

## Гетероструктуры с квантовыми точками InGaAs/GaAs, легированными атомами переходных элементов. II. Исследование циркулярно-поляризованной люминесценции

© М.В. Дорохин,<sup>1</sup> С.В. Зайцев,<sup>2</sup> А.В. Рыков,<sup>1</sup> А.В. Здравейщев,<sup>1</sup> Е.И. Малышева,<sup>1</sup> Ю.А. Данилов,<sup>1</sup>  
В.И. Зубков,<sup>3</sup> Д.С. Фролов,<sup>3</sup> Г.Е. Яковлев,<sup>3</sup> А.В. Кудрин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела РАН,  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),  
197376 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

(Поступило в Редакцию 12 июля 2016 г.)

Исследованы оптические и транспортные свойства гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs, легированными атомами марганца или хрома в процессе выращивания методом МОС-гидридной эпитаксии. Показана возможность получения циркулярно-поляризованной люминесценции за счет легирования квантовых точек атомами Mn или Cr, причем знак степени циркулярной поляризации зависит от вида вводимой примеси. Обнаруженный эффект объясняется особенностями излучательной рекомбинации в квантовых точках в присутствии резидентных электронов и дырок.

DOI: 10.21883/JTF.2017.10.44999.1989

### Введение

Легирование квантово-размерных объектов (квантовых ям [1] и квантовых точек [2,3]) атомами переходных элементов (Mn или Cr) является одним из приемов локальной модификации магнитных свойств материалов, который находит применение при создании полупроводниковых приборов на спин-зависимых эффектах [2,3]. В первой части настоящей работы [4] изучались квантовые точки (КТ) InAs:Mn/GaAs и InAs:Cr/GaAs, сформированные методом МОС-гидридной эпитаксии. Были исследованы спектральные характеристики таких гетероструктур и показано, что варьирование концентрации Mn и Cr позволяет управлять спектральным диапазоном их люминесцентного излучения (шириной спектра, положением линий). В настоящей работе приводятся результаты исследований низкотемпературной циркулярной поляризации люминесценции указанных структур. Измерение степени циркулярной поляризации является одним из способов детектирования спинового состояния носителей заряда в полупроводниковой системе, поэтому данная методика считается одной из основных для анализа структур спинтроники [5]. Было установлено, что легирование квантовых точек атомами Mn или Cr позволяет управлять знаком циркулярно-поляризованной эмиссии. Полученный эффект связывается с влиянием вида носителей заряда, вносимых легированием хромом или марганцем (электронов или дырок соответственно), на излучательную рекомбинацию с участием спин-поляризованных носителей в квантовых точках. Полученные выводы подтверждаются ре-

зультатами электрохимического вольт-фарадного (ECV) профилирования и магнитотранспортных исследований.

### 1. Методика эксперимента

В настоящей работе рассмотрены структуры, описанные нами в [4]. Образцы для исследований представляли собой гетероструктуры с квантовыми точками, выращенные на подложке (100) *n*-GaAs методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений и арсина при атмосферном давлении газа-носителя водорода. На первой стадии выращивался буферный слой *n*-GaAs при температуре 650°C и тонкий (50 nm) слой нелегированного GaAs. Затем температура выращивания снижалась до 520°C, и на поверхности структур формировался массив самоорганизованных квантовых точек InAs. Квантовые точки были изготовлены по стандартной методике, описанной в [6–8]. В процессе выращивания квантовых точек производилось легирование атомами Mn или атомами Cr. Легирование осуществлялось методом распыления Mn (Cr) металлической мишени импульсным Nd:YAG лазером. Варьирования концентрации атомов Mn и Cr не выполнялось, для исследований была выбрана концентрация, обеспечивающая высокую интенсивность ФЛ в области энергий  $\sim 1$  eV (указанный диапазон близок к привлекательной для волоконно-оптических линий связи длине волны 1.3  $\mu\text{m}$ ). Значение поверхностной плотности атомов марганца составило  $4 \cdot 10^{12}$  и  $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , поверхностной плотности атомов хрома —  $2 \cdot 10^{13}$  и  $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . После

Параметры образцов для исследований

Структура	$Q_{\text{Mn(Cr)}}, \text{cm}^{-2}$	$n, \text{cm}^{-2}$	$p, \text{cm}^{-2}$
A1	$4 \cdot 10^{12}$	—	—
A2	$8 \cdot 10^{12}$	—	—
B1	$2 \cdot 10^{13}$	—	—
B2	$4 \cdot 10^{13}$	—	—
IA	$8 \cdot 10^{12}$	—	$1.3 \cdot 10^{10}$
IB	$4 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^6$	—
K	0	—	—

Примечание.  $Q_{\text{Mn(Cr)}}$  — номинальное содержание примеси (Mn или Cr); концентрации электронов/дырок определены из измерений эффекта Холла.

выращивания квантовых точек на поверхности формировался тонкий (20 nm) нелегированный покровный слой GaAs. Температура выращивания покровного слоя совпадала с температурой выращивания квантовых точек. Для определенности структуры, содержащие КТ: Mn, обозначим как структуры А, структуры с КТ: Cr — как структуры В, а контрольные структуры, не содержащие магнитной примеси в области КТ, — как структуры К.

Для исследования электрических свойств легированных марганцем (хромом) квантовых точек также были сформированы тестовые структуры (структуры IA с КТ InAs: Mn и структуры IB с КТ InAs: Cr). Технология изготовления структур в точности совпадала с технологией формирования структур А и В, но эпитаксиальные слои были выращены на подложке полуизолирующего GaAs, специального легирования эпитаксиальных слоев не выполнялось (за исключением легирования марганцем/хромом квантовых точек). Полный список и параметры образцов для исследований приведены в таблице.

Циркулярная поляризация фотолюминесцентного излучения в магнитном поле исследовалась в криостате со сверхпроводящим магнитом под откачкой в сверхтекучем гелии (температура  $T \approx 2 \text{ K}$ ) в геометрии Фарадея (магнитное поле  $B = 0-3 \text{ T}$  направлено по нормали к поверхности образцов). Измерения выполнялись по стандартной методике с четвертьволновой пластиной и поляризатором [5]. Для возбуждения циркулярно-поляризованной люминесценции использовался He-Ne-лазер. Значение степени циркулярной поляризации рассчитывалось по формуле

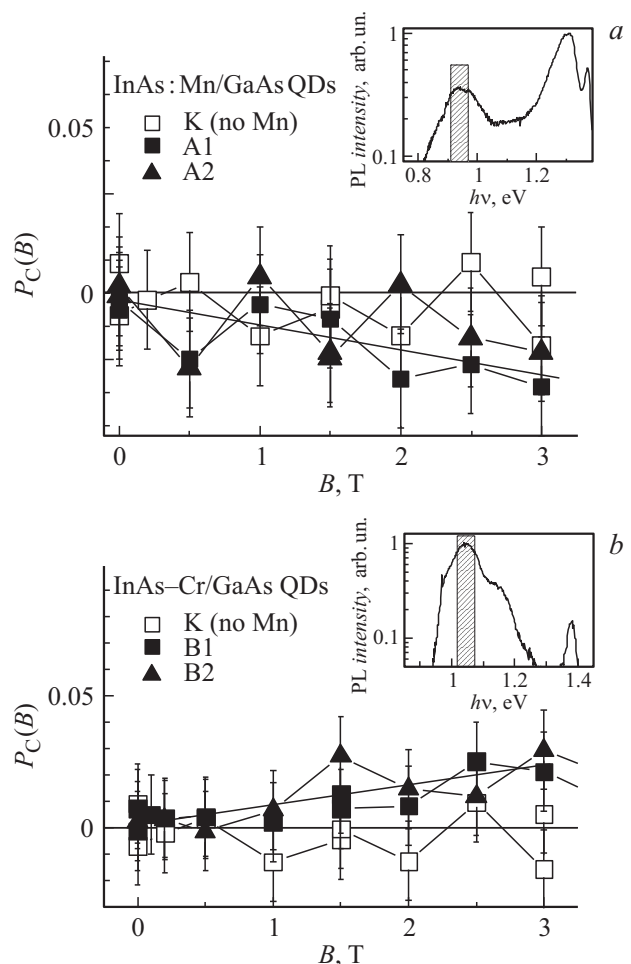
$$P_{PL} = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-), \quad (1)$$

где  $I^+(I^-)$  — интенсивности компонент с левой (правой) поляризацией, полученные путем интегрирования полосы соответствующей части спектра излучения. Для исследованных структур интегрировалась спектральная линия, соответствующая излучению с энергией  $\sim 0.95 \text{ eV}$  для InAs: Mn КТ и  $\sim 1.05 \text{ eV}$  для InAs: Cr КТ (вставки на рис. 1, а и б).

Для определения степени легирования квантовых точек атомами марганца использовался метод электрохимического вольт-фарядного профилиро-

вания (ECV). Измерения производились на установке ECVPro (Nanometrics) [9,10] с применением водного раствора 0.1 М тайрона (tiron) в качестве электролита. Из-за большой приповерхностной концентрации примеси использовалась низкая частота измерения (93 Hz). Напряжение смещения при измерении емкости выбиралось таким, чтобы ширина области объемного заряда (ООЗ) барьера электролит-полупроводник была минимальной, а  $\text{tg } \delta$  был меньше 0.4.

Дополнительно измерение концентрации носителей заряда в структурах с квантовыми точками (в случае ее низкого значения) выполнялось методом Ван дер Пау (для этого формировались 4 омических контакта). Исследования проводились для контрольных структур IA, IB на автоматизированной установке Nanometrics HL5500PC Hall Effect Measurement System в диапазоне температур 77–300 К.



**Рис. 1.** Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $P_C(B)$  структур с КТ InAs: Mn (а) и InAs: Cr (б), измеренная при температуре 2 К. Повторные точки  $P_C(B)$  для контрольной структуры К при магнитном поле  $B = 0, 1.5$  и  $3 \text{ T}$  демонстрируют методическую экспериментальную ошибку ( $\pm 1.5\%$ ). На вставках показаны спектры ФЛ структур ( $T = 2 \text{ K}$ ), на спектрах выделена область интегрирования для расчета  $P_C$  по формуле (1).

## 2. Экспериментальные результаты

### 2.1. Магнитолюминесценция структур, легированных марганцем и хромом

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации для структур А (рис. 1, *a*) и В (рис. 1, *b*) с КТ, легированными марганцем и хромом соответственно. В магнитном поле излучение исследованных структур становится частично циркулярно-поляризованным, величина степени циркулярной поляризации по абсолютному значению превышает ошибку измерений ( $\sim 0.015$ ), полученную из измерения контрольной структуры К (для которой значение степени циркулярной поляризации в использованном диапазоне магнитных полей близко к нулю). Следует подчеркнуть зарегистрированное различие в знаках степени циркулярной поляризации. Для структур, легированных атомами Mn (с концентрацией 4 и  $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ), значение степени циркулярной поляризации отрицательное, т.е. интенсивность  $\sigma^-$ -компоненты выше интенсивности  $\sigma^+$ -компоненты ФЛ излучения при энергии 1 eV. Для обеих исследованных структур В, легированных Cr (с концентрацией 2 и  $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ), значение степени циркулярной поляризации положительное (т.е. интенсивность  $\sigma^+$ -компоненты выше интенсивности  $\sigma^-$ -компоненты). Различие между зависимостями для разных концентраций Mn и Cr (квадраты и треугольники на рис. 1) не может быть установлено в силу относительно высокого значения погрешности измерений.

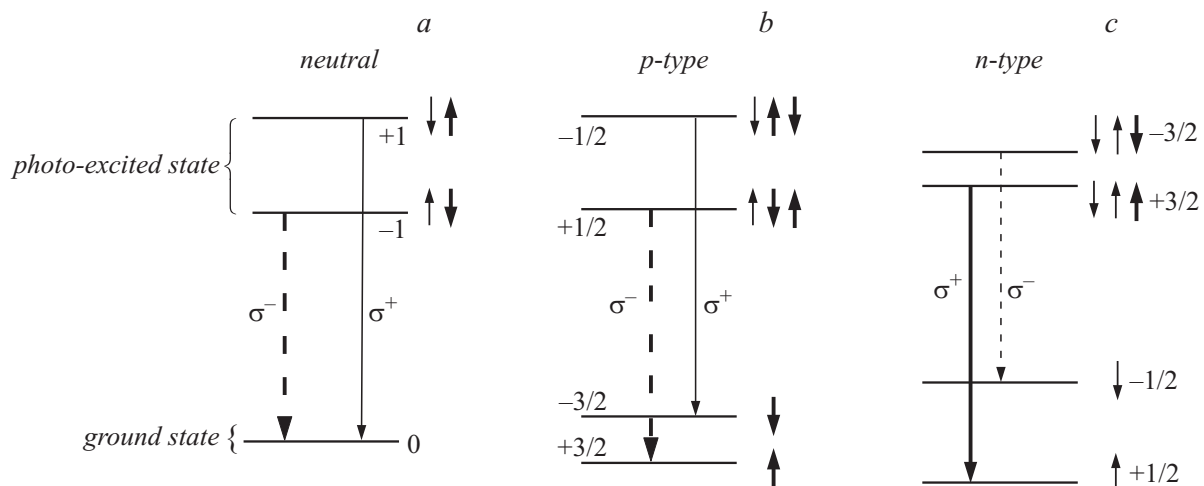
Известно, что легирование полупроводника атомами переходных металлов (таких, как Mn, Ni, Co или Cr) приводит к существенному изменению его люминесцентных свойств, таких как циркулярная поляризация рекомбинационного излучения в магнитном поле, появлению сильной магнитополевой зависимости энергий оптических переходов (изменение  $g$ -фактора носителей заряда), а также модифицирует когерентные свойства электронной спиновой системы [11]. Применительно к квантовым точкам наличие резидентных носителей (электронов или дырок) изменяет структуру энергетических уровней нейтральных и заряженных комплексов (экситонов и трионов) в КТ в их основном и возбужденном состояниях, аналогично случаю квантовых ям [6]. Такое изменение, в свою очередь, должно приводить к изменению знака циркулярной поляризации люминесценции  $P_C(B)$  в магнитном поле  $B > 0$  в зависимости от знака заряда носителей ( $n$ -тип или  $p$ -тип проводимости системы).

Наблюдаемое различие объясняется разницей в структуре энергетических уровней фотовозбужденного экситона, захваченного и локализованного в положительно или отрицательно заряженной КТ (рис. 2). Так, при общей не очень высокой концентрации Mn в случае одиночного атома Mn в самой КТ или рядом, он замещает катион в матрице полупроводника  $A^3B^5$  и отдает

одну дырку в КТ. В этом случае основным состоянием КТ в ненулевом магнитном поле будет расщепленное по квантовому числу  $m_j = \pm 3/2$  состояние дырки с  $g$ -фактором  $g_h$  (рис. 2, *b*). При фотовозбуждении экситона нижайшим по энергии состоянием системы будет синглет, когда две дырки (резидентная дырка и дырка, входящая в состав захваченного в КТ экситона) имеют противоположный спин. Расщепление энергии в магнитном поле этого возбужденного состояния системы будет определяться  $g$ -фактором оставшегося неспаренным электрона ( $g_e$ ) со спином  $\pm 1/2$ . На рис. 2 учтено, что в системе InAs–GaAs оба  $g$ -фактора отрицательны:  $g_e$ ,  $g_h < 0$ , а также  $|g_e| > |g_h|$  [12]. В начальный момент при линейно поляризованном фотовозбуждении рождается одинаковое количество экситонов, соответствующих обоим циркулярным поляризациям  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  и имеющим электронный спин  $\pm 1/2$ , которые захватываются в КТ, образуя положительно заряженный экситон (трион). Такой положительный трион к моменту рекомбинации может релаксировать в нижайшее по энергии состояние со спином  $+1/2$  (при  $g_e < 0$ ), соответствующее компоненте с циркулярной поляризацией  $\sigma^-$  (рис. 2, *b*), поэтому в излучательной рекомбинации должна преобладать циркулярная поляризация  $\sigma^-$ , в меру различия в заполнении состояний электронных уровней триона.

Величина  $P_C(B)$  определяется соотношением времен рекомбинации и спиновой релаксации электрона, поэтому отсутствие в эксперименте заметной циркулярной поляризации в КТ, легированных атомами Mn, свидетельствует о слабой спиновой релаксации электронов. Это согласуется с длительными временами спиновой релаксации электронов ( $\sim 5\text{--}10 \text{ ns}$ ) в силу полного пространственного квантования носителей заряда в КТ, что значительно превышает времена рекомбинации нейтральных экситонов и трионов ( $\sim 1\text{--}2 \text{ ns}$ ) [13]. Кроме того, не наблюдается заметного сдвига ( $> 1 \text{ meV}$ ) энергий оптических переходов в КТ, характерного для  $s$ ,  $p$ - $d$  обменного взаимодействия с магнитными ионами переходного металла при их заметной концентрации  $\sim 0.1\text{--}10\%$ , в первую очередь, такого иона, как Mn [12]. В случае же одиночного атома Mn в КТ его обменное взаимодействие с экситоном приводит к возникновению тонкой структуры энергетических уровней последнего с расщеплением  $\sim 100\text{--}200 \mu\text{V}$  [15].

Для структур В, легированных атомами Cr, конечные положительные значения  $P_C(B)$  (рис. 1, *b*) аналогичны случаю дырок в КТ InAs: Mn, объясняются наличием равновесных электронов в системе. В этом случае наличие резидентного электрона в КТ качественно изменяет картину энергетических уровней такой отрицательно заряженной КТ. Основным состоянием КТ в магнитном поле будет расщепленное по спину состояние электрона, а возбужденным состоянием системы будет синглет с двумя спаренными электронами и неспаренной дыркой с моментом  $\pm 3/2$  — отрицательно заряженный трион (рис. 2, *c*). Спиновая релаксация дырки в КТ хоть и ослаблена ее полным пространственным квантованием

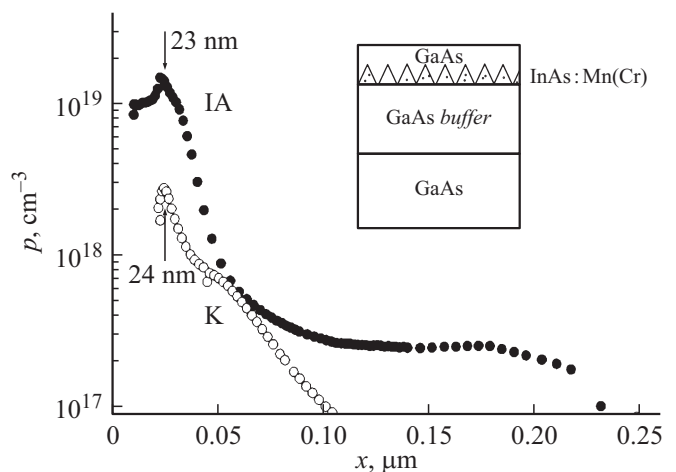


**Рис. 2.** Схема энергетических уровней системы электронов и дырок для основного и возбужденного состояний, а также оптических переходов в нейтрально (a), положительно (b) и отрицательно (c) заряженной КТ во внешнем магнитном поле. Более толстая стрелка маркирует более вероятный оптический переход. Короткие тонкие и толстые стрелки обозначают электроны и дырки соответственно. На рисунке учтено, что  $g$ -факторы обоих носителей отрицательны, как в системе InAs–GaAs [12].

тем не менее в силу сложного характера валентной зоны обычно происходит быстрее, чем релаксация спина электрона, и сокращается до времен, сравнимых со временами излучательной рекомбинации [7,13]. Аналогично случаю КТ InAs : Mn за время жизни отрицательного триона также возникает разность населенностей дырочных уровней в пользу дырок с моментом  $+3/2$ , соответствующих  $\sigma^+$  циркулярной поляризации ФЛ, в согласии с экспериментом  $P_C(B) > 0$  (рис. 1, b). Подчеркнем, что в предположении о нейтральности структур с КТ, легированных атомами Cr, схема излучательных переходов будет иметь вид, как показано на рис. 2, a, аналогичный случаю квантовых ям [6]. Согласно рис. 2, a, в указанной схеме наиболее вероятны переходы, обуславливающие отрицательный знак  $P_C(B)$ , следовательно, регистрация положительного знака  $P_C(B)$  может быть объяснена только наличием в квантовых точках резидентных электронов.

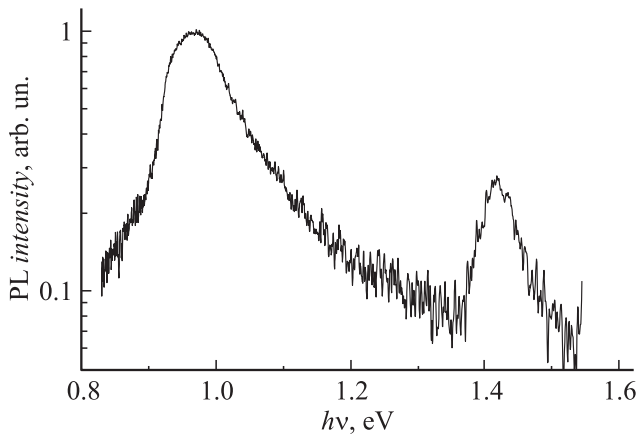
## 2.2. Измерение концентрации носителей заряда в массивах квантовых точек, легированных атомами Mn или Cr

Для подтверждения модели излучательной рекомбинации (рис. 2) и факта наличия резидентных дырок в структурах с КТ : Mn и электронов в КТ : Cr были выполнены эксперименты по измерению концентрации носителей заряда в структурах IA и IB. На рис. 3 показаны профили концентрации основных носителей заряда в приповерхностной области структуры IA (с КТ, легированными Mn), а также контрольной нелегированной структуры, рассчитанные по электрохимическим вольт-фарадным измерениям. Анализ контрольной структуры показал дырочную проводимость с максимумом концентрации ( $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) на глубине 24 nm от поверхно-



**Рис. 3.** Профили распределения концентрации основных носителей заряда, определенные методом электрохимического вольт-фарадного профилирования, для структур с КТ InAs : Mn (IA) и контрольной нелегированной структуры с КТ (K). На вставке приведено схематическое изображение структур для исследований.

сти. Данное расстояние от поверхности приблизительно соответствует положению слоя квантовых точек в структуре. Введение марганца в область квантовых точек приводит к увеличению общей концентрации дырок, в том числе концентрации в максимуме (по-видимому, в области КТ) до величины  $\sim 1.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (это объясняется акцепторной природой примеси Mn в полупроводниках  $A^3B^5$  [8]). Для структуры IA положение максимума несколько отличается от предыдущего случая и составляет 23 nm. Полученные значения укладываются в погрешность измерений и технологический разброс параметров структур и, таким образом, также могут



**Рис. 4.** Спектр фотолюминесценции структуры IA, измеренный при температуре 300 К.

быть сопоставлены с положением квантовых точек в структуре. Наличие дырок в приповерхностной области контрольной структуры К обусловлено фоновым легированием. Фоновое легирование, придающее эпитаксиальным слоям дырочную проводимость, является характерной особенностью МОС-гидридной эпитаксии (см., например, [16]).

Результаты электрохимического вольт-фарадного профилирования структур IA могут быть дополнены измерениями эффекта Холла. Результаты измерения исследованных структур приведены в таблице. Для структур с номинальной концентрацией Mn, равной  $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , была зарегистрирована дырочная проводимость с поверхностной плотностью носителей заряда, равной  $1.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Полученные значения поверхностной плотности ниже, чем усредненное по глубине  $0.25 \mu\text{m}$  (суммарная толщина эпитаксиальных слоев) значение объемной концентрации, рассчитанной по электрохимическим измерениям ( $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Это свидетельствует о том, что даже при комнатной температуре большая часть дырок локализована в области квантовых точек и не участвует в процессах проводимости (и соответственно не дает вклада в коэффициент Холла). Локализация носителей в КТ подтверждается спектрами ФЛ, измеренными при комнатной температуре (рис. 4). На спектре наблюдается широкая полоса с максимумом при энергии  $\sim 0.97 \text{ eV}$ , соответствующая излучательным переходам в КТ InAs [17]. Интенсивность линий КТ выше, чем интенсивность фундаментальной полосы ФЛ GaAs при  $\sim 1.42 \text{ eV}$ , что согласуется с предположением о локализации носителей заряда в КТ. Локализация дырок в КТ при комнатной температуре для структур, аналогичных исследованным, была также подтверждена в [18].

Для структур IB с КТ InAs : Cr использование метода ECV оказывается затруднительным в силу компенсирующих свойств примеси Cr. В отличие от марганца

введение хрома приводит к снижению концентрации дырок, регистрируемых в системе за счет фонового легирования [19]. Уменьшение концентрации дырок ведет к увеличению толщины обедненного слоя, что делает невозможным измерение методом ECV концентрации основных носителей заряда в приповерхностной области. Измерения вольт-фарадных характеристик структур IB методом ECV не позволили определить концентрацию основных носителей заряда в области КТ, что является косвенным подтверждением изолирующих свойств материала с КТ, легированными хромом. Поэтому для оценки типа носителей заряда в КТ InAs : Cr были использованы измерения эффекта Холла. Значение концентрации электронов, полученное для структуры IB, приведено в таблице.

Согласно результатам измерений, в структурах с КТ, легированных хромом, была зарегистрирована электронная проводимость с поверхностной концентрацией порядка  $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ . Полученные результаты объясняются природой примесного центра атома Cr, являющегося глубокой донорной примесью в InAs [19]. Введение хрома, по-видимому, привело не только к компенсации фонового легирования полупроводниковых слоев, но также к появлению электронной проводимости, однако со сравнительно высоким слоевым сопротивлением ( $\sim 10^9 \Omega/\square$ ). Отметим, что при температуре жидкого азота (77 К) измерение эффекта Холла на структурах становится невозможным. Кроме этого, оценка концентрации электронов из измерений структур IB, выполненных при 300 К, также затруднительна из-за высокого значения слоевого сопротивления, сопоставимого с сопротивлением полупроводниковой подложки. В то же время полученные данные косвенно подтверждают наличие резидентных электронов в КТ InAs : Cr.

Таким образом, исследования эффекта Холла и электрохимическое вольт-фарадное профилирование структур с КТ InAs : Mn показали наличие в КТ резидентных дырок, что согласуется с результатами исследований циркулярно-поляризованной фотолюминесценции.

Измерение электрических характеристик структур с КТ InAs : Cr косвенно подтверждает наличие в КТ резидентных электронов, что предполагалось при объяснении циркулярно-поляризованной ФЛ. Отметим, что как наличие дырок в InAs КТ, так и отсутствие резидентных носителей заряда, согласно схемам излучательных переходов (рис. 2, a), обуславливают отрицательный знак поляризации [12,13]. Наличие положительной циркулярной поляризации со степенью выше порога обнаружения может быть объяснено наличием в КТ резидентных электронов. Таким образом, измерение знака циркулярной поляризации магнитолюминесценции позволяет независимо и бесконтактно определить знак заряда носителей в КТ при низких температурах в структурах, для которых значение концентрации носителей заряда лежит вблизи предела обнаружения.

### 3. Заключение

В настоящей работе проведено исследование циркулярно-поляризованной фотолюминесценции гетероструктур с КТ InAs/GaAs, легированными атомами марганца или хрома в процессе выращивания. Введение примеси переходных элементов позволяет управлять типом проводимости квантовых точек: вносит дополнительные дырки при легировании марганцем и формирует изолирующий слой КТ с низкой концентрацией электронов при легировании атомами хрома. Показано, что изменение типа проводимости позволяет изменять знак циркулярно-поляризованной фотолюминесценции в структурах с КТ. В то же время знак степени циркулярной поляризации является индикатором типа проводимости в исследованных структурах.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за формирование образцов для исследований. Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К, 3.285.2014/К, 3423, 16.1307.2014К) Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-07824, 15-38-20642мол\_а\_вед и 16-07-01102), а также гранта президента РФ (МК-8221.2016.2).

### Список литературы

- [1] Poggio M., Myers R.C., Stern N.P., Gossard A.C., Awschalom D.D // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 235313.
- [2] Буравлев А.Д., Неведомский В.Н., Убийвовк Е.В., Сапегга В.Ф., Хребтов А.И., Самсоненко Ю.Б., Цырлин Г.Э., Устинов В.М. ФТП. 2013. Vol. 47. N 8. P. 1033.
- [3] Holub M., Chakrabarti S., Fathpour S., Bhattacharya P., Lei Y., Ghosh S. Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. N 6. P. 973.
- [4] Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Малышева Е.И., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н. // ФТП. 2016.
- [5] Holub M., Bhattacharya P. // Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. R179.
- [6] Bartsch G., Gerbracht M., Yakovlev D.R., Blokland J.H., Christianen P.C.M., Zhukov E.A., Dzyubenko A.B., Karczewski G., Wojtowicz T., Kossut J., Maan J.C., Bayer M. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 235317.
- [7] Gundogdu K., Hall K.C., Koerperick E.J., Pryor C.E., Flatte M.E., Boggess Thomas F., Shchekin O.D., Deppe D.G. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 113111.
- [8] Pegems M., Digle R., Rupp L.W.Jr. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 7. P. 3059.
- [9] Zubkov V., Kucherova O., Frolov D., Zubkova A. // Phys. St. Sol. C. 2013. Vol. 10. N 3. P. 342.
- [10] Яковлев Г.Я., Фролов Д.С., Зубкова А.В., Левина А.А., Зубков В.И., Соломонов А.В., Стерлядкин О.К., Сорочкин С.А. // ФТП. 2016. Т. 50. № 3. С. 324.
- [11] Yakovlev D.R., Bayer M. Spin Physics in Semiconductors / Ed. by M.I. Dyakonov / Berlin: Springer, 2008. Chap. 6.
- [12] Wimbauer Th., Oettinger K., Efros A.L., Meyer B.K., Brugger H. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. P. 8889.
- [13] Marie X., Urbaszek B., Krebs O., Amand T. Spin Physics in Semiconductors / Ed. by M.I. Dyakonov. Berlin: Springer, 2008. Chap. 4.
- [14] Cibert J., Scalbert D. Spin Physics in Semiconductors / Ed. by M.I. Dyakonov. Berlin: Springer, 2008. Chap. 13.
- [15] Kudelski A., Lemaitre A., Miard A., Voisin P., Graham T.C.M., Warburton R.J., Krebs O. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 247209.
- [16] Doi A., Aoyagi Y., Namba S. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48. N 26. P. 1787.
- [17] Автореф. канд. дис. Здоровейцев А.В. Н.Новгород. 2006. 22 с.
- [18] Vasilevskiy M.I., Baidus N.V., Cavaco A., Sobolev N.A., Carmo M.C., Alves E., Zvonkov B.N. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. N 8. P. 083548.
- [19] Zucca R. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 5. P. 1987.