

На правах рукописи

ШАЛЫГИН Вадим Александрович

**ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
И ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.10 – Физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

Официальные оппоненты:

Калевич Владимир Константинович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ведущий научный сотрудник

Шастин Валерий Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, заведующий лабораторией

Вербин Сергей Юрьевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», профессор кафедры физики твёрдого тела

Ведущая организация: **Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)»**

Защита состоится **21 ноября 2013 года** в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 212.229.01 в ФГБОУ ВПО Санкт-Петербургском государственном политехническом университете по адресу:

195252, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29.

С диссертацией можно ознакомиться в Фундаментальной библиотеке ФГБОУ ВПО Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба выслать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан _____ 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.229.01,
доктор технических наук

Коротков
Александр Станиславович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Современная оптоэлектроника базируется на самых разнообразных оптических, фотоэлектрических и фотогальванических явлениях. Обнаружение новых эффектов при воздействии на полупроводниковые структуры оптического излучения, электрического и магнитного полей открывает новые функциональные возможности, ведет к созданию более совершенных приборов. При взаимодействии света с веществом важны не только интенсивность и спектральный состав излучения, но также и его поляризационные характеристики. Исследование поляризационных зависимостей оптических и фотогальванических эффектов дает широкие возможности для изучения симметрии и микроскопических свойств электронной системы в полупроводниковых структурах.

Физика полупроводниковых структур с пониженной размерностью – актуальное и быстро развивающееся направление в области физики полупроводников. В диссертационной работе большая часть исследований проведена на структурах с двумерным электронным газом. В наноструктурах с квантовыми ямами, в одиночных гетеропереходах с двумерными электронами, в графене возникает целый ряд физических явлений, которые невозможно наблюдать в объемных материалах. В значительной степени это обусловлено более низкой симметрией двумерных полупроводниковых структур по сравнению с объемными полупроводниками [1, 2].

В последнее десятилетие широко ведутся исследования спиновых явлений в полупроводниках и наноструктурах: изучаются особенности спин-орбитального взаимодействия, спиновая динамика электронов и дырок, процессы передачи углового момента фотона электронной системе [3]. Кроме традиционных исследований по оптической ориентации спинов носителей заряда [4] проводятся также эксперименты, нацеленные на изучение спинового эффекта Холла и спиновой ориентации носителей заряда под действием электрического тока [3]. Отметим, что начало данному направлению положила наша приоритетная работа [A1], в которой сообщалось об экспериментальном обнаружении индуцированной током оптической активности в теллуре и было показано, что эффект обусловлен спиновой ориентацией свободных дырок, возникающей при протекании электрического тока.

Поглощение поляризованного света в полупроводниковых структурах может приводить не только к выстраиванию спинов носителей заряда, но и к выстраиванию их импульсов, в результате чего, наряду с оптической ориентацией, наблюдаются также различные фотогальванические эффекты. Микроскопические механизмы фотогальванических эффектов связаны с асимметрией процессов поглощения света и/или с асимметрией последующей релаксации фотовозбужденных носителей заряда [5, 6]. Исследование фотогальванических эффектов в двумерных структурах дает возможность

выявлять симметрию структур и доминирующие механизмы рассеяния носителей заряда, определять времена релаксации энергии, импульса и спина, создавать фотоприемники различного функционального назначения.

Весьма информативным является также исследование оптического поглощения и двулучепреломления наноструктур с двумерным электронным газом в латеральном и поперечном электрических полях. Хотя исследования равновесных оптических свойств наноструктур ведутся достаточно давно (см. [1]), к началу данной работы слабо был изучен вопрос о трансформации спектров поглощения и двулучепреломления в условиях разогрева электронного газа латеральным электрическим полем, а также в условиях выброса электронов из квантовых ям при наличии поперечного электрического поля. Подобные исследования не только имеют важное фундаментальное значение для физики двумерных электронов, но и обеспечивают надежные методы характеристики наноструктур, открывают путь для создания быстродействующих модуляторов оптического излучения.

Создание новых источников излучения терагерцового (ТГц) диапазона – актуальная задача полупроводниковой оптоэлектроники. Одним из перспективных направлений в этой области является использование оптических переходов электронов между примесными состояниями в полупроводниках [7, 8]. Для практических применений наиболее удобны источники излучения с электрическим возбуждением. В связи с этим представляют интерес исследования различных механизмов эмиссии излучения из полупроводниковых микро- и наноструктур в электрическом поле.

Целью работы является обнаружение, исследование и определение микроскопических механизмов новых оптических и фотогоальванических эффектов в объемных полупроводниках и двумерных структурах.

Научная новизна и практическая значимость работы состоит в том, что совокупность полученных в ней результатов представляет собой решение ряда научных проблем, важных как в фундаментальном, так и в прикладном отношении: осуществление спиновой ориентации носителей заряда в полупроводниках электрическим током; обнаружение циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами; обнаружение новых закономерностей в оптическом поглощении и фотолюминесценции квантовых ям; определение микроскопических механизмов эмиссии терагерцового излучения в полупроводниковых микро- и наноструктурах в латеральном электрическом поле. Исследованные эффекты важны для создания новых источников, модуляторов и приемников оптического излучения, в том числе для инфракрасного и ТГц диапазонов. На основе результатов работы разработаны новые методы характеристики наноструктур.

На защиту выносятся следующие положения:

1. При протекании электрического тока вдоль оптической оси теллура создается неравновесная спиновая ориентация носителей заряда, что проявляется в эффекте индуцированной током оптической активности.
2. В низкосимметричных структурах (квантовые ямы, графен) наблюдается циркулярный эффект увлечения электронов фотонами, который состоит в том, что при возбуждении структур циркулярно поляризованным светом возникает фототок, обусловленный одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронам.
3. Межподзонное оптическое поглощение в квантовых ямах n -типа возможно для излучения, поляризованного в плоскости ямы. Отношение вероятностей межподзонных оптических переходов для излучения s - и p -поляризации при произвольном угле падения может быть определено путем анализа поляризационной зависимости магнито-фотогальванического эффекта.
4. Латеральное электрическое поле в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs вызывает изменение линейного двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов. Это связано с тем, что по мере роста электронной температуры обменное взаимодействие горячих электронов трансформирует энергетический спектр квантовых ям.
5. Оптические переходы носителей заряда между резонансным и локализованными состояниями примеси дают доминирующий вклад в терагерцовую электролюминесценцию в условиях примесного пробоя в напряженных эпитаксиальных слоях p -GaAsN.
6. Эмиссия терагерцового излучения из эпитаксиальных слоев n -GaIn в области электрических полей, соответствующих примесному пробоя, обусловлена преимущественно внутрицентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров Si и O.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на 23, 24, 28 и 31 Международных конференциях по физике полупроводников (Берлин, Германия, 1996; Иерусалим, Израиль, 1998; Вена, Австрия, 2006; Цюрих, Швейцария, 2012); II – X Российских конференциях по физике полупроводников (Зеленогорск, 1996; Москва, 1997 и 2005; Новосибирск, 1999 и 2009; Н. Новгород, 2001 и 2011; С.-Петербург, 2003; Екатеринбург, 2007); 4 – 8, 10 – 15, 17, 18 и 21 Международных симпозиумах “Наноструктуры: физика и технология” (С.-Петербург, 1996 – 2000, 2002 – 2006, 2010 и 2013; Новосибирск, 2007; Минск, Беларусь, 2009); Всероссийских совещаниях “Нанопотоника” (Н. Новгород, 1999 – 2004); IX и XI – XVII Международных симпозиумах «Нанопотоника и наноэлектроника» (Н. Новгород, 2005 и 2007 – 2013); 9 Международной конференции по сверхрешеткам, микроструктурам и микроприборам (Льеж, Бельгия, 1996); 5, 7 и 9 Международных конференциях по межподзонным переходам в квантовых ямах (Бад-Ишль, Австрия, 1999; Эволен, Швейцария, 2003; Эмблсайд, Великобритания, 2007); 10 – 14 Международных симпозиумах по

сверхбыстрым явлениям в полупроводниках (Вильнюс, Литва, 1998, 2001, 2004, 2007 и 2010); Международных симпозиумах по исследованиям полупроводниковых приборов (Шарлотсвилль, США, 1995 и 1997); 13 Международной конференции по динамике неравновесных носителей в полупроводниках (Модена, Италия, 2003); 16 Международной конференции по динамике электронов в полупроводниках (Монпелье, Франция, 2009); 16 Международной конференции по полупроводниковым лазерам (Нара, Япония, 1998); Европейских конференциях по лазерам и электрооптике (Глазго, Великобритания, 1998; Ницца, Франция, 2000); 9 Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (Москва, 2013); Симпозиуме «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (С.-Петербург, 2008); Международном форуме по нанотехнологиям (Москва, 2008); 32, 34 и 35 Международных конференциях по инфракрасным, миллиметровым и терагерцовым волнам (Кардифф, Великобритания, 2007; Бусан, Корея, 2009; Рим, Италия, 2010); 5 Всесоюзном совещании по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1981), Международном совещании «Когерентные источники среднего инфракрасного диапазона» (С.-Петербург, 2001); 2, 4, 5 и 7 Российско-украинских международных семинарах "Нанофизика и наноэлектроника" (С.-Петербург, 2004 и 2006; Киев, Украина, 2000 и 2003), Совещании по оптическим терагерцовым исследованиям и технологиям (Санта-Барбара, США, 2009); Совещании в рамках Европейского проекта GDR-E «Полупроводниковые источники и детекторы терагерцовых частот» (Монпелье, Франция, 2009); Первом совещании Немецко-российского терагерцового центра (Регенсбург, Германия, 2011). Результаты исследований обсуждались также на семинарах в СПбГПУ, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Техническом университете Берлина, университетах Байройта и Регенсбурга.

Основное содержание диссертации опубликовано в 27 научных статьях и 2 учебных пособиях издательства «Наука», список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключение, Списка публикаций по теме диссертации (83 наименования) и Списка цитированной литературы (221 наименование). Она содержит 294 страницы, включая 92 рисунка и 2 таблицы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность темы проведенных исследований, сформулирована цель и отмечена научная новизна диссертационной работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

В **Первой главе** приведены результаты исследований *спиновой ориентации дырок* при протекании тока в теллуре [A1–A3]. Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниках связывает спин электрона с

его квазиимпульсом, и это делает возможным манипулирование спинами носителей заряда с помощью электрического тока. При этом возможны два эффекта: спиновая ориентация носителей заряда под действием протекающего электрического тока, когда в области с постоянной плотностью тока у носителей заряда возникает однородный по образцу средний спин, а также спиновый эффект Холла, когда происходит пространственное разделение носителей заряда с противоположно направленными спинами [3].

В работе [A1] впервые было экспериментально обнаружено явление *индуцированной током оптической активности* (ИТОА), которое в случае теллура непосредственно связано с обусловленной током спиновой ориентацией свободных дырок. Теоретически явление ИТОА было предсказано в работе [9], посвященной циркулярному фотогальваническому эффекту (ФГЭ) в теллуре, при этом указывалось, что циркулярный ФГЭ и ИТОА являются взаимно обратными эффектами. Явление ИТОА состоит в том, что при пропускании электрического тока вдоль оптической оси гиротропного кристалла распространяющийся в этом же направлении линейно поляризованный свет испытывает вращение плоскости поляризации. Изменение полярности тока приводит к инверсии направления вращения плоскости поляризации.

Явление ИТОА можно описать линейными членами в разложении тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ по току \mathbf{j} [A1, A3]:

$$\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{j}) = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + i\Theta_{ikl}(\omega)j_l. \quad (1)$$

где тензор $\varepsilon^0(\omega)$ характеризует диэлектрическую проницаемость кристалла в пренебрежении пространственной дисперсией, а коэффициенты разложения Θ_{ikl} представляют собой тензор третьего ранга. Если положить, что электрический ток протекает в кристалле теллура вдоль оси C_3 и свет распространяется в этом же направлении (обозначим его как ось z), то уравнение Френеля имеет следующий вид:

$$n_{\mp}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \text{Im} \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \Theta_{xyz}(\omega)j_z, \quad (2)$$

причем нормальными волнами в этой конфигурации являются левая (σ_-) и правая (σ_+) циркулярно поляризованные волны, показатели преломления для этих волн обозначены через n_- и n_+ , соответственно. Согласно (2), в теллуре имеет место *индуцированное током циркулярное двулучепреломление*: $n_-(\mathbf{j}) \neq n_+(\mathbf{j})$, которое проявляется в повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света, пропорциональном плотности тока:

$$\varphi(\mathbf{j}) = \frac{\omega L}{2c} [n_-(\mathbf{j}) - n_+(\mathbf{j})] = \frac{\omega L}{2c} \Theta_{xyz}(\omega) \frac{j_z}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}}, \quad (3)$$

в чем и заключается явление ИТОА. Подчеркнем, что при выводе выражения (3) пространственная дисперсия, которая является необходимым и достаточным условием естественной оптической активности (ЕОА), не

учитывалась. Это указывает на то, что рассматриваемый эффект ИТОА не связан напрямую с ЕОА, а имеет качественно иную природу. В то же время индуцированная током оптическая активность существует только в гиротропных кристаллах и обычно наблюдается на фоне вращения плоскости поляризации за счет естественной оптической активности.

Экспериментальные исследования ИТОА [А1–А3] проведены на монокристаллах *p*-Те с различным уровнем легирования в диапазоне температур 77–350 К. В качестве источника излучения использованы СО₂- и СО-лазеры. Эксперимент показал, что в исследованном диапазоне плотностей токов (от –1400 до +1400 А/см²) экспериментальная зависимость угла поворота φ от плотности электрического тока j_z хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. При этом в образцах теллура, где естественная оптическая активность характеризуется *правым* вращением плоскости поляризации, электрический ток, сонаправленный с волновым вектором света, индуцирует поворот плоскости поляризации *влево*. В левовращающих кристаллах теллура ИТОА имеет противоположный знак.

Микроскопический механизм ИТОА в теллуре (см. рис. 1) определяется спецификой его валентной зоны. В двух верхних валентных зонах (V^+ и V^-) волновые функции электронов представляют собой суперпозицию состояний с проекциями углового момента $M_z = \pm 3/2$, причем в каждой из ветвей валентной зоны имеется взаимно-однозначное соответствие между волновым вектором и угловым моментом электрона. В частности, для зоны V^+ состоянию электрона с проекцией волнового вектора k_z соответствует средняя проекция углового момента

$$M_z(k_z) = \frac{3}{2} \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}, \quad (4)$$

где Δ и β – параметры валентной зоны теллура [10].

В правовращающем кристалле теллура (симметрия D_3^4) коэффициент β отрицателен, и с ростом k_z проекция углового момента электрона монотонно убывает от $+3/2$ до $-3/2$. Зона проводимости теллура двукратно вырождена по спину ($M_z = \pm 1/2$). При возбуждении циркулярно поляризованным светом σ_+ (σ_-) величина M_z изменяется на $+1$ (-1), при этом сила осциллятора межподзонных переходов монотонно возрастает (убывает) – см. рис. 1, *b*.

В отсутствие электрического тока, когда функция распределения электронов четна по k_z ($f_{V^+} = f_{V^+}^0$, штриховая линия на рис. 1, *c*), показатели преломления n_+ и n_- равны друг другу. При протекании электрического тока функция распределения электронов в зоне V^+ смещается навстречу приложенному электрическому полю. В вырожденном полупроводнике наиболее заметное отклонение функции распределения от своего равновесного значения происходит для состояний с $k_x = 0$, $k_y = 0$ и $E_{V^+}(k_z) \approx E_F$. При этом неравновесная добавка к функции распределения Δf_{V^+} является нечетной

функцией k_z (сплошная линия на рис. 1, *c*). Для тока, протекающего в положительном направлении оси z , эта добавка положительна при положительных k_z , что приводит к увеличению показателя преломления n_+ по сравнению с равновесным значением. При отрицательных k_z неравновесная

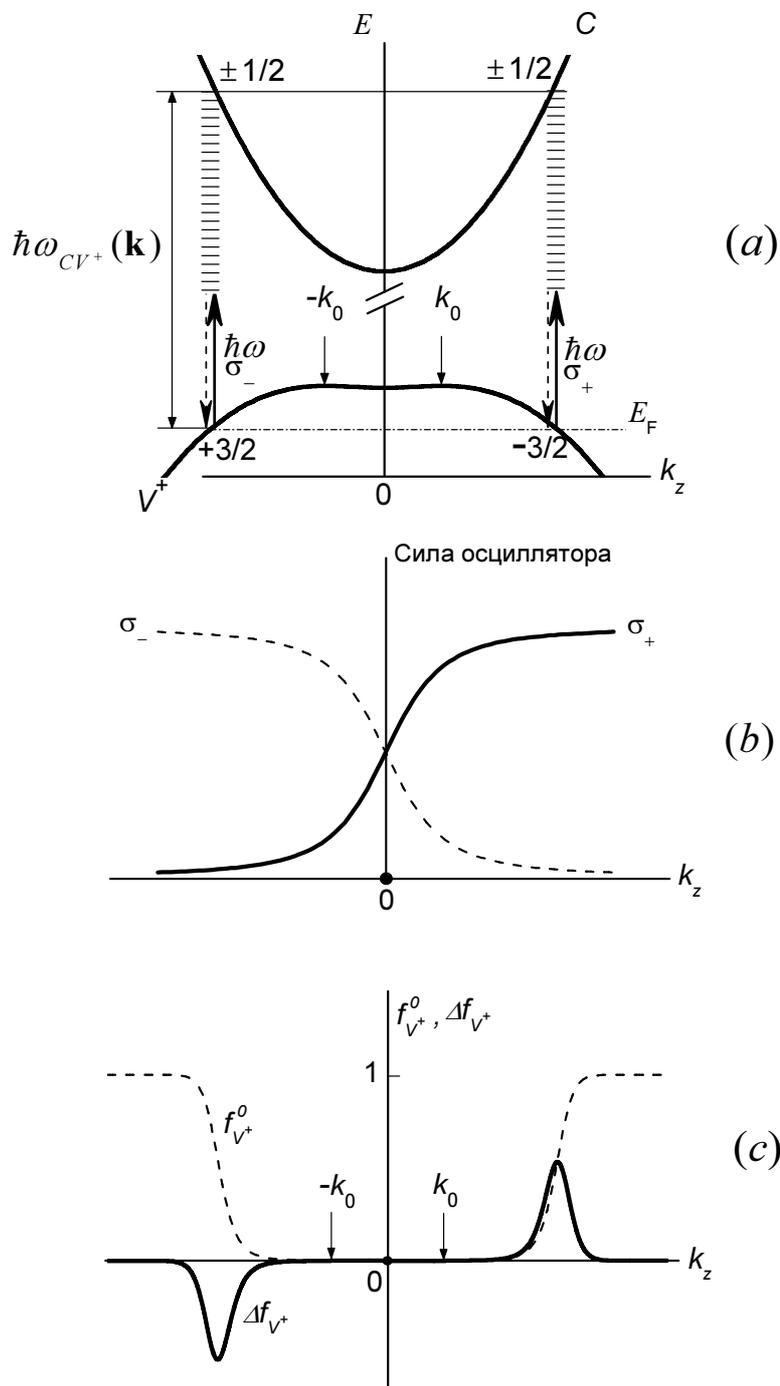


Рис. 1. Микроскопический механизм ИТОА в правовращающем теллуре (показан случай вырожденного полупроводника p -типа) [А3].

a – Диаграмма межзонных виртуальных переходов. *b* – Зависимость силы осциллятора для межзонных переходов от волнового вектора (σ_+ – правая циркулярная поляризация, σ_- – левая). *c* – Равновесная функция распределения электронов $f_{V^+}^0$ и ее изменение Δf_{V^+} при протекании электрического тока.

добавка к функции распределения отрицательна, что приводит к уменьшению n_- . Другими словами, электрический ток индуцирует циркулярное двулучепреломление ($n_+ > n_-$) и, следовательно, вызывает поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света влево: $\varphi(\mathbf{j}) < 0$.

Поскольку все эксперименты проводились на кристаллах теллура p -типа, в расчетах удобнее перейти от электронной энергетической диаграммы к дырочной. Заметим, что зависимости $M_z(k_z)$ в электронной зоне $E_{v^+}(\mathbf{k})$ и дырочной $E_h(\mathbf{k}) = -E_{v^+}(-\mathbf{k})$ описываются одним и тем же соотношением (4).

Индуцированная электрическим током неравновесная добавка Δf_h к функции распределения дырок в зоне $E_h(\mathbf{k})$ рассчитывалась с помощью кинетического уравнения Больцмана. Затем вычислялась степень спиновой ориентации дырок:

$$\rho = \frac{\langle M_z \rangle}{3/2} = \frac{2}{3p} \int M_z(k_z) \Delta f_h(\mathbf{k}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

где через p обозначена концентрация дырок. В рамках рассмотренной модели средний спин дырок и плотность тока связаны линейной зависимостью.

Максимальная абсолютная величина спиновой ориентации дырок, достигнутая в проведенных экспериментах по исследованию ИТОА в теллуре, составляет 1.4% (при температуре 77 К и плотности электрического тока 1400 А/см² в образце с концентрацией дырок $4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и подвижностью 3300 см²/V·с). Ориентация спинов пространственно однородна в области протекания электрического тока и характеризуется сравнительно высокой плотностью спинов: ~ 560 spin/ μm^3 .

Экспериментальные исследования температурной зависимости ИТОА продемонстрировали резкое уменьшение удельной величины эффекта $\gamma = \varphi(j_z)/(j_z l)$ при нагревании образца. При повышении температуры от 77 до 350 К в кристалле p -Te с концентрацией $p(77 \text{ К}) = 3.2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ γ уменьшается в 6 раз [A2]. Резкая температурная зависимость ИТОА нашла теоретическое объяснение в работе [11], где проанализированы вклады в ИТОА от оптических переходов между тремя зонами (V^+ , V^- и C) с учетом температурной зависимости их заполнения носителями заряда.

В диссертационной работе получено аналитическое выражение, которое связывает угол индуцированного током поворота плоскости поляризации света со степенью спиновой ориентации дырок [A3]:

$$\frac{\varphi(\mathbf{j})}{l} \approx \frac{2\pi\hbar}{c\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} p\rho(\mathbf{j}), \quad (6)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны, P_1 – межзонный матричный элемент оператора импульса, ε_{\perp}^0 – главное значение тензора диэлектрической

проницаемости в направлении x (y), l – расстояние между контактами. Приближенное равенство (6) справедливо для невырожденного p -Те, причем ИТОА рассматривается в спектральной области $E_g - \hbar\omega \gg k_B T$. Отметим, что в рассматриваемом приближении спектральная зависимость удельной величины ИТОА определяется множителем $[E_g^2 - (\hbar\omega)^2]^{-1}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными в диапазоне длин волн от 5.2 до 10.6 μm [A3].

В последнее десятилетие экспериментальные исследования спиновой ориентации свободных носителей заряда под действием тока были предприняты различными авторами и в других полупроводниковых материалах. Индуцированная током ориентация спинов, однородная по объему полупроводника, наблюдалась в напряженных эпитаксиальных слоях n -InGaAs и n -ZnSe [12, 13]. Однако в цитируемых работах максимальная степень спиновой ориентации была на 2 – 4 порядка меньше, чем в экспериментах на монокристаллах теллура. Индуцированная током ориентация спинов исследована также и для двумерного электронного газа. Экспериментальные результаты для квантовых ям на основе полупроводников A^3B^5 (см. [6] и ссылки в этой работе) качественно согласуются с теоретическими расчетами [14–18].

Во **Второй главе** рассмотрены циркулярный эффект фотонного увлечения и магнито-фотогальванический эффект в двумерных структурах [A4–A8]. Существует множество эффектов, при которых поглощение света в полупроводниковых структурах приводит к возникновению электрического тока (фототока). При рассмотрении фототоков в отсутствие внешнего смещения различают *фотогальванические эффекты*, в которых возникновение тока определяется только интенсивностью и поляризацией фотовозбуждения и не связано с передачей импульса фотонов в электронную систему, и *эффекты фотонного увлечения*, в которых возникновение тока непосредственно обусловлено передачей импульса фотонов в электронную систему.

В § 2.2 речь идет об экспериментальном обнаружении *циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами* [A4, A5]. Данный эффект представляет собой генерацию фототока, обусловленного одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронной системе. В отличие от «классического» линейного эффекта увлечения, в циркулярном эффекте увлечения фототок меняет направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Эффект был теоретически предсказан более 30 лет назад [19], однако до последнего времени его не удавалось экспериментально обнаружить.

В настоящей работе циркулярный эффект фотонного увлечения наблюдался при межподзонных оптических переходах в полупроводниковых квантовых ямах GaAs/AlGaAs n -типа, выращенных вдоль низкосимметричного направления [110] и имеющих точечную группу

симметрии C_s . Возбуждение осуществлялось CO_2 лазером с модулированной добротностью (диапазон длин волн $9.2 - 10.8 \mu m$). Фототок, обусловленный циркулярным эффектом увлечения, зарегистрирован в направлении $x \parallel [1\bar{1}0]$ при наклонном падении света (рис. 2).

Циркулярный фототок определялся как часть полного фототока J_x , которая меняет знак при переходе от левой циркулярной поляризации света к правой:

$$J_x^{circ} = \frac{J_x(\sigma_+) - J_x(\sigma_-)}{2}. \quad (7)$$

В эксперименте наблюдается двукратная инверсия знака циркулярного фототока при изменении угла падения θ_0 от -60° до $+60^\circ$. Феноменологический анализ, основанный на теории групп, показывает, что в структурах симметрии C_s в фототок в направлении $[1\bar{1}0]$ вносит вклад как циркулярный эффект фотонного увлечения, так и циркулярный ФГЭ, который не связан с передачей импульса фотонов:

$$j_x^{circ} / I_0 = t_p t_s \{ [\gamma_{xz} \cos \theta + q \tilde{T}_{zzz} \cos^2 \theta] + q \tilde{T}_{xxx} \sin^2 \theta \} n_\omega P_{circ}^0, \quad (8)$$

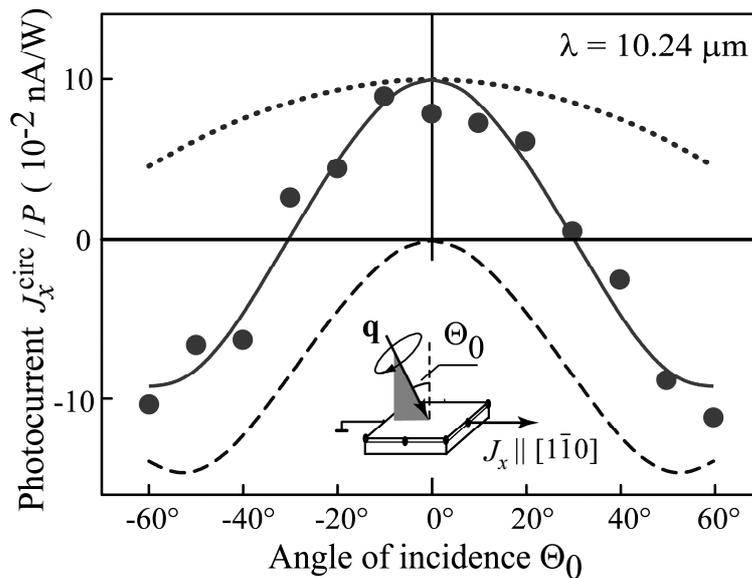


Рис. 2. Зависимость циркулярного фототока J_x^{circ} , нормированного на мощность фотовозбуждения P , от угла падения лазерного пучка θ_0 . Штриховая кривая показывает вклад в фототок циркулярного эффекта фотонного увлечения [A4].

где компоненты тензора \tilde{T} описывают эффект фотонного увлечения, тензор γ характеризует фотогальванический эффект; t_p и t_s – коэффициенты пропускания поверхности образца для p - и s -компоненты амплитуды электрического поля световой волны; $\sin \theta = n^{-1} \sin \theta_0$. Слагаемые, выделенные в (8) квадратными скобками, имеют максимум при нормальном падении, и их вклад в фототок уменьшается с ростом угла падения. В то же время

циркулярный эффект фотонного увлечения, описываемый последним членом в (8), при нормальном падении отсутствует и возрастает при увеличении $|\theta|$. Для исследуемой структуры указанные эффекты имеют противоположный знак, и их наложение приводит к двукратной смене знака фототока при изменении угла падения. На рис. 2 точки соответствуют экспериментальным данным, сплошная линия – результат их аппроксимации с помощью феноменологической формулы (8). Штриховая кривая показывает вклад в фототок циркулярного эффекта фотонного увлечения.

Обнаруженный в квантовых ямах GaAs/AlGaAs циркулярный эффект фотонного увлечения может быть объяснен трехступенчатым процессом, включающим ориентацию электронных спинов при межподзонных оптических переходах, спиновую прецессию в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием, и генерацию тока в процессе спиновой релаксации.

Циркулярный эффект фотонного увлечения наблюдается также в графене [20, А6]. В § 2.3 представлены результаты исследования фототоков в графене при его возбуждении CO₂-лазером и лазером на свободных электронах. Эксперименты проводились на монослойном графене большой площади, полученном сублимацией Si из полуизолирующих подложек SiC. Структуры имели симметрию точечной группы C_{6v}. Возбуждение графена циркулярно поляризованным светом (при наклонном падении лазерного пучка) приводило к генерации фототока в графене, перпендикулярного плоскости падения, при этом знак фототока менялся при переходе от левой циркулярной поляризации к правой. Проведены спектральные исследования циркулярных фототоков в диапазоне длин волн 9.2–10.8 μm, в некоторых образцах обнаружена спектральная инверсия знака фототока. Показано, что исследованные циркулярные фототоки представляют собой суперпозицию циркулярного эффекта фотонного увлечения и циркулярного фотогальванического эффекта. Сопоставление с результатами исследований фототоков в графене при терагерцовом возбуждении [20], а также анализ микроскопических механизмов фототоков позволяют сделать вывод о том, что по мере понижения частоты возбуждения циркулярный эффект фотонного увлечения начинает доминировать (при энергиях фотонов менее 100 meV).

Среди фотогальванических эффектов особое место занимают *магнито-фотогальванические* эффекты, т. е. фототоки, индуцированные магнитным полем. Магнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени, что обуславливает дополнительные механизмы генерации фототока. Например, в нецентросимметричных кубических кристаллах (такие кристаллы не обладают гиротропией) циркулярный фотогальванический эффект отсутствует. Однако при наличии внешнего магнитного поля этот эффект становится возможным, что экспериментально наблюдалось в объемном GaAs [21]. В гиротропных кристаллах магнито-

фотогальванические эффекты характеризуются большим многообразием. Поскольку гиротропия допускает существование полярного и аксиального векторов с компонентами, преобразующимися одинаково при всех преобразованиях симметрии данного кристалла, то оказывается возможным фототок с компонентами $j_\alpha \propto IB_\beta$, где I – интенсивность света внутри среды, а B_β – компоненты приложенного магнитного поля. Фототоки, для генерации которых необходимы одновременно гиротропия среды и внешнее магнитное поле, составляют класс магнито-гиротропных фотогальванических эффектов [5].

В § 2.4 рассмотрен *магнито-фотогальванический эффект* в асимметричных квантовых ямах n -GaAs/AlGaAs, выращенных в направлении [001], симметрия которых соответствует точечной группе симметрии C_{2v} . Показано, что возбуждение квантовых ям оптическим излучением в области межподзонных переходов при наличии латерального магнитного поля приводит к генерации фототоков [A7]. Исследованы образцы с разной шириной квантовых ям, у которых полоса межподзонного поглощения перекрывается со спектральным диапазоном CO₂-лазера (9.2 – 10.8 μm). При комнатной и гелиевой температурах исследованы зависимости магнитоиндуцированного фототока от угла падения лазерного пучка и его поляризации, а также от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей.

При нормальном падении лазерного пучка в отсутствие магнитного поля возбуждение образцов линейно поляризованным светом не приводило к генерации электрического тока. Приложение латерального магнитного поля $\mathbf{B} \parallel y \parallel [110]$ индуцировало латеральный фототок, направленный перпендикулярно магнитному полю. Во всех образцах фототок был линеен по магнитному полю и менял знак при инверсии поля.

При наклонном падении лазерного пучка фототок наблюдался и в отсутствие магнитного поля, что обусловлено линейным фотогальваническим эффектом и эффектом фотонного увлечения. Для того, чтобы в чистом виде выделить вклад магнитоиндуцированного фототока, который меняет знак при инверсии магнитного поля, мы определяли величину эффекта следующим образом:

$$J_x^{\text{MPGE}} = \frac{J_x(B_y^+) - J_x(B_y^-)}{2}, \quad (9)$$

где $J_x(B_y^+)$ и $J_x(B_y^-)$ – полные фототоки, измеряемые в направлении оси x для двух направлений магнитного поля с индукцией B , параллельного и антипараллельного оси y , соответственно.

Поляризационные зависимости фототока J_x^{MPGE} при нормальном и наклонном падении лазерного пучка качественно различны (рис. 3). В условиях нормального падения магнитоиндуцированный фототок

практически не зависит от поляризации. В то же время при наклонном падении фототок становится поляризационно зависимым: он достигает максимума для излучения, поляризованного в плоскости падения (p -поляризация, азимут плоскости поляризации $\alpha = 0^\circ$), и минимума для ортогональной поляризации, когда электрическое поле излучения не имеет компоненты вдоль оси роста квантовых ям z (s -поляризация, $\alpha = 90^\circ$). Такая азимутальная зависимость фототока качественно согласуется с азимутальной зависимостью оптического поглощения при межподзонных переходах электронов в квантовых ямах.

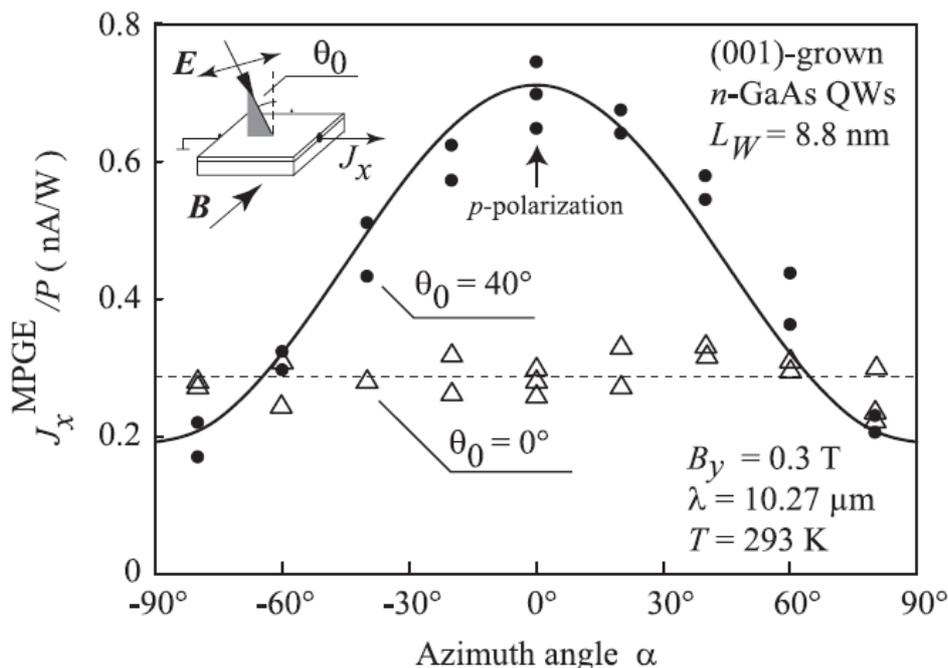


Рис. 3. Зависимость магнитоиндуцированного фототока J_x^{MPGE} , нормированного на мощность лазерного луча P , от азимута плоскости поляризации излучения α при нормальном падении ($\theta_0 = 0^\circ$) и наклонном падении ($\theta_0 = 40^\circ$). В последнем случае плоскость падения совпадает с плоскостью xz . Сплошная и штриховая линии – результаты аппроксимации экспериментальных данных с помощью феноменологического соотношения (10) [A7].

Спектральные зависимости фототока имеют резонансный вид, при этом спектральный контур фототока близок к спектральному контуру линии межподзонного поглощения. По мере уменьшения ширины квантовой ямы пик фототока и пик межподзонного поглощения смещаются в коротковолновую сторону. Все это указывает на то, что измеряемый фототок обусловлен межподзонными переходами электронов. Мы предположили, что и поляризационная зависимость фототока полностью определяется поляризационной зависимостью межподзонного поглощения. Рассматривая структуру с квантовыми ямами как поглощающую оптически одноосную среду со слабой анизотропией показателя преломления ($n_z \approx n_{||} \approx n$) и сильной анизотропией поглощательной способности $\eta_z \gg \eta_{||}$ (здесь индексы z и $||$ относятся к излучению, поляризованному вдоль оси z и в плоскости

квантовой ямы, соответственно), можно получить следующее феноменологическое выражение для поляризационной зависимости плотности фототока в случае линейно поляризованного света:

$$j_x^{\text{MPGE}} = \gamma B_y n I_0 \left[t_p^2 \cos^2 \alpha (\eta_{\parallel} \cos^2 \theta + \eta_z \sin^2 \theta) + t_s^2 \eta_{\parallel} \sin^2 \alpha \right], \quad (10)$$

где θ – угол преломления, γ – параметр. Используя (10) для аппроксимации экспериментальной поляризационной зависимости фототока (рис. 2), можно найти отношение η_{\parallel}/η_z . Согласно расчету матричных элементов межподзонных переходов в однозонном приближении, такие переходы запрещены для света, поляризованного в плоскости квантовой ямы, и разрешены только при ненулевой z -компоненте электрического поля световой волны [22], т.е. должно быть $\eta_{\parallel}/\eta_z = 0$. Однако некоторые эксперименты указывают на то, что эти широко используемые правила отбора не являются строгими [23]. Результаты наших исследований подтверждают последнее утверждение и показывают, что отношение η_{\parallel}/η_z в квантовых ямах n -GaAs/AlGaAs может достигать величины 0.02.

Оценки показывают, что наблюдавшийся в асимметричных квантовых ямах n -GaAs/AlGaAs магнито-гиротропный эффект обусловлен диамагнитным механизмом, а именно связан с наличием линейных по \mathbf{k} диамагнитных членов в вероятности рассеяния, что приводит к асимметричной релаксации фотовозбужденных носителей в \mathbf{k} -пространстве.

В § 2.5 представлены результаты исследования *магнито-фотогальванического эффекта* в асимметричных квантовых ямах HgTe/HgCdTe, выращенных в направлении [001] и имеющих симметрию C_{2v} [A8]. Квантовые ямы на основе HgTe характеризуются весьма специфической зонной структурой, которая (в зависимости от ширины квантовой ямы и температуры) может быть либо нормальной, либо инвертированной. В работе исследованы квантовые ямы различной ширины ($L_w = 5 - 22$ nm) в диапазоне температур от 4.2 К до 300 К. Измерены магнитоиндуцированные токи в условиях фотовозбуждения гетероструктур линейно поляризованным излучением среднего инфракрасного или терагерцового диапазона при нормальном падении лазерного луча. Исследованы зависимости фототока $J_y \parallel [010]$ от магнитного поля $B_x \parallel [100]$ и от азимута плоскости поляризации излучения α .

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости поляризационно-независимого вклада J_0 в фототок $J_y(B_x, \alpha)$ при трех температурах (для эксперимента в среднем ИК диапазоне). В слабых и средних магнитных полях ($B < 1$ Т) фототок J_0 линеен по B во всех образцах при всех температурах. В более сильных полях ситуация кардинально меняется. При высоких температурах (например, при $T = 200$ К) линейная полевая зависимость фототока наблюдается только в образцах с узкой квантовой ямой ($L_w = 8$ nm), в образцах с более широкими квантовыми ямами полевая

зависимость фототока становится нелинейной и может быть представлена как суперпозиция линейного и кубического по B вкладов: $J_0(B) = aB + bB^3$ (см. рис. 4,а). В квантовой яме шириной 22 nm кубический вклад силен и в достаточно сильных полях доминирует над линейным (при $B > 6$ Т). Отметим, что линейные по магнитному полю фототоки ранее наблюдались во многих структурах с квантовыми ямами на основе полупроводников A^3B^5 , а кубический по магнитному полю фототок ранее не наблюдался.

В образцах, изготовленных из гетероструктуры HgTe/HgCdTe с $L_W = 12$ nm, полевая зависимость фототока также содержит кубический вклад. Более того, в этих образцах коэффициенты a и b имеют противоположные знаки, что приводит к инверсии знака магнитоиндуцированного фототока при $B \approx 4$ Т.

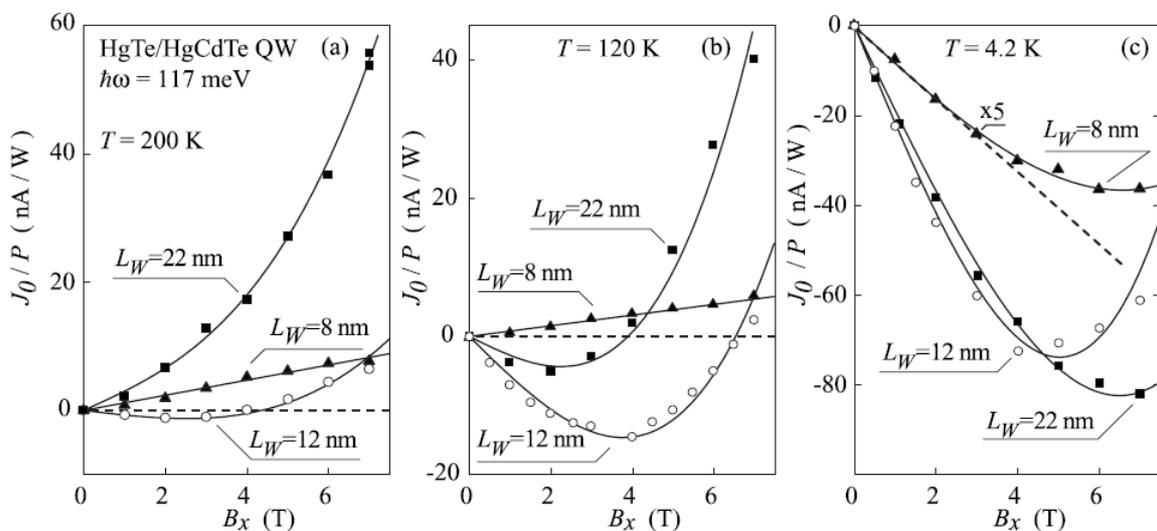


Рис. 4. Зависимость поляризационно-независимого вклада в фототок от приложенного магнитного поля для квантовых ям HgTe/HgCdTe различной ширины при трёх температурах. Фотовозбуждение осуществлялось CO_2 -лазером. Экспериментальные зависимости аппроксимируются кривыми $J_0(B) = aB + bB^3$ [A8].

При уменьшении температуры вид экспериментальных полевых зависимостей фототока существенно меняется. При $T = 4.2$ К у всех образцов линейный по магнитному полю вклад в фототок становится отрицательным. При этой температуре даже у образца с узкой квантовой ямой ($L_W = 8$ nm) появляется кубический по B вклад в фототок (рис. 4,с), который отсутствовал при высоких температурах (рис. 4,а,б). Этот кубический вклад положителен, и может привести к инверсии знака полного фототока при достаточно сильных магнитных полях, которые лежат за пределами доступного в нашем эксперименте диапазона. В то же время при промежуточной температуре $T = 120$ К в образцах с шириной квантовой ямы 12 и 22 nm инверсия знака магнитоиндуцированного фототока наблюдается уже при $B < 7$ Т.

Установлена следующая важная закономерность: в квантовых ямах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой магнитоиндуцированный фототок с ростом магнитного поля становится сильно нелинейным. Такого не наблюдалось ни в одной из работ, посвященных исследованиям магнито-фотогальванического эффекта в квантовых ямах на основе полупроводников A^3B^5 (см. [A7] и ссылки ней). В указанных работах была продемонстрирована линейная зависимость магнитоиндуцированного фототока от магнитного поля, аналогичный результат получен нами в квантовых ямах HgTe/HgCdTe с нормальным порядком энергетических зон. Это позволяет заключить, что, исследуя полевую зависимость магнито-фотогальванического эффекта, можно легко определить, является ли инвертированным зонный спектр квантовых ям при любом заданном наборе параметров (ширина и глубина ям, температура).

Экспериментальные результаты анализируются в рамках нескольких микроскопических моделей магнито-гиротопного фотогальванического эффекта. Наиболее вероятной причиной нелинейного по магнитному полю фототока является кубическое по B зеемановское расщепление нижней подзоны зоны проводимости в квантовой яме.

Третья глава посвящена исследованиям в квантовых ямах *амплитудной и фазовой модуляции света* в сильных электрических полях, а также *эмиссии спонтанного и стимулированного излучения* в условиях интенсивной оптической накачки.

В латеральном электрическом поле обнаружено и исследовано изменение двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов для различных структур с квантовыми ямами на основе полупроводников A^3B^5 . Этим исследованиям посвящен § 3.1.

В наноструктурах с легированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs латеральное электрическое поле, разогревающее двумерные электроны, приводит к трансформации линии межподзонного поглощения. Во-первых, это связано с тем, что непараболичность закона дисперсии энергии электронов для материала квантовой ямы приводит к различной кривизне дисперсионных кривых для основной и возбужденной подзон размерного квантования. Тогда перераспределение электронов в \mathbf{k} -пространстве при разогреве электронов вызывает спектральный сдвиг линии поглощения в красную область. Во-вторых, заметное влияние на трансформацию линии межподзонного поглощения при разогреве электронов оказывает их обменное взаимодействие [A9–A11]. Анализ показывает, что в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs с концентрацией электронов $N_s \sim 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ влияние обменного взаимодействия существенно больше, чем влияние непараболичности.

В рамках одноэлектронного приближения обменное взаимодействие электронов может быть приближенно учтено следующим образом:

$$\Delta E_n(\mathbf{k}_{\parallel}) = -\frac{e^2}{\varepsilon} \int d\mathbf{r} \int d^3\mathbf{r}' \sum_m \sum_{\mathbf{k}'} f_m(\mathbf{k}_{\parallel}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi_{m\mathbf{k}_{\parallel}'}^*(\mathbf{r}') \psi_{n\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{r}') \psi_{m\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{r}) \psi_{n\mathbf{k}_{\parallel}'}^*(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где $\Delta E_n(\mathbf{k}_{\parallel})$ - обменная поправка к энергии электрона с двумерным волновым вектором \mathbf{k}_{\parallel} в n -ой подзоне, $\psi_{n\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}} \phi_n(z)$ - волновая функция электрона, $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_{\parallel}, z)$, \mathbf{r}_{\parallel} - двумерный вектор в плоскости слоя (S - площадь структуры), z - координата в ортогональном направлении, $\phi_n(z)$ - волновая функция электрона в одномерной яме, $f_m(\mathbf{k}_{\parallel})$ - функция распределения электронов в m -й подзоне. На рис. 5,*a* представлены результаты расчета обменных поправок к энергетическому спектру равновесных ($T_e = T = 77$ К) и горячих ($T_e = 250$ К) электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs ($L_W = 10.2$ nm) при температуре решетки 77 К.

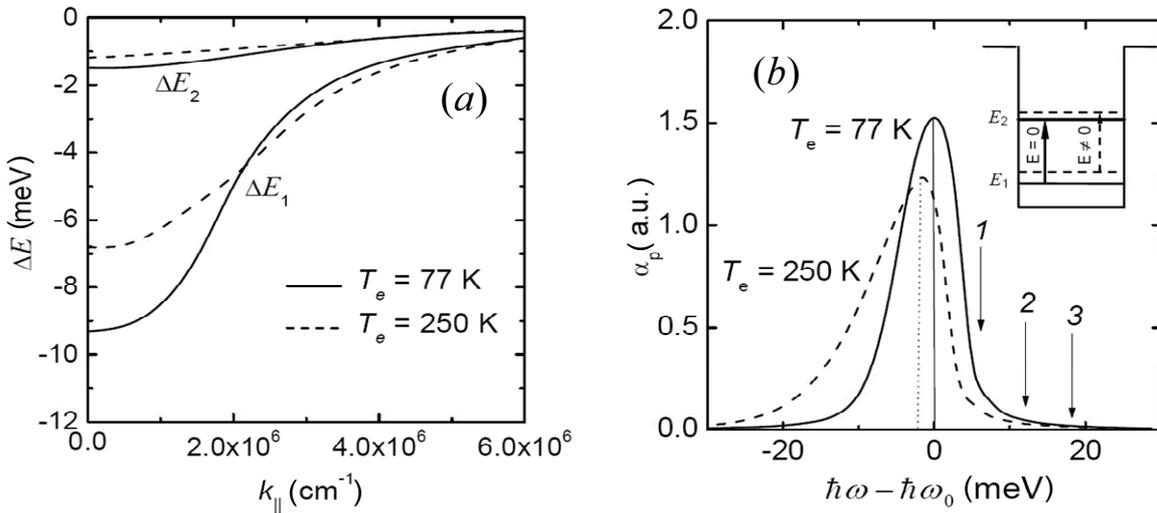


Рис. 5. Обменные поправки к энергетическому спектру двумерных электронов (a) и спектральный профиль линии межподзонного поглощения (b) – расчет для легированных квантовых ям GaAs/AlGaAs. Сплошные линии соответствуют равновесным электронам ($T_e = T = 77$ К), штриховые – горячим электронам ($T_e = 250$ К). Стрелки указывают положение линий излучения лазера, на которых была экспериментально исследована электрооптическая модуляция [A9].

Величина обменных поправок максимальна при $k_{\parallel} = 0$ и монотонно убывает с ростом волнового вектора. При повышении температуры электронов обменные поправки при $k_{\parallel} = 0$ уменьшаются из-за перераспределения электронов из центра подзон в состояния с большими k_{\parallel} . Таким образом, при разогреве электронов электрическим полем происходит не только их перераспределение по состояниям в \mathbf{k} -пространстве, но еще и меняется энергия этих состояний.

На рис. 5,*b* представлены результаты расчета формы линии межподзонного поглощения для экспериментально исследованных квантовых ям в равновесии и в условиях разогрева электронов. Расчет, выполненный с

учетом обменных поправок, показывает, что разогрев электронов должен приводить к красному сдвигу пика межподзонного поглощения и его уширению. Экспериментальные результаты по исследованию оптического поглощения и двулучепреломления в латеральном электрическом поле, выполненные с помощью CO₂-лазера ($\hbar\omega = 117, 123$ и 129 meV), подтверждают это заключение. Сопоставление эксперимента с расчетом позволяет определить полевую зависимость температуры горячих электронов. В частности, в электрическом поле $E = 1000$ V/cm электроны разогреваются до $T_e = 250$ K.

В структурах с легированными квантовыми ямами GaAs/AlAs при разогреве электронного газа электрическим полем наблюдалась модуляция линейного двулучепреломления при $\lambda = 10.6$ μm , также обусловленная эффектом обменного взаимодействия. Однако модуляция оптического поглощения на этой длине волны определяется в основном междолинным ($\Gamma - X$) переносом 2D-электронов [A12]. Исследования структур с асимметричными парами туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированных в барьерной области, демонстрируют еще один механизм модуляции линейного двулучепреломления и оптического поглощения: разогрев электронов электрическим полем и их перенос в реальном пространстве за счет туннелирования между узкой и широкой квантовыми ямами [A13, A14].

В поперечном электрическом поле энергетический спектр квантовых ям меняется более кардинально, чем в латеральном. Во-первых, дно у каждой квантовой ямы наклоняется, и квантово-размерные уровни испытывают штарковский сдвиг. Во-вторых, один из барьеров, ограничивающих квантовую яму, из прямоугольного превращается в треугольный и становится туннельно-прозрачным. Строго говоря, для электрона в квантовой яме движение навстречу электрическому полю является инфинитным, и дискретные уровни размерного квантования размываются в континуум состояний. В §3.2 приведены результаты теоретического и экспериментального исследования трансформации спектров внутризонного поглощения света электронами в двухуровневой квантовой яме GaAs/AlGaAs ($L_w = 5.1$ nm) при воздействии поперечного электрического поля [A15, A16].

Спектр поглощения при воздействии поперечного электрического поля ($\mathbf{E} \parallel z$) рассчитывался следующим образом. Полагалось, что для состояний в глубине ямы отсутствует туннелирование через треугольный барьер. В этом приближении, соответствующем финитному движению электрона, находились волновая функция и энергия основного уровня при наличии поперечного поля. В то же время полагалось, что верхний уровень размерного квантования, расположенный вблизи потолка ямы, при включении электрического поля за счет туннелирования электрона через треугольный барьер размывается в континуум состояний, расположенных над основным уровнем. Волновые функции для этих состояний соответствуют

инфинитному движению электрона. Далее рассчитывались матричные элементы для прямых оптических переходов с дискретного основного уровня в континуум возбужденных состояний, а также спектр неравновесного поглощения.

Согласно расчету (см. рис. 6), электрическое поле приводит к уширению пика межподзонного поглощения и его сдвигу в коротковолновую область. На спектральной кривой модуляции коэффициента поглощения $\Delta\alpha(E)$ это проявляется в виде отрицательного пика, расположенного вблизи точки максимума равновесного поглощения, и примыкающих к нему с обеих сторон положительных пиков. Кроме того, электрическое поле приводит к возникно-

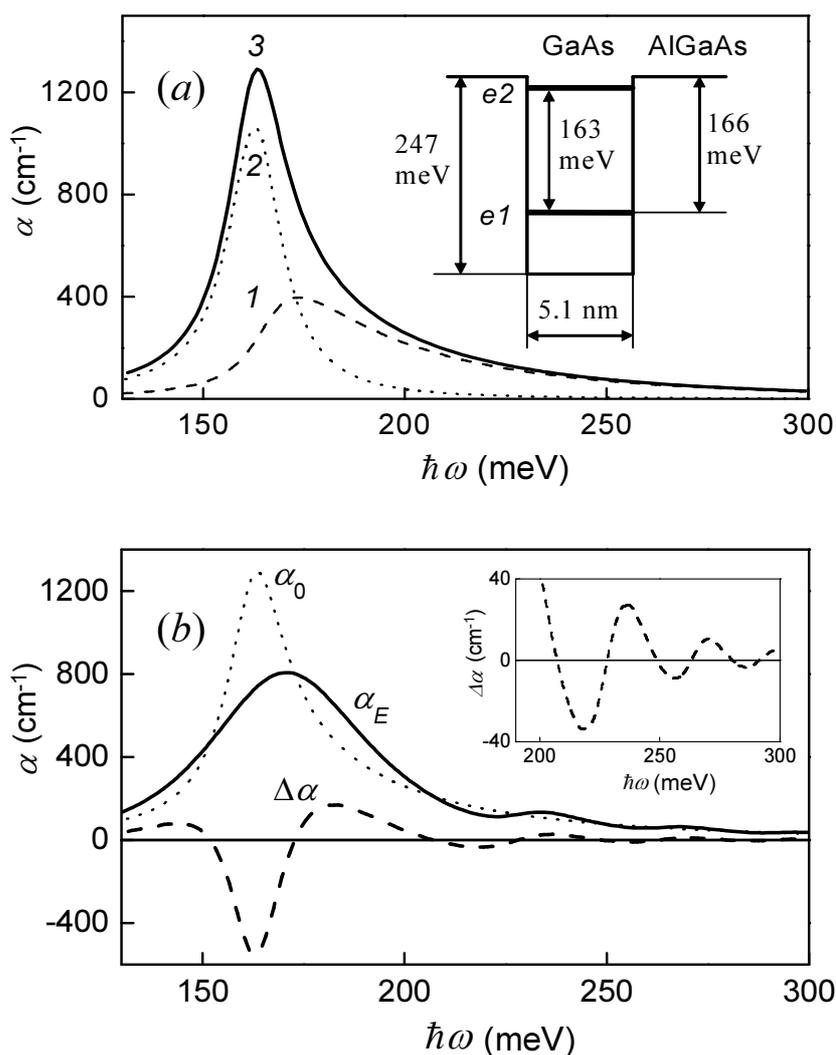


Рис. 6. (а) Равновесный спектр внутрizonного поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs (расчет). 1 – полоса фотоионизации, 2 – пик межподзонного поглощения, 3 – результирующее поглощение.

(б) Спектры поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле (α_E) и в его отсутствие (α_0), а также спектр электропоглощения $\Delta\alpha(E) = \alpha_E - \alpha_0$ (расчет).

Для удобства сопоставления с экспериментом во все расчеты феноменологически введено спектральное уширение (8 meV). При таком уширении обеспечивается наилучшее совпадение расчетного равновесного спектра с экспериментальным [A15]. Параметры квантовой ямы указаны на панели (а).

вению квазипериодических осцилляций на спектре поглощения в полосе фотоионизации. Они связаны с тем, что на фоне континуума состояний над ямой в дополнение к редко расположенным уровням прямоугольной ямы возникает серия квазидискретных уровней, обусловленных линейным потенциалом внешнего поля. Период осцилляций растет с ростом поля. Теоретическое предсказание осцилляций электропоглощения в полосе фотоионизации квантовых ям было сделано в 1990 году [24]. В настоящей работе они были впервые обнаружены экспериментально [A15]. Сопоставление экспериментальных результатов с проведенными теоретическими расчетами показывает, что исследование осцилляций электропоглощения позволяет независимо определять основные параметры квантовых ям – их ширину и глубину. Кроме того, исследование спектра электропоглощения в поперечном поле позволяет определить глубину залегания основного уровня в квантовой яме – даже тогда, когда в равновесном спектре поглощения полоса фотоионизации сливается с линией межподзонного поглощения, как, например, на рис. 6,а. Для этого достаточно исследовать осцилляции электропоглощения в зависимости от электрического поля.

В §3.3 рассмотрена *фотолуминесценция* в трехуровневых квантовых ямах ступенчатой формы. Наноструктуры с таким профилем квантовых ям перспективны с точки зрения создания двухцветного лазера, который может генерировать излучение одновременно в двух диапазонах – в среднем инфракрасном (СИК) и ближнем инфракрасном (БИК) [A17]. При этом эмиссия излучения в СИК диапазоне обусловлена оптическими переходами электронов между двумя верхними подзонами размерного квантования ($e3$ и $e2$), а эмиссия в БИК диапазоне связана с излучательной межзонной рекомбинацией электронов и дырок через основные состояния ($e1$ и $hh1$). Условие инверсии населенности при межподзонных переходах электронов может быть обеспечено специальным профилем квантовых ям, когда верхний электронный уровень $e3$ в квантовой яме является метастабильным благодаря слабому перекрытию его волновой функции с волновыми функциями уровней $e1$ и $e2$.

Экспериментально исследованы структуры с тремя периодами ступенчатых квантовых ям на основе твердых растворов InGaAs и AlGaAs [A18, A19]. Узкая квантовая яма имела ширину 6.0 nm, а широкая – 21.2 nm. Квантоворазмерные слои располагались в середине волновода, сформированного слоями AlGaAs с переменным составом и встроенного в i -слой $p-i-n$ -структуры. Оптический резонатор ($L \sim 2$ mm) создавался путем скалывания структуры.

В квазинепрерывном режиме, когда длительность импульса накачки (0.5 μ s) значительно превышает время жизни носителей заряда, данная структура давала одну узкую линию лазерной генерации на межзонных переходах электронов – через основные состояния электронов и дырок в

квантовых ямах ($e1-hh1$). Лазерная генерация наблюдалась как при токовой инжекции, так и при межзонной оптической накачке в области барьера ($\hbar\omega_{\text{pump}} = 2.37$ eV). Для экспериментов с оптической накачкой верхний легированный слой структуры (p -слой) предварительно удалялся химическим травлением.

В условиях мощного (до $4.5 \mu\text{J}$) фотовозбуждения пикосекундными (~ 3 ps) импульсами спектр люминесценции кардинально меняется. В этом случае длительность фотовозбуждения значительно меньше времени жизни носителей и сравнима со временем релаксации при межподзонных переходах, что позволяет реализовать сильно неравновесное распределение носителей по состояниям и четко различить в спектре фотолюминесценции переходы электронов из нескольких возбужденных подзон. На рис. 7 представлены спектры фотолюминесценции в условиях, когда интенсивное ($> 40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, т.е. $> 13 \text{ MW}/\text{cm}^2$) возбуждение осуществлялось по всей длине оптического резонатора и излучение регистрировалось с торца лазерной структуры. При достаточно больших уровнях фотовозбуждения (более $1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$) благодаря наличию волновода и резонатора происходила генерация стимулированного излучения одновременно на трех межзонных переходах: $e1-hh1$, $e2-hh2$ и $e3-hh3$. При этом первый пик имеет максимальную интенсивность, а третий – минимальную. Все три пика на спектре сдвинуты в длинноволновую сторону относительно положения соответствующих линий в режиме спонтанной эмиссии (которая наблюдалась с поверхности структуры без резонатора при столь же мощной накачке, но сфокусированной в небольшое пятно).

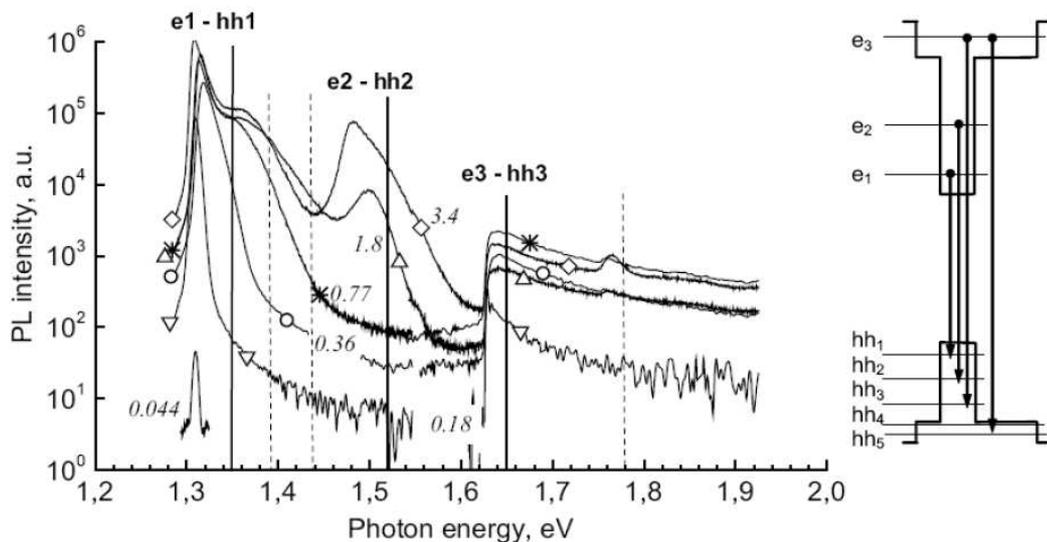


Рис. 7. Спектры фотолюминесценции ступенчатых квантовых ям $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ в режиме стимулированной эмиссии при интенсивном пикосекундном возбуждении (эксперимент при $\hbar\omega_{\text{pump}} = 2.37$ eV, $T = 300$ K). Числа у кривых указывают плотность энергии импульса оптической накачки в mJ/cm^2 [A18]. На панели справа – потенциальный профиль квантовой ямы и основные межзонные излучательные переходы электронов в подзоны тяжелых дырок.

Наиболее важной особенностью полученных спектров фотолюминесценции в режиме стимулированной эмиссии является следующая: при определенных условиях интенсивность линии излучения $e3-hh3$ превышает интенсивность линии $e2-hh2$ (при сохраняющемся доминировании линии $e1-hh1$). Такое инверсное соотношение интенсивностей линий реализуется, когда плотность энергии импульса оптической накачки лежит в диапазоне между 0.1 и 1 мДж/см². Подчеркнем, что этот результат подтверждает обсуждавшуюся в [A17] возможность получения инверсной населенности между двумя верхними подзонами ($e3$ и $e2$) в трехуровневой квантовой яме в условиях интенсивного опустошения основной подзоны за счет стимулированной эмиссии на переходах $e1-hh1$. В рассмотренной ступенчатой квантовой яме энергетический зазор $e3-e2$ соответствует СИК диапазону (~ 80 меВ), а линия лазерной генерации на переходах $e1-hh1$ лежит в БИК диапазоне (~ 1300 меВ), что открывает возможность для создания двуцветного лазера, работающего одновременно в двух указанных спектральных диапазонах.

В **Четвертой главе** изложены результаты исследований эмиссии терагерцового (ТГц) излучения из полупроводниковых микро- и наноструктур в сильных электрических полях. Исследована терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя примесных центров, в том числе с участием резонансных уровней доноров и акцепторов. Кроме того, исследовано тепловое излучение горячих электронов в ТГц диапазоне. В результате проведенных исследований расширен класс полупроводниковых микро- и наноструктур, которые могут быть использованы для создания источников ТГц излучения.

Один из возможных путей создания малогабаритных твердотельных источников ТГц излучения – это лазеры на полупроводниках, легированных мелкими водородоподобными примесями. Существенный прогресс достигнут в области разработки лазера на легированном кремнии [25, 26]. Стимулированное излучение ТГц диапазона также наблюдалось из одноосно сжатых кристаллов p -Ge в сильных электрических полях. Было показано, что оно связано с инверсной заселенностью расщепленных деформацией акцепторных состояний [27]. Механизм внутрицентральной инверсии населенности между резонансными и локализованными акцепторными состояниями в условиях электрического пробоя примеси рассмотрен в [7]. Сильное электрическое поле опустошает локализованные состояния из-за процесса ударной ионизации. Горячие дырки захватываются на резонансный уровень и накапливаются на этом уровне, а также в состояниях легкой подзоны с близкими энергиями. Отметим, что с точки зрения практических применений, в ТГц лазере на мелких примесях для создания одноосной деформации целесообразно использовать не внешнее давление, а встроенные

механические напряжения, возникающие в чередующихся тонких слоях полупроводников с различными периодами кристаллической решетки.

В §4.1 рассматривается ТГц люминесценция в напряженных гетероструктурах p -GaAsN/GaAs в сильных электрических полях в условиях примесного пробоя. Структуры включали десять периодов чередующихся слоев GaAs (толщина 0.5 μm) и GaAsN:Be (толщина 0.1 μm) с малым содержанием азота (1.8 %) [A20–A22]. В таких структурах в слоях GaAsN возникает встроенная деформация одноосного сжатия вдоль направления роста, приводящая к энергетическому расщеплению подзон легких (lh) и тяжелых (hh) дырок на 21 meV. При этом, согласно расчету, примесные уровни Be, связанные с подзоной тяжелых дырок, становятся резонансными (рис. 8,*b*). Эксперименты проведены в импульсном латеральном электрическом поле при гелиевых температурах. В полях 1300 – 2000 V/cm наблюдается резкий рост интегральной интенсивности ТГц излучения (в полосе чувствительности фотоприемника Ge:Ga – от 2.2 до 7.3 THz). Анализ ВАХ показал, что этот диапазон полей соответствует области примесного пробоя. При этом в спектре люминесценции, полученном с помощью фурье-

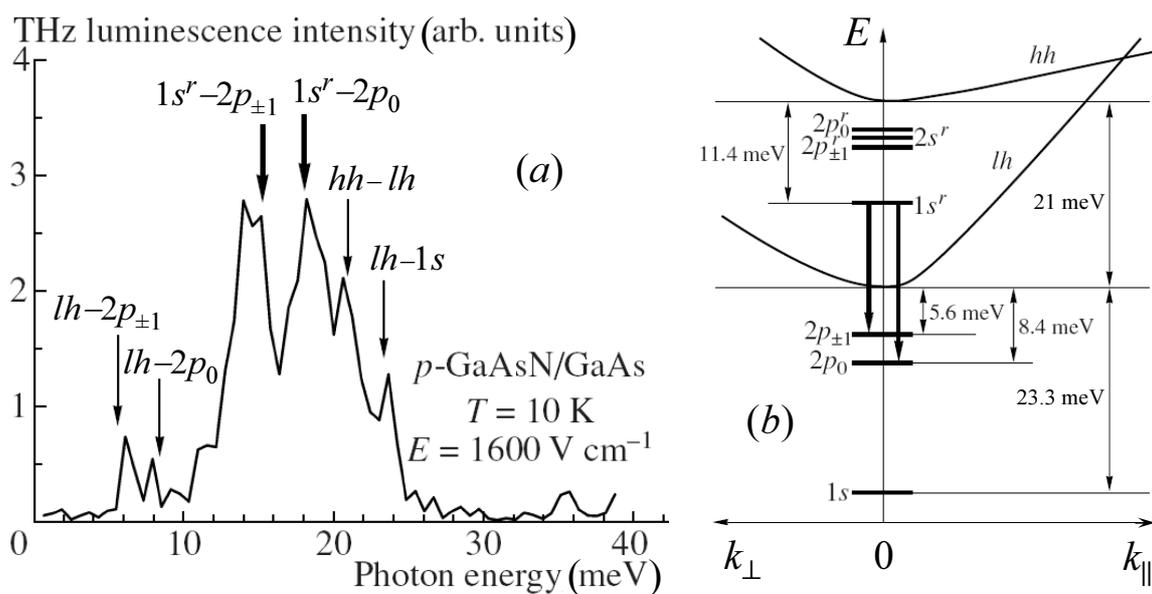


Рис. 8. (а) Спектры ТГц эмиссии из напряженной структуры p -GaAsN/GaAs в сильном латеральном электрическом поле. Стрелки указывают спектральное положение различных оптических переходов в соответствии с расчетным энергетическим спектром [A22].

(б) Расчетный энергетический спектр резонансных и локализованных состояний бериллия в напряженном слое GaAs $_{1-x}$ N $_x$ с содержанием азота $x = 0.018$ [A22].

спектрометра (см. рис. 8,а), доминируют две линии, которые соответствуют оптическим переходам дырок между резонансным акцепторным состоянием $1s^r$ и локализованными состояниями $2p_{\pm 1}$ и $2p_0$.

Аналогичный механизм эмиссии ТГц излучения может быть реализован в квантовых ямах при их легировании мелкими донорными примесями, этой

задаче посвящен §4.2 [A23, A24]. Рассмотрена наноструктура, содержащая 200 периодов квантовых ям GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 30 нм, центральная часть которых была легирована кремнием ($N_{Si} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Согласно расчетам, энергетический зазор между первой и второй подзонами размерного квантования составляет 15 meV, а возбужденное состояние примеси $2p_z$ попадает в диапазон энергий, соответствующий первой подзоне, т.е. является резонансным. При приложении латерального электрического поля наблюдалась эмиссия ТГц излучения с поверхности наноструктуры. Эксперименты проводились при гелиевых температурах, эмиссия имела пороговый характер: она наблюдалась в полях $E > 12 \text{ V/cm}$, соответствующих пробое примеси. На спектрах ТГц излучения выявлены узкие линии, соответствующие оптическим переходам электронов между резонансным ($2p_z$) и локализованными ($1s$ и $2s$) состояниями доноров, а также полоса излучения, обусловленная переходами горячих электронов из первой подзоны размерного квантования на основной уровень доноров.

Эмиссия ТГц излучения при внутрицентровых переходах электронов в условиях пробоя примеси электрическим полем исследована также в эпитаксиальных слоях *n*-GaN (§4.3, [A25, A26]). Ненапряженные эпитаксиальные слои GaN толщиной 4 μm были выращены на подложке из сапфира поверх буферного слоя (2 μm). Были исследованы пять образцов с различным уровнем легирования, концентрация свободных электронов при комнатной температуре варьировалась от $4.1 \cdot 10^{16}$ до $4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Показано, что в сильно легированных образцах GaN (при $n \geq 3.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) происходит формирование примесной зоны [A27], при этом охлаждение до температуры жидкого гелия не сопровождается вымораживанием носителей. Совместный анализ спектров и полевой зависимости электролюминесценции, а также вольт-амперных характеристик позволил определить механизмы ТГц эмиссии, наблюдавшейся при гелиевой и азотной температурах. Показано, что в образцах с концентрацией электронов $n \leq 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ в области электрических полей, соответствующих пробое примеси, ТГц излучение обусловлено преимущественно внутрицентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров Si и O. Этим переходам соответствуют наиболее интенсивные пики в спектрах электролюминесценции (при энергиях фотонов 23 и 26 meV). Переходы горячих электронов из зоны проводимости на основные состояния доноров дают менее значительный вклад. В области постпробойных электрических полей ТГц эмиссия в этих образцах обусловлена в основном непрямыми внутризонными переходами горячих электронов.

Детальные исследования ТГц эмиссии горячих электронов проведены в одиночном гетеропереходе GaN/AlGaN (§4.4, [A28, A29]). Гетероструктура выращивалась на подложке из сапфира и включала следующие слои: полуизолирующий буфер GaN (4 μm), интерфейсный слой AlN (1 nm), нелегированный слой Al_{0.3}Ga_{0.7}N (7 nm), легированный донорами (кремний с

концентрацией $N_{Si} = 4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ (13 nm) и нелегированный покровный слой GaN (5 nm). В такой структуре на гетерогранице GaN/AlGaN в слое нитрида галлия формируется треугольная квантовая яма, заполняемая электронами с вышележащих донорных уровней в барьере. Наличие широкозонного интерфейсного слоя AlN препятствует проникновению волновой функции в область барьера, где локализованы ионизованные доноры кремния, за счет этого обеспечивается более высокая подвижность 2D-электронов в квантовой яме и более эффективный их разогрев в латеральном электрическом поле. В исследованной структуре концентрация 2D-электронов N_s составляла $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (энергия Ферми $E_F = 190 \text{ meV}$), подвижность носителей μ возрастала от 1500 до $5700 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ при охлаждении структуры от 300 до 4.2 К.

Эмиссия ТГц излучения горячими 2D-электронами ранее исследовалась в MOSFET-структурах на основе кремния [28], а также в одиночных гетеропереходах и множественных квантовых ямах GaAs/AlGaAs [29, 30]. Максимальный разогрев электронов в этих работах составлял 30, 100 и 300 К, соответственно. В диссертационной работе исследован одиночный гетеропереход GaN/AlGaN в сильных электрических полях. Удалось разогреть 2D-электроны до более высокой температуры (400 К) и наблюдать интенсивную эмиссию ТГц излучения.

Эксперименты проводились в импульсном латеральном поле с напряженностью до 4000 V/cm . При исследовании вольт-амперных характеристик было обнаружено резкое уменьшение подвижности электронов в полях свыше 200 V/cm , что указывает на существенный разогрев электронов. Полевая зависимость температуры горячих электронов была найдена из полевой зависимости их подвижности с помощью уравнения баланса мощности. Предварительно был проведен теоретический расчет скорости потерь энергии. Интегральная интенсивность ТГц излучения с поверхности образца GaN/AlGaN регистрировалась фотоприемником Ge:Ga, излучение собиралось в телесном угле $0,25 \text{ sr}$.

Применительно к 2D-электронам в гетеропереходе GaN/AlGaN была рассмотрена теоретическая модель теплового излучения горячих электронов, ранее применявшаяся в работе [29] для анализа экспериментов на квантовой яме GaAs/AlGaAs. Электропроводность 2D-электронов в ТГц диапазоне описывалась классической формулой Друде, причем время релаксации определялось из экспериментальных значений подвижности. Рассчитывалась излучательная способность тонкой проводящей пленки, толщина которой гораздо меньше длины волны. Далее с помощью распределения Планка находилась спектральная плотность излучения из исследованной структуры для различных значений температуры горячих электронов T_e .

Спектр теплового излучения горячих 2D-электронов на гетероинтерфейсе GaN/AlGaN существенно отличается от спектра эмиссии абсолютно черного тела (АЧТ) при такой же температуре. У АЧТ поглощательная

(излучательная) способность всегда равна 1, а у горячих электронов при высоких частотах она убывает с частотой по закону $A(\omega) \propto f^{-2}$, что приводит к существенному спектральному сдвигу полосы излучения горячих 2D-электронов в длинноволновую область по сравнению с АЧТ. Расчет показывает, что при температуре горячих электронов от 100 до 400 К максимум в спектре излучения исследованных образцов лежит в диапазоне частот от 1 до 4.5 THz.

Интегрирование расчетной спектральной плотности излучения горячих электронов с учетом спектральной чувствительности детектора Ge:Ga показало, что в рамках рассмотренной модели экспериментальная полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц излучения из гетероперехода GaN/AlGaN качественно согласуется с теорией. Заметное количественное расхождение между экспериментом и теоретическим расчетом, наблюдающееся в полях свыше 200 V/cm (расчет дает заниженные значения интегральной интенсивности излучения), может быть обусловлено процессом накопления неравновесных фононов, который не был учтен в расчете. Действительно, анализ полевой зависимости скорости потерь энергии горячих 2D-электронов показывает, что время релаксации энергии падает с ростом электрического поля и при $E \sim 200$ V/cm становится сравнимым с временем жизни полярных оптических фононов [A29]. Это должно приводить к накоплению неравновесных оптических фононов при $E \geq 200$ V/cm, следствием которого, в частности, является возрастание эффективной температуры горячих электронов и соответствующее увеличение интегральной интенсивности ТГц излучения.

Проведенные исследования показали, что эпитаксиальные слои *p*-GaAsN и *n*-GaN, а также квантовые ямы *n*-GaAs/AlGaAs и одиночные гетеропереходы GaN/AlGaN могут быть использованы для создания компактных твердотельных источников ТГц излучения. С точки зрения интегральной интенсивности излучения наиболее перспективны эпитаксиальные слои *n*-GaN и наногетероструктуры GaN/AlGaN.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

1. Протекание электрического тока в теллуре приводит к спиновой ориентации дырок и индуцирует оптическую активность; оба эффекта линейны по току. Индуцированная током оптическая активность обнаружена экспериментально. Получено приближенное аналитическое выражение, связывающее величину индуцированной током оптической активности со степенью спиновой поляризации дырок.

2. Экспериментально обнаружен циркулярный эффект увлечения электронов фотонами. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs обнаруженный эффект может быть объяснен трехступенчатым процессом, включающим межподзонные оптические переходы, спиновую прецессию в эффективном магнитном поле и генерацию тока в процессе спиновой релаксации.

3. Проведены исследования циркулярных фототоков в эпитаксиальных слоях графена при возбуждении их излучением CO₂-лазера, а также лазера на свободных электронах. Показано, что фототоки представляют собой суперпозицию двух эффектов: циркулярного эффекта фотонного увлечения и циркулярного ФГЭ, причем циркулярный эффект фотонного увлечения доминирует при малых энергиях фотонов.

4. Впервые магнито-гиротропный фотогальванический эффект исследован в спектральной области, соответствующей межподзонным переходам электронов в квантовых ямах. Линейный по магнитному полю фототок, имеющий резонанс в полосе межподзонного поглощения, наблюдался не только при наклонном падении линейно поляризованного света, но также и при нормальном падении. Показано, что исследование поляризационной зависимости магнито-фотогальванического эффекта при наклонном падении света позволяет определить отношение вероятностей межподзонных оптических переходов для излучения *s*- и *p*-поляризации.

5. Обнаружено, что в квантовых ямах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой магнито-гиротропный фотогальванический эффект сильно нелинеен по магнитному полю. В то же время квантовые ямы, энергетический спектр которых характеризуется нормальным порядком зон, демонстрируют линейный по магнитному полю магнито-гиротропный фотогальванический эффект. Следовательно, исследуя полевую зависимость данного эффекта, можно определить, является ли инвертированным зонный спектр квантовых ям при заданном наборе параметров (ширина и глубина ям, температура).

6. Обнаружено изменение двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области прямых межподзонных переходов в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в латеральном электрическом поле. Расчеты, учитывающие непараболичность энергетического спектра квантовых ям, обменное взаимодействие горячих электронов и трансформацию их функции распределения с ростом поля, дают адекватное качественное описание обоих обнаруженных оптических эффектов.

7. Экспериментально обнаружено, что в квантовых ямах поперечное электрическое поле приводит к возникновению квазипериодических осцилляций в спектре поглощения в полосе фотоионизации. Они связаны с тем, что на фоне континуума состояний над ямой в дополнение к редко расположенным уровням прямоугольной ямы возникает серия квазидискретных уровней, обусловленных линейным потенциалом внешнего поля.

8. В трехуровневых квантовых ямах InGaAs/AlGaAs ступенчатой формы исследованы спонтанная эмиссия и лазерная генерация в видимом и ближнем ИК диапазонах при интенсивной оптической накачке пикосекундными импульсами. Анализ поляризационного состава излучения и трансформации его спектров при варьировании уровня оптической накачки позволили

идентифицировать пять линий межзонных переходов. Показано, что при определенных уровнях накачки может быть реализована инверсия населенности между двумя нижними возбужденными уровнями электронов (в условиях интенсивной излучательной межзонной рекомбинации двумерных электронов и дырок через основные состояния).

9. Экспериментально обнаружена терагерцовая электролюминесценция в напряженных эпитаксиальных слоях *p*-GaAsN в условиях примесного пробоя. Показано, что эффект обусловлен, главным образом, оптическими переходами электронов между резонансным и локализованными акцепторными состояниями.

10. Обнаружена терагерцовая электролюминесценция в квантовых ямах *n*-GaAs/AlGaAs. Эффект может быть обусловлен оптическими переходами электронов между резонансным и локализованными состояниями доноров, а также переходами горячих электронов из нижней подзоны размерного квантования на основное состояние доноров.

11. Обнаружена эмиссия терагерцового излучения из эпитаксиальных слоев *n*-GaN в области электрических полей, соответствующих примесному пробоя. Показано, что она обусловлена преимущественно внутрицентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров кремния и кислорода.

12. Проведены экспериментальные исследования эмиссии терагерцового излучения из гетероструктуры GaN/AlGaIn в латеральном электрическом поле. Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретической моделью теплового излучения горячих двумерных электронов.

Цитированная литература

- [1] Ivchenko, E.L. Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena / E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. – Berlin : Springer, 1995. – 370 p.
- [2] Ivchenko, E.L. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures / E.L. Ivchenko. – Harrow (UK) : Alpha Science, 2005. – 350 p.
- [3] Spin physics in semiconductors / edited by M.I. Dyakonov. – Berlin : Springer, 2008. – 460 p.
- [4] Оптическая ориентация / под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. – Л.: Наука, 1989. – 408 с.
- [5] Ganichev, S.D. Intense terahertz excitation of semiconductors / S.D. Ganichev, W. Prettl. Oxford (USA): Oxford University Press, 2006. – 434 p.
- [6] E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev // Spin physics in semiconductors / edited by M.I. Dyakonov – Berlin : Springer, 2008. – P. 245–277.
- [7] M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – Iss. 3.– P. 644–647.
- [8] H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, V.N. Shastin // Semicond. Sci. Technol. – 2005. – Vol. 20. – Iss. 7. – P. S211–S221.

- [9] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 27. – Вып. 11. – С. 640–643.
- [10] Н.С. Аверкиев, В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев // ФТП. – 1984. – Т. 18. – Вып. 4. – С. 639–647.
- [11] Н.С. Аверкиев // ФТП. – 1984. – Т. 18. – Вып. 4. – С. 724–727.
- [12] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – Iss. 17.– P. 176601-1 – 176601-4.
- [13] N.P. Stern, S. Ghosh, G. Xiang, M. Zhu, N. Samarth, D.D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – Iss. 12.– P. 126603-1 – 126603-4.
- [14] V.M. Edelstein // Solid State Commun. – 1990. – Vol. 73. – Iss. 3. – P. 233–235.
- [15] A.V. Chaplik, V.M. Entin, L.I. Magarill // Physica E. – 2002. – Vol. 13. – Iss. 2-4. – P. 744–747.
- [16] Н.С. Аверкиев, А.Ю. Силов // ФТП. – 2005. – Т. 39. – Вып. 11. – С. 1370–1374.
- [17] S.A. Tarasenko // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84. – Вып. 4. – С. 233–237. (2006)
- [18] L.E. Golub, E.L. Ivchenko // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – Iss. 11.– P. 115303-1 – 115303-8.
- [19] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус // Сборник: Проблемы современной физики. – Л. : Наука, 1980. – С. 275–293.
- [20] J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105. – Iss. 22.– P. 227402-1 – 227402-4.
- [21] А.В. Андрианов, И.Д. Ярошецкий // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 40. – Вып. 4. – С. 131–133.
- [22] T. Ando, A.V. Fowler, F. Stern // Rev. Mod. Phys. – 1982. – Vol. 54. – Iss. 2. – P. 437–672.
- [23] Н.С. Liu, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 72. – Iss. 14.– P. 1682–1684.
- [24] А.Г. Петров, А.Я. Шик / ФТП. – 1990. – Т. 24. – Вып. 8. – С. 1431–1436.
- [25] R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin, S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, H. Riemann, N.V. Abrosimov, N. Nötzel // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – Iss. 5.– P. 051101-1 – 051101-3.
- [26] P.-C. Lv, R.T. Troeger, S. Kim, S.K. Ray, K.W. Goossen, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, M.S. Kagan // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – Iss. 17.– P. 3660–3662.
- [27] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59. – Вып. 7. – С. 455–458.
- [28] R.A. Höpfel, E. Vass, E. Gornick // Solid State Commun. – 1984. – Vol. 49. – Iss. 5. – P. 501–504.
- [29] K. Hirakawa, M. Grayson, D. C. Tsui, C. Kurdak // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – Iss. 24.– P. 16651–16654.
- [30] E. Towe, L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, Yu.V. Kochegarov, D.A. Firsov, D.V. Donetsky // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 75. – Iss. 19. – P. 2930–2932.

Список основных публикаций по теме диссертации

- [A1] Воробьев, Л.Е. Оптическая активность в теллуре, индуцированная током / Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – Вып. 8. – С.485–489.
- [A2] Штурбин, А.В. Температурная зависимость оптической активности теллура, индуцированной током / А.В. Штурбин, В.А. Шалыгин // ФТП. – 1981. – Т. 15. – Вып. 11. – С.2255–2257.
- [A3] Шалыгин, В.А. Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре / В.А. Шалыгин, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, И.И. Фарбштейн // ФТТ.– 2012. – Т. 54.– Вып. 12.– С.2237–2247.
- [A4] Shalygin, V.A. Spin photocurrents and the circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures / V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // JETP Letters. – 2007. – Vol. 84. – Iss. 10. – P. 570–576.
- [A5] Diehl, H. Spin photocurrents in (110)-grown quantum well structures / H. Diehl, V.A. Shalygin, V.V. Bel'kov, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // New J. Phys. – 2007. – Vol. 9. – No. 9. – P. 349-1 – 349-13.
- [A6] Jiang, Ch. Helicity-dependent photocurrents in graphene layers excited by midinfrared radiation of a CO₂-laser / Chongyun Jiang, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, S.N. Danilov, M.M. Glazov, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – Iss. 12. – P. 125429-1– 125429-11.
- [A7] Diehl, H. Magneto-gyrotropic photogalvanic effects due to inter-subband absorption in quantum wells / H. Diehl, V.A. Shalygin, S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, D. Schuh, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // J. Phys. Cond. Matt. – 2007. – Vol. 19. – Iss. 43. – P. 436232-1 – 436232-15.
- [A8] Diehl, H. Nonlinear magnetogyrotropic photogalvanic effect / H. Diehl, V.A. Shalygin, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, E.G. Novik, H. Buhmann, C. Brüne, L.W. Molenkamp, E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 80. – Iss. 7. – P. 075311-1 – 075311-9.
- [A9] Воробьев, Л.Е. Двулучепреломление и поглощение света при межподзонных переходах горячих электронов в квантовых ямах. / Л.Е. Воробьев, И.И. Сайдашев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 65. – Вып. 7. – С. 525–530.
- [A10] Vorobjev, L.E. Electro-optical phenomena accompanying electron and hole heating in superlattices and quantum wells GaAs/AlGaAs and Ge/GeSi / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, E.A. Zibik, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.Ya. Shik, I.I. Saidashev, V.Ya. Aleshkin, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov // Superlattices and Microstructures. – 1997. – Vol. 22. – No. 4. – P. 467–473.
- [A11] Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах : учебн. пособие / Л.Е. Воробьев,

- С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин / под ред. Л.Е. Воробьева. – СПб. : Наука, 2000. – 160 с.
- [A12] Vorobjev, L.E. Optical absorption and birefringence in GaAs/AlAs MQW structures due to intersubband electron transitions / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, I.E. Titkov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, A.A. Andronov, E.V. Demidov // *Nanotechnology*. – 2000. – Vol. 11. – No. 4. – P. 218–220.
- [A13] Воробьев, Л.Е. Поглощение и преломление света при межподзонных переходах горячих электронов в связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs / Л.Е. Воробьев, И.Е. Титков, А.А. Торопов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, Т.В. Шубина, Е. Тове // *ФТП*. – 1998. – Т. 32. – Вып. 7. – С. 852–856.
- [A14] Vorobjev, L.E. Fast modulation of infrared light by hot electrons in tunnel-coupled GaAs/AlGaAs quantum wells / L.E. Vorobjev, E.A. Zibik, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, E. Towe, A.A. Toropov, T.V. Shubina // *Physica B*. – 1999. – Vol. 272. – Iss.1-4. – P. 451-453.
- [A15] Воробьев, Л.Е. Модуляция оптического поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле / Л.Е. Воробьев, Е.А. Зибик, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, О.Н. Нащекина, И.И. Сайдашев // *ФТП*. – 1998. – Т. 32. – Вып. 7. – С.849–851.
- [A16] Оптические свойства наноструктур : учебн. пособие / Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин / под ред. Е.Л. Ивченко, Л.Е. Воробьева – СПб : Наука, 2001. – 188 с.
- [A17] Воробьев, Л.Е. Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко, Ж.И. Алферов, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков // *УФН*. – 1999. – Т. 169. – Вып. 4. – С. 459–463.
- [A18] Shalygin, V.A. Excited state photoluminescence in stepped InGaAs/AlGaAs quantum wells under picosecond excitation / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, S. Hanna, H. Knieling, A. Seilmeier, E.M. Arakcheeva, N.V. Kryzhanovskaya, A.G. Gladyshev, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov // *Int. J. Nanoscience*. – 2003. – Vol. 2. – No. 6. – P. 427–435.
- [A19] Воробьев, Л.Е. Внутризонное поглощение и излучение света в квантовых ямах и квантовых точках / Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, S. Hanna, A. Seilmeier, Kh. Moumanis, F. Julien, А.Е. Жуков, В.М. Устинов // *ФТТ*. – 2004. – Т. 46. – Вып. 1. – С. 119–122.
- [A20] Воробьев, Л.Е. Примесный пробой и люминесценция терагерцового диапазона в электрическом поле в микроструктурах p-GaAs и p-GaAsN / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Д.В. Цой, А.Ю. Егоров, А.Г. Гладышев, О.В. Бондаренко // *Письма в ЖТФ*. – 2006. – Т. 32. – Вып. 9. – С. 34–41.
- [A21] Shalygin, V.A. Terahertz luminescence in strained GaAsN:Be layers under strong electric fields / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.Yu. Egorov, A.G. Gladyshev, O.V. Bondarenko, V.M. Ustinov, N.N. Zinov'ev, D.V. Kozlov // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 90. – Iss. 16. – P. 161128-1 – 161128-3.

- [A22] Воробьев, Л.Е. Эмиссия излучения терагерцового диапазона из гетероструктур GaAsN/GaAs в электрическом поле / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Г. Гладышев, О.В. Бондаренко, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Д.В. Козлов // Изв. РАН : серия физическая. – 2008. – Т. 72. – Вып. 2. – С. 229–231.
- [A23] Фирсов, Д.А. Поглощение и эмиссия излучения терагерцового диапазона в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs / Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, S.D. Ganichev, S.N. Danilov, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Е. Жуков, В.С. Михрин, А.П. Васильев // Изв. РАН : серия физическая. – 2008. – Т. 72. – Вып. 2. – С. 265–267.
- [A24] Фирсов, Д.А. Излучение и фотопроводимость в квантовых ямах GaAs/AlGaAs n-типа в терагерцовой области спектра: роль резонансных состояний / Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, Г.А. Мелентьев, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, В.С. Михрин, А.П. Васильев, А.Е. Жуков, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин // ФТП. – 2010. – Т. 44. – Вып. 11. – С. 1443–1446.
- [A25] Shalygin, V.A. Impurity breakdown and terahertz luminescence in n-GaN epilayers under external electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakharyin, S. Suihkonen, P.T. Törmä, M.Ali, H. Lipsanen // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106. – Iss. 12. – P. 123523-1 – 123523-5.
- [A26] Шалыгин, В.А. Эмиссия терагерцового излучения из GaN при ударной ионизации доноров в электрическом поле / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Н.Н. Зиновьев, S. Suihkonen, H. Lipsanen // Изв. РАН : серия физическая. – 2010. – Т. 74. – Вып. 1. – С.95–97.
- [A27] Агемян, В.Ф. Экситонные спектры и электропроводность эпитаксиальных слоев GaN легированных кремнием / В.Ф. Агемян, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев, H. Nykänen, А.Ю. Серов, S. Suihkonen, Н.Г. Философов, В.А. Шалыгин. // ФТТ. – 2013. – Т. 55. – Вып. 2. – С.260–264.
- [A28] Shalygin, V.A. Blackbody-like emission of terahertz radiation from AlGaIn/GaN heterostructure under electron heating in lateral electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov // Journ. Appl. Phys. – 2011. – Vol. 109. – Iss. 7. – P. 073108-1 – 073108-6.
- [A29] Шалыгин, В.А. Эмиссия терагерцового излучения из селективно легированных гетероструктур AlGaIn/GaN при разогреве двумерных электронов электрическим полем / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, М.Я. Винниченко, В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников. // Изв. РАН : серия физическая. – 2012. – Т. 76. – Вып. 2. – С. 236–239.