

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования

**«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»**

На правах рукописи

ДОРОХИН Михаил Владимирович

**СПИН-ЗАВИСИМЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННАЯ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ
ФЕРРОМАГНЕТИК/ПОЛУПРОВОДНИК AZB₅**

01.04.10 - физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических
наук, профессор
Д.А. Павлов

Нижний Новгород - 2016

Оглавление

Список основных сокращений и обозначений.....	6
Введение.....	9
Глава 1. Приборы на спин-поляризованных носителях (литературный обзор).....	24
1.1. Основные термины и определения.....	25
1.2. Механизмы генерации и детектирования неравновесной спиновой поляризации в полупроводниковых структурах.....	34
1.2.1. Механизмы генерации неравновесной спиновой поляризации	35
1.2.2. Методы детектирования спиновой поляризации в полупроводниковых структурах.....	44
1.2.3. Спиновый светоизлучающий диод.....	47
1.3. Материалы и структуры для инжекции спин-поляризованных носителей в гибридных системах ферромагнетик/полупроводник.....	49
1.3.1. Физические принципы спиновой инжекции.....	50
1.3.2. Влияние свойств реального контакта ферромагнетик/полупроводник на эффект инжекции спин-поляризованных носителей.....	57
1.3.3. Спиновая поляризация в полупроводниковых структурах в результате спиновой аккумуляции.....	63
1.3.4. Обзор экспериментов по созданию и исследованию структур со спиновой инжекцией.....	65
1.3.4.1. Спиновая инжекция в структурах ферромагнитный металл/полупроводник и ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник.....	66
1.3.4.2. Спиновая инжекция в структурах ферромагнитный полуметалл $MnB^5(A^3Mn)$ /полупроводник.....	73
1.3.4.3. Спиновая инжекция в структурах разбавленный магнитный полупроводник/неферромагнитный полупроводник.....	77
1.4. Материалы и структуры для ориентации спинов носителей заряда в полупроводниках за счёт взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем.....	86
1.4.1. Физические основы эффекта спиновой поляризации в структурах ферромагнетик/полупроводник.....	88
1.5. Методы получения ферромагнитных гетероструктур и спиновых светоизлучающих диодов на их основе.....	90
1.5.1. Применение метода молекулярно-лучевой эпитаксии для создания спиновых светоизлучающих диодов.....	92
1.5.2. Применение метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений для создания спиновых светоизлучающих диодов.....	95
1.5.1. Применение методов магнетронного распыления и импульсного лазерного осаждения для создания спиновых светоизлучающих диодов.....	99
1.6 Выводы по Главе 1.....	102
Глава 2. Особенности метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения для формирования наноструктур A^3B^5, содержащих ферромагнитные слои.....	104
2.1. Применение комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения для формирования спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур A^3B^5	104
2.1.1. Общая схема структур и использованные материалы.....	106
2.1.1.1. Выбор активной области спиновых светоизлучающих диодов.....	107
2.1.1.2. Толщина слоёв в методе МОСГЭ.....	111
2.1.1.3. Легирование эпитаксиальных слоёв в методе МОСГЭ.....	114
2.1.1.4. Ферромагнитные инжекторы.....	114
2.1.1.5. Контроль технологии формирования структур.....	116
2.1.2. Формирование ферромагнитных инжекторов для спиновых светоизлучающих диодов.....	118
2.1.2.1. Формирование дельта-легированных слоёв Mn в матрице GaAs методом импульсного лазерного осаждения.....	119
2.1.2.2. Формирование слоёв разбавленного магнитного полупроводника $(Ga_xMn_{1-x}As, Ga_yMn_{1-y}Sb$ и $In_zMn_{1-z}As)$	123
2.1.2.3. Формирование ферромагнитных слоёв полуметалла.....	125
2.1.2.4. Формирование контактов на основе ферромагнитного металла.....	127

2.2. Исследование атомной, кристаллической структуры и состава эпитаксиальных слоёв спиновых светоизлучающих диодов.....	131
2.2.1. Применяемые методы исследования.....	131
2.2.2. Исследование атомной, кристаллической структуры и фазового состава слоёв спиновых светоизлучающих диодов с инжектором на основе ферромагнитного металла.....	134
2.2.2.1. Исследование атомной и кристаллической структуры металлического контакта и приповерхностных слоёв полупроводника.....	134
2.2.2.2. Исследование фазового состава приповерхностных слоёв полупроводника в структурах ферромагнитный металл/полупроводник.....	140
2.2.3. Исследование атомной, кристаллической структуры и фазового состава слоёв спиновых светоизлучающих диодов с инжектором на основе разбавленного магнитного полупроводника.....	144
2.2.3.1. Исследование атомной и кристаллической структуры разбавленного магнитного полупроводника и приповерхностных слоёв светоизлучающей структуры.....	145
2.2.3.2. Исследование фазового состава приповерхностных слоёв полупроводника в структурах разбавленный магнитный полупроводник/неферромагнитный полупроводник.....	150
2.2.4. Исследование атомной, кристаллической структуры и фазового состава слоёв спиновых светоизлучающих диодов с на основе гетероструктур $\delta<Mn>/GaAs/InGaAs$	154
2.2.4.1. Исследование атомной и кристаллической структуры приповерхностной области диода на основе $\delta<Mn>/GaAs/InGaAs$	155
2.2.4.2. Исследование фазового состава приповерхностных слоёв полупроводника в структурах $\delta<Mn>/GaAs/InGaAs$	157
2.3. Выводы по главе 2.....	160
Глава 3. Исследование электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с инжектором ферромагнитный металл/GaAs.....	162
3.1 Схема образцов для исследования.....	164
3.2 Методы исследования диодов Шоттки ферромагнитный металл/полупроводник и ферромагнитный металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник на основе гетероструктур с квантовой ямой.....	170
3.2.1. Исследование ферромагнитных свойств металлических слоёв.....	170
3.2.2. Методика исследования электрических характеристик.....	170
3.2.3. Методика исследования фото- и электролюминесценции.....	171
3.2.4. Анализ циркулярно-поляризованной люминесценции.....	175
3.3 Исследование электрических характеристик диодов Шоттки ферромагнитный металл/полупроводник на основе гетероструктур с квантовой ямой.....	178
3.4 Исследование электролюминесценции диодов с контактом металл/полупроводник и металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник.....	191
3.4.1 О механизмах инжекционной электролюминесценции в структурах металл/полупроводник и металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник.....	191
3.4.2 Электролюминесцентные характеристики светоизлучающих диодов с ферромагнитным металлическим контактом.....	197
3.4.2.1. Общие особенности электролюминесценции диодов Шоттки.....	197
3.4.2.2. Сравнение электролюминесцентных характеристик для разных видов металлического контакта.....	201
3.4.2.3. О роли промежуточных слоёв в изменении люминесцентных характеристик диодов Шоттки и МТОП-структур.....	205
3.4.2.4. Особенности электролюминесценции диодов Шоттки на основе p-GaAs.....	209
3.4.3 Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов Шоттки и МТОП структур с ферромагнитным металлическим контактом.....	210
3.4.2.1. Особенности низкотемпературной электролюминесценции светоизлучающих диодов Шоттки.....	211
3.4.2.2. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов Шоттки, помещённых в сильное магнитное поле.....	214
3.4.3.3. Механизмы циркулярно-поляризованной люминесценции диодов Шоттки в режиме прямого смещения.....	220
3.4.3.4. Заключение по разделу 3.4.2.....	234

3.5. Модификации технологии спиновых светоизлучающих диодов для улучшения люминесцентных и поляризационных характеристик.....	235
3.5.1. Исследование циркулярной поляризации электролюминесценции структур Co/Al ₂ O ₃ /GaAs/InGaAs.....	237
3.5.2. Исследование циркулярной поляризации электролюминесценции структур CoPt/Al ₂ O ₃ /GaAs/InGaAs.....	240
3.5.2.1. Исследование магнитных свойств слоёв CoPt, осаждённых на поверхность Al ₂ O ₃ /GaAs.	240
3.5.2.2. Исследование циркулярно-поляризованной электролюминесценции диодов на основе гетероструктур с квантовой ямой и контактом CoPt/Al ₂ O ₃ /GaAs.....	245
3.5.2.3. Механизмы циркулярно-поляризованной электролюминесценции диодов на основе гетероструктур с квантовой ямой и контактом CoPt/Al ₂ O ₃ /GaAs.....	250
3.5.2.4. Обсуждение зависимости степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя GaAs.....	261
3.5.3. Заключение по разделу 3.5.....	266
3.6. Выводы по главе 3.....	266
Глава 4. Исследование эффектов спиновой инжекции в светоизлучающих диодах, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника.....	269
4.1 Схема структур для исследований.....	270
4.1.1. Схема светоизлучающих p-i-n диодов, содержащих слои (A ³ ,Mn)B ⁵	270
4.1.2. Схема светоизлучающих диодов с туннельным барьером, содержащих слои (A ³ ,Mn)B ⁵	272
4.2. Используемые экспериментальные методики.....	274
4.3. Ферромагнитные свойства слоёв разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As, (Ga,Mn)Sb, (In,Mn)As, сформированных на подложке GaAs.....	276
4.4. Свойства спиновых светоизлучающих диодов с p-n переходом, содержащим слои разбавленного магнитного полупроводника.....	277
4.4.1. Вольтамперные характеристики спиновых светоизлучающих диодов с p-n переходом, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника.....	277
4.4.1.1. Вольтамперные характеристики диодов (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs.....	278
4.4.1.2. Вольтамперные характеристики диодов (In,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs.....	280
4.4.1.3. Вольтамперные характеристики диодов (Ga,Mn)Sb/i-GaAs/n-GaAs.....	282
4.4.2. Электролюминесценция спиновых светоизлучающих p-i-n диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника.....	285
4.4.2.1. Общие особенности электролюминесценции диодов.....	285
4.4.2.2. Механизмы электролюминесценции в p-i-n диодах, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника.....	287
4.4.2.3. Влияние параметров ферромагнитного слоя на излучательные характеристики p-i-n диодов, содержащих слои (A ³ ,Mn)B ⁵	294
4.4.2.4. Заключение по разделу 4.4.2.....	297
4.4.3. Циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с p-n переходом, содержащим слои разбавленного магнитного полупроводника.....	297
4.4.3.1. Исследование циркулярной поляризации электролюминесценции диодов (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs.....	298
4.4.3.2. Механизмы циркулярной поляризации электролюминесценции диодов (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs.....	302
4.4.3.3. Циркулярная поляризация электролюминесценции диодов (Ga,Mn)Sb/i-GaAs/n-GaAs.....	305
4.4.3.4. Заключение по разделу 4.4.3.....	309
4.5. Свойства спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером, содержащим слои разбавленного магнитного полупроводника.....	310
4.5.1. Вольтамперные характеристики спиновых светодиодов с p-n переходом, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника.....	310
4.5.2. Электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника.....	314
4.5.3. Циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером (Ga,Mn)As/n++GaAs.....	318

4.5.4. Циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером (Ga,Mn)Sb/n++GaAs.....	320
4.6 Сопоставление результатов исследований структур, отличающихся видом ферромагнитного инжектора.....	324
4.7 Выводы по главе 4.....	326
Глава 5. Спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих $\delta<\text{Mn}>$ -слой в матрице GaAs.....	329
5.1. Схема структур для исследований.....	329
5.2. Использованные экспериментальные методики.....	333
5.3. Электрические и электролюминесцентные свойства диодов на основе n-GaAs, содержащих дельта-легированный слой Mn в приповерхностной области	335
5.3.1. Вольтамперные характеристики диодов, содержащих дельта-легированный слой Mn в приповерхностной области GaAs.....	336
5.3.2. Исследование фото- и электролюминесценции гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих $\delta<\text{Mn}>$ -слой в приповерхностной области.....	341
5.3.2.1. Общие особенности фото- и электролюминесценции структур с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем.....	342
5.3.2.2. Зависимость фото- и электролюминесцентных свойств структур с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем от технологических параметров.....	345
5.3.2.3. Температурные зависимости фото- и электролюминесцентных свойств структур с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем.....	349
5.3.2.4. Заключение к разделу 5.3.2.....	354
5.4. Циркулярно-поляризованная люминесценция диодов на основе n-GaAs, содержащих дельта-легированный слой Mn в приповерхностной области.....	355
5.4.1 Общие особенности циркулярно-поляризованной электролюминесценции диодов с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем.....	355
5.4.2 Циркулярная поляризация фото- и электролюминесценции структур с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем.....	361
5.4.3 Взаимосвязь ферромагнитных свойств $\delta<\text{Mn}>$ -легированных структур и циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции.....	364
5.4.4 Ферромагнетизм GaAs структур, содержащих $\delta<\text{Mn}>$ -легированный слой.....	369
5.4.5 Применение модели связанного магнитного полярона для описания магнитных свойств светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/ $\delta<\text{Mn}>$	379
5.4.6 Зависимость степени поляризации люминесценции структур, содержащих $\delta<\text{Mn}>$ -легированный слой, от технологических параметров	390
5.4.6.1 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от температуры формирования $\delta<\text{Mn}>$ и покровного слоя GaAs.....	390
5.4.6.2 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от толщины спейсерного слоя GaAs.....	393
5.4.6.3 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания Mn в дельта-слое.....	397
5.4.6.4 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания In в квантовой яме.....	398
5.4.6.5 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания углерода в дополнительном $\delta<\text{C}>$ -слое.....	400
5.4.6.6 Обсуждение зависимостей степени поляризации от параметров структур с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем, возможные модели спиновой поляризации.....	402
5.4.7 Заключение к разделу 5.4.....	409
5.5 Выводы по главе 5.....	410
Заключение.....	413
Приложение А. К расчёту температурных зависимостей относительной намагниченности по данным работы [203] для структур с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем в матрице GaAs.....	417
Приложение Б. К расчёту магнитопольевых зависимостей сопротивления по методике, описанной в [284] для структур с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем в матрице GaAs.....	420
Список цитированной литературы.....	422

Список основных сокращений и обозначений:

2DHG – двумерный дырочный газ;
 АСМ – атомно-силовая микроскопия;
 АФМ – антиферромагнитный;
 АЭХ – аномальный эффект Холла;
 БШ – барьер Шоттки;
 ВАХ – вольтамперная характеристика;
 ВИМС – вторичная ионная масс-спектрометрия;
 ДШ – диод Шоттки;
 КРС – квантово-размерный слой;
 ИМС – интерметаллическое соединение;
 ИЛО – импульсное лазерное осаждение;
 КТ – квантовые точки;
 КЯ – квантовая яма;
 КЯ/КТ – квантовые точки, зарощенные квантовой ямой;
 МКД – магнитный круговой дихроизм;
 МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия;
 МОС – металлоорганическое соединение;
 МОСГЭ – МОС-гидридная эпитаксия (газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений);
 МП – структура металл/полупроводник;
 МС – монослой;
 МТОП – структуры металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник;
 ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия;
 РД – рентгеновская дифракция;
 РМП – разбавленный магнитный полупроводник;
 РФЭС - рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия;
 СМП – связанный магнитный полярон;
 ССИД – спиновый светоизлучающий диод;
 СПЭМ – сканирующая просвечивающая электронная микроскопия;
 ТМГ – триметилгаллий ($\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$);
 ТМИ – триметилиндий ($\text{In}(\text{CH}_3)_3$);
 УЛ – уровень Ландау;
 ФЛ – фотолюминесценция;
 ФМ – ферромагнитный;
 ФМП – ферромагнитный полупроводник;
 ФЭ – фотоэдс;
 ЭЛ – электролюминесценция;
 ЭХП – электрохимический потенциал;

EDS - энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия;

B – внешнее магнитное поле;

d_{QW} - толщина квантовой ямы;

d_C - толщина покровного слоя над КЯ;

d_S - толщина спейсерного слоя между КЯ и ферромагнитным контактом или между КЯ и дельта-Mn;

d_{Mn} – толщина слоя $(A^3, Mn)B^5$;

d_{tun} – толщина туннельного слоя в диодах Зеннера;

E_g – ширина запрещённой зоны;

E_a – энергия активации температурной зависимости люминесценции;

I_d – ток диода;

$I(\sigma^+)$ – интенсивность σ^+ -поляризованного света;

$I(\sigma^-)$ – интенсивность σ^- -поляризованного света;

$I_{эл, фл}$ - суммарная интенсивность ЭЛ (ФЛ);

j_{p-d} – константа обменного взаимодействия в $(A^3, Mn)B^5$;

$j_{\uparrow\downarrow}$ - плотность электрического тока носителей с различным спином;

k – постоянная Больцмана;

k_{eff} – коэффициент спинового рассеяния;

$m_{e(h)}^*$ - эффективная масса электронов (дырок);

m_j – спиновое квантовое число;

M – намагниченность;

M_s – намагниченность насыщения;

n – объёмная концентрация электронов;

n_i – коэффициент неидеальности в формуле ВАХ диода Шоттки;

N_F – количество взаимодействующих магнитных центров в перколяционной модели ферромагнетизма;

N_{Mn} – концентрация атомов Mn;

$N_0\beta$ – параметр обменного взаимодействия;

P_n – степень спиновой поляризации носителей;

α – степень спиновой поляризации тока (эффективность спиновой инжекции);

p – объёмная концентрация дырок;

p_s – слоевая концентрация дырок;

P_{CP} – степень циркулярной поляризации света;

$P_{эл}$ – степень циркулярной поляризации ЭЛ;

$P_{фл}$ – степень циркулярной поляризации ФЛ;

r_a – радиус локализации, характерное расстояние от центра локализации дырки, на котором волновая функция спадает в e раз;

R – характерное расстояние обменного взаимодействия в $(Ga, Mn)As$;

T - температура измерений;

T_C - температура Кюри;

U – падение напряжения на диоде;

W_p – поляронный сдвиг;

x – содержание In в квантовой яме;

Y_{Mn} – содержание Mn в структурах $(A^3, Mn)B^5$;

$\hat{H}_{ex}$ – гамильтониан обменного взаимодействия в РМП;

γ – коэффициент инжекции в диодных структурах;

ΔS_O – разница энергии тяжёлых/лёгких и спин-отщеплённых дырок при $k = 0$;

$\Delta E_{FM(Z)}^{e(h)}$ - расщепление электронных (дырочных) уровней в КЯ;

ΔE_{QW} - расщепление линий люминесценции между σ^+ и σ^- циркулярно-поляризованными компонентами;

λ - длина волны излучения;

$\lambda_{F(N)}$ – длина спиновой диффузии в ферромагнетике (полупроводнике);

$\mu_{\uparrow\downarrow}$ - электрохимический потенциал для носителей с различным спином;

μ_B – магнетон Бора;

$h\nu$ – энергия люминесцентного излучения;

τ_s – время спиновой релаксации;

Введение

Актуальность темы. Спинтроника – это динамично развивающаяся область науки и технологии, основанная на использовании, кроме заряда электронов в твердых телах, другого их фундаментального свойства – спина. Целью спинтроники является создание элементной базы микросхемотехники, функционирующей на основе новых физических принципов, которая станет перспективным направлением развития современной микроэлектроники.

Фундаментальные спин-зависимые явления могут быть использованы для улучшения параметров интегральных микросхем и приборов на их основе:

- 1) Снижение энергопотребления достигается за счёт использования схем с переносом спина без переноса заряда. В таких схемах ток, переносимый электрическим зарядом, равен нулю, а спиновый ток не равен нулю. Управление спином требует значительно меньших затрат энергии, чем перенос электрического тока.
- 2) Повышение быстродействия/производительности/объёма оперативной памяти. Современная электроника базируется на интеграции дискретных элементов. Для повышения производительности необходимо увеличивать число элементов на кристалле, что достигается за счёт уменьшения их размеров. Такой подход технически сложен и имеет пределы, связанные с достижением атомных размеров. Спинтроника формирует методы реализации базовых функций электронной аппаратуры, основываясь непосредственно на спин-зависимых явлениях в твёрдом теле. В результате в приборах спинтроники уже на этапе выполнения базовых функций уменьшается количество необходимых элементов. Таким образом, экономится площадь кристалла, либо повышается количество функций, выполняемых микросхемой (её производительность).
- 3) Повышение надёжности/износостойкости. Достигается в перспективе за счёт отсутствия схем, использующих протекание электрического тока через полупроводниковую структуру. В случае отсутствия электрического тока становятся несущественными физические явления, приводящие к деградации

полупроводниковых приборов: разогрев током, диффузия, электромиграция. Кроме того, переключение состояния элементов (с логического «нуля» на логическую «единицу») можно осуществлять путём перемангничивания, в этом случае элемент выдерживает большое количество циклов переключения.

Решение практических задач полупроводниковой спинтроники связано с использованием фундаментальных эффектов, обуславливающих спиновую поляризацию носителей заряда в неферромагнитных полупроводниках. Известен ряд подобных эффектов: спиновая поляризация в результате облучения циркулярно-поляризованным светом (Книга «Оптическая ориентация» под ред., Б.П. Захарчени, Ф. Майера, 1989), спиновая инжекция из ферромагнитного металла (обзоры I. Zutic, S. Maekawa, M. Holub, 2004-2007), спиновая поляризация носителей в полупроводниках за счёт обменного взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем (работы D.D. Awschalom, 2002-2005 гг., Б.П. Захарчени, 2003-2005 гг.). Наибольшие практические перспективы, на наш взгляд, имеют последние два из указанных выше методов, первый же, наиболее часто используется для анализа динамики спин-поляризованных носителей в полупроводниковых структурах.

В направлении применения эффектов инжекции и взаимодействия активные научные исследования ведутся по настоящее время (об этом можно судить по большому количеству публикаций 2014-2015 годов). Отдельно следует отметить работы, посвящённые созданию и исследованию **приборов** на основе эффекта спиновой инжекции: спинового светоизлучающего диода, спинового транзистора. Прогресс последнего времени в указанных исследованиях таков, что основные параметры работы приборов уже находятся на уровне коммерческих применений: значения степени спиновой поляризации выше 50 %, работа при комнатной температуре, низкий диапазон магнитных полей (например, исследования групп P. Barate, R. Wang (2014 год), T. Manago, H. Akinaga (2007-2008)). В то же время существует ряд нерешённых задач как фундаментального, так и технологического характера. К задачам технологического характера относится необходимость расширения спектра методов формирования приборов спинтроники, т.к. уже

разработанные методы отличаются сложностью, дороговизной и низкой производительностью (это замечание в полной мере применимо к наиболее распространённому для создания приборов спинтроники методу молекулярно-лучевой эпитаксии). Сложность методов получения связана с главной тенденцией в технологии спинтроники – созданием совершенных структур с близкими к идеальным границами раздела. Поэтому, актуальным вопросом для применения более простых технологических подходов является максимальная степень разупорядочения в структурах, при которой параметры работы приборов не выйдут за рамки допустимых диапазонов.

С указанным вопросом связаны задачи фундаментального характера, а именно, изучение влияния ростовых дефектов на спин-зависимый транспорт и спин-зависимую люминесценцию. Описанные выше вопросы в литературе почти не исследованы. Например, нами не было обнаружено сообщений о изучении эффекта спиновой инжекции или спиновой поляризации в структурах, сформированных методом газофазной эпитаксии (который, наряду с молекулярно-лучевой эпитаксией, является самым распространённым способом создания полупроводниковых эпитаксиальных структур). В связи с вышеизложенным, затрагиваемые в настоящей работе вопросы создания методом газофазной эпитаксии ферромагнитных наноструктур и исследования в них эффектов спиновой инжекции и обменного взаимодействия представляются актуальными для развития направления «спинтроника».

Цели и задачи работы.

Целью работы является поиск путей применения технологии газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и гидридов – МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного осаждения (ИЛО) для создания полупроводниковых наноструктур, обеспечивающих управление спиновой поляризацией носителей заряда на основе эффектов спиновой инжекции и обменного взаимодействия.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие **задачи**:

- Анализ эффектов спиновой инжекции и обменного взаимодействия на основе известных экспериментальных результатов и теоретических моделей, а также с учётом свойств реальных структур, формируемых методами МОСГЭ и ИЛО;
- Создание методами МОСГЭ и ИЛО гетероструктур ферромагнетик/полупроводник, обеспечивающих управление спиновой поляризацией носителей заряда;
- Изучение свойств гетерограниц в сформированных структурах: степени разупорядочения, диффузионного перемешивания, влияния дефектов на рекомбинационные характеристики;
- Анализ влияния свойств реальной границы раздела ферромагнетик/полупроводник на эффективность управления спиновой поляризацией носителей заряда путём исследования магнитоуправляемой циркулярно-поляризованной люминесценции сформированных структур. Определение условий, обеспечивающих спиновую поляризацию носителей.

Объекты исследования.

Объектами исследования являлись полупроводниковые гетеронаноструктуры с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0,1-0,25$), содержащие ферромагнитные слои. В качестве ферромагнитных использованы наиболее изученные в мировой литературе слои разбавленного магнитного полупроводника $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ ($\text{A}=\text{In}, \text{Ga}$; $\text{B}=\text{As}, \text{Sb}$) и слои ферромагнитного металла Ni, Co, CoPt, кроме того, рассмотрена оригинальная конструкция, полученная при участии автора работы: ферромагнитные $\delta<\text{Mn}>$ -легированные слои в матрице GaAs. Структуры формировались комбинированным эпитаксиальным методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное осаждение, объединённые в одном реакторе. Геометрия слоёв и легирование полупроводниковой эпитаксиальной структуры обеспечивали формирование светоизлучающих диодов: диодов с барьером Шоттки, структур металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник, $p-i-n$ диодов, диодов с туннельным барьером $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5/n^{++}\text{GaAs}$. При этом ферромагнитные слои используются как инжекторы спин-поляризованных электронов или дырок.

Методы исследования.

Исследования структуры поверхности металлических контактов и поверхности полупроводника под металлическим контактом были выполнены с помощью метода дифракции электронов на отражение на электронографе ЭМР-102. Исследования структуры и состава поперечного среза образцов проведены на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL) с термо-полевым катодом. Снимки высокого разрешения обрабатывались в программе Digital Micrograph. Элементный состав определялся методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS), реализованным посредством детектора X-max компании Oxford Instruments, смонтированного на описанном выше микроскопе.

Элементный анализ приповерхностных областей структур осуществлялся с применением методик рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на базе сверхвысоковакуумного комплекса Omicron Multiprobe RM, а также вторично-ионной масс-спектрометрии на масс-спектрометре MC-7201M.

Магнитолевые зависимости намагниченности исследовались при анализе измерений аномального эффекта Холла, а также измерялись на магнетометре переменного градиента силы, разработанном в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (НИФТИ ННГУ).

Электрические свойства сформированных диодов изучались при измерении вольтамперных характеристик (ВАХ). Для измерений ВАХ в НИФТИ ННГУ разработан специальный измерительный алгоритм с использованием источника-измерителя токов и напряжений Keithley 2400. Для анализа ВАХ были выполнены расчёты зонной диаграммы и распределения носителей заряда в модельных одномерных структурах аналогичных сформированным в настоящей работе диодам. Расчёты выполнялись помощью программы 1D Poisson/Schrödinger для температур 10 К и 77 К.

Исследования спектров фото- и электролюминесценции выполнялись на универсальных спектральных установках, расположенных в НИФТИ ННГУ,

которые включают монохроматоры МДР-3, МДР-23, набор лазеров для исследований фотолюминесценции, источники тока Keithley-6221, Keithley 2400 для исследований электролюминесценции. Также контрольные исследования выполнялись с использованием установок, расположенных в Институте Физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, и в лаборатории Оптических свойств твёрдых тел Института Физики Глеб Ватагин (IFGW) при Университете г. Кампинас (UNICAMP), Кампинас, Бразилия.

Исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции выполнялись на базе перечисленных выше спектральных установок. Для измерений исследуемые образцы помещались во внешнее магнитное поле, электромагнитов (для измерений в диапазоне $\pm 0,3$ Тл) либо сверхпроводящих соленоидов (для измерений в диапазоне ± 10 Тл).

Варьирование температуры измерений в электрических и люминесцентных методах измерения осуществлялось путём помещения образцов в сосуд Дьюара с жидким азотом (для измерений при 77 К) либо путём помещения образцов в криостат (Не криостат замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, гелиевый проточный криостат, гелиевый заливной криостат).

Достоверность результатов в экспериментальной части работы обеспечена использованием взаимодополняющих методов анализа, воспроизводимостью характеристик исследуемых объектов, многократной экспериментальной проверкой результатов измерений, использованием аттестованной измерительной техники. Также достоверность обеспечена совпадением в пределах погрешности характеристик структур, измеренных с использованием разного научного оборудования в разных научных группах (ИФТТ РАН, IFGW университет г. Кампинас).

Научная новизна работы.

1) Впервые показана возможность спиновой инжекции как электронов, так и дырок в прямосмещенных диодах Шоттки Ni(Co)/GaAs. Из экспериментов на образцах ССИД с различной глубиной залегания активной области по отношению к границе

раздела металл/GaAs определена эффективная длина потери спиновой ориентации дырок в эпитаксиальном слое GaAs (~ 67 нм при 1,5 К; ~ 60 нм при 10 К).

2) Впервые изучена природа дефектов границы раздела ферромагнетик/полупроводник (GaAs) в спиновых светоизлучающих диодах, а также выполнен анализ влияния этих дефектов на эффективность инжекции спин-поляризованных носителей.

3) Впервые была обнаружена немонотонная зависимость степени циркулярной поляризации, обусловленной спиновой инжекцией, от величины пространственного разделения ферромагнитного инжектора (CoPt) и активной области (квантовой ямы InGaAs). Обнаруженный эффект позволяет управлять параметрами циркулярно-поляризованного излучения, в том числе и знаком, при варьировании толщины покровного слоя в структурах. Предложена качественная модель, объясняющая полученный эффект, модель основана на эффекте спиновой прецессии инжектированных носителей заряда в магнитном поле ферромагнитного контакта CoPt.

4) Впервые показана возможность формирования спиновых светоизлучающих диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника, с применением метода МОС-гидридной эпитаксии. Высокое совершенство и однородность формируемых слоёв достигаются за счёт комбинации метода МОС-гидридной эпитаксии с методом импульсного лазерного осаждения. Впервые показана возможность спиновой инжекции электронов и дырок в структурах, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника, сформированных комбинированным методом МОСГЭ и ИЛО.

5) Впервые получена инжекция спин-поляризованных носителей при комнатной температуре в структурах на основе разбавленного магнитного полупроводника. Результат получен в структурах с инжектором типа (Ga,Mn)Sb и гетероструктуры InGaAs/GaAs.

6) Впервые был сформирован спиновый светоизлучающий диод на основе ферромагнитной гетероструктуры, представляющей собой квантовую яму InGaAs/GaAs и ферромагнитный δ <Mn>-легированный слой, расположенный

вблизи квантовой ямы, в матрице GaAs. Отличительной особенностью диода является принцип циркулярно-поляризованной люминесценции, основанный на спиновой поляризации носителей в активной области в результате взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем. Подобный принцип позволяет получить циркулярную поляризацию как фото- так и электролюминесценции.

7) Для спиновых светоизлучающих диодов, работающих на основе эффекта обменного взаимодействия, впервые продемонстрирована возможность управления знаком циркулярной поляризации ЭЛ при варьировании ростовых параметров.

Практическая значимость работы.

1) Разработана лабораторная технология создания спиновых светоизлучающих диодов, испускающих частично-циркулярно-поляризованный свет при комнатной температуре и в нулевом магнитном поле (за счёт остаточной намагниченности ферромагнитного слоя). Таким образом, выполнено большинство требований, предъявляемых к промышленным источникам циркулярно-поляризованного излучения.

2) Показано, что технология МОС-гидридной эпитаксии, в случае объединения с импульсным лазерным осаждением, применима для формирования спиновых светоизлучающих диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника. Это открывает потенциальную возможность применения альтернативного метода - МОСГЭ, для создания приборов спинтроники (данный метод отличается дешевизной и высокой производительностью).

3) Показана возможность получения в диодах на основе разбавленных магнитных полупроводников циркулярно-поляризованной электролюминесценции при комнатной температуре.

4) Показана принципиальная возможность создания приборов со спиновой инжекцией как электронов, так и дырок для диодов, сформированных с применением подобных технологических операций. Вид спин-поляризованных носителей определяется геометрией структур. Использование обоих видов носителей расширяет функциональные возможности приборов спинтроники.

5) Показана принципиальная возможность применения эффекта взаимодействия носителей в активной области и ионов марганца в близкорасположенном ферромагнитном слое ($\delta<\text{Mn}>$ -слое) для создания спиновых светоизлучающих диодов с магнитоуправляемой циркулярно-поляризованной фото- и электролюминесценцией. Подобное технологическое решение отличается простотой, при этом обеспечивает степень спиновой поляризации, сравнимую с полученной для «стандартных» диодов, работающих на основе эффекта спиновой инжекции.

Внедрение научных результатов.

Основные научные результаты использованы при выполнении следующих НИР: Базовый госбюджет (РНП 2.2.2.2.4737, 2.2.2.2/4297, 2.1.1.3778, контракт 02.740.11.0672), РФФИ (03-02-16777, 05-02-16624, 07-02-01153, 08-02-00548, 08-02-97038, 09-02-00770, 09-02-90711-моб_ст, 10-02-00739, 11-02-00645, 12-07-00433, 12-02-31230, 13-07-00982, 13-02-97140, 14-07-31280, 15-02-07824, 15-38-20642), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. (гранты № 14.B37.21.0346, 02.740.11.0672, П-1279), гранты Президента РФ (16.120.11.5359_МК, МК-2708.2013.2), Проектная часть государственного задания (8.1054.2014/К)), а также Программы ОФН РАН «Спин-зависимые явления в твёрдых телах и спинтроники». Научные результаты работы легли в основу патента РФ (Светоизлучающий диод / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, М.М. Прокофьева / Патент Российской Федерации № 2400866, приоритет 22.05.2009, опубликовано 27.09.2010. Бюл. № 27.).

Основные научные положения, выносимые на защиту:

1) В диодах Шоттки ферромагнитный металл/GaAs и ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/GaAs осуществляется спиновая инжекция **неосновных** носителей (электронов для p -GaAs, дырок для n -GaAs) в режиме **прямого** смещения диода. Спиновая инжекция неосновных носителей обуславливает циркулярную поляризацию возбуждаемого электролюминесцентного излучения.

- 2) В структурах $\text{CoPt}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ в режиме спиновой инжекции спин-поляризованные носители в GaAs находятся под воздействием внутреннего магнитного поля, которое обуславливает спиновую прецессию. Спиновая прецессия приводит к изменению знака и степени спиновой поляризации носителей. Источником внутреннего магнитного поля является неоднородно-намагниченный контакт CoPt.
- 3) Комбинированный метод МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения позволяет формировать спиновые светоизлучающие диоды, содержащие слои разбавленного магнитного полупроводника $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ ($\text{A}^3 = \text{Ga}$, $\text{B}^5 = \text{As}$, Sb). Разбавленные магнитные полупроводники, содержащие кластеры MnA^3 или MnB^5 в матрице $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, обеспечивают спиновую инжекцию электронов при комнатной температуре в диодах с туннельным барьером.
- 4) Комбинированное исследование фото- и электролюминесценции светоизлучающих диодов, в которых варьируется расстояние между ферромагнетиком и активной областью излучающей полупроводниковой структуры, представляет собой метод анализа временных процессов спин-поляризованных носителей (спиновой релаксации, спиновой прецессии, спиновой поляризации), не требующий измерений с разрешением по времени.
- 5) Близкое расположение (менее 10 нм) ферромагнитного дельта-слоя Mn и квантовой ямы в структурах $\delta\text{<Mn>}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ приводит к спиновой поляризации дырок в квантовой яме в результате обменного взаимодействия с атомами Mn в намагниченном дельта-слое. Спиновая поляризация дырок обуславливает циркулярную поляризацию люминесценции.
- 6) В структурах $\delta\text{<Mn>}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ реализуется как ферромагнитное, так и антиферромагнитное взаимодействие дырок в квантовой яме и ионов Mn в $\delta\text{<Mn>}$ -слое в зависимости от ростовых параметров. Это обуславливает экспериментальную регистрацию положительного и отрицательного знаков степени циркулярной поляризации люминесценции, соответственно.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались на международных симпозиумах «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2005-15 гг.); Международных симпозиумах «Nanostructures: Science and technology» (С.-Петербург, 2005,2006,2010 гг., Новосибирск 2007 г., Нижний Новгород 2012 г.), Международной научной конференции «Тонкие пленки и наноструктуры» (Москва, 2005 г.), XIII конференции «Высококачественные вещества и материалы. Получение, анализ, применение» (Нижний Новгород, 2007 г., 2015 г.); Международной научной конференции «75 лет высшему образованию в Удмуртии», Ижевск, 2006; Евразийском симпозиуме по магнетизму (Казань 2007 г.); Российской конференции по физике полупроводников (2007,2009,2011,2013,2015 гг.), 14-м Евразийском симпозиуме по магнетизму EASTMAG (Екатеринбург, 2010 г.), Московском международном симпозиуме по магнетизму MISM (Москва 2011, 2014), II международной конференции по современным проблемам физики поверхности и наноструктур (Ярославль 2012), 5-й международной школе-конференции по спинтронике и технологиям квантовых вычислений Spintech (Краков, Польша 2009 г.), 31-й международной конференции по физике полупроводников ICPS-12 (Цюрих, Швейцария, 2012 г.), 18-м российском симпозиуме по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел (РЭМ-2013, г. Черноголовка), международной конференции «Физика, химия и применение наноструктур» Nanomeeting-2013 (Минск, Беларусь, 2013, 2015 г.), 15-м Европейском симпозиуме по газофазной эпитаксии EWMOVPE (Аахен, Германия, 2013 г.); 12 международной конференции-школы: Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики, физические свойства и применение (Саранск, 2013); Международной конференции «Спиновая физика, спиновая химия и спиновая технология» SPCT-2015 (С. Петербург, 2015 г.), ряде других молодежных конференций, а также на семинарах физического факультета и НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано более 100 научных работ, включая 32 статьи, входящие в перечень ВАК, 2 учебно-методических пособия.

Личный вклад автора.

Автором внесён определяющий вклад в получение основных экспериментальных результатов и доработку методики исследования циркулярной поляризации применительно к электролюминесценции и фотолюминесценции гетероструктур InGaAs/GaAs. Также автор принимал участие в постановке, обсуждении и анализе всех экспериментов, которые не были выполнены лично им. Планирование экспериментов, обсуждение и анализ результатов проводились совместно с к.ф.-м.н., в.н.с. НИФТИ Ю.А. Даниловым и д.ф.-м.н., проф. Д.А. Павловым. Постановка ряда экспериментов и обсуждение результатов проведены со с.н.с. НИФТИ ННГУ, к.ф.-м.н. Е.А. Усковой, н.с. НИФТИ ННГУ к.ф.-м.н. А.В. Здравейцевым (исследование диодов Шоттки), с зав.лаб. ЛНЭП ИФТТ РАН д.ф.-м.н. В.Д. Кулаковским (исследования циркулярной поляризации).

Исследования фото- и электролюминесценции, а также часть исследований циркулярно-поляризованной люминесценции проведены автором самостоятельно. Часть экспериментов по исследованию циркулярно-поляризованной электролюминесценции, выполненных в НИФТИ ННГУ, произведена совместно с м.н.с. НИФТИ П.Б. Дёминой (исследования диодов Шоттки ферромагнитный металл/GaAs), м.н.с. НИФТИ Е.И. Малышевой (исследование диодов с инжектором, выполненным в виде $(A^3, Mn)B^5$, а также диодов с $\delta<Mn>$ -легированным слоем), измерения циркулярной поляризации электролюминесценции структур, помещённых в сильное магнитное поле, проведены автором в Институте физики твёрдого тела РАН (г. Черноголовка) совместно с сотрудниками Лаборатории нелинейных электронных процессов к.ф.-м.н. С.В. Зайцевым, к.ф.-м.н. А.С. Бричкиным, к.ф.-м.н. А.В. Черненко, а также совместно со с.н.с. НИФТИ, к.ф.-м.н. Н.В. Байдусем. Исследования циркулярно-поляризованной люминесценции в Лаборатории Оптических свойств твёрдых тел IFGW выполнены совместно с Ю.А. Даниловым и профессором Университета г. Кампинос Ф. Икава (F. Iikawa).

Анализ экспериментальных результатов и разработка теоретических моделей выполнены автором самостоятельно, а также совместно с П.Б. Дёминой (описание

механизмов инжекции неосновных носителей в диодах Шоттки), Е.И. Малышевой (анализ и описание циркулярной поляризации в структурах InGaAs/GaAs с δ -Mn-слоем), м.н.с. И.Л. Калентьевой (анализ ферромагнитных свойств и моделирование прыжковой проводимости в структурах GaAs с δ -Mn-слоем).

Ферромагнитные свойства структур, а также аномальный эффект Холла исследованы н.с., к.ф.-м.н. А.В. Кудриным. Исследования кристаллической структуры и фазового состава выполнены в группе проф. Д.А. Павлова (асп. А.И. Бобров, асп. Н.В. Малехонова, студ. Ю.В. Усов). Исследования электронографии на отражение выполнены к.ф.-м.н. Е.А. Питиримовой. Исследования профилей концентрации в структурах ФМ металл/полупроводник выполнены сотрудником ФТИ УрО РАН Ф.З. Гильмутдиновым. Исследования фазового состава методом РФЭС выполнены доц. Физич. ф-та ННГУ, к.ф.-м.н. Д.Е. Николичевым, асп. Р.Н. Крюковым и м.н.с. НОЦ ФТНС С.Ю. Зубковым.

Светоизлучающие структуры изготовлены при участии автора в группе эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ вед.н.с., к.ф.-м.н. Б.Н. Звонковым (выращивание структур), м.н.с. П.Б. Дёминой и с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Здоровейщевым (нанесение металлических и диэлектрических плёнок).

Структура и объём диссертации.

Диссертация состоит из введения, литературного обзора, четырёх оригинальных глав, заключения, списка литературы и двух приложений. Общий объём диссертации составляет 454 страницы, включая 155 рисунков и 27 таблиц. Объём приложений составляет 5 страниц. Список цитируемой литературы содержит 405 наименований.

Во введении обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы, основные задачи, научная новизна, практическая значимость и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе проведён обзор по основным механизмам генерации и детектирования спин-поляризованных носителей в гибридных гетероструктурах ферромагнетик/полупроводник, рассмотрены материалы, используемые для формирования указанных гетероструктур, а также возможные варианты приборов

на спин-зависимых эффектах. Наибольшее внимание уделено спиновым светоизлучающим диодам – одному из базовых элементов спиновой оптоэлектроники. В заключительной части главы рассмотрены основные методы получения ферромагнитных гетероструктур.

Во второй главе рассмотрены особенности метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения для формирования наноструктур A^3B^5 , содержащих ферромагнитные слои. Представлена технологическая линейка формирования лабораторных образцов спиновых светоизлучающих диодов. В рамках работы рассмотрены основные структуры, для которых ранее была показана возможность инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного слоя в неферромагнитный полупроводник: структуры ферромагнитный металл/полупроводник, структуры разбавленный магнитный полупроводник $(A^3, Mn)B^5/GaAs$, структуры $MnA^3(MnB^5)/GaAs$, а также ферромагнитные полупроводниковые гетероструктуры $\delta<Mn>/GaAs/InGaAs$. Также во второй главе приведены результаты исследований кристаллической структуры и фазового состава границы раздела ферромагнетик/полупроводник, определены основные виды дефектов гетерограницы.

В третьей главе приводятся результаты исследований электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур $InGaAs/GaAs$ с инжектором ферромагнитный металл/ $GaAs$ или ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/ $GaAs$. Показана принципиальная возможность спиновой инжекции в указанных диодных структурах в режиме прямого смещения. Обнаружен фундаментальный эффект спиновой прецессии носителей в магнитном поле намагниченного ферромагнитного электрода. Рассмотрено влияние дефектов границы раздела на эффективность спиновой инжекции. Также обсуждаются пути повышения эффективности спиновой инжекции за счёт изменения технологии формирования структур.

В четвёртой главе приводятся результаты исследования эффектов спиновой инжекции в светоизлучающих диодах, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника $(A^3, Mn)B^5$ ($A=Ga, In$; $B=As, Sb$). Рассматриваются две

геометрии спиновых светоизлучающих диодов, обеспечивающих спиновую инжекцию электронов или дырок. Анализируется влияние диффузионного размытия профиля концентрации в гетероструктурах $(\text{Al}^{3+}, \text{Mn})\text{B}^5/\text{GaAs}$ на эффективность спиновой инжекции. Показано влияние взаимодействия носителей в активной области и близкорасположенного ферромагнитного слоя на циркулярно-поляризованную эмиссию. Показана возможность спиновой инжекции из слоя разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}/\text{GaAs}$ при комнатной температуре.

В пятой главе представлены результаты исследований спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, содержащих $\delta<\text{Mn}>$ -слой в матрице GaAs . Проведено широкое варьирование параметров структур. Показана возможность анализа ферромагнитных свойств $\delta<\text{Mn}>$ -слой по параметрам циркулярно-поляризованной люминесценции структур. На основе полученных экспериментальных результатов обсуждаются механизмы ферромагнитного упорядочения в $\delta<\text{Mn}>$ -слоях, а также возможные механизмы спиновой поляризации носителей в квантовой яме в результате взаимодействия с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Приборы на спин-поляризованных носителях

Спиновая электроника рассматривается в качестве одного из вариантов замены «классической» микроэлектроники, развитие которой подходит к фундаментальному пределу [1,2]. Интерес мировой научной общественности к исследованиям в области спиновой электроники (спинтроники) [2] обусловлен как наличием большого количества новых фундаментальных спин-зависимых явлений в физике твёрдого тела [2-5], так и перспективами прикладных применений приборов на спин-зависимых эффектах (предполагается, что такие приборы будут обладать повышенным быстродействием и сниженным на порядок энергопотреблением) [2-5].

В настоящее время спинтроника – это мультидисциплинарная область науки и техники, лежащая на стыке микроэлектроники, физики магнетизма и оптоэлектроники, и активно использующая спин электронов. В зависимости от используемой технологии и известных практических приложений научное направление спинтроники состоит трёх основных разделов:

- 1) Металлическая спинтроника, занимающаяся исследованиями спин-зависимых эффектов в ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) металлах, созданием приборов на основе этих эффектов [6];
- 2) Полупроводниковая спинтроника, занимающаяся исследованием спин-зависимых эффектов в полупроводниках [2-5];
- 3) Гибридная спинтроника, в которой разработанные элементы металлической спинтроники используются для управления параметрами полупроводниковых приборов [7,8].

Полупроводниковая спинтроника получила наибольшее распространение [2-5,9], это связано с тем, что основой современной электроники являются полупроводники. На металлах может быть реализована функция хранения информации, однако ряд функций (усиление, выпрямление и др.) выполнить невозможно.

С использованием полупроводников могут быть реализованы функции записи, хранения и обработки информации посредством спина носителей заряда. Два возможных значения спина, при этом, соответствуют логическому «нулю» и логической «единице» [10]. Для записи логического «нуля» (логической «единицы»), как правило, в полупроводнике или в отдельных его областях создаётся преимущественная спиновая поляризация, т.е. преимущественная концентрация носителей с определённым значением спина [3-5,9,10]. Обработка и считывание информации осуществляются за счёт использования различных спин-зависимых эффектов; хранение информации – за счёт намагничивания ферромагнитных слоёв полупроводниковой структуры [11].

Разработка приборов полупроводниковой спинтроники – это сложная комплексная задача, включающая в себя научные исследования, проектирование структур, создание технологий их формирования. Несмотря на значительный прогресс последних лет (усложнение создаваемых структур, использование сочетаний различных эффектов, совершенствование технологий) исследование базовых принципов функционирования приборов спинтроники нельзя считать завершённым [7,12], а открытые практические применения имеют потенциал для совершенствования. Ниже будут рассмотрены основные физические явления, используемые (или предлагаемые к использованию) при построении приборов на спин-зависимых эффектах в полупроводниках, включающие спиновую инжекцию и спиновую поляризацию, а также известные технологические подходы к практической реализации этих приборов.

1.1. Основные термины и определения

Особенностью многих научных работ, посвящённых исследованиям в области спинтроники, является использование терминов и определений, не являющихся, строго говоря, общепринятыми в научной терминологии [13]. Кроме того, в самой терминологии спинтроники существуют некоторые неопределённости (например, при описании спина дырок) [13-17]. Выбор тех или иных определений, разумеется,

имеет под собой научные основания, рассмотрение которых не включено в рамки данной работы (подробное описание терминологии спинтроники выполнено в [3,4,9,12,13,18]). Целью данного подраздела является приведение к единому стилю и систематизация терминов и определений, которые будут использованы при последующем описании работы. Выбор единого стиля необходим во избежание неоднозначностей при представлении и трактовке экспериментальных результатов. Основой выбранной системы терминов и определений служат работы [13,18,19,20].

Следуя [13], рассмотрим полупроводниковую структуру, на поверхность которой нанесён ферромагнитный слой. Структура помещена во внешнее магнитное поле (рисунок 1.1). Из ферромагнетика в структуру инжектируются носители заряда.

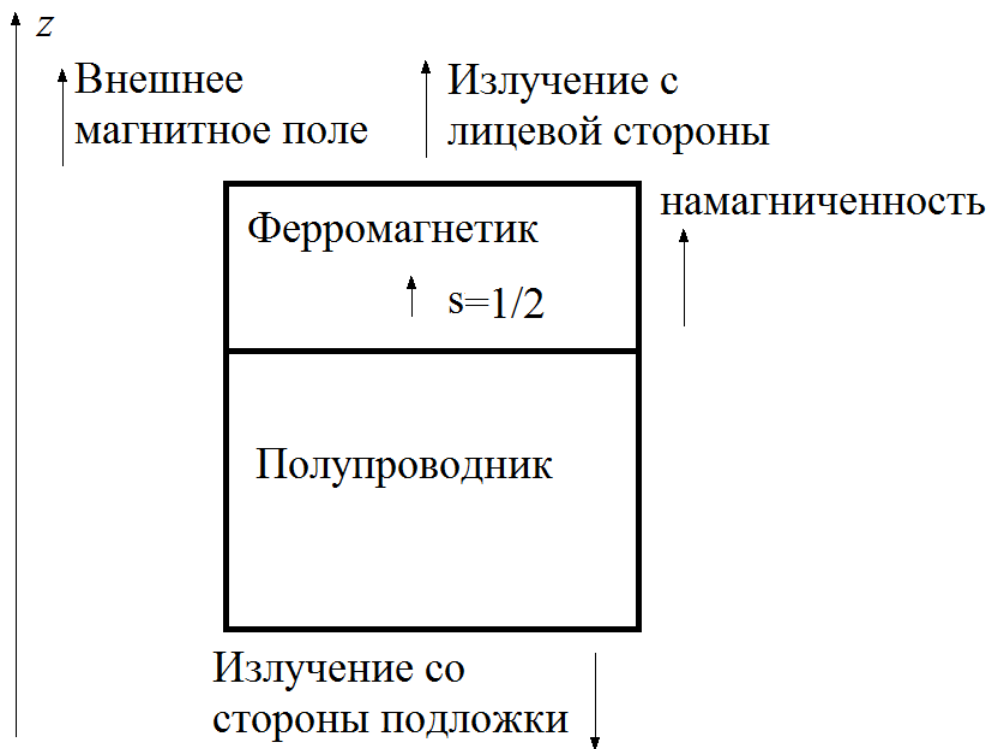


Рисунок 1.1 - Геометрия светоизлучающего диода, испускающего циркулярно-поляризованный свет во внешнем магнитном поле.

В результате инжекции структура испускает электролюминесцентное излучение, которое регистрируется с лицевой стороны образца или с обратной стороны. Рассмотренное на рисунке 1.1 схематическое изображение представляет собой общий вид структур, исследованных в настоящей работе.

1) Спин электрона

Любой электрон в твёрдом теле обладает магнитным моментом, который связан с моментом количества движения. Момент количества движения складывается из орбитального момента (связанного с движением электрона вокруг ядра) и собственного момента количества движения электрона – спина. Полный момент количества движения электрона $\mathbf{j}$ является векторной суммой орбитального $\mathbf{l}$ и спинного $\mathbf{s}$ моментов ($\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$).

В квантовой механике вектор момента количества движения описывается двумя величинами: модулем и проекцией вектора на произвольную ось (так как для них выполняется закон сохранения) [21]. Полный момент количества движения электрона определяется из соотношения

$$J = j \cdot \hbar, \quad (1.1)$$

где $\hbar$ – постоянная Дирака, а j – число, которое может принимать лишь определённые дискретные значения. В интересующем нас случае полупроводников GaAs и Si число j принимает значения 1/2 или 3/2. Связанный с моментом количества движения магнитный момент равен:

$$M = j \cdot \hbar \cdot \mu_B, \quad (1.1')$$

где μ_B – магнетон Бора. Проекция магнитного момента на произвольное направление определяется из соотношения:

$$M_j = m_j \cdot \hbar \cdot \mu_B, \quad (1.2)$$

где m_j – магнитное квантовое число, которое может принимать значения $-j; -j+1; \dots; j-1; j$, всего $2j+1$ значений. Поскольку $\hbar$ и μ_B в формуле (1.2) – это константы, проекция магнитного момента пропорциональна квантовому числу m_j . При дальнейшем рассмотрении множители $\hbar$ и μ_B можно опустить, тогда проекция магнитного момента описывается числом m_j . Направление проекции магнитного момента выбирается в зависимости от экспериментальных условий. В случае приложения к полупроводнику внешнего магнитного поля направление проекции магнитного момента совпадает с направлением магнитного поля, которое, в свою очередь, сопоставляется с положительным направлением z (рисунок 1.1). В отсутствии магнитного поля направление проекции выбирается в направлении

роста эпитаксиальных полупроводниковых структур или направлении квантования [13,22] (в случае квантово-размерных слоёв).

Для рассматриваемых полупроводников (Si, GaAs) дно зоны проводимости формируется из s -состояний атомов. Следовательно, орбитальное квантовое число для электронов вблизи дна зоны проводимости $l = 0$ [23]. Полный момент количества движения электронов проводимости равен их собственному моменту количества движения $j = s = 1/2$. Проекции момента количества движения на выделенную ось (спин) составляют $+1/2$ и $-1/2$. Строго говоря, термин «спин» относится к проекции собственного момента количества движения. Однако, поскольку собственный магнитный момент электрона однозначно связан с моментом количества движения, **общепринятой считается терминология, в которой термином «спин» называют и проекцию полного магнитного момента электрона.** Таким образом, спин электрона в зоне проводимости может принимать только два значения. Принято схематическое отображение спина электрона: с помощью стрелки, как показано, например, на рисунке 1.1. Носители с положительным спином отображаются стрелкой, направленной вверх, с отрицательным спином – стрелкой, направленной вниз. В связи с этим графическим отображением принята ещё одна терминология, относящаяся к спину носителей заряда. Носители с положительным спином называют «**spin up**» носителями, с отрицательным – «**spin down**» носителями. В русском языке существует аналогичная терминология: «**спин-вверх**» и «**спин-вниз**» [5]. В случае приложения к структуре внешнего магнитного поля [13] считается, что электроны «спин-вверх» соответствуют ситуации, когда **магнитный момент** направлен вдоль поля (при этом момент количества движения направлен в противоположную сторону из-за отрицательного заряда электрона).

2) Спин дырки

В случае рассмотрения электронов проводимости полный момент количества движения и спин совпадают, поэтому при использовании термина «спин» не возникает неоднозначности. Дырки – это квазичастицы, соответствующие состояниям электронов в валентной зоне. Потолок валентной зоны GaAs и Ge

образуется, согласно приближению сильной связи, из преимущественно p -состояний атомов (т.е., $l = 1$) [23]. Следовательно, полный момент количества движения $j = l \pm 1/2$. Число j может принимать значения $3/2$ и $1/2$ [24]. В первом случае

возможно $2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$ состояния проекции момента количества движения (и магнитного момента) на выбранное направление: $m_j = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$

(две подзоны). Во втором случае возможны только 2 состояния: $m_j = -1/2, +1/2$ (одна подзона). Таким образом валентная зона включает 3 подзоны, при этом две подзоны для ($j = 3/2$) вырождены при $\vec{k} = 0$. **Значения квантового числа $m_j = \pm 3/2$ относятся к подзоне тяжелых дырок, а $m_j = \pm 1/2$ – к подзоне легких дырок.** Для подзоны ($j = 1/2$) вырождение частично снимается за счет спин-орбитального взаимодействия, в результате она располагается ниже по энергии на величину E_{SO} (часто обозначают Δ_{SO}) [24].

Несмотря на то, что магнитный момент дырок связан с орбитальным моментом количества движения, для дырок сохраняется терминология, в которой проекция их полного магнитного момента также называется «**спин**». В дальнейшем будем считать эквивалентными понятия «проекция магнитного момента» и «спин» применительно и к электронам, и к дыркам.

Аналогично электронам, для дырок также принята терминология: «**спин-вверх**» и «**спин-вниз**» [4, 15]. Однако для дырок существует неоднозначность в сопоставлении спиновых состояний и направления z (и соответствующего ему направления внешнего магнитного поля) [2]. С точки зрения валентных электронов с отрицательной эффективной массой, дырка является свободным состоянием электрона (рисунок 1.2(б)), а для электрона состояние «**спин вверх**» (положительный спин) соответствует ситуации, когда спиновый **магнитный момент** направлен вдоль магнитного поля. В дырочном представлении дырка является квазичастицей с положительным зарядом, поэтому ситуация меняется с точностью до знака. Спин дырки – это полный момент количества движения атома за вычетом спина отсутствующего электрона. Для GaAs полный момент количества движения атома равен нулю, а за вычетом «положительного» спина

отсутствующего электрона полный момент количества движения становится «отрицательным». Следовательно, состояние «**спин вверх**» обозначает отрицательный спин (рисунок 1.2(б)). В случае отрицательного спина электрона, спин дырки является положительным (рисунок 1.2(в)).

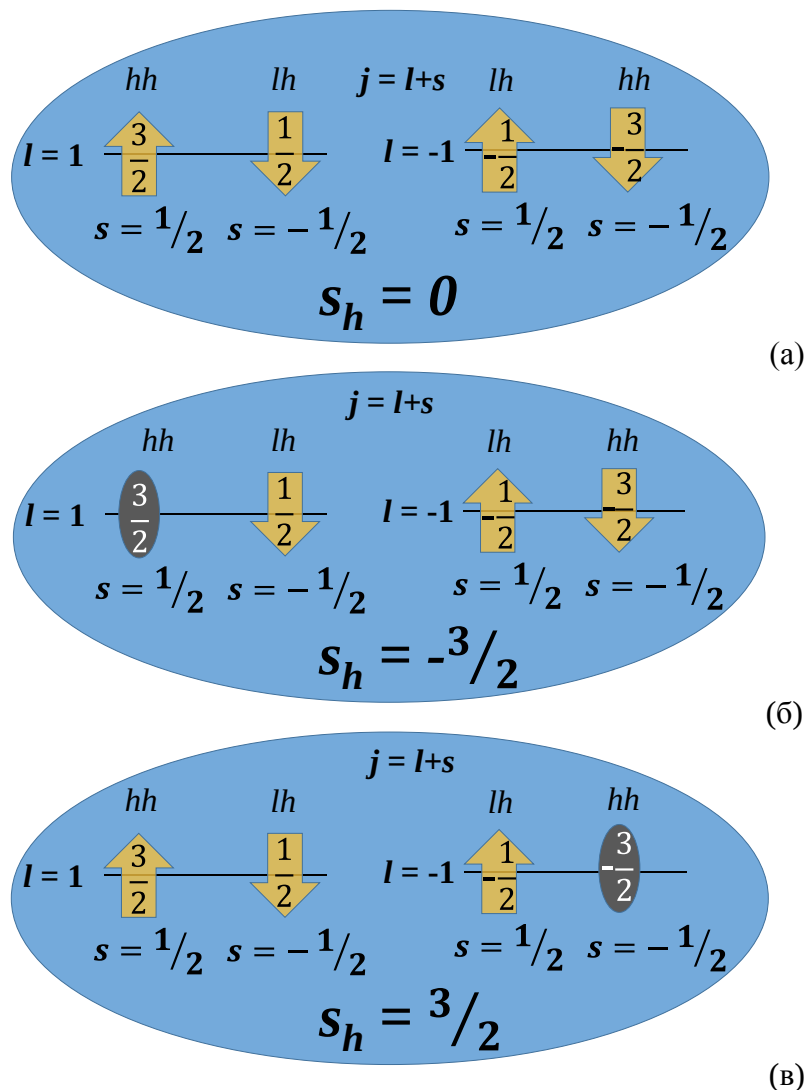


Рисунок 1.2 – Схематическое изображение спиновых состояний связанных электронов в валентной зоне GaAs. Цифрами в стрелках показаны значения проекции момента количества движения для каждого состояния: (а) в заполненной зоне (суммарный спин равен нулю); (б) с валентной оболочки из состояния с $l=1, s=1/2$ уходит электрон (свободное состояние с $j=3/2$). Результирующий спин тяжёлой дырки равен $-3/2$; (в) с валентной оболочки из состояния с $l=-1, s=-1/2$ уходит электрон (свободное состояние $j=-3/2$). Спин тяжёлой дырки равен $3/2$.

Знак спина дырки играет важную роль при рассмотрении законов сохранения момента количества движения при оптических переходах.

3) Спиновая поляризация

В неферромагнитном полупроводнике в отсутствие внешних воздействий концентрации носителей, отличающихся значением спина, совпадают.

Практическое применение спин-зависимых эффектов требует нарушения равновесия и создания **спиновой поляризации**. Под термином «спиновая поляризация» понимается ситуация, когда в полупроводнике или в отдельных его областях концентрация носителей с одним значением спина превышает концентрацию носителей со спином противоположного знака – создаётся преимущественная концентрация носителей с определённым значением спина. Количественная характеристика спиновой поляризации даётся соотношением:

$$P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (1.3)$$

где n_+ , n_- - концентрации носителей «спин-вверх» ($m_j = 1/2; 3/2$) и «спин-вниз» ($m_j = -1/2; -3/2$), соответственно [4,9]. Величина P_n называется **степенью спиновой поляризации** носителей. В полупроводниках A^3B^5 в отсутствие внешних воздействий $P_n = 0$. Носители заряда, для которых $P_n \neq 0$, называют **поляризованными по спину носителями** или **спин-поляризованными носителями** заряда. Спин, которому соответствует более высокая концентрация носителей, называется **основным спином**, противоположный спин – **неосновным спином**. Из (1.3) видно, что $-1 \leq P_n \leq 1$. Отрицательные значения соответствуют ситуации, когда концентрации носителей «спин-вниз» выше, чем концентрация носителей «спин-вверх».

Наличие спиновой поляризации в неферромагнитных полупроводниках является результатом какого-либо воздействия. Существуют определённые виды воздействий, которые приводят к изменению спиновых состояний. К ним относятся введение материала в магнитное поле, облучение циркулярно-поляризованным светом, а также электрическая инжекция носителей заряда из намагниченных ферромагнитных контактов. По окончании воздействия спиновая поляризация стремится к равновесной, т.е. P_n стремится к равновесному значению (чаще всего к нулю) за время, называемое временем спиновой релаксации [4,20].

4) Излучательная рекомбинация спин-поляризованных носителей

Одним из наиболее распространённых способов детектирования спиновой поляризации является регистрация циркулярно-поляризованного излучения, которое возникает при рекомбинационных переходах с участием спин-

поляризованных носителей [9,20]. При электрон-дырочной рекомбинации выполняются законы сохранения энергии, квазиимпульса, а также момента количества движения. Рассмотрим вкратце законы сохранения момента количества движения. Схемы возможных оптических переходов в полупроводниках [9] с учётом спина показаны на рисунке 1.3. Для качественного анализа достаточно рассмотреть переходы с участием лёгких и тяжёлых дырок, спин-отщеплённая зона не рассматривается. Согласно [9,20,24] разрешены переходы с изменением проекции момента количества движения на $\Delta m_j = \pm 1$. Для выполнения законов сохранения это изменение должно передаваться угловому моменту возбуждаемого фотона (S_{ph}), в соответствии с соотношением

$$\Delta m_j = - S_{ph} = \mp 1 \quad (1.4)$$

Фотон, как и любая квантовая частица, характеризуется моментом количества движения, модуль и проекция которого являются сохраняющимися величинами в квантовой механике. Спин фотона может принимать значения $S_{ph} = \pm 1$. В том случае, если в волновом пакете электромагнитного излучения содержатся только фотоны с определённым значением спина (+1 или -1), такое излучение имеет круговую поляризацию [20]. В общем случае, в излучательных переходах участвуют носители с разными знаками спина (хотя их концентрация может отличаться). Для такой ситуации в излучении присутствуют фотоны с моментом как +1, так и -1 (их количество также может отличаться). В том случае, когда количество переходов с $S_{ph} = 1$ не совпадает с количеством переходов с $S_{ph} = -1$, излучение является **частично циркулярно-поляризованным**. Количественная характеристика частично циркулярно-поляризованного излучения называется степень циркулярной поляризации, которая рассчитывается по формуле:

$$P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)}, \quad (1.5)$$

где $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ – интенсивности света с угловым моментом +1 и -1, соответственно (в случае, если свет распространяется с лицевой стороны образца, в направлении z). В случае, когда спиновая поляризация отсутствует, согласно (1.5) $P_{CP} = 0$ и генерируемое излучение называют **неполяризованным**.

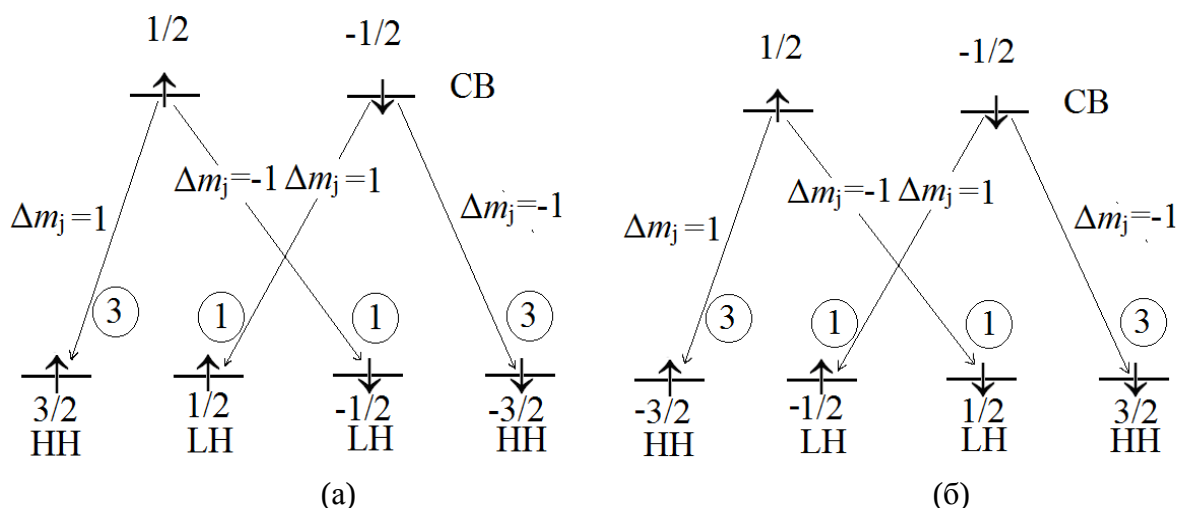


Рисунок 1.3 - Допустимые излучательные переходы и соответствующая оптическая поляризация для случаев объемного материала с вырожденными зонами тяжелых и легких дырок. Цифрами обозначены вероятности переходов. (а) представление валентных электронов, в котором спины в валентной зоне соответствуют состояниям электронов; (б) дырочное представление, в котором спины в валентной зоне соответствуют состояниям свободных дырок.

Обратный знак в соотношении (1.4) соответствует тому, что избыточный спин уносится из системы квантом электромагнитного излучения, т.е. фотон со спином $+1$ изменяет момент количества движения системы электрон-дырка на величину (-1) . Существует неоднозначность в определении знака поляризации: с точки зрения оптики $I(\sigma^+)$ соответствует излучению, циркулярно-поляризованному по **левому** кругу. С точки зрения закона сохранения углового момента $I(\sigma^+)$ соответствует излучению, поляризованному по **правому** кругу [13,25]. Во избежание неоднозначной трактовки, в работе [13] предложено не использовать термины «право-» и «левополяризованное» излучение, а ввести вместо них терминологию « σ^+ -поляризация» (или «положительная циркулярная поляризация») и « σ^- -поляризация» (или «отрицательная циркулярная поляризация»). При этом, в свете с положительной циркулярной поляризацией угловой момент сонаправлен с направлением распространения излучения, а в свете с отрицательной поляризацией - противоположен, независимо от используемых определений.

Важной особенностью описания оптических переходов является неопределённость в обозначении знака спина лёгких и тяжёлых дырок. Как было отмечено выше, знаки отличаются в представлении валентных электронов и в

дырочном представлении. В представлении валентных электронов Δm_j определяется как разность между спинами конечного (в валентной зоне) и начального (в зоне проводимости) состояний для электрона. Угловой момент фотона определяется при этом как:

$$\Delta m_j = m_j(h) - m_j(e); S_{ph} = -\Delta m_j = m_j(e) - m_j(h), \quad (1.6)$$

где $m_j(h)$ - спин дырки, $m_j(e)$ – спин электрона. Схема переходов при этом принимает вид, как показано рисунке 1.3(а).

В дырочном представлении, в результате рекомбинации происходит аннигиляция электрон-дырочной пары и генерируется фотон. Закон сохранения момента количества движения для такого процесса формулируется таким образом, что общий момент количества движения электрона и дырки в результате их аннигиляции передаётся фотону, что записывается как:

$$m_j(h) + m_j(e) = S_{ph} = -\Delta m_j; \Delta m_j + m_j(h) + m_j(e) = 0 \quad (1.7)$$

При этом схема оптических переходов выглядит как показано на рисунке 1.3(б). Схемы, приведённые на рисунках 1.3(а) и 1.3(б), отражают тот факт, что в электронном и дырочном представлениях спин дырки записывается с разным знаком. Важно, что эти схемы описывают один и тот же процесс с точки зрения разных представлений. Можно отметить, что в подавляющем большинстве работ используется представление валентных электронов (отметим обзоры [4,9,13,20,26]), схема оптических переходов в дырочном представлении приведена в [17, 27]. Для определённости, далее при описании оптических переходов будем исходить из представления валентных электронов, схема оптических переходов для которого обозначена на рисунке 1.3(а).

1.2. Механизмы генерации и детектирования неравновесной спиновой поляризации в полупроводниковых структурах

Работа большинства приборов спинтроники включает создание спиновой поляризации в полупроводнике, манипуляция спин-поляризованными носителями (включающая в себя широкий спектр спин-зависимых эффектов) и детектирование

спиновой поляризации. Создание неравновесной спиновой поляризации в полупроводниковых структурах и её детектирование – это две базовые операции, являющиеся необходимыми условиями для изучения любых спин-зависимых эффектов [3-6,9,18,26,28,29]. Методы манипуляции спиновой поляризацией представляют фундаментальный научный интерес и определяют конкретные функции, выполняемые приборами спинтроники.

В рамках настоящей работы будут выполнены рассмотрение именно базовых операций спиновой инжекции и детектирования, включающее в себя описание свойств новых ферромагнитных материалов. Манипуляция спином и выполнение функций преобразования информации – это отдельная сложная задача, ориентированная на конкретный прибор.

1.2.1. Механизмы генерации неравновесной спиновой поляризации

Рассмотрим воздействия, приводящие к нарушению в полупроводнике равновесия спиновой системы. К таким воздействиям относятся:

- 1) Введение полупроводника во внешнее магнитное поле [21,22];
- 2) Оптическая генерация носителей при накачке циркулярно-поляризованным светом [5, 9, 20,30];
- 3) В некоторых полупроводниках спиновая поляризация в различных областях достигается при приложении электрического поля. За счёт анизотропии спиновых состояний в зависимости от кристаллографического направления при переносе происходит пространственное разделение носителей с различным спином (спиновый эффект Холла) [4,31-34].
- 4) Электрическая инжекция спин-поляризованных носителей заряда из намагниченного ферромагнитного контакта [например, 3, 9,18];
- 5) Поляризация носителей по спину в приконтактной области полупроводника за счёт взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем [35,36];

При **введении полупроводника в сильное магнитное поле** энергия подзоны со спином, направленным вдоль поля, уменьшается (для определённости со спином

вверх), а подзоны с противоположным спином (со спином вниз) - увеличивается. За счёт этого за время равное времени спиновой релаксации увеличивается концентрация носителей в подзоне со спином вверх, и уменьшается концентрация в противоположной подзоне с установлением общего уровня Ферми (рисунок 1.4) [3,4,9, 37]. Эффект расщепления подзон обусловлен наличием у носителей заряда магнитного момента, однозначно связанного с моментом количества движения. При введении материала в магнитное поле магнитный момент свободных носителей ориентируется в направлении приложенного поля.

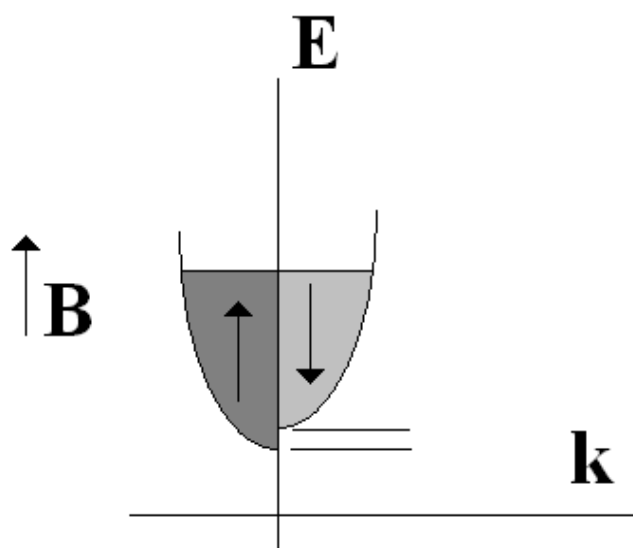


Рисунок 1.4 - Энергетическая диаграмма зоны проводимости полупроводника, введённого в магнитное поле.

Именно взаимодействие внешнего поля с магнитными моментами носителей приводит к ориентации спинов. В неферромагнитных материалах (в том числе GaAs) взаимодействие носителей с тепловыми колебаниями кристаллической решётки приводит к тому, что ориентация их спинов отклоняется от направления магнитного поля. Поэтому при температурах порядка комнатной степень спиновой поляризации, определяемая соотношением (1.3), незначительна. Для создания спиновой поляризации требуется использование магнитных полей порядка нескольких тесла, а также охлаждение до температуры ~ 2 К. Для обеспечения таких значений требуются специальные условия эксперимента: использование сверхпроводящих магнитов и криостатов, охлаждаемых жидким гелием [3,4,9,37].

Другим вариантом генерации спин-поляризованных носителей является **облучение циркулярно-поляризованным светом** (оптическая ориентация) [3,4,9,20,30,38]. При облучении оптическим излучением с энергией, превышающей ширину запрещённой зоны, в приповерхностной области полупроводника поглощаются фотоны и генерируются электрон-дырочные пары. Рассмотрим случай, когда энергия возбуждения $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta S_0$ (где ΔS_0 – разница энергии тяжёлых/лёгких и спин-отщеплённых дырок при $k = 0$). В этом случае вклад в поглощение дают только подзоны легких и тяжелых дырок. В процессе поглощения выполняются законы сохранения (в том числе закон сохранения момента количества движения). Это накладывает правила отбора на оптические переходы, схематически представленные на рисунке 1.5.

В представлении валентных электронов изменение момента количества движения системы в результате оптических переходов равняется угловому моменту падающего излучения. При облучении циркулярно-поляризованным светом (для определённости, σ^-) возможны два перехода с участием тяжёлых и лёгких дырок, показанные на рисунке 1.5 жирными линиями.

$$\begin{aligned} hh \rightarrow m_j = \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}; & \quad \text{изменение спина} \quad \frac{3}{2} + (-1) = \frac{1}{2}; \\ lh \rightarrow m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}; & \quad \text{изменение спина} \quad \frac{1}{2} + (-1) = -\frac{1}{2}; \end{aligned}$$

Правила отбора при поглощении σ^- поляризованного света определяют разрешённые переходы. Вероятности этих переходов определяются особенностями зонной диаграммы и волновых функций электронов и дырок. Детальное рассмотрение оптических переходов и описание расчёта вероятностей выполнены в [9,20]. Вероятность перехода $hh \rightarrow c \left(m_j = \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2} \right)$ относительно вероятности перехода $lh \rightarrow c \left(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2} \right)$ равна 3.

Следовательно, на каждые 3 перехода с участием тяжёлых дырок приходится один переход с участием лёгких дырок [9,20]. При накачке σ^- поляризованным светом в системе будет в 3 раза больше фотовозбуждённых электронов со спином $1/2$, чем электронов со спином $-1/2$, другими словами, появится спиновая поляризация электронов (рисунок 1.5).

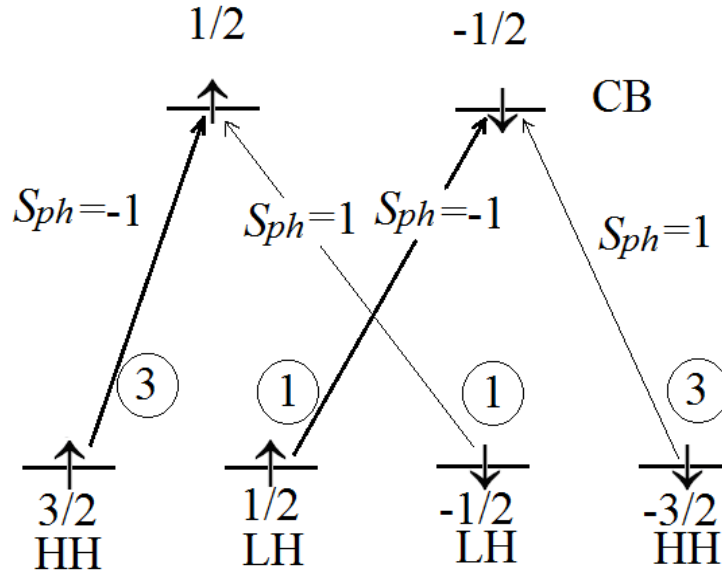


Рисунок 1.5 - Правила отбора для межзонных переходов между m_j подзонами для циркулярно-поляризованного света с положительной (σ^+) и отрицательной (σ^-) поляризациями. Цифры в кружках указывают относительные интенсивности переходов.

Степень спиновой поляризации электронов в момент возбуждения, определяемая из соотношения (1.3), $P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = \frac{3n_- - n_+}{3n_- + n_+} = \frac{1}{2}$.

Спин ориентирован преимущественно вдоль направления распространения света (знак минус), т.к. переходы из подзоны тяжелых дырок преобладают над переходами из зоны легких дырок. При σ^+ поляризации фотонов степень поляризации $P_n = -1/2$, а спин ориентирован преимущественно против направления распространения света. Отметим, что дырочная поляризация в объёмном полупроводнике, как правило, не рассматривается в силу быстрой спиновой релаксации дырок по сравнению с электронами [9,20,30, 39].

Более подробно детали экспериментов по оптической накачке циркулярно-поляризованным светом описаны в [9,20,30,38,40]. К преимуществам оптической ориентации можно отнести создание неравновесной спиновой поляризации без приложения внешнего магнитного поля [38], а также возможность исследования спин-зависимых эффектов с разрешением по времени. Наличие лазерных систем, генерирующих импульсы, длительностью менее 100 фс, позволяет изучать динамику спин-поляризованных носителей в полупроводниках, в том числе,

сверхбыстрые процессы спиновой релаксации. Большинство работ, использующих оптическую ориентацию носителей, посвящено исследованию спиновой динамики электронов и дырок в полупроводниках [39, 41-47].

Другим эффектом (помимо оптической ориентации), который без приложения внешнего магнитного поля приводит к спиновой поляризации в отдельных областях полупроводниковой структуры, является **спиновый эффект Холла**. Указанный эффект заключается в отличии траекторий носителей с разным спином при рассеянии на дефектах и примесных атомах [32]. В случае, если в полупроводнике протекает спиновый ток (носители с разным спином движутся в противоположных направлениях, а суммарный ток равен нулю), спиновый эффект Холла приводит к накоплению заряда и появлению ЭДС между торцами структуры, параллельными направлению тока (рисунок 1.6(а)). В случае протекания через полупроводник тока неполяризованных носителей, на торцах структуры накапливаются носители с различным спином (рисунок 1.6(б)). Основным механизмом спинового эффекта Холла считается спин-орбитальное взаимодействие [4,32]. Потенциалы примесных атомов $V(\mathbf{r})$ создают дополнительное электрическое поле в полупроводнике $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -(1/e)\nabla V(\mathbf{r})$. Электроны со скоростью $\hat{\mathbf{p}}/m = (\hbar/i)\nabla/m$, попавшие в это поле, чувствуют эффективное магнитное поле $\mathbf{B}_{eff} = - (1/mc)\hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})$. Это обуславливает спин-орбитальное взаимодействие:

$$V_{SO}(\mathbf{r}) = -\mu_B \boldsymbol{\sigma} \mathbf{B}_{eff} = \eta_{SO} \boldsymbol{\sigma} \left[\nabla V(\mathbf{r}) \times \frac{1}{i} \nabla \right], \quad (1.8)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ - спиновый оператор Паули, а η_{SO} - параметр спин-орбитального взаимодействия.

Носители с различным спином испытывают различное рассеяние в этом эффективном магнитном поле. В литературе описаны два механизма спин-зависимого рассеяния: боковое рассеяние (side jump) – спин-зависимое смещение траектории с сохранением направления движения, и угловое рассеяние (skew scattering) – спин-зависимое изменение траектории движения носителей [48]. В общем случае можно предположить одновременное действие этих механизмов

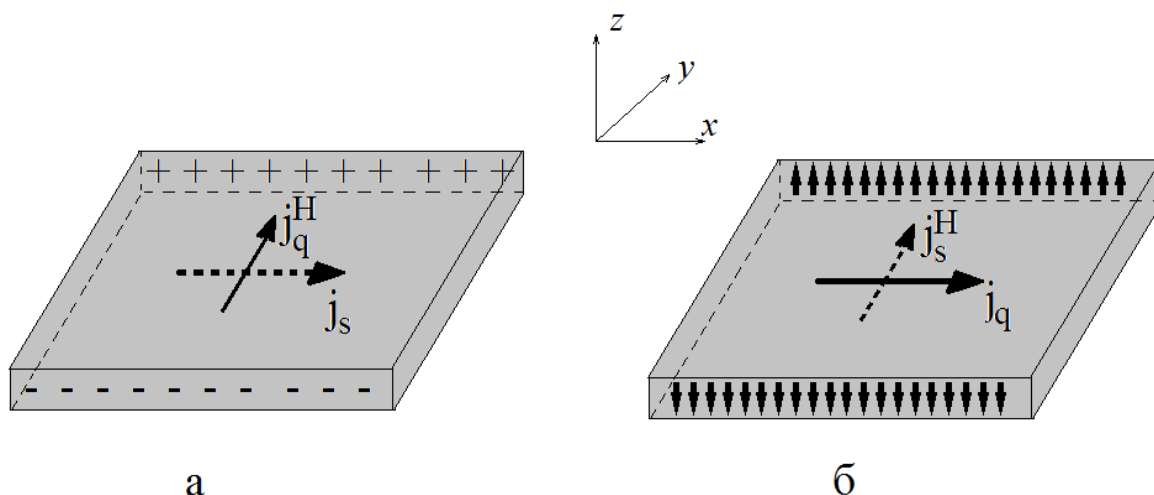


Рисунок 1.6 – (а) Индуцированный спиновым током эффект Холла, при котором спиновый ток j_s в направлении x обуславливает электрический ток Холла j_q^H в направлении y , что вызывает накопление заряда на краях полупроводника; (б) Индуцированный электрическим током j_q спиновый эффект Холла j_s^H в направлении y , создающий спиновую поляризацию на противоположных сторонах полупроводника в области порядка длины спиновой диффузии [4].

В работе [4] приводится общее выражение для спинового тока в системе, показанной на рисунке 16(б):

$$j_s^H = \alpha_H [\hat{z} \times j_q], \quad (1.9)$$

где $\alpha_H = \alpha_H^{SJ} + \alpha_H^{SS}$ – безразмерные параметры. Таким образом, даже в неферромагнитном полупроводнике, без приложения внешнего магнитного поля протекание электрического тока приводит к неравновесной спиновой поляризации носителей в направлении, перпендикулярном току.

Подробное теоретическое обоснование спинового эффекта Холла приведено в [4,32,49]. Возможность наблюдения *внутреннего* спинового эффекта Холла в полупроводниках, не содержащих примесей была показана в [4,50,51]. Практические применения спинового эффекта Холла для создания транзисторов на спин-поляризованных носителях рассмотрены в [52-54].

С точки зрения практических применений наибольшее распространение получили структуры, работающие на основе принципов **спиновой инжекции** и **спиновой поляризации**. **Инжекция спин-поляризованных носителей** из намагниченного ферромагнитного электрода является эффективным способом создания неравновесной спиновой поляризации в неферромагнитных полупроводниках без приложения сильного магнитного поля (в перспективе без

приложения внешнего магнитного поля вообще [55]). Принципиальная возможность инъекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного материала в неферромагнитный полупроводник была рассмотрена в работе Аронова и Пикуса в 1976 г. [56]. Успешные эксперименты по спиновой инъекции из ферромагнитных металлов, разбавленных магнитных полупроводников и полуметаллов выполнялись различными научными группами с 1999 года по текущий момент [55,57]. Наиболее наглядно принцип спиновой инъекции может быть продемонстрирован на примере ферромагнитный металл/парамагнетик, рассмотренном в [58]. В идеальном намагниченном ФМ металле плотность состояний 3d зоны для электронов с разным значением спина выглядит, как показано на рисунке 1.7. [58]. Энергетическая зона для электронов с неосновным спином смещается вниз по энергии ниже уровня Ферми, состояния в ней заполняются полностью. Вследствие этого ток проводится только электронами с «основным» спином, зона которых смещается вверх по энергии, а уровень Ферми лежит в области разрешённых энергий этой зоны. В реальных ферромагнетиках электроны с «неосновным» спином могут также участвовать в проводимости за счёт переноса по s-состояниям и поверхность Ферми выглядит более сложным образом (рисунок 1.7(б)). Тем не менее, поскольку плотность состояний в s-зоне сравнительно невелика, в процессах переноса тока в большей степени участвуют носители с «основным» спином. При приложении электрического смещения поляризованные по спину носители инжектируются в немагнитный металл. В результате диффузии электронов и их дрейфа область поляризации распространяется вглубь полупроводника (рисунок 1.7(в)) [56,58]. Ток, переносимый в ФМ металле, называют спин-поляризованным, поскольку он переносится спин-поляризованными носителями заряда. Вводится понятие **степень спиновой поляризации** тока, которая определяется как:

$$\alpha(z) = \frac{j_{\uparrow}(z) - j_{\downarrow}(z)}{j_{\uparrow}(z) + j_{\downarrow}(z)}, \quad (1.10)$$

где $j_{\uparrow}(j_{\downarrow})$ – токи «спин-вверх» («спин-вниз») носителей, z – расстояние от поверхности структуры в направлении протекания тока.

Иногда соотношение (1.10) называют **эффективностью спиновой инжекции**.

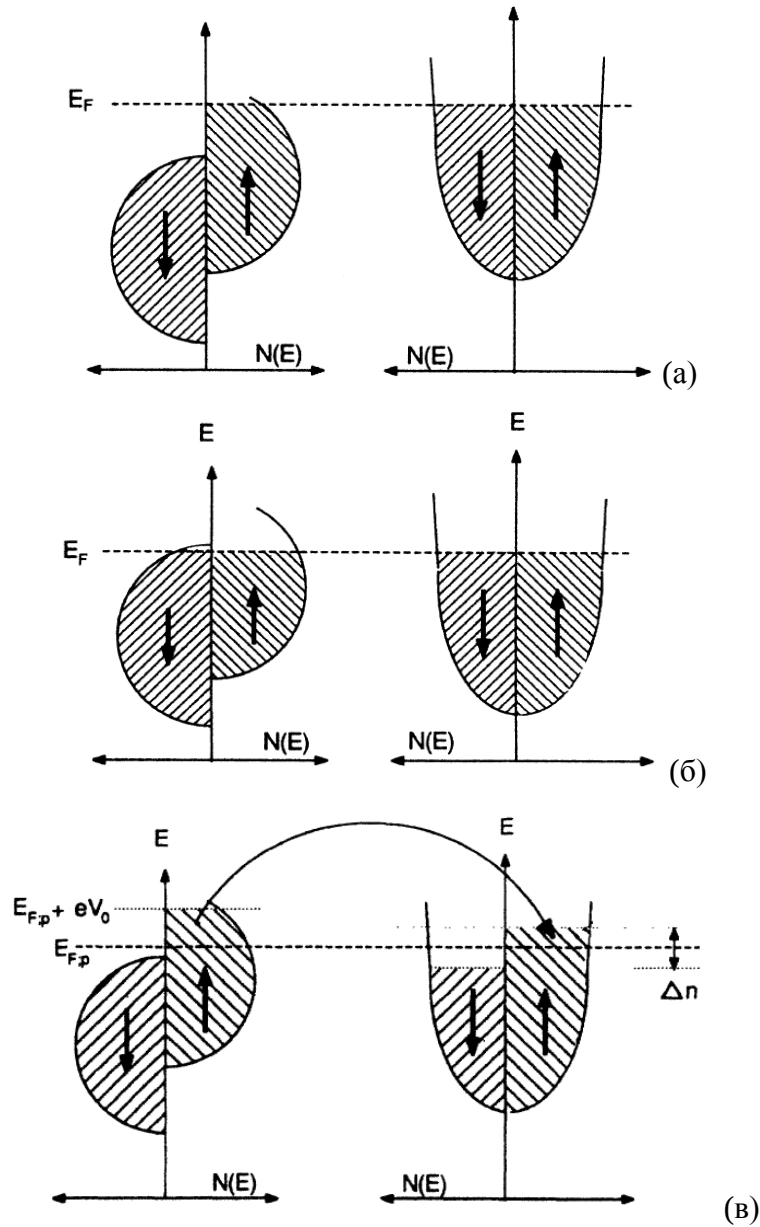


Рисунок 1.7 - Энергетическая диаграмма структур ферромагнитный металл/парамагнитный металл. (а) – плотность состояний идеализированного ферромагнетика (слева) и парамагнетика (справа), (б) – плотность состояний неидеального ферромагнетика (слева) и парамагнетика (справа) (в) – схема спиновой инжекции из идеализированного ферромагнетика в парамагнитный металл при приложении напряжения к структуре [58].

Согласно [59] в ферромагнитном материале на сравнительно большом расстоянии от границы выполняется соотношение:

$$\alpha(-\infty) = P_n^M, \quad (1.11)$$

где P_n^M – степень спиновой поляризации носителей в ферромагнетике. Последнее является важным параметром структур со спиновой инжекцией и зависит от вида

ферромагнитного материала. К основным видам ферромагнитных материалов относятся ФМ металлы, разбавленные магнитные полупроводники и полуметаллы на основе соединений Mn [9]. Подробно принципы спиновой инжекции, а также виды структур и материалов рассмотрены в обзорах [3-5,9,18], анализ которых будет проведён в главе 1.3.

Также известен обратный спиновой инжекции эффект – спиновая аккумуляция. При протекании тока неполяризованных носителей из полупроводника в намагниченный ферромагнитный металл сопротивление металла для носителей с различным спином отличается. В результате ток носителей с основным спином в металле превышает ток носителей с неосновным спином, при этом в полупроводнике появляется спиновая поляризация [61,62].

Недостатком спиновой инжекции можно назвать уменьшение степени спиновой поляризации по удалении от границы ферромагнетик/полупроводник [9,18,43,46]. Это особенно актуально в схемах на основе спиновой инжекции дырок, для которых значительное уменьшение спиновой поляризации происходит на расстояниях порядка 100 нм от границы [43,63]. Указанного недостатка лишены схемы на основе **спиновой поляризации носителей** непосредственно в полупроводнике за счёт **обменного взаимодействия** с близкорасположенным ферромагнитным слоем [35,36,64-66]. В результате обменного взаимодействия энергетические состояния носителей расщепляются по спину, вследствие чего энергетически выгодным становится состояние с «основным» спином. При равновесном заполнении расщеплённых уровней с различным спином это приводит к появлению спиновой поляризации носителей, величина которой (1.3) определяется этим энергетическим расщеплением.

Эффекты обменного взаимодействия носителей в полупроводнике с ферромагнитным металлом изучались в серии работ [35,36,64-66]. В 2003 году сообщалось о создании гибридной структуры ферромагнетик/полупроводник на основе квантовой ямы $p\text{-AlGaAs/GaAs}$ и дельта-слоя Mn в GaAs [67]. Взаимодействие дырок с ионами Mn в GaAs позволило получить ферромагнитно-упорядоченные (Ga,Mn)As структуры с рекордными значениями температуры

Кюри (250 K) [67,68]. В [36] эффект обменного взаимодействия дырок и ионов Mn в слое MnAs использовался для поляризации по спину в активной области светоизлучающего диода (квантовой ямы GaAs/AlGaAs). В результате было зарегистрировано управляемое магнитным полем циркулярно-поляризованное люминесцентное излучение. Похожие результаты были получены для структур InGaAs/GaAs с дельта-слоем Mn в GaAs барьере [27,69].

В целом, можно отметить, что на текущий момент существует достаточно большое количество работ для каждого из перечисленных выше видов возбуждения, за исключением введения в сильное магнитное поле. Каждое из воздействий представляет фундаментальный научный интерес. Наиболее очевидные практические приложения, в настоящее время уже представленные в литературе, характерны для структур на основе спиновой инжекции и обменного взаимодействия [9,18,36,64 и др.]. Оптическая ориентация носителей, как правило, используется в экспериментальных исследованиях. Разработка структур на основе спинового эффекта Холла находится в начальной стадии [70].

Для структур на основе эффектов спиновой инжекции и обменного взаимодействия решаются задачи фундаментально-прикладного характера, направленные на повышение эффективности работы, увеличение диапазона рабочих температур и пр. Обзор основных подходов к решению этих задач будет выполнен в следующих главах.

1.2.2. Методы детектирования спиновой поляризации в полупроводниковых структурах

В настоящее время рассматривается два метода детектирования степени спиновой поляризации в полупроводниках: измерение степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения [9,18] и измерение напряжения спиновой аккумуляции [29,71-74]. Также можно отметить менее распространённые в настоящее время эффекты спиновой фильтрации [18,75]. В рамках настоящей работы проводится детальное рассмотрение оптических методов детектирования, поскольку они лежат в основе исследуемых спиновых светоизлучающих диодов.

Методы спиновой фильтрации и спиновой аккумуляции рассмотрены в обзорных работах [3,4].

Механизмы оптического детектирования вкратце описаны в разделе 1.1. В основе измерения спиновой поляризации лежат правила отбора при оптических переходах, показанные на рисунке 1.3(а). Рассмотрим наиболее часто встречающийся случай спиновой поляризации электронов, при этом $P_n = 1$ (для определённости $s = 1/2$), спиновая поляризация дырок отсутствует. Правилами отбора разрешены оптические переходы, показанные на рисунке 1.8(а).

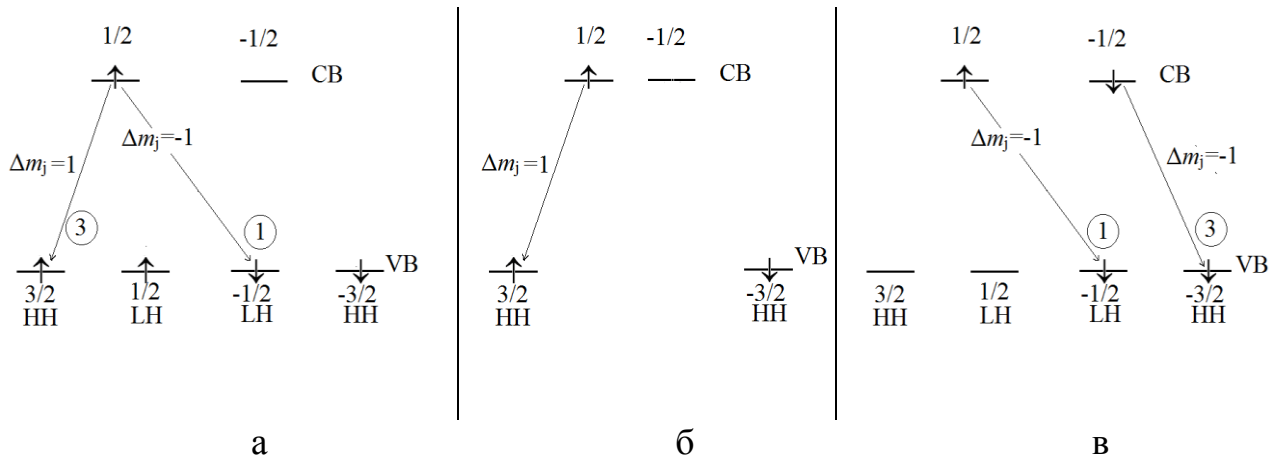


Рисунок 1.8 - Излучательные переходы и соответствующая оптическая поляризация для объемного материала с зонами тяжелых и легких дырок: (а) в случае спиновой поляризации электронов; (б) в случае снятия вырождения для зоны тяжёлых и лёгких дырок (лёгкие дырки не участвуют в рекомбинационных переходах); (в) в случае спиновой поляризации дырок.

Возможны переходы с испусканием σ^+ и σ^- поляризованного света, а вероятность переходов с испусканием σ^+ -поляризованного света, согласно [20], в 3 раза выше вероятности переходов с испусканием σ^- -поляризованного света. Степень циркулярной поляризации, определяемая соотношением (1.5) будет равна $P_{CP} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} = 0,5 = \frac{P_n}{2}$. В общем случае, когда $0 < P_n < 1$, степень циркулярной поляризации однозначно связана со степенью спиновой поляризации электронов соотношением

$$P_{CP} = \frac{P_n}{2} \quad (1.12)$$

В случае, если зона лёгких дырок в рекомбинационных переходах не участвует (рисунок 1.8(б)), как, например, в напряжённых квантовых ямах InGaAs/GaAs [9,18,63], степень циркулярной поляризации

$$P_{CP} = P_n \quad (1.12')$$

Наконец, рассмотрим случай спиновой поляризации дырок, который чаще всего исключается из рассмотрения [4,9,20]. Однако, известны публикации, в которых исследована спиновая инжекция дырок и получено циркулярно-поляризованное излучение, связанное с рекомбинацией спин-поляризованных дырок [например, 43]. Для случая, когда в системе присутствуют спин-поляризованные дырки, (для определённости, со спином $-1/2$ и $-3/2$), возможны оптические переходы, показанные на рисунке 1.8(в).

Степень циркулярной поляризации люминесценции при этом определяется соотношением (1.12), в котором $P_n = \frac{(p^{1/2} + p^{3/2}) - (p^{-1/2} + p^{-3/2})}{(p^{1/2} + p^{3/2}) + (p^{-1/2} + p^{-3/2})}$, где $p^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}}$ – концентрация дырок со спином ($1/2, 3/2, -1/2$ и $-3/2$, соответственно). Однозначное определение концентрации дырок с определённым спином оптическим методом невозможно без использования дополнительных данных (например, длина волны излучения при переходах с участием лёгких и тяжёлых дырок может отличаться, при этом спиновая поляризация тяжёлых и лёгких дырок может быть определена отдельно путём анализа участков спектра [14]). Для большинства практических случаев выполненный анализ достаточен для определения степени спиновой поляризации носителей.

Измерение напряжения спиновой аккумуляции является альтернативным методом детектирования спиновой поляризации и часто применяется в том случае, когда измерение циркулярной поляризации люминесценции затруднительно (например, для структур на основе непрямозонных полупроводников [76]). Физический принцип эффекта заключается в накоплении спин-поляризованных носителей в приповерхностной области полупроводника вблизи ферромагнитного электрода. В режиме спиновой инжекции в полупроводнике создаётся спиновая поляризация носителей [4]. Наличие спин-поляризованных носителей изменяет химический потенциал контакта металл/полупроводник по сравнению с контактом вблизи которого $P_n = 0$. Изменение химического потенциала можно зарегистрировать путём создания специальной топографии металлической

разводки [71-74]. Данный метод считается безтоковым, спиновая поляризация регистрируется по изменению напряжения между соседними электродами. Однако для создания напряжения спиновой аккумуляции обязательно протекание тока спиновой инжекции [71-74,76], который по смыслу является паразитным, т.к. напрямую не формирует напряжение спиновой аккумуляции.

Электрическое детектирование спиновой поляризации заключается в экстракции спин-поляризованных носителей намагниченным полупроводниковым слоем. Сопротивление ферромагнитного металла при переносе тока из полупроводника в металл зависит от спиновой поляризации носителей: для носителей с «основным» спином сопротивление низкое, для носителей с «неосновным» спином – высокое [3,77]. В [18,77] отмечается низкая эффективность такого метода детектирования, которая, в грубом приближении равняется квадрату эффективности спиновой инжекции (α^2). В серии работ [78-81] метод электрического детектирования был применён для измерения степени спиновой поляризации созданной оптическим методом при накачке циркулярно-поляризованным светом.

1.2.3. Спиновый светоизлучающий диод

Из обзора литературы можно заключить, что физические основы функционирования приборов на спин-поляризованных носителях достаточно хорошо изучены. На основании этих данных может быть предложена конструкция простейшего прибора, в основу работы которого положены эффекты спиновой поляризации и спиновой инжекции. Одним из вариантов такого прибора считается спиновый светоизлучающий диод – ССИД [9,18]. В указанном приборе реализуется принцип спиновой инжекции (либо спиновой поляризации) и детектирования степени спиновой поляризации путём измерения циркулярно-поляризованной люминесценции. Типовая схема ССИД представлена на рисунке 1.9. Работа прибора, включает в себя 3 основных процесса: спиновую инжекцию (1), спиновый транспорт (2) и детектирование спина (3).

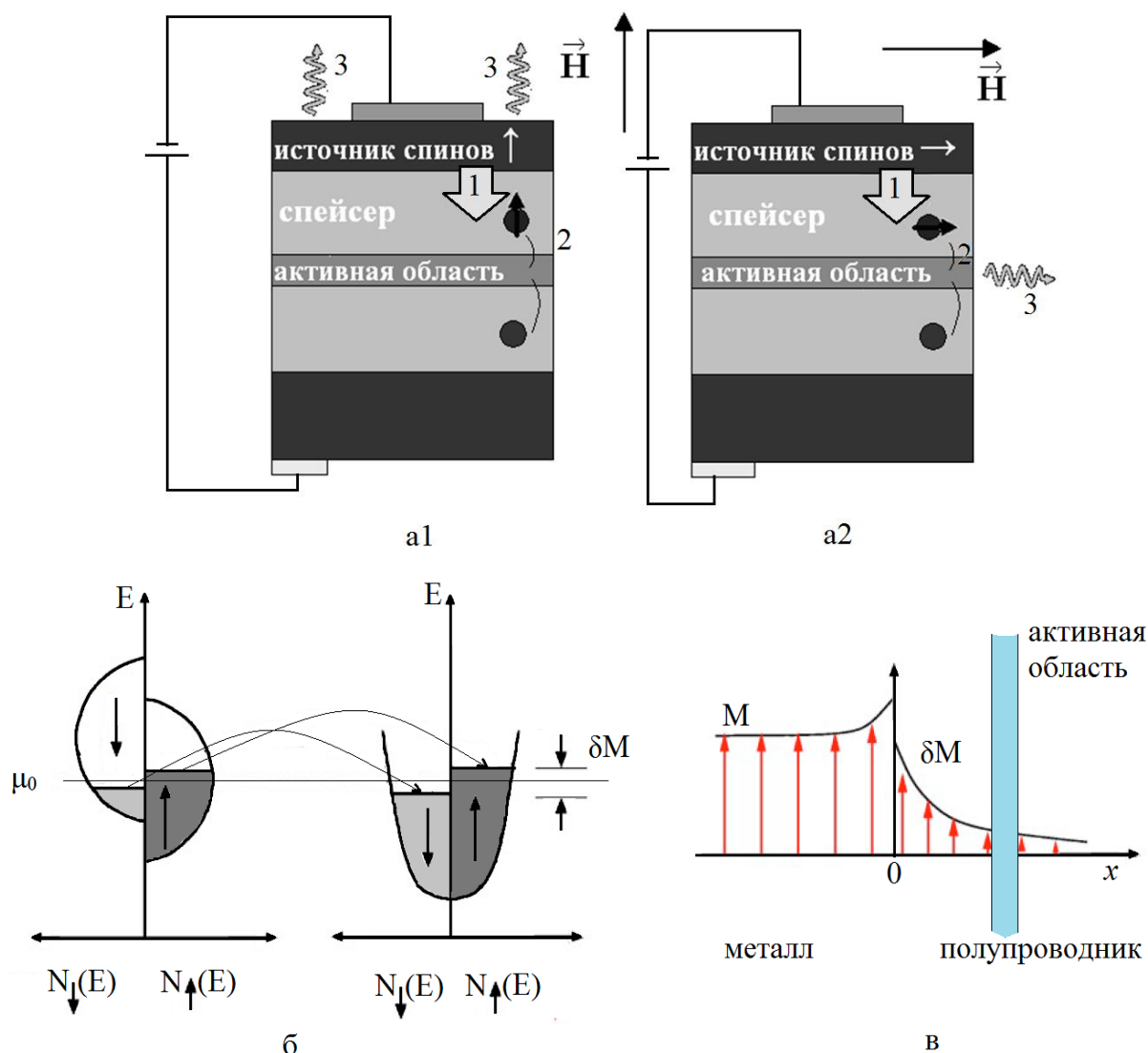


Рисунок 1.9 – Схематичная иллюстрация принципа спиновой инжекции из ферромагнетика (источника спинов) в неферромагнитный полупроводник и излучательной рекомбинации в активной области диодной структуры при использовании (a1) геометрии Фарадея, (a2) геометрии Фойхта; (б) вклад различных спин-зависимых плотностей состояний в перенос заряда и спиновой поляризации через границу металл/полупроводник, различие в заполнении уровней в плотности состояний отражает отличие спин-зависимого электрохимического потенциала от равновесного значения; (в) Намагниченность в металле и неравновесная намагниченность δM (спиновая поляризация) в полупроводнике как функция координаты в направлении нормали к структуре (синим выделено положение активной области) [3].

Спиновый СИД включает, как правило, следующие элементы [3,4,9,37]: (a) ферромагнитный инжектор, который осуществляет поляризацию спинов носителей тока за счёт намагничивания. При приложении электрического поля спин-поляризованные носители заряда инжектируются в полупроводниковую структуру (процесс 1 на рисунке 1.9(a1);(a2)); (б) спейсерный слой, где спин-поляризованные

носители перемещаются путем дрейфа и диффузии из ферромагнитного инжектора (процесс 2 на рисунке 1.9(a1);(a2)); (в) активную область прибора, которая типично состоит из одного или нескольких слоев квантовых ям [82, 83] или квантовых точек (КТ) [84], и где в течение среднего времени жизни спин-поляризованные носители рекомбинируют излучательно с неполяризованными носителями, в результате испускается циркулярно-поляризованный свет (процесс 3 на рисунке 1.9(a1);(a2)) [9,18,20]; (г) проводящую подложку, на которой выращивается рабочая гетероструктура; (д) базовый неферромагнитный омический контакт, который осуществляет инжекцию неполяризованных носителей противоположного знака в активную область. Кроме того, необходимы электрическая схема, которая включает источник питания и реализует определенный режим смещения на инжекторе по отношению к базовому контакту и источник магнитного поля [37].

Спиновая поляризация максимальна на границе ферромагнетик/полупроводник и уменьшается по удалении от неё вследствие спиновой релаксации [9]. В активной области степень спиновой поляризации ниже, чем вблизи поверхности (рисунок 1.9(в)). Несмотря на то, что при спиновой инжекции электронов уменьшение P_n незначительно, в литературе рассматриваются варианты прибора, в котором ферромагнитный слой и активная область объединяются [например, 36,63], при этом спиновая инжекция отсутствует, а спиновая поляризация появляется непосредственно в активной области в результате приложения к системе внешнего магнитного поля.

Ниже будет рассмотрено текущее состояние физики и технологии спиновых светоизлучающих диодов для различных вариантов их конструкции.

1.3. Материалы и структуры для инжекции спин-поляризованных носителей в гибридных системах ферромагнетик/полупроводник

Инжекция спин-поляризованных носителей из ферромагнетика в неферромагнитный материал – один из наиболее изученных спин-зависимых эффектов [3,4,26]. Можно указать достаточно большое количество публикаций,

посвящённых исследованию этого эффекта для различных материалов и структур [3-6,9-19,55-65,71,77-79]. В то же время, проведённый обзор показывает, что ряд исследовательских и прикладных задач так и не был решён. Например, достаточно слабо изучено влияние дефектов границы раздела на эффективность инжекции спин-поляризованных носителей. Не рассмотрены некоторые перспективные конструкции спиновых светоизлучающих диодов (например, светоизлучающий диод Шоттки). Материалы данного раздела посвящены исследованию текущего состояния теоретических знаний об инжекции спин-поляризованных носителей и прикладных знаний о приборах на основе эффекта спиновой инжекции.

1.3.1. Физические принципы спиновой инжекции

Рассмотрим контакт ферромагнетика и полупроводника, введённый во внешнее магнитное поле (рисунок 1.9). Для ферромагнетиков характерно магнитное упорядочение, т.е. без внешнего воздействия магнитные моменты ферромагнетика ориентированы. В общем случае, ферромагнетик состоит из доменов – областей с определённой ориентацией намагниченности. В целом по образцу намагниченность равна нулю. При введении ферромагнетика в магнитное поле происходит увеличение размеров домена, намагниченность которого направлена вдоль поля за счёт всех остальных. При увеличении поля размер домена увеличивается до тех пор, пока не займёт всю область структуры. При дальнейшем увеличении магнитного поля намагниченность не изменяется. Если снять магнитное поле, вновь образуется доменная структура, но наибольший размер имеют домены с намагниченностью, совпадавшей с направлением магнитного поля, которое было приложено [85]. Это состояние соответствует остаточной намагниченности. Таким образом, в ферромагнетике возможно создание равновесной концентрации магнитных моментов. Природа ферромагнетизма достаточно подробно описана в [85,86].

На систему подаётся электрическое смещение, обеспечивающее инжекцию носителей заряда из ферромагнетика в полупроводник. Для определённости

рассмотрим спиновую инжекцию электронов, далее картина будет обобщена и для случая инжекции спин-поляризованных дырок. В намагниченном состоянии ферромагнетик представляет собой материал с преимущественной спиновой поляризацией электронов(дырок), величина которой обозначается P_n^M . На практике в качестве материала со спиновой поляризацией используются ферромагнитные металлы, разбавленные магнитные полупроводники и полуметаллы [82-84,43,87], причём реальная зонная диаграмма отличается от показанной на рисунке 1.9(б). Изображение зонной диаграммы – это, как правило, достаточно сложная схема [88], которая при рассмотрении эффектов инжекции спин-поляризованных носителей представляется в упрощённом виде [3,4,58]. При подаче электрического смещения на структуру (как правило, на ферромагнетик подаётся отрицательный по отношению к базе потенциал), происходит электрическая инжекция носителей (как правило, электронов) из ферромагнетика в полупроводник, при этом в ферромагнетике протекает ток спин-поляризованных носителей, степень поляризации которого определяется соотношениями (1.10) и (1.11) [4].

Электрический ток для носителей с различным спином зависит от внешнего электрического поля и отклонения плотности носителей от равновесия $\delta n_{\uparrow\downarrow}$:

$$j_{\uparrow\downarrow} = \sigma_{\uparrow\downarrow} \mathbf{E} - e D_{\uparrow\downarrow} \nabla \delta n_{\uparrow\downarrow}, \quad (1.13)$$

где $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ и $D_{\uparrow\downarrow}$ - электропроводность и коэффициент диффузии, e – элементарный заряд. Обозначим: $\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}$ - суммарная проводимость по обоим спиновым каналам, $\sigma_s = \sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}$ - разностная проводимость; $j = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$ - суммарный ток, $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$ - спиновый ток. При этом формула (1.10) переписывается как

$$\alpha = \frac{j_s}{j} \quad (1.10')$$

С учётом того, что $\delta n_{\uparrow\downarrow} = N_{\uparrow\downarrow} \delta \varepsilon_F^{\uparrow\downarrow}$, (где $N_{\uparrow\downarrow}$ - плотность состояний на спиновых подзонах, а $\delta \varepsilon_F^{\uparrow\downarrow}$ - сдвиг энергии Ферми из состояния равновесия), а также с использованием соотношения Эйнштейна $\sigma_{\uparrow\downarrow} = e^2 N_{\uparrow\downarrow} D_{\uparrow\downarrow}$, можно записать:

$$j_{\uparrow} = \sigma_{\uparrow} \nabla \mu_{\uparrow} \quad ; \quad j_{\downarrow} = \sigma_{\downarrow} \nabla \mu_{\downarrow}, \quad (1.14)$$

здесь $\mu_{\uparrow\downarrow} = \frac{\varepsilon_F^{\uparrow\downarrow}}{e} - \varphi$ - электрохимический потенциал (ЭХП), φ – электрический потенциал. Рассмотрение эффектов, связанных со спиновой инжекцией,

выполняется путём анализа электрохимического потенциала, который однозначно связан со спин-поляризованным током соотношениями (1.14). Уравнения (1.14) означают, что спиновый ток обусловлен разностью в ЭХП для носителей с различным значением спина (рисунок 1.9(б)). Обозначим $\mu = \frac{\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}}{2}$; - среднее значение электрохимического потенциала, $\mu_s = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ - разность электрохимических потенциалов для носителей с различным спином.

Уравнение непрерывности требует выполнения следующих соотношений:

$$\nabla(j_{\uparrow} + j_{\downarrow}) = 0 \quad ; \quad \nabla(j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) = -e \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + e \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (1.15)$$

Здесь $\tau_{\uparrow\downarrow}$ и $\tau_{\downarrow\uparrow}$ - времена рассеяния электронов из состояния со спином вверх в состояние со спином вниз и наоборот. С учётом соотношений (1.15) и уравнения баланса $\frac{N_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}}$ уравнение (1.14) переписывается как:

$$\nabla^2(\sigma_{\uparrow}\mu_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}\mu_{\downarrow}) = 0 \quad (1.16)$$

$$\nabla^2(\mu_s) = \frac{1}{\lambda^2}(\mu_s) \quad (1.17)$$

Здесь $\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}}$ - длина спиновой диффузии, $\tau_{sf} = \frac{1}{2}(\tau_{\uparrow\downarrow}^{-1} + \tau_{\downarrow\uparrow}^{-1})$ среднее время спиновой релаксации, $D^{-1} = (N_{\uparrow}D_{\downarrow}^{-1} + N_{\downarrow}D_{\uparrow}^{-1})/(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$.

Соотношения (1.16) и (1.17) являются важнейшими уравнениями спиновой инжекции. Параметр λ - длина спиновой диффузии, является важнейшим свойством материала при исследовании спин-зависимых эффектов, определяющим его использование при построении приборов [3,4].

В общем виде решение уравнения (1.17) выглядит как:

$$\mu_s = \mu_s(0)\exp(-x/\lambda) \quad (1.18)$$

Как правило, спиновые токи рассматриваются отдельно для неферромагнитного полупроводника и ферромагнетика на удалении от границы, поскольку для полупроводника и ферромагнетика характерны разные значения длины спиновой диффузии (типичное значение для металлов – 5-50 нм [4], для полупроводников GaAs и Si 1-5 мкм [4,9]). С учётом этого, уравнение (1.17) для областей ферромагнетика и полупроводника соответственно, переписывается как:

$$\mu_s^F = \mu_s^F(0) \exp(x/\lambda_F) ; \mu_s^N = \mu_s^N(0) \exp(-x/\lambda_N) \quad (1.19)$$

Далее все величины, относящиеся к ферромагнетику, обозначим индексом F, величины, относящиеся к полупроводнику (в общем виде к неферромагнитному материалу) – индексом N. Ненулевая разность электрохимических потенциалов $\mu_s^N(0)$ в полупроводнике означает наличие неравновесной намагниченности δM в неферромагнитном материале. Наличие неравновесной намагниченности в результате спиновой инжекции было показано Ароновым и Пикусом в [56]. Отметим, что в полупроводнике $\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow} = \sigma/2$, а $\sigma_s = 0$.

Значения ЭХП при $x = 0$ определяются из граничных условий, которые зависят от конкретной задачи. Как правило, при анализе спиновой инжекции принимаются следующие граничные условия:

1) В большинстве расчётов принимается гипотеза об отсутствии спинового рассеяния при переносе носителей через границу раздела, т.е.

$$\alpha^F(-0) = \alpha^N(+0) \quad (1.20)$$

2) За исключением случая полностью прозрачного контакта (нулевого контактного сопротивления) электрохимический потенциал при переходе через границу раздела не является непрерывным, величина разрыва определяется следующим граничным условием:

$$j_{\uparrow\downarrow}(0) = \Sigma_{\uparrow\downarrow} [\mu_{\uparrow\downarrow}^N(0) - \mu_{\uparrow\downarrow}^F(0)], \quad (1.21)$$

где $\Sigma = \Sigma_{\uparrow} + \Sigma_{\downarrow}$ – контактная проводимость. Для контакта ферромагнетик/полупроводник $\Sigma_{\uparrow} \neq \Sigma_{\downarrow}$ [4]. Микроскопическое определение соответствующего контактного сопротивления затруднено в силу влияния неупорядоченности структуры [89], неровностей поверхности и различных механизмов рассеяния. Поэтому в расчётах значения контактного сопротивления определяются для модельных структур. Путём преобразования уравнений (1.20) и (1.21) можно показать, что:

$$\mu_s^N(0) - \mu_s^F(0) = 2r_c(\alpha - P_{\Sigma})j \quad (1.22)$$

$$\mu^N(0) - \mu^F(0) = r_c(1 - P_{\Sigma}\alpha)j, \quad (1.23)$$

где
$$r_c = \Sigma / 4\Sigma_{\uparrow}\Sigma_{\downarrow} \quad (1.24)$$

имеет смысл эффективного контактного сопротивления, а $P_\Sigma = \frac{\Sigma_\uparrow - \Sigma_\downarrow}{\Sigma_\uparrow + \Sigma_\downarrow}$, в соответствии с ранее принятыми обозначениями.

С учётом выражений (1.14), путём математических преобразований выражение для степени спиновой поляризации тока может быть записано в виде:

$$\alpha = \frac{2(\sigma_\uparrow\sigma_\downarrow/\sigma)\nabla\mu_s}{j} + P_\sigma, \quad (1.25)$$

где $P_\sigma = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow}$ - относительная разность проводимостей каналов со спином вверх и спином вниз. Отметим, что в полупроводнике $P_\sigma = 0$. Используя (1.25) можно получить выражения для коэффициентов при экспоненте в формулах (1.18):

$$\mu_s^F(0) = 2r_F[\alpha - P_\sigma]j; \quad \mu_s^N(0) = 2r_N\alpha j \quad (1.26),$$

$$\text{где} \quad r_F = L_{sF}\sigma_F/4\sigma_\uparrow\sigma_\downarrow \quad (1.27)$$

эффективное сопротивление ферромагнетика,

$$r_N = L_{sN}/\sigma_N \quad (1.28)$$

эффективное сопротивление неферромагнитного полупроводника.

Таким образом, путём преобразования выражений (1.25) и (1.26) можно получить выражение для степени спиновой поляризации тока на границе ферромагнетика и полупроводника:

$$\alpha(0) = [r_c P_\Sigma + r_F P_{\sigma F}]/r_{FN}, \quad (1.29)$$

где $r_{FN} = r_F + r_c + r_N$ - эффективное равновесное сопротивление контакта ферромагнетик/полупроводник.

По мере удаления от поверхности вглубь полупроводника спиновая поляризация тока экспоненциально уменьшается, как можно видеть из (1.15) и (1.18), и на расстоянии, соответствующем длине спиновой диффузии, спадает в e раз. Выражение (1.29) характеризует эффективность спиновой инжекции в структурах без спинового рассеяния на границе раздела. Отметим, что высокая степень спиновой поляризации тока в полупроводнике, в общем случае, не подразумевает высокое значение степени спиновой поляризации носителей P_n , т.к. согласно [4] в приповерхностной области полупроводника $\alpha \neq P_n$. Для расчёта P_n используются уравнения Пуассона и условие квазинейтральности [4]. Для

экспериментального определения P_n используется методика измерения степени циркулярной поляризации электролюминесценции [9,18]. Теоретические вычисления степени спиновой поляризации зависят от вида структуры, их выполнение не является предметом настоящей работы. Далее будет приведено подробное описание экспериментальных методик измерения P_n .

На основе выражения (1.29) может быть выполнен качественный анализ процессов спиновой инжекции в структурах ферромагнетик/полупроводник. Так, в структурах с идеальным омическим контактом ($r_c = 0$) степень спиновой поляризации тока пропорциональна отношению проводимостей полупроводника и металла:

$$\alpha \sim \sigma_N / \sigma_F \quad (1.30)$$

Поскольку проводимость полупроводника намного ниже проводимости металла, степень спиновой поляризации тока близка к нулю. Экспериментальные исследования структур с контактом, близким к идеальному омическому, показали значение не более $\alpha = 0,0001$ [18]. Такое значение, как правило, не превышает экспериментальной ошибки и не является, согласно [18], однозначным экспериментальным подтверждением эффекта спиновой инжекции. Проблема получения высокого значения спиновой поляризации в структурах с низкobarьерным контактом ферромагнитный металл/полупроводник получила название «проблема рассогласования проводимостей» [9,18,59]. Исторически проблема рассогласования проводимостей рассматривалась как препятствие для эффективной спиновой инжекции из ФМ металла в полупроводник [18,59]. Детальное описание указанного эффекта дано в [18,59,90]. Физической причиной уменьшения α является низкая плотность состояний в полупроводнике (намного ниже, чем в металле), таким образом плотность состояний с «неосновным» спином в металле выше плотности состояний в полупроводнике. За счёт этого в полупроводник инжектируется приблизительно одинаковое количество носителей с «основным» и с «неосновным» спином.

Методы преодоления проблемы рассогласования проводимостей также могут быть наглядно продемонстрированы путём анализа выражения (1.29). Во-первых,

эффективная спиновая инжекция возможна в структурах со 100 % спиновой поляризацией носителей в ферромагнетике ($P_{\sigma F}$ близко к 1), что было показано в работах [18,59,90]. В том случае, если концентрация носителей с «неосновным» спином в металле намного ниже, чем плотность состояний в полупроводнике, ток носителей с неосновным спином будет мал по сравнению с током носителей с «основным спином».

Другим способом повышения эффективности спиновой инжекции, согласно (1.29), является повышение контактного сопротивления r_c . Для повышения r_c используют туннельные барьеры (например барьер Шоттки в обратном смещении или туннельно-тонкий диэлектрик [91]). В том случае, если

$$r_c \gg r_F; r_N, \quad (1.31)$$

в формуле (1.29) доминирует первое слагаемое, а

$$\alpha \approx P_\Sigma \quad (1.32)$$

Использование туннельных барьеров было предложено в [59], а эффективная спиновая инжекция успешно продемонстрирована в серии экспериментальных работ [13-17,71,77-79,82,88]. Наибольший эффект был достигнут в структурах с туннельно-тонким слоем MgO, для которого было продемонстрировано спин-зависимое туннелирование (т.е. высокое значение P_Σ). Вероятность туннелирования носителей через диэлектрический барьер пропорциональна произведению исходной и конечной плотности состояний [18,59,92]. Зависимость туннельного сопротивления от спина носителей, таким образом, вызвана различием в плотности «спин-вверх» и «спин-вниз» состояний в ФМ металле. Это означает, что даже неферромагнитные туннельные барьеры между ФМ металлом и полупроводником, такие, например, как слой Al_2O_3 , способствуют повышению эффективности спиновой инжекции [83]. Отметим также, что все выполненные рассуждения могут быть использованы для описания эффектов спинового фильтра (спин-зависимого туннелирования носителей из полупроводника в ферромагнитный металл) [3,4]. В случае использования инжекторов на основе ферромагнитных полупроводников значения σ_N и σ_F сопоставимы. Следовательно,

в контактах на основе ферромагнитных полупроводников спиновая инжекция с высокой эффективностью также принципиально возможна [43].

Таким образом, экспериментальные результаты и теоретические расчёты показывают возможность создания спиновой поляризации в неферромагнитных полупроводниках за счёт инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного контакта. Для обеспечения измеряемой эффективности спиновой инжекции требуется создание специальных структур с туннельным барьером, описание которых будет приведено в следующих главах работы.

1.3.2. Влияние свойств реального контакта ферромагнетик/полупроводник на эффект инжекции спин-поляризованных носителей

Важным допущением при описании процессов спиновой инжекции в работах [4,18,58,59,90] является отсутствие спиновой релаксации на границе раздела. При этом считается справедливым соотношение (1.19), являющиеся граничным условием и определяющее степень спиновой поляризации тока [4]. Достижения технологии последних лет действительно позволяют формировать контакты ферромагнетика и полупроводника, близкие к идеальным [15,93-98]. Например, в работах [93,96-98] сообщалось об успешном формировании структур MnB^5/GaAs , MnB^5/GaN , исследование которых подтвердило высокое совершенство гетерограниц и отсутствие взаимной диффузии материалов. В [95] методом просвечивающей электронной микроскопии была показана возможность формирования границ ферромагнитный металл/ MgO/GaAs с высокой степенью структурного совершенства. Тем не менее, фундаментальный интерес, на наш взгляд, представляет исследование неоднородностей границы раздела ферромагнетик/полупроводник и их влияния на эффективность спиновой инжекции. Данная проблема в литературе рассматривалась для границы раздела ферромагнитного и неферромагнитного металлов [99-101], для границ ферромагнетика и неферромагнитного полупроводника проблема освещена достаточно слабо, при этом её решение представляет также и большую

практическую значимость. Во-первых, даже на гетерогранице с высоким кристаллическим совершенством всегда присутствуют граничные состояния [91,95,102-104], плотность которых может достигать 10^{11} - 10^{12} см⁻². Рассеяние на этих центрах может привести к спиновой релаксации [102,103].

Во-вторых, гетероструктуры ферромагнетик/полупроводник с границами раздела, близкими к идеальным, были получены с использованием экспериментальных технологических установок молекулярно-лучевой эпитаксии или послойного атомного осаждения [15, 93-98]. Применяемые технологии отличаются низкой производительностью и высокой себестоимостью. Переход к промышленным технологическим установкам должен сопровождаться снижением себестоимости, что неизбежно повлечёт за собой некоторое снижение качества гетерограниц. В частности, речь идёт об изучении возможности применения альтернативных технологий (газофазной эпитаксии, импульсного лазерного осаждения), характеризующихся значительно более высокой производительностью, но не позволяющей формировать гетерограницы с низким содержанием дефектов.

В-третьих, дефекты на гетерограницах могут образовываться в процессе эксплуатации полупроводниковых приборов [105-107], в процессе взаимной диффузии атомов материалов ферромагнетика и полупроводника [108-110] или электромиграции [107]. Так, существуют данные, свидетельствующие о взаимной диффузии атомов Ni(Co) из контактного слоя в полупроводник [111] и в активные области приборной структур [112] при длительном хранении образцов при комнатной температуре. В связи с вышеизложенным, задача изучения систем ферромагнетик/полупроводник со спиновым рассеянием на поверхности затрагивает ряд ключевых вопросов приборной спинтроники, связанных с возможностями снижения стоимости создаваемых элементов, повышения надёжности и срока эксплуатации.

Свойства границы ферромагнетика и полупроводника зависят от метода получения структур, вида используемых материалов и условий эксплуатации. Механизмы дефектообразования на границе ФМ металл/полупроводник при

осаждении металла, а также природа дефектов изучались в работах 1970-х годов [107-110,112-115]. В [108,114] было показано снижение кристаллического совершенства приповерхностного слоя полупроводника при нанесении металла вследствие рассогласования параметров решёток. В [107-110,112-114] изучались взаимная диффузия и твердофазная реакция атомов металла и полупроводника для высокотемпературных методов осаждения металла. В [91] отмечалось наличие естественного окисла на поверхности полупроводника, также оказывающего влияние на свойства контактной области.

В гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников и полуметаллов значительную роль играет диффузия атомов Mn в приповерхностные слои полупроводниковой структуры [116-119]. Учитывая большое количество возможных механизмов образования граничных состояний, разработка общей теории спиновой релаксации при переносе через гетерограницу затруднительна. При анализе литературы таких данных нам обнаружить не удалось. В серии работ [120-123] экспериментально исследовалось время спиновой релаксации на границе металл/SiO₂/Si. В цитированных работах было экспериментально показано, что при приближении электронов к поверхности структуры (путём приложения положительного потенциала на металлический электрод) время спиновой релаксации уменьшается на два порядка. Полученный эффект связывался с увеличением вклада рассеяния на дефектах границы раздела. В [120-123] не приводится детального теоретического моделирования спиновой релаксации, однако возможные механизмы рассматриваются. К числу таковых относятся механизм спиновой релаксации Элиотта-Яфета [4,9,20,122,123], кроме того случайное пространственное распределение заряженных неоднородностей может привести к флуктуациям поля Бычкова-Рашбы, что также обуславливает спиновую релаксацию [122,123]. Для полупроводников A³B⁵ можно отметить отдельные исследования [95,124-129]. Так, в [95] проведено сравнение границы CoFeB/MgO/GaAs для спиновых светоизлучающих диодов, полученных двумя методами: лазерного распыления и молекулярно-лучевой эпитаксии. Эффективность спиновой инжекции оценивалась по степени циркулярной

поляризации ЭЛ (см. параграф 1.2.2), а кристаллическое и структурное совершенство границ раздела и приповерхностных областей полупроводника – методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Было сформулировано заключение о том, что дефекты на границе ФМ металла и диэлектрика приводят к снижению эффективности спиновой инжекции и степени циркулярной поляризации. Аналогичный вывод о необходимости высокого кристаллического совершенства гетерограницы ферромагнетик/полупроводник для эффективной спиновой инжекции сделан в [124,125].

Влияние дефектов на границе раздела ферромагнетика и полупроводника было исследовано в [126,127] для гетероструктур Fe/GaAs и Fe/ZnSe. В цитированных работах были проведены расчёты баллистического токопереноса с участием спин-поляризованных носителей и показано, что идеальные контакты Fe/GaAs и Fe/ZnSe с кристаллически-совершенной границей раздела являются эффективными спиновыми фильтрами, позволяющими достигать спиновой поляризации тока $\alpha = 0,99$. Такое высокое значение связано с тем, что состояния для основного спина в Fe характеризуются сильным смешиванием s и p_z орбиталей и легко связываются с состояниями в полупроводнике. Состояния с неосновным спином имеют отличную от «основных» состояний симметрию и поэтому слабо связаны с состояниями в полупроводнике. Согласно расчётам [128] неупорядоченность гетерограницы приводит к изменению законов сохранения при переносе носителей, что уменьшает спиновую поляризацию тока. Работы [126-128] рассматривают процессы переноса спин-поляризованных носителей с точки зрения симметрии состояний и вероятностей туннелирования. Уменьшение степени спиновой поляризации тока вследствие рассеяния носителей в указанных работах не рассчитано.

Таким образом, из анализа известных публикаций видно, что наличие дефектов вблизи границы ферромагнитного и полупроводникового слоёв даже в структурах с относительно совершенной границей приводит к спиновому рассеянию на гетерогранице и в приповерхностной области полупроводника. Оценка степени деполяризации для спиновой инжекции через дефектную

гетерограницу требует дополнительного рассмотрения. Ниже рассмотрены в упрощённом виде процессы спиновой релаксации носителей заряда на границе.

При переносе через гетерограницу энергия и импульс электрона изменяются в результате взаимодействия с дефектами. Природа дефектов, как отмечалось выше, может быть достаточно разнообразной. В случае равномерного распределения тока по площади контакта вероятность рассеяния γ при переносе электронов через сечение единичной площади можно охарактеризовать как:

$$\gamma = \sum N_i \sigma_i, \quad (1.33)$$

где N_i – поверхностная концентрация дефектов типа i , σ_i – сечение захвата для дефектов типа i . Для упрощённого анализа достаточно рассмотреть один тип дефектов, тогда формула (1.33) переписывается как:

$$\gamma = N\sigma \quad (1.33')$$

Вероятность того, что электрон в результате рассеяния изменит спин обозначим как $p_{\uparrow\downarrow}$ для изменения из состояния «спин вверх» в состояние «спин вниз» или $p_{\downarrow\uparrow}$ для изменения из состояния «спин вниз» в состояние «спин вверх». Тогда в результате спинового рассеяния при переносе через гетерограницу ток спин-поляризованных носителей изменится как:

$$j_{\uparrow}^N = (1 - k_{\uparrow\downarrow})j_{\uparrow}^F + k_{\uparrow\downarrow}j_{\downarrow}^F \quad ; \quad j_{\downarrow}^N = (1 - k_{\downarrow\uparrow})j_{\downarrow}^F + j_{\uparrow}^F k_{\downarrow\uparrow}, \quad (1.34)$$

$$\text{где} \quad k_{\uparrow\downarrow} = N_i \sigma_i p_{\uparrow\downarrow} \quad ; \quad k_{\downarrow\uparrow} = N_i \sigma_i p_{\downarrow\uparrow} \quad (1.35)$$

- доля рассеянных по спину электронов в токе спин-поляризованных носителей. Второе слагаемое в выражении (1.34) учитывает вклад в спин-поляризованный ток электронов, изменивших спин на противоположный начальному значению в результате рассеяния. Для $k_{\downarrow\uparrow}; k_{\uparrow\downarrow} \ll 1$ можно допустить $k_{\downarrow\uparrow} = k_{\uparrow\downarrow} = k_{eff}$, $p_{\downarrow\uparrow} = p_{\uparrow\downarrow} = p$. Учитывая закон сохранения заряда: $j_{\uparrow}^F + j_{\downarrow}^F = j_{\uparrow}^N + j_{\downarrow}^N = j$ можно записать, что изменение степени спиновой поляризации тока в полупроводнике:

$$\alpha^N(0) = \frac{j_{\uparrow}^N - j_{\downarrow}^N}{j_{\uparrow}^N + j_{\downarrow}^N} = \frac{(1-k)j_{\uparrow}^F + k_{eff}j_{\downarrow}^F - ((1-k)j_{\downarrow}^F + k_{eff}j_{\uparrow}^F)}{j} = \frac{j_{\uparrow}^F - j_{\downarrow}^F}{j} (1 - 2k_{eff}) = (1 - 2k_{eff})\alpha^F(0) \quad (1.36)$$

Выражение (1.36) отражает уменьшение спиновой поляризации в результате рассеяния на гетерогранице. Отметим, что формула (1.36) имеет смысл для малых

значений k_{eff} . В случае высокой плотности поверхностных состояний и большой скорости спиновой релаксации требуется более детальный анализ, включающий учёт материалов контактов.

Изменение граничного условия (1.20) приводит к изменению спиновой поляризации носителей, что, в свою очередь, приведёт к изменению электрохимического потенциала на поверхности. Следствием этого может стать изменение и второго граничного условия (1.21), точное выражение для которого будет определяться микроскопическими свойствами гетерограницы. При этом уменьшается значение спиновой поляризации на границе, вплоть до полного отсутствия инжекции спин-поляризованных носителей.

Проведём оценку вероятности спиновой релаксации исходя из механизма Эллиотта-Яфета, вносящего, по-видимому, наиболее существенный вклад в спиновое рассеяние на гетерогранице [124]. Вероятность изменения спина электрона в результате рассеяния по импульсу может быть записана как:

$$p_e = \frac{\tau_p}{\tau_s}, \quad (1.37)$$

где τ_p – время свободного пробега, τ_s – время спиновой релаксации. Согласно [20] выражение (1.37) можно записать как:

$$p_e = \frac{\tau_p}{\tau_s} = r_s \left(\frac{kT}{E_g} \right)^2 \eta^2 \left(\frac{1-\eta/2}{1-\eta/3} \right)^2, \quad (1.38)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура, E_g – ширина запрещённой зоны полупроводника, $\eta = \frac{\Delta}{E_g + \Delta}$, Δ – величина спин-орбитального расщепления, r_s – функция, зависящая от зонной структуры, Дебаевской длины, температуры. Значение r_s меняется в пределах 2–4 [20]. Для GaAs $\eta = 0,192$, для температуры 300 К значение $p_e \approx 0,034r_s$. Положим для определённости $r_s = 3$, $p_e = 0,1$. Из приведённых данных могут быть выполнены оценки величины k_{eff} . Плотность состояний на поверхности GaAs $N_i \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [129]. Сечение захвата зависит от вида и зарядового состояния дефекта, и, согласно [130-134], может принимать значения $\sigma_i = 10^{-14} - 10^{-16} \text{ см}^2$. Оценка по формуле (1.36) даёт значение $k_{eff} = 0,01$, что сравнительно невелико. Следовательно, даже для сравнительно неидеальных

гетерограниц возможно создание условий для спиновой инжекции, что было экспериментально подтверждено в [135]. Впрочем, величина k_{eff} существенно зависит от плотности граничных состояний в приконтактной области, экспериментального значения сечения захвата и, в реальных структурах может быть более чем на порядок выше, чем полученное в настоящей работе [104].

Таким образом, эффективность спиновой инжекции из ферромагнитного материала в неферромагнитный полупроводник зависит от свойств гетерограницы. В большинстве работ, посвящённых созданию и исследованию структур со спиновой инжекцией, используются технологии и материалы, позволяющие получить наиболее совершенные гетерограницы, с минимальным содержанием дефектов. Успех в этой области связан, в первую очередь, с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), обеспечивающего послойное осаждение широкого спектра материалов в большом диапазоне температур [73-84]. Основные достижения в области создания структур со спиновой инжекцией и приборов на их основе будут рассмотрены ниже.

1.3.3. Спиновая поляризация в полупроводниковых структурах в результате спиновой аккумуляции

Эффект спиновой аккумуляции электронов был теоретически предсказан в [138,139] и экспериментально исследован в [60,61] для диодов Шоттки ферромагнитный металл/ n -GaAs, включённых в режиме прямого смещения. В указанном режиме электроны из объёма полупроводника инжектируются в ферромагнитный металл, причём в силу различия в плотности состояний для электронов с разным спином в металле поток носителей с «основным» спином будет выше потока носителей с «неосновным» спином. Это приведёт к спиновой поляризации тока и спиновой поляризации электронов в полупроводнике [60,61,138,139]. С точки зрения механизмов переноса спин-поляризованных носителей, для описания эффекта спиновой аккумуляции возможно использование того же формализма, что и при описании эффектов спиновой инжекции,

рассмотренного в предыдущем параграфе. Соотношения (1.13-1.29) основываются на законах Кирхгофа и уравнениях Максвелла и описывают протекание тока в общем виде, не зависимо от его направления (знака j).

Следуя [4], представим систему металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник в виде электрической схемы с сопротивлениями (рисунок 1.10), где $J_s^{\uparrow\downarrow}$ - токи носителей со спином $\pm 1/2$ в объёме полупроводника (для определённости $\uparrow$ соответствует $s = 1/2$). Спиновая поляризация тока в объёме полупроводника равна нулю, следовательно $J_s^{\uparrow} = J_s^{\downarrow} = J_s$. Спиновую релаксацию в объёме полупроводника в процессе переноса носителей к поверхности учтём сопротивлением R_{sr} и током J_{sr} . В отсутствие спиновой релаксации на гетерогранице спин-поляризованный ток протекает через последовательные сопротивления приповерхностной области полупроводника, поверхностное сопротивление и сопротивление ферромагнетика ($R_N^{\uparrow\downarrow}, R_\sigma^{\uparrow\downarrow}$ и $R_F^{\uparrow\downarrow}$, соответственно), причём $R_N^{\uparrow} = R_N^{\downarrow} = R_N$. Анализ эквивалентной электрической цепи позволяет получить соотношения токов в приповерхностной области полупроводника:

$$\frac{J_N^{\uparrow}}{J_N^{\downarrow}} = \frac{R_F^{\uparrow} + R_\sigma^{\uparrow} + R_N}{R_F^{\downarrow} + R_\sigma^{\downarrow} + R_N} \quad (1.29')$$

Соотношение (1.29') аналогично формуле (1.29), в случае высокого поверхностного сопротивления спиновая поляризации тока при спиновой аккумуляции $\alpha \approx P_\Sigma$.

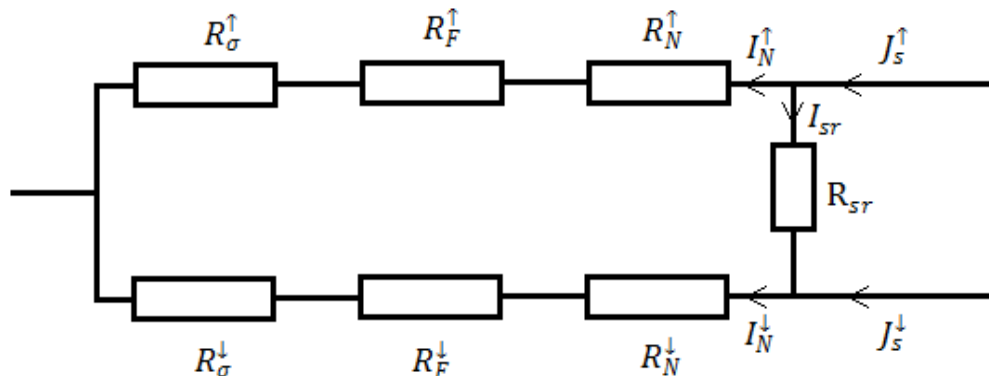


Рисунок 1.10 – Участок эквивалентной электрической схемы контакта металл/туннельно-тонкий диэлектрик полупроводник в режиме спиновой аккумуляции. $J_s^{\uparrow} = J_s^{\downarrow} = J_s$

Отличия режимов спиновой инжекции и спиновой аккумуляции могут заключаться в величине контактного сопротивления, задаваемом соотношением (1.24). Эффекты спиновой аккумуляции рассматриваются в режиме прямого смещения контакта ФМ металл/полупроводник, в то время, как эффекты спиновой инжекции, как правило, наблюдаются в режиме обратного смещения. Величина r_c для указанных режимов существенно отличается, и, как правило, выше для режима обратного смещения. Для обратного смещения выполняются условия (1.31) и (1.32) (стандартные режимы спиновой инжекции), для режима прямого смещения условие (1.31) большой величины контактного сопротивления по сравнению с другими сопротивлениями системы может не выполняться. Это приведёт к снижению спин-поляризованного тока в режиме спиновой аккумуляции по сравнению с режимом спиновой инжекции. Подобное сравнение было выполнено в работе [61], где было экспериментально зарегистрировано меньшее значение спиновой поляризации носителей в режиме спиновой аккумуляции по сравнению с режимом спиновой инжекции для одинакового вида контакта. Также отметим, что в случае учёта спинового рассеяния задача становится неэквивалентной относительно направления протекания тока. Условия (1.34) могут быть переписаны как:

$$j_{\uparrow}^F = (1 - k_{\uparrow\downarrow})j_{\uparrow}^N + k_{\downarrow\uparrow}j_{\downarrow}^N \quad ; \quad j_{\downarrow}^F = (1 - k_{\downarrow\uparrow})j_{\downarrow}^N + j_{\uparrow}^N k_{\uparrow\downarrow} \quad (1.34')$$

Данное условие также приводит к уменьшению степени спиновой поляризации в режиме спиновой аккумуляции по сравнению с режимом спиновой инжекции.

1.3.4. Обзор экспериментов по созданию и исследованию структур со спиновой инжекцией

Приведённые выше теоретические рассмотрения спиновой инжекции и спиновой аккумуляции легли в основу экспериментальных работ. В виду большого количества известных вариантов структур ферромагнетик/полупроводник, целесообразным представляется проведение детального анализа только для

структур, которые экспериментально исследованы в настоящей работе. Целью описания известных экспериментов по спиновой инжекции, выполненного в данной главе, является определение текущего мирового уровня достижений в области создания структур ферромагнетик/полупроводник. Наиболее удобной представляется классификация структур по виду ферромагнитного инжектора, аналогично обзорам [3,4,9]. Из всех известных успешных экспериментов по спиновой инжекции [9] практический интерес представляют три вида ферромагнитных материалов: ферромагнитные металлы, полуметаллы на основе интерметаллических соединений MnB^5 или A^3Mn , и ферромагнитные полупроводники [9].

1.3.4.1. Спиновая инжекция в структурах ферромагнитный металл/полупроводник и ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник

Ферромагнитные металлы изначально рассматривались как основной материал для создания структур со спиновой инжекцией [18,56,138]. Это связано с развитием технологии создания контактов металл/полупроводник [139], существующим уровнем знаний физики этих контактов, значительной проработкой теоретических моделей токопереноса [91,139], а также со свойствами большинства применяемых металлов, в частности, с высокими значениями температуры Кюри (которая для Ni составляет 631 К, для Co – 1604 К, для Fe – 1143 К) [140].

Первые эксперименты по спиновой инжекции из ФМ металла в полупроводник показали низкую эффективность [18,141,142], что объяснялось рассогласованием проводимостей металла и полупроводника [4,18,59] (рассмотренным в разделе 1.3.1). Параллельно экспериментальным работам выполнялись теоретические исследования спиновой инжекции (подробное описание дано в обзорах [3,4,18]) и разработка моделей, упрощённо рассмотренных выше. В 2000 году было предложено использование туннельных барьеров для решения проблемы рассогласования проводимостей [90]. Это позволило сформировать структуры для экспериментального наблюдения спиновой инжекции из ферромагнитного металла в полупроводник, которая была впервые успешно продемонстрирована в работе 2001 года [14]. В цитированной работе в

качестве инжектора спин-поляризованных носителей использовался контакт Шоттки Fe/*n*-GaAs, на который подавалось обратное смещение. В таком режиме электроны из Fe туннелируют в полупроводник через барьер обратно-смещённого диода Шоттки, при этом выполняется условие высокого контактного сопротивления (1.32). В качестве активной области в спиновом светоизлучающем диоде [14] использовалась квантовая яма (КЯ) InGaAs/GaAs, рекомбинация носителей из КЯ сопровождалась циркулярно-поляризованной люминесценцией со степенью поляризации равной 0,02.

Дальнейшее развитие экспериментов по спиновой инжекции было направлено на решение двух основных технологических проблем: а) повышение эффективности спиновой инжекции и степени циркулярной поляризации ЭЛ; и б) создание ферромагнитных контактов с магнитной анизотропией свойств, имеющих ось лёгкого намагничивания в направлении роста структуры [9,18,19].

Для решения первой задачи (повышения степени циркулярной поляризации) выполнялись эксперименты по созданию совершенной границы раздела ферромагнитный металл/полупроводник. Одним из подходов для этого является использование контактов на основе Fe или соединений и сплавов, содержащих Fe, в качестве металлического инжектора. Контакты формируются на поверхности полупроводниковой структуры методом молекулярно-лучевой эпитаксии [14,15,143-146]. Известно, что параметр решётки Fe примерно в 2 раза меньше параметра решётки GaAs [147,148]. Это позволяет осуществить эпитаксиальное выращивание, при котором на одно межатомное расстояние приходится 2 атома Fe [147,148]. Использование метода МЛЭ и пониженной температуры выращивания позволяет формировать эпитаксиальные слои со сравнительно резкой гетерограницей. Эпитаксия Fe на поверхности GaAs подтверждалась дифракционными методами [104,147,148]. С первого эксперимента по спиновой инжекции в 2001 году по настоящее время различными научными коллективами показана циркулярно-поляризованная люминесценция, обусловленная спиновой инжекцией электронов через обратносмещённый барьер Шоттки Fe/*n*-(Al)GaAs. Максимальное значение степени циркулярной поляризации в таких системах

составило 0,15; что, соответствует спиновой поляризации тока (1.10) равной 0,3 [143-146]. До настоящего момента работы по исследованию спиновой инжекции в структурах с обратносмещённым барьером Шоттки не позволили получить значения P_{CP} выше, чем 0,15; по-видимому, это является фундаментальным пределом таких систем, связанным с вероятностями туннелирования для носителей с разным спином, а также со степенью спиновой поляризации носителей в слое Fe.

Параллельно исследованиям диодов Шоттки разрабатывались новые структуры на основе контакта металл/туннельно-тонкий диэлектрик-полупроводник [46,83,84,149-151]. В этом случае, туннельный режим обеспечивался тонким слоем диэлектрика. В отличие от контактов Fe/GaAs, при использовании слоёв Fe/Al₂O₃ эпитаксиальная структура не формируется (слои Fe имеют поликристаллическую структуру), что, в соответствии с приведёнными выше рассмотрениями, приводит к понижению эффективности спиновой инжекции по отношению к случаю эпитаксиальной структуры. В то же время для структур ферромагнитный металл/Al₂O₃/GaAs была показана возможность повышения степени циркулярной поляризации за счёт свойств туннельного слоя Al₂O₃, это повышение компенсируют потери вследствие некристаллическости слоёв [83]. Слой Al₂O₃ создаётся напылением либо осаждением на поверхность полупроводника слоя алюминия в атмосфере O₂ с последующим его окислением (в этом случае образуется нестехиометрический AlO_x) [149,151]. В результате формируется гетероструктура с минимальными неровностями на границе раздела, что подтверждается методами просвечивающей электронной микроскопии [149,151]. Отметим, что допустимость создания рассогласованных по параметру решётки слоёв позволяет формировать ФМ контакты на основе других сплавов Ni_xFe_{1-x} или Co_xFe_{1-x} [46,149,150], таким образом обеспечивается возможность управления магнитными свойствами слоёв за счёт варьирования состава. Наилучшие результаты для указанной системы были получены в [83], для которой значение степени циркулярной поляризации составило 0,2 ($\alpha \approx 0,4$).

Рекордные на текущий момент результаты были получены для структур с туннельным барьером ферромагнитный металл/MgO/A³B⁵ [55,94,95,152-161].

Образцы формируются комбинированным методом, сочетающим молекулярно-лучевую эпитаксию для роста диодной структуры и магнетронное распыление либо электронно-лучевое испарение для осаждения MgO. Работа таких ССИД основана на свойствах слоя MgO, обеспечивающего спин-зависимое туннелирование носителей [94]. В [155] показана возможность формирования полностью эпитаксиальной структуры Fe/MgO/GaAs, что обеспечивает высокую эффективность спиновой инжекции. Высокое совершенство слоёв и гетерограниц, подтверждённое электронографическими методами исследования, позволили получить управляемую магнитным полем циркулярно-поляризованную ЭЛ, со значением степени поляризации, достигающем 0,7.

Вторая из упомянутых выше задач технологии ферромагнитных плёнок заключалась в управлении параметрами их намагничивания. В большом количестве работ показано, что зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции от магнитного поля подобна магнитолевой зависимости намагниченности ферромагнитного инжектора (например, подобная зависимость приведена на рисунке 1.11), поэтому их совпадение является косвенным доказательством спиновой инжекции [18,55,154,161]. Из экспериментальных результатов [55,161] следует, что параметры намагничивания являются важнейшими характеристиками структур для определения геометрии спиновых светоизлучающих диодов. Различают два вида геометрии ССИД (рисунок 1.9(a1),(a2)) [32], в зависимости от взаимного направления приложения магнитного поля и распространения излучения. В спиновых светоизлучающих диодах циркулярно-поляризованным является излучение, распространяющееся в направлении приложения внешнего поля (т.к. спин электронов преимущественно ориентируется вдоль этого направления). Излучение, распространяющееся перпендикулярно полю, в общем случае, не является циркулярно-поляризованным. Классификация структур по взаимному расположению направления магнитного поля и плоскости слоёв структуры обозначается как геометрия Фарадея и геометрия Фойхта.

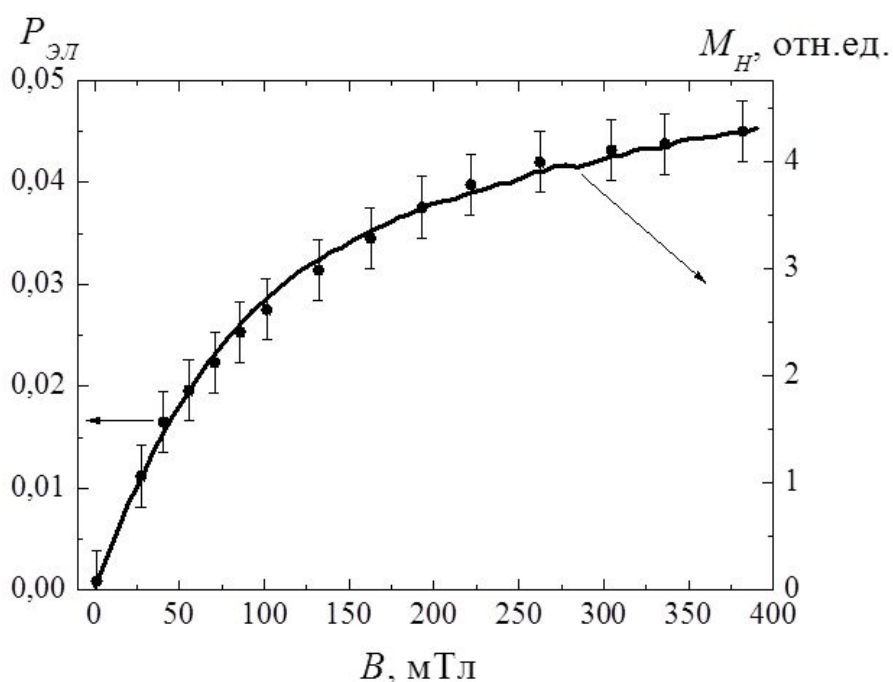


Рисунок 1.11 - Магнитопольевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции (точки) для диода на основе гетероструктуры с квантовой ямой и относительной намагниченности (сплошная линия) [162].

В геометрии Фарадея внешнее магнитное поле параллельно направлению распространения света и нормали к поверхности (направлению выращивания структуры). Выход излучения из ССИД может быть реализован как через верхние слои структуры (именно такой вариант показан на рисунке 1.9(a1)), так и через подложку. В последнем случае к материалу подложки предъявляются требования малого коэффициента поглощения на длине волны рекомбинационного излучения. При рассмотрении тонкоплёночных ферромагнетиков, которые используются в ССИД в качестве инжекторов спин-поляризованных носителей, следует учитывать анизотропию их формы (сравнительно большая площадь и малая толщина). Следствием анизотропии формы является анизотропия намагничивания: магнитные домены ориентируются в направлении, называемом осью легкого намагничивания ферромагнитного слоя [37]. Для слоёв на основе Co, Fe, MnAs ось лёгкого намагничивания находится в плоскости плёнки [9]. Для генерации заметной спиновой поляризации в ФМ слое в направлении, перпендикулярном плоскости плёнки, требуются поворот намагниченности доменов в этом направлении, что энергетически невыгодно. Поэтому для намагничивания слоя

требуется приложение сильных магнитных полей порядка нескольких Тл [18,143]. Считается, что для практических приложений величина магнитного поля не должна превышать десятых долей Тл, в связи с чем известно большое количество работ по поиску материалов, у которых в тонкопленочном исполнении ось легкого намагничивания располагалась бы перпендикулярно плоскости гетероструктуры [37,163].

В геометрии Фойхта магнитное поле приложено вдоль плоскости структуры. В этом случае излучение выводится через боковую грань прибора. Такая геометрия имеет определенные преимущества: Поскольку анизотропия формы обычно заставляет ось легкого намагничивания располагаться в плоскости тонкопленочного ферромагнетика, то легче осуществляется работа прибора при остаточной намагниченности или в умеренных магнитных полях. Приборы, излучающие через боковую грань, могут легко использовать резкие характеристики переключения тонкопленочных ферромагнитных металлов. Светодиоды, работающие в геометрии Фойхта, являются более подходящими для практических применений, чем приборы, выполненные в перпендикулярной геометрии. При этом, однако, специальные требования накладываются на материал активной области. В узких квантовых ямах (основной вид активной области современных ССИД) момент количества движения тяжёлых дырок ориентирован перпендикулярно плоскости структуры. Излучение, возникающее в результате рекомбинации дырок со спином, направленным перпендикулярно плоскости КЯ и электронов со спиновой поляризацией в плоскости КЯ, не будет циркулярно-поляризованным. Чтобы поляризовать излучение, необходимо приложение сравнительно сильных магнитных полей порядка нескольких Тл для поворота магнитного момента тяжёлых дырок в плоскости КЯ [9]. В качестве активной области в геометрии Фойхта может выступать широкая потенциальная яма, в которой момент количества движения тяжелых дырок может оставаться в плоскости или массив квантовых точек [9,37].

В некоторых работах рассматривается геометрия, в которой магнитное поле направлено под углом к поверхности, отличным от 90° (геометрия Ханле). Данная

геометрия, как правило, не выделяется в качестве отдельной схемы построения ССИД, поскольку является комбинацией геометрии Фойхта и Фарадея. В геометрии Ханле вектор магнитного поля разделяется на параллельную и перпендикулярную составляющую, при этом намагничивание ферромагнетика осуществляется за счёт компоненты, направленной вдоль оси лёгкого намагничивания [37].

Отметим, что в большинстве работ, посвящённых созданию и исследованию спиновых светоизлучающих диодов, в качестве активной области выступает квантовая яма (т.е. тонкая прослойка InGaAs/GaAs или GaAs/AlGaAs). Это связано с высокой квантовой эффективностью структур с КЯ, а также с возможностями управления длиной волны излучения путём изменения толщины квантовой ямы. Поэтому в большинстве работ, исследуемые ССИД формируются в геометрии Фарадея (рисунок 1.9(a1)). Проблема снижения диапазона магнитных полей в геометрии Фарадея решалась технологически. В серии работ [156,157,160,164,165], выполненных различными группами, представлены результаты исследования циркулярно-поляризованной ЭЛ в диодах с контактами на основе многослойной плёнки Fe/Tb. Для такой плёнки характерна обратная Fe анизотропия намагниченности, а именно положение оси лёгкого намагничивания в направлении, совпадающим с направлением роста. Зависимость намагниченности от магнитного поля при этом представляет собой петлю гистерезиса. При использовании Fe/Tb в качестве контактов к диодам - источникам магнитоуправляемого циркулярно-поляризованного излучения диапазон магнитных полей не превышает 100 мТл [55]. В [55] также продемонстрирована возможность получения остаточной циркулярной поляризации, связанной с остаточной намагниченностью слоя Fe/Tb. Известны другие варианты плёнок с осью лёгкого намагничивания, лежащей в направлении роста. Возможность управления осью лёгкого намагничивания показана для напряжённых слоёв $\text{Ni}_x\text{Pd}_{1-x}$ [166], а также при вариации толщины (2 - 50 нм) в плёнках сплава $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$ [167]. Аналогичные Fe/Tb результаты были получены для светоизлучающих диодов с контактами CoPt [161], CoFeB [55], FePt [153-155]. Наибольшее распространение

контактов Fe/Tb обусловлено возможностью создания совершенной границы раздела Fe/Tb/Fe/MgO/GaAs за счёт осаждения промежуточного эпитаксиального слоя Fe на поверхность MgO [55]. Максимальное значение степени циркулярной поляризации ЭЛ при низкой температуре в структурах с перпендикулярной анизотропией намагниченности составило 0,12 [55]; типичное значение составляет 0,06 [156,157,160,164,165].

Таким образом, можно отметить значительный прогресс в создании спиновых светоизлучающих диодов с ферромагнитным металлическим инжектором. Основные технологические проблемы были решены с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии для формирования близких к совершенным границ раздела и для создания новых материалов, позволяющих управлять свойствами ферромагнитных контактов. В то же время исследование ССИД с контактом ферромагнитный металл/полупроводник нельзя считать завершённым. Наиболее эффективные структуры созданы лабораторным методом МЛЭ. Слабо изучены возможности применения альтернативных методов, например, газофазной эпитаксии (с применением которого производится до 50 % всех светоизлучающих диодов [168]). В целом, вопрос влияния дефектов на спиновую инжекцию изучен, на наш взгляд, недостаточно. При этом, из результатов работ [46,83,84,149-151] можно сделать вывод о существовании некоторой допустимой плотности дефектов на гетерограницах, не препятствующей эффективной спиновой инжекции. В связи с вышеизложенным исследование гетероструктур ферромагнитный металл/полупроводник с частично разупорядоченной гетерограницей представляет научный интерес и имеет практическую значимость.

1.3.4.2. Спиновая инжекция в структурах ферромагнитный полуметалл $MnB^5(A^3Mn)$ /полупроводник

Контакты к ССИД на основе ферромагнитных интерметаллических соединений $MnB^5(A^3Mn)$ рассматривались как возможная альтернатива «классическим» металлическим контактам [3,4,9,169]. Известно большое количество соединений марганца, являющихся ферромагнетиками, в том числе, и

при повышенных температурах [9]. Преимуществами соединений на основе элементов III и V группы являются высокие значения температуры Кюри (300 К и выше), а также возможность эпитаксиального выращивания на поверхности основных полупроводниковых материалов оптоэлектроники [95-98,170,171]. Развитие метода молекулярно-лучевой эпитаксии позволило в середине 1990-х годов выполнить успешные эксперименты по эпитаксиальному выращиванию слоёв $\text{MnB}^5(\text{A}^3\text{Mn})$ на поверхности полупроводников A^3B^5 [3,4,9,37,98,171-173]. Указанные материалы формируются методом МЛЭ и осаждаются в форме тетрагональной (MnGa) [98,174,175] или гексагональной (MnAs) [176,177] кристаллической решётки. Согласование с материалом полупроводниковой матрицы (GaAs , как правило) выполняется для ординарного или удвоенного параметра решётки (в зависимости от кристаллографической ориентации осаждаемого слоя) [173-177]. Встраивание общих атомов в кристаллическую решётку матрицы способствует ориентированному росту кристаллов $\text{MnB}^5(\text{A}^3\text{Mn})$ на поверхности A^3B^5 . Среди полуметаллических соединений типа MnB^5 наиболее известен арсенид марганца MnAs . В объемном исполнении стехиометрическое соединение MnAs представляет собой ферромагнетик с температурой Кюри $T_C = 314$ К. Две элементарные ячейки $\alpha\text{-MnAs}$ (ферромагнитной модификации) соединяются с тремя элементарными ячейками GaAs в направлении $[\bar{1}10]$ с относительным рассогласованием менее 5 % [177]. Наиболее распространённым на текущий момент видом инжектора A^3Mn можно назвать эпитаксиальные слои GaMn . Для того, чтобы избежать появления дислокаций несоответствия и других дефектов, формируемые эпитаксиальные слои галлида марганца и арсенида марганца имеют минимальную толщину (в том числе 1 атомный слой) [36,174,178,179].

В полуметаллических ферромагнетиках одна из спиновых подзон – обычно подзона «спин-вверх» - имеет металлическую плотность состояний, тогда как уровень Ферми попадает в область запрещённых энергий другой подзоны («спин-вниз»). Эта специфическая особенность может в идеале приводить к 100 % спин-поляризованной плотности электронов на уровне Ферми. Таким образом, спин-

поляризованный ток определяется асимметричностью плотности состояний, а не отличием в проводимости для носителей с разным спином, что позволяет, в перспективе, получить 100% спиновую поляризацию тока при умеренных напряжениях [169]. Полуметаллы были впервые исследованы в работах 1970-х годов [176], до настоящего момента они рассматриваются как перспективные материалы спиновой инжекции [9,37,87].

Первые эксперименты по инжекции спин-поляризованных электронов в структурах с полуметаллическим контактом (а именно, MnAs/GaAs) продемонстрированы в работах 2002 года [169,180]. В цитированных работах значение $P_{\text{ср}}$ не превышало 0,015 (при комнатной температуре), а эффективность инжекции спин-поляризованных носителей оценивалась как 0,06. В экспериментах использовалось туннелирование спин-поляризованных электронов через обратно-смещённый барьер Шоттки (рисунок 1.12). Отметим более детализированную по сравнению с [169,180] работу [97] 2003 года, в которой изучалась кристаллическая структурах и свойства гетерограниц MnAs/GaAs и Fe/GaAs.

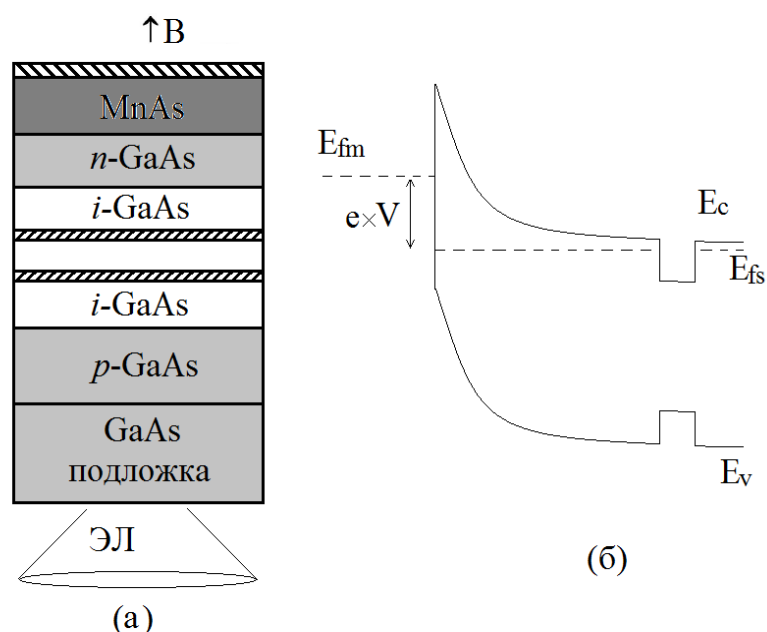


Рисунок 1.12 - (а) Схема светоизлучающего диода с инжектором на основе (Ga,Mn)As, исследованная в [180]; (б) Схематическое изображение зонной диаграммы светоизлучающего диода при обратном смещении потенциального барьера.

В работе 2006 года рассмотрена эффективная инжекция из тонкого эпитаксиального ферромагнитного слоя δ -MnGa в AlGaAs гетероструктуру [178].

Показано, что перпендикулярная анизотропия намагниченности слоя MnGa позволяет получить эффективную спиновую инжекцию в нулевом магнитном поле (за счёт остаточной намагниченности слоя) при использовании геометрии Фарадея (рисунок 1.12(а)). Наибольшее значение степени циркулярной составило 0,06; эффект был исследован в диапазоне температур 2-200 К [178]. Повышение эффективности спиновой инжекции было достигнуто в 2008 году при исследовании лазерных структур на основе квантовых точек InAs/GaAs [181]. В цитируемой работе было предложено управление пороговыми характеристиками лазерных структур за счёт контролируемого изменения поляризации электролюминесцентного излучения. Степень поляризации управлялась за счёт инжекции спин-поляризованных электронов из контакта на основе MnAs. В исследованных структурах значение степени циркулярной поляризации достигало 0,08; это позволило уменьшить величину порогового тока на 14 % [181].

В последующих работах, посвящённых спиновой инжекции из слоя MnAs, усилия были направлены на повышение эффективности за счёт оптимизации структур. В работе [87] была зарегистрирована циркулярно-поляризованная ЭЛ в структурах с контактом MnAs/AlGaAs, причём степень циркулярной поляризации достигала 0,26 при температуре 2 К и 0,06 при комнатной температуре, наибольшее значение эффективности спиновой инжекции оценивалось как $\alpha = 0,52$. Повышение степени циркулярной поляризации по сравнению с данными [169,180] авторами [87] связывалось с изменением параметров обратносмещённого диода Шоттки, а также с уменьшением диффузии атомов Mn из MnAs в полупроводниковую структуру. Отметим, что диффузионное проникновение марганца в полупроводник рассматривалось как одна из основных причин уменьшения степени спиновой поляризации. Диффузия Mn как ключевой фактор, влияющий на эффективность спиновой инжекции рассматривалась и в работе 2012 года [119].

Из приведённого обзора можно заключить, что основным полуметаллическим материалом для создания структур со спиновой инжекцией являются гетероструктуры MnAs/GaAs или MnAs/AlGaAs. В качестве альтернативных вариантов можно отметить работу [182], в которой изучалась спиновая инжекция в

структурах MnAs/AlAs/GaN, и работу [183], в которой получена циркулярно-поляризованная электролюминесценция в гетероструктурах MnSb/AlGaAs. Подчеркнём, что во всех цитированных работах формировались кристаллически-совершенные эпитаксиальные слои полуметалла на поверхности полупроводника, а для формирования слоёв использовался метод молекулярно-лучевой эпитаксии с контролем свойств слоёв дифракционными методами. Можно также отметить значительно меньшее количество исследований, и, соответственно, меньший прогресс в создании структур с полуметаллическим контактом. Вероятно, это обусловлено более высокими требованиями к технологии получения слоёв.

1.3.4.3. Спиновая инжекция в структурах разбавленный магнитный полупроводник/неферромагнитный полупроводник

Термин «разбавленный магнитный полупроводник» (РМП) является общепринятым для описания полупроводников, содержащих атомы 3d переходных металлов, причём эти атомы могут включаться в кристаллическую решётку как в качестве легирующей (например, $(\text{A}^3\text{B}^5:\text{Mn})$ [3,4,184], так и в качестве изовалентной (например, $(\text{A}^2,\text{Mn})\text{B}^6$) примеси [3,37,184,185]. Такие материалы объединяют магнитные и полупроводниковые свойства [3,4,9,184], главной их особенностью является наличие свободных спин-поляризованных носителей заряда [9]. Исторически, модификация магнитных свойств полупроводников путём введения магнитной примеси рассматривалась в 1960-70-х годах [186,187]. Термин РМП был введён в работе 1988 года [185]. В конце 1990-х начале 2000-х годов РМП считались перспективным вариантом слоя, инжектирующего спин-поляризованные носители, что связано со сравнительной простотой встраивания в известные полупроводниковые структуры (например, $\text{ZnMnSe}/\text{ZnSSe}$ [188] или $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$ [3,4,9]) и отсутствием проблемы рассогласования проводимостей [4,18]. Последнее потенциально, обеспечивает высокую эффективность спиновой инжекции. В структурах на основе РМП была впервые экспериментально реализована спиновая инжекция в 1999 году [82].

Важным пунктом для дальнейшего описания представляется рассмотрение механизмов ферромагнитного упорядочения в структурах на основе разбавленных магнитных полупроводников. Краткое рассмотрение будет выполнено в рамках настоящей главы только для разбавленных магнитных полупроводников $(A^3, Mn)B^5$, поскольку указанным материалам посвящена экспериментальная часть работы, кроме того, второй из упомянутых материалов $((A^2, Mn)B^6)$ не считается в настоящий момент перспективным в силу низкого значения рабочих температур [189].

В идеальном $(A^3, Mn)B^5$ двухвалентные атомы Mn встраиваются в подрешётку материала III группы и, в таком положении, выполняют функцию акцептора (энергия активации акцепторов для $(Ga, Mn)As$ составляет $\sim 0,1$ эВ [190]). Поэтому все РМП $(A^3, Mn)B^5$, являются дырочными полупроводниками. В реальном материале марганец характеризуется низким пределом растворимости в A^3B^5 (менее 1 %), поэтому в равновесных условиях $(A^3, Mn)B^5$ – это многофазная система, содержащая кластеры MnB^5 или A^3Mn [191,192]. Выращивание неравновесными методами (молекулярно-лучевой эпитаксии) при пониженной температуре (250 °C) позволяет формировать однородные слои РМП с содержанием Mn, превышающем предел растворимости. Однако низкие температуры эпитаксии являются причиной формирования точечных дефектов (главным образом, B^5_{Az} и Mn_i) с достаточно высокими концентрациями. Эти дефекты имеют донорную природу, и компенсируют дырочную проводимость, что отрицательно влияет на максимально достижимую температуру Кюри и намагниченность насыщения в разбавленных магнитных полупроводниках [9]. Для повышения температуры Кюри используют различные приёмы, такие, как постростовый отжиг [193], дополнительное легирование акцепторной примесью [67], изменение вида упругих напряжений плёнки $(Ga, Mn)As$ [167]. Тем не менее, даже в однородных реальных структурах $(A^3, Mn)B^5$ концентрация дырок, как правило, ниже, чем концентрация атомов Mn [37,194].

Ферромагнитные свойства $(A^3, Mn)B^5$ рассмотрим на примере $(Ga, Mn)As$, который можно считать эталонным РМП. На рисунке 1.13 показано схематическое

двухмерное изображение атомов GaAs, содержащих встроенные атомы Mn. Помимо появления свободных дырок в валентной зоне, введение Mn в GaAs приводит к появлению локализованных магнитных моментов в диамагнитном материале, величина магнитного момента каждого атома $m_j=5/2$ [189,193]. В серии работ [3,4,173,189-197] было показано, что при низких температурах происходит ферромагнитное упорядочение этих магнитных моментов, которое сопровождается спиновой поляризацией дырок.

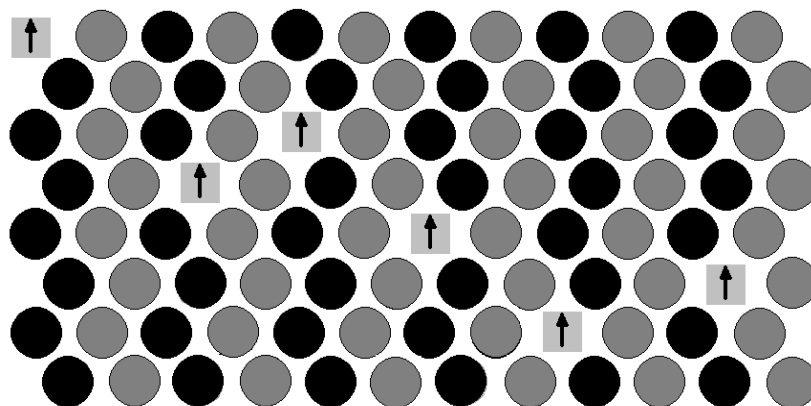


Рисунок 1.13 – Изображение разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As: атомы Mn (изображены условно в виде квадратов) являются акцепторами, а также представляют собой магнитные моменты вследствие наличия незаполненной 3d оболочки. Атомы Ga показаны чёрными кружками, а атомы As – серыми.

Ферромагнитное упорядочение для (Ga,Mn)As было неоднократно продемонстрировано методами магнитометрии и аномального эффекта Холла [3,4,9,189,190,195,196]. Наибольшее значение температуры, при которой зарегистрированы ферромагнитные свойства структур на основе (Ga,Mn)As составляет 250 К [67,68]. Несмотря на значительное количество работ, посвящённых исследованию свойств (Ga,Mn)As (приведём ссылки лишь на обзорные работы [3,4,9,189,190,195]), в литературе не сложилось общего мнения о природе ферромагнитного упорядочения в этом материале. Считается, что упорядочение является следствием косвенного обменного взаимодействия между ионами Mn при участии дырок. В (Ga,Mn)As дырки движутся в эффективном поле, создаваемом локализованным магнитным моментом Mn. Физика появления этого поля связана с эффектом обменного взаимодействия между ионами Mn и дырками в валентной зоне [189,195,196]. В результате обменного взаимодействия

происходит антиферромагнитное упорядочение иона Mn и спина дырки, находящейся в этом поле [3,4,9,189,193,196]. За счёт взаимодействия свободных дырок с большим количеством ионов Mn в кристалле осуществляется упорядочение спинов ионов Mn, вовлечённых в обменное взаимодействие. Наибольшее распространение получила модель Рудермана-Киттеля-Касуя-Иосиды (РККИ) [189,193,196], согласно которой потенциал обменного взаимодействия записывается как:

$$J_{ex} = j_{p-d}^2 \frac{\mu_0 m_h^* k_f^4}{\pi^3 h^2} F(k_f r) \quad (1.39)$$

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

Эффективность обменного взаимодействия определяет максимальную температуру ферромагнитного упорядочения (температуру Кюри) [193,198], значение которой, согласно [193,198], монотонно возрастает с увеличением концентрации дырок и концентрации электрически активных атомов Mn. При повышении концентрации атомов Mn уменьшается эффективное расстояние между атомами, что, согласно (1.39), повышает потенциал обменного взаимодействия. Согласно [197], волновой вектор дырок на уровне Ферми $k_f \sim p^{1/3}$ (p – концентрация дырок). Повышение концентрации дырок необходимо для повышения эффективности обменного взаимодействия между ионами, так значение температуры Кюри, согласно [197], подчиняется закону $T_C \sim p^{1/3}$. Потенциально, повышение концентрации Mn в (Ga,Mn)As до 10 ат.% позволит получить материал с ферромагнитными свойствами при комнатной температуре [198], однако на практике такое значение получить не удалось из-за эффектов автокомпенсации, приводящих к уменьшению концентрации дырок [194], а также образования кластеров MnAs [191].

Ограничения модели РККИ связаны со случайным расположением атомов Mn, легирующих полупроводниковую структуру. Поскольку $F(x)$ в формуле (1.39) –

осциллирующая функция, для каждого атома Mn существует вероятность нахождения ближайшего соседнего атома Mn как в точке, в которой $F(x)$ принимает положительные значения, так и в точке, где $F(x)$ отрицательна. Следовательно, в системе становится возможным антиферромагнитное упорядочение между ионами Mn в GaAs, что экспериментально не подтверждается. Для введения модели РККИ в [198] магнитный момент всех атомов Mn усредняется по кристаллической решётке и каждому атому присваивается значение усреднённого на один атом магнитного момента. Подобное допущение возможно в случае высокой концентрации Mn, когда ближайший сосед с высокой вероятностью расположен на небольшом удалении от атома Mn. Также стоит отметить, что, в отличие от металлических систем, концентрация дырок в (Ga,Mn)As сравнительно невелика, что вносит дополнительные ограничения в применимость модели РККИ при анализе (Ga,Mn)As. Известен ряд экспериментальных результатов (например, по исследованию горячей фотолюминесценции), которые объясняются с точки зрения перколяционной модели ферромагнетизма [199-202]. Указанная модель учитывает случайное расположение ферромагнитных атомов [203].

Исторически, подобная модель была рассмотрена в 1970-х годах для парамагнитных металлов, легированных атомами переходных элементов [203]. Для распределённых в матрице случайным образом ферромагнитных атомов вводится характерное расстояние R , на котором энергия обменного взаимодействия равна энергии тепловых колебаний. Магнитные атомы, расположенные на расстояниях меньше R от рассматриваемого атома, взаимодействуют с ним (рисунок 1.14) [203]. В силу экспоненциальной зависимости обменной энергии от расстояния между примесями (r) все спины, расстояние между которыми меньше $R(T)$, можно считать при данной температуре ориентированными параллельно. Спины, удаленные друг от друга на расстояние $r > R(T)$, можно считать не скоррелированными. Иными словами, все связи разбиваются на две группы: жесткие ($r < R(T)$) и разорванные ($r > R(T)$). Жесткие связи соединяют магнитные атомы в агломераты, в каждом из которых спины ориентированы параллельно. Система обладает ферромагнитными свойствами в том случае, если связанные спины занимают бесконечный объём. С

ростом температуры величина R уменьшается, и при температуре, равной температуре Кюри, система разбивается на невзаимодействующие ориентированные кластеры [203,204] (суперпарамагнитное состояние).

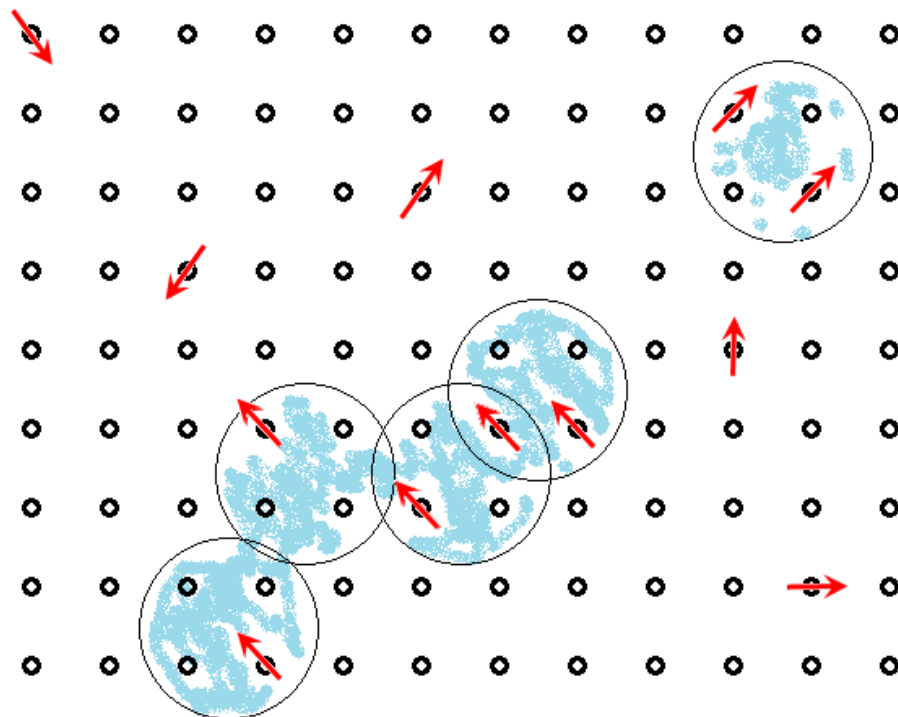


Рисунок 1.14 – Схематическое изображение перколяционной модели ферромагнетизма в (Ga,Mn)As. Связанные дырки перемещаются между ионами Mn (красные стрелки) и выстраивают их спины посредством обменного взаимодействия). Связанные области высокой плотности дырок (магнитный полярон [204]) перекрываются, обеспечивая упорядочение спинов Mn. В области кристалла, в которой перекрывания нет ферромагнитного упорядочения спинов не происходит.

Для описания экспериментальных результатов в РМП с применением перколяционной модели используется понятие «связанный магнитный полярон» [201-204]: вместо неподвижных ионов рассматривается обменное взаимодействие между связанными дырками на состояниях в (Ga,Mn)As. С применением указанной модели были описаны некоторые экспериментальные результаты, в том числе температурные зависимости ферромагнитных характеристик в (Ga,Mn)As [199,205].

Применимость каждой из моделей, вероятно, зависит от технологии получения и свойств структур, поскольку в силу низкого предела растворимости вхождение примеси Mn в матрицу GaAs существенно зависит от большого

количества технологических параметров [194,196,205,206]. Тем не менее остаётся неоспоримым экспериментальный факт ферромагнитного упорядочения в $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ а также увеличение температуры Кюри в этом материале при повышении уровня легирования и концентрации примеси. Также не подвергается сомнению, что встраивание атомов Mn в подрешётку Ga необходимо для получения ферромагнитного упорядочения [193-200,204-206]. Подобные выводы были сделаны авторами [207], где обнаружено увеличение температуры Кюри $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ в результате длительного низкотемпературного отжига. Результат [207] объяснялся увеличением количества атомов Mn в подрешётке Ga. В связи с вышеизложенным, пути повышения температуры Кюри в РМП $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$ известны и связаны с совершенствованием технологии получения, обеспечением высокой концентрации Mn и минимизацией эффектов автокомпенсации. Однако рекордное значение температуры Кюри для однородно-легированных полупроводников $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$, полученное в 1998 году (110 K), до текущего времени не было увеличено.

Отметим исследования других вариантов РМП: в серии работ [208-212] изучались ферромагнитные свойства силицида марганца (SiMn_x) , различные варианты $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$ рассмотрены в [196,213-216] (отметим низкие температуры Кюри). В [217,218] рассмотрены свойства ферромагнитных полупроводников EuS , не требующих введения дополнительных примесей. Наилучшие и наиболее распространённые результаты по исследованию спиновой инжекции получены для структур на основе $(\text{Ga,Mn})\text{As}$.

Количество работ, посвящённых созданию приборов на основе ферромагнитных полупроводников, значительно меньше по сравнению с работами, исследующими ФМ металлические контакты [219-225]. Несмотря на возможности эпитаксиального выращивания $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ на поверхности светоизлучающих структур, применение полупроводников $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$ ограничивается рядом существенных недостатков. К одному из них относится упомянутое ранее низкое значение температуры Кюри. Помимо этого, $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$ являются полупроводниками p -типа, поэтому в стандартной конфигурации ССИД они могут

быть использованы для инъекции спин-поляризованных дырок [219,220]. Низкое значение длины спиновой диффузии дырок по сравнению с электронами накладывает существенные ограничения на дизайн светоизлучающей структуры, которые, как правило, приводят к снижению интенсивности электролюминесценции [89].

Успешная инъекция спин-поляризованных дырок была показана в [43,219-221], где описаны спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур с квантовыми ямами (Ga,Mn)As/GaAs/InGaAs, или с квантовыми точками (Ga,Mn)As/GaAs/InAs [220]. Для предотвращения спиновой релаксации дырок в таких структурах уменьшается толщина спейсерного слоя GaAs (минимальное значение составило 20 нм), что негативно сказывается на излучательных свойствах активной области – увеличивается скорость безызлучательной рекомбинации за счёт вовлечения в процесс примесных атомов Mn и дефектов низкотемпературного слоя (Ga,Mn)As [89]. Несмотря на это, была показана возможность получения циркулярно-поляризованной люминесценции со степенью поляризации равной 0,17 при 5 К [220]. Наибольшее значение толщины спейсерного слоя, при котором наблюдалась циркулярно-поляризованная люминесценция, однозначно связанная со спиновой инъекцией дырок, составило 120 нм (значение P_{CP} составило 0,02) [89]. Циркулярно-поляризованная ЭЛ, полученная в [219-225], наблюдалась лишь при низких температурах (до 105 К). Верхняя температурная граница во всех случаях связывалась с достижением точки Кюри ферромагнитного слоя (Ga,Mn)As.

Тенденцией последних лет в построении приборов со спиновой инъекцией является формирование структур, в которых связанные электроны из валентной зоны (Ga,Mn)As инжектируются в зону проводимости n -GaAs (или AlGaAs) через туннельный барьер, образованный контактом (Ga,Mn)A/ n +GaAs (диод Зенера или диод Эсаки) [222-225]. Конструкция включает в себя гетероструктуру с квантовой ямой (КЯ) $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. Возможность межзонного туннелирования связанных спин-поляризованных электронов из слоя ферромагнитного полупроводника (p -типа проводимости) в валентную зону светоизлучающего диода (n^+ -типа)

возникает за счёт изгиба зонной диаграммы при контакте с сильно легированной n^+ -областью (рисунок 1.15).

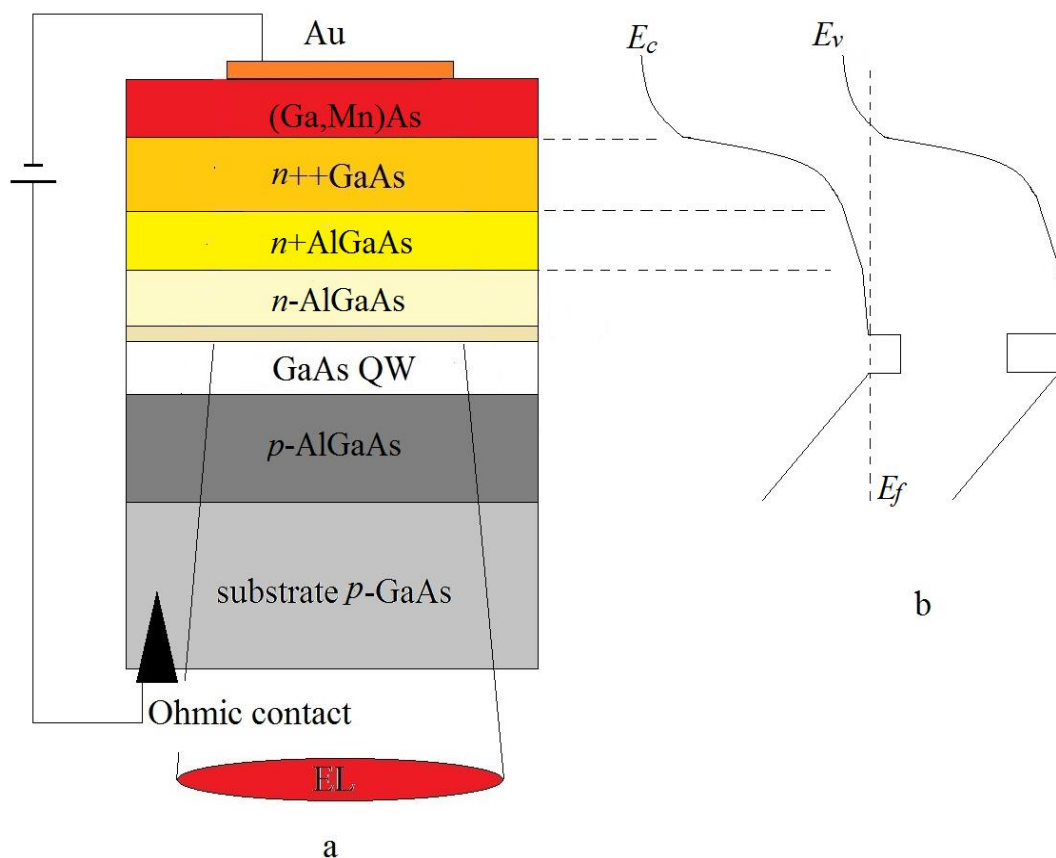


Рисунок 1.15 – (а) Схематическое изображение Зенеровского туннельного диода с контактом (Ga,Mn)As; (б) Зонная диаграмма контакта p -(Ga,Mn)As/ n -GaAs/InGaAs [222].

Туннелирование в полупроводник, перенос к активной области спин-поляризованных электронов из ферромагнитного слоя и последующая их рекомбинация с дырками, инжектированными со стороны подложки, сопровождается испусканием циркулярно-поляризованного излучения, степень поляризации которого является мерой эффективности спиновой инжекции. Путём выбора конфигурации диода (уровня легирования и толщины туннельного барьера) были получены условия, обеспечивающие эффективность спиновой инжекции $\alpha = 0,8$ (соответствующее значение P_{CP} составило $\sim 0,22$) при температуре 4,6 К [223]. Такое высокое значение обеспечивалось созданием режима термически активированного туннелирования, при котором высота потенциального барьера зависит от спина электрона (вследствие того, что положение потолка валентной зоны в (Ga,Mn)As различается для носителей с различным спином) [223].

Повышение температуры приводит к существенному снижению степени циркулярной поляризации за счёт снижения роли термической активации спиновой инжекции, а также за счёт приближения к температуре Кюри [222-224].

Таким образом, в известных исследованиях структур с ферромагнитным инжектором, выполненным в виде $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, была показана возможность эффективной спиновой инжекции как дырок, так и электронов. Диапазон рабочих температур спиновых светоизлучающих диодов ограничивается температурой Кюри слоя $(\text{Ga,Mn})\text{As}$. Для увеличения температуры Кюри и повышения эффективности спиновой инжекции необходимо создание однородного легирования марганцем с минимальной концентрацией дефектов (междоузельных атомов, вакансий, объёмных кластеров). Отметим, что все рассмотренные результаты были получены с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии при выращивании с пониженной температурой. Указанный метод в настоящее время является основным для получения РМП.

1.4. Материалы и структуры для ориентации спинов носителей заряда в полупроводниках за счёт взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным слоем

Одной из моделей ферромагнетизма в твердотельных материалах является модель косвенного обменного взаимодействия между свободными носителями заряда и ионами с некомпенсированным магнитным моментом [202,207]. Характерные масштабы этого взаимодействия могут достигать нескольких десятков атомных расстояний. Для случая гетероструктур ферромагнетик/полупроводник это означает, что обменное взаимодействие может приводить к спиновой поляризации носителей не только в самом ферромагнитном материале, но и на некотором удалении от него: в приповерхностной области полупроводника. Эффективность спиновой поляризации носителей при этом существенно зависит от конкретной конфигурации структур: материала

ферромагнетика и полупроводника, резкости гетерограниц, величиной обменных констант.

Экспериментально эффект спиновой поляризации носителей в полупроводниках за счёт обменного взаимодействия был продемонстрирован более 20-ти лет назад. В 1994 году [226] был описан эффект обменного взаимодействия между двумя ферромагнитными слоями, разделёнными тонкой прослойкой аморфного Si. Согласно [226] эффект осуществлялся за счёт косвенного обменного взаимодействия с участием электронов на состояниях аморфного кремния. В серии работ [64,227-229] теоретически и экспериментально была продемонстрирована возможность управления намагниченностью ферромагнитной металлической плёнки за счёт обменного взаимодействия со спин-поляризованными носителями в полупроводнике. Спиновая поляризация носителей в полупроводнике создавалась за счёт облучения циркулярно-поляризованным светом [36]. Эффект, рассмотренный в [64,227-229] является обратным эффектом спиновой поляризации носителей при взаимодействии с намагниченным ферромагнитным контактом.

В 2002 году впервые продемонстрировано влияние ферромагнитного слоя (MnAs/GaAs и Fe/GaAs) на спиновую поляризацию носителей в приповерхностной области полупроводника [35]. В работах 2003-2005 годов в качестве ФМ материала был использован дельта-легированный марганцем слой GaAs, встроенный в область потенциальной ямы на границе p -AlGaAs/GaAs [67,68]. Конфигурация структуры выбиралась таким образом, что максимум волновой функции дырок в потенциальной яме находился в области дельта-слоя. Такое условие обеспечивало спиновую поляризацию дырок. Обменное взаимодействие за счёт перекрытия волновых функций носителей и магнитных ионов на удалении от ферромагнитного слоя было изучено в работах [230] 2002 года и [36] 2004 года. В [36] исследовалась спиновая поляризация дырок в квантовой яме GaAs/AlGaAs, расположенной на небольшом (несколько нм) удалении от ферромагнитного слоя (сверхрешётка MnAs/GaAs). О степени спиновой поляризации судили по циркулярной поляризации фотолюминесценции КЯ.

Таким образом, экспериментально доказано, взаимодействие намагниченного ферромагнитного слоя с носителями заряда в полупроводнике приводит к спиновой поляризации последних. Данный фундаментальный эффект может быть использован для создания локальной спиновой поляризации носителей в полупроводнике, преимуществом этого метода является отсутствие потерь спиновой поляризации, связанных с процессами спиновой релаксации [9]. Ниже будут рассмотрены основные физические принципы спиновой поляризации носителей в системе ферромагнетик/полупроводник, а также экспериментальные особенности реализации данного эффекта.

1.4.1. Физические основы эффекта спиновой поляризации в структурах ферромагнетик/полупроводник

Эффект взаимодействия носителей заряда в полупроводнике с близкорасположенным слоем ферромагнетика рассмотрен в [27,36,67-69,162,226-230]. Общей физической модели, описывающей указанный эффект, при анализе литературы нами обнаружено не было.

Согласно [36,230] физической основой явления спиновой поляризации носителей в полупроводнике является обменное взаимодействие с носителями/ионами в ФМ слое. Для случая взаимодействия носителей заряда с ионами ферромагнитного материала гамильтониан обменного взаимодействия, согласно [27,231], может быть описан как:

$$\hat{H}_{ex} = \alpha^e \sum \int (\vec{j} \vec{S}_n) |\psi(\vec{r})|^2 \delta(\vec{r} - \vec{R}_n) d^3r, \quad (1.40)$$

где $\vec{S}_n$ – спиновый оператор магнитного иона в позиции $\vec{R}_n$, а ψ , $\vec{r}$ и α^e – это волновая функция, координата и обменный интеграл для носителей заряда (для дырок обменный интеграл обозначается знаком β) [231]. Суммирование выполняется по всем ферромагнитным ионам.

Обменное взаимодействие, описываемое (1.40), приводит к понижению энергии для состояний носителей со спином параллельным или антипараллельным намагниченности ферромагнетика, в зависимости от знака постоянной $\alpha^e(\beta)$. И в

том, и в другом случае обменное взаимодействие приводит к преимущественной спиновой поляризации носителей, находящихся на небольшом удалении от ферромагнитного слоя. Характерная длина взаимодействия, как правило, составляет несколько нанометров [27,36,67-69,162,226-230].

Из соотношения (1.40) следует, что эффективность обменного взаимодействия (т.е. выигрыш по энергии) определяется степенью перекрытия волновых функций электронов (дырок) с магнитными ионами и, следовательно, экспоненциально спадает при удалении от границы ферромагнетика [67,68]. Уменьшение спиновой поляризации при увеличении пространственного разделения носителей и магнитных ионов было экспериментально обнаружено в [36,67-69]. В [27,69] исследованы структуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным ферромагнитным дельта-слоем Mn. Спиновая поляризация носителей оценивалась из степени циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции, значение которой уменьшалось при увеличении расстояния между квантовой ямой и δ -слоем (рисунок 1.16) и обращалось в ноль на расстоянии равном 15 нм [69]. Предположение об обменном взаимодействии было выдвинуто в упомянутой выше работе [36]. В работе исследовалась зависимость степени циркулярной поляризации от величины электрического смещения, приложенного к контакту MnAs/GaAs. Положительное электрическое смещение по отношению к базе приводило к пространственному сдвигу максимума волновой функции дырок в GaAs квантовой яме, что проявлялось в уменьшении степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) по абсолютной величине и изменении знака P_C . Последнее объяснялось изменением знака «основного спина» дырок на противоположный. Полученный результат позволил сделать вывод об осциллирующем с расстоянием потенциале обменного взаимодействия. Подобный вид потенциала рассматривается в модели РККИ [36,189,193,198] (формула (1.39)). Сопоставление с теорией и исследование зависимости степени поляризации от положения волновой функции дырок в работе [27,36] не проводилось.

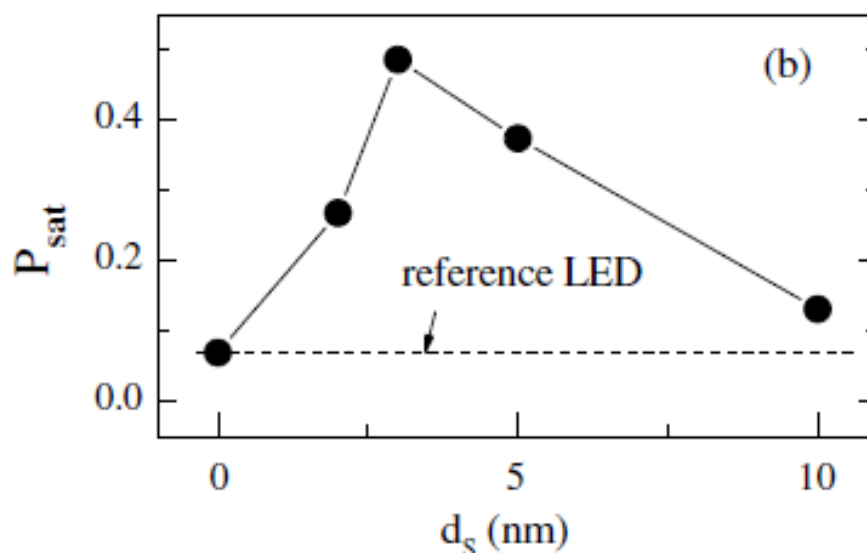


Рисунок 1.16 – Зависимость степени циркулярной поляризации от расстояния между ферромагнитным слоем (дельта-Mn) и активной областью (InGaAs квантовая яма) светоизлучающих структур, исследованных в [69].

В целом отметим, что за исключением случая Ni/GaAs, рассмотренного в [227,228], подробного теоретического описания эффектов спиновой поляризации носителей за счёт обменного взаимодействия с ФМ слоем нами в литературе обнаружено не было. В цитируемых работах [227,228] проводится описание эксперимента, обратного спиновой поляризации – управления намагниченностью с помощью спиновой поляризации носителей заряда.

1.5. Методы получения ферромагнитных гетероструктур и спиновых светоизлучающих диодов на их основе

Анализ работ, посвящённым формированию и исследованию спиновых светоизлучающих диодов, показал, что основной тенденцией технологии является повышение однородности и кристаллического совершенства структур, создание резких гетерограниц. Указанные тенденции обусловлены особенностями практических применений, для которых необходимо повышение эффективности спиновой инжекции и диапазона рабочих температур. Из рассмотрения, выполненного в гл.1.3.2, можно заключить, что наилучшие значения

перечисленных параметров могут быть достигнуты для кристаллически-совершенных структур.

Другой тенденцией при построении спиновых светоизлучающих диодов является поиск материалов, обеспечивающих наибольшую эффективность работы для данных условий эксплуатации. Например, в структурах металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник (МТОП) широко используются слои MgO и FeTb [94,95,164]. Для структур на основе разбавленных магнитных полупроводников $(A^3,Mn)B^5$, как правило, используются технологические методики, обеспечивающие легирование атомами Mn выше предела растворимости [177-187]. Таким образом, основными требованиями к технологии формирования ССИД являются:

- 1) Технологическая возможность формирования гетероструктур с резкими гетерограницами и минимальной плотностью дефектов;
- 2) Высокое кристаллическое совершенство формируемых эпитаксиальных структур для ССИД;
- 3) Широкая вариативность материалов для формирования отдельных слоёв ССИД;

Среди основных методик полупроводниковой технологии перечисленным выше требованиям наиболее полно удовлетворяет метод молекулярно-лучевой эпитаксии [3,4,232]. Как было отмечено выше, указанный метод является основным для создания структур спинтроники. В сравнительно небольшом количестве ведутся работы по интегрированию различных разновидностей метода газофазной эпитаксии (ГФЭ) в технологию спинтроники [27,69,191]. Данный метод, наряду с МЛЭ, является основным эпитаксиальным методом формирования полупроводниковых приборов [168], поэтому традиционно в работах по созданию структур спинтроники использовались как метод МЛЭ, так и ГФЭ [196]. Следует упомянуть другие существующие методы формирования полупроводниковых структур, такие, как импульсное лазерное осаждение, магнетронное распыление и ионная имплантация [196]. Эти методики используются как вспомогательные для формирования отдельных слоёв спиновых светоизлучающих диодов. Ниже будут

рассмотрены основные характерные особенности перечисленных методов и степень их использования для создания спиновых светоизлучающих диодов.

1.5.1. Применение метода молекулярно-лучевой эпитаксии для создания спиновых светоизлучающих диодов

Общий вид установки для молекулярно-лучевой эпитаксии показан на рисунке 1.17. Установка состоит из эффузионных ячеек (1), в которых располагается осаждаемое на поверхность подложки (5) вещество. При нагреве эффузионных ячеек происходит испарение/сублимация осаждаемого материала, в результате чего частицы материала вылетают из ячейки и осаждаются на поверхностях установки, в том числе, и на поверхности подложки (5). Наличие нескольких эффузионных ячеек позволяет осаждать твёрдые растворы, соединения или многослойные плёнки, в зависимости от режима. В рабочем режиме установка находится под вакуумом с давлением остаточных газов не выше 10^{-10} Торр. При таком давлении рассеянием частиц осаждаемого вещества за счёт соударения с атомами остаточных газов при перемещении от ячеек к подложке можно пренебречь [232]. Эффузионные ячейки закрываются заслонками (13) для прерывания процесса осаждения одного из материалов. Полное прерывание процесса осаждения обеспечивает основная заслонка (4), закрывающая в требуемые промежутки времени подложку (5) от потоков частиц источников. Подложка (5) расположена на вращающемся подложкодержателе (6), вращение подложки обеспечивает однородность осаждаемых слоёв. Охлаждаемые жидким азотом кожухи (2) используются для дополнительной очистки вакуумной камеры путём адсорбции на их поверхности остаточных паров воды и углеродсодержащих газов [233]. Процесс эпитаксии контролируется методами дифракции медленных электронов или дифракции быстрых электронов. В установках, как правило, располагается электронная пушка (3) и флуоресцентный экран (12). Измерение дифракционной картины при отражении электронов позволяет судить о свойствах формируемого слоя.

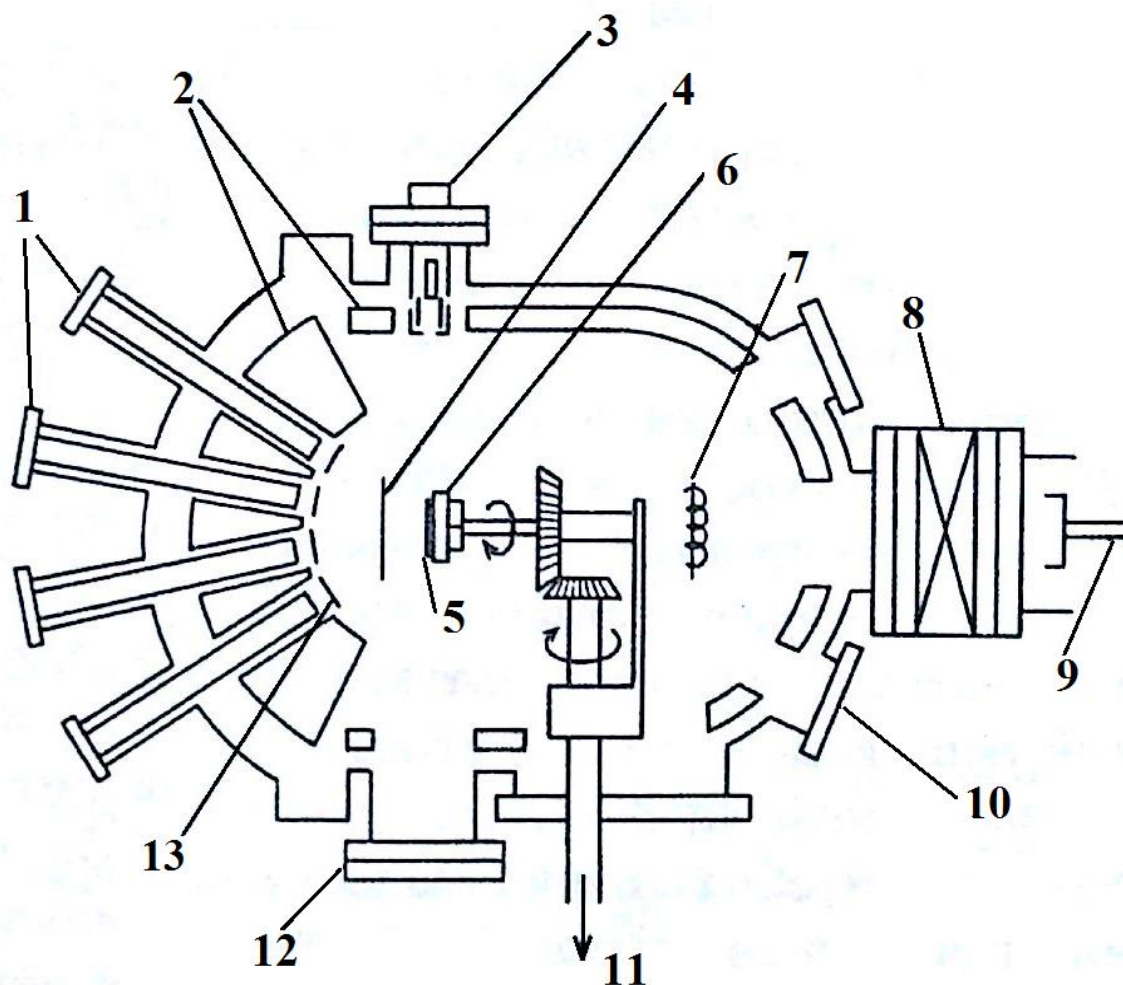


Рисунок 1.17 – Общий вид установки молекулярно-лучевой эпитаксии [232]. 1- эффузионные ячейки, 2 – защитные кожухи с азотным охлаждением, 3 – электронная пушка дифрактометра, 4 – основная заслонка, 5 – подложка, 6 – нагреваемый вращающийся подложкодержатель, 7 – ионизационный индикатор вакуума, 8 – шлюзовой клапан, 9 – вакуумный шлюз для смены образцов, 10 – смотровое окно, 11 – ось двигателя с переменным числом оборотов и питание нагревателя подложки, 12 – флуоресцентный экран, 13 - заслонки эффузионных ячеек.

Рисунок 1.17 представляет общий вид установки МЛЭ, на основании которого может быть наглядно продемонстрирован процесс эпитаксии. Существует сравнительно большое количество конструкций технологических установок, поэтому назначение и конструкции отдельных элементов могут различаться. Например, испарение вещества в ячейках может осуществляться термическим нагревом или сфокусированным электронным пучком [232]. Подробное описание конструкций установок, процессов эпитаксиального роста и свойств формируемых полупроводниковых структур приведено в [232]. В рамках настоящего обзора

ограничимся рассмотрением основных свойств процесса МЛЭ при формировании спиновых светоизлучающих диодов.

В первую очередь, отметим широкую вариативность осаждаемых материалов, поскольку метод осаждения представляет собой испарение твердотельных источников. В настоящее время доступен широкий набор высокочистых материалов в качестве источников осаждаемого вещества, следовательно, метод МЛЭ позволяет формировать широкий набор слоёв на поверхности подложек. Например, мультислои Fe/Tb формируются путём поочерёдного испарения Fe и Tb [160,164]. Для формирования (Ga,Mn)As используются источники Mn, Ga и As, причём структурное совершенство слоёв обеспечивается подбором потоков Ga:As [97,196]. Ограничения метода связаны со сложностью формирования на поверхности подложки некоторых химических соединений с высоким структурным совершенством (как правило, оксидов, для формирования которых часто используется метод магнетронного распыления в атмосфере кислорода).

Возможность точной регулировки потоков осаждаемых материалов позволяет проводить эпитаксиальные процессы с низкой скоростью роста, что обеспечивает формирование материалов с низкой концентрацией дефектов и высоким кристаллическим совершенством. Создание в рабочем объёме сверхвысокого вакуума позволяет снизить концентрацию фоновой примеси в формируемых слоях. Особенностью метода МЛЭ является возможность *in-situ* контроля параметров формируемых эпитаксиальных слоёв методом дифракции электронов на отражение, что позволяет корректировать технологический процесс непосредственно при выращивании структур. Другое преимущество технологии молекулярно-лучевой эпитаксии связано с возможностью осаждения материалов в сильно неравновесных условиях в широком диапазоне температур подложек. Это позволяет формировать твёрдые растворы с содержанием компонентов выше предела растворимости (наиболее ярким примером является (Ga,Mn)As [195,234,235]). В целом, можно заключить, что метод МЛЭ имеет все характеристики, необходимые для создания структур спинтроники, другие методы подобными свойствами не обладают [196]. По этой причине молекулярно-лучевая

эпитаксия является основным методом для создания спиновых светоизлучающих диодов [4,9,18,196].

К недостаткам метода МЛЭ можно отнести высокую себестоимость технологического процесса, что обусловлено требованиями к чистоте материалов и к вакууму [232]. Необходимость создания сверхвысокого вакуума увеличивает время проведения ростового эксперимента, вкупе с низкой скоростью осаждения это существенно ограничивает количество ростовых экспериментов в единицу времени (по сравнению с методом газофазной эпитаксии). Данный фактор может быть существенным при промышленном производстве. Привлечение отличных от МЛЭ методик, как правило, не позволяет получать структуры сопоставимого качества (хотя бывают исключения) [27,69,236], в то же время, такие структуры позволяют изучать эффекты спиновой инжекции [196]. В связи с вышеизложенным представляет интерес изучение возможности использования альтернативных, более дешёвых и производительных методов формирования спиновых светоизлучающих диодов, а также изучение пределов применения этих методов.

1.5.2. Применение метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений для создания спиновых светоизлучающих диодов

Метод газофазной эпитаксии (ГФЭ) является вторым наиболее распространённым методом для создания светоизлучающих диодов [168]. Поэтому возможности его применения рассматривались параллельно исследованиям структур, формируемых методом МЛЭ [196,213,236-239]. Наибольшее распространение получил метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) или МОС-гидриной эпитаксии (МОСГЭ).

Рассмотрим основные конструктивные особенности данной технологии. На рисунке 1.18 представлена одна из типовых схем установки МОСГЭ [240-246]. На входе установки расположен источник водорода (1), из которого газообразный водород подаётся в систему очистки (2). Водород в установках МОСГЭ является газом-носителем, поток H_2 переносит частицы осаждаемого вещества к подложке.

Поскольку давление водорода на выходе системы очистки выше атмосферного, а давление в реакторе равняется или ниже атмосферного, существует направленный поток водорода по трубкам от источника (1) и (2) в область реакции (8). Осаждаемые материалы находятся в виде металлоорганических соединений (МОС) в специальных контейнерах – барботёрах (4). При протекании через барботёры водород захватывает частицы вещества и переносит их по трубкам в область смешивания (6). В качестве источников материалов в методе МОСГЭ используются металлоорганические соединения ($\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$, $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ и др.). Также в область смешивания (6) из баллонов переносятся газы-реагенты - гидриды (например, AsH_3 для роста соединения мышьяка). Далее водород, смешанный с частицами осаждаемых веществ и с гидридами, попадает в реактор (7). За счёт разницы давлений на входе и выходе создаётся направленный поток водорода в область полупроводниковой подложки (8). Подложка нагревается с помощью печи (10) и вращается вращателем (9) для повышения однородности формируемого слоя.

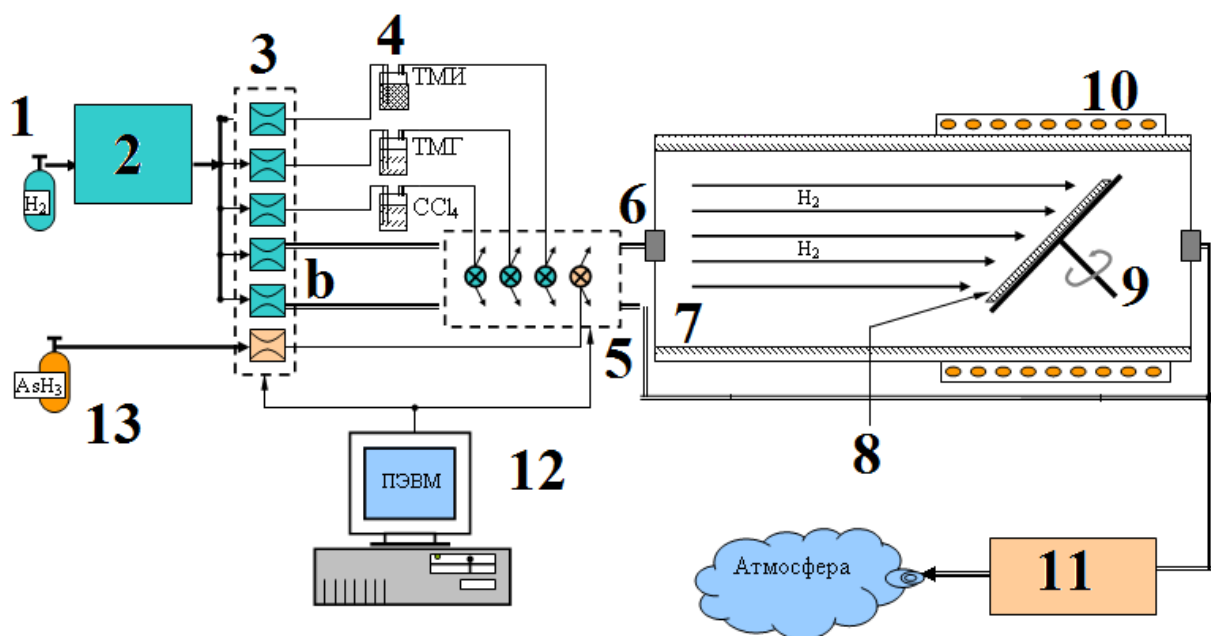
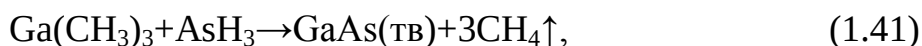


Рисунок 1.18 – Схема установки газовой эпитаксии [89]: 1 – источник водорода, 2 – система очистки водорода, 3 – регуляторы расхода газа, 4 – источники осаждаемого вещества (металлоорганические соединения в барботёрах), 5 – газораспределительная система с клапанами, 6 – входная область смешивания газов, 7 – реактор, 8 – область реакции (в которую помещается подложка), 9 – вращающийся подложкодержатель, 10 – печь для нагрева области реакции, 11 – система регенерации продуктов реакции и остаточных веществ, 12 – блок управления, соединённый с ЭВМ, 13 – газообразный источник элементов 5 группы.

В области подложки образуется высокотемпературная зона, в которой происходит разложение гидридов и соединений на основе осаждаемых веществ [244-246], реакция протекает с образованием твердотельных соединений на поверхности подложки. Например, суммарной реакцией формирования арсенида галлия в МОС-гидридном процессе является реакция типа



которая протекает с образованием промежуточных соединений [245].

Таким образом, на подложку осаждаются слои, а продукты разложения удаляются с помощью системы регенерации (11). Система регенерации может представлять собой печь дополнительного отжига, выполняющую функцию разложения газообразных продуктов реакции, вытекающих из реактора. Конструкция может быть более сложной и включать в себя насос откачки, при этом эпитаксиальный рост осуществляется при пониженном давлении [246].

Скорость осаждения, а также концентрация элементов в твёрдом растворе регулируется с помощью регуляторов расхода газа (3), которые контролируют величину потока водорода, а, следовательно, количество вещества, которое он переносит. Для прерывания потока того или иного вещества используется электромагнитные клапаны (5). Таким образом, МОС и гидриды переносятся водородом в область подложки, разлагаются на составляющие и осаждаются на поверхности полупроводника. Температура процесса соответствует температуре разложения МОС и гидридов и лежит в диапазоне (500-1100 °С) [240-246].

Достоинствами метода газофазной эпитаксии являются простота и дешевизна. Для изготовления структур методом ГФЭ характерны высокая производительность и достаточно высокое кристаллическое совершенство выращиваемых слоёв [240-246]. Методика МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении успешно применялась в течение нескольких лет для выращивания светоизлучающих квантово-размерных гетероструктур структур на основе GaAs [241]. Начиная с 1990 года, была отработана и успешно применяется методика изготовления светодиодов и лазеров с InGaAs/GaAs квантовыми ямами, излучающих в ИК области спектра [242]. Ряд важных и интересных результатов был достигнут при

выращивании указным методом слоёв самоорганизованных квантовых точек [240,241].

В то же время отметим, что за исключением исследований, выполняемых в коллективе автора работы, нами было встречено ограниченное количество публикаций, посвящённых созданию ССИД методом газофазной эпитаксии (можно упомянуть [236-239]). Малое количество опубликованных результатов объясняется особенностями метода, ограничивающими либо запрещающими выполнение сформулированных выше условий создания структур спинтроники. К этим особенностям относятся ограничения, связанные с высокой, по сравнению с МЛЭ, температурой осаждения. Нижний порог температуры связан с минимальной температурой разложения металлоорганических соединений или гидридов. Как правило, это значение лежит в пределах 500 °С [246]. Такая высокая температура приводит ко взаимной диффузии атомов из гетерослоёв, формированию многофазных систем с дефектными границами раздела [107-111]. Другим ограничением метода ГФЭ МОС является труднодоступность металлоорганических соединений отдельных элементов (например, МОС марганца). Это существенно уменьшает диапазон возможных веществ спиновых приборов и снижает функциональную гибкость. Отсутствие *in-situ* контроля роста эпитаксиальных слоёв также является ограничивающим фактором для получения сложных гетероструктур с высоким кристаллическим совершенством. Наконец, существенным ограничением метода газофазной эпитаксии является невозможность формирования сильнолегированных однородных слоёв $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ [196,236,237]. При выращивании слоёв в равновесных условиях в области ферромагнитного полупроводника формируются металлические кластеры A^3, Mn или MnB^5 . Данных о регистрации спиновой инжекции в многофазных системах, содержащих ферромагнитные кластеры, нами обнаружено не было.

Таким образом, применение метода газофазной для выращивания спиновых светоизлучающих диодов существенно ограничено. Ряд ферромагнитных наноструктур может быть сформирован методом ГФЭ, но на текущий момент возможность их использования в спиновых светоизлучающих диодах не была

подтверждена. Наилучшим, и, как представляется, единственным способом использования преимуществ метода газофазной (дешевизна и высокая производительность) является его объединение с другими методами выращивания структур [например, 206,247].

1.5.3. Применение методов магнетронного распыления и импульсного лазерного осаждения для создания спиновых светоизлучающих диодов

Магнетронное распыление используется, как правило, для осаждения металлов сплавов с высокой скоростью [248]. По принципу действия метод представляет собой распыление мишеней ионами инертных газов, с фокусировкой ионных пучков специальными магнитными полями. Благодаря фокусировке создаётся более высокая плотность ионного тока. Конструктивная особенность метода магнетронного испарения заключается в распылении мишени ионами инертных газов, поэтому процесс испарения протекает в атмосфере Ar (как правило). Наличие газовой атмосферы в реакторе снижает длину свободного пробега атомов испаряемого вещества (по сравнению с вакуумными методами осаждения). Для эффективного осаждения источник вещества необходимо располагать ближе к поверхности подложек, что увеличивает энергию частиц, осаждаемых на поверхность. Проведение процесса в атмосфере кислорода может применяться для выращивания оксидных плёнок на поверхности полупроводников [94].

Общим недостатком ионных методов распыления является зарядка непроводящих мишеней ионами в процессе распыления. Этот заряд частично экранирует поток распыляющих частиц, поэтому непроводящие мишени распыляются с помощью переменного ВЧ-разряда. Отдельно метод магнетронного распыления непригоден для формирования спиновых светоизлучающих диодов в силу названных выше ограничений на электрические свойства мишеней, кроме того высокая энергия частиц испаряемого вещества может приводить к образованию дефектов в подложке и предыдущих слоях структуры. В [55,94,152]

была показана возможность применения магнетронного распыления в комбинации с молекулярно-лучевой эпитаксией. В этом случае распыление используется для формирования отдельных слоёв структуры (диэлектрического слоя MgO).

В процессе импульсного лазерного осаждения (ИЛО) направленный поток частиц генерируется при распылении мишени импульсным лазером высокой мощности. Лазер работает в режиме модулированной добротности, в результате мишень облучается импульсами максимальной энергии (характерные значения энергии в импульсе ~ 500 мДж). Вследствие воздействия излучения высокой мощности происходит «выбивание» частиц мишени, которые перемещаются к подложке и осаждаются на ней [250]. Преимуществом лазерного распыления является отсутствие электрического заряда при воздействии на мишень. Методом ИЛО эффективно осаждаются плёнки на основе непроводящих материалов. В то же время материалы, подвергаемые распылению, должны эффективно поглощать лазерное излучение (быть непрозрачными для выбранной длины волны). К другим недостаткам лазерного распыления можно отнести сложность в управлении толщинами слоёв, а также низкую однородность формируемых плёнок. В результате воздействия лазера из мишени могут «выбиваться» сравнительно крупные частицы, размеры которых превышают номинальную толщину осаждаемых слоёв.

В серии работ [27,69,162,205,206] было предложено объединение метода импульсного лазерного осаждения и МОС-гидридной эпитаксии в одном технологическом процессе. При этом в реактор, показанный на рисунке 1.18, помещается мишень испаряемого материала (рисунок 1.19). Мишень (18) распыляется импульсным лазером (14), проходящим через прозрачные стенки реактора, а частицы испаряемого вещества захватываются газом-носителем и переносятся к подложке. Это позволяет снизить температуру формирования слоёв до 250-400 °С и, таким образом, преодолеть недостаток МОСГЭ, связанный с высокой температурой роста.

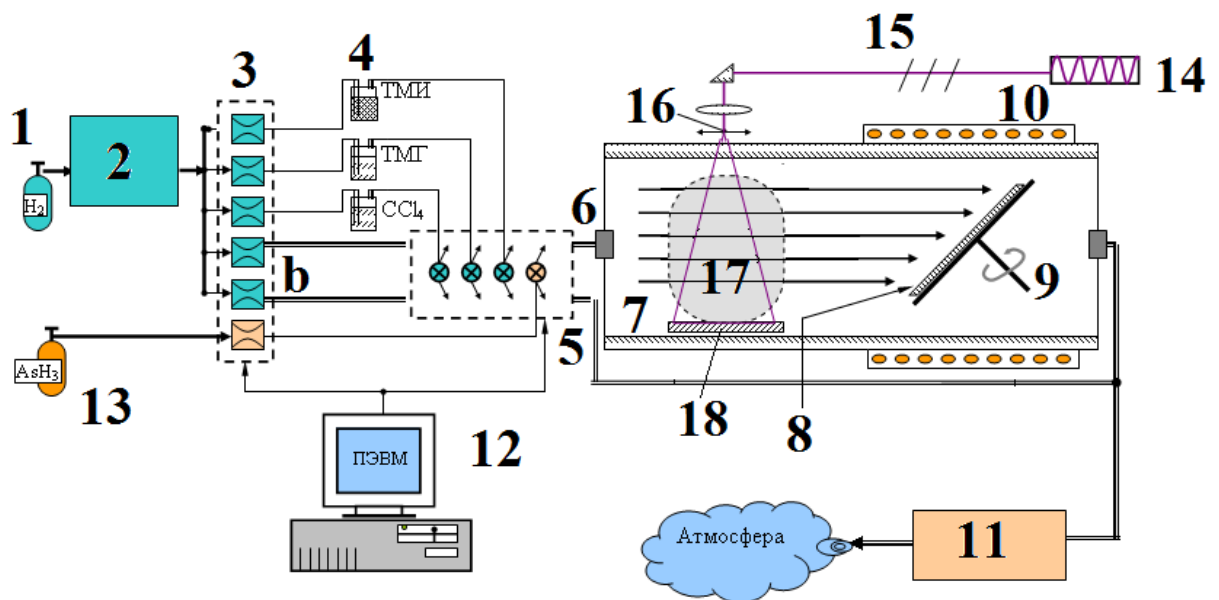


Рисунок 1.19 – Схема установки газовой эпитаксии, объединённой с импульсным лазерным осаждением [206,250]: 1 – источник водорода, 2 – система очистки водорода, 3 – регуляторы расхода газа, 4 – источники осаждаемого вещества (металлорганические соединения в барботёрах), 5 – газораспределительная система с клапанами, 6 – входная область смешивания газов, 7 – реактор, 8 – область реакции (в которую помещается подложка), 9 – вращающийся подложкодержатель, 10 – печь для нагрева области реакции, 11 – система регенерации продуктов реакции и остаточных веществ, 12 – блок управления, соединённый с ЭВМ, 13 – газообразный источник элементов 5 группы, 14 – импульсный лазер, 15 – аттенюатор интенсивности лазера, 16 – лучевая развёртка, 17 – область лазерной плазмы, 18 – распыляемая мишень [251].

Кроме того, решается вопрос недоступности ряда металлорганических соединений, что существенно увеличивает набор материалов для формирования ССИД. Наличие потока водорода в реакторе позволяет направить поток частиц лазерной плазмы в сторону от подложки. При этом тяжёлые многоатомные частицы материала (вносящие дефекты в приповерхностный слой) осаждаются на стенках реактора, а лёгкие – захватываются газом носителем, проходящим через плазменное облако, и переносятся к подложке. Таким образом, существенно снижается концентрация дефектов, вносимых в полупроводниковую подложку при лазерном осаждении. Объединение газовой эпитаксии и лазерного распыления позволяет компенсировать ограничения каждого из методов по отдельности, при этом условия для создания спиновых светоизлучающих диодов могут быть выполнены.

1.6 Выводы по Главе 1

Из проведённого обзора можно заключить, что с момента создания первых структур спинтроники по настоящее время исследованию спин-зависимых эффектов в полупроводниковых структурах посвящается значительное количество работ. Основное направление этих работ связано с созданием и управлением неравновесной спиновой поляризацией носителей заряда в полупроводниковых структурах.

1) Наибольшие перспективы для управления спиновой поляризацией имеет, на наш взгляд, электрическая инжекция ориентированных по спину носителей заряда из намагниченного ферромагнитного слоя в полупроводниковую гетероструктуру. Для детектирования знака и степени поляризации носителей в полупроводниковой структуре используются два основных метода: измерение напряжения спиновой аккумуляции и регистрация циркулярно-поляризованного света, испускаемого при рекомбинации спин-поляризованных носителей (второй метод применяется, в основном, в прямозонных полупроводниках).

2) Одним из простейших приборов спинтроники, позволяющим осуществлять запись и детектирование спиновой поляризации, а также передачу информации, связанной со спиновой поляризацией, является «спиновый светоизлучающий диод». Работа ССИД основана на электрической инжекции спин-поляризованных носителей в полупроводниковую структуру и их излучательной рекомбинации в активной области с генерацией циркулярно-поляризованного света. Возможен также вариант прибора, в котором спиновая поляризация носителей создаётся непосредственно в активной области за счёт взаимодействия с ферромагнитным слоем.

3) В течение последних 15 лет различными научными группами велись работы по созданию эффективных ССИД, со степенью поляризации не менее 0,5, работающих при комнатной температуре. Было экспериментально установлено, что эффективная спиновая инжекция наблюдается в структурах с наиболее совершенными границами раздела (подразумевается, как кристаллическое

совершенство, так и атомарная резкость гетерограниц). Основные усилия направлены на совершенствование технологии создания ССИД: широко используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии. Этот метод позволяет получать структуры, обладающие всеми требуемыми характеристиками для использования в качестве прибора на спин-зависимых эффектах.

4) Теоретические исследования спиновых светоизлучающих диодов были направлены на разработку модели спиновой инжекции из ферромагнитных слоёв на основе металлических, полуметаллических и полупроводниковых материалов. При этом эффект рассеяния спин-поляризованных носителей на границе ферромагнитного и неферромагнитного слоёв не учитывается, что справедливо для совершенных границ раздела.

5) В экспериментальной части настоящей работы предложено обратить внимание на два вопроса, которые, на наш взгляд, в литературе освещены недостаточно. Первый связан с влиянием разупорядочения гетерограниц на эффективность спиновой инжекции. Несмотря на то, что существуют публикации, описывающие влияние дефектов гетерограницы на повышение скорости спиновой релаксации, в ряде работ отмечается, что сравнительно небольшое разупорядочение гетерограницы не препятствует эффективной спиновой инжекции. Решение этого вопроса важно также и с точки зрения практических применений, связанных с использованием альтернативных технологических методов формирования структур. Вторым вопросом, освещаемым в данной работе, является применение одной из таких технологических методик – комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения. Как было показано ранее, указанный метод применим для формирования ферромагнитных полупроводниковых гетероструктур, на его основе могут быть созданы спиновые светоизлучающие диоды.

Глава 2. Особенности метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения для формирования наноструктур A^3B^5 , содержащих ферромагнитные слои

Одной из задач работы является адаптация метода МОС-гидридной эпитаксии для создания приборов на спин-зависимых эффектах, т.е. разработка методов и подходов, позволяющих обеспечить эффективную спин-зависимую инжекцию и спин-зависимый транспорт в приборах, сформированных с применением метода МОСГЭ. Из обзора, выполненного в предыдущей главе, следует, что одним из базовых приборов для изучения спин-зависимых эффектов в полупроводниковых наноструктурах является спиновый светоизлучающий диод [9]. В данном приборе реализованы основные принципы работы приборов спинтроники: спиновая инжекция (или спиновая поляризация) и детектирование спина путём измерения степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения [9]. Для решения поставленных в работе задач была разработана серия структур спиновых светоизлучающих диодов и проведено исследование их свойств. В настоящей главе рассмотрены применяемые нами методы для создания ССИД, а также варианты их конструкции, обеспечивающие разные варианты спиновой инжекции/спиновой поляризации. Во второй части главы будут рассмотрены структура и фазовый состав сформированных спиновых светоизлучающих диодов в зависимости от технологических режимов их получения.

2.1. Применение комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения для формирования спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур A^3B^5

Особенностью настоящей работы является использование для формирования светоизлучающих диодных структур **комбинированного** метода МОСГЭ и импульсного лазерного осаждения (ИЛО), схема которого показана на рисунке

1.19. Конструктивным требованием к ферромагнитным гетероструктурам для спиновых светоизлучающих диодов является необходимость сочетания высокого оптического качества активной области с резкими и кристаллически-совершенными границами ферромагнитного и полупроводникового слоёв. Как показано в [196, 236, 252], метод газофазной эпитаксии отдельно не позволяет обеспечить указанные требования. Для адаптации метода к формированию ССИД используется модернизированная схема ростового эксперимента, включающая импульсное лазерное осаждение. Применение отдельно ИЛО для формирования светоизлучающих структур также затруднительно в силу некоторых параметров метода [250,253,254], одним из которых является высокая энергия осаждаемых на поверхность структуры частиц. Также особенностью метода является сложность получения атомарных потоков вещества (подбором режима распыления это, как правило, сделать невозможно) [250,253,254]. При объединении указанных двух методов активная область светоизлучающей структуры и прилегающие области полупроводника формируются методом МОСГЭ, а ферромагнитные слои формируются методом импульсного лазерного осаждения в реакторе для МОСГЭ (рисунок 1.19) при пониженной температуре. Снижение температуры при ИЛО позволяет сохранить резкость гетерограниц, кроме того, метод лазерного осаждения позволяет распылять больший диапазон материалов, что существенно расширяет варианты используемых ФМ инжекторов.

Разумеется, важной задачей при формировании структур указанным методом является обеспечение их применимости в спиновых светоизлучающих диодах, т.е. сопоставление свойств формируемых структур основным критериям качественных ССИД, сформулированным в главе 1. Для выполнения этой задачи, в первую очередь, необходима характеристика структуры и состава границ слоёв. В рамках настоящего раздела будут рассмотрены не только параметры сформированных структур, но и способы контролируемого управления параметрами структур (толщины, степени кристаллического совершенства).

2.1.1. Общая схема структур и использованные материалы

Спиновые светоизлучающие диоды формировались в соответствии со стандартной схемой, показанной на рисунке 1.9 (за исключением структур, содержащих дельта-легированные атомами Mn слои, описание которых будет выполнено в оригинальной главе). Основными элементами схемы, показанной на рисунке 1.9, являются проводящая подложка, активная область, спейсерный слой и ферромагнитный инжектор. В зависимости от вида ферромагнитного инжектора и геометрии эксперимента была реализована как схема с инъекцией спин-поляризованных дырок, так и схема с инъекцией спин-поляризованных электронов. Для этого формировались структуры на подложках n^+ -GaAs и p^+ -GaAs, соответственно [например, 9,43,73,74]. Для всех экспериментов были использованы подложки GaAs с кристаллографической ориентацией (100).

При выращивании комбинированным методом буферный слой GaAs, активная область и спейсерный слой формировались методом МОС-гидридной эпитаксии. Выращивание буферного слоя необходимо для отделения активной области от подложки, содержащей остаточные дефекты механической обработки пластин. В качестве активной области формировалась квантовая яма $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, толщина квантовой ямы выбиралась в диапазоне 10-60 нм (как правило, 10 нм), содержание In варьировалось в пределах $(0,08 \leq x \leq 0,25)$. Выращивание выполнялось при температуре, лежащей в диапазоне 550-650 °С. Нижний порог определяется температурой разложения использованных МОС и арсина [89,251]. В качестве спейсерного слоя использовался, как правило, нелегированный GaAs, толщина которого варьировалась в пределах 1-300 нм. Согласно [256] нелегированный слой, выращенный методом МОСГЭ, характеризуется проводимостью p -типа с концентрацией дырок $5\text{-}7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В ряде случаев выполнялось легирование покровного слоя донорной примесью с концентрацией $1\text{-}3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Общая схема структур для исследований показана на рисунке 2.1.

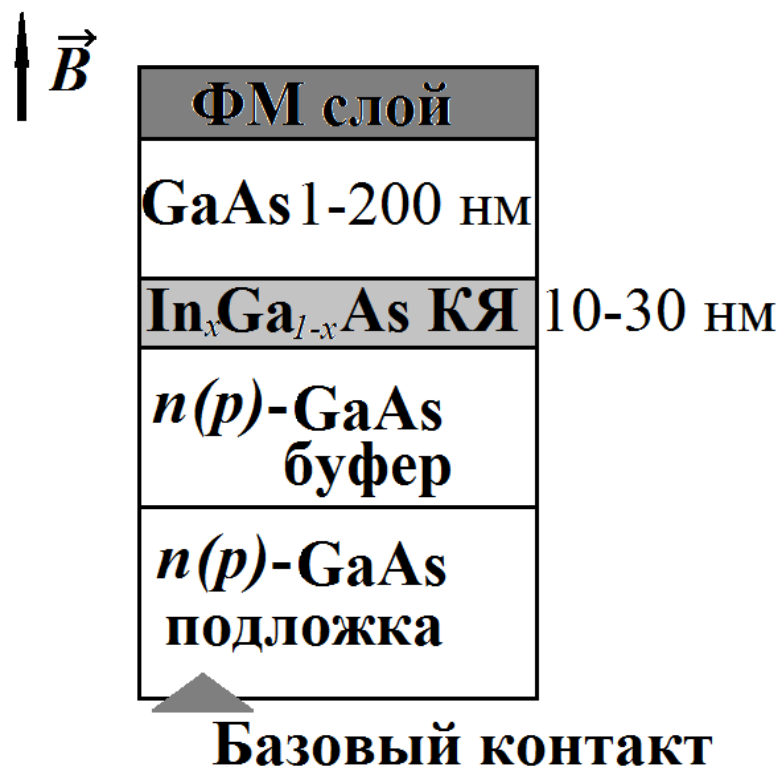


Рисунок 2.1 – Общая схема исследованных спиновых светоизлучающих диодов, за исключением случая диодов с дельта-слоем Mn

2.1.1.1. Выбор активной области спиновых светоизлучающих диодов

Для современного состояния оптоэлектроники «стандартными» видами активной области можно считать квантовые ямы [9,196,257,258] или массивы квантовых точек [84,258]. Альтернативные виды активной области, например, квантовые нити, формируются с применением сложнейших технологий литографии и не подчиняются, на данный момент, тенденции снижения себестоимости. Возможность использования квантовых нитей в ССИД, на наш взгляд, не очевидна. Для **спиновых светоизлучающих диодов** наибольшее распространение также получили «стандартные» виды активной области: квантовые точки, квантовые ямы и сравнительно толстые слои GaAs (в которых не происходит квантования энергии) [4-9]. В Таблице 2.1 представлены известные результаты по исследованию спиновой инжекции с различными видами активной области (данные [9] дополнены более поздними работами). Большинство работ основано на использовании гетероструктур с одной или несколькими квантовыми ямами (Таблица 2.1), которые представляются наиболее удачным видом активной области для ССИД.

Таблица 2.1 Сравнение параметров спиновой инжекции в различных структурах спинового светоизлучающего диода [9].

Инж	Материал	Вид носителей	Активная область	$P_{\text{ср}}$, / температура	Гео-метрия	Работа (год)
РМП	GaMnAs	дырки	InGaAs КЯ	7 %/ 5 К	Фарадея	[217] (2002)
			InAs КТ	1 %/4,5 К	Фойхта	[259] (2002)
	GaMnAs (туннельный диод)	электроны	об. GaAs	82%/4,6К	Ханле	[222] (2004)
			InGaAs КЯ	0,82%/5К	Фарадея	[260] (2002)
			InAs КТ	1,2%/5 К; 0,2%/60К	Фойхта	[259] (2002)
	ZnMnSe	электроны	объёмн. GaAs	86%/1,5К; 24%/33К	Фарадея	[82] (1999)
			InGaAs КТ	21%/5К	Фарадея	[261] (2006)
			CdSe КТ	70%/2К	Фарадея	[262] (2004)
ФМ металлы	Co/Al ₂ O ₃	электроны	GaAs КЯ	2%/300К	Фарадея	[149] (2002)
	CoFe/AlO _x	электроны	объёмн. GaAs	21%/80 К; 16%/300К	Ханле	[150] (2002)
	CoFe/MgO	электроны	GaAs КЯ	52%/100 К; 32%/290К	Фарадея	[263] (2006)
				70%/10-300К	Фарадея	[94] (2005)
	NiFe-CoFe/AlO _x	электроны	объёмн. GaAs	24%/80 К; 12%/300К	Ханле	[264] (2004)
	Ni ₈₀ Fe ₂₀ /Al ₂ O ₃	электроны	GaAs КЯ	0,2%/300К	Фарадея	[149] (2002)
	Fe/(Al)GaAs*	электроны	GaAs КЯ	32%/4,5 К; 30%/240К	Фарадея	[15] (2002)
			InGaAs КЯ	2%/25 К; 2%/300К	Фарадея	[14] (2001)
			InAs КТ	5%/80–300К	Фарадея	[265] (2005)
	Fe/Tb*	электроны	InGaAs КЯ	1,5%/ 300К	Фарадея	[165] (2006)
	Fe/Tb/MgO	электроны	InAs КТ	2,7%/300К	Фарадея	[157] (2011)
			InAs КТ	5%/300К	Фарадея	[160] (2012)
	CoFeB/MgO	электроны	InGaAs КЯ**	20%/25К; 8%/300К	Фарадея	[55] (2014)
	Fe/ AlO _x	электроны	GaAs КЯ	14,5%/80 К	Фойхта	[151] (2013)
	Co	дырки	InGaAs КЯ	38%/2 К	Фарадея	[63] (2006)
Полуметаллы	MnAs	электроны	InGaAs КЯ	6%/80 К; <6%/300К	Фарадея	[169] (2002)
	MnSb *	электроны	об. GaAs	20%/80К	Фарадея	[183] (2004)
	MnAs	электроны	GaAs КЯ	25%/7К; 5%/300К	Фарадея	[87] (2010)

КТ – квантовые точки, геометрия Ханле соответствует магнитному полю, направленному под углом к поверхности, * - Структура представляла собой барьер Шоттки в режиме обратного смещения; ** - Использовалась многослойная квантовая яма

Во-первых, для таких ССИД работают все преимущества, которые делают квантовые ямы более перспективными по сравнению с активной областью на основе объёмного полупроводника: лучшая локализация носителей, уменьшение размеров, возможность управления длиной волны излучения [257,258], снижение температурного гашения люминесценции [41,257].

Во-вторых, использование квантовых ям в качестве активной области ССИД наиболее целесообразно при анализе модельных структур, отличающихся видом ферромагнитного инжектора и параметрами полупроводниковых слоёв (определяющими механизм спиновой инжекции).

Для структур с квантовыми точками характерны сравнительно низкие значения степени циркулярной поляризации (за исключением структур, исследованных в [262] при сверхнизких температурах), что, вероятно, обусловлено одновременной релаксацией носителей по спину при релаксации по энергии на состояния квантовых точек. Низкие значения $P_{\text{ср}}$ затрудняют анализ эффективности спиновой инжекции, поскольку относительное изменение степени поляризации для разных видов инжектора в этом случае становится сравнимым с погрешностью измерений. Кроме того, для КТ, сформированных методом газофазной эпитаксии, характерна сравнительно неровная поверхность. На рисунке 2.2 показаны изображения топографии поверхности для структур с квантовой ямой (рисунок 2.2(а)) и квантовыми точками (рисунок 2.2(б)). Измерения выполнены с.н.с. НИФТИ ННГУ Здоровейщевым А.В. Видно, что среднее значение неровностей поверхности (10нм) для структур с КТ на порядок выше, чем для структур с квантовой ямой (1,1 нм). При осаждении ферромагнитного электрода формируется неровная гетерограница, что существенно усложняет анализ спиновой инжекции [124]. Действительно, для анализа, выполненного в гл.1.3.1 и 1.3.2, было принято допущение атомно-гладкой поверхности. Одновременное рассмотрение дефектов гетерограницы и неровностей поверхности – сложная математическая задача [266], для решения которой требуется изучение влияния дефектов и неровностей по-отдельности.

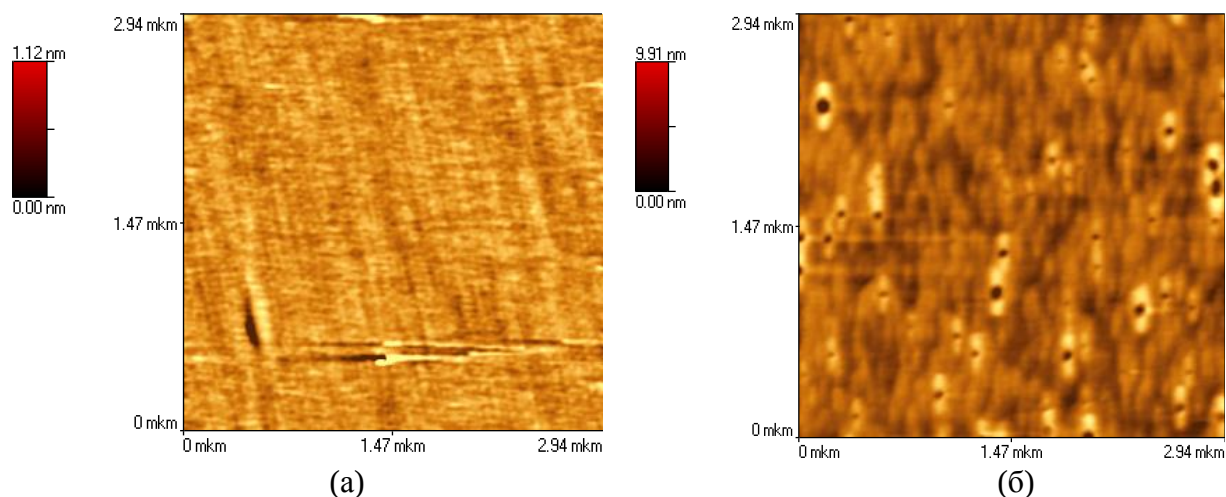


Рисунок 2.2 –Изображения морфологии поверхности, полученные с помощью атомно-силового микроскопа для структур с квантовой ямой InGaAs/GaAs (а) и с квантовыми точками InAs/GaAs (б), сформированными по технологии [251].

Наконец, характерной особенностью КТ является разброс по размерам, что проявляется в сравнительно большом значении ширины спектральной линии люминесценции (до 100 мэВ), связанной с переходами в КТ (на рисунке 2.3 показан типичный спектр) [240,251].

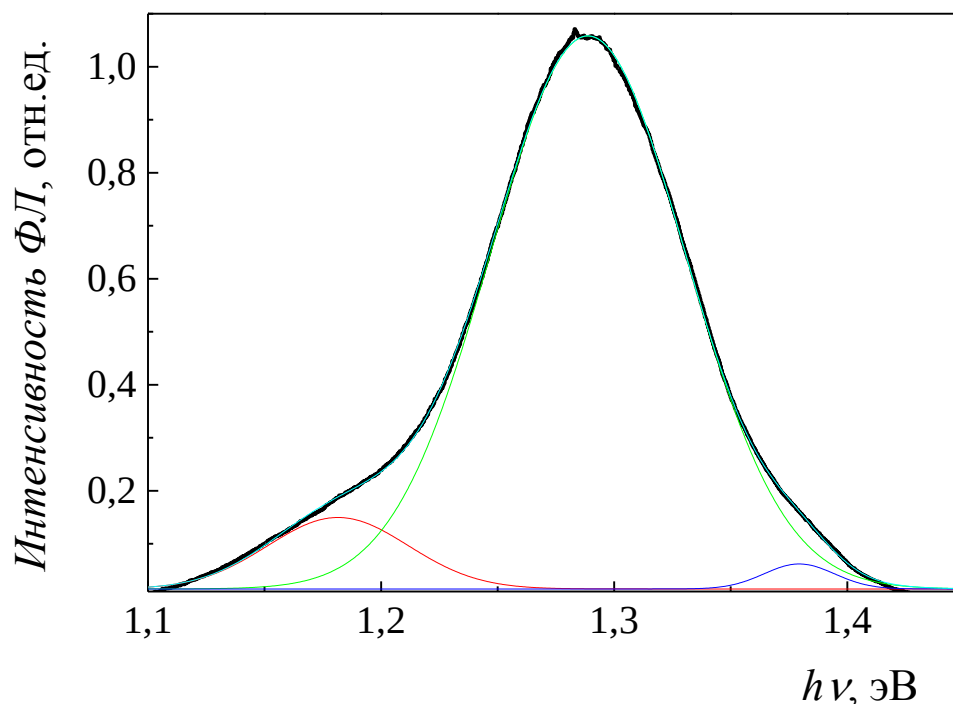


Рисунок 2.3 – Спектр фотолюминесценции гетероструктур с квантовыми точками, сформированными методом МОСГЭ. Спектр измерен при температуре 300 К и накачке He-Ne 30 мВт лазером с длиной волны 632,8 нм. Тонкими линиями отмечены кривые аппроксимации спектра гауссовыми функциями.

Анализ циркулярной поляризации структур с КТ включает исследование зависимости степени поляризации от размера квантового нанокластера и от величины ограничивающего потенциала. Указанная задача решается путём измерений микрофотолюминесценции, что представляет собой отдельную тему для исследований.

В силу приведённых выше особенностей структур с квантовыми точками, данный вид активной области, на наш взгляд, в меньшей степени пригоден для анализа эффектов спиновой инжекции, чем структуры с квантовыми ямами. Структуры с квантовыми точками могут быть использованы для анализа процессов энергетической и спиновой релаксации, а также для создания приборных структур со специфическими параметрами люминесценции, например, повышенной температурной стабильностью, требуемым значением длины волны излучения (в частности привлекательного для волоконно-оптических линий связи диапазона 1,3-1,55 мкм) [258].

2.1.1.2 Толщина слоёв в методе МОСГЭ

В отличие от метода молекулярно-лучевой эпитаксии (для которого возможно *in-situ* измерение толщины слоёв методом дифракции электронов) *in-situ* методы измерения толщины слоёв, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, менее распространены и не обладают атомным разрешением [267-269]. Контроль толщины осуществляется, как правило, посредством пост-ростовых измерений тестовых структур, содержащих отдельные слои различных материалов. В настоящей работе для областей структур, сформированных методами МОСГЭ, применяются методы задания и контроля толщины слоёв, которые можно считать стандартными [251,270-272]. Технологические значения толщины слоёв полупроводника оцениваются по скорости выращивания. Скорость выращивания рассчитывается для контрольной структуры, формируемой в начале каждой серии опытов, и содержащей отдельные слои изготавливаемых структур. Для расчёта скорости выращивания измеряется толщина подложки и её вес до и после ростового эксперимента. Разность двух

значений веса составляет изменение веса за счёт роста эпитаксиальных слоёв структуры. Из этой величины рассчитывается значение изменения толщины по формуле:

$$\Delta h = \frac{\Delta m * h_{\text{п}}}{m_{\text{п}}}, \quad (2.1)$$

где Δh - прирост толщины, т.е. общая толщина эпитаксиального слоя, Δm – привес, $h_{\text{п}}$ – толщина подложки, $m_{\text{п}}$ – масса подложки.

Из значения толщины эпитаксиального слоя определяется скорость выращивания по формуле:

$$V_g = \frac{\Delta h}{t_g}, \quad (2.2),$$

где V_g – скорость роста, t_g – общее время роста [271]. В процессе выращивания каждой структуры указанная методика повторяется для корректировки скорости и более точной оценки толщин слоёв.

Одним из технологических условий метода МОСГЭ для выращивания соединений на основе GaAs является проведение эпитаксиального процесса при пресыщении газовой смеси источником элемента V группы. Поэтому скорость выращивания задаётся потоком водорода через барботёр, содержащий материал – источник элементов III группы. При формировании твёрдого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ скорость роста повышается за счёт комбинации потоков через два источника элементов III группы. Корректировка по скорости роста на период формирования твёрдого раствора выполняется по формуле:

$$V_g = \frac{V_g(\text{GaAs})}{1-x}, \quad (2.3),$$

где $V_g(\text{GaAs})$ – скорость роста GaAs, x – содержание In в твёрдом растворе [270-272]. Типичное значение общей толщины всех эпитаксиальных слоёв структуры, выращенных методом МОСГЭ, составляет $\sim 0,5\text{-}1$ мкм.

При известной скорости роста толщина слоя задаётся временем выращивания или изменением потока водорода через металлоорганический источник элемента третьей группы. Согласно [270-272] при одинаковом времени роста изменение потока изменяет скорость роста пропорционально. Контроль толщины слоёв

выполняется с применением косвенных методов измерения, для которых формируется контрольная структура на подложке $i\text{-GaAs (100)}$, содержащая квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (толщиной ~ 10 нм), зарощенную покровным слоем GaAs с технологически задаваемой толщиной 30-40 нм. Квантовая яма $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ подвержена действию упругих напряжений сжатия [273]. На структурах выполняются рентгенодифракционные исследования, а также измерения спектров фотолюминесценции [274]. В спектрах рентгеновской дифракции ($\Theta/2\Theta$ -сканирование) наблюдается интерференция верхних слоев GaAs с подложкой. Подгонка расчётных спектров к экспериментальным кривым в программном комплексе Diffrac Leptos 7 [274,275] позволяет вычислить ширину квантовой ямы, содержание индия в материале КЯ и толщину верхнего слоя. Состав слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ также определяется с использованием вычисленной толщины (d_{QW}) и величины энергии фотона, отвечающего излучению КЯ в спектре фотолюминесценции структур, измеренных при температуре 77 К (рисунок 2.4).

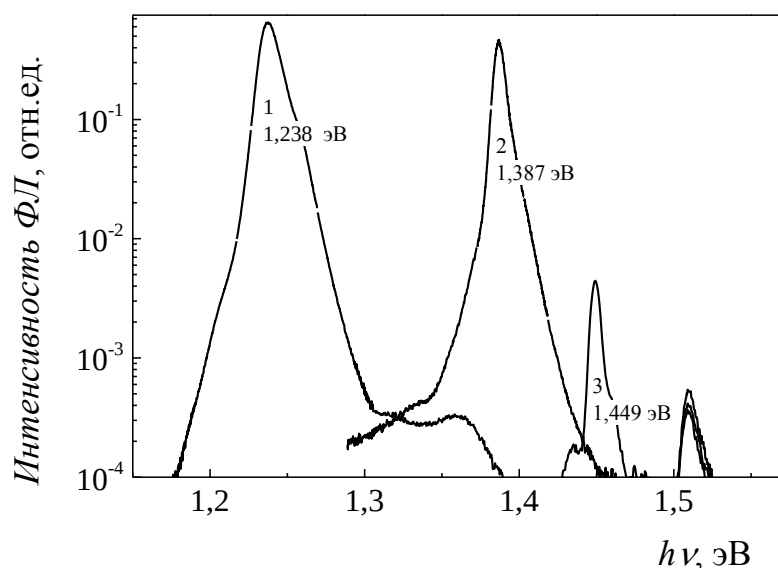


Рисунок 2.4 – Спектры фотолюминесценции гетероструктур с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, измеренные при температуре 77 К и накачке 30 мВт лазером с длиной волны 625 нм. Кривая 1 – $x \approx 0,25$; кривая 2 – $x \approx 0,13$; кривая 3 – $x \approx 0,05$ [274].

Пики при энергиях 1,238 эВ (кривая 1), 1,387 эВ (кривая 2) и 1,449 эВ (кривая 3) соответствуют излучательным переходам в КЯ с разным содержанием In, пик при 1,507 эВ – излучательным переходам в GaAs барьере. Для определения

состава x применяется программа самосогласованного расчёта уровней квантования в прямоугольной квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с учетом упругих напряжений [274,276]. Рентгеноструктурные исследования выполняются в.н.с. ИФМ РАН Дроздовым Ю.Н.

2.1.1.3 Легирование эпитаксиальных слоёв в методе МОСТЭ

Для легирования использовалось введение примеси при разложении соответствующих металлоорганических соединений либо введение примеси из лазерной плазмы при распылении твердотельной мишени в процессе выращивания GaAs [247]. Легирование углеродом осуществлялось путём разложения CCl_4 в высокотемпературной зоне реактора [277]. Также, для формирования слоёв GaAs p -типа проводимости использовалось легирование цинком путём лазерного распыления Zn мишени. Для легирования донорными примесями использовалось лазерное распыление Si или Sn мишеней.

Управление концентрацией примеси в методе лазерного распыления осуществлялось ослаблением интенсивности лазерного импульса. Значение концентрации для данной интенсивности определялось из измерений эффекта Холла для контрольных структур. Изменение интенсивности лазерного импульса позволяет пропорционально изменять концентрацию примеси, верхний предел составляет $\sim 5 \times 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (наличие верхнего предела связано с эффектом автокомпенсации [247]). Управление концентрацией примеси при легировании из CCl_4 осуществлялось путём варьирования потока водорода через соответствующий барботёр, калибровка по значению концентрации также осуществлялась при измерениях эффекта Холла.

2.1.1.4 Ферромагнитные инжекторы

Исследованные в работе образцы отличались видом ферромагнитного инжектора. Были сформированы и исследованы основные рассмотренные в литературе виды ферромагнитных инжекторов:

1) Ферромагнитные металлические инжекторы на основе Co, Fe, Ni, CoPt. Указанные инжекторы являются ферромагнетиками при комнатной температуре, а структуры ферромагнитный металл/полупроводник могут быть описаны с применением теории барьеров Шоттки [139].

При создании структур с металлическим инжектором, рост останавливался на стадии окончания формирования спейсерного слоя, а структура перемещалась из реактора в установку нанесения металлов.

2) Инжекторы в виде решёточно-согласованного с GaAs ферромагнитного полупроводника были выполнены на основе (Ga,Mn)As.

3) Инжекторы на основе ферромагнитного полупроводника $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, рассогласованного по параметру решётки с GaAs, были выполнены на основе (Ga,Mn)Sb [278] и (In,Mn)As [279].

4) В качестве альтернативного вида инжектора формировались структуры, на основе $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированного слоя, зарощенные слоем GaAs методом импульсного лазерного осаждения [255].

Для создания инжекторов на основе разбавленных магнитных полупроводников (№2,3,4) после выращивания покровного слоя GaAs рост прерывался, температура выращивания снижалась до значения 250-400 °C. Затем методом импульсного лазерного осаждения на поверхности структур формировался слой РМП, с номинальной толщиной 0,1-90 нм. Снижение температуры выращивания является общим подходом для повышения однородности РМП и уменьшения диффузии атомов переходных элементов в активную область полупроводниковой структуры [206,255].

Таким образом, формировались структуры спиновых светоизлучающих диодов, общая схема которых представлена на рисунке 2.1. Последними стадиями изготовления лабораторных образцов ССИД являлись напыление Au на поверхность структур для предотвращения окисления ферромагнитного слоя, создание омических контактов со стороны подложки и формирование меза-структуры диаметром 500 мкм (рисунок 2.5). Омические контакты создавались искровым вжиганием фольги (Sn для подложек n^+ -GaAs и InZn для подложек p^+ -

GaAs). Меза-структуры формировались с применением фотолитографии и химического травления.

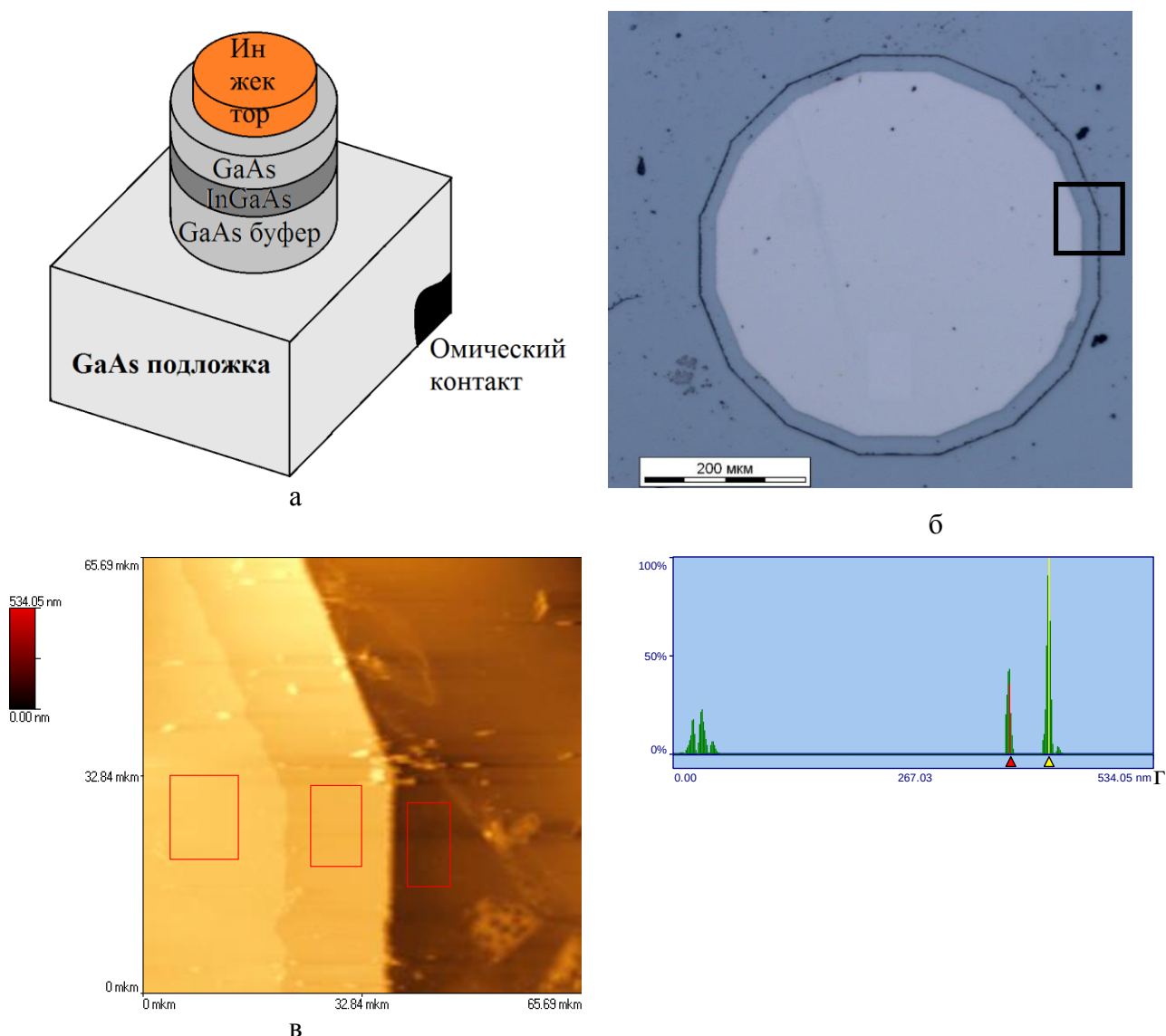


Рисунок 2.5 (а) – Схематическое изображение исследуемых меза-диодов; (б) – фотография меза-структуры с контактом металл/полупроводник (квадратом отмечена область, исследованная на атомно-силовом микроскопе); (в) – изображение топографии поверхности области контакта, отмеченной квадратом на рисунке 2.5(б). Красные области (слева направо) соответствуют поверхности контакта, поверхности полупроводниковой структуры и поверхности подложки после удаления части слоёв структуры; (г) – гистограмма высот, определённая из топографии, показанной на рисунке 2.5(в).

2.1.1.5 Контроль технологии формирования структур

Важнейшим методом контроля для технологии МОС-гидридной эпитаксии является метод спектроскопии фотолюминесценции. Исследования фотолюминесценции выполнялись при температуре 77 К на установке НИФТИ ННГУ, показанной на рисунке 2.6. Для измерений ФЛ образец освещался с

лицевой стороны He-Ne лазером, работающим в непрерывном режиме, с мощностью излучения 30 мВ и диаметром пучка 0,5 мм на образце. Возбуждающее излучение модулировалось посредством оптомеханического модулятора с частотой модуляции 300 Гц. Регистрация ФЛ сигнала проводилась по методике с синхронным детектированием [251].

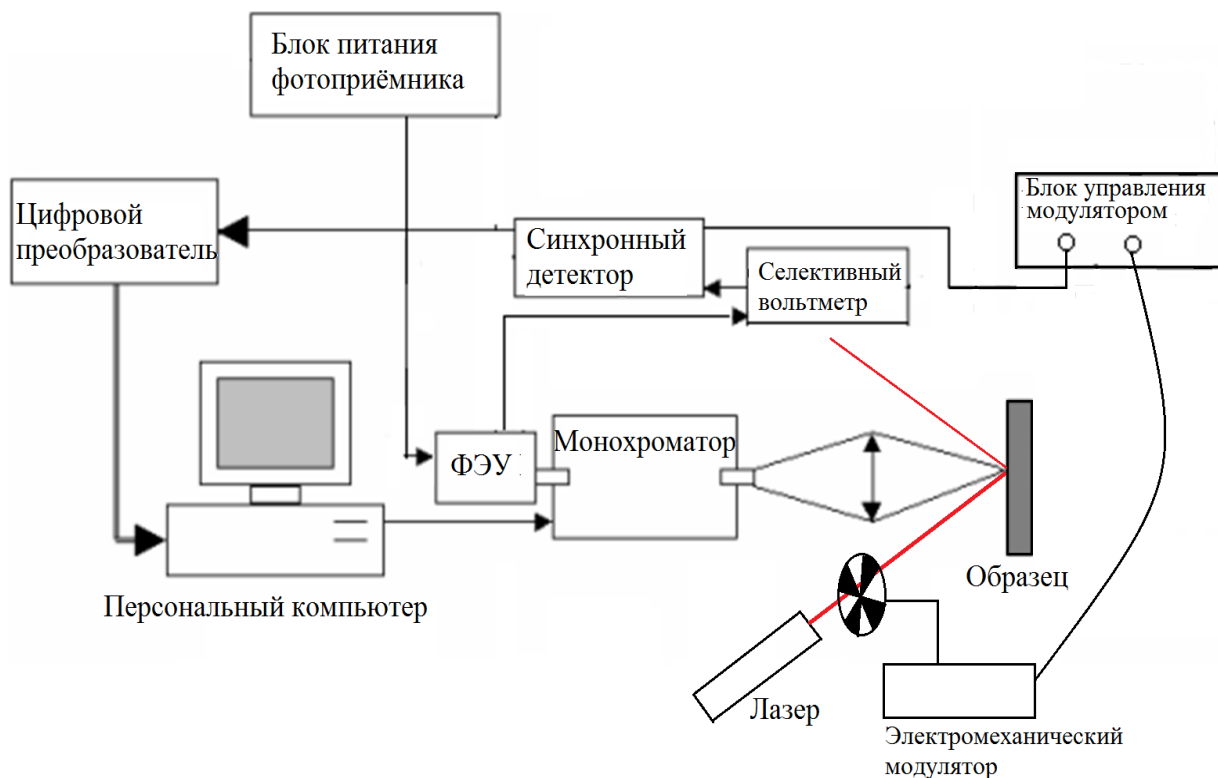


Рисунок 2.6 - Схема установки для измерения фотолюминесценции [251].

Фотолюминесцентное излучение фокусировалось на щель монохроматора МДР-3, на выходе которого детектировалось фотоприемником (германиевый фотодиод для измерения интенсивности излучения в области энергий 0,8 – 1,1 эВ, или фотоумножитель ФЭУ-62 для измерения интенсивности излучения в области энергий 1,1 – 1,5 эВ). Сигнал фотоприёмника регистрировался селективным вольтметром, и через синхронный детектор и аналого-цифровой преобразователь подавался на персональный компьютер. Данные о длине волны излучения также заносились в компьютер во время начала и окончания серии измерений. Данные, полученные таким образом, проходили первичную обработку (деление на интенсивность) в компьютере и записывались в виде таблиц в dat-файлах.

2.1.2. Формирование ферромагнитных инжекторов для спиновых светоизлучающих диодов

В качестве ферромагнитного слоя в настоящей работе применялись основные известные варианты, а также оригинальная разработка, связанная с формированием $\delta<\text{Mn}>$ -легированного слоя. Ферромагнитные слои формировались методами импульсного лазерного осаждения в атмосфере водорода (для создания разбавленного магнитного полупроводника) и методом термического испарения в вакууме/электронно-лучевого испарения (для формирования инжекторов на основе ФМ металлов). Особенностью метода ИЛО в атмосфере водорода является большой угол между нормалью к поверхности мишени и нормалью к поверхности подложки (рисунок 1.19). Вследствие этого основной поток осаждаемого вещества направлен в сторону от подложки – на стенку реактора. Осаждение осуществляется за счёт молекул газа-носителя, которые захватывают частицы распыляемого вещества и перемещают их к подложке. При этом вероятность захвата массивных частиц (вносящих наибольшие разрушения в приповерхностные эпитаксиальные слои структуры) сравнительно невелика. Таким образом, минимизируется дефектообразование в приповерхностных слоях в результате нанесения ФМ слоя, кроме того, повышается однородность самого слоя.

Характерной особенностью РМП, сформированных указанным методом, является более низкое значение скорости роста и на порядок более низкое, по сравнению с методом МОСГЭ, среднее значение толщины (~ 100 нм). Определение скорости роста методом взвешивания не обеспечивает надлежащей точности измерений. Действительно, типичное увеличение веса в при выращивании методом МОС-гидридной эпитаксии составляет $\Delta m \sim 4-5 \pm 0,1$ мг, т.е. относительная ошибка в определении толщины составляет 2-3%. Для слоёв с меньшей толщиной величина относительной ошибки возрастает до 20-30 %. Поэтому для определения параметров ФМ инжекторов применялись дополнительные методики измерения, рассмотренные текущем разделе.

2.1.2.1 Формирование дельта-легированных слоёв Mn в матрице GaAs методом импульсного лазерного осаждения

Спиновый светоизлучающий диод с инжектором на основе $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированного слоя, зарощенного слоем GaAs, является оригинальным вариантом создания источника циркулярно-поляризованной ЭЛ. Схема такого ССИД показана на рисунке 2.7. Дельта-слой Mn, в силу сравнительно низкой объёмной концентрации, вносит минимальные изменения в кристаллическую структуру полупроводникового прибора. Поэтому структуры InGaAs/ $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ /GaAs могут рассматриваться как эталонные для определения скорости роста слоёв в методе импульсного лазерного осаждения.

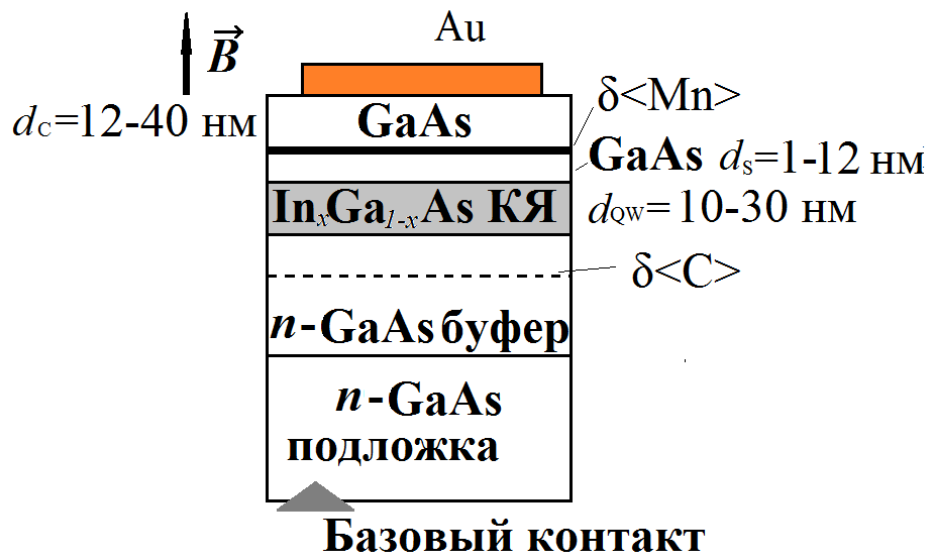


Рисунок 2.7 – Общая схема исследованных спиновых светоизлучающих диодов с дельта-легированным слоем Mn.

Структуры с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированием формировались на подложках n -GaAs и i -GaAs (последние для контрольных измерений). Дельта-легированный слой Mn формировался путём распыления Mn мишени. После распыления Mn структура зарощивалась нелегированным GaAs путём распыления соответствующей мишени. Температура формирования $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя и покровного слоя GaAs варьировалась в пределах 380-450 °С. Нижний предел температуры связан с повышением вклада безызлучательной рекомбинации в люминесцентные характеристики структур, верхний предел – с диффузионным размытием профиля концентрации Mn. Толщина слоя GaAs определялась по времени распыления и

составляла 12 нм или 40 нм. Содержание Mn в дельта-слое оценивалось по скорости осаждения на основании калибровки установки по скорости роста и варьировалось в пределах 0,1 – 0,3 монослоя (МС). Также для контроля формировались структуры с содержанием Mn равным 1 МС, что соответствует слоевой концентрации атомов Mn $6,3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В ряде случаев в буферный слой GaAs вводился дельта-слой углерода для повышения концентрации дырок в области квантовой ямы. Расстояние от $\delta\langle\text{C}\rangle$ -легированного слоя до квантовой ямы варьировалось в пределах 3-20 нм. Концентрация углерода варьировалась в пределах $10^{11} - 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Для структур с дельта-слоем Mn важным технологическим параметром является содержание Mn в дельта-слое. Согласно методике, разработанной в НИФТИ ННГУ (с.н.с. Вихрова О.В. и в.н.с. Звонков Б.Н.), содержание Mn задаётся варьированием времени выращивания и степени ослабления лазерного импульса. Калибровка толщины осуществлялась по контрольному эксперименту, заключающемуся в нанесении сравнительно толстого слоя Mn на поверхность стеклянной пластины и определении толщины этого слоя методом эллипсометрии. При уменьшении времени выращивания либо интенсивности лазерного импульса концентрация Mn в структуре уменьшается пропорционально [280], что было оценено из профилей концентрации, приведённых на рисунке 2.8. В исследованных в настоящей работе структурах время выращивания и ослабление лазерного пучка выбирались таким образом, что толщина $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя составляла доли монослоя (0,1 – 0,3 монослоя).

Контроль толщины осуществлялся аналогично случаю слоёв, сформированных методом МОСГЭ. Для контрольных структур InGaAs/ $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ /GaAs выполнялись исследования спектроскопии фотолюминесценции и рентгеноструктурный анализ. Согласно методике, описанной в [274] рассчитывалось значение общей толщины слоя GaAs над квантовой ямой (это значение включает толщину спейсерного слоя d_s и толщину покровного слоя d_c , значение d_s вычисляется по скорости выращивания). В таблице 2.2 представлены результаты измерений содержания In в квантовой яме и

толщины покровного слоя GaAs, выполненные с применением различных методик [274]. Из данных таблицы 2.2 видно, что задаваемые технологически параметры структур достаточно хорошо согласуются с рассчитанными значениями. Различия в определении содержания In для метода рентгеновской дифракции и метода ФЛ связываются в [274] с особенностями измерений, а именно с различным проявлением неоднородности квантовой ямы по составу при измерении различными методами.

Таблица 2.2 - Основные параметры дизайна структур с квантовыми ямами GaAs/InGaAs/GaAs, определенные из технологических условий роста и рассчитанные по спектрам рентгеновской дифракции и ФЛ. Структуры исследованы в работе [274].

Оценка из технологических условий роста		Рентгеновская дифракция			Расчет по ФЛ
d_C+d_S , нм	h_{QW} , нм	d_C+d_S , нм	h_{QW} , нм	x_{In}	x_{In}
22	10	23	12	0,06	0,09
22	10	15	12	0,11	0,15
22	10	21	14	0,13	0,16
22	10	16	10	0,25	0,30

d_C+d_S – общая толщина покровного слоя GaAs над квантовой ямой, h_{QW} – толщина квантовой ямы, x_{In} – содержание In в квантовой яме

Также, контроль толщины слоёв осуществлялся путём сопоставления с результатами измерений методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), выполненных с использованием системы TOF.SIMS5. Профили концентрации получены путём травления положительными ионами кислорода с энергией до 2 кэВ. Для измерения использовался импульс ионов Bi^+ с длительностью 1 нс и энергией 25 кэВ. Указанный метод позволяет определять атомарный состав приповерхностных слоёв структуры, а путём сопоставления с эталонами возможно определение толщины слоёв по скорости травления. На рисунке 2.8 представлен профиль концентрации элементов, полученный методом ВИМС для структуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и $\delta<Mn>$ -легированным слоем в GaAs барьере (параграф 2.1.1, п.3) [280].

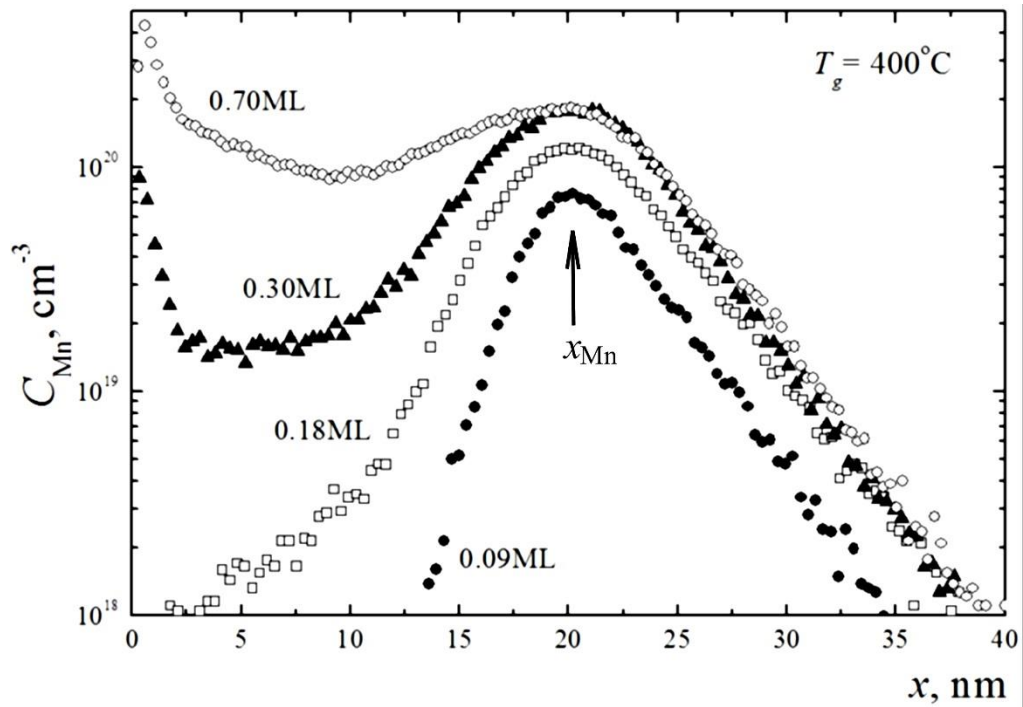


Рисунок 2.8 – Профили ВИМС структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем с разными технологическими значениями Q_{Mn} . Общая концентрация Mn в структурах может быть получена путём интегрирования профиля по объёму. Данные получены в рамках работы [280] в.н.с. ИФМ РАН Дроздовым М.Н. Данные использованы для задания толщин слоёв и содержаний Mn по технологическим параметрам.

Данные, приведённые на рисунке 2.8, получены для структур с одиночным $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем. Эти данные использованы для управления концентрацией Mn при введении дельта-слоёв в ССИД. Полный список варьируемых параметров для структур с дельта-слоем Mn приведён в Таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Рассмотренные в работе виды диодов на основе гетероструктур $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ /квантовая яма InGaAs, а также некоторые параметры технологии их формирования

ФМ слой (толщина, МС*)	Толщина спейсерного слоя, нм	$\delta\langle\text{C}\rangle$ -слой (концентрация, см^{-2})	Толщина покровного слоя, нм
0,1-0,3 МС	1-12	$10^{11} - 5 \times 10^{12}$	12, 40
		нет	12, 40
0,3 МС	2-12	10^{12}	40
		нет	40
1 МС		нет	40

* - МС – количество монослоёв Mn в GaAs;

2.1.2.2 Формирование слоёв разбавленного магнитного полупроводника ($Ga_xMn_{1-x}As$, $Ga_yMn_{1-y}Sb$ и $In_zMn_{1-z}As$)

Разбавленные магнитные полупроводники $Ga_xMn_{1-x}As$, $Ga_yMn_{1-y}Sb$, $In_zMn_{1-z}As$ относятся к классу ферромагнетиков $(A^3, Mn)B^5$, свойства которых обусловлены, согласно [3-5, 196, 215], косвенным обменным взаимодействием между ионами Mn. Использование указанных инжекторов в структурах на основе GaAs связано с необходимостью разработки альтернативных подходов к созданию спиновых светоизлучающих диодов на основе полупроводниковой технологии. Кроме того, для РМП характерна большая вариативность ферромагнитных свойств за счёт изменения параметров слоёв. Отметим, что физика и технология $(Ga, Mn)Sb$ и $(In, Mn)As$ развиты в меньшей степени по сравнению с $(Ga, Mn)As$ [9]. Слои $Ga_xMn_{1-x}As$ рассматриваются как эталон разбавленного магнитного полупроводника на основе A^3B^5 [37]. Отметим, что при использовании методик осаждения, характеризующихся высокой неоднородностью (как ИЛО), в слоях $Ga_xMn_{1-x}As$ возможно формирование многофазной системы, содержащей кластеры MnAs в матрице однородно-легированного полупроводника. Важным вопросом является степень отклонения свойств кластерного $Ga_xMn_{1-x}As$ от хорошо описанных в литературе свойств однородно-легированного материала. В рамках настоящей работы используются ростовые параметры, обеспечивающие наибольшую однородность слоёв, также изучается вопрос о влиянии неоднородностей слоя $Ga_xMn_{1-x}As$ на эффективность спиновой инжекции.

Использование $Ga_xMn_{1-x}Sb$ и $In_yMn_{1-y}As$ в настоящей работе обусловлено интересом к созданию ферромагнитного инжектора на основе, так называемых, «кластерных ферромагнетиков»: материалов, ферромагнетизм которых обусловлен наличием взаимодействующих или невзаимодействующих кластеров MnA^3 или MnB^5 [278]. Наличие таких кластеров в структурах, сформированных методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления, показано в [281, 282], влияние кластеров на ферромагнетизм рассмотрено в [278]. Благодаря наличию в кластерах ферромагнетизма при повышенных температурах (~ 300 K), «кластерные» РМП являются ферромагнетиками с температурой Кюри равной

или выше комнатной, что является рекордом для разбавленных магнитных полупроводников. Исследование спиновой инжекции с использованием «кластерных ферромагнетиков» ранее не выполнялось, при этом такое исследование представляет научный и практический интерес для создания приборов на основе РМП, работающих при комнатной температуре. Также отметим, что для $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Sb}$ и $\text{In}_y\text{Mn}_{1-y}\text{As}$ характерно рассогласование по параметру решётки с GaAs, это затрудняет эпитаксиальный рост.

Общая схема структур, содержащих слои РМП, совпадает со схемой, показанной на рисунке 2.1. Для обеспечения однородности слои формировались при пониженной температуре 250-400 °С за счёт поочерёдного лазерного распыления мишеней Mn и нелегированного GaAs(GaSb либо InAs). Кроме того, снижение температуры замедляет диффузию атомов Mn в спейсерный слой GaAs. Содержание Mn определялось из соотношения:

$$Y_{Mn} = t_{Mn} / (t_{Mn} + t_{A^3B^5}), \quad (2.4)$$

где $t_{Mn}(t_{A^3B^5})$ – время распыления $\text{Mn}(A^3B^5)$ мишеней. Содержание Mn варьировалось в пределах $Y_{Mn}=0,1-0,5$.

Толщина слоёв задавалась временем осаждения и варьировалась в диапазоне 10-90 нм для (Ga,Mn)As и 10-50 нм для (In,Mn)As и (Ga,Mn)Sb. По окончании выращивания слой $(A^3,Mn)B^5$ зарастивался 2 нм слоем нелегированного полупроводника A^3B^5 для предотвращения окисления ферромагнетика. Контроль толщины осуществлялся по известной скорости выращивания для A^3B^5 и для Mn, измеренной по методике, аналогичной использованной для структур с дельта-слоем Mn.

Контроль толщины слоёв и корректировка скорости осаждения осуществлялись путём сопоставления с результатами измерениях профиля распределения элементов, выполненных для контрольных структур с применением метода ВИМС (система TOF.SIMS5). Измерения выполнены группой Данилова Ю.А. и Дроздова М.Н (Институт физики микроструктур РАН) и описаны в [282]. Для $\text{In}_y\text{Mn}_{1-y}\text{As}$ детектировались положительно-заряженные ионы In^+ , Mn^+ , As^+ , and Ga^+ . В случае $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Sb}$ слоёв записывались кластеры

отрицательных ионов MnSb- , GaSb- , MnAs- и GaAs- . Параметры кратеров травления (глубина, латеральные размеры, неровность поверхности) измерялись с применением системы Talysurf CCI 2000. Некоторые технологические параметры использованных в настоящей работе слоёв представлены в Таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Рассмотренные в работе виды диодов с инжектором на основе разбавленного магнитного полупроводника, а также некоторые параметры технологии их формирования

Вид РМП (толщина, нм)	Содержание Mn (Y_{Mn})	Толщина покровного слоя над КЯ, нм
(Ga,Mn)As (10-90)	0,13	20-150
(In,Mn)As (10-50)	0,2-0,25	30-40
(Ga,Mn)Sb (10-50)	0,1-0,5	30-150

2.1.2.3 Формирование ферромагнитных слоёв полуметалла

Слои полуметалла MnAs^3 или MnB^5 рассматриваются в ряду возможных вариантов инжектора спин-поляризованных носителей [9]. Аналогично другим видам инжектора, основным методом формирования указанных слоёв является молекулярно-лучевая эпитаксия. Для слоёв, сформированным методом ИЛО был выявлен ряд особенностей, в силу которых свойства диодов с контактом, выполненным в виде РМП, не рассматривались в настоящей работе.

Поочерёдное распыление методом ИЛО мишеней Mn и As затруднительно в силу токсичности последнего. Формирование слоёв MnAs в реакторе для МОСГЭ выполняется с применением реактивного лазерного распыления [282-284]. Суть метода заключается в распылении мишени марганца в потоке AsH_3 , при этом в лазерной плазме происходит разложение арсина с образованием мышьяка [284]. При формировании подобным методом образуется слой с составом $\text{Mn}_{0,45}\text{As}_{0,55}$, эпитаксиальное выращивание которого на поверхности GaAs затруднительно (в большинстве публикаций выращиваются эпитаксиальные слои MnAs с эквиатомным составом). Это приводит к потере преимуществ MnAs, связанных с возможностями формирования упорядоченной гетерограницы [87,96]. Осаждение

MnAs на поверхности светоизлучающей структуры сопровождается дефектообразованием, приводящим к существенному снижению интенсивности электролюминесценции ССИД (рисунок 2.9) по сравнению со структурами с электродом из ФМ металла (Ni).

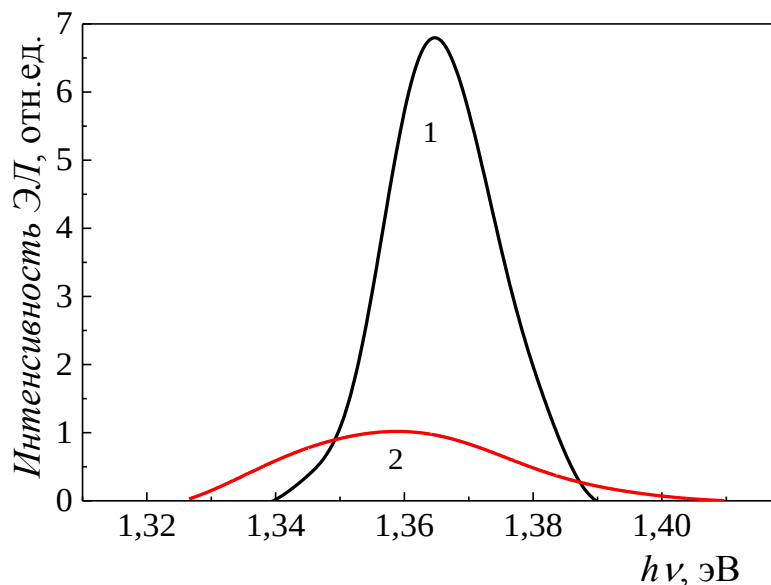


Рисунок 2.9 – Спектры электролюминесценции структур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и инжектором Ni/GaAs (кривая 1) и MnAs/GaAs (кривая 2). MnAs получен методом ИЛО. Температура измерений – 77 К, ток диода – 20 мА.

Аналогичные результаты получены и для слоёв MnSb (MnGa_y), которые формируется поочерёдным распылением Mn и Sb мишеней [282]. В этом случае формирование слоёв с эквиатомным составом также затруднительно. Интенсивность электролюминесценции структуры с MnSb контактом снижена в 5 раз по сравнению с аналогичной структурой с Ni контактом, для MnGa_y зарегистрировано уменьшение интенсивности на порядок величины. Низкие значения интенсивностей не имеют практической ценности, кроме того, низкая интенсивность люминесценции обуславливает высокую погрешность при измерении степени циркулярной поляризации [89].

Таким образом, создание ССИД, содержащих слои полуметалла, требует дополнительных исследований структуры и свойств контакта, выполнение которых выходит за рамки настоящей работы.

2.1.2.4 Формирование контактов на основе ферромагнитного металла

Слой ферромагнитного металла (Fe, Ni, Co, CoPt) формировался методом термического испарения в вакууме либо методом электронно-лучевого испарения в вакууме. В обоих случаях образцы после формирования полупроводниковых слоёв выгружались из ростовой установки МОСГЭ и перемещались в установку осаждения металлов, при этом на короткое время подвергались воздействию атмосферы. Для удаления поверхностных загрязнений и естественного окисла структура очищалась в ультразвуке, обезжиривалась кипячением 1 раз в толуоле марки ОСЧ и 2 раза в ацетоне марки ОСЧ, после помещения в реактор вакуумной установки структура подвергалась отжигу перед нанесением металла.

Нанесение металла на структуры методом термического испарения осуществлялось при комнатной температуре в вакуумной установке на базе агрегата В4-0. В объеме, откачиваемом с помощью диффузионного насоса и снабженным ловушкой, охлаждаемой жидким азотом, вакуум был порядка 4×10^{-6} Торр, а расстояние от испарителя до подложки с закрепленными образцами составляло 15 см. Достоинством указанного метода является сравнительно небольшая энергия частиц испаряемого вещества, летящих на структуру (по сравнению, например, с методом магнетронного распыления), что позволяет минимизировать образование дефектов при осаждении металла на поверхность GaAs. Скорость осаждения задаётся током, пропускаемым через испаритель, а толщина плёнки – временем осаждения при известной скорости.

Нанесение металлов методом электронно-лучевого испарения осуществлялось с применением установки вакуумного напыления TORR International. В установке металлическая, полупроводниковая или диэлектрическая мишень распыляется электронным пучком, поток частиц распылённого вещества осаждается на поверхность полупроводниковых структур. Скорость распыления мишени электронным пучком определяется значением напряжения на катоде. Вращение образцов при нанесении металла обеспечивает повышение однородности. Установка оснащена автоматизированной системой отклонения электронного луча, частота и амплитуда сканирования распыляемой

мишени варьируется. Нагреватель позволяет варьировать температуру образцов, которая для описываемых в работе экспериментов лежала в диапазоне 50-550 °С. Скорость осаждения задаётся по контроллеру толщины. Толщина формируемых слоёв задаётся временем осаждения. Отметим, что физические процессы, протекающие при нанесении методами термического и электронно-лучевого испарения, подобны. В обоих случаях формируется направленный атомарный поток испаряемого вещества в сторону подложки. При анализе было принято допущение, что свойства слоёв и приповерхностных областей полупроводника не зависят от метода осаждения, но зависят от условий (температуры, вида материала).

В качестве ферромагнитного электрода использовались Ni, Co, Fe. Для части экспериментов использовался ФМ металлический контакт на основе сплава CoPt_x с составом близким к эквиатомному. Основным методом получения пленок CoPt является магнетронное распыление [161]. В настоящей работе использован альтернативный метод получения CoPt пленок – низкотемпературное электронно-лучевое послойное осаждение Co и Pt (толщины слоев варьировались в диапазоне 0,3 – 0,5 нм) с последующим 3-часовым высокотемпературным отжигом (200 – 550°C) в условиях высокого вакуума. Состав пленки корректировался за счет изменения толщины слоев Co и Pt и определялся методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с послойным профилированием по глубине за счет ионного распыления материала образца. Для защиты приповерхностной области полупроводника от воздействия Co первым слоем контакта (ближним к поверхности) являлась Pt. Методика формирования слоёв CoPt разработана с.н.с. НИФТИ ННГУ А.В. Здоровейщевым. Контроль толщины слоёв, осаждаемых в вакуумных установках, осуществляется с помощью тестового эксперимента, выполняемого на атомно-силовом микроскопе NT-MDT Solver Pro Здоровейщевым А.В. Было проведено измерение топографии поверхности на краю металлического слоя таким образом, что в область сканирования микроскопа попадала и часть плёнки металла, и область, не запылённая контактом. На топографии поверхности отображается ступенчатый рельеф,

соответствующий переходу GaAs/металл (рисунок 2.5 (в), (г)). С помощью программы анализа измерялась высота ступени (рисунок 2.5(г)), которая соответствует толщине металлического слоя. Калибровка зондового микроскопа осуществлялась с помощью эталонов NT-MDT, представляющих собой прямоугольные островки с высотой $18,5 \pm 1,5$ нм, сформированные на атомно гладкой поверхности.

Для защиты поверхности полупроводниковой структуры, а также для модифицирования свойств диодов Шоттки [285,286] перед осаждением металла формировался диэлектрический слой: анодный окисел GaAs, слои Al_2O_3 или HfO_2 . В части структур, в качестве промежуточного защитного слоя использовалась 10 нм Au плёнка, сформированная в одном ростовом процессе.

Анодный окисел (АО) формировался на поверхности GaAs в установке анодного окисления (детали описаны в [89]), толщина слоя АО лежала в пределах 0,5-8 нм. При окислении образец помещался в электролит, представлявший собой смесь 3%-го водного раствора винной кислоты с этиленгликолем в соотношении 1:2. Для окисления от источника постоянного напряжения на электроды, находящиеся в электролите, подавалось смещение. Отрицательным электродом являлась платина, положительным – окисляемый образец. При протекании тока между электродами на поверхности образца формировался слой окисла GaAs. Окисление проводилось в вольтстатическом режиме, т.е. напряжение в процессе окисления оставалось неизменным. Падение напряжения системы полупроводник–электролит–платина измерялось вольтметром, ток, протекающий в цепи, - амперметром. Использовалась подсветка в виде лампы накаливания. Толщина окисной плёнки при окислении в течение пяти минут определялась из соотношения:

$$d_{ox} = k_a \cdot V, \quad (2.5),$$

где V – подаваемое на образец напряжение, а k_a – экспериментально найденный коэффициент, который для GaAs составляет 1,7 нм/В [287].

В ряде структур в качестве окисла использовались high-k диэлектрики Al_2O_3 и HfO_2 , осаждаемые на поверхность в установке электронно-лучевого испарения перед нанесением металла путём испарения мишени Al_2O_3 и HfO_2 , соответственно. Толщина слоёв задавалась также временем осаждения и составляла 0,5-2 нм.

Таким образом, была сформирована серия структур с ферромагнитным металлическим инжектором, который состоял из одного или нескольких слоёв: в ряде экспериментов перед осаждением ферромагнитного электрода на поверхность наносился слой Au, в ряде случаев использовался промежуточный диэлектрический слой между ФМ металлом и полупроводником. Полный список исследованных в работе видов контактов представлен в Таблице 2.5

Таблица 2.5 – Рассмотренные в работе виды структур ферромагнитный металл/полупроводник, а также некоторые параметры технологии их формирования

Металл	Промеж. слой	Спейсерный слой	Метод формирования	Температура формирования
Au	нет	<i>n</i> -GaAs	ТИ, ЭЛИ	50 °C
Al		<i>p</i> -GaAs	ТИ, ЭЛИ	50 °C
Ni		<i>n</i> -GaAs, <i>p</i> -GaAs	ТИ, ЭЛИ	50 °C
Co		<i>n</i> -GaAs, <i>p</i> -GaAs	ТИ, ЭЛИ	50 °C
Fe		<i>n</i> -GaAs	ТИ	50 °C
CoPt		<i>n</i> -GaAs, <i>p</i> -GaAs	ЭЛИ	50-500 °C
Au/Ni	Au	<i>n</i> -GaAs	ТИ	50 °C
Au/Co		<i>n</i> -GaAs	ТИ	50 °C
Au	АО*	<i>n</i> -GaAs	ТИ	50 °C
Ni		<i>n</i> -GaAs	ТИ	50 °C
Co		<i>n</i> -GaAs	ТИ	50 °C
Au	$\text{Al}_2\text{O}_3^{**}$	<i>n</i> -GaAs	ЭЛИ	50 °C
Co		<i>n</i> -GaAs, <i>p</i> -GaAs	ЭЛИ	50 °C
CoPt		<i>n</i> -GaAs, <i>p</i> -GaAs	ЭЛИ	50-500 °C

* - АО – анодный окисел, формировался перед нанесением металла; ** - слой Al_2O_3 формировался методом электронно-лучевого испарения; ТИ – термическое испарение в вакууме, ЭЛИ – электронно-лучевое испарение в вакууме;

2.2. Исследование атомной, кристаллической структуры и состава эпитаксиальных слоёв спиновых светоизлучающих диодов

Исследование кристаллического совершенства и резкости гетерограниц является важным этапом для построения спиновых светоизлучающих диодов [3,4,6,9,18], особенно важным представляется вопрос кристаллического совершенства для структур, сформированных методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения. Установление взаимосвязи между эффективностью спиновой инжекции и степенью структурного и фазового разупорядочения гетерограниц – не полностью решённая задача.

2.2.1. Применяемые методы исследования

Кристаллическая структура эпитаксиальных слоёв, сформированных методом МОСГЭ, изучалась методами рентгеновской дифракции (РД) с применением дифрактометра Bruker D8 Discover (оборудование ЦКП ИФМ РАН) [288,289]. В процессе исследования использовано излучение $\text{CuK}\alpha 1$ и анализировалось отражение (004) [274]. Исследования структуры поверхности металлических контактов и поверхности полупроводника под металлическим контактом были выполнены с применением метода дифракции электронов на отражение на электронографе ЭМР-102 при ускоряющем напряжении 50 кВ.

В ряде контрольных образцов для исследования структуры применялся метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Исследования были проведены на электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL) с термо-полевым катодом. Снимки высокого разрешения обрабатывались в программе Digital Micrograph. Элементный состав определялся методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС), реализованным посредством детектора X-max компании Oxford Instruments, смонтированного на описанном выше микроскопе. Препарирование образцов осуществлялось с помощью системы PIPS Gatan по стандартной технологии. Были подготовлены срезы исследованной

структуры в ориентациях [110] (cross-section) и [001] (plane-view). Применялись следующие режимы прецизионного ионного травления: энергия ионных пучков, варьировалась в диапазоне от 3,5 до 2 кэВ, а полирующие углы - от 4 до 3°. Анализ химического состава исследовался в режиме сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ). Дифракционные эксперименты выполнялись в режиме selected area diffraction (SAD – дифракция выбранной области). В дифракционном эксперименте при plane-view ориентации, образцы утонялись путём травления до формирования сквозного отверстия. Из-за изотропии травления на краю отверстия формировался клин. Исследования дифракции в выбранной области (SAD) позволяют таким образом получить сигнал от каждого слоя структуры по отдельности, без влияния сигнала других слоёв.

Элементный анализ приповерхностных областей осуществлялся с применением методик рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), а также вторично-ионной масс спектрометрии. Указанные методики обеспечивают лучшую точность детектирования элементов по сравнению с методом ЭДС, поэтому анализ элементного состава методом ЭДС использовался как оценочный. Исследования методом РФЭС проводились на базе сверхвысоковакуумного комплекса Omicron Multiprobe RM. Эмиссия фотоэлектронов возбуждалась рентгеновским излучением источника DAR-400 с характеристическими линиями $MgK\alpha$ (1253,6 эВ) и $AlK\alpha$ (1486,7 эВ). Для послойного профилирования структур по глубине производилось ионное распыление материала образца с помощью источника ионов Ar^+ ISE-10 с ускоряющим напряжением 1 кВ. Для определения состава записывались фотоэлектронные линии (например, Ga ($2p_{3/2}$), Ga ($3s$), As ($2p_{3/2}$), As ($3p$), As ($3d$), Mn ($2p_{3/2}$), In ($3d_{5/2}$), O ($1s$) и C ($1s$)). Концентрация элементов в слоях определялась методом факторов относительной чувствительности [290]. Проверка и корректировка зарядового сдвига фотоэлектронных линий проводились по сравнению положений пиков, лежащих в различных областях спектра, с положением эталонных линий из атласов [291,292]. Для уменьшения ошибки при анализе тонкой структуры

фотоэлектронных линий, раскладываемых на систему пиков, описываемых единичными функциями Гаусса и Лоренца (соответствующим определённым химическим соединениям), проводилось сравнение между концентрациями химических соединений для различных элементов с учётом стехиометрии, а также выполнялся контроль суммы содержания всех соединений, которая при правильности проведения анализа должна составлять 100 %. Предел обнаружения минимальной концентрации для элементов структуры составил 0,5 ат. %.

Атомарный состав ферромагнитной металлической пленки и приконтактной переходной области арсенида галлия определялся методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на масс-спектрометре MC-7201M. Послойное травление осуществлялось ионами аргона с энергией 4,5 кэВ при плотности тока 15 мкА/см². Спектры были получены для структур Ni/GaAs/InGaAs/GaAs, Ni/анодный окисел/GaAs/InGaAs/GaAs, Ni/эпитаксиальный слой GaAs, Co/GaAs/InGaAs/GaAs. Часть результатов, используемых для анализа в данной главе, была получена с применением системы TOF.SIMS5 с масс-анализатором в.н.с. ИФМ РАН Дроздовым М.Н. в рамках совместных работ с сотрудниками НИФТИ ННГУ.

Общим результатом исследований является подтверждение высокого кристаллического качества структур, сформированных методом МОСГЭ. Прямым подтверждением кристаллического совершенства эпитаксиальных слоёв, составляющих активную область светоизлучающих диодов (квантовая яма InGaAs/GaAs), являются результаты рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии, полученные в [293] для структур, подобных исследованным, а также, для части структур, исследованных в настоящей работе. Косвенным подтверждением кристаллического качества является также сравнительно высокая интенсивностью фотолюминесценции (рисунок 2.4) структур и сравнительно небольшое значение ширины линии ФЛ, связанной с излучательными переходами в квантовой яме (5-8 мэВ при 77 К). Возможность применения структур, сформированных методом МОСГЭ, и аналогичных

исследованным в настоящей работе, была показана при создании светоизлучающих диодов [285,286] и лазеров [242,271].

2.2.2. Исследование атомной, кристаллической структуры и фазового состава слоёв спиновых светоизлучающих диодов с инжектором на основе ферромагнитного металла

Исследования структуры и свойств ферромагнитных инжекторов и их влияния на свойства ССИД разделяются на два этапа:

- Исследование структуры ферромагнитного слоя;
- Исследование структуры и фазового состава приповерхностных областей полупроводника.

Особенностью ФМ металлических инжекторов является использование для формирования диодов двух технологических установок: для выращивания полупроводниковой структуры используется метод МОС-гидридной эпитаксии, а для формирования инжектора – метод вакуумного напыления. Для метода МОСГЭ считается общеизвестной возможность создания кристаллически-совершенных структур и их применения в качестве активной области лазерных диодов [294]. Поэтому исследования атомной структуры полупроводниковой части ССИД носят характер контрольных для проверки кристаллического качества структур. Экспериментальный научный интерес представляет исследование степени разупорядочения, вносимого ферромагнитным металлом в приповерхностные области полупроводника, а также кристаллической структуры самого металла при применении использованных в работе методов осаждения. Именно такой анализ был выполнен в рамках раздела 2.2.2.

2.2.2.1. Исследование атомной и кристаллической структуры металлического контакта и приповерхностных слоёв полупроводника

Отметим, что атомная структура собственно ферромагнитного слоя оказывает значительно меньшее влияние на процессы спиновой инжекции, чем дефектные состояния в приповерхностной области полупроводника, о чём

свидетельствуют сравнительно высокие значения эффективности спиновой инжекции в диодах поликристаллический электрод/ Al_2O_3 /полупроводник [83,115,183]. Природа приповерхностных дефектов и их концентрация существенно зависят от метода нанесения ферромагнетика, а также от наличия на границе дополнительных защитных слоёв (например, слоя диэлектрика). Для построения схемы с высокой эффективностью спиновой инжекции в настоящей работе были рассмотрены виды структур, представленные в Таблице 2.5.

Кристаллическая структура металлических контактов была исследована методом электронографии на отражение. На рисунке 2.10 представлены электронограммы поверхности Co (а) и CoPt (б) металлических контактов, нанесённых на поверхность $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$. Данные, представленные на рисунке 2.10(а) и (б), представляют собой две типичные картины для кристаллической структуры металла, осаждённого на поверхность исследованных образцов: в ряде случаев сформированный слой являлся аморфным, в ряде случаев характеризовался мелкозернистой структурой.

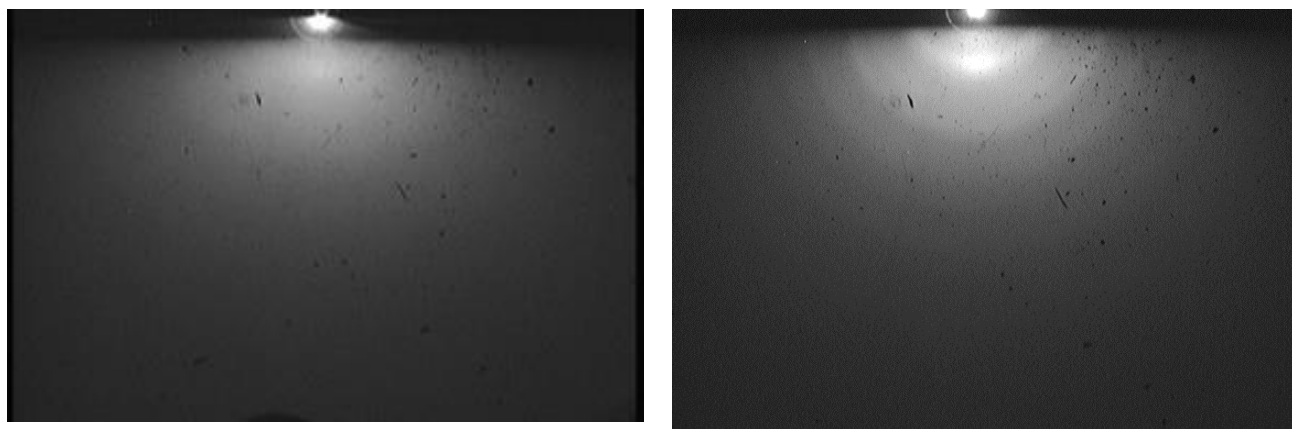
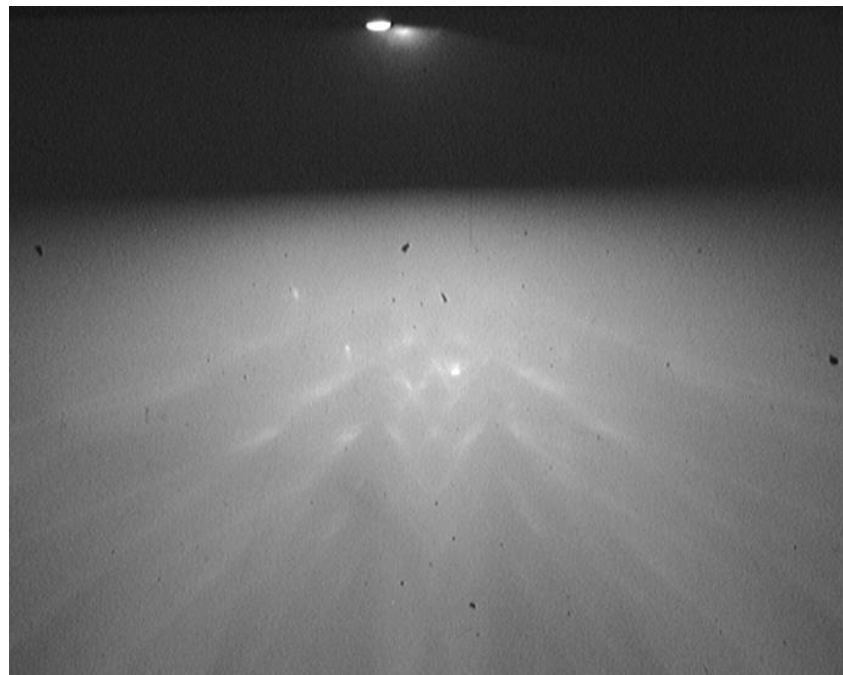


Рисунок 2.10 - Электронограммы поверхности слоя Co/ Al_2O_3 /GaAs (а) и CoPt/ Al_2O_3 /GaAs (б), нанесённых на поверхность GaAs в режимах, описанных в Таблице 2.3.

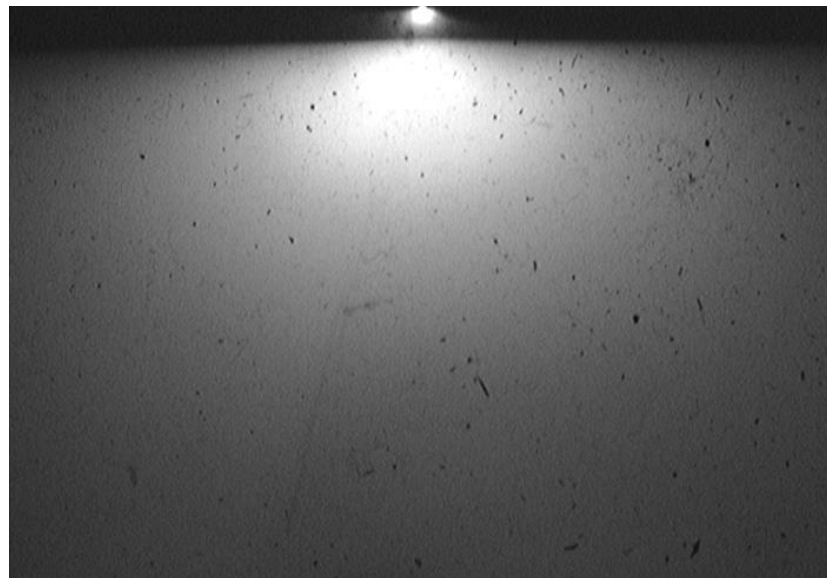
Структура металлического слоя, формируемого на поверхности полупроводника, определяется материалом контакта (для которого выполняются или не выполняются эпитаксиальные соотношения), а также условиями осаждения (температура, наличие промежуточных аморфных слоёв) [232]. Как известно из обзора, полностью ориентированный рост ФМ металлической плёнки на поверхности GaAs для создания спиновых светоизлучающих диодов был

получен лишь методом МЛЭ для Fe или для сплавов на основе Fe [55,153]. Выращивание слоёв с высоким кристаллическим совершенством с применением метода МОСГЭ сопряжено с высокими ростовыми температурами. Высокотемпературные методы выращивания в данной работе не рассматривались, поскольку ранее было неоднократно показано, что ФМ металлы, сформированные на поверхности полупроводника при повышенной температуре (от 150 °С), образуют комплексы дефектов в приповерхностной области полупроводника [108-115]. Это, в том числе, негативно сказывается на эффективности электролюминесценции светоизлучающих диодов (вплоть до полного гашения) [111,295]. Для использованных в работе ростовых условий и температур возможно формирование аморфного слоя либо слоя мелкозернистого поликристалла. Подчеркнём, что дефекты металлического слоя не рассматриваются как препятствие для эффективной спиновой инжекции. Значительно более детального рассмотрения требуют исследования кристаллической структуры и фазового состава подконтактной области полупроводника.

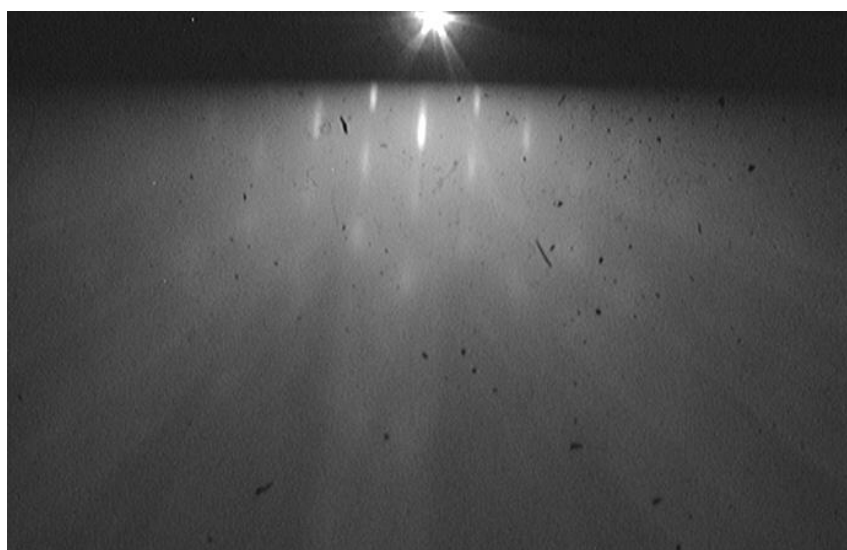
Исследования структуры поверхности полупроводника под контактом металл/полупроводник и металл/ Al_2O_3 /полупроводник были выполнены с помощью метода дифракции электронов на отражение. Перед исследованием поверхности GaAs нанесенный на него металл химически стравливался. Переходные металлы удалялись в 50 %-ном растворе HCl, Au – в KJ. Данные травители слабо взаимодействуют с GaAs [296], поэтому предполагалось, что сам процесс травления не изменяет структуру приконтактной области GaAs. На рисунке 2.11 приведены электронограммы поверхности GaAs для исследованной структуры до (рисунок 2.11(а)), после (рисунок 2.11(б)) нанесения и удаления пленки золота, а также после нанесения и удаления контакта $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (рисунок 2.11(в)). Поверхность покровного GaAs слоя характеризуется наличием на электронограммах точечных рефлексов и кикучи-линий. Это свидетельствует о том, что выращенный эпитаксиальный слой GaAs представляет собой достаточно совершенный мозаичный монокристалл [297].



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.11 - Электронограммы поверхности GaAs: (а) исходного; (б) после нанесения и удаления металлической (Au) плёнки; (в) – после нанесения и удаления слоя Co/Al₂O₃.

Поверхность полупроводника, на которую сначала был нанесен, а потом травлен металлический (Au) слой, характеризуется наличием на электронограмме диффузного гало (рисунок 2.11(б)). Таким образом, в результате нанесения металлической пленки наблюдается переход приповерхностной области GaAs в аморфное состояние. Аналогично, для случаев нанесения и травливания Ni и Co контактных слоев также наблюдалось наличие аморфного слоя в приповерхностной области полупроводника. Для контакта Co/Al₂O₃ изменения кристаллической структуры приповерхностного слоя не зарегистрировано: электронограммы исходной поверхности и поверхности, полученной после нанесения и удаления слоёв подобны (рисунок 2.11(а) и (в), соответственно).

Обнаруженный эффект изменения структуры приповерхностного слоя в результате нанесения металла не согласуется с работами по исследованию спиновой инжекции [14,298], а также с работой [108], в которой исследовались свойства границ раздела между ферромагнитным металлом и полупроводником. Подобное расхождение, вероятно, обусловлено тем, что металлическая плёнка в [14,108,298] осаждалась на специально подготовленные, атомно-гладкие поверхности, структура которых контролировалась *in-situ* дифракционными методами. Осаждение металла осуществлялось непосредственно после формирования структуры, без экспонирования образцов в атмосферном кислороде. В исследованных нами структурах техническая возможность контролируемого формирования поверхностной структуры отсутствовала. Кроме того, перед осаждением металла образцы перемещались между ростовыми установками и были подвержены воздействию атмосферы. Характер структурного упорядочения поверхности в процессе осаждения металла не контролировался, следовательно, условия получения ферромагнитных слоёв в настоящей работе и в [14,108,298] не совпадали, этим может быть объяснена расхождение результатов. Подобное предположение согласуется с выводами, сделанными в [104]. Помимо этого, известны работы, в которых было показано формирование аморфного слоя при релаксации упругих напряжений, возникающих вследствие рассогласования

параметров решёток металла и полупроводника [108,109,114,115]. Согласно [109,114], толщина аморфного слоя, определяемая величиной упругих напряжений, зависит от вида наносимого металла и может составлять от единиц монослоя до нескольких нанометров. Можно предположить, что для структур со сравнительно неровной поверхностью, подвергавшихся воздействию атмосферы перед нанесением металла, подобный механизм нарушения кристаллической структуры приповерхностного слоя полупроводника возможен.

Формирование промежуточного слоя диэлектрика между металлом и полупроводником позволяет предотвратить (либо уменьшить) образование аморфной прослойки, согласно рисунку 2.11(в). Вероятно, прослойка аморфного диэлектрика обеспечивает лучшее согласование металла и полупроводника, при этом не вносит существенных нарушений в полупроводниковый слой. Дополнительным подтверждением отсутствия аморфного слоя полупроводника для структуры CoPt/Al₂O₃/GaAs могут служить исследования атомной структуры поперечного среза указанного контакта, результаты представлены на рисунке 2.12. Из снимка высокого разрешения видно, что приповерхностные области полупроводника имеют упорядоченную атомную структуру, а нарушения структуры вблизи поверхности не зарегистрированы. Это позволяет сделать вывод об отсутствии аморфизации в пределах одного атомного слоя. Слой Al₂O₃ на снимке является аморфным, а металлический контакт CoPt имеет мелкозернистую поликристаллическую структуру, что согласуется с исследованиями электронографии на отражение (рисунок 2.10).

Таким образом, структурные исследования показали, что осаждение металлического контакта с применением методов термического или электронно-лучевого испарения вносит дефекты в приповерхностную область полупроводника. Внесение промежуточной аморфной прослойки диэлектрика позволяет предотвратить либо существенно уменьшить (ниже предела обнаружения) структурное разупорядочение.

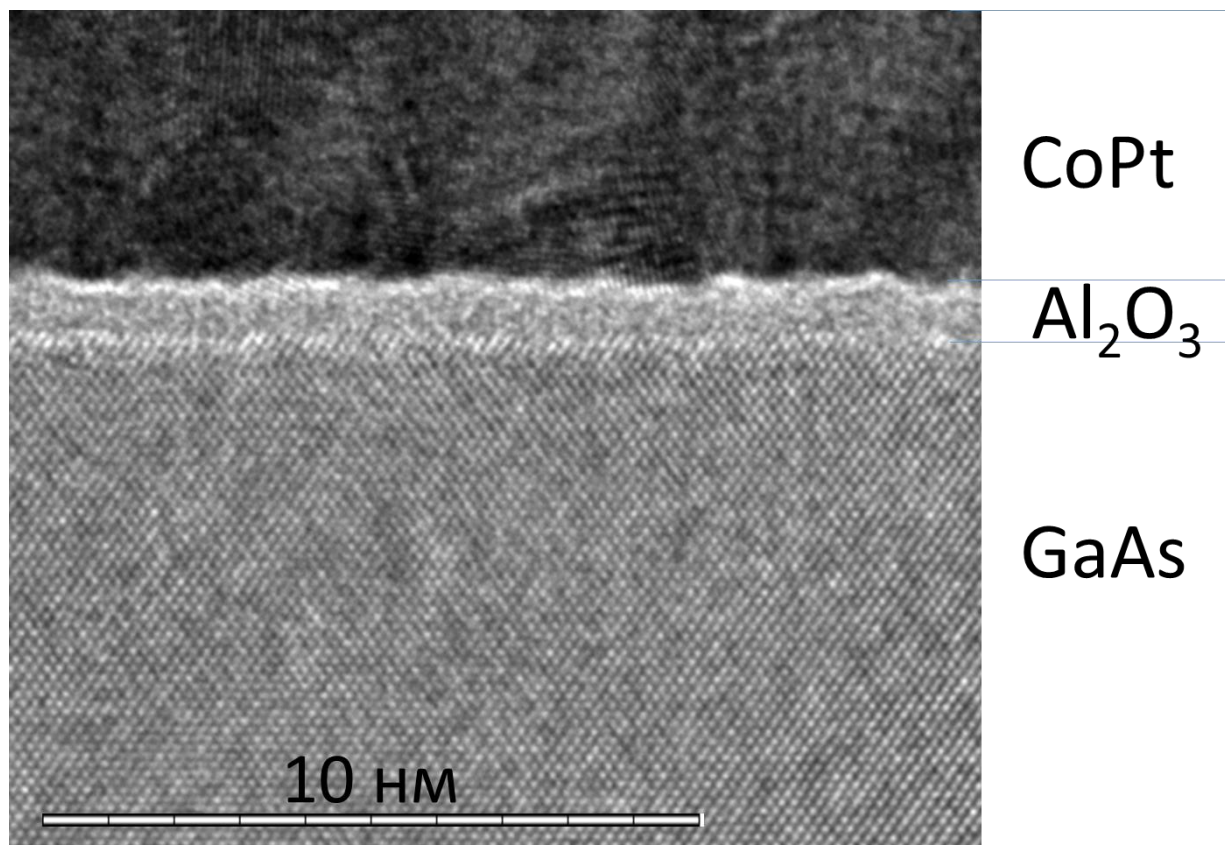


Рисунок 2.12 – Снимок высокого разрешения поперечного среза структуры с InGaAs/GaAs квантовой ямой и с контактом CoPt/Al₂O₃ (соотношение толщин слоёв 3 Å Co и 5 Å Pt, температура отжига контакта 300 °C), измеренной в режиме ПЭМ.

2.2.2.2. Исследование фазового состава приповерхностных слоёв полупроводника в структурах ферромагнитный металл/полупроводник

Возможность взаимной диффузии атомов ферромагнитного металла и полупроводника для применяемых методов формирования структур обсуждалась в [111, 295]. В настоящей работе проведён обобщённый анализ профилей концентрации элементов в приповерхностной области полупроводника, а также способов замедления и подавления процессов взаимной диффузии. На рисунке 2.13 представлены профили распределения атомов Ga и Ni (а) в структуре Ni/GaAs и Ga и Co в структуре Co/GaAs. После нанесения металла, образцы не подвергались дополнительным термическим обработкам и хранились при комнатной температуре, таким образом, полученные профили распределения обусловлены процессами, протекающими при нанесении слоя. Пересчет времени травления на глубину не проводился ввиду различия в скоростях ионного

распыления металла и полупроводника. Пленка Ni (толщиной ≈ 35 нм) травливается за ≈ 6 мин.

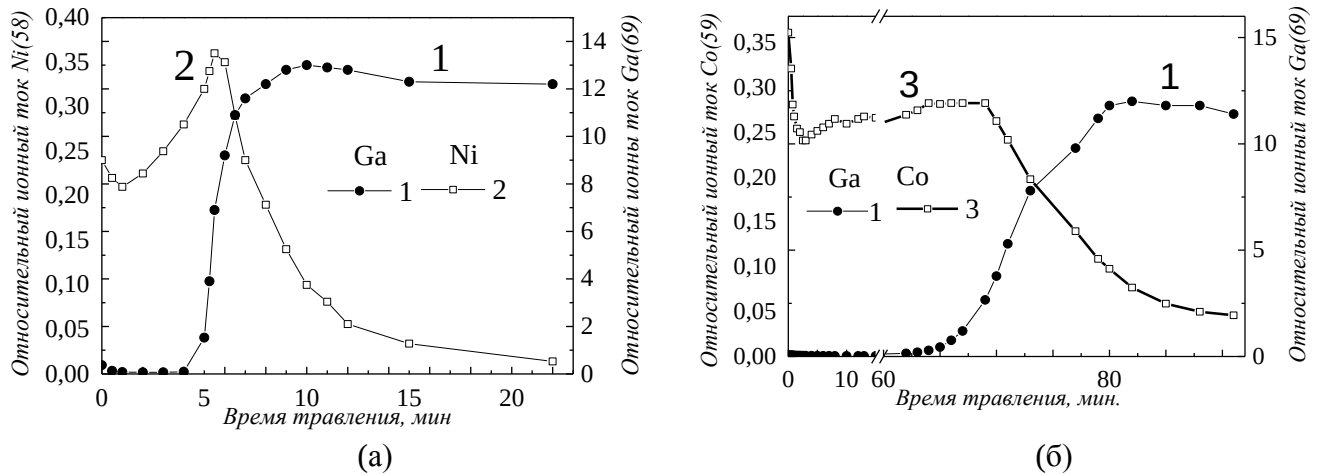


Рисунок 2.13. Профили распределения атомов Ga (1) и Ni (2) в структуре Ni/GaAs (а); Ga (1) и Co (3) (б) в структуре Co/GaAs, полученные методом ВИМС.

Зарегистрированное уменьшение концентрации Ni и Co в приповерхностной области металла может быть обусловлено окислением ФМ металлов. Вид профилей свидетельствует о проникновении атомов Ni в полупроводник. Неоднородность профиля травления пленки Ni (отсутствие плато) может быть связано с образованием фаз, содержащих атомы Ni и компоненты полупроводника (Ga, As), на границе раздела Ni/GaAs. Вследствие образования новых фаз изменяется как скорость травления, так и относительный выход никеля при ионном распылении. Для системы Co/GaAs профили ВИМС имеют аналогичный вид (рисунок 2.13(б)). Большее время травления Co плёнки обусловлено, очевидно, меньшей скоростью ионного травления этого металла; толщины плёнок Ni и Co различались незначительно.

Таким образом, исследования профилей концентрации показали наличие диффузии атомов Ni(Co) в GaAs. Как было показано в [112,299], диффузия атомов переходных металлов и GaAs носит характер твердотельной реакции, приводящей к образованию дефектно-примесных комплексов и интерметаллических соединений (ИМС) Ni(Co) с Ga и As. Известно, что их формирование в системе Ni(Co)/GaAs может начинаться уже при комнатной температуре [113]. Такие комплексы обуславливают спиновую релаксацию носителей, инжектированных

из ФМ металла, такое предположение сделано в [104,124]. Для повышения эффективности спиновой инжекции необходима модернизация технологического процесса с целью уменьшения концентрации атомов переходного металла в GaAs, т.е. замедления диффузии Ni(Co) в активную область структуры. Стандартным методом замедления диффузии является использование промежуточных защитных слоёв [106,129,300]. К таким слоям относятся туннельно-тонкие диэлектрические плёнки либо тонкие слои металла, менее склонного к взаимодействию с GaAs (как правило, Au). Использование защитных многослойных контактов в технологии микроэлектроники считается в достаточной степени известным приёмом [300], а свойства границы металла и полупроводника определяются характером взаимодействия полупроводника с нижним слоем (в рассматриваемом нами случае, подслоем Au) [129,300]. Согласно [109,301], золото менее склонно ко взаимодействию с Ga и As, чем никель или кобальт, поэтому концентрация дефектов в приповерхностной области Au/GaAs ниже, чем в случае контактов с переходными металлами.

Использование слоёв диэлектрика в качестве диффузионного барьера также считается стандартным приёмом технологии микроэлектроники [106,129,300]. Для исследованных нами структур Ni/анодный окисел/GaAs свойства диэлектрика как барьера для диффузии атомов Ni могут быть продемонстрированы при рассмотрении профилей концентрации элементов, полученных методом ВИМС (рисунок 2.14). По удалении области травления вглубь полупроводника детектируется сигнал атомов Ni, однако для структуры Ni/1 нм АО/GaAs характерен более резкий профиль концентрации атомов Ni (кривая 3), чем для структуры Ni/GaAs (кривая 1 - данные получены в идентичных режимах травления). Изменения профиля концентрации Ga выше предела погрешности измерений не зарегистрировано. Данные рисунка 2.14 свидетельствуют о том, что слой анодного окисла позволяет замедлить диффузию атомов Ni в GaAs, и, следовательно, уменьшить концентрацию дефектов, вносимых атомами Ni в приповерхностную область. Следует подчеркнуть, что из рисунка 2.14 невозможно однозначно утверждать о уменьшении полной концентрации

дефектов в приповерхностной области полупроводника в результате нанесения анодного окисла, поскольку анодное окисление также вносит дефекты в приповерхностную область полупроводника, связанные с вакансиями [302,303].

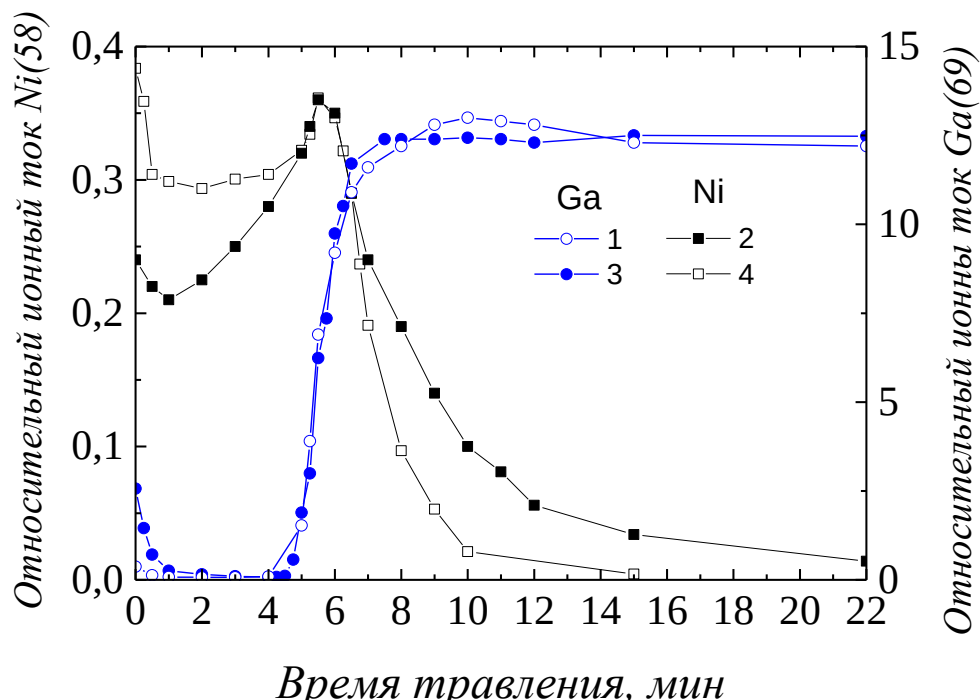


Рисунок 2.14 - Профили распределения атомов Ga (1,3) и Ni (2,4) в структуре Ni/GaAs (кривые 1,2); и Ni/1 нм АО/GaAs, полученные методом ВИМС

В случае структуры Co/0,5 нм Al₂O₃/GaAs слой диэлектрика также замедляет диффузию атомов Co, как следует профилей распределения элементов, полученных методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, показанных на рисунке 2.15. При анализе регистрировались сигналы при энергиях, соответствующих атомам кислорода, Co, Al, As, In. Видно, что по удалении от границы раздела имеет место уменьшение концентрации Co, причём спад более резкий в случае Co/Al₂O₃/GaAs по сравнению со случаем Co/GaAs (вставка к рисунку 2.15(а)). Можно заключить, что слой Al₂O₃ также служит диффузионным барьером для атомов переходных элементов, и, таким образом, способствует уменьшению концентрации дефектов в приповерхностной области GaAs. В отличие от анодного окисла, данных о существенном дефектообразовании в полупроводниковом слое при нанесении оксида алюминия нами обнаружено не было, следовательно, можно предполагать, что в результате

нанесения промежуточного туннельно-тонкого слоя Al_2O_3 уменьшается концентрация дефектов в полупроводниковой части структуры $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$.

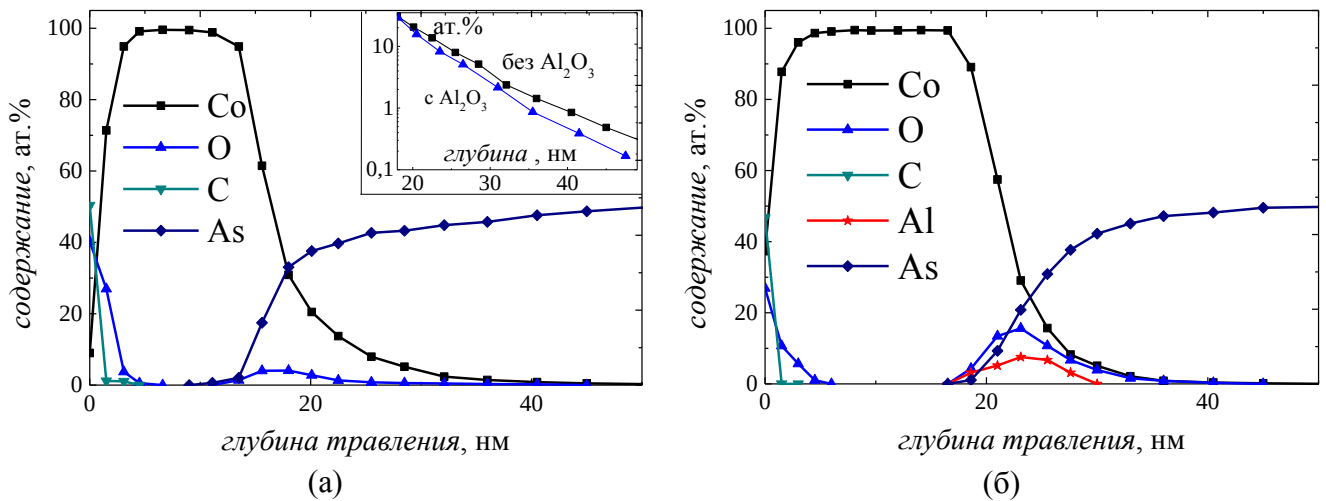


Рисунок 2.15 – Профили распределения Co, C, O, Al, As в структуре Co/GaAs (а) и $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ (б), полученные методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. На вставке показаны профили концентрации атомов Co в области GaAs в случае введения промежуточного слоя Al_2O_3 и без него.

Таким образом, исследование кристаллической структуры и фазового состава диодов Шоттки с контактом $\text{Ni}(\text{Co})/\text{GaAs}$ выявило следующие закономерности:

- слой ферромагнитного контакта, формируемый вакуумным напылением, имеет аморфную или мелкозернистую кристаллическую структуру.
- в результате осаждения ФМ металла протекает диффузия атомов $\text{Ni}(\text{Co})$ в приповерхностную область GaAs. Введение промежуточного слоя между ферромагнетиком и полупроводником позволяет замедлить диффузию и понизить концентрацию атомов $\text{Ni}(\text{Co})$ в области полупроводника.
- зарегистрированные методами ВИМС и РФЭС атомы переходного металла в области GaAs являются дефектами, наличие которых может оказать влияние на эффекты спиновой инжекции.

2.2.3. Исследование атомной, кристаллической структуры и фазового состава слоёв спиновых светоизлучающих диодов с инжектором на основе разбавленного магнитного полупроводника

Особенностью разбавленных магнитных полупроводников, сформированных при повышенной температуре с применением методов, отличных от МЛЭ,

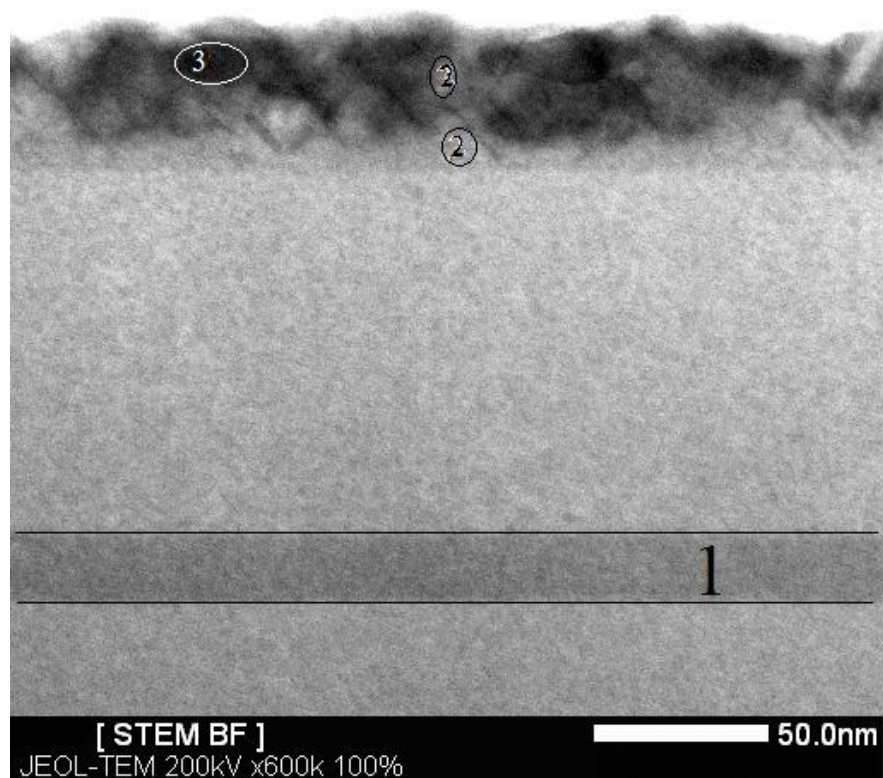
является наличие в них элементов второй фазы: ферромагнитных полуметаллических кластеров в матрице разбавленного магнитного полупроводника [278,304-306]. Формирование однородно-легированного материала в $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ – технологически сложная задача, решение которой не открывает очевидных практических преимуществ (например, предел по температуре Кюри однородно-легированного $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ составляет 170 К [207]). Сформированные в настоящей работе инжекторы на основе РМП, могут быть разделены на 2 группы:

- эпитаксиальные слои $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, выращенные на подложках (100) GaAs. Поскольку параметр решётки твёрдого раствора $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ близок к GaAs, возможно формирование ориентированной упорядоченной структуры. Путём выбора соответствующих технологических параметров возможна минимизация кластеров второй фазы в слое $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, при формировании методом импульсного лазерного осаждения [206,255]. Указанный материал условно назовём решёточно-согласованным РМП.
- слои $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}$ и $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}$, выращенные на подложках GaAs (100). В общем случае, эпитаксиальные соотношения для материалов ФМ слоя и подложки не выполняются. При выращивании слоёв на границе формируются дислокации несоответствия. Указанный вид РМП назовём решёточно-рассогласованным.

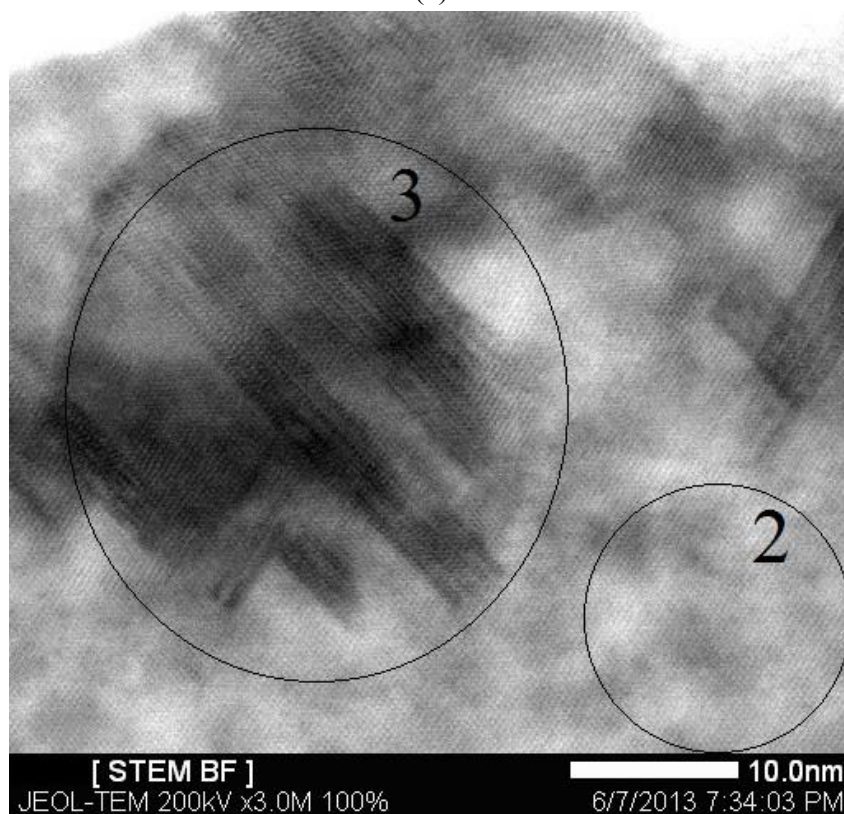
2.2.3.1. Исследование атомной и кристаллической структуры разбавленного магнитного полупроводника и приповерхностных слоёв светоизлучающей структуры

В соответствии с вышеизложенным, исследования кристаллической структуры слоёв разбавленного магнитного полупроводника можно условно разделить на две части: исследование решёточно-согласованных эпитаксиальных слоёв $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$ и рассогласованных слоёв $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$, $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}/\text{GaAs}$. По последним структурам в данном разделе приводится сводная информация, включающая исследования, выполненные под руководством в.н.с. НИФТИ Данилова Ю.А., доц. Физического Факультета ННГУ Кудрина А.В.

Слои (Ga,Mn)As исследованы на просвечивающем электронном микроскопе в режиме сканирования (СПЭМ). На рисунке 2.16 приведены изображения поперечного среза приповерхностной области структуры, включающие область КЯ. На обзорном изображении поперечного среза (рисунок 2.16(а)) в области GaAs (область 1) наблюдается контрастная полоса, соответствующая квантовой яме InGaAs. Для слоя (Ga,Mn)As получен неоднородный контраст, включающий тёмные области (область 2) и сравнительно светлые области (область 3). Более подробно указанные особенности исследованы путём сканирования с высоким разрешением участка вблизи границы (Ga,Mn)As/GaAs (рисунок 2.16(б)). В области покровного слоя GaAs (область 1) наблюдается упорядоченная атомная структура, соответствующая арсениду галлия высокого кристаллического совершенства, сформированному методом МОСГЭ. Слой (Ga,Mn)As представляет собой двухфазную систему, состоящую из областей с атомным упорядочением, в точности соответствующим нижнему GaAs (области 3), а также из тёмных областей с отличной от GaAs кристаллической структурой (области 2) и частичным нарушением атомного упорядочения. Первая из указанных фаз, вероятно, соответствует слою (Ga,Mn)As, согласованному с GaAs. Вторая фаза имеет гексагональную кристаллическую структуру и, вероятно, соответствует кластерам с повышенным содержанием Mn [176,177]. В целом отметим хорошее согласование атомных плоскостей (Ga,Mn)As и GaAs. Наличие кластеров в слоях (Ga,Mn)As, сформированных в подобных условиях, было косвенно подтверждено исследованиями [306], в которых магнитные свойства слоёв (Ga,Mn)As при комнатной температуре связывались с MnAs фазой. Таким образом, исследования на просвечивающем электронном микроскопе показали, что слои (Ga,Mn)As, сформированные методом МОСГЭ на подложках GaAs (100) при температуре 350-400 °C представляют собой двухфазную систему, содержащую области с гексагональной структурой в эпитаксиальной матрице (Ga,Mn)As.



(a)



(б)

Рисунок 2.16 Изображения поперечного среза структуры (Ga,Mn)As/GaAs/InGaAs, полученные в режиме сканирующего просвечивающего электронного микроскопа (а) общий скан ферромагнитного слоя и приповерхностной области; (б) локальный скан области границы (Ga,Mn)As/GaAs. Отмеченные области соответствуют: (1) – квантовой яме InGaAs, (2) предположительно – матрице (Ga,Mn)As; (3) предположительно – кластерам (Ga,Mn)As с более высоким содержанием Mn.

Согласно оценкам, подбор условий формирования структур (температуры осаждения, содержания Mn, толщины слоя) позволяет уменьшить содержание кластеров до сравнительно невысокого уровня и получить близкий к однородному (Ga,Mn)As. Однако, полностью однородного слоя (Ga,Mn)As (с размерами кластерной области ниже предела обнаружения) в рамках проведённого исследования обнаружено не было.

Исследования свойств структур (In,Mn)As/GaAs, полученных в аналогичных с настоящим исследованием условиях (методом ИЛО в потоке водорода), были выполнены в работах [206,282,287]. Наличие кластеров фазы MnAs в слоях (In,Mn)As/GaAs было подтверждено в [206] при исследованиях методом рентгеновской дифракции. В цитированной работе было установлено, что слои (In,Mn)As имеют структуру мозаичного монокристалла с включениями MnAs. В [287] наличие кластеров MnAs в матрице (In,Mn)As было подтверждено исследованиями на просвечивающем электронном микроскопе. В этой же работе показано, что кластеры обуславливают ферромагнитные свойства, зарегистрированные при измерениях указанных слоёв. Аналогичные результаты были получены в [281] для (Ga,Mn)Sb, сформированных методом ИЛО в потоке водорода.

На рисунке 2.17 представлено изображение поперечного среза структуры (Ga,Mn)Sb/GaAs, полученное методом ПЭМ. Слой (Ga,Mn)Sb представляет собой неоднородную систему, содержащую области с различным фазовым составом. ЭДС-анализ распределения элементов в объёме ферромагнитного полупроводника показал, что в отличие от предыдущих рассмотренных случаев, ферромагнитные кластеры в матрице (Ga,Mn)Sb имеют состав Ga_xMn_y ($x \approx 3$, $y \approx 5$) [281]. Матрица (Ga,Mn)Sb имеет упорядоченную кристаллическую структуру и представляет собой мозаичный монокристалл. Кластеры Ga_xMn_y характеризуются сложной многоатомной структурой [281], кристаллографическая ориентация которой связана с подложкой GaAs. Также, аналогично предыдущему случаю, кластеры Ga_xMn_y обуславливают регистрацию ферромагнитных свойств структур, как показано в [287]. Отметим, что, хотя слой ферромагнетика формировался на

основе $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}$, было зарегистрировано образование фазы Ga_xMn_y , кристаллографическая ориентация которой задавалась подложкой GaAs [281]. Это позволяет сделать вывод, что ориентированный подложкой GaAs рост кластеров Ga_xMn_y энергетически выгоден для использованных ростовых условий.

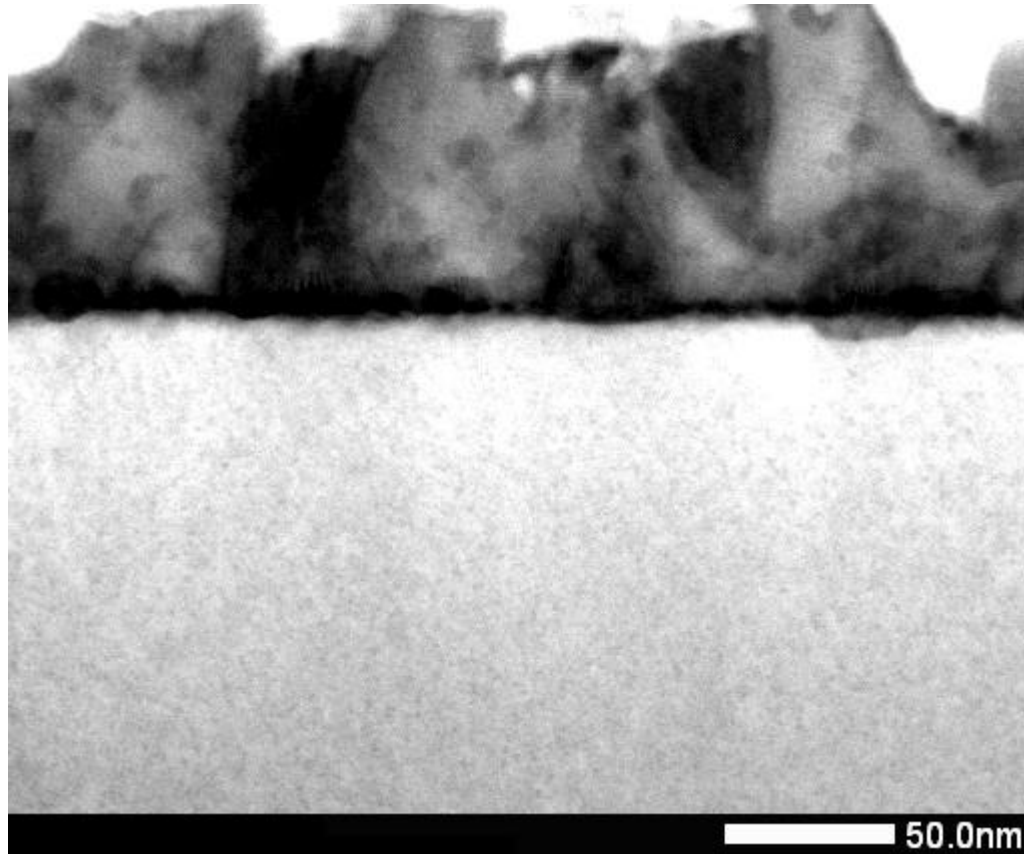


Рисунок 2.17 –СПЭМ-изображение слоя $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}$ и покровного слоя GaAs, полученное в работе [281].

Таким образом, все исследованные слои разбавленного магнитного полупроводника, сформированного методом импульсного лазерного осаждения, представляют собой двухфазную систему, содержащую ферромагнитные кластеры (как правило, MnAs или MnGa), в матрице $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$. Возможности инжекции спин-поляризованных носителей из таких слоёв в полупроводниковую структуру в известных нам публикациях не рассматривались. Отметим различие между слоями $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ с одной стороны и $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}$ и $(\text{In,Mn})\text{As}$ с другой. В первом случае подбор параметров формирования структур позволяет существенно уменьшить размер и концентрацию кластеров. Кроме того, и матрица РМП, и кластеры ориентируются подложкой GaAs (100). Это позволяет

формировать сравнительно упорядоченные слои, с меньшим содержанием дефектов кристаллической структуры на гетерогранице. Во втором случае, управление параметрами кластеров – более сложная технологическая задача, поэтому системы (Ga,Mn)Sb и (In,Mn)As всегда рассматриваются как кластерные ферромагнетики [287].

2.2.3.2. Исследование фазового состава приповерхностных слоёв полупроводника в структурах разбавленный магнитный полупроводник/неферромагнитный полупроводник

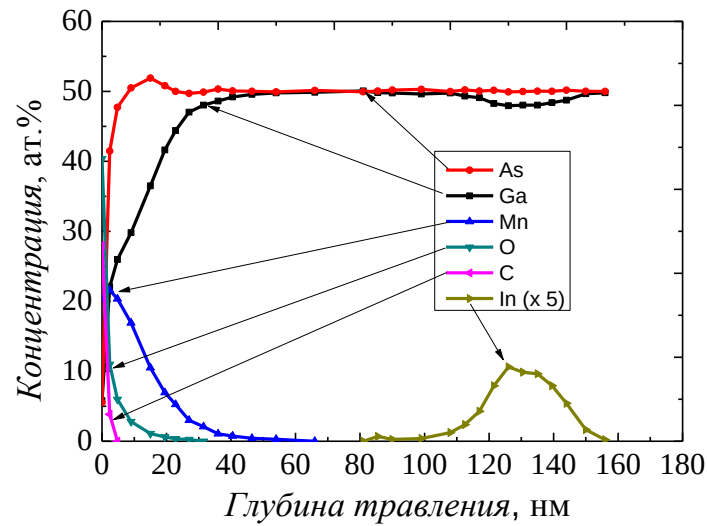
В структурах на основе $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5/\text{GaAs}$ основным источником неоднородностей в приповерхностной области полупроводника является диффузия атомов Mn [116,307]. Зависимость коэффициента диффузии Mn в GaAs от температуры рассматривалась в [89,308]. Согласно цитированным работам, при температуре выращивания 250 °C (типичной для МЛЭ) глубина диффузионного проникновения атомов Mn пренебрежимо мала. Для использованных нами в методе МОСГЭ и ИЛО температур осаждения (340-400 °C) диффузия может приводить к проникновению сравнительно большого количества атомов Mn в приповерхностную область полупроводниковой структуры. На рисунке 2.18 показаны профили распределения примесей в гетероструктурах (Ga,Mn)As/GaAs (рисунок 2.18(а)), (Ga,Mn)Sb/GaAs (рисунок 2.18(в)), полученные методом РФЭС, а также профиль структуры (In,Mn)As/GaAs (рисунок 2.18(б)), полученный методом ВИМС в работе [282]. Обсудим свойства структур (Ga,Mn)As/GaAs и (Ga,Mn)Sb/GaAs, свойства (In,Mn)As/GaAs будут проанализированы позднее.

Углерод, диагностированный в структурах, находится преимущественно на поверхности с концентрацией, достигающей 30-40 ат.%, а сигнал, соответствующий углероду, пропадает на глубине травления равной 5 нм. Регистрируемый углерод относится к загрязнению поверхности при нормальных условиях хранения образца. Относительные концентрации Ga и As совпадают на уровне в 50 ат.%, что определяется стехиометрической формулой в случае отсутствия в соединении GaAs других элементов. При наличии дополнительных

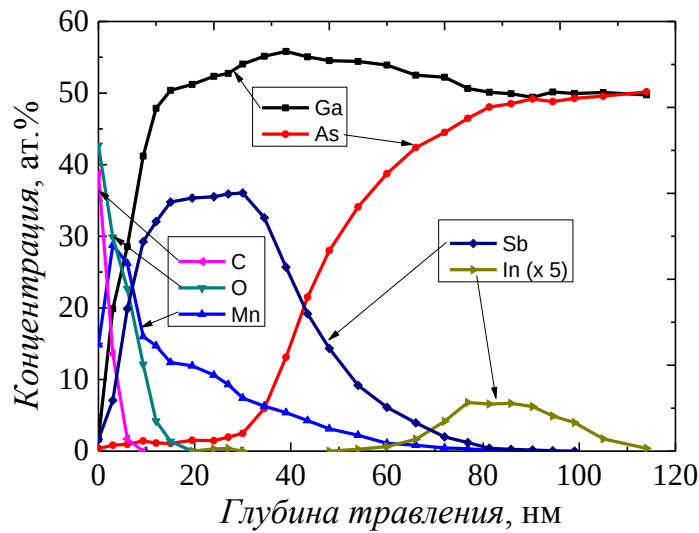
компонентов можно выделить два участка на профиле концентрации, один из которых связан со слоем $(A^3, Mn)B^5$, а второй - с областью квантовой ямы $In_xGa_{1-x}As$. Толщины слоёв $(A^3, Mn)B^5$ ниже заявленных технологических номиналов, что может быть связано с большой погрешностью в определении скорости роста. В слое $(Ga, Mn)As$ разница в концентрации мышьяка и галлия достигает величины в 10 ат.% и на протяжении всего слоя концентрация As превышает концентрацию Ga, что может косвенно свидетельствовать о формировании именно соединения $(Ga, Mn)As$ с концентрацией Mn до 20 ат.%.

Для $(Ga, Mn)Sb$ концентрация As уменьшается по мере приближения к поверхности, однако не становится равной нулю, что может свидетельствовать о диффузии атомов As в область $(Ga, Mn)Sb$. На глубине 10-30 нм зарегистрирован сравнительно ровный профиль атомов Ga и Sb, причём концентрация Ga превышает концентрацию Sb на 12-15 %, что позволяет оценить значение содержания Mn в слое $(Ga, Mn)Sb$ на уровне 25-30 %. В слое $InGaAs$ квантовой ямы концентрация As превышает концентрацию Ga, на величину, коррелирующую с концентрацией индия. Области гетерограниц $InGaAs/GaAs$ несколько «затянуты», что обусловлено аппаратным уширением профиля вследствие ионного перемешивания в процессе профилирования и сравнительно большой шероховатостью поверхности (выше 10 нм). Учитывая указанные факторы можно оценить значение толщины квантовой ямы в пределах 10 нм, что согласуется с технологическими параметрами, а также с данными просвечивающей электронной микроскопии (рисунок 2.16(а)).

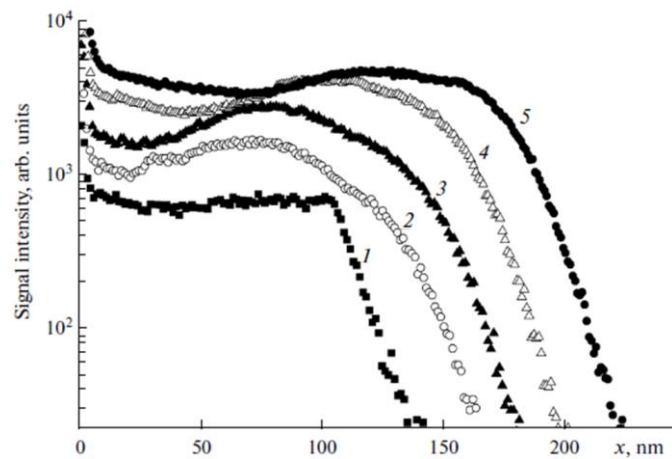
Концентрация Mn в структурах по мере удаления от гетерограницы $(A^3, Mn)B^5/GaAs$ спадает сравнительно медленно, что невозможно объяснить влиянием аппаратного уширения. Следовательно, можно сделать вывод, «затянутость» профиля концентрации Mn во всех исследованных структурах связана с диффузионным проникновением атомов в приповерхностные области полупроводника. Последнее является характерной особенностью спиновых светоизлучающих диодов с инжектором, выполненным в виде разбавленного магнитного полупроводника.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 2.18 – (а) Профиль распределения элементов структуры $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{GaAs}$ ($Y_{\text{Mn}} \approx 0,1$, номинальное значение $d_{\text{Mn}} = 40$ нм), выращенной при температуре 350°C ; (б) профиль распределения элементов структуры $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}/\text{GaAs}$ ($Y_{\text{Mn}} \approx 0,3$, номинальное значение $d_{\text{Mn}} = 40$ нм), выращенной при температуре 350°C ; (в) профили распределения атомов Mn в слоях $(\text{In,Mn})\text{As}$ ($Y_{\text{Mn}} = 0.05$ (1), 0.09 (2), 0.16 (3), 0.20 (4) и 0.26 (5)), выращенных при температуре 320°C [282].

Наряду с диффузией атомов Mn в активную область ССИД, зарегистрирована диффузия атомов As в слой ферромагнитного полупроводника. Формирование на границе ферромагнетика и полупроводника соединений с атомами Ga или As наблюдалось ранее в [116,279]. Другим видом дефекта разбавленных магнитных полупроводниках, сформированных методом ИЛО, является кислород. Линию кислорода на профилях концентрации (рисунок 2.18(а),(б)) можно разделить на две составляющие: приповерхностную, находящуюся на глубинах от 0 до 5-10 нм и связанную с окисдированием поверхности готовой структуры, и объемную - на глубинах от 5-10 до 30-40 нм. Поскольку данная глубина примерно соответствует толщине слоя GaMnAs, наличие кислорода в области 5-10 ÷ 40 нм связано с процессом формирования разбавленного магнитного полупроводника. Наличие сравнительно высокой концентрации кислорода в слоях $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ приводит к изменению ферромагнитных свойств [309].

Профили распределения атомов Mn в структурах (In,Mn)As/GaAs, полученные в [282], показаны на рисунке 2.18(в). Поскольку аппарат TOF.SIMS-5, использованный в эксперименте [282], не имеет калибровки по концентрации, были исследованы лишь относительные изменения концентрации по мере удаления от гетерограницы. Экспериментальный параметр Y_{Mn} варьировался в пределах 0,05-0,26. По мере увеличения содержания Mn наблюдается уширения профиля концентрации атомов Mn и появление максимумов концентрации в области (In,Mn)As, указанные особенности авторы [282] связывают с диффузией атомов Mn в GaAs, а также с образованием фазы MnAs в слое РМП (это также согласуется с данными [278]). Отметим также «затянутость» профиля распределения атомов Mn, связанного с диффузией Mn в GaAs.

Вид профилей концентрации, показанных на рисунках 2.18(а-в), подобен для всех структур на основе разбавленного магнитного полупроводника, сформированного методом импульсного лазерного осаждения. Основными особенностями, определяющими профили распределения элементов, являются диффузия атомов Mn в приповерхностные слои полупроводника, а также наличие атомов кислорода в слое РМП. Количественно диффузионные профили Mn и

кислорода зависят от технологических параметров формирования ферромагнитных слоёв (температура, время выращивания, содержание Mn). Восстановление профилей из данных РФЭС анализа требует проведения математической операции деконволюции, учитывающей реальные профили поверхности и аппаратное уширение спектрометра.

2.2.4. Исследование атомной, кристаллической структуры и фазового состава слоёв спиновых светоизлучающих диодов с на основе гетероструктур $\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$

Дельта-легирование марганцем слоёв GaAs первоначально применялось в [67,68] для создания структур с повышенной температурой Кюри. Указанный тип легирования рассматривался как способ создания в локальной области высокой концентрации атомов Mn (что является необходимым условием для повышения температуры Кюри [189]), при этом локальность легирования позволяет избежать образования ферромагнитных кластеров и улучшить встраивание атомов Mn в подрешётку Ga. В работах [36,69] дельта-легированный марганцем слой или его аналог (монослой MnAs в GaAs) формировался вблизи активной области светоизлучающих структур, при этом воздействие ферромагнитного слоя на носители в активной области приводило к частичной круговой поляризации рекомбинационного излучения. В этом случае дельта-легирование рассматривается как способ создания ферромагнитного слоя, вносящего минимальные изменения в активную область светоизлучающей структуры. В данном разделе рассмотрены основные результаты исследований кристаллического совершенства слоёв в структурах $\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$, сформированных комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения.

2.2.4.1. Исследование атомной и кристаллической структуры приповерхностной области диода на основе $\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$

Особенностью исследованных структур является формирование покровного слоя GaAs (над дельта-слоем Mn) при пониженной температуре (250-400 °C) методом ИЛО. Важным вопросом при этом является степень кристаллического совершенства покровного слоя, поскольку, в силу геометрии структуры (описание дано в разделе 2.1.2), дефекты покровного слоя оказывают влияние на излучательные свойства. В связи с этим технология должна обеспечивать формирование сравнительно совершенных слоёв. Исследования кристаллических свойств структур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным $\delta<\text{Mn}>$ -слоем, сформированных в идентичных условиях, были выполнены в [206,274,282] с.н.с. НИФТИ ННГУ Вихровой О.В., в.н.с. НИФТИ ННГУ Даниловым Ю.А. и в.н.с. ИФМ РАН Дроздовым Ю.Н. Спектры рентгеновской дифракции, измеренные в [274] (не приведены) подтверждают высокое структурное качество выращенных образцов. Таким образом, в исследованиях [206,274,282] было подтверждено, что при выращивании методом ИЛО возможен гомоэпитаксиальный рост GaAs при пониженной температуре осаждения (300-450 °C). Более детально кристаллические свойства структур были исследованы в [293]. В цитированной работе с применением просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения были выполнены исследования покровного слоя GaAs в структуре GaAs/ $\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$, сформированного при температуре 400 °C. Результаты показали, что на электронно-микроскопических изображениях высокого разрешения видна сравнительно совершенная атомная структура покровного слоя GaAs, которая, в то же время, содержит дефекты (двойники).

Влияние дефектов покровного слоя GaAs на люминесцентные свойства наглядно демонстрируется при исследовании фотолюминесценции структур GaAs/ $\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$, сформированных при различных температурах (рисунок 2.19). Видно, что наибольшая интенсивность ФЛ характерна для структуры, не содержащей дельта-слоя Mn (сформированной при 600 °C).

Формирование дельта-слоя Mn и покровного слоя при температуре 400 °С приводит к снижению интенсивности ФЛ примерно в 5 раз. Уменьшение температуры формирования $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ и покровного GaAs при сохранении концентрации Mn приводит к гашению интенсивности ФЛ на 3 порядка. Обнаруженное гашение интенсивности ФЛ, вероятно, обусловлено безызлучательной рекомбинацией с участием центров, образованных атомами Mn в GaAs и дефектов в покровном слое. Влияние низкотемпературных дефектов покровного слоя проявляется в снижении интенсивности ФЛ для структур с одинаковым содержанием Mn, отличающихся температурой формирования GaAs (а, следовательно, и концентрацией дефектов).

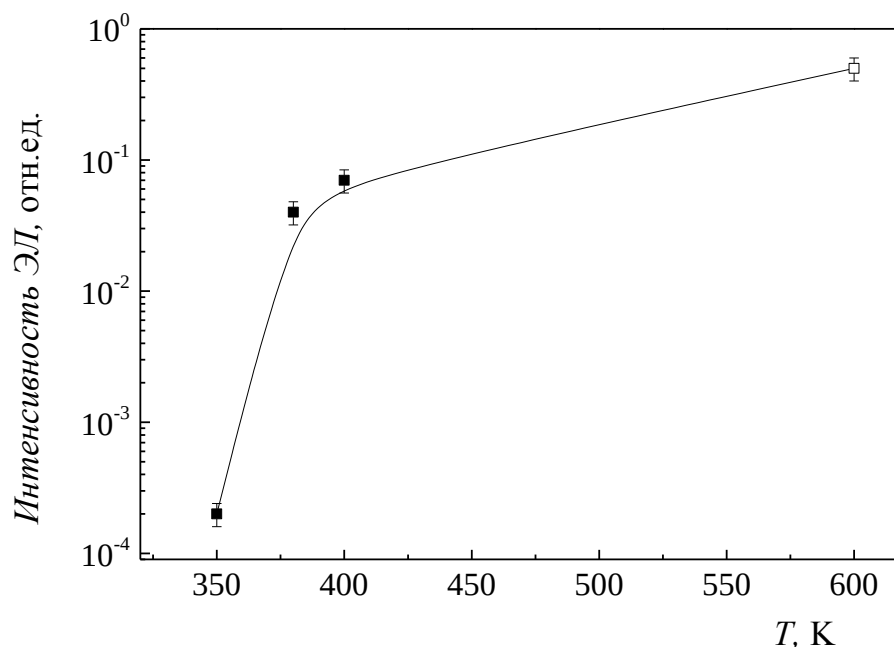


Рисунок 2.19 – Зависимость интенсивности фотолюминесценции от температуры формирования покровного слоя в структурах InGaAs/GaAs/ $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, зарощенных 12 нм слоем GaAs. Точка 600 °С получена для структуры без $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легирования

Таким образом, в отличие от однородно-легированных слоёв (Ga,Mn)As, в дельта-легированных структурах не формируются ферромагнитные кластеры MnAs (с размерами и концентрацией выше предела обнаружения). В то же время дефекты покровного слоя и примесные атомы Mn оказывают влияние на характеристики структур в силу необходимости близкого расположения дельта-слоя к активной области (2-10 нм). Тем не менее структуры с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем являются примером однофазной системы разбавленного магнитного

полупроводника, сформированного методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения.

2.2.4.2. Исследование фазового состава приповерхностных слоёв полупроводника в структурах $\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$

Светоизлучающим структурам с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем присущи аналогичные особенности распределения элементов, что и для рассмотренных выше слоёв однородно-легированного РМП, сформированных методом импульсного лазерного осаждения. На рисунке 2.20 представлены профили распределения элементов в светоизлучающей структуре $\text{GaAs}(12 \text{ нм})/\delta<\text{Mn}>/\text{GaAs}(4 \text{ нм})/\text{InGaAs}$, полученные методом РФЭС.

Профили, полученные для In, Ga и As, показывают положение квантовой ямы, ширина профиля In обусловлена аппаратным уширением, а также уширением, связанным с неровностями поверхности, аналогично случаю структур с контактом $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Также, аналогично структурам, описанным в разделе 2.2.3, можно отметить наличие на поверхности структур углерода, связанного с загрязнением, а также наличие кислорода на глубине до 5 нм. Наличие марганца регистрируется на уровне погрешности измерений, профиль атомов Mn также «размыт» центр распределения расположен на расстоянии ~ 10 нм от поверхности, что хорошо согласуется с номинальной толщиной покровного слоя 12 нм. Низкий уровень сигнала от Mn не позволяет оценить истинную «размытость» профиля концентрации. Такие оценки могут быть выполнены из исследований методом ВИМС, выполненных для подобных структур в работе [280] (рисунок 2.8). Из рисунка 2.8 видно, что ширина профиля Mn в GaAs зависит от содержания и для наименьшего значения $Q_{\text{Mn}} \approx 0,1$ MC составляет 3-5 нм. Физическими явлениями, обуславливающими изменение профиля легирования относительно дельта-слоя, являются диффузия атомов Mn и сегрегация к поверхности. Для исследованных структур величина Q_{Mn} лежит в диапазоне 0,1 - 0,3 MC, для такого диапазона существенной сегрегации атомов Mn выявлено не было.

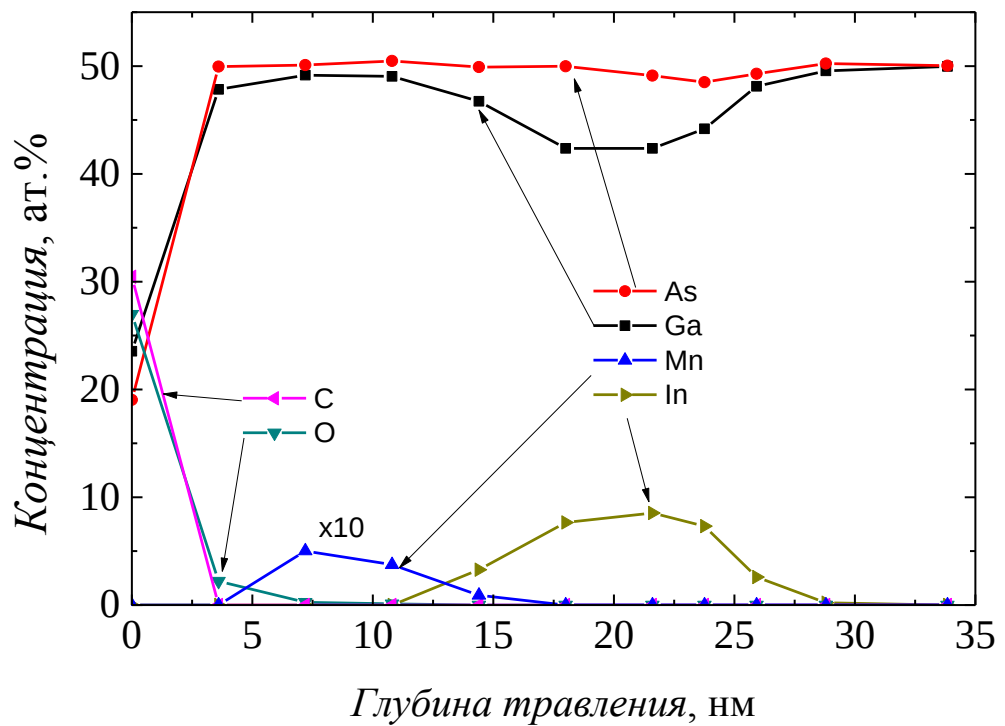


Рисунок 2.20 - Профиль распределения элементов структуры GaAs(12 нм)/ δ <Mn>/GaAs(4 нм)/InGaAs/GaAs ($Q_{Mn} \approx 0,3$ МС, температура формирования 400 °С), измеренный методом РФЭС.

Диффузия атомов Mn протекает во время выращивания покровного слоя при температурах 300-450 °С. Для оценки диффузионного проникновения марганца из δ -слоя в покровный слой и активную область были проведены расчёты профиля легирования. Для оценок достаточно выполнение расчёта по формуле для диффузии из источника конечного размера [300]:

$$N(z, t) = \frac{Q_{Mn}}{\sqrt{\pi D t}} \exp \left\{ - \left(\frac{z}{\sqrt{2 D t}} \right)^2 \right\}, \quad (2.6)$$

где N – концентрация примеси, z – координата в направлении роста структуры, t – время диффузии (в нашем случае это время выращивания дельта-слоя Mn и покровного GaAs), Q_{Mn} – номинальное содержание Mn (концентрация в первый момент после окончания процесса осаждения), D – коэффициент диффузии. Значение D для температуры 400 °С и 450 °С было оценено из известных литературных данных [310,311], а также из наших результатов для коэффициента диффузии Mn в GaAs в образцах, аналогичных исследованным [308,312,313]. В наших работах для структур с δ <Mn> было получено значение коэффициента диффузии для температуры 600 и 640 °С в [308] и для 365 °С в [313].

Интерполяция зависимости в точки 400 и 450 °С дала значения коэффициента диффузии $3,5 \times 10^{-17}$ см²/с и $1,8 \times 10^{-16}$ см²/с соответственно. Расчёты профиля распределения для трёх условий выращивания приведены на рисунке 2.21. Были рассмотрены наиболее практически интересные структуры с толщиной покровного слоя 12 нм (соответствует времени выращивания 1200 секунд) и 40 нм (соответствует времени выращивания 4000 секунд), сформированные при температурах 350, 400 и 450 °С.

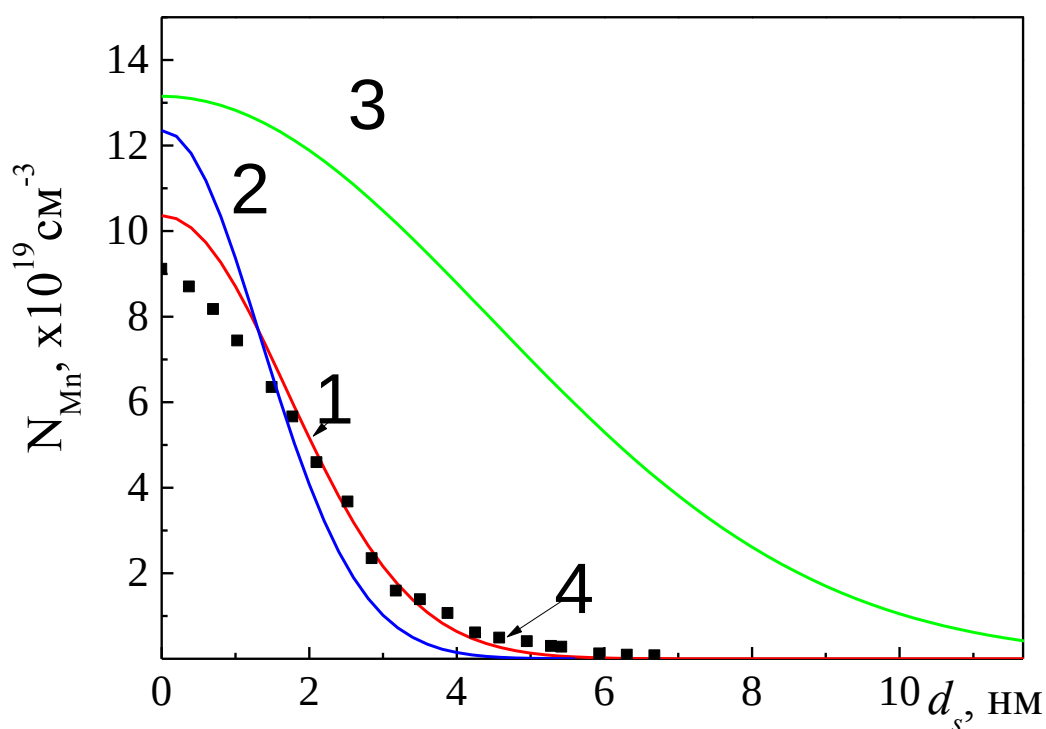


Рисунок 2.21 – Рассчитанные профили распределения атомов Mn в структуре $\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}$ относительно технологического центра дельта-слоя ($x = 0$) для различных условий формирования. Кривая 1 – $T_{\text{роста}} = 400$ °С, $Q_{\text{Mn}} = 0,1$ МС; кривая 2 – $T_{\text{роста}} = 350$ °С, $Q_{\text{Mn}} = 0,1$ МС; 3 – $T_{\text{роста}} = 450$ °С, $Q_{\text{Mn}} = 0,3$ МС; кривая 4 (точки) соответствует профилю концентрации, измеренному методом ВИМС в [280].

Из рисунка видно, что атомы Mn не локализованы в области номинального введения дельта-слоя, а распространены в некоторой области. Наиболее резкий профиль характерен для структуры, сформированной при 350 °С. Ширина области распределения атомов Mn на уровне $\frac{1}{2}$ от максимальной концентрации (в центре дельта-слоя) для температуры формирования 350 °С составила менее 2 нм, для 400 °С - 4 нм. Для структуры с $Q_{\text{Mn}} \approx 0,1$ МС, покровным слоем 40 нм, сформированным при 400 °С, рассчитанный профиль концентрации достаточно

хорошо согласуется с измеренным в [280] (рисунок 2.21, кривая 1 (линия) и 4 (точки), соответственно). Для повышенной температуры формирования (450 °C) имеет место значительное уширение профиля легирования (рисунок 2.21, кривая 3). Отметим, что даже на удалении 3-10 нм от центра распределения концентрация атомов Mn довольно высокая (может достигать 10^{17} см⁻³). Очевидно, дельта-слой Mn может быть формально представлен как узкий ферромагнитный слой GaAs:Mn с градиентом концентрации Mn.

Таким образом, анализ фазового состава показал, что существуют определённые технологические рамки для формирования спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур $\delta\text{<Mn>/GaAs/InGaAs}$. Нижний порог температуры формирования (350 °C) связан с существенным гашением интенсивности люминесценции квантовой ямы, верхний порог (400-450 °C) – с диффузионным размытием дельта-слоя Mn. Для всех исследованных случаев диффузионное размытие профиля Mn имеет место, а ширина составляет 2-4 нм. Также зарегистрировано проникновение атомов кислорода в приповерхностную область структуры.

2.3. Выводы по главе 2

1) Показано, что с применением метода МОС-гидридной эпитаксии в комбинации с импульсным лазерным осаждением в потоке водорода могут быть сформированы наиболее распространённые виды спиновых светоизлучающих диодов на основе GaAs: диоды с инжектором, выполненным в виде ферромагнитного металла (в комбинации с методом осаждения в вакууме); диоды с инжектором на основе разбавленного магнитного полупроводника, а также оригинальный вид спиновых светоизлучающих диодов с $\delta\text{<Mn>}$ -легированным слоем в качестве ферромагнитной области.

2) Особенностью формирования слоёв ферромагнитного металлического инжектора при выращивании структуры ССИД методом МОС-гидридной эпитаксии является прерывистость технологического процесса, связанная с

перемещением образцов между технологическими установками. Это приводит к осаждению металлического слоя на частично разупорядоченную поверхность, что обуславливает комплекс эффектов, связанных с диффузией атомов ферромагнитного металла в область полупроводника, их взаимодействие с Ga и As, формированием интерметаллических соединений. Формирование промежуточного слоя между ферромагнитным металлом и полупроводником позволяет частично предотвратить эффекты, связанные с диффузией и взаимодействием атомов ферромагнитного металла и полупроводника.

3) Особенности формирования слоёв разбавленного магнитного полупроводника методом импульсного лазерного осаждения в потоке водорода является сравнительно большой размер частиц, осаждаемых на подложку, а также высокие температуры формирования слоёв (по сравнению с альтернативным методом молекулярно-лучевой эпитаксии). Указанные особенности проявляются:

- в формировании многофазных слоёв, содержащих ферромагнитные интерметаллические соединения MnGa или MnAs в матрице $(A^3, Mn)B^5$. Избежать формирования кластеров возможно при создании ферромагнитного слоя путём дельта-легирования марганцем арсенида галлия;
- диффузионном «размывании» профилей концентрации, приводящих к переносу части атомов Mn к активной области светоизлучающей структуры;
- внедрению атомов кислорода в слои, сформированные методом импульсного лазерного осаждения;

Глава 3. Исследование электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с инжектором ферромагнитный металл/GaAs

Несмотря на многообразие видов активной области спиновых светоизлучающих диодов [9], наилучшие результаты были получены для диодов с активной областью, выполненной в виде квантовой ямы AlGaAs/GaAs или InGaAs/GaAs. Указанные варианты представляются оптимальными для формирования модельных структур с целью изучения эффектов спиновой инжекции (глава 2). В большинстве успешных экспериментов по спиновой инжекции из ФМ металла профиль легирования ССИД соответствовал структуре *n-i-p* диода, с активной областью, помещённой в изолирующий слой полупроводника [55,60,63,71,77,82-84]. Инжекция спин-поляризованных электронов осуществляется через границу ФМ металл/*n*-полупроводник или ФМ металл/туннельно-тонкий диэлектрик/*n*-полупроводник (рисунок 3.1(а)) при подаче отрицательного потенциала на металл, что соответствует **обратному смещению** барьера Шоттки. Материалы выбираются таким образом, чтобы обеспечить наименьшее значение высоты потенциального барьера для электронов, инжектированных из металла (в некоторых случаях используется дополнительное легирование слоёв донорными примесями для формирования туннельно-прозрачного барьера при обратном смещении).

Подход, применённый в настоящей работе, принципиальным образом отличается от большинства известных работ: активная область помещается в область объёмного заряда диода с барьером Шоттки металл/GaAs или диода на основе структуры металл/туннельно-тонкий диэлектрик(окисел)/GaAs (МТОП-структуры). Инжекция спин-поляризованных носителей из металла осуществляется в **прямом смещении** барьера Шоттки (рисунок 3.1(б)): в указанном режиме из ферромагнитного электрода инжектируются неосновные носители, а основные носители инжектируются в активную область из объёма полупроводника.

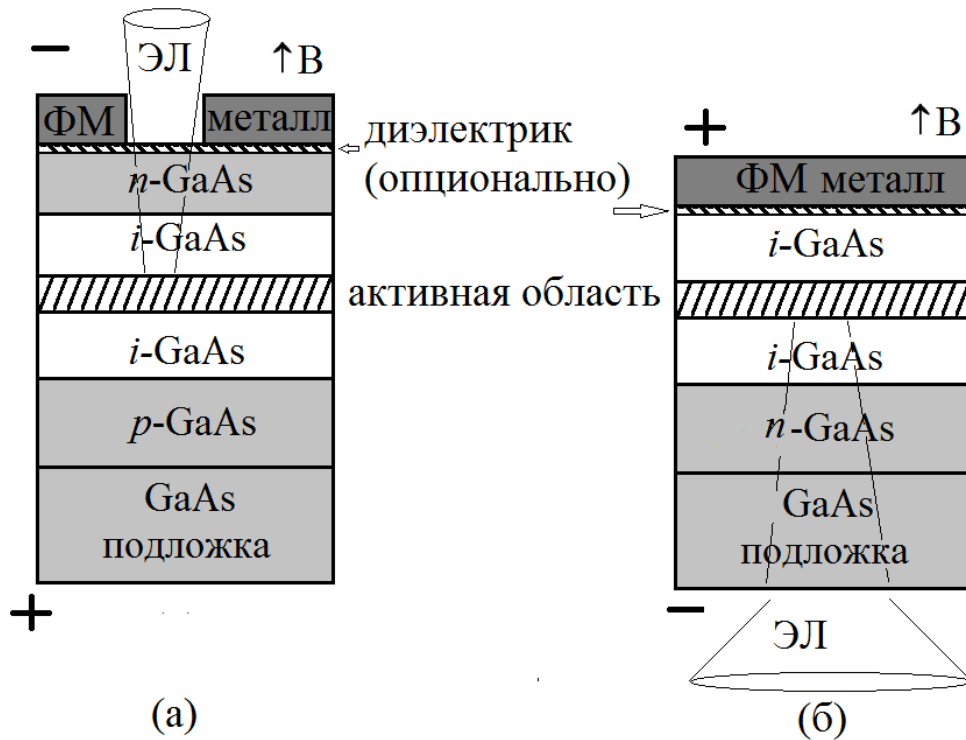


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение типовой конструкции спинового светоизлучающего диода с ферромагнитным металлическим инжектором (а) и диодов, исследованных в настоящей работе (б).

Впервые возможность эффективной электролюминесценции диодов Шоттки на основе гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs рассмотрена м.н.с. НИФТИ ННГУ Дёминой П.Б. и с.н.с. НИФТИ ННГУ Байдусем Н.В. [314]. Для понижения потенциального барьера неосновных носителей используются технологические приёмы, модифицирующие диод Шоттки: введение вблизи поверхности тонкого слоя примеси противоположного знака (акцепторной для n -GaAs и донорной для p -GaAs) или формирование на поверхности полупроводника туннельно-тонкого слоя диэлектрика [285,314]. Ранее была показана возможность спиновой аккумуляции носителей в режиме прямого смещения барьера Шоттки [60,61,138,139]. В настоящей работе показана возможность реализации наряду с эффектом спиновой аккумуляции основных носителей также и спиновой инжекции неосновных носителей: дырок в полупроводник n -типа или электронов в полупроводник p -типа. Данные эффекты являются аддитивными и приводят к повышению степени циркулярной поляризации [61]. Кроме этого, основанием для использования геометрии диодов Шоттки является физическая и технологическая простота конструкции прибора наряду с потенциальной возможностью

сохранения высокой интенсивности электролюминесценции, сравнимой с диодами с p - n -переходом [315]. Эффекты спиновой инжекции в прямосмещённых диодах Шоттки ранее не рассматривались.

3.1 Схема образцов для исследования

На основании приведённых выше рассмотрений была выбрана схема структур, показанная на рисунке 3.2. Структуры были сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении водорода на эпитаксиальной установке в НИФТИ ННГУ (в.н.с. НИФТИ ННГУ Звонков Б.Н.).

Светоизлучающие структуры были выращены на подложках n^+ -GaAs (100) (марки АГЧТ или *axt*) или p^+ -GaAs (100) (марка АГЧЦ). На первом этапе изготовления подложка подвергалась отжигу при температуре 650°C для очистки поверхности. Затем при этой же температуре на подложке выращивался буферный слой n -GaAs (p -GaAs для подложек p -типа), толщиной 0,7 мкм, с концентрацией доноров(акцепторов) $n=(0,5-1) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($p=(0,5-1) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Активная область ССИД, представляющая собой квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с содержанием индия $x = 0,05 - 0,25$, толщиной $d_{QW} = 10 \text{ нм}$. Температура выращивания КЯ составляла 600 – 650°C. В ряде случаев активная область представляла собой три квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 10 нм и с различным содержанием In. Расстояние между квантовыми ямами составляло $d_W = 30 \text{ нм}$. Активная область заращивалась покровным слоем нелегированного GaAs толщиной $d_C = 5 - 300 \text{ нм}$ при той же температуре, что и выращивание квантово-размерного слоя. В ряде случаев осуществлялось дельта-легирование покровного слоя примесью с типом проводимости, противоположным подложки, поверхностная концентрация составляла 10^{11} см^{-2} . Структуры, сформированные на подложках n -GaAs, легировались углеродом, структуры на p -GaAs – кремнием. Расстояние от квантовой ямы до дельта-слоя варьировалось в соответствии с Таблицей 3.1.

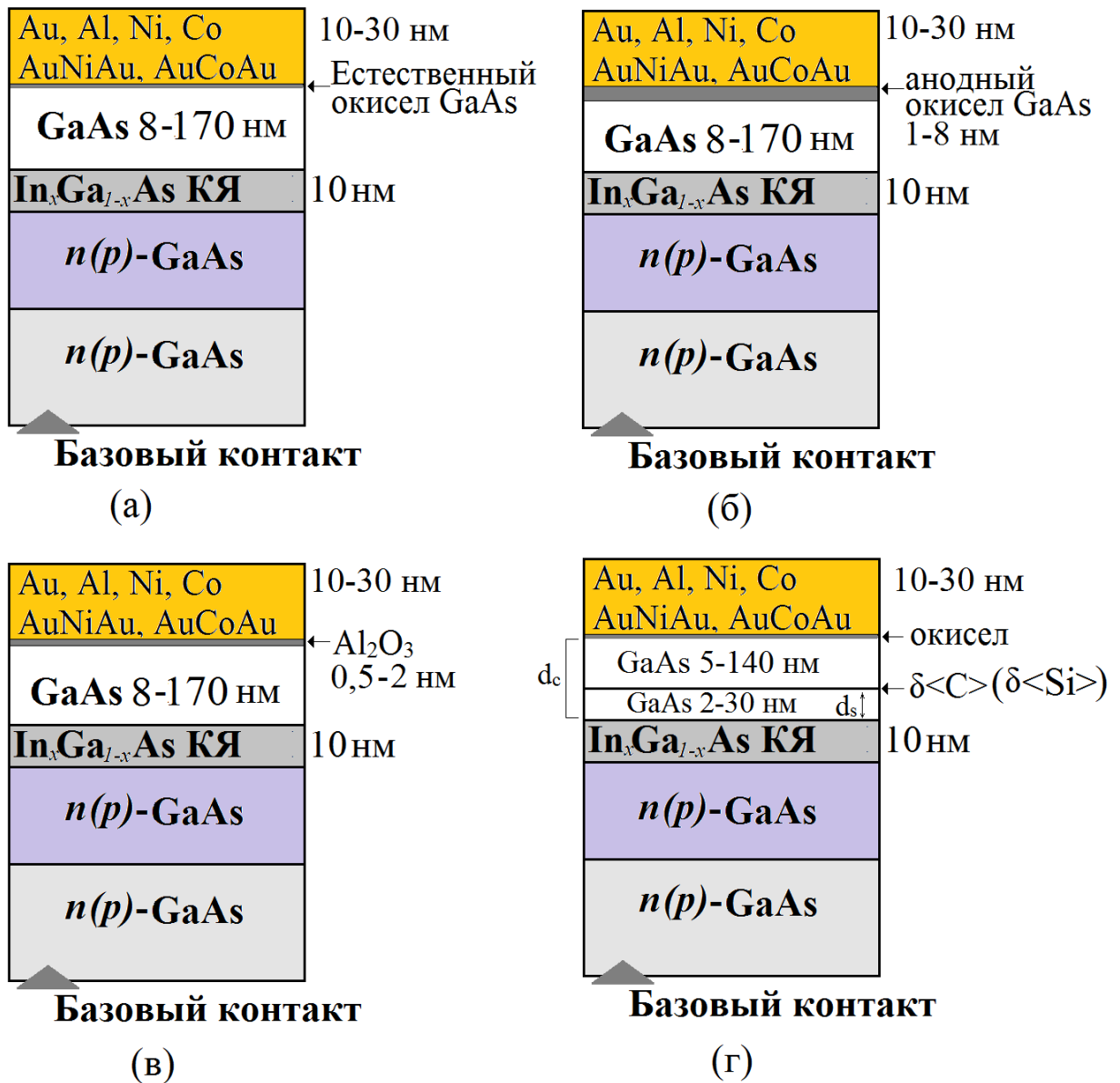


Рисунок 3.2 - Схема образцов с контактом ферромагнитный металл/полупроводник для исследования эффектов спиновой инжекции. Виды модификаций барьера Шоттки, использованные в настоящей работе: (а) – диод с барьером Шоттки металл/GaAs, (б,в) – диод металл/туннельно-тонкий диэлектрик/GaAs, (г) – модификация барьера Шоттки металл/ $n(p)$ -GaAs дельта-легированием углеродом (кремнием).

В рамках работы осуществлялось варьирование типа полупроводниковой подложки, глубины залегания квантовой ямы, вида и уровня легирования покровного слоя GaAs, содержания In в квантовой яме и толщины квантовой ямы (величины ограничивающего потенциала для носителей).

В качестве материала металлического инжектора, образующего барьер Шоттки, использовались высокочистые Fe, Ni, Co, Au, Pt и Al. Осаждение неферромагнитного инжектора (Au, Al) осуществлялось для создания

контрольных образцов. Для модификации свойств диодов Шоттки на поверхность и в приповерхностную область структуры вводились дополнительные слои (рисунок 3.2). Технология формирования ферромагнитных металлических контактов, использованных в настоящей работе, подробно описана в гл.2.1.2 и 2.2.2. Омический контакт к подложке (базе диода) формировался искровым вжиганием Sn (для n -GaAs) или In (для p -GaAs) фольги. Финальной операцией формирования светоизлучающих структур являлась фотолитография и химическое травления для создания меза-диодов диаметром 500 мкм (раздел 2.1.1).

Таким образом, формировались светоизлучающие диоды Шоттки и МТОП-диоды с ферромагнитным электродом. Технологические параметры всех исследованных структур приведены на рисунке 3.2 и в Таблицах 3.1, 3.2. Согласно ряду описаний [91,139], диоды, содержащие туннельно-тонкий слой диэлектрика между металлом и полупроводником, также рассматриваются как диоды Шоттки, хотя их свойства несколько отличаются. В рамках настоящей работы авторы придерживаются терминологии, в которой все типы диодов, показанные на рисунке 3.2 обозначаются термином «диод Шоттки».

Таблица 3.1. Параметры диодов Шоттки для исследования эффектов спиновой инжекции

№	подложка	x_{In}	d_{QW} , нм	d_C , нм	δ -слой ($d_{s,нм}$)	оксид ($d_{ox,нм}$)	контакт
A01	<i>n</i> -GaAs	0,15	10	20	нет	нет; АО (2 нм)	Au, Ni, Co, AuNiAu, AuCoAu
A02	<i>n</i> -GaAs	0,15	10	30	нет	нет	Au, Ni, Co, AuNiAu, AuCoAu
A03	<i>n</i> -GaAs	0,15	10	100	нет	нет	Au, Ni, Co, AuNiAu, AuCoAu
A05	<i>n</i> -GaAs	0,16	10	25	нет	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1)	Au, Ni, Co, CoPt
A06	<i>n</i> -GaAs	0,16	10	65	нет	Al ₂ O ₃ (1)	Au, Co, CoPt
A07	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	5	нет	Al ₂ O ₃ (1)	Au, Co, CoPt
A08	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	10	нет	Al ₂ O ₃ (1)	Au, Co, CoPt
A09	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	15	нет	Al ₂ O ₃ (1)	Au, Co, CoPt
A10	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	30	нет	Al ₂ O ₃ (1)	Au, Co, CoPt
A11	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	50	нет	Al ₂ O ₃ (1), АО (1, 2, 4, 6, 8)	Au, Ni, Co, CoPt
A12	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	100	нет	Al ₂ O ₃ (1)	Au, Co, CoPt
A13	<i>n</i> -GaAs	0,12	10	40	нет	нет	Au
A14	<i>n</i> -GaAs	0,20	10	40	нет	нет	Au
A15	<i>n</i> -GaAs	0,25	10	40	нет	нет	Au
A16	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	8	<C> (5)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A17	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	13	<C> (10)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A18	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	25	<C> (15)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A19	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	40	<C> (30)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A20	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	60	<C> (50)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt

A21	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	110	<C> (100)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A22	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	150	<C> (120)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A23	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	175	<C> (145)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A24	<i>n</i> -GaAs	0,22	10	200	<C> (170)	нет; АО(2), Al ₂ O ₃ (1), HfO ₂ (1)	Au, Co, CoPt
A25	<i>n</i> -GaAs	0,16	10	30	нет	нет; АО(3)	Au, Ni
B01	<i>p</i> -GaAs	0,16	10	65	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Al, Co, CoPt
B02	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	30	<Si> (20)	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Al, Co, CoPt
B03	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	15	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Co, CoPt
B04	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	30	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Co, CoPt
B05	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	70	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Co, CoPt
B06	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	100	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Co, CoPt
B07	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	140	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Co, CoPt
B08	<i>p</i> -GaAs	0,22	10	200	нет	нет, Al ₂ O ₃ (1)	Co, CoPt

x_{In} – содержание In в квантовой яме, d_{QW} – толщина квантовой ямы, d_{C} – толщина покровного слоя GaAs, $\delta\langle\text{C}\rangle$ ($d_{\text{s,нм}}$) – наличие в приповерхностном слое дельта-легирования углеродом (расстояние от $\delta\langle\text{C}\rangle$ до КЯ), $d_{\text{ок}}$ – толщина диэлектрического слоя на поверхности структур, АО – анодный окисел GaAs

Таблица 3.2. Параметры диодов Шоттки на основе структур с тремя квантовыми ямами

№	подложка	$x_{\text{In}}(1)^*$	$d_s(1)$, нм	$x_{\text{In}}(2)$	$d_s(2)$, нм	$x_{\text{In}}(3)$	$d_s(3)$, нм	n_c , см ⁻³	δ -слой (d_s , нм)	оксид (d_{ox} , нм)	контакт
C1	<i>n</i> -GaAs	0,12	30	0,16	30	0,20	30	нелегир	нет	нет; Al ₂ O ₃ (0,5;1;1,5 ;2)	Au, Ni, Co, CoPt
C2	<i>n</i> -GaAs	0,12	30	0,16	30	0,20	20	нелегир	нет	нет; Al ₂ O ₃ (1)	Au, Ni, Co, CoPt
A3	<i>n</i> -GaAs	0,16		10			30	нелегир	нет	нет	Au, Ni, Co, AuNiAu, AuCoAu
A4	<i>n</i> -GaAs	0,16		10			100	нелегир	нет	нет	Au, Ni, Co, AuNiAu, AuCoAu
A5	<i>n</i> -GaAs	0,16		10			25	нелегир	нет	AO(2), Al ₂ O ₃ (1)	Au, Ni, Co

* - $x_{\text{In}}(1)$ – содержание In в первой квантовой яме (нумерация КЯ начинается от подложки, т.е. (1) соответствует ближайшей к подложке квантовой яме),

3.2 Методы исследования диодов Шоттки ферромагнитный металл/полупроводник и ферромагнитный металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник на основе гетероструктур с квантовой ямой

3.2.1. Исследование ферромагнитных свойств металлических слоёв

Наличие в структурах ферромагнитных свойств является необходимым условием эффективной спиновой инжекции при умеренных магнитных полях и сравнительно высоких температурах [9]. Исследование ферромагнитных свойств, соответственно, является важной операцией контроля технологии создания ССИД. В рамках настоящей работы выполнялись исследования магнитолевых зависимостей намагниченности на калиброванном магнетометре переменного градиента силы, магнетометр разработан н.с. НИФТИ ННГУ Лесниковым В.П. и доцентом кафедры ФПО Физического факультета ННГУ Кудриным А.В., измерения выполнены Кудриным А.В. Принцип работы метода основан на появлении силы, действующей на образец и пропорциональной его магнитному моменту, при помещении образца в градиентное магнитное поле. Указанные измерения позволяют получать значения намагниченности в абсолютных единицах (Ам^{-1}) [316]. Измерения выполнялись при комнатной температуре (300 К) при направлении магнитного поля (величиной ± 180 мТл) перпендикулярно поверхности (перпендикулярная геометрия) и вдоль поверхности (продольная геометрия). Для измерений вырезалась часть образца с контактом площадью 8-10 мм². Минимальная толщина ФМ слоя при измерениях методом составляла 8 нм. Предельная чувствительность магнетометра составила $\sim 10^{-11} \text{ Ам}^{-1}$.

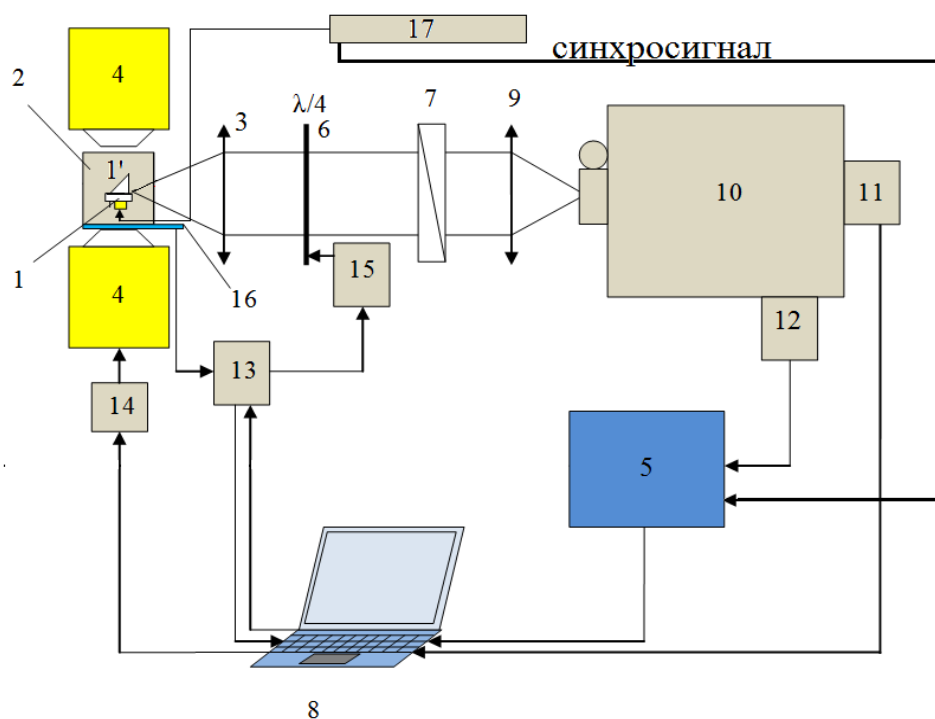
3.2.2. Методика исследования электрических характеристик

Первым этапом тестирования сформированных диодов является измерение вольтамперных характеристик (ВАХ). Измерения ВАХ производилось при температурах 300 К и 77 К, а также в диапазоне температур 10-300 К. Для

исследования при 77 К образец помещался в сосуд Дьюара с жидким азотом. Для исследования в широком диапазоне температур образец помещался в Не криостат замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, далее проводилось охлаждение до нужной температуры. Измерение температуры (с погрешностью $\pm 0,1$ К) проводилось с помощью контроллера температур. Для измерений ВАХ доцентом каф. ФПО Физического факультета ННГУ Кудриным А.В. разработан специальный измерительный алгоритм с использованием источника-измерителя токов и напряжений Keithley 2400. При измерениях используется встроенная программа прибора, позволяющая подавать напряжения в заданном диапазоне и заданной последовательности, при каждом значении напряжения измеряется ток. Измерения выполнялись в полуавтоматическом режиме, измерительный алгоритм представляет собой постепенное увеличение напряжения от минимального к максимальному с заданным шагом.

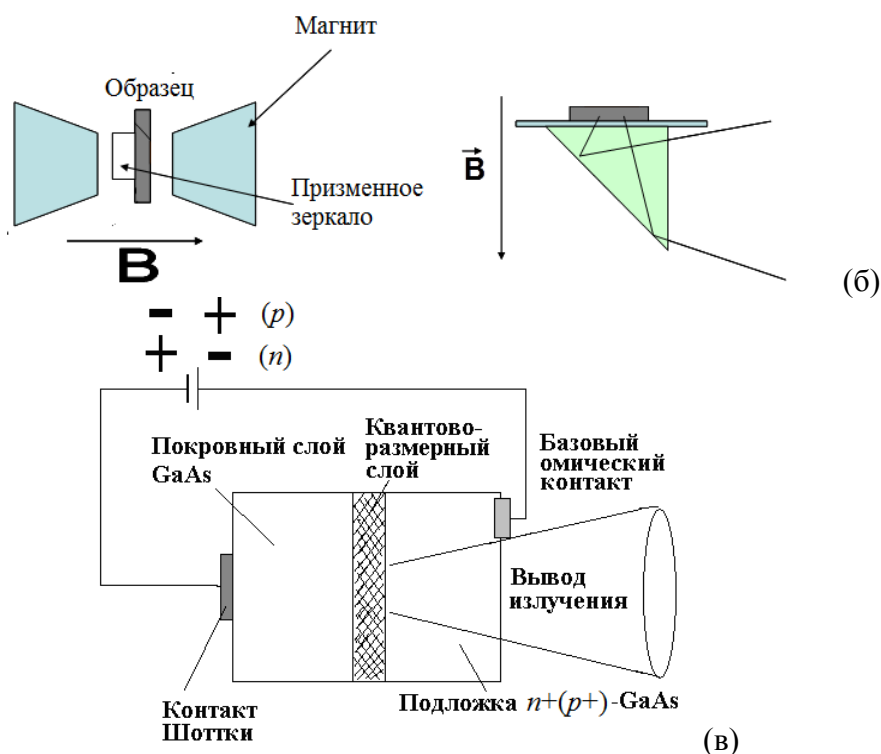
3.2.3. Методика исследования фото- и электролюминесценции

Исследования спектров фотолюминесценции полупроводниковых структур до нанесения металлических контактов выполнялись при температурах 77 и 300 К на установке НИФТИ ННГУ, показанной на рисунке 2.6. Методика измерений описана в разделе 2.1.1.5. Исследования электролюминесценции также выполнены на универсальной спектральной установке НИФТИ ННГУ. Схема установки для исследования спектроскопии ЭЛ показана на рисунке 3.3. На диод подавался импульсный ток с частотой следования импульсов 1733 Гц и скважностью 0,5. В эксперименте использовался источник-измеритель тока Keithley 6221 (17), позволяющий задавать и измерять пропускаемые через образец токи. Исследования диодов производились в диапазоне температур 10-300 К в криостате Janis CCS-300S/202 либо при температуре 77 К при помещении образцов в жидкий азот. Также в указанном источнике устанавливается ограничение по прямому напряжению на диоде, которое не превышало 5 В.



(a)

1 – образец; 2 – криостат; 3 – коллиматорная линза; 4 – электромагнит; 5 – селективный усилитель; 6 – четвертьволновая пластина; 7 – линейный поляризатор; 8 – ПК; 9 – фокусирующая линза; 10 – монохроматор; 11 – ПЗ-детектор; 12 – фотодетектор; 13 – АЦП/цифровой интерфейс; 14 – блок питания электромагнита; 15 – привод четвертьволновой пластины; 16 – датчик Холла, 17 – источник питания .



(в)

Рисунок 3.3 – (а) Блок-схема универсальной спектральной установки; (б) - геометрия расположения светоизлучающего диода относительно магнитного поля. При измерениях в жидком азоте вместо криостата (2) использовался сосуд Дьюара, а образец разворачивался на 90° (излучение регистрировалось напрямую со стороны подложки); (в) – схема включения диода Шоттки при измерениях электролюминесценции.

В экспериментах по исследованию светоизлучающих диодов с ферромагнитными металлическими инжекторами полярность напряжения на диоде соответствовала прямому смещению. В ряде случаев, для подачи постоянного смещения на образец использовался источник питания Keithley 2400. Электролюминесцентное излучение регистрировалось со стороны подложки и фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-23 (10), на выходе которого детектировалось фотоприемником (11 или 12). При измерении спектров электролюминесценции из измерительной схемы удалялись оптические элементы, показанные на рисунке 3.3 (четвертьволновая пластинка (6) и поляризатор(7)). Для регистрации спектров использовался Si ПЗС-детектор Thorlabs LC-1 USB (11). Детектор представляет собой линейку из 3000 элементов, позволяющих регистрировать распределение интенсивности вдоль горизонтальной оси детектора. Все элементы программно пронумерованы, каждый элемент (пиксель) отличается номером. При помещении детектора на выходе монохроматора (вместо выходной щели) горизонтальная развёртка интенсивности соответствует пространственной развёртке спектра люминесценции (на каждый элемент детектора попадает излучение на определённой длине волны). ПЗС детектор соединён с персональным компьютером. На экране компьютера отображается зависимость интенсивности спектральной линии от номера элемента детектора, на который попадает указанная линия. Эта зависимость сохраняется в памяти персонального компьютера в виде файлов, которые обрабатываются с целью калибровки по спектральной чувствительности детектора и вычисления длины волны. Значение длины волны при измерении спектра ЭЛ вычислялось по формуле:

$$\lambda(x) = \lambda_c + k \cdot (x_0 - x), \quad (3.1)$$

где λ - длина волны, x – номер пикселя ПЗС-детектора, λ_c – значение длины волны, отображаемое на шкале счётчика длин волн монохроматора МДР-23, k – коэффициент пропорциональности, который находится экспериментально при калибровке монохроматора (в нашей системе $k = -0,01875$ нм/пиксель).

Для измерений на фиксированной длине волны в качестве детектора использовались кремниевый фотодиод или фотоумножитель ФЭУ-62 (12). Монохроматор МДР-23 оснащён двумя выходными щелями переключение между которыми осуществлялось с помощью зеркала. Такая конструкция позволяет одновременную установку ПЗС-детектора (без выходной щели) и фотодиода/фотоумножителя (с выходной щелью).

Низкотемпературные измерения электро- и фотолюминесценции, включая измерения циркулярной поляризации, проводились на установке в Лаборатории нелинейных электронных процессов ИФТТ РАН (г. Черноголовка, Московской обл.). Схема установки для исследований циркулярной поляризации ЭЛ представлена на рисунке 3.4. Образцы для исследований помещались в камеру с жидким гелием (16), находящуюся в центре сверхпроводящего соленооида (15), также находящегося в жидком гелии (17).

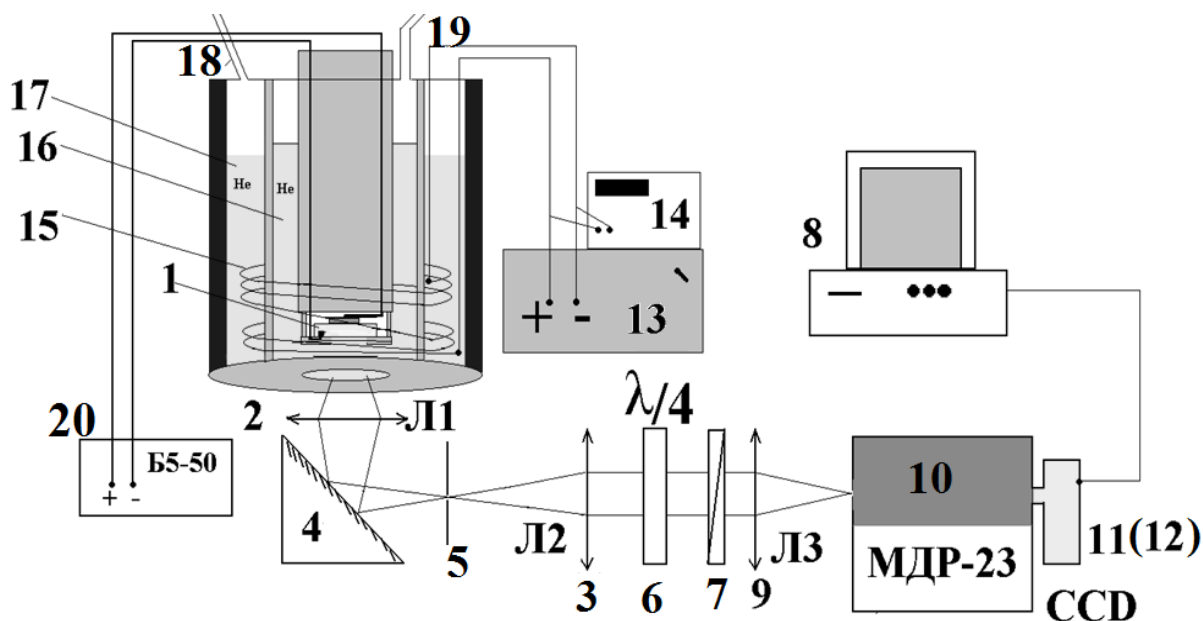


Рисунок 3.4. Схема установки для низкотемпературных измерений в сильном магнитном поле: 1 - исследуемая структура; 2 – собирающая линза; 3 - фокусирующая линза; 4 - зеркало; 5 - диафрагма; 6 - пластинка в $\lambda/4$ – анализатор излучения; 7 - поляризатор; 8 - персональный компьютер; 9 – линза 3 (фокусирующая сигнал на щель монохроматора); 10 – монохроматор МДР-23; 11 – ПЗС-детектор; 12 – фотодетектор; 13 - - блок питания соленооида; 14 – контроль напряжения на соленоиде; 15 - обмотки соленооида сверхпроводящего материала; 16 - область криостата со сверхпроводящим магнитом, заполняемая жидким He; 17 - рабочая область криостата, заполняемая жидким гелием; 18 - - выход He, испарившегося из области с соленоидом; 19 – откачка, 20 – источник тока.

Измерения проводились в геометрии Фарадея (магнитное поле было приложено перпендикулярно поверхности структур); в рабочем объёме с образцом был создан вакуум (давление ~ 15 Торр необходимо для введения He в состояние сверхтекучести). Это позволило избежать оптических потерь и изменений степени циркулярной поляризации люминесценции, которые могли бы возникнуть при кипении гелия. На образец подавалось прямое смещение от источника постоянного тока. Электролюминесцентное излучение, выходящее со стороны подложки с помощью зеркала (2) и линзы (4) направлялось на схему анализа. Для детектирования электролюминесцентного излучения использовался Si ПЗС-детектор Hamamatsu, состоящий из 1400 элементов. Методика анализа спектров ФЛ и ЭЛ совпадала с описанной выше.

3.2.4. Анализ циркулярно-поляризованной люминесценции

Исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции выполнялись с применением универсальной спектральной установки НИФТИ ННГУ, а также в лаборатории ИФТТ РАН. В обоих случаях использовалась стандартная схема измерений [9,317], общие элементы которой присутствуют на рисунках 3.3 и 3.4. Циркулярно-поляризованное излучение от источника (1) попадает на собирающую линзу (3), где преобразуется в плоскопараллельный пучок света. Далее свет анализируется с помощью оптических элементов: фазовой пластины $\lambda/4$ (6) и поляризатора (7). Фазовая пластина $\lambda/4$ преобразует циркулярно-поляризованное излучение в линейно-поляризованное [9,317]. Плоскость поляризации зависит от направления вращения вектора $\mathbf{E}$ в циркулярно-поляризованном свете. Линейно-поляризованное излучение попадает на поляризатор, плоскость поляризации которого совпадает либо перпендикулярно плоскости поляризации излучения, прошедшего через пластину $\lambda/4$. Таким образом, выделяется компонента правополяризованного либо левополяризованного излучения. Путём вращения пластины $\lambda/4$ на 90° можно изменить компоненту попадающего на фокусирующую линзу (9)

излучения. Линза (9) фокусирует излучение на щель монохроматора (10), компонента излучения, соответствующая заданной длине волны, регистрируется детектором (11 или 12). В зависимости от положения пластины $\lambda/4$ ($\pm 45^\circ$) монохроматором (10) и детектором (11 или 12) измеряется интенсивность и положение линии излучения либо левополяризованной, либо правополяризованной компонент. Значение степени циркулярной поляризации ФЛ и ЭЛ рассчитывалось в соответствии с соотношением (1.5).

$$P_{\text{ЭЛ,ФЛ}} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I_{\text{ЭЛ,ФЛ}}}, \quad (3.2)$$

где $P_{\text{ЭЛ}}$ – степень циркулярной поляризации ЭЛ, $P_{\text{ФЛ}}$ – степень циркулярной поляризации ФЛ, $I_{\text{ЭЛ,ФЛ}} = I(\sigma^+) + I(\sigma^-)$ – интенсивность электро-, фотолюминесценции; величины $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$, соответствующие интенсивностям, записанным в σ^+ (σ^-) поляризациях измерялись различным образом, в зависимости от использованного детектора. При регистрации излучения посредством фотодетектора или фотоумножителя в качестве значения $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ использовалась величина соответствующего фотосигнала (пропорциональная интенсивности). В этом случае длина волны монохроматора соответствовала максимуму интенсивности. При регистрации излучения посредством ПЗС-детектора значения $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ вычислялись путём интегрирования участка спектра вблизи максимума интенсивности, ширина участка составляла ~ 5 мЭВ.

Далее в качестве количественной характеристики степени циркулярной поляризации будут использоваться величины $P_{\text{ЭЛ}}$ и $P_{\text{ФЛ}}$. Введённая ранее величина P_C относится к общим характеристикам электромагнитного излучения любой природы, при дальнейшем анализе важным является разделение циркулярно-поляризованной фото- и электролюминесценции.

Различия между измерительными системами НИФТИ ННГУ и ИФТТ РАН заключались в геометрии источника излучения. В схеме, представленной на рисунке 3.3, источник излучения помещался между полюсами электромагнита

(4). Между полюсами магнита создавалось постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности диодной структуры. Выходящее излучение направлено перпендикулярно оптической оси схемы. Оно разворачивалось на 90° с помощью поворотного зеркала (1') (рисунок 3.3(б)). Ток через электромагнит задавался источником питания (14). Диапазон магнитных полей, создаваемых электромагнитом составил $\pm 0,3$ Тл. Напряжённость магнитного поля измерялась при помощи калиброванного датчика Холла (16). За счёт использования криостата замкнутого цикла, измерения проводились в широком диапазоне температур (10-300 K).

Схема, представленная на рисунке 3.4 использовалась только для низкотемпературных измерений (1,5 K). Электролюминесцентное излучение, выходящее со стороны подложки с помощью линзы (2) и зеркала (4) направлялось на схему анализа. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом (15), величина поля варьировалась в пределах ± 10 Тл. Такие значения магнитного поля необходимы для перемагничивания Co, Ni слоёв, поскольку направление магнитного поля в геометрии Фарадея (в которой проводились измерения) перпендикулярно оси лёгкого намагничивания. Величина магнитного поля определялась по величине тока через соленоид с использованием калибровочных таблиц. Также отличия заключались в погрешности измерений, выполненных различными методами. Погрешность низкотемпературных измерений степени поляризации (рисунок 3.4) составила 0,005-0,015 (в зависимости от интенсивности анализируемого излучения). Такая погрешность является типичной для измерений указанным методом и складывается из погрешностей измерения интенсивностей ЭЛ, люфта настройки оптической схемы при смене образцов, а также при генерации сильного магнитного поля. Погрешность измерений $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$ по схеме, представленной на рисунке 3.3, составила 0,0002 – 0,005. Низкое значение погрешности, по сравнению с измерениями, выполненными в ИФТТ РАН, достигалось за счёт уменьшения случайной ошибки путём усреднения по 300 измерениям, низкой приборной погрешности при использования оптических

элементов с высокой степенью выделения поляризации (не хуже 10^{-5}) [318], а также за счёт использования автоматизированной системы вращения четвертьволновой пластины, уменьшающей ошибку при её выставлении.

Для контроля и сравнения результатов проводились также измерения циркулярной поляризации фотолюминесценции в магнитном поле. В этом случае измерительная схема незначительно отличалась от показанной на рисунке 3.3 и рисунке 3.4 характером возбуждения люминесценции. Для возбуждения использовался He-Ne лазер с мощностью, регулируемой в диапазоне 3-8 мВт, работающий в непрерывном режиме. Схема регистрации циркулярной поляризации ФЛ не отличалась от схемы для ЭЛ. Также выполнялись контрольные измерения циркулярно-поляризованной люминесценции для диодов с неферромагнитным контактом (Au/GaAs).

Часть исследований была выполнена на спектральной установке Института Физики Глеб Ватагин, университета UNICAMP г. Кампинас, Бразилия. Схема измерений в этом случае была подобна схеме, представленной на рисунке 3.4, отличалась конструкция криостата. Криостат, расположенный в Институте Физики Глеб Ватагин, оснащён системой *in-situ* ввода и вывода жидкого гелия, что вместе с использованием нагревателя создаёт опцию для варьирования температуры измерений в диапазоне 4,5 – 300 К.

3.3 Исследование электрических характеристик диодов Шоттки ферромагнитный металл/полупроводник на основе гетероструктур с квантовой ямой

Исследование электрических характеристик выполнялось для сравнения свойств диодов, отличающихся видом металлического электрода, а также для идентификации механизмов протекания тока, необходимой при анализе спиновой инжекции. На рисунке 3.5 показаны вольтамперные характеристики диодов на основе структуры A05 с различными видами контактов. Для структур с контактом Au и Co (кривые 1 и 2, соответственно) кривые ВАХ подобны.

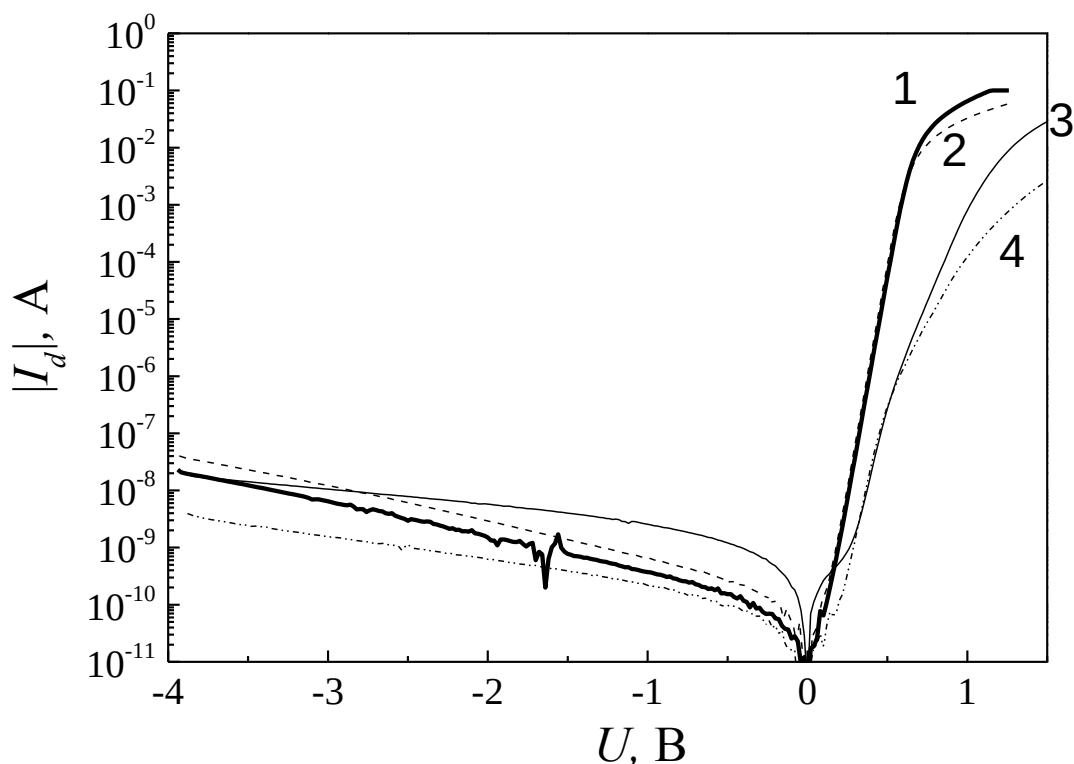


Рисунок 3.5 – Вольтамперные характеристики диода на основе структуры №A05 с контактом на основе Au/GaAs (кривая 1), Co/GaAs (кривая 2), Co/1 нм Al₂O₃/GaAs (кривая 3) и Co/ 2 нм AO/GaAs (кривая 4), измеренные при температуре 300 К.

Отметим несколько большее значение величины обратного тока диода для структуры с Co контактом, которое, вероятно, обусловлено более низким значением высоты потенциального барьера [89], а также возможным увеличением токов утечки через дефектные центры, образующиеся в результате нанесения Co [296]. Введение тонкого слоя диэлектрика приводит к снижению прямого тока на 2-3 порядка, при этом величина обратного тока несколько повышается (кривые 3,4). Вид кривых для структур с промежуточным слоем диэлектрика отличается от зависимостей, полученных для диодов Шоттки (рисунок 3.5, кривые 3,4 и 1,2, соответственно). Для последних может быть выделен участок экспоненциального возрастания тока диода с повышением напряжения в диапазоне 0,1-0,7 В (рисунок 3.5). В структурах Co/AO/GaAs и Co/Al₂O₃/GaAs протекание тока в указанном диапазоне напряжений не может быть описано одной экспоненциальной зависимостью, в то же время сохраняется несимметричность ВАХ: в прямом смещении (положительный потенциал на Co электрод) характерно быстрое возрастание тока диода с

ростом напряжения, в обратном – медленное изменение тока. Для структуры Co/AO/GaAs в области напряжений $U=\pm 0,2$ В зависимость абсолютного значения тока от напряжения описывается линейной функцией, симметричной относительно начала координат. Значение последовательного сопротивления составляет $R_{\text{п}} \approx 370$ МОм. Характерной особенностью МТОП структур, содержащих слой Al_2O_3 , является разброс параметров ВАХ. При токе диода, превышающем 10 мА происходит необратимый пробой диэлектрического слоя, приводящий к существенному изменению вида ВАХ (повышению прямого и обратного токов). Напряжение и ток пробоя варьируются для одной структуры от диода к диоду, а также зависят от толщины Al_2O_3 [314]. При изменении типа электрода или технологических условий формирования структур вид ВАХ не отличается от кривых, показанных на рисунке 3.5, меняются лишь параметры. Кривые на рисунке 3.5, являются типовыми для данного вида гетерограницы.

На рисунке 3.6 представлены вольтамперные характеристики диода на основе структуры №В01 (сформированного на подложке p -GaAs).

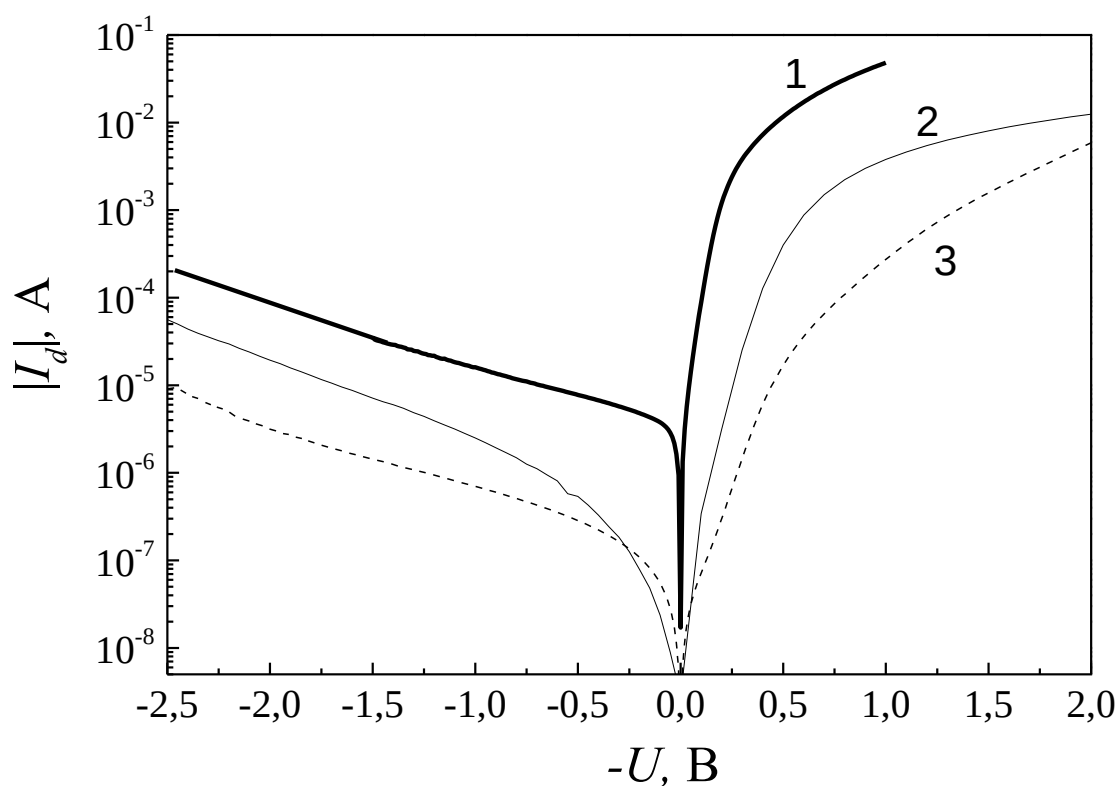


Рисунок 3.6 – Вольтамперных характеристики диода на основе структуры №В01 с контактом на основе Co/GaAs (кривая 1), Al/GaAs (кривая 2), Co/1 нм Al_2O_3 /GaAs (кривая 3), измеренные при температуре 300 К.

Кривые приведены для структур с контактом Al (1), Co (2), Al₂O₃/Co (3), измеренные при температуре 300 К. По сравнению с графиками, приведёнными на рисунке 3.5, для диодов Шоттки металл/*p*-GaAs характерна обратная полярность напряжения прямого смещения (на металл подаётся отрицательный по отношению к базе потенциал). Также в структурах металл/*p*-GaAs получены более высокие значения обратных токов (до 10⁻⁴ А при $U=-2$ В) по сравнению с диодами на основе *n*-GaAs. Точка перегиба на зависимости ВАХ, соответствующая переходу на линейный участок, отмечается при напряжениях $\sim 0,3-0,6$ В, что значительно меньше, чем в структуре Au/*n*-GaAs ($\sim 0,8$ В). Данный факт, также, как и высокие значения обратного тока, является свидетельством более низкого значения высоты потенциального барьера диодов на основе *p*-GaAs по сравнению с диодами на *n*-GaAs. В структурах Au/Co/Al₂O₃/*p*-GaAs наличие двух участков на ВАХ выражено в значительно меньшей степени.

Перейдём к обсуждению результатов исследования ВАХ исследованных диодов. В структурах с контактом металл/полупроводник при комнатной температуре измерений вольтамперные характеристики достаточно хорошо описываются с точки зрения модели термоэлектронной эмиссии для протекания тока в диодах Шоттки [91,139]. Согласно диодной теории [139], вольтамперная характеристика контакта металл/полупроводник описывается уравнением

$$I_d = I_s \left(\exp \left(\frac{|e|U}{nkT} \right) - 1 \right), \quad (3.3)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T – температура, n – коэффициент неидеальности, I_s – ток насыщения, определяемый по формуле

$$I_s = A^* T^2 \left(\exp \left(-\frac{|e|\phi_b}{kT} \right) \right), \quad (3.4)$$

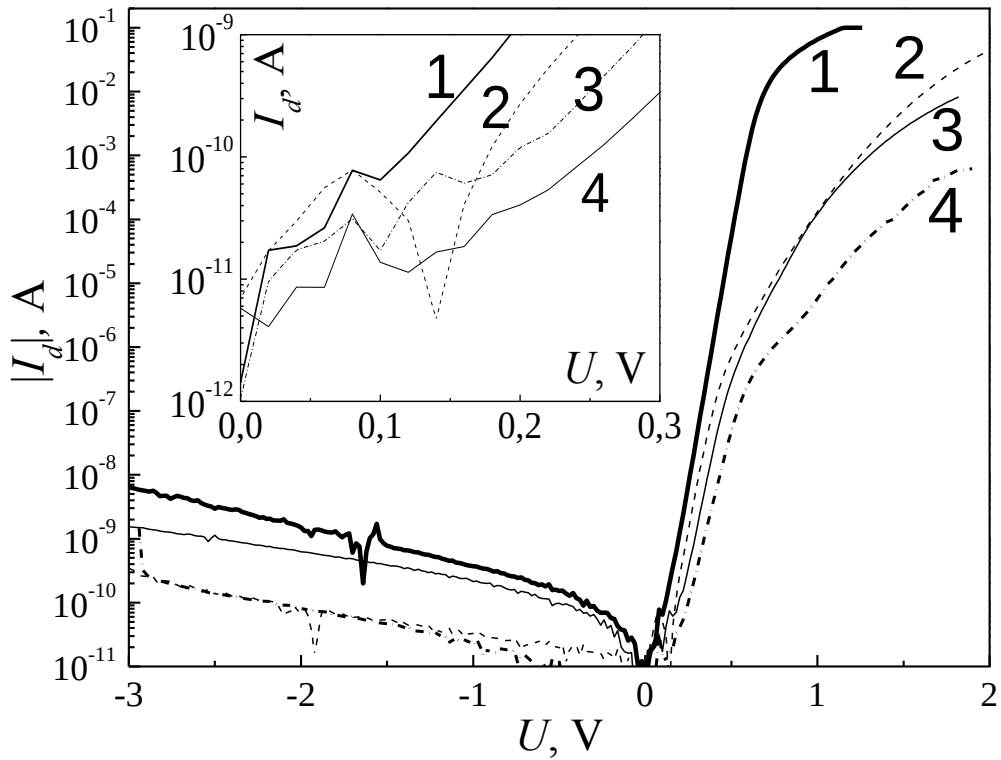
где A^* – постоянная Ричардсона, для GaAs равная 8.16, ϕ_b – высота потенциального барьера.

Эта формула справедлива в случае полупроводников с высокой подвижностью носителей [139], для напряжений, не превышающих высоты потенциального барьера ϕ_b , а также при достаточно высоких температурах, при которых протекание тока может быть описано согласно модели термоэлектронной эмиссии. В этом случае по зависимостям, измеренным при 300 К, могут быть рассчитаны электрические параметры – высота потенциального барьера и коэффициент неидеальности. При построении оси ординат в логарифмическом масштабе участок экспоненциального роста тока выглядит прямой линией. Угол наклона этой прямой позволяет вычислить n , а пересечение с точкой $U = 0$ – значение тока насыщения, из которого с использованием соотношения (3.4) вычисляется значение ϕ_b . Параметры ВАХ для структур, сформированных на n -GaAs и p -GaAs, приведены в Таблице 3.3. Рассчитанные из ВАХ отклонения коэффициента неидеальности от единицы (он меняется от $1 \leq n \leq 2$) связаны с отклонениями механизмов токопереноса от модели термоэлектронной эмиссии. В частности, согласно [285], значение n увеличивается вследствие вклада рекомбинационного тока, связанного с излучательной рекомбинацией в квантовой яме. В области напряжений выше 0,8-0,9 В (приблизительно соответствующих высоте потенциального барьера) зависимость $I_d(U)$ описывается линейной функцией, что соответствует режиму спрямления энергетических зон [91,139,319], в котором сопротивление диода определяется сопротивлением полупроводниковых слоёв. Несколько более низкие значения высоты потенциального барьера для структур Co/GaAs по сравнению с Au/GaAs отмечались ранее [89] и связывались с влиянием дефектов, вносимых атомами Co, на механизмы протекания тока. Дефектообразование при нанесении Co рассмотрено в разделе 2.2.2. Расчёт параметров ВАХ для структур на основе p -GaAs, приведённый в таблице 3.3, показывает более низкие значения высоты потенциального барьера для структур Au/ p -GaAs и Au/Co/ p -GaAs (0,48 и 0,52 эВ, соответственно). Введение промежуточного туннельно-тонкого диэлектрика приводит к повышению ϕ_b до 0,64 и резкому увеличению коэффициента неидеальности $n > 2$.

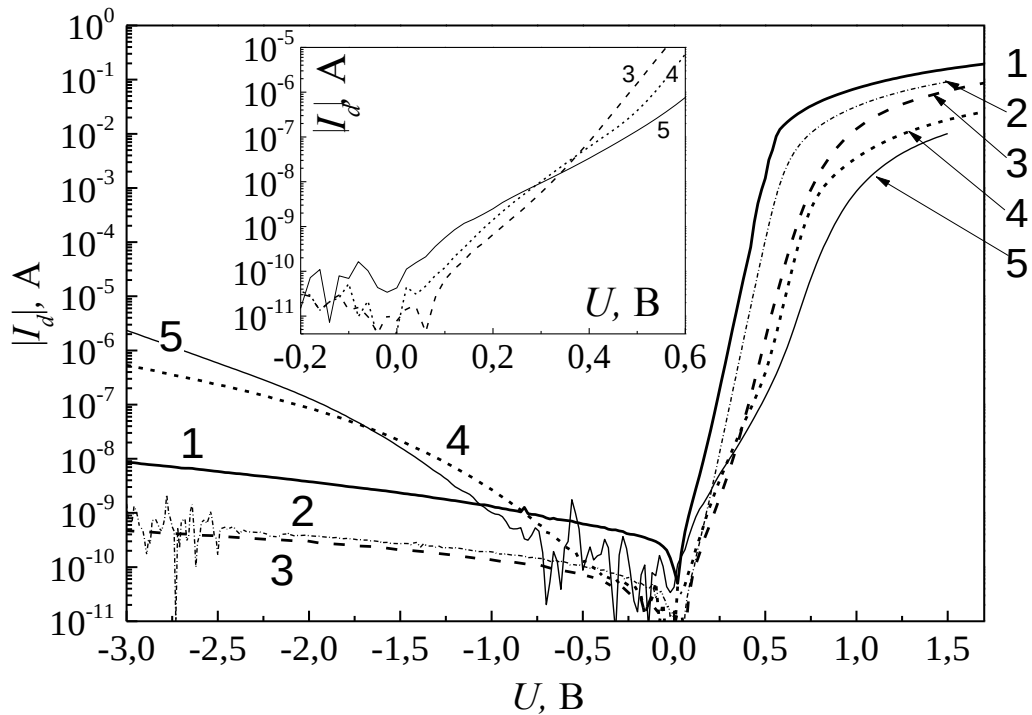
Таблица 3.3. Значения высоты потенциального барьера и коэффициента неидеальности, рассчитанные из ВАХ диодов с различным видом металлического контакта

Структура (тип проводимости)	Контакт	φ_b , эВ	n
A06 (n)	Au	0,91±0,01	1,07±0,02
	Co	0,88±0,01	1,08±0,02
	Co/1 нм Al ₂ O ₃	0,94±0,01	1,38±0,02
	Co/2 нм АО	0,91±0,01	1,53±0,02
A11 (n)	Ni	0,84±0,01	1,07±0,02
	Ni/2 нм АО	0,90±0,01	1,29±0,02
	Ni/4 нм АО	0,92±0,01	1,13±0,02
	Ni/6 нм АО	0,84±0,01	1,60±0,02
	Ni/8 нм АО	0,85±0,01	1,68±0,02
A05 (n)	Au/0,5 нм Al ₂ O ₃	0,92±0,01	1,24±0,02
	Au/1 нм Al ₂ O ₃	0,95±0,01	1,33±0,02
	Au/1,5 нм Al ₂ O ₃	0,95±0,01	1,55±0,02
B01 (p)	Au	0,48±0,01	1,24±0,02
	Al	0,64±0,01	1,76±0,02
	Co	0,51±0,01	1,13±0,02
	Co/1 нм Al ₂ O ₃	0,66±0,01	2,58±0,02

Рассмотрим более подробно влияние диэлектрического слоя на механизмы токопереноса в исследованных диодах. На рисунке 3.7(а,б) показаны ВАХ диодов с контактом Au/Al₂O₃/GaAs и Ni/AO/GaAs, соответственно, с различной толщиной слоя окисла (Таблица 3.1, структуры A05 и A11). Введение туннельно-тонкого промежуточного Al₂O₃ приводит к понижению прямого тока диода при заданном прямом напряжении: при увеличении толщины в ряду 0-0,5-1-1,5 нм значение прямого тока при напряжении 1,1 В составляет 90: 0,4: 0,2: 0,013 мА, соответственно.



(a)



(б)

Рисунок 3.7 (а) – вольтамперные характеристики диодов на основе структуры А05 с контактом Au/Al₂O₃/GaAs, кривая 1 соответствует толщине слоя диэлектрика 0 нм, кривая 2 – 0,5 нм; кривая 3 – 1 нм; кривая 4 – 1,5 нм; (б) – вольтамперные характеристики диодов на основе структуры А11 с контактом Ni/AO/GaAs, кривая 1 соответствует толщине слоя диэлектрика 0 нм, кривая 2 – 2 нм; кривая 3 – 4 нм; кривая 4 – 6 нм; кривая 5 – 8 нм. Температура измерений – 300 К. На вставках показаны начальные участки характеристик.

Аналогичным образом, для структур с анодным окислом с толщинами в ряду 0-2-4-6-8 нм значение прямого тока (при $U = 1$ В) составляет

74 : 33 : 13 : 3,8 : 0,96 мА, соответственно. Качественно вид характеристики на «прямой» ветви ВАХ остаётся неизменным, можно отметить три характерных изменения исследованных МТОП-структур по сравнению с ВАХ диода Шоттки: 1) Изменение вида ВАХ вблизи точки $U = 0$; 2) для структур с промежуточным слоем Al_2O_3 характерно появление перегиба на кривой ВАХ вблизи $V = 0,5$ В, относительно которого наблюдаются два экспоненциальных участка $I_d(U)$ (при больших и меньших напряжениях); 3) для структур с промежуточным слоем АО характерно повышение обратного тока диода в случае расчётной толщины диэлектрика равной 6 и 8 нм.

Приведём качественное рассмотрение физических причин, обуславливающих изменение вида ВАХ вблизи точки $U = 0$. В работах по исследованию свойств реальных контактов металл/полупроводник отмечается, что в области низких значений напряжения прямые и обратные токи диода обусловлены действием нескольких флуктуационных механизмов токопереноса, связанных с неидеальностью контакта (например, токи утечки через поверхностные состояния контакта [91]). С учётом дефектов, всегда присутствующих на реальной границе раздела металл/полупроводник, общая модель протекания тока в диодах Шоттки, рассмотренная в [91], представлена на рисунке 3.8. Для качественного анализа прохождения токов через уровни на границе раздела достаточно рассмотреть только один поверхностный уровень. Под токами здесь понимается разностный ток, отнесенный к единице поверхности и обусловленный переходами заряда в противоположных направлениях. Токи i_1 и i_2 соответствует переходам над барьером ОПЗ полупроводника с последующем туннелированием через область диэлектрического зазора (d на рисунке 3.8). Ток i_3 обусловлен туннелированием носителей заряда через ОПЗ полупроводника. Токи i_4 , i'_4 и i''_4 обусловлены прохождением носителей заряда зоны проводимости и валентной зоны через поверхностный энергетический уровень.

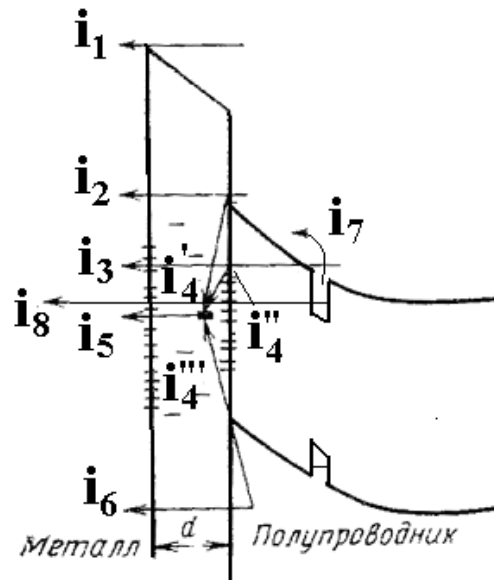


Рисунок 3.8 - Модель контакта металл/полупроводник n -типа с барьером Шоттки и квантово-размерным слоем [91]. В модели учитывается наличие между металлом и полупроводником тонкого слоя с диэлектрическими свойствами [109].

Ток i_6 обусловлен туннельными переходами между валентной зоной полупроводника и металлом. В этом случае в переносе тока участвуют неосновные носители. Ток i_5 связан с электронными переходами с поверхностного уровня в металл. Наличие в структуре квантово-размерных слоёв (КРС) добавляет к рассмотренным механизмам также ток i_7 , связанный с термоэмиссией носителей из КРС и ток i_8 , обусловленный туннелированием носителей из КРС в металл или на поверхностные уровни (i'_8). Следует отметить, что в указанной модели учитывается возможность инжекции неосновных носителей за счёт тока i_6 , который обуславливает электролюминесценцию диодов Шоттки. В случае контакта металла с полупроводником p – типа и в случае произвольной системы поверхностных энергетических состояний анализ токов будет аналогичным.

Вклад различных механизмов различается в зависимости от приложенного напряжения. В области напряжений вблизи $U = 0$ вклад токов i_1 , i_2 и i_3 сравнительно невелик из-за сильного изгиба зон и большой высоты потенциального барьера для носителей. Это подтверждается сравнительно низкими значениями токов диода для структуры, не содержащей диэлектрического слоя (рисунок 3.7, кривая 1). Изменение тока диода в

результате нанесения диэлектрика связывается с изменением вкладов токов, протекающих с участием состояний в запрещённой зоне приконтактной области (i_4-i_6). Это изменение обусловлено модификацией приповерхностных состояний в результате нанесения диэлектрического слоя. Так, известно, что характерной особенностью анодного окисления является образование дефектов в приповерхностной области GaAs, связанной с появлением вакансий и примесных атомов кислорода [302]. Концентрация дефектов монотонно возрастает с увеличением толщины анодного окисла. Изменение наклона ВАХ при $U < 0,5$ В (вставка к рисунку 3.7(б); рисунок 3.5, кривая 4), вероятно, связано с утечками через поверхностные состояния (токи i_4 на рисунке 3.8). Наличие токов утечки наиболее наглядно может быть представлено кривыми ВАХ для структуры №А1 с расчётными толщинами анодного окисла равными 6 и 8 нм (рисунок 3.7(б), кривые 4 и 5, соответственно): значения прямого тока вблизи точки $U=0$ и обратного тока для указанных структур повышаются по сравнению с меньшими толщинами диэлектрика рисунок 3.7(б)).

В отличие от системы металл/AO/GaAs, дефектные центры в структурах металл/ Al_2O_3 /GaAs, в основном, обусловлены состояниями не в полупроводнике, а в аморфном диэлектрике. В зависимости от метода получения и свойств, дефекты в диэлектрике могут находиться в разных зарядовых состояниях, а также изменять зарядовое состояние в зависимости от приложенного напряжения [320,321]. В исследованных структурах можно предположить наличие отрицательного заряда на границе раздела, связанного с приложением обратного смещения к диоду. В режиме прямого смещения наличие отрицательного заряда приводит к уменьшению утечек через состояния на гетерогранице, что уменьшает ток диода ниже предела обнаружения (0,01 нА). Для повышения тока до и выше предела обнаружения необходимо приложение напряжения $\sim U^*$. На графике (вставка к рисунку 3.7(а)) это соответствует смещению прямой ветви ВАХ по оси напряжений. Для подтверждения эффекта зарядки диэлектрика были проведены дополнительные исследования вольтамперных характеристик структур Co/ Al_2O_3 /GaAs в

различных режимах изменения напряжения (от отрицательного к положительному и от положительного к отрицательному). Результаты представлены на рисунке 3.9. На участке, соответствующем обратному смещению и началу прямого смещения ($-1,5 - +0,25$ В) хорошо видно повышение тока диода в режиме изменения напряжения от $-1,5$ до $+0,25$ В сравнению с режимом от $+0,25$ до $-1,5$ В.

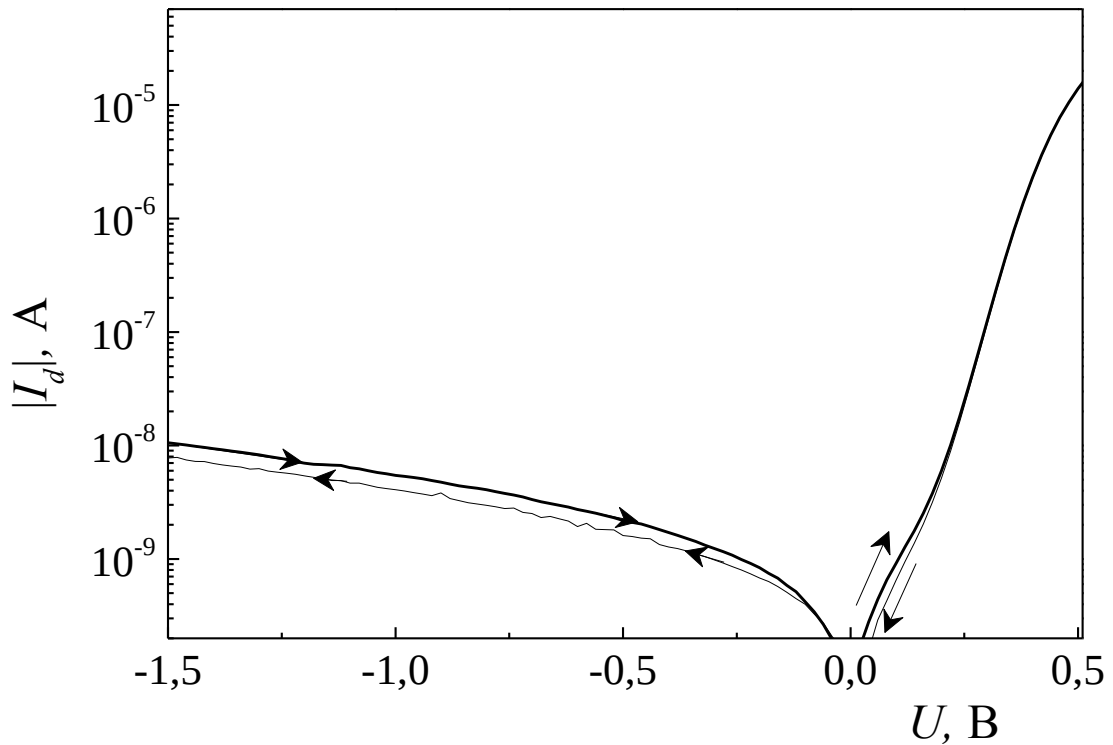


Рисунок 3.9 – Вольтамперная характеристика диода на основе структуры A06 с контактом $\text{Al}_2\text{O}_3(1 \text{ нм})/\text{Co}$, измеренная при температуре 300 К в режиме изменения напряжения от максимального отрицательного к максимальному положительному и наоборот. Стрелками показано направление изменения напряжения

Второй характерной особенностью МТОП структур является изменение вида экспоненциальной зависимости $I_d(U)$ относительно ВАХ диода с барьером Шоттки, зарегистрированное для структур с промежуточным туннельным слоем Al_2O_3 . Для начального участка ($0,2 - 0,5$ В) ВАХ, представленных на рисунке 3.7(а), были рассчитаны параметры экспоненциальных зависимостей $I_d(U)$ из соотношений (3.3 и 3.4). Результаты приведены в Таблице 3.3. Согласно теории [91,139] полученные значения соответствуют протеканию тока в модели термоэлектронной эмиссии. Данная модель в диапазоне напряжений ($0,2 - 0,5$ В), вероятно, является доминирующим механизмом

токопереноса, с учётом туннелирования носителей через барьер, которое сказывается в увеличении коэффициента неидеальности (до $\sim 1,5$) и повышении эффективного значения высоты потенциального барьера (до 0,95 эВ).

На втором экспоненциальном участке (в диапазоне напряжений 0,5-1,2 В) зависимость не может быть достоверно описана в рамках модели термоэлектронной эмиссии, поскольку значение $n > 2$ ($n = 3,6 - 5,4$). Отметим также существенное снижение тока по сравнению со структурой без диэлектрического слоя, зависящее от толщины диэлектрика (рисунок 3.7(а)). Значение напряжения в точке изгиба ВАХ увеличивается при увеличении толщины промежуточного диэлектрика (рисунок 3.7а). Введение диэлектрика, согласно [139] приводит к падению части приложенного к диоду напряжения на туннельном слое, что изменяет механизмы протекания тока, в частности, увеличивается вклад тока дырок [91].

Третья отмеченная особенность ВАХ связана с повышением обратного тока диода для структур с высоким значением толщины диэлектрика (6 и 8 нм анодного окисла или 1 нм Al_2O_3). В соответствии с рассуждениями, проведёнными для описания начального участка прямого тока, обратный ток в структуре металл/туннельно-тонкий окисел/GaAs также определяется утечками и существенно зависит от зарядового состояния дефектов в диэлектрике [106,129,320,321]. В случае сравнительно толстых слоёв АО концентрация дефектов в приповерхностном слое настолько высока, что имеет место значительное увеличение обратного тока диода даже по сравнению со структурами, не содержащими окисного слоя. Отметим, что при исследовании различных структур не было выявлено закономерностей в изменении обратного тока при варьировании параметров диэлектрического слоя.

В заключении рассмотрим эволюцию вольтамперных характеристик при снижении температуры измерений. Кривые ВАХ структур A11 для различных температур измерений представлены на рисунке 3.10 для диода Au/GaAs (а) и CoPt/1 нм Al_2O_3 /GaAs (б). Качественно ВАХ подобны для всех температур: сохраняются высокие токи на прямой ветви ВАХ, низкие обратные токи.

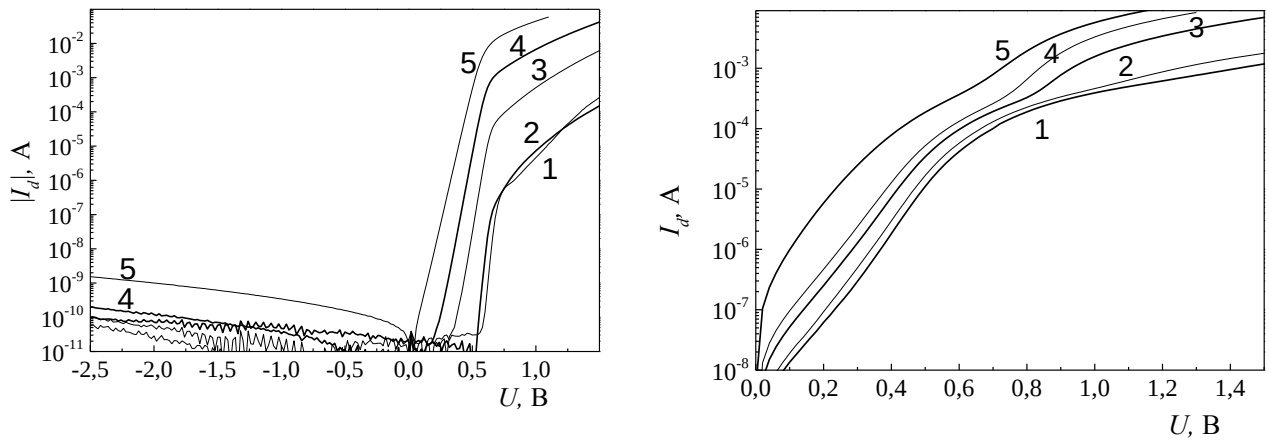


Рисунок 3.10 – Вольтамперные характеристики диода на основе структуры Al1 с контактом Au (а) и CoPt/Al₂O₃(1 нм) (б, прямая ветвь), измеренные при температурах 10 К (1), 110 К (2), 200 К (3), 250 К (4) и 300 К (5).

С уменьшением температуры от 300 до 100 К для диодов на *n*-GaAs и *p*-GaAs повышается пороговое напряжение, что связано с повышением высоты потенциального барьера, а также со снижением термоэмиссионного тока. В диапазоне 100-10 К изменения ВАХ незначительны, что может быть объяснено уменьшением до нуля вклада термоэмиссионного тока в при $T < 100$ К, при этом существенный вклад вносят другие механизмы токопереноса, слабо зависящие от температуры. Детектируемое увеличение обратного тока с ростом температуры измерений зарегистрировано только для 300 К.

Таким образом, исследования ВАХ показали, что механизмы протекания тока в сформированных МП и МТОП диодах наиболее близко соответствуют механизмам токопереноса в диодах с барьером Шоттки. Доминирующим механизмом при комнатной температуре является термоэлектронная эмиссия. Сравнительно высокие значения коэффициента неидеальности свидетельствуют о вкладе других механизмов в протекание тока. В частности, в МТОП структурах при напряжениях, соответствующих рабочему режиму светоизлучающих диодов ($U > 1$ В), влияние на протекание тока оказывает туннелирование через диэлектрический барьер. При пониженных температурах увеличивается также роль туннелирования через барьер в ОПЗ полупроводника и термически активированного туннелирования, в соответствии с теорией [139].

3.4 Исследование электролюминесценции диодов с контактом металл/полупроводник и металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник

3.4.1 О механизмах инжекционной электролюминесценции в структурах металл/полупроводник и металл/туннельно-тонкий окисел/полупроводник

Как было показано выше при описании вольтамперных характеристик сформированных диодов, для исследованных структур характерно сравнительно высокое значение коэффициента неидеальности при аппроксимации кривых формулой (3.3). Это свидетельствует о наличии дополнительных, помимо термоэмиссионного, механизмов протекания тока. В серии работ [285,286,322,323] (м.н.с. НИФТИ ННГУ Дёмина П.Б. и с.н.с. НИФТИ ННГУ Байдусь Н.В.) рассмотрен рекомбинационный механизм, обусловленный излучательной рекомбинацией основных носителей, инжектированных из объёма полупроводника и неосновных носителей, инжектированных из металла. Можно упомянуть достаточно большое количество обзоров, посвящённых описанию свойств контактов металл/полупроводник, в том числе и реальных контактов, содержащих туннельно-тонкую прослойку с диэлектрическими свойствами между металлом и полупроводником [91,139,314]. Поэтому опустим общее описание свойств диодов Шоттки, отметив лишь, что идеальные диоды считаются униполярными приборами, в которых ток переносится носителями одного знака (основными носителями). Ток неосновных носителей полупроводника значительно ниже тока основных носителей. Для оценки тока неосновных носителей в диодах Шоттки вводится коэффициент инжекции, определяемый как:

$$\gamma = \frac{j_p}{j_d}, \quad (3.5)$$

где j_p – плотность тока неосновных носителей, j_d – плотность тока диода.

Интенсивность электролюминесценции в таком режиме пропорциональна коэффициенту γ , что позволяет, используя соотношение (3.5), выполнять

оценку квантовой эффективности электролюминесценции [139]. Для идеальных диодов Шоттки значения коэффициента инжекции $\gamma \sim 0,0001$ [139], следовательно, максимальное значение квантовой эффективности в ДШ может быть того же порядка величины. Данный коэффициент значительно ниже квантовой эффективности «классических» светоизлучающих диодов с p - n переходом, которые и рассматривались в качестве источника излучения (в том числе и для создания ССИД) [317]. Возможность увеличения коэффициента инжекции за счёт различных модификаций поверхности и приповерхностной области полупроводника рассматривалась в [102,324-326]. Экспериментальное рассмотрение для диодов на основе GaAs было выполнено м.н.с. НИФТИ ННГУ Дёминой П.Б. [314].

Рассмотрим зонную диаграмму реального контакта металл/полупроводник (рисунок 3.11). Следуя [91,314] рассмотрение выполнено для контакта с полупроводником n -типа, для полупроводника p -типа рассмотрение аналогично. Согласно [91,108,110,114,115,139,327], в случае реального контакта положение уровня Ферми на границе раздела закрепляется из-за заряда поверхностных состояний. Зонная диаграмма контакта обуславливается закреплением уровня Ферми, вследствие чего величина потенциального барьера слабо зависит от типа осаждаемого металла. В результате приложения прямого напряжения (положительный потенциал на металл относительно полупроводника) внешнее электрическое поле снижает потенциальный барьер для основных носителей (электронов для полупроводника n -типа). В результате протекает ток электронов, изменение величины которого с напряжением описано в рамках общеизвестных теорий. Потенциальный барьер для неосновных носителей (дырок) образуется вследствие формирования общего уровня Ферми системы в области энергий вблизи зоны проводимости полупроводника. При приложении прямого смещения величина потенциального барьера для неосновных носителей остаётся практически неизменной, поскольку положение краёв зон в приповерхностной области полупроводника относительно уровня Ферми в металле практически не

изменяется. В данной конфигурации возможна инжекция связанных электронов из валентной зоны полупроводника в металл, что эквивалентно инжекции дырок из металла. Однако для этого электроны должны приобрести энергию порядка $\Delta E_g - e^* \varphi_b$ (рисунок 3.11), поэтому вероятность инжекции неосновных носителей невелика даже при комнатной температуре. Для повышения коэффициента инжекции необходима модификация поверхности, приводящая к понижению потенциального барьера для неосновных носителей.

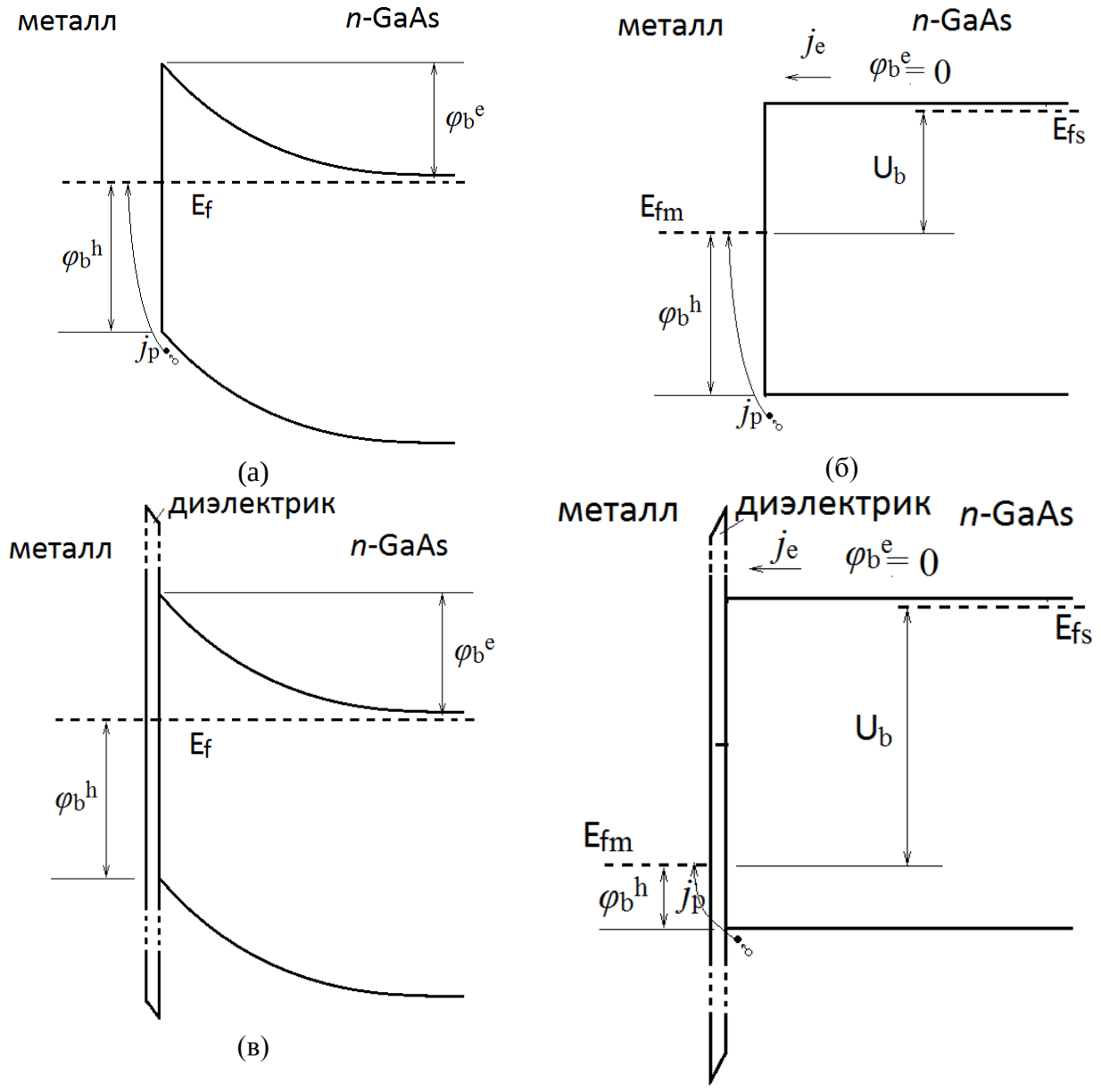


Рисунок 3.11 – Схематическое изображение зонной диаграммы контакта металл/полупроводник (а,б) и металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник (в,г) без электрического смещения (а,в) и при напряжении U_b , выше напряжения плоских зон (б,г). Здесь φ_b^h – высота потенциального барьера для дырок, φ_b^e – высота барьера для электронов, E_f – уровень Ферми, E_{fm} – квазиуровень Ферми в металле, E_{fs} – квазиуровень Ферми для электронов в полупроводнике, j_p – ток дырок, j_e – ток электронов.

К таким модификациям, согласно [314], относятся легирование приповерхностной области акцепторной примесью и введение туннельно-тонкого диэлектрического слоя между металлом и полупроводником. Рассмотрим модификации, связанные с введением диэлектрика. Теория токопереноса в структурах металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник рассмотрена в [91,139,314], эксперименты для структур на основе GaAs выполнены в [285,286,322,323].

Согласно [139,314,285,286,322,323], уровень Ферми в МТОП структурах закрепляется не на поверхностных состояниях полупроводника, а на состояниях границы металл/диэлектрик (рисунок 3.11((в,г)). В случае изменения изгиба зон в диэлектрике (например, за счёт электрического смещения) уровень Ферми в металле может смещаться относительно краёв зон полупроводника. Такая ситуация схематически изображена на рисунке 3.11(г), где показана зонная диаграмма контакта металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник *n*-типа. При прямом смещении такого контакта падение напряжения на диэлектрике смещает уровень Ферми в металле и, таким образом, снижает потенциальный барьер для дырок. При смещении уровня Ферми ниже потока валентной зоны полупроводника реализуется возможность туннелирования связанных электронов валентной зоны на свободные состояния в металле (вблизи энергии Ферми). Это эквивалентно дырочному току из металла в полупроводник. Для контакта с полупроводником *p*-типа ситуация аналогична с точностью до знака электрического смещения.

Электролюминесценция в МТОП диодах на основе GaAs была продемонстрирована в [322]. На рисунке 3.12 показаны спектры ЭЛ диода на основе гетероструктур с InGaAs/GaAs квантовой ямой, полученные в [315]. Отметим, что даже для структуры металл/полупроводник, в которой дополнительные промежуточные слои специально не вводились, возможна регистрация ЭЛ излучения со сравнительно высокой интенсивностью (на 2 порядка выше уровня шумов). Это обусловлено неидеальностью границы раздела и наличием между металлом и полупроводником прослойки с

диэлектрическими свойствами, представляющей собой многофазную систему на основе естественного окисла GaAs, соединений металла и полупроводника, которые образуются в результате взаимной диффузии атомов [91]. Падение напряжения на этом слое может привести к некоторому понижению барьера для неосновных носителей, аналогично механизму со специально сформированным диэлектриком. В то же время, интенсивность электролюминесценции с промежуточным слоем анодного окисла на порядок выше, чем интенсивность ЭЛ диода Шоттки при одинаковых значениях тока диода. Повышение интенсивности свидетельствует о повышении коэффициента инжекции (3.5) и о снижении потенциального барьера для дырок. Подробное обсуждение механизмов электролюминесценции приведено в работе [314].

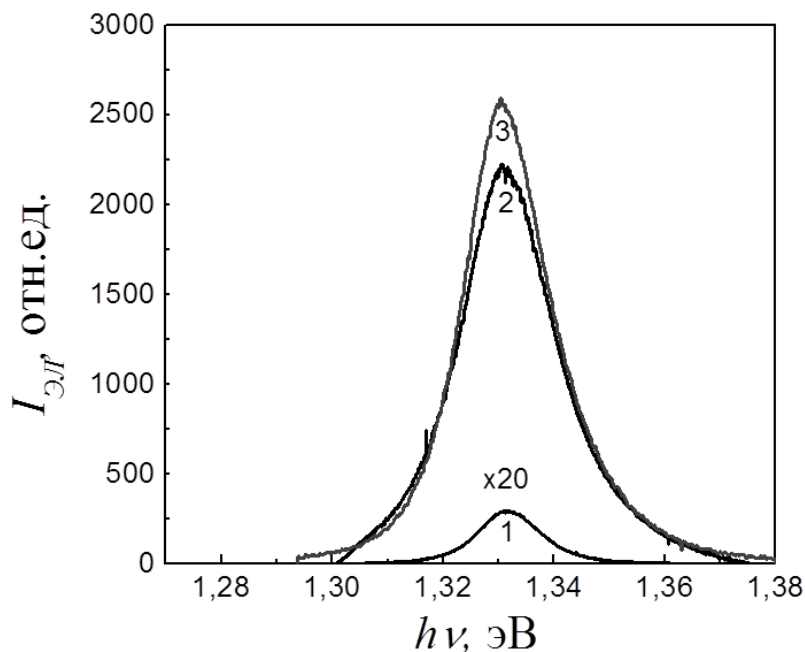


Рисунок 3.12 - Спектры электролюминесценции диодных структур, измеренные при 77 К и токе диода 40 мА. Кривая 1 – диод с контактом Au/GaAs, кривая 2 – диод с контактом Au/5 нм АО/GaAs, кривая 3 – диод Au/p⁺-GaAs/n-GaAs.

Другим способом понижения высоты потенциального барьера для неосновных носителей, также рассмотренным в [286,314], является легирование приповерхностных слоёв структуры примесью противоположного типа (акцепторной для полупроводника *n*-типа и донорной для полупроводника *p*-типа). В результате легирования в приповерхностной области полупроводника возникает встроенное электрическое поле, изменяющее изгиб зон на зонной

диаграмме (для полупроводника n -типа она приведена на рисунке 3.13(а)). При положительном смещении на металлическом электроде по отношению к базе на поверхности формируется сильный изгиб зон, при этом потолок валентной зоны полупроводника в квазинейтральной области приблизительно совпадает с квазиуровнем Ферми в металле. Подобная конфигурация создаёт условия для туннелирования неосновных носителей (дырок) из металла в полупроводник, аналогично предыдущему случаю [286,314]. Спектры электролюминесценции диода Шоттки с квантовыми точками, $\text{Au}/n\text{-GaAs}/\text{InAs}/n\text{-GaAs}$, содержащего дельта-легированный слой углерода в приповерхностной области полупроводника, показаны на рисунке 3.13(б) [286].

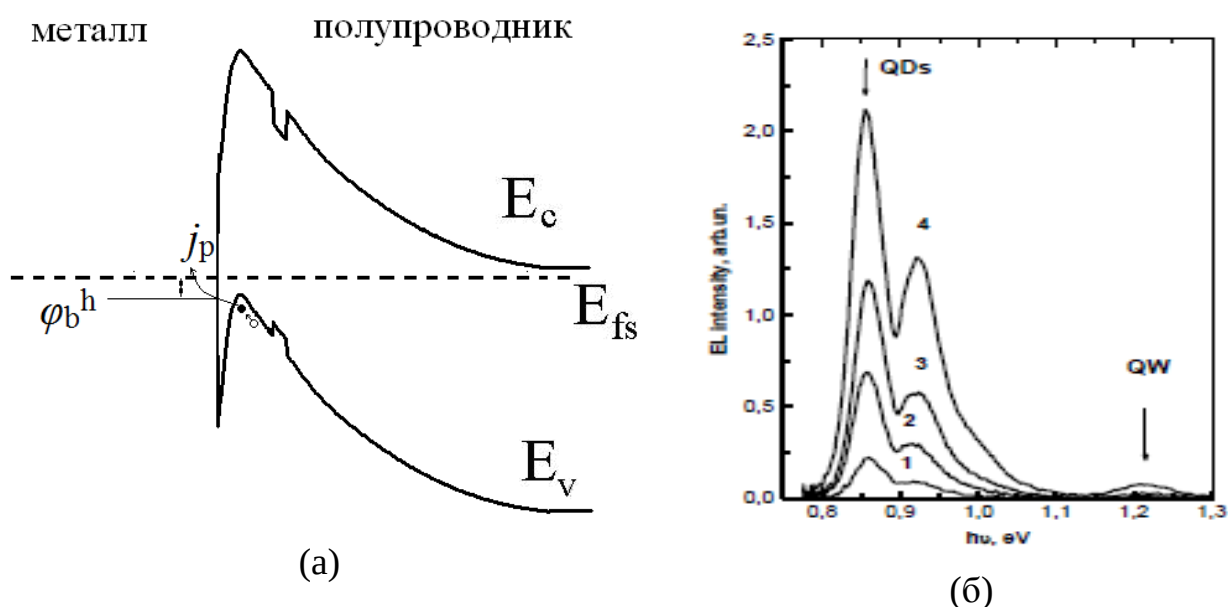


Рисунок 3.13 (а) – Схематическое изображение зонной диаграммы диода с контактом металл/ n -GaAs/акцепторный дельта-слой/ n -GaAs. Вид зонной диаграммы был рассчитан в программе 1D моделирования [328]; (б) - Спектры электролюминесценции диода Шоттки на основе гетероструктуры с InAs/GaAs квантовыми точками и дельта-слоем C в покровном слое GaAs, измеренные при 300 К и токах диода 10 мА (кривая 1); 15 мА (кривая 2); 20 мА (кривая 3) и 30 мА (кривая 4) [323].

Таким образом, исследования, выполненные в [314] для диодов Шоттки на основе гетероструктур $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$, доказывают возможность получения инжекционной электролюминесценции при прямом смещении. Данный результат открывает перспективы применения указанных структур в качестве спиновых светоизлучающих диодов для исследования спиновой инжекции. Достоинствами такого вида геометрии можно назвать простоту конструкции по

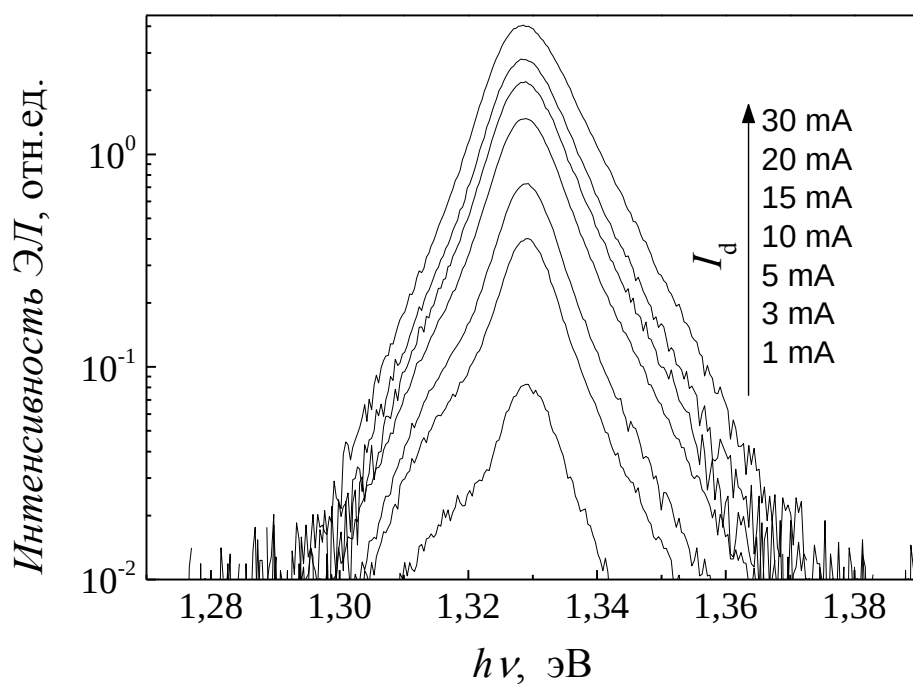
сравнению с альтернативными структурами, а также (для МТОП-структур) отсутствие биполярного легирования, что снижает себестоимость. Для создания ССИД, в качестве материала металлического контакта использовались Co, Ni, CoPt. Ниже приведено сопоставление электролюминесцентных характеристик диодов с указанными видами инжектора.

3.4.2 Электролюминесцентные характеристики светоизлучающих диодов с ферромагнитным металлическим контактом

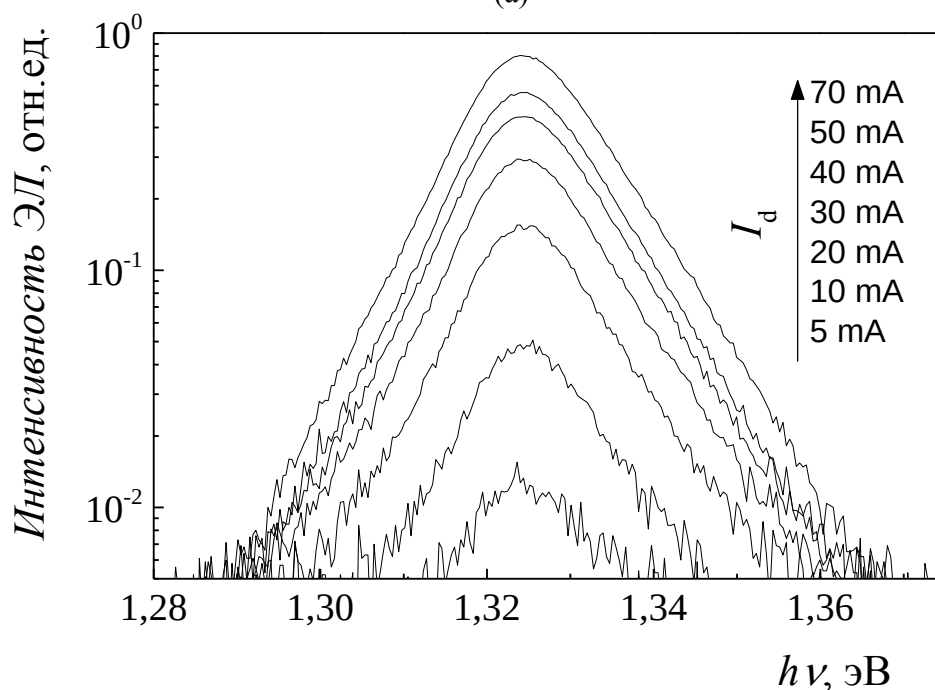
3.4.2.1. Общие особенности электролюминесценции диодов Шоттки

Для исследований электролюминесценции диодных структур применялась установка, показанная на рисунке 3.3. На диод подавалось прямое смещение в соответствии со схемой на рисунке 3.3(в). Для диодов, сформированных на подложке n -GaAs, прямое смещение соответствует положительному потенциалу на металлическом электроде по отношению к потенциалу базы. Для диодов металл/ p -GaAs, прямое смещение соответствует отрицательному потенциалу на металлическом электроде. Типичные спектры электролюминесценции диода Шоттки металл/ n -GaAs и металл/ p -GaAs приведены для структуры A06 и B01 (Таблица 3.1) на рисунке 3.14((а) и (б), соответственно). Спектры всех исследованных структур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами подобны. Имеют место различия в интенсивностях ЭЛ (что будет рассмотрено ниже), длине волны (энергии) излучения (которая зависит от содержания In в КЯ) и в диапазоне токов диода. На спектрах наблюдается пик при энергии $\sim 1,33$ эВ, соответствующий излучательным электрон-дырочным переходам в квантовой яме с параметрами, приведёнными в Таблице 3.1. Диапазон токов диода для структур металл/полупроводник составил 1-100 мА, где $I_d = 1$ мА соответствует пороговому току, а 100 мА – току, выше которого возникает необратимый пробой. Диапазон напряжений, соответствующих режиму электролюминесценции, составляет 1,4-2,5 В. Указанные диапазоны варьируются в пределах 40 % для разных структур. Отметим, что общей закономерностью для структур, сформированных на подложках p -GaAs,

являются более высокие значения порогового тока и низкие интенсивности ЭЛ при одинаковых значениях тока диода по сравнению со структурами, сформированными на n -GaAs (такая тенденция показана на рисунке 3.14).



(a)



(б)

Рисунок 3.14 – Спектры электролюминесценции диодов с контактом CoPt/1 нм $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$, сформированных на подложках n -GaAs (а) и p -GaAs (б). Температура измерений – 77 К, спектры записаны для различных значений тока диода.

Важным вопросом при исследовании люминесценции структур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs является рабочая температура диода [329-331].

На рисунке 3.15 представлена зависимость интенсивности ЭЛ от температуры измерений для структур, отличающихся содержанием In в квантовой яме (A13,A14,A15). Все зависимости на графиках подобны: в области низких температур (10-50 К) интенсивность ЭЛ практически не изменяется, при температуре выше 70-100 К (точное значение зависит от содержания In в квантовой яме) имеет место быстрое уменьшение интенсивности с ростом температуры измерений. При построении графика в координатах Аррениуса (рисунок 3.15) участок быстрого спада интенсивности описывается линейной функцией, по наклону этой функции были определены энергии активации (E_a) температурной зависимости (по формуле $I_{ЭЛ} \sim \exp(E_a/kT)$) [329].

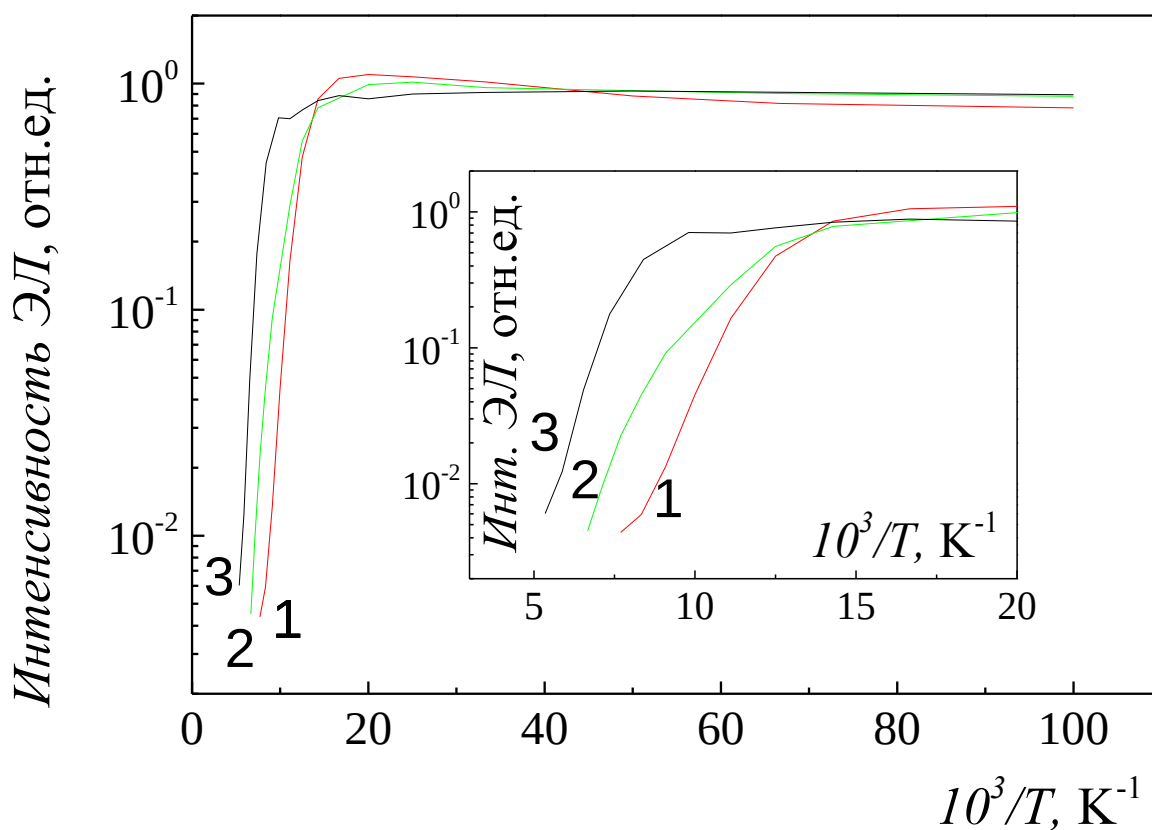


Рисунок 3.15 – Температурные зависимости интенсивности электролюминесценции диодов на основе квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,16$ – кривая 1; $x = 0,2$ – кривая 2; $x = 0,25$ – кривая 3). Ток диода – 20 мА. На вставке показан высокотемпературный участок зависимостей.

Значения энергии активации приведены в Таблице 3.4. Отметим, что рассчитанное значение энергии активации для каждой структуры в пределах погрешности лежит в диапазоне $E_g - h\nu_{QW} < E_a < \frac{E_g - h\nu_{QW}}{2}$. Согласно [329-

331], на основании подобного соответствия, а также на основании факта слабого изменения интенсивности в области низких температур, можно сделать вывод, что эволюция электролюминесцентных характеристик с температурой определяется процессами термического выброса носителей заряда из квантовой ямы.

Таблица 3.4 Рассчитанные значения энергии активации температурной зависимости электролюминесценции диодов с контактом Au/GaAs

Структура (x_{In})	Энергия активации, мэВ	Барьер в КЯ, мэВ*
A13 (0,16)	86 ± 5	109
A14 (0,20)	113 ± 5	150
A15 (0,25)	165 ± 5	220

* - барьером в КЯ считается сумма ограничивающего потенциала для электронов и для дырок, определяемая как $E_g - hv_{\text{QW}}$, где $h\nu_{\text{QW}}$ – энергия максимума люминесценции КЯ; E_g – ширина запрещённой зоны.

Для получения электролюминесценции при повышенных температурах в исследованных диодах Шоттки необходимо увеличение ограничивающего потенциала в квантовой яме, что достигается увеличением содержания In в твёрдом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [94,329]. Для повышения диапазона рабочих температур диода была сформирована серия структур A07-A12 (Таблица 3.1) с повышенным содержанием In в квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0,22$).

Дополнительным приёмом для повышения рабочей температуры является дельта-легирование покровного слоя примесью противоположного типа проводимости (как было показано в [332]). В рамках настоящего исследования для увеличения рабочей температуры до 300 К были сформированы структуры A16-A24 (Таблица 3.1) с дельта-слоем углерода в покровном слое GaAs (сформированные на подложках *n*-типа) и структура B02 с дельта-слоем кремния в покровном слое GaAs (сформированная на подложке *p*-типа).

3.4.2.2. Сравнение электролюминесцентных характеристик для разных видов металлического контакта

На рисунке 3.16(a) представлены спектры электролюминесценции диодов на основе структуры A02 с контактами Ni, Co и Au, измеренные при температуре 77 К и токе диода 5 мА. На всех спектрах наблюдается пик при энергии 1,365 эВ, соответствующий излучательным переходам в квантовой яме.

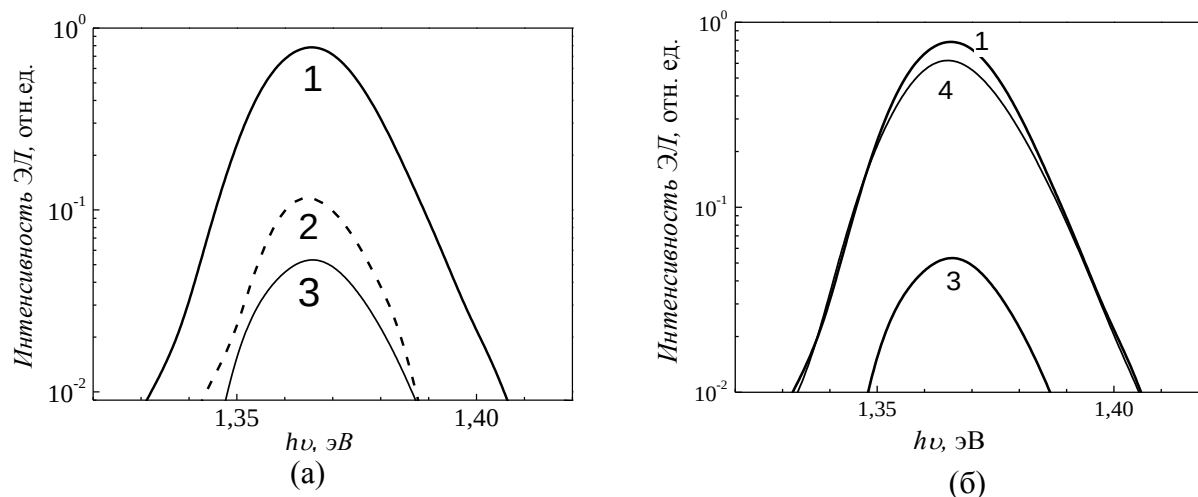


Рисунок 3.16 – Спектры электролюминесценции светоизлучающих структур на основе структуры A02 с разными видами контакта Шоттки: 1 – Au; 2 – Ni; 3 – Co, 4 – Au/Co/Au/GaAs измеренные при температуре 77 К и токе диода 5 мА.

Поскольку измерения выполнялись в одинаковых условиях, графики на рисунке 3.16 позволяют провести сравнение интенсивностей ЭЛ структур с различным контактом. Так, видно, что интенсивность ЭЛ диодов Ni и Co контактом ниже, чем интенсивность ЭЛ контрольных диодов с Au контактом (кривые 2, 3 и 1, соответственно). Соотношение интенсивностей ЭЛ диодов с ферромагнитным и Au контактом (I_{FM}/I_{Au}) варьируется от структуры к структуре, а также может меняться для различных значений тока диода в пределах 0,15-0,3 для диодов с Ni инжектором и в пределах 0,12-0,3 для диодов с Co инжектором. Закономерностей в изменении относительной интенсивности с варьированием параметров эксперимента выявлено не было, в то же время снижение интенсивности ЭЛ в диодах с ФМ электродом имеет место для всех исследованных структур вне зависимости от параметров квантово-размерного слоя, а также от глубины его залегания (толщины покровного слоя) во всём диапазоне токов диода. Аналогичная тенденция была выявлена ранее в работе

[89] для других видов активной области (квантовых точек и эпитаксиального слоя GaAs). Гашение ЭЛ также может быть наглядно проиллюстрировано зависимостями интенсивности от тока диода, измеренными для структур с различным видом ферромагнитного контакта (рисунок 3.17). Для одинаковых токов диода интенсивность ЭЛ наибольшая для структур с Au контактом (кривая 1), однако параметры зависимостей отличаются для всех структур, что соответствует изменению соотношения I_{FM}/I_{Au} в указанных выше пределах.

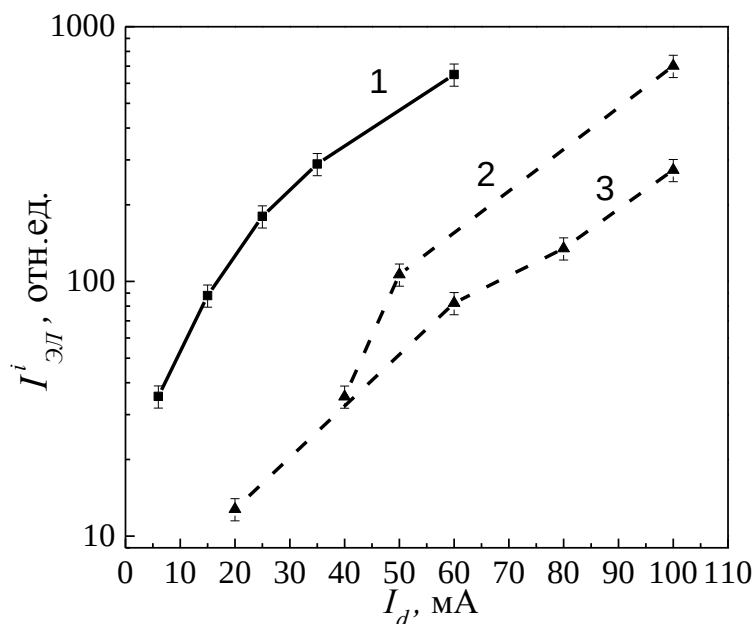


Рисунок 3.17 Зависимости интегральной интенсивности ЭЛ от тока накачки для различных структуры A02, измеренные при 77 К. Кривые соответствуют: 1 – Au; 2 – Ni; 3 – Co.

Сохранение сравнительно высокой интенсивности ЭЛ диодов Шоттки с использованием ферромагнитного электрода было достигнуто в структурах с многослойным контактом (Au/Ni/Au, Au/Co/Au). На рисунке 3.16(б) представлены спектры ЭЛ диода на основе структуры A02 с контактами Au (кривая 1), Co (кривая 3) и Au/Co/Au (кривая 4). Видно, что, использование трёхслойного контакта, содержащего 40 нм промежуточный слой Au между ферромагнитным металлом, позволяет повысить интенсивность ЭЛ: соотношение интенсивностей увеличивается до значения 0,8-0,9. Аналогичные результаты были получены и в случае слоя Au/Ni/Au [89]. Для МТОП структур эффекта гашения интенсивности ЭЛ в результате осаждения ферромагнитного электрода выявлено не было (рисунок 3.18).

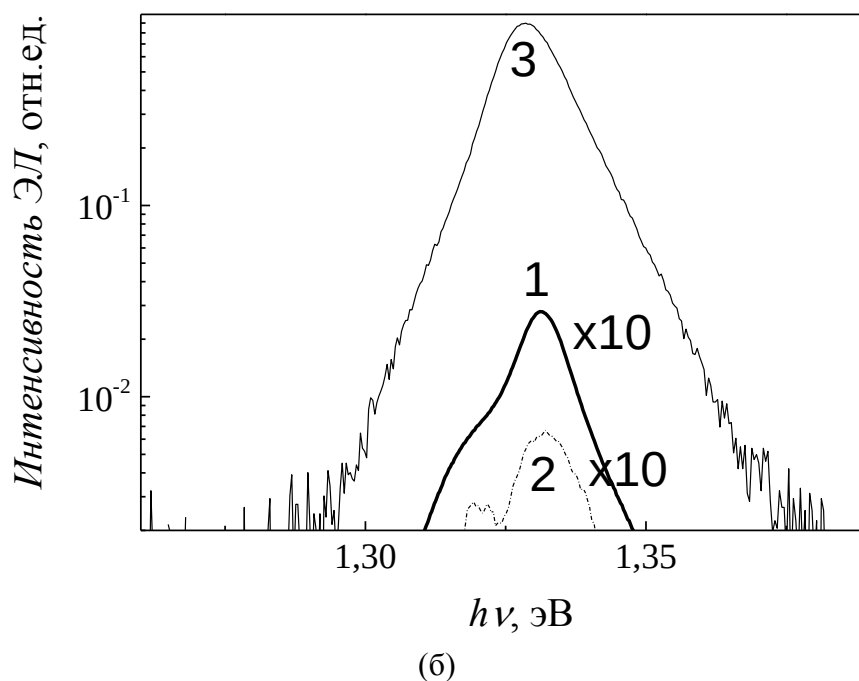
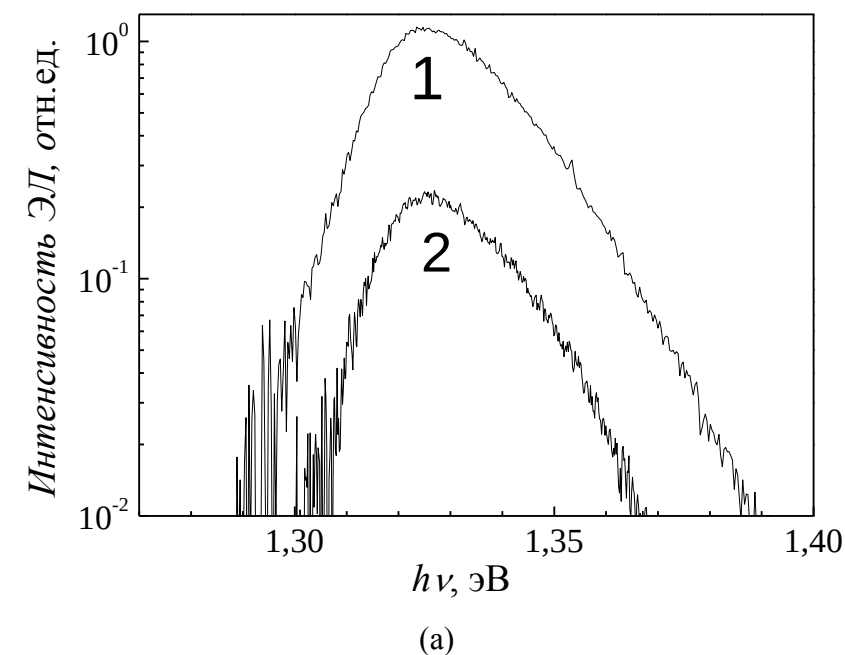


Рисунок 3.18 (а)– Спектры электролюминесценции диода на основе структуры A25, измеренные при 77 К и токе диода 10 мА. Кривая 1 – диод с контактом Ni/3 нм АО/GaAs, кривая 2 – диод с контактом Au/GaAs; (б) - Спектры электролюминесценции диода на основе структуры A05, измеренные при 77 К и токе диода 30 мА. Кривая 1 – диод с контактом Au/GaAs, кривая 2 – диод с контактом Co/GaAs; кривая 3 - диод с контактом Co/1 нм Al₂O₃/GaAs.

Напротив, введение промежуточного диэлектрического слоя позволяет повысить интенсивность электролюминесценции диода с Ni контактом по сравнению с контактом Au/GaAs (рисунок 3.18(а), кривые 1 и 2, соответственно). Для диодов с контактом Au/GaAs, Co/GaAs и Co/1 нм Al₂O₃/GaAs (рисунок 3.18(б), кривые 1, 2 и 3 соответственно) имеют

место аналогичные тенденции: в результате введения промежуточного слоя Al_2O_3 толщиной 1 нм, интенсивность ЭЛ структур с Co электродом при одинаковых значениях тока диода становится выше интенсивности ЭЛ структуры Au/GaAs. Тенденции, представленные на рисунках 3.18, выполняются для всех исследованных структур в пределах технологического разброса (до 10 %) и погрешности измерений. Наиболее существенное повышение интенсивности зарегистрировано для диода Co/ Al_2O_3 /GaAs по сравнению с диодом Co/GaAs. Можно предположить, что помимо защиты приповерхностного слоя полупроводника от реактивной диффузии атомов Co имеет место усиление интенсивности ЭЛ в результате повышения коэффициента инжекции неосновных носителей за счёт туннельно-тонкого слоя окисла, в соответствии с механизмом, изложенным в разделе 3.4.1.

Для обобщения результатов, показанных на рисунках 3.16-3.18, в Таблице 3.5 приведены статистические данные для серии структур, отличавшихся различными технологическими параметрами. На основании данных, рассмотренных в Таблице 3.5 можно сформулировать основные закономерности электролюминесценции диодов Шоттки и МТОП структур с ферромагнитным электродом:

- В диодах Шоттки с ферромагнитным электродом происходит снижение интенсивности ЭЛ при одинаковых значениях токов диода в 4-8 раз по сравнению со структурами с Au контактом.
- Введение между ферромагнитным металлом и полупроводником промежуточного слоя (Au или туннельно-тонкого диэлектрика) приводит к выравниванию интенсивностей ЭЛ для диодов с Ni/Co и Au контактом.
- Отличия в значениях интенсивностей для различных структур с одним типом контакта укладываются в пределы технологического разброса и погрешности измерений.

Таблица 3.5 – Относительные интегральные интенсивности электролюминесценции для структур с различными видами ферромагнитного металлического контакта

Структура (тип проводимости)	Вид контакта	I_{Me} / I_{Au}^*	Диапазон токов диода, мА
A05 (n)	Au	1	1-60
	Au/1 нм Al ₂ O ₃	275	0,2-60
	Co	0,2	5-100
	Co/1 нм Al ₂ O ₃	275	0,2-60
A02 (n)	Co	0,16	5-100
	Ni	0,2	5-100
	Au/Co/Au	1	1-80
A25 (n)	Ni/3 нм АО	5,5	1-80
B01 (p)***	Co	0****	xxxx
	Co/1 нм Al ₂ O ₃	25	10-50

* - отношение интенсивности ЭЛ структуры к интенсивности диода с Au контактом при одинаковом значении тока диода

** Технологический разброс интенсивностей составляет 20 %, погрешность измерений составляет 10 %.

*** Для структур на подложке p-GaAs электролюминесценции в диодах с Au контактом не зарегистрировано, значение I_{Au} соответствует интенсивности, полученной для структуры с аналогичными параметрами, сформированной на n-GaAs.

**** для структуры с контактом Co/p-GaAs электролюминесценции не зарегистрировано.

3.4.2.3. О роли промежуточных слоёв в изменении люминесцентных характеристик диодов Шоттки и МТОП-структур

Согласно теории, предложенной в [324-327] и экспериментально рассмотренной для GaAs структур в [285,322,323], интенсивность электролюминесценции исследованных структур определяется величиной коэффициента инжекции (формула 3.5). Последний зависит от высоты потенциального барьера для дырок (рисунок 3.11). В структурах, не содержащих специально сформированного диэлектрического слоя, величина коэффициента инжекции определяется свойствами области гетерограницы

металл/полупроводник. Детальные исследования гетерограниц для различных условий формирования металлического слоя приведены в [89,91,108]. Отмечается, что результатом взаимодействия является формирование в приповерхностной области многокомпонентного твёрдого раствора (содержащего атомы металла, полупроводника, а также кислорода), обладающего диэлектрическими свойствами. Падение напряжения на этом слое может привести к понижению потенциального барьера для дырок (рисунок 3.11(г)) и, соответственно, к повышению коэффициента инжекции. Отметим, что формирование такого слоя – это случайный процесс, параметры которого могут меняться от структуры к структуре (в зависимости от влажности, времени хранения образца перед напылением металла и др.). Это проявляется в разбросе в пределах 20 % интенсивностей ЭЛ от структуры к структуре. В то же время имеет место стабильная ситуация, когда интенсивности ЭЛ структур с Ni и Co контактами всегда ниже интенсивности аналогичных структур с Au контактом. Можно заключить, что помимо закономерностей формирования потенциального барьера существует фактор, приводящий к гашению интенсивности ЭЛ в диодах Шоттки с ферромагнитным контактом.

Согласно исследованиям, проведённым нами ранее в [89], таковым фактором может выступать диффузия атомов металла в объём полупроводника в процессе осаждения. Взаимная диффузия подтверждается исследованиями фазового состава области гетерограницы, приведёнными в главе 2 (рисунки 2.13-2.15). Действительно, в структурах металл/полупроводник, исследованных методами ВИМС и РФЭС, регистрируется присутствие атомов металла в области приповерхностного полупроводникового слоя. Приведённые данные согласуются с серией работ [108-115], в которых отмечалось наличие процессов диффузии атомов любого из металлов, использованных в настоящей работе. В отличие от диода с Au контактом, взаимная диффузия атомов переходных металлов и GaAs носит характер твердотельной реакции, приводящей к образованию дефектно-примесных комплексов и интерметаллических

соединений Ni(Co) с Ga и As [112,299]. Комплексы и ИМС приводят к образованию энергетических уровней в запрещённой зоне.

Для оценки степени разупорядочения приповерхностной области GaAs возможно использование метода ФЛ. Сигнал ФЛ существенно снижается при повышении концентрации дефектов в полупроводнике в силу возрастания вероятности безызлучательной рекомбинации. Сравнение интенсивностей ФЛ разных образцов может свидетельствовать об относительных концентрациях дефектов в структурах. Однако количественная оценка степени разупорядочения в приповерхностном слое GaAs методом ФЛ непосредственно для структуры металл/полупроводник (без удаления металлического слоя) представляется затруднительной, поскольку в этом случае сложно учесть отражение возбуждающего и ФЛ сигнала от металлической плёнки. Более простым и удобным методом регистрации состояний в запрещённой зоне полупроводника для таких структур является метод спектроскопии фотоэдс (ФЭ) [333]. При измерениях методом ФЭ исследуемые образцы в большинстве случаев облучались светом со стороны подложки, при этом возбуждающее излучение поглощалось в полупроводнике, вызывая сигнал V_{ϕ} . Величина сигнала ФЭ в области низких энергий квантов (менее $\approx 1,38$ эВ для GaAs при 294 К [334]) определяется исключительно плотностью состояний в запрещённой зоне GaAs и может служить мерой степени разупорядочения приповерхностной (со стороны контакта Шоттки) области полупроводника в исследуемых структурах. Для энергий кванта выше 1,38 эВ, когда поглощение достаточно толстой подложки становится существенным, измерения проводились при возбуждении светом со стороны полупрозрачного металлического верхнего слоя. В этом случае отражение возбуждающего излучения от металлической плёнки учитывалось с помощью "сшивания" двух спектров (соответствующих возбуждению светом со стороны подложки и со стороны металла) в области энергий $\approx 1,38$ эВ. Спектры ФЭ структур на основе эпитаксиального GaAs с барьером Шоттки металл/полупроводник (и для сравнения – электролит/полупроводник) показаны на рисунке 3.19. На спектрах

наблюдается сигнал, связанный с поглощением света полупроводником в области энергий квантов 0,75 – 1,35 эВ. Известно, что хвосты состояний в запрещенной зоне наблюдаются при сильном разупорядочении полупроводника, характерном, например, для GaAs, выращенного низкотемпературной эпитаксией [335] или облученного ионами [336]. В области низких энергий (0,75-1,0 эВ) наибольшее поглощение наблюдается для структуры с пленкой Co, а в целом, для Ni и Co контактов величина поглощения выше, чем для Au (рисунок 3.19). На контрольном спектре ФЭ, полученном на тех же структурах без металлического контакта (в системе электролит - полупроводник), сигнал ФЭ наименьший (рисунок 3.19, кривая 4).

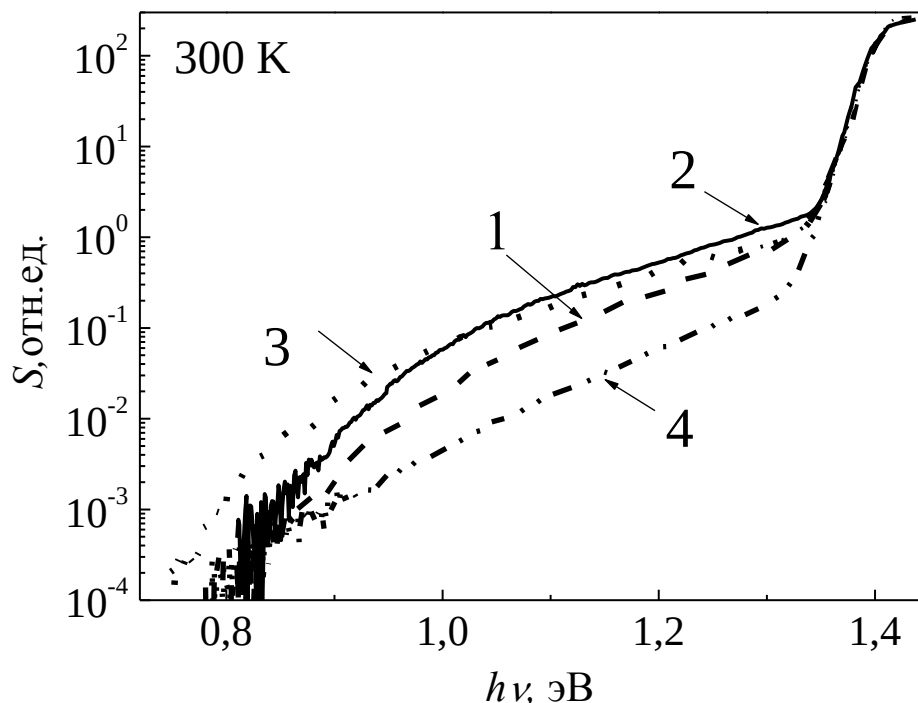


Рисунок 3.19 – Спектры фотоэдс различных барьеров Шоттки, сформированных на эпитаксиальном слое GaAs. Материал контакта: 1 – Au; 2 – Ni; 3 – Co; 4 – электролит.

Дефектные примесные центры, выявленные исследованиями спектров фотоэдс, служат также центрами безызлучательной рекомбинации для дырок, инжектированных из металла и электронов, поступающих из объема полупроводника в структуре светоизлучающего диода. Предположительно, рекомбинационные процессы протекают вблизи поверхности полупроводника и слабо зависят от положения активной области СИД. Этим объясняется

снижение интенсивности ЭЛ диодов Шоттки с Ni(Co) контактом по сравнению с аналогичным диодом с Au слоем [89].

Использованные в работе промежуточные слои (Au, Al_2O_3 , анодный окисел) служат в качестве диффузионных барьеров, препятствующих проникновению атомов переходных элементов в GaAs. Для структур с Al_2O_3 это подтверждается исследованиями профилей распределения элементов, выполненными методом РФЭС (рисунок 2.15). Для структур с анодным окислом – исследованиями ВИМС, выполненными в [89]. Согласно Таблицы 3.5, применение любого из промежуточных слоёв способствует более слабой зависимости интенсивности ЭЛ от вида контакта по сравнению со структурами без промежуточного слоя. Это свидетельствует об исключении влияния диффузии на свойства гетерограницы ферромагнитный металл/полупроводник. Отметим, что промежуточный диэлектрический слой не только играет роль диффузионного барьера, но и изменяет механизмы ЭЛ, как обсуждалось выше. Интенсивность электролюминесценции МТОП структур зависит от толщины диэлектрического слоя [285,315], при отработке технологии формирования структур требуется оптимизация. Ограничение на толщину снизу связано с необходимостью сохранения свойств диффузионного барьера для атомов переходных элементов. Ограничение сверху обусловлено снижением интенсивности ЭЛ при повышении толщины диэлектрика (5 нм для случая анодного окисла [285]), а также повышением вероятности пробоя диэлектрика.

3.4.2.4. Особенности электролюминесценции диодов Шоттки на основе *p*-GaAs

Приведённые выше закономерности и рассуждения справедливы как для структур на основе *n*-GaAs, так и для структур на основе *p*-GaAs. С точки зрения измерительной схемы отличаются лишь полярности приложенного напряжения. В то же время функционирование структур, сформированных на подложке *p*-GaAs, ограничивается особенностями формирования гетерограницы. Так, параметры ВАХ структур Co/GaAs/InGaAs/*p*-GaAs показали низкое значение высоты потенциального барьера по сравнению со

структурами на подложке n -GaAs (Таблица 3.3). Высота барьера для неосновных носителей в модели [323-326] определяется соотношением:

$$\varphi_{\min} \approx \Delta E_g - \varphi_{\text{maj}}, \quad (3.6)$$

где $\varphi_{\min}$ – высота барьера для неосновных носителей, φ_{maj} – высота барьера для основных носителей, ΔE_g – ширина запрещённой зоны.

Из (3.6) следует, что низкое значение высоты потенциального барьера для основных носителей соответствует высокому значению высоты барьера для неосновных, это приводит к значительному снижению коэффициента инжекции (3.5), в результате чего ЭЛ излучение в структурах на основе p -GaAs, как правило, не наблюдается или находится ниже порога обнаружения в диапазоне рабочих токов диода. Для получения электролюминесценции указанных структур выполнялось формирование контакта с промежуточным слоем диэлектрика. Согласно результатам, приведённым в Таблице 3.5, введение промежуточного слоя Al_2O_3 приводит к повышению высоты потенциального барьера, а также к появлению в использованном диапазоне токов диода сигнала ЭЛ выше порога обнаружения. Так, на рисунке 3.14(б) представлены спектры электролюминесценции для структур с контактом $\text{Co}/1 \text{ нм } \text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$.

3.4.3 Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов Шоттки и МТОП структур с ферромагнитным металлическим контактом

В соответствии с рассмотрениями, выполненными в главах 1 и 2, для исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции используется геометрия Фарадея, в которой магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности структуры, а ЭЛ излучение регистрируется со стороны подложки (рисунок 1.9). Общеизвестно, что для намагничивания Co или Ni плёнки до насыщения требуется приложение магнитного поля величиной 2 Тл или выше. Подобный диапазон полей был использован в работах [84,135,149] при исследовании спиновой инжекции. Параметры слоёв, рассмотренных в настоящей работе, были аналогичны [84,135,149], поэтому

исследования циркулярно-поляризованной люминесценции структур с Ni и Co инжекторами были выполнены в лаборатории ИФТТ РАН с применением сверхпроводящего магнита и криостата с жидким He (схема установки представлена на рисунке 3.4). Исследования выполнялись совместно с с.н.с. ИФТТ РАН Зайцевым С.В. Температура измерений (1,5 K) была выбрана, во-первых, для повышения времени спиновой релаксации [20], что позволяет повысить значения степени циркулярной поляризации ЭЛ исследованных структур по сравнению с более высокими температурами. Также, низкая температура измерений позволяет избежать гашения ЭЛ за счёт термического выброса носителей из КЯ [330]. Используемые условия эксперимента, таким образом, уменьшают относительную погрешность измерений степени циркулярной поляризации, что необходимо для анализа небольших изменений $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$. Анализ циркулярно-поляризованной электролюминесценции заключался в определении условий для снижения рабочей температуры ССИД и уменьшения диапазона магнитных полей.

3.4.3.1. Особенности низкотемпературной электролюминесценции светоизлучающих диодов Шоттки

Спектры электролюминесценции структур с барьером Шоттки и квантовой ямой (структуры A01-A03) исследованы при температуре 1,5 K в диапазоне магнитных полей 0-10 Тл. Эволюция спектров ЭЛ с увеличением магнитного поля для σ^+ - поляризации излучения диода Au/Co/Au/GaAs представлена на рисунке 3.20. При $B = 0$ в спектрах ЭЛ доминирует линия с энергией кванта $\approx 1,407$ эВ, соответствующая излучательной рекомбинации в квантовой яме. Положение пика электролюминесценции соответствует параметрам КЯ для структуры A01 ($d_{\text{QW}} = 10$ нм, $x \approx 0,15$). Магнитное поле приводит к увеличению интенсивности и «голубому» сдвигу линии до 1,416 эВ при $B = 10$ Тл. Кроме того, при $B \geq 3$ Тл линия расщепляется на несколько компонент. Сдвиг пика люминесценции и его расщепление обусловлены квантованием движения носителей в КЯ при включении перпендикулярного магнитного поля [337].

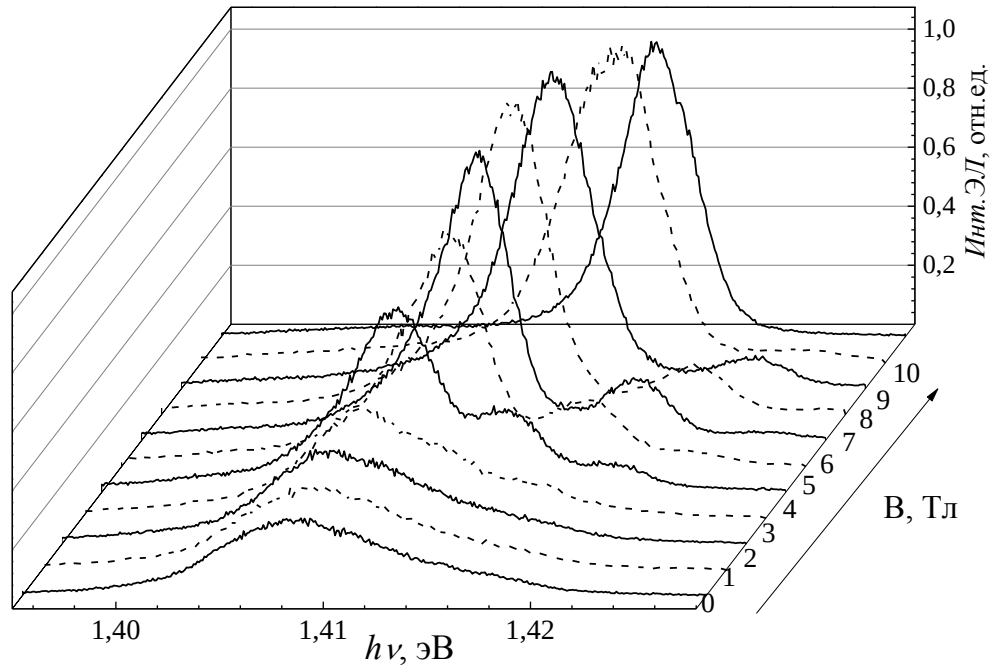


Рисунок 3.20 - Спектры электролюминесценции ($I_d = 10$ мА) структуры с КЯ и контактом Шоттки Au/Co/Au/GaAs в магнитном поле $B = 0 - 10$ Т для σ^+ поляризации.

В магнитном поле носители в КЯ двигаются по циклическим траекториям с частотой, описываемой формулой [338]:

$$w_c = \frac{eB}{m^* \cdot c}, \quad (3.7)$$

где w_c – циклотронная частота, B – магнитное поле, m^* – эффективная масса носителей, c – скорость света в вакууме. Энергия носителей в плоскости КЯ меняется дискретно [338]:

$$E_N = \hbar w_c \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (3.8)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, N – целое число. Уровни энергии с разным N называются уровнями Ландау (УЛ). В соответствии с уравнениями (3.7) и (3.8), причина экспериментально обнаруженного «голубого» сдвига линии ЭЛ (рисунок 3.20 и 3.21) заключается в увеличении циклотронной частоты с ростом магнитного поля. Также с (3.7) и (3.8) согласуется экспериментально определённая зависимость энергии, соответствующей пикам ЭЛ, от магнитного поля, показанная на рисунке 3.21. По мере увеличения магнитного поля ($B \geq 4$ Тл) со спектра исчезают высокоэнергетические пики: при $B > 4$ Тл пик с

большей энергией (пик 3, соответствующий энергии кванта 1,419 эВ при 4 Тл), затем при $B \geq 8$ Тл исчезает второй пик (пик 2; 1,423 эВ при 8 Тл). В магнитном поле $B = 10$ Тл в спектре остаётся один узкий пик с наименьшей энергией (см. рисунок 3.20). Подобная эволюция связана с увеличением плотности состояний на уровне Ландау при увеличении B [338]. Вследствие этого носители заряда, находившиеся ранее на высокоэнергетических уровнях, занимают состояния на уровнях с более низкой энергией.

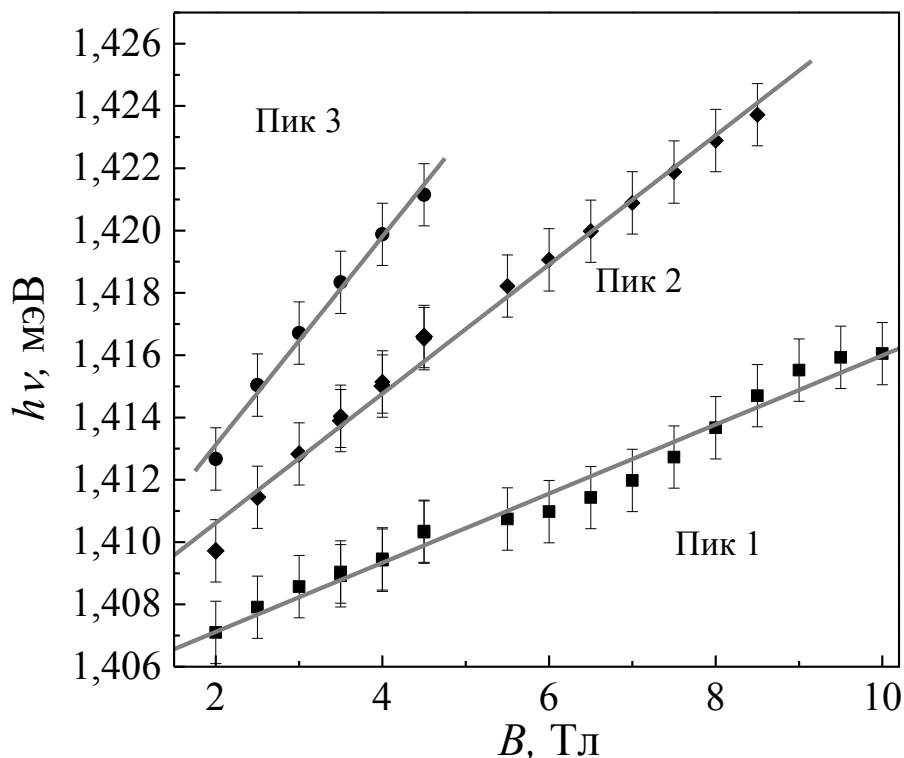


Рисунок 3.21 - Зависимости энергии пиков люминесценции структуры с КЯ и контактом Au/Co/Au/GaAs (A01) от магнитного поля.

На рисунке 3.22 (сплошная линия) приведена рассчитанная зависимость энергии переходов между нулевым электронным и нулевым дырочным уровнями Ландау от величины магнитного поля. В качестве начального значения энергии перехода (при $B = 0$) использовано значение, полученное из расчёта по программе [339] для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КЯ ($x = 0,15$, $d_{\text{QW}} = 10$ нм). Изменение в магнитном поле энергии электронного уровня Ландау относительно начального значения определялось из соотношений (3.7) и (3.8). Изменение энергии дырочного УЛ определялось из расчета, проведённого Д.В. Козловым (ИФМ РАН) для системы InGaAs/GaAs по методике [340].

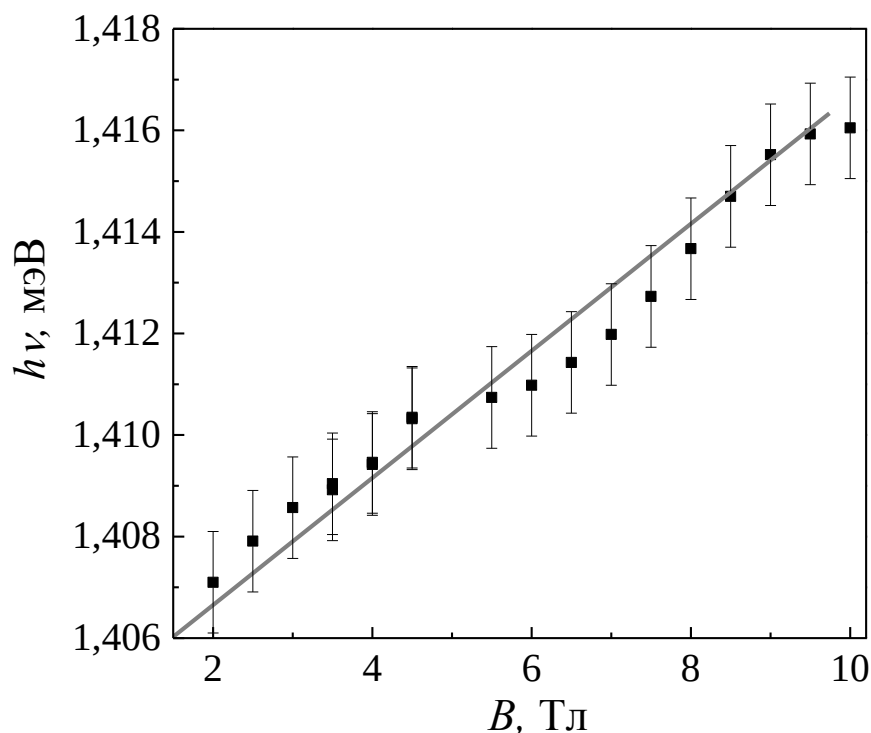


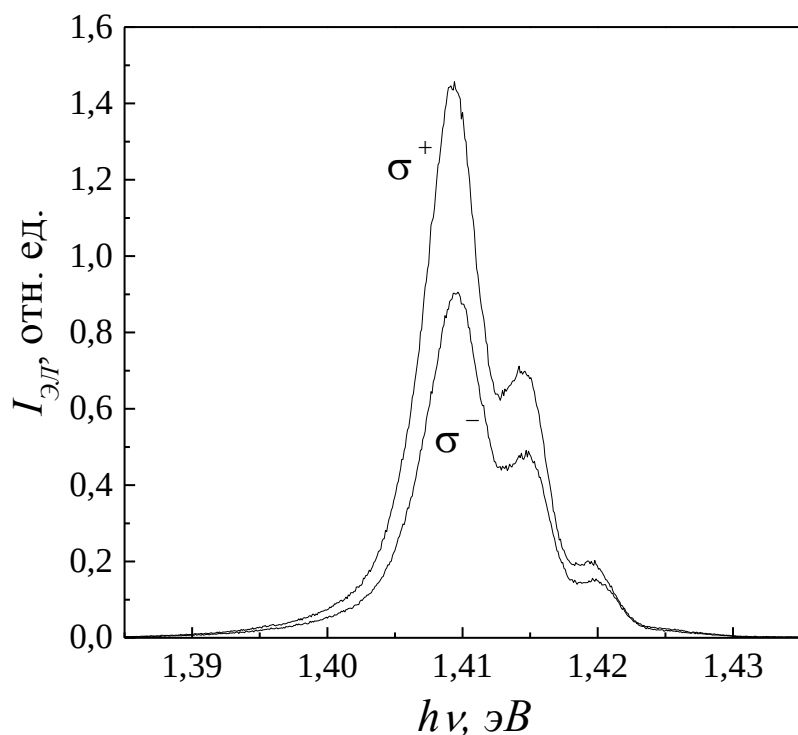
Рисунок 3.22 – Рассчитанная энергия перехода между нулевыми уровнями Ландау (сплошная линия) и экспериментальная зависимость (точки) энергии 1-го пика электролюминесценции КЯ (A01) от магнитного поля.

Рассчитанная зависимость (рисунок 3.22) совпадает с учётом погрешности с экспериментальными результатами (точки на рисунке 3.22), что подтверждает связь наблюдаемого в магнитном поле расщепления линии ЭЛ с квантованием энергии в КЯ. Следует отметить, что, согласно [341], для твёрдого раствора с близким содержанием индия ($\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$) эффективная масса электронов ($0,053 \cdot m_e$) значительно меньше, чем эффективная масса тяжёлых дырок ($0,49 \cdot m_e$), поэтому расщепление уровней Ландау в КЯ для электронов (согласно (3.7)) значительно выше, чем для дырок. Следовательно, в первом приближении изменение энергии пиков ЭЛ в магнитном поле может быть описано соотношениями (3.7), (3.8) для уровней Ландау электронной подсистемы.

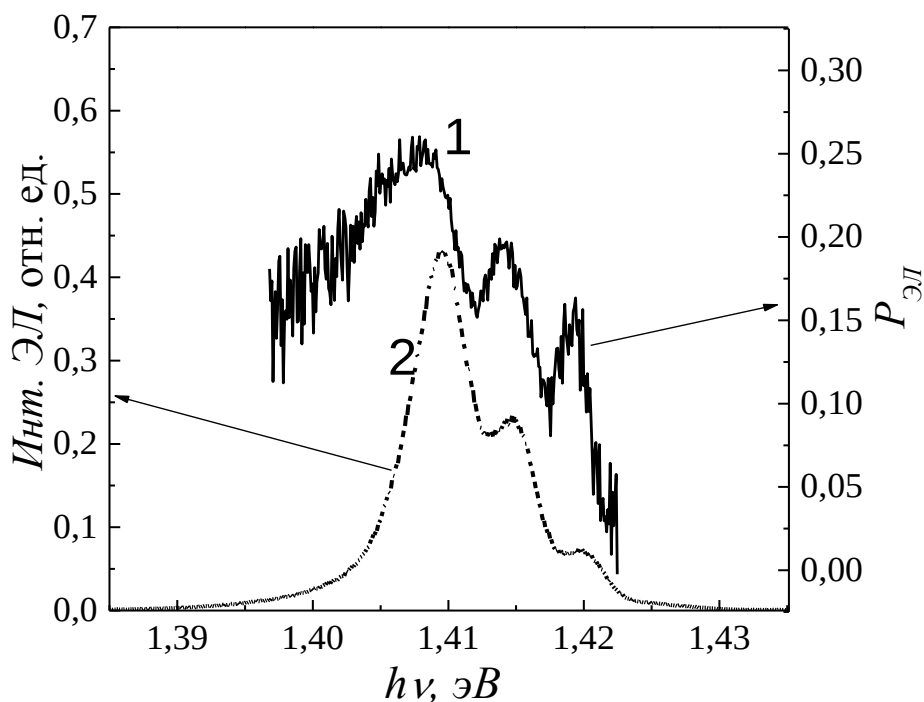
3.4.3.2. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов Шоттки, помещённых в сильное магнитное поле

Под сильным магнитным полем понимается значение, превышающее 2 Тл, выше которого наблюдаются уровни Ландау. На рисунке 3.23(а) приведены спектры электролюминесценции диода с контактом Шоттки Au/Co/Au в поле B

= 4 Тл, записанные в σ^+ и σ^- поляризации. Интенсивность σ^+ компоненты излучения для всех трёх пиков превышает интенсивность σ^- компоненты, т.е. электролюминесцентное излучение из КЯ циркулярно-поляризовано.



(a)



(б)

Рисунок 3.23. Спектры электролюминесценции для σ^+ и σ^- поляризаций излучения (а) и степени циркулярной поляризации (б) структуры ($I_d = 5$ мА) с контактом Шоттки Au/Co/Au и КЯ (A02) в магнитном поле $B=5$ Тл. На рисунке (б) также приведен спектр ЭЛ для σ^+ поляризации (кривая 2). Температура измерений – 1,5 К.

Степень поляризации, рассчитанная по формуле (3.2), зависит от энергии излучения, причём максимумы $P_{\text{ЭЛ}}(h\nu)$ примерно соответствуют пикам электролюминесценции. Наибольшее значение $P_{\text{ЭЛ}}$ ($\approx 0,47$ при $B = 10$ Тл) наблюдается для низкоэнергетического пика (рисунок 3.23(б)). В диапазоне магнитных полей до 10 Тл нами исследована зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от величины B .

На рисунке 3.24 приведена зависимость $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ для гетероструктуры с КЯ, зарощенной 30 нм покровным слоем GaAs (A02), и с тремя видами контактов. На зависимости $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ для Au/Co/Au/GaAs (рисунок 3.24, кривая 1) можно отметить два локальных минимума: при $B = 4,5\text{--}5$ Тл и $B = 9\text{--}10$ Тл. Каждый из минимумов соответствует магнитному полю, при котором со спектра исчезает очередной пик (ср. рисунок 3.19): при 5 Тл исчезает пик 3, а при 9 Тл – пик 2.

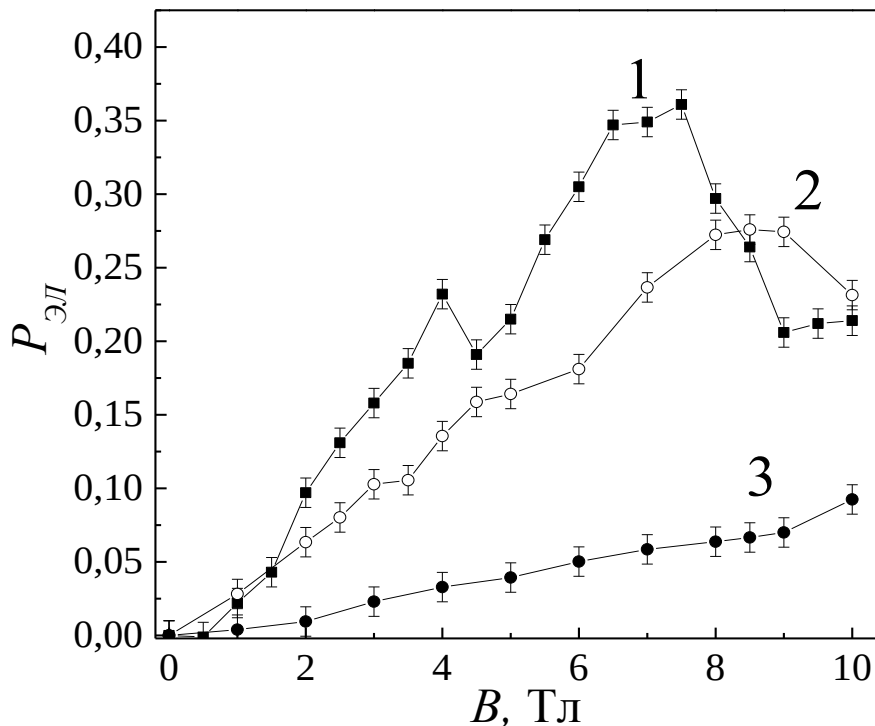


Рисунок 3.24 – Магнитополевые зависимости $P_{\text{ЭЛ}}$ для структуры с КЯ (A02) и контактом Au/Co/Au (кривая 1), Ni (кривая 2), Au (кривая 3), измеренные при температуре 1,5 К.

Для сравнения приведены зависимости для структуры с контактом Ni/GaAs (рисунок 3.24, кривая 2) и Au/GaAs (рисунок 3.24, кривая 2). Следует подчеркнуть, что степень циркулярной поляризации ЭЛ структур с ФМ контактом (0,2 – 0,4 в зависимости от вида контакта) значительно превышает

таковую для структур с Au контактом (до 0,08). Зависимость $P_{ЭЛ}$ от вида контактного металла (Ni или Co, однослойная или многослойная пленка) наглядно иллюстрируется графиками, представленными на рисунке 3.25. На рисунке показаны магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации излучения структур, в которых использованы различные контакты. Во-первых, отметим, что для всех исследованных структур интенсивность σ^+ компоненты поляризации выше, чем интенсивность σ^- компоненты, т.е. значение $P_{ЭЛ}$ условно положительное (в соответствии с определениями, данными в параграфе 1.1). Во-вторых, вид зависимостей $P_{ЭЛ}(B)$ для диодов на основе одной и той же структуры, но с разным видом ферромагнитного электрода, существенно отличается один от другого, особенно в области высоких полей (2 - 10 Тл).

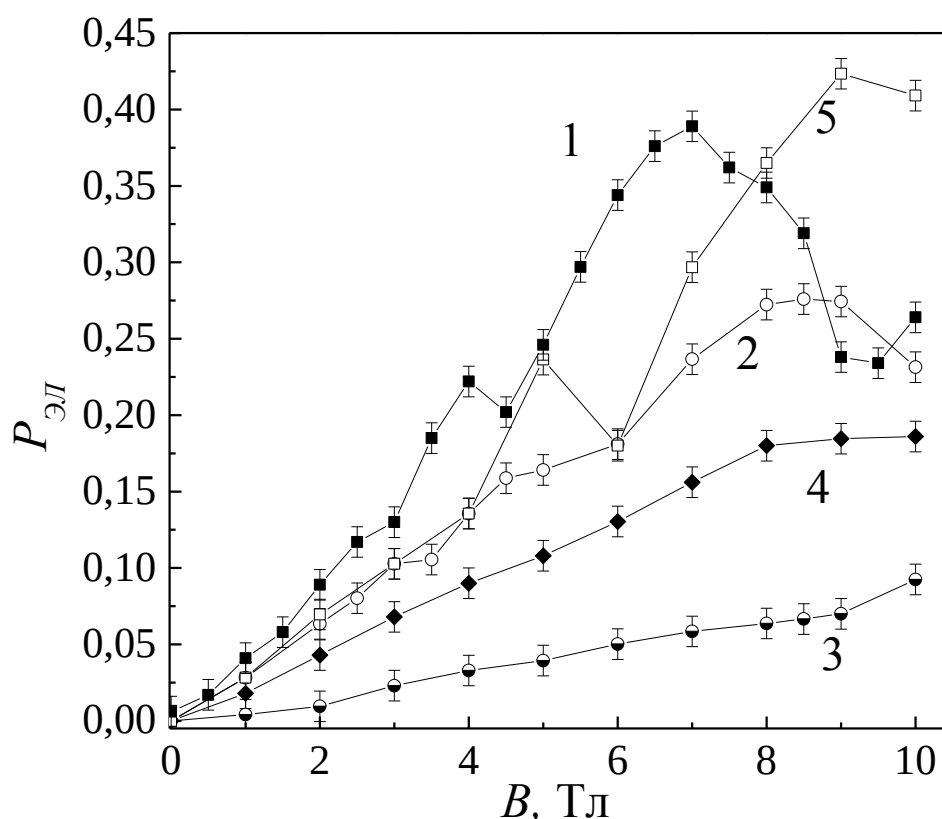


Рисунок 3.25 - Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от величины магнитного поля для структур A01 с контактом Au/Co/Au (кривая 1), Ni (кривая 2), Au (кривая 3), Co (кривая 4) и Au/Ni/Au (кривая 5), измеренные при температуре 1,5 К.

На начальном участке зависимостей, в диапазоне магнитных полей 0-3 Тл значение $P_{ЭЛ}$ монотонно увеличивается с ростом магнитного поля. Величина

$P_{ЭЛ}$ меняется для различных видов электрода, однако изменения сравнительно небольшие с учётом погрешности измерений (за исключением структуры с неферромагнитным Au контактом). В области сильных магнитных полей (4 – 10 Тл) степень циркулярной поляризации ЭЛ, как и вид кривых $P_{ЭЛ}(B)$ различаются для структур с различным видом границы раздела ФМ металл/GaAs: существенно выше погрешности измерений становится различие в $P_{ЭЛ}$; кроме того на зависимостях появляются локальные минимумы, положение которых зависит от вида контакта (для Au/Co/Au минимумы зарегистрированы в поле 4,5 и 9 Тл, для Au/Ni/Au – при 6 Тл, и спад интенсивности в поле $B > 9$ Тл, как и для Ni электрода, для Co электрода локальных минимумов не зарегистрировано). Отметим, что для структур Co/AO/GaAs зарегистрировано минимальное значение $P_{ЭЛ}$ из всех диодов, содержащих ферромагнитный металлический электрод. Этот результат не согласуется с известными литературными данными, показывающими повышение степени циркулярной поляризации в результате осаждения туннельно-тонкого диэлектрика [9,18,77]. Отметим, что для трёхслойных контактов Au/Ni/Au и Au/Co/Au наибольшие значения степени поляризации совпадают в пределах погрешности измерений. В таблице 3.6 приведены относительные интенсивности и наибольшие достигнутые в области сильных полей (6-10 Тл) значения $P_{ЭЛ}$ для диодов с различными контактами Шоттки.

Таблица 3.6 - Интенсивность ($I_d = 10$ мА) и степень циркулярной поляризации ЭЛ при $T = 1,5$ К для диодов с различными видами ферромагнитного контакта

Металл	$P_{ЭЛ}$	$I_{ЭЛ}$, отн.ед.
Au	0,10	1,00
Ni	0,30	0,20
Co	0,20	0,16
Au/Ni/Au	0,42	1,00
Au/Co/Au	0,42	0,98

Таким образом, исследования выявили зависимость степени циркулярной поляризации от вида контакта для одной полупроводниковой структуры. Для

диода с Au контактом степень циркулярной поляризации ЭЛ минимальна, что свидетельствует о внесении ферромагнитным контактом вклада в спиновую поляризацию носителей в полупроводниковой структуре. Рассмотрим зависимость $P_{\text{ЭЛ}}$ от параметров полупроводниковой структуры с одним видом контакта. На рисунке 3.26 приведены результаты измерения магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ в структурах с контактом Шоттки Au/Co/Au при варьировании толщины покровного слоя (т.е., расстояния от инжектирующего контакта до активного слоя).

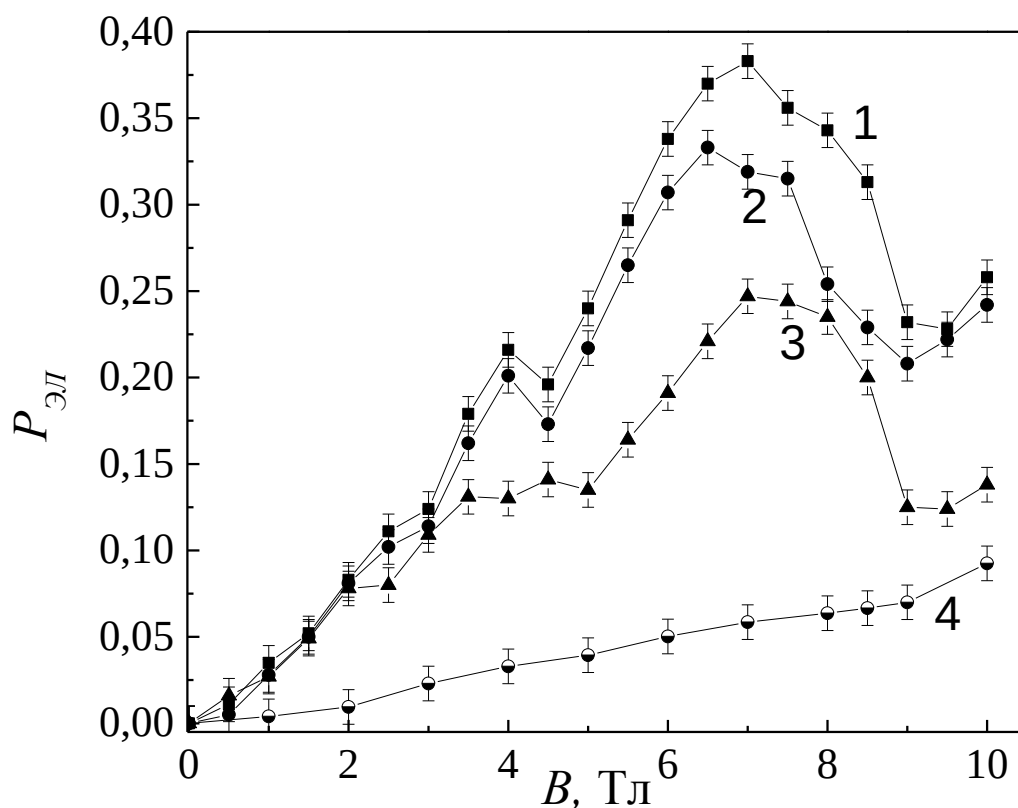


Рисунок 3.26 – Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ образца с контактом Au/Co/Au (A01-A03) и различной толщиной покровного слоя: 1 – 20 нм, 2 – 30 нм, 3 – 100 нм, 4 – 20 нм и Au контакт. Температура измерений – 1,5 К.

Видно, что увеличение этого расстояния в диапазоне 20 – 100 нм приводит к монотонному снижению $P_{\text{ЭЛ}}$ при магнитных полях > 2 Тл. При этом характер осцилляций (положения максимумов и минимумов) практически не изменяется для структур с разными толщинами покровного слоя. Максимальное достигнутое значение $P_{\text{ЭЛ}} \approx 0,40$ получено для структуры с глубиной залегания КЯ $d_c = 20$ нм и с трехслойным контактом Шоттки.

3.4.3.3. Механизмы циркулярно-поляризованной люминесценции диодов Шоттки в режиме прямого смещения

Как следует из [9,18,77], теоретического рассмотрения, приведённого в главе 1, а также предварительного анализа, выполненного в разделе 3.4, в число физических явлений, обуславливающих спиновую поляризацию носителей и циркулярную поляризацию электролюминесценции, входят:

- 1) Зеемановское расщепление уровней электронов и дырок в квантовой яме при введении структур во внешнее магнитное поле [22,43];
- 2) Эффект спиновой аккумуляции электронов в прямосмещённом барьере Шоттки ферромагнитный металл/*n*-GaAs [60,61,138,139];
- 3) Эффект спиновой инжекции дырок в прямосмещённом барьере Шоттки ферромагнитный металл/ *n*-GaAs [63].

В грубом приближении можно записать для степени циркулярной поляризации:

$$P_{эл} = P_{эл}^e + P_{эл}^h + P_{эл}^z, \quad (3.9)$$

где $P_{эл}^e$ – компонента степени циркулярной поляризации, связанная со спиновой аккумуляцией электронов; $P_{эл}^h$ – компонента степени циркулярной поляризации, связанная со спиновой инжекцией дырок; $P_{эл}^z$ – компонента степени циркулярной поляризации, связанная с Зеемановским расщеплением уровней. Знаки каждого из слагаемых в (3.9) могут различаться.

Для учёта Зеемановского расщепления уровней следует рассмотреть циркулярно-поляризованную электролюминесценцию диодов Шоттки с неферромагнитным Au контактом. На рисунке 3.27 показаны спектры ЭЛ диода на основе структуры A02, измеренные при температуре 1,5 К в магнитном поле 2 Тл в σ^+ и σ^- поляризации (кривая 1 и 2, соответственно). Видно, что положение максимума ЭЛ для σ^+ и σ^- поляризованного излучения различается, величина расщепления $\Delta E \approx 0,3$ мэВ. В неферромагнитных квантовых ямах, величина расщепления может быть описана формулой

$$\Delta E = (3g_h - g_e)\mu_B B, \quad (3.10)$$

где g_h – фактор Ландэ для дырки, g_e – фактор Ландэ для электрона, μ_B – магнетон Бора, B – внешнее магнитное поле.

В квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0,1-0,2$ и $d_{\text{QW}} = 10$ нм величина g_e составляет – (2-3) [342,343], g_h сильно зависит от локализации дырок. Для экспериментально полученного значения $\Delta E \approx 0,3$ мэВ величина g_h может быть оценена как $g_h = (1,5-2)$ [343]. Такое значение свидетельствует о резкости гетерограниц квантовой ямы, поскольку локализация дырок в результате несовершенства гетерограницы приводит к изменению g_h [27].

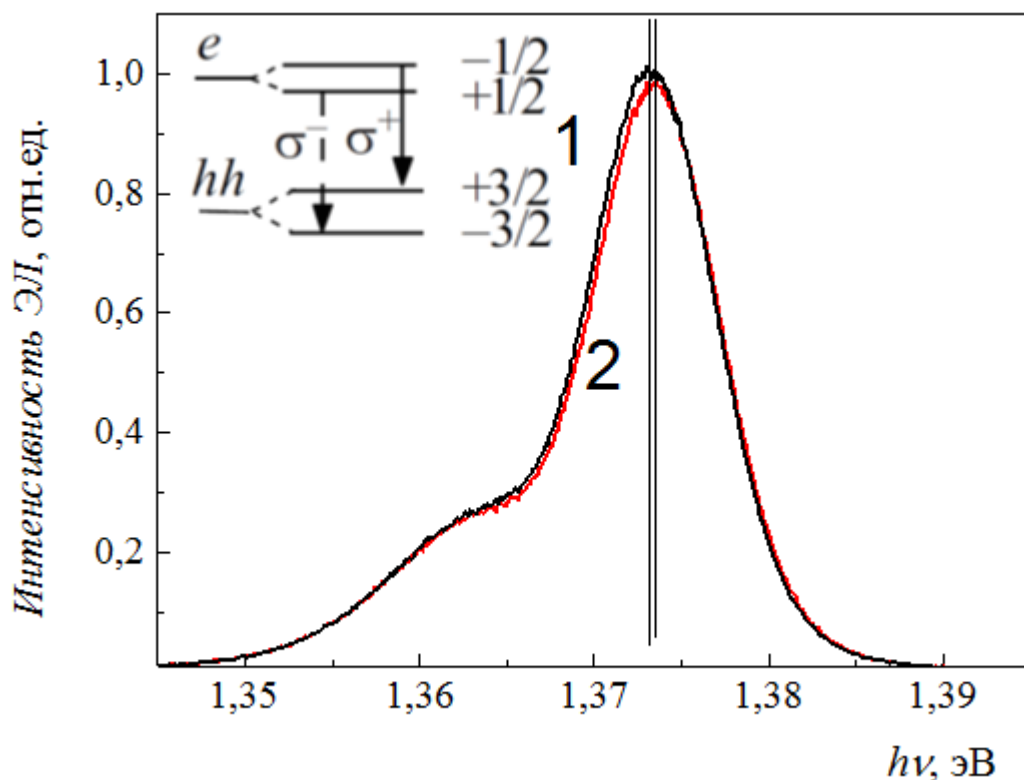


Рисунок 3.27 – Спектры электролюминесценции диода на основе структуры A02 с Au контактом, измеренные при температуре 1,5 К, магнитном поле 2 Тл и токе диода 10 мА в σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2) поляризациях. Вертикальными линиями обозначены положения максимумов интенсивностей

Циркулярная поляризация в неферромагнитной структуре обусловлена различным заполнением верхнего и нижнего Зеемановских уровней для электронов и дырок, причём, величина ΔE соответствует разности Зеемановского расщепления уровней электронов и тяжёлых дырок в квантовой яме (схема оптических переходов показана на вставке к рисунку 3.27). Согласно правил отбора для оптических переходов, рассмотренных в главе 1.2.2, степень циркулярной поляризации определяется разностью вероятностей оптических переходов с испусканием σ^+ и σ^- поляризованного излучения. Если

принять условие слабой накачки (при котором концентрация неравновесных электронов и дырок существенно ниже концентрации равновесных), то вероятность оптических переходов определяется разностью заполнения верхних энергетических уровней дырок. Для приближённой оценки заполнения энергетических уровней может быть использована Больцмановская статистика:

$$\frac{p_1}{p_2} = \exp\left(\frac{\Delta E_h}{kT}\right), \quad (3.11)$$

где p_1, p_2 – концентрация дырок на верхнем и нижнем Зеемановском уровне, соответственно; ΔE_e – расщепление электронных уровней, ΔE_h – расщепление дырочных уровней.

Степень циркулярной поляризации можно оценить по формуле:

$$P^z_{эл} \approx \frac{p_2 - p_1}{p_2 + p_1} = \frac{1 - \exp\left(\frac{\Delta E_h}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\Delta E_h}{kT}\right)} \quad (3.12)$$

Расчёт по формуле (3.12) даёт значение $P_{эл} \approx 0,2$ в магнитном поле 2 Тл и $P_{эл} \approx 0,97$ в магнитном поле 10 Тл, что существенно отличается от экспериментальных значений. Подобное различие может быть обусловлено отсутствием термодинамического равновесия в процессе излучательной рекомбинации, т.е. тем, что время релаксации на нижние Зеемановские уровни для дырок сравнимо со временем излучательной рекомбинации. Аналогичный вывод для диодов Шоттки ферромагнитный металл/полупроводник был сделан в работе [63]. Отметим, что зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля для диода с Au контактом близка к линейной. Превышение степени циркулярной поляризации выше уровня, определяемого Зеемановским расщеплением, обусловлено эффектами спиновой инжекции и спиновой аккумуляции, согласно соотношению (3.9).

Рассмотрим зависимости $P_{эл}(B)$ для структур с контактом Au/Co/Au, отличающихся толщиной спейсерного слоя (№A01, A02, A03 в таблице 3.1), показанные на рисунке 3.26. Следует обратить внимание на совпадение (в пределах погрешности измерений) значений $P_{эл}$ для ферромагнитного контакта при разных толщинах покровного слоя в полях < 2 Тл. Слабая зависимость степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя на масштабе

100 нм характерна для спин-поляризованных электронов, длина спиновой диффузии которых в GaAs составляет ~ 6 мкм [9,74]. Такое значение в 10-50 раз выше, чем характерные расстояния в исследованных структурах, поэтому на масштабах порядка 100 нм спиновая поляризация электронов практически не уменьшается. Следовательно, экспериментально зарегистрированную циркулярную поляризацию ЭЛ (за вычетом значения $P_{\text{ЭЛ}}$ для контрольного диода) в диапазоне магнитных полей 0-2 Тл можно связать с эффектами спиновой аккумуляции электронов ($P_{\text{ЭЛ}}^e$). В области магнитных полей $B > 3$ Тл значения степени циркулярной поляризации для структур с различной толщиной спейсерного слоя существенно различаются, причём максимальное значение характерно для структуры с наименьшим значением d_s , по мере увеличения толщины спейсерного слоя значение $P_{\text{ЭЛ}}$ монотонно уменьшается. Такое изменение $P_{\text{ЭЛ}}$ мы связываем с дополнительным вкладом в циркулярную поляризацию спин-поляризованных дырок ($P_{\text{ЭЛ}}^h$), для которых характерная длина спиновой диффузии составляет ~ 100 нм (т.е. уменьшение степени циркулярной поляризации с увеличением d_s может быть зарегистрировано). Отсутствие детектируемой спиновой поляризации дырок в магнитном поле $B < 2$ Тл может быть обусловлено спиновой релаксацией дырок, за счёт рассеяния на гетерограницах Co/Au и Au/GaAs. Введение сильного магнитного поля подавляет спиновую релаксацию по механизму Дзяконова-Переля [9,20], что повышает степень спиновой поляризации дырок до уровня детектирования. Можно предположить, что компонента $P_{\text{ЭЛ}}$, связанная со спиновой аккумуляцией в сильном магнитном поле ($P_{\text{ЭЛ}}^e$), выходит на насыщение и практически не изменяется вследствие насыщения намагниченности ферромагнитного слоя. Компонента $P_{\text{ЭЛ}}^h$, относящаяся к спиновой инжекции дырок, существенно зависит от магнитного поля, что, по нашему мнению, связано с изменением времени спиновой релаксации дырок в магнитном поле.

Обсуждения требуют два вопроса, касающиеся описания экспериментальных результатов: условия для аддитивного сложения или вычитания циркулярно-поляризованной ЭЛ в результате эффектов спиновой

аккумуляции и спиновой инжекции, а также физические явления, приводящие к осцилляциям спиновой поляризации дырок в магнитных полях $B > 2$ Тл.

В первую очередь обсудим вопрос знаков $P_{эл}^e$ и $P_{эл}^h$, осцилляции $P_{эл}$ будут рассмотрены позднее. Опустим описание микроскопических механизмов спиновой инжекции дырок и спиновой аккумуляции электронов (которые зависят от конкретных условий эксперимента), для качественного анализа процессов спиновой поляризации носителей достаточно применить подход, аналогичный описанию явления спиновой инжекции (изложенному в разделе 1.3.1). Также, для качественного анализа целесообразно исключить из рассмотрения процессы спиновой релаксации на границе раздела и считать справедливым условие (1.20).

В уравнениях (1.13-1.32) направление протекания тока не вводилось, поэтому все рассуждения справедливы и для случая спиновой инжекции, и для случая спиновой аккумуляции. Математически смена направления тока в режиме спиновой аккумуляции по отношению к спиновой инжекции для носителей одного знака (в данном случае электронов) учитывается в знаке j (т.е. в режиме спиновой аккумуляции токи $j_{\uparrow}$ и $j_{\downarrow}$ меняют знак на обратный). Знак разности электрохимических потенциалов в полупроводнике не меняется, т.к., согласно (1.26), $\mu_s^N(0) = 2r_N \alpha j$, где r_N не зависит от плотности тока, эффективность спиновой инжекции α является нечётной функцией плотности тока (т.е. меняет знак на обратный при изменении знака j). Произведение αj является чётной функцией плотности тока, следовательно знак μ_s^N остаётся неизменным, это означает, что пространственное распределение электрохимического потенциала для носителей со спином вверх и со спином вниз в режиме спиновой инжекции и спиновой аккумуляции одинаковое.

В режиме спиновой аккумуляции в полупроводнике течёт ток неполяризованных носителей, а вблизи границы с ФМ металлом (на расстоянии порядка длины спиновой диффузии) релаксация в более выгодное энергетическое состояние (с меньшим значением $\mu_{\uparrow\downarrow}^N$) приводит к спиновой поляризации носителей. В силу неизменности знака μ_s^N , знак спиновой

поляризации носителей также не меняется по отношению к случаю спиновой инжекции. Данная гипотеза была подтверждена экспериментально в [136] для системы Fe/GaAs. В цитированной работе измерялся угол Фарадеевского вращения с разрешением по времени, и было показано совпадение «основного» спина для одной и той же системы в режимах спиновой инжекции и спиновой аккумуляции. Рассмотрение спиновой поляризации носителей в металле не играет существенной роли в анализе спиновой аккумуляции, поэтому здесь оно опущено. Схематически процесс спиновой аккумуляции может быть наглядно представлен на рисунке 3.28. Для определённости положим знак спинов с преимущественной концентрацией в полупроводнике $s = 1/2$, что совпадает со знаком спиновой поляризации в режиме спиновой инжекции электронов.

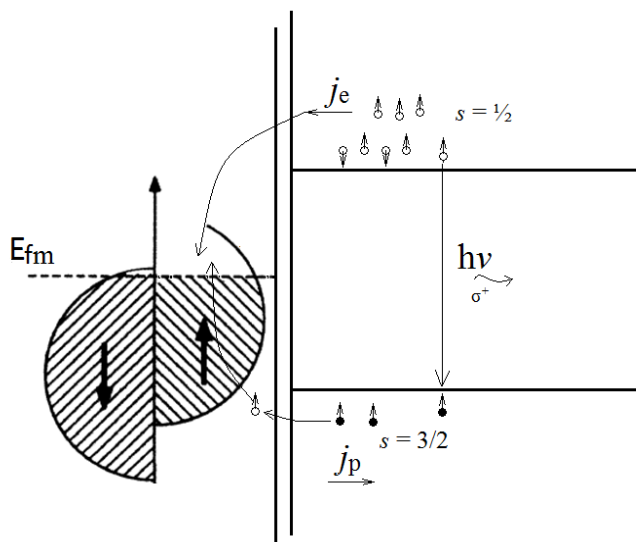


Рисунок 3.28 – Схематическое изображение процессов спиновой инжекции и спиновой аккумуляции дырок в контакте ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник.

Для анализа спиновой поляризации дырок следует обратиться к механизму [285,315], который связан с инжекцией связанных электронов из валентной зоны полупроводника в металл. Исходя из тех же рассуждений, что и для электронов проводимости, преимущественно в металл переносятся валентные электроны со спином $s = 1/2$ (рисунок 3.28). Это соответствует преимущественному потоку тяжёлых дырок со спином $3/2$ (в рассуждении мы не рассматриваем лёгкие дырки, поскольку они не участвуют в рекомбинации в

квантовой яме InGaAs/GaAs). Таким образом в полупроводнике создаётся преимущественная концентрация электронов со спином $\frac{1}{2}$ и дырок со спином $\frac{3}{2}$. Согласно схеме излучательной рекомбинации с участием спин-поляризованных носителей (рисунок 1.8), в рассмотренной системе рекомбинация с испусканием σ^+ излучения осуществляется с участием электронов со спином $\frac{1}{2}$, соответствующих преимущественной концентрации, и дырок со спином $\frac{3}{2}$, также соответствующей преимущественной концентрации. Другими словами, эффекты спиновой инжекции и спиновой поляризации дают аддитивный вклад в наблюдаемую в эксперименте циркулярно-поляризованную электролюминесценцию. Наглядной демонстрацией вкладов различных эффектов в результирующее значение $P_{\text{ЭЛ}}$ могут служить показанные на рисунке 3.29 зависимости степени поляризации от толщины покровного слоя для Au/Co/Au (кривая 1) и Au (кривая 2) контактов в магнитном поле 8 Тл и для Au/Co/Au контакта при 2 Тл (кривая 3).

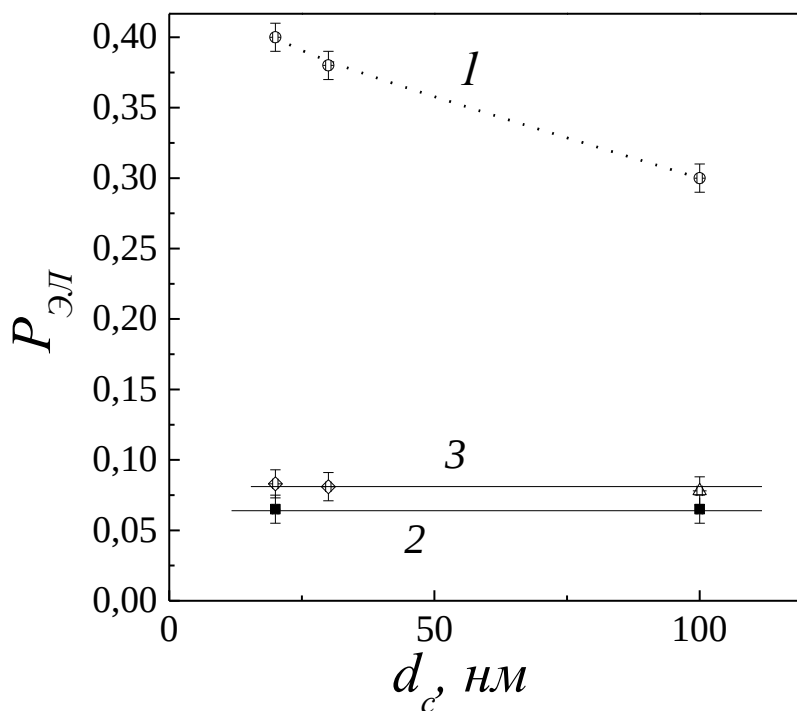


Рисунок 3.29 - Зависимости степени поляризации ЭЛ от глубины залегания КЯ для структур с контактом Au/Co/Au (1) и Au (2) измеренные в магнитном поле 8 Тл; и с контактом Au/Co/Au, измеренная в магнитном поле 2 Тл (3). $I_d = 2 - 3$ мА. $T = 1,5$ К.

В структурах с Au/Co/Au контактом при $B = 2$ Тл степень циркулярной поляризации ($P_{\text{ЭЛ}} = 0,075$) также слабо зависит от толщины спейсерного слоя,

циркулярная поляризация в данном диапазоне полей связывается с эффектом спиновой аккумуляции. Изменение $P_{эл}$ в магнитном поле $B > 3$ Тл связывается с аддитивным вкладом спиновой инжекции дырок. Это согласуется с зарегистрированной сильной зависимостью $P_{эл}$ от толщины спейсерного слоя при $B = 8$ Тл, что характерно для спиновой релаксации дырок. Появление указанного вклада только в сильном магнитном поле связывается с увеличением времени спиновой релаксации дырок [20].

Перейдём к обсуждению наблюдаемых в эксперименте осцилляций зависимости $P_{эл}$ от магнитного поля (рисунок 3.25, кривые 1 и 2, рисунок 3.26, кривые 1 и 5, рисунок 3.27, кривые 1-3). Качественное объяснение может быть предложено на основе анализа заполнения уровней Ландау. Введём величину f , называемую фактором заполнения УЛ. Эта величина характеризует число полностью заполненных уровней и может меняться непрерывно от нуля до максимального числа уровней. Целочисленные факторы заполнения соответствуют тому, что f уровней Ландау полностью заполнено. Нецелочисленные f соответствуют неполностью заполненному верхнему УЛ. Величина фактора заполнения УЛ определяется из соотношения [338]:

$$f = \frac{h}{eB} n, \quad (3.13)$$

где h – постоянная Планка, e – заряд электрона, B – магнитное поле, n – концентрация носителей.

Свойства двумерного газа в магнитном поле были исследованы в [338]. Согласно [338], при нецелочисленных факторах заполнения УЛ, электроны частично заполненного уровня Ландау могут участвовать в процессах продольной проводимости, незначительно изменяя свою энергию внутри этого же уровня. В частности, электроны частично заполненного УЛ экранируют неоднородности потенциала, сглаживая их. Неоднородности могут быть любого типа, например, заряженные ионы примеси, неоднородно распределённые вдоль плоскости КЯ. Если они экранируются, то потенциал КЯ сглаживается, а линии люминесценции сужаются. При опустошении уровня

Ландау (в спектре при этом исчезает соответствующий пик), квазиуровень Ферми в полупроводнике попадает в область локализованных состояний. Нижние УЛ оказываются полностью заполненными, а верхние - пустыми. Электроны полностью заполненных УЛ могут менять энергию лишь скачком, при переходе на более высокоэнергетический уровень. Поскольку для этого требуется энергия, значительно превышающая тепловую, процессы заброса электрона в верхний энергетический уровень маловероятны при температуре 1,5 К (используемой нами). Такая ситуация аналогична полностью заполненной зоне в диэлектрике, где электроны также не могут принимать участия в проводимости и экранировать неоднородности потенциала. Это приводит к потере спина инжектируемых из металла дырок за счёт рассеяния на неоднородном потенциале, и, следовательно, к уменьшению степени циркулярной поляризации ЭЛ. Экспериментальным подтверждением сделанного предположения является тот факт, что минимумы $P_{\text{ЭЛ}}$ наблюдаются в магнитных полях, при которых со спектра ЭЛ пропадает очередной пик (4,5 – 5 Тл и 9 – 10 Тл), а уровни Ландау становятся полностью заполненными (см. рисунки 3.18 и 3.26). В изложенном рассмотрении не учитывается спиновое расщепление уровней Ландау. По-видимому, энергия зеемановского расщепления УЛ для электронов сравнительно невелика и для шага изменения магнитного поля 0,5 Тл ($\Delta E \approx 1$ мэВ) опустошаются оба спиновых подуровня.

Неоднородности потенциала, помимо спинового рассеяния, также вызывают уширение линии ЭЛ [338]. Следовательно, осцилляции ширины линии с изменением магнитного поля, наблюдаемые нами (рисунок 3.30), также могут служить свидетельством осцилляций в экранировании неоднородного потенциала. В [338] для двумерного дырочного газа, образованного на границе металл/окисел/Si, приведена зависимость ширины УЛ от фактора заполнения (вставка к рисунку 3.30) и показано, что при целочисленных факторах заполнения УЛ уширяются. Данные, полученные в [338], качественно коррелируют с нашими экспериментальными результатами.

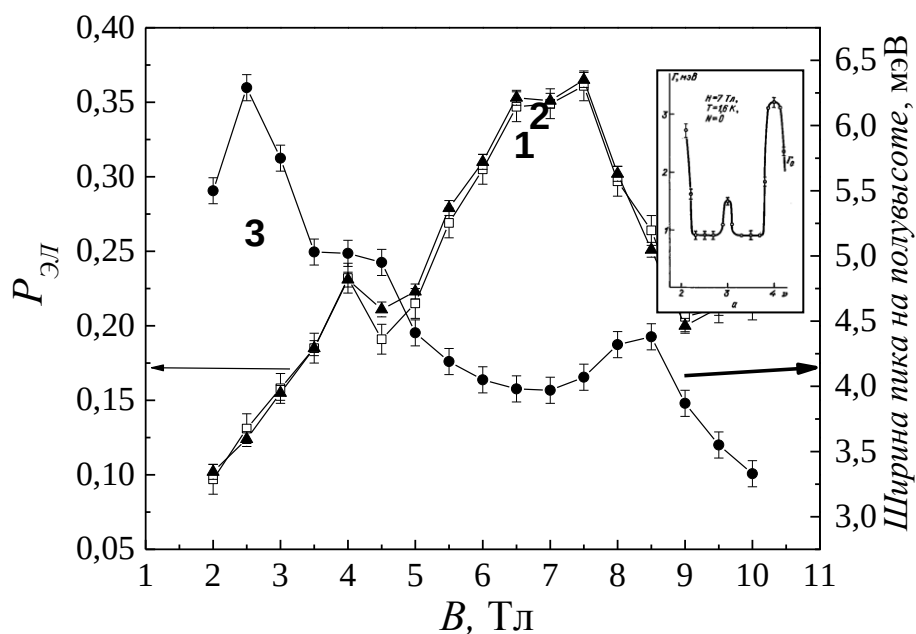


Рисунок 3.30 – Магнитополевая зависимость $P_{ЭЛ}$ (кривая 1 (открытые квадраты) - $I_d = 1$ мА; кривая 2 (треугольники) - $I_d = 10$ мА) и ширины пика, для которого она была вычислена (кривая 3 - кружки), структур с контактом Au/Co/Au и КЯ. На вставке приведена зависимость ширины нулевого уровня Ландау от фактора заполнения [338].

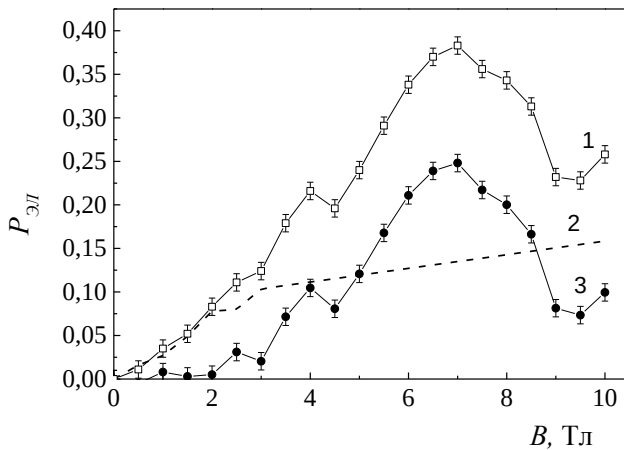
Сравнительно большое значение ширины пика в сравнительно низких магнитных полях обусловлено, очевидно, частичным перекрытием делокализованных состояний, соответствующих разным уровням Ландау. Положение минимумов зависимости $P_{ЭЛ}(B)$ слабо зависит от типа контакта ФМ металл/GaAs и от величины рабочего тока (в исследованном интервале 1-10 мА), как это показано на рисунке 3.30. Структура имеет n -тип проводимости, поэтому концентрация электронов в КЯ достаточно высока ($\sim 10^{12}$ см $^{-2}$). Протекание тока со значениями из указанного диапазона незначительно изменяет концентрацию электронов, а, следовательно, и фактор заполнения УЛ (формула (3.13)) при фиксированном магнитном поле.

Таким образом, все три механизма циркулярной поляризации ЭЛ (спиновая аккумуляция, спиновая инжекция и Зеемановское расщепление уровней в КЯ) вносят аддитивный вклад в значение $P_{ЭЛ}$. Разделение этих вкладов осуществляется путём анализа зависимостей степени циркулярной поляризации от глубины залегания квантовой ямы (толщины покровного слоя).

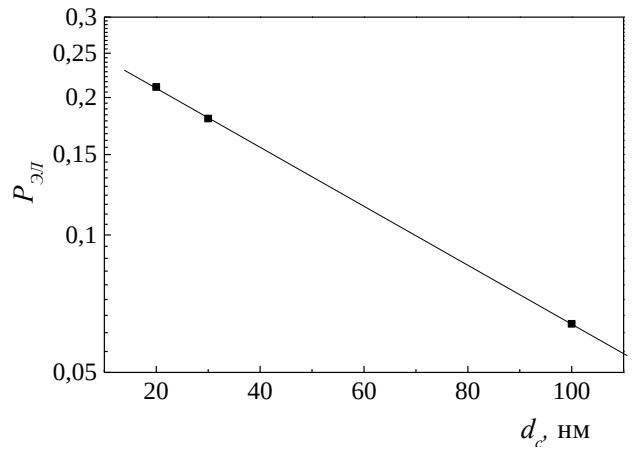
Для выделения вклада спиновой инжекции дырок из зависимостей, представленных на рисунках 3.26 и 3.29, используем выражение (3.9), которое может быть преобразовано как:

$$P_{эл}^h = P_{эл} - P_{эл}^e - P_{эл}^z \quad (3.9')$$

Для оценки $P_{эл}^z$ используем значения, полученные для контрольной структуры. Для оценки $P_{эл}^e$ примем допущение, что в области низких полей (< 2 Тл) $P_{эл}^h \approx 0$, а зависимость $P_{эл}^e(B)$ выходит на насыщение. Для аналогичных структур с ФМ контактом, исследованных в [84,135,149], величина магнитного поля насыщения составляет 2-3 Тл. Примем это значение, как максимальное для $P_{эл}^e$, при $B > 3$ Тл оно не изменяется (поскольку $P_{эл}^e$ пропорциональна намагниченности [84,135,149]). Изменение времени спиновой релаксации электронов при увеличении магнитного поля считаем незначительным. На рисунке 3.31(а) представлена зависимость $P_{эл}(B)$ для структуры А01, а также предположительный вклад $P_{эл}^e + P_{эл}^z$ (пунктирная линия). Данное построение позволяет выделить значение $P_{эл}^h$ для всего диапазона использованных магнитных полей. На рисунке 3.31(б) построена расчётная зависимость $P_{эл}^h$ от толщины покровного слоя.



(а)



(б)

Рисунок 3.31 (а) – Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля, измеренная для структуры А01 при температуре 1,5 К и токе диода 10 мА (кривая 1), оценочная зависимость от магнитного поля суммарного вклада $P_{эл}^e + P_{эл}^z$ (кривая 2, пунктир); оценочная зависимость степени циркулярной поляризации, обусловленной спиновой инжекцией дырок ($P_{эл}^h$ - кривая 3); (б) – Зависимость оценочного значения $P_{эл}^h$ от толщины покровного слоя, построенная для температуре 1,5 К, тока диода 10 мА и магнитного поля 7 Тл.

Полученная экспериментальная зависимость может быть аппроксимирована спадающей экспоненциальной кривой вида

$$P_{\text{ЭЛ}}^h \propto e^{-\frac{d_c}{\lambda_N}} \quad (3.14)$$

Величина λ_N играет роль характерной длины спиновой диффузии дырок. Из параметров аппроксимирующей кривой было определено её значение, которое составило 67 нм при 1,5 К.

На рисунке 3.32 приведена зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от тока диода для структур с Au/Co/Au контактом и различной толщиной покровного слоя. Для сравнения приведена подобная зависимость структуры с Au контактом и толщиной покровного слоя 20 нм. Вид зависимости $P_{\text{ЭЛ}}$ от рабочего тока отличается для структур с разной глубиной залегания КЯ. Для структур с тонким (20 – 30 нм) покровным слоем в диапазоне токов 2 – 10 мА величина $P_{\text{ЭЛ}}$ остаётся практически постоянной в пределах погрешности измерений (рисунок 3.32, кривые 1 и 2).

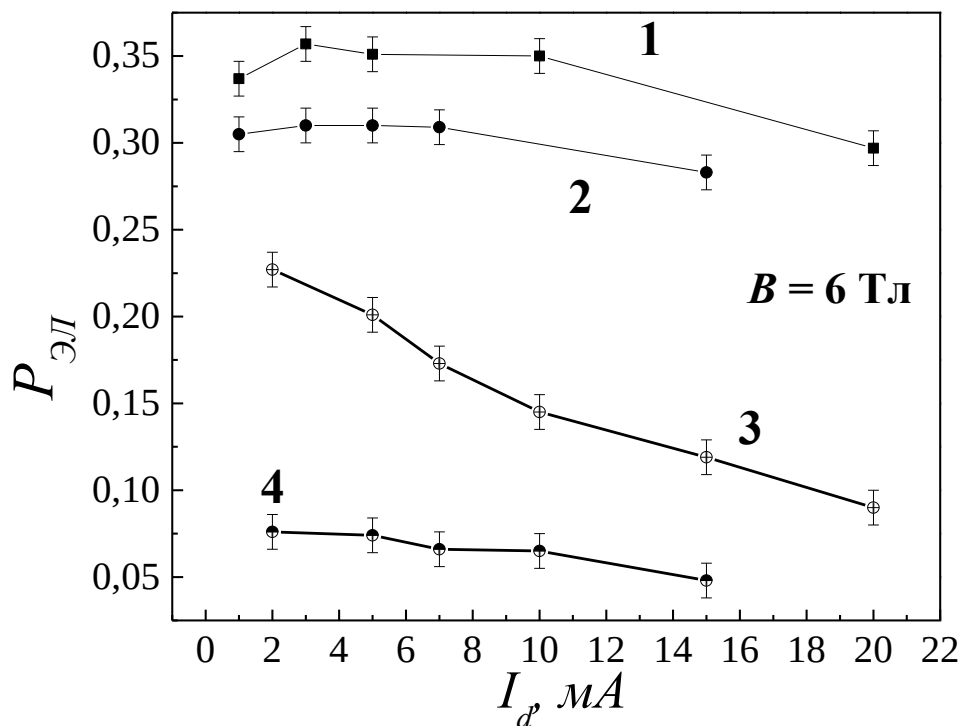


Рисунок 3.32 – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от величины рабочего тока в поле $B = 6$ Тл для структуры с контактом Au/Co/Au и толщиной покровного слоя 20 нм (кривая 1), 30 нм (кривая 2), 100 нм (кривая 3), и для структуры с Au контактом и толщиной покровного слоя 20 нм (кривая 4). $T = 1,5$ К.

При токе больше 10 мА степень циркулярной поляризации уменьшается. Для структуры со сравнительно толстым покровным слоем (100 нм) плато не наблюдается, а $P_{ЭЛ}$ монотонно уменьшается, начиная с тока 2 мА (рисунок 3.32, кривая 3). В случае контрольной структуры с Au контактом значения $P_{ЭЛ}$ для токов ≤ 10 мА совпадают ($\approx 0,07 - 0,08$) в пределах погрешности и лишь при наибольшем токе 15 мА значение степени поляризации несколько снижается (до 0,05). Уменьшение $P_{ЭЛ}$ при токе диода выше 10 мА может быть объяснено увеличением тепловой энергии носителей в результате разогрева при увеличении электрического поля (напряжения на диоде). В результате тепловая энергия носителей увеличивается и становится сравнимой с величиной Зеемановского расщепления уровней в КЯ. При этом увеличивается вероятность теплового заброса дырок с нижнего Зеемановского уровня (спин $+3/2$) в верхний (спин $-3/2$), а степень поляризации носителей уменьшается. Следовательно, снижение $P_{ЭЛ}$ можно отнести к уменьшению вклада Зеемановского расщепления уровней, которое наглядно проявляется для структуры с Au контактом Шоттки (рисунок 3.32, кривая 4).

Существенное отличие зависимости $P_{ЭЛ}(I_d)$ для структуры с толщиной покровного слоя равной 100 нм (рисунок 3.32, кривая 3), по-видимому, обусловлено изменением механизмов спиновой релаксации [20] для структур с толстым покровным слоем. Например, существенный вклад в спиновую релаксацию носителей при переносе к активной области может вносить механизм Эллиотта-Яфета, связанный с рассеянием по спине при рассеянии по импульсу [20]. В случае структур с тонким покровным слоем вклад данного механизма может быть незначительным, поскольку толщина покровного слоя (20-30 нм) сравнима со значением длины свободного пробега (≈ 45 нм [344]). Зависимость времени спиновой релаксации от энергии носителей для механизма Эллиотта-Яфета, вероятно, обуславливает сильное уменьшение $P_{ЭЛ}$ с повышением тока диода для структуры A03 с $d_C = 100$ нм.

В заключении обсудим влияние вида контактного слоя на циркулярно-поляризованную электролюминесценцию. Отметим, что различия в значениях

$P_{\text{ЭЛ}}$ зарегистрированы не только для структур с разным видом ФМ контакта, но и для структур с одним видом контакта, отличающихся видом гетерограницы (рисунок 3.25). Предположительно, подобное различие обусловлено процессами спиновой релаксации, протекающими на границе раздела при спиновой инжекции/спиновой аккумуляции, а механизм спиновой релаксации определяется свойствами этой границы. Как следует из соотношения (1.36), эффективность спиновой инжекции существенно зависит от концентрации дефектов. В случае спиновой аккумуляции выполняются аналогичные соотношения, хотя количественные характеристики могут отличаться. Проведём оценки спиновой релаксации для контакта Co/GaAs, используя методику, введённую в разделе 1.3.2. Значение плотности состояний на поверхности GaAs $\sim 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ было получено по данным энерго-дисперсионного анализа в [111], в настоящей работе исследованы аналогичные структуры. Согласно расчётам, такая плотность соответствует уменьшению степени спиновой поляризации тока на 60 %, что позволяет оценить уменьшение $P_{\text{ЭЛ}}$ относительно наилучшего значения, полученного для структуры с более совершенной границей, до величины 0,1. Это приблизительно соответствует максимальному зарегистрированному значению $P_{\text{ЭЛ}}$ для диода с электродом Co/GaAs (рисунок 3.25, кривая 4). Разделение вкладов рассеяния для спиновой инжекции и аккумуляции затруднительно, т.к. требует изучения микроскопической природы дефектов, сечения рассеяния для электронов и дырок, вероятности переворота спина. Подобное исследование представляется нецелесообразным с практической точки зрения, т.к. состояние гетерограницы зависит от условий получения и может отличаться даже для одной структуры с контактом, сформированным в различных технологических циклах. Между тем, оценки показывают необходимость уменьшения концентрации дефектных центров на границе, именно на решение этой задачи была направлена следующая часть работы.

Как было показано при исследованиях электролюминесцентных свойств, промежуточные слои между ФМ металлом и полупроводником играют роль

диффузионных барьеров, препятствующих реактивной взаимной диффузии атомов переходного металла и GaAs. Высокую эффективность при этом показал промежуточный слой Au (рисунок 3.25). Вероятно, введение промежуточного слоя Au не приводит к существенной потере спина в ССИД. Согласно [345], длина спиновой диффузии электронов в Au может достигать 168 нм при температуре 15 К, что значительно превышает толщину использованных в работе слоёв Au (до 40 нм). При этом свойства границы раздела определяются нижним Au слоем, для которого характерно меньшее дефектообразование в полупроводнике (что подтверждается исследованиями спектров фотоэдс, представленными на рисунке 3.19). Исследования, описанные в текущем разделе, показали, что введение промежуточного слоя Au позволяет повысить степень циркулярной поляризации до предельного зарегистрированного уровня для данного типа контакта ($\sim 0,3$ за вычетом Зеемановского расщепления). Введение промежуточного слоя анодного окисла не привело к существенному повышению степени циркулярной поляризации, напротив, значение $P_{эл}$ несколько уменьшилось. Предположительно, подобное снижение, аналогично предыдущему случаю, связано с увеличением рассеяния носителей по спине, но с участием дефектов, образованных окислением. Плотность дефектов при анодном окислении может достигать $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [346], что сопоставимо с концентрацией дефектов, вносимых Co. Таким образом может быть объяснено снижение $P_{эл}$ в структурах Co/AO/GaAs. Можно заключить, что анодный окисел позволяет получить эффективную электролюминесценцию МТОП-диодов, однако его применение для создания спиновых светоизлучающих приборов затруднительно.

3.4.3.4. Заключение по разделу 3.4.2

В разделе 3.4.2 была исследована циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов с контактом ферромагнитный металл/ n -GaAs. Было показано, что в режиме прямого смещения регистрируется электролюминесцентное излучение диодов, параметры которого зависят от

вида контакта. Получено, что интенсивное твердофазное взаимодействие между атомами Ni(Co) и GaAs приводит к образованию дефектов в приповерхностной области последнего и, как следствие, к гашению электролюминесценции диодов Шоттки. Был предложен способ защиты поверхности GaAs от диффузии Ni(Co) за счёт введения между ФМ металлом и полупроводником тонкой промежуточной плёнки Au. Показана принципиальная возможность регистрации магнитоуправляемого циркулярно-поляризованного излучения при прямом смещении диодов Шоттки, содержащих ФМ слой, со сравнительно высоким значением степени циркулярной поляризации. Такое значение $P_{ЭЛ}$ связано с аддитивным действием Зеемановского расщепления уровней в КЯ, спиновой инжекции дырок и спиновой аккумуляции электронов. Значение степени циркулярной поляризации также, как и интенсивность ЭЛ, зависит от вида ФМ контакта. Введение промежуточного слоя Au позволяет повысить значение $P_{ЭЛ}$ по сравнению со структурами с чистым Ni или Co контактом. Максимальное значение $P_{ЭЛ}$ было получено для структуры с покровным слоем 20 нм и трехслойным контактом Au/Ni/Au, Au/Co/Au, оно составляет $\approx 0,4$. Получено, что степень циркулярной поляризации ЭЛ является немонотонной функцией магнитного поля. Было показано, что минимумы на зависимости $P_{ЭЛ}(B)$ обусловлены увеличением спинового рассеяния в КЯ при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау. По результатам измерений структур с разной глубиной залегания КЯ была оценена характерная длина переноса спина дырок в GaAs, которая составила 67 нм при 1,5 К.

3.5. Модификации технологии спиновых светоизлучающих диодов для улучшения люминесцентных и поляризационных характеристик

Экспериментальные результаты, представленные в разделе 3.4.2, показали принципиальную возможность спиновой инжекции в структурах ферромагнитный металл/полупроводник в режиме прямого смещения.

Основным направлением дальнейшего исследования являлось решение экспериментальных задач, направленных на практическое применение сформированных диодных структур. В указанные задачи входило:

- 1) Повышение степени циркулярной поляризации электролюминесценции;
- 2) Снижение диапазона рабочих магнитных полей;
- 3) Повышение диапазона рабочих температур ССИД.

Для решения первой задачи были выполнены технологические операции повышения однородности границы раздела ФМ металл/полупроводник без использования дополнительных слоёв Au, перенос через которые приводит к рассеянию по спине. В качестве промежуточного слоя выбрана туннельно-тонкая плёнка Al_2O_3 . Спиновая инжекция в структурах ферромагнитный металл/ Al_2O_3 /GaAs зарегистрирована в ряде работ [46,83,84,149,150]. В рамках настоящего исследования показано, что Al_2O_3 служит эффективным диффузионным барьером для атомов переходного металла (Co). Для снижения диапазона рабочих магнитных полей применялся подход, связанный с использованием сложных контактов на основе многослойных структур CoPt. Известно, что формирование сверхрешётки Co/Pt позволяет создать материал с магнитной анизотропией, соответствующей расположению оси лёгкого намагничивания перпендикулярно плоскости слоя [347-349]. В [347-349] данный подход применялся как способ создания слоёв с магнитной анизотропией, а также для создания систем памяти на основе таких слоёв [349]. В настоящей работе слои CoPt впервые применялись для спиновой инжекции в светоизлучающих диодах с циркулярно-поляризованной эмиссией.

При рассмотрении третьей задачи, связанной с повышением диапазона рабочих температур, стоит отметить, что в структурах с ФМ металлическим инжектором принципиальных физических ограничений на рабочую температуру диода в диапазоне 1,5-300 К не существует. Указанный диапазон не достигает точки Кюри использованных ферромагнетиков, а спиновое рассеяние при повышении температуры не приводит к существенному снижению $P_{\text{эл}}$ [94,156]. Единственным значимым физическим явлением,

приводящим к снижению рабочей температуры ССИД, является температурной гашение ЭЛ, связанное с термическим выбросом носителей из квантовой ямы. Для преодоления термического выброса были сформированы структуры с более глубоким ограничивающим потенциалом в КЯ – с большим содержанием In. Аналогичные выводы были сделаны для ССИД на основе системы CoFe/MgO/AlGaAs, исследованной в [94].

3.5.1. Исследование циркулярной поляризации электролюминесценции структур Co/Al₂O₃/GaAs/InGaAs

Особенностью структур Co/Al₂O₃/GaAs/InGaAs является повышение интенсивности ЭЛ по сравнению с диодами Шоттки, не содержащими диэлектрического слоя. Как было показано выше, эффект повышения интенсивности связан с увеличением инжекции неосновных носителей в МТОП-структурах, а также с защитными свойствами Al₂O₃, предотвращающими реактивное взаимодействие атомов Co и Ga, As.

Исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции были выполнены с использованием диодов с контактом Co/Al₂O₃/GaAs на основе структур A08-A24 (Таблица 3.1), отличающихся толщиной покровного слоя GaAs. Измерения выполнялись с использованием установки, показанной на рисунке 3.3. На рисунке 3.33 показана зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля, измеренная для диода с контактом Co/Al₂O₃ (кривая 1), Co (кривая 2) и Au (кривая 3) на основе структуры A16 при температуре 10 К в диапазоне магнитных полей ± 300 мТл. Подобный вид зависимости при измерениях в геометрии Фарадея характерен для слоёв с осью лёгкого намагничивания, лежащей в плоскости слоя: в указанном диапазоне полей зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией [97]. Значение степени циркулярной поляризации превышает полученное ранее значение $P_{\text{ЭЛ}}$ структуры с Au контактом, связанное с Зеемановским расщеплением уровней в магнитном поле (кривая 3 на рисунке 3.33).

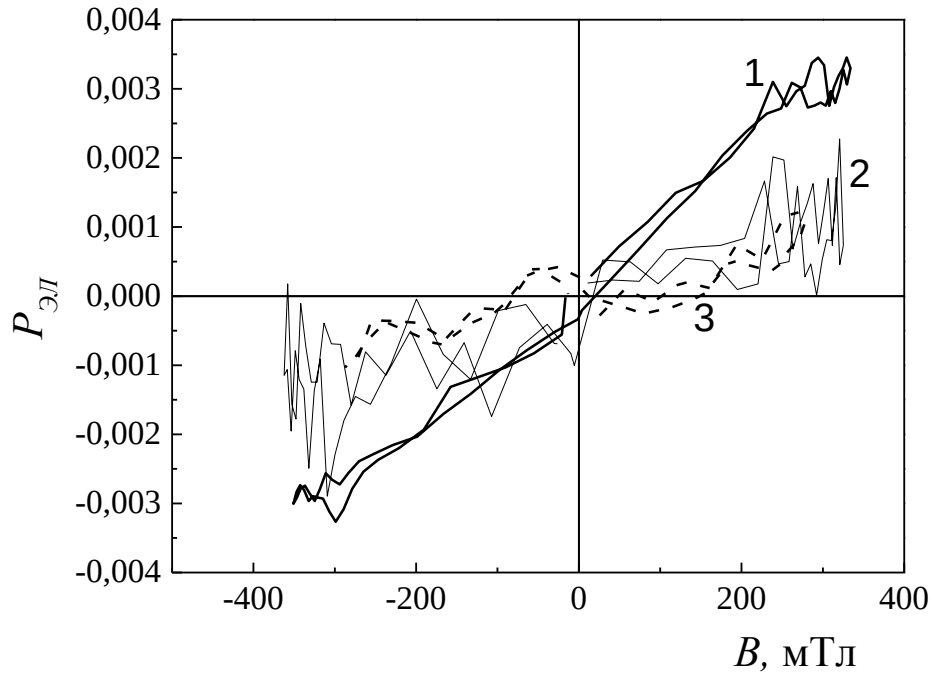


Рисунок 3.33 – Магнитополевые зависимости $P_{эл}$, измеренные для структуры A16 с контактом Co/Al₂O₃ (кривая 1), Co (кривая 2) и Au (кривая 3, пунктир), при токе диода 30 мА и температуре 10 К.

Отметим, что для диода с Co контактом (кривая 2) значение степени циркулярной поляризации совпадает со значением, полученным для контрольной структуры с Au контактом.

Различие результатов с результатами, описанными в разделе 3.4.2, связано с различием в условиях измерений (температура измерений, условия теплоотвода, атмосфера, в которую был помещён образец, величина рабочего магнитного поля). Также следует учитывать возможный различный вклад эффекта спиновой аккумуляции в структурах с контактом Co/Au и Co/Al₂O₃. Для оценки вклада спиновой инжекции дырок в структурах с контактом Co/Al₂O₃/GaAs были выполнены исследования зависимости $P_{эл}$ от толщины покровного слоя для диодов на основе структур A16-A20 (рисунок 3.34). На зависимости, представленной на рисунке 3.34, наблюдается монотонное уменьшение степени циркулярной поляризации с увеличением d_c . Следуя рассмотрением, выполненным в предыдущем разделе, можно выделить вклады в циркулярную поляризацию, связанные с Зеемановским расщеплением уровней, спиновой инжекцией и спиновой аккумуляцией (3.9). Значение $P_{эл}^z$

может быть оценено из графика, полученного для контрольной структуры (рисунок 3.34) как $P_{\text{эл}}^z \approx 0,0005$. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля за вычетом вклада $P_{\text{эл}}^z$ показана на рисунке 3.34 (кривая 2). Монотонное уменьшение степени поляризации до значения, близкого к нулю, свидетельствует о превалирующем вкладе спиновой инжекции дырок в $P_{\text{эл}}$ (для которой характерна сильная зависимость от d_c). Вклад спиновой аккумуляции электронов (для которого характерна слабая зависимость от d_c) в приведённых условиях эксперимента (в диапазоне магнитных полей до 300 мТл, при температуре 10 К и в структуре Co/Al₂O₃) можно оценить как $P_{\text{эл}}^e \approx 0,0001$. Низкое значение $P_{\text{эл}}^e$ связано с особенностью МТОП-структур, для которых преобладает рекомбинационная составляющая тока (как показано в разделе 3.3). В этом случае электроны практически не утекают в область металлического контакта, а рекомбинируют в области КЯ.

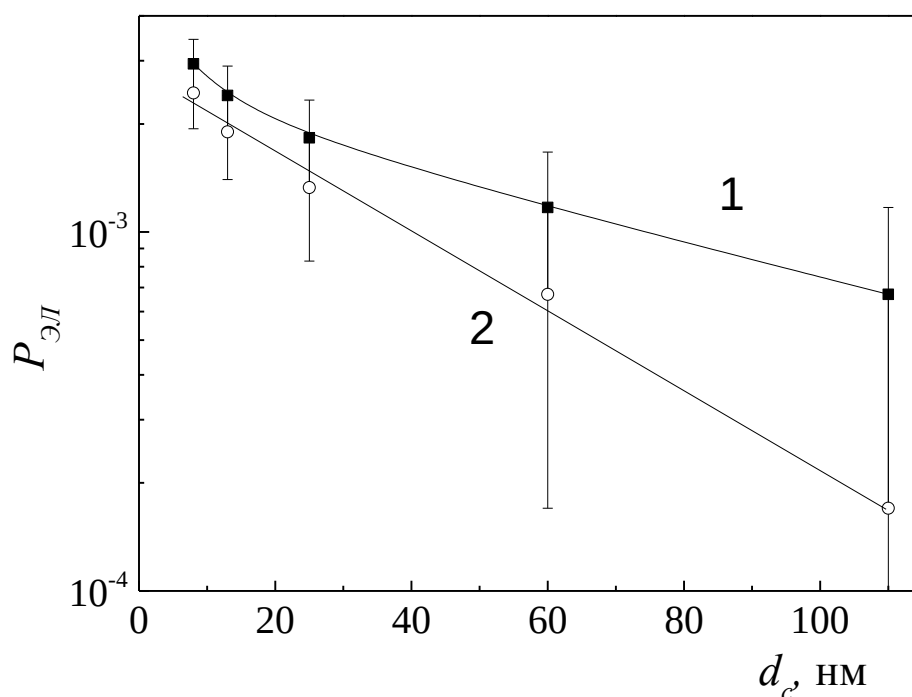


Рисунок 3.34 – Зависимость $P_{\text{эл}}$ от толщины покровного слоя GaAs для структур с квантовой ямой InGaAs (A16-A20) и контактом Co/Al₂O₃, измеренная при температуре 10 К и токе диода 20 мА (кривая 1), а также та же зависимость за вычетом вклада, связанного с Зеемановским расщеплением уровней (кривая 2). $B = 300$ мТл.

В отличие от случая с контактом Au/Co(Ni)/Au/GaAs, а также от структуры Co/GaAs, циркулярная поляризация в структурах с Al₂O₃ наблюдается в низком

магнитном поле, что свидетельствует о повышении эффективности спиновой инжекции дырок по сравнению со структурами, описанными в разделе 3.4.2. Отличия абсолютных величин $P_{ЭЛ}$, полученных в текущем разделе и в разделе 3.4.2, связаны с различием в условиях измерений, причём большее практическое значение имеют величины, полученные в текущем разделе.

3.5.2. Исследование циркулярной поляризации электролюминесценции структур CoPt/Al₂O₃/GaAs/InGaAs

Как отмечено выше, для уменьшения диапазона рабочих магнитных полей ССИД были исследованы структуры с контактом на основе слоёв CoPt, для которых ось лёгкого намагничивания лежит в направлении роста структуры. Контакты сформированы путём послойного осаждения Co и Pt с последующим отжигом. Исследования на просвечивающем электронном микроскопе (рисунок 2.12) свидетельствуют о том, что при температуре отжига равной 300 °С происходит перемешивание атомов Co и Pt и образование твёрдого раствора Co_{1-x}Pt_x. В первой части раздела рассматриваются ферромагнитные свойства слоёв CoPt в пределах технологических рамок, обеспечивающих требуемую анизотропию намагниченности. Во второй части раздела представлены результаты исследований циркулярно-поляризованной ЭЛ структур, и влияние технологических параметров на циркулярную поляризацию.

3.5.2.1. Исследование магнитных свойств слоёв CoPt, осаждённых на поверхность Al₂O₃/GaAs

Магнитополевые зависимости намагниченности исследовались Кудриным А.В. с использованием магнетометра переменного градиента силы. Методика исследований описана в разделе 3.2.1. В таблице 3.7 приведены параметры слоёв CoPt, использованные в работе. В соответствии с результатами исследований методом РФЭС (не приведены), при чередовании 0,3 нм Co и 0,4 нм Pt был получен эквиатомный сплав Co_{0,5}Pt_{0,5}; при чередовании 0,5 нм Co и 0,5 нм Pt – сплав Co_{0,65}Pt_{0,35}; 0,3 нм Co и 0,5 нм Pt – сплав Co_{0,45}Pt_{0,55}.

Таблица 3.7 Варьируемые параметры слоёв CoPt, использованных в работе

№	x (состав контакта $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$)	Температура послеростового отжига, °C
1	0,5	500
2	0,35	500
3	0,55	500
4	0,55	550
5	0,55	400
6	0,55	300
7	0,55	200

Зависимости намагниченности от магнитного поля для слоёв CoPt с указанным соотношением Co и Pt приведены на рисунке 3.35.

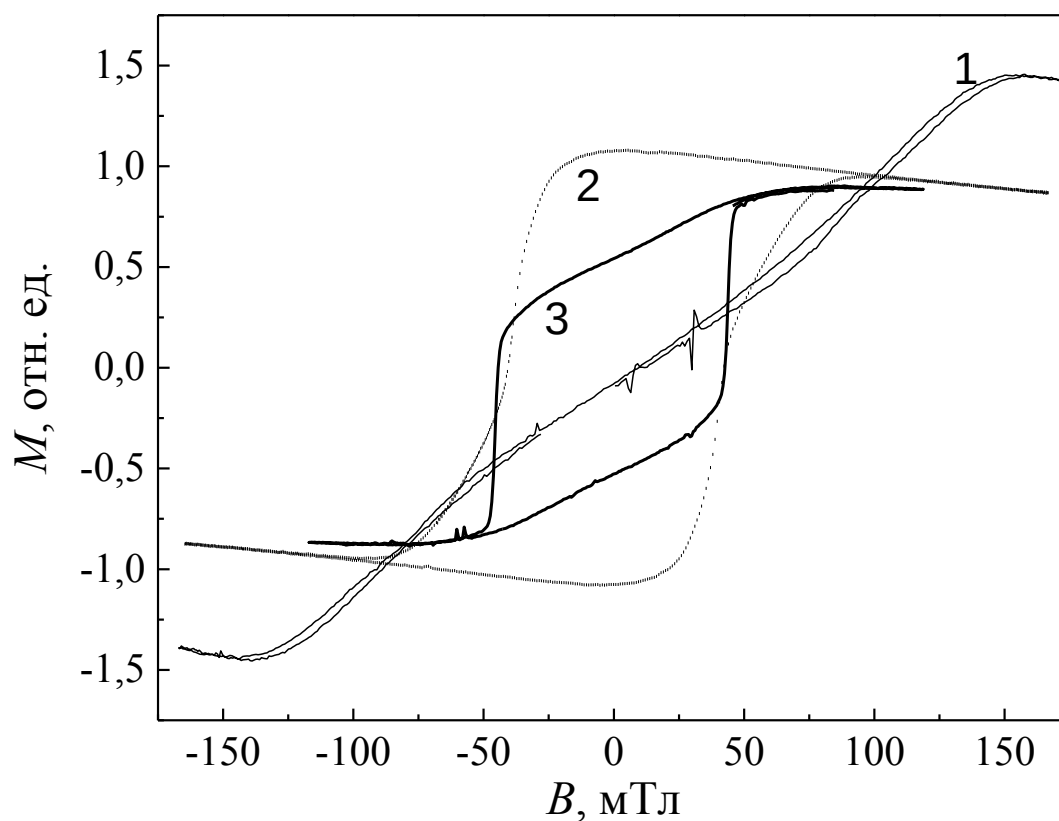


Рисунок 3.35 – Магнитополевая зависимость намагниченности слоёв CoPt, измеренная на магнетометре переменного градиента силы для структур с составом $x = 0,5$ (кривая 1); $x = 0,55$ (кривая 2); $x = 0,35$ (кривая 3). Структуры подвергались пост-ростовому отжигу при температуре 500 °C. Температура измерений 300 К.

Магнитные свойства структур зависят от соотношения элементов, и существует диапазон соотношений, в рамках которого зависимость намагниченности от магнитного поля в геометрии Фарадея описывается петлёй

гистерезиса (это свидетельствует наличии компоненты оси лёгкого намагничивания в направлении, перпендикулярном поверхности). Наиболее оптимальным, с точки зрения ферромагнитных слоёв для ССИД, является соотношение $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ (рисунок 3.35, кривая 2) [9]. Данная кривая удовлетворяет требуемым характеристикам ФМ слоя (большая намагниченность насыщения, коэрцитивное поле в диапазоне 50-100 мТл). На рисунке 3.36 представлены магнитополевые зависимости намагниченности для слоя $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$, измеренные при ориентации магнитного поля перпендикулярно поверхности структуры (кривая 1) и вдоль поверхности структуры (кривая 2). При ориентации магнитного поля параллельно поверхности магнитополевая зависимость $M(B)$ также имеет гистерезисный вид, но не насыщается в максимально доступном для данной установки магнитном поле (170 мТл).

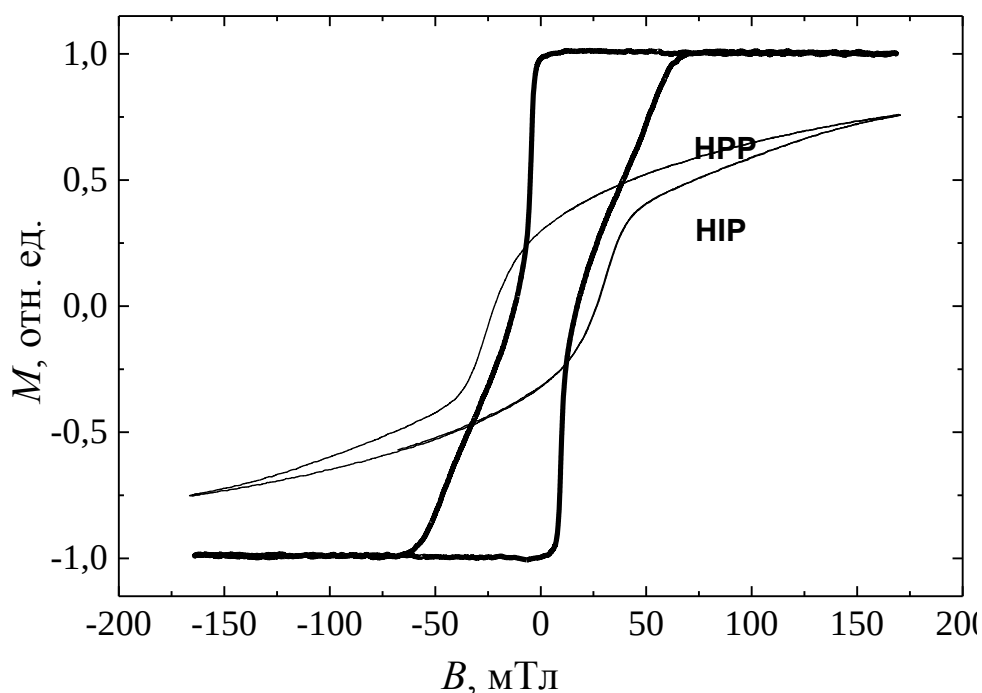


Рисунок 3.36 – Магнитополевая зависимость намагниченности слоёв CoPt, измеренная для структур с составом $x = 0,55$, подверженных отжигу при температуре 400 °С, измеренная в геометрии Фарадея (HPP) и геометрии Фойхта (HIP)

Эволюция магнитных свойств с изменением температуры отжига для структуры $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ представлена на рисунке 3.37. С уменьшением температуры имеет место сужение петли гистерезиса (уменьшение коэрцитивного поля) и появление особенности вблизи точки $B = 0$. Подобная

особенность может быть связана с различной степенью перемешивания слоёв Co и Pt и образованием многофазной системы с различной кристаллической ориентацией фаз [350]. Описание детальных микроскопических механизмов намагничивания слоёв CoPt представляет собой отдельную исследовательскую задачу. В рамках данного рассмотрения такое описание будет опущено, т.к. в свете исследования спиновой инжекции значительно более важным представляется измерение циркулярно-поляризованной люминесценции для структур с различными параметрами слоёв.

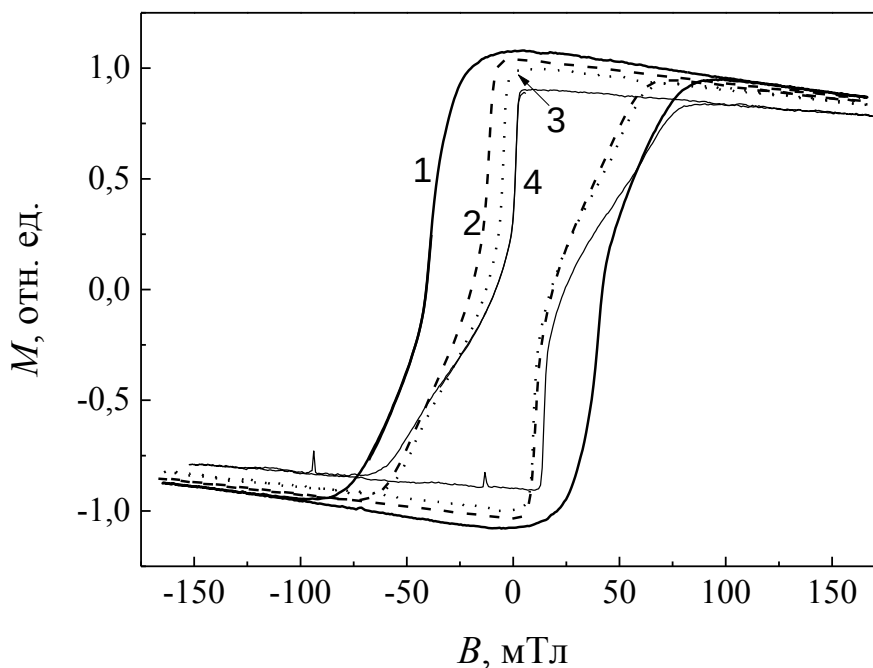


Рисунок 3.37 – Магнитолевая зависимость намагниченности слоёв CoPt, измеренная на магнетометре переменного градиента силы для структур с составом $x = 0,55$, подверженных пост-ростовому отжигу при температурах 500 °C (кривая 1); 550 °C (кривая 2); 400 °C (кривая 3) и 300 °C (кривая 4). Температура измерений 300 К.

Для оценки магнитооптических свойств слоёв CoPt были проведены исследования магнитолевых зависимостей степени циркулярной поляризации прошедшей через слой CoPt компоненты излучения при облучении структуры неполяризованным светом. С этой целью ЭЛ излучение диода с Au контактом (структура A05) пропускалось через подложку GaAs с осаждённым на поверхность слоем CoPt. Излучение структуры A05 (связанное с рекомбинацией в квантовой яме InGaAs) является прозрачным для GaAs, поэтому при анализе считалось, что поглощение отсутствовало и 100 % света

отражалось либо проходило через CoPt. Появление циркулярной поляризации связано с взаимодействием света с электронами в намагниченной среде, приводящим к отличию в коэффициентах отражения, пропускания и поглощения света с разным направлением круговой поляризации (магнитный круговой дихроизм - МКД) [351]. Эффект МКД характерен для ферромагнитных материалов, использующихся в качестве инжектора в ССИД [55,84,149,352]. В ряде измерительных экспериментов эффект МКД учитывают при оценке эффективности спиновой инжекции. Эффектом МКД в GaAs пренебрежём в силу его малости в диапазоне полей ± 250 мТл [55,84,149,352]. На рисунке 3.38 показана зависимость степени циркулярной поляризации прошедшего излучения от магнитного поля.

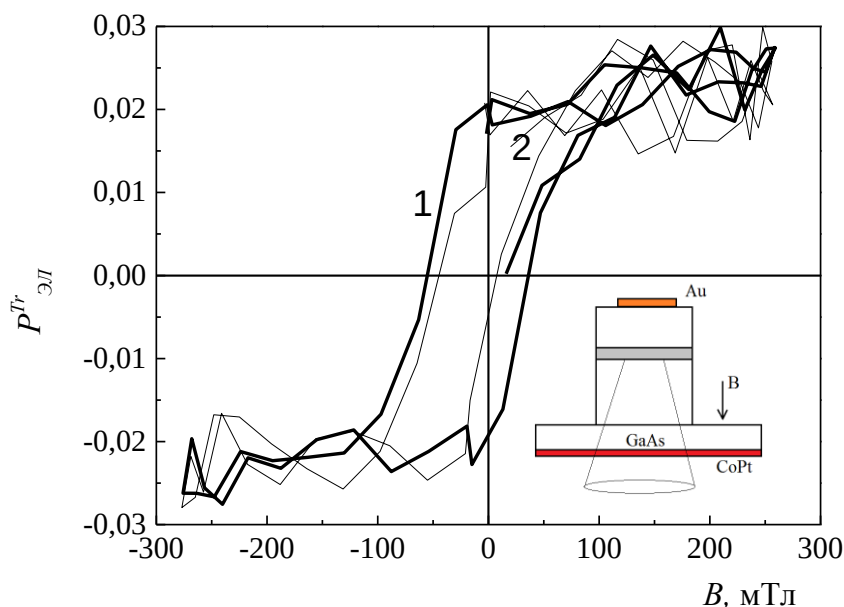


Рисунок 3.38 – Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ излучения структуры A05 с Au контактом ($I_d = 50$ мА), прошедшего через слой CoPt. Зависимость измерена при температуре 10 К (кривая 1) и 150 К (кривая 2). На вставке показана схема эксперимента.

Магнитополевая зависимость $P^{Tr}_{эл}$ подобна магнитополевой зависимости намагниченности (рисунок 3.38, кривая 4). Различие в параметрах петли гистерезиса обусловлено различием в температуре измерений. Наибольшее значение $P^{Tr}_{эл}$ составляет 0,025 при пропускании через слой, толщиной 8 нм. Наличие МКД в наноразмерных слоях является подтверждением ферромагнетизма твёрдого раствора CoPt с требуемой анизотропией

намагниченности. Природа анизотропии обсуждалась ранее в работах [347-349]. В рамках настоящей работы были найдены технологические режимы, обеспечивающие требуемые значения намагниченности и коэрцитивного поля.

3.5.2.2. Исследование циркулярно-поляризованной электролюминесценции диодов на основе гетероструктур с квантовой ямой и контактом $\text{CoPt}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$

На рисунке 3.39 представлены магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации для структур С1 (таблица 3.2), с контактами CoPt (№3,4,5 в Таблице 3.7), отличающихся составом. Излучение является циркулярно-поляризованным, а зависимость $P_{\text{ЭЛ}}$ от магнитного поля коррелирует с магнитополевой зависимостью намагниченности (за исключением структуры с контактом №2 в Таблице 3.7). Наилучшим, с точки зрения получения циркулярно-поляризованной ЭЛ, является контакт на основе твёрдого раствора $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ (толщина слоя Co – 0,3 нм, толщина Pt – 0,5 нм).

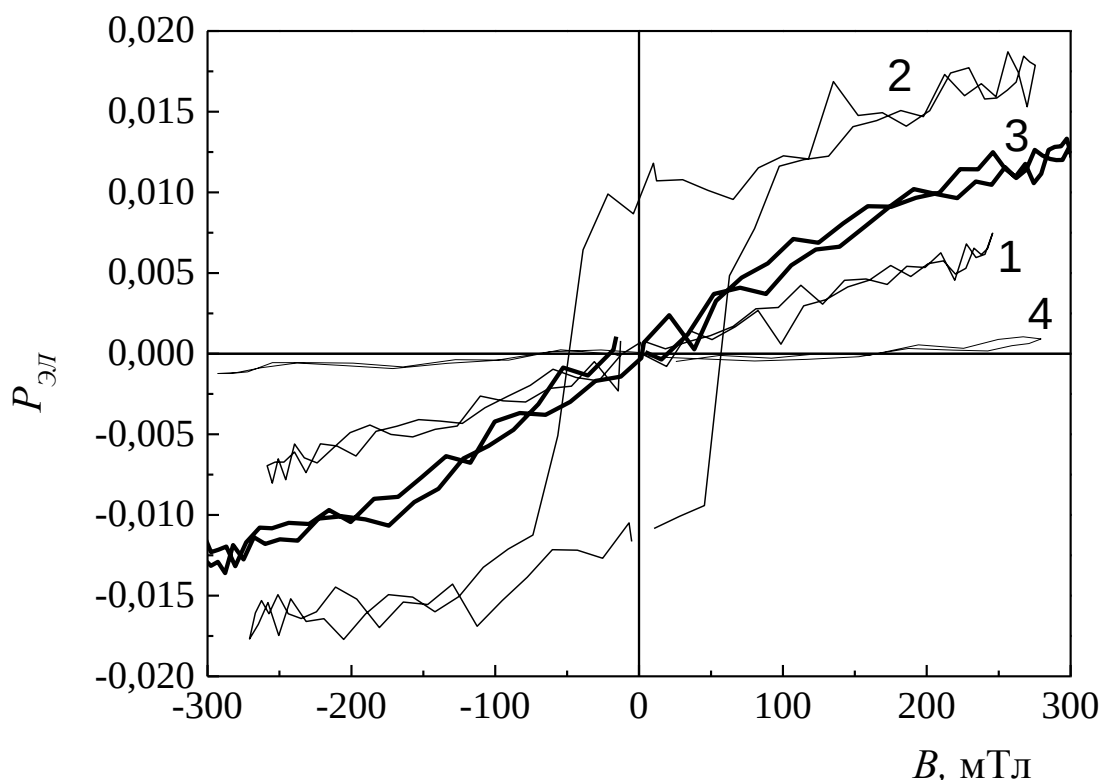


Рисунок 3.39 – Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ диодов на основе структур С1 с контактом $\text{Co}_{0,5}\text{Pt}_{0,5}$ (кривая 1), $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ (кривая 2), $\text{Co}_{0,65}\text{Pt}_{0,35}$ (кривая 3) (№1, 3 и 2 в Табл.3.7, соответственно), а также для контрольной структуры А17 с Au контактом. Длина волны ЭЛ (911,2 нм) соответствует ближайшей к поверхности квантовой яме, температура измерений – 10 К, ток диода – 20 мА.

Для контакта с указанными параметрами получено наибольшее значение $P_{ЭЛ}$, коэрцитивного поля, а также остаточной циркулярной поляризации (при $B = 0$). Это согласуется с выводами, сделанными при описании ферромагнитных свойств слоёв. На рисунке 3.40 представлены магнитополевые зависимости степени поляризации для структур А05 (Таблица 3.1), с контактами $Co_{0,45}Pt_{0,55}$, отличающихся температурами пост-ростового отжига. Измерения выполнены при 10 К (кривая 1) и при повышенной температуре (кривая 2). В отличие от случая варьирования составов, изменение температуры отжига не привело к существенному изменению вида $P_{ЭЛ}(B)$. Максимальное значение $P_{ЭЛ}$ в насыщении также слабо зависит от температуры отжига и лежит в пределах 0,012 – 0,015.

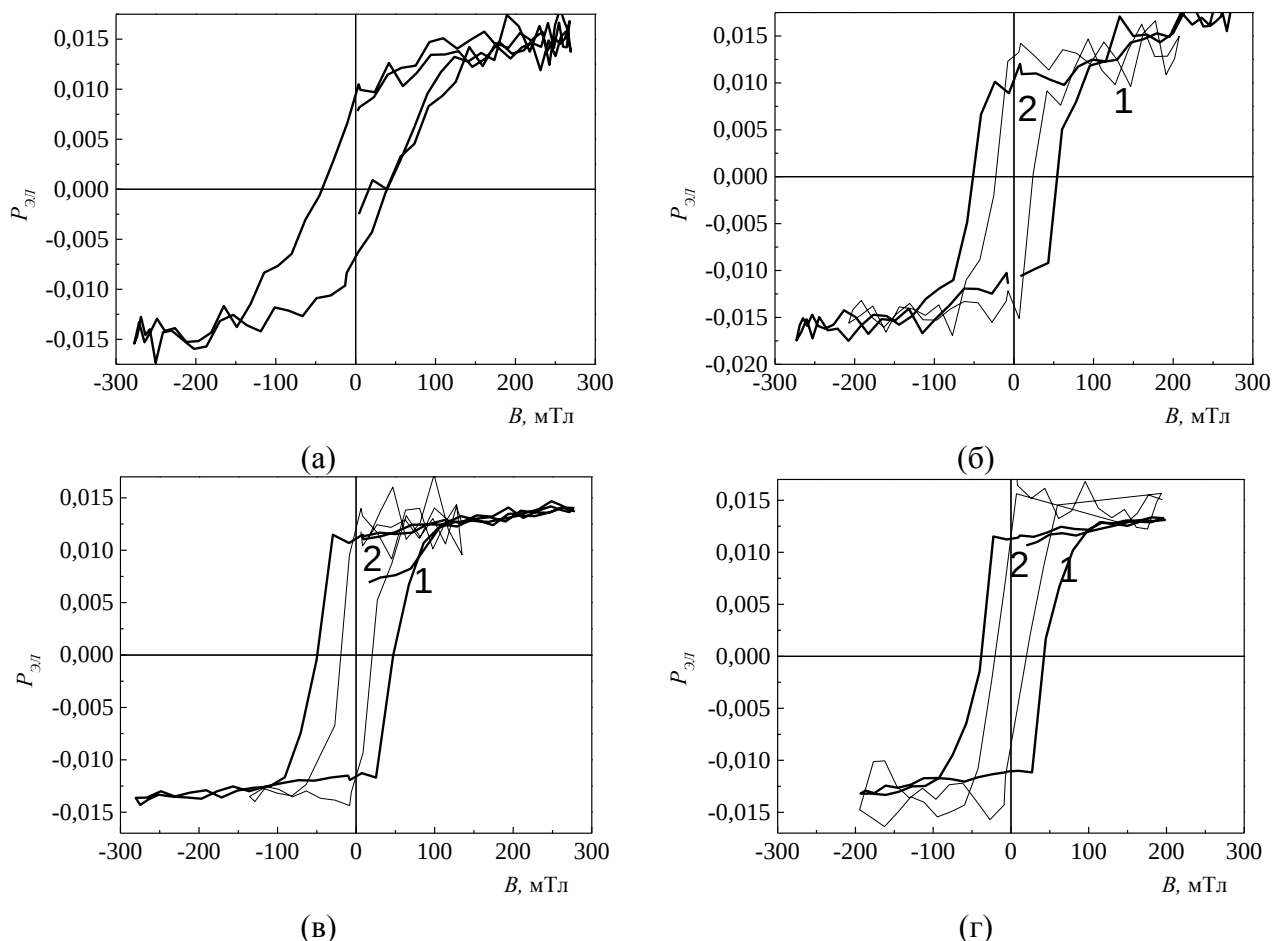


Рисунок 3.40 – Магнитополевые $P_{ЭЛ}$ для диода на основе структуры А05 с контактом $Co_{0,45}Pt_{0,55}$, подверженным отжигу при различных температурах: (а) - 550 °С, $I_d = 20$ мА, температура измерений 10 К; (б) – 500 °С, $I_d = 20$ мА, температура измерений 10 К (кривая 1) и 150 К (кривая 2); (в) - 400 °С, $I_d = 50$ мА, температура измерений 10 К (кривая 1) и $I_d = 100$ мА, температура измерений 150 К (кривая 2); (г) - 300 °С, $I_d = 40$ мА, температура измерений 10 К (кривая 1) и $I_d = 60$ мА, температура измерений 120 К (кривая 2).

Отметим, что для всех исследованных структур имеет место уменьшение коэрцитивного поля (сужение петли гистерезиса) с повышением температуры измерений.

Изменения с варьированием температуры отжига претерпевают характеристики петли гистерезиса $P_{ЭЛ}(B)$: значение степени поляризации при $B = 0$ и коэрцитивное поле. На рисунке 3.41 представлены сводные графики зависимости параметров петли гистерезиса от температуры отжига. Отметим возможность управления параметрами $P_{ЭЛ}(B)$ путём варьирования технологических параметров контактов, в том числе, возможность получения циркулярно-поляризованной ЭЛ в нулевом магнитном поле.

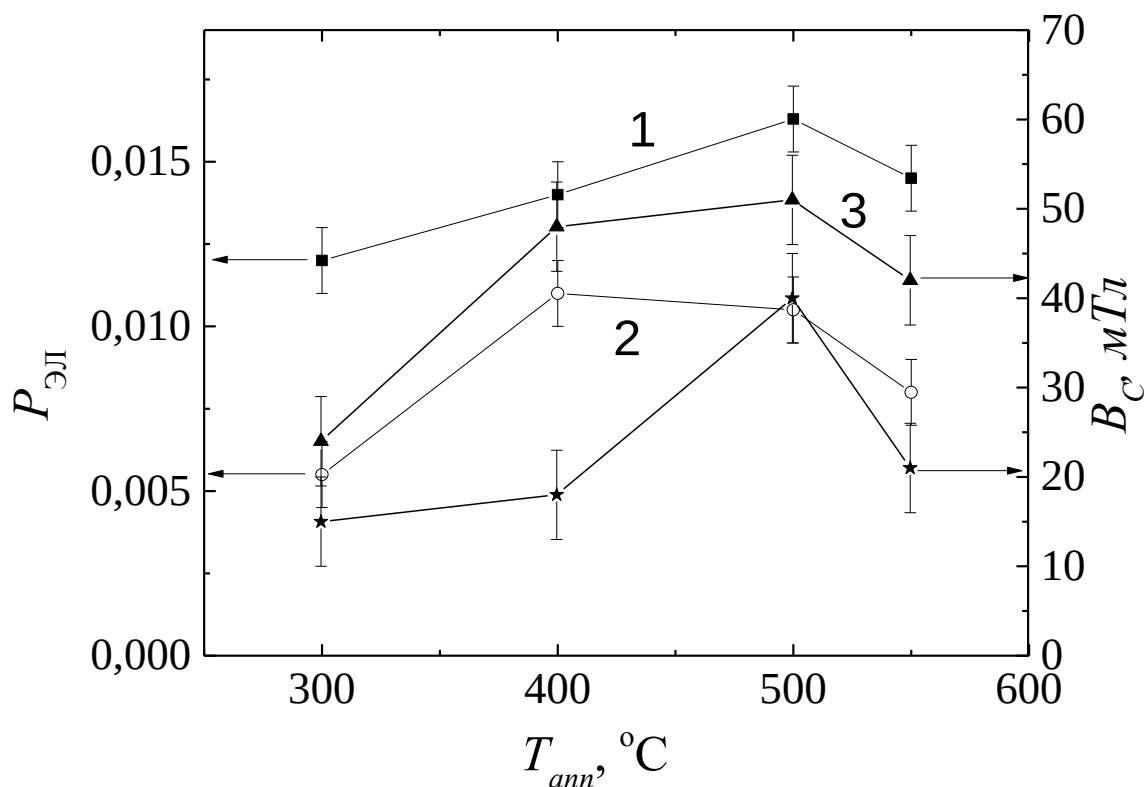


Рисунок 3.41 – Зависимость параметров петли гистерезиса $P_{ЭЛ}(B)$ от температуры полсеростового отжига ССИД с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$. Кривая 1 соответствует максимальному значению $P_{ЭЛ}$ (в магнитном поле 300 мТл); кривая 2 – значению $P_{ЭЛ}(0)$ (остаточной поляризации); кривая 3 – величине коэрцитивного поля при температуре 10 К, кривая 4 – величине коэрцитивного поля, полученной из измерений намагниченности.

Перейдём к обсуждению полученных результатов. Обнаруженные изменения поляризационных характеристик структур, по-видимому, обусловлены варьированием ферромагнитных свойств при изменении состава

слоя и температуры отжига. Варьирование состава твёрдого раствора $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ приводит к изменению структуры слоя CoPt , что влияет на магнитные характеристики, а также на процессы спиновой инжекции. Поворот оси лёгкого намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости слоя, имеет место для состава $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$. Поскольку основной задачей работы является анализ спиновой инжекции, при дальнейшем анализе принимается, что состав $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ является экспериментально подобранным оптимумом для исследования циркулярной поляризации.

Изменение параметров петли гистерезиса $P_{\text{эл}}(B)$, зарегистрированное для структур, отличающихся температурой отжига, хорошо коррелирует с изменением параметров магнитолевой зависимости намагниченности слоёв CoPt (рисунок 3.41, кривые 3 и 4). Это позволяет сделать вывод о влиянии намагниченности слоя CoPt на параметры регистрируемой в эксперименте циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Прямое сопоставление магнитолевых зависимостей $P_{\text{эл}}$ и намагниченности затруднительно в силу различия в температуре измерений указанных параметров. Измерения циркулярной поляризации при комнатной температуре невозможны для большинства представленных структур (A05 в Таблице 3.1, C1 в Таблице 3.2) из-за температурного гашения. Для преодоления температурного гашения были выполнены дополнительные эксперименты. Сужение петли гистерезиса с повышением температуры, наблюдаемое на графиках на рисунке 3.40(в)-(г), вероятно, обусловлено уменьшением коэрцитивного поля слоя CoPt при повышении температуры от 10 до 300 К. Данное предположение согласуется с результатами измерений аномального эффекта Холла (не показаны).

Рассмотрим влияние диэлектрического слоя на поляризационные характеристики структур. На рисунке 3.42 показаны зависимости $P_{\text{эл}}(B)$, измеренные для структур с контактом CoPt/GaAs (кривая 1) и $\text{CoPt}/\text{HfO}_2/\text{GaAs}$ (кривая 2). Данные получены для структуры A21. В первом случае зарегистрировано отрицательное значение циркулярной поляризации, по абсолютной величине значение не превышает 0,001. В случае структуры

CoPt/HfO₂/GaAs значение степени циркулярной поляризации положительное и в насыщении составляет 0,006. Т.е., можно отметить, что наличие диэлектрического слоя позволяет существенно повысить значение $P_{\text{ЭЛ}}$ по сравнению со структурами металл/полупроводник.

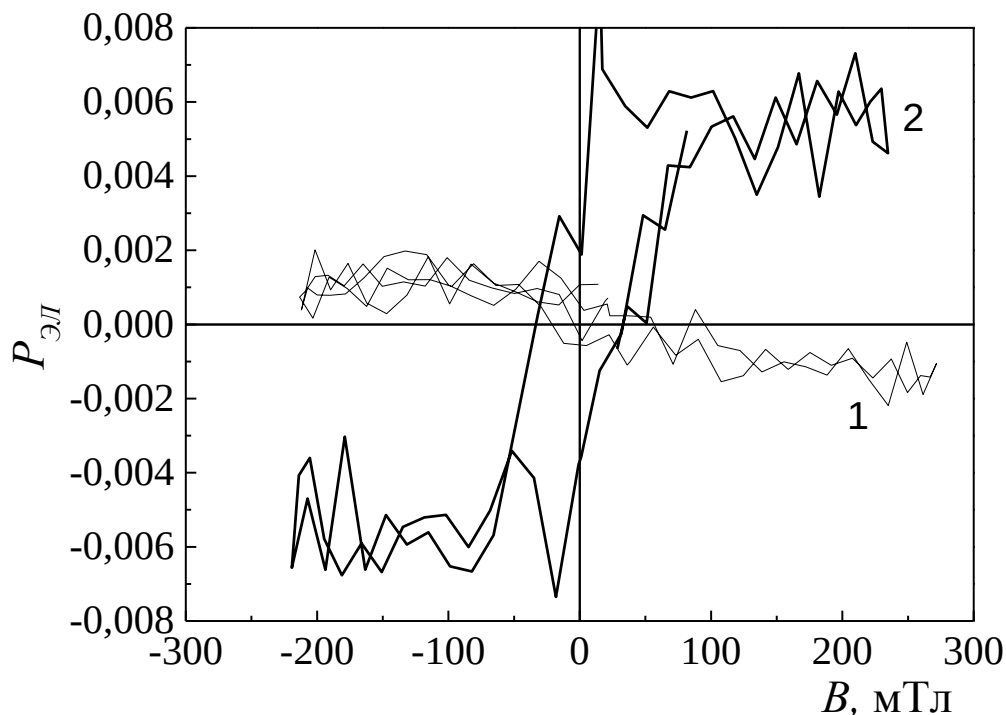


Рисунок 3.42 - Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ для диода на основе структуры A21 с контактом CoPt/GaAs (кривая 1) и CoPt/Al₂O₃/GaAs (кривая 2), измеренные при температуре 10 К и токе диода 20 мА.

Магнитополевые зависимости $P_{\text{ЭЛ}}$ для структур B03-B08, сформированных на подложке p -GaAs, представлены на рисунке 3.43. Более высокие значения токов диода обусловлены низкой интенсивностью ЭЛ вследствие меньшей (по сравнению CoPt/ n -GaAs) высоты потенциального барьера (раздел 3.4.2). За исключением значений $P_{\text{ЭЛ}}$, для структур B03-B08 имеют место подобные закономерности в изменении свойств: Знаки $P_{\text{ЭЛ}}$ для структур на основе n -GaAs и p -GaAs меняются в зависимости толщины покровного слоя, что будет рассмотрено ниже. Варьирование температуры пост-ростового отжига приводит к изменению параметров гистерезиса, при этом степень циркулярной поляризации остаётся неизменной с учётом погрешности измерений. Можно предположить, что сравнительно небольшие изменения степени циркулярной поляризации для структур с различной температурой отжига обусловлены

неизменностью вида гетерограницы. Как было отмечено выше (раздел 3.1), ближайшим к поверхности слоем всегда являлась Pt, при этом высокотемпературная диффузия атомов Co блокировалась слоями Pt и Al_2O_3 .

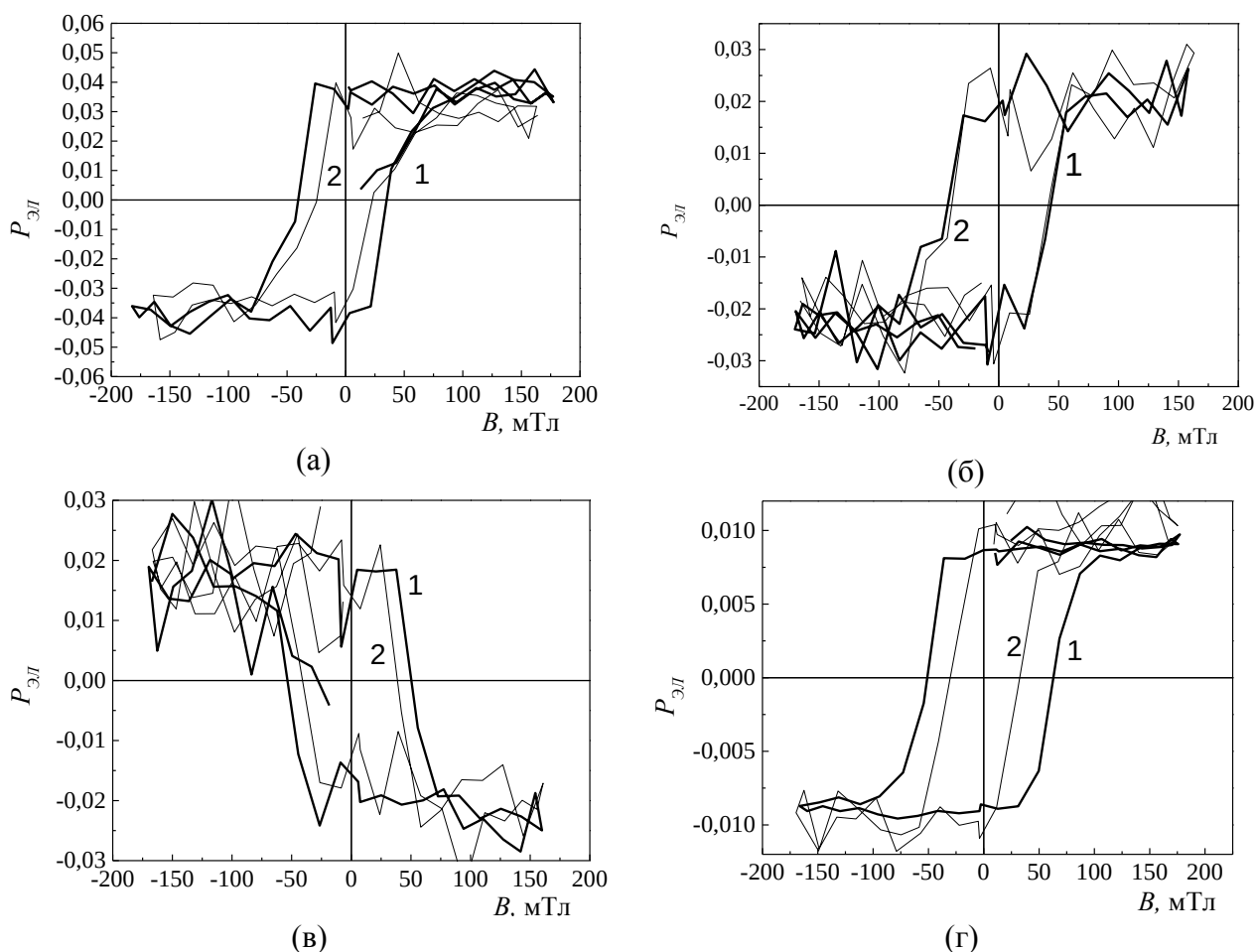


Рисунок 3.43 – Магнитопольные зависимости $P_{эл}$ для диода на основе структуры B03-B08 (с различной толщиной покровного слоя) с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ (а) – $d_c = 15$ нм (структура B03), кривая 1 соответствует температуре 10 К, $I_d = 50$ мА, кривая 2 - 100 К, $I_d = 60$ мА; (б) – $d_c = 30$ нм (структура B04), кривая 1 - 10 К, $I_d = 30$ мА, кривая 2 - 100 К, $I_d = 40$ мА; (в) – $d_c = 100$ нм (структура B06), кривая 1 - 10 К, $I_d = 30$ мА, кривая 2 - 100 К, $I_d = 40$ мА; (г) – $d_c = 200$ нм (структура B08), кривая 1 - 10 К, $I_d = 30$ мА, кривая 2 - 150 К, $I_d = 40$ мА.

Таким образом, обнаружено, что варьирование температуры отжига позволяет управлять магнитными характеристиками CoPt без существенного изменения значения $P_{эл}$, что является важным техническим результатом.

3.5.2.3. Механизмы циркулярно-поляризованной электролюминесценции диодов на основе гетероструктур с квантовой ямой и контактом CoPt/ Al_2O_3 /GaAs

Для анализа механизмов наблюдаемой в эксперименте циркулярно-поляризованной ЭЛ были проведены измерения структур, сформированных на

подложках n -GaAs и p -GaAs, и отличавшихся толщиной покровного слоя GaAs. Данные исследованных структур приведены в Таблице 3.8.

Таблица 3.8. – Параметры диодов Шоттки с контактом CoPt/1 нм Al_2O_3 , отличающиеся толщиной покровного слоя

№	подложка	d_c , нм	δ -слой (d_s , нм)
A07	n -GaAs	5	нет
A08	n -GaAs	10	нет
A09	n -GaAs	15	нет
A10	n -GaAs	30	нет
A11	n -GaAs	50	нет
A12	n -GaAs	100	нет
A16	n -GaAs	8	<C> (5)
A17	n -GaAs	13	<C> (10)
A18	n -GaAs	25	<C> (15)
A19	n -GaAs	40	<C> (30)
A20	n -GaAs	60	<C> (50)
A21	n -GaAs	110	<C> (100)
A22	n -GaAs	150	<C> (120)
A23	n -GaAs	175	<C> (145)
A24	n -GaAs	200	<C> (170)
B02	p -GaAs	30	<Si> (20)
B03	p -GaAs	15	нет
B04	p -GaAs	30	нет
B05	p -GaAs	70	нет
B06	p -GaAs	100	нет
B07	p -GaAs	140	нет
B08	p -GaAs	200	нет

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации, полученные для структур, отличающихся толщиной покровного слоя, приведены на рисунках 3.40-3.43. Вид кривых подобен для всех исследованных

структур и, как отмечалось выше, обусловлен магнитолевой зависимостью намагниченности CoPt (параметры которого не изменялись).

Значение степени циркулярной поляризации варьируется для структур с различной толщиной покровного слоя. Для толщин $d_c = 40$ нм и $d_c = 60$ нм (для n -GaAs) и $d_c = 100$ нм (для p -GaAs) значение $P_{ЭЛ}$ меняет знак на отрицательный. Достоверность измерения знака поляризации может быть подтверждена представленной на рисунке 3.44 зависимостью $P_{ЭЛ}(B)$ в области магнитных полей, соответствующих насыщению намагниченности CoPt (>100 мТл).

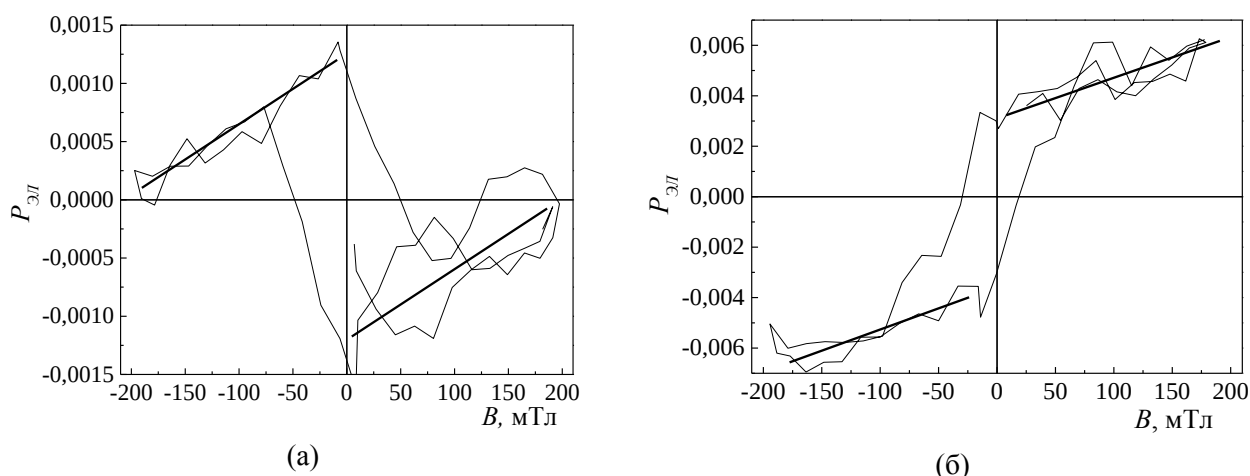


Рисунок 3.44 – Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ для диода на основе структуры A20 (а) с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$, измеренная при токе диода 45 мА и структуры A19 (б) с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$, измеренная при токе диода 40 мА. Температура измерений 10 К. Жирными линиями обозначены наклоны зависимостей, обусловленные Зеемановским расщеплением уровней.

В указанном диапазоне $P_{ЭЛ}(B)$ может быть аппроксимирована линейной функцией с «положительным» наклоном (соответствует увеличению $P_{ЭЛ}$ с увеличением магнитного поля). Согласно рассмотрению, выполненному в разделе 3.4.2, изменение степени поляризации в таком поле связано с Зеемановским расщеплением уровней в КЯ. Величина Зеемановского расщепления зависит только от параметров КЯ (фактора Ланде для электронов и дырок). Следовательно, значения $P_{ЭЛ}^Z$, обусловленные Зеемановским расщеплением, для структур с одинаковыми параметрами КЯ, совпадают. Сравнив зависимости $P_{ЭЛ}(B)$ для структур A20 и A19, отличающихся только толщиной спейсерного слоя (рисунок 3.44 (а) и (в), соответственно), можно отметить, что наклон «линейной части» $P_{ЭЛ}$ для них приблизительно одинаков,

это свидетельствует о достоверности определения знака $P_{\text{эл}}$. Сравнительное исследование структур показали, что знак поляризации не зависит от технологических параметров формирования контакта. Так, на рисунке 3.45 показано, что «отрицательные» значения $P_{\text{эл}}$ могут быть получены для структур с контактом CoPt, полученном при различных температурах послеростового отжига и для разных температур измерений.

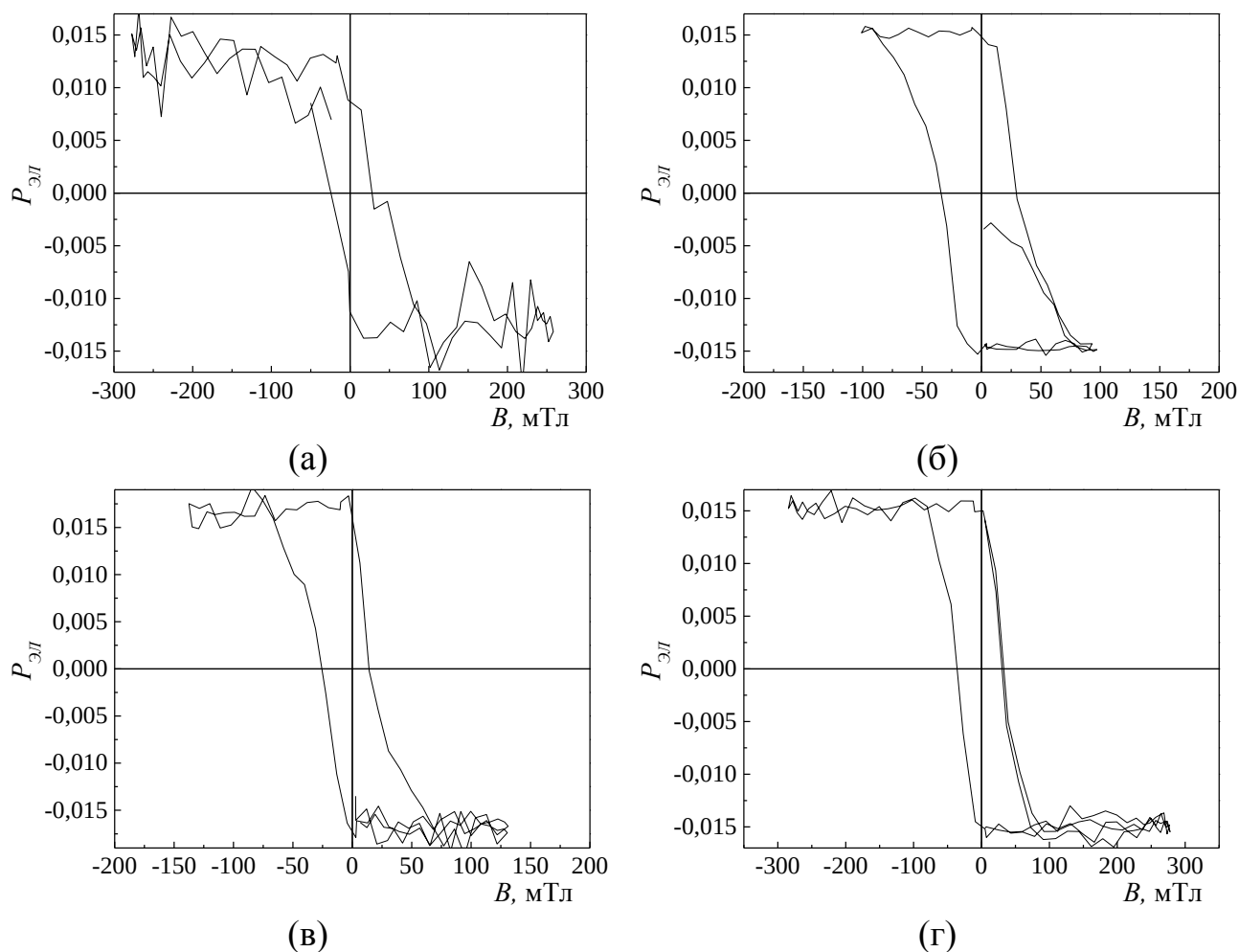


Рисунок 3.45 – Магнитопольевые зависимости $P_{\text{эл}}$ для диодов на основе структуры B02, отличающихся температурой пост-ростового отжига контакта $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$: (а) – $T_{\text{ann}} = 500\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T = 10\text{ K}$, $I_d = 100\text{ mA}$, (б) – $T_{\text{ann}} = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T = 10\text{ K}$, $I_d = 100\text{ mA}$; (в) – $T_{\text{ann}} = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T = 120\text{ K}$, $I_d = 100\text{ mA}$; (г) – $T_{\text{ann}} = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T = 10\text{ K}$, $I_d = 100\text{ mA}$.

Как показали исследования, единственным параметром, оказывающим влияние на знак $P_{\text{эл}}$, является расстояние от ферромагнитного контакта до активной области структур. На рисунке 3.46 представлены зависимости степени циркулярной поляризации в насыщении ($P_{\text{эл}}^{\text{с}}$) от толщины покровного слоя для серии структур A07-A12, A16-A24, B03-B08 (Таблица 3.8). Для всех структур

зависимость является немонотонной и в диапазоне толщин $40-60 \text{ нм} \leq d_C \leq 100-140 \text{ нм}$ меняет знак на обратный. Отметим, что положение минимума $P_{\text{эл}}^s$ приблизительно совпадает для структур, сформированных на подложке $n\text{-GaAs}$ и отличается для структур, сформированных на подложке $p\text{-GaAs}$.

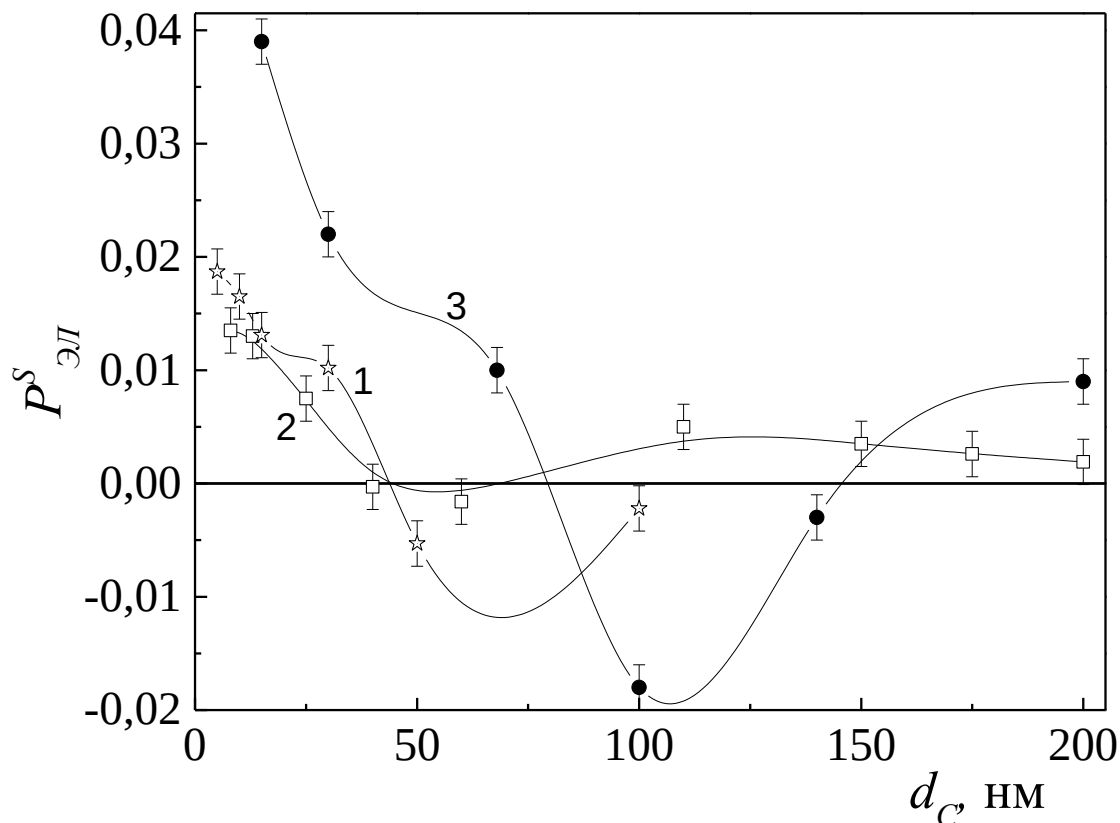


Рисунок 3.46 – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ в насыщении от толщины покровного слоя для диодов с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$, отличающихся параметрами структур: кривая 1 – серия A07-A12, на подложке $n\text{-GaAs}$; кривая 2 – серия A16-A24 на подложке $n\text{-GaAs}$ с $\delta\langle C \rangle$ -слоем в покровном слое GaAs; кривая 3 – серия B03-B08 на подложке $p\text{-GaAs}$. Температура измерений – 10 К, магнитное поле – 50 мТл.

Наглядной иллюстрацией изменения знака $P_{\text{эл}}$ служат спектры поляризации образца на основе структуры C1, содержащего 3 квантовые ямы на различных расстояниях от поверхности, записанные при введении диода в магнитное поле 100 мТл в σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2) – поляризациях (рисунок 3.47). На спектрах наблюдается 3 пика при энергиях 1,35; 1,388 и 1,423 эВ, связанные с излучательными переходами в КЯ $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$, $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ и $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$, соответственно. Видно, что для ближайшей к поверхности КЯ $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ ($d_C = 30 \text{ нм}$), а также для квантовой ямы

$\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$, расположенной на расстоянии 110 нм от поверхности интенсивность σ^+ -поляризованного пика выше интенсивности σ^- -поляризованного пика. Для квантовой ямы $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ ($d_s = 70$ нм) интенсивность σ^- -поляризованного пика выше интенсивности σ^+ -поляризованного пика (поляризация имеет обратный знак).

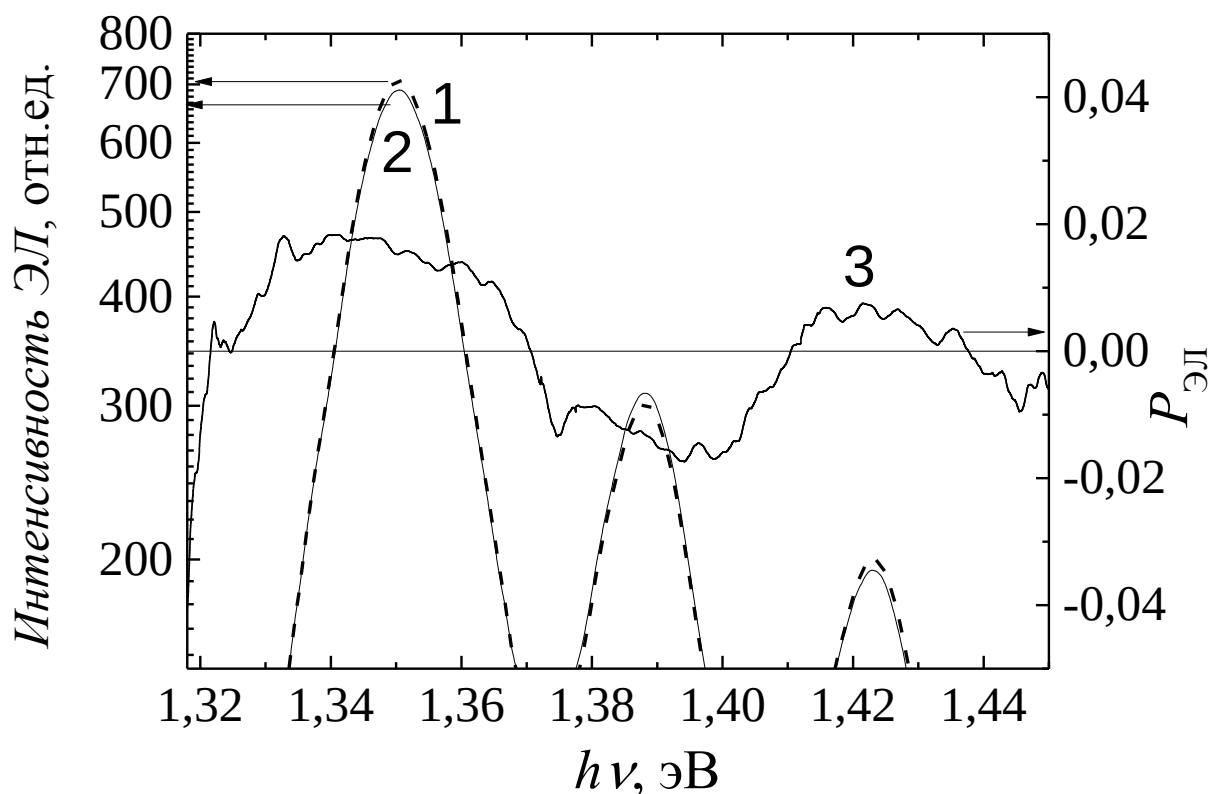


Рисунок 3.47 – Спектры электролюминесценции структуры С1 с контактом CoPt, измеренные при температуре 10 К и токе диода 50 мА в σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2) поляризациях. Кривая 3 соответствует спектру степени циркулярной поляризации ЭЛ, рассчитанная по формуле 3.2 для той же структуры.

Расстояние 70 нм от контакта CoPt соответствует значению d_c , для которого зарегистрирован обратный знак циркулярной поляризации (рисунок 3.46). На рисунке 3.47, (кривая 3) построены спектры циркулярной поляризации, на которых наблюдается смена знака. Можно утверждать, что знак циркулярной поляризации в исследованных структурах определяется расстоянием до слоя CoPt.

Рассмотрим температурные зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ, измеренные для структур с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$. Для всех

исследованных структур, независимо типа легирования и знака циркулярной поляризации, было установлено, что значение $P_{\text{эл}}$ в насыщении не зависит от температуры измерений в диапазоне 10-300 К в пределах экспериментальной погрешности. Наглядной демонстрацией указанной закономерности могут служить графики, представленные на рисунке 3.48. Значения степени циркулярной поляризации при низкой (10 К) и при высокой (200-300 К) температурах совпадают. Отметим также монотонное уменьшение коэрцитивного поля при повышении температуры измерений.

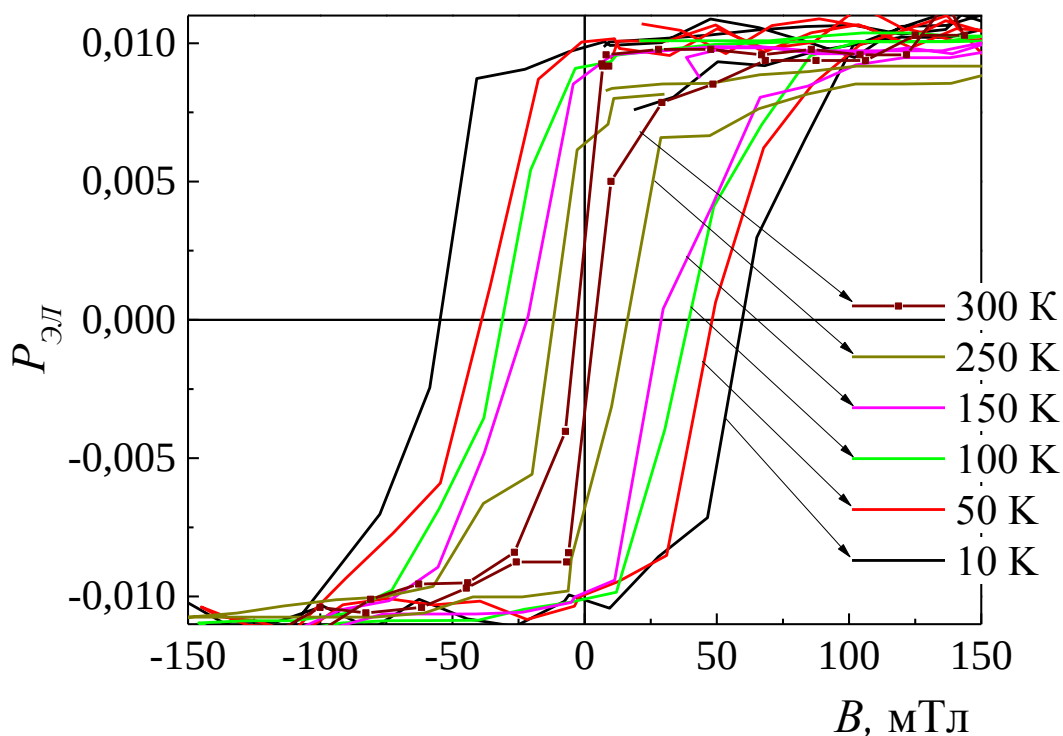


Рисунок 3.48 – Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации, измеренная для диода на основе структуры В02 с контактом СоРт при токе диода 40 мА в диапазоне температур 10-300 К.

На рисунке 3.49 представлены температурные зависимости степени циркулярной поляризации и коэрцитивного поля, измеренные для структуры В02 с контактом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$. Во всём диапазоне измерений значение степени поляризации остаётся неизменным, а величина H_C уменьшается с 60 мТл (при 10 К) до 4 мТл (при 300 К). Аналогичная зависимость была получена для степени циркулярной поляризации диода на основе структуры, сформированной на *n*-GaAs (рисунок 3.49, кривая 2).

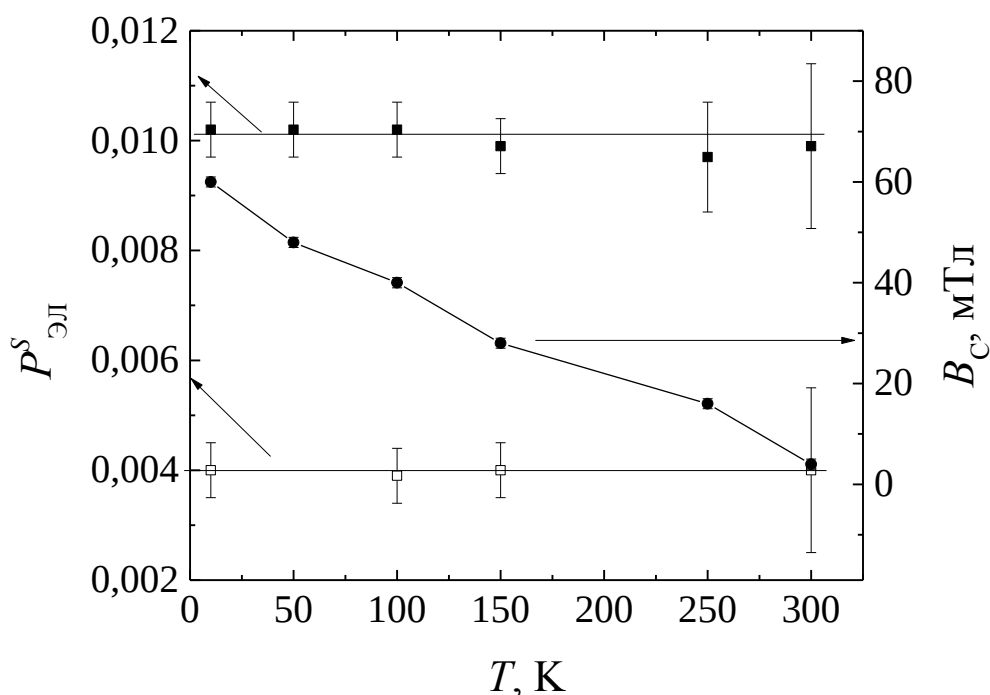


Рисунок 3.49 – Температурная зависимость степени циркулярной поляризации в насыщении для диодов с контактом CoPt на основе структур B02 (закрытые квадраты) и A21 (открытые квадраты), а также коэрцитивного поля, определённого из зависимостей $P_{эл}(B)$ для структуры B02. Ток диода – 40 мА.

Перейдём к обсуждению механизмов циркулярной поляризации ЭЛ излучения. В первую очередь отметим, что сравнение $P_{эл}$ для контрольных и исследованных структур (рисунки 3.39 и 3.42), а также исследования магнитных свойств CoPt однозначно свидетельствуют о том, что наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация связана с формированием ферромагнитного CoPt контакта. Анализ механизмов генерации циркулярно-поляризованного излучения в полупроводниковых структурах позволяет рассмотреть следующие возможные механизмы циркулярной поляризации:

- 1) Взаимодействие носителей заряда с ферромагнитным слоем [35,36,64,228];
- 2) Влияние магнитного поля, вносимого намагниченным ферромагнитным слоем, на Зеемановское расщепление уровней в квантовой яме;
- 3) Взаимодействие электромагнитного рекомбинационного излучения с ферромагнитным слоем [55,84,149,352];
- 4) Спиновая инжекция носителей [9,55,60,61,138,139]. Следуя выводам раздела 3.5.1, эффект спиновой аккумуляции исключён из рассмотрения в настоящем

разделе в силу высокого значения рекомбинационного тока и, соответственно, низкого значения тока основных носителей, прошедшего в металл.

Первый из перечисленных механизмов представляется малоэффективным в силу больших значений расстояния между ФМ слоем и активной областью. Характерные расстояния, на которых обменное взаимодействие носителей в полупроводнике с ферромагнитным слоем приводит к спиновой поляризации, составляют, согласно [35,36,64,228] 2-10 нм. Наибольшая толщина спейсерного слоя в текущем эксперименте составила 200 нм (Таблица 3.1), т.е. в 20 раз больше, чем максимальное значение, рассмотренное в [35,36,64,228].

Влияние магнитного поля CoPt на Зеемановское расщепление уровней в КЯ также следует исключить из рассмотрения в силу следующих экспериментальных фактов. Во-первых, наличие гигантского Зеемановского расщепления проявляется в смещении пиков ЭЛ для σ^- и σ^+ -поляризации, чего не наблюдается в эксперименте (рисунок 3.47, кривые 1 и 2). Во-вторых, для циркулярно-поляризованной люминесценции, обусловленной расщеплением уровней, характерна сильная температурная зависимость $P_{ЭЛ}$, чего также не наблюдается (рисунок 3.49, кривые 1 и 2).

Взаимодействие электромагнитного излучения с ферромагнитным слоем проявляется в частичной круговой поляризации ЭЛ при прохождении и отражении от слоя CoPt. Данный эффект существенен при измерении степени поляризации излучения, прошедшего с лицевой стороны образца через ФМ контакт (такая геометрия показана на рисунке 3.1(а)) [55,84,149,352]. При измерении ЭЛ со стороны подложки (как для исследованных структур), регистрируется часть излучения, не взаимодействующая с ФМ слоем, и часть излучения, отражённая от CoPt контакта. Поляризация последнего, впрочем, пренебрежимо мала, т.к. в противном случае затруднительно объяснить сильную зависимость $P_{ЭЛ}$ от толщины спейсерного слоя на расстояниях ~ 100 нм (рисунок 3.46). Указанное расстояние на несколько порядков меньше диаметра контакта, варьирование d_C в пределах 10-100 нм не приводит к существенным изменениям геометрии отражённого пучка, а, следовательно,

значение $P_{\text{ЭЛ}}$, связанное с отражением, должно приблизительно совпадать для всех $d_{\text{С}}$. Вероятно, вклад отражения от слоя CoPt в значение $P_{\text{ЭЛ}}$ может быть оценен из исследований циркулярно-поляризованной ЭЛ для структуры A21 с контактом CoPt/GaAs (рисунок 3.42). В соответствии с результатами раздела 3.4.2, значение $P_{\text{ЭЛ}}$ в структурах с Co контактом сравнительно мало из-за высокой концентрации дефектов на гетерогранице. Можно предположить, что полученное для структур CoPt/GaAs значение $P_{\text{ЭЛ}} \approx 0,001$ связано с циркулярной поляризацией ЭЛ излучения, отражённого от намагниченного слоя CoPt. Такое сопоставление позволяет объяснить отрицательное значение $P_{\text{ЭЛ}}$ для случая структуры с контактом CoPt/GaAs (рисунок 3.42, кривая 2).

Рассмотрим возможное влияние спиновой инжекции на циркулярную поляризацию ЭЛ. Косвенным подтверждением спиновой инжекции в структурах CoPt/HfO₂/GaAs и CoPt/Al₂O₃/GaAs является на порядок более высокое значение $P_{\text{ЭЛ}}$, чем в структурах с таким же контактом, но без диэлектрического слоя (CoPt/GaAs). Это согласуется представлениями о механизмах инжекции спин-поляризованных носителей в структурах ФМ металл/полупроводник, рассмотренных в главе 1 (а именно, усиление эффективности спиновой инжекции промежуточным слоем диэлектрика). Дополнительным подтверждением спиновой инжекции могут служить исследования циркулярной поляризации фотолюминесценции (рисунок 3.50). При исследованиях ФЛ спиновая инжекция исключается из рассмотрения, таким образом, выделяется компонента циркулярной поляризации, связанная с возможными альтернативными эффектами [77]. В настоящей работе для измерения $P_{\text{ФЛ}}$ лицевая часть образца облучалась He-Ne лазером с линейной поляризацией излучения, излучение также выводилось через лицевую сторону образца (вставка к рисунку 3.50). Фотолюминесцентное излучение циркулярно-поляризовано, причём степень поляризации в насыщении составляет 0,025 (рисунок 3.50, кривая 1). Данное значение совпадает со значением степени циркулярной поляризации излучения, прошедшего через ФМ слой (рисунок 3.50, кривая 2), схема опыта показан на вставке к рисунку 3.38.

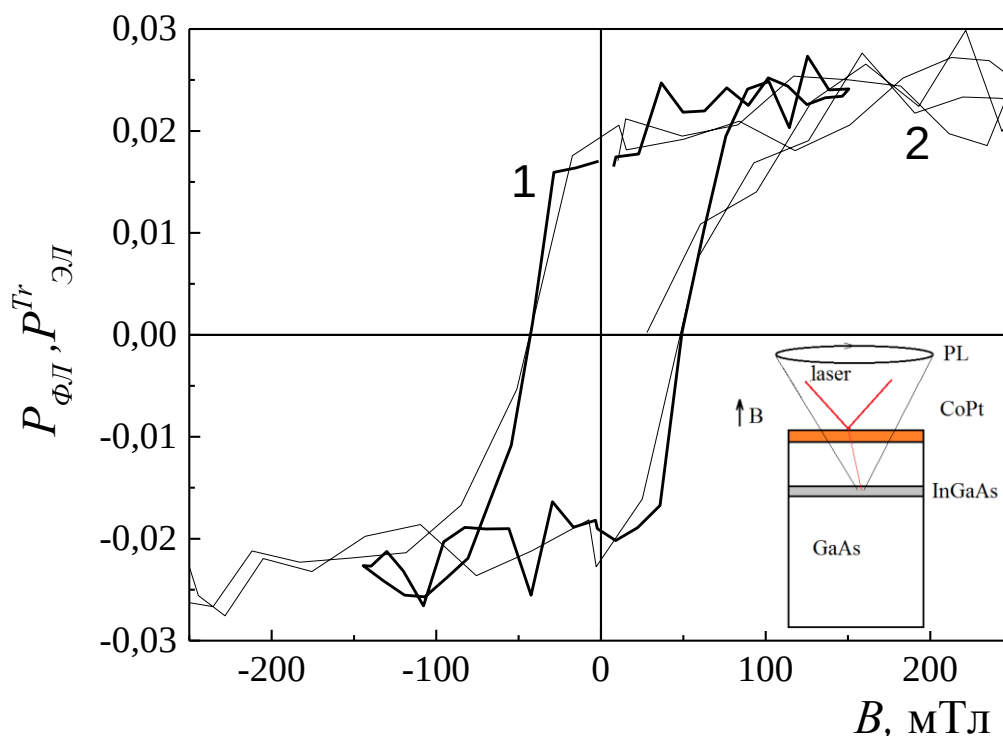


Рисунок 3.50 – Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации фотолуминесценции излучения структуры A05 с CoPt контактом (кривая 1), степени циркулярной поляризации неполяризованного ЭЛ излучения, прошедшего через слой CoPt (кривая 2). Температура измерений - 10 К. На вставке показана схема измерения циркулярно-поляризованной фотолуминесценции.

Длина волны ФЛ приблизительно совпадала с длиной волны излучения, использованного для исследования магнитного кругового дихроизма. Совпадение величин, показанных на рисунке 3.50 (кривая 1 и 2), позволяет оценить истинное значение $P_{\text{ФЛ}} \approx 0$, регистрируемую циркулярную поляризацию ФЛ можно связать с прохождением неполяризованного излучения через CoPt. Поляризацией возбуждающего излучения He-Ne лазера, прошедшего через ФМ слой, можно пренебречь, т.к. даже при 100 % циркулярной поляризации возбуждающего излучения с энергией ~ 2 эВ, степень циркулярной поляризации ФЛ от квантовой ямы не превышает 0,01 [343]. В нашем случае степень циркулярной поляризации излучения возбуждающего лазера не превышала 0,025, что позволяет оценить поляризацию ФЛ, связанную с воздействием лазера в значение 0,00025. Таким образом, исследования циркулярной поляризации ФЛ косвенно подтверждают наличие спиновой инжекции в исследованных светоизлучающих диодах.

3.5.2.4. Обсуждение зависимости степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя GaAs

Дополнительного обсуждения требуют зависимости степени циркулярной поляризации исследованных светоизлучающих диодов от толщины спейсерного слоя между CoPt и квантовой ямой (рисунок 3.46). Изменение знака циркулярной поляризации **электролюминесценции** наблюдалось ранее в [43] для ССИД с инжектором GaMnAs/AlGaAs, однако теоретической модели, объясняющей полученный эффект, предложено не было. Изменение знака степени циркулярной поляризации **фотолюминесценции** по мере переноса носителей по полупроводниковой структуре показано в [353]. В цитированных работах изучалась прецессия спин-поляризованных носителей в поперечном магнитном поле $\mathbf{H}$ (эффект Ханле). Спиновая поляризация генерировалась при накачке циркулярно-поляризованным светом варизонной структуры Al(Ga)As. Внешнее магнитное поле приводило к спиновой прецессии относительно первоначальной ориентации (в направлении распространения возбуждающего излучения). Изменение спиновой поляризации в результате прецессии регистрировалось по степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения. Использование варизонной структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (где содержание Al – это функция координаты z $x=f(z)$, направление z как на рисунке 1.1) позволило разделить по энергии рекомбинационные переходы, протекающие в различных областях полупроводника. Таким образом была зарегистрирована осциллирующая (со сменой знака) зависимость $P_{\text{ФЛ}}$ от энергии, что объяснялось зависимостью значения среднего угла поворота спина от расстояния, которое носители проходят от области генерации до точки рекомбинации ($\varphi = \Omega_L t = \Omega_L z/v_d = \mu_b g H z / v_d \hbar$, здесь v_d – дрейфовая скорость, z – координата, φ – угол поворота спина относительно направления z) [353].

Аналогично [353], в исследованных структурах зарегистрировано изменение знака циркулярной поляризации **электролюминесценции** по мере распространения носителей от точки генерации вглубь структуры. В силу подобия полученных в настоящей работе экспериментальных результатов и

результатов работы [353], можно связать изменение знака $P_{ЭЛ}$ в структурах с контактом CoPt с действием некоего магнитного поля $H_{вн}$, имеющего компоненту, перпендикулярную направлению z . Следует исключить из рассмотрения внешнее магнитное поле, которое может появляться, например, вследствие неперпендикулярной ориентации образцов, т.к. значение $P_{ЭЛ}$ в насыщении слабо зависит от внешнего поля. Следовательно, $H_{вн}$ является внутренним магнитным полем, которое генерируется в диодах с использованными параметрами. При измерениях в геометрии Фарадея электрическое и магнитное поле сонаправлены (рисунок 3.1), поэтому следует исключить из рассмотрения эффекты Рашбы и Дрессельхауза [138] как возможный источник такого поля. Наиболее вероятным механизмом генерации внутреннего магнитного поля в приповерхностной области структур является магнитное поле, создаваемое намагниченным ферромагнитным слоем CoPt. Ниже приведён краткий качественный анализ природы магнитного поля намагниченного контакта и механизмы его влияния на спиновую прецессию.

1) Магнитное поле однородно-намагниченного контакта.

Контакт CoPt представляет собой намагниченный диск, толщиной 8 нм и диаметром 250 мкм. Задача состоит в расчёте магнитного поля в полупроводнике под диском (рисунок 3.51(а)), решение этой задачи зависит от относительных размеров системы и расстояний, на которых проводится оценка. Самое большое из расстояний – радиус диска $R = 250$ мкм. Характерные масштабы, на которых виден эффект прецессии $l = 200$ нм; $l \ll R$. Толщина диска – $d = 8$ нм, $d \ll R$, а также $d \sim l$, для грубых оценок можно считать $d \ll l$.

Задача тонкого намагниченного диска решена в учебниках [354,355]. Согласно [354] магнитное поле однородно-намагниченного диска эквивалентно магнитному полю ленты с током, диаметр которой равен диаметру диска, а толщина – толщине диска. Величина тока равна

$$I_{eff} = M_0 d, \quad (3.15)$$

где M_0 – удельная намагниченность структуры (под данным измерений на магнетометре $M_0 \approx 1000$ ед/см³). С учётом толщины слоя $I_{eff} = 5,6 \times 10^{-3}$ А.

Магнитное поле ленты с током при условии $d \ll R$ рассмотрено в [355]. Согласно решению, приведённому в [355], магнитное поле на оси диска на небольшом удалении от границы записывается как $B = 1/2 \frac{Md}{R}$, где M – полная намагниченность. Поскольку $d \ll R$, $B \approx 0$. Данный вывод легко получить из рассмотрения задачи методом «магнитных зарядов». Однородно намагниченный диск эквивалентен тонкому конденсатору, «заряженному» с поверхностной плотностью зарядов $\sigma_M = \pm M$. Как известно из электростатики, напряжённость поля наружной стороны конденсатора вдали от его краёв близка к нулю, а внутри $H = \sigma_M = M$, т.е. $B = \mu_0 (H - M) = 0$ [355]. На краях диска магнитное поле может быть значительным. Для оценки величины B на небольшом удалении от края диска используем приближение бесконечного проводника с током, т.к. кривизна окружности диска на расстоянии $\ll R$ невелика. Магнитное поле бесконечного проводника с током описывается соотношением: $B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2I_{eff}}{r}$, где r – расстояние от проводника (это справедливо для $r \ll R$). Оценки показывают, что на расстоянии ~ 1 мкм от края диска магнитное поле $B \sim 0,001$ Тл, что недостаточно значительной спиновой прецессии по оценкам [353]. Таким образом, линии магнитного поля однородно намагниченного диска представляют собой близкие к окружности фигуры, радиус которых r удовлетворяет условию $r \ll R$ (рисунок 3.51(а)).

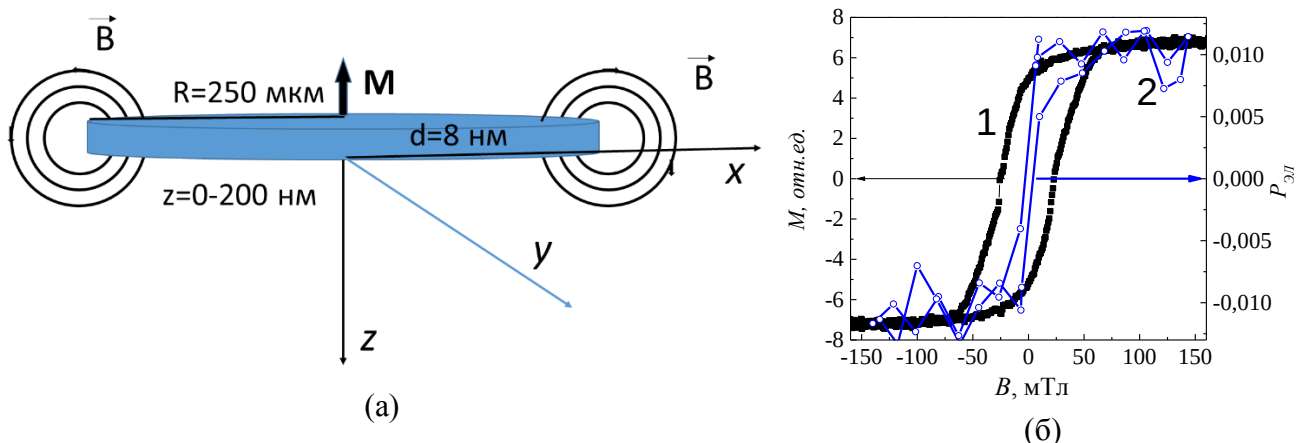


Рисунок 3.51 (а) – Схематическое изображение дискового контакта CoPt с характерными расстояниями задачи и линиями магнитного поля на краях структуры; (б) магнитолевые зависимости намагниченности контакта CoPt диаметром 500 мкм (кривая 1) и степени циркулярной поляризации ЭЛ диода с таким контактом (кривая 2), измеренные при температуре 300 К

Иными словами, магнитное поле однородно намагниченного контакта не может оказывать влияние на прецессию большинства носителей. Эффект может быть существенен только на краях диска, такому полю подвержены (при однородной плотности тока) менее 1 % инжектированных из металла носителей. Следовательно, прецессию спинов может обуславливать лишь внутреннее магнитное поле контакта, имеющего неоднородности намагниченности.

2) Магнитное поле неоднородно намагниченного контакта.

Рассмотрим намагниченный диск, имеющий сравнительно небольшие области, в которых значение вектора $\mathbf{M}$ отличается от значений для основной части диска (такая картина, например, соответствует остаточной намагниченности). Пространственное распределение магнитного поля в такой структуре сильно зависит от размеров, формы и намагниченности этих областей, а в каждой точке пространства величина компоненты поля перпендикулярной оси z отличается. Однако, само наличие перпендикулярного поля обуславливает спиновую прецессию, а, следовательно, и уменьшение среднего значения z -компоненты спина.

Для исследованных экспериментальных структур наличие таких неоднородностей $\mathbf{M}$ может быть продемонстрировано путём сопоставления магнитополевых зависимостей намагниченности и степени поляризации, измеренных для одной структуры (с контактом диаметром 500 мкм) при комнатной температуре (рисунок 3.51(б)). Величины коэрцитивного поля, на зависимостях $P_{эл}(B)$ и $M(B)$, различаются на порядок, что невозможно объяснить погрешностью измерений. Следовательно, в магнитном поле ~ 5 мТл, соответствующим выходу значения $P_{эл}$ на насыщение, насыщения намагниченности не происходит. Такая ситуация возможна в случае двухфазного ферромагнетика, состоящего из «магнитомягкой» и «магнитожёсткой» фаз. Спиновая инжекция, вероятно, осуществляется из «магнитомягкой» фазы, для намагничивания которой достаточно поля ~ 5 мТл (при 300 К). Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к намагничиванию «магнитожёсткой» фазы, однако это не влияет на

эффективность спиновой инжекции. Можно предположить, что кластеры «магнитожёсткой» фазы находятся на удалении от границы металл/диэлектрик и не оказывают существенного влияния на её характеристики. При уменьшении температуры измерений до 10 К величина коэрцитивного поля существенно увеличивается, предположительно, использованный нами диапазон магнитных полей (± 300 мТл) достаточен для намагничивания «магнитомягкой» фазы, однако не позволяет добиться однородной намагниченности всего контакта. Вероятно, это и обуславливает появление внутреннего магнитного поля $H_{\text{вн}}$.

Неоднородная намагниченность CoPt в нулевом магнитном поле подтверждается наличием магнитного контраста слоёв с остаточной намагниченностью, измеренного на магнито-силовом микроскопе в [356]. Наличие магнитной структуры, содержащей области «магнитомягкой» и «магнитожёсткой» фаз хорошо согласуется с моделью обменного взаимодействия двухфазных систем [357]. Согласно [357], взаимодействие фаз проявляется в наличии особенностей на петле гистерезиса $M(H)$ (а именно, сужение петли при $M = 0$). Подобные особенности зарегистрированы на магнитополевых зависимостях намагниченности исследованных слоёв CoPt (рисунки 3.35-3.37). Это является косвенным подтверждением неполного намагничивания контакта в режиме измерений циркулярно-поляризованной ЭЛ. Детальные расчёты магнитного поля требуют анализа магнитной структуры намагниченного контакта, а также сложных вычислений с учётом векторной величины $H_{\text{вн}}$. В настоящей работе они не приведены во избежание избыточной детализации, не связанной с основной идеей работы.

Таким образом, на инжектированные из CoPt спин-поляризованные носители действует внутренне магнитное поле, которое обуславливает их прецессию. В процессе переноса к активной области z-компонента спина меняет фазу (в какой-то момент на π , это соответствует изменению знака $P_{\text{ЭЛ}}$). Регистрируемое значение фазы определяется временем переноса. Внутреннее магнитное поле, приводящее к спиновой прецессии, - это поле контакта CoPt. Оно появляется вследствие неоднородного намагничивания контакта в

использованном диапазоне магнитных полей. Предположительно, слой CoPt содержит две ферромагнитные фазы с различающимися значениями коэрцитивного поля. Условно назовём их «нижняя» и «верхняя». «Нижняя» фаза обеспечивает спиновую инжекцию, эффективность которой выходит на насыщение, как только насыщается намагниченность «нижней» фазы. «Верхняя» фаза при этом имеет неоднородную намагниченность, которая и является источником внутреннего магнитного поля.

3.5.3. Заключение по разделу 3.5

Можно заключить, что предложенные в работе методы формирования гетероструктур с применением МОС-гидридно эпитаксии и МТОП контактов к ним с применением электронно-лучевого испарения позволяют получить диоды с циркулярно-поляризованной электролюминесценцией при комнатной температуре. Использование твёрдого раствора CoPt способствует созданию контактов с перпендикулярной анизотропией намагниченности, что обеспечивает регистрацию остаточной циркулярной поляризации в нулевом магнитном поле. Циркулярная поляризация зарегистрирована как для структур на подложке *n*-GaAs, так и для структур на подложке *p*-GaAs. Исследование характеристик излучения показали, что наиболее вероятным механизмом циркулярно-поляризованной ЭЛ является электрическая инжекция спин-поляризованных носителей из намагниченного CoPt контакта. Зарегистрированное в эксперименте изменение знака $P_{ЭЛ}$ мы связываем с прецессией спинов при переносе к активной области за счёт действия параллельного магнитного поля намагниченного контакта CoPt.

3.6. Выводы по главе 3

1) Показано, что твердофазное взаимодействие между атомами Ni(Co) и GaAs, приводящее к образованию дефектов в приповерхностной области последнего,

обуславливает гашение электролюминесценции диодов Шоттки Ni(Co)/GaAs, работающих в режиме прямого смещения. Предложен способ защиты поверхности GaAs от диффузии Ni(Co) за счёт введения между ФМ металлом и полупроводником тонкой промежуточной плёнки Au или туннельно-тонкого промежуточного слоя Al_2O_3 .

2) Введение промежуточных слоёв позволяет также повысить и эффективность спиновой инжекции по сравнению со структурами с чистым Ni или Co контактом.

3) Исследована циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов, содержащих указанные промежуточные слои. Для структур с Ni(Co) инжектором и промежуточным слоем Au циркулярная поляризация ЭЛ зарегистрирована при низких температурах и в сильном магнитном поле. Получено, что степень циркулярной поляризации ЭЛ является немонотонной функцией магнитного поля. Показано, что минимумы на зависимости $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ обусловлены дополнительной локализацией носителей в квантовой яме и формированием системы уровней Ландау. Снижение степени циркулярной поляризации при этом связывается с увеличением спинового рассеяния в КЯ при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау.

4) Величина степени циркулярной поляризации ЭЛ существенно зависит от характеристик границы раздела металл/GaAs. Максимальное $P_{\text{ЭЛ}}$ получено для структуры с покровным слоем 20 нм и трехслойным контактом Au/Ni/Au, Au/Co/Au и составляет $\approx 0,4$. Полученное значение обусловлено аддитивным вкладом Зеемановского расщепления уровней в квантовой яме, инжекцией спин-поляризованных дырок из ферромагнитного металла в КЯ и спиновой аккумуляцией электронов на гетерогранице металл/полупроводник.

5) Для МТОП-структур с промежуточным слоем Al_2O_3 получена циркулярно-поляризованная электролюминесценция при комнатной температуре, кроме того продемонстрирована независимость поляризационных характеристик от температуры измерений. Наблюдаемая в эксперименте циркулярно-поляризованная электролюминесценция связана с инжекцией спин-

поляризованных носителей из ферромагнитного слоя в квантовую яму InGaAs. Сравнительно высокое значение степени циркулярной поляризации связывается, таким образом, с высокой эффективностью спиновой инжекции, что обеспечивается высоким совершенством гетерограницы ферромагнитный металл/полупроводник.

6) Анализ магнитных свойств контакта к ССИД на основе CoPt показал, что для слоя с составом $\text{Co}_{0,45}\text{Pt}_{0,55}$ ось лёгкого намагничивания ферромагнитного слоя лежит в перпендикулярном направлении. Это обуславливает гистерезисный характер магнитопольевой зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ. В нулевом магнитном поле также регистрируется циркулярно-поляризованное излучение (максимальная степень поляризации составляет $\sim 0,04$).

7) Впервые зарегистрирована немонотонная зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции от толщины спейсерного слоя GaAs для МТОП структур с контактом CoPt/ Al_2O_3 /GaAs/InGaAs. Подобный вид зависимости связывается с прецессией спин-поляризованных носителей заряда при переносе к активной области в магнитном поле намагниченного ферромагнитного слоя CoPt.

8) По результатам измерений структур с разным положением КЯ относительно ферромагнитного инжектора была оценена характерная длина переноса спина дырок в GaAs, которая составила 67 нм при 1,5 К и 60 нм при 10 К.

Глава.4. Исследование эффектов спиновой инжекции в светоизлучающих диодах, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

Особенностью работ, посвящённых исследованию эффектов спиновой инжекции в структурах, содержащих слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, является меньший прогресс по сравнению с диодами ферромагнитный металл/полупроводник [9]. Как показано в главе 1, это обусловлено низкими значениями температуры Кюри основных известных РМП, а также их дырочной проводимостью, что рассматривается как серьёзное препятствие для создания эффективных спиновых светоизлучающих диодов [43]. Между тем, потенциал разбавленных магнитных полупроводников, на наш взгляд, полностью не реализован. Существует ряд преимуществ РМП по сравнению с ФМ металлами, использование которых, в перспективе, повысит эффективность и снизит себестоимость приборов спинтроники (наиболее очевидными являются высокое совершенство гетерограницы, возможность формирования структуры в одной технологической установке). В настоящей главе представлены результаты исследования структур на основе разбавленных магнитных полупроводников, сформированных в одной ростовой установке комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения. Для повышения температуры Кюри использованы слои, содержащие ферромагнитные включения в матрице $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$. В качестве приёма, потенциально повышающего эффективность спиновой инжекции, разработана геометрия структур, обеспечивающая инжекцию спин-поляризованных электронов – Зеннеровский туннельный диод (ранее данный подход использовался для ССИД $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}/\text{AlGaAs}$ [43, 222-224]). Приводятся результаты исследований электролюминесценции и циркулярно-поляризованной ЭЛ. Показано, что применённые в работе методы обеспечивают инжекцию спин-поляризованных носителей и сопутствующую циркулярную поляризацию ЭЛ при температурах вплоть до комнатной.

4.1 Схема структур для исследований

Известно, что слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ характеризуются проводимостью p -типа [3,4,9,163,190]. По этой причине наиболее простым вариантом встраивания $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ в светоизлучающий диод является использование в качестве слоя p -типа проводимости в p - i - n диодах [напр. 43]. Инжекция спин-поляризованных электронов реализуется при использовании слоёв $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ в качестве элемента туннельного барьера обратно-смещённого $p++/n++$ перехода [222-224]. Схема образцов для исследований и технология их получения отличалась в зависимости от геометрии спиновой инжекции.

4.1.1. Схема светоизлучающих p - i - n диодов, содержащих слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$

На рисунке 4.1 представлена общая схема светоизлучающих p - i - n диодов, содержащих слои РМП. Структуры были сформированы комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и ИЛО на эпитаксиальной установке в НИФТИ ННГУ (в.н.с. НИФТИ ННГУ Звонков Б.Н.).

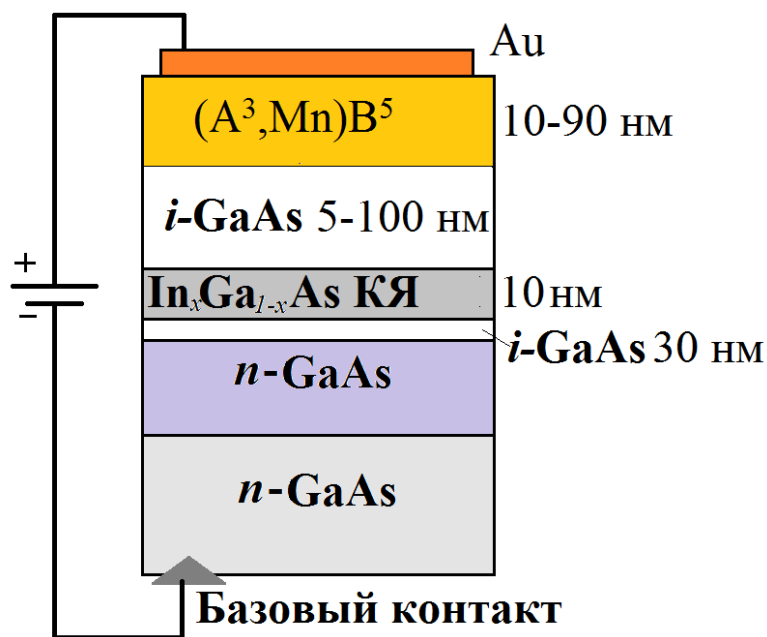


Рисунок 4.1 – Общая схема исследованных в работе p - i - n диодов, содержащих слой разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ (10-90 нм), $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}$ (10-90 нм) и $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}$ (10-50 нм), с указанием полярности приложенного напряжения.

Структуры формировались на подложках *n*-GaAs (100) (марки АГЧТ или *axt*, подробное описание приведено в разделе 2.1.1). На первой стадии роста методом МОСГЭ формировались: буферный слой *n*-GaAs с концентрацией примеси $\sim 10^{17}$ см⁻³, 30 нм слой нелегированного GaAs, квантовая яма $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,16-0,22$; $d_{\text{QW}} = 10$ нм) и нелегированный спейсерный слой GaAs толщиной ($d_s = 8-35$ нм). Температура выращивания составила 650 °С. Далее температура понижалась до 300-380 °С, и методом импульсного лазерного осаждения формировался слой разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As; (Ga,Mn)Sb и (In,Mn)As в соответствии с технологией, описанной в разделе 2.1.2. Содержание Mn для образцов со слоем (Ga,Mn)As составило $Y_{\text{Mn}} = 0,13$; для структур со слоем (In,Mn)As $Y_{\text{Mn}} = 0,25$ (за исключением одной структуры); для структур с (Ga,Mn)Sb $Y_{\text{Mn}} = 0,1-0,5$. Выбор содержания Mn основывался на предыдущих работах и осуществлялся с целью формирования слоёв, обладающих ферромагнитными свойствами. Толщина слоёв варьировалась в пределах 10-90 нм. Снижение температуры выращивания осуществлялось для предотвращения диффузии атомов Mn в активную область ССИД (2.2.3). Таким образом, формировались *p-i-n*-диодные структуры. Также методом МОСГЭ была сформирована контрольная структура, содержащая слой *p*+-GaAs:С толщиной 40 нм вместо $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$. Для формирования диода на поверхность образцов наносился омический (Au) контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме (разделы 2.1.2 и 2.2.2). Омический контакт к подложке (базе диода) формировался искровым вжиганием Sn фольги. Финальной операцией формирования структур являлась фотолитография и химическое травление для создания меза-диодов диаметром 500 мкм (2.1.1).

В работе варьировались следующие параметры диодов:

- материал слоя разбавленного магнитного полупроводника;
- содержание Mn в слоях РМП;
- толщина слоёв РМП;
- толщина спейсерного слоя нелегированного GaAs;

Технологические параметры всех структур приведены на в Таблице 4.1.

Таблица 4.1 Параметры светоизлучающих диодов с p - n переходом, содержащих слой разбавленного магнитного полупроводника

№	подложка	x_{In}	d_{QW} , нм	d_s , нм	T_g , °C**	ФМ слой (толщина, нм)
D01	n -GaAs	0,18	11	35	350	(Ga,Mn)As (5)
D02	n -GaAs	0,18	11	35	350	(Ga,Mn)As (8)
D03	n -GaAs	0,18	11	35	350	(Ga,Mn)As (25)
D04	n -GaAs	0,18	11	35	350	(Ga,Mn)As (90)
D05	n -GaAs	0,18	11	15	350	(Ga,Mn)As (90)
D06	n -GaAs	0,18	11	8	350	(Ga,Mn)As (90)
E01	n -GaAs	0,22	10	30	320	(In,Mn)As (30)
E02*	n -GaAs	0,22	10	30	320	(In,Mn)As (30)
E03	n -GaAs	0,22	10	30	320	(In,Mn)As (90)
E04	n -GaAs	0,22	10	30	320	(In,Mn)As (10)
E05	n -GaAs	0,22	10	8	320	(In,Mn)As (30)
F01	n -GaAs	0,14	10	30	380	(Ga,Mn)Sb (10) 0,5***
F02	n -GaAs	0,14	10	30	380	(Ga,Mn)Sb (50) 0,5
F03	n -GaAs	0,14	10	30	380	(Ga,Mn)Sb (30) 0,33
F04	n -GaAs	0,14	10	20	380	(Ga,Mn)Sb (50) 0,33
F05	n -GaAs	0,14	10	30	380	(Ga,Mn)Sb (50) 0,33
F06	n -GaAs	0,14	10	30	380	(Ga,Mn)Sb (10) 0,1
F07	n -GaAs	0,14	10	30	380	(Ga,Mn)Sb (50) 0,1
F08	n -GaAs	0,14	10	20	380	(Ga,Mn)Sb (30) 0,2

* структура E02 отличалась пониженным содержанием Mn ($Y_{\text{Mn}} = 0,2$);

** температура роста ферромагнитного слоя

*** для структур с (Ga,Mn)Sb также указано содержание Mn (Y_{Mn}).

4.1.2. Схема светоизлучающих диодов с туннельным барьером, содержащих слой $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$

Схема структур Зеннеровского туннельного диода представлена на рисунке 4.2. Структуры формировались по аналогичной технологии, отличия заключались в типе проводимости подложки и последовательности эпитаксиальных слоёв. На подложках p -GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 600°C последовательно выращивались: буферный слой p -

GaAs, квантовая яма $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{C}$ (концентрация дырок $p \approx 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ширина КЯ варьировалась в пределах $d_{\text{QW}} = 13\text{--}30 \text{ нм}$, содержание In в слое КЯ $x = 0,09\text{--}0,24$), тонкий слой нелегированного GaAs (толщина $\sim 6 \text{ нм}$), $n\text{-GaAs}$ (концентрация электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина $\sim 50 \text{ нм}$), $n\text{+-GaAs}$ ($n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина $\sim 20 \text{ нм}$), $n\text{++-GaAs}$ ($n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, толщина варьировалась в пределах 8–40 нм).

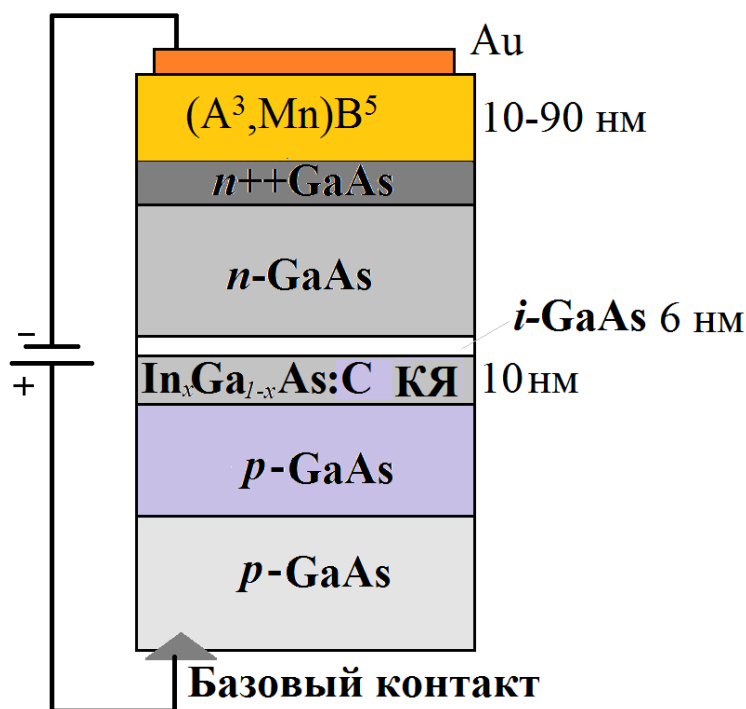


Рисунок 4.2 – Общая схема исследованных в работе диодов с туннельным слоем, содержащих слой разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As (90 нм), и (Ga,Mn)Sb (10–30 нм), с указанием полярности приложенного напряжения.

На следующей стадии при температуре 350°C (400°C для (Ga,Mn)Sb) методом импульсного лазерного осаждения Mn и GaB^5 (B^5 — элемент 5 группы) выращивались контактные ферромагнитные слои (Ga,Mn) B^5 и 6 нм GaB^5 (рисунок 4.2). В структурах G (Таблица 4.2) на поверхности формировался слой (Ga,Mn)As ($\sim 90 \text{ нм}$), зарощенный слоем GaAs ($\text{B}^5 = \text{As}$). Содержание Mn для образцов G составило $Y_{\text{Mn}} = 0,1$. В структурах H формировался слой (Ga,Mn)Sb ($\sim 10\text{--}60 \text{ нм}$), зарощенный слоем GaSb ($\text{B}^5 = \text{Sb}$). Содержание Mn для исследованных образцов составило $Y_{\text{Mn}} = 0,5$. Контрольная структура аналогично предыдущему случаю содержала слой GaAs:C вместо РМП. Для формирования диода на поверхность

образцов наносился омический (Au) контакт, для создания базового омического контакта использовалось искровое вжигание In-фольги. Последней стадией формирования диодов являлось изготовление меза-структур. Полный список исследованных структур, а также их технологические параметры приведены в Таблице 4.2.

Таблица 4.2 Параметры светоизлучающих диодов туннельным барьером, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

№	подложка	x_{In}	d_{QW} , нм	d_s , нм*	d_{tun} , нм**	ФМ слой (толщина, нм)
G01	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	94	8	(Ga,Mn)As (90)
G02	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	96	10	(Ga,Mn)As (90)
G03	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	98	12	(Ga,Mn)As (90)
G04	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	101	15	(Ga,Mn)As (90)
G05	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	116	30	(Ga,Mn)As (90)
G06	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	106	20	(Ga,Mn)As (90)
H01	<i>p</i> -GaAs	0,12	16	94	8	(Ga,Mn)Sb (10)
H02	<i>p</i> -GaAs	0,24	12	94	8	(Ga,Mn)Sb (30)

* параметр d_s в структурах с туннельным барьером соответствует общей толщине слоёв GaAs между квантовой ямой InGaAs и инжектором (Ga,Mn)As.

** толщина n^{++} GaAs туннельного слоя.

4.2. Использованные экспериментальные методики

Основные методики исследований были описаны ранее в разделе 3.2. Для изучения ферромагнитных свойств РМП при комнатной температуре использовались измерения на магнетометре переменного градиента силы. Для исследования магнитных свойств при низких температурах, а также для анализа температурной зависимости намагниченности выполнялись измерения аномального эффекта Холла (АЭХ). Измерения выполнялись доцентом кафедры ФПиО Физического факультета ННГУ Кудриным А.В. Для измерений использовались контрольные образцы, содержащие ферромагнитные слои,

сформированные на подложках i -GaAs. К указанным структурами формировались омические контакты в геометрии Ван-Дер Пау [358]. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности структур (геометрия Фарадея). В соответствии с методикой [358] выполнялся анализ магнитопольевых зависимостей сопротивления Холла и магнетосопротивления, измеренных в диапазоне температур 10–300 К с использованием криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202. Согласно [359,360], наличие аномального эффекта Холла (т.е. нелинейной зависимости сопротивления Холла от магнитного поля) является свидетельством ферромагнетизма в слоях РМП. В ферромагнитных системах аномальная составляющая коэффициента Холла пропорциональна намагниченности [360]. Измерение магнитопольевой зависимости коэффициента Холла, таким образом, позволяет получить информацию о величине намагниченности структур в диапазоне температур 10–300 К. Отметим ограничения методики: данные АЭХ являются интегральной информацией о ферромагнитных слоях в целом. В двухфазных системах РМП с кластерами MnV^5 или A^3Mn исследования аномального эффекта Холла не позволяют разделить вклады в намагниченность кластеров и матрицы [278].

Электрические свойства сформированных диодов исследованы при измерениях вольтамперных характеристик в диапазоне температур 10–300 К. Методика исследования ВАХ описана в разделе 3.2.2.

Исследования спектров фотолюминесценции полупроводниковых структур до нанесения металлических контактов выполнялись при температурах 77 и 300 К на установке НИФТИ ННГУ, показанной на рисунке 2.6. Методика измерений описана в разделе 2.1.1.5. Исследования спектроскопии электролюминесценции сформированных диодов производились в диапазоне температур 10–300 К в криостате замкнутого цикла Janis CCS-300S/202 либо при температуре 77 К при помещении образцов в жидкий азот. Общая схема включения диода при измерениях ЭЛ представлена на рисунке 3.3(в). Схемы включения диодов в геометрии p - i - n диода и в геометрии диода Зеннера представлены на рисунках 4.1 и 4.2.

Исследования циркулярно-поляризованной электролюминесценции выполнялись с применением универсальной спектральной установки НИФТИ ННГУ. Использовалась стандартная схема измерений [9,317], представленная на рисунке 3.3. Для расчёта степени циркулярной поляризации ЭЛ и ФЛ использовалась формула (3.2). Исследования циркулярной поляризации фотолюминесценции выполнялись для контроля и сравнения результатов. Также выполнялись контрольные измерения циркулярно-поляризованной электролюминесценции для диодов с неферромагнитным контактом (Au/GaAs), содержащих слой $p\text{-GaAs:C}$ вместо РМП и циркулярной поляризации фотолюминесценции структур без верхнего Au контакта.

4.3. Ферромагнитные свойства слоёв разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As, (Ga,Mn)Sb, (In,Mn)As, сформированных на подложке GaAs

Ферромагнитные свойства большинства слоёв, использованных в конструкции ССИД, изучались ранее, в рамках работ по созданию новых материалов спинтроники [27,37,162,252,255,274,278-284,312,317,361-363]. Свойства слоёв (Ga,Mn)As, аналогичных использованным в ССИД, исследованы в [361]. В цитированной работе была зарегистрирована нелинейная зависимость сопротивления Холла от магнитного поля для слоёв (Ga,Mn)As, сформированных на подложке $i\text{-GaAs}$ (измерения выполнялись в геометрии Фарадея). Температуры измерений составили 10-50 К, оценочное значение температуры Кюри ферромагнитного (Ga,Mn)As составило 40 К. Содержание Mn составило $Y_{\text{Mn}} = 0,13$, что точно соответствует значению для слоёв, использованных как элементы ССИД.

Ферромагнитные свойства слоёв (In,Mn)As с содержанием Mn $Y_{\text{Mn}} = 0,2$ (также соответствующим слоям ССИД), были исследованы в [278]. Аномальный эффект Холла (т.е. ферромагнетизм) наблюдался в слоях (In,Mn)As при температурах вплоть до 300 К. Анализ, выполненный в [278], показал, что

ферромагнитные свойства обусловлены наличием в слоях фазы кластеров MnAs. Наличие спин-поляризованного транспорта в(In,Mn)As подтвердить не удалось. Аналогичные свойства были получены для слоёв (Ga,Mn)Sb с содержанием Mn $0,2 \leq Y_{\text{Mn}} \leq 0,5$ в рамках работы [362] (также соответствует содержаниям в слоях ССИД). Наличие ФМ кластеров MnGa в указанных слоях было подтверждено в [281], что обсуждалось в разделе 2.2.3. Предположительно, магнитные свойства (Ga,Mn)Sb также обусловлены наличием кластеров, это объясняет наблюдение аномального эффекта Холла при температурах вплоть до комнатной (значение температуры Кюри для однородно-легированного (Ga,Mn)Sb составляет 20-30 К [364,365]). Дополнительным подтверждением ферромагнетизма в слоях (Ga,Mn)Sb толщиной 10-30 нм служат исследования намагниченности, выполненные Кудриным А.В. (данные будут приведены ниже).

Таким образом, исследования, выполненные в рамках работ [27,37,162,252,255,274,278-284,312,317,361-363], свидетельствуют о наличии в слоях (A³,Mn)B⁵ ферромагнитных свойств. В ряде случаев ферромагнетизм связан с ферромагнитными кластерами MnAs или MnGa. Исключение составляют структуры, содержащие слой (Ga,Mn)As, в которых ферромагнетизм наблюдается при температурах ~ 30-50 К, подобное значение характерно для однородно-легированных (Ga,Mn)As.

4.4. Свойства спиновых светоизлучающих диодов с *p-n* переходом, содержащим слои разбавленного магнитного полупроводника

4.4.1. Вольтамперные характеристики спиновых светоизлучающих диодов с *p-n* переходом, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

Различие исследованных структур заключается в свойствах гетерограницы ФМ слой/неферромагнитный полупроводник. В случае (Ga,Mn)As гетерограница соответствует диоду с *p-n* переходом. На границе (Ga,Mn)Sb/GaAs и

(In,Mn)As/GaAs образуются дополнительные потенциальные барьеры, связанные с особенностями формирования зонных диаграмм [363].

4.4.1.1. Вольтамперные характеристики диодов (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs

На рисунке 4.3 представлены вольтамперные характеристики ССИД с контактом (Ga,Mn)As (D01-D06), схема которого показана на рисунке 4.1.

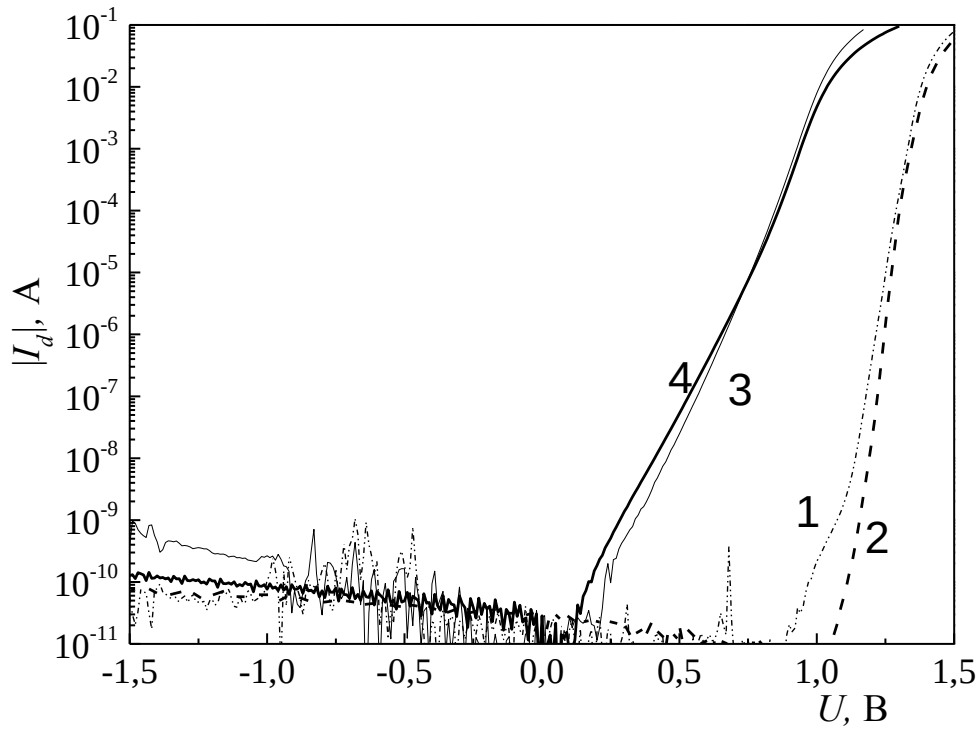


Рисунок 4.3 – Вольтамперные характеристики диодов на основе структур D02 (кривые 1,3) и D04 (кривые 2,4), содержащих слой (Ga,Mn)As различной толщины. Температура измерений составила 77 К (кривые 1,2) и 300 К (кривые 3,4). Графики для остальных структур не приведены, чтобы не загромождать рисунок.

С учётом полярности приложенного напряжения, показанной на рисунке 4.1, вольтамперные характеристики соответствуют графикам для диодов с p - n переходом [319]. Прямые ветви ВАХ обоих диодов могут быть аппроксимированы соотношением:

$$I_{dF} = I_s \cdot \exp\left(\frac{|e| \cdot U_{dF}}{n \cdot k \cdot T}\right), \quad (4.1)$$

где I_s – ток насыщения, n – коэффициент, характеризующий механизм переноса тока, а индекс F означает прямое смещение. Обратные ветви характеризуются сравнительно низким током, величина которого достигает по абсолютному

значению $\sim 10^{-10}$ А при обратном напряжении -1,5 В. Для всех исследованных *p-i-n* диодных структур с инжектором, выполненным в виде (Ga,Mn)As, вольтамперные характеристики подобны, несколько различаются лишь параметры. Данные по исследованным структурам приведены в Таблице 4.3.

Таблица 4.3. – Параметры вольтамперных характеристик, рассчитанные для *p-i-n* диодов со слоем (Ga,Mn)As.

№	T , К	n	$I_{\text{обр}}$ (А)*	$U_{\text{пор}}$, В**
D01	77	$2,36 \pm 0,1$	10^{-10}	$1,35 \pm 0,05$
	300	$1,74 \pm 0,1$	10^{-9}	$0,97 \pm 0,05$
D02	77	$2,32 \pm 0,1$	10^{-10}	$1,37 \pm 0,05$
	300	$1,69 \pm 0,1$	10^{-9}	$0,98 \pm 0,05$
D03	77	$3,28 \pm 0,1$	10^{-10}	$1,37 \pm 0,05$
	300	$1,89 \pm 0,1$	2×10^{-10}	$0,96 \pm 0,05$
D04	77	$1,62 \pm 0,1$	10^{-10}	$1,39 \pm 0,05$
	300	$1,80 \pm 0,1$	6×10^{-10}	$1,01 \pm 0,05$

* - величина обратного тока при обратном напряжении -1,5 В;

** - напряжение, соответствующее выходу ВАХ на линейный участок

Отметим совпадение в пределах погрешности значений пороговых напряжений для всех структур, что может свидетельствовать об общем механизме формирования потенциального барьера *p-n* перехода. Зарегистрированные различия коэффициента n свидетельствуют о различии механизмов протекания тока, что может быть связано со значительным влиянием неоднородностей в структурах со сравнительно толстым слоем (Ga,Mn)As (глава 2, рисунок 2.16) на величину прямого тока. Для контрольного диода с инжектором GaAs:C $n = 2,4 \pm 0,1$ при 77 К, что соответствует значительному вкладу рекомбинационного тока в ВАХ [319, с.100]. Сравнительно низкое значение обратного тока для всех исследованных структур может свидетельствовать о высоком качестве гетерограницы (Ga,Mn)As/*n*-GaAs.

4.4.1.2. Вольтамперные характеристики диодов (In,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs

Вольтамперные характеристики диодов (In,Mn)As/n-GaAs представлены на рисунке 4.4. Вольтамперная характеристика является выпрямляющей: при прямом смещении имеет место экспоненциальное увеличение тока с ростом напряжения, при обратном – сравнительно слабое увеличение по абсолютной величине изменение. Полярность прямого и обратного смещения соответствует полярности смещения p - i - n диодов.

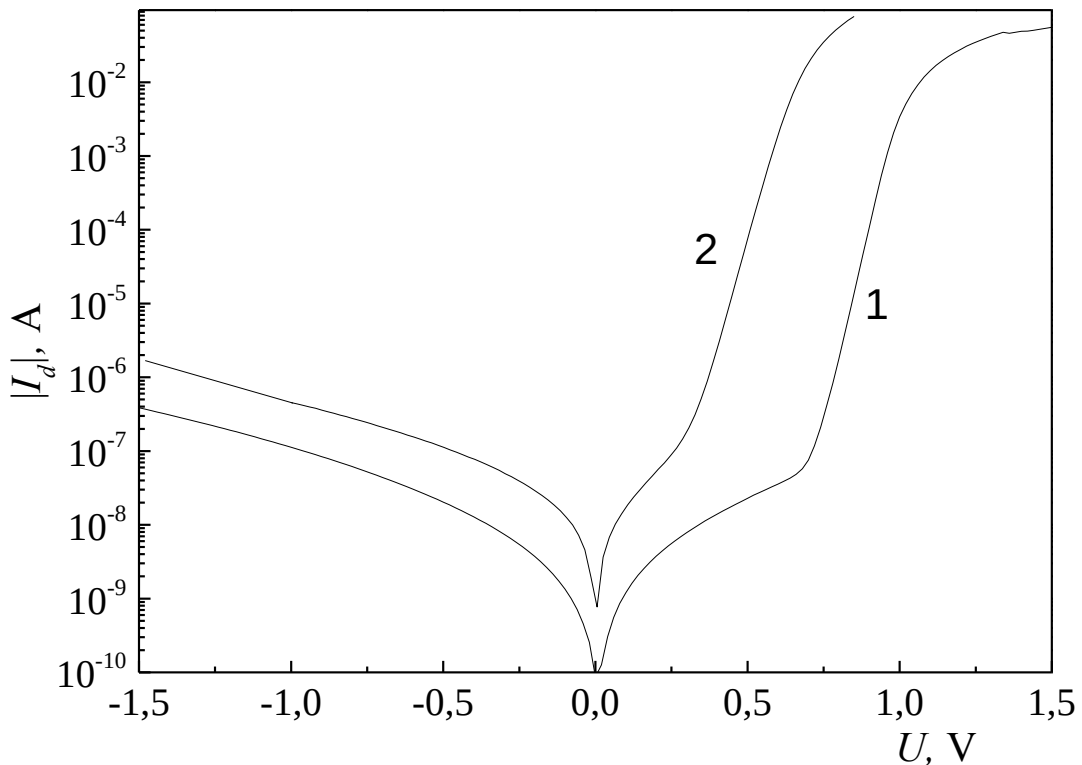


Рисунок 4.4 – Вольтамперные характеристики диодов на основе структуры E04, содержащих слой (In,Mn)As. Температура измерений 77 К (кривая 1) и 300 К (кривая 2).

Особенностью ВАХ диодов является сравнительно высокое значение обратного тока диода, а также наличие на прямой ветви ВАХ точки перегиба. В области напряжений $-0,7 \text{ В} < U < 0,7 \text{ В}$ для температуры измерений 77 К и $-0,2 \text{ В} < U < 0,2 \text{ В}$ для температуры измерений 300 К значение тока диода слабо зависит от полярности напряжения и достигает $\sim 4 \times 10^{-8}$ А. При повышении прямого напряжения выше $+0,7 \text{ В}$ ($0,2 \text{ В}$) наблюдается экспоненциальный рост тока диода. Наибольшее значение обратного тока диода при напряжении $-1,5 \text{ В}$ в случае (In,Mn)As слоёв составило $\sim 2 \times 10^{-6}$ А при 300 К и $\sim 4 \times 10^{-7}$ А при 77 К.

Параметры ВАХ для структур, содержащих слои (In,Mn)As (E02-E05) представлены в Таблице 4.4.

Таблица 4.4 Параметры вольтамперных характеристик, рассчитанные для $p-i-n$ диодов со слоем (In,Mn)As.

№	T, K	$I_{обр} (A)^*$	$U_{пор}, B$
E02	77	2×10^{-4}	$0,75 \pm 0,05$
	300	5×10^{-4}	$0,45 \pm 0,05$
E04	77	4×10^{-7}	$0,82 \pm 0,05$
	300	2×10^{-6}	$0,52 \pm 0,05$
E05	77	10^{-4}	$0,93 \pm 0,05$
	300	5×10^{-4}	$0,63 \pm 0,05$

* - величина обратного тока при обратном напряжении -1,5 В;

Протекание тока в структурах, содержащих слой (In,Mn)As, определяется формированием зонной диаграммы $p\text{-InAs}/i\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$. В силу несоответствия параметров решёток InAs и GaAs [258,339] такая гетерограница является дефектной, содержит дислокации несоответствия, ростовые дефекты низкотемпературного слоя. Построение зонной диаграммы указанной системы затруднительно, однако вид ВАХ, также, как и условия легирования слоёв свидетельствуют о формировании в приконтактном полупроводниковом слое $i\text{-GaAs}$ потенциального барьера для электронов. Положительное напряжение на слое (In,Mn)As снижает величину потенциального барьера и приводит к экспоненциальному росту тока диода за счёт электрической инжекции. Сравнительно низкие значения порогового напряжения для структур (In,Mn)As/ $i\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$ (Таблица 4.4) свидетельствуют о более низком значении высоты потенциального барьера по сравнению с контактами (Ga,Mn)As/ $i\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$.

Отметим, что вольтамперные характеристики, подобные приведённым на рисунке 4.4 (с точкой перегиба при $\sim 0,2$ В), обсуждались в рамках анализа ВАХ диодов с контактом Со/анодный окисел/GaAs (раздел 3.3). Сравнительно высокое значение тока диода (при $-0,2 \text{ В} < U < 0,2 \text{ В}$), не зависящее от полярности напряжения, может быть обусловлено токами утечки через дефектные состояния

на границе раздела (In,Mn)As/GaAs. Таким образом, вид вольтамперных характеристик диода на основе структуры (In,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs может быть объяснён формированием гетерограницы с высокой концентрацией дефектов.

4.4.1.3. Вольтамперные характеристики диодов (Ga,Mn)Sb/i-GaAs/n-GaAs

Вольтамперные характеристики структур (Ga,Mn)Sb/i-GaAs/n-GaAs подобны ВАХ диодов с другими видами РМП (рисунок 4.5). Для всех структур характеристики являются выпрямляющими, значения обратного тока не превышают 10^{-9} А при напряжении -1,5 В. Прямая ветвь ВАХ, аналогично структурам (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs, может быть описана соотношением (4.1).

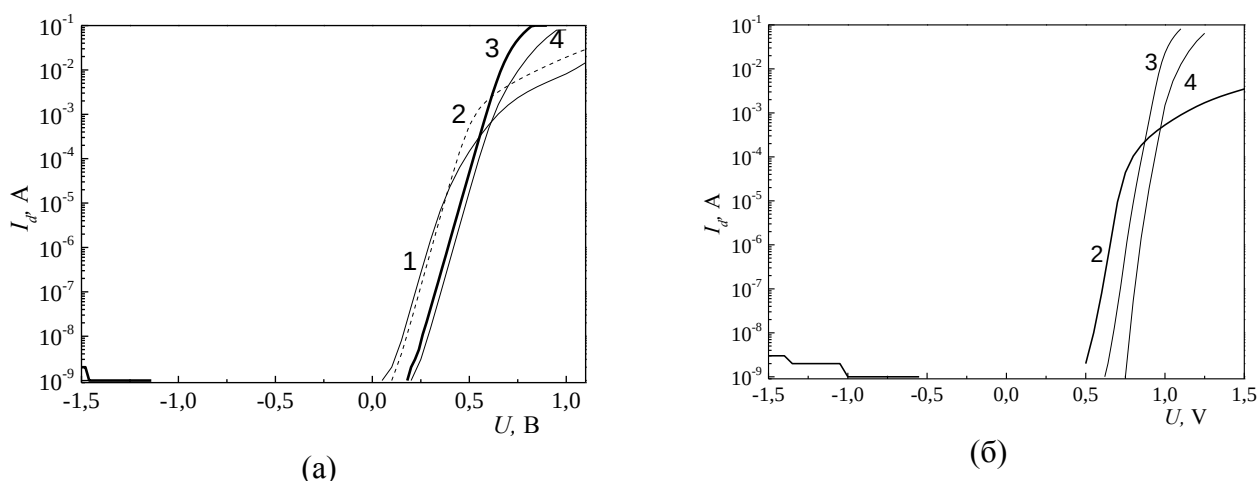


Рисунок 4.5 – Вольтамперные характеристики для диодов на основе структур со слоем (Ga,Mn)Sb: F01 – кривая 1; F02 – кривая 2; F04 – кривая 3, F08 – кривая 4, измеренные при 300 К (а) и 77 К (б).

Токи, связанные с утечками (в диапазоне напряжений до 0,2 В), в случае структур с контактом (Ga,Mn)Sb зарегистрированы не были. Рассчитанные из формулы параметры ВАХ приведены в Таблице 4.5. Особенностью ВАХ является изменение их вида для структур с высоким содержанием Mn (Таблица 4.5). Для диодов на основе структур F01 и F02 с $Y_{Mn} = 0,5$ характерно меньшее значение порогового напряжения, а также более низкие значения высоты потенциального барьера. Подобное различие связано с изменением характера проводимости слоёв (Ga,Mn)Sb с высоким содержанием Mn.

Таблица 4.5 - Параметры вольтамперных характеристик, рассчитанные для $p-i-n$ диодов со слоем (Ga,Mn)Sb.

№	T, K	n	$I_{обр} (A)^*$	$U_{пор}, B^{**}$
F01	77	$3,25 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,35 \pm 0,05$
	300	$1,12 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,38 \pm 0,05$
F02	77	$3,34 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,37 \pm 0,05$
	300	$1,19 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,54 \pm 0,05$
F03	77	$2,35 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,37 \pm 0,05$
	300	$1,08 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,63 \pm 0,05$
F04	77	$2,69 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,39 \pm 0,05$
	300	$1,08 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,67 \pm 0,05$
F05	77	$2,87 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,39 \pm 0,05$
	300	$1,07 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,63 \pm 0,05$
F06	77		$<10^{-9}$	$1,39 \pm 0,05$
	300	$1,62 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,01 \pm 0,05$
F07	77	$2,71 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,39 \pm 0,05$
	300	$1,10 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,61 \pm 0,05$
F08	77	$1,95 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$1,39 \pm 0,05$
	300	$1,03 \pm 0,1$	$<10^{-9}$	$0,66 \pm 0,05$

На рисунке 4.6 представлены температурные зависимости слоевого сопротивления для структур F01 и F08 (таблица 4.1). Для структур с высоким содержанием Mn до температуры 110 К характерен металлический тип проводимости: сопротивление слоя уменьшается с уменьшением температуры. При температурах ниже 110 К имеет место небольшой рост сопротивления. Для структур со сравнительно низким содержанием Mn (F08, в Таблице 4.1) характерен полупроводниковый тип проводимости: во всём диапазоне температур имеет место увеличение сопротивления с уменьшением температуры. Можно предположить, что слои (Ga,Mn)Sb с $Y_{Mn} < 0,5$ имеют полупроводниковые свойства. При увеличении концентрации Mn до 0,5 происходит переход к металлическому характеру проводимости. Возможно, металлический характер проводимости слоя обусловлен наличием ФМ кластеров GaMn [278]. Таким образом, сформированные структуры могут быть разделены на две группы: диоды

с металлическим контактом (Ga,Mn)Sb и диоды с полупроводниковым слоем (Ga,Mn)Sb.

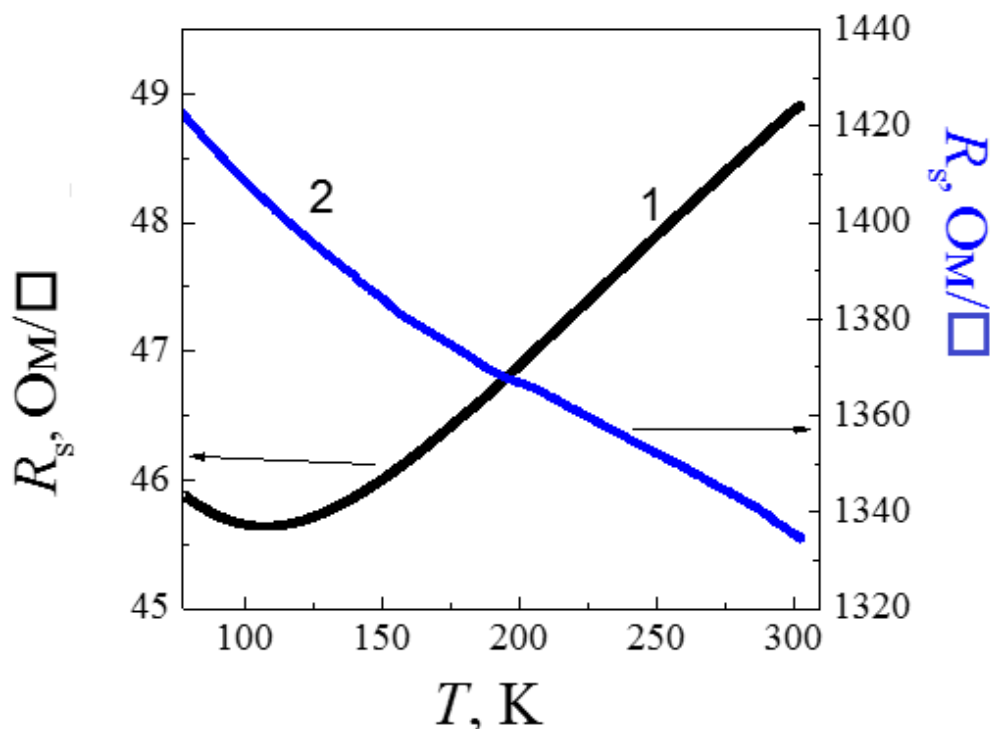


Рисунок.4.6 - Зависимость сопротивления слоя (Ga,Mn)Sb от температуры, измеренная для структуры F01 (кривая 1) и F08 (кривая 2). Измерения выполнены Кудриным А.В.

Вольтамперная характеристика диодов с металлическими слоями (Ga,Mn)Sb подобна характеристикам диодов Шоттки. На рисунке 4.7 показаны ВАХ диодов Ni/n-GaAs (кривая 3); металлический (Ga,Mn)Sb/n-GaAs, соответствующего структуре F02 (кривая 2) и полупроводниковый (Ga,Mn)Sb/n-GaAs, (структура F08, кривая 1). Подчеркнём близкое соответствие ВАХ диодов Шоттки (кривая 3) и ВАХ диода с металлическим слоем (Ga,Mn)Sb. Также отметим близкие значения высоты потенциального барьера, рассчитанные по формулам (3.3) и (3.4) для диодов (Ga,Mn)Sb/GaAs (F01,F02; $\phi_b = 0,81 \pm 0,01$ эВ) и Ni/GaAs ($\phi_b = 0,84 \pm 0,01$ эВ).

Также отметим, что особенности структур (Ga,Mn)Sb/i-GaAs/n-GaAs (низкие значения обратных токов, отсутствие утечек, высокое значение порогового напряжения) свидетельствуют о формировании гетерограницы (Ga,Mn)Sb/i-GaAs со сравнительно низкой концентрацией дефектов, сопоставимой со гомоэпитаксиальными структурами (Ga,Mn)As/i-GaAs.

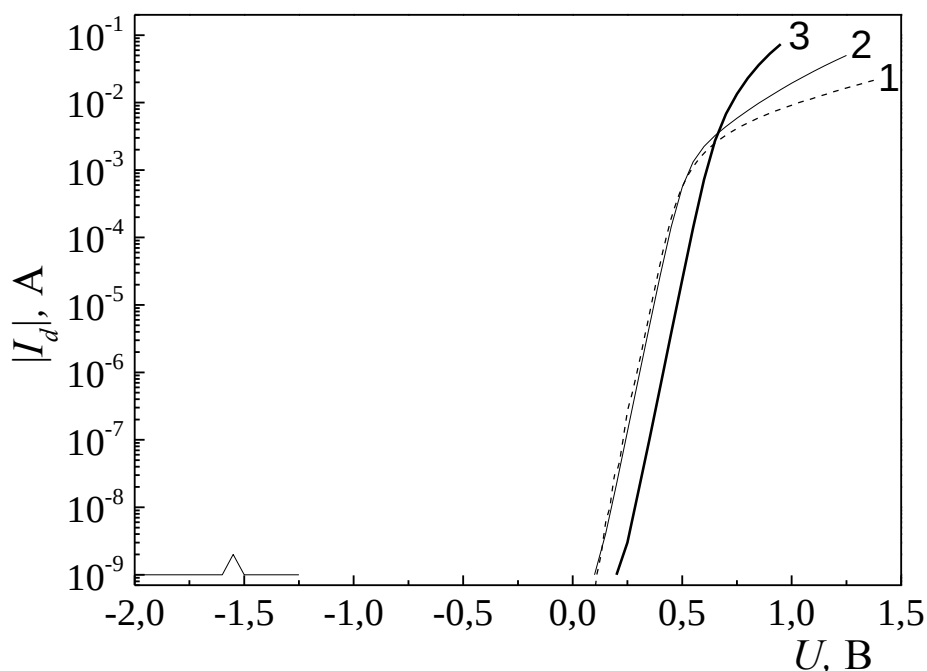


Рисунок.4.7 - Вольтамперные характеристики диодов с контактом (Ga,Mn)Sb, измеренные при 300 К для диодов F08 (кривая 1), F02 (кривая 2) и контрольного диода с контактом Ni/GaAs (кривая 3).

4.4.2. Электролюминесценция спиновых светоизлучающих *p-i-n* диодов, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

4.4.2.1 Общие особенности электролюминесценции диодов

В режиме прямого электрического смещения (на $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ подаётся положительный относительно базы потенциал) было зарегистрировано электролюминесцентное излучение всех исследованных структур. Спектры ЭЛ для диодов на основе структур D, E и F показаны на рисунке 4.8. Аналогично рассмотрению, выполненному в главе 3 для диодов Шоттки и МТОП-структур, все спектры электролюминесценции гетероструктур с InGaAs/GaAs квантовой ямой подобны. На спектрах наблюдается пик люминесценции, связанный с излучательными переходами в квантовой яме. Энергия в максимуме спектра (1,29 – 1,39 эВ) определяется параметрами квантовой ямы: содержанием In и толщиной. Различие положения пиков для структур F01 и F08, с совпадающим номинальным содержанием In, обусловлено технологическим разбросом. Различающимися параметрами ЭЛ излучения являются диапазон токов диода, а также относительная интенсивность ЭЛ.

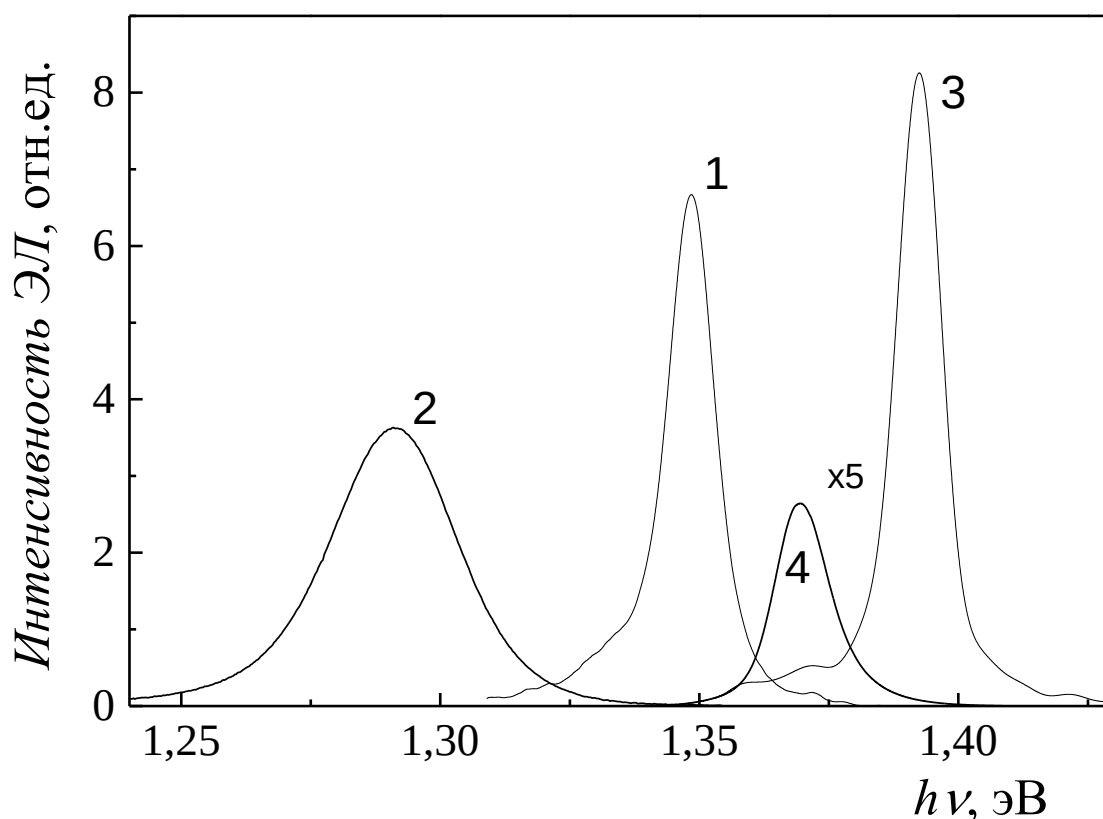


Рисунок 4.8 – Спектры электролюминесценции диодов на основе структур со слоем (Ga,Mn)As (D05 – кривая 1); (In,Mn)As (E05 – кривая 2) и (Ga,Mn)Sb (F01 – кривая 3 и F08 – кривая 4), измеренные при температуре 77 К и токе диода 50 мА.

Нижний порог рабочего тока диода определяется появлением сигнала ЭЛ выше порога обнаружения, верхний порог – пробоем диода либо снижением интенсивности вследствие разогрева. На рисунке 4.9 представлены типовые зависимости интенсивности ЭЛ от тока диода для каждого из трёх анализируемых видов РМП. Для всех структур за исключением F08 зарегистрирована близкая к линейной зависимость интенсивности от тока диода, что свидетельствует о незначительном изменении коэффициента инжекции (формула 3.5) с повышением напряжения. Зарегистрированные различия в интенсивностях и рабочих токах светоизлучающих диодов связаны с различием механизмов протекания дырочного тока в структурах РМП/неферромагнитный полупроводник, а также с влиянием безызлучательной рекомбинации с участием дефектных центров, вносимых слоем разбавленного магнитного полупроводника.

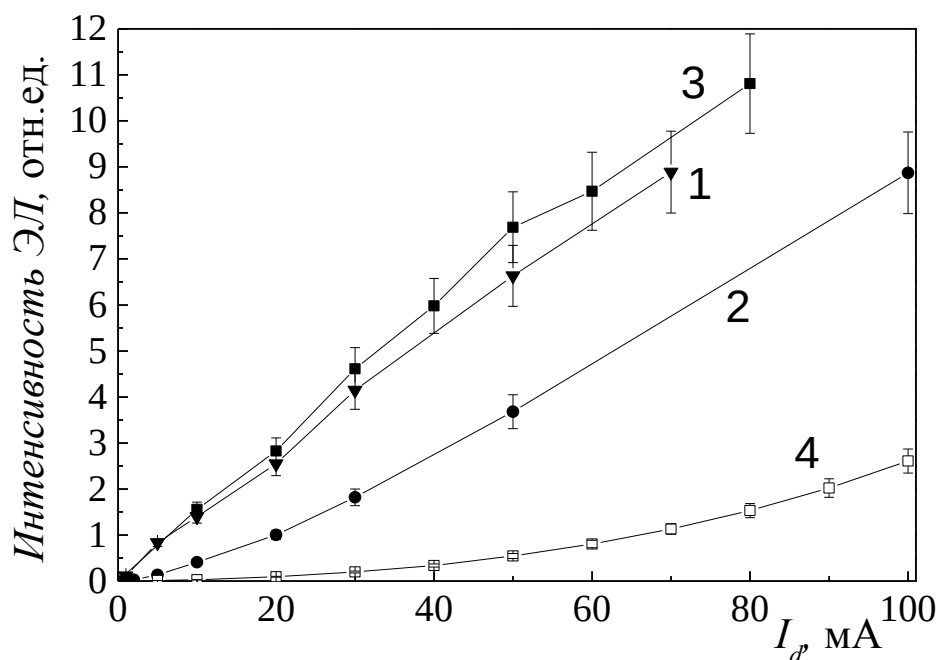


Рисунок 4.9 – Зависимость интенсивности от тока диода для структур со слоем (Ga,Mn)As (D05 – кривая 1); (In,Mn)As (E05 – кривая 2) и (Ga,Mn)Sb (F01 – кривая 3 и F08 – кривая 4). Структура F01 соответствует металлическому (Ga,Mn)Sb, структура F08 – полупроводниковому (Ga,Mn)Sb.

Отметим, что интенсивность ЭЛ для всех структур существенно зависит от технологических параметров ферромагнитного слоя (толщины, содержания Mn, а также толщины спейсерного слоя), что будет обсуждаться в разделе 4.4.2.3. В силу этого, прямое сопоставление интенсивностей ЭЛ для структур с разным инжектором в рамках зависимостей, показанных на рисунке 4.9, невозможно. Ниже будут рассмотрены основные особенности механизмов токопереноса в исследованных структурах, а также проанализировано влияние параметров ферромагнитного слоя на излучательные характеристики структур.

4.4.2.2 Механизмы электролюминесценции в p-i-n диодах, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

Для анализа механизмов электролюминесценции и механизмов протекания тока в спиновых светоизлучающих диодах, содержащих слои РМП, электрические и люминесцентные характеристики, описанные в предыдущих разделах, следует дополнить исследованиями температурной зависимости ЭЛ, графики которой представлены на рисунке 4.10 для структур D, E и F.

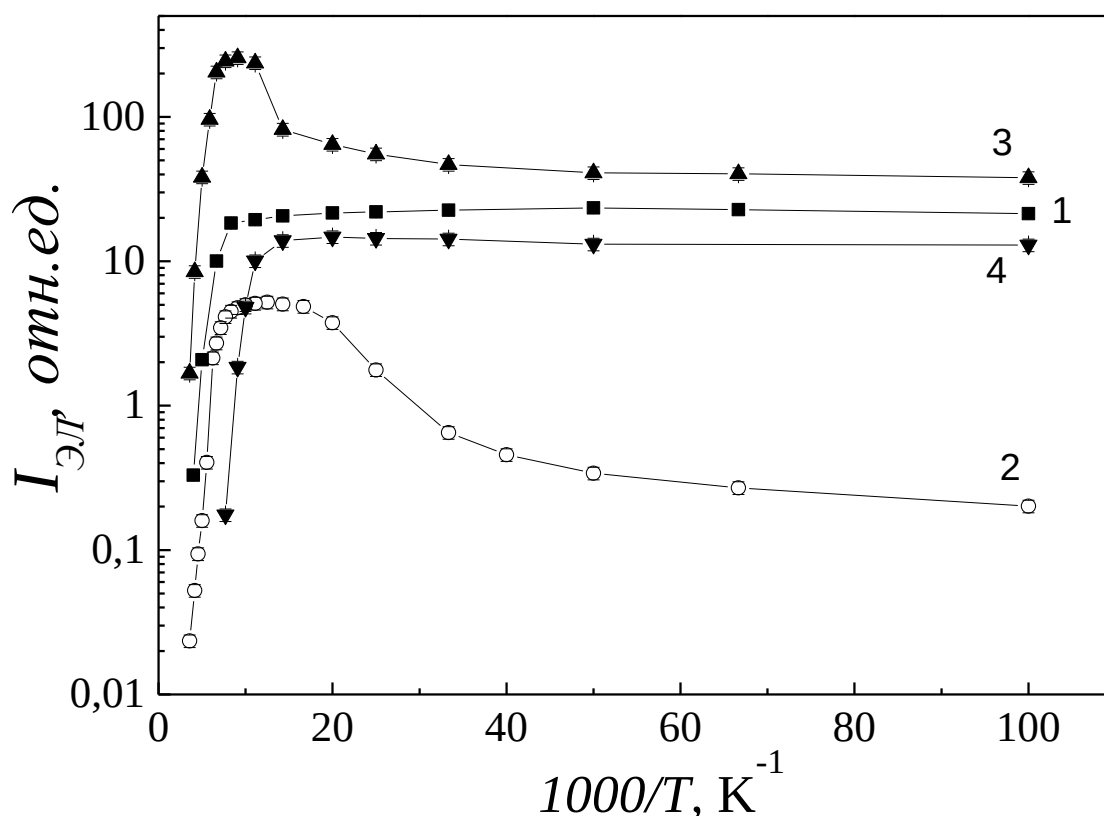


Рисунок 4.10 – Зависимость интенсивности ЭЛ от температуры, измеренная при токе диода 50 мА для структур со слоем (Ga,Mn)As (D06 – кривая 1); (In,Mn)As (E05 – кривая 2) и (Ga,Mn)Sb (F01 – кривая 3 и F08 – кривая 4). Кривые разнесены по относительной интенсивности во избежание нагромождения

В области высоких температур (> 150 K) все зависимости подобны: имеет место уменьшение интенсивности с повышением температуры, очевидно, связанное с термическим выбросом носителей из квантовой ямы [329-332]. В области низких температур (10-100 K) вид кривых значительно различается: для структур E05 и F01 с контактом (In,Mn)As/GaAs и металлический (Ga,Mn)Sb/GaAs, соответственно, зарегистрировано монотонное увеличение интенсивности ЭЛ с повышением температуры от 10 до 100 K, причём в области (80-100 K) имеет место скачок интенсивности. При температуре 100 K интенсивность ЭЛ принимает максимальное значение. Для структур D (с (Ga,Mn)As) и F08 (с полупроводниковым (Ga,Mn)Sb) скачка интенсивности ЭЛ в указанном диапазоне температур не наблюдается, незначительное увеличение интенсивности ЭЛ в диапазоне 10-100 K также зарегистрировано.

Перейдём к обсуждению полученных зависимостей с точки зрения механизма электролюминесценции. Общим экспериментальным фактом для всех исследованных структур является наличие электролюминесцентного излучения при прямом смещении диодов. В указанном режиме в область квантовой ямы InGaAs инжектируются дырки из слоя РМП и электроны из подложки *n*-GaAs. Для обсуждения целесообразно отдельно рассмотреть механизмы ЭЛ в гомоэпитаксиальной структуре (Ga,Mn)As/GaAs, в гетероструктурах с полупроводниковым характером проводимости слоя РМП, и в гетероструктурах с металлическим характером проводимости в РМП.

1) В случае структур (Ga,Mn)As/*i*-GaAs/*n*-GaAs протекание токов аналогично случаю *p-i-n* диодов, описанных в [366]. Интенсивность ЭЛ определяется соотношением токов электронов и дырок, а также положением активной области относительно границы *p* и *n* слоёв. Для слоёв РМП интенсивность электролюминесценции также зависит от расстояния между активной областью и ФМ слоем вследствие влияния дефектов, вносимых слоем РМП, на безызлучательную рекомбинацию [252]. Температурная зависимость интенсивности ЭЛ (рисунок 4.10, кривая 1) определяется термическим выбросом носителей из квантовой ямы. Рассчитанное по формуле $I_{\text{ЭЛ}} \sim \exp(E_a/kT)$ значение энергии активации ($E_a = 0,11 \pm 0,01$ эВ), что согласуется с условием $E_g - hv_{\text{QW}} < E_a < \frac{E_g - hv_{\text{QW}}}{2}$ [329-331], это является подтверждением доминирующей роли термического выброса в гашении ЭЛ. Незначительное увеличение интенсивности ЭЛ с ростом температуры в диапазоне 10-100 К может быть обусловлено изменением зонной диаграммы в результате изменения концентрации дырок в слое (Ga,Mn)As [280,361].

2) Рассмотрим механизмы ЭЛ в гетероэпитаксиальных структурах (Ga,Mn)Sb/GaAs и (In,Mn)As/GaAs. Свойства (Ga,Mn)Sb контактных слоёв в спиновых светоизлучающих диодах были изучены в [281,363]. Данные [281,363] свидетельствуют о формировании на поверхности структур кластеров, размеры которых (до 115 нм [363]) превышают номинальную толщину ферромагнитного слоя. В то же время, отсутствие электрического пробоя при токе 1 А (это

соответствует плотности тока $\approx 2 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$) может свидетельствовать об отсутствии пор на поверхности (Ga,Mn)Sb. В противном случае локальная плотность тока была бы как минимум в 2 раза выше, такое значение близко к значениям порогового тока в полупроводниковых лазерах с высоким кристаллическим совершенством [367]. Отсутствие пор подтверждается исследованиями на просвечивающем электронном микроскопе [281]. Следовательно, протекание тока в структурах (Ga,Mn)Sb/GaAs определяется зонной диаграммой и концентрацией дефектов в приконтактной области. При этом, вероятно, механизмы токопереноса различаются для структур с малым содержанием Mn, имеющих однородную поверхность (F03-F08) и для структур с $Y_{\text{Mn}} = 0,5$ (F01, F02). В [362] методом рентгеновской дифракции было показано, что в подобных структурах при содержании атомов Mn $Y_{\text{Mn}} < 0,25$ кристалличность структуры не нарушается. Можно предположить, что, несмотря на большое рассогласование решёток ($\sim 7\%$), на поверхности GaAs структур формируется эпитаксиальный слой (Ga,Mn)Sb, зонная диаграмма которого соответствует показанной на рисунке 4.11 зонной диаграмме *p*-GaSb/ *n*-GaAs. Отметим, что зонная диаграмма на рисунке 4.11 не учитывает наличие ФМ кластеров MnGa, показанное в [281] для структур с $Y_{\text{Mn}} = 0,33$. Предположительно, для $Y_{\text{Mn}} = 0,33$ металлические кластеры не вносят существенного вклада в протекание тока, это подтверждает подобие ВАХ структур с $Y_{\text{Mn}} = 0,33$ и с меньшим содержанием Mn (рисунок 4.5). В текущем рассмотрении примем, что вид зонной диаграммы, представленной на рисунке 4.11, можно считать справедливым и для структур с $Y_{\text{Mn}} = 0,33$ (F03-F05). Особенностью зонной диаграммы гетероструктуры *p*+GaSb/*n*-GaAs, является наличие потенциального барьера для обоих типов носителей заряда. Электронный и дырочный токи могут протекать в результате надбарьерной эмиссии, аналогично протеканию тока в диодах Шоттки [91]. Кроме того, при большой плотности тока возможно снижение потенциального барьера для дырок за счёт изгиба зон в приповерхностной области при протекании тока электронов (рисунок 4.11(б)) [319].

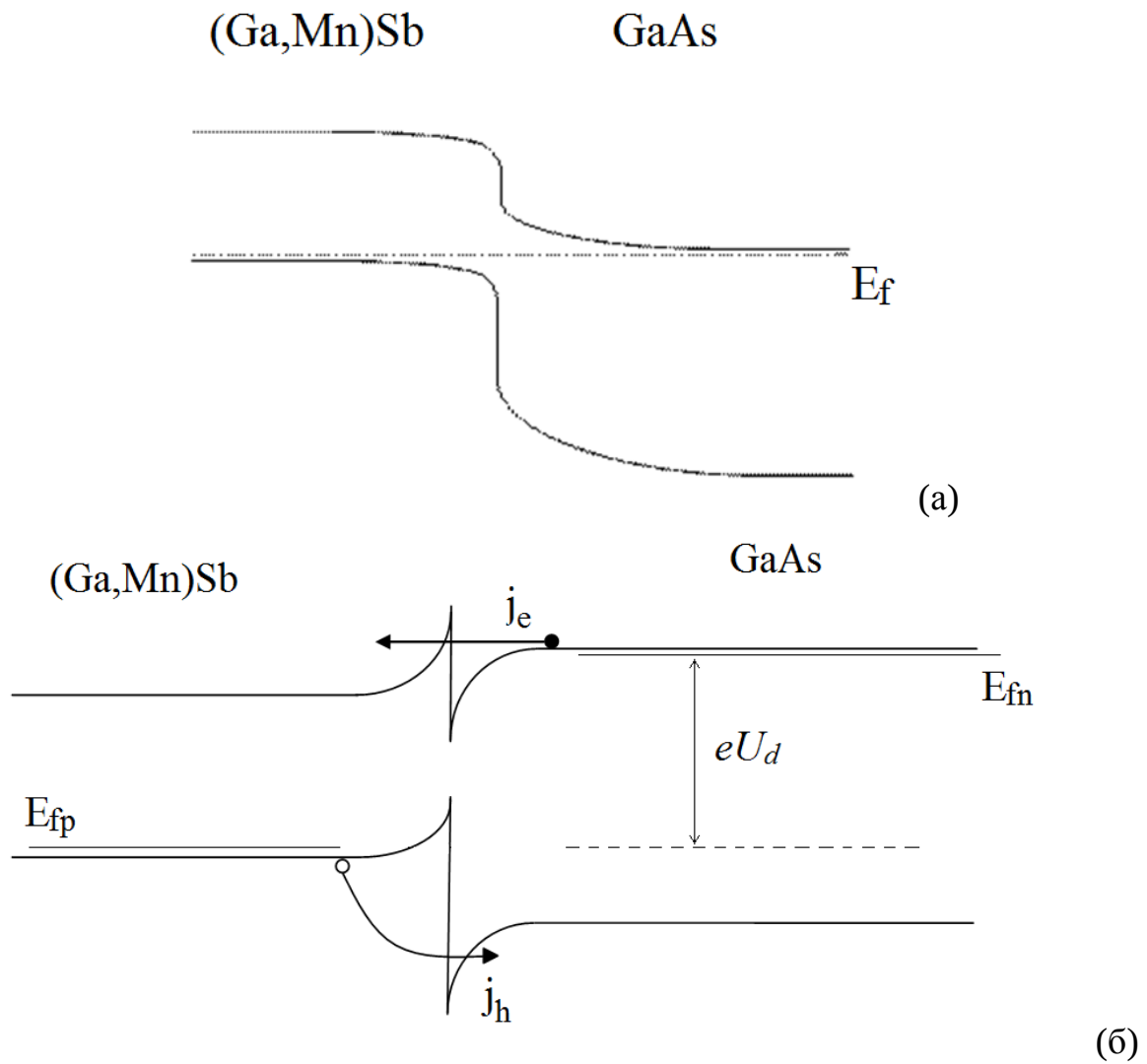


Рисунок 4.11 - Зонные диаграммы контакта p -GaSb/ n -GaAs а) без приложения смещения; б) при приложении положительного потенциала на GaSb.

Снижение высоты потенциального барьера возможно также за счёт диффузии марганца в область GaAs и формирования тонкого слоя p -GaAs. Таким образом, инжекция дырок, наблюдаемая в диодах на основе структур (F03-F08) связана с уменьшением эффективной высоты потенциального барьера (Ga,Mn)Sb/GaAs (рисунок 4.11(б)). Это объясняет полученную на рисунке 4.9 (кривая 4) нелинейную зависимость интенсивности ЭЛ от тока диода, т.к. коэффициент инжекции неосновных носителей зависит от приложенного напряжения. Слабая зависимость интенсивности ЭЛ от температуры в области низких температур (рисунок 4.10, кривая 4) согласуется с предположением об отсутствии потенциального барьера для дырок (рисунок 4.11(б)). Отметим возможность рекомбинации электронов на границе GaAs с дычками в (Ga,Mn)Sb

аналогично работам [368, 369]. В силу наличия дефектов на границе раздела и в слое (Ga,Mn)Sb (поскольку последний выращен при низкой температуре), можно сделать предположение о преимущественно безызлучательном характере рекомбинации на границе раздела. По-видимому, вероятность безызлучательной рекомбинации растет с увеличением концентрации примесных атомов Mn, а также с увеличением толщины ферромагнитного слоя – за счёт увеличения количества дефектов на границе раздела и за счёт диффузии атомов Mn из (Ga,Mn)Sb в GaAs.

3) В структурах с высоким содержанием Mn в слое (Ga,Mn)Sb эпитаксиальный рост не подтверждается. Напротив, исследования на просвечивающем электронном микроскопе, рассмотренные в рамках раздела 2.2.3, свидетельствуют о формировании многофазной системы с кластерами MnGa. Зонная диаграмма такой системы не соответствует представленной на рисунке 4.11, а построение реальной зонной диаграммы затруднительно. Исследования ВАХ свидетельствуют о том, что свойства контакта металлический (Ga,Mn)Sb/GaAs подобны свойствам диодов Шоттки (рисунок 4.7). Можно предположить, что механизмы токопереноса также подобны механизмам для диодов Шоттки, рассмотренным в главе 3. Отметим, что материал (Ga,Mn)Sb даже в металлическом состоянии имеет проводимость p -типа. Это обеспечивает эффективную инжекцию дырок в исследованных диодах, что позволяет получить наибольшую интенсивность ЭЛ (это хорошо видно из рисунка 4.9). Особенности на температурной зависимости интенсивности могут быть обусловлены переходом к полупроводниковой проводимости слоя (Ga,Mn)Sb в области низких температур (< 100 K), что подтверждается изменением вида температурной зависимости сопротивления (рисунок 4.6). При этом, вероятно, не только повышается сопротивление слоя (Ga,Mn)Sb и снижается концентрация дырок, но и меняется механизм токопереноса через границу (Ga,Mn)Sb/GaAs, снижается коэффициент инжекции неосновных носителей. Таким образом, переход к металлическому характеру проводимости позволяет объяснить резкое увеличение интенсивности ЭЛ в диапазоне температур 80-110 K (рисунок 4.10, кривая 3).

Отметим, что наличие ЭЛ излучения при температуре 10 К свидетельствует о безактивационном механизме ЭЛ даже в случае полупроводниковых свойств слоёв (Ga,Mn)Sb с $Y_{\text{Mn}} = 0,5$.

4) Отдельного рассмотрения требуют структуры (In,Mn)As/GaAs, для которых характерно большое рассогласование параметров решёток. В силу высокого рассогласования, формирование слоя (In,Mn)As на GaAs сопровождается образованием дислокаций несоответствия на гетерогранице. Диффузия атомов Mn приводит к образованию в приповерхностной области примесных дефектных центров. Построение общей модели зонной диаграммы для таких систем затруднительно и не имеет смысла, поскольку зонная структура существенно зависит от незначительного изменения ростовых параметров ФМ слоя [278,282]. В то же время, наличие ЭЛ излучения при низкой температуре (рисунок 4.10, кривая 2) также, как и в случае других контактов, свидетельствует о безактивационном механизме инжекции дырок в структурах (In,Mn)As/*n*-GaAs. Особенность (максимум при 70-120 К) на температурной зависимости интенсивности ЭЛ аналогична случаю структуры металлический (Ga,Mn)Sb/GaAs. Можно предположить, что максимум на температурной зависимости также связан с изменением характера проводимости в (In,Mn)As. Описание процессов токопереноса в системе (In,Mn)As с кластерами MnAs выполнено в [278]. Для слоёв (In,Mn)As установлено уменьшение концентрации носителей при понижении температуры [279]. В частности, значения концентрации дырок составляют $7,2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 75 К и $2,4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 10К. При уменьшении объемной концентрации дырок снижается эффективность инжекции носителей из ФМ слоя и интенсивность ЭЛ.

Исходя из полученных сведений можно заключить, что свойства контакта (In,Mn)As/GaAs близки к свойствам контакта с металлической проводимостью, при этом значительное влияние на протекание электронного и дырочного токов оказывают утечки с участием дефектных состояний на гетерогранице.

4.4.2.3 Влияние параметров ферромагнитного слоя на излучательные характеристики *p-i-n* диодов, содержащих слои $(A^3, Mn)B^5$

Как было продемонстрировано в ряде работ, введение слоя РМП в светоизлучающий диод существенным образом сказывается на излучательных характеристиках [190,206,236,252]. С точки зрения функционирования ССИД сохранение высокой интенсивности электролюминесценции – одна из важных задач, решаемых при построении приборов. В данном разделе представлены результаты исследования люминесцентных характеристик при варьировании параметров ферромагнитного слоя. Варьировались следующие параметры:

- толщина слоя $(A^3, Mn)B^5$ – в пределах 10-90 нм для различных структур;
- содержание марганца (Y_{Mn}) – в пределах 0,1-0,5 для различных структур;
- толщина спейсерного слоя, разделяющего ферромагнитный полупроводник и активную область (квантовую яму InGaAs) – 8-90 нм.

Данные о значениях варьируемых параметров приведены в Таблице 4.1. Сравнительно небольшие диапазоны варьирования и отсутствие варьирования температуры выращивания основаны на результатах более ранних работ, в которых были определены оптимальные режимы формирования слоёв с точки зрения однородности и получения требуемых магнитных свойств. На рисунке 4.12 представлены зависимости степени циркулярной поляризации от указанных выше параметров для диодов, содержащих слои (Ga,Mn)As (точки 1), (Ga,Mn)Sb (точки 2) и (In,Mn)As (точки 3). С увеличением толщины ФМ слоя выше 40 нм происходит уменьшение интенсивности электролюминесценции. Наиболее существенное изменение зарегистрировано для структур со слоем (In,Mn)As (уменьшение на 3 порядка). Для диода с (Ga,Mn)As при изменении d_{FM} с 5 до 90 нм интенсивность уменьшается примерно в 5 раз.

С увеличением содержания Mn в слое $(A^3, Mn)B^5$ (при толщине слоя равной 50 нм) зарегистрировано уменьшение интенсивности электролюминесценции.

При уменьшении толщины спейсерного слоя между $(A^3, Mn)B^5$ и активной областью также зарегистрировано монотонное уменьшение интенсивности электролюминесценции для всех исследованных структур.

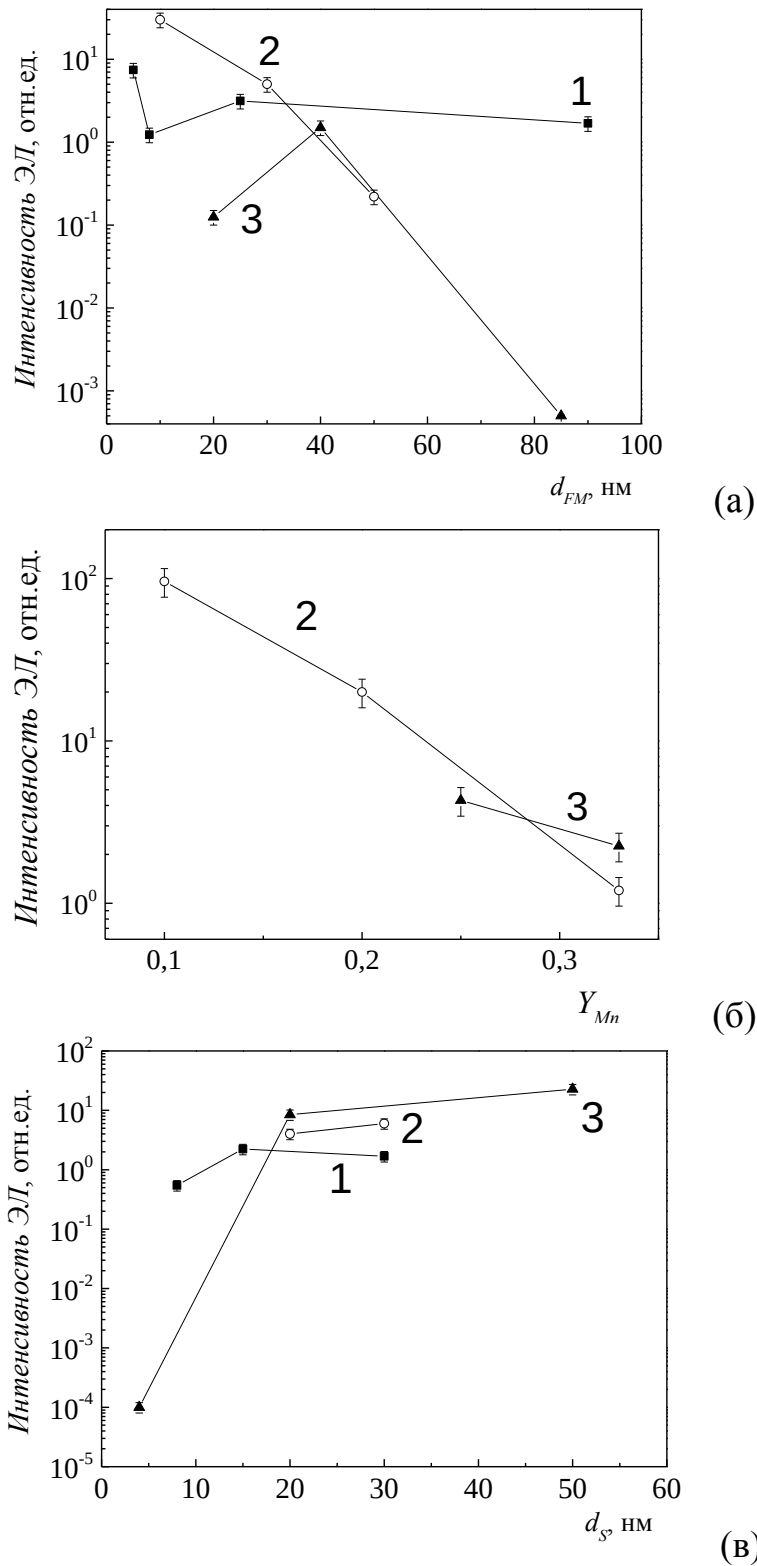


Рисунок 4.12 – Зависимости относительной интенсивности ЭЛ от параметров структур для диодов с ферромагнитным слоем (Ga,Mn)As (точки 1 – закрытые квадраты); (Ga,Mn)Sb (точки 2, открытые круги) и (In,Mn)As (точки 3, закрытые треугольники). Температура измерений составила 77 К ток диода для структур с (Ga,Mn)As составил 10 мА, для структур с (In,Mn)As – 50 мА, для структур с (Ga,Mn)Sb – 100 мА.

Отметим, что основные тенденции изменения интенсивности при варьировании параметров ФМ слоёв подобны для всех структур, в то же время

наименьшие изменения интенсивности характерны для структур с $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Полученные результаты также, как и в случае ВАХ, обусловлены закономерностями формирования гетерограницы $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5/\text{GaAs}$. Исследования, выполненные в разделе 2.2, показали, что рост слоёв сопровождается образованием на границе и в приповерхностной области полупроводника дефектов [194], а также с формированием кластеров второй фазы (рисунки 2.16, 2.17). Наиболее разупорядоченная граница характерна для слоя $(\text{In},\text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$, это обуславливает сильную зависимость люминесцентных характеристик от параметров слоёв. При приближении слоя к активной области интенсивность ЭЛ структур с контактом $(\text{In},\text{Mn})\text{As}$ уменьшается более чем на 3 порядка. Для $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ характерна наиболее совершенная граница раздела, что обуславливает значительно более слабую зависимость интенсивности от параметров структур (рисунок 4.12, точки 1).

Дефекты в объёме полупроводника связаны с диффузией атомов Mn из ферромагнитного слоя, как показали исследования распределения элементов (рисунок 2.18). Концентрация атомов в объёме полупроводника определяется уравнением диффузии и зависит от времени диффузии и начальной концентрации Mn в слое $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$. Увеличение содержания Mn повышает концентрацию примесей в объёме полупроводника, а безызлучательная рекомбинация с участием примесных центров приводит к показанному на рисунке 4.12(б) гашению ЭЛ. Увеличение толщины ФМ слоя связано с повышением времени выращивания, это также увеличивает диффузионное проникновение атомов Mn в объём полупроводника. Этим объясняется снижение интенсивности ЭЛ с повышением толщины слоя (рисунок 4.12(а)). В сильно разупорядоченных структурах (например, $(\text{In},\text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$) диффузия атомов Mn может быть ускорена, вследствие чего для структур Е характерно более сильное гашение интенсивности при повышении толщины ферромагнитного слоя (рисунок 4.12(а)).

4.4.2.4 Заключение по разделу 4.4.2

Исследования электролюминесцентных свойств структур, содержащих слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, показали, что указанные образцы могут быть использованы в качестве светоизлучающих p - i - n диодов: при прямом смещении наблюдается сравнительно интенсивное ЭЛ излучение, обусловленное излучательной рекомбинацией в активной области дырок, инжектированных из слоя $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, и электронов, инжектированных из n -GaAs подложки. Особенности зонной диаграммы исследованных слоёв обеспечивают инжекцию дырок в диапазоне температур 10–200 К (верхний предел связан с термическим выбросом носителей из КЯ, в результате которого становится невозможной регистрация ЭЛ). Интенсивность ЭЛ зависит от параметров структур: толщины слоя $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, содержания Mn, толщины спейсерного слоя. Такая зависимость связана с безызлучательной рекомбинацией носителей в активной области с участием дефектных центров, образованных в результате нанесения $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ слоя. Наиболее дефектная гетерограница получена для структур $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}$, о чём свидетельствуют результаты исследований ВАХ и ЭЛ, а также описанные в главе 2 исследования кристаллической структуры.

4.4.3. Циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с p - n переходом, содержащим слои разбавленного магнитного полупроводника

Исследования циркулярной поляризации электролюминесценции диодов на основе структур D, E и F, содержащих ферромагнитные слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, были выполнены с использованием установки, показанной на рисунке 3.3. Степень циркулярной поляризации оценивалась по формуле 3.2. Поскольку для структур с низкой интенсивностью ЭЛ характерно высокое значение погрешности $P_{\text{эл}}$, рассчитанной по формуле (3.2), были исследованы структуры, характеризующиеся наибольшей интенсивностью. Для диодов, со сравнительно низкой интенсивностью ЭЛ величина погрешности измерений не позволяет проводить достоверную оценку значения степени поляризации.

4.4.3.1 Исследование циркулярной поляризации электролюминесценции диодов (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs

Для структур с инжектором (Ga,Mn)As, характерно сравнительно высокое значение интенсивности ЭЛ. Поэтому исследования циркулярной поляризации были выполнены для всей серии D01-D06 (Таблица 4.1). Типичные спектры ЭЛ представлены на рисунке 4.8. При введении диодов в магнитное поле ЭЛ излучение становится частично циркулярно-поляризованным (т.е. интенсивность σ^+ компоненты излучения превышает интенсивность σ^- компоненты). Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации для структур, отличающихся толщиной слоя (Ga,Mn)As (D01 и D04), представлена на рисунке 4.13. Для всех структур величина $P_{\text{ЭЛ}}$ превосходит значение, полученное для контрольной структуры (рисунок 4.13, кривая 3). Для структур с толщиной (Ga,Mn)As слоя ниже 90 нм зарегистрирована зависимость, которая может быть описана линейной функцией. Зависимости для структур D02 и D03 не приведены для того, чтобы не загромождать рисунок..

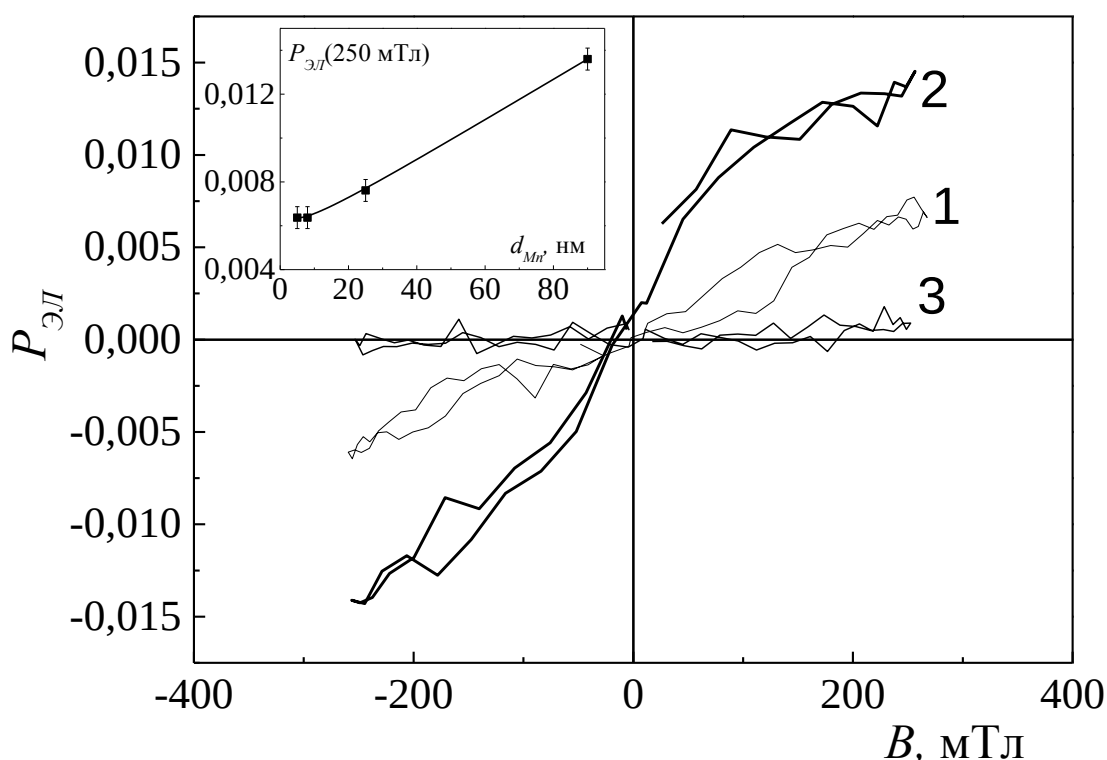


Рисунок 4.13 – Магнитополевые зависимости $P_{\text{ЭЛ}}$, измеренные при температуре 10 К и токе диода 2 мА для структур, содержащих слой (Ga,Mn)As толщиной 5 нм (кривая 1, структура D01) и 90 нм (кривая 2, структура D04), а также для контрольной структуры (кривая 3). На вставке показана зависимость степени поляризации, измеренная при температуре 10 К и магнитном поле 250 мТл от толщины контактного слоя (Ga,Mn)As.

Для структуры, содержащей слой (Ga,Mn)As толщиной 90 нм (D04), вид зависимости отличается, наблюдаются два участка: быстрого увеличения $P_{\text{ЭЛ}}$ с ростом поля от 0 до ~50 мТл и медленного изменения $P_{\text{ЭЛ}}$ в магнитном поле выше 50 мТл. Такой вид кривой (рисунок 4.13, кривая 2) характерен для магнитополевых зависимостей намагниченности слоёв (Ga,Mn)As с осью лёгкого намагничивания, лежащей, преимущественно, в плоскости слоя [199]. На вставке к рисунку 4.13 представлена сводная информация о структурах, отличающихся толщиной слоя (Ga,Mn)As. Для структур с $d_{\text{Мн}} = 5, 8$ нм значение степени поляризации совпадает в пределах погрешности измерений, для структуры с $d_{\text{Мн}} = 10$ нм значение степени поляризации несколько выше. Наибольшее значение $P_{\text{ЭЛ}}$ было зарегистрировано для структуры с толщиной слоя (Ga,Mn)As равной 90 нм ($P_{\text{ЭЛ}} = 0,0136$). Таким образом, для структур с наибольшей толщиной ФМ слоя зарегистрирована нелинейная зависимость $P_{\text{ЭЛ}}(B)$, а также максимальное из серии значение степени циркулярной поляризации ЭЛ. Для таких структур исследована зависимость $P_{\text{ЭЛ}}$ от толщины спейсерного слоя GaAs между (Ga,Mn)As и активной областью (рисунок 4.14).

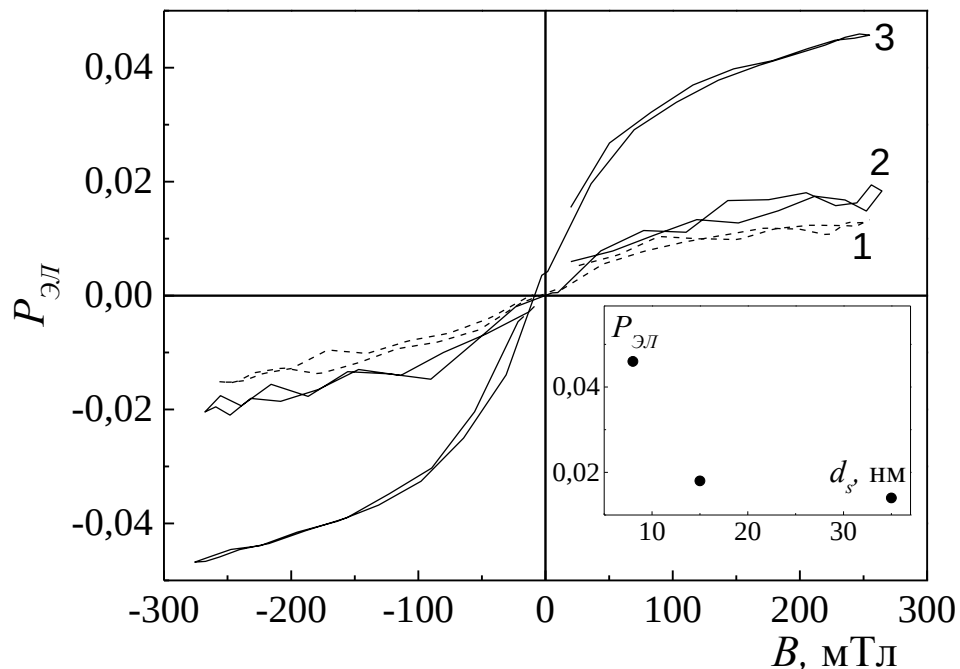
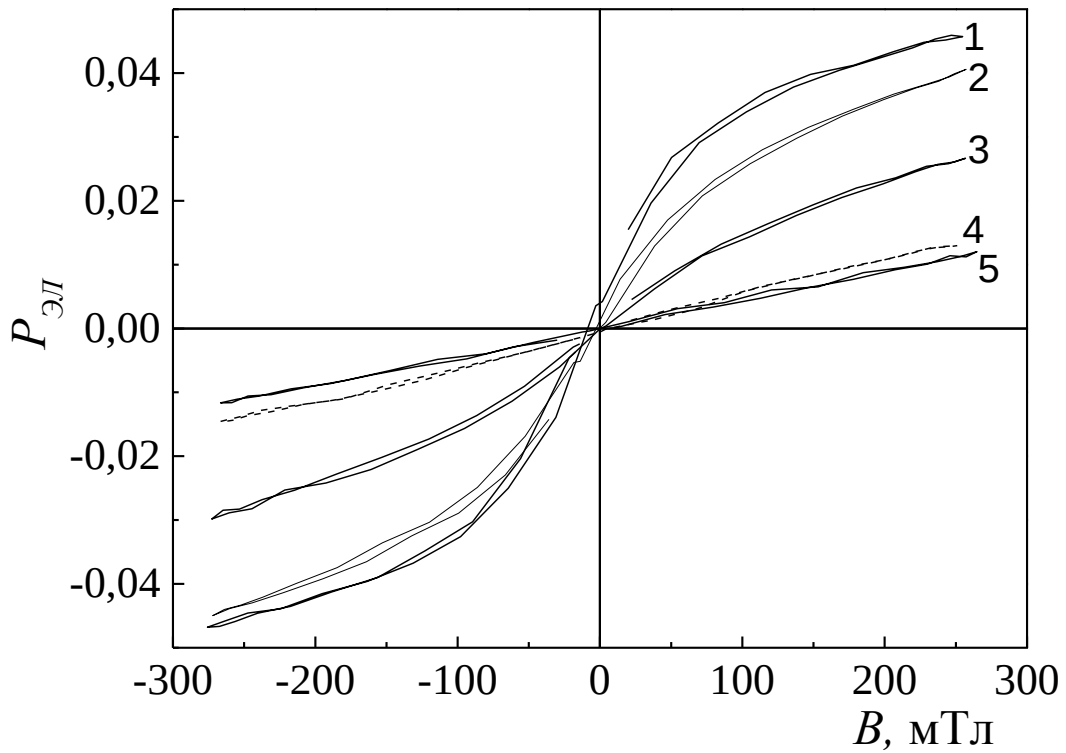


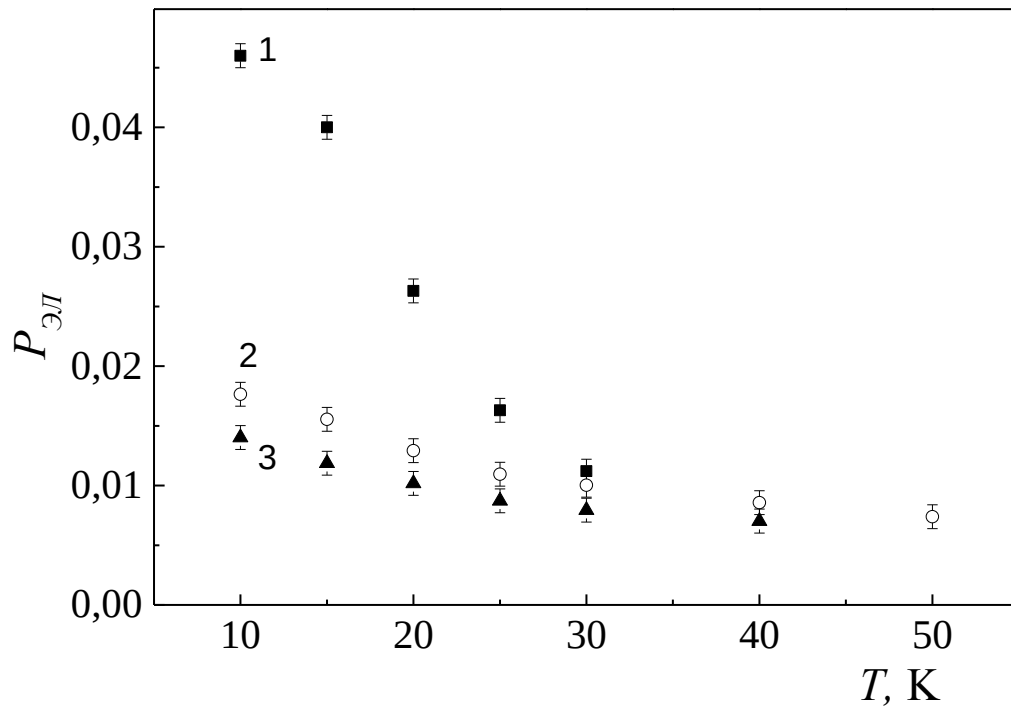
Рисунок 4.14 – Магнитополевые зависимости $P_{\text{ЭЛ}}$ для диодов с (Ga,Mn)As, различающихся толщиной спейсерного слоя: 35 нм (кривая 1 – D04), 15 нм (кривая 2 – D05), 8 нм (кривая 3 – D06), температура измерений 10 К, ток диода – 5 мА. На вставке показана зависимость $P_{\text{ЭЛ}}$ от толщины спейсерного слоя ($B = 200$ мТл).

Все зависимости $P_{\text{эл}}(B)$, измеренные при одной температуре (10 К), подобны, на них наблюдаются характерные 2 участка. Значения степени циркулярной поляризации различаются: наибольшее зарегистрировано для структуры с наименьшей толщиной спейсерного слоя равной 8 нм ($P_{\text{эл}} = 0,046$). На вставке к рисунку 4.14 показана зависимость степени поляризации от толщины спейсерного слоя, измеренная в магнитном поле, соответствующем точке перегиба зависимости $P_{\text{эл}}(B)$ (~ 50 мТл). Имеет место монотонное уменьшение степени поляризации с увеличением d_s . На рисунке 4.15(а) представлены зависимости $P_{\text{эл}}(B)$ для диода на основе структуры D05, измеренные при различных температурах в диапазоне 10-50 К. При увеличении температуры выше ~ 25 К вид зависимости $P_{\text{эл}}(B)$ меняется относительно случая $T=10$ К: участок быстрого увеличения степени поляризации пропадает, а зависимость при $T > 25$ К может быть описана линейной функцией. Аналогичные изменения зарегистрированы для диодов на основе структур D04 и D06 (не показаны). На рисунке 4.15(б) представлены температурные зависимости степени циркулярной поляризации, измеренные в магнитном поле 250 мТл для структур D04, D05 и D06, отличающихся толщиной спейсерного слоя. За исключением различия в значениях $P_{\text{эл}}$, которое рассмотрено выше, зависимости подобны: имеет место монотонное уменьшение степени поляризации с ростом температуры, причём можно выделить участок быстрого уменьшения $P_{\text{эл}}$ при увеличении температуры измерений от 10 до 30 К и участок медленного изменения $P_{\text{эл}}$ при $T > 30$ К, значения степени поляризации на этом участке для всех структур совпадают в пределах погрешности измерений.

В заключении к разделу отметим, что на p - i - n диодах с контактом (Ga,Mn)As/ i -GaAs/ n -GaAs была получена циркулярно-поляризованная электролюминесценция, причём значение степени поляризации превосходит таковое для контрольных структур. Характеристики циркулярной поляризации (степень поляризации, вид зависимости $P_{\text{эл}}$ от магнитного поля и температуры) зависят от параметров ферромагнитного слоя (толщин d_{Mn} и d_s).



(a)



(б)

Рисунок 4.15 – (а) Магнитолевые зависимости $P_{эл}$, измеренные для структуры D06 при температурах 10 К (кривая 1), 15 К (кривая 2), 20 К (кривая 3), 25 К (кривая 4) и 30 К (кривая 5) при токе диода 2 мА; (б) Температурные зависимости степени поляризации, измеренные для структур D04 (1, закрытые треугольники) при токе диода 7 мА, D05 (2, открытые круги) при токе диода 7 мА, D06 (3, закрытые квадраты) при токе диода 5 мА в магнитном поле 200 мТл.

4.4.3.2 Механизмы циркулярной поляризации электролюминесценции диодов (Ga,Mn)As/i-GaAs/n-GaAs

В соответствии с рассмотрениями, выполненными в разделах 3.4.2 и 3.5.2, циркулярная поляризация электролюминесценции может быть обусловлена Зеемановским расщеплением уровней, эффектом спиновой аккумуляции электронов и спиновой инжекцией дырок в прямосмещённом *p-i-n* диоде. Для *p-i-n* диодов на основе разбавленного магнитного полупроводника эффект спиновой аккумуляции пренебрежимо мал. Действительно, оцененное из ВАХ значение коэффициента n при низкой температуре практически во всех случаях превышает 2, что является свидетельством рекомбинационной модели токопереноса [319]. Следовательно, соотношение (3.9) можно переписать как: $P_{эл} = P_{эл}^h + P_{эл}^z$. Компоненту степени циркулярной поляризации, связанную с Зеемановским расщеплением уровней в квантовой яме, можно оценить из значения $P_{эл}$, полученного для контрольной структуры (рисунок 4.13, кривая 3), значение $P_{эл}^z$ не превышает 0,002. Таким образом, значение $P_{эл} > 0,002$ связывается с влиянием ферромагнитного слоя (Ga,Mn)As. С другой стороны, предположение о спиновой инжекции не согласуется с результатами исследований структур с различной толщиной спейсерного слоя (вставка к рисунку 4.14). В отличие от рассмотренных в главе 3 случаев контакта Au/Co/Au/GaAs (рисунок 3.31(б)) и Co/Al₂O₃/GaAs, (рисунок 3.34), зависимость не соответствует функции $P_{эл} \propto \exp\left(-\frac{d_s}{\lambda_N}\right)$, это хорошо видно при построении в полулогарифмических координатах: зависимость не может быть описана линейной функцией (рисунок 4.16). Подобное различие может быть обусловлено влиянием близкорасположенного ферромагнитного слоя на спиновую поляризацию квантовой ямы. Аналогичный эффект был рассмотрен в работах [36,227,228] для структур с ферромагнитным металлическим контактом и структур, содержащих сверхрешётки MnAs/GaAs. Из обзора, выполненного в разделе 1.2, известно, что в гетероструктурах ферромагнетик/полупроводник спиновая поляризация может возникать в приповерхностной области полупроводника за счёт взаимодействия с близкорасположенным ФМ слоем.

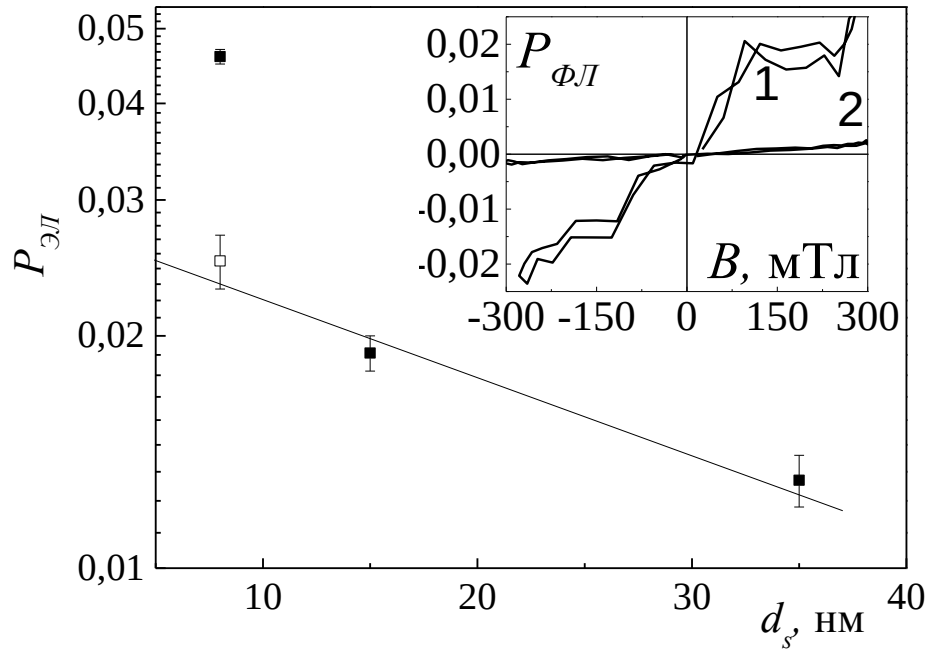


Рисунок 4.16 – Зависимость $P_{эл}$ от толщины спейсерного слоя, измеренная для структур D04-D06 с инжектором (Ga,Mn)As при температуре 10 K, в магнитном поле 200 мТл и токе диода 5 мА. Открытым квадратом отмечено значение $P_{эл}$ для структуры с $d_s=8$ нм за вычетом вклада, связанного со спиновой поляризацией носителей при обменном взаимодействии. На вставке показана зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля для структуры с $d_s=8$ нм (кривая 1) и $d_s=15$ нм (кривая 2).

Характерные масштабы взаимодействия составляют 2-3 нм по данным [227,228] и 8-12 нм по данным [69,89]. Структуры D06 ($d_s = 8$ нм) с контактом (Ga,Mn)As/GaAs вследствие диффузии атомов Mn характеризуются размытой гетерограницей, как показали исследования элементного состава. Размытость гетерограницы соответствует уменьшению эффективной толщины спейсерного слоя, оценочное значение, по данным рисунка 2.18, составляет 3-4 нм. Возможность обменного взаимодействия на таком расстоянии была показана в [36,230]. В грубом приближении поляризацию за счёт обменного взаимодействия можно учесть во втором слагаемом уравнения (3.9’):

$$P_{эл}^z = P_{QW}^z + P_{ex}^z, \quad (4.2)$$

где P_{QW}^z – циркулярная поляризация, обусловленная Зеемановским расщеплением уровней в КЯ без учёта обменного взаимодействия (она определена из контрольных измерений, и составляет 0,002), P_{ex}^z – циркулярная поляризация, связанная с обменным взаимодействием носителей в квантовой яме

со слоем (Ga,Mn)As. Предположительно, для структур с $d_s = 15$ нм значение P_{ex}^z пренебрежимо мало в силу экспоненциальной зависимости эффективности обменного взаимодействия от расстояния [36,227-230], поэтому циркулярная поляризация ЭЛ, полученная для структур с толщиной спейсерного слоя равной 30 и 15 нм (D04 и D05), обусловлена только инжекцией спин-поляризованных дырок из (Ga,Mn)As. Для оценки величины P_{ex}^z были выполнены исследования циркулярно-поляризованной фотолюминесценции структуры D06 не покрытой металлическим контактом. В режиме ФЛ значение $P_{эл}^h = 0$, следовательно степень циркулярной поляризации ФЛ определяется как $P_{фл} = P_{qw}^z + P_{ex}^z$.

На вставке к рисунку 4.16 представлена зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ структуры D06 и D04 от магнитного поля. Значение $P_{фл}$ для структуры D06 превышает полученное для контрольных структур, а для структуры D04 – совпадает с контрольным. Это согласуется с механизмом поляризации носителей, связанным с обменным взаимодействием с близкорасположенным (Ga,Mn)As, а также с предположением, что указанный механизм играет роль только в структуре с $d_s = 8$ нм. Значение $P_{эл}$ для структуры D06 за вычетом P_{ex}^z показано на зависимости $P_{эл}(d_s)$, (рисунок 4.16). При построении в полулогарифмических координатах видно, что зависимость с учётом корректировки для структуры D06 может быть описана функцией вида $P_{эл} \propto \exp\left(-\frac{d_s}{\lambda_N}\right)$. Оценки эффективности спиновой инжекции дают значение $\sim 0,025$, оценки длины спиновой диффузии дырок - ~ 60 нм при 10 К, что согласуется с данными, представленными в разделе 3.5.2.

В заключение обсудим температурные зависимости $P_{эл}$, представленные на рисунке 4.15. В соответствии с рассмотрениями, выполненными в [43], уменьшение степени циркулярной поляризации с повышением температуры измерений в p - i - n диодах с (Ga,Mn)As связано с приближением к точке Кюри разбавленного магнитного полупроводника. Это согласуется с полученным нами резким уменьшением степени поляризации с ростом температуры в диапазоне 10-

30 К и позволяет оценить значение точки Кюри исследуемых слоёв (Ga,Mn)As, как предельную температуру указанного диапазона – $T_C = 30$ К. Данное значение также согласуется с результатами магнитотранспортных исследований аналогичных слоёв [278]. Сохранение циркулярной поляризации выше точки Кюри связано с Зеемановским расщеплением, а также со спиновой инжекцией из (Ga,Mn)As, находящегося в парамагнитном состоянии. Возможность спиновой инжекции из парамагнитных слоёв была показана для системы BeMnZnSe/GaAs [82]).

Таким образом, исследования диодов (Ga,Mn)As/*i*-GaAs/*n*-GaAs показали возможность получения циркулярно-поляризованной электролюминесценции при низких температурах. Циркулярная поляризация обусловлена спиновой инжекцией дырок из ферромагнитного слоя, а также обменным взаимодействием носителей с ионами Mn (для структуры с тонким спейсерным слоем). Температурная зависимость степени циркулярной поляризации определяется ферромагнитными свойствами слоя (Ga,Mn)As, имеет место сильное уменьшение $P_{ЭЛ}$ при приближении к температуре Кюри.

4.4.3.3 Циркулярная поляризация электролюминесценции диодов (Ga,Mn)Sb/*i*-GaAs/*n*-GaAs

Для диодов (Ga,Mn)Sb/*i*-GaAs/*n*-GaAs существует ограничение на минимальную интенсивность ЭЛ, для которой возможно измерение степени циркулярной поляризации с допустимой погрешностью (раздел 4.4.2.3). Поэтому для исследований циркулярно-поляризованной люминесценции были выбраны структуры с наибольшей интенсивностью ЭЛ (при токе до 100 мА). Данные структур приведены в Таблице 4.6.

Таблица 4.6. Параметры структур для исследований циркулярной поляризации электролюминесценции.

№	подложка	d_s , нм	Y_{Mn}	Толщина (Ga,Mn)Sb, нм	Характер проводимости
F01	<i>n</i> -GaAs	10	0,5	10	Металлический
F06	<i>n</i> -GaAs	10	0,1	10	Полупроводниковый

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ диодов на основе структур F01 и F06 показаны на рисунке 4.18. Значение $P_{\text{ЭЛ}}$ в выбранном диапазоне магнитных полей превышает значение, полученное для контрольной структуры (рисунок 4.13, кривая 3). Отметим сравнительно низкое значение $P_{\text{ЭЛ}}$ структуры F01 (за вычетом $P_{\text{ЭЛ}}^z$ это значение составляет $\sim 0,002$). Для структуры F06 наибольшее значение $P_{\text{ЭЛ}}$, зарегистрированное в магнитном поле 400 мТл, составило 0,012. Зависимость $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ для обеих структур может быть в грубом приближении аппроксимирована линейной функцией.

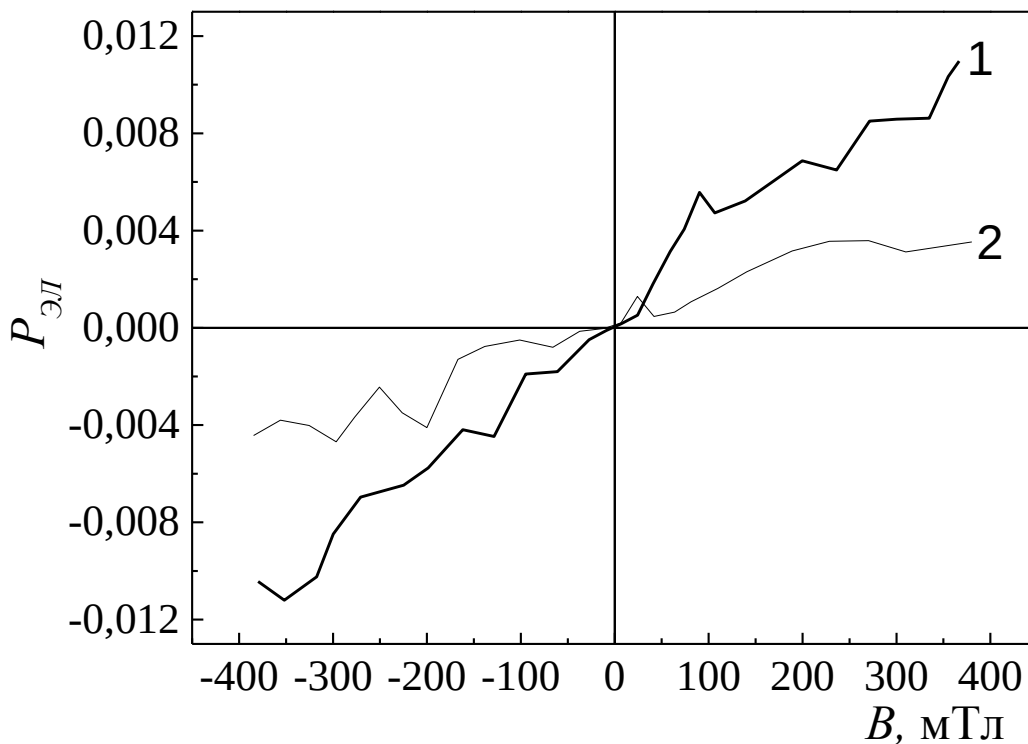


Рисунок 4.18 – Зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля для диодов на основе структур F01 (кривая 1) и F06 (кривая 2), измеренные при температуре 10 К и токе диода 30 мА.

Изменения тока диода в диапазоне 30-70 мА не привели к существенному изменению степени циркулярной поляризации (не показано, чтобы не загромождать график). Уменьшение тока ниже 30 мА приводит к снижению интенсивности ЭЛ и, соответственно, точности измерения $P_{\text{ЭЛ}}$. Увеличение тока выше порогового значения диапазона приводит к пробое диода.

Рассмотрим температурные зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ для исследованных структур. Для структуры F01 в силу низкого значения $P_{\text{ЭЛ}}$

в максимальном магнитном поле регистрация степени поляризации в области высоких температур затруднительна. Относительные изменения значения $P_{ЭЛ}$ в диапазоне температур 10-200 К не зарегистрированы. При увеличении температуры выше 200 К имеет место температурное гашение интенсивности (раздел 4.4.2). Температурная зависимость степени циркулярной поляризации, полученная для образца F06, показана на рисунке 4.19. Значение $P_{ЭЛ}$ остаётся неизменным в пределах погрешности измерений до ~ 50 К. При температуре выше 50 К степень циркулярной поляризации снижается, достигая уровня погрешности измерений при температуре 90 К. Таким образом, было установлено, что рабочая температура наблюдения циркулярно-поляризованной электролюминесценции в структуре F06 достигает ~ 70 К.

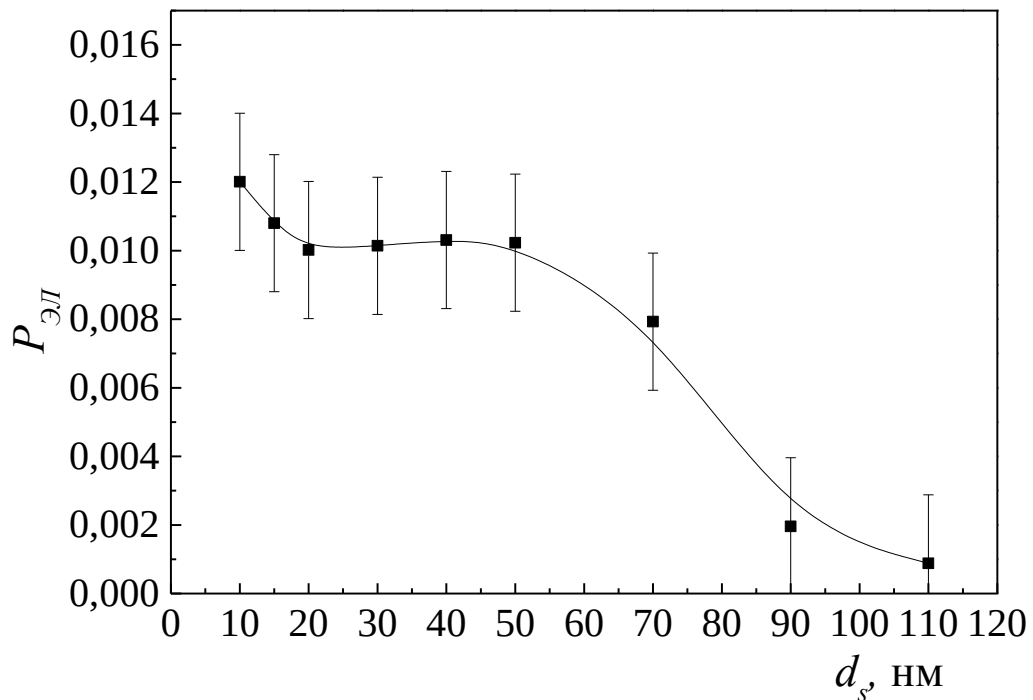


Рисунок 4.19 - Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от температуры диода на основе образца F06, измеренная в магнитном поле 400 мТл и при токе диода 50 мА.

Перейдём к обсуждению результатов исследований циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Полученные экспериментальные результаты могут свидетельствовать об инжекции спин-поляризованных дырок из ферромагнитного слоя (Ga,Mn)Sb в GaAs. Вид зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля подобен зависимостям $P_{ЭЛ}(B)$ для структур

тонким (Ga,Mn)As инжектором, для которых, предположительно, ось лёгкого намагничивания, лежит в плоскости слоёв (рисунок 4.13, кривая 1). Вероятно, механизмы генерации циркулярно-поляризованного света аналогичны механизмам в диодах с контактом (Ga,Mn)As и связаны с инжекцией спин-поляризованных дырок. Эффективность спиновой инжекции определяется свойствами границы раздела, что соответствует результатам, полученными в рамках главы 3. Для структур с контактом (Ga,Mn)Sb наиболее совершенная граница раздела характерна для образца F06, содержащего ФМ слой с наименьшей из диапазона толщиной и с наименьшим содержанием Mn. Повышение толщины (Ga,Mn)Sb либо содержания Mn приводит к внесению дефектов в область гетерограницы, что снижает эффективность спиновой инжекции и степень циркулярной поляризации, как получено для структуры F01 (рисунок 4.18, кривая 2). Снижение степени поляризации с увеличением температуры измерений может быть обусловлено уменьшением эффективности спиновой инжекции за счёт спинового рассеяния. Однако, такой вывод не согласуется с результатами исследований спиновой инжекции дырок на МТОП-структурах, для которых экспериментально обнаружена слабая зависимость $P_{ЭЛ}$ от температуры. Можно предположить, что циркулярная поляризация ЭЛ уменьшается до нуля при температурах выше температуры Кюри (Ga,Mn)Sb. В этом случае, может быть оценено значение T_C , которое в исследованных структурах составило 70 К. Полученное значение объяснимо в рамках имеющихся литературных данных, согласно которым, температура Кюри в однородно-легированных слоях (Ga,Mn)Sb составляет 25-30 К [364,365].

Таким образом, показана возможность получения циркулярно-поляризованной электролюминесценции в *p-i-n* диодах с контактом (Ga,Mn)Sb/GaAs. Магнитолевые и температурные зависимости циркулярно-поляризованной электролюминесценции определяются свойствами ферромагнитного слоя (Ga,Mn)Sb, а значение степени циркулярной поляризации – свойствами гетерограницы (Ga,Mn)Sb/GaAs. Предположительно, заданные технологические параметры структуры F06 (толщина слоя, содержание Mn)

позволяют сформировать однородный слой (Ga,Mn)Sb с наиболее качественной границей раздела. Для уменьшения диапазона магнитных полей и повышения максимального значения степени циркулярной поляризации в заданном поле (до 400 мТл) необходимо увеличение толщины ФМ слоя по аналогии со структурами с (Ga,Mn)As (рисунок 4.13, кривая 2). Для увеличения рабочей температуры диода необходимо формирование структур с повышенным содержанием Mn, о чём свидетельствуют результаты [362]. В то же время, такие технологические операции приводят к снижению однородности структур, что проявляется в увеличении спинового рассеяния дырок на гетерогранице (при повышении содержания Mn) и существенном уменьшении интенсивности ЭЛ (при повышении толщины слоя (Ga,Mn)Sb). Для улучшения характеристик структур возможно применение альтернативных конструкций спинового светоизлучающего диода, которое будет рассмотрено ниже.

4.4.3.4 Заключение по разделу 4.4.3

В рамках экспериментов, описанных в разделе 4.3, показана принципиальная возможность инжекции спин-поляризованных дырок в структурах (Ga,Mn)As/GaAs и (Ga,Mn)Sb/GaAs. Эффективность спиновой инжекции существенно зависит от кристаллического совершенства гетерограницы РМП/GaAs. Характеристики излучения (магнитополевые и температурные зависимости степени поляризации) определяются свойствами ферромагнитных слоёв. В описываемых технологических условиях формирование структур с качественной границей раздела возможно только для структур со сравнительно низким содержанием Mn и толщиной слоя равной 90 нм для (Ga,Mn)As и 10 нм для (Ga,Mn)Sb. В результате сформированные структуры характеризуются сравнительно низким значением температуры Кюри (до 70 К), а также ((Ga,Mn)Sb) отсутствием компоненты оси лёгкого намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости слоя. Это ограничивает диапазон рабочих температур и приводит к повышению диапазона рабочих магнитных полей спинового светоизлучающего диода.

4.5. Свойства спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером, содержащим слои разбавленного магнитного полупроводника

Выводы предыдущего раздела, дают основание рассмотреть другие варианты конструкции ССИД, обеспечивающие создание РМП с повышенной концентрацией Mn и толщиной слоя (для снижения диапазона магнитных полей). Перспективным вариантом представляется создание конструкции, основанной на инжекции спин-поляризованных электронов вместо спин-поляризованных дырок. Параметры спиновой релаксации электронов (время спиновой релаксации и длина спиновой диффузии) значительно лучше, чем у дырок (раздел 1.2). Также для электронов менее эффективны механизмы спиновой релаксации Эллиотта-Яфета и Бира-Аронова-Пикуса [9,20], что, потенциально, позволяет уменьшить спиновое рассеяние на гетерогранице. В диодах, содержащих слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, инжекция спин-поляризованных электронов осуществляется при обратном смещении p - n переходов $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5/n + \text{A}^3\text{B}^5$, в случае туннельно-прозрачной толщины барьера. Для создания таких условий формируются диоды Зеннера с туннельным переходом $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5/n++\text{GaAs}$ [222-225] (раздел 1.3.4). В текущем разделе указанные диоды были сформированы методом МОСГЭ (Таблица 4.2) и исследованы. Для повышения температуры Кюри слоя $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}$ сформированы структуры с содержанием Mn $Y_{\text{Mn}} = 0,5$, для поворота оси лёгкого намагничивания увеличена толщина слоя $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}$ до значения 30 нм. Ниже представлены результаты исследования диодов Зеннера с инжектором, выполненным в виде $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ и $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{Sb}$.

4.5.1. Вольтамперные характеристики спиновых светодиодов с p - n переходом, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

Исследованные структуры (рисунок 4.2) представляют собой два p - n перехода, включенных навстречу друг другу. При прямом смещении диодов, первый (от подложки) p - n -переход смещается в прямом направлении, а второй от

подложки (содержащий туннельный слой) – в обратном направлении. В результате изгиба зон в обратносмещённом p - n -переходе с сильно легированной n -областью протекает туннельный ток связанных электронов из валентной зоны РМП в зону проводимости n^{++} -GaAs. Вольтамперные характеристики диодов Зеннера с (Ga,Mn)As слоем (G02) представлены на рисунке 4.20. Для остальных структур зависимости подобны.

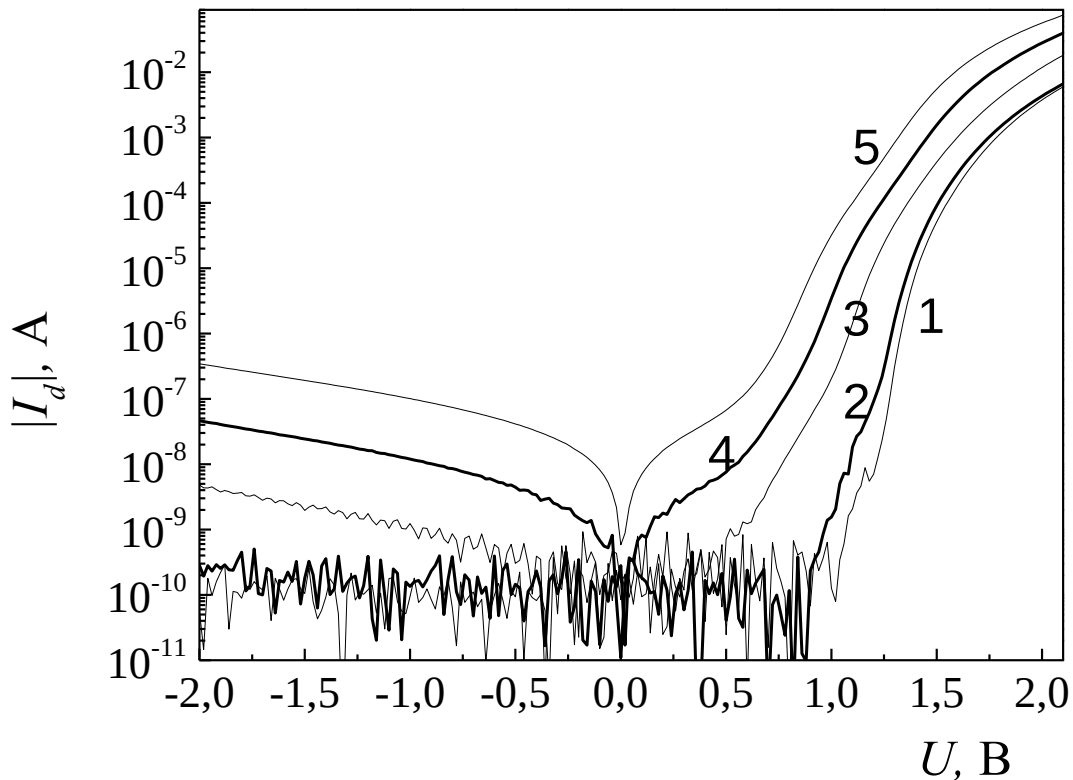


Рисунок 4.20 – Вольтамперные характеристики диода с туннельным слоем на основе структуры G02, измеренные при температурах 10 К (кривая 1), 70 К (кривая 2), 150 К (кривая 3), 200 К (кривая 4) и 250 К (кривая 5).

В режиме прямого смещения (отрицательный потенциал на (Ga,Mn)As, положительный – на p -GaAs базе) регистрируется резкое увеличение тока при напряжении выше порогового ($U^* = 0,9-2$ В). Указанное напряжение обеспечивает изгиб зон, при котором потолок валентной зоны (Ga,Mn)As совпадает по энергии с дном зоны проводимости n -GaAs, таким образом обеспечивается туннелирование электронов (рисунок 4.21). С повышением температуры измерений повышаются обратный ток диода и уменьшается величина порогового напряжения (рисунок 4.20), последнее связано с увеличением роли термического

заброса при туннелировании [319]. В Таблице 4.7 приведены параметры ВАХ для структур, отличающихся толщиной туннельного слоя $n++\text{GaAs}$.

Таблица 4.7 Рассчитанные параметры вольтамперных характеристик диодов с туннельным слоем $(\text{Ga,Mn})\text{As}/n++\text{GaAs}$

Структура	U^* (77 K), В	U^* (300 K), В	$I_{\text{обр}}$ (77 K), А*	$I_{\text{обр}}$ (300 K), А
G01	$2,1 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$	10^{-9}	2×10^{-6}
G02	$1,6 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$	3×10^{-10}	$1,6 \times 10^{-6}$
G03	$1,4 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	4×10^{-10}	2×10^{-6}
G04	$0,9 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	5×10^{-10}	$1,7 \times 10^{-6}$
G05	$0,9 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	7×10^{-10}	3×10^{-6}

* Значение обратного тока измерено при напряжении -1,5 В, разброс значений при измерении нескольких структур – 20 %

Возможные варианты зонной диаграммы структур для различных значений d_{tun} приведены на рисунке 4.21. Следует выделить случаи полного и не полного обеднения туннельного слоя (рисунок 4.21(а,в) и (б,г), соответственно), поскольку для указанных случаев несколько отличаются механизмы протекания тока. Во всех случаях отметим наличие энергетического разрыва ΔE между потолком валентной зоны $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ и дном зоны проводимости $n\text{-GaAs}$ (рисунок 4.21(а,б)). Однако, в случае сравнительно небольшого значения толщины туннельного слоя $n++\text{GaAs}$ происходит полное обеднение $n++\text{GaAs}$ при образовании зонной диаграммы (рисунок 4.21(а). В режиме прямого смещения (рисунок 4.21(в)) значение ΔE стремится к нулю, т.е. потенциальный барьер для связанных электронов валентной зоны $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ отсутствует. Для случая сравнительно большой толщины $n++\text{GaAs}$, вид зонной диаграммы усложняется, в частности, появляется дополнительный потенциальный барьер за счёт изгиба зон на границе $n++/n\text{-GaAs}$ (рисунок 4.21(б)). Это приводит к частичному сохранению потенциального барьера для валентных электронов в режиме прямого смещения (рисунок 4.21(г)). Отметим, что случай частичного обеднения туннельного слоя характерен для структур с $d_{\text{tun}} \geq 15$ нм.

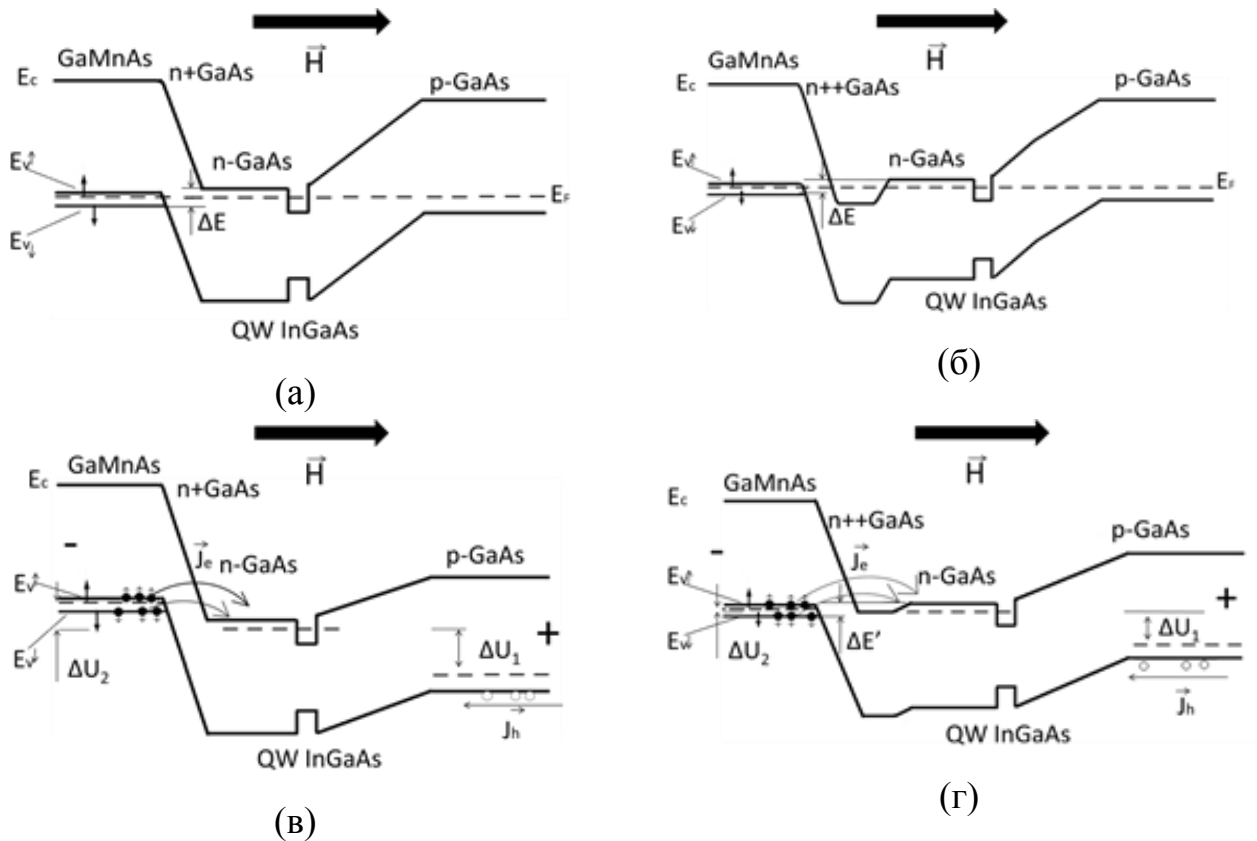


Рисунок 4.21 – Схематическое изображение зонной диаграммы туннельного диода при введении в магнитное поле и подаче нулевого (а,б) и положительного (в,г) электрического смещения: а,в) толщина промежуточного слоя меньше области обеднения; б,г) толщина туннельного слоя больше области обеднения. Стрелками обозначены токи спин-поляризованных носителей.

Неизменность значений U^* для указанных структур (Таблица 4.7) свидетельствует о том, что при $d_{\text{tun}} = 15$ нм слой туннельного барьера обеднён только частично и дальнейшее изменение его толщины не приводит к изменению изгиба зон на гетерогранице (рисунок 4.21(б)).

Вольтамперные характеристики диода на основе структуры с (Ga,Mn)Sb (Н02), измеренные при различных температурах, представлены на рисунке 4.22. Вид кривых подобен характеристикам, полученным для структур с контактом (Ga,Mn)As: в режиме обратного смещения получено сравнительно низкое значение тока диода, в режиме прямого смещения при $U > U^*$ наблюдается экспоненциальное увеличение тока с ростом U . Отметим на порядок большие тока структуры Н02 по сравнению со структурами Г. Вероятной причиной различия является меньшее значение высоты барьера (Ga,Mn)Sb/ n^+ -GaAs из-за особенностей формирования зонной диаграммы [368,369].

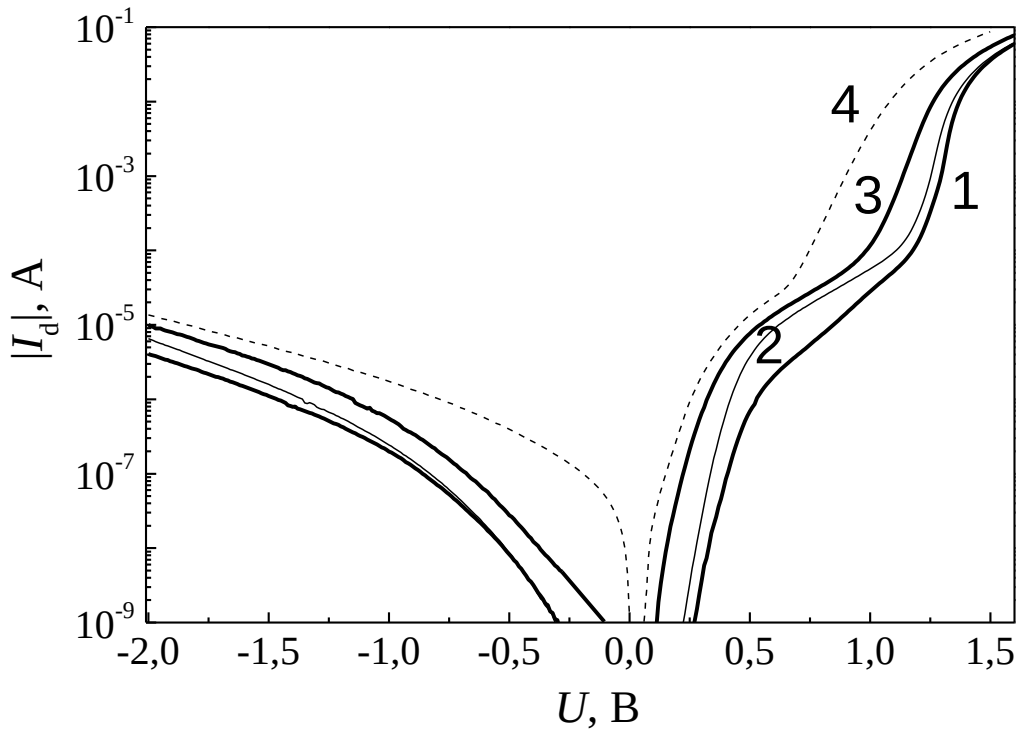


Рисунок 4.22 – Вольтамперные характеристики диода с туннельным слоем на основе структуры Н02, измеренные при температурах 10 К (кривая 1), 100 К (кривая 2), 200 К (кривая 3), 300 К (кривая 4).

Таким образом, исследования ВАХ светоизлучающих диодов серий G и H подтверждают туннельный механизм инжекции в режиме, соответствующем прямому смещению: связанные электроны из валентной зоны $(A^3, Mn)B^5$ туннелируют в зону проводимости слоя $n+GaAs$.

4.5.2. Электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером, содержащих слои разбавленного магнитного полупроводника

В режиме прямого смещения наблюдается электролюминесценция исследованных диодов, спектры ЭЛ показаны на рисунке 4.23(а). На спектрах наблюдаются пики при 1,28 эВ (структура Н02) и 1,41 эВ (структура G01), соответствующие энергии основного перехода в квантовой яме $In_xGa_{1-x}As/GaAs$. Положения пиков ЭЛ различались в зависимости от состава x КЯ и её толщины. Показанные на рисунке спектры подобны спектрам других структур, описанных ранее. Интенсивности электролюминесценции сопоставимы с интенсивностями

ЭЛ *p-i-n* диодов, рассмотренных в разделе 4.4. Дополнительный анализ интенсивностей ЭЛ был выполнен для диодов G01-G06 с инжектором (Ga,Mn)As, отличающихся толщиной туннельного слоя. Зависимость интенсивности от d_{tun} представлена на рисунке 4.23(б). При увеличении толщины туннельного слоя от 8 до 12 нм интенсивность электролюминесценции монотонно уменьшается на два порядка величины. Для $d_{\text{tun}} > 12$ нм интенсивность ЭЛ остаётся практически неизменной в пределах погрешности измерений.

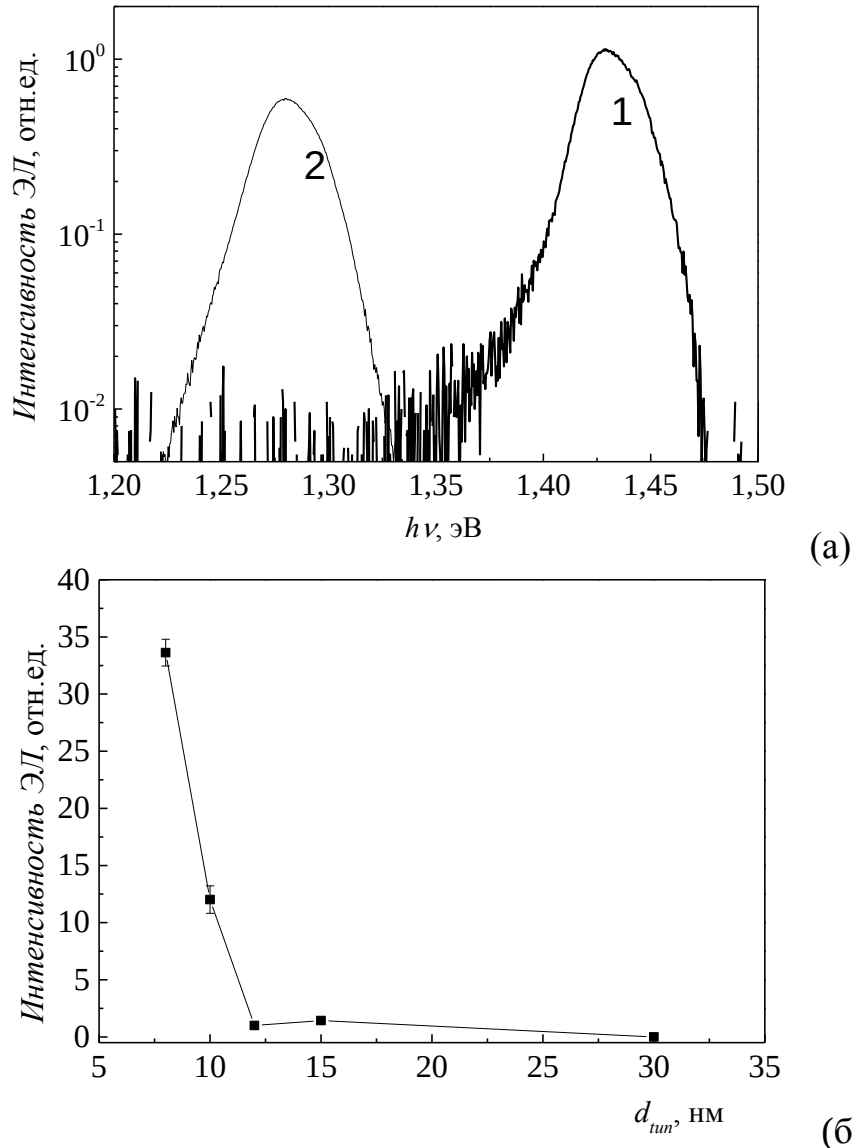


Рисунок 4.23 – (а) Спектры ЭЛ диодов на основе структур G01 (со слоем (Ga,Mn)As – кривая 1) и H02 (со слоем (Ga,Mn)Sb – кривая 2), измеренные при температуре 77 К и токе диода 5 мА; (б) Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ от толщины туннельного слоя, измеренная для структур G01-G05 при температуре 77 К и токе диода 30 мА.

Приведённая закономерность сохраняется во всём исследованном диапазоне токов диода (0,1 – 100 мА), как показано на рисунке 4.24.

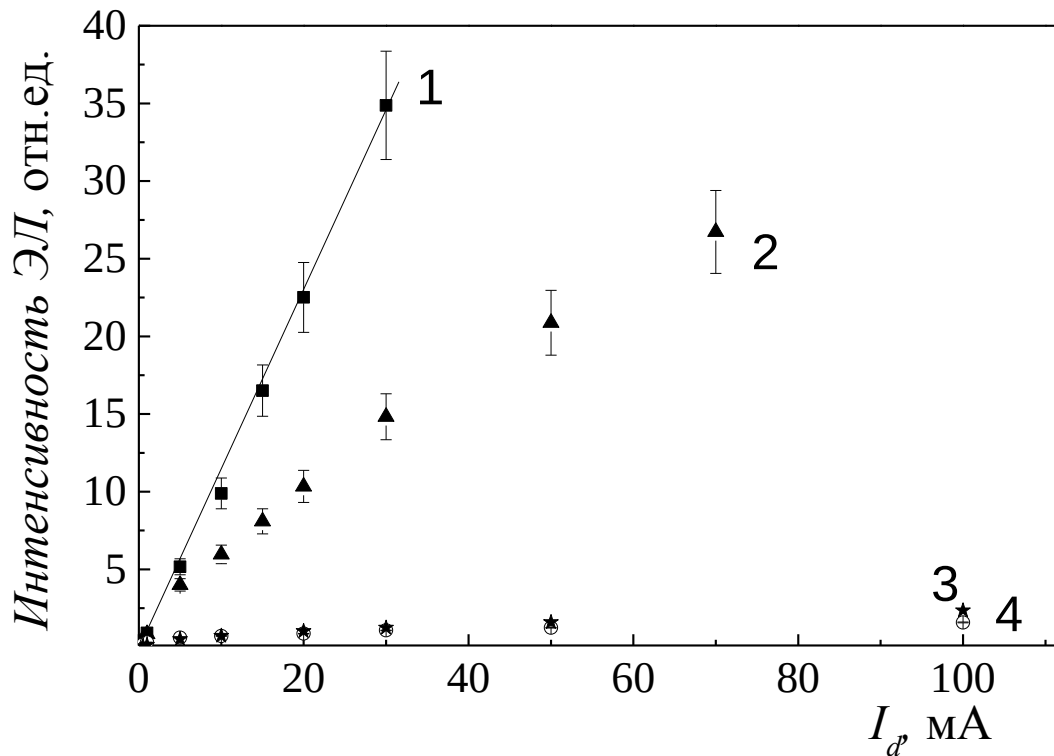


Рисунок 4.24 – Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ от тока диода, измеренная для структур G01 (1 – закрытые квадраты), G02 (2 – закрытые треугольники), G03 (3 – звёздочки), G04 (4 – открытые круги). Температура измерений – 77 К.

При повышении температуры измерений до 300 К интенсивность ЭЛ уменьшается до нуля, что связано с термическим выбросом носителей из квантовой ямы. Для предотвращения термического выброса была сформирована структура N02 с глубокой квантовой ямой.

Перейдём к обсуждению результатов исследования ЭЛ. Электролюминесцентное излучение наблюдается в результате рекомбинации электронов, инжектированных из контакта $(A^3, Mn)B^5/n++GaAs$ и дырок, инжектированных из подложки $p-GaAs$. Механизмы инжекции обсуждались в разделе 4.5.1 (рисунок 4.21). Эффективность электролюминесценции зависит от соотношения тока электронов и дырок и может быть описана коэффициентом инжекции, введённым в главе 3 (здесь это отношение тока электронов к общему току $I_{эл} \sim \gamma = \frac{j_e}{j}$). Величина тока электронов зависит от величины потенциальных барьеров на границе $(A^3, Mn)B^5/n++GaAs$. Величина потенциального барьера зависит от толщины $n++GaAs$ слоя, остающейся вне области обеднения переходом $(A^3, Mn)B^5/n-GaAs$. В случае небольшого значения $d_{tun.}$ слой $n++GaAs$

полностью обеднён, при этом изгиба зон n^{++}/n перехода не образуется (рисунок 4.21(а)). Так, для структуры G01 величина барьера ΔE , по-видимому, равна нулю, что обуславливает сравнительно высокое значение интенсивности ЭЛ при температуре 77 К. Повышение толщины туннельного слоя приводит к появлению барьера n^{++}/n перехода и, соответственно, к существенному снижению интенсивности ЭЛ для структур с $d_{\text{tun}} > 8$ нм (при этом сохраняется полное обеднение $n^{++}\text{GaAs}$). Сравнительно небольшие изменения интенсивности для структур с $12 \text{ нм} \leq d_{\text{tun}} \leq 30$ нм, вероятно, связаны с неполным обеднением туннельного слоя при формировании в структуре обоих потенциальных барьеров (p^{+}/n^{++} и n^{++}/n^{+}), поэтому дальнейшее увеличение толщины туннельного слоя приводит лишь к увеличению толщины квазинейтральной области в $n^{++}\text{GaAs}$, а механизм ЭЛ остаётся неизменным (рисунок 4.21(в)). Подобный вывод согласуется с результатами исследования ВАХ, для которых (Таблица 4.2) оценочное значение толщины d_{tun} , для которой характерно неполное обеднение туннельного слоя, составило 15 нм.

Для структур с туннельным барьером, содержащих слой $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}$, можно отметить сравнительно высокую интенсивность ЭЛ для параметров ФМ слоя с $Y_{\text{Mn}} = 0,5$ и толщиной 30 нм (рисунок 4.22, кривая 3). Это отличает полученные структуры от светоизлучающих p - i - n диодов с аналогичными параметрами слоёв $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}$, для которых получена сравнительно низкая интенсивность ЭЛ (раздел 4.4.3). Можно предположить, что высокое значение общей толщины покровного слоя в диодах с туннельным барьером уменьшает влияние приповерхностных дефектов и примесных атомов на безызлучательную рекомбинацию в КЯ. Таким образом, становится возможным получение высокой интенсивности ЭЛ в диодах, содержащих слой разбавленного магнитного полупроводника, обладающего ферромагнитными свойствами при комнатной температуре.

4.5.3. Циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером (Ga,Mn)As/ n^{++} GaAs

При введении диодов во внешнее магнитное поле, их ЭЛ излучение становится частично циркулярно-поляризованным. График магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации для образца G02 представлен на рисунке 4.25. Вид зависимости подобен для всех исследованных структур и аналогичен показанным на рисунках 4.13-4.15 зависимостям $P_{\text{эл}}(B)$ p - i - n диода со слоем (Ga,Mn)As: наблюдается участок быстрого роста степени поляризации при $B < 50$ -100 мТл и участок медленного роста $P_{\text{эл}}$ при $B > 50$ -100 мТл. Насыщение намагниченности при $B \sim 100$ мТл свидетельствует о том, что компонента оси лёгкого намагничивания лежит в направлении нормали.

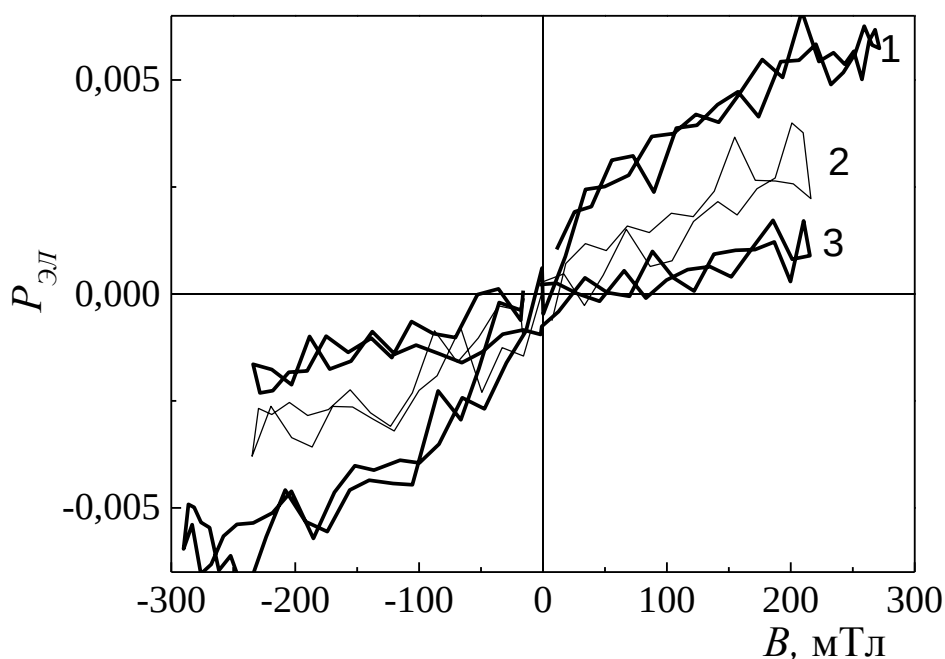


Рисунок 4.25 - Зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля, измеренные для структуры G02 при температурах 10 К (кривая 1), 20 К (кривая 2), 40 К (кривая 3) при токе диода 5 мА.

В ряде случаев возможна регистрация петли гистерезиса на зависимости $P_{\text{эл}}(B)$ [370], однако в рамках данной работы условия получения структур с гистерезисной зависимостью $P_{\text{эл}}(B)$ не найдены. По аналогии с диодами, рассмотренными в разделе 4.4, можно заключить, что циркулярная поляризация ЭЛ определяется магнитными свойствами инжектора $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$. При повышении

температуры измерений (рисунок 4.25, кривые 2, 3) значение $P_{\text{ЭЛ}}$ уменьшается, при $T > 30$ К зависимость $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ близка к линейной, что связано с достижением точки Кюри (Ga,Mn)As.

Для анализа механизмов спиновой инжекции была исследована циркулярная поляризация ЭЛ структур с различной толщиной туннельного слоя, результаты представлены на рисунке 4.26. В диапазоне $8 \text{ нм} \leq d_{\text{тун}} \leq 12 \text{ нм}$ значение $P_{\text{ЭЛ}}$ слабо зависит от толщины слоя. С увеличением толщины $d_{\text{тун}}$ выше 12 нм степень циркулярной поляризации увеличивается достигая максимума при $d_{\text{тун}}=15$ нм, при дальнейшем повышении толщины туннельного слоя степень циркулярной поляризации уменьшается.

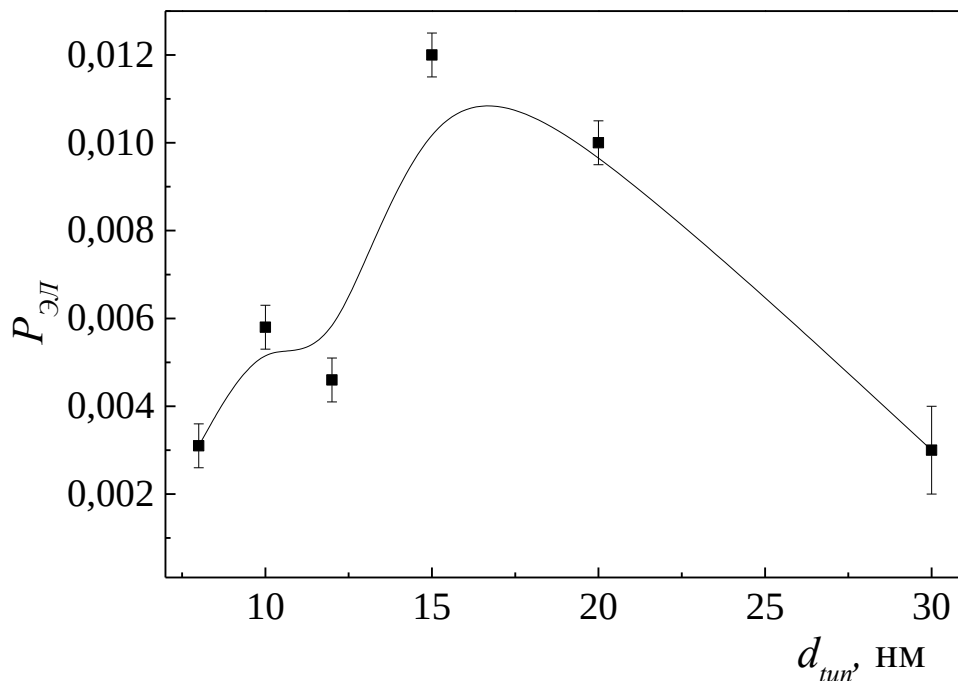


Рисунок 4.26 – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от толщины туннельного слоя, измеренная для структур G01-G04 при температуре 10 К, токе диода 10 мА в магнитном поле 250 мТл.

Перейдём к обсуждению результатов измерения циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Отметим, что сравнительно небольшие значения $P_{\text{ЭЛ}}$ характерны для структур со сравнительно высокой интенсивностью ЭЛ. В соответствии с результатами исследования электролюминесценции и ВАХ, для таких структур характерен независимый от температуры процесс инжекции спин-поляризованных электронов — прямое туннелирование из валентной зоны

(Ga,Mn)As (рисунок 4.21(a)). Эффективность спиновой инжекции определяется расщеплением зоны для носителей с разным спином в (Ga,Mn)As. Для структур с $d_{\text{tun.}} > 12$ нм значительную роль играют процессы термической активации электронов для преодоления барьера n^{++}/n перехода. Поскольку энергии связанных электронов с «основным» и «неосновным» спином в (Ga,Mn)As различаются [222], вероятности надбарьерной эмиссии электронов с «основным» и «неосновным» спином также будут различаться. Это вносит дополнительный вклад в спиновую поляризацию тока и, таким образом, приводит к повышению $P_{\text{ЭЛ}}$. Аналогичный механизм усиления степени поляризации ЭЛ был рассмотрен для структур с туннельным барьером (Ga,Mn)As/GaAs/AlGaAs [222,223]. Вклад такого механизма нивелируется при повышении температуры измерений, однако резкое уменьшение $P_{\text{ЭЛ}}$, связанное с достижением точки Кюри, не позволяет провести подобное наблюдение. Повышение толщины туннельного слоя выше 15 нм не приводит к изменению высоты барьера на границе n^{++}/n (это согласуется с данными ВАХ). Зарегистрированное в эксперименте уменьшение $P_{\text{ЭЛ}}$ при $d_{\text{tun.}} > 15$ нм связано с повышением спинового рассеяния электронов при переносе в $n^{++}\text{GaAs}$ слое увеличенной толщины. Таким образом, было установлено, что циркулярная поляризация связана со спиновой инжекцией электронов из слоя РМП, а параметры излучения определяются свойствами этого слоя. Характерным недостатком гетероструктур GaMnAs/GaAs/InGaAs является низкий диапазон рабочих температур, что обусловлено низким значением температуры Кюри (Ga,Mn)As ($\sim 30\text{K}$).

4.5.4. Циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с туннельным барьером (Ga,Mn)Sb/ $n^{++}\text{GaAs}$

Для повышения рабочей температуры диода были сформированы и исследованы структуры, содержащие слой (Ga,Mn)Sb (H01 и H02), параметры которых обеспечивают ферромагнетизм вплоть до комнатной температуры. На рисунке 4.27 представлены магнитополевые зависимости степени поляризации

для диодов на основе структур Н01 и Н02, отличающихся толщиной (Ga,Mn)Sb. Для обеих структур получена нелинейная зависимость $P_{эл}(B)$ с точкой перегиба в магнитном поле 150 – 200 мТл. Магнитополевая зависимость степени поляризации в обоих случаях описывает замкнутую петлю гистерезиса. Вид кривых, показанных на рисунке 4.27, характерен для магнитополевых зависимостей намагниченности ферромагнитных слоёв с осью лёгкого намагничивания лежащей перпендикулярно плоскости слоя [154].

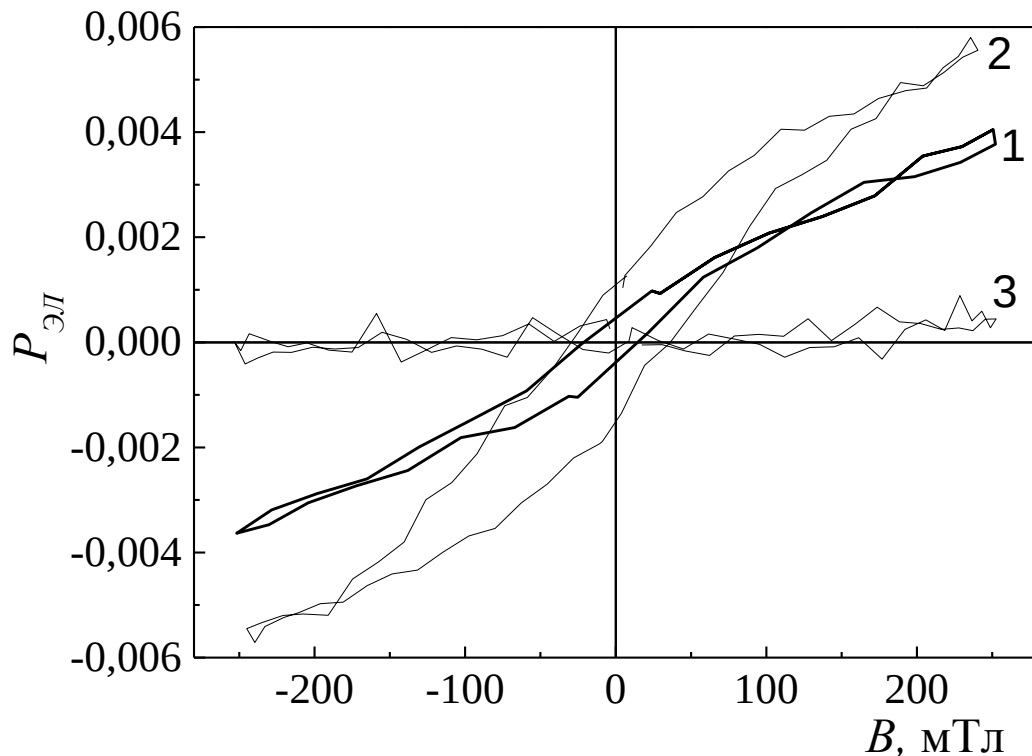


Рисунок 4.27 – Магнитополевые зависимости $P_{эл}$, измеренные для диодов на основе структур туннельным слоем и контактом (Ga,Mn)Sb, толщиной 10 нм (Н01 - кривая 1) и 30 нм (Н02 - кривая 2), измеренные при температуре 10 К, токе диода 5 мА. Кривая 3 соответствует зависимости, полученной для контрольной структуры.

Точка замыкания петли гистерезиса соответствует насыщению намагниченности [154]. Значение степени поляризации ЭЛ контрольной структуры в этом случае не превышает 0,001. Отметим различие в параметрах намагниченности для структур Н01 и Н02: величина коэрцитивного поля для структуры Н01 составляет 18 мТл, а для структуры Н02 – 37 мТл. Большее значение коэрцитивного поля для структуры Н02 мы связываем с увеличением толщины (Ga,Mn)Sb до 30 нм (для Н01 $d_{Mn} = 10$ нм). Увеличение компоненты оси

лёгкого намагничивания в направлении нормали к поверхности с увеличением толщины ФМ слоя описано в разделе 4.4.3 для структур, с (Ga,Mn)As. Глубокий ограничивающий потенциал в КЯ структуры H02 позволил зарегистрировать циркулярно-поляризованное излучение при комнатной температуре (рисунок 4.28(a)).

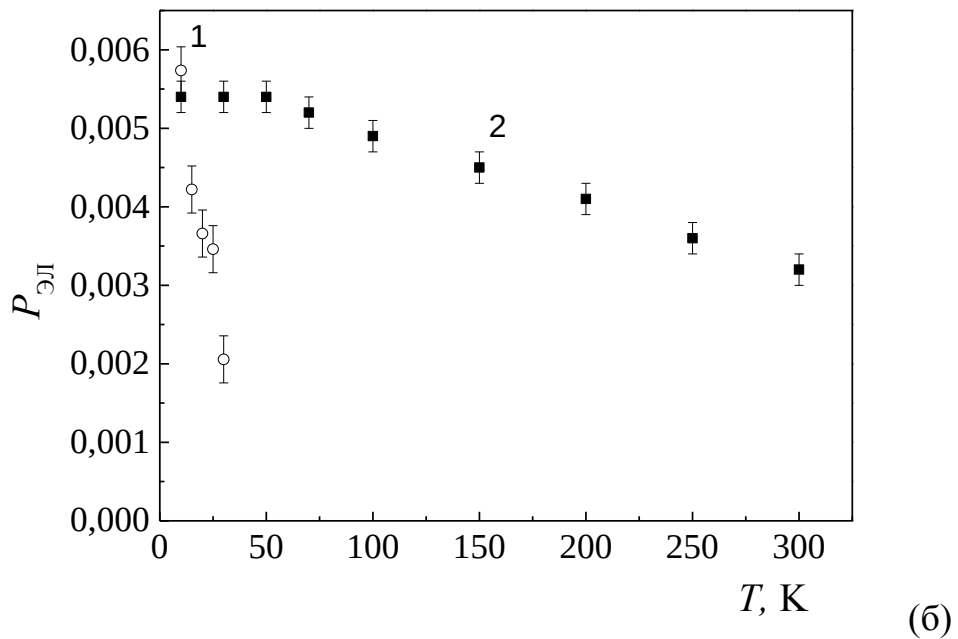
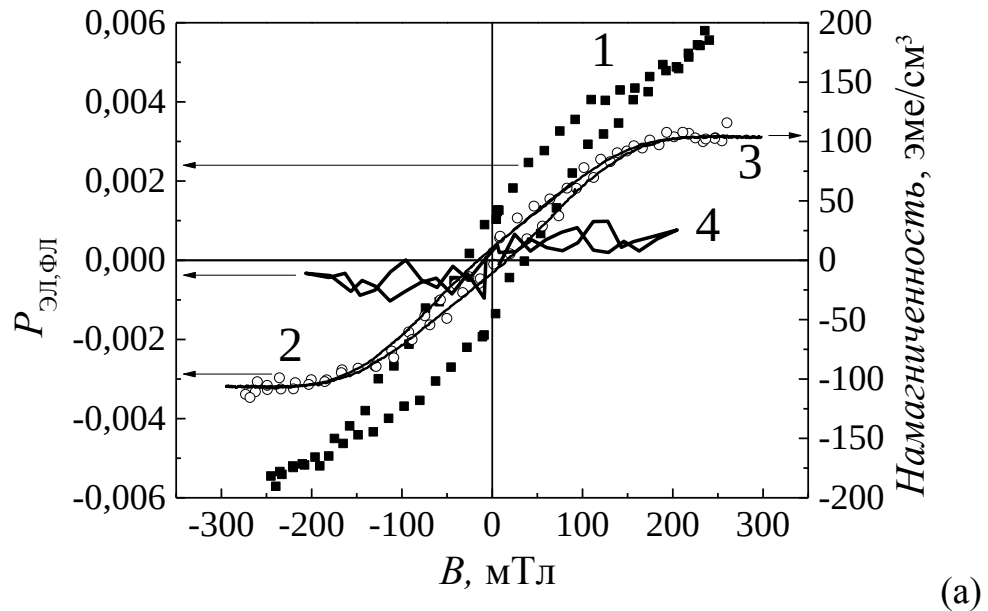


Рисунок 4.28(a) - Магнитолевые зависимости $P_{эл}$, измеренные для диода на основе структуры H01, при температуре 10 К (1 - квадраты) и 300 К (2 – открытые круги) и токе диода 5 мА. Кривая 3 соответствует магнитолевой зависимости намагниченности слоя (Ga,Mn)Sb толщиной 30 нм (структура H01); Кривая 4 – магнитолевой зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ структуры H01, измеренная при температуре 300 К; (б) - Температурные зависимости $P_{эл}$, измеренные для диода на основе структур G02 (1 открытые круги) и H02 (2 закрытые квадраты) при токе 5 мА и магнитном поле 250 мТл

Отметим, что зависимость $P_{\text{ЭЛ}}(B)$, измеренная при 300 К (рисунок 4.28(а), кривая 2, точки) подобна магнитополевой зависимости намагниченности, измеренной на магнитометре переменного градиента силы (рисунок 4.28(а), кривая 3, линия). Данный факт, наряду с низким значением степени циркулярной поляризации **фотолюминесценции** структуры Н01 (рисунок 4.28, кривая 4), является дополнительным подтверждением спиновой инжекции электронов из слоя (Ga,Mn)Sb [18]. Температурная зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ для структуры Н02 показана на рисунке 4.28(б). Для сравнения приведена зависимость $P_{\text{ЭЛ}}(T)$ для структуры G04 со слоем (Ga,Mn)As. В структурах G значение $P_{\text{ЭЛ}}$ быстро уменьшается с ростом T , что связывается с достижением температуры Кюри. Для структуры Н02 характерна более слабая температурная зависимость степени поляризации, однако с ростом температуры значение $P_{\text{ЭЛ}}$ монотонно уменьшается, достигая значения 0,003 при температуре 300 К (рисунок 4.29(б)).

Перейдём к обсуждению результатов исследования циркулярной поляризации. Полученные результаты аналогичны рассмотренным в разделе 4.4.3. Циркулярная поляризация ЭЛ обусловлена инжекцией спин-поляризованных электронов из слоя (Ga,Mn)Sb, а свойства люминесценции определяются свойствами ФМ слоя (Ga,Mn)Sb. Изменение параметров циркулярной поляризации с ростом температуры измерений (уменьшение коэрцитивного поля, магнитного поля насыщения) связаны с изменением намагниченности (Ga,Mn)Sb. Аналогичный эффект наблюдался в работе [371] для структур с MnAs кластерами в матрице GaAs, где сообщалось о 5-кратном уменьшении коэрцитивного поля и 60 % уменьшении намагниченности слоёв при повышении температуры измерений от 5 до 300 К. Подобное изменение объясняет экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе.

Также важным для подтверждения спиновой инжекции при комнатной температуре является измерение времени спиновой релаксации (τ_s) и времени жизни (τ) носителей заряда [55,94]. Согласно [55,94] степень циркулярной поляризации пропорциональна соотношению $\tau_s/(\tau_s + \tau)$. В том случае, если время

спиновой релаксации значительно меньше времени жизни, носители с высокой вероятностью теряют спиновую поляризацию до момента рекомбинации. Как правило, в структурах, подобных исследованным, величины τ_S и τ сопоставимы. Для подтверждения этого были проведены исследования оптической ориентации гетероструктуры InGaAs/GaAs [20]. Результаты представлены на рисунке 4.29.

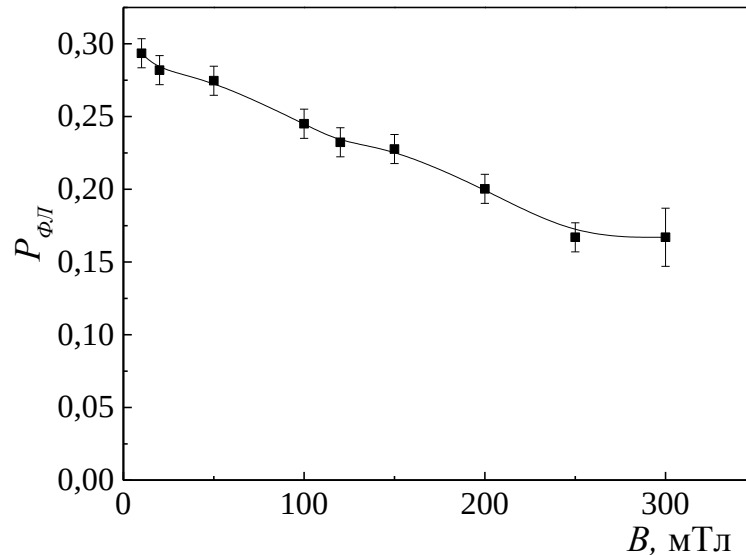


Рисунок 4.29 – Температурная зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ гетероструктуры InGaAs/GaAs, измеренная на длине волны ~ 1 мкм (соответствующей излучательным переходам в квантовой яме) при накачке циркулярно-поляризованным светом с длиной волны 800 нм. Температура измерений составила 300 К.

Согласно данным, представленным на рисунке 4.29, при накачке структуры циркулярно-поляризованным светом с энергией, близкой к ширине запрещённой зоны GaAs, значение степени поляризации фотолуминесценции квантовой ямы слабо зависит от температуры и при изменении от 10 до 300 К меняется примерно в 2 раза. Эти данные свидетельствуют о том, что значение времени спиновой релаксации сопоставимо с временем жизни носителей. Отметим, что, согласно [55,94], соотношение $\tau_S/(\tau_S + \tau)$ также меняется в 2 раза при изменении температуры от 10 до 300 К. Это согласуется с измерениями на рисунке 4.29.

В заключении отметим два основных результата исследований диодов с туннельным барьером, содержащих слой (Ga,Mn)Sb: спиновая инжекция электронов и циркулярная поляризация ЭЛ при комнатной температуре. Ранее было показано, что ферромагнетизм при 300 К в слоях (Ga,Mn)Sb, сформированных методом ИЛО в аналогичных условиях, обусловлен наличием

кластеров MnGa в матрице (Ga,Mn)Sb [281]. Системы, содержащие слои с ФМ кластерами, как правило, не рассматриваются как структуры для спиновой инжекции, однако в настоящей работе такая возможность продемонстрирована. Насколько нам известно, температура 300 К является рекордным значением для диодов, содержащих слои $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$. Также отметим наличие циркулярной поляризации в структурах с высоким содержанием Mn и сравнительно толстым слоем (Ga,Mn)Sb, чего не было зарегистрировано для *p-i-n* диодов с теми же параметрами слоя. Можно предположить, что для электронов (по сравнению с дырками) характерно большее время спиновой релаксации в структурах с неоднородной гетерограницей (Ga,Mn)Sb/GaAs.

4.6 Сопоставление результатов исследований структур, отличающихся видом ферромагнитного инжектора

Таким образом, в настоящей главе выполнено сравнительное исследование эффектов спиновой инжекции в гетероструктурах разбавленный магнитный полупроводник/неферромагнитный полупроводник с различными видами ферромагнетика: - решёточно-согласованный эпитаксиальный (Ga,Mn)As, ферромагнетик (Ga,Mn)Sb с кластерами MnGa и ферромагнетик (In,Mn)As с кластерами MnAs. Сводные результаты по наилучшим значениям степени циркулярной поляризации для различных структур представлены в Таблице 4.8.

Таблица 4.8 Наибольшие полученные значения $P_{\text{эл}}$ и диапазон рабочих температур для диодов различной конфигурации

Структура	ФМ слой	Наибольшее значение $P_{\text{эл}}$	Диапазон рабочих температур, К
<i>p-i-n</i>	(Ga,Mn)As	0,046	10-30
<i>p-i-n</i>	(Ga,Mn)As*	0,025	10-30
<i>p-i-n</i>	(In,Mn)As	0	xxx
<i>p-i-n</i>	(Ga,Mn)Sb	0,012	10-70
Туннельный диод	(Ga,Mn)As	0,012	10-30
Туннельный диод	(Ga,Mn)Sb	0,0054	10-300

*Значение степени циркулярной поляризации за вычетом вклада, связанного с эффектом обменного взаимодействия.

- 1) Отметим, что для контакта (In,Mn)As/GaAs циркулярная поляризация ЭЛ не превышала значения, полученного для контрольной структуры, что не позволяет судить о наличии спиновой инжекции в структурах с (In,Mn)As. Полученный результат согласуется с экспериментальными данными по исследованию ВАХ и ЭЛ указанных структур, которые объяснялись с точки зрения формирования дефектной границы раздела. Вероятно, дефекты, обуславливающие наличие на ВАХ токов утечки, приводят к повышению спинового рассеяния при инжекции.
- 2) Наибольшее значение $P_{ЭЛ}$, связанное со спиновой инжекцией, было получено для структуры (Ga,Mn)As/GaAs с наименьшей толщиной спейсерного слоя (оценочное значение $P_{ЭЛ}=0,025$). Указанное значение повышается за счёт аддитивного вклада эффекта обменного взаимодействия. Максимальное значение $P_{ЭЛ}$ для $p-i-n$ диода, содержащего слой (Ga,Mn)As, составило 0,046, это значение сопоставимо с данными для аналогов, сформированных методом МЛЭ, и исследованных в подобных условиях ($\sim 0,06$) [43,219].
- 3) Использование (Ga,Mn)Sb с целью повышения рабочих температур не позволило повысить степень циркулярной поляризации в использованном диапазоне магнитных полей, что связано с серьёзными ограничениями на варьирование параметров структур. Как показали исследования ВАХ и ЭЛ, наилучшая гетерограница характерна для структур с минимальным содержанием Mn и с наименьшей толщиной (Ga,Mn)Sb. Для таких структур не удаётся получить температуру Кюри ~ 300 К и обеспечить поворот оси лёгкого намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости слоя.
- 4) Использование геометрии структур с туннельным барьером (Ga,Mn)As/ n^{++} GaAs позволило получить циркулярно-поляризованную ЭЛ, которая связывается со спиновой инжекцией электронов из слоя РМП. Отметим, что в работе [223] были получены подобные значения степени поляризации в случае структур с неоптимизированными значениями толщины туннельного слоя и концентрации в нём. Можно предположить, что значения $\sim 0,005$ являются пределом для эффективности инжекции в структурах с туннельным слоем вследствие сильного рассеяния по спине носителей в сильнолегированном

$n++\text{GaAs}$. Повышение степени циркулярной поляризации, по аналогии с [223], может быть достигнуто при создании конфигурации профилей легирования структуры, обеспечивающей наличие потенциальных барьеров для электронов валентной зоны $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, что, в свою очередь, приведёт к механизму термически активированного туннелирования при протекании тока.

5) Ростовые дефекты ферромагнитного слоя $(\text{Ga,Mn})\text{Sb}$ в структурах с туннельным барьером слабо влияют на люминесцентные характеристики по сравнению со структурами на основе $p-i-n$ диодов. Данный факт позволит получить циркулярно-поляризованную электролюминесценцию при комнатной температуре. Значение степени поляризации (0,003 при 300 К и $\sim 0,006$ при 10 К) ниже, чем для аналога на основе $p-i-n$ диода, что, вероятно, связано с необходимостью создания оптимальной конфигурации легированных слоёв.

4.7 Выводы по главе 4

1) Комбинированный ростовой метод, объединяющий МОС-гидридную эпитаксию с импульсным лазерным осаждением в одном реакторе, позволяет формировать спиновые светоизлучающие диодные структуры на основе квантовых ям InGaAs/GaAs и слоёв разбавленного магнитного полупроводника $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ ($\text{A}=\text{Ga, In}$; $\text{B}=\text{As, Sb}$).

2) Слои разбавленного магнитного полупроводника играют роль областей p -типа проводимости в светоизлучающих $p-i-n$ диодах и диодах с туннельным барьером. Механизм ЭЛ зависит от вида зонной диаграммы $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5/\text{GaAs}$, причём может быть реализовано несколько случаев: прямая инжекция дырок, инжекция со вкладом термического заброса. Для диодов с туннельным барьером показано туннелирование связанных валентных электронов из слоя $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ в зону проводимости GaAs , также, в зависимости от уровня легирования и толщины туннельного слоя, возможно термически активированное туннелирование.

3) Излучательные характеристики существенно зависят от степени разупорядочения, вносимого в полупроводник слоем РМП: диффузии атомов Mn ,

и образования полуметаллических кластеров MnAs и GaMn на гетерогранице. Гашение ЭЛ уменьшается при удалении активной области от слоя РМП. Показано значительное уменьшение влияния слоя РМП на люминесцентные свойства в структурах с туннельным барьером, что, предположительно, обусловлено как большим удалением активной области от ФМ слоя, так и со сравнительно слабым влиянием дефектов гетерограницы на ток спин-поляризованных электронов.

4) В магнитном поле излучение исследованных структур становится циркулярно-поляризованным. Циркулярная поляризация связана со спиновой инжекцией из слоя РМП: в режиме *p-i-n* диода инжектируются спин-поляризованные дырки, в режиме диода с туннельным барьером – электроны. Степень циркулярной поляризации и эффективность спиновой инжекции зависят от свойств границы раздела слоя РМП и GaAs. В случае сравнительно упорядоченной границы (Ga,Mn)As/GaAs значение $P_{ЭЛ}$ близко к аналогам, полученным методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В разупорядоченных структурах, содержащих кластеры MnAs или MnGa на гетерогранице ((In,Mn)As/GaAs или (Ga,Mn)Sb/GaAs), эффективность спиновой инжекции и степень циркулярной поляризации существенно ниже, и снижаются до нуля при увеличении степени разупорядочения (концентрации дефектов на гетерогранице);

5) В случае приближения ФМ слоя к активной области значение $P_{ЭЛ}$ повышается, что связано с уменьшением спинового рассеяния носителей при переносе к активной области. Кроме того, показана возможность существенного повышения $P_{ЭЛ}$ за счёт аддитивного вклада эффекта спиновой поляризации носителей в результате взаимодействия с ФМ слоем и эффекта спиновой инжекции;

6) Зарегистрировано циркулярно-поляризованное ЭЛ излучение при комнатной температуре для диодов с туннельным барьером и контактом (Ga,Mn)Sb/ n^{++} GaAs/InGaAs. Циркулярная поляризация связана со спиновой инжекцией электронов из слоя (Ga,Mn)Sb, для которого подтверждено наличие ферромагнитных свойств при комнатной температуре. При этом дефекты на границе (Ga,Mn)Sb/ n^{++} GaAs обуславливают сравнительно низкое значение степени циркулярной поляризации ($\sim 0,003$ при насыщении ФМ слоя).

Глава 5. Спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих δ -Mn-слой в матрице GaAs

Гетероструктуры, содержащие дельта-легированный слой Mn, представляют класс структур, в которых равновесная или квазиравновесная спиновая поляризация носителей создаётся вне ФМ слоя за счёт обменного взаимодействия. Указанный эффект наблюдался для ряда структур: в области гетерограницы Ni/Si [64,227,228], в гетероструктурах GaAs/AlGaAs/MnAs/GaAs [36], а также в структурах с дельта-слоем Mn и квантовой ямой InGaAs/GaAs [372] (позднее подобные результаты были получены на структурах с одиночным дельта-слоем Mn в матрице GaAs [373]). В настоящей работе исследованный ранее эффект использован для создания спиновой поляризации носителей в активной области ССИД. С этой целью была сформирована серия светоизлучающих структур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn, расположенным на удалении 1,5-10 нм от КЯ. В работе проведено варьирование технологических параметров и выполнены исследования циркулярно-поляризованной фото- и электролюминесценции в зависимости от этих параметров в диапазоне температур 10-100 К. На основе полученных результатов обсуждаются модели спиновой поляризации носителей в активной области ССИД, кроме того, исследования магнитолевых и температурных зависимостей степени поляризации позволяют судить о механизмах ферромагнитного упорядочения в дельта-легированных слоях.

5.1. Схема структур для исследований

Структуры для исследований представляют собой диоды Шоттки Au/*n*-GaAs, модифицированные акцепторным дельта-легированием приповерхностной области. Все структуры были сформированы на подложках *n*-GaAs и представляли собой следующую последовательность эпитаксиальных слоёв: *n*-

GaAs буферный слой, InGaAs квантовая яма, толщиной 10 нм; 1,5-12 нм GaAs спейсерный слой, дельта-слой Mn, покровный слой GaAs толщиной 12-40 нм. Схема образцов для исследований электролюминесценции представлена на рисунке 5.1. Описание технологии формирования и основных варьируемых параметров структур для исследования выполнено в разделе 2.1.2.

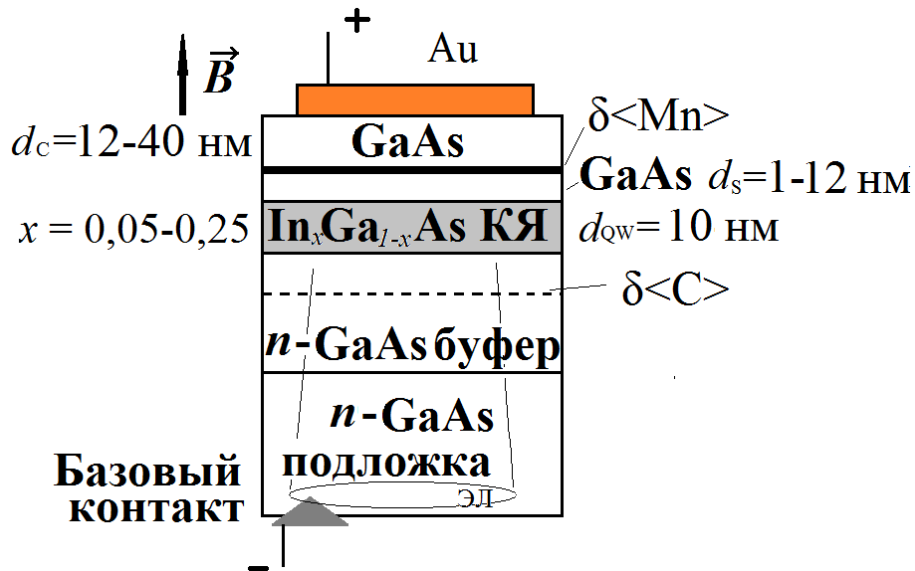


Рисунок 5.1 – Схема исследованных спиновых светоизлучающих диодов с дельта-легированным слоем Mn в режиме ЭЛ.

В Таблице 5.1 представлены значения основных варьируемых параметров сформированных структур.

Таблица 5.1 Варьируемые параметры диодов на основе структур с InGaAs квантовой ямой и дельта-слоем Mn

№	подложка	$p(\delta\langle C \rangle)$, см ⁻²	$d_{\langle C \rangle}$, нм	x	d_s , нм	$Q_{Mn,MC}$	d_c , нм	Материал ПС
M0	n -GaAs, i -GaAs	0	xxx	0,12-0,25	xxx	0	40	МОС*
M0C	n -GaAs	$2,5 \times 10^{12}$	20	0,16	xxx	0	40	МОС*
M1	n -GaAs	0	xxx	0,16	2	0,18	12	i -GaAs
M2	n -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,18	12	i -GaAs
M3	n -GaAs	0	xxx	0,16	6	0,18	12	i -GaAs
M4	n -GaAs	0	xxx	0,16	8	0,18	12	i -GaAs
M5	n -GaAs	0	xxx	0,16	2	0,18	40	i -GaAs
M6	n -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,18	40	i -GaAs
M7	n -GaAs	0	xxx	0,16	6	0,18	40	i -GaAs
M8	n -GaAs	0	xxx	0,16	8	0,18	40	i -GaAs

M9	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,05	12	<i>i</i> -GaAs
M10	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,06	12	<i>i</i> -GaAs
M11	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,18	12	<i>i</i> -GaAs
M12	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,22	12	<i>i</i> -GaAs
M13	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	$2,5 \times 10^{12}$	20	0,16	4	0,18	12	<i>i</i> -GaAs
M14	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,16	4	0,18	12	<i>i</i> -GaAs
M15	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,3	12	<i>i</i> -GaAs
M16	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,15	12	<i>p</i> - GaAs:Zn
M17	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,1	12	<i>p</i> - GaAs:Zn
M18**	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,22	12	<i>p</i> - GaAs:Zn
M19**	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,22	12	<i>i</i> -GaAs
M20**	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,22	12	<i>i</i> -GaAs
M21	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,12	10	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M22	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,12	5	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M23	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,12	1,5	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M24	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,12	15	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M25	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	5	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M26	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,25	5	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M27	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M28	<i>n</i> -GaAs	$2,5 \times 10^{12}$	20	0,16	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M29	<i>n</i> -GaAs	5×10^{12}	20	0,16	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M30	<i>n</i> -GaAs	1×10^{13}	20	0,16	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M31	<i>i</i> -GaAs, <i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	3	0,16	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M32	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,25	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M33	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,12	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M34	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,18	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M35	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M36	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,26	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M37	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,1	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M38	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,22	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M39	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,18	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs

M40	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,18	12	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M41	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,18	8	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M42	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,18	2	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M43	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M44	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,16	8	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M45	<i>i</i> -GaAs	0	xxx	0,16	1,5	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M46	<i>i</i> -GaAs	0	xxx	0,16	2,5	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M47	<i>i</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M48	<i>i</i> -GaAs	0	xxx	0,16	8	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M49	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,14	4	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M50	<i>i</i> -GaAs	0	xxx	0,16	4	0,1	12	<i>i</i> -GaAs
M51	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,18	2	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M52	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,18	4	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M53	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,18	8	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M54	<i>n</i> -GaAs	1×10^{12}	20	0,18	12	0,1	40	<i>i</i> -GaAs
M55**	<i>n</i> -GaAs	0	xxx	0,14	5	0,3	40	<i>i</i> -GaAs
M56	<i>i</i> -GaAs	0	xxx	0,26	4	0,1	12	<i>i</i> -GaAs

$p(\delta<C>)$ - концентрация углерода в дельта-слое углерода, сформированном перед формированием КЯ (в случае $p(\delta<C>)=0$ углерод не вводился; $d_{<C>}$ - расстояние от дельта-слоя углерода до КЯ; x – содержание In в КЯ; d_s – толщина спейсерного слоя между КЯ и $\delta<Mn>$; Q_{Mn} – содержание Mn в δ -слое; d_C – толщина покровного слоя GaAs.

* - в контрольном образце покровный слой сформирован выращиванием из МОС.

** температура роста покровного слоя в образцах M18, M19 составила 380 °C, для образца M20 – 360 °C, для образца M55 – 450 °C.

Как было показано ранее, дельта-легирование марганцем придаёт системе ферромагнитные свойства [372,373]. Введение дельта-слоя углерода, также, как и формирование покровного слоя, легированного цинком, позволяет повысить концентрацию дырок, что, согласно [189,196], увеличивает температуру Кюри разбавленного магнитного полупроводника. Варьирование толщины спейсерного слоя позволяет изменять эффективность взаимодействия носителей в активной области с ионами Mn и, таким образом, варьировать степень спиновой поляризации носителей в КЯ и циркулярной поляризации люминесценции. Варьирование толщины покровного слоя осуществлялось с целью изменения времени осаждения, что позволяет варьировать диффузионные профили концентрации Mn в GaAs. В качестве контрольных образцов использовались диоды Шоттки Au/*n*-GaAs/InGaAs, а также диоды, аналогичные исследованным, но содержащие дельта-слой углерода вместо $\delta<Mn>$. В обоих случаях покровный

слой GaAs формировался методом МОС-гидридной эпитаксии при повышенной температуре.

5.2. Используемые экспериментальные методики

Основные методики исследований были описаны ранее в разделе 3.2 и 4.2. Для исследования магнитных свойств при низких температурах, а также для анализа температурной зависимости намагниченности выполнялись измерения аномального эффекта Холла (АЭХ), описанные в разделе 4.2. Исследования выполнялись на структурах, аналогичных структурам ССИД, но сформированных на подложке *i*-GaAs, и содержащих нелегированный буферный слой GaAs. Электрические свойства сформированных диодов исследованы путём измерения вольтамперных характеристик в диапазоне температур 10-300 К. Методика исследования ВАХ описана в разделе 3.2.2. Для анализа ВАХ были выполнены расчёты зонной диаграммы и распределения носителей заряда в модельных одномерных структурах аналогичных сформированным в настоящей работе диодам. Расчёт выполнялись помощью программы 1D Poisson/Schrödinger [328] для температур 10 К и 77 К.

Исследования спектров фотолюминесценции полупроводниковых структур до нанесения металлических контактов выполнялись при температурах 77 и 300 К на установке НИФТИ ННГУ, показанной на рисунке 2.6. Методика измерений описана в разделе 2.1.1.5. Исследования электролюминесценции диодов производились в диапазоне температур 10-300 К в криостате замкнутого цикла либо при температуре 77 К при помещении образцов в жидкий азот. Схема включения исследованных диодов представлена на рисунке 5.1. Исследования циркулярно-поляризованной фото- и электролюминесценции выполнялись с применением универсальной спектральной установки НИФТИ ННГУ. Использовалась стандартная схема измерений [9,317], представленная на рисунке 3.3. Для расчёта степени циркулярной поляризации ЭЛ и ФЛ использовалась формула (3.2).

Магнитополевые зависимости циркулярно-поляризованной фото- и электролюминесценции части структур были исследованы в лаборатории Оптических свойств твёрдых тел Института Физики Глеб Ватагин при Университете г. Кампинас (UNICAMP), Кампинас, Бразилия. Схема установки для исследований представлена на рисунке 5.2. Схема эксперимента подобна схеме, использованной при измерениях в сильном магнитном поле в ИФТТ РАН (рисунок 3.4). Использовался Не проточный криостат, диапазон температур составил 5-300 К. Источником магнитного поля служил сверхпроводящий соленоид, величина магнитного поля (в диапазоне ± 5 Тл) задавалась с помощью персонального компьютера (8), данные о магнитном поле в области образца измерялись встроенным датчиком и также передавались на компьютер (8). Отличием измерительной схемы являлось отсутствие собирающей линзы (2), а также расположение линзы (3), четвертьволновой пластинки (6) и поляризатора (7) непосредственно перед окном криостата, до поворачивающего зеркала (4). После отражения от зеркала (4) излучение фокусировалось линзой (9) на вход оптоволокна и передавалось на вход монохроматора (10) с ПЗС-детектором (11). Степень циркулярной поляризации рассчитывалась по стандартной методике, описанной в разделе 3.2.3. Для измерений фотолуминесценции использовалось излучение He-Ne лазера (21), которое заводилось на образец посредством интерференционного зеркала (5). Интерференционное зеркало характеризуется близким к 100 % коэффициентом отражения для излучения на длине волны He-Ne лазера (632,8 нм) и близким к 100 % коэффициентом пропускания для излучения квантовой ямы (900 нм). Это обеспечивает фокусировку лазера на образец и пропускание ФЛ излучения на схему детектирования. Для исследований электролюминесценции на образец подавался ток от источника (21i). Поскольку анализатор циркулярной поляризации расположен перед зеркалом (4), поляризация зеркала не влияет на анализ циркулярной поляризации ФЛ. Циркулярной поляризацией ФЛ вследствие поляризации возбуждающего излучения, прошедшего через четвертьволновую пластинку, пренебрегаем в силу её малости [40].

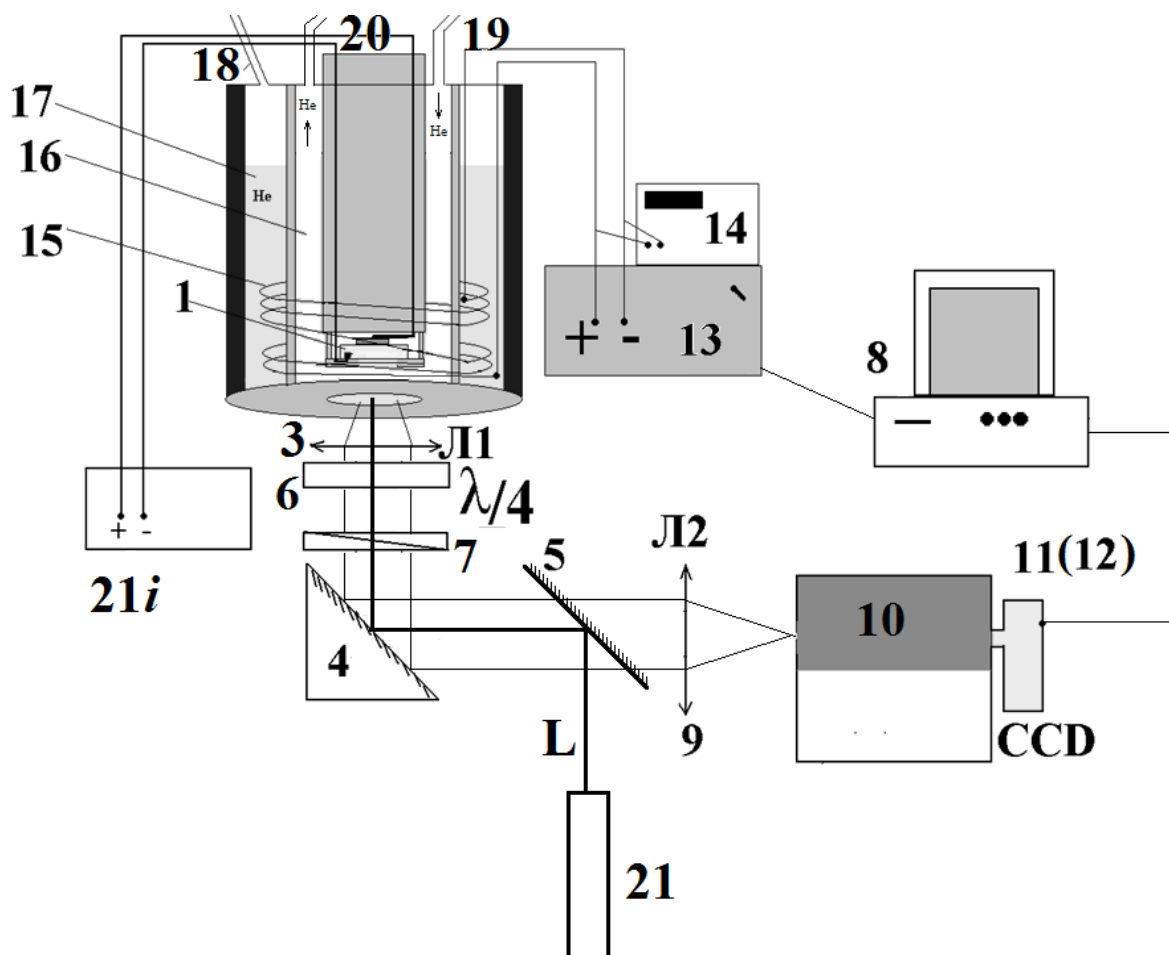


Рисунок 5.2. Схема установки для низкотемпературных измерений в сильном магнитном поле с проточным криостатом: 1 - исследуемая структура; 3 - фокусирующая линза; 4 - зеркало; 5 – интерференционное зеркало (прозрачное для анализируемых длин волн 0,8-1 мкм, и отражающее на длине волны возбуждающего лазерного излучения – 0,6328 мкм); 6 - пластинка $\lambda/4$ – анализатор излучения; 7 - поляризатор; 8 - персональный компьютер; 9 – линза 2 (фокусирующая сигнал на щель монохроматора); 10 – монохроматор; 11 – ПЗС-детектор; 12 – фотодетектор; 13 - - блок питания магнита, управляемый компьютером; 14 – контроль напряжения на соленоиде; 15 - обмотки соленоида сверхпроводящего материала; 16 - область криостата со сверхпроводящим магнитом, заполняемая жидким He; 17 - рабочая область криостата, через которую пропускается холодный гелий; 18 - - выход He, испарившегося из области с соленоидом; 19 – входной клапан для He; 20 – откачка, 21 – возбуждающий лазер (для исследований ФЛ); 21i – источник тока (для исследований ЭЛ).

5.3. Электрические и электролюминесцентные свойства диодов на основе n -GaAs, содержащих дельта-легированный слой Mn в приповерхностной области

Общепринято, что марганец в GaAs является акцепторной примесью [189,196]. Светоизлучающие диоды, содержащие акцепторный дельта-слой Mn в приповерхностной области структур на основе n -GaAs, представляют собой

промежуточный случай между светоизлучающими диодами Шоттки, исследованными в главе 3 и диодами с p - n переходом, исследованными в главе 4. Такой вид структур, не имеет аналогов, поэтому описание их свойств представляет научный интерес. В настоящем разделе приведено описание особенностей токопереноса и механизмов ЭЛ исследованных диодов.

5.3.1. Вольтамперные характеристики диодов, содержащих дельта-легированный слой Mn в приповерхностной области GaAs

На рисунке 5.3 представлены вольтамперные характеристики диодов на основе структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем, измеренные в диапазоне температур 10-300 К. Характеристики всех структур серии М подобны, несколько различаются параметры ВАХ в зависимости от технологических параметров структур.

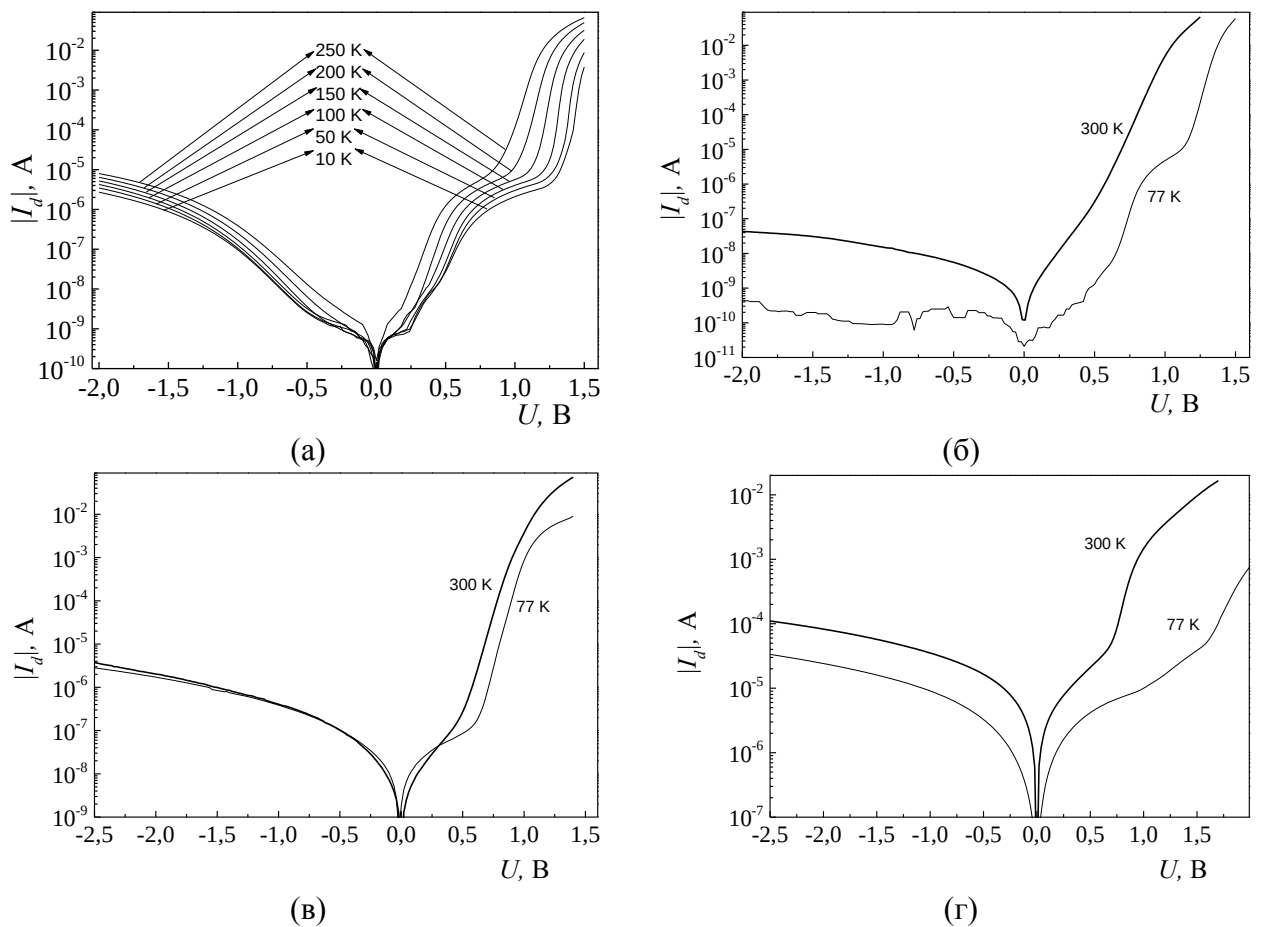


Рисунок 5.3 – Вольтамперные характеристики структур с дельта-слоем Mn и квантовой ямой, измеренные в диапазоне температур 10-300 К (точные значения указаны на графиках; (а) - образец М4, (б) – образец М13, (в) – образец М31; (г) – образец М38.

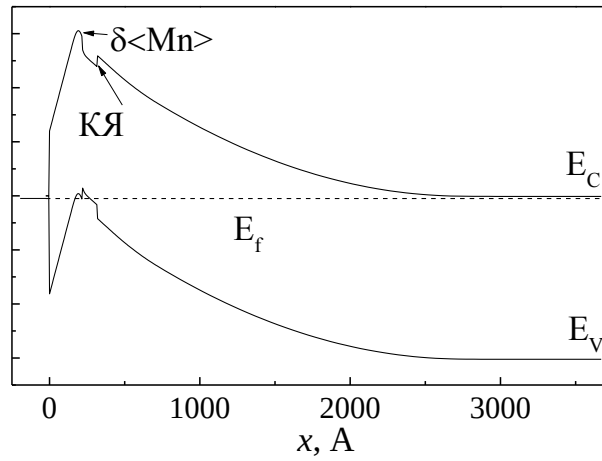
Аналогично всем рассмотренным ранее случаям ВАХ является несимметричной: при прямом смещении диода (положительном потенциале на металлическом контакте по отношению к базе) имеет место экспоненциальное увеличение тока диода с выходом на линейный вид зависимости при $U \geq 1-1,1$ В. В обратном смещении регистрируется медленное изменение тока диода с ростом напряжения, величина обратного тока при $U = -2$ В при 300 К составляет $10^{-5}-10^{-7}$ А. Отметим наличие двух точек перегиба на кривой ВАХ: при температуре измерений 300 К эти точки регистрируются при напряжении 0,2-0,3 В и при напряжении 0,7 – 0,9 В. В области $\pm 0,2$ В (напряжение +0,2 В соответствует первой точке перегиба) кривые ВАХ симметричны относительно оси $U = 0$. Аналогичные особенности были зарегистрированы для диодов, содержащих слой (In,Mn)As/GaAs, эти особенности связывались с наличием токов утечки через дефектные состояния гетерограницы.

В области второй точки перегиба изменяется наклон ВАХ: так, для характеристик структур, представленных на рисунке 5.3, значение коэффициента неидеальности n , рассчитанного из соотношения 4.1 для температуры 300 К, составляет 1,5-2,1 в области 0,2-0,7 В и 2-2,4 в области 0,7-1,1 В. Положение точки перегиба варьируется от структуры к структуре. На рисунке 5.3(а) представлены вольтамперные характеристики диода на основе структуры М4, измеренные в широком диапазоне температур (10-250 К). На графиках также отчётливо видна точка перегиба при напряжении $\sim 0,5 - 1,2$ В, причём напряжение перегиба уменьшается с ростом температуры (при 10 К оно составляет 1,2 В, при 250 К – 0,5 В).

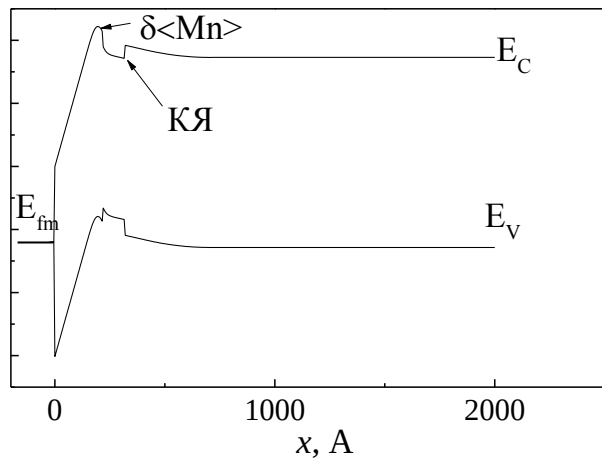
Полученные закономерности обусловлены сложной структурой приповерхностных слоёв исследованных диодов. Дельта-легирование в диодах Шоттки понижает потенциальный барьер для неосновных носителей, инжектированных из металла. Особенностью дельта-легирования марганцем является диффузия атомов Mn относительно номинального положения, что обуславливает диффузионное «размытие» профиля концентрации Mn в приповерхностном слое. Другой особенностью структур является формирование

покровного слоя GaAs методом импульсного лазерного осаждения при пониженной температуре. Такие слои характеризуются высокой концентрацией ростовых дефектов [374], а также отсутствием закрепления уровня Ферми на границе металла и полупроводника [375]. Эти результаты подтверждаются исследованиями состава приповерхностных слоёв структур с δMn -легированием, рассмотренными в разделе 2.2.4.

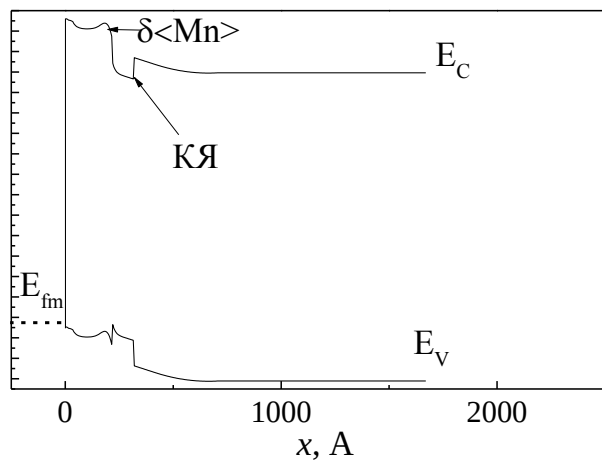
Зонные диаграммы в режиме прямого смещения для диодов с δMn -слоем, рассчитанные программой 1D-Poisson приведены на рисунке 5.4. При задании параметров программы учитывалось отсутствие закрепления уровня Ферми на границе с низкотемпературным слоем GaAs, но не учитывалась высокая концентрация дефектов в этом слое, а также влияние поверхностных состояний. В отсутствие электрического смещения на зонной диаграмме образуется два изгиба зон: изгиб, связанный с ОПЗ перехода $n\text{-GaAs}/p\text{-GaAs:Mn}$, и направленный в противоположную сторону изгиб, связанный с формированием потенциального барьера $p\text{-GaAs}/\text{Au}$ на расстоянии 20 нм от поверхности. При электрическом смещении структуры (рисунок 5.4(б)) внешнее электрическое поле уменьшает первый изгиб зон и увеличивает второй. В результате уменьшается величина туннельного барьера для дырок в металле относительно валентной зоны полупроводника. Зонная диаграмма, показанная на рисунке 5.4(б), не учитывает дырочный ток, поскольку программа расчёта [328] не учитывает возможность инжекции дырок из металла в полупроводник. В то же время инжекция дырок при повышении напряжения является неоспоримым экспериментальным фактом, о чём свидетельствует регистрация сигнала электролюминесценции, на несколько порядков превышающего уровень шумов [69]. При наличии тока дырок зонная диаграмма принимает вид как показано на рисунке 5.4(в): изгиб зон уменьшается и при напряжении, соответствующем выходу ВАХ на линейный участок, изгиб зон пренебрежимо мал (это соответствует случаю плоских зон). О малости изгиба зон свидетельствует также величина последовательного сопротивления на линейном участке ВАХ (при $U > 1,1$ В).



(a)



(б)



(в)

Рисунок 5.4 – Рассчитанные зонные диаграммы гетероструктуры с InGaAs квантовой ямой и дельта-слоем Mn, встроенным на расстоянии 20 нм от поверхности (а) без электрического смещения; (б) при электрическом смещении в отсутствие инжекции дырок; (в) – в электрическом смещении в присутствии инжекции дырок из Au контакта. Зонная диаграмма (в) является оценочной, при допущении наличия дырочного тока. Зонные диаграммы рассчитаны с учётом диффузионного размытия дельта-слоя. Расчётная температура – 10 К.

Величина наклона линейного участка $R_s \approx 9$ Ом, что близко к последовательному сопротивлению структуры и измерительной схемы. Невозможность включения в расчёт программы [328] дырочного тока, а также

невозможность анализа дефектных центров низкотемпературного покровного слоя не позволяют провести теоретическое моделирование ВАХ, а на основании экспериментальных результатов может быть предложено качественное объяснение двух точек перегиба на графиках ВАХ: Точка перегиба при 0,2-0,3 В может быть обусловлена токами утечки через дефектные центры низкотемпературного покровного слоя, аналогичные эффекты имеют место для всех исследованных структур, в которых была подтверждена высокая концентрация дефектов в приповерхностной области (например, металл/анодный окисел/полупроводник, исследованные в главе 3 и (In,Mn)As/GaAs, исследованные в главе 4).

Точка перегиба при 0,7-1,2 В связывается с тем, что при $U > 0,7-1,2$ В существенный вклад в общий ток начинает давать туннелирование связанных электронов из валентной зоны в металл (это эквивалентно инжекции дырок из металла). При повышении напряжения выше точки перегиба (это напряжение имеет смысл порогового), последовательное сопротивление структуры уменьшается за счёт уменьшения изгиба зон, что соответствует уменьшению наклона ВАХ (при построении в полулогарифмических координатах). В Таблице 5.2 приведены рассчитанные и измеренные параметры ВАХ для части исследованных структур. Как обсуждалось выше, в области двух экспоненциальных участков зависимость тока от напряжения может быть описана «стандартным» соотношением 4.1. Во всех случаях, в том числе, и не отражённых в Таблице 5.2, значение n на первом участке выше, чем на втором.

Дополнительным подтверждением взаимосвязи точки перегиба на ВАХ с напряжением, соответствующим инжекции дырок, служит некоторое снижение $U_{\text{пер}}$ для структур с дополнительным акцепторным легированием покровного слоя (Таблица 5.2, структуры M13,M16). Легирование акцепторной примесью увеличивает туннельную прозрачность барьера (рисунок 5.4 (б)), что отражается на уменьшении порогового напряжения. Отметим, что исследования не выявили других корреляций между значениями порогового напряжения и коэффициентов неидеальности, с одной стороны и параметрами структур с другой. Вероятно,

рассчитанные значения зависят от неконтролируемых технологических параметров и варьируются в диапазоне $U_{\text{пер}} = 0,85-0,88$ В и $n = 1,3-1,9$.

Таблица 5.2 Параметры ВАХ, рассчитанные для измерений при 300 К, и технологические параметры диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с дельта-слоем Mn в GaAs барьере

№	Q_{Mn} , МС	d_s , нм	доп. легирова ние РС	$I_{\text{обр}}$ (А)*	$U_{\text{пер}}$, В**	$n1$	$n2^{***}$
M3	0,1	6	нет	6×10^{-8}	$0,87 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$
M5	0,1	2	нет	$3,1 \times 10^{-7}$	$0,88 \pm 0,02$	$2,0 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$
M6	0,1	4	нет	$2,5 \times 10^{-8}$	$0,87 \pm 0,02$	$2,2 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$
M7	0,1	6	нет	$7,9 \times 10^{-8}$	$0,87 \pm 0,02$	$1,9 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$
M8	0,1	8	нет	$2,5 \times 10^{-8}$	$0,88 \pm 0,02$	$2,4 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,1$
M11	0,18	4	нет	$7,8 \times 10^{-8}$	$0,87 \pm 0,02$	$2,0 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$
M13	0,18	4	$\delta < C >$	$1,6 \times 10^{-8}$	$0,82 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,1$
M19	0,22	4	нет	$7,7 \times 10^{-7}$	$0,88 \pm 0,02$	$2,0 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$
M16	0,22	4	Zn	$7,7 \times 10^{-8}$	$0,81 \pm 0,02$	$2,0 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$
M22	0,3	10	нет	6×10^{-6}	$0,85 \pm 0,02$	$4,2 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$

* - величина обратного тока при обратном напряжении -2 В, погрешность измерений составляет 10 %;

** - напряжение, соответствующее второй точке перегиба на ВАХ;

*** - $n1$ соответствует коэффициенту неидеальности на первом экспоненциальном участке ВАХ, $n2$ – на втором экспоненциальном участке;

5.3.2. Исследование фото- и электролюминесценции гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих $\delta < \text{Mn} >$ -слой в приповерхностной области

Уникальность технологии, конструкции и зонной диаграммы гетероструктур на основе InGaAs/GaAs КЯ с близкорасположенным $\delta < \text{Mn} >$ -легированным слоем по сравнению с другими ранее рассмотренными структурами обуславливают необходимость подробного исследования фото- и электролюминесценции. Особенностью структур является также близкое расположение дефектного ферромагнитного слоя (дельта-слоя Mn и покровного слоя) к активной области. Поэтому важной задачей становится исследование влияния дефектов на люминесценцию и выбор технологических параметров, обуславливающих

приемлемый уровень гашения ЭЛ. Особенности токопереноса в таких диодах были рассмотрены при анализе ВАХ, особенности инжекции дырок в таких диодах будут рассмотрены при анализе ЭЛ.

5.3.2.1. Общие особенности фото- и электролюминесценции структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем

Геометрия измерения фото- и электролюминесценции приведена на рисунке 5.5. Для измерений ФЛ образец с лицевой стороны облучался He-Ne лазером мощностью в диапазоне 1 – 8 мВт. Фотолюминесцентное излучение регистрировалось с лицевой стороны структуры. В режиме электролюминесценции на светоизлучающий диод, сформированный на основе исследуемой структуры, подавалось прямое смещение амплитудой до 2 В, ЭЛ излучение регистрировалось со стороны подложки.

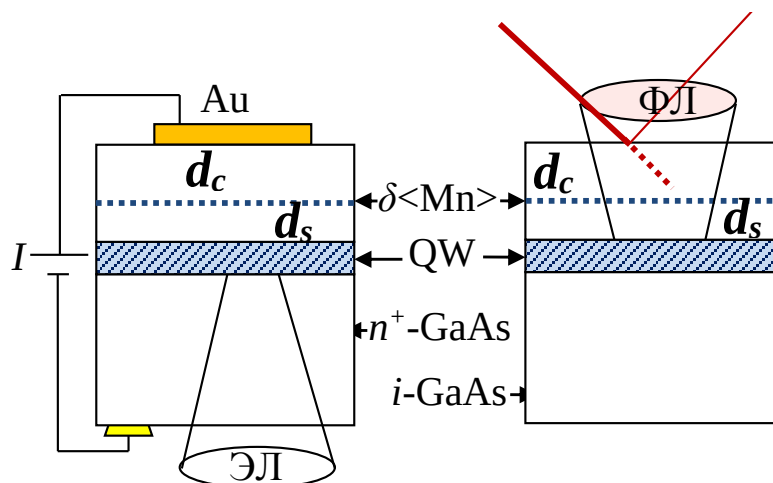


Рисунок 5.5 – Геометрия измерений электролюминесценции (слева) и фотолюминесценции (справа) структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем и квантовой ямой.

На рисунке 5.6(а) и (б) представлены спектры фото- и электролюминесценции, соответственно, образца с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем (М15), а также контрольного образца без δ -легирования. Аналогично всем предыдущим случаям (разделы 3.4.2, 4.4.2 и 4.5.2) на спектрах наблюдается пик, связанный с излучательными переходами в квантовой яме. При сравнительно интенсивной лазерной накачке (>8 мВт) на спектрах ФЛ наблюдается также пик при 1,507 эВ, связанный с межзонными излучательными переходами в GaAs [339].

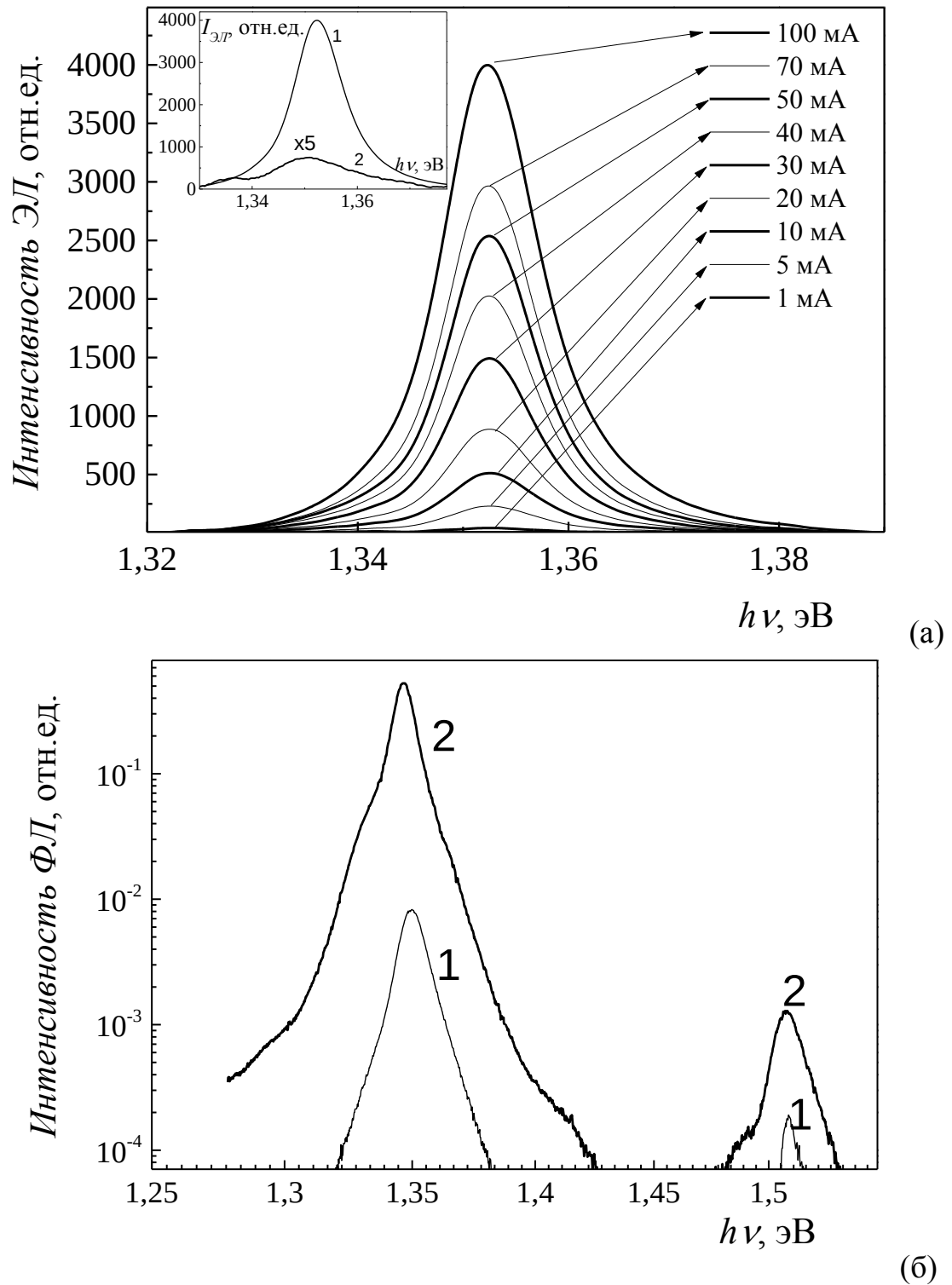


Рисунок 5.6 (а) – Спектры электролюминесценции диода на основе структуры InGaAs/GaAs с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем (M15), измеренные при 77 К и различных токах диода. На вставке показаны спектры ЭЛ для структуры M15 (кривая 1) и контрольной структуры M0 (кривая 2), измеренные при температуре 10 К и токе 100 мА; (б) – спектры фотолуминесценции структуры M15 (кривая 1) и контрольной структуры M0 (кривая 2), измеренные при 77 К и мощности лазерной накачки равной 16 мВт.

Дополнительные пики люминесценции, наблюдавшиеся ранее для аналогичных структур при температуре измерений равной 1,5 К [89], в случае 10

К находятся вблизи порога обнаружения, а при температуре 77 К не регистрируются. Интенсивность линии электролюминесценции при одинаковом значении тока диода для структуры с $\delta\text{<Mn>}$ -легированным слоем более чем на порядок выше интенсивности ЭЛ диода Шоттки на основе контрольной структуры (Au/GaAs). Введение дельта-слоя Mn также смещает диапазон токов диода в область 0,5-100 мА (для диода Шоттки диапазон составлял 5-100 мА). Указанные диапазоны токов соответствуют линейному режиму ВАХ.

Спектры фотолюминесценции структур (рисунок 5.6(б)) подобны представленным на рисунке 5.6(а) спектрам ЭЛ за исключением диаметрального отличия в интенсивностях. При температуре 77 К интенсивность ФЛ контрольной структуры при одинаковом режиме накачки в несколько раз выше интенсивности ФЛ структуры с дельта-слоем Mn.

Показанные на рисунке 5.6 закономерности связаны с особенностями инжекции дырок в диодах на основе структур с $\delta\text{<Mn>}$ -легированием, а также с особенностями излучательной рекомбинации в присутствии $\delta\text{<Mn>}$ -слоя на небольшом удалении от активной области. Так, гашение фотолюминесценции обусловлено усилением вклада безызлучательной рекомбинации с участием примесных атомов Mn и дефектов низкотемпературного покровного слоя. Подобная закономерность экспериментально зарегистрирована в работе [190] для квантовых ям (Ga,Mn)As в матрице (Al,Ga)As. Существенное повышение интенсивности электролюминесценции в структурах с дельта-слоем Mn по сравнению с контрольными структурами, является экспериментальным доказательством эффективной инжекции дырок из металлического контакта в активную область структур с режиме прямого смещения. Для диодов Шоттки Au/GaAs без δ -легирования, рассмотренных в разделе 3.4.2, эффективность инжекции дырок сравнительно невелика. Введение в приповерхностную область акцепторного δ -слоя способствует существенному повышению доли дырочного тока в общем токе, что, вероятно, обусловлено рассмотренными выше механизмами туннелирования дырок через потенциальный барьер, образованный вблизи границы металла и полупроводника (рисунок 5.4(б,в)).

5.3.2.2. Зависимость фото- и электролюминесцентных свойств структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем от технологических параметров

В текущем разделе приведены особенности низкотемпературной фото- и электролюминесценции структур в зависимости от ростовых параметров. Для случая высоких температур (> 80 К) существенную роль в механизмах люминесценции играет термический выброс, что будет рассмотрено ниже. На рисунке 5.7 представлены зависимости интенсивности ЭЛ и ФЛ от содержания Мп в дельта-слое. Измерения были выполнены при одинаковых условиях возбуждения ФЛ и одинаковых токах диода (для ЭЛ).

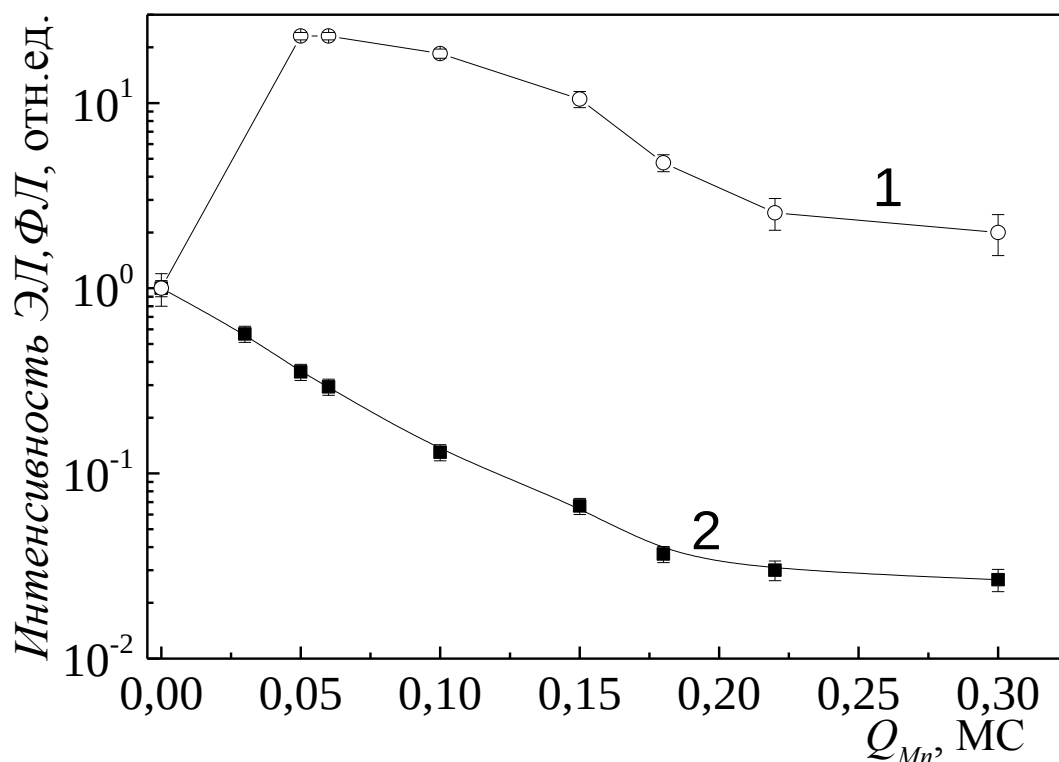


Рисунок 5.7 – Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции (открытые круги) и фотолюминесценции (закрытые квадраты) структур от содержания Мп в дельта-слое. Измерения выполнены при температуре 77 К, токе диода 10 мА (для ЭЛ), мощности накачки 16 мВт (для ФЛ).

Наибольшая интенсивность фотолюминесценции характерна для контрольной структуры, не содержащей дельта-слоя (рисунок 5.7, закрытые квадраты, $Q_{Mn} = 0$). При увеличении содержания Мп от 0,05 до 0,3 МС интенсивность ФЛ монотонно уменьшается, причём резкий спад интенсивности наблюдается в ряду 0 – 0,15 МС. В случае электролюминесценции (рисунок 5.7, открытые круги) наибольшее значение интенсивности получено для структуры с

$Q_{Mn} = 0,05$ МС, при повышении Q_{Mn} в диапазоне 0,05-0,3 МС интенсивность монотонно падает. При этом значение интенсивности ЭЛ для всех структур с $\delta<Mn>$ -слоем выше, чем для контрольной структуры, не содержащей $\delta<Mn>$ -слоя, при одинаковых токах диода.

Полученные закономерности объясняются гашением люминесценции в структурах с $\delta<Mn>$ -слоем. Согласно [190,69], безызлучательная рекомбинация протекает с участием примесных центров Mn и дефектов низкотемпературного покровного слоя. Повышение концентрации Mn соответствует повышению концентрации примесных центров и повышению скорости безызлучательной рекомбинации. Это обуславливает монотонное уменьшение интенсивности ФЛ при увеличении концентрации атомов Mn в δ -слое. В случае электролюминесценции введение $\delta<Mn>$ -слоя приводит к повышению доли дырочного тока в общем токе диода (раздел 5.3.1). Рост дырочного тока компенсирует потерю носителей за счёт безызлучательной рекомбинации, что проявляется в повышении интенсивности ЭЛ по отношению к контрольной структуре даже для структур со сравнительно высоким содержанием Mn.

Зависимость интенсивности ЭЛ и ФЛ от толщины спейсерного слоя для структур с различной толщиной покровного слоя ($d_c = 12$ нм и $d_c = 40$ нм) представлена на рисунке 5.8. Для фото- и электролюминесценции зависимости подобны: наименьшая интенсивность зарегистрирована для структуры с наименьшей толщиной спейсерного слоя, при повышении d_s до значения 8-10 нм интенсивность ЭЛ и ФЛ монотонно увеличивается, при $d_s > 10$ нм интенсивность люминесценции практически не изменяется. Наибольшая интенсивность ФЛ характерна для структур с $d_c = 12$ нм и $d_s = 6-8$ нм.

В соответствии с выводами, сделанными в разделе 2.2.4, увеличение толщины покровного слоя достигается повышением времени выращивания структур, что приводит к «размыванию» профиля концентрации Mn (рисунок 2.21). Повышение концентрации атомов Mn вблизи активной области приводит к некоторому снижению интенсивности ФЛ в случае структур с толщиной покровного слоя равной 40 нм по сравнению со структурами с $d_c = 12$ нм.

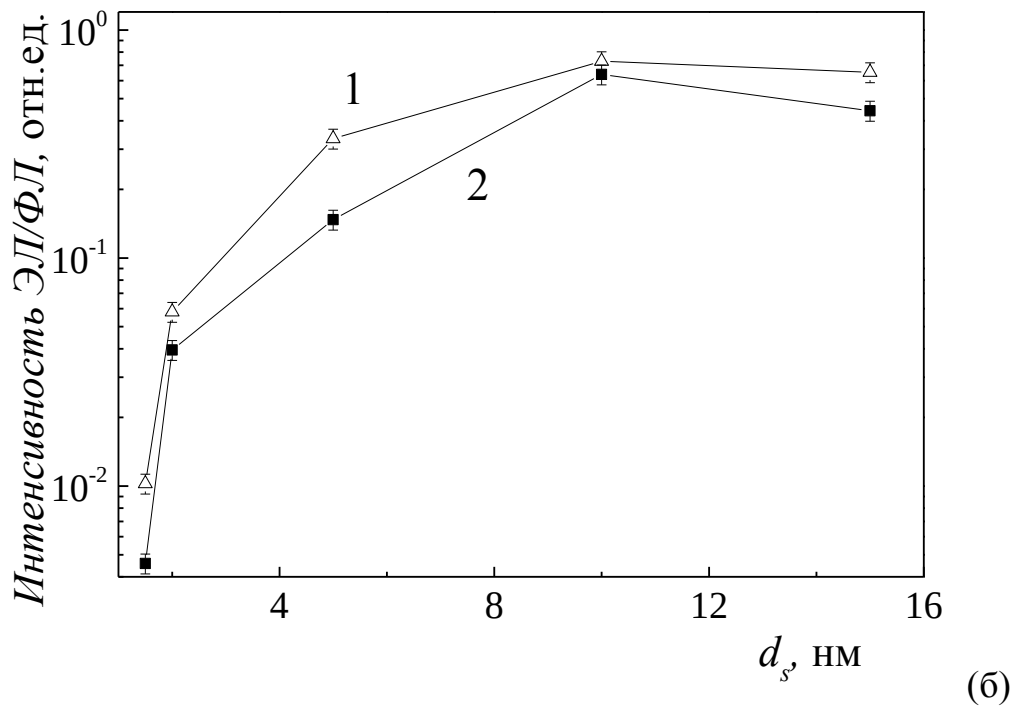
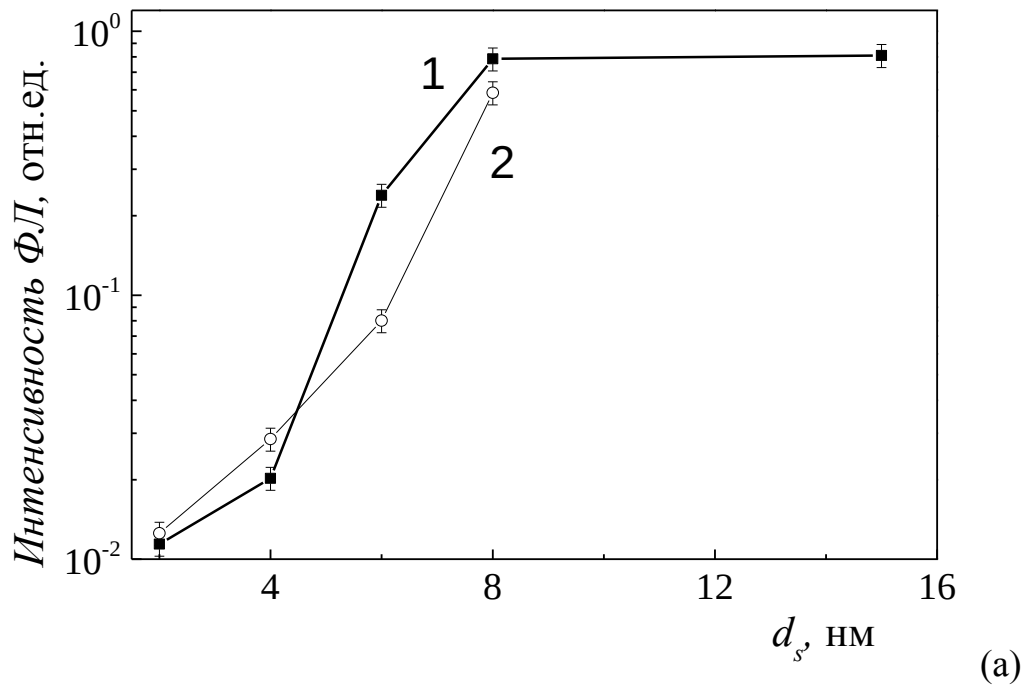


Рисунок 5.8 (а) - Зависимость интенсивности ФЛ от толщины спейсерного слоя для структур М1-М4 (кривая 1, закрытые квадраты) и М5-М8 (кривая 2, открытые круги), отличающихся толщиной покровного слоя GaAs (12 и 40 нм, соответственно, $Q_{\text{Мп}} = 0,1$ МС); (б) – Зависимость интенсивности ЭЛ (кривая 1, открытые треугольники) и ФЛ (кривая 2, закрытые квадраты) для структур серии М21-М24, ($d_{\text{С}} = 40$ нм, $Q_{\text{Мп}} = 0,3$ МС). Ток диода для измерений ЭЛ – 10 мА, мощность лазера для измерений ФЛ – 16 мВт, температура измерений – 77 К.

Для структур с $d_{\text{s}} < 4$ нм увеличивается вклад в безызлучательную рекомбинацию дефектов низкотемпературного покровного слоя. Это приводит к показанному на рисунке 5.8(а) значительному гашению люминесценции для

структур с тонким покровным слоем и при $d_s < 4$ нм (т.е. когда активная область находится наиболее близко к поверхности).

Влияние дефектов низкотемпературного покровного слоя GaAs на безызлучательную рекомбинацию подтверждается зависимостью интенсивности ФЛ от температуры выращивания покровного слоя. Несмотря на то, что диапазон варьирования температур сравнительно невелик, можно отметить, что для структур, с покровным слоем, сформированным при 360-380-400 °С (М20, М18 и М12, соответственно) интенсивности ФЛ соотносятся как 1:1,4:2,8 (рисунок 5.9, кривые 1, 2 и 3, соответственно).

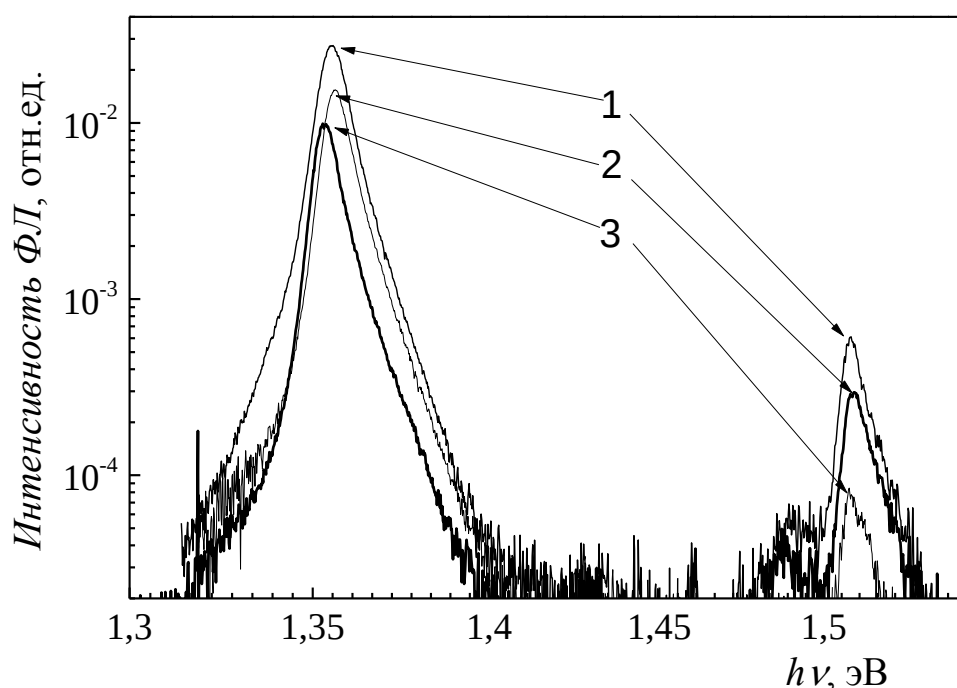


Рисунок 5.9 – Спектры фотолюминесценции структуры М12 (кривая 1), М18 (кривая 2) и М20 (кривая 3), отличающиеся температурой формирования дельта-слоя Мп и покровного слоя GaAs (400, 380 и 360 °С, соответственно), измеренные при температуре 77 К и мощности лазерной накачки равной 16 мВт.

Таким образом, в текущем разделе было исследовано влияние $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя на излучательные переходы в квантовой яме. Показано влияние безызлучательной рекомбинации с участием примесных атомов Мп и дефектов низкотемпературного покровного слоя GaAs на люминесцентные характеристики структур. Также отметим усиление интенсивности ЭЛ при $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легировании, связанное с повышением тока неосновных носителей.

5.3.2.3. Температурные зависимости фото- и электролюминесцентных свойств структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем

На рисунке 5.10(а,б) приведены спектры ФЛ структуры (M22, $x = 0,11$) $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем и контрольной структуры, не содержащей дельта-слоя, измеренные при температуре 30 и 110 К.

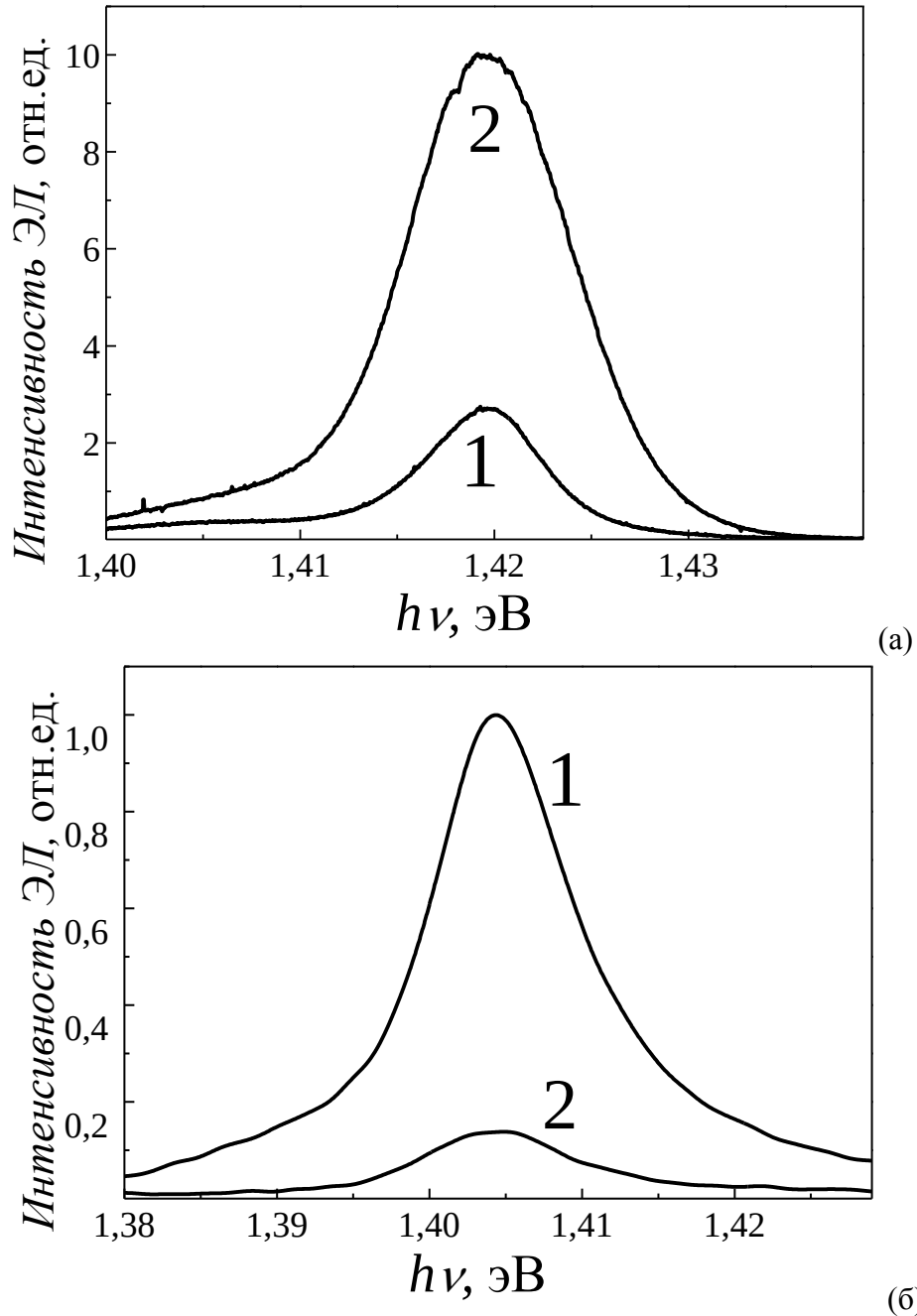
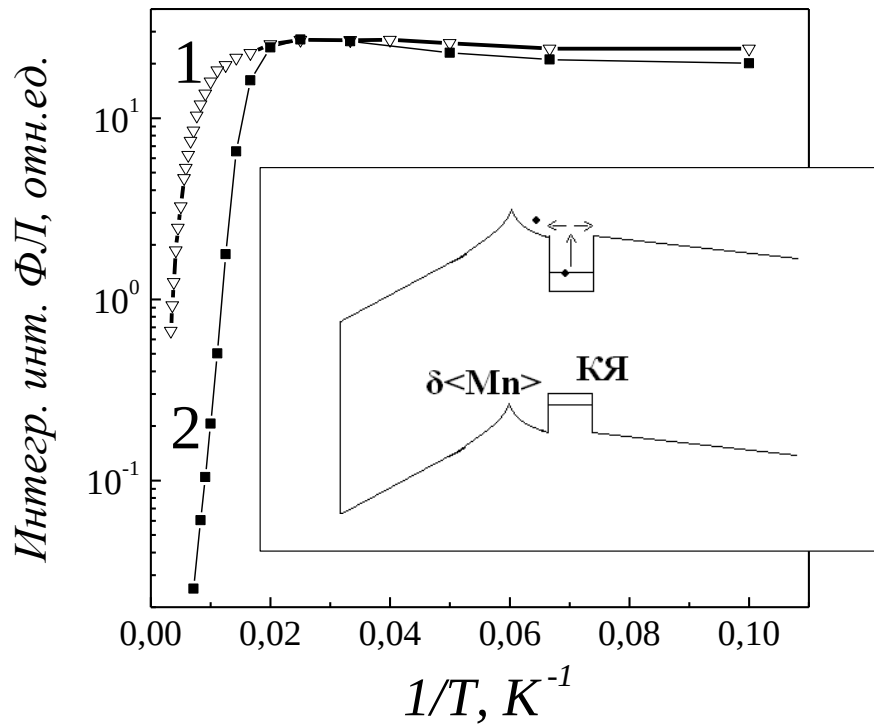


Рисунок 5.10 - Спектры фотолуминесценции структуры M22 квантовой ямой и дельта $\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем (кривая 1), а также контрольной структуры ($x = 0,12$), не содержащей дельта-слоя (кривая 2), измеренные при температуре 30 К (а) и 110 К (б).

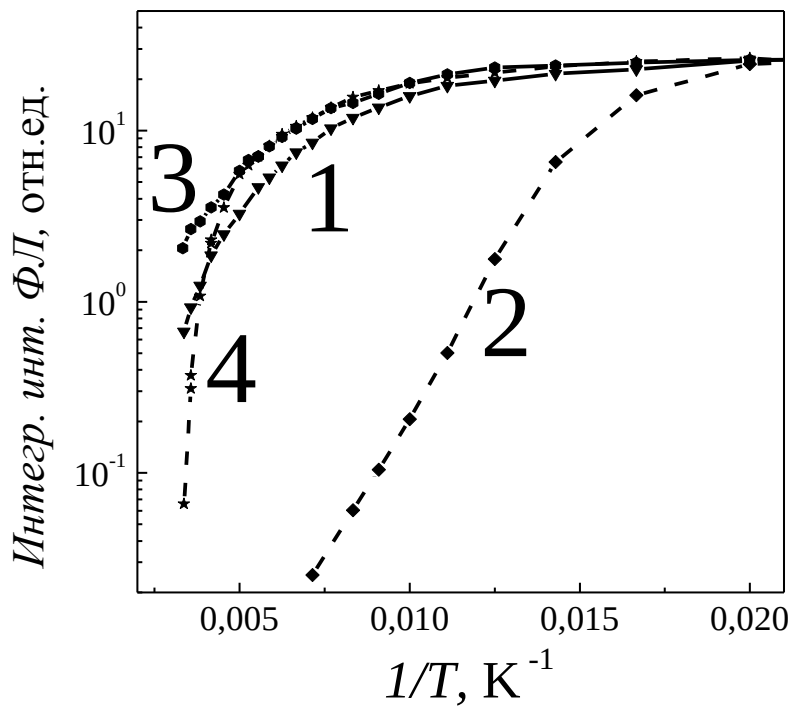
При низкой температуре интенсивность линии КЯ в контрольной структуре существенно выше, чем в структуре с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем. При температуре 110 К

интенсивности линии КЯ обеих структур снижаются, однако, в отличие от 30 К, для структуры М22 интенсивность ФЛ становится выше, чем для контрольной структуры при одинаковых условиях возбуждения. Зависимости интегральной интенсивности линии КЯ от температуры для структур М22 и М0 приведены на рисунке 5.11. Для анализа температурной зависимости спектры приведены к одной интенсивности при низкой температуре. В области низких температур интенсивность линий КЯ незначительно увеличивается с увеличением температуры, что может быть связано с увеличением коэффициента поглощения в GaAs [376] и, соответственно, увеличением концентрации электрон-дырочных пар, генерируемых в области КЯ. При дальнейшем увеличении температуры наблюдается резкое снижение интенсивности ФЛ (рисунок 5.10(б)), связанное с термическим выбросом носителей из КЯ [329-331]. Для контрольных структур температура, при которой начинается резкий спад интенсивности ФЛ, зависит от ограничивающего потенциала в КЯ. Чем глубже КЯ, тем выше температура гашения, что согласуется с известными литературными данными [329-331].

В отличие от контрольных структур, в структурах, содержащих $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированный слой вблизи квантовой ямы, температурное гашение слабее зависит от глубины КЯ. Для содержания $\text{In } x = 0,25$ интенсивность ФЛ структуры М26 спадает на порядок при комнатной температуре, в случае контрольной структуры – при 240 К. При комнатной температуре сигнал ФЛ от квантовой ямы наблюдался в нашей измерительной системе только для структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированием (рисунок 5.11(б)). Отметим также и качественное различие температурных зависимостей ФЛ структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем и контрольных структур в области резкого спада интенсивности. В случае структур без $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ температурные зависимости хорошо спрямляются в координатах Аррениуса, а интенсивность пропорциональна $I_{\text{ФЛ}} \sim \exp(E_a/kT)$. Температурная зависимость ФЛ структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем (М22-М26) в области высоких температур может быть приблизительно описана указанным соотношением лишь для структур со сравнительно небольшим содержанием In.



(a)



(б)

Рисунок 5.11 (а) - Зависимость интегральной интенсивности ФЛ структуры M22 с квантовой ямой и дельта<Mn>-легированным слоем (кривая 1), а также контрольной структуры ($x = 0,12$), не содержащей дельта-слоя (кривая 2) от температуры. На вставке изображена зонная диаграмма структуры; (б) - Температурная зависимость интегральной интенсивности ФЛ M22 и M26 (кривые 1 и 3, соответственно) а также контрольных структур, не содержащих дельта-слоя (кривые 2 и 4) в области высоких температур. Содержание In в структуре $x = 0,12$ (кривые 1,2) и $x = 0,25$ (кривые 3,4)

В структурах с содержанием In $x > 0,12$ зависимость $\lg(I_{\text{ФЛ}})(1/T)$ не спрямляется в диапазоне температур 10 – 300 К. В случае контрольных структур с

содержанием $\text{In } x = 0,12$ 0,15 и 0,25 значения энергии активации составили 67, 102 и 250 мэВ, соответственно. Полученные значения лежат в пределах $E_g - hv_{QW} < E_a < \frac{E_g - hv_{QW}}{2}$, где $E_g - hv_{QW}$ – суммарная высота барьеров для электронов и дырок в квантовой яме. Это согласуется с литературными данными по квантовым ямам InGaAs/GaAs [329,330], а также с данными, представленными в главе 3. Для структуры M22 с содержанием $\text{In } x = 0,12$ получено несколько большее значение $E_a = 106$ мэВ.

Полученные результаты объясняются различием в термическом выбросе носителей в структурах. При низких температурах (< 50 К) термический выброс носителей из квантовых ям с используемыми в работе значениями содержания In практически отсутствует [329-331]. В этом случае интенсивность ФЛ определяется соотношениями скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации в КЯ. Как было показано в предыдущем разделе, для структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем скорость безызлучательной рекомбинации выше, чем для контрольных за счёт вероятности рекомбинации с участием примеси в близкорасположенном дельта-слое и на дефектах в низкотемпературном покровном слое GaAs . Таким образом можно объяснить гашение на порядок величины интенсивности ФЛ структуры M22 по сравнению с контрольными структурами при низких температурах. При повышении температуры (выше 50 – 150 К для разных значений содержания In , x) существенное влияние на интенсивность ФЛ оказывает термический выброс носителей из квантовой ямы. По-видимому, в структурах, содержащих $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированный акцепторный слой вблизи КЯ, вероятность термического выброса значительно ниже, чем в контрольных при одной и той же номинальной глубине квантовой ямы. Предположительно, подобное различие связано с появлением в структурах M22-M26 дополнительного ограничивающего потенциала для электронов [377], образуемого изгибом зон в области акцепторного дельта-слоя (вставка к рисунку 5.11(a)). Такой изгиб зон повышает эффективную высоту ограничивающего потенциала для электронов, что приводит к уменьшению вероятности термического выброса и к снижению температурного гашения ФЛ. В

контрольных структурах выброшенные из КЯ электроны с высокой вероятностью диффундируют к поверхности, где основным каналом рекомбинации является безызлучательная рекомбинация через поверхностные состояния. Таким образом, можно предположить, что в структурах с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем термический выброс электронов не является доминирующим механизмом температурного гашения ФЛ, поэтому температурные зависимости ФЛ не описываются соотношением $\exp(E_a/kT)$ за исключением структур с мелкой ямой ($x \leq 0,12$). Полученному результату можно привести в соответствие данные [329], согласно которым введение барьерных слоёв AlGaAs эффективно предотвращает диффузию к поверхности носителей из InGaAs/GaAs квантовой ямы и позволяет увеличить интенсивность ФЛ при высоких температурах.

Термический выброс дырок из квантовой ямы, предположительно, не играет существенной роли в исследованных структурах, поскольку, благодаря наличию акцепторного $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя, дырки находятся в глубоком ограничивающем потенциале, образованном δ -легированием и квантовой ямой (рисунок 5.4(а,б)). Согласно результатам, полученным в [373] для структур, аналогичных исследуемым, но выращенных на полуизолирующей подложке GaAs, слоевая концентрация дырок в системе составляет 3×10^{11} и $1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при 77 и 300 К, соответственно, что свидетельствует о присутствии дырок в области квантовой ямы даже при комнатной температуре. Согласно предложенной качественной модели повышения температурной стабильности можно ожидать при δ -легировании области вблизи КЯ любым видом акцепторной примеси.

Для температурных зависимостей электролюминесценции были получены аналогичные результаты. На рисунке 5.12 представлены зависимости интенсивности ЭЛ от обратной температуры, измеренные для структур $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем и для контрольной структуры, без δ -легирования (структуры приведены к одной интенсивности). Аналогично ФЛ, для структуры с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем (М21) характерно замедленное температурное гашение интенсивности: так, сигнал ЭЛ для структуры М21 регистрируется при комнатной температуре.

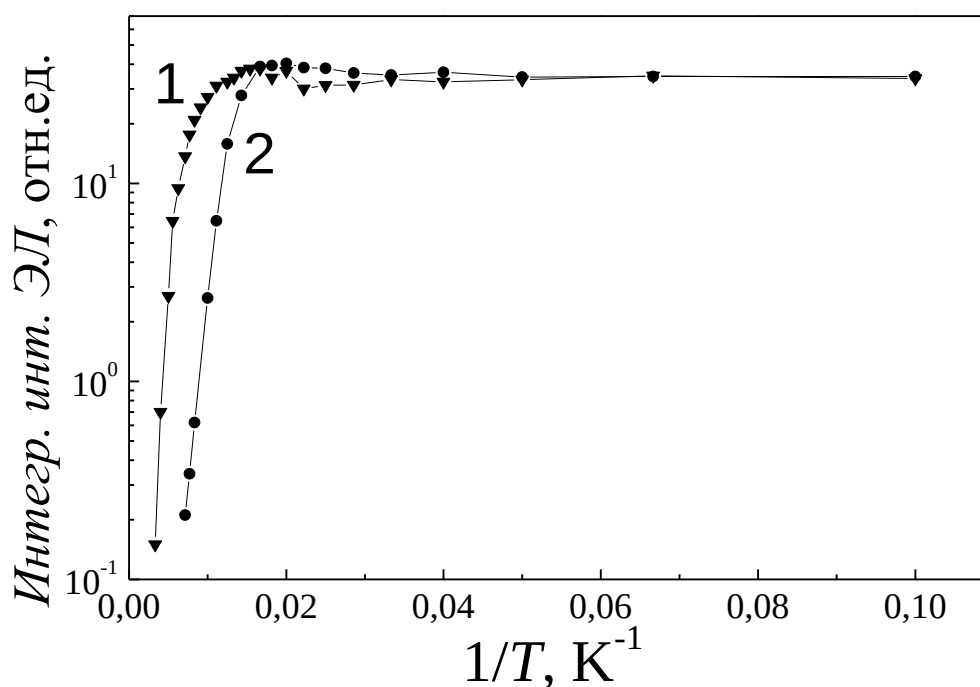


Рисунок 5.12 - Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции структуры М21 с квантовой ямой и δ <Mn>-легированным слоем (кривая 1), а также контрольной структуры ($x = 0,12$), не содержащей дельта-слоя (кривая 2) от обратной температуры. Ток диода – 20 мА.

Можно предположить наличие дополнительной локализации электронов в квантовой яме в случае светоизлучающих диодов (аналогично случаю ФЛ), которое способствует повышению ограничивающего потенциала и некоторому уменьшению вклада термического выброса носителей из КЯ. Отметим, что сопоставление температурных зависимостей ФЛ и ЭЛ для структур с δ <Mn>-слоем не вполне корректно. Даже в том случае, если считать справедливым предположение о слабой температурной зависимости скорости генерации носителей, рекомбинационные процессы в структурах существенно отличаются из-за различий в состоянии границы раздела (полупроводник/вакуум и полупроводник/металл), различии в условиях электрического смещения (в случае ЭЛ к металлическому электроду приложен положительный потенциал).

5.3.2.4. Заключение к главе 5.3.2

Исследование электрических и люминесцентных свойств диодов на основе структур с δ <Mn>-легированным слоем подтверждают, что диоды представляют промежуточный случай между структурами с p - n переходом и структурами с

барьером Шоттки. Двумя основными факторами, определяющими люминесцентные характеристики, являются повышение коэффициента инжекции дырок и безызлучательная рекомбинация. Инжекция дырок обусловлена введением в структуру дельта-слоя акцепторной примеси, которое приводит к понижению потенциального барьера для дырок в режиме прямого смещения и к генерации электролюминесцентного излучения со сравнительно высокой интенсивностью. В режиме фото- и электролюминесценции значительное влияние на рекомбинационные процессы в структурах оказывает безызлучательная рекомбинация с участием примесных атомов дельта-слоя, расположенного на небольшом удалении от активной области и дефектов низкотемпературного покровного слоя.

5.4. Циркулярно-поляризованная люминесценция диодов на основе *n*-GaAs, содержащих дельта-легированный слой Mn в приповерхностной области

В первой части главы рассмотрим полученные ранее экспериментальные результаты исследования циркулярной поляризации ЭЛ и ФЛ спиновых светоизлучающих диодов с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированием.

5.4.1 Общие особенности циркулярно-поляризованной электролюминесценции диодов с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем

При введении структур в магнитное поле (при температуре 10 К) ЭЛ излучение становится частично циркулярно-поляризованным (рисунок 5.13), т.е. интенсивность компоненты, поляризованной по левому кругу, превышает интенсивность правополяризованной компоненты (для структуры M22).

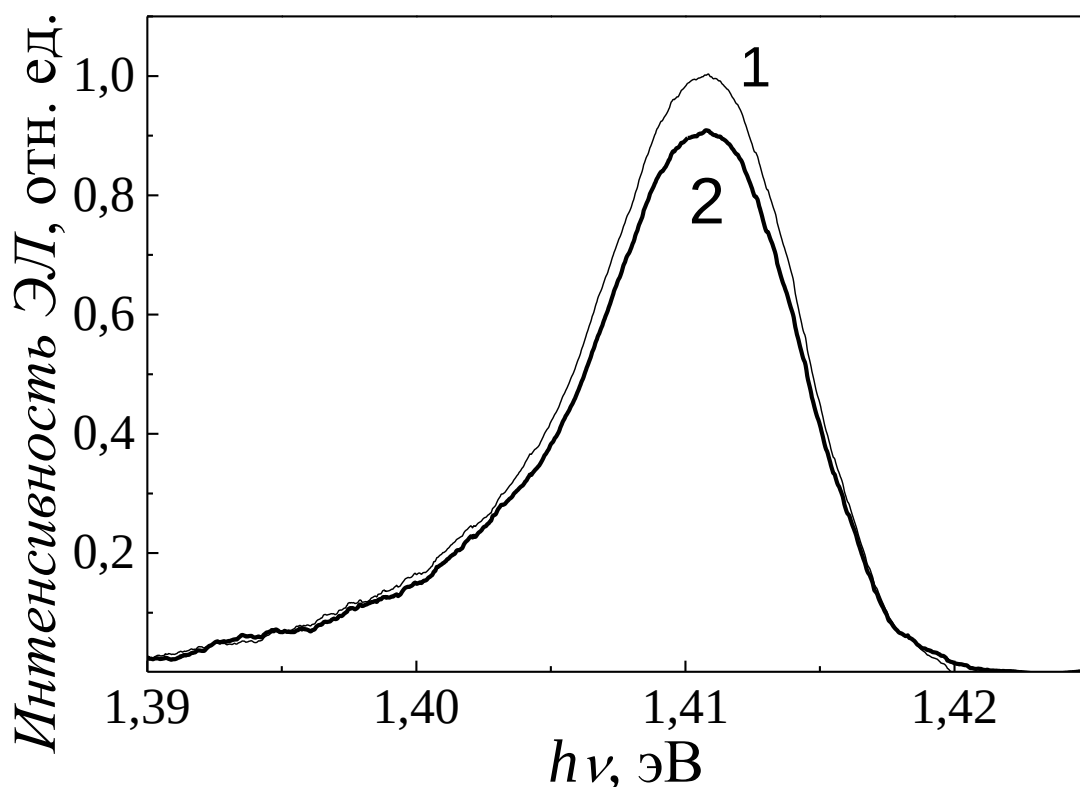
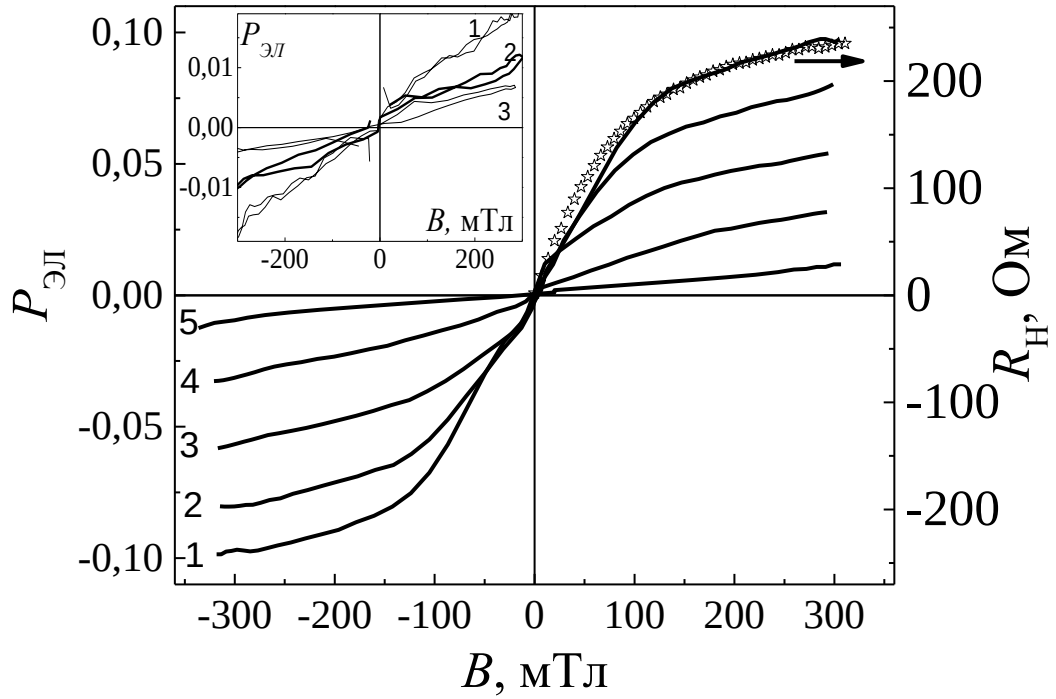


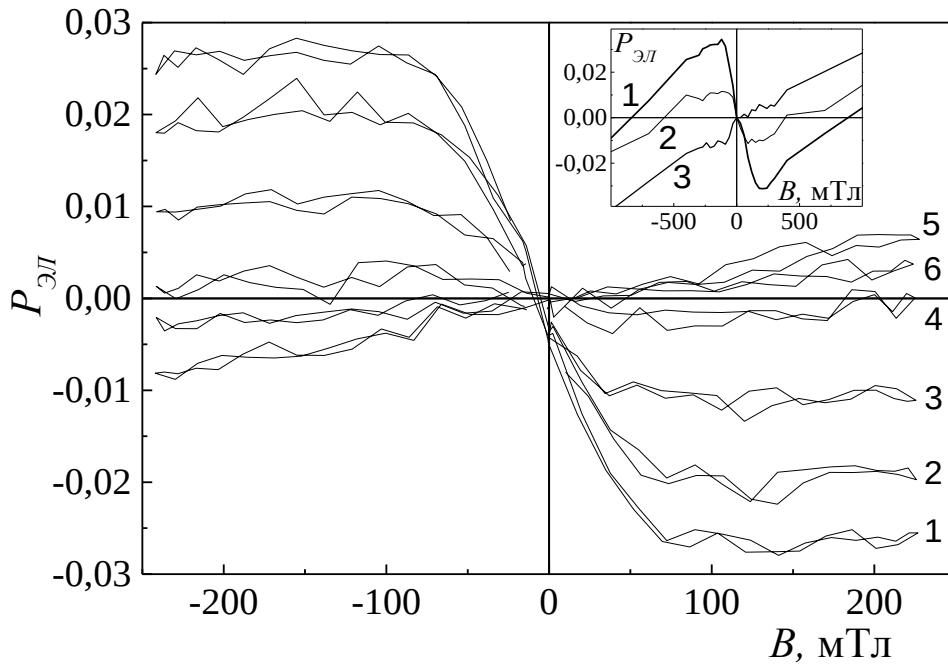
Рисунок 5.13 – Спектры электролюминесценции диода на основе структуры InGaAs/GaAs/ δ <Mn> (M22), измеренные при температуре 10 К, токе диода 5 мА и в магнитном поле 0,3 Тл. Спектры записаны в поляризации σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2).

Значение степени циркулярной поляризации, рассчитанное по формуле (3.2) (в данном случае $P_{эл} = 0,05$), превышает значения для контрольных структур (рассмотренных ранее в главах 3 и 4), для которых величина $P_{эл}$ в указанном диапазоне магнитных полей составляет $\sim 0,002$. Отметим, что существует исключение из данной закономерности для ряда структур с определёнными ростовыми параметрами, которые будут рассмотрены ниже.

Для всех структур, содержащих дельта-легированный Mn слой (за уже отмеченным исключением), зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля ($P_{эл}(B)$) при низкой температуре имеет вид, подобный показанному на рисунке 5.14(а) либо на рисунке 5.14(б). Отметим изменение знака циркулярной поляризации на отрицательный, показанное на рисунке 5.14(б) для структуры M43 (это соответствует ситуации, при которой интенсивность компоненты, поляризованной по правому кругу, превышает интенсивность компоненты, поляризованной по левому кругу).



(a)



(б)

Рисунок 5.14 (а) – Магнитолевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ для структуры InGaAs/GaAs/ δ Mn (M31), измеренные при токе диода 3 мА, и температурах 10 К (кривая 1); 20 К (кривая 2); 30 К (кривая 3); 40 К (кривая 4); 50 К (кривая 5). Точками показана магнитолевая зависимость сопротивления Холла, измеренная для контрольной структуры при температуре 10 К. На вставке показаны те же зависимости, измеренные при 50 К (1); 70 К (2) и 90 К (3). (б) - Магнитолевые зависимости степени поляризации ЭЛ структуры M43, измеренные при токе диода 5 мА, при температурах 10 К (кривая 1); 15 К (2); 20 К (3); 25 К (4); 40 К (5); 90 К (6). Данные при промежуточных температурах не приведены для того, чтобы не загромождать график. На вставке показана зависимость $P_{эл}(B)$, измеренная в тех же условиях, но в широком диапазоне магнитных полей (± 1 Тл) при температурах 10 К (1), 20 К (2) и 30 К (3).

Положительный знак циркулярной поляризации соответствует знаку циркулярной поляризации для структур с инжектором на основе (Ga,Mn)As, рассмотренным в главе 4. Параметрами, варьирование которых приводит к изменению знака степени поляризации, являются толщина покровного и спейсерного слоя (d_C и d_S , соответственно) и содержание Mn (Q_{Mn}). Изменение знака $P_{ЭЛ}$ будет рассмотрено ниже, в рамках данного раздела рассмотрим основные закономерности циркулярно-поляризованной ЭЛ.

На рассмотренных зависимостях $P_{ЭЛ}(B)$ наблюдается два участка: участок быстрого изменения $P_{ЭЛ}$ в диапазоне магнитных полей $0 - 0,1$ Тл (в положительную или отрицательную сторону – рисунок 5.14(а) и (б), соответственно), и участок «медленного» увеличения степени поляризации в полях $0,1 - 0,3$ Тл. В указанном диапазоне магнитных полей магнитополевая зависимость степени поляризации может быть аппроксимирована линейной функцией, а наклон линейной зависимости практически не различается для разных структур, в том числе и для структур с «отрицательной» циркулярной поляризацией. Для последних при повышении магнитного поля до значения $\sim 0,85$ Тл (величина зависит от параметров структур) монотонное увеличение $P_{ЭЛ}$ на «линейном» участке компенсирует быстрое уменьшение $P_{ЭЛ}$ на участке $0-100$ мТл. При этом степень поляризации становится равной нулю (вставка к рисунку 5.14(б)), а при дальнейшем увеличении магнитного поля $P_{ЭЛ}$ меняет знак на положительный. Таким образом, значение $P_{ЭЛ}$ с достаточной степенью точности может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$P_{ЭЛ} = P_{ЭЛ}^{FM} + P_{ЭЛ}^Z, \quad (5.1)$$

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

При увеличении температуры измерений значение степени циркулярной поляризации на участке быстрого роста ($P_{эл}^{FM}$) уменьшается по абсолютной величине и при температуре 30-50 К (в зависимости от параметров структур) становится равным нулю. В этой точке и для более высоких температур на зависимости $P_{эл}(B)$ имеет место монотонное увеличение степени циркулярной поляризации с ростом магнитного поля, которое может быть описано линейной функцией и которое, по-видимому, соответствует $P_{эл}^Z$ (для представленных примеров такая ситуация показана на рисунке 5.14(а), кривая 5 и рисунке 5.14(б), кривые 5,6). Значение $P_{эл}^Z$ слабо зависит от температуры измерений при температурах ниже 50 К. С повышением температуры от 30-50 до 110 К наклон линейной зависимости монотонно уменьшается (вставка к рисунку 5.14(а)). Значение температуры $T = 30-50$ К, для которой зависимость $P_{эл}(B)$ преобразуется в линейную, хорошо согласуется с данными по температуре Кюри ферромагнитного $\delta<Mn>$ -слоя, полученными в [373].

Для структур с «отрицательной» поляризацией характер зависимости $P_{эл}(B, T)$ более сложный: по мере уменьшения (по модулю) компоненты $P_{эл}^{FM}$ эта величина становится сравнимой с $P_{эл}^Z$ (последнее практически не зависит от температуры ниже точки Кюри). Это проявляется в смене знака суммарного значения $P_{эл}$ в меньших магнитных полях (например, при температуре 20 К значение $P_{эл}$ пересекает ось абсцисс в магнитном поле 0,5 Тл – вставка к рисунку 5.14(б), кривая 2). При температуре 40 К отрицательного значения $P_{эл}$ для структуры М43 не зарегистрировано (вставка к рисунку 5.14(б), кривая 3), что соответствует ситуации $P_{эл}^Z > P_{эл}^{FM}$. Дальнейшее повышение температуры приводит к увеличению степени циркулярной поляризации, максимальное значение $P_{эл}$ зарегистрировано при температуре, соответствующей точке Кюри (50 К для образца М43), когда отрицательная часть (т.е. $P_{эл}^Z$) обращается в ноль. Приведённое описание наглядно иллюстрируется зависимостями степени циркулярной поляризации от температуры, измеренными в магнитном поле 100 мТл для структур с «положительной» и «отрицательной» поляризацией (М31 и М43, соответственно). Результаты представлены на рисунке 5.15.

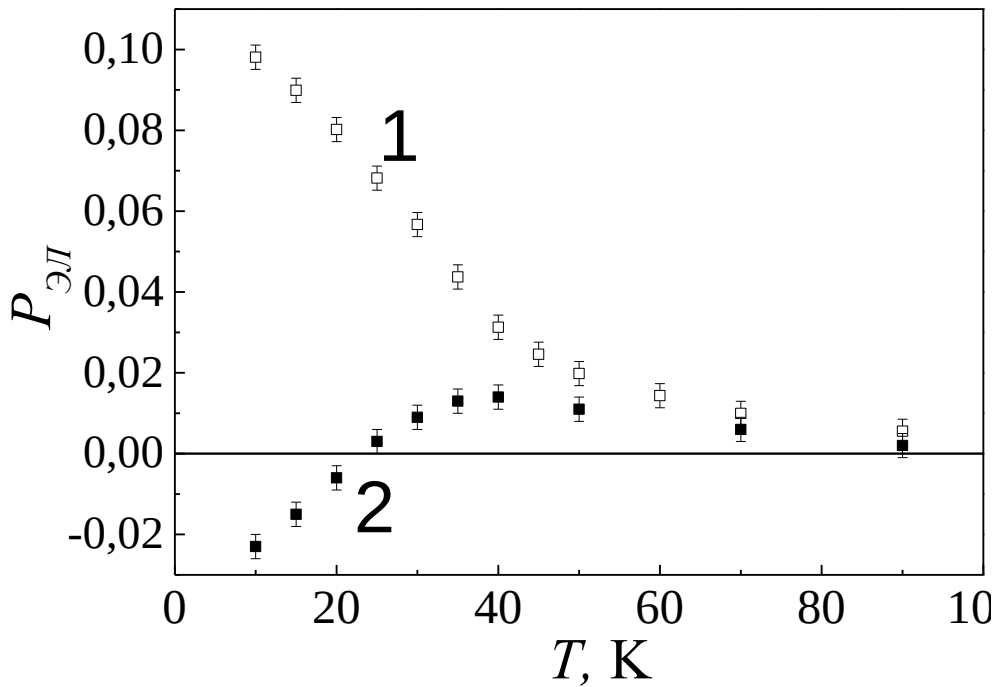


Рисунок 5.15 – Температурная зависимость степени циркулярной поляризации для структур с «положительной» циркулярной поляризацией (М31, открытые квадраты 1) и «отрицательной» поляризацией (М43, закрытые квадраты 2), измеренная для тока диода 10 мА, в магнитном поле 100 мТл.

Видно, что для структуры М31 имеет место монотонное уменьшение степени циркулярной поляризации с точкой перегиба, приблизительно соответствующей температуре Кюри, определённой из магнитотранспортных измерений аналогичных структур [373]. Для структур М43 значение степени поляризации является немонотонной функцией температуры измерений, при температуре ~ 25 К значение $P_{эл}$ становится равным нулю, а при 40 К становится максимальным. Отметим также, что при $T > 50$ К зависимости $P_{эл}(T)$ для структур М31 и М43 подобны, а сами значения $P_{эл}$ близки. Это соответствует сформулированному выше утверждению о слабой зависимости слагаемого $P_{эл}^Z$ (5.1) от параметров структур.

Зависимость $P_{эл}$ от тока диода, введённого в магнитное поле 100 мТл, представлена на рисунке 5.16. Температура измерений составила 10 К. Данные представлены для структур М44 и М39, для всех исследованных структур зависимости подобны (с учётом знака). Во всём диапазоне значение $P_{эл}$ уменьшается с увеличением тока диода. Такое уменьшение, вероятно, можно

связать с разогревом структуры током и соответствующим снижением намагниченности дельта-слоя за счёт приближения к точке Кюри.

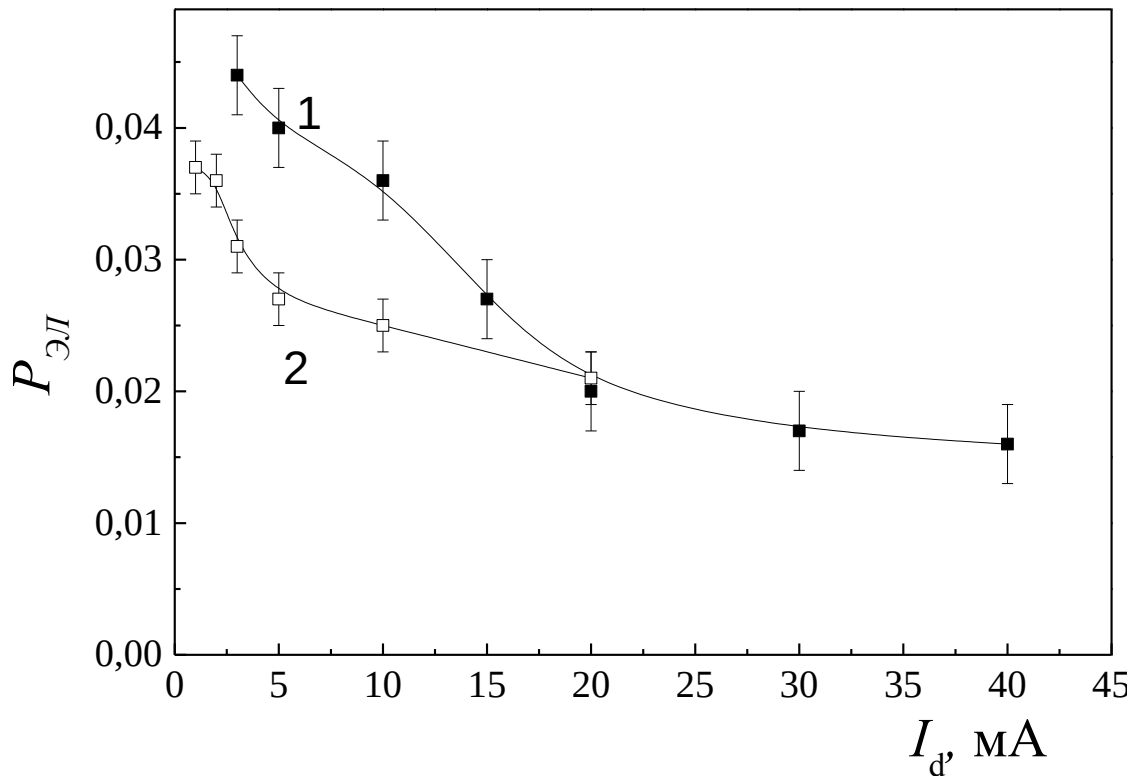


Рисунок 5.16 – Типичная зависимость степени циркулярной поляризации от тока диода, построенная для структур InGaAs/GaAs/ δ <Mn> (M44, закрытые квадраты 1) и M39 (открытые квадраты 2). Для всех структур с δ <Mn>-легированием зависимости подобны.

Можно предположить влияние мощности накачки/электрического поля на спиновую поляризацию носителей в квантовой яме. Уменьшение степени поляризации в результате разогрева током накладывает ограничения на допустимый диапазон токов диода для достоверного измерения $P_{эл}$. В рамках настоящего исследования максимальное значение тока диода при исследованиях циркулярно-поляризованной электролюминесценции составило 20 мА (типичное значение – 5 мА).

5.4.2 Циркулярная поляризация фото- и электролюминесценции структур с δ <Mn>-легированным слоем

Для сравнительного исследования магнитополевых зависимостей фото- и электролюминесценции использовалась установка, схема которой показана на рисунке 3.3. Отличия в схеме при исследованиях ФЛ и ЭЛ обсуждались в разделе

3.2.3. В отличие от структур, рассмотренных в предыдущих разделах, при помещении образца с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем в магнитное поле значение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции ($P_{\text{ФЛ}}$) сравнительно велико. На рисунке 5.17 показано, что интенсивность линии ФЛ, поляризованной по левому кругу, превышает интенсивность компоненты, поляризованной по правому кругу (для структур M22). На рисунке 5.18 представлены магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации **фотолюминесценции** для структуры M22 (закрытые квадраты 1) и степени циркулярной поляризации **электролюминесценции** (кривая 1) для светоизлучающего диода на основе структуры M22. Во всём диапазоне магнитных полей для одной и той же структуры

$$P_{\text{ФЛ}} = P_{\text{ЭЛ}} \quad (5.2)$$

в пределах погрешности измерений. Соотношение (5.2) справедливо для всех исследованных структур, в качестве примера на рисунке 5.18 представлены магнитополевые зависимости $P_{\text{ФЛ}}$ (точки) и $P_{\text{ЭЛ}}$ (линии) для структур с различными параметрами δ -слоя. Видно совпадение значений степени поляризации ФЛ и ЭЛ.

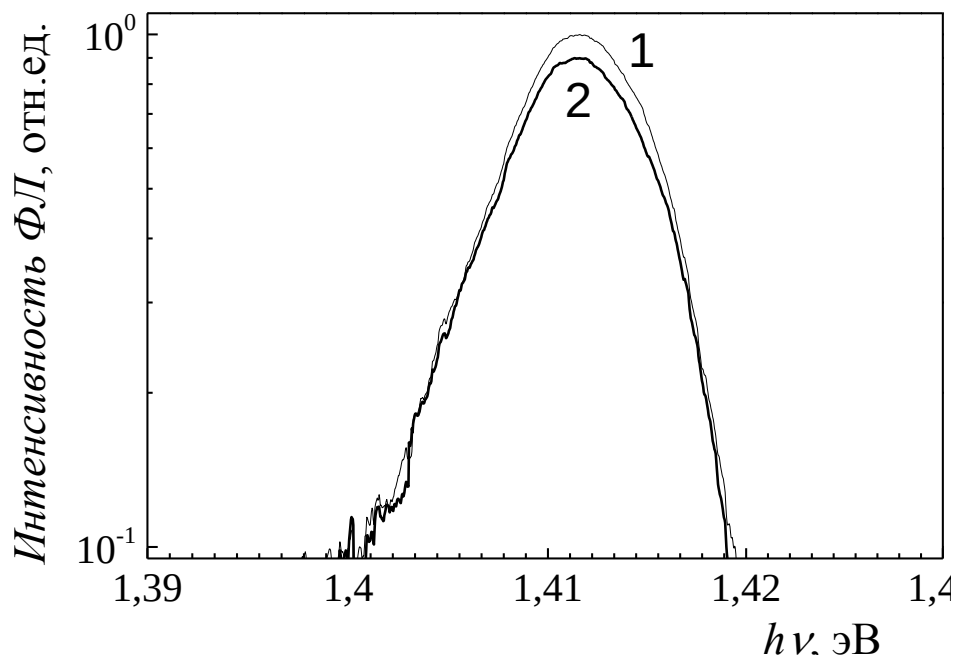


Рисунок 5.17 – Спектры фотолюминесценции структуры M22, измеренные при температуре 10 К, мощности накачки 6 мВт и в магнитном поле 0,3 Тл. Спектры записаны в поляризации σ^+ (кривая 1) и σ^- (кривая 2).

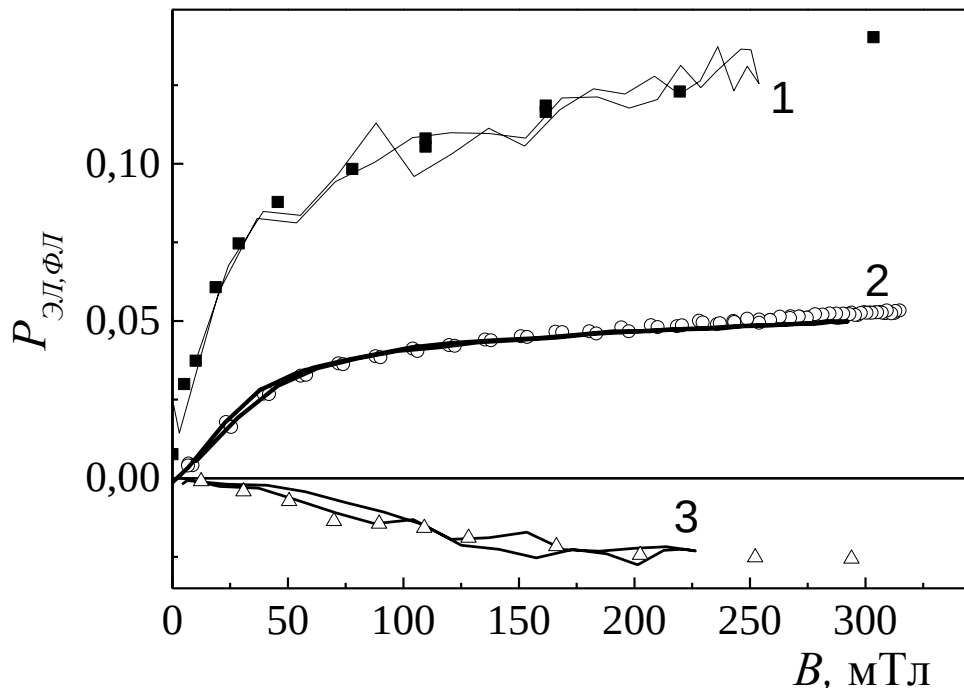


Рисунок 5.18 – Зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля для фотолюминесценции (точки) и электролюминесценции (линии) структур InGaAs/GaAs/ $\delta<\text{Mn}>$, отличающихся технологическими параметрами: M22 (1), M21 (2) и M49 (3). Температура измерений 10 К, ток диода 5 мА/мощность накачки ФЛ 6 мВт.

Обсудим результаты исследований циркулярно-поляризованной фотолюминесценции. Согласно критерию, изложенному в [18], совпадение степени циркулярной поляризации для ФЛ и ЭЛ является свидетельством отсутствия инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного контакта в активную область структуры. В случае исследованных структур следует также отметить, что как при фотолюминесцентном возбуждении (5-10 мВт) так и в режиме электролюминесценции ($\sim 1,5$ В) мощность возбуждения соответствовала ситуации плоских зон (небольшие изгибы зон, однако, сохраняются, согласно моделированию [328]). Поэтому совпадение степени поляризации для ФЛ и ЭЛ не может быть связано с различием в изгибах зон и действующих в структуре электрических полей. Значения степени циркулярной поляризации для ФЛ и ЭЛ превышают таковые для контрольных структур с близким содержанием In (например, рисунок 3.34, кривая 3). Это свидетельствует о влиянии ферромагнитного дельта-слоя Mn на спиновую поляризацию носителей в КЯ. Механизмом, обуславливающим такое влияние, и рассмотренным ранее в литературе, является взаимодействие носителей в квантовой яме с магнитными

ионами Mn в δ -слое. Предположительно, взаимодействие с ионами Mn приводит к спиновой поляризации равновесных носителей в КЯ, либо носителей, инжектированных в квантовую яму в режиме ЭЛ или ФЛ. Ниже будет выполнен анализ механизмов взаимодействия путём обсуждения результатов измерений циркулярно-поляризованной люминесценции в зависимости от параметров структур (толщины спейсерного слоя, содержания Mn и др.) и условий эксперимента (температурные зависимости, мощность возбуждения).

5.4.3 Взаимосвязь ферромагнитных свойств δ <Mn>-легированных структур и циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции

Для анализа ферромагнитных свойств структур с δ <Mn>-слоем и квантовой ямой в диапазоне температур 10-100 К использовались данные исследований аномального эффекта Холла, выполненных в работах [48, 278-280, 373]. Анализ выполнен доцентом кафедры ФПО Физического факультета ННГУ Кудриным А.В. Известно, что удельное сопротивление Холла ферромагнитного материала определяется выражением:

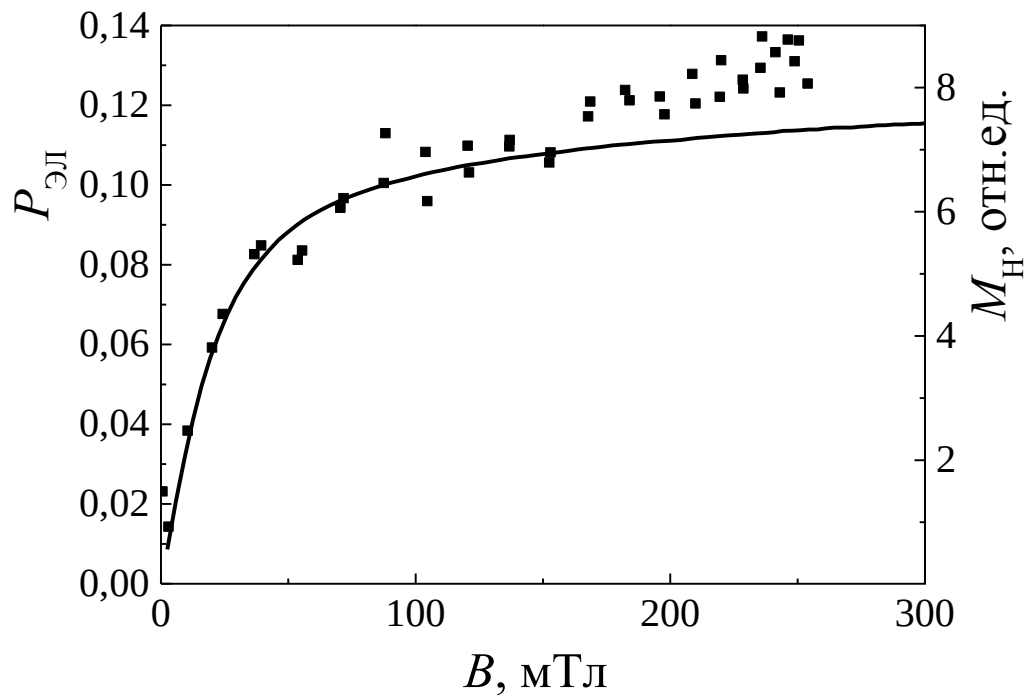
$$r_H = R_0 B_z + R_S M, \quad (5.3)$$

где R_0 – коэффициент Холла, B_z – магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности структуры, R_S – аномальный коэффициент Холла, M – намагниченность ферромагнитного слоя. Чаще всего считается, что при температуре ниже точки Кюри $R_0 \ll R_S, R_H \approx R_S M$, что подтверждается экспериментом. Для оценки относительной намагниченности (M_H) ферромагнитного слоя величина сопротивления Холла делилась на квадрат слоевого сопротивления (величина, пропорциональная R_S) [48, 378]. Отметим, что величина M_H не соответствует в точности намагниченности слоя M , однако её изменение с варьированием температуры или внешнего магнитного поля подобно изменению намагниченности. Таким образом, сопоставление результатов циркулярно-поляризованной люминесценции с зависимостями $M_H(B)$ однозначно

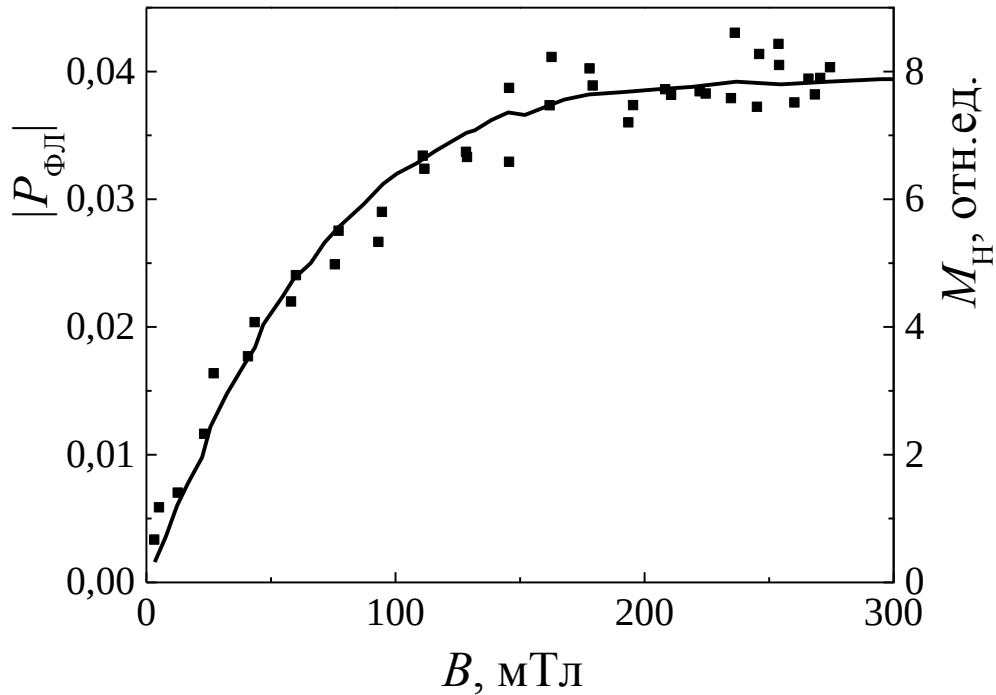
соответствует сопоставлению с магнитополевыми зависимостями намагниченности.

Исследования аномального эффекта Холла выполнялись на контрольных структурах, а также на светоизлучающих диодных структурах для более точного сопоставления магнитных характеристик и циркулярно-поляризованной люминесценции. Для исследования эффекта Холла на диодной структуре формировались специальные бездиффузионные контакты в геометрии Ван-Дер Пау. Эпитаксиальные слои в светоизлучающей структуре были нанесены на подложку n -типа. Поскольку спейсерный слой GaAs, разделяющий КЯ и $\delta<\text{Mn}>$ -слой, специально не легировался, его проводимость значительно ниже проводимости дельта-слоя. Это позволяет сделать вывод, что при исследовании эффекта Холла тестовый ток протекает преимущественно в дельта-слое и, следовательно, полученные магнитополевые зависимости сопротивления Холла определяются свойствами $\delta<\text{Mn}>$. На рисунке 5.19(а) представлены магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ (точки) и относительной намагниченности (линия) для структуры InGaAs/GaAs/ $\delta<\text{Mn}>$ (M22), сформированной на подложке n -GaAs, на рисунке 5.19(б) аналогичное сопоставление выполнено для относительной намагниченности (линия) и циркулярной поляризации ФЛ (точки) структуры M50, сформированной на подложке i -GaAs.

Видно достаточно хорошее подобие кривых $P_{\text{ЭЛ/ФЛ}}(B)$ и $M_{\text{H}}(B)$. Небольшие расхождения в поведении зависимостей возможны при $B > 100$ мТл (рисунок 5.19(а)), после насыщения намагниченности $\delta<\text{Mn}>$ -слоя. Согласно [9,18,48,55,71] подобие магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации и намагниченности обусловлено влиянием ферромагнитного слоя на спиновую поляризацию носителей заряда в активной области. Небольшое расхождение магнитополевых зависимостей $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ и $M_{\text{H}}(B)$ в области высоких полей мы связываем с линейным вкладом $P_{\text{ЭЛ}}^Z$ в спиновую поляризацию носителей. При вычитании линейного слагаемого из $P_{\text{ЭЛ}}$ (5.1) зависимости $P_{\text{ЭЛ}}^{\text{FM}}(B)$ и $M_{\text{H}}(B)$ хорошо согласуются друг с другом.



(a)



(б)

Рисунок 5.19 (а) – Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ (точки) и относительной намагниченности (линия) структуры М22. Ток диода– 5 мА. (б) - Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ (точки) и относительной намагниченности (линия) структуры М50. Мощность накачки– 6 мВт. Температура измерений составила 10 К.

Полученный результат позволяет отнести слагаемое $P_{\text{ЭЛ}}^{\text{FM}}$ в формуле (5.1) к спиновой поляризации носителей, обусловленной взаимодействием с ферромагнитным $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем, а слагаемое $P_{\text{ЭЛ}}^Z$ – к спиновой поляризации в результате Зеемановского расщепления уровней в квантовой яме. Действительно,

величина Зеемановского расщепления не зависит от параметров магнитного слоя, а определяется параметрами квантовой ямы: фактором Ландэ для электронов и дырок. Такая интерпретация согласуется с экспериментально обнаруженной слабой зависимостью величины $P_{эл}^Z$ от содержания Mn в δ -слое, толщины спейсерного и покровного слоёв. Варьирование содержания In в КЯ приводит к изменению $P_{эл}^Z$, поскольку фактор Ланде зависит от содержания In [379]. Более детальный анализ поляризационных характеристик структур при варьировании содержания In в квантовой яме (х) будет выполнен ниже.

Другим важным выводом показанной экспериментально однозначной связи магнитополевых зависимостей намагниченности и степени циркулярной поляризации является возможность анализа магнитных характеристик (в том числе, температуры Кюри, магнитного поля насыщения) при исследовании циркулярно-поляризованной люминесценции для структур с различными параметрами. Этот вывод представляется важным, поскольку анализ циркулярной поляризации является более удобным методом исследования ферромагнитных свойств тонких $\delta<\text{Mn}>$ -легированных слоёв:

- 1) Выполняется прямое исследование магнитных свойств ССИД, в то время как исследования аномального эффекта Холла выполняются на контрольных образцах, с отличающимся легированием слоёв и, следовательно, не совсем точно соответствующих диодным структурам. Исследования АЭХ на диодных структурах с использованием бездиффузионных контактов не всегда возможны, например, такое исследование затруднительно в случае тонких спейсерных слоёв, когда невозможно гарантировать отсутствие шунтирования структуры квантовой ямой и подложкой (толщина которой на несколько порядков выше, чем толщины интересующих нас ФМ слоя и активной области).
- 2) Совпадение фото- и электролюминесценции свидетельствуют об отсутствии инжекции спин-поляризованных носителей из $\delta<\text{Mn}>$ -слоя. Это позволяет не учитывать влияние спиновой релаксации при транспорте носителей на их спиновую поляризацию в квантовой яме. Следовательно, изменение степени циркулярной поляризации при варьировании условий эксперимента (магнитного

поля и температуры) определяется только изменением намагниченности слоя. Вклад Зеемановского расщепления уровней в спиновую поляризацию носителей считаем аддитивным, в таком случае его можно учесть путём вычитания соответствующего слагаемого из $P_{\text{ЭЛ}}$ (формула 5.1).

3) Измерение степени циркулярной поляризации ЭЛ представляется надёжным результатом, поскольку используемая методика обеспечивает высокую точность измерений (до 0,001 – один-два порядка от типичного значения).

Таким образом, исследования циркулярно-поляризованной ЭЛ и ферромагнитных свойств структур с δ -слоем Mn позволяют сделать выводы о природе зависимости $P_{\text{ЭЛ}}(B)$. Компонента, отвечающая за быстрое увеличение степени циркулярной поляризации в диапазоне 0-100 мТл ($P_{\text{ЭЛ}}^{\text{FM}}$), связана с намагничиванием $\delta<\text{Mn}>$ -слоя. По мере намагничивания (с ростом магнитного поля) увеличивается степень спиновой поляризации носителей в КЯ. В магнитном поле ~ 100 мТл намагниченность насыщается и дальнейшее увеличение степени поляризации связано с Зеемановским расщеплением уровней (слагаемое $P_{\text{ЭЛ}}^Z$). При увеличении температуры измерений выше точки Кюри структура переходит в парамагнитное состояние, а наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация обусловлена только зеемановским расщеплением энергетических уровней. Величина расщепления, также, как и степень поляризации (вставка к рисунку 5.14(a)), в этом случае линейно зависят от магнитного поля. Незменность наклона линейного участка ниже точки Кюри обусловлена независимостью Зеемановского расщепления от температуры. Полученные результаты хорошо согласуются с измерениями аномального эффекта Холла на аналогичных структурах [274,373]: при той же температуре (30-50 К) аномальная составляющая коэффициента Холла становится равной нулю, что свидетельствует о переходе в парамагнитное состояние. Результаты измерений эффекта Холла и циркулярной поляризации позволяют сформулировать критерий оценки температуры Кюри: это наименьшая температура измерений, при которой $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ может быть аппроксимирована линейной функцией.

5.4.4 Ферромагнетизм GaAs структур, содержащих $\delta<\text{Mn}>$ -легированный слой

На основании результатов, представленных в разделе 5.4.3, для структур с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем может быть выполнен анализ ферромагнитных свойств и механизмов ФМ упорядочения. Рассмотрим зависимость степени поляризации от температуры измерений. Типичные графики для случаев «положительной» и «отрицательной» поляризации представлены на рисунке 5.15. Для выделения ферромагнитной составляющей из полученных значений $P_{\text{эл}}$, согласно соотношения (5.1) из значения степени циркулярной поляризации в магнитном поле 300 мТл вычиталось значение, соответствующее $P_{\text{эл}}^Z$ ($P_{\text{эл}}^{\text{FM}} = P_{\text{эл}} - P_{\text{эл}}^Z$). Значение $P_{\text{эл}}^Z$ может быть оценено из наклона зависимости $P_{\text{эл}}(B)$ в области сильных магнитных полей ($B > 100$ мТл), указанный участок может быть описан линейной функцией (рисунок 5.20, пунктирные линии).

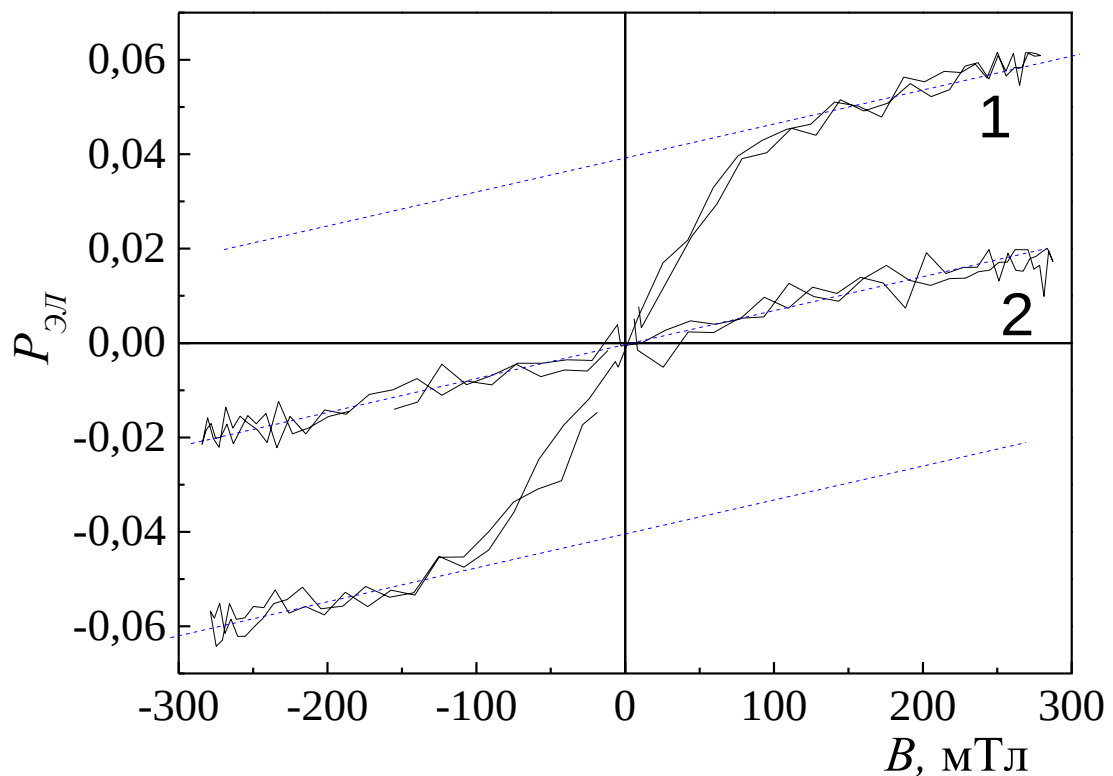


Рисунок 5.20 – К расчёту ферромагнитной и парамагнитной компонент степени циркулярной поляризации структур InGaAs/GaAs/ $\delta<\text{Mn}>$: магнитолевые зависимости $P_{\text{эл}}$ структуры М30, измеренные при 10 (кривая 1) и 45 К (кривая 2). Пунктиром обозначена линейная аппроксимация зависимости для 45 К, а также линии с тем же наклоном, смещённые относительно оси абсцисс на $\pm 0,04$ (значение соответствует $P_{\text{эл}}^{\text{FM}}$).

Отметим, что наклон линейного участка зависимости $P_{\text{эл}}(B)$ практически не изменяется при варьировании температуры (в пределах погрешности измерений) вплоть до точки Кюри (рисунок 5.20). Таким образом, можно записать: $P_{\text{эл}}^Z(T < T_C) \approx P_{\text{эл}}^Z(T_C)$, следовательно значение $P_{\text{эл}}^Z(10 \text{ K}) \approx P_{\text{эл}}^Z(T_C)$ (т.к. в точке Кюри $P_{\text{эл}}^{\text{FM}} = 0$; $P_{\text{эл}} = P_{\text{эл}}^Z$). Зависимость ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации от температуры для структур М34, М38 и М39, отличающихся содержанием In в квантовой яме (0,18, 0,22 и 0,16, соответственно) представлена на рисунке 5.21. Можно отметить «затянутость» спада степени поляризации с ростом температуры измерений. Согласно [86], в области температур ниже точки Кюри температурная зависимость намагниченности может быть аппроксимирована функцией Бриллюэна для намагниченности насыщения ферромагнетиков:

$$\frac{M_s(T)}{M_s(0)} = B_J \left(\frac{\gamma \mu_0 \mu_1 M_s(T)}{k T} \right), \quad (5.4)$$

где M_s – намагниченность насыщения; B_J – функция Бриллюэна; γ – коэффициент Вейсса; μ_0 – магнитная проницаемость в вакууме; μ_1 – магнитная проницаемость вещества.

На рисунке 5.21 подобная аппроксимация была выполнена для структур, отличающихся содержанием In в квантовой яме. Видно, что функция Бриллюэна хорошо описывает экспериментальные данные только в области низких температур, при приближении к температуре Кюри имеет место расхождение. Температура, соответствующая значению $M_s = 0$ аппроксимирующей функции, не соответствует точке Кюри ферромагнитного слоя. Выше этой точки система сохраняет ферромагнитные свойства: аномальный эффекта Холла и нелинейность $P_{\text{эл}}(B)$ (в качестве примера, на вставке к рисунку 5.21 приведена зависимость $P_{\text{эл}}(B)$ для температуры 30 К, которая лежит выше значения T_C , полученного из соотношения 5.4). Некоторая «затянутость» спада намагниченности при приближении к точке Кюри характерна для неупорядоченных ферромагнетиков (общий термин для обозначения материалов, легированных атомами переходных

элементов с неупорядоченным пространственным распределением примеси) [200-204].

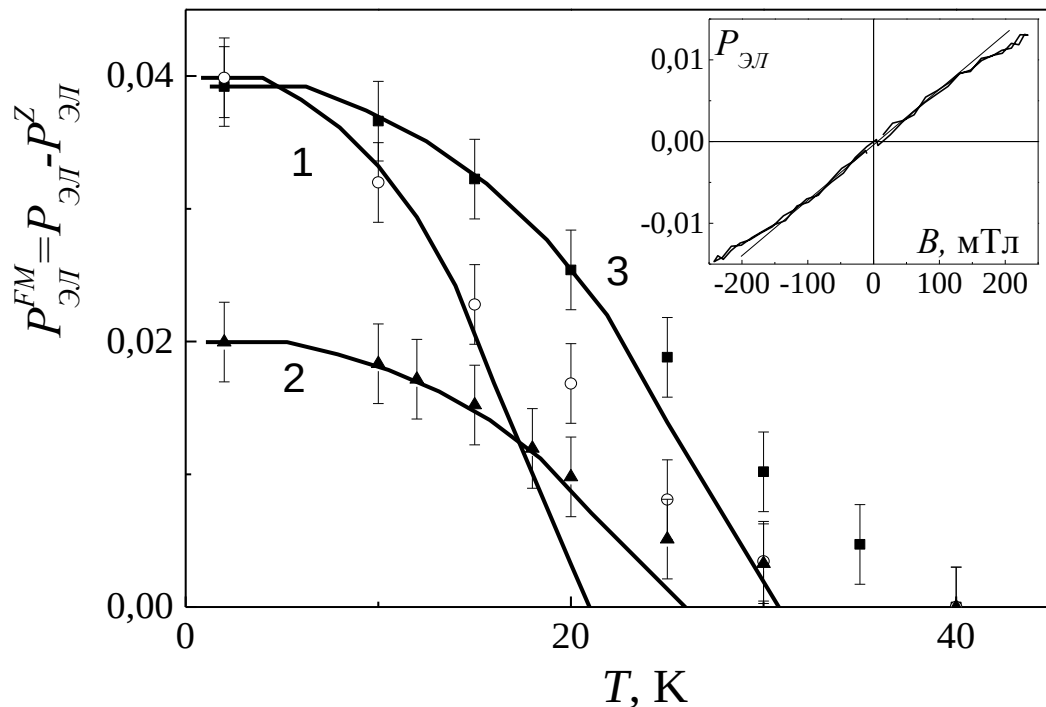


Рисунок 5.21 – Температурная зависимость ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации для структур М34 (закрытые треугольники 1), М38 (открытые круги 2) и М39 (закрытые квадраты 3). Ток диода – 10 мА, магнитное поле – 100 мТл, соответствует насыщению намагниченности $\delta\langle\text{Mn}\rangle$. На вставке показана магнитолевая зависимость $P_{\text{эл}}$, измеренная для образца М39 при 30 К.

Существует несколько подходов к описанию температурной зависимости намагниченности в таких структурах. В рассматриваемом случае дельта-легирования атомами Mn, в силу особенностей процесса легирования, а также в силу диффузионного размытия профиля концентрации атомов Mn, существуют области с локально высокой и локально низкой концентрацией магнитной примеси. При приближении к точке Кюри ферромагнитное упорядочение разрушается в областях с низким локальным содержанием Mn (поскольку характерное расстояние обменного взаимодействия становится ниже среднего расстояния между примесями) [203]. За счёт уменьшения вклада таких областей в общую намагниченность системы происходит некоторое её уменьшение, хотя ФМ упорядочение в областях с локально высокой концентрацией Mn сохраняется (как и в целом ферромагнитные свойства) [201]. Характеристики намагниченности

неупорядоченных ферромагнетиков (в том числе и температурная зависимость) существенно зависят от параметров структуры: концентрация магнитной примеси (N_{Mn}), концентрации свободных носителей (p) и материала матрицы (подробно различные возможные случаи ФМ свойств разбавленных ферромагнетиков рассмотрены в [201,203]). Далее рассмотрим интересующий нас случай (Ga,Mn)As, поскольку исследуемая структура ($\delta<\text{Mn}>$ -слой в матрице GaAs) представляет собой тонкий (5-7 нм) слой (Ga,Mn)As с неоднородным распределением примеси, как показано в главе 2.

Основные модели ферромагнетизма (Ga,Mn)As были рассмотрены в главе 1. Опуская детали различных теоретических представлений отметим два основных подхода к описанию ферромагнитных свойств (Ga,Mn)As: модель косвенного обменного взаимодействия между ионами Mn с участием свободных дырок [192-196,198] и перколяционная модель ферромагнетизма, основанная на описании взаимодействия ферромагнитных областей [201,202,204]. На данный момент в литературе признаётся обоснованность обеих моделей в зависимости от концентрации атомов Mn и концентрации дырок в исследуемых системах [напр., 196,199,201]. В то же время, предполагаемые в исследованных структурах процессы уменьшения намагниченности с ростом температуры за счёт выключения из процессов ферромагнитного упорядочения отдельных атомов Mn более характерны для перколяционной модели. По этой причине в дальнейшем анализе будет рассмотрена перколяционная модель ферромагнетизма.

Для качественного описания температурных зависимостей степени циркулярной поляризации ЭЛ достаточно проанализировать температурные зависимости относительной намагниченности. С этой целью могут быть использованы общие принципы теории протекания, впервые применённой в [203] для описания разбавленных ферромагнитных металлов. Согласно рассмотрениям [203], в неупорядоченных магнетиках формируются система ферромагнитных «кластеров». Подчеркнём, что при рассмотрении в главе 5 термин «ферромагнитный кластер» не относится к включениям второй фазы MnAs, а представляет собой область с упорядоченной спиновой поляризацией. Каждый

кластер включает спины магнитного примесного атома, а также свободных или локализованных носителей заряда, причём все спины в пределах кластера упорядочены за счёт обменного взаимодействия (упорядочение спинов носителей заряда и ионов магнитной примеси может быть как ферромагнитным, так и антиферромагнитным). Согласно [203] потенциал обменного взаимодействия, обуславливающий упорядочение спинов, может быть представлен в виде функции:

$$V_F(r) = V_0 e^{-r/R}, \quad (5.5)$$

где V_0 константа, определяемая свойствами материала и легирующей примеси, r – расстояние от точки, соответствующей центру ферромагнитного кластера (при описании разбавленных магнитных металлов эта величина соответствует расстоянию от атома ферромагнитной примеси), R – характерное расстояние, на котором энергия обменного взаимодействия уменьшается в e раз.

Такой подход, использующий соотношение (5.5), может быть применён для теоретического моделирования широкого спектра различных разбавленных ферромагнетиков (полупроводников и металлов) [200,201]. Ферромагнитный кластер имеет характерные размеры:

$$r(T) = R \ln \left(\frac{V_0}{kT} \right), \quad (5.6)$$

которые определяются из условия отсутствия упорядочения на расстоянии, соответствующем $V_F(r) = k_B T$ (это условие определяет границу ФМ кластера). Размеры кластера, согласно (5.6), зависят от температуры и уменьшаются с ростом T . Ферромагнитное упорядочение во всей системе имеет место в том случае, если ФМ кластеры перекрываются друг с другом, образуя «бесконечный кластер», т.е. кластер с размерами, сравнимыми с размерами системы. Все спины связаны в бесконечный кластер при выполнении условия $r(T) \gg N_F^{1/3}$. При $r \ll N_F^{1/3}$ система состоит только из конечных кластеров. Здесь N_F – количество взаимодействующих магнитных центров. Критический размер одного кластера, при котором возникает ФМ упорядочение, составляет, согласно [200,201,203]:

$$r_0 = 0,86 N_F^{-1/3} \quad (5.7)$$

Отметим, что в [203] фигурирует значение $0,87 \pm 0,01$. При высоких температурах, когда $r(T) < r_0$, система находится в парамагнитном состоянии. Температура ферромагнитного перехода, таким образом, может быть определена как температура при которой $r(T) = r_0$, т.е.

$$T_C = \frac{V_0}{k_B} \exp\left(-\frac{0,86}{RN_F^{1/3}}\right) \quad (5.8)$$

В более общем виде формула 5.8 может быть записана как:

$$T_C \sim \exp\left(-\frac{0,86}{RN_F^{1/3}}\right) \quad (5.8')$$

Подобное выражение используется для оценки температуры Кюри во всех известных нам рассмотренных перколяционной модели ферромагнетизма [200,201,203]. Теория протекания позволяет выполнить качественную оценку температурной зависимости намагниченности насыщения. При нулевой температуре все спины в бесконечном кластере ориентированы параллельно. Относительная намагниченность $M(T)/M(0)$ равна вероятности $P(r(T))$ того, что данный магнитный центр принадлежит бесконечному кластеру ($r(T)$ определяется формулой 5.6). Эта вероятность вычислена в [380] методом Монте-Карло. Её зависимость от безразмерного параметра $p=1/6\pi nr_{\max}$ приведена в [380] на рисунке 2. Используя этот график и заменяя $r_{\max}$ на $r(T)$ рассчитывается зависимость $M(T)/M(0)$ от T/T_C . Подробные детали приведены в Приложении А. На рисунке 5.22 представлены экспериментальные данные по температурной зависимости $P_{\text{эл}}$ (точки), пересчитанные в относительные единицы ($P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(T)/P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(0)$ от T/T_C). Данные получены для структур М3, М21, М22, М38, М39 (Таблица 5.1). Измерения выполнены в магнитном поле, соответствующем насыщению намагниченности $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя. Значение $P(0)$ получено экстраполяцией зависимости в точку $T=0$. За значение точки Кюри (T_C) принималась минимальная температура, при которой зависимость $P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(B)$ может быть описана линейной функцией (например, рисунок 5.14).

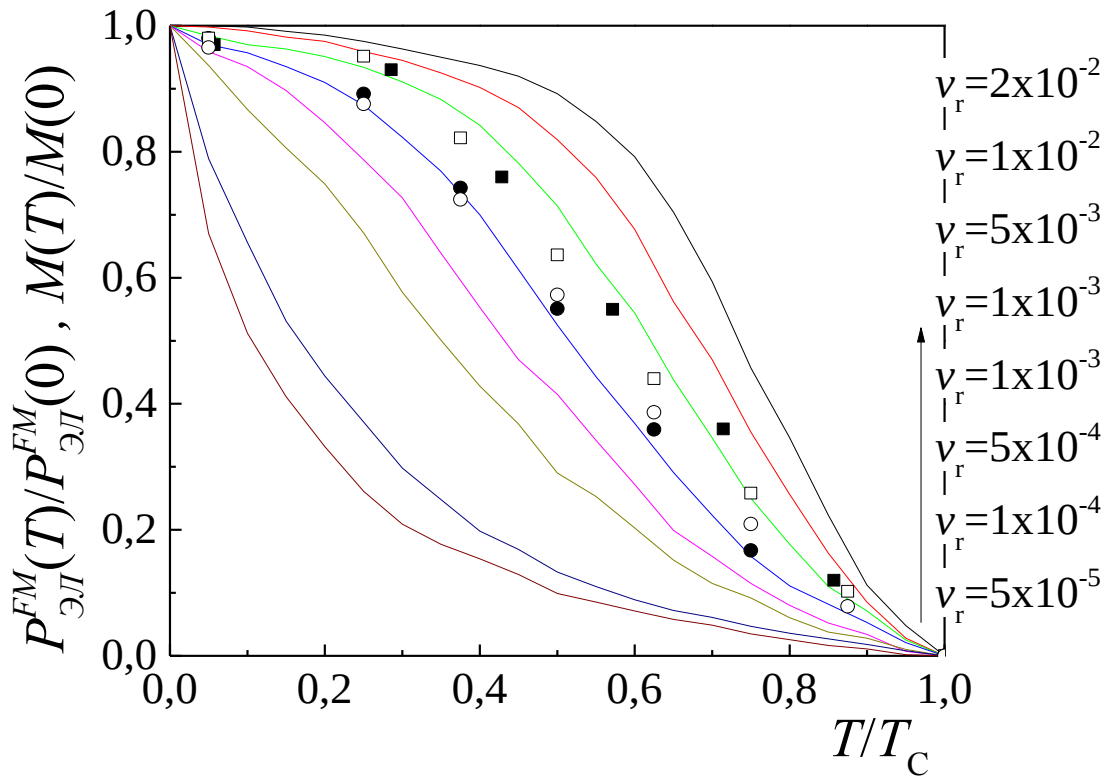


Рисунок 5.22 - Семейство температурных зависимостей относительной намагниченности разбавленного неупорядоченного ферромагнетика для различных значений подгоночного параметра v_R (линии), а также зависимости рассчитанных значений относительной степени циркулярной поляризации $P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(T)/P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(0)$ от относительной температуры для структур M21, M22 (открытые и закрытые квадраты, соответственно) с $Q_{\text{Мп}} = 0,3$ МС, M38, M39 с $Q_{\text{Мп}} = 0,1$ МС (открытые и закрытые круги, соответственно). Точки при температуре 2 К измерены в ИФТТ РАН, совместно с с.н.с. Зайцевым С.В.

Согласно результатам, полученным в разделе 5.4.3, $P_{\text{эл}}(T) \sim M(T)$, следовательно, можно считать справедливым равенство $M(T)/M(0) = P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(T)/P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(0)$, т.е. относительное изменение степени поляризации равно относительному изменению намагниченности. Также на графике построено семейство зависимостей $M(T)/M(0)$ от относительной температуры, параметром кривых семейства является безразмерная величина

$$v_R = \frac{4}{3} \pi N_F R^3, \quad (5.9)$$

которая соответствует количеству взаимодействующих магнитных центров в объёме с радиусом R (этот радиус соответствует расстоянию, на котором потенциал обменного взаимодействия уменьшается в e раз). Видно, что приведённые зависимости относительной степени поляризации для структур с

различными параметрами достаточно хорошо соответствуют той или иной теоретической кривой относительной намагниченности.

Проанализируем полученные результаты в зависимости от параметров структур. Рассмотрим структуры M21 и M22, отличающиеся толщиной спейсерного слоя (10 и 5 нм, соответственно) при совпадении остальных параметров. Полученные температурные зависимости относительной поляризации наиболее точно могут быть сопоставлены кривой с параметром семейства $\nu_R = 5 \times 10^{-3}$, причём отметим, что вид аппроксимирующей кривой не зависит от толщины спейсерного слоя (рисунок 5.22 (открытые и закрытые квадраты, соответственно)). Для структуры M38 и M39, отличающихся содержанием In в квантовой яме (0,22 и 0,18, соответственно), температурные зависимости относительной поляризации также могут быть описаны одной кривой, соответствующей параметру семейства $\nu_R = 2 \times 10^{-3}$, т.е. вид аппроксимирующей кривой не зависит и от содержания In в квантовой яме. Полученные результаты свидетельствуют о сравнительно слабом влиянии параметров, связанных с квантовой ямой, на магнитные характеристики структур. Следовательно, магнитные свойства структур с $\delta<\text{Mn}>$ -слоя определяются параметрами δ -легирования. Различия в аппроксимациях структур M21, M22 и M38, M39 связаны с различием в содержании атомов Mn (0,1 и 0,3 МС, соответственно). В 3 раза большее содержание Mn для структур M21, M22 обуславливают в 2,5 раза большее значение ν_R , что является согласованным результатом, поскольку значение ν_R меняется пропорционально концентрации магнитных центров (формула 5.9).

Аналогичные закономерности были получены и при варьировании концентрации дырок в структуре. Изменение концентрации дырок осуществлялось путём введения дельта-слоя углерода, в соответствии с технологией, описанной в разделах 2.1.2 и 5.1. На рисунке 5.23 представлена температурная зависимость относительной степени циркулярной поляризации для структур M28, M29, M30 (квадраты, треугольники и круги, соответственно). В случае наименьшего содержания углерода ($2,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$) экспериментальные

данные наиболее точно описываются кривой с параметром $\nu_R = 2 \times 10^{-3}$, при повышении содержания углерода (и концентрации дырок, соответственно) наилучшее сопоставление наблюдается для кривой с $\nu_R = 5 \times 10^{-3}$, т.е. повышение концентрации дырок приводит к увеличению данного параметра, что также является согласованным результатом. Установление точных корреляций между значением ν_R и концентрацией дырок затруднительно, поскольку достоверное измерение последней в структурах, сформированных на проводящей подложке невозможно. Кроме того, влияние на ферромагнитные свойства, по крайней мере в первом порядке, оказывают дырки, локализованные в области Мп, измерение концентрации которых отдельно от общей концентрации дырок в структуре также затруднительно (часть дырок может быть локализована в области КЯ или $\delta\langle C \rangle$). Таким образом, основными факторами, определяющими вид температурной зависимости относительной степени поляризации (и намагниченности) являются концентрация атомов Мп и концентрация дырок в структурах.

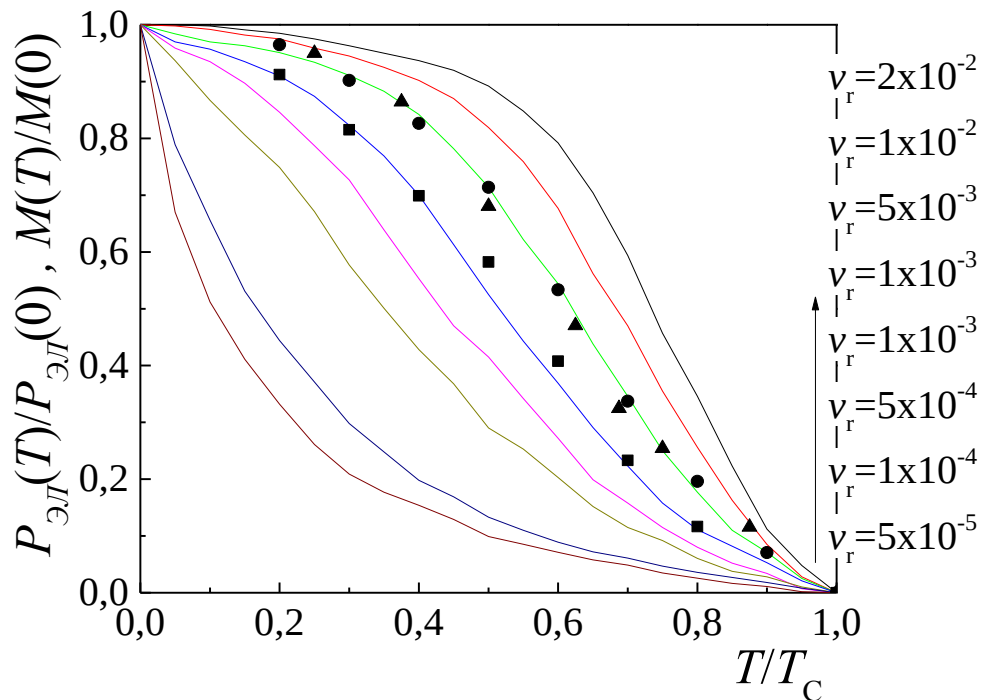


Рисунок 5.23 - Семейство температурных зависимостей относительной намагниченности $\delta\langle \text{Mn} \rangle$ ферромагнетика для различных значений параметра ν_R (линии), и зависимости $P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(T)/P_{\text{эл}}^{\text{FM}}(0)$ от относительной температуры для структур M28 (закрытые квадраты), M29 (закрытые треугольники), M30 (закрытые круги), отличающиеся концентрацией углерода в дельта-слое ($2,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и 10^{13} см^{-2} , соответственно).

Взаимосвязи с другими варьируемыми параметрами структур (содержание In в квантовой яме, толщина спейсерного слоя, толщина покровного слоя, температура нанесения) выявлено не было. Подчеркнём, что все полученные зависимости могут быть качественно описаны кривыми семейства $M(T)/M(0)$. Такое соответствие было получено с применением обобщённой математической модели и, для количественных оценок, должно учитывать параметры реальных структур, которые определяются из экспериментов по исследованию намагниченности, аномального эффекта Холла, магнитооптических экспериментов. Указанные эксперименты выполнены авторами работ [274,372,373,381,382]. В рамках данной работы ограничимся углубленным анализом приведённой качественной модели ферромагнитного упорядочения. Параметр ν_R , по своему определению (5.9), показывает количество магнитных ионов, находящихся в ближайшем окружении с ферромагнитным центром и взаимодействующих с ним. В том случае, если $\nu_R \gg 1$, характерный радиус потенциала $R \gg r_c = N_F^{1/3}$ – среднее расстояние между магнитными центрами. В этом случае с данным спином в среднем эффективно взаимодействует большое число спинов (дырок или магнитных примесных атомов). Поэтому энергия обменного взаимодействия каждого спина с окружением слабо зависит от конкретной конфигурации. Такое условие, по-видимому, согласуется с условиями применения модели РККИ для описания магнитных свойств (например, для (Ga,Mn)As с высокой концентрацией атомов Mn и дырок, сформированный методом МЛЭ [189]).

В случае сильно разбавленных ферромагнетиков и структур с низкой концентрацией дырок реализуется ситуация, когда $R \ll r_c$ или $\nu_R \ll 1$. В этом случае энергия обменного взаимодействия данного спина с остальными спинами очень сильно зависит от конкретной конфигурации [200-204], ферромагнитные свойства таких структур также зависят от конкретной конфигурации. По-видимому, в силу сравнительно малой концентрации дырок в исследованных структурах, подобная же ситуация реализуется и для них. Так, согласование экспериментальных данных температурной зависимости степени циркулярной

поляризации и теории имеет место в случае $\nu_R \sim 1 - 5 \times 10^{-3}$, что соответствует условию $\nu_R \ll 1$. Таким образом, полученные данные о температурной зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции могут быть объяснены с точки зрения перколяционной модели ферромагнетизма, а магнитные свойства существенно зависят от конкретной конфигурации системы (диффузионное размытие примеси, концентрация, количество дырок в области дельта-слоя), что, в свою очередь, определяется технологическими параметрами. Подобный вывод объясняет обнаруженную нами экспериментально большую вариативность результатов в зависимости от параметров структур.

5.4.5 Применение модели связанного магнитного полярона для описания магнитных свойств светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/ δ -Mn

Для последующего описания поляризационных характеристик структур потребуется детализация перколяционной модели, в частности, уточнение природы ферромагнитных кластеров, которые обуславливают наблюдение ферромагнитных свойств. Подобное рассмотрение ранее было выполнено для описания широкого набора материалов, легированных атомами переходных элементов. Изложение, предложенное в настоящей работе, основано на работе [203], в которой описан ферромагнетизм парамагнитных металлов, легированных атомами переходных элементов. В этом случае в качестве магнитного центра выступает примесный атом, который взаимодействует в соответствии с механизмом косвенного обмена с ближайшими соседями.

В моделях, описывающих ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках, как правило, в качестве магнитного центра рассматривается дырка, локализованная в примесной зоне или в минимумах неоднородного потенциала. Согласно [200-204], такая ситуация может быть реализована в том случае, если концентрация дырок намного ниже концентрации атомов Mn в структурах (что чаще всего имеет место и в исследованных структурах в силу эффекта компенсации примеси междоузельными атомами Mn [194]). В литературе

вводится термин «квази-локализованные» дырки, соответствующий дыркам, локализованным в сравнительно небольшой области, размеры которой оцениваются величиной r_a – радиуса локализации [201,383,384]. Значение r_a – это характерное расстояние от центра локализации дырки, на котором волновая функция спадает в e раз. Наличие квази-локализованных дырок в (Ga,Mn)As экспериментально подтверждено в [199], в [200,383,384] предложен механизм антиферромагнитного обмена для описания упорядочения в (Ga,Mn)As. Упорядочение спинов приводит к дополнительному понижению энергии дырки, т.е. к увеличению потенциала локализации [200,203,384]. Такое состояние, включающее упорядоченные по спину квази-локализованную дырку и ионы Mn, расположенные в области локализации называют термином «bound magnetic polaron» или «связанный магнитный полярон» (СМП). Размер СМП соответствует радиусу локализации r_a .

Модели, учитывающее формирование связанного магнитного полярона, применялись в работах [200-202,383-387]. Применимость этих теорий для исследуемых структур с δ <Mn>-легированным слоем в матрице GaAs может быть оценена из сопоставления экспериментальных данных с результатами моделирования. Следуя рассмотрению [384], считаем, что при низких температурах дырки локализованы в небольшой пространственной области δ <Mn>-слоя, ионы Mn в δ -слое взаимодействуют с локализованными дырками. В этом случае N_F в формулах 5.7-5.9 соответствует концентрации дырок ($N_F = p$), величина R в формуле (5.9) соответствует характерному расстоянию обменного взаимодействия ионов Mn и локализованной дырки. Кроме того, величина $r(T)$ в формуле (5.6), соответствует размеру связанного магнитного полярона. Таким образом, разбавленный магнитный полупроводник можно представить в виде набора ферромагнитных кластеров с ориентированным спином (СМП). Ферромагнитное упорядочение в такой системе имеет место в случае, когда области локализации связанных магнитных поляронов перекрываются и образуют бесконечный кластер, т.е. кластер, размеры которого сравнимы с размерами

кристалла. Рассматриваемая модель и формулы (5.5-5.9) могут быть справедливы при условиях

$$R \ll p^{1/3} ; r_a \ll r_c = N_{Mn}^{1/3} ; \quad (5.10)$$

радиус локализации не только меньше среднего расстояния между дырками, но и меньше среднего расстояния между примесными атомами, в этом случае дырку можно считать локализованной, а потенциал обменного взаимодействия – подчиняющимся соотношению 5.5.

Соответствие исследуемых структур с дельта-слоем Mn условию (5.10) может быть показано при рассмотрении результатов магнитотранспортных исследований. В Таблице 5.3 приведены результаты измерений эффекта Холла структур M9-M18, сформированных на подложках *i*-GaAs. Из измерений, выполненных при температурах 77 К и 300 К (выше точки Кюри, аномальная составляющая равна нулю), были рассчитаны концентрации дырок.

Таблица 5.3 – Рассчитанные значения слоевой концентрации дырок для части исследованных структур, измеренные при 77 К и 300 К. Измерения выполнены с.н.с. НИФТИ ННГУ Вихровой О.В.

	$p(\delta\langle C \rangle),$ см ⁻²	$Q_{Mn}, \times 10^{12}$ см ⁻²	Материал ПС	$p_s, \times 10^{12}$ см ⁻² (77 К)	$p_s, \times 10^{12}$ см ⁻² (300 К)
M0	0	0	МОС	0,1	
M9	0	31,5	<i>i</i> -GaAs	5,3	0,36
M10	0	37,8	<i>i</i> -GaAs	5,8	1,38
M11	0	113,0	<i>i</i> -GaAs	22	19,5
M12	0	139,0	<i>i</i> -GaAs	19,5	3,1
M13	$2,5 \times 10^{12}$	113,0	<i>i</i> -GaAs	15	3,1
M14	1×10^{12}	113,0	<i>i</i> -GaAs	10	1,9
M15	0	189,0	<i>i</i> -GaAs	13	0,52
M16	0	94,5	<i>p</i> -GaAs:Zn	38	1,4
M17	0	63,0	<i>p</i> -GaAs:Zn	21	0,77
M18	0	139,0	<i>p</i> -GaAs:Zn	27	4,8

*Погрешность измерения концентрации составляет 10 %.

Видно повышение концентрации дырок в результате δ -легирования по сравнению с контрольной структурой (для которой $p \sim 1 \times 10^{11}$ см⁻²). В то же время слоевая концентрация дырок во всех структурах (в том числе и с дополнительным

легированием) значительно ниже, чем концентрация атомов Mn. Более низкое значение концентрации дырок по сравнению с Q_{Mn} быть связано с автокомпенсацией. Согласно [196,388,389], наиболее вероятным видом дефектов, приводящих к автокомпенсации в (Ga,Mn)As, являются атомы Mn в междоузлиях (Mn_I). В этом положении марганец является двойным донором и компенсирует дырки от двух атомов Mn в положении замещения Ga (Mn_{Ga}). Исходя из предположения о преимущественном встраивании атомов Mn в положения Mn_I и Mn_{Ga} для структур без дополнительного акцепторного легирования может быть выполнена оценка концентрации атомов Mn в положении Ga по формуле:

$$N_{Mn}^S = \frac{(p_s + 2Y_{Mn})}{3}, \quad (5.11)$$

здесь N_{Mn}^S – слоевая концентрация атомов Mn в положении Ga, p_s – слоевая концентрация дырок, $Y_{Mn} = Q_{Mn} \cdot 6.3 \cdot 10^{14}$ – слоевая концентрация атомов Mn. Формула (5.13) учитывает, что каждый междоузельный атом Mn уменьшает количество дырок на 2. Из технологических значений содержания Mn и измерений слоевой концентрации дырок может быть оценена доля атомов Mn_{Ga} , которые, согласно [196] участвуют в ферромагнитном упорядочении материала. Из проведённых расчётов получено, что отношение N_{Mn}/Y_{Mn} составляет $0,71 \pm 0,02$.

Таким образом, исследуемые структуры, на наш взгляд, вполне соответствуют системам разбавленного магнитного полупроводника, для которых рассматривается перколяционная модель ферромагнетизма. Используя параметры данной модели можно оценить характерное расстояние обменного взаимодействия в формуле (5.9). Для экспериментально полученных значений $\nu_R \sim 1 - 5 \times 10^{-3}$, а также известной величины $N_F = N_h \approx 0,1 - 1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (согласно данным моделирования [274]), можно показать, что величина $R \sim 5 - 10 \text{ \AA}$, что согласуется с оценками, выполненными в [202].

Характерным следствием локализации дырок и образования связанных магнитных поляронов является прыжковый характер проводимости в РМП в области низких температур [384]. В структурах одиночным с $\delta < Mn >$ -слоем в матрице GaAs (с аналогичными параметрами дельта-легирования) прыжковый характер проводимости был предположен в [382]. Для указанных структур в

настоящей работе совместно с м.н.с. НИФТИ ННГУ Калентьевой И.Л. выполнено теоретическое моделирование экспериментальных результатов [373] по исследованию магнитотранспортных свойств. Применялась теория прыжковой проводимости рассмотренная в [384,390]. Согласно [384,390] в разбавленном магнитном полупроводнике, содержащем локализованные дырки, формируется система связанных магнитных поляронов, с хаотически ориентированным спином. Взаимная ориентация спинов квази-локализованной дырки и ферромагнитных ионов в магнитном поляроне понижает энергию такого комплекса на величину W_p , называемую также поляронный сдвиг. При низких температурах электрический ток в такой системе протекает по механизму прыжковой проводимости, а внешнее магнитное поле изменяет энергию полярона, т.е. вероятность прыжка. Такая модель позволяет объяснить особенности магнитолевых зависимостей сопротивления разбавленных магнитных полупроводников [384,390]. Подробные расчёты приведены в работах [384,390]. В настоящей работе ограничимся рассмотрением основных соотношений, определяющих качественный вид магнитолевой зависимости сопротивления структуры, а также аппроксимацией экспериментальных результатов, полученных в [373] для структур с одиночным $\delta<Mn>$ -слоем.

Модель рассматривает вероятность прыжка между двумя соседними центрами 1 и 2, находящимися на расстоянии r_{12} . Эффективный гамильтониан задачи, согласно [384,390] записывается как

$$H = H_1 + H_2 + H_{12} + H_{e-ph}, \quad (5.12)$$

где H_1 – гамильтониан СМП, локализованного в области 1, H_2 – гамильтониан СМП, локализованного в области 2,

$$H_l = \epsilon_l n_l - \frac{1}{2} \vec{\sigma}_l \vec{\Delta}_l + \frac{1}{2\chi} \int \delta \vec{M}^2(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (5.13)$$

где n_l – число «занятости» состояния l ($n_1 + n_2 = 1$), ϵ_l – энергия дырки в состоянии l без учёта обменного взаимодействия, $\vec{\sigma}_l$ – спиновый оператор носителя, $\delta \vec{M}$ – флуктуация намагниченности, χ – магнитная восприимчивость, $\vec{\Delta}_l$ – локальное векторное обменное поле, определяемое как:

$$\vec{\Delta}_l = \text{const} \int |\psi_l(\vec{r})|^2 \vec{M}_l(\vec{r}) d\vec{r} + g\mu_B \vec{B}, \quad (5.14)$$

где $\psi_l(\vec{r})$ – волновая функция связанной дырки, $\vec{M}_l$ – намагниченность, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора.

H_{12} – гамильтониан, отвечающий за прыжок дырки между областями 1 и 2.

$$H_{12} = -t(r_{12}) \sum_{\sigma=\pm 1} (a_{1\sigma}^+ a_{2\sigma} + \text{c. c.}), \quad (5.15)$$

где $a_{l\sigma}^+ (a_{l\sigma})$ – оператор, описывающий рождение (аннигиляцию) дырки в области с номером l со спином параллельным ($\sigma = 1$) или антипараллельным ($\sigma = -1$) магнитному полю, $t(r_{12}) = t = t_0 \exp(-r_{12}/r_a)$ – интеграл, описывающий вероятность прыжка, r_{12} – расстояние между центрами.

Выражение для скорости прыжка из центра 1 в центр 2 имеет вид:

$$w_{12} = \frac{\sqrt{\pi}|t|^2}{2\hbar T} \left(p_{12}^{(0)} + p_{12}^{(ph,+)} + p_{12}^{(ph,-)} \right), \quad (5.16)$$

где $p_{12}^{(0)}$ – соответствует вероятности туннельного прыжка, а $p_{12}^{(ph,\pm)}$ – вероятности прыжка с поглощением (+) или испусканием (-) акустического фонона.

Выражения для вероятностей имеют вид:

$$p_{12}^{(0)} = F(\mu, \nu, 0) \exp \left[-\frac{(2W_p - E_{12})^2}{8W_p k_B T} \right] \quad (5.17)$$

$$p_{12}^{(ph,\pm)} = \sum_q |\Lambda_q|^2 (N_q + 1/2 \pm 1/2) F(\mu, \nu, 0) \exp \left[-\frac{(2W_p - E_{12} \mp \hbar w_q)^2}{8W_p k_B T} \right], \quad (5.18)$$

где индекс q обозначает одновременно волновой вектор и номер ветви фононов с энергией $\hbar w_q$, N_q – функция распределения Планка, $|\Lambda_q|^2$ – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, приведённый в [384], E_{12} – разность энергий дырки в состояниях 1 и 2, $F(\mu, \nu, 0)$ – функция, зависящая энергетических параметров, которые, в свою очередь, определяются величиной внешнего магнитного поля и температуры измерений. Аналитическое выражение для функции $F(\mu, \nu, 0)$ вместе с остальными параметрами моделирования приведено в Приложении Б к настоящей работе.

С использованием методики, введённой при описании теории перколяции, а также выражения (5.8), можно зависать эффективное электрическое сопротивление при прыжковом переносе носителя между состояниями 1 и 2:

$$R_{12} = \frac{k_B T}{e^2 w_{12} f_1 (1 - f_2)} \quad (5.19),$$

где $f_i = \{1 + \exp[(E_i - E_F)/kT]\}^{-1}$ – функция распределения Ферми для локализованных носителей с энергией Ферми E_F . Соотношение (5.19) позволяет получить выражение для магнитополевой зависимости сопротивления разбавленного магнитного полупроводника:

$$\rho(B) \propto F^{-1}(\mu, \nu, 0) \exp\left(\frac{r_0}{r_a} + \frac{E_3}{k_B T} + \frac{W_p}{2k_B T} f\right), \quad (5.20)$$

где r_0 – порог перколяции, определяемый соотношением (5.7), E_3 – энергия активации прыжковой проводимости без учёта поляронного эффекта, f – постоянный коэффициент, величина которого меняется от 0 до 1 в зависимости от характера рассеяния по энергии носителей заряда.

На рисунке 5.24 представлены экспериментальные графики зависимости относительного изменения сопротивления структуры ($\rho(B)/\rho(0)$), рассмотренной в работе [373] (кривая 1) и рассчитанные из соотношения (5.20) зависимости (кривая 2) относительного сопротивления от магнитного поля для температур измерения ниже точки Кюри: 10 К (рисунок 5.24(а)), 15 К (рисунок 5.24(б)), 25 К (рисунок 5.24(в)). Варьируемыми параметрами моделирования в случае ферромагнитного состояния структур выступали

- 1) y – коэффициент, учитывающий уменьшение намагниченности ферромагнитного $\delta\langle Mn \rangle$ в результате антиферромагнитного упорядочения (с дырками или ионами Mn в положении междоузлия)
- 2) f – безразмерный коэффициент при экспоненте в формуле 5.20, зависящий от соотношения поляронного сдвига и разброса по энергии носителей заряда;
- 3) χ_0 – магнитная восприимчивость при $B = 0$;
- 4) Ω_l – величина, соответствующая размерам связанного магнитного полярона.

Из графиков, представленных на рисунке 5.24, видно, что рассчитанная зависимость $\rho(B)/\rho(0)$ в достаточной степени согласуется с экспериментальными результатами в области низких магнитных полей ($B < 200$ мТл), при $B > 200$ мТл имеет место значительное расхождение теории и

эксперимента. Полученные значения подгоночных параметров для температур 10 К, 15 К и 25 К (ниже точки Кюри) представлены в Таблице 5.4.

Таблица 5.4 Значения подгоночных параметров при моделировании магнитолевой зависимости сопротивления структуры по методике, описанной в приложении Б.

$T, \text{ К}$	y	f	$\chi_0 \times 10^{16}$	$\Omega_l \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$
10	0,63	0,00215	31	1,4
15	0,61	0,00365	36	1,55
25	0,42	0,02	23	22

Обсудим полученные результаты моделирования. Теория прыжковой проводимости с участием состояний связанных магнитных поляронов, ранее введённая для парамагнитных материалов $(\text{A}^2, \text{Mn})\text{B}^6$, может быть применена и при описании магнитотранспортных свойств разбавленных магнитных полупроводников $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$, при этом значения намагниченности и магнитной восприимчивости вычисляются из общей теории ферромагнетизма [86] (Приложение Б). Полученные теоретические кривые позволяют качественно описать экспериментально зарегистрированные при низкой температуре максимумы магнитолевой зависимости сопротивления. Появление максимумов, согласно [384], связано с вкладом двух различных эффектов в изменение вероятности прыжка между двумя состояниями. В низком магнитном поле имеет место повышение сопротивления с ростом B , так как при упорядочении магнитных моментов поляронов средняя вероятность прыжка между соседними состояниями квази-локализованной дырки уменьшается. В нулевом магнитном поле среднее значение магнитного момента приблизительно равняется нулю, поэтому вероятность прыжка не зависит от намагниченности. В ненулевом поле среднее значение магнитного момента отлично от нуля, поэтому вероятность прыжка становится зависимой от магнитного момента, при этом, как правило, уменьшается.

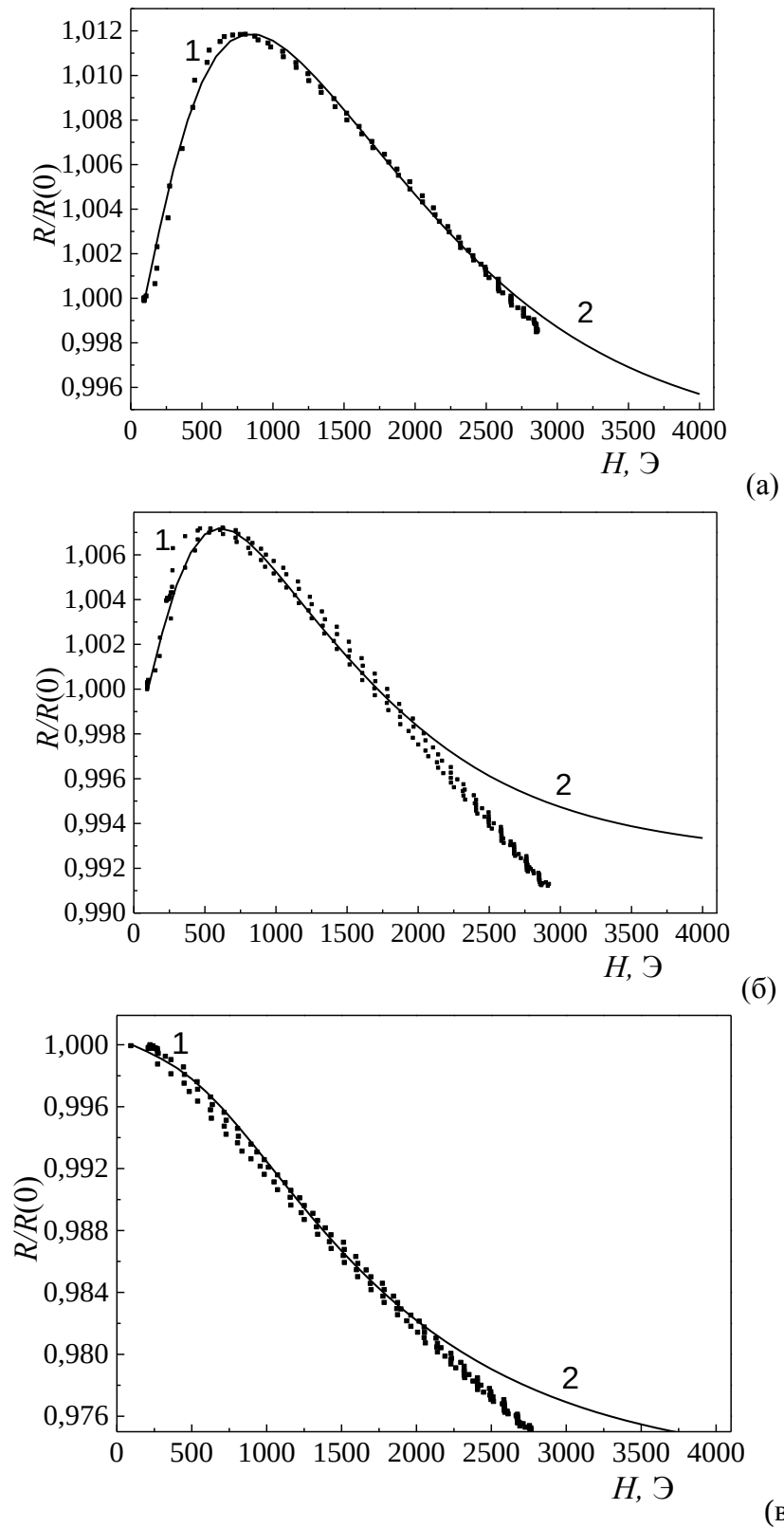


Рисунок 5.24 – Зависимости относительного сопротивления от магнитного поля для структуры с одиночным дельта-слоем Mn , показанная в [373] ($Q_{Mn} = 0,18$ МС) (точки 1) и рассчитанные по формуле 5.20 магнитопольевые зависимости относительной намагниченности (кривая 2) для температур 10 К (а); 15 К (б) и 25 К (в).

При повышении магнитного поля уменьшается поляронный сдвиг и, как следствие, ограничивающий потенциал для локализации дырки, причём в

сравнительно высоком магнитном поле величина W_p существенно уменьшается и становится сравнимой с kT . Это сопровождается изменением механизма прыжковой проводимости и снижением сопротивления структуры. Расхождение экспериментальных данных и теории в магнитном поле $B > 0,2$ Тл связано, очевидно, с тем, что рассматриваемый механизм прыжковой проводимости не учитывает другие механизмы изменения сопротивления полупроводника в магнитном поле [48,278,360,381]. Согласно модели [384], при уменьшении поляронного сдвига до нуля (в магнитном поле, соответствующем насыщению намагниченности), дальнейшего уменьшения барьера не происходит, поэтому сопротивление с дальнейшим увеличением поля не меняется. В реальной структуре существует ряд эффектов, проявляющихся в сравнительно высоком магнитном поле, и приводящих к уменьшению сопротивления структуры. Подгоночным параметром, определяющим наличие и положение максимума на магнитопольевой зависимости сопротивления, является коэффициент Ω_l . Полученные значения (Таблица 5.4) коэффициента, для которых характерно наиболее точное согласование с экспериментом, позволяют оценить величину Ω_l , которая в [384] определена как объём магнитного полярона. Такие оценки были выполнены и результаты также представлены в Таблице 5.4. Приведённые величины Ω_l представляются завышенными. Оценочное значение, использованное в [384] ($\Omega_l = 16\pi r_a^3$ для водородоподобной модели), примерно на два порядка выше, чем полученное в настоящем эксперименте. Подобное рассогласование, может быть обусловлено неточной оценкой константы обменного взаимодействия (Γ_{ex} в формуле (Б.10) Приложения Б). Кроме того, при анализе структур с $\delta<Mn>$ -слоем необходимо учитывать влияние конфигурации поляронов и неравномерного распределения магнитной примеси относительно векторов магнитного и электрического полей (и тока).

В рассматриваемом случае магнитные свойства структур зависят от конкретной конфигурации полярона и его окружения, как было предположено при обсуждении температурных зависимостей степени циркулярной поляризации. При этом величина обменного поля и соответствующего слагаемого (5.14) в

Гамильтониане может существенно меняться в зависимости от распределения примеси в области локализации полярона и от конфигурации легирования в структуре в целом. Экспериментальное подтверждение сильного влияния геометрии эксперимента на магнитотранспортные свойства структур приведено в [391]. В цитированной работе зарегистрировано изменение вида магнитолевой зависимости сопротивления (появление и исчезновение максимума) при изменении направления тока на перпендикулярный. Вероятно, линейный размер полярона отличается для двух взаимно перпендикулярных кристаллографических направлений в плоскости образца. Подобная картина возможна при формировании структур на подложках, разориентированных относительно (100). В таком режиме по мере эпитаксиального выращивания на поверхности формируются ступени роста, можно предположить, что при дельта-легировании концентрация атомов Mn у подножия таких ступеней и на удалении от них различается, что может объяснить анизотропию свойств. Подобный эффект рассмотрен в работе [392].

Другие параметры моделирования соответствуют свойствами реальных структур. Величина q примерно соответствует марганца в положении Mn_{Ga} , ответственного за ферромагнитное упорядочение (0,71, согласно расчётов по формуле 5.11). С повышением температуры часть атомов Mn_{Ga} выключается из ферромагнитного упорядочения, что проявляется в общем уменьшении q . Величина $f \ll 1$, что соответствует случаю, когда поляронный сдвиг значительно меньше разброса носителей по энергии, что соответствует рассматриваемому случаю сильно неупорядоченного ферромагнетика.

Таким образом, модель прыжковой проводимости с участием связанных магнитных поляронов качественно согласуется с экспериментальными результатами [373] по магнитотранспортным свойствам структур с одиночным дельта-слоем Mn. Такое согласование может служить косвенным подтверждением перколяционной модели ферромагнетизма в δ -легированных слоях, которая позволяет объяснить зарегистрированные в эксперименте температурные зависимости степени поляризации люминесценции.

5.4.6 Зависимость степени поляризации люминесценции структур, содержащих $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированный слой, от технологических параметров

В заключении главы обсудим возможные механизмы генерации циркулярно-поляризованного излучения в исследованных ССИД. С этой целью в текущем разделе представлены исследования циркулярной поляризации для структур с варьированием различных технологических параметров. Изменение ростовых параметров (содержания Mn в дельта-слое, содержания In в квантовой яме, толщина спейсерного слоя между КЯ и $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, толщина покровного слоя, введение дельта-слой углерода на небольшом удалении от квантовой ямы, а также температура выращивания) несколько модифицирует ферромагнитные свойства структур, при этом существенно изменяет значение степени циркулярной поляризации. Можно отметить, что как вид магнитолевой зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ(ФЛ), так и значение $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$ в фиксированном магнитном поле (в качестве такового выбрано значение 50-100 мТл, соответствующее насыщению намагниченности) могут значительно изменяться при варьировании любого из перечисленных выше параметров. Предположительно, такое варьирование степени циркулярной поляризации (т.е. и спиновой поляризации носителей) является проявлением зависимости магнитных свойств от конкретной конфигурации магнитной примеси в неупорядоченной системе [86].

5.4.6.1 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от температуры формирования $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ и покровного слоя GaAs

Как показано в главе 2 и в разделе 5.3.2, варьирование температуры формирования покровного слоя ограничено сверху диффузионным размытием $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя, а снизу – гашением люминесценции за счёт безызлучательной рекомбинации. На рисунке 5.25 представлены магнитолевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции для структур M22 и M55 для которых $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слой и покровный GaAs слой были сформированы при температуре 400 °C и 450 °C, соответственно.

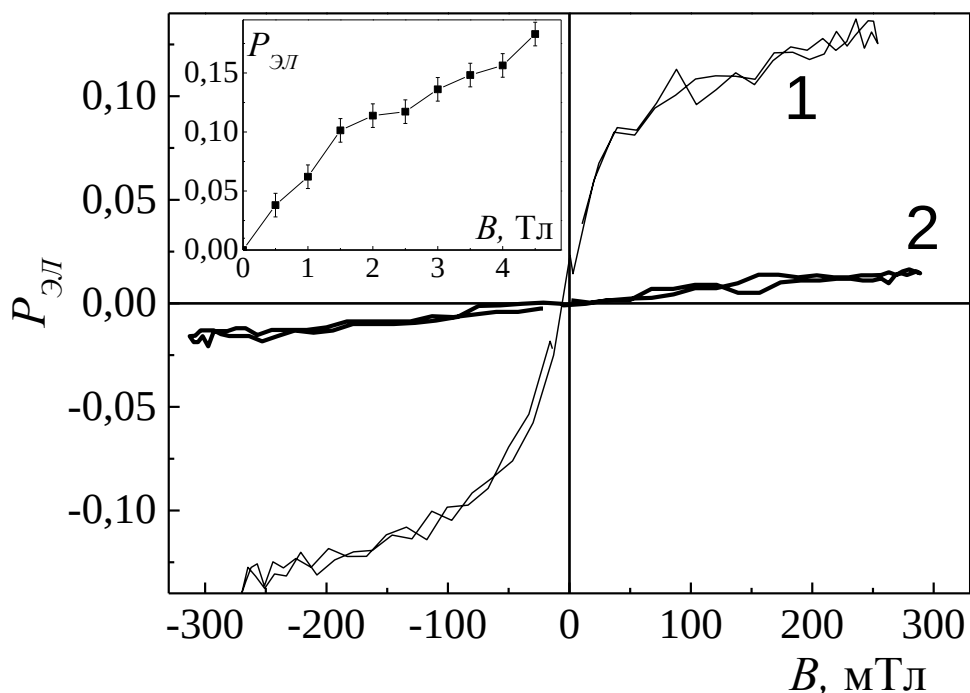


Рисунок 5.25 – Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ, измеренные при температуре 10 К для структуры М22 с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, сформированным при 400 °С (ток диода 5 мА) – кривая 1 и структуры М55 с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, сформированным при 450 °С (ток диода 10 мА) – кривая 2. На вставке показана магнитополевая зависимость $P_{\text{эл}}$ для структуры М55, измеренная при температуре 2 К в диапазоне магнитных полей 0-4,5 Тл.

Нелинейная зависимость с насыщением степени поляризации в магнитном поле ~ 50 мТл характерна только для структуры М22, сформированной при 400 °С, для структуры М55 (сформированной при 450 °С) зависимость $P_{\text{эл}}(B)$ может быть описана линейной функцией в диапазоне магнитных полей 0-300 мТл. Исследование в более широком диапазоне магнитных полей, выполненное совместно с С.В. Зайцевым (ИФТТ РАН) на установке, схема которой показана на рисунке 3.4, показало, что насыщение степени циркулярной поляризации имеет место в магнитном поле $\sim 1,5$ Тл для температуры измерений 2 К (вставка к рисунку 5.25). Подобное различие, вероятно, обусловлено большим диффузионным размытием дельта-слоя Мп в структуре, сформированной при повышенной температуре (рисунок 2.21), что подтверждается данными работы [280]. Согласно [280], в случае формирования при температуре 450 °С и выше ферромагнитный слой подобен однородно-легированному (Ga,Mn)As с низкой концентрацией Мп и сильно размытой гетерограницей. Сравнительно высокое значение степени циркулярной поляризации в насыщении ($\sim 0,15$) очевидно

обусловлено приближением границы магнитного слоя к квантовой яме (для $d_s = 4$ нм расчётная граница ФМ слоя находится непосредственно в области квантовой ямы). В то же время отметим, что приведённый вид зависимости с насыщением намагниченности в магнитном поле $\sim 1,5\text{--}2$ Тл характерен для парамагнитного состояния (Ga,Mn)As. Согласно критериям, предложенным в [69], а также по данным [231], в парамагнитном состоянии намагниченность вычисляется из среднего спина ионов Mn, определяемого функцией Бриллюена, в этом случае магнитное поле насыщения оценивается величиной ~ 2 Тл, что близко к экспериментально зарегистрированному для структуры M55.

Другим экспериментальным подтверждением парамагнитных свойств структуры M55 является представленная на рисунке 5.26 (точки) зависимость $P_{\text{ЭЛ}}$ от температуры измерений, рассчитанная для магнитного поля 0,3 Тл. Зависимость может быть с достаточной точностью аппроксимирована функцией $P_{\text{ЭЛ}} \sim \frac{1}{T+T_{AF}}$ (линия на рисунке 5.26), где T_{AF} – антиферромагнитная температура – параметр, учитывающий эффекты, приводящие к антиферромагнитному упорядочению (например, суперобменное взаимодействие) [231,284]. Поскольку, как показано в разделе 5.4.3, степень циркулярной поляризации пропорциональна намагниченности ферромагнитного слоя, температурная зависимость намагниченности может быть описана той же функцией, которая характерна для парамагнитных материалов [69,231,284]. Отсутствие ферромагнетизма в структуре M55 может быть обусловлено снижением средней концентрации марганца в результате диффузионного размытия дельта-слоя (известно, что GaAs:Mn с низкой концентрацией является парамагнетиком [196]).

С практической точки зрения такие структуры менее интересны по сравнению с ферромагнитными структурами, сформированными при 400 °С, которые, в основном, рассмотрены в настоящей работе. Отметим, что формирование при температуре 450 °С не исключает возможности создания ферромагнитных структур (такие структуры исследованы в [312]), например, в случае повышения концентрации марганца. Однако в светоизлучающих диодах

повышение концентрации атомов Mn в дельта-слое приводит к гашению люминесценции, что также нежелательно при формировании приборов.

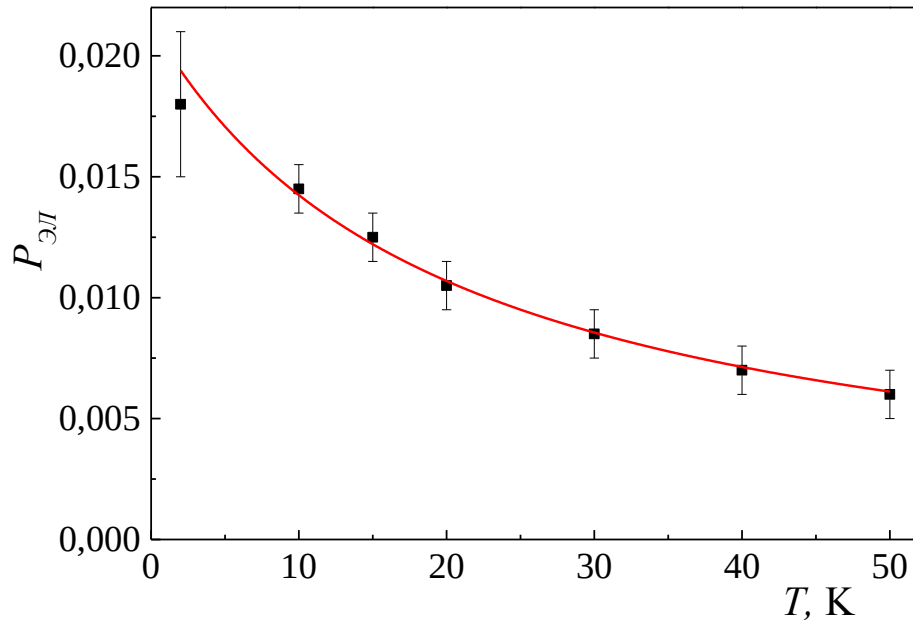


Рисунок 5.26 – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ, измеренная для структуры M55 в магнитном поле 300 мТл и при токе диода 10 мА (точки), а также аппроксимация зависимости уравнением $P_{эл} \sim \frac{1}{T+T_{AF}}$ (линия).

5.4.6.2 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от толщины спейсерного слоя GaAs

Для структур на основе эффекта близости величина пространственного разделения ферромагнитного слоя и активной области считается наиболее важным параметром, определяющим амплитуду эффекта (в рассматриваемом случае – степень циркулярной поляризации) [227-230]. В случае исследуемых структур с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем и квантовой ямой InGaAs вид зависимостей $P_{эл}(d_s)$ существенно зависит от варьирования других параметров структур, чего не наблюдалось ранее. Рассмотрим образцы, для которых были зарегистрированы отрицательные и положительные значения степени циркулярной поляризации (рисунок 5.14(а) и 5.14(б), соответственно). Для более детального анализа знака поляризации были сформированы две серии структур с варьированием толщины спейсерного слоя: 1) структуры M51-M54 в Таблице 5.1 и 2) структуры M43-M48. Отметим, что структуры представляют две серии с варьированием d_s (условно назовём серия 1 и 2), основное различие между сериями – это толщина

покровного слоя (40 нм для серии 1 и 12 нм для серии 2), а также наличие в структурах серии 1 $\delta<C>$ -легированного слоя. На рисунке 5.27(а) представлены зависимости степени поляризации ЭЛ(ФЛ) от магнитного поля, измеренные для образцов из серии 1 и серии 2.

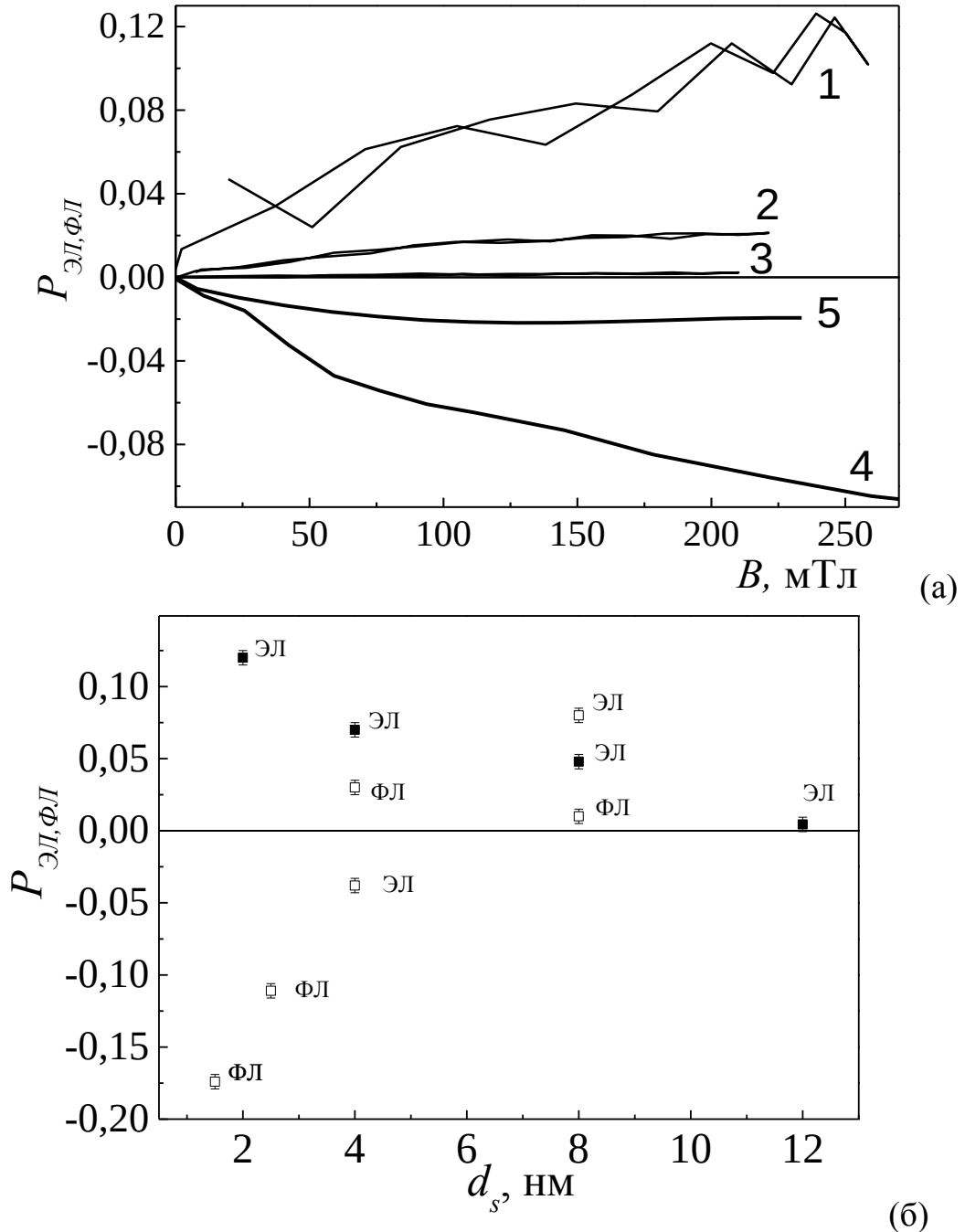


Рисунок 5.27(а) – Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции, измеренная при температуре 10 К и токе диода 5 мА/мощности накачки – 10 мВт для структур M51 ($d_s = 2$ нм) – кривая 1; M53 ($d_s = 8$ нм) – кривая 2; M54 ($d_s = 12$ нм) – кривая 3; M46 ($d_s = 1,5$ нм, ФЛ) – кривая 4; M43 ($d_s = 4$ нм) – кривая 5. (б) – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ(ФЛ) от толщины спейсерного слоя GaAs для структур серии 1 (M51-M54) - закрытые квадраты и серии 2 (M45-M48) - открытые квадраты, введенных в магнитное поле 300 мТл. Буквами обозначен вид измерений.

В случае серии 1 (с $d_c = 40$ нм) зарегистрированы только положительные значения $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$, которые монотонно уменьшаются при увеличении толщины спейсерного слоя в диапазоне 2-8 нм (рисунок 5.27(б)). Для образцов серии 2 получены отрицательные значения $P_{\text{ЭЛ}}$ в случае малых толщин спейсера (рисунок 5.27(а), кривые 4 и 5). На рисунке 5.27(б) представлена зависимость степени поляризации ЭЛ(ФЛ) от толщины спейсерного слоя для образцов серий 1 и 2, измеренная в магнитном поле 100 мТл. Несмотря на разброс вблизи точки $d_s = 4$ нм (зарегистрированы и положительные, и отрицательные значения $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$ для разных структур), видно, что при $d_s > 4$ нм значения $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$ положительные. Значение $d_s = 4$ нм, в этом случае, видимо, является критическим, выше которого $P_{\text{ЭЛ,ФЛ}}$ положительная, а ниже – отрицательная.

Таким образом, образцы серии 1 и 2 представляют собой два характерных вида зависимости $P_{\text{ЭЛ}}(d_s)$. Также положительные значения $P_{\text{ЭЛ}}$ зарегистрированы для структур М21-М23 (серия 3), отличающихся от структур серии 1 повышенным содержанием Мп в δ -слое (0,1 и 0,3 МС, соответственно). Данные зависимости представлены на рисунке 5.28 (закрытые квадраты 1). Отметим, что ранее более низкое значение степени поляризации для $d_s = 1,5$ нм по сравнению с $d_s = 5$ нм, которое в [89] объяснялось нарушениями, вносимыми в структуру δ -слоем с большим содержанием Мп и меньшим значением d_s .

На рисунке 5.28 также представлены зависимости степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя для структур М1-М4 (открытые круги 1) и М5-М8 (закрытые круги 2). Структуры М1-М4 и М5-М8 представляют собой серии 4 и 5, соответственно, которые отличаются между собой толщиной покровного слоя, а от структур серии 3 – меньшим содержанием марганца ($Q_{\text{Мп}} = 0,18$ МС). Для зависимостей $P_{\text{ЭЛ}}(d_s)$ структур серии 3- 5 характерны сравнительно небольшие изменения степени поляризации с изменением d_s для серии 4 и 5 (в пределах 2-8 нм значение $P_{\text{ЭЛ}}$ варьируется от 0,078 до 0,036), при этом поляризация всегда положительная. Во-вторых, зависимости $P_{\text{ЭЛ}}(d_s)$ являются немонотонными функциями с минимумом (для серии 4) и максимумом (для серий 3 и 5).

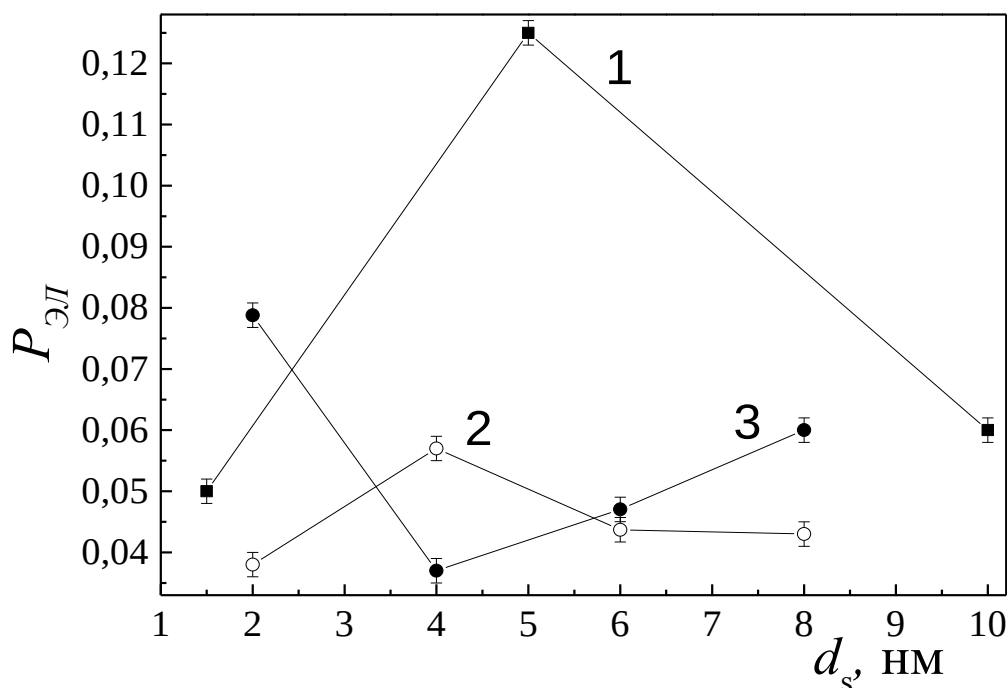


Рисунок 5.28 – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от толщины спейсерного слоя для структур серии 3 (M21-M23) – закрытые квадраты 1; серии 4 (M1-M4) – открытые круги 2; серии 5 (M5-M8) – закрытые круги 3. Температура измерений – 10 К, магнитное поле – 300 мТл, ток диода – 5 мА.

Всего экспериментально зарегистрированы 4 различных вида зависимости $P_{ЭЛ}(d_s)$ для структур с различными ростовыми параметрами:

- монотонное уменьшение степени поляризации;
- немонотонная функция с минимумом;
- немонотонная функция с максимумом;
- отрицательные значения степени поляризации с ростом d_s с переходом через точку $P_{ЭЛ} = 0$ при $d_s \sim 4$ нм.

Значения степени поляризации, превышающие величины, полученные для контрольных структур, получены для d_s в диапазоне 1,5-12 нм, в случае $d_s > 12$ нм значение степени циркулярной поляризации становится близким к нулю во всех зарегистрированных экспериментах, при $d_s < 1,5$ нм измерение степени циркулярной поляризации затруднительно в силу значительного гашения люминесценции. Таким образом, исследования показали, что вид зависимости степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя существенно варьируется при изменении других ростовых параметров структур: толщины покровного слоя и содержания марганца в дельта-слое.

5.4.6.3 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания Mn в дельта-слое

Изменение степени циркулярной поляризации при варьировании содержания Mn в структуре было выполнено для образцов M9-M18, ($d_c = 12$ нм, $d_s = 4$ нм). Исследованные структуры могут быть разделены на 2 серии (серия 6 и серия 7), отличающиеся легированием покровного слоя. В структурах серии 6 (M9-M15) покровный слой сформирован распылением нелегированного GaAs, в структурах серии 7 (M16-M18) – распылением GaAs:Zn. Введение цинка в покровный слой позволило повысить концентрацию дырок в образцах по сравнению с нелегированными структурами. На рисунке 5.29 представлены зависимости степени циркулярной поляризации от содержания Mn для структур серий 6 (чёрные квадраты) и 7 (открытые круги). На зависимости наблюдается точка минимума, соответствующая содержанию Mn, равному 0,22 МС. При этом содержании Mn значение $P_{эл}$ меняет знак на отрицательный. На вставке к рисунку 5.29 показана зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля для структуры с отрицательной поляризацией (M18). Видно, что ферромагнитная часть $P_{эл}$, обуславливающая быстрый рост в малом магнитном поле, имеет обратный знак. Знак слагаемого, обусловленного Зеемановским расщеплением уровней, положительный, а в магнитном поле > 100 мТл компонента степени поляризации, связанная с Зеемановским расщеплением, становится сравнимой по величине, а затем и выше ферромагнитной компоненты, при этом суммарное значение $P_{эл}$ меняет знак на положительный.

При достижении температуры Кюри (когда ферромагнитная составляющая становится равной нулю) значение $P_{эл}$ также становится положительным во всём диапазоне магнитных полей (вставка к рисунку 5.29, кривая 2). Сохранение знака Зеемановского расщепления независимо от параметров структур является ожидаемым результатом [343]. Для структуры с содержанием Mn $Q_{Mn} = 0,3$ МС значение $P_{эл}$ положительное и несколько повышается по абсолютной величине относительно структур с $Q_{Mn} = 0,22$ МС.

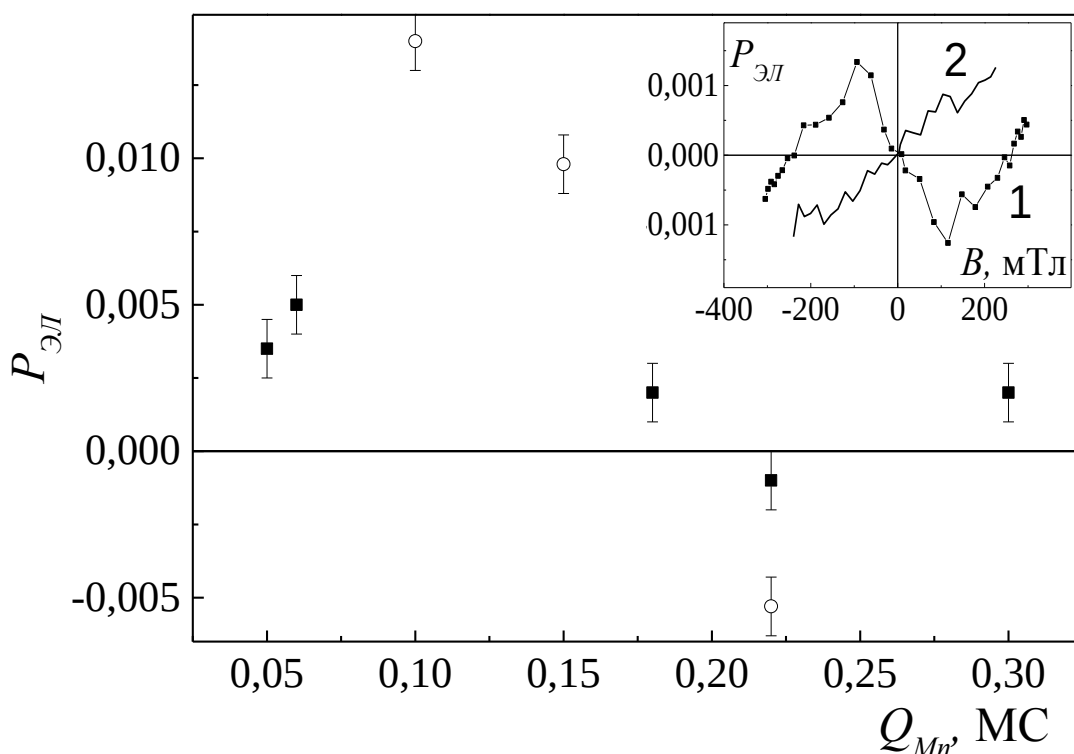


Рисунок 5.29 – Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от содержания Mn в δ -слое, измеренная при температуре 10 К, токе диода 10 мА и магнитном поле 50 мТл для структур серии M9-M15 (закрытые квадраты) с нелегированным покровным слоем и серии M16-M18 (открытые квадраты) с покровным слоем, легированным цинком. На вставке показана магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ, измеренная для структуры с $Q_{Mn} = 0,22$ при 10 К (кривая 1) и при 30 К (кривая 2).

Таким образом, при фиксированных параметрах структуры значение $P_{эл}$ немонотонно зависит от содержания Mn, принимая отрицательные значения при определённых Q_{Mn} (точка минимума, вероятно, зависит от значений d_c и d_s).

5.4.6.4 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания In в квантовой яме

Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания In в квантовой яме была исследована для структур с положительной (M35-M39) и отрицательной (M50, M56) циркулярной поляризацией. Указанные две серии структур, помимо рассматриваемого варьируемого параметра, отличаются толщиной покровного слоя (40 и 12 нм, соответственно). Измерения выполнены при температуре 10 К, зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля для указанных представлены на рисунке 5.30. Наибольшее значение степени поляризации регистрируется при содержании In

$x = 0,12-0,2$. При снижении содержания In ниже $0,12$ и при повышении выше $0,20$ значение степени циркулярной поляризации уменьшается по абсолютной величине. В случае наиболее глубокой квантовой ямы значение степени циркулярной поляризации находится вблизи порога обнаружения.

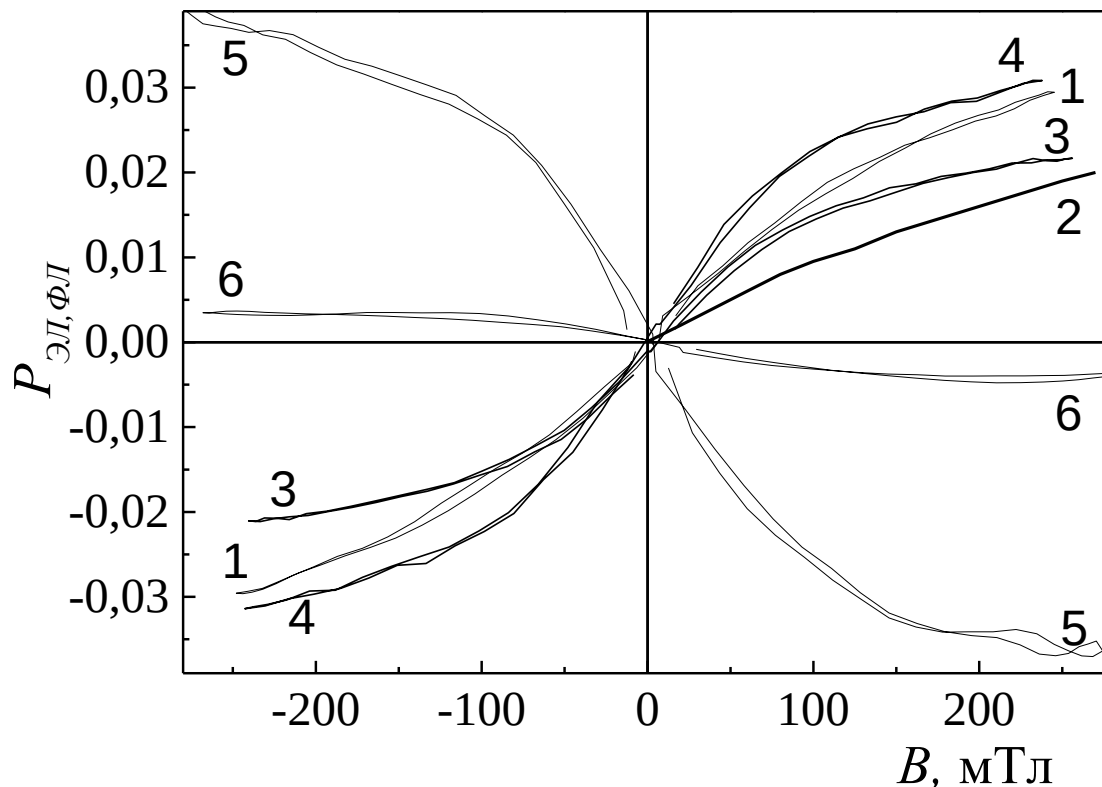


Рисунок 5.30 – Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ(ФЛ) для структур с $\delta<\text{Mn}>$ и квантовой ямой, отличающихся содержанием In в КЯ. Кривая 1 – $x = 0,16$ (М35 - ЭЛ); Кривая 2 – $x = 0,1$ (М37 - ЭЛ); Кривая 3 – $x = 0,22$ (М38 - ЭЛ); Кривая 4 – $x = 0,18$ (М39 - ЭЛ); Кривая 5 – $x = 0,16$ (М50 - ФЛ); Кривая 6 – $x = 0,26$ (М56 - ФЛ). Температура измерения – 10 K , ток диода – 7 mA

Полученные результаты свидетельствуют о резонансном характере эффекта спиновой поляризации. Можно предположить, что для структур с $x = 0,16-0,18$ уровень энергии тяжелых дырок в КЯ совпадает с энергией в примесной зоне Mn в дельта-слое. Снижение энергии активации примеси Mn в GaAs при повышении концентрации рассматривалось ранее в [189,196,393]. Резонансное совпадение энергий, по-видимому, усиливает взаимодействие между дырками в квантовой яме и дельта-слоем Mn , что приводит к повышению степени циркулярной поляризации по сравнению с нерезонансными случаями. Отметим, что содержание In в квантовой яме не влияет на знак $P_{\text{эл}}$, т.е. характер взаимодействия (ферромагнитное или антиферромагнитное) не зависит от

содержания In в квантовой яме. Подобный механизм резонансного обменного взаимодействия был рассмотрен в [394,395], Модель [394,395] позволила объяснить появление циркулярно-поляризованной люминесценции в структурах со сравнительно толстым покровным слоем.

5.4.6.5 Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от содержания углерода в дополнительном $\delta<C>$ -слое

Введение $\delta<C>$ -слоя перед формированием квантовой ямы (как правило, на расстоянии 20 нм) первоначально рассматривалось как способ выравнивания изгиба зон, образованного дельта-легированием [312]. В исследованиях циркулярно-поляризованной люминесценции $\delta<C>$ -легирование использовалось для повышения концентрации дырок в структурах, что, согласно общепринятому мнению, должно повышать температуру Кюри $\delta<Mn>$ -слоя [189,196]. В настоящей работе была исследована серия структур M27-M30, отличающаяся содержанием углерода в дельта-слое, а также положением дельта-слоя относительно квантовой ямы (M31). На рисунке 5.31 представлены зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля для структур M27, M28, M29 и M31.

Рассчитанные параметры структур ($P_{эл}$ в насыщении и точка Кюри) представлены в Таблице 5.5. Точка Кюри оценивалась по методике, предложенной в разделе 5.4.4. Отметим, что значения степени циркулярной поляризации, также, как и оценочного значения температуры Кюри слабо зависят от наличия и содержания углерода в дельта-слое в исследованном диапазоне концентраций. Исключение составляет структура M31, в которой $\delta<C>$ -слой расположен ближе к квантовой яме, на расстоянии 3 нм. Для данной структуры зарегистрировано большее значение степени циркулярной поляризации ($\sim 0,1$), а также температуры Кюри (~ 50 K).

Можно предположить, что дополнительные дырки, поставляемые за счёт легирования углеродом, локализованы в области $\delta<C>$ -слоя, поэтому оказывают слабое влияние на магнитные свойства $\delta<Mn>$. Приближение $\delta<C>$ к поверхности

повышает концентрацию дырок именно в области $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, таким образом, модифицирует магнитные свойства структур в соответствии с теоретическими и экспериментальными предсказаниями [67,68,327].

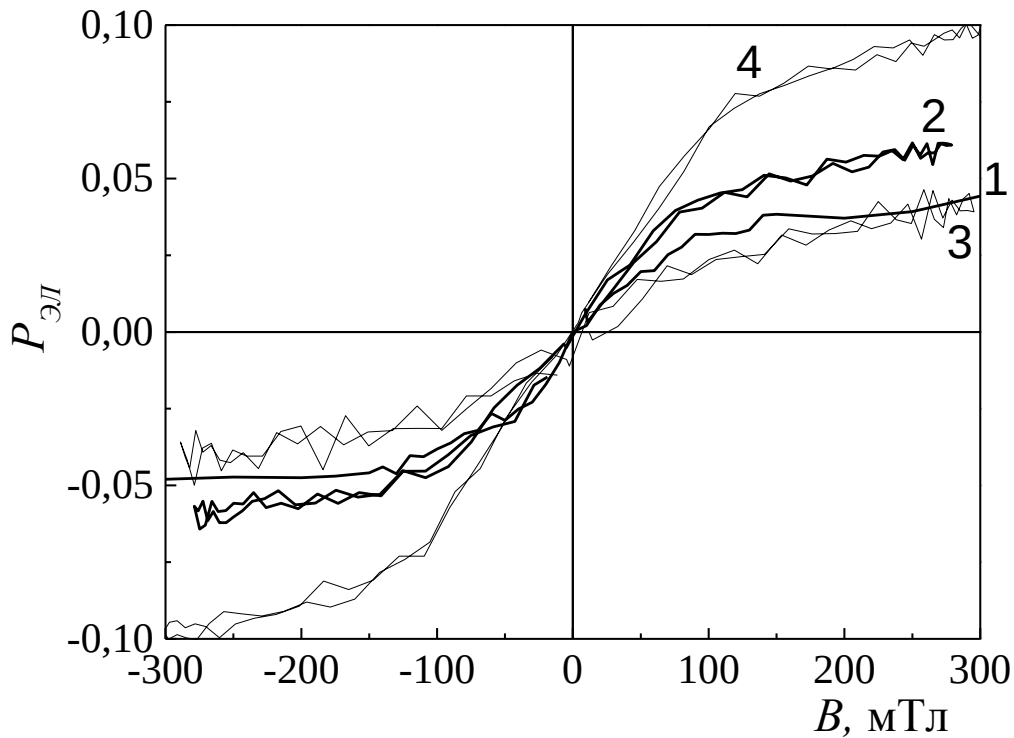


Рисунок 5.31 – Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ, измеренные при температуре 10 К и токе диода 20 мА для структур M27 ($p(\delta\langle\text{C}\rangle)=0$) – Кривая 1; M28 ($p(\delta\langle\text{C}\rangle)=2,5\times 10^{12} \text{ см}^{-2}$) – Кривая 2; M29 ($p(\delta\langle\text{C}\rangle)=5\times 10^{12} \text{ см}^{-2}$) – Кривая 3; M31 ($p(\delta\langle\text{C}\rangle)=1\times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, расстояние между $\delta\langle\text{C}\rangle$ и КЯ – 3 нм) – Кривая 4.

Влияние удалённого $\delta\langle\text{C}\rangle$ -слоя может проявляться опосредованно за счёт модифицирования зонной диаграммы в целом. Также отметим существенное влияние $\delta\langle\text{C}\rangle$ -легирования на спектральные характеристики низкотемпературной люминесценции структур, описанное в [396].

Таблица 5.5 – Рассчитанные значения параметров циркулярной поляризации люминесценции структур с InGaAs/GaAs КЯ, $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ и $\delta\langle\text{C}\rangle$ -слоями.

№ структуры	$p(\delta\langle\text{C}\rangle), \text{ см}^{-2}$	$P_{\text{эл}} (100 \text{ мТл}, 10 \text{ К})$	$T_{\text{с}}, \text{ К}^*$
M27	0	$0,033\pm 0,002$	35 ± 5
M28	$2,5\times 10^{12}$	$0,041\pm 0,002$	40 ± 5
M29	5×10^{12}	$0,024\pm 0,002$	40 ± 5
M30	1×10^{13}	$0,044\pm 0,002$	45 ± 5
M31	1×10^{12}	$0,077\pm 0,002$	50 ± 5

* Значение $T_{\text{с}}$ является оценочным, по методике, предложенной в разделе 5.4.4

5.4.6.6 Обсуждение зависимостей степени поляризации от параметров структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем, возможные модели спиновой поляризации

Экспериментально обнаруженные эффекты магнитоуправляемой циркулярной поляризации люминесценции в структурах с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем ранее описывались с применением различных теоретических моделей. Отметим модели, в которых рассматривался эффект p - d обменного взаимодействия дырок в кантовой яме и ионов Mn в области δ -слоя [27,36,69]. Подобный механизм основывается на дырочном характере проводимости структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированием, а также на работах [197,397,398], в которых показано, что константа обменного взаимодействия для дырок в (Ga,Mn)As намного выше по модулю, чем для электронов. Отметим также работы [394,395], в которых рассматривался резонансный характер взаимодействия носителей в квантовой яме с ионами Mn, и в которых предсказано повышение температуры Кюри в структурах с содержанием In $x \sim 0,15$. В работах [45,399] на основании результатов измерений с разрешением по времени было высказано предположение о динамическом характере эффекта спиновой поляризации носителей в КЯ и предложена модель, связанная со спин-зависимым уходом фотовозбуждённых электронов на состояния, связанные с примесными атомами Mn. Спин-зависимый уход сопровождается созданием преимущественной концентрации электронов с «неосновным» спином, чем авторы [45,399] объясняли наблюдаемую в эксперименте циркулярную поляризацию ФЛ.

Все предложенные модели, хотя и позволяют описать некоторые наблюдаемые эксперименты, являются предметом дискуссии, поскольку не охватывают весь спектр полученных нами результатов. Основным недостатком цитированных работ является пренебрежение параметрами реальной структуры светоизлучающего диода: автокомпенсацией атомов Mn [196,388,389], диффузионным размытием δ -слоя [313], кроме того, в структурах с приповерхностной активной областью следует учитывать влияние поверхностных состояний на свойства структур [124,400]. Как следует из результатов, описанных в предыдущих разделах, существенное влияние на поляризационные характеристики структур оказывает большое количество ростовых параметров, из

чего можно заключить, что свойства реальной структуры являются определяющими при оценке значения $P_{\text{эл}}$.

Ниже приведены рассмотрения, которые могут быть положены в основу модели спиновой поляризации в структурах с $\delta\text{<Mn>}$ -легированным слоем и близкорасположенной квантовой ямой. В основу рассмотрения положим эффект взаимодействия дырок с ферромагнитным δ -слоем Mn. Это связано с дырочным характером проводимости $\delta\text{<Mn>}$ в GaAs, а также с фактом наличия ферромагнитного упорядочения структур с одиночным $\delta\text{<Mn>}$ -слоем (без КЯ) [373]. Наличие обменного взаимодействия между дырками и ионами Mn в объёмном (Ga,Mn)As теоретически и экспериментально продемонстрировано в большом количестве работ (достаточно процитировать обзорные работы [193-198]), поэтому рассмотрение такого обменного взаимодействия в GaAs структурах с легированием марганцем необходимо. Как уже было упомянуто, существует противоположное мнение, а именно, работы [45,399], которые учитывают возможность спиновой поляризации электронов. В текущем описании модель [45,399] рассмотрена не будет, поскольку она была использована для описания характеристик ограниченного набора структур, и поэтому не может рассматриваться как общая модель для всех исследованных в работе образцов. Кроме того, спиновая поляризация электронов в квантовой яме не была напрямую показана в [45,399], что допускает возможность альтернативной интерпретации результатов.

Таким образом, спиновая поляризация носителей обусловлена энергетическим расщеплением уровней в КЯ для состояний с различным спином. Энергетическое расщепление может быть обусловлено эффектом Зеемана [22,43,63] и обменным взаимодействием носителей в КЯ $\delta\text{<Mn>}$ -слоем [27,36,69,256,394,395]. Оба эффекта приводят к расщеплению уровней для электронов (e) и для дырок (h). Схема переходов, с участием расщеплённых по спину уровней, показана на рисунке 5.32. Наблюдаемая циркулярная поляризация, при этом, обусловлена различием в заполнении расщеплённых

энергетических уровней при низкой температуре. Простейший анализ может быть выполнен на основании принципа заполнения этих уровней.

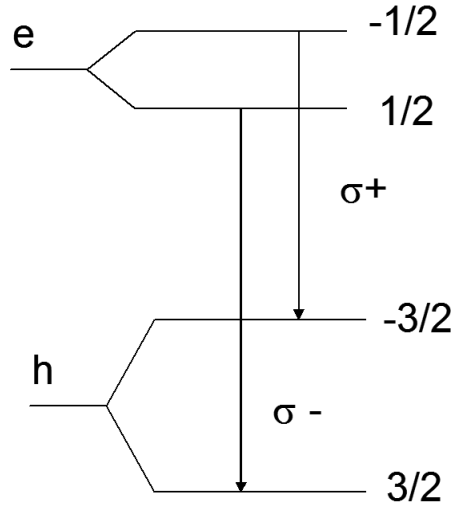


Рисунок 5.32. Схема излучательных переходов в КЯ InGaAs/GaAs в магнитном поле.

В эксперименте наличие подобных переходов может быть показано по расщеплению линии люминесценции квантовой ямы в магнитном поле (ΔE_{QW}) [27]. Согласно рисунку 5.32, величина ΔE_{QW} определяется как:

$$\Delta E_{QW} = \Delta E_{FM}^h - \Delta E_{FM}^e + \Delta E_Z^h - \Delta E_Z^e, \quad (5.21)$$

где $\Delta E_{FM}^{e(h)}$ - расщепление электронных (дырочных) уровней в КЯ в результате обменного взаимодействия, $\Delta E_Z^{e(h)}$ - Зеемановское расщепление электронных (дырочных) уровней. Формула учитывает различия в знаках расщепления.

Константа обменного взаимодействия электронов с ионами Mn меньше, чем для дырок, поэтому $\Delta E_{FM}^e < \Delta E_{FM}^h$. Зеемановское расщепление электронных уровней мало в рабочем магнитном поле 100 мТл, поэтому спиновая поляризация электронов значительно ниже, чем дырок в использованном нами диапазоне температур и магнитных полей, т.е. циркулярная поляризация обусловлена слагаемым ΔE_{FM}^h . С другой стороны, анализ энергетических расщеплений затруднён в силу того, что регистрируемая в эксперименте величина ΔE_{QW} меньше, чем ΔE_{FM}^h . Данный факт затрудняет достоверное измерение ΔE_{QW} , величина которого в любом случае мала ($< 0,2$ мэВ при 300 мТл) по сравнению с

шириной линии люминесценции. Поэтому, несмотря на то, что обсуждение будет основано на расщеплении уровней, основной анализ будет сфокусирован на результатах исследований циркулярной поляризации люминесценции. Такой выбор допустим в том случае, если циркулярная поляризация однозначно связана с расщеплением уровней. Точность измерения степени поляризации намного выше, чем энергетического расщепления.

Таким образом, наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация люминесценции в предложенной модели связана с расщеплением дырочных уровней в квантовой яме в результате обменного взаимодействия с дельта-слоем Mn. Характер взаимодействия и его эффективность зависят от пространственного распределения волновой функции дырок в системе. Для оценки пространственного распределения рассмотрим зонную диаграмму исследованных структур, рассчитанную с помощью программы одномерного моделирования [328] (рисунок 5.33). В расчёте использован реальный профиль концентрации атомов Mn, оцененный при решении уравнения диффузии и измеренный методом ВИМС (рисунок 2.21), также учтено уменьшение концентрации дырок за счёт эффекта компенсации примеси (формула 5.13). В то же время модель не позволяет учитывать состояний на поверхности структуры, поэтому подчеркнём, что приведённый на рисунке 5.33 расчёт носит оценочный характер и выполнен для качественного анализа распределения дырок в структуре. Из расчёта следует, что в структурах с $d_s = 4$ нм и выше дырки локализованы как в области дельта-слоя, так и в области квантовой ямы. Свойства дырок, локализованных в области КЯ и в области дельта-слоя, различаются. Дырки, локализованные в области $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, эффективно взаимодействуют с ионами Mn и, таким образом, обеспечивают ферромагнитное упорядочение (что подтверждается наличием ферромагнетизма в одиночном $\delta\langle\text{Mn}\rangle$) [373]. В намагниченном ферромагнитном состоянии дырки, локализованные в области $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ имеют близкую к 100 % спиновую поляризацию (этого требует условие перколяционного механизма ферромагнетизма). В квантовой яме локализованы тяжёлые дырки, которые взаимодействуют с упорядоченными ионами Mn, причём энергия этого

взаимодействия ниже, чем для дырок в ферромагнитном слое в силу пространственного разделения.

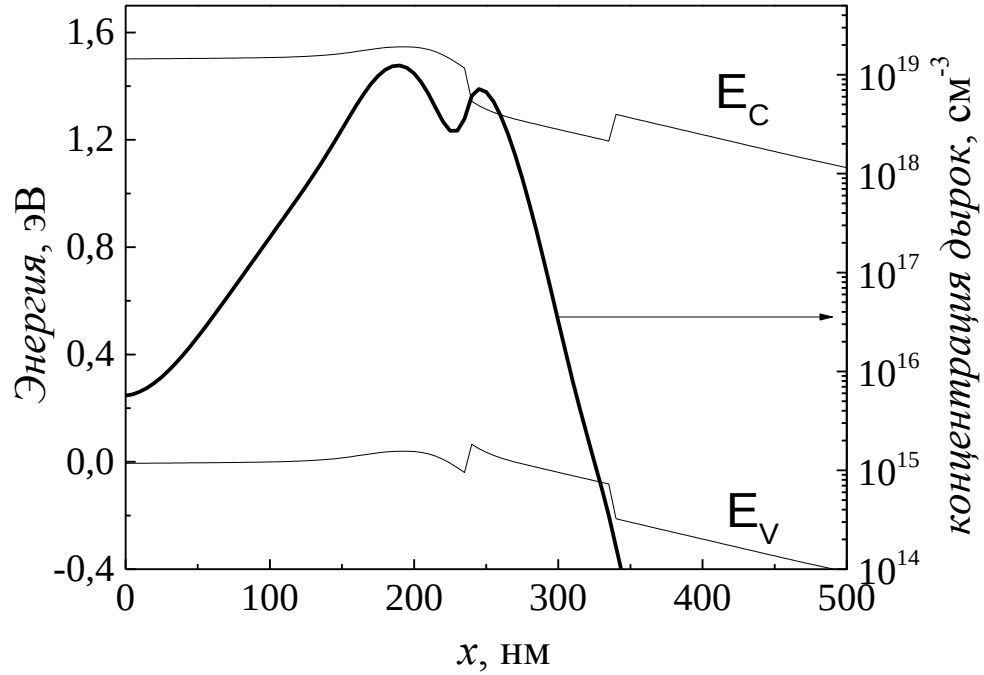


Рисунок 5.33. Рассчитанные с помощью программы [328] зонная диаграмма и профиль концентрации дырок в структуре с $\delta<\text{Mn}>$ -слоем в матрице GaAs и квантовой ямой, сформированной при 400 °C на подложке n -GaAs ($d_C = 40$ нм, $d_s = 4$ нм, $Q_{\text{Mn}} = 0,1$ MC).

Влияние дырок в квантовой яме на ферромагнитные свойства $\delta<\text{Mn}>$ -слоя является эффектом более высокого порядка, который проявляется в некотором повышении температуры Кюри системы (как обсуждалось в [162]). В рамках текущего рассмотрения влиянием дырок в КЯ на ферромагнитные свойства $\delta<\text{Mn}>$ пренебрежём.

Параметры обменного взаимодействия для сформулированной выше задачи, насколько нам известно, ранее не вычислялись. Гамильтониан задачи в первом приближении может быть записан в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{h-Mn} + \hat{H}_{h-h}, \quad (5.22)$$

где $\hat{H}_0$ – гамильтониан без учёта спина; $\hat{H}_{h-Mn}$ – гамильтониан, учитывающий взаимодействие дырок в КЯ и ионов Mn в дельта-слое, $\hat{H}_{h-h}$ – гамильтониан, учитывающий обменное взаимодействие дырок в квантовой яме и дырок, локализованных в области дельта-слоя Mn.

Вид гамильтониана обменного взаимодействия дырок и ионов Mn, обсуждался в [27,196,197,231], общее выражение может быть записано как

$$\hat{H}_{h-Mn} = N_0\beta \sum \int (\vec{j} \vec{S}_n) |\psi(\vec{r})|^2 \delta(\vec{r} - \vec{R}_n) d^3r, \quad (5.23)$$

где $N_0\beta$ – параметр обменного взаимодействия, $\vec{S}_n$ – спиновый оператор иона Mn в позиции $\vec{R}_n$, $\vec{j}$ – угловой момент дырки, а ψ , $\vec{r}$ – волновая функция и координата дырок [231]. Суммирование по всем магнитным ионам.

Преобразования формулы (5.23) позволяют записать Гамильтониан обменного взаимодействия в виде [27]:

$$\hat{H}_{Exch}^h = \frac{N_0\beta\eta_h}{3g_{Mn}\mu_B} (\vec{j}, \vec{M}), \quad (5.24)$$

здесь η_h – доля волновой функции дырок в области иона Mn, $\vec{j}$ – угловой момент тяжелой дырки ($|\vec{j}| = 3/2$; $j_z = \pm 3/2$), $\vec{M}$ – намагниченность δ -слоя.

Гамильтониан $\hat{H}_{h-h}$ может быть записан в общем виде [86]

$$\hat{H}_{h-h} = -2J_{h-h} \sum_{i \neq j} (\vec{J}_i \vec{J}_j) \quad (5.25),$$

здесь J_{h-h} – параметр обменного взаимодействия, величина которого зависит от перекрытия волновых функций дырок в квантовой яме и в области дельта-слоя.

Параметрами, определяющими величину энергетического расщепления и его знак, являются η_h , $N_0\beta$, J_{h-h} . Знак констант $N_0\beta$, J_{h-h} определяет характер взаимодействия (ферромагнитное/антиферромагнитное) и, таким образом, спиновое состояние для дырок в квантовой яме, которое является «основным». Наблюдаемое в эксперименте изменение знака циркулярной поляризации (и соответствующее изменение знака $P_{ЭЛ}$) объясняется изменением знака расщепления энергетических уровней в КЯ (ΔE_{FM}^h), что связано с изменением знака параметра $N_0\beta$ и/или J_{h-h} при варьировании параметров структур, (толщины покровного слоя d_C , толщины спейсера d_s , содержания Mn Q_{Mn}).

Указанные ростовые параметры оказывают влияние на пространственное распределение атомов Mn и дырок относительно квантовой ямы. Возможность изменения знака параметра J_{h-h} неочевидна (нами не было обнаружено соответствующих литературных данных). Знак $N_0\beta$, напротив, зависит от электронной конфигурации атомов Mn [197]. Поэтому изменение знака спиновой

поляризации мы связываем именно с варьированием знака $N_0\beta$. Согласно [197], положительный знак $N_0\beta$ характерен для взаимодействия дырок с нейтральными акцепторами A^0 , отрицательный – для взаимодействия с ионизованными акцепторами A^- . В реальной структуре могут присутствовать примесные атомы Mn как в нейтральном, так и в ионизованном положении [194-197]. Рассчитанная в экспериментах величина $N_0\beta$ является, как правило, усреднённым по большому количеству примесных атомов значением [197].

В исследованных структурах электронная конфигурация атомов Mn в GaAs, также, как и пространственное распределение дырок, варьируются от структуры к структуре в зависимости от параметров Q_{Mn} и d_C (приближение дельта-слоя к поверхности приводит к перераспределению дырок с участием поверхностных состояний). Общепринятой конфигурацией Mn в GaAs является A^0 ($3d^5$ +дырка), такая конфигурация обеспечивает ферромагнитное упорядочение между ионами Mn и носителями [354,401]. Такая «обычная» конфигурация, вероятно, обуславливает «положительный» знак поляризации. Эффект изменения знака поляризации связан с изменением состояния Mn на A^- , что обуславливает антиферромагнитное упорядочение и отрицательный знак $P_{Эл}$. Указанный эффект предсказан в теоретических работах [402-405], мотивированных экспериментальными результатами для объёмных слоёв (Ga,Mn)As [197].

Таким образом, изменение знака циркулярной поляризации связывается с изменением концентрации компенсированных/некомпенсированных атомов Mn вблизи квантовой ямы. Изменение профилей концентрации компенсированных и некомпенсированных атомов Mn, также, как и профилей концентрации дырок (причём закономерности изменения различаются), происходит при варьировании параметров структур. Это объясняет наблюдаемые в эксперименте значительные изменения поляризационных характеристик при варьировании параметров структур. Отметим, в то же время, что в эксперименте были получены последовательные результаты: во-первых, для различных областей одного образца степень циркулярной поляризации не претерпевала существенных изменений (в пределах 10 % разброса). Во-вторых, изменение знака циркулярной

поляризации имеет место только в случае сравнительно небольшой толщины спейсерного слоя (4 нм и менее), для больших значений d_s значение $P_{ЭЛ}$ всегда положительное. Следовательно, варьирование ростовых параметров позволяет контролируемо изменять знак циркулярной поляризации.

Подробный теоретический анализ указанного эффекта затруднителен и не был полностью выполнен в цитированных работах. Для его выполнения следует описать распределение атомов Mn, а также влияние поверхностных состояний на распределение заряда, поскольку именно приближение $\delta<\text{Mn}>$ к поверхности обуславливает изменение знака циркулярной поляризации. Целью настоящей работы являлось подробное экспериментальное исследование эффекта, в рамках теоретического исследования ограничимся качественным описанием, объясняющим регистрируемые в эксперименте зависимости.

5.4.7 Заключение к разделу 5.4

Таким образом, исследование фото- и электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем и квантовой ямой InGaAs/GaAs показали наличие циркулярной поляризации в рекомбинационном излучении при введении структур во внешнее магнитное поле. Степень поляризации состоит из двух компонент: компоненты, связанной с Зеемановским расщеплением уровней в магнитном поле (которая всегда регистрируется) и компоненты, связанной с взаимодействием дырок в квантовой яме с ферромагнитным дельта-слоем Mn, которая определяет знак и величину степени циркулярной поляризации при температурах 2-40 К и в магнитном поле до 100 мТл. Вторая компонента $P_{ЭЛ}$ связывается расщеплением дырочных уровней в квантовой яме за счёт обменного взаимодействия дырок с ионами Mn. Зарегистрирована сильная зависимость степени циркулярной поляризации, включающая смену знака, от ростовых параметров структур. Изменение знака поляризации связывается с изменением знака p - d обменного взаимодействия дырок в КЯ и ионов Mn. Показана возможность управления поляризационными

характеристиками структур за счёт варьирования ростовых параметров: для получения отрицательной циркулярной поляризации необходимо уменьшение толщины покровного слоя GaAs (до 12 нм) и снижение толщины спейсерного слоя до значения менее 4 нм.

5.5 Выводы по главе 5

- 1) Дельта-легирование марганцем приповерхностного слоя гетероструктур GaAs/InGaAs/n-GaAs позволяет модифицировать электрические свойства светоизлучающих диодов на их основе: в структурах с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем и Au контактом зарегистрировано электролюминесцентное излучение с интенсивностью в ~ 50 раз превышающей интенсивность ЭЛ аналогичных структур без $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ (последние представляют собой диод с барьером Шоттки). Рост интенсивности ЭЛ связан повышением тока неосновных носителей в диодах на основе структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированием за счёт уменьшения высоты потенциального барьера для неосновных носителей (дырок).
- 2) Обнаружен эффект замедления температурного гашения интенсивности люминесценции структур GaAs/InGaAs/n-GaAs с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем в приповерхностной области GaAs. Эффект связывается с образованием дополнительного потенциального барьера, препятствующего термическому выбросу электронов из КЯ. В результате в структурах с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ легированием зарегистрировано ФЛ и ЭЛ излучение при комнатной температуре, что не наблюдается в структурах без дельта-слоя.
- 3) Обнаружена циркулярно-поляризованная фото- и электролюминесценция при введении структур/диодов на основе структур GaAs/InGaAs/n-GaAs с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем во внешнее магнитное поле. Совпадение магнитолевых зависимостей поляризации фото- и электролюминесценции, а также подобие этих зависимостей магнитолевой зависимости постоянной Холла позволяет сделать вывод о том, что циркулярная поляризация люминесценции связана со спиновой поляризацией

носителей в квантовой яме, которая появляется в результате взаимодействия с ионами Mn в близкорасположенном дельта-слое.

4) Показано, что циркулярно-поляризованное излучение однозначно связано с ферромагнитными свойствами $\delta<\text{Mn}>$ -слоя, при повышении температуры измерений (с 2 K) и приближении к температуре Кюри этого слоя (30-50 K) значение степени поляризации существенно уменьшается. Показано, что при анализе зависимостей циркулярно-поляризованной люминесценции структур уместно делать выводы о ферромагнитных свойствах $\delta<\text{Mn}>$ -слоя.

5) Предположено, что ферромагнитное упорядочение $\delta<\text{Mn}>$ -слоя в матрице GaAs осуществляется по перколяционному механизму с образованием состояний, называемых связанный магнитный полярон. Указанное предположение подтверждается моделированием температурной зависимости степени циркулярной поляризации, а также моделированием магнитолевой зависимости проводимости по прыжковому механизму с учётом состояний магнитных поляронов.

6) Показано, что циркулярная поляризация фото- и электролюминесценции управляется путём варьирования большого количества параметров структур: - найдено, что наибольшая степень циркулярной поляризации регистрируется для содержания In в квантовой яме равного 0,16-0,18; уменьшение или увеличение содержания In приводят к понижению степени поляризации.

7) Получена немонотонная зависимость степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя (между активной областью и $\delta<\text{Mn}>$). В зависимости от других ростовых параметров (содержание Mn, наличие дельта-слоя углерода, толщина покровного слоя GaAs) возможно получение функции с максимумом, с минимумом, а также изменение знака степени циркулярной поляризации на обратный. Полученные экспериментальные результаты объясняются сложным характером взаимодействия ионов Mn и дырок в квантовой яме, включающим возможность как ферромагнитного, так и антиферромагнитного упорядочения (за счёт взаимодействия с заряженными или нейтральными акцепторами).

8) Существенное варьирование поляризационных характеристик исследованных структур с изменением ростовых параметров является одним из косвенных подтверждений перколяционной модели ферромагнетизма, характерной для неупорядоченных систем. В таких системах ферромагнитные свойства (а значит и спиновая поляризация носителей) зависят от конкретной конфигурации ионов Mn , дырок, локализованных в области Mn и дырок, локализованных в области квантовой ямы.

Заключение

Таким образом, в диссертационной работе рассмотрены эффекты спиновой инжекции и обменного взаимодействия носителей в гетероструктурах ферромагнетик/полупроводник, сформированных с применением комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения. Получены и исследованы основные известные из литературы материалы для инжекции спин-поляризованных носителей: ФМ металлы (структура металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник- МТОП) и разбавленные магнитные полупроводники (структуры $p-i-n$ диодов и диодов с туннельным барьером $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5/n+\text{GaAs}$). Предложена оригинальная конструкция светоизлучающего диода на основе структуры $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ с ферромагнитным $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем в GaAs барьере.

1) Впервые показана спиновая инжекция неосновных носителей в диодах Шоттки ферромагнитный металл/ GaAs и ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/ GaAs . Спиновая инжекция обуславливает циркулярно-поляризованную электролюминесценцию.

2) Помимо спиновой инжекции для диодов ФМ металл/ GaAs вклад в циркулярную поляризацию ЭЛ вносит эффект спиновой аккумуляции (накопления спин-поляризованных носителей в приконтактной области полупроводника из-за спин-зависимого сопротивления ФМ контакта). Вклады спиновой инжекции и аккумуляции в циркулярно-поляризованную люминесценцию являются аддитивными, т.е. эффект спиновой аккумуляции повышает измеряемое в эксперименте значение степени поляризации ЭЛ. В структурах МТОП ток основных носителей не переносится в область ФМ электрода, а расходуется на излучательную рекомбинацию с неосновными носителями, в таком случае эффект спиновой аккумуляции пренебрежимо мал.

3) Получена немонотонная зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции от толщины спейсерного слоя GaAs для МТОП структур с контактом $\text{CoPt}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$. Подобный вид зависимости связывается с

прецессией спин-поляризованных носителей заряда при переносе к активной области в магнитном поле неоднородно-намагниченного слоя CoPt.

4) Комбинированный ростовой метод, объединяющий МОС-гидридную эпитаксию с импульсным лазерным осаждением в одном реакторе, позволяет формировать спиновые светоизлучающие диодные структуры на основе квантовых ям InGaAs/GaAs и слоёв разбавленного магнитного полупроводника $(A^3, \text{Mn})B^5$ ($A=\text{Ga, In}$; $B=\text{As, Sb}$), причём слои РМП играют роль областей p -типа проводимости в светоизлучающих p - i - n диодах и диодах с туннельным барьером. Механизм электролюминесценции зависит от вида зонной диаграммы контакта $(A^3, \text{Mn})B^5/\text{GaAs}$, при этом может быть реализовано несколько случаев: прямая инжекция дырок, туннелирование электронов, инжекция или туннелирование со вкладом термического заброса.

5) Получена циркулярно-поляризованная электролюминесценция ССИД с инжектором $(A^3, \text{Mn})B^5/\text{GaAs}$, которая связана со спиновой инжекцией из слоя РМП: в режиме p - i - n диода инжектируются спин-поляризованные дырки, в режиме диода с туннельным барьером – электроны. При уменьшении расстояния между $(\text{Ga, Mn})\text{As}$ слоем и активной областью значение степени циркулярной поляризации повышается, что связано с уменьшением деполяризации в результате спинового рассеяния носителей при переносе к активной области. Кроме того, показана возможность повышения $P_{\text{эл}}$ за счёт аддитивного вклада эффектов спиновой поляризации носителей в результате взаимодействия с ФМ слоем и спиновой инжекции. В структурах с туннельным барьером $(\text{Ga, Mn})\text{Sb}/n+\text{GaAs}$ получена спиновая инжекция при комнатной температуре, что является рекордом для разбавленных магнитных полупроводников.

6) В структурах ферромагнетик/полупроводник с реальной границей раздела эффективность спиновой инжекции снижается по сравнению со случаем идеального контакта вследствие спинового рассеяния на дефектах, вносимых в приповерхностную область полупроводника в результате осаждения ферромагнитного слоя. К таковым дефектам относятся разупорядочение кристаллической структуры и примесные атомы ФМ контакта. Формирование

кристаллически-упорядоченной границы, а также использование промежуточных защитных слоёв, замедляющих диффузию магнитной примеси, позволяет понизить концентрацию дефектов и повысить эффективность спиновой инжекции и степень циркулярной поляризации ССИД.

7) Сформированы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур $i\text{-GaAs/InGaAs}/n\text{-GaAs}$, содержащих $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированный слой в $i\text{-GaAs}$ барьере. Структуры представляют собой промежуточный случай между диодом с барьером Шоттки и $p\text{-}i\text{-}n$ диодом, и характеризуются высокой интенсивностью электролюминесценции, а также циркулярно-поляризованной компонентой в люминесцентном излучении. Последнее связывается с влиянием $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя на спиновую поляризацию носителей в КЯ.

8) Для структур $\delta\langle\text{Mn}/i\text{-GaAs/InGaAs}/n\text{-GaAs}$ показано совпадение магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции, а также подобие этих зависимостей магнитополевой зависимости относительной намагниченности. Это позволяет сделать вывод, что циркулярная поляризация люминесценции связана со спиновой поляризацией носителей в квантовой яме, которая появляется в результате взаимодействия с ионами Mn в близкорасположенном дельта-слое.

9) Ферромагнитное упорядочение в $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слое, как и взаимодействие дырок в квантовой яме с ионами Mn в δ -слое, подчиняются закономерностям, характерным для теории неупорядоченных разбавленных ферромагнетиков. Согласно указанной теории, магнитные свойства существенно зависят от конкретной технологической конфигурации. Для исследованных структур это проявляется в варьировании магнитополевой и температурной зависимостей степени поляризации люминесценции при изменении технологических параметров. В частности, при варьировании толщины спейсерного слоя и/или содержания Mn в δ -слое зарегистрировано изменение знака $P_{\text{эл,фл}}$, что объясняется сложным характером взаимодействия ионов Mn и дырок в КЯ, включающим возможность как ферромагнитного, так и антиферромагнитного обменного взаимодействия (с заряженными или нейтральными акцепторами).

Благодарности:

Автор выражает глубокую признательность научному консультанту *Павлову Дмитрию Алексеевичу*, а также всем коллегам, принимавшим участие в данном исследовании:

- в.н.с. НИФТИ ННГУ Данилову Ю.А. за руководство диссертационной работой на соискание степени к.ф.-м.н., за полезные обсуждения результатов, а также за идеи, которые легли в основу этой работы;
- сотрудникам лаборатории спиновой и оптической электроники и лаборатории эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ *Б.Н. Звонкову, П.Б. Дёминой и Е.А. Усковой, А.В. Здоровейщеву* за изготовление образцов и обсуждение результатов, *О.В. Вихровой, А.В. Кудрину* за исследование магнитных свойств структур с GaMnAs и обсуждение результатов, *Н.В. Байдусю* за помощь в разработке экспериментальных методик циркулярной поляризации люминесценции и обсуждение результатов, *П.Б. Дёминой и Е.И. Малышевой* за помощь исследованиях циркулярно-поляризованной люминесценции, *Н.Б. Звонкову и С.А. Ахлестиной* за помощь в организации измерений;
- сотрудникам ИФТТ РАН (г. Черноголовка) проф. *В.Д. Кулаковскому* за помощь в проведении работы и в интерпретации результатов, *С.В. Зайцеву, А.С. Бричкину и А.В. Черненко* за помощь при измерениях циркулярной поляризации электролюминесценции;
- *Е.А. Питиримовой* (кафедра ФПиО физического факультета ННГУ) за электронографические исследования;
- сотрудникам ИФМ РАН *В.Я. Алёшкину* за предоставление программы расчёта уровней в квантовой яме и за помощь при обсуждении результатов, *Д.В. Козлову* за расчёт дырочных уровней Ландау в магнитном поле;
- сотруднику ФТИ УрО РАН (г. Ижевск) *Ф.З. Гильмутдинову* за измерение профилей ВИМС.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты №8.1054.2014/К) Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 15-38-20642мол_a_вед и 16-07-01102_a).

Приложение А. К расчёту температурных зависимостей относительной намагниченности по данным работы [203] для структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем в матрице GaAs

Согласно методики [203] для расчёта зависимости относительной намагниченности от относительной температуры $M(T)/M(0) = f(T/T_C)$ используется график, приведённый в работе [380] на рисунке 2(а) (кривая, отмеченная как $n \rightarrow \infty$). Указанный график определяет вероятность того, что произвольный магнитный центр в неупорядоченной магнитной системе принадлежит ферромагнитному кластеру. Эта вероятность равна относительной намагниченности $M(T)/M(0)$. Отдельно расчётная кривая для $n \rightarrow \infty$ приведена на рисунке А1.

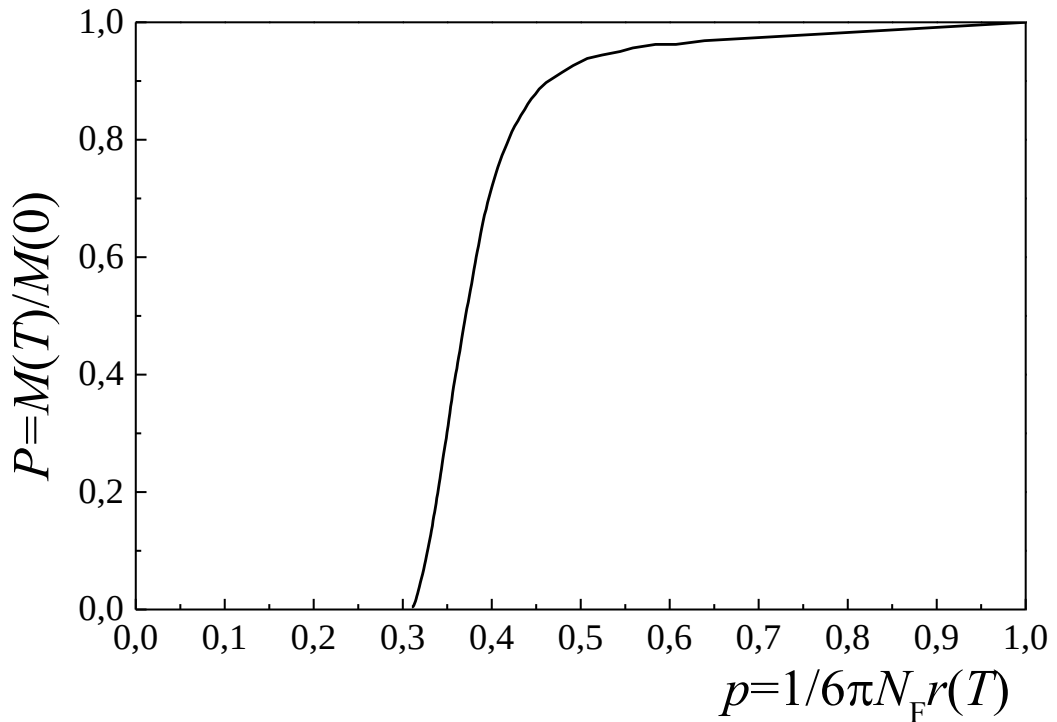


Рисунок А1 – Зависимость относительной намагниченности от параметра $p = 1/6\pi N_F r^3(T)$, рассчитанная в работе [380].

Для расчёта относительной намагниченности следует вычислить величину p , которая зависит от температуры.

Величина $r(T)$ записывается как:

$$r(T) = R \ln \left(\frac{V_0}{kT} \right), \quad (\text{А.1})$$

где V_0 – неизвестная постоянная.

Подгоночным параметром в моделировании, следуя [203], выберем постоянную

$$v_R = 4/3 \pi N_F R^3 \quad (\text{A.2}),$$

которая соответствует количеству взаимодействующих магнитных центров в объёме с радиусом R (этот радиус соответствует расстоянию, на котором потенциал обменного взаимодействия уменьшается в e раз).

Величина R в формуле (Б.1) может быть выражена через v_R , тогда

$$r(T) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} N_F^{-1/3} v_R^{1/3} \ln\left(\frac{V_0}{kT}\right) \quad (\text{A.3})$$

Аргумент функции, представленной на рисунке А1, запишется как:

$$p = \frac{1}{6} \pi N_F r^3(T) = \frac{1}{6} \pi N_F \frac{3}{4\pi} N_F^{-1} v_R \ln\left(\frac{V_0}{kT}\right) = \frac{1}{8} v_R \ln\left(\frac{V_0}{kT}\right) \quad (\text{A.4})$$

Для вычисления V_0 воспользуемся условием:

$$r(T_C) = r_0 = 0,86 N_F^{-1/3} \quad (\text{A.5})$$

Подставляя А5 в А3, можно вычислить постоянную V_0 :

$$\frac{V_0}{k} = \exp\left(0,86 \left(\frac{4\pi}{3v_R}\right)^{1/3}\right) T_C \quad (\text{A.6})$$

Подставляя (Б.6) в (Б.4) получим окончательное выражение для аргумента функции:

$$p = \frac{1}{8} v_R \ln\left(\frac{\xi}{T/T_C}\right), \quad (\text{A.7})$$

где $\xi = \exp\left(0,86 \left(\frac{4\pi}{3v_R}\right)^{1/3}\right)$.

Таким образом, процедура вычисления зависимости $M(T)/M(0) = f(T/T_C)$ выглядит следующим образом:

- 1) Выбирается значение подгоночного параметра v_R :
- 2) Для выбранного подгоночного параметра вычисляется аргумент $p = 1/6 \pi N_F r^3(T)$ для нескольких значений относительной температуры (от 0 до 1 с шагом 0,05).
- 3) Для каждого значения p вычисляется величина $M(T)/M(0)$, таким образом каждому значению температуры ставится в соответствие значение $M(T)/M(0)$ – по точкам выполняется построение графика $M(T)/M(0) = f(T/T_C)$.

4) На одном графике выполняется построение семейства кривых для различных значений постоянной ν_R . Полученные графики для различных значений параметра семейства приведены на рисунке А2.

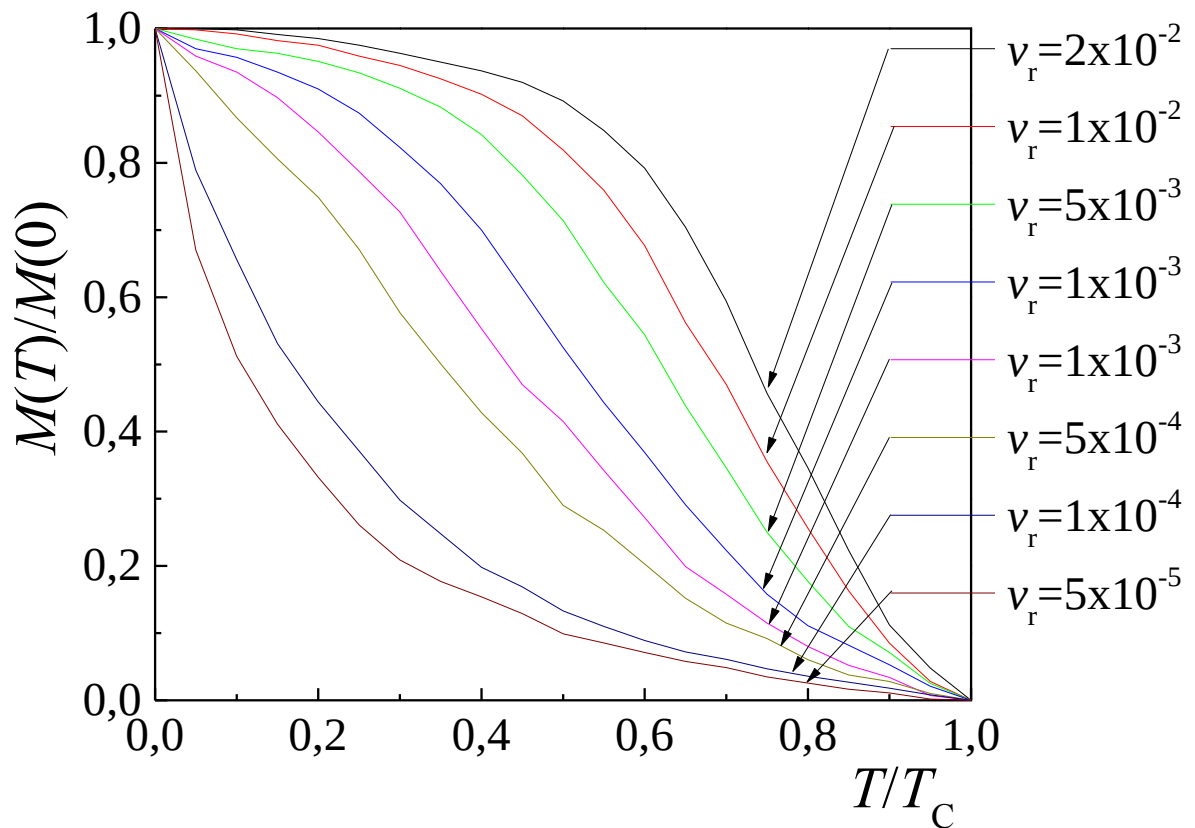


Рисунок А2 – Рассчитанное по методике [203] семейство температурных зависимостей относительной намагниченности разбавленного неупорядоченного ферромагнетика для различных значений подгоночного параметра ν_R .

Указанные графики могут быть использованы для сопоставления с экспериментальными результатами.

Приложение Б. К расчёту магнитополевых зависимостей сопротивления по методике, описанной в [284] для структур с $\delta<\text{Mn}>$ -легированным слоем в матрице GaAs

Согласно [284], вероятность прыжка определяется функцией:

$$F(\mu, \nu, 0) = (\mu\sqrt{\nu})^{-1} \left(\frac{(\mu^2+2)\cosh(\mu)-2\exp(-\nu)}{2\mu\sinh(\mu)+\nu\cosh(\mu)} + 2\nu + 1 \right), \quad (\text{Б.1})$$

здесь

$$\mu = \frac{\Delta_0}{2kT} \quad (\text{Б.2})$$

$$\nu = \frac{\Delta_0^2}{8W_p kT}, \quad (\text{Б.3})$$

где $\vec{\Delta}_0$ – равновесное значение вектора Зеемановского расщепление в отсутствии локализованного носителя (Δ_0 – модуль вектора), определяемое выражением:

$$\vec{\Delta}_0 = \frac{\Gamma_{ex}}{g\mu_B} \vec{M}(\vec{B}) + g\mu_B \vec{B}, \quad (\text{Б.4})$$

здесь Γ_{ex} – константа обменного взаимодействия, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $\vec{M}(\vec{B})$ – намагниченность, $\vec{B}$ – внешнее магнитное поле. Как правило, первое слагаемое в (Б.2) намного больше второго [384]. Величина W_p – поляронный сдвиг, определяемый выражением:

$$W_p = \left(\frac{\Gamma_{ex}}{g\mu_B} \right)^2 \frac{\chi(B, T)}{2\Omega_l}, \quad (\text{Б.5})$$

здесь $\chi(B, T)$ – магнитная восприимчивость, Ω_l – в [384] определяется как эффективный объём магнитного полярона. Изменение сопротивления с магнитным полем, согласно (5.22), описывается законом

$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = F^{-1}(\mu, \nu, 0) \exp \left(\frac{r_0}{r_a} + \frac{E_z}{kT} + \frac{W_p}{2kT} f \right), \quad (\text{Б.6})$$

причём значение $\frac{\rho(B)}{\rho(0)}$ определяется величинами $\mu, \nu, \frac{W_p}{2kT} f$. Величины r_0, r_a, E_z сравнительно слабо зависят от магнитного поля, в дальнейшем рассмотрении считаем их постоянными коэффициентами).

$$\frac{\rho(B)}{\rho'(0)} = F^{-1}(\mu, \nu, 0) \exp \left(\frac{W_p}{2kT} f \right) \quad (\text{Б.6'})$$

Для определения магнитополевых зависимостей μ, ν и W_p , следует записать выражения для намагниченности насыщения и магнитной восприимчивости. Согласно [86], выражение для модуля намагниченности может быть записано как:

$$M(B) = M_S \tanh \left(\frac{\chi_0}{M_S} B \right), \quad (\text{Б.7})$$

здесь M_S – намагниченность насыщения, $\chi_0 = \chi(0, T)$ – начальная восприимчивость, в общем случае зависящая от температуры.

Выражение для необратимой магнитной восприимчивости приведено в [86]:

$$\chi(B, T) = \chi_0 \left(1 - \tanh^2 \left(\frac{\chi_0}{M_S} B \right) \right) \quad (\text{Б.8})$$

Намагниченность насыщения может быть определена из выражения:

$$M_S = g\mu_B J N_{Mn} y, \quad (\text{Б.9})$$

здесь J –угловой момент системы, N_{Mn} – концентрация атомов Mn, y – коэффициент, учитывающий долю «антиферромагнитно упорядоченных» атомов Mn, а также антиферромагнитное упорядочение дырок и ионов Mn, предположенное в модели [384]. Также, для расчёта необходимо определить величину Γ_{ex} , которая, согласно [197], однозначно связана с коэффициентом $N_0\beta$. Данное обозначение является стандартным для параметра обменного взаимодействия, указанная величина включает количество ферромагнитных ионов N_0 и имеет размерность эВ. Величина β в [197] определена как $\beta = \langle X | \Gamma_{ex} | X \rangle$. В настоящем расчёте примем

$$\beta = \Gamma_{ex}, \quad (\text{Б.10})$$

что является хорошим приближением для оценки усреднённой по структуре величины Γ_{ex} . Для (Ga,Mn)As величина $N_0\beta = -1,2$ [197]. Тогда $\Gamma_{ex} = \frac{N_0\beta}{N_{Mn}}$.

$$\Gamma_{ex} = \frac{N_0\beta}{N_{Mn}} \quad (\text{Б.11})$$

Таким образом, для оценки магнитополевой зависимости относительного сопротивления структуры использована формула Б6'.

Неизвестные величины в соотношениях (Б.1-Б.11) являлись подгоночными параметрами. В таблице Б1 значения подгоночных параметров уравнения, варьирование которых выполнялось для приведения теоретического расчёта в соответствие с экспериментальной кривой.

Таблица Б1 – Значения подгоночных параметров, входящих в уравнение В.6'.

Обозначение	Единица измерения	Физический смысл
χ_0	безразмерный	магнитная восприимчивость при $B = 0$.
Ω_l	см ³	эффективный размер магнитного полярона
y	безразмерный	коэффициент, учитывающий уменьшение намагниченности ферромагнитного $\delta<\text{Mn}>$ в результате антиферромагнитного упорядочения (с дырками или ионами Mn в положении междоузлия)
f	безразмерный	коэффициент, введённый в [384] для учёта характера рассеяния носителей. Изменяется от 0 до 1.

Список цитированной литературы

- [1] Industrial perspective on focused electron beam-induced processes / T. Bret, T. Hofmann, K. Edinger // *Appl.Phys.A.* - 2014. - V.117, n.4. - P.1607-1614.
- [2] Ассоциации крупнейших промышленников полупроводниковой индустрии ежегодно формирует отчёт «дорожная карта полупроводниковой технологии». Согласно отчёту за 2013 год (<http://www.itrs.net/Links/2013ITRS/Home2013.htm>), существенное место в современных разработках занимают различные приборы спинтроники.
- [3] Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // *Rev. Mod. Phys.* - 2004. - V.76. - P.323-410.
- [4] Concepts in spin electronics / Ed. by S. Maekawa. - New York: Oxford University Press. - 2006. - 398 P.
- [5] 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.
- [6] The origin, development and future of spintronics / A. Fert // Nobel Lecture, December 8, 2007. - P.59-80.
- [7] New moves of the spintronics tango / J. Sinova, I. Zutic // *Nature Materials.* - 2012. - V.11, n.5. - P.368-371.
- [8] Luminescent spin-valve transistor / I. Appelbaum, K.J. Russel, D.J. Monsma, V. Narayanamurti, C. Marcus, M.P. Hanson, A.C. Gossard // *Appl.Phys.Lett.* - 2003. - V.83. - P.4571.
- [9] Holub, M. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M. Holub, P. Bhattacharya // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2007. - V.40. - P.R179–R203.
- [10] Exponentially localized magnetic fields for single-spin quantum logic gates / D. A. Lidar, J. H. Thywissen // *J. Appl. Phys.* - 2004. - V.96, n.1. - P.754-758.
- [11] Magnetic state control of ferromagnetic nanodots by magnetic force microscopy probe / J. Chang, V.L. Mironov, B.A. Gribkov, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, S.N. Vdovichev // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.96, n.1. - P.754-758.
- [12] Future perspectives for spintronic devices / A. Hirohata, K. Takanashi // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2014. - V.47. - P.193001.
- [13] Spin nomenclature for semiconductors and magnetic metals / B.T. Jonker, A.T. Hanbicki, D.T. Pierce, M.D. Stiles // *J. Magnetism Magn. Materials.* - 2004. - V.277. - P.24-28.
- [14] Room-temperature spin injection from Fe into GaAs / H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, K.H. Ploog // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - V.87, n.1. - P.016601.

- [15] 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. - 2002. - V.80. - P.1240.
- [16] Comment on “Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor” [Appl. Phys. Lett.**80**, 1240 (2002)] / R. Jansen // Appl. Phys. Lett. - 2002. - V.81. - P.2130.
- [17] Negative polarization through photon to electron spin polarization transfer in GaAs quantum wells / H. Kosaka, Y. Rikitake, H. Imamura, Y. Mitsumori, K. Edamatsu // <http://arxiv.org/ftp/quant-ph/papers/0609/0609152.pdf>
- [18] Schmidt, G. Concepts for spin injection into semiconductor – a review / G. Schmidt // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2005. - V.38. - P.R107-R122.
- [19] Yu, Z.G. Circularly polarized electroluminescence in spin-LED structures / Z.G. Yu, W.H. Lau, M.E. Flatte // Preprint Cond.mat. - 2003. - N.0308220.
- [20] Оптическая ориентация // под. ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Ленинград: Наука (ленингр. отделение). - 1989. - 408 С.
- [21] Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // - М. Наука. - 1989. - 521 С.
- [22] Zeeman spin splittings in semiconductor nanostructures / R. Kotlyar, L.T. Reinecke, M. Bayer, A. Forchel // Phys. Rev. B. - 2001. - V.63. - P.085310.
- [23] Левин, А.А. Введение квантовую химию твёрдого тела / А.А. Левин // М. «Химия». - 1974. - 240.С.
- [24] Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона // М.: Физматлит. - 2002. - 560 С.
- [25] Hecht, E. Optics, 2nd Edition / E. Hecht // Addison-Wesley. Reading, MA. – 1987. - 276 P.
- [26] Кравченко, А.Ф. Магнитная электроника / А.Ф. Кравченко // Новосибирск. Изд. СО РАН. - 2002. - 398 С.
- [27] 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.
- [28] Lateral diffusive spin transport in layered structures / H. Dery, L. Cywinski, L.J. Sham // Phys. Rev.B. - 2006. - V.73. - P. 041306.
- [29] Enhancement of the spin accumulation at the interface between a spin-polarized tunnel junction and a semiconductor / M. Tran, H. Jaffres, C. Deranlot, J.-M. George, A. Fert, A. Miard, A. Lemaitre // Phys. Rev.Lett. - 2009. - V.102. - P. 036601.
- [30] Эффект оптической ориентации электронных спинов в кристалле GaAs / Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.И. Джигоев, Ю.П. Вещунов, И.Б. Русанов // Письма в ЖЭТФ. - 1971. - Т.13. - С.195-197.

- [31] Hirsch, J.E. Spin Hall Effect / J.E. Hirsch // Phys. Rev.Lett. - 1999. - V.82, n9. - P. 1834.
- [32] Дьяконов, М.И. О возможности ориентации электронных спинов током / М.И. Дьяконов, В.И. Перель // Письма в ЖЭТФ. - 1971. - Т.13. - С.206.
- [33] Optimization of Pt-based spin-Hall-effect spintronic devices / H. Ulrichs, V.E. Demidov, S.O. Demokritov, W.L. Lim, J. Melander, N. Ebrahim-Zadeh, S. Urazhdin // Appl.Phys.Lett. - 2013. - V.102. - P. 132402.
- [34] Spin polarization control by electric stirring: Proposal for a spintronic device / Yu.V. Pershin, N.A. Sinitsyn, A. Kogan, A. Saxena, D.L. Smith // Appl.Phys.Lett. - 2009. - V.95. - P. 022114.
- [35] 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).
- [36] 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).
- [37] Данилов, Ю.А. Основы спинтроники / Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский // Н. Новгород, изд. ННГУ. - 2009. - 173 С.
- [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] Hilton, D.J. Optical orientation and femtosecond relaxation of spin-polarized holes in GaAs / D.J. Hilton, C.L. Lang // Phys. Rev. Lett. - 2002. - V.89. - P.146601.
- [40] Parsons, R.R. Band to band optical pumping in solids and polarized photoluminescence / R.R. Parsons // Phys. Rev. Lett. - 1969. - V.23. - P.1152.
- [41] Spin dynamics of Mn impurities and their bound acceptors in GaAs / M.R. Mahani, A. Pertsova, C.M. Canali // Phys. Rev. B: Condensed Matter & Materials Physics. - 2014. - V.90, n.15. - P.245406.
- [42] Electron and hole spin dynamics in semiconductor quantum dots / K. Gundogdu, K.C. Hall, E.J. Koerperick, C.E. Pryor, M.E. Flatte, T.F. Boggess, O.B. Shchekin, D.G. Deppe // Appl.Phys.Lett. - 2005. - V.86, n.11. - P.113111.
- [43] Optical, electrical and magnetic manipulation of spins in semiconductors / D.K. Young, J.A. Gupta, E. Johnston-Halperin, R. Epstein, Y. Kato, D.D. Awschalom // Semicond. Sci. Tech. - 2002. - V.17. - P.275-284.
- [44] Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs / J.M. Kikkawa D.D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. - 1998. - V.80. - P.4313.
- [45] Dynamic spin polarization by orientation-dependent separation in a ferromagnet-semiconductor hybrid / V.I. Korenev, I.A. Akimov, SV. Zaitsev, V.F. Sapega, L.

- Langer, D.R. Yakovlev, Yu.A. Danilov, M. Bayer // Nature Communications. – 2012. – V.3. – P.959, 1-7.
- [46] Carrier lifetime and spin relaxation time study for electrical spin injection into GaAs / E. Oh, T.K. Lee, J.H. Park, J.H. Choi, Y.J. Park, K.H. Shin, K.Y. Kim // J. Appl.Phys. - 2009. - V.106, n.4. - p. 043515.
- [47] Spin relaxation times of two-dimensional holes from spin sensitive bleaching of intersubband absorption / P. Schneider, J. Kainz, S.D. Ganichev, S.N. Danilov, U. Rössler, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, V.V. Bel'kov, M.M. Glazov, L.E. Golub, D. Schuh // J. Appl. Phys. - 2004. - V.96, n.1. - P.420-424.
- [48] Кудрин А.В. Гальваномагнитные свойства ферромагнитных наноструктур / А.В. Кудрин // Учебно-методическое пособие для студентов. <http://spm.unn.ru/education/education/Spintronics/Galvanomagnetic-properties.pdf>. - 2010. – 81 С.
- [49] Sinova, J. Theory of spin–orbit effects in semiconductors / J. Sinova, A.H. MacDonald// Semiconductors and Semim. Ed. T. Dietl, D.D. Awschalom, M. Kaminska, H. Ohno. – Amsterdam: Academic Press, 2008. - V. 82. - P. 45-87.
- [50] Universal intrinsic spin Hall effect / J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N.A. Sinitsyn, T. Jungwirth, A.H. MacDonald // Phys.Rev..Lett. - 2002. - V.92. - P.126603.
- [51] Murakami, S. Dissipationless quantum spin current at room temperature / S. Murakami, N. Nagaosa, S.-C. Zhang // Science. - 2003. - V.301. - P.1348.
- [52] Spin Hall effect transistor / J. Wunderlich, B.-G. Park, A.C. Irvine, L.P. Zarbo, E. Rozkotova, P. Nemec, V. Novak, J. Sinova, T. Jungwirth // Science. - 2010. - V.330. - P.1801.
- [53] All-electric all-semiconductor spin field-effect transistors / P. Chuang, S.-C. Ho, L.W. Smith, F. Sfigakis, M. Pepper, C.-H. Chen, J.-C. Fan, J.P. Griffiths, I. Farrer, H.E. Beere, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie T.-M. Chen // Nature nanotechnology. - 2015. - V.10. - P.35–39.
- [54] Spin Hall effect devices / T. Jungwirth, J. Wunderlich, C. Olejnik // Nature materials. - 2012. - V.11. - P.382–390.
- [55] Large and robust electrical spin injection into GaAs at zero magnetic field using an ultrathin CoFeB/MgO injector / S.H. Liang, T.T. Zhang, P. Barate, J. Frougier, M. Vidal, P. Renucci, B. Xu, H. Jaffres, J.-M. George, X. Devaux, M. Hehn, X. Marie, S. Mangin, H.X. Yang, A. Hallal, M. Chshiev, T. Amand, H.F. Liu, D.P. Liu, X.F. Han, Z.G. Wang, Y. Lu // Phys.Rev. B. - 2014. - V.90. - P.085310.
- [56] Аронов, А.Г. Спиновая инжекция в полупроводниках / А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус // ФТП. - 1976. - Т.10, в.6. - С.1177-1179.
- [57] Idzuchi, H. Spin transport in non-magnetic nano-structures induced by non-local spin injection / H. Idzuchi, Y. Fukuma, Y. Otani // Physica E. - 2015. - V.68. - P.239-263.

- [58] 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.
- [59] Schmidt, G. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor / G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Molenkamp // Phys. Rev. B. - 2000. - V.62. - P.R4790 – R4793.
- [60] Spin accumulation in forward-biased MnAs/GaAs Schottky diodes / J. Stephens, J. Berezovsky, J.P. McGuire, L.J. Sham, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. - 2004. - V.93. - P. 097602.
- [61] Imaging spin transport in lateral ferromagnet/semiconductor structures / S.A. Crooker, M. Furis, X. Lou, C. Adelmann, D.L. Smith, C.J. Palmstrom, P.A. Crowell // Science. - 2005. - V.309. - P.2191-2195.
- [62] Spin accumulation near Fe/GaAs (001) interfaces: The role of semiconductor band structure / Q.O. Hu, E.S. Garlid, P.A. Crowell, C.J. Palmstrom // Phys. Rev. B. - 2011. - V.84. - P. 085306.
- [63] Electrical spin injection in forward biased Schottky diodes based on InGaAs–GaAs quantum well heterostructures / N.V. Baidus, M.I. Vasilevskiy, M.J.M. Gomes, M.V. Dorokhin, P.B. Demina, E.A. Uskova, B.N. Zvonkov, V.D. Kulakovskii, A.S. Brichkin, A.V. Chernenko, S.V. Zaitsev // Appl. Phys. Lett. - 2006. - V. 89, n. 18. - P. 181118.
- [64] Захарченя, Б.П. Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику / Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев // УФН. - 2005. - Т.175, вып.6. - С.629-635.
- [65] 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.
- [66] Briner, B. Intrinsic and heat-induced exchange coupling through amorphous silicon / B. Briner, M. Landolt // Phys. Rev. Lett. - 1994. - V.73, n.2. - P. 340-343.
- [67] 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.
- [68] High temperature ferromagnetism in GaAs-based heterostructures with Mn δ doping / A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka // Phys. Rev. Lett. - 2005. - V.95. - P.017201.
- [69] 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. of Phys. D-Appl. Phys. – 2008. – V. 41 – P. 24.
- [70] Dyakonov, M.I. Quantum computing: A view from the enemy camp / M.I. Dyakonov // <http://arxiv.org/pdf/cond-mat/0110326v1.pdf>

- [71] Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry / O.M.J. van 't Erve, A.T. Hanbicki, M. Holub, C.H. Li, C. Awo-Affouda, P.E. Thompson, B.T. Jonker // Appl. Phys. Lett. - 2007. V.91. - P.212109.
- [72] Amplification of spin-current polarization / D. Saha, M. Holub, P. Bhattacharya // Appl. Phys. Lett. - 2007. V.91. - P.072513.
- [73] Dynamic nuclear spin polarization in an all-semiconductor spin injection device with (Ga,Mn)As/*n*-GaAs spin Esaki diode / J. Shiogai, M. Ciorga, M. Utz, D. Schuh, T. Arakawa, M. Kohda, K. Kobayashi, T. Ono, W. Wegscheider, D. Weiss, J. Nitta // Appl. Phys. Lett. - 2012. - V.101. - P.212402.
- [74] Giant enhancement of spin detection sensitivity in (Ga,Mn)As/GaAs Esaki diodes / J. Shiogai, M. Ciorga, M. Utz, D. Schuh, M. Kohda, D. Bougeard, T. Nojima, J. Nitta, D. Weiss // Phys. Rev. B. 2014. - V.89. - P. 081307(R).
- [75] Electrical detection of photoinduced spins both at room temperature and in remanence / S. Hovel, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, H. Wende, O. Petravic, K. Westerholt // Appl. Phys. Lett. - 2008. - V.92. - P.242102.
- [76] Spin drift in highly doped n-type Si / M. Kamen, Y. Ando, T. Shinjo, H. Koike, T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi // Appl. Phys. Lett. - 2014. - V.104. - P.092409.
- [77] Schmidt, G. Spin injection into semiconductors, physics and experiments / G. Schmidt, L.W. Molenkamp // Semicond.Sci.Tech. - 2002. - V.17. - P.310-321.
- [78] Optical communication of spin information between light emitting diodes / R. Farshchi, M. Ramsteiner, J. Herfort, A. Tahraoui, H. T. Grahn // Appl. Phys. Lett. - 2011. - V.98. - P.162508.
- [79] Epitaxial Fe/MgO/Ge spin-photodiodes for integrated detection of light helicity at room temperature / C. Rinaldi, M. Cantoni, D. Petti, R. Bertacco // J. of Appl. Phys. - 2012. - V.111. - P.07C312.
- [80] Spin valve photodiode / I. Appelbaum, D.J. Monsma, K.J. Russel, V. Narayanamurti, C.M. Marcus // Appl. Phys. Lett. - 2003. - V.83. - P.3737.
- [81] Spin-valve phototransistor / B. Huang, I. Altfeder, I. Appelbaum // Appl. Phys. Lett. - 2007. - V.90. - P.052503.
- [82] 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.
- [83] 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.

- [84] 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.
- [85] Павлов, П.В. Физика твёрдого тела. Учебник для ВУЗов / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов // Изд. ННГУ. - 1993. - 491 С.
- [86] Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский // М. Наука. - 1971. - 1032 С.
- [87] 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.
- [88] Electronic structure and magnetism of 3d-transition metal pnictides / K. Motizuki, H. Ido, T. Itoh, M. Morifuji // Springer Series in Materials Science. - 2010. - V.131.
- [89] Дорохин, М.В. Исследование свойств светоизлучающих эпитаксиальных GaAs структур, содержащих ферромагнитные слои / М.В. Дорохин // Автореферат канд.дисс. - 2007. - Н.Новгород - 21 С.
- [90] Rashba, E.I. Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem / E.I. Rashba // Phys.Rev.B. - 2000. - V.62, n.24. - P.R16267-R16270.
- [91] 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.
- [92] Giaever, I. Study of superconductors by electron tunneling / I. Giaever // Phys. Rev. - 1961. - V.122, n.4. - P.1101-1111.
- [93] Investigation of nanoscale structure in digital layers of Mn/GaA and MnGa/GaAs / G. Kioseoglou, S. Kim, Y.L. Soo, X. Chen, H. Luo, Y.H. Kao, Y. Sasaki, X. Liu, J.K. Furdyna // Appl.Phys.Lett. - 2002. - V.20, n.7. - P.1150-1152.
- [94] Temperature independence of the spin injection efficiency of a MgO-based tunnel spin injector / G. Salis, R. Wang, X. Jiang, R.M. Shelby, S.S.P. Parkin, S.R. Bank, J.S. Harris // Appl. Phys. Lett. - 2005. - V.87. - P.262503.
- [95] Electrical spin injection into InGaAs/GaAs quantum wells: A comparison between MgO tunnel barriers grown by sputtering and molecular beam epitaxy methods / P. Barate, S. Liang, T.T. Zhang, J. Frougier, M. Vidal, P. Renucci, X. Devaux, B. Xu, H. Jaffrès, J.M. George, X. Marie, M. Hehn, S. Mangin, Y. Zheng, T. Amand, B. Tao, X. F. Han, Z. Wang, Y. Lu // Appl.Phys.Lett. - 2014. - V.105. - P. 012404.
- [96] Epitaxially grown MnAs/GaAs lateral spin valves / D. Saha, M. Holub, P. Bhattacharya, Y.C. Liao // Appl. Phys. Lett. - 2006. - V.89. - P.142504.
- [97] Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection / L. Daweritz, M Ramsteiner, A. Trampert, M. Kastner, F. Schippan, H.-P.

- Schönherr, B. Jenichen, K.H. Ploog // *Phase Transitions*. - 2003. - V.76, n.4-5. - P.445–458.
- [98] Epitaxial growth of ferromagnetic ultrathin MnGa films with perpendicular magnetization on GaAs / M. Tanaka, J.P. Harbison, J. DeBoeck, T. Sands, B. Philips, T.L. Cheeks, V.G. Keramidas // *Appl. Phys. Lett.* - 1993. - V.62, n.13. - P.1565-1567.
- [99] Influence on the transport behaviors of spin-polarized electrons exerted by MgO/NiFe and NiFe/MgO heterointerfaces / C.J. Zhao, Z.-L. Wu, Z.-D. Zhao, L. Ding, X.-A. Lu, X.-J. Li, J.-Y. Zhang, G.-H. Yu // *J. Magnetism & Mag. Mat.* - 2014. - V.368. – P.59-63.
- [100] Influence of interface spin-flip scattering on spin accumulation and spin currents in magnetic multilayers with collinear magnetizations / M. Wawrzyniak, M. Gmitra, J. Barnas // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.99. - P.023905.
- [101] Spin relaxation at sputtered metallic interfaces / H.Y.T. Nguyen, W.P. Pratt Jr., J. Bass // *Appl. Phys. A*. - 2013. - V.111. - P.361-367.
- [102] Card. E.H. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes / H.C. Card, E.H. Rhoderick // *J. Phys. D. Appl. Phys.* - 1971. - V.4, n.10. - P.1589-1602.
- [103] Li, J. Modeling spin transport in electrostatically-gated lateral-channel silicon devices: Role of interfacial spin relaxation / J. Li, I. Appelbaum // *Phys. Rev.B*. - 2011. - V.84. - P. 165318.
- [104] Evolution of the ferromagnetic phase of ultrathin Fe films grown on GaAs(100)-4x6 / Y.B. Xu, E.T.M. Kernohan, D.J. Freeland, A. Ercole, M. Tselepi, J.A.C. Bland // *Phys. Rev. B*. - 1998. - V.58, n.2. - P.890-896.
- [105] Неоднородность инжекции носителей заряда и деградация голубых светодиодов / Н.И. Бочкарева, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, А.В. Ключков, Ю.Г. Шретер // *ФТП*. - 2006. - Т.40, вып.1. - С.122-127.
- [106] Соколов, В.И. Проблемы микроэлектроники / В.И. Соколов // *ФТП*. - 1995. - Т.29, вып.5. - С.842-856.
- [107] 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.
- [108] Systematics of chemical structure and Schottky barriers at compound semiconductor-metal interfaces // L.J. Brillison, C.F. Brucker, A.D. Katnani, N.G. Stoffel, R. Daniels, C. Margaritondo // *Surface Science*. - 1983. - V.132. - P.212-232.
- [109] 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.

- [110] Interfacial chemistry and Schottky-barrier formation of the Ni/InP (110) and Ni/GaAs(100) interfaces / T. Kendelewicz, M.D. Williams, W.G. Petro, I. Lindau, W.E. Spicer // *Phys. Rev. B.* - 1985. - V.32, n.6. - P.3758-3765.
- [111] Применение кобальта в спиновых светоизлучающих диодах Шоттки с квантовыми ямами InGaAs/GaAs / Бобров А.И., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Здравейщев А.В., Малехонова Н.В., Малышева Е.И., Павлов Д.А., Сайед С. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* - 2015. - № 7. - С. 57-60.
- [112] Процессы твердотельной перекристаллизации в структурах Ni-GaAs, Pd-GaAs / Л.М. Красильникова, И.В. Ивонин, М.П. Якубеня, Н.К. Максимова, Г.К. Арбузова // *Изв. Вузов. Физика.* - 1989. - В.3. - С.60-65.
- [113] Yasufumi, Y. Deep-level luminescence in Ni-diffused GaAs / Y. Yasufumi, A. Kojima, T. Nishino, Y. Hamakawa // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1983. - V.22, n.7. - P.1476-1478.
- [114] Structural model of III-V compound semiconductor Schottky barriers / B.W. Lee, D. C. Wang, R.K. Ni, G. Xu, M. Rowe // *J. Vac. Sci. Tech.* - 1982. - V.21, n.2. - P.577-591.
- [115] Abruptness of semiconductor-metal interfaces / L.J. Brillison, C.F. Brucker, N.G. Stoffel, A.D. Katnani, C. Margaritondo // *Phys. Rev. Lett.* - 1981. - V.46, n.13. - P.838-841.
- [116] Structural and magnetic properties of the molecular beam epitaxy grown MnSb layers on GaAs substrates / K. Lawniczak-Jablonska, A. Wolska, J. Bak-Misiuk, E. Dynowska, P. Romanowski, J.Z. Domagala, R. Minikayev, D. Wasik, M.T. Klepka, J. Sadowski, A. Barcz, P. Dluzewski, S. Kret, A. Twardowski, M. Kamińska, A. Persson, D. Arvanitis, E. Holub-Krappe, A. Kwiatkowski // *J. Appl. Phys.* - 2009. - V.106. - P.083524.
- [117] Diffusion of Mn in GaAs studied by quantitative time-of-flight secondary ion mass spectrometry / R.E. Goacher, S. Hegde, H. Luo, J.A. Gardella Jr // *J. Appl. Phys.* - 2009. - V.106. - P.044302.
- [118] Atomic structure and magnetic properties of Mn on InAs(100) / K. Hricovinia, P. De Padovac, C. Quaresimac, P. Perfettic, R. Brochiera, C. Richtera, V. Ilakovaca, O. Heckmanna, L. Lechevalliera, P. Bencokd, P. Le Fevreb, C. Teodorescub // *Appl.Surf.Science.* - 2003. - V.212-213. - P.17-25.
- [119] Study of MnAs as a spin Injector for GaAs-based semiconductor heterostructures / J. Kwon, R. Goacher, E. Fraser, L. Schweidenback, A. Russ, J. Hatch, A. Petrou, J. Gardella, H. Luo // *J. Low Temper. Phys.* - 2012. - V.169, n.5/6. - P.377-385.
- [120] Temperature dependence of spin diffusion length in silicon by Hanle-type spin precession precession / T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki, K. Noguchi // *Appl. Phys. Lett.* - 2010. - V.96. - P.122101.

- [121] Comparison of spin signals in silicon between nonlocal four-terminal and three terminal methods / T. Sasaki, T. Oikawa, M. Shiraishi, Y. Suzuki, K. Noguchi // Appl. Phys. Lett. - 2011. - V.98. - P.012508.
- [122] Spin polarized electron transport near the Si/SiO₂ Interface / H.-K. Jang, I. Appelbaum // Phys. Rev. Lett. - 2009. - V.103. - P.117202.
- [123] Spin relaxation and coherence times for electrons at the Si/SiO₂ interface / S. Shankar, A.M. Tyryshkin, J. He, S.A. Lyon // Phys. Rev. B. - 2010. - V.82. - P.195323.
- [124] Determination of interface atomic structure and its impact on spin transport using Z-contrast microscopy and density-functional theory / T.J. Zega, A.T. Hanbicki, S.C. Erwin, I. Zutic, G. Kioseoglou, C.H. Li, B.T. Jonker, R.M. Stroud // Phys.Rev Lett. - 2006. - V.96. - P.196101.
- [125] Spin injection through an Fe/InAs interface / M. Zwierzycki, K. Xia, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer, I. Turek // Phys. Rev. B. - 2003. - V.67. - P.092401.
- [126] Ballistic spin injection from Fe(001) into ZnSe and GaAs / O. Wunnicke, Ph. Mavropoulos, R. Zeller, P.H. Dederichs, D. Grudler // Phys. Rev. B. - 2002. - V.65. - P.241306(R).
- [127] Ballistic spin injection from Fe into ZnSe(001), (111), and (110), and into GaAs(001) / O. Wunnicke, P. Mavropoulos, R. Zeller, P.H. Dederichs // J. Phys.: Condens. Matter. - 2004. - V.16 - P.4643–4659.
- [128] Effect of spin relaxation rate on the interfacial spin depolarization in ferromagnet/oxide/semiconductor contacts / K.-R. Jeon, B.-C. Min, Y.-H. Park, Y.-H. Jo, S.-Y. Park, C.-Y. Park, S.-C. Shin // Appl. Phys. Lett. - 2012. - V.101. - P.022401.
- [129] Ефимов, И.Е. Основы микроэлектроники. Учебник для студентов /И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь // М.: Высш.шк. - 1983. - 384 С.
- [130] Surface states for the GaAs(001) surfaces observed by photoemission yield spectroscopy / K. Hirose, T. Noguchi, A. Uchiyama M. Uda // Jpn. J. Appl. Phys. – 1991. V.30 P.3741.
- [131] Evaluation of defect capture cross-section for minority carriers: Application to GaAs / D. Stievenard, J.C. Bourgoin // J. Appl. Phys. - 1986. - V.59, n.3. - P.806-812.
- [132] Minority carrier capture cross section of the EL2 defect in GaAs / M.A. Zaidi, H. Maaref, J.C. Bourgoin // Appl. Phys. Lett. - 1992. - V.61, n.20. - P.2452-2454.
- [133] El Hdiy, A. Identification of traps in an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well structure / A. El Hdiy, S. Mouetsi // J. Appl. Phys. - 2010. - V.108. - P.034513.
- [134] Defect study of GaInP/GaAs based heterojunction bipolar transistor emitter layer / K. Cherkaoui, M.E. Murtagh, P.V. Kelly, G.M. Crean, S. Cassette, S.L. Delage, S.W. Bland // J. Appl. Phys. - 2002. - V.92, n.5. - P.2803-2806.

- [135] Electrical spin injection across air-exposed epitaxially regrown semiconductor interfaces / Y.D. Park, B.T. Jonker, B.R. Bennett, G. Itskos, M. Furis, G. Kioseoglou, A. Petrou // *Appl. Phys. Lett.* - 2000. - V.77, n.24. - P.3989-3991.
- [136] Ferromagnetic imprinting of nuclear spins in semiconductors / R.K. Kawakami, Y. Kato, M. Hanson, I. Malajovich, J.M. Stephens, E. Johnston-Halperin, G. Salis, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // *Science*. - 2001. - V.294. - P.131-134.
- [137] Spin accumulation and decay in magnetic Schottky barriers / *Phys. Rev.B.* - 2005. - V.72. - P.155304.
- [138] Datta, S. Electronic analog of the electro-optic modulator / S. Datta, B. Das // *Appl. Phys. Lett.* - 1990. - V.56. - P.665-667.
- [139] Технология создания и свойства металлических контактов к полупроводниковым структурам отработана в течении более 50 лет, основные результаты описаны в: Родерик, Э.Х. Контакты металл-полупроводник / Э.Х. Родерик // Москва: Радио и связь. - 1982. - 209 С.
- [140] Физика твёрдого тела. Энциклопедический словарь // Киев: Наукова думка. - 1998. - Т.1. - 652 С.
- [141] Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface / P.R. Hammar, B.R. Bennett, M.J. Yang, M. Johnson // *Phys. Rev. Lett.* - 1999. - V.83, n.1. - P.203-206.
- [142] Experimental search for the electrical spin injection in a semiconductor / A.T. Filip, B.H. Hoving, F.J. Jedema, B.J. van Wees, B. Dutta, S. Borghs // *Phys. Rev. B.* - 2000. - V.65, n.15. - P.9996-9999.
- [143] Spin injection across (110) interfaces: Fe/GaAs(110) spin-light-emitting diodes / C.H. Li, G. Kioseoglou, O.M.J. van 't Erve, A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar, A. Petrou // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. - V.85, n.9. - P.1544-1546.
- [144] Oblique Hanle measurements of InAs/GaAs quantum dot spin-light emitting diodes // G. Itskos, E. Harbord, S.K. Clowes, E. Clarke, L.F. Cohen, R. Murray, P. Van Dorpe, W. Van Roy // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. - V.88. - P.022113.
- [145] Highly polarized emission from electrical spin injection into an InGaAs quantum well with free carriers / C.H. Li, G. Kioseoglou, A. Petrou, M. Korkusinski, P. Hawrylak, B.T. Jonker // *Appl. Phys. Lett.* - 2013. - V.103. - P.212403.
- [146] Remanent electrical spin injection from Fe into AlGaAs/GaAs light emitting diodes / O.M.J. van 't Erve, G. Kioseoglou, A.T. Hanbicki, C.H. Li, B. T. Jonker // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. - V.89. - P. 072505.
- [147] Molecular beam epitaxial growth of single-crystal Fe films on GaAs / G.A. Prinz, J.J. Krebs // *Appl. Phys. Lett.* - 1981. - V.39, n.5. - P.397-399.
- [148] Single crystal Fe films grown on InAs(100) by molecular beam epitaxy / Y.B. Xu, E.T.M. Kernohan, M. Tselepi, J.A.C. Bland, S. Holmes // *Appl. Phys. Lett.* - 1998. - V.73, n.3. - P.399-401.

- [149] Manago, T. Spin-polarized light-emitting diode using metal/insulator/semiconductor structures / T. Manago, H. Akinaga // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. - V.81, n.4. - P.694-696.
- [150] Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure / V. F. Motsnyi, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, V.I. Safarov // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. - V.81, n.2. - P.265-267.
- [151] Efficient spin injection through a crystalline AlO_x tunnel barrier prepared by the oxidation of an ultra-thin Al epitaxial layer on GaAs / N. Nishizawa, H. Munekata // *J. Appl. Phys.* - 2013. - V.114. - P.033507.
- [152] Increase in spin injection efficiency of a CoFe/MgO(100) tunnel spin injector with thermal annealing / R. Wang, X. Jiang, R.M. Shelby, R.M. Macfarlane, S.S.P. Parkin, S.R. Bank, J.S. Harris // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.86, n.5. - P.052901.
- [153] Sinsarp, A. Growth and crystallization processes of fully epitaxial Fe/MgO/light-emitting diodes for spin injections / A. Sinsarp, T. Manago, H. Akinaga // *J. Magnetism Magn. Mater.* - 2007. - V.310. - P.e693–e695.
- [154] 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.
- [155] 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.
- [156] 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.
- [157] Room temperature spin relaxation length in spin light-emitting diodes / H. Soldat, M. Li, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, A. Ludwig, A. Ebbing, D. Reuter, A.D. Wieck, F. Stromberg, W. Keune, H. Wende // *Appl. Phys. Lett.* - 2011. - V.99. - P.051102.
- [158] Gray, N.W. Room temperature electrical injection and detection of spin polarized carriers in silicon using MgO tunnel barrier / N.W. Gray, A. Tiwaria // *Appl. Phys. Lett.* - 2011. - V.98. - P.102112.
- [159] Electrical spin injection in InAs quantum dots at room temperature and adjustment of the emission wavelength for spintronic applications / A. Ludwig, R. Roescu, A.K. Rai, K. Trunov, F. Stromberg, M. Li, H. Soldat, A. Ebbing, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, H. Wende, W. Keune, D. Reuter, A.D. Wieck // *J. Crystal Growth.* - 2011. - V.323. - P.376–379.
- [160] Magnetic field dependence of the spin relaxation length in spin light-emitting diodes / H. Heopfner, C. Fritsche, A. Ludwig, A. Ludwig, F. Stromberg, H. Wende, W.

- Keune, D. Reuter, A.D. Wieck, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann // *Appl. Phys. Lett.* - 2012. - V.101. - P. 112402.
- [161] Spin injection at remanence into III-V spin light-emitting diodes using (Co/Pt) ferromagnetic injectors / J. Zarpellon, H. Jaffres, J. Frougier, C. Deranlot, J. M. George, D.H. Mosca, A. Lemaitre, F. Freimuth, Q.H. Duong, P. Renucci, X. Marie // *Phys. Rev. B.* - 2012. - V.86. - P.205314.
- [162] Формирование спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих ферромагнитные включения / М.М. Прокофьева, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева, А.В. Кудрин, И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков // *Изв. РАН. Сер. Физ.* – 2012. – Т.76, в.2. – С.255-258.
- [163] 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.
- [164] Electron spin injection into GaAs from ferromagnetic contacts in remanence / N.C. Gerhardt, S. Hovel, C. Brenner, M.R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A.D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, K. Westerholt // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.87. - P.032502.
- [165] Spin injection light-emitting diode with vertically magnetized ferromagnetic metal contacts / N.C. Gerhardt, S. Hovel, C. Brenner, M.R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A.D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, S. Halm, G. Bacher, K. Westerholt // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.90. - P.073907.
- [166] 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.
- [167] Matthes, F. Strain-induced magnetic anisotropies in ultrathin epitaxial $\text{Ni}_x\text{Pd}_{1-x}$ alloy films / F. Matthes, M. Seider, C.M. Schneider. // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.91, n.10. - P.8144 – 8146.
- [168] 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.
- [169] 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. Doweritz, H.T. Grahn, K.H. Ploog // *Phys. Rev. B* - 2002. - V.66. – P.081304R.
- [170] Azimuthal reflection high-energy electron diffraction study of MnAs growth on GaAs(001) by molecular beam epitaxy / D.K. Satapathy, B. Jenichen, K.H. Ploog, W. Braund // *J. Appl. Phys.* - 2011. - V.110. - P.023505.
- [171] Epitaxial orientation and magnetic properties of MnAs thin films grown on (001) GaAs: Template effects / M. Tanaka, J.P. Harbison, M.C. Park, Y.S. Park, T. Shin, G.M. Rothberg // *Appl. Phys. Lett.* - 1994. - V.65, n.15. - P.1964-1966.

- [172] Epitaxial ferromagnetic τ -MnAl films on GaAs / T. Sands, J.P. Harbison, M.L. Leadbeater, S.J. Allen Jr., G.W. Hull, R. Ramesh, V.G. Keramidas // *Appl. Phys. Lett.* - 1990. - V.57, n.24. - P.2609-2611.
- [173] Epitaxial ferromagnet-semiconductor heterostructures for electrical spin injection / K.H. Ploog // *J. Cryst. Growth.* - 2004. - V.268. - P.329-335.
- [174] Structure and magnetism of MnGa ultra-thin films on GaAs(111)B / A.W. Arins, H.F. Jurca, J. Zarpellon, J. Varalda, I.L. Graff, W.H. Schreiner, D.H. Mosca // *IEEE Transactions on Magnetism.* - 2013. - V.49, n.12. - P.5595-5598.
- [175] Correlation between tetragonal zinc-blende structure and magnetocrystalline anisotropy of MnGa epilayers on GaAs(111) / A.W. Arins, H.F. Jurca, J. Zarpellon, Z.E. Fabrim, P.F.P. Fichtner, J. Varalda, W.H. Schreiner, D.H. Mosca // *J. Magnetism Magn. Mater.* - 2015. - V.381. - P.83-88.
- [176] Barner, K. Exchange interactions and the coupled spin-lattice phase transitions in manganese pnictides / K. Barner // *Phys. Stat. Sol. (b).* - 1978. - V.88, n.1. - P.13-23.
- [177] Magnetic reconfiguration of MnAs/GaAs(001) observed by magnetic force microscopy and resonant soft x-ray scattering / L.N. Coelho, B. R.A. Neves, R. Magalhães-Paniago, F.C. Vicentin, H. Westfahl, Jr., R.M. Fernandes, F. Iikawa, L. Däweritz, C. Spezzani, M. Sacchi // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.100. - P.083906.
- [178] Spin injection from perpendicular magnetized ferromagnetic δ -MnGa into (Al,Ga)As heterostructures / C. Adelman, J.L. Hilton, B.D. Schultz, S. McKernan, C.J. Palmstrom, X. Lou, H.-S. Chiang, P.A. Crowell // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. - V.89. - P.112511.
- [179] Heteroepitaxial growth and surface structure of L10-MnGa(111) ultra-thin films on GaN(0001) / A.-O. Mandru, D.R. Garcia, K. Wang, K. Cooper, M. Haider, D.C. Ingram, N. Takeuchi, A.R. Smith // *Appl. Phys. Lett.* - 2013. - V.103, n.16 - P.161606.
- [180] Spin injection in ferromagnet-semiconductor heterostructures at room temperature / K.H. Ploog // *J. Appl. Phys.* - 2002. - V.91, n.10. - P.7256-7260.
- [181] Electrically injected InAs/GaAs quantum dot spin laser operating at 200 K / D. Basu, D. Saha, C.C. Wu, M. Holub, Z. Mi, P. Bhattacharya // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - V.92. - P.091119.
- [182] Spin diffusion in bulk GaN measured with MnAs spin injector / S. Jahangir, F. Dogan, H. Kum, A. Manchon, P. Bhattacharya // *Phys. Rev. B.* - 2012. - V.86. - P.035315.
- [183] Efficient electrical spin injection in GaAs: A comparison between AlO_x and Schottky injectors / P. Van Dorpe, W. Van Roy, V.F. Motsny, G. Borghs, J. De Boeck // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2004. - V.22. - P.1862.
- [184] Ohno, H. Making nonmagnetic semiconductor ferromagnetic / H. Ohno // *Science.* - 1998. - V.281. - P.952-956.

- [185] Semiconductors and Semimetals / Ed. by J.K. Furdyna, J. Kossut // Elsevier book series. - 1988. - V.25. - 462 P.
- [186] Woodbury, D.A. Impurity conduction and the metal-nonmetal transition in manganese-doped gallium arsenide / D.A. Woodbury, J.S. Blakemore // Phys. Rev. B. - 1973. - V.8, n.8. - P.3803-3810.
- [187] Thermal activation energy of manganese acceptors in gallium arsenide as a function of impurity spacing / J.S. Blakemore, W.J. Brown Jr., M.L. Stass, D.A. Woodbury // J. Appl. Phys. - 1973. - V.44, n.7. - P.3352-3354.
- [188] Chernenko A.V., Localized and bound excitons in type-II ZnMnSe/ZnSSe quantum wells // A.V. Chernenko, A.S. Brichkin // J. Phys. Cond. Matter. - 2014. - V.26. - P.425301.
- [189] Dietl, T. Ferromagnetic semiconductors / T. Dietl // Semicond. Sci. Tech. - 2002. - V.17. - P.377-392.
- [190] Structural, electrical, and magneto-optical characterization of paramagnetic GaMnAs quantum wells / M. Poggio, R.C. Myers, N.P. Stern, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys. Rev. B. - 2005. - V.72. - P.235313.
- [191] 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.
- [192] 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.
- [193] Dietl, T. Origin of ferromagnetism and nano-scale phase separations in diluted magnetic semiconductors / T. Dietl // Physica E. - 2006. - V.35. - P.293-299.
- [194] 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.
- [195] Ohno, H. A ferromagnetic III-V semiconductor: (Ga,Mn)As / H. Ohno, F. Matsukura // Solid State Commun. - 2001. - V.117. - P.179-186.
- [196] Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors / T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kucera, A.H. MacDonald // Rev. Mod. Phys. - 2006. - V.78. - P.809-864.
- [197] Tuning of the average p-d exchange in (Ga,Mn)As by modification of the Mn electronic structure / T. Hartmann, S. Ye, P.J. Klar, W. Heimbrodt, M. Lampalzer, W. Stolz, T. Kurz, A. Loidl, H.-A. Krug von Nidda, D. Wolverson, J.J. Davies, H. Overhof // Phys. Rev. B. - 2004. - V.70. - P.233201.
- [198] 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.

- [199] Hot-electron photoluminescence study of the (Ga,Mn)As diluted magnetic semiconductor / V. F. Sapega, M. Ramsteiner, O. Brandt, L. Däweritz, K. H. Ploog // Phys. Rev. B. - 2006. - V.73. - P.235208.
- [200] Polaron percolation in diluted magnetic semiconductors / A. Kaminski, S. Das Sarma // Phys. Rev. Lett. - 2002. - V.88, n.24. - P.247202.
- [201] Temperature-dependent magnetization in diluted magnetic semiconductors / S. Das Sarma, E.H. Hwang, A. Kaminski // Phys. Rev. B. - 2003. - V.67. - P.155201.
- [202] Exchange interactions and Curie temperatures in dilute magnetic semiconductors / K. Sato, P.H. Dederichs, H. Katayama-Yoshida // Hyperfine Interactions. - 2005. - V.160. - P.57-65.
- [203] Коренблит, И.Я. Ферромагнетизм неупорядоченных систем / И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер // УФН. 1978. т.126. С.233-268.
- [204] Effects of disorder on ferromagnetism in diluted magnetic semiconductors / M. Berciu, R.N. Bhatt // Phys. Rev. Lett. - 2001. - V.87, n.10. - P.107203.
- [205] 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.
- [206] 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 // Оптич. Журнал. 2008. - Т.75, №6. - С.56-61.
- [207] Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors / T. Jungwirth, K.Y. Wang, J. Masek, K.W. Edmonds, J. Kunig, J. Sinova M. Polini, N.A. Goncharuk, A.H. MacDonald, M. Sawicki, A.W. Rushforth, R.P. Campion, L. X. Zhao, C.T. Foxon, B.L. Gallagher // Phys. Rev. B. - 2005. - V.72. - P.165204.
- [208] Above room temperature ferromagnetism in Mn-ion implanted Si / M. Bolduc, C. Awo-Affouda, A. Stollenwerk, M.B. Huang, F.G. Ramos, G. Agnello, V.P. LaBel // Phys. Rev. B. - 2005. - V.71. - P.033302.
- [209] Formation mechanism of ferromagnetism in $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ diluted magnetic semiconductors // Y.H. Kwon, T.W. Kang, H.Y. Cho, T.W. Kim // Solid State Commun. - 2005. - V.136. P.257–261.
- [210] Magnetism in $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ diluted magnetic semiconductor thin films // T.T.L. Anh, Y.E. Ihm, D. Kim, H. Kim, C.S. Kim, S.S. Yu // Thin Solid Films - 2009. - V.518, n.1. - P.309-312.
- [211] The molecular beam epitaxy growth, structure, and magnetism of $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ films / S.H. Chiu, H.S. Hsu, J.C.A. Huang // J. Appl. Phys. - 2008. - V.103. - P.07D110.

- [212] High-temperature ferromagnetism in amorphous semiconductor Ge_3Mn thin films / S.-K. Kim, Y.C. Cho, S.-Y. Jeong, C.-R. Cho, S.E. Park, J. H. Lee, J.P. Kim, Y.C. Kim, H. W. Choi // *Appl. Phys. Lett.* - 2007. - V.90. - P.192505.
- [213] Cyclotron resonance in ferromagnetic InMnAs and InMnSb / G.A. Khodaparast, Y.H. Matsuda, D. Saha, G.D. Sanders, C.J. Stanton, H. Saito, S. Takeyama, T.R. Merritt, C. Feeser, B.W. Wessels, X. Liu, J. Furdyna // *Phys. Rev. B.* - 2013. - V.88. - P.235204.
- [214] Magnetic properties of P-type GaMnP grown by molecular-beam epitaxy / M.E. Overberg, B.P. Gila, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, N.A. Theodoropoulou, K.T. McCarthy, S.B. Arnason, A.F. Hebard // *Appl. Phys. Lett.* - 2001. - V.79, n.19. - P.3128-3130.
- [215] Defect Structure of High-Temperature-Grown GaMnSb/GaSb / P. Romanowski, J. Bak-Misiuk, E. Dynowska, J.Z. Domagala, J. Sadowski, T. Wojciechowski, A. Barcz, R. Jakiela, W. Caliebe // *Acta Physica Polonica.* - 2010. - V.117. - P.341-343.
- [216] Magnetic and optical properties of GaMnN magnetic semiconductor / M. Zajac, R. Doradzinski, J. Gosk, J. Szczytko, M. Lefeld-Sosnowska, M. Kaminska, A. Twardowski // *Appl. Phys. Lett.* - 2001. - V.78, n.9. - P.1276-1278.
- [217] Evidence of exchange-induced spin polarization in the semiconductor EuS at 300 K / C. Muller, H. Lippitz, J.J. Paggel, P. Fumagalli // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.99, n.7. - P.073904.
- [218] Spontaneous spin-filter effect across EuS/GaAs heterojunction / J. Trbovic, C. Ren, P. Xiong, S. von Molnar // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.87. - P.082101.
- [219] 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.
- [220] Surface-emitting spin-polarized $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As/GaAs}$ quantum-dot light-emitting diode / S. Ghosh, P. Bhattacharya // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. - V.80, n.4. - P.658-660.
- [221] Electrically injected spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers / M. Holub, J. Shin, S. Chakrabarti, P. Bhattacharya // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.87. - P.091108.
- [222] Very high spin polarization in GaAs by injection from a $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ Zener diode / P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, V.F. Motsnyi, M. Sawicki, G. Borghs, J. De Boeck // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. - V.84, n.18. - P.3495-3497.
- [223] Effect of $n^+-\text{GaAs}$ thickness and doping density on spin injection of $\text{GaMnAs}/n^+-\text{GaAs}$ Esaki tunnel junction / M. Kohda, Y. Ohno, F. Matsukura, H. Ohno // *Physica E* - 2006. - V.32. - P.438-441.
- [224] Magnetotransport investigations of $(\text{Ga,Mn})\text{As/GaAs}$ Esaki diodes under hydrostatic pressure / M. Gryglas-Borysiewicz, A. Kwiatkowski, A. Lemaitre, J.

- Przybytek, K. Budzik, L. Balcerzak, M. Sawicki, D. Wasik // Appl.Surf.Sci. - 2016. - Corrected Proof.
- [225] Electrical spin injection into high mobility 2D systems / M. Oltscher, M. Ciorga, M. Utz, D. Schuh, D. Bougeard, D. Weiss // Phys. Rev. Lett. - 2014. - V.113. - P.236602.
- [226] Briner, B. Intrinsic and heat-induced exchange coupling through amorphous silicon / B. Briner, M. Landolt // Phys. Rev. Lett. - 1994. - V.73, n.2. - P.340-343.
- [227] Детектирование намагниченности ферромагнитной пленки в структуре Ni/GaAs по поляризации электронов полупроводника / Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченя, П.А. Иванов, В.Л. Коренев // ПЖЭТФ. - 1994. - Т.60, вып.9. - С.650-654.
- [228] Коренев, В.Л. Электрическое управление магнитным моментом в гибридной системе ферромагнетик/полупроводник / В.Л. Коренев // ПЖЭТФ. - 2003. - Т.78, вып.9. - С.1053-1057.
- [229] 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.
- [230] Ferromagnetic III–Mn–V semiconductor multilayers: Manipulation of magnetic properties by proximity effects and interface design / J. K. Furdyna, X. Liu, Y. Sasaki, S.J. Potashnik, P. Schiffer // J. Appl. Phys. - 2002. - V.91, n.10. - P.7490-7495.
- [231] Govorov, A.O. Optical properties of a semiconductor quantum dot with a single magnetic impurity: photoinduced spin orientation / A.O. Govorov, A.V. Kalameitsev // Phys. Rev. B. - 2005. - V.71. - P.035338.
- [232] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / под ред. Л. Ченга, К. Плога // М. Мир. - 1989. - 582 С.
- [233] Cho, A.Y. Growth of extremely uniform layers by rotating substrate holder with molecular beam epitaxy for applications to electro-optic and microwave devices / A.Y. Cho, K.Y. Cheng // Appl. Phys. Lett. - 1981. - V.38, n.5. - P.360.
- [234] Growth and properties of (Ga,Mn)As films with high Mn concentration / K. Takamura, F. Matsukura, Y. Ohno, H. Ohno // J. Appl. Phys. - 2001. - V.89, n.11. - P.7024-7026.
- [235] High-quality GaMnAs films grown with arsenic dimer / R.P. Campion, K.W. Edmonds, L.X. Zhao, K.Y. Wang, C.T. Foxon, B.L. Gallagher, C.R. Staddon // J. Cryst. Growth. - 2003. - V.247. - P.42-48.
- [236] 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.

- [237] 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.
- [238] Bonanni, A. Ferromagnetic nitride-base semiconductors doped with transition metals and rare earths / A. Bonanni // Semicond. Sci. Tech. - 2007. - V.22. - P.R41-R56.
- [239] 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.
- [240] 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.
- [241] Tuning the energy spectrum of the InAs/GaAs quantum dots structures by varying the thickness and composition of a thin double GaAs/InGaAs cladding layer / I.A. Karpovich, B.N. Zvonkov, N.V. Baidus', S.V. Tikhov, D.O. Filatov // Trends in nanotechnology research. New York: Nova science publishers, Inc., - 2004. - P.173-208.
- [242] Лазеры с длиной волны излучения 0,98 мкм на основе гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии / И.А. Авруцкий, Л.М. Батуков, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Г.А. Максимов, И.Г. Малкина, Л.В. Медведев, Т.Н. Янькова // Квантовая электроника. - 1994. - Т.21, в.10. - С.921-924.
- [243] Manasevit, H.M. The use of metal-organics in the preparation of semiconductor materials. I. Epitaxial gallium - V compounds / H.M. Manasevit, W.I. Simpson // J. Electrochem. Soc. - 1969. - V.116. - P.1725-1730.
- [244] 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.
- [245] Самсонов, Д.П. Скорость роста GaAs в системе ТМГ-AsH₃-H₂ / Д.П. Самсонов, Н.М. Коренчук, С.С. Стрельченко // Электронная техника. Серия 6. Материалы. - 1974 - В.6. - С.40-45.
- [246] Jones, A.C. CVD of compound semiconductors. Precursor synthesis and applications / A.C. Jones, P. O'Brien // Weinheim Wiley-VCH. - 1997. - 340 P.
- [247] 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.
- [248] Технология СБИС / под ред. С. Зи // Москва. Мир. - 1986. - книга 2. - 453 С.

- [249] Дорохин, М.В. Диод Шоттки на основе GaAs: технология получения и диагностика. Учебно-методическое пособие / М.В. Дорохин, А.В. Здоревейщев // Н.Новгород, ННГУ. - 2013. - 73 С.
- [250] 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.
- [251] Здоревейщев, А.В. Влияние физико-химической модификации покровного слоя на морфологию и фотоэлектронные спектры квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / А.В. Здоревейщев // Дисс. на соискание степени к.ф.-м.н. - 2006. - Н.Новгород. - 123 С.
- [252] Formation of magnetic GaAs:Mn layers for InGaAs/GaAs light emitting quantum-size structures / M.V. Dorokhin, B.N. Zvonkov, Yu.A. Danilov, V.V. Podolskii, P.B. Demina, O.V. Vikhrova, E.I. Malysheva // Int. J. Nanoscience. - 2007. - V. 6, n. 3. - P. 221-224.
- [253] Гусев, С.Н. Наноразмерные структуры на основе сплавов кремния и германия с 3d элементами группы железа, сформированные осаждением из лазерной плазмы / С.Н. Гусев // Автореф. канд. дисс. Н.Новгород. - 2011. - 19 С.
- [254] A model for nanoparticles synthesis by pulsed laser evaporation / A.G. Gnedovets, A.V. Gusarov, I. Smurov // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1999. - V.32, n.17. - P. 2162-2168.
- [255] Выращивание и исследование свойств эпитаксиальных GaAs структур, легированных марганцем / Ю.В. Васильева, Б.Н. Звонков, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов // Материалы нано-, микро- и оптоэлектроники: физические свойства и применение. Сборник трудов 2 межрегиональной научной школы. Саранск. Изд. Морд.ГУ - 2003. - С.100.
- [256] Structural and transport properties of GaAs/ δ -Mn/GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs quantum wells / B.A. Aronzon, M.V. Kovalchuk, E.M. Pashaev, M.A. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Subbotin, V.V. Rylkov, M.A. Pankov, I.A. Likhachev, B.N. Zvonkov, Yu.A. Danilov, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, R. Laiho // J. Phys.: Condens. Matter. - 2008. - V.20. - P.145207.
- [257] Шуберт, Ф. Светодиоды / Ф. Шуберт // М.: ФИЗМАТЛИТ. 2008. - 497 С.
- [258] Алфёров, Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алфёров // ФТП. - 1998. - Т.32, вып.1. - С.3-18.
- [259] Spin injection from (Ga,Mn)As into InAs quantum dots / Y. Chye, M.E. White, E. Johnston-Halperin, B.D. Gerardot, D.D. Awschalom, P.M. Petroff // Phys. Rev. B. - 2002. - V.66. - P.201301R.
- [260] Spin-polarized Zener tunneling in (Ga,Mn)As / E. Johnston-Halperin, D. Lofgreen, R.K. Kawakami, D.K. Young, L. Coldren, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys. Rev. B. - 2002. - V.65. - P.041306.

- [261] Electrical spin injection from ZnMnSe into InGaAs quantum wells and quantum dots / W. Löffler, D. Trondle, J. Fallert, H. Kalt, D. Litvinov, D. Gerthsen // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. - V.88. - P.062105.
- [262] Spin injection into a single self-assembled quantum dot / J. Seufert, G. Bacher, H. Schomig, A. Forchel, L. Hansen, G. Schmidt, L. Molenkamp // *Phys. Rev. B.* - 2004. - V.69. - P.035311.
- [263] Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using MgO(100) / X. Jiang, R. Wang, R.M. Shelby, R.M. Macfarlane, S.R. Bank, J.S. Harris, S.S.P. Parkin // *Phys. Rev. Lett.* - 2006. - V.94. - P.056601.
- [264] Highly efficient room temperature spin injection in a metal–insulator–semiconductor light-emitting diode / P. Van Dorpe, V.F. Motsnyi, M. Nijboer, E. Goovaerts, V.I. Safarov, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, J. De Boeck // *Japan. J. Appl. Phys.* - 2004. - V.22. - P.1862-1867.
- [265] Electrical spin pumping of quantum dots at room temperature / C.H. Li, G. Kioseoglou, O.M.J van 't Erve, M.E. Ware, D. Gammon, R.M. Stroud, B.T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar, A. Petrou // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.86. - P.132503.
- [266] Spin injection from a ferromagnet into a semiconductor in the case of a rough interface / R.C. Roundy, M.E. Raikh // *Phys. Rev. B.* - 2015. - V.91, - P.045202.
- [267] In situ X-ray studies of reactive synthesis of metastable materials / C. Thompson, E. Perret, M.J. Highland, P. Zapol, S.K. Streiffer, G.B. Stephenson, P.H. Fuoss // 15th European workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (EWMOVPE XV). - 2013. - P.17-18.
- [268] AlGaN layer composition control in 8x6 inch planetary reactor / H. Rauf, F. Reiher, O. Haberen, J. Baumgartl, D. Brien, M. Deufel, M. Dauelsberg // 15th European workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (EWMOVPE XV). - 2013. - P.211-214.
- [269] In-situ photoluminescence measurements during MOVPE growth of GaN and InGaN MQW structures / C. Prall, C. Kaspari, F. Brunner, K. Haberland, M. Weyers, D. Rueter // *J. Cryst. Growth.* - 2015. - V.415. - P.1-6.
- [270] Байдусь, Н.В. Выращивание эпитаксиальных слоёв арсенида галлия методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Описание лабораторной работы / Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков // http://www.unn.ru/books/met_files/lab_gaas.pdf
- [271] Фотолюминесценция квантовых слоёв $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных на плоскостях (100) и (111)А арсенида галлия / В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Т.С. Бабушкина, Л.М. Батукова, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина // *ФТП.* - 1990. - Т.24, вып.5. - С.892-896.

- [272] Данильцев, В.М. Металлорганическая газофазная эпитаксия гетероструктур на основе Al-In-Ga-As для приборов миллиметрового диапазона волн / В.М. Данильцев // Автореферат канд. дисс. Н.Новгород. - 2006. - 19 С.
- [273] On the band gap of InGaAs/GaAs strained quantum wells / J. Woodhead, F. Gonzalez Sanz, P.A. Claxton, J.P.R. David // *Semicond. Sci. Tech.* - 1988. - V.3. - P.601.
- [274] Влияние особенностей дизайна гетероструктур InGaAs/GaAs с магнитной примесью на их гальваномангнитные и излучательные свойства / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, П.А. Юнин // *Изв. РАН. Серия физическая.* - 2014. - Т.78, вып.1. - С.26-31.
- [275] *Diffrac.Leptos 7. User Manual.* Karlsruhe, Bruker AXS, GmbH, 2009.
- [276] Алешкин В.Я. Описание лабораторной работы / В.Я. Алешкин // Н.Новгород: Изд-во ин-та физики микроструктур РАН. - 2004. - 14 С.
- [277] 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. Шастин // *Матер. совещ. Нанопотоника.* Н. Новгород: ИФМ РАН. - 2001. - С.98.
- [278] Anomalous Hall effect in two-phase semiconductor structures: The role of ferromagnetic inclusions / A.V. Kudrin, A.V. Shvetsov, Yu.A. Danilov, A.A. Timopheev, D.A. Pavlov, A.I. Bobrov, N.V. Malekhonova, N.A. Sobolev // *Phys.Rev.B* - 2014. - V.90. - P.024415.
- [279] Ferromagnetic semiconductor InMnAs layers grown by pulsed laser deposition on GaAs / Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, Yu.N. Drozdov, M.V. Sapozhnikov, S. Nicolodi, E.R. Zhiteytsev, N.M. Santos, M.C. Carmo, N.A. Sobolev // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2009. - V.42. - P.035006.
- [280] Manganese distribution and galvanomagnetic properties of delta<Mn>-doped GaAs structures / Yu.A. Danilov, M.N. Drozdov, Yu.N. Drozdov, A.V. Kudrin, O. V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, I.L. Kalentieva, V.S. Dunaev // *J. of Spintronics and Magn. materials.* - 2012. - V.1. - P.82-84.
- [281] 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.
- [282] Состав и структурное совершенство нанослоев $(A^{III}, Mn)B^V$ и MnB^V , где А – Ga, In; В – Sb, As, Р / В.С. Дунаев, Б.Н. Звонков, Ю.А. Данилов, О.В. Вихрова, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, А.И. Сучков // *Неорганические материалы.* - 2012. - Т.48, в.6. - С.643-648.
- [283] Формирование слоёв полуметаллов для структур спинтроники / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Кудрин, С.А. Левчук,

- Е.А. Пителимова, М.В. Сапожников // Изв. РАН. Серия Физическая. - 2010. - Т.74, вып.1. - С.23-25.
- [284] Формирование слоёв MnAs и MnP методом реактивного лазерного распыления / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Кудрин, М.В. Сапожников // Изв. РАН. Серия Физическая. - 2010. - Т.74, вып.10. - С.1494-1496.
- [285] Влияние промежуточного окисного слоя в гетероструктурах металл - квантово-размерный полупроводник In(Ga)As/GaAs на эффективность электролюминесценции / Н.В. Байдусь, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, Е.И. Малышева, Е.А. Ускова // ФТП. - 2005.- т. 39, в.1. - с.25-30.
- [286] 1.3–1.5 μm electroluminescence from Schottky diodes made on Au-InAs/GaAs quantum-size heterostructures / N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, P.B. Mokeeva, E.A. Uskova, S.V. Tikhov, M.I. Vasilevskiy, M.J.M. Gomes, S.A. Filonovich // Semicond. Sci. Tech. - 2004. - V.19. - P.1-3.
- [287] 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.
- [288] <http://ipmckp.ru/ru/equipment/discover>
- [289] Использование связанных параметров в рентгенодифракционном анализе многослойных структур с учетом времени роста слоев / П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, Н.Д. Захаров, С.А. Королев // ЖТФ. - 2014. - Т.84, вып.3. - С.94-98.
- [290] Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Под ред. Д. Бриггса, М.П. Сиха. М.: Мир. - 1987. - 203 с.
- [291] Handbooks of monochromatic XPS spectra. Volume 1. The elements and native oxides / Ed. by B.V.Crist. XPS International Inc. - 1999. - 658 P.
- [292] Handbooks of monochromatic XPS spectra. Volume 2. Commercially pure binary oxides and a few common carbonates and hydroxides / Ed by B.V. Crist. XPS International LLC. - 2005. - 970 P.
- [293] Исследование гетероструктур с комбинированным слоем квантовых точек/квантовой ямы In(Ga)As/GaAs и δ -слоем Mn / Е.Д. Павлова, А.П. Горшков, А.И. Бобров, Н.В. Малехонова, Б.Н. Звонков // ФТП. - 2013. - Т.47, вып.12. - С.1617-1620.
- [294] InGaAs/GaAs/AlGaAs-лазеры с широким контактом, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии / П.В. Булаев, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, Д.Н. Николаев, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.Д. Бондарев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов // ФТП. - 2002. - Т.36, вып.9. - С.1144-1148.

- [295] Исследование свойств границы раздела Ni (Co)/GaAs в светоизлучающих диодах на основе квантово-размерных гетероструктур In(Ga)As/GaAs / Е.А. Ускова, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, П.Б. Дёмина, Е.И. Малышева, Е.А. Питиримова, Ф.З. Гильмутдинов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2006. - В. 2. - С. 89-95.
- [296] Травление полупроводников / пер. с англ. под ред. С.Н. Горина // Мир, М. – 1965. – 382 С.
- [297] Жукова, Л.А. Электронография поверхностных слоев и пленок полупроводниковых материалов / Л.А. Жукова, М.А. Гуревич // Москва: Металлургия. – 1971. – 176 С.
- [298] Preparation and characterization of epitaxial Fe(001) thin films on GaAs(001)-based LED for spin injection / E. Schuster, W. Keune, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. Wieck, K. Westerholt // Superlattices and microstructures. - 2005. - V.37. - P.313-320.
- [299] Epitaxy, overlayer growth, and surface segregation for Co/GaAs(110) and Co/GaAs(100)-c(8×2) / F. Xu, J.J. Joyce, M.W. Ruckman, H.-W. Chen, F. Boscherini, D.M. Hill, S.A. Chambers, J.H. Weaver // Phys. Rev. B. - 1981. - V.35, n.5. - P.2375-2384.
- [300] Королёв, М.А. Технология, конструкция и методы моделирования кремниевых интегральных микросхем. Ч1 / М.А. Королёв, Т.Ю. Крупкина, М.А. Ревелева // М. Бином. - 2010. - 397 С.
- [301] Waldrop, J.R. Interface chemistry of metal-GaAs Schottky-barrier contacts / J.R. Waldrop, R.W. Grant // Appl. Phys. Lett. - 1979. - V.34, n.10. - P.630-632.
- [302] Применение размерно-квантовых структур для исследования дефектообразования на поверхности полупроводников / И.А. Карпович, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина // ФТП -1994 - т. 28, № 1 - С. 104-112.
- [303] Перестройки дефектов структуры полупроводников, стимулированные химическими реакциями на поверхности кристалла / А.Ф. Вяткин, А.Г. Итальянцев, Ч.В. Копецкий, В.Н. Мордкович, Э.М. Темпер // Поверхность - 1986 - Т.11 - С. 67-72.
- [304] Nanoscale inhomogeneities: A new path toward high Curie temperature ferromagnetism in diluted materials / A. Chakraborty, R. Bouzerar, S. Kettemann, G. Bouzerar // Phys. Rev.B. - 2012. - V.85. - P.014201.
- [305] Magnetic properties of MnSb inclusions formed in GaSb matrix directly during molecular beam epitaxial growth / K. Lawniczak-Jablonska, A. Wolska, M.T. Klepka, S. Kret, J. Gosk, A. Twardowski, D. Wasik, A. Kwiatkowski, B. Kurowska, B.J. Kowalski, J. Sadowski / J. Appl.Phys. - 2011. - V.109. - P.074308.

- [306] Uniaxial magnetic anisotropy of submicron MnAs ferromagnets in GaAs semiconductors / K. Ando, A. Chiba and H. Tanoue // *Appl.Phys.Lett.* - 1998. - V.73. P.387.
- [307] Ultrafast optical studies of diffusion barriers between ferromagnetic Ga(Mn)As layers and non-magnetic quantum wells / R. Schulz, T. Korn, D. Stich, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schuller // *Physica E.* - 2008. - V.40. - P.2163-2165.
- [308] Васильева, Ю.В. Исследование свойств GaAs структур, легированных акцепторами (С, Mn) в процессе МОС-гидридной эпитаксии / Ю.В. Васильева // дисс. на соискание степени Магистра Физики. - 2004. - ННГУ. - 54 С.
- [309] Coexistence of exchange bias and magnetization pinning in the MnOx/GaMnAs system / P.W. Huang, J.H. Huang, C.H. Yen, C.Y. Cheng, F. Xu, H.C. Ku, S.F. Lee // *J.Phys:Cond.Mat.* - 2011. - V.23. - P.415801.
- [310] Diffusion of manganese into gallium arsenide / M.S. Zeltzer // *J. Phys. Chem. Solids.* - 1965. - V.26. - P.243-250.
- [311] Хлудков, С.С. Диффузия и растворимость электрически активных атомов примеси марганца в GaAs / С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая // *Известия вузов. Физика.* - 1985. - Т.28, вып.1. - С.107-110.
- [312] Свойства структур на основе GaAs, легированного Mn из лазерной плазмы в процессе МОС-гидридной эпитаксии / Ю.В. Васильева, Ю.А. Данилов, Ант.А. Ершов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, С.В. Гуденко, В.В. Рыльков, А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина, Н.С. Перов, А.Н. Виноградов // *ФТП.* - 2005. - Т.39, вып.1. - С.87-91.
- [313] Manganese diffusion in InGaAs/GaAs quantum well structures / O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, M.N. Drozdov, B.N. Zvonkov, I.L. Kalent'eva // *J. Surf. Invest.* - 2012. - V.6. - P.508-510.
- [314] Дёмина, П.Б. Применение гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs в приборах оптоэлектроники и спинтроники / П.Б. Дёмина // Дисс. к.ф.-м.н. готовится к публикации.
- [315] Инжекционная электролюминесценция в квантово-размерных структурах InGaAs/GaAs с контактом металл/полупроводник и металл/окисел/полупроводник / М.В. Дорохин, П.Б. Демина, Н.В. Байдусь, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, М.М. Прокофьева // *Поверхность.Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.*». 2010. - вып.5. - С.34-39.
- [316] Flanders, P.J. An alternating-gradient magnetometer (invited) / P.J. Flanders // *J. Appl. Phys.* - 1988. - V.63. - P.3940.
- [317] Дорохин М.В., Измерение поляризационных характеристик излучения наногетероструктур / М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов // Учебно-методическое пособие. 2010. <http://www.unn.ru/books/resources.html>
- [318] <http://elan-optics.com/rus/1.html>

- [319] Физика полупроводниковых приборов // С. Зи. Т.1. Перевод с англ. - 2-е перераб. и доп. изд. - М.: Мир. - 1984. С.52-53.
- [320] Electrical measurements of voltage stressed Al₂O₃/GaAs MOSFET / Z. Tang, P.D. Ye, D. Lee, C.R. Wie // Microelectronics Reliability. - 2007. - V.47. - P.2082-2087.
- [321] On the correct extraction of interface trap density of MOS devices with high-mobility semiconductor substrates / K. Martens, C.O. Chui, G. Brammertz, B. De Jaeger, D. Kuzum, M. Meuris, M.M. Heyns, T. Krishnamohan, K. Saraswat, H.E. Maes, G. Groeseneken // IEEE Transact. on electr. dev. - 2008. - V.55, n.2. - P.547-555.
- [322] Электролюминесценция барьеров Шоттки на основе гетероструктур In(Ga)As/GaAs с квантовыми точками / Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, П.Б. Мокеева, Е.А. Ускова, С.В. Тихов, М.И. Василевский, М.Ж.М. Гомеш // В кн: Тез. Докл. VI Российской конференции по физике полупроводников, Санкт-Петербург. - 27-31 октября 2003. С.396-397.
- [323] Основные закономерности электролюминесценции в диапазоне 1.3–1.5 мкм диодов Шоттки на основе Au-квантово-размерных гетероструктур In(Ga)As/GaAs / Н.В.Байдусь, М.В.Дорохин, Б.Н.Звонков, П.Б.Мокеева, Е.А.Ускова, С.В.Тихов // Труды 3-го совещания по проекту НАТО SfP-973799 Semiconductors. Нижний Новгород. - 2003. - С.91-95.
- [324] Card, H.C. The effect of an interfacial layer on minority carrier injection in forward biased silicon Schottky diodes / H.C. Card, E.H. Rhoderick // Solid.State.Electr. - 1973. - V.16, n.3. - P.365-374.
- [325] Livingstone, A.W. Electroluminescence in forward biased zinc selenide Schottky diodes / A.W. Livingstone, K. Turvey, J.W. Allen // Solid.State.Electr. - 1973. - V.16, n.3. - P.351–356.
- [326] Card, H.C. Green injection luminescence from forward-biased Au-GaP Schottky barriers / H.C. Card, B.L. Smith // J. Appl. Phys. - 1971. - V.42, n.13. - P.5863-5865.
- [327] Ludeke, R. The formation of interfaces on GaAs and related semiconductors: a reassessment / R. Ludeke // Surface Science. - 1983. - V.132. - P.143-168.
- [328] <http://www.nd.edu/~gsnider/>; См. также I.-H. Tan, G.L. Snider, E.L. Hu // J. of Applied Physics. - 1990. - V.68, n.3. - P.4071.
- [329] Exciton dynamics in InGaAs/GaAs quantum well heterostructures: Competition between capture and thermal emission / G. Bacher, C. Hartmann, H. Schweizer, T. Held, G. Mahler, H. Nickel. Phys. Rev. B. - 1993. - V.47, n.15. - P.9545.
- [330] Thermal quenching and retrapping effects in the photoluminescence of In_yGa_{1-y}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structures / M. Vening, D.J. Dunstan, K.P. Homewood // Phys.Rev.B. - 1993. - V.58. - P.2412.

- [331] Influence of the temperature and excitation power on the optical properties of InGaAs/GaAs quantum wells grown on vicinal GaAs(001) surfaces / S. Martini, A.A. Quivy, A. Tabata, J. R. Leite // J. Appl. Phys. - 2001. - V.90. - P.2280-2289.
- [332] Температурная стабильность фотолюминесценции в гетероструктурах с InGaAs/GaAs квантовой ямой и акцепторным дельта<Mn>-слоем в GaAs барьере / М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, М.М. Прокофьева, А.Е. Шолина // Письма в ЖТФ. - 2010. - Т.36, вып.17. - С.87-95.
- [333] Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетероструктур. Учебное пособие / И.А. Карпович, Д.О. Филатов // Нижний Новгород: изд. ННГУ. - 1999. - 80 С.
- [334] Blakemore, J.S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide / J.S. Blakemore // J. Appl. Phys. – 1982. – V.53, n.10. – P.R123-R181.
- [335] Low-temperature grown III-V materials / M.R. Melloch, J.M. Woodall, E.S. Harmon et al. // Ann. Rev. Mater. Sci. – 1995. – V.25. – P.547-600.
- [336] Данилов, Ю.А. Оптическое поглощение в ионно-имплантированном арсениде галлия / Ю.А. Данилов // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1995. - В.5. - С.27-29.
- [337] Кукушкин, И.В. Излучательная рекомбинация двумерных электронов с неравновесными дырками в кремниевых структурах металл-диэлектрик-полупроводник. / И.В. Кукушкин, В.Б. Тимофеев // ЖЭТФ. - 1987. - Т.92, в.1. - С. 258-277.
- [338] Кукушкин, И.В. Плотность состояний двумерных электронов / И.В. Кукушкин, С.В. Мешков, В.Б. Тимофеев // УФН. - 1988. - Т.155, в.2. - С.219-264.
- [339] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaInAs/basic.html>
- [340] Исследование фотолюминесценции в квантовых ямах InGaAs/GaAs с размытой гетерограницей / Ю.Н. Дроздов, В.Я. Алешкин, Д.М. Гапонова, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин // Нанопотоника. Материалы совещания. Нижний Новгород, 11 – 14 марта 2002 г., ИФМ РАН. – С.219-222.
- [341] Мелкие акцепторы в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами в магнитном поле / В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов, К.Е. Спирин // ФТТ. - 2005. - Т.47, в.7. - С.74-79.
- [342] g-factor and effective mass anisotropies in pseudomorphic strained layers / G. Hendorfer, J. Schneider / Semicond. Sci. Tech. - 1991. - V.6. - P.595-602.
- [343] Zeeman splitting of the excitonic recombination in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ single quantum wells / Th. Wimbauer, K. Oettinger, Al.L. Efros, B.K. Meyer, H. Brugger // Phys. Rev. B. - 1994. - V.50. - P.8889.

- [344] Шерстобитов, А.А. Проявление размерного квантования в широких легированных ямах / А.А. Шерстобитов, Г.М. Миньков // ФТП. - 2001. - Т.35, в.6. - С.754-757.
- [345] Effective spin injection in Au film from permalloy / J.-H. Ku, J. Chang, H. Kim, J. Eom // Appl. Phys. Lett. - 2006. - V.88. - P.172510.
- [346] Применение размерно-квантованных структур для исследования дефектообразования на поверхности полупроводников / И.А. Карпович, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина // ФТП. - 1994. - Т.28, вып.1. - С.104-112.
- [347] Перпендикулярная магнитная анизотропия в монокристаллических плёнках Co₅₀Pt₅₀/MgO(100) / П.Д. Ким, И.А. Турпанов, С.В. Столяр, Р.С. Исхаков, В.И. Юшков, А.Я. Бетенькова, Л.А. Ли, Е.В. Бондарева, Т.Н. Исаева, М.М. Карпенко // ЖТФ. - 2004. - Т.74, вып.4. - С.53-57.
- [348] Fabrication of L₁₁ type Co-Pt ordered alloy films by sputter deposition / H. Sato, T. Shimatsu, Y. Okazaki, H. Muraoka, H. Aoi, S. Okamoto, O. Kitakami // J. Appl. Phys. - 2008. - V.103. - P.07E114.
- [349] Magnetic force microscope tip-induced remagnetization of CoPt nanodisks with perpendicular anisotropy / V.L. Mironov, B.A. Gribkov, S.N. Vdovichev, S. A. Gusev, A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, A.B. Shubin, A.M. Alexeev, P.A. Zhdan, C. Binns // J. Appl. Phys. - 2009. - V.106. - P.053911.
- [350] Ферромагнитный инжектор CoPt в светоизлучающих диодах Шоттки на основе наноразмерных структур InGaAs/GaAs / А.В. Здравейцев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, М.В. Ведь, Ю.А. Данилов, И.В. Ерофеева, Р.Н. Крюков, Д.Е. Николичев / ФТП. - 2015. - Т.49, вып.12. Принято к публикации.
- [351] Magneto-optic effects in spin-injection devices / S.T. Ruggiero, A. Williams, C.E. Tanner, S. Potashnik, J. Moreland, W.H. Rippard // Appl. Phys. Lett. - 2003. - V.82. - P.4599.
- [352] Room temperature electrical spin injection in remanence / S. Hovel, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, F.-Y. Lo, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck, E. Schuster, H. Wende, W. Keune, O. Petravic, K. Westerholt // Appl. Phys. Lett. - 2008. - V.93. - P.021117.
- [353] Осцилляции поляризации рекомбинационного излучения варизонного полупроводника в магнитном поле / А.С. Волков, А.И. Екимов, С.А. Никишин, В.И. Сафаров, Б.В. Царенков, Г.В. Царенков // ПЖЭТФ. - 1977. - Т.25, вып.12. - С.560-563; Фотолюминесценция варизонного полупроводника / А.С. Волков, Г.В. Царенков // ФТП. - 1977. - Т.11, вып.9. - С.1709-1717.
- [354] Парселл, Э. Берклевский курс физики. Том 2. Электричество и магнетизм / Э. Парселл // М.: Наука. - 1971. - 444 С.

- [355] Электричество и магнетизм. Методика решения задач / Д.Ф. Киселев, А.С. Жукарев, С.А. Иванов, С.А. Киров, Е.В. Лукашева // Учебное пособие. М.: Физический факультет МГУ. - 2010. С.325-326.
- [356] Свойства ферромагнитных слоёв CoPt для применения в спиновых светоизлучающих диодах / А. В. Здоровейщев, М. В. Дорохин, О. В. Вихрова, П. Б. Демина, А. В. Кудрин, А. Г. Темирязов, М. П. Темирязева // ФТТ. - 2016. – Принято к публикации.
- [357] Analysis of wasp-waist hysteresis loops / L.H. Bennett, E. Della Tore // J. Appl. Phys. - 2005. - V.97. - P.10E502.
- [358] Павлов, Д.А. Эффект Холла. Практикум / Д.А. Павлов, С.М. Планкина, А.В. Кудрин // Н.Новгород, изд. ННГУ. - 2013. – 24 С.
- [359] The role of anomalous Hall effect in diluted magnetic semiconductors and oxides / H.S. Hsu, C.P. Lin, S.J. Sun, H. Chou // Appl. Phys. Lett. - 2010. - V.96. - P.242507.
- [360] Anomalous Hall effect / N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong // Rev. Mod. Phys. - 2010. - V.82. - P.1539.
- [361] Влияние напряжений сжатия и растяжения в слоях GaMnAs на их магнитные свойства / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Кудрин, М.В. Сапожников // ФТТ. - 2010. - Т.51, вып.11. - С.2124-2127.
- [362] Магнитный полупроводник (Ga,Mn)Sb как перспективный материал для приборов спинтроники / Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, С.М. Планкина, В.С. Дунаев, А.В. Нежданов, Ю.Н. Дроздов, М.В. Сапожников // Изв. РАН, Серия Физическая. - 2012. - Т.76, вып.2. - С.199-201.
- [363] Светоизлучающие диоды с ферромагнитным инжектирующим слоем на основе гетероструктур GaMnSb/InGaAs/GaAs / М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, А.В. Здоровейщев, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин // ФТП. - 2012. - Т.46, вып.12. - С.1554-1560.
- [364] Hole concentration dependence of the Curie temperature of (Ga,Mn)Sb in a field-effect structure / H.W. Chang, S. Akita, F. Matsukura, H. Ohno // Appl. Phys. Lett. - 2013. - V.103. - P.142402.
- [365] Molecular beam epitaxy of III–V diluted magnetic semiconductor (Ga,Mn)Sb / E. Abe, F. Matsukura, H. Yasuda, Y. Ohno, H. Ohno // Physica E. - 2000. - V.7, n.3-4. - P.981-985.
- [366] Берг, А. Светодиоды / А. Берг, П. Дин / М. «Мир» - 1979. - 686 С.
- [367] Полупроводниковые лазеры с длиной волны 0,98 мкм с выходом излучения через подложку / Н.Б. Звонков, Б.Н. Звонков, А.В. Ершов, Е.А. Ускова, Г.А. Максимов / Квантовая электроника. - 1998. - Т.25, в.7. - С.622-624.
- [368] Room-temperature operation type-II GaSb/GaAs quantum-dot infrared light-emitting diode / S.-Y. Lin, C.-C. Tseng, W.-H. Lin, S.-C. Mai, S.-Y. Wu, S.-H. Chen, J.-I. Chyi // Appl. Phys. Lett. - 2010. - V.96. - P.123503.

- [369] Analysis of GaAs/GaSb/GaAs structures under optical excitation considering surface states as an electron reservoir / H.-W. Hsieh, S.-T. Yena // J. of Appl. Phys. - 2009. - V.105. - P.103515.
- [370] 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.
- [371] Correlation of structure and magnetism in GaAs with embedded Mn(Ga)As magnetic nanoclusters / M. Moreno, A. Trampert, B. Jenichen, L. Daweritz, K.H. Ploog // J. Appl. Phys. - 2002. - V.92. - P.4672.
- [372] Транспорт и ферромагнетизм в структурах с квантовой ямой InGaAs, дельта-легированной Mn / П.В. Гурин, В.А. Кульбачинский, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, В.В. Рыльков // ЖЭТФ. - 2006. - Т.132, вып.1(7). - С.205-208.
- [373] Ферромагнетизм в GaAs структурах с дельта-легированным Mn слоем / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // ПЖТФ. - 2009. - Т.35, вып.14. - С.8-17.
- [374] Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy / H. Nemes, A. Pashkin, and P. Kuzel, M. Khazan, S. Schnull, I. Wilke // J. Appl. Phys. - 2001. - V.90, n.3. - P.1303-1306.
- [375] Фотоотражение структур GaAs с дельта<Mn>-легированным слоем / О.С. Комков, Р.В. Докичев, А.В. Кудрин, Ю.А. Данилов // ПЖТФ. - 2013. - Т.39, вып.22. - С.56-63.
- [376] Оптические свойства полупроводников / под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира // Москва, «Мир». - 1970. - С.458-467.
- [377] Шик, А.Я. Полупроводниковые структуры с delta-слоями (обзор) / А.Я. Шик // ФТП. - 1992. - Т.26, вып.7. - С.1161-1181.
- [378] Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors / H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnar, L.L. Chang // Phys. Rev. Lett. - 1992. - V.68. - P. 2664.
- [379] Malinowski, A. Anisotropy of the electron g factor in lattice-matched and strained-layer III-V quantum wells / A. Malinowski, R. T. Harley // Phys. Rev. B. - 2000. – V.62, n.3. - P.2051-2056.
- [380] Holcomb, D.F. Percolation in heavily doped semiconductors / D.F. Holcomb, J.J. Rehr Jr // Phys. rev. - 1969. - V.183, n.3. - P.773-776.
- [381] Анизотропное магнетосопротивление и планарный эффект Холла в GaAs структуре с дельта-легированным Mn слоем / А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов // ПЖТФ. - 2010. - Т.36, вып.11. - С.46-53.

- [382] Аномальный эффект Холла в δ -легированных Mn GaAs/In_{0.17}Ga_{0.83}As/GaAs квантовых ямах с высокой подвижностью дырок / Б.А. Аронзон, В.А. Кульбачинский, П.В. Гурин, А.Б. Давыдов, В.В. Рыльков, А.Б. Грановский, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, Y. Horikoshi, K. Onomitsu // ПЖЭТФ. - 2007. Т.85, вып.1. - С.32-39.
- [383] Experimental investigation of polaron effects in Ga_{1-x}Mn_xAs by time-resolved and continuous-wave midinfrared spectroscopy / E. Kojima, J.B. Heroux, R. Shimano, Y. Hashimoto, S. Katsumoto, Y. Iye, M. Kuwata-Gonokami // Phys. Rev. B. - 2007. - V.76. - P.195323.
- [384] Petukhov, A.G. Bound magnetic polaron hopping and giant magnetoresistance in magnetic semiconductors and nanostructures / A.G. Petukhov, M. Foygel // Phys. Rev. B. - 2000. - V.62, n.1. - P.520-531.
- [385] Excitons and magnetic polarons in semimagnetic double quantum well CdSe/CdMgSe/CdMnSe and CdSe/CdMnSe/CdSe / I.I. Reshina, S.V. Ivanov, I.V. Sedova, S.V. Sorokin // Physica E. - 2008. - V.40. - P.1197-1199.
- [386] Magnetic and transport percolation in diluted magnetic semiconductors / A. Kaminski, S. Das Sarma // Phys. Rev. B. - 2003. - V.68. - P.235210.
- [387] Ferromagnetism in Ga_{1-x}Mn_xP: evidence for inter-Mn exchange mediated by localized holes within a detached impurity band / M.A. Scarpulla, B.L. Cardozo, R. Farshchi, W.M. Hlaing Oo, M.D. McCluskey, K.M. Yu, O.D. Dubon // Phys. Rev. Lett. - 2005. - V.95. - P.207204.
- [388] Effect of the location of Mn sites in ferromagnetic Ga_{1-x}Mn_xAs on its Curie temperature // K.M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, I. Kuryliszyn, X. Liu, Y. Sasaki, J.K. Furdyna // Phys. Rev. B. - 2002. - V.65. - P.201303(R).
- [389] Blinowski, J. Spin interactions of interstitial Mn ions in ferromagnetic GaMnAs / J. Blinowski, P. Kacman // Phys. Rev. B. - 2003. - V.67. - P.121204(R).
- [390] Foygel, M. Anisotropy of the bound magnetic polaron states and colossal hopping magnetoresistance in dilute magnetic semiconductors / M. Foygel, A.G. Petukhov // Int. J. Modern Physics B. - 2001. - V.15, n.24-25. - P.3228-3237.
- [391] Влияние ориентации подложек *i*-GaAs на гальваномагнитные свойства структур GaAs с дельта-легированными слоями / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // XXVII научные чтения имени академика Николая Васильевича Белова. Тезисы конференции. - 16-17 декабря 2008. - С.113-116.
- [392] Фотолюминесцентный отклик квантовой ямы на изменение магнитного поля δ -слоя Mn в гетероструктурах InGaAs/GaAs / А.И. Дмитриев, А.Д. Таланцев, С.В. Зайцев, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов // ЖЭТФ. - 2011. - Т.140, вып.1. - С.158-169.

- [393] Unveiling the impurity band induced ferromagnetism in the magnetic semiconductor (Ga,Mn)As / M. Kobayashi, I. Muneta, Y. Takeda, Y. Harada, A. Fujimori, J. Krempasky, T. Schmitt, S. Ohya, M. Tanaka, M. Oshima, V.N. Strocov // Phys. Rev. B. - 2014. - V.89. - P.205204.
- [394] Resonant indirect exchange via spatially separated two-dimensional channel / I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, B.A. Aronzon, A.B. Davydov, K.I. Kugel, V. Tripathi, E. Lahderanta // Appl. Phys. Lett. - 2015. - V.106. - P.252402.
- [395] Indirect exchange interaction between magnetic adatoms in graphene / I.V. Krainov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, E. Lahderanta // Phys. Rev. B. - 2015. - V.92. - P.155432.
- [396] Влияние параметров дельта<Mn>-легирования GaAs-барьера на циркулярно поляризованную люминесценцию гетероструктур GaAs/InGaAs / М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, М.М. Прокофьева, А.Е. Шолина // ФТТ. - 2010. - Т.52, вып.11. - С.2147-2152.
- [397] Magneto-optic effect of the ferromagnetic diluted magnetic semiconductor $Ga_{1-x}Mn_xAs$ / K. Ando, T. Hayashi, M. Tanaka, A. Twardowski // J. Appl. Phys. - 1998. - V.83. - P.6548.
- [398] Core-level photoemission study of $Ga_{1-x}Mn_xAs$ / J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi, M. Tanaka // Phys. Rev. B. - 1998. - V.58. - P.4211(R).
- [399] Orientation of electron spins in hybrid ferromagnet-semiconductor nanostructures / I.A. Akimov, V.L. Korenev, V.F. Sapega, L. Langer, S.V. Zaitsev, Yu. A. Danilov, D.R. Yakovlev, M. Bayer // Physica Status Solidi B. - 2014. - V.251, n.9. - P.1663-1672.
- [400] Управление энергетическим спектром квантовых точек InAs/GaAs изменением толщины и состава тонкого двойного покровного слоя GaAs/InGaAs / И.А.Карпович, Б.Н.Звонков, С.Б.Левичев, Н.В.Байдусь, С.В.Тихов, Д.О.Филатов, А.П. Горшков, С.Ю. Ермаков // ФТП. - 2004. - Т.38, вып.4. - С.448-454.
- [401] Enhanced magneto-optical oscillations from two-dimensional hole-gases in the presence of Mn ions / A.L. Gazoto, M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa, J.A. Brum, E. Ribeiro, Yu A. Danilov, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov // Appl. Phys. Lett. - 2011. - V.98. - P.251901.
- [402] Common origin of ferromagnetism and band edge Zeeman splitting in GaMnAs at low Mn concentrations / R. Chakarvorty, S. Shen, K.J. Yee, T. Wojtowicz, R. Jakiela, A. Barcz, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska // Appl. Phys. Lett. - 2007. - V.91. - P.171118.

- [403] Ando, K. Comment on “Common origin of ferromagnetism and band edge Zeeman splitting in (Ga,Mn)As at low Mn concentrations” [Appl. Phys. Lett.91, 171118 (2007)] / K. Ando // Appl. Phys. Lett. - 2009. - V.94. - P.156101.
- [404] Origin of the anomalous magnetic circular dichroism spectral shape in ferromagnetic $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$: impurity bands inside the band gap / K. Ando, H. Saito, K.C. Agarwal, M.C. Debnath, V. Zayets // Phys. Rev. Lett. - 2008. - V.100. - P.067204.
- [405] Origin of magnetic circular dichroism in GaMnAs: giant Zeeman splitting versus spin dependent density of states / M. Berciu, R. Chakarvorty, Y.Y. Zhou, M.T. Alam, K. Traudt, R. Jakiela, A. Barcz, T. Wojtowicz, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska // Phys. Rev. Lett. - 2009. - V.102. - P.247202.