## Поляризационные и спектрально-пространственные свойства излучения в хиральных полупроводниковых наноструктурах

А. А. Максимов<sup>а 1)</sup>, А. Б. Пещеренко<sup>а</sup>, Е. В. Филатов<sup>а</sup>, И. И. Тартаковский<sup>а</sup>, В. Д. Кулаковский<sup>а</sup>, С. Г. Тиходеев<sup>b,c</sup>, С. В. Лобанов<sup>d</sup>, Х. Шнайдер<sup>f 2)</sup>, С. Хёфлинг<sup>f 2)</sup>

<sup>а</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>b</sup> Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>с</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>d</sup>Сколковский институт науки и технологий, 143025 Сколково, Россия

<sup>e</sup>School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Cardiff CF24 3AA, United Kingdom

<sup>f</sup> Technische Physik and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Am Hubland, Germany

> Поступила в редакцию 16 октября 2017 г. После переработки 20 октября 2017 г.

Выполнены детальные исследования степени циркулярной поляризации и угловой зависимости спектров излучения ансамбля квантовых точек InAs в фотонных наноструктурах GaAs с хиральной симметрией, в отсутствие внешнего магнитного поля. Обнаружена сильная угловая зависимость спектрального состава и степени циркулярной поляризации излучения квантовых точек, а также существенное влияние на характеристики излучения периода решетки фотонного кристалла. Проведено детальное изучение дисперсии фотонных мод в окрестности брэгговских резонансов ( $\pm 3$ , 0) и ( $\pm 2$ ,  $\pm 2$ ). Наблюдаемые в эксперименте поляризационные и спектрально-угловые особенности излучения квантовых точек находят свое объяснение в рамках теоретического рассмотрения процессов излучения в фотонных наноструктурах, обладающих хиральной симметрией.

DOI: 10.7868/S0370274X17220040

Современные достижения в области наноматериалов и нанотехнологий открывают широкие возможности для создания новых искусственных структур, таких как фотонные кристаллы, микрорезонаторы, метаматериалы, обладающие необычными оптическими свойствами. Поскольку спонтанное излучение формируется под влиянием сложной взаимосвязи между излучающей системой и окружающей ее средой [1-3], в фотонных наноструктурах оказывается возможным существенно модифицировать как излучательное время жизни помещенного в структуру излучателя, так и спектральный состав и направление выходящего излучения [4–6]. В последнее время в фотонных наноструктурах, обладающих хиральной симметрией системы, было также продемонстрировано наличие гигантской оптической активности [7, 8].

Создание компактных устройств (вплоть до линейных размеров порядка нескольких нанометров), с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных проблем нанофотоники. Компактные источники циркулярно-поляризованного излучения и также, соответственно, компактные сенсоры излучения открывают (подобно спину в спинтронике) возможности их дальнейшего практического приложения в таких интенсивно развивающихся областях, как квантовая информационная технология для передачи и записи информации, оптоэлектроника и нанофотоника. Обычно изменение поляризации света (поворот плоскости линейно поляризованного света или превращение линейно поляризованного света в циркулярно-поляризованный) осуществляется в основном с помощью волновых пластинок из двулучепреломляющего материала, которые имеют сравнительно большую толщину. Проблематичным для функционирования компактных источников поляризованного света представляется также использова-

 $<sup>^{1)}</sup>e\text{-mail:maksimov@issp.ac.ru}$ 

<sup>&</sup>lt;sup>2)</sup>C. Schneider, S. Höfling

ние внешнего постоянного магнитного поля, с помощью которого в полупроводниках снимается вырождение между право- и левополяризованными уровнями и в результате преимущественного заселения нижнего уровня возникает дисбаланс в право- и левоциркулярной поляризации излучения. Одним из возможных решений задачи создания компактных поляризационных устройств является использование для этой цели наноструктур на основе обычных ахиральных  $A^{3}B^{5}$  полупроводников, в которых с помощью травления в верхнем слое формируется модулированная структура, обладающая хиральной симметрией. В результате, в подобных наноструктурах возникает неэквивалентность право- и левополяризованных электромагнитных мод. Как было продемонстрировано в работе [9], в наноструктурах с планарным GaAs волноводом с внедренным слоем InAs квантовых точек, на верхнем слое которого в результате травления была сформирована квадратная решетка фотонного кристалла с элементарной ячейкой в виде правого или левого гаммадиона, степень циркулярной поляризации достигала 26% и знак циркулярной поляризации менялся на противоположный в случае зеркально-симметричных гаммадионов.

Дальнейшие исследования были проведены на более сложных объектах – микрорезонаторах с частично вытравленным верхним брэгговским зеркалом с элементарной ячейкой в виде правого или левого гаммадиона, и экспериментально было установлено, что степень циркулярной поляризации выходящего излучения ансамбля квантовых точек (КТ) может достигать 70 % в направлении, перпендикулярном к поверхности образца, и до ~ 80 % под некоторым углом к поверхности [10].

Наконец, уже сравнительно недавно в работе [11] нами были экспериментально исследованы поляризационные свойства излучения слоя квантовых точек, внедренных в планарный GaAs-волновод с верхним слоем структуры в виде квадратной решетки фотонного кристалла. Элементарная ячейка фотонного кристалла состояла из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs, повернутых на 90° относительно друг друга. В таких оптимизированных, сравнительно простых структурах в отсутствие внешнего магнитного поля была получена высокая степень циркулярной поляризации полос излучения фотолюминесценции – до 96 % относительно слабого неполяризованного бесструктурного фона и 81% с учетом фона. При этом знак циркулярной поляризации излучения менялся на противоположный для зеркальнообращенного фотонного кристалла [11].

Целью настоящей работы является детальное исследование степени циркулярной поляризации от периода фотонного кристалла и угловой зависимости спектров излучения слоя квантовых точек InAs, внедренных в планарный GaAs-волновод хиральной фотонной наноструктуры.

Верхний слой образца (рис. 1a) представлял собой выращенную на буферном слое Al<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>As тол-



Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение фотонной наноструктуры. (b, c) – Схематическое изображение хиральной элементарной ячейки (вид сверху) с правой (b) и левой (c) хиральностью

щиной 1 мкм методом молекулярно-пучковой эпитаксии мембрану из GaAs толщиной 691 нм, состоящую из планарного волновода толщиной 263 нм с внедренным слоем квантовых точек InAs, способных излучать в диапазоне  $\lambda \approx 860-930$  нм. На поверхности волновода в результате частичного травления мембраны GaAs на глубину 428 нм были сформированы фотонные кристаллы в виде мез размером 100×100 мкм. Фотонные кристаллы имели квадратную решетку с периодом от 759 до 1005 нм, элементарная ячейка которой обладала хиральной симметрией и состояла из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs c соотношением сторон 1:2, повернутых на  $90^{\circ}$ относительно друг друга (рис. 1b, c). Мезы отличаются друг от друга периодом d решетки фотонных кристаллов и хиральностью их элементарных ячеек, причем были изготовлены как "правые", так и "левые" варианты структуры (рис. 1b и 1c, соответственно) для каждого значения d.

Образец помещали в оптический гелиевый криостат, измерения проводились в парах Не при T = 5 K. Широкополосная фотолюминесценция (ФЛ) ансамбля квантовых точек InAs возбуждалась излучением Не-Ne лазера с  $\lambda = 633$  нм, размер пятна лазерного возбуждения составлял ~ 20 мкм, т.е. возбуждение ФЛ осуществлялось в пределах одной мезы. Исследуемую мезу (фотонный кристалл) с помощью прецизионных трансляторов помещали на оптической оси измерительной системы. Поверхность образца ориентировалась строго перпендикулярно оптической оси и располагалась в фокальной плоскости объектива, собирающего излучение КТ. Тем самым осуществлялось пространственное преобразование Фурье, в результате чего излучение с определенным волновым вектором k, с конкретными значениями компонент  $k_x, k_y$ , после прохождения через объектив распространяется вдоль соответствующего пути в поперечном сечении параллельного пучка излучения. Это позволяло измерять спектрально-угловую зависимость ФЛ, регистрируя спектр выделенной части излучения, проходящего через малую диафрагму, которая располагалась за собирающим объективом в параллельном пучке и могла контролируемым образом перемещаться в нормальной к оптической оси плоскости. Угловое разрешение измерительной системы можно было варьировать путем изменения размеров диафрагмы, которая представляла собой две скрещенные щели. Степень циркулярной поляризации ФЛ анализировалась с помощью комбинации из четвертьволновой пластинки и линейного поляризатора. Спектральный состав излучения, прошедшего через диафрагму и поляризационную систему, регистрировался с помощью спектрометра МДР-23, оснащенного охлаждаемым ССD-детектором.

Численные методы расчета интенсивности при различной поляризации и углах излучения идеальных хиральных полупроводниковых наноструктур развиты и подробно описаны в работах [10–13]. Следует отметить, что вид реальных искусственно созданных структур, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа [11], показал, что прямоугольные параллелепипеды, формируюцие ячейки фотонного кристалла, в отличие от идеальной структуры (см. рис. 1а), имели скругленные углы, а их высота (т.е. глубина травления) могла также несколько различаться. Поэтому было интересно выяснить, в какой мере отклонения от идеальной структуры могут повлиять на основные оптические характеристики хиральных наноструктур. На рис. 2



Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость степени циркулярной поляризации излучения (СРD) от периода квадратной решетки фотонного кристалла *d* (теория и эксперимент)

открытыми символами показаны рассчитанные значения степени циркулярной поляризации излучения СРD различных фотонных кристаллов в зависимости от их периода. Видно, что для некоторых оптимальных структур степень циркулярной поляризации может достигать значений, очень близких к единице, и при этом даже менять знак при изменении периода. В экспериментально реализованных и исследованных структурах наблюдаемая степень циркулярной поляризации излучения (закрытые символы на рис. 2) в целом хорошо совпадает с расчетной зависимостью, хотя и несколько меньше по абсолютному значениию в силу их неидеальности.

Спектральное положение линий фотолюминесценции ансамбля квантовых точек InAs в исследованных фотонных кристаллах, которое определяется "сложением" дисперсии световых мод GaAsволновода, с периодически модулированной структурой в первую зону Бриллюэна двумерного фотонного кристалла [13] с квадратной решеткой, оказывается чрезвычайно чувствительным к углу регистрации по отношению к поверхности образца. При наблюдении строго по нормали к поверхности спектральные линии люминесценции представляют собой брэгговские резонансы  $(\pm i, \pm j)$ , отвечающие сложению целого числа раз *i* и *j* Бриллюэновского импульса  $K_{\rm B} = 2\pi/d$  вдоль направления x и y (см. рис. 1) соответственно. Экспериментально с высоким угловым разрешением были измерены спектры фотолюминесценции при различных углах выходящего излучения из наноструктуры с фотонным кристаллом на ее поверхности. Специально проведенные измерения полуширины FWHM полосы излучения  $\Delta \lambda$  в области резонанса (±2,±2) в зависимости от углового разрешения (что, соответственно, отвечает изменению величин  $\Delta k_x$ ,  $\Delta k_y$  при  $k_x$ ,  $k_y = 0$ ) показали, что при угловом разрешении измерительной системы  $\leq 0.4^{\circ}$ величина  $\Delta \lambda$  не зависит от разрешения системы и составляет  $\approx 2.5$  нм в наиболее совершенных фотонных кристаллах, тогда как численные расчеты дают меньшее значение  $\Delta \lambda = 0.7$  нм [11].

На рис. За, b представлены спектры излучения наноструктуры с фотонным кристаллом с периодом d = 770 нм вблизи брэгговского резонанса ( $\pm 2, \pm 2$ ) в циркулярной поляризации  $\sigma^-$  при различных углах выходящего излучения относительно нормали к поверхности образца. Изменение углов на рис. За отвечает изменению компоненты  $k_x$  (при  $k_y = 0$ ) волнового вектора излучаемых фотонов вдоль направления  $\Gamma \to X$  квадратной решетки фотонного кристалла, а на рис. 3b – вдоль направления  $\Gamma \rightarrow M$  $(|k_x| = |k_y|)$ . Из рис. 3 следует, что небольшие изменения угла выходящего излучения приводят к существенной перестройке его спектрального состава. С помощью рис. 3с можно сравнить экспериментальные зависимости спектральных положений линий излучения (отмечены открытыми символами) с рассчитанными численным образом интенсивностями излучения фотонного кристалла, показанными цветом, при изменении угла вдоль направлений  $\Gamma \to X$  (вправо) и  $\Gamma \to M$  (влево). Наблюдается очень хорошее согласие между экспериментальным и рассчитанным видом угловых зависимостей интенсивностей излучения.

Учитывая слабое взаимодействие квазиволноводных мод [11] в исследованных нами наноструктурах, зависимость энергии излучения от угла наблюдения или от величины планарного импульса  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ вблизи брэгговского резонанса (i, j) может быть выражена простой формулой:

$$E_{i,j}(\mathbf{k}) = \sqrt{(k_x + i \cdot K_{\rm B})^2 + (k_y + j \cdot K_{\rm B})^2} \cdot \hbar c/n_{\rm eff},\tag{1}$$

где бриллюэновский импульс  $K_{\rm B} = 2\pi/d, d$  – период квадратной решетки кристалла,  $n_{\rm eff}$  – эффективный показатель преломления, i и j – целые числа.

Наряду с количеством фотонных мод, уравнение (1) позволяет описать с хорошей точностью и их дисперсию в различных кристаллографических направлениях фотонного кристалла вблизи различных брэгговских резонансов.

Были проведены измерения зависимости спектрального положения полосы излучения  $\lambda_{\max}$  в области брэгговского резонанса ( $\pm 2, \pm 2$ ) от периода d



Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментально измеренные спектры излучения наноструктуры с фотонным кристаллом с периодом d = 770 нм вблизи брэгговского резонанса ( $\pm 2, \pm 2$ ) в циркулярной поляризации  $\sigma^-$  при различных углах выходящего излучения относительно нормали к поверхности образца при изменении угла по направлению: (a) –  $\Gamma \rightarrow X$  и (b) –  $\Gamma \rightarrow M$ . (c) – Цветом показаны рассчитанные значения интенсивности излучения при различных направлениях изменения углов; открытые символы отвечают экспериментально измеренным максимумам полос излучения, сдвинутым на величину ~ 9 нм

квадратной решетки фотонного кристалла. Из соотношения (1) следует, что спектральное положение  $\lambda_{\max}$  полосы излучения при  $k_x, k_y = 0$  должно быть



пропорционально периоду решетки фотонного кристалла, что и было продемонстрировано экспериментально (рис. 4a).

Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость спектрального положения  $\lambda_{\max}$  полосы излучения КТ в брэгговском резонансе (±2, ±2) от периода d квадратной решетки фотонного кристалла. (b) – Экспериментально измеренные спектральные положения линий излучения вблизи брэгговских резонансов (±2, ±2) и (±3, 0) фотонного кристалла с периодом d = 800 нм при изменении компоненты планарного импульса  $k_x$  при  $k_y = 0$  вдоль направления Г  $\rightarrow$  Х. Сплошными кривыми показаны результаты расчетных зависимостей из соотношения (2)

Введя обозначение  $x = k_x/K_{\rm B}$  и  $y = k_y/K_{\rm B}$ , позиции линий излучения вблизи резонанса  $E_0(i, j)$ , при изменении компоненты планарного импульса  $k_x$ вдоль направления  $\Gamma \to X$  квадратной решетки фотонного кристалла (при  $k_y = 0$ ), могут быть выражены с помощью функции f(x) в виде

$$E_{i,j}(\mathbf{k}) - E_0(i,j) = f(x)2\pi\hbar c/(dn_{\text{eff}}),$$
 (2)

где, согласно (1), учитывая малость величины x, с точностью до квадратичных по x членов вблизи резонанса ( $\pm 2, \pm 2$ ) функция  $f(x) = (\pm x + x^2/8)/\sqrt{2}$  описывает практически линейное поведение спектрального положения двух линий. Вблизи резонанса ( $\pm 3, 0$ ) или ( $0, \pm 3$ ), помимо двух линий с линейной дисперсией  $f(x) = \pm x$  с наклоном, отличающимся в  $\sqrt{2}$  раз, должна наблюдаться также практически бездисперсионная фотонная мода с зависимостью  $f(x) = x^2/6$ .

На рис. 4b символами приведены спектральные положения линий, измеренных при различных углах излучения к поверхности образца, которые отвечали изменению компоненты планарного импульса  $k_x$  вдоль направления  $\Gamma \to X$  (при  $k_y = 0$ ) зоны Бриллюэна фотонного кристалла с периодом 800 нм вблизи брэгговских резонансов ( $\pm 2, \pm 2$ ) и ( $\pm 3, 0$ ).

Рассчитанные значения функций f(x), описывающие наилучшим образом сразу все экспериментальные зависимости, представлены на рис. 4b в виде сплошных кривых. Следует отметить, что наклоны линейных зависимостей вблизи брэгговских резонансов ( $\pm 2, \pm 2$ ) и ( $\pm 3, 0$ ) отличаются от  $\sqrt{2}$  лишь на  $\sim 4\%$ , что можно объяснить частотной зависимостью величины  $n_{\rm eff}$ .

Для дисперсии фотонных мод в окрестности резонанса (±2,±2) вдоль направления  $\Gamma \to M$  ( $|k_x| = |k_y|$ ) из соотношения (2) получаем три дисперсионные ветви: две моды с линейной зависимостью по  $k_x - f(x) = \pm \sqrt{2}x$  и практически бездисперсионную фотонную моду с зависимостью  $f(x) = x^2/\sqrt{8}$ . Рассчитанные значения функций f(x), описывающие экспериментальные угловые зависимости интенсивностей излучения вблизи резонанса (±2,±2), представлены на рис. 5 штриховыми линиями.

Следует заметить, что наблюдаемая в этой работе чрезвычайно сильная зависимость спектрального положения линий излучения от угла наблюдения (планарных компонент  $k_x, k_y$  волнового вектора фотонных мод) в волноводных хиральных наноструктурах намного более резкая, чем в фотонных кристаллах на основе микрорезонаторных структур с частично вытравленным верхним брэгговским зеркалом [10]. Связано это с тем, что в таких структурах дисперсия всех фотонных мод, с одной стороны, как и обычно в микрорезонаторах, носит квадратичный характер, начинаясь с частоты кванта света, совпадающего с резонансной частотой резонатора, а с другой, в их дисперсию входит также достаточно малый множитель, равный отношению толщины микрорезонатора к периоду фотонного кристалла. Это позволило в [10] наблюдать изменения спектральных позиций линий излучения вплоть до значений компонент волнового вектора  $k_x$ , превышающих бриллюэновский импульс  $K_{\rm B} = 2\pi/d$ , не выходя за спектраль-



Рис. 5. (Цветной онлайн) Цветом показаны экспериментальные значения интенсивности фотолюминесценции КТ в фотонной наноструктуре с периодом d = 770 нм вблизи брэгговского резонанса ( $\pm 2, \pm 2$ ) в циркулярной поляризации  $\sigma^-$  вдоль направлений  $\Gamma \rightarrow X$  (влево) и  $\Gamma \rightarrow M$  (вправо) при изменении величины планарного квазиимпульса  $k_x$ . Штриховые линии – рассчитанные из соотношения (2) позиции максимумов полос излучения. Отношение наклонов практически линейных зависимостей в разных направлениях отличается в 2 раза

ный диапазон широкополосного излучения квантовых точек.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов по изучению поляризационных и спектрально-угловых особенностей формирования излучения КТ в фотонных наноструктурах находят свое последовательное описание, объяснение в рамках теоретического рассмотрения процессов излучения в наноструктурах, обладающих хиральной симметрией, и хорошо согласуются с проведенными модельными расчетами. Следует также отметить, что отклонения реальных фотонных наноструктур от "идеальной" структуры, для которой проводились численные модельные расчеты и описание дисперсии фотонных мод с помощью уравнения (1), в достаточно слабой степени влияют на их основные спектрально-поляризационные свойства.

Работа частично поддержана проектами Р<br/>ФФИ # 16-02-00631 и # 16-29-03283.

- 1. E. M. Purcell, Phys. Rev. 69, 681 (1946).
- 2. D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. 47, 233 (1981).
- 3. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
- S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, and E.F. Schubert, Phys. Rev. Lett. 78, 3294 (1997).
- J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Loffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel, Nature 432, 197 (2004).
- D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon,
  B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and
  J. Vučković, Phys. Rev. Lett. 95, 013904 (2005).
- M. Kuwata-Gonokami, N. Saito, Y. Ino, M. Kauranen, K. Jefimovs, T. Vallius, J. Turunen, and Y. Svirko, Phys. Rev. Lett. 95, 227401 (2005).
- K. Konishi, B. Bai, X. Meng, P. Karvinen, J. Turunen, Y. P. Svirko, and M. Kuwata-Gonokami, Opt. Express 16, 7189 (2008).
- K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. 106, 057402 (2011).
- A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B 89, 045316 (2014).
- S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.A. Maksimov, E.V. Filatov, I.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, T. Weiss, C. Schneider, J. Geßler, M. Kamp, and S. Höfling, Phys. Rev. B 92, 205309 (2015).
- S.V. Lobanov, T. Weiss, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, Opt. Lett. 40, 1528 (2015).
- S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B 66, 045102 (2002).