)$$

代表其在共同能量坐标系中的位置,从之可得出各能带边在共同能量坐标系中的位置为

$$\begin{aligned} E_v &= E_h = E_l = E_{v,av} + \frac{\Delta_i}{3}, \\ E_s &= E_{v,av} - \frac{2}{3}\Delta_i = E_l - \Delta_i, \\ E_c &= E_v + E_g. \end{aligned} \quad (2)$$

从而可以确定任何一对半导体异质结构的带阶,其中 E_h, E_l, E_s 和 E_c 分别为重空穴、轻空穴、轨道-自旋分裂和导带的带边能量, E_g 和 Δ_i 分别为带隙和价带的轨道-自旋分裂能量.在有晶格失配而出现双轴应变的情况下,应变张量的各分量为

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_{yy} = \frac{a_1 - a_x}{a_1} = \epsilon, \\ \epsilon_{zz} &= -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \epsilon, \\ \epsilon_{kk} &= 0, \quad k \neq k' \end{aligned} \quad (3)$$

这时各带边将变为^[6]

$$\begin{aligned} E_{v,av} &= E_{v,av} - P_s, \\ E_{vc} &= E_{v,av} - \frac{\Delta_i}{3}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} P_s &= -a_v(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}); \\ E_{hc} &= E_{vc} - Q_c, \\ E_{lc} &= E_{vc} + Q_c, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} Q_c &= -\frac{b_v}{2}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} - 2\epsilon_{zz}); \\ E_{sc} &= E_{vc} + E_g + P_{sc}, \\ P_{sc} &= a_c(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}); \end{aligned} \quad (6)$$

因而原来无应变带隙 E_g 也分裂为相对于重空穴和轻空穴的不同带隙,即

$$\begin{aligned} E_{gbc} &= E_{vc} - P_s - Q_c + E_g + P_{sc}, \\ E_{glc} &= E_{vc} - P_s + Q_c + E_g + P_{sc}. \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $a_v, b_v, a_c, C_{11}, C_{12}$ 分别为该半导体价带和导带的畸变势和晶体弹性劲度常数.

1.2 非抛物性能带

由于量子级联激光器的过程涉及量子阱中较高量子态,必须考虑到能带的非抛物性,采用经验二带模型^[7],即把能带间的相互作用简化为只发生在最邻近的两个能带之间,因而每个能带的有效质量不再是常数而是随量子态的能量变化,其增量与量子态能量 E_m 成正比,与相互作用的两能带之间的带隙 E_{gvc} 成反比,有

$$m_{\nu,j}(E_m) = m_{\nu,j} \left[1 + \frac{E_m - V_{\nu,j}}{E_{gvc}} \right], \quad (8)$$

$\nu = c, h, l, n = 1, 2, 3, \dots, j = 1, 2, 3, \dots, j_m$

其中 c, h, l 表示导带、重空穴带、轻空穴带; n, j 是子带序数和层次, j_m 是最大层次, $E_{gvc} = E_{gbc}$. 在包络函数和有效质量近似下各层各能带的薛定格方程为

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\nu,j}(E_m)} \frac{d^2}{dz^2} + V_{\nu,j}(z) \right] \varphi_{\nu,j}(z) = E_m \varphi_{\nu,j}(z). \quad (9)$$

根据量子态 E_m 高于或低于该层势能 $V_{\nu,j} = V_{\nu,j} - Fz$ (F 是外加电场强度, $V_{\nu,j}$ 是 $F=0$ 时的势能), 电子波数和包络函数将分别具有下述两种形式:

$$\frac{d^2 \varphi_{jm}(z)}{dz^2} = \begin{cases} -\kappa_{vj}^2 \varphi_{vj}, & \kappa_{vj}^2 = \frac{2m_{vj}(E_m)}{\hbar^2} (E_m - V_{vj}) > 0 \\ \varphi_{jm} = A_j e^{i\kappa_{vj}z} + B_j e^{-i\kappa_{vj}z}, \\ \gamma_{vj}^2 \varphi_{vj}, & \gamma_{vj}^2 = \frac{2m_{vj}(E_m)}{\hbar^2} (V_{vj} - E_m) > 0, \\ \varphi_{jm} = A_j e^{-\gamma_{vj}z} + B_j e^{\gamma_{vj}z} \end{cases} \quad (10)$$

在边界面 $z=z_i$ 处, 电子或空穴的包络函数 φ_{jm} 及其概率波应连续, 即

$$\begin{cases} \varphi_{jm}(z_i) = \varphi_{i,j+1n}(z_i), \\ \frac{1}{m_{vj}(E_m)} \frac{d\varphi_{jm}}{dz} \Big|_{z=z_i} = \frac{1}{m_{i,j+1n}(E_m)} \frac{d\varphi_{i,j+1n}}{dz} \Big|_{z=z_i} \end{cases} \quad (11)$$

1.3 传播矩阵与分层逼近法

为了控制量子阱中的束缚态和波函数的结构, 量子级联激光器中几百个量子阱都是由薄阱薄垒构成的, 它们分别组成几十个结构相同的周期, 每周期又分别组成注入和有源两个区. 原则上它们都是彼此互相耦合的, 但设计中有意识使区与区之间、周期与周期之间的耦合相对地较弱, 因此在分析和设计中可以先分别考虑各区内的结构和耦合, 然后再考虑区与区之间的耦合和周期与周期之间的耦合的影响. 而且级联过程是在外加电场的条件下实现的, 采用传播矩阵分层逼近法处理有外加电场的耦合多量子阱问题, 即使每区每周期也将涉及上百个量子阱的耦合计算. 由每个界面的边界条件式(11)最后将得出下述矩阵方程:

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} \\ \mu_{21} & \mu_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix}. \quad (12)$$

代入束缚态条件

$$\begin{cases} x \rightarrow -\infty, A_1 = 0; \\ x \rightarrow \infty, B_m = 0, \end{cases} \quad (13)$$

即可得出求解束缚子带的带边能量及其波函数所需的本征方程为

$$\mu_{11} A_m = 0, \quad \because A_m \neq 0, \quad \therefore \mu_{11} = 0. \quad (14)$$

2 结果与讨论

2.1 能带的带阶

由于电子的有效质量较小, 其量子尺寸效应比较显著, 在阱深相同的量子阱中电子的子带间隔可比空穴的子带间隔大, 因此子带间光跃迁易于在导带中实现. 由于相邻子带具有相反的宇称性, 子带间偶极矩光跃迁只能发生在量子数不同的子带之间, 而且量子数之差愈小愈有效(子带间光跃迁选择定则)^[6], 故起决定作用的是相邻子带之间的光跃迁,

因此相邻子带的最大能量间隔就决定了最短激光波长. 显然只有阱垒材之间的导带带阶愈大, 相邻子带的能量间隔才可能愈大. 目前光电子学器件按所用的衬底可分为晶格常数为 5.6533 Å 的 GaAs 系、晶格常数为 5.8688 Å 的 InP 系和晶格常数为 6.096 Å 的 GaSb 系. 其选择除了衬底工艺上的考虑外, 还考虑到与器件材料的晶格匹配或晶格失配不至于太大. 第一个子带间量子级联激光器^[1]是以 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 为阱材(w), $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 为垒材(b), 在 InP 衬底上用分子束外延生长制成的晶格匹配结构. 其阱深即阱垒材之间的导带带阶约为 0.52eV, 可制成发射大于 4 μm 波长的激光器. 为获得更短波长的子带间量子级联激光器, 必须选用导带带阶更大的材料系. 图 1 是算出的几种导带带阶较大的材料系和上述现有材料系^[1]的能带边联接图. 可见垒材 AlSb 虽然对阱材 InAs 的 Γ 导带带阶高达 2.11eV, 但却是间接带隙, 即其 L 及 X 间接能谷皆在其 Γ 直接能谷之下. 垒材 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{Sb}$ 的 Γ 和 L 能谷虽明显降低, 但其下的 X 能谷降低较少, 而且阱材本身的 L 间接能谷仅在其 Γ 直接能谷之上 0.71eV ($=\Delta E_{\text{LF}}$).

2.2 最短激光波长

实际上, 即使在最好的情况下, 发射光子的能量也达不到导带带阶所决定的阱深. 因为由于量子尺寸效应, 导带带阶愈大, 最低子带边将愈高于导带边, 因此相邻子带的最大能量间隔总是小于导带的带阶. 采

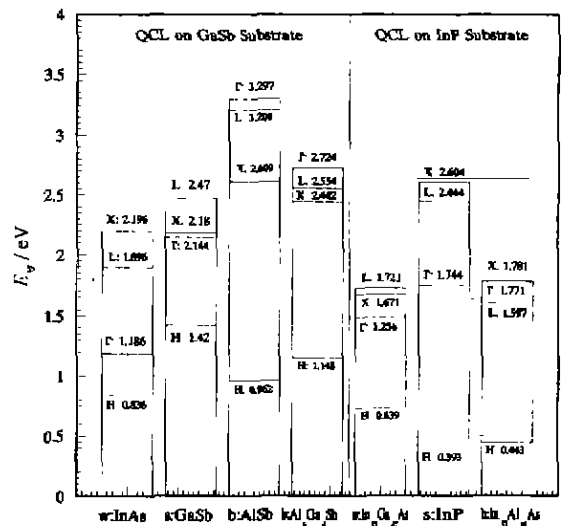


图 1 算出的 GaSb 和以 InP 为衬底的材料系能带的带阶, 其中 w, b, s 表示各阱材垒材和衬底
Fig. 1 Calculated band offsets of material systems on GaSb substrate and InP substrate, in which w, b, s denote well, barrier and substrate materials, respectively

用表 1 所示的参数,计算了几种选定的异质结构材料系,结果如表 2 所示.可见相邻子带的最大能量间隔 ΔE 最多只能达到导带带阶 V_n 的 56%~62% 之间,即 $\eta = \Delta E/V_n = 0.56 \sim 0.62$,而且这是一个不可能达到的极限,因为还必须有一个比其下能级低一个纵向光学声子(36meV)的弛豫能级,而且其上能级不可太接近量子阱的顶端以避免电子漏失,同时还得避开导带内的间接能谷.因此实际能够得到的有效相邻子带的最大能量间隔比这极限还要小得多.可见,为了发射能量为 $h\nu$ 的光子,垒材相对于阱材的导带的带阶和阱材的间接能谷都必须高于 $h\nu/\eta$.

以 #3 导带带阶为 $V_n = 1.538\text{eV}$ 的材料系 $\text{InAs}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$ 为例,算出其导带内各个子带边能量 E_n 随阱宽 d_w 的变化,如图 2 所示.可见阱越窄,其基态(最低态)的子带边离导带边愈远,阱宽小于

15 Å 时只有单一束缚态,达 15 Å 时才出现第二个束缚态($E_2 = 1.5280\text{eV} > 0.71\text{eV}$),相邻子带的能量间隔为 $E_{21} = 0.8813\text{eV}$ ($\lambda_{21} = 1.407\mu\text{m}$).阱厚达 29 Å 时出现第三个束缚态,这时其相邻子带边的能量差将约为阱宽的 1/3,而且其第二子带边($E_2 = 1.0025\text{eV}$)和第三子带边($E_3 = 1.5298\text{eV}$)也都超过其间接能谷($\Delta E_{LR} = 0.71\text{eV}$).只有在阱厚大于 41 Å 时,才能保证有一对发光能级处在其间接能谷以下,这时其有效能级差就连阱深的 1/3 都达不到了.

可见,子带间量子级联激光器的发射光子能量,远达不到阱垒材料之间的导带带阶所提供的量子阱深的主要原因,是受到量子尺寸效应和导带间接能谷的限制.而用导带的带阶大的材料组成的量子阱往往有间接能谷落在阱区和垒区,因而普遍受到其限制而未能充分利用.另一方面,对于导带间接能谷

表 1 计算中所用的材料参数 ($E_{n\alpha} = E_n - E_{\text{AlAs}}, E_{\text{AlAs}} = -7.397\text{eV}$)
Table 1 Material parameters used in calculations ($E_{n\alpha} = E_n - E_{\text{AlAs}}, E_{\text{AlAs}} = -7.397\text{eV}$)

能带	材料参数	$s_1\text{GaSb}$	$w_1\text{InAs}$	$b_1\text{AlSb}$	$\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$	$s_2\text{InP}$	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$
	$\alpha(\text{\AA})$	6.096	6.058	6.1355	6.12	5.8688	5.868	5.867
	ϵ	0	0.00616	-0.0065	-0.00389	0	0.03739	0.03755
	$a_n(\text{eV})$	-6.85	-5.08	-6.97	-6.922	-5.04	-6.062	-5.349
	$u_n(\text{eV})$	0.79	1.00	1.38	1.141	1.27	1.075	1.706
	$b_n(\text{eV})$	-2.00	-1.80	-1.40	-1.64	-1.6	-1.753	-1.656
	$C_{11} \cdot 10^{11} \text{d/cm}^2$	9.08	8.33	8.77	8.894	10.22	10.16	10.33
	$C_{12} \cdot 10^{11} \text{d/cm}^2$	4.13	4.53	4.34	4.256	5.76	5.085	4.919
	$n_r(3\mu\text{m})$	3.871	3.45	3.22	3.697	3.111	3.394	3.175
价带	$E_{v,n}(\text{eV})$	-6.25	-6.67	-6.66	-6.496	-7.04	-6.787	-7.064
	$E_{vcc}(\text{eV})$	1.42	0.853	0.953	1.14	0.393	0.73	0.444
	$\Delta_0(\text{eV})$	0.82	0.38	0.65	0.718	0.11	0.361	0.332
	$E_{nv}(\text{eV})$	1.42	0.836	0.962	1.148	0.393	0.729	0.443
	$E_{1n}(\text{eV})$	1.42	0.882	0.926	1.123	0.393	0.730	0.445
	m_h/m_0	0.39	0.41	0.39	0.39	0.64	0.429	0.574
	m_l/m_0	0.046	0.028	0.11	0.084	0.12	0.050	0.081
Γ -谷	m_c/m_0	0.042	0.023	0.11	0.083	0.077	0.044	0.084
	$E_c(\text{eV})$	2.144	1.186	3.297	2.724	1.744	1.256	1.771
	$V_{bc}(\text{eV})$	0.958	0	2.111	1.538	0.488	0	0.515
L-谷	$E_c(\text{eV})$	2.18	1.896	3.209	2.554	2.444	1.721	1.597
	$V_{bc}(\text{eV})$	1.027	0	1.313	0.658	0.723	0	-0.124
X-谷	$E_c(\text{eV})$	2.47	2.196		2.442	2.604	1.671	1.781
	$V_{bc}(\text{eV})$	0.137	0	0.413	0.246	0.933	0	0.110

表 2 不同材料系的量子级联激光器中的最短可能波长
Table 2 Possible shortest wavelengths of quantum cascade lasers composed by different material systems

#	构成量子阱的阱材/垒材	V_n, eV	$d_w, \text{\AA}$	E_{c1}, eV	E_{c2}, eV	E_{21}, eV	$\lambda_{21}, \mu\text{m}$	E_{21}/V_n
1	InAs/AlSb	2.111	12	0.8543	2.0604	1.2061	1.0281	0.5713
2	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.53}\text{As}_{0.47}\text{Sb}$	1.74	14	0.7311	1.6999	0.9688	1.2799	0.5568
2	$\text{InAs}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$	1.538	16	0.6216	1.5029	0.8813	1.4070	0.5730
4	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	1.52	35	0.1877	0.5097	0.3217	3.8545	0.6187

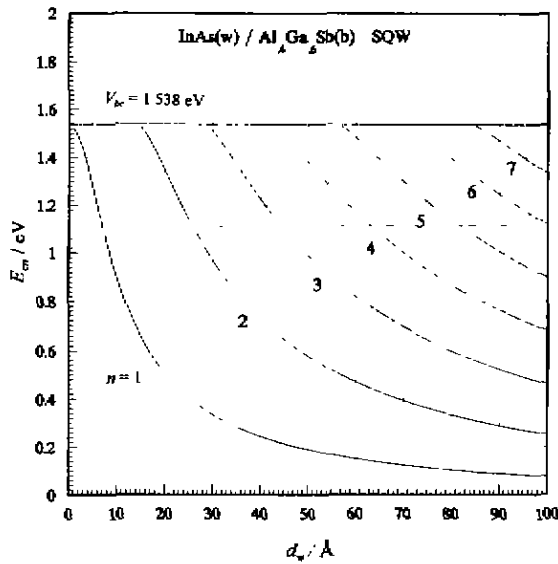


图 2 InAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb 单量子阱的导带各子带边参随阱宽的变化
 Fig. 2 The variation of conduction subband edge energies in InAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb single quantum well with the well width

落在量子阱顶以上的材料, 则其导带带阶往往失之过小, 难以得到足够大的发光能级差. 这就是子带间量子级联激光器向短波发展的根本性困难.

2.3 增益区结构

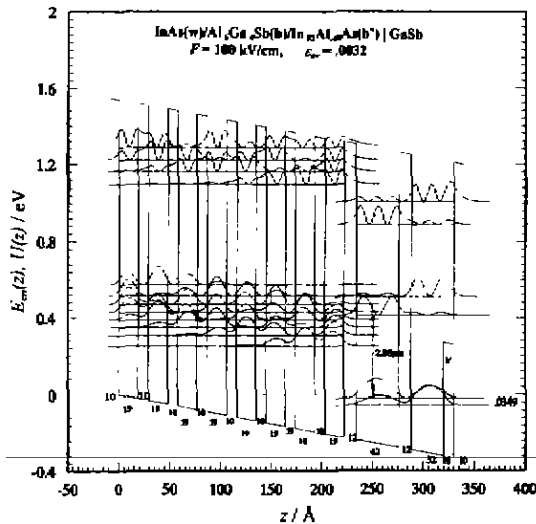


图 3 以GaSb为衬底的InAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb/In_{0.52}Al_{0.48}As发射波长长达2.88μm的QCL中注入区和有源区各自的子带和电子概率波分布

Fig. 3 Subband edges and their corresponding electron probability wave profiles in the isolated injection region and active region of a quantum cascade laser (QCL) composed by InAs /Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb/In_{0.52}Al_{0.48}As on GaSb substrate for emitting the shortest wavelength 2.88μm

要在增益区的量子阱中获得合适的 3 个能级, 其中从低到高, 第一第二子带边能量差很小, 只有一个纵向光学声子的能量 ($h\nu_L = 0.036\text{eV}$), 而第二第三子带边的能量差很大, 约为较大阱深的 1/3, 显然任何单独一个量子阱是无法提供这样的子带结构的. 我们采用 #3 材料系构成阱厚为 42 Å 的量子阱, 其 3 个子带边分别为 $E_1 = 0.2323\text{eV}$, $E_2 = 0.6968\text{eV}$ 和 $E_3 = 1.1740\text{eV}$, 其第三子带闲置不用, 第一第二子带之差为 $E_{21} = 0.4644\text{eV}$ (相当于波长 $\lambda_{21} = 2.67\mu\text{m}$) 还不及导带带阶所决定的阱深 $V_b = 1.538\text{eV}$ 的 1/3, 但这已经是在其 L 间接能谷以下所能得到的最大子带边能量差了, 为了获得比其第一子带边低一个纵向光学声子的弛豫子带, 我们采用另一个由层厚 32 Å 的 InAs 和层厚为 10 Å 的 In_{0.52}Al_{0.48}As 所组成的混合量子阱通过层厚为 12 Å 的 Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb 势垒与前述阱厚为 42 Å 的第一个量子阱相耦合, 使在外加静电场为 $F = 100\text{kV/cm}$ 的条件下, 原来两阱每一近简并子带分裂为二, 而且电子概率波的主峰落在分裂后的第二第三耦合子带的第一个量子阱处, 和第一个耦合子带的第二量子阱处. 这就保证了电子将在第一个量子阱中从分裂后的第三个耦合子带辐射跃迁到第二耦合子带, 发射能量为 0.4308eV (相当于波长 2.88μm), 并迅速从第二个耦合子带的第一个量子阱处跃迁到第一耦合

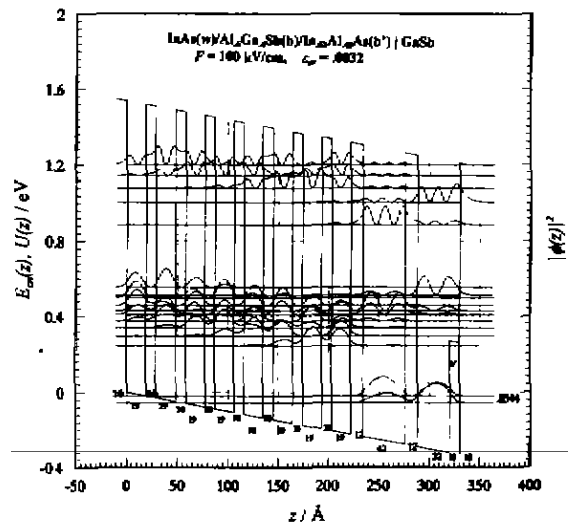


图 4 以GaSb为衬底的InAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb/In_{0.52}Al_{0.48}As发射波长长达2.88μm的QCL中注入区和有源区相互耦合后的子带和电子概率波分布

Fig. 4 Subband edges and their corresponding electron probability wave profiles in the coupled injection and active regions of a designed QCL composed by InAs /Al_{0.6}Ga_{0.4}Sb/In_{0.52}Al_{0.48}As on GaSb substrate for emitting the shortest wavelength 2.88μm

子带(弛豫子带)的第二个量子阱处,完成这一周期的发光和弛豫过程,如图 3 所示.

这一辐射跃迁过程最初是在真空场激发的自发过程,后来随所生光子增多而逐渐成为光子激发的受激过程,直至达到阈值条件而共振激射.

2.4 注入区结构

量子级联激光器中每个周期注入区的任务是在所加电场($F=100\text{kV/cm}$)条件下,把上一周期有源区中落到弛豫子带的电子通过量子隧穿过程迅速运送到本周期有源区第一量子阱中的第三耦合子带上,重新进行辐射跃迁到第二耦合子带的发光过程.我们采用 8 对由厚为 10\AA 的 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$ 垒层和厚为 19\AA 的 InAs 阱层组成一组有限超晶格,在所加电场条件下形成准漏斗微带,上游对准上周期的弛豫子带,下游对准本周期的第三耦合子带,以提高收集效率,如图 3 所示.

2.5 周期结构单元

注入区通过其第一个厚为 10\AA 的 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$ 垒层与上一周期的有源区耦合,并通过一个厚为 12\AA 的 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$ 垒层与本周期的有源区耦合,每一周期两区共 10 个量子阱的耦合结果如图 4 所示,可见耦合后仍能保持所设计的基本特点.

3 结论

(1) 算出 GaSb 、 InAs 、 AlSb 、 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$ 和 InP 、 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 、 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 的带价.

(2) 得出子带间量子级联激光器的短波极限不可能超过其导带带阶所提供的阱深的 $\eta=0.56\sim 0.62$,而且受到阱材的间接能谷进一步的限制,因此为了发射能量为 $h\nu$ 的光子,垒材相对于阱材导带带阶和阱材的间接能谷都必须高于 $h\nu/\eta$ 的结论.

(3) 根据设计理论和计算,提出采用 GaSb 为衬底的 $\text{InAs}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}$ 再利用加入 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$

层的混合量子阱,每周期的注入区由 8 个耦合量子阱构成,有源区由两个耦合量子阱构成,共 25 个周期,外加电场强度为 100kV/cm ,可发射迄今最短红外激光 $2.88\mu\text{m}$ 的子带间量子级联激光器结构方案.

REFERENCES

- [1] Faist J, Capasso F, Sivco D L, et al. Quantum cascade laser, *Science*, 1994, **64**: 553
- [2] GUO Chang-Zhi, LIU Yao-Wu. Effect of energy band structure on the Auger recombination and its contribution to T_0 in InGaAsP semiconductor lasers, *Chinese Journal of Semiconductors* (郭长志, 刘要武. InGaAsP 半导体激光器中能带结构对俄歇复合的影响及其对 T_0 的贡献, *半导体学报*), 1986, **7**(2): 154; PIAO Hai-Zhen, CHEN Chen-Jia, GUO Chang-Zhi. Auger recombination in GaInAs/AlInAs QW laser and its effect on T_0 , *Semiconductor Optoelectronics* (朴海镇, 陈辰嘉, 郭长志. GaInAs/AlInAs 量子阱激光器中的俄歇复合及其对 T_0 的影响, *半导体光电*), 1998, **19**(6): 356
- [3] Yang R Q. Mid-infrared interband cascade lasers based on type-I heterostructures, *Microelectronics Journal*, 1999, **30**: 1043
- [4] ZHANG Quan-Sheng, LIU Feng-Qi, GUO Chang-Zhi, et al. Design of InGaAs/InAlAs quantum cascade lasers, *Chinese Journal of Luminescence* (张权生, 刘峰奇, 郭长志, 等. InGaAs/InAlAs 量子级联激光器设计及其参数选取, *发光学报*), 1999, **20**(增刊): 55
- [5] Van de Walle C G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory, *Phys. Rev. B*, 1989, **39**(3): 1871
- [6] Pikus G E, Bir G L. Effect of deformation on the hole energy spectrum of germanium and silicon, *Sov. Phys. -Solid State*, 1960, **1**: 1502
- [7] Nelson D F, Miller R C, Kleiman D A. Band non-parabolicity effects in semiconductor quantum wells, *Phys. Rev. B*, 1987, **35**(14): 7770
- [8] West L C, Eglash S J. First observation of an extremely large dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well, *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**(12): 1156