Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» Физтех-школа физики и исследований им. Ландау Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

(магистерская диссертация)

Студент: Зарезин Алексей Михайлович

trape (подпись студента)

Научный руководитель: Муравьев Вячеслав Михайлович, канд. физ.-мат. наук

11

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2021

Содержание

B	Введение		
1	Литературный обзор		5
	1.1	Введение	5
	1.2	Плазменные возбуждения в трехмерных электронных системах	5
	1.3	Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах	6
	1.4	Магнитоплазменные возбуждения	9
	1.5	Двумерные электронные системы с экранированием	11
	1.6	Одномерные плазменные возбуждения	13
	1.7	Эффекты запаздывания	16
	1.8	Релятивистские плазменные возбуждения	19
2	Образцы и экспериментальная методика		22
	2.1	Образцы	22
	2.2	Оптическое детектирование плазменных резонансов	23
	2.3	Экспериментальная установка и методика измерений	25
3	Результаты эксперимента		27
	3.1	«Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии полоски	27
	3.2	Геометрия полоски - релятивистский плазмон	29
	3.3	«Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии диска	30
	3.4	Релятивистские плазменные возбуждения в геометрии диска	32
	3.5	Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений в	
		геометрии диска	36
C	Список публикаций		
Заключение			42
Список литературы			43
Приложения			46

Введение

В физике твердого тела центральную роль играет вопрос межчастичного взаимодействия системы многих тел. Как правило, точное описание систем с большим количеством (например, 10²³ см⁻³) взаимодействующих частиц не представляется возможным. Таким образом, при построении теории приходится строить приближенные модели. Именно это использование приближенных моделей составляет одну из привлекательных черт физики твердого тела. Из-за того, что экспериментальная проверка идей в физике твердого тела осуществляется сравнительно просто, то она представляет собой уникальную площадку для проверки новых концепций и подходов квантовой механики.

Важнейшим вопросом в рассматриваемом разделе физики является описание электронной подсистемы в твердом теле. В отличие от свободных электронов, электроны в твердом теле взаимодействуют с большим количеством частиц - ионов кристаллической решетки и других электронов. Однако, вместо описания сложного и взаимосвязанного движения системы многих частиц, можно перейти к описанию элементарных возбуждений (квазичастиц), слабо взаимодействующих друг с другом. Например, в полупроводнике в качестве квазичастиц выступают электроны и дырки, обладающие эффективной массой и дисперсионным законом, отличающимся от обычной квадратичной зависимости. С помощью таких электронных и дырочных квазичастиц можно описывать отклонение системы от основного состояния.

Одним из коллективных эффектов в твердом теле являются плазменные колебания - скоррелированные колебания электронов на фоне компенсирующего положительно заряженного фона ионов кристаллической решетки. В результате квантования таких возбуждений получается квазичастица - плазмон. На классическом языке плазменные колебания представляют собой самосогласованные с осцилляциями заряженных частиц электромагнитные волны. В зависимости от направления распространения волны и направления электрического поля в волне различают поперечные и продольные плазменные колебания. В трехмерных (3D) системах довольно сложно повлиять на свойства плазмонов в силу высокой степени экранировки внешнего электрического поля. Однако, в низкоразмерных электронных системах, не способных эффективно экранировать внешнее электрическое поле, плазменные колебания обладают рядом уникальных свойств, таких как сильная дисперсионная зависимость и возможность изменения резонансной частоты с помощью изменения концентрации электронов в низкоразмерной системе, модификации диэлектрического окружения системы или приложения внешнего магнитного поля.

Плазменные колебания в двумерных электронных системах (ДЭС) изучаются теоретически и экспериментально на протяжении более чем 50 лет. Двумерные (2D) плазмоны имеют бесщелевой корневой (в квазистатическом пределе) спектр и корневую зависимость от концентрации 2D электронов. При этом, их спектр можно существенно модифицировать, меняя окружение ДЭС. В частности, при сильной экранировке близко расположенным металлическим затвором, резонансная частота 2D плазмонов приобретает линейную зависимость от волнового вектора. Помимо этого, в пределе малых волновых векторов плазменные возбуждения проявляют эффекты гибридизации со светом, выражающиеся в отклонении дисперсионной зависимости от корневой, нетривиальном магнитополевом поведении и изменении ширины резонанса.

Недавно, в ДЭС, частично экранированной металлическим затвором, было обнаружено новое, не рассматривавшееся ранее семейство «проксимити» плазменных возбуждений. Данное семейство плазмонов демонстрирует нетривиальные дисперсионные зависимости и, кроме того, при определенных условиях содержит особую «заряженную» релятивистскую плазменную моду, находящуюся ниже остальных по частоте и демонстрирующую необычные свойства. Исследованию релятивистской плазменной моды в частично экранированных ДЭС и посвящена настоящая работа.

1 Литературный обзор

1.1 Введение

Плазма - квазинейтральная система положительно и отрицательно заряженных частиц, которые подвижны относительно друг друга и взаимодействуют по закону Кулона. При этом плазма может быть реализована не только частично или полностью ионизированным газом, но и свободными электронами в твердых телах, где в качестве положительных зарядов выступают ионы кристаллической решетки. Возникающая в такой системе неоднородность заряда экранируется зарядами противоположного знака. При этом возникает характерный размер - длина экранировки. На масштабах, больших этого размера, электрическое поле от пробного заряда, помещенного в плазму, эффективно экранируется. Для случая высоких температур, когда все определяется тепловым движением и статистикой Больцмана, данный размер называется радиусом Дебая и определяется формулой $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}}$, где ε_0 и k - диэлектрическая постоянная и постоянная Больцмана, T - температура электронов, n - трехмерная концентрация электронов и е - заряд электрона (здесь и далее формулы приведены в СИ). Напротив, в случае вырожденного Ферми газа, масштаб экранировки задается радиусом Томаса-Ферми $\lambda_{T-F} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\varepsilon_0 E_F}{ne^2}}$, где E_F - энергия Ферми электронной системы. Если среднее расстояние между заряженными частицами меньше длины экранировки, то имеет смысл говорить о коллективных эффектах, в частности, о плазменных колебаниях. Квазичастица, получающаяся в результате квантования таких возбуждений, получила название плазмон.

1.2 Плазменные возбуждения в трехмерных электронных системах

Можно выделить два типа плазменных возбуждений - продольные и поперечные. Поперечные плазменные колебания характеризуются тем, что направление колеблющегося электрического поля и волновой вектор возбуждения перпендикулярны друг другу, как у электромагнитных волн в вакууме. При этом, по сравнению со светом в вакууме, дисперсионная зависимость поперечных плазмонов значительно модифицируется из-за инерции электронной системы и в объеме 3D твердого тела имеет вид [1]:

$$\omega_{\rm tr}^2 = \omega_{3D}^2 + c^2 q^2 \quad , \tag{1}$$

где $\omega_{\rm tr}/2\pi = f$ - резонансная частота плазмона, ω_{3D} - плазменная частота, c - скорость света и q - волновой вектор. Видно, что в длинноволновом пределе частота стремится к некоторому постоянному значению, а при увеличении волнового вектора асимптотический выходит на обычную световую зависимость. При этом частота, ниже которой

поперечные плазменные волны не распространяются в плазме, задается формулой:

$$\omega_{3D} = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_0}} \quad , \tag{2}$$

где ε_0 - диэлектрическая постоянная, e и m - заряд и масса электрона, соответственно, n - концентрация электронов. Зависимость (1) легко получается из двух следующий уравнений. Во-первых, выражения $\omega^2/c^2 \cdot \varepsilon = q^2$, которое следует из уравнений Максвелла для поперечных волн. Во-вторых, из явного вида диэлектрической функции $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_{3D}^2/\omega^2$, получаемой путем рассмотрения отклика электронов на внешнее периодически колеблющееся электрическое поле (из теории Друде [2]).

Продольные плазменные возбуждения отличаются тем, что волновой вектор и электрическое поле волны сонаправлены. Для таких продольных волн из уравнений Максвелла можно получить выражение $\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = 0$. Из теории [3, 4] для продольных волн получается практически бездисперсионная зависимость с квадратичной поправкой. В случае высоких температур и больцмановского распределения получается формула:

$$\omega_l^2 = \omega_{3D}^2 + v_T^2 q^2 \quad , \tag{3}$$

где $v_T^2 = 3kT/m$ - средний квадрат тепловой скорости, а ω_{3D} также задается формулой (2). В случае же вырожденной Ферми системы формула принимает вид:

$$\omega_l^2 = \omega_{3D}^2 + \frac{3}{5} \upsilon_F^2 q^2 \quad , \tag{4}$$

где v_F - скорость Ферми.

1.3 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

В трехмерном случае продольные плазменные возбуждения практически бездисперсионные и каким-либо образом повлиять на то, что происходит в объеме твердого тела, довольно сложно. Однако, оказалось, что при рассмотрении низкоразмерных электронных систем ситуация кардинально меняется.

Отклик двумерной электронной системы (ДЭС) на продольное периодически меняющееся электрическое поле был впервые рассмотрен Штерном в 1967 году. Им была получена формула (выведенная при условии $\omega/qv_F \gg 1$), описывающая дисперсионную зависимость 2D плазмонов [5]:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left(\frac{\omega^2}{n_s e^2 / 2m^* \varepsilon \varepsilon_0}\right)^2 \quad , \tag{5}$$

где ε - диэлектрическая проницаемость среды, n_s - концентрация двумерных электронов, m^* - эффективная масса электрона, остальные величины введены ранее. В коротко-

волновом пределе, пренебрегая первым членом в правой части формулы (5), получается корневой закон дисперсии:

$$\omega_{\rm pl}(q) = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2m^* \varepsilon \varepsilon_0}} q \quad . \tag{6}$$

В противоположном случае малых волновых векторов получается асимптотический выход на частоту света $\omega = cq/\sqrt{\varepsilon}$. Таким образом, резонансная частота продольных плазменных возбуждений в двумерных системах пропорциональна квадратному корню из волнового вектора. Такая сильная дисперсионная зависимость выгодно отличается от слабой дисперсии 3D продольных плазмонов (4).

Стоит также обратить внимание на то, что ε в общем случае не является постоянной величиной. То есть при помещении ДЭС в неоднородное окружение. что и происходит на практике, диэлектрическая проницаемость также обладает своей дисперсией $\varepsilon(q)$. Пусть ДЭС помещена между двумя слоями диэлектриков с толщинами d_1 и d_2 и диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , соответственно. Вне этих слоев находится однородный диэлектрик с ε_{out} . Тогда эффективная диэлектрическая проницаемость, входящая в формулу частоты 2D плазмона, будет иметь вид [6, 7]:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_1 \tanh(qd_1) + \varepsilon_{\text{out}}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_{\text{out}} \tanh(qd_1)} + \frac{\varepsilon_2}{2} \cdot \frac{\varepsilon_2 \tanh(qd_2) + \varepsilon_{\text{out}}}{\varepsilon_2 + \varepsilon_{\text{out}} \tanh(qd_2)} \quad . \tag{7}$$

Формула (7) отражает тот факт, что кулоновское взаимодействие в неоднородных системах может иметь другую зависимость, отличную от всем известной $\propto 1/r$ зависимости энергии взаимодействия точечных зарядов. Интересно, что одним из следствий этой формулы является логарифмическая зависимость от расстояния (в некотором диапазоне расстояний) энергии кулоновского взаимодействия зарядов в тонких слоях с большой диэлектрической проницаемостью. Данный эффект хорошо известен в вопросах, связанных с экситонами в двумерных системах [6, 8, 9].

Таким образом, дисперсионная зависимость 2D плазмонов может отклоняться от коревого закона не только при приближении к световому конусу, но и за счет зависимости (7) диэлектрической функции от волнового вектора, когда ДЭС помещена в слоистое диэлектрическое окружение. Также в случае помещения металлических электродов в непосредственной близости от ДЭС, зависимость резонансной частоты 2D плазмонов от волнового вектора может претерпевать существенные изменения.

Помимо вышеупомянутых зависимостей, концентрация 2D электронов n_s может быть сравнительно просто изменена путем приложения напряжения на затворе, помещенном над двумерной системой. Таким образом, имеется целый набор средств, позволяющих в широких пределах менять частоту двумерных плазменных возбуждений.

Впервые 2D плазмоны наблюдались в системе двумерных электронов над поверхностью жидкого гелия [10]. Электрон с одной стороны отталкивается от поверхности жидкого гелия из-за принципа запрета Паули, а с другой стороны взаимодействует со своим изображением (за счет поляризуемости диэлектрической среды). Поэтому он ока-



Рис. 1: Зависимость частоты плазменного резонанса от концентрации двумерных электронов в инверсионном слое кремния. Сплошная линия - теоретическая зависимость (6). На вставке показан схематический вид МОП-транзистора с нанесенной на поверхность полупрозрачного титанового затвора металлической золотой решеткой. Из работы [11].

зывается в потенциальной яме на некотором расстоянии от поверхности жидкого гелия (в экспериментальной работе это расстояние составляло примерно 100 Å). При этом электрон свободно двигается в плоскости, параллельной поверхности гелия. В эксперименте в металлической ячейке, частично заполненной жидким гелием, была получена ДЭС, концентрация которой регулировалась с помощью приложения напряжения к сторонам ячейки. Таким образом впервые была экспериментально подтверждена дисперсионная зависимость (6) 2D плазмонов и исследовано их затухание.

Немного позже двумерные плазмоны также наблюдались в твердотельной системе [11], представляющей собой МОП-структуру (металл, оксид, полупроводник) на основе кремния. Так как 2D плазмон является подсветовой модой, то его возбуждение падающей плоской электромагнитной волной затруднено. В первых экспериментальных работах из-за качества структур необходимо было проводить измерения в области больших частот, где волновой вектор плазмона был существенно больше и обратного размера структуры, и волнового вектора света. Поэтому для согласования волнового вектора 2D плазмона и падающего света как правило использовалась металлическая решетка, нанесенная на поверхность структуры и. При этом период структуры и определял волновой вектор 2D плазменного возбуждения. На рисунке 1 изображен схематический вид исследованной структуры и показана зависимость резонансной частоты 2D плазмона от концентрации двумерных электронов.

1.4 Магнитоплазменные возбуждения

Еще одним способом повлиять на плазменные возбуждения в ДЭС является приложение магнитного поля перпендикулярно плоскости двумерной системы. Прежде всего, стоит ввести характерный параметр, возникающий при рассмотрении электрона в магнитном поле. Эта величина называется циклотронной частотой (ЦР) и определяется следующим образом:

$$\omega_{\rm c} = \frac{eB}{m^*} \quad , \tag{8}$$

где B - магнитное поле, e и m^* - заряд и эффективная масса электрона, соответственно. В общем случае в знаменателе стоит циклотронная масса, которая зависит от направления магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям. Данная величина в классическом случае определяет циклическую частоту вращения электрона в магнитном поле, а при квантовом рассмотрении $\hbar\omega_c$, где $2\pi\hbar = h$ - постоянная Планка, определяет расстояние между уровнями Ландау [12].

В теоретической работе [13] было рассмотрено поведение бесконечной ДЭС в перпендикулярно приложенном магнитном поле. Авторами было получено обобщение формулы Штерна (5) при условии $\omega_c/qv_F \gg 1$:

$$q^{2} = \varepsilon \frac{\omega^{2}}{c^{2}} + \left[\sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{a\varepsilon}{c^{2}} - \frac{\omega^{2} - \omega_{c}^{2}}{a} \right)^{2} + \varepsilon \frac{\omega^{2}}{c^{2}}} - \frac{1}{2} \left(\frac{a\varepsilon}{c^{2}} - \frac{\omega^{2} - \omega_{c}^{2}}{a} \right) \right]^{2} \quad , \tag{9}$$

где параметр $a = ne^2/2m^*\varepsilon\varepsilon$, остальные величины определены ранее. Данная формула в длинноволновом пределе, вдалеке от световой прямой, переходит в следующую простую зависимость, выражающую правило гибридизации плазменного и циклотронного движений:

$$\omega = \sqrt{\omega_{pl}^2 + \omega_c^2} \quad , \tag{10}$$

где частота в нулевом магнитном поле ω_{pl} определяется по формуле (6). Данная зависимость асимптотически выходит на частоту циклотронного резонанса ω_c .

Первые экспериментальные исследования плазменных возбуждений в ДЭС в гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As в присутствии перпендикулярного магнитного поля были представлены Алленом в 1983 году [14]. На рисунке 2 показана зависимость резонансной частоты магнитоплазменных возбуждений от величины перпендикулярно приложенного магнитного поля. Экспериментальная структура была представлена массивом дисков ДЭС. Видно, что в ненулевом магнитном поле плазменная мода расщепляется на две, одна из которых асимптотически выходит на частоту циклотронного резонанса, а частота другой убывает с увеличением магнитного поля. Авторами также была представлена аналитическая формула, описывающая магнитодисперсию этих плазменных мод в диске (показана сплошными кривыми на рисунке 2):

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{\rm c}}{2} + \sqrt{\omega_{\rm pl}^2 + \left(\frac{\omega_{\rm c}}{2}\right)^2} \quad . \tag{11}$$



Рис. 2: Зависимость частоты плазменного резонанса от величины перпендикулярно приложенного магнитного поля. Сплошные линии - теоретическая зависимость (11). Пунктирная линия показывает частоту циклотронного резонанса (8). Из работы [14].

Таким образом, в эксперименте было продемонстрировано наличие дополнительной магнитоплазменной ветви в ограниченной ДЭС, обладающей отрицательной магнитодисперсией. Также было показано отличие магнитодисперсионного закона плазмона в ограниченной ДЭС в форме диска от общего правила гибридизации (10), полученного для бесконечной системы.

Исследования двумерных плазмонов при наличии магнитного поля также были проведены в ДЭС над поверхностью жидкого гелия в системах в форме прямоугольника [15] и в форме диска [16]. Подробный теоретический анализ магнитоплазменных возбуждений в ДЭС в форме диска с разной степенью экранировки был проведен в работе Феттера [17]. В экспериментальных работах наблюдалась серия мод, одни из которых демонстрировали положительную магнитодисперсию и выходили на частоту циклотронного резонанса, а другие демонстрировали отрицательную магнитодисперсию, их частоты убывали как 1/B в больших магнитных полях. При этом данные низкочастотные моды были идентифицированы как краевые возбуждения в ДЭС, аналог поверхностных плазмонов в 3D системе с границей.

На рисунке 3, слева показаны результаты эксперимента [16], справа теоретические результаты [17]. Для ДЭС в форме диска магнитоплазменные возбуждения были проиндексированы азимутальным ν и радиальным μ индексами, обозначающими количество узлов колебаний зарядовой плотности вдоль периметра и вдоль радиуса, соответственно. В такой нотации моды ($\pm \nu, \mu$), где $\nu \neq 0$ отвечают объемным (с индексом +) и краевым (с индексом –) магнитоплазменным возбуждениям, резонансные частоты которых определяются как ω_+ и ω_- в формуле (11), соответственно. Интересно, что



Рис. 3: Зависимость резонансных частот магнитоплазменных мод в ДЭС в форме диска от приложенного перпендикулярно магнитного поля. Слева: экспериментальные данные из работы [16] для ДЭС над поверхностью жидкого гелия. Сплошные линии теоретические зависимости. Моды отмечены азимутальным и радиальным числами. Справа: теоретические зависимости из работы Феттера [17]. Сплошные линии - моды с ненулевыми азимутальными числами, пунктирные линии - осесимметричные моды. Теоретические зависимости приведены для случаев полного экранирования, частичного экранирования и неэкранированной системы на вставках (a), (b), (c) соответственно.

осесимметричные моды $(0, \mu)$, также наблюдавшиеся в эксперименте, демонстрировали другое поведение. В частности, у них отсутствовала краевая ветвь и магнитодисперсионная зависимость определялась формулой (10). Помимо этого, в отличие от мод с ненулевым азимутальным индексом, осесимметричные моды обладают нулевым дипольным моментом, поэтому их возбуждение падающей плоской волной невозможно. Это сильно затрудняет их наблюдение и исследование. Однако, такие возбуждения не подвержены радиационному затуханию, за счет чего они обладают большей добротностью [18, 19] по сравнению с дипольно активными модами.

1.5 Двумерные электронные системы с экранированием

Один из способов модифицировать спектр плазменных возбуждений в ДЭС - изменить окружение системы. При этом можно не ограничиваться только слоями диэлектриков, а поместить металлический затвор на небольшом расстоянии над двумерной системой. Для ответа на вопрос о том, как изменится спектр, можно проанализировать формулу (7). Будем считать, что ДЭС помещена между бесконечным диэлектриком с одной стороны и диэлектриком толщины h с металлическим затвором на нем, с другой стороны. Тогда, положив $d_1 = \infty$, $d_2 = h$ и $\varepsilon_{out} = -\infty$ для металла, получим следующее выражение [14]:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \coth(qh)}{2} \quad . \tag{12}$$

Если при этом расстояние между ДЭС и металлическим затвором много меньше длины волны плазмона, то есть $qh \ll 1$, то, опуская индекс у ε_2 , получим эффективную диэлектрическую проницаемость для полностью экранированного случая:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon}{2qh} \quad . \tag{13}$$

Подставив эту функцию в формулу для дисперсии 2D плазмонов в длинноволновом пределе (6), получим соответствующую зависимость для полностью экранированного плазмона [17, 20]:

$$\omega_{\rm g} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon}} q \quad , \tag{14}$$

где *h* - расстояние от ДЭС до металлического затвора. Таким образом, для 2D плазменных возбуждений в полностью экранированном случае спектр становится линейным, что неоднократно наблюдалось в эксперименте [21, 22]. Из-за линейного спектра такие возбуждения также называют акустическими плазмонами.

Можно поместить металлический затвор не над ДЭС, а сбоку от нее, тогда реализуется случай бокового (латерального) экранирования. Однако, в таком случае на спектр не оказывается столь существенного влияния. Закон дисперсии остается корневым, при этом наблюдается лишь небольшое уменьшение частоты двумерного плазмона [23].

На рисунке 4 показаны соответствующие экспериментальные данные для случаев сильной экранировки для ДЭС в форме холловского мостика. Слева приведена магнитодисперсионная зависимость, а также вставка с линейным дисперсионным законом. В данном эксперименте [21] параметр *qh* достигал значения 0.02.

Еще одним интересным моментом, связанным с магнитоплазменными модами в ДЭС с сильной экранировкой является следующее наблюдение. Если для больших магнитных полей ($\omega_{\rm c} \gg \omega_{\rm pl}$) разложить корень в выражении (11), то можно получить следующую формулу:

$$\omega_{+} \approx \omega_{c} + \frac{\omega_{c}^{2}}{\omega_{\rm pl}} \quad . \tag{15}$$

Если подставить далее формулу для дисперсионной зависимости экранированного плаз-



Рис. 4: Слева: Магнетодисперсия поперечных плазмонов в системе с ДЭС в форме холловского мостика с сильным экранированием. Показаны первые три моды. Сплошными линиями изображены теоретические зависимости (10) с частотами в нулевом магнитном поле (14). На вставке показана дисперсионная зависимость экранированного плазмона, также для сравнения приведены данные для аналогичной системы без экранирования. Из работы [21]. Справа: (а) - Магнетодисперсия экранированных плазменных мод в ДЭС в форме диска. (b) - Дисперсия экранированного плазмона (нулевое магнитное поле). (с) - Зависимость разности плазменной и циклотронной частот от волнового вектора q в магнитном поле B = 86 мТл (зависимости (15) и (16)). Из работы [22].

мона (14), то можно получить любопытное выражение [22]:

$$\hbar\omega_{+} = \hbar\omega_{c} + \frac{\hbar^{2}q^{2}}{2m_{p}} ,$$

$$m_{p} = \frac{\hbar\varepsilon_{0}\varepsilon}{2n_{s}eh}B .$$
(16)

Данная зависимость имеет квадратичный вид и обладает щелью в спектре. Таким образом, экранированному магнитоплазмону в пределе больших магнитных полей можно поставить в соответствие некую квазичастицу с эффективной массой $m_{\rm p}$ в формуле (16). При этом, эффективная масса может перестраиваться с помощью изменения магнитного поля. Соответствующие экспериментальные данные [22] продемонстрированы на рисунке 4, справа.

1.6 Одномерные плазменные возбуждения

Рассмотрение 2D плазменных возбуждений выявило большое количество интересных свойств, демонстрируемых ими. Поэтому возникает вопрос о том, что будет в одномерном (1D) случае. Толчком к исследованиям 1D плазменных колебаний послужило создание одномерных электронных систем в МОП структурах [24, 25, 26] и полупроводниковых гетероструктурах [27].

1D плазменные возбуждения были теоретически рассмотрены в работе Дас Сарма и Лаи [28]. Ими была получена дисперсионная зависимость 1D плазмона (в длинноволновом пределе $qW \ll 1$):

$$\omega_{1D} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 m^* W}} (qW) \ln(\frac{1}{qW}) + O(q^2) \quad , \tag{17}$$

где W - ширина квазиодномерного канала, остальные величины аналогичны введенным ранее. Для последующего удобства формула приведена в терминах 2D концентрации, пересчитываемой как $n_s \cdot W$ в 1D концентрацию. Данная дисперсионная зависимость носит линейный характер с логарифмической коррекцией. При этом, в работе отмечено, что длинноволновое приближение хорошо согласуется с численными расчетами для $qW \leq 0.1$.

Далее закон дисперсии 1D плазмонов в длинноволновом пределе был уточнен для узких полосок двумерных электронов с полуэллиптическим распределением электронной плотности в поперечном направлении [29] (в длинноволновом пределе $qW \ll 1$):

$$\omega_{1D}^2 = \frac{Ne^2W}{8\varepsilon^*\varepsilon_0 m^*} q^2 \left(\ln\left(\frac{8}{qW}\right) - \gamma \right) \quad , \tag{18}$$

где N - локальная концентрация в центре полоски, $\gamma \approx 0.577$ - постоянная Эйлера. Стоит добавить, что формулы (17) и (18) немного отличаются численным коэффициентом, что связано с наличием параметров W и N, определяемых эффективным потенциалом поперек 1D канала. Также в работе [29] была получена формула для магнитодисперсионной зависимости 1D плазменных возбуждений:

$$\omega_{1D}^2 = \frac{\Omega_0^2 q^2 W^2}{2} \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2} \ln\left(\frac{4}{qWe^{\gamma}}\right) \quad , \tag{19}$$

где $\Omega_0^2 = N e^2 / 2 \varepsilon \varepsilon_0 m^* W$ и ω_c - частота циклотронного резонанса (8).

Стоит добавить, что отклонение закона дисперсии одномерного плазмона от линейной зависимости, описываемое логарифмической поправкой, наблюдается только при волновых векторах, в сотни раз меньших 1/W. Исследование влияния этой поправки представляет собой отдельную экспериментальную задачу [30].

В первых экспериментах по исследованию 1D плазмонов были использованы методы неупругого рассеяния света [31] и инфракрасной спектроскопии [32]. С целью усиления сигнала в этих работах использовались не одиночные полоски, а сверхрешетки - массивы таких полосок. Из-за этого происходило подавление эффектов, связанных с одномерными плазмонами. Плазменные возбуждения в массивах 1D полосок также были рассмотрены теоретически в работах [28, 29, 33].

Примечательно, что для наблюдения 1D плазмонов не обязательно ограничивать сами электроны и делать их движение квазиодномерным. Достаточно сделать ширину



Рис. 5: Слева: Спектры поглощения микроволнового излучения, измеренные в нулевом магнитном поле, в узких полосках двумерных электронов (геометрические параметры и концентрации указаны на рисунке). На вставке сверху слева показан схематический вид образца. Возбуждение плазменных колебаний происходит с помощью пальчиковых затворов. На вставке сверху справа - дисперсия плазмонов в полосках разной длины, а также дисперсия плазмонов в дисках разного диаметра, приведенная для сравнения. Справа: Магнетодисперсионная зависимость плазменных колебаний в полоске. Построены теоретические зависимости (20) и (21) для продольного и поперечного плазмонов, соответственно. На вставке - спектры абсорбции для указанных значений магнитного поля. Из работы [34].

двумерной полоски много меньше длины волны продольного плазменного возбуждения, то есть, удовлетворить условию $qW \ll 1$. Именно такой случай был реализован в работе Кукушкина [34], где 1D плазменные возбуждения в одиночной полоске двумерных электронов с большим отношением длины к ширине удалось исследовать методами оптического детектирования микроволнового поглощения. На рисунке 5 показаны результаты эксперимента. В работе была экспериментально подтверждена линейная дисперсионная зависимость для 1D плазмонов в полоске. Также были проведены эксперименты в присутствии магнитного поля. Наблюдались две магнитоплазменные ветви (помимо гармоник) - поперечная, соответствующая двумерному плазмону с волновым вектором $q_{\rm T} = \pi/W$, направленным поперек полоски, и продольная, с волновым вектором $q_L = \pi/L$, направленным вдоль полоски, соответствующая одномерному плазмону. Стоит добавить, что такие названия не совсем справедливы в случае ненулевого магнитного поля, «перемешивающего» движения вдоль и поперек полоски.

На рисунке 5, справа показаны магнитодисперсионные зависимости для продольного и поперечного плазмонов. Для их теоретического описания были использованы следующие формулы, обобщающие результаты, полученные в работах [28, 29]. Для продольного плазмона магнитодисперсия описывается следующим образом:

$$\omega_{\rm L}^2 = \frac{\omega_{\rm L,0}^2}{1 + \omega_{\rm c}^2 / \omega_{\rm T,0}^2} \quad . \tag{20}$$

Для поперечного плазмона имеется зависимость, совпадающая с обычным правилом гибридизации (10):

$$\omega_{\rm T}^2 = \omega_{\rm T,0}^2 + \omega_{\rm c}^2 \quad , \tag{21}$$

где $\omega_{\rm L}$ и $\omega_{\rm T}$, соответственно, частоты продольной и поперечной мод, а $\omega_{\rm L,0}$ и $\omega_{\rm T,0}$ - параметры, соответствующие частотам колебаний в нулевом магнитном поле.

1.7 Эффекты запаздывания

Мы начали с рассмотрения 2D плазменных колебаний в квазистатическом приближении, где неэкранированные плазменные колебания имеют корневой закон дисперсии (6), а в магнитном поле резонансные частоты их объемных мод выходят на частоту циклотронного резонанса (8). Если двигаться в сторону уменьшения волнового вектора, то начнут проявляться эффекты, связанные с конечностью скорости света, называемые эффектами запаздывания. Возбуждающаяся в условиях гибридизации колебаний зарядовой плотности и света квазичастица называется плазмон-поляритоном.

Впервые теоретическое описание таких эффектов для неэкранированных 2D плазмонов было дано в работе [5]. В частности, общий вид зависимости резонансной частоты для данных возбуждений с учетом электродинамических эффектов выражается формулой (5). Можно переписать данную формулу в более удобном виде, введя безразмерный параметр запаздывания A, характеризующий степень влияния эффектов запаздывания. Данный параметр был введен в работе [35] и определяется как отношение квазистатической частоты 2D плазмона $\omega_{\rm pl}$ к частоте света $\omega_{\rm light}$ с тем же волновым вектором q:

$$A = \frac{\omega_{\rm pl}(q)}{\omega_{\rm light}(q)} \quad . \tag{22}$$

Параметр запаздывания определяет то, насколько близко квазистатический закон дисперсии (6) подходит к световой прямой и, как следствие, насколько частота, полученная из общего уравнения (5) отклоняется от квазистатической корневой зависимости. Если решить уравнение (5) относительно циклической частоты ω и выразить ответ через параметр A, то получится следующее выражение:

$$\omega = \omega_{\rm pl} \sqrt{\frac{\sqrt{4 + A^4} - A^2}{2}} \quad . \tag{23}$$

При больших значениях параметра запаздывания А зависимость резонансной частоты плазмон-поляритонного возбуждения может быть выражена более простой приближен-



Рис. 6: (a-c) Магнетодисперсионные зависимости для плазмон-поляритонов в диске. Показанные зависимости соответствуют трем различным значениям параметра запаздывания (24). (d-e) Частота плазмон-поляритона $\omega_{B=0}$ в нулевом магнитном поле и «циклотронный наклон» $|d\omega_{\pm}/d\omega_{c}|$, нормированные на квазистатические значения, в зависимости от величины параметра запаздывания. (f-g) Дисперсионные зависимости плазмон-поляритонов в диске (пустые точки - экспериментальные данные). Пунктирная линия - теоретическая зависимость для квазистатического случая (6), прямая линия дисперсия света. Из работы [35].

ной формулой:

$$\omega = \frac{\omega_{\rm pl}}{\sqrt{1+A^2}} \quad . \tag{24}$$

В первых экспериментах с ДЭС в твердотельных системах качество структур вынуждало проводить измерения при больших частотах и волновых векторах, чтобы удовлетворить условию наблюдения плазменного резонанса $\omega \tau > 1$, где τ - время релаксации электронов. Так что измерения проводились заведомо в той области, где 2D плазмоны можно рассматривать в квазистатическом приближении (6). Значительное улучшение качества образцов позволило пронаблюдать и исследовать плазмон-поляритонные возбуждения в гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As в 2003 году [35]. Были исследованы возбуждения в неэкранированной ДЭС в форме диска. Полученные магнитодисперсионные зависимости показаны на рисунках 6 (a-c). При достаточно большом параметре запаздывания A = 1.27 данные кривые демонстрируют нетривиальное зигзагообразное поведение в отличие от магнитодисперсионных зависимостей, описываемых формулой (11) для квазистатического случая A = 0.1. Как было показано при теоретическом рассмотрении данного вопроса [36], наблюдаемое зигзагообразное поведение связано с «перескоком» с основной моды на гармоники плазменных возбуждений в диске, вызван-



Рис. 7: (a) Зависимости резонансной частоты и полуширины плазмон-поляритонного резонанса, нормированных на квазистатические значения, от параметра запаздывания (24). (b) Зависимость нормированной добротности плазмон-поляритонного резонанса от параметра запаздывания. Из работы [37].

ное уменьшением амплитуды основной наиболее низкочастотной моды относительно более высоких по частоте гармоник.

Для количественной иллюстрации влияния эффектов запаздывания на рисунках 6 (d-e) показано уменьшение частоты плазмон-поляритона $\omega_{B=0}$ в нулевом магнитном поле, а также уменьшение «циклотронного наклона» $|d\omega_{\pm}/d\omega_{c}|$ в зависимости от величины параметра запаздывания. На обоих графиках наблюдается существенное отклонение от квазистатических значений (6) и (8), соответственно, при больших значениях параметра запаздывания. Также на рисунках 6 (f-g) показаны дисперсионные зависимости для различных концентраций 2D электронов. Сплошной линией показана световая прямая, пунктирная линия соответствует квазистатическому корневому закону. Видно, что экспериментальные точки отклоняются от корневого закона и асимптотически выходят на прямую, соответствующую свету.

Таким образом, проявление эффектов запаздывания приводит и к изменению резонансной частоты, и к изменению магнитополевого поведения 2D плазмона. Однако, помимо этого есть еще один важный параметр, определяющий затухание возбуждения - полуширина плазменного резонанса $\Delta \omega$. Оказалось, что данный параметр также нетривиально меняется при проявлении эффектов запаздывания. В работе [37] были экспериментально исследованы плазменные возбуждения в ДЭС в форме диска. На рисунке 7 показаны зависисмости плазменной частоты в нулевом магнитном поле и полуширины резонанса от параметра запаздывания. Помимо уже упомянутого уменьшения резонансной частоты в нулевом магнитном поле наблюдалось значительное уменьшение полуширины резонанса. При этом относительное сужение моды было в несколько раз сильнее относительного уменьшения частоты, что продемонстрировано на рисунке 7, показывающем зависимость добротности данного резонанса Q от параметра запаздывания. Такой эффект крайне полезен на практике, так как существенное уменьшение полуширины резонанса потенциально может позволить наблюдение данной плазмон-поляритонной моды в диапазоне $\omega \tau < 1$.

В качестве физического объяснения аномального сужения плазмон-поляритонного резонанса выступают следующие соображения. При гибридизации плазмона со светом значительно увеличивается делокализация электромагнитного поля данного возбуждения в направлении, перпендикулярно плоскости ДЭС. То есть при большом запаздывании электромагнитное поле плазмон-поляритонного возбуждения сильно делокализовано за пределы той области, в которой происходит диссипация.

Также стоит добавить, что для достаточно высококачественных образцов (подвижность $\mu = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{B} \cdot \text{с}$ и концентрация 2D электронов $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) эффекты запаздывания начинают играть существенную роль для образцов начиная с миллиметрового размера.

1.8 Релятивистские плазменные возбуждения

Продолжая разговор об эффектах, связанных с конечностью скорости света, стоит упомянуть задачу о релаксации электронной плотности, то есть характере растекания нескомпенсированного заряда. Согласно теории [38, 39] характерная скорость растекания нескомпенсированного точечного заряда в ДЭС, помещенной в среду с диэлектрической проницаемостью ε , определяется следующей величиной:

$$\upsilon_{2D} = \frac{Z_0 \sigma_{2D}}{2\varepsilon} c \quad , \tag{25}$$

где σ_{2D} - двумерная проводимость, c - скорость света и $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377$ Ом - волновое сопротивление вакуума. Так как 2D проводимость имеет размерность обратного сопротивления в СИ, то величина (25) определяется как скорость света, умноженная на безразмерную величину $\frac{Z_0 \sigma_{2D}}{2\varepsilon}$, определяемую качеством ДЭС и диэлектрическим окружением, в котором она находится. Стоит добавить для справки, что в гауссовой системе единиц 2D проводимость имеет размерность скорости и аналогичное выражение выглядит как $v_{2D} = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{\varepsilon}$.

Очевидно, что заряды не смогут растекаться со скоростью, превышающей скорость света, поэтому, при близких к скорости света значениях (25) в такой задаче также должны проявляться эффекты запаздывания. Таким образом появляется следующий характерный безразмерный параметр:

$$x = \frac{Z_0 \sigma_{2D}}{2} \quad , \tag{26}$$

где ε опущена. Также приведем формулу в гауссовой системе: $\frac{2\pi\sigma_{2D}}{c}$. Согласно теоретическому рассмотрению [40] оказалось, что в высокодобротных структурах при значе-



Рис. 8: (а) Зависимости амплитуды микроволнового пропускания от магнитного поля для указанных частот. На вставке показан схематический вид образца. (b) Аналогичные зависимости для более высоких частот. (c) Магнитодисперсионные зависимости для релятивистских низкочастотных плазменных мод. (d) Магнитодисперсионные зависимости нижней релятивистской моды при разных температурах. (e) Резонансная частота нижней релятивистской моды в нулевом магнитном поле в зависимости от параметра (26). (f) Зависимости амплитуды микроволнового пропускания от магнитного поля для различных температур. (g) Амплитуда релятивистского плазмона в зависимости от параметра (26). Из работы [42].

нии данного параметра $\frac{Z_0 \sigma_{2D}}{2} > 1$ появляется особая мода, демонстрирующая крайне нетривиальное поведение. В силу того, что для систем с высокой проводимостью предсказаны такие интересные и нетривиальные физические эффекты, далее рассмотрим экспериментальные результаты по данной теме.

В экспериментальных работах [41, 42] были исследованы плазменные возбуждения в ДЭС с высокой подвижностью (характерное значение $\mu = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{B}\cdot\text{c}$) и частичной экранировкой. На вставке к рисунку 8 (а) изображен схематический вид образца - полоска двумерных электронов с контактами S и D на концах и двумя затворами е и d. В данной конфигурации наблюдались плазменные возбуждения, находящиеся гораздо ниже по частоте, чем любые из известных мод. Отнести данные возбуждения к плазменным модам позволяет корневая зависимость их резонансной частоты в нулевом магнитном поле от концентрации 2D электронов [41]. Магнитодисперсионная зависимость данных низкочастотных возбуждений показана на рисунке 8 (с). Верхняя мода демонстрирует зигзагообразное поведение, что является проявлением эффектов запаздывания. Помимо этого, данные возбуждения наблюдаются на частотах $\omega \tau < 1$, где обычные плазмоны испытывают слишком сильное затухание и не наблюдаются. Для наглядности на рисунке 8 (с) стрелкой показана частота, соответствующая условию $\omega \tau = 1$.

Также в работе [42] были измерены зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле и амплитуды для наиболее низкочастотной моды от параметра (26). На обоих графиках (рис. 8 (e) и (g)) наблюдаются особенности при значениях параметра $\frac{Z_0\sigma_{2D}}{2} \sim 1$. Чтобы подчеркнуть важность электродинамических эффектов при рассмотрении данных низкочастотных возбуждений, они были названы релятивистскими плазменными возбуждениями. Еще одним крайне интересным для практических применений свойством оказалась возможность экспериментального наблюдения релятивистских плазмонов при температурах вплоть до комнатной (рис. 8 (d) и (f)).

Таким образом, была впервые обнаружена и экспериментально исследована низкочастотная релятивистская плазменная мода, возбуждающаяся в высококачественных образцах ($\frac{Z_0\sigma_{2D}}{2} > 1$) и наблюдаемая в диапазоне частот $\omega \tau < 1$, где обычные плазменные возбуждения затухают.

2 Образцы и экспериментальная методика

2.1 Образцы

В экспериментах были исследованы образцы, изготовленные из гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As (x = 0.24), выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии на нелегированной GaAs подложке вдоль кристаллографического направления [100]. Исследованные гетероструктуры были дельта-легированы кремнием и содержали одиночную квантовую яму. Схематический вид структуры в разрезе, а также соответствующая зонная диаграмма показаны на рисунке 9. Сплошной и пунктирной линиями показаны зависимости минимума энергии зоны проводимости и уровня Ферми от координаты. Двумерные электроны при этом локализованы в квантовой яме (QW) шириной около 30 нм в GaAs. На рисунке 9 показана первая зона Бриллюэна GaAs, имеющая форму усеченного октаэдра, а также изображена поверхность Ферми. Минимум энергии зоны проводимости расположен в Г точке зоны Бриллюэна, то есть в ее центре. Эффективная масса электронов в GaAs изотропна и равна $m^* = 0.067 \cdot m_0$, где $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг - масса свободного электрона.

Для различных образцов расстояние от ДЭС до поверхности кристалла составляло от 370 до 440 нм. Концентрации двумерных электронов n_s находились в диапазоне от 0.6 до 2.8 × 10¹¹ см⁻². В том числе, на некоторых образцах концентрации 2D электронов уменьшались с помощью фотообеднения. Так как в 2D случае для изотропной поверхности Ферми $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$, то характерное значение энергии Ферми ДЭС составляет $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^* = 10$ мэВ. Характерное значение подвижности двумерных электронов составляло $\mu = 5 \times 10^6$ см²/В·с при температурах жидкого гелия под откачкой 1.5 К.

Образцы были изготовлены стандартными методами фотолитографии из данных гетероструктур. В настоящей работе представлены экспериментальные измерения структур двух типов, показанных на рисунке 10: (а) прямоугольной ДЭС с затвором



Рис. 9: (a) Схематический вид используемой гетероструктуры и соответствующая зонная диаграмма. Из работы [43]. (b) Первая зона Бриллюэна GaAs и поверхность Ферми. Из работы [44].



Рис. 10: Схематический вид исследуемых структур. (a) Прямоугольная ДЭС с центральным затвором в форме узкой полоски и боковыми контактами. (b) ДЭС в форме диска с центральным затвором (также в форме диска) и периметрическим контактом.

в форме узкой полоски в центре и боковыми контактами и (b) ДЭС в форме диска с центральным затвором и периметрическим контактом (геометрия Корбино). Для прямоугольной конфигурации ширина центрального затвора W менялась в диапазоне от 20 до 100 мкм, а длина L - от 0.5 до 1.7 мм. Расстояние от центрального затвора до боковых контактов a составляло от 200 до 400 мкм. В геометрии Корбино диаметр ДЭС в форме диска был фиксирован и составлял D = 0.5 мм, размеры центрального затвора d = 0.5 в форме диска менялись от 20 до 200 мкм.

2.2 Оптическое детектирование плазменных резонансов

Для детектирования плазменных резонансов могут быть использованы различные методики. Упомянем некоторые из них. Можно детектировать нагрев ДЭС, измеряя изменение ее сопротивления при включении СВЧ сигнала, помещать систему в копланарный волновод и измерять пропускание через него или измерять прошедшее и отраженное от ДЭС излучение. Однако, для получения результатов, представленных в данной работе, была использована оптическая методика детектирования плазменных колебаний. Данная методика [45] основана на высокой чувствительности спектра люминесценции ДЭС к нагреву системы, вызванному поглощением СВЧ излучения [46, 47]. Данная методика выгодно отличается от остальных тем, что она является неинвазивной по отношению к исследуемому образцу, не требуя никаких дополнительных металлических электродов вблизи ДЭС, которые в той или иной степени могут влиять на плазменные возбуждения в ней.

Настоящая методика заключается в том, что образец с ДЭС освещается стабилизированным полупроводниковым лазером с длиной волны $\lambda = 780$ нм, подобранной таким образом, чтобы $E_g^{Al_xGa_{1-x}As} > hc/\lambda > E_g^{GaAs}$, где $E_g^{Al_xGa_{1-x}As}$ и E_g^{GaAs} - ширины запрещенных зон в соответствующих полупроводниковых материалах. При таком выборе длины волны происходит образование электрон-дырочных пар (Рис. 11 b) только в пределах квантовой ямы. Для ясности добавим, что данная энергетическая диаграмма приведена не в масштабе, так как ширина запрещенной зоны в GaAs составляет $E_g^{GaAs} = 1.42$ эВ при низких температурах, а характерный масштаб энергии Ферми



Рис. 11: (a) Типичный вид спектра люминесценции ДЭС с подведенным СВЧ сигналом (синия линия - mw on) и без него (красная линия - mw off). Зеленая линия - дифференциальный спектр. (b) Схематическая энергетическая диаграмма, поясняющая возникновение рекомбинационной люминесценции. Из работы [45].

ДЭС составляет $E_F = 10$ мэВ для исследуемых в данной работе концентраций 2D электронов.

При используемой мощности лазера (не превышала 0.1 мВт) плотность фотовозбужденных носителей в квантовой яме составляла $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$, что на 3 – 4 порядка меньше плотности двумерных электронов. То есть фотовозбужденные носители, появившиеся за счет освещения лазером, не оказывают значительного влияния на плазменные возбуждения. Образовавшиеся дырки и электроны рекомбинируют, высвечивая при этом фотоны. Форма наблюдаемого при этом спектра рекомбинационной люминесценции определяется следующим выражением:

$$I(\omega) = \int_0^\infty W_{\rm cv}(E, \hbar\omega - E) D_{\rm c}(E) D_{\rm v}(\hbar\omega - E) f_{\rm e}(E) f_{\rm h}(\hbar\omega - E) dE \quad , \tag{27}$$

где D_v , D_c и f_h , f_e - плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости и функции распределения дырок и электронов, соответственно. W_{cv} - квадрат модуля матричного элемента перехода из валентной зоны в зону проводимости. Так как f_e подчиняется функции распределения Ферми-Дирака, и матричный элемент можно считать постоянным, то вид спектра (27) определяется функцией распределения дырок. В свою очередь, f_h подчиняется больцмановской статистике и, поэтому, обладает высокой чувствительностью даже к небольшим изменениям температуры ДЭС. Таким образом, форма спектра люминесценции чувствительна к температуре дырочной подсистемы, что и используется для детектирования нагрева ДЭС при поглощении СВЧ излучения.

Спектры люминесценции ДЭС записываются при подведенном СВЧ сигнале (mw on) и без него (mw off), затем вычитаются друг из друга и полученный таким образом дифференциальный спектр интегрируется в некотором диапазоне. Полученный интеграл рассматривается как мера разогрева ДЭС (Рис. 11 а), то есть, как мера интенсивности поглощения СВЧ сигнала.

2.3 Экспериментальная установка и методика измерений

Измерения проводились в криостате с жидким гелием-4 при базовой температуре T = 4.2 K и возможностью откачки паров гелия до температуры T = 1.5 K. Криостат был оснащен сверхпроводящим магнитом с возможностью приложения магнитных полей до B = 5 T. Микроволновое излучение в диапазоне частот F = 0.1 - 50 ГГц подводилось к образцу по коаксиальному кабелю. Затем по алюминиевым проволочкам (бондингам) диаметром 25 мкм, смонтированным с помощью аппарата ультразвуковой микросварки, сигнал подавался непосредственно к образцу. При этом использовались два варианта подачи сигнала: (i) проволочка от центральной жилы коаксиального кабеля заканчивалась на затворе, а заземляющий бондинг - на периметрическом контакте и (ii) проволочки находились непосредственно рядом с образцом, выступая в роли антенн. Используемая в экспериментах установка схематично изображена на рисунке 12. Для подведения оптического сигнала от полупроводникового лазера, и для сбора сигнала люминесценции с образца используется один кварцевый оптоволоконный световод, линзы и разделитель светового пучка. Сигнал фотолюминесценции от ДЭС затем поступает на вход двойного монохроматора со спектральным разрешением 0.03 мэВ и



Рис. 12: Схема экспериментальной установки. На вставке - фотография чипа, на котором находится образец.

регистрируется с помощью ПЗС-матрицы (прибор с зарядовой связью), охлаждаемой жидким азотом. Далее полученные спектры обрабатывались в соответствии с упомянутой выше методикой.

В ходе проведения экспериментов снимались спектры интенсивности микроволнового поглощения в ДЭС при постоянной частоте и разворачивании магнитного поля и, наоборот, при постоянном магнитном поле и разворачивании частоты.

3 Результаты эксперимента

3.1 «Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии полоски

Долгое время считалось, что плазмоны в ДЭС подразделяются на неэкранированные и на экранированные (в смысле полной или боковой экранировки). В такой парадигме было принято считать, что даже при частичной экранировке ДЭС металлическим затвором меньшего размера возникают подзатворные плазменные возбуждения, полностью аналогичные экранированным плазмонам. Однако, оказалось, что в системах с близким металлическим затвором, лишь частично покрывающим ДЭС, существует новое семейство плазменных мод, названное «проксимити» плазмонами («proximity» plasmons), которое ранее не наблюдалось и не рассматривалось. Причем данные плазменные возбуждения при определенных конфигурациях ДЭС могут иметь нетривиальный и неожиданный дисперсионный закон.

Впервые «проксимити» плазменные возбуждения были рассмотрены теоретически [48] и экспериментально [49] для геометрии затвора в форме узкой полоски (рис. 10 (а) и вставка к рис.). Оказалось, что в такой конфигурации фундаментальной модой является плазменное возбуждение с волновым вектором вдоль затвора $q_l = \frac{\pi}{L}$ и $q_{tr} = 0$, где L и W - длина и ширина затвора, соответственно. Для удобства введем следующие индексы N_l и N_{tr} — число узлов колебаний зарядовой плотности вдоль затвора и поперек него, соответственно. Тогда плазменные моды, связанные с затвором в рассматриваемой системе будут обозначаться парой чисел (N_l, N_{tr}) с продольной и поперечной компонентами волнового вектора, равными, соответственно, $q_l = N_l \frac{\pi}{L}$ и $q_{tr} = N_{tr} \frac{\pi}{W}$. Согласно теории, фундаментальной плазменной модой в таком случае оказывается (1,0) мода, и продольные плазмоны $(N_l, 0)$ имеют следующую дисперсионную зависимость [48]:

$$\omega_{\rm pr}(q) = \sqrt{\frac{2n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon}} \frac{q_l}{W} \qquad (q_l W \ll 1), \tag{28}$$

где n_s - концентрация двумерных электронов, m^* - эффективная электронная масса, h - расстояние от ДЭС до металлического затвора. Примечательно, что данная зависимость содержит черты, характерные и для экранированного ($\omega_{\rm pr} \propto \sqrt{h}$), и для неэкранированного ($\omega_{\rm pr} \propto \sqrt{q}$) двумерных плазмонов. Помимо этого, тот факт, что при наличии сильной экранировки и при одномерной природе продольных (N_l , 0) плазменных возбуждений дисперсионная зависисмость (28) имеет корневой характер, а не линейный [20, 21, 22, 28, 29, 33, 34], кажется контринтуитивным.

В эксперименте [49] впервые наблюдались именно такие «проксимити» плазменные возбуждения. Стоит отметить, что первый экспериментальный интерес к таким плазмонам связан с тем, что они наблюдались на более низких частотах, чем ожидаемые экранированные плазмоны с $q_{tr} = \pi/W$ и резонансной частотой (14). На ри-



Рис. 13: (а) Магнитодисперсионные зависимости для «проксимити» плазменных мод в геометрии полоски. Размеры затвора L = 0.5 мм и W = 100 мкм, концентрация двумерных электронов $n_s = 2.85 \cdot 10^{11}$ см⁻². На вставке - схематический вид образца. (b) Дисперсия и зависимость от обратной ширины затвора для продольной «проксимити» моды. Из работы [49]. (c) и (d) Показательные кривые магнитоабсорбции, магнитодисперсионные зависимости для первых четырех «проксимити» гармоник, а также зависимость квадрата резонансной частоты от номера моды для образца с параметрами L = 0.5 мм и W = 20 мкми $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см⁻². Из работы [50].

сунке 13 (а) представлена магнитодисперсионная зависимость для нескольких плазменных мод, наблюдаемых в конфигурации, показанной на вставке. Магнитное поле приложено перпендикулярно к образцу. При этом наиболее низкочастотная мода действительно наблюдается неожиданно низко по частоте. Для того, чтобы убедиться в том, что наблюдаемый плазмон действительно принадлежит к новому плазменному семейству, на рисунке 13 (b) показана дисперсионная зависимость, а также зависимость от обратной ширины затвора. Причем результаты эксперимента с хорошей точностью совпадают с теоретической зависимостью (28). Как оказалось позднее, в данных экспериментах наблюдалась (2,0) «проксимити» мода. Однако, в последующих экспериментах [50] на одном образце наблюдались сразу четыре «проксимити» гармоники $(N_l, 0)$, где $N_l = 1, 2, 3, 4$. Соответствующие магнитодисперсионные зависимости, а также зависимость квадрата резонансной частоты в нулевом магнитном поле от номера моды показаны на рисунке 13 (d). Также на рисунке 13 (d) представлены характерные кривые интенсивности микроволнового поглощения для различных частот, полученные при разворачивании магнитного поля. Таким образом, удалось пронаблюдать сразу несколько «проксимити» плазменных гармоник, однозначно определив волновые вектора и убедившись в справедливости теоретической зависимости (28) без каких-либо подгоночных параметров.

Что касается поперечных «проксимити» гармоник, то есть мод с ненулевым N_{tr} , то для них теория дает следующее выражение [48]:

$$\omega^2 = \frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \left(q_{\rm tr}^2 + \frac{4}{W} q_l \right) \qquad (q_l W \ll 1).$$
⁽²⁹⁾

Можно заметить, что в пределе узкой полоски $q_{\rm tr} \gg q_l$ дисперсионная зависимость приобретает линейный характер от волнового вектора и переходит в стандартное выражение для экранированного плазмона (14). В экспериментах (рис. 13 (a) - полые точки) наблюдалась также и поперечная ($N_{tr} \neq 0$) «проксимити» плазменная мода. В силу симметрии системы возбуждались четные поперечные гармоники.

Таким образом, в конфигурации ДЭС с частичной экранировкой возникает семейство «проксимити» плазмонов, отличающееся физически и от экранированных, и от неэкранированных плазменных возбуждений. Причем при определенном выборе геометрии дисперсионная зависимость может принимать нетривиальный и неожиданный вид (28, 29). Теоретические и экспериментальные результаты по исследованию «проксимити» плазмона представлены в работах [48, 49, 50, 51].

3.2 Геометрия полоски - релятивистский плазмон

Помимо обнаруженного семейства «проксимити» плазменных возбуждений, при некоторых условиях в той же геометрии наблюдались дополнительные моды, демонстрирующие необычные свойства. А именно, при электрическом соединении центрального затвора и боковых контактов наблюдается еще одна мода, возникающая крайне низко по частоте. В данных измерениях затвор и контакт были соединены через сопротивление 50 Ом.

На рисунке 14 (а) показаны характерные кривые магнитоабсорбции для указанных частот. На рисунке 14 (b) представлена магнитодисперсионная зависимость для продольной «проксимити» плазменной моды, показанная красными точками и асимптотически выходящая на частоту циклотронного резонанса. Оранжевые точки, демонстрирующие зигзагообразное поведение, соответствуют магнитодисперсии нового наблюдаемого возбуждения. Также на вставке приведена зависимость частоты данной низкочастотной моды от обратной ширины затвора, которая с хорошей точностью соответствует корневой зависимости. Полученные экспериментальные наблюдения позволяют сделать предположения о том, что данная плазменная мода является реля-



Рис. 14: (a) и (b) Показательные кривые магнитоабсорбции и магнитодисперсионные зависимости, соответственно, для образца с параметрами L = 0.5 мм и W = 100 мкм и $n_s = 2.85 \cdot 10^{11}$ см⁻². На вставке - зависимость резонансной частоты низкочастотной релятивистской моды от обратной ширины затвора.

тивистским плазмоном, наблюдавшимся ранее и демонстрировавшим похожие свойства [41, 42]. Подробные исследования данной плазменной моды были проведены для геометрии диска и представлены в последующих разделах.

3.3 «Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии диска

В предыдущих разделах был рассмотрен случай затвора в форме узкой полоски, где для продольных «проксимити» плазменных колебаний был реализован случай $qW \ll 1$. При таком выборе геометрических параметров продольные «проксимити» плазмоны имели неожиданный корневой дисперсионный закон. Возникает вопрос, как изменится ситуация при рассмотрении «противоположного» случая $qW \sim 1$. В настоящем разделе будет рассмотрен как раз такой случай, а именно, «проксимити» плазмоны в ДЭС с затвором в форме диска.

Эксперименты проводились на ДЭС в форме диска диаметром D = 0.5 мм с центральными затворами различного диаметра d от 20 до 200 мкм. Квантовая яма с двумерным электронным газом находилась на расстоянии h = 440 нм от поверхности полупроводникового кристалла. Концентрация двумерных электронов составляла $n_s = 0.9 - 2.8 \times 10^{11}$ см⁻² (понижалась с помощью методики фотообеднения), подвижность примерно — $\mu = 5 \times 10^6$ см²/(B·c) при температуре T = 4.2 K.

На рисунке 15 (а) показаны характерные кривые магнитоабсорбции. Наблюдаются два пика, причем один из них связан с наличием центрального затвора, что продемонстрировано на сравнительных кривых на вставке. Результирующая магнитодисперсионная зависимость приведена на рисунке 15 (b). Наблюдается несколько мод. Одна из них, показанная полыми точками, возбуждается на частотах, близких к циклотронному резонансу, ее происхождение не связано напрямую с наличием затвора и в данной



Рис. 15: (а) Показательные кривые магнитоабсорбции для указанных частот. На вставке - сравнение для образцов с центральным затвором и без. (b) Магнитодисперсионные зависимости наблюдаемых мод. На вставке - схематический вид исследуемого образца. (c) Дисперсионная зависимость «проксимити» (1,0) моды в диске. На вставке - концентрационная зависимость. Из работы [52].

работе обсуждаться не будет. Магнитодисперсионная зависимость интересующей нас моды, связанной с затвором, показана сплошными красными точками. На вставке также показан схематичный вид образца и способ возбуждения плазмонов.

Проведя аналогичные измерения для образцов с фиксированным размером ДЭС и разными размерами центрального затвора, была получена дисперсионная зависимость, показанная на рисунке 15 (с). Данная зависимость носит линейный характер, характерный для экранированного случая, но отличается численным коэффициентом. Также на вставке приведена концентрационная зависимость, с хорошей точностью описываемая корневым законом.

Перейдем к результатам теоретического рассмотрения данной системы. Введем классификацию плазменных возбуждений в такой системе по аналогии с тем, как об этом упоминалось в литературном обзоре. Будем обозначать плазменные моды в диске индексами (m, n), отвечающими количеству узлов осцилляций зарядовой плотности вдоль периметра и вдоль радиуса затвора, соответственно. В соответствии с теорией [54] получается следующая формула для дисперсионной зависимости «проксимити» плазмонов в геометрии диска:

$$\omega_{\rm pr} = \Omega_{m,n} \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}} \frac{2}{d},\tag{30}$$

где n_s — концентрация двумерных электронов, m^* — эффективная масса электронов, d — диаметр центрального затвора в форме диска, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводниковой подложки, h - расстояние от ДЭС до затвора. Безразмерный коэффициент $\Omega_{m,n}$ определяется как (n + 1)-й положительный корень уравнения

$$\partial_{\Omega} J_{|m|}(\Omega) + |m| J_{|m|}(\Omega) / \Omega = 0, \qquad (31)$$

где $J_{|m|}(x)$ — функция Бесселя первого рода ($m \ge 1$). Наиболее низкочастотная мода, описываемая уравнением (30), задается коэффициентом $\Omega_{1,0} = 2.4$. Отметим, что дисперсионная зависимость полностью экранированного плазмона имеет аналогичный (30) вид и отличается только численным коэффициентом $\Omega_{1,0}^{\text{screened}} = 1.8$. Можно заметить, что в отличие от случая затвора в форме узкой полоски $qW \ll 1$ в рассмотренной геометрии диска $qW \sim 1$ не происходит столько явного функционального изменения закона дисперсии по сравнению с полностью экранированным случаем. Из-за такого отличия только в численных коэффициентах плазмоны, возбуждаемые в некотором смысле в «противоположных» конфигурациях (i) ДЭС в форме диска, экранированной бесконечным затвором и (ii) бесконечной ДЭС, экранированной затвором в форме диска, нередко путают друг с другом.

Вопрос о переходе от «проксимити» плазмонов в ДЭС с частичной экранировкой к обычным плазменным возбуждениям в ДЭС также был исследован экспериментально в ряде работ [52, 53].

3.4 Релятивистские плазменные возбуждения в геометрии диска

Также как и для случая затвора в форме узкой полоски (рис. 14), в геометрии диска наблюдается дополнительное низкочастотное возбуждение при электрическом соединении центрального затвора и периметрического контакта [55]. Эксперименты проводились на ДЭС с похожими параметрами. ДЭС в форме диска диаметром D = 0.5 мм с центральными затворами различного диаметра d от 20 до 100 мкм. Квантовая яма с двумерным электронным газом находилась на расстоянии h = 370 нм от поверхности полупроводникового кристалла. Концентрация двумерных электронов составляла $n_s = 1.1 - 2.5 \times 10^{11}$ см⁻² (понижалась с помощью методики фотообеднения), подвижность примерно — $\mu = 5 \times 10^6$ см²/(В·с) при температуре T = 4.2 K.

На рисунке 16 (a) показаны характерные магнитоабсорбционные кривые, схематичный вид образца. Также представлены сравнительные кривые для случаев электрического соединения центрального затвора и периметрического контакта и его от-



Рис. 16: (а) Показательные кривые магнитоабсорбции для указанных частот. На вставке слева - сравнение для образцов с проволочкой, соединяющей центральный затвор и периметрический контакт, и без нее. На вставке справа - схематический вид образца. (b) Магнитодисперсионные зависимости наблюдаемых мод. Зелеными точками показана «проксимити» (1,0) мода, сплошными точками - релятивистская плазменная мода для различных длин соединительной проволочки. Из работы [55].

сутствия. Таким образом, ясно продемонстрировано, что наблюдаемая низкочастотная мода связана с наличием электрического соединения затвора и ДЭС (через периметрический контакт). Причем, как показали дальнейшие экспериментальные исследования, данная низкочастотная мода демонстрирует ряд необычных свойств.

Магнитополевое поведение рассматриваемой моды зависит от длины соединительной проволоки. На рисунке 16 (b) показаны магнитодисперсионные зависимости для наблюдаемых в данной конфигурации мод. Зелеными квадратами показана экспериментальная зависимость для «проксимити» (1,0) моды, полыми точками - резонанс, следующий близко к частоте циклотронного резонанса, уже упомянутый в предыдущем разделе. Также изображены три экспериментальные зависимости, показанные сплошными кружками - данные для низкочастотной моды при трех различных длинах соединительной проволоки, подписанных на рисунке. Видно, что поведение данной моды существенно зависит от длины проволочки, в общем случае, от импеданса внешней цепи, с помощью которой соединены затвор и ДЭС. В частности, заметно меняется резонансная частота в нулевом магнитном поле. Также данная мода демонстрирует необычное магнитополевое поведение. Ее частота не стремится к частоте ЦР, а выходит на некоторое постоянное значение в больших магнитных полях. Причем это асимптотическое



Рис. 17: (a) Схематическое изображение образца, а также качественная картина текущих в такой системе при возбуждении релятивистского плазмона токов. (b) Образец в разрезе и эквивалентная электрическая цепь. Из Supplementary Material к работе [55].

значение также сильно зависит от длины соединительной проволочки. Наблюдаемое магнитополевое поведение, а именно, возбуждение на неожиданно низких частотах и наблюдение в системе с соединенными контактом и затвором позволяют отнести данную моду к уже упомянутому семейству релятивистских плазменных возбуждений [41, 42].

Для дальнейшего анализа релятивистской плазменной моды, прежде всего, определения ее дисперсионной зависимости, используем LC-подход. Он заключается в том, что для определения характеристик различных плазменных возбуждений удобно рассматривать систему, содержащую ДЭС, на языке распределенных параметров как электрическую цепь (Supplementary Material к работам [49, 55], а также работы [56, 57, 58]).

Релятивистское плазменное возбуждение наблюдается при условии электрического соединения затвора и контакта. Поэтому было сделано предположение о том, что данная плазменная мода представляет собой попеременное перетекание заряда с затвора в ДЭС и обратно через соединительную проволочку. То есть при таких колебаниях ДЭС теряет квазинейтральность. Для иллюстрации на рисунке 17 показано, как происходит перетекание заряда при релятивистских плазменных колебаниях. ДЭС и центральный затвор служат в качестве обкладок конденсатора в такой интерпретации, а в качестве индуктивности выступает кинетическая индуктивность электронов. В такой простейшей модели, не учитывающей омических потерь в ДЭС и считающей, что затвор и периметрический контакт замкнуты накоротко, система представляет собой колебательный LC-контур. Параметры такой цепи также можно просто оценить. Емкость ДЭС-затвор равна $C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot \pi d^2/4}{h}$. Индуктивность определяется кинетической энергией электронов, перетекающих от подзатворной области к внешнему периметрическому контакту, и равна $L_k = \frac{m^*}{ne^2} \cdot \ln D/d$. Тогда по формуле Томсона резонансная частота такого электрического контура равна $\omega_{\rm rel} = \sqrt{\frac{2}{\ln(D/d)}} \cdot \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}}$.

Более строгий анализ данной системы дает похожее выражение [55]. Дисперси-

онная зависимость релятивистского плазмона определяется по формуле:

$$\omega_{\rm rel} = \Omega_{(0,0)} \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}} \frac{2}{d}.$$
(32)

При этом в рамках принятой терминологии релятивистский плазмон обозначается как (0,0) «проксимити» плазменное возбуждение, не содержащее узлов осцилляций зарядовой плотности ни вдоль радиуса, ни вдоль периметра затвора. Можно назвать такое возбуждение «конденсаторной» или «заряженной» модой. Коэффициент $\Omega_{(0,0)}$ определяется из уравнения:

$$J_0(\Omega) - \Omega J_1(\Omega) \cdot \ln(D/d) = 0 \quad , \tag{33}$$

похожего на то, которое возникает при определении резонансной частоты дипольных мод (31). Однако, в случае релятивистской плазменной моды корень $\Omega_{(0,0)}$ обладает слабой дисперсией. Приближенное выражение для частоты релятивистского плазмона выглядит следующим образом [55]:

$$\omega_{\rm rel} = \sqrt{\frac{2}{1/4 + \ln(D/d)}} \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}} \frac{2}{d} \qquad (D/d > 2).$$
(34)

Обратимся к результатам эксперимента по исследованию релятивистского плазмона в рассматриваемых системах. Соответствующая дисперсионная зависимость для (0,0) релятивистской плазменной моды показана на рисунке 18 (а). При этом сплошными линиями показаны теоретические кривые (30) и (32). Для релятивистской моды представлены результаты численного расчета уравнения (33). Видно, что разработанная теория отлично согласуется с экспериментальными результатами, а небольшое отклонение для (0,0) моды определяется, как будет показано далее, наличием индуктивности у соединительной проволочки. Также на рисунке 18 (b) приведены концентрационные зависимости для (0,0) и (1,0) «проксимити» плазменных мод, соответствующие обычному корневому закону. Таким образом, представленная физическая модель отлично описывает дисперсию релятивистской плазменной моды.

Полученные результаты для трех различных длин соединительной проволоки также были проанализированы. А именно, внимание уделялось зависимостям резонансной частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле и асимптотической частоты в больших магнитных полях (для наблюдаемого магнитополевого поведения такие поля составляли 100 – 200 мТл) от длины проволоки. По аналогии с запаздыванием обычного 2D плазменного возбуждения эвристически был введен параметр запаздывания для релятивистского плазмона $A = \omega_{\rm rel}/2\pi f_l$, где $\omega_{\rm rel}$ - циклическая частота релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле (34), вычисленная в предположении, что затвор и ДЭС замкнуты накоротко, а f_l - асимптотическая частота в большом магнитном поле (показана линиями на рисунке 16 (b)). С учетом магнитополевого поведения релятивистской моды, типичного для плазмон-поляритонных возбуждений, было



Рис. 18: (a) Дисперсионные зависимости (1,0) «проксимити» дипольной моды (полые точки) и релятивистской (0,0) моды. Сплошные линии - теоретические зависимости (30) и (32). (b) Зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле от концентрации двумерных электронов для тех же мод. (c) Зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле и полуширины релятивистского плазменного резонанса, нормированных на квазистатические значения, от параметра запаздывания. (d) Зависимость асимптотической частоты релятивистского плазмона в больших магнитных полях от обратной длины соединительной проволоки. Из работы [55].

сделано предположение о том, что такое асимптотическое поведение связано с выходом резонансной частоты данной моды на частоту фотонного резонанса на длине проволочки. Такое предположение также подтверждается тем фактом, что частота f_l прямо пропорциональна обратной длине проволочки (рис. 16 (d)). Таким образом, введенный параметр запаздывания A равен отношению квазистатической частоты релятивистского плазмона к частоте фотонного резонанса в соединительной проволочке.

Для анализа запаздывания релятивистской моды изначально была сделана попытка приблизить зависимость резонансной частоты и полуширины резонанса от параметра запаздывания A с помощью формул $\omega^2 = \frac{\omega_{\rm rel}^2}{\sqrt{1+A^2}}$ и $\Delta\omega = \frac{1}{\tau}\frac{1}{\sqrt{1+A^2}}$, полученных в работе [37] при рассмотрении обычных плазмонов в диске. Соответствующие теоретические зависимости неплохо описывали экспериментальные результаты (рис. 16 (c)), однако для этого потребовалось домножить параметр запаздывания на некий коэффициент, равный 12. Это означает более сильное проявление эффектов запаздывания для релятивистской плазменной моды и необходимость дальнейшего исследования данного вопроса.

3.5 Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений в геометрии диска

Интерес, связанный с аномальным запаздыванием релятивистских плазмонов в системах, рассматриваемых в предыдущем разделе, также объясняется тем, что свойства плазменного резонанса можно менять в широких пределах, никак не модифицируя саму ДЭС, а изменяя только внешнюю электрическую цепь, подключенную между затвором и ДЭС. Поэтому были дополнительно проведены следующие экспериментальные исследования. Была использована единичная система, аналогичная описанным в предыдущем разделе со следующими параметрами: ДЭС в форме диска диаметром D = 0.5 мм с центральным затвором диаметра d = 100 мкм. Квантовая яма с двумерным электронным газом находилась на расстоянии h = 370 нм от поверхности полупроводникового кристалла. Концентрация двумерных электронов составляла $n_s = 2.4 \times 10^{11}$ см⁻², подвижность примерно — $\mu = 5 \times 10^6$ см²/(В·с) при температуре T = 4.2 К. К данной системе подключались 11 различных внешних резонаторов, соединяющих центральный затвор и периметрический контакт. В каждом случае было подробно исследовано поведение релятивистского плазменного резонанса.

В экспериментах использовались два типа внешней соединительной цепи - единичная соединительная проволочка, а также металлические полоски различной длины, подсоединенные между центральным затвором и периметрическим контактом ДЭС (рис. 19 (c)). При этом для удобства обозначений вариантам с металлической полоской приписывается эффективная длина L, полученная пересчетом магнитной индуктивности такой соединительной системы через формулу для длинного прямого провода $L_{\rm m} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot L \cdot \ln \frac{L}{r_w}$, где $r_w = 25$ мкм - радиус проволочки, μ_0 - магнитная постоянная.

На рисунках 19 (а) и (b) представлены показательные кривые магнитоабсорбции для различных соединительных цепей. Видно, что релятивистская мода выходит на низких частотах и ее поведение зависит от длины соединительной проволочки. По результатам аналогичных подробных измерений для каждого из вариантов соединения центрального затвора и периметрического контакта получены зависимости резонансной частоты релятивистской плазменной моды от магнитного поля (рис. 19 (d)). Полученные результаты качественно воспроизводят данные, доложенные в предыдущем разделе, давая более подробную картину зависимости магнитополевого поведения от (эффективной) длины соединительной цепи. Также видно, что для наиболее длинных вариантов резонансные частоты отличаются почти на порядок от «квазистатических» значений, полученных в пределе короткой соединительной проволочки. Данные наблюдения представляются большой интерес, так как все полученные кривые соответствуют одной и той же ДЭС для различных вариантов внешней цепи (внешнего резонатора), подключаемой между центральным затвором и периметрическим контактом ДЭС.

Для анализа поведения релятивистской плазменной моды обратимся снова к LC-подходу, упомянутому в предыдущем разделе. Формулы (32-34) были получены в предположении о том, что ДЭС и затвор электрически замкнуты накоротко, то есть данный резонанс определялся только подзатворной емкостью и кинетической индуктивностью электронов. Однако, соединительная цепь также обладает своей магнитной индуктивностью L_m , которая в рассматриваемых экспериментах заметно превосходит кинетическую энергию электронов для самых длинных вариантов. Таким образом, индуктивность ДЭС - кинетическую индуктивность электронов, корректно определяемую



Рис. 19: (a) и (b) Показательные кривые магнитоабсорбции для указанных частот для образцов в геометрии Корбино с различными длинами соединительной проволочки *L*. (c) Схематический вид используемых образцов. (d) Магнитодисперсионные кривые, полученные на одной системе с различными соединительными резонаторами.

как [55]:

$$L_k = \frac{m^*}{ne^2} \cdot (\ln(D/d) + 1/4) \quad , \tag{35}$$

необходимо заменить на сумму данной величины и магнитной индуктивности соединительной цепи $(L_k + L_m)$. Тогда из формулы $\omega_0 = 1/\sqrt{L_kC}$ для частоты релятивистского плазмона в пределе закороченных затвора и периметрического контакта (дающей выражение (34)) и формулы с учетом внешней дополнительной индуктивности $\omega = 1/\sqrt{(L_k + L_m)C}$ можно получить следующее выражение:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1+A^2}},\tag{36}$$

где по аналогии с обычными 2D плазмонами введен новый параметр запаздывания, определяемый как квадратный корень из отношения магнитной индуктивности внешней соединительной электрической цепи к кинетической индуктивности двумерных электронов:

$$A^2 = \frac{L_{\rm m}}{L_k}.\tag{37}$$

Стоит добавить, что, во-первых, данная формула имеет сходство с аналогичной зави-

симостью для запаздывания обычного 2D плазмона. А, во-вторых, сам параметр запаздывания для релятивистского плазмона (36) может быть выражен как отношение частоты релятивистского плазмона (34) в квазистатическом пределе к его «фотонной» частоте, полностью определяющейся индуктивностью внешней цепи. Последнее можно представить как случай магнитной индуктивности, много большей кинетической индуктивности ДЭС. В таком виде выражение становится также аналогичным определению (24), содержащему похожее по смыслу отношение квазистатической частоты обычного плазмона к частоте света.

Интересно, что представленные качественные соображения в рамках LC-подхода совпадают с более строгим теоретическим рассмотрением данной системы с учетом ненулевого импеданса внешней соединительной цепи [59]. В добавок к этому в пределе небольших магнитных полей оказывается, что магнитодисперсионная зависимость релятивистского плазмона имеет вид:

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2 + \omega_c^2}{1 + A^2}.$$
(38)

Данная зависимость напоминает обычное правило гибридизации (10), в котором частота в нулевом магнитном поле и циклотронная частота домножены на одинаковый коэффициент $1/(1 + A^2)$. Также важным следствием теоретического рассмотрения [59] является асимптотическая зависимость магнитодисперсии релятивистского плазмона в больших магнитных полях:

$$\omega^2 = \omega_{\inf}^2 - \frac{Const}{B^2}.$$
(39)

В соответствии с предположениями, сделанными в предыдущем разделе, а также теоретическим рассмотрением резонансная частота выходит в больших магнитных полях на собственную частоту внешнего резонатора, соединяющего затвор и контакт. Явный вид зависимости квадрата резонансной частоты в большом магнитном поле от обратного квадрата магнитного поля важен для анализа экспериментальных данных (рис. 19 (d)).

Перейдем к обработке полученных экспериментальных данных. В соответствии с формулой (39) подгоняя линейной зависимостью экспериментальные точки, построенные в координатах f^2 от $1/B^2$, можно получить индуктивность внешней соединительной цепи. Данная процедура проиллюстрирована на рисунке 21 в разделе «Приложения». Полученные таким образом магнитные индуктивности с разумной точностью совпадают с магнитными индуктивностями, вычисленными исходя из реальных параметров используемых соединительных резонаторов, поэтому в дальнейшем они и будут использоваться для вычисления параметров запаздывания релятивистского плазмона (37) в случае каждого конкретного внешнего соединительного резонатора.

На рисунке 20 представлены зависимости резонансной частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле и эффективной циклотронной частоты, нормированных на квазистатические значения (34) и (8)), от параметра запаздывания (37). Для каждой из магнитодисперсионных кривых соответствующие величины были получены,



Рис. 20: (a) и (b) Зависимости резонансной частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле и эффективной циклотронной частоты, нормированных на квазистатические значения (34) и (8)), от параметра запаздывания (37). Сплошные кривые - теоретическая формула $1/(1 + A^2)$. На вставке - подгонка зависимости квадрата резонансной частоты от квадрата магнитного поля для указанной длины соединительного резонатора в соответствии с выражением (38).

опираясь на формулу (38), из линейного фита зависимостей квадрата резонансной частоты от квадрата магнитного поля. Это проиллюстрировано на вставке к рис. 20 (b) для одной из длин, а также на рис. 22 в разделе «Приложения». Теоретическая зависимость $1/(1+A^2)$ показана сплошными линиями. Видно, что экспериментальные данные имеют хорошее согласие с теорией.

Остается еще один важный вопрос, касающийся полуширины релятивистского плазменного резонанса. К сожалению, в силу особенностей экспериментов не удалось получить надежной зависимости полуширины релятивистского плазменного резонанса от параметра запаздывания. Однако, стоит особо отметить, что при больших параметрах запаздывания релятивистский плазмон уже наблюдался в области $\omega \tau < 1$, где обычные плазменные возбуждения затухают.

Таким образом, в настоящем разделе было проведено исследование запаздывания релятивистских плазменных возбуждений и предложено физическое обоснование наблюдаемых эффектов. Представлено сравнение полученных для различных соединительных цепей экспериментальных результатов с теорией. Стоит еще раз подчеркнуть, что для единичной ДЭС резонансная частота была уменьшена примерно на порядок с помощью подключения внешней электрической цепи. Другие свойства рассматриваемого резонанса, такие как магнитополевое поведение и полуширина резонанса, также были значительно модифицированы.

Список публикаций

Результаты, представленные в настоящей магистерской диссертации, были опубликованы в следующих статьях и обзорах:

- "Two-dimensional plasmon induced by metal proximity", V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 99, 241406(R) (2019).
- "Proximity plasma excitations in disk and ring geometries", V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 100, 205405 (2019).
- "Spectra of Two-Dimensional "Proximity" Plasmons Measured by the Standing-Wave Method", A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, JETP Letters 111(5), 282 (2020).
- "Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system", V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 102, 081301(R) (2020).
- "Новое семейство плазменных возбуждений в частично экранированной двумерной электронной системе", А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, Изв. РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, том **85**, № 2, с. 158–163 (2021).
- "Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах (Миниобзор)", А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, том **113**, вып. 11, с. 740 750 (2021).

Заключение

В настоящей работе представлено последовательное исследование плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах. Представлены результаты по экспериментальному наблюдению и анализу семейства «проксимити» плазменных возбуждений, представляющих собой неисследованный до этого класс плазменных возбуждений. Данные возбуждения физически отличаются от хорошо изученных неэкранированных и полностью экранированных 2D плазменных возбуждений. Основной упор сделан на релятивистскую плазменную моду, возникающую на необычно низких частотах в рассматриваемых системах при электрическом соединении затвора и ДЭС. Предложена физическая модель, описывающая данную «заряженную» релятивистскую моду. Также проведены экспериментальные исследования по изучению аномального запаздывания релятивистской плазменной моды.

Интерес к исследованию запаздывания релятивистского плазмона в представленной геометрии вызван тем, что свойства данного возбуждения можно менять в широком диапазоне с помощью подключения различных внешних электрических цепей между ДЭС и затвором. То есть плазменные колебания в одной и той же двумерной электронной системе можно существенным образом модифицировать с помощью довольно простого внешнего воздействия. Таким способом в представленных экспериментах удалось уменьшить частоту возбуждения релятивистского плазмона почти на порядок, никак не меняя саму ДЭС. При этом данное плазменное возбуждение наблюдалось на частотах $\omega \tau < 1$, где обычные плазменные возбуждения затухают, что, очевидно, имеет важное практическое значение. Также была предложена физическая модель, описывающая запаздывание релятивистских плазменных возбуждений.

Представленные исследования не претендуют на полноту освещения данной темы, так как есть много вопросов о влиянии внешней цепи, представляющей собой не только чистую индуктивность, а произвольную комбинацию RLC-элементов. Также интересны вопросы об измерениях в области больших параметров запаздывания, представляющих определенную экспериментальную сложность в силу измерений на низких частотах. И, наконец, большой интерес вызывает исследование поведения полуширины релятивистского плазменного резонанса и его добротности в зависимости от параметра запаздывания. Столь общирный ряд вопросов представляет большой интерес для подробных теоретических и экспериментальных исследований проблем, связанных с запаздыванием релятивистских плазмонов.

В заключение хотел бы выразить благодарности своему научному руководителю В. М. Муравьеву и П. А. Гусихину, И. В. Андрееву, Н. Д. Семенову, А. А. Заболотных, В. А. Волкову за совместную работу над освещенными в настоящей диссертации темами. Также хочу поблагодарить весь коллектив Лаборатории неравновесных электронных процессов за помощь в решении возникающих по ходу экспериментальной работы вопросов.

Список литературы

- [1] Lewi Tonks and Irving Langmuir, Phys. Rev. 33, 195 (1929).
- [2] Drude P., Zur Elektranenthearie der Metalle., Annalen der Physik, 1, 566 (1900).
- [3] Landau L. D., On the Vibrations of the Electronic Plasma, Journal of Physics USSR. Vol. 10, No. 1 (1946).
- [4] D. Bohm and E. P. Gross, Phys. Rev. **75**, 1851 (1949).
- [5] Frank Stern, Phys. Rev. Lett. 28, 546 (1967).
- [6] L. V. Keldysh, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 29, № 11, 716-719 (1979).
- [7] Volkov V. A. and Mikhailov S. A., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 94, 217-241 (1988).
- [8] Pierluigi Cudazzo, Ilya V. Tokatly, and Angel Rubio, Phys. Rev. B. 84, 085406 (2011).
- [9] Alexey Chernikov et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 076802 (2014).
- [10] C. C. Grimes and Gregory Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
- [11] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. 38, 980 (1977).
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики. Том III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 2002.
- [13] K. W. Chiu and J. J. Quinn, Phys. Rev. B. 9, 4724 (1974).
- [14] S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B 28, 4875 (1983).
- [15] D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. 54, 1706 (1985).
- [16] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. 54, 1710 (1985).
- [17] Alexander L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
- [18] V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 96, 045421 (2017).
- [19] А. А. Загитова, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 108, 478 (2018).
- [20] А.В.Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
- [21] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B 75, 193307 (2007).

- [22] С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 102, 517 (2015).
- [23] С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. Е. Козлов, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 90, 588 (2009).
- [24] A. B. Fowler, A. Hartstein, and R. A. Webb, Phys. Rev. Lett. 48, 196 (1982).
- [25] R. G. Wheeler, K. K. Choi, A. Goel, R. Wisnieff, and D. E. Prober, Phys. Rev. Lett. 49, 1674 (1982).
- [26] W. J. Skocpol, L. D. Jackel, E. L. Hu, R. E. Howard, and L. A. Fetter, Phys. Rev. Lett. 49, 951 (1982).
- [27] P. M. Petroff, A. C. Gossard, R. A. Logan, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. 41, 635 (1982).
- [28] Das Sarma and W. Y. Lai, Phys. Rev. B **32**, 1401 (1985).
- [29] I. L. Aleiner, D. X. Yue, L. I. Glazman, Phys. Rev. B 51, 13467 (1995).
- [30] В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ 84, 656 (2006).
- [31] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. M. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. 67, 3298 (1991).
- [32] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 66, 2657 (1991).
- [33] G. Eliasson, J. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn, Solid State Commun. 60, 41 (1986).
- [34] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, W. Wegscheider, Phys. Rev. B 72, 161317 (2005).
- [35] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003).
- [36] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).
- [37] P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 121, 176804 (2018).
- [38] M. I. D'yakonov, A. S. Furman, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **92**, 1012-1020 (1987).
- [39] A. O. Govorov and A. V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **95**, 1976-1979 (1989).
- [40] V. I. Fal'ko and D. E Khmel'nitskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **95**, 1988-1992 (1989).
- [41] П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 10, с. 732 – 735 (2014).

- [42] V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 114, 106805 (2015).
- [43] П. А. Гусихин, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физикоматематических наук (2016).
- [44] M. Shayegan et al, *Phys. Stat. Sol.* (b) **243**, No. 14, 3629–3642 (2006).
- [45] V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 93, 041110(R) (2016), Supplementary Material I.
- [46] Ashkinadze B. M. et al. *Phys. Stat. Sol.* **164**, 231 (1997).
- [47] Kukushkin I. V. et al. *Nature* **415**, 409 (2002).
- [48] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **99**, 165304 (2019).
- [49] V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 99, 241406(R) (2019).
- [50] A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, JETP Letters 111(5), 282 (2020).
- [51] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B 102, 165306 (2020).
- [52] V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 100, 205405 (2019).
- [53] V. M. Muravev, I. V. Andreev, N. D. Semenov, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 103, 125308 (2021).
- [54] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Semiconductors 53, 1870 (2019).
- [55] V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 102, 081301(R) (2020).
- [56] P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Appl. Phys. Lett. 76, 745 (2000).
- [57] Gregory R. Aizin and Gregory C. Dyer, Phys. Rev. B 86, 235316 (2012).
- [58] V. M. Muravev, N. D. Semenov, I. V. Andreev, P. A. Gusikhin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. 117, 151103 (2020).
- [59] A. A. Zabolotnykh, to be published.

Приложения



Рис. 21: Зависимость квадрата резонансной частоты релятивистского плазмона от квадрата обратного магнитного поля для указанной длины соединительной цепи. В соответствии с формулой (39) экстраполяция данного графика к бесконечному магнитному полю дает собственную резонансную частоту соединительной цепи.



Рис. 22: (a) Зависимость квадрата резонансной частоты релятивистского плазмона от квадрата магнитного поля (то же, что и рис. 19, но в других осях). (b) Те же зависимости для указанных длин соединительной цепи в более крупном масштабе. Иллюстрация того, что в небольших магнитных полях данные зависимости имеют линейный вид в соответствии с формулой (38).