

На правах рукописи

Фортуатов Антон Александрович

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ  
ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В  
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ  
НА ОСНОВЕ *GaAs/AlGaAs***

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико–математических наук

Черноголовка — 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики твёрдого тела Российской академии наук (ИФТТ РАН)

- Научный руководитель: доктор физико–математических наук  
член-корреспондент РАН, профессор  
Кукушкин Игорь Владимирович
- Официальные оппоненты: Сибельдин Николай Николаевич,  
доктор физико–математических наук,  
член-корреспондент РАН, заведующий  
отделом,  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН РАН)
- Волков Владимир Александрович,  
доктор физико – математических наук,  
профессор, главный научный сотрудник,  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
- Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук

Защита состоится 31 октября 2013 в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 002.098.01 в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики микроструктур Российской академии наук (607680, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д.7).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород.

Автореферат диссертации разослан 30 сентября 2013 г.

Учёный секретарь диссертационного  
совета Д 002.098.01

доктор физико–математических  
наук, профессор

К. П. Гайкович

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы исследования.** Физика низкоразмерных электронных систем неразрывно связана с коллективными зарядовыми и спиновыми возбуждениями. Волны зарядовой плотности или плазмоны в низкоразмерных электронных системах привлекают интерес исследователей своими уникальными свойствами. В ограниченной двумерной электронной системе (ДЭС) к объемным магнитоплазменным модам добавляется дополнительный вид магнитоплазменных колебаний — краевые магнитоплазмоны (КМП). В больших магнитных полях КМП локализируются у края  $2D$ -слоя, обладают бесщелевым законом дисперсии  $\omega(q_y)$  и небольшим затуханием даже при низких частотах [1, 2]. Поскольку свойства КМП неразрывно связаны с профилем концентрации электронов на краю системы и краевыми электронными состояниями, КМП является не только интересным объектом исследований, но и удобным инструментом изучения краевых электронных состояний. Экспериментальное исследование свойств КМП позволит существенно продвинуться в понимании явления КЭХ. Исследование плазменных возбуждений в ДЭС представляет не только фундаментальный, но и практический интерес. В последнее время наблюдается взрывной рост исследовательской активности в области терагерцового излучения (от 300 ГГц до 3 ТГц). Подобный интерес вызван уникальными свойствами терагерцового излучения, открывающими перспективы его применения в качестве неионизирующей альтернативы рентгеновскому излучению в медицине, для контроля качества в промышленности, в системах безопасности и высокоскоростных телекоммуникационных системах. В этой спектральной области существуют проблема как генерации, так и детектирования излучения. В последние годы поиск альтернативы громоздким и дорогим системам, основанным на умножении частоты электронных источников микроволнового излучения и фотосмещения оптических пучков привел к появлению устройств использующих плазменные резонансы в полупроводниковых структурах. Для создания компактных источников терагерцового излучения и спектрометрических систем требуются компоненты для манипуляции терагерцовым излучением “на чипе”. В отличие от электронов в среде, локализовывать и хранить свет, а также управлять его скоростью гораздо сложнее. Эти проблемы могут быть решены с помощью фотонных кристаллов, позволяющих манипулировать светом на масштабах порядка длины волны. Однако, несмотря на заметный прогресс, в последнее время чисто “фотонные” технологии не позволяют создать такие компоненты как память или логические вентили. По этой причине крайне важным и перспективным направлением исследований являются гибридные системы: фотонный кристалл-электронная структура, пример которой представлен и исследован в диссертации. Свойства фотонных кристаллов задаются выбранными материалами и геометрией структуры, а значит, не могут перестраиваться и настраиваться

после изготовления. Однако, поскольку явление возникновения запрещённых зон в законе дисперсии вследствие брэгговского рассеяния присуще всем волновым процессам, можно создать аналогичную структуру для плазменной волны. Для этого необходимо создать среду, в которой периодически изменяется один из параметров, входящих в закон дисперсии плазмона. В отличие от света скоростью плазменных волн в ДЭС можно управлять изменяя концентрацию электронов в системе  $n_s$  или прикладывая перпендикулярное магнитное поле  $B$ . Это позволяет изменять дисперсию плазмонов в плазмонном кристалле, и следовательно, изменять положение запрещённых зон. В диссертации изучена одна из возможных реализаций такого плазмонного кристалла и продемонстрировано, что свойства плазмонного кристалла можно подстраивать после изготовления.

**Степень разработанности темы исследования.** Первые экспериментальные исследования двумерных плазменных волн были выполнены в ДЭС на поверхности жидкого гелия и КМОП структурах. Время затухания и длина пробега плазмонов в этих системах были довольно ограниченными. Появление двумерных электронных систем на базе высококачественных гетероструктур  $GaAs - AlGaAs$  открыло возможности наблюдения и исследования огромного разнообразия явлений, связанных плазменными возбуждениями в системах пониженной размерности. Были экспериментально исследованы плазменные возбуждения в ДЭС в форме диска, кольца, в тонких длинных полосках [3, 4] обнаружены одномерные плазмоны, в структурах с задним затвором были исследованы свойства экранированных двумерных плазмонов. Увеличение длины пробега плазмонов позволило использовать явление интерференции плазменных волн в ДЭС для создания миниатюрного полупроводникового детектора и спектрометра гига- и терагерцового излучения на чипе.

**Целями и задачами** является экспериментальное изучение свойств, законов дисперсии одномерных, двумерных и краевых (в том числе и акустических) плазменных возбуждений, а также явлений двухлучевой и многолучевой интерференции плазменных волн и свойств гибридных систем, состоящих из фотонных кристаллов и встроенного в них “плазмонного” детектора микроволнового излучения.

**Научная новизна** работы определяется оригинальностью полученных результатов и заключается в следующем:

**I.** В фотоотклике «плазмонного» детектора, встроенного в фотонный кристалл, были обнаружены и исследованы высокодобротные моды.

**II.** Обнаружены и исследованы новые плазменные моды в полосках ДЭС с различающимися граничными условиями по току и потенциалу.

**III.** Исследовано распространение КМП в плазмонном кристалле, представляющем собой полоску ДЭС с периодически меняющейся шириной.

**IV.** Исследованы свойства краевых (в том числе акустических) магнито-

плазмон в режиме КЭХ.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** В диссертационной работе были получены новые экспериментальные результаты, дающие информацию о свойствах и законах дисперсии коллективных зарядовых возбуждений в ДЭС, в том числе в режиме КЭХ. Эти результаты представляют не только фундаментальный интерес, но и практический интерес с точки зрения создания полупроводниковых детекторов, источников и спектрометров терагерцового диапазона. Данные исследования легли в основу принципа работы нового типа детектора терагерцового излучения, работающего при комнатной температуре, обладающего рекордно высокой чувствительностью и низким уровнем шумов. Результаты работы позволили создать уникальную быстродействующую камеру терагерцового диапазона (заявка в патентное бюро США номер US 13/336,912 от 27.06.2013), и изготовить промышленные образцы устройства, демонстрирующие преимущества изобретения.

**Методология и методы исследований.** В зависимости от особенностей поставленной задачи для регистрации размерных магнитоплазменных резонансов выбиралась одна из четырёх методик:

- Методика транспортного детектирования поглощения микроволнового излучения основана на том, что при резонансном поглощении микроволнового излучения происходит разогрев электронной системы. Изменение температуры электронной системы приводит к регистрируемому изменению магнетосопротивления, в частности диагональной компоненты  $\rho_{xx}$ .
- Ректификационная методика основана на эффекте выпрямления высокочастотного потенциала плазменной волны на нелинейности, возникающей вблизи контакта, границе областей различных концентраций электронов в ДЭС или вблизи подзатворной области. Методика позволяла изучать распределение амплитуды плазменной волны с пространственным разрешением. Данная методика работает в широком диапазоне температур от 0.3 К до комнатной.
- Измерение пропускания коаксиального или микрополоскового СВЧ тракта, расположенного в непосредственной близости от ДЭС. Резонансное поглощение микроволнового излучения ДЭС приводит к регистрации минимума в сигнале пропускания тракта.
- Методика оптического обнаружения резонансного поглощения СВЧ в ДЭС, основанная на высокой чувствительности спектров рекомбинационного излучения к резонансному поглощению СВЧ в ДЭС. При поглощении образцом микроволнового излучения происходит разогрев электронов, что приводит к изменению формы линии рекомбинационного излучения двумерных электронов и дырок. Помимо чрезвычайной чувствительности, важным преимуществом данной методики, является отсутствие необходимости располагать рядом с ДЭС металлические затво-

ры и электроды, которые могут повлиять на свойства изучаемой системы и возбуждений в ней. В настоящей диссертации эта методика получила свое развитие, позволившее осуществлять микроволновую спектроскопию плазменных возбуждений в рекордно широком диапазоне частот от единиц мегагерц до 30 ГГц.

#### **Положения выносимые на защиту:**

**I.** Был измерен фотоотклик «плазмонного» детектора, встроенного в резонатор в двумерном фотонном кристалле. Детектор и фотонный кристалл изготовлены на одном кристалле *GaAs* в едином технологическом процессе. Показано, что обнаруженные высокодобротные моды вызваны связью фотонной моды в микрорезонаторе с детектором. Изучены зависимости параметров резонанса от периода фотонного кристалла, геометрии резонатора и положения детектора. Показана возможность использования широкополосных «плазмонных» детекторов встроенных в фотонный кристалл для создания спектрометра-на-чипе.

**II.** Проведено исследование плазмонного микроволнового отклика симметричных и несимметричных полосок двумерных электронов с различными граничными условиями по току и потенциалу. Обнаружено, что в несимметричных полосках происходит «сдвиг» наблюдаемых плазменных мод по частоте, причём, фундаментальной становится ранее не наблюдавшаяся мода, для которой на длине полоски укладывается четверть длины волны плазмона. В несимметричных полосках исследовано поведение нижайшей и кратных по частоте мод при изменении магнитного поля, концентрации электронов, температуры и размера полосок.

**III.** Изучены свойства КМП, распространяющихся в плазмонном кристалле, представляющем собой полоску ДЭС с периодически промодулированной шириной. В спектре КМП в такой системе было экспериментально обнаружено возникновение щелей, связанных с многолучевой интерференцией плазменных волн, отраженных от каждого периода плазмонного кристалла. Исследована зависимость положения спектральных щелей от величины магнитного поля, периода кристалла и концентрации электронов.

**IV.** Разработана оригинальная широкополосная методика возбуждения плазменных волн в ДЭС, позволяющая осуществлять разворот частоты возбуждающего излучения в диапазоне 1 МГц – 30 ГГц, допускающая использование как транспортного, так и оптического детектирования электронных и дырочных магнитоплазменных возбуждений. Данная методика, в частности, позволила впервые детально изучить различные виды плазменных возбуждений в ДЭС на базе *GaAs/AlGaAs* в режиме КЭХ.

**V.** Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследовано поведение фундаментальной краевой магнитоплазменной моды в условиях КЭХ. Было впервые обнаружено и исследовано расщепление фундаментальной моды КМП в окрестности фактора заполнения 2

при температуре 0.3 К, связанное с образованием полосок несжимаемой электронной жидкости вблизи края образца.

**VI.** В спектрах микроволнового поглощения ДЭС *GaAs/AlGaAs* в перпендикулярном магнитном поле вблизи целочисленных факторов заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 4$  обнаружены новые низкочастотные резонансы, соответствующие акустическим краевым магнитоплазмонам. Исследована зависимость их частоты и затухания от магнитного поля и температуры.

**VII.** Продемонстрировано, что ширина линии ЭПР в квантовых ямах (КЯ) *GaAs/AlGaAs* с высокой подвижностью может составлять 30 МГц, что соответствует времени спиновой релаксации электронов 10 нс. Показано, что основным механизмом спиновой релаксации при факторе заполнения  $\nu = 1$  в диапазоне температур 1.5 К-4 К является взаимное рассеяние спиновых экситонов. В зависимости  $g$ -фактора электронов от магнитного поля обнаружены скачкообразные разрывы при чётных факторах заполнения, когда химический потенциал электронной системы испытывает скачок на циклотронную энергию. Показано, что аналогичных разрывов в магнитополевой зависимости  $g$ -фактора при нечётных факторах заполнения не наблюдается, несмотря на то, что амплитуда скачка химического потенциала электронов, связанная с обменно усиленным зеемановским расщеплением, оказывается сопоставимой с циклотронной энергией. Дано объяснение данному результату и предложено использование ЭПР в качестве инструмента изучения поведения энергии основного состояния системы.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Результаты представленных в диссертации исследований были доложены на VIII конференции “ПОЛУПРОВОДНИКИ-2007”, IX Российской конференции по физике полупроводников “Полупроводники 2009”, International Workshop on Optical Terahertz Science and Technology 2013, а также на научных семинарах в ИФТТ РАН. По материалам диссертации опубликовано 6 статей в журналах, рекомендованных ВАК РФ, подана заявка в патентное бюро США (номер US 13/336,912 от 27.06.2013).

## Краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объём диссертации составляет “\_\_\_\_\_” страниц, включая “\_\_\_\_\_” рисунков.

Во **Введении** объясняется выбор темы диссертации, обосновывается её актуальность, формулируются цели и результаты, выносимые на защиту. Описана структура диссертации и её содержание.

**Глава 1** содержит обзор экспериментальных и теоретических результатов исследований трёхмерных, двумерных, одномерных и краевых плазмонов в различных системах. Отдельное внимание уделено обзору работ посвящённых использованию плазменных волн в терагерцовой электронике.

В **Главе 2** представлена технология изготовления образцов; приведены параметры структур, на которых производились измерения. В отдельных параграфах дано описание использованных в экспериментах методик. В частности, подробно описаны способы возбуждения плазменных волн и методы их регистрации с помощью оптического детектирования, транспортной и ректификационной методик, а также измерений в микрополосковых линиях. Представлены схемы экспериментальных установок и основные характеристики измерительного оборудования. Особое внимание уделяется способам подведения микроволнового излучения к образцу, поскольку выбор способа возбуждения магнитоплазменных возбуждений определяет чувствительность и диапазон доступных для использования частот микроволнового излучения. Разработанная автором методика возбуждения плазменных волн посредством помещения образца в коаксиальный тракт позволила исследовать магнитоплазменные резонансы по развороту частоты микроволнового излучения при фиксированном поле в широком частотном диапазоне от 0 до 35 ГГц. Следует отметить, что другие методы подвода микроволнового излучения к образцу не позволяют осуществлять разворот частоты из-за интерференции отраженной и падающей волн, которая при изменении частоты приводит к изменению амплитуды СВЧ поля, в котором находится образец, на порядки. Возможность плавно разворачивать частоту микроволнового излучения при практически постоянной мощности СВЧ, падающей на образец, позволяет исследовать магнитоплазменные возбуждения с пологим законом магнитодисперсии ( $df/dB = 0$ ), форму резонанса которых невозможно прописать при развороте магнитного поля для фиксированного значения частоты. Кроме того, эта методика позволила исследовать магнитоплазменные моды в режиме КЭХ, проявляющиеся в крайне узких диапазонах магнитных полей. Диапазон частот микроволнового излучения использованный нами в экспериментах составлял 10 МГц-700 ГГц. Измерения были полностью автоматизированы. Целиком и полностью разработанное автором программное обеспечение осуществляло сбор данных и управление всеми приборами установки: генератором микроволнового излучения, лампой обратной волны (ЛОВ), источником тока соленоида, создававшим магнитное поле в криостате, контроллером ПЗС, приводами спектрометра, усилителем с синхронным детектором, мультиметрами, прецизионными источниками напряжения и тока, а также микроволновым спектроанализатором.

В **Главе 3** рассказано о создании и исследовании гибридной системы фотонный кристалл-плазмонный детектор. Детектор и фотонный кристалл изготавливались из одной шайбы  $GaAs$  в едином технологическом процессе. В фотоотклике детектора, встроенного в двумерный фотонный кристалл, при облучении микроволновым излучением обнаружен резонанс с высокой добротностью. Было изучено влияние на резонансный фотоотклик постоянной решетки фотонного кристалла, геометрия резонатора и положения детекто-



ра. Показано, что резонанс определяется связью детектора с фундаментальной фотонной модой в резонаторе в фотонном кристалле. Предложено использование данного явления для создания терагерцового “спектрометра на чипе”. Широкодиапазонный детектор и двумерный фотонный кристалл, представ-

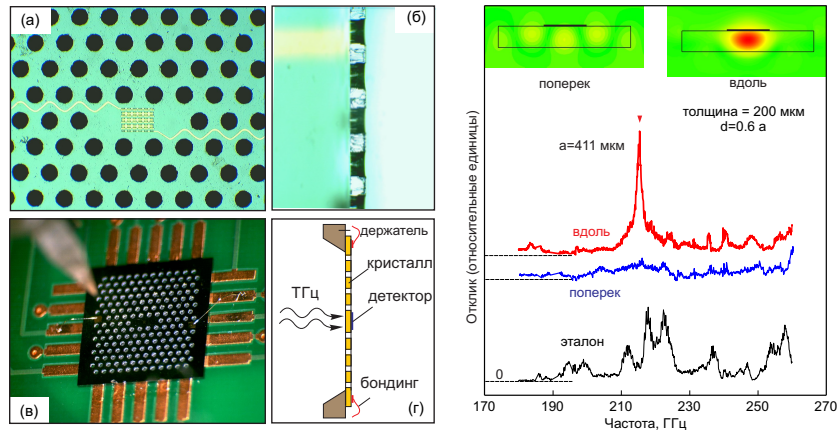


Рис. 1.

ляющий собой периодическую треугольную решётку полых отверстий были изготовлены на одной подложке *GaAs* с ДЭС. Детектор располагался внутри микрорезонатора представляющего собой три пропуска в периодической решётке отверстий подряд вдоль одной линии см. рисунок 1 (а). Детектор представлял собой полосу ДЭС с двумя омическими контактами на концах. Полоска была частично покрыта металлическим затвором, соединённым накоротко с одним из омических контактов. Принцип работы детектора таков: падающее микроволновое излучение наводится на металлическом затворе детектора, который возбуждает плазменную волну в ДЭС. Высокочастотный потенциал плазменной волны выпрямляется на нелинейности, возникающей из-за дефекта встроенного в ДЭС. Исследованная структура и поперечное сечение показано на рисунках 1 (а) и 1 (б). Для измерения частотного отклика детектора использовался набор ламп обратной волны (ВВО), перекрывающих диапазон от 0,1 до 0,4 ТГц. На правой панели рисунка 1 показана частотная зависимость фотоотклика детектора для двух образцов. Нижняя кривая соответствует эталонному образцу с таким же детектором, но без фотонного кристалла. Частотная зависимость его сигнала возникает из-за интерференции электромагнитных волн и возникновения стоячих внутри кристалла *GaAs*, который работает как резонатор. Для образца с фотонным кристаллом показан фотоотклик для двух направлений поляризации падающего СВЧ (верхняя и средняя кривые). Наличие фотонного кристалла проявляется в подавлении большинства пиков, связанных с внутренними отражениями в образце, по-

сколькx электромагнитные волны не могут распространяться вдоль поверхности внутри запрещённой зоны фотонного кристалла. Кроме того, фотонный кристалл проявляется в возникновении резкого пика на частоте  $f = 215$  ГГц с добротностью  $Q = 150$ , связанного с резонансом внутри микрорезонатора. На

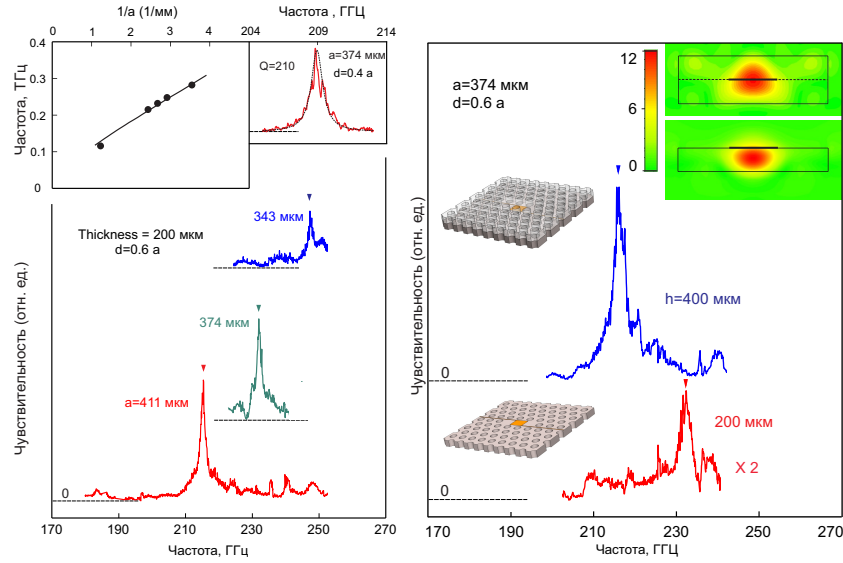


Рис. 2. **Левая панель:** Зависимости фотонапряжения от частоты излучения для фотонных кристаллов с различными периодами. На левой вставке резонансная частота отложена как функция обратного периода  $1/a$  фотонного кристалла. Правая вставка изображает частотную зависимость фотоотклика фотонного кристалла с периодами  $a = 374$  мкм и отверстиями  $d = 0.4a$  (то есть меньше чем на основном рисунке). **Правая панель:** Частотные зависимости фотоотклика для детектора на поверхности фотонного кристалла толщиной  $h = 0.2$  мм (нижняя кривая) и внутри фотонного кристалла удвоенной толщины  $h = 0.4$  мм.

вставке на левой панели рисунка 2 частота резонансов отложена как функция обратной постоянной решётки. Полученные экспериментальные результаты демонстрируют, что исходно широкополосный детектор встроенный в фотонный кристалл получает спектральную избирательность. Набор детекторов с фотонными кристаллами настроенными на разные длины волн могут служить “спектрометром на чипе” для терагерцового излучения. На вставке на левой панели рисунка 2 показано влияние диаметра отверстий фотонного кристалла на ширину запрещённой зоны и положение резонанса. Уменьшение диаметра отверстий увеличивает размер микрорезонатора, что, в свою очередь, приводит к уменьшению резонансной частоты с  $f = 231$  ГГц до 209 ГГц. На этом фотонном кристалле была получена добротность  $Q = 210$ . Кроме того, запрещённая зона фотонного кристалла с диаметром отверстий  $d = 0.4a$  составляет всего  $\Delta f = 18$  ГГц, что гораздо меньше запрещённой зоны  $\Delta f \approx 50$  ГГц фотонного

кристалла  $d = 0.6a$ . Эти ширины запрещённых зон качественно согласуются с теоретическими расчётами, которые предсказывают, что запрещённая зона полностью исчезает при диаметре отверстий  $d = 0.17a$ . В условиях резонанса электрическое поле сосредоточено в основном внутри диэлектрического слоя подложки фотонного кристалла (см. врезки на рисунке 1), таким образом, детектор расположенный на поверхности чувствует лишь "хвост" распределения электромагнитного поля, что существенно уменьшает его эффективность. Для проверки данного предположения, мы поместили идентичный фотонного кристалла поверх исследуемого (правая панель рис. 2). Нижняя кривая на правой панели рисунка 2 показывает фотоотклик детектора помещённого на поверхности фотонного кристалла с периодом  $a = 374$  мкм и толщиной  $h = 200$  мкм. Верхняя кривая соответствует фотоотклику детектора помещённого между двумя идентичными фотонными кристаллами с периодом  $a = 374$  мкм и общей толщиной  $h = 400$  мкм. Амплитуда резонанса существенно вырастает когда детектор помещён внутрь диэлектрического фотонного кристалла.

**Глава 4** посвящена изучению явлений обусловленных двухлучевой и многолучевой интерференции плазменных волн в ДЭС.

Раздел 4.1 посвящён исследованию новых плазменных мод в полосках ДЭС с различающимися граничными условиями по току и потенциалу.

Обычно для фундаментальной моды на длине полоски укладывается половина длины волны плазмона, что соответствует волновому вектору  $q \approx \pi/L$ . Экспериментальные исследования показали, что данный случай реализуется лишь в симметричных структурах при возбуждении колебаний зарядовой плотности однородным электромагнитным полем. Однако, в прикладных задачах часто встречаются структуры с существенно отличающимися граничными условиями для тока и потенциала на концах. Оказалось, что в несимметричных полосках нижайшая возбуждаемая мода имеет частоту вдвое меньшую частоты фундаментальной моды в симметричной полоске, то есть приблизительно равную частоте одномерного плазмона для волнового вектора  $q = \pi/2L$ , соответствующему тому, что на длине полоски укладывается четверть длины волны плазмона. Магнитоплазменные резонансы регистрировались с помощью транспортной и ректификационной методик. На шайбе были изготовлены мезы в форме полосок шириной  $w = 100$  мкм и длинами  $L = 1, 8; 1,28; 0,8$  и  $0,35$  мм. На одном или на обоих концах полосок были вожжены омические контакты к ДЭС. Микроволновое излучение от генератора подводилось с помощью коаксиального кабеля, подключенного к копланарной CPW линии, которая, в свою очередь, была соединена короткими проводочками к "пальчиковым" затворам (рисунок 3 слева) с помощью ультразвуковой сварки. На левой панели рисунка 3 показаны зависимости дифференциального (по мощности СВЧ излучения) магнетосопротивления от частоты микроволнового излучения для несимметричной полоски с контактом на одной стороне (верхняя кри-

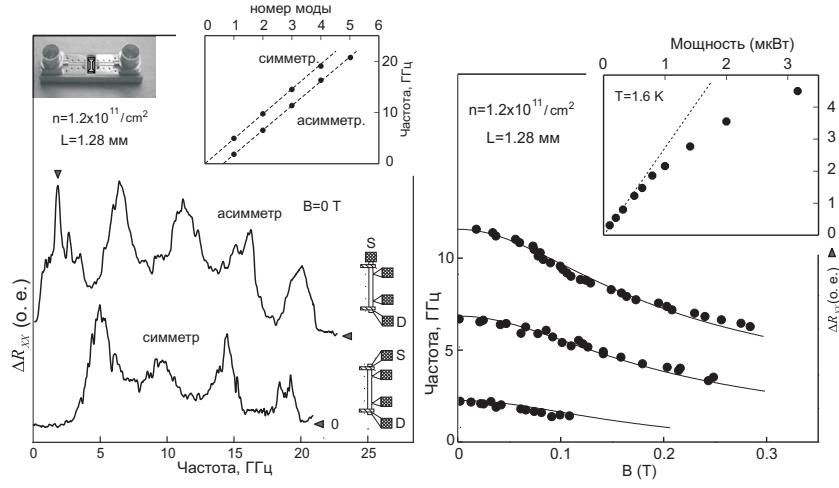


Рис. 3. **Левая панель:** Частотные зависимости дифференциального сопротивления, измеренные на образцах с различными граничными условиями. На вставке показана зависимость частотного положения возбуждаемых плазменных мод от их номера для симметричной и несимметричной полоски. **Правая панель:** Магнитодисперсия плазменных мод в несимметричной полоске. Теоретические кривые показаны сплошными линиями. На вставке приведена зависимость амплитуды плазменных резонансов в несимметричной полоске от мощности СВЧ.

вая) и для симметричной полоски с контактами с двух сторон (нижняя кривая). Приведённая зависимость фотонапряжения от частоты излучения относится к полоске длиной  $L = 1,28$  мм с электронной концентрацией  $n_s = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в нулевом магнитном поле  $B = 0$  Т. Из приведённых зависимостей видно, что в несимметричной полоске частоты плазменных мод сдвинуты при том же расстоянии между ними. Кроме того следует отметить, что частота нижней моды приблизительно равняется  $\omega_0 (q = \pi/L) / 2$  - приблизительно вдвое меньше частоты плазмона с волновым числом  $q = \pi/L$ . Отсюда можно сделать предположение, что в несимметричной полоске возбуждаются моды с волновыми векторами  $q_N = (N + 1/2)\pi/L$  ( $N = 1, 2, \dots$ ). На вставке к левой панели рисунка 3 показаны частоты плазменных мод более высоких мод и их зависимость от номера моды. В несимметричной полоске наблюдается сдвиг резонансов на величину  $(0,59 \pm 0,02)\omega^*$ , где  $\omega^* = \omega_0 (q = \pi/L)$  - частота фундаментальной моды в симметричной полоске, соответствующая волновому числу  $q = \pi/L$  когда на длине полоски умещается половина длины плазменной волны. Это значит, что в наших экспериментах четверть волны не на много превышает длину полоски. На правой панели рисунка 3 показана магнитолевая зависимость частоты плазменных мод в несимметричной полоске шириной  $W = 0,1$  мм и длиной  $L = 1,28$  мм. Сходство магнитодисперсий нижней и кратных мод говорит об идентичности распределения зарядовой плотности в ДЭС в направлении,

перпендикулярном полоске. Эксперимент также показывает, что амплитуды фундаментальной и высших мод обладают одинаковой зависимостью от мощности возбуждающего микроволнового излучения (смотри вставку к правой панели рисунка 3). Амплитуда резонансов ведет себя линейно в области малых мощностей падающего микроволнового излучения и выходит на насыщение при мощностях в несколько микроватт. Сходство поведения амплитуд всех наблюдаемых в несимметричной полоске максимумов сигнала позволяет предположить, что их происхождение связано с разогревом электронной системы при резонансном поглощении СВЧ. Были проведены исследования влияния кон-

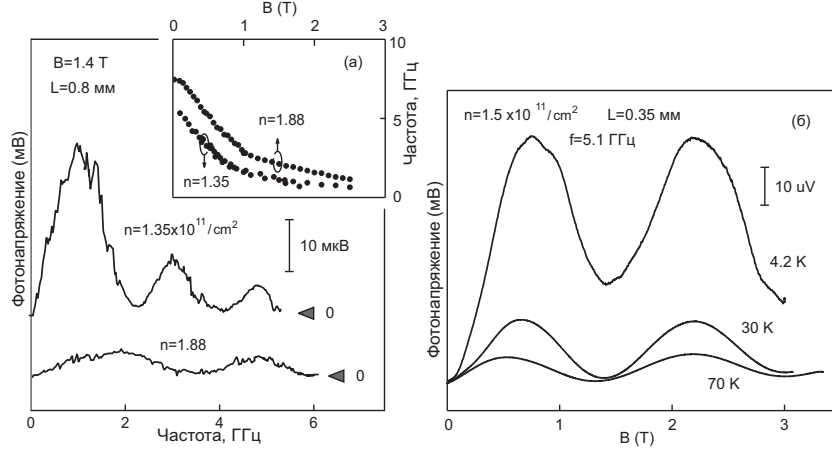


Рис. 4. (а) Влияние изменения электронной плотности на нижайшую и кратные по частоте плазменные моды в несимметричной полоске. На вставке показана магнитодисперсия мод в несимметричной полоске для  $n_s = 1,35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_s = 1,88 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (б) Температурное поведение магнитоплазменных мод, измеренное в несимметричной полоске. Резонанс в магнитном поле 0,7 Т соответствует нижайшей магнитоплазменной моде с  $q_1 \approx \pi/2L$ , а в поле 2,4 Т кратной моде с  $q_2 \approx 3\pi/2L$ .

центрации электронов и температуры на нижайшую и высшие плазменные моды, обнаруженные в несимметричной полоске. Для изменения концентрации электронов с  $n_s = 1,35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_s = 1,88 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  применялась кратковременная подсветка красным светодиодом. Как видно из рисунка 4(а), при увеличении концентрации двумерных электронов частоты основной ( $f_0(q_1)$ ), где  $q_1 \approx \pi/2L$  и кратной  $f_0(q_2)$  (где  $q_2 \approx 3\pi/2L$ ) увеличиваются. На вставке к рисунку 4 показана зависимость частоты плазменного резонанса от магнитного поля для двух значений концентрации. Данные зависимости демонстрируют, что частоты всех плазменных мод  $f_0(q_i)$  подчиняются закону дисперсии одномерного плазмона. На рисунке 4(б) показаны зависимости фотонапряжения на несимметричной полоске длиной  $L = 0,35 \text{ мм}$  при частоте  $f = 5,1 \text{ ГГц}$  от магнитного поля для нескольких значений температуры. При увеличении температуры с 4,2 К до 70 К амплитуды сигналов соответствующих фундамен-

тальной и кратной модам падают приблизительно в 10 раз, что свидетельствует об одинаковом механизме затухания этих мод в несимметричной полоске.

В разделе 4.2 изучаются свойства КМП, распространяющихся вдоль полоски ДЭС с периодически промодулированной шириной. В спектре КМП в такой системе было экспериментально обнаружено возникновение щелей и исследована зависимость их положения от величины магнитного поля и концентрации электронов. Поведение плазменных волн в такой системе аналогично поведению света в фотонных кристаллах, а также распространению плазмон-поляритонов вдоль поверхности периодическими металлическими структурами. Однако, в отличие от света, скоростью плазменных волн в ДЭС можно управлять, изменяя концентрацию электронов в системе  $n_s$  или прикладывая перпендикулярное магнитное поле  $B$ . Это позволяет изменять дисперсию плазмонов в плазмонном кристалле, и, следовательно, изменять положение запрещенных зон.

Исследования проводились в ДЭС на базе гетероперехода  $GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  в форме сходной со стандартным холловским мостиком (схематически показана на левой панели рисунка 5). Из центральной мезы выходят несколько полосок с воженными омическими контактами на концах. Две из полосок имели постоянную ширину, в то время как на остальных полосках были выполнены периодические сужения. Измерения проводились при темпе-

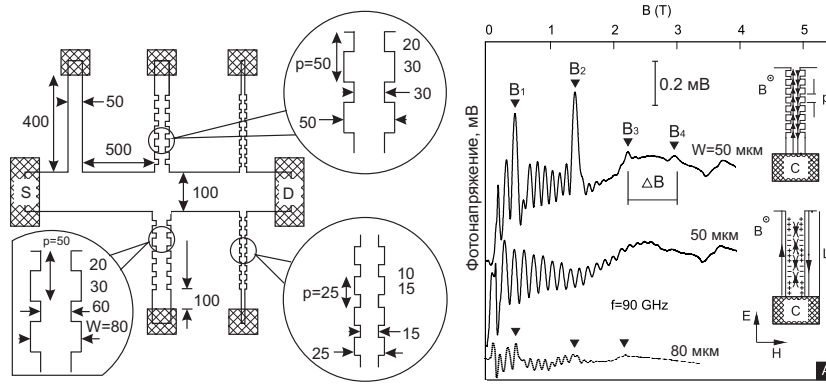


Рис. 5. **Левая панель:** Вид мезы на исследуемом образце. Все размеры на рисунке указаны в микрометрах. **Правая панель:** Зависимость фотонапряжения от магнитного поля на референсной полоске постоянной ширины 50 мкм (средняя кривая) и полоске с модуляцией с периодом 50 мкм (верхняя кривая). Данные отвечают концентрации  $n_s = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

ратуре  $T = 4,2 \text{ K}$  с помощью ректификационной методики. На правой панели рисунка 5(a) показаны магнитополевые зависимости фотонапряжения для трёх геометрий боковых полосок. Средняя кривая отвечает фотонапряжению между истоком и контактом на полоске постоянной ширины. На этой зави-

симости наблюдаются частые  $B$ -периодические осцилляции. Эти осцилляции объясняются распространением КМП [5]. Электромагнитная волна наводит на контактах высокочастотные колебания потенциала, которые возбуждают волну зарядовой плотности в ДЭС. Резкое изменение геометрии (ширины полоски) на конце полоски приводит к отражению КМП, распространяющегося от контакта на полоске в сторону центральной мезы. Таким образом возникает КМП, распространяющийся в обратном направлении по другой стороне полоски. Возбуждённая на контакте и отражённая плазменные волны интерферируют. При конструктивной интерференции большой высокочастотный сигнал выпрямляется и даёт сигнал фотонапряжения. При достаточно большой величине магнитного поля магнитодисперсия КМП может быть описана  $\omega \propto \frac{n_s}{B} q$  [2], где  $\omega$  - круговая частота падающего микроволнового излучения и КМП. Для возникновения конструктивной интерференции  $q$  должен принимать значение кратное  $\frac{\pi}{L}$ , где  $L$  - полная длина полоски. При фиксированном значении концентрации электронов в ДЭС и частоте возбуждающего микроволнового излучения, можно ожидать  $B$ -периодически осцилляции фотонапряжения с периодом  $\Delta B \propto n_s/(L\omega)$ , которые и наблюдаются в эксперименте. На полоске с периодически изменяющейся шириной рассеяние КМП распространяющегося вдоль одной стороны полоски происходит на каждом периоде модуляции ширины и можно ожидать, что полоска с модулированным краем будет работать как плазмонное Брэгговское зеркало. В таком случае пики в фотонапряжении должны возникать, когда выполняется закон Брэгга:  $q = (\pi/p)N$ , где  $N$  - целое число и волны отражённые от каждого периода интерферируют конструктивно. Сопоставляя закон дисперсии плазмона и условие Брэгга, Брэгговское отражение для фиксированного  $\omega$  должно давать  $B$ -периодические осцилляции с периодом  $\Delta B \propto \frac{n_s}{\omega p}$ . Рисунок 6 иллюстрирует влияние частоты возбуждающего микроволнового излучения на зависимости фотонапряжения от магнитного поля  $B$ . Данные приводятся для плазмонного кристалла с периодом  $p = 50$  мкм. Брэгговские пики смещаются в область меньших магнитных полей, а период  $\Delta B$  осцилляций уменьшается при увеличении частоты микроволнового излучения в соответствии с приведённым выше выражением. Рисунок 7(а) демонстрирует, что удвоение периода брэгговской структуры уменьшает период особенностей  $\Delta B$ , связанных с многолучевой интерференцией, вдвое. Это согласуется с выражением для период брэгговских пиков и демонстрирует, что уменьшение периода брэгговской структуры увеличивает разницу энергий соседних запрещённых зон. Рисунок 7(б) показывает, что период  $\Delta B$  сохраняется, если концентрация электронов в ДЭС и частота падающего микроволнового излучения изменяются в одинаковое число раз. На рисунке отношение концентраций, а также частот микроволнового излучения равняется приблизительно 2,4. Эти измерения являются наглядной демонстрацией того что ДЭС даёт дополнительные степени свободы по сравне-

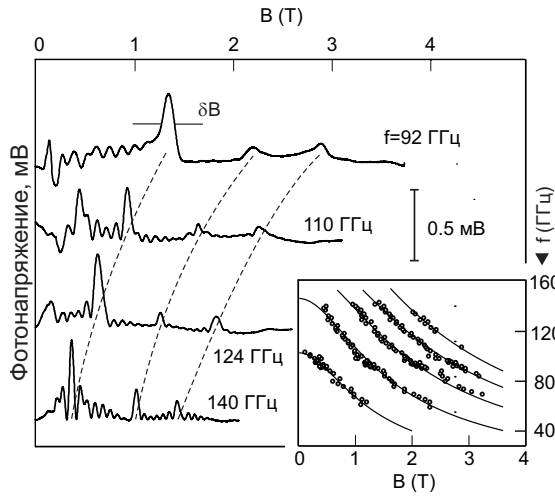


Рис. 6. Зависимости фотонапряжения от магнитного поля в "плазмонном" кристалле для различных частот СВЧ. На вставке на рисунке отмечены магнитные поля в которых наблюдаются брэгговские пики при разных частотах СВЧ. Тонкими линиями показаны теоретические зависимости согласно [3].

нию с диэлектрическими и металл-диэлектрическими фотонными кристаллами. Дисперсионные свойства плазмонных кристаллов могут быть подстроены "на месте".

В Главе 5 изучаются свойства краевых (в том числе акустических) магнитоплазмонов в режиме КЭХ. В качестве методики регистрации размерных магнито-плазменных резонансов была выбрана методика оптического детектирования.

Раздел 5.1 посвящён исследованию свойств фундаментальной моды КМП в условиях КЭХ. В данной работе исследовалась одиночная КЯ  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . На структуре была вытравлена меза в форме диска диаметром 1 мм. Концентрация электронов составляла  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Подвижность электронов извлекаемая из транспортных измерений составляла  $6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при 4,2 К. На левой панели рис. 8 показан типичный спектр КМП в условиях КЭХ (фактор заполнения немного больше двух) при различных температурах. На спектре измеренном при температуре 1 К видны первая и вторая моды КМП с радиальными и азимутальными числами  $n = 0, l = 1; n = 0, l = 2$ . При понижении температуры в фиксированном магнитном поле (соответствующем  $\nu = 2,08$ ) фундаментальная мода КМП расщепляется на две. При этом ширина обеих расщепившихся мод примерно вдвое меньше ширины фундаментальной моды до расщепления. Мы связываем данное расщепление с возникновением и увеличением ширины несжимаемой полоски, возникающей на краю ДЭС в режиме КЭХ согласно модели D. V. Chklovskii et al., 1992 [6]. Ширина несжимаемой полоски обратно пропорциональна градиенту профиля концентрации  $\frac{dn}{dx}$  [6]. По мере увеличения магнитного поля и приближения к целочисленному фактору заполнения, в месте нахождения верхней несжимаемой полоски профиль электронной плотности



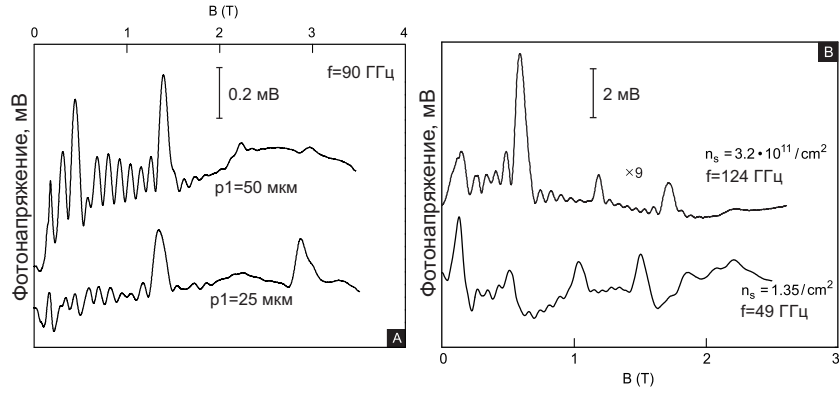


Рис. 7. (а) Влияние периода плазмонного кристалла на расстояние по магнитному полю между последовательными брэгговскими максимумами. Удвоение периода кристалла приводит к сокращению вдвое периода пиков  $\Delta B$ . (б) Магнитооптическая зависимость фотонапряжения на полоске с фотонным кристаллом с периодом  $p = 50$  мкм для двух значений концентрации. Для сохранения периода брэгговских пиков потребовалось пропорционально изменить частоту микроволнового излучения.

становится все более и более пологим, а значит ширина верхней несжимаемой полоски резко возрастает. Таким образом, при понижении температуры и приближении к целочисленному фактору заполнения ширина несжимаемой полоски увеличивается, и создаются условия для наблюдения расщепления основной краевой моды на две, распространяющиеся с двух сторон от несжимаемой полоски. На правой панели рис. 8 показана зависимость амплитуды резонанса КМП от фактора заполнения. На рис. 8b показана амплитуды верхней линии расщепленной моды и амплитуды основной линии КМП в полях, при которых расщепление не наблюдается. На рис. 8a изображена зависимость амплитуды нижней линии расщепленной магнитоплазменной моды. Видно, что интенсивности обеих мод увеличиваются по мере приближении к середине холмовского плато.

Раздел 5.2 посвящён обнаружению и исследованию новых низкочастотных мод, соответствующих акустическим краевым магнитоплазмонам (АКМП). В ранних теоретических работах по КМП на краю ДЭС и на границе областей двух концентраций внимание уделялось основной моде КМП, имеющей спектр

$$\omega_0(q_y) = \frac{2Ne^2}{\epsilon m^* \omega_{c,j}} q_y \left( \ln \frac{2}{2q_y a} + C \right) \quad (1)$$

Где  $N$  - концентрация двумерных электронов,  $\epsilon$  - усреднённая диэлектрическая проницаемость,  $m^*$  - эффективная масса электрона, а константа  $C$  зависит от конкретного профиля концентрации электронов вблизи края ДЭС. Распределение заряда  $\rho_j(x)$  в такой моде вдоль оси  $-X$ , перпендикулярной краю ДЭС монополюсно (см. вставку с  $j = 0$  на правой панели рис. 9). Однако теория [7] предсказывает также существование дополнительных, "мягких" краевых маг-

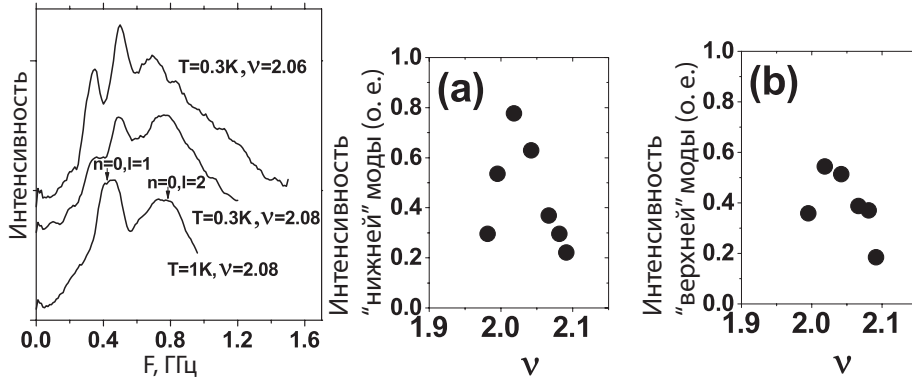


Рис. 8. **Левая панель:** Спектры микроволнового поглощения, измеренные вблизи фактора заполнения 2 при различных температурах. **Правая панель:** Зависимость интенсивности линий расщеплённых мод КМП от магнитного поля. а: Интенсивность нижней линии расщеплённой моды. б.: Интенсивность верхней линии расщеплённой моды. нитоплазменных мод с меньшей на порядок частотой и акустическим законом дисперсии:

$$\omega_j(q_y) = S_j q_y, \quad j = 1, 2, \dots \quad S_j = \frac{2N e^2}{\epsilon m^* \omega_{c,j}} \quad (2)$$

Плотность заряда  $\rho_j(x)$  в  $j$ -ой мультипольной краевой моде меняет знак  $j$  раз вдоль направления перпендикулярного краю образца. Основная трудность экспериментального обнаружения и изучения АКМП связана с их мультипольной природой, поскольку из-за дипольного, квадрупольного и т.д. распределения заряда, они слабо взаимодействуют с однородным возбуждающим переменным электрическим полем. Исследования проводились на одиночной КЯ  $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$  шириной 300 Å, на которой была вытравлена меза в форме диска диаметром 1 мм. Концентрация двумерных электронов составляла  $1,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность  $6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 4,2К. На левой панели рис.9 показаны типичные частотные зависимости интенсивности резонансного поглощения полученные вблизи факторов заполнения  $\nu = 2$  и 4. На спектрах соответствующих факторам заполнения далеким от целочисленного видна лишь основная монополярная мода, проявляющаяся в виде резонанса на частоте  $\sim 450 \text{ МГц}$  в поле 3,66 Тл ( $\nu = 2,15$ ) и 850 МГц в поле  $B = 1,75 \text{ Т}$  ( $\nu = 2,15$ ). Однако в условиях КЭХ вблизи целочисленного фактора заполнения (см. зависимость на левой панели рис.9 для  $\nu = 2,05$ ) в низких частотах можно увидеть дополнительную узкую линию, идентифицируемую нами как АКМП с  $j = 1$ . Ширина акустических магнито-плазменных резонансов значительно уже, то есть они обладают меньшим затуханием, чем монополярные КМП. На правой панели рис. 9 показана зависимость частоты мод АКМП от фактора заполнения  $\nu$ . Сплошными линиями показаны теоретические зависимости 1 и 2 для  $j = 0, 1, 2$ . Несмотря на то, что теоретическая формула 2

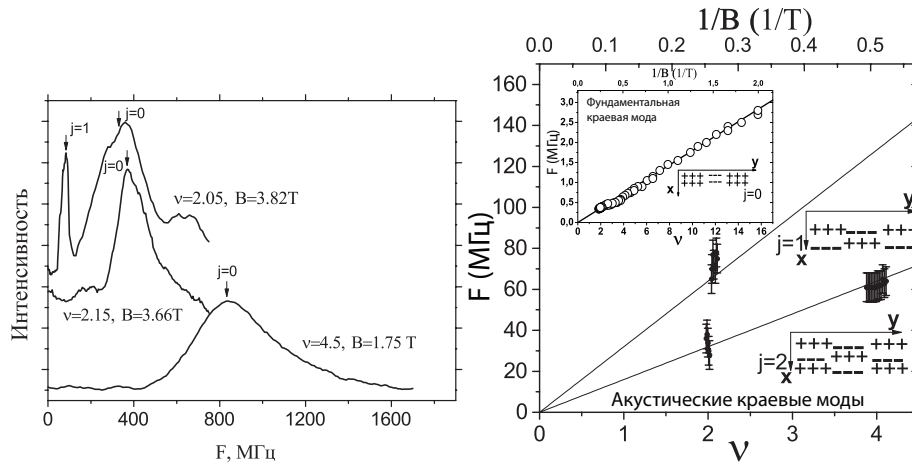


Рис. 9. **Левая панель:** Спектры поглощения микроволнового излучения, измеренные в ДЭС в форме диска  $d = 1$  мм в различных магнитных полях.  $j = 0$  обозначает фундаментальную монополюсную краевую моду,  $j = 1$  – первую акустическую моду. **Правая панель:** Экспериментальные зависимости частот резонансного возбуждения различных КМП от фактора заполнения. Сплошной линией проведены теоретические зависимости частоты фундаментальной  $j=0$  (на вставке) и акустических  $j=1,2$  мод. Рядом с каждой краевой модой схематично показано распределение заряда.

получена без учета КЭХ и реального устройства края ДЭС, она довольно хорошо описывает положение обнаруженных резонансов. Ширина линии резонанса в спектре поглощения позволяет оценить время затухания АКМП:  $\gamma \approx 1/\tau_j$ . В диссертации были подробно исследованы интенсивности и ширины линий резонансного поглощения, связанных с возбуждением АКМП, от фактора заполнения и температуры. Выяснилось, что интенсивности линий АКМП резко возрастают по мере приближения к середине холловского плато и быстро спадают по мере удаления от него или с ростом температуры. Затухание АКМП резко уменьшается в условия КЭХ. При повышении температуры или уходе по магнитному полю от целочисленного фактора заполнения перестаёт выполняться условие  $\omega_j \tau_j > 1$ , добротность резонанса становится менее 1, и линия АКМП пропадает. Таким образом подтверждается связь времени затухания акустической краевой моды и ширины несжимаемой полоски: с понижением температуры несжимаемой полоски уширяется, вместе с ней сужается линия АКМП.

**Глава 6** посвящена изучению ЭПР в ДЭС с высокой подвижностью. При ЭПР поглощение микроволнового излучения приводит к переходу электрона из нижнего спинового состояния в возбуждённое. При этом на основном спиновом подуровне образуется дырка. Возникшее связанное состояние электрона с перевернутым спином и дыркой на нижнем спиновом подуровне называется

спиновым экситоном (или спиновой волной). В транспорте участвуют свободные квазичастицы и квазидырки, то есть, в результате стандартных магнито-транспортных экспериментов следует ожидать значений спинового расщепления, соответствующего пределу бесконечных волновых векторов спинового экситона, то есть, близких к обменной энергии. Такое поведение термоактивационной магнитопроводимости хорошо известно и было интерпретировано в терминах гигантского усиления электронного  $g$ -фактора обменным взаимодействием. При поглощении микроволнового излучения в ЭПР возбуждаются спиновые экситоны с  $k = 0$ , таким образом, исследование ЭПР даёт значение неусиленного, одночастичного  $g$ -фактора [8]. Тем не менее, электрон-электронное взаимодействие может влиять, например, на ширину линии ЭПР, так как одним из основных механизмов релаксации спина является экситон-экситонное рассеяние, вероятность которого задаётся дисперсией спиновых экситонов, которая в свою очередь, определяется электронным взаимодействием. Эксперименты производились на дельта-легированных кремнием гетероструктурах  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  с направлением роста [001]. Характерная концентрация электронов составляла  $1,2 - 1,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , а подвижность находилась в диапазоне от  $1 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$  до  $7 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$ . Для детектирования ЭПР была выбрана методика, основанная на чрезвычайной чувствительности магнетосопротивления ДЭС к ЭПР, когда уровень Ферми находится между спин-расщеплёнными подуровнями заданного уровня Ландау [8]. Типичный

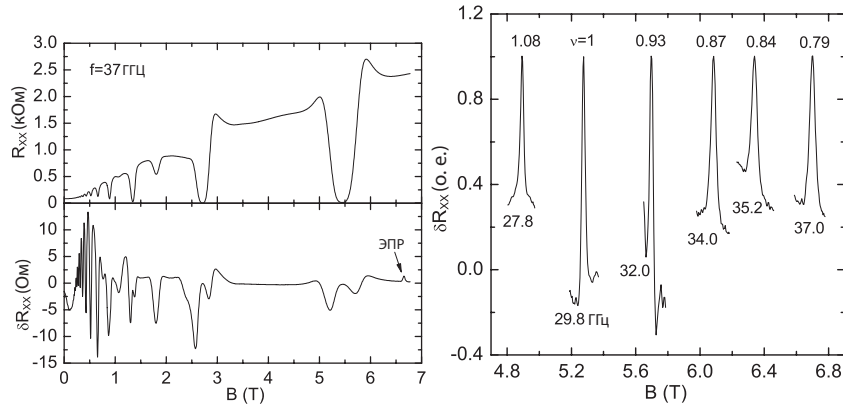


Рис. 10. **Левая панель:** Типичная зависимость продольного магнетосопротивления  $R_{xx}$  (вверху) и его вариации  $\delta R_{xx}$  под воздействием СВЧ облучения (внизу). Положение линии ЭПР показано стрелкой. **Правая панель:** Примеры линий ЭПР, измеренных при различных частотах СВЧ.

вид зависимости изменения продольного магнетосопротивления под действием СВЧ  $\delta R_{xx}$  от магнитного поля показан внизу на левой панели рисунка 10.

Сигнал ЭПР проявляется в виде чрезвычайно узкой линии, которая при частоте микроволнового излучения 37 ГГц наблюдается в магнитном поле 6,7 Тл. Положение линии ЭПР по магнитному полю было исследовано при различных частотах микроволнового излучения. Обратная полуширина контура ЭПР, измеренного при развертке по частоте непосредственно даёт время спиновой релаксации в системе двумерных электронов. Оказалось, что время спиновой релаксации может быть чрезвычайно длинным. Так при факторе заполнения  $\nu = 1$  оно составляло  $\tau = 10$  нс. Мы подробно исследовали ЭПР вблизи нечёт-

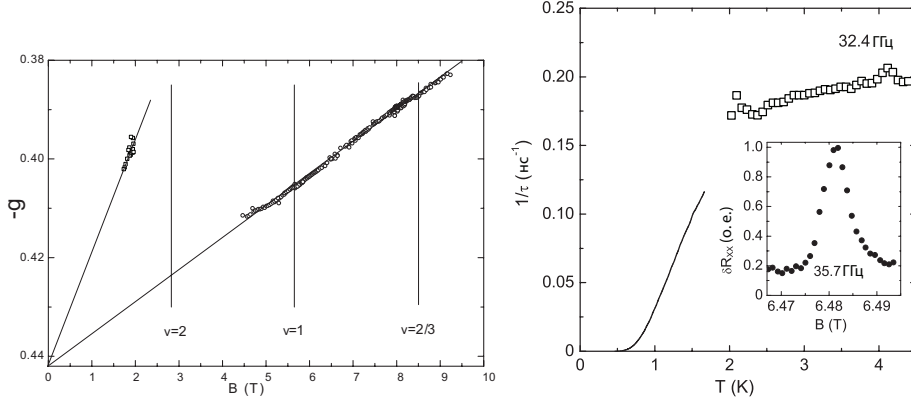


Рис. 11. **Левая панель:** Зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля. **Правая панель:** Экспериментальная (символы) и теоретическая (линия) зависимости обратной времени спиновой релаксации от температуры при факторе заполнения равном 1. На вставке показан пример контура ЭПР с шириной 6 мТ.

ных факторов заполнения  $\nu = 3, 1$ , а также вблизи лафлиновского состояния  $\nu = 2/3$ . По этим данным была построена зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля (см. левую панель рис. 11). В данной зависимости наблюдались скачкообразные разрывы при чётных факторах заполнения. Следует отметить, что в работах предшественников [9] скачкообразное изменение  $g$ -фактора на чётных факторах заполнения объяснялось скачком химического потенциала системы на циклотронную энергию. Однако, если бы подобное объяснение было истинным, то аналогичный скачок  $g$ -фактора должен был наблюдаться на факторе заполнения  $\nu = 1$ . В самом деле: величина активационной щели в наших образцах при факторах заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ , составила  $\Delta E_{act} = 34.2K$  и  $\Delta E_{act} = 59K$  соответственно, то есть скачок химического потенциала на факторе заполнения  $\nu = 1$  сравним по величине с скачком химического потенциала на  $\nu = 2$  и следовало ожидать его проявления в зависимости  $g$ -фактора от магнитного поля вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$ , чего не наблюдается в эксперименте. Вместо этого мы связываем поведение  $g$ -фактора с поведением энергии уровня, переходы с которого изучаются. При

факторах заполнения  $\nu < 2$  мы наблюдаем переходы в пределах уровня Ландау  $N = 0$  с низшего спинового подуровня на возбуждённый. Если мы начнём уменьшать магнитное поле, энергия этого подуровня будет уменьшаться,  $g$ -фактор будет отслеживать это изменение и будет, оставаясь отрицательным, увеличиваться по модулю. По мере приближения к фактору заполнения  $\nu = 2$ , количество свободных мест на подуровне со спином вверх будет уменьшаться и амплитуда сигнала ЭПР будет также снижаться. Вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  мы прекращаем видеть переходы внутри нулевого уровня Ландау  $N = 0$  и, при дальнейшем уменьшении магнитного поля, начинаем наблюдать переходы на первом уровне Ландау  $N = 1$ . Таким образом, вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  происходит скачкообразное увеличение энергии уровня, с которого происходят переходы с переворотом спина при ЭПР, что в свою очередь, приводит к скачкообразному изменению  $g$ -фактора. Поскольку в КЯ на базе гетероперехода *GaAs-AlGaAs*  $g$ -фактор несёт информацию о энергии основного состояния, с которого при ЭПР наблюдаются переходы с переворотом спина, изучение зависимости  $g$  от магнитного поля позволяет сделать вывод о поведении энергии основного состояния системы. Так, например, изучение поведения  $g$ -фактора вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$  позволило сделать вывод, что энергия основного состояния системы на этом факторе заполнения практически не изменяется. Данная постановка эксперимента позволяла измерять время спиновой релаксации двумерных электронов и его зависимость от температуры для различных фиксированных значениях фактора заполнения. Для выяснения доминирующего механизма спинового рассеяния было проведено экспериментальное изучение зависимости времени спиновой релаксации от температуры при фиксированном факторе заполнения  $\nu = 1$  и сравнение результатов с теоретическим расчётом [10]. Результаты измерений представлены на правой панели рис. 11. Сопоставление экспериментальных данных с результатом теоретического расчёта позволяет сделать однозначный вывод, что в диапазоне температур 1,5К-4 К основным механизмом спиновой релаксации является экситон - экситонное рассеяние.

**В Заключение** подытожены основные результаты исследований, представленных в диссертации и обсуждаются перспективные направления дальнейшей экспериментальной деятельности.

### **Список публикаций автора по теме диссертации**

(A1) Muravev, V. M. Tunable Plasmonic Crystals for Edge Magnetoplasmons of a Two-Dimensional Electron System / V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, W. Dietsche, and K. von Klitzing // Phys. Rev. Lett.—2008.—V. 101.—P. 216801

(A2) Ханнанов, М. Н. Экспериментальное наблюдение краевых акустических магнитоплазменных возбуждений в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла / Ханнанов, М.Н., Фортунатов, А.А., Кукушкин, И.В. // Письма в ЖЭТФ.—2009.—т. 90.—в. 10.—с. 740.

(A3) Нефедов, Ю. А. Спиновая релаксация двумерных электронов в холлов-

ском ферромагнетике / Нефедов, Ю.А., Фортунатов, А.А., Щепетильников, А.В., Кукушкин, И.В. // Письма в ЖЭТФ.-2010.—т. 91.—в. 7.—с. 385.

(А4) Муравьев, В. М. Экспериментальное исследование плазменных возбуждений в несимметричных полосках двумерных электронов/Муравьев, В.М., Фортунатов, А.А., Дремин, А.А., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ.-2010.—т. 92.—в. 7.—с. 513.

(А5) Ханнанов, М. Н. Проявление несжимаемых полосок в спектре краевого магнитоплазмона в условиях квантового эффекта Холла / М. Н. Ханнанов, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ.-2011.—т. 93.—в. 11.—с. 736.

(А6) Kukushkin, I. V. High-speed giga-terahertz imaging device and method / Igor Kukushkin, Viacheslav Muravev, Gombo Tsydynzhapov, Anton Fortunatov // Заявка в патентное бюро США-заявка номер US 13/336,912. Дата публикации 27.06.2013

(А7) Muravev, V. M. Spectroscopy of terahertz radiation using high-Q photonic crystal microcavities / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, G. E. Tsydynzhapov, A. A. Fortunatov, and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B-2012.— V. 86.—P. 235144.

(А8) Муравьев, В. М. Многолучевая интерференция плазменных волн в двумерном электронном газе / В.М. Муравьев, А.А. Фортунатов, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг // VIII Российская конференция по физике полупроводников, "ПОЛУПРОВОДНИКИ-2007": г.Екатеринбург, (устный доклад)

(А9) Фортунатов, А. А. Многолучевая интерференция краевых магнитоплазменных волн в плазмонном кристалле / А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин // 51-ая научная конференция МФТИ. Секция физики твёрдого тела и проблем теоретической физики -2008

(А10) Фортунатов, А. А. Электронный спиновый резонанс в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла / Ю.А.Нефедов, И.В. Кукушкин // IX Российская конференция по физике полупроводников, "ПОЛУПРОВОДНИКИ-2009": г. Новосибирск-Томск, (устный доклад).

(А11) Muravev, V. M. High-speed THz semiconductor imaging camera / Viacheslav Muravev, Gombo Tsydynzhapov, Anton Fortunatov and Igor Kukushkin // International Workshop on Optical Terahertz Science and Technology (OTST)-2013.

## Список литературы

- [1] V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. **27.2**, chapter 15, pages 855–907, (1991).
- [2] В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1985).
- [3] I. L. Aleiner, D. X. Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
- [4] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **72**, 161317-161320 (2005).
- [5] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner, and V. I. Falko, Phys. Rev. Lett. **92**, 23 (2004).
- [6] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026–4034, (1992).
- [7] В. А. Волков, С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, том **42**, вып. **11**, стр. 450–453 (1985).
- [8] D. Stein, K. v.Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983)
- [9] M. Dohers, K. v.Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988)
- [10] S. Dickmann, S.L. Artyukhin Spin-wave relaxation in a Quantum Hall Ferromagnet, Письма в ЖЭТФ, **89**, 153 (2008)

**Фортуатов Антон Александрович**

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ  
ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В  
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ  
СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaAs/AlGaAs**

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Подписано к печати 06 сентября 2013 г.  
Тираж 100 экз.

Подготовлено в редакционно-издательском отделе ИПХФ РАН.  
Изд. лицензия № 03894 от 30.01.2001 г.  
142432, г. Черноголовка, Московская обл., пр-т. Академика Н. Н. Семенова, 5  
Отпечатано в типографии ИПХФ РАН