

03.09.12

Управление циркулярной поляризацией электролюминесценции в спиновых светоизлучающих диодах на основе гетероструктур InGaAs/GaAs/ δ (Mn)

© Е.И. Малышева, М.В. Дорохин, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейцев,
А.В. Рыков, М.В. Ведь, Ю.А. Данилов

Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: malysheva@phys.unn.ru

Проведено исследование циркулярно-поляризованной люминесценции светоизлучающих структур InGaAs/GaAs с дельта-легированным слоем Mn в GaAs барьере. Выполнено варьирование параметров структур: однородное и дельта-легирование акцепторной примесью, удаление донорного легирования из технологического процесса. Получено, что величина и знак степени циркулярной поляризации люминесценции существенно зависят от выбранного технологического режима. Одномерное моделирование волновых функций структур выявило хорошее согласие между параметрами циркулярно-поляризованной люминесценции и пространственным распределением волновых функций тяжелых дырок относительно дельта-слоя Mn.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания. Проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-07824_a, 16-07-01102_a), гранта (МК-8221.2016.2) Президента Российской Федерации.

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45051.18k

1. Введение

Полупроводниковые структуры с ферромагнитным слоем и активной областью, расположенными на небольшом удалении друг от друга (до 10 nm) являются интересным объектом исследования и имеют ряд прикладных применений. В подобных структурах реализуется фундаментальное физическое явление ориентации по спине носителей заряда в активной области за счет обменного взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем (эффект близости) [1–3]. К практическим преимуществам эффекта близости можно отнести возможность создания спиновой поляризации в полупроводнике без использования явления спиновой инжекции, в то время как большинство полупроводниковых гетероструктур ферромагнетик/полупроводник используют именно принцип спиновой инжекции для генерации спин-ориентированных носителей [4,5]. Одной из разновидностей структур, в которых проявляется эффект близости, является квантовая гетероструктура InGaAs/GaAs с дельта-слоем Mn, встроенным в GaAs барьер на небольшом удалении от квантовой ямы InGaAs [3,6,7]. Ранее было показано, что намагниченный ферромагнитный δ (Mn)-слой обеспечивает спиновую поляризацию носителей в квантовой яме InGaAs. В режиме люминесценции спин-поляризованные носители рекомбинируют с испусканием циркулярно-поляризованного света [6,7]. В [8] был предложен механизм спиновой поляризации дырок в квантовой яме, связанный с обменным взаимодействием с ионами Mn в δ (Mn)-слое. В работе [7] на основании полученных экспериментальных результатов была выдвинута гипотеза,

что параметр обменного взаимодействия для структур InGaAs/GaAs/ δ (Mn) не является постоянной величиной, а варьируется в зависимости от электронной конфигурации атома Mn_{Ga} в дельта-слое. Экспериментальным подтверждением такой гипотезы служило обнаруженное изменение знака и степени циркулярной поляризации при варьировании различных технологических параметров структур.

В настоящей работе выполнен дальнейший анализ механизмов спиновой поляризации и циркулярно-поляризованной люминесценции в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ δ (Mn). Для управления зарядовым состоянием атомов Mn в GaAs выполнено легирование слоев GaAs барьера донорными и акцепторными примесями. Рассмотрено три технологических способа введения примеси: легирование буферного слоя атомами Si, дельта-легирование GaAs-барьера атомами углерода и его однородное легирование атомами цинка. Показано, что введение примеси позволяет управлять распределением волновой функции дырок между слоями структуры. Распределение волновой функции дырок связывается с экспериментально измеренными значениями степени циркулярной поляризации люминесцентного излучения образцов.

2. Методика эксперимента

Структуры сформированы комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) в сочетании с импульсным лазерным осаждением (ИЛО) [6–8]. Было

Параметры исследованных структур GaAs/InGaAs/GaAs/ δ (Mn)/GaAs

№ структуры	Легирование буферного слоя	Легирование покровного слоя	$P_{EL}(\max)$ при $B = 100$ мТ и $T = 10$ К	T_c (К)
A	<i>n</i> -GaAs/InGaAs	<i>i</i> -GaAs	-0.027*	40 ± 5
B	<i>n</i> -GaAs/ δ (C)/20 nm GaAs/InGaAs	<i>i</i> -GaAs	0.042	35 ± 5
C	<i>n</i> -GaAs/ δ (C)/3 nm GaAs/InGaAs	<i>i</i> -GaAs	0.080	50 ± 5
D	<i>n</i> -GaAs/InGaAs	<i>p</i> -GaAs	0.025	30 ± 5
IA	<i>i</i> -GaAs/InGaAs	<i>i</i> -GaAs	0.020	40 ± 5

Примечание. * Для структуры A приведено минимальное значение (максимальное по абсолютной величине).

сформировано два типа структур. Первый тип представляет собой эпитаксиальные гетероструктуры светоизлучающих диодов (СИД) для исследований в режиме электролюминесценции. Структуры сформированы на подложках *n*-GaAs. Последовательно выращивались следующие слои: *n*-GaAs буферный слой, квантовая яма (КЯ) InGaAs, нелегированный GaAs (толщиной $d_s = 4$ nm). На следующем этапе при пониженной температуре 400°C были выращены дельта-слой Mn и покровный слой GaAs методом импульсного лазерного осаждения. Содержание Mn в δ -слое составило $\sim 6.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Рост при температуре 400°C сопровождается диффузией атомов Mn в слой GaAs, т. е. уширением профиля легирования. В результате реальная ширина дельта-слоя Mn на половине от максимальной концентрации составляет ~ 3 nm [6–8]. Структура A не содержала дополнительных слоев, легированных акцепторами (за исключением δ (Mn)-слоя). В структурах B, C и D осуществлялось легирование акцепторной примесью. В структурах B и C легирование осуществлялось путем введения дельта-слоя углерода в процессе выращивания буферного слоя GaAs (перед формированием InGaAs квантовой ямы). Расстояние между δ (C)-слоем и КЯ составило 20 nm (структура B) и 3 nm (структура C). Слоевая концентрация атомов в дельта-(C)-слое составила $2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Также формировались структуры с легированием покровного слоя GaAs атомами Zn (структуры D). В этом случае покровный слой GaAs формировался распылением мишени GaAs : Zn. Оценочная концентрация акцепторов в покровном слое составила $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Второй тип представляет структура, не содержащая легированных донорной примесью слоев. Удаление легирования донорами из технологического процесса выполнялось с целью изменения изгиба зон в приповерхностных слоях образца. Указанная структура (структура IA) была сформирована на подложке *i*-GaAs. Технология формирования структуры и толщины слоев в точности совпадали с режимами, использованными для структуры A, за исключением того, что буферный слой GaAs в структуре IA специально не легировался. Согласно оценкам, нелегированный слой GaAs имеет фоновую концентрацию дырок, равную $\sim 3\text{--}6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Схемы образцов для исследований представлены на рис. 1, а, параметры структур приведены в таблице.

На образцах для исследования электролюминесценции (ЭЛ) (A–D) были сформированы Au контакты методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Методами фотолитографии и химического травления изготавливали меза-структуры диаметром 500 μm . Контакт к *n*-GaAs подложке формировался искровым вжиганием Sn-фольги. Таким образом формировались светоизлучающие диоды аналогично [6–8]. Для исследований электролюминесценции на образцы подавалось прямое смещение (на Au-контакт подавался положительный потенциал по отношению к потенциалу подложки). Возбуждаемое ЭЛ излучение регистрировалось со стороны подложки (рис. 1, а). На структуре IA выполнены исследования фотолуминесценции (ФЛ). При исследованиях ФЛ поверхность образца облучалась He–Ne лазером мощностью 16 mW. Возбуждаемое ФЛ излучение регистрировалось со стороны подложки (рис. 1, а).

На сформированных структурах были исследованы магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности структур. Значение степени циркулярной поляризации рассчитывалось по формуле

$$P_{EL, PL} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I_{EL, PL}}, \quad (1)$$

где $P_{EL}(P_{PL})$ — степень циркулярной поляризации электро-(фото)люминесценции, $I_{EL, PL}$ — интенсивность ЭЛ(ФЛ); $I(\sigma^+)$, $I(\sigma^-)$ — интенсивности компонент люминесценции, циркулярно-поляризованных по левому и по правому кругу соответственно. Интенсивности получены интегрированием участка спектра, соответствующего излучательным переходам в InGaAs квантовой яме. Измерения выполнены в диапазоне температур 10–90 К.

Исследования, выполненные ранее [7,9], позволили однозначно показать, что для одной и той же структуры значения степени циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции совпадают в пределах погрешности измерений

$$P_{EL} = P_{PL}. \quad (2)$$

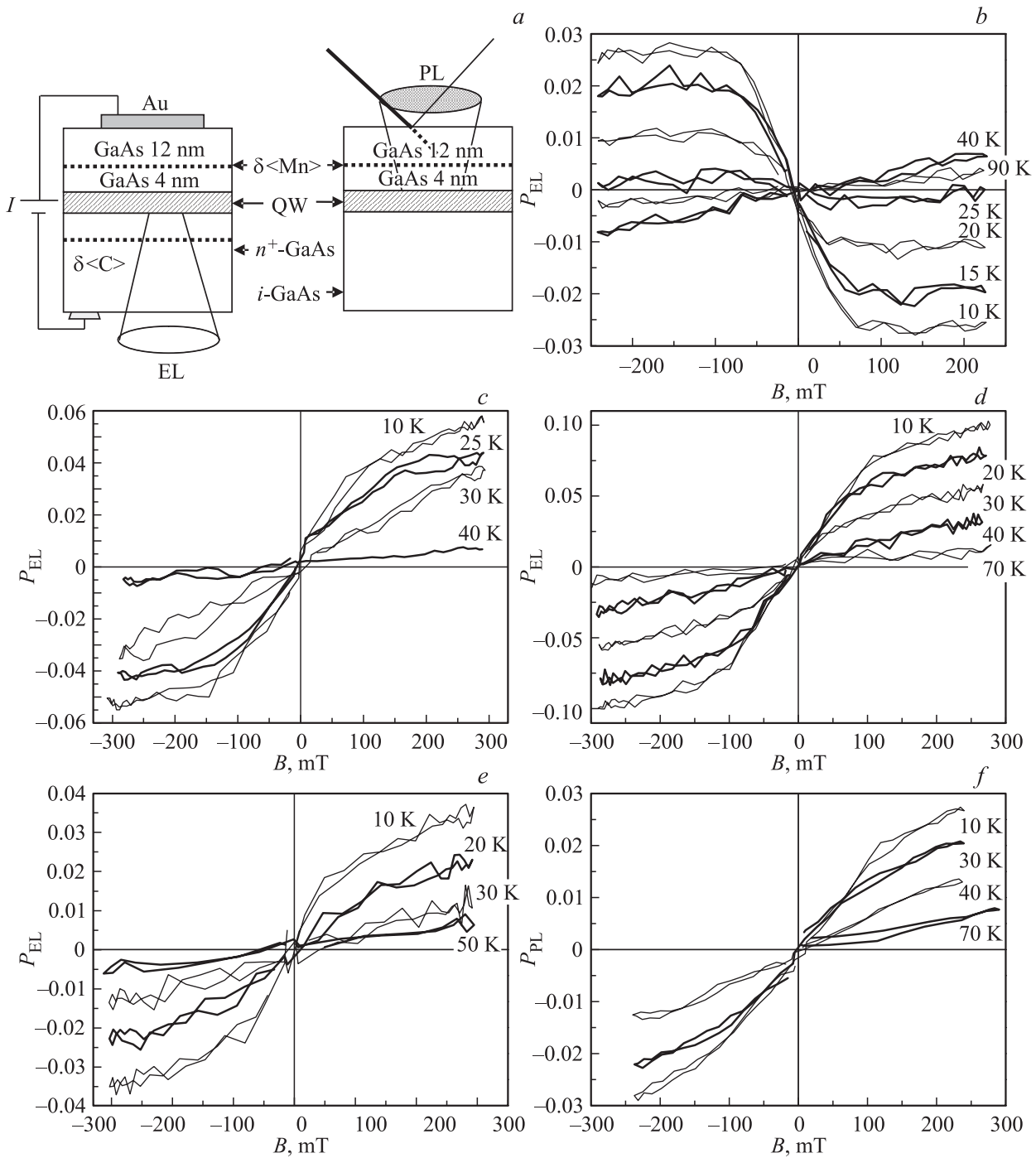


Рис. 1. (a). Схемы исследованных структур: слева — светоизлучающий диод $\delta\langle\text{Mn}\rangle\text{GaAs}/\text{InGaAs}$, сформированный на подложке $n\text{-GaAs}$, справа — структура IA, сформированная на подложке $i\text{-GaAs}$; (b–f) Магнитопольные зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции для структур $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle$, измеренные при токе диода 5 мА (для ЭЛ) или мощности накачки 16 мВт (для ФЛ), в диапазоне температур 10–90 К. (b) — структура А-ЭЛ; (c) — структура В-ЭЛ; (d) — структура С-ЭЛ; (e) — структура D-ЭЛ; (f) — структура I-ФЛ.

Равенство (2) является следствием подобия механизмов циркулярной поляризации для фото- и электролюминесценции. В частности, циркулярная поляризация не связана с инжекцией спин-поляризованных носителей из ферромагнитного слоя, а обусловлена поляризацией по спину носителей в активной области. Равенство (2)

также позволяет выбирать наиболее удобный способ измерения циркулярной поляризации (ФЛ или ЭЛ) для каждой структуры, а результаты измерений могут быть достоверно сопоставлены друг с другом.

Для анализа механизмов спиновой поляризации носителей в квантовой яме было выполнено одномерное

моделирование зонной диаграммы и распределения волновых функций дырок в системе $\delta(\text{Mn})/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы. Моделирование выполнялось с применением расчетной программы 1DPoisson [10]. При задании параметров программы учитывалось диффузионное размытие ионов Mn, а также уменьшение концентрации дырок вследствие эффекта автокомпенсации.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, *b–f* представлены магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции для всех исследованных структур, измеренные в диапазоне температур 10–70 К. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля ($P_{\text{EL,PL}}(B)$) при низкой температуре подобна для всех структур, за исключением существенного различия в знаке $P_{\text{EL,PL}}$. Согласно соотношению (1) положительный знак степени циркулярной поляризации соответствует ситуации, при которой интенсивность поляризованной по левому кругу компоненты превышает интенсивность компоненты, поляризованной по правому кругу (т.е. $I(\sigma^+) > I(\sigma^-)$). Отрицательный знак поляризации соответствует обратной ситуации ($I(\sigma^-) > I(\sigma^+)$).

На рассмотренных зависимостях $P_{\text{EL}}(B)$ наблюдается два участка: участок быстрого изменения P_{EL} в диапазоне магнитных полей 0–0.1 Т (в положительную или отрицательную сторону — рис. 1, *(b)* и *(c–f)* соответственно), и участок „медленного“ увеличения степени поляризации в полях 0.1–0.3 Т. В указанном диапазоне магнитных полей магнитополевая зависимость степени поляризации может быть аппроксимирована линейной функцией, а наклон линейной зависимости практически не различается для разных структур, в том числе и для структур с „отрицательной“ циркулярной поляризацией. Значение P_{EL} с достаточной степенью точности может быть представлено в виде суммы двух слагаемых

$$P_{\text{EL}} = P_{\text{EL}}^{\text{FM}} + P_{\text{EL}}^{\text{Z}}, \quad (3)$$

где $P_{\text{EL}}^{\text{FM}}$ — „ферромагнитное“ слагаемое, обуславливающее знак P_{EL} и быстрое изменение P_{EL} в низком магнитном поле, P_{EL}^{Z} — „парамагнитное“ слагаемое. Значение $P_{\text{EL}}^{\text{FM}}$ существенно зависит от параметров структур. В магнитном поле ~ 100 мТ значение $P_{\text{EL}}^{\text{FM}}$ выходит на насыщение, и дальнейшее изменение степени поляризации с ростом магнитного поля близко к линейному и связано с „парамагнитным“ слагаемым P_{EL}^{Z} , величина которого слабо зависит от технологических параметров структур, а знак всегда положительный.

При увеличении температуры измерений значение степени циркулярной поляризации на участке быстрого роста ($P_{\text{EL}}^{\text{FM}}$) уменьшается по абсолютной величине и при температуре 30–50 К (в зависимости от параметров структур) становится равным нулю. В этой точке и для

более высоких температур на зависимости $P_{\text{EL}}(B)$ имеет место монотонное увеличение степени циркулярной поляризации с ростом магнитного поля, которое может быть описано линейной функцией и которое, по-видимому, соответствует P_{EL}^{Z} (для представленных примеров такая ситуация соответствует наибольшим температурам измерений). Значение температуры $T = 30–50$ К, для которой зависимость $P_{\text{EL}}(B)$ преобразуется в линейную, хорошо согласуется с данными по температуре Кюри ферромагнитного $\delta(\text{Mn})$ -слоя, полученными в [11].

Для структуры с „отрицательной“ поляризацией (А) характер зависимости $P_{\text{EL}}(B, T)$ более сложный: по мере уменьшения по модулю компоненты $P_{\text{EL}}^{\text{FM}}$ эта величина становится сравнимой с P_{EL}^{Z} , которая практически не зависит от температуры ниже точки Кюри. Это проявляется в смене знака суммарного значения P_{EL} в меньших магнитных полях. При температуре 40 К отрицательного значения P_{EL} для структуры А не зарегистрировано, что соответствует ситуации $P_{\text{EL}}^{\text{Z}} > |P_{\text{EL}}^{\text{FM}}|$. Дальнейшее повышение температуры приводит к увеличению степени циркулярной поляризации, максимальное значение P_{EL} зарегистрировано при температуре, соответствующей точке Кюри (50 К), когда отрицательная часть (т.е. P_{EL}^{Z}) обращается в нуль. Таким образом, представленные на рис. 2 магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ и ФЛ позволяют установить знак спиновой поляризации носителей в квантовой яме, а также оценить значение температуры Кюри (как минимальной температуры, при которой зависимость $P_{\text{EL,PL}}(B)$ может быть аппроксимирована линейной функцией [6–9]).

Согласно ранее выполненному анализу, циркулярная поляризация люминесценции исследованных структур связывается со спиновой поляризацией дырок в квантовой яме, которая, в свою очередь, обусловлена обменным взаимодействием с ионами Mn в близкорасположенном ферромагнитном слое. Вид гамильтониана обменного взаимодействия дырок и ионов Mn обсуждался в [8,12,13], общее выражение может быть записано как

$$\hat{H}_{h-\text{Mn}} = N_0\beta \sum \int (\mathbf{jS}_n)|\psi(\mathbf{r})|^2\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)d^3r, \quad (4)$$

где $N_0\beta$ — параметр обменного взаимодействия, \mathbf{S}_n — спиновый оператор иона Mn в позиции \mathbf{R}_n , \mathbf{j} — угловой момент дырки, а ψ, r — волновая функция и координата дырок, локализованных в квантовой яме.

Согласно [7], знак спиновой поляризации дырок в исследованной системе определяется константой $N_0\beta$. Наблюдаемое в эксперименте изменение знака циркулярной поляризации (и соответствующее изменение знака P_{EL}) при варьировании параметров структур (рис. 1) объясняется изменением знака $N_0\beta$. Возможность варьирования константы обменного взаимодействия в структурах (Ga, Mn)As была продемонстрирована в работе [12]. В цитированной работе было показано, что знак константы $N_0\beta$ зависит от электронной конфигурации атомов Mn. Согласно [12], положительный знак $N_0\beta$

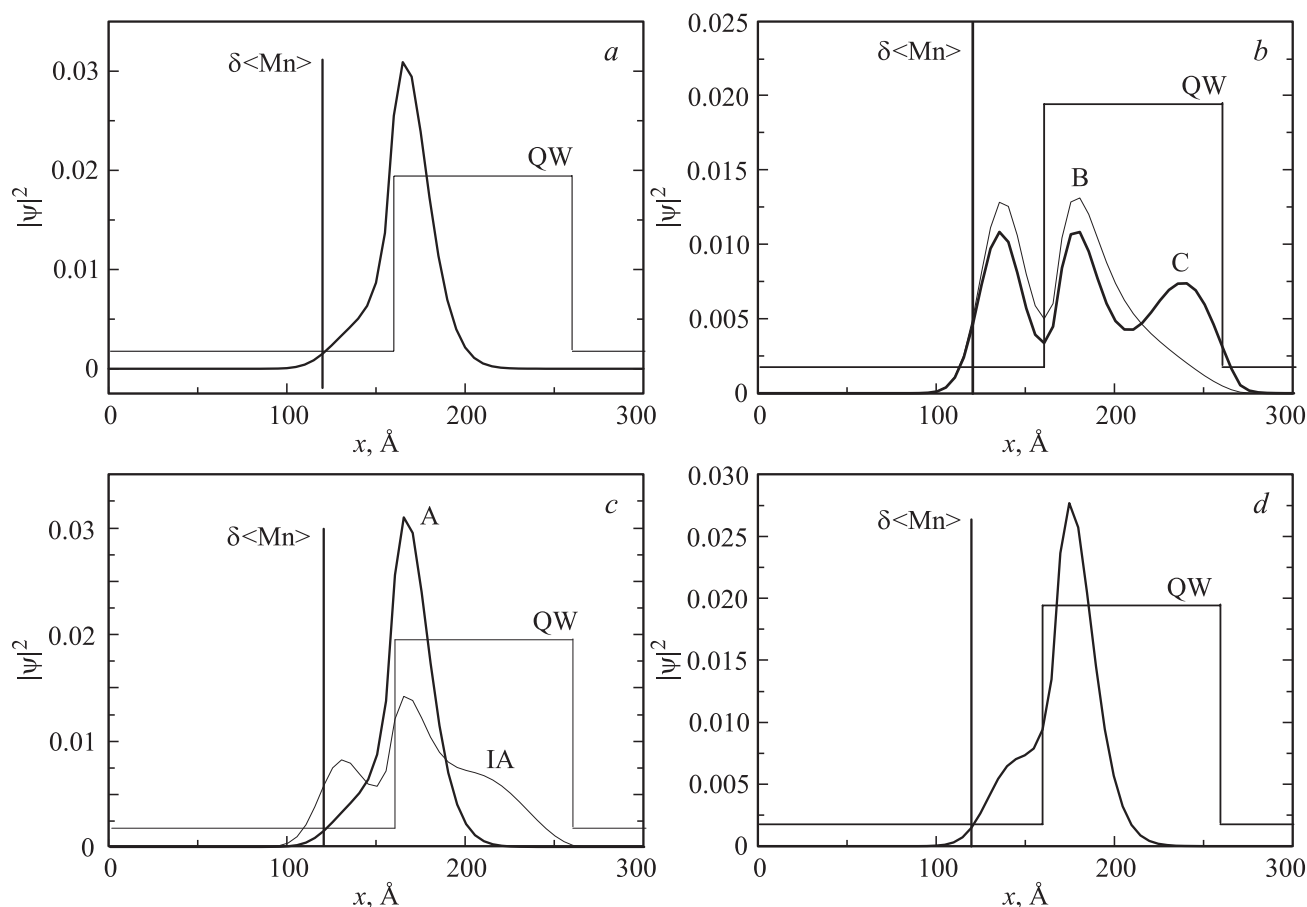


Рис. 2. Рассчитанное по программе [10] одномерное распределение волновых функций тяжелых дырок для структур InGaAs/GaAs/ δ (Mn) в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы. (a) — структура A светоизлучающего диода, (b) — структура B (кривая B) и структура C (кривая C) с дополнительными δ (C)-легированием, (c) — структура D с легированием покровного слоя атомами Zn, (d) — структура IA без дополнительно легированных слоев. Жирной вертикальной линией на всех графиках обозначено положение дельта-слоя Mn (δ (Mn)), узкими горизонтальными и вертикальными линиями — положение квантовой ямы (QW).

характерен для взаимодействия дырок с нейтральными акцепторами A^0 , отрицательный — для взаимодействия с ионизованными акцепторами A^- . В реальной структуре могут присутствовать примесные атомы Mn как в нейтральном, так и в ионизованном положении. Рассчитанная в экспериментах величина $N_0\beta$ является, как правило, усредненной по большому количеству примесных атомов [12]. Таким образом, изменение знака спиновой поляризации дырок и P_{EL} мы связываем именно с варьированием знака $N_0\beta$. Общепринятой конфигурацией Mn в GaAs является A_0 ($3d^5 +$ дырка), такая конфигурация обеспечивает ферромагнитное упорядочение между ионами Mn и носителями [14–16]. Такая „обычная“ конфигурация, вероятно, обуславливает „положительный“ знак поляризации. Эффект изменения знака поляризации связан с изменением состояния Mn на A^- , что обуславливает антиферромагнитное упорядочение и отрицательный знак P_{EL} . Указанный эффект предсказан в теоретических работах [14–16], мотивированных экспериментальными результатами для объемных слоев (Ga, Mn)As [12].

В исследованных структурах электронная конфигурация атомов Mn в GaAs также, как и пространственное распределение дырок, варьируются от структуры к структуре в зависимости от технологических параметров. Кроме того, концентрация дырок, как правило, на порядок ниже концентрации атомов марганца в положении Ga (Mn_{Ga}) в δ (Mn)-слое [17], следовательно, концентрация ионизованных атомов Mn в области δ -слоя достаточно высока. Для оценки пространственного распределения волновых функций дырок в исследованных структурах были выполнены расчеты зонной диаграммы и энергетических уровней с помощью программы 1DPoisson [10]. Результаты расчетов представлены на рис. 2.

Для структуры A (рис. 2, a) максимум волновой функции дырок смещен в область квантовой ямы, а доля волновой функции и концентрация дырок в области дельта-слоя Mn, согласно расчетам, сравнительно невысока. Вероятно, низкая концентрация дырок не позволяет компенсировать отрицательно заряженные ионы Mn, т.е. наиболее вероятной конфигурацией атомов Mn_{Ga} явля-

ется A^- . Такая конфигурация может быть обусловлена компенсацией акцепторных уровней Mn_{Ga} состояниями Mn_I (атомы Mn в положении междуузлия) или другими дефектами низкотемпературного покровного слоя GaAs [18,19]. Картина, представленная на рис. 2, а, можно поставить в соответствие „отрицательный“ знак степени циркулярной поляризации для структуры А (рис. 1, b), что согласно модели [7] соответствует взаимодействию дырок с ионизованными атомами $Mn(A^-)$.

В структурах с дополнительным легированием акцепторами (В, С и D) волновая функция тяжелых дырок имеет два максимума: в области квантовой ямы и вблизи центра $\delta(Mn)$ -слоя. Доля волновой функции и концентрация дырок в области $\delta(Mn)$ -слоя для указанных структур выше, чем для структуры А, а концентрация ионизованных атомов Mn_{Ga} ниже. Значения P_{EL} для структур В, С и D „положительные“: знак степени циркулярной поляризации $P_{EL} > 0$ при $B > 0$. Это является согласованным результатом: за счет более высокой общей концентрации дырок и смещения волновой функции в сторону дельта-слоя Mn, преимущественной конфигурацией Mn_{Ga} в структурах В, С и D является A_0 ($3d^5$ + дырка), такой конфигурации соответствует именно положительный знак P_{EL} . Отметим, что наибольшее значение степени циркулярной поляризации и температуры Кюри было получено для структуры С, в которой, согласно расчетам, волновая функция дырок имеет наибольшую из всех структур амплитуду в области $\delta(Mn)$ -слоя. Указанный результат является согласованным, т.к. повышение концентрации дырок в области GaAs:Mn увеличивает намагниченность и температуру Кюри [18,19].

Рассмотрим график, полученный для структуры IA (рис. 2, d). Различие между структурой А и IA заключается лишь в легировании буферного слоя и подложки, причем в структуре А буферный слой легирован донорной примесью. Однако использование нелегированного буферного слоя меняет распределение электрических полей в структуре и волновой функции дырок. В результате для структуры IA (в отличие от структуры А) волновая функция дырок также имеет локальный максимум в области дельта-слоя. Полученный результат также хорошо согласуется с результатами измерения степени циркулярной поляризации люминесценции: для структуры IA получена положительная циркулярная поляризация, величина P_{PL} сравнительно невелика.

4. Заключение

Таким образом, установлена взаимосвязь между экспериментально измеренными значениями степени циркулярной поляризации электролюминесценции, температурой Кюри и теоретически рассчитанными распределениями волновых функций дырок в структурах $\delta(Mn)/GaAs/InGaAs$, отличающихся легированием слоев GaAs в приповерхностной области. В структурах, для которых получена наибольшая доля волновой функции дырок в области $\delta(Mn)$ -слоя, показано наибольшее

значение степени циркулярной поляризации люминесценции и температуры Кюри. Для диодной структуры, сформированной на подложке n -GaAs, для которой доля волновой функции дырок в области примесных атомов Mn минимальна, получено отрицательное значение степени циркулярной поляризации электролюминесценции. Полученный результат хорошо согласуется с моделью [7,12], согласно которой знак обменного взаимодействия между дырками в квантовой яме и ионами Mn в дельта-слое зависит от зарядового состояния Mn.

Список литературы

- [1] R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Phys. Rev. B **69**, 161305(R) (2004).
- [2] V.L. Korenev, M. Salewski, I.A. Akimov, V.F. Sapega, L. Langer, I.V. Kalitukha, J. Debus, R.I. Dzhiyev, D.R. Yakovlev, D. Müller, C. Schröder, H. Hövel, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, Yu.G. Kusrayev, M. Bayer. Nature Phys. **12**, 85 (2016).
- [3] V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, V.F. Sapega, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu.A. Danilov, M. Bayer. Nature Commun. **3**, 959 (2012).
- [4] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [5] M. Holub, P. Bhattacharya. J. Phys. D **40**, R179 (2007).
- [6] M.A.G. Balanta, M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa, U.C. Mendes, J.A. Brum, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov. Nature Sci. Rep. **6**, 24537 (2016).
- [7] M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, M.A. Gonzalez Balanta, M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa, U.C. Mendes, J.A. Brum, P.B. Demina, E.I. Malysheva, A.V. Zdoroveishev, A.V. Kudrin. Appl. Phys. Lett. **107**, 4, 028531 (2015).
- [8] С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский. Письма в ЖЭТФ **90**, 10, 730 (2009).
- [9] M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, V.D. Kulakovskii, O.V. Vikhrova, S.V. Zaitsev, B.N. Zvonkov. J. Phys. D **41**, 24 (2008).
- [10] I.-H. Tan, Snider, E.L. Hu. J. Appl. Phys. **68**, 3, 4071 (1990). <http://www.nd.edu/~gsnider/>
- [11] О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин. ПЖТФ **35**, 14, 8 (2009).
- [12] T. Hartmann, S. Ye, P.J. Klar, W. Heimbrod, M. Lampalzer, W. Stolz, T. Kurz, A. Loidl, H.-A. Krug von Nidda, D. Wolverson, J.J. Davies, H. Overhof. Phys. Rev. B **70**, 233201 (2004).
- [13] A.O. Govorov, A.V. Kalameitsev. Phys. Rev. B **71**, 035339 (2005).
- [14] R. Chakarvorty, S. Shen, K.J. Yee, T. Wojtowicz, R. Jakiela, A. Barcz, X. Liu, J.K. Furgyna, M. Dobrowolska. Appl. Phys. Lett. **91**, 171118 (2007).
- [15] K. Ando, H. Saito, K.C. Agarwal, M.C. Debnath, V. Zayets. Phys. Rev. Lett. **100**, 067204 (2008).
- [16] M. Berciu, R. Chakarvorty, Y.Y. Zhou, M.T. Alam, K. Traudt, R. Jakiela, A. Barcz, T. Wojtowicz, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska. Phys. Rev. Lett. **102**, 247202 (2009).
- [17] А.В. Рыков, М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, П.Б. Демина, О.В. Вихрова, А.В. Здорвейцев. ФТП **50**, 1, 3 (2016).
- [18] K.M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, I. Kuryliszyn, X. Liu, Y. Sasaki, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B **65**, 201303 (2002).
- [19] T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kucera, A.H. MacDonald. Rev. Mod. Phys. **78**, 822 (2006).