

На правах рукописи



Гуляев Дмитрий Владимирович

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСИТОНОВ И НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ  
В GaAs/AlAs СВЕРХРЕШЕТКАХ ВТОРОГО РОДА

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки институте физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель:

Журавлев Константин Сергеевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, ведущий научный сотрудник.

Официальные оппоненты:

Милехин Александр Германович, доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, ведущий научный сотрудник.

Гриняев Сергей Николаевич, доктор физико-математических наук, доцент, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, старший научный сотрудник.

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Защита состоится «11» июня 2013 года в 16 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 003.037.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки институте физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу 630090, г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан «7» мая 2013 года.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук



Погосов Артур Григорьевич

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы:** Одной из фундаментальных проблем физики полупроводников является проблема взаимодействия экситонов с электрическим полем. В зависимости от напряженности электрического поля диссоциация экситонов проходит по различным механизмам – термоэлектронной, туннельной или ударной ионизации. В последнее время данная проблема, помимо фундаментальной значимости, начинает приобретать практическое значение [С1]. Это связано с тем, что в низкоразмерных гетероэпитаксиальных структурах, которые лежат в основе всей современной оптоэлектроники, наблюдается увеличение энергии связи экситона, приводящее в широкозонных материалах к сосуществованию экситонов с носителями заряда даже при комнатной температуре и в сильных электрических полях [С2].

Описание процессов взаимодействия экситонов с электрическим полем в полупроводниках осложняется тем, что зачастую реальная величина и распределение напряженности электрического поля в исследуемой структуре неизвестны, поскольку в окрестностях дефектов происходит повышение напряженности поля и, как следствие, возможен пробой образца. Одним из альтернативных способов приложения электрического поля к структуре является использование поверхностных акустических волн (ПАВ). Использование ПАВ в качестве источника переменного электрического поля перспективно, поскольку позволяет исследовать взаимодействие экситонов с электрическим полем в широких интервалах напряженности без создания макроскопических токов в исследуемой структуре, что выгодно отличает этот способ от приложения постоянного электрического поля. Кроме того, в последнее время электрическое поле ПАВ, имеющее те же пространственные и временные характеристики, что и сама акустическая волна, стало активно использоваться для модификации оптических и транспортных свойств низкоразмерных структур [С3-С5]. В электрическом поле ПАВ наблюдается тушение фотолюминесценции (ФЛ) экситонов вследствие их диссоциации с последующим захватом электронов и дырок в максимумы и минимумы потенциала бегущей акустической волны [С3]. Разделение электронов и дырок вызывает кардинальное увеличение времени жизни неравновесных носителей заряда [С4] и дает возможность создания на основе ПАВ динамических низкоразмерных объектов [С5]. В то же время, к началу данной работы физика процесса, лежащего в основе наблюдаемых эффектов [С3-С5], не была исследована, а именно, не был установлен механизм диссоциации экситонов под действием переменного электрического поля ПАВ.

**Целью работы** являлось экспериментальное исследование механизмов взаимодействия экситонов с электрическим полем, генерируемым поверхностной акустической волной.

В качестве объекта исследования были выбраны GaAs/AlAs сверхрешетки (СР)

второго рода с большим временем жизни неравновесных носителей заряда [Сб], что позволило исследовать влияние электрического поля ПАВ не только на стационарную экситонную ФЛ, но и на кинетику нестационарной ФЛ экситонов, и решить, таким образом, необходимые для достижения поставленной цели задачи:

1. Исследовать стационарную ФЛ экситонов под действием электрического поля ПАВ и изучить ее зависимости от напряженности электрического поля ПАВ, параметров структуры, интенсивности возбуждения и температуры.

2. Исследовать кинетические характеристики нестационарной ФЛ экситонов под действием электрического поля ПАВ при различных параметрах структуры, напрямую из эксперимента определив постоянные времени процессов рекомбинации и ионизации экситонов, и выявить механизм ионизации экситонов.

**Новизна полученных результатов.** Основные результаты и выводы работы получены впервые. Впервые исследовано влияние электрического поля, генерируемого стоячей ПАВ, на стационарную ФЛ и кинетику ФЛ экситонов. Установлено, что электрическое поле ПАВ способно инициировать различные процессы взаимодействия экситонов и свободных носителей заряда, при этом доминирование того или иного процесса зависит от начальной кинетической энергии экситонов и носителей заряда.

1. Обнаружено, что в случае взаимодействия термализованных экситонов с электрическим полем наблюдается первоначальное возгорание нестационарной ФЛ свободных экситонов при неизменной ФЛ локализованных экситонов с последующим ускорением кинетики затухания ФЛ сначала локализованных, а затем свободных экситонов. Продемонстрирована 100% анизотропия этих эффектов в СР GaAs/AlAs, выращенных на (311)А–поверхности GaAs, в которых движение экситонов в направлении  $[0\bar{1}1]$  ограничено модуляцией толщины слоев GaAs в данном направлении. Построена математическая модель, объясняющая наблюдаемые эффекты возгорания ФЛ свободных экситонов и последующего ускорения кинетики затухания ФЛ свободных и локализованных экситонов. Установлено, что причиной возгорания ФЛ является формирование экситонов из носителей заряда, выбрасываемых электрическим полем ПАВ с уровней широких квантовых ям (КЯ), образованных шероховатостями гетерограниц. Показано, что ускорение кинетики экситонной ФЛ вызвано увеличением захвата экситонов на центры безызлучательной рекомбинации вследствие делокализации экситонов при соударении с носителями заряда.

2. Обнаружено, что в случае взаимодействия горячих экситонов с электрическим полем стоячей ПАВ, несмотря на то, что носители заряда остаются в точке фотогенерации, наблюдается тушение стационарной ФЛ структур. Показано, что в (311)А–сверхрешетках GaAs/AlAs, в которых только горячие электроны в слоях AlAs не локализованы в направлении  $[0\bar{1}1]$ , анизотропия тушения стационарной ФЛ экситонов

под действием электрического поля ПАВ составляет не более 20%. Построена математическая модель тушения стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле стоячей ПАВ, учитывающая как ударную ионизацию экситонов носителями заряда, так и захват на центры безызлучательной рекомбинации.

**Практическая значимость** результатов работы заключается в следующем:

1. Экспериментально установлены механизмы взаимодействия экситонов с переменным электрическим полем, модифицирующие такие важные для оптоэлектронных приборов характеристики, как интенсивность стационарной ФЛ и время затухания ФЛ. Полученные данные важны и могут использоваться при конструировании приборов на основе экситонных переходов.

2. Разработан новый спектральный метод оценки формы рельефа гетерограниц двумерных структур, основанный на модификации кинетики нестационарной ФЛ в результате взаимодействия экситонов с носителями заряда, выбрасываемыми электрическим полем с уровней широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц. Определены характерные параметры рельефа гетерограниц сверхрешеток GaAs/AlAs, выращенных на (311)A-ориентированной поверхности GaAs.

**На защиту выносятся следующие научные положения:**

1. Формирование экситонов из носителей заряда, высвобождаемых импульсом продольного электрического поля с уровней широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц двумерных структур, вызывает возгорание нестационарной ФЛ экситонов.

2. Переход экситонов из локализованного в свободное состояние в двумерных структурах при их соударении с носителями заряда, ускоренными в продольном электрическом поле, приводит к захвату экситонов на центры безызлучательной рекомбинации и, как следствие, к ускорению кинетики ФЛ свободных и локализованных экситонов.

3. Доминирующим механизмом ионизации экситонов при нерезонансном возбуждении в электрическом поле ПАВ напряженностью до 12 кВ/см, приложенном к GaAs/AlAs сверхрешетках второго рода, является ударная ионизация экситонов свободными носителями заряда, описываемая соотношением Таунсенда-Шокли.

4. Анизотропия эффектов, наблюдаемых в кинетике нестационарной ФЛ и стационарной ФЛ (311)A-структур под действием электрического поля, обусловлена модуляцией толщины слоев в направлении  $[0\bar{1}1]$ , создающей энергетические барьеры для носителей заряда и экситонов и, следовательно, препятствующей их взаимодействию.

**Апробация работы.** Результаты, полученные в данной работе, докладывались на VI, VII, VIII и X Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2003; Москва, 2005; Екатеринбург, 2007; Нижний Новгород, 2011); IX

Международной конференции по физике и технологии тонких пленок (Украина, 2003); 22 международной конференции по дефектам в полупроводниках (Дания, 2003); Пятой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт Петербург, 2003); 20 общей конференции отделения твердого EPS (Чехия, 2004); Международной конференции по сверхрешеткам, наноструктурам и наноприборам (Мексика, 2004); 9 конференции по оптике экситонов в ограниченных системах (Великобритания, 2005); 14 Международной конференции по динамике неравновесных носителей в полупроводниках (США, 2005); VII международной конференции “Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы” (Ульяновск, 2006); 28, 29 и 31 Международных конференциях по физике полупроводников (Австрия, 2006; Бразилия, 2008; Швейцария, 2012); Международной школе для молодых ученых “Nanostructure materials, applied optics and photonics” в рамках работы 16 Международного симпозиума “NANOSTRUCTURES: PHYSICS AND TECHNOLOGY” (Владивосток, 2008); Международной конференции по формированию полупроводниковых поверхностей (Германия, 2009); XIV Международному симпозиуму по люминесцентной спектроскопии (Чехия, 2010); 16 всероссийской научной конференции студентов физиков и молодых ученых (Волгоград, 2010); XII международной школы-семинара по люминесценции и лазерной физике (Хужир, 2012); XIII Международной молодежной конференции по люминесценции и лазерной физике (бухта Песчаная, 2012).

**Личный вклад** автора состоит в подготовке и проведении экспериментов, анализе полученных данных, разработке модели и проведении расчетов, написании статей.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 7 статей в реферируемых научных журналах [A1-A7], а также тезисы докладов в трудах различных конференций.

**Структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации 168 страниц, включая 50 рисунков и 1 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 141 наименование.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность темы исследования, сформулирована цель работы, изложены основные защищаемые положения, указана их научная новизна и практическая ценность, дана краткая аннотация полученных результатов.

**Первая глава** является обзорной. В этой главе приводится обзор литературных данных по влиянию переменного электрического поля, генерируемого ПАВ на энер-

гетический спектр и рекомбинацию неравновесных носителей заряда в объемных полупроводниках и низкоразмерных структурах. Во втором параграфе приводятся данные по энергетическому спектру и ФЛ GaAs/AlAs CP второго рода, являющихся основным объектом исследований в данной работе. Помимо этого, в третьем параграфе проводится обзор литературных данных по рельефу гетерограниц и энергетической структуре GaAs/AlAs сверхрешеток второго рода, выращенных на (311)A-ориентированной поверхности GaAs, поскольку методика, основанная на обнаруженном и изложенном в главе 3 данной диссертации влиянии ПАВ на спектры и кинетику ФЛ экситонов, позволяет оценить рельеф гетерограниц исследуемой структуры.

**Во второй главе** рассмотрены методические вопросы исследования. **В параграфе 2.1** описываются исследовавшиеся в работе образцы – сверхрешетки GaAs/AlAs второго рода, а так же приводятся условия получения образцов методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Помимо этого, в первом параграфе рассматриваются методики контроля параметров исследованных структур (высокорастворяющей электронной микроскопии, масс-спектрометрии вторичных ионов).

**В параграфах 2.2 и 2.3** приведено описание экспериментальных установок регистрации спектров стационарной и нестационарной ФЛ, кинетики ФЛ. Установки смонтированы на основании спектрометра СДЛ-1. Возбуждение ФЛ проводилось либо непрерывным He-Ne лазером ( $\lambda=632,8$  нм), либо полупроводниковым лазерным диодом ( $\lambda=640$  нм), позволяющим работать в импульсном режиме. Регистрация ФЛ проводилась ФЭУ с фотокатодами S-1 и S-20 в режиме счета фотонов. Для измерения спектров низкотемпературной ФЛ использовалась криостатная система с кварцевыми окнами, прозрачными в используемом диапазоне длин волн.

**В параграфе 2.4** рассматривается бесконтактная методика приложения электрического поля ПАВ к исследуемым образцам, основанная на расположении исследуемого образца на малом расстоянии от поверхности пьезоэлектрического кристалла, а так же методики измерения стационарной ФЛ и кинетики ФЛ образцов в этом поле. Прижатый к поверхности пьезоэлектрика образец находится под действием переменного электрического поля, поскольку электрическое поле ПАВ затухает вне пьезоэлектрика на расстоянии более длины волны (40 мкм). При этом, тангенциальная компонента электрического поля в исследуемом образце остается неизменной (12,3 кВ/см), а максимальное значение нормальной к поверхности образца компоненты электрического поля ПАВ уменьшается до 500 В/см из-за разницы диэлектрических постоянных LiNbO<sub>3</sub> ( $\epsilon=2,3$ ) и GaAs/AlAs ( $\epsilon\approx 13$ ) сверхрешетки. Возбуждение и регистрация ФЛ при этом проводятся сквозь прозрачный в используемом спектральном диапазоне кристалл ниобата лития.

**Третья глава** посвящена результатам исследования влияния электрического поля стоячей ПАВ на стационарную ФЛ и кинетику ФЛ GaAs/AlAs структур второго рода, выращенных на (100)-ориентированной поверхности GaAs. **В параграфе 3.1.**

описывается тушение стационарной ФЛ сверхрешеток GaAs/AlAs второго рода под действием электрического поля стоячей ПАВ (рис. 1). Представлены зависимости степени тушения ФЛ экситонов  $(I_0 - I_{PL}(F))/I_0$  от напряженности (рис. 1) и частоты электрического поля ПАВ, от мощности лазерного возбуждения.

Для описания поведения стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле используется система уравнений непрерывности для стационарных концентраций экситонов и носителей заряда:

$$\frac{dN_{exc}}{dt} = 0 = -N_{exc} (\omega_{rad} + \omega_{nonrad} + \omega_{ion}(F)) + n^2 \omega_{form} \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = 0 = G - n_{SAW}(F) \omega_{capture} - n^2 \omega_{form} - n \omega_{capture} + N_{exc} \omega_{ion}(F) \quad (2),$$

учитывающая следующие процессы:  $G$  – генерацию носителей заряда, формирование экситонов ( $n^2 \omega_{form}$ ), излучательную ( $N_{exc} \omega_{rad}$ ) и безызлучательную ( $N_{exc} \omega_{nonrad}$ ) рекомбинацию экситонов, ионизацию экситонов ( $N_{exc} \omega_{ion}(F)$ ), захват электронов и дырок в минимумы и максимумы потенциала ПАВ ( $n_{SAW}(F) \omega_{capture}$ ), а так же захват носителей заряда на центрах безызлучательной рекомбинации ( $n \omega_{capture}$ ).

Проанализированы различные механизмы ионизации экситонов в переменном электрическом поле. Показано, что только ударная ионизация экситонов свободными носителями заряда, подчиняющаяся закону Таунсенда - Шокли [С7]:

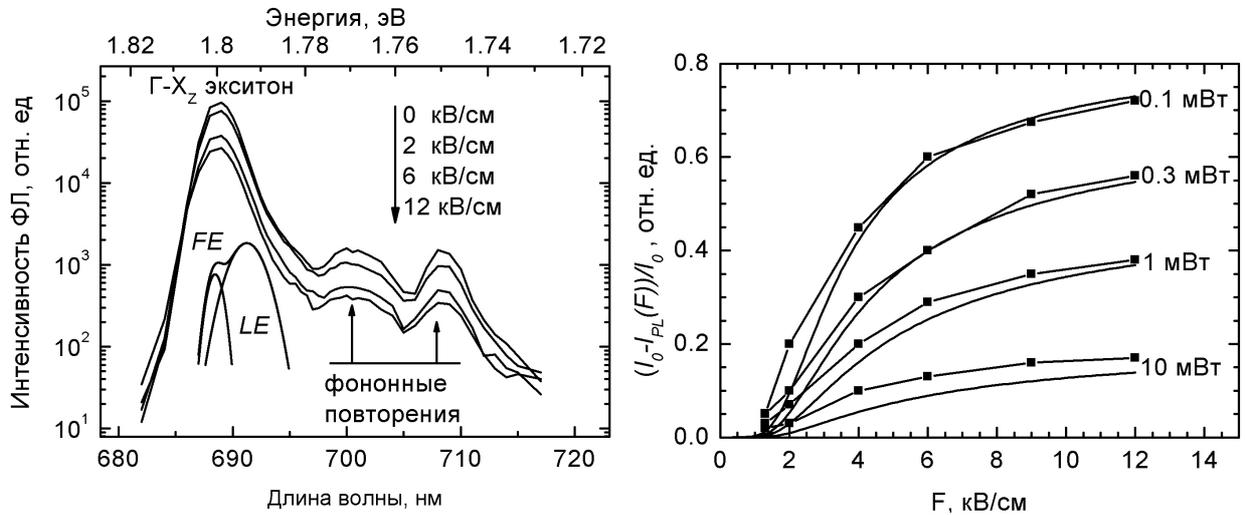


Рисунок 1. Слева) Спектры стационарной ФЛ сверхрешетки GaAs/AlAs с нижним электронным состоянием  $X_z$  под действием электрического поля ПАВ различной напряженности ( $FE$  и  $LE$  линии свободных и локализованных экситонов, разрешающиеся только в спектрах нестационарной ФЛ СР). Справа) Экспериментальные (точки) и расчетные (кривые) зависимости степени тушения стационарной ФЛ экситонов от напряженности электрического поля ПАВ при разной мощности лазерного возбуждения.  $I_0$  – интенсивность ФЛ экситонов в отсутствие электрического поля ПАВ,  $I_{PL}(F)$  – интенсивность ФЛ в максимуме амплитудно-частотной характеристики ПАВ.

$\omega_{ion}(F) = \omega'_{el. filed} \cdot e^{\frac{-E_B}{e \cdot F(t) \cdot l_{eff}}}$ , где  $E_B$  – энергия связи экситона,  $l_{eff}$  – длина свободного пробега носителей заряда,  $F$  – напряженность электрического поля ПАВ, объясняет полученные экспериментальные зависимости (рис. 1). При этом, степень тушения ста-

ционарной ФЛ экситонов в электрическом поле стоячей ПАВ определяется не только ионизацией экситонов, но и захватом носителей заряда на центры безызлучательной рекомбинации. В отсутствие в структуре каналов безызлучательной рекомбинации для носителей заряда ( $\omega_{capture} \approx 0$ ) интенсивность стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле не меняется. Это объясняется тем, что в потенциале стоячей ПАВ, захваченные в пучности электроны и дырки, остаются в точке фотогенерации и, следовательно, способны сформировать экситон и рекомбинировать.

Результаты, обсуждаемые в параграфе 3.1, представлены в работах [А2-А3, А7].

**В параграфе 3.2.** приведены результаты исследования влияния электрического поля на кинетику ФЛ экситонов в СР GaAs/AlAs с нижним электронным состоянием  $X_Z$ . Проводится идентификация наблюдаемых в спектрах нестационарной ФЛ линий как линий свободных и локализованных на уровнях широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц, экситонов. Сообщается об экспериментальном обнаружении в кривых затухания ФЛ сверхрешеток GaAs/AlAs второго рода возгорания ФЛ свободных экситонов под действием электрического поля напряженностью больше 3 кВ/см (рис. 2). Интенсивность ФЛ локализованных экситонов и фононных повторений в этот момент остается неизменной. После чего с задержкой, достигающей микросекунды, происходит ускорение кинетики ФЛ сначала локализованных экситонов и фононных повторений ( $\tau_d^{LE}$ ), а затем кинетики ФЛ свободных экситонов ( $\tau_d^{FE}$ ). Следует отметить, что в случае длительных импульсов электрического поля кривые затухания ФЛ всех типов экситонных переходов возвращаются к своему обычному закону затухания еще во время действия импульса электрического поля и в дальнейшем уже никак не реагируют на приложенное электрическое поле. Исследуются зависимости этих эффектов от напряженности электрического поля, длительности импульса электрического поля, времени задержки между импульсами лазера и электрического поля, температуры измерений, легирования образцов.

Для определения закона, которому следует ускорение кинетики ФЛ экситонов в электрическом поле -  $\omega_{el,field}(F)$ , кривые затухания ФЛ экситонов аппроксимировались модифицированной с учетом влияния электрического поля формулой Кляйна [С8]

$$I(t, F) = I(0) \cdot e^{-\omega_{el,field}(F)t} \cdot e^{-\omega_0 t} \cdot (1 + 2\omega_r t)^{-\frac{3}{2}}$$
. Оказалось, что эта зависимость  $\omega_{el,field}(F)$ , также как и в случае тушения стационарной ФЛ  $X_Z$  экситонов под действием электрического поля, аппроксимируется законом Таунсенда-Шокли (рис. 2). Параметры аппроксимации  $\omega_{el,field}(F)$  для  $X_Z$  сверхрешетки GaAs<sub>7</sub>/AlAs<sub>9</sub> составили  $E_A/l_{eff} = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^4$  эВ/см.

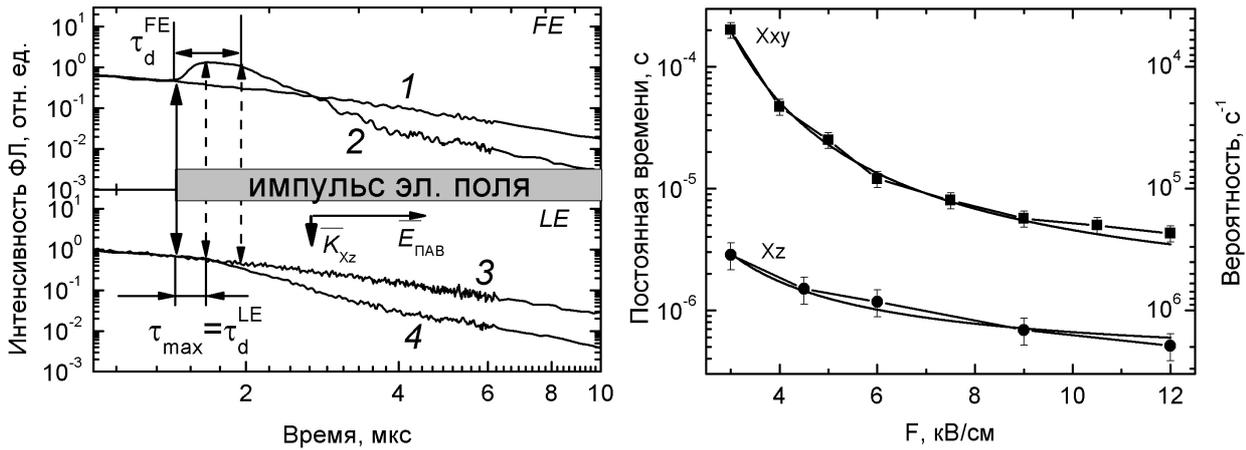


Рис. 2. Слева) Кривые затухания ФЛ линий свободных (1, 2) и локализованных (3,4)  $X_Z$  экситонов в CP GaAs<sub>7</sub>/AlAs<sub>9</sub> без (1, 3) и под действием (2, 4) импульса электрического поля. Справа) Экспериментальные и расчетные зависимости вероятности процесса, приводящего к ускорению кинетики ФЛ экситонов от напряженности электрического поля.

Результаты, представленные в параграфе 3.2, опубликованы в работах [A4-A6]. Обсуждение результатов проводится в параграфах 3.4 и 3.5.

**В параграфе 3.3.** проведено исследование влияния электрического поля на кинетику ФЛ сверхрешеток GaAs/AlAs с нижним электронным состоянием  $X_{XY}$ . В таких CP симметрия нижних электронных состояний не позволяет им смешиваться с  $\Gamma$  состояниями в отсутствие случайных флуктуаций потенциала, вследствие чего рекомбинационные процессы экситонов не способны конкурировать с механизмом, вызывающим ускорение кинетики ФЛ экситонов. Это дает возможность не учитывать эти процессы при аппроксимации кинетики ФЛ экситонов и, следовательно, более точно определить закон, описывающий ускорение кинетики ФЛ экситонов в электрическом поле. Оказалось, что зависимость  $\omega_{el,field}(F)$  для  $X_{XY}$  экситонов, также как и в случае  $X_Z$  экситонов, хорошо описывается законом Таунсенда-Шокли (рис. 2) [C7]. Отличаются только параметры аппроксимации, для  $X_{XY}$  сверхрешетки GaAs<sub>7</sub>/AlAs<sub>27</sub> составившие  $E_A/l_{eff}=(1,3\pm 0,1)\cdot 10^4$  эВ/см.

Результаты, представленные в параграфе 3.3, опубликованы в работе [A1].

**Параграф 3.4** посвящен обсуждению механизмов, способных привести к возрастанию интенсивности ФЛ свободных экситонов под действием электрического поля. Показано, что это возгорание связано с ростом концентрации экситонов, поскольку с ростом времени задержки между лазерным импульсом и моментом приложения импульса электрического поля, и, следовательно, с уменьшением концентрации экситонов относительное увеличение интенсивности ФЛ свободных экситонов в электрическом поле возрастает. При этом, увеличение концентрации экситонов может быть объяснено только формированием дополнительных экситонов, так как в момент возгорания ФЛ свободных экситонов интенсивность ФЛ локализованных экситонов не меняется (рис. 2). Для этого процесса необходимо появление свободных носителей заряда, которые могут выбрасываться электрическим полем только с уровней широ-

ких КЯ, образованных шероховатостями гетерограниц структуры. Энергия локализации таких уровней составляет  $6 \pm 2$  мэВ (рис. 1), что сопоставимо с энергией приобретаемой носителями заряда в электрическом поле. Этот вывод подтверждается отсутствием изменений в кинетике ФЛ под действием электрического поля при опустошении этих уровней, например, при повышении температуры до 20 К ( $kT \approx 2$  мэВ), при легировании структур, или при применении повторного импульса электрического поля.

Результаты, обсуждаемые в параграфе 3.4, представлены в работах [А4-А6].

**В параграфе 3.5** обсуждается механизм, обуславливающий ускорение кинетики ФЛ всех типов экситонных переходов в электрическом поле. Показано, что хотя ускорение кинетики ФЛ экситонов в электрическом поле описывается законом Таунсенда-Шокли, оно не связано с ударной ионизацией экситонов свободными носителями заряда. Ионизация экситонов сопровождается увеличением концентрации носителей заряда, тогда как кривые затухания ФЛ СР наоборот возвращаются к своему обычному закону затухания еще во время действия электрического поля из-за уменьшения концентрации свободных носителей заряда. Поэтому было высказано предположение, что энергии, передаваемой термализованным экситонам при взаимодействии со свободными носителями заряда, недостаточно для их ионизации, но хватает для выброса экситонов с уровней широких КЯ, образованных шероховатостями гетерограниц. Этот процесс инициирует транспорт свободных экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации, что ускоряет кинетику ФЛ в электрическом поле.

Предложенная модель, связывающая ускорение кинетики ФЛ экситонов в электрическом поле с захватом свободных экситонов на центры безызлучательной рекомбинации, подтверждается тем, что ускорение кинетики ФЛ свободных экситонов начинается с задержкой после ускорения кинетики ФЛ локализованных экситонов (рис. 3), т.е. экспериментально подтверждается переход экситонов из локализованного состояния в свободное состояние.

Для описания временной задержки между ускорением кинетики ФЛ свободных и локализованных экситонов, а также между ускорением кинетики ФЛ и появлением импульса электрического поля в точке фотогенерации была записана система уравнений непрерывности для концентраций свободных и локализованных экситонов и носителей заряда, учитывая захват и выброс носителей заряда и экситонов с локализованных состояний. Результирующая система уравнений имеет вид:

$$\frac{dN_{FE}}{dt} = -\omega_{rad} N_{FE}(t) - \omega_{nonrad} N_{FE}(t) - \omega_{loc\_e} N_{FE}(t) + \omega_{deloc\_e} N_{LE}(t) + \omega_{form} n_{FC}^2(t) \quad (3)$$

$$\frac{dN_{LE}}{dt} = -\omega_{rad} N_{LE}(t) + \omega_{loc\_e} N_{FE}(t) - \omega_{deloc\_e} N_{LE}(t) \quad (4)$$

$$\frac{dn_{FC}}{dt} = -W_{form} n_{FC}^2(t) + \omega_{deloc\_c} n_{LC}(t) - \omega_{loc\_c} n_{FC}(t) \quad (5)$$

$$\frac{dn_{LC}}{dt} = -\omega_{deloc\_c} n_{LC}(t) + \omega_{loc\_c} n_{FC}(t) \quad (6)$$

Для решения системы линейных дифференциальных уравнений применялись численные методы. Оказалось, что предложенная система уравнений непрерывности достаточно хорошо описывает поведение кинетики экситонной ФЛ в электрическом поле (рис. 3) при выполнении следующих условий: 1) вероятность захвата экситонов на центры безызлучательной рекомбинации много больше вероятности делокализации экситонов, т.е. захват экситонов на центры безызлучательной рекомбинации ограничен вследствие их локализации [С9] 2) вероятность локализации свободных экситонов в электрическом поле составляет порядка  $10^6 \text{ с}^{-1}$ , что существенно меньше вероятности, ожидаемой для процесса испускания LA фононов ( $\sim 10^{10}-10^{11} \text{ с}^{-1}$ ). Мы предполагаем, что это может быть объяснено тем, что продольное электрическое поле разогревает экситоны и препятствует их обратной локализации.

Следует отметить, что делокализация экситонов с уровней широких КЯ с их последующим захватом на центры безызлучательной рекомбинации не объясняет тушение стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле стоячей ПАВ, поскольку при использовании этого механизма -  $\omega_{el,field}(F)$  в системе уравнений (1-2) вместо ударной ионизации экситонов пропадает зависимость расчетной степени тушения стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле стоячей ПАВ от мощности лазерного возбуждения.

Таким образом, взаимодействие экситонов с носителями заряда, ускоренными в электрическом поле в эксперименте со стационарной ФЛ, приводит к ударной ионизации экситонов ( $E_B = 12-17 \text{ мэВ}$ ), тогда как в эксперименте по кинетике ФЛ только к делокализации экситонов с уровней широких квантовых ям ( $E_A = 4-6 \text{ мэВ}$ ). Такое отличие объясняется тем, что в кинетике ФЛ, к моменту приложения импульса ПАВ, носители заряда успевают термализоваться и локализованы на уровнях широких КЯ,

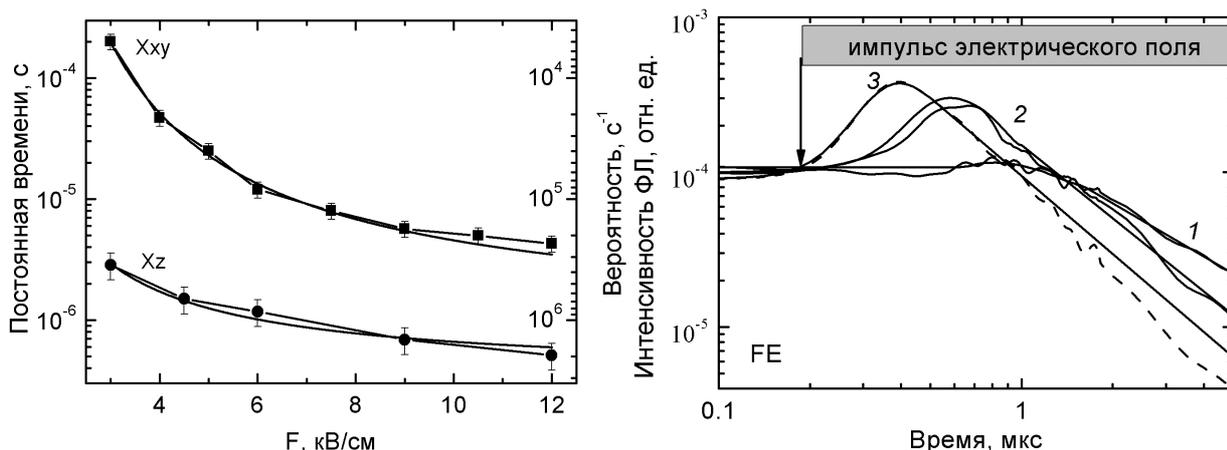


Рис.3. Слева: Длительность увеличения интенсивности ФЛ свободных  $X_z$  экситонов ( $\tau_{max}$ ) и время задержки до ускорения кинетики ФЛ свободных ( $\tau_d^{FE}$ ) и локализованных ( $\tau_d^{LE}$ ) экситонов. Справа: Экспериментальные (сплошные) и рассчитанные (пунктирные) в соответствии с системой уравнений непрерывности кривые (3-6) кривые затухания ФЛ линии свободных  $X_z$  экситонов под действием электрического поля различной напряженностью (1) 3, (2) 6 и (3) 12 кВ/см.

образованных шероховатостями гетерограниц, тогда как при стационарном возбужде-

нии ФЛ кинетическая энергия носителей заряда остается выше тепловой вследствие следующих процессов: 1) постоянной нерезонансной генерации в слоях GaAs новых носителей заряда с энергией порядка 10 мэВ 2) рассеяния электронов из  $\Gamma$  долины слоя GaAs в нижележащую на 100 мэВ  $X_Z$  подзону проводимости слоя AlAs с сохранением части этой энергии. Поэтому полученные нами результаты по кинетике ФЛ экситонов подтверждают один из выводов главы 3 о том, что доминирующим механизмом ионизации экситонов в продольном электрическом поле ПАВ является ударная ионизация экситонов горячими носителями заряда. Ударная ионизация экситонов под действием продольного электрического поля ПАВ напряженностью до 12 кВ/см не наблюдается в кинетике ФЛ экситонов только по причине недостаточной длины свободного пробега электронов в исследованных образцах.

Результаты, обсуждаемые в параграфе 3.1, представлены в работе [A1].

**В четвертой главе** проведено исследование влияния электрического поля стоячей ПАВ на стационарную ФЛ и кинетику ФЛ (311)А–сверхрешеток GaAs/AlAs второго рода, в которых из-за гофрировки поверхности гетерограниц, приводящих к формированию энергетических барьеров в направлении  $[01\bar{1}]$ , можно разделить эффекты, связанные с участием термализованных и горячих экситонов и носителей заряда. В **параграфе 4.1** рассматриваются характерные особенности спектров стационарной ФЛ (311)А–сверхрешеток, указывающие на гофрировку поверхности гетерограниц. Показано, что большая амплитуда флуктуаций толщины слоев в (311)А–СР проявляется в уширении экситонных линий ФЛ до 14 мэВ. Ограничение этими флуктуациями движения носителей заряда вызывает уменьшение их безызлучательной рекомбинации и, следовательно, возрастание интенсивности ФЛ структуры. Сообщается о появлении сильной оптической анизотропии в 25%, свидетельствующей о наличии на гетерограницах структуры микроканалов, ориентированных вдоль направления  $[2\bar{3}3]$ , с характерным латеральным размером в направлении  $[01\bar{1}]$  сравнимым с Боровским радиусом экситона, составляющим 5–6 нм.

**В параграфе 4.2** сообщается об экспериментальном обнаружении в (311)А–структурах анизотропии тушения стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле. Приложение поля максимальной напряженности 12 кВ/см в направлении  $[2\bar{3}3]$ , т.е. вдоль направления микро-

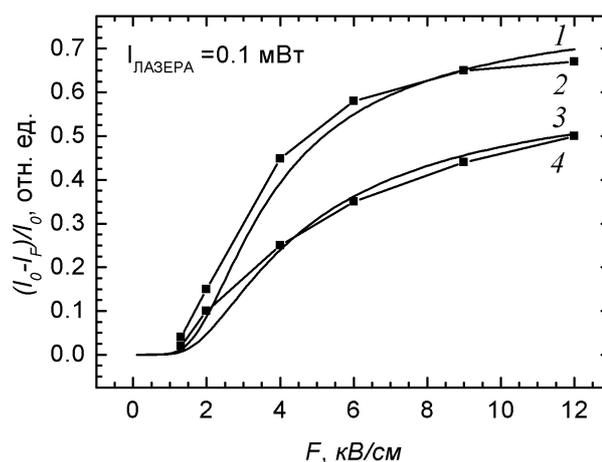


Рис. 4. Экспериментальные (1, 3) и расчетные (2, 4) зависимости степени тушения ФЛ экситонов в (311)А–СР от напряженности электрического поля. Электрическое поле прикладывается поперек (3, 4) и вдоль (1, 2) направления микроканалов.

канавок приводит к 70 % тушению интенсивности ФЛ (311)А–структуры, тогда как приложение такого же поля в направлении  $[01\bar{1}]$ , т.е. поперек направления микроканалов вызывает уменьшение интенсивности ФЛ этой структуры только на 50% (рис. 4). Показано, что тушение стационарной ФЛ (311)А–структур в электрическом поле связано с ударной ионизацией экситонов свободными носителями заряда. При этом появление анизотропии тушения ФЛ экситонов в (311)А–структурах в электрическом поле, ориентированном поперек микроканалов объяснено наличием энергетических барьеров, затрудняющих ударную ионизацию экситонов носителями заряда вдоль направления  $[01\bar{1}]$ .

Для оценки амплитуды модуляции толщины слоев в исследованных (311)А–структурах проведено сравнение кинетической энергии, приобретаемой носителями заряда в электрическом поле, с возможными энергетическими барьерами для электронов и дырок в слоях AlAs и GaAs. По вопросу об амплитуде модуляции толщины слоев GaAs в направлении  $[01\bar{1}]$  в (311)А–ориентированных GaAs/AlAs структурах в литературе существует единое мнение – она составляет 2,0 нм. Отличаются только латеральные размеры микроканалов в направлении  $[01\bar{1}]$  в слое GaAs, составляющие по различным источникам от 3,2 [C10] до десятков нм [C11]. Амплитуда модуляции толщины слоев AlAs в направлении  $[01\bar{1}]$  в настоящее время окончательно не установлена. По одним данным [C10] модуляция толщины слоев AlAs, также как и в случае слоя GaAs, достигает 2,0 нм. По другим данным слои AlAs оказываются слабо модулированными по толщине и характеризуются относительно небольшой флуктуацией

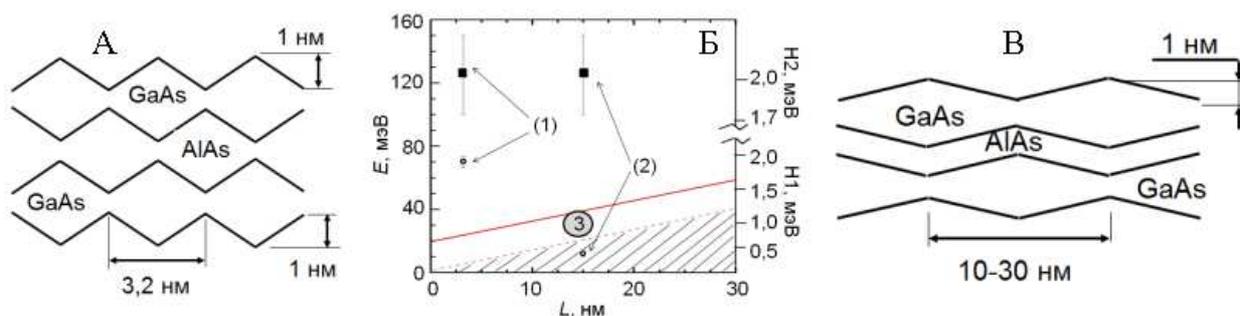


Рис. 5. По краям: Схематичное изображение (311)А–сверхрешеток в случае А) периодической гофрировки гетерограниц [C10] В) аperiodичного волнообразного рельефа гетерограниц с характерным латеральным размером в направлении  $[01\bar{1}]$  в десятки нанометров [C11]. Б) Зависимость кинетической энергии, приобретаемой носителями заряда в электрическом поле ПАВ, от латеральных размеров микроканалов. Пунктирная линия – энергия без учета изначальной кинетической энергии носителей заряда, сплошная линия – энергия с учетом начальной кинетической энергии электронов в 20 мэВ. Белые точки – энергетические барьеры для дырок в слоях GaAs, черные точки – энергетические барьеры для электронов в слоях AlAs.  $L$  – латеральные размеры микроканалов в направлении  $[01\bar{1}]$ . (3) – область полученных нами значений энергетических барьеров для электронов. Напряженность электрического поля составляет 12 кВ/см.  $H_1$  и  $H_2$  – модуляция толщины слоев AlAs и GaAs, соответственно.

толщины слоев при характерном латеральном размере микроканалов в десятки нанометров [С11] (рис. 5).

Оказалось, что дырки в используемых электрических полях в любом случае остаются локализованными в микроканавках и не дают вклада в тушение стационарной ФЛ экситонов. Тогда как электроны в используемых электрических полях способны делокализоваться и, следовательно, ионизовать экситоны только в случае слабо модулированных по толщине слоев AlAs при учете дополнительной кинетической энергии от нерезонансного возбуждения ФЛ (рис. 5).

**В параграфе 4.3** показано, что степень анизотропии эффектов, вызываемых электрическим полем в кинетике ФЛ холодных экситонов, достигает 100%. Приложение к (311)A–структуре электрического поля вдоль направления микроканалов, также как и в случае (100)–сверхрешетки, приводит к кратковременному возрастанию интенсивности ФЛ бесфононной экситонной линии, после чего наблюдается ускорение кинетики ФЛ всех экситонных линий. Тогда как при приложении к (311)A–структуре электрического поля в направлении  $[0\bar{1}1]$ , т.е. поперек направления микроканалов, никаких изменений в кинетике экситонной ФЛ не происходит.

Появление эффектов в кинетике ФЛ (311)A–структур при приложении электрического поля в направлении  $[\bar{2}33]$  указывает на то, что электроны свободно переносятся полем акустической волны вдоль микроканалов, формируя экситоны и взаимодействуя с ними. В тоже время отсутствие каких-либо изменений в кинетике ФЛ (311)A–структуры в электрическом поле, направленном в направлении  $[0\bar{1}1]$ , т.е. поперек микроканалов, свидетельствует о том, что электроны в слоях AlAs без начальной кинетической энергии от нерезонансного возбуждения остаются локализованными в микроканавках и, следовательно, не взаимодействуют с экситонами. Полученный результат подтверждает, что тушение стационарной ФЛ (311)A–CP в электрическом поле не связано с взаимодействием между термализованными на момент приложения электрического поля носителями заряда и экситонами.

Отсутствие каких-либо изменений в кинетике ФЛ (311)A–CP в электрическом поле, направленном поперек микроканалов, позволяет оценить, что величина энергетических барьеров для электронов в слоях AlAs варьируется от 20 до 40 мэВ, что соответствует модуляции толщины слоев AlAs от 0.8 до 1.2 нм (рис. 5). Следует отметить, что в соответствии с данными [С10] о периоде микроканалов в 3.2 нм в направлении  $[0\bar{1}1]$  можно было бы ожидать резонансного туннелирования носителей заряда между подзонами соседних квантовых проволок в электрическом поле. Действительно, в сверхрешетках дистанция для туннелирования носителей заряда составляет около 5 нм. При этом энергия, приобретаемая носителями заряда в электрическом поле напряженностью до 12 кВ/см на периоде в 3.2 нм, не превышает ширину подзон для носителей заряда обоих знаков [С6]. При туннелировании носителей заряда между

микроканавками может происходить формирование экситонов, что приведет к увеличению интенсивности ФЛ экситонов. Поэтому отсутствие в кривых затухания ФЛ (311)A–сверхрешетки увеличения интенсивности ФЛ экситонов при приложении электрического поля в направлении  $[0\bar{1}1]$  указывает на то, что характерные латеральные размеры микроканалов в этом направлении превышают 5 нм.

Результаты, обсуждаемые в четвертой главе, представлены в работах [A2-A3].

**В заключении** диссертации указан вклад автора и сформулированы основные результаты и выводы работы, состоящие в следующем:

1. Проведено экспериментальное исследование механизмов взаимодействия экситонов с электрическим полем, генерируемым стоячей ПАВ, в сверхрешетках GaAs/AlAs второго рода. Установлено, что механизм взаимодействия экситонов с электрическим полем ПАВ, определяется кинетической энергией экситонов и носителей заряда на момент приложения электрического поля.

2. Обнаружено, что в случае термализованных экситонов и носителей заряда электрическое поле приводит сначала к возгоранию интенсивности ФЛ свободных экситонов с последующим ускорением кинетики ФЛ сначала локализованных, а затем свободных экситонов. Показано, что наблюдаемые эффекты доминируют над рекомбинационными процессами в кинетике ФЛ GaAs/AlAs сверхрешеток второго рода с  $X_{xy}$  нижним электронным состоянием. Установлено, все наблюдаемые изменения в кинетике экситонной ФЛ связаны с двумя конкурирующими механизмами с участием носителей заряда, выбрасываемых электрическим полем с уровней широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц. Во-первых, формирование экситонов из носителей заряда приводит к возгоранию нестационарной ФЛ свободных экситонов. Во-вторых, захват экситонов на центры безызлучательной рекомбинации вследствие делокализации экситонов при соударении с носителями заряда вызывает ускорение кинетики ФЛ свободных и локализованных экситонов. Построена математическая модель, описывающая поведение кинетики нестационарной ФЛ экситонов в электрическом поле. Определена длина свободного пробега электронов в исследуемых структурах.

3. Показано, что в случае горячих экситонов и носителей заряда электрическое поле стоячей ПАВ вызывает тушение стационарной ФЛ структур, при этом степень тушения ФЛ зависит от мощности лазерного возбуждения, температуры и концентрации центров безызлучательной рекомбинации в образце. Построена математическая модель, описывающая тушение стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле стоячей ПАВ, учитывающая как ионизацию экситонов, так и захват на центры безызлучательной рекомбинации. Показано, что наблюдаемые в эксперименте зависимости степени тушения ФЛ от напряженности электрического поля и интенсивности лазерного возбуждения указывают на ударную ионизацию экситонов горячими носителями

заряда, описываемую соотношением Таунсенда-Шокли, как доминирующий механизм взаимодействия экситонов с электрическим полем.

4. Проведено исследование взаимодействия экситонов с электрическим полем ПАВ в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных на (311)A-ориентированной поверхности GaAs. Обнаружена анизотропия эффектов, связанных с влиянием электрического поля ПАВ, достигающая 100% для термализованных экситонов в кинетике нестационарной ФЛ и не превышающая 20% для горячих экситонов в стационарной ФЛ. Показано, что и в том, и в другом случае анизотропия появляется вследствие модуляции толщины слоев структуры в направлении  $[01\bar{1}]$ , создающей энергетические барьеры для носителей заряда и экситонов, и, следовательно, препятствующей их движению в этом направлении. Различная степень анизотропии этих эффектов в кинетике ФЛ и стационарной ФЛ объяснена возможностью переноса в электрическом поле вдоль направления  $[01\bar{1}]$  только горячих электронов, тогда как термализованные экситоны и носители заряда остаются локализованными. Проведена оценка характерных параметров рельефа гетерограниц исследованных (311)A-структур GaAs/AlAs, удовлетворяющих полученным значениям анизотропии: латеральные размеры микроканалов в направлении  $[01\bar{1}]$  как на прямой, так и на обратной гетерограницах (311)A-структур превышают 5 нм; модуляция толщины слоев AlAs составляет от 0,8 до 1,2 нм.

#### **Публикации по результатам работы:**

- A1. D.V. Gulyaev, K.S. Zhuravlev. Interaction of excitons with carriers accelerated by the electric field of a surface acoustic wave in type II GaAs/AlAs superlattices // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 86. – P. 165323–1–8.
- A2. D. Gulyaev and K. Zhuravlev. Heterointerface relief in the (311)A-oriented GaAs-AlAs superlattices // Phys. Status Solidi C. – 2010. – Vol. 7 – P. 272–275.
- A3. Д.В. Гуляев и К.С. Журавлев. Форма рельефа гетерограниц в (311)A-ориентированных GaAs/AlAs структурах // ФТП. – 2010. – Т. 44 – С. 358–366.
- A4. Д.В. Гуляев и К.С. Журавлев. Механизм воздействия электрического поля поверхностной акустической волны на кинетику низкотемпературной фотолюминесценции GaAs/AlAs-сверхрешёток второго рода // ФТП. – 2007. – Т.41 – С. 211–216.
- A5. D.V. Gulyaev, A.I. Toropov, and K.S. Zhuravlev. Effect of an electric field on photoluminescence kinetics of type II GaAs/AlAs superlattices // Proceedings of the 28th International Conference on the Physics of Semiconductors. – 2007. – Vol. 893. – P. 421–422.
- A6. D.V. Gulyaev, A.K. Bakarov, A.V. Tsarev, K.S. Zhuravlev. Photoluminescence kinetics of type II GaAs/AlAs superlattices under the influence of an electric field // Proceeding of forth Asia-Pacific Conference Fundamental Problems of Opto- and Microelectron-

ics. – September 13–16, 2004. – P. 294–297.

A7. D.V. Gulyaev, A.M. Gilinsky, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.V. Tsarev, K.S. Zhuravlev. Influence of electrical field on the photoluminescence of  $\delta$ -doped type II GaAs/AlAs superlattices // *Physica B: Physics of Condensed Matter*. – 2003. – Vol. 340–342C. – P. 1086–1089.

### **Цитируемая литература:**

- C1. G. Grosso, J. Graves, A. T. Hammack, A. A. High, L. V. Butov, M. Hanson, A. C. Gosard. Excitonic switches operating at around 100 K // *Nature Photonics* – 2009 – Vol. 3. – P. 577–580.
- C2. L. Beaur, T. Bretagnon, B. Gil, A. Kavokin, T. Guillet, C. Brimont, D. Tainoff, M. Teisseire, and J.-M. Chauveau. Exciton radiative properties in nonpolar homoepitaxial ZnO/(Zn,Mg)O quantum wells // *Phys. Rev. B*. – 2011. – Vol. 84. – P. 165312–1–8.
- C3. C. Rocke, A.O. Govorov, and A. Wixforth, G. Bohm and G. Weimann. Exciton ionization in a quantum well studied by surface acoustic waves // *Phys. Rev. B*. – 1998. – Vol. 57. – P. 6850–6853.
- C4. S. Volk, A. Wixforth, D. Reuter, A. D. Wieck, and J. Ebbecke. Conversion of bound excitons to free excitons by surface acoustic waves // *Phys. Rev. B*. – 2009. – Vol. 80. – P. 165307–1–5.
- C5. Tetsuomi Sogawa, Haruki Sanada, Hideki Gotoh, Hiroshi Yamaguchi, and Paulo V. Santos. Spatially modulated photoluminescence properties in dynamically strained GaAs/AlAs quantum wells by surface acoustic wave // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 100. – P. 162109–1–4.
- C6. Masaaki Nakayama. Excitonic processes in GaAs/AlAs type-II superlattices // *Journal of Luminescence*. – 2000. – Vol. 87–89. – P. 15–19.
- C7. Kagan V.D. Conditions for validity of the Townsend-Shockley impact-ionization law in semiconductors // *Sov. Phys. JETP*. – 1988. – Vol. 67. – P. 145–150.
- C8. F. Minami, K. Hirata, K. Era, T. Yao, Y. Masumoto. Localized indirect excitons in a short-period GaAs/AlAs superlattice // *Phys. Rev. B*. – 1987. – Vol. 36. – P. 2875–2878.
- C9. I.N. Krivorotov, T. Chang, G.D. Gilliland, L.P. Fu, K.K. Bajaj, D.J. Wolford. Exciton transport and nonradiative decay in semiconductor nanostructures // *Phys. Rev. B*. – 1998. – Vol. 58. – P. 10687–10691.
- C10. R. Notzel, N.N. Ledentsov, L.A. Daweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. Direct synthesis of corrugated superlattices on non-(100)-oriented surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 67. P. 3812–3815.
- C11. A.B. Vorob'ev, A.K. Gutakovskiy, V.Ya. Prinz, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato. Interface corrugation in GaAs/AlAs (311)A superlattices // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 77. – P. 2976–2978.