

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО УШИРЕНИЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

А.Г. Буйкевич

Научные руководители – В.К. Кононенко, И.С. Манак  
Белорусский государственный университет

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].

Скорость спонтанных переходов с учетом спектрального уширения задается следующим выражением [3, 4]

$$r_{sp}^i(h\nu) = \frac{A_{cv}^i}{\pi \hbar^3 d} \sum_n \sum_l m_{nl} \int f_e(E_{cni}) f_h(E_{vnl}) L(h\nu - E_{cv}) \alpha_{nl}^i dE_{cv}, \quad (1)$$

где

где  $A_{cv}^i$  – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов,  $\gamma = TE$  и  $TM$ ,  $i = l$  и  $h$ ,  $d$  – ширина квантовой ямы,  $f_e(E_{cni})$  и  $f_h(E_{vnl})$  – функции распределения, имеющие вид

$$f_e(E_{cni}) = \left( 1 + \exp \frac{E_{cni} - F_e}{kT} \right)^{-1}, \quad f_h(E_{vnl}) = \left( 1 + \exp \frac{F_h - E_{vnl}}{kT} \right)^{-1}, \quad (2)$$

$$E_{cni} = E_{c0} + (m_n / m_c)(h\nu - E_g) - (m_n / m_{vi}) E_{cn} - (m_n / m_c) E_{vnl} \quad (3)$$

$$E_{vnl} = E_{v0} - (m_n / m_{vi})(h\nu - E_g) + (m_n / m_{vi}) E_{cn} - (m_n / m_c) E_{vnl}$$

$E_{v0}$  – энергии потолка валентной зоны, соответственно,  $F_e$  и  $F_h$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок,  $m_{nl} = m_c m_{vi} / (m_c + m_{vi})$  – приведенная масса поперечных компонент с учетом соответствующих дырок,  $E_{cv} = E_{cni} - E_{vnl}$ , функция  $L(h\nu - E_{cv})$ , учитывающая спектральное уширение, аппроксимируем лоренцовским контуром:

$$L(h\nu - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2} \quad (4)$$

Параметр  $\alpha_{nl}^i(\nu)$  характеризует поляризационную зависимость вероятности оптических переходов и зависит от типа моды (TE или TM), рода уровней (тяжелые или легкие дырки) и частоты света  $\nu$ . Если квантоворазмерные слои ориентированы в плоскости  $\{100\}$ , то  $\alpha_{nl}^i(\nu)$  для переходов на состояния тяжелых дырок имеет вид

$$\alpha_h^i = \frac{3}{4} \left[ \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) + 2 \sin^2 \theta \right], \quad (5)$$

где  $\alpha$  и  $\theta$  – углы между осью размерного квантования  $[100]$  и вектором поляризации (направлением вектора напряженности электрического поля) и волновым вектором дырок соответственно.

Поляризационный фактор для переходов на состояния легких дырок имеет вид

$$\alpha_l^i = \frac{1}{4} \left[ 8 - 3 \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) - 6 \sin^2 \theta \right]. \quad (6)$$

Связь между углом  $\theta$  и энергией оптических переходов  $E_{cv}$  задается формулой

$$\text{tg}^2 \theta = \frac{E_{cv} - h\nu_{nl}}{h\nu_{nl} - E_g} \quad (7)$$

где  $h\nu_{nl}$  – энергия начальных переходов для подзон с номером  $n$

Расчеты проводились с использованием следующих значений параметров для лазерной гетероструктуры GaAs-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As:  $E_g = 1.424$  эВ,  $x = 0.3$ ,  $\Delta E_c = 0.848$  эВ,  $\Delta E_v = 0.399$  эВ,  $m_c = (0.067 + 0.083x)m_0$ ,  $m_{vi} = (0.34 + 0.42x)m_0$ ,  $m_{vl} = (0.094 + 0.043x)m_0$ ,  $m_{vh} = 0.11m_0$ ,  $m_{vl} = 0.20m_0$ ,  $r_0 = A_{cv} m_e / \pi \hbar^2 d \approx 7.8 \cdot 10^{29} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$  при  $d = 8$  нм.

Спектры спонтанной рекомбинации для ТЕ- и ТМ-мод в случае квантовой ямы шириной рассчитанные из выражения (1) при различных уровнях возбуждения, представлены на рис. 1.

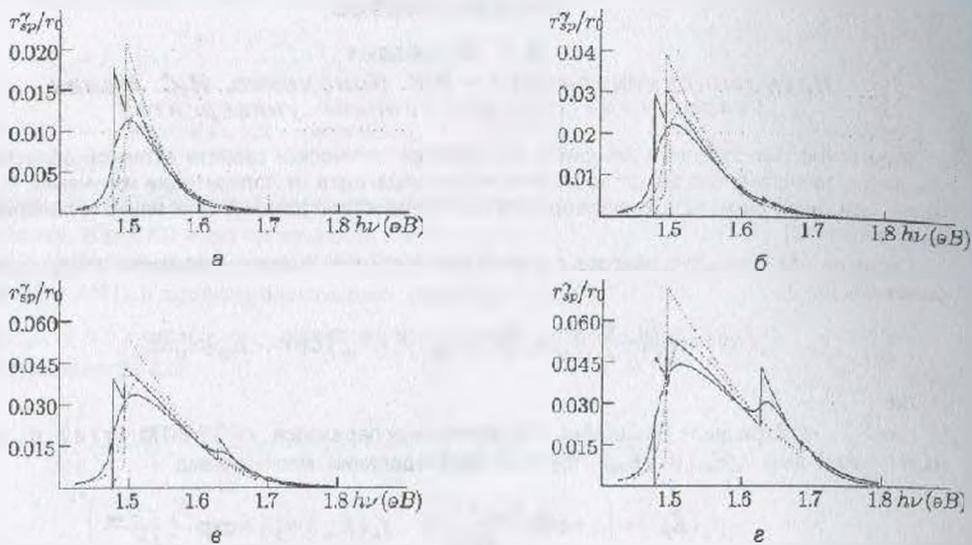


Рисунок 1 - Спектр спонтанного испускания ТЕ-(сплошные кривые) и ТМ-мод (пунктирные кривые):  $\Delta F = 1.50$  (а),  $1.55$  (б),  $1.60$  (в),  $1.65$  (г),  $\Gamma_{cv} = 10$  мэВ,  $\tau_0 = 7.8 \cdot 10^{29} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$

Степень поляризации спонтанного рекомбинационного излучения рассчитывалась по формуле

$$P = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} \quad (8)$$

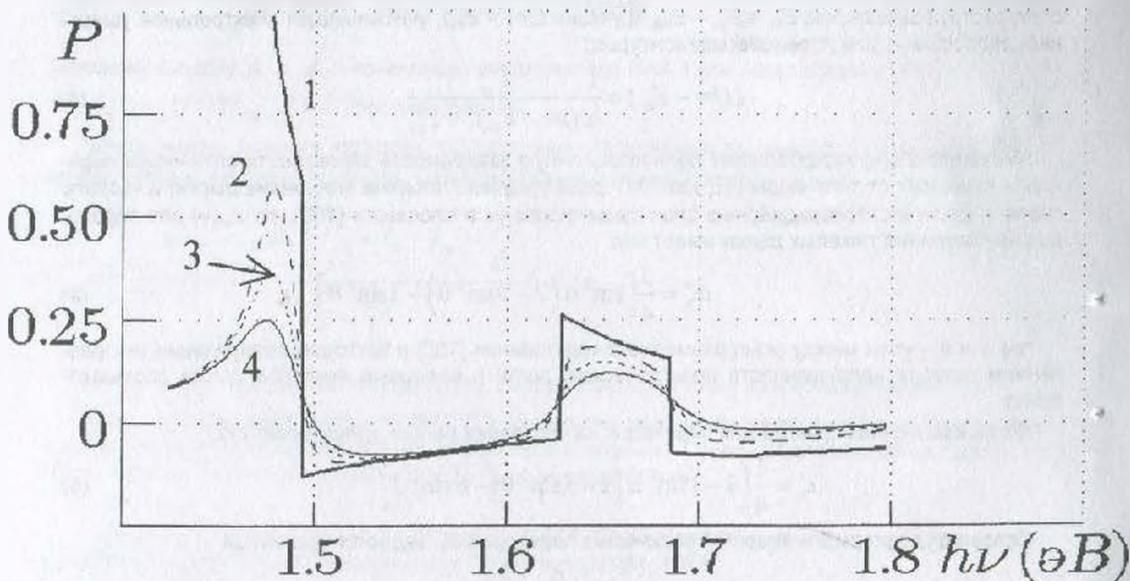


Рисунок 2 - Зависимость степени поляризации спонтанного рекомбинационного излучения от энергии кванта света  $\Gamma_{cv} = 0$  мэВ (1), 5 мэВ (2), 10 мэВ (3), 15 мэВ (4),  $\Delta F = 1.60$  эВ

Учет спектрального уширения позволяет получить более адекватное описание зависимости степени поляризации излучения от энергии испускаемого кванта: изломы на кривой зависимости сглаживаются и зависимость перестает носить ярко выраженный скачкообразный ха-

ракет при включении излучательных переходов между верхними уровнями подзон. Спектр поляризации спонтанного рекомбинационного излучения становится более широким и с увеличением параметра уширения спектральной линии  $\Gamma_{sp}$  значения  $P$  в точках экстремума уменьшаются.

Литература

1. 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.
2. Кононенко В.К. Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями / Препринт / ИФ АН БССР: № 492. Мн.: 1987 – 52 с.
3. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / В.К. Кононенко, И.С. Манак, С.В. Навилко и др. // ЖПС. – 1997. Т. 64. № 2. – С. 221-227.
4. Buikевич A.G., Kononenko V.K., Manak I.S. Spectral Broadening effects on the radiation polarisation in quantum-well heterostructures // Lightmetry 2002. 2<sup>nd</sup> International Conference on Measurements of Light. Program and Abstracts. – Warsaw. 2002. – P. 30-31.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ  
ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ В РЕНТГЕНОВСКОМ  
ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ  
ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ЛИНЗЫ**

*Ю.В. Петрович*

**Научный руководитель – Н.Н. Кольчевский  
Белорусский государственный университет**

Благодаря малой длине волны рентгеновского излучения возможный рентгеновский микроскоп может достигать дифракционного разрешения порядка нескольких десятком нанометров и по теоретической величине разрешения занимает промежуточное место между оптическим и электронным микроскопами. По способу формирования изображения, существующие рентгеновские микроскопы делятся на проекционные, контактные, отражательные, дифракционные. Однако до настоящего времени не существовало изображающих объективов аналогичным в оптике, основу которых составляет преломляющая линза [1].

Появление новой преломляющей оптики и экспериментальные работы, показывающие принципиальную возможность не только фокусировать рентгеновское излучение с энергией 15-30 кэВ, но и возможность получения изображений объектов в жестких рентгеновских лучах делают актуальной задачу разработки изображающего рентгеновского объектива [2-5].

Целью настоящей работы являлось исследование оптических параметров веществ в рентгеновском диапазоне для определения оптимального спектрального диапазона и возможных параметров преломляющих объективов для получения изображений

Изображающие свойства линзы можно описать с помощью следующих параметров: фокусного расстояния, разрешающей способности, глубины резкости.

Фокусное расстояние системы линз рассчитывается по следующей формуле и хорошо соответствует экспериментальным данным [2-5]:

$$F = R / 2 \delta N, \quad (1)$$

где  $n=1-\delta$  - действительная часть показателя преломления вещества;  $R$  – радиус линзы;  $N$  – число отдельных линз.

Разрешающая способность характеризует возможность объектива воспроизводить изображение двух близких точек объекта. Пользуясь теорией дифракции можно вычислить наименьшее расстояние разрешимое объективом [6]:

$$R_{\text{отв}} = 0,61 \lambda F / R_d, \quad (2)$$

где  $R_d$  – радиус апертуры линзы.

Поглощение ограничивает эффективную апертуру  $R_d$  линзы до величины [2]:

$$R_d = (2 R / \mu N)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\mu$  - коэффициент линейного поглощения.