

05,03

Управление магнитными характеристиками спиновых светодиодов с магнитной системой „дельта-слой Mn—квантовая яма InGaAs/GaAs“ за счет дельта-легирования акцепторной примесью

© М.В. Ведь, М.В. Дорохин, И.Л. Калентьева, П.Б. Дёмина, А.В. Здравейцев, Е.И. Малышева

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: mikhail28ved@gmail.com

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.

В окончательной редакции 6 марта 2025 г.

Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Исследованы магнитные и люминесцентные свойства спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоями Mn и C. Получены зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции от расположения дельта-слоя C относительно квантовой ямы и дельта-слоя Mn. Обнаружено, что при локализации дельта-слоя углерода в области квантовой ямы наблюдается максимальная величина степени циркулярной поляризации, в то время как при локализации дельта-слоя углерода между квантовой ямой и дельта-слоем Mn значение степени поляризации было минимальным. Полученные данные объясняются с точки зрения известных моделей взаимодействия носителей заряда в квантовой яме с близкорасположенным дельта-слоем Mn.

Ключевые слова: спиновые светодиоды, гетеронаноструктуры A³B⁵, спиновая поляризация, дельта-слой Mn, циркулярно-поляризованная электролюминесценция

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61195.33NN-25

1. Введение

Разбавленные магнитные полупроводники A³B⁵, сильно легированные атомами переходных элементов, долгое время рассматривались в качестве перспективной базы для построения приборов на спин-зависимых эффектах [1–4]. Значительное внимание уделялось одному из представителей этого семейства — (Ga,Mn)As, для которого экспериментально продемонстрировано наличие поляризованных по спину дырок при намагничивании структуры [1,4,5]. Спиновая поляризация носителей заряда является необходимым условием для наблюдения спин-зависимых явлений. Более сложной разновидностью разбавленного магнитного полупроводника является гибридная система, содержащая ультра-тонкий слой (Ga,Mn)As (дельта-слой Mn) и квантовую яму (КЯ) InGaAs/GaAs, разделенные тонким (0–12 nm) спейсерным слоем [6–9]. Еще в ранних работах была продемонстрирована перспективность таких систем, обеспечивающих спиновую поляризацию носителей заряда в квантовой яме. Высокое кристаллическое качество квантовых ям, свободных от магнитной примеси, вместе с наличием спин-поляризованных носителей обеспечили регистрацию ряда спин-зависимых явлений, в частности — циркулярно-поляризованную эмиссию [6,8].

В то же время описание физики таких систем сопровождалось дискуссией, часть вопросов которой не была разрешена и по настоящее время. Так, отсутствует полное понимание механизма ферромагнитного упорядочения в дельта-слое Mn (сам факт наличия фер-

ромагнетизма был неоднократно подтвержден [7,8,10]). В работе [11] было показано, что магнитный порядок, вероятнее всего, обусловлен косвенным обменным взаимодействием посредством носителей, локализованных в примесной зоне (Ga,Mn)As.

Кроме того, не ясен механизм влияния ферромагнитного дельта-слоя Mn на спиновую поляризацию носителей в квантовой яме (наличие спиновой поляризации также было однозначно подтверждено). Ряд экспериментальных результатов интерпретируется с точки зрения механизма спин-зависимого захвата электронов [12–14]. Часть результатов объясняется взаимодействием спин-поляризованных дырок с атомами Mn [15–17].

Наконец, в работах [10,11,18] обсуждался вопрос о влиянии носителей заряда, локализованных в квантовой яме, на магнитные свойства дельта-слоя Mn. В работе [11] было однозначно показано, что ферромагнетизм в дельта-Mn реализуется и в отсутствие носителей заряда в квантовой яме. В то же время в [18] обсуждалось возможное влияние носителей заряда, локализованных на небольшом удалении от дельта-слоя, на температуру Кюри T_c .

Последние два вопроса относятся к описанию магнитного взаимодействия в системе (Ga,Mn)As/GaAs/InGaAs, которое реализуется между атомами Mn и носителями заряда в квантовой яме. Полученные в ряде работ противоречивые экспериментальные данные не позволяют построить достоверную модель взаимодействия, а существующие модели ограничиваются лишь общими положениями [17]. В настоящей

работе выполнено экспериментальное исследование взаимосвязи между магнитными свойствами дельта-слоя Mn и концентрацией свободных носителей, локализованных вблизи него. Поскольку предыдущие экспериментальные данные не дают однозначного ответа, какой тип носителей локализован в квантовой яме и ответственен за спиновую поляризацию, в настоящей работе тип носителей задавался специально за счет введения дельта-слоя углерода, который для GaAs является акцепторной примесью. Таким образом, формировался слой свободных дырок, локализованный в потенциальном барьере дельта-слоя углерода. Для оценки влияния этого слоя варьировалось его положение в системе: сформировано три структуры, в которых углерод вводился перед ростом квантовой ямы InGaAs, непосредственно в квантовую яму и между квантовой ямой и дельта-слоем Mn. Исследовалась зависимость магнитных свойств от места локализации дырок. Магнитные свойства оценивались по измерениям циркулярно-поляризованной люминесценции. Ранее было показано, что магнитолевая и температурная зависимость степени циркулярной поляризации излучения квантовой ямы InGaAs позволяет однозначно судить о намагниченности дельта-слоя Mn и проводить оценки температуры Кюри [15,18]. Исследование подтвердило наличие циркулярно-поляризованной люминесценции в сформированных системах. В работе рассмотрена ее зависимость от конфигурации структур.

2. Методика эксперимента

Все исследуемые образцы представляют собой спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs, дельта-слоем углерода δ -C и дельта-слоем Mn δ -Mn. Формирование образцов осуществлялось в несколько этапов. На первом и втором этапах на подложках n^+ -GaAs(100) формировалась полупроводниковая часть структур. Для выращивания полупроводниковой части использовался комбинированный метод, объединяющий газофазную эпитаксию из металлоорганических соединений (МОСГЭ) и импульсное лазерное испарение (ИЛИ) твердотельных мишеней. Особенностью указанного комбинированного метода является возможность осуществлять оба процесса в одном ростовом цикле [19]. Для всех трех исследуемых образцов последовательно выращивались следующие слои: на первом этапе методом МОС-гидридной эпитаксии формировались буферный слой n -GaAs, квантовая яма InGaAs/GaAs и спейсерный слой i -GaAs. Температура подложки при этом составляла 600 °C. Во всех структурах был сформирован дельта-слой углерода. Его положение относительно слоев структур для всех трех образцов различалось: для Образца 1 слой δ -C был сформирован перед ростом квантовой ямы — в буферном слое GaAs на расстоянии 3 nm от КЯ; для Образца 2 слой δ -C формировался непосредственно в центре КЯ, для Образца 3 слой δ -C был сформиро-

ван после роста КЯ — в спейсерном слое GaAs на расстоянии 3 nm выше КЯ. Далее, на втором этапе ростового цикла были последовательно сформированы дельта-слой Mn и тонкий покровный слой i -GaAs. С этой целью температура подложки уменьшалась до 400 °C. Лазерное испарение производилось путем распыления твердотельных мишеней (мишеней металлического Mn и GaAs). Понижение температуры ростового процесса до 400 °C способствует уменьшению диффузии Mn в GaAs и позволяет сформировать дельтаобразный вид распределения примеси, сохраняя при этом структурное совершенство прилегающих к δ -Mn слоев. Ранее в работе [20] было показано, что Mn сосредоточен в тонком слое без существенного диффузионного размытия и сегрегации. Стоит отметить, что для всех исследуемых образцов δ -Mn технологически располагался на расстоянии 7 nm от квантовой ямы.

Использование комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и лазерного испарения мишеней в едином ростовом цикле позволяет обеспечить хорошее кристаллическое качество всей структуры благодаря высокотемпературному буферному слою и существенно снизить диффузию примеси Mn вследствие понижения температуры подложки в процессе ИЛИ.

На третьем этапе технологического процесса производства спиновых светодиодов методом электронно-лучевого испарения в вакууме на поверхность сформированных полупроводниковых структур осаждались металлические контакты на основе Au. Далее с помощью фотолитографии и химического травления была сформирована мезаструктура диаметром 500 μ m. На последнем этапе методом искрового вжигания фольги Sn формировался базовый омический контакт к подложке.

Таким образом, было сформировано три образца спинового светоизлучающего диода, которые отличались локализацией дельта-слоя углерода. Схемы образцов представлены на рис. 1.

Для анализа механизмов взаимодействия магнитных ионов Mn с носителями заряда в квантовой яме были проведены исследования степени циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ).

При введении структуры в магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности структуры, электролюминесценция становится частично циркулярно-поляризованной [7–18]. Испускание структурами циркулярно-поляризованного излучения обусловлено наличием в активной области спин-поляризованных носителей. Для измерения магнитолевой зависимости циркулярной поляризации использовалась стандартная схема, а степень циркулярной поляризации электролюминесценции рассчитывалась по формуле [21]:

$$P_{EL} = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) \times 100\% \quad (1)$$

где P_{EL} — степень циркулярной поляризации электролюминесценции, I_1 и I_2 — интенсивности компонент электролюминесценции, поляризованных по левому и

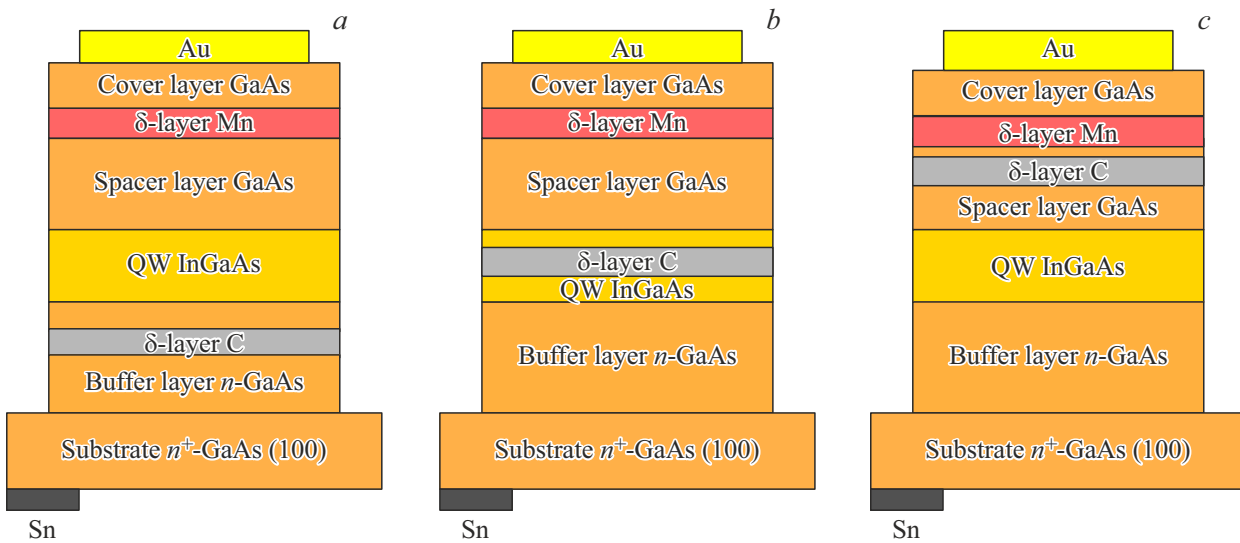


Рис. 1. Схемы исследуемых спиновых светоизлучающих диодов: а) Образец 1, б) Образец 2, в) Образец 3.

правому кругу соответственно. Измерения зависимостей $P_{EL}(H)$ проводились в диапазоне температур 10–50 К с использованием криостата замкнутого цикла. Диапазон магнитных полей составил 0–2500 Ое.

Для структур с квантовой ямой InGaAs значение степени циркулярной поляризации в точности соответствует значению спиновой поляризации носителей в квантовой яме. Спиновая поляризация, в свою очередь, связана с магнитным взаимодействием носителей заряда в квантовой яме и ионов Mn в слое δ -Mn, количественные характеристики спиновой поляризации определяются особенностями такого взаимодействия. Поэтому характеристики циркулярной поляризации предоставляют дополнительную информацию относительно магнитных свойств слоев дельта-Mn. Так, температурная зависимость степени поляризации позволяет оценить значение температуры Кюри ферромагнитного дельта-слоя Mn [18]. В настоящей работе предпринята попытка осуществить „принудительную“ локализацию дырок путем внедрения дельта-слоя углерода в различные области системы относительно квантовой ямы и дельта-слоя Mn. Целью такой манипуляции являлась оценка влияния дырок на магнитное взаимодействие между носителями заряда в квантовой яме и ионами Mn.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры электролюминесценции для Образца 1, измеренные при температурах 10 и 50 К. В спектрах наблюдается один доминирующий пик, который связан с излучательным переходом в квантовой яме InGaAs/GaAs. Стоит отметить, что в диапазоне температур 10–50 К интенсивность электролюминесценции практически не изменилась. Для двух других образцов спектры ЭЛ, а также их температурные зависимости имели ту же форму.

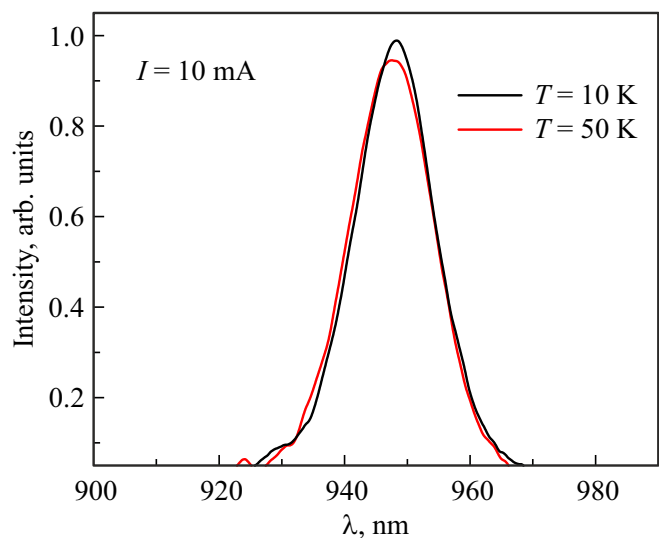


Рис. 2. Спектры электролюминесценции для Образца 1.

На рис. 3 представлены магнитопольные зависимости $P_{EL}(H)$, измеренные для Образца 2 при различных температурах (10–50 К). На зависимостях, измеренных при низких температурах, можно выделить два участка: участок быстрого роста степени поляризации (магнитные поля от 0 до 1000 Ое) и участок медленного изменения степени поляризации с ростом поля (магнитные поля больше 1000 Ое). Участок быстрого роста P_{EL} обусловлен магнитными свойствами δ -Mn и связан с постепенным выходом намагниченности этого слоя на насыщение. Участок медленного роста P_{EL} обусловлен зеемановским расщеплением уровней в квантовой яме InGaAs/GaAs и имеет линейную зависимость от величины магнитного поля. Для оценки магнитного взаимодействия носителей заряда и дельта-слоя Mn необходимо

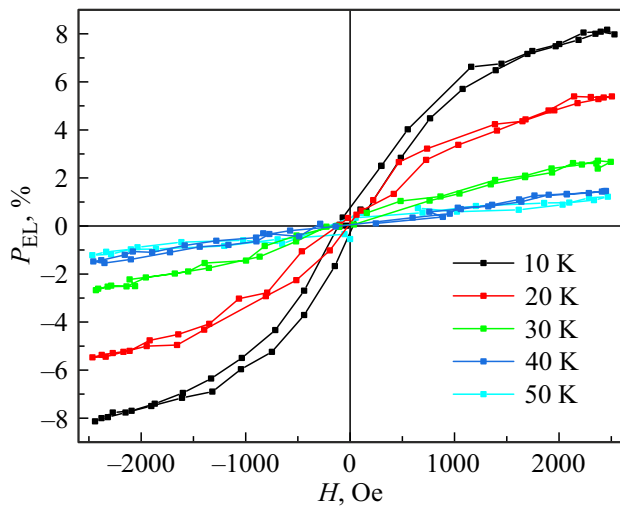


Рис. 3. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации $P_{EL}(H)$ для Образца 2, измеренные в диапазоне температур 10–50 К.

анализировать именно участок быстрого роста степени поляризации.

С ростом температуры измерений величина степени циркулярной поляризации ЭЛ уменьшается. Такая тенденция обусловлена приближением температуры измерений к температуре Кюри слоя δ -Мн. При температурах вблизи 40 К зависимость $P_{EL}(H)$ становится линейной по магнитному полю. Значение температуры, для которой зависимость $P_{EL}(H)$ становится близка к линейной, соответствует точке Кюри слоя δ -Мн. Выше точки Кюри циркулярная поляризация ЭЛ обусловлена только зеемановским расщеплением уровней в квантовой яме.

Для оценки вклада ферромагнитного дельта-слоя Мн из значения степени циркулярной поляризации вычли вклад зеемановского расщепления:

$$P_{EL}^{Mn}(H) = P_{EL}(H) - P_Z(H), \quad (2)$$

где $P_Z(H)$ — значение степени циркулярной поляризации, связанной с зеемановским расщеплением уровней, рассчитанное по наклону линейного участка зависимости $P_{EL}(H)$.

На рис. 4 представлены результирующие магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации P_{EL}^{Mn} всех исследуемых образцов, измеренные при температуре 10 К. Видно, что для всех трех образцов наблюдаются аналогичные нелинейные магнитополевые зависимости $P_{EL}^{Mn}(H)$, при этом величина циркулярной поляризации ЭЛ зависит от локализации носителей заряда относительно дельта-слоя Мн и квантовой ямы. Так, максимальное значение P_{EL}^{Mn} , которое составило 5 % при $H = 2500$ Ое, наблюдается для Образца 2, в котором дельта-слой углерода расположен непосредственно в КЯ.

Для Образца 1, в котором дельта-слой С расположен в буферном слое GaAs на расстоянии 3 nm от КЯ,

$P_{EL}^{Mn} = 4\%$ при $H = 2500$ Ое. Для Образца 3, в котором δ -С расположен в спейсерном слое между слоем δ -Мн и КЯ, степень циркулярной поляризации ЭЛ оказалась минимальной и составила $< 1\%$ при $H = 2500$ Ое.

На рис. 5 представлены температурные зависимости максимальных значений степени циркулярной поляризации $P_{EL}^{Mn(max)}$, полученные при $H = 2500$ Ое для трех исследуемых образцов. Видно, что для Образцов 1 и 2 зависимости $P_{EL}^{Mn}(T)$ имеют аналогичный вид.

В диапазоне температур от 10 до 30 К наблюдается резкое уменьшение степени циркулярной поляризации, при дальнейшем увеличении температуры зависимость становится более полой. Зависимость $P_{EL}^{Mn(max)}(T)$, полученная для Образца 3, отличается от зависимостей для двух других образцов. В этом случае в диапазоне низких температур (10–20 К) значение степени циркулярной

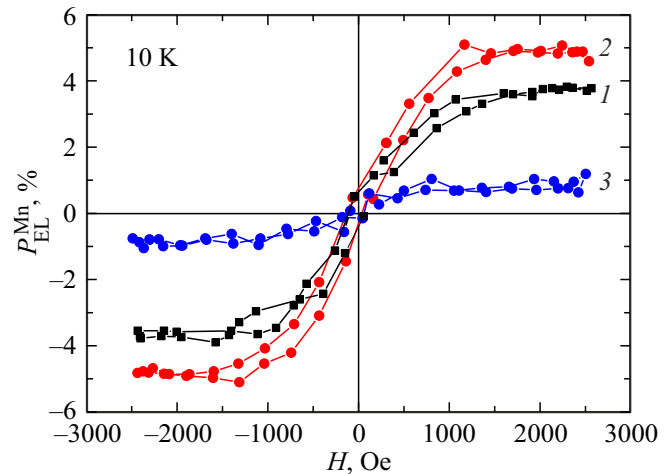


Рис. 4. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации $P_{EL}^{Mn}(H)$ для исследуемых образцов, измеренные при температуре 10 К. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

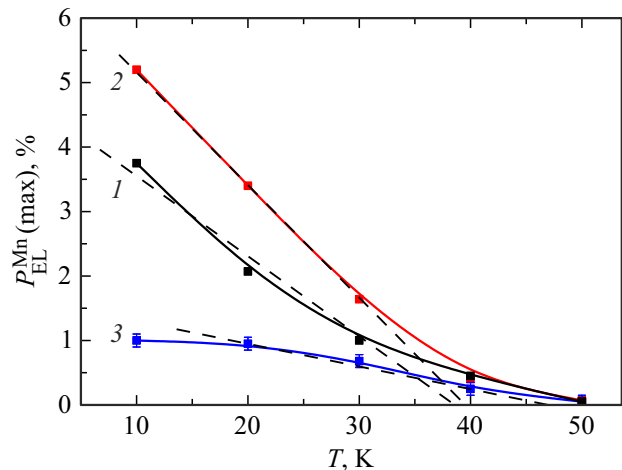


Рис. 5. Температурные зависимости $P_{EL}^{Mn(max)}$ исследуемых образцов. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

Максимальные значения степени циркулярной поляризации и температуры Кюри для исследуемых образцов

Номер образца	$P_{EL(max)}^{Mn}$ при 10 К, %	T_C , К
1	3.8 ± 0.1	37 ± 5
2	5.2 ± 0.1	37 ± 5
3	1 ± 0.1	47 ± 5

поляризации не изменяется, а выше 20 К имеет место уменьшение $P_{EL(max)}^{Mn}$, аналогично предыдущим двум случаям. Плавное уменьшение степени циркулярной поляризации вблизи точки Кюри обусловлено перколяционным характером магнитного упорядочения структур с дельта-слоем Mn. При переходе через порог перколяции часть областей структуры с локально высокой концентрацией Mn может сохранять ферромагнитные свойства (при этом отсутствует взаимодействие между этими областями) [22]. Материал в целом становится парамагнитным, в этом случае для оценки температуры Кюри необходимо проводить экстраполяцию участка резкого спада $P_{EL(max)}^{Mn}$, как показано на рис. 5.

Экстраполяция температурной зависимости степени поляризации в точку $P_{EL(max)}^{Mn} = 0$ позволяет оценить температуру Кюри ферромагнитного δ -слоя Mn в соответствии с процедурой, описанной в [15,16,18]. Полученные значения приведены в таблице. Для Образцов 1 и 2 значение T_C составило ~ 37 К, а для Образца 3 ~ 47 К. Сводная таблица по результатам исследования всех исследуемых образцов приведена в Таблице.

Обсудим результаты исследований циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Согласно известным представлениям и результатам работ [16,18,19], которые получены на аналогичных структурах, дельта-слой углерода в матрице GaAs формирует изгиб зон, который создает потенциальную яму для дырок. Потенциальная яма образуется за счет электрического поля, наведенного отрицательно заряженными ионами углерода в GaAs [23]. Ширина потенциальной ямы определяется концентрацией атомов C. Атомы Mn в GaAs также являются акцепторной примесью, однако, как было показано в работе [23], величина электрического поля ионов Mn значительно ниже, чем ионов углерода, поскольку в дельта-слое Mn доминирует проводимость по примесной зоне и носители заряда локализованы на состояниях Mn [11,23]. Таким образом, введение дельта-слоя углерода привносит в систему дополнительные дырки, которые локализованы вблизи него.

С точки зрения магнитных свойств исследованная система представляет собой гибридный, сочетающий магнитные моменты атомов Mn и магнитные моменты дырок, локализованных в области дельта-слоя углерода. В работах [17,24] была продемонстрирована взаимосвязь между дырками, локализованными в квантовой яме, и близкорасположенным дельта-слоем Mn. Было показано, что спин-поляризованные дырки в КЯ ориентируют

спин ионов Mn в дельта-слое. В свою очередь, спин Mn влияет на спиновую поляризацию дырок в квантовой яме. В соответствии с результатами, изложенными в [11,15,17,23,24], атомы Mn в дельта-слое и близкорасположенные дырки образуют единую магнитную систему, которая реагирует на внешнее магнитное поле взаимосвязано.

Отметим, что даже в отсутствие свободных дырок дельта-слой Mn проявляет магнитные свойства: это было показано в работе [25] для структур с одиночным дельта-Mn и в работе [11] для структур, где концентрация дырок была подавлена искусственно (за счет введения радиационных дефектов). Однако наличие дырок модифицирует магнитные свойства системы, что, по-видимому, связано с взаимодействием дырок и атомов Mn. Электрически возбужденные дырки в условиях низкой плотности тока не оказывают существенного влияния на магнитные свойства системы в силу малой концентрации.

Таким образом, показанные на рис. 1 структуры образцов представляют собой три различные магнитные системы, свойства которых определяются конкретной конфигурацией дырочной волновой функции и положением дельта-Mn. Согласно работе [18], наиболее эффективное взаимодействие дырок с атомами Mn реализуется в том случае, если энергетические уровни дырок совпадают по энергии с уровнями Mn в GaAs. Именно такая ситуация реализуется для дырок, локализованных в области квантовой ямы в Образце 2, для которого зарегистрировано наибольшее значение степени циркулярной поляризации (рис. 3, кривая 2). Смещение дельта-слоя углерода на большее расстояние от дельта-слоя Mn несколько уменьшает степень циркулярной поляризации, однако при этом сохраняется высокое значение PEL , поскольку область локализации дырок вблизи дельта-слоя углерода имеет конечную ширину и включает в себя близкорасположенную квантовую яму. По этой причине магнитные системы на основе Образца 1 и Образца 2 отличаются незначительно, что и определяет близость температурных зависимостей P_{EL} (рис. 5, кривые 1 и 2) и близкие значения степени циркулярной поляризации.

Существенные отличия зарегистрированы для Образца 3, для которого значение P_{EL} существенно ниже, чем в Образцах 1 и 2, а оценочное значение температуры Кюри несколько выше. В указанной системе свободные дырки расположены ближе всего к дельта-слою Mn, а, следовательно, размеры самой магнитной системы (дельта-Mn + дырки) в случае Образца 3 ниже, чем в Образцах 1 и 2. Также на магнитное взаимодействие Mn и дырок оказывает влияние электрическое поле ионов углерода.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что дополнительно вводимые дырки влияют на свойства Mn, что вполне согласуется с ранними работами, посвященными таким системам [26,27]. Следовательно, дельта-слой углерода — это инструмент, позволяющий управлять магнитными свойствами системы и спиновой

поляризацией носителей в активной области структуры (квантовой яме). Механизм магнитного взаимодействия достаточно сложен для описания, и, в соответствии с результатами работы [17], относится к разновидности обменного взаимодействия между состояниями, связанными с примесью Mn, и состояниями дырок в GaAs или области размерного квантования.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние положения дельта-слоя углерода на магнитные свойства и циркулярно-поляризованную электролюминесценцию в гетероструктурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным дельта-слоем Mn. Показано, что магнитные характеристики системы (форма петли гистерезиса, температура Кюри) и степень циркулярной поляризации электролюминесценции зависят от конкретного расположения углерода относительно дельта-Mn и квантовой ямы, что обусловлено формированием гибридной магнитной системы дельта-Mn + дырки, эффективность обменного взаимодействия в которой зависит от конкретной ее конфигурации. С точки зрения практических приложений интерес представляет локализация дельта-слоя углерода в области квантовой ямы, т. к. это обеспечивает повышение степени поляризации и регистрацию замкнутой петли гистерезиса на магнитных характеристиках.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-72-00047).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Dietl. Nat. Mater. **9**, 965 (2010).
- [2] J.K. Furdyna. J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [3] A.V. Kudrin, V.P. Lesnikov, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, O.V. Vikhrova, P.B. Demina, D.A. Pavlov, Yu.V. Usov, V.E. Milin, Yu.M. Kuznetsov, R.N. Kriukov, A.A. Konakov, N.Yu. Tabachkova. Semicond. Sci. Technol. **35**, 12, 125032 (2020).
- [4] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
- [5] H. Lee, S. Lee, S. Choi, S.-K. Bac, S. Lee, X. Li, X. Liu, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. J. Cryst. Growth **477**, 188 (2017).
- [6] M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, V.D. Kulakovskii, O.V. Vikhrova, S.V. Zaitsev, B.N. Zvonkov. J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 24, 245110 (2008).
- [7] O.V. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин. ПЖТФ **35**, 14, 8 (2009).
- [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] И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, П.А. Юнин. Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 1, 26 (2014).
- [10] Б.А. Аронзон, В.А. Кульбачинский, П.В. Гурин, А.Б. Давыдов, В.В. Рыльков, А.Б. Грановский, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, Y. Horikoshi, K. Onomitsu. Письма в ЖЭТФ **85**, 1, 32 (2007).
- [11] A.V. Kudrin, M.V. Dorokhin, A.A. Yakovleva, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, M.V. Ved, M.N. Drozdov. J. Magn. Magn. Mater. **609**, 172463 (2024).
- [12] V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, V.F. Sapega, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu.A. Danilov, M. Bayer. Nature Comm. **3**, 959 (2012).
- [13] I.A. Akimov, V.L. Korenev, V.F. Sapega, L. Langer, S.V. Zaitsev, Y.A. Danilov, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Phys. Status Solidi B **251**, 9, 1663 (2015).
- [14] I.V. Rozhansky, I.V. Kalitukha, G.S. Dimitriev, O.S. Ken, M.V. Dorokhin, B.N. Zvonkov, D.S. Arteev, N.S. Averkiev, V.L. Korenev. Nano Lett. **23**, 9, 3994 (2023).
- [15] 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. Zdoroveichev, A.V. Kudrin. Appl. Phys. Lett. **107**, 4, 028531 (2015).
- [16] Е.И. Малышева, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Здорвейцев, А.В. Рыков, М.В. Ведь, Ю.А. Данилов. ФТТ **59**, 11, 2142 (2017).
- [17] M.V. Dorokhin, M.V. Ved, P.B. Demina, D.V. Khomitsky, K.S. Kabaev, M.A.G. Balanta, F. Iikawa, B.N. Zvonkov, N.V. Dikareva. Phys. Rev. B **104**, 125309 (2021).
- [18] А.В. Рыков, М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, П.Б. Демина, О.В. Вихрова, А.В. Здорвейцев. ФТП **50**, 1, 3 (2016).
- [19] Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников. Оптический журнал **75**, 6, 56 (2008).
- [20] И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, М.В. Дорохин, Д.А. Павлов, И.Н. Антонов, М.Н. Дроздов, Ю.В. Усов. ФТП **51**, 11, 1468 (2017).
- [21] M. Holub, P. Bhattacharya. J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R179 (2007).
- [22] А.И. Дмитриев, А.Д. Таланцев, С.В. Зайцев, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **140**, 1, 158 (2011).
- [23] О.С. Комков, А.В. Кудрин. ФТП **51**, 11, 1473 (2017).
- [24] 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. Sci. Rep. **6**, 24537 (2016).
- [25] А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов. ПЖТФ **36**, 11, 46 (2010).
- [26] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka. Phys. Rev. B **67**, 241308 (2023).
- [27] A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka. Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2025).

Редактор Е.Ю. Флегонтова