

На правах рукописи



Зарезин Алексей Михайлович

**Плазменные возбуждения в частично
экранированных двумерных электронных
системах**

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка — 2025

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твёрдого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук

Научный руководитель: **Муравьев Вячеслав Михайлович,**
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Тиходеев Сергей Григорьевич,**
доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», профессор

Морозов Сергей Вячеславович,
доктор физико-математических наук, Институт физики микроструктур РАН - филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук», ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией

Ведущая организация: **Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук**

Защита состоится «01» июля 2025 г. в 14 часов 30 минут на заседании диссертационного совета 24.1.136.01 (Д 002.100.02) при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твёрдого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук (ИФТТ РАН) по адресу: 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте организации:
<http://www.issp.ac.ru/main/index.php/ru/dis-council.html>

Автореферат разослан «__» мая 2025 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
24.1.136.01 (Д 002.100.02),
доктор физико-математических наук

Гаврилов Сергей
Сергеевич

© Зарезин А. М., 2025

© ИФТТ РАН, 2025

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Плазма — это достаточно плотная совокупность подвижных относительно друг друга положительно и отрицательно заряженных частиц. В природе плазма присутствует в основном в виде частично или полностью ионизированного газа, имея крайне широкое распространение. Вещество Солнца и остальных звезд фактически является высокотемпературной плазмой. В земных же условиях плазма образуется в ионосфере и в более низких слоях атмосферы при разрядах молний. Присутствие в плазме большого количества подвижных заряженных частиц приводит не только к появлению электрической проводимости, но и к наличию важной характерной особенности, демонстрируемой плазмоподобными средами - доминирования коллективных эффектов, проявляющихся при реакции заряженных частиц плазмы на внешние электромагнитные возмущения. Одно из проявлений коллективных эффектов - наличие плазменной частоты, зависящей от концентрации заряженных частиц в плазме. При частотах ниже плазменного края электромагнитные волны не могут распространяться в объеме плазмы и отражаются от ее границы с внешней непроводящей средой. Данный эффект проявляется, в частности, в наличии характерного серого цвета и металлического блеска у металлов. А также при отражении электромагнитных сигналов радиочастотного диапазона от ионосферы Земли.

Плазма может быть представлена не только частично или полностью ионизированным газом, но и свободными электронами в твердых телах на фоне положительных зарядов ионного остова. Электроны в твердых телах находятся в периодическом потенциале решетки, что приводит к существенной модификации их спектра (строго говоря, спектра квазичастиц) и появлению зонной структуры. В твердых телах плазма находится в гораздо более контролируемых и стабильных условиях по сравнению с газовой плазмой. В частности, это позволяет реализовывать электронные системы пониженной размерности. В таких системах движение электронов ограничено в одном или нескольких направлениях путем их помещения в квантовую яму. Ограничимся далее случаем двумерных электронных систем (ДЭС).

С точки зрения электродинамики плазмы ДЭС активно привлекают интерес исследователей в связи с рядом уникальных свойств, демонстрируемых двумерными плазменными возбуждениями. В отличие от трехмерного случая, где продольные плазмоны (те, у которых направление колебаний заряженных частиц сонаправлено с направлением распространения волны) яв-

ляются практически бездисперсионными, плазмоны в ДЭС обладают сильным корневым (в квазистатическом пределе) законом дисперсии. Свойства двумерных плазменных возбуждений можно менять в широком диапазоне путем изменения концентрации двумерных электронов, приложения внешнего магнитного поля или модификации диэлектрического/металлического окружения ДЭС.

Совершенствование технологий производства гетероструктур, в частности, методов молекулярно-лучевой эпитаксии, позволило получать ДЭС с высокими подвижностями носителей заряда. Рекордные низкотемпературные подвижности привели к значительному увеличению длины свободного пробега носителей заряда, позволив исследовать единичные образцы ДЭС миллиметрового размера, продвинувшись в микроволновый диапазон (300 МГц – 300 ГГц) электромагнитного излучения. С одной стороны, нахождение в данном диапазоне крайне удобно в смысле существования отработанных методик детектирования и генерации сигнала, позволяющих комфортно исследовать плазменные возбуждения в ДЭС. С другой стороны, в микроволновом и субтерагерцовом (100 ГГц – 1 ТГц) диапазонах существует большое количество практических применений, связанных с радарными технологиями и системами беспроводной связи, что делает исследование плазменных эффектов в ДЭС актуальным не только в фундаментальной, но и в прикладной области.

Более конкретно, важность экспериментальных исследований, проводимых в настоящей работе, связана с широкой распространенностью конфигурации ДЭС с металлическими электродами, частично покрывающими ее, как в прикладной, так и в научной областях. Данная конфигурация, в частности, используется для возбуждения плазмонов в ДЭС, для детектирования электромагнитного излучения с помощью ДЭС, а также для управления проводимостью канала в структурах типа полевого транзистора. В силу этого понимание электродинамики плазмы в данных системах актуально для оптимизации практических применений и правильной интерпретации экспериментальных результатов. Однако, несмотря на широкую распространенность конфигурации частично экранированной ДЭС, данный случай до сих пор не был достаточно подробно исследован.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование влияния близкого металлического затвора, частично покрывающего ДЭС, на двумерные плазменные и магнитоплазменные возбуждения в данных системах в субтерагерцовом частотном диапазоне.

В качестве **метода исследования** использовалась неинвазивная оптическая методика, основанная на анализе спектра люминесценции ДЭС, поз-

воляющая детектировать разогрев ДЭС, вызванный поглощением сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала. Важным преимуществом данной методики является то, что для детектирования не требуется никаких дополнительных металлических электродов вблизи образца. В процессе проведения измерений образцы находились в жидком гелии при температуре $T = 4.2$ К в криостате со сверхпроводящим магнитом с возможностью приложения магнитного поля до $B = 5$ Т. Используемые гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs, содержащие высококачественные ДЭС, в условиях низких температур позволили исследовать фундаментальные наиболее низкочастотные плазменные возбуждения в одиночных образцах миллиметрового размера.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Обнаружено и экспериментально исследовано новое семейство “проксимити” плазменных мод в протяженной ДЭС, частично экранированной металлическим затвором в форме узкой полоски. В частности, исследована серия мод, соответствующая плазменным возбуждениям с квантованием волнового вектора вдоль затвора. Исследована зависимость резонансной частоты фундаментального продольного “проксимити” плазмона от концентрации двумерных электронов и геометрических параметров затвора. Несмотря на одномерный характер и наличие близкого затвора, подразумевающие линейный дисперсионный закон, обнаруженное продольное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало и корневой дисперсионный закон, и корневую зависимость от расстояния между ДЭС и затвором. Тем самым показано принципиальное отличие случая частичной экранировки ДЭС от хорошо изученных случаев неэкранированной и полностью экранированной ДЭС.
2. Измерен спектр “проксимити” плазменных возбуждений в конфигурации ДЭС в форме диска с периметрическим контактом и центральным металлическим затвором в форме диска меньшего размера. Для данной геометрии фундаментальное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало линейный дисперсионный закон, отличающийся от полностью экранированного случая численным множителем.
3. Обнаружена новая релятивистская плазменная мода в системах с частичной экранировкой ДЭС. Показано, что данная мода возбуждается только при наличии электрического соединения между металлическим затвором и ДЭС через боковой периметрический контакт. Обнаружено, что релятивистская плазменная мода наблюдается на неожиданно низ-

ких частотах и демонстрирует нетривиальное магнитополевое поведение. Разработана физическая модель, рассматривающая обнаруженную моду в терминах электрической емкости между ДЭС и затвором и кинетической индуктивности двумерных электронов, количественно описывающая резонансную частоту релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле. Установлено, что принципиальным отличием наблюдаемой релятивистской моды является перетекание заряда между ДЭС и затвором через электрическое соединение, в результате которого ДЭС периодически теряет свою квазинейтральность.

4. Установлена зависимость свойств релятивистского плазменного возбуждения от геометрических параметров системы и внешней электрической цепи, подключенной между металлическим затвором и периметрическим контактом ДЭС. Обнаружено, что релятивистский плазмон испытывает гибридизацию с фотонной модой внешней электрической цепи. Получены зависимости резонансной частоты и магнитополевого поведения от индуктивности внешней электрической цепи. Продемонстрирована возможность уменьшения резонансной частоты релятивистского плазмона почти на порядок путем увеличения индуктивности внешней электрической цепи без каких-либо изменений ДЭС. Обнаружено, что в режиме сильного взаимодействия с фотонной модой данный плазменный резонанс наблюдается на частотах $\omega < 1/\tau$, при которых обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер.
5. Обнаружен эффект уменьшения резонансной частоты плазмона в ДЭС в форме диска с боковым копланарным металлическим затвором, находящимся на некотором удалении от края ДЭС, относительно неэкранированного случая. Установлено, что резонансная частота плазмона уменьшается при уменьшении размера щели между ДЭС и боковым затвором. Показано, что экспериментальные точки, соответствующие резонансной частоте в нулевом магнитном поле, для образцов с разным диаметром и разной концентрацией двумерных электронов ложатся на универсальную кривую в координатах частоты, нормированной на частоту неэкранированного плазмона в диске, и размера щели между ДЭС и боковым затвором, нормированного на диаметр диска. Обнаружено, что при размерах щели меньше 2 мкм наблюдается заметное отклонение экспериментальных данных от универсальной кривой. Наблюдаемый эффект был связан с наличием области краевого обеднения ДЭС, что приводило к насыщению зависимости резонансной частоты от размера щели в об-

ласти от 0 до 2 мкм. Данный эффект также позволил провести простую спектроскопию края ДЭС, определив из экспериментальных данных характерный размер области краевого обеднения ДЭС 0.5 мкм.

Научная и практическая значимость настоящей работы обусловлена широкой распространенностью как в прикладной, так и в научной областях конфигурации ДЭС с металлическими электродами, частично покрывающими ее. В частности, такие системы используются для возбуждения плазмонов в ДЭС, для детектирования электромагнитного излучения с помощью ДЭС, а также для управления проводимостью канала в транзисторных структурах. Понимание того, как устроены плазменные моды в данных системах, важно для оптимизации практических применений и правильной интерпретации экспериментальных результатов. Несмотря на широкую распространенность, случай частичной экранировки ДЭС до сих пор не был достаточно подробно исследован. Долгое время считалось, что плазменные возбуждения в таких системах полностью аналогичны экранированному плазмону, возбуждаемому в ДЭС непосредственно под затвором. Однако в настоящем исследовании было показано, что данный подход является неверным. Было экспериментально продемонстрировано, что в частично экранированных ДЭС возбуждаются семейства “проксимити” и релятивистских плазменных возбуждений, принципиально отличающиеся от плазменных возбуждений и в неэкранированных ДЭС, и в полностью экранированных ДЭС. Причины такого отличия были количественно объяснены в рамках рассмотрения плазменных возбуждений в частично экранированных ДЭС в терминах эквивалентного резонансного LC -контура.

В конфигурации ДЭС, частично экранированной затвором в форме узкой полоски, было обнаружено и исследовано продольное “проксимити” плазменное возбуждение. Оказалось, что данное возбуждение, во-первых, является фундаментальным (наиболее низкочастотным) и, во-вторых, демонстрирует нетривиальную дисперсионную зависимость. Семейство продольных “проксимити” плазменных возбуждений с квантованием волнового вектора вдоль затвора стало недостающим звеном в систематике плазмонов в данной конфигурации ДЭС с затвором.

Было также обнаружено, что в случае наличия электрического соединения между затвором и ДЭС в частично экранированной системе возбуждается дополнительная релятивистская плазменная мода. Данная плазменная мода оказывается наиболее низкочастотным возбуждением и представляет собой периодические колебания электрического заряда из затвора в подзатворную область ДЭС через внешнюю соединительную электрическую

цепь. Релятивистская плазменная мода в рассматриваемой системе испытывает сильную гибридизацию с фотонной модой внешней электрической цепи. Благодаря этому свойствами данной плазменной моды, а именно резонансной частотой и магнитополевым поведением, можно управлять путем изменения магнитной индуктивности внешней электрической цепи. Таким образом, данная конфигурация является кандидатом для использования в качестве элемента интегральных схем на плазмонах благодаря двум важным особенностям. Во-первых, благодаря возможности возбуждения релятивистской плазменной моды в любой системе, содержащей частично экранированную ДЭС с контактом, путем добавления электрического соединения между затвором и ДЭС и, во-вторых, благодаря перестраиваемости свойств.

При исследовании ДЭС, слабо экранированной боковым копланарным металлическим затвором, был обнаружен эффект насыщения зависимости резонансной частоты плазмона от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором. Данный эффект связан с наличием области краевого обеднения ДЭС и проявлялся при размерах щели меньше 2 мкм. Чувствительность резонансной частоты плазмона в ДЭС с боковой экранировкой к структуре края ДЭС позволила получить из экспериментальных данных оценку размера области краевого обеднения ДЭС, которая составила 0.5 мкм для исследованных структур. Обнаруженный эффект открывает возможности для использования плазменных возбуждений в ДЭС с боковой экранировкой в качестве средства спектроскопии края ДЭС.

Личный вклад автора. В настоящей диссертационной работе представлены оригинальные результаты, полученные лично автором, принимавшим активное участие в постановке задач, разработке конфигурации образцов и измерительной схемы, проведении измерений, обработке и анализе полученных результатов и подготовке научных статей к публикации.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в настоящей работе, были доложены на следующих конференциях и школах:

1. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, “Наблюдение новых плазменных мод в двумерной электронной системе с близким затвором”, стендовый доклад, 1-я Школа молодых ученых “Новые материалы и технологии для систем безопасности”, Черноголовка (2019).
2. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах”, устный доклад, 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный (2020).

3. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Исследование релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах”, устный доклад, 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный (2021).
4. A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, “Relativistic Plasma Excitations In Two-dimensional Electron Systems”, poster, The 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Chengdu (2021).
5. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах”, стендовый доклад, XV Российская конференция по физике полупроводников, Нижний Новгород (2022).
6. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Плазменные возбуждения в двумерной электронной системе с боковой экранировкой”, устный доклад, 66-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный (2024).

Публикации. Основные результаты исследований, представленных в диссертационной работе, изложены в 8 статьях, опубликованных в зарубежных и российских научных журналах, входящих в перечень ВАК РФ.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, благодарностей и списка литературы. Полный объём диссертационной работы составляет 128 страниц с 43 рисунками. Список литературы содержит 130 наименований.

Содержание диссертации

Во введении дано краткое описание объекта исследования с точки зрения физики, технологий изготовления исследуемых структур, измерительных методик и практических применений. Обоснованы мотивация и актуальность представленных в диссертации исследований; сформулированы цель и методы исследований; приведены положения, выносимые на защиту, и описана научная и практическая значимость исследований. Также приведены сведения о личном вкладе автора, апробации работы, публикациях автора по теме диссертации, структуре и объеме работы.

В первой главе приведен обзор научной литературы по теме диссертации. В первом и втором разделах введены базовые понятия, связанные с плазмой и плазменными возбуждениями, а также рассмотрен случай данных возбуждений в трехмерных проводящих средах. В третьем разделе рассмотрены поверхностные плазменные возбуждения, являющиеся в некотором смысле промежуточным шагом при переходе от трехмерного к двумерному случаю. В четвертом и пятом разделах представлен обзор экспериментальных и теоретических работ, связанных с исследованием плазменных и магнитоплазменных возбуждений в ДЭС. Шестой и седьмой разделы посвящены влиянию близкого металлического затвора, частично или полностью покрывающего ДЭС, на свойства двумерных плазмонов. В восьмом и девятом разделах рассмотрено проявление эффектов запаздывания, связанных с гибридизацией плазменного возбуждения в ДЭС и электромагнитной волны.

Во второй главе приведены описания исследуемых структур, технологии изготовления образцов, методики детектирования плазменных резонансов и экспериментальной установки.

В первом разделе рассмотрены параметры исследуемых образцов и технология их изготовления. Для проведения экспериментов, представленных в настоящей работе, были использованы образцы, изготовленные из гетероструктур $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.27$), выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии на нелегированной GaAs подложке вдоль кристаллографического направления $[100]$. Используемые гетероструктуры были дельта-легированы кремнием и содержали одиночную квантовую яму шириной 30 нм, локализованную в слое GaAs. Полученные гетероструктуры имели следующие типичные параметры. Расстояние от ДЭС до поверхности кристалла $h = 440$ нм, подвижность двумерных электронов $\mu = 5 \cdot 10^6$ $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и концентрация двумерных электронов $n_s = 2 \cdot 10^{11}$ см^{-2} при температуре $T = 1.5$ К. Образцы были изготовлены из рассмотренных выше полупроводниковых шайб методами оптической фотолитографии на базе чистой зоны с классом чистоты ISO 5 в ИФТТ РАН, г. Черноголовка.

Во втором разделе описана методика детектирования плазменных возбуждений в ДЭС. Экспериментальные данные, представленные в диссертации, были получены с помощью оптической методики детектирования плазменных резонансов [1; 2]. Данная методика основана на анализе спектра люминесценции ДЭС, который чувствителен к нагреву системы, вызванному поглощением СВЧ излучения. Причем наиболее интенсивный разогрев системы происходит при частотах и магнитных полях, соответствующих поло-

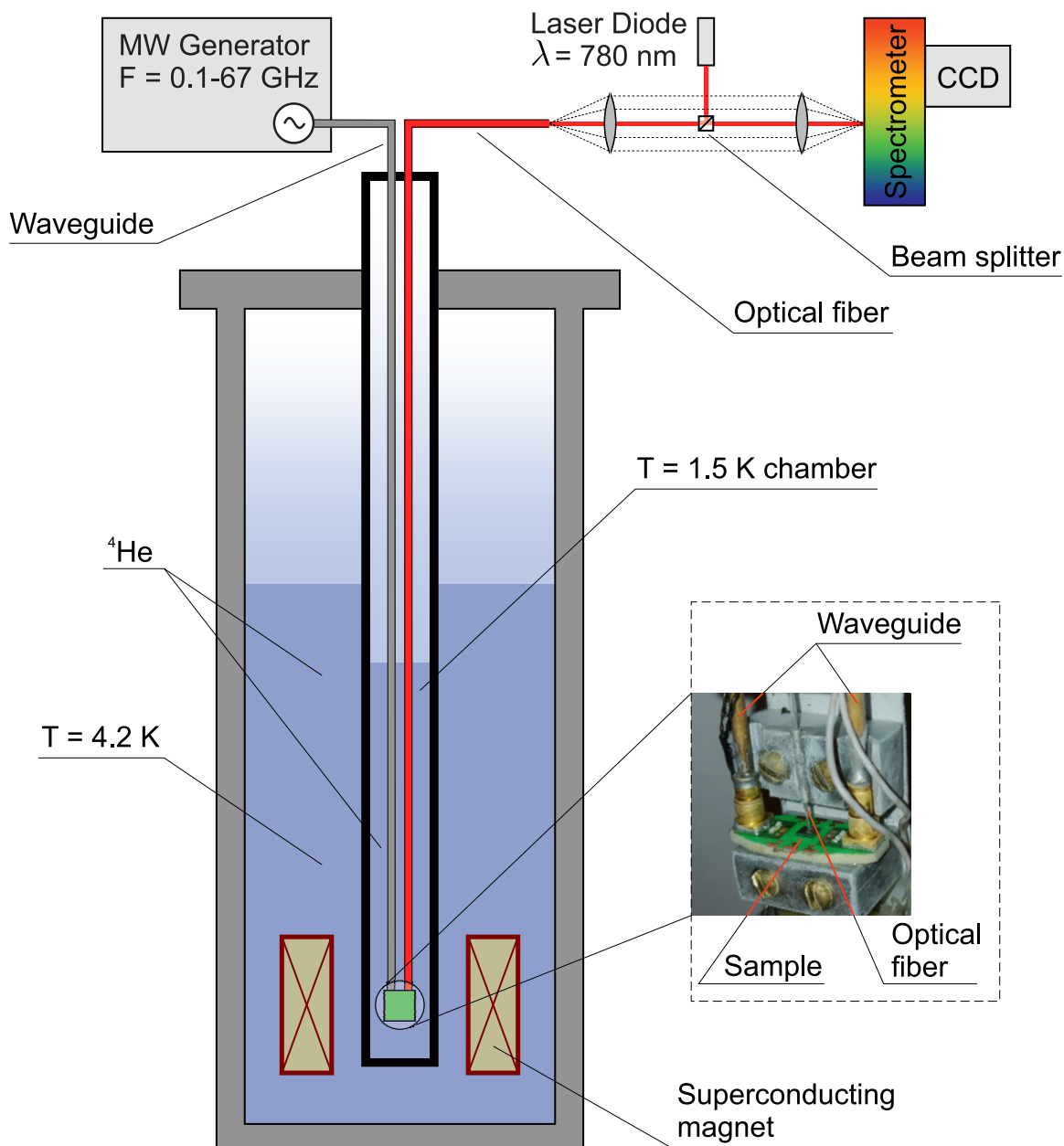


Рис. 1: Схема экспериментальной установки криостата с жидким гелием—4, оптической схемой и схемой подведения возбуждающего СВЧ сигнала к образцу. В криостате также имелись промежуточная азотная полость и вакуумная рубашка, опущенные на рисунке. На вставке - фото образца, смонтированного на чипе под оптоволоконным волноводом.

жению плазменного резонанса. Таким образом, рассматриваемая оптическая методика заключается в создании неравновесных фотовозбужденных носителей и последующем снятии их спектра рекомбинационной люминесценции. В качестве меры разогрева ДЭС выступает интеграл дифференциального сигнала, получаемого при вычитании спектров рекомбинационной люминесценции при включенном и выключенном СВЧ сигналах, подаваемых на образец. Преимуществами данной оптической методики являются ее неинвазивность и бесконтактность. Для фотовозбуждения двумерных электронов и снятия

спектра люминесценции ДЭС достаточно подвести оптоволоконный световод к поверхности образца. При этом не требуется никаких дополнительных металлических электродов вблизи образца.

Третий раздел посвящен описанию экспериментальной установки. Все измерения, представленные в настоящей работе, были проведены с использованием криостата с жидким гелием–4 (рис. 1) при базовой температуре $T = 4.2$ К с возможностью откачки паров гелия до температуры $T = 1.5$ К. Образец был помещен в центре сверхпроводящего соленоида, подключенного к четырехквadrатному источнику тока. К образцу подводилось микроволновое излучение в диапазоне частот от 0.1 до 67 ГГц с характерными мощностями на выходном порте генератора от 1 мВт до 100 мВт. Для реализации оптической методики детектирования плазменных возбуждений, описанной в предыдущем разделе, излучение от стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 780$ нм с помощью делителя светового пучка, линз и коллиматора подводилось через кварцевый оптоволоконный световод непосредственно к образцу (мощность оптического сигнала, подводимая к образцу, не превышала 0.1 мВт). Сигнал люминесценции ДЭС собирался с помощью того же оптоволоконного световода и направлялся на вход двойного монохроматора/спектрографа со спектральным разрешением 0.03 мэВ с последующим детектированием с помощью охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы.

В третьей главе представлены результаты экспериментального исследования “проксимити” плазменных возбуждений в ДЭС, частично экранированных близким металлическим затвором. Первый раздел посвящен введению в проблему. Плазменные возбуждения в ДЭС были хорошо изучены в двух предельных случаях: неэкранированная ДЭС, помещенная в диэлектрическую среду, и ДЭС, полностью экранированная близким металлическим затвором. Однако в микроэлектронных устройствах наибольшее распространение имеет геометрия ДЭС, которая лишь частично экранирована затвором. Несмотря на широкую распространенность такой конфигурации [3–6], четкого понимания устройства плазменных мод в такой системе не было.

Во втором разделе описаны результаты экспериментального исследования, а также теоретического рассмотрения плазменных возбуждений в ДЭС с затвором в форме узкой полоски (вставка к рис. 2 (b)). Было обнаружено, что продольное “проксимити” плазменное возбуждение, отвечающее квантованию волнового вектора вдоль затвора ($N_{tr} = 0$), наблюдается при аномально высоких частотах (рис. 2). Данное возбуждение продемонстриро-

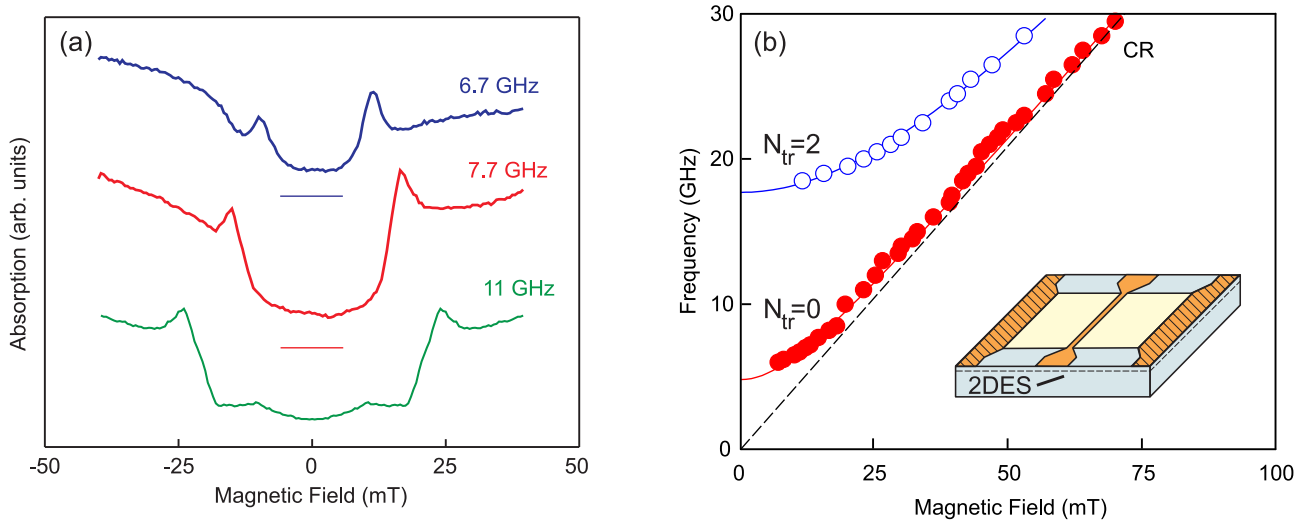


Рис. 2: (a) Экспериментально полученные зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для указанных частот. (b) Магнитодисперсионные зависимости для продольной ($N_{tr} = 0$) и поперечной ($N_{tr} = 2$) “проксимити” плазменных мод в ДЭС, частично экранированной затвором в форме узкой полоски. Кривые поглощения и магнитодисперсионные зависимости показаны для образца с размерами затвора $L = 0.5$ мм и $W = 100$ мкм, концентрацией двумерных электронов $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и расстоянием от ДЭС до затвора $h = 440$ нм. Пунктирной линией показана частота циклотронного резонанса (cyclotron resonance - CR). На вставке - схематический вид образца. Из работы [7].

вало нетривиальную дисперсионную зависимость [7; 8]:

$$\omega_{pr} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{2q_l}{W}} \quad (q_l W \ll 1), \quad (1)$$

где $q_l = N_l \cdot \pi / L$ определяется квантованием волнового вектора вдоль затвора, W - ширина затвора, n_s - концентрация двумерных электронов, h - расстояние от ДЭС до металлического затвора, m^* и e - эффективная масса и заряд электрона, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная и ϵ - эффективная диэлектрическая проницаемость среды. Здесь и далее формулы приведены в СИ, если не оговорено обратного. Таким образом, продольная “проксимити” плазменная мода в рассматриваемой геометрии имеет нетривиальное поведение, характерное одновременно и для двумерного плазмона в неэкранированной [9] системе $\omega_{pr} \propto \sqrt{q}$, и для двумерного плазмона в полностью экранированной [10] системе $\omega_{pr} \propto \sqrt{h}$. При этом дисперсионная зависимость поперечного ($N_{tr} \neq 0$) “проксимити” плазменного возбуждения практически не отличается от случая полностью экранированной ДЭС [8]:

$$\omega^2 = \frac{n_s e^2 h}{m^* \epsilon \epsilon_0} \left(q_{tr}^2 + \frac{4}{W} q_l \right) \quad (q_l W \ll 1), \quad (2)$$

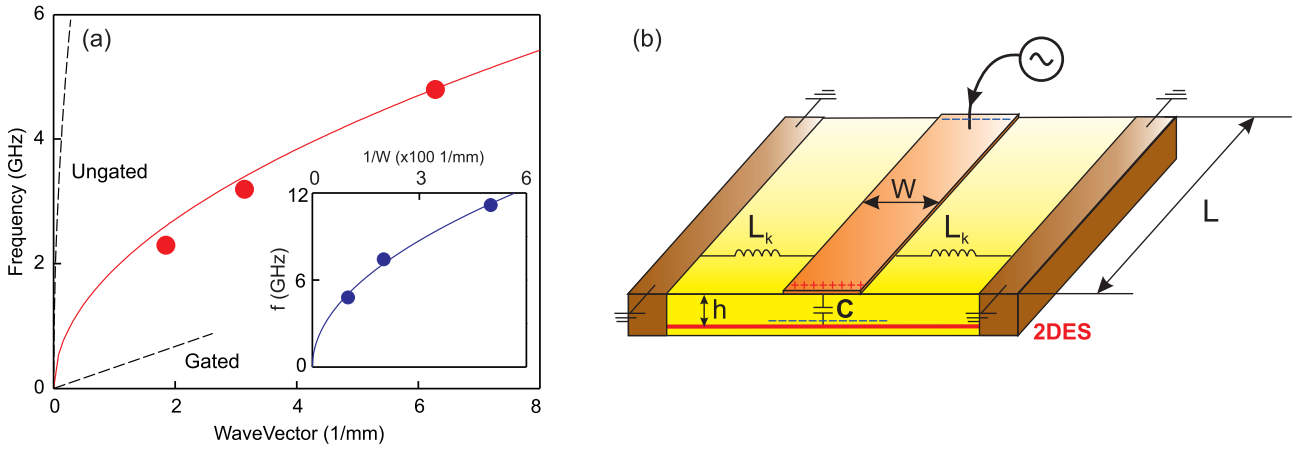


Рис. 3: (а) Дисперсия фундаментальной “проксимити” плазменной моды для образцов с шириной затвора $W = 100$ мкм, длинами $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм и $n_s = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Пунктиром показаны дисперсионные зависимости для неэкранированного и полностью экранированного двумерных плазмонов. На вставке показана дисперсионная зависимость от обратной ширины затвора при фиксированной длине $L = 1.0$ мм с перебором по ширине $W = 20, 50$ и 100 мкм. (б) Схематический вид образца и эквивалентная электрическая схема. Красной линией показана плоскость ДЭС в сечении. Центральная коричневая полоска - металлический затвор, боковые коричневые области - заземленные контакты к ДЭС. СВЧ сигнал подводится непосредственно к центральному затвору. Из работы [7].

где $q_{tr} = N_{tr} \cdot \pi / W$ определяется квантованием волнового вектора поперек затвора.

На рисунке 3 (а) показаны зависимости резонансной частоты продольного “проксимити” плазмона от геометрических параметров затвора (сплошные точки - экспериментально полученные данные, сплошные кривые - теоретическая зависимость (1)). Отметим, что система (вставка к рис. 2 (б)) носит одномерный характер и содержит близкий металлический затвор. Несмотря на то, что оба данных обстоятельства подразумевают линейный дисперсионный закон [10; 11], дисперсионная зависимость продольного “проксимити” плазмона (1) оказывается корневой. Чтобы объяснить физические причины такого поведения, исследуемая система была рассмотрена (рис. 3 (б)) в терминах эквивалентного LC -контура [12–14]. В силу наличия близкого металлического затвора эквивалентная электрическая емкость определяется электрической емкостью между центральным затвором и ДЭС:

$$C_g = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{W \lambda_{pl}}{h}, \quad (3)$$

где λ_{pl} - длина волны (вдоль затвора для продольной “проксимити” плазменной моды) с точностью до численного коэффициента. Однако в отличие от полностью экранированной системы, в рассматриваемой ДЭС с частичной

экранировкой электрические токи текут не только непосредственно под затвором, но и в неэкранированной области ДЭС по бокам от затвора. По всей видимости, именно эта делокализация, определяющая эффективную индуктивность, и является причиной нетривиальной дисперсионной зависимости продольного “проксимити” плазмона. Считая площадь области растекания электрических токов по бокам от затвора равной λ_{pl}^2 , была получена следующая оценка для эффективной индуктивности:

$$L_{pr} = \frac{L_k}{2} = \frac{m^*}{2n_s e^2}, \quad (4)$$

где дополнительный коэффициент $1/2$, домноженный на стандартное выражение $L_k = m^*/n_s e^2$ [12; 14], связан с наличием областей неэкранированной ДЭС, в которых текут электрические токи, с двух сторон от центрального затвора (рис. 3 (b)).

Полученное в рамках LC -подхода выражение для резонансной частоты:

$$\omega_{pr} = \frac{1}{\sqrt{L_{pr} C_g}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon} \cdot \frac{2q_l}{W}} \quad (5)$$

воспроизвело теоретически полученную зависимость (1). Таким образом, комбинация большой емкости между близким затвором и ДЭС (3) и кинетической индуктивности двумерных электронов в неэкранированной области ДЭС по бокам от затвора (4) приводит к нетривиальной дисперсионной зависимости продольных “проксимити” плазменных возбуждений в рассматриваемой системе.

В третьем разделе приведены результаты экспериментального исследования “проксимити” плазменной моды в ДЭС, частично экранированной затвором в форме диска. Случай ДЭС с узким затвором интересен в связи с его практической важностью и широкой распространенностью. Однако такая конфигурация представляет собой в некотором смысле предельный случай $q_l W \ll 1$ отличия длины и ширины затвора. Закономерным является вопрос о характере поведения “проксимити” плазменных мод в ДЭС, частично экранированной затвором с сопоставимыми размерами $q_l W \sim 1$. Выбор конкретной геометрии связан с наиболее симметричным и наиболее исследованным в литературе случаем ДЭС в форме диска [15–17].

Было обнаружено, что в ДЭС в форме диска с периметрическим контактом при наличии затвора в форме диска меньшего диаметра возбуждается “проксимити” плазмон (рис. 4 (a)). Дисперсионная зависимость рассматриваемой плазменной моды, полученная из экспериментальных данных (сплошные точки на рис. 4 (b)), оказывается линейной. Согласно теоретическому

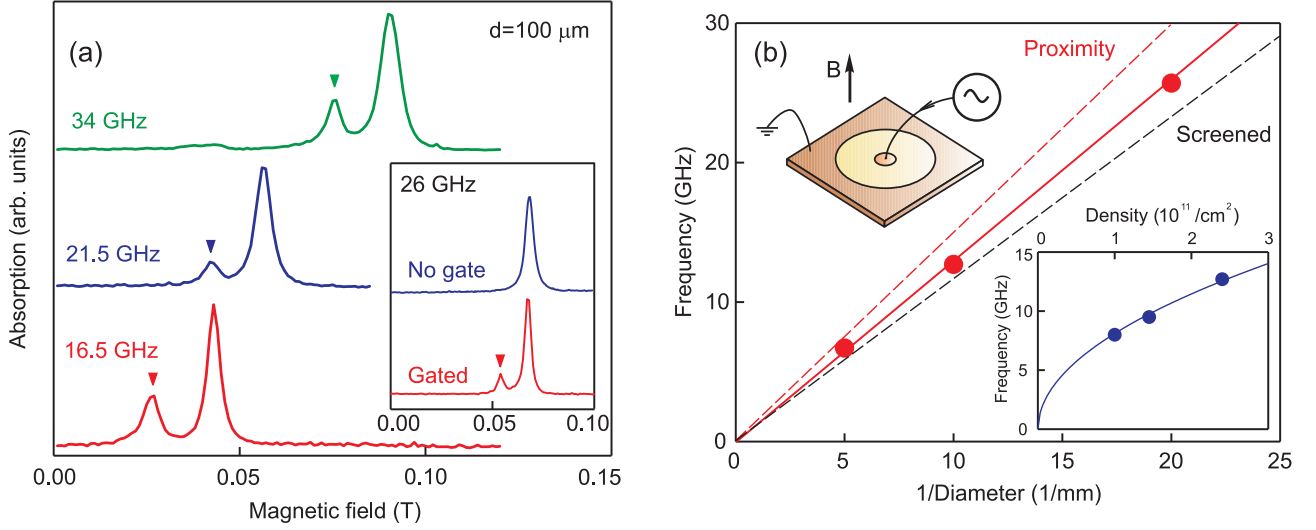


Рис. 4: (a) Зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для указанных частот. ДЭС в форме диска диаметром $D = 0.5$ мм и центральным затвором диаметром $d = 100$ мкм, концентрация двумерных электронов $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, расстояние от ДЭС до затвора $h = 440$ нм. На вставке - зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для конфигураций ДЭС с центральным затвором и без него. (b) Дисперсионная зависимость для “проксимити” плазменного возбуждения в геометрии ДЭС с центральным затвором в форме диска (сплошные точки) - перебор по диаметрам затвора $d = 50, 100$ и 200 мкм. Пунктирными линиями показаны теоретические зависимости для частот “проксимити” и экранированного плазмонов. На нижней вставке сплошными точками представлена зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от концентрации двумерных электронов для фиксированного размера затвора $d = 100$ мкм. На верхней вставке показан схематический вид образца. Из работы [18].

рассмотрению [19] данная зависимость определяется выражением:

$$\omega_{pr} = \Omega_{m,n} \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \epsilon \epsilon_0} \frac{2}{d}}, \quad (6)$$

где d - диаметр центрального затвора, покрывающего протяженную ДЭС. Численный коэффициент $\Omega_{m,n}$, соответствующий плазменной моде (m,n) , определяется как n -й корень уравнения [19]:

$$\partial_{\Omega} J_{|m|}(\Omega) + |m| J_{|m|}(\Omega) / \Omega = 0, \quad (7)$$

где $J_{|m|}(x)$ — функция Бесселя первого рода ($m \geq 1$). Для обозначения плазменных мод в диске использована стандартная классификация [15; 16]. Моды обозначаются парой индексов (m,n) , отвечающих количеству узлов осцилляций зарядовой плотности вдоль периметра и вдоль радиуса затвора соответственно. В ДЭС в форме диска и в случае незэкранированной системы, и в

случае полностью экранированной системы наиболее низкочастотной оказывается плазменная мода $(1,1)$, где индекс $n = 1$ отвечает узлу осцилляций зарядовой плотности только в центре диска.

Таким образом, дисперсионная зависимость “проксимити” плазменного возбуждения в геометрии диска отличается от полностью экранированного случая только численным коэффициентом, также имея линейный характер. В частности, фундаментальному “проксимити” плазменному возбуждению соответствует $\Omega_{1,1} = 2.4$, в то время как экранированному — $\Omega_{1,1}^{screened} = 1.8$. По всей видимости, в силу того, что затвор в форме диска имеет сопоставимые размеры по двум перпендикулярным направлениям, делокализация токов в околзатворную неэкранированную область ДЭС не приводит к такой значительной модификации спектра, как в случае затвора в форме узкой полосы (1, 5).

В четвертом разделе резюмированы полученные в настоящей главе результаты.

В четвертой главе представлены результаты экспериментального исследования релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных ДЭС при наличии электрического соединения между затвором и периметрическим контактом. Первый раздел посвящен введению в проблему. При приближении дисперсионного закона двумерного неэкранированного плазмона к световому конусу начинают проявляться эффекты запаздывания [9; 20; 21], такие как асимптотическое приближение частоты плазмона к частоте света, сужение резонанса за счет делокализации плазменной моды в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, и наличие зигзагообразной магнитодисперсионной зависимости. Однако при определенных более строгих условиях, а именно $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$, где σ_{2D} - двумерная электрическая проводимость и c - скорость света (формула приведена в системе СГС для удобства), теоретически предсказано [22; 23] существование релятивистского плазменного возбуждения. Одной из главных отличительных особенностей данного возбуждения является аномально узкая ширина резонанса и возбуждение в режиме $\omega < 1/\tau$, где обычные плазменные моды носят чисто релаксационный характер.

Релятивистские плазменные возбуждения до сих пор не были экспериментально исследованы в неэкранированной ДЭС. Однако похожая плазменная мода наблюдалась в частично экранированных ДЭС [24–26]. В образцах, представленных высококачественной частично экранированной ДЭС с контактами, наблюдалась высокодобротная плазменная мода, демонстрирующая нетривиальное магнитополевое поведение и возбуждаемая на неожи-

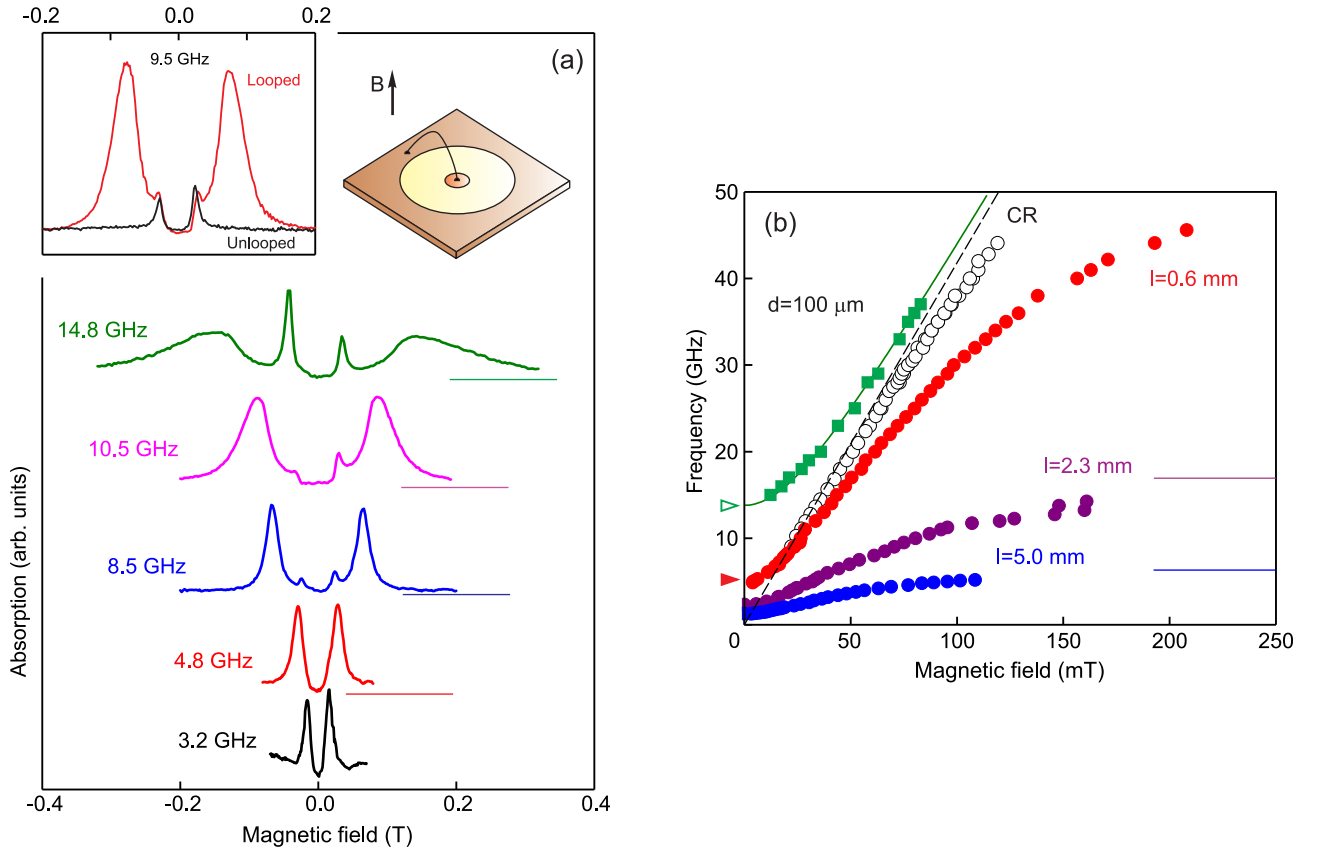


Рис. 5: (а) Кривые микроволнового магнитопоглощения для указанных значений частоты. На вставке слева - сравнение кривых поглощения для идентичных образцов с перемычкой (проволокой), соединяющей центральный затвор и периметрический контакт (Looped), и без нее (Unlooped). На вставке справа - схематический вид образца: ДЭС с периметрическим контактом и центральным затвором, соединенными электрически. (b) Магнитодисперсионные зависимости для наблюдаемых плазменных мод. Зеленые квадраты - “проксимити” (1,1) плазмон (6, 7), полые точки - возбуждение, связанное с наличием контактов к ДЭС [27; 28], цветные сплошные точки - релятивистское плазменное возбуждение для указанных длин соединительной перемычки. Параметры образца: ДЭС в форме диска диаметром $D = 0.5$ мм с центральным затвором диаметром $d = 100$ мкм, концентрация двумерных электронов $n_s = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, расстояние от ДЭС до затвора $h = 370$ нм. Из работы [29].

данно низких частотах $\omega\tau < 1$. По аналогии с неэкранированным случаем, данная плазменная мода также была названа релятивистской. Физическая природа данной плазменной моды до недавнего времени оставалась неясной.

Во втором разделе приведены результаты наблюдения дополнительного низкочастотного плазменного возбуждения, обнаруженного в ходе экспериментов по исследованию “проксимити” плазменных возбуждений в конфигурации ДЭС с затвором в форме узкой полоски. Данный плазменный резонанс был идентифицирован как релятивистский плазмон. Подробные и си-

стематические исследования релятивистского плазменного возбуждения были проведены уже для геометрии затвора в форме диска и представлены в третьем разделе. Было обнаружено, что в ДЭС с центральным затвором в форме диска и периметрическим контактом (верхняя правая вставка к рис. 5 (а)) наблюдается дополнительная релятивистская плазменная мода. Причем ее возбуждение происходит только при условии добавления электрического соединения между затвором и периметром ДЭС (верхняя левая вставка к рис. 5 (а)). “Проксимити” (1,1) плазменная мода (зеленые квадраты на рис. 5 (b)), рассмотренная в предыдущей главе (6), демонстрирует стандартное правило гибридизации плазменного и циклотронного движений:

$$\omega^2 = \omega_{pl}^2 + \omega_c^2, \quad (8)$$

где ω_{pl} - резонансная частота двумерного плазмона в нулевом магнитном поле, $\omega_c = eB/m^*$ - циклотронная частота, B - магнитное поле. Однако магнитодисперсионная зависимость релятивистского плазмона (сплошные цветные точки на рис. 5 (b)) имеет нетривиальный характер. Резонансная частота отклоняется от частоты циклотронного резонанса и асимптотически стремится к некоторой постоянной величине в больших магнитных полях. При этом также была обнаружена зависимость параметров релятивистского плазменного резонанса от длины проволоки, соединяющей затвор и периметрический контакт ДЭС.

С целью выяснения физической природы наблюдаемой релятивистской плазменной моды данная система (верхняя правая вставка к рис. 5 (а)) была рассмотрена в терминах эквивалентного LC -контура [12–14] аналогично тому, как это было сделано для “проксимити” плазмона в предыдущей главе. Так как низкочастотная релятивистская плазменная мода наблюдалась только при условии наличия электрического соединения между затвором и ДЭС, было сделано естественное предположение о том, что данное плазменное возбуждение связано с перетеканием электрического заряда через соединительную проволоку (рис. 6). Таким образом, данный тип колебаний был физически описан как перетекание заряда из затвора в подзатворную область ДЭС через соединительную проволоку. В таком случае отличительной особенностью релятивистских плазменных колебаний в рассматриваемой системе является то, что ДЭС теряет квазинейтральность и данную плазменную моду можно рассматривать как “заряженную”.

Оценивая характерные параметры элементов в эквивалентном LC -контуре как электрическую емкость между центральным затвором и ДЭС:

$$C_g = \epsilon_0 \epsilon \cdot \frac{\pi d^2 / 4}{h} \quad (9)$$

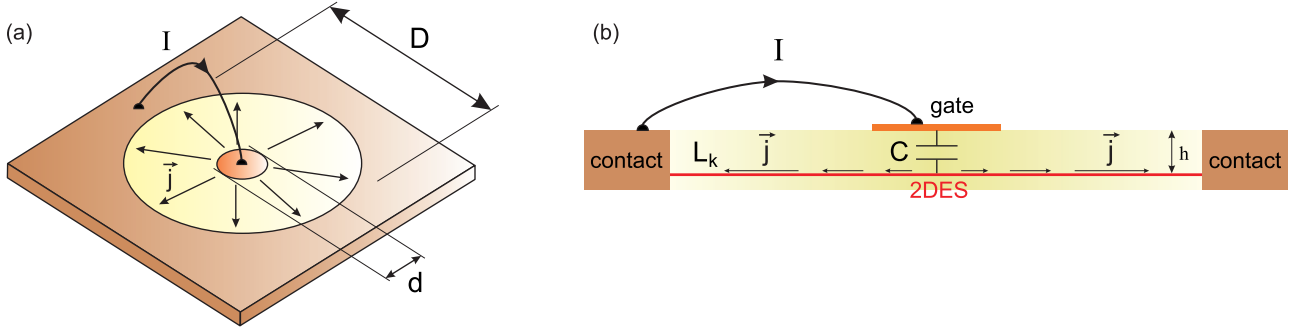


Рис. 6: (a) Схематическое изображение образца. Затвор и ДЭС соединены через периметрический контакт с помощью металлической проволоки. Качественно показаны токи, текущие в ДЭС $\vec{j}$ и в соединительной проволоке I при возбуждении релятивистского плазмона. (b) Образец в разрезе и эквивалентная электрическая схема, учитывающая кинетическую индуктивность L_k двумерных электронов и электрическую емкость C между затвором и ДЭС. Из работы [29].

и кинетическую индуктивность двумерных электронов:

$$L_{rel} = \frac{m^*}{2\pi n e^2} \cdot \ln(D/d), \quad (10)$$

где дополнительный логарифмический множитель и численный коэффициент 2π связаны с характером растекания токов в ДЭС из подзатворной области к периметрическому контакту (рис. 6), получим результирующее выражение для оценки частоты релятивистского плазмона:

$$\omega_{rel} \approx \frac{1}{\sqrt{L_{rel} C_g}} = \sqrt{\frac{2}{\ln(D/d)}} \cdot \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}} \cdot \frac{2}{d}. \quad (11)$$

Более строгий теоретический анализ [29] приводит к похожему выражению с незначительной коррекцией:

$$\omega_{rel} = \Omega_{(0,0)} \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}} \cdot \frac{2}{d}, \quad (12)$$

где коэффициент $\Omega_{(0,0)}$ отвечает возбуждению $(0,0)$ плазменной моды, не обладающей узлами осцилляций зарядовой плотности ни в радиальном, ни в азимутальном направлениях:

$$J_0(\Omega) - \Omega J_1(\Omega) \cdot \ln(D/d) = 0, \quad (13)$$

где $J_{0,1}(x)$ — функции Бесселя первого рода. Таким образом, в рассматриваемой конфигурации наблюдаемый релятивистский плазмон представляет собой осесимметричную моду $(0,0)$ в отличие от дипольной $(1,1)$ “проксимити” плазменной моды в смысле распределения заряда в ДЭС и в затворе.

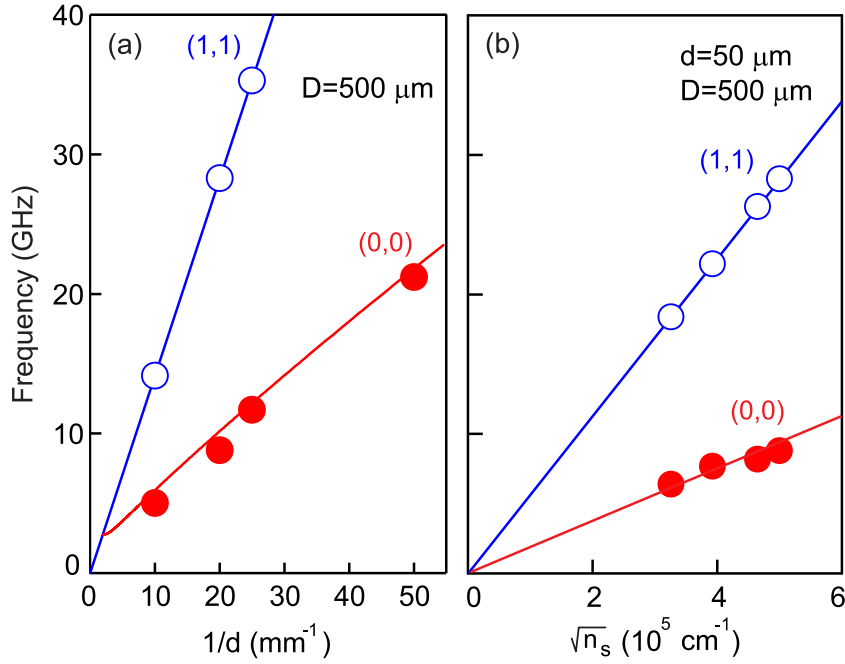


Рис. 7: (а) Дисперсионные зависимости (1,1) “проксимити” дипольной моды (полые точки) и релятивистской (0,0) моды (сплошные точки). Сплошные линии - теоретические зависимости (6) и (12). (б) Зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле от корня из концентрации двумерных электронов для рассмотренных плазменных мод. Из работы [29].

В приближении ДЭС достаточно большого диаметра D по сравнению с диаметром затвора d формула (12) принимает вид:

$$\omega_{rel} = \sqrt{\frac{2}{1/4 + \ln(D/d)}} \cdot \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \epsilon \epsilon_0}} \cdot \frac{2}{d} \quad (D/d > 2). \quad (14)$$

Отметим, что дисперсия (14) отличается от зависимости, полученной приближенно (11), только слагаемым $1/4$ в знаменателе, соответствующим дополнительному вкладу в кинетическую индуктивность при растекании зарядов непосредственно в подзатворной области.

Далее было проведено сравнение результатов теоретического рассмотрения с экспериментальными данными. Экспериментально полученные дисперсионные зависимости и зависимости от корня из концентрации двумерных электронов показаны на рисунке 7 полыми точками синего цвета и сплошными точками красного цвета для “проксимити” (1,1) и для релятивистской (0,0) моды соответственно. Кривые отвечают теоретическим зависимостям для данных плазменных мод. Экспериментальные данные с хорошей точностью описываются теоретическими дисперсионными зависимостями для “проксимити” (6) и релятивистской (12) плазменных мод. Так как магнитодисперсионные зависимости релятивистской плазменной моды существенным образом

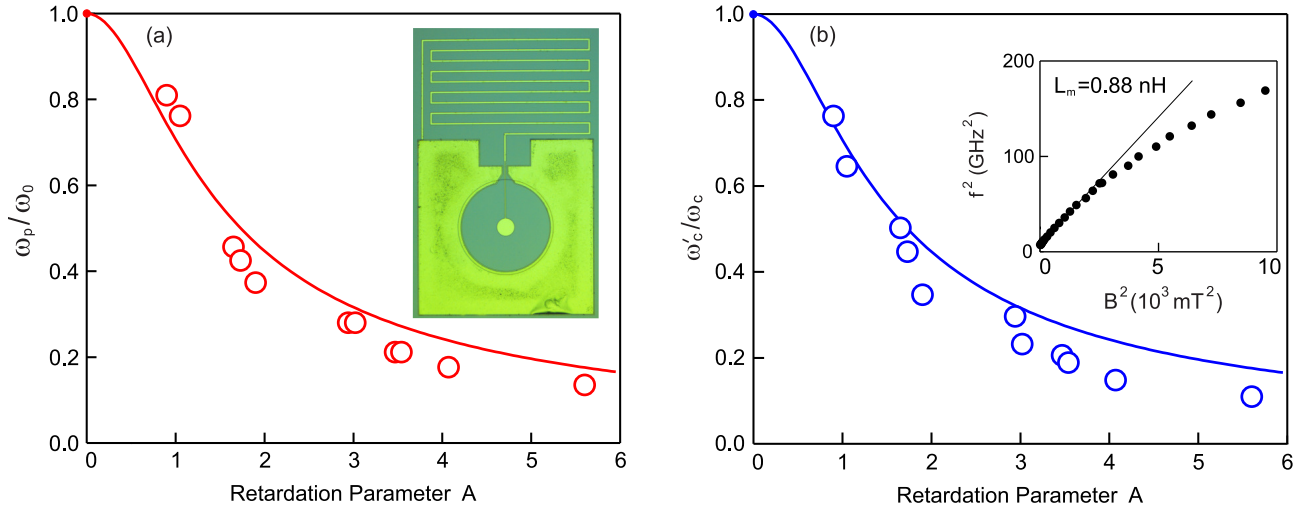


Рис. 8: Зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле (а) и эффективной циклотронной частоты (b), нормированных на “квазистатические” значения (14) и частоты циклотронного резонанса, от параметра запаздывания (16). Полые точки - экспериментально полученные данные. Сплошные кривые - теоретическая зависимость $1/\sqrt{1+A^2}$ в пределе малых магнитных полей. На вставке (а) представлена фотография одного из исследованных образцов — ДЭС с периметрическим контактом и центральным затвором, соединенными электрически с помощью металлической линии, напыленной на GaAs подложку. На вставке (b) показана зависимость квадрата частоты от квадрата магнитного поля для релятивистского плазмона. Из работы [30].

зависят от длины соединительной проволоки (рис. 5 (b)), дисперсионные зависимости (рис. 7) относятся к конфигурации с наименее короткой соединительной проволокой длиной $l \approx 0.6$ мм.

Четвертый раздел содержит результаты экспериментального исследования влияния параметров электрического соединения между затвором и периметрическим контактом на свойства релятивистского плазменного резонанса. Для проведения измерений в более контролируемых условиях были изготовлены образцы с электрическим соединением, реализованным в виде металлического меандра, напыленного на той же подложке, на которой находится и образец (рис. 8).

Было обнаружено, что при увеличении длины электрического соединения между затвором и периметрическим контактом к ДЭС, во-первых, уменьшается резонансная частота в нулевом магнитном поле и, во-вторых, магнитодисперсионная зависимость существенно отклоняется от стандартного правила гибридизации (8), асимптотически стремясь к некоторой постоянной величине в больших магнитных полях (рис. 7 (b)). С учетом наблюдаемых особенностей, данное поведение было объяснено в рамках гибридизации релятивистского плазмона с фотонной модой в электрическом соединении. Эф-

факты запаздывания, связанные с гибридизацией с данной фотонной модой, были описаны в терминах эквивалентного LC -контура. При учете внешней электрической соединительной цепи к кинетической индуктивности электронов в ДЭС (10) необходимо добавить магнитную индуктивность цепи L_m . Тогда формула для резонансной частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле примет следующий вид:

$$\frac{\omega_{rel}}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad (15)$$

где естественным образом возникает параметр запаздывания для релятивистского плазмона:

$$A = \sqrt{\frac{L_m}{L_{rel}}}. \quad (16)$$

Воспользовавшись формулой для магнитополевой зависимости кинетической индуктивности двумерных электронов [31], полученную в приближении эквивалентного LC -контура формулу (15) можно расширить на случай небольших магнитных полей:

$$\omega_{rel}^2 = \frac{\omega_0^2 + \omega_c^2}{1 + A^2}. \quad (17)$$

Таким образом, ожидается перенормировка и резонансной частоты в нулевом магнитном поле, и циклотронной частоты с одним и тем же фактором $1/\sqrt{1 + A^2}$.

С целью экспериментальной проверки предложенной физической модели (17) были исследованы одиннадцать образцов [30]. Параметры ДЭС, затвора и периметрического контакта были идентичными. Был сделан перебор по параметрам соединительной электрической цепи между затвором и периметрическим контактом, магнитная индуктивность L_m которой менялась от 0.24 до 9.1 нГн. При этом типичная кинетическая индуктивность двумерных электронов с учетом форм-фактора ДЭС составляла 0.29 нГн для $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $D = 0.5 \text{ мм}$ и $d = 0.1 \text{ мм}$. Значения частоты в нулевом магнитном поле (рис. 8 (а)) и эффективной циклотронной частоты (рис. 8 (б)), извлеченные из экспериментально полученных магнитополевых зависимостей релятивистской плазменной моды, с хорошей точностью были описаны предложенной моделью (17). Также отметим, что для наибольших значений магнитной индуктивности внешней цепи релятивистский плазменный резонанс наблюдался в режиме $\omega\tau < 1$. В частности, для соединительной цепи с $L_m = 4.86 \text{ нГн}$ (соответствующий параметр запаздывания $A = 4.1$) релятивистское возбуждение наблюдалось в режиме $\omega\tau \approx 0.7$, при

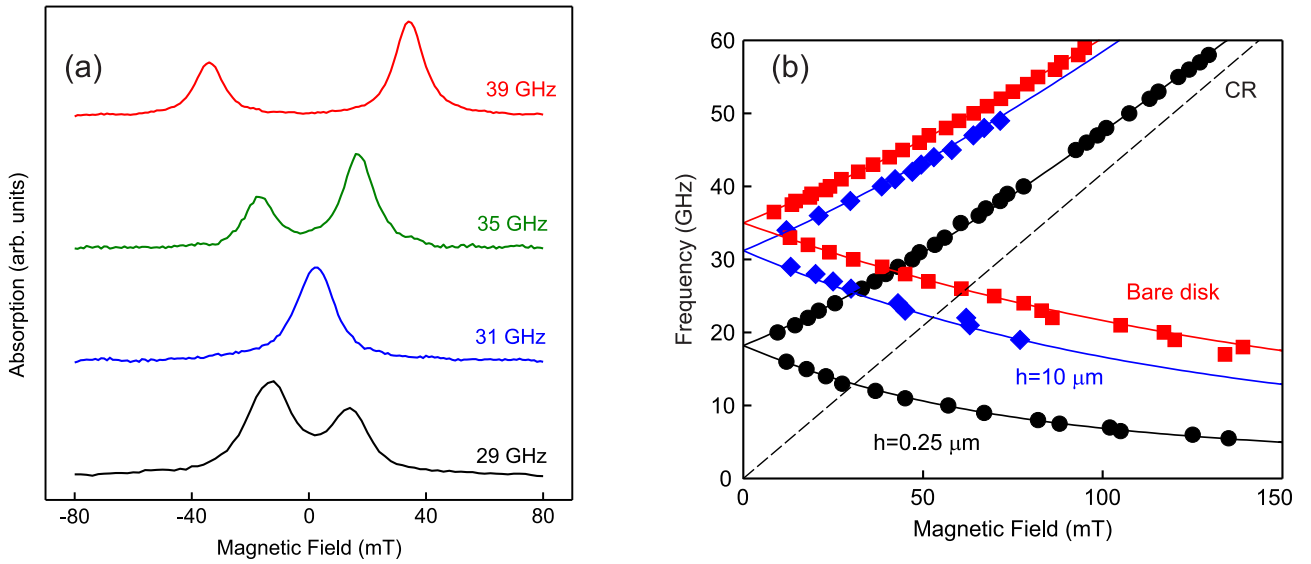


Рис. 9: (a) Кривые микроволнового магнитопоглощения для указанных значений частоты в зависимости от магнитного поля. Диаметр ДЭС $d = 0.25$ мм, размер щели между краем мезы и боковым затвором $h = 10$ мкм, концентрация двумерных электронов $n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (b) Магнитодисперсионные зависимости, наблюдаемые в ДЭС с размерами щели между краем мезы и боковым затвором $h = 0.25$ мкм (черные точки) и 10 мкм (синие ромбы). Красные квадраты отвечают неэкранированному диску. Сплошные кривые - подгонка зависимостями [32]. Из работы [33].

котором обычные плазменные возбуждения носят чисто релаксационный характер.

В пятом разделе резюмированы полученные в настоящей главе результаты.

В пятой главе представлены результаты экспериментального исследования плазменных возбуждений в ДЭС с экранировкой боковым копланарным затвором. Первый раздел посвящен введению в проблему. Близкий металлический затвор, полностью экранирующий ДЭС, позволяет управлять концентрацией двумерных электронов и значительно модифицирует спектр двумерных плазмонов, делая его линейным [10]. Однако такая конфигурация затрудняет доступ к ДЭС, приводя к экранированию падающего на систему электромагнитного излучения. Помимо рассмотренных в предыдущих разделах вариантов с частично экранированной ДЭС, существует альтернативный способ, позволяющий модифицировать свойства плазмонов в ДЭС с помощью близко расположенного металлического электрода, при этом не закрывая ДЭС. Таким способом является нанесение латерального (бокового) металлического затвора на некотором расстоянии от края мезы.

Во втором разделе рассмотрены результаты экспериментального исследования ДЭС с боковой экранировкой металлическим затвором, напы-

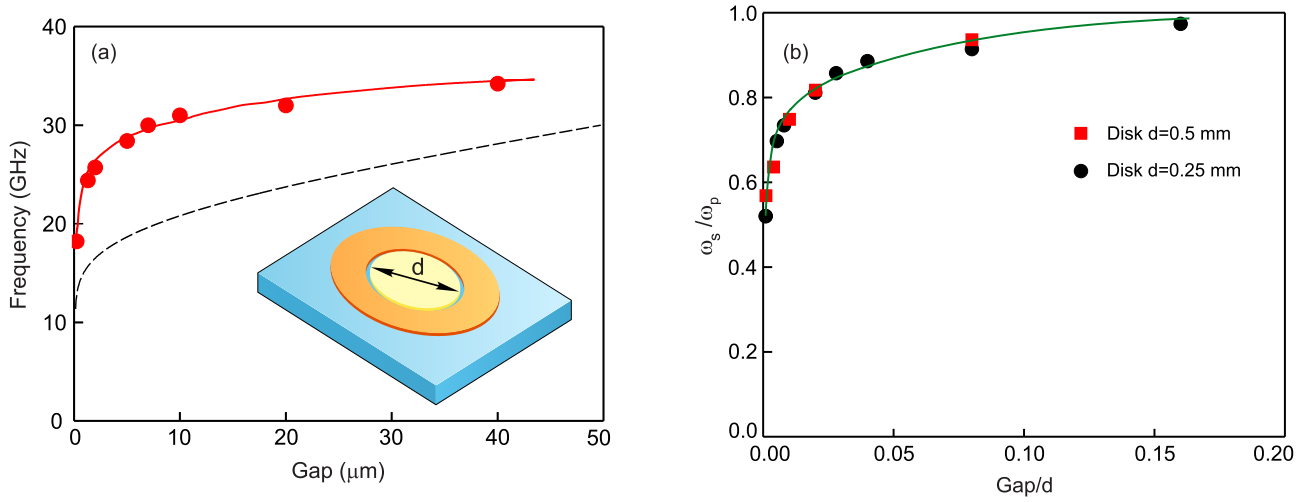


Рис. 10: (а) Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от размера щели h для ДЭС диаметром $d = 0.25$ мм. Сплошные красные точки - экспериментальные данные. Сплошная кривая - результат численного моделирования. Пунктирная кривая - результат теоретической оценки (20). На вставке показано схематическое изображение образца. (б) Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле, нормированной на частоту двумерного плазмона в неэкранированном диске [16], от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором, нормированного на диаметр ДЭС. Черные точки и красные квадраты отвечают экспериментальным данным, полученным для ДЭС диаметром $d = 0.25$ мм и 0.5 мм соответственно. Сплошная кривая - результат численного моделирования. Из работы [33].

ленным копланарно на некотором расстоянии от края ДЭС (вставка к рис. 10 (а)). Для образцов с различными размерами щели h были исследованы магнитодисперсионные зависимости (рис. 9). Аналогично случаю неэкранированного диска плазменный резонанс в исследуемой структуре расщепляется на краевую и объемную моды при приложении магнитного поля. Причем для всех экспериментально исследованных размеров щели магнитодисперсионные зависимости хорошо описывались стандартными магнитополевыми зависимостями [32] для неэкранированного диска.

Результирующая зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от размера щели показана на рисунке 10 (а). При уменьшении размера щели резонансная частота в нулевом магнитном поле заметно уменьшается. Чтобы объяснить наблюдаемое поведение плазменных мод в ДЭС с боковой экранировкой в терминах эквивалентного LC -контура [12–14], помимо эффективной электрической емкости, описывающей разделение зарядов в ДЭС:

$$C = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q}, \quad (18)$$

была учтена дополнительная электрическая емкость, связанная с боковым затвором, экранирующим ДЭС. В качестве физической модели была рассмотрена прямая граница между краем ДЭС и боковым металлическим затвором. При этом форм-фактор и конечные размеры ДЭС и затвора в направлении, перпендикулярном границе, не учитываются:

$$C_{lat} = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \ln \frac{1}{qh}. \quad (19)$$

При учете стандартного выражения для кинетической индуктивности двумерных электронов $L_k = m^*/n_s e^2$ [12; 14] для резонансной частоты плазмона в системе с боковой экранировкой имеем:

$$\omega_{lat}(q) = \frac{1}{\sqrt{L_K(C + C_{lat})}} = \sqrt{\frac{ne^2q}{2m^*\varepsilon_0\varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 + \ln \frac{1}{qh}}}. \quad (20)$$

Интересно, что данную формулу можно привести к виду резонансной частоты неэкранированного плазмона, умноженной на коэффициент, зависящий только от параметра qh :

$$\frac{\omega_{lat}}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \ln \frac{1}{qh}}}. \quad (21)$$

Таким образом, одновременное масштабирование размера образца и размера щели сохраняет коэффициент уменьшения частоты латерально экранированного плазмона относительно неэкранированного случая. То есть формула (21) подразумевает наличие универсальной кривой в нормированных координатах. На рисунке 10 (b) экспериментальная зависимость резонансной частоты латерально экранированного плазмона от размера щели показана в соответствующим образом нормированных координатах для двух серий образцов с диаметрами $d = 0.5$ и 0.25 мм красными квадратами и черными точками соответственно. Экспериментальные данные действительно демонстрируют наличие некоторой универсальной кривой, получаемой при одновременном масштабировании размеров диска и щели. Конкретный вид зависимости (20) также качественно отражает поведение резонансной частоты латерально экранированного плазмона (пунктирная кривая на рис. 10 (a)). Однако для более точного количественного согласования предложенной физической модели с полученными экспериментальными данными необходимо учитывать геометрический фактор системы.

Третий раздел содержит результаты исследования области малых значений размера щели h , когда боковой затвор приближается произвольно близ-

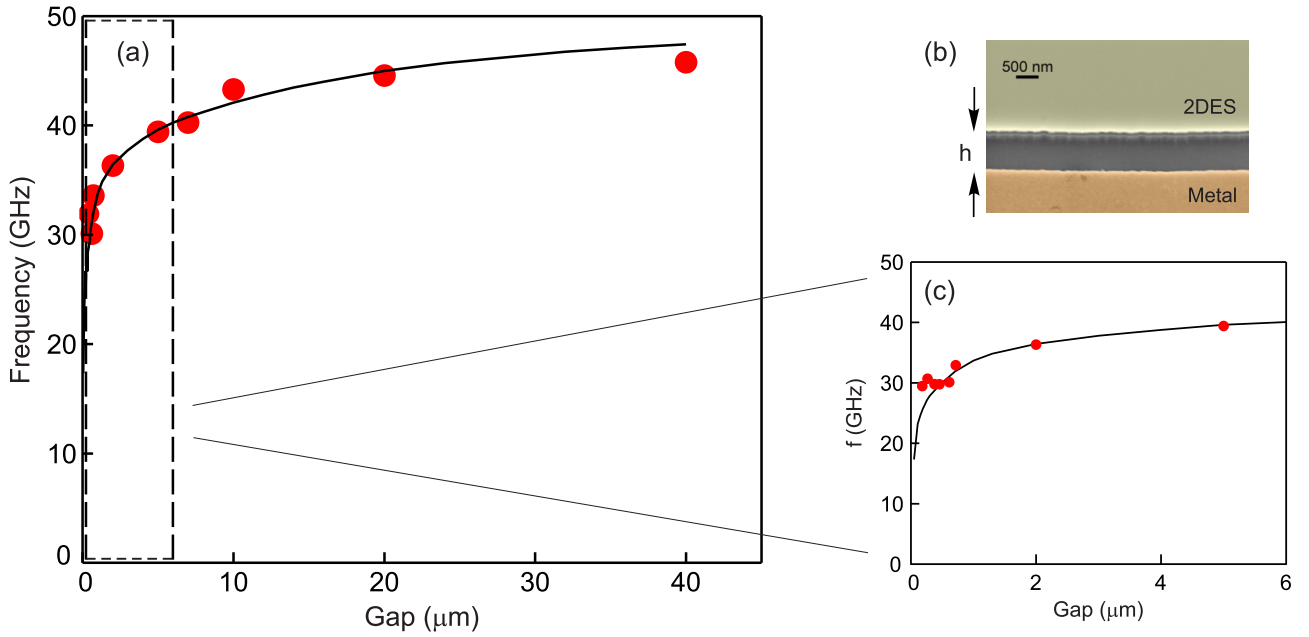


Рис. 11: (а) Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором h для ДЭС диаметром $d = 0.25$ мкм с концентрацией двумерных электронов $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошные красные точки - экспериментальные данные, черная кривая - результат численного моделирования. (б) Изображение края образца, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа для образца с размером щели $h = 0.78$ мкм. (с) Увеличенная область графика, показывающая поведение резонансной частоты для щелей размером меньше 6 мкм. Из работы [33].

ко к краю ДЭС. Согласно формуле (21) резонансная частота латерально экранированного плазмона при этом устремляется к нулю в соответствии с ростом электрической емкости (19). Однако экспериментальные данные демонстрируют другое поведение.

Средствами электронной литографии был изготовлен набор образцов с фиксированным диаметром ДЭС $d = 250$ мкм и размерами щелей от $h = 0.2$ мкм до $h = 2$ мкм. При таких размерах щели между краем ДЭС и боковым металлическим затвором особое внимание при травлении мезы уделялось тому, чтобы затвор и ДЭС лежали в одной плоскости. Качество полученных структур проиллюстрировано на рисунке 11 (б), где показано изображение щели между затвором и ДЭС $h = 0.78$ мкм, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Было обнаружено, что при размерах щели меньше 2 мкм резонансная частота латерально экранированного плазмона в нулевом магнитном поле перестает уменьшаться при стремлении размера щели к нулю (рис. (11)). Наблюдаемая особенность была объяснена в контексте наличия у реальной ДЭС области краевого обеднения размером l_d . Анализируя полученные экспериментальные данные, была проведена оценка

данной величины. Полученное таким образом значение размера области краевого обеднения ДЭС составило $l_d \approx 0.5$ мкм, что соответствует результатам экспериментальных исследований [34; 35].

Таким образом, замена верхнего затвора на боковой приводит к уменьшению величины эффекта экранирования, но также вызывает появление крайне интересного эффекта чувствительности частоты латерально экранированного плазмона к тому, как устроен край ДЭС. Обнаруженный эффект открывает возможности для использования плазменных возбуждений в ДЭС с боковой экранировкой в качестве средства спектроскопии края ДЭС.

В четвертом разделе резюмированы полученные в настоящей главе результаты.

Диссертацию завершают заключение, благодарности и список литературы.

Заключение

Важность и актуальность настоящей работы обусловлены широкой распространенностью конфигурации ДЭС с металлическими электродами, частично покрывающими ее, как в прикладной, так и в научной областях. Понимание того, как устроены плазменные моды в данных системах, важно для оптимизации практических применений и правильной интерпретации экспериментальных результатов. В настоящей работе было проведено исследование плазменных возбуждений в ДЭС с частичной экранировкой и в ДЭС с боковой экранировкой.

Резюмируя, в рамках диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Обнаружено и экспериментально исследовано новое семейство “проксимити” плазменных мод в протяженной ДЭС, частично экранированной металлическим затвором в форме узкой полоски. В частности, исследована серия мод, соответствующая плазменным возбуждениям с квантованием волнового вектора вдоль затвора. Исследована зависимость резонансной частоты фундаментального продольного “проксимити” плазмона от концентрации двумерных электронов и геометрических параметров затвора. Несмотря на одномерный характер и наличие близкого затвора, подразумевающие линейный дисперсионный закон, обнаруженное продольное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало и корневой дисперсионный закон, и корневую зависимость от расстояния между ДЭС и затвором. Тем самым показано принципиальное отли-

чие случая частичной экранировки ДЭС от хорошо изученных случаев неэкранированной и полностью экранированной ДЭС.

2. Измерен спектр “проксимити” плазменных возбуждений в конфигурации ДЭС в форме диска с периметрическим контактом и центральным металлическим затвором в форме диска меньшего размера. Для данной геометрии фундаментальное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало линейный дисперсионный закон, отличающийся от полностью экранированного случая численным множителем.
3. Обнаружена новая релятивистская плазменная мода в системах с частичной экранировкой ДЭС. Показано, что данная мода возбуждается только при наличии электрического соединения между металлическим затвором и ДЭС через боковой периметрический контакт. Обнаружено, что релятивистская плазменная мода наблюдается на неожиданно низких частотах и демонстрирует нетривиальное магнитополеное поведение. Разработана физическая модель, рассматривающая обнаруженную моду в терминах электрической емкости между ДЭС и затвором и кинетической индуктивности двумерных электронов, количественно описывающая резонансную частоту релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле. Установлено, что принципиальным отличием наблюдаемой релятивистской моды является перетекание заряда между ДЭС и затвором через электрическое соединение, в результате которого ДЭС периодически теряет свою квазинейтральность.
4. Установлена зависимость свойств релятивистского плазменного возбуждения от геометрических параметров системы и внешней электрической цепи, подключенной между металлическим затвором и периметрическим контактом ДЭС. Обнаружено, что релятивистский плазмон испытывает гибридизацию с фотонной модой внешней электрической цепи. Получены зависимости резонансной частоты и магнитополевого поведения от индуктивности внешней электрической цепи. Продemonстрирована возможность уменьшения резонансной частоты релятивистского плазмона почти на порядок путем увеличения индуктивности внешней электрической цепи без каких-либо изменений ДЭС. Обнаружено, что в режиме сильного взаимодействия с фотонной модой данный плазменный резонанс наблюдается на частотах $\omega < 1/\tau$, при которых обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер.
5. Обнаружен эффект уменьшения резонансной частоты плазмона в ДЭС в форме диска с боковым копланарным металлическим затвором, находя-

щимся на некотором удалении от края ДЭС, относительно незэкранированного случая. Установлено, что резонансная частота плазмона уменьшается при уменьшении размера щели между ДЭС и боковым затвором. Показано, что экспериментальные точки, соответствующие резонансной частоте в нулевом магнитном поле, для образцов с разным диаметром и разной концентрацией двумерных электронов ложатся на универсальную кривую в координатах частоты, нормированной на частоту незэкранированного плазмона в диске, и размера щели между ДЭС и боковым затвором, нормированного на диаметр диска. Обнаружено, что при размерах щели меньше 2 мкм наблюдается заметное отклонение экспериментальных данных от универсальной кривой. Наблюдаемый эффект был связан с наличием области краевого обеднения ДЭС, что приводило к насыщению зависимости резонансной частоты от размера щели в области от 0 до 2 мкм. Данный эффект также позволил провести простую спектроскопию края ДЭС, определив из экспериментальных данных характерный размер области краевого обеднения ДЭС 0.5 мкм.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 99, вып. 24. — 241406(R). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.241406>.
- A2. Proximity plasma excitations in disk and ring geometries / V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 100, вып. 20. — С. 205405. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.205405>.
- A3. Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 102, вып. 8. — 081301(R). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.081301>.
- A4. Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — Т. 111, вып. 5. — С. 316—320. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0370274X20050082>.
- A5. Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах (Миниобзор) / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Андреев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2021. — Т. 113, вып. 11. — С. 740—750. — URL: <https://doi.org/10.31857/S1234567821110069>.

- A6. Новое семейство плазменных возбуждений в частично экранированной двумерной электронной системе / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2021. — Т. 85, № 2. — С. 158—163. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0367676521020307>.
- A7. Anomalous retardation of relativistic plasmons: Microwave response of a gated two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Т. 105, вып. 4. — С. L041403. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.105.L041403>.
- A8. Laterally screened two-dimensional plasma excitations in a disk-shaped two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. A. Zabolotnykh [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Т. 108, вып. 11. — С. 115419. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.108.115419>.

Список литературы

1. Resonant Raman Scattering in GaAs/AlGaAs Quantum Wells Modulated by Microwave Irradiation and by Electron–Hole Photogeneration / B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, A. Ron // Phys. Stat. Sol. (a). — 1997. — Т. 164, № 1. — С. 231—234. — URL: [https://doi.org/10.1002/1521-396X\(199711\)164:1%3C231::AID-PSSA231%3E3.0.CO;2-G](https://doi.org/10.1002/1521-396X(199711)164:1%3C231::AID-PSSA231%3E3.0.CO;2-G).
2. Cyclotron resonance of composite fermions / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. Von Klitzing, W. Wegscheider // Nature. — 2002. — Т. 415, № 6870. — С. 409—412. — URL: <https://doi.org/10.1038/415409a>.
3. *Okisu, N.* Far-infrared emission from two-dimensional plasmons in AlGaAs/GaAs heterointerfaces / N. Okisu, Y. Sambe, T. Kobayashi // Appl. Phys. Lett. — 1986. — Т. 48, № 12. — С. 776—778. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.96718>.
4. Cyclotron and plasmon emission from two-dimensional electrons in GaAs / R. Höpfel, G. Lindemann, E. Gornik [и др.] // Surface Science. — 1982. — Т. 113, № 1—3. — С. 118—123. — URL: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(82\)90571-4](https://doi.org/10.1016/0039-6028(82)90571-4).
5. Plasma and transit-time mechanisms of the terahertz radiation detection in high-electron-mobility transistors / A. Satou, I. Khmyrova, V. Ryzhii, M. S. Shur // Semiconductor science and technology. — 2003. — Т. 18, № 6. — С. 460. — URL: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/18/6/312>.
6. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors / W. Кнап, J. Lusakowski, T. Parenty [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2004. — Т. 84, № 13. — С. 2331—2333. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1689401>.

7. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 99, № 24. — С. 241406. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.241406>.
8. Zabolotnykh, A. A. Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems / A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 99, № 16. — С. 165304. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.165304>.
9. Stern, F. Polarizability of a two-dimensional electron gas / F. Stern // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Т. 18, № 14. — С. 546. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
10. Чаплик, А. В. Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности / А. В. Чаплик // ЖЭТФ. — 1972. — Т. 62, № 2. — С. 746—753.
11. Sarma, S. D. Screening and elementary excitations in narrow-channel semiconductor microstructures / S. D. Sarma, W.-y. Lai // Phys. Rev. B. — 1985. — Т. 32, № 2. — С. 1401. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.1401>.
12. High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas / P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2000. — Т. 76, № 6. — С. 745—747. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.125881>.
13. Circuit analysis in metal-optics / M. Staffaroni, J. Conway, S. Vedantam [и др.] // Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications. — 2012. — Т. 10, № 1. — С. 166—176. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.photonics.2011.12.002>.
14. Plasmonics with two-dimensional conductors / H. Yoon, K. Y. M. Yeung, P. Kim, D. Ham // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 2014. — Т. 372, № 2012. — С. 20130104. — URL: <https://doi.org/10.1098/rsta.2013.0104>.
15. Dynamical Hall effect in a two-dimensional classical plasma / D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1985. — Т. 54, № 15. — С. 1710. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710>.
16. Fetter, A. L. Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry / A. L. Fetter // Phys. Rev. B. — 1986. — Т. 33, № 8. — С. 5221. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221>.
17. Nazin, S. S. Magnetoplasmons in two-dimensional electron systems with elliptic profile / S. S. Nazin, V. B. Shikin // Soviet Journal of Low Temperature Physics. — 1989. — Т. 15, № 3. — С. 127—131. — URL: <https://doi.org/10.1063/10.0032128>.
18. Proximity plasma excitations in disk and ring geometries / V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 100, № 20. — С. 205405. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.205405>.

19. *Zabolotnykh, A. A.* Plasmons in infinite 2D electron system screened by the disk-shaped metallic gate / A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov // Semiconductors. — 2019. — Т. 53. — С. 1870—1872. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063782619140276>.
20. Observation of retardation effects in the spectrum of two-dimensional plasmons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 90, № 15. — С. 156801. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801>.
21. *Mikhailov, S. A.* Microwave response of a two-dimensional electron stripe / S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova // Phys. Rev. B. — 2005. — Т. 71, № 3. — С. 035320. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.035320>.
22. *Falko, V. I.* What if a film conductivity exceeds the speed of light / V. I. Falko, D. E. Khmelnitskii // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1989. — Т. 95, № 1988. — С. 847—58. — URL: http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_068_06_1150.pdf.
23. *Oriekhov, D. O.* Plasmon resonances and tachyon ghost modes in highly conducting sheets / D. O. Oriekhov, L. S. Levitov // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 101, № 24. — С. 245136. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.245136>.
24. *Гусихин, П. А.* Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе / П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 100, № 10. — С. 732—735. — URL: <https://doi.org/10.7868/S0370274X1422010X>.
25. *Gusikhin, P. A.* Dispersion of volume relativistic magnetoplasma excitation in a gated two-dimensional electron system / P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin // JETP Letters. — 2015. — Т. 102. — С. 749—753. — URL: <https://doi.org/10.1134/S002136401523006X>.
26. Novel relativistic plasma excitations in a gated two-dimensional electron system / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 114, № 10. — С. 106805. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.106805>.
27. Azbel'-Kaner-like cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96, № 16. — С. 161405. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.161405>.
28. Evidence for non-Markovian electron dynamics in the microwave absorption of a two-dimensional electron system / S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. A. Dmitriev [и др.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96, № 15. — С. 155306. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.155306>.
29. Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 102, № 8. — С. 081301. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.081301>.

30. Anomalous retardation of relativistic plasmons: Microwave response of a gated two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Т. 105, № 4. — С. L041403. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.L041403>.
31. A tunable plasmonic resonator using kinetic 2D inductance and patch capacitance / V. M. Muravev, N. D. Semenov, I. V. Andreev [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2020. — Т. 117, № 15. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0026034>.
32. *Allen Jr., S. J.* Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures / S. J. Allen Jr., H. L. Störmer, J. C. M. Hwang // Phys. Rev. B. — 1983. — Т. 28, № 8. — С. 4875. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.4875>.
33. Laterally screened two-dimensional plasma excitations in a disk-shaped two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. A. Zabolotnykh [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Т. 108, № 11. — С. 115419. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.115419>.
34. *Choi, K. K.* Experimental determination of the edge depletion width of the two-dimensional electron gas in GaAs/Al_xGa_{1-x}As / K. K. Choi, D. C. Tsui, K. Alavi // Appl. Phys. Lett. — 1987. — Т. 50, № 2. — С. 110—112. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.97869>.
35. Edge magnetoplasmons in single two-dimensional electron disks at microwave frequencies: Determination of the lateral depletion length / C. Dahl, S. Manus, J. P. Kotthaus [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 1995. — Т. 66, № 17. — С. 2271—2273. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.113189>.