

На правах рукописи

Хисамеева Алина Рамилевна

**Исследование двумерных плазменных
возбуждений в системе с сильно анизотропным
электронным спектром**

Специальность 01.04.07 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка — 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твёрдого тела Российской академии наук

Научный руководитель: **Кукушкин Игорь Владимирович**
доктор физико-математических наук, профессор,
академик РАН

Научный консультант: **Муравьев Вячеслав Михайлович**
к. ф.-м. н.

Официальные оппоненты: **Хохлов Дмитрий Ремович,**
доктор физико-математических наук, профессор,
член-корреспондент РАН,
Московский государственный университет имени
М.В.Ломоносова, заведующий кафедрой

Волков Владимир Александрович,
доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт радиотехники и электроники им. В.А.
Котельникова Российской академии наук,
главный научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт физики полупроводников им. А.В.
Ржанова Сибирского отделения Российской академии
наук

Защита состоится «22» апреля 2021 г. в 14 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д 002.069.03 на базе Института физики микроструктур РАН - филиала ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» по адресу: 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики микроструктур РАН и на сайте диссертационного совета: http://ipmras.ru/UserFiles/Diss/2021KhisameevaAR/Khisameeva_Dissertation.pdf

Автореферат разослан «__» _____ 2021 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.069.03
доктор физико-математических наук,
профессор РАН



Водолазов Денис
Юрьевич

© Хисамеева А. Р., 2021

© ИФТТ РАН, 2021

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

В области физики конденсированного состояния исследования низкоразмерных электронных систем представляет собой одно из основных и активно развивающихся в течение последних десятилетий направлений, вследствие большого числа фундаментальных задач и возможных технологических применений. С точки зрения научных достижений, системы пониженной размерности открывают возможность для исследования физических явлений, которые не существуют или недоступны в трехмерном случае. К таким примерам можно отнести: целочисленный [1] и дробный [2] квантовый эффект Холла, переход металл–изолятор [3; 4], Вигнеровская кристаллизация [5; 6], структуры со спиновой текстурой [7]. Особый интерес представляют двумерные электронные системы (ДЭС), в которых легко управлять основными параметрами системы, такими как плотность и подвижность носителей заряда. К примеру, воздействовать можно посредством приложенного напряжения на затвор, как это делается в полевых МОП-транзисторах [8]. Более того, варьируя плотность электронов можно сильно влиять на величину межэлектронного взаимодействия, что в свою очередь приводит к нетривиальным новым эффектам. Интерес к исследованию новых двумерных электронных систем с более тяжелой эффективной массой также вызван тем, что сила электронно-электронного взаимодействия характеризуется отношением энергии кулоновского взаимодействия к энергии Ферми и пропорциональна этой величине.

Ещё одним немаловажным обстоятельством является прогресс в технологии роста полупроводниковых гетероструктур (молекулярно-лучевой эпитаксии, электронно-лучевой литографии). Современные способы реализации позволяют создавать структуры из самых различных материалов, с возможностью полностью задавать размеры и профили квантовых ям, высоту барьеров, концентрацию носителей и т.д. Важным шагом стало появление метода модулированного легирования [9], в котором электроны проводимости пространственно отделены от области легирования, с целью уменьшения рассеяния на случайном потенциале ионизированных примесей, что привело к значительному увеличению низкотемпературной подвижности носителей. Такие полупроводниковые гетероструктуры оказались идеальными системами для исследований многих фундаментальных физических свойств электронов в низкоразмерных системах. Несмотря на то, что подавляющее количество работ было посвящено изучению ДЭС в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, которая представляет собой наиболее чистую двумерную систему вследствие по-

чти идеального согласования решёток AlAs и GaAs, современные усовершенствованные технологические возможности в молекулярно-лучевой эпитаксии позволяют создавать высококачественные структуры на основе и других полупроводниковых материалов, таких как SiGe, ZnO, InAs, CdTe. Большие характерные времена рассеяния в таких структурах позволили значительно продвинуться в исследовании всевозможных возбуждений в микроволновом диапазоне частот. В этом интервале особый интерес в ДЭС вызывает изучение коллективных явлений - плазменных и магнитоплазменных возбуждений, представляющих собой волны зарядовой плотности в квазинейтральной системе.

Исследования плазменных возбуждений активно ведётся последние полвека из-за ряда уникальных свойств. К примеру, двумерные плазменные колебания, в отличие от трехмерного аналога, обладают бесщелевым законом дисперсии [10], которым можно управлять в широком диапазоне посредством изменения электронной плотности или внешним магнитным полем. В ограниченных двумерных системах также может распространяться особый тип возбуждений - краевой магнитоплазмон [11; 12]. Кроме того, микроволновая магнитоспектроскопия является одним из наиболее прямых методов характеристики поверхности Ферми и определения значений эффективных масс [13].

С прикладной точки зрения актуальность изучения плазменных возбуждений обусловлена возможностью создания нового направления плазменной электроники. Дело в том, что несмотря на впечатляющий рост полупроводниковой электроники на основе кремния за последние полвека, дальнейший прогресс ограничен по фундаментальным физическим причинам. Частота отсечки транзистора может быть оценена как $f_c \sim v_s/2\pi L$, где v_s - дрейфовая скорость, а L - длина затвора транзистора [14]. Для промышленных полевых гетеротранзисторов на основе GaAs, с длиной затвора порядка 0.1 мкм, частота составляет $f_c \approx 100$ ГГц. С целью преодоления этого ограничения идёт активный поиск новых материалов и концепций. Потенциальным способом повышения быстродействия является использование двумерных плазменных волн в качестве носителей электрического сигнала. Скорость плазменных возбуждений в двумерных электронных системах может достигать $v_p = 10^9$ см/с, что превышает на два порядка максимальную электронную дрейфовую скорость. Следовательно, частота плазмона может достигать терагерцового (ТГц) диапазона для длины затвора микронного размера. Именно эта последняя возможность вызвала бурный интерес к двумерным плазмонным устройствам. На принципах плазмоники уже построены детекторы [15; 16] и излучатели [17—19] в ТГц диапазоне, которые нашли своё

применение в целом ряде различных областей, таких как телекоммуникация, неразрушающий контроль, медицина и безопасность [20].

До настоящего момента большинство работ в области двумерных плазменных возбуждений были посвящены изучению изотропных однодолинных систем на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [10; 21]. Исследования по динамике плазмы в анизотропной ДЭС были ограничены экспериментами на квантовых ямах GaAs/AlGaAs, в которых небольшая анизотропия создавалась посредством приложения в плоскости образца сильного магнитного поля [22; 23]. Плазменные колебания в ДЭС с естественной сильной анизотропией масс в прошлом оставались малоизученными [24].

На практике такие системы реализуются в AlAs квантовых ямах, которые представляют собой уникальную ДЭС для изучения новых плазменных явлений, вследствие естественной сильной анизотропии эффективных масс двумерных электронов и возможности контролируемого заполнения долин [25]. В отличие от хорошо изученного GaAs, AlAs относится к непрямозонным полупроводникам, в котором минимумы зоны проводимости расположены в X -точках зоны Бриллюэна. Им соответствуют шесть полуэллипсоидов (три полные долины) вдоль основных кристаллографических направлений [100], [010] и [001], обозначаемые, соответственно, X_x , X_y и X_z . Поверхность постоянной энергии сильно анизотропна вблизи X -минимумов и характеризуется продольной ($m_l = 1.1m_0$) и поперечной ($m_{tr} = 0.2m_0$) эффективными массами [25]. При переходе к квантовым ямам, выращенным вдоль направления [001], симметрия системы понижается и вырождение долин снимается из-за двух факторов. Во-первых, наименьшей энергией размерного квантования обладает X_z долина, которая имеет наибольшую эффективную массу в направлении роста [001]. С другой стороны, двусосное сжатие слоя AlAs из-за различий в постоянных решётки с GaAs приводит к понижению энергии внутриплоскостных X_x и X_y долин. Конкуренция этих двух факторов определяет распределение электронов между долинами. Для гетероструктур AlAs/AlGaAs с $W > 6.0$ нм, только анизотропные внутриплоскостные X_x ([100]) и X_y ([010]) долины заполнены электронами, а при $W < 6.0$ нм - внеплоскостная и изотропная в плоскости квантовой ямы X_z ([001]) долина. То есть заполнение долин в квантовых ямах AlAs/AlGaAs можно контролировать формой ограничивающего потенциала [26; 27]. Еще одной отличительной чертой ДЭС на основе квантовых ям AlAs является огромное влияние деформации на свойства плазменных возбуждений. В стандартных гетероструктурах GaAs/AlGaAs такое влияние оказывается крайне мало. Типичная величина деформации, которая может быть приложена к ДЭС, составляет порядка $\varepsilon \approx 10^{-4}$, что приводит к изменению в электронной

плотности $\Delta n_s/n_s = 2 \times 10^{-4}$ и соответствующему незначительному изменению плазменной частоты $\Delta f_p/f_p = 10^{-4}$. В то же время, в случае квантовых ям AlAs существует другой способ воздействия на плазменный спектр - внешняя деформация может изменить электронную структуру твёрдого тела. Такие особенности ДЭС на основе квантовых ям AlAs делают данный материал крайне перспективной системой для изучения новых необычных фундаментальных физических явлений. Результаты предыдущих исследований продемонстрировали, что в режиме квантового эффекта Холла двумерная система испытывает фазовый переход аналогичный Стоунеровскому, а именно номинально немагнитные состояния вблизи чётных факторов заполнения становятся полностью поляризованными по спину, т.е. переходят в ферромагнитное состояние [28; 29]. Кроме того в данной ДЭС наблюдались: композитные фермионы [30], изоспиновые скирмионы [31], перенормировка электронным взаимодействием изоспиновой восприимчивости [32]; исследовался баллистический перенос электронов в различных долинах [33]. Также было показано, что транспортная анизотропия электронов в квантовых ямах AlAs передаётся композитным фермионам [34].

С прикладной точки зрения, возможность перестройки плазменного спектра в таких структурах за счёт внешней деформации задает еще одно направление развития плазмонной электроники, известное в иностранной литературе как “valleytronics”. По аналогии с приборами спинтроники, в основе функционирования которых лежит использование спина электрона [35], в данном подходе основную роль играет долинная степень свободы электронов [36; 37]. Одним из первых таких устройств является диод Ганна (в иностранной литературе TED—Transferred Electron Device), работа которого основана на междолинном переносе электронов в присутствии сильного электрического поля [38].

С учетом вышеперечисленного, двумерные электронные системы в квантовых ямах AlAs представляют собой крайне перспективный объект не только для фундаментальных исследований, но и для прикладного применения, с целью реализации новых концепций в плазмонной электронике.

Целью работы являлось экспериментальное исследование двумерных плазменных и магнитоплазменных возбуждений в системе с сильно анизотропным электронным спектром на основе высококачественных гетероструктур AlAs/AlGaAs.

В качестве **методов исследований** использовались копланарная и транспортная методики, а также оптический метод детектирования микроволнового излучения, который в рамках диссертационной работы получил дальнейшее развитие для применения к непрямозонным полупроводникам.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Впервые были изучены спектры плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с естественной сильной анизотропией эффективных масс электронов на основе широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм). Для исследуемых структур была наглядно продемонстрирована сильная анизотропия масс электронов, которая приводила к появлению щели по частоте между краевой и циклотронной магнитоплазменными модами в микроволновом отклике дисков с ДЭС.
2. Были напрямую измерены значения эффективных масс, соответствующие основным полуосям поверхности Ферми для широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм). По плазменным частотам в нулевом магнитном поле было установлено, что величины эффективных масс электронов в X_x и X_y долинах составляли: $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ для продольного и $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$ для поперечного направлений.
3. Было обнаружено качественное изменение в спектре магнитоплазменных возбуждений при одновременном заполнении обеих внутриплоскостных X_x - X_y долин в широких квантовых ямах AlAs ($W = 15$ нм). Посредством применения модели двухкомпонентной плазмы, были получены значения концентраций в каждой из долин, что позволило напрямую определить величину междолинного расщепления $\Delta E = (0.9 \pm 0.05)$ мэВ.
4. Была улучшена и адаптирована оптическая методика детектирования резонансного микроволнового поглощения для исследования магнитоплазменных возбуждений в непрямозонных квантовых ямах AlAs.
5. В узких квантовых ямах AlAs, выращенных вдоль направления $[001]$, была обнаружена радикальная перестройка спектра магнитоплазменных возбуждений при изменении ширины квантовой ямы. Это указывает на перераспределения электронов из внутриплоскостных анизотропных X_x и X_y долин во внеплоскостную X_z долину с изотропным контуром постоянной энергии в плоскости квантовой ямы. Экспериментально было определено значение ширины квантовой ямы $W = 6$ нм, при котором происходит перестройка энергетического спектра. Для данной структуры в эксперименте удалось пронаблюдать плазменные резонансы электронов, заселяющих как X_x - X_y , так и X_z долины.
6. Были исследованы спектры магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ям AlAs при приложении внешней одноосной деформации.

ций, что позволило контролируемым образом изменять величину междолинного расщепления ΔE . Было установлено, что изменение ΔE приводит к перераспределению электронов между внутриплоскостными анизотропными X_x - X_y долинами. Было показано, что перераспределение носителей заряда между долинами приводит к значительной модификации спектра двумерных плазменных возбуждений. Обнаруженный пьезоплазмонный эффект представляет собой перспективный метод для исследования электронных свойств ДЭС. Была подробно исследована экспериментальная зависимость ΔE от приложенной деформации, из которой было получено значение деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ.

Научная и практическая значимость. В диссертационной работе были впервые исследованы двумерные плазменные и магнитолазменные возбуждения в системе с естественным сильно анизотропным электронным спектром на основе высококачественных гетероструктур AlAs/AlGaAs. К важным научным результатам можно отнести: определение спектра магнитолазменных возбуждений в ДЭС на основе квантовых ям AlAs, исследование особенностей его модификации при изменении концентрации, ширины квантовой ямы, приложении внешней одноосной деформации. Обнаруженный пьезоплазмонный эффект представляет собой потенциально мощный инструмент для исследования зонной структуры полупроводников. Помимо этого была улучшена и впервые применена оптическая методика детектирования магнитолазменных возбуждений к непрямозонным полупроводникам. Данные экспериментальные результаты имеют чрезвычайно актуальность с практической точки зрения, поскольку допускают управление спектром за счёт перераспределения электронов между долинами. Проведенные исследования являются важным шагом на пути к созданию детекторов терагерцового излучения, а также генераторов электромагнитного излучения на принципе междолинного переброса носителей заряда (эффект Ганна) [38] на основе квантовых ям AlAs.

Степень достоверности и апробация работы.

В диссертационной работе представлены оригинальные результаты, которые были получены впервые и докладывались с последующим обсуждением на нижеперечисленных конференциях и школе:

1. Стендовый доклад “Plasma excitations and Anomalous Plasmonic Retardation Effect in two-dimensional system of anisotropic fermions” на 22nd International Conference on Electronic Properties of Two Dimensional Systems (EP2DS-22), Penn State University, USA, July 2017

2. Стендовый доклад “Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells” на 28th International Conference on Low Temperature Physics, Gothenburg, Sweden, August 2017
3. Стендовый доклад “Magneto spectroscopy of two dimensional anisotropic fermions in AlAs quantum wells” на Landau Days, Chernogolovka, Russia, June 2017
4. Устный доклад “Plasma excitations and anomalous plasmonic retardation effect in two-dimensional system of anisotropic fermions” на Winter workshop/school on localization, interactions and superconductivity, Chernogolovka, Russia, December 2017
5. Стендовый доклад “Achieving balance of valley occupancy in narrow AlAs quantum wells” на Modern Trends in Condensed Matter Physics(Lev Gorkov Memorial Conference), Chernogolovka, Russia, June 2019
6. Стендовый доклад “Экспериментальное исследование магнитоплазменных возбуждений в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах посредством оптической методики детектирования” на 14-й Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, Россия, сентябрь 2019
7. Стендовый доклад “Экспериментальное обнаружение Г—Х перехода в заполнении долин в узких ямах AlAs” на 14-й Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, Россия, сентябрь 2019

Личный вклад автора. Представленные результаты были получены лично автором диссертационной работы. Соискатель принимал активное участие в постановках задач и выборе методологических подходов, изготовлении образцов в чистой комнате, проведении измерений, обработке и интерпретации полученных результатов, а также в подготовке и написании статей.

Публикации. Основные теоретические и практические результаты диссертации представлены в 6 статьях, опубликованных в зарубежных и российских научных журналах, входящих в перечень ВАК РФ [A1—A6].

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность темы исследований, рассматривается степень её разработанности, формулируются цели и задачи, приводятся основные положения диссертационной работы, выносимые на защиту, обсуждаются научная новизна и практическая значимость работы, а

также методы исследования. Приводятся сведения о степени достоверности и апробации результатов, личном вкладе автора и публикациях. Описывается структура и объём диссертации.

Первая глава представляет собой обзор научной литературы по теме диссертационной работы. В первом разделе описываются справочные сведения и основные экспериментальные результаты по исследованию коллективных плазменных и магнитоплазменных возбуждений в трёхмерных системах. Во втором разделе рассматриваются плазменные возбуждения в двумерных электронных системах. Дается обзор основных теоретических и экспериментальных работ. В третьем разделе приводятся краткие сведения особенностей плазменных возбуждений в присутствии магнитного поля. Рассмотрены основные результаты по исследованию краевого магнитоплазмона. Также обсуждаются теоретические работы, посвящённые исследованию магнитоплазменных возбуждениям в двумерных электронных системах с анизотропией в энергетическом спектре или в геометрии образца. В четвёртом разделе приводятся краткие сведения особенностей исследуемых двумерных электронных систем на основе квантовых ям AlAs/AlGaAs.

Вторая глава посвящена описанию исследуемых структур, технологии изготовления образцов и экспериментальных методик измерений.

В первом разделе представлена информация о высококачественных гетероструктурах AlAs/AlGaAs, созданных в группе проф. W. Wegscheider (ETH Zurich). Квантовые ямы AlAs были выращены на подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [001] посредством молекулярно-лучевой эпитаксии с ассиметричным δ -легированием кремнием Si, барьерные слои были сформированы твёрдым раствором $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, с молярной долей алюминия $x \approx 0.46$, ширина квантовых ям в структурах варьировалась от 4 до 16 нм. В разделе приведены карта роста с указанием последовательности слоёв в гетероструктурах и таблица с основными параметрами для каждой структуры AlAs/AlGaAs, такими как: соответствующая ширина квантовой ямы, точная концентрация Al в барьерных слоях, электронная плотность и подвижность при $T = 1.5$ К. Для гетероструктур AlAs/AlGaAs с $W > 6.0$ нм только анизотропные внутрислоистые X_x ([100]) и X_y ([010]) долины заполнены электронами, а при $W < 6.0$ нм - внеплоскостную и изотропную в плоскости квантовой ямы X_z ([001]) долину (рис. 1).

Во втором разделе описана технология изготовления экспериментальных образцов. Процесс включал в себя следующую последовательность этапов: формирование резистивной маски посредством стандартной методики оптической литографии, жидкостное химическое травление мез, нанесение металлизации посредством термического напыления (для копланарных вол-

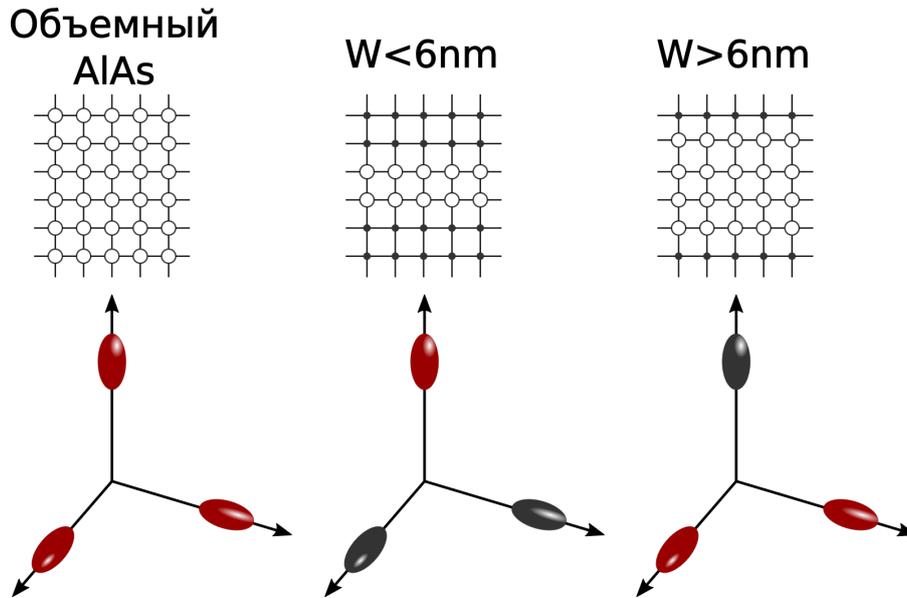


Рис. 1: Трёхкратное вырождение долин в объёмном AlAs (a) снимается при переходе к квантовым ямам. (b) В узких ямах AlAs/AlGaAs $W < 6.0$ нм заполняется только X_z ([001]) долина. (c) При $W > 6.0$ нм - анизотропные внутрислоистные X_x ([100]) и X_y ([010]) долины.

новопровод), вжигание омических контактов к двумерной электронной системе (для стандартных Холловских мостиков).

В третьем разделе обсуждается копланарная методика детектирования плазменных возбуждений. Данный метод основан на измерении ослабления проходящего через копланарный волновод СВЧ-сигнала, обусловленное разогревом ДЭС при возбуждении плазменных колебаний в системе. В конце раздела представлена схема эксперимента.

В четвёртом разделе описывается методика оптического детектирования микроволнового поглощения (ОДМП), в основе которой лежит чрезвычайная чувствительность спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному разогреву [39]. Однако исходный метод не применим для непрямозонного AlAs, вследствие того, что в такой ДЭС отсутствует люминесценция при рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными носителями. В рамках диссертационной работы данная методика была доработана, что позволило использовать её для детектирования магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs. В экспериментах исследовалась линия примесного центра из барьерных слоёв AlGaAs, с характерной энергией 1.93 эВ, которая оказалась чувствительной к температурным изменениям ДЭС вследствие возбуждения магнитоплазменного резонанса. Как и в оригинальной методике, исследовалась разница между спектрами люминесценции в отсутствие и в присутствии микроволнового излучения (дифференциальный спектр) от магнитного поля. Мера интенсивности поглощения микроволново-

го излучения также определялась через интегрирование абсолютной величины дифференциального спектра. В конце раздела также подробно описана схема эксперимента.

В шестом разделе описана транспортная методика детектирования, основанная на чрезвычайной чувствительности магнетосопротивления двумерной электронной системы к поглощению микроволнового излучения в режиме квантового эффекта Холла [40; 41]. Для измерения добавки к сопротивлению вследствие поглощения микроволнового излучения δR_{xx} использовалась схема двойного синхронного детектирования, с целью улучшения соотношения сигнал-шум. На образец падало амплитудно-модулированное излучение ($f_{mod} = 23 - 31$ ГГц). Сопротивление R_{xx} измерялось по четырехточечной схеме: через исток-сток пропусклся переменный ток (с амплитудой $I = 1 - 5 \mu$ А и частотой $f = 2$ кГц), напряжение V_{xx} снималось с двух потенциометрических контактов посредством первого синхронного детектора, который был на частоту задаваемого переменного тока. Во избежание подавления модуляции сигнала на частоте f_{mod} значение постоянной времени детектора выбиралось небольшим. Сигнал с выхода первого синхронного детектора поступал на вход второго, настроенного на частоту f_{mod} , что позволяло измерять добавку к продольному сопротивлению образца δR_{xx} , обусловленную поглощением СВЧ-излучения. В конце раздела приведено подробное описание схемы измерений.

Третья глава посвящена экспериментальному исследованию плазменных и магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ямах AlAs/AlGaAs с сильной анизотропией эффективных масс электрона.

Первый раздел содержит краткое введение в проблему. Второй раздел посвящён исследованию плазменных и магнитоплазменных возбуждений для случая, когда из двух внутриплоскостных анизотропных долин была заполнена только одна X_x долина. Концентрация и подвижность составляли $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1.2 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$, соответственно.

В спектре магнитоплазменных возбуждений (рис. 2), полученной копланарной методикой, были обнаружены две магнитоплазменные моды - краевая и объёмная, разделённые по частоте в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл. Обнаруженная особенность в изотропной геометрии диска является прямым и наглядным проявлением сильной анизотропии эффективных масс двумерных электронов. Для сравнения были проведены аналогичные измерения на гетероструктурах GaAs/AlGaAs в геометрически идентичном образце ($n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). На вставке к рис. 2 показана магнитодисперсия для GaAs/AlGaAs. В данном случае краевая и циклотронная магнитоплазменные

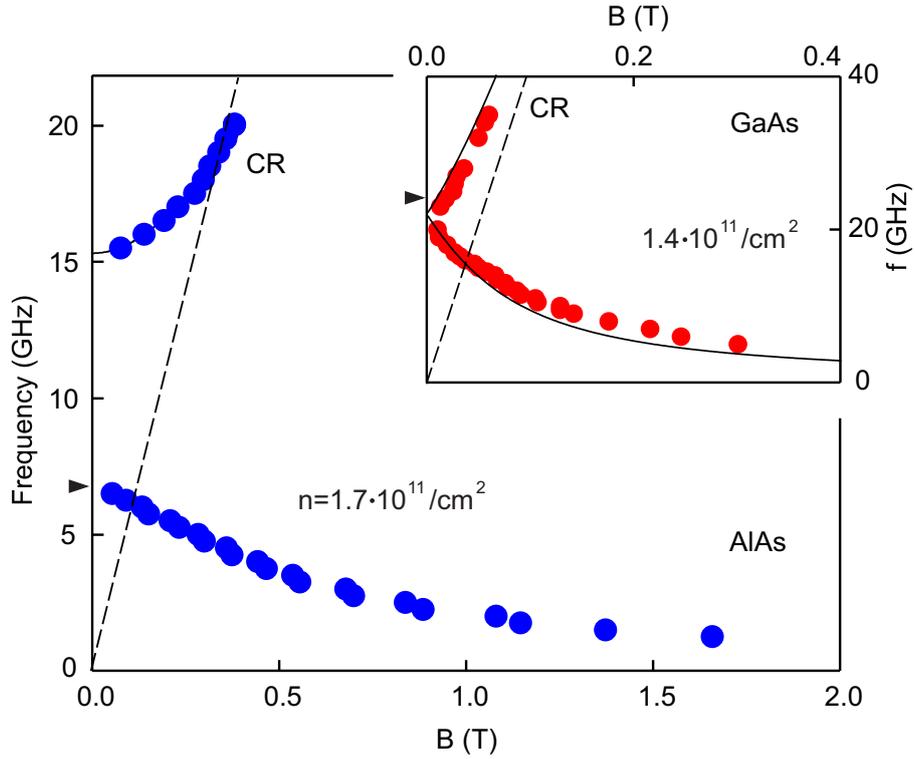


Рис. 2: Магнитодисперсия двумерных плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs ($n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), полученная копланарной методикой. Между двумя магнитоплазменными модами наблюдается щель в $B = 0$ Тл. (б) Магнитодисперсия для геометрически идентичного образца на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs ($n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В данном случае обе моды вырождены в $B = 0$ Тл, вследствие изотропности энергетического спектра в GaAs/AlGaAs. Из работы [A1].

моды вырождены в $B = 0$ Тл, подчёркивая изотропность эффективной массы электронов в GaAs.

В случае анизотропии энергетического спектра для описания магнитоплазменных возбуждений используется следующее выражение [42]:

$$\omega_{1,\text{tr}} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{\text{tr}} + \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{\text{tr}} - \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \right], \quad (1)$$

где Ω_l и Ω_{tr} представляют собой плазменные частоты в $B = 0$ Тл, подчиняющиеся дисперсией двумерных плазмонов [10]:

$$\Omega_{l,\text{tr}}^2 = \frac{n_s e^2}{2m_{l,\text{tr}} \epsilon_0 \epsilon^*} q, \quad (2)$$

Путём аппроксимации экспериментальных данных согласно формуле 1 были получены значения плазменных частот в $B = 0$ Тл, что позволило определить значения эффективных масс двумерных электронов, соответствующих главным осям поверхности постоянной энергии: продольной $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и поперечной $m_{\text{tr}} = (0.20 \pm 0.01)m_0$.

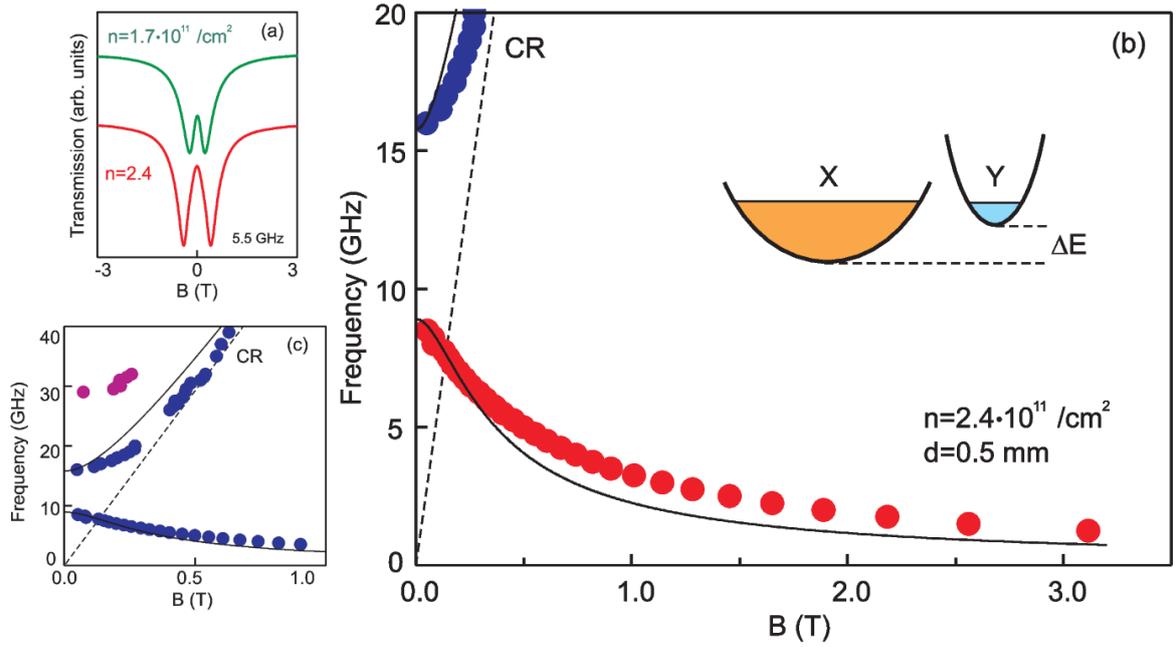


Рис. 3: (a) Зависимости пропускания от магнитного поля копланарного волновода для частоты микроволнового излучения $f = 5.5$ ГГц с увеличением электронной концентрации. (b) Спектр двумерных магнитоплазменных возбуждений в квантовой яме AlAs при $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке показано схематическое изображение электронного спектра. При концентрации $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ начинает заполняться X_y долина. (c) Магнитодисперсия в меньшем диапазоне магнитных полей. Из работы [A1].

Третий раздел посвящён исследованию модификации спектра магнитоплазменных возбуждений с повышением концентрации n_s . В данном случае детектируемый резонанс (рис. 3(a)) соответственно сдвигался в большие магнитные поля. Из полученной магнитодисперсии было получено (рис. 3(b)-(c)), что отношение плазменных частот в нулевом магнитном поле не соответствует теоретическому предсказанию, что указывает на качественные изменения в динамике плазмы. Причина наблюдаемого расхождения теории и эксперимента связано с энергетическим расщеплением ΔE между долинами X_x и X_y . В случае повышенной концентрации, электроны начинают заполнять также X_y долину. В такой системе коллективные плазменные возбуждения описываются моделью двухкомпонентной анизотропной плазмы [43]:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{e^2 q}{2\varepsilon_0 \varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_l} + \frac{n_y}{m_{tr}} \right), \quad (3)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{e^2 q}{2\varepsilon_0 \varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_{tr}} + \frac{n_y}{m_l} \right). \quad (4)$$

С её помощью были получены значения концентраций n_x и n_y в каждой из долин, а также величина междолинного энергетического расщепления $\Delta E = 0.9$ мэВ.

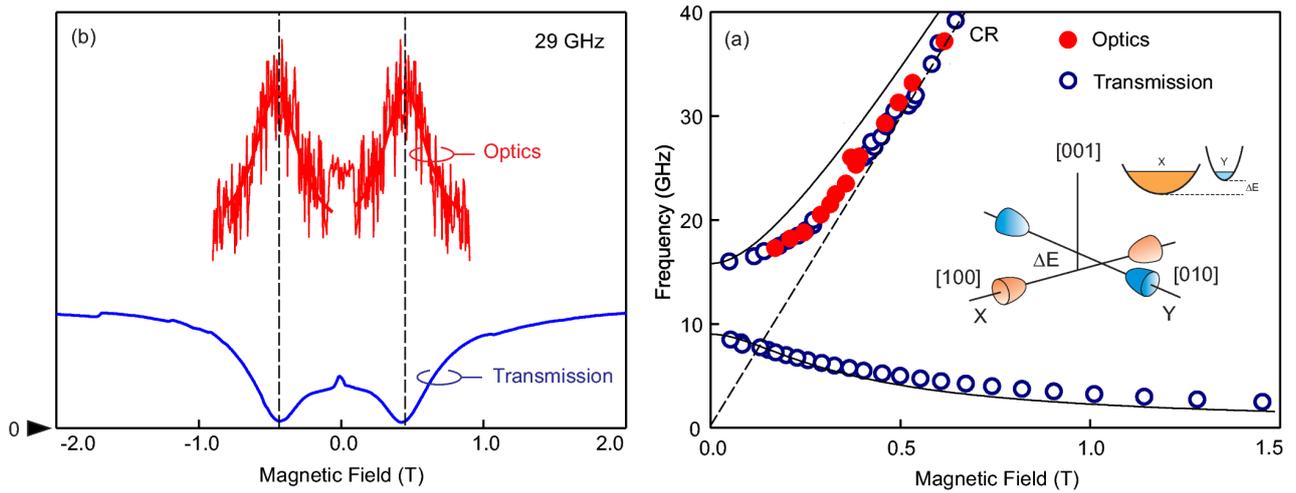


Рис. 4: (а) Магнетополевые зависимости поглощения микроволнового излучения для $f = 29$ ГГц, полученные посредством оптической (красная) и копланарной (синяя кривая) методик. (б) Магнетополевая зависимость двумерных плазменных возбуждений, полученная методом оптического детектирования для концентраций $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ при температуре $T = 1.5$ К (красные точки); магнитодисперсия (синие точки), полученная при помощи копланарной методики; Из работы [A2].

В четвёртом разделе приведены результаты исследований магнитоплазменных резонансов в широких квантовых ямах AlAs/AlGaAs посредством оптического метода детектирования микроволнового резонансного поглощения.

В пятом разделе приводится сравнение экспериментальных результатов для копланарной и оптической методик. На рис. 4 показаны спектры магнитоплазменных возбуждений, полученные посредством копланарной (синяя) и оптической (красная кривая) методик. Сравнение магнетополевых зависимостей для частоты $f = 29$ ГГц показали, что кривые имеют одинаковые резонансный плазмонный контур и положение по магнитному полю.

В шестом разделе приведены основные выводы третьей главы.

В четвёртой главе обсуждаются результаты по исследованию модификации спектра плазменных возбуждений при приложении внешней деформации в широких квантовых ямах AlAs/AlGaAs ($W = 15$ нм), когда двумерные электроны занимают две внутриплоскостные анизотропные X_x и X_y долины.

Первый раздел содержит краткое введение в проблему. Во втором разделе описывается методика приложения внешней одноосной деформации к образцу. Для калибровки приложенной деформации использовались тензометрические датчики и четверть мостовая схема с температурной компенсацией (рис. 5(a)). Механическая деформация опреде-

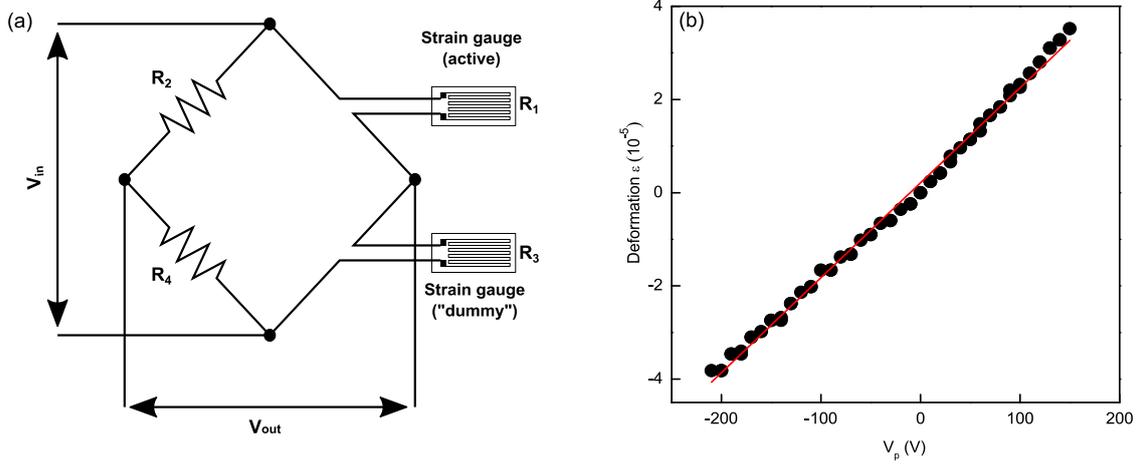


Рис. 5: (a) Схематическое изображение мостовой схемы измерений. (b) Зависимость величины деформация ε в образце в зависимости от приложенного напряжения на пьезоактуатор, измеряемая с помощью тензодатчика (при $T = 4.2$ К). Из работы [A6].

лялась как $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta R}{R} \frac{1}{k} = \frac{2\Delta V_{\text{out}}}{V_{\text{in}}}$, и в эксперименте демонстрировала линейную зависимость от приложенного напряжения V_p (рис. 5(b)).

В третьем разделе продемонстрированы результаты исследований влияния приложенной внешней деформации на спектр магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ям AlAs/AlGaAs.

Для демонстрации влияние деформации на плазмонный спектр, на рис. 6 показаны магнитодисперсии плазменных волн для образца без (синие точки) и в присутствии (красные точки) деформации, когда идентичный образец был наклеен на пьезоактуатор (рис. 6(a) и (c)). Направление растяжение/сжатия пьезоактуатора совпадало с кристаллографическим направлением $[010]$, схематическое изображение расположения внутриплоскостных долин показано на рис. 6(b). Было обнаружено, что щель по частоте между двумя магнитоплазменными модами - краевой и объёмной - значительно отличается от результата, полученного для образца без пьезоактуатора (рис. 6(c)). В последнем случае идентичный образец был приклеен к пьезоактуатору и находился под действием одноосного сжатия $\varepsilon_{[010]} = -8 \times 10^{-5}$ даже при нулевом напряжении, вследствие разницы в коэффициентах теплового расширения полупроводникового кристалла и пьезоактуатора. Из экспериментальных данных были получены значения междолинного расщепления ΔE обоих случаев: $\Delta E = 0.9$ мэВ (без деформации) и $\Delta E = 0.14$ мэВ (при приложении деформации). Полученные результаты наглядно демонстрируют, что внешняя одноосная деформация приводит к значительному изменению междолинного расщепления ΔE и модификации спектра двумерных плазменных возбуждений. Тот факт, что обе ветви КМП (красные и синие

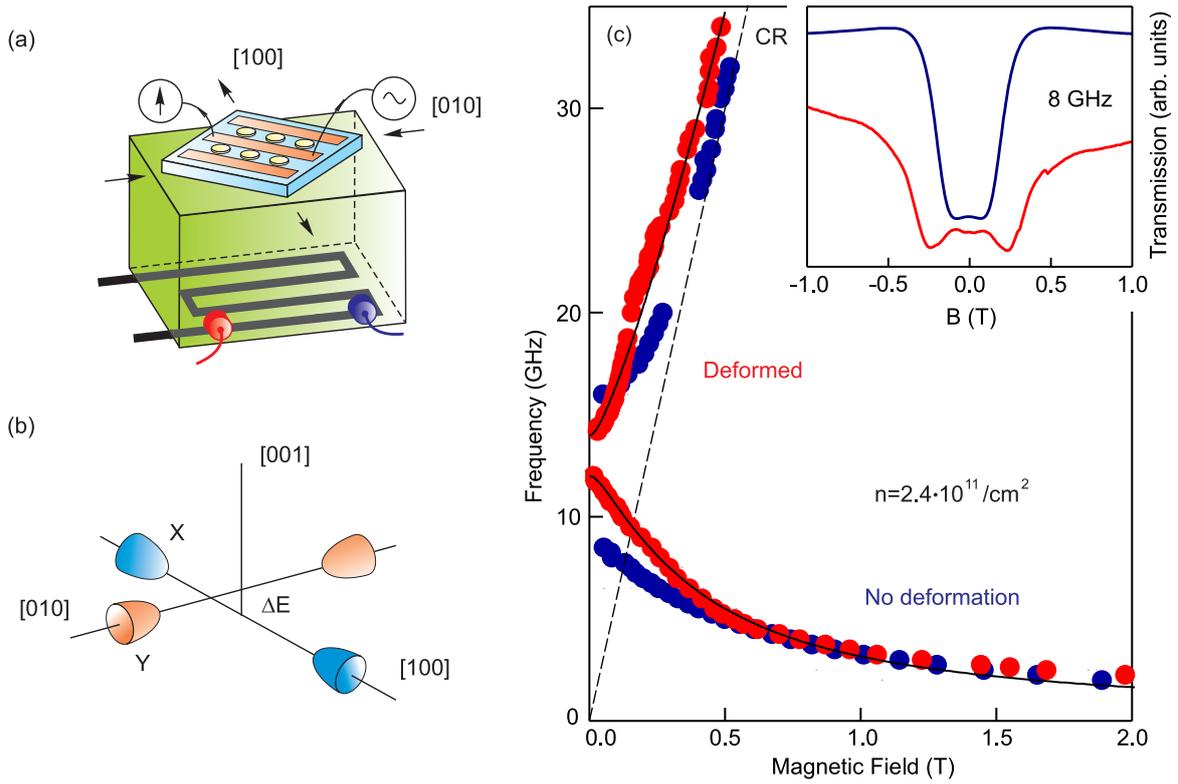


Рис. 6: (a) Схематический изображение образца, наклеенного на пьезоактуатор. Тензометрический датчик располагался на противоположной стороне. Кристаллографические направления указаны стрелками. (b) Схематическое изображение расположения внутриплоскостных долин (c) Магнитодисперсия двумерных плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs для недеформированного образца (синие точки) и того же образца, наклеенного на пьезоактуатор (красные точки). В последнем случае образец испытывает деформацию с нулевым напряжением из-за сжатия пьезоактуатора в процессе охлаждения. Электронная концентрация оставалась неизменной $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Схематическое изображение поверхности Ферми также показано на рисунке. На вставке продемонстрированы магнитопольевые зависимости пропускания копланарного волновода для обоих случаев при частоте микроволнового излучения $f = 8 \text{ ГГц}$. Из работы [A6].

точки на рис. 6) выходят на одну асимптотику при $B > 0.5 \text{ Т}$, указывает на то, что деформация не приводит к изменению электронной плотности в ДЭС.

Чтобы продемонстрировать, что частоту плазменных колебаний можно перестраивать не только посредством изменения электронной концентрации через напряжение на затворе, была проведена серия подробных измерений при приложении различных напряжений V_p на пьезоактуатор. На рис. 7 показана магнитодисперсия двумерных плазмонов для двух случаев: при $V_p = -110 \text{ В}$ (красные точки) и $V_p = 200 \text{ В}$ (синие точки). Соответствующие значения деформации составляют $\varepsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}$ и $\varepsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}$. Были получены величины междолинного расщепления ΔE для каждого значения приложенной деформации. На рис. 7 приведены

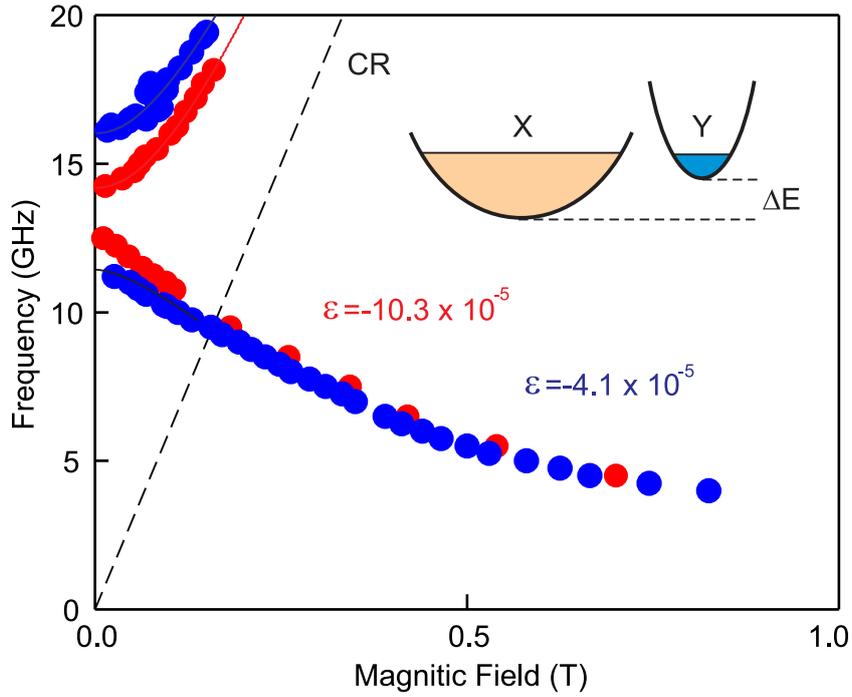


Рис. 7: Спектры магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs, полученные для значений деформации $\epsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}$ (красные точки) и $\epsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}$ (синие точки). На вставке показано схематическое изображение расположения долин X_x и X_y . Из работы [A6].

спектры магнитоплазменных возбуждений для двух различных приложенных значений деформации, соответствующие величины междолинного расщепления составляли: $\Delta E(\epsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}) = 0.17$ мэВ и $\Delta E(\epsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}) = 0.64$ мэВ.

В третьем разделе приведены результаты исследования зависимости ΔE от приложенной одноосной деформации $\epsilon_{[010]}$ (рис. 8). Полученные данные демонстрируют линейную зависимость интервала по энергии между долинами X_x и X_y от приложенной деформации. Из анализа зависимости было получено значение сдвигового деформационного потенциала E_2 . Сдвиговая деформация ϵ представляет собой разность деформаций вдоль направлений [010] и [100]: $\epsilon = \epsilon_{[010]} - \epsilon_{[100]}$. Поскольку коэффициент Пуассона для AlAs составляет $r = 0.32$ [44], то $\epsilon = (1 + r)\epsilon_{[010]}$. Тогда расщепление по энергии между X_x и X_y долинами составляет $\Delta E = E_2 \times (1 + r)\epsilon_{[010]}$. Из экспериментальных результатов (рис. 8) было получено следующее значение сдвигового деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ. Это значение хорошо согласуется с предыдущими исследованиями [45].

В четвертом разделе приведены основные выводы четвёртой главы.

Пятая глава посвящена исследованию перестройки энергетического спектра в узких квантовых ямах AlAs. Первый раздел содержит краткое введение в проблему.

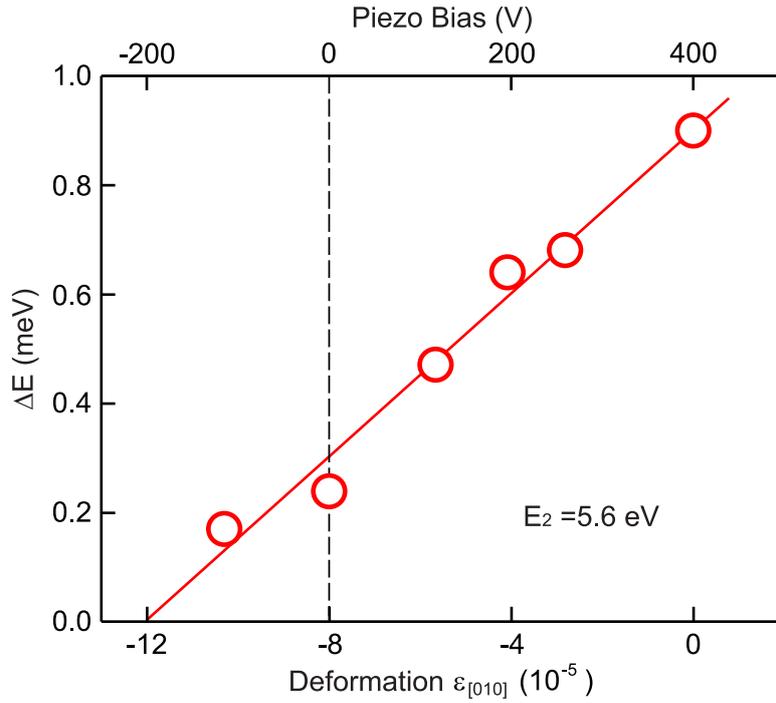


Рис. 8: Расщепление по энергии ΔE между внутриплоскостными X_x и X_y долинами в зависимости от приложенной одноосной деформации $\varepsilon_{[010]}$. Сплошная линия является линейной подгонкой, которая даёт значение сдвиговой деформационный потенциала $E_2 = 5,6$ эВ. Пунктирной линией обозначено сжатие, вызванное разницей в коэффициентах теплового расширения между полупроводниковым кристаллом и пьезоактуатором. Из работы [A6]

Во втором разделе рассматриваются особенности узких квантовых ям AlAs, в которых с уменьшением ширины квантовой ямы происходит перераспределение электронов из плоскостных X_x и X_y долин во внеплоскостную X_z , эффективная масса электронов в которой изотропна в плоскости структуры. Образцы представляли собой стандартные Холловские мостики шириной $L = 100$ мкм. Типичные резонансные линии плазменного возбуждения, полученные для квантовой ямы с $W = 4.5$ нм при фиксированных частотах облучения $f = 60, 170$ и 255 ГГц показаны на Рис. 9(a). Было экспериментально показано, что при этом спектр плазменных колебаний претерпевает значительные изменения. Были изучены объёмные моды в двух узких AlAs квантовых ямах шириной 5.5 и 6.5 нм с близкими значениями двумерной плотности электронов $n_s \simeq 4.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (рис.9(b)). Из анализа наклона дисперсии циклотронной магнитоплазменной моды были определены циклотронные массы электронов для каждой из квантовых ям. Для структуры с $W = 6.5$ нм значение составило $m_c = (0.51 \pm 0.01)m_0$, что соответствует циклотронной массе $m_c = \sqrt{m_{tr}m_l} = 0.47m_0$, измеренной для внутриплоскостных долин X_x и X_y в широких ямах. Величина $m_c = (0.27 \pm 0.01)m_0$, измеренная в 5.5 нм яме, оказалась близка к циклотронной массе $m_c = m_l = 0.2m_0$,

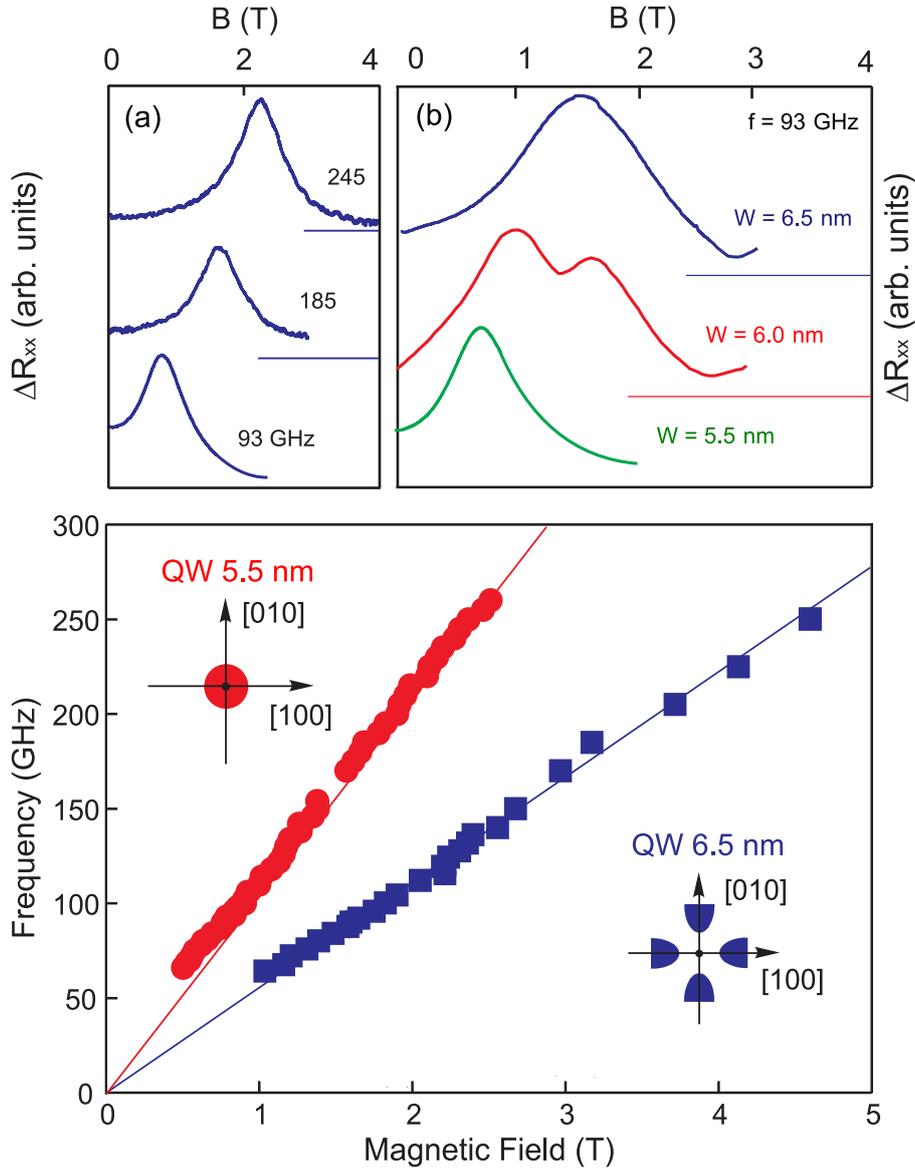


Рис. 9: (а) Кривые зависимости индуцированной микроволновым излучением добавки продольного сопротивления ΔR_{xx} при различных частотах СВЧ-сигнала для образца с шириной квантовой ямы $W = 5.5$ нм. (б) ΔR_{xx} от магнитного поля для квантовых ям AlAs с ширинами $W = 5.5$ нм (зелёная кривая), $W = 6.0$ нм (красная кривая), $W = 6.5$ нм (синяя кривая). (в) Магнитодисперсии в квантовых ямах AlAs с $W = 5.5$ нм (красные точки) и $W = 6.5$ нм (синие точки). Сплошными линиями отмечены положения циклотронных резонансов для различных значений эффективных масс электронов. Из работы [A4].

ожидавшейся для X_z долины. Данный результат наглядно демонстрирует перестройку энергетического спектра.

В третьем разделе представлены результаты исследования экспериментальной зависимости эффективной массы двумерных электронов в гетероструктурах AlAs/AlGaAs от ширины квантовой ямы W . Было определено точное значение $W = 6$ нм, при котором происходит полное перераспределение электронов из внутриплоскостных анизотропных X_x - X_y долин во вне-

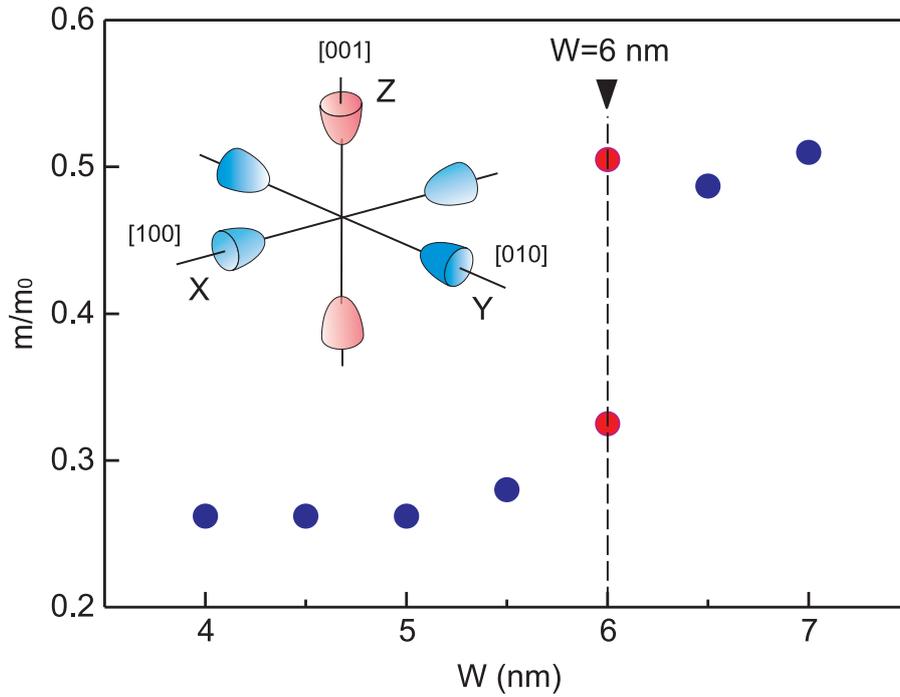


Рис. 10: Экспериментальная зависимость эффективной массы двумерных электронов в гетероструктурах AlAs/AlGaAs от ширины квантовой ямы W . Из работы [A3].

плоскостную изотропную в плоскости квантовой ямы X_z долину. В данной структуре также удалось пронаблюдать плазменный резонанс электронов, заселяющих как X_x - X_y , так и X_z долины.

Четвёртый раздел посвящен обсуждению результатов по исследованию причин увеличенного значения циклотронной массы в узких ямах AlAs.

В пятом разделе кратко сформулированы выводы главы.

В заклучении приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Впервые были изучены спектры плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с естественной сильной анизотропией эффективных масс электронов на основе широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм). Для исследуемых структур была наглядно продемонстрирована сильная анизотропия масс электронов, которая приводила к появлению щели по частоте между краевой и циклотронной магнитоплазменными модами в микроволновом отклике дисков с ДЭС.
2. Были напрямую измерены значения эффективных масс, соответствующие основным полуосям поверхности Ферми для широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм). По плазменным частотам в нулевом магнитном поле было установлено, что величины эффективных масс электронов в X_x и X_y долинах составляли: $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ для продольного и $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$ для поперечного направлений.

3. Было обнаружено качественное изменение в спектре магнитоплазменных возбуждений при одновременном заполнении обеих внутриплоскостных X_x - X_y долин в широких квантовых ямах AlAs ($W = 15$ нм). Посредством применения модели двухкомпонентной плазмы, были получены значения концентраций в каждой из долин, что позволило напрямую определить величину междолинного расщепления $\Delta E = (0.9 \pm 0.05)$ мэВ.
4. Была улучшена и адаптирована оптическая методика детектирования резонансного микроволнового поглощения для исследования магнито-плазменных возбуждений в непрямозонных квантовых ямах AlAs.
5. В узких квантовых ямах AlAs, выращенных вдоль направления $[001]$, была обнаружена радикальная перестройка спектра магнитоплазменных возбуждений при изменении ширины квантовой ямы. Это указывает на перераспределения электронов из внутриплоскостных анизотропных X_x и X_y долин во внеплоскостную X_z долину с изотропным контуром постоянной энергии в плоскости квантовой ямы. Экспериментально было определено значение ширины квантовой ямы $W = 6$ нм, при котором происходит перестройка энергетического спектра. Для данной структуры в эксперименте удалось пронаблюдать плазменные резонансы электронов, заселяющих как X_x - X_y , так и X_z долины.
6. Были исследованы спектры магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ям AlAs при приложении внешней одноосной деформаций, что позволило контролируемым образом изменять величину междолинного расщепления ΔE . Было установлено, что изменение ΔE приводит к перераспределению электронов между внутриплоскостными анизотропными X_x - X_y долинами. Было показано, что перераспределение носителей заряда между долинами приводит к значительной модификации спектра двумерных плазменных возбуждений. Обнаруженный пьезоплазмонный эффект представляет собой перспективный метод для исследованием электронных свойств ДЭС. Была подробно исследована экспериментальная зависимость ΔE от приложенной деформации, из которой было получено значение деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Muravev V. M., Khisameeva A. R., Belyanin V. N.* [и др.]. Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2015. — т. 92. — с. 041303.
- A2. *Khisameeva A. R., Muravev V. M., Gubarev S.* [и др.]. Optical detection of magnetoplasma resonances in indirect-gap AlAs/AlGaAs quantum wells // *JETP Letters.* — 2017. — т. 106. — с. 26–29.
- A3. *Khisameeva A. R., Shchepetilnikov A. V., Muravev V. M.* [и др.]. Direct observation of a $\Gamma - X$ energy spectrum transition in narrow AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2018. — март. — т. 97, вып. 11. — с. 115308.
- A4. *Khisameeva A. R., Shchepetilnikov A. V., Muravev V. M.* [и др.]. Achieving balance of valley occupancy in narrow AlAs quantum wells // *Journal of Applied Physics.* — 2019. — т. 125, № 15. — с. 154501.
- A5. *Khisameeva A., Shchepetilnikov A., Muravev V.* [и др.]. Comparative Study of the Two-Dimensional Plasma Excitations in the Heterostructures ZnO/MgZnO, AlAs/AlGaAs, and GaAs/AlGaAs // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2020. — т. 130. — с. 594–601.
- A6. *Khisameeva A. R., Muravev V. M., Kukushkin I. V.* Piezoplasmonics: Strain-induced tunability of plasmon resonance in AlAs quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* — 2020. — т. 117. — с. 093102.

Список литературы

1. *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — т. 45. — с. 494–497.
2. *Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C.* Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — т. 48. — с. 1559–1562.
3. *Kravchenko S. V., Kravchenko G. V., Furneaux J. E.* [и др.]. Possible metal-insulator transition at $B=0$ in two dimensions // *Phys. Rev. B.* — 1994. — сент. — т. 50, вып. 11. — с. 8039–8042.
4. *Yaish Y., Prus O., Buchstab E.* [и др.]. Interband Scattering and the “Metallic Phase” of Two-Dimensional Holes in GaAs /AlGaAs // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — май. — т. 84, вып. 21. — с. 4954–4957.
5. *Wigner E.* On the Interaction of Electrons in Metals // *Phys. Rev.* — 1934. — дек. — т. 46, вып. 11. — с. 1002–1011.
6. *Andrei E. Y., Deville G., Glattli D. C.* [и др.]. Observation of a Magnetically Induced Wigner Solid // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — июнь. — т. 60, вып. 26. — с. 2765–2768.

7. *Yu X. Z., Onose Y., Kanazawa N.* [и др.]. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal // *Nature*. — 2010. — июнь. — т. 465, № 7300. — с. 901—904. — ISSN 1476-4687.
8. *Dawon K.* Electric field controlled semiconductor device. — 1963. — US Patent 3,102,230.
9. *Dingle R., Störmer H. L., Gossard A. C.* [и др.]. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices // *Appl. Phys. Lett.* — 1978. — т. 33. — с. 665—667.
10. *Stern F.* Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — апр. — т. 18, вып. 14. — с. 546—548.
11. *Allen S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M.* Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures // *Phys. Rev. B*. — 1983. — окт. — т. 28, вып. 8. — с. 4875—4877.
12. *Volkov V. A., Mikhailov S. A.* Edge magnetoplasmons: low frequency weakly damped excitations in inhomogeneous two-dimensional electron systems // *JETP Letters*. — 1988. — авг. — т. 94. — с. 217—241.
13. *Dresselhaus G., Kip A. F., Kittel C.* Cyclotron Resonance of Electrons and Holes in Silicon and Germanium Crystals // *Phys. Rev.* — 1955. — апр. — т. 98, вып. 2. — с. 368—384.
14. *Pengelly R. S.* Microwave field-effect transistors - Theory, design and applications // NASA STI/Recon Technical Report A. — 1982. — янв. — т. 83. — с. 10876.
15. *Peralta X. G., Allen S. J., Wanke M. C.* [и др.]. Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors // *Applied Physics Letters*. — 2002. — т. 81, № 9. — с. 1627—1629.
16. *Knap W., Deng Y., Rumyantsev S.* [и др.]. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors // *Applied Physics Letters*. — 2002. — т. 81, № 24. — с. 4637—4639.
17. *Tsui D., Gornik E., Logan R.* Far infrared emission from plasma oscillations of Si inversion layers // *Solid State Communications*. — 1980. — т. 35, № 11. — с. 875—877. — ISSN 0038-1098.
18. *Dyakonov M., Shur M.* Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — окт. — т. 71, вып. 15. — с. 2465—2468.
19. *Otsuji T., Meziani Y. M., Nishimura T.* [и др.]. Emission of terahertz radiation from dual grating gate plasmon-resonant emitters fabricated with InGaP/InGaAs/GaAs material systems // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2008. — авг. — т. 20, № 38. — с. 384206.

20. *Wietzke S., Jansen C., Jördens C.* [и др.]. Industrial applications of THz systems // International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009: Terahertz and High Energy Radiation Detection Technologies and Applications / под ред. X.-C. Zhang, J. M. Ryan, C.-l. Zhang [и др.]. — SPIE, 07.2009.
21. *Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A.* Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — апр. — т. 38, вып. 17. — с. 980—983.
22. *Batke E., Tu C. W.* Effective mass of a space-charge layer on GaAs in a parallel magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1986. — авг. — т. 34, вып. 4. — с. 3027—3029.
23. *Kozlov V. E., Gubarev S. I., Kukushkin I. V.* Magnetoplasma resonance in a GaAs/AlGaAs quantum well in a strong parallel magnetic field // *JETP Letters.* — 2011. — май. — т. 94. — с. 397—400.
24. *Chaplik A. V.* Absorption and emission of electromagnetic waves by two-dimensional plasmons // *Surface Science Reports.* — 1985. — авг. — т. 5. — с. 289—335.
25. *Shayegan M., De Poortere E. P., Gunawan O.* [и др.]. Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs // *physica status solidi (b).* — 2006. — т. 243, № 14. — с. 3629—3642.
26. *Kesteren H. W. van, Cosman E. C., Dawson P.* [и др.]. Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1989. — июнь. — т. 39, вып. 18. — с. 13426—13433.
27. *Yamada S., Maezawa K., Yuen W. T.* [и др.]. X-conduction-electron transport in very thin AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1994. — янв. — т. 49, вып. 3. — с. 2189—2192.
28. *De Poortere E., Tutuc E., Papadakis S.* [и др.]. Resistance spikes at transitions between quantum hall ferromagnets // *Science.* — 2000. — нояб. — т. 290, № 5496. — с. 1546—1549. — ISSN 0036-8075.
29. *Padmanabhan M., Gokmen T., Shayegan M.* Ferromagnetic Fractional Quantum Hall States in a Valley-Degenerate Two-Dimensional Electron System // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — янв. — т. 104, вып. 1. — с. 016805.
30. *Bishop N. C., Padmanabhan M., Vakili K.* [и др.]. Valley Polarization and Susceptibility of Composite Fermions around a Filling Factor $\nu = \frac{3}{2}$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — июнь. — т. 98, вып. 26. — с. 266404.
31. *Shkolnikov Y. P., Misra S., Bishop N. C.* [и др.]. Observation of Quantum Hall “Valley Skyrmions” // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — авг. — т. 95, вып. 6. — с. 066809.
32. *Gunawan O., Shkolnikov Y. P., Vakili K.* [и др.]. Valley Susceptibility of an Interacting Two-Dimensional Electron System // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — нояб. — т. 97, вып. 18. — с. 186404.

33. *Gunawan O., Shkolnikov Y. P., Poortere E. P. D.* [и др.]. Ballistic Electron Transport in AlAs Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — дек. — т. 93, вып. 24. — с. 246603.
34. *Gokmen T., Padmanabhan M., Shayegan M.* Transference of transport anisotropy to composite fermions // *Nature Physics.* — 2010. — авг. — т. 6, № 8. — с. 621–624. — ISSN 1745-2481.
35. *Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A.* [и др.]. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future // *Science.* — 2001. — т. 294, № 5546. — с. 1488–1495.
36. *Gunawan O., Gokmen T., Vakili K.* [и др.]. Spin-valley phase diagram of the two-dimensional metal-insulator transition // *Nature Physics.* — 2007. — апр. — т. 3, № 6. — с. 388–391.
37. *Zeng H., Dai J., Yao W.* [и др.]. Valley polarization in MoS2 monolayers by optical pumping // *Nature Nanotechnology.* — 2012. — июнь. — т. 7, № 8. — с. 490–493.
38. *Gunn J.* Microwave oscillations of current in III–V semiconductors // *Solid State Communications.* — 1963. — т. 1, № 4. — с. 88–91.
39. *Ashkinadze B. M., Yudson V. I.* Hysteretic Microwave Cyclotronlike Resonance in a Laterally Confined Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — июль. — т. 83, вып. 4. — с. 812–815.
40. *Maan J. C., Englert T., Tsui D. C.* [и др.]. Observation of cyclotron resonance in the photoconductivity of two-dimensional electrons // *Applied Physics Letters.* — 1982. — т. 40, № 7. — с. 609–610.
41. *Vasiliadou E., Müller G., Heitmann D.* [и др.]. Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures // *Phys. Rev. B.* — 1993. — дек. — т. 48, вып. 23. — с. 17145–17148.
42. *Dahl C., Brinkop F., Wixforth A.* [и др.]. Dimensional resonances in elliptic electron disks // *Solid State Communications.* — 1991. — т. 80, № 9. — с. 673–676. — ISSN 0038-1098.
43. *R.Z. Vitlina A. C.* Plasma oscillations of multicomponent two dimensional systems // *ЖЭТФ.* — 1981. — т. 54, вып. 3. — с. 536.
44. *Shayegan M., Karrai K., Shkolnikov Y. P.* [и др.]. Low-temperature, in situ tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors using a piezoelectric actuator // *Applied Physics Letters.* — 2003. — т. 83, № 25. — с. 5235–5237.
45. *Charbonneau S., Young J. F., Coleridge P. T.* [и др.]. Experimental determination of the X6 shear tetragonal deformation potential of AlAs. // *Physical review. B.* — 1991. — т. 44, вып. 15. — с. 8312–8314.