

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ НИЖЕГОРОДСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Н.И. ЛОБАЧЕВСКОГО»**

На правах рукописи

Ведь Михаил Владиславович

**СПИНОВЫЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ СО ВСТРОЕННЫМИ
СЛОЯМИ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
(A^3, Mn) B^5 И $A^3B^5:Fe$**

Специальность 2.2.2. - Электронная компонентная база микро- и нанoeлектроники, квантовых устройств

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Дорохин Михаил Владимирович

Нижний Новгород – 2022

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Литературный обзор	13
1.1. Базовые принципы спинтроники.....	13
1.2. Спиновая поляризация в полупроводниках	17
1.2.1. Внесение в магнитное поле.....	17
1.2.2. Облучение циркулярно-поляризованным светом	20
1.2.3. Спиновая инжекция носителей из ферромагнитного материала .	21
1.2.4. Другие способы создания спиновой поляризации	23
1.3. Описание спинового светоизлучающего диода.....	24
1.3.1. Спиновая инжекция из ферромагнитных металлических контактов.....	28
1.3.2. Полуметаллические соединения MnV^5	29
1.3.3. Разбавленные магнитные полупроводники	30
1.4. Разбавленные магнитные полупроводники как материалы для спинового инжектора.....	31
1.4.1. Разбавленные магнитные полупроводники, содержащие атомы Mn.....	31
1.4.2. Разбавленные магнитные полупроводники, содержащие атомы Fe	38
1.5. Методы получения разбавленных магнитных полупроводников	41
1.5.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия	41
1.5.2. Импульсное лазерное осаждение	42
1.5.3. Ионная имплантация и отжиг	43

1.6. Интеграция разбавленных магнитных полупроводников в спиновые светоизлучающие диоды	44
1.7. Выводы к главе 1	48
Глава 2. Развитие технологии формирования спиновых светоизлучающих диодов с использованием метода импульсного лазерного осаждения	49
2.1. Методика выращивания структур спиновых светоизлучающих диодов с ферромагнитным инжектором (Ga,Mn)As	49
2.2. Методика проведения импульсного лазерного отжига структур с ферромагнитным инжектором (Ga,Mn)As	53
2.3. Методика выращивания структур с ферромагнитным инжектором $A^3B^5:Fe$	54
2.4. Изготовление спиновых светоизлучающих диодов	56
2.5. Аттестация структур спиновых светоизлучающих диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника	57
2.5.1. Методы исследования ферромагнитных инжекторов	57
2.5.2. Методы исследования спиновых светоизлучающих диодов	58
Глава 3. Исследование спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As, модифицированных импульсным лазерным отжигом	63
3.1. Схемы образцов для исследования спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As	63
3.2. Модификация поверхности слоёв (Ga,Mn)As в результате импульсного лазерного отжига	65
3.3. Результаты исследования магнитных свойств слоёв разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As	68
3.4. Результаты исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As	71

3.5. Выводы к главе 3.....	77
Глава 4. Исследования спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs с инжектором $A^3B^5:Fe$	78
4.1. Исследование механизмов токопереноса в гетероструктурах (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs.....	78
4.2. Исследование влияния нанесения слоя (In,Fe)Sb методом импульсного лазерного осаждения на люминесцентные свойства спинового светодиода.....	85
4.3. Исследование поляризационных характеристик спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (In,Fe)Sb.....	91
4.4. Исследование поляризационных характеристик спиновых светоизлучающих диодов с инжектором GaAs:Fe.....	99
4.5. Выводы к главе 4.....	105
Заключение	107
Цитируемая литература.....	109
Список основных работ автора, опубликованных по теме исследования ..	125

Введение

Актуальность работы

Одним из актуальных направлений развития современной оптоэлектроники и спинтроники является создание источников циркулярно-поляризованного излучения, позволяющее реализовать новые физические принципы передачи информации посредством использования дополнительной степени свободы - поляризации оптического излучения [1,2,3]. Это необходимо для увеличения пропускной способности существующих волоконно-оптических линий и линий дальней космической связи, а также для передачи дополнительной криптографической информации. Принцип работы источников циркулярно-поляризованного света (так называемых спиновых светоизлучающих диодов) имеет ряд преимуществ над классическим: возможность независимой передачи сигнала по одному и тому же каналу путём модуляции интенсивности и/или степени циркулярной поляризации; совместимость с существующими элементами оптоэлектроники (волноводами, источниками питания, приёмниками) при незначительной модернизации технологического процесса [1,2,3].

Основным элементом спинового светоизлучающего диода (ССИД) является ферромагнитный (ФМ) слой, обеспечивающий управление спиновой поляризацией носителей заряда в полупроводниковых структурах. Излучательная рекомбинация с участием спин-поляризованных носителей обуславливает циркулярно-поляризованную люминесценцию [4]. В большинстве существующих схем [1,3,4,5,6,7] структура спиновых светоизлучающих диодов совпадает с типовой структурой светоизлучающих диодов, отличия заключаются в типе контакта к полупроводниковым слоям излучающей структуры (который выполняется на основе ферромагнитного инжектора) и приповерхностной контактной области. Исключение составляют ССИД, в которых поляризация носителей заряда по спину осуществляется непосредственно в активной области за счёт взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем [8,9].

Изначально ферромагнитные металлы рассматривались как основной материал для использования в структурах со спиновой инжекцией [10,11]. Однако, известные достижения с ФМ металлами не получили должного развития. Основные причины, на наш взгляд, — это необходимость применения сложных и дорогостоящих технологий получения спиновых светоизлучающих диодов с ферромагнитным металлом, а также специфические требования к легированию полупроводниковой структуры для обеспечения наибольшей спиновой инжекции.

Альтернативным видом ферромагнитного слоя для интеграции в спиновые светоизлучающие диоды являются разбавленные магнитные полупроводники (РМП). Эти материалы представляют собой полупроводниковые соединения, легированные атомами переходных элементов. Для получения подобных слоёв могут быть использованы существующие методы полупроводниковой технологии, таким образом, не требуется существенная модификация технологических процессов. По существу, требуется лишь разработать либо оптимизировать нужный способ легирования полупроводников.

Наиболее значимым ограничением для практического использования РМП в приборах спинтроники является низкое значение температуры Кюри. На сегодняшний день, наиболее изученным и развитым является разбавленный магнитный полупроводник $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ [1,3,5]. Повышенный интерес именно к $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ объясняется тем, что он традиционно считался основным и эталонным разбавленным магнитным полупроводником. Технология его получения отработана наибольшим образом, только на нём реализованы приборы полупроводниковой спинтроники, такие как спиновый светоизлучающий диод [12,13] и нелокальный спиновый клапан [14]. Наибольшая температура Кюри, полученная для однородно легированного РМП $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ составляет 190 К [15]. Также стоит отметить работу [16], в которой при дельта-легировании Mn удалось получить ферромагнитные свойства в слоях $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ при температуре 250 К. Тем не менее, работающего при комнатной температуре прибора спинтроники с использованием слоёв разбавленного магнитного полупроводника получено не было.

На сегодняшний день существует две современные мировые тенденции дальнейшего развития технологии разбавленных магнитных полупроводников:

- пост-ростовая обработка (чаще всего речь идёт о различных вариантах отжига). Например, для $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ именно низкотемпературный отжиг позволил получить слои с температурой Кюри равной 190 К;
- синтез новых материалов. В частности, с 2012 года активно изучается возможность использования полупроводниковых материалов A^3B^5 , легированных атомами Fe [17,18]. В 2015 году в работе [19] синтезированы слои $(\text{Ga},\text{Fe})\text{Sb}$, для которых было продемонстрировано наличие ферромагнитных свойств при температуре 300 К. В 2017 году в группе автора работы впервые в мире были сформированы слои $(\text{In},\text{Fe})\text{Sb}$, с температурой Кюри превышающей 300К [20]. В 2020 году стало известно о создании слоёв GaAs, легированных атомами Fe, в которых также наблюдается ферромагнетизм при комнатной температуре [21].

Таким образом, технология разбавленных магнитных полупроводников вышла на новый уровень развития, следующим шагом которого станет построение приборов на их основе, но уже работающих при 300 К. На текущий момент это главная задача физики и технологии РМП. Решение этой задачи не только повысит интерес к тематике разбавленных магнитных полупроводников, но и приблизит практическое применение приборов спинтроники за счёт создания воспроизводимой технологии источников циркулярно-поляризованной электролюминесценции.

В настоящей работе экспериментально реализованы и изучены оба указанных выше подхода, сформированы приборы спинтроники, содержащие слои разбавленных магнитных полупроводников, исследованы их свойства, впервые показана возможность работы таких приборов при комнатной температуре.

Целью работы являлось совершенствование технологии получения спиновых светоизлучающих диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника, за счёт использования пост-ростовых обработок, а также

интеграции новых магнитных материалов РМП в структуру спинового светоизлучающего диода.

Для достижения поставленной цели были определены следующие **задачи работы:**

- Интеграция слоёв разбавленных магнитных полупроводников $(A^3, Mn)B^5$ и $A^3B^5:Fe$ как источников спин-поляризованного тока носителей заряда в структуру спинового светоизлучающего диода;
- Модификация структуры спиновых светоизлучающих диодов с инжектором в виде РМП для повышения рабочей температуры до значения 300 К.
- Исследование механизмов токопереноса в гетеропереходах $(In, Fe)Sb/GaAs$.
- Исследование процессов спиновой инжекции из намагниченного слоя $A^3B^5:Fe$ в $GaAs$ путём измерения циркулярно-поляризованной электролюминесценции сформированных спиновых светоизлучающих диодов.

Научная новизна работы:

1) Впервые сформированы спиновые светоизлучающие диоды с ферромагнитным слоем $(Ga, Mn)As$, полученным методом импульсного лазерного осаждения с последующим пост-ростовым импульсным лазерным отжигом. Показана возможность повышения рабочей температуры ССИД по сравнению с диодами без проведения пост-ростовой обработки. Полученное значение рабочей температуры соответствует таковому для аналогичных диодных структур, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

2) Для слоёв разбавленных магнитных полупроводников A^3B^5 , легированных атомами Fe впервые были сформированы приборные структуры (диоды), использующие эти слои в качестве эмиттера спин-поляризованных носителей заряда.

3) Впервые исследованы механизмы токопереноса в структурах $A^3B^5:Fe/n-GaAs$ и $A^3B^5:Fe/p-GaAs$ ($A^3=In, Ga$; $B^5=As, Sb$). Продемонстрирована спиновая инжекция из намагниченных слоёв A^3B^5 , легированных Fe, в активную область светоизлучающей диодной структуры.

4) Впервые получена циркулярно-поляризованная электролюминесценция в спиновых светодиодах с инжектором в виде разбавленного магнитного полупроводника $A^3B^5:Fe$ при комнатной температуре.

Практическая значимость

1) Разработаны лабораторные образцы светоизлучающих диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника, испускающих частично циркулярно-поляризованный свет, и имеющих рабочую температуру вплоть до 300 К.

2) Изучены диодные свойства в структурах с разбавленным магнитным полупроводником $A^3B^5:Fe$, указаны способы интеграции таких слоёв в оптоэлектронные приборы на основе слоёв n- и p- типа проводимости.

3) Показана возможность применения метода импульсного лазерного отжига для модификации поверхностных слоёв спиновых светодиодов. Установлены режимы, обеспечивающие повышение температуры Кюри $(Ga,Mn)As$, но не оказывающие существенного влияния на активную область спинового светоизлучающего диода.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на международных симпозиумах «Наноп физика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2016-2021 гг.); уральской международной зимней школы по физике полупроводников (Екатеринбург, 2016 г.); международной научно-технической конференции «Квантовая электроника» (Минск, 2017 г.); международных школах и конференциях по оптоэлектронике, фотонике и наноструктурам «SPBOpen» (Санкт-Петербург, 2017-2021 гг.), всероссийских молодёжных конференциях по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2016-2021 гг.); всероссийской молодёжной школе-семинаре «Диагностика наноматериалов и наноструктур» (Рязань, 2013г.); всероссийской научной конференции молодых учёных «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» (Саратов, 2018); международном симпозиуме «The Joint European Magnetic Symposia» (Уппсала, Швеция, 2019 г.);

международных конференциях «International Baltic Conference on Magnetism» (Калининград, 2019, 2021 г.); а также на семинарах физического факультета и НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского. По результатам докладов по теме работы получено 5 дипломов различной степени.

Достоверность результатов в экспериментальной части работы обеспечена использованием взаимодополняющих методов анализа, воспроизводимостью характеристик исследуемых объектов, многократной экспериментальной проверкой результатов измерений, использованием метрологически аттестованного измерительного оборудования. Комплексный подход к изучению спиновых светодиодов с использованием электротранспортных, магнитных, магнитооптических измерений обеспечивает надежность проведенных исследований.

Личный вклад автора

Автором внесён определяющий вклад в получение основных экспериментальных результатов. Исследования фото- и электролюминесценции, а также вольт-амперных характеристик проведены автором самостоятельно. Исследования магнитопольевых зависимостей циркулярной поляризации электролюминесценции проведены автором самостоятельно и совместно с П. Б. Дёминой и Е. И. Малышевой (НИФТИ ННГУ). Постановка ряда экспериментов и обсуждение результатов по импульсному лазерному отжигу проведены совместно с Ю.А. Даниловым (НИФТИ ННГУ). Подбор технологических параметров формирования РМП (A^3, Fe) B^5 происходил совместно с А.В. Кудриным (ННГУ). Выращивание структур проводилось Б. Н. Звонковым и В. П. Лесниковым (НИФТИ ННГУ) при участии автора работы. Исследования структур методом просвечивающей электронной микроскопии выполнены группой зав. каф. ФПЭН ННГУ Д. А. Павлова. Исследования структур методом атомно-силовой микроскопии выполнены Р. Н. Крюковым (ННГУ). Отжиги структур импульсным лазером выполнены А. Е. Парафиным (ИФМ РАН) при участии автора работы.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы. Общий объём диссертации составляет 126 страниц, включая 38 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 157 наименований.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано более 30 научных работ, включая 8 статей, входящих в перечень ВАК.

Положения, выносимые на защиту:

1. Отжиг поверхности структур спинового светоизлучающего диода (Ga,Mn)As/GaAs/InGaAs импульсным наносекундным лазером приводит к увеличению температуры Кюри слоя (Ga,Mn)As и, соответственно, увеличению рабочей температуры спиновых светодиодов с 30 К для исходной структуры до 120 К.

2. Механизмы инжекции основных и неосновных носителей заряда в структурах (In,Fe)Sb/n-GaAs и (In,Fe)Sb/p-GaAs подобны таковым в диодах с барьером Шоттки. В частности, в структурах (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs реализуется инжекция неосновных носителей и генерация электролюминесценции.

3. Нанесение слоя (In,Fe)Sb на поверхность GaAs структур методом импульсного лазерного осаждения не вносит каких-либо дополнительных дефектов в приповерхностную область GaAs, но приводит к образованию заряженных состояний на границе раздела (In,Fe)Sb/GaAs. Нанесение тонкого защитного слоя MgO между ферромагнитным инжектором (In,Fe)Sb и светоизлучающей структурой минимизирует это воздействие.

4. В гетероструктурах (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs и GaAs:Fe/GaAs/InGaAs осуществляется электрическая инжекция спин-поляризованных носителей заряда из намагниченного слоя разбавленного магнитного полупроводника в активную область спинового светоизлучающего диода, что обуславливает генерацию циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Высокие значения температуры Кюри слоёв $A^3B^5:Fe$ (более 300 К) обеспечивают регистрацию циркулярной поляризации при комнатной температуре.

Глава 1. Литературный обзор

1.1. Базовые принципы спинтроники

Спинтроника – это перспективная область науки, объединяющая микроэлектронику, оптоэлектронику и физику магнетизма, в которой для передачи информации, помимо электрического заряда, используется спин [1,2,3]. За счёт такого двойного принципа работы с информацией при использовании устройств спинтроники, выполнение вычислительных операций требует значительно меньшего количества элементов, чем при использовании «традиционных» микросхем. Например, для функции записи и хранения одного бита информации в оперативном запоминающем устройстве используется 8-10 элементов. Та же функция, выполняемая за счёт спин-зависимых эффектов, потребовала бы 3-х элементов с эквивалентными топологическими размерами. Это достигается за счёт появления дополнительных устойчивых состояний системы, неразличимых между собой с электронной точки зрения, но отличающихся по знаку спина носителей заряда. Таким образом, спин даёт дополнительную степень свободы при записи информации, термин «спиновая степень свободы» получил широкое распространение в мировой литературе [22].

В наиболее общем представлении, при воздействии) на элемент (или систему элементов) микроэлектроники, возникает определённая реакция элемента (рисунок 1.1 а). В большинстве случаев воздействием является электрический ток. В качестве примера можно рассмотреть светоизлучающий диод. При протекании электрического тока (воздействие) через светодиод (элемент) возникает электролюминесценция (реакция). Функционирование устройств спинтроники можно представить в виде схемы, изображённой на рисунке 1.1 б. Здесь, в зависимости от возникающей реакции, элементы спинтроники можно разделить на две группы. Первая группа – элементы, у которых в результате воздействия возникает реакция, аналогичная реакции элементов микроэлектроники, но с

модуляцией, обусловленной наличием спин-зависимых эффектов. В качестве примера таких устройств можно вновь привести спиновый светоизлучающий диод. В нём в результате протекания электрического тока (воздействие) так же, как и в случае обычного светодиода, возникает электролюминесценция (реакция), но при приложении внешнего магнитного поля излучение становится циркулярно-поляризованным (модуляция). Здесь спин-поляризованные носители рекомбинируют с неполяризованными носителями в активной области светодиода, в результате чего происходит излучение циркулярно-поляризованной электролюминесценции.

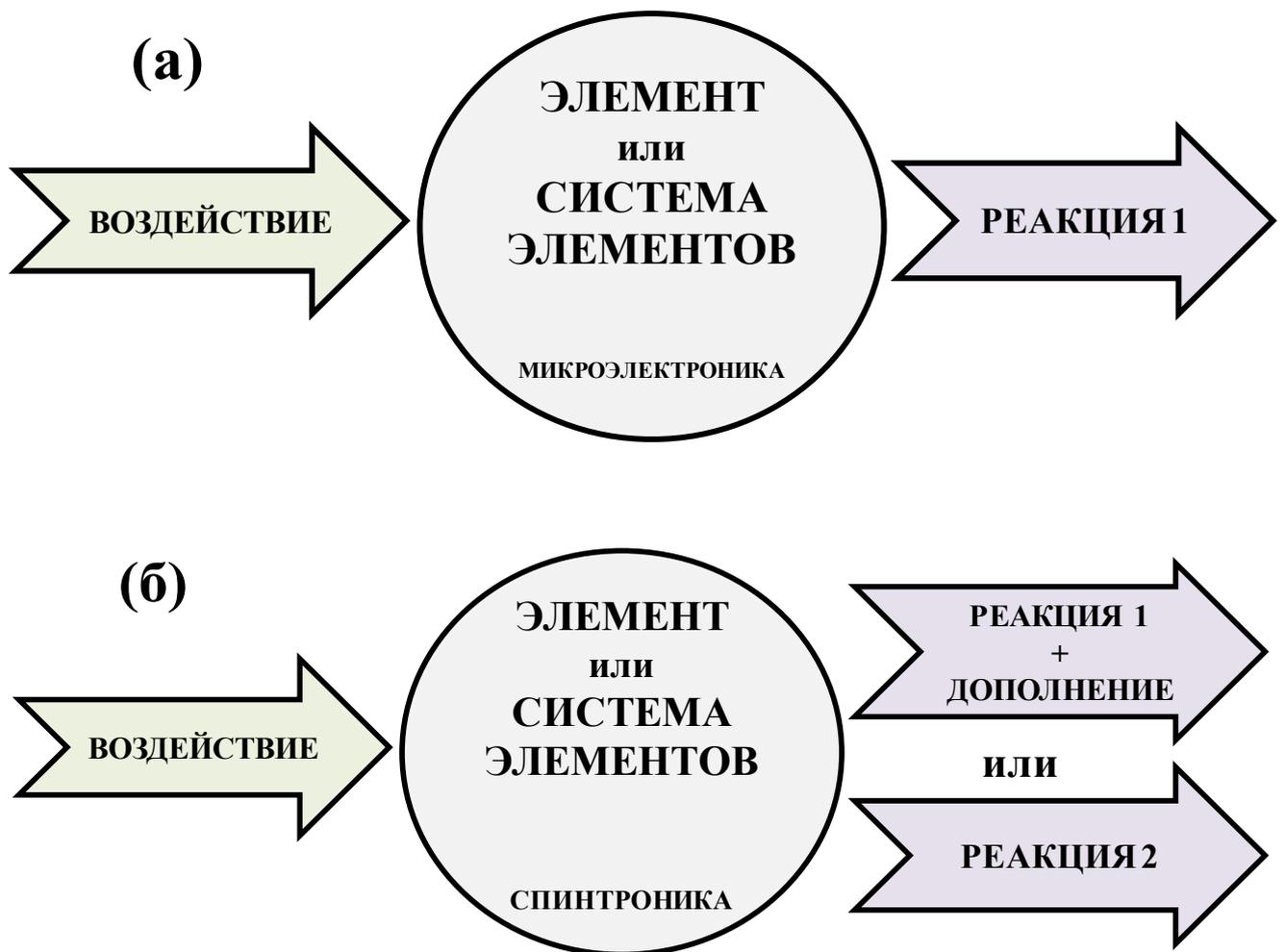


Рисунок 1.1. Схематическое изображение функционирования устройств (а) микроэлектроники и (б) спинтроники.

Во второй группе элементов спинтроники при воздействии возникает новая реакция, основанная только на спин-зависимых эффектах. В частности,

представителем второй группы являются магниторезистивные элементы (например, спиновый клапан). Классический спиновый клапан состоит из двух слоев ферромагнетика, разделенных тонким слоем немагнитного материала. Один из слоёв ферромагнетика является "свободным" – его намагниченность может быть изменена внешним полем относительно малой напряженности. Во втором слое ферромагнетика магнитный момент "закреплён", другими словами, намагниченность данного слоя намного менее чувствительна к изменениям внешнего магнитного поля. Если эти слои намагничены антипараллельно, сопротивление электрическому току в подобной структуре будет высоким вследствие дополнительного вклада спин-зависимого рассеяния ориентированных по спину носителей при переносе в слой с противоположной намагниченностью. Если же намагнитить слои параллельно, сопротивление уменьшится, т.к. при параллельном намагничивании спинов носителей и «свободного» слоя вклад спин-зависимого рассеяния в общее сопротивление существенно снижается [23,24,25,26]. Таким образом, при приложении магнитного поля (воздействие) к спиновому клапану (элемент) будет наблюдаться изменение электрического сопротивления структуры (реакция) в зависимости от взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоёв (эффект магнетосопротивления). Таким образом, в магниторезистивном элементе воздействие принципиальным образом изменяет состояние прибора.

Какой бы ни была реакция элемента спинтроники на внешнее воздействие, его функционирование основано на спин-зависимых эффектах – это эффекты, которые проявляются при наличии в системе ансамбля носителей с определённым значением спина (спин-поляризованных носителей). Для наблюдения подобных эффектов необходимо создать спиновую поляризацию носителей заряда.

Спиновые состояния электронов в твёрдом теле могут быть описаны набором квантовых чисел, которые связаны с моментом количества движения [27,28]. Полный момент количества движения j электрона равен:

$$j=l+s, \quad (1)$$

где l – орбитальный момент, а s – спиновый момент, или спин, под которым подразумевается собственный момент количества движения. В широком смысле под термином «спин» понимается именно квантовое число j , а не собственный момент. С точки зрения создания спиновой поляризации важным параметром является полный магнитный момент, который однозначно связан с полным моментом количества движения:

$$M = \mu_B j, \quad (2)$$

где μ_B – магнетон Бора. Проекция магнитного момента на произвольную ось:

$$M_j = \mu_B m_j, \quad (3)$$

где m_j – магнитное квантовое число, которое принимает значения $-j, -j+1, \dots, j-1, j$. Модуль и проекция магнитного момента являются сохраняющимися величинами. Для полупроводниковых материалов, например GaAs, зона проводимости образована, преимущественно, s-состояниями атомов Ga и As, соответственно, орбитальное квантовое число $l = 0$, модуль полного момента количества движения $j = s = 1/2$, проекции спина электрона на выделенную ось составляют $1/2$ и $-1/2$, так называемые «спин-вверх» и «спин-вниз» состояния [29,30]. Следовательно, электроны проводимости могут иметь спин $\pm 1/2$. Валентная зона GaAs образована p-орбиталями, следовательно, квантовое число $l = 1$, соответственно полный момент количества движения j может принимать значения $1/2$ и $3/2$. Таким образом, валентная зона GaAs состоит из трёх подзон: подзоны тяжёлых (со спином $3/2$ и $-3/2$) и лёгких (со спином $1/2$ и $-1/2$) дырок для $j = 3/2$, и спин-отщеплённой подзоны (со спином $1/2$ и $-1/2$) для $j = 1/2$ [29,30].

Термином «спиновая поляризация» обозначается случай, когда в материале (либо в его отдельных областях) концентрация носителей с одним значением спина выше, чем концентрация носителей со спином противоположного знака, то

есть возникает преимущественная концентрация носителей с определённым значением спина.

1.2. Спиновая поляризация в полупроводниках

Таким образом, для изучения и практического использования спин-зависимых эффектов необходимо создание спиновой поляризации носителей заряда. Существует несколько способов создания спиновой поляризации в материалах.

1.2.1. Внесение в магнитное поле

В силу того, что спин и магнитный момент однозначно связаны, одним из основных способов управления спином является управление магнитным моментом частиц. Это реализуется за счёт внешних, либо внутренних магнитных полей. При внесении материала во внешнее магнитное поле [29,31] магнитный момент носителей заряда ориентируется вдоль поля, энергия подзоны, спин которой сонаправлен с этим полем (подзона с основным спином), уменьшается, а энергия подзоны, спин которой противоположно направлен (подзона с неосновным спином) – увеличивается. В результате концентрация носителей с основным спином увеличивается, а с неосновным – уменьшается [1,3].

В любом веществе, внесённом в магнитное поле, возникает внутренний магнитный момент - намагниченность. Происхождение намагниченности связано с орбитальным и спиновым движением электронов и с взаимодействием электронов друг с другом [32,33,34]. В зависимости от того, как вещества взаимодействуют с магнитным полем, выделяют пять видов магнетизма: диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм.

Намагниченность является одной из основных характеристик любого материала, эта физическая величина представляет собой магнитный момент единицы объёма:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV}, \quad (4)$$

где \vec{m} – магнитный момент, V – объём. Намагниченность является векторной величиной и возрастает по модулю с увеличением напряжённости \vec{H} (или индукции \vec{B}):

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} = \frac{1}{\mu \cdot \mu_0} \cdot \chi \cdot \vec{B}, \quad (5)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, μ – относительная магнитная проницаемость среды, χ – магнитная восприимчивость. Если $\chi < 0$, то вектор \vec{M} антипараллелен вектору \vec{H} . Такие вещества называют диамагнетиками. Диамагнетизм – это фундаментальное свойство всех материалов. Он обусловлен поведением орбитальных электронов при внесении вещества в магнитное поле [32,33,34]. При $\chi > 0$ вектор \vec{M} параллелен вектору \vec{H} . Такие вещества называют парамагнетиками. Парамагнетизм обусловлен наличием атомов с частично заполненной внешней электронной оболочкой. Зависимость намагниченности диамагнетиков и парамагнетиков от напряженности магнитного поля имеет линейный характер. В отсутствие магнитного поля в обоих этих материалах намагниченность равна нулю [32,33,34].

Помимо диа- и парамагнетиков существуют материалы, в которых наблюдается спонтанная намагниченность (т. е. намагниченность не равна нулю даже в отсутствие магнитного поля). Такие вещества называются ферромагнетиками. Для них зависимость $\vec{M}(\vec{H})$ не является линейной, и описывается петлёй гистерезиса. Ферромагнетизм наблюдается у кристаллов девяти химических элементов (3d-металлы – Fe, Co, Ni и 4f-металлы – Gd, Dy, Tb, Ho, Er, Tm), а также у большого числа химических соединений и сплавов [32]. Стоит отметить, что магнитное упорядочение в ферромагнетиках сохраняется до определённой температуры, называемой температурой Кюри. Выше этой

температуры происходит переход в парамагнитное состояние. Ферромагнетизм связан с обменным взаимодействием электронов в незаполненных d- или f-оболочках, которое приводит к выстраиванию атомных магнитных моментов. Выделяют 3 вида обменного взаимодействия: прямое обменное взаимодействие, «суперобменное» взаимодействие (с англ. «superexchange») и косвенное обменное взаимодействие. В первом случае имеет место обменное взаимодействие между электронами соседних магнитных ионов (с недостроенными d- или f-оболочками). Суперобменное взаимодействие осуществляется между магнитными ионами посредством электронов, расположенных на оболочках ближайших немагнитных ионов, находящихся в решётке. Взаимодействие магнитных ионов при косвенном обмене происходит через свободные носители заряда (электроны или дырки).

Помимо ферромагнетиков существуют вещества, обладающие магнитным упорядочением, но в которых магнитные моменты атомов направлены антипараллельно. Если при антипараллельной ориентации магнитных моментов результирующая намагниченность равна нулю, такие вещества называются антиферромагнетиками. Если происходит частичная компенсация магнитных моментов, при которой результирующая намагниченность отлична от нуля, такие вещества называются ферримагнетиками. Магнитное упорядочение в антиферромагнетиках и ферримагнетиках так же, как и в ферромагнетиках, связано с незаполненными d- или f-оболочками. Так же, как и в случае с ферромагнетизмом, существует критическая температура, называемая температурой Нееля, при достижении которой антиферромагнетики и ферримагнетики переходят в парамагнитное состояние.

Развитие ферромагнитных материалов является важной задачей, поскольку такие вещества позволяют создать **равновесную** спиновую поляризацию носителей заряда за счёт остаточной намагниченности. Это делает ферромагнитные, антиферромагнитные и ферримагнитные материалы чрезвычайно важными для применения в приборах спинтроники [1,10,22,35,36,37].

Подчеркнём ещё раз, что количество ферромагнитных материалов очень ограничено, а основу технологии микроэлектроники составляют пара- или диамагнетики. В частности, к неферромагнитным относятся основные материалы микроэлектроники – кремний и арсенид галлия. При этом, для эффективной интеграции спин-зависимых явлений в существующую электронику необходимо создание спиновой поляризации носителей заряда именно в полупроводниковых материалах. В Si и GaAs тепловые колебания кристаллической решётки приводят к разориентации спинов, поэтому для создания детектируемой спиновой поляризации носителей при внесении указанных материалов во внешнее магнитное поле требуются низкие температуры ($\sim 2\text{K}$) и большие магнитные поля (несколько тесла) [1,3]. В практических применениях подобные условия нереализуемы, поэтому использование внешнего магнитного поля в полупроводниковой микроэлектронике является технически сложной задачей.

Таким образом, задача построения приборов на спин-зависимых эффектах на основе основных материалов полупроводниковой микроэлектроники не может быть решена с помощью включения внешнего магнитного поля.

1.2.2. Облучение циркулярно-поляризованным светом

Вторым способом создания спиновой поляризации в полупроводниках является их облучение циркулярно-поляризованным светом [1,3,27,38]. В результате поглощения циркулярно-поляризованного света полупроводником в нём генерируются носители заряда, в которых проекция спина на направление распространения света составляет $\pm 1/2$ для лёгких дырок, $\mp 3/2$ для тяжёлых дырок и $\pm 1/2$ для электронов. Знак спина (+ или -) зависит от спина фотона, который передаётся возбуждаемой им электрон-дырочной паре. Проекция спина фотона на направление распространения излучения может принимать значения +1

для левой поляризации и -1 для правой поляризации, и, в соответствии с законом сохранения момента количества движения, в полупроводнике возможны только определённые переходы. При этом если энергия излучения, поглощаемая полупроводником, превышает ширину запрещённой зоны, но меньше энергии, необходимой для генерации носителей из подзоны спин-отщеплённых дырок, вклад в поглощение будут давать только лёгкие и тяжёлые дырки. Таким образом, при облучении циркулярно-поляризованным светом в полупроводнике генерируются носители со неравновесной спиновой поляризацией. Более подробно детали оптической ориентации при облучении циркулярно-поляризованным светом приведены в [5,27,39]. Основным преимуществом данного способа является возможность создания спин-поляризованных носителей в неферромагнитных материалах без приложения внешнего магнитного поля [38].

1.2.3. Спиновая инжекция носителей из ферромагнитного материала

Наиболее перспективным способом создания неравновесной спиновой поляризации в неферромагнитных полупроводниках, с точки зрения практических применений, является спиновая инжекция носителей из намагниченного ферромагнитного материала. Данный способ не требует приложения сильных магнитных полей (в перспективе возможно полное отсутствие внешнего магнитного поля при наличии остаточной намагниченности в ферромагнетике). Впервые принципиальная возможность инжекции поляризованных по спину носителей из ферромагнетика в неферромагнитный материал была рассмотрена в работе [40]. Наиболее наглядной демонстрацией явления спиновой инжекции представляется рассмотрение инжекции из ферромагнетика в парамагнитный материал, выполненное в работе [41]. При намагничивании идеального ферромагнитного металла подзона электронов с неосновным спином смещается ниже уровня Ферми, и состояния в ней становятся полностью заполненными.

Таким образом, в протекании тока могут участвовать только свободные носители с основным спином, подзона которых смещается вверх, и уровень Ферми оказывается в области разрешённых энергий (рисунок 1.2 а) [41]. В реальных ферромагнитных материалах носители с неосновным спином также могут вносить вклад в протекание тока (рисунок 1.2 б). Но даже в этом случае большую часть тока обеспечивают носители с основным спином. При приложении электрического смещения спин-поляризованные носители из ферромагнетика могут инжектироваться в немагнитный металл (рисунок 1.2 в).

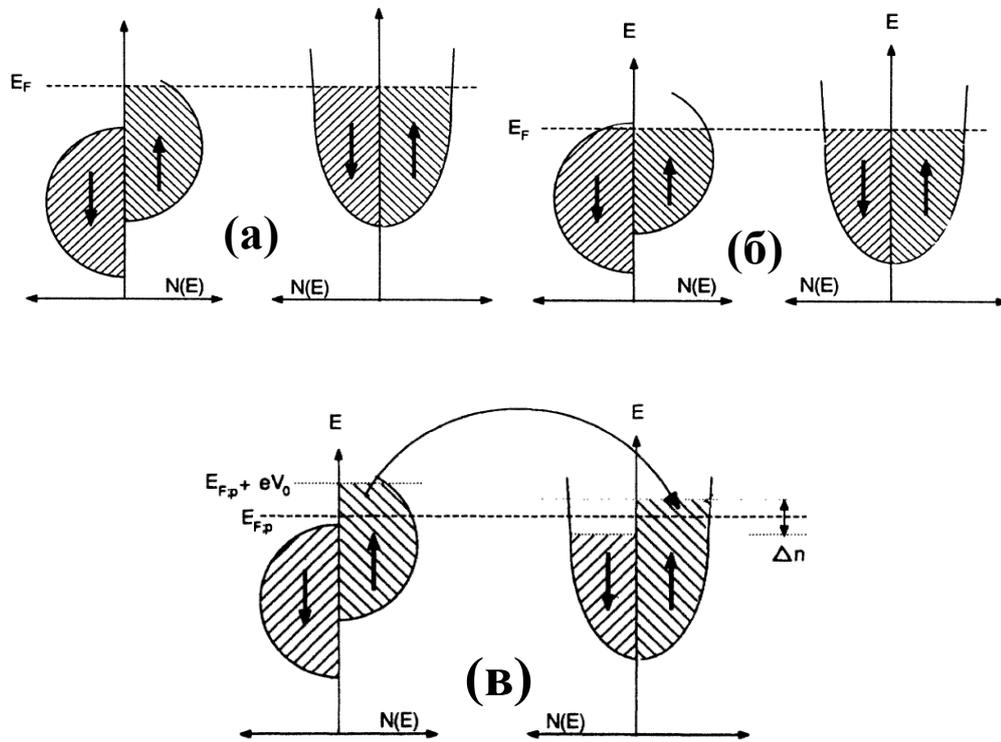


Рисунок 1.2. (а) – плотность состояний 3d зоны идеального ферромагнитного металла (слева) и свободных носителей в парамагнитном металле (справа), (б) – плотность состояний 3d зоны неидеального ферромагнитного металла (слева) и свободных носителей в парамагнитном металле (справа), (в) – спиновая инжекция из идеального ферромагнетика в парамагнетик при приложении напряжения к структуре, в результате которой в парамагнетике возникает неравновесная спиновая поляризация [41].

Спин-поляризованный ток – это электрический ток, при котором одновременно с переносом электрического заряда переносится и спин. Степень

спиновой поляризации тока, также называемая эффективностью спиновой инжекции, определяется так:

$$\alpha(z) = \frac{j_{\uparrow}(z) - j_{\downarrow}(z)}{j_{\uparrow}(z) + j_{\downarrow}(z)}, \quad (6)$$

где $j_{\uparrow}(j_{\downarrow})$ – ток носителей со спинами вверх (вниз), z – расстояние от поверхности структуры в сторону протекания тока. Здесь и далее не рассматриваются случаи спинового тока, под которым понимается перенос спина без переноса заряда. Такая ситуация реализуется, если носители заряда с разным спином перемещаются навстречу друг другу. В рассматриваемых структурах подобная ситуация не реализуется, напротив, речь идёт об электрической инжекции носителей заряда, поляризованных по спину.

В качестве инжекторов спин-поляризованных носителей могут быть использованы ферромагнитные металлы и сплавы, полуметаллические соединения Mn, а также разбавленные магнитные полупроводники.

1.2.4. Другие способы создания спиновой поляризации

Спиновый эффект Холла

К спиновой поляризации носителей заряда в полупроводнике без приложения внешнего магнитного поля также может приводить спиновый эффект Холла, который заключается в различии траекторий отклонения носителей заряда с антипараллельными спинами при протекании тока по кристаллу. В результате осуществляется разделение носителей по спину внутри одного полупроводника. Более подробно детали этого эффекта приведены в [3,42].

Спиновая поляризация носителей за счёт взаимодействия с близко расположенным ферромагнитным слоем

Если вблизи полупроводника находится ферромагнитный слой, энергетические состояния носителей заряда в полупроводнике за счёт обменного взаимодействия с этим слоем могут расщепляться по спину, что приводит к

неравновесной спиновой поляризации носителей в полупроводнике. Более подробно указанный эффект изучался в работах [8,43,44].

1.3. Описание спинового светоизлучающего диода

На рисунке 1.3 представлена схема структуры, в которой реализуется спиновая инжекция носителей заряда из ферромагнитного материала в полупроводник, с последующей рекомбинацией и испусканием циркулярно-поляризованного излучения.



Рисунок 1.3. Функциональная схема полупроводниковой структуры, в которой в результате спиновой инжекции реализуется эмиссия циркулярно-поляризованного света.

Прибор, работа которого основана на данной схеме, называется спиновый светоизлучающий диод (ССИД) и является одним из базовых элементов спинтроники [45].

Как правило, ССИД включает следующие основные функциональные элементы [5]:

1. Источник спин-поляризованных носителей. Источник спин-поляризованных носителей, как правило, представляет собой ферромагнитный инжектор. В результате намагничивания в нём осуществляется равновесная поляризация спинов носителей тока.

2. Активная область. В активной области ориентированные по спину носители из ферромагнитного инжектора рекомбинируют излучательно с неполяризованными носителями противоположного знака, инжектированными из подложки, в результате чего генерируется циркулярно-поляризованное излучение [5,27,45]. Для уменьшения доли безызлучательной рекомбинации активная область должна иметь высокое кристаллическое совершенство и низкую концентрацию примесей. Также, она должна обладать большим соотношением времени спиновой релаксации ко времени излучательной рекомбинации. Активная область спинового светоизлучающего диода обычно представляет собой один или несколько слоев квантовых ям (КЯ) [6,46] или квантовых точек (КТ) [7]. Использование низкоразмерных структур (КЯ или КТ) в качестве активной области обусловлено тем, что в них за счёт пространственного ограничения происходит высокая локализация носителей заряда и повышается время спиновой релаксации.

3. Спейсерный слой. В спейсерном слое спин-поляризованные носители перемещаются посредством дрейфа и диффузии от источника к активной области. Параметры спейсерного слоя выбирают исходя из того, что для функционирования ССИД время спиновой релаксации должно намного превосходить время от момента эмиссии спин-поляризованного носителя из ферромагнитного инжектора до его излучательной рекомбинации в активной области. В то же время спейсерный слой должен иметь достаточную толщину, чтобы предотвращать химическое взаимодействие между материалами спинового инжектора и активной области, препятствовать нарушению кристаллического совершенства активной области за счёт упругих напряжений, вносимых материалом инжектора [47]. Химическое взаимодействие может протекать за счёт реактивной диффузии в активную область входящих в состав ферромагнитного инжектора атомов (чаще всего речь идёт о переходных металлах, образующих в полупроводниках A_3B_5 глубокие центры). В качестве спейсерного слоя чаще всего используют нелегированный GaAs.

Помимо основных функциональных элементов спиновый светодиод включает буферный слой, подложку, базовый омический контакт к подложке и металлический контакт к ферромагнитному инжектору.

Если спин носителя заряда в ферромагнитном инжекторе ССИД ориентирован вдоль направления магнитного поля (что бывает в большинстве случаев), излучение, распространяющееся в этом направлении, будет циркулярно-поляризованным [5]. Если излучение распространяется перпендикулярно магнитному полю, оно не будет циркулярно-поляризованным в силу того, что выделенным направлением является направление магнитного поля, а проекция спина на направление, перпендикулярное выделенному, в квантовой механике не является сохраняющейся величиной. Исходя из этого, выделяют две возможных геометрии работы спиновых светодиодов – геометрия Фарадея и геометрия Фойхта [5]. На рисунке 1.4 приведены схемы обеих геометрий работы ССИД.

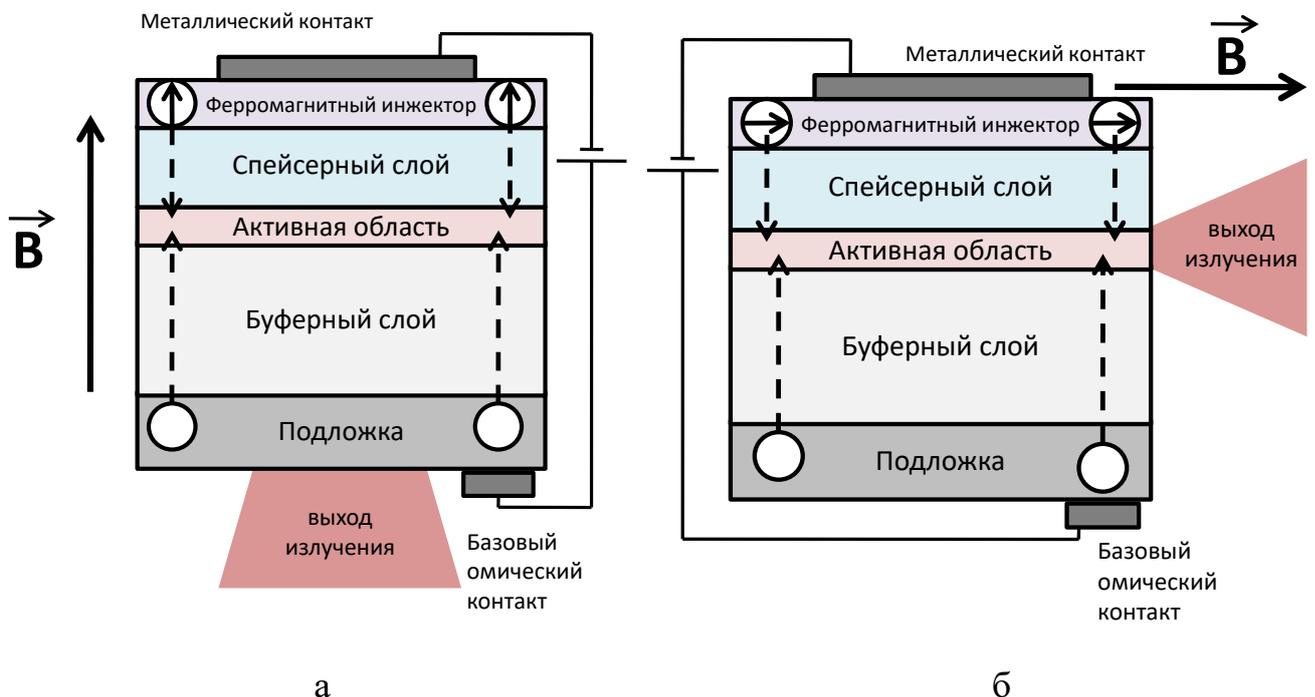


Рисунок 1.4. Схематическое представление ССИД в геометрии Фарадея (а) и геометрии Фойхта (б).

При использовании ССИД в геометрии Фарадея магнитное поле прикладывается вдоль нормали к поверхности образца. Излучение в таком

светодиоде выводится также вдоль нормали к поверхности образца либо через верхние слои структуры, либо через подложку. Во втором случае подложка должна иметь низкий коэффициент поглощения в диапазоне длин волн излучения активной области.

При использовании в качестве спинового инжектора ССИД тонкоплёночных ферромагнетиков стоит учитывать анизотропию их формы. Для большинства тонкоплёночных ферромагнетиков ось лёгкого намагничивания находится в плоскости плёнки. При использовании таких инжекторов необходимо прикладывать сильные магнитные поля порядка нескольких Тл для ориентации спина носителей заряда перпендикулярно плоскости плёнки, и, соответственно, для получения достаточных для практического применения значений степени циркулярной поляризации. Для использования ССИД как функционального элемента величина магнитных полей не должна превышать десятых долей Тл. Поэтому в течение 20 лет проводился активный поиск тонкоплёночных ферромагнитных материалов, в которых ось лёгкого намагничивания находилась бы перпендикулярно плоскости слоя [48]. Широкое распространение получили работы, в которых исследуются системы ферромагнетик/тяжёлый металл. Например, в работах [49,50,51] показана возможность использования многослойных плёнок на основе Fe/Tb. Также, недавно была продемонстрирована возможность использования в качестве инжекторов в ССИД многослойных плёнок на основе CoFeB [52,53,54]. Наконец, известны работы по использованию плёнок CoPt [55,56] и FePt [57,58] в качестве инжекторов для спиновых светодиодов, в которых ось лёгкого намагничивания также лежит перпендикулярно плоскости слоя.

При использовании ССИД в геометрии Фойхта магнитное поле прикладывается вдоль поверхности образца. Излучение в таком светодиоде выводится через боковую грань структуры. Поскольку, как отмечалось выше, в большинстве тонкоплёночных ферромагнетиков ось лёгкого намагничивания лежит в плоскости плёнки, такая геометрия ССИД долгое время считалась более подходящей, так как в этом случае требуются меньшие магнитные поля для

функционирования элемента. Тем не менее, существуют определённые ограничения, касающиеся материала активной области. В узких квантовых ямах вследствие существенной анизотропии кристаллографических направлений спины тяжёлых дырок ориентирован перпендикулярно поверхности КЯ. При рекомбинации таких дырок с электронами, поляризованными вдоль слоя, циркулярной поляризации излучения не возникает. Для «поворота» спина тяжёлых дырок в направление вдоль плоскости узкой квантовой ямы необходимы сильные магнитные поля (несколько Тл) [45,59,60]. Поэтому в геометрии Фойхта могут быть использованы только структуры, включающие широкие квантовые ямы, в которых спины тяжёлых дырок могут быть ориентированы вдоль плоскости структуры. В настоящее время в силу развития технологии плёнок с перпендикулярной магнитной анизотропией эта идея не получила значительного распространения.

1.3.1. Спиновая инжекция из ферромагнитных металлических контактов

Элементом, который определяет большинство рабочих характеристик ССИД, является инжектор спин-поляризованных носителей. Существует несколько разновидностей материалов, которые могут быть использованы в качестве ферромагнитного инжектора.

Возможность спиновой инжекции из ферромагнитных металлов рассмотрена в большом количестве публикаций [5,6,7,61,62,63]. Основными достоинствами ферромагнитных металлов являются высокая температура Кюри (температура фазового перехода ферромагнетик/парамагнетик для Ni составляет 631 К, для Co – 1604 К, для Fe – 1143 К [64]), высокая намагниченность при насыщении, а также развитая технология изготовления. Изначально, основным недостатком ферромагнитных металлов при их использовании в качестве инжектора спин-поляризованных носителей являлось рассогласование

проводимостей, заключающееся в том, что для эффективной инжекции из одного материала в другой их удельное сопротивление должно быть сопоставимым [45]. Со временем эта проблема была решена путём введения туннельно-тонкого слоя диэлектрика между слоем металла и полупроводника. Тем не менее, перенос носителей заряда через слой диэлектрика приводит к более высоким уровням энергопотребления в устройствах со спиновой инжекцией [6]. Кроме того, введение слоя диэлектрика усложняет технологию изготовления структур. Также, к недостаткам использования ферромагнитных металлов в качестве спиновых инжекторов можно отнести сложность формирования резких гетерограниц вследствие диффузии атомов переходных металлов и формирование нарушенного слоя в полупроводнике за счёт воздействия упругих напряжений из металлического слоя [65].

1.3.2. Полуметаллические соединения MnV^5

В полуметаллических ферромагнетиках одна из спиновых подзон (обычно подзона «спин-вверх») имеет «металлическую» зависимость плотности состояний от энергии, тогда как уровень Ферми попадает в область запрещённых энергий другой подзоны («спин-вниз»). Среди полуметаллических соединений типа MnV^5 наиболее известен арсенид марганца $MnAs$. Благодаря высокой температуре Кюри T_C , большой намагниченности, прямоугольному гистерезису, умеренному коэрцитивному полю и совместимости с $GaAs$ подложками соединение $MnAs$ ранее считалось очень привлекательным кандидатом для инжекторов ССИД. Вследствие этого в ранней литературе по спиновой инжекции встречались работы, посвящённые исследованию системы $MnAs/GaAs$ [66,67,68,69]. Стоит отметить, что во всех вышеуказанных работах по формированию слоёв $MnAs$ на $GaAs$ использовался метод молекулярно-лучевой эпитаксии. В то же время с момента первой публикации и до настоящего времени так и не были решены технологические сложности в получении эпитаксиальных слоёв $MnAs$ на

поверхности GaAs и формировании резкой гетерограницы. В силу дефектов гетерограницы известные схемы, реализующие спиновую инжекцию из MnAs в GaAs, демонстрируют сравнительно невысокую степень циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ) на уровне нескольких процентов [66,67,68,69].

1.3.3. Разбавленные магнитные полупроводники

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) – полупроводниковые ферромагнитные материалы, легированные атомами переходных элементов – считаются перспективными как элементы приборов спинтроники, поскольку характеризуются высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда (это является основной характеристикой приборов спинтроники) и относительно простой технологией встраивания в полупроводниковые структуры [70,71,72,73]. Физика и технология разбавленных магнитных полупроводников активно развивалась в начале 2000-х годов, а к середине 2010 наметился спад интереса к этой теме, связанный с непреодоленными трудностями в получении материалов с высокой температурой Кюри. На сегодняшний день отмечается активное возобновление интереса к разбавленным магнитным полупроводникам, причём наиболее перспективными сейчас считаются разбавленные магнитные полупроводники $A^3B^5:Fe$ и, в частности, $(In,Fe)Sb$ и $GaAs:Fe$ [17,18,19,20,21,74,75,76,77,78,79]. Температура Кюри как для $(In,Fe)Sb$ [20,74], так и для $GaAs:Fe$ [21] превышает 300 К, что включает их в число базовых материалов для построения приборов спинтроники, работающих при комнатной температуре.

Важнейшей задачей, которая в текущий момент решается на мировом уровне, является эффективная интеграция разбавленных магнитных полупроводников в качестве функциональных слоёв спинтроники.

1.4. Разбавленные магнитные полупроводники как материалы для спинового инжектора

Разбавленными магнитными полупроводниками называют немагнитные материалы, легированные магнитными примесями (3d переходными металлами), и поэтому объединяющие ферромагнитные и полупроводниковые свойства [5]. Разбавленные магнитные полупроводники считаются одной из разновидностей магнитных полупроводников, таких как халькогениды европия [80] или ферромагнитные или ферримагнитные шпинели [81,82]. Магнитные полупроводники, обсуждавшиеся в цитированных работах [80,81,82], имеют подрешётку, составленную из магнитных элементов (рисунок 1а). Их фундаментальными недостатками с точки зрения интеграции в приборы спинтроники являются низкая температура Кюри, плохая совместимость с технологией основных полупроводниковых материалов микроэлектроники, а также сложность получения. В отличие от магнитных полупроводников, разбавленные магнитные полупроводники не имеют магнитной подрешётки. Атомы магнитных элементов встраиваются в одну из подрешёток немагнитных элементов, тем самым создавая магнитное упорядочение в РМП (рисунок 1.5 в) [83].

1.4.1. Разбавленные магнитные полупроводники, содержащие атомы Mn

На сегодняшний день наиболее развитыми и изученными видами РМП являются полупроводниковые материалы A^3B^5 , легированные атомами марганца [1,3,5,83]. Атом Mn при встраивании в кристаллическую решётку A^3B^5 замещает элемент 3 группы, при этом в силу валентности 2 конфигурация Mn в замещении Ga имеет акцепторную природу. В отличие от РМП $(A^2,Mn)B^6$, ионы Mn^{2+} в $(A^3,Mn)B^5$ не только обеспечивают магнитные моменты, но также действуют как

акцепторы - и, следовательно, являются источником свободных дырок. Таким образом, все материалы $(A^3, Mn)B^5$ являются полупроводниками p-типа. Важной особенностью наличия дополнительных носителей заряда является то, что они, как считается, обеспечивают взаимодействие между магнитными моментами, локализованными на ионах Mn, что и приводит к ферромагнитному упорядочению в этих РМП на основе A^3B^5 с относительно высокими температурами Кюри [84,85].

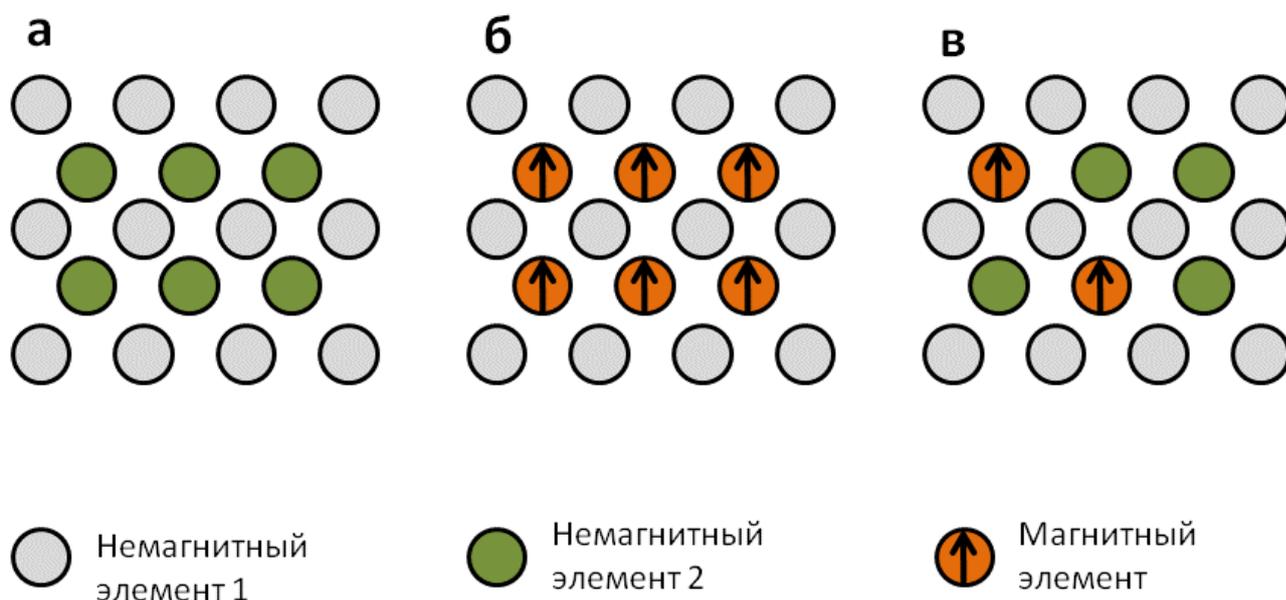


Рисунок 1.5. Схематическое представление (а) немагнитного двухкомпонентного полупроводника, (б) магнитного полупроводника, (в) разбавленного магнитного полупроводника [83].

Первый успешный опыт выращивания РМП на основе A^3B^5 был опубликован в [86]: пленки $(In, Mn)As$ были выращены на подложках GaAs методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии. С тех пор были изготовлены другие РМП на основе материалов A^3B^5 – $(Ga, Mn)Sb$ [87], $(In, Mn)Sb$ [88] и $(Ga, Mn)As$ [89]. Особый интерес представляет собой формирование слоёв $(Ga, Mn)As$ из-за распространенности существующих устройств на основе GaAs (высокоскоростные транзисторы, светодиоды и лазерные диоды). Объединение существующих электронных компонент на основе GaAs с компонентами,

включающими (Ga,Mn)As, является актуальным, поскольку это позволит ввести дополнительную степень свободы в виде спина в подобные структуры.

Во всех полупроводниках A^3B^5 примесь Mn имеет низкий предел растворимости, в результате чего, в большинстве случаев, $(A^3,Mn)B^5$ с концентрацией марганца достаточной для проявления ферромагнетизма при повышенных температурах, представляет собой многофазную систему, в которой присутствуют кластеры MnB^5 и A^3Mn [90,91]. Считается, что такая система плохо пригодна для интеграции в приборы спинтроники вследствие низкой эффективности спиновой инжекции [92]. Для эффективного встраивания $(A^3,Mn)B^5$ в полупроводниковые приборы считается необходимым формирование однородного материала с высоким содержанием примеси (на несколько порядков выше предела растворимости). Для введения концентрации Mn выше предела растворимости используют неравновесные методы формирования $(A^3,Mn)B^5$ при пониженной температуре, это ухудшает кристаллическое качество структур. В частности известно, что низкотемпературные соединения A^3B^5 характеризуются высокой плотностью точечных дефектов. Даже в однофазном низкотемпературном материале часть атомов Mn занимает положение междуузлия решётки и становится двойными донорами, что снижает температуру Кюри и уменьшает намагниченность насыщения РМП [3].

Рассмотрим более подробно магнитные свойства материалов A^3B^5 , легированных Mn, на примере наиболее изученного (Ga,Mn)As. Наибольшая температура Кюри из всех материалов $(A^3,Mn)B^5$ была получена для (Ga,Mn)As, кроме этого, как отмечалось выше, данный материал легко интегрируется в GaAs технологию. Существует несколько теорий, объясняющих магнитное упорядочение в (Ga,Mn)As. Самой распространённой является теория РККИ обменного взаимодействия (взаимодействие Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды) [83,93,94,95]. Исходя из модели РККИ, магнитное упорядочение происходит посредством дырок, которые движутся в эффективном магнитном поле, создаваемом ионами Mn. При взаимодействии свободных дырок и ионов Mn происходит антиферромагнитное упорядочение иона Mn и спина дырки. В

результате взаимодействия свободных дырок с большим количеством ионов Mn спины последних становятся взаимосвязанными, иными словами осуществляется упорядочение по спину. Потенциал обменного взаимодействия, согласно теории РККИ, записывается так:

$$J_{ex} = j_{p-d} \frac{2\mu_0 m^* k_f^4}{\pi^2 \hbar^2} F(k_f r), \quad (7)$$

где μ_0 – магнитная восприимчивость, m^* – эффективная масса дырок, \hbar – постоянная Планка, k_f – волновой вектор дырок на уровне Ферми, r – расстояние между ионами Mn, $F(x) = (\sin x - x \cdot \cos x)/x^4$, j_{p-d} – константа обменного взаимодействия.

Температура Кюри (T_c) определяется эффективностью обменного взаимодействия. Для увеличения потенциала обменного взаимодействия и, соответственно, для повышения температуры Кюри необходимо увеличивать концентрацию атомов Mn (это снижает расстояние между ними и повышает $F(x)$) и концентрацию дырок (это повышает константу обменного взаимодействия). Такая концепция нашла подтверждение в работах [93,94], где сообщается, что T_c повышается с ростом количества свободных дырок и электрически активных атомов марганца. Также стоит отметить, что в работах [96] и [97] было предсказано, что для разбавленных магнитных полупроводников, легированных Mn, температура Кюри увеличивается с увеличением ширины запрещённой зоны полупроводника.

Существует два основных ограничения применения модели РККИ. Первое связано со случайным расположением атомов Mn в полупроводниковой решётке. Функция $F(x)$ в формуле (7) является осциллирующей, поэтому для каждого атома Mn есть вероятность нахождения другого ближайшего атома Mn в точке, в которой $F(x)$ может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Отрицательное значение соответствует антиферромагнитному упорядочению между ионами Mn в GaAs, что не было подтверждено экспериментально. Чтобы ввести модель РККИ в [96] каждому атому присваивается усреднённое на один атом значение магнитного момента всех

атомов Mn кристаллической решетки, что возможно в случае, когда ближайшие соседние атомы Mn расположены на небольшом расстоянии друг от друга, то есть при высокой концентрации атомов Mn. Второе ограничение применения модели РККИ для исследования (Ga,Mn)As связано со сравнительно небольшой концентрацией дырок в РМП по сравнению с металлическими системами.

Альтернативной теорией, описывающей ферромагнитное упорядочение в разбавленных магнитных полупроводниках $(A^3, Mn)B^5$, является перколяционная модель ферромагнетизма [98,99,100], в которой учитывается случайное расположение атомов Mn. Для понимания данной теории удобно рассмотреть систему из двух соседних поляронов (рисунок 1.6). Магнитным поляроном называется система, включающая магнитный ион и локализованные в окрестности этого иона дырки.

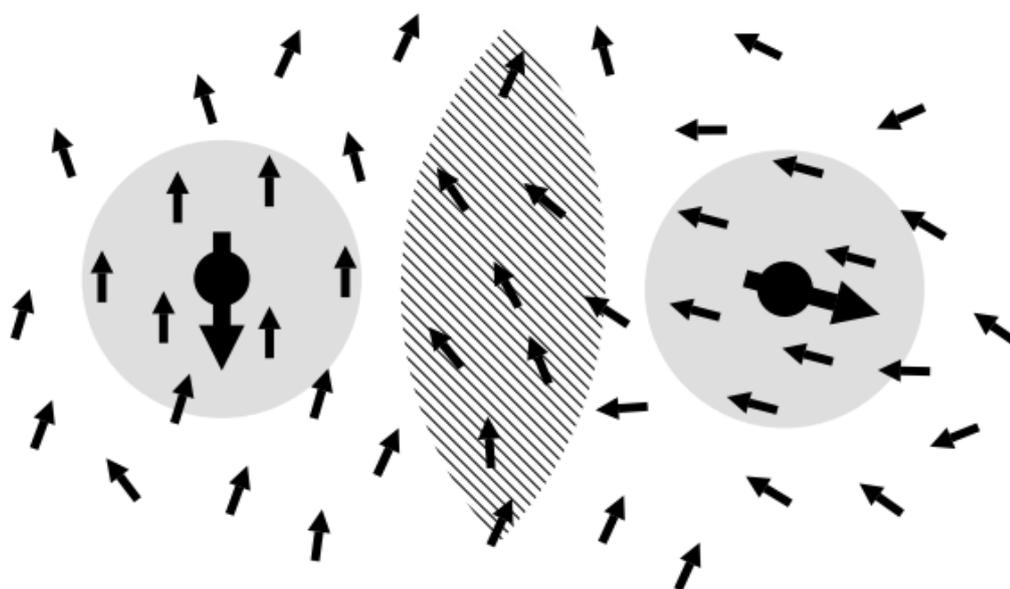


Рисунок 1.6. Взаимодействие двух связанных магнитных поляронов [100]. Поляроны показаны серыми кругами; маленькие и большие стрелки обозначают спины дырок и ионов магнитной примеси соответственно. Заштрихованная область соответствует области перекрытия волновых функций локализованных дырок, её объём определяет эффективность взаимодействия поляронов.

Волновая функция дырок, локализованных на этих поляронах, распространяется на окружающие их ионы примеси, создавая эффективное

магнитное поле для этих ионов. Минимум энергии в данной системе достигается, когда спины ионов примеси параллельны этому эффективному полю, а величина поля максимальна. В свою очередь, эффективное магнитное поле максимально, когда спины локализованных дырок параллельны. Тогда при низких температурах система должна в конечном итоге достичь состояния, в котором спины всех дырок ориентированы в одном и том же направлении, а все примесные спины ориентированы параллельно, либо антипараллельно спинам дырок, в зависимости от знака обменного взаимодействия иона примеси и дырки.

В перколяционной теории вводится параметр R_p , который зависит от температуры и определяется как радиус локализации дырки. При некоторой температуре T ионы магнитной примеси, находящиеся на расстоянии $r < R_p$ от центров локализации дырок, характеризуются спинами, которые сильно связаны со спинами соответствующих дырок. Спины ионов примеси, которые не попадают внутрь окружности с радиусом локализации $R_p(T)$, являются «свободными». Величина $R_p(T)$, которая также может быть определена как эффективный радиус магнитного полярона, растет при понижении температуры. Очевидно, что при достаточно низких температурах соседние магнитные поляроны «перекрываются» и взаимодействуют друг с другом, что приводит к упорядоченной ориентации ионов магнитной примеси между ними [100]. При определённой температуре формируется кластер коррелированных поляронов, который распространяется на площадь всего образца (бесконечный кластер), в результате имеет место ферромагнитное упорядочение. При высокой температуре, напротив, радиус R_p недостаточно большой, поляроны не перекрываются и не взаимодействуют между собой, что соответствует парамагнитному состоянию.

Отметим, что существуют экспериментальные подтверждения как одной, так и другой теории, что может свидетельствовать о сильной зависимости свойств (Ga,Mn)As от технологии получения. На сегодняшний день самое высокое значение температуры Кюри для тонких однородно легированных плёнок (Ga,Mn)As составляет 191 К [15], это пороговое значение, которое не удаётся

повысить уже более 10 лет. Стоит отметить работу [85] в которой на основе плёнок $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, сильнолегированных Mn, были созданы нанопроволоки. Было обнаружено, что температура Кюри в подобных структурах зависит от ширины нанопроволок, и при ширине 300 нм она составляет 200К. Также отметим работу [16], в которой при дельта-легировании Mn удалось получить ферромагнитные свойства в слоях $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ при температуре 250 К. Согласно теории [96], если увеличить концентрацию Mn в $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ до 10%, то такой материал будет обладать температурой Кюри 300К. Технологически таких значений достичь пока не удаётся из-за эффекта автокомпенсации (уменьшение концентрации дырок) [101] и из-за формирующихся кластеров MnAs и междоузельных атомов Mn_i [90].

Другим и хронологически более ранним, чем $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$, вариантом разбавленного магнитного полупроводника является A^2B^6 , с примесью марганца. Данные материалы, как правило, имеют n-тип проводимости [3,11,83]. В отличие от полупроводников A^3B^5 , где Mn является легирующей примесью, в A^2B^6 Mn является изовалентной примесью. При низкой температуре в таких материалах возникает большое расщепление спиновых подуровней, что может приводить к 100% спиновой поляризации носителей. Главным недостатком A^2B^6 , легированных Mn, является очень низкая рабочая температура [11].

Наконец, стоит также упомянуть, что в литературе существовало мнение о возможности использования так называемых “кластерных” разбавленных магнитных полупроводников $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$, которые могут обладать ферромагнитными свойствами при комнатной температуре и выше за счёт образования ферромагнитных полуметаллических кластеров в матрице РМП. Так, в работе [102] были обнаружены кластеры MnAs в слоях $(\text{In},\text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$ при исследованиях методом рентгеновской дифракции. В работе [103] также были обнаружены кластеры MnAs в матрице $(\text{In},\text{Mn})\text{As}$ при исследовании на просвечивающем электронном микроскопе, также в данной работе показано, что ферромагнитные свойства исследуемых слоёв были обусловлены этими кластерами. В работе [104] при исследовании магнитных свойств $(\text{Ga},\text{Mn})\text{Sb}$ было обнаружено присутствие второй фазы в матрице РМП, а именно кластеров GaMn ,

которые, аналогично работе [103], обуславливают наличие ферромагнитных свойств в исследуемых слоях. Тем не менее, как уже отмечалось выше, основной тенденцией развития технологии является формирование однородных РМП, а возможность интеграции кластерных ферромагнетиков в полупроводниковые приборы так и не была продемонстрирована.

1.4.2. Разбавленные магнитные полупроводники, содержащие атомы Fe

Недостатком разбавленных магнитных полупроводников, существенно ограничивающим их применение, является низкое значение температуры Кюри. Как было указано выше, однородно легированные плёнки наиболее изученного материала (Ga,Mn)As сохраняют ферромагнитные свойства лишь до 191 К, это значит, что любой прибор спинтроники на основе этого материала сохранит работоспособность лишь до 191 К. В связи с этим, задача повышения температуры Кюри разбавленных магнитных полупроводников является одной из наиболее актуальных в технологии спинтроники. В последние годы активно ведутся работы по сильному легированию материалов A^3B^5 атомами Fe для получения РМП. Так, в работах [17,18] была продемонстрирована возможность создания методом молекулярно-лучевой эпитаксии разбавленного магнитного полупроводника n-типа (In,Fe)As путём введения в InAs атомов Fe в качестве изовалентной примеси и атомов Be в качестве легирующей донорной примеси. В работе [75] методом молекулярно-лучевой эпитаксии были сформированы слои РМП (Al,Fe)Sb, которые при комнатной температуре являются полупроводниками p-типа проводимости, а при низких температурах ведут себя как изоляторы. В указанной работе температура Кюри для тонкой плёнки (Al,Fe)Sb с содержанием Fe = 10% составила 40К. В работах [19,76] были сформированы РМП (Ga,Fe)Sb. Было показано, что (Ga,Fe)Sb является полупроводником p-типа. Максимальная температура Кюри составила 340К [19] при концентрации Fe 23%. В последние несколько лет стало известно о результатах по созданию РМП (In,Fe)Sb. Так, в

работе [20] с применением метода импульсного лазерного осаждения были впервые получены тонкие слои разбавленного магнитного полупроводника (In,Fe)Sb с содержанием Fe 13%, температура Кюри которого превышала 300К. В [74] были получены ферромагнитные слои (In,Fe)Sb (содержание Fe=16%) с температурой Кюри выше 300К с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии. В работах [77,78,79] сообщалось о формировании высокоомных слоёв разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Fe)As методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Содержание Fe в слоях РМП в вышеуказанных работах не превышало 7%, температура роста варьировалась в диапазоне 260–580 °С. Было обнаружено, что при температуре роста 260 °С происходит формирование однородных эпитаксиальных парамагнитных слоёв (Ga,Fe)As, тогда как слои, полученные при температурах 350–580 °С, представляют собой эпитаксиальные слои GaAs с ферромагнитными включениями второй фазы. Слои в вышеуказанных работах были получены при высоких температурах роста и с относительно низким содержанием Fe. В работе [21] сообщается о формировании проводящих слоёв GaAs:Fe с высоким содержанием Fe (содержание Fe до 20 ат.%), обладающих ферромагнитными свойствами вплоть до комнатной температуры. Слои РМП в указанной работе сформированы в диапазоне температур 180–250 °С.

В целом обзор литературы показывает очень высокую активность научных групп, занимающихся получением разбавленных магнитных полупроводников A^3B^5 , легированных атомами железа. Уже рассмотрено большое количество вариантов на основе Al,In,Ga,As,Sb, показаны возможности получения ферромагнитных свойств при комнатной температуре. При этом стоит отметить, что в большинстве вышеуказанных работ по легированию полупроводников A^3B^5 атомами Fe отсутствует детальное обсуждение природы возникновения ферромагнетизма (хотя само наличие ферромагнитных свойств не вызывает сомнений).

Можно отметить лишь несколько предположений по этому поводу. Исходя из [76], ферромагнетизм в материалах (In,Fe)As и (Ga,Fe)Sb связан с *s,p-d*

обменным взаимодействием. Принимая во внимание тот факт, что энергия d уровней переходных металлов слабо зависит от полупроводниковой матрицы [105,106], в GaSb d уровень Fe должен лежать вблизи потолка валентной зоны, а в InAs вблизи дна зоны проводимости. Поэтому (In,Fe)As обладает сильным s - d , а (Ga,Fe)Sb p - d обменным взаимодействием. Также, в [76] сообщается, что температура Кюри и проводимость в (Ga,Fe)Sb увеличивается при повышении содержания Fe. А поскольку при увеличении концентрации Fe растёт концентрация свободных носителей заряда, авторы [76,105,106] делают вывод о подтверждении теории s , p - d обменного взаимодействия.

В работе [20], где были сформированы и исследованы слои РМП (In,Fe)Sb, предлагается другая модель ферромагнетизма. Поскольку, как было сказано выше, энергия d уровней переходных металлов слабо зависит от полупроводниковой матрицы, в InSb d уровень Fe должен лежать вблизи потолка валентной зоны. Однако, исходя из [20,107], эпитаксиальные слои InSb имеют n -тип проводимости за счёт электрически активных донорных дефектов. Поэтому для объяснения возникновения ферромагнетизма в слоях (In,Fe)Sb был предложен механизм суперобменного взаимодействия между атомами Fe. В подтверждение такого механизма говорит и тот факт, что в [20] температура Кюри не зависела от концентрации электронов в РМП, что противоречит обменным моделям при участии свободных носителей заряда. Мы предполагаем, что механизм суперобменного взаимодействия между атомами Fe является приоритетной версией возникновения ферромагнетизма в (In,Fe)Sb. Авторы [75], где исследовались высокоомные слои РМП (Al,Fe)Sb, также предполагают наличие суперобменного взаимодействия в своих структурах.

Таким образом, современные достижения в области физики и технологии позволяют заключить, что для применения в качестве функциональных слоёв в спинтронике наиболее перспективным видом разбавленного магнитного полупроводника являются материалы A^3B^5 , в частности InSb, GaSb и GaAs, легированные атомами Fe. Это очень широкий спектр материалов, которые обладают высокой температурой Кюри и могут быть применены в технологии

разнообразных структур. В частности, большинство таких материалов хорошо согласуются по параметру решётки с GaAs, который, наряду с Si, является основным материалом в полупроводниковой технологии.

1.5. Методы получения разбавленных магнитных полупроводников

Исходя из вышеизложенного, для получения РМП с магнитными свойствами при температурах вплоть до комнатной необходимо введение в полупроводниковую матрицу атомов магнитной примеси в очень высокой концентрации, как правило, значительно выше предела растворимости. Для этого необходимо применение низкотемпературных неравновесных методов формирования материалов. На сегодняшний день существует 3 таких метода: молекулярно-лучевая эпитаксия, импульсное лазерное осаждение (ИЛО) и ионная имплантация с последующим отжигом.

1.5.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия

Данный метод основан на испарении материала в молекулярном источнике и его осаждении на подложку. Молекулярно-лучевая эпитаксия является основным методом получения разбавленных магнитных полупроводников [1,3,5,17,18,19,75,76,83] в силу того, что она обладает рядом преимуществ для формирования подобных слоёв [108]. Во-первых, низкотемпературная модификация МЛЭ является неравновесным методом нанесения, что позволяет формировать материалы с концентрацией элементов выше предела растворимости без образования кластеров, что является основным условием в случае формирования слоёв РМП. Во-вторых, наличие сверхвысокого вакуума, а также высокая управляемость процессами распыления материалов позволяет формировать слои с высоким кристаллическим совершенством и низкой степенью

фонового легирования. В-третьих, для МЛЭ характерен широкий спектр распыляемых материалов, поскольку в данной технологии происходит распыление высокочистых твердотельных мишеней. Дополнительным преимуществом данного метода является возможность исследовать качество плёнок «in situ» (это позволяет корректировать параметры слоёв во время роста). Основными недостатками метода МЛЭ являются высокие требования к чистоте наносимых материалов и к вакууму, а также низкие скорости выращивания [108].

1.5.2. Импульсное лазерное осаждение

Суть метода импульсного лазерного осаждения заключается в распылении импульсным лазером твердотельных мишеней, находящихся в высоком вакууме, в результате чего поток частиц из мишени направляется к подложке и осаждается на её поверхности [109]. Данный метод, также как МЛЭ, является низкотемпературным и неравновесным и позволяет создавать материалы с высоким содержанием магнитной примеси, выше предела растворимости. Основными достоинствами метода ИЛО являются высокая по сравнению с МЛЭ производительность и широкий спектр распыляемых материалов. К недостаткам метода можно отнести сложность управления толщиной осаждаемых слоёв и низкое кристаллическое совершенство, обусловленное воздействием лазерной плазмы на поверхность структуры и наличием в составе лазерной плазмы крупных, ~ 1 мкм, частиц. Стоит отметить, что существует комбинированная методика, объединяющая эпитаксию из металлоорганических соединений и импульсное лазерное осаждение. Здесь также происходит распыление твердотельной мишени импульсным лазером, но не в вакууме, а в среде газа-носителя (например, водорода) при атмосферном давлении. Частицы из распыляемой мишени подхватываются потоком газа-носителя и направляются в сторону подложки. При этом крупные частицы материала, которые состоят из множества атомов и могут вносить дефекты в приповерхностный слой,

осаждаются на стенках реактора, а мелкие переносятся газом-носителем к подложке. При таком комбинированном методе нанесения снижается концентрация вносимых в подложку дефектов и повышается однородность и кристаллическое совершенство самого слоя [102].

На сегодняшний день известные научные группы, которые исследуют свойства РМП на основе оксидов, сформированных методом импульсного лазерного осаждения [110,111,112,113]. Стоит отметить, что РМП на основе оксидов, которые рассматриваются авторами [110,111,112,113] как кандидаты для применения в устройствах спинтроники из-за своей высокой температуры Кюри, имеют гораздо более низкую намагниченность, чем РМП на основе соединений A^3B^5 [96].

1.5.3. Ионная имплантация и отжиг

Ионная имплантация позволяет вводить атомы примесей в поверхностный слой материала путём бомбардировки ионами с энергией вплоть до сотен кэВ. В результате большого количества столкновений ионы имплантируемого материала постепенно теряют энергию и либо отражаются от поверхности, либо распределяются по глубине и останавливаются. Данному методу, наряду с МЛЭ и ИЛО, также свойственна неравновесность физико-химических процессов, что позволяет создавать материалы с высокой концентрацией примеси. Аналогично двум рассмотренным выше методикам, достоинствами этого метода являются широкий спектр вводимых материалов, возможность вводить примеси при низких температурах. Основным недостатком – при ионной имплантации вносится большое количество радиационных дефектов, которые устраняются только последующим высокотемпературным отжигом. Так, в работе [114] были получены слои РМП $(In,Fe)P$ с использованием ионной имплантации и последующего импульсного лазерного отжига. Максимальное значение температуры Кюри полученного РМП в данной работе составило 42К.

Существует несколько работ [115,116,117], в которых представлены исследования по имплантации ионов Cr, Mn, Fe, Co и Ni в различные полупроводники, включая AlN, GaN, GaP и SiC, с последующим отжигом. Максимальная температура Кюри в вышеуказанных работах была достигнута для Mn-имплантированного слоя GaP (содержание Mn ~3 ат. %) и составила 330 К. В работе [118] представлены исследования по имплантации ионов Mn в монокристаллические пластины Si. В указанной работе содержание Mn составило ~0.8 ат. %, наибольшая температура Кюри в вышеуказанной работе составила 400 К. Отметим, что природа возникновения ферромагнетизма в [118] не обсуждается, при этом в большинстве исследований однородно легированный марганцем кремний либо не демонстрирует ферромагнитных свойств, либо проявляет их при низкой температуре.

1.6. Интеграция разбавленных магнитных полупроводников в спиновые светоизлучающие диоды

Как следует из предыдущей главы, для формирования слоёв разбавленных магнитных полупроводников необходимы специальные технологические методы. Важным вопросом является интеграция этих методов в существующие технологии полупроводниковых приборов, в частности, в технологию рассматриваемых в настоящей работе светоизлучающих диодов. Для формирования светоизлучающих диодов традиционно используются две основные методики: молекулярно-лучевая эпитаксия и газофазная эпитаксия. Для формирования спиновых светоизлучающих диодов с инжектором в виде разбавленных магнитных полупроводников необходимо совмещение этих технологий с методами получения РМП.

Существует несколько основных требований, накладывающих ограничения на выбор технологий для формирования спиновых светоизлучающих диодов:

- 1) Возможность формирования структур ССИД оптического качества, обладающих высоким кристаллическим совершенством;
- 2) Возможность создания резких гетерограниц при формировании структур ССИД;
- 3) Технологическая гибкость: возможность использования широкого спектра материалов для решения различных специализированных задач.

Подходящим методом, наиболее полно удовлетворяющим всем трём требованиям, является молекулярно-лучевая эпитаксия [1,3,108]. Поскольку в методе МЛЭ происходит испарение твердотельных источников, а на сегодняшний день существует широкий спектр таких материалов, с помощью данного метода возможно создание обширного набора слоёв. Также, метод МЛЭ позволяет получать слои, обладающие высоким кристаллическим совершенством за счёт точной регулировки потоков распыляемых материалов, позволяющей задавать низкую скорость роста. Поскольку формирование структур происходит в сверхвысоком вакууме, наличие фоновой примеси минимально, а наличие *in-situ* контроля формируемых слоёв даёт возможность производить корректировку технологических параметров во время процесса формирования слоёв. Ещё одним преимуществом молекулярно-лучевой эпитаксии является возможность формирования структур в неравновесных условиях, что позволяет производить материалы с концентрацией примесей, сильно превышающей предел растворимости. А поскольку метод МЛЭ в то же время является одним из способов создания разбавленных магнитных полупроводников, он выглядит наиболее подходящим для создания спиновых светоизлучающих диодов с инжектором в виде РМП. Формирование ССИД с применением метода МЛЭ осуществляется в два этапа: на первом этапе формируется полупроводниковый светоизлучающий диод, затем на втором этапе структура перемещается в другую ростовую камеру для формирования ферромагнитного инжектора при пониженной температуре. Стоит отметить, что для формирования структур высокого качества перемещение образца из одной ростовой камеры в другую производится без контакта с воздухом (с использованием вакуумных шлюзов).

При этом существует ряд недостатков метода МЛЭ. Как отмечалось выше, к ним относится высокая себестоимость технологического процесса, которая обусловлена необходимостью использования дорогостоящего оборудования, высокочистых материалов и сверхвысокого вакуума [108]. Необходимость создания сверхвысокого вакуума и низкая скорость формирования слоёв снижают производительность данного метода. Оба вышеуказанных фактора сильно ограничивают применение молекулярно-лучевой эпитаксии в промышленных масштабах. Поэтому актуальным является применение альтернативных методов формирования спиновых светодиодов с инжектором в виде разбавленного магнитного полупроводника.

В частности, наряду с молекулярно-лучевой эпитаксией, основным методом получения светоизлучающих диодов является метод МОС-гидридной эпитаксии [119]. Основными достоинствами указанного метода являются относительная простота и дешевизна технологии формирования структур, при этом метод МОСГЭ характеризуется высокой производительностью и достаточно высоким кристаллическим совершенством формируемых слоёв [120,121,122]. Отметим, что помимо коллектива автора данной работы, количество публикаций, посвящённых формированию спиновых светодиодов с использованием методов газофазной эпитаксии, невелико [123,124,125,126]. Это связано с ограничениями МОС-гидридной эпитаксии, которые не позволяют провести полный цикл формирования ССИД с использованием только указанного метода. Во-первых, для метода МОСГЭ характерны высокие, по сравнению с МЛЭ, температуры осаждения (минимальная температура разложения металлоорганических соединений и гидридов находится на уровне 500 °С [126]), что приводит к диффузии атомов между соседними слоями и образованию многофазных систем [127,128]. Во-вторых, металлоорганические соединения некоторых веществ труднодоступны, что существенно ограничивает спектр используемых материалов. И в-третьих, метод МОС-гидридной эпитаксии является равновесным, что не позволяет формировать сильнолегированные однородные

разбавленные магнитные полупроводники (например, при выращивании слоёв $(A^3, Mn) V^5$ образуются ферромагнитные кластеры MnV^5 и A^3Mn [90,91]).

Таким образом, использование МОС-гидридной эпитаксии в качестве самостоятельного метода формирования спиновых светодиодов с инжектором в виде разбавленного магнитного полупроводника не представляется возможным. Для использования преимуществ метода МОСГЭ при создании приборов спинтроники необходимо его объединение с другими методами. Таковым является, например, метод импульсного лазерного осаждения (ИЛО), в процессе которого при распылении импульсным лазером твердотельной мишени к подложке направляется поток частиц [109].

В работах [102,129,130] было реализовано объединение методов МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения в одном реакторе. Твердотельная мишень помещается в реактор МОС-гидридной эпитаксии и распыляется импульсным лазером, поток распылённых частиц подхватывается газом носителем и переносится в сторону подложки. Это позволяет избавиться от недостатков МОСГЭ, первый из которых связан с высокой температурой формирования слоёв (поскольку можно снизить температуру до 250-400°C), а второй с недоступностью некоторых материалов в виде металлоорганических соединений (в результате чего повышается набор материалов для формирования структур спинтроники). Конструктивное объединение методов МОСГЭ и ИЛО в одном реакторе также позволило избавиться и от недостатков последнего [102]. Таким образом, объединение газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и импульсного лазерного осаждения даёт возможность избавиться от недостатков каждого из методов по отдельности, сохраняя при этом условия для формирования структур спинтроники.

1.7. Выводы к главе 1

На сегодняшний день разбавленные магнитные полупроводники исследуются большим количеством научных групп по всему миру, и некоторые из них являются перспективными материалами для применения в качестве функциональных слоёв в приборах спинтроники и микроэлектроники. Основной сложностью создания подобных приборов является низкая температура Кюри большинства РМП, что обуславливает низкую рабочую температуру приборов на их основе. Однако относительно недавно началось развитие материалов A^3B^5 легированных Fe, в том числе и в коллективе автора данной работы. Как было показано, такие материалы обладают ферромагнитными свойствами вплоть до комнатной температуры. Тем не менее, работ по созданию и исследованию приборов на основе РМП не так много. Таким образом, создание прототипов устройств со встроенными слоями разбавленных магнитных полупроводников, работающих при комнатной температуре, а также исследование физических процессов, протекающих в них, является актуальной задачей.

Глава 2. Развитие технологии формирования спиновых светоизлучающих диодов с использованием метода импульсного лазерного осаждения

Как было рассмотрено в гл.1, известно несколько методов, успешно используемых для создания структур спиновых светодиодов со слоями разбавленных магнитных полупроводников [131]. В подавляющем большинстве работ используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии [1,3,5,17,18,19,75,76,83]. В данной работе используется принципиально другой метод: светоизлучающая часть образцов формируется МОС-гидридной эпитаксией, что обеспечивает высокое качество структур, а слои разбавленных магнитных полупроводников формируются импульсным лазерным осаждением в различных его модификациях, который, наряду с МЛЭ, относится к неравновесным методам. Несмотря на то, что в данном случае для получения одной структуры ССИД используются последовательно два технологических метода, их производительность выше, чем при использовании одного метода МЛЭ. В настоящей главе рассмотрены использованные в работе модификации технологии импульсного лазерного осаждения, которые позволили существенно улучшить функциональные характеристики спиновых светоизлучающих диодов по сравнению со структурами, сформированными и исследованными ранее [[132,133,134,135].

2.1. Методика выращивания структур спиновых светоизлучающих диодов с ферромагнитным инжектором (Ga,Mn)As

Для изготовления светоизлучающих структур, содержащих слои (Ga,Mn)As, была использована особая разновидность метода ИЛО, являющаяся оригинальной разработкой, выполненной при участии автора настоящей работы. Идеей подхода является объединение двух технологий (МОСГЭ и ИЛО) в одном реакторе для

предотвращения контакта формируемых структур с воздухом. Схема установки для роста показана на рисунке 2.1. Использование метода МОС-гидридной эпитаксии в комбинации с импульсным лазерным осаждением решает две проблемы, характерные для использования каждого из методов по-отдельности.

Во-первых, рост методом МОСГЭ выполняется при высоких температурах подложки (500 °С и выше), поскольку именно при таких температурах происходит разложение гидридов, металлоорганических соединений и образование полупроводниковых слоев. Попытка роста РМП (Ga,Mn)As при таких высоких температурах приведёт, в первую очередь, к диффузии атомов Mn в структуру полупроводника, нарушая тем самым кристаллическое совершенство [47]. Кроме того, реализация неравновесных условий при высокотемпературном росте затруднительна, поэтому в слое (Ga,Mn)As, формируемом методом МОСГЭ, всегда присутствуют включения второй фазы [136]. При формировании (Ga,Mn)As методом импульсного лазерного осаждения температура подложки снижается до 250-350 °С, что существенно снижает диффузию Mn вглубь полупроводниковой структуры.

Во-вторых, использование метода МОС-гидридной эпитаксии накладывает дополнительные ограничения на используемые материалы, металлоорганические соединения Mn труднодоступны в РФ. Кроме того, формирование слоёв высокого кристаллического совершенства путём разложения металлоорганических соединений Mn является технологически сложной задачей. Использование ИЛО, где в качестве мишени используется твердотельный Mn, может решить эти проблемы.

В-третьих, комбинация двух рассматриваемых методов позволяет устранить недостаток, свойственный для импульсного лазерного осаждения: высокую дисперсию частиц осаждаемого материала по размерам. В процессе ИЛО частицы достаточно крупного размера при попадании на структуру формируют дополнительные дефекты и снижают кристаллическое совершенство. В случае использования ИЛО в реакторе МОС-гидридной эпитаксии мелкие частицы материала мишени, распыляемые импульсным лазером, подхватываются газом-

носителем и движутся по направлению к структуре, а крупные частицы оседают на стенках реактора вблизи распыляемой мишени. Это приводит к уменьшению концентрации дефектов, образующихся в полупроводнике при осаждении из лазерной плазмы (рисунок 2.1) [102].

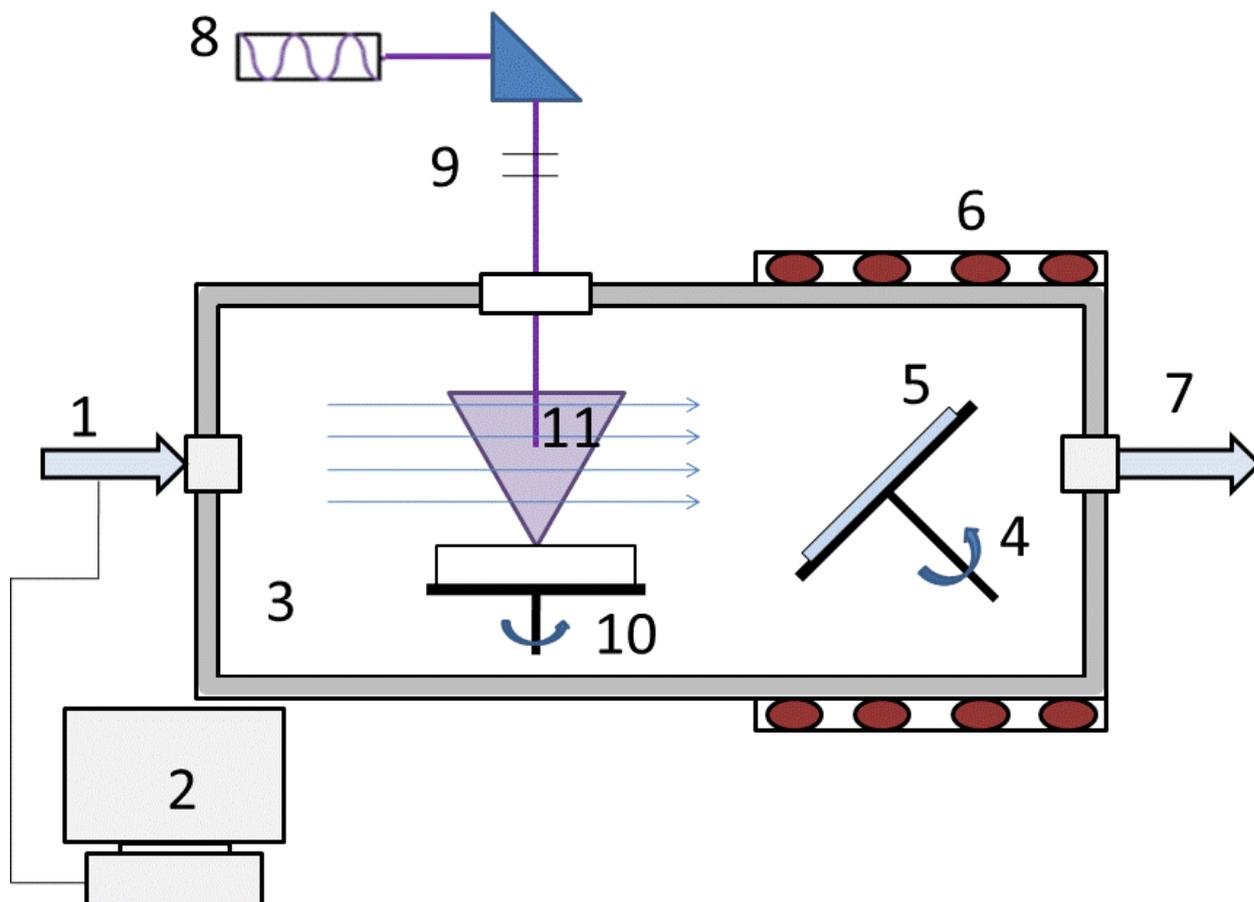


Рисунок 2.1. Схема комбинированной установки, объединяющей МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное осаждение [102]: 1 – Потoki газов (водород, МОС, арсин), 2 – блок управления, подключенный к компьютеру, 3 – реактор, 4 – вращающийся держатель подложки, 5 – подложка, находящаяся в зоне реакции, 6 – печь для нагрева подложки, 7 – вывод побочных продуктов реакции, 8 – импульсный лазер, 9 – ослабляющие стёкла (для контроля интенсивности лазера), 10 – вращающаяся твердотельная мишень для распыления, 11 – лазерная плазма.

Формирование образцов для спиновых светоизлучающих диодов с инжекторами $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ производилось на подложках p-GaAs . Для формирования полупроводниковой части исследуемых структур методом МОСГЭ используются металлоорганические соединения (триметилгаллий и триметилиндий) – в качестве источников материалов III группы, а также арсин – в качестве элемента V группы. Газом носителем является водород, который переносит частицы осаждаемых веществ к подложке. На разогретой подложке происходит разложение химических соединений [120] с образованием новых соединений на её поверхности. Для повышения однородности выращиваемых слоёв используется вращение подложкодержателя. Продукты, образовавшиеся после разложения металлоорганических соединений, и не участвующие в процессе роста, уносятся потоком газа носителя из реактора.

Легирование выращиваемых полупроводниковых слоёв может осуществляться либо разложением металлоорганических соединений легирующей примеси (например, для легирования углеродом используется разложение CCl_4) [137], либо лазерным распылением соответствующих твердотельных мишеней (Si или Zn) [138]. Для регулирования количества внедрённой примеси при использовании разложения CCl_4 изменяется поток пропускаемого водорода через барботер, а при использовании лазерного распыления используется ослабление лазерного пучка с помощью стекол (9).

Для выращивания РМП $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ в реакторе МОС-гидридной эпитаксии внутрь него помещают твердотельные мишени Mn и GaAs ((10) на рисунке 2.1). Мишени распыляются поочередно, состав $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ задается соотношением времён распыления компонент [139]. Для распыления мишеней используется импульсный Nd:YAG лазер (8), работающий в режиме модулированной добротности. Распылённые частицы Mn и GaAs подхватываются газом носителем и переносятся в сторону подложки (5), где формируется слой $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ при пониженной температуре $250\text{ }^\circ\text{C}$.

2.2. Методика проведения импульсного лазерного отжига структур с ферромагнитным инжектором (Ga,Mn)As

Как было указано выше, метод, основанный на комбинации импульсного лазерного осаждения и газофазной эпитаксии, изначально был предложен в работе [102] для формирования слоёв РМП (Ga,Mn)As. В ходе последующих исследований было установлено, что имеют место ограничения на предельно достижимые значения рабочей температуры спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As (под рабочей температурой подразумевается температура измерений, при которой сохраняется компонента циркулярной поляризации, обусловленная инъекцией спин-поляризованных электронов). Эти ограничения связаны с недостаточно высоким качеством слоёв (Ga,Mn)As, формируемых импульсным лазерным осаждением, наличием антиструктурных дефектов и вероятностью формирования в слоях включений фаз MnAs или MnGa (всё вышеизложенное обуславливает снижение температуры Кюри слоёв (Ga,Mn)As) [132,133].

В рамках настоящей работы для увеличения рабочей температуры спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As впервые был применен метод импульсного лазерного отжига, который известен своими возможностями по реконструкции кристаллической структуры и повышению температуры Кюри слоёв (Ga,Mn)As [140]. Отжиг выполнен с использованием эксимерного лазера LPX-200, имеющего рабочую длину волны 248 нм, длительность импульса ~ 30 нс и плотность энергии на импульс до 290 мДж/см² [140]. Каждый исследуемый образец подвергался однократному лазерному импульсу. Лазерный отжиг проводился в трех режимах с различной плотностью энергии лазерного пучка: 160, 260 и 290 мДж/см². Для обработки большей площади поверхности образца лазерный луч был расфокусирован, таким образом покрывалась площадь ~1 см². Лазерный отжиг проводился в Институте Физики Микроструктур РАН совместно с н.с. Парафиным Алексеем Евгеньевичем. Импульсному лазерному отжигу были подвергнуты два типа образцов:

1) полупроводниковые структуры с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ и слоем $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ на поверхности, сформированные на подложках p-GaAs (структуры для спиновых светоизлучающих диодов);

2) слои $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, сформированные на подложках i-GaAs (структуры для исследования магнитотранспортных характеристик).

Оба типа структур были сформированы комбинированным методом, описанным в разделе 2.1. Технологические параметры формирования слоёв $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ были идентичными для обоих типов структур. Сформированные структуры обоих типов были разделены на две части, лазерному отжигу подверглась лишь одна часть, вторая часть структур осталась неотожжённой. Это необходимо для сравнения результатов исследований отожжённых и неотожжённых образцов.

2.3. Методика выращивания структур с ферромагнитным инжектором $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$

Полупроводниковая часть спиновых светоизлучающих диодов с инжекторами $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$ была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии, подробно описанным в 2.1. В отличие от структур для ССИД с инжектором $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, которые выращивались только на подложках p-GaAs, формирование образцов для ССИД с инжекторами $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$ производилось на подложках p-GaAs и n-GaAs. Ферромагнитный инжектор, представляющий собой разбавленный магнитный полупроводник $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$, формировался методом импульсного лазерного осаждения в вакууме. Комбинированный метод (объединяющий МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное распыление), описанный в разделе 2.1 и применяемый для формирования ССИД с инжектором $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ не использовался, поскольку эксперименты по формированию РМП $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$ указанным методом предшествовали настоящей работе [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**]. Слои, полученные в ходе экспериментов, описанных в

[**Ошибка! Источник ссылки не найден.**], отличались низким кристаллическим качеством и отсутствием магнитных свойств. Вероятно, комбинированный метод не позволил сформировать слои с качеством, достаточным для действия модельных механизмов ферромагнетизма в $A^3B^5:Fe$. Таким образом, было решено не применять комбинированный метод для формирования слоёв РМП $A^3B^5:Fe$ в данной работе.

Для формирования контактных слоёв к спиновым светоизлучающим диодам на основе разбавленного магнитного полупроводника $A^3B^5:Fe$ ($A^3=Ga,In$; $B^5=Sb,As$) была использована «классическая» разновидность метода ИЛО, заключающаяся в использовании «изолированной» установки импульсного лазерного осаждения. Как было указано выше, метод ИЛО заключается в нанесении на поверхность подложки частиц плазмы, образованных в процессе распыления твердотельной мишени. Были использованы составные мишени $InSb/Fe$ и $GaAs/Fe$, распыляемые импульсным лазером. Поскольку в данной разновидности метода светоизлучающие структуры после роста методом МОСГЭ экспонируются в воздушной атмосфере (при переносе между установками), перед помещением в установку ИЛО полупроводниковые гетероструктуры подвергались травлению в водном 20% растворе HF с целью удаления образовавшегося на поверхности окисла. После помещения структур в реактор и откачки реактора до 10^{-4} Па производился отжиг при температуре ~ 500 °С для удаления случайных загрязнений с поверхности. Затем методом импульсного лазерного осаждения на структурах формировались слои $(In,Fe)Sb$ и $GaAs:Fe$ [20,21]. Схема установки для импульсного лазерного осаждения в вакууме представлена на рисунке 2.2.

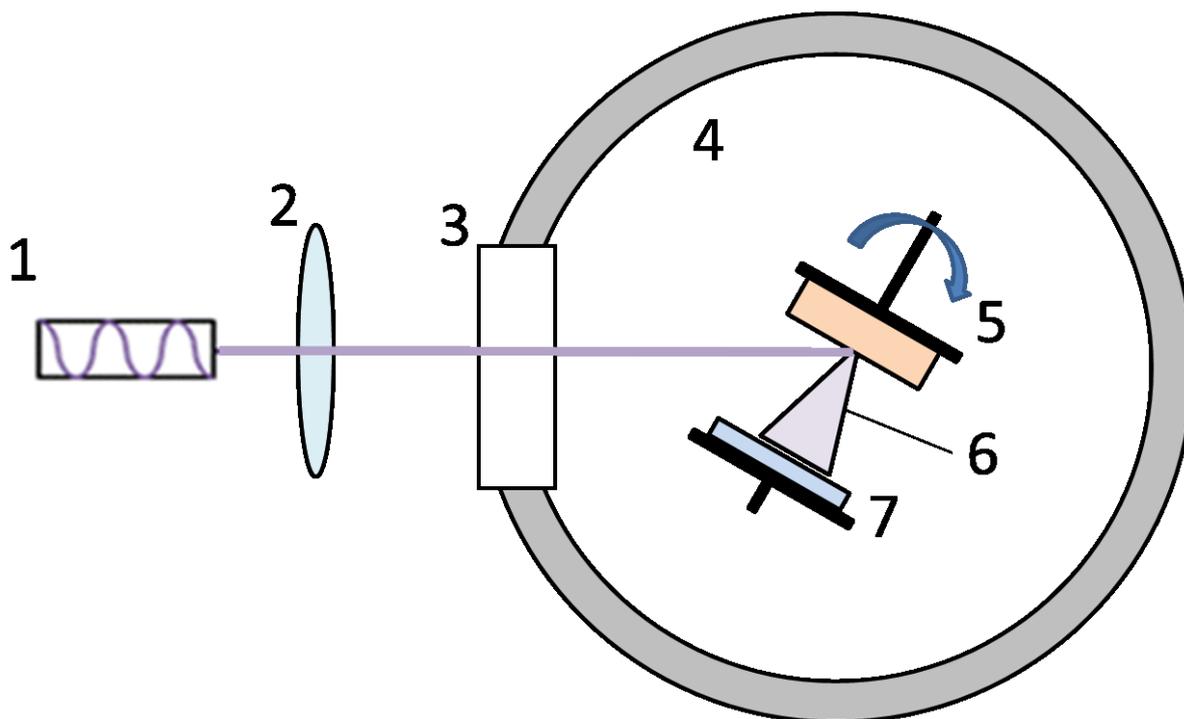


Рисунок 2.2. Схема установки для импульсного лазерного осаждения в вакууме: 1 – импульсный лазер, 2 – фокусирующая линза, 3 – кварцевое стекло, 4 – вакуумная камера, 5 – вращающаяся мишень, 6 – распыляемый материал, 7 – полупроводниковая структура.

Импульсным лазером (1) (рис. 2.2.) распыляется твердотельная мишень (5), установленная на вращающемся столике, в результате чего частицы распыляемого вещества (6) осаждаются на полупроводниковую структуру (7).

2.4. Изготовление спиновых светоизлучающих диодов

В качестве приборных полупроводниковых структур со слоями РМП были рассмотрены спиновые светоизлучающие диоды. Их изготовление проводилось как на структурах с инжектором $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, сформированных на подложках p-GaAs (использовались структуры непосредственно после формирования и отожжённые), так и на части структур с инжектором $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$. Другая часть структур с инжектором $\text{A}^3\text{B}^5:\text{Fe}$ использовалась для исследования фотолюминесценции.

Для изготовления спиновых светодиодов на полупроводниковые структуры со слоями РМП методом электронно-лучевого испарения в вакууме наносились металлические Au контакты. Затем с использованием методов фотолитографии и химического травления создавались меза-структуры диаметром 500 мкм. Для формирования базового омического контакта к подложкам использовался метод искрового вжигания. Для подложек р-типа проводимости использовался In контакт, для подложек n-типа проводимости – Sn контакт. На сформированных структурах выполнены исследования вольтамперных характеристик, электролюминесценции и циркулярной поляризации электролюминесценции.

2.5. Аттестация структур спиновых светоизлучающих диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

2.5.1. Методы исследования ферромагнитных инжекторов

Для определения воздействия импульсного лазерного отжига на поверхность спиновых светодиодов с инжектором (Ga,Mn)As были выполнены исследования морфологии поверхности слоёв разбавленного магнитного полупроводника с применением атомно-силовой микроскопии (АСМ) в бесконтактном режиме на микроскопе Solver Pro (NT-MDT SI). Исследования выполнялись как непосредственно после формирования структур, так и после воздействия импульсного лазерного отжига.

Для оценки влияния лазерного отжига на гальваномагнитные свойства слоя разбавленного магнитного полупроводника были проведены измерения магнитопольевых зависимостей эффекта Холла и слоевого сопротивления (Ga,Mn)As в диапазоне температур от 10 до 80 К в криостате замкнутого цикла Janis CCS 300S/202. Омические контакты к исследуемым образцам формировались в геометрии Ван Дер Пау. Проводились измерения структур непосредственно после формирования и после воздействия импульсного

лазерного отжига. Магнитное поле было приложено перпендикулярно поверхности структур, величина магнитного поля изменялась в диапазоне ± 360 мТл. Магнетосопротивление определялось по формуле $M_R = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \cdot 100\%$, где $R(B)$ и $R(0)$ – значения слоевого сопротивления в магнитном поле и без магнитного поля соответственно.

2.5.2. Методы исследования спиновых светоизлучающих диодов

Для изучения механизмов токопереноса в диодных гетероструктурах РМП/GaAs были проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ). Измерения проводились при температурах 77 и 300 К. Для измерения при температуре 77 К образцы помещались в сосуд Дьюара с жидким азотом. Для измерений ВАХ используется встроенная программа источника-измерителя токов и напряжений Keithley-2401, в которой возможно подавать напряжение в заданном интервале и с заданным шагом, и при каждом значении напряжения измерять величину тока. Для более полной характеристики ряда диодных структур дополнительно проводились измерения температурной зависимости ВАХ в диапазоне от 10 до 300К в криостате замкнутого цикла Janis CCS 300S/202.

Были проведены измерения электролюминесценции и циркулярной поляризации ЭЛ полученных диодов в диапазоне температур от 10 до 300 К. Измерения спектров электролюминесценции диодов проводились при температуре 77К. Схема измерения представлена на рисунке 2.3.

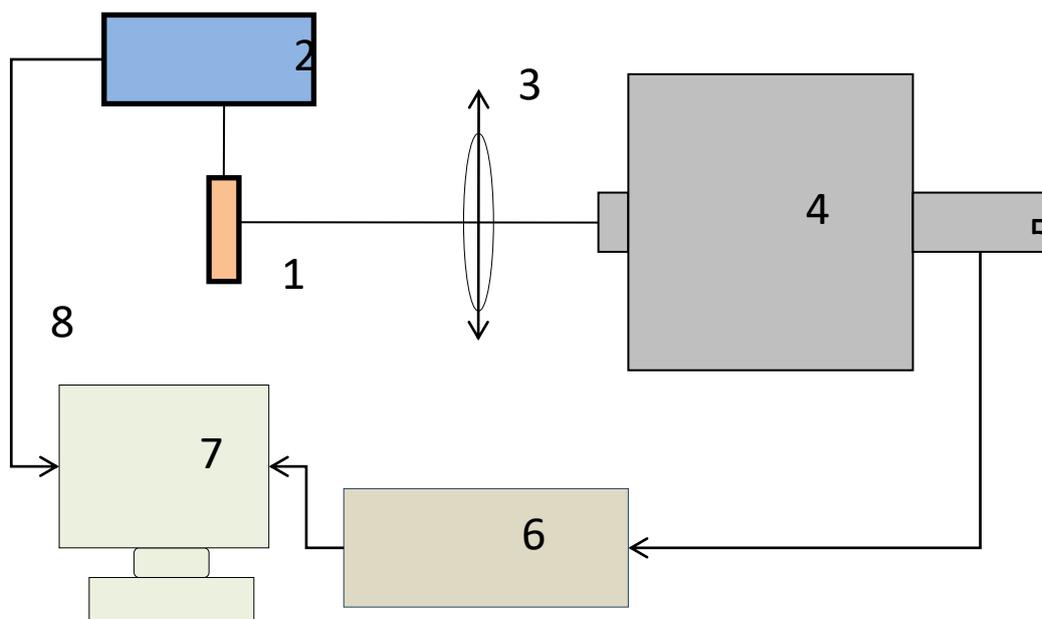


Рисунок 2.3. Схема измерения спектров электролюминесценции. 1 – образец; 2 – источник питания; 3 – фокусирующая линза; 4 – монохроматор; 5 – фотодетектор; 6 – селективный усилитель; 7 – компьютер; 8 – сигнал синхронизации.

На исследуемый образец подаётся импульсный ток с частотой 635 Гц и скважностью 0,5. В качестве источника питания используется блок Keithley-6221 (2). Вывод излучения осуществляется со стороны подложки, которая является прозрачной в исследуемом диапазоне длин волн. Излучение с помощью собирающей линзы (3) фокусируется на входной щели монохроматора МДР-2 (4). На выходе монохроматора излучение регистрируется InGaAs фотодиодом Hamamatsu (5), сигнал которого попадает на селективный усилитель Unipan (6), который, в свою очередь, регистрирует сигнал на частоте импульсного источника питания. Сигнал из селективного усилителя и синхросигнал с источника питания (8) попадают в компьютер (7), который записывает величину интенсивности сигнала в зависимости от длины волны монохроматора.

При введении спиновых светодиодов во внешнее магнитное поле их излучение становится частично циркулярно-поляризованным, т.е. интенсивность одной из компонент (σ^+ или σ^- компоненты) превышает интенсивность противоположной. Исследования степени циркулярной поляризации электролюминесценции проводились в криостате замкнутого цикла Janis CCS

300S/202, который позволяет проводить измерения при температурах от 10 до 300К. Использовалась стандартная схема [5], основные элементы которой представлены на рисунке 2.4.

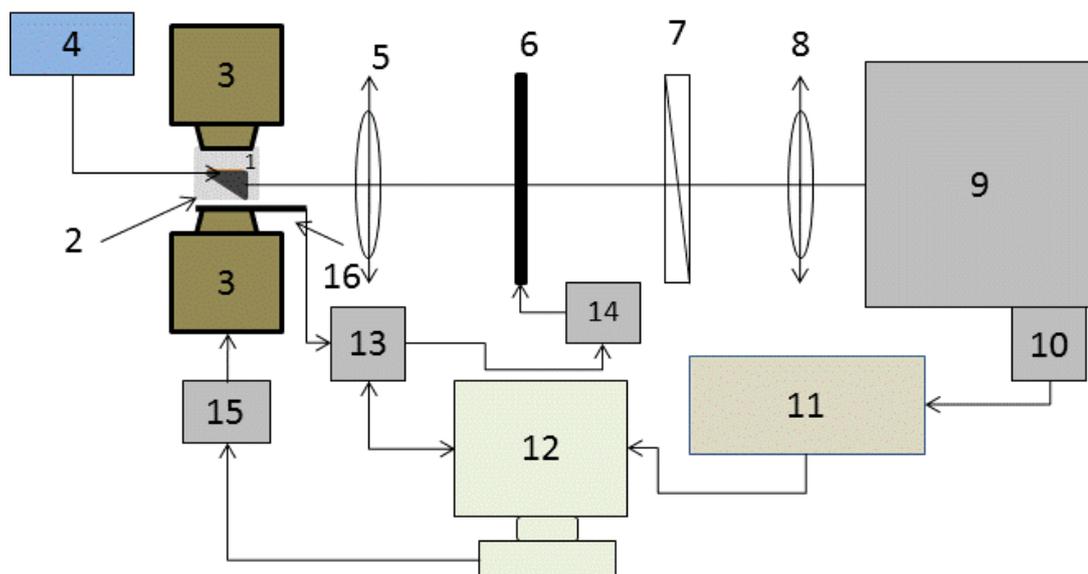


Рисунок 2.4. Схема измерений циркулярной поляризации электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов, помещённых в магнитное поле: 1 – образец; 2 – криостат; 3 – электромагнит; 4 – источник питания образца; 5 – собирающая линза; 6 – пластина $\lambda/4$; 7 – линейный поляризатор; 8 – собирающая линза; 9 – монохроматор; 10 – фотодетектор; 11 – селективный усилитель; 12 – компьютер; 13 – АЦП/цифровой интерфейс; 14 – привод четвертьволновой пластины; 15 – блок питания электромагнита; 16 – датчик Холла.

На образец с источника тока Keithley-6221 (4) подаётся импульсный ток с частотой 1733 Гц и скважностью 0,5. Частично циркулярно-поляризованное излучение от образца (1), преобразованное в плоскопараллельный пучок линзой (5), проходит через оптические элементы, а именно четвертьволновую пластину (6) и поляризатор (7), которые выделяют одну из компонент, связанную либо с лево-поляризованным, либо с право-поляризованным излучением. Далее луч фокусируется на входной щели монохроматора, на выходе которого установлен фотоумножитель (10), который регистрирует излучение. В зависимости от того, в каком положении находится четвертьволновая пластина, регистрируется либо лево-поляризованное, либо с право-поляризованное излучение.

Значение степени циркулярной поляризации электролюминесценции рассчитывается в соответствии с соотношением:

$$P_{EL} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)}, \quad (8)$$

где P_{EL} – степень циркулярной поляризации ЭЛ, величины $I(\sigma^+)$ ($I(\sigma^-)$) соответствуют интенсивностям, записанным в σ^+ (σ^-) поляризациях. В качестве величин $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ берутся значения соответствующего фотосигнала с фотоумножителя. Деления монохроматора выставляются на длину волны, соответствующую максимуму интенсивности ЭЛ.

Установка, показанная на рис. 2.4, использовалась также для измерения температурных зависимостей спектров электролюминесценции. В этом случае магнитное поле не вводилось, а из схемы извлекались оптические элементы (четвертьволновая пластина, поляризатор).

Для структур с инжектором (In,Fe)Sb было дополнительно проведено измерение фотолуминесценции. Схема измерения ФЛ представлена на рисунке 2.5.

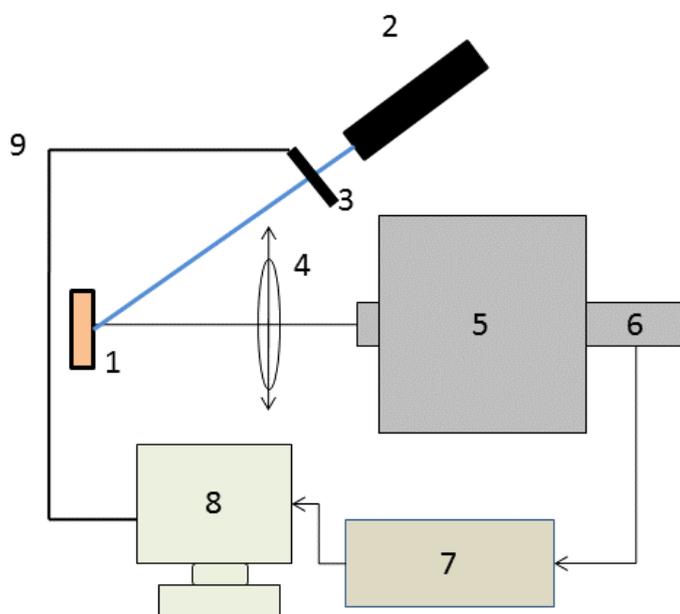


Рисунок 2.5. Схема измерения фотолуминесценции. 1 – образец; 2 – He-Ne лазер; 3 – механический модулятор; 4 – фокусирующая линза; 5 – монохроматор; 6 – фотодетектор; 7 – селективный усилитель; 8 – компьютер; 9 – сигнал синхронизации.

Основные элементы схемы описаны в методике измерения электролюминесценции, которая приведена выше. Для возбуждения фотолюминесценции использовался He-Ne лазер с длиной волны 632 нм (2). Образцы облучались с лицевой стороны. Регистрация излучение также производилась с лицевой стороны образца.

Глава 3. Исследование спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As, модифицированных импульсным лазерным отжигом

Литературный обзор по тематике исследований, выполненный в главе 1, показал, что спиновые светоизлучающие диоды с инжектором в виде разбавленных магнитных полупроводников вызывают интерес в связи с их высоким потенциалом для интеграции в устройства оптоэлектроники [5]. Ранее [132,133] нами была показана возможность создания спиновых светоизлучающих диодов со слоями (Ga,Mn)As, в которых наблюдалась циркулярно-поляризованная люминесценция при низких температурах. Метод получения слоёв РМП (Ga,Mn)As, используемый в цитированных работах, не позволяет формировать материал с температурой Кюри выше 40К, поэтому рабочая температура ССИД в [132,133] также ограничена указанным значением. В работе [140] было предложено использование отжига импульсным эксимерным лазером слоев (Ga,Mn)As, полученных методом импульсного лазерного осаждения, что может значительно повысить их температуру Кюри, вплоть до уровня материалов, получаемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии [131]. В настоящей главе обсуждается влияние импульсного лазерного отжига на свойства приборных структур - спиновых светодиодов с инжектором в виде слоёв (Ga,Mn)As, аналогичных полученным в работах [132,133]. Подобный подход для построения спиновых светоизлучающих диодов на основе (Ga,Mn)As использован впервые.

3.1. Схемы образцов для исследования спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As

Образцы для исследований были изготовлены методом МОС-гидридной эпитаксии, совмещённой с импульсным лазерным осаждением в едином технологическом цикле [102,132,133].

Было изготовлено два типа структур:

Образцы серии M1 были изготовлены для проведения измерений электролюминесценции и циркулярной поляризации электролюминесценции. Полупроводниковая часть образцов представляла собой эпитаксиальную гетероструктуру на основе GaAs. Для её изготовления на подложке p-GaAs методом МОСГЭ последовательно выращивались следующие слои при температуре 600°C: буферный слой p-GaAs, квантовая яма $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}:\text{C}$ (концентрация дырок составила $p \approx 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ширина $d_{\text{QW}} = 16 \text{ нм}$), слой n-GaAs толщиной 90 нм с градиентным легированием (область с высокой степенью легирования n^{++} ($n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$) имеет толщину 30 нм). Затем был сформирован слой ферромагнитного инжектора (Ga,Mn)As толщиной 90 нм при пониженной температуре 340°C методом ИЛО распылением мишеней Mn и GaAs. В настоящей работе использовались схема легирования структуры, а также параметры слоя (Ga,Mn)As, обеспечивающие наибольшие значения степени циркулярной поляризации, которые были установлены ранее [47].

Образцы серии M2 были выращены для изучения гальваномагнитных явлений и представляли собой слои (Ga,Mn)As, сформированные методом импульсного лазерного осаждения по вышеописанной технологии на подложке i-GaAs. Схематическое представление образцов обеих серий показано на рисунке 3.1.

По завершению процесса эпитаксии сформированные образцы M1 и M2 извлекались из реактора и разделялись на несколько частей. Часть структур была подвергнута послеростовому импульсному лазерному отжигу. Подробности технологии проведения отжига представлены в разделе 2.2.

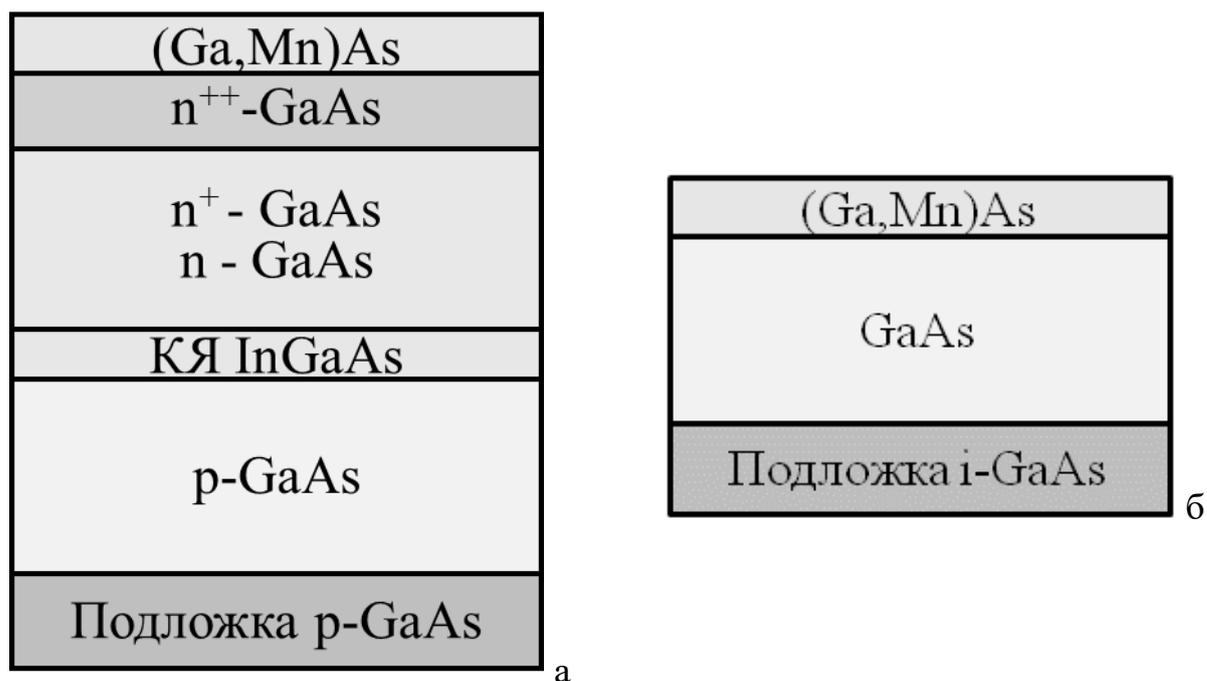


Рисунок 3.1. Схемы исследуемых структур: (а) – полупроводниковая часть светоизлучающих диодов $(\text{Ga,Mn})\text{As}/n^{++}\text{GaAs}/n\text{-GaAs}/\text{InGaAs}$ на подложке $p\text{-GaAs}$ (образцы М1), (б) – образцы М2 на подложке $i\text{-GaAs}$.

На заключительном этапе формирования образцов серии М1 (как подвергнутых импульсному лазерному отжигу, так и исходных) на поверхность $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ были нанесены Au-омические контакты, изготовлены меза-структуры диаметром 500 мкм и сформированы In омические контакты к подложке.

3.2. Модификация поверхности слоёв $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ в результате импульсного лазерного отжига

Рассмотрим воздействие импульсного лазерного отжига на полупроводниковый материал. В результате поглощения лазерного импульса за счет передачи энергии фононной подсистеме происходит нагрев приповерхностного слоя. Так, для GaAs толщина слоя, в котором происходит поглощение лазерного импульса с длиной волны 248 нм, по оценкам составляет ~ 5 нм. Далее за время лазерного импульса (~ 30 нс) поток тепла распространяется

вглубь структуры на расстояние ~ 1 мкм [140]. Наиболее наглядным внешним проявлением воздействия лазерного импульса является изменение топографии поверхности, которое связано со структурной реконструкцией приповерхностного слоя. Свойства поверхности подвергнутых лазерному отжигу структур зависят от интенсивности лазерного воздействия, поэтому измерения топографии поверхности позволяют предсказывать свойства отожжённых слоёв. Для этого необходимо установить взаимосвязь между топографией поверхности отожжённых образцов, условиями отжига и полученными электрическими и магнитными свойствами. Помимо этого, характерной особенностью лазерного отжига является неоднородность распределения энергии лазерного луча по площади пучка (энергия в центре выше, чем на краю лазерного пучка). Это приводит к неоднородному лазерному воздействию на отжигаемую поверхность.

На рисунке 3.2 приведены топографии поверхности образцов серии M2, после лазерного отжига с энергиями 160, 260 и 290 мДж/см², а также исходных неотожжённых образцов этой же серии.

В связи с тем, что воздействие лазерного пучка является неоднородным по площади, были проведены измерения топографии как центральных областей отожженных образцов (рис. 3.2в, 3.2д, 3.2е), так и краевых областей (рис. 3.2б, 3.2г). Исходная структура характеризуется среднеквадратичной высотой неровностей поверхности ~ 22 нм. Лазерное воздействие заметно изменяет морфологию поверхности образцов. Минимальные изменения наблюдались на краю структур, подвергнутых отжигу лазерным лучом с плотностью энергии 160 мДж/см² (рис. 3.2б).

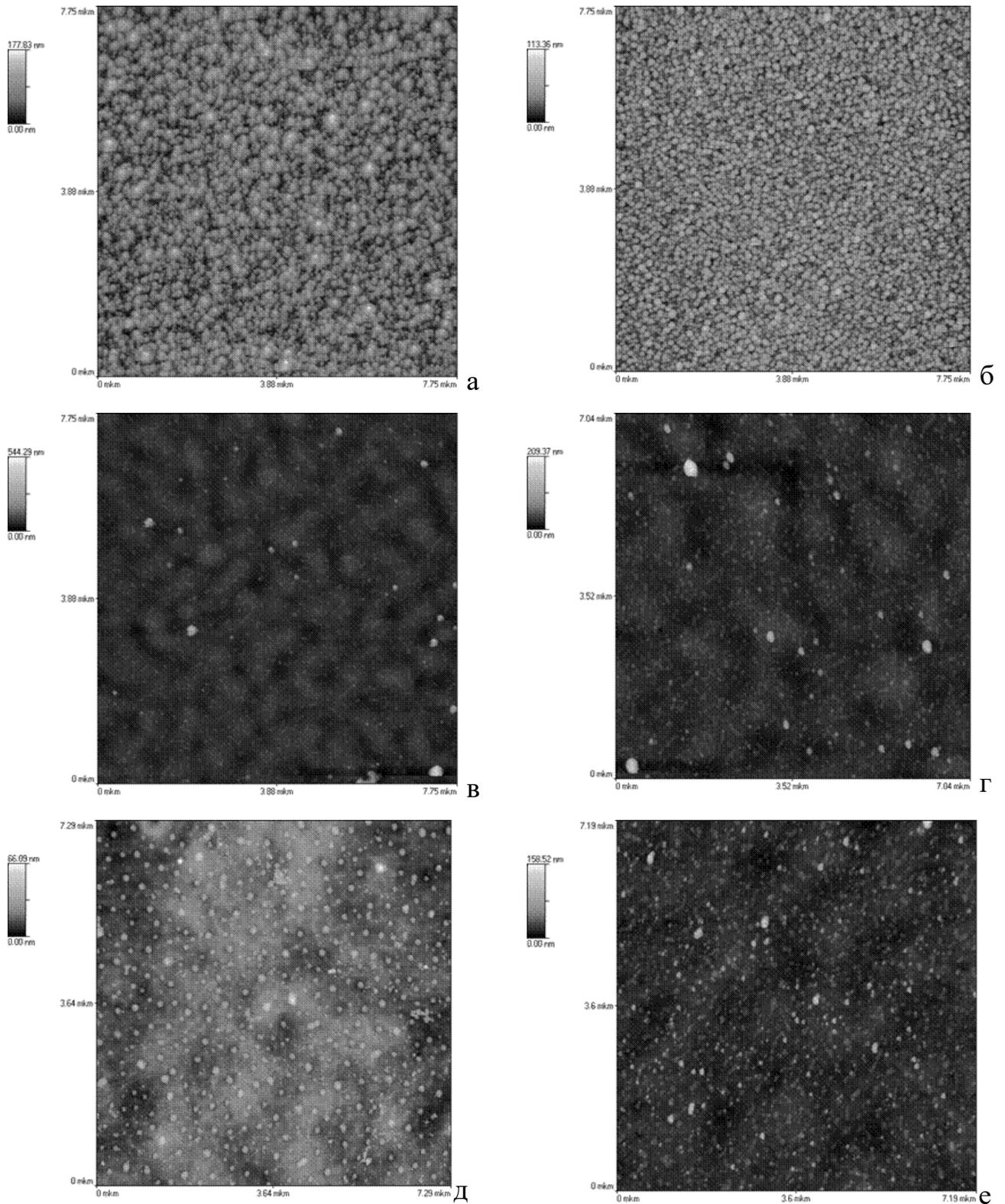


Рисунок 3.2. АСМ изображение поверхности исходной структуры (а), и структур, подвергнутых импульсному лазерному отжигу: (б) — 160 мДж/см^2 (на краю лазерного пучка); (в) 160 мДж/см^2 (в центре лазерного пучка); (г) 290 мДж/см^2 (на краю лазерного пучка); (д) 260 мДж/см^2 (в центре лазерного пучка); (е) 290 мДж/см^2 (в центре лазерного пучка).

При более высоких энергиях лазерного луча наблюдается образование больших кластеров невысокой поверхностной концентрации наряду с более мелкими кластерами. Среднеквадратичная высота неровностей поверхности на краю структур, подвергнутых отжигу лазерным лучом с плотностью энергии 160 мДж/см^2 , составила $\sim 12 \text{ нм}$. Для остальных отожжённых образцов (центральной части структуры, отожжённой с плотностью энергии 160 мДж/см^2 и структур, отожжённых с плотностями энергии 260 и 290 мДж/см^2) среднеквадратичная высота неровностей поверхности составила $\sim 6 \text{ нм}$. Реконструкция облучаемой поверхности является характерной особенностью лазерного отжига [142]. Можно отметить тот факт, что топография поверхности исходных (не подвергнутому отжигу) структур была аналогична топографии поверхности края структур, подвергнутых лазерному отжигу с плотностью энергии 160 мДж/см^2 (рис. 3.2а и 3.2б соответственно). В то же время, центральная часть образцов, отожженных при 160 мДж/см^2 , имела топографические особенности схожие с крайней областью образцов, отожжённых лазером с плотностью энергии 290 мДж/см^2 (рис. 3.2в и 3.2г соответственно). Эти результаты позволяют предположить, что плотности энергии воздействующего лазерного излучения на указанные участки были близки (то есть, в первом случае воздействие пучка с плотностью энергии 160 мДж/см^2 на крайнюю область структур было слабым). В соответствии с вышеизложенным, для изучения магнитных свойств и для формирования спиновых светоизлучающих диодов выбирались участки, расположенные в центральной части образцов.

3.3. Результаты исследования магнитных свойств слоёв разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As

Изменения магнитных свойств образцов, подвергнутых импульсному лазерному отжигу, были проанализированы с использованием данных гальваномагнитных измерений образцов серии M2 [140]. На рисунках 3.3 и 3.4

представлены зависимости сопротивления слоя (Ga,Mn)As от приложенного магнитного поля в диапазоне температур 10–80 К, как для исходных образцов M2 (рисунок 3.3), так и для отожжённых лазерным пучком с плотностью энергии 290 мДж/см² образцов M2 (рисунок 3.4).

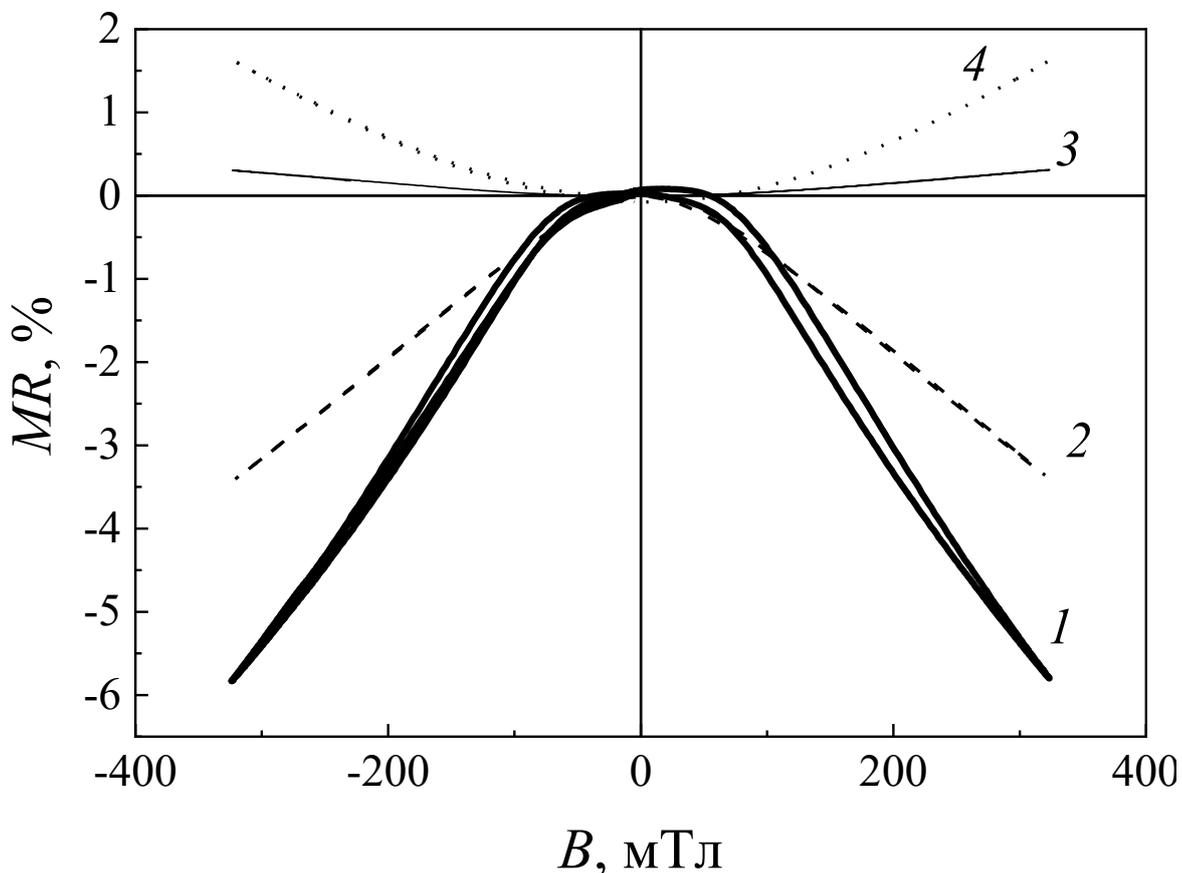


Рисунок 3.3. Магнитопольевые зависимости слоевого сопротивления исходных образцов серии M2 (кривая 1 – 10 К, кривая 2 – 40 К, кривая 3 – 60 К, кривая 4 – 80 К).

Зависимости как отожжённых, так и исходных структур имеют области отрицательного магнетосопротивления при минимальной температуре (10 К) и имеют форму замкнутых петель гистерезиса. С увеличением температуры амплитуда магнетосопротивления уменьшается, а петля гистерезиса сужается. Области отрицательного магнетосопротивления и петли гистерезиса исчезают при повышении температуры измерений до 40К для исходных и до 80К для отожженных структур. На основании полученных данных можно приблизительно оценить температуру Кюри слоя (Ga,Mn)As в этих образцах: 40К без воздействия

отжига и 80К после лазерного отжига. Следовательно, данные, представленные на рис.3.4, свидетельствуют о том, что лазерный отжиг слоя (Ga,Mn)As с плотностью энергии 290 мДж/см^2 привел к увеличению температуры Кюри с 40 до 80 К.

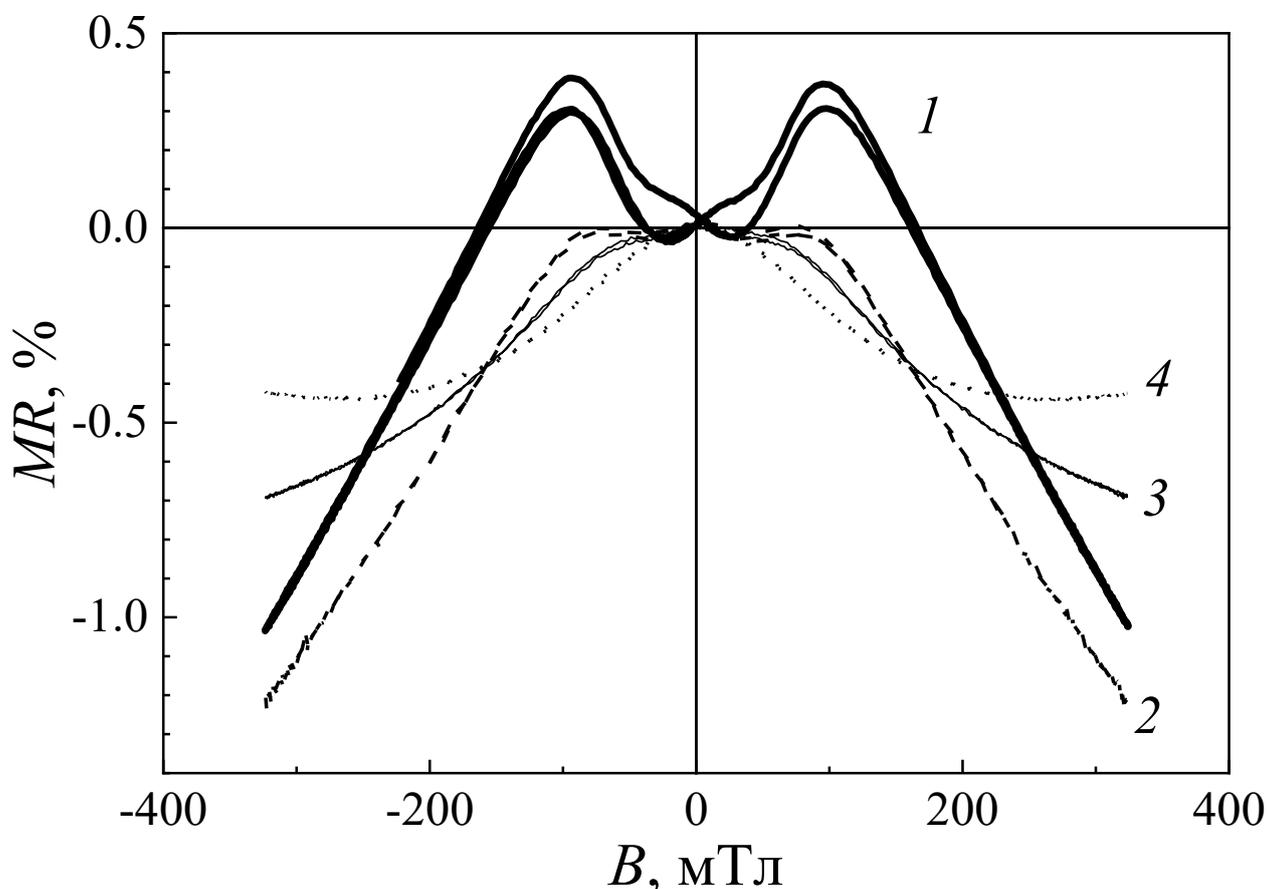


Рисунок 3.4. Магнитополевые зависимости слоевого сопротивления образцов серии M2, отожжённых с плотностью энергии 290 мДж/см^2 (кривая 1 – 10 К, кривая 2 – 40 К, кривая 3 – 60 К, кривая 4 – 80 К). На вставке – магнитополевые зависимости сопротивления Холла, измеренные при температуре 60 К для исходных (1) и отожжённых с плотностью энергии 290 мДж/см^2 (2) образцов.

Нелинейное изменение холловского сопротивления (аномальный эффект Холла), которое наблюдалось для отожженных образцов (кривая 2 на рисунке 3.5) при температуре измерений равной 60 К, является еще одним свидетельством смещения точки Кюри в сторону более высоких температур в результате лазерного отжига [143].

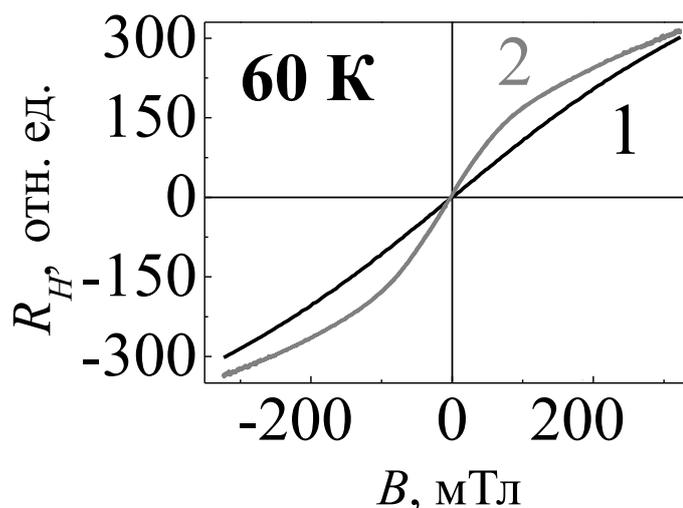


Рисунок 3.5. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла, измеренные при температуре 60 К для исходных (1) и отожжённых с плотностью энергии 290 мДж/см² (2) образцов.

Для исходных структур изменение сопротивления Холла от приложенного магнитного поля при температуре 60 К можно описать линейной функцией (кривая 1 на рисунке 3.5), что вполне согласуется с многочисленными данными относительно точки Кюри слоя (Ga,Mn)As, полученного методом импульсного лазерного осаждения.

3.4. Результаты исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (Ga,Mn)As

На основании результатов, полученных в предыдущем разделе, можно заключить, что импульсный лазерный отжиг положительно сказывается на магнитных характеристиках (Ga,Mn)As инжектора. На основании данного вывода были сформированы структуры спиновых светоизлучающих диодов (M1), в которых слой (Ga,Mn)As был подвергнут импульсному лазерному отжигу. Детальное описание исследуемых структур приведено в разделе 3.1. На рисунках 3.6 и 3.7 представлены зависимости степени циркулярной поляризации

электролюминесценции от приложенного магнитного поля исходных неотожженных образцов серии М1, измеренные при различных температурах (рис. 3.6) и отожженных образцов той же серии (плотность энергии – 260 мДж/см²) (рис. 3.7), также измеренных при различных температурах.

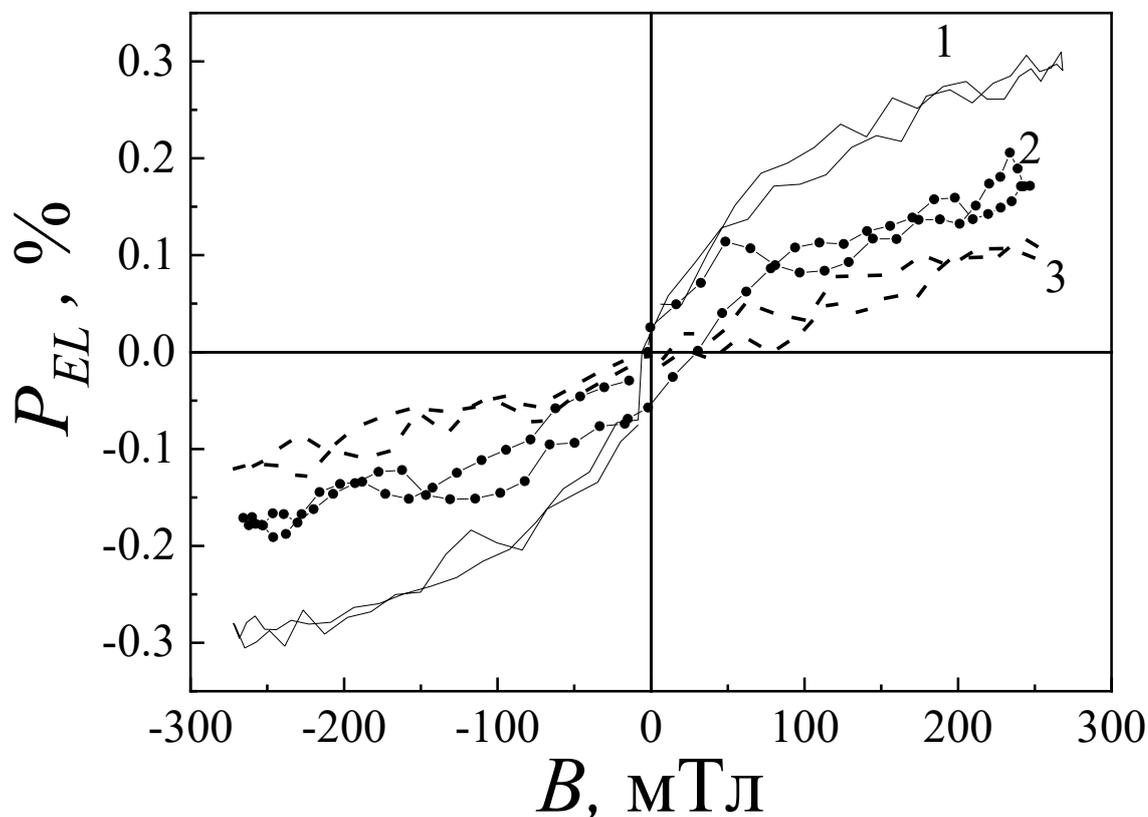


Рисунок 3.6. Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции исходных образцов М1, измеренная в диапазоне температур 10 - 30 К (кривая 1 – 10 К; кривая 2 – 20 К, кривая 3 – 30 К).

Рассмотрим магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции $P_{EL}(B)$ диодов, измеренные при температуре 10 К (кривые 1 на рис. 3.6 и 3.7). В обоих случаях кривые $P_{EL}(B)$ являются функциями, нелинейно зависящими от магнитного поля. Эти зависимости $P_{EL}(B)$ имеют две области: область, в которой P_{EL} изменяется резко (в диапазоне магнитного поля от 0 до 100 мТл), и область, в которой степень поляризации изменяется более плавно (в диапазоне магнитного поля от 100 до 300 мТл). Область плавного изменения $P_{EL}(B)$ может быть аппроксимирована с помощью

линейной функции. Степень циркулярной поляризации ЭЛ может быть представлена с достаточной точностью как сумма двух компонент:

$$P_{EL} = P_{EL}^{FM} + P_{EL}^Z, \quad (9)$$

где P_{EL}^{FM} – компонента, обусловленная инжекцией спин-поляризованных электронов, а P_{EL}^Z – компонента, обусловленная Зеемановским расщеплением уровней в квантовой яме в магнитном поле.

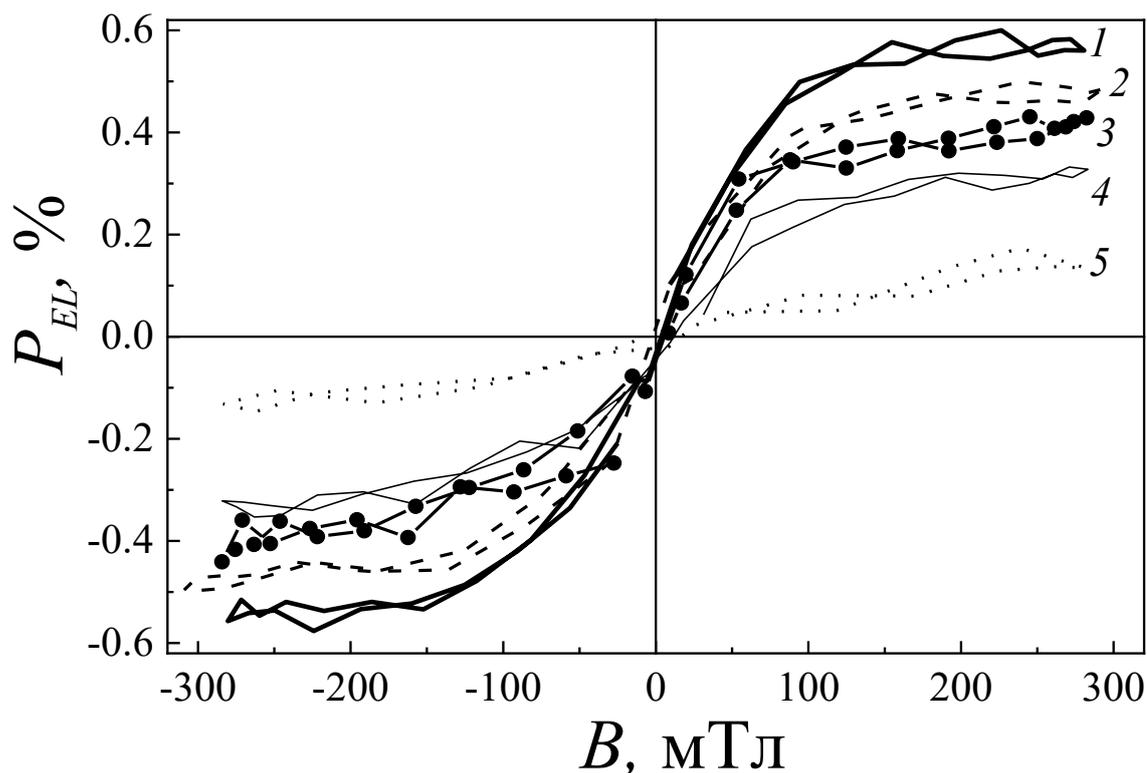


Рисунок 3.7. Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции образцов М1, подвергнутых лазерному отжигу с плотностью энергии 260 мДж/см^2 , измеренная в диапазоне температур 10 - 120 К (кривая 1 – 10 К, кривая 2 – 40 К, кривая 3 – 60 К, кривая 4 – 80 К, кривая 5 – 120 К).

С ростом температуры измерений характер магнитополевой зависимости степени поляризации ЭЛ меняется: начинает превалировать вклад компоненты P_{EL}^Z Зеемановского расщепления, а вклад инжекционной компоненты P_{EL}^{FM} становится нулевым, и зависимость $P_{EL}(B)$ (В) становится линейной (кр.3 рис.3.6 и кр.5 рис.3.7). Стоит отметить общую тенденцию увеличения степени

циркулярной поляризации электролюминесценции образцов после лазерного отжига (кривые 1 на рис. 3.6 и 3.7) при прочих равных условиях. Так для исходных диодов серии М1 величина P_{EL} достигает значения $\sim 0,3\%$, а в случае отожженных диодов серии М2 величина P_{EL} составила значение $\sim 0,6\%$.

С ростом температуры степень циркулярной поляризации электролюминесценции диодов уменьшается, и зависимость $P_{EL}(B)$ становится линейной. Для исходных образцов серии М1 линейной зависимостью $P_{EL}(B)$ становится уже при температуре 30 К. В этой точке и для более высоких температур зависимость $P_{EL}(B)$ представляет собой монотонное увеличение степени циркулярной поляризации с ростом магнитного поля, которое может быть описано линейной функцией и обусловлено, по-видимому, Зеемановским расщеплением энергетических уровней в квантовой яме в магнитном поле (P_{EL}^Z). Наиболее наглядно температурную зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ можно представить, взяв значение P_{EL} при введении диода в магнитное поле 280 мТл (рис. 3.8). Данные на рис. 3.8 представлены за вычетом компоненты, обусловленной Зеемановским расщеплением уровней P_{EL}^Z , указанная компонента зависит от свойств квантовой ямы и является одинаковой для всех диодов, сформированных на основе одной и той же полупроводниковой гетероструктуры. Видно, что для образцов, подвергнутых лазерному отжигу, по мере повышения температуры измерения степень циркулярной поляризации уменьшается медленнее (рис. 3.8 кривые 2 и 3), по сравнению с зависимостью для исходного образца (рис. 3.8 кривая 1). Магнитополевая зависимость P_{EL} образцов после лазерного отжига приобретает линейный характер при значительно более высоких температурах – до 120 К (рис. 3.7, кривая 5).

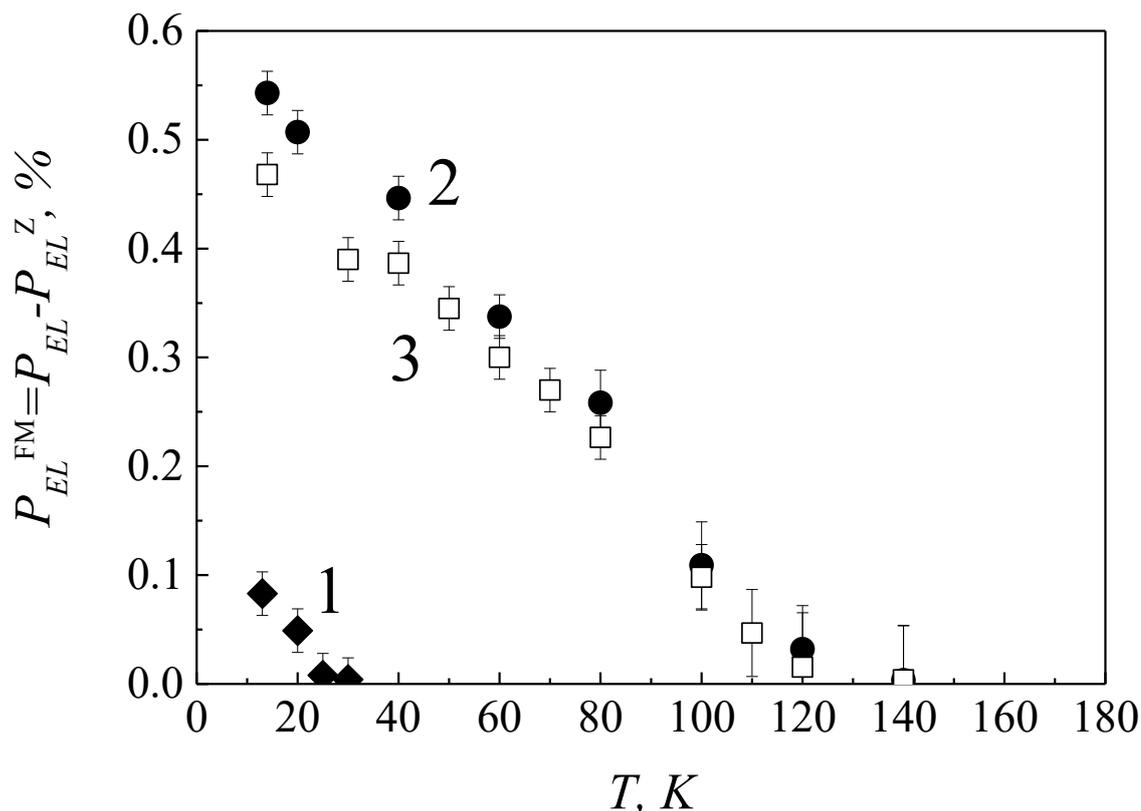


Рисунок 3.8. Температурные зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции, измеренные в магнитном поле 280 мТ для исходных образцов серии М1 (кривая 1) и образцов той же серии, подвергнутых лазерному отжигу с плотностью энергии 260 мДж/см² (кривая 2) и 290 мДж/см² (кривая 3).

С увеличением температуры измерений степень циркулярной поляризации уменьшается для всех рассматриваемых структур. Для структур, подвергнутых лазерному отжигу с плотностями энергии 260 и 290 мДж/см², область, где степень поляризации уменьшается, является более «затянутой» по сравнению с областью для исходной структуры, а компонента, обусловленная инжекцией спин-поляризованных носителей P_{EL}^{FM} достигает нуля при температуре ~ 120 К. Наибольшее значение степени циркулярной поляризации было получено для структур, отоженных лазерным пучком с плотностью энергии 260 мДж/см² и составило 0.55% при 280 мТл. При дальнейшем увеличении плотности мощности лазерного отжига до 290 мДж/см² происходит некоторое снижение степени циркулярной поляризации ЭЛ, что, вероятно, может быть связано с отклонением от оптимальных параметров лазерного отжига, в результате чего происходит

ухудшение свойств слоёв РМП (Ga,Mn)As в сравнении со слоями, отожжёнными с плотностью энергии 260 мДж/см^2 . Существенного изменения степени циркулярной поляризации и диапазона рабочих температур по сравнению с исходной структурой для образцов, отожженных с плотностью энергии лазера 160 мДж/см^2 , зарегистрировано не было. Зависимости P_{EL}^{FM} (Т) для этих и для исходных образцов идентичны в пределах ошибки эксперимента. По-видимому, используемой в данном случае энергии лазера недостаточно, чтобы вызвать значительные изменения в свойствах пленки (Ga,Mn)As.

Повышение диапазона рабочих температур спиновых светодиодов на основе структур, подвергнутых лазерному отжигу, предположительно, связано с повышением температуры Кюри ферромагнитного инжектора (Ga,Mn)As. Наблюдаемый эффект является следствием воздействия импульсного лазерного излучения на структуру слоя (Ga,Mn)As: в соответствии с детальным исследованием, выполненным в работе [140], атомы Mn перестраиваются и замещают атомы Ga, а также повышается концентрация дырок.

Исходя из результатов измерений степени циркулярной поляризации электролюминесценции, точка Кюри для слоя разбавленного магнитного полупроводника после отжига достигает 120 К , что соответствует значениям для слоев (Ga,Mn)As, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [5,131]. Предположительно, различия в данных по максимально достижимой температуре Кюри, полученные в результате гальваномагнитных измерений и измерений степени циркулярной поляризации (рисунки 3.6 и 3.7), являются следствием неоднородности распределения энергии лазерного пучка, попадающего на образец, как это было продемонстрировано на рисунках 3.2.

Исследуемые в гальваномагнитных измерениях образцы, имеющие площадь $\sim 4 \text{ мм} \times 4 \text{ мм}$, находились под воздействием как центральной, так и периферийной области лазерного пучка. Предположительно, изменения в форме кривой магнетосопротивления образцов, подвергнутых отжигу, обусловлены крайними областями слоя (Ga,Mn)As, для которых температура Кюри, безусловно, ниже, чем для областей, на которые воздействует центр лазерного

пучка. При измерении циркулярной поляризации ЭЛ исследовались спиновые светодиоды, изготовленные из центральных областей структуры, в которых лазерное воздействие было максимальным, и которые имеют более высокую температуру Кюри. С точки зрения наибольших достижимых значений рабочей температуры ССИД с (Ga,Mn)As инжектором следует взять за основу именно данные по циркулярно-поляризованной люминесценции. Описанные в данной главе результаты были опубликованы в [144].

3.5. Выводы к главе 3

В данной главе рассмотрены исследования по воздействию импульсного лазерного отжига на поверхность светоизлучающих гетероструктур, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As. Показано, что импульсный лазерный отжиг может быть использован в качестве нового способа повышения рабочей температуры спиновых светоизлучающих диодов, в которых источником спин-поляризованных носителей является слой (Ga,Mn)As. Проведённые гальваномагнитные измерения и измерения циркулярно-поляризованной электролюминесценции изготовленных спиновых светодиодов показали, что лазерный отжиг приводит к увеличению температуры Кюри слоя (Ga,Mn)As и, соответственно, увеличению рабочей температуры спиновых светодиодов до ~ 120 К, в то время как эта величина для спиновых светодиодов с неотожжённым (Ga,Mn)As инжектором составляет 30 К. Наблюдаемый эффект является следствием воздействия импульсного лазерного излучения на структуру слоя (Ga,Mn)As: в соответствии с детальным исследованием, выполненным в работе [140], атомы Mn перестраиваются и замещают атомы Ga, а также повышается концентрация дырок. Полученные значения температуры Кюри соответствуют аналогичным показателям для структур, сформированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Глава 4. Исследования спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs с инжектором $A^3B^5:Fe$

Как отмечалось выше, возможность получения ряда разбавленных магнитных полупроводников $A^3B^5:Fe$ с температурой Кюри выше комнатной была продемонстрирована в недавних работах [20,21,145]. Потенциальным преимуществом использования данного вида РМП является его технологическая совместимость с GaAs структурами. В настоящей главе рассмотрена возможность использования разбавленных магнитных полупроводников $A^3B^5:Fe$ в качестве функционального слоя в приборной структуре, а именно в качестве ферромагнитного инжектора в спиновом светоизлучающем диоде.

4.1. Исследование механизмов токопереноса в гетероструктурах (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs

Хронологически первым рассмотренным видом $A^3B^5:Fe$ -материала с температурой Кюри выше 300 К являлись слои (In,Fe)Sb, полученные методом импульсного лазерного осаждения [20]. В продолжение работ [20] были сформированы гетероструктуры (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs и исследованы возможные механизмы токопереноса в них.

Исследуемые структуры были выращены на подложках n^+ -GaAs (серия образцов F1) и p^+ -GaAs (серия образцов F2) комбинацией из двух методов: полупроводниковая часть структур выращена МОС-гидридной эпитаксией, а разбавленный магнитный полупроводник сформирован импульсным лазерным осаждением. Для этой цели выбраны подложки GaAs с ориентацией (100). Особенности роста InGaAs/GaAs гетероструктур методом МОСГЭ были описаны выше, в главах 2 и 3. Здесь будет дано краткое описание полученных структур. На первом этапе роста методом МОСГЭ при температуре 600°C в атмосфере водорода формировались следующие слои: буферный слой n -GaAs (образцы F1)

или p-GaAs (образцы F2), 10 нм квантовая яма $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, 20 нм слой нелегированного GaAs. Уровень как донорного, так и акцепторного легирования буферного слоя составил $6\text{-}8\cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$. Конструкция полупроводниковой части структуры соответствовала конструкции спинового светоизлучающего диода с контактом ферромагнетик/полупроводник. Использование именно такой конструкции необходимо как задел для последующей интеграции слоёв с контактом (In,Fe)Sb в приборы со спиновой инжекцией.

На втором этапе роста структур методом импульсного лазерного осаждения в вакууме (который подробно описан в главе 2) из составной мишени InSb/Fe при температуре 250°C был сформирован инжектор (In,Fe)Sb толщиной ~ 40 нм, содержание Fe составило ~ 10 ат. %. Общая схема исследуемых структур представлена на рисунке 4.1.

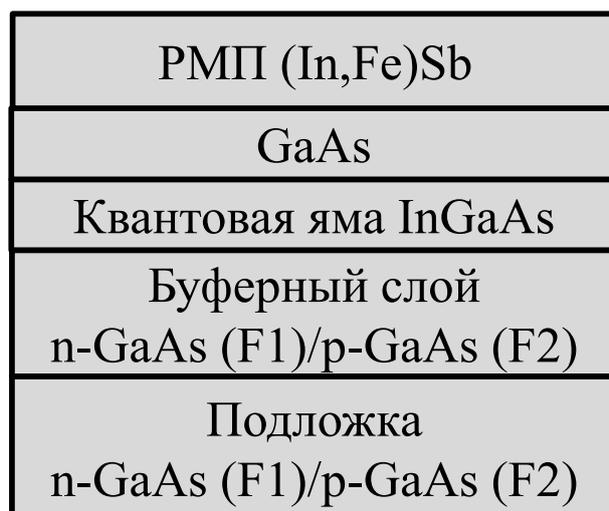


Рисунок 4.1. Общая схема структур для исследования механизмов токопереноса в гетероструктурах (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs.

На заключительном этапе формирования диода на поверхность (In,Fe)Sb были нанесены омические контакты и изготовлены меза-структуры.

В результате были созданы образцы диодов с гетеропереходом (In,Fe)Sb/GaAs. Аналогично были сформированы контрольные образцы диодов Шоттки, на основе той же конструкции полупроводниковой структуры, но не содержащие слоя (In,Fe)Sb. Для контрольных структур на основе полупроводника

n-типа формировался контакт Шоттки Au/GaAs (Au1), для p-типа использован контакт Шоттки Al/GaAs (Al1).

На рисунке 4.2 представлено изображение поперечного сечения гетероперехода (In,Fe)Sb/GaAs, полученное в работе [145] с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Jeol JEM-2100F. Стоит отметить, что технологические параметры формирования слоёв РМП (In,Fe)Sb, исследованных в данной работе, аналогичны технологическим параметрам слоёв, сформированных в [145].

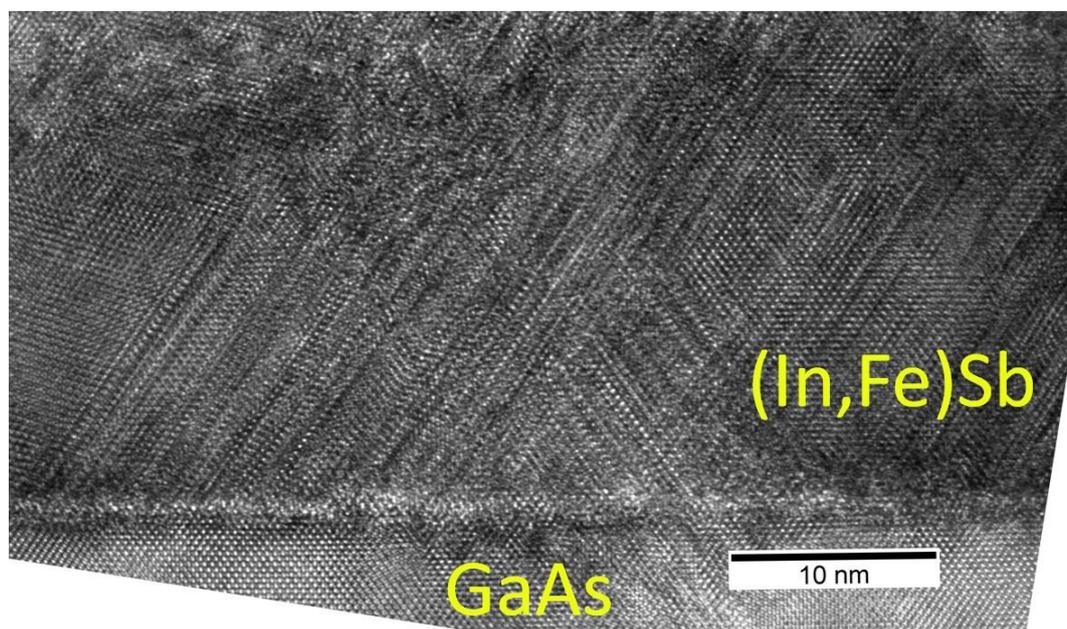


Рисунок 4.2. Изображение поперечного сечения гетероперехода (In,Fe)Sb/GaAs, полученное на просвечивающем электронном микроскопе [145].

На изображении видно, что слой (In,Fe)Sb имеет достаточно высокое кристаллическое совершенство, а его кристаллографическая ориентация задаётся подложкой GaAs (100). Область гетерограницы (In,Fe)Sb/GaAs на ПЭМ изображении сравнительно резкая и включает несколько атомных слоёв.

На сформированных диодах были измерены вольтамперные характеристики (рисунок 4.3). Проведенные ранее исследования показали, что слой (In,Fe)Sb обладает электронным типом проводимости [20].

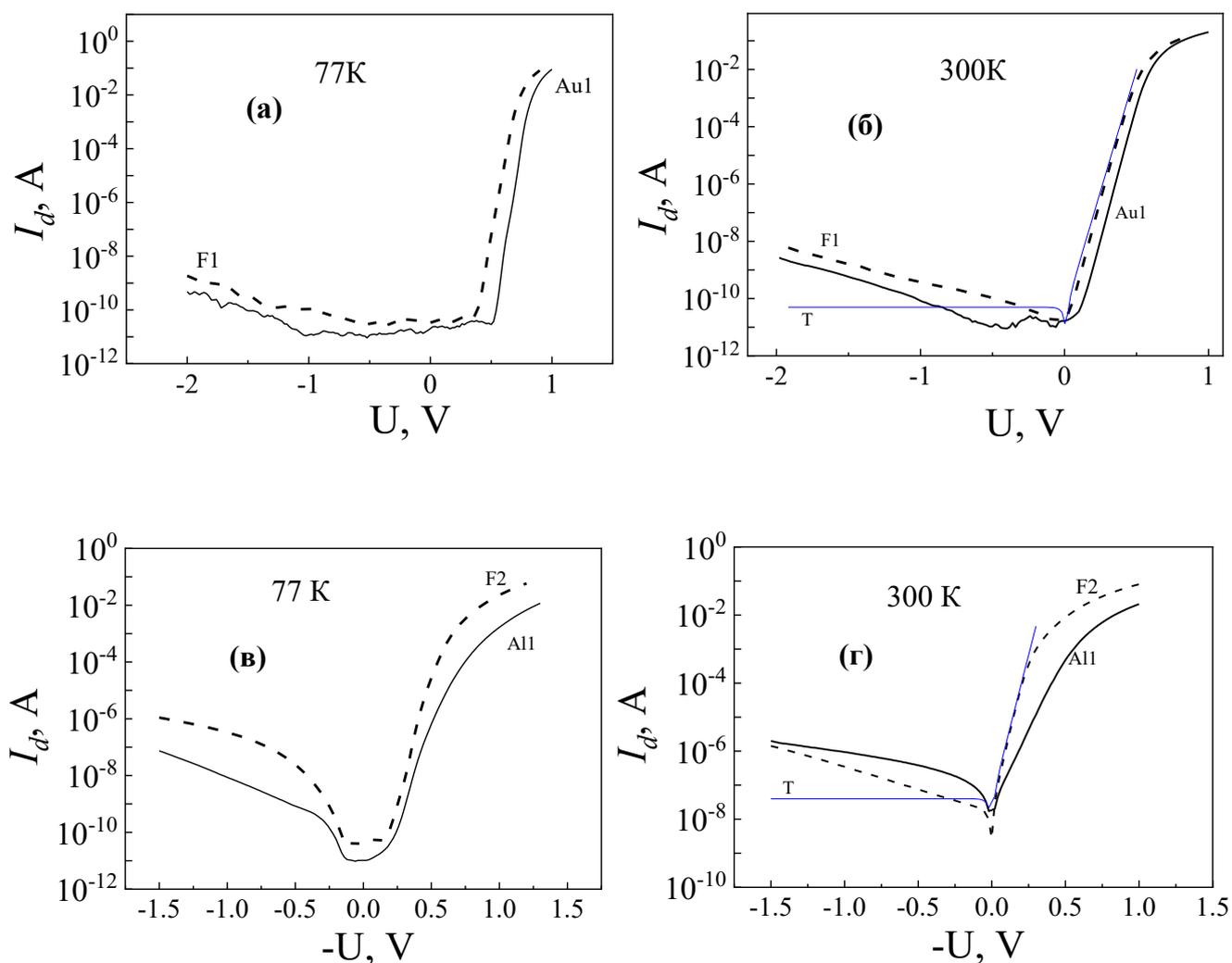


Рисунок 4.3. Вольтамперные характеристики: а) образцов F1 и Au1, измеренных при температуре 77 К; б) образцов F1 и Au1, измеренных при температуре 300 К; в) образцов F2 и Al1, измеренных при температуре 77 К; г) образцов F2 и Al1, измеренных при температуре 300 К. На рисунках (б) и (г) буквой Т обозначена ВАХ, рассчитанная по формуле (10).

Из рисунка 4.3 видно, что вольтамперные характеристики исследуемых образцов имеют выпрямляющий характер. Прямому смещению для диодов на основе n-GaAs соответствует положительный потенциал на верхнем контакте относительно базы (рисунок 4.3а, б), как для диодов с инжектором (In,Fe)Sb, так и для контрольного диода с Au. Для диодов на основе p-GaAs прямому смещению соответствует отрицательный потенциал на верхнем электроде относительно базы

(рисунок 4.3в,г). Экспериментальные кривые, полученные при температуре 300 К, были сопоставлены с ВАХ, рассчитанными по формуле:

$$I = I_0 \cdot (\exp\left(\frac{|q| \cdot U}{n \cdot k \cdot T}\right) - 1), \quad (10)$$

где I_0 – ток насыщения, q – заряд электрона, n – коэффициент неидеальности, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Качественно ВАХ исследуемых образцов из серий F1 и F2 и контрольных образцов Au1 и Al1 подобны. Во всех случаях зарегистрирован экспоненциальный рост тока диода при полярности напряжения, соответствующего прямому смещению. В случае обратного смещения ток диода мал и незначительно изменяется с ростом обратного напряжения. Различие между ВАХ контрольных и исследуемых структур заключается лишь в параметрах кривых: величинах напряжения отсечки ($U_{отс.}$) и обратного тока ($I_{обр.}$). Так, $I_{обр.}$ для образцов серии F1 и Au1 ниже примерно на 2 порядка по сравнению с образцами серии F2 и Al1. Напряжения $U_{отс.}$ для образцов серий F1 и Au1 совпадают и составляют при температуре 300 К $\sim 0,6$ В, а при температуре 77К $\sim 0,9$ В. Величины $U_{отс.}$ для образцов F2 и Al1 при температуре 300 К составляют 0,4 В и 0,7 В, соответственно, а при температуре 77 К – 0,75 В и 0,9 В соответственно. Кроме того, участок экспоненциального роста экспериментально-полученной кривой хорошо согласуется с таковым, рассчитанным по формуле (10) (кривые Т на рисунках 4.3 б и г). Коэффициент неидеальности n для обоих видов структур при температуре 300 К был равен 1, что соответствует термоэмиссионному механизму протекания тока.

Подобие вольтамперных характеристик контрольных и исследуемых структур, а также расчётных кривых (формула (10)), позволяет сделать вывод о подобии механизмов токопереноса, т.е. протекание тока в структурах с гетеропереходом (In,Fe)Sb/GaAs происходит по механизму, аналогичному протеканию тока в контрольных структурах с барьером Шоттки и определяется зонной структурой гетеропереходов. Ранее в работах [146,147] были построены зонные диаграммы гетеропереходов InSb/GaAs, наиболее близких к исследуемым

в данной работе системам. В работе [20] было показано, что слои (In,Fe)Sb, сформированные на GaAs, имеют особенности зонной структуры, характерные для объёмного материала InSb. На основании данных [20,146,147] были построены схематические изображения зонных диаграмм гетеропереходов (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/n-GaAs и (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/p-GaAs, исследуемых в настоящей работе (рисунок 4.4). Отметим, что при построении принималось во внимание то, что слой (In,Fe)Sb является вырожденным полупроводником n-типа [20], кроме того для упрощения рисунка нелегированные области на зонной диаграмме заменены на легированные с типом проводимости буферного слоя. Такой приём допустим в силу того, что общая толщина нелегированных областей (~30 нм) значительно ниже области пространственного заряда в n-GaAs или p-GaAs с заданным уровнем легирования (~150 нм), поэтому они не оказывают существенного влияния на вид зонной диаграммы.

Слой (In,Fe)Sb, являющийся вырожденным полупроводником n-типа, аналогичен металлу с высокой концентрацией свободных электронов, уровень Ферми в котором лежит по энергии ниже дна зоны проводимости GaAs, но выше потолка валентной зоны GaAs, что вполне соответствует контакту Шоттки. Следовательно, свойства контакта (In,Fe)Sb/GaAs до определённого предела аналогичны контакту металл/полупроводник. В частности, в режиме прямого смещения для образцов на основе n-GaAs (образцы F1 - положительный потенциал на (In,Fe)Sb по отношению к подложке) осуществляется инжекция электронов из GaAs n-типа в слой (In,Fe)Sb (ток J_e на рисунке 4.4а). Инжекция неосновных носителей (дырок) из (In,Fe)Sb в n-GaAs затруднена из-за наличия потенциального барьера гетероперехода (рисунок 4.4а). Таким образом, процесс протекания тока при прямом смещении системы (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/n-GaAs аналогичен протеканию тока при прямом смещении диода Шоттки [148]. Рассуждения о протекании тока в образцах F1 также можно применить и к образцам серии F2 на основе p-GaAs, в которых при подаче прямого смещения (отрицательный потенциал на (In,Fe)Sb по отношению к подложке) происходит инжекция дырок из p-GaAs в валентную зону (In,Fe)Sb (рисунок 4.4б), и, исходя

из вольтамперных характеристик и зонной диаграммы, контакт (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/p-GaAs также соответствует барьеру Шоттки.

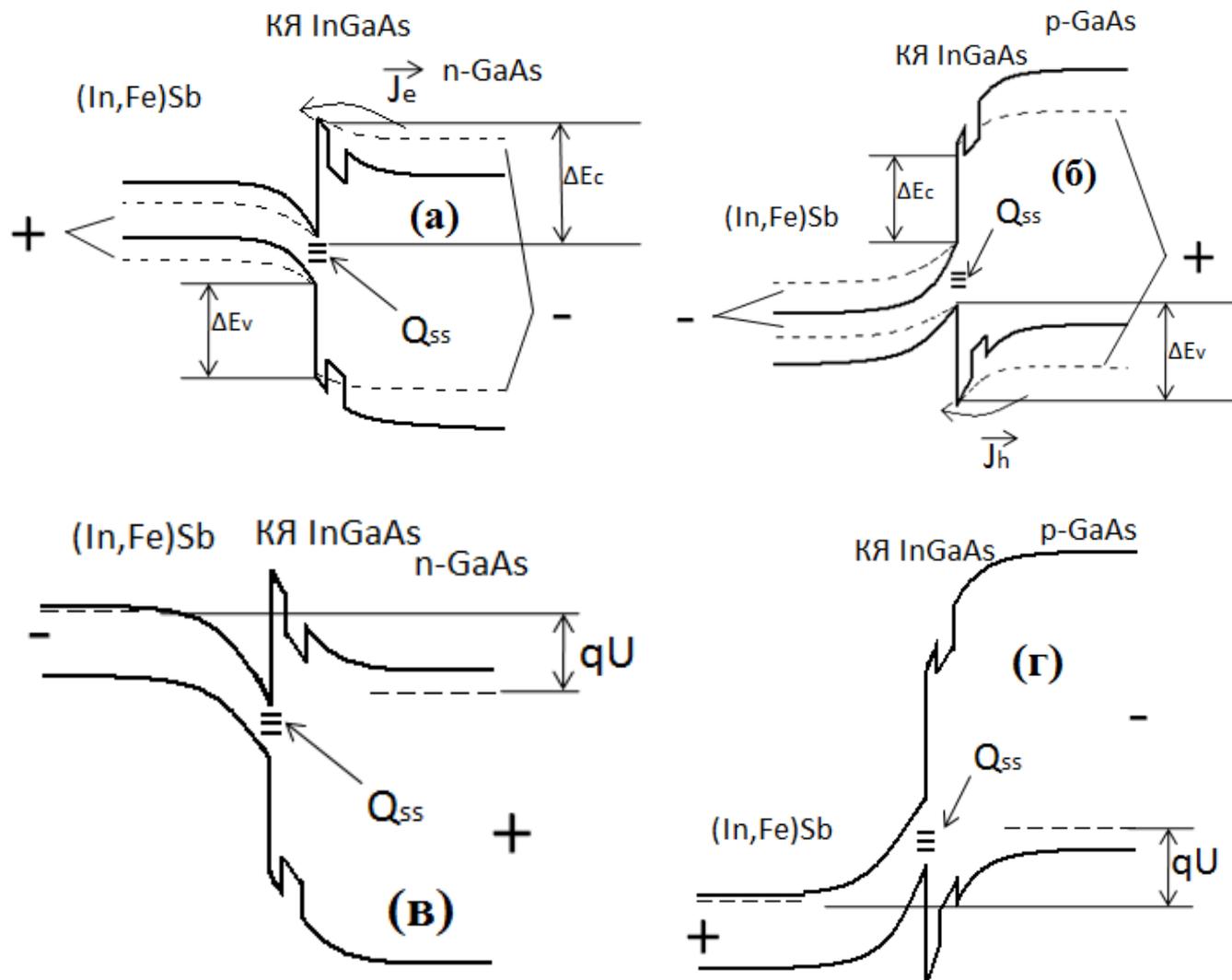


Рисунок 4.4. Схематическое изображение зонных диаграмм: а) контакта (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/n-GaAs без смещения и при прямом смещении; б) контакта (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/p-GaAs без смещения и при прямом смещении; в) контакта (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/n-GaAs при обратном смещении; г) контакта (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs/p-GaAs при обратном смещении. На рисунках под буквами а и б штриховой линией обозначено изменение изгиба зон при прямом смещении.

Основные различия между исследуемыми и контрольными структурами заключаются в увеличенном размере областей обеднения или обогащения (в зависимости от полярности приложенного напряжения) в слое (In,Fe)Sb по

сравнению с металлическими контактами. Так, в режиме обратного смещения в диодах как на n-GaAs, так и на p-GaAs формируются области, обогащённые носителями заряда, в которых электроны (для n-GaAs) или дырки (для p-GaAs) локализованы в потенциальной яме на границе слоёв (рисунок 4.3в, г). Наличие обогащённого слоя на гетерогранице приводит к некоторому изменению механизмов токопереноса, особенно в режиме обратного смещения диодов. В частности, существенный вклад может вносить механизм проводимости с участием состояний на границе раздела Q_{ss} . Подобный механизм токопереноса позволяет объяснить повышение обратного тока диода (In,Fe)Sb/p-GaAs по сравнению с другими исследованными структурами. В силу того, что значения обратного тока диода на подложке p-GaAs выше, чем диода на n-GaAs, можно предположить, что для гетеросистемы на основе p-GaAs (рисунок 4.4г) характерны более высокие токи утечки с участием состояний на гетерогранице (In,Fe)Sb/GaAs. Небольшие качественные различия полученных ВАХ для исследуемых и контрольных структур связаны с различиями в формировании разрывов зон и потенциальных барьеров для случая барьера Шоттки и гетероперехода вида InSb/GaAs, дефектообразования на гетерогранице при нанесении слоёв. Все указанные факторы не оказывают принципиального влияния на показанный на рис.4.4 механизм токопереноса. Описанные в данном разделе результаты были опубликованы в [149].

4.2. Исследование влияния нанесения слоя (In,Fe)Sb методом импульсного лазерного осаждения на люминесцентные свойства спинового светодиода

На основании данных относительно механизмов токопереноса на границе (In,Fe)Sb/GaAs, были разработаны и сформированы спиновые светоизлучающие диоды с квантовыми ямами InGaAs/GaAs в активной области, содержащие указанные слои РМП.

Образцы для исследования изготавливались в четыре этапа. На первом этапе полупроводниковая гетероструктура выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 600 °С на подложке n-GaAs и включала в себя три квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с различным содержанием индия ($x_1 = 0,12$; $x_2 = 0,15$; $x_3 = 0,2$), которые расположены на разных расстояниях от поверхности структуры (110 нм, 70 нм и 30 нм соответственно). На следующем этапе с применением метода электронно-лучевого испарения часть структуры была покрыта защитным слоем MgO толщиной 1 нм для предотвращения воздействия лазерной плазмы во время последующего осаждения слоя (In,Fe)Sb методом импульсного лазерного осаждения, а также для предотвращения диффузии атомов Fe в светоизлучающую структуру, другая часть поверхности оставалась открытой. Использование MgO в качестве защитного слоя обусловлено тем, что ранее в работах [150,151,152] сообщалось о возможности эпитаксиального роста слоёв MgO на подложках GaAs. Поэтому формирование промежуточного слоя именно из MgO позволяет сохранить ориентирующие свойства GaAs подложки при последующем росте (In,Fe)Sb. На третьем этапе слой (In,Fe)Sb толщиной 40 нм был нанесен на образцы с защитным слоем MgO и без него при температуре 200 °С методом импульсного лазерного осаждения. На заключительном этапе изготовления диодов на образцы с инжектором (In,Fe)Sb наносились Au омические контакты, затем создавались меза-структуры и формировался базовый омический контакт к подложке. Таким образом, на основе выращенной структуры были сформированы три серии образцов: образцы серии F3 – спиновые светодиоды с инжектором (In,Fe)Sb и защитным слоем MgO; образцы серии F4 – спиновые светодиоды с инжектором (In,Fe)Sb и без защитного слоя; образцы серии N – исходная светоизлучающая структура без контактов. Схематическое изображение образцов приведено на рисунке 4.5.

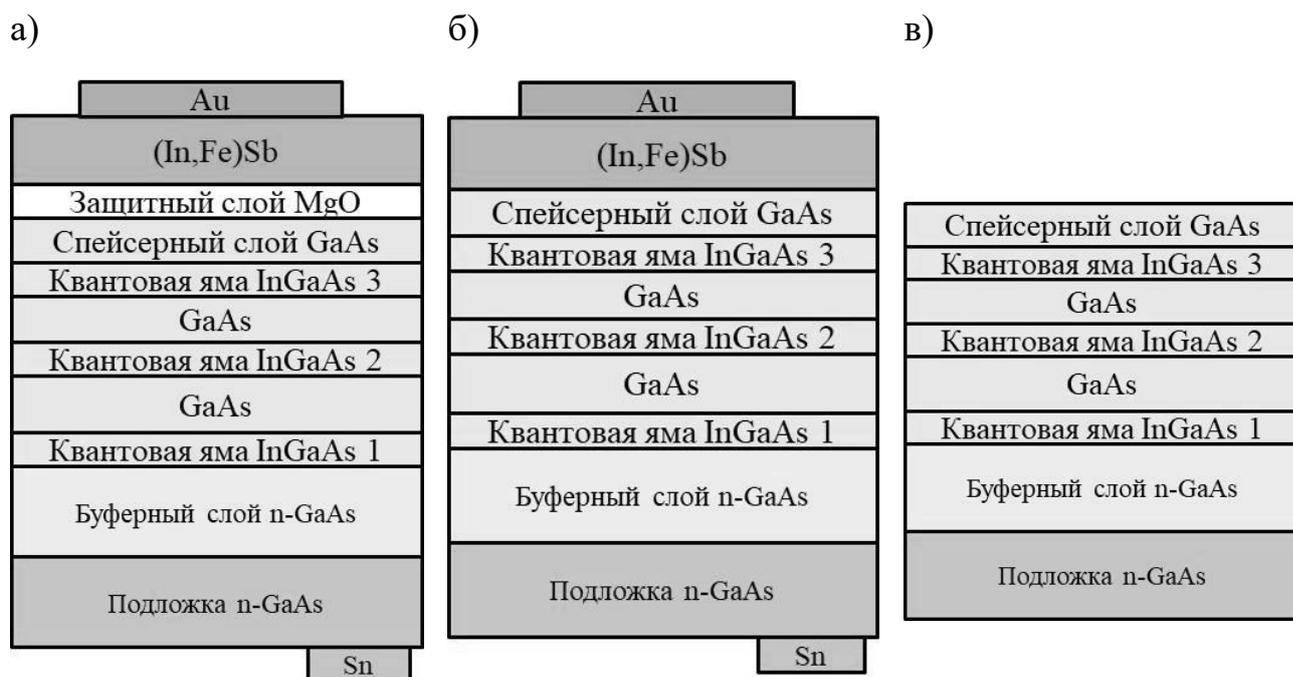


Рисунок 4.5. Схема исследуемых структур (а – спиновый светодиод с инжектором (In,Fe)Sb и защитным слоем MgO (образцы F3), б – спиновый светодиод с инжектором (In,Fe)Sb и без защитного слоя (образцы F4), в – исходная светоизлучающая структура без контактов (образцы N)).

Указанная серия формировалась для определения влияния слоя (In,Fe)Sb на излучательные характеристики светодиодов. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены для образцов серий F3, F4 и N. Для образцов F3 и F4 перед измерением фотолюминесценции слои Au и (In,Fe)Sb были удалены для лучшего проникновения излучения возбуждающего лазера в структуру.

На диодах с инжектором (In,Fe)Sb (образцы F3 и F4) измерялись спектры электролюминесценции. Для исследований электролюминесценции к образцам прикладывалось прямое смещение (положительный потенциал относительно подложки был приложен к Au-контакту). Возбужденное ЭЛ излучение регистрировалось со стороны подложки. Температура измерений составила 77К.

Спектры фотолюминесценции образцов F3, F4 и N представлены на рисунке 4.6. На спектрах ФЛ разрешаются 3 пика, которые соответствуют излучательным переходами в квантовых ямах InGaAs с соответствующим содержанием In. Видно,

что пики ФЛ обоих образцов с (In,Fe)Sb и исходной структуры без ферромагнитного инжектора имеют близкие по интенсивности значения.

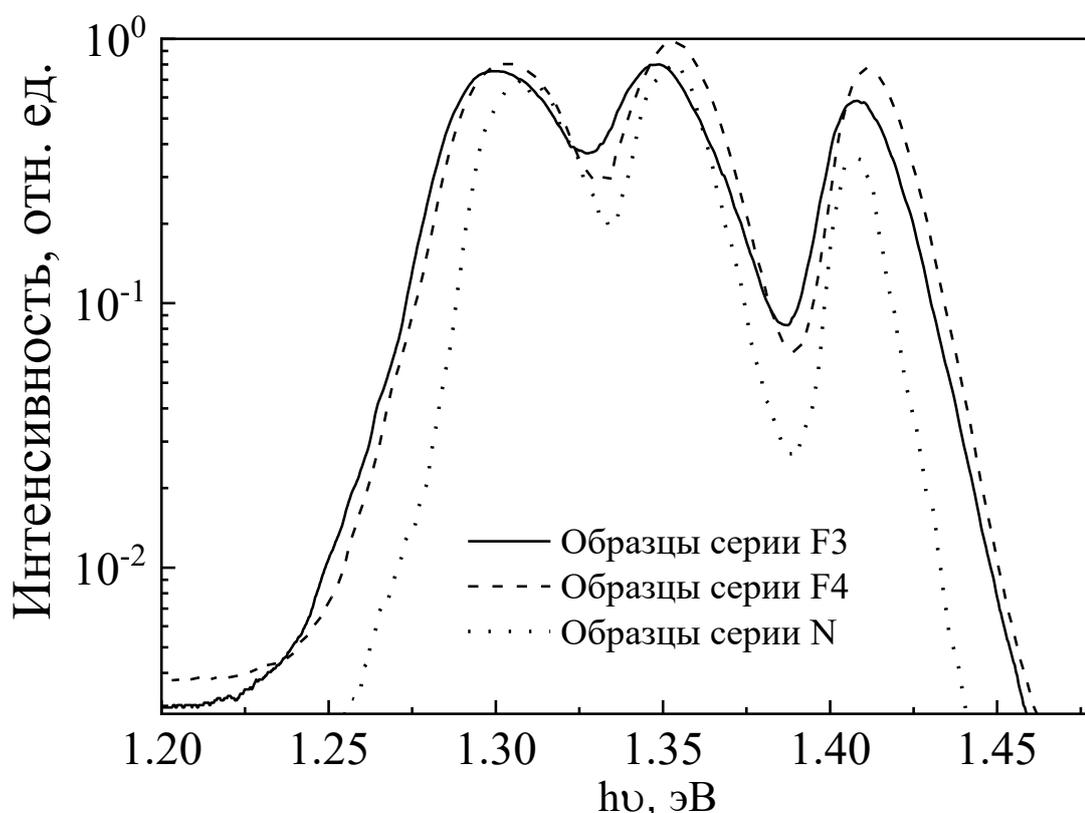


Рисунок 4.6. Спектры фотолюминесценции исследуемых образцов. Накачка производилась He-Ne-лазером мощностью 40 мВт, температура измерений – 77К.

Это указывает на то, что концентрация центров безызлучательной рекомбинации в области квантовых ям существенно не изменилась после осаждения и удаления слоев (In,Fe)Sb. Следовательно, осаждение слоя (In,Fe)Sb не внесло дополнительных дефектов в область приповерхностных квантовых ям.

Спектры электролюминесценции для образцов F3 и F4 представлены на рисунке 4.7. Как видно из представленных спектров, в образцах F3 без защитного слоя MgO пик ЭЛ ближайшей к поверхности квантовой ямы (с наибольшим содержанием In) полностью гасится.

При нанесении защитного слоя MgO между ферромагнитным инжектором и светоизлучающей частью ССИД на спектрах электролюминесценции упомянутый

выше пик сохраняется, и, кроме того, в несколько раз увеличивается интегральная интенсивность ЭЛ.

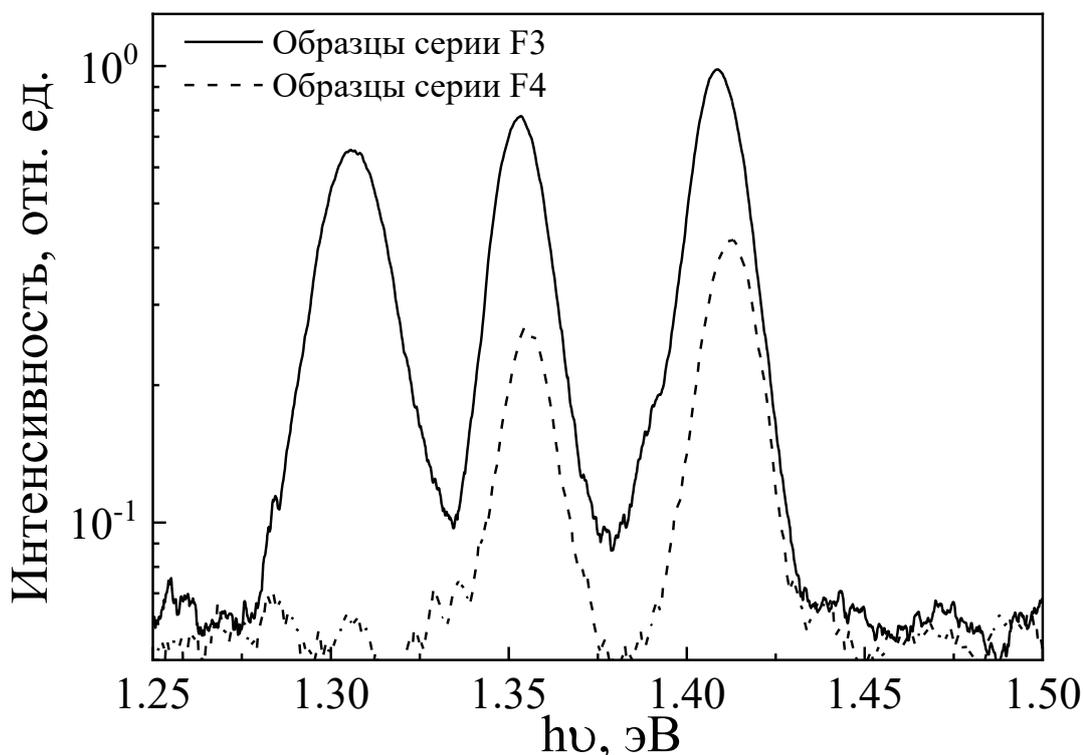


Рисунок 4.7. Спектры электролюминесценции исследуемых образцов F3 и F4. Ток диодов – 100мА, температура измерений – 77К.

Таким образом, можно сделать вывод, что нанесение слоя (In,Fe)Sb методом импульсного лазерного осаждения на спейсерный слой GaAs не оказывает влияния на квантовую яму, расположенную на минимальном удалении от поверхности, но влияет на свойства гетерограницы (In,Fe)Sb/GaAs. Осаждение защитного слоя MgO между GaAs и (In,Fe)Sb позволяет минимизировать это влияние.

Для определения физических механизмов гашения пика электролюминесценции ближайшей к поверхности КЯ были выполнены исследования спектров фото-ЭДС образцов F3 и F4 при температурах 77 и 300 К. Спектры представлены на рисунке 4.8. На спектрах зарегистрировано три пика в диапазоне энергий 1.3-1.45 эВ, которые связываются с поглощением и термическим выбросом носителей из квантовых ям с соответствующим

содержанием In. Видно, что в образцах F4 (без слоя MgO) все пики смещены в область больших энергий относительно образца F3 (со слоем MgO). Стоит отметить, что смещение пика поглощения первой от поверхности КЯ (с наибольшим содержанием In) является максимальным (~25 мэВ при температуре 77 К и ~21 мэВ при температуре 300 К), в то время как смещение пиков от двух других квантовых ям меньше (~13 мэВ и ~11 мэВ при 77К и ~10 мэВ и ~5 мэВ при 300К). Подчеркнём, что для образцов F3 положение пиков (при 77 К) хорошо согласуется с положением пиков фото- и электролюминесценции, связанных с переходом в КЯ. Для структуры без слоя MgO, таким образом, положение пиков смещено в область более высоких энергий.

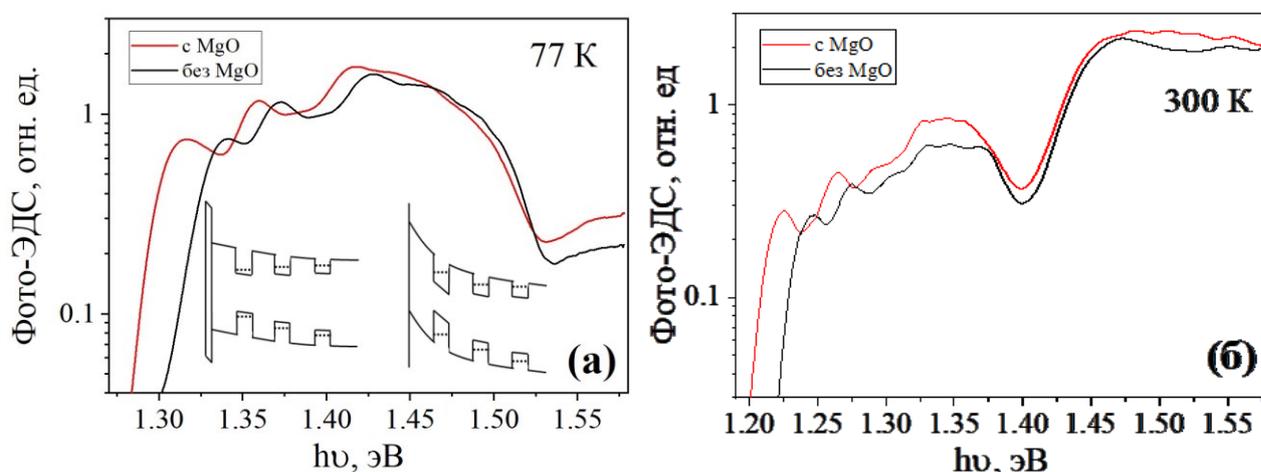


Рисунок 4.8. Спектры фото-ЭДС исследуемых образцов F3 и F4, измеренные при температуре (а) 77 К и (б) 300 К. На вставке к рисунку (а) – схематическое изображение зонных диаграмм приповерхностных КЯ со встроенным электрическим полем заряженных центров (справа, для образца без MgO), и без поля (слева, для образца с MgO).

Смещение пиков связывается с действием встроенного электрического поля в структуре F4 (без слоя MgO), которое изгибает потенциал в квантовых ямах и приводит к смещению дискретного уровня энергии в область больших энергий (вставка к рис. 4.8(а)). Наибольшее воздействие электрическое поле, по-видимому, оказывает на приповерхностную квантовую яму, для которой величина смещения положения пика наибольшая. По нашему мнению, источником поля

являются заряженные состояния на границе (In,Fe)Sb/GaAs, поскольку, согласно результатам исследований ФЛ и ЭЛ количество дефектов в объеме структур F3 и F4 не отличается.

Таким образом, гашение пика ЭЛ ближайшей к поверхности квантовой ямы связано с образованием на границе (In,Fe)Sb/GaAs заряженных состояний, создающих в области первой квантовой ямы сильное электрическое поле, которое полностью не компенсируется даже в режиме прямого смещения. В структурах со слоем MgO число заряженных центров и величина внутреннего электрического поля уменьшаются, что значительно уменьшает выброс носителей из первой квантовой ямы и позволяет регистрировать ЭЛ излучение. Описанные в данном разделе результаты были опубликованы в [153].

4.3. Исследование поляризационных характеристик спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (In,Fe)Sb

Поскольку осаждение MgO показало улучшение качества границы раздела (In,Fe)Sb/GaAs, для исследования циркулярной поляризации электролюминесценции была изготовлена серия образцов спиновых светоизлучающих диодов (серия F5) на подложке p-GaAs с одиночной квантовой ямой $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$, инжектором (In,Fe)Sb и защитным слоем MgO по технологии, описанной выше. Толщина спейсерного слоя (т.е. расстояние от поверхности структуры до квантовой ямы) составила 15 нм, толщина КЯ – 10 нм. Схема образцов представлена на рисунке 4.9. Кроме того была также сформирована серия контрольных структур Au2 без ферромагнитного инжектора (In,Fe)Sb (Au контакт осаждался непосредственно на спейсерный слой GaAs).

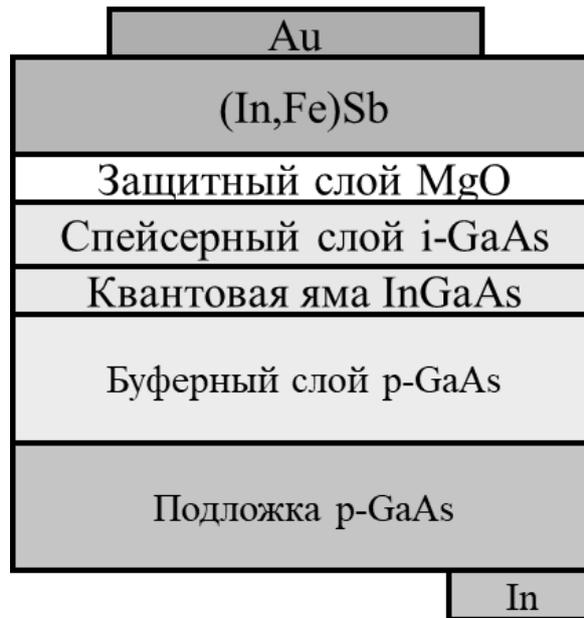


Рисунок 4.9. Схема спиновых светоизлучающих диодов с инжектором (In,Fe)Sb (серия F5) для исследования циркулярной поляризации электролюминесценции.

Структурные свойства образцов F5 с инжектором (In,Fe)Sb были исследованы с помощью просвечивающего электронного микроскопа Jeol JEM-2100F. Также, в процессе микроскопических исследований было получено распределение составляющих элементов методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС).

На рисунке 4.10 показано электронно-микроскопическое изображение, полученное методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ), поперечного сечения исследованной диодной структуры серии F5 для области, включающей в себя квантовую яму $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, спейсерный слой, слой MgO и часть слоя (In,Fe)Sb.

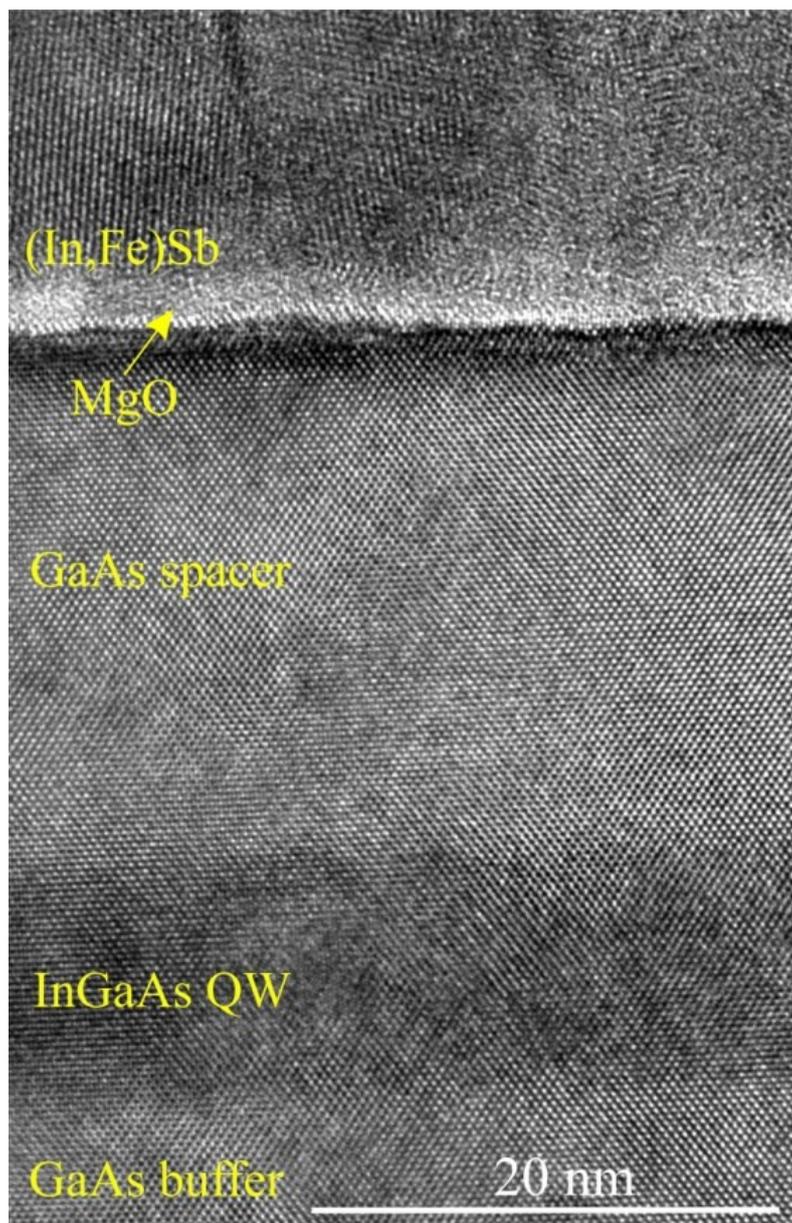


Рисунок 4.10. ВРПЭМ изображение структуры ССИД для области, включающей квантовую яму, спейсерный слой, слой MgO и часть слоя (In,Fe)Sb.

Изображение демонстрирует высокое кристаллическое качество буферного слоя GaAs, области квантовой ямы InGaAs и спейсерного слоя GaAs. Толщины КЯ и спейсерного слоя составляют 10 и 23 нм соответственно, что хорошо согласуется с технологически заданными значениями. Толщина слоя MgO составляет около 1 нм, а сам слой MgO является поликристаллическим. Рисунок 4.11 (а) показывает ВРПЭМ изображение слоя (In,Fe)Sb. Исследования ВРПЭМ показывают, что слой (In,Fe)Sb также является поликристаллическим (рис. 4.10 и

рис. 4.11 (а)). Также на рис. 4.11 (б) представлена карта распределения атомов Fe, In и Sb в слое (In,Fe)Sb, полученная с помощью ЭДС-анализа.

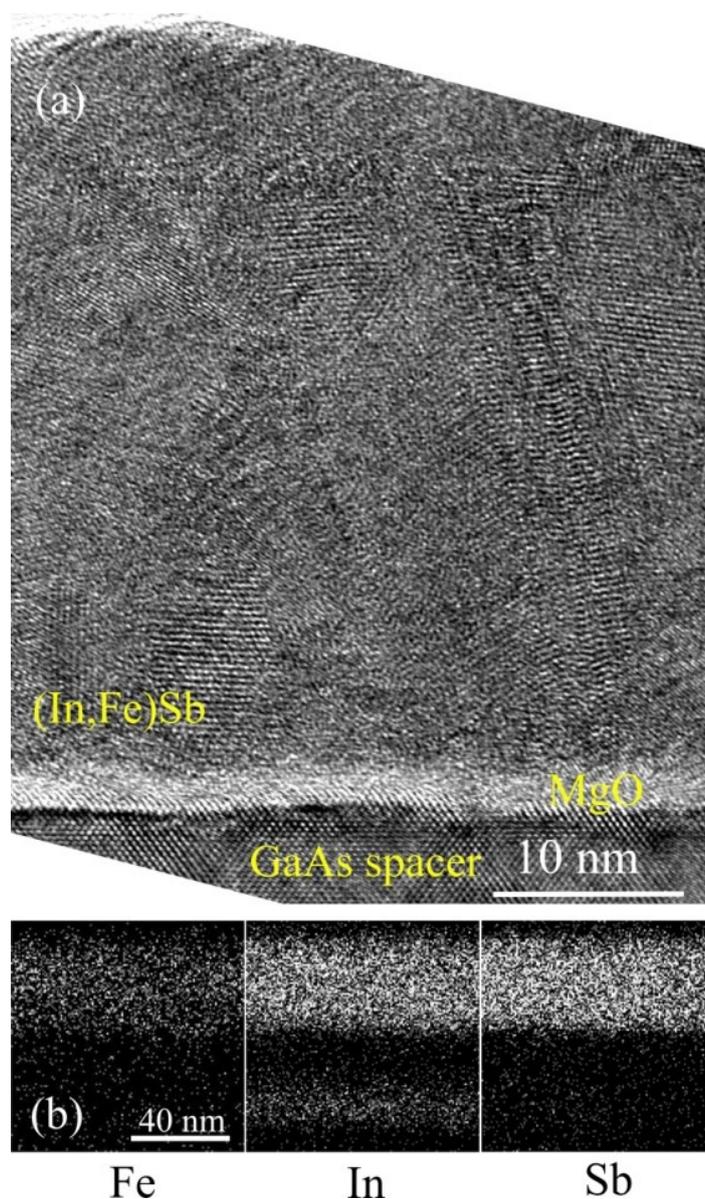


Рисунок 4.11. (а) ВРПЭМ изображение слоя (In,Fe)Sb ССИД. (б) Карта распределения атомов Fe, In и Sb в слое (In,Fe)Sb, полученная с помощью ЭДС.

Данные показывают достаточно равномерное распределение элементов в слое (In,Fe)Sb без наличия ярко выраженных областей с повышенным содержанием Fe. Исследования ЭДС показывает, что среднее содержание Fe в слое (In,Fe)Sb составляет около 13 ± 4 ат. %. Ранее в работе [154] было показано, что для гетероструктур (In,Fe)Sb/GaAs слой (In,Fe)Sb с аналогичными технологическими параметрами является однофазным разбавленным магнитным

полупроводником. На основании полученных данных можно сделать вывод, что несмотря на отличие кристаллической структуры слоя (In,Fe)Sb, сформированного поверх MgO, указанный слой в структуре спинового светодиода представляет собой поликристаллический разбавленный магнитный полупроводник.

Спектр электролюминесценции спинового светоизлучающего диода из серии F5, измеренный при температуре 77К и токе диода 10мА, представлен на рисунке 4.12. На спектре присутствует один доминирующий пик с энергией 1.28 эВ, соответствующей излучательному переходу в квантовой яме.

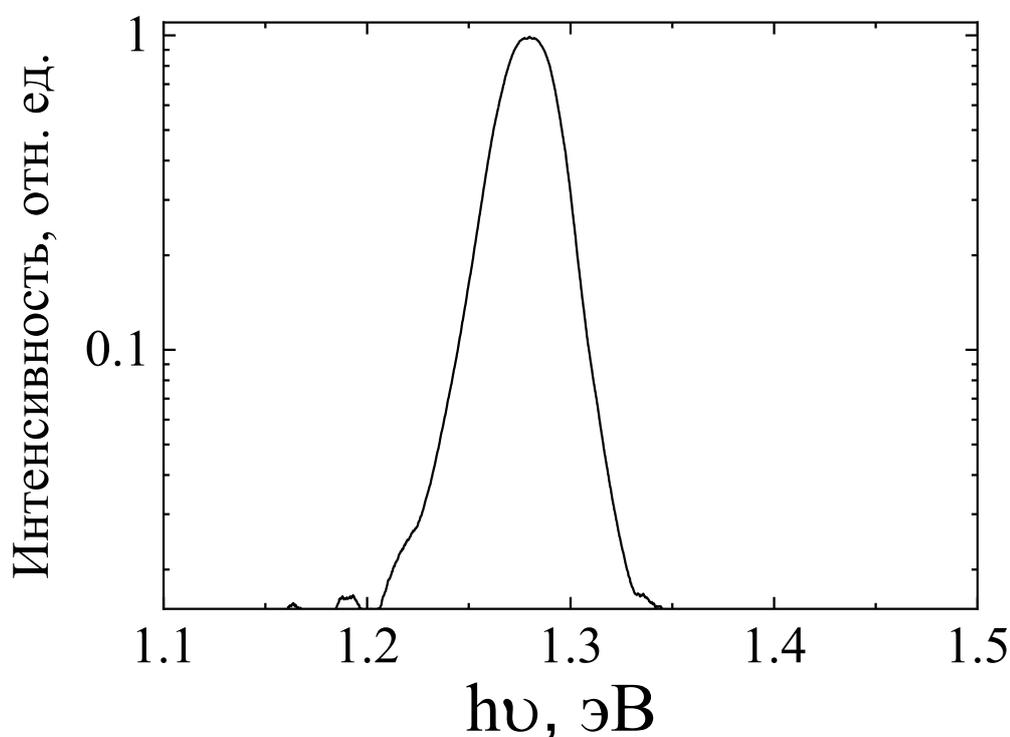


Рисунок 4.12. Спектр электролюминесценции ССИД серии F5. Ток диода – 10мА, температура измерений – 77К.

При внесении спинового светодиода в магнитное поле его излучение становится частично циркулярно-поляризованным. На рисунке 4.13 представлена зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции, рассчитанная по формуле (8), от магнитного поля для ССИД серии F5, измеренная в диапазоне температур от 10 до 300К.

Как видно из рисунка 4.13, степень циркулярной поляризации ($P_{EL}(B)$) является функцией, нелинейно зависящей от магнитного поля. Максимальное значение степени поляризации, полученное при насыщении намагниченности слоя (In,Fe)Sb, наблюдается при температуре 10К и составляет $\sim 0,7\%$. Очевидно, что такой тип зависимости $P_{EL}(B)$ связан с магнитными свойствами (In,Fe)Sb, а сравнительно высокое значение степени циркулярной поляризации (по сравнению с контрольными структурами, данные приведены на рис. 4.13) – с инжекцией спин-поляризованных электронов из ферромагнитного слоя (In,Fe)Sb. С увеличением температуры интенсивность электролюминесценции монотонно уменьшается. Также повышение температуры приводит к уменьшению степени циркулярной поляризации исследуемых образцов. Следует отметить, что в аналогичном образце, но без MgO, электролюминесценция не была обнаружена в диапазоне токов диода 1-200 мА. Это свидетельствует о том, что MgO является защитным слоем, который предотвращает негативное влияние (In,Fe)Sb на люминесцентные характеристики структуры и необходим для нормального функционирования спинового инжектора на основе (In,Fe)Sb.

Наблюдаемое на рисунке 4.13 изменение формы зависимости $P_{EL}(B)$ с увеличением температуры можно отнести к различным механизмам намагничивания в слое (In,Fe)Sb. В частности, Зеемановское расщепление в InSb может давать как увеличение, так и уменьшение степени циркулярной поляризации в зависимости от температуры и величины магнитного поля [155]. Стоит отметить, что зависимости степени циркулярной поляризации P_{EL} от магнитного поля в диапазоне температур от 10 до 300К подобны магнитополевым зависимостям сопротивления Холла для слоёв (In,Fe)Sb [20,154]. Также на рисунке 4.13 (пустые треугольники) представлены результаты исследований магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ для контрольной структуры из серии Au2 без ферромагнитного инжектора (In,Fe)Sb. Максимальное значение P_{EL} не превышало 0,05%. Это является однозначным подтверждением факта спиновой инжекции при температурах вплоть до 300 К из исследуемых РМП.

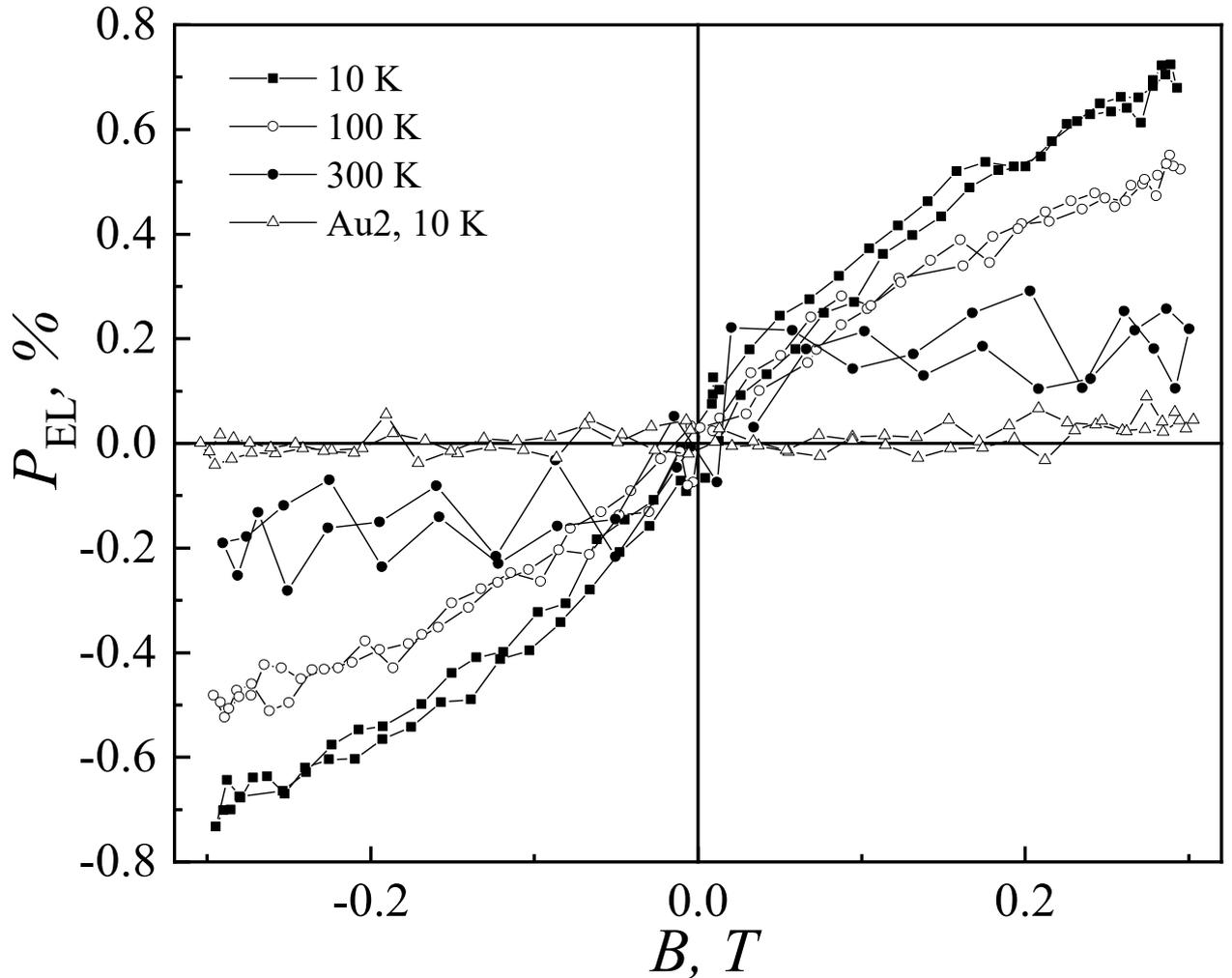


Рисунок 4.13. Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации P_{EL} для ССИД из серии F5, измеренная при разных температурах, а также для контрольной структуры из серии Au2 при 10К (пустые треугольники). Ток диодов – 10мА.

На рисунке 4.14 представлена температурная зависимость ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации P_{EL}^{FM} (за вычетом поляризации, связанной с зеемановским расщеплением уровней в квантовой яме [28]: $P_{EL}^{FM} = P_{EL} - P_{EL}^Z$).

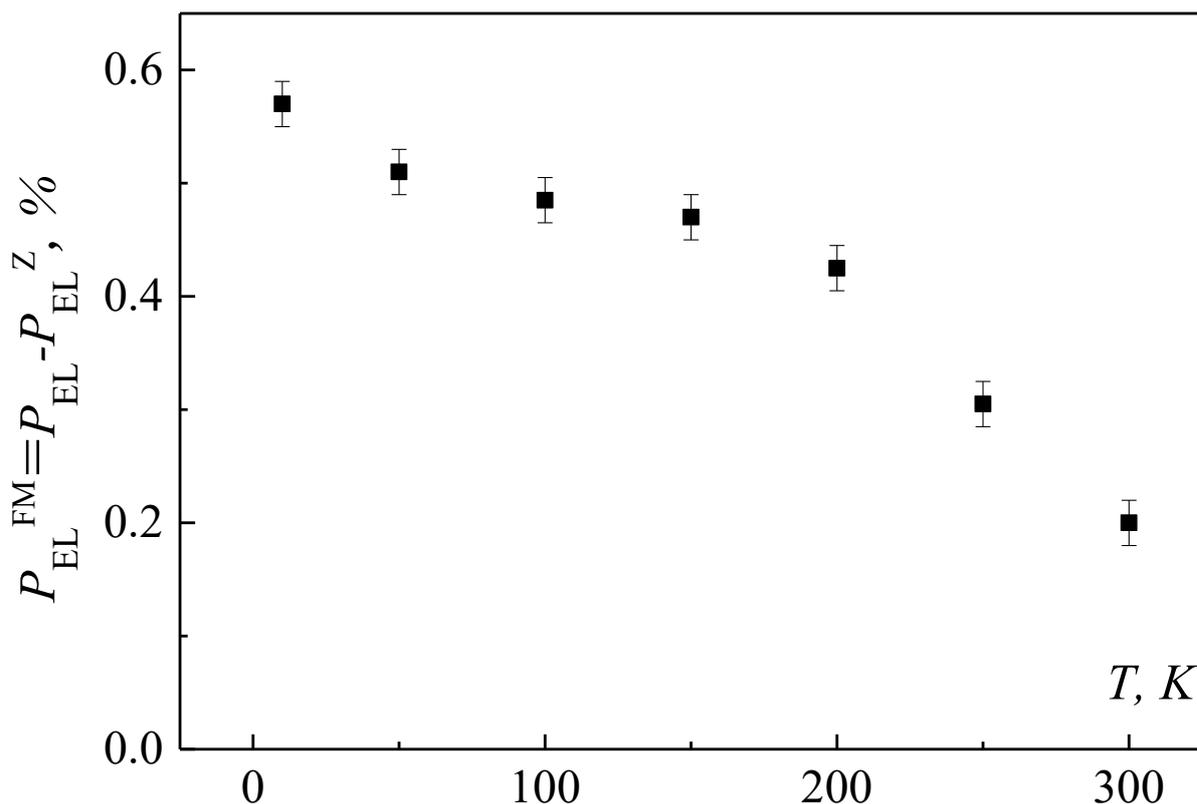


Рисунок 4.14. Температурная зависимость ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации P_{EL}^{FM} для ССИД серии F5.

Из рисунка 4.14 видно, что с ростом температуры измерений величина ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации P_{EL}^{FM} уменьшается. Такой спад связывается с приближением к точке Кюри спинового инжектора (In,Fe)Sb. Экстраполяция спадающей части зависимости позволяет оценить значение точки Кюри как 400 К. Стоит отметить, что из-за малого количества точек эта оценка является достаточно грубой. Тем не менее, важным является факт наличия поляризации ЭЛ при температуре 300 К, что обеспечивает работоспособность спинового светоизлучающего диода при комнатной температуре. Описанные в данном разделе результаты были опубликованы в [156].

4.4. Исследование поляризационных характеристик спиновых светоизлучающих диодов с инжектором GaAs:Fe

В работе [21] с применением аналогичного использованному в данной работе методу импульсного лазерного осаждения были впервые получены ферромагнитные слои GaAs:Fe с содержанием Fe = 20%, температура Кюри которых превышает 300 К. Поэтому в настоящем исследовании метод ИЛО был использован для формирования спиновых светоизлучающих диодов, в которых слои GaAs:Fe с аналогичными работе [21] параметрами использовались в качестве инжектора спин-поляризованных носителей.

Изготовление исследуемых образцов проводилось в несколько этапов. На первом этапе полупроводниковая часть структуры формировалась методом МОС-гидридной эпитаксии в потоке водорода при атмосферном давлении и температуре 600°C. На подложке p-GaAs были последовательно выращены следующие слои: буферный слой p-GaAs, слой квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ толщиной 10 нм, спейсерный слой i-GaAs (толщина 120 нм). В середине спейсерного слоя i-GaAs расположен дельта-легированный Si слой. Как было показано ранее в разделе 4.2 при формировании гетероструктур вида $\text{A}^3\text{B}^5\text{:Fe/GaAs}$ методом импульсного лазерного осаждения свойства гетерограницы сильно влияют на электролюминесценцию, а нанесение защитного слоя диэлектрика MgO между GaAs и $\text{A}^3\text{B}^5\text{:Fe}$ способствует улучшению качества границы раздела. С учётом этого, на сформированную гетероструктуру также был нанесён защитный слой MgO толщиной 1 нм методом электронно-лучевого испарения. На следующем этапе методом ИЛО наносился слой GaAs:Fe с содержанием железа 20% толщиной 40 нм при температуре 200°C. Финальным этапом формирования образцов было нанесение омических контактов и создание мезоструктур диаметром 500 мкм с помощью фотолитографии и химического травления. Схема сформированных образцов ССИД с инжектором GaAs:Fe (серия F6) представлена на рис. 4.15. Кроме того была также сформирована серия

контрольных структур Au₃ без ферромагнитного инжектора GaAs:Fe (Au контакт осаждался непосредственно на спейсерный слой GaAs).

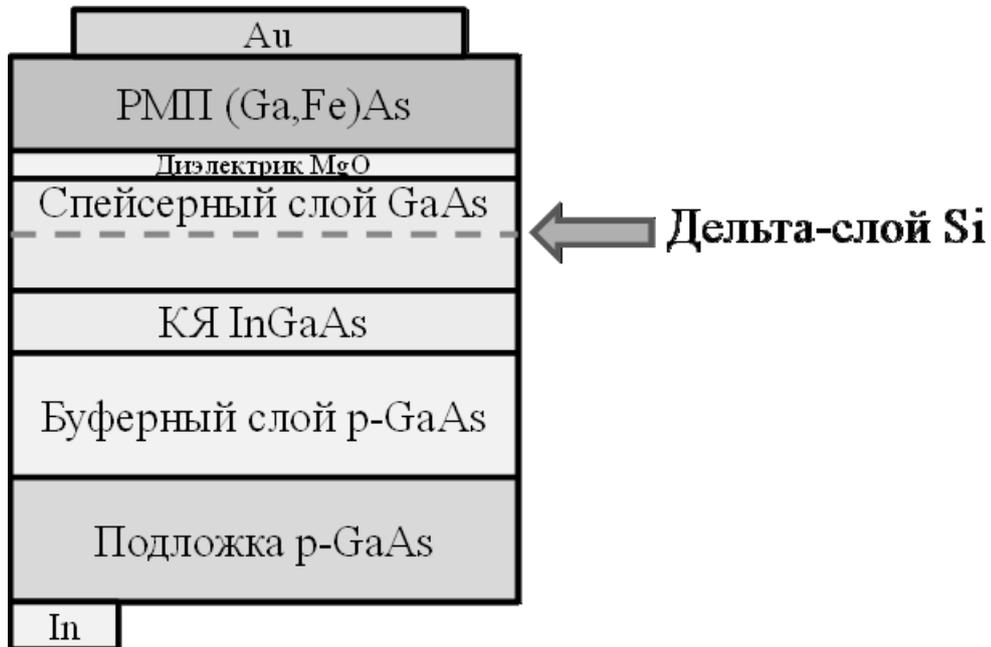


Рисунок 4.15. Схема исследуемых образцов ССИД серии F6.

Для исследования электролюминесценции и вольтамперных характеристик на исследуемые образцы F6 подавалось прямое смещение (отрицательный потенциал прикладывался к верхнему контакту по отношению к подложке), а излучение регистрировалось со стороны подложки. На рисунке 4.16 представлены вольтамперные характеристики исследуемых образцов при различных температурах.

Видно, что характеристики имеют выпрямляющий характер. В силу того, что для GaAs:Fe характерна электронная проводимость [21], в гетероструктуре, показанной на рисунке 4.15, формируется n-p переход. В результате, во всём температурном диапазоне зарегистрирован экспоненциальный рост тока диода при полярности напряжения, соответствующей прямому смещению (отрицательный потенциал на GaAs:Fe). В случае обратного смещения ток диода мал и слабо растёт с увеличением обратного напряжения.

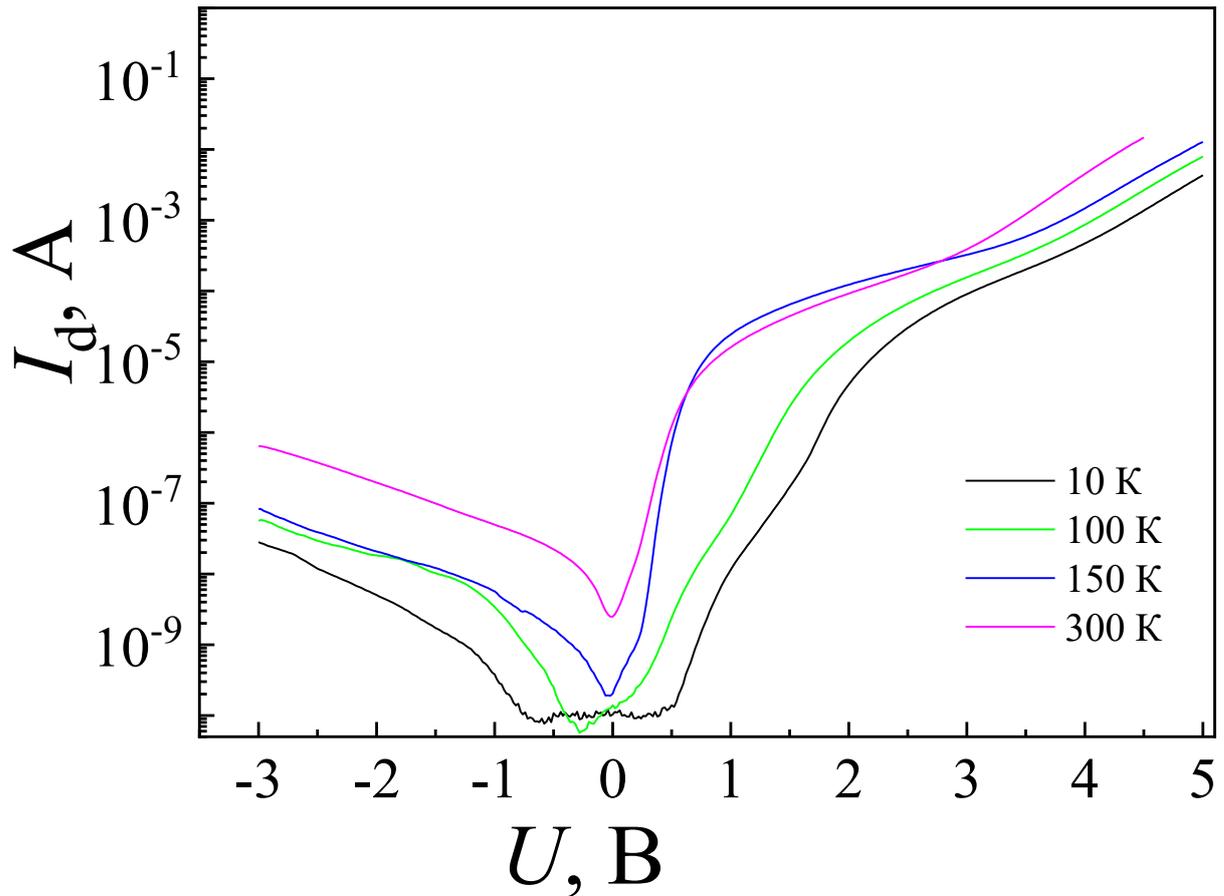


Рисунок 4.16. Вольтамперные характеристики исследуемых образцов ССИД серии F6 при различных температурах.

На рисунке 4.17 приведён спектр электролюминесценции исследуемых образцов F6, измеренный при прямом смещении диода и токе равном 10 мА. Температура измерений составила 77 К. На спектре наблюдается один доминирующий пик при $\sim 1,31$ эВ, соответствующий основному переходу в квантовой яме $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

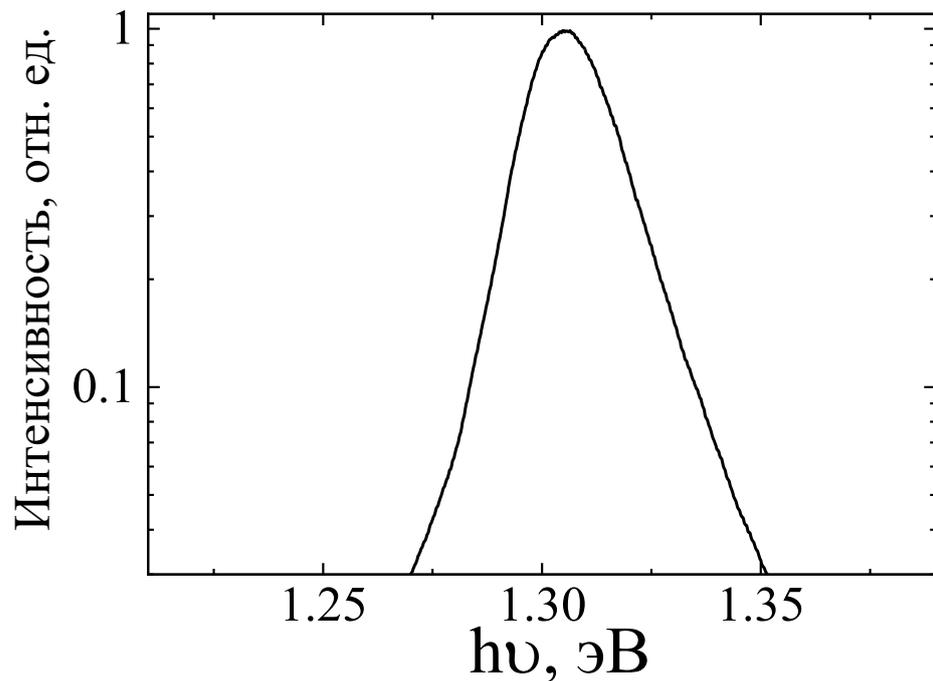


Рисунок 4.17. Спектр электролюминесценции образцов ССИД серии F6, температура измерений – 77К.

На рисунке 4.18 представлены зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля, измеренные для серии F6 в интервале температур от 10 до 300 К. Из рисунка видно, что величина степени циркулярной поляризации P_{EL} для исследуемых образцов F6 нелинейно зависит от магнитного поля. Стоит отметить, что при температурах 10, 50 и 75 К на зависимости $P_{EL}(B)$ присутствует петля гистерезиса (рисунок 4.18). Величина коэрцитивного поля при температуре 10 К составляет 56 мТл, при температуре 50 К – 38 мТл, и при 75 К – 5 мТл. При увеличении температуры выше 75 К петля гистерезиса полностью пропадает (рисунок 4.19). Максимальная величина степени циркулярной поляризации, обусловленная насыщением намагниченности, составила $\sim 0.4\%$ и это значение слабо зависит от температуры измерений в диапазоне (10 - 300 К). Такой вид магнитолевой зависимости степени циркулярной поляризации, вероятно, связан с магнитными свойствами GaAs:Fe и обусловлен, как мы предполагаем, инжекцией спин-поляризованных электронов из намагниченного ферромагнитного инжектора GaAs:Fe. Это подтверждается сравнением

полученных данных с магнитопольевой зависимостью степени циркулярной поляризации для контрольной структуры из серии Au3.

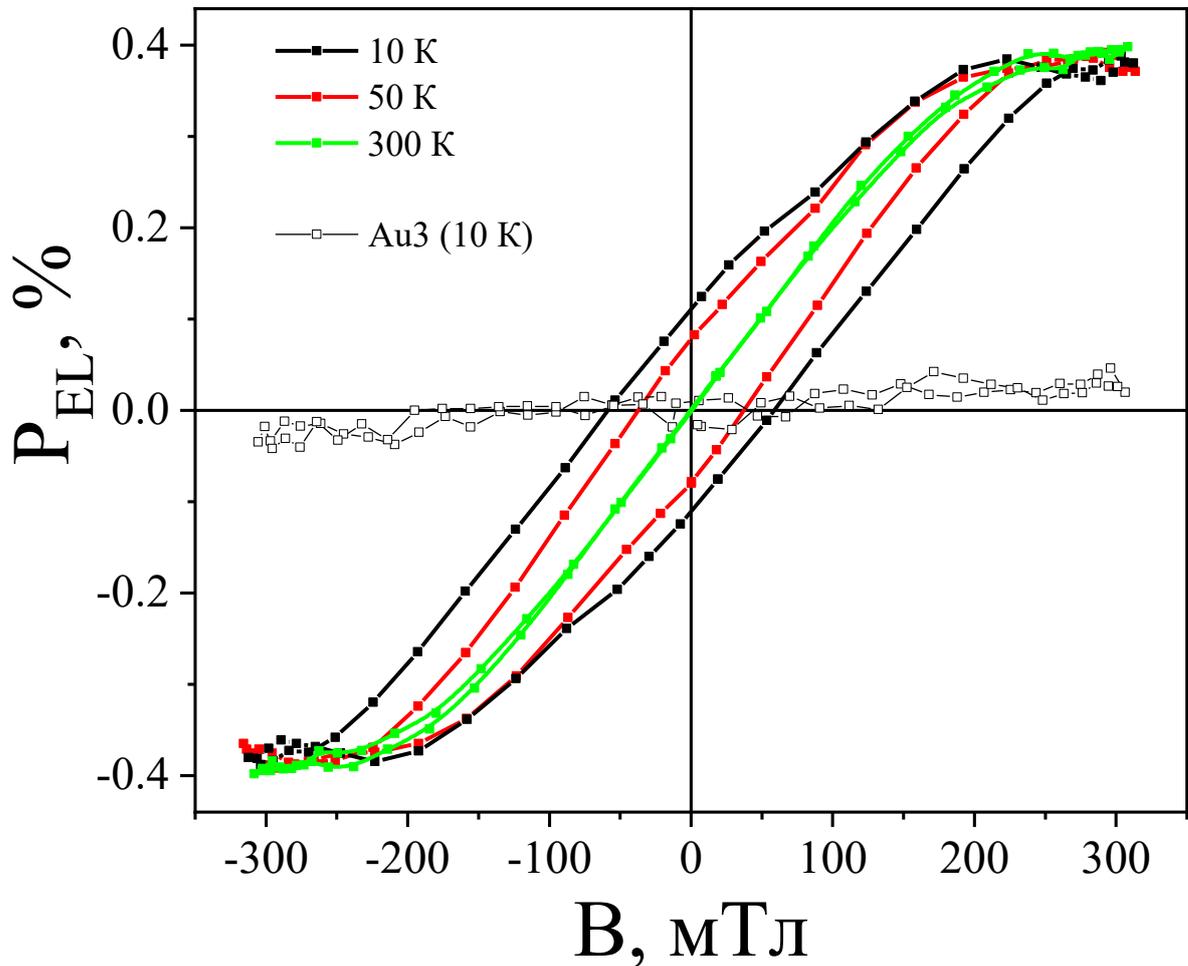


Рисунок 4.18. Магнитопольевые зависимости P_{EL} исследуемых образцов серии F6 при различных температурах, а также контрольной структуры серии Au3 (без инжектора GaAs:Fe) при температуре 10 K.

На рисунке 4.18 видно, что для контрольной структуры P_{EL} является линейной функцией магнитного поля (пустые квадраты), а максимальная величина степени циркулярной поляризации значительно ниже, чем для исследуемых структур, и не превышает 0,04 %. С увеличением температуры измерений интенсивность электролюминесценции для исследуемых образцов серии F6 монотонно уменьшается, а величина степени циркулярной поляризации насыщения от температуры не зависит.

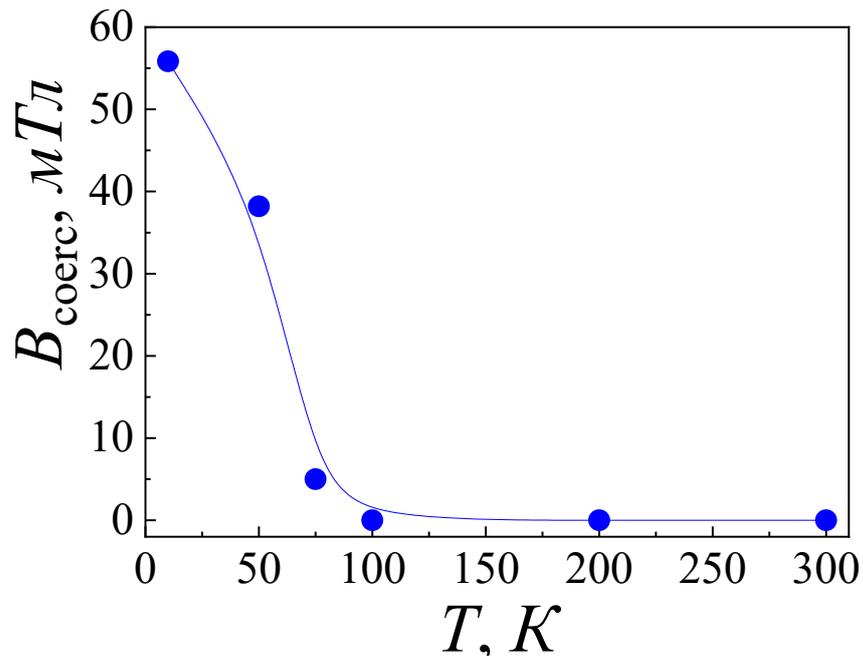


Рисунок 4.19. Зависимость величины коэрцитивного поля P_{EL} исследуемых образцов серии F6 от температуры.

Кроме того, во всём диапазоне температур выход на насыщение магнитолевой зависимости поляризации наблюдался при одинаковых значениях магнитных полей $\sim \pm 200$ мТл. На основании полученных результатов можно предположить, что, аналогично предыдущему случаю, температура Кюри для ферромагнитного инжектора GaAs:Fe превышает 300 К. Данный вывод хорошо согласуется с результатами по исследованию магнитных свойств, полученными ранее в работе [21] для GaAs:Fe с аналогичными параметрами. Отсутствие петли гистерезиса на зависимости P_{EL} (В) при температурах выше 75 К, предположительно, связано с особенностями магнитной анизотропии сформированных плёнок. Для слоев GaAs:Fe, полученных на подложках i-GaAs, была выявлена перпендикулярная магнитная анизотропия, связанная с присутствием в слоях колончатой структуры областей с повышенной концентрацией Fe [21]. Отметим, что в технологии формирования инжекторов GaAs:Fe РМП между полупроводниковой структурой и разбавленным магнитным полупроводником наносился на слой MgO. При таких условиях монокристаллический слой GaAs:Fe не может быть сформирован. Мы

предполагаем, что плёнка GaAs:Fe в спиновых светоизлучающих диодах является поликристаллом. Это предположение хорошо согласуется с нашими данными, полученными для слоёв (In,Fe)Sb (рис.4.11). Как следствие, образования вертикальных Fe-обогащенных колонок, ранее выявленных в работе [21], вероятно, не происходит, и магнитная анизотропия слоя РМП определяется анизотропией формы. Поэтому ось легкого намагничивания ориентирована преимущественно в плоскости слоя. Подобная ориентация оси лёгкого намагничивания может объяснить зарегистрированные нами магнитные характеристики. Описанные в данном разделе результаты были опубликованы в [157].

4.5. Выводы к главе 4

Таким образом, было установлено, что слои (In,Fe)Sb могут быть использованы в спиновых светоизлучающих диодах в качестве функционального контактного слоя при нанесении на GaAs n- и p-типа проводимости. Механизмы инжекции в таких структурах будут близки к таковым в диодах с барьером Шоттки. Отметим, что подобный же вывод для ферромагнитной системы InSb/GaAs был предложен в работе [147]. В случае гетероструктуры GaAs:Fe/GaAs формируется структура аналогичная диоду с p-n переходом, в которой слой GaAs:Fe играет роль материала n-типа проводимости.

С учётом выявленных механизмов токопереноса были сформированы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктуры GaAs/InGaAs с ферромагнитными инжекторами в виде разбавленных магнитных полупроводников (In,Fe)Sb и GaAs:Fe, а также разработаны методы увеличения интенсивности электролюминесценции путем модификации границы раздела ферромагнетик/полупроводник.

В результате исследований была продемонстрирована инжекция спин-поляризованных электронов из разбавленных магнитных полупроводников

$A^3B^5:Fe$, а именно $(In,Fe)Sb$ и $GaAs:Fe$, в полупроводниковую структуру на основе $GaAs$ в режиме прямого электрического смещения. Спин-поляризованные электроны переносятся в активную область полупроводникового светоизлучающего диода с дальнейшей рекомбинацией и испусканием электролюминесцентного излучения. Максимальное значение P_{EL} было получено для спинового светодиода с инжектором $(In,Fe)Sb$ при температуре 10К и составило 0.7%.

Заключение

Таким образом, в данной работе были проведены исследования по воздействию импульсного лазерного отжига на поверхность гетероструктур со слоями разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As. Было показано, что применение импульсного лазерного отжига позволяет повысить рабочую температуру спиновых светоизлучающих диодов, в которых источником спин-поляризованных носителей является слой (Ga,Mn)As. Проведённые гальваномагнитные измерения и измерения циркулярно-поляризованной электролюминесценции изготовленных спиновых светодиодов показали, что повышение рабочей температуры спинового светодиода происходит вследствие увеличения температуры Кюри слоя (Ga,Mn)As до ~ 120 К под воздействием лазерного отжига, в то время как эта величина для спиновых светодиодов с неотожжённым (Ga,Mn)As инжектором составляет 30 К. Полученные результаты свидетельствуют о воздействии импульсного лазерного излучения на структуру разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As, в результате чего происходит перераспределение атомов Mn, которые замещают атомы Ga, а также происходит увеличение концентрации дырок. Было показано, что формирование спиновых светоизлучающих диодов с инжектором в виде разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения с последующим импульсным лазерным отжигом позволяет достигать рабочих температур, которые соответствуют аналогичным показателям для структур, сформированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

В работе было показано, что слои разбавленных магнитных полупроводников $A^3B^5:Fe$, в частности (In,Fe)Sb и GaAs:Fe, можно использовать в качестве функциональных контактных слоёв в приборах спинтроники, а именно в спиновых светоизлучающих диодах при нанесении на GaAs n- и p-типа проводимости. Проведённые исследования показали, что механизмы протекания

тока в гетероструктурах $(\text{In,Fe})\text{Sb}/n\text{-GaAs}$ и $(\text{In,Fe})\text{Sb}/p\text{-GaAs}$ близки к механизмам протекания тока в диодах с барьером Шоттки. В случае гетероструктуры $\text{GaAs:Fe}/p\text{-GaAs}$ формируется структура аналогичная диоду с p-n переходом, в которой слой GaAs:Fe является материалом n-типа проводимости. На основании полученных результатов и с учётом выявленных механизмов токопереноса были сформированы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур с квантовой ямой $\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ с ферромагнитными инжекторами в виде разбавленных магнитных полупроводников $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ и GaAs:Fe . Кроме того, были разработаны методы увеличения интенсивности электролюминесценции сформированных приборов путем модификации границы раздела ферромагнетик/полупроводник.

Была продемонстрирована инжекция спин-поляризованных носителей из разбавленных магнитных полупроводников $\text{A}^3\text{B}^5\text{:Fe}$, а именно из слоёв $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ и GaAs:Fe , в полупроводниковую гетероструктуру на основе GaAs в режиме прямого электрического смещения. Были измерены зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции P_{EL} от магнитного поля в диапазоне температур от 10 до 300 К, значения P_{EL} существенно превышают таковые для контрольных структур без ферромагнитного инжектора. Максимальное значение P_{EL} было получено для спинового светодиода с инжектором $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ при температуре 10К и составило 0.7%.

Цитируемая литература

- 1 Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. – 2004. – V.76. – P.323–410.
- 2 Спинтроника (Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, 3 февраля 2010 г.) / Ю.Г. Кусраев // УФН. – 2010. – Т.180, вып.7. – С.759–780.
- 3 Concepts in spin electronics / Ed. by S. Maekawa. – New York: Oxford University Press. – 2006. – 398 P.
- 4 New moves of the spintronics tango / J. Sinova, I. Zutic // Nature Materials. – 2012. – V.11, n.5. – P.368–371.
- 5 Holub, M. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – V.40. – P.R179–R203.
- 6 Comparison of Fe/Schottky and Fe/Al₂O₃ tunnel barrier contacts for electrical spin injection into GaAs / O.M.J. van't Erve, G. Kioseoglou, A.T. Hanbicki, C.H. Li, B.T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar, A. Petrou // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V.84, n.21. – P.4334–4336.
- 7 Electrical spin injection into *p*-doped quantum dots through a tunnel barrier / L. Lombez, P. Renucci, P.F. Braun, H. Carrere, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek, J.L. Gauffier, P. Gallo, T. Camps, A. Arnoult, C. Fontaine, C. Deranlot, R. Mattana, H. Jaffres, J.M. George, P.H. Binh // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V.90, n.8. – P.081111.
- 8 Myers, R.C. Tunable spin polarization in III–V quantum wells with a ferromagnetic barrier / R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys.Rev. B. – 2004. – V.69. P.161305(R).
- 9 Emission properties of InGaAs/GaAs heterostructures with delta Mn-doped barrier / 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. – 2008. – V.41. – P.245110.

- 10 Antiferromagnetic spintronics / T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley and J. Wunderlich // *Nature Nanotechnology*.– 2016.– V.11.– P. 231–241.
- 11 Dietl, T. Ferromagnetic semiconductors / T. Dietl // *Semicond. Sci. Tech.* – 2002. – V.17. – P.377–392.
- 12 Anisotropic electrical spin injection in ferromagnetic semiconductor heterostructures / D.K. Young, E. Johnston–Halperin, D.D. Awschalom, Y. Ohno, H. Ohno // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V.80. – P.1598–1600.
- 13 Surface–emitting spin–polarized In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs quantum–dot light–emitting diode / S. Ghosh, P. Bhattacharya // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V.80, n.4. – P.658–660.
- 14 Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin–Valve–Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer / C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V.93. – P.117203.
- 15 Low–temperature magnetotransport behaviors of heavily Mn–doped (Ga,Mn)As films with high ferromagnetic transition temperature / L. Chen, S. Yan, P. F. Xu, J. Lu, W. Z. Wang, J. J. Deng, X. Qian, Y. Ji, and J. H. Zhao // *Appl.Phys.Lett.* – 2009. – V.95. – P.182505.
- 16 High temperature ferromagnetism in GaAs–based heterostructures with Mn □ doping / A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V.95. – P.017201.
- 17 Growth and characterization of n–type electron–induced ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As / P. N. Hai, L. D. Anh, S. Mohan, T. Tamegai, M. Kodzuka, T. Ohkubo, K. Hono, and M. Tanaka // *Appl. Phys. Lett.*– 2012.– V.101.– P.182403.
- 18 Recent progress in III–V based ferromagnetic semiconductors: Band structure, Fermi level, and tunneling transport / M. Tanaka, S. Ohya, and P. N. Hai // *Appl. Phys. Rev.*–2014.– V.1. P.011102.
- 19 High–temperature ferromagnetism in heavily Fe–doped ferromagnetic semiconductor (Ga,Fe)Sb / N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka // *Appl. Phys. Lett.*– 2016.– V.108.– P. 192401.

- 20 High-temperature intrinsic ferromagnetism in the (In,Fe)Sb semiconductor / A. Kudrin, Yu. Danilov, V. Lesnikov, M. Dorokhin, O. Vikhrova, D. Pavlov, Yu. Usov, I. Antonov, R. Kriukov, A. Alaferdov, and N. Sobolev // *J. Appl. Phys.* – 2017.– V. 122.– P. 183901.
- 21 High-temperature intrinsic ferromagnetism in heavily Fe-doped GaAs layers / 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.* – 2020. – V.35, P.125032.
- 22 Данилов, Ю.А. Основы спинтроники / Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский // Н. Новгород, изд. ННГУ. – 2009. – 173 С.
- 23 Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers / P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V.57. – P.2442.
- 24 Theory of intrinsic and thermally induced interlayer magnetic coupling between ferromagnetic films separated by an insulating layer / P. Bruno // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V.49. – P.13231.
- 25 Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binash, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn W // *Phys. Rev. B.* – 1989. –V.39. – P. 4828–4830.
- 26 Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff // *Phys Rev. Lett.* – 1988.– V.61. – P.2472–2475.
- 27 Оптическая ориентация // под. ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Ленинград: Наука (ленингр. отделение). – 1989. – 408 С.
- 28 Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // – М. Наука. – 1989. –521 С.
- 29 Левин, А.А. Введение в квантовую химию твёрдого тела / А.А. Левин // М. «Химия». – 1974. – 240.С.
- 30 Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона // М.: Физматлит. – 2002. – 560 С.

- 31 Zeeman spin splittings in semiconductor nanostructures / R. Kotlyar, L.T. Reinecke, M. Bayer, A. Forchel // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V.63. – P.085310.
- 32 Павлов, П.В. Физика твёрдого тела. Учебник для ВУЗов / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов // Изд. ННГУ. – 1993. – 491 С.
- 33 Савельев, И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм: учеб. пос. 2-е изд., перераб. / И. В. Савельев // М.: Наука. – 1982. – 496 С.
- 34 Morrish, A. H. The Physical Principles of Magnetism / A.H. Morrish // N.-Y.: Wiley-IEEE Press. – 2001. – 700 P.
- 35 Спинтроника: физические принципы, устройства, перспективы / А. Огнев, А. Самардак // *Вестник ДВО РАН.* – 2006. – № 4. – С. 70–80.
- 36 Antiferromagnetic spintronics / V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak // *Rev. Mod. Phys.* – 2018. – V.90. – P. 015005.
- 37 Спинтроника антиферромагнитных систем (Обзор) / Е.В. Гомонай, В.М. Локтев // *Физика низких температур.* – 2014. – Т. 40. – P. 22–47.
- 38 Lampel, G. Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors / G. Lampel // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – V.20. – P.491.
- 39 Parsons, R.R. Band to band optical pumping in solids and polarized photoluminescence / R.R. Parsons // *Phys. Rev. Lett.* – 1969. – V.23. – P.1152.
- 40 Аронов, А.Г. Спиновая инжекция в полупроводниках / А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус // *ФТП.* – 1976. – Т.10, в.6. – С.1177–1179.
- 41 Johnson, M. Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic–paramagnetic metal interface / M. Johnson, R.H. Silsbee // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V.37., n.10. – P.5312–5326.
- 42 Дьяконов, М.И. О возможности ориентации электронных спинов током / М.И. Дьяконов, В.И. Перель // *Письма в ЖЭТФ.* – 1971. – Т.13. – С.206.
- 43 Spontaneous spin coherence in *n*-GaAs produced by ferromagnetic proximity polarization / R.J. Epstein, I. Malajovich, R.K. Kawakami, Y. Chye, M. Hanson, P.M. Petroff, A. Gossard, D.D. Awschalom // *Phys.Rev. B.* – 2002. – V.65. P.121202(R).

- 44 Enhanced spin interactions in digital magnetic heterostructures / S.A. Crooker, D.A. Tulchinsky, J. Levy, D.D. Awschalom, R. Garcia, N. Samarth // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V.75, n.3. – P. 505–508.
- 45 Schmidt, G. Concepts for spin injection into semiconductor – a review / G. Schmidt // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V.38. – P.R107–R122.
- 46 Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode / R. Fiederling, M. Kleim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, L.W. Molenkamp // *Nature.* – 1999. – V.402. – P.787–790.
- 47 Дорохин, М. В. Спин-зависимые явления и циркулярно-поляризованная люминесценция в гибридных структурах ферромагнетик/полупроводник АЗВ5 / М. В. Дорохин // Дисс. на соискание степени д.ф.–м.н. – 2016. – Н.Новгород. – 454 С.
- 48 Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain / F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno. // *Physica E* – 2004. – V.21. – P.1032–1036.
- 49 Epitaxial growth and interfacial magnetism of spin aligner for remanent spin injection: (Fe/Tb)_n/Fe/MgO/GaAs–light emitting diode as a prototype system / E. Schuster, R.A. Brand, F. Stromberg, F.–Y. Lo, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck, S. Hövel, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, H. Wende, W. Keune // *J. Appl. Phys.* – 2010. – V.108. – P.063902.
- 50 Electron spin injection into GaAs from ferromagnetic contacts in remanence / N. C. Gerhardt, S. Hövel, C. Brenner, M. R. Hofmann, F.–Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune and K. Westerholt // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V.87. – P.032502.
- 51 Room temperature electrical spin injection in remanence / S. Hövel, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, F.–Y. Lo, A. Ludwig, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, H. Wende, W. Keune, O. Petravic and K. Westerholt // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V.93. – P.021117.
- 52 Atomic-scale understanding of high thermal stability of the Mo/CoFeB/MgO spin injector for spin-injection in remanence / B. Tao, Ph. Barate, X. Devaux, P.

Renucci, J. Frougier, A. Djeffal, Sh. Liang, B. Xu, M. Hehn, H. Jaffrès, J.–M. George, X. Marie, S. Mangin, X. Han, Z. Wang and Yu. Lu // *Nanoscale*. – 2018. – V.10. – P.10213.

53 Electrical spin injection into GaAs based light emitting diodes using perpendicular magnetic tunnel junction–type spin injector / B. S. Tao, P. Barate, J. Frougier, P. Renucci, B. Xu, A. Djeffal, H. Jaffrès, J.–M. George, X. Marie, S. Petit–Watelot, S. Mangin, X. F. Han, Z. G. Wang, and Y. Lu // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – V.108. – P.152404.

54 Room–temperature spin injection and optical polarization in nitride–based blue and ultra–violet spin light–emitting diodes / Ya. Wu, X. Wu, Zh. Zhong, J. Zhou, J. Chen, J. Guo, A. Song, X. Li, Zh. Wu and J. Kang // *Appl. Phys. Express*. – 2020. – V.13. – P.123001.

55 Spin injection in silicon at zero magnetic field / L. Grenet, M. Jamet, P. Noé, V. Calvo, J.–M. Hartmann, L. E. Nistor, B. Rodmacq, S. Auffret, P. Warin, and Y. Samson // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V.94. – P.032502.

56 Spin injection at remanence into III–V spin light–emitting diodes using (Co/Pt) ferromagnetic injectors / J. Zarpellon, H. Jaffrès, J. Frougier, C. Deranlot, J. M. George, D. H. Mosca, A. Lemaître, F. Freimuth, Q. Ha Duong, P. Renucci and X. Marie // *Phys. Rev. B*. – 2012. – V.86. – P.205314.

57 Electrical spin injection in perpendicular magnetized FePt/MgO/GaAs heterostructures at room temperature / A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H. Akinaga // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2007. – V.20. – P.405–408.

58 Electrical spin injection from an iron–rich iron–platinum thin film into gallium arsenide / A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H. Akinaga // *J. Nonlinear Optical Physics & Materials*. – 2008. – V.17, n.1. – P.105–109.

59 Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor / A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, A. Petrou // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – V.80. – P.1240.

60 Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier / A. T. Hanbicki, O. M. J. van't Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C. H.

- Li, B. T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar, A. Petrou // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V.82. – P.4092.
- 61 Variation of magnetization and the Lande g factor with thickness in Ni–Fe films / J.P. Nibarger, R. Lopusnik, Z. Celinski, T. J. Silva // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V.83, n.1. – P.93–95.
- 62 Matthes, F. Strain–induced magnetic anisotropies in ultrathin epitaxial Ni_xPd_{1–x} alloy films / F. Matthes, M. Seider, C.M. Schneider. // *J. Appl. Phys.* – 2006. – V.91, n.10. – P.8144 – 8146.
- 63 CoPt ferromagnetic injector in light–emitting Schottky diodes based on InGaAs/GaAs nanostructures / A. Zdrovevshchev, M. Dorokhin, P. Demina, A. V. Kudrin, O. Vikhrova, M. Ved', Yu. Danilov, I. Erofeeva, R. Krjukov, D. Nikolichev // *Semicond.*– 2015.– V.49.– P.1601–1604.
- 64 Стриха, В. И. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки (физика, технология применение) / В. И. Стриха, Е. В. Бузанева, И. А. Радзиевский // Москва: Сов. радио. – 1974. – 248 С.
- 65 Дорохин, М. В. Исследование свойств светоизлучающих эпитаксиальных GaAs структур, содержащих ферромагнитные слои / М. В. Дорохин // Дисс. на соискание степени к.ф.–м.н. – 2007. – Н.Новгород. – 136 С.
- 66 Electrical spin injection from ferromagnetic MnAs metal layers into GaAs / M. Ramsteiner, H.Y. Hao, A. Kawaharazuka, H.J. Zhu, M. Kastner, R. Hey, L. Daweritz, H.T. Grahn, K.H. Ploog // *Phys. Rev. B* – 2002. – V.66. – P.081304R.
- 67 Spin injection in ferromagnet–semiconductor heterostructures at room temperature / K.H. Ploog // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V.91, n.10. – P.7256–7260.
- 68 Efficient electron spin injection in MnAs–based spin–light–emitting–diodes up to room temperature / E.D. Fraser, S. Hegde, L. Schweidenback, A.H. Russ, A. Petrou, H. Luo, G. Kioseoglou // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V.97. – P.041103.
- 69 Study of MnAs as a Spin Injector for GaAs–Based Semiconductor Heterostructures / J. Kwon, R.E. Goacher, E.D. Fraser, L. Schweidenback, A.H. Russ, J.B. Hatch, A. Petrou, J.A. Gardella Jr., H. Luo // *J. Low Temp. Phys.* – 2012. – V.169. – P. 377.

- 70 The predicaments and expectations in development of magnetic semiconductors / Q. Cao and Sh. Yan // *J. Semicond.* – 2019. – V.40. – P.081501.
- 71 Families of magnetic semiconductors — an overview / T. Dietl, A. Bonanni, H. Ohno // *J. Semicond.* – 2019. – V.40. – P.080301.
- 72 Review on spintronics: Principles and device applications / A. Hirohata, K. Yamada, Yo. Nakatani, I.–L. Prejbeanu, B. Diény, Ph. Pirro, B. Hillebrands // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2020. – V.509. – P.166711.
- 73 Lateral-Type Spin-Photonics Devices: Development and Applications / N. Nishizawa and H. Munekata // *Micromachines* – 2021. – V.12. – P.644.
- 74 High-temperature ferromagnetism in new n-type Fe-doped ferromagnetic semiconductor (In,Fe)Sb / N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh and M. Tanaka // *Appl. Phys. Express.* – 2018. – V. 11. – P. 063005.
- 75 Growth and characterization of insulating ferromagnetic semiconductor (Al,Fe)Sb / L. D. Anh, D. Kaneko, P. N. Hai, and M. Tanaka // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – V.107. – P. 232405.
- 76 Magnetic properties and intrinsic ferromagnetism in (Ga,Fe)Sb ferromagnetic semiconductors / N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka // *Phys. Rev. B.* – 2015. – V.92. – P.144403.
- 77 Preparation and Characterization of Fe-Based III-V Diluted Magnetic Semiconductor (Ga,Fe)As / Sh. Haneda, M. Yamaura, Yu. Takatani, K. Hara, Sh. Harigae and H. Munekata // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2000. – V.39. – L9.
- 78 GaFeAs: a diluted magnetic semiconductor grown by molecular beam epitaxy / Sh. Hirose, M. Yamaura, Sh. Haneda, K. Hara, H. Munekata // *Thin Solid Films.* – 2000. – V.371. – P.272.
- 79 Preparation and magneto-optical property of highly-resistive (Ga,Fe)As epilayers / R. Moriya, Y. Katsumata, Y. Takatani, S. Haneda, T. Kondo, H. Munekata // *Physica E.* – 2001. – V.10. – P.224.
- 80 The magnetic, optical, and transport properties of representatives of a class of magnetic semiconductors: The europium chalcogenides / A. Mauger, C. Godart // *Phys. Reports.* – 1986. – V. 141. – P. 51–176.

- 81 Magnetic semiconducting spinels in the mixed system $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ / L. Treitinger, H. Göbel, H. Pink // *Materials Research Bulletin*. – 1976.– V. 11.– P. 1375–1379.
- 82 Phonons and magnetic order in ferromagnetic CdCr_2Se_4 and CdCr_2S_4 / E. F. Steigmeier, G. Harbeke // *G. Phys kondens Materie*.– 1970.– V. 12. –P. 1–15.
- 83 Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic / H. Ohno // *Science*.– 1998.– V. 281.– P. 951–956.
- 84 Magnetism in (Ga,Mn)As Thin Films With TC Up To 173K / K. Y. Wang, R. P. Campion, K. W. Edmonds, M. Sawicki, T. Dietl, C. T. Foxon, and B. L. Gallagher // *AIP Conf. Proc.*– 2005.– V.772. P.333.
- 85 Enhancing the Curie Temperature of Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As to 200 K via Nanostructure Engineering / L. Chen, X. Yang, F. Yang, J. Zhao, J. Misuraca, P. Xiong, S. V. Molnár // *Nano Lett.*– 2011.– V. 11.– P. 2584–2589.
- 86 Diluted magnetic III–V semiconductors / H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, Armin Segmüller, L. L. Chang, and L. Esaki // *Phys. Rev. Lett.*– 1989.– V.63.– P. 1849.
- 87 Magnetotransport properties of (Ga,Mn)Sb / F. Matsukura, E. Abe, and H. Ohno // *J. App. Phys.*– 2000.– V.87.– P. 6442.
- 88 $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ – a narrow–gap ferromagnetic semiconductor / T. Wojtowicz and G. Cywiński // *Appl. Phys. Lett.*– 2003.– V.82.– P. 4310.
- 89 (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs / H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye // *Appl. Phys. Lett.*– 1996.– V.69.– P. 363.
- 90 Overgrowth experiments of ferromagnetic (MnGa)As–cluster layers by MOVPE / M. Lampalzer, K. Volz, W. Treutmann, S. Nau, T. Torunski, K. Megges, J. Lorberth, W. Stolz // *J. Cryst. Growth*. – 2003. – V.248. – P.474–478.
- 91 Anisotropy of the magnetotransport in (Ga,Mn)As/MnAs paramagnetic–ferromagnetic hybrid structures / S. Ye, P.J. Klar, Th. Hartmann, W. Heimbrodt, M. Lampalzer, S. Nau, T. Torunski, W. Stolz, T. Kurz, H.–A. Krug von Nidda, A. Loidl // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V.83, n.19. – P.3927–3929.

- 92 Светоизлучающие диоды с ферромагнитным инжектирующим слоем на основе гетероструктур GaMnSb/InGaAs/GaAs / М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, А.В. Здоровейцев, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин // ФТП. – 2012. – Т.46, в.12. – С.1554.
- 93 Dietl, T. Origin of ferromagnetism and nano-scale phase separations in diluted magnetic semiconductors / T. Dietl // Physica E. – 2006. – V.35. – P.293–299.
- 94 Ohno, H. A ferromagnetic III–V semiconductor: (Ga,Mn)As / H. Ohno, F. Matsukura // Solid State Commun. – 2001. – V.117. – P.179–186.
- 95 Nazmul, A.M. Ferromagnetism and high Curie temperature in semiconductor heterostructures with Mn δ -doped GaAs and p-type selective doping / A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // Phys. Rev. B. 2003. – V.67. – P.241308.
- 96 Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors / T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand // Science. – 2000. – V.287. – P.1019–1022.
- 97 Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors / T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 63. – P.195205.
- 98 Polaron percolation in diluted magnetic semiconductors / A. Kaminski, S. Das Sarma // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V.88, n.24. – P.247202.
- 99 Temperature-dependent magnetization in diluted magnetic semiconductors / S. Das Sarma, E.H. Hwang, A. Kaminski // Phys. Rev. B. – 2003. – V.67. – P.155201.
- 100 Bound magnetic polaron interactions in insulating doped diluted magnetic semiconductors / A. C. Durst, R. N. Bhatt, and P. A. Wolff // Phys. Rev. B. – 2002. – V.65. – P. 235205.
- 101 Moriya, R. Relation among concentrations of incorporated Mn atoms, ionized Mn acceptors, and holes in p-(Ga,Mn)As epilayers / R. Moriya, H. Munekata // J. Appl. Phys. – 2003. – V.93, n.8. – P.4603–4609.
- 102 Применение лазерного распыления для получения полупроводниковых структур / 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. 2008. – Т.75, №6. – С.56–61.

- 103 Анодные окисные пленки на поверхности полупроводников группы A_3B_5 / И.Н. Сорокин, В.З. Петрова, Ю.Д. Чистяков, Н.Р. Аигина, Л.Е. Гатько // ЦНИИ Электроника. – 1979. – 56 С.
- 104 Исследования структуры ферромагнитного слоя GaMnSb / А.И. Бобров, Е.Д. Павлова, А.В. Кудрин, Н.В. Малехонова // Физика и техника полупроводников. – 2013.– Т.47, в.12. – С.1613–1616.
- 105 On the position of energy levels related to transition–metal impurities in III–V semiconductors / L. A. Ledebro and B. K. Ridley // J. Phys. C: Solid State Phys.– 1982.– V.15.– L961.
- 106 A universal trend in the binding energies of deep impurities in semiconductors / M. J. Caldas, A. Fazzio, and A. Zunger // Appl. Phys. Lett.– 1984.–V.45.– P.671.
- 107 Two–dimensional growth of InSb thin films on GaAs(111)A substrates / K. Kanisawa, H. Yamaguchi, and Y. Hirayama // Appl. Phys. Lett.– 2000.– V.76.– P.589.
- 108 Молекулярно–лучевая эпитаксия и гетероструктуры / под ред. Л. Ченга, К. Плога // М. Мир. – 1989. – 582 С.
- 109 Левчук, С.А. Свойства осаждённых из лазерной плазмы разбавленных магнитных полупроводников на основе GaSb, Si и Ge, легированных Mn или Fe / С.А. Левчук // Автореферат канд.дисс. ННГУ. – 2011. – 17 С.
- 110 Structural, optical and magnetic properties of $Zn_{1-x}Co_xO$ dilute magnetic semiconductors thin films by pulsed laser deposition / Sh. Yang, B.Y. Man, M. Liu, C.S. Chen, X.G. Gao, C.C. Wang, B. Hu // Physica B. – 2010. – V.405. – P.4027.
- 111 A detailed study on the Fe–doped TiO_2 thin films induced by pulsed laser deposition route / L. Meng, Zh. Wang, L. Yang, W. Ren, W. L. Zhidong Zhang, T.Yang, M.P.dos Santos // App. Surf. Science. – 2019. – V.474. – P.211.
- 112 Magnetism and magneto-optics features of $Zn_{1-x}Co_xO_y$ thin films grown by pulsed laser deposition / A.S. Kuz'mina, A.A. Lotin, O.A. Novodvorsky, N.S. Perov, E.A. Gan'shina, L.A. Makarova, A.S. Semisalova, A.G. Shneider, M.P. Kuz'min, S.S. Kolesnikov // Mater. Chem. Phys. – 2017. – V.198. – P.291.
- 113 Intrinsic or Interface Clustering–Induced Ferromagnetism in Fe–Doped In_2O_3 –Diluted Magnetic Semiconductors / X. Luo, L.–T. Tseng, Y. Wang, N. Bao, Z. Lu, X.

- Ding, R. Zheng, Y. Du, K. Huang, L. Shu, A. Suter, W. Tung Lee, R. Liu, J. Ding, K. Suzuki, T. Prokscha, E. Morenzoni, J. Bao Yi // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* – 2018. – V.10. – P. 22372.
- 114 Ferromagnetism and impurity band in a magnetic semiconductor: InMnP / M. Khalid, E. Weschke, W. Skorupa, M. Helm, and S. Zhou // *Phys. Rev. B.*– 2014.– V.89.– P.121301(R).
- 115 Use of ion implantation to facilitate the discovery and characterization of ferromagnetic semiconductors / N. Theodoropoulou, A. F. Hebard, S. N. G. Chu, M. E. Overberg, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, R. G. Wilson, J. M. Zavada // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V.91. – P.7499.
- 116 Mining for high T_c ferromagnetism in ion-implanted dilute magnetic semiconductors / A. F. Hebard, R. P. Rairigh, J. G. Kelly, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, S. N. G. Chu, R. G. Wilson // *J. Phys. D.* – 2004. – V.37. – P.511.
- 117 Room temperature magnetism in GaMnP produced by both ion implantation and molecular-beam epitaxy / M. E. Overberg, B. P. Gila, G. T. Thaler, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, N. A. Theodoropoulou, K. T. McCarthy, S. B. Arnason, A. F. Hebard, S. N. G. Chu, R. G. Wilson, J. M. Zavada, and Y. D. Park // *J. Vac. Sci. Technol B.* – 2002. – V.20. – P.969.
- 118 Above room temperature ferromagnetism in Mn-ion implanted Si / M. Bolduc, C. Awo-Affouda, A. Stollenwerk, M. B. Huang, F. G. Ramos, G. Agnello, and V. P. LaBella // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V.71. – P.033302.
- 119 Cooke, M. Chinese burn into LED market driving MOCVD / M. Cooke // *Semicond. Today. Compounds and Advanced Silicon.* – 2010. – V.5, n.7. – P.94–98.
- 120 Manasevit, H.M. The use of metal-organics in the preparation of semiconductor materials grown on insulating substrates / H.M. Manasevit // *J. Cryst. Growth.* – 1972. – V.13. – P.306–309.
- 121 Morphology and photoelectronic properties of the InAs/GaAs surface quantum dots grown by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy / I.A. Karpovich, N.V. Baidus', B.N. Zvonkov, S.V. Morozov, D.O. Filatov, A.V. Zdoroveishev // *Nanotechnology.* – 2001. – V.12. – P.425–429.

- 122 Jones, A.C. CVD of compound semiconductors. Precursor synthesis and applications / A.C. Jones, P. O'Brien // Weinheim Wiley-VCH. – 1997. – 340 P.
- 123 MOVPE growth and properties of light emitting diodes with an incorporated InMnAs ferromagnetic layer / J. Novak, P. Telek, I. Vavra, S. Hasenohrl, M. Reiffers // J. of Crystal Growth. – 2011. – V.315. – P.78–81.
- 124 Te-co-doping experiments in ferromagnetic Mn(Ga)As/GaAs cluster hybrid layers by MOVPE / M. Lampalzer, S. Nau, C. Pietzonka, W. Treutmann, K. Volz, W. Stolz // J. Cryst. Growth. – 2004. – V.272. – P.772–777.
- 125 Bonanni, A. Ferromagnetic nitride-base semiconductors doped with transition metals and rare earths / A. Bonanni // Semicond. Sci. Tech. – 2007. – V.22. – P.R41–R56.
- 126 Magneto-optical spectroscopy on (Ga,Mn)As based layers—correlation between the p–d exchange integral and doping / T. Hartmann, S. Ye, T. Henning, P.J. Klar, M. Lampalzer, W. Stolz, W. Heimbrodt // J. Supercond. Nov. Magn. – 2003. – V.16, n.2. – P.423–426.
- 127 Thermal diffusion of Mn through GaAs overlayers on (Ga, Mn)As / J. Adell, I. Ulfat, L. Ilver, J. Sadowski, K. Karlsson, J. Kanski // J. Phys.: Condens. Matter. – 2011. – V.23. – P.085003.
- 128 Диффузия Ni, Ga и As в поверхностном слое GaAs и характеристика контакта Ni/GaAs. / В.А. Усков, А.Б. Федотов, Е.А. Ерофеева, А.И. Родионов, Д.Т. Джумакулов // Неорг. Материалы. – 1987. – Т.32, в.2. – С.186–189.
- 129 Ферромагнитное воздействие δ -<Mn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме / С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т.90, в.10. – С.730–735.
- 130 Temperature dependence of the circular polarization of electroluminescence from spin-polarized light-emitting diodes based on InGaAs/GaAs heterostructures / Dorokhin M.V., Malysheva E.I., Danilov Y.A., Zdoroveishchev A.V., Rykov A.V., Zvonkov B.N. // Journal of Surface Investigation – 2014. – V.8, I.3. – P.433–439.

- 131 Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors / T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, and A. H. MacDonald // *Rev. Mod. Phys.*– 2006.– V.78, P.809.
- 132 Circularly polarized electroluminescence of light-emitting InGaAs/GaAs (III, Mn)V diodes on the basis of structures with a tunneling barrier / E. Malysheva, M. Dorokhin, M. Ved', A. Kudrin and A. Zdoroveishchev // *Semicond.*– 2015.– V.49. P. 1448–1452.
- 133 Tunneling and injection in ferromagnetic structures InGaAs/GaAs/(Ga,Mn)As and InGaAs/n⁺-GaAs/(Ga,Mn)As / E. Malysheva, M. Dorokhin, A. Zdoroveyshchev and M. Ved' // *Phys. Solid State.*– 2016.– V.58.– P.2271–2276.
- 134 Химический и фазовый состав спиновых светоизлучающих диодов GaMnAs/GaAs/InGaAs / Николичев Д.Е., Боряков А.В., Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Дорохин М.В., Кудрин А.В. // *ФТП* / – 2014/ – Т. 48, вып. 6. – С. 839–844.
- 135 Спиновая инжекция электронов в светоизлучающих диодах на основе структур GaMnAs/GaAs/InGaAs с туннельным переходом / М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, Б.Н. Звонков, А.В. Здоровейцев, Ю.А. Данилов, Д.Е. Николичев, А.В. Боряков, С.Ю. Зубков // *Журнал технической физики.* – 2014. – Т.84, В.12. – С.102–106.
- 136 Ферромагнетизм в слоях GaMnAs, нанесённых методом лазерной эпитаксии / О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Е. С. Демидов, Б. Н. Звонков, В. И. Ковалёв, З. Э. Кунькова, В. В. Подольский, М. В. Сапожников, А. И. Сучков, М. П. Темиряева // *Известия РАН. Серия Физическая.* – 2007. – Т.71. – С. 37.
- 137 Особенности использования четырёххлористого углерода в качестве источника акцепторной примеси для легирования квантовых ям InGaAs / А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, В.Я. Алешкин, В.Н. Шагин // *Матер. совещ. Нанопотоника.* Н. Новгород: ИФМ РАН. – 2001. – С.98.
- 138 Легирование GaAs в процессе МОС-гидридной эпитаксии из лазерной плазмы / Б.Н. Звонков, В.В. Подольский, В.П. Лесников, С.А. Ахлестина, Л.М. Батукова, Е.Р. Демидова, Ю.Н. Дроздов, И.Г. Малкина, Д.О. Филатов, Т.Н. Янькова // *Высокочистые вещества.* – 1993. – Н.4. – С.114–122.

- 139 Кудрин, А. В. Гальваномагнитные свойства слоев магнитных полупроводников InMnAs, GaMnAs и полуметаллических соединений MnAs, MnP / А. В. Кудрин // Дисс. на соискание степени к.ф.–м.н. – 2009. – Н.Новгород. – 152 С.
- 140 Modification of the properties of ferromagnetic layers based on A3B5 compounds by pulsed laser annealing / O. V. Vikhrova, Yu. A. Danilov, B. Zvonkov, A. Zdoroveishchev, A. Kudrin, V. Lesnikov, A. Nezhdanov, S. Pavlov, A. Paraffin, I. Pashenkin, and S. Plankina // Phys. Solid State.– 2017.– V.59.– P.2150.
- 141 Разработка технологии создания эпитаксиальных структур на основе тройных твердых растворов магнитных полупроводников (A₃,Fe)B₅ с задаваемыми свойствами (температурой Кюри, типом проводимости, концентрацией носителей заряда, параметром кристаллической решетки, ширины запрещенной зоны): отчёт о НИР / Кудрин А. В. – Нижний Новгород: ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2020. – 36 с.
- 142 Dilute ferromagnetic semiconductors prepared by the combination of ion implantation with pulse laser melting / S. Zhou, J. Phys. D: Appl. Phys.– 2015.– V.48.– P.263001.
- 143 Anomalous Hall effect / N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong // Rev. Mod. Phys.– 2010.– V.82.– P.1539.
- 144 Raising the Operating Temperature of (Ga,Mn)As/GaAs Spin Light Emitting Diodes by Applying Post-Growth Treatment / E. I. Malysheva, M. V. Dorokhin, Yu. A. Danilov, A. E. Parafin, M. V. Ved', A. V. Kudrin, A. V. Zdoroveyshchev // Phys. Solid State.– 2018.– V. 60.– P. 2182–2187.
- 145 Formation of epitaxial p–i–n structures on the basis of (In,Fe)Sb and (Ga,Fe)Sb diluted magnetic semiconductors layers / A. V. Kudrin, V. P. Lesnikov, D. A. Pavlov, Yu. V. Usov, Yu. A. Danilov, M. V. Dorokhin, O. V. Vikhrova, V. E. Milin, R. N. Kriukov, Yu. M. Kuznetsov, V. N. Trushin, N. A. Sobolev // J. Magn. Mater. – 2019. – V.487. – P. 165321.
- 146 GaA/InSb graded-gap heterojunction / E. Hinkley and R. Rediker // Solid-State Electronics.– 1967.– V. 10.– P. 671–687.

- 147 Electrical characteristics of InSb–GaAs heterojunctions / J.–I. Chyi, D. Mui, J. Chen, H. Morkoc // *Solid–State Electronics*.– 1991.– V. 34.– P. 747–750.
- 148 Физика полупроводниковых приборов // С. Зи. Т.1. Перевод с англ. – 2–е перераб. и доп. изд. – М.: Мир. – 1984. С.52–53.
- 149 Diode Structures Based on (In, Fe)Sb/GaAs Magnetic Heterojunctions / M. V. Ved', M. V. Dorokhin, V. P. Lesnikov, D. A. Pavlov, Yu. V. Usov, A. V. Kudrin, P. B. Demina, A. V. Zdoroveishchev and Yu. A. Danilov // *Tech. Phys. Lett.* – 2019. – V.45. – P. 668–671.
- 150 Epitaxial Fe/MgO heterostructures on GaAs(001) / C. Martínez Boubeta, E.Navarro, A.Cebollada, F.Briones, F.Peiró, A.Cornet // *Journal of Crystal Growth*. – 2001. – V. 226. – P. 223.
- 151 Ultrathin MgO diffusion barriers for ferromagnetic electrodes on GaAs(001) / Anirban Sarkar, Shibo Wang, Wolfgang Grafeneder, Martin Arndt and Reinhold Koch // *Nanotechnology*. – 2015. – V.26. – P.165203.
- 152 Growth, characterization, and stability testing of epitaxial MgO (100) on GaAs (100) / K.Mudiyanselage, M.A.Nadeem, H.A.Raboui, H.Idriss // *Surface Science*. – 2020. – V.699. – P.121625.
- 153 Fabrication and luminescent properties of (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs diodes / M. V. Ved, M. V. Dorokhin, V. P. Lesnikov, A. V. Zdoroveyshchev, Yu. A. Danilov, P. B. Demina and A. V. Kudrin // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V.1410. – P.012053.
- 154 Robustness of ferromagnetism in (In,Fe)Sb diluted magnetic semiconductor to variation of charge carrier concentration / Kudrin A.V., Lesnikov V.P., Danilov Yu.A., Dorokhin M.V., Vikhrova O.V., Pavlov D.A., Usov Yu.V., Antonov I.N., Kriukov R.N., Zubkov S.Yu., Nikolichev D.E., Konakov A.A., Dudin Yu.A., Kuznetsov Yu.M., Temiryazeva M.P., Sobolev N.A. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2019. – V.485. – P. 236.
- 155 Photoluminescence studies of Zeeman effect in type–II InSb/InAs nanostructures / Ya. Terent'ev, M. Mukhin, A. Toropov, M. Nestoklon, B. Meltser, A. Semenov, V. Solov'ev, and S. Ivanov // *Phys. Rev. B*.– 2013.– V.87.– P. 045315.
- 156 Circularly Polarized Electroluminescence of Spin LEDs with a Ferromagnetic (In,Fe)Sb Injector / M. V. Ved, M. V. Dorokhin, V. P. Lesnikov, A. V. Kudrin, P. B.

Demina, A. V. Zdoroveishchev, D. A. Pavlov, Yu. V. Usov, V. E. Milin & Yu. A. Danilov // *Tech. Phys. Lett.* – 2020. – V.46. – P. 691–694.

157 Циркулярно–поляризованная электролюминесценция при комнатной температуре в гетероструктурах на основе разбавленного магнитного полупроводника GaAs:Fe / Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Кудрин А.В., Дёмина П.Б., Здоровейщев А.В., Данилов Ю.А. // *ПЖТФ.* – 2021. – Т. 47, вып. 20. – С. 38–41.

Список основных работ автора, опубликованных по теме исследования

A1. Circularly polarized electroluminescence of light–emitting InGaAs/GaAs (III, Mn)V diodes on the basis of structures with a tunneling barrier / E. I. Malysheva, M. V. Dorokhin, M. V. Ved', A. V. Kudrin, A. V. Zdoroveishchev // *Semicond.*– 2015.– V. 49.– P. 1448–1452.

A2. Tunneling and Injection in Ferromagnetic Structures InGaAs/GaAs/(Ga,Mn)As and InGaAs/n+–GaAs/(Ga,Mn)As / E. I. Malysheva, M. V. Dorokhin, A.V.Zdoroveishchev, M. V. Ved // *Phys. Solid State.*– 2016.– V. 58.– P. 2271–2276.

A3. Raising the Operating Temperature of (Ga,Mn)As/GaAs Spin Light Emitting Diodes by Applying Post–Growth Treatment / E. I. Malysheva, M. V. Dorokhin, Yu. A. Danilov, A. E. Parafin, M. V. Ved', A. V. Kudrin, A. V. Zdoroveyshchev // *Phys. Solid State.*– 2018.– V. 60.– P. 2182–2187.

A4. On the mechanism of spin–polarized injection in (Ga,Mn)As/n+GaAs/InGaAs Zener tunnel diode / M. Ved, M. Dorokhin, E. Malysheva, A. Zdoroveyshchev, Yu. Danilov, A. Parafin and Yu. Kuznetsov // *J. Phys.: Conf. Ser.*– 2018.– V. 1124.– P. 061005

A5. Diode Structures Based on (In,Fe)Sb/GaAs Magnetic Heterojunctions / M. V. Ved', M. V. Dorokhin, V. P. Lesnikov, D. A. Pavlov, Yu. V. Usov, A. V. Kudrin, P. B.

Demina, A. V. Zdoroveishchev, Yu. A. Danilov // *Tech. Phys. Lett.*– 2019.– V. 45.– P. 668–671.

A6. Fabrication and luminescent properties of (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs diodes / M. V. Ved, M. V. Dorokhin, V. P. Lesnikov, A. V. Zdoroveyshchev, Yu. A. Danilov, P. B. Demina and A. V. Kudrin // *J. Phys.: Conf. Ser.*– 2019.– V. 1410.– P. 012053.

A7. Circularly Polarized Electroluminescence of Spin LEDs with a Ferromagnetic (In,Fe)Sb Injector / M. V. Ved, M. V. Dorokhin, V. P. Lesnikov, A. V. Kudrin, P. B. Demina, A. V. Zdoroveishchev, D. A. Pavlov, Yu. V. Usov, V. E. Milin & Yu. A. Danilov // *Tech. Phys. Lett.* – 2020. – V.46. – P. 691–694.

A8. Циркулярно–поляризованная электролюминесценция при комнатной температуре в гетероструктурах на основе разбавленного магнитного полупроводника GaAs:Fe / Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Кудрин А.В., Дёмина П.Б., Здоровейщев А.В., Данилов Ю.А. // *ПЖТФ.* – 2021. – Т. 47, вып. 20. – С. 38–41.