

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе

На правах рукописи

АНДРИАНОВ Александр Васильевич

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В
ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2007

Работа выполнена в Физико-техническом институте
им. А. Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,
Профессор Иванов-Омский Владимир Иванович

Доктор физико-математических наук,
Профессор Каган Мирон Соломонович

Доктор физико-математических наук,
Профессор Монозон Борис Семенович

Ведущая организация:

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ»

Защита состоится « 19 » апреля _____ 2007 г. в 10 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.205.02 ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021,
Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе
РАН.

Автореферат разослан « 19 » _____ марта _____ 2007 г.

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

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Сорокин Л.М.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Исследование неравновесных процессов, возникающих в кристалле в результате внешнего воздействия, занимает центральное место в физике полупроводников и мотивируется многочисленными применениями полупроводниковых материалов. Важнейший раздел твердотельной электроники – оптоэлектроника - целиком базируется на неравновесных процессах, обусловленных взаимодействием электромагнитного излучения (света) с электронами в кристалле. Все многообразие таких процессов сводится либо к поглощению излучения и изменению состояния электронной подсистемы либо, наоборот, к генерации излучения при релаксации возбужденного состояния, созданного электронным потоком внутри кристалла или в результате фотовозбуждения. Поляризация, наряду с интенсивностью и спектральным составом, является одной из основных характеристик излучения. В процессах взаимодействия электронной подсистемы кристалла с поляризованным излучением проявляются её микроскопические особенности и свойства симметрии. Исследования поляризационных оптических явлений позволяют изучать как микроскопические свойства электронной подсистемы, так и детали взаимодействия света с веществом.

С развитием техники мощных лазеров, в процессе освоения оптоэлектроникой новых областей спектра, а также новых систем материалов и низкоразмерных структур возник целый ряд вопросов, касающихся механизмов формирования оптических и фотоэлектрических явлений, требующих детального изучения и которым посвящена диссертация. Среди них механизм фотогальванического эффекта (ФГЭ) в полупроводниковых кристаллах без центра инверсии. ФГЭ является следствием асимметрии элементарных электронных процессов, присущей нецентросимметричным средам [1], а направление тока ФГЭ полностью определяется поляризацией света и ориентацией кристалла. Несмотря на то, что эффект наблюдался в ряде полупроводников [2-4], механизм его формирования не был установлен и данная работа в значительной мере восполняет этот пробел. Исследования ФГЭ позволяют непосредственно изучать асимметрию элементарных электронных процессов. Вместе с тем, свойства фотогальванического тока дают возможность анализировать поляризационный состав излучения. Фотогальванические токи, возбуждаемые ультракороткими световыми импульсами в нецентросимметричных кристаллах, представляются интересными также для генерации широкополосного электромагнитного излучения терагерцового диапазона (0.1-10 ТГц) [5]. Терагерцовое (ТГц) излучение в настоящее время интенсивно исследуется в связи с перспективами его применения для решения многочисленных диагностических задач химии, биологии и медицины. Для практического

применения ТГц излучения крайне необходимы источники ТГц излучения различного типа. Особый интерес представляют источники с электрическим возбуждением. Релаксация возбужденного состояния в полупроводниках и низкоразмерных структурах может сопровождаться квантовыми переходами, результатом которых является испускание ТГц излучения. Примером таких процессов может служить рекомбинация свободных носителей с ионизированными примесями, а также переходы между уровнями размерного квантования в структурах с квантовыми ямами. Спектральные исследования в этой области (в том числе поляризационная спектроскопия) сопряжены со значительными экспериментальными трудностями и вплоть до настоящего времени были ограничены лишь единичными работами. Однако именно такие исследования позволяют идентифицировать излучательные процессы, знание которых необходимо для построения реальных твердотельных ТГц излучателей, составляющих основу ТГц оптоэлектроники.

Уменьшение размеров элементов в твердотельной электронике привело к созданию низкоразмерных структур – двумерных, одномерных, нульмерных. Понижение симметрии низкоразмерных структур по сравнению с объемными кристаллами приводит к новым оптическим свойствам, не имеющим место в объемных полупроводниках, среди них поляризация рекомбинационного излучения в таких структурах, которая является следствием правил отбора для оптических переходов, характерных для систем с пониженной размерностью [6]. Одним из направлений физики низкоразмерных систем является исследование нанокристаллического кремния. Нанокристаллиты Si обладают рядом уникальных свойств, среди которых эффективная люминесценция в видимой области спектра. Такие нанокристаллиты могут быть приготовлены различными способами, например, в коллоидной форме или в виде кластеров Si в матрице SiO₂ [7]. Пористый кремний, который получают путем электрохимического травления объемного Si, также содержит нанокристаллиты Si различных размеров и форм. Люминесценция пористого кремния во многом аналогична излучению, наблюдаемому в системах нанокристаллитов Si, полученных другими методами. Благодаря простоте приготовления пористого кремния и высокой эффективности рекомбинационного излучения этот материал представляет интерес для оптоэлектроники, поскольку, реализация эффективных светоизлучающих приборов на его основе позволит создавать оптические интегральные схемы в рамках единой кремниевой технологии. Это обуславливает необходимость изучения оптических свойств пористого кремния и рекомбинационных явлений в этом материале. К моменту начала настоящей работы временные и поляризационные свойства излучения пористого кремния были практически не исследованы, что и вызвало необходимость проведения таких исследований.

Целью настоящей работы стало исследование и выявление механизмов формирования новых оптических явлений, связанных с поляризацией света, обусловленных неравновесными процессами в полупроводниковых материалах и структурах.

Объекты и методы исследований. Объектами исследований являлись кристаллы p-GaAs(Zn), n-InAs(Te), Ge(Ga); пористый кремний, приготовленный на подложках p- и n-Si; многопериодные структуры с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. В работе применены разнообразные методы экспериментальной физики, среди которых: измерение быстрых фототоков, генерируемых импульсным лазерным излучением в твердом теле, спектроскопия фотолюминесценции как стационарная, так и с разрешением во времени, комбинационное рассеяние света, Фурье-спектроскопия. Анализ свойств электрических сигналов, генерируемых лазерным излучением, спектров и кинетики излучения, анализ поляризации излучения и отклика изучаемого объекта на поляризованное световое воздействие позволяет изучать детали физических процессов в исследуемых системах.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

- идентифицированы механизмы формирования линейного фотогальванического эффекта в полупроводниках при монополярном фотовозбуждении;
- обнаружен индуцированный магнитным полем циркулярный фотогальванический эффект в полупроводниках;
- обнаружен эффект поляризационной памяти фотолюминесценции пористого кремния;
- обнаружена анизотропия поляризационной памяти фотолюминесценции пористого кремния, обусловленная формированием упорядоченного распределения нанокристаллитов в процессе электрохимического травления кремния в условиях линейно поляризованной подсветки;
- обнаружено усиление интенсивности комбинационного рассеяния порядка двадцати раз в пористом кремнии в сравнении с объемным кремнием;
- обнаружена ТГц (1-1.8 ТГц) электролюминесценция за счет пространственно непрямых оптических переходов размерно-квантованных электронов между соседними квантовыми ямами в многопериодных структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs;
- установлено, что ТГц излучение, обусловленное электрическим пробоем мелкого акцептора в германии, вблизи порога пробоя формируется главным образом за счет внутрицентровых оптических переходов дырок;
- обнаружена линейная поляризация ТГц излучения в одноосно деформированном германии в условиях пробоя мелкого акцептора электрическим полем.

Научные положения, выносимые на защиту:

Положение 1. Линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) в полупроводниках типа p-GaAs при возбуждении в области $\lambda \sim 10$ мкм в области высоких температур ($T > 200$ К) обусловлен оптическими переходами между подзонами тяжелых и легких дырок с одновременным рассеянием на оптических фононах. При низких температурах ($T < 150$ К) ЛФГЭ связан с фотоионизацией мелких акцепторов, а асимметрия вероятности фотоионизации примеси, обуславливающая фототок, объясняется искажением волновой функции свободной дырки полем октапольного момента примесного центра.

Положение 2. При фотоионизации глубоких центров типа структурных дефектов в кристаллах n-InAs величина асимметрии вероятности фотоионизации оказывается существенно выше по сравнению с величиной асимметрии, характерной для мелких центров, обусловленными примесями замещения в кристаллах A_3B_5 , что приводит к высокому квантовому выходу примесного ЛФГЭ.

Положение 3. Возбуждение циркулярно поляризованным светом негиротропного пьезоэлектрика во внешнем магнитном поле приводит к фототоку, величина и направление которого зависят от степени циркулярной поляризации накачки.

Положение 4. Фотолюминесценция пористого кремния в видимой области спектра имеет две полосы, значительно отличающиеся по спектральному положению и временам затухания. Две перекрывающиеся полосы фотолюминесценции пористого кремния обуславливают сильную спектрально-временную трансформацию излучения, наблюдаемого при импульсном фотовозбуждении.

Положение 5. При линейно поляризованном фотовозбуждении излучение пористого кремния в видимой области спектра поляризовано преимущественно вдоль вектора поляризации накачки. Фотолюминесценция поляризована во всей полосе излучения, а величина степени линейной поляризации достигает $\sim 30\%$ на её коротковолновом краю. Эффект объясняется анизотропной формой (квазиодномерностью) и хаотическим распределением кремниевых нанокристаллитов, рекомбинация в которых ответственна за видимое излучение пористого кремния.

Положение 6. Основной вклад в терагерцовую электролюминесценцию вблизи порога пробоя мелкого акцептора в германии вносят внутрицентровые оптические переходы. В спектре излучения доминирует переход из второго возбужденного состояния в основное состояние акцептора.

Положение 7. При одноосной деформации германия в направлении [111] происходит изменение в соотношениях сил осциллятора для переходов из первого и второго возбужденных состояний акцептора. При высоких давлениях (~ 3 кбар и выше) доминирующим становится оптический переход из первого возбужденного состояния в основное состояние акцептора, что сопровождается появлением сильной линейной поляризации в спектре ТГц электролюминесценции деформированного германия.

Научная и практическая значимость работы обусловлена тем, что совокупность полученных в ней результатов представляет собой решение целого ряда проблем важных как в фундаментальном, так и в практическом отношении. Среди них – выявление природы быстрых фототоков в полупроводниковых кристаллах, обусловленных асимметрией электронных процессов. За цикл работ по данной проблематике автору, в составе группы исследователей, присуждена Премия Ленинского Комсомола СССР 1989 года. Результаты и идеи автора послужили базисом для построения нового типа фотоприемников одиночных и редко повторяющихся импульсов инфракрасных и ТГц лазеров, анализирующих наряду с временными и энергетическими характеристиками также и поляризационный состав излучения. Кроме того, важным в фундаментальном и прикладном отношении является установление новых типов излучательных переходов в полупроводниковых эмиттерах ТГц диапазона, а также обнаружение и исследование ряда новых оптических свойств пористого кремния.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедшие в диссертацию, докладывались на 28-ой Международной конференции по физике полупроводников (ICPS-28, Vienna, 2006), 12-ой Международной конференции по сверхбыстрым явлениям в полупроводниках (UFPS-12, Vilnius, 2004), 35-ом Международном совещании по физике и технологии ТГц фотоники (Erice, Italy, 2005), 4-ой Международной конференции по оптоэлектронным материалам и приборам ИК диапазона (MIOMD-VI, St. Petersburg, 2004), конференциях Международного и Европейского обществ по материаловедению (San Francisco, 1995; Strasbourg, 1995), 185-ом симпозиуме Американского электрохимического общества (ECS) (Chicago, 1995), на конференции Международного Оптического Инженерного общества (SPIE) (Trieste, 1993), на Международной конференции по

свойствам люминесцирующего кремния (LESiII, Munich, 1992), Международной конференции по технологии миллиметровых и инфракрасных волн (Beijing, 1989), на Всесоюзных и Всероссийских конференциях по физике полупроводников (Баку, 1982; Минск, 1985; Нижний Новгород, 1993, 2001), Совещании «Нанопотоника» (Нижний Новгород, 2002), Республиканской и Всесоюзной конференциях по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках (Одесса, 1982; Ташкент, 1989), на 5-ом Всесоюзном совещании по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1981), на 12-ом Всесоюзном семинаре «Импульсная фотометрия» (Ленинград, 1985). Результаты также докладывались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Технического университета г. Мюнхен, Германия (Physics Department E16), Университета г. Ноттингем, Великобритания (Electrical and Electronic Engineering Department).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех частей, заключения, списка основных работ автора и списка цитированной литературы. Объем диссертации – 267 страниц, 62 рисунка, 4 таблицы и 245 ссылок на литературные источники.

Содержание диссертации

Во Введении формулируется актуальность диссертационной работы, её цель, научная новизна, а также основные положения, выносимые на защиту. Отмечается практическое и научное значение диссертации, приводится список конференций и семинаров, на которых докладывались результаты работы.

Часть 1 диссертации посвящена экспериментальному исследованию фотогальванического эффекта в полупроводниках.

Во введении к данной части диссертации (параграф 1.1) сделан краткий обзор теоретических представлений и экспериментальных данных по ФГЭ в кристаллах без центра инверсии. Фотогальванический эффект представляет собой возникновение стационарного тока в однородном материале при его однородном фотовозбуждении. Фотогальванический ток не связан с передачей импульса фотона электронам при поглощении света, а обусловлен проявлением асимметрии элементарных электронных процессов (процессов генерации, рекомбинации и рассеяния носителей заряда), имеющей место в кристаллах без центра инверсии [1]. Феноменологически ток ФГЭ может быть представлен как сумма *линейного* и *циркулярного* токов ФГЭ [8]:

$$j_i = I\chi_{ikl}(e_k e_l^* + e_k^* e_l)/2 + iI\gamma_{ik}[\vec{e} \times \vec{e}^*]_k, \quad (1)$$

где I - интенсивность света, \vec{e} - вектор поляризации световой волны. Циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) (второе слагаемое в (1)), описываемый псевдотензором второго ранга γ_{ik} , может иметь место только в

гиротропных кристаллах при возбуждении их циркулярно поляризованным светом. Линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ), определяемый тензором третьего ранга χ_{ikl} , который аналогичен по своим трансформационным свойствам пьезотензору, имеет место и в случае линейной поляризации возбуждающего света. Как видно из (1), при операции обращения времени тензор χ_{ikl} меняет знак, а тензор γ_{ik} не меняет знака. Из этого обстоятельства можно сделать, следуя [8, 9], несколько важных выводов о природе ФГЭ: тензор χ_{ikl} является нечетной функцией диссипативных констант кристалла (энергетические δ -функции, времена релаксации (см. [8])), а γ_{ik} является четной функцией диссипативных констант. Поэтому механизмы формирования ЛФГЭ и ЦФГЭ принципиально различны. ЦФГЭ в общем случае может возникать и при прямых оптических переходах в гиротропных кристаллах, а механизм его связан с оптической ориентацией спинов носителей заряда, которая в гиротропной среде трансформируется в ток [8]. Природа ЛФГЭ более сложна и этот эффект принципиально связан с процессами диссипации так же как, например, обычная проводимость. Просто прямые оптические переходы носителей заряда не могут привести к ЛФГЭ, а для его формирования необходимы переходы с рассеянием на фононах, примесях или дефектах кристалла [1, 8, 9]. ЛФГЭ был экспериментально обнаружен и идентифицирован как новое фотоэлектрическое явление в работах А.М. Гласса с соавторами, выполненных на сегнетоэлектрических кристаллах (см. [10]). Основы теории ЛФГЭ были заложены в работе [11]. Впоследствии были рассмотрены микроскопические механизмы формирования ЛФГЭ при фотоионизации дипольных примесей в сегнетоэлектриках [12], примесных центров в кристаллах симметрии Td [13], при междузонных оптических переходах [14, 15], а также при поглощении света свободными носителями как в простой зоне [16], так и при оптических переходах между подзонами сложной зоны [17]. К началу 80-х годов ЛФГЭ был обнаружен в ряде полупроводников (Ge, GaAs, GaP) при возбуждении светом ИК лазеров (см. [2-4]). Однако во всех этих работах наблюдаемое явление было интерпретировано как эффект оптического выпрямления и никаких выводов о механизме формирования эффекта сделано не было. Поэтому возникла необходимость установления реальных механизмов формирования ЛФГЭ в полупроводниках. В результате проделанной работы [А1-А6], выполненной на кристаллах A_3B_5 , результатам которой посвящена данная часть диссертации, имеющийся пробел был в значительной степени ликвидирован и были идентифицированы механизмы ЛФГЭ, обуславливающие эффект в полупроводниках при монополярном фотовозбуждении.

Параграф 1.2 посвящен экспериментальному исследованию ЛФГЭ на свободных носителях в кристаллах p-GaAs. Исследовались образцы, полученные методом Чохральского, легированные цинком, имеющие концентрацию дырок при комнатной температуре $5.2 \times 10^{15} - 8.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Контрольные эксперименты проводились также на p-GaAs, полученном и другими методами. В качестве источника возбуждения использовался импульсный CO_2 -лазер с модулированной добротностью, генерирующий излучение с длинами волн 10.6 и 9.5 мкм. Геометрия эксперимента выбиралась такой, чтобы выделить ЛФГЭ на фоне других возможных эффектов (например, на фоне эффекта увлечения). Были проведен целый ряд контрольных опытов, описанных в данном параграфе, позволяющих удостовериться в том, что наблюдаемый быстрый фотосигнал обусловлен ЛФГЭ. Константа ЛФГЭ по току χ (единственная линейно независимая компонента тензора χ_{ikl} в кристаллах симметрии Td) определялась из измерений амплитуды быстрой фотоэдс, генерируемой лазерным излучением в исследуемом образце.

Измерения показали, что при $T=300 \text{ K}$ константа χ , определяющая величину тока ЛФГЭ, линейно зависит от концентрации дырок (Рис. 1). При этом значение величины χ/p составляет $(9 \pm 1) \times 10^{-24} \text{ (A/Wt)cm}^3$ для всех исследованных образцов, причем полученных различными технологиями и из разных источников. Этот факт является очень важным и свидетельствует о том, что эффект связан с поглощением света на свободных дырках, а роль рассеяния, ответственного за формирование тока, играет рассеяние на фононах. Кроме того, температурная зависимость тока ЛФГЭ в области

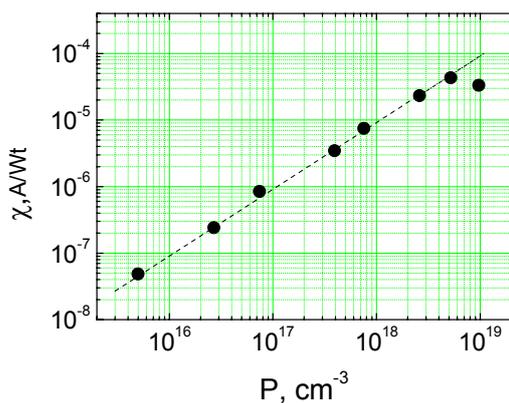


Рис. 1. Зависимость константы ЛФГЭ по току χ от концентрации дырок в p-GaAs. $T=300 \text{ K}$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$.

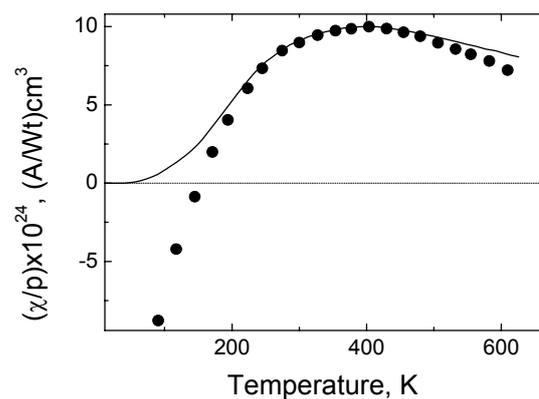


Рис. 2. Температурная зависимость величины χ/p для образца p-GaAs с $p(300 \text{ K}) = 7.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\lambda=10.6 \text{ мкм}$.

$T > 200 \text{ K}$ (см. Рис. 2) свидетельствует о том, что эффект формируется при оптических переходах между подзонами тяжелых и легких дырок с

одновременным рассеянием на полярных оптических фононах. На Рис. 2 точки – эксперимент, а сплошная кривая – теория ЛФГЭ при переходах дырок между подзонами зоны Γ_8 с рассеянием на LO-фононах [17, А3] (выражение (2)). Согласно теории, ток ЛФГЭ формируется при оптических переходах между подзонами, сопровождаемых поглощением или испусканием фонона. Эффект возникает в результате интерференции двух матричных элементов второго порядка, соответствующих двум возможным путям перехода в конечное состояние. В теории учитывались также вклады в эффект за счет интерференции матричных элементов процессов первого и третьего порядка, при которых конечное состояние соответствует либо только поглощению фотона, либо только поглощению фонона. Теория дает следующую температурную зависимость тока ЛФГЭ:

$$\chi(T) = p \left(\frac{\varepsilon}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(- \frac{\varepsilon}{k_B T} \right) \frac{aN_{\Omega} + b(N_{\Omega} + 1)}{2N_{\Omega} + 1}, \quad (2)$$

где p - концентрация дырок, ε - имеет смысл начальной энергии дырок при прямом оптическом переходе между подзонами валентной зоны и равна

$\hbar\omega \frac{m_2}{m_1 - m_2}$ (ω - частота света, m_1 , m_2 – массы тяжелых и легких дырок

соответственно), N_{Ω} - числа заполнения LO-фононов, a и b – константы. Теоретическая зависимость (2) хорошо описывает эксперимент (см. Рис. 2) при значениях $a=1.27 \times 10^{-22} (\text{А/Вт}) \text{ см}^3$ и $b=0$.

Помимо механизма ЛФГЭ, рассмотренного выше и называемого «баллистическим» (см. например [8]), возможен, так называемый, «сдвиговый» ЛФГЭ, вызванный смещением центра тяжести волнового пакета носителей при квантовых переходах [8, 18]. Как показал анализ [8, 19] сдвиговый вклад в ЛФГЭ также приводит к температурной зависимости фототока вида (3), а, кроме того, баллистический и сдвиговый фототоки сопоставимы по величине. Детальные расчеты тока ЛФГЭ для p-GaAs при переходах между подзонами валентной зоны с учетом возможных вкладов, упомянутых выше, дают величину константы χ , отличающуюся от экспериментально наблюдаемой не более, чем в 2-2.5 раза.

Параграф 1.3 посвящен исследованию ЛФГЭ при фотоионизации примесных центров. Результаты этого исследования показывают, что тип примесного центра оказывает существенное влияние на величину эффекта. Результаты показывают также, что ЛФГЭ в области примесного поглощения является чувствительным инструментом исследования примесных центров в полупроводниках.

Как видно из Рис. 2, при понижении температуры ниже 200 К ток ЛФГЭ в p-GaAs(Zn) резко падает, меняет знак при $T \sim 150$ К и возрастает по

абсолютной величине при дальнейшем понижении температуры. Внутризонный ЛФГЭ ток падал бы при понижении температуры, в то время как эксперимент показывает смену знака и возрастание фототока. Совокупность экспериментальных фактов свидетельствует о том, что при низких температурах ЛФГЭ в кристаллах p-GaAs(Zn) при возбуждении светом CO₂-лазера обусловлен фотоионизацией примесных центров цинка, который приводит к фототоку противоположного знака по отношению внутризонному ЛФГЭ [A1, A2]. При фотоионизации примеси ЛФГЭ возникает за счет искажения свободного движения фотоносителя полем примеси. Причем асимметрия вероятности фотоионизации, обуславливающая фототок, связана с асимметричной короткодействующей частью потенциала примесного центра [1]. Такие асимметричные части потенциала примеси связаны с наличием у примесного центра нечетных мультипольных моментов: дипольного и октупольного моментов. В кристаллах симметрии Td усредненный дипольный момент у примесного центра отсутствует, но имеется октупольный момент, который обуславливает асимметрию вероятности фотоионизации примеси и приводит к току ЛФГЭ [13]:

$$j_{\alpha} = IMR(\omega)\langle Q \rangle e_{\beta} e_{\gamma} |\delta_{\alpha\beta\gamma}|, \quad (3)$$

Где M - концентрация нейтральных центров, $\langle Q \rangle$ - октупольный момент примесного центра, усредненный по эквивалентным положениям примеси в элементарной ячейке, $R(\omega)$ - величина, рассчитанная в [13], зависящая от параметров материала и условий фотовозбуждения (от эффективной массы носителей заряда, энергии связи примеси, энергии кванта накачки (см. [13])). Экспериментальные данные с учетом зависимости (3) позволили определить значение октупольного момента Zn в GaAs, которое составляет 2.4×10^{-33} ед. зар. СГСЭ*см³ [A6] Это значение $\langle Q \rangle$ хорошо согласуется с теоретическими оценками, которые можно сделать для примеси замещения в решетке GaAs.

Исследование поведения низкотемпературного ЛФГЭ в p-GaAs(Zn) в зависимости от концентрации примеси показало уменьшение величины фототока при приближении к переходу изолятор-металл (ПИМ). Наблюдалась также своеобразная «концентрационная» инверсия знака ЛФГЭ тока, которая состоит в том, что в сильно легированных образцах (на металлической стороне ПИМ) полный фототок как функция температуры не меняет знака при переходе от 300 К к 78 К [A1, A2]. Последнее связано с тем, что при перекрытии примесной зоны с валентной зоной низкотемпературный ЛФГЭ формируется за счет внутризонных фотопереходов.

Закономерности поведения ЛФГЭ, обнаруженного и исследованного в кристаллах n-InAs [A4, A6], свидетельствуют о том, что эффект обусловлен

оптическими переходами в зону проводимости с глубоких примесей, глубина залегания которых составляет порядка 100 мэВ ниже дна зоны проводимости, концентрация $\sim 1.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, коэффициент захвата электронов $\gamma_e \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ (78 К). По литературным данным [20] глубокие центры с такими параметрами имеют место в n-InAs. Существенная величина ЛФГЭ эффекта ($\chi \sim 1.5 \times 10^{-6} \text{ А/Вт}$ при $T=300 \text{ К}$ и $\lambda=10.6 \text{ мкм}$) при сравнительно малой концентрации глубоких фотоактивных центров говорит о высокой степени асимметрии вероятности их фотоионизации. В этом случае квантовый выход ЛФГЭ (коэффициент, характеризующий долю фотоэлектронов, участвующих в формировании фототока) оказывается порядка 30%. Оценки октупольного момента таких центров с использованием (3) дают величину почти на 5 порядка большую, чем следовало, было ожидать для примеси замещения в InAs. Это свидетельствует о том, что фотоактивный центр в n-InAs далеко не примесь замещения, а представляет собой протяженный структурный дефект [А4, А6].

Центры, обусловленные структурными дефектами, могут обладать локальными дипольными моментами, ориентированными по эквивалентным кристаллографическим направлениям (например, по 4-м направлениям: $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}1\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$). Это приведет к высокой асимметрии вероятности их фотоионизации. Усредненный дипольный момент при этом будет равен нулю, Но, как показывает анализ [8], Ток ЛФГЭ после суммирования токов от всех 4 типов центров будет содержать вклад, который пропорционален дипольному моменту центра. При этом направление тока будет соответствовать симметрии Td. Такой «дипольно-ориентационный» механизм ЛФГЭ [8] позволяет объяснить наблюдаемую величину тока ЛФГЭ в кристаллах n-InAs при обычных значениях дипольного момента фотоактивных центров $d \sim ea$ (a - постоянная решетки).

В параграфе 1.4 рассмотрено влияние магнитного поля на ЛФГЭ. В магнитном поле вследствие действия на носители силы Лоренца ток ЛФГЭ модифицируется. При этом возникает добавка к фототоку в направлении перпендикулярном магнитному полю, имеющая холловскую природу. Возникает также добавочный фототок в нехолловских направлениях, определяемых поляризацией света и симметрией кристалла. В слабом магнитном поле ($\Omega_c \tau_p \ll 1$) добавка к фототоку имеет вид [8]:

$$\Delta j_\alpha = [\vec{h} \times \vec{j}_1]_\alpha + IS_{\alpha\beta\gamma\delta} H_\beta (e_\gamma e_\delta^* + e_\delta e_\gamma^*) / 2, \quad (4)$$

$S_{\alpha\beta\gamma\delta}$ - тензор четвертого ранга, \vec{h} - единичный вектор в направлении магнитного поля, $\vec{j}_1 = \Omega_c \tau_p \vec{j}_0$, где \vec{j}_0 - ток ЛФГЭ в нулевом поле, а Ω_c и τ_p -

циклотронная частота и время релаксацией импульса фотоносителей соответственно. Для кристаллов симметрии Td выражение (4) можно представить в виде [A14, A 15]:

$$\Delta j_{\alpha} = IS_1 \frac{1}{2} [e_{\alpha} (H_{\alpha+1} e_{\alpha+1}^* - H_{\alpha+2} e_{\alpha+2}^*) + e_{\alpha}^* (H_{\alpha+1} e_{\alpha+1} - H_{\alpha+2} e_{\alpha+2})] + IS_2 H_{\alpha} (|e_{\alpha+1}|^2 - |e_{\alpha+2}|^2),$$

где первое слагаемое - фототок в холловском направлении, а константа S_1 определяет этот ток, второе слагаемое – нехолловская компонента ЛФГЭ тока, направленная вдоль магнитного поля, а константа S_2 определяет такой ток.

Нехолловский индуцированный магнитным полем ЛФГЭ был обнаружен в кристаллах p-GaAs при возбуждении светом CO₂-лазера [A14, A 15]. Константа S_2 составляет $\sim 1.5 \times 10^{-12}$ (А/ВТ)/Э при T=300 К для образцов с концентрацией дырок 2.3×10^{16} см⁻³. Наблюдался также и холловский вклад ЛФГЭ ток, а соответствующая константа S_1 составляет $\sim 1.0 \times 10^{-12}$ (А/ВТ)/Э.

Микроскопическая теория ЛФГЭ в магнитном поле [20, A15] показывает, что индуцированные магнитным полем добавки к фототоку должны быть близки между собой, а их отношение к фототоку в нулевом поле должно определяться параметром $\Omega_C \tau_P$ (также как в эффекте Холла), что соответствует экспериментальным данным.

В магнитном поле наряду с ЛФГЭ может возникнуть зависящий от степени циркулярной поляризации света и магнитного поля новый фототок, которому посвящен параграф 1.5. Из соображений симметрии можно записать следующее выражение для такого циркулярного фототока [9]:

$$j_{\alpha} = IG_{\alpha\beta\gamma} H_{\beta} i(\vec{e} \times \vec{e}^*)_{\gamma}, \quad (5)$$

где $i(\vec{e} \times \vec{e}^*) = P_C (\vec{q} / q) = \vec{V}$ - вектор степени циркулярной поляризации света (здесь P_C - степень циркулярной поляризации, \vec{q} - волновой вектор света) или спин фотона, $G_{\alpha\beta\gamma}$ - тензор третьего ранга, аналогичный по своим трансформационным свойствам пьезотензору.

Индуцированный магнитным полем ЦФГЭ был впервые экспериментально обнаружен в кристаллах p-GaAs [A11]. Выбранная геометрия эксперимента позволила наблюдать ЦФГЭ в чистом виде на фоне других возможных эффектов. В случае поперечной геометрии, показанной на Рис. 3 а и б, эффект фотонного увлечения и ЛФГЭ запрещены по симметрии, а индуцированный магнитным полем циркулярный фототок должен иметь простую зависимость от магнитного поля и степени циркулярной поляризации накачки: $j = \Gamma H P_C$, где Γ - единственная линейно независимая компонента тензора третьего ранга, фигурирующего в (5). Линейно поляризованное излучение CO₂-лазера пропусклось через четверть волновую пластинку, в результате чего оно преобразовывалось в эллиптически поляризованное со степенью циркулярной поляризации

равной $P_c = \sin 2\varphi$, где φ - угол между вектором поляризации исходного излучения и оптической осью четверть волновой пластинки. Далее излучение фокусировалось на исследуемый образец (см. Рис. 3). Без магнитного поля сигнал отсутствовал. При включении магнитного поля наблюдался быстрый сигнал, который в зависимости от угла φ менялся как $\sin 2\varphi$ (Рис. 4). При этом

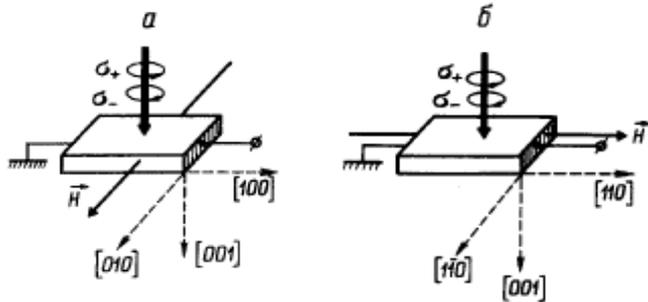


Рис. 3. Геометрия экспериментов по ЦФГЭ, индуцированному магнитным полем, в кристаллах p-GaAs [A11, A14, A15].

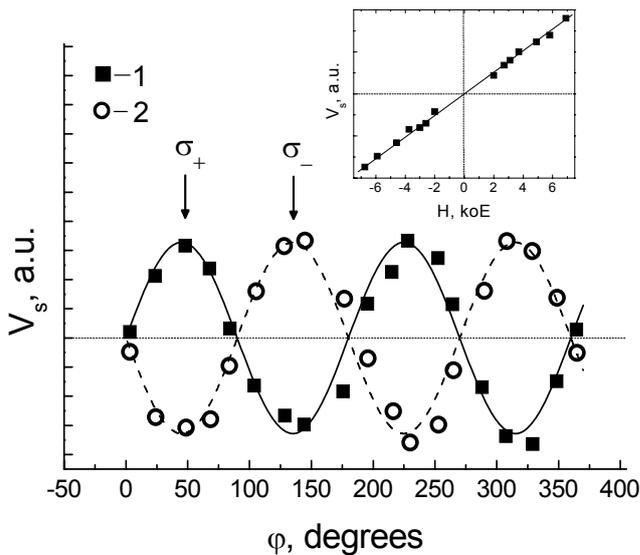


Рис. 4. Зависимость быстрого фотосигнала от угла φ (см. текст). Геометрия эксперимента соответствует Рис. 3 б. $T=300$ К, p-GaAs, $p(300 \text{ K})=2.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\lambda=10.6$ мкм, 1- $H=+6.9$ кЭ, 2 - $H=-6.9$ кЭ. На вставке: зависимость сигнала от магнитного поля.

сигнал менял полярность при переходе от правоциркулярной к левоциркулярной поляризации накачки, а также при изменении направления магнитного поля. При фиксированной степени циркулярной поляризации накачки сигнал линейно зависел от магнитного поля (см. Рис. 4). Эти факты свидетельствуют о том, что наблюдаемый сигнал обусловлен индуцированным магнитным полем ЦФГЭ. По величине ЦФГЭ в p-GaAs оказался довольно сильным. Константа Γ составляет $\sim 8.4 \times 10^{-12} (\text{А/Вт})/\text{Э}$ ($T=300$ К, $\lambda=10.6$ мкм, $p(300 \text{ K})=2.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), что почти на порядок выше индуцированного магнитным полем ЛФГЭ.

Микроскопическая теория эффекта была построена в работах [22, A15]. Индуцированный магнитным полем ЦФГЭ обусловлен кубическим по волновому вектору спиновым расщеплением подзон валентной зоны, свойственным нецентросимметричным кристаллам, возникновением корреляции между

импульсом и спином дырок при поглощении циркулярно поляризованного света и видоизменением этой корреляции вследствие действия магнитного поля. Расчетное значение константы Γ для p-GaAs отличается не более чем на 30% от экспериментально наблюдаемой величины [A15].

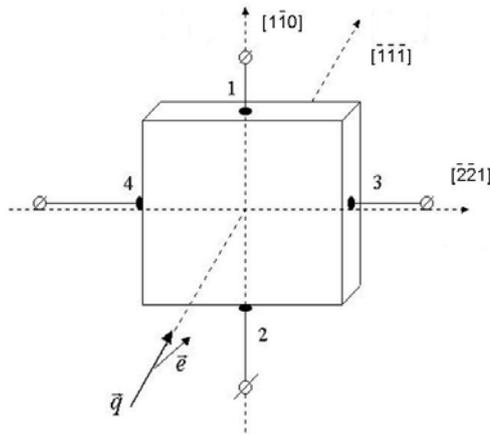
Качественная картина эффекта состоит в следующем. При поглощении

циркулярно поляризованного света появляется анизотропная добавка к функции распределения дырок вида $\Delta f = (\nabla \vec{k}) \times (\vec{J} \vec{k})$ (где \vec{k}, \vec{J} - волновой вектор и угловой момент дырки, соответственно), которая четна по \vec{k} и связана с корреляцией между импульсом и спином. Вследствие наличия кубического по \vec{k} спинового расщепления в магнитном поле возникает спиновая добавка к силе Лоренца, действующей на легкие и тяжелые дырки [22]:

$$\Delta F_{\vec{k}} = \frac{q}{c} [\Delta \vec{V} \times \vec{H}]; \quad \Delta V_{\alpha} = \frac{D}{\hbar} \sum_{\beta} J_{\beta} \frac{\partial}{\partial k_{\alpha}} \{k_{\beta} (k_{\beta+1}^2 - k_{\beta+2}^2)\}, \quad (6)$$

где D - константа спинового расщепления. В отличие от обычной составляющей силы Лоренца, обуславливающей вращающий момент, который действует на импульсное распределение, спиновая добавка к силе (6), четная по волновому вектору, при наличии корреляции между импульсом и спином дырок приводит к смещению центра тяжести импульсного распределения и вызывает магнитоиндуцированный фототок.

Параграф 1.6 посвящен быстродействующим фотоприемникам-анализаторам поляризационных характеристик импульсного инфракрасного и ТГц лазерного излучения, которые были предложены и созданы на основе результатов исследований фотогальванического эффекта в полупроводниках [А7-А10, А12]. Один из вариантов такого фотоприемника и принцип его работы схематически показаны на Рис. 5. Работа фотоприемника основана на свойствах ЛФГЭ в р-GaAs. Измерение амплитуд и знаков фотосигналов U_1 и



$$U_1 = V_{1-2} = AP_L \sin 2\Theta$$

$$U_2 = V_{3-4} = AP_L \cos 2\Theta$$

$$\Theta = \frac{\pi}{4} (1 - \text{sign} U_2) \times \text{sign} U_2 + \text{sign} U_1 \times \frac{1}{2} \arcsin \frac{U_1}{\sqrt{U_1 + U_2}};$$

$$P_L = \frac{\sqrt{U_1 + U_2}}{A}$$

Рис. 5. Фотоприемник для анализа поляризации лазерного излучения на основе кристалла р-GaAs. Θ - угол между плоскостью поляризации излучения и направлением $[221]$. A - чувствительность фотоприемника. P_L - мощность линейно поляризованного излучения.

U_2 , генерируемых исследуемым лазерным излучением, в двух различных направлениях позволяет определить положение плоскости поляризации импульсного лазерного излучения и мощность линейно поляризованной компоненты излучения. Такой прибор удобен при работе с одиночными и/или редко повторяющимися импульсами. Работоспособность устройства была проверена с использованием двухканального запоминающего осциллографа, связанного с компьютером, и импульсной лазерной системы, работающей в области спектра от 9.2 мкм до 385 мкм, в состав которой входили CO₂-лазер и ТГц лазер с оптической накачкой паров NH₃ и D₂O [A8, A12].

Часть 2 диссертации посвящена исследованию оптических явлений в пористом кремнии.

Во введении (параграф 2.1) к данной части дан краткий обзор сведений о пористом кремнии (ПК). ПК, который получают путем электрохимического травления объемного Si в растворах плавиковой кислоты, стал предметом интенсивных исследований после появления сенсационной публикации Л.Т. Кэнема [23], в которой наблюдалась эффективная фотолюминесценция ПК в видимой области спектра при комнатной температуре. Автором публикации [23] видимая фотолюминесценция (ФЛ) была отнесена к излучательной рекомбинации размерно-квантованных носителей в кремниевых квантовых нитях, которые образуются в процессе формирования ПК. Почти одновременно в работе [24] наблюдался сдвиг края поглощения в синюю область спектра в ПК, что также было объяснено проявлением эффектов размерного квантования. Последующие многочисленные исследования показали, что видимая люминесценция ПК обусловлена излучательной рекомбинацией не в нитях, а в кремниевых нанокристаллитах размером порядка нескольких десятков ангстрем, которые также образуются в ходе травления (см. [25, 26]). Рассматривалась также возможность ФЛ пористого кремния за счет химических соединений, образующихся в результате травления кремния, в частности за счет силоксена – Si₆O₃H₆ [27]. Однако модель химического происхождения ФЛ со временем была признана несоответствующей реальности. В настоящее время квантово-размерная модель считается основной и соответствующей природе ФЛ в ПК [6, 25, 26].

Нами было выполнено одно из первых исследований временных свойств ФЛ пористого кремния [A16-A20]. Результатам этих исследований посвящен параграф 2.2. Исследовался пористый кремний, полученный по традиционной технологии (см. [25, 26]) на (100) подложке p-кремния с удельным сопротивлением 1 Ом*см. На Рис. 6 показаны спектры ФЛ с разрешением во времени при возбуждении импульсным N₂-лазером. Спектр стационарной ФЛ (см. вставка в Рис. 6) представляет собой широкую полосу с максимумом при 1.68 эВ и полушириной 0.32 эВ, что типично для ПК.

Спектры время-разрешенной ФЛ значительно отличаются от стационарного спектра. Наблюдается сильная трансформация спектра излучения по мере увеличения времени задержки между максимумом лазерного импульса и моментом регистрации спектра. В спектрах с задержкой выделена быстрая полоса излучения (обозначена A1) с максимумом при ~ 2.5 эВ и временем затухания в наносекундном диапазоне, а также медленная полоса (A2) с

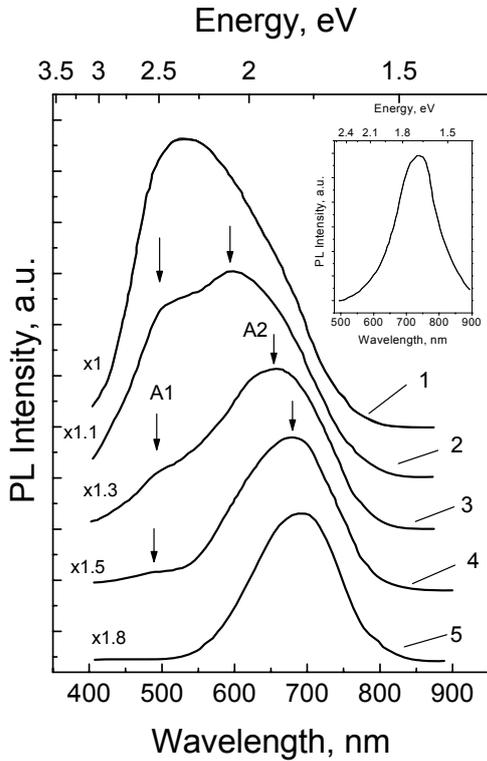


Рис. 6. Время-разрешенные спектры ФЛ пористого кремния при разных задержках Δt момента регистрации относительно максимума лазерного импульса. 1- 0 нс, 2- 15 нс, 3 – 40 нс, 4 – 65 нс, 5 – 990 нс. T=300 К. Вставка: спектр стационарной ФЛ ($\lambda_{ex}=4880 \text{ \AA}$).

микросекундной кинетикой затухания и максимумом непрерывно смещающимся в красную область спектра по мере увеличения задержки. Полосы A1 и A2 имеют ширину порядка 0.4-0.5 эВ и вследствие этого перекрываются. Форма импульса ФЛ отражает комбинацию двух сигналов: быстрого из полосы A1, полностью повторяющего лазерный импульс, и медленного из полосы A2, время затухания которого лежит в микросекундном диапазоне и имеет сильную дисперсию по спектру. В зависимости от выбранной длины волны соотношение интенсивностей быстрой и медленной компонент ФЛ меняется. Эти факторы обуславливают наблюдаемую спектрально-временную трансформацию излучения ПК. Такое поведение спектра излучения ПК было впервые обнаружено нами [A16-A20].

Впоследствии этот результат был подтвержден в других работах (см. например [28]). Поскольку времена затухания полос A1 и A2 отличаются более чем на 3 порядка, то спектр стационарной ФЛ – красной ФЛ, обычно наблюдаемой в ПК, практически полностью формируется за счет медленной полосы A2. Эта полоса в конечном итоге и определяет высокий квантовый выход излучения пористого кремния.

Параграф 2.3 посвящен эффекту поляризационной памяти фотолюминесценции пористого кремния. При линейно поляризованном фотовозбуждении люминесценция ПК линейно поляризована преимущественно вдоль вектора поляризации накачки. Линейная поляризация наблюдается как при резонансном [29], так и при

высокоэнергетическом нерезонансном фотовозбуждении в условиях, когда разница между энергиями кванта накачки и излучения достигает нескольких эВ [A21, A22]. На Рис. 7а показаны спектры излучения, измеренные в максимуме лазерного импульса и с задержкой в 1 мкс. Показана также зависимость степени линейной поляризации ФЛ от длины волны излучения.

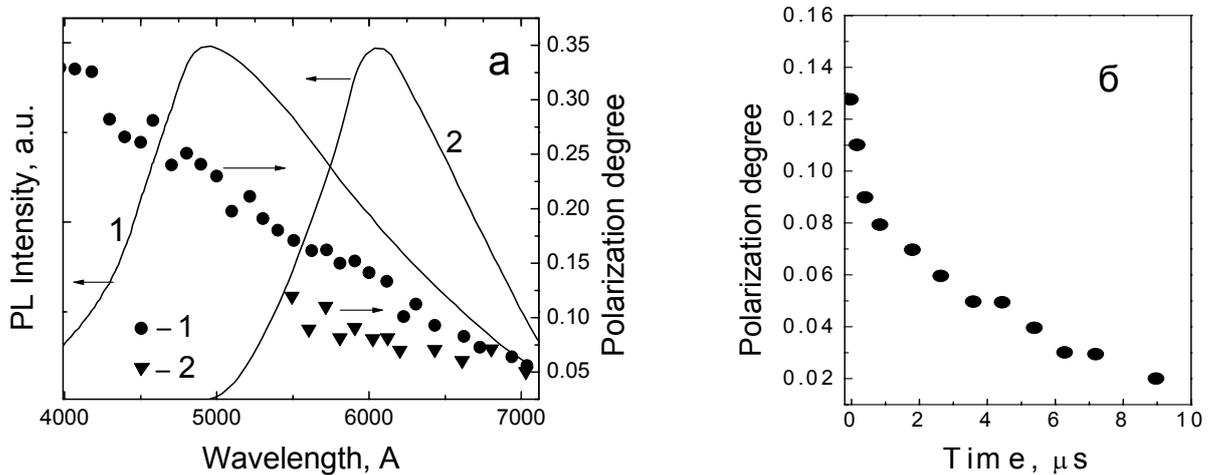


Рис. 7. а) Спектры время-разрешенной ФЛ и степени ее линейной поляризации при возбуждении импульсным N_2 -лазером. $T=300$ К. Задержки: 1- 0 нс, 2- 1 мкс. Спектры ФЛ нормированы на максимум. б) Временная зависимость степени линейной поляризации ФЛ ПК. $\lambda_{ФЛ}=6100$ Å. Момент $t=0$ соответствует максимуму лазерного импульса.

Видно, что ФЛ поляризована во всем спектре излучения и степень линейной поляризации достигает $\sim 30-33\%$ на коротковолновом краю быстрой полосы излучения. В случае задержки в 1 мкс, когда спектр формируется в основном за счет медленной красной полосы, степень линейной поляризации излучения составляет 5-12%. На Рис. 7 б показана временная зависимость степени линейной поляризации ФЛ вблизи максимума длинноволновой полосы. Характерное время релаксации поляризации излучения лежит в микросекундном диапазоне (достигает 6.5 мкс в данном случае) и сопоставимо со временем затухания люминесценции. Эти эксперименты проводились на ПК, полученном на поверхности (100) р-кремния с удельным сопротивлением $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Вектор поляризации ФЛ следует за вектором поляризации накачки. При этом степень линейной поляризации ФЛ не зависит от ориентации вектора поляризации накачки в плоскости образца.

Сохранение линейной поляризации возбуждения в фотолюминесценции известно, например, для горячей люминесценции в прямозонных полупроводниках [30] и объясняется выстраиванием импульсов фотовозбужденных носителей заряда вдоль вектора поляризации накачки. Свойства линейной поляризации ФЛ в ПК свидетельствуют о совершенно иной природе явления. Эффект поляризационной памяти ФЛ ПК

объясняется, если считать, что излучающая система представляет собой набор хаотически распределенных, квазиодномерных нанокристаллитов (см. Рис. 8), излучательная рекомбинация в которых обуславливает наблюдаемую ФЛ [A21, A22]. В силу квазиодномерности, поглощение света в нанокристаллитах, у которых больший размер параллелен вектору поляризации накачки, будет существенно выше, чем в кристаллитах, ориентированных перпендикулярно. Анизотропной в смысле поляризации будет и термализованная ФЛ из такой системы нанокристаллитов. Излучение из отдельно взятого нанокристаллита будет преимущественно поляризовано вдоль большего размера кристаллита.

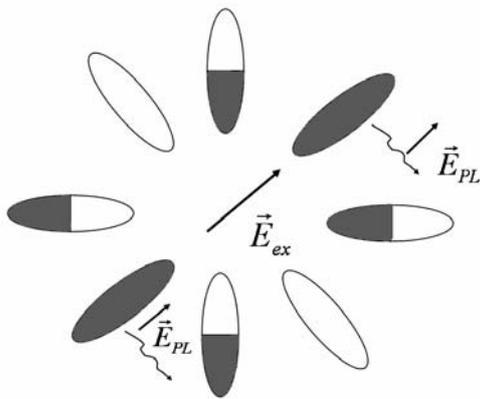


Рис. 8. Модельная картина возникновения линейно поляризованной ФЛ в системе квазиодномерных кристаллитов.

Параметром такой анизотропии должно быть отношение ширины кристаллита к его длине $\xi=D/L$. Хаотическое распределение нанокристаллитов приведет к тому, что при любом направлении вектора поляризации накачки число возбужденных нанокристаллитов будет одинаковым. В результате, излучение из всей совокупности возбужденных нанокристаллитов будет линейно поляризованным вдоль вектора поляризации накачки. Если миграция энергии возбуждения между кристаллитами отсутствует, то ФЛ будет линейно поляризованной пока она существует. В работе [31] рассматривалась «диэлектрическая» модель эффекта поляризационной памяти ФЛ в ПК. Был рассмотрен ансамбль диэлектрических эллипсоидов, помещенных в матрицу с диэлектрической проницаемостью значительно меньшей, чем проницаемость материала эллипсоида. Расчеты [31] дают значение степени поляризации ФЛ близкие к тем, которые наблюдаются в эксперименте на пористом кремнии, при значении параметра анизотропии эллипсоида ξ от 0.05 до 0.6.

Слои пористого кремния, полученные на (100) поверхности p-Si, в плоскости слоя оптически изотропны в смысле поляризационной памяти ФЛ, то есть степень поляризации излучения не зависит от ориентации вектора поляризации накачки в плоскости образца, что обуславливается хаотическим распределением нанокристаллитов. Если же каким-то образом ввести упорядочение в хаотическое распределение нанокристаллитов, то можно ожидать появление зависимости степени поляризации ФЛ от ориентации вектора поляризации накачки. Эффекту оптической анизотропии пористого кремния посвящен параграф 2.4. Эффект был обнаружен в ПК, полученном

на поверхности n-Si при линейно поляризованной подсветке в процессе электрохимического травления [A24-A26]. Подсветка играет ключевую роль в процессе формирования ПК из материала n-типа, поскольку свет поставляет дырки, необходимые для протекания реакции электрохимического растворения кремния. Исследовались слои ПК, приготовленные на подложках (100) n-Si с удельным сопротивлением 2-4 Ом*см. Травление проводилось в условиях подсветки излучением ксеноновой лампы, которое было либо неполяризовано либо линейно поляризовано. Измерения показали, что форма спектров и интенсивность ФЛ практически одинакова для обоих типов образцов ПК, но было обнаружено заметное возрастание степени линейной поляризации ФЛ для образцов, приготовленных в условиях линейно поляризованной подсветки. Кроме того, в этом типе образцов наблюдалась зависимость величины степени поляризации ФЛ от ориентации вектора поляризации накачки в плоскости образца. Эффект проявляется наиболее сильно на коротковолновом краю спектра ФЛ. Разница в максимальных и минимальных значениях степени линейной поляризации ФЛ достигает ~ 0.06 (при среднем значении степени поляризации ~ 0.19) при энергии излучения 2.1 эВ. Максимальное значение степени линейной поляризации ФЛ имеет место тогда, когда вектор поляризации накачки оказывается перпендикулярен вектору поляризации подсветки, используемой в процессе травления. В образцах, приготовленных в условиях неполяризованной подсветки, анизотропии степени поляризации ФЛ не наблюдалось.

Наличие анизотропии степени линейной поляризации ФЛ говорит о частичном выстраивании квазиодномерных Si нанокристаллитов в определенном направлении, а именно: в направлении перпендикулярном вектору поляризации подсветки, используемой в процессе травления. Эффект можно объяснить качественно, принимая во внимание анизотропию распределения фотодырок по поверхности нанокристаллита, вызванную электрическим полем световой волны подсветки. Такое анизотропное распределение фотодырок приводит в свою очередь к анизотропии травления нанокристаллитов и в итоге к формированию упорядоченной системы нанокристаллитов.

В параграфе 2.5 рассмотрен эффект усиления комбинационного рассеяния (КРС) света в пористом кремнии, обнаруженный в ПК, полученном на кремнии n-типа [A23]. Исследовались образцы ПК, приготовленные по методике аналогичной, описанной в параграфе 2.4. Спектр КРС первого порядка по форме близок к спектру, характерному для кристаллического кремния (c-Si). Наблюдается линия со степенью деполяризации 0.6-0.7, с едва заметной низкочастотной асимметрией, смещенная в низкочастотную область по сравнению с-Si не более чем на 0.5

см⁻¹ и имеющая полуширину ~ 6 см⁻¹. Наиболее существенной особенностью сигнала КРС является его аномально высокая интегральная интенсивность, превышающая аналогичную величину для с-Si в ~ 20 раз. Сигнал КРС такой интенсивности не наблюдался нами в пористом кремнии, полученном на p-Si по методикам, описанным, например в [A18, 32]. Совокупность наблюдаемых закономерностей объясняется усилением локального электромагнитного поля на грубой поверхности макропористого подслоя пористого кремния. Макропористый подслоя, характеризующийся размерами пор и Si-кристаллитов от 100 Å до микрона, лежащий на границе раздела между подложкой и ПК, имеет место в ПК, полученном на n-Si, и, как правило, не наблюдается в ПК, сформированном на p-Si [33]. Наблюдаемое усиление интенсивности КРС достигается при коэффициенте усиления локального электромагнитного поля немногим более 2 раз.

Часть 3 диссертации посвящена исследованиям терагерцовых излучательных процессов при межподзонной релаксации свободных носителей в квантово-каскадных структурах GaAs/AlGaAs, а также при рекомбинации свободных носителей с ионизованными примесями в полупроводниках типа Ge. Методика измерений эмиссионных спектров в ТГц области, развитая автором, позволила получить ряд новых результатов, которые рассмотрены в данной части диссертации.

Во введении к части 3 диссертации (параграф 3.1) кратко рассматриваются различные типы источников электромагнитного излучения ТГц диапазона (0.1-10 ТГц), которое в настоящее время интенсивно исследуется в связи с перспективами его применения для решения многочисленных диагностических задач в различных областях науки и техники. Основное внимание уделено полупроводниковым ТГц эмиттерам с электрическим возбуждением,

В Параграфе 3.2. изложены результаты по обнаружению и исследованию ТГц электролюминесценции в области 1-1.8 ТГц в многопериодных структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами (КЯ) GaAs/AlGaAs [A27-A30]. Исследовались структуры, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, содержащие 40 периодов, каждый из которых содержал 4 квантовые ямы GaAs разной ширины, разделенные Al_{0.15}Ga_{0.85}As туннельными барьерами. Ширины квантовых ям и барьеров и их чередование следующие: 280 Å КЯ, 25 Å барьер, 180 Å КЯ, 40 Å барьер, 160 Å КЯ, 25 Å барьер, 150 Å КЯ, 40 Å барьер, далее структура повторяется. С обеих сторон структуры заканчивались контактными слоями n⁺-GaAs (n=2*10¹⁸ см⁻³) толщиной 2 мкм и 1000 Å со стороны подложки и со стороны внешней поверхности соответственно.

ТГц электролюминесценция наблюдалась в области гелиевых температур при напряжении смещения на структуре выше 3-4 В.

Исследование спектров ТГц излучения проводилось с помощью созданного нами специализированного Фурье-спектрометра [A29] на область спектра 5-350 cm^{-1} (0.15-10.5 ТГц, 0.62-43.4 мэВ). Характерный спектр наблюдаемого ТГц излучения приведен на Рис. 9 а. Установлено, что с ростом напряжения на структуре максимум полосы ТГц излучения смещается в высокочастотную область (см. Рис. 9 б) по закону близким к линейному. Линейная зависимость частоты максимума полосы ТГц излучения от напряжения на структуре свидетельствует о том, что наблюдаемое излучение

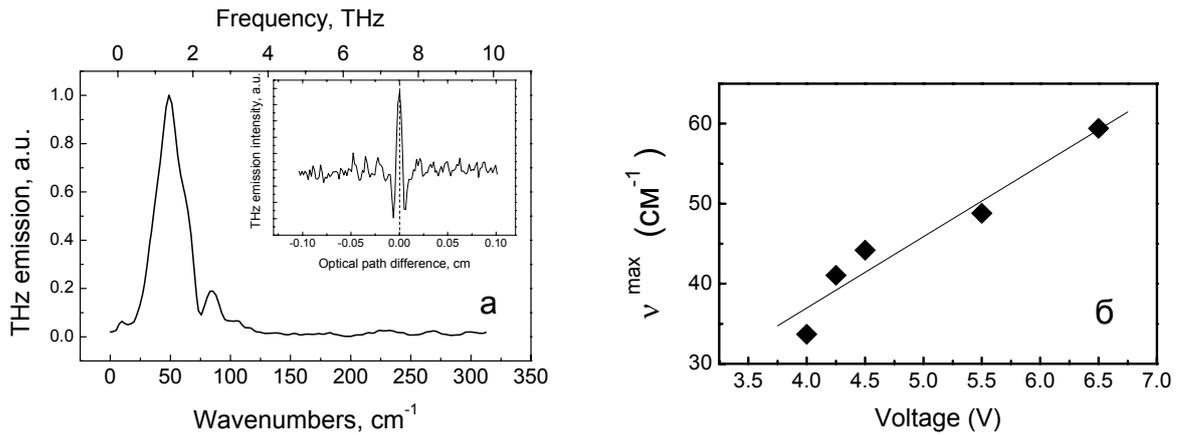


Рис. 9. а) Спектр ТГц электролюминесценции многопериодной структуры с туннельно-связанными КЯ GaAs/AlGaAs. $T \sim 7$ К. Напряжение смещения 5.5 В. На вставке показана характерная интерферограмма ТГц сигнала. б) Зависимость положения максимума полосы ТГц излучения от напряжения смещения на структуре. Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая – линейная функция со скоростью нарастания $8.9 \text{ cm}^{-1}/\text{V}$.

обусловлено непрямыми в реальном пространстве оптическими переходами электронов между состояниями в соседних квантовых ямах.

Численные расчеты спектра энергии электронов в имеющейся квантово-каскадной структуре, результаты которых рассмотрены в [параграфе 3.3](#), позволили идентифицировать квантовые ямы, оптические переходы между которыми ответственны за наблюдаемое ТГц излучение. Расчеты показывают, что при падении напряжения на одном периоде больше 20 мВ (соответствует напряжению ~ 3 В на всей структуре) наиболее вероятными переходами с испусканием фотонов являются пространственно не прямые переходы между состояниями электронов, локализованными в ямах шириной 160 и 150 Å . Расчетная зависимость энергии кванта оптического перехода между такими состояниями от напряжения смещения на структуре хорошо описывает экспериментальные результаты [A32, A33].

Системы, основанные на оптических переходах в процессе энергетической релаксации носителей заряда при электрическом пробое примесных центров в полупроводниках, могут служить в качестве одной из рабочих схем ТГц излучателей. ТГц излучение при ударной ионизации

мелких примесей довольно интенсивно и наблюдается в электрических полях напряженностью всего в несколько В/см в материалах типа Ge [34] или GaAs [35] и поэтому представляет интерес для практических применений. Большой интерес представляет акцепторная примесь в кристаллах типа Ge. Схема энергетических уровней мелкого акцептора в принципе позволяет достичь инверсии населенности между локальными и резонансными уровнями энергии акцептора в условиях одноосной деформации при пробое примеси электрическим полем [36]. Несмотря на то, что интегральное ТГц излучение при пробое мелких примесей в Ge было обнаружено давно [34], спектральное распределение ТГц излучения при пробое мелких акцепторов в германии вплоть до настоящего времени практически не исследовалось. В результате выполненной нами работы [A33-A37], результатам которой посвящен параграф 3.4, были впервые измерены спектры спонтанного ТГц излучения в условиях вблизи порога пробоя мелкого акцептора в германии.

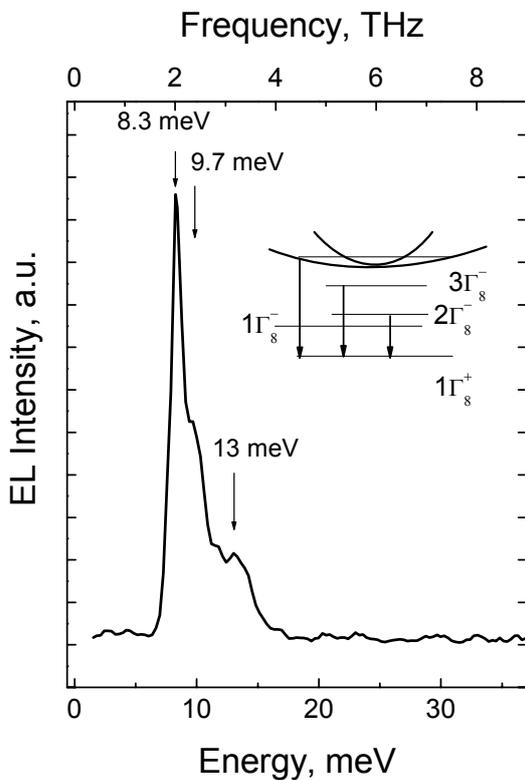


Рис. 10. Спектр ТГц электролюминесценции в p-Ge(Ga), $\rho=10 \Omega \cdot \text{см}$. $E \sim 7.5 \text{ В/см}$, $T=5.5 \text{ К}$. Вставка схематически показывает уровни энергии акцептора в германии.

На Рис. 10 приведен характерный спектр ТГц излучения, наблюдаемого в p-Ge(Ga) вблизи порога примесного пробоя – при напряженности поля $\sim 7.5 \text{ В/см}$ и $T=5.5 \text{ К}$. В спектре доминирует узкая линия излучения с максимумом при 8.3 мэВ (2 ТГц), которая относится к переходу $2\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ между вторым возбужденным и основным состоянием акцептора [A33]. Высокочастотная асимметрия основной линии связана со вкладом узкой линии излучения с максимумом при 9.7 мэВ и широкой линии с максимумом при 13 мэВ. Линия при 9.7 мэВ обусловлена оптическими переходами между одним из возбужденных состояний примеси (например, из состояния $3\Gamma_8^-$) и основным состоянием $1\Gamma_8^+$. Линия излучения при 13 мэВ относится к оптическим переходам горячих дырок из валентной зоны на основное состояние акцептора.

Эффективная температура дырок, участвующих в таких переходах, составляет $\sim 23 \text{ К}$ (энергия $\sim 2 \text{ мэВ}$). Расчеты неравновесной функции распределения дырок [37], выброшенных в зону электрическим

полям в результате пробоя акцептора в Ge, дают эффективную температуру дырок ~ 20 К при напряженности поля ~ 7 В/см, что хорошо согласуется с данными нашего эксперимента.

При возрастании напряженности поля возрастает вклад оптических переходов горячих дырок из валентной зоны на основное состояние акцептора. При напряженности поля выше 11 В/см наблюдается также появление ТГц излучения с малыми энергиями кванта (от 2.5 до 6 мэВ), что безусловно обуславливается вкладом оптических переходов между подзонами валентной зоны [А33-А35].

Были проведены исследования ТГц электролюминесценции при пробое мелких акцепторов в одноосно деформированном германии [А36, А37]. При

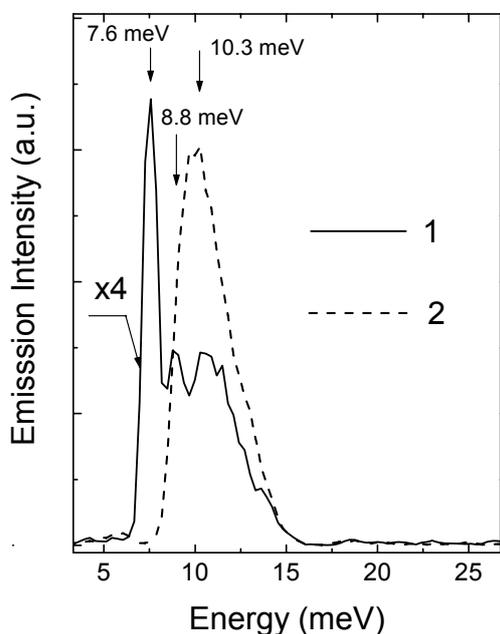


Рис. 11. Спектры ТГц электролюминесценции p-Ge(Ga), одноосно деформированного в направлении [111]. Величина давления ~ 3 кбар. $T=5$ К, $E\sim 5.2$ В/см. 1- поляризация $e \perp P$, 2- поляризация $e \parallel P$.

$\sim 93\%$. В спектре излучения также видны узкая линия при 8.8 мэВ и широкая линия с максимумом при 10.3 мэВ. Последняя линия доминирует в спектре излучения, соответствующем геометрии $e \parallel P$, и степень её поляризации вдоль оси давления составляет $\sim 80\%$.

Линию с максимумом при 7.6 мэВ мы относим к оптическим переходам из первого возбужденного состояния акцептора $1(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$, которое формируется из состояния $1\Gamma_8^-$ в результате одноосной деформации,

этом впервые наблюдалась линейная поляризация ТГц излучения. Эти исследования проводились также в условиях вблизи порога примесного пробоя. Характерный спектр ТГц электролюминесценции p-Ge(Ga), одноосно деформированного в направлении [111] (величина одноосного давления ~ 3 кбар [А36]), при напряженности поля ~ 5.2 В/см приведен на Рис. 11. Можно видеть, что спектры излучения, измеренные в поляризации вдоль и поперек оси давления ($e \parallel P$ и $e \perp P$ геометрии), значительно отличаются, что свидетельствует о линейной поляризации ТГц излучения. Кроме того, поляризация излучения меняется по спектру.

Узкая линия с максимумом при 7.6 мэВ, доминирующая в спектре излучения, измеренном в геометрии $e \perp P$, поляризована перпендикулярно оси давления со степенью поляризации

в основное состояние акцептора $1\Gamma_4^+$. В пользу такой интерпретации свидетельствует спектральное положение данной линии, согласующееся с результатами расчетов [38], а также её практически полная линейная поляризация перпендикулярно оси давления. На Рис. 12 показана схема

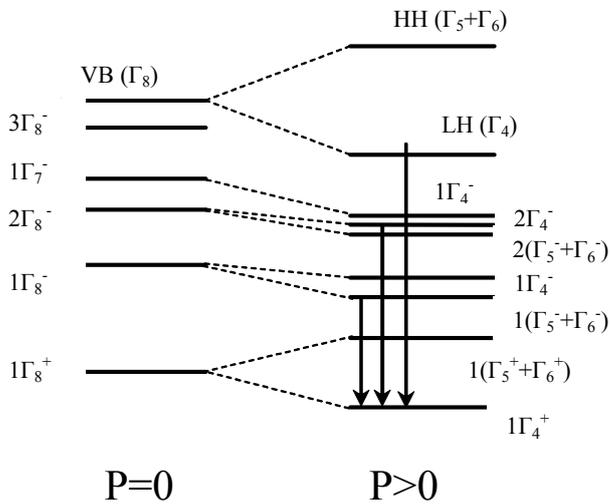


Рис. 12. Схематическая картина основного и возбужденных состояний акцептора в Ge. При нулевой деформации ($P=0$) и одноосной ([111]) деформации ($P>0$). Стрелками показаны переходы, ответственные за наблюдаемое ТГц излучение.

деформации. При достаточно же сильной одноосной деформации (~ 3 кбар и выше) основным в спектре излучения становится переход $1(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-) \rightarrow 1\Gamma_4^+$, как показывает эксперимент. Это свидетельствует об изменении соотношения сил осциллятора для переходов из первого ($1(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$) и второго ($2(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$) возбужденного состояния акцептора при одноосной деформации, а именно: сила осциллятора перехода из состояния $1(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$ существенно возрастает. Кроме того, состояние $1(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$ – наинизшее возбужденное состояние акцептора и его заселенность в условиях эксперимента должна быть выше заселенности состояния $2(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$. Этот дополнительный фактор также способствует доминированию оптического перехода $1(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-) \rightarrow 1\Gamma_4^+$ в спектре ТГц излучения, наблюдаемого в поляризации $\mathbf{e} \perp \mathbf{P}$.

Линия с максимумом при 8.8 мэВ обусловлена оптическими переходами на основное состояние акцептора из возбужденных состояний $2(\Gamma_5^- + \Gamma_6^-)$ и $2\Gamma_4^-$, $1\Gamma_4^-$, близких по энергии и образующихся из состояний $2\Gamma_8^-$ и $1\Gamma_7^-$ в результате давления [A36, A37]. Спектральное положение данной линии согласуется с результатами расчетов [38]. Широкая линия излучения с

уровней энергии мелкого акцептора в германии. Показаны только нечетные возбужденные состояния, поскольку только такие состояния проявляются в оптических переходах. Используется общепринятая классификация состояний акцептора в кристаллах типа Ge (см. [39]).

Расчетное значение силы осциллятора оптического перехода $1\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ при отсутствии давления составляет величину почти в 40 раз меньшую, чем для перехода $2\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ [40]. Поэтому такой переход не проявляется в спектрах излучения при нулевой

максимумом при 10.3 мэВ относится к переходам неравновесных дырок из валентной зоны (из подзоны легких дырок) на основное состояние акцептора. Важным фактором является преимущественная поляризация этой линии вдоль оси давления.

В **Заключении** отмечено, что в диссертационной работе проведены исследования широкого круга неравновесных процессов, обуславливающих новые оптические явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Исследования объединены единым подходом, основанном на анализе взаимодействия исследуемого объекта с поляризованным излучением. Исследования проведены в спектральном диапазоне, включающем видимую, инфракрасную и терагерцовую области и включают процессы, вызванные оптическим или электрическим возбуждением. Совокупность результатов, полученных в работе, представляет собой решение целого ряда важных в научном и практическом плане проблем, среди которых выявление природы баллистических фототоков, обусловленных асимметрией элементарных электронных процессов, в нецентросимметричных полупроводниках, а также установление новых типов излучательных переходов в полупроводниковых ТГц эмиттерах. Кроме того, в работе установлен ряд новых оптических свойств пористого кремния.

В заключении также сформулированы **основные результаты работы**:

1. Показано, что линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) в кристаллах p-GaAs при температурах выше 200 К при возбуждении в области $\lambda \sim 10$ мкм вызван оптическими переходами между подзонами тяжелых и легких дырок, а роль рассеяния, ответственного за формирование фототока при этом, играет рассеяние на оптических фононах.
2. Исследован ЛФГЭ при фотоионизации мелких и глубоких центров в полупроводниках. На примере мелкой примеси замещения в p-GaAs(Zn) и глубокого центра, обусловленного структурным дефектом в n-InAs, показано существенное увеличение параметра асимметрии вероятности фотоионизации глубокого центра по сравнению с мелким.
3. Исследованы нехолловская и холловская компоненты индуцированного магнитным полем ЛФГЭ в кристаллах p-GaAs в области $\lambda \sim 10$ мкм. Показано, что эти составляющие ЛФГЭ тока сравнимы по величине, а их отличие от фототока в нулевом магнитном поле характеризуется параметром равным произведению циклотронной частоты на время релаксации импульса дырок.

4. Обнаружен индуцированный магнитным полем циркулярный фотогальванический ток в негиротропном пьезоэлектрике. На примере кристаллов p-GaAs в области $\lambda \sim 10$ мкм показано что, циркулярный фототок почти на порядок превосходит холловскую и нехолловскую компоненты линейного фотогальванического тока. Эффект обусловлен кубическим по волновому вектору спиновым расщеплением энергетических зон носителей заряда в кристаллах без центра инверсии, возникновением корреляции между импульсом и спином носителей заряда при поглощении циркулярно поляризованного света и видоизменением этой корреляции в магнитном поле.

5. Предложены и созданы фотоприемники-анализаторы поляризации импульсного инфракрасного и терагерцового лазерного излучения на основе фотогальванического эффекта в полупроводниках.

6. Обнаружено, что фотолюминесценция пористого кремния в видимой области спектра имеет две полосы, значительно отличающиеся по спектральному положению и временам затухания, - быструю, с характерным временем затухания в наносекундном диапазоне и максимумом при ~ 2.5 эВ, и медленную полосу, со временем затухания в микросекундном диапазоне при $T=300$ К и максимумом при $\sim 2-1.6$ эВ, положение которого зависит от момента регистрации спектра по отношению к максимуму импульса возбуждения.

7. Обнаружен эффект поляризационной памяти фотолюминесценции пористого кремния, состоящий в сохранении линейной поляризации возбуждения в излучении. Фотолюминесценция поляризована во всей полосе излучения, а величина степени линейной поляризации достигает ~ 0.3 на коротковолновом краю спектра. Явление обусловлено анизотропной формой нанокристаллитов пористого кремния, рекомбинация в которых ответственна за эффективную видимую ФЛ этого материала.

8. Обнаружено, что линейно поляризованная подсветка в процессе электрохимического травления кремния n-типа приводит к возникновению анизотропии поляризационной памяти фотолюминесценции пористого кремния. Явление обусловлено формированием упорядоченного распределения квазиодномерных кремниевых нанокристаллитов в слоях пористого кремния.

9. Обнаружено усиление интегральной интенсивности КРС порядка 20 раз в пористом кремнии, полученном на кремнии n-типа, в сравнении с

объемным кремнием. Явление обусловлено усилением локального электромагнитного поля на грубой поверхности макропористого слоя кремния.

10. Обнаружена полоса терагерцовой (ТГц) электролюминесценции с максимумом в области 1-1.8 ТГц ($33.7-59.4 \text{ см}^{-1}$) в многопериодных структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs (40 периодов, по 4 квантовых ямы разной ширины в каждом периоде). Показано, что ТГц излучение обусловлено пространственно непрямыми оптическими переходами электронов между состояниями, локализованными в соседних квантовых ямах (160 и 150 Å) и которым соответствуют минимумы подзон размерного квантования.

11. Показано, что в спектре ТГц электролюминесценции, наблюдаемой в Ge(Ga) вблизи порога примесного пробоя, доминируют узкие линии внутрицентровых переходов, обусловленные переходами дырок между возбужденными состояниями и основным состоянием мелкого акцептора. В спектре излучения обнаружены также особенности, связанные с переходами дырок внутри валентной зоны и переходами из состояний в валентной зоне на основное состояние примеси, вклады которых возрастают с ростом напряженности электрического поля.

12. Обнаружена линейная поляризация ТГц излучения, связанного с пробоем мелкого акцептора (Ga) в одноосно деформированном германии. Вблизи порога примесного пробоя степень линейной поляризации достигает ~ 80-90% на основных линиях излучения при давлении ~ 3 кбар в направлении [111].

13. Показано, что в спектре ТГц излучения одноосно деформированного германия вблизи порога примесного пробоя в поляризации перпендикулярно оси давления доминирует переходы из первого возбужденного состояния в основное состояние акцептора, сила осциллятора которых крайне мала в случае отсутствия деформации.

Список публикаций по теме диссертации

- A1. Андрианов А.В., Валов П.М., Ярошецкий И.Д. Инверсия знака линейного фотогальванического эффекта в полупроводниках. // Письма в ЖЭТФ – 1980 – т. 31 – С. 532-535.
- A2. Андрианов А.В., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я., Ярошецкий И.Д. Механизм линейного фотогальванического эффекта p-GaAs(Zn)

- при возбуждении светом CO_2 -лазера. // Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. – Ленинград, 1981 – С. 25.
- A3. Андрианов А.В., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я., Ярошецкий И.Д. Линейный фотогальванический эффект в дырочном арсениде галлия. // ЖЭТФ – 1981 – т. 81 – С. 2080-2094.
- A4. Андрианов А.В., Ярошецкий И.Д. Обнаружение и исследование линейного фотогальванического эффекта в кристаллах InAs n-типа проводимости. // Тезисы Республиканской конференции по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках. - Одесса, 1982 – С. 20.
- A5. Andrianov A.V., Ivchenko E.L., Pikus G.E., Rasulov R. Ya, Yaroshetskii I.D. Linear photogalvanic effect in p-type A_3B_5 crystals. // Ferroelectrics – 1983 – V. 43 – P. 177-179.
- A6. Андрианов А.В., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я., Ярошецкий И.Д. Линейный фотогальванический эффект в кристаллах A_3B_5 . // Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по физике полупроводников. – Баку, 1982 – С. 90-91.
- A7. Андрианов А.В. Детектор поляризации лазерных импульсов. // Тезисы докладов XII Всесоюзного семинара «Импульсная фотометрия». – Ленинград, 1985 – С.33.
- A8. Андрианов А.В., Берегулин Е.В., Ганичев С.Д., Глух К.Ю., Ярошецкий И.Д. Быстродействующий измеритель поляризационных характеристик лазерного ИК и субмиллиметрового излучения. // Письма в ЖТФ – 1988 – Т. 14 – С. 1326-1329.
- A9. Авторское свидетельство N 1232008 от 29.04.1984. Способ определения поляризационных характеристик одиночного лазерного импульса и устройство для его реализации. // Андрианов А.В., Берегулин Е.В., Ярошецкий И.Д.
- A10. Авторское свидетельство N 1383981 от 05.01.1986. Способ определения характеристик циркулярно поляризованной компоненты лазерного импульса и устройство для его реализации. // Андрианов А.В., Берегулин Е.В., Ярошецкий И.Д.
- A11. Андрианов А.В., Ярошецкий И.Д. Индуцированный магнитным полем циркулярный фотогальванический эффект в полупроводниках. // Письма в ЖЭТФ – 1984 – Т. 40 – С. 131-133.
- A12. Andrianov A.V., Beregulin E.V., Ganichev S.D., Gloukh K.Yu., Yaroshetskii I.D. Fast photodetector for polarization characteristic determination of the pulsed IR-FIR laser radiation. // Proc. Int. Conf. on millimeter wave and far infrared technology, Eds. McMillan S. and Tucker G.M. – Pergamon Press, Oxford, 1989 – P. 165-166.

- A13. Андрианов А.В., Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е., Ярошецкий И.Д. Магнитоиндуцированный циркулярный фототок в р-GaAs. // Тезисы X Всесоюзной конференции по физике полупроводников. - Минск, 1985 – С. 79-80.
- A14. Андрианов А.В., Берегулин Е.В., Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Ярошецкий И.Д. Индуцированные магнитным полем фотогальванические эффекты в полупроводниках. // Тезисы Всесоюзной конференции по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках.– Ташкент, 1989 – С. 10.
- A15. Андрианов А.В., Берегулин Е.В., Лянда-Геллер Ю.Б., Ярошецкий И.Д. Индуцированный магнитным полем фотогальванический эффект в дырочном арсениде галлия. // ЖЭТФ – 1992 – т. 102 – С. 1703-1716.
- A16. Андрианов А.В., Ковалев Д.И., Шуман В.Б., Ярошецкий И.Д. Короткоживущая зеленая полоса и временная эволюция спектра фотолюминесценции пористого кремния. // Письма в ЖЭТФ – 1992 – т. 56 – С. 242-245.
- A17. Andrianov A.V., Kovalev D.I., Shuman V.B., Yaroshetskii I.D. Nanosecond component of the photoluminescence in porous silicon. // Abstracts of "LESiII", International workshop/conference on the properties of light-emitting Si. - Munich, Germany, 1992 – p.24.
- A18. Андрианов А.В., Ковалев Д.И., Шуман В.Б., Ярошецкий И.Д. Время-разрешенная фотолюминесценция пористого кремния. // ФТП – 1993 – Т. 27 – С. 136-140.
- A19. Andrianov A.V., Kovalev D.I., Shuman V.B., Yaroshetskii I.D. Photoluminescence of porous silicon under pulsed excitation. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. – 1993 – V. 1985 – P. 644-648.
- A20. Андрианов А.В., Зиновьев Н.Н., Ковалев Д.И., Ярошецкий И.Д. Кинетика фотолюминесценции пористого кремния. // Тезисы 1 Всероссийской конференции по физике полупроводников. – Нижний Новгород, 1993, т. 2 – С. 255.
- A21. Андрианов А.В., Ковалев Д.И., Зиновьев Н.Н., Ярошецкий И.Д. Аномальная поляризация фотолюминесценции пористого кремния. // Письма в ЖЭТФ – 1993 – Т. 58 – С. 417-420.
- A22. Андрианов А.В., Ковалев Д.И., Ярошецкий И.Д. Поляризованная фотолюминесценция пористого кремния. // ФТТ – 1993 – Т. 35 – С. 2677-2683.
- A23. Андрианов А.В., Авербух Б.Я., Беляков Л.В., Горячев Д.Н., Ковалев Д.И., Сресели О.М., Ярошецкий И.Д. Усиленное комбинационное рассеяние света в пористом кремнии. // ФТП – 1994 – Т. 28 – С. 2202-2207.

- A24. Polisski G., Andrianov A.V., Kovalev D., Koch F. Polarization memory induced by polarized light-assisted anodization of n-type Si. // *Thin Solid Films* – 1996 – V. 276 – P. 235-237.
- A25. Polisski G., Andrianov A.V., Kovalev D.I., Koch F. Light stimulated optical anisotropy of porous silicon. // *Brazilian Journal of Physics* - 1996 – V.26 - P.189-192.
- A26. Andrianov A.V., Polisski G., Averboukh B.Y., Koch F. Polarization memory effect in photochemical etched porous Si. // In: *Advanced luminescent materials*, Eds. D.J. Lockwood, P.M. Fauchet, N. Koshida, S.R.J. Brueck (Pennington, NJ, USA) – 1995 - V. PV95 – P. 183-188.
- A27. Зиновьев Н.Н., Андрианов А.В., Некрасов В.Ю., Петровский В.А., Беляков Л.В., Сресели О.М., Hill G., Chamberlain J.M. Терагерцовая инжекционная электролюминесценция в многопериодных квантово-каскадных структурах AlGaAs/GaAs. // *Письма в ЖЭТФ* – 2001 – Т. 74 - С. 105-107.
- A.28. Зиновьев Н.Н., Андрианов А.В., Некрасов В.Ю., Петровский В.А., Беляков Л.В., Сресели О.М., Chamberlain J.M., Hill G. Терагерцовая электролюминесценция в квантово-каскадных структурах GaAs/AlGaAs. // *Тезисы 5 Всероссийской конференции по физике полупроводников.* - Нижний Новгород, 2001 - С. 61.
- A29. Зиновьев Н.Н., Андрианов А.В., Некрасов В.Ю., Беляков Л.В., Сресели О.М., Chamberlain J.M., Hill G. Электролюминесценция квантово-каскадных структур AlGaAs/GaAs в терагерцовом диапазоне. // *ФТП* – 2002 – Т. 36 – С. 234-237.
- A30. Зиновьев Н.Н., Андрианов А.В., Некрасов В.Ю., Петровский В.А., Сресели О.М., Chamberlain J.M., Hill G. Терагерцовая электролюминесценция квантово-каскадных структур. // *Материалы совещания Нанопотоника-2002* - Нижний Новгород, 2002 - С. 124-126.
- A31. Andrianov A.V., Glinskii G.F., Sresely O.M., Zinov'ev N.N. Terahertz electroluminescence due to spatially indirect intersubband transitions in a multiperiodic GaAs/AlGaAs quantum well structure. // *Abstracts of 35th International Workshop: Physics and Technology of THz Photonics* - Erice, Italy, 2005 – P. 62.
- A32. Глинский Г.Ф., Андрианов А.В., Сресели О.М., Зиновьев Н.Н. Терагерцовая электролюминесценция за счет пространственно непрямых межподзонных переходов в квантово-каскадной структуре GaAs/AlGaAs. // *ФТП* – 2005 – Т. 39 – С. 1224-1229.
- A33. Андрианов А.В., Захарьин А.О., Ясиевич И.Н., Зиновьев Н.Н. Терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя мелкого акцептора в германии. // *Письма в ЖЭТФ* - 2004 – Т. 79 – С. 448-451.

- A34. Andrianov A.V., Zakharin A.O., Yassoievich I.N., Zinovev N.N. Spontaneous Terahertz emission under electrical breakdown of a shallow acceptor in Ge. // *Acta Physica Polonica A* – 2005 – V. 107 – P. 142-146.
- A35. Andrianov A.V., Zakharin A.O., Yassievich I.N., Zinov'ev N.N. Far Infrared Electroluminescence under Impact Ionization of a Shallow Acceptor in Ge. // *Abstracts of VI International conference on Mid-infrared Optoelectronic Materials and Devices (MIOMD-VI)*. - St Petersburg, Russia, 2004 - P. 136.
- A36. Андрианов А.В., Захарин А.О., Ясиевич И.Н., Зиновьев Н.Н. Линейно поляризованное терагерцовое излучение в одноосно деформированном Ge(Ga) при пробое примеси электрическим полем. // *Письма в ЖЭТФ* - 2006 – Т. 83 – С.410 - 413.
- A37. Andrianov A.V., Zakharin A.O., Zinovev N.N. Spontaneous terahertz electroluminescence under impact ionization of a shallow acceptor in germanium. // *Proceedings of 28th International Conference on the Physics of Semiconductors*. – Vienna, Austria, 2006 – МоА1е.6.

Цитируемая литература

1. Белиничер В.И., Стурман Б.И., УФН, **130**, 415 (1980).
2. Doviak J.M., Kothari S., Proc. 12th Int. Conf. Phys. Semicond., Stuttgart, 1974, P. 1257.
3. Herman K.H., Vogel R., Proc. 11th Int. Conf. Phys. Semicond., Warsaw, 1972, P. 870.
4. Gibson A.F., Hatch C.B., Kimit W.F., Kothari S., Serafitenides A., J. Phys. C., **10**, 905 (1977).
5. Cote D., Fraser J.M., DeCamp M., Bucksbaum P.H., van Driel H.M., Appl. Phys. Lett., **75**, 3959 (1999); Cote D., Laman L., van Driel H.M., Appl. Phys. Lett., **80**, 905 (2002).
6. Weisbush C., Vinter B., Quantum semiconductor structures, Boston, Academ. Press Inc., 1991, 282 P.
7. Bettotti P., Cazzanelli M., Dal Negro L., Danese B., Gaburro Z., Oton C.J., Vijaya Prakash G., Pavesi L., J. Phys.: Condens. Matter, **14**, 8253 (2002).
8. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Фотогальванические эффекты в кристаллах без центра инверсии. Тем. Сборник: Вопросы физики полупроводников (Мат. XI Зимней школы по физ. полупров.), Л: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1984, С. 3.
9. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Фотогальванические эффекты в полупроводниках. В кн.: Проблемы современной физики., Л.: Наука, 1980, С. 275.
10. Glass A.M., von der Linde D., Negran T.J., Appl. Phys. Lett., **25**, 233 (1974).

11. Белиничер В.И., Канаев И.Ф., Малиновский В.К., Стурман Б.И., Автометрия, **4**, 23 (1976).
12. Белиничер В.И., Малиновский В.К., Стурман Б.И., ЖЭТФ, **72**, 692 (1977).
13. Баскин Э.М., Магарилл Л.И., Энтин М.В., ФТТ, **20**, 2432 (1978).
14. Белиничер В.И., Стурман Б.И., ФТТ, **20**, 821 (1978).
15. Шелест В.И., Энтин М.В., ФТП, **13**, 2312 (1979).
16. Белиничер В.И., ЖЭТФ, **75**, 641 (1978).
17. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., ФТП, **13**, 249 (1979).
18. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И., ЖЭТФ, **83**, 649 (1982).
19. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я., ФТТ, **26**, 3362 (1984).
20. Наследов Д.Н., Михайлова М.П., Попов Ю.Г., ФТТ, **6**, 1550 (1964).
21. Астафьев С.Б., Лазарев В.Г., Лянда-Геллер Ю.Б., Фридкин В.М., ФТП, **30**, 3362 (1988).
22. Лянда-Геллер Ю.Б., ФТП, **31**, 150 (1989).
23. Canham L.T., Appl. Phys. Lett., **57**, 1046 (1990).
24. Lehman V., Gösele U., Appl. Phys. Lett., **58**, 856 (1991).
25. Cullis A.G., Canham L.T., Calcott P.D.J., Appl. Phys. Lett., **82**, 909 (1997).
26. Kovalev D., Heckler H., Polisski G., Koch F., Phys. Stat. Sol. B, **215**, 871 (1999).
27. Brand M.S., Fusch H.D., Stuzmann M., Weber J., Cardona M., Sol. St. Commun., **81**, 307 (1992).
28. Calcott P.D.J., Nash K.J., Canham L.T., Kane M.J., Brumhead D., J. Phys.; Cond. Mat., **5**, L91 (1993).
29. Старухин А.Н., Лебедев А.А., Разбирин Б.С., Капитонова А.М., Письма ЖТФ, **18**, 60 (1992).
30. Захарченя Б.П., Мирлин Д.Н., Перель В.И., Решина И.И., УФН, **136**, 459 (1982).
31. Lavallard P., Suris R.A., Sol. St. Commun., **95**, 267 (1995).
32. Решина И.И., Гук Е.Г., ФТП, **27**, 728 (1993).
33. Kozłowski F., Lang W., J. Appl. Phys., **72**, 5401 (1992).
34. Koenig S.H., Brown R.D., Phys. Rev. Lett., **15**, 170 (1960).
35. Melngailis I., Stillman G.E., Dimmock J.O., Wolfe C.M., Phys. Rev. Lett., **23**, 1111 (1969).
36. Odnobludov M.A., Yassievich I.N., Kagan M.S., Galperin Yu.M., Chao K.A., Phys. Rev. Lett., **83**, 644 (1999).
37. Quade W., Hupper G., Sholl E., Kuhn T., Phys. Rev. B, **49**, 13408 (1994).
38. Buczko R., IL Nuovo Ciemeto, **9D**, 669 (1987).
39. Rodriguez S., Fisher P., Barra F., Phys. Rev. B, **5**, 2219 (1972).
40. Clauws P., Broeckx J., Rotsaert E., Vennik J., Phys. Rev. B, **38**, 12377 (1988).