

Поляризационная анизотропия оптических межзонных переходов в напряженных InGaAs/GaAs квантовых нитях

© С.А. Гуревич, Д.А. Закгейм, С.А. Соловьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 23 сентября 1996 г. Принята к печати 21 октября 1996 г.)

Исследуются оптические свойства напряженных квантовых нитей, связанные с неоднородностью распределения упругих деформаций внутри нитей и в окружающем материале барьера. Для расчета этого распределения используется аналитическое приближение. Показывается, что как коротковолновый сдвиг фотолюминесценции, так и ее поляризационная анизотропия в направлении нормали к плоскости нитей в основном определяются отличием упругих деформаций от биаксиальных. Этот вывод подтверждается сравнением расчетных спектров поляризационно-зависимой фотолюминесценции с экспериментальными данными, полученными на InGaAs/GaAs квантовых нитях прямоугольного сечения размером 7×60 нм.

1. Введение

В последнее время в литературе появилось много работ, посвященных расчету пространственного распределения упругих механических деформаций в выращенных структурах с квантовыми нитями (КН) на основе не согласованных по периоду решетки материалов [1,2]. Было показано, что упругие деформации в этих структурах существенно отличаются от простого биаксиального сжатия, существующего в двумерных объектах — квантовых ямах (КЯ). Это оказывает влияние на зонную структуру КН и приводит к ряду характерных отличий в оптических свойствах напряженных КН по сравнению с ненапряженными.

Так, одним из наиболее важных проявлений размерного квантования носителей заряда в КН принято считать коротковолновый сдвиг спектров фотолюминесценции (ФЛ) по сравнению со спектрами исходной КЯ. В работе [2] было показано, что для напряженных КН этот коротковолновый сдвиг в основном определяется именно отличием компонент тензора упругих деформаций от значений, характерных для биаксиально сжатой КЯ, и лишь малая его часть связана с дополнительным квантованием электронов и дырок в плоскости исходной КЯ.

Известно [1], что модификация пространственной зависимости компонент тензора упругих деформаций в КН в первую очередь изменяет структуру валентной зоны полупроводника, вызывая перемешивание подзон тяжелых и легких дырок. Это должно приводить к заметной поляризационной анизотропии матричных элементов оптических межзонных переходов, связанных с поглощением и излучением линейно поляризованного света. С другой стороны, существуют экспериментальные данные о значительной ($> 5\%$) поляризационной анизотропии ФЛ структур с напряженными КН шириной $50 \div 60$ нм [3]. Природа этой поляризационной анизотропии в случае напряженных КН оказывается существенно иной, чем в случае ненапряженных структур, где она является следствием дополнительного квантования носителей заряда в плоскости исходной КЯ [4,5].

В настоящей работе производится расчет поляризационно-зависимых спектров ФЛ для напряженных InGaAs/GaAs КН прямоугольной формы. При вычислении дисперсии и волновых функций электронов и дырок учитывается неоднородность распределения упругих деформаций по сечению КН и окружающего материала. Расчетные спектры сравниваются с экспериментальными данными, полученными на выращенных структурах с InGaAs/GaAs КН.

2. Зонная структура и матричные элементы межзонных переходов InGaAs/GaAs квантовых нитей

2.1. Расчет упругих напряжений. Рассмотрим сначала распределение упругих деформаций в гетероструктуре с InGaAs/GaAs КЯ, зажатой между бесконечно толстыми барьерами GaAs (рис. 1, а). Как известно, различие постоянных решетки материалов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs приводит к тому, что КЯ оказывается однородно биаксиально сжатой:

$$\epsilon_{xx}^{in} = \epsilon_{yy}^{in} = (a_0 - a(x))/a_0, \quad \epsilon_{zz}^{in} = -\frac{2\nu}{1-\nu} \epsilon_{xx}^{in},$$

$$\epsilon_{xx}^{out} = \epsilon_{yy}^{out} = \epsilon_{zz}^{out} = 0, \quad (1)$$

где $a(x)$ и a_0 — постоянные решетки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs, ν — коэффициент Пуассона.

В случае одномерной структуры — квантовой нити (рис. 1, б) — ситуация усложняется. В этом случае компоненты тензора упругих деформаций в плоскости xz становятся существенно пространственно неоднородными, а материал барьера оказывается упругодеформированным. В этой работе для расчета компонент тензора ϵ мы будем использовать аналитическое приближение [1]

$$\epsilon_{xx} = \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\theta}{2\pi} - \frac{2\nu}{1-\nu} \right) \epsilon_0 - F(x, z) \nu \epsilon_0,$$

$$\epsilon_{zz} = \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\theta}{2\pi} - \frac{2\nu}{1-\nu} \right) \epsilon_0 - F(x, z) \nu \epsilon_0,$$

$$\epsilon_{yy} = F(x, z)\epsilon_0, \quad \epsilon_{xz} = \frac{1 + \nu}{\pi(1 - \nu)} \ln \left| \frac{d_1 d_3}{d_2 d_4} \right| \epsilon_0; \quad \epsilon_0 = \frac{a_0 - a}{a_0}, \quad (2)$$

где функция $F(x, z)$ равна единице всюду внутри КН и нулю снаружи. Расстояния d_1, d_2, d_3, d_4 и углы θ_a, θ_b показаны на рис. 1, $b, \theta = \theta_a + \theta_b$. Формулы (2) были получены авторами [1] при следующих основных предположениях: материал КН и барьера считался непрерывным изотропным и подчиняющимся закону Гука. Кроме того, коэффициенты Пуассона КН и барьера считались равными.

2.2. Структура валентной зоны и зоны проводимости. Отличительной особенностью выражений (2) для компонент тензора деформаций является то, что гидростатическое сжатие $\delta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$ является константой внутри нити и равно нулю вне ее:

$$\delta^{in} = \left(2 - \frac{2\nu}{1 - \nu}\right) \epsilon_0; \quad \delta^{out} = 0. \quad (3)$$

Величина δ (3) совпадает со значением для КЯ. Поскольку гамильтониан электронов в зоне проводимости зависит только от гидростатического сжатия δ , релаксация упругих деформаций, описываемая формулами (2), в первом приближении не оказывает влияния на квантование электронов. Пренебрегая взаимодействием зоны проводимости с другими зонами, в приближении эффективной массы, уравнение Шредингера для электронов запишем в виде

$$\left[\frac{\hbar^2}{2} \left(-\partial_x \frac{1}{m^*} \partial_x - \partial_z \frac{1}{m^*} \partial_z \right) + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + a_c \delta + V^c(x, z) \right] f^c(x, z) = E^c f^c(x, z), \quad (4)$$

где $f^c(x, z)$ — огибающие волновые функции электронов, $V^c(x, z)$ — профиль дна зоны проводимости, a_c — деформационный потенциал электронов.

Для расчета энергетических уровней и огибающих волновых функций дырок мы воспользуемся формализмом Латтинжера [6] с гамильтонианом 4×4 , т.е. учтем

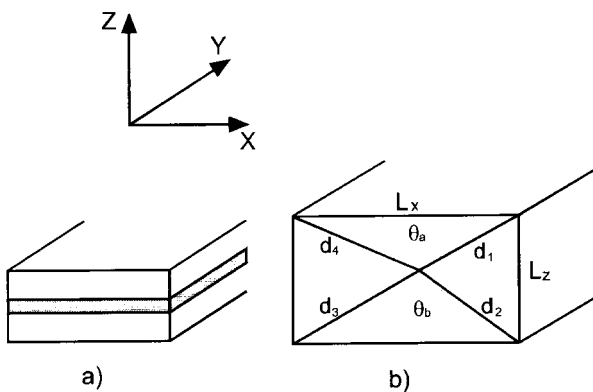


Рис. 1. Схематическое изображение структуры с КЯ (а) и с КН (б).

взаимодействие двух верхних подзон валентной зоны. Уравнение Шредингера запишем в виде

$$[\hat{H}_L + H_s] f^v(x, z) = E f^v(x, z), \quad (5)$$

где $f^v(x, z)$ — четырехкомпонентная огибающая волновая функция дырок; \hat{H}_L — гамильтониан Латтинжера, который в базисе собственных функций оператора проекции полного момента имеет вид

$$\hat{H}_L = \begin{bmatrix} H_{hh} & c & b & 0 \\ c^+ & H_{lh} & 0 & -b \\ b^+ & 0 & H_{lh} & c \\ 0 & -b^+ & c^+ & H_{hh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{3}{2} \\ \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \\ \frac{3}{2} \end{bmatrix};$$

$$H_{hh} = \frac{\hbar^2}{2m_0} [(\gamma_1 + \gamma_2)(\partial_x^2 - k_y^2) + (\gamma_1 - 2\gamma_2)\partial_z^2] + V^v(x, z),$$

$$H_{lh} = \frac{\hbar^2}{2m_0} [(\gamma_1 - \gamma_2)(\partial_x^2 - k_y^2) + (\gamma_1 + 2\gamma_2)\partial_z^2] + V^v(x, z),$$

$$b = -\frac{\hbar^2 \sqrt{3}}{2m_0} \gamma_3 (\partial_x + k_y) \partial_z,$$

$$c = -\frac{\hbar^2 \sqrt{3}}{2m_0} \frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} (\partial_x + k_y)^2, \quad (6)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинжера, m_0 — масса свободного электрона, $V^v(x, z)$ — профиль края валентной зоны. Второе слагаемое в (5) — так называемый гамильтониан Пикуса–Бира [7], который в том же базисе, что и в (6), выглядит следующим образом:

$$H_s = - \begin{bmatrix} p + q & r & -s & 0 \\ r^* & p - q & 0 & s \\ -s^* & 0 & p - q & r \\ 0 & s^* & r^* & p + q \end{bmatrix},$$

$$p = a_v \delta, \quad \delta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz},$$

$$q = -b_v \left[\frac{1}{2} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) - \epsilon_{zz} \right],$$

$$r = -\frac{\sqrt{3}}{2} b_v (\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}) + i d_v \epsilon_{xy},$$

$$s = -i d_v (\epsilon_{xz} - i \epsilon_{yz}). \quad (7)$$

Здесь a_v, b_v и d_v — деформационные потенциалы валентной зоны, а компоненты тензора деформаций ϵ зависят от координат согласно (2). Следует отметить, что гамильтониан (6) записан в аксиальном приближении. Используемые при расчетах значения параметров для материалов GaAs и InGaAs приведены в таблице.

Значения параметров для GaAs и In_{0.2}Ga_{0.8}As

Параметр	GaAs	In _{0.2} Ga _{0.8} As	Параметр	GaAs	In _{0.2} Ga _{0.8} As
m_c/m_0	0.067	0.059	$a_v, \text{эВ}$	—	-1.1
γ_1	6.85	9.56	$b_v, \text{эВ}$	—	-2
γ_2	2.1	3.34	$d_v, \text{эВ}$	—	-5
γ_3	2.9	4.14	$a_0, \text{Å}$	5.65	5.73
$a_0, \text{эВ}$	—	-7	η	—	0.32

Для численного решения уравнения (5) мы использовали процедуру фурье-разложения огибающих волновых функций электронов и дырок [8]:

$$f^c(x, z) = \frac{1}{\sqrt{XZ}} \sum_{m=-n_x}^{n_x} \sum_{n=-n_z}^{n_z} f^c(m, n) e^{2\pi i m x / X} e^{2\pi i n z / Z},$$

$$f^v(x, z) = \frac{1}{\sqrt{XZ}} \sum_{m=-n_x}^{n_x} \sum_{n=-n_z}^{n_z} f^v(m, n) e^{2\pi i m x / X} e^{2\pi i n z / Z}, \quad (8)$$

где X и Z — периоды некой формальной сверхрешетки КН в направлениях осей x и z . Эти периоды должны выбираться достаточно большими, чтобы обеспечить пренебрежимо малое перекрытие волновых функций электронных и дырочных состояний соседних КН. Подстановка разложения (8) в (5) и (4) сводит последнее к алгебраической проблеме нахождения собственных чисел и векторов матриц. На рис. 2 представлены результаты расчета коротковолнового сдвига первого межзонного перехода e_1-h_1 относительно его положения в КЯ для различных ширин КН. Пунктирная кривая получена в пренебрежении пространственной неоднородностью распределения упругих деформаций, т. е. при подстановке в гамильтониан (7) значений ϵ (1). Из рисунка видно, что даже для широких КН нельзя пренебрегать пространственной зависимостью компонент тензора упругих деформаций. Более того, в достаточно широких КН именно модификация ϵ_{ij} по сравнению с их значениями в исходной КЯ является основным источником коротковолнового сдвига перехода e_1-h_1 и, вместе с ним, полосы ФЛ. Представленные на рис. 2 результаты находятся в хорошем качественном согласии с результатами авторов [2] по измерению магнетолуминесценции, а также с их расчетом, проведенном с использованием алгоритмов численного решения уравнений теории упругости.

2.3. Матричные элементы и их поляризационная анизотропия. Помимо коротковолнового сдвига ФЛ, другим характерным проявлением одномерной природы электронно-дырочного газа в КН принято считать поляризационную анизотропию ФЛ и поглощения света. Далее мы покажем, что в случае напряженных КН величина этой анизотропии также в основном определяется модификацией компонент тензора ϵ .

Используя разложение (8), мы можем вычислить интегралы перекрытия огибающих волновых функций

электронов и дырок:

$$J_{i,j}^\nu = \int f_i^c(x, z) f_{\nu,j}^{v*}(x, z) dx dz = \sum_{m,n} f_i^c(m, n) f_{\nu,j}^{v*}(m, n), \quad (9)$$

где $f_i^c(m, n)$, $f_{\nu,j}^{v*}(m, n)$ — собственные вектора гамильтонианов (4) и (5); индексы i, j нумеруют состояния электронов и дырок, соответственно, а индекс $\nu = \{3/2, -1/2, 1/2, -3/2\}$ нумерует компоненты дырочной волновой функции. Для линейно поляризованного света, падающего по нормали к плоскости КН, матричный элемент излучательного перехода между состояниями i, k_y и j, k'_y валентной зоны и зоны проводимости можно записать в виде

$$|M_{i,j}|^2 = F_{ij} (1 + \alpha_{i,j} \cos 2\phi) \delta(k_y - k'_y), \quad (10)$$

где ϕ — угол между вектором поляризации света и осью y (т. е. осью квантовой нити), а δ -функция обеспечивает выполнение закона сохранения квазиволнового вектора в направлении оси y . Амплитуда F_{ij} и степень поляризации α_{ij} перехода связаны с интегралами перекрытия (9) соотношениями (см., например [4])

$$F_{ij} = \frac{1}{2} \left[\left| J_{i,j}^{\frac{3}{2}} \right|^2 + \left| J_{i,j}^{-\frac{3}{2}} \right|^2 \right] + \frac{1}{6} \left[\left| J_{i,j}^{\frac{1}{2}} \right|^2 + \left| J_{i,j}^{-\frac{1}{2}} \right|^2 \right],$$

$$\alpha_{i,j} = \frac{1}{F_{i,j}} \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[J_{i,j}^{\frac{3}{2}} J_{i,j}^{-\frac{1}{2}*} + J_{i,j}^{\frac{1}{2}*} J_{i,j}^{-\frac{3}{2}} + J_{i,j}^{\frac{1}{2}} J_{i,j}^{-\frac{3}{2}*} \right]. \quad (11)$$

Следует иметь в виду, что интегралы перекрытия и, следовательно, величины $\alpha_{i,j}$, $F_{i,j}$ являются функциями k_y .

Результаты расчета степени поляризации перехода e_1-h_1 в точке $k_y = 0$ в зависимости от ширины КН представлены на рис. 3. Пунктирной линией на этом рисунке показаны результаты аналогичного расчета в приближении пространственно однородных биаксиальных механических деформаций. Как видно из рисунка, поляризационная анизотропия матричных элементов

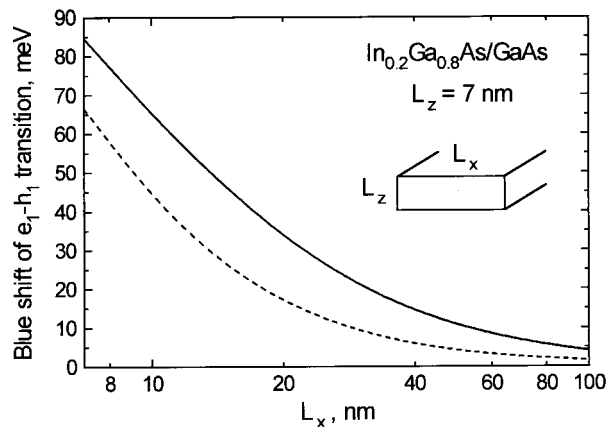


Рис. 2. Зависимость величины коротковолнового сдвига перехода e_1-h_1 от ширины КН с учетом (сплошная кривая) и без учета (пунктирная) пространственной зависимости компонент тензора упругих деформаций.

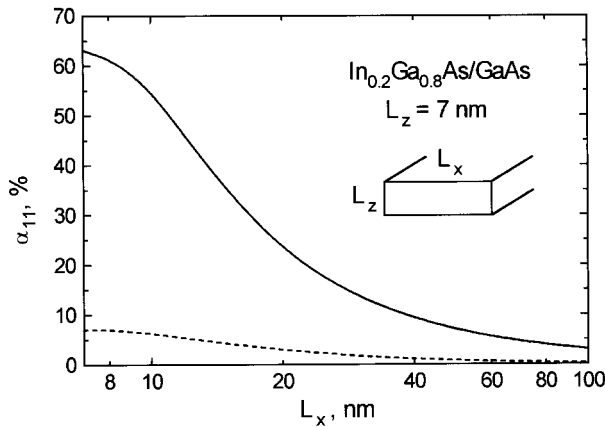


Рис. 3. Зависимость степени поляризации перехода e_1-h_1 от ширины КН с учетом (сплошная кривая) и без учета (пунктирная) пространственной зависимости компонент тензора упругих деформаций.

межзонных оптических переходов в напряженных КН практически полностью определяется отличием упругих деформаций от биаксиальных. Биаксиальное сжатие, как известно, расщепляет валентную зону, смещая подзону тяжелых дырок вверх по энергии, а подзону легких дырок — вниз. В то же время поляризационная анизотропия в плоскости КН определяется как раз перемешиванием состояний этих двух подзон, связанным с дополнительным размерным квантованием в плоскости исходной КЯ. Это перемешивание оказывается подавленным расщеплением, вызванным биаксиальным сжатием, и, следовательно, степень поляризации межзонных переходов в плоскости КН стремится к нулю (пунктирная кривая на рис. 3). Отличие же упругих деформаций внутри КН и в окружающем барьере от биаксиальных приводит к непосредственному, не связанному с размерным квантованием, перемешиванию подзон тяжелых и легких дырок. Вызванная этим поляризационная анизотропия матричных элементов межзонных переходов оказывается весьма значительной (см. рис. 3) и даже превышает аналогичные значения для ненапряженных GaAs/AlGaAs КН той же ширины [4].

3. Поляризационная анизотропия ФЛ

3.1. Расчет спектров ФЛ. Для расчета спектров ФЛ, помимо вычисленных в разд. 2 законов дисперсии электронов и дырок и матричных элементов межзонных переходов, необходимо знать параметры однородного и неоднородного уширения энергетических уровней, а также распределение по этим уровням носителей заряда.

Запишем одномерную плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне в виде

$$D^{c,v}(E) = \frac{2}{\pi} \sum_n \int_{k_y} G(E - E_n^{c,v}(k_y)) dk_y, \quad (12)$$

где $E_n^{c,v}(k_y)$ — дисперсионные ветви электронов и дырок, а $G(E)$ обозначает функцию Гаусса, которая описывает в (12) неоднородное уширение энергетических уровней. Зная плотности состояний и матричные элементы межзонных переходов, мы можем вычислить спектр межзонного поглощения света:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2}{\epsilon_0 c n m_0^2} \frac{1}{\omega} \sum_{i,j} \int_{k_y} \int_{E_c} \int_{E_v} G(E_c - E_i^c(k_y)) \times G(E_v - E_j^v(k_y)) |M_{i,j}(k_y)|^2 \Gamma(E_c - E_v - \hbar\omega) dk_y dE_c dE_v, \quad (13)$$

где n — показатель преломления, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, m_0 — масса свободного электрона и ω — частота света. Лоренциан $\Gamma(E)$, заменяющий закон сохранения энергии, учитывает однородное уширение оптических переходов.

Обозначив подынтегральное выражение в (13) через $d\alpha$, запишем спектральную зависимость люминесценции в виде

$$L(\hbar\omega) = \frac{e^2 n}{\epsilon_0 \pi c^3 m_0^2} \omega^2 \sum_{i,j} \int_{k_y} \int_{E_c} \int_{E_v} d\alpha \times F(E_c - E_F^c) F(E_v - E_F^v) dk_y dE_c dE_v, \quad (14)$$

где $F(E)$ — распределение Ферми, а E_F^c и E_F^v — квазиуровни Ферми электронов и дырок соответственно. Еще раз подчеркнем, что поляризационная зависимость спектров люминесценции и поглощения (13), (14) заключена в матричном элементе $M_{i,j}(k_y)$. Зная интенсивность ФЛ для двух направлений линейной поляризации света (параллельно и перпендикулярно оси КН), мы можем вычислить спектр поляризации ФЛ:

$$\rho(\hbar\omega) = \frac{L_{\parallel}(\hbar\omega) - L_{\perp}(\hbar\omega)}{L_{\parallel}(\hbar\omega) + L_{\perp}(\hbar\omega)}. \quad (15)$$

Формула (14) описывает форму спектра люминесценции в случае, когда масштаб неоднородностей КН, приводящих к уширению энергетических уровней носителей, меньше их диффузионной длины, т.е. в случае, когда носители успевают за время жизни термализоваться. Однако возможен и другой случай, когда масштаб неоднородностей превосходит диффузионную длину носителей, и люминесценция из разных участков КН происходит независимо [9]. В этом случае необходимо предварительно определить неуширенный контур люминесценции и затем вычислить его свертку со статистическим распределением:

$$L(\hbar\omega) = \tilde{L}(\hbar\omega, s) \times P(s - \bar{s}), \quad (16)$$

где s — некий имеющий разброс параметр, от которого зависит спектр люминесценции, \bar{s} — его среднее значение и $P(s - \bar{s})$ — статистическое распределение ансамбля КН по этому параметру.

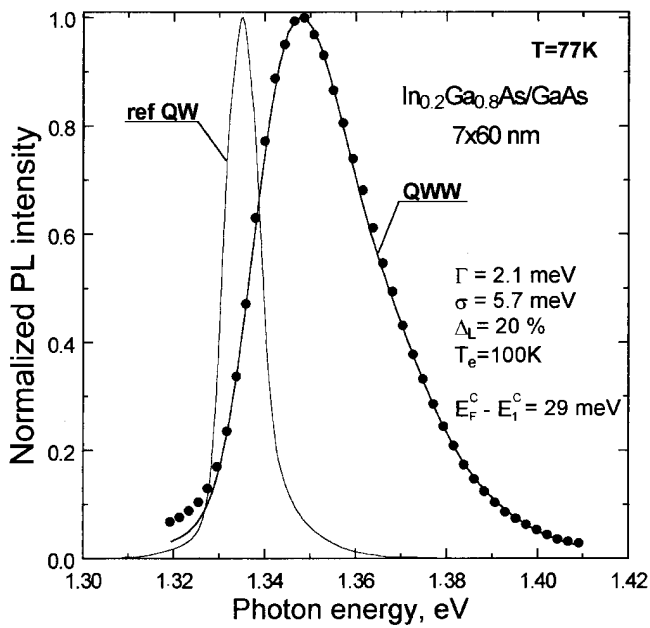


Рис. 4. Спектры ФЛ КН и исходной КЯ. Для КН точками показан экспериментальный спектр, сплошной кривой — расчетный.

3.2. Экспериментальные данные. Сравнение с расчетом. Измерения спектров ФЛ и поляризации ФЛ были произведены на КН, полученных методом реактивного ионного травления и последующего заравнивания исходных структур с одиночной $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ КЯ толщиной 70 \AA . Подробное описание технологии изготовления см. в [10]. По данным просвечивающей микроскопии, ширина КН составляла $(600 \pm 100) \text{ \AA}$.

На рис. 4 представлены экспериментальные спектры ФЛ КН и исходной структуры с КЯ, а также расчетный спектр ФЛ КЯ. Расчетный спектр был получен по методике, описанной в предыдущем пункте, при этом в качестве подгоночных параметров использовались:

- положение квазиуровня Ферми в зоне проводимости E_c^F относительно дна первой подзоны квантования электронов E_{c1} ;

- величина однородного уширения переходов Γ , входящая в лоренциан в (13). Этот параметр для простоты считался независимым от энергии;

- температура электронно-дырочного газа T_e ;

- величина неоднородного уширения уровней исходной КЯ σ , связанного с флуктуациями ширины КЯ, ее состава и пр. Поскольку масштаб таких флуктуаций меньше диффузионной длины носителей, мы использовали для их учета формулы (12)–(14);

- флуктуации ширины КН. Поскольку масштаб этих флуктуаций, связанных с неидеальностью технологического процесса, существенно превосходит диффузионную длину носителей, этот механизм уширения линии ФЛ необходимо учитывать по формуле (16). В качестве распределения P мы использовали нормальное

распределение Гаусса

$$G(L - \bar{L}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta_L} \exp\left[-\frac{(L - \bar{L})^2}{2\Delta_L^2}\right], \quad (17)$$

где L — ширина КН, \bar{L} — ее среднее значение и Δ_L — ее среднеквадратичная флуктуация.

Значения параметров, дающие наилучшее согласие расчетной формы спектра ФЛ с экспериментальной, приведены на рис. 4. Мы использовали в качестве подгоночного параметра квазиуровень Ферми электронов, а не дырок, поскольку данные измерений зависимости емкости от напряжения свидетельствуют об n -типе проводимости вблизи КН. Из результатов подгонки (рис. 4) видно, что квазиуровень Ферми электронов лежит на 29 мэВ выше дна первой подзоны квантования, т.е. имеет место сильное вырождение электронного газа. Столь высокую концентрацию электронов в специально не легированном материале можно объяснить аккумуляцией фоновой примеси n -типа на границе [11]. Положение же квазиуровня Ферми дырок в данном случае не оказывает заметного влияния на форму линии ФЛ, поскольку при используемых плотностях накачки дырки далеки от вырождения.

На рис. 5 приведен экспериментальный и расчетный спектры степени поляризации ФЛ. При расчете использовались значения параметров, полученные из подгонки формы линии ФЛ, как было описано выше. На рисунке также приведен спектр поляризации ФЛ, рассчитанный в приближении однородных биаксиальных деформаций (пунктирная линия). Как видно из рисунка, в этом приближении расчет дает степень поляризации, не превышающую 1%, и не описывает экспериментально наблюдаемый спектр. В то же время расчет, произведенный с учетом пространственной модуляции компонент тензора ϵ , дает существенно лучшее, хотя и не полное согласие с экспериментом. Вблизи максимума линии ФЛ,

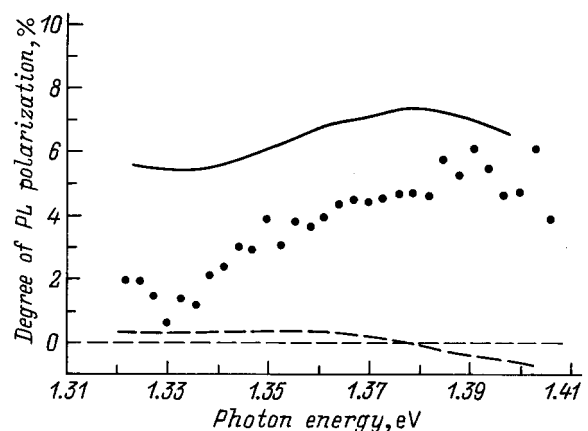


Рис. 5. Спектр поляризации ФЛ. Сплошная кривая — расчет с учетом пространственной модуляции компонент тензора ϵ , штриховая — в приближении однородной биаксиальной деформации; точки — экспериментальные значения. $T = 77 \text{ K}$.

как видно из рис .5, расчетное значение степени поляризации превышает экспериментальное в 1.3–1.5 раза.

Такое расхождение нельзя приписать лишь экспериментальной погрешности измерения степени поляризации ФЛ или приближенности алгоритмов численного расчета этих спектров. По нашему мнению, оно может быть связано с кристаллографической неидеальностью границы КН, с присутствием на ней точечных дефектов. На таких дефектах может происходить частичная неупругая релаксация механических напряжений, приводящая к уменьшению пространственной модуляции компонент тензора деформации. В настоящее время мы занимаемся исследованием границы КН с помощью различных методов микроскопии высокого разрешения и работаем над постановкой граничных условий на компоненты тензора ϵ , учитывающих частичную пластическую релаксацию напряжений на точечных дефектах. Результаты этой работы будут темой наших последующих публикаций.

4. Заключение

Таким образом, в этой работе мы теоретически и экспериментально рассмотрели причины, приводящие к поляризационной анизотропии ФЛ напряженных структур с КН прямоугольного сечения. Расчет был проведен в рамках формализма Латтинжера с гамильтонианом 4×4 для валентной зоны. Для учета пространственной зависимости компонент тензора упругих механических деформаций использовалось аналитическое приближение. Экспериментальные данные были получены на InGaAs/GaAs КН, изготовленных методом реактивного ионного травления.

В результате расчетов и сравнения их результатов с экспериментом было показано, что в случае напряженных КН основным механизмом возникновения поляризационной анизотропии ФЛ и поглощения света является отличие упругих механических деформаций от биаксиальных. При этом величина этой анизотропии оказывается весьма большой даже для широких КН и превышает соответствующие значения для ненапряженных структур.

Список литературы

- [1] J.R. Downes, D.A. Faux, E.P. O'Reilly. Mater. Sci. Eng. B, **35**, 357 (1995).
- [2] M. Notomi, J. Hammerdberg, H. Weman, S. Nojima, H. Sugiura, M. Okamoto, T. Tamamura, M. Potemski. Phys. Rev. B, **52**, 11 147 (1995).
- [3] S.A. Gurevich, D.A. Zakheim, S.A. Solov'ev, A.E. Fedorovich, V.N. Mikhajlov, S.I. Nesterov, I.V. Kochnev, V.I. Skopina. Phys. Low-Dim. Structur., **12**, 141 (1995).
- [4] U. Bockelmann, G. Bastard. Phys. Rev. B, **45**, 1688 (1992).
- [5] T. Sogawa, S. Ando, H. Kanabe. Appl. Phys. Lett., **68**, 364 (1996).
- [6] J.M. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev., **97**, 869 (1955).
- [7] Г.Е. Пикус, Г.Л. Бир. ФТТ **1**, 1502 (1960).
- [8] G.A. Baraff, D. Gershoni. Phys. Rev. B, **43**, 4011 (1991).
- [9] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., **70**, R1 (1991).
- [10] S.A. Gurevich, D.A. Zakheim, S.A. Solov'ev, A.E. Fedorovich, V.V. Komin, I.V. Kochnev, S.I. Nesterov, V.I. Scopina. Mater. Sci. Eng. B, **35**, 47 (1995).
- [11] M. Notomi, M. Okamoto, T. Tamamura. J. Appl. Phys., **75**, 4161 (1994).

Редактор В.В. Чалдышев

Polarization anisotropy of optical interband transitions in strained InGaAs/GaAs quantum wires

S.A. Gurevich, D.A. Zakheim, S.A. Solov'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract This paper is concerned with optical properties of strained quantum wires associated with inhomogeneity of distribution of elastic deformations inside wire region and in surrounding barrier material. For calculation of this distribution, the analytical approximation is used. We show that the polarization anisotropy of photoluminescence in the direction normal to the wire plane, as well as the blue shift of this photoluminescence, is mainly controlled by the deviation of elastic straining from the biaxial. This conclusion is proved by the comparison of calculated spectra of polarization-dependent photoluminescence with experimental data obtained on InGaAs/GaAs quantum wires of 6×70 nm rectangular cross section.

e-mail: mitya@quantum.ioffe.rssi.ru (D.A. Zakheim)