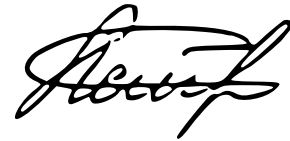


На правах рукописи



Папроцкий Станислав Константинович

Транспортные явления в объемном Ge и наноструктурах на основе Si, GaAs и InAs, перспективных для генерации ТГц излучения

01.04.10 - Физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Москва - 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
(ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)

Научный руководитель:

Каган Мирон Соломонович

доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты:

Мурзин Владимир Николаевич

доктор физико-математических наук, профессор,
главный научный сотрудник лаборатории
неравновесных и нелинейных явлений ФГБУН
Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

Шاپовал Сергей Юрьевич

кандидат технических наук, заведующий
лабораторией Эпитаксиальных микро- и
наноструктур ФГБУН Института проблем технологии
микроэлектроники и особо чистых материалов РАН

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет
им.М.В.Ломоносова» (физический факультет)

Защита состоится 30 октября 2015 года в 10⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д.002.231.01, созданного на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ул. Моховая, д.11, корп.7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и на официальном сайте ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН: <http://www.cplire.ru/rus/dissertations.html>

Автореферат разослан

« »

2015 г.

Учёный секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, доцент



Кузнецова

Ирен Евгеньевна

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Терагерцовый диапазон частот электромагнитных волн представляет особый интерес для множества приложений. Использование излучения этого диапазона необходимо для дистанционного экологического мониторинга, глобальных метеорологических наблюдений, в радарных системах, в астрономии космического базирования, в медицине, в лабораторных приборах для молекулярной спектроскопии и во многих других областях. Тем не менее, этот диапазон частот до сих пор остается наименее изученным и используемым в применениях. В основном, это связано с отсутствием компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников ТГц излучения и высокочувствительных и малоинерционных когерентных или широкополосных приемников.

На сегодняшний день, существует довольно много различных ТГц источников: газовые молекулярные или рамановские лазеры с накачкой CO₂-лазером [1], лазеры на свободных электронах, лампы обратной волны, умножители на диодах Шоттки [2], лазеры из p-Ge с горячими дырками [3]. Нужно упомянуть также различные импульсные источники ТГц излучения, основанные на сверхбыстрой релаксации электронов и фононов в полупроводниках при интенсивном фемтосекундном возбуждении [4]. Несмотря на существующее многообразие, среди всех этих источников только фотомиксеры дают перестраиваемое излучение с частотой выше 1,5 ТГц в непрерывном режиме, однако их мощность крайне мала. Таким образом, вопрос о поиске новых материалов, перспективных в плане создания источников ТГц излучения и поиск новых способов возбуждения ТГц генерации до сих пор вызывает интерес многих исследователей, что и определяет **актуальность темы исследований**.

Цель диссертационной работы состояла в исследовании транспортных свойств и терагерцового излучения различных материалов, а именно, кристаллов одноосно деформированного p-Ge, структур Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой и сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs, перспективных для создания источников излучения ТГц диапазона.

Основные задачи работы.

1. Исследование кинетики установления проводимости в условиях примесного пробоя в объёмном p-Ge, легированном мелкими акцепторами.
2. Исследование явлений переноса в структурах с квантовыми ямами Si/SiGe/Si и выяснение механизма возникновения внутрицентральной инверсии.

3. Исследование туннельного транспорта в сверхрешётках InAs/AlSb и GaAs/AlAs для выяснения возможности реализации «быстрой» отрицательной дифференциальной проводимости при комнатной температуре.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Зависимости коэффициентов ударной ионизации мелких акцепторов Ga в p-Ge от электрического поля в широком диапазоне компенсаций описываются экспоненциальным законом вида $\beta(E) \sim \exp(E/E_{th})$.

2. Времена рекомбинации свободных носителей на ионизованных примесных центрах Ga в p-Ge немонотонно зависят от электрического поля, что связывается с влиянием ударной ионизации. В сильно компенсированных образцах начальная стадия ионизации мелких акцепторов определяется эффектом Френкеля-Пула.

3. Необходимым условием возбуждения ТГц генерации в напряжённых структурах Si/SiGe/Si является инжекция носителей из контактов в высокоомную подложку n-Si. Предложена модель возникновения внутрицентральной инверсии, учитывающая эту инжекцию и, соответственно, компенсацию акцепторов в квантовой яме SiGe инжектированными электронами.

4. В сверхрешётках InAs/AlSb и GaAs/AlAs с ТГц резонатором обнаружена серия эквидистантных максимумов на вольтамперных характеристиках структур в режиме нерезонансного туннелирования. Явление связывается с эффектом Пёрселла - увеличением интенсивности ТГц излучения на частотах, соответствующих собственным частотам резонатора.

5. Отрицательная динамическая проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с движущимися доменами приводит к возбуждению колебаний в ТГц резонаторе.

Научная новизна полученных результатов.

1. С помощью прямых измерений кинетики установления проводимости определена полевая зависимость коэффициентов ударной ионизации акцепторов Ga.

2. Определены полевые зависимости коэффициентов захвата дырок на ионизованные акцепторы (Ga) в p-Ge. Обнаружен и объяснен немонотонный характер этих зависимостей.

3. Выяснена относительная роль процессов ударной и фото-полевой (эффект Френкеля-Пула) ионизации в ионизации мелких акцепторов в Ge электрическим полем.

4. С помощью исследований дрейфа пакета носителей в напряжённых структурах Si/SiGe/Si установлена определяющая роль инжекции носителей из контактов в высокоомную подложку n-Si в возникновении инверсии заселённости акцепторных центров в квантовых ямах SiGe и возбуждении низковольтной ТГц генерации.

5. Исследован туннельный транспорт в короткопериодных структурах InAs/AlSb с оптическим резонатором ТГц диапазона. Обнаружено возникновение периодических по напряжению максимумов на вольтамперных характеристиках этих структур в режиме нерезонансного туннелирования. Эффект объяснён влиянием оптического резонатора ТГц диапазона (эффект Пёрселла) на туннельный транспорт.

6. Исследован туннельный транспорт в короткопериодных структурах GaAs/AlAs с оптическим резонатором ТГц диапазона в режиме резонансного туннелирования (в присутствии электрических доменов). Обнаружено изменение формы вольтамперных характеристик при изменении параметров резонатора, что связывается с возбуждением колебаний большой амплитуды в резонаторе за счёт отрицательной динамической проводимости сверхрешётки с движущимися доменами.

Достоверность полученных результатов.

Достоверность представленных в диссертации результатов определяется использованием апробированных методов измерений и их перекрёстным характером, а также согласием с теоретическими оценками.

Научная и практическая значимость.

Проведённые в данной диссертационной работе исследования представляют интерес как для выяснения закономерностей взаимодействия излучения ТГц диапазона и явлений переноса, так и для создания источников ТГц излучения. Научная значимость работы заключается в определении полевых зависимостей коэффициентов ударной ионизации и рекомбинации для мелкой примеси в р-Ge при различных давлениях, в выяснении условий возбуждения стимулированного ТГц излучения напряжённых квантово-размерных структур SiGe/Si и выяснении механизма туннельного транспорта в короткопериодных сверхрешётках InAs/AlSb и GaAs/AlAs. Впервые исследованы транспортные явления в короткопериодных сверхрешётках с оптическим резонатором. Практическая ценность заключается в исследовании возможности создания источников ТГц излучения на основе приведённых материалов, в частности, при комнатной температуре.

Апробация работы.

Результаты данной работы докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях: 17, 18, 21 Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»; XI Российская конференция по физике полупроводников, XIII, XVI и XVII международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника»; 37 International Conference on Infrared, Millimetre and Terahertz

Waves, IRMMW-THz; XVII, XVIII, XIX Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников; 28 Int. Conf. Phys. Semicond.; 2 Int. SiGe & Ge: Materials, Processing, and Device Symposium, Mexica, 2006; 1 Multiconference on Electronics and Photonics 2006, Mexica, 2006; 22 General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society, Italy; 12, 13, 14, 15 Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors; NATO Advanced Research Workshop “Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Practical Applications”, TERA-MIR 2009; 16 Int. Conf. on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON16); 5, 6 International Conferences of the African Materials Research Society.

Публикации.

По материалам диссертации опубликованы 26 работ, в том числе 3 статьи [A3, A8, A13] в журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, рекомендованных ВАК Минобразования и науки РФ, 6 статей [A5, A6, A12, A19, A23, A24] в журналах, входящих в систему цитирования Scopus и 17 публикаций в сборниках конференций. Общий объём публикаций по теме диссертации составляет около 65 машинописных страниц.

Личный вклад автора заключается в постановке задач, разработке и контроле создания экспериментальных образцов, создании установок и проведении экспериментов, обработке и анализе полученных результатов, участии в подготовке и написании научных статей и тезисов конференций. Часть докладов на зарубежных и российских конференциях были сделаны лично автором.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Объем диссертации составляет 125 страниц машинописного текста, включая 71 рисунок. Список использованной литературы содержит 117 наименований.

Содержание работы

Во **Введении** дана краткая характеристика существующих источников ТГц излучения, обоснована актуальность темы исследования, показана её научная новизна, сформулированы цели работы и приведены положения, выносимые на защиту.

В **главе 1** дан обзор опубликованных научных работ по теме диссертации. Приводится краткая историческая справка по направлениям диссертации, указываются основные результаты, известные к началу её выполнения. Приводится описание условий и механизмов возникновения

ТГц излучения в одноосно деформированном p-Ge, напряжённых структурах SiGe/Si, в туннельных структурах и квантово-каскадных лазерах.

В главе 2 изложены результаты исследования кинетики установления проводимости одноосно деформированных кристаллов p-Ge с различной степенью компенсации под действием приложенного импульсного электрического поля при различных давлениях.

В исследуемых образцах, под действием одноосного давления и электрического поля (при наличии оптического резонатора высокой добротности), наблюдалось стимулированное ТГц излучение, вызванное внутрицентровыми оптическими переходами между резонансным и локализованными акцепторными уровнями [5, 6]. Время установления стационарной генерации и, соответственно, возможная полоса частот модуляции определяются инерционностью установления проводимости, а именно, временем релаксации функции распределения носителей заряда в электрическом поле, временем установления стационарной концентрации за счет рекомбинации и ионизации с участием примесей, а также временами формирования неоднородных распределений тока (шнуры тока при примесном пробое) и электрического поля (электрические домены), которые могут возникать в напряженном p-Ge в сильном поле.

Исследовались кристаллы p-Ge, легированные Ga с концентрацией $2 \times 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и различной степенью компенсации, при температуре жидкого гелия. Образцы были вырезаны в форме спички с сечением от 0.5 до 1 мм² и длиной 6-10 мм в кристаллографическом направлении [111], в котором прикладывались давление и импульсное электрическое поле E. Импульсы напряжения прикладывались к контактам, расположенным на длинной грани образца на расстоянии 4–9 мм друг от друга. Времена ударной ионизации и их зависимость от электрического поля для различных приложенных давлений определялись из временной зависимости тока на переднем фронте импульса напряжения.

Концентрация свободных носителей определяется балансом процессов ионизации примеси и захвата носителей на ионизованные примесные центры. При гелиевых температурах тепловая ионизация практически отсутствует и её вкладом можно пренебречь. В связи с этим, учитываются только три процесса: фотоионизация фоновой подсветкой, ударная ионизация атомов примеси свободными носителями и захват свободных носителей на ионизованные примесные центры. В этом случае, изменение концентрации свободных носителей (без учёта возбуждённых состояний примеси) запишется как:

$$dp/dt = g(E)(N_A - N_D - p) + \beta(E)p(N_A - N_D - p) - \alpha(E)p(N_D + p), \quad (1)$$

где p - концентрация дырок, N_A и N_D - концентрации акцепторов и доноров, g , β и α - коэффициенты фотоионизации, ударной ионизации и захвата носителей на ионизованную примесь, соответственно. Общее аналитическое решение этого уравнения проанализировано для различных частных случаев.

При полях, достаточных для развития пробоя примеси, когда коэффициент ударной ионизации много больше коэффициентов захвата и ионизации носителей фоновой подсветкой, изменение концентрации можно описать простой экспонентой $p(t) \sim \exp(t/\tau_i)$, где постоянная времени τ_i определяется исключительно коэффициентом ударной ионизации:

$$1/\tau_i = \beta(N_A - N_D). \quad (2)$$

На измеренных временных зависимостях тока наблюдался экспоненциальный участок, из

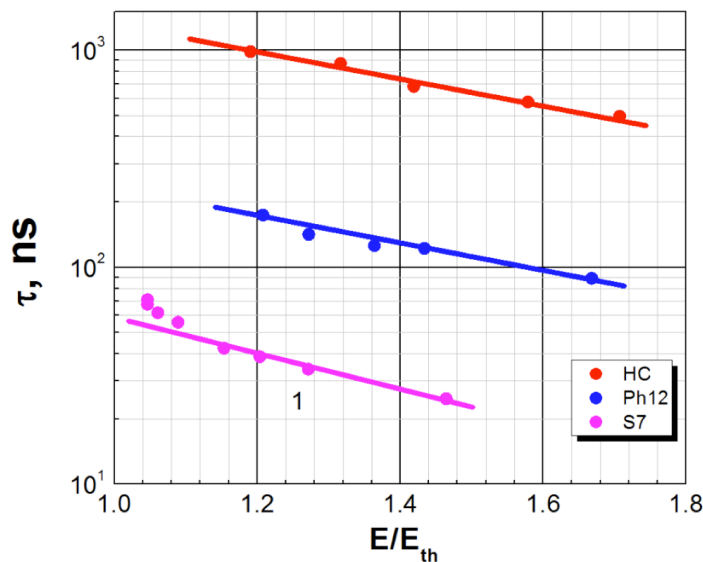


Рис. 1 Полевые зависимости времени развития пробоя. Большие времена соответствуют большей степени компенсации.

которого определялась постоянная времени τ_i . На рис. 1 приведены его полевые зависимости для образцов со степенью компенсации 10%, 35% и 95%. Форма этих полевых зависимостей, а следовательно, и полевой зависимости коэффициента ударной ионизации аналогична для всех образцов, не зависит от степени компенсации акцепторов и подчиняется

экспоненциальному закону вида:

$$\beta(E) \sim \exp(E/E_{th}). \quad (3)$$

Наблюдаемое в экспериментах увеличение времени ударной ионизации с ростом компенсации вызвано уменьшением числа примесных центров, которые могут быть ионизованы.

В случае сильной компенсации поле пробоя резко растет за счёт локализации свободных носителей в неоднородностях случайного потенциала. При этом на начальном участке кинетики тока появляется участок линейного роста. Данный линейный участок связывается с понижением потенциального барьера примеси во внешнем электрическом поле (эффект Френкеля-Пула). В начальный период времени концентрация свободных носителей мала, темп ударной ионизации мал по сравнению с фотоионизацией примеси фоновой подсветкой и рост концентрации

носителей описывается выражением $dp/dt = g(E)(N_A - N_D)$. Ионизацию мелкой примеси за счет эффекта Френкеля Пула в образцах с высокой степенью компенсации удается наблюдать благодаря сильному увеличению порога ударной ионизации относительно слабо и средне компенсированных образцов. Характерная для данного эффекта зависимость концентрации от электрического поля $p \propto \exp[(e^3 E/\epsilon)^{1/2}/kT]$ (см., например, [7]) подтверждается видом измеренных

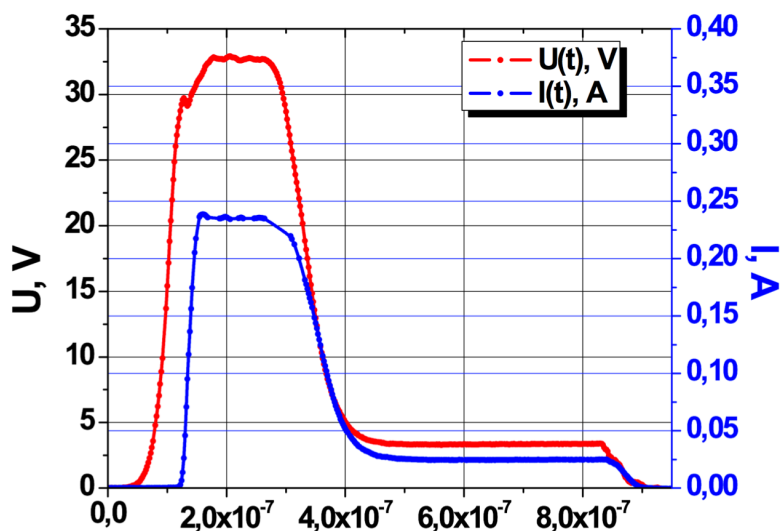


Рис. 2 Форма прикладываемого к образцам импульса напряжения.

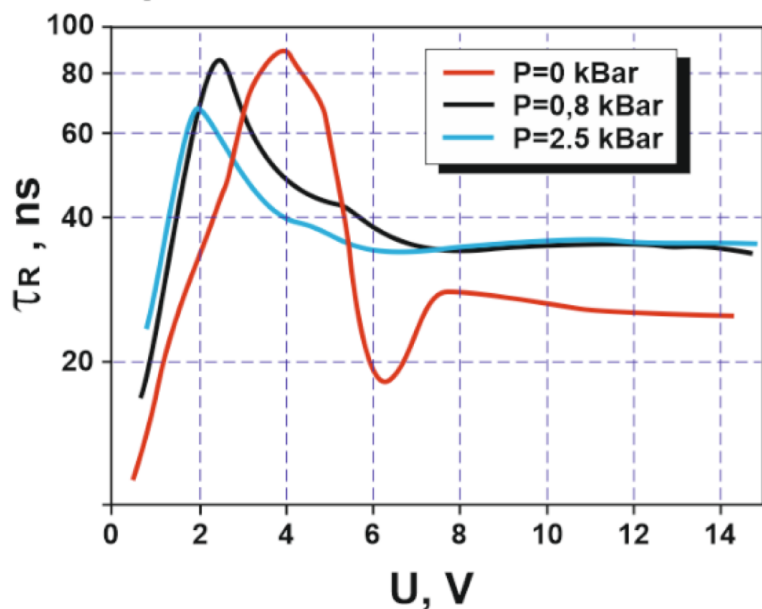


Рис. 3 Полевая зависимость времени рекомбинации для образца с умеренной компенсацией при различных давлениях.

вольтамперных характеристик (ВАХ) в слабых полях.

Для определения времён рекомбинации дырок на ионах примеси использовались импульсы напряжения ступенчатой формы (рис. 2). Величина прикладываемого напряжения в первой полке импульса выбиралась достаточно большой для достижения полной ионизации примеси. При резком уменьшении приложенного к образцу напряжения зависимость проводимости от времени имеет экспоненциальный участок, из которого напрямую определяется характерное время рекомбинации свободных носителей.

В случае умеренно компенсированных образцов экспериментально полученные полевые зависимости времени рекомбинации τ_R оказываются немонотонными (рис. 3). В слабых

полях наблюдается рост τ_R за счёт уменьшения вероятности захвата на притягивающие примесные центры с увеличением поля [7]. Действительно, при полях, недостаточных для

пробоя примеси, из уравнения (1) с учётом слабого влияния фотоионизации примеси и отсутствием ударной ионизации имеем:

$$p(t) \sim \exp(-\alpha N_d t), \quad (4)$$

Время рекомбинации $\tau_R=1/\alpha N_d$ определяется в этом случае захватом свободных носителей на ионизованные примесные центры.

При полях соответствующих развитию пробоя примеси (от 3 до 6 В при нулевом давлении на рис. 3), на рекомбинацию свободных носителей начинает оказывать существенное влияние процесс ударной ионизации. В этом случае характерное время рекомбинации определяется не только захватом, но и ударной ионизацией примесных центров, влияние которой приводит к уменьшению характерного времени рекомбинации. Поскольку вероятность захвата уменьшается с ростом поля, а ударная ионизация растёт, на графике наблюдается максимум с дальнейшим уменьшением времени рекомбинации.

Насыщение полевой зависимости времени релаксации проводимости в сильных полях ($\beta(N_A - N_D) \gg \alpha N_D$) вызвано изменением механизма рекомбинации и для объяснения требует учёта возбужденных состояний примеси. Влияние электрического поля на возбуждённые состояния приводит к формированию S-образной ВАХ с участком отрицательной дифференциальной проводимости [8]. Флуктуационная неустойчивость однородного распределения плотности тока в образцах с ОДП приводит к формированию в образце шнура тока. Уменьшение полного тока через образец при уменьшении напряжения в послепробойном режиме вызвано уменьшением радиуса шнура, при этом плотности тока внутри и вне шнура остаются постоянными (см., например, [9]). Поскольку плотность тока и поле вне шнура не меняются, то и время рекомбинации должно оставаться постоянным, что и наблюдается экспериментально.

В отличие от коэффициента ударной ионизации, характер полевой зависимости которого сохранялся независимо от степени компенсации, полевая зависимость коэффициента рекомбинации существенным образом меняется в случае большой степени компенсации. На рис. 4 приведены полевые зависимости времени рекомбинации для образца с компенсацией ~95% в допробойном режиме. В отличие от случая умеренной компенсации, данные полевые зависимости монотонны и имеют излом при некотором поле. Изменение характера зависимости связано со сменой механизмов рассеяния. Действительно, из-за малой концентрации заряженных центров сильно ослаблено примесное рассеяние, а с другой стороны, возрастает роль рассеяния на оптических фононах из-за существенно большего приложенного поля. Излом при полях ~50 В/см соответствует началу стриминга – образованию резко неоднородной в пространстве

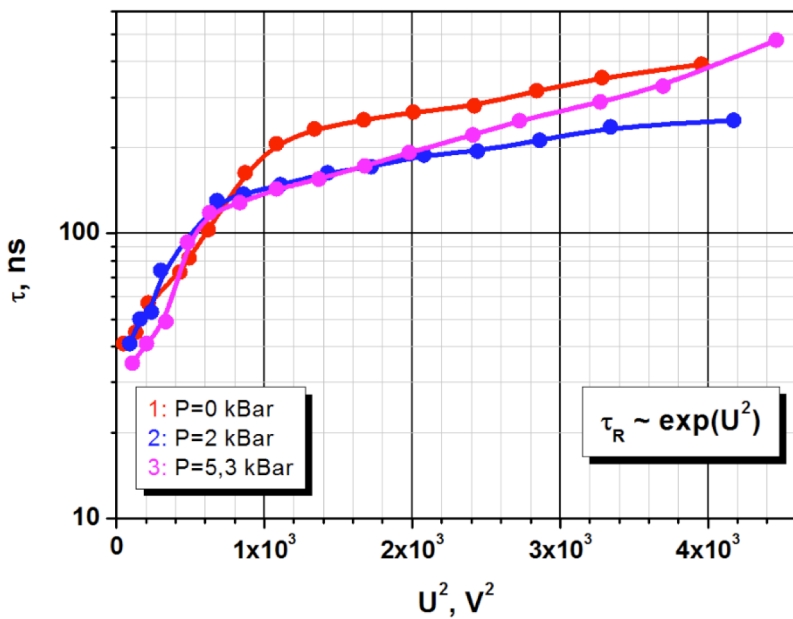


Рис. 4 Полевые зависимости времени рекомбинации (компенсация 95%) при различных давлениях.

импульсов функции распределения, которая возникает при баллистическом разогреве носителей до энергии оптического фонона. Большие абсолютные значения времён рекомбинации по сравнению с умеренно компенсированными образцами вызваны меньшим уровнем легирования.

В главе 3 изложены результаты исследования напряжённых структур Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой (КЯ).

В этих структурах с оптическим резонатором было обнаружено возникновение стимулированного ТГц излучения. При этом оказалось, что в одном и том же образце существуют два режима возбуждения эмиссии [10]. Первый, высоковольтный режим (около 700 В/см; 0.1 А), осуществляется благодаря инжекции ионизованных тепловым пробоем электронов из подложки. Инжектированные электроны компенсируют акцепторы в КЯ и смещают положение уровня Ферми, создавая условия для возникновения внутрицентральной инверсии основного и отщеплённого внутренней деформацией состояний акцептора. Во втором режиме ТГц генерация возникает при малых полях и с малыми токами (~100 В/см; 10 мА). В этом режиме тепловой пробой не наблюдался, а следовательно, механизм возникновения инверсии оставался неясным. Для ответа на этот вопрос были проведены исследования динамики установления проводимости и временных зависимостей интегральной интенсивности ТГц излучения структур, а также зондовые измерения.

Исследовались структуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ р-типа, выращенные на подложке n-Si. Слой GeSi, δ -легированный посередине слоя бором с концентрацией $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, был выращен между двумя буферными слоями р-Si. Еще два δ -слоя бора располагались в буферных слоях на расстоянии d_1 от ближайших гетерограниц. Использовались два типа структур. В структурах первого типа толщина КЯ составляла 20 нм, содержание Ge в сплаве SiGe $x=0,15$, толщина покрывающего и буферного слоев была 60 и 130 нм, соответственно, и $d_1=30$ нм. Концентрация бора в буферных δ -

слоях составляла от 4×10^{11} до 10^{12} см^{-2} . Толщина квантовой ямы в структурах второго типа составляла 13,5 нм. Остальные параметры были: $x = 0,15, 0,1$ и $0,07$; $d_1=19$ нм, $d_2=62$ нм соответственно; концентрация бора в буферных δ -слоях - 6×10^{11} см^{-2} .

Зондовый контакт был размещён между токовыми контактами на расстоянии 1 или 3 мм от одного из них. ТГц излучение из образца регистрировалось фотоприемником из Ge, легированного Ga. Измерения проводились при гелиевых температурах. Оптический резонатор на полном внутреннем отражении был образован за счет ростовых граней структуры, параллельных благодаря условиям роста, и двух боковых граней, которые были параллельно отполированы.

Приведённые исследования показали, что существенную роль в возбуждении низковольтной генерации (без теплового пробоя) играет инжекция носителей из контактов.

Об этом, прежде всего, свидетельствует вид вольтамперной характеристики при напряжениях до теплового пробоя подложки, которая хорошо аппроксимируется зависимостью $j \sim U^{3/2}$, что характерно для инжекционных токов при рассеянии носителей на акустических фононах [11]. Другим свидетельством служит появление в начале импульса отрицательного тока, который возникает, когда пролётное время инжектированных носителей меньше времени релаксации объемного заряда. В этом случае плотность заряда в образце становится неравномерной и возникает диффузионный ток с направлением, противоположным приложенному полю [12]. О роли контактных явлений также свидетельствует задержка сигнала и тока относительно фронта приложенного импульса напряжения и возникновение на их временных зависимостях затухающих осцилляций. Данные особенности вызваны возбуждением волн пространственной перезарядки ловушек. Это подтверждается полевой зависимостью времени задержки ($T_z \sim U^{3/2}$),

что согласуется с работой [12].

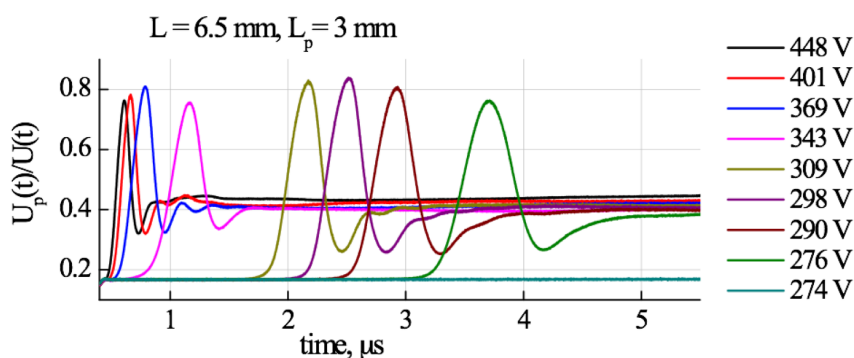


Рис. 5 Временные зависимости напряжения на зонде для различных напряжений (расстояние от токового контакта до зонда 3 мм).

Основное доказательство роли инжекции получено с помощью зондовых измерений. Максимумы, наблюдаемые в напряжении на зонде (рис. 5),

показывают, что в образце появляются инжектированный пакет

концентрации носителей, который движется по образцу с некоторой скоростью дрейфа. С ростом приложенного напряжения скорость дрейфа растёт, что приводит к смещению максимума к фронту приложенного импульса. По направлению дрейфа можно определить, что инжектируются электроны, т.е. имеет место нестационарная инжекция электронов в высокоомную подложку n-Si. Время существования монополярной инжекции определяется временем экранирования контакта, которое порядка обратной частоты волны перезарядки ловушек. Поэтому низковольтная генерация существует в течение короткого времени, и после экранирования контакта - срывается, что также свидетельствует в пользу инжекции. Необходимость инжекции для создания инверсии заселённости подтверждается и срывом генерации при увеличении длительности фронта прикладываемого импульса напряжения до некоторой критической величины (около 150 нс).

Приведенные данные позволяют предложить следующий механизм возникновения инверсии заселенности акцепторных состояний, а следовательно и возбуждения низковольтной генерации. В равновесии уровень Ферми в слое p-SiGe, как показывает расчет, находится вблизи края валентной зоны и концентрация свободных дырок велика, порядка концентрации акцепторов. Дополнительные электроны, которые появляются в подложке за счет инжекции, обеспечивают компенсацию акцепторов. В результате ситуация становится аналогичной случаю объемного германия (см. [5, 6]): электрическое поле ионизует акцепторы и разогревает носители заряда (дырки) до энергии резонансного состояния, заселенность которого становится инвертированной по отношению к состояниям в запрещенной зоне.

Таким образом, необходимая для компенсации акцепторов концентрация электронов в подложке при высоковольтной генерации появляется из-за теплового пробоя при джолевом нагреве образца протекающим током, а при низковольтной генерации – из-за нестационарной инжекции электронов из контакта. Низковольтная генерация существует в течение короткого времени инжекции до экранирования контакта, а при увеличении напряжения, повидимому, эта же инжекция приводит к разогреву образца и генерация существует в течение всего импульса напряжения.

В **главе 4** представлены результаты исследования проводимости короткопериодных сверхрешёток и диаграммы направленности излучения квантово-каскадного лазера с волноводом на поверхностных плазмонах в дальней зоне. **Раздел 4.1** посвящён исследованиям короткопериодных сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs. Эти исследования предприняты по следующим причинам. Большинство имеющихся в настоящее время полупроводниковых источников излучения терагерцового диапазона используют лазерные схемы, что неудобно для практических применений. В первую очередь, это связано с необходимостью использования

криогенных температур. Основной причиной столь жёсткого ограничения является малая энергия кванта ТГц излучения (порядка 10 мэВ) относительно тепловой энергии кТ при температурах близких к комнатной. Эффективный тепловой обмен уничтожает инверсию заселённости основного и возбуждённого состояний. Поэтому для получения ТГц генерации при комнатной температуре приходится отказаться от лазерной схемы и рассмотреть альтернативные способы. Разумным представляется поиск систем с высокочастотной отрицательной проводимостью, которая может возбудить колебания в соответствующем резонаторе.

В объёмных полупроводниках с горячими электронами типа диодов Ганна полоса частот ограничена временами установления отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) и диэлектрической релаксации, что не позволяет превысить частоту в 100-200 ГГц. В отличие от объёмных полупроводников, в короткопериодных сверхрешётках (СР) с уровнем легирования $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ времена установления ОДП и максвелловское время релаксации могут быть $\sim 10^{-13} \text{ с}$, т.е. соответствовать ТГц диапазону. Для использования СР в этом диапазоне температур и частот нужно выполнить несколько существенных условий. Для получения коротких времен релаксации проводимости, которая определяется туннелированием, нужны узкие барьеры. Чтобы исключить термический заброс электронов на вышележащие уровни размерного квантования и в свободную зону, нужны узкие квантовые ямы и достаточно большой разрыв зон. Т.е. необходимы короткопериодные СР. Таким образом, короткопериодные сверхрешётки представляются перспективными для реализации ТГц генерации при температурах вблизи комнатной.

Исследовались СР GaAs/AlAs с гетеропереходами I рода и два типа InAs/AlSb с гетеропереходами II рода. Сверхрешётки InAs/AlSb первого типа состояли из 60 периодов 4.5 нм InAs/ 3.5 нм AlSb, второй тип - 85 периодов 4 нм InAs/2 нм AlSb. Сверхрешётки InAs/AlAs располагались между сильно легированными верхним контактным слоем $n^+ \text{-InAs}\langle\text{Si}\rangle$ ($n=1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и подложкой $n^+ \text{-InAs}\langle\text{Si}\rangle$ ($n=2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Квантовые ямы InAs в СР были легированы Si в концентрации $(1-2) \times 10^{17}$ или же $(5-6) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Сверхрешётки GaAs/AlAs состояли из 100 периодов 4 нм GaAs/ 2 нм AlAs между сильно легированными ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) n^+ покрывающим слоем и подложкой n^+ -типа. Квантовые ямы GaAs легировались Si в концентрации 10^{17} см^{-3} .

Один из контактов наносился на подложку, другой - на верхний контактный слой и имел форму кольца (рис. 6), образуя распределенный кольцевой ТГц резонатор. В таких резонаторах возможно возбуждение кольцевых мод, при которых электрическое поле волны направлено поперек слоев, а волна распространяется вдоль периметра кольца. Длительность импульсов, прикладываемых к образцу варьировалась от 0.2 до 30 мкс. Треугольные импульсы напряжения позволяли регистрировать вольтамперные характеристики на прямом и обратном ходе

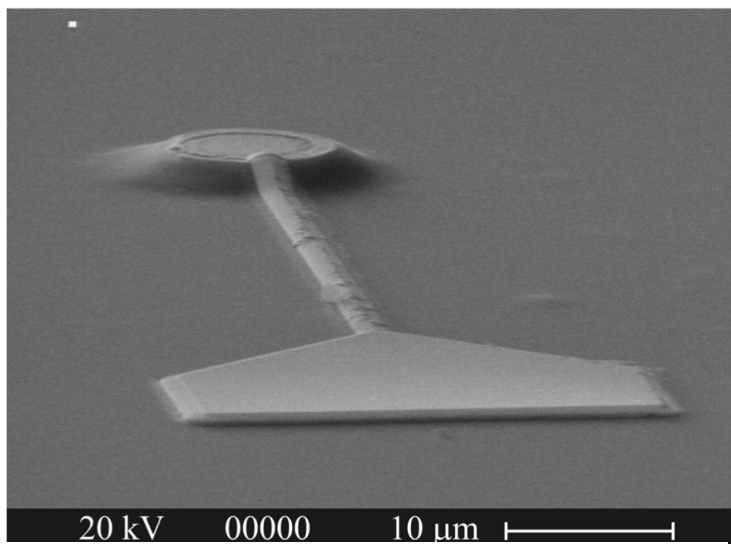


Рис. 6 Фотография образца в электронном микроскопе. Сверхрешётка располагается под кольцом, слои параллельны плоскости контакта.

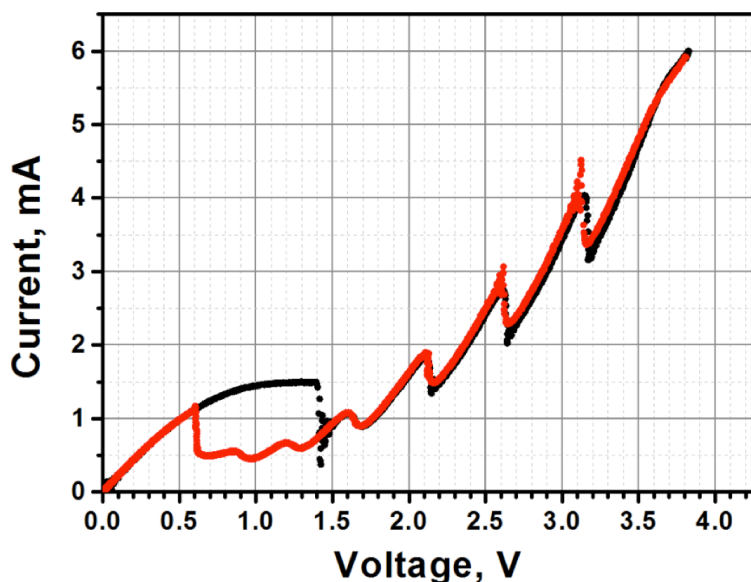


Рис. 7 ВАХ InAs/AlSb с кольцевым резонатором на прямом (чёрная) и обратном (красная) ходу напряжения.

напряжения. Измерения проводились при азотной и комнатной температурах.

ОДП, возникающая в СР при минизонной проводимости по известному механизму Esaki–Tsu [13] из-за уменьшения перекрытия основных состояний размерного квантования в соседних КЯ, вызывает образование электрических доменов. На рис. 7 приведена вольтамперная характеристика сверхрешётки InAs/AlSb

на прямом и обратном ходу напряжения. Наблюдаемое насыщение тока вызвано образованием статического домена, который образуется из-за флуктуационной неустойчивости однородного распределения электрического поля в образце с ОДП. При напряжениях выше 1.5 В (для данного образца соответствует снятию перекрытия уровней размерного квантования в соседних квантовых ямах), минизонная проводимость прекращается, а

протекание тока определяется нерезонансным туннелированием. При этом ток должен монотонно расти с напряжением [14]. Тем не менее, в области напряжений 1.5–4.5 В на ВАХ обнаруживаются несколько эквидистантных максимумов, расстояние между которыми (для данного образца) составляет ~ 8.3 мВ в расчете на один период СР. Подобные особенности в транспорте в СР наблюдаются впервые и связываются с влиянием резонатора за счет эффекта Пёрселла [15]. Этот эффект заключается в увеличении интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с интенсивностью спонтанного излучения в свободное пространство.

При высокой добротности кольцевого резонатора интенсивность спонтанного излучения на резонансных частотах может возрастать на порядки. Это значит, что энергия, отдаваемая электронами за счет излучения на резонансной частоте, может стать сравнимой с энергией, уносимой при испускании акустических фононов. За счет этого вблизи резонансных частот должен наблюдаться дополнительный рост тока. В кольцевом резонаторе резонансные частоты соответствуют целому числу волн на периметре кольца, а разность энергий кванта в соседних резонансах должна совпадать с энергией кванта основной моды. Для образца, ВАХ которого приведены на рис. 7, наружный диаметр кольца составлял 14 мкм, а наблюдаемая разность напряжений между максимумами с хорошей точностью коррелирует с энергией кванта с частотой нашего резонатора (~ 8 мЭВ).

Особенности на ВАХ, вызванные влиянием резонатора на транспорт за счёт эффекта Пёрселла, наблюдались и в короткопериодных сверхрешётках GaAs/AlAs. Однако, на ВАХ СР GaAs/AlAs практически отсутствует участок минизонной проводимости, а в режиме нерезонансного туннелирования появляются дополнительные максимумы. Это связано с тем, что в сверхрешётках GaAs/AlAs барьеры значительно уже и практически на треть ниже (по сравнению с СР InAs/AlSb), что приводит к значительному увеличению вероятности туннелирования. В результате, из-за большей прозрачности барьеров, в транспорте проявляются особенности, связанные с нерезонансным туннелированием электрона через КЯ (через два последовательных барьера).

В параграфе 4.1.4 приведены результаты исследования влияния ТГц резонатора на проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с движущимися электрическими доменами. На рис. 8 представлены вольт-амперные характеристики сверхрешётки GaAs/AlAs с движущимися доменами. При некотором пороговом напряжении наблюдается скачкообразное уменьшение тока, вызванное образованием движущихся доменов. Падение тока могло достигать 50%. В некоторых образцах зарегистрировано возбуждение СВЧ генерации с пролётной частотой доменов 30-40 ГГц. Скорость движения доменов, оцененная по этим частотам, составляет $(1.5-2) \times 10^6$ см/с.

При напряжениях выше пороговых на вольт-амперной характеристике возникает серия особенностей. В отличие от максимумов, наблюдавшихся в структурах InAs/AlSb в режиме нерезонансного туннелирования, в СР GaAs/AlAs в условиях резонансного туннелирования никакой периодичности по напряжению в расположении этих особенностей не наблюдается, а разность напряжений (в расчёте на один период СР) не удаётся связать с резонансными частотами кольцевого резонатора. В данном случае их возникновение связывается с

возбуждением кольцевого резонатора за счет динамической отрицательной проводимости СР с движущимися доменами и с изменением характеристик самих доменов (размеров, поля в домене) с ростом приложенного напряжения.

Проверкой этого предположения является эксперимент, описанный ниже. На резонатор наносилась капля токопроводящей пасты, перекрывавшая всю его площадь. Вольтамперные характеристики образца без капли и с нанесённой на резонатор проводящей каплей показаны на

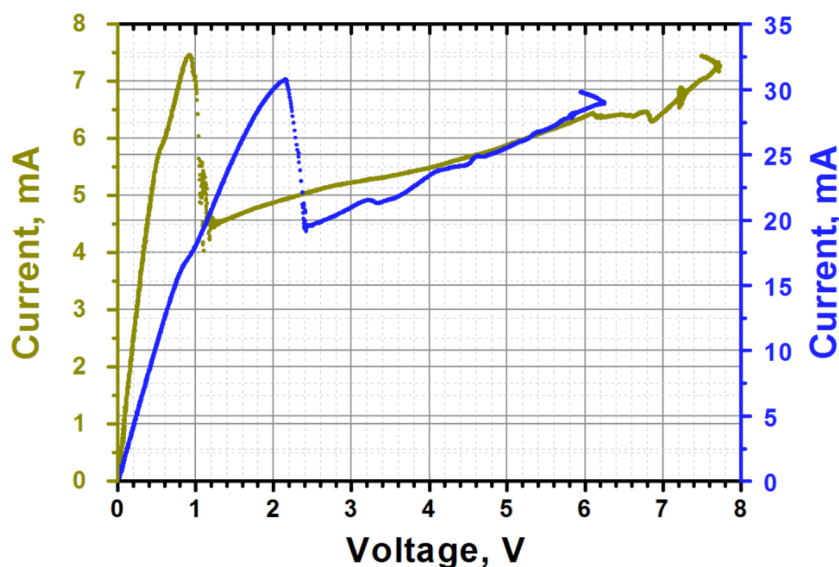


Рис. 8 ВАХ GaAs/AlAs: жёлтая - кольцевой резонатор, синяя - на резонатор нанесена токопроводящая капля.

расстоянием между контактами, а это расстояние не менялось. Влияние резонатора на пороговое напряжение формирования доменов связывается с существованием переменного поля достаточно большой амплитуды, которое сдвигает рабочую точку на участке с сильной нелинейностью вольтамперной характеристики. Аналогичный эффект (влияние переменного поля в резонаторе на форму ВАХ) наблюдался и в классическом эффекте Ганна в GaAs [16]). Таким образом, полученный результат является свидетельством возбуждения оптического ТГц резонатора за счёт отрицательной проводимости СР с электрическими доменами.

В разделе 4.2 приводятся результаты исследования диаграммы направленности излучения в дальней зоне квантово-каскадного лазера (ККЛ) с волноводом на поверхностных плазмонах.

Квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона представляются крайне перспективными в качестве источников ТГц излучения. В частности, для использования ККЛ в качестве гетеродина в паре с малогабаритным смесителем (например, с болометром на горячих электронах - НЕВ). Однако, для этого необходим ККЛ с достаточно малой апертурой. В работах

рис. 8. Ток через изменённый таким образом образец увеличился, что естественно, так как увеличилась площадь контакта (рост тока пропорционален увеличению площади контакта). Кроме того, нанесение капли привело к изменению порогового поля формирования домена, чего быть не должно.

Действительно, пороговое поле (при прочих фиксированных параметрах) определяется только

[17] и [18], исследовалось излучение ККЛ с резонаторами в виде двойного металлического волновода и волновода на поверхностных плазмонах (последние демонстрировали более плотные интерференционные картины). Однако в обоих случаях с уменьшением апертуры, «эффективная» выходная мощность ККЛ оказалась недостаточна из-за увеличения расходимости пучка. В работе [19] было предсказано, что использование лазерной структуры с длиной резонатора много большей и апертурой много меньшей длины волны («проволочный» лазер) позволяет значительно уменьшить расходимость выходного пучка. В частности было показано, что угол расходимости такого лазера пропорционален квадратному корню из отношения длины волны λ к длине резонатора L , $\Theta = (2\lambda/L)^{1/2}$, и поэтому нет принципиального ограничения для уменьшения расходимости – достаточно просто увеличивать длину резонатора L .

Поскольку исследование интерференционной картины позволяет анализировать расходимость пучка, а также судить о структуре излучения внутри лазера и делать выводы о возможной оптимизации конструкции лазера, было предложено исследовать интерференционную картину в дальнем поле «проволочного» ККЛ с большим угловым разрешением.

Исследовалось излучение «проволочного» ККЛ (описан в работе [20]) с волноводом на

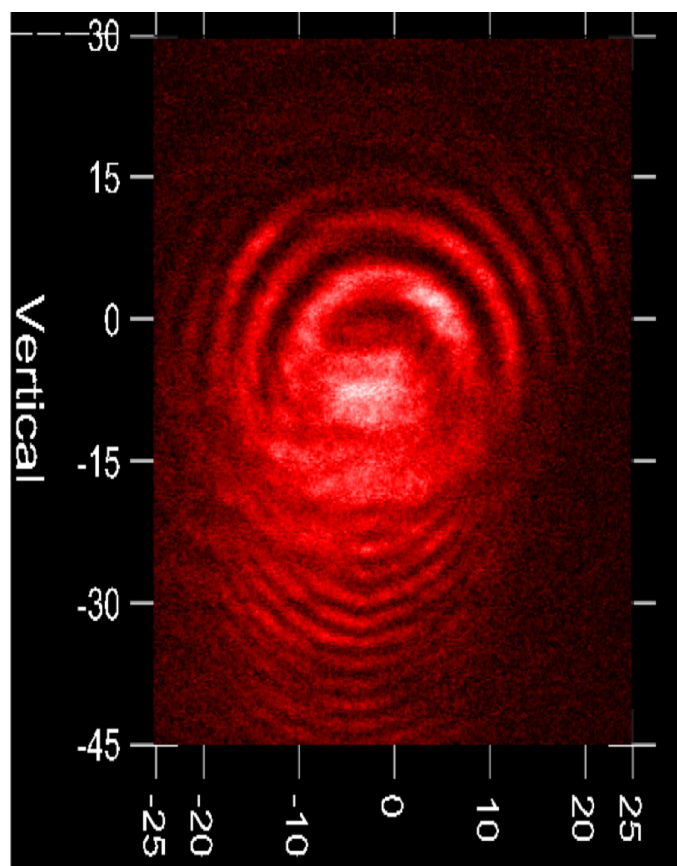


Рис. 9 Диаграмма направленности излучения ККЛ с волноводом на поверхностных плазмонах.

поверхностных плазмонах с DFB-структурой (система с распределённой обратной связью). Спектр излучения состоял из единственной моды излучения с частотой 2.835 ТГц, максимальная выходная мощность при температуре 20 К, напряжении 6 В и токе 900 мА составляла 1.5 мВ. Излучение измерялось пиродетектором 2 мм диаметра, находящегося на расстоянии 80 мм от исследуемого ККЛ. Таким образом, угловое разрешение установки достигало 1.5 градуса.

Полученная интерференционная картина излучения (рис. 9) позволила заключить, что лазерная структура состоит из двух резонаторов: активного (собственно, лазера) и пассивного, образованного металлическим контактным слоем и подложкой, в которую проникает значительная часть мощности.

Интерференционные кольца в верхней части пространства (положительные вертикальные углы) аналогичны излучению ККЛ с двойным металлическим волноводом, и возникают в результате интерференции излучения, выходящего из торцов и боковых граней лазерного резонатора (источник излучения имеет продольные размеры много большие чем длина излучаемой волны). Второй тип колец (отрицательные вертикальные углы) связывается с излучением, проникающим в подложку. Полученная интерференционная картина свидетельствует в пользу теоретических выводов [19] о том, что в «проволочном» лазере расходимость пучка может быть достаточно малой.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в процессе проведённых исследований:

1. Продемонстрировано, что изучение кинетики тока в одноосно деформированном p-Ge даёт возможность прямого определения характерных времён рекомбинации и ионизации носителей полем.
2. Экспериментально определены полевые зависимости характерного времени ударной ионизации мелкой примеси (Ga) в p-Ge для образцов с компенсациями 10, 35 и 95%. Показано, что вид зависимости характерного времени развития пробоя примеси от электрического поля не зависит от степени компенсации в широком диапазоне компенсаций.
3. Экспериментально определены зависимости характерного времени рекомбинации свободных дырок на ионизованные примесные центры (Ga) от электрического поля для различных давлений и степени компенсации. Обнаружено, что эти зависимости резко немонотонны. Показано, что появление максимумов на этих зависимостях вызвано влиянием на захват ударной ионизации примесей в предпробойных полях. Насыщение времени рекомбинации при полях выше пробойных связывается с релаксацией токового шнура.
4. Обнаружено, что в сильно компенсированных образцах вид полевой зависимости времени рекомбинации отражает изменения в механизмах разогрева свободных носителей, что позволяет, в частности, определить поле перехода от диффузионного разогрева к баллистическому.
5. Обнаружено, что в сильно компенсированных образцах существенную роль в ионизации мелких примесей играет эффект Френкеля-Пула как в статическом режиме, так и в кинетике.
6. Исследовано влияние инъекции из контактов на возбуждение стимулированного ТГц излучения в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой p-SiGe. Обнаружены следующие явления, обусловленные инъекцией: возникновение затухающих осцилляций, появление отрицательного тока в начале импульса напряжения, задержка возбуждения ТГц излучения во времени, зависящая от величины приложенного напряжения, а также срыв генерации при

увеличении длительности фронта импульса. Эти явления связываются с нестационарной инжекцией электронов в подложке n-Si и возбуждением волн пространственного заряда.

7. С помощью зондовых измерений обнаружено возникновение пакета инжектированных носителей, который движется от катода к аноду со скоростью дрейфа электронов.

8. Предложена модель возникновения инверсии заселенности резонансного состояния акцептора в слое SiGe, которая состоит из двух этапов: увеличения концентрации электронов в подложке за счет нестационарной инжекции из контакта и компенсации ими изначально некомпенсированных акцепторов в p-SiGe. В результате, возникновение инверсии в слое SiGe оказывается аналогичным возникающей в высокоомном p-Ge в результате ударной ионизации акцепторов электрическим полем.

9. В СР InAs/AlSb обнаружено возникновение отрицательной дифференциальной проводимости при комнатной температуре. Обнаруженная ОДП возникла по механизму Есаки-Тсу в режиме минизонной проводимости при перекрытии размерно-квантованных состояний в периодической системе квантовых ям.

10. Обнаружено возникновение эквидистантных максимумов на вольт-амперной характеристике этих сверхрешеток в режиме нерезонансного туннелирования, которые связываются с влиянием резонатора за счёт эффекта Пёрселла - увеличением интенсивности спонтанного излучения на резонансной частоте и подавлением его вдали от резонанса.

11. В СР GaAs/AlAs обнаружено влияние ТГц оптического резонатора на транспорт в режиме резонансного туннелирования, которое связывается с возбуждением ТГц резонатора за счёт отрицательной динамической проводимости СР с доменами.

12. Измерена интерференционная картина излучения в дальнем поле ККЛ с активной зоной типа «bound-to-continuum» и волноводом на поверхностных плазмонах с угловым разрешением в 1.5 градуса. Интерференционная картина показала, что в «проволочном» лазере расходимость пучка может быть достаточно малой.

13. Интерференционная картина позволила также судить о реальной структуре лазерного резонатора. В данном случае лазер состоит из двух резонаторов: активного (собственно, лазера) и пассивного, образованного металлическим контактными слоем и подложкой.

Список публикаций

A1. Алтухов И.В. Влияние ТГц резонатора на туннельную проводимость короткопериодных сверхрешеток / Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Буравлев А.Д., Васильев А.П., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Устинов В.М. // XII Российская конференция по физике

полупроводников «Полупроводники-2015», Звенигород Московской области, 21-25 сентября 2015 г., тезисы.

A2. Kagan M.S. THz Cavity Effect on Transport in Short-Period Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Zadiranov Yu.M., Buravlev A.D., Vasil'iev A.P., Ustinov V.M. // Proc. 4th Russia-Japan-USA Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUS TeraTech-2015), Chernogolovka, Russia, 2015, p.78.

A3. Папроцкий С.К. Нерезонансное туннелирование в сверхрешётках InAs/AlSb с оптическим резонатором / Папроцкий С.К., Алтухов И.В., Каган М.С. // Нелинейный мир, 2015, No 2, с. 38-40.

A4. Kagan M.S. Short-Period GaAs/AlAs Superlattices in THz optical cavities / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Zadiranov Yu.M., Vasil'iev A.P., Buravlev A.D. and Ustinov V.M. // Proc. 23rd Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, St. Petersburg, Russia, 2015.

A5. Kagan M.S. Nonresonant Tunneling in Short-Period Superlattices with optical cavities / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Buravlev A.D., Ustinov V.M. // Lithuanian Journal of Physics, 2014, Vol. 54, No. 1, pp. 50–53.

A6. Kagan M.S. Optical Cavity Effect on Transport in Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Buravlev A.D., Ustinov V.M., Ray S.K. // Optics InfoBase, OSA's Digital Library, 2014.

A7. Каган М.С. Проявление эффекта Пёрселла в проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb / Каган М.С., Алтухов И.В., Баранов А.Н., Ильинская Н.Д., Папроцкий С.К., Тесье Р., Усикова А.А. // Труды 17 Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н.Новгород, 2013, с. 456.

A8. Каган М.С. Проявление эффекта Пёрселла в проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb / Каган М.С., Алтухов И.В., Баранов А.Н., Ильинская Н.Д., Папроцкий С.К., Тесье Р., Усикова А.А. // ФТП, 2013, т. 47, вып. 11, стр. 1489-1492.

A9. Altukhov I.V. Purcell Effect in Nonresonant Tunneling in Short-Period Superlattices / Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Khazanova S.V., Paprotskiy S.K., Teissier R. and Usikova A.A. // Proc. 21 International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, 2013, P. 133.

A10. Altukhov I.V. Purcell effect apparent in vertical transport in short-period superlattices / Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Kagan M.S., Khazanova S.V., Paprotskiy S.K., Teissier R., Usikova

A.A. // 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW- THz), 2012.

A11. Каган М.С. Проводимость по состояниям Ванье-Штарка в сверхрешетках InAs/AlSb / Каган М.С., Алтухов И.В., Баранов А.Н., Ильинская Н.Д., Папроцкий С.К., Синис В.П., Тесье Р., Усикова А.А. // Материалы XVI Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, 2012.

A12. Kagan M.S. Negative Differential Conductivity in InAs/AlSb Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Teissier R. and Usikova A.A. // Acta Physica Polonica A, 2011, 119, 210.

A13. Папоцкий С.К. Кинетика пробоя и рекомбинация мелких акцепторов в p-Ge / Папоцкий С.К., Алтухов И.В., Синис В.П., Каган М.С. // Нелинейный мир, 2010, т. 8, No2.

A14. Kagan M.S. Negative Differential Conductivity in InAs/AlSb Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Teissier R. and Usikova A.A. // 14th Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors (UFPS-14), Vilnius, Lithuania, 2010.

A15. Kagan M.S. Vertical transport in InAs/AlSb superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P. and Usikova A.A. // Proc. 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2010, p. 267.

A16. Paprotskiy S.K. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Paprotskiy S.K., Altukhov I.V., Sinis V.P., Kagan M.S. // Proc. 17th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", Minsk, 2009, p. 216-217.

A17. Алтухов И.В. Кинетика ударной ионизации и рекомбинации для мелких акцепторов в Ge / Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Синис В.П. // Материалы XIII Симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника", Н. Новгород, 2009.

A18. Altukhov I.V. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Altukhov I.V., Kagan, M.S., Sinis, V.P., Paprotskiy S.K. // International Workshop Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Practical Applications, 2009, p. 57–58.

A19. Kagan M.S. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Paprotskiy S.K. // Journal of Physics: Conference Series, 2009, 193.

A20. Gu X. High angular resolution far-field beam pattern of a surface-plasmon THz quantum cascade laser / Gu X., Paprotskiy S.K., Hovenier J.N., Gao J.R., Orlova E.E., Klapwijk T.M., Khosropana P., Barbieri S., Dhillon S., Filloux P., and Sirtori C. // Proc. 19th Int. Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2008.

A21. Hovenier J.N. Beam patterns of distributed feedback surface-plasmon THz quantum cascade lasers / Hovenier J.N., Paprotskiy S., Gao J.R., Khosropanah P., Klapwijk T.M., Ajili L., Ines M.A., and Faist J. // Proc. 18th Int. Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2007, p. 74.

A22. Kagan M.S. Carrier injection as a cause of THz lasing excitation in SiGe/Si QW structures / Kagan M.S., Altukhov I.V, Sinis V.P., Paprotskiy S.K., Yassievich I.N. and Kolodzey J. // Phys.St.Sol. B, 2007, 244, pp. 192-196.

A23. Kagan M.S. Transient characteristics of SiGe/Si QW structures at THz lasing / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Paprotskiy S.K., Yassievich I.N., Kolodzey J. // International Journal of Nanoscience, 2007, Vol. 06, No. 03n04, pp. 279-282.

A24. Kagan M.S. Stimulated THz Emission of Strained p-Ge and SiGe/Si Quantum-Well Structures Doped with Shallow Acceptors / Kagan M.S., Altukhov I. V., Sinis V. P., Chirkova E. G., Paprotskiy S. K., Yassievich I.N., Odnoblyudov M. A., Prokofiev A.A. and Kolodzey J. // ECS Trans., 2006, 3, pp. 745-757.

A25. Kagan M.S. Transient Characteristics of SiGe/Si QW Structures at THz Lasing / Kagan M.S., Altukhov I.V., Chirkova E.G., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Yassievich I.N., Kolodzey J. // Proc. 13th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, 2005, p. 242.

A26. Каган М.С. Переходные характеристики SiGe/Si квантовых структур при терагерцовой генерации / Каган М.С., Алтухов И.В., Чиркова Е.Г., Папроцкий С.К., Синис В.П., Ясиевич И.Н., Колодзей Д. // Труды 13 Симпозиума "Нанопизика и нанозлектроника", Н. Новгород, ИФМ РАН, 2005, 328.

Список цитируемой литературы

1. Lang P.T. Generation of widely tunable intense far-infrared radiation pulses by stimulated Raman transitions in methylfluoride gas /Lang P.T., Sessler F., Werling U., Renk K.F. // Appl. Phys. Lett., 1989, V. 55, 2576.

2. Lewen F. A Quasi-Optical Multiplier for Terahertz Spectroscopy /Lewen F., Belov S.P., Maiwald F., Klaus T., and Winnewisser G. // Z. Naturforsch., 1995, V.50a, N. 12, 1182.

3. Andronov A.A. Hot electrons in semiconductors and submillimeter waves // Sov. Phys. Semicond., 1987, 21, 701.

4. Auston D.H. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles /Auston D.H., Cheung K. P., Smith P.R. // Appl. Phys. Lett., 1984, V.45, 284.
5. Kagan M. S. Towards the first silicon laser / eds. L. Pavesi, S. Gaponenko, and L. Dal. Negro // NATO Science Series, (Kluwer Academic Publishers), 2003, 359.
6. Kagan M.S. Terahertz Stimulated Emission from Strained p-Ge and SiGe/Si Structures / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Chirkova E.G., Yassievich I.N., and Kolodzey J. // Journal of Communications Technology and Electronics, 2003, v. 48, No. 9, p. 1047.
7. Abakumov V.N. Nonradiative Recombination in Semiconductors / Abakumov V.N., Perel V.I., Yassievich I.N. edited by Agranovich V.M. and Maradudin A.A. // Modern Problems in Condensed Matter Sciences, North-Holland, Amsterdam, 1991, 33.
8. Schoell E. Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors // Springer, Berlin, 1987.
9. Волков А.Ф. Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью / Волков А.Ф., Коган Ш.М. // УФН, 1968, т. 96, стр. 633.
10. Каган М.С. Стимулированное излучение терагерцового диапазона из напряжённых p-Ge и структур SiGe/Si / М.С. Каган, Алтухов И.В., Синис В.П., Чиркова Е.Г., Яссиевич И.Н., Колодзей Дж. // Радиотехника и электроника, 2003, 48, 1137.
11. Ламперт М. Инжекционные токи в твердых телах / Ламперт М., Марк П. // Москва, «Мир», 1973.
12. Сурис Р.А., Фукс Б.И. // ФТП, 1980, 14, 1507.
13. Esaki L. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors / Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev., 1970, 14, 61.
14. Wacker A. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport // Phys. Reports, 2002, 357, 1.
15. Purcell E.M. // Phys. Rev., 1946, 69, 681.
16. Altukhov I.V., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., et al. // Sov. Phys. Semicond., 1978, 12, 299.
17. Adam A.J.L. Beam pattern of Terahertz quantum cascade lasers with sub-wavelength cavity dimensions / Adam A.J.L.,Kašalynas I., Hovenier J.N., Klaassen T.O., Gao J.R., Orlova E.E., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. // Appl. Phys. Lett., 2006, 88, 151105.
18. Hajenius M. Surface Plasmon quantum cascade lasers as terahertz local oscillators / Hajenius M., Khosropanah P., Hovenier J.N., Gao J.R., Klapwijk T.M., Barbieri S., Dhillon S., Filloux P., Sirtori C., Ritchie D.A., and Beere H.E. // Opt. Lett, 2008, 33, 312.

- 19.** Orlova E.E. Antenna model for wire lasers / Orlova E.E., Hovenier J.N., Klaassen T.O., Kašalynas I., Adam A.J.L., Gao J.R., Klapwijk T.M., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. // *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96, 173904.
- 20.** Barbieri S. 2.9 THz quantum cascade lasers operating up to 70 K in continuous wave / Barbieri S., Alton J., Beere H.E., Fowler J., Linfield E.H., and Ritchie D.A. // *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85, 1674.