

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА

---

На правах рукописи

Фортунатов Антон Александрович

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

**Диссертация  
на соискание учёной степени  
кандидата физико–математических наук**

**Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
член. корр. РАН И.В. Кукушкин**

**Черноголовка 2013**

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Литературный обзор</b>	<b>12</b>
1.1 Введение . . . . .	12
1.2 Объёмные плазмоны . . . . .	12
1.3 Плазмоны в двумерных электронных системах . . . . .	16
1.4 Краевые магнетоплазмоны . . . . .	22
1.5 Одномерные плазмоны . . . . .	25
<b>2 Образцы и экспериментальная техника</b>	<b>28</b>
2.1 Описание образцов и методики их изготовления . . . . .	28
2.2 Экспериментальная методика . . . . .	28
<b>3 Спектроскопия терагерцового излучения с помощью высокодобротных микрорезонаторов в фотонных кристаллах</b>	<b>40</b>
<b>4 Двухлучевая и многолучевая интерференции плазменных волн в полосках двумерных электронов</b>	<b>51</b>
4.1 Плазменные возбуждения в несимметричных полосках ДЭС	51
4.2 Подстраиваемые плазмонные кристаллы в ДЭС . . . . .	60
<b>5 Свойства КМП и АКМП в ДЭС в режиме КЭХ</b>	<b>71</b>
5.1 Фундаментальная мода краевого магнетоплазмона в условиях квантового эффекта Холла . . . . .	71
5.2 Акустические краевые магнетоплазмоны . . . . .	76
<b>6 Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) в двумерных электронных системах с высокой подвижностью</b>	<b>84</b>
<b>Заключение</b>	<b>100</b>
<b>Список используемой литературы</b>	<b>105</b>

## Введение

Одной из самых актуальных и бурно развивающихся областей физики твёрдого тела в последние десятилетия является исследование полупроводниковых низкоразмерных электронных систем. Одним из ярких событий физике твёрдого тела стало открытие двух фундаментальных физических явлений — целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [20, 21], которые привели к появлению нового направления в физике электронных систем пониженной размерности. 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 объёмным магнетоплазменным модам добавляется дополнительный вид магнетоплазменных колебаний - краевые магнетоплазмоны (КМП) [22]. Краевые магнетоплазмоны распространяются вдоль границы ДЭС. В больших магнитных полях краевые магнетоплазмоны [22] сильно локализованы у края ДЭС, имеют бесщелевой спектр  $\omega(q_y)$  и слабо затухают даже при очень низких частотах [26, 27]. 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. Краевые электронные состояния играют важную роль в построении теории КЭХ. Экспериментальное исследование свойств краевых магнетоплазмонов позволит существенно продвинуться в понимании явления КЭХ. Исследование плазменных возбуждений в двумерных электронных системах 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) [28]. В частности подобный интерес вызван уникальными свойствами терагерцового излучения, обещающими широкую область потенциального применения такими как использование в качестве неионизирующей альтернативы рентгеновскому излучению в медицине, контролю качества в промышленности, систем безопасности и высокоскоростных телекоммуникационных систем. Терагерцовый ди-

пазон лежит между 300 ГГц и 3 ТГц, то есть в области частот ниже доступных оптическим систем, но выше частот развитых микроволновых технологий. В этой спектральной области существуют проблемы 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 терагерцовыми излучением “на чипе”. В отличие от электронов в среде, локализовывать, хранить, управлять скоростью света гораздо сложнее. Эти проблемы могут быть решены с помощью фотонных кристаллов, позволяющих манипулировать светом на масштабах порядка длины волны, преодолевая традиционные ограничения. 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 возникновение зонной структуры спектра, включающей запрещённые зоны (щели), вследствие брэгговского рассеяния на периодическом возмущении — это чисто волновое явление, 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 скорость плазменных волн в двумерных электронных системах можно управлять изменения 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.

**Целью диссертационной работы** 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.

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

- Методика транспортного детектирования поглощения микроволнового излучения основана на том, что при резонанском 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 затворы 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.

**Научную новизну работы** составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. 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.
2. 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.
3. 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.

4. 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 магнетоплазменных возбуждений. Данная методика, в частности, позволила впервые детально изучить различные виды плазменных возбуждений в ДЭС на базе *GaAs/AlGaAs* в режиме КЭХ.
5. Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследовано поведение фундаментальной краевой магнетоплазменной 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.
6. 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 магнетоплазмам. Исследована зависимость их частоты и затухания от магнитного поля и температуры.
7. 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 электронный 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.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** В диссертационной работе были получены новые экспериментальные результаты, дающих 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. Даные 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.

### **Апробация работы.**

Результаты представленных в диссертации исследований опубликованы в следующих статьях:

1. V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, W. Dietsche, and K. von Klitzing Tunable Plasmonic Crystals for Edge Magnetoplasmons of a Two-Dimensional Electron System Phys. Rev. Lett. 101, 216801 (2008)
2. Ханнанов, М.Н., Фортунатов, А.А., Кукушкин, И.В. Экспериментальное наблюдение краевых акустических магнетоплазменных возбуждений в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла Письма в ЖЭТФ. -2009. –т. 90. -в. 10. -с. 740
3. Нефедов, Ю.А., Фортунатов, А.А., Щепетильников, А.В., Кукушкин, И.В. Спиновая релаксация двумерных электронов в холловском ферромагнетике Письма в ЖЭТФ. -2010. –т.91. –в.7. –с.385

4. Муравьев, В.М., Фортунатов, А.А., Дремин, А.А., Кукушкин И.В. Экспериментальное исследование плазменных возбуждений в несимметричных полосах двумерных электронов Письма в ЖЭТФ. -2010. -т.92. -в.7. -с.513
5. М. Н. Ханнанов, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, Проявление несжимаемых полосок в спектре краевого магнетоплазмона в условиях квантового эффекта Холла Письма в ЖЭТФ. -2011. -т.93. -в.11. -с.736
6. Phys. Rev. B 86, 235144 (2012) 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
7. 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

Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на научных семинарах в ИФТТ РАН, а также на конференциях:

1. В.М. Муравьев, А.А. Фортунатов, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг Многолучевая интерференция плазменных волн в двумерном электронном газе, VIII Российская конференция по физике полупроводников, “ПОЛУПРОВОДНИКИ-2007”, г.Екатеринбург, (устный доклад)
2. А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, “Многолучевая интерференция краевых магнетоплазменных волн в плазмонном кристалле”. 51-ая научная конференция МФТИ (2008 год). Секция физики твёрдого тела и проблем теоретической физики
3. А.А. Фортунатов, Ю.А.Нефедов, И.В. Кукушкин, “Электронный спиновый резонанс в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла”, IX Российская конференция по физике полупроводников, “ПОЛУПРОВОДНИКИ- 2009”, г. Новосибирск - Томск, (устный доклад).

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

Патентные заявки:

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

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитированной литературы.

В первой главе представлен обзор экспериментальных и теоретических результатов исследований трёхмерных, двумерных, одномерных и краевых плазмонов в различных системах.

Во второй главе описана 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.

В третьей главе рассказано о создании и исследовании гибридной системы фотонный кристалл-плазмонный детектор.

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

В пятой главе изучаются свойства краевых (в том числе акустических) магнетоплазмонов в режиме КЭХ. В качестве методики регистрации размерных магнетоплазменных резонансов была выбрана методика оптического детектирования.

Шестая глава посвящена изучению ЭПР в ДЭС с высокой подвижностью.

Основные результаты сформулированы в конце каждой главы и подытожены в заключении. Работа выполнена в Лаборатории Неравновесных Электронных Процессов (ЛНЭП) Института Физики Твёрдого

тела РАН.

# 1 Литературный обзор

## 1.1 Введение

Плазма в низкомерных электронных системах-интересный объект физических исследований. В этих системах можно проходить от предела слабой связи ( $r_s \ll 1$ ) до случая сильной связи ( $r_s \gg 1$ ). Свойства плазмы могут контролируемо изменяться с помощью внешних полей [1]. Для изучения свойств плазмы обычно исследуют отклик плазмы на внешнее возмущение. Характер отклика плазмы определяется соотношением частотно-временных характеристик внешнего воздействия и важного параметра, который задаёт масштаб времени-плазменной частоты. Плазменная частота-это частота коллективных плазменных колебаний. Пусть в некоторой области пространства была немного нарушена электрическая нейтральность системы. Возникшее в следствие этого возмущения электрическое поле действует на заряженные частицы и создаёт ток заряженных частиц. Движение заряженных частиц будет стремиться вернуть систему в нейтральное состояние, однако из-за инерции частицы проскаивают равновесное положение и процесс повторяется снова. В результате возникает колебательное движение, в котором участвует множество частиц, или коллективные возбуждения зарядовой плотности.

## 1.2 Объёмные плазмоны

Рассмотрим простейшую модель плазменных колебаний, в которой электроны движутся относительно однородно заряженного положительного фона (модель "желе"). Пусть электронный газ смешён как целое по отношению к положительному фону. При этом возникает электрическое поле  $E = 4\pi nei$ , которое стремиться вернуть электроны в положение равновесия. Запишем уравнение движения:

$$nVm \frac{d^2u}{dt^2} = -nVeE = -4\pi Vn^2e^2u,$$

где  $V$ -объём электронного газа,  $n$ -концентрация электронов,  $e$ -заряд электрона,  $m$ -его масса. Уравнение движения можно переписать:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \omega_p^2 = 0,$$

где

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}.$$

Это уравнение описывает колебания с частотой  $\omega_P$ . Частоту  $\omega_P$  называют плазменной частотой. Для продольных плазменных колебаний с малыми волновыми векторами закон дисперсии можно записать в виде:

$$\omega \approx \omega_P \left( 1 + \frac{3q^2 v_F^2}{10\omega_P^2} + \dots \right),$$

где  $v_F$ -скорость Ферми, а  $m$ -эффективная масса электрона. Из этой формулы видно, что спектр объёмных плазмонов стартует с плазменной частоты  $\omega_P$ , которая для металлов имеет порядок  $\hbar\omega_P = 1 - 20$ эВ. Спектр плазмонов обладает слабой квадратичной дисперсией (см. рис. 2), что отражает то, что в трёхмерном случае плазменные волны являются локализованными возбуждениями. Квантованные плазменные колебания называют плазмоном. Плазмон в металле может быть возбужден, если пропускать электроны через металлическую пленку. При прохождении через пленку или отражении от неё электрон будет терять энергию, причём не непрерывно, а порциями, кратными энергии плазмона. В этих экспериментах моноэнергетический электронный пучок с энергией в несколько килоэлектронвольт проходит через фольгу толщиной менее 5000Å [2, 3]. На рис. 1 приведены спектры потерь энергии, полученным в экспериментах с пленками из *Al* и *Mg*. На спектре видна резонансная структура, теоретическое объяснение которой было дано Д.Бомом и Д. Пайнсом [5, 6]. Они показали, что наблюдаемый эффект связан с рождением продольных плазменных волн в металле.

Если внедрить пробный точечный заряд  $q$  внутрь металла, то концентрация электронов вблизи пробного заряда изменится таким образом, чтобы электрическое поле заряда было в значительной мере скомпенсировано полем, создаваемым возмущением однородности концентрации электронов. Говорят, что пробный заряд экранируется электронным

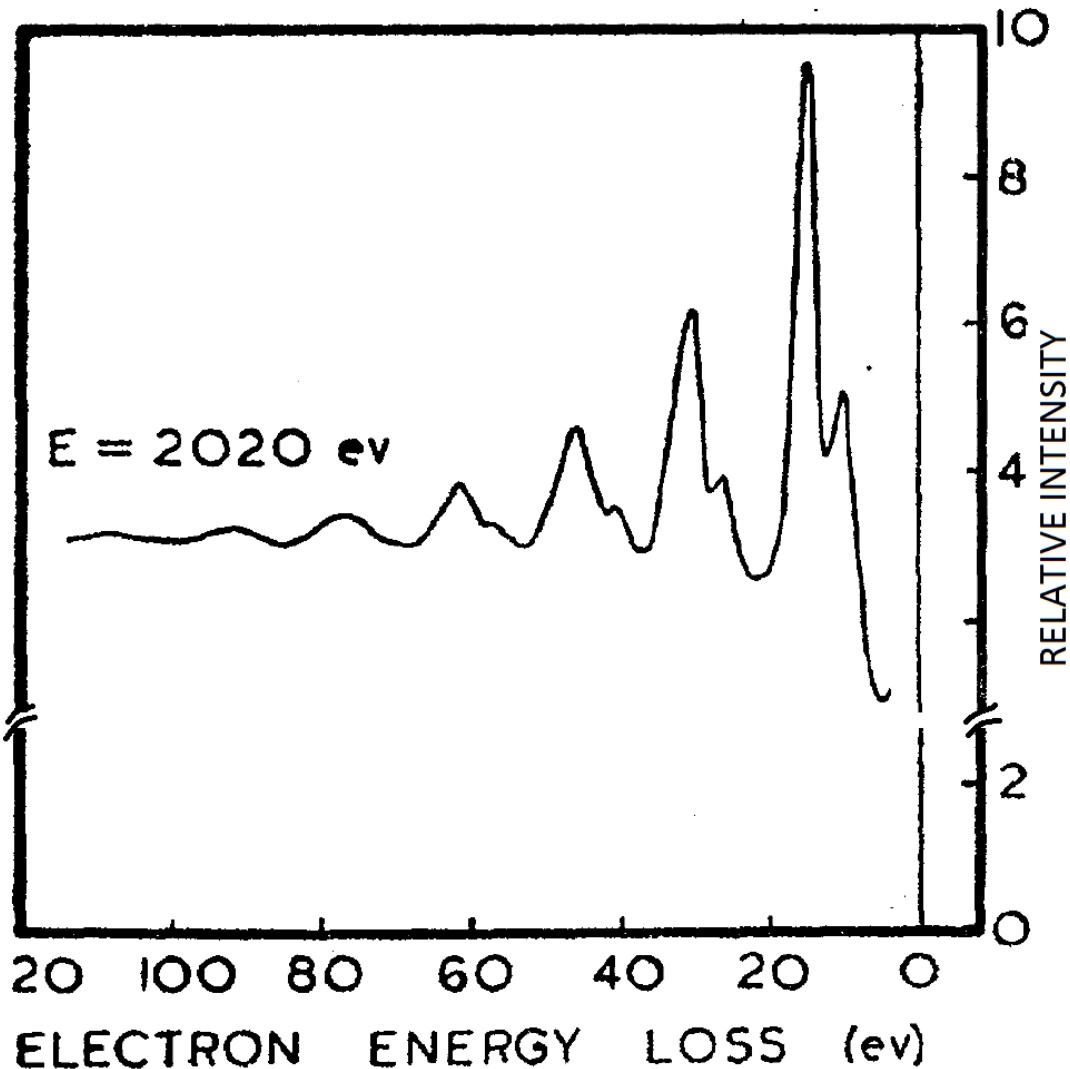


Рис. 1: Спектр потерь энергии, полученным в эксперименте с пленками из алюминия. Энергия пучка электронов равна 2020 эВ. На спектре видна резонансная структура. Энергии, на которых наблюдаются максимумы представляют собой комбинации энергий 10.3 и 15.3 эВ. Энергия 10.3 эВ происходит из поверхностных плазмонов, а энергия 15.3 эВ — из объемных плазмонов. (Взято из статьи Пауэлла и Свана [4])

газом. Экранирование характеризуется величиной, называемой длиной экранирования. На расстояниях, меньших этой длины, экранирование проявляется слабо, а на больших расстояниях экранирование становится все более полным. В рамках классической физики, для невырожденной плазмы можно получить выражение для дебаевской длины экранирования:

$$\lambda_D^2 = \frac{k_B T \epsilon_0}{4\pi n e^2},$$

где  $k_B$ -константа Больцмана,  $T$ -температура плазмы,  $\epsilon_0$ -диэлектрическая проницаемость вакуума,  $n$ -концентрация носителей заряда образующих плазмы,  $e$ -их заряд. В вырожденной плазме длина экранирования определяется радиусом Томаса-Ферми:

$$\frac{1}{\lambda} = \sqrt{\frac{6\pi ne^2}{\epsilon_0 E_F}},$$

где  $E_F$ -энергия Ферми электронов. Отклик плазмы на внешнее воздействии зависит от длины волны внешнего воздействия. Отклик плазмы на возмущение с длиной волны меньше длины экранирования ( $\lambda < \lambda_{cr}$ ) определяется одночастичными свойствами, в то время как более длинноволновые возмущения (с  $\lambda > \lambda_{cr}$ ) приводят к проявлению коллективных свойств. Можно выделить два основных механизма затухания плазмонов: столкновительный и бесстолкновительный, известный также как затухание Ландау. Первый объясняется взаимодействием электронов с фононами, дефектами кристаллической решётки, например примесями. Электрическое поле - возвращающая сила, обеспечивающая существование плазменных колебаний обусловлена согласованным действием большого числа частиц. Рассеяние разрушает это упорядоченное движение и приводит к затуханию плазменных волн. Поэтому плазменных колебаний существуют при условии выполнения неравенства  $\omega_p^{3D}\tau \gg 1$ , где  $\tau$ -время релаксации носителей заряда.

Бесстолкновительное затухание обусловлено распадом плазона на одночастичные возбуждения (электро-дырочные пары). Найдем область энергий и импульсов, в которой этот процесс возможен. Для этого запишем закон сохранения энергии и импульса. Пусть плазон с импульсом  $\hbar q$  возбуждает электрон с импульсом  $\hbar k$ , тогда:

$$\frac{\hbar^2(\vec{q} + \vec{k})^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \hbar\omega_P$$

Откуда получаем:

$$\frac{\hbar^2 \vec{q} \cdot \vec{k}}{m} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m} = \hbar\omega_p$$

Поскольку импульс электрона  $k$  не превышает импульса Ферми, при малых  $\vec{q}$  процесс не возможен. Минимальное значение волнового вектора плазона  $q$ , начиная с которого можно удовлетворить законы сохра-

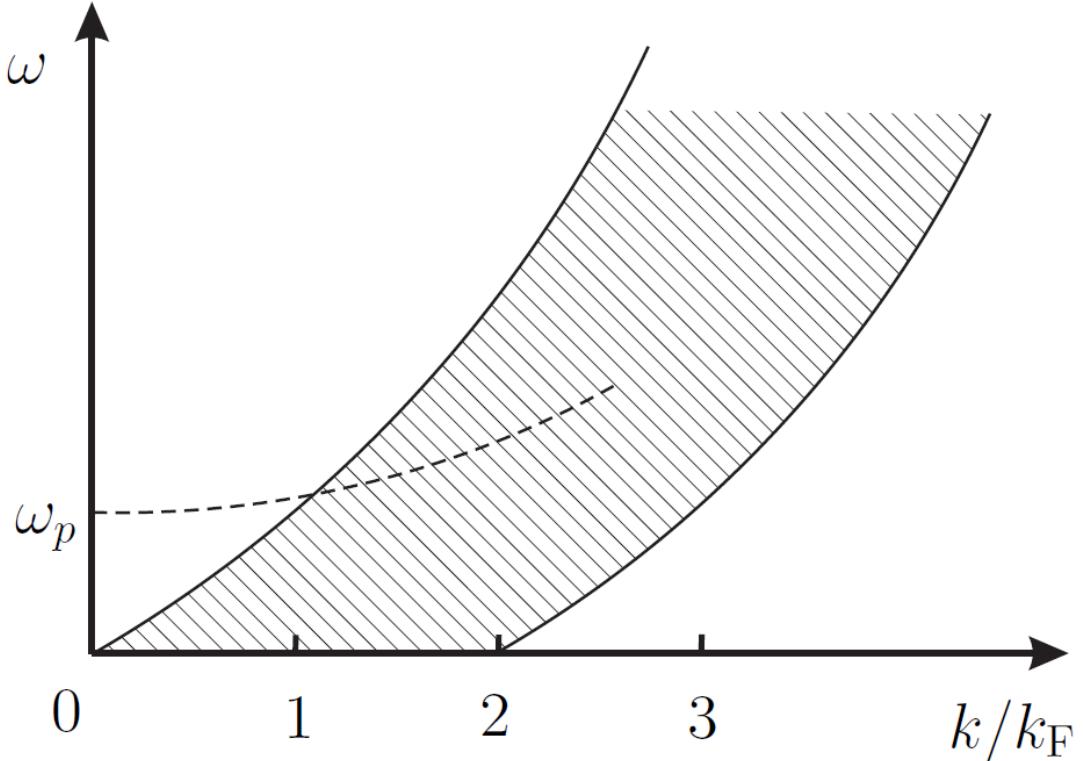


Рис. 2: Закон дисперсии плазмонов в трёхмерном случае. Штриховой линией отмечена область, где плазменные возбуждения быстро затухают за счёт процессов распада на электрон-дырочные пары.

нения энергии и импульса и становится возможным процесс распада плазмона на электрон-дырочную пару равен

$$q_{min} = \omega_P/v_F.$$

На рис. 2 показан закон дисперсии плазмона и заштрихована область, в которой плазмоны сильно затухают из-за распада на одночастичные возбуждения.

### 1.3 Плазмоны в двумерных электронных системах

В двумерном случае спектр плазмонов кардинально отличается от трёхмерного. В пределе больших длин волн ( $q \rightarrow 0$ ) частота плазменных колебаний стремится к нулю. Этот факт легко получить из качественных рассуждений. Пусть в двумерной электронной системе имеется флукутация концентрации электронов с периодом  $2\pi/q$  (то есть с волновым числом  $q$ ). Возникающее при этом поле оказывается обратно пропорционально периоду возмущений зарядовой плотности, то есть

пропорционально  $q$ . Таким образом уравнение движение будет иметь вид:  $m\omega^2 \sim q$ . Откуда частота колебаний имеет корневую зависимость от волнового числа  $q$ . Отклик бесконечной двумерной плазмы на внешнее электромагнитное поле, определяется диэлектрической функцией:

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx} q}{\omega \epsilon}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$ -эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей двумерную систему среды,  $\sigma_{xx}$ -диагональная компонента тензора проводимости двумерных электронов. В приближении Друде диагональная и недиагональная компоненты тензора проводимости двумерной электронной системы в магнитном поле  $B$  выражаются:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2} \quad (2)$$

и

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\frac{n_s e^2 \tau \omega_c \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{2} (1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2 \quad (3)$$

В этих выражениях:  $n_s$ -двумерная концентрация электронов,  $m^*$ -эффективная масса электронов,  $\omega_c = eB/m^*$ -циклотронная частота. Плазменная частота определяется положением нулей этой диэлектрической функции  $\epsilon(q, \omega)$ . В нулевом магнитном поле  $B = 0$  и в высокочастотном пределе  $\omega\tau \gg 1$ ,  $\omega_P\tau \gg 1$  дисперсия двумерных плазменных волн в электронной системе, окруженной бесконечной средой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  равна [7]:

$$\omega_P^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon} q \quad (4)$$

В типичных реальных структурах двумерная электронная система находится в многослойном диэлектрическом окружении. Пусть наша двумерная электронная система находится на границе двух диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , с толщинами  $d_1$  и  $d_2$  соответственно (см. рис. 3). Тогда диэлектрическую проницаемость среды следует заменить на диэлектрическую функцию [8]:

$$\epsilon(q) = \frac{\epsilon_1 \epsilon_1 \tanh qd_1 + \epsilon_0}{2 \epsilon_1 + \epsilon_0 \tanh qd_1} + \frac{\epsilon_2 \epsilon_2 \tanh qd_1 + \epsilon_0}{2 \epsilon_2 + \epsilon_0 \tanh qd_1} \quad (5)$$

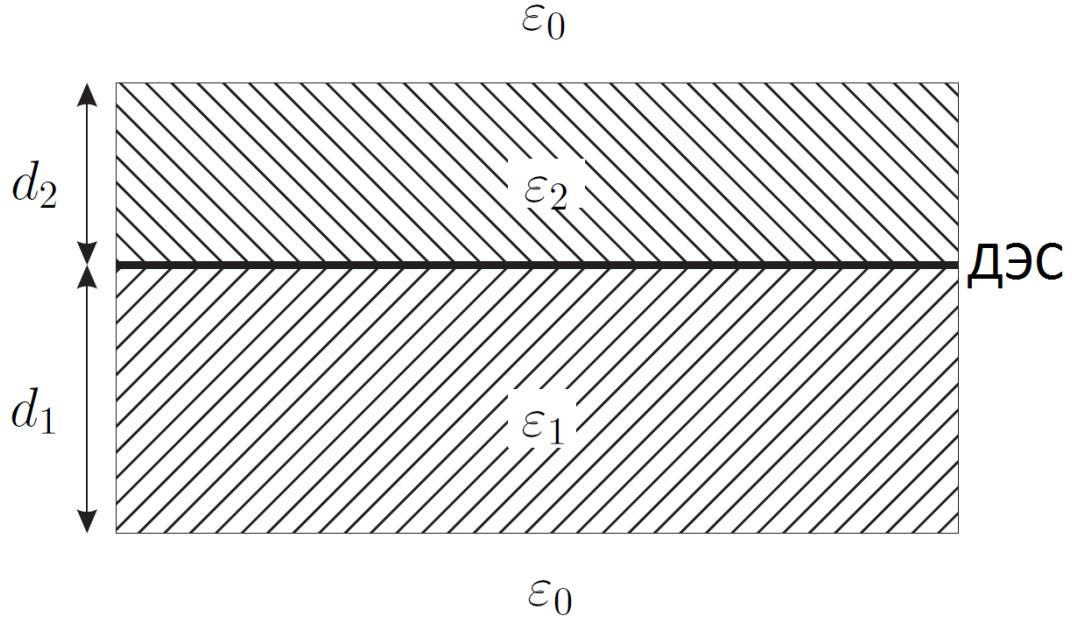


Рис. 3: ДЭС находится на границе двух диэлектриков.

Рассмотрим наиболее распространённые случаи:

- Если система окружена с обеих сторон полубесконечными диэлектриками ( $d_1 = d_2 = \infty$ ), то диэлектрическая функция равна

$$\epsilon(q) = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2.$$

- Двумерная система с одной стороны граничит с полубесконечным диэлектриком  $d_1 = \infty$  с проницаемостью  $\epsilon_1$ , а с другой стороны с диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon_2$ , на который напылён металл ( $\epsilon_0 = \infty$ ). Тогда для такой экранированной двумерной электронной системы формула 5 превращается в [9]

$$\epsilon(q) = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2 \coth qd}{2}$$

В длинноволновом пределе  $qd \ll 1$  формулу можно упростить:  $\epsilon(q) = \epsilon_2/qd$ , что при подстановке в закон дисперсии плазона (формула 4) даёт линейный по  $q$  закон дисперсии [9]:

$$\omega^2 = \frac{2\pi n_s e^2 d}{m^* \epsilon_2} q^2$$

Малая скорость плазмонов в структурах с задним затвором может

быть легко понята из качественных соображений. Распространение плазменных волн вблизи проводящей плоскости приводит к появлению электростатических “изображений” этих флюктуаций плотности заряда. Эти изображения экранируют поле, создаваемое плазмоном, и, тем самым, уменьшают силу действующую на заряды, а значит, уменьшают частоту плазменных колебаний.

Если двумерную электронную систему поместить во внешнее перпендикулярное магнитное поле, то в законе дисперсии двумерных плазмонов возникает щель. В рамках модели Друде (из формул (2) и (4)) для магнитоплазмонов имеем:

$$\omega_{mp}(q) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2(q)} \quad (6)$$

Впервые двумерные плазменные волны наблюдались в системе электронов на поверхности жидкого гелия. Электроны удерживались на поверхности гелия с помощью электродов и имели возможность двигаться в плоскости поверхности гелия. Возбуждение плазменных колебаний осуществлялось с помощью СВЧ сигнала, подаваемого на обкладки конденсаторной ячейки, внутри которой находилась поверхность гелия с электронами. Более удобным объектом для исследования двумерных плазмонов оказалась кремниевая МОП-структура [10, 11]. Плазменные волны в электронной системе возбуждались посредством металлического затвора в виде решётки, напылённого на поверхность структуры. Периодическая структура затвора помогала передавать волновой вектор и улучшала связь падающей электромагнитной волны и плазменных возбуждений. На рисунке 4 отмечено положение плазменных резонансов, измеренное в зависимости от электронной плотности  $n_s$ . Сплошная линия показывает теоретическую зависимость на основе выражения 4. Позже двумерные плазмоны были тщательно исследованы в системе двумерных электронов на гетероструктурах *AlGaAs/GaAs*. Исследования проводились с помощью спектроскопии рамановского рассеяния света [13], поглощения ИК излучения [14]. Двумерные плазмоны были обнаружены также в двумерной дырочной системе инверсионного слоя кремния (100) [15, 16]. Было показано, что дисперсия плазмонов может являться удобным инструментом исследования непарabolичности и анизотропии энергетического спектра носителей. Первые работы по изучению двумерных плазмонов в полупроводниковых структурах бы-

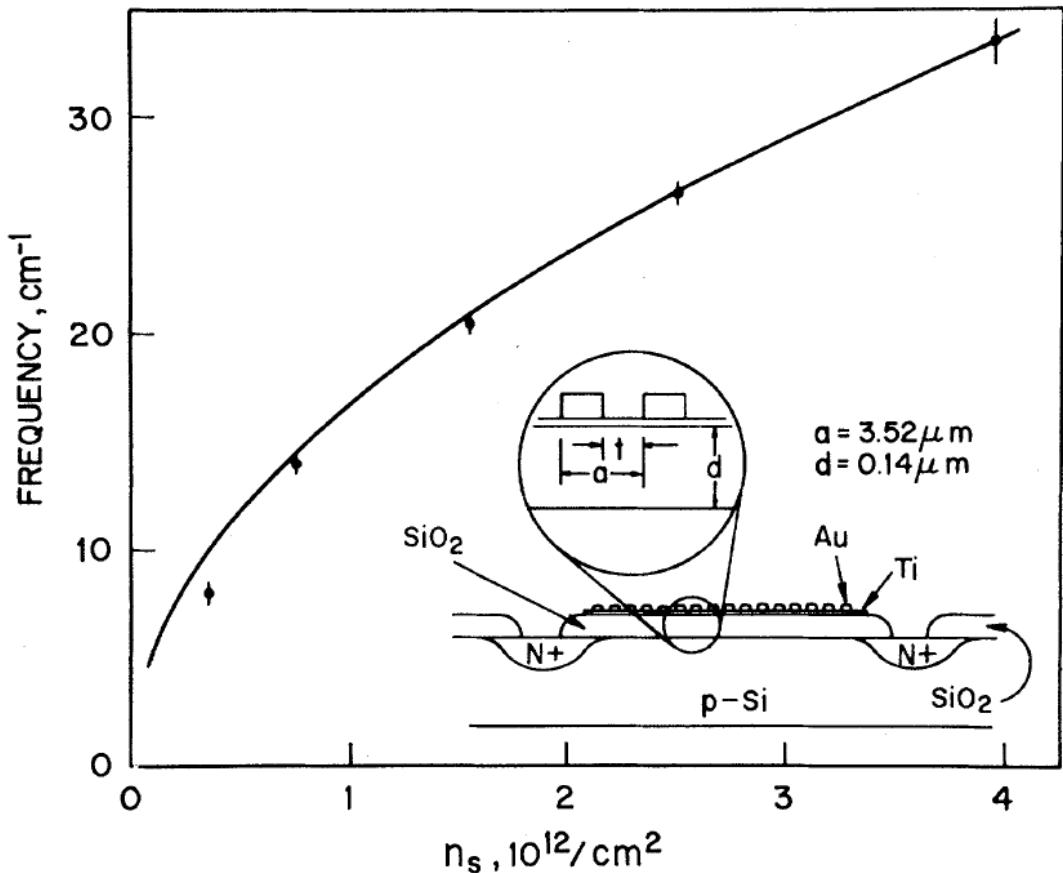


Рис. 4: положение плазменных резонансов, измеренное в зависимости от электронной плотности  $n_s$ . Сплошная линия показывает теоретическую зависимость на основе выражения 4. На вставке изображено поперечное сечение МОП-структуры с напыленным решётчатым затвором. (Взято из статьи [10])

ли выполнены в дальнем инфракрасном диапазоне и в терагерцовом диапазоне. Это было продиктовано необходимости выполнения условия  $\omega_{\text{РТ}} \gg 1$ . С развитием технологий изготовления, качество структур заметно выросло, что привело к увеличению достижимой электронной подвижности на несколько порядков. Это открыло возможности наблюдения двумерных плазмонов на гораздо более низких частотах микроволнового диапазона. Эти исследования продемонстрировали ряд новых физических явлений, таких как образование гибридного состояния плазмона и фотона: плазмон-поляритона. Интерес представляют плазменные явление в дырочных системах на базе гетероперехода  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  с высокой подвижностью. Дырки в  $\text{GaAs}$  обладают большей величиной спин-орбитального взаимодействия, что открывает перспективы создания различных элементов для спинtronики [17]. Так

например в работах [18, 19] было показано, что непарabolичность и анизотропия дисперсии двумерных дырок приводит к возникновению особенностей в спектре плазмонов. В ограниченных двумерных электронных системах происходит квантования двумерного волнового вектора плазона. В эксперименте часто оказывается удобным изучать ДЭС в

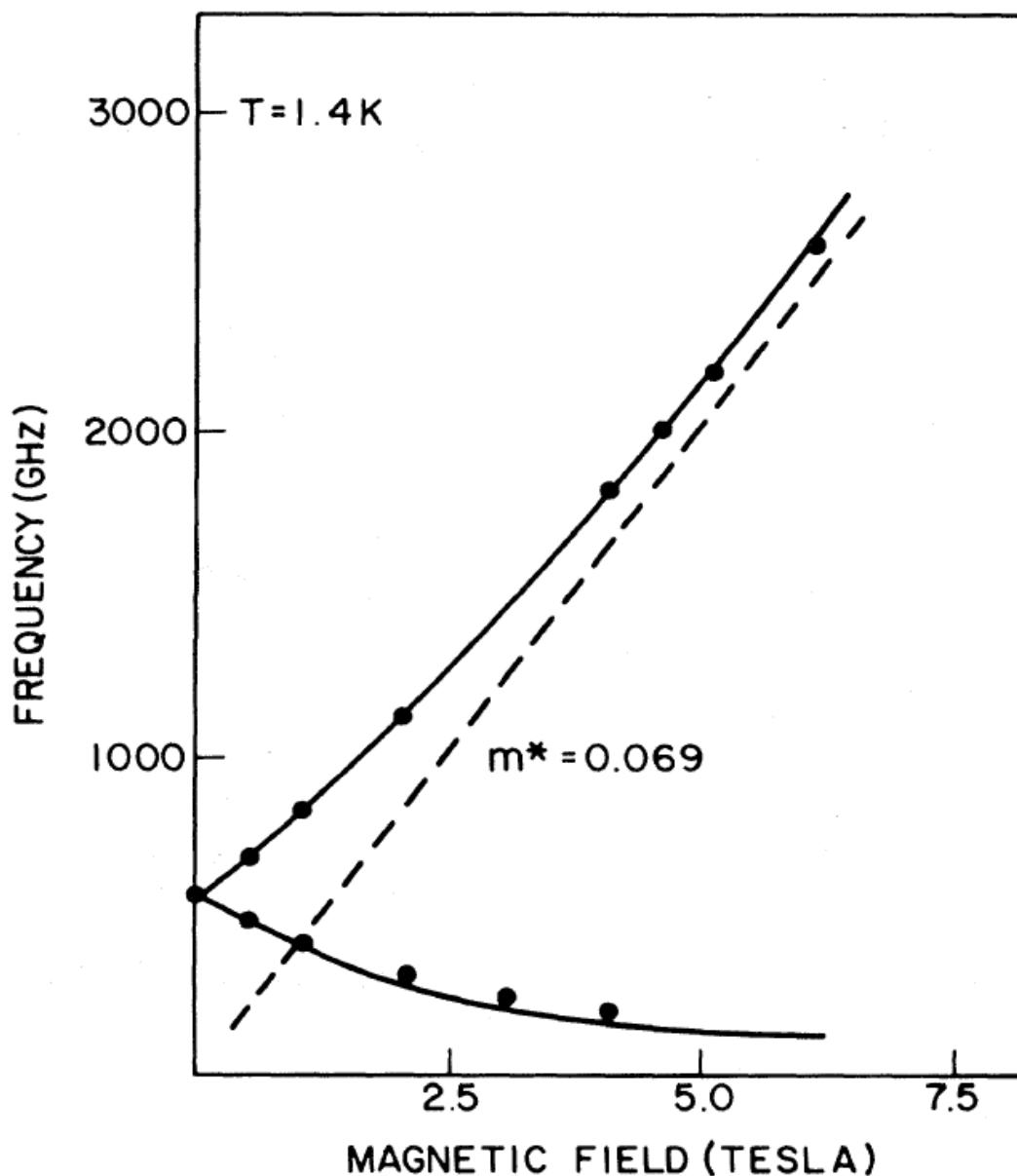


Рис. 5: Магнитодисперсия плазмонов в диске диаметров 5 мкм и концентрацией электронов  $5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^2/\text{В}$ . Сплошной линией показана теоретическая зависимость 7(Взято из статьи [22])

геометрии диска. Первые исследования плазменных возбуждений в дисках ДЭС были выполнены на структурах AlGaAs/GaAs методом Фурье-

спектроскопии [22]. На рисунке 5 приведена зависимость частоты плазменных возбуждений в диске от магнитного поля. Верхняя по частоте мода, имеющая положительную магнитодисперсию (что согласуется с формулой 6) соответствует “объёмному” 2D-плазмону, а нижняя ветвь-краевому магнетоплазмону (КМП), который свойства которого более подробно рассмотрены в следующем параграфе. В рамках модели с эллиптическим профилем концентрации электронов, частоты плазменных мод в диске описываются выражением [22, 32]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_P^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (7)$$

где  $d$ -диаметр диска,  $\omega_P$ -плазменная частота в диске в нулевом поле. Если эффекты запаздывания малы, то плазменная частота в нулевом поле хорошо описывается выражением:

$$\omega_P^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon(q)} q,$$

где  $\epsilon(q)$ -эффективная диэлектрическая функция,  $m^*$ -эффективная масса электронов. Экспериментально установлено, что для фундаментальной моды в диске диаметром  $d$ :  $q = 2.4/d$  [52].

## 1.4 Краевые магнетоплазмоны

В ограниченных двумерных электронных системах был открыт новый вид коллективных возбуждений электронной плотности, являющийся двумерным аналогом поверхностных магнетоплазмонов [22–25]. Новые моды получили название краевые магнетоплазмоны (КМП). КМП распространяются вдоль границы ДЭС в направлении определяемом направлением перпендикулярного магнитного поля  $B$ . КМП характеризуются бесщелевым линейным спектром с логарифмической поправкой в длинноволновом пределе. В сильных магнитных полях КМП слабо затухают как при  $\omega_{emp}\tau \gg 1$ , так и при  $\omega_{emp}\tau \ll 1$ . Рассмотрим качественную классическую модель краевого магнетоплазмона. Пусть имеется двумерный электронный слой помещённый в сильное магнитное поле перпендикулярное плоскости слоя. Отрицательный заряд электронов точно скомпенсирован закрепленными положительными зарядами, расположенными в той же плоскости. Создадим флуктуацию плотности

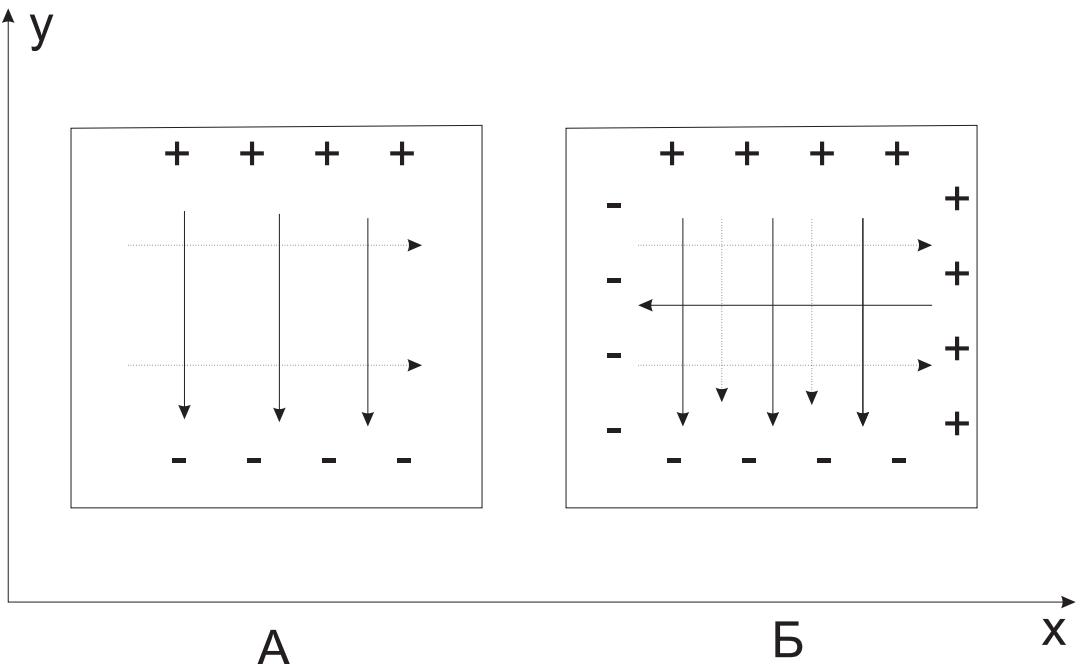


Рис. 6: Электрические заряды (+, -), электрические поля (сплошные стрелки), токи (пунктирные линии) в дипольном КМП в образце конечного размера, помешённом в сильное магнитное поле.

электрических зарядов, сместив слой электронов на малое расстояние вдоль оси  $Oy$  относительно положительных зарядов. При этом на краях образца возникнут полоски не скомпенсированных зарядов противоположного знака с линейной плотностью зарядов  $+\rho_1$  и  $-\rho_1$ . См. рис. 6А. Эти заряженные полоски создадут электрическое поле  $E_y$ , под действием которого электроны придут в движение. В сильном магнитном поле холловский ток  $j_x$  много больше диагонального, то есть, электроны начнут двигаться в направлении перпендикулярном электрическому полю, что приведет к накоплению зарядов с линейными плотностями зарядов  $+\rho_2$  и  $-\rho_2$  на других краях образца. Эти заряды создадут поле  $E_x$  которое вызовет холловский ток  $j_y$  (рис. 6Б), который сменит полярность исходной флюктуации электронной плотности, после чего процесс повторится. Эта смещающаяся по краю двумерной системы флюктуация плотности электрических зарядов и является сутью краевого магнетоплазмона.

КМП обладают бесщелевым законом дисперсии, который в системах с резким краем, в сильных магнитных полях (когда  $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$ ), в длин-

новолновом пределе  $ql \ll 1$  описывается выражением [27, 29, 30, 69]

$$\omega_{emp} = \frac{2q\sigma_{xy}}{\epsilon(q)} \left( \ln \left( \frac{2}{ql} \right) + 1 \right), \quad (8)$$

где  $q$ -волновой вектор КМП,  $\epsilon(q)$ -эффективная диэлектрическая проницаемость, отражающая свойства окружения системы. В системе с резким краем величина  $l$  выражается как:

$$l = \frac{2\pi i \sigma_{xx}}{\omega \epsilon(q)}.$$

Как видно из приведенного выражения в больших магнитных полях локализуется на краю ДЭС. В рамках модели Друде формула 1.4 может быть переписано в легко интерпретируемой форме:

$$l(\omega)|_{\omega\tau \rightarrow \infty, \omega/\omega_c \rightarrow 0} = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon \omega_c^2} = \frac{e^2 \nu}{\epsilon \hbar \omega_c},$$

где  $\nu$ -число заполненных уровней Ландау. Таким образом  $l$  имеет смысл расстояния, на котором энергия взаимодействия двух электронов становится сравнимой с циклотронной энергией на первом уровне Ландау. В большинстве случаев логарифмической поправкой можно пренебречь и частота КМП

$$\omega_{emp} \sim n_s q / B.$$

Затухание КМП в низкочастотном пределе оказывается независящим от диагональной компоненты проводимости  $\sigma_{xx}$ :

$$\omega'_{emp} \sim -\frac{2\pi |\sigma_{xy} q|}{\epsilon(q)}.$$

В высокочастотном пределе ( $\omega_{emp}\tau \gg 1$ )

$$\text{Im } \omega_{emp} \propto -\frac{\pi}{\tau} \left( \ln \frac{1}{ql} \right)^{-1}.$$

Экспериментальные измерения длины затухания краевого магнитоплазмена в мезах в форме диска хорошо согласуются с приведёнными выше формулами [33, 51]. В системах с конечной шириной края  $w$ , в формуле 8 в качестве  $l$  нужно брать наибольшую величину из  $l$  и  $w$ .

## 1.5 Одномерные плазмоны

Дисперсия одномерного плазмона исследована в работе Зоммерфельда [31] и в последствии в работах [34–38]. В модели полуэллиптического профиля распределения концентрации электронов поперёк полоски

$$n(x) = n_0 \sqrt{1 - (x/a)^2},$$

$|x| < a$  где  $a = w/2$ -половина полоски,  $n_0$ -локальная концентрация электронов в центре полоски, аналитическое выражение для спектра одномерного плазмона в длинноволновом приближении ( $qw < l_1$ ) выглядит как [38]:

$$\omega^2 = \frac{\Omega_0^2 q^2 a^2}{2} \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2} \ln \left( \frac{4}{|q| a e^\gamma} \right), \quad (9)$$

где

$$\Omega_0^2 = \frac{2\pi n_0 e^2}{\epsilon^* m^* a} \quad (10)$$

частота поперечных колебаний, а  $\gamma = 0.577$ -постоянная Эйри. В нулевом магнитном поле это выражение переходит в

$$\omega_{L,0}^2 = \frac{\pi n_0 e^2 a q^2}{\epsilon^* m} \ln \left( \frac{4}{|q| a e^\gamma} \right), \quad (11)$$

где  $m$  — эффективная масса электронов, а  $\epsilon^*$  —эффективная диэлектрическая константа (средняя между вакуумом и *GaAs*). Из этого выражения видно, что одномерный плазмон, в отличие от двумерного, обладает линейным законом дисперсии с незначительной логарифмической поправкой. Магнитное поле влияет на свойства как поперечной, так и продольной моды, перемешивая их. Частота одномерного плазмона в магнитном поле может быть переписана через частоту продольных колебаний в нулевом поле как:

$$\omega^2 = \omega_{L,0}^2 / (1 + \omega_c^2 / \Omega_0^2). \quad (12)$$

В сильных магнитных полях плазмон “прижимается” к краю системы и из его закона дисперсии выпадает ширина полоски  $w$ :

$$\omega^2 = \frac{\Omega_0^4 q^2 a^2}{2\omega_c^2} \ln \left( \frac{4}{|q| a e^\gamma} \right) \sim \left( \frac{\pi n_0 e}{\epsilon^* B} q \right)^2. \quad (13)$$

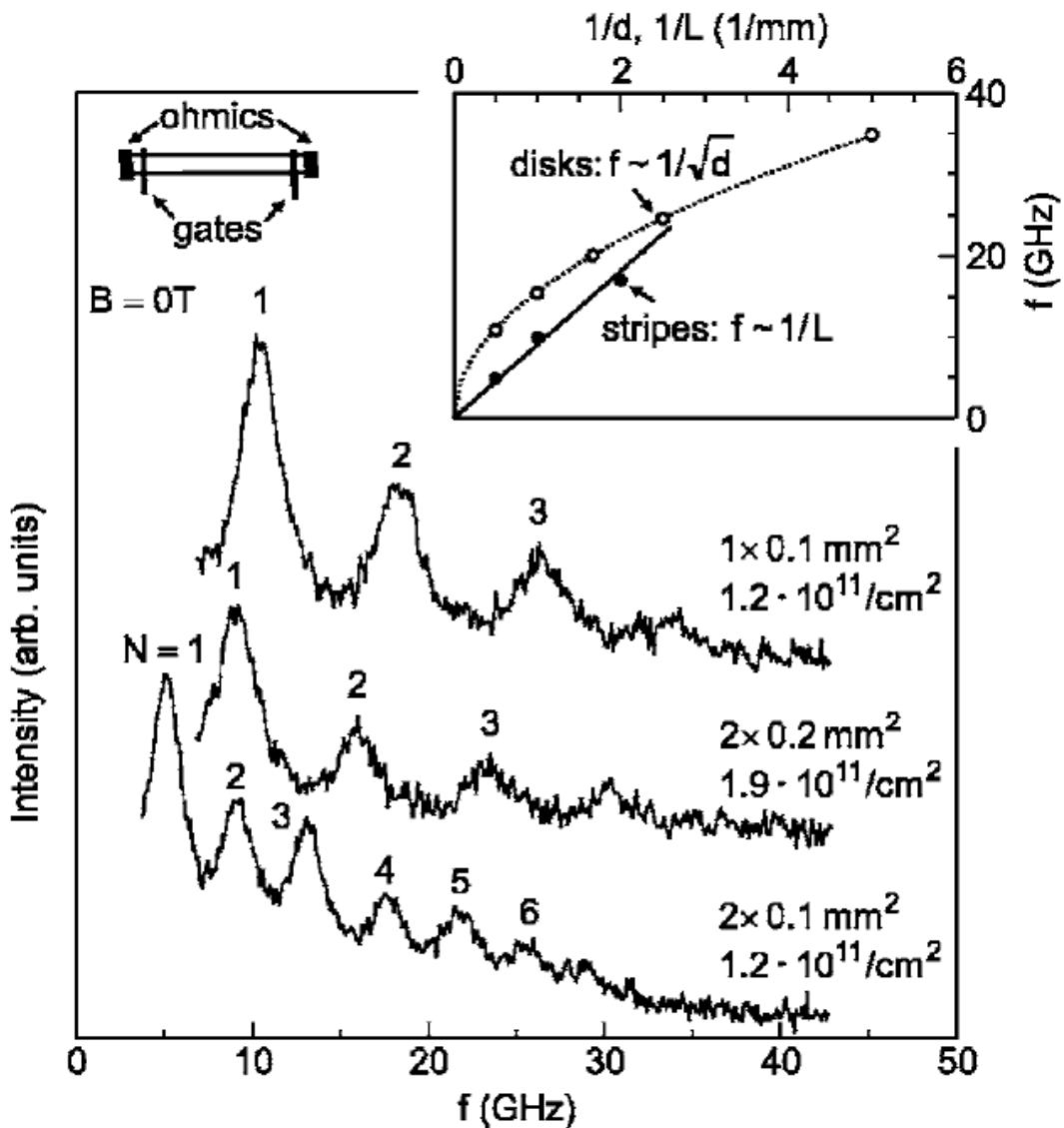


Рис. 7: Спектры микроволнового поглощения полосок ДЭС в нулевом магнитном поле. Температура  $T = 1.5$  К. На вставке к рисунку частоты построены зависимости частоты фундаментальной моды в диске от диаметра диска  $d$  и фундаментальной моды в полосках с шириной 0.1 мм как функция длины полоски  $L$ . (Из статьи И. В. Кукушкина [51])

Экспериментально одномерные плазмоны были впервые исследованы методами ИК спектроскопии [39] и рамановского рассеяния света [40, 41]. Существенным недостатком данных экспериментов являлась необходимость проводить измерения не на одиночных полосках ДЭС, а на массивах. Массив мез представлял собой периодическую сверхрешетку и из-за сильного взаимодействия между отдельными полосками

начинают проявляться эффекты, характерные для двумерных плазменных волн распространяющихся в массиве как в сверхрешетке [42], что подтверждается расчётом [43]. Исследование спектров плазменных возбуждений в одиночных полосках ДЭС стало возможным при использовании высокочувствительной методики оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения [51]. Для подведения микроволнового излучения, на краях образца были выполнены узкие затворы. При подаче на них переменного напряжения, происходило периодическое возмущение локальной концентрации электронов под ними, что позволяло эффективно возбуждать плазмоны. В этих экспериментах отношение длины к ширине составляло 20 и 10. На рисунке 7 показаны зависимости микроволнового поглощения в полосках с различным отношением длины к ширине и различной концентрации электронов от частоты СВЧ. Резонансные пики в спектрах поглощения отвечают стоячим плазменным волнам вдоль полоски с волновыми векторами  $q = N\pi/L$  ( $N = 1, 2, \dots$ ), где  $L$ -длина полоски. Как видно на врезке, исследованные моды имеют линейный закон дисперсии в области волновых векторов  $q \leq 1/W$ , что подтверждает одномерную природу этих возбуждений. В работе [51] продемонстрировано, что в обратном пределе  $q \gg 1/w$  закон дисперсии меняется на корневой, который характерен для двумерного плазмона. Для чрезвычайно малых волновых векторов (меньших обратной ширины полоски на два порядка) становится существенной логарифмическая поправка в законе дисперсии одномерного плазмона. Для изучения влияния логарифмической поправки в работе [44] исследовались спектры поглощения в полосках ДЭС с большим отношением длины к ширине. Было показано, что частоты одномерных плазмонов в полосках с отношением длины к ширине порядка 50-1000 хорошо ложатся на кривую, соответствующую логарифмическому члену (формула 11). Чтобы проследить переход от двумерного случая к одномерному, в работах [45, 51] исследовались мезы с различным отношением длины к ширине. Интересным как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения являются плазменные моды ДЭС с геометрией кольца [46, 47]. В этой геометрии представляется возможность осуществить переход от 2Д к 1Д уменьшая отношения  $(D - d)/D$ , где D-внешний диаметр, а d-внутренний.

## 2 Образцы и экспериментальная техника

### 2.1 Описание образцов и методики их изготовления

Измерения проводились на высококачественных одиночных квантовых ямах  $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$  шириной 100 – 300 Å, а также одиночных гетеропереходах  $AlGaAs/GaAs$ , выращенных с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии в направлении (001). На некотором расстоянии от ямы в  $AlGaAs$  производилось легирование δ-слоем кремния, выступающего в этих структурах в качестве донора. Электроны туннелируют из слоя доноров в квантовую яму, образуя двумерную электронную систему. Концентрацией электронов в яме можно управлять варьируя степень легирования. Концентрации электронов в исследовавшихся образцах лежали в диапазоне от  $0,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $6,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Электронная подвижность, извлекаемая из экспериментов по изучению транспорта, составляла от  $2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  до  $9 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при 4,2 К.

На выращенных шайбах методами фотолитографии формировались исследуемые образцы. На первом шаге литографии методом жидкостного травления формировалась меза, затем наносились и вжигались контакты. Последний шаг состоял в нанесении металлических затворов.

### 2.2 Экспериментальная методика

В зависимости от особенностей поставленной для регистрации размерных магнетоплазменных резонансов выбиралась одна из четырёх методик:

1. Транспортное детектирование поглощения микроволнового излучения. Данная методика основана на том, что при совпадении частоты микроволнового излучения с частотой зарядового или спинового коллективного возбуждения в ДЭС происходит резонансное поглощение микроволнового излучения, приводящее к разогреву электронной системы. Изменение температуры электронной системы приводит к регистрируемому изменению магнетосопротивления, в частности диагональной компоненты  $\rho_{xx}$ .
2. Ректификационная методика, основанная на эффекте выпрямления высокочастотного потенциала плазменной волны на нелиней-

ности, возникающей вблизи контакта, границе областей различных концентраций электронов в ДЭС или вблизи подзатворной области.

3. Измерение пропускания коаксиального или микрополоскового СВЧ тракта, расположенного в непосредственной близости от двумерной электронной системы (ДЭС). Резонансное поглощение микроволнового излучения двумерной электронной системой приводит к регистрации минимума в сигнале пропускания тракта.
4. 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. При достаточно малой мощности падающего излучения эффект является линейным и позволяет судить о поглощаемой образцом мощности СВЧ излучения.

Особое внимание уделяется способам подведения микроволнового излучения к образцу, поскольку выбор способа возбуждения магнетоплазменных возбуждений определяет чувствительность и диапазон доступных для использования частот микроволнового излучения.

В одной из методик для возбуждения плазменных волн в изучаемую структуру вжигался омический контакт к ДЭС, на расстоянии 10 мкм от которого напылялся небольшой металлический затвор. При изменении потенциала на затворе относительно омического контакта происходило изменение локальной концентрации двумерных электронов под затвором. Приложение к затвору высокочастотного потенциала приводило к крайне эффективному возбуждению в ДЭС возбуждений, связанных с колебаниями зарядовой плотности. В рамках данной методики имелась возможность согласовать СВЧ тракт и получить приемлемый коэффициент стоячей волны в широком диапазоне частот от 0 до 40 ГГц. Вторым преимуществом данной методики является возможность локализации в пространстве области генерирования плазменных волн.

Разработанная автором методика возбуждения плазменных волн позволила исследовать магнетоплазменные резонансы по развороту часто-

ты 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 магнетоплазменные 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 магнетоплазменные моды в режиме КЭХ, проявляющиеся в крайне узких диапазонах магнитных полей.

Диапазон частот микроволнового излучения использованный нами в экспериментах составлял 10 МГц-700 ГГц. В качестве источников излучения служили прецизионный генератор СВЧ AGILENT E8257 и ряд ламп обратной волны (ЛОВ). Генератор AGILENT E8257 поддерживает подключение умножительных блоков с волноводными выходами, расширяющих диапазон до 140 ГГц.

Для осуществления транспортного детектирования резонансного поглощения микроволнового излучения ДЭС по изменению продольного сопротивления  $\delta R_{xx}$  использовалась схема с двойным синхронным детектированием. Переменный электрический ток ( $f_I \approx 1.5$  кГц) с  $I_{rms} \approx 1$  мА пропускался через образец, подключенный последовательно с ограничительным резистором. Амплитуда микроволнового излучения модулировалась синусоидальным сигналом на частоте  $f_{mod} \approx 30$  Гц. Глубина модуляции составляла 100%. Первый локин был настроен на частоту модуляции тока  $f_I$  и измерял сигнал пропорциональный  $R_{xx}$ . Сигнал  $R_{xx}$  содержит переменную составляющую с частотой  $f_{mod}$  пропорциональную  $\delta R_{xx}$ . Модуляция, пропорциональная  $\delta R_{xx}$ , извлекается вторым локином настроенным на частоту  $f_{mod}$ . Пример транспортного детектирования по изменению продольного сопротивления  $\delta R_{xx}$  со схемой измерений см. в главе 6.

Для реализации ректификационной методики на образец наносился металлический затвор. В зависимости от требуемого диапазона ча-

стот микроволновое излучение подводилось к образцу посредством коаксиального кабеля, копларно-волноводной или микрополосковой линии, волновода или квазиоптически с помощью системы линз из тефлона (PTFE) или полиметилпентена (TPX). К затвору образца прикладывалось небольшое отрицательное напряжение (около  $-0,4\text{ V}$ ). При облучении образца микроволновым излучением между контактами к ДЭС возникал сигнал фотоотклика, который измерялся с помощью локина Stanford Research 830 на частоте модуляции мощности СВЧ. Сигнал фотоотклика пропорционален квадрату амплитуды плазменной волны в области нелинейности. Таким образом, ректификационная методика позволяла изучать распределение амплитуды плазменной волны с пространственным разрешением. Ректификационная методика работает в широком диапазоне температур от 0,3 К до 300 К, так например, исследования фотонного кристалла со встроенным плазмонным детектором микроволнового излучения производились при комнатной температуре.

Как уже говорилось, магнетоплазменные резонансы в ДЭС могут быть обнаружены при изучении поглощения в СВЧ полосковых, щелевых и копланарных линиях расположенных вблизи изучаемых двумерных структур. В этих методиках увеличение величины измеряемого сигнала, то есть увеличение влияния ДЭС на СВЧ тракт неизбежно приводит к существенному влиянию тракта на саму исследуемую систему. Так, например, близость к ДЭС металлических затворов изменяет закон дисперсии магнетоплазменных мод. Кроме того, ряд теоретических исследований указывает на возникновение в такой системе дополнительных мод. В результате объектом исследования становится возбуждения в ДЭС сильно связанные с модами в СВЧ тракте. Этих недостатков лишена методика основанная на высокой чувствительности спектров рекомбинационного излучения к резонансному поглощению СВЧ в ДЭС.

При использовании методики оптического детектирования люминесценция возбуждалась лазером мощностью около 0,1 мВт и длиной волны 7600 Å, что соответствует энергии меньшей барьера. Возбуждающее излучение подводилось к образцу от полупроводникового лазера с помощью 400-микронного кварцевого световода. Тот же световод использовался для сбора сигнала фотolumинесценции. Спектр люминесценции регистрировался двойным спектрометром Kaderk с разрешением около 0,03 мэВ. Поглощение образцом микроволнового излучения про-

исходит разогрев электронов, что приводит к изменению формы линии рекомбинационного излучения двумерных электронов и дырок. При достаточно малой мощности падающего излучения эффект является линейным и позволяет судить о поглощаемой образцом мощности СВЧ излучения. На рисунке 1(а) показан типичный спектр люминесценции

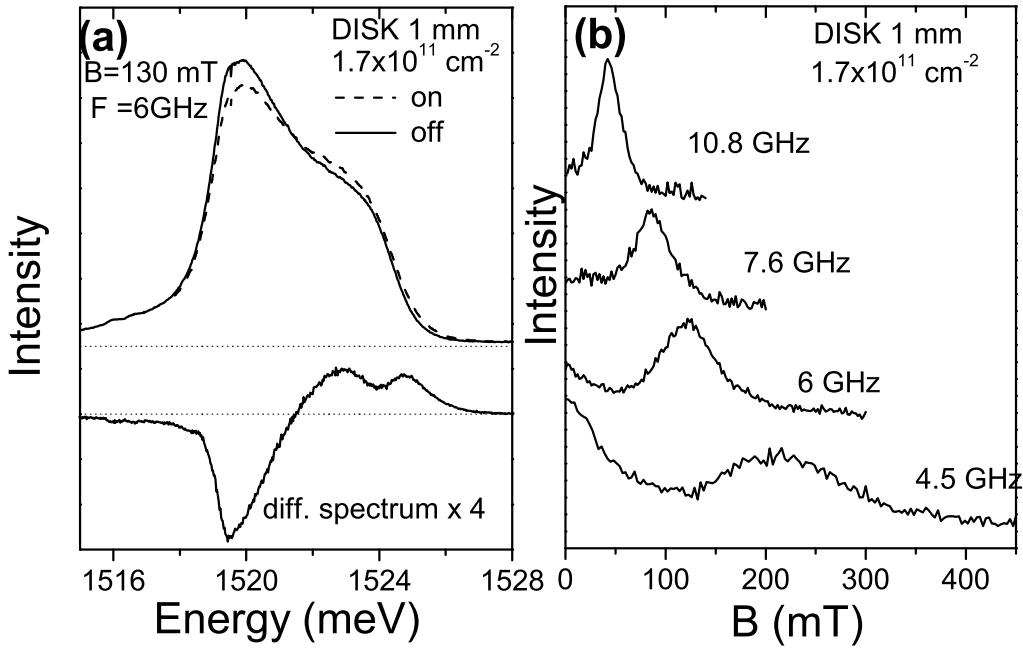


Рис. 1: (а): Вверху: спектр люминесценции ДЭС. Внизу: Соответствующий спектр дифференциальный по мощности СВЧ. Спектры получены на диске диаметром  $d = 1 \text{ мм}$  при микроволновом возбуждении с частотой 6 ГГц в поле  $B = 130 \text{ мТл}$ , в котором наблюдался плазменный резонанс. Штриховой линией показано, как изменяется спектр люминесценции при облучении образца СВЧ у условиях резонансного поглощения. Концентрация двумерных электронов  $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; (б) Зависимости поглощения СВЧ, измеренные на том же образце от магнитного поля для нескольких значений частот микроволнового излучения. Наблюдаемые резонансы соответствуют нижней магнетоплазменной ветви, обладающей отрицательной магнитодисперсией. Зависимость полученной из таких экспериментов частоты резонанса от магнитного поля позволяет построить магнитодисперсию плазмонов, а ширина резонансной линии позволяет судить о величине затухания этих мод.

ДЭС, облучаемой микроволновым излучением (пунктирная линия) и с выключенным источником СВЧ излучения (сплошная кривая). Внизу на рисунке 1(а) показана разность этих спектров. Спектры люминесценции получены с диска диаметром 1 мм с концентрацией двумерных электронов  $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в условиях магнетоплазменного резонанса ( $F = 6 \text{ ГГц}$ , магнитное поле  $B = 130 \text{ мТ}$ ) при температуре жидкого

гелия  $T = 4,2$  К. Из рисунка видно, что резонансное поглощение микроволнового излучения приводит к заметному изменению формы линии люминесценции.

Одним из возможных механизмов изменения формы спектральной линии может быть такой: резонансное поглощение мощности СВЧ излучения электронной системой приводит к её разогреву, что в свою очередь приводит к разогреву дырочной системы. Изменение распределения электронов и дырок по энергиям приводит к изменению спектра рекомбинационного излучения. Для более надежной регистрации дифференциального спектра для каждого значения магнитного поля и частоты микроволнового излучения записывалась последовательность из 4 спектров люминесценции, первый спектр  $I_{RF\ on,\ 1}(E)$  при включенном СВЧ излучении, затем два кадра с выключенным генератором СВЧ  $I_{RF\ off,\ 1}(E)$  и  $I_{RF\ off,\ 2}(E)$ , и наконец ещё один кадр при включенном источнике СВЧ излучения  $I_{RF\ on,\ 2}(E)$ . Простейшая обработка заключалась в вычислении разностного спектра как  $I_{diff}(E) = I_{RF\ on,\ 1}(E) - I_{RF\ off,\ 1}(E) + I_{RF\ on,\ 2}(E) - I_{RF\ off,\ 2}(E)$ . Такая последовательность измерения позволяла скомпенсировать в первом порядке дрейфы различных неконтролируемых параметров во времени.

Абсолютное значение разностного спектра  $|I_{diff}(E)|$  интегрировалось по всему спектру и полученная интегральная интенсивность дифференциального сигнала использовалась в качестве меры интенсивности поглощения микроволнового излучения. На рисунке 1(б) представлены зависимости поглощения СВЧ, измеренные на том же образце от магнитного поля для нескольких значений частот микроволнового излучения. Резонансы наблюдаемые на рисунке 1(б) соответствуют нижней магнетоплазменной ветви, обладающей отрицательной магнитодисперсией. Зависимость полученной из таких экспериментов частоты резонанса от магнитного поля позволяет построить магнитодисперсию плазмонов, а ширина резонансной линии позволяет судить о величине затухания этих мод.

В зависимости от характера закона магнитодисперсии исследуемого возбуждения в ДЭС, а также способа подвода СВЧ излучения в экспериментах использовался либо разворот магнитного поля при фиксированной частоте падающего микроволнового излучения, либо разворот частоты возбуждающего излучения при фиксированном значении маг-

нитного поля.

Чрезвычайная чувствительность методики данной методики позволила успешно её применить для микроволновой спектроскопии целого ряда типов магнетоплазменных возбуждений в двумерных электронных структурах различной геометрии. Вторым, но не менее важным преимуществом данной методики является отсутствие необходимости располагать рядом с ДЭС металлические затворы и электроды, которые могут повлиять на свойства изучаемой системы и возбуждений в ней.

Выбор способа возбуждения магнетоплазменных возбуждений определяет чувствительность и диапазон доступных для использования частот микроволнового излучения. Ниже приведены подробные описания применяющихся экспериментальных схем.

1. В изучаемую структуру вжигался омический контакт к ДЭС, на расстоянии 10 мкм от которого напылялся небольшой металлический затвор. Такая конфигурация использовалась в основном для исследования двумерных электронных структур в геометрии полоски. Структура с омическими контактами и затворами схематически изображена на рисунке 2(А). При изменении потенциала на затворе относительно омического контакта происходило изменение локальной концентрации двумерных электронов под затвором. Приложение к затвору высокочастотного потенциала приводило к крайне эффективному возбуждению в ДЭС возбуждений, связанных с колебаниями зарядовой плотности. СВЧ излучение доставлялось в криостат с помощью коаксиального кабеля диаметров 0,085 дюйма из бериллиевой бронзы с посеребренной центральной жилой, предназначенного для передачи СВЧ до 75 ГГц. На конце кабеля, расположенном в криостате был распаян разъем SMPX “мама”. Ответная часть разъема была подпаяна к копланарному волноводу (CPW) на небольшой плате из высокочастотной керамики с большой диэлектрической проницаемостью и малыми потерями на высоких частотах. Копланарная линия заканчивалась согласованным сопротивлением-терминатором. На печатной плате в непосредственной близости от конца копланарной линии резиновым kleem крепился исследуемый образец. С помощью ультразвуковой сварки тонкой алюминиевой проволокой земля компланарной линии присоединялась к омическому контакту на образце, а центральная жи-

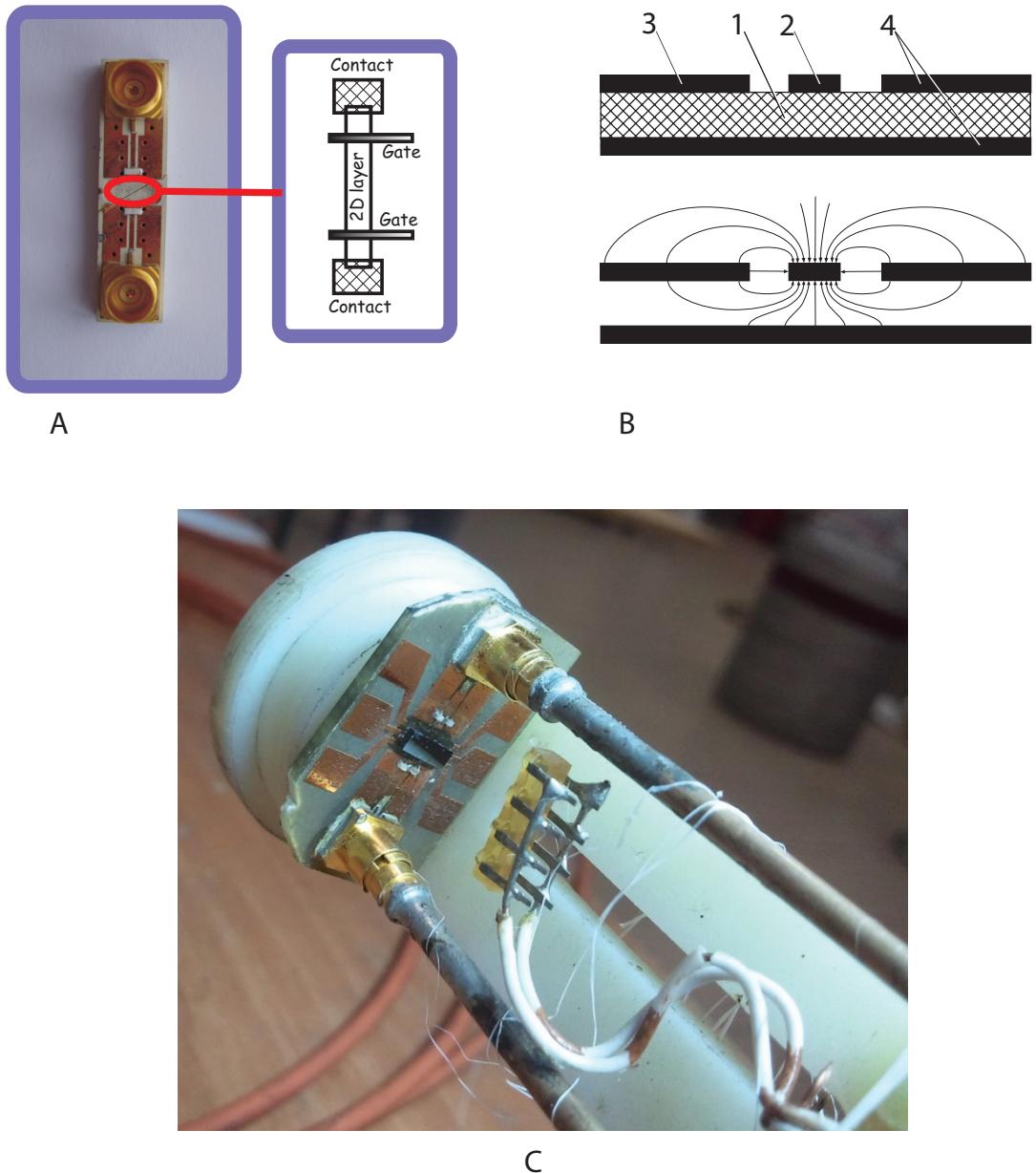


Рис. 2: (А): В изучаемую полоску вжигался омический контакт к ДЭС, на расстоянии 10 мкм от которого напылялся небольшой металлический затвор. Приложение к затвору высокочастотного потенциала приводило к крайне эффективному возбуждению в ДЭС возбуждений, связанных с колебаниями зарядовой плотности. Для соединения коаксиального кабеля с контактами и затворами использовался кристаллодержатель с копланарной линией. (В): Копланарный волновод и схема электрических линий, распространяющейся по нему электромагнитной волны. 1-высокочастотная керамика с большой диэлектрической проницаемостью и малым тангенсом потерь, 2-центральная жила, 3,4-земля (масса). (С): Фотография вставки с компланарной линией и образцом.

ла CPW присоединялась к ближайшему к омическому контакту затвору, нанесённому на образец. Копланарный волновод и схема электрических линий, распространяющейся по нему электромагнитной волны показаны на рисунке 2(В). Копланарный волновод

обладает волновых сопротивлением, слабо зависящем от частоты, что позволило согласовать СВЧ тракт и приемлемый коэффициент стоячей волны в широком диапазоне частот от 0 до 50 ГГц. Таким образом зависимость мощности СВЧ излучения подведённой к образцу оказывалась плавной функцией частоты, что открыло возможность исследовать плазменные возбуждения в ДЭС по развороту частоты излучения при постоянном магнитном поле. Вторым преимуществом данной методики является возможность локализации в пространстве области генерирования плазменных волн. Мощность излучения на входе коаксиального кабеля составляла от -20 дБм до 0 дБм. В качестве источника микроволнового излучения в диапазоне 1 МГц до 40 ГГц использовался генератор Agilent с коаксиальным выходом.

2. Данная методика разработана автором и позволяет исследовать магнетоплазменные 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 магнетоплазменные 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 магнетоплазменные моды в режиме КЭХ, проявляющиеся в крайне узких диапазонах магнитных полей. Для измерений использовался коаксиальный кабель диаметром 0.085 дюйма, оконцованный с двух сторон “extended frequency” SMA разъемами “папа”, номинально рассчитанным на использование до частоты 27 ГГц. Для предотвращения отражения от конца коаксиального кабеля и возникновения стоящих волн конец кабеля, погруженный в криостат, через переходник SMA “мама-SMA мама” соединялся с 50-омным коаксиальным терминатором. Коак-

сиальный терминатор имел разъем SMA папа, на фторопластовую втулку которого резиновым клеем крепился образец и упорная прокладка. Схема расположения образца схематически показана на рисунке. В переходнике “SMA мама-SMA мама” под углом к оси детали было просверлено отверстие диаметром 0,8 мм, в которое был вставлен кварцевый световод с диаметром жилы 0,4 мм. Резонансное поглощение микроволнового излучения в ДЭС детектировалось по изменению спектра люминесценции. Для этого изучались дифференциальные (по мощности СВЧ) спектры люминесценции двумерных электронов. Измерения проводились при температурах от 0,3 К до 4,2 К, в диапазоне частот микроволнового излучения от 1 МГц до 35 ГГц и в магнитных полях до 7 Т.

Методика позволяла получить согласованную, а значит крайне эффективную, систему подвода излучения к образцу, дающую отклик ДЭС сравнимый с методикой 1, использующей для возбуждения копланарную линию, подключенную к металлическому затвору на ДЭС. Так, например, типичное значение мощности на входе коаксиального кабеля составляла всего -10 dBm при измерениях при 4,2 К и -20 dBm при измерениях при 1,5 К.

3. Для облучения образцов размером более 1 мм, которые было невозможно разместить внутри коаксиального СВЧ тракта, использовался коаксиальный кабель, заканчивающийся небольшой антенной. В зависимости от требуемой частоты и поляризации микроволнового излучения, использовались различные конструкции антенн:
  - а). “катушка”. Такая антенна содержала около 4-8 витков медной проволоки, подключененная одним концом к жиле коаксиального кабеля, а другим к его “массе”. Между редкими витками катушки размещался образец.
  - б). “спираль”, представлявшая собой несколько витков проволоки, одним концом подпаянная к центральной жиле коаксиала. К преимуществам данной антенны следует отнести малое значение минимальной компоненты волнового сопротивления в широком частотном диапазоне.
  - в). “диполь” длиной около 1 см.

г). "виток" диаметром около 2 мм. Схема подключения аналогична антенне "катушка". "Виток" оказался крайне эффективным в экспериментах по ЭПР. Поскольку в непосредственной близости от антенны располагалось довольно много металлических деталей, рассчитать её параметры довольно проблематично. Несогласованность волнового сопротивления антенны и коаксиального кабеля приводила к существенной зависимости мощности излучения падающего на образец от частоты, что не позволяет осуществлять измерения с разворотом по частоте. Данная методика проигрывает первой и по мощности излучения, которое доходит до образца. Однако преимуществом методики является то, что она допускает исследование образцов значительного размера, не требует вжигания в образец контактов и нанесения металлических затворов и таким образом позволяет избежать создания искусственных особенностей в исследуемой системе.

4. Для измерений на более высоких частотах микроволнового излучения, больших предельной частоты для коаксиального кабеля, образец помещался в прямоугольный волновод с поперечными размерами 16 x 8 мм. Конец волновода погруженный в криостат заканчивался поглощающей заглушкой для подавления стоячих волн в волноводе. Другой конец волновода подключался к генератору с волноводным выходом, позволявшем вести измерения от 65 ГГц до 170 ГГц. Мощность излучения на выходе из генератора составляла от 0.1 до 10 мВт. Для помещения образца в СВЧ тракт из волновода было вырезано небольшое окно, которое после установки образца закрывалось хорошо подогнанной по размеру "крышкой", что сводило к минимуму возмущение вносимое образцом в СВЧ тракт. Отражения от конца волновода, держателя образца, стыков и поворотной ("Г"-образной) секции волноводного тракта приводили к возникновению стоячих волн. При изменении частоты микроволнового излучения в области пучности этих стоячих волн оказывался образец. Таким образом при развороте частоты мощность излучения падающего на образец менялась, что не позволяло вести измерения с разверткой по частоте. В этой серии экспериментов использовался разворот магнитного поля для фиксированного значения частоты микроволнового излучения. Частота отсечки, то есть ча-

стота нижайшей  $TE_{10}$  прямоугольного волновода такого размера составляет около 9.4 ГГц, что ограничивало возможности проведения измерений на частотах ниже 10 ГГц. Регистрация магнетоплазменных и спиновых резонансов осуществлялось как с помощью методики оптического детектирования как описано в пункте 1, так и по транспортным измерениям.

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. Важным достоинством разработанного программного обеспечения является его модульная структура и поддержка стандарта IVI. Таким образом обеспечивалась аппаратная независимость ПО, что позволяло легко заменять оборудование используемое в эксперименте на любое другое той же функциональности без модификации ПО, а также повторно использовать единожды написанные драйверы устройств для автоматизации другого эксперимента.

### **3 Спектроскопия терагерцового излучения с помощью высокодобротных микрорезонаторов в фотонных кристаллах**

В этой главе рассказано о создании и исследовании гибридной системы фотонный кристалл-плазмонный детектор. В фотоотклике детектора, встроенного в двумерный фотонный кристалл при облучении обнаружен резонанс с высокой добротностью. Детектор и фотонный кристалл изготавливались из одной шайбы *GaAs* в едином технологическом процессе. Были изучены влияние на резонансный фотоотклик постоянной решётки фотонного кристалла, геометрии резонатора и положения детектора. Было показано что резонанс определяется связью детектора с фундаментальной фотонной моды в резонаторе в фотонном кристалле. Предложено использование данного явления для создания терагерцового “спектрометра на чипе”.

Как уже отмечалось в настоящее время актуальна проблема детектирования и генерирования электромагнитного излучения терагерцового диапазона. 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. Был предложен принципиально новый вид детекторов излучения гигагерцового и терагерцового диапазонов, основанных на возбуждении плазменных волн в системах двумерных электронов различной геометрии. В отличие от широко применяемых в этом диапазоне диодов Шоттки предложенные детекторы являются чувствительными не только к мощности, но и к частоте падающего излучения. Спектральная чувствительность этих детекторов объясняется резонансным возбуждением плазменных мод в ограниченной двумерной электронной системе. Однако, при комнатной температуре плазменный резонанс усиливается и спектральная зависимость фотоотклика детектора уже определяется в основном частотными свойствами антенны и диэлектрической подложки на которой выполнен детектор. Перспективной технологией модификации электромагнитных свойств материалов являются фотонные кристаллы (ФК). В последнее время фотонные кристаллы были успешно применены для создания высоко добротных

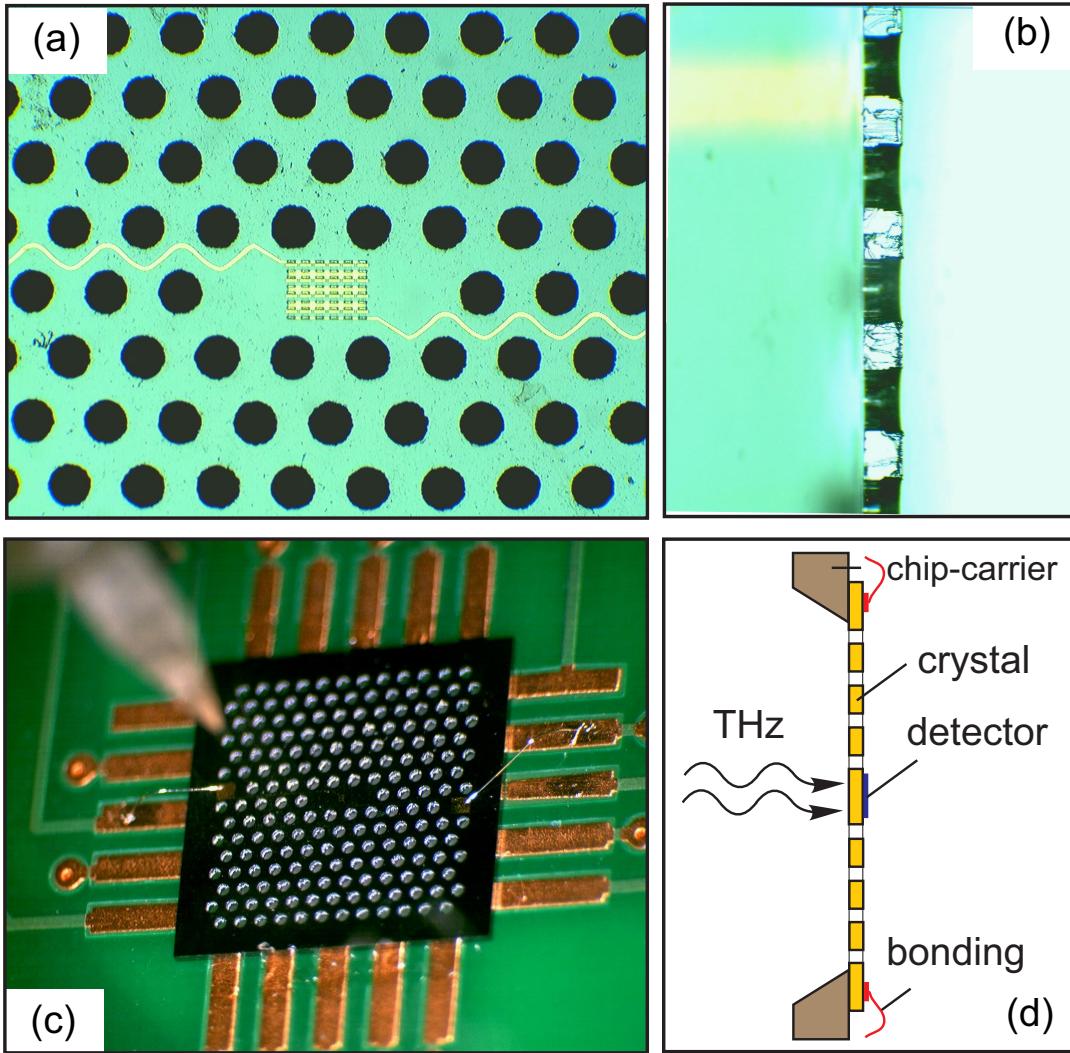


Рис. 1: Вид микрорезонатора со встроенным детектором. Постоянная решётки фотонного кристалла  $a = 292$  мкм, толщина пластины  $h = 200$  мкм. (б) Поперечное сечение фотонного кристалла. (с) Кристаллодержатель с установленным фотонным кристаллом. Под образцом в кристаллодержателе проделано квадратное отверстие размером с фотонный кристалл. (д) Вид сбоку на кристаллодержатель и образец.

фильтров, резонаторов и волноводов для микроволнового излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Ранние эксперименты по терагерцовыми фотонным кристаллам фокусировались на идеальных периодических структурах. Их основной задачей было исследовать свойства периодической среды, причём изготовить такие структуры для ТГц излучения гораздо проще чем для оптических частот. Однако так же как в оптике, для использования терагертовых фотонных кристаллов очевидно требуется внесение дефектов, нарушения периодичности, благодаря которым возникают локализованные моды. Первые терагертовые эксперименты по фотонным

кристаллам с дефектом показали существование высокодобротных мод. Первыми гибридными ФК-электронными устройствами были электрически накачиваемыми ТГц квантовые каскадные лазеры. Применение в них ФК позволили управлять спектральной и пространственной лазерной модой. Мы предлагаем использование фотонных кристаллов для обеспечения спектральной избирательности широкополосного терагерцового детектора.

В рамках данного исследования была изготовлена серия фотонных кристаллов различной геометрии с встроенным детектором. Детектор и фотонный кристалл изготовлены на одном кристалле *GaAs* в едином технологическом процессе. Исследование отклика детектора продемонстрировало добротности до  $Q = 210$ , что открывает перспективы создания “спектрометра-на-чипе” для терагерцового и субтерагерцового диапазона. Широкодиапазонный детектор и слой двумерного фотонного кристалла, представляющего собой периодическую треугольную решётку полых отверстий были изготовлены на одной подложке *GaAs* с встроенной гетероструктурой *GaAs/AlGaAs*. Одиночная квантовая яма шириной 20 нм располагалась на расстоянии 200 нм ниже поверхности кристалла. Концентрация электронов в яме при комнатной температуре составляла  $n_s = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а подвижность  $6000 \text{ см}^2/\text{В с}$ . Детектор был помещён внутрь микрорезонатора представляющего собой три пропуска в периодической решётке отверстий подряд вдоль одной линии (такая геометрия далее будет обозначаться как *L3*) см. рисунок 1(а). Детектор представлял собой полоску двумерной электронной системы 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 двумерной электронной системе (ДЭС). Высокочастотный потенциал плазменной волны выпрямляется на нелинейности, возникающей из-за дефекта встроенного в двумерную электронную систему. Для изготовления структуры сначала с помощью обычной оптической литографии формировался детектор на верхней стороне кристалла, затем подложка утоньшалась до толщины  $h = 200$  мкм. Подробное описание геометрия детектора можно найти в [48, 49]. После чего с помощью анизотропного

ионного травления в атмосфере хлора в кристалле выполнялись сквозные отверстия, образующие фотонный кристалл. Травление проводилось с нижней стороны подложки чтобы не повредить детектор. Полученная структура и поперечное сечение показано на рисунках 1(a) и 1(b). Были изготовлены фотонные кристаллы с периодами решётки  $a = 247, 292, 343, 374, 411, 544$  и  $816$  мкм. Диаметр отверстий был равен  $d = 0,6 a$ , общий размер образца около  $6 \times 6$  мм<sup>2</sup>. Кроме того, был изготовлен эталонный образец того же размера и с таким же детектором, но без фотонного кристалла (то есть широкополосный). Чтобы уменьшить влияние кристаллодержателя на свойства образца, в кристаллодержателе было прорезано отверстие, а образцы клеились в нём за углы (см. рисунки 1(c) и 1(d)). Для измерения частотного отклика детектора использовался набор ламп обратной волны (BWO), перекрывающих диапазон от 0.1 до 0.4 ТГц и излучающих непрерывное микроволновое излучение мощностью от 10 до 0,1 мВт. Излучение с помощью линзы коллимировалось в параллельный пучок диаметром около 1 см и направлялся перпендикулярно плоскости фотонного кристалла. Используемые линзы были изготовлены из материала полиметилпентена ТРХ, уникального материала прозрачного как в оптической и ИК, так и в терагерцовой области. Кроме того показатель преломления ТРХ слабо зависит от длины волны и имеет близкие значения в терагерцовой и видимой областях спектры (см таблицу 1). Это обстоятельство существенно облегчает юстировку квазиоптических схем.

Таблица 1: Показатель преломления полиметилпентена (ТРХ) для различных длин волн.

$\lambda$ , мкм	n
0.633	1.463
24	1.4568
60	1.4559
300	1.46
667	1.46
1000	1.4650
3191	1.466

Излучение лампы обратной волны модулировалось на частоте около 25 Гц с помощью механического прерывателя с оптически развязанным выходом синхронизации (см. рис. 3). Фотоотклик детектора регистри-

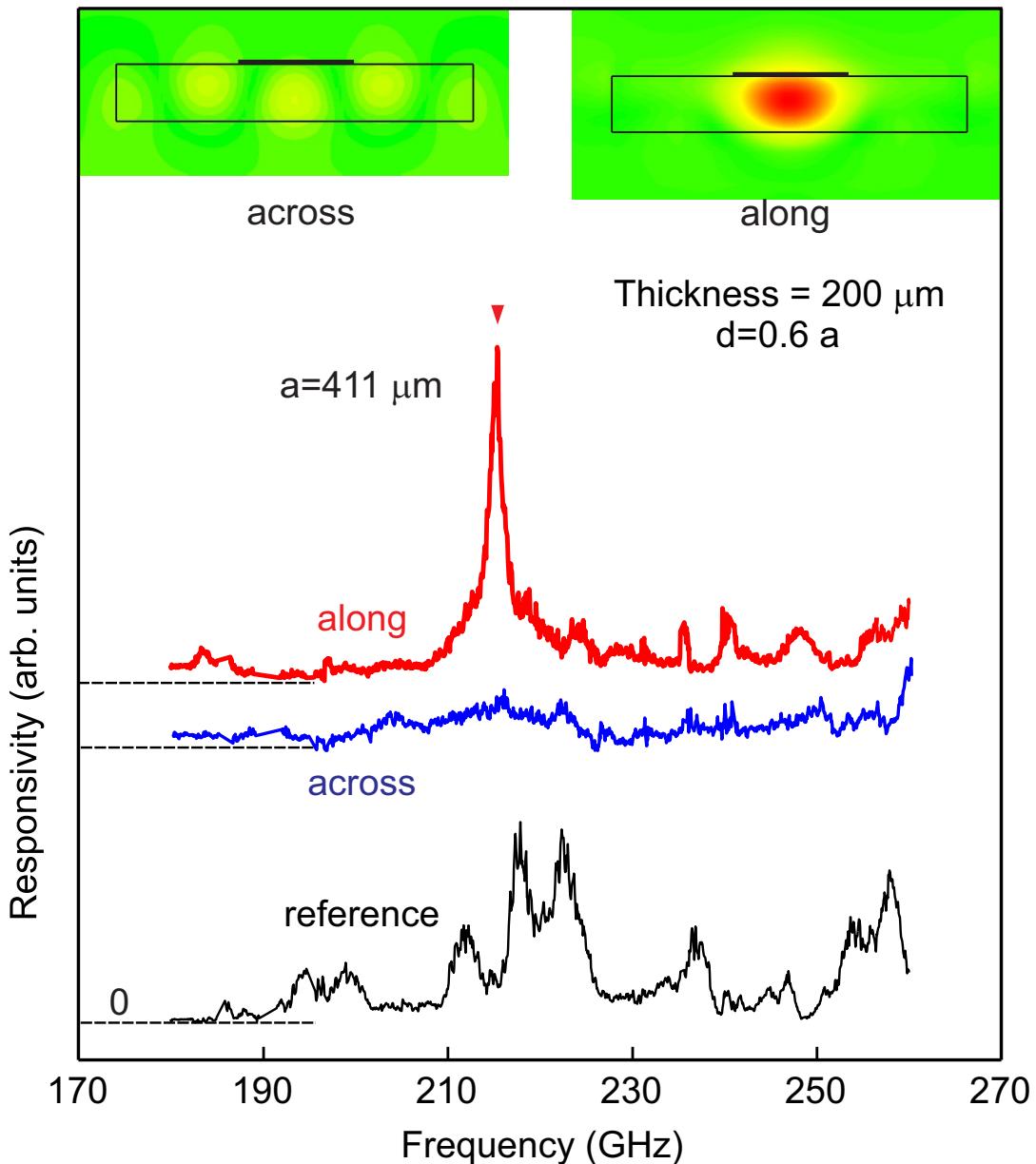


Рис. 2: Зависимость фотоотклика детектора от частоты падающего СВЧ излучения для образца с фотонным кристаллом с периодом  $a = 411$  мкм и эталонного образца без фотонного кристалла. Для образца с фотонным кристаллом показан фотоотклик для двух направлений поляризации. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикали. Пунктирные линии слева показывают положение нуля сигнала. Врезка изображает рассчитанные распределения электрического поля в условиях резонанса для продольного сечения фотонного кристалла ( $a = 411$  мкм) для поперечного (на левой панели) и продольного (на правой панели) направлений поляризации падающего излучения. Толстая линия показывает положение детектора в микрорезонаторе. Терагерцовое излучение падает с нижней стороны.

ровался на той же частоте с помощью локина, на вход синхронизации которого подавался выход синхронизации прерывателя. Для удобства измерения зависимости фотоотклика от поляризации падающего излучения использовалась система из двух поляризаторов. Первый ставился

под фиксированным углом, совпадающим с преимущественным направлением поляризации излучения ЛОВ. Второй поляризатор устанавливался под углами +45 и -45 градусов к направлению первого, что позволяло изучать отклик детектора для двух взаимно перпендикулярных направления поляризации излучения. Измерения проводились при комнатной температуре.

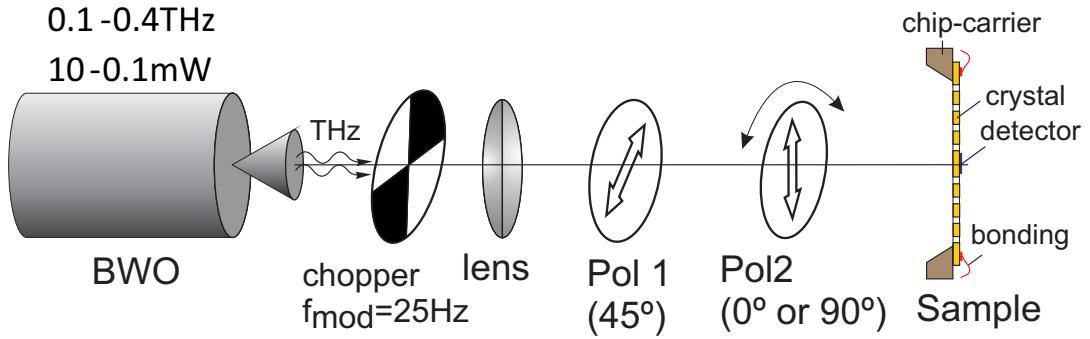


Рис. 3: Для измерения частотного отклика детектора использовался набор ламп обратной волны (BWO), перекрывающих диапазон от 0.1 до 0.4 ТГц и излучающих непрерывное микроволновое излучение мощностью от 10 до 0,1 мВт. Излучение с помощью линзы коллимировалось в параллельный пучок диаметром около 1 см и направлялся перпендикулярно плоскости фотонного кристалла. Излучение лампы обратной волны модулировалось на частоте около 25 Гц с помощью механического прерывателя с оптически развязанным выходом синхронизации.

На рисунке 2 показана частотная зависимость фотоотклика детектора для двух образцов. Нижняя кривая соответствует референсному образцу без фотонного кристалла. Частотная зависимость его сигнала возникает из-за интерференции электромагнитных волн и возникновении стоячих внутри кристалла *GaAs*, который работает как резонатор. Верхняя и средняя кривые показывают фотоотклик детектора встроенного в микрорезонатор *L3* в фотонном кристалле с периодом  $a = 411$  мкм. Образец облучался микроволновым излучением с задней стороны (см. рис. 1(d)). Одна зависимость отвечает измерениям с падающим микроволновым излучением с продольной поляризацией ТГц-излучения (вектор электрического поля  $E$  ориентирован вдоль оси микрорезонатора), а другая для поперечной поляризации. Кривые были сдвинуты по вертикали для большей наглядности. Наличие фотонного кристалла проявляется в подавлении большинства пиков, связанных с внутренними отражениями в образце, поскольку 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 доб-

ротностью  $Q = 150$ , связанному с резонансом внутри микрорезонатора. Для объяснения почему резонанс наблюдается лишь для направления поляризации вдоль длинной стороны микрорезонатора, хотя резонансы для обеих поляризаций должны лежать внутри исследованного частотного диапазона были проведено численное моделирование профиля электрического поля внутри слоя диэлектрика. Рисунки на панели показывают распределение амплитуды электрического поля в продольном сечении микрорезонатора ( $a = 411$  мкм) для продольной и поперечной поляризации для частоты резонанса. Толстая чёрная линия на картинке указывает положение детектора в микрорезонаторе. В обоих случаях плоскопараллельный пучок терагерцового излучения единичной мощности падал перпендикулярно на заднюю сторону образца (рис. 1(d)). Оказывается, что для поперечной поляризации центральная пучность поля сдвигается в сторону задней стороны кристалла, в то время как для продольной поляризации пучность гораздо сильнее и сдвинут в сторону верхней поверхности кристалла, где расположен детектор. Рисунок 4 показывает фотоотклик терагерцового детектора в пластине фотонного кристалла с постоянными решётками  $a = 411$  мкм, 374 мкм и 343 мкм для продольной поляризации. Частоты резонансов (их положения отмечены стрелочками) сдвигаются с изменением периода фотонного кристалла  $a$ . На вставке на рисунке 2 частота резонансов отложена как функция обратной постоянной решётки. Сплошная линия соответствует теоретический результат, полученный численным моделированием методом конечных разностей с временной разверткой (FDTD). Хорошее согласие эксперимента и результатов моделирования доказывает, что наблюдаемый эффект действительно связан с фотонным кристаллом. Зависимость частоты резонанса от обратного периода решётки не линейна. Это происходит из-за того что хотя диаметр отверстий, образующих фотонный кристалл, пропорционален его периоду, толщина пластины постоянна. Качественно полученную зависимость можно объяснить следующим образом: на высоких частотах длина волны мала по сравнению с толщиной подложки в 200 мкм и электромагнитное поле сконцентрировано внутри диэлектрической пластины. В этом случае эффективный показатель преломления близок к показателю преломления  $GaAs$ , с другой стороны на более низких частотах и соответственно более длинных волнах поле “вылезает” из диэлектрика с воздухом, сле-

довательно эффективный показатель преломления становится меньше чем для бесконечного фотонного кристалла. Полученные экспериментальные результаты демонстрируют что исходно широкополосный детектор встроенный в фотонный кристалл получает спектральную избирательность. Более того набор детекторов с фотонными кристаллами настроенными на разные длины волн могут служить “спектрометром на чипе” для терагерцового излучения. Правая вставка на рисунке 4 показывает фотоотклик детектора как функцию частоты излучения с постоянной решётки с  $a = 374$  мкм и диаметром отверстий  $d = 0.4a$ , то есть меньше чем на основном рисунке. Из этой зависимости можно заключить, во-первых, что резонансная частота имеет “красное” смещение по сравнению с фотонным кристаллом с диаметром отверстий  $d = 0.6a$ . Уменьшение диаметра отверстий увеличивает размер микрорезонатора, что в свою очередь приводит к уменьшению резонансной частоты с  $f = 231$  ГГц до 209 ГГц. Для описания формы резонансного контура использовалась кривая Лоренца. Добротность резонанса для образца  $a = 374$  мкм,  $d = 0.4a$  составляет около  $Q = 210$ . Следует отметить что наблюдавшаяся добротность варьировалась от образца к образцу. Предположительно это связано с неоднородностью фотонного кристалла и рассеянием волны на краях образца. Более тщательное изучение всех факторов определяющих добротность микрорезонатора заслуживает отдельного исследования. Кроме того, запрещённая зона фотонного кристалла с диаметром отверстий  $d = 0.4a$  (не показана на рисунке) составляет всего  $\Delta f = 18$  ГГц, что гораздо меньше запрещённой зоны  $\Delta f \approx 50$  ГГц фотонного кристалла  $d = 0.6a$ . Ожидается что диаметр отверстий является решающим для ширины запрещённой зоны. Экспериментально наблюдаемые ширины запрещённых зон качественно согласуются с теоретическими расчётами [50], 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. панели на рисунке 2), таким образом детектор расположенный на поверхности чувствует лишь “хвост” электромагнитного поля, что существенно уменьшает его эффективность. Данное предположение можно проверить поместив детектор в центр диэлектрической пластины. Экспериментально такая конфигурация была реализована помещением

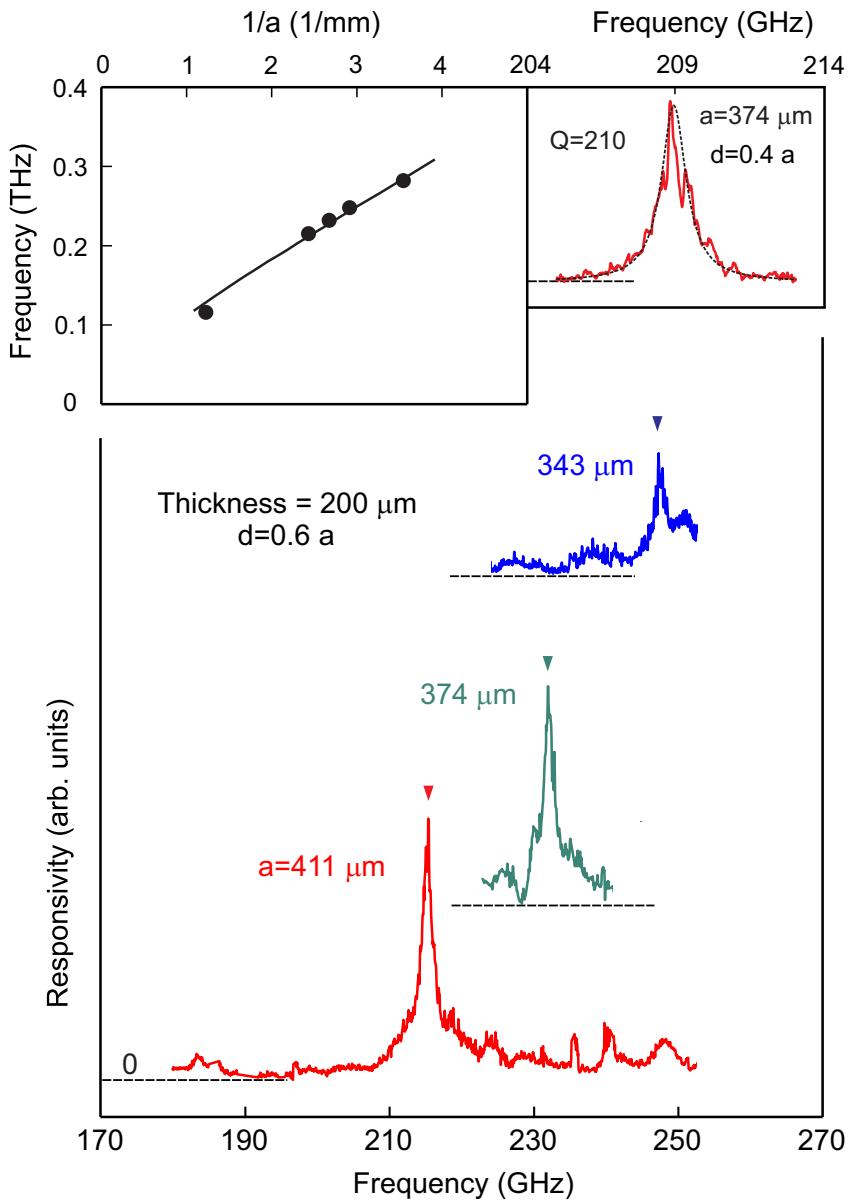


Рис. 4: Зависимости фотонапряжения от частоты излучения для фотонных кристаллов с периодами  $a = 411$  мкм,  $374$  мкм и  $343$  мкм, толщиной  $h=200$  мкм и диаметром отверстий  $d = 0,6a$ . Стрелки отмечают положение резонансов в фотонном кристалле. Кривые сдвинуты по вертикали для наглядности. 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  $d = 0.4a$ , в котором получена добротность  $Q = 210$ .

идентичного фотонного кристалла поверх исследуемого (рис. 5). Фотонные кристаллы были выровнены с точностью лучше, чем 20 мкм и склеены по углам. Воздушный зазор между кристаллами был также не более 20 мкм. Нижняя кривая на рисунке 5 показывает фотоотклик детектора помещённого на поверхности фотонного кристалла с периодом  $a = 374$  мкм и толщиной  $h = 200$  мкм. Верхняя кривая

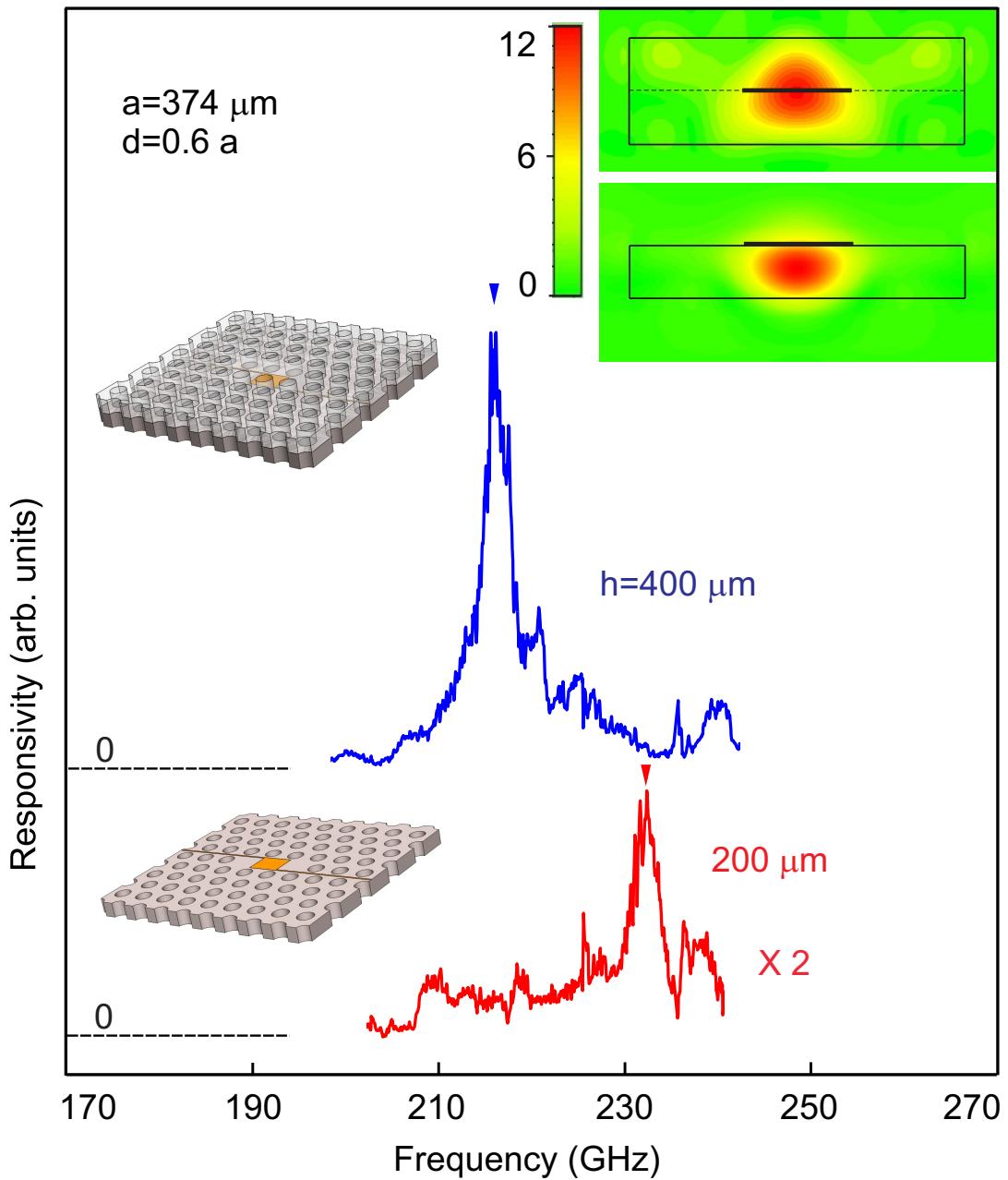


Рис. 5: Частотные зависимости фотоотклика для детектора на поверхности фотонного кристалла толщиной  $h = 0.2$  мм (нижняя кривая) и внутри фотонного кристалла удвоенной толщины  $h = 0.4$  мм. Период фотонного кристалла  $a = 374$  мкм, диаметр отверстий  $d = 0.6a$ . Кривые сдвинуты для большей наглядности. Врезка изображает полученные с помощью численного моделирования распределения электрического поля (масштаб в произвольных единицах) в продольном сечении микрорезонатора в фотонном кристалле в обоих случаях. Терагерцовое излучение падает снизу по отношению к врезке. Толстая линия показывает положение детектора в микрорезонаторе.

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 в центр диэлектрического фотонного кристал-

ла. Наблюдающийся красный сдвиг частоты резонанса вызван увеличением толщины фотонного кристалла с 200 мкм до 400 мкм и находится в согласии с численным моделированием. На вставке изображены результаты численного моделирования распределения амплитуды поля в продольном сечении микрорезонатора в фотонном кристалле на частоте резонанса. Теория предсказывает что при переносе детектор из центра кристалла толщиной 400 мкм на поверхность кристалла толщиной 200 мкм уменьшение мощности поля в 4 раза, что подтверждается экспериментом (см. рисунок 5). Добротность резонансов на рисунке 5 равна приблизительно 80. Столь низкое значение добротности объясняется структурной неоднородностью фотонного кристалла использованного в данном эксперименте. В заключении был измерен фотоотклик детектора, встроенного в микрорезонатор в слое двумерного фотонного кристалла облучаемого перпендикулярно поверхности параллельным пучком суб-терагерцового излучения. Были обнаружены высокодобротные резонансы в частотной зависимости фотоотклика. Показано, что резонансы возникают из-за взаимодействия фотонных мод в микрорезонаторе с детектором. Было исследовано влияние периода фотонного кристалла, размера отверстий и положения детектора на резонансный фотоотклик. Теоретическое моделирование методом конечных разностей с временной разверткой (FDTD) оказываются в хорошем согласии с экспериментальными результатами. В частности, теория объяснила высокую зависимость фотоотклика детектора от поляризации падающего излучения. Результаты эксперимента демонстрируют частотную селективность фотонного кристалла со встроенным детектором, изготовленным в едином литографическом процессе. Набор таких структур настроенных на различные длины волн может быть использован в качестве “спектрометра на чипе”.

## 4 Двухлучевая и многолучевая интерференции плазменных волн в полосках двумерных электронов

Глава посвящена изучению явлений обусловленных двухлучевой и многолучевой интерференции плазменных волн в двумерной электронной системе.

### 4.1 Плазменные возбуждения в несимметричных полосках ДЭС

Данный раздел посвящён исследованию фотовольтаического отклика симметричных и несимметричных полосок двумерной электронной системы с различными граничными условиями на микроволновое излучение. В симметричных полосках омические контакты присутствовали с обеих сторон, а в несимметричных контакт был только с одной стороны. Экспериментально обнаружено что в несимметричных полосках наблюдаемые плазменные моды “сдвинуты” по частоте, причём нижайшей по частоте является ранее не наблюдавшаяся мода, для которой на длине полоски укладывается четверть длины плазмона. В несимметричных полосках исследовано поведение нижайшей и кратных мод при изменении концентрации двумерных электронов, перпендикулярного магнитного поля, температуры и размеров полосок. Продемонстрировано что все плазменные моды, наблюдаемые в симметричных и несимметричных полосках, обладают схожей физической природой.

Закон дисперсии двумерных плазменных возбуждений в двумерных структурах различной геометрии хорошо изучен теоретически и экспериментально [51–53]. В узких длинных полосках возможно распространение одномерных плазмонов, закон дисперсии который задаётся выражением [38, 51]:

$$\omega_0^2(q) = \frac{n_s We^2}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon^* m^*} q^2 [\ln(8/qW) - 0.577], \quad qW \ll 1, \quad (14)$$

где  $n_s$ -концентрация двумерных электронов,  $m^* = 0.067m_e$ -эффективная масса электрона в арсениде галлия,  $\epsilon_0$ -диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\epsilon^* = (\epsilon_{GaAs} + 1)/2$  ( $\epsilon_{GaAs} = 12.8$ ) - эффективная диэлектрическая проницаемость среды, окружающей

электронную систему,  $W$ -ширина полоски. Для параметров большинства экспериментов логарифмический член является слабо изменяющейся величиной, тогда спектр одномерных плазмонов можно считать линейным по волновому вектору. Обычно для фундаментальной моды на длине полоски укладывается половина длины волны плазона. Частоту такой моды можно получить из формулы, если взять волновой вектор  $q \approx \pi/L$ . Экспериментальные исследования показывают, 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 на концах. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования закона дисперсии плазменных возбуждений в полосках с различными граничными условиями для тока и потенциала на концах. Возбуждение плазменных мод осуществлялось разным по однородности электромагнитным полем. Продемонстрировано что в несимметричных полосках нижайшая возбуждаемая мода имеет частоту вдвое меньшую частоты фундаментальной моды в симметричной полоске, то есть приблизительно равную частоте вычисленной по формуле 14 для волнового вектора  $q = \pi/2L$ , соответствующему тому, что на длине полоски укладывается четверть длины волны плазона. Магнетоплазменные резонансы регистрировались с помощью транспортной и ректификационной методик. В основе принципа транспортной методики лежит чувствительность сопротивления ДЭС к резонансному поглощению микроволнового излучения. При резонансном возбуждении микроволновым излучением плазменных волн двумерная электронная система испытывает разогрев. Резонансный разогрев даёт максимум в магнетосопротивлении из-за чувствительности механизмов рассеяния электронов к температуре [54]. Для измерения сопротивления ДЭС между контактами  $S$  и  $D$  (см. рис. 1) через полоску пропускался переменный ток амплитудой 1 мА, частотой около 2 кГц. Магнетосопротивление измерялось локином №1 настроенным на частоту модуляции тока между контактами потенциометрических щупов. Ширина потенциометрических щупов в месте их перехода в изучаемую полоску ДЭС составляла менее 10 мкм, поэтому они не оказывали существенного влияния на распространение плазменных волн в полоске. Микроволновое излучение

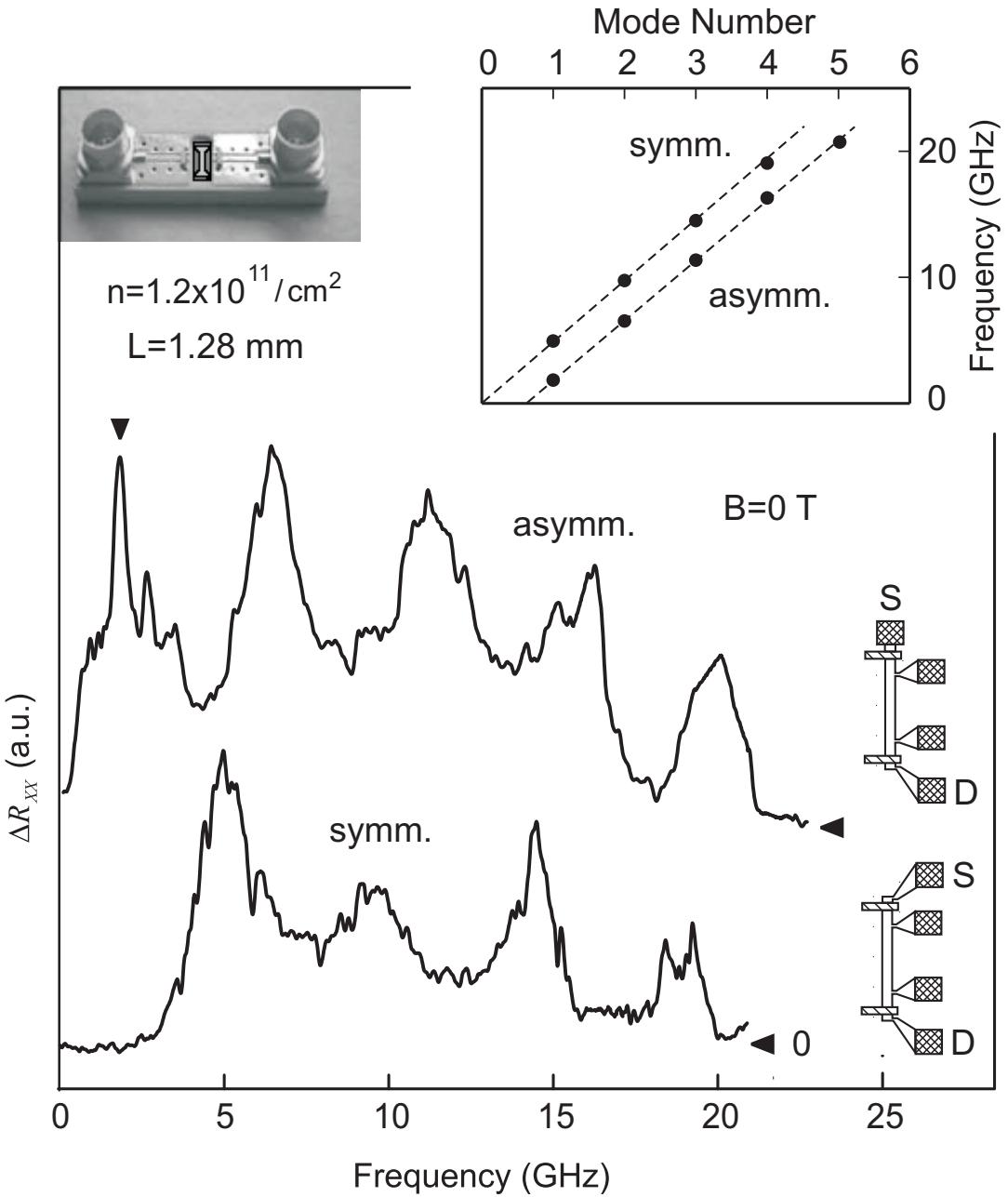


Рис. 1: Частотные зависимости дифференциального сопротивления, измеренные на образцах с различными граничными условиями при возбуждении однородным микроволновым полем. Справа от каждой из кривых приведено схематическое изображение соответствующего образца. Для удобства кривые сдвинуты в вертикальном направлении, причём нулевой уровень сигнала обозначен стрелкой. Видно, что частотное положение плазменных резонансов в полосках с различными граничными условиями сильно отличается. На рисунке также приведена фотография микрополосковой линии с исследуемым образцом. На вставке показана зависимость частотного положения возбуждаемых плазменных мод от их номера, полученная для симметричной и несимметричной полоски. Для полоски ДЭС с несимметричными граничными условиями наблюдается частотный сдвиг резонансов на  $(0.59 \pm 0.02)\omega_0$ . Температура образцов при измерениях составляла 1.6 К. Мощность СВЧ на входе коаксиальной линии равнялась 0.5 мкВт.

частотой 0.1 ГГц-40 ГГц подводилось к образцу с помощью коаксиального кабеля, соединённого с CPW-линией, выполненной на фольгированной высокочастотной керамике. Центральная жила согласованной CPW линия соединялась с металлическим затвором расположенным на расстоянии 10 мкм от одного из контактов на концах полоски (вставка на рисунок 1). Изменение сопротивления ДЭС при поглощении микроволнового излучения измерялось по методике двойного синхронного детектирования. Для этого мощность СВЧ генератора модулировалась на частоте 77 Гц [55]. При этом сигнал с локина №1 пропорциональный сопротивлению ДЭС содержал переменную компоненту с частотой модуляции мощности падающего СВЧ излучения. Эта компонента извлекалась с помощью второго локина (№2) настроенного на частоту модуляции генератора СВЧ. В основе ректификационной методики лежит явление выпрямления высокочастотного потенциала плазменных волн на нелинейности возникающей в призатворной области полоски. На один из концов полоски вблизи омического контакта напылялся затвор шириной около 200 мкм. Для регистрации плазменных резонансов, на этот затвор подавалось обедняющее (отрицательное относительно контакта к ДЭС) напряжение. При облучении образа микроволновым излучением между контактами  $D$  и  $S$  возникало фотонапряжение [56]. При резонансном возбуждении волны зарядовой плотности в сигнале фото-ЭДС наблюдались максимумы. Сигнал регистрировался локином с помощью синхронного детектирования на частоте модуляции мощности СВЧ излучения, составлявшей около 1 кГц. Изучавшиеся структуры представляли собой одиночный гетеропереход  $GaAs/AlGaAs$ . Расстояние от поверхности кристалла до гетероперехода составляло 190 нм. Темновая концентрация электронов составляла для типичных образцов около  $n_s = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а подвижность  $\mu = 1.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Кратковременная подсветка красным светодиодом позволяла поднять концентрацию до  $n_s = 2,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На шайбе с помощью стандартных методов оптической литографии были изготовлены полоски 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. Образец помещался в гелиевый криостат сверхпроводящим магнитом, позволявшем работать в полях до 10 Тл. На рисунке 1 показаны зависимости дифференциального (по мощности СВЧ излучения) магнетосо-

противления от частоты микроволнового излучения для несимметричной полоски с контактом на одной стороне верхняя кривая) и для симметричной полоски с контактами с двух сторон (нижняя кривая). Для уменьшения рассогласования СВЧ тракта CPW линия соединялась с затворами (рисунок 1) как можно более короткими проволочками с помощью ультразвуковой сварки. Линия была подключена к “пальчиковым” затворам на противоположных концах полоски, что обеспечивало симметричность электромагнитного поля, возбуждающего плазменные волны. Приведённая зависимость фотонапряжения от частоты излучения относится к полоске длиной  $L = 1,28$  мм с электронной концентрацией  $n_s = 1.2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> 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 нижайшей 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  $q_N = (N + 1/2)\pi/L$  ( $N = 1, 2, \dots$ ). В данной экспериментальной работе это утверждение подтверждается исследованием других свойств данной моды. На вставке к рисунку 1 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. Для объяснения этого эффекта требуется более детальное теоретическое рассмотрение распределения поля плазмона в несимметричных полосках. В экспериментах было также установлено, что “сдвиг” мод наблюдается и в симметричных полосках при возбуждении плазмонов неоднородным микроволновым полем. Например, этот случай реализуется для симметричной полоски, изображенной на рис. 1, когда микросварка осуществляется к контакту стока ( $D$ ) и ближайшему к нему узкому затвору. На рисунке 2 показана магнитополевая зависимость частоты плазменных мод в несимметричной полоске шириной  $W = 0.1$  мм и длиной  $L = 1.28$  мм. Рисунок демонстрирует что за-

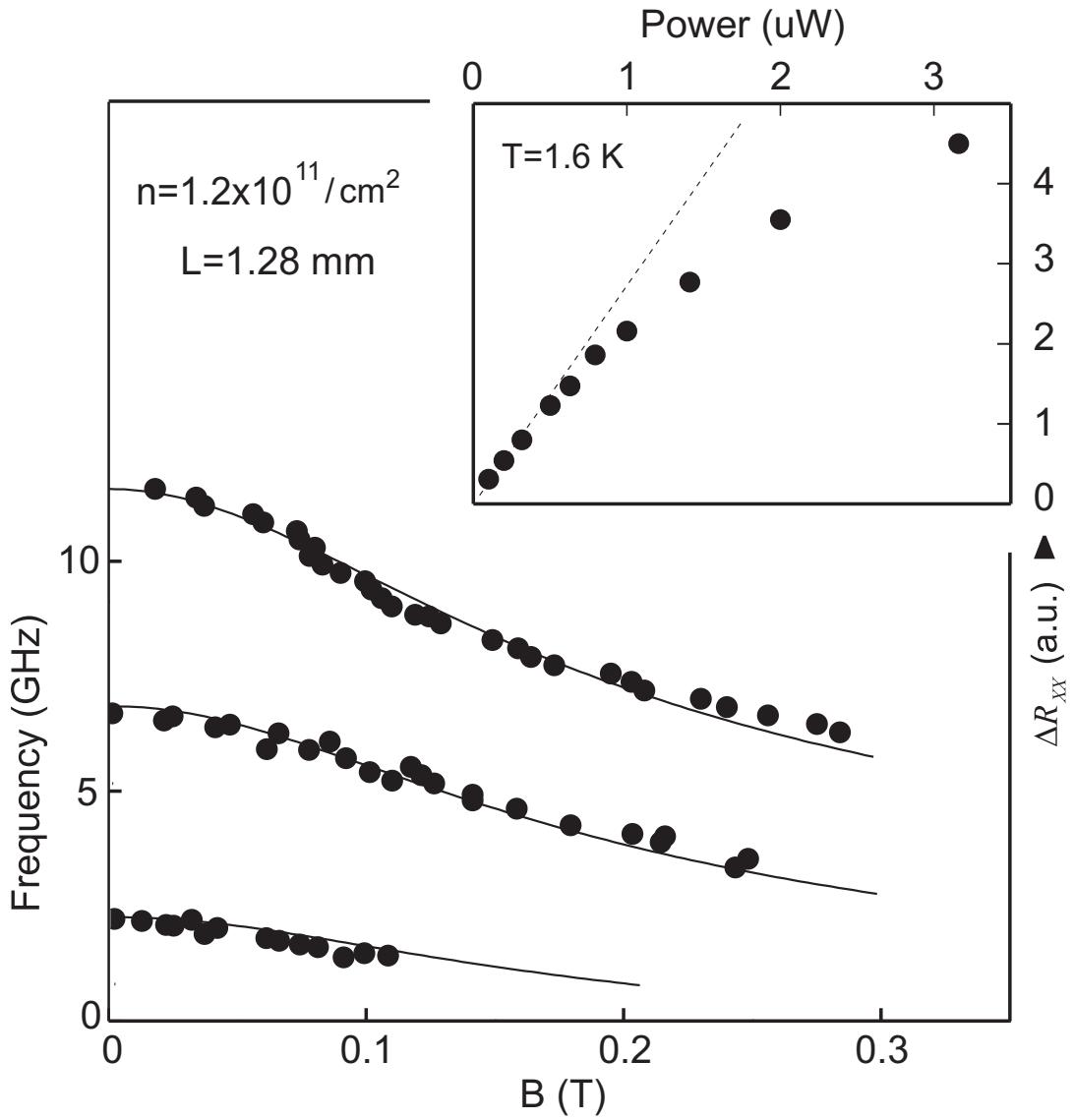


Рис. 2: Магнитополевое поведение частотного положения плазменных мод в несимметричной полоске длиной  $L = 1.28 \text{ мм}$  и шириной  $W = 0.1 \text{ мм}$ . Сплошными линиями показаны результаты теоретического расчёта согласно формуле (15). Видно, что магнитополевое поведение нижайшей по частоте и кратных плазменных мод очень похоже, что указывает на идентичность распределения зарядовой плотности поперёк полоски для этих мод. На вставке приведена мощностная зависимость амплитуды плазменных резонансов в несимметричной полоске. Было установлено, что мощностная зависимость идентична для всех наблюдаемых плазменных мод. Концентрация двухмерных электронов в структуре равнялась  $n_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

вистимости частот мод от магнитного поля для нижайшей и кратных мод очень похожи, исходя из чего можно предположить идентичность распределения зарядовой плотности в ДЭС в направлении перпендикулярном полоске. Для наглядности на рисунке изображены теоретические кривые описывающие закон дисперсии одномерного плазмона в

магнитном поле [38]:

$$\omega^2(B) = \frac{\omega_0^2(q_N)}{1 + \omega_c^2/\omega_T^2}, \quad (N = 1, 2, 3\dots) \quad (15)$$

где  $\omega_0(q_N)$ -частота продольного плазмона в нулевом магнитном поле,  $\omega_c = eB/m^*$ -циклотронная частота,  $\omega_T$ -частота фундаментальной плазменной моды, отвечающая колебаниям зарядовой плотности в направлении поперёк полоски с волновым вектором  $q = \pi/W$ . Приблизительное теоретическое выражение для поперечной частоты имеет вид:  $\omega_T = (2\pi^2 n_s e^2 / \epsilon^* m^* W)^{1/2}$ . Теоретическое выражение 15 хорошо описывает измеренные магнитополевые зависимости, если рассматривать величины  $\omega_0(q_i)$ , где  $i = 1, 2, 3\dots$ -номер моды и  $\omega_T$  в качестве подгоночных параметров. Из подгонки были получены следующие значения:  $f_0(q_1) = \omega_0(q_1) = 1.9$  ГГц,  $f_0(q_2) = \omega_0(q_2) = 6.5$  ГГц,  $f_0(q_3) = \omega_0(q_3) = 11.2$  ГГц и  $f_T = \omega_T = 60$  ГГц. Справедливости ради стоит отметить, что найденный из подгонки параметр  $\omega_T$  почти вдвое больше экспериментального значения частоты поперечного плазмона. По всей видимости это расхождение объясняется тем что теоретическое выражение (15) для магнитодисперсии одномерного плазмона получено в предположении полуэллиптического поперечного распределения электронной плотности. В то время как в реальных образцах использовавшихся в эксперименте распределение плотности довольно однородно с областью обеднения на краю порядка 1 мкм. Эксперимент также показывает, что амплитуды фундаментальной и высших мод обладают одинаковой зависимостью от мощности возбуждающего микроволнового излучения (смотря вставку к рисунку 2). Амплитуда резонансов ведет себя линейно в области малых мощностей падающего микроволнового излучения и выходит на насыщение при мощностях в несколько микроватт. Из сходства поведения амплитуд все наблюдаемых в несимметричной полоске максимумов сигнала можно предположить, что их происхождение связано с разогревом электронной системы при резонанском поглощении СВЧ.

Были проведены исследования влияния концентрации электронов и температуры на нижайшую и высшие плазменные моды, обнаруженные в несимметричной полоске. Данная серия измерений проводилась с помощью ректификационной методики при подаче на выпрямляю-

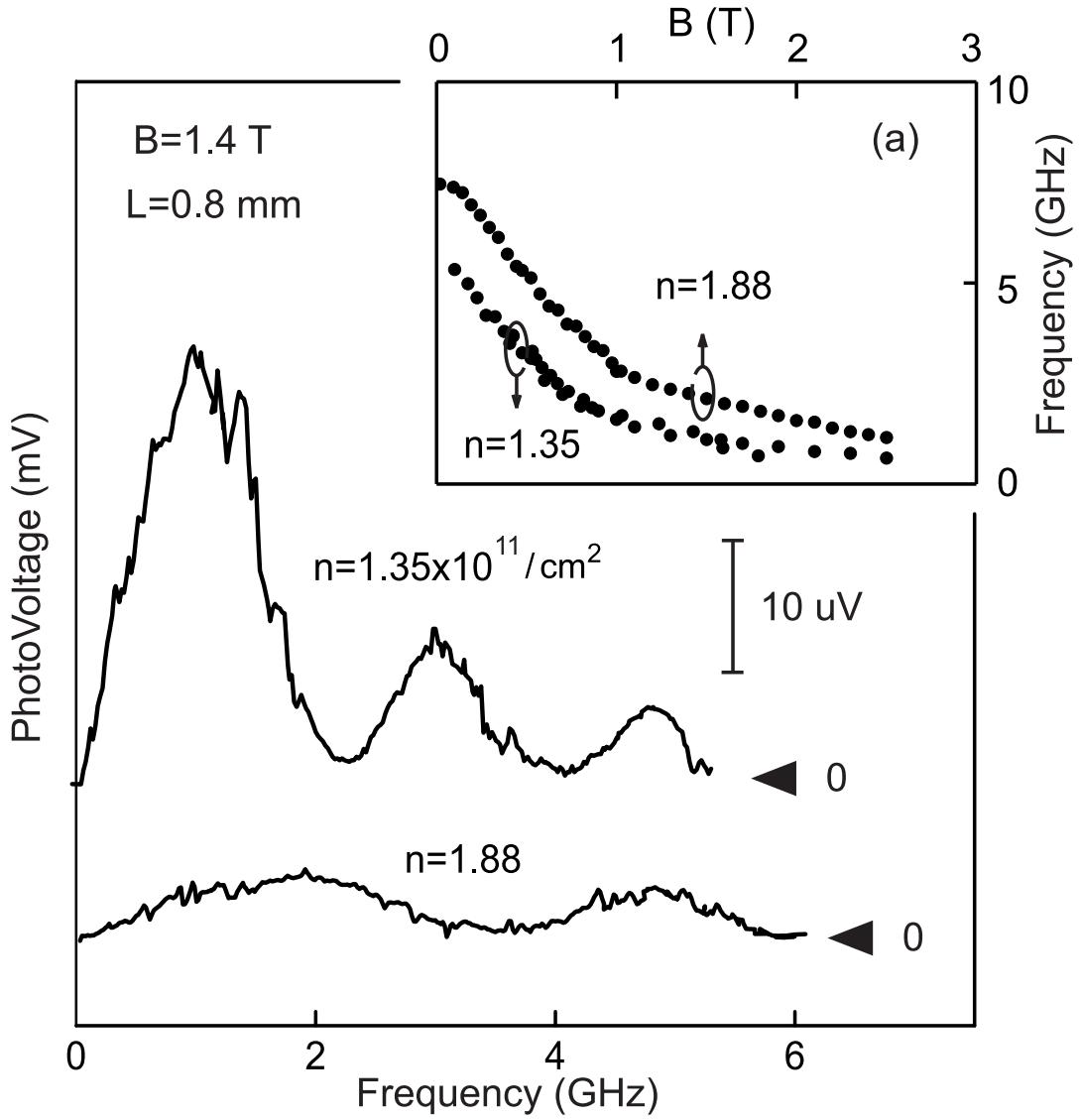


Рис. 3: Влияние изменения электронной плотности на нижайшую и кратные по частоте плазменные моды в несимметричной полоске ( $L = 0.8$  мм и  $W = 0.1$  мм). Кривые фото-ЭДС были измерены по ректификационной методике. Для удобства кривые сдвинуты по вертикали. Стрелками указан уровень сигнала при нулевой мощности СВЧ, подводимого к образцу. На вставке представлено более детальное магнито-частотное поведение мод для  $n_s = 1.35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_s = 1.88 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

щий затвор напряжения  $-0.4$  В. 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 3 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. Так в магнитном поле  $B = 1.4$  Тл частота фундаментальной моды для полоски длиной  $L = 0.8$  мм и концентрации  $n_s = 1.35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  была  $f_0(q_1) = 1.1$  ГГц, а после увеличения кон-

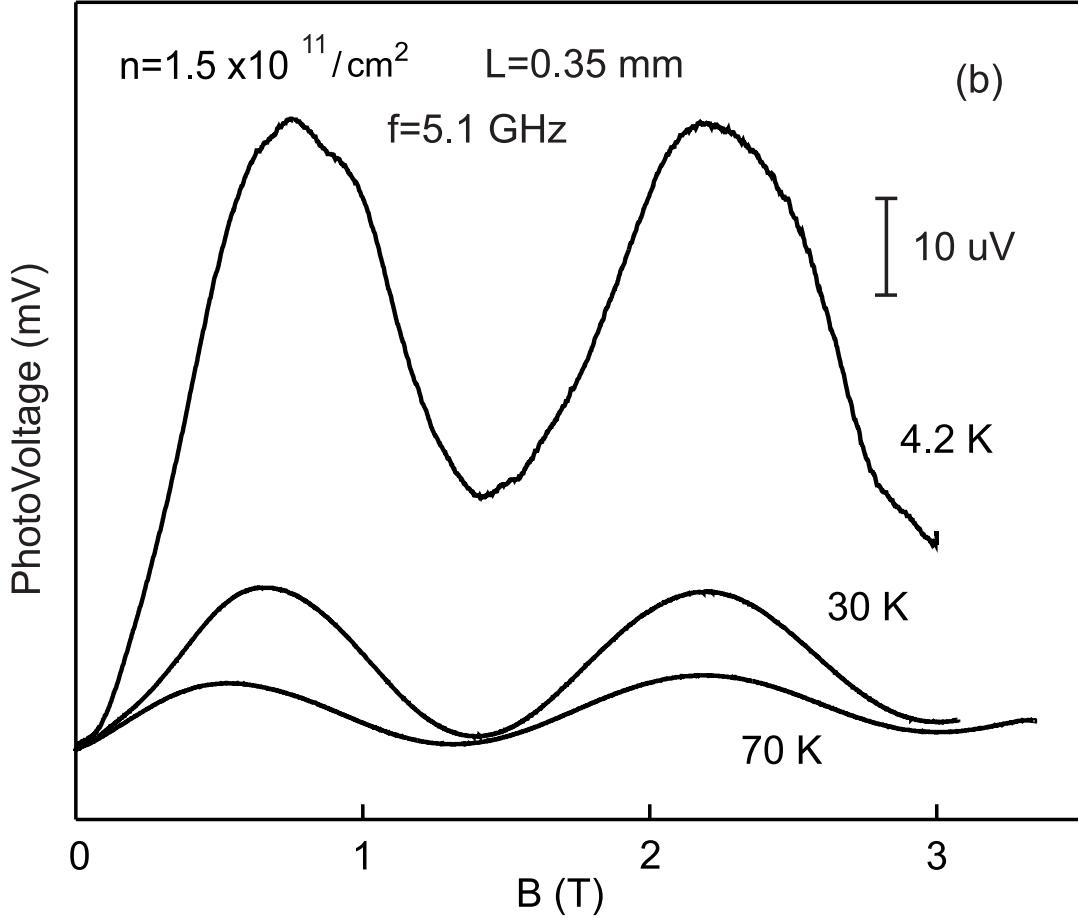


Рис. 4: Температурное поведение магнетоплазменных мод, измеренное в несимметричной полоске. Резонанс в магнитном поле 0.7 Т соответствует нижайшей магнетоплазменной моде с  $q_1 \approx \pi/2L$ , а в поле 2.4 Т кратной моде с  $q_2 \approx 3\pi/2L$ .

центрации до  $n_s = 1.88 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  стала составлять  $f_0(q_1) = 2.0 \text{ ГГц}$ . Таким образом частоты всех плазменных мод  $f_0(q_i)$  подчиняются закону дисперсии 14. На вставке к рисунку 3 показана зависимость частоты плазменного резонанса от магнитного поля для двух значений концентрации. На рисунке 4 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. Максимум сигнала в магнитном поле 0.7 Тл отвечает фундаментальной моде с  $q_1 \approx \pi/2L$ , а в поле 2.4 Тл кратной моде с  $q_2 \approx 3\pi/2L$ . При увеличении температуры с 4.2К до 70К амплитуды сигналов соответствующих обоим резонансам падают приблизительно в 10 раз, что свидетельствует об одинаковом механизме затухания фундаментальной и кратных мод в несимметричной полоске.

## 4.2 Подстраиваемые плазмонные кристаллы в ДЭС

В этом разделе изучаются свойства краевых магнетоплазмонов, распространяющихся вдоль полоски двумерной электронной системы 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 скорость плазменных волн в двумерных электронных системах 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. Таким образом свойствами плазмонного кристалла можно управлять. Это свойство делает плазмонные кристаллы удобным инструментом как для физических исследований, так и для практических применений.

В этом разделе исследовалась система двумерных электронов на базе гетероперехода  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ , где  $x = 0.3$ . Измерения проводились при температуре жидкого гелия. Структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии и содержала следующие слои (сверху вниз): 10 нм  $GaAs$ , 4 раза по 5 нм  $AlGaAs$  с дельта слоем  $Si$ , 200 нм  $AlGaAs$ , дельта слой  $Si$ , 40 нм  $AlGaAs$  спейсер, далее подложка из  $GaAs$ . На этой структуре методами фотолитографии была выполнена меза, имеющая форму, сходную со стандартным холловским мостиком (схематически показана на рисунке 5). Меза состояла из центральной прямоугольной части с стоком и истоком на концах, которая была закрыта затвором. Из центральной мезы выходят несколько полосок с вожжёными омическими контактами на концах. Две из полосок имели постоянную ширину, в то время как на остальных полосках были выполнены периодические сужения. Все размеры на рисунке 5 указаны в микрометрах. Образец обладал концентрацией  $n_s = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu = 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Подвижность определялась по сопротивлению на квадрат в нулевом магнитном поле, а концентрация электронов по осцилляциям Шубникова-де-Гааза удельного сопротив-

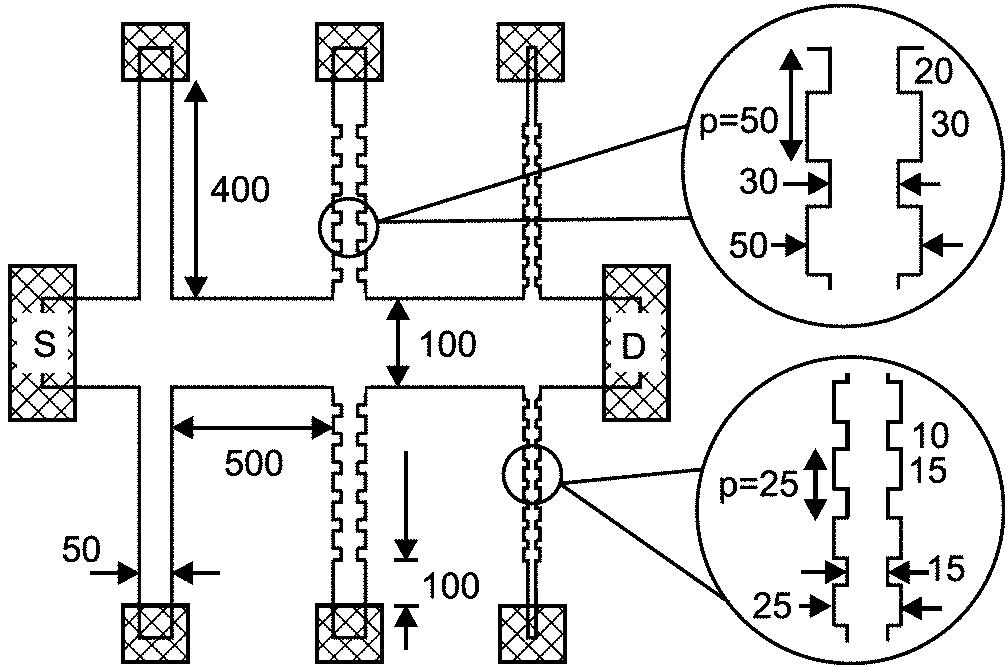


Рис. 5: Меза на исследуемом образце состояла из центральной прямоугольной части с стоком и истоком на концах, которая была накрыта затвором. Из центральной мезы выходят несколько полосок с вожжёнными омическими контактами на концах. Две из полосок имели постоянную ширину, в то время как на остальных полосках были выполнены периодические сужения. Все размеры на рисунке указаны в микрометрах. Полоски с периодической модуляцией представляют собой плазмонный кристалл. В экспериментах исследовались плазмонные кристаллы с периодами  $p = 25$  мкм и  $50$  мкм. Все размеры на рисунке указаны в микрометрах.

ления  $\rho_{xx}$  в магнитном поле. С помощью кратковременной подсветки образца красным светом (с подбарьерной энергией фотона) концентрацию можно было увеличивать до  $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что одновременно увеличивало подвижность. На этом образце были выполнены несколько полосок с модулированной шириной и одна “контрольная” полоска постоянной ширины. Первая полоска представляла собой 6 периодов структуры с широкими участками  $w_1 = 50$  мкм, длины  $a = 30$  мкм и сужениями  $w_2 = 30$  мкм, длиной  $b = 20$  мкм, на конце полоски был участок свободный от модуляции участок длины 0.1 мм. Вторая полоска представляла собой 8 периодов структуры с широкими участками  $w_1 = 25$  мкм, длины  $a = 15$  мкм и сужениями  $w_2 = 15$  мкм, длиной  $b = 10$  мкм, на конце полоски был свободный от модуляции участок длиной 0.2 мм. Третья полоска представляла собой 8 периодов структуры с широкими участками  $w_1 = 50$  мкм, длины  $a = 15$  мкм и сужениями  $w_2 = 30$  мкм, длиной  $b = 10$  мкм, на конце полоски был свободный от модуляции участок длиной 0.2 мм. Полная длина каждой из

полосок составляла 0.4 мм. Выбор такой геометрии диктовался длиной свободного пробега плазмона, составляющей при таких температурах и частотах в несколько десятков гигагерц около миллиметра. Соотношение длин и ширин узких и широких участков полоски выбиралось близким к четвертьвольновой структуре. Образцы клеились в стандарт-

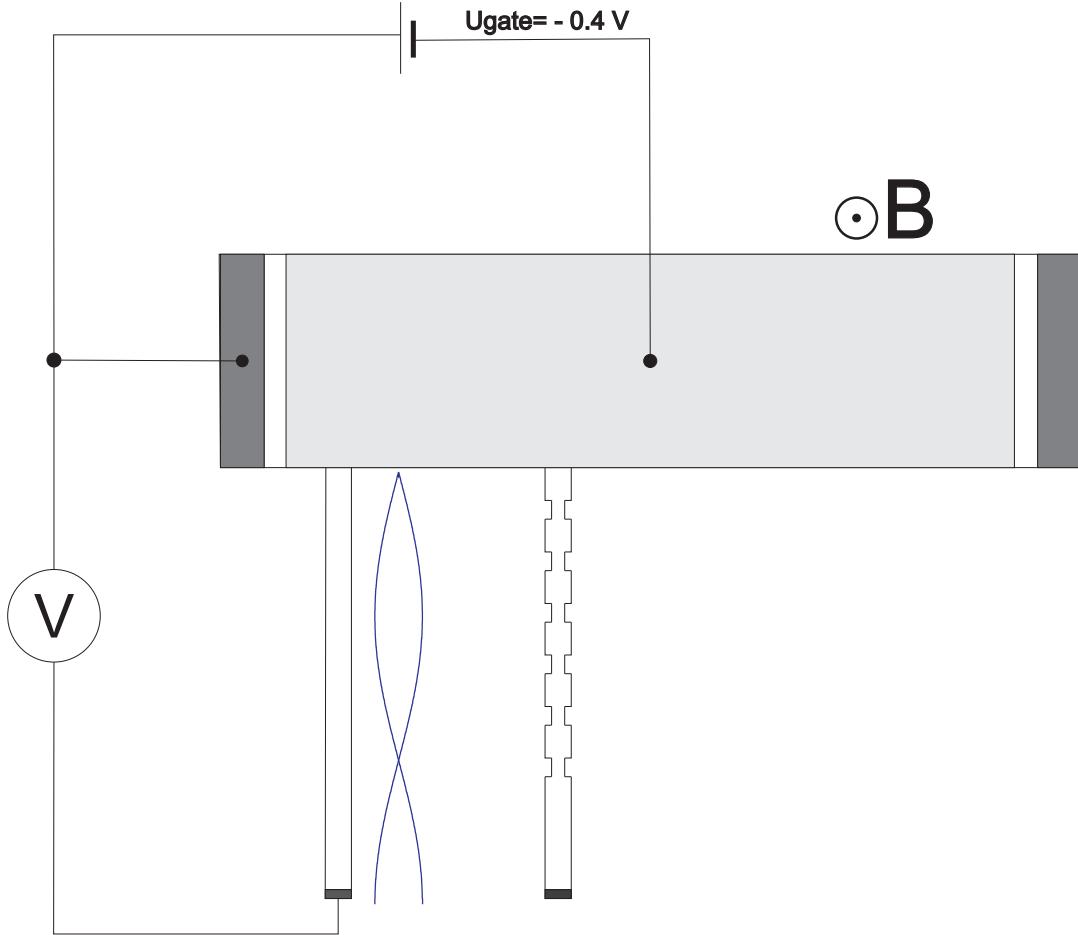


Рис. 6: Схема измерений

ный керамический кристаллодержатель и разваривались на его контакты с помощью ультразвуковой сварки. Рядом с образцом размещался красный светодиод, способный работать при температуре жидкого гелия и позволявший при необходимости осуществлять кратковременную засветку образца для изменения концентрации электронов в системе. Образцы погружались в криостат с жидким гелием и сверхпроводящим магнитом, позволявшим создавать магнитное поле до 12 Т перпендикулярное плоскости двумерной электронной системы. Микроволновое излучение в частотном диапазоне 40 ГГц–150 ГГц подводилось к образцу с помощью прямоугольного волновода  $WR - 62$  (внутренние размеры

15,8мм × 7,9мм). Мощность СВЧ на выходе генератора была равной 0.1 мВт-10 мВт. Мощность микроволнового излучения модулировалась на частоте около 1 кГц. К затвору образца прикладывалось небольшое отрицательное напряжение (около  $-0.4$  V). Схема измерений показана на рисунке 6. При освещении образца микроволновым излучением между контактом на конце боковой полоски и стоком (обозначен на рисунке 5 D) или истоком (обозначен на рисунке 5 S) возникал сигнал фототокика, который измерялся с помощью локина на частоте модуляции мощности СВЧ. Измерения проводились при температуре  $T = 4.2$  K.

На рисунке 7 показана зависимости фотонапряжения от величины перпендикулярного магнитного поля для трёх геометрий боковых полосок. Средняя кривая отвечает фотонапряжению между истоком и контактом на полоске постоянной ширины. Верхняя кривая приведена для полоски с модулированной шириной и периодом  $p = 50$  мкм. Для удобства графики сдвинуты по вертикали. На первой зависимости наблюдаются частые В-периодические осцилляции. Эти осцилляции были впервые обнаружены в работе И. В. Кукушкина [57]. Эти осцилляции объясняются распространением краевых магнетоплазмонов. Электромагнитная волна наводит на контактах высокочастотные колебания потенциала, которые возбуждают волну зарядовой плотности в двумерной электронной системе. Процесс возбуждения электромагнитной волной волн зарядовой плотности в двумерной электронной системе в присутствии контакта подробно рассмотрен в статье [58]. Металлический контакт нарушает трансляционную симметрию и обеспечивает перенос импульса, в результате чего становится возможным взаимодействие электромагнитной волны с возбуждением с ненулевым волновым вектором. То есть металлический контакт играет здесь роль аналогичную металлическим решётчатым затворам в работах [10]. Краевые магнетоплазмоны обладают хиральной природой и распространяются вдоль края ДЭС в одном направлении, определяемом направлением магнитного поля. Эксперименты на полоске с ровным краем показывают, что резкое изменение геометрии (её ширины) на конце полоске приводит к отражению краевого магнетоплазмона, распространяющегося от контакта на полоске в сторону центральной мезы. Таким образом возникает краевой магнетоплазмон, распространяющийся в обратном направлении по другой стороне полоски. Возбуждённая на контакте и отраженная плазменные

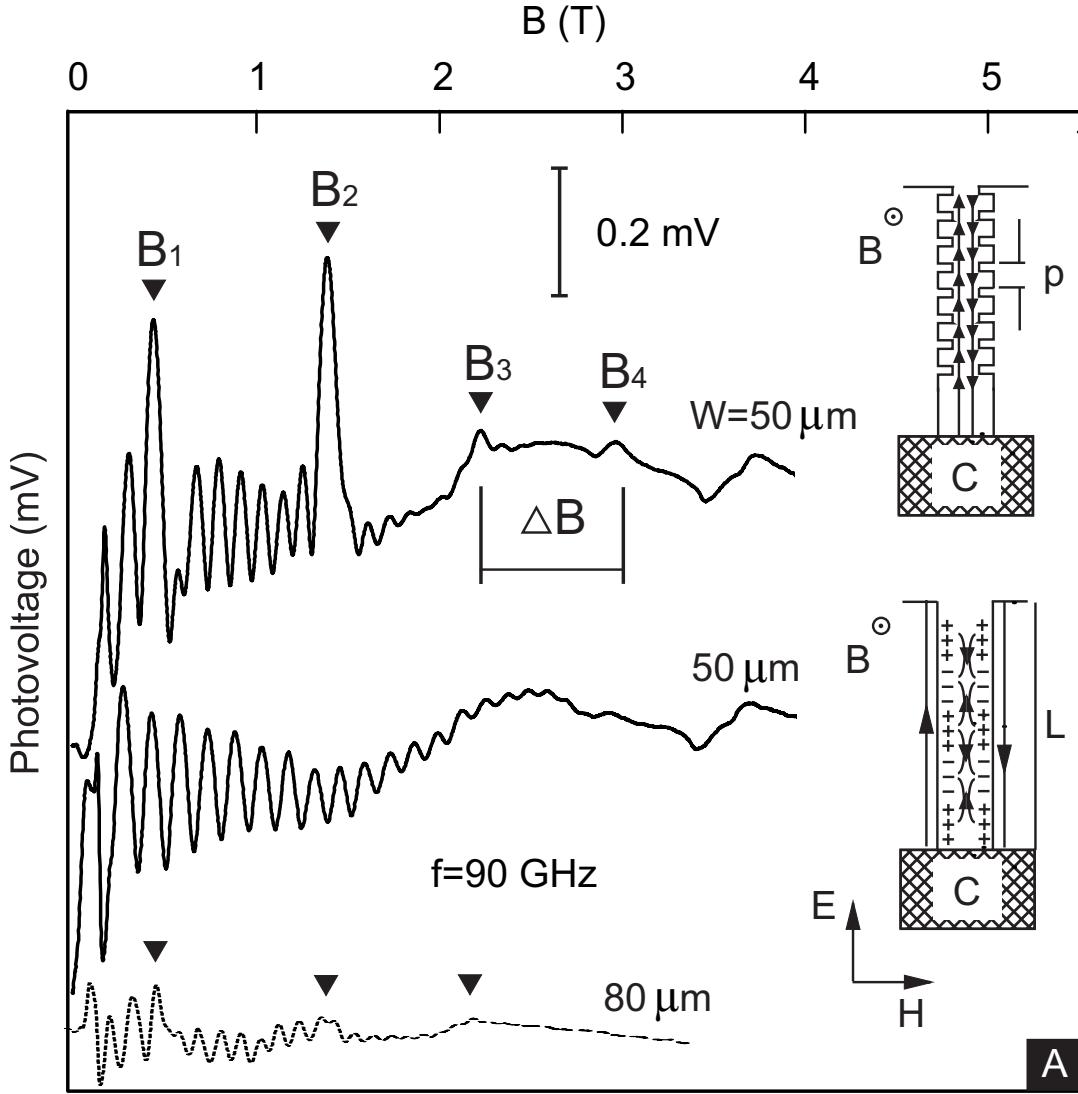


Рис. 7: Зависимость фотонапряжения, измеряемого относительно контакта  $S$  от магнитного поля на референсной полоске постоянной ширины 50 мкм (средняя кривая) и полоске с модуляцией с периодом 50 мкм (верхняя кривая). На верхней зависимости видны более редкие  $B$ -периодические пики большей амплитуды, отмеченные  $B_i$ ,  $i = 1, 2, 3 \dots$ , соответствующие брэгговскому отражению краевых магнетоплазмонов. Период по магнитному полю между соседними брэгговскими пиками обозначен  $\Delta B$ . Данные отвечают концентрации  $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Нижняя кривая, показанная пунктирной линией, показывает магнито-полевую зависимость фотонапряжения на модулированной полоске шириной 80 мкм. Существенное уменьшение амплитуды брэгговских максимумов связано с уменьшением взаимодействия между плазменными волнами распространяющимися к и от контакта.

волны интерфеcируют. При конструктивной интерференции большой высокочастотный сигнал выпрямляется и даёт сигнал фотонапряжения [57]. Выпрямление может возникать на нелинейной вольт-амперной характеристике контакта к ДЭС или в результате гидродинамической нелинейности на одной из концов полоски. При достаточно большой величине магнитного поля магнитодисперсия краевого магнетоплазмона

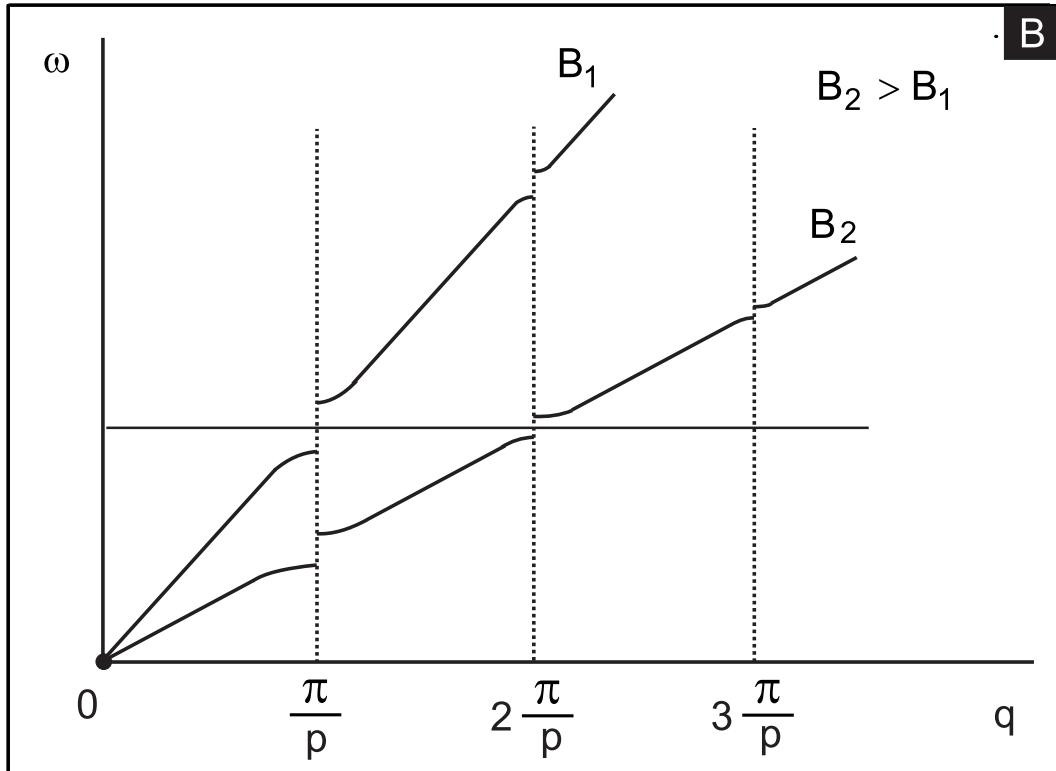


Рис. 8: Схематическое представление как периодическая модуляция ширины полоски в плазмонном кристалле модифицирует закон дисперсии краевого магнетоплазмона. Для простоты закон дисперсии КМП аппроксимирован линейным. Периодическая модуляция ширины полоски приводит к появлению в исходно бесщелевом спектре КМП запрещённых зон на границах зон Бриллюэна, определяемых периодом плазмонного кристалла  $p$ . Увеличение перпендикулярного магнитного поля замедляет плазмон и уменьшает угловой коэффициент наклона дисперсионной кривой. При этом через зафиксированную частоту микроволнового излучения и равную ей частоту плазмона последовательно проходят запрещённые зоны разных порядков. Попадание частоты плазмона в щель приводит к резкому увеличению коэффициента отражения от брэгговской структуры и всплеску фотонапряжения.

может быть описана [27]:

$$\omega \propto \frac{n_s}{B} q, \quad (16)$$

(логарифмическим множителем можно пренебречь, так он слабо меняется). Здесь  $\omega$  - круговая частота падающего микроволнового излучения и краевого магнетоплазмона. Для возникновения конструктивной интерференции  $q$  должен принимать значение кратное  $\frac{\pi}{L}$ , где  $L$ -полнная 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 краевого магнетоплаз-

мона 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 отраженные от каждого периода интерферируют конструктивно. Сопоставляя закон дисперсии плазмона (16) и условие Брэгга, Брэгговское отражение для фиксированного  $\omega$  должно давать  $B$ -периодические осцилляции с периодом

$$\Delta B \propto \frac{n_s}{\omega p}, \quad (17)$$

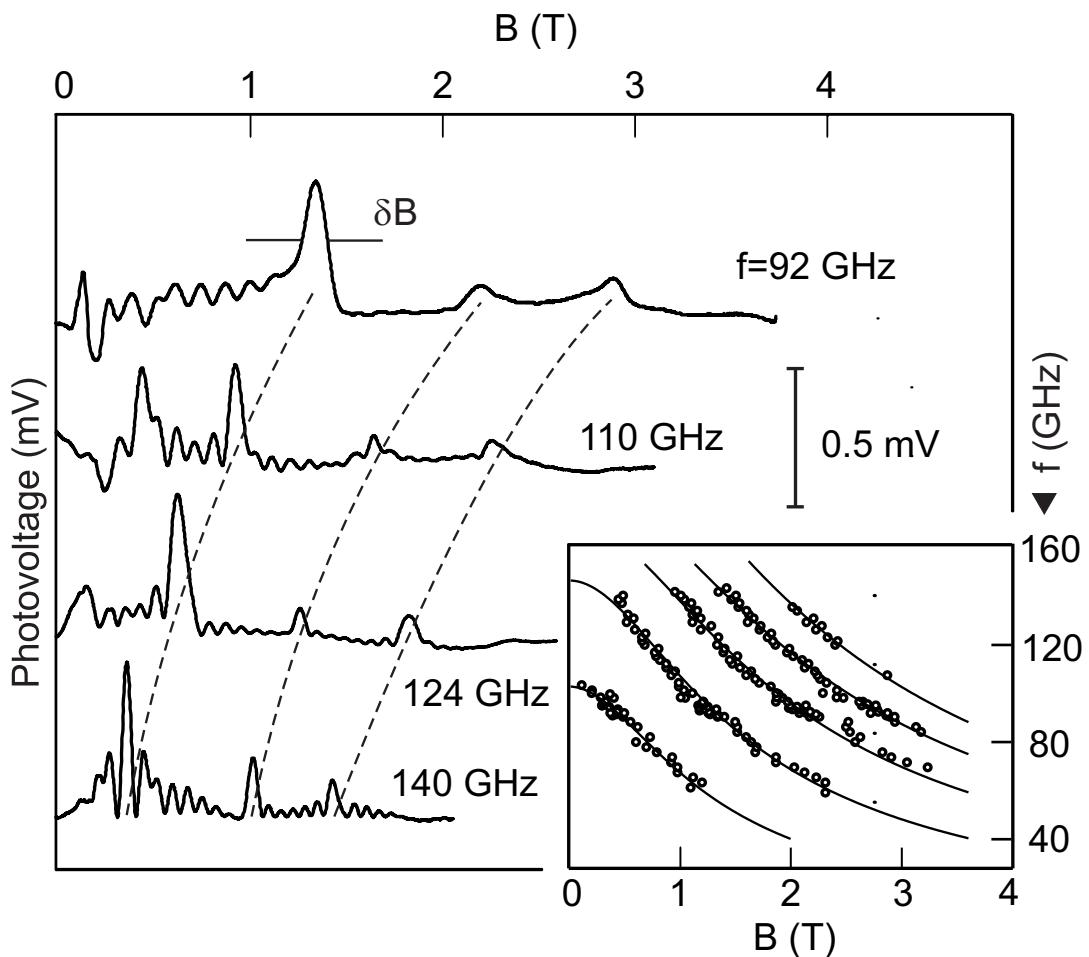


Рис. 9: Зависимости фотонапряжения от магнитного поля в “плазмонном” кристалле с периодом  $p = 50$  мкм для различных значений частоты  $\omega$  возбуждающего микроволнового излучения. Период и положение по магнитному полю брэгговских пиков уменьшается с увеличением частоты  $\omega$ . На вставке на рисунке отмечены магнитные поля в которых наблюдаются брэгговские пики при разных частотах микроволнового излучения. Тонкими линиями показаны теоретические зависимости. Представленные данные отвечают концентрации  $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Положения Брэгговских пиков совпадают с щелями в законе дисперсии последовательно возрастающих порядков. Пики на верхней зависимости рис. 7 могут быть приписаны фундаментальной и высшим (вплоть до 4-ой) щелям возникшим в законе дисперсии плазмона из-за плазмонного кристалла. Эта кривая получена для ширины полоски 50 мкм. Амплитуда брэгговских пиков заметно падает при больших значениях ширины полоски, поскольку в полосках большей ширины уменьшается эффективность “рассеяния КМП назад”. Затухание особенностей связанных с Брэгговским отражением отчетливо видно на нижнем графике 7(в) ( $W = 80$  мкм). Рисунок 9 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 выражением 17. Вставка на рисунке 9 показывает значения магнитного поля  $B$  при которых происходит брэгговское отражение как функцию частоты излучения. Из данного графика видно, что брэгговские пики смещаются монотонно вплоть до малых значений магнитного поля, когда плазмон уже нельзя считать локализованным у края ДЭС. Сплошные кривые на графике изображают теоретическое предсказание положения брэгговских максимумов. Для более точного описания закона дисперсии плазмона в области малых полей следует уточнить выражение 17. Ветви краевого магнетоплазмона могут быть описаны следующим выражением [38]:

$$\omega_{\text{emp}}(B) = \frac{\omega_i}{\sqrt{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2}}, \quad (18)$$

Здесь  $\omega_i$  - частота фундаментальной и высших мод ( $i = 2, 3, \dots$ ) в нулевом магнитном поле. Его можно было бы оценить исходя из геометрии ячейки фотонного кристалла. При данном моделировании  $\omega_i$  считался свободным подгоночным параметром.  $B_0$  также считался подгоночным параметром, но его значение бралось одинаковым для всех ветвей КМП, то есть не зависящим от индекса  $i$ . Мы можем оценить величину ширины запрещённой зоны в плазмонной кристалле из ширины  $\delta B_i$  пика фо-

тонапряжения при магнитном поле  $B_i$  используя зависимость  $B(f)$  магнитного поля, в котором наблюдается брэгговский максимум, от частоты падающего микроволнового излучения. Действительно: мы можем переписать  $\delta\omega_i$  следующим образом:  $\delta\omega_i = (\delta\omega_i/\delta B)/\delta B_i$ , где  $\delta\omega_i/\delta B$ -ни что иное как наклон магнитодисперсионной зависимости на рисунке 9. В частности, для 82 ГГц оценённые по приведённым выше формулам ширины запрещённых зон равны:  $\delta\omega_1/2\pi = 3.6$  ГГц,  $\delta\omega_1/2\pi = 3.3$  ГГц,  $\delta\omega_1/2\pi = 3.1$  ГГц,  $\delta\omega_1/2\pi = 2.9$  ГГц. Точность с которой возможно извлечь ширину запрещённой зоны зависит от её порядка. Для хорошо заметных максимумов она составляет около 10%. Из этих данных можно сделать вывод, что эти ширины слабо зависят от индекса, то есть Фурье-компоненты потенциала определяющего рассеяние плазмона слабо уменьшаются с увеличением порядка. Это обстоятельство даёт основание предположить, что рассеяние магнетоплазменных волн сильно локализовано в пространстве, вероятно на углах, где элементы полоски разной ширины переходят друг в друга. Следует отметить что длина волны плазмона гораздо больше чем радиусы закруглений, обеспечиваемых методами фотолитографии. Дополнительные эксперименты продемонстрировали важность числа периодов брэгговской структуры. Однако когда длина брэгговской структуры становится больше длины пробега КМП (для нашей геометрии около 10 периодов), дальнейшее увеличение числа периодов структуры большого влияния не оказывает. Рисунок 10(а) показывает как период плазмонного кристалла и концентрация электронов в ДЭС влияет на период В-периодических колебаний  $\Delta B$ . Удвоение периода брэгговской структуры уменьшает период особенностей, связанных с многолучевой интерференцией, вдвое. Это согласуется с уравнением и демонстрирует что уменьшение периода брэгговской структуры увеличивает разницу энергий соседних запрещённых зон. Кроме того, это дополнительно доказывает, что наблюданное явление не связано с двухлучевой интерференцией волны отраженной от первого скачка ширины полоски, поскольку расстояние между омическим контактом и первым скачком ширины было постоянным. Рисунок 10(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

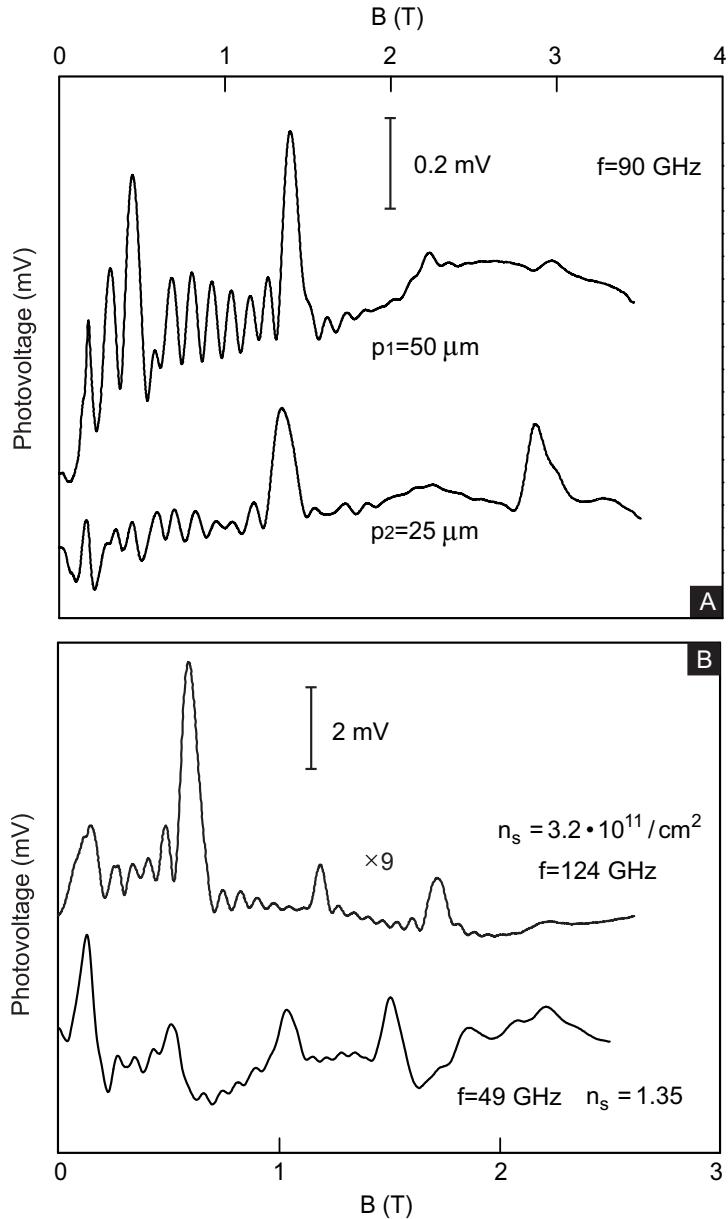


Рис. 10: (а) Влияние периода плазмонного кристалла на расстоянием по магнитному полю между последовательными брэгговскими максимумами. Удвоение периода кристалла приводит к сокращению вдвое периода пиков  $\Delta B$ . (б) Магнитополевая зависимость фотонапряжения на полоске с фотонным кристаллом с периодом  $p = 50 \mu\text{м}$  для двух значений концентрации. Для сохранения периода брэгговских пиков потребовалось пропорционально изменить частоту микроволнового излучения.

приблизительно 2.4. Эти измерения являются наглядной демонстрацией того что ДЭС даёт дополнительные степени свободы по сравнению с диэлектрическими и металл-диэлектрическими фотонными кристаллами. Дисперсионные свойства плазмонных кристаллов могут быть подстроены “на месте”. В заключение мы изучили распространение краевых магнетоплазменных волн в плазмонном кристалле состоящем из полос-

ки двумерной электронной системы, чья ширина была периодически промодулирована вдоль полоски. Были обнаружено явление брэгговского отражения, фундаментальная и более высокие запрещённые зоны, которые образуются в спектре краевого магнетоплазмона в результате загиба зон. Была исследована зависимость частот этих запрещённых от приложенного магнитного поля и периода плазмонного кристалла. Следует ожидать что периодическая модуляция других параметров, таких как концентрация электронов и диэлектрического окружения приведет к аналогичным эффектам.

## 5 Свойства КМП и АКМП в ДЭС в режиме КЭХ

В пятой главе изучаются свойства краевых (в том числе акустических) магнетоплазмонов в режиме КЭХ. Возмущение заряда связанное с КМП сильно локализовано близи края ДЭС на длинах сравнимых с шириной края (ширины краевых электронных состояний). Таким образом свойства КМП неразрывно связаны с профилем концентрации электронов на краю системы и краевыми электронными состояниями, играющие важную роль в построении теории КЭХ. Экспериментальное исследование свойств краевых магнетоплазмонов позволит существенно продвинуться в понимании явления КЭХ.

### 5.1 Фундаментальная мода краевого магнетоплазмона в условиях квантового эффекта Холла

Данный раздел посвящён исследованию свойств фундаментальной моды краевого магнетоплазменного плазмона в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). Было обнаружено расщепление основной моды краевого магнетоплазмона вблизи фактора заполнения 2 при температуре 0.3 К. Данное явление объясняется увеличением ширины несжимаемой полоски на краю ДЭС в этих условиях. На данный момент наиболее правдоподобной теорией, описывающей краевые электронные состояния в условиях квантового эффекта Холла, является модель, описанная в работе [59]. В данной работе показано что учёт экранирования краевого потенциала приводит к тому, что на краю ДЭС возникают чередующиеся между собой сжимаемые и несжимаемые полоски. На всем протяжении ширины сжимаемой полоски один из уровней Ландау совпадает с уровнем Ферми, а фактор заполнения изменяется от одного целочисленного значения до последующего. Между сжимаемыми полосками расположены несжимаемые полоски, где уровни Ландау поднимаются вверх, а фактор заполнения остаётся постоянным и целочисленным. При этом концентрация электронов на ширине несжимаемой полоски постоянна и соответствует фактору заполнения.

Внутри несжимаемой полоски не возможны колебания зарядовой плотности, так как фактор заполнения и концентрация постоянны. Однако существование несжимаемых полос на краю образца должно приводить к расщеплению в спектре КМП, распространяющихся по сжи-

маемым полоскам [60]. Если несжимаемые полоски очень узки, они слабо влияют на спектры КМП. Расщепление моды КМП не наблюдалось экспериментально даже при очень низких температурах, когда ширины несжимаемых полосок максимальны. Единственной возможностью обнаружить влияние несжимаемой полоски на спектр КМП является изучение поведения моды КМП непосредственно в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ).

Ширина несжимаемой полоски обратно пропорциональна градиенту концентрации на краю ДЭС  $\frac{dn}{dx}$  [59]. По мере приближения к целочисленному фактору заполнения со стороны меньших магнитных полей, в месте нахождения верхней несжимаемой полоски профиль электронной плотности становится все более и более пологим, а значит ширина верхней несжимаемой полоски резко возрастает. В результате, вблизи фактора заполнения 2, когда несжимаемая полоска обладает максимальной шириной, оказывается возможным наблюдать расщеплением фундаментальной краевой моды на две, распространяющиеся с двух сторон от несжимаемой полоски.

В этой работе был впервые изучен спектр краевого магнетоплазмена в полях, соответствующих целочисленным факторам заполнения, а также в промежуточных полях. Были проведены измерения при температурах  $0.3 - 4.2\text{ K}$ . В данной работе исследовалась одиночная квантовая яма  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ , где  $x = 0.3$ . На структуре стандартными методами фотолитографии 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. Детектирование резонансного поглощения микроволнового излучения в образце осуществлялось по изменению спектра люминесценции [52, 61].

На рис. 1 показан спектр микроволнового поглощения в условиях КЭХ (фактор заполнения немного больше двух) при различных температурах. На спектре измеренном при температуре 1 К видны первая и вторая моды краевого магнетоплазмена с радиальными и азимутальными числами  $n = 0, l = 1; n = 0, l = 2$  [62]. Волновой вектор фундаментальной краевой моды  $n = 0, l = 1$  в 2 раза больше волнового вектора следующей по частоте моды  $n = 0, l = 2$ . Поскольку КМП обладает практически линейным законом дисперсии, частоты этих мод, различа-

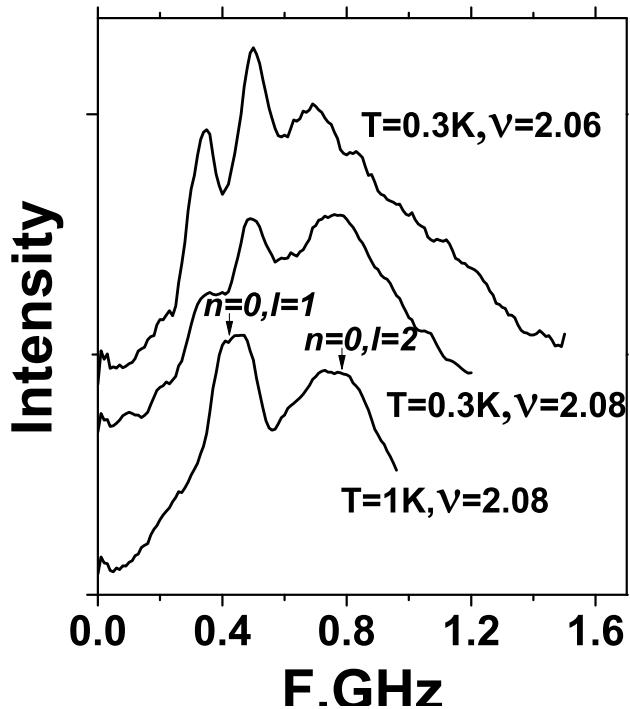


Рис. 1: Спектры микроволнового поглощения, измеренные в окрестности фактора заполнения 2 при различных температурах.

ются примерно в два раза, и спектр носит характерный для КМП эквидистантный вид. 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. При приближении по полю к середине холловского плато (а именно при уменьшении фактора заполнения до  $\nu = 2.06$ ) величина расщепления растёт, а интенсивность расщеплённых линий увеличивается. Это расщепление объясняется существенным увеличением ширины несжимаемой полоски при понижении температуры и приближении к целочисленному фактору заполнения. При большой ширине несжимаемой полоски на краю диска вместо одного плазмона ( $n = 0, l = 1$ ) вдоль каждой стороны полоски бегут два одинаковыми квантовыми числами ( $n = 0, l = 1$ ). Плазмон, распространяющийся с внешней стороны от несжимаемой полоски, локализуется на внешней границе образца, и потому имеет большую (чем до появления несжимаемой полоски) частоту за счёт меньшей эффективной диэлектрической проницаемости и меньшей ширины края  $w$ , входящей в закон дисперсии КМП. Электро-

магнитное поле плазмона, распространяющегося по внутренней стороне несжимаемой полоски, практически полностью локализуется внутри образца, поэтому соответствующая эффективная диэлектрическая проницаемость становится больше, что приводит к уменьшению его частоты.

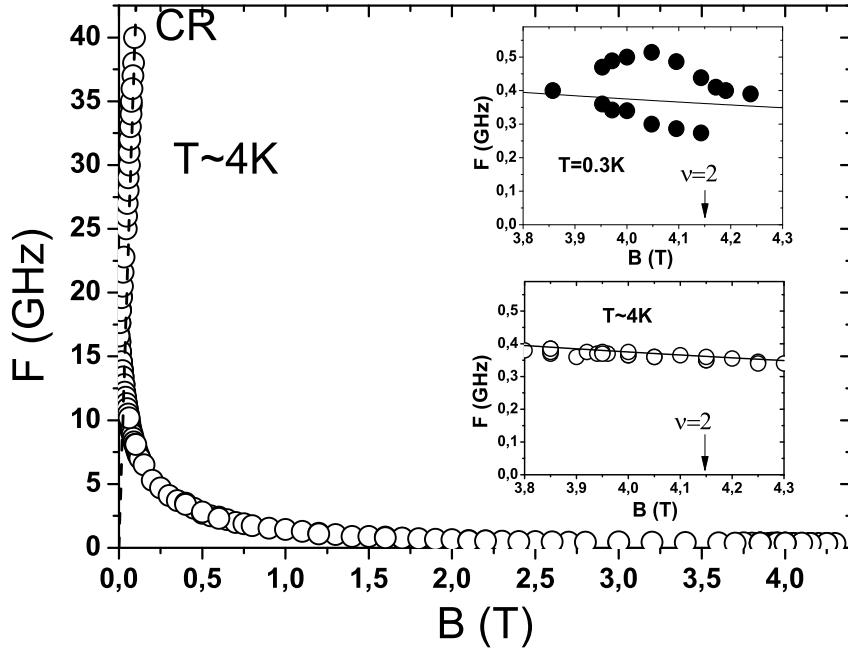


Рис. 2: Зависимость частоты КМП от магнитного поля при 4К. На вставках в увеличенном масштабе показана та же зависимость вблизи фактора заполнения 2 при температуре 4 и 0.3К.

На рис. 2 представлена зависимость частоты фундаментальной моды краевого магнетоплазмона от магнитного поля, измеренная при  $4.2\text{ K}$ . На нижней вставке показан увеличенный фрагмент той же магнитодисперсии вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$ . Из рисунка видно, что при температурах  $\geq 2\text{-}4\text{ K}$  никаких особенностей вблизи целочисленных факторов заполнения не наблюдается. В больших магнитных полях для частоты краевого магнетоплазмона выполняется следующее выражение:  $\frac{e^2 n q}{\epsilon_{eff} m^*} (\ln(2qa) + 0.577) \sim 1/B$ , что предсказывается квазиклассической теорией [37]. Здесь  $q = 2/d$ -волновой вектор КМП в направлении “вдоль края образца”,  $n$ -электронная плотность,  $\epsilon_{eff}$ -эффективная диэлектрическая проницаемость, обычно принимаемая равной  $\frac{\epsilon_{GaAs}+1}{2}$ ,  $\omega_c$ -циклотронная частота,  $m^*$ -эффективная масса электрона. Данное теоретическое выражение хорошо согласуется с экспериментом, если шири-

ну края принять равной 0.4–0.5 мкм. На верхней вставке на рис. 2 видно, что при температуре  $T = 0.3 K$  ситуация кардинально меняется. Вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  фундаментальная мода КМП расщепляется на две, затем по мере увеличения поля и приближения к центру холловского плато величина расщепления растет. При дальнейшем увеличении магнитного поля, когда фактор заполнения становится менее  $\nu = 2$ , расщепление снова исчезает. Таким образом обе новые моды произошли именно от фундаментальной моды. Подобное поведение краевых мод подтверждает гипотезу что причиной расщепления является несжимаемая полоска, ширина которой растет по мере приближения к центру холловского плато. Как мы видим в зависимости частоты КМП, бегущего по внешней стороне от несжимаемой полоски, от магнитного поля наблюдается локальный максимум. Это связано с уменьшением ширины края, по которому распространяется внешний плазмон, поскольку все большую часть занимает несжимаемая полоска, что согласуется с работами по КМП в режиме КЭХ других авторов [63–68].

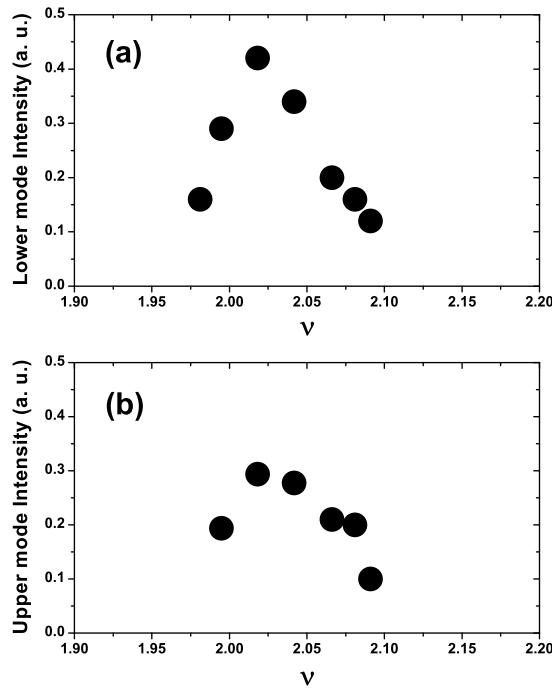


Рис. 3: Зависимость интенсивности линий расщеплённых мод КМП от магнитного поля. а: Интенсивность нижней линии расщеплённой моды. б.: Интенсивность верхней линии расщеплённой моды.

На рис. 3 показана зависимость амплитуды линий КМП от факто-ра заполнения. На рис. 3в показана амплитуды верхней линии расщеп-лённой моды и амплитуды основной линии КМП в тех полях, когда расщепление уже нет. На рис. 3а представлена зависимость амплиту-ды нижней линии расщеплённой магнетоплазменной моды. Видно, что интенсивности обеих линий демонстрирует резонансное увеличение по мере приближении к середине холловского плато.

## 5.2 Акустические краевые магнетоплазмоны

Данный раздел посвящён обнаружению и исследованию новых низ-кочастотных мод, соответствующих акустическим краевым магнето-плазмонам. Обнаруженные моды проявляются лишь в режиме кванто-вого эффекта Холла, точнее в узкой окрестности вблизи целочисленных факторов заполнения. Значения частот обнаруженных резонансов и их зависимости от параметров ДЭС совпадают с значениями, предсказы-ваемые теорией, описывающей свойства акустических краевых магне-топлазмонов.

В ранних теоретических работах по краевым магнетоплазмонам на краю ДЭС и на границе областей двух концентраций внимание уделя-лось основной моде КМП, имеющей спектр

$$\omega_0(q_y) = \frac{2Ne^2}{\epsilon m^* \omega_c j} q_y \left( \ln \frac{2}{2q_y a} + C \right) \quad (19)$$

Где  $N$  - концентрация двумерных электронов,  $\epsilon$  – усреднённая ди-электрическая проницаемость,  $m^*$  – эффективная масса электрона, а константа С зависит от конкретного профиля концентрации электро-нов вблизи края ДЭС. Распределение заряда  $\rho_j(x)$  в такой моде вдоль оси  $-X$ , перпендикулярной краю ДЭС монопольно(см. вставку с  $j = 0$  на рис. 5). Однако теоретические работы [69], [70] предсказали также существование дополнительных, “мягких” краевых магнетоплазменных мод с меньшей на порядок частотой и акустическим законом дисперсии:

$$\omega_j(q_y) = S_j q_y, \quad j = 1, 2, \dots \quad S_j = \frac{2Ne^2}{\epsilon m^* \omega_c j} \quad (20)$$

Эти моды получили название акустических из-за характерного за-кона дисперсии. Акустические магнетоплазмоны исследовались теоре-

тически в различных моделях в последующих работах [26, 37, 38, 71, 72]. Плотность заряда  $\rho_j(x)$  в  $j$ -ой мультипольной краевой моде меняет знак  $j$  раз вдоль направления перпендикулярного краю образца. Так же как монопольная мода  $\omega_{j=0}^{emp}$  акустические моды распространяются вдоль края только в одном направлении (то же что и монопольная фундаментальная мода). Основная трудность экспериментального обнаружение и изучение АКМП связана с их мультипольным природой, поскольку из-за дипольного, квадрупольного и т.д., распределения заряда, они слабо взаимодействуют с однородным возбуждающим переменным электрическим полем [73, 74].

Были исследованы спектры поглощения микроволнового излучения двумерной электронной системой в форме диска, что позволило напрямую наблюдать фундаментальную (монопольную) и акустическую магнито-плазменные моды в квантовых ямах  $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$ . Исследованы зависимости частоты, затухания, а так же зависимости интенсивности соответствующих АКМП резонансов от магнитного поля и температуры.

На гетероструктуре представляющей собой одиночную квантовую яму  $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$  шириной 300 Å методами фотолитографии и жидкостного травления была вытравлена меза в форме диска диаметром 1 мм. В магнитных полях больших 400 мТ в спектрах люминесценции проявлялись линии, связанные с уровнями Ландау. Измеряя поведение спектров люминесценции в зависимости от перпендикулярного магнитного поля можно было оценить концентрацию двумерных электронов, которая оказалась равной  $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Подвижность, полученная из транспортных измерений составляла  $6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при 4.2К.

В качестве методики регистрации размерных магнито-плазменные резонансы была выбрана методика оптического детектирования. На этих структурах с помощью методики оптического детектирования микроволнового поглощения [75]

На рис.4 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 монопольная мода, проявляющаяся в виде резонанса на частоте  $\sim 450$  МГц в поле 3.66 Тл ( $\nu = 2.15$ )

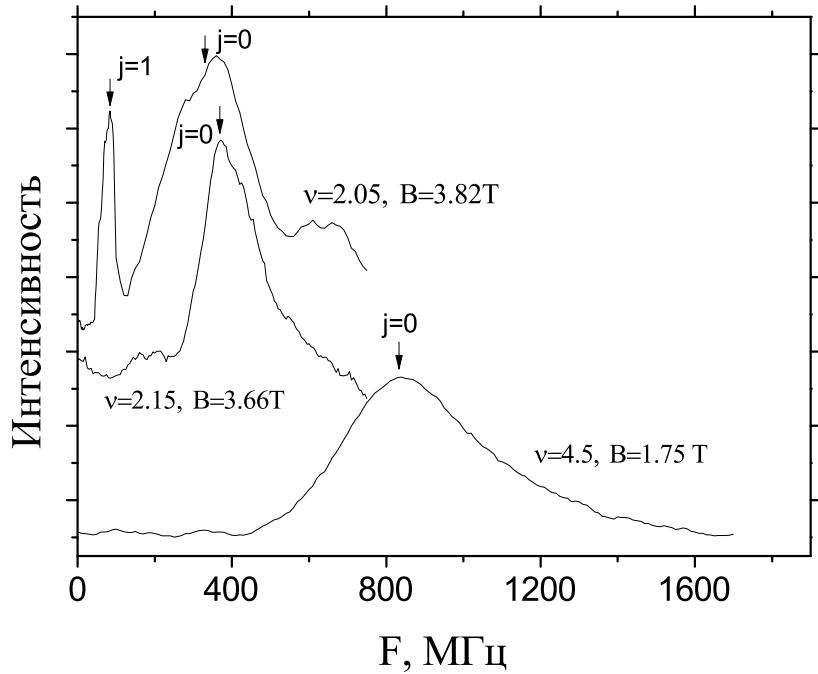


Рис. 4: Спектры резонансного поглощения микроволнового излучения, измеренные в ДЭС в форме диска диаметра  $d = 1$  мм в различных магнитных полях.  $j=0$  обозначена фундаментальную монопольную краевую моду,  $j=1$  – обозначает первую акустическую моду, имеющую один узел в распределении заряда в направлении перпендикулярном краю ДЭС. Концентрация двумерных электронов  $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

и 850 MHz в поле  $B = 1.75$  T ( $\nu = 2.15$ ). Частота и ширина линии этой моды уменьшается с ростом магнитного поля обратно пропорционально полю. Однако в условиях КЭХ вблизи целочисленного фактора заполнения (см. зависимость на рис.4 для  $\nu = 2.05$ ) в низких частотах можно увидеть дополнительную узкую линию, идентифицируемую нами как акустический краевой магнетоплазмон с  $j = 1$ .

При этом частоты АКМП с хорошей точностью совпадают с расчёты значением по формуле (20). Так для большинства точек отклонение составляет менее нескольких процентов. Важно отметить, что выражение (20) для частоты АКМП по сути не содержит подгоночных параметров. При этом мы использовали в расчётах эффективную диэлектрическую, равную  $\epsilon = 6.9$  (среднему между диэлектрической проницаемостью вакуума  $\epsilon_{vac} = 1$  и проницаемостью образца  $\epsilon_{GaAs} = 12.8$ ). Именно такое значение диэлектрической проницаемости всегда используется для частоты КМП и других плазменных возбуждений в ДЭС [22, 52]. Ширина акустических магнито-плазменных резонансов значительно уже, то есть

они обладают меньшим затуханием, чем монопольные КМП.

Столь небольшое затухание АКМП скорее всего связано с отсутствием диссипации в несжимаемых полосках [37]. На факторах заполнения далеких от целочисленных эти полоски узки и слабо влияют на спектр КМП и АКМП [37]. Вблизи целочисленных факторов заполнения ширины несжимаемых полосок существенно увеличиваются [59], что вероятно и позволило нам наблюдать АКМП.

Как описано в первой части 5-ой главы в окрестности целочисленных факторов заполнения, спектр основной моды КМП также претерпевает существенные изменения. Так широкая линия основной моды КМП расщепляется на несколько более узких линий. Причём данное явление наблюдается только в режиме КЭХ. Наблюданное расщепление основной моды КМП на несколько линий по всей видимости связано с возникновением и уширением несжимаемых полосок на краю образца.

На рис. 5 показана зависимость частоты мод АКМП от фактора заполнения  $\nu$ . Частота фундаментальной моды ( $j = 0$ ) гораздо больше частот акустических мод, то магнитодисперсия фундаментальной моды не может быть наглядно изображена на одном графике с акустическими модами. Сплошными линиями проведены теоретические зависимости 19 и 20 для  $j = 0, 1, 2$ . При этом в формуле 19 для фундаментальной моды в ширина края  $w$  выступала в качестве подгоночного параметра. Наилучшее соответствие экспериментальным точкам достигалось при значении 0.46 мкм, что является типичным значением для ширины области обеднения в данных образцах при глубоком травлении. В это же время, как уже отмечалось, теоретические зависимости для АКМП не содержат подгоночных параметров. Несмотря на то, что теоретическая формула 20 получена без учёта КЭХ и реального устройства края ДЭС, она довольно хорошо описывает положение обнаруженных резонансов. В то время как нам удалось наблюдать и подробно измерить дисперсию КМП в широком диапазоне магнитных полей, обнаруженные АКМП видны лишь в довольно узком (порядка 100 мТ)диапазоне полей вблизи целочисленных факторов заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 4$ . Обнаружить и исследовать АКМП с  $j = 1$  вблизи фактора заполнения 4 нам не удалось, поскольку в частотах 200-300 МГц возникает новая широкая мода, частота которой оказалась сильно зависящей от мощности возбуждающего микроволнового излучения. Чувствительность частоты данной

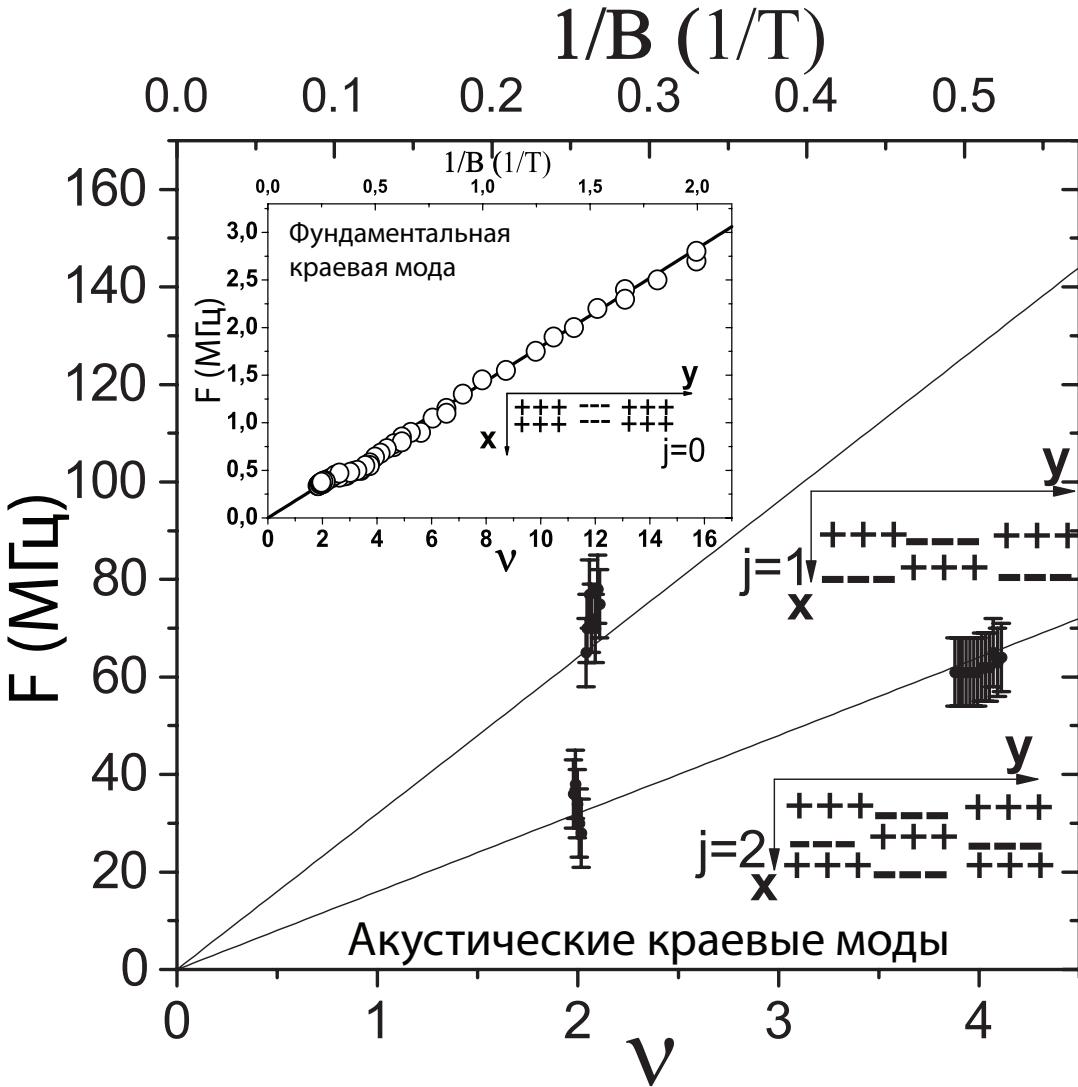


Рис. 5: Экспериментальные зависимости частот различных краевых магнито-плазменных резонансов от фактора заполнения. Сплошной линией показаны теоретические зависимости частоты основной  $j=0$  (на вставке) и акустических  $j=1,2$  мод. Для каждой моды схематично показано распределение заряда в направлении края ДЭС и перпендикулярном к нему.

моды к мощности СВЧ говорит о том, что эта мода имеет иную природу, нежели рассматривавшиеся в данной работе.

В работе [37] получено следующее теоретическое выражение для времени затухания АКМП:

$$\tau_j = \frac{q a \omega_c \tau \beta_j}{j^2 \omega_j} \sim B^2 \quad (21)$$

Где волновой вектор  $q = \frac{2\pi}{P}$  определяется периметром образца  $P$ ,  $\tau = m^* \mu / e$  - время релаксации импульса,  $\beta_j$  - слабо меняющийся с  $j$  численный коэффициент  $\beta_1 = 6/5$ ,  $\beta_2 = 60/53$ , ... Из сопоставления

теоретических зависимостей частоты и затухания АКМП от фактора заполнения можно сделать вывод, что наблюдение АКМП с  $j = 1, 2$  без учёта КЭХ возможно при  $\nu \ll 4$ . Однако теория [37] предсказывает, что время затухания основной моды КМП пропорционально  $B^2$ , в то время как их эксперимента [61] достоверно известно что время затухания КМП пропорционально первой степени магнитного поля  $B$ . Таким образом теория [37] даёт в больших полях существенно завышенную (например в магнитных полях в которых наблюдается АКМП на один-два порядка) оценку времени затухания фундаментальной моды. Можно предположить, что 21 также даёт заниженную величину затухания АКМП и в отсутствии условий КЭХ наблюдение АКМП в ДЭС в резком крае невозможно даже на современных высокоподвижных гетероструктурах. В условиях КЭХ затухание АКМП значительно уменьшается, и они проявляются в спектрах поглощения. Для доказательства вышесказанного мы исследовали зависимости амплитуды резонанса АКМП от температуры и фактора заполнения.

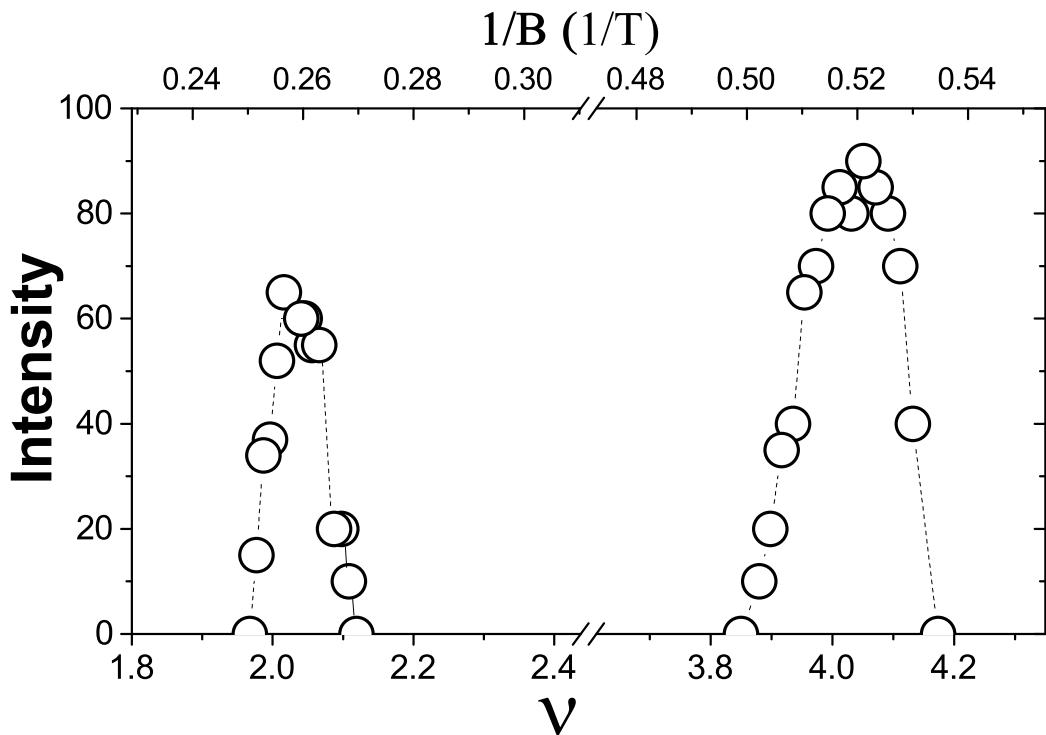


Рис. 6: Зависимость интенсивности линии резонансов АКМП от фактора заполнения (или обратного магнитного поля).

На рис. 6 представлена зависимость интенсивности резонансного поглощения связанного с возбуждением АКМП от фактора заполнения.

Из рисунка отчётливо видно, 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. Аналогичным образом ведет себя и фундаментальная “монопольная” мода КМП: при приближении к целочисленному фактору заполнения её интенсивность возрастает, а ширина линии уменьшается, что свидетельствует о увеличении времени ее затухания. Однако фундаментальная мода видна во всех факторах заполнения, в то время как акустические КМП наблюдаются лишь при температурах меньше 2 К и в небольшой окрестности целочисленного фактора заполнения 2 и 4. На рисунке 7а показана зависимость интенсивности нижней по частоте акустической моде краевого магнетоплазмона ( $j = 2$ ) в магнитном поле, соответствующем  $\nu \approx 4$  от температуры. Время затухания  $\tau_j$  АКМП может быть оценено из ширины линии резонанса в спектре поглощения, измеренной на полувысоте:  $\gamma \approx 1/\tau_j$ . Зависимость ширины линии АКМП  $\gamma$  от магнитного поля и температуры показано на рисунке 7(в). Видно, что 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. Мы объясня-

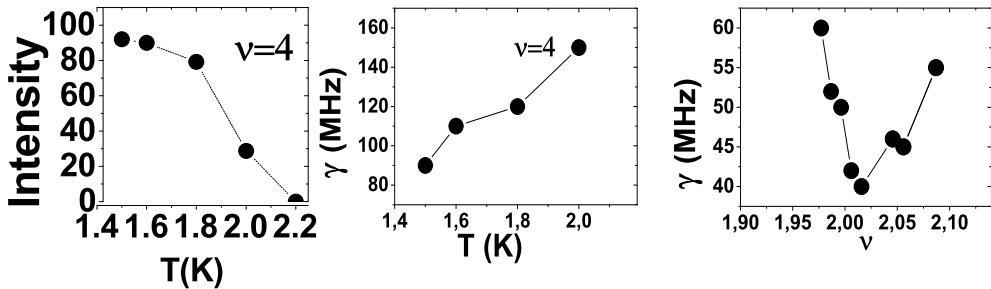


Рис. 7: Зависимость интенсивности линии АКМП в спектре поглощения от температуры. б). зависимость ширины линии нижней ( $j = 2$ ) моды АКМП  $\gamma$  от температуры. в). зависимость  $\gamma$  от фактора заполнения.

ем сужение линий АКМП уширением несжимаемых полосок, что подтверждается исследованными зависимостями ширины и интенсивности линии АКМП от температуры. Так как при увеличении температуры уменьшается ширина несжимаемой полоски, вместе с ней уменьшается время затухания акустической краевой моды. В заключение: в спектрах

микроволнового поглощения ДЭС в магнитном поле вблизи целочисленных факторов заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 4$  обнаружены новые низкочастотные резонансы, отвечающие акустическим краевым магнетоплазмам. Исследована зависимость их частоты и затухания от магнитного поля.

## **6 Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) в двумерных электронных системах с высокой подвижностью**

Глава 6 посвящена изучению электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в двумерных электронных системах с высокой подвижностью. Были исследованы зависимости положения, ширины, интенсивности и формы линии резонансного поглощения микроволнового излучения от фактора заполнения и температуры. Продемонстрировано, что ширина линии ЭПР в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью может составлять 30 МГц, что соответствует времени спиновой релаксации электронов 10 нс. Экспериментальные результаты изучения температурной зависимости ширины линии ЭПР при факторе заполнения  $\nu = 1$  сравниваются с теоретическими расчётами различных механизмов спиновой релаксации. Показано, что основным механизмом спиновой релаксации при факторе заполнения  $\nu = 1$  в диапазоне температур 1.5 К-4 К является взаимное рассеяние спиновых экситонов.

Электрон-электронное и зеемановское взаимодействия в системах двумерных электронов при низких температурах в сильном перпендикулярном магнитном поле приводят к богатому разнообразию явлений, связанных с спиновыми возбуждениями и магнитным упорядочением системы. В двумерных квантовых ямах движение электрона в направлении перпендикулярном квантовой яме заквантовано и представляет собой набор уровней размерного квантования. В перпендикулярном магнитном поле каждый уровень размерного квантования расщепляется на ряд уровней Ландау, каждый из которых, в свою очередь, расщепляется на два спиновых подуровня, отличающихся направлением спина. Электронный парамагнитный резонанс в ДЭС исследовался ранее в экспериментальных работах [76–79]. При электронном спиновом резонансе 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 перевёрнутым спином и дыркой на нижнем спиновом подуровне называется спиновым экситоном (или спиновой волной) [80]. Спиновый экситон является электрически нейтральной частицей, движущейся в плоскости ямы. Из-за силы Лоренца волновое число экситонов определяется как

тона непосредственно связано с расстоянием между электроном и дыркой:  $k = \frac{r}{l_B^2}$ , где  $l_B$ -магнитная длина. В теоретической работе [80] был получен закон дисперсии спиновых волн при конечных волновых векторах  $k$ . В полном согласии с теоремой Лармора, дисперсия спинового экситона равна зеемановской энергии при  $k = 0$ , растет квадратично в области малых  $k$  и стремится к величине обменной энергии в пределе бесконечно больших волновых векторов. Зеемановская энергия в поле  $B = 10T$  составляет  $E_z \approx 2.7K$ , а обменная энергия составляет  $\approx 100K$ . В традиционные транспортные измерения спиновые экситоны с малыми волновыми векторами не вносят вклада, поскольку представляют собой электрически нейтральное связанное состояние. При больших значениях импульса электроны и дырки разделяются силой Лоренца и становятся независимыми. В транспорте участвуют свободные квазичастицы и квазидырки, то есть в результате стандартных магнитотранспортных экспериментов следует ожидать значений спинового расщепления, соответствующих пределу бесконечных волновых векторов, то есть близких к обменной энергии. Типичная для исследованных образцов зависимость продольного магнетосопротивления  $R_{xx}$  от магнитного поля вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$  для различных температур в диапазоне от  $T = 4.2K$  до  $T = 1.5K$  показана на рис 6 справа. Температурная зависимость продольного магнетосопротивления наших образцов в минимуме осцилляций Шубникова-де-Гааза показана на рис 6 слева. Такое поведение термоактивационной магнитопроводимости хорошо известно и было интерпретировано в терминах гигантского усиления электронного  $g$ -фактора обменным взаимодействием [1]. Полученная из этой зависимости активационная энергия во много раз превосходит зеемановскую энергию, хотя и оказывается меньше предсказанной теоретически обменной энергии. При поглощении микроволнового излучения в электронном парамагнитном резонансе возбуждаются спиновые экситоны с  $k = 0$ , таким образом, исследование ЭПР даёт значение неусиленного, одночастичного  $g$ -фактора [76]. 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. Другими словами, хотя теорема Лармора запрещает

проявление электронного взаимодействия в частоте электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), ширина линии ЭПР может содержать информацию о взаимодействии электронов.

Эксперименты производились на дельта-легированных кремнием гетероструктурах  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  с направлением роста [001]. Характерная концентрация электронов составляла  $1.2 - 1.5 \times 10^{11} cm^{-2}$ , а подвижность находилась в диапазоне от  $1 \times 10^6 cm^2/Vs$  до  $7 \times 10^6 cm^2/Vs$ . Образцы имели характерные размеры  $5mm \times 5mm$ . На образцах была вытравлена меза в форме стандартного Холловского мостика с истоком, стоком и потенциометрическими полосками. Измерения проводились в диапазоне температур от  $0.3 K$  до  $4.2 K$ , в магнитных полях до  $12 T$ .

Низкая концентрация электронов в одиночных и даже кратных квантовых ямах существенно затрудняет возможность прямого исследования поглощения системой микроволнового излучения [81]. Чувствительность стандартной методики детектирования ЭПР по изменению добротности микроволнового резонатора позволяет обнаружить ЭПР в системах с полным числом спинов  $10^{12}$ . В исследовавшихся образцах полное число спинов в двумерной электронной системе составляло всего лишь  $10^7$ - $10^8$ . Для детектирования ЭПР был выбрана методика, разработанная в 1983 году Stein, v. Klitzing, and Weinman [76]. Она основана на чрезвычайной чувствительности магнетосопротивления двумерной электронной системы к электронному парамагнитному резонансу, когда уровень Ферми находится между спин-расщеплёнными подуровнями заданного уровня Ландау.

Поглощение микроволнового излучения при электронном парамагнитном резонансе детектировалось по изменению продольного сопротивления  $\delta R_{XX}$ . Для этого была собрана схема в двойным синхронным детектированием (см. рис. 2). Переменный электрический ток ( $f_I \approx 1.5 kHz$ ) с  $I_{rms} \approx 1uA$  пропускался через образец, подключенный последовательно с резистором. Мощность микроволнового излучения модулировалась синусоидальным сигналом на частоте  $f_{mod} \approx 30Hz$ . Глубина модуляции составляла 100%. Микроволновое излучение доставлялось до образца с помощью коаксиальной линии, оканчивающейся петлевой антенной. Рядом с образцом и излучающей антенной была расположена приемная антенна. С помощью дополнительной антенны и коаксиального детектора на базе диода Шоттки можно было контролировать мощ-

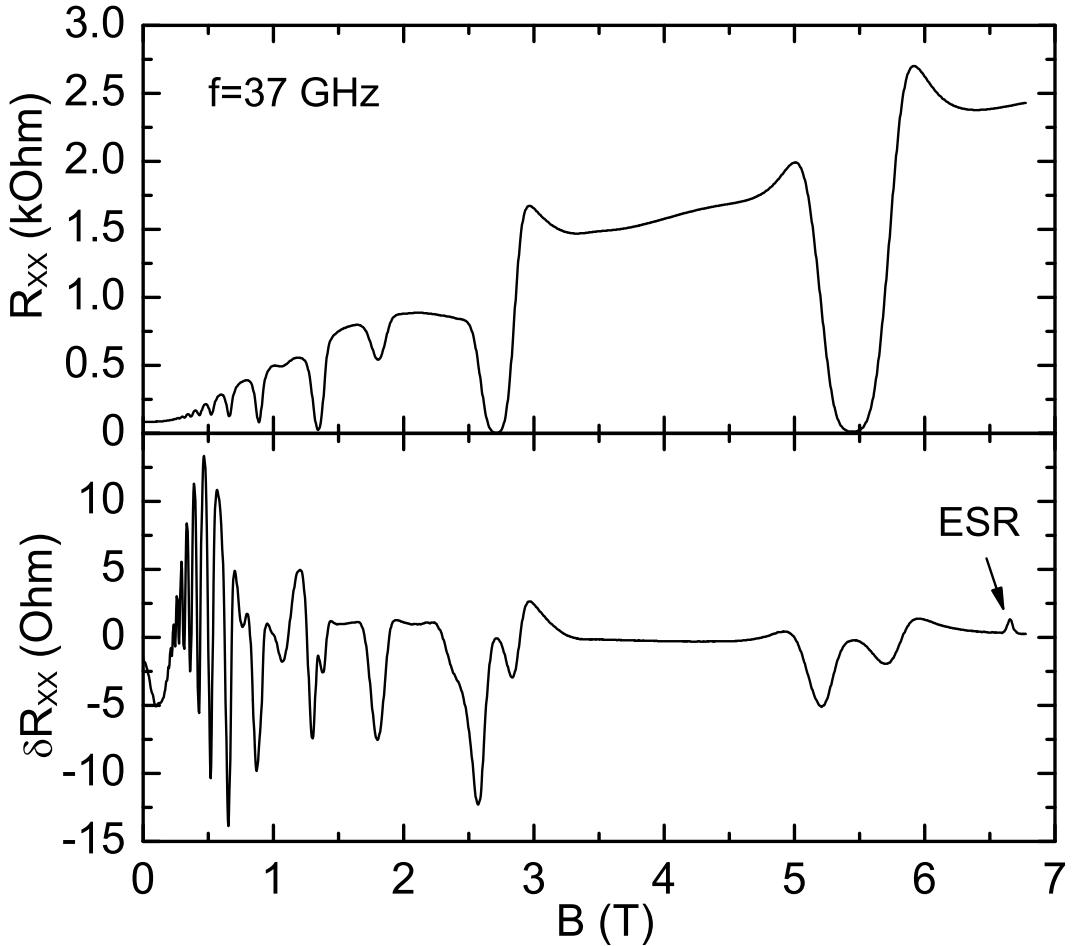


Рис. 1: Типичная зависимость продольного магнетосопротивления  $R_{xx}$  (вверху) и его вариации  $\delta R_{xx}$  под воздействием СВЧ облучения (внизу). Положение линии ЭПР показано стрелкой. Концентрация электронов в образце равна  $1.31 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

нность излучения, падающего на образец. Мощность падающего на образец излучения была менее 1 мВт. Первый локин был настроен на частоту модуляции тока  $f_I$  и измерял сигнал пропорциональный  $R_{xx}$ . Сигнал  $R_{xx}$  содержит переменную составляющую с частотой  $f_{mod}$  пропорциональную  $\delta R_{xx}$ . Чтобы эта модуляция проходила через первый локин без ослабления, его константа времени должна быть  $\tau_1 \ll 1/f_{mod}$  и, кроме того, имеется ограничение снизу:  $\tau_1 \gg 1/f_I$  для нормального функционирования локина. Модуляция, пропорциональная  $\delta R_{xx}$ , извлекается вторым локином настроенным на частоту  $f_{mod}$ . Константа времени второго локина должна быть, по-возможности, большей ( $\tau_2 \gg 1/f_{mod}$ ) для уменьшения уровня шумов. Однако, величина этой константы времени должна выбираться согласованно с скоростью разворота поля. Для подавления отражений микроволнового излучения от дна вставки за

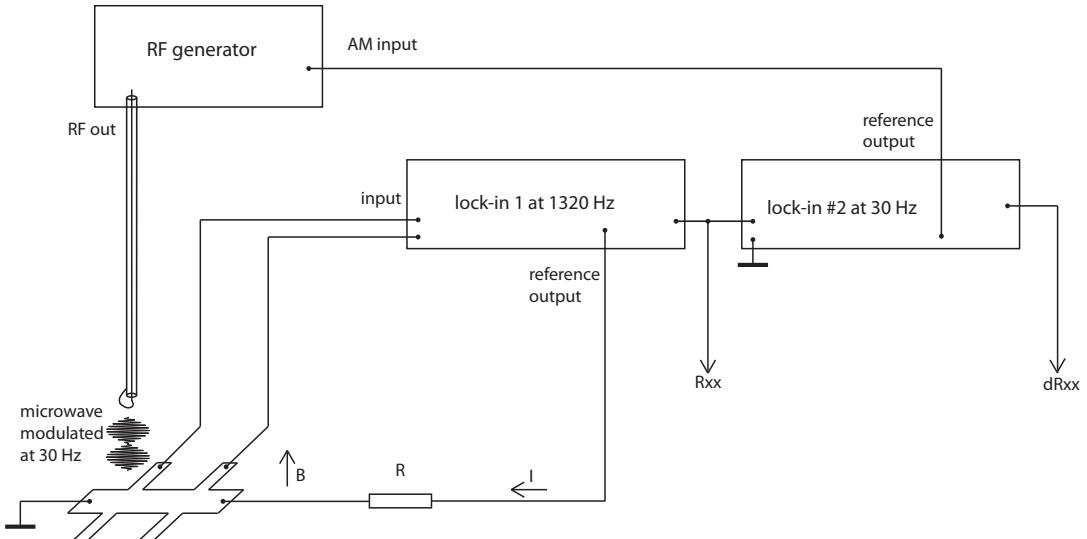


Рис. 2: Схема измерения резонансного поглощения микроволнового излучения по изменению продольного сопротивления  $\delta R_{xx}$  с помощью методики двойного синхронного детектирования. Переменный электрический ток ( $f_I \approx 1.5\text{kHz}$ ) с  $I_{rms} \approx 1\mu\text{A}$  пропускался через образец, подключенный последовательно с резистором. Мощность микроволнового излучения модулировалась синусоидальным сигналом на частоте  $f_{mod} \approx 30\text{Hz}$ . Глубина модуляции составляла 100%. Микроволновое излучение доставлялось до образца с помощью коаксиальной линии, оканчивающейся петлевой антенной. Мощность падающего на образец излучения была менее 1 мВт. Первый локин был настроен на частоту модуляции тока  $f_I$  и измерял сигнал пропорциональный  $R_{xx}$ . Сигнал  $R_{xx}$  содержит переменную составляющую с частотой  $f_{mod}$  пропорциональную  $\delta R_{xx}$ . Модуляция, пропорциональная  $\delta R_{xx}$ , извлекается вторым локином настроенным на частоту  $f_{mod}$ .

образцом располагался поглотитель. Таким образом, измерения проводились в распространяющейся волне. Для сравнения мы также провели измерения в схеме, где сопротивление  $R_{xx}$  измерялось на постоянном токе, а изменение сопротивления  $R_{xx}$  детектировалось с помощью одного локина, настроенного на частоту модуляции мощности СВЧ. Результаты обеих методик совпали, однако, схема с двойной модуляцией обеспечивала большее соотношение сигнал/шум. Поскольку импеданс петлевой антенной не был согласован с волновым импедансом коаксиальной линии во всем диапазоне частот, в котором производились измерения, при изменении частоты возбуждающего микроволнового излучения происходило существенное изменение мощности излучения падающего на образец. Столь глубокая модуляции мощности СВЧ при развороте частоты ограничивала возможности по измерению контура линии ЭПР по плавному развороту частоты. Поэтому в большинстве экспериментов частота падающего на образец микроволнового излучения была зафиксирована и осуществлялось плавное изменение магнитного поля.

Типичный вид зависимости изменения продольного магнетосопро-

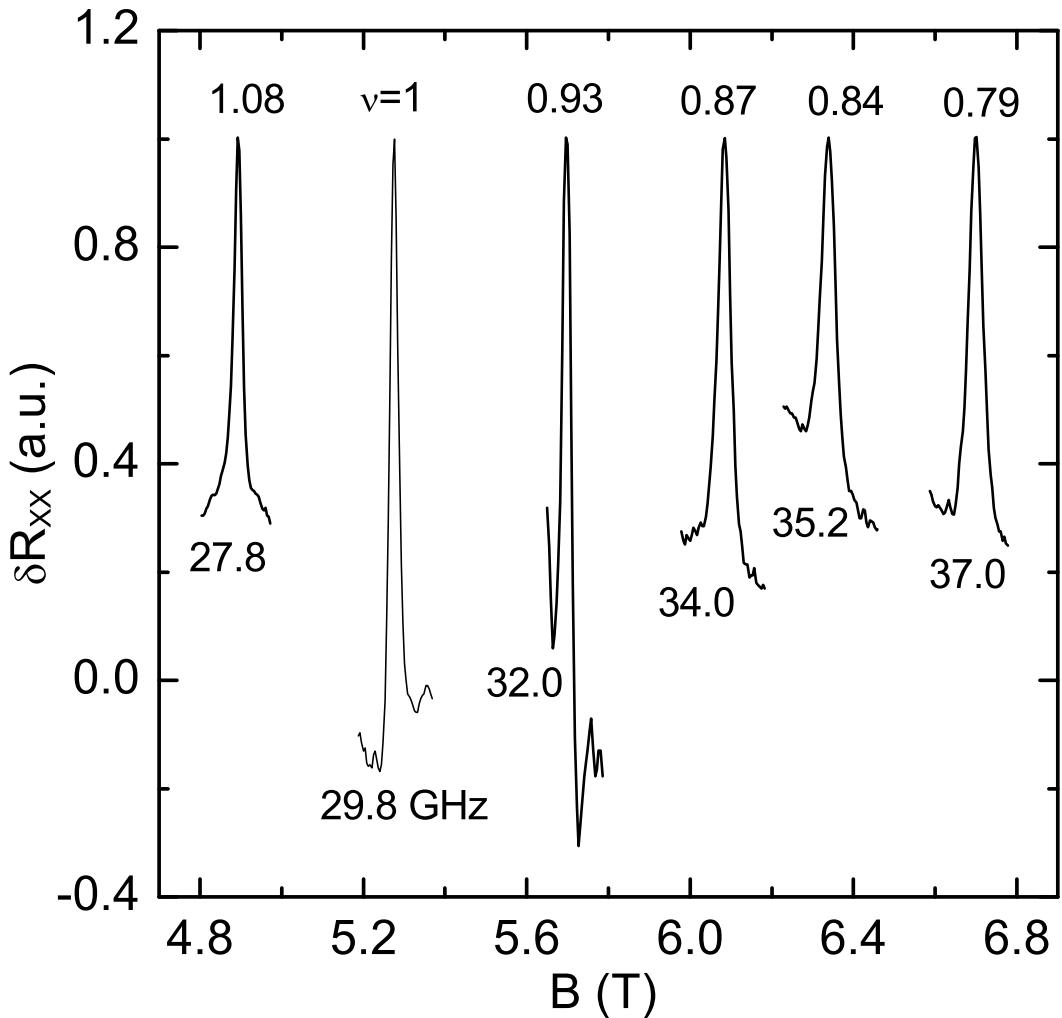


Рис. 3: Примеры линий ЭПР, измеренных при различных частотах СВЧ. Концентрация электронов в образце  $n = 1.28 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

тивления под действием СВЧ  $\delta R_{xx}$  от магнитного поля показан внизу на рисунке 1. Большая часть особенностей может быть сопоставлена с осцилляциями Шубникова-де-Гааза (показаны на рис. [fig:esr1\(a\)](#) для температуры 1.5 K) и производной  $\frac{dR_{xx}}{dT}$ . Возникают они, по всей видимости, из-за чувствительности  $R_{xx}$  к температуре, в то время как падающее микроволновое излучение из-за нерезонансного поглощения незначительно меняет температуру системы. Интересующий нас сигнал ЭПР проявляется в виде чрезвычайно узкой линии, которая при частоте микроволнового излучения 37 ГГц наблюдается в магнитном поле 6.7 Тл. Сигнал ЭПР показан увеличенным на врезке. Положение линии электронного парамагнитного резонанса по магнитному полю было исследовано при различных частотах микроволнового излучения.

Парамагнитный резонанс двумерных электронов, показанный на рисунке 1(б) (отмечен стрелкой), соответствует фактору заполнения  $\nu = 0.81$ . В экспериментах сигнал ЭПР регистрировался практически при всех заполнениях, за исключением небольшой окрестности чётных целочисленных величин. На рисунке 3 показаны характерные резонансные контуры ЭПР, измеренные для различных частот микроволнового излучения вблизи целочисленного фактора заполнения  $\nu = 1$  (диапазон изменения фактора заполнения - от 1.08 до 0.79). На рисунке видно, что методика даёт отличное соотношение сигнал ЭПР/шум для всех частот микроволнового излучения, при этом ширина контура изменяется с изменением фактора заполнения и частоты, но оставаясь при этом всегда очень узкой: добротность резонанса (отношение резонансной частоты к ширине линии) составляет величину близкую к 300 - 600. Для более надежного измерения ширины линии ЭПР мы исследовали

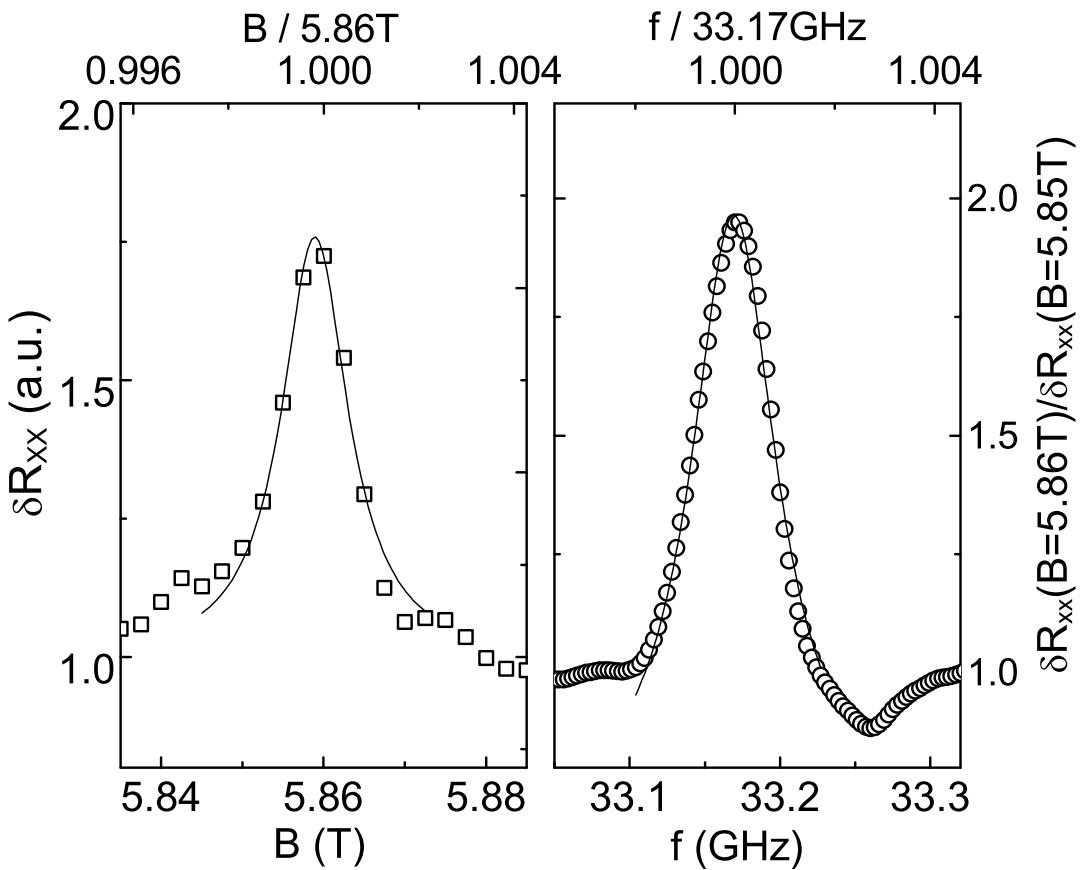


Рис. 4: Сигнал ЭПР, полученный при развёртке магнитного поля (слева) и частоты (справа).

как развертку по магнитному полю при фиксированной частоте микроволнового излучения, так и развертку по частоте при фиксированном

магнитном поле. Результаты таких измерений для фактора заполнения 0.927 показаны на рисунках 4(а) и 4(б), соответственно. Из сопоставления измерений следует, что параметр добротности, измеренный двумя способами, в обоих случаях близок к 700, а обратная полуширина контура ЭПР, измеренного при развертке по частоте непосредственно даёт время спиновой релаксации в системе двумерных электронов. Как следует из результатов измерений, время спиновой релаксации оказывается чрезвычайно длинным. Так, например, при факторе заполнения  $\nu = 1$  оно может составлять  $\tau = 10$  нс. Столь большое время спиновой релаксации в наших образцах объясняется прежде всего более высоким качеством изучавшихся структур.

При изучении ЭПР в двумерной электронной системе могут стать заметны эффекты связанные с сверхтонким взаимодействием спинов электронов и ядер, которое может приводить к значительному уширению контура ЭПР [78, 82]. При достаточно большой мощности микроволнового излучения влияние ядер ярко проявляется в различии формы и положения контура электронного парамагнитного резонанса при разворачивании магнитного поля в сторону увеличения и уменьшения. При прохождении ЭПР в сторону уменьшения магнитного поля линия ЭПР всегда шире и сдвинута в меньшие магнитные поля. Этот эффект был успешно использован в [78] для измерения времени ядерной спиновой релаксации.

Сдвиг линии электронного парамагнитного резонанса объясняется явлением влияния динамического ядерного намагничивания: спины электронов при электронном парамагнитном резонансе переворачиваются вдоль поля. Одним из механизмов релаксации электронов является спин-ядерное взаимодействие. Релаксируя, электроны переворачивают спины ядер, вызывая поляризацию спинов ядер. В результате поляризации спинов ядер возникает дополнительное магнитное поле, направленное с внешним. В результате линия резонанса смещается в меньшие магнитные поля. Совпадение направлений разворота поля и сдвига линии ЭПР приводит к уширению контура резонанса. При большой мощности падающего на образец микроволнового излучения, когда скорости разворачивания магнитного поля и смещения линии ЭПР сравниваются, можно достичь полного размытия линии ЭПР. В экспериментах контролировалась мощность падающего микроволнового излучения

и уменьшалась до исчезновения эффектов динамического ядерного намагничивания.

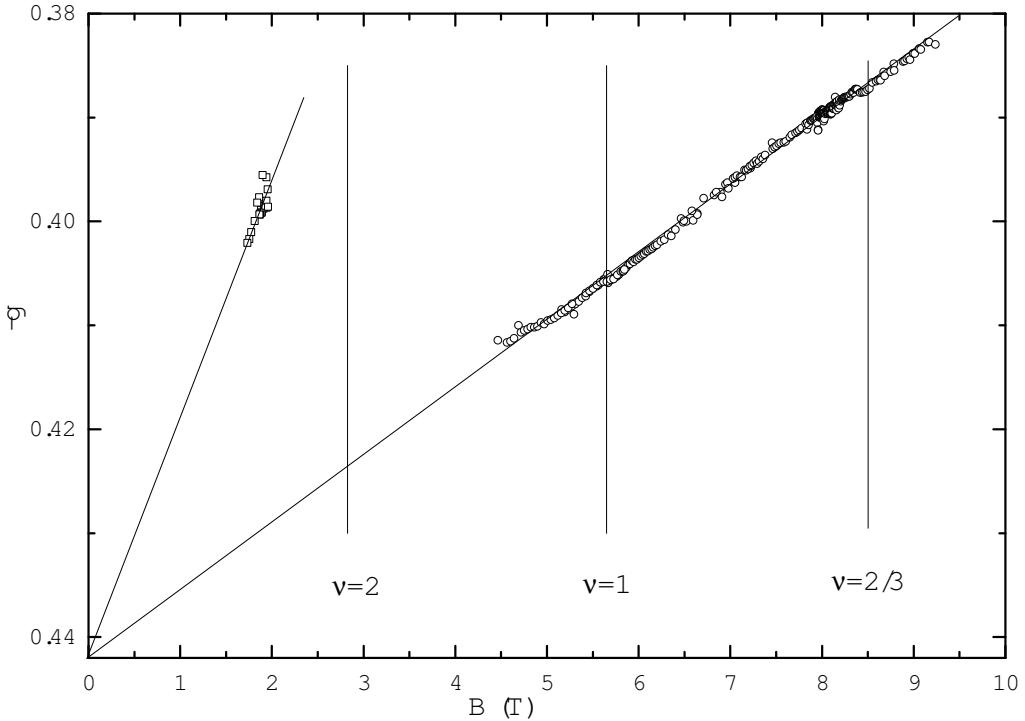


Рис. 5: Зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля.

Мы подробно исследовали ЭПР вблизи нечётных факторов заполнения  $\nu = 3, 1$ , а также вблизи лафлиновского состояния  $\nu = 2/3$ . По этим данным мы построили зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля (см. рис. 5). Так же как в работе [79], в зависимости  $g$ -фактора электронов от магнитного поля при чётных факторах заполнения наблюдались скачкообразные разрывы. Эти разрывы вызваны зависимостью  $g$ -фактора в объёмном *GaAs* от энергии электрона. В самом деле: как уже упоминалось исследование ЭПР даёт значение неусиленного, одночастичного  $g$ -фактора. “Одночастичный”  $g$ -фактор электронов в ДЭС наследует от  $g$ -фактора электронов в объёмном *GaAs* его зависимость от энергии. В объёмном *GaAs* для зависимости  $g$ -фактора от энергии существует следующее выражение:

$$g = \frac{2\mu^*}{\mu_B} \approx -\frac{m}{m^*} \left( \frac{2\Delta}{3E_g + 2\Delta} \right) + 2,$$

где  $\Delta$ -величина спин-орбитального расщепления. Таким образом  $g$ -

фактор электронов в ДЭС оказывается зависящим от энергии уровня, переходы с которого 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.

Следует отметить, что в предшествующих работах [79] скачкообразное изменение  $g$ -фактора на чётных факторах заполнения объяснялся 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, извлеченная из температурной зависимости продольного магнето-сопротивления  $R_{xx}$  при факторах заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ , составила  $\Delta E_{act} = 34.2K$  и  $\Delta E_{act} = 59K$  соответственно (см. рис 6). Таким образом, скачок химического потенциала на факторе заполнения  $\nu = 1$  сравним по величине с скачком химического потенциала на  $\nu = 2$  и следовало бы ожидать его проявления в зависимости  $g$ -фактора от магнитного поля вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$ . Однако, как будет показано ниже, подобного поведения  $g$  фактора не обнаруживается.

Вместо этого мы связываем поведение  $g$ -фактора с поведением энергии основного состояния.

Поскольку в квантовых ямах на базе гетероперехода *GaAs-AlGaAs*  $g$ -фактор несет 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 энер-

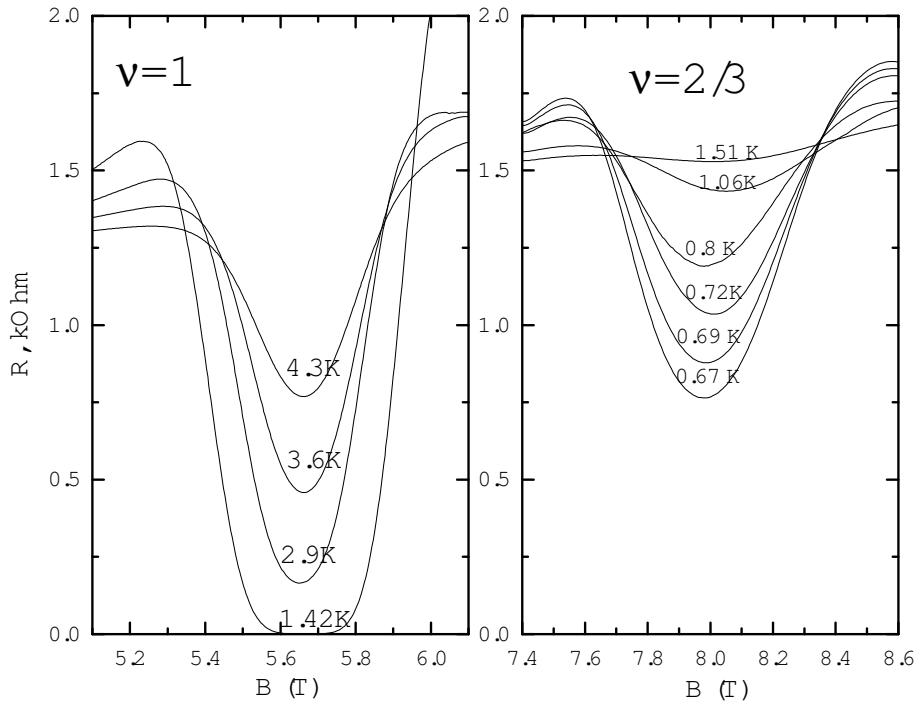


Рис. 6: Справа: зависимость продольного магнетосопротивления  $R_{xx}$  от магнитного поля при различных температурах. Слева: зависимость значения  $R_{xx}$  в минимуме осцилляций Шубникова-де Гааза при  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$  от температуры. Активационная щель при  $\nu = 1$  оказалась равной  $\Delta E_{act} = 34.2K$ , а при факторе заполнения  $\nu = 2$   $\Delta E_{act} = 59K$

гии основного состояния системы. Так, например, усиленное обменным взаимодействием спиновое расщепление при факторе заполнения  $\nu = 1$  можно представить себе по-разному (см. рис. 7):

1. основное состояние проседает, а энергия возбуждённого может вырастает
2. основное состояние практически не изменяется, а энергия возбуждённого состояния вблизи фактора  $\nu = 1$  увеличивается
3. энергия возбуждённого состояния остаётся на месте, а энергия основного состояния имеет минимум

Отсутствие особенностей в зависимости  $g$ -фактора от магнитного поля вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$  говорит о том, что энергия основного состояния системы практически не изменяется (как показано на

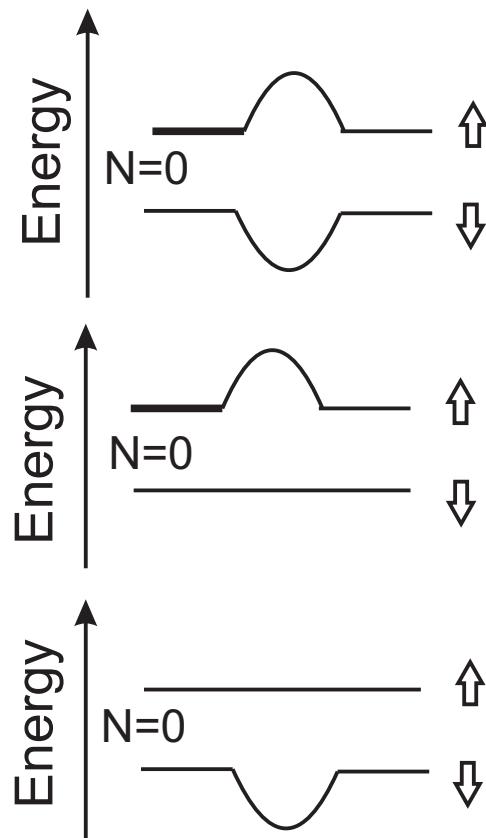


Рис. 7: Схематичное изображение возможного поведения энергий основного и возбуждённого спиновых подуровней вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$ .

втором сверху изображении рис. 7 )

Эту идею можно применить и к изучению системы в режиме дробного квантового эффекта Холла. Как известно энергия системы при факторе заполнения  $\nu = 2/3$  имеет минимум и мы ожидали обнаружить его проявление в виде особенности в зависимости  $g$  фактора от магнитного поля вблизи фактора заполнения  $\nu = 2/3$ .

На рисунке 9 показана зависимость продольного магнетосопротивления  $R_{xx}$  от магнитного поля вблизи  $\nu = 2/3$  при различных температурах. Анализ температурной зависимости  $R_{xx}$  в минимуме даёт значение активационной щели  $\Delta E_{act} = 6.6 K$ , что менее чем в 10 раз меньше величины активационной щели для фактора заполнения  $\nu = 2$ . Однако, обнаружить изменение  $g$ -фактора из-за уменьшения энергии основного состояния вблизи фактора заполнения  $\nu = 2/3$  пока не удалось (см. рис 9).

В данной постановке эксперимента оказалось возможным измерять время спиновой релаксации двумерных электронов и его зависи-

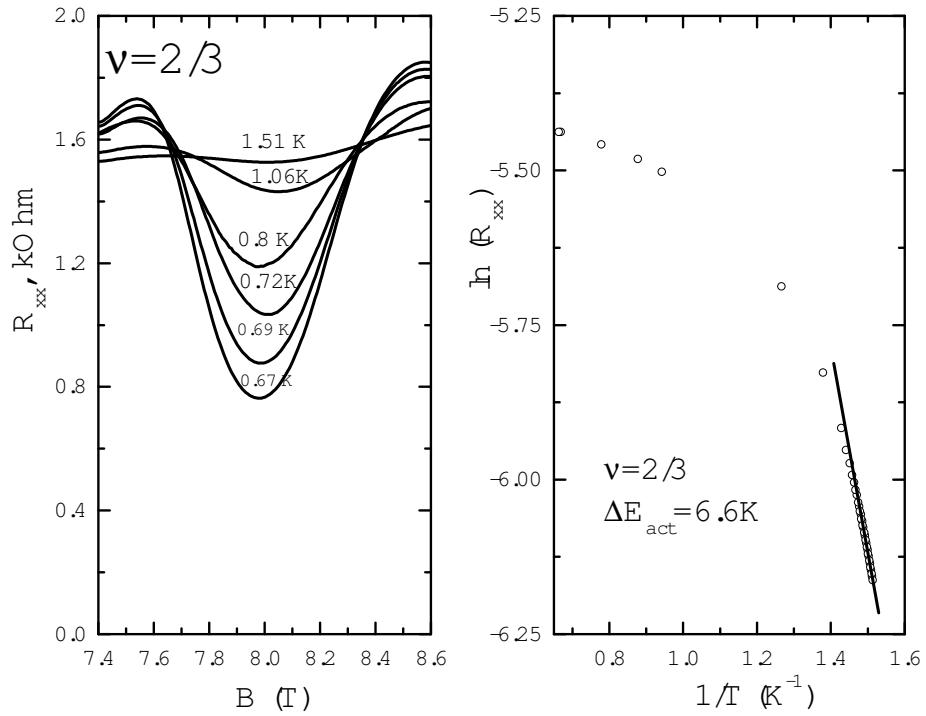


Рис. 8: Зависимость продольного магнетосопротивления  $R_{xx}$  от магнитного поля вблизи  $\nu = 2/3$  при различных температурах.

мость от температуры для различных фиксированных значениях фактора заполнения.

В теоретической работе S. Dickmann и S.L. Artyukhin [83] были вычислены температурные зависимости времени спиновой релаксации в двумерных электронных системах при факторе заполнения  $\nu = 1$ . В работе были рассмотрены три главных механизма рассеяния спиновых волн: (а) экситон-экситонное рассеяние, (б) рассеяние на фононах и (в) рассеяние на случайном потенциале. 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. На рис. 11 представлена экспериментальная зависимость времени спиновой релаксации от температуры, измеренная при фиксированном факторе заполнения  $\nu = 1$ . При этом время спиновой релаксации определялось по ширине контура ЭПР, а отклонение фактора заполнения от единицы не превышало 0.2%. Для срав-

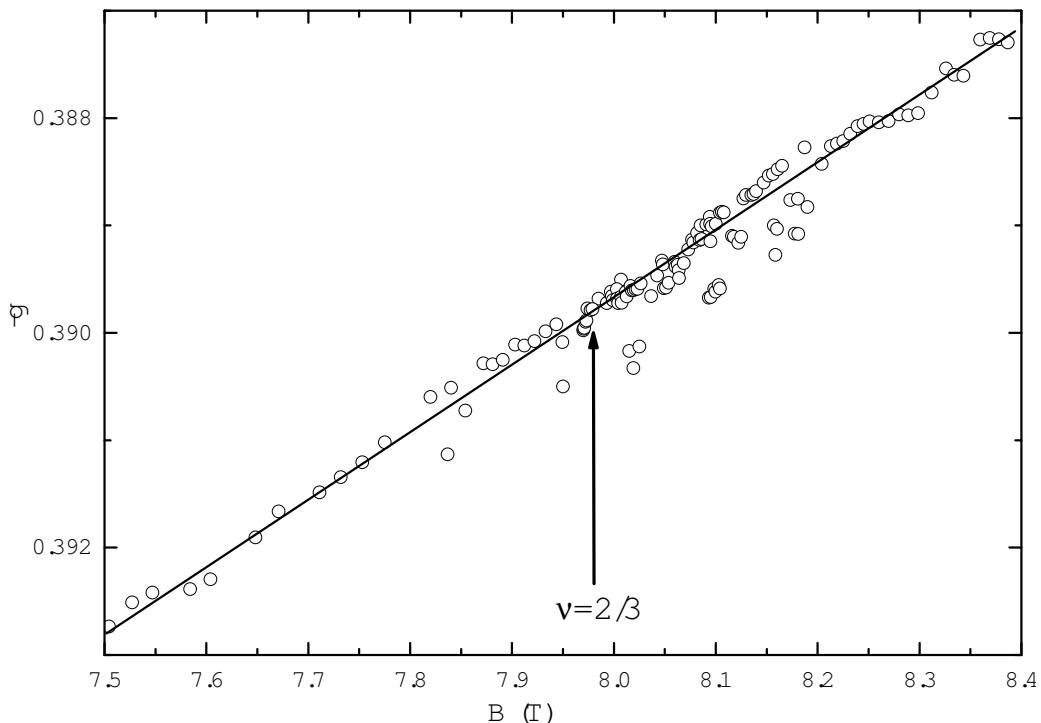


Рис. 9: Зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля вблизи  $\nu = 2/3$ .

нения на этом же рисунке представлены результаты теоретических вычислений, полученных для механизма экситон - экситонного рассеяния. Теоретические вычисления качественно согласуются с экспериментальными результатами. Скорости спиновой релаксации, вычисленные для двух других механизмов рассеяния, во всем экспериментально исследованном диапазоне температур оказываются значительно меньше, что позволяет сделать однозначный вывод о основном механизме спиновой релаксации. Однако следует отметить, что, несмотря на обнаруженное соответствие экспериментальных и теоретических результатов, согласие трудно назвать хорошим и главное разногласие заключается в существенно более резкой температурной зависимости, которая предсказывает теория, по сравнению с тем, что наблюдается в эксперименте. Для того, чтобы проявить причину обнаруженного несоответствия мы исследовали температурные зависимости времени спиновой релаксации при факторах заполнения, отличающихся от 1. Оказалось, что даже при не очень значительном отклонении заполнения уровня Ландау от 1 характер температурной зависимости резко меняется и при этом вместо монотонного увеличения времени спиновой релаксации при понижении

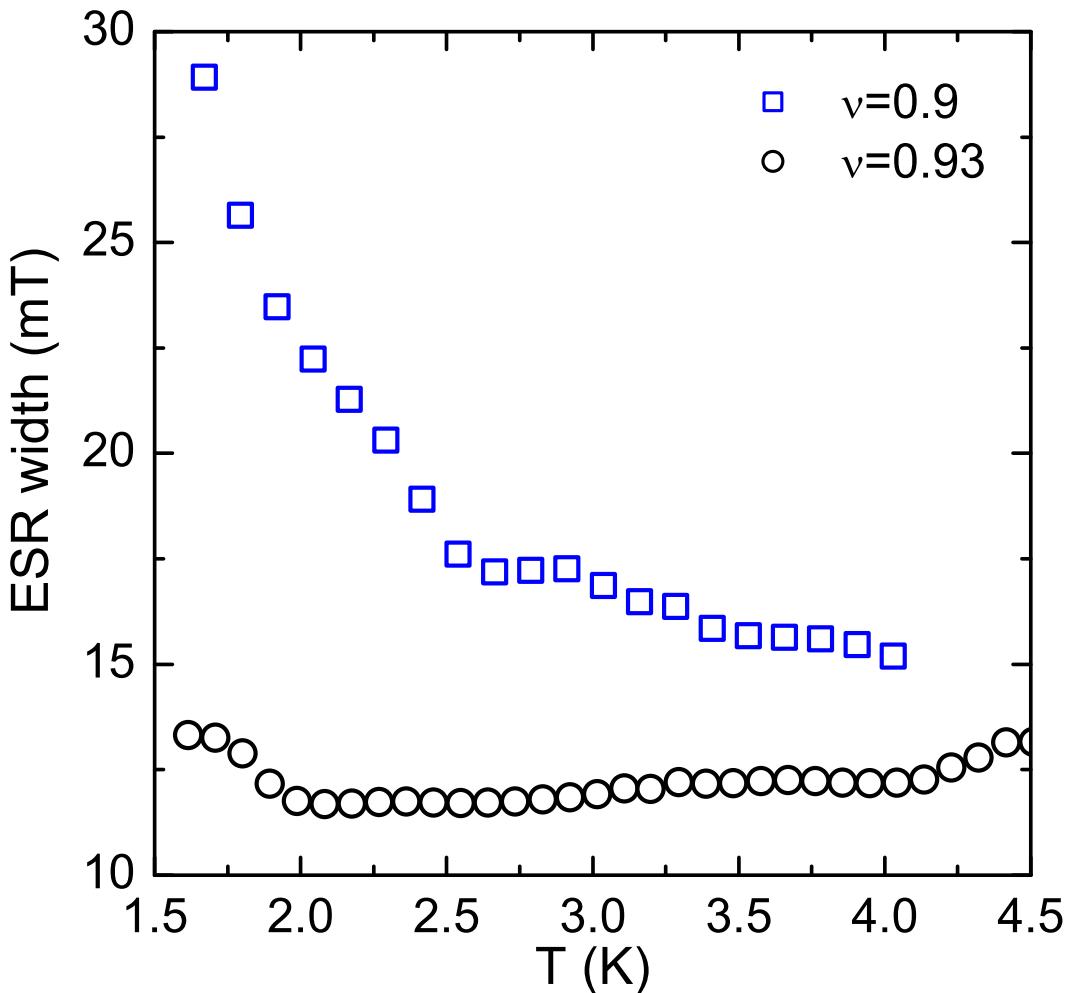


Рис. 10: Экспериментальные зависимости ширины линии ЭПР от температуры, измеренные при факторах заполнения, отличных от 1.

температуры, которое наблюдается при заполнении 1, возникают немонотонные зависимости, в которых проявляется уширение линии ЭПР при понижении температуры. На Рис. 10 показаны примеры таких зависимостей, измеренных при факторах заполнения 0.9 и 0.93. Обнаруженные немонотонные температурные зависимости времени спиновой релаксации скорее всего связаны с изменением дисперсии спиновых волн при отклонении от фактора заполнения  $\nu = 1$ , а также с возможным изменением спиновой поляризации электронной системы и появлением дополнительных коллективных мод спиновых возбуждений, рассеяние на которых и приводит к ускорению электронной спиновой релаксации. Для сравнения экспериментальных и теоретических результатов необходимы теоретические вычисления, выполненные для фактора запол-

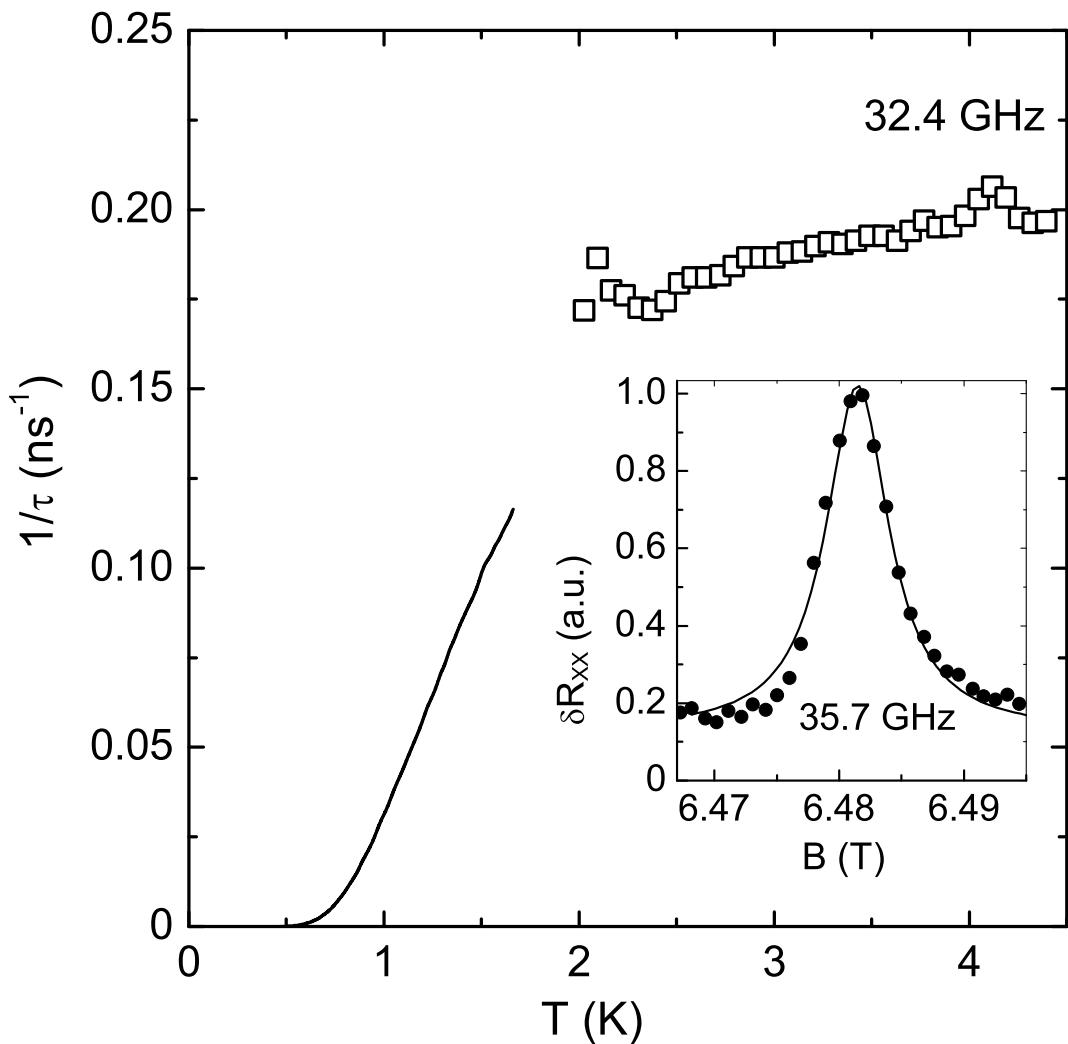


Рис. 11: Экспериментальная (символы) и теоретическая (линия) зависимости обратного времени спиновой релаксации от температуры при факторе заполнения равном 1 ( $n = 1.41 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). На вставке показан пример контура ЭПР с шириной 6 мТ.

нения отличного от целочисленного, в которых бы учитывались как изменения спектра спиновых волн, так и спиновой поляризации. В настоящее время нам не известны такие вычисления. Как следует из Рис. 10, при отклонении фактора заполнения от единицы может наблюдаться сильное аномальное падение времени спиновой релаксации. Это означает, что даже небольшая неоднородность электронной системы может привести к обнаруженному в эксперименте смягчению температурной зависимости времени спиновой релаксации (при факторе заполнения  $\nu = 1$ ) по сравнению с теорией.

## **Заключение**

Ниже сформулированы основные результаты исследований, выполненных в данной работе.

1. Был измерен фотоотклик «плазмонного» детектора, встроенного в резонатор в двумерном фотонном кристалле. Было показано, что обнаруженные высоко добротные моды вызваны связью фотонной моды в микрорезонаторе с детектором. Были изучены зависимости параметров резонанса от периода фотонного кристалла, геометрии резонатора и положения детектора. Проведённое численное моделирование показало хорошее согласование эксперимента с теорией. В частности, теория объяснила высокую зависимость фотоотклика детектора от поляризации падающего излучения. Полученные результаты позволяют предложить использование широкополосных «плазмонных» детекторов, встроенных в фотонный кристалл, для создания спектрометра-на-чипе.
2. Разработана оригинальная широкополосная методика возбуждения плазменных волн в ДЭС, позволяющая осуществлять разворот частоты СВЧ в диапазоне 0-30 ГГц, допускающая использование как транспортного, так и оптического детектирования электронных и дырочных магнетоплазменных возбуждений. Данная методика, в частности, позволила впервые детально изучить различные виды плазменных возбуждений в ДЭС на базе *GaAs/AlGaAs* в режиме КЭХ.
3. Проведено исследование “плазмонного” микроволнового отклика симметричных и несимметричных полосок двумерных электронов с различными граничными условиями. При этом симметричный случай отвечал полоскам, у которых омические контакты либо присутствовали, либо отсутствовали с обеих сторон, а в несимметричных полосках контакт был лишь с одной стороны. Продемонстрировано, что в несимметричных полосках происходит “сдвиг” наблюдаемых плазменных мод по частоте, причём нижайшей по частоте становится ранее не наблюдавшаяся мода, для которой на длине полоски укладывается четверть длины волны плазона. В несимметричных полосках исследовано поведение нижайшей и кратных по частоте

мод при изменении магнитного поля, электронной плотности, температуры и размера полосок.

4. Исследовано распространение плазменных волн в “плазмонном” кристалле, представляющем собой полоску двумерного электронного газа с модулированной шириной. Обнаружены фундаментальная и несколько кратных щелей в спектре плазменных возбуждений. Установлено, что образование щелей является следствием многолучевой интерференции плазменных волн, рассеянных на каждом из периодов кристалла. Измерено влияние магнитного поля, электронной концентрации и периода кристалла на положение спектральных щелей.
5. Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследовано поведение фундаментальной краевой магнетоплазменной моды в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). В условиях квантового эффекта Холла впервые обнаружено и исследовано расщепление фундаментальной краевой моды, связанное с образованием полосок несжимаемой электронной жидкости вблизи края образца.
6. В спектрах микроволнового поглощения ДЭС в магнитном поле вблизи целочисленных факторов заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 4$  обнаружены новые низкочастотные резонансы, отвечающие акустическим краевым магнетоплазмонам. Исследована зависимость их частоты и затухания от магнитного поля.
7. В двумерных электронных системах с высокой подвижностью изучен электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), исследованы зависимости положения, ширины, интенсивности и формы линии резонансного поглощения микроволнового излучения от фактора заполнения и температуры. Продемонстрировано, что ширина линии ЭПР в квантовых ямах  $GaAs/AlGaAs$  с высокой подвижностью может составлять 30 МГц, что соответствует времени спиновой релаксации электронов 10 нс. Экспериментальные результаты изучения температурной зависимости ширины линии ЭПР при факторе заполнения  $\nu = 1$  сравниваются с теоретическими расчётами различных механизмов спиновой релаксации. Показано, что основным

механизмом спиновой релаксации при факторе заполнения  $\nu = 1$  в диапазоне температур 1.5К-4 К является взаимное рассеяние спиновых экситонов. Исследованы зависимости  $g$ -фактора электронов от магнитного поля и обнаружены скачкообразные разрывы в этой зависимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при чётных факторах заполнения, когда химический потенциал электронный 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.

## Список публикаций

1. V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, W. Dietsche, and K. von Klitzing Tunable Plasmonic Crystals for Edge Magnetoplasmons of a Two-Dimensional Electron System Phys. Rev. Lett. 101, 216801 (2008)
2. Ханнанов, М.Н., Фортунатов, А.А., Кукушкин, И.В. Экспериментальное наблюдение краевых акустических магнетоплазменных возбуждений в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла Письма в ЖЭТФ. -2009. -т. 90. -в. 10. -с. 740
3. Нефедов, Ю.А., Фортунатов, А.А., Щепетильников, А.В., Кукушкин, И.В. Спиновая релаксация двумерных электронов в холловском ферромагнетике Письма в ЖЭТФ. -2010. -т.91. -в.7. -с.385
4. Муравьев, В.М., Фортунатов, А.А., Дремин, А.А., Кукушкин И.В. Экспериментальное исследование плазменных возбуждений в несимметричных полосах двумерных электронов Письма в ЖЭТФ. -2010. -т.92. -в.7. -с.513
5. М. Н. Ханнанов, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин , Проявление несжимаемых полосок в спектре краевого магнетоплазмона в условиях квантового эффекта Холла Письма в ЖЭТФ. -2011. -т.93. -в.11. -с.736
6. Phys. Rev. B 86, 235144 (2012) 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
7. 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

Конференции:

1. В.М. Муравьев, А.А. Фортунатов, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг Многолучевая интерференция плазменных

волн в двумерном электронном газе, VIII Российская конференция по физике полупроводников, “ПОЛУПРОВОДНИКИ-2007”, г.Екатеринбург, (устный доклад)

2. А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, “Многолучевая интерференция краевых магнетоплазменных волн в плазмонном кристалле”. 51-ая научная конференция МФТИ (2008 год). Секция физики твёрдого тела и проблем теоретической физики
3. А.А Фортунатов, Ю.А.Нефедов, И.В. Кукушкин, “ Электронный спиновый резонанс в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла”, IX Российская конференция по физике полупроводников, “ПОЛУПРОВОДНИКИ- 2009”, г. Новосибирск - Томск, (устный доклад).
4. Viacheslav Muravev, Gombo Tsydynzhapov, Anton Fortunatov and Igor Kukushkin “High-speed THz semiconductor imaging camera” International Workshop on Optical Terahertz Science and Technology (OTST) 2013

## Список цитируемой литературы

### Список литературы

- [1] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Reviews of Modern Physics* **54**, 437 (1982).
- [2] G. Ruthemann, *Ann. Phys.* **2**, 113 (1948).
- [3] W. Lang, *Optik* **3**, 233 (1948).
- [4] C. J. Powell, J. B. Swan, *Phys. Rev.* **115**, 869 (1959).
- [5] D. Pines, D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 338 (1952).
- [6] D. Bohm, D. Pines, *Phys. Rev.* **92**, 609 (1953).
- [7] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).
- [8] V. A. Volkov, S. A. Mikhailov, "Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields", **Elevier** (1991).
- [9] A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 746 (1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972)].
- [10] S. J. Allen, D. C. Tsui, R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).
- [11] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, P. J. Stiles, *Solid State Commun.* **24**, 273 (1977).
- [12] D. C. Tsui, E. Gornik, R. A. Logan, *Solid State Commun.* **35**, 875 (1980).
- [13] D. Olego, A. Pinczuk, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Phys. Rev. B* **25**, 7867 (1982).
- [14] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2367 (1985).
- [15] E. Batke, D. Heitmann, A. D. Wieck and J. P. Kotthaus, *Solid State Commun.* **46**, 269 (1983).
- [16] A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann and J. P. Kotthaus, *Surf. Sci.* **142**, 442 (1984).

- [17] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [18] W. Pan, K. Lai, S. P. Bayrakci, N. P. Ong, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Appl. Phys. Lett. **83**, 3519 (2003).
- [19] М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Векшайдер, С. Герл, Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007).
- [20] K. von Klizing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [21] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [22] S.J.Allen, H.L.Stormer, J.C.M.Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
- [23] D. B. Mast, A. J. Dahm, A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
- [24] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
- [25] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, F. I. B. Williams, Surf. Sci. **170**, 70 (1986).
- [26] V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields, in Landau Level Spectroscopy (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. **27.2**), edited by G. Landwehr and E. I. Rashba, chapter 15, pages 855–907, North- Holland, Amsterdam, (1991).
- [27] Б. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1985).
- [28] M. S. Shur, "Introduction to Electronic Devices", Wiley (1995).
- [29] A. L. Fetter, Phys. Rev. B **32**, 7676 (1985).
- [30] A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 3717 (1986).
- [31] A. Sommerfeld, Ann. der Physik und Chemie **67**, 233 (1899).
- [32] R. P. Leavitt, J. W. Little, Phys. Rev. B **34**, 2450 (1986).

- [33] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **84**, 261 (2006).
- [34] S. Das Sarma, Wu-yan Lai, Phys. Rev. B **32**, 1401 (1985).
- [35] G. Eliasson, J. W. Wu, P. Hawrylak, J. J. Quinn, Solid State Commun. **60**, 41 (1986).
- [36] V. Cataudella, G. Iadonisi, Phys. Rev. B **35**, 7443 (1987).
- [37] I. L. Aleiner, L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935 (1994).
- [38] I. L. Aleiner, D. X. Yue, L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
- [39] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **66**, 2657 (1991).
- [40] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. S. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. Lett. **67**, 3298 (1991).
- [41] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schüller, D. Heitmann, Phys. Rev. B **56**, R12760 (1997).
- [42] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, W. Schlapp, Phys. Rev. B **46**, 15590 (1992).
- [43] W. Que, Phys. Rev. B **43**, 7127 (1991).
- [44] В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **84**, 656 (2006).
- [45] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, M. Sundaram, Solid State Commun. **80**, 673 (1991).
- [46] С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **80**, 134 (2004).
- [47] V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, K. von Klitzing, Phys. Rev. B **73**, 195302 (2006).

- [48] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Lusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji, *J. Infrared Millim. THz Waves* **30**, 1319 (2009).
- [49] V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082102 (2012).
- [50] J. N. Winn, R. D. Meade, and J. D. Joannopoulos, *J. Mod. Opt.* **41**, 257 (1994).
- [51] 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).
- [52] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
- [53] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, “Универсальная связь между холловской проводимостью и величиной затухания краевых магнитоплазменных резонансов”, Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **4**, стр. 261–265 (2006).
- [54] A. Gold, V. T. Dolgopolov, *Phys. Rev. B* **33**, 1076 (1986).
- [55] E. Vasiliadou, G. Muller, D. Heitmann et al., *Phys. Rev. B* **48**, 23 (1993).
- [56] V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, J. Smet, and K. von Klitzing, *JETP Letters* **90**, 216 (2009).
- [57] 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).
- [58] A. Satou, S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **75**, 045328 (2007).
- [59] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026–4034, (1992).
- [60] С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, том **61**, вып. **5**, стр. 412–416 (1995)

- [61] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **4**, стр. 261–265 (2006).
- [62] V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Microwave Response of Two-Dimensional Electron Rings”, Phys. Rev. B **73**, 195302–195308 (2006).
- [63] Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А. и др. , Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
- [64] Тальянский В.И., Батов И.Е., Медведев Б.К. и др., Письма в ЖЭТФ **50**, 196 (1989).
- [65] V.K. Talyanskii, M. Wassermeier, A. Wixforth, et al., Surface Science, **229**, 40–42 (1990).
- [66] I. Grodnensky, D. Heitmann, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **67**, 1019–1022 (1991).
- [67] V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone et al., Phys. Rev. B **46**, 12427 – 12432 (1992).
- [68] V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost, M. Pepper, D. A. Ritchie, A. C. Churchill, and G. A. C. Jones, Phys. Rev. B 50, 1582–1587 (1994).
- [69] В. А. Волков, С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, том **42**, вып. **11**, стр. 450–453 (1985).
- [70] С. С. Назин, Н. В. Шикин, ЖЭТФ **94**, 133 (1988).
- [71] С. А. Михайлов, “Магнетоплазменные возбуждения неоднородных двумерных электронных систем в сильном магнитном поле”, Письма в ЖЭТФ, том **61**, вып. **5**, стр. 412–416 (1995).
- [72] Z. L. Ye and E. Zaremba, Magnetoplasma excitations in anharmonic electron dots, Phys. Rev. B **50**, 17217–17229 (1994)
- [73] P. K. H. Sommerfeld, A. M. C. Valkering, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, “The Effect of Confining Electric Fields on New Magnetoplasma Excitations in a 2D Electron System”, Surf. Sci. **362**, 839–842 (1996).

- [74] O. I. Kirichek, I. B. Berkutov, Y. Z. Kovdrya, and V. N. Grigorev, “Evidence for the Edge Magnetoplasmon “Acoustic” Mode in an Electron Layer over Liquid Helium”, J. Low Temp. Phys. **109**, 397–405 (1997).
- [75] B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
- [76] D. Stein, K. v.Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983)
- [77] M. Dobers, K. von Klitzing, J. Schneider, G. Weimann and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **61**, 1650 (1988)
- [78] A. Berg, M. Dobers, P. R. Gerhardts, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **64**, 2563 (1990)
- [79] M. Dobers, K. v.Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988)
- [80] Ю.А.Бычков, С.В.Иорданский, Г.М.Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981)
- [81] N. Nestle, G. Denninger, M. Vidal, C. Weinzierl, K. Brunner, K. Eberl, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **56**, R4359 (1997).
- [82] E. Abrahams, Physica E **3**, 69 (1998)
- [83] S. Dickmann, S.L. Artyukhin Spin-wave relaxation in a Quantum Hall Ferromagnet, Письма в ЖЭТФ, **89**, 153 (2008)