

Форма рельефа гетерограниц в (311)А-ориентированных структурах GaAs/AlAs

© Д.В. Гуляев[¶], К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 16 июня 2009 г. Принята к печати 30 июля 2009 г.)

Проведено экспериментальное исследование стационарной фотолюминесценции и кинетики фотолюминесценции (100)- и (311)А-ориентированных сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs под действием электрического поля поверхностной акустической волны. Обнаружено, что в (100)-ориентированных структурах падение интенсивности стационарной фотолюминесценции и ускорение кинетики фотолюминесценции не зависят от направления электрического поля поверхностной акустической волны относительно кристаллографических направлений, тогда как в (311)А-ориентированных структурах эти эффекты анизотропны. Показано, что все изменения в стационарной фотолюминесценции, а также в кинетике фотолюминесценции (100)- и (311)А-структур под действием электрического поля акустической волны связаны с переносом и захватом на центры безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда, исходно локализованных в широких квантовых ямах, образованных флуктуациями толщины слоев структур. Из полученных экспериментальных данных определены параметры рельефа гетерограниц (311)А-ориентированных сверхрешеток GaAs/AlAs. Установлено, что латеральные размеры микроканалов в направлении [011] на прямой и на обратной гетерограницах (311)А-сверхрешеток превышают 3.2 нм, а модуляция толщины слоев AlAs составляет от 0.8 до 1.2 нм.

1. Введение

Интерес к сверхрешеткам (СР) GaAs/AlAs, выращенным на (311)А-ориентированной поверхности GaAs, возрос с момента сообщения [1] о возможности самопроизвольного формирования квантовых проволок (КП) непосредственно в процессе эпитаксиального роста. Согласно этой работе, минимизация поверхностной энергии приводит к самопроизвольной перестройке исходно гладкой поверхности (311)А GaAs в высокоупорядоченный массив микроканалов высотой 1.02 нм, направленных вдоль кристаллографического направления [233], с периодом 3.2 нм вдоль направления [011]. В работах этой группы авторов [1–4] утверждается, что на таком анизотропном рельефе поверхности (311)А из-за рассогласования параметров слоев GaAs и AlAs превалирует рост на нижних террасах микроканалов, что приводит к образованию периодического массива изолированных квантовых проволок в (311)А-сверхрешетках GaAs/AlAs. Однако, несмотря на последовавшие за пионерскими работами многочисленные исследования поверхности (311)А GaAs методом электронной микроскопии высокого разрешения, в литературе отсутствует единое мнение о форме рельефа этой поверхности [1–8]. Исследования транспортных [5] и оптических [6–7] свойств (311)А-ориентированных структур не дают однозначного ответа на вопрос о характерных латеральных размерах микроканалов в направлении [011], в работе [8] указывается на отсутствие периодичности в рельефе гетерограниц и отмечается слабая модуляция толщины слоев AlAs из-за повторения верхней гетерограницей слоя AlAs рельефа нижней гетерограницы. Соответственно в различных литературных источниках

приводятся противоречивые данные о существовании в (311)А-сверхрешетках GaAs/AlAs квантовых проволок.

В данной работе для получения дополнительной информации о форме рельефа (311)А-гетерограниц GaAs/AlAs и, следовательно, о возможности формирования квантовых проволок в (311)А-структурах GaAs/AlAs было проведено исследование низкотемпературной стационарной фотолюминесценции (ФЛ) и кинетики ФЛ (311)А-сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs под действием электрического поля поверхностной акустической волны (ПАВ). Анализ ФЛ, во многом определяющей устройством гетерограниц [9,10], является достаточно известным и развитым методом, используемым при определении параметров гетерограниц в низкоразмерных структурах [11–13]. Электрическое поле ПАВ приводит к изменениям в кинетике экситонной ФЛ сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs за счет взаимодействия экситонов со свободными носителями заряда, исходно локализованными на шероховатостях гетерограниц [14,15]. Носителям заряда для делокализации необходимо приобрести в электрическом поле ПАВ энергию, сопоставимую с энергией локализации на шероховатостях гетерограниц. Поскольку приобретаемая локализованными носителями заряда энергия ограничена латеральными размерами этих шероховатостей, то, прикладывая электрическое поле ПАВ в различных направлениях, мы получаем возможность определения параметров рельефа гетерограниц исследуемой (311)А-структуры в различных кристаллографических направлениях.

2. Образцы и методика эксперимента

Сверхрешетки второго рода GaAs/AlAs выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при

[¶] E-mail: gulyaev@thermo.isp.nsc.ru

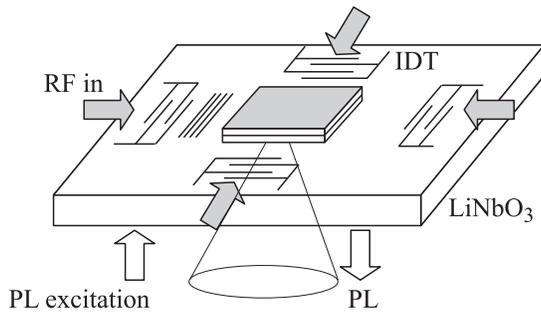


Рис. 1. Схема приложения электрического поля к исследуемому образцу. Обозначения: IDT — встречно-штыревой преобразователь, RF — переменное напряжение, подаваемое на преобразователь, PL — люминесцентное излучение.

температуре 580°C одновременно на подложках GaAs кристаллографических ориентаций (100) и (311)А с буферным слоем GaAs толщиной 0.2 мкм. Сверхрешетки состояли из 40 пар слоев GaAs и AlAs с толщинами 7 и 9 монослоев. Исследование ростовой поверхности GaAs (311)А методом дифракции быстрых электронов показало наличие на ней реконструкции (8×1) , что в соответствии с моделью [1] свидетельствует о формировании в (311)А-ориентированной структуре периодического массива квантовых проволок с периодом 3.2 нм.

Приложение электрического поля ПАВ к исследуемому образцу проводилось в соответствии со схемой, изображенной на рис. 1. Поверхностная акустическая волна генерировалась и распространялась в кристалле ниобата лития. Исследуемый образец располагался вблизи поверхности кристалла LiNbO_3 на расстоянии менее длины волны ПАВ и находился, таким образом, под действием переменного электрического поля ПАВ. Для приложения к образцу электрического поля ПАВ в перпендикулярных друг другу направлениях на кристалле LiNbO_3 были нанесены две взаимно перпендикулярные пары встречно-штыревых преобразователей (ВШП). Измерения были проведены в режиме стоячей ПАВ, что достигалось генерацией двух бегущих навстречу друг другу акустических волн одинаковой частоты и амплитуды. Максимум амплитудно-частотной характеристики ВШП, содержащего 20 пар электродов, располагался на частоте вблизи 71 МГц, что соответствует длине волны ~ 40 мкм. Время пролета ПАВ от ВШП до области фотогенерации составляло 3 мкс. Определение напряженности электрического поля в образце проводилось по данным измерения эффективности дифракции лазерного пучка на поверхности кристалла LiNbO_3 . В кристалле LiNbO_3 максимальные значения тангенциальной и нормальной компоненты электрического поля ПАВ составляют 12.4 и 2.3 кВ/см соответственно. В исследуемом образце тангенциальная компонента электрического поля ПАВ остается неизменной, а максимальное значение нормальной к поверхности образца компоненты электрического поля ПАВ уменьшается до 500 В/см из-за раз-

ницы диэлектрических постоянных LiNbO_3 и сверхрешетки.

Для возбуждения ФЛ использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 660 нм и максимальной плотностью мощности возбуждения 20 Вт/см^2 , позволяющий работать как в импульсном, так и в стационарном режиме. Энергия фотонов 1.88 эВ с точностью до 10 мэВ соответствует резонансному возбуждению между подзонами электронов и тяжелых дырок в слоях GaAs. Диаметр лазерного пучка на образце составлял 300 мкм. Возбуждение и регистрация ФЛ осуществлялись сквозь кристалл LiNbO_3 , прозрачный на используемых длинах волн, спектрометром на основе двойного дифракционного монохроматора, оснащенного охлаждаемым фотоэлектронным умножителем с фотокатодом типа S-1, работающим в режиме счета фотонов с разрешением по времени. Для определения степени поляризации ФЛ использовался поляризатор. Для исключения влияния поляризации излучения на коэффициент пропускания монохроматора между входной щелью монохроматора и поляризатором размещался деполаризующий клин. Измерения проводились в парах гелия в диапазоне температур от 5 до 20 К. Точность поддержания температуры была не хуже 0.2 К.

3. Форма рельефа (311)А-поверхности гетерограниц в структурах GaAs/AlAs

3.1. Спектры стационарной фотолюминесценции (311)А- и (100)-структур

На рис. 2 представлен спектр стационарной низкотемпературной фотолюминесценции сверхрешетки второго рода GaAs/AlAs, выращенной на (311)А-ориентированной поверхности GaAs. Для сравнения там же приведен спектр стационарной ФЛ сверхрешетки второго рода GaAs/AlAs, выращенной на (100)-ориентированной поверхности GaAs. Переход от (100)- к (311)А-ориентированным структурам приводит к приблизительно 30-кратному возрастанию интегральной интенсивности ФЛ, что объясняется в литературе уменьшением роли безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда вследствие ограничения их движения микроканавками, ориентированными вдоль направления [233] [16]. Спектр излучения (311)А-сверхрешетки сдвинут как целое в сторону более низких энергий от спектра (100)-сверхрешетки, что может быть обусловлено увеличением эффективной толщины слоев в (311)А-сверхрешетках. В спектре ФЛ (100)-ориентированной сверхрешетки присутствуют бесфоновые линии как свободных (FE), так и локализованных (LE) экситонов [14], образованных электронами, находящимися в долине X_z слоев AlAs, и дырками, локализованными в слоях GaAs, с суммарной шириной обеих линий ~ 9 мэВ.

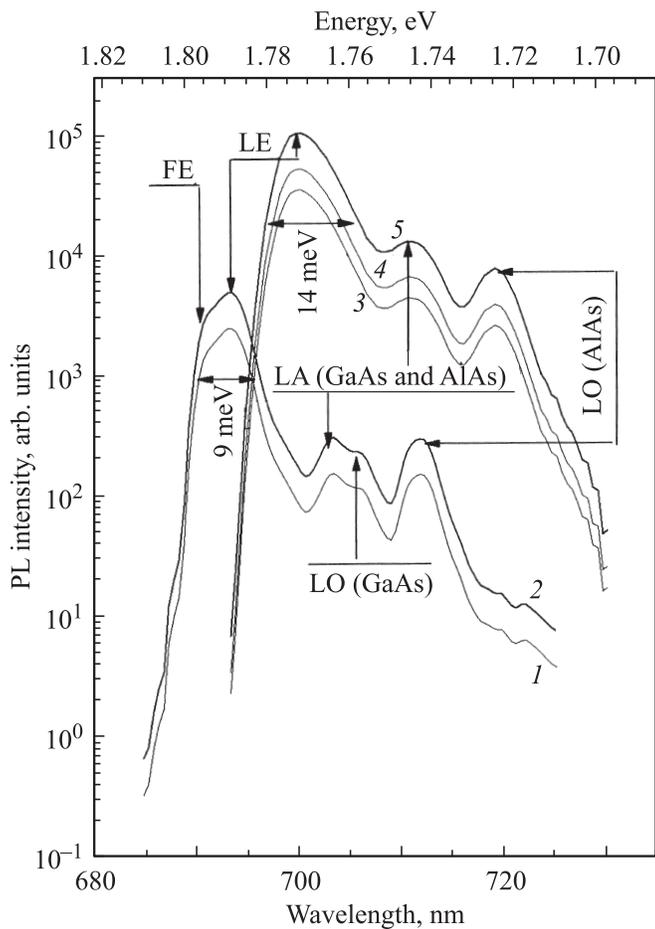


Рис. 2. Спектры стационарной фотолуминесценции (PL) сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs, выращенных на (100)- (1, 2) и (311)A-ориентированных (3-5) поверхностях GaAs без (1, 3) и под действием (2, 4-5) электрического поля ПАВ. 4 — электрическое поле ПАВ прикладывается к (311)A-структуре в направлении [233], т.е. вдоль направления микроканалов, 5 — электрическое поле ПАВ прикладывается в направлении [011]. Напряженность электрического поля 12 кВ/см. Температура измерения $T = 5$ К.

В спектре ФЛ (311)A-ориентированной сверхрешетки присутствует только одна бесфононная линия шириной 14 мэВ. Помимо бесфононных экситонных линий ФЛ в спектрах ФЛ обеих структур наблюдаются фононные повторения этих линий, отстоящие на 27, 36 и 49 мэВ, что соответствует энергиям LA-фононов в GaAs и AlAs, LO-фононов в GaAs и LO-фононов в AlAs [17]. Наблюдаемое в (311)A-сверхрешетке уширение бесфононной линии ФЛ характерно для таких структур [16] и свидетельствует о большой амплитуде флуктуаций толщины слоев в (311)A-сверхрешетках по сравнению с (100)-ориентированными сверхрешетками.

Для определения формы шероховатостей гетерограниц (311)A-ориентированной сверхрешетки исследовались спектры линейно поляризованной ФЛ (рис. 3). Степень линейной поляризации ФЛ определялась с по-

мощью стандартного выражения

$$P_{\text{lin}} = (I_{[233]} - I_{[011]}) / (I_{[233]} + I_{[011]}) \cdot 100\%, \quad (1)$$

где $I_{[233]}$ и $I_{[011]}$ — компоненты интенсивности экситонной ФЛ с оптическим вектором, направленным вдоль кристаллографических осей структуры [233] и [011] соответственно. Было обнаружено, что степень линейной поляризации ФЛ исследованной (311)A-сверхрешетки при температуре 4.2 К близка к 25%, что совпадает с данными работ [18,19]. В то же время в (100)-ориентированной сверхрешетке никакой поляризации ФЛ обнаружено не было. Появление сильной оптической анизотропии в исследуемой (311)A-структуре не может быть объяснено анизотропией валентной зоны [20] и свидетельствует о наличии на гетерограницах структуры микроканалов, ориентированных вдоль направления [233], с характерным латеральным размером в

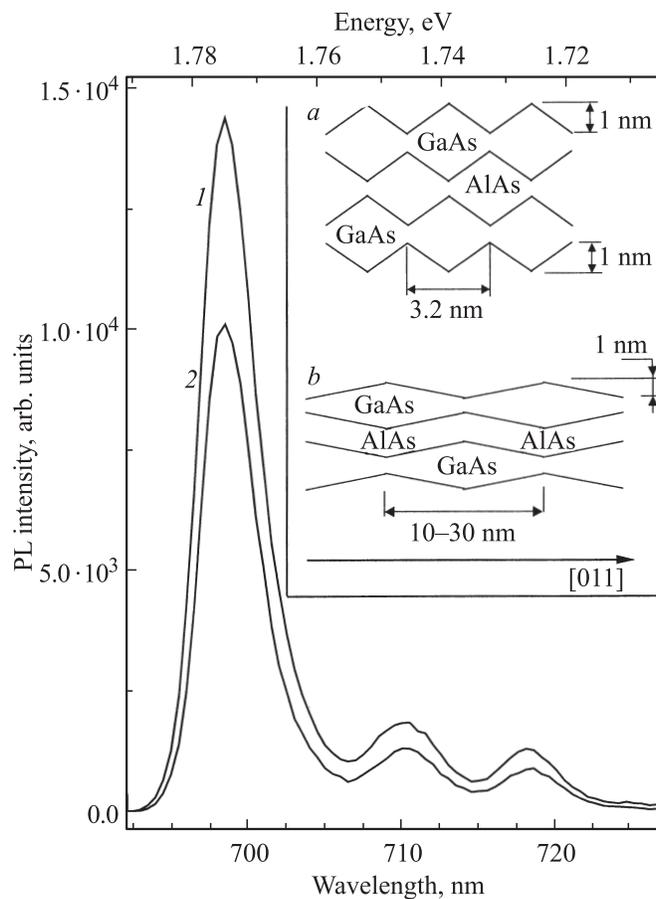


Рис. 3. Спектры стационарной поляризованной фотолуминесценции (PL) сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs, выращенных на (311)A-ориентированных поверхностях GaAs. Температура измерения $T = 4.2$ К. На вставках: *a* — схематическое изображение периодической гофрировки гетерограниц (311)A-сверхрешеток, предложенной в [1]; *b* — схематическое изображение аperiodического волнообразного рельефа гетерограниц (311)A-сверхрешеток с характерным латеральным размером в направлении [011] в сотни ангстрем [8].

направлении [011], сравнимым с боровским радиусом экситона, составляющим величину 5–6 нм [21].

3.2. Влияние электрического поля поверхностной акустической волны на стационарную фотолюминесценцию (100)- и (311)А-структур

На рис. 2 показаны спектры низкотемпературной стационарной ФЛ (100)- и (311)А-сверхрешеток GaAs/AlAs без (кривые 1,3) и под действием (кривые 2,4–5) электрического поля ПАВ максимальной напряженности в 12 кВ/см. Видно, что приложение электрического поля ПАВ к структурам вызывает уменьшение интенсивности стационарной ФЛ. Приложение электрического поля ПАВ максимальной напряженности в направлении [233], т.е. вдоль направления микроканалов, приводит к 70%-му тушению интенсивности ФЛ (311)А-структуры, тогда как приложение электрического поля ПАВ той же напряженности в направлении [011], т.е. поперек направления микроканалов, вызывает уменьшение интенсивности ФЛ только на 50%. В (100)-ориентированной структуре падение интенсивности стационарной ФЛ в электрическом поле ПАВ полностью изотропное и составляет 70% в электрическом поле ПАВ максимальной напряженности.

В соответствии с литературными данными, в объемных полупроводниках и низкоразмерных структурах уменьшение интенсивности ФЛ в электрическом поле ПАВ может быть вызвано следующими причинами: захватом фотогенерированных носителей заряда в минимумы и максимумы поля ПАВ [22–24], увлечением нейтральных экситонов электрическим полем ПАВ к центрам безызлучательной рекомбинации [14], ионизацией экситонов с последующим захватом свободных носителей заряда в минимумы и максимумы потенциала акустической волны происходит в результате пространственного разделения электронов и дырок, уменьшающего перекрытие их волновых функций. Затем захваченные носители заряда переносятся бегущей акустической волной из точки фотогенерации на макроскопические расстояния. В поле стоячей акустической волны, осциллирующей в пространстве и времени, электроны и дырки остаются в точке фотогенерации и разделены только частью временного периода волны. При следующей осцилляции стоячей ПАВ электроны и дырки, захваченные в минимумы потенциала ПАВ, устремляются навстречу друг другу и способны прорекомбинировать или сформировать экситон. Уменьшение интенсивности стационарной ФЛ в электрическом поле стоячей акустической волны можно объяснить только возрастанием темпа захвата свободных носителей заряда и(или) экситонов на центры безызлучательной рекомбинации. Электрическое поле ПАВ, вызывая движение носителей заряда к центрам безызлучательной

рекомбинации, инициирует процесс захвата свободных носителей заряда и экситонов на эти центры. С другой стороны, увеличения темпа захвата носителей заряда на центры безызлучательной рекомбинации не произойдет, если и электроны, и дырки останутся локализованными в микроканавках.

При приложении электрического поля ПАВ любого направления в (100)-ориентированных сверхрешетках и в направлении [233] (вдоль направления микроканалов) в (311)А-ориентированных структурах носители заряда свободно переносятся полем акустической волны к центрам безызлучательной рекомбинации, что вызывает падение интенсивности ФЛ до 70%. Вместе с тем при приложении электрического поля, ориентированного поперек микроканалов в (311)А-структурах, движение носителей заряда затруднено наличием энергетических барьеров из-за модуляции толщины слоев структуры. К настоящему моменту времени по вопросу об амплитуде модуляции толщины слоев GaAs в направлении [011] в (311)А-структурах GaAs/AlAs достигнуто единое мнение [1,8]. Гофрировка гетерограниц слоя GaAs присутствует как на прямой (AlAs на GaAs), так и на обратной (GaAs на AlAs) гетерограницах. Форма рельефа верхней гетерограницы слоя GaAs повторяет форму рельефа нижней гетерограницы, за одним исключением: из-за разных скоростей роста на боковых гранях и нижних террасах микроканалов верхняя гетерограница сдвинута в направлении [011] на половину от латерального размера микроканавки (см. вставку на рис. 3), в результате гребни микроканалов возникающей поверхности располагаются над дном микроканалов исходной поверхности. Поэтому при высоте микроканалов на каждой гетерогранице в 1 нм модуляция толщины слоев GaAs в направлении [011] составляет 2.0 нм. В разных работах приводятся разные латеральные размеры микроканалов в слое GaAs в направлении [011]. По данным [1], период микроканалов в направлении [011] равен 3.2 нм, тогда как в [8] показано, что характерный латеральный размер микроканалов составляет десятки нанометров при отсутствии какой-либо периодичности. Амплитуда модуляции толщины слоев AlAs в направлении [011] в настоящее время окончательно не установлена. В работе [1] сообщается, что модуляция толщины слоев AlAs, так же как и в случае слоя GaAs, достигает 2.0 нм (см. вставку на рис. 3). По другим данным [8], слои AlAs, в отличие от слоев GaAs, оказываются немодулированными по толщине и характеризуются относительно небольшой флуктуацией толщины слоев, до 0.5 нм (не более 3 монослоев, толщина одного монослоя на поверхности (311)А составляет 0.17 нм) при характерном латеральном размере микроканалов в десятки нанометров [8] (см. вставку на рис. 3). Отсутствие модуляции слоев AlAs объясняется тем, что из-за меньшей подвижности адатомов алюминия в сравнении с подвижностью адатомов галлия скорости роста на боковых гранях и нижних террасах микроканалов слоя AlAs одинаковы и форма рельефа верхней

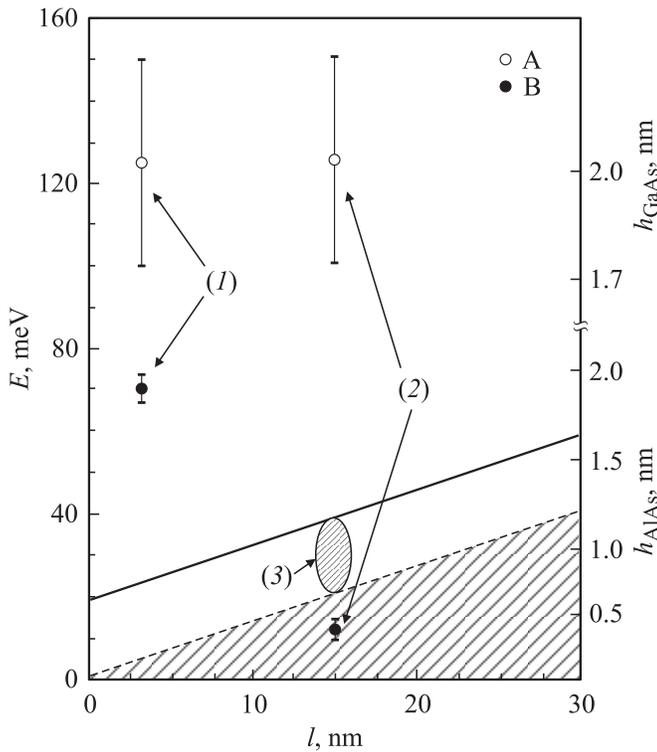


Рис. 4. Зависимость кинетической энергии E , приобретаемой носителями заряда в электрическом поле ПАВ, от латеральных размеров микроканавок l без учета (штрихпунктирная линия) и с учетом (сплошная) начальной кинетической энергии электронов в 20 мэВ. А — энергетические барьеры для дырок в слоях GaAs, В — энергетические барьеры для электронов в слоях AlAs. (1) — энергетические барьеры для электронов и дырок в модели [1], (2) — энергетические барьеры для электронов и дырок в случае слабо модулированных по толщине слоев AlAs, (3) — полученные нами значения энергетических барьеров для электронов. Напряженность электрического поля 12 кВ/см. l — латеральный размер микроканавок в направлении [011]; h_{GaAs} и h_{AlAs} — модуляция толщины слоев GaAs и AlAs соответственно.

гетерограницы слоя AlAs (GaAs на AlAs) повторяет форму рельефа нижней гетерограницы (AlAs на GaAs).

В соответствии с представленными выше данными величина энергетических барьеров для дырок в слоях GaAs средней толщины 2.1 нм на основании расчетов [25] составляет 100–150 мэВ. При возбуждении светом с энергией кванта 1.88 эВ электронно-дырочные пары генерируются вблизи резонанса между основными состояниями электронов и тяжелых дырок в слоях GaAs. Поскольку эффективная масса тяжелой дырки ($0.5m_0$) много больше эффективной массы Γ -электрона ($0.067m_0$) [17], кинетическая энергия тяжелых дырок пренебрежимо мала и дырки практически возбуждаются в основное состояние. Поэтому фотогенерированные дырки локализованы в микроканавках. Локализация холодных дырок в микроканавках подтверждается анизотропией дырочной проводимости, наблюдаемой в

подобных структурах, выращенных при тех же ростовых условиях и легированных бериллием [5]. Для делокализации носителям заряда необходимо приобрести в электрическом поле ПАВ энергию, сопоставимую с энергетическими барьерами. Максимальная кинетическая энергия, приобретаемая носителями заряда в электрическом поле (E) на латеральных размерах микроканавок, может быть оценена по формуле $E = Fl$, где l — латеральный размер микроканавок в направлении [011], F — напряженность электрического поля ПАВ. Как можно видеть из представленной на рис. 4 зависимости кинетической энергии носителей заряда от латеральных размеров микроканавок, приобретаемая дырками в электрическом поле энергия слишком мала по сравнению с энергетическими барьерами. Следовательно, дырки в используемых электрических полях остаются локализованными в микроканавках.

В соответствии с данными о рельефе гетерограниц (311)А-структур величина энергетических барьеров для электронов в слоях AlAs при средней толщине 2.7 нм в случае периодически модулированных по толщине слоев составляет 70–100 мэВ, а в случае немодулированных по толщине слоев AlAs, только лишь с небольшой флуктуацией толщины, 10–20 мэВ. Электроны за время ~ 1 пс рассеиваются из Γ -подзоны слоя GaAs в нижележащую X-подзону слоя AlAs с испусканием LO-фонона с энергией 36 мэВ [26–28]. Поскольку для исследованных сверхрешеток $(\text{GaAs})_7/(\text{AlAs})_9$ разрыв между этими подзонами составляет ~ 100 мэВ, сразу после переноса электроны в слоях AlAs обладают кинетической энергией в 60–70 мэВ. Часть этой энергии электроны за 0.1 пс [29–30] рассеивают, испуская LO-фонон AlAs с энергией в 49 мэВ. Релаксация оставшейся энергии (10–20 мэВ) происходит за счет испускания акустических LA-фононов при длительности процесса до десятков пикосекунд [31]. Таким образом, в случае периодически модулированных слоев AlAs горячие электроны за время испускания одного LO-фонона пролетают расстояние максимум в полторы сотни ангстрем и локализуются в микроканавках. Проведенная оценка показывает, что приобретаемая электронами на латеральном размере микроканавки энергия слишком мала по сравнению с энергетическими барьерами в 70–100 мэВ (рис. 4). Следовательно, в случае периодически модулированных слоев AlAs электроны в используемых электрических полях не способны делокализоваться из микроканавок. С другой стороны, в случае немодулированных по толщине слоев AlAs с небольшой флуктуацией толщины слоев в 10–20 мэВ электроны после испускания LO-фонона могут остаться нелокализованными. Помимо этого, энергия, приобретаемая электронами в электрическом поле на латеральных размерах микроканавок, сравнима в энергетическими барьерами в 10–20 мэВ (рис. 4). Следовательно, в случае немодулированных по толщине слоев AlAs с небольшой флуктуацией толщины слоев [8] электроны не локализованы в микроканавках при используемых электрических полях ПАВ.

Если электроны в слоях AlAs, подобно дыркам в слоях GaAs, остаются локализованными в микроканавках, то тушение ФЛ (311)А-структур в электрическом поле, направленном поперек микроканалов, невозможно, т.е. анизотропия падения интенсивности ФЛ (311)А-структур в электрическом поле ПАВ должна составить 100%, что противоречит полученным результатам. Следовательно, энергетические барьеры для электронов в слоях AlAs меньше 100–150 мэВ, а флуктуации толщины слоев AlAs меньше 2 нм. С другой стороны, если электроны в слоях AlAs свободно переносятся к центрам безызлучательной рекомбинации, то тушение ФЛ (311)А-структур в электрическом поле, направленном поперек микроканалов, может происходить, даже несмотря на локализацию дырок в микроканавках, в слоях GaAs. В роли центров рекомбинации могут выступать глубокие уровни с малой вероятностью выброса электронов в зону проводимости. Тогда за время жизни электронов на центрах рекомбинации дырки способны диффундировать к этим центрам вдоль микроканалов и прорекомбинировать безызлучательно. Однако в этом случае амплитуды тушения стационарной ФЛ (311)А-структур в электрическом поле, направленном вдоль и поперек микроканалов, должны совпасть, что не соответствует полученным экспериментальным данным (рис. 2). Следовательно, энергетические барьеры для электронов в слоях AlAs составляют больше 10–20 мэВ, а флуктуации толщины слоев AlAs больше 0.5 нм. В соответствии с проведенным выше анализом полученное в эксперименте промежуточное значение анизотропии тушения стационарной ФЛ (311)А-структур в электрическом поле свидетельствует об энергетических барьерах промежуточной величины между значениями, представленными в литературе. Такие барьеры могут препятствовать переносу в поле ПАВ только части неравновесных электронов. Поскольку фотогенерированные электроны обладают кинетической энергией, можно предположить, что в поле акустической волны переносятся горячие электроны, тогда как холодные электроны остаются локализованными и не дают вклада в тушение ФЛ в электрическом поле ПАВ, чем и можно объяснить промежуточную величину тушения ФЛ (311)А-структур в электрическом поле, направленном поперек микроканалов. Из-за существующего разброса начальной кинетической энергии электронов в слоях AlAs точное определение энергетических барьеров для электронов в слоях AlAs и, следовательно, рельефа гетерограниц (311)А-структур из зависимости интенсивности стационарной ФЛ от электрического поля затруднительно. Этот разброс может привести к ошибке при оценке энергии, необходимой электронам для делокализации из микроканалов и, следовательно, к неправильной оценке рельефа гетерограниц в (311)А-структурах. Поэтому для проверки высказанного предположения и более точного определения рельефа гетерограниц (311)А-структур мы исследовали влияние электрического поля на ФЛ холодных носителей заряда. С этой целью электрическое

поле ПАВ прикладывалось к исследуемой структуре с существенной задержкой относительно импульса возбуждения ФЛ, т.е. к моменту, когда большая часть неравновесных электронов успевает рассеять начальную кинетическую энергию и локализоваться в микроканавках.

3.3. Влияние электрического поля поверхностной акустической волны на кинетику фотолюминесценции (100)А- и (311)А-структур

На рис. 5 представлено затухание ФЛ (100)- и (311)А-структур без (кривые 1, 5) и под действием (кривые 2–4, 6–7) электрического поля ПАВ. Видно, что приложении электрического поля ПАВ к (311)А-структуре в направлении [233], т.е. вдоль направления микроканалов, так же как и в случае (100)-сверхрешетки, приводит к кратковременному возрастанию интенсивности ФЛ бесфоновой экситонной линии. В (311)А-структуре по сравнению с (100)-структурой это возрастание становится заметным при больших задержках между импульсом лазера и импульсом электрического поля. Затем в кривых затухания ФЛ (100)- и (311)А-структур наблюдается ускорение кинетики экситонных линий. Наблюдаемое ускорение кинетики ФЛ зависит от значения прикладываемого электрического поля ПАВ, монотонно возрастают с увеличением его напряженности. Как и случае (100)-структуры, изменения, вызываемые в кинетике ФЛ при приложении электрического поля ПАВ к (311)А-структуре в направлении [233], т.е. вдоль направления микроканалов, не зависят от длительности импульса электрического поля ПАВ в пределах от 2 до 70 мкс. Кривые затухания ФЛ возвращаются к их обычному закону затухания еще во время действия импульса электрического поля ПАВ. Кроме того, применение повторного импульса электрического поля ПАВ не приводит к изменениям в кинетике ФЛ (100)- и (311)А-структур. Однако во влиянии электрического поля на кинетику ФЛ (100)- и (311)А-структур есть одно важное различие. В (100)-ориентированной структуре изменения в кинетике ФЛ в электрическом поле ПАВ полностью изотропны. В то же время при приложении к (311)А-структуре электрического поля ПАВ в направлении [011], т.е. поперек направления микроканалов, вплоть до максимальных значений напряженности, 12 кВ/см, и во всем диапазоне исследованных температур никаких изменений в кинетике экситонной ФЛ не наблюдается.

Ранее [4] мы показали, что все изменения в кинетике затухания ФЛ (100)-ориентированных сверхрешеток второго рода в электрическом поле ПАВ напряженностью до 12 кВ/см являются следствием выброса носителей заряда из широких квантовых ям, образованных флуктуациями толщины слоев структуры. Первоначальное увеличение интенсивности ФЛ экситонов в кривых затухания ФЛ напрямую обусловлено увеличением концентрации свободных носителей заряда вследствие их

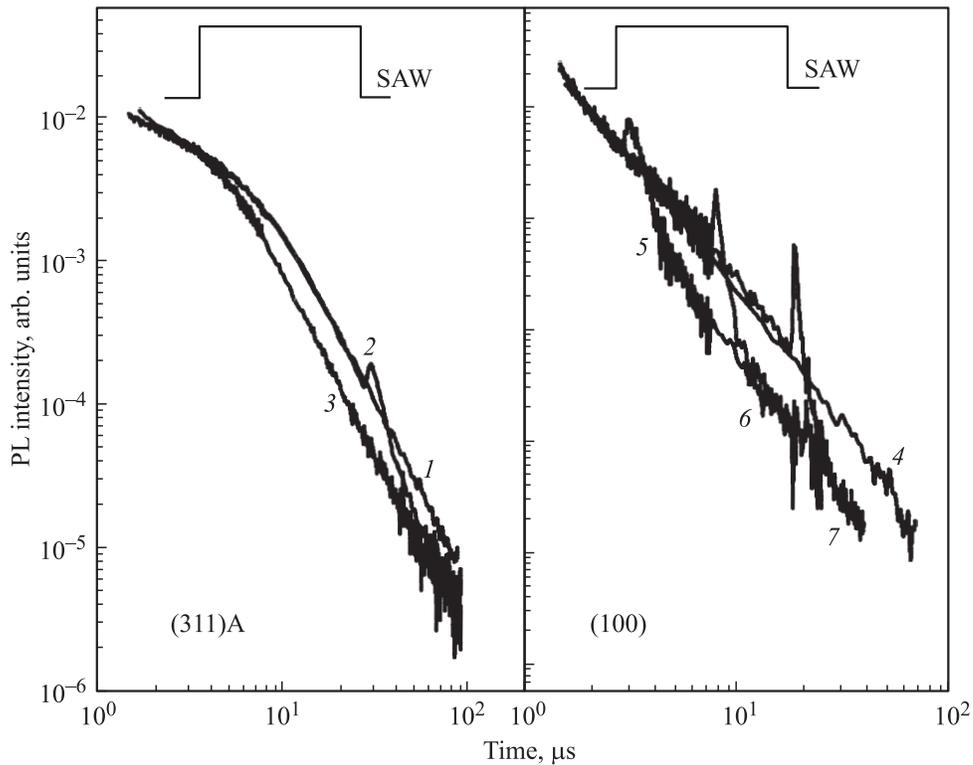


Рис. 5. Кривые затухания экситонной фотолуминесценции (PL) в (311)А- (1–3) и (100)-структурах (4–7) без (1, 4) и под действием (2, 3, 5–7) электрического поля ПАВ (SAW). Напряженность электрического поля 12 кВ/см. Задержка между лазерным импульсом и импульсом электрического поля ПАВ 0 (1, 5), 10 (2) и 20 мкс (6, 7). Температура 5 К.

делокализации в электрическом поле ПАВ. Последующее за ним ускорение кинетики ФЛ (100)-сверхрешеток вызвано взаимодействием этих горячих носителей заряда с экситонами, приводящим к увлечению экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации. Кинетика ФЛ (311)А-структуры в электрическом поле ПАВ, направленном вдоль микроканалов, имеет те же характерные признаки и свойства, которыми обладает кинетика ФЛ под действием электрического поля в (100)-структуре. Например, к моменту приложения повторного импульса электрического поля ПАВ, т.е. в экспериментальных условиях, характеризующихся опустошением уровней широких ям, наблюдается полная невосприимчивость кривых затухания ФЛ (311)А-структур к влиянию электрического поля. Подробный анализ и интерпретация характерных свойств кинетики ФЛ сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs в электрическом поле ПАВ приведены в работах [14,15]. Согласно этому анализу, все изменения в кривых затухания ФЛ (311)А-структуры под действием электрического поля ПАВ, направленного вдоль микроканалов, также являются следствием делокализации носителей заряда с уровней широких квантовых ям, образованных флуктуациями толщины слоев. При этом наличие ускорения кинетики ФЛ (311)А-структур при приложении электрического поля ПАВ вдоль направления микроканалов (в направлении [233]) указывает на то, что экситоны свободно переносятся полем акустической

волны к центрам безызлучательной рекомбинации вдоль микроканалов. Это свидетельствует о том, что характерная флуктуация толщины слоев (311)А-структуры в направлении [233] сопоставима с таковой в (100)-структурах и, следовательно, о достаточно хорошем качестве гетерограниц (311)А-структур в направлении [233].

В соответствии с приведенной выше интерпретацией эффекта влияния электрического поля на кинетику ФЛ отсутствие каких-либо изменений в кинетике ФЛ (311)А-структуры в электрическом поле ПАВ, направленном по [011], т.е. поперек микроканалов, свидетельствует о том, что холодные электроны в слоях AlAs остаются локализованными в микроканавках. Таким образом, отсутствие каких-либо изменений в кинетике ФЛ (311)А-структуры в электрическом поле ПАВ, направленном поперек микроканалов, указывает на то, что величина энергетических барьеров для электронов в слоях AlAs составляет от 20 до 40 мэВ, что соответствует модуляции толщины слоев AlAs от 0.8 до 1.2 нм. Помимо этого, полученный результат подтверждает, что холодные электроны не дают вклада в тушение стационарной ФЛ в электрическом поле ПАВ, чем объясняется промежуточная величина тушения ФЛ (311)А-структур в электрическом поле, направленном поперек микроканалов.

Следует отметить, что в соответствии с данными работы [1] о периоде микроканалов в 3.2 нм в направле-

нии [011] можно было бы ожидать резонансного туннелирования носителей заряда между подзонами соседних квантовых проволок в электрическом поле ПАВ. Действительно, в сверхрешетках дистанция для туннелирования носителей заряда составляет ~ 5 нм [32]. При этом энергия, приобретаемая носителями заряда в электрическом поле ПАВ напряженностью до 12 кВ/см на периоде в 3.2 нм, не превышает ширину подзон для носителей заряда обоих знаков [17]. При туннелировании носителей заряда между микроканавками может происходить формирование экситонов, что приведет к увеличению интенсивности ФЛ экситонов. Поэтому отсутствие в кривых затухания ФЛ (311)А-сверхрешетки увеличения интенсивности ФЛ экситонов при приложении электрического поля в направлении [011] указывает на то, что характерные латеральные размеры микроканалов в этом направлении превышают 5 нм.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе экспериментально изучены стационарная ФЛ и кинетика ФЛ (100)- и (311)А-ориентированных сверхрешеток второго рода под действием электрического поля ПАВ напряженностью до 12 кВ/см. Электрическое поле ПАВ приводит к падению интенсивности стационарной ФЛ и к ускорению кинетики ФЛ (100)- и (311)А-структур. Показано, что изменения в стационарной ФЛ и в кинетике ФЛ структур под действием электрического поля ПАВ связаны с выбросом неравновесных носителей заряда из широких квантовых ям, образованных флуктуациями толщины слоев структуры, с их последующим переносом и захватом на центры безызлучательной рекомбинации. В (100)-ориентированной сверхрешетке эффекты, связанные с электрическим полем ПАВ, полностью изотропны, а в (311)А-структуре анизотропны. Степень анизотропии этих эффектов в кинетике ФЛ существенно выше таковой в стационарной ФЛ, что объясняется возможностью переноса в направлении [011] только горячих электронов, тогда как холодные электроны остаются локализованными. Из полученных экспериментальных данных определены следующие параметры рельефа гетерограниц (311)А-структур GaAs/AlAs: во-первых, установлено, что характерные латеральные размеры микроканалов в направлении [011] как на прямой, так и на обратной гетерограницах (311)А-структур превышают 3.2 нм; во-вторых, определено, что характерная модуляция толщины слоев AlAs имеет промежуточную величину между значениями, представленными в литературе, и составляет от 0.8 до 1.2 нм.

Авторы благодарны В.В. Преображенскому за предоставленные образцы. Работа поддержана программой фундаментальных исследований президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, проект № 32.

Список литературы

- [1] R. Notzel, N.N. Ledentsov, L.A. Daweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3812 (1991).
- [2] R. Notzel, N.N. Ledentsov, L.A. Daweritz, K. Ploog, M. Hohenstein. *Phys. Rev. B*, **45**, 3507 (1992).
- [3] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **47**, 1299 (1993).
- [4] M.D. Efremov, V.A. Volodin, V.V. Preobrazhenski, B.R. Semyagin, V.A. Sachkov, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, I.P. Soshnikov, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen. In: *Trends in Nanotechnology Research*, ed. by E.V. Dirote (Nova Science Publishers, N.Y., 2004) ch. 7, p. 145.
- [5] V.Ya. Prinz, I.A. Panaev, V.V. Preobrazhenskiy, B.R. Semyagin. *JETP Lett.*, **60**, 209 (1994).
- [6] I.A. Panaev, V.Ya. Prinz, A.B. Vorob'ev, V.V. Preobrazhenskiy, B.R. Semyagin. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **155**, 113 (1997).
- [7] Г.А. Любас, Н.Н. Леденцов, Д. Литвинов, Б.Р. Семягин, И.П. Сошников, В.М. Устинов, В.В. Болотов, Д. Гертцен. *ФТП*, **36**, 9595 (2002).
- [8] A.B. Vorob'ev, A.K. Gutakovskiy, V.Ya. Prinz, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2976 (2000).
- [9] F. Minami, K. Hirata, K. Era, T. Yao, Y. Masumoto. *Phys. Rev. B*, **36**, 2875 (1987).
- [10] K.K. Bajaj. *Mater. Sci. Engin. B*, **79**, 203 (2001).
- [11] L. Braginsky. *Physica E*, **5**, 142 (1999).
- [12] L.S. Braginsky, M.Yu. Zaharov, A.M. Gilinsky, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, K.S. Zhuravlev. *Phys. Rev. B*, **63**, 195305 (2001).
- [13] Jasprit Singh, K.K. Bajaj, S. Chaudhuru. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 805 (1984).
- [14] Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев. *ФТП*, **41**, 211 (2007).
- [15] D.V. Gulyaev, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev. *AIP Conf. Proc.*, **893**, 421 (2007).
- [16] Г.А. Любас, Н.Н. Леденцов, Д. Литвинов, Д. Гертцен, И.П. Сошников, В.М. Устинов. *Письма ЖЭТФ*, **75**, 211 (2002).
- [17] Masaaki Nakayama. *J. Luminesc.*, **87–89**, 15 (2000).
- [18] C. Jouanin, A. Hallaoui, D. Bertho. *Phys. Rev. B*, **50**, 1645 (1994).
- [19] Г.А. Любас, В.В. Болотов. *Письма ЖЭТФ*, **72**, 294 (2000).
- [20] М.В. Белоусов, В.Л. Берковиц, А.О. Гусев, Е.Л. Ивченко, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, А.И. Несвижский. *ФТТ*, **36**, 1098 (1994).
- [21] J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Göbel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **42**, 5809 (1990).
- [22] K.S. Zhuravlev, D.V. Petrov, Yu.B. Bolkhovityanov, N.S. Rudaja. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3389 (1997).
- [23] C. Rocke, A.O. Govorov, A. Wixforth, G. Böhm, G. Weimann. *Phys. Rev. B*, **57**, R6850 (1998).
- [24] G. von Plessen, T. Meier, M. Koch, J. Feldmann, P. Thomas, S.W. Koch, E.O. Gobel, K.W. Goossen, J.M. Kuo, R.F. Kopf. *Phys. Rev. B*, **53**, 13688 (1996).
- [25] D.A. Contreras-Solorio, V.R. Velasco, F. Garsia-Monoliner. *Phys. Rev. B*, **47**, 4651 (1993).
- [26] J. Feldmann, R. Sattmann, E. Gobel, J. Kuhl, J. Hebling, K. Ploog, R. Muralidharan, P. Dawson, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1892 (1989).
- [27] J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Gobel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson, S.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **42**, 5809 (1990).

- [28] B. Deveaud, F. Clerot, A. Regreny, R. Planel, J.M. Gerard. Phys. Rev. B, **49**, 13 560 (1994).
- [29] A. Leitenstorfer, C. Fürst, A. Laubereau, W. Kaiser, G. Tränkle, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **76**, 1545 (1996).
- [30] P.W. Blom, P.J. van Hall, C. Smit, J.P. Cuypers, J.H. Wolter. Phys. Rev. Lett., **71**, 3878 (1993).
- [31] C. Pirmarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann. Phys. Rev. B, **55**, 1333 (1997).
- [32] P.A. Schulz. Phys. Rev. B, **44**, 8323 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Interface relief in (311)A-oriented GaAs/AlAs structures

D.V. Gulyaev, K.S. Zhuravlev

Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract We have experimentally studied the low-temperature photoluminescence and photoluminescence kinetics in type II (100)- and (311)A-superlattices GaAs/AlAs under the influence of the surface acoustic wave (SAW) electric field. We have found that the surface acoustic wave electric field leads to the isotropic decrease in the photoluminescence intensity and the isotropic acceleration of the excitonic photoluminescence decay of the (100)-structure, whereas these effects in the (311)A-structure are anisotropic. It has been shown that all the changes of the stationary photoluminescence and the photoluminescence kinetics of (100)- and (311)A-structures under the SAW electric field influence are caused by the transfer of carriers and capture in nonradiative recombination centers. These carriers are initially localized in the wide quantum wells which appear due to fluctuations of the layer widths. The parameters of the interface relief of the (311)A-superlattices have been defined on the basis of the data obtained. It has been found that the lateral sizes of microcavities in the [011] directions both in direct and invert interfaces of the (311)A-superlattice exceed 3.2 nm and the modulation of AlAs layer width is estimated as 0.8–1.2 nm.