

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе  
Российской академии наук

На правах рукописи

Некрасов Сергей Васильевич

Оптическая ориентация спинов в полупроводниковых  
квантовых точках  $\text{InP}/(\text{In,Ga})\text{P}$  и  $(\text{In,Al})\text{As}/\text{AlAs}$

01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном  
учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе  
Российской академии наук

Научный руководитель:

**Кусраев Юрий Георгиевич**, д.ф.-м.н., Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф.  
Иоффе Российской академии наук, руководитель отделения Физики  
твёрдого тела, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией  
Спиновые и оптические явления в полупроводниках.

Официальные оппоненты:

- 1) **Манцевич Владимир Николаевич**, д.ф.-м.н., Московский  
государственный университет имени М.В. Ломоносова, доцент.
- 2) **Югова Ирина Анатольевна**, д.ф.-м.н., Санкт-Петербургский  
государственный университет, профессор.

Ведущая организация: **Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки «Физический институт им. П.Н. Лебедева»  
Российской академии наук.**

Защита состоится «23» сентября 2021 г. в        часов        минут на  
заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.01 Федерального  
государственного бюджетного учреждения науки ФТИ им. А.Ф.  
Иоффе по адресу 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.  
С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ФТИ им.  
А.Ф. Иоффе и на сайте института <http://www.ioffe.ru>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью,  
просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого  
секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан «    »        2021 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

PhD  
Калашникова А.М.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Отправной точкой становления оптической ориентации (накачки) спинов как области физической науки можно считать проведенные в 1920-х годах эксперименты R.W. Wood и A. Ellett [1]. Исследователи наблюдали деполяризацию флуоресценции паров ртути в слабом магнитном поле (в поле земли). W. Hanle детально исследовал данное явление и предоставил его физическое обоснование [2]. Далее, в 1949 году J. Brossel и A. Kastler представили результаты исследований по оптической накачке в атомах [3]. A. Kastler и представители его школы активно продолжили исследования в 1950-х и 1960-х годах. За проделанную работу, которая послужила основой теоретическим представлениям и экспериментальным методам современной спинтроники, A. Kastler в 1966 году был удостоен нобелевской премии [4]. Результаты первых экспериментов по оптической ориентации спинов в полупроводниках были представлены G. Lampel в 1968 году [5], после чего усилиями групп Ленинградского Физико-технического института и Парижского Ecole Polytechnique проводились активные исследования в данном направлении, продолжающиеся многими научными группами по всему миру и сейчас.

В настоящее время актуальность оптической ориентации спинов обусловлена, в частности, возможностью ее применения в устройствах спинтроники. Спинтроника представляет собой перспективную область электроники, в которой используется спиновая степень свободы. Приборы спинтроники в сравнении с приборами классической электроники могут обладать такими преимуществами как высокая скорость обработки данных, низкое энергопотребление, а также высокая плотность размещения элементов в устройстве [6].

В данной диссертационной работе исследованы полупроводниковые квантовые точки (КТ). КТ являются перспективными объектами для реализации устройств спинтроники

[7,8], поскольку механизмы спиновой релаксации объемных материалов, обусловленные движением носителей [9], подавляются в КТ [10].

В диссертационной работе исследованы эпитаксиальные КТ  $A_3B_5$  InP/(In,Ga)P, а также (In,Al)As/AlAs. Данные КТ являются хорошими модельными объектами в силу высокого кристаллического совершенства и относительной простоты роста, обусловленной использованием свойства самоорганизации КТ. Кроме того, КТ  $A_3B_5$  излучают в красной и инфракрасной области спектра, что позволяет использовать современные приборы возбуждения и детектирования фотолюминесценции (ФЛ). Представляет интерес применение КТ InP/(In,Ga)P в лазерах [11-13], а также в качестве источников одиночных фотонов [14,15]. КТ (In,Al)As/AlAs к настоящему времени исследованы мало. Данные КТ интересны длинным временем жизни экситонов, которое может достигать миллисекунд [16] в силу того, что КТ (In,Al)As/AlAs могут быть непрямозонными в  $k$ -пространстве [17]. При этом в КТ (In,Al)As/AlAs время спиновой релаксации фотовозбужденного экситона может превосходить время жизни, см. главу 4. Отметим, что продолжительное время жизни спина необходимо для реализации устройств спинтроники.

Сказанное выше определяет **актуальность темы** диссертации. **Цель** диссертационной работы заключается в экспериментальном исследовании спиновых свойств полупроводниковых квантовых точек  $A_3B_5$  при помощи выстраивания экситонов и оптической ориентации спинов. **Научная новизна** работы заключается в том, что впервые были решены следующие **задачи**:

- Экспериментальное исследование динамики отрицательной циркулярной поляризации (ОЦП) ФЛ ансамбля КТ InP/(In,Ga)P в магнитном поле в геометрии Фойхта. Определение причин отсутствия осцилляций в динамике ОЦП в магнитном поле.
- Экспериментальное исследование влияния ядерного квадрупольного взаимодействия на динамику поляризации ФЛ

положительно и отрицательно заряженных, а также нейтральных экситонов в ансамбле КТ InP/(In,Ga)P.

- Изучение спектров ФЛ ансамбля КТ (In,Al)As/AlAs при различных длинах волн возбуждающего света. Спектральное разделение полос ФЛ, соответствующих прямозонным и непрямозонным в k-пространстве КТ.
- Экспериментальное изучение оптической ориентации спинов и выстраивания экситонов как в прямозонных, так и в непрямозонных в k-пространстве КТ (In,Al)As/AlAs, в том числе с применением магнитного поля. Изучение анизотропного обменного взаимодействия электрона и тяжелой дырки в прямых и не прямых оптически активных экситонах. Исследование механизма спиновой релаксации экситонов в непрямозонных КТ.

**Методология исследования.** Для исследования спиновых свойств КТ был использован метод спектроскопии поляризованной ФЛ с применением магнитного поля. Интенсивность и поляризация ФЛ измерялась как в стационарном режиме, так и в импульсном режиме работы возбуждающего ФЛ лазера с временным разрешением регистрируемого сигнала. В ряде экспериментов (в том числе импульсных) поляризация возбуждающего света модулировалась на частоте порядка десятков кГц с целью исключить динамическую поляризацию ядер [18].

**Практическая значимость** диссертационной работы состоит в том, что были получены оригинальные результаты, приведенные в Заключение. Полученные результаты расширяют область научных знаний по теме диссертации, что может быть полезно как в практических применениях, например, при реализации устройств спинтроники, так и в процессе дальнейшего фундаментального изучения оптических свойств КТ.

### Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) В ансамбле квантовых точек  $\text{InP}/(\text{In,Ga})\text{P}$  отсутствуют биения в спиновой динамике  $X^-$  трионов, детектируемой по поляризации фотолюминесценции, в магнитном поле в геометрии Фойхта. Отсутствие биений обусловлено тем, что: (i) спин триона в основном состоянии определяется тяжелой дыркой; (ii) ларморовская прецессия электронных спинов в магнитном поле, происходящая до формирования основного состояния комплекса, приводит исключительно к деполяризации триона.
- 2) В ансамбле квантовых точек  $\text{InP}/(\text{In,Ga})\text{P}$  сосуществуют фотовозбужденные  $X^-$  и  $X^+$  трионы. В результате наблюдается сложная спиновая динамика в магнитном поле в геометрии Фойхта: биения происходят на фоне монотонно затухающего во времени вклада. Динамическая поляризация ядер имеет место лишь при наличии в квантовых точках резидентных электронов, в результате чего ядерное квадрупольное взаимодействие позволяет разделить вклады  $X^-$  и  $X^+$  трионов.
- 3) В ансамбле квантовых точек  $(\text{In,Al})\text{As}/\text{AlAs}$  сосуществуют прямозонные и непрямозонные в  $k$ -пространстве квантовые точки, к которым можно обращаться независимо, используя селективное оптическое возбуждение. В прямозонных квантовых точках анизотропное обменное расщепление состояний оптически активных экситонов величиной 260 мкэВ приводит к отсутствию оптической ориентации спинов и способствует выстраиванию экситонов.
- 4) В непрямозонных в  $k$ -пространстве квантовых точках  $(\text{In,Al})\text{As}/\text{AlAs}$  наблюдается длинное время спиновой релаксации электронов ( $>10$  мкс). Эффект обусловлен малостью изотропного обменного расщепления ( $\delta_0$ ) и анизотропного обменного расщепления состояний оптически активных экситонов ( $\delta_b$ ), не превосходящих расщепления электронных состояний флуктуациями сверхтонкого ядерного поля:  $\delta_0, \delta_b < 0.2$  мкэВ.

**Достоверность** полученных в диссертационной работе результатов обусловлена использованием проверенных экспериментальных техник и физических принципов. Кроме того, активно принимались во внимание имеющиеся в литературе результаты исследований по тематике работы.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались на семинарах лаборатории Спиновых и оптических явлений в полупроводниках ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на Низкоразмерном семинаре ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на Российской молодежной конференции по физике и астрономии «ФизикА.СПб» (Санкт-Петербург, 2014), на международной молодежной конференции «ФизикА.СПб» (Санкт-Петербург, 2015), на 3ей международной школе-конференции «Saint-Petersburg OPEN 2016» по оптоэлектронике, фотонике, нано- и нанобиотехнологиям» (Санкт-Петербург, 2016), на международной школе-семинаре «Экситоны в кристаллах и наноструктурах. К 120-летию со Дня Рождения Е.Ф. Гросса» (Санкт-Петербург, 2017), а также на «Совещании по теории твердого тела» ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург, 2019).

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 работах [А1-А4], опубликованных в рекомендованных ВАК журналах. Список работ приведен в Заключение.

**Личный вклад.** Все приведенные в диссертационной работе результаты были получены либо автором диссертации лично, либо в соавторстве при его непосредственном участии.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из Введения, четырех глав, Заключение и списка литературы, который насчитывает 62 научные работы. Диссертация содержит 86 страниц текста и 28 рисунков.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** представлены историческая панорама развития оптической ориентации спинов как области физической науки, актуальность темы диссертации, поставленная цель и решенные задачи. Также изложены практическая значимость, методология работы и степень достоверности результатов. Приведены основные положения, апробация результатов и структура диссертации.

В **первой главе** «Методика эксперимента» обсуждаются особенности проведения экспериментальных исследований. Глава содержит описание трех экспериментальных установок, а также двух типов образцов, содержащих полупроводниковые квантовые точки InP/(In,Ga)P и (In,Al)As/AlAs.

В **разделах 1.1 – 1.3** обсуждаются экспериментальные установки. Использовался метод спектроскопии поляризованной фотолюминесценции с возможностью приложения магнитного поля, в частности метод оптической ориентации. Исследования проводились при криогенных температурах от 2 до 10 К.

В **разделе 1.1** описана экспериментальная установка для стационарных исследований ФЛ КТ InP/(In,Ga)P и (In,Al)As/AlAs. В случаях, когда требовалось исключить динамическую поляризацию ядер (ДПЯ), возникающую вследствие сверхтонкого взаимодействия с ориентированными светом электронными спинами [18], возбуждающее излучение преобразовывалось фотоупругим модулятором ( $\sigma^+/\sigma^-$ ) на частоте 26.61 кГц.

В **разделе 1.2** описана экспериментальная установка для исследования динамики ФЛ при импульсном возбуждении КТ InP/(In,Ga)P. В случаях, когда требовалось исключить ДПЯ, возбуждающее излучение преобразовывалось электрооптическим модулятором ( $\sigma^+/\sigma^-$ ) на частоте 16 кГц.

В **разделе 1.3** описана экспериментальная установка для исследования импульсно возбуждаемой ФЛ КТ (In,Al)As/AlAs. На

данной установке проводились исследования как динамики, так и время-интегрированного сигнала ФЛ.

В разделе 1.4 описаны исследованные в работе образцы, содержащие полупроводниковые квантовые точки:

В разделе 1.4.1 обсуждается образец с одним слоем КТ InP/(In,Ga)P, выращенный методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. КТ самоорганизуются в форме линзы с бимодальным распределением размеров:  $100 \times 5$  и  $133 \times 20$  нм<sup>2</sup>. Результаты исследования относительно больших КТ представлены в главе 2, маленьких – в главе 3.

В разделе 1.4.2 обсуждается образец, содержащий 20 слоев КТ (In,Al)As/AlAs. Образец выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Диаметр КТ составляет 15 нм, высота 4 нм. Результаты исследования КТ (In,Al)As/AlAs представлены в главе 4.

Во второй главе «Динамика отрицательной циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовых точек InP/(In,Ga)P»: представлены модели формирования отрицательной циркулярной поляризации ФЛ, имеющиеся в литературе; приведены результаты изучения динамики ОЦП ФЛ ансамбля КТ InP/(In,Ga)P как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля; выявлены причины отсутствия осцилляций в динамике ОЦП в магнитном поле в геометрии Фойхта.

Исследован подансамбль относительно больших КТ InP/(In,Ga)P (см. раздел 1.4.1). Основная часть результатов, представленных в данной главе, опубликована в работах [A1,A2].

В вводном разделе 2.1 приведен обзор литературы, посвященный тонкой структуре уровней экситона в КТ и ее влиянию на оптическую ориентацию спинов и выстраивание экситонов. В частности, показано, что при наличии деформации в плоскости (прямоугольных) КТ состояния оптически активного экситона  $|\pm 1\rangle$  расщепляются на состояния  $|X\rangle$  и  $|Y\rangle$ , линейно-поляризованные в двух ортогональных направлениях  $x$  и  $y$ :  $|X\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+1\rangle + |-1\rangle)$  и  $|Y\rangle = \frac{1}{i\sqrt{2}}(|+1\rangle -$

$| - 1 \rangle$ ) [19,20]. Данное расщепление, обусловленное анизотропным обменным взаимодействием электрона и дырки, приводит к отсутствию оптической ориентации спинов и способствует выстраиванию экситонов.

Приведен обзор литературы, посвященный спиновой динамике экситонов в магнитном поле в геометрии Фойхта. В отличие от положительно заряженных [21,A3] и нейтральных экситонов [22] динамика циркулярной поляризации ФЛ ансамбля отрицательно заряженных экситонов в КТ не демонстрирует осцилляций в магнитном поле [22,A1-2].

В разделе 2.2 (2.2.1 - 2.2.5) представлен обзор литературы, посвященный моделям формирования отрицательной циркулярной поляризации фотолуминесценции. ОЦП ФЛ наблюдается в квантовых точках, содержащих один [23-25] или два резидентных электрона [26,27] (либо доноры [23]), при возбуждении носителей выше (по энергии) основного состояния КТ. В литературе представлено несколько моделей формирования ОЦП [23-27], основные идеи которых изложены в разделах 2.2.1 - 2.2.5. Модель [23] применима для нерезонансного или квазирезонансного возбуждения ФЛ в больших КТ, где боровский радиус экситона много меньше размеров КТ. Модели, предложенные в работах [24,26,27], применимы для нерезонансного возбуждения маленьких КТ (боровский радиус сопоставим с размерами КТ), модель работы [25] применима для квазирезонансного возбуждения маленьких КТ.

**Раздел 2.3** содержит вводные стационарные исследования ОЦП ФЛ КТ InP/(In,Ga)P. В подансамбле относительно больших КТ InP/(In,Ga)P (см. раздел 1.4.1) наблюдается ОЦП при квазирезонансном фотовозбуждении носителей, что свидетельствует о возбуждении в КТ  $X^-$  трионов или  $X^{2-}$  тетронов [23,26].

Наблюдается изменение поляризации ФЛ от +2 до -7% с увеличением плотности мощности оптической накачки от 2.5 до 55 Вт/см<sup>2</sup>. Увеличение ОЦП с мощностью связывается с ориентацией

спинов резидентных электронов в КТ, возникающей вследствие рекомбинации резидентных электронов с фотовозбужденными дырками, в результате чего происходит замещение резидентных электронов фотовозбужденными.

Представлен спектр возбуждения ФЛ (интенсивности и циркулярной поляризации). Показано, что при приближении энергии возбуждения ( $E_{exc}$ ) к энергии детектирования ФЛ ( $E_{det}$ ) циркулярная поляризация из отрицательной становится положительной. Поляризация меняет знак при стоксовом сдвиге  $\Delta E_S \triangleq E_{exc} - E_{det} = 130$  мэВ.

Зависимость ОЦП ФЛ от магнитного поля в геометрии Фарадея имеет двухконтурный немонотонный характер: зависимость можно описать суммой двух контуров Лоренца с полуширинами 25 мТ и 1 Т. В небольших магнитных полях (25 мТ) ОЦП растет по модулю, в больших полях (1 Т) – уменьшается. В разделе 2.5 показано, что увеличение ОЦП в малых полях связано с замедлением спиновой релаксации электронов. Уменьшение ОЦП в больших полях происходит, когда зеемановское расщепление экситонных состояний превосходит анизотропное обменное расщепление состояний оптически активного экситона.

В разделе 2.4 исследована временная зависимость интенсивности и степени циркулярной поляризации ФЛ КТ InP/(In,Ga)P. Показано, что для описания динамики интенсивности ФЛ требуется введение двух времен затухания: сигнал был описан суммой двух экспонент с временами 0.5 и 35 нс. Динамика поляризации ФЛ описывается суммой двух экспонент с временами 1.6 и 17 нс.

В разделе 2.5 представлено исследование динамики отрицательной циркулярной поляризации фотолюминесценции в магнитном поле в геометрии Фойхта.

Наличие осцилляций в динамике оптической ориентации ФЛ  $X^-$  трионов можно ожидать как вследствие ларморовской прецессии спинов дырок, так и спинов электронов. Однако, в эксперименте

наблюдается уменьшение ОЦП вплоть до нуля в поперечном магнитном поле в отсутствие осцилляций, см. Рисунок 1.

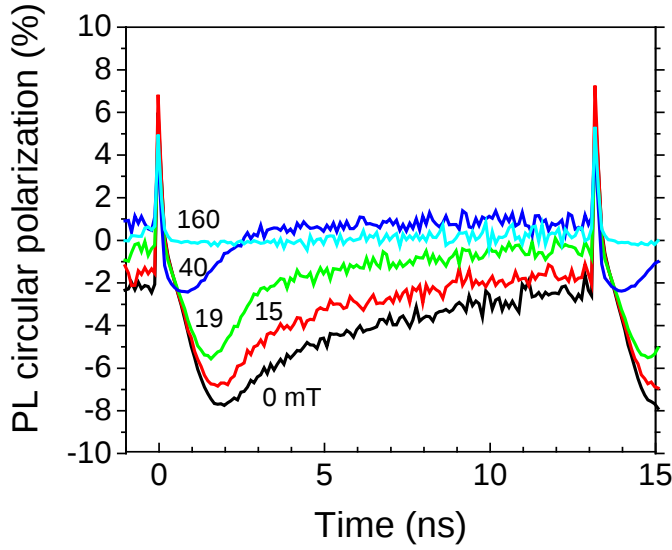


Рисунок 1: Динамика циркулярной поляризации ФЛ в различных магнитных полях (значения на рисунке в миллитеслах) в геометрии Фойхта при циркулярно поляризованном возбуждении.  $E(exc) = 1.78$  эВ,  $E(det) = 1.60-1.62$  эВ.

В разделе 2.5.1 моделируется спиновая динамика ансамбля отрицательно заряженных экситонов в основном состоянии. Спин комплекса полностью определяется тяжелой дыркой, поскольку спины электронов антипараллельны и компенсируют друг друга. Динамика спина тяжелой дырки  $\mathbf{j}$  в магнитном поле  $\mathbf{B}$  описывается уравнением Блоха.

$$d\mathbf{j}/dt = -\mathbf{j}/T_s^{hh} + \mu_B/\hbar \langle g_{hh}^\perp \rangle \mathbf{B} \times \mathbf{j}, \quad (1)$$

где  $T_s^{hh}$  - время жизни спина тяжелой дырки,  $\hbar$  – постоянная Планка. Решение уравнения Блоха, имеющее вид  $j_z(t) \propto \cos(\omega t) \exp(-t/T_s^{hh})$ , было усреднено по нормальному распределению g-факторов тяжелых дырок (в плоскости КТ)  $f(g_{hh}^\perp)$ :

$$\langle j_z \rangle = \int j_z(t) f(g_{hh}^\perp) dg_{hh}^\perp. \quad (2)$$

В ходе анализа модельных зависимостей установлено, что осцилляции в динамике поляризации ФЛ ансамбля  $X^-$  трионов в магнитном поле не проявляются при наличии в плоскости КТ хаотичных деформаций ( $\langle g_{hh}^\perp \rangle = 0$ ), а также при достаточно большом разбросе  $g_{hh}^\perp$  по ансамблю дырок, когда выполняется соотношение

$\Delta g_{hh}^{\perp} > \langle g_{hh}^{\perp} \rangle$ , где  $\Delta g_{hh}^{\perp}$  - это среднеквадратическое отклонение распределения  $f(g_{hh}^{\perp})$ .

В разделе 2.5.2 анализируется вклад спиновой ориентации электронов в поляризацию фотолюминесценции отрицательно заряженных экситонов. В ходе анализа спиновой динамики  $X^{-}$  трионов в магнитном поле показано, что ларморовская прецессия электронных спинов не вызывает осцилляций поляризации ФЛ ансамбля  $X^{-}$  трионов.

Исследована зависимость интегральной по времени поляризации ФЛ от периода возбуждающих лазерных импульсов. Показано, что в случае, когда происходит накопление спиновой ориентации резидентных электронов за много импульсов лазера, ОЦП ФЛ увеличивается более чем в 3 раза с -2.5 до -8.3%.

В разделе 2.5.3 рассмотрено влияние ядерного поля на деполяризацию стационарной ФЛ. Измерен эффект Ханле при наличии и в отсутствие динамической поляризации ядер. Для исключения ДПЯ возбуждающее излучение модулировалось на частоте порядка 10 кГц. Обнаружено, что при наличии ДПЯ поляризация в нулевом поле (7%) больше в сравнении со случаем отсутствия ядерной поляризации (6%). Кроме того, при наличии ДПЯ кривая Ханле уширяется в 2.3 раза с 6.5 до 15 мТ. В главе 3 показано, что эффект вызван ядерным квадрупольным взаимодействием (ЯКВ).

В разделе 2.6 подведены промежуточные итоги главы 2.

В главе 3 «Спиновые биения в динамике поляризации фотолюминесценции заряженных экситонов в квантовых точках InP/(In,Ga)P при наличии ядерного квадрупольного взаимодействия» представлены результаты изучения положительно и отрицательно заряженных, а также нейтральных экситонов в подансамбле КТ InP/(In,Ga)P относительно небольшого размера (см. раздел 1.4.1). Изучено влияние ядерного квадрупольного взаимодействия на спиновую динамику электронов. Выявлены причины наличия монотонно затухающего во времени вклада на фоне которого

наблюдаются биения в динамике поляризации ФЛ положительно заряженных экситонов.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работе [A3].

В вступном разделе 3.1 обсуждается ядерное квадрупольное взаимодействие, возникающее при наличии градиента электрического поля в области расположения ядра со спином, превышающим  $1/2$  [28]. В КТ InP/(In,Ga)P градиент поля вызван значительной деформацией [29]. ЯКВ влияет на спиновое состояние ядра, а также на состояние электронных спинов в случае, когда существенную роль играет сверхтонкое взаимодействие. Данный эффект позволил изучать ЯКВ по особенностям поляризованной ФЛ.

Представлен обзор литературы, посвященной спиновой релаксации в режиме длинных [30] и коротких [9] времен корреляции ( $\tau_c$ ). Режиму длинных времен корреляции соответствует условие  $\Omega_f \cdot \tau_c \gg 1$ , где  $\Omega_f$  - частота прецессии спина во флуктуационном поле. Режиму коротких времен корреляции соответствует условие  $\Omega_f \cdot \tau_c \ll 1$ .

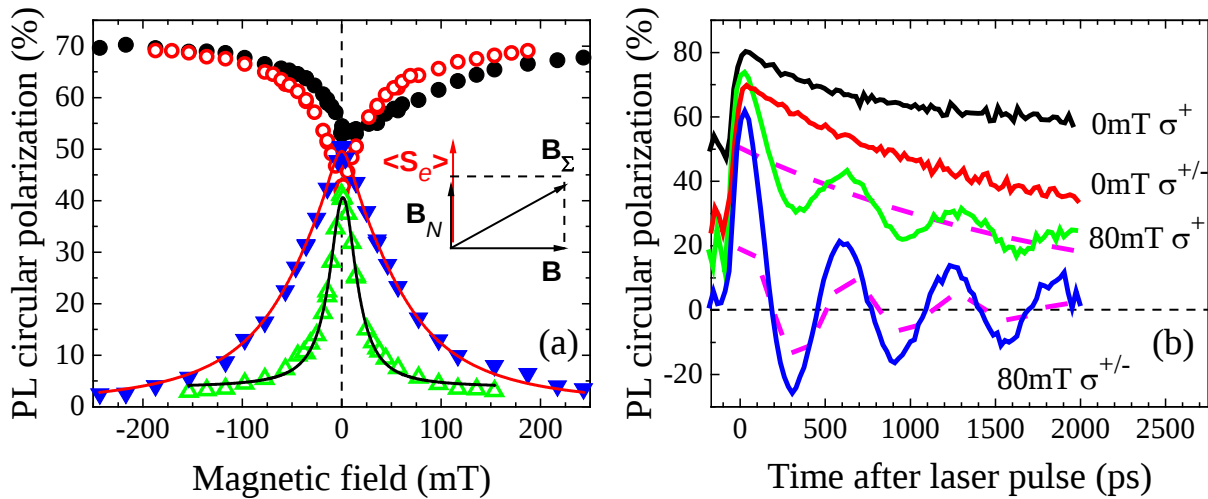


Рисунок 2: (a) Зависимость циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля в геометрии Фойхта (треугольники) и Фарадея (круги).  $E(exc) = 1.77$  эВ,  $E(det) = 1.75$  эВ. Пустыми/заполненными символами показаны результаты, полученные при модулированной ( $\sigma^{+/-}$ )/постоянной ( $\sigma^+$ ) поляризации возбуждения. (b) Динамика циркулярной поляризации ФЛ.  $E(exc) = 1.78$  эВ,  $E(det) = 1.74-1.76$  эВ. Магнитное поле в геометрии Фойхта.

Сплошными линиями представлены экспериментально полученные зависимости. Представлены кривые при модулированной ( $\sigma+/-$ ) и при постоянной ( $\sigma+$ ) поляризации возбуждения.

**Раздел 3.2** посвящен экспериментальному исследованию влияния магнитного поля на спиновые свойства заряженных экситонов. Рассмотрены стационарные зависимости циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля при наличии ДПЯ и в ее отсутствие. При наличии ДПЯ полуширина кривой Ханле (приблизительно) второе больше (50 против 16 мТ) чем в отсутствие ДПЯ, степень поляризации ФЛ в нулевом магнитном поле также больше (48 против 41%), кривая восстановления поляризации в продольном поле несимметрична относительно смены знака поля (см. Рисунок 2 (а)). Из экспериментальных результатов следует, что даже при наличии внешнего магнитного поля в геометрии Фойхта поле Оверхаузера ориентировано вдоль оси роста структуры, совпадающей с направлением возбуждения. Причиной стабилизации ядерных спинов вдоль оси роста КТ является наличие ЯКВ, вызванного деформацией, что обсуждается в разделе 3.3.2.

Проведено сравнение время-разрешенных зависимостей циркулярной поляризации ФЛ при наличии ДПЯ и в ее отсутствие (Рисунок 2 (b)). При наличии внешнего поля в геометрии Фойхта в динамике поляризации наблюдаются ярко выраженные осцилляции, соответствующие ларморовской прецессии электронного спина в  $X^+$  трионе. При наличии ДПЯ поляризация ФЛ осциллирует не относительно нуля, а относительно некоторого вклада в поляризацию, монотонно затухающего со временем.

Динамика поляризации подробно изучена в различных магнитных полях как при наличии ДПЯ, так и в отсутствие.

В **разделе 3.3.1** предложена модель, описывающая весь массив экспериментальных результатов: (i) Существует два независимых вклада в ФЛ. «Осциллирующий» вклад в поляризацию ФЛ соответствует  $X^+$  трионам, «монотонно затухающий» –  $X^-$  трионам; (ii)

при наличии резидентных электронов в КТ (случай  $X^-$  трионов) ДПЯ имеет место, а в отсутствие резидентных электронов (случай  $X^+$  трионов) – нет; (iii) По-прежнему предполагается, что поле Оверхаузера фиксировано вдоль оси роста КТ (случай  $X^-$  трионов).

В разделе 3.3.2 приведен обзор литературы, посвященный влиянию ядерного квадрупольного взаимодействия на спиновую систему ядер и электронов. Показано, что стабилизация ядерных спинов вдоль оси роста КТ вызвана квадрупольным взаимодействием ядер индия ( $I = 9/2$  [31]).

В случае деформации вдоль оси роста КТ ( $z$ ) гамильтониан ЯКВ равен [28]  $h\nu_Q \left[ \hat{I}_z^2 - \frac{I(I+1)}{3} \right] / 2$ , где  $h$  - это постоянная Планка, а константа  $\nu_Q$  определяется выражением  $\nu_Q = \frac{3eV_{zz}Q}{2I(2I-1)\hbar}$ , где  $e$  - это заряд электрона,  $V_{zz}$  - градиент электрического поля, а  $Q$  - квадрупольный момент ядра. ЯКВ расщепляет вырожденные состояния ядра, в результате чего ядерная энергетическая структура представляет собой пять двукратно вырожденных дублетов Крамерса ( $\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \pm 7/2, \pm 9/2$ ).

В разделе 3.3.3 проведено количественное описание динамики поляризации ФЛ в отсутствие ДПЯ. Показано, что спины электронов релаксируют во флуктуационных ядерных полях в режиме длинных времен корреляции. В таком случае для описания зависимостей поляризации ФЛ от времени применяется классическая теория [30]. Теория описывает релаксацию среднего по ансамблю КТ электронного спина во флуктуационных ядерных полях в режиме длинных времен корреляции при наличии внешнего магнитного поля. Динамика поляризации ФЛ была аппроксимирована численно рассчитанными зависимостями, полученными из функций (с неберущимися интегралами) работы [30]. Наилучшее совпадение получено при характерном значении флуктуации ядерного поля  $\Delta_b = 12$  мТ, что по порядку величины совпадает с полушириной стационарной кривой Ханле (16 мТ).

В диапазоне полей 80 - 320 мТ динамика поляризации ФЛ определяется спином электрона в  $X^+$  трионе, в следствие чего достигается хорошее согласие теории и эксперимента. Показано, что наличие двух вкладов в ФЛ ( $X^+$  и  $X^-$ ) может являться причиной расхождения теории и эксперимента в малых полях ( $< 60$  мТ).

В разделе 3.4 подведены промежуточные итоги главы 3.

В четвертой главе «тонкая структура экситонных уровней в прямозонных и непрямозонных в  $k$ -пространстве квантовых точках (In,Al)As/AlAs» приводятся результаты исследования выстраивания экситонов и оптической ориентации спинов как при наличии магнитного поля, так и в его отсутствие. Также исследованы особенности спиновой релаксации электронов в непрямозонных в  $k$ -пространстве КТ.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работе [A4].

В водном разделе 4.1 представлен обзор литературы, посвященный проблеме непродолжительного времени жизни экситона (порядка наносекунды) в прямозонных КТ [32]. Рассмотрены варианты решения данной проблемы, одним из которых является использование КТ с непрямыми в импульсном пространстве оптическими переходами. В работе [17] было показано, что в ансамбле КТ (In,Al)As/AlAs с зонной структурой типа I (см. раздел 1.4.2) сосуществуют как прямозонные, так и непрямозонные в  $k$ -пространстве КТ, причем спектры ФЛ прямозонных и непрямозонных КТ частично перекрываются.

В разделе 4.2 представлены время-разрешенные исследования ФЛ, а также анализ стационарных спектров ФЛ селективно возбуждаемых КТ (In,Al)As/AlAs. Такой подход позволил спектрально разделить сосуществующие в ансамбле прямозонные и непрямозонные КТ.

В разделе 4.2.1 приведены спектры ФЛ КТ (In,Al)As/AlAs, полученные при нерезонансном возбуждении носителей в барьерном слое. Путем использования время-разрешенного детектирования ФЛ обнаружено, что спектр состоит из излучения как минимум двух типов

комплексов с кардинально отличающимся (более трех порядков) временем жизни. В работе [17] наличие таких вкладов в ФЛ КТ (In,Al)As/AlAs связывалось с наличием в ансамбле как прямозонных, так и непрямозонных в  $k$ -пространстве КТ.

Данная модель подтверждается в **разделе 4.2.2** на основании детального анализа спектров ФЛ при селективном возбуждении КТ.

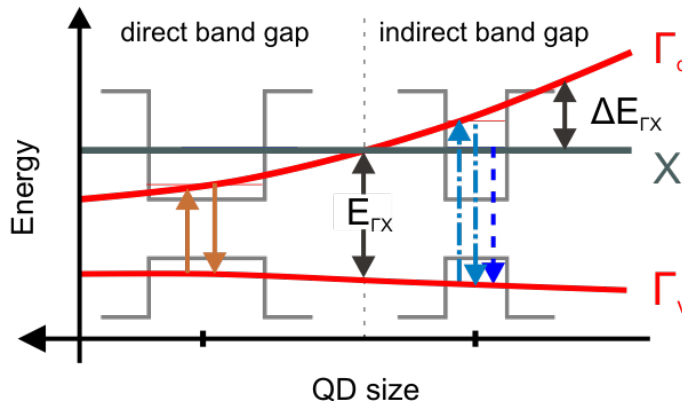


Рисунок 3: Схематическое изображение зонной структуры в зависимости от размера КТ. Стрелками показаны вероятные оптические переходы.

На Рисунке 3 показана зонная структура изучаемых КТ (In,Al)As/AlAs в зависимости от их размера [17].

Спектры ФЛ при различных энергиях возбуждения представлены на Рисунке 4. В ходе анализа спектров в том числе построена зависимость стоксова сдвига ( $\Delta E_S$ ) от энергии фотона возбуждающего света ( $E_{exc}$ ). В результате полосы ФЛ были идентифицированы: (i) непрямозонные КТ  $I_{low}$ , для которых  $\Delta E_S$  линейно растет с  $E_{exc}$ ; (ii) непрямозонные КТ  $I_{high}$ , для которых  $\Delta E_S$  также линейно растет с  $E_{exc}$ ; (iii) прямозонные КТ  $D$ , для которых стоксов сдвиг мал и существенно не зависит от  $E_{exc}$ .

Кроме того, с целью сравнения с экспериментом была рассчитана зависимость  $\Delta E_{\Gamma X}$  от  $E_{exc}$  для непрямозонных КТ (In,Al)As/AlAs. Для получения расчетной зависимости смоделирована энергия основного состояния дырок,  $\Gamma$ - и  $X$ -электронов в КТ (In,Al)As/AlAs в зависимости от размера и состава КТ [17]. Расчет проведен в приближении эффективной массы для простой зоны. Приближение учитывает напряжение, деформационные потенциалы и непараболичность

электронной дисперсии [33]. Получено хорошее совпадение теории и эксперимента в отсутствие в теории подгоночных параметров.

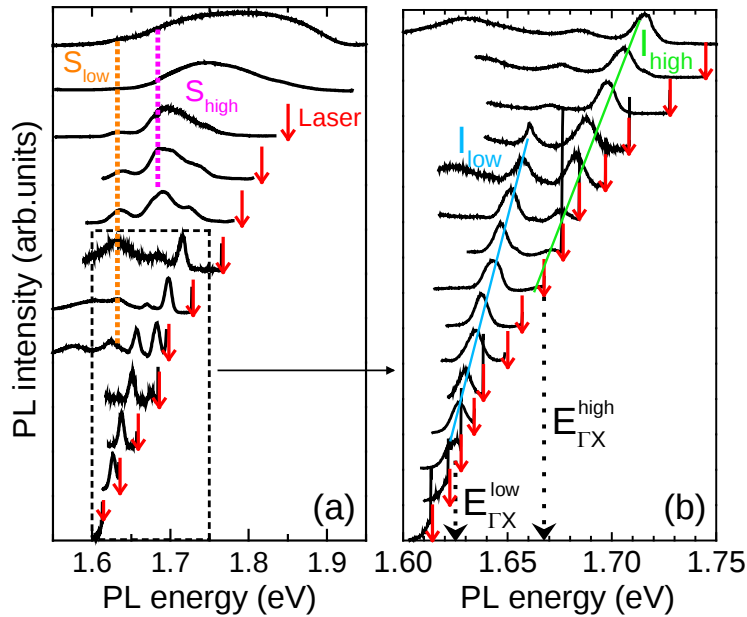


Рисунок 4: Спектры ФЛ в зависимости от  $E_{exc}$  (показана красной стрелкой). На рисунке (b) более детально показан выделенный на рисунке (a) участок. Прямыми сплошными линиями отмечены полосы ФЛ  $I_{low}$  и  $I_{high}$ . Пунктирными стрелками отмечены энергии «ГХ-пересечения».

В разделе 4.3 представлены результаты исследования оптической ориентации спинов и выстраивания экситонов в селективно возбуждаемых КТ  $D$ ,  $I_{low}$  и  $I_{high}$ . Получены сведения о структуре уровней экситонов и спиновой релаксации.

В разделе 4.3.1 представлены спектры поляризованной ФЛ. В случае прямозонных КТ наблюдается значительная степень линейной поляризации ФЛ  $\rho_L \leq 53\%$  при линейно-поляризованном возбуждении. Степень циркулярной поляризации ФЛ прямозонных КТ при циркулярно-поляризованном возбуждении пренебрежимо мала. Описанные выше эффекты были качественно описаны при учете структуры энергетических состояний экситонов в КТ, которая определяется обменным взаимодействием электрона и дырки, что обсуждается в разделе 2.1.

В спектрах ФЛ непрямозонных КТ наблюдается высокая степень циркулярной поляризации. Здесь и далее экспериментально подтверждаются теоретические представления о тонкой структуре

непрямых экситонов в КТ: анизотропное обменное взаимодействие  $X$ -электрона с  $\Gamma$ -дыркой незначительно [34].

Исследована зависимость циркулярной и линейной поляризации ФЛ прямозонных и непрямозонных КТ от энергии возбуждения ФЛ в диапазоне от 1.57 до 1.77 эВ. Особенности тонкой структуры, отмеченные в предыдущих параграфах, подтверждаются. Кроме того, на ход зависимостей существенно влияет смешивание  $\Gamma$ - и  $X$ -состояний в зоне проводимости. В результате КТ  $I_{low}$  демонстрируют необычные свойства: линейная поляризация уменьшается в ростом стоксова сдвига, в то время как циркулярная поляризация увеличивается.

В разделе 4.3.2 экспериментально определена величина анизотропного обменного расщепления  $\delta_b$  уровней прямых экситонов. Измерена зависимость выстраивания экситонов и оптической ориентации ФЛ прямозонных КТ в магнитном поле ( $B$ ) в геометрии Фарадея. Наблюдается «подавление» выстраивания экситонов магнитным полем: степень линейной поляризации ФЛ с ростом поля уменьшается с 59% до 2% при  $B = 10$  Т. При этом магнитное поле «восстанавливает» оптическую ориентацию: степень циркулярной поляризации ФЛ растет с полем от нуля до насыщения на уровне 82%. Зависимости линейной и циркулярной поляризации от магнитного поля были описаны функциями [35]:

$$\rho_l(B) = \rho_l^0 \frac{\delta_b^2}{\delta_b^2 + (\mu_B g_X B)^2}, \quad \rho_c(B) = \rho_c^{max} \frac{(\mu_B g_X B)^2}{\delta_b^2 + (\mu_B g_X B)^2}, \quad (3)$$

где  $\rho_l^0$  – степень линейной поляризации в нулевом поле,  $\rho_c^{max}$  – степень циркулярной поляризации, которая достигается при насыщении в больших полях. При описании экспериментальных данных зависимостями (3) получено значение  $\delta_b = 260 \pm 10$  мкэВ.

С целью исследования спиновой релаксации в непрямозонных КТ (In,Al)As/AlAs ( $I_{high}$ ) в разделе 4.3.3 рассмотрена оптическая ориентация ФЛ в магнитном поле в геометрии Фойхта и Фарадея.

В поперечном магнитном поле имеет место эффект Ханле: степень циркулярной поляризации падает с 33% практически до нуля. Полуширины зависимостей циркулярной поляризации от магнитного поля в геометриях Фойхта и Фарадея сопоставимы: 3.2 и 3.8 мТ. Кроме того, в продольном поле степень циркулярной поляризации восстанавливается приблизительно в три раза: с 33 до 89%. Совокупность данных особенностей означает, что имеет место релаксация спинов во флуктуационных эффективных магнитных полях в режиме длинного времени корреляции [30]. Путем рассмотрения различных механизмов спиновой релаксации показано, что в данном случае релаксация электронных спинов происходит в ядерных флуктуационных полях [30].

Характерное поле ядерных флуктуаций  $\Delta_b$  было оценено по полуширине контуров Лоренца в  $1.75 \pm 0.15$  мТ. Также показано, что изотропное обменное взаимодействие мало, поскольку поперечное магнитное поле порядка  $\Delta_b$  эффективно смешивает состояния оптически активных и неактивных экситонов. Кроме того, анизотропное обменное расщепление  $\delta_b$  не разрушает оптическую ориентацию ФЛ. Исходя из вышесказанного, произведена оценка:  $\delta_0$  и  $\delta_b$  не превосходят зеемановского расщепления электронных состояний во флуктуационном ядерном поле  $\Delta_b$  ( $\delta_0, \delta_b < \mu_B g_e \Delta_b = 0.2$  мкэВ).

В разделе 4.4 подведены итоги главы 4.

В **Заключении** диссертационной работы приведены основные результаты:

- Экспериментально исследованы характерные особенности отрицательной циркулярной поляризации фотолюминесценции  $X^-$  трионов в ансамбле квантовых точек InP/(In,Ga)P. В согласии с имеющимися в литературе моделями происходит накачка спинов резидентных электронов, проявляющаяся в увеличении ОЦП ФЛ с мощностью возбуждения. Измерена зависимость интенсивности и циркулярной поляризации ФЛ от энергии фотонов возбуждающего света. При уменьшении стоксова сдвига до 130 мэВ циркулярная

поляризация ФЛ меняет знак и из отрицательной становится положительной. Наличие анизотропного обменного взаимодействия электронов и дырок в оптически активных экситонах проявляется в немонотонной зависимости ОЦП ФЛ от магнитного поля в геометрии Фарадея. Когда зеемановское расщепление экситонных состояний становится больше анизотропного обменного расщепления, происходит уменьшение ОЦП, что подтверждает необходимость анизотропного обменного взаимодействия для формирования ОЦП.

- Экспериментально показано, что в динамике ФЛ  $X^-$  трионов в ансамбле КТ InP/(In,Ga)P сосуществуют относительно быстрое (0.5 нс) и долгое (35 нс) времена затухания сигнала. «Быстрому» и «затяжному» вкладам в интенсивность ФЛ соответствуют два вклада в циркулярную поляризацию ФЛ с временами затухания 1.6 и 17 нс соответственно. Поляризация обоих вкладов отрицательна, что свидетельствует о наличии в КТ резидентных электронов.
- Экспериментально показано, что в динамике ОЦП ФЛ  $X^-$  трионов в ансамбле КТ InP/(In,Ga)P в магнитном поле в геометрии Фойхта отсутствуют осцилляции. При этом с ростом поля поляризация ФЛ уменьшается до нуля. Показано, что отсутствие осцилляций вызвано следующими обстоятельствами: (i) Спиновая динамика  $X^-$  триона в основном состоянии определяется тяжелой дыркой. Компонента g-фактора тяжелой дырки в плоскости КТ мала. (ii) Деполяризация ФЛ  $X^-$  трионов определяется ларморовской прецессией спинов электронов. Спиновая ориентация электронов влияет исключительно на поляризацию спинов дырок в основном состоянии комплекса.
- Экспериментально показано, что в случае  $X^-$  трионов в ансамбле КТ InP/(In,Ga)P кривая Ханле уширяется в 2.3 раза при наличии динамической поляризации ядер. Ядерное поле с характерной величиной 15 мТ, действующее на спины электронов, оказывается фиксированным вдоль оси роста КТ. Фиксация ядерного поля

обусловлена ядерным квадрупольным взаимодействием, наведенным деформацией.

- Экспериментально исследованы магнитополевые зависимости оптической ориентации ФЛ заряженных экситонов в КТ InP/(In,Ga)P. Исследования проводились как в стационарном режиме, так и с разрешением по времени. Изучались особенности, возникающие при наличии и в отсутствие динамической поляризации ядер, причем ДПЯ наблюдается только при наличии в исследованных КТ резидентных электронов (случай фотовозбуждения  $X^-$  трионов). Показано, что ядерное квадрупольное взаимодействие делает возможной ДПЯ в нулевом внешнем магнитном поле. Кроме того, ЯКВ приводит к фиксации поля Оверхаузера вдоль квадрупольной оси, близкой к оси роста КТ. Последнее обстоятельство, а также наличие двух вкладов в ФЛ ( $X^-$  и  $X^+$  трионов) существенным образом влияет на динамику циркулярной поляризации ФЛ в поперечном магнитном поле. В частности, наблюдаются осцилляции циркулярной поляризации не относительно нуля поляризации, а относительно некоторого монотонно затухающего во времени вклада. Причем наличие монотонно затухающего вклада в поляризацию обусловлено ФЛ  $X^-$  трионов. Таким образом, показано, что при наличии ЯКВ в КТ InP/(In,Ga)P происходит стабилизация динамически поляризованных спинов ядер и спинов электронов.

- Из экспериментально измеренных стационарных магнитополевых зависимостей оптической ориентации ФЛ КТ InP/(In,Ga)P (в отсутствие ДПЯ) было определено, что имеет место релаксация спинов электронов в «замороженных» флуктуациях ядерного поля. Время-разрешенные зависимости циркулярной поляризации ФЛ заряженных экситонов были описаны теоретическими кривыми, соответствующими случаю «замороженных» флуктуаций. Для диапазона относительно больших магнитных полей (от 60 до 320 мТ) было достигнуто хорошее совпадение теории и эксперимента. Причиной расхождения теории и

эксперимента в диапазоне полей от 0 до 60 мТ может являться наличие вклада  $X^-$  трионов в поляризацию ФЛ, не входящего в область применимости теории, в то время как вклад  $X^+$  трионов теорией описывается.

- Экспериментально показано, что в ансамбле КТ (In,Al)As/AlAs сосуществуют прямозонные и непрямозонные в  $k$ -пространстве КТ, к которым можно обращаться независимо, используя селективное возбуждение ФЛ. Произведено детальное исследование спектров ФЛ КТ (In,Al)As/AlAs в зависимости от длины волны возбуждающего света, в результате чего были идентифицированы полосы ФЛ прямозонных и непрямозонных КТ. Обнаружено, что смешивание  $\Gamma$ - и  $X$ -состояний электронов в зоне проводимости оказывает существенное влияние на поляризационные свойства ФЛ.
- Экспериментально определено, что анизотропное обменное расщепление состояний оптически активных экситонов в прямозонных в  $k$ -пространстве КТ (In,Al)As/AlAs составляет  $260 \pm 10$  мкэВ. Данное расщепление вызывает быструю спиновую релаксацию экситона за пикосекундное время, что приводит к отсутствию оптической ориентации стационарной ФЛ. При этом наблюдается выстраивание экситонов, чему способствует анизотропное обменное расщепление.
- Экспериментально показано, что в непрямозонных в  $k$ -пространстве КТ (In,Al)As/AlAs расщепления состояний, обусловленные изотропным обменным взаимодействием и анизотропным обменным взаимодействием в оптически активном экситоне, пренебрежимо малы ( $\delta_0, \delta_b < 0.2$  мкэВ). В результате наблюдается значительная оптическая ориентация стационарной ФЛ, чему способствует долгое время спиновой релаксации электронов, превышающее время жизни носителей 10 пс. Спиновая релаксация электронов при этом определяется «замороженными» флуктуациями сверхтонкого ядерного поля с характерным значением  $1.75 \pm 0.15$  мТ.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] Nekrasov S. V., Kusrayev Yu. G., Akimov I. A., Korenev V. L., Langer L., Salewski M. Negative circular polarization dynamics in InP/InGaP quantum dots // J. Phys.: Conf. Ser. – 2016. – Vol. 741. – P. 012189.
- [A2] Некрасов С. В., Кусраев Ю. Г., Акимов И. А., Langer L., Kotur M., Яковлев Д. Р., Bayer M. Спиновая динамика отрицательно заряженных экситонов в квантовых точках InP/(In,Ga)P в магнитном поле // ФТТ. – 2020. – Т. 62, В. 11. – С. 1816.
- [A3] Nekrasov S. V., Akimov I. A., Kusrayev Yu. G., Yakovlev D. R., Bayer M. Effect of nuclear quadrupole interaction on spin beats in photoluminescence polarization dynamics of charged excitons in InP/(In,Ga)P quantum dots // Phys. Rev. B. – 2019. – Vol. 100, no. 23. – P. 235415.
- [A4] Rautert J., Shamirzaev T. S., Nekrasov S. V., Yakovlev D. R., Klenovský P., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Optical orientation and alignment of excitons in direct and indirect band gap (In,Al)As/AlAs quantum dots with type-I band alignment // Phys. Rev. B. – 2019. – Vol. 99, no. 19. – P. 195411.

## Список литературы

- [1] Wood R. W., Ellett A. Polarized Resonance Radiation in Weak Magnetic Fields // *Phys. Rev.* – 1924. – Vol. 24, no. 3. – P. 243.
- [2] Hanle W. Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz // *Z. Phys.* – 1924. – Vol. 30. – P. 93.
- [3] Brossel J., Kastler A. La détection de la résonance magnétique des niveaux excités: L'effet de dépolarisation des radiations de résonance optique et de fluorescence // *C. r. hebd. Acad. Sci.* – 1949. – Vol. 229. – P. 1213.
- [4] Kastler A. Optical Methods for Studying Hertzian Resonances // *Science.* – 1967. – Vol. 158, no. 3798. – P. 214.
- [5] Lampel G. Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical Pumping in Semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – Vol. 20, no. 10. – P. 491.
- [6] Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A. et al. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future // *Science.* – 2001. – Vol. 294, no. 5546. – P. 1488.
- [7] Marie X., Urbaszek B., Krebs O., Amand T. Exciton spin dynamics in semiconductor quantum dots, in *Spin Physics in Semiconductors* / Edited by M. I. Dyakonov. – Berlin: Springer, 2008. – Chap. 4. – P. 91.
- [8] Bracker A. S., Gammon D., Korenev V. L. Fine structure and optical pumping of spins in individual semiconductor quantum dots // *Semicond. Sci. Technol.* – 2008. – Vol. 23. – P. 114004.
- [9] Pikus G. E., Titkov A. N. Spin relaxation under optical orientation in semiconductors, in *Optical Orientation* / Edited by F. Meier, B. Zakharchenya. – Amsterdam: North-Holland, 1984. – Chap. 3. – P. 73.
- [10] Khaetskii A. V., Nazarov Yu. V. Spin relaxation in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 61. – P. 12639.
- [11] Walter G., Holonyak N., Ryou J. H., Dupuis R. D. Room-temperature continuous photopumped laser operation of coupled InP quantum dot

- and InGaP quantum well InP–InGaP–In(AlGa)P–InAlP heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 79, no. 13. – P. 1956.
- [12] Zundel M. K., Jin-Phillipp N. Y., Phillipp F., Eberl K., Riedl T., Fehrenbacher E., Hangleiter A. Red-light-emitting injection laser based on InP/GaInP self-assembled quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – Vol. 73, no. 13. – P. 1784.
- [13] Porsche J., Ost M., Riedl T., Hangleiter A., Scholz F. Lasing from excited states in self-assembled InP/GaInP quantum islands // *Mater. Sci. Eng. B.* – 2000. – Vol. 74. – P. 263.
- [14] Zwiller V., Aichele T., Seifert W., Persson J., Benson O. Generating visible single photons on demand with single InP quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol. 82, no. 9. – P. 1509.
- [15] Ugur A., Kremling S., Hatami F., Höfling S., Worschech L., Forchel A., Ted Masselink W. Single-photon emitters based on epitaxial isolated InP/InGaP quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 100, no. 2. – P. 023116.
- [16] Shamirzaev T. S., Gilinsky A. M., Bakarov A. K., Toropov A. I., Ténne D. A., Zhuravlev K. S., von Borczyskowski C., Zahn D. R. T. Millisecond photoluminescence kinetics in a system of direct-bandgap InAs quantum dots in an AlAs matrix // *JETP Lett.* – 2003. – Vol. 77. – P. 389.
- [17] Shamirzaev T. S., Nenashev A. V., Gutakovskii A. K., Kalagin A. K., Zhuravlev K. S., Larsson M., Holtz P. O. Atomic and energy structure of InAs/AlAs quantum dots // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78, no. 8. – P. 085323.
- [18] Fleisher V. G., Merculov I. A. Optical orientation of the coupled electron-nuclear spin system of a semiconductor, in *Optical Orientation* / Edited by F. Meier, B. Zakharchenya. – Amsterdam: North-Holland, 1984. – Chap. 5. – P. 173.
- [19] Ivchenko E. L., Pikus G. E. *Superlattices and Other Heterostructures.* – Berlin: Springer, 1997.

- [20] van Kesteren H. W., Cosman E. C., van der Poel W. A. J. A., Foxon C. T. Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* – 1990. – Vol. 41, no. 8. – P. 5283.
- [21] Lombez L., Braun P.-F., Marie X., Renucci P., Urbaszek B., Amand T., Krebs O., Voisin P. Electron spin quantum beats in positively charged quantum dots: Nuclear field effects // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75, no. 19. – P. 195314.
- [22] Yugova I. A., Gerlovin I. Ya., Davydov V. G., Ignatiev I. V., Kozin I. E., Ren H. W., Sugisaki M., Sugou S., Masumoto Y. Fine structure and spin quantum beats in InP quantum dots in a magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 66, no. 23. – P. 235312.
- [23] Джигоев Р. И., Захарченя Б. П., Коренев В. Л., Пак П. Е., Винокуров Д. А., Коваленков О. В., Тарасов И. С. Оптическая ориентация экситонов, связанных на донорах, в квантово-размерных островах InP/InGaP // *ФТТ.* – 1998. – В. 9, Т. 40. – С. 1745.
- [24] Cortez S., Krebs O., Laurent S., Senes M., Marie X., Voisin P., Ferreira R., Bastard G., Gérard J-M., Amand T. Optically Driven Spin Memory in n-Doped InAs-GaAs Quantum Dots // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 89, no. 20. – P. 207401.
- [25] Ikezawa M., Pal B., Masumoto Y., Ignatiev I. V., Verbin S. Y., Gerlovin I. Ya. Submillisecond electron spin relaxation in InP quantum dots // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72, no. 15. – P. 153302.
- [26] Kalevich V. K., Merkulov I. A., Shiryayev A. Yu., Kavokin K. V., Ikezawa M., Okuno T., Brunkov P. N., Zhukov A. E., Ustinov V. M., Masumoto Y. Optical spin polarization and exchange interaction in doubly charged InAs self-assembled quantum dots // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72, no. 4. – P. 045325.
- [27] Laurent S., Senes M., Krebs O., Kalevich V. K., Urbaszek B., Marie X., Amand T., Voisin P. Negative circular polarization as a general property of n-doped self-assembled InAs/GaAs quantum dots under nonresonant optical excitation // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 73, no. 23. – P. 235302.

- [28] Slichter C. P. Principles of Magnetic Resonance. – Berlin: Springer, 1990. – 658 p.
- [29] Kurtenbach A., Eberl K., Shitara T. Nanoscale InP islands embedded in InGaP // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 66. – P. 361.
- [30] Merkulov I. A., Efros Al. L., Rosen M. Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65, no. 20. – P. 205309.
- [31] Lösche A.. Kerninduktion. – Berlin: veb Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1957.
- [32] Yu H., Lycett S., Roberts C., Murray R. Time resolved study of self-assembled InAs quantum dots // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 69. – P. 4087.
- [33] Kane O. E. Band structure of indium antimonide // J. Phys. Chem. Solids. – 1957. – Vol. 1. – P. 249.
- [34] Bir G. L., Pikus G. E. Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors. – New York: Wiley, 1974.
- [35] Dzhioev R. I., Gibbs H. M., Ivchenko E. L., Khitrova G., Korenev V. L., Tkachuk M. N., Zakharchenya B. P. Determination of interface preference by observation of linear-to-circular polarization conversion under optical orientation of excitons in type-II GaAs/AlAs superlattices // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 56, no. 20. – P. 13405.