

УДК 537.622.4:621.318.122

## УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn

© 2024 г. С. В. Зайцев<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

\*E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Изучено влияние электрического напряжения на циркулярную поляризацию излучения в светодиодных структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и отдаленным от нее  $\delta$ -слоем магнитной примеси Mn (спейсер  $d_s = 2 - 5$  нм) в слабом магнитном поле. Ослабление циркулярной поляризации с ростом приложенного напряжения свидетельствует о существенном вкладе стационарного механизма поляризации носителей обменным полем  $\delta$ -Mn-слоя.

DOI: 10.31857/S0367676524020125, EDN: RROJAK

### ВВЕДЕНИЕ

После открытия полупроводниковых ферромагнитных (ФМ) соединений (Ga, Mn)As с температурой Кюри  $T_C \sim 170$  К при оптимальных концентрациях марганца  $x_{Mn} \sim 5-8$  ат.%, предпринималось множество попыток интегрировать их в различные оптоэлектронные устройства [1]. Однако прямое внедрение магнитных ионов Mn в квантовую яму (КЯ) – активную область большинства приборов на основе III–V соединений приводит к гашению фотолюминесценции (ФЛ) при  $x_{Mn} > 0.05$  ат.%, что связано с дефектами, возникающими при низкотемпературном росте легированных атомами Mn слоев (In, Ga)As. Высокотемпературный рост приводит к распаду твердого раствора и появлению ФМ кластеров MnAs или  $Mn_xGa_{1-x}$  [1], что не позволяет равновесно растить слои GaAs: Mn с  $x_{Mn} > 0.1$  ат.%. В работе [2] была предложена гибридная структура ферромагнетик-полупроводник. В настоящее время имеется несколько удачных реализаций подобных ФМ наноструктур на основе GaAs, в которых КЯ отделена от ультратонкого ФМ слоя магнитной примеси марганца ( $\delta$ -Mn-слоя) туннельно-прозрачным узким спейсером GaAs толщиной  $d_s = 2-10$  нм [3–5]. Заметная степень циркулярной поляризации ФЛ  $P_C \sim 10-30\%$  в таких ФМ структурах достигается ниже температуры Кюри  $T_C \sim 35$  К уже в слабом внешнем магнитном поле  $B \sim 0.1$  Тл, а зависимость  $P_C(B)$  повторяет поведение намагниченности ФМ слоя и показывает гистерезис поляризации, тогда как в немагнитных структурах  $P_C < 1\%$  вплоть до  $B = 5$  Тл [5,6]. Долгое время общепринятой являлась модель обменного  $p$ - $d$

взаимодействия дырок в КЯ со спинами магнитной примеси в туннельно-близком ФМ слое [1–4], что должно приводить к существованию равновесной спиновой поляризации носителей в КЯ. Как следствие, циркулярная поляризация ФЛ также поляризована. Однако в экспериментах с импульсным возбуждением [5,6] были получены данные, указывающие на альтернативный, динамический механизм поляризации, при этом  $P_C(t)$  практически линейно нарастает со временем в течение импульса свечения (рис. 1а). В теоретической работе [7] был обоснован механизм развития динамической спиновой поляризации электронов в КЯ вследствие их спин-зависимого захвата на поляризованные донорные состояния междоузельного Mn внутри ФМ  $\delta$ -слоя. Впоследствии в работе [8] было показано, что в структурах с узким спейсером  $d_s \leq 3$  нм одновременно работают оба режима поляризации носителей: (i) динамический спин-зависимый туннельный захват на дефекты в соседнем  $\delta$ -слое Mn и (ii) статический равновесный  $p$ - $d$  обмен дырок с этим же ФМ  $\delta$ -Mn-слоем. Поэтому исследование механизмов и закономерностей спиновой поляризации в ФМ структурах является важным направлением в современной спинтронике.

В настоящей работе исследована возможность управления поляризацией излучения светодиодных структур InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn посредством внешнего электрического напряжения в слабом постоянном магнитном поле. Установлено ослабление величины циркулярной поляризации с ростом приложенного напряжения, что подтверждает существенный вклад стационарного механизма

**Таблица 1.** Параметры исследованных структур.

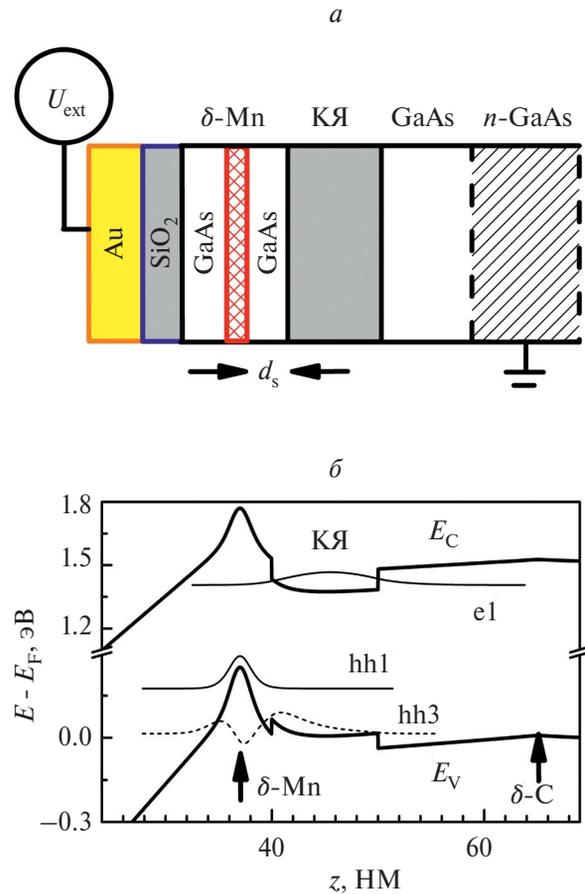
Номер структуры	спейсер $d_s$ , нм	содержание индия в КЯ, $x$	ростовой номер
1	3	0.2	4840
2	2	0.1	5168
3	5	0.1	5169

поляризации носителей вследствие их обменной связи с  $\delta$ -Mn-слоем в структурах с узким спейсером.

### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

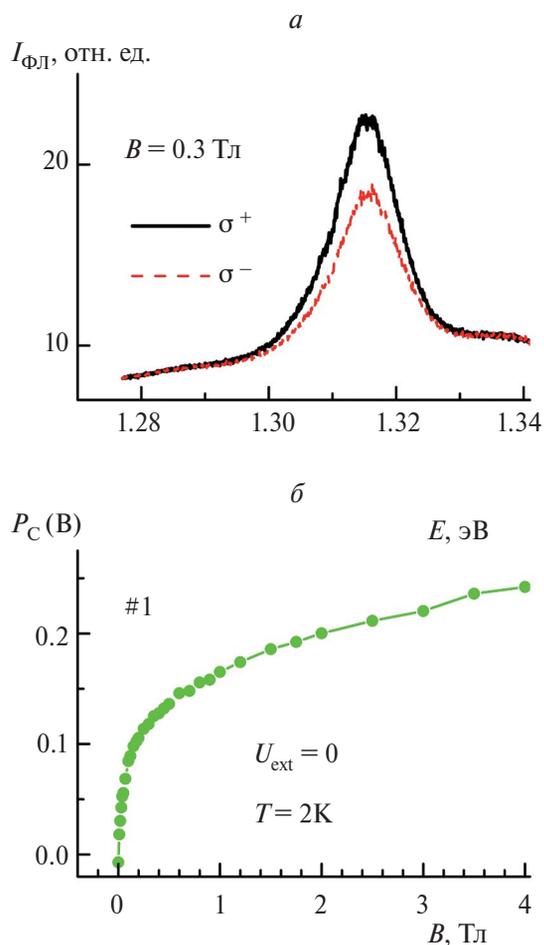
Исследованные светодиодные структуры с КЯ GaAs/InGaAs/GaAs и пространственно-близким  $\delta$ -Mn-слоем были выращены комбинированным методом металлоорганической гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и лазерного распыления [4,8]. Общая схема структуры приведена на рис. 1а. Структуры содержат слой КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.1 - 0.2$ ) толщиной 10 нм и спейсерный слой GaAs  $d_s = 2 - 5$  нм между КЯ и  $\delta$ -Mn-слоем (см. табл. 1). Верхний покровный слой GaAs имел толщину  $\sim 30$  нм. На последнем этапе методом электронно-лучевого осаждения наносились тонкий слой диэлектрика  $\text{SiO}_2$  (толщина  $\sim 1$  нм) и тонкая полупрозрачная пленка золота (толщина  $\sim 20$  нм) для формирования верхнего электрического контакта. Для сравнения была выращена структура #3 с пленкой золота непосредственно на покровном слое GaAs (без слоя  $\text{SiO}_2$ ) для создания контакта Шоттки. К обратной стороне структур формировался базовый омический контакт путем искрового вжигания Sn фольги (для  $n$ -GaAs). Номинальная толщина  $\delta$ -Mn-слоя составляла  $Q_{\text{Mn}} \approx 0.3$  монослоя (МС), что соответствует чрезвычайно высокой поверхностной плотности  $N_{\text{Mn}}$  ионов Mn (в GaAs 1 МС =  $6.3 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$ ). В силу  $\delta$ -легирования акцепторными слоями  $\delta$ -Mn и  $\delta$ -C в таких структурах КЯ содержит 2D-газ с высокой концентрацией дырок  $p \sim 10^{12}$   $\text{см}^{-2}$  при низких температурах  $T \sim 4$  К [16,19]. Структура #1 дополнительно имела нижний  $\delta$ -C-слой ниже КЯ для повышения концентрации дырок. Отметим, что в силу легирования подложки в диодных структурах невозможны транспортные измерения в плоскости и прямое определение концентрации носителей в КЯ.

На полученных структурах исследовались зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ от внешнего электрического напряжения в постоянном слабом магнитном поле. Постоянное электрическое напряжение прикладывалось между пленкой золота (верхний контакт) и легированной подложкой (рис. 1). Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности структур (геометрия Фарадея). ФЛ возбуждалась диодным лазером



**Рис. 1.** Схема диодной структуры  $n$ -GaAs/InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn/GaAs (а). Пример расчета зонной схемы структуры #1 с КЯ и отделенным от нее акцепторным  $\delta$ -Mn-слоем высокой плотности (б) (детали см. в работе [11]).

мощностью  $P_L = 40$  мВт (длина волны  $\lambda_L = 640$  нм) со стороны полупрозрачной пленки Au, а регистрировалась со стороны подложки с помощью CCD-камеры на монохроматоре со спектральным разрешением  $\sim 0.05$  мэВ. Для возбуждения всегда использовался линейно-поляризованный лазер для исключения эффектов оптической ориентации. Сфокусированное на образце лазерное пятно имело диаметр  $\sim 100$  мкм. Циркулярно-поляризованные ФЛ исследовались стандартным образом с использованием линейного поляризатора и четвертьволновой пластинки. Степень циркулярной поляризации определялась как  $P_C(B) = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$ , где  $I_+$  ( $I_-$ ) – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путем интегрирования части спектра, соответствующей оптическому переходу в КЯ. Измерения циркулярной поляризации ФЛ были выполнены в криостате со сверхпроводящим соленоидом в жидкого гелии под откачкой в слабом магнитном поле  $B = 0.3$  Тл при температуре  $T \approx 2$  К.



**Рис. 2.** Циркулярно-поляризованные спектры ФЛ структуры #1 при  $B = 0.3$  Тл и внешнем электрическом напряжении  $U_{\text{ext}} = 0$ ,  $T = 2$  К (а). Зависимость степени циркулярной поляризации  $P_C(U_{\text{ext}})$  для линии КЯ структуры #1 при  $U_{\text{ext}} = 0$  и  $T = 2$  К (б).

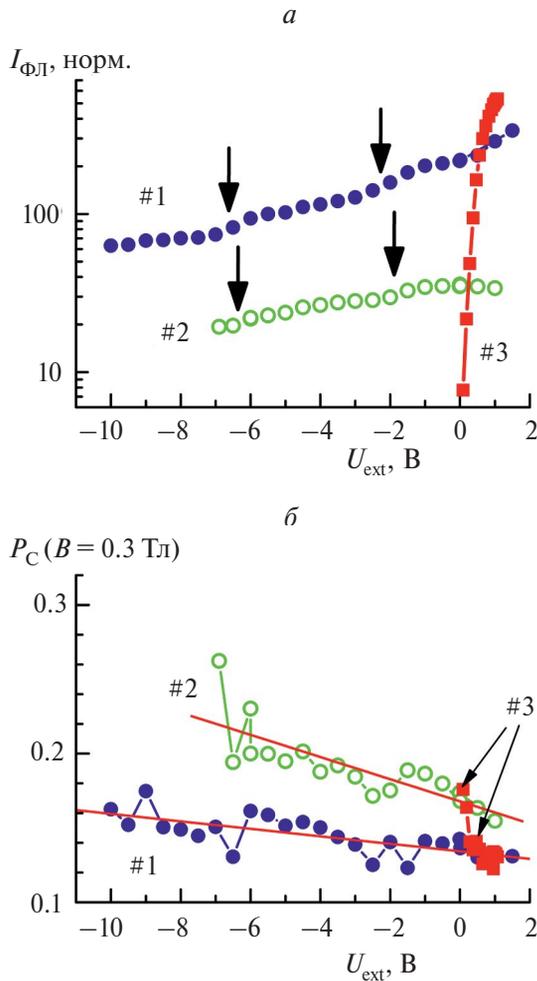
## ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2а показана низкоэнергетическая часть спектра ФЛ (ниже межзонных переходов в барьере GaAs) при низкой температуре  $T = 2$  К для структуры #1 (спейсер  $d_s = 3$  нм). Линия КЯ отвечает излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов, релаксировавших в КЯ, и дырок, находящихся в КЯ в силу  $\delta$ -легирования акцепторными слоями  $\delta$ -Mn и  $\delta$ -C. Полуширина линий ФЛ более 10 мэВ, что свидетельствует о высокой степени беспорядка в КЯ, присущей структурам, выращенным методом газофазной эпитаксии. Во внешнем магнитном поле линия КЯ изучаемых структур с ФМ  $\delta$ -Mn-слоем частично поляризована (рис. 2а).

Магнитолевые зависимости степени циркулярной поляризации  $P_C(B)$  оптического перехода в КЯ имеют два характерных участка (рис. 2б): уча-

сток быстрого роста в малых полях  $B = 0 - 0.2$  Тл и участок значительно более медленного изменения в высоких полях  $B > 0.3$  Тл. Такая зависимость характерна для структур GaAs/ $\delta$ -Mn с осью легкого намагничивания ФМ  $\delta$ -Mn-слоя в плоскости КЯ, а поле  $B_0 \sim 0.3$  Тл соответствует полному выходу намагниченности  $\delta$ -слоя из плоскости и повороту ее в нормальное положение [1,3,4]. Значение  $P_C(B_0) \sim 5-30\%$  в структурах с  $\delta$ -слоем Mn существенно выше, чем в контрольных немагнитных структурах, в которых  $P_C(B) < 1\%$  вплоть до  $B = 5$  Тл [3,4]. На начальном этапе исследований считалось, что сильная циркулярная поляризация оптического перехода в этих структурах обусловлена спиновой поляризацией дырок в КЯ, возникающей в результате их обменного  $p$ - $d$  взаимодействия с ионами Mn в  $\delta$ -слое. Эффективность такого обменного взаимодействия определяется перекрытием волновых функций, концентрацией дырок и атомов Mn в  $\delta$ -слое [3-5]. Зависимость  $P_C(B_0)$  от ширины спейсера  $d_s$  была также детально изучена в работе [9]. Как и следовало ожидать для туннельной связи дырок из КЯ с близким ФМ  $\delta$ -слоем Mn, увеличение  $d_s$  ведет к быстрому падению  $P_C(B_0)$ . С другой стороны, уменьшение спейсера до  $d_s = 2 - 3$  нм приводит к сильному подавлению интенсивности ФЛ, что связано с диффузионным проникновением атомов Mn в КЯ при росте, поэтому в таких структурах для эффективного возбуждения ФЛ приходится использовать импульсные лазеры. В этих экспериментах с импульсным возбуждением [5,6] были получены данные, указывающие на альтернативный, динамический механизм поляризации, когда поляризация  $P_C(t)$  нарастает практически линейно со временем в течение импульса свечения КЯ, стартуя с  $P_C(t = 0) = 0$ . Фактически, наблюдение в эксперименте  $P_C(t = 0) \approx 0$  в начальный момент после лазерного импульса свидетельствует о том, что резидентные дырки в КЯ в фоновом режиме деполаризованы, что противоречит стационарной модели спиновой поляризации носителей в КЯ посредством обменного взаимодействия с ионами Mn в  $\delta$ -слое. Теоретически динамический механизм спиновой поляризации носителей в КЯ как следствие спин-зависимого туннельного ухода фотовозбужденных электронов из КЯ и их рекомбинации на поляризованных примесных донорных состояниях междоузельного Mn<sub>1</sub> в ФМ слое был рассмотрен и обоснован в работе [7]. В то же время оказалось, что при определенном наборе параметров структуры можно наблюдать одновременное проявление статического и динамического механизма поляризации в структурах с узким спейсером  $d_s = 3$  нм [8].

Поскольку внешнее электрическое напряжение непосредственно влияет на интенсивность и поляризацию ФЛ, изменяя перекрытия волновых функций электронов и дырок в КЯ [10], было исследовано влияние электрического напряжения на



**Рис. 3.** Зависимости интенсивности ФЛ от внешнего электрического напряжения  $U_{\text{ext}}$  для всех структур при  $T = 2$  К и  $B = 0.3$  Тл (а). Стрелками отмечены особенности (см. текст). Зависимости степени циркулярной поляризации  $P_C(U_{\text{ext}})$  для линии КЯ в поле  $B = 0.3$  Тл (б). Прямые линии для структур #1 и #2 – результаты линейной аппроксимации.

эти параметры излучения в структурах  $\delta$ -Mn-слоем. На рис. 3 показаны зависимости интенсивности ФЛ  $I_{\text{ФЛ}}(U_{\text{ext}})$  и степени циркулярной поляризации  $P_C(U_{\text{ext}})$  от внешнего электрического напряжения  $U_{\text{ext}}$  для линии КЯ в поле  $B = 0.3$  Тл. Из рис. 3а видно, что интенсивность  $I_{\text{ФЛ}}(U_{\text{ext}})$  во всех структурах монотонно растет с ростом  $U_{\text{ext}}$ , при этом наиболее сильный рост происходит в структуре #3 с контактом Шоттки. Зависимости поляризации от  $U_{\text{ext}}$  в целом демонстрируют также монотонное поведение – падение  $P_C(U_{\text{ext}})$  с ростом  $U_{\text{ext}}$  (линейная аппроксимация на рис. 3б). Например, в структуре #2 поляризация падает от  $P_C \sim 0.25$  до  $0.16$  при изменении  $U_{\text{ext}}$  от  $-7$  до  $+1.5$  вольт. При  $U_{\text{ext}} > 1.5$  в этих структурах происходит инжекция дырок и возникает электролюминесценция [9]. Электрическое напряжение при измерениях ограничивалось так,

чтобы протекающий ток не превышал значения 30 мА во избежание пережигания диода.

Переходя к обсуждению полученных результатов, необходимо обратиться к зонной схеме структуры с положительно заряженным акцепторным  $\delta$ -Mn-слоем (рис. 1б). Детали расчета зонной схемы таких структур см. в работе [11]. Из рисунка видно, что наличие  $\delta$ -слоя высокой плотности ( $N_{\text{Mn}} \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) приводит к сильному перекоосу зон вблизи КЯ так, что две первые волновые функции дырок ( $hh1$  и  $hh2$ ) локализованы полностью в  $\delta$ -слое. В КЯ локализован только последний заполненный уровень дырок  $hh3$  с концентрацией  $p \sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а его волновая функция существенно сдвинута в сторону  $\delta$ -Mn-слоя. Для фотовозбужденных электронов наоборот, волновая функция  $e1$  сдвинута в противоположную сторону, так что их перекрытие с  $\delta$ -слоем на два порядка слабее [11]. Поскольку разрыв зон для дырок меньше, а их масса значительно больше, для них эффект асимметрии выражен сильнее (рис. 1б). Отметим, что расчеты зонной схемы структур с акцепторным  $\delta$ -Mn-слоем высокой плотности весьма чувствительны к плотности ионов Mn и степени самокомпенсации акцепторных и дефектных донорных состояний Mn в  $\delta$ -слое [11], однако эффект сильной асимметрии зон возле КЯ является их общей чертой. Положительный прирост электрического напряжения  $\Delta U_{\text{ext}} > 0$  приводит к движению вниз обеих зон  $\Delta E_{c,v} = e \times \Delta U_{\text{ext}} < 0$  со стороны верхнего контакта, к симметризации волновых функций электронов и дырок в КЯ и к усилению их взаимного перекрытия, что подтверждает расчет. Следовательно, интенсивность основного перехода в КЯ ( $e1$ - $hh3$ ) должна возрастать, что и наблюдается в эксперименте (рис. 3а).

Поляризация основного перехода в КЯ обусловлена спиновой поляризацией носителей в КЯ и в модели стационарного механизма обменного  $p$ - $d$  взаимодействия определяется перекрытием волновых функций дырок со спинами магнитной примеси в ФМ  $\delta$ -слое, которое ослабляется при  $\Delta U_{\text{ext}} > 0$ . В эксперименте поляризация  $P_C(U_{\text{ext}})$  с ростом  $U_{\text{ext}}$  падает (рис. 3б), что свидетельствует о значительном вкладе этого механизма поляризации дырок в обменном поле близлежащего  $\delta$ -Mn-слоя. Что касается альтернативного динамического механизма поляризации [7], то получаемое в расчете усиление перекрытия волновых функций электронов с  $\delta$ -Mn-слоем при  $\Delta U_{\text{ext}} > 0$  в эксперименте не приводит к ожидаемому в этой модели росту  $P_C(U_{\text{ext}})$ . Это указывает на слабость данного механизма поляризации, обусловленного спин-зависимым уходом фотовозбужденных электронов из КЯ на поляризованные донорные состояния междоузельного Mn в ФМ  $\delta$ -слое. Таким образом, знак изменения поляризации при  $\Delta U_{\text{ext}} > 0$  позволяет определить доминирующий механизм поляризации

ФЛ в светодиодных структурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn с узким спейсером  $d_s = 2-5$  нм.

Интересно, что наиболее сильное изменение  $P_C(U_{\text{ext}})$  происходит также в структуре #3 при низком напряжении  $U_{\text{ext}} \rightarrow 0$  (рис. 3б). В этой структуре при  $U \leq 0.19$  В поляризация значительно больше, чем при  $U > 0.25$  В, однако низкий уровень сигнала ФЛ и сложности вычитания фона приводят к большой ошибке для  $P_C (\geq 50\%)$ , что указывает на необходимость более тщательных измерений в этом диапазоне. По-видимому, разница в поведении  $P_C(U_{\text{ext}})$  в структурах с диэлектрическим барьером и с контактом Шоттки связана с разницей зонной схемы двух типов структур и ее изменения под действием электрического напряжения. Отметим, что в зависимостях  $P_C(U_{\text{ext}})$  имеются некоторые особенности (отмечено стрелками на рис. 3), такие, как сильные шумы (при  $U_{\text{ext}} \approx -7$  и  $-2$  В в структуре #1) или отклонение от монотонности, которые коррелируют с замедлением роста интенсивности  $I_0(U_{\text{ext}})$  (при  $U_{\text{ext}} \approx -2$  В в структуре #2). Предположительно, эти особенности связаны с перестройкой уровней энергии дырок в КЯ с ростом  $U_{\text{ext}}$ , что требует реалистичных самосогласованных расчетов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в светодиодных структурах, содержащих ультратонкий ФМ слой марганца ( $\delta$ -Mn-слой) и квантовую яму GaAs/InGaAs/GaAs, исследовано влияние электрического напряжения на циркулярную поляризацию люминесценции КЯ. Найдено, что в структурах с узким спейсером  $d_s \leq 5$  нм циркулярная поляризация излучения в постоянном слабом магнитном поле  $B \sim 0.3$  Тл зависит от внешнего электрического напряжения. Возможность такого управления и знак изменения поляризации в зависимости от напряжения свидетельствуют также о значительном вкладе равновесного

механизма поляризации носителей в обменном поле близлежащего ферромагнитного  $\delta$ -слоя Mn.

Автор благодарит М.В. Дорохина и Б.Н. Звонкова за предоставленные образцы.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dietl T., Ohno H.* // Rev. Mod. Phys. 2014. V. 86. P. 187.
2. *Захарченя Б.П., Корнев В.Л.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 629; *Zakharchenya B.P., Korenev V.L.* // Phys. Usp. 2005. V. 48. P. 603.
3. *Myers R.C., Gossard A.C., Awschalom D.D.* // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. Art. No. 161305(R).
4. *Зайцев С.В., Дорохин М.В., Бричкин А.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 730; *Zaitsev S.V., Dorokhin M.V., Brichkin A.S. et al.* // JETP Lett. 2010. V. 90. P. 658.
5. *Korenev V.L., Akimov I.A., Zaitsev S.V. et al.* // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 959.
6. *Akimov I.A., Korenev V.L., Sapega V.F. et al.* // Phys. Stat. Solidi B. 2014. V. 251. P. 1663.
7. *Rozhansky I.V., Denisov K.S., Averkiev N.S. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. Art. No. 125428.
8. *Зайцев С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 537; *Zaitsev S.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 443.
9. *Zaitsev S.V., Kulakovskii V.D., Dorokhin M.V. et al.* // Physica E. 2009. V. 41. P. 652.
10. *Brum J.A., Bastard G.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. Art. No. 3893.
11. *Зайцев С.В.* // ФНТ. 2012. Т. 38. № 5. С. 513; *Zaitsev S.V.* // Low Temp. Phys. 2012. V. 38. No. 5. P. 399.

## Control of the light polarization in ferromagnetic diode structures InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn

S. V. Zaitsev<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

*\*e-mail: szaitsev@issp.ac.ru*

Electric-field influence on the polarization of the quantum well photoluminescence is studied in the diode structures InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn with narrow GaAs spacer  $d_s = 2-5$  nm at small magnetic field. Weakening of the circular polarization degree with increasing electric-field evidence about significant contribution of the stationary mechanism of the carriers polarization due to their exchange coupling with a nearby ferromagnetic  $\delta$ -Mn-layer.