

## СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

В квантоворазмерных лазерах размеры области локализации носителей тока сравнимы с их де-бройлевской длиной волны. В простейшем случае лазерная структура состоит из одного или нескольких слоев узкозонного полупроводника, заключенного между широкозонными эмиттерами. Типичные размеры квантовых ям изменяются в пределах 5–20 нм. Инжекционные лазеры на квантоворазмерных гетероструктурах имеют низкие плотности порогового тока, обладают высокой эффективностью и слабой чувствительностью к изменению температуры. Варьируя толщину активного слоя, можно в широком интервале перестраивать длину волны генерации.

Размерное квантование приводит к анизотропии оптических свойств активной области, что связано с зависимостью вероятности оптических переходов от поляризации излучения. В частности, усиление сигнала в квантоворазмерных гетероструктурах чувствительно к поляризации излучения [1, 2].

На поляризацию излучения квантоворазмерных гетероструктур оказывает влияние ориентация, геометрическая форма и размеры активных областей [2–6]. При анализе поляризационных характеристик излучения следует учитывать также волноводные свойства активной области [7] и наличие внешних напряжений [8]. Исследование поляризационных свойств квантоворазмерных гетеролазеров представляет интерес в связи с широким применением лазеров данного типа в системах записи, хранения и воспроизведения информации и в волоконно-оптических линиях связи.

В данной работе рассчитывается степень поляризации излучения квантоворазмерных лазерных структур на основе полупроводников типа  $A^{III}B^V$  ( $GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ ) с толщиной активного слоя 8 нм. Зонная диаграмма активной области представлена на рис. 1, в квантовой яме показаны начальные уровни подзон электронов и дырок, ширина запрещенной зоны  $E_g$ , значения высоты потенциальных барьеров  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ . Расчет проводился для структуры, параметры которой приведены в табл. 1.

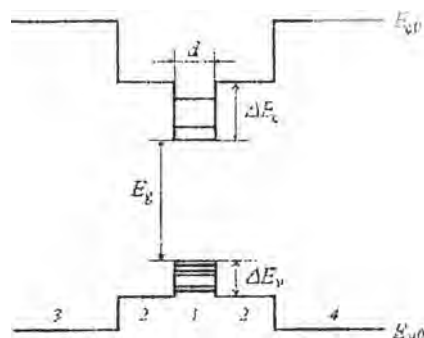


Рис. 1. Зонная диаграмма активной области лазера с одной квантовой ямой шириной  $d$ .  
1 - активная область, 2 - волноводные слои, 3 -  $p$ -эмиттер  
4 -  $n$ -эмиттер

Таблица 1

Структура лазерного диода			
Слой	Химический состав слоя	Толщина слоя	Концентрация легирующей примеси, $\text{см}^{-3}$
Контактный слой	GaAs	0,4 мкм	$3 \cdot 10^{19}$
$p$ -эмиттер	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	1,3 мкм	$2,6 \cdot 10^{18}$
Волноводный слой	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	0,1 мкм	
Активная область	GaAs	8 нм	-
Волноводный слой	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	0,1 мкм	
$n$ -эмиттер	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	1,5 мкм	$8 \cdot 10^{17}$
Буферный слой	GaAs	0,4 мкм	$6 \cdot 10^{17}$

Скорость спонтанных переходов задается следующим выражением [7, 9]:

$$r_{sp}(h\nu) = \frac{A_{sp}}{nh\nu d} \sum_{\nu} \sum_{\mu} f_e(E_{e\nu}) f_h(E_{h\nu}) m_{\nu\mu} H_{\nu\mu} \rho_{\nu\mu} \quad (1)$$

где  $A_{sp}$  - коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов;  $d$  - ширина квантовой ямы,  $f_e(E_{e\nu})$  и  $f_h(E_{h\nu})$  - функции распределения, имеющие вид

$$f(E_{e\nu}) = \left( 1 + \exp \frac{E_{e\nu} - E_c}{kT} \right)^{-1}, \quad f_h(E_{h\nu}) = \left( 1 + \exp \frac{E_v - E_{h\nu}}{kT} \right)^{-1} \quad (2)$$

$$E_{e\nu} = E_c + (m_{e\nu} / m_e) (h\nu - E_g) + (m_{e\nu} / m_{e\nu}) E_{e\nu}, \quad (m_{e\nu} / m_e) E_{e\nu} \quad (3)$$

$$E_{h\nu} = E_v - (m_{h\nu} / m_h) (h\nu - E_g) + (m_{h\nu} / m_{h\nu}) E_{h\nu} - (m_{h\nu} / m_h) E_{h\nu}$$

$E_{c0}$  и  $E_{v0}$  – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно,  $F_e$  и  $F_h$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок,  $m_{inh} = m_0 m_{h0}^2 / (m_c + m_{h0})$  – приведенная масса с учетом поперечных компонент соответствующих дырок,  $T$  – температура. Переходы между подзонами начинаются с квантов света с энергией  $h\nu_{th} = E_c + E_{ch} + E_{vh}$ . Поэтому в выражении (1) присутствует ступенчатая функция  $H_{th}$  со значениями  $H_{th} = 1$  при  $h\nu \geq h\nu_{th}$  и  $H_{th} = 0$  при  $h\nu < h\nu_{th}$ .

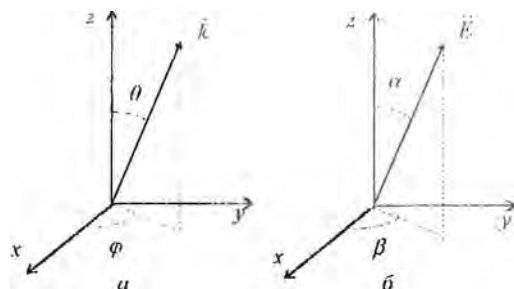


Рис. 2. Ориентация волнового вектора носителей  $\vec{k}$  (а) и вектора напряженности электрического поля излучения  $\vec{E}$  (б) относительно оси размерного квантования Oz

Параметр  $\alpha_{nl}(\nu)$  характеризует поляризационную зависимость вероятности оптических переходов и зависит от типа моды (ТЕ или ТМ), рода уровней (тяжелые или легкие дырки) и частоты света  $\nu$ . Пусть квантоворазмерные слои ориентированы в плоскости {100}. Тогда поляризационный фактор для переходов на состояния тяжелых дырок имеет вид [1, 2, 10]

$$\alpha_h = \frac{3}{4} \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) + 2 \sin^3 \theta, \quad (4)$$

где  $\alpha$  и  $\theta$  – углы между осью размерного квантования  $\langle 100 \rangle$  и вектором поляризации (направлением вектора напряженности электрического поля) и волновым вектором дырок соответственно (рис. 2). Для ТЕ-моды ( $\alpha = \pi/2$ ) значение  $\alpha_h$  уменьшается от 3/2 до 3/4 с увеличением  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ , а для ТМ-моды ( $\alpha = 0$ ) значение  $\alpha_h$  возрастает от 0 до 3/2.

Аналогичным образом находится поляризационный фактор для переходов на состояния легких дырок:

$$\alpha = \frac{\pi}{4} \times 3 \sin^2 \theta (2 - \sin \theta) \text{ bzw } \theta \quad (7)$$

Для ГЕ-моды ( $\alpha = \pi/2$ ) значение  $\alpha_i$  увеличивается от 1/2 до 5,4 с изменением  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ , а для ТМ-моды ( $\alpha = 0$ ) значение  $\alpha_i$  падает от 2 до 1/2. Из (4) и (5) видно, что при заданном  $\theta$  выполняется условие  $\alpha_n = \alpha_i - 2$ , а в случае изотропного излучения после усреднения по углам  $\alpha$  и  $\beta$  имеем  $\alpha_n = \alpha_i - 1$ .

Угол  $\theta$  прямо связан с частотой оптического перехода  $\nu$ . Для переходов между начальными уровнями подзон, когда  $h\nu$  совпадает с  $h\nu_{ns}$ , угол  $\theta = 0$ . Связь между  $\theta$  и  $\nu$  задается формулой

$$\tan^2 \theta = \frac{h\nu - h\nu_{ns}}{h\nu_{ns} - E_g} \quad (6)$$

Значения квазиуровней Ферми  $F_e$  и  $F_h$  и их разности  $\Delta F$  находятся из условия электронейтральности, которое для рассматриваемой структуры с легегированной активной областью имеет вид  $p = n$ . Концентрация электронов  $n$  в условиях статистического равновесия в квантовой яме составляет [7]

$$n = N_{e1} \sum_i \ln \left( 1 + \exp \frac{F_e - E_{e1} - E_{e2}}{kT} \right) \quad (7)$$

Здесь эффективная плотность состояний в зоне проводимости равна  $N_{e1} = m_e kT / \pi \hbar^2$ . Для концентрации дырок  $p$  в квантовой яме имеем

$$p = \sum_i N_{h1} \sum_j \ln \left( 1 + \exp \frac{E_{h1} - E_{h2} - F_h}{kT} \right) \quad (8)$$

Здесь  $N_{h1} = m_h kT / \pi \hbar^2$  - эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Таблица 2

Начальные уровни подзон электронов и дырок

Номер подзоны, $n$	Начальные уровни подзон электронов $E_{en}$ , мэВ	Начальные уровни подзон тяжелых дырок $E_{hn}$ , мэВ	Начальные уровни подзон легких дырок $E_{ln}$ , мэВ
1	42,191	10,475	27,552
2	162,820	41,532	98,951
3	-	90,453	-

Начальные уровни подзон электронов и дырок для квантовой ямы шириной  $d = 8$  нм представлены в табл. 2. Расчеты проводились с использованием следующих значений параметров [10]:  $E_g = 1,424$  эВ;

$\nu = 0,7$ ,  $\Delta L_c = 0,848 \text{ эВ}$ ,  $\Delta M_c = 0,399 \text{ эВ}$ ,  $m_c = (0,067 + 0,083\lambda)m_e$ ,  
 $m_{ch} = (0,34 + 0,42\lambda)m$ ,  $m_{cl} = (0,094 + 0,04\lambda)m_e$ ,  $m_{dl} = 0,11m_e$ ,  
 $m_{cll} = 0,20m_e$ .

Выражение для степени поляризации спонтанного рекомбинационного излучения имеет вид

$$P = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} \quad (9)$$

где  $I_{TE}$ ,  $I_{TM}$  — интенсивности ТЕ- и ТМ-мод, пропорциональные скорости спонтанных переходов. На рис. 3 представлены теоретически рассчитанные зависимости степени поляризации излучения от энергии кванта света при различных уровнях накачки квантоворазмерного лазера. Как видно из рис. 3, первоначально при излучательных переходах на первый уровень тяжелых дырок  $\Gamma_h$  излучение полностью поляризовано в ТЕ-моду. Уменьшение степени поляризации с ростом  $h\nu$  связано с уменьшением поляризационного параметра  $\alpha_h$  для ТЕ-моды и увеличением  $\alpha_h$  для ТМ-моды.

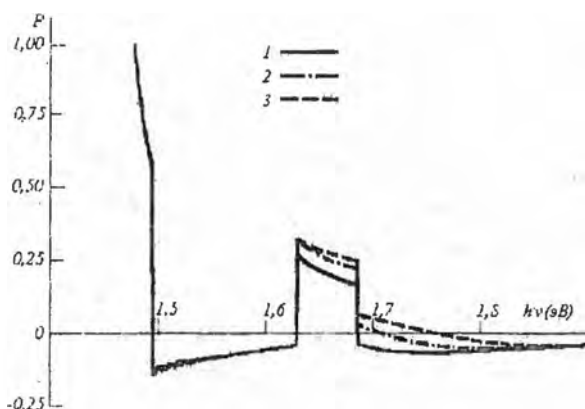


Рис. 3. Зависимость степени поляризации излучения энергии кванта  
 Ширина квантовой ямы  $d = 8$  нм, уровень накачки:  
 1 —  $\Delta F = 1,60$  эВ; 2 —  $\Delta F = 1,65$  эВ; 3 —  $\Delta F = 1,70$  эВ

Резкое изменение степени поляризации при увеличении  $h\nu$  до значения  $h\nu_{11}$  связано со значительным откликом в ТМ-моду при излучательных переходах электрон — легкая дырка. Дальнейшие резкие изменения степени поляризации, наблюдаемые при росте  $h\nu$ , соответствуют включению в излучательные переходы энергетических уровней

2h и 2l. Учет формы линии излучения, обусловленной спектральным уширением [9, 11], очевидно, позволит получить более адекватное описание реальных полупроводниковых структур с одной квантовой ямой

Величину степени поляризации излучения квантоворазмерного лазера можно оценить при больцмановском распределении носителей тока в приближении бесконечно больших потенциальных барьеров в квантовой яме. Если ввести обозначения

$$\alpha = \frac{h\nu - h\nu_{gr}}{h\nu_{gr} - E_g}, \quad \Delta = \frac{h\nu_{gr} - h\nu_{ph}}{h\nu_{gr} - E_g}, \quad \delta_n = \frac{h\nu_{gr} - E_g}{h\nu_{gr} - E_g} \quad r = \frac{m_{lh}}{m_{lh}},$$

то получаем следующее выражение для степени поляризации в виде

$$P = 3 \frac{\sum_n \left[ \left( \frac{3}{\delta_n(1+x)} - 1 \right) H_{mh} - r \left( \frac{3(1+\Delta_n)}{\delta_n(1+x)} - 1 \right) H_{nl} \right]}{\sum_n \left[ \left( 9 - \frac{3}{\delta_n(1+x)} \right) H_{mh} + r \left( 7 + \frac{3(1+\Delta_n)}{\delta_n(1+x)} \right) H_{nl} \right]} \quad (10)$$

Расчеты по данной формуле представлены на рис 4

Величина  $\Delta_n$  в приближении бесконечных барьеров составляет

$$\Delta_n = \Delta = \frac{m_{lh}}{m_{lh}} - 1$$

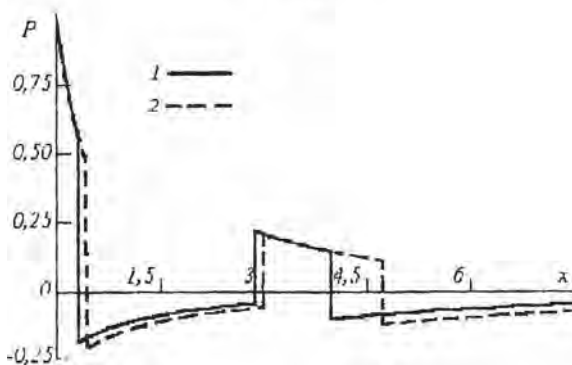


Рис. 4. Степень поляризации  $P(x)$  в больцмановском приближении  
1 - реальная структура с квантовой ямой. 2 - квантовая яма в приближении бесконечных барьеров:  $r = 1.19$ ,  $\Delta_1 = 0.3226$ ,  $\Delta_2 = 0.2808$ ;  $\delta_1 = 1$ ;  $\delta_2 = 0.2578$

В этом случае она не зависит от номера подзон и ширины квантовых ям и равна  $\Delta$ . При этом отметим, что величина  $\Delta_n$  задается продоль-

ными компонентами эффективных масс дырок в отличие от параметра  $r$ , который задается поперечными компонентами эффективных масс дырок

$$r = \frac{m_{x1}}{m_{x2}}$$

Если ввести параметры Люттшицера  $\gamma_1, \gamma_2$  и  $\gamma_3$  [12], то имеем

$$r = \frac{1 + (\gamma_1 - \gamma_2) \frac{m_c}{m_v}}{1 + (\gamma_1 - \gamma_3) \frac{m_c}{m_v}}, \quad \Lambda = \frac{4\gamma_1 \frac{m_c}{m_v}}{1 + (\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{m_c}{m_v}}$$

Так как для GaAs  $\gamma_1 = 6,8$ ;  $\gamma_2 = 1,9$  и  $\gamma_3 = 2,7$ ; то при  $m_c = 0,067m_v$  находим следующие значения компонентов приведенных масс и параметров  $r$  и  $\Lambda$ :  $m_{rh} = 0,056m_c$ ;  $m_{rl} = 0,039m_c$ ;  $m_{rhl} = 0,042m_c$ ;  $m_{rl} = 0,050m_c$ ;  $r = 1,2$ ;  $\Lambda = 0,43$ .

Что касается величины  $\delta_n$ , то всегда  $\delta_1 = 1$ , а ее значение падает с ростом номера подзон  $n$ . В приближении бесконечных барьеров величина  $\delta_n$  строго равна  $\delta_n = 1/n^2$ .

Таким образом, в приближении бесконечных барьеров формула (8) упрощается и принимает вид

$$P(x) = 3 \frac{\sum_n (3n^2 - 1 - x) H_{nh} - \sum_n r(3n^2(1+\Delta) - 1 - x) H_n}{\sum_n (9 + 9x - 3n^2) H_{nh} + \sum_n r(7 + 7x + 3n^2(1+\Delta)) H_n}, \quad (11)$$

Сравнение расчетов по формулам (10) и (11) показывает, что скачки степени поляризации при включении оптических переходов между подзонами в реальных структурах оказываются несколько больше вверх и несколько меньше – вниз, чем в случае бесконечных барьеров (рис. 4). Значения степени поляризации близки друг к другу, и поэтому модель бесконечных барьеров может служить достаточно хорошим приближением для первоначальной оценки степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров. Для рассматриваемой лазерной структуры значение  $P$  не опускается практически ниже  $P = -0,18$ .

Таким образом, проведенный расчет степени поляризации излучения лазерной гетероструктуры с шириной квантовой ямы 8 нм показывает, что при включении излучательных переходов между подзонами скачкообразно изменяется степень поляризации  $P$  и ее знак меняется, скачки степени поляризации зависят от уровня накачки активной

области  $\lambda$  при увеличении энергии кванта  $h\nu$  значение  $I^*$  приближается к величине, рассчитанной в Больцмановском приближении. Модель бесконечных барьеров может быть использована для первоначальной оценки степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров.

#### Литература

1. *Asada M., Kamayama A., Suematsu Y.* Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1984 Vol. QE-20, № 7. P. 745–753
2. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур / Д. В. Карасев, В. К. Кононенко, И. С. Манак, Д. Л. Харевич // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3–4. С. 52–55
3. Cross sectional shape dependence of quantum wire band structures and optical matrix elements / T. Tanaka, T. Yamachi, J. N. Shulman, Y. Arakawa // Jpn. J. Appl. Phys. 1993 Vol. 32, pt. 2, № 11A. P. L1592–L1595.
4. *Виталисов А. А., Кононенко В. К.* Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки // Лазерная и оптоэлектронная техника. Сб. науч. тр. Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 34–43
5. Polarization characteristics of quantum-well semiconductor structures / I. S. Manak, D. V. Karasev, V. K. Kononenko et al. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3094. P. 2–17.
6. *Манак И. С., Чиж А. И.* Поляризация излучения инжекционных лазеров // Полупроводниковые лазеры: Сб. науч. тр. Вып. 1. Мн.: БГУ, 1997. С. 98–161
7. *Кононенко В. К.* Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Мн., 1987. 52 с. (Препринт / ИФ АН БССР, № 492)
8. Polarization of the spontaneous radiation of stressed laser heterostructures / A. A. Ptashchenko, M. V. Deych, N. B. Mironchenko, F. A. Ptashchenko // Solid-State Electron. 1994 Vol. 37, № 4–6. P. 1255–1258.
9. *Kononenko V. K., Natvko S. V.* Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760–767.
10. *Kononenko V. K., Zakharova I. S.* Laser Parameters of Quantum-Well Heterostructures / Preprint / ICTP. № IC/91/63. Trieste, 1991. 12 p.
11. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливо и др. // ЖПС. 1997. Т. 64, № 2. С. 221–227
12. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.