

# Оптические исследования двумерного фотонного кристалла с квантовыми точками InAs/InGaAs в качестве активной области

© С.А. Блохин<sup>†</sup>, О.А. Усов<sup>+</sup>, А.В. Нащекин<sup>+</sup>, Е.М. Аракчеева<sup>+</sup>, Е.М. Танклевская<sup>+</sup>,  
С.Г. Конников<sup>+</sup>, А.Е. Жуков<sup>+</sup>, М.В. Максимов<sup>+</sup>, Н.Н. Леденцов<sup>+,\*</sup>, В.М. Устинов<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> Institut für Festkörperphysik, Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 24 ноября 2005 г. Принята к печати 8 декабря 2005 г.)

Двумерный полупроводниковый фотонный кристалл с гексагональной решеткой субмикрометровых отверстий изготовлен путем травления планарной структуры GaAs/AlGaAs, содержащей квантовые точки InAs/InGaAs в волноводном слое. Путем анализа спектров отражения при различных углах падения и поляризации света определена структура фотонных зон. Фано-резонансы, обнаруженные в спектрах отражения при ТМ (TE) поляризации вдоль направления симметрии  $\Gamma-K$  ( $\Gamma-M$ ), связаны с резонансным взаимодействием оптически активных фотонных зон с падающим светом. Зонная структура радиационных мод утечки исследована путем измерения угловой зависимости интенсивности фотолюминесценции. Обнаруженное трехкратное увеличение интенсивности фотолюминесценции на резонансной частоте фотонного кристалла объяснено эффектом Пурселя.

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Hc, 78.66.Sq, 78.20.Ci

## 1. Введение

В настоящее время полупроводниковые структуры с фотонной запрещенной зоной, так называемые фотонные кристаллы, привлекают к себе большое внимание как с точки зрения фундаментальных исследований взаимодействия света с веществом, так и с точки зрения их практического применения в новом поколении перспективных оптоэлектронных приборов. Фотонные кристаллы — это новый класс неоднородных оптических материалов, для которых характерно наличие пространственной периодической модуляции диэлектрической проницаемости с периодом порядка длины волны света и фотонной запрещенной зоны в спектре собственных электромагнитных состояний кристалла [1,2]. Фотонная запрещенная зона (полная или частичная) представляет собой интервал частот, в пределах которого свет, распространяющийся в определенных направлениях, экспоненциально затухает. При этом свет, падающий на фотонный кристалл, полностью отражается. Физический механизм образования запрещенной зоны для фотонов в кристаллах такой же, как и для электронов в твердых телах. В его основе лежит динамическая дифракция электромагнитной волны в среде с периодическим потенциалом.

Отметим, что из самого факта существования щели в спектре фотонов вытекает два исключительно важных следствия: 1) в области фотонной запрещенной зоны невозможно спонтанное излучение, т.е. электронно-дырочная рекомбинация подавляется полностью; 2) фотоны могут локализоваться на дефектах фотонного кристалла, если энергии дефектов находятся в области фотонной запрещенной зоны [1].

Эти необычные оптические свойства в совокупности с возможностью их реализации на базе современной нанотехнологии делают фотонные кристаллы перспективными для создания оптических приборов нового типа, таких как беспороговые полупроводниковые лазеры, светоизлучающие диоды со сверхвысоким внешним квантовым выходом, волноводы и оптические разветвители сверхмалого размера [3]. Ожидается, что дальнейший прогресс в технологии и физике фотонных кристаллов приведет к созданию полностью оптических интегральных схем.

Для эффективного применения фотонных кристаллов необходимо минимизировать оптические потери, возникающие вследствие безызлучательной рекомбинации на поверхности фотонного кристалла и обусловленные достаточно большим отношением площади его поверхности к объему. С этой точки зрения применение самоорганизующихся квантовых точек (КТ) в качестве активной среды в фотонном кристалле представляется весьма перспективным направлением, поскольку транспорт носителей в латеральном направлении и соответственно безызлучательная рекомбинация на боковых поверхностях в структурах с КТ существенно подавлены вследствие высокой локализации носителей в квантовых точках. Другой важной особенностью структур с КТ является возможность реализации широкого спектра фотолюминесценции, обусловленного его неоднородным уширением, возникающим в результате флуктуаций размера КТ. Эти свойства делают КТ идеальной активной средой как для изучения структуры и дисперсии фотонных зон в широком спектральном диапазоне, так и для практического использования в нанофотонных приборах.

В данной работе представлены результаты оптических исследований двумерного фотонного кристалла с активной областью на основе самоорганизующихся

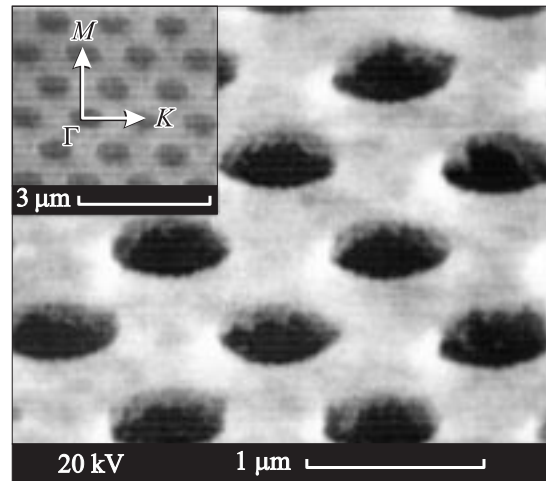
<sup>†</sup> E-mail: blokh@mail.ioffe.ru

КТ InAs/InGaAs. Двумерная гексагональная решетка отверстий сформирована в планарном волноводе GaAs–AlGaAs. Фотонный кристалл с двумерной периодической модуляцией показателя преломления в волноводном слое обладает малыми потерями для фотонных волноводных мод, лежащих ниже световой линии. Однако основная масса фотонных мод лежит выше световой линии, и они являются так называемыми модами радиационной утечки (псевдоволноводными). Эти моды могут резонансно возбуждаться в фотонном кристалле внешним светом. Как и волноводные моды, они сильно локализованы в фотонном кристалле, однако в отличие от первых резонансное взаимодействие с внешним излучением соответствующей симметрии приводит к конечному времени жизни этих фотонных мод. Таким образом, резонансный характер мод радиационной утечки проявляется в спектрах отражения и пропускания в виде особенностей, характерных для возбуждений типа Фано-резонансов.

## 2. Эксперимент

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber 32P с твердотельным источником As на подложках  $n^+$ -GaAs (100). После осаждения буферного слоя GaAs выращивался слой  $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$  толщиной 1000 нм, предназначенный для обеспечения эффективного оптического ограничения со стороны подложки. В качестве волновода использовался слой GaAs толщиной 300 нм. Для улучшения стекания заряда при электронной литографии слои GaAs и  $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$  были легированы кремнием до концентрации электронов на уровне  $5 \cdot 10^{17}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  соответственно. В середину волноводного слоя были помещены 5 рядов самоорганизующихся квантовых точек InAs/InGaAs. Каждый из рядов КТ получен зарращиванием начальных островков, сформированных в режиме роста Странского–Крастанова путем осаждения 2.3 монослоев InAs, слоем  $In_{0.14}Ga_{0.86}As$  толщиной 5 нм и нелегированным низкотемпературным слоем GaAs толщиной 5 нм. Толщина спейсерных слоев GaAs, разделяющих ряды КТ, составляет 28 нм.

Технология получения двумерных полупроводниковых фотонных кристаллов подробно описана нами в работе [4]. Вначале с помощью оптической фотолитографии и метода химического травления формировались мезоструктуры размером  $300 \times 300 \text{ мкм}$ , их высота составляла  $\sim 1.5 \text{ мкм}$ . На поверхность мезоструктур наносился слой Ni толщиной 30 нм и электронный резист (полиметилметакрилат) толщиной 350 нм. Затем с использованием электронно-лучевой литографии и последующего травления в пучке ионов  $Ag^+$  на поверхности мезоструктур формировалась Ni-маска с заданным рисунком для реактивного ионного травления. Реактивное травление в радиочастотной плазме проводилось на установке диодного типа. Глубина травления составила  $\sim 700 \text{ нм}$  при сохранении вертикальности и гладкости стенок, а

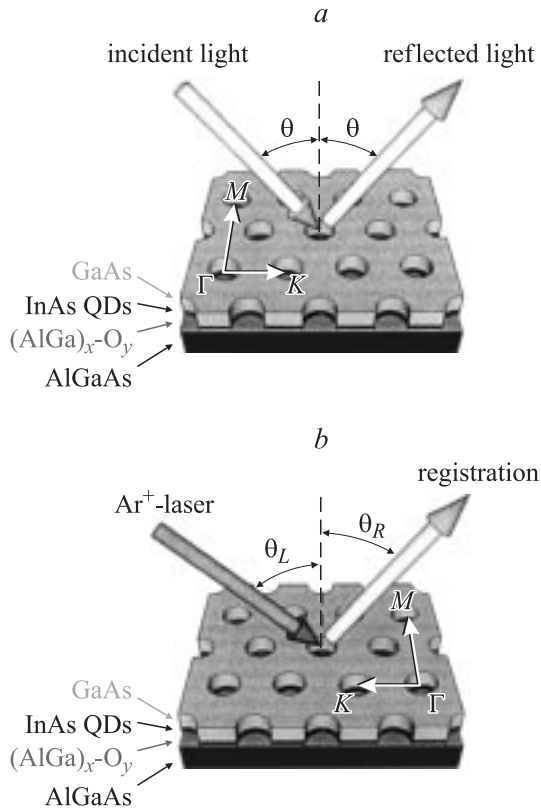


**Рис. 1.** Изображение двумерного полупроводникового фотонного кристалла с гексагональной решеткой отверстий, полученное в растровом электронном микроскопе. Период отверстий 1160 нм, диаметр 670 нм. На вставке указаны направления симметрии  $\Gamma$ – $K$  и  $\Gamma$ – $M$ .

отверстия имели круглую форму с ровными краями. На последнем этапе Ni-маска удалялась при помощи химического травления. В результате были получены двумерные фотонные кристаллы с гексагональной решеткой с периодом в диапазоне 600–1200 нм и диаметром отверстий в диапазоне 350–700 нм соответственно. В данной работе представлены результаты исследований фотонных кристаллов с периодом элементов 1160 нм и диаметром отверстий 670 нм (см. рис. 1).

Спектры оптического отражения измерялись при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1000–1600 нм. В качестве источника использовался свет галогеновой лампы, пропущенной через монохроматор. Для обеспечения малой угловой расходимости (менее  $2^\circ$ ) падающего света и уменьшения отражения света от подложки (диаметр падающего луча  $\sim 400 \text{ нм}$ ) использовалась система из двух длиннофокусных линз и оптического волокна, жестко закрепленных вдоль оптической оси. Угол падения света  $\theta$  варьировался с помощью вращения образца относительно оптической оси (см. рис. 2, а). Отраженный луч детектировался германиевым фотодиодом при угле  $2\theta$  по отношению к падающему. Поскольку монохроматор имеет свою поляризационную функцию, а оптическое волокно деполаризует свет, поляризаторы устанавливались непосредственно после линзы и перед фотодиодом.

Исследования угловых зависимостей фотолюминесценции были проведены при комнатной температуре с фиксированным углом падения лазерного луча  $\theta_L = 55^\circ$  относительно нормали к образцу (см. рис. 2, б). Фотолюминесценция возбуждалась  $Ag^+$ -лазером (длина волны 514 нм) и детектировалась охлаждаемым германиевым фотодиодом. Максимальная плотность мощности возбуждения составила  $630 \text{ Вт/см}^2$ . Для регистрации в



**Рис. 2.** Экспериментальная геометрия спектроскопии отражения (а) и фотолюминесценции с угловым разрешением (б).

малом телесном угле (менее  $10^{-3}$  стерадиан) применялось оптическое волокно. Угол регистрации (положение волокна)  $\theta_R$  варьировался в пределах  $5-35^\circ$ . Установлено, что угол падения лазерного луча не влияет на форму спектров фотолюминесценции.

### 3. Теоретическая модель

Теоретические расчеты дисперсии фотонов и оптических характеристик фотонных кристаллов были проведены путем решения уравнений Максвелла для периодически модулированных неоднородных диэлектрических сред [5]. Для двумерного фотонного кристалла уравнения Максвелла удобно представить в виде системы уравнений отдельно для векторов электрического ( $\mathbf{E}$ ) и магнитного ( $\mathbf{H}$ ) полей:

$$\begin{aligned} \mu^{-1} \nabla \times [\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r})] &= (\omega/c)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \\ \varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) \nabla \times [\mu \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] &= (\omega/c)^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости вещества. Вся информация о свойствах фотонного кристалла, необходимая для анализа уравнений (1), содержится в функциях диэлектрической и магнитной проницаемости, которые предполагаются локальными функциями координат, а вещество немагнитным,  $\mu = 1$ .

Для фотонных кристаллов с гексагональной решеткой отверстий диэлектрическая проницаемость является периодическию функцией координат, т.е.  $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ , где  $\mathbf{R} = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2$ , а  $\mathbf{a}_{1,2} = a(\pm 1/2, \sqrt{3}/2)$  — вектора трансляции структурных неоднородностей фотонного кристалла; величина  $a$  — модуль вектора трансляции (расстояния между центрами ближайших отверстий). При анализе дисперсии фотонного кристалла рассматривается среда без потерь, а функция диэлектрической проницаемости описывается следующим образом:

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) = \varepsilon_b^{-1} + \sum_{\mathbf{R}} (\varepsilon_c^{-1} - \varepsilon_b^{-1}) \Theta(\mathbf{r}_c - |\mathbf{r} - \mathbf{R}|), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_b$  — диэлектрическая проницаемость основного материала,  $\varepsilon_c$  — диэлектрическая проницаемость вещества, заполняющего цилиндрические отверстия радиуса  $r_c$ ,  $\Theta(\mathbf{r}_c - |\mathbf{r} - \mathbf{R}|)$  — функция единичного скачка, или функция Хевисайда, описывающая структуру расположения цилиндров в основном материале. Фотонные кристаллы обладают симметрией  $D_{6h}$ , а соответствующая зона Бриллюэна — тремя точками высокой симметрии  $\Gamma(0, 0, 0)$ ,  $K(2/3, 0)$ ,  $M(0, 1/2)$  (в единицах  $2\pi/a$ ) [6]. Каждая электромагнитная волна в фотонном кристалле характеризуется волновым вектором  $\mathbf{k}_p = \mathbf{k} - \mathbf{k}_c$ , величина которого в силу трансляционной симметрии ограничена границами зоны Бриллюэна. Электромагнитные волны, частоты которых лежат ниже световой линии, являются волноводными модами с дискретным спектром. Электромагнитные волны, частоты которых лежат выше световой линии, являются радиационными (резонансными) модами в сплошном спектре излучения, что проявляется в виде интерференционных Фано-профилей в спектрах отражения (пропускания) и используется для экспериментального определения дисперсии [7]. Фурье-образ обратной диэлектрической функции  $\varepsilon^{-1}(\mathbf{r})$  имеет вид

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{G}) = \varepsilon_b^{-1} \delta_{G0} + 2f(\varepsilon_b^{-1} - \varepsilon_c^{-1}) J_1(Gr_c) / Gr_c, \quad (3)$$

где  $G = |\mathbf{G}|$  — величина вектора обратной решетки,  $J_1(x)$  — функция Бесселя 1-го порядка,  $f = (2\pi/\sqrt{3})(r_c/a)^2$  — фактор заполнения фотонного кристалла.

Решения уравнений (1) можно привести к более удобному для расчетов матричному представлению для поляризаций  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в виде

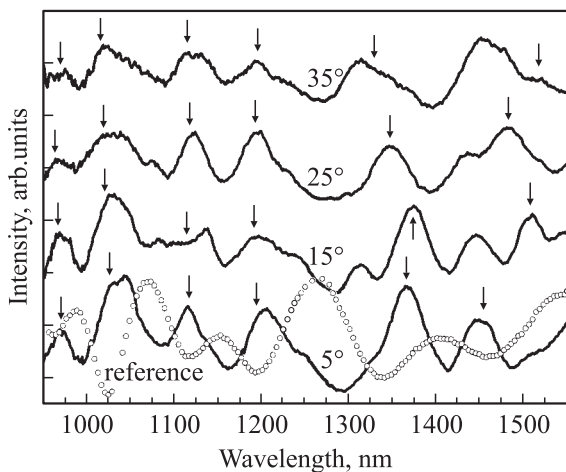
$$\sum_{G'} (M(\mathbf{k}|\mathbf{G}\mathbf{G}') - (\omega/c)^2) \mathbf{F}(n\mathbf{k}|\mathbf{G}) = 0, \quad (4)$$

где вектор  $\mathbf{F}$  равен  $\mathbf{E}$  или  $\mathbf{H}$  в зависимости от поляризации,  $n, \mathbf{k}$  — индекс зоны и волновой вектор зоны Бриллюэна, матрица  $M(\mathbf{k}|\mathbf{G}\mathbf{G}') = |\mathbf{k} + \mathbf{G} \parallel \mathbf{k} + \mathbf{G}'| \varepsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$  для  $\mathbf{E}$ -поляризации и матрица  $M(\mathbf{k}|\mathbf{G}\mathbf{G}') = (\mathbf{k} + \mathbf{G})(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \varepsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$  для  $\mathbf{H}$ -поляризации. Решения уравнений (4) были получены численно для различных значений фактора заполнения, показателей преломления и выбранного числа плоских волн.

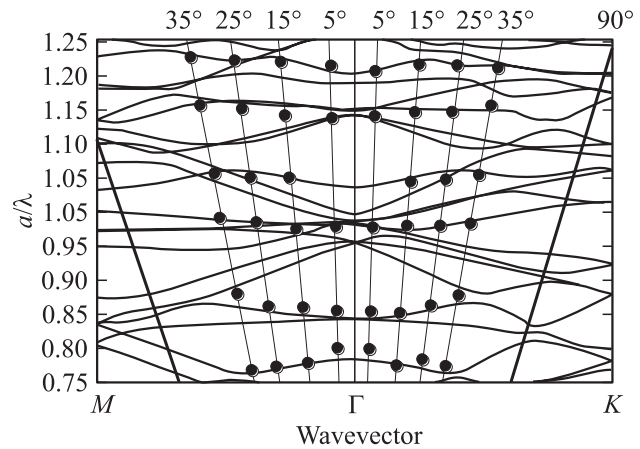
#### 4. Результаты и обсуждение

Структуру фотонных зон двумерного фотонного кристалла можно экспериментально определить с помощью спектроскопии отражения [7,8]. При варьировании длины волны  $\lambda$  и угла падения света вдоль выбранного направления симметрии фотонного кристалла при определенных частотах возможно совпадение параллельной компоненты волнового вектора ( $k_p = k \sin \theta$ ,  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_z$ ) падающего света и волнового вектора фотонной моды, распространяющейся в плоскости образца, что приводит к возникновению Фано-резонанса [8].

На рис. 3 приведены типичные спектры отражения, измеренные для света с ТМ-поляризацией, падающего вдоль направления  $\Gamma-K$  в диапазоне углов  $\theta = 5-35^\circ$ . Спектры состоят из слабо модулированного фона (общая толщина структуры сравнима с длиной волны), на который накладываются достаточно ярко выраженные резонансные особенности, отмеченные стрелками. Фурье-анализ показывает, что интерференция между осцилляциями интенсивности за счет толщины образца и обнаруженными резонансами отсутствует. Таким образом, фон может быть вычтен из спектров отражения, а положение этих особенностей в спектрах отражения может быть определено в соответствии с работой [8]. Мы считаем, что часть обнаруженных резонансов возникает в результате взаимодействия между падающими фотонами и модами утечки фотонного кристалла при резонансе по частоте и волновому вектору. Следует отметить, что энергии особенностей зависят от поляризации падающего света, а также от направления симметрии ( $\Gamma-K$  или  $\Gamma-M$ ), которые повторяются с периодичностью  $60^\circ$ , соответствующей симметрии гексагональной решетки. Таким образом, обнаруженные особенности позволяют идентифицировать дисперсию тех зон, которые взаимодействуют с внешними фотонами.



**Рис. 3.** Спектры отражения структуры с фотонным кристаллом, измеренные для света с ТМ-поляризацией, падающего вдоль направления  $\Gamma-K$  в диапазоне углов  $5-35^\circ$ , и исходной структуры (reference) при  $5^\circ$ . Стрелками отмечены резонансные особенности типа Фано-резонансов.

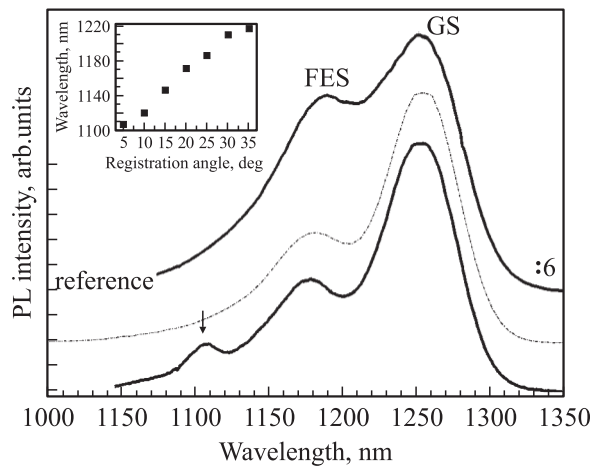


**Рис. 4.** Структура фотонных зон для фотонного кристалла с параметрами, приведенными на рис. 1. Расчет выполнен с помощью метода плоских волн. Толстой линией ( $90^\circ$ ) показаны световые линии, выше которых все моды являются модами радиационной утечки. Фано-резонансы в спектрах отражения отмечены точками.

Отметим, что  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$  обладает достаточно высокой химической активностью и имеет тенденцию окисляться при нормальных условиях, в результате чего образуется оксид с малым коэффициентом преломления ( $n = 1.55$ ). Наличие оксидного слоя приводит к уменьшению эффективного показателя преломления фотонного кристалла и сдвигу расчетных дисперсионных кривых в область более высоких энергий. Поскольку толщину оксидного слоя трудно определить с высокой точностью, данная величина была использована в качестве подгоночного параметра при расчете структуры фотонных зон.

Структура фотонных зон, рассчитанная с помощью метода плоских волн (для 441 плоской волны с точностью не хуже 0.1%) для исследуемого образца, находится в хорошем соответствии с частотами и волновыми векторами экспериментально обнаруженных особенностей (см. рис. 4). Следует отметить, что кроме идентифицированных резонансных особенностей в спектрах отражения присутствуют особенности, не совпадающие с расчетными модами. Здесь можно выделить несколько причин возникновения указанных расхождений: конечные размеры реального фотонного кристалла, полуэмпирический характер оценки его эффективного показателя преломления и геометрические дефекты. Как отмечалось выше, дефекты в фотонном кристалле могут приводить к локализации света. В результате перекрытия электромагнитных полей таких состояний возможно появление „минизон“ в спектрах собственных мод фотонного кристалла [9]. Таким образом, при нарушении симметрии фотонного кристалла возникает область, в которой могут существовать электромагнитные волны с частотами, соответствующими запрещенной зоне всей структуры.

Спектры фотолюминесценции фотонного кристалла и исходной структуры, измеренные при малом угле реги-



**Рис. 5.** Спектры фотолюминесценции (PL) с угловым разрешением ( $\theta_R = 5^\circ$ ) структуры с фотонным кристаллом и исходной (reference) структуры, измеренные вдоль направления симметрии  $\Gamma-K$  при плотности накачки  $630 \text{ Вт/см}^2$ . Пунктирная линия — спектр фотолюминесценции исходной структуры при плотности оптической накачки, эффективно учитывающей безызлучательную рекомбинацию. На вставке — угловая зависимость длины волны резонансного пика.

страции и нормированные на площадь активной области, представлены на рис. 5. Отметим 6-кратное падение интенсивности люминесценции структуры с фотонным кристаллом по сравнению с исходной структурой. Данный эффект объясняется достаточно большим отношением поверхности фотонного кристалла к его объему, а также присутствием центров безызлучательной рекомбинации на поверхностях, полученных реактивным ионным травлением. Это в свою очередь приводит к эффективному снижению плотности оптической накачки структуры с фотонным кристаллом. Таким образом, для того чтобы учесть безызлучательную рекомбинацию, необходимо снизить уровень накачки исходной структуры. При этом в случае КТ достаточно найти тот уровень оптической накачки, при котором энергии и интенсивность основного (GS) и первого возбужденного (FES) состояний КТ исходной структуры и структуры с фотонным кристаллом сопоставимы.

Отметим также появление нового пика в коротковолновой части спектра, отсутствующего в спектре фотолюминесценции исходной структуры. Данный пик не связан с каким-либо возбужденным состоянием КТ InAs. Анализ спектров фотолюминесценции при различных углах регистрации  $\theta_R$  показал, что данный пик сдвигается в длинноволновую сторону с увеличением  $\theta_R$  (см. вставку к рис. 5). Предполагается, что возникновение этого пика и его угловая зависимость обусловлены высокой плотностью радиационных мод при частотах, соответствующих местам пересечения фотонных зон.

Учитывая фактор заполнения  $f$ , невысокое рассеяние ( $\sim 5\%$ ) лазерного луча поверхностью фотонного кристалла и поверхностную безызлучательную рекомбина-

цию, мы обнаружили 3-кратное увеличение интенсивности пика по сравнению с интенсивностью излучения исходной структуры на той же длине волны. Увеличение интенсивности фотолюминесценции может быть связано с эффектом Пурселя [10,11]. Его относительно малая величина, вероятно, связана с безызлучательной рекомбинацией носителей на поверхностях фотонного кристалла, полученных реактивным травлением.

## 5. Заключение

Двумерный полупроводниковый фотонный кристалл с квантовыми точками InAs/InGaAs в качестве активной области получен с помощью методов электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Результаты исследований методом спектроскопии отражения находятся в хорошем соответствии с дисперсионными кривыми, полученными методом плоских волн. Фотолюминесценция с угловым разрешением позволила исследовать спектральные и угловые зависимости радиационных мод утечки. Обнаружено трехкратное увеличение интенсивности фотолюминесценции квантовых точек InAs/InGaAs на резонансной частоте. Применение самоорганизующихся КТ в качестве активной области и дальнейшая оптимизация технологии получения фотонных кристаллов представляется перспективным направлением как в фундаментальных исследованиях оптических свойств фотонных структур, так и в разработке и создании эффективных оптоэлектронных приборов.

Работа поддержана РФФИ, Программой фундаментальных исследований РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“, программой Отделения физики и астрономии РАН „Новые материалы и структуры“, грантом президента РФ (НШК-2223.2003.2).

Авторы благодарны В.М. Бусову и С.И. Трошкову за исследования структур методом растровой электронной микроскопии, а также компании „Интерфейс“ г. Москва за предоставленное оборудование для проведения электронной литографии.

## Список литературы

- [1] E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett., **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John. Phys. Rev. Lett., **58**, 2486 (1987).
- [3] T.F. Krauss, R.M. De La Rue. Progl. Quant. Electron., **23**, 51 (1999).
- [4] Е.М. Аракчеева, А.В. Нашекин, В.А. Соловьев, Е.М. Танклевская, М.В. Максимов, С.Г. Конников, С.А. Гуревич, Н.Н. Леденцов. ЖТФ, **75**, 78 (2005).
- [5] K. Bush, S. John. Phys. Rev. Lett., **83**, 967 (1999).
- [6] F. Bassani, G. Pastori-Parravicini. *Electronic States and Optical Transitions in Solids* (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- [7] V.N. Astratov, I.S. Culshaw, R.W. Stevenson, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, T.F. Krauss, R. De La Rue. J. Lightwave Technol., **17**, 2050 (1999).

- [8] K. Koshino. Phys. Rev. B, **67**, 165 213 (2003).  
[9] M.A. Kaliteevski, J.M. Martinez, D. Cassagne, J.P. Albert, S. Brand, R.A. Abram, J. Phys. Condens. Matter, **15**, 785 (2003).  
[10] M. Boroditsky, R. Vrijen, T.F. Krauss, R. Coccioli, R. Bhat, E. Yablonovitch. J. Lightwave Technol., **17**, 2096 (1999).  
[11] H.Y. Ryu, J.K. Hwang, D.S. Song, I.Y. Han, Y.H. Lee, D.H. Jang. Appl. Phys. Lett., **78**, 1174 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

## Optical studies of 2D photonic crystal based on InAs/InGaAs quantum dots

S.A. Blokhin<sup>+</sup>, O.A. Usov<sup>+</sup>, A.V. Nashchekin<sup>+</sup>,  
E.M. Arakcheeva<sup>+</sup>, E.M. Tanklevskaya<sup>+</sup>,  
S.G. Konnikov<sup>+</sup>, A.E. Zhukov<sup>+</sup>, M.V. Maximov<sup>+</sup>,  
N.N. Ledentsov<sup>+,\*</sup>, V.M. Ustinov<sup>+</sup>

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Germany

**Abstract** A two-dimensional photonic crystal with hexagonal lattice of air-holes is patterned into GaAs/AlGaAs planar waveguide containing InAs/InGaAs quantum dots. Variable-angle reflectivity spectroscopy is used to map out the photonic band structure. Fano-type resonances observed in the measured reflectivity spectra in TM (TE) polarization along the  $\Gamma-K$  ( $\Gamma-M$ ) lattice direction are attributed to resonance coupling of the optically active photonic bands to external light. Angle-resolved photoluminescence measurements are shown to trace the band structure of the leaky mode. The revealed 3-fold emission intensity enhancement of photonic crystals is ascribed to Purcell effect.