

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика
(бакалавриат)

Направленность (профиль) подготовки: Фундаментальная и прикладная физика

**ОБНАРУЖЕНИЕ НОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ МОД В
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ С
БЛИЗКИМ ЗАТВОРОМ**

(бакалаврская работа)

Студент:

Зарезин Алексей Михайлович

(подпись студента)

Научный руководитель:

Муравьев Вячеслав Михайлович,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2019

Содержание

Введение	3
1 Литературный обзор	5
1.1 Введение	5
1.2 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах	5
1.3 Магнитоплазменные возбуждения	6
1.4 Двумерные электронные системы с экранированием	9
1.5 Одномерные плазменные возбуждения	11
1.6 Эффекты запаздывания	13
2 Образцы и экспериментальная методика	15
2.1 Образцы	15
2.2 Оптическое детектирование плазменных резонансов	16
2.3 Экспериментальная установка и методика измерений	17
3 Результаты эксперимента	19
3.1 Экспериментальное наблюдение новой плазменной моды	19
3.2 Дисперсионная зависимость	21
3.3 Аномально сильное взаимодействие со светом	22
Список публикаций	26
Выводы	27
Список литературы	28

Введение

Коллективные и одночастичные возбуждения в электронных системах - одна из наиболее интересных и важных тем в физике твердого тела. Особая роль этого раздела заключается в следующем. При изучении твердого тела мы всегда имеем дело с системой многих взаимодействующих частиц. На сегодняшний день отсутствуют подходы для точного решения данной задачи многих тел. 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. Одной из самых плодотворных идей в физике твердого тела является концепция элементарных возбуждений. Оказалось, что сложное и взаимосвязанное движение системы многих частиц в твердых телах можно описать в терминах элементарных возбуждений (квазичастиц), лишь слабо взаимодействующих между собой.

Одним из таких коллективных возбуждений являются волны зарядовой плотности - плазмоны. В свою очередь, изучение плазменных возбуждений в системах пониженной размерности является одной из самых актуальных тем современной физики конденсированного состояния. По сравнению с трехмерным случаем плазмоны в низкоразмерных системах обладают рядом уникальных свойств. К таким свойствам относится, например, бесщелевой закон дисперсии: корневой в 2D случае и линейный с логарифмической коррекцией в 1D случае. Также практически важной является возможность изменения свойств плазменных возбуждений в низкоразмерных системах в широком диапазоне. При этом такие изменения могут быть произведены с помощью изменения концентрации или приложения внешнего магнитного поля. Помимо этого, отдельной областью исследования является взаимодействие плазменных возбуждений с электромагнитным излучением.

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) изучаются на протяжении более чем 50 лет. Впервые их удалось пронаблюдать в ДЭС над поверхностью жидкого гелия и немного позднее в МОП-структурах (металл-оксид-полупроводник) на основе кремния. Затем были исследованы плазмоны в системах различной геометрии, а так же в разных диэлектрических окружениях, в том числе, в системах с металлическим экранированием. Развитие методов молекулярно-лучевой эпитаксии позволило использовать более качественные полупроводниковые структуры для исследования в них плазмонов. Их использование позволило наблюдать плазменные резонансы при значительно более низких частотах. Оптимальными структурами для изучения плазмонов являются полупроводниковые $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ гетероструктуры. В представленной работе проводились исследования ДЭС в гетероструктурах $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.3$).

Несмотря на то, что плазмоны в системах с экранированием были теоретически

и экспериментально исследованы, оказалось, что в ДЭС с близко расположенным металлическим затвором существует плазменная мода, которая не наблюдалась до настоящего времени. Экспериментальному наблюдению данной новой моды, исследованию и обсуждению ее свойств посвящена данная работа.

1 Литературный обзор

1.1 Введение

Плазма - квазинейтральная совокупность положительно и отрицательно заряженных частиц, подвижных относительно друг друга и взаимодействующих по закону Кулона. В такой системе существует характерный радиус взаимодействия, отражающий тот факт, что возникающая неоднородность заряда будет экранироваться зарядами противоположного знака. Важно, чтобы характерное расстояние между заряженными частицами было меньше данного характерного радиуса, называемого длиной экранирования. Тогда будут играть роль коллективные эффекты, в противном же случае все будет определяться парными соударениями. В качестве плазмы может быть рассмотрен в том числе и электронный газ в кристаллической решетке положительных ионов. Отклик такой системы на электромагнитное излучение с длиной волны, большей длины экранирования, представляет собой плазменные возбуждения - коллективные колебания электронов. Для обозначения кванта таких колебаний используется термин «плазмон».

1.2 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

Впервые отклик ДЭС на воздействие периодически меняющегося электрического поля был теоретически исследован в 1967 году в работе Штерна [1]. Общая формула для дисперсии плазменных возбуждений, учитывающая эффекты запаздывания, которые будут рассмотрены далее, имеет следующий вид:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left(\frac{\omega^2}{n_s e^2 / 2m^* \varepsilon \varepsilon_0} \right)^2, \quad (1)$$

где ω и q - частота и волновой вектор плазмона соответственно, ε - диэлектрическая проницаемость среды, n_s - концентрация двумерных электронов, m^* - эффективная масса электрона. Плазменные возбуждения в двумерном случае для больших значений волнового вектора, когда можно пренебречь первым членом в правой части формулы (1), имеют корневой закон дисперсии:

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

Стоит отметить, что ε следует рассматривать как некую эффективную диэлектрическую проницаемость среды, учитывающую особенности конкретного окружения ДЭС.

Корневой закон дисперсии 2D плазмонов (2) отличается от закона дисперсии 3D плазмонов, имеющего щель в спектре и являющегося практически бездисперсионным при малых значениях волнового вектора q .

Экспериментально 2D плазмоны впервые наблюдались в 1976 году [2]. В работе

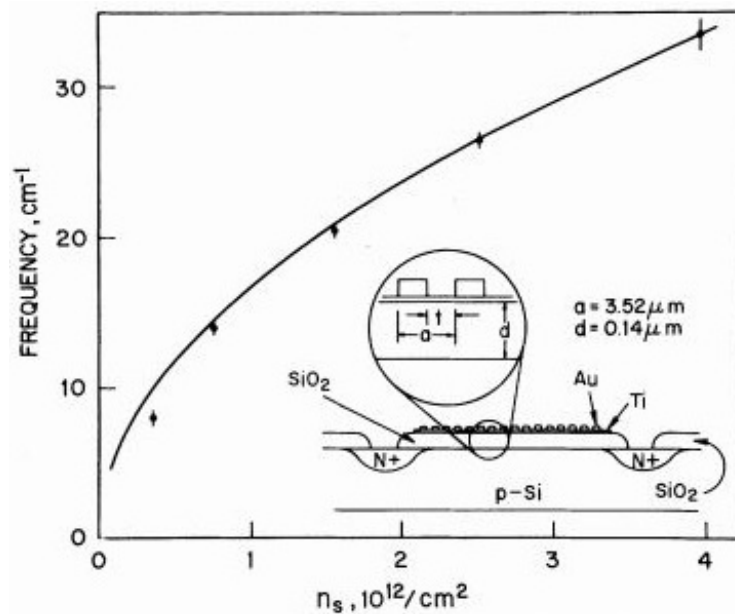


Рис. 1: Зависимость частоты плазменного резонанса от концентрации двумерных электронов в инверсионном слое кремния. Сплошная линия - теоретическая зависимость (2) с учетом эффективной диэлектрической проницаемости окружения ϵ (см. в работе). На вставке - схематический вид МОП-транзистора с нанесенной на оксид кремния металлической решеткой. Из работы [3].

были исследованы дисперсионная зависимость и затухание плазменных колебаний. Экспериментальная установка представляла собой прямоугольную металлическую ячейку с жидким гелием внутри. Над его поверхностью удерживались электроны за счет взаимодействия с изображениями, оставаясь свободными в плоскости, параллельной поверхности гелия. Концентрация электронов изменялась с помощью приложения напряжения к нижней пластине ячейки.

В твердотельной системе двумерные плазменные возбуждения наблюдались впервые в 1977 году [3]. Плазмоны возбуждались в ДЭС в МОП-структуре на основе кремния. На поверхность оксида кремния была нанесена металлическая решётка, период которой определял волновой вектор плазменных колебаний. Схематический вид исследовавшейся структуры и концентрационная зависимость частоты плазменных колебаний показаны на рисунке 1.

1.3 Магнитоплазменные возбуждения

Позднее было исследовано поведение двумерных плазмонов в присутствии перпендикулярного магнитного поля. В 1983 году Аллен изучал поведение плазменных возбуждений в ДЭС в гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As [4]. Структура представляла собой двумерный массив дисков. В работе была экспериментально получена зависимость частоты магнитоплазменных возбуждений от величины перпендикулярного магнитного поля (Рис. 2). Было показано, что в ненулевом поле снимается вырождение и наблюдаются две ветви, демонстрирующие различное поведение. Частота верхней маг-

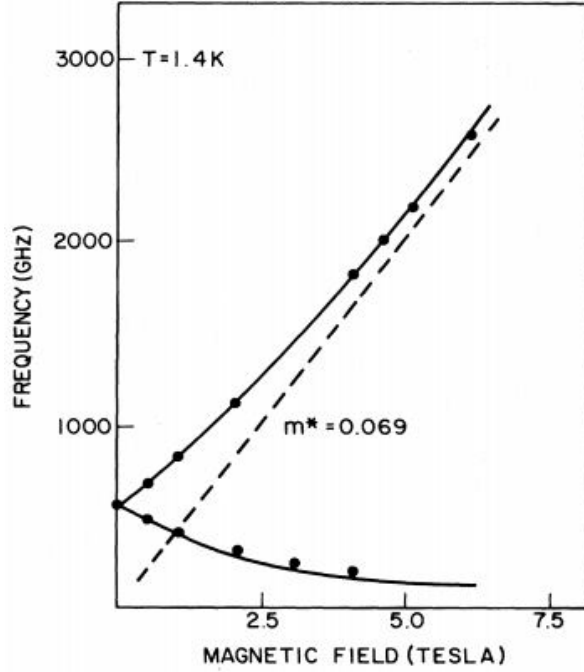


Рис. 2: Зависимость частоты плазменного резонанса от величины перпендикулярного магнитного поля. Сплошные линии - теоретическая зависимость (4). Пунктирная линия соответствует циклотронному резонансу (3). Из работы [4].

нилоплазменной ветви увеличивается с увеличением магнитного поля, асимптотически приближаясь к частоте циклотронного резонанса:

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad (3)$$

где B - величина перпендикулярно направленного магнитного поля, m^* - эффективная масса электрона (в действительности, в знаменателе стоит циклотронная масса, однако, в случае изотропной эффективной массы, эти величины совпадают). В то время, как нижняя магнетоплазменная мода демонстрирует отрицательную магнетодисперсию, при больших полях имеющую зависимость $\omega_- \sim 1/B$. Также в работе [4] представлена теоретическая формула, описывающая магнетодисперсию нижней и верхней ветвей (сплошные линии на рисунке 2):

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (4)$$

где ω_p - частота плазменных колебаний в нулевом магнитном поле, описываемая формулой (2). Стоит отметить, что в случае бесконечной плоскости двумерных электронов правило гибридизации выглядит следующим образом:

$$\omega^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2. \quad (5)$$

Далее, в 1985 году вышли работы, посвященные исследованию магнетоплазмон в ДЭС над поверхностью жидкого гелия в металлической ячейке прямоугольной

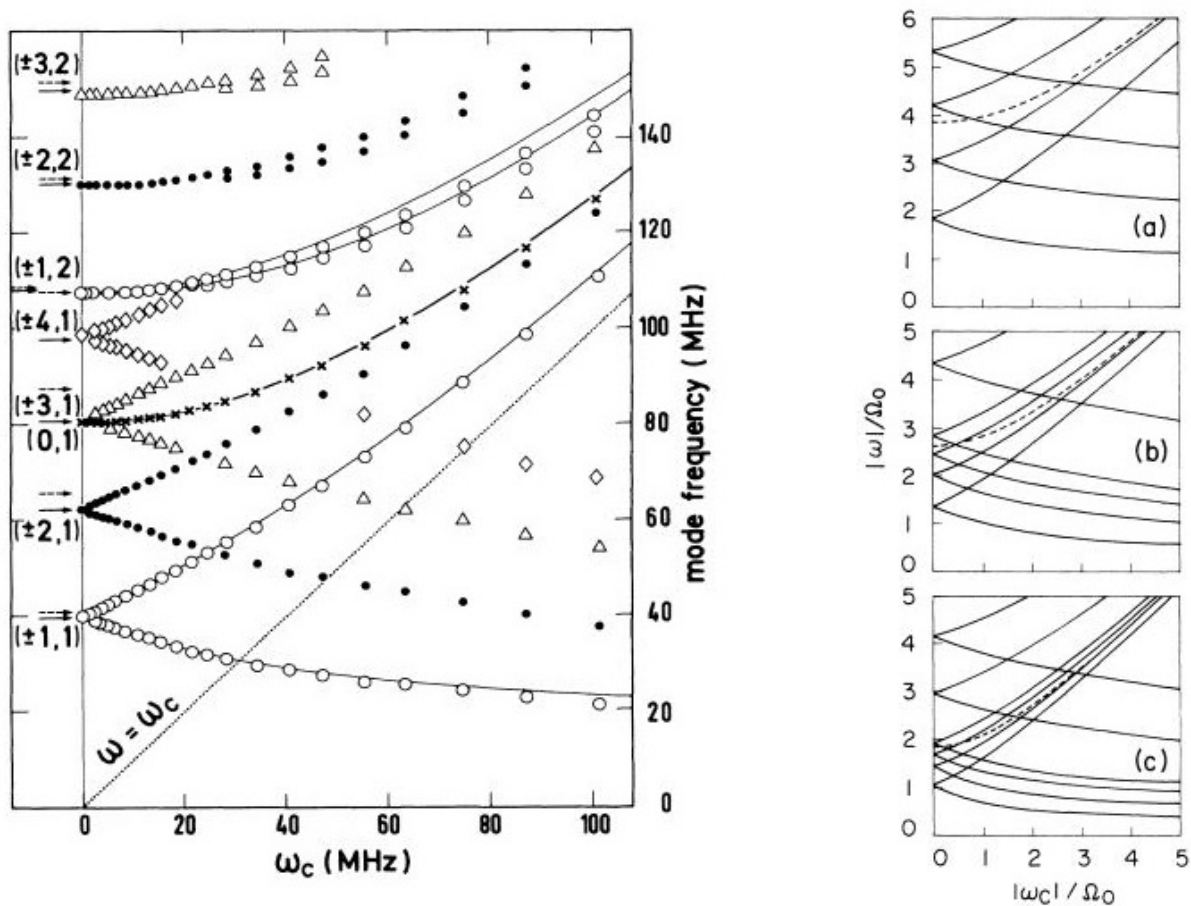


Рис. 3: Магнетодисперсионная зависимость плазмонов в ДЭС в форме диска. Слева: экспериментальные данные, полученные в работе [6] для ДЭС над поверхностью жидкого гелия. Сплошные линии - результаты приведенного в работе теоретического расчета. Моды отмечены азимутальным и радиальным числами. Справа: теоретические зависимости из работы Феттера [7]. Сплошные линии - моды с ненулевыми азимутальными числами $m \neq 0$, пунктирные линии - осесимметричные моды с $m = 0$. Теоретические зависимости приведены для случаев полного экранирования, частичного экранирования и неэкранированной системы - вставки (a), (b), (c) соответственно.

формы [5] и в ячейке цилиндрической формы [6], рисунок 3, слева. Авторы работ идентифицировали моды, обладающие отрицательной магнетодисперсией, как "краевые" магнитоплазмоны (КМП), впервые введя в обиход такое название. Моды, асимптотически стремящиеся к циклотронному резонансу, были названы "объемными". Краевые моды представляют собой плазменные возбуждения, локализованные у края ДЭС и распространяющиеся вдоль этого края, являясь аналогом поверхностных магнитоплазмонов в трехмерном случае. Длина локализации этих мод уменьшается с увеличением магнитного поля.

Помимо теоретических выкладок, приведенных в работе [6], детальное теоретическое рассмотрение плазменных возбуждений в экранированных двумерных электронных дисках при наличии перпендикулярного магнитного поля было проведено в 1986 году в работе Феттера [7]. Магнитоплазменные возбуждения в геометрии диска классифицируются следующим образом. Моды описываются при помощи радиального n и

азимутального m индексов ($n = 1, 2, \dots; m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), описывающих число узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны вдоль радиуса и периметра диска соответственно. Фундаментальной плазменной модой считается плазмон с $n = 1$ и $m = 1$. Стоит отметить, что моды с $m = 0$ имеют отличные от других мод свойства. Такие возбуждения не имеют краевой моды (Рис. 3), их магнетодисперсия описывается формулой (5). Кроме того, в отличие от мод с $m \neq 0$, осесимметричные моды обладают нулевым дипольным моментом, из-за чего невозможно их возбуждение падающей плоской волной, что сильно затрудняет их наблюдение и исследование. Также, в силу вышепредставленного факта такие возбуждения не подвержены радиационному затуханию, обладая поэтому гораздо большей добротностью [8, 9].

1.4 Двумерные электронные системы с экранированием

Как уже упоминалось выше, в формуле (2) в знаменателе стоит эффективная диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(q)$, учитывающую особенности конкретного окружения ДЭС и в общем случае зависящая от волнового вектора q . Таким образом, дисперсионная зависимость двумерных плазмонов (2) может отличаться от корневой.

В частности, если система граничит с одной стороны с диэлектриком (диэлектрическая проницаемость ε), на который напылен металлический затвор, то эффективная диэлектрическая проницаемость среды будет иметь следующий вид [10]:

$$\varepsilon(q) = \frac{1 + \varepsilon \coth(qh)}{2}, \quad (6)$$

где h - расстояние от ДЭС до затвора. Соответственно, выражение для дисперсии двумерных плазменных колебаний (2) будет иметь следующий вид:

$$\omega_{\text{pl}}^2(q) = \frac{n_s e^2}{m^* \varepsilon_0} \frac{q}{1 + \varepsilon \coth(qh)}. \quad (7)$$

Данное дисперсионное выражение может претерпевать значительные изменения в зависимости от значения параметра qh . При $qh \gg 1$, когда экранирование незначительно или совсем отсутствует, дисперсия имеет обычный корневой вид (2) с эффективной диэлектрической проницаемостью среды $(1 + \varepsilon)/2$. В случае же сильного экранирования (при условии $qh \ll 1$) спектр двумерных плазмонов становится линейным [10, 11, 12]:

$$\omega_g = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon}} q. \quad (8)$$

Боковое (латеральное) экранирование оказывает далеко не столь значительное влияние. Закон дисперсии остается корневым и наблюдается лишь небольшое уменьшение частоты двумерного плазмона [13].

Режим сильного экранирования был экспериментально исследован в работе Муравьева [11]. Параметр qh достигал значения 0.02. На рисунке 4, слева показана магнето-

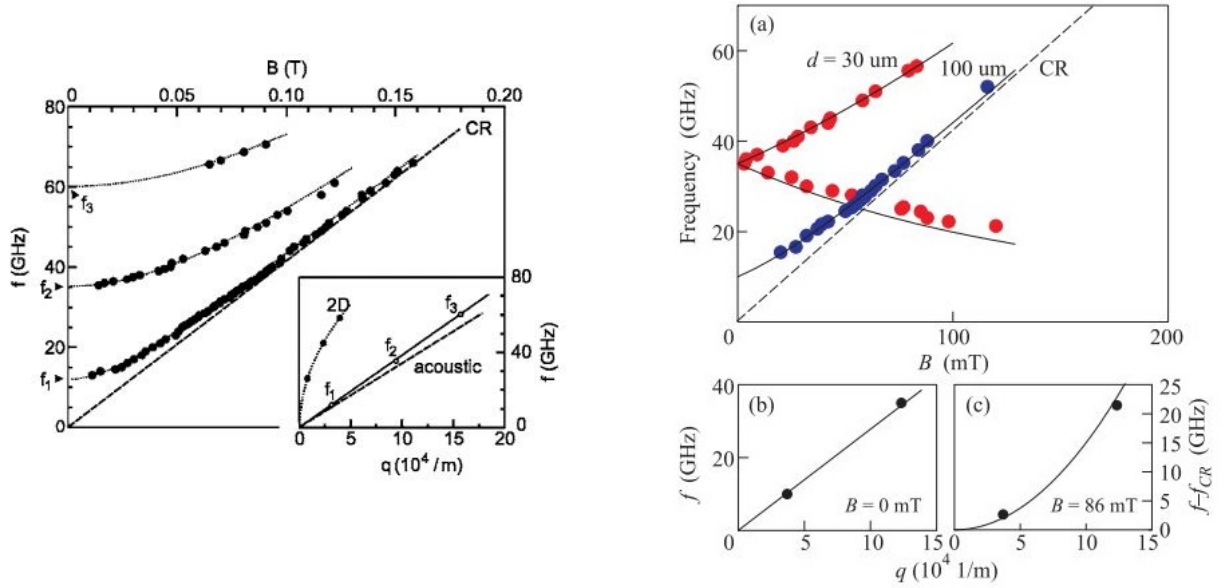


Рис. 4: Слева: Магнетодисперсия поперечных мод в системе с ДЭС в форме холловского мостика с экранированием. Показаны первые три моды. Построенные линии соответствуют теоретической зависимости (5) с учетом частоты экранированного плазмона (8). На вставке показана дисперсионная зависимость экранированного плазмона, также для сравнения приведены данные для аналогичной системы без экранирования. Из работы [11]. Справа: (a) - Магнетодисперсия экранированных плазменных мод в ДЭС в форме диска. (b) - Дисперсия экранированного плазмона (нулевое магнитное поле). (c) - Зависимость разности плазменной и циклотронной частот от волнового вектора q в магнитном поле $B = 86$ мТл. Из работы [12].

дисперсия поперечных плазменных мод в системе с ДЭС в форме холловского мостика с экранированием. В работе было проведено наблюдение линейного закона дисперсии экранированного плазмона. В работе Губарева [12] также было проведено исследование экранированных магнитоплазмонов в ДЭС в форме диска. Любопытным и весьма интригующим является поведение объемной магнитоплазменной моды в пределе больших магнитных полей (Рис. 4, справа). При условии $\omega_c \gg \omega_p$ можно разложить выражение под корнем в формуле (4) для верхней магнитоплазменной ветви:

$$\omega_+ \approx \omega_c + \frac{\omega_c^2}{\omega_p} . \quad (9)$$

С учетом дисперсионной зависимости экранированного плазмона (8) можно написать вышепредставленную формулу в следующем виде [12]:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_+ &= \hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_p} , \\ m_p &= \frac{\hbar\varepsilon_0\varepsilon}{2n_s e\hbar} B . \end{aligned} \quad (10)$$

То есть данная зависимость имеет щель в спектре и носит квадратичный характер, а значит, данному магнитоплазменному возбуждению можно поставить в соответствие

некую квазичастицу (Рис. 4, справа (с)) с эффективной массой m_p , которая может перестраиваться в широких пределах путем изменения магнитного поля [12].

1.5 Одномерные плазменные возбуждения

Рассматривая системы пониженной размерности, помимо двумерных систем в геометрии диска, прямоугольника или холловского мостика, также можно исследовать квантовые проволоки или узкие полоски. В таких системах возникает новый тип коллективных возбуждений - одномерный плазмон. Рассмотрение одномерных плазменных возбуждений было проведено в 1985 году [14]. Дас Сарма и Лаи провели расчеты для системы, приближенной к реальным экспериментальным установкам, в отличие от многих предыдущих работ, рассматривающих чисто одномерные электроны. В длинноволновом пределе была получена следующая формула для дисперсии одномерного плазмона:

$$\omega_{1D}^2 = \frac{2n_s e^2}{\varepsilon m^* W} (qW)^2 \ln\left(\frac{1}{qW}\right) + O(q^2) \quad , \quad (11)$$

где W - ширина квазиодномерного канала, остальные величины аналогичны введенным ранее.

Позднее закон дисперсии в длинноволновом пределе был уточнен для полосок двумерных электронов с полуэллиптическим распределением электронной плотности в поперечном направлении [15]:

$$\omega_{1D}^2 = \frac{2n_s e^2 W}{\varepsilon m^*} \left(\ln\left(\frac{1}{qW}\right) - \gamma \right) q^2 \quad , \quad (12)$$

где $\gamma \approx 0.577$ - постоянная Эйлера. Также в работе была получена магнитодисперсионная зависимость одномерного плазмона в длинноволновом пределе:

$$\omega_{1D}^2 = \frac{\Omega_0^2 q^2 W^2}{2} \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2} \ln\left(\frac{4}{qW e^\gamma}\right) \quad , \quad (13)$$

где $\Omega_0^2 = 2\pi N e^2 / \varepsilon m^* W$, N - локальная концентрация в центре полоски, ω_c - частота циклотронного резонанса (3).

Стоит отметить, 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 [16].

В первых экспериментальных работах по изучению одномерных плазменных возбуждений были использованы методы неупругого рассеяния света [17] и инфракрасной спектроскопии [18]. С целью усиления сигнала в этих работах использовались не одиночные полоски, а сверхрешетки. Из-за этого происходило подавление эффектов, связанных с одномерными плазмонами. Плазменные возбуждения в сверхрешетках также были рассмотрены теоретически в работах [14, 15, 19].

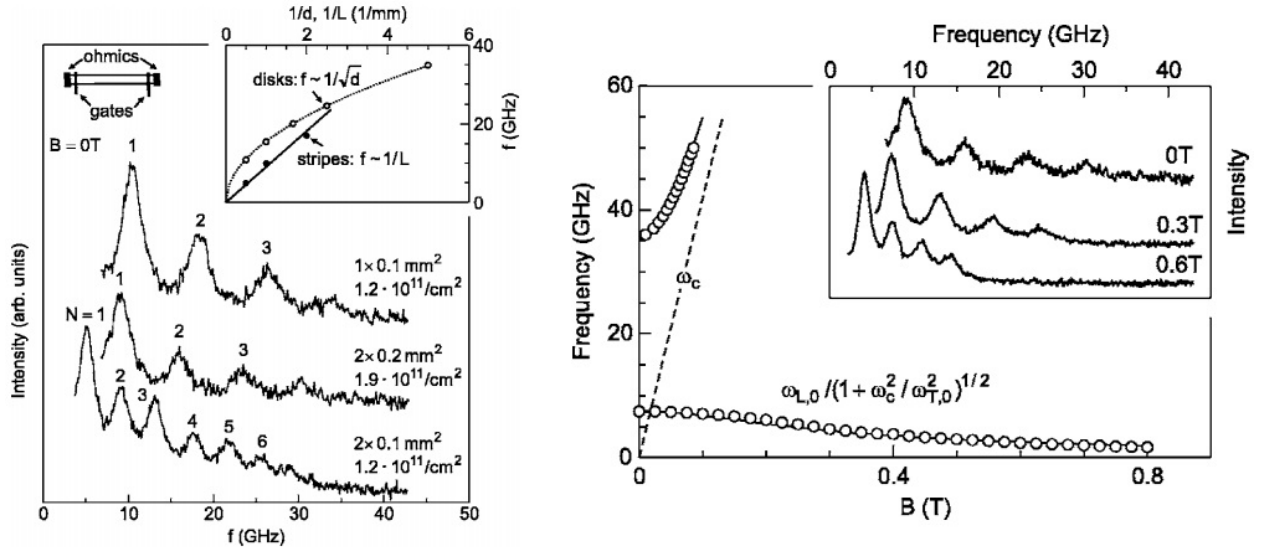


Рис. 5: Слева: Спектры магнетоабсорбции, измеренные в нулевом магнитном поле, в двумерных полосках (геометрические параметры и концентрации указаны на рисунке). На вставке сверху слева показан схематический вид образца. Плазменные колебания возбуждаются посредством пальчиковых затворов. На вставке сверху справа - дисперсия плазмонов в полосках разной длины, а также, приведенная для сравнения, дисперсия плазмонов в дисках разного диаметра. Справа: Магнетодисперсионная зависимость плазменных колебаний в полоске. Построены теоретические зависимости (14) и (15) для продольного и поперечного плазмонов соответственно. На вставке - спектры магнетоабсорбции для указанных значений магнитного поля. Из работы [20].

Одномерные плазменные колебания в одиночной полоске двумерных электронов с большим отношением длины к ширине удалось исследовать методами оптического детектирования микроволнового поглощения в работе Кукушкина [20]. Детали эксперимента указаны в подписи к рисунку 5. В работе была экспериментально получена линейная дисперсионная зависимость для плазмонов в полоске. Также исследовалось поведение плазменных возбуждений в присутствии магнитного поля. Наблюдались две магнитоплазменные ветви (а также их гармоники) - поперечная, соответствующая двумерному плазмону, и продольная, соответствующая одномерному плазмону. Если быть точными, соответствующие названия перестают быть верными в случае ненулевого магнитного поля, "перемешивающего" движение вдоль и поперек полоски. Магнетодисперсионная зависимость (13) с учетом различных коррекций, связанных, например, с отличием реального профиля электронной плотности от полуэллиптического, может быть записана следующим образом [20]:

$$\omega_L^2 = \frac{\omega_{L,0}^2}{1 + \omega_c^2/\omega_{T,0}^2} . \quad (14)$$

При этом соответствующая зависимость для поперечного плазмона имеет обычный вид

гибридизации циклотронного и плазменного колебаний [15, 20]:

$$\omega_T^2 = \omega_{T,0}^2 + \omega_c^2, \quad (15)$$

где ω_L и ω_T соответственно частоты продольной и поперечной мод, а $\omega_{L,0}$ и $\omega_{T,0}$ - подгоночные параметры, соответствующие частотам колебаний в нулевом магнитном поле (причем значения параметра $\omega_{T,0}$ получились разными для формул (14) и (15)).

1.6 Эффекты запаздывания

Следующим интересным вопросом, связанным с плазменными возбуждениями, является возможность их гибридизации со светом. Образующаяся в результате квази-частица называется плазмонным поляритоном, сочетая в себе свойства и плазменных возбуждений, и электромагнитных волн, чем и обуславливается повышенный интерес к ней. Для случая плазмонов в ДЭС, как уже упоминалось выше, эффекты, связанные с взаимодействием со светом, или же эффекты запаздывания, проявляются при малых значениях волнового вектора согласно формуле (1), полученной Штерном [1].

Пояснить этот эффект можно следующим образом, стартуя с рассмотрения дисперсионного закона двумерного плазмона в квазистатическом случае (2). При стремлении волнового вектора к нулю, законы дисперсии (2) и света неизбежно пересекутся (пояснение на рисунке 6 справа). Таким образом, начиная с масштабов волнового вектора, соответствующего пересечению квазистатического закона дисперсии 2D плазмона и закона дисперсии света, эффекты запаздывания начинают играть заметную роль. Принимая во внимание тот факт, что волновой вектор двумерного плазмона задается размером ДЭС, можно переформулировать вышеприведенное условие. Электродинамические эффекты становятся важными, когда длина электромагнитной волны становится сопоставимой с размерами структуры.

Впервые эффекты гибридизации плазмонов в ДЭС со светом были экспериментально исследованы в работе Кукушкина [21]. Исследуемые структуры имели форму дисков. На рисунке 6 слева показаны магнетодисперсионные зависимости плазменных мод для разных параметров дисков. Количественно степень гибридизации плазмона с электромагнитной волной определяется безразмерным параметром запаздывания, определяемым как отношение частоты плазмона ω_{pl} к частоте света ω_{light} при одном и том же волновом векторе q :

$$A = \frac{\omega_{pl}(q)}{\omega_{light}(q)}. \quad (16)$$

Для дисков соответствующая зависимость имеет вид $A \sim \sqrt{n_s R}$, где R - радиус диска, n_s - двумерная электронная концентрация. Таким образом, в работе [21] степень гибридизации менялась варьированием двух данных параметров. На рисунке 6 слева показаны магнетодисперсионные зависимости для четырех различных значений параметра запаздывания A . Видно, что при его увеличении наблюдаются значительные

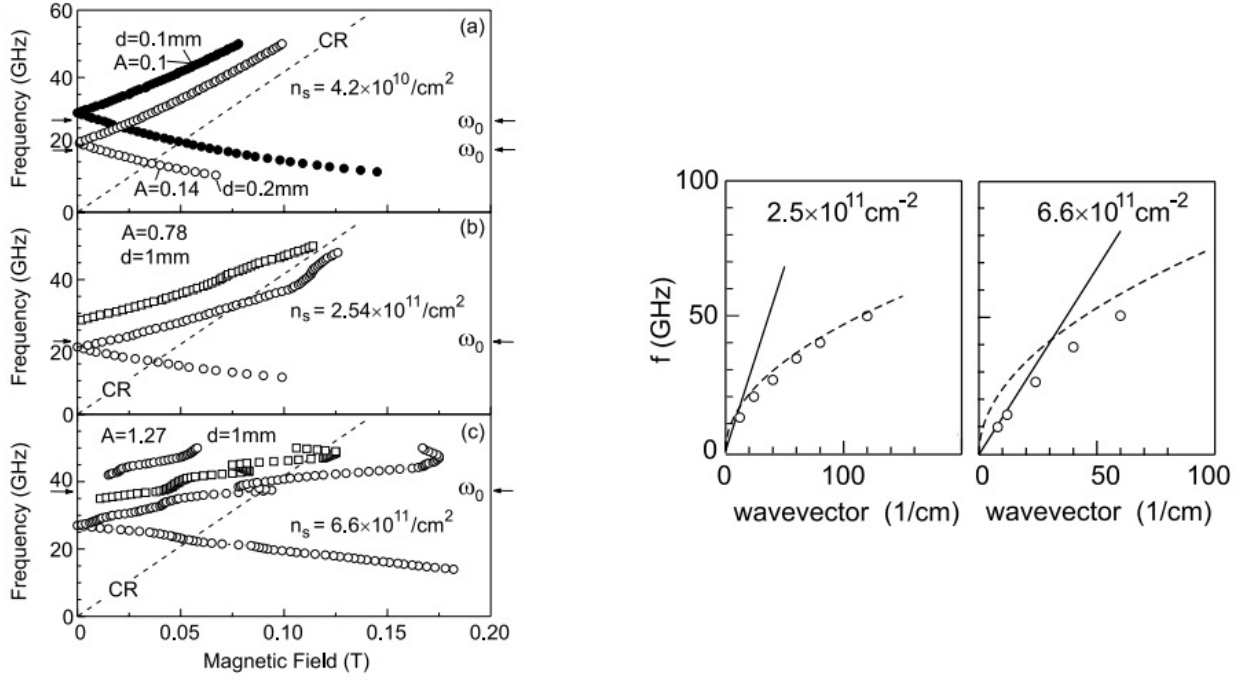


Рис. 6: Слева: Магнетодисперсионные зависимости для плазмонов в диске. Показанные зависимости соответствуют четырем разным значениям параметра запаздывания (16). Справа: Дисперсионные зависимости (пустые точки). Пунктирная линия - теоретическая зависимость для квазистатического случая (2), прямая линия - дисперсия света. Из работы [21].

изменения магнетодисперсии. Наряду с заметным уменьшением плазменной частоты и наклона кривых в нулевом магнитном поле по сравнению с теорией (2), наблюдалось также необычное зигзагообразное поведение верхней моды.

Дисперсионная зависимость, иллюстрирующая проявление эффектов электродинамики, показана на рисунке 6 справа. Видно, что закон дисперсии отклоняется от квазистатического (2) в области пересечения дисперсионных зависимостей света и 2D плазмона.

2 Образцы и экспериментальная методика

2.1 Образцы

В работе проводились измерения на гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$), выращенных на нелегированной GaAs подложке методами молекулярно-лучевой эпитаксии. Глубина залегания квантовой ямы шириной 30 нм составляла 4400 Å для всех образцов. Концентрации двумерных электронов менялись в диапазоне от 0.6 до $2.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность двумерных электронов составляла $\mu = 5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при температурах жидкого гелия под откачкой 1.5 К.

Приведем некоторые параметры исследуемых ДЭС. Гетероструктура сделана таким образом, что квантовая яма находится в GaAs. Арсенид галлия - прямозонный полупроводник, минимум энергии зоны проводимости находится в центре зоны Бриллюэна. Поверхность Ферми представляет собой сферу. Эффективная масса электрона в GaAs изотропна и составляет $m^* = 0.067 \cdot m_0$, где $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ - масса свободного электрона.

Исследуемая структура имеет следующий вид (Рис. 7). Литографическими методами формируется меза в форме прямоугольника. В центре наносится металлический затвор шириной W . Структура имеет длину L . По бокам ДЭС соединяется с заземленными контактами (на расстоянии 0.2 мм от центрального затвора). Для образцов, исследуемых в данной работе, параметры принимали следующие значения: $W = 10, 20, 50 \text{ мкм}$, $L = 0.5, 1.0, 1.7 \text{ мм}$.

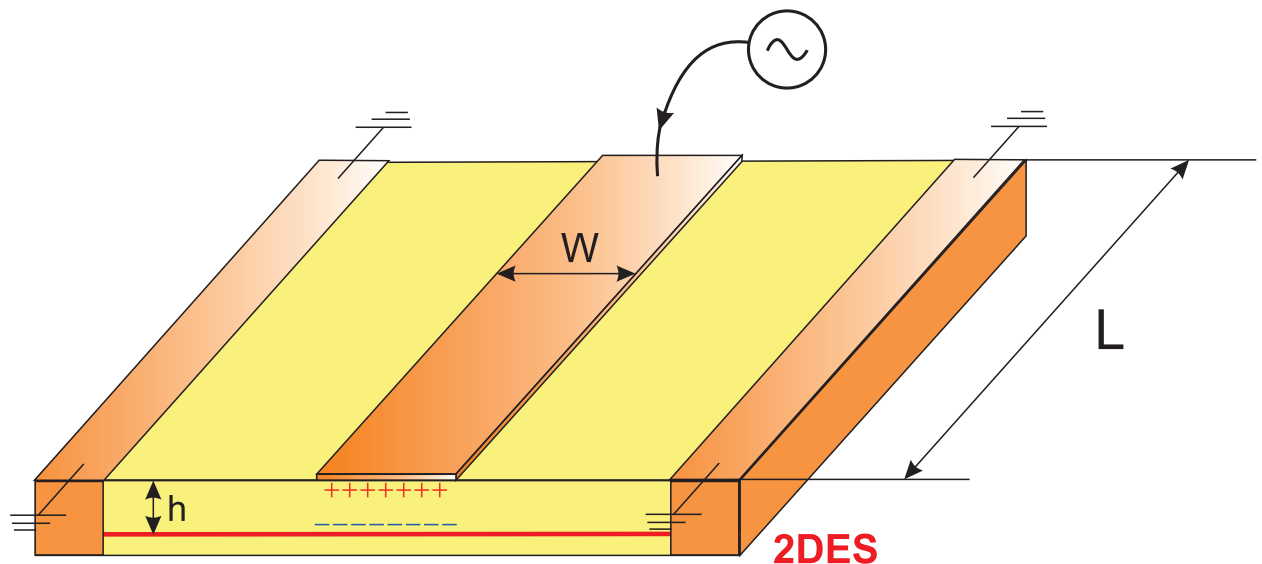


Рис. 7: Схематический вид образца. L и W - длина и ширина центрального металлического затвора соответственно. h - расстояние от поверхности гетероструктуры до квантовой ямы. По бокам - заземленные контакты.

2.2 Оптическое детектирование плазменных резонансов

Детектирование плазменных резонансов представляет собой особую задачу. Для этой цели могут быть использованы различные методы. В частности, можно измерять нагрев системы при резонансном поглощении СВЧ излучения. Оптическая методика детектирования, используемая в данной работе (подробно описанная в разделе Supplementary Material I в статье [22]), основана на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву ДЭС [23, 24].

Преимущество данной оптической методики заключается в том, что она является неинвазивной, то есть не требуется никаких дополнительных металлических контактов или затворов вблизи ДЭС, которые могли бы повлиять на свойства исследуемых плазменных колебаний. Этот факт делает настоящую оптическую методику одним из наиболее точных методов детектирования плазменных возбуждений.

Образец освещается лазером с длиной волны, подобранной таким образом, что $E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} > hc/\lambda > E_g^{\text{GaAs}}$, где $E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}$ и E_g^{GaAs} - ширина запрещенной зоны в соответствующих полупроводниках. В данной работе использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda = 780$ нм. При освещении гетероструктуры лазером, в квантовой яме происходит образование электрон-дырочных пар (Рис. 8 б). Стоит отметить, что количество образовавшихся таким образом в валентной зоне дырок

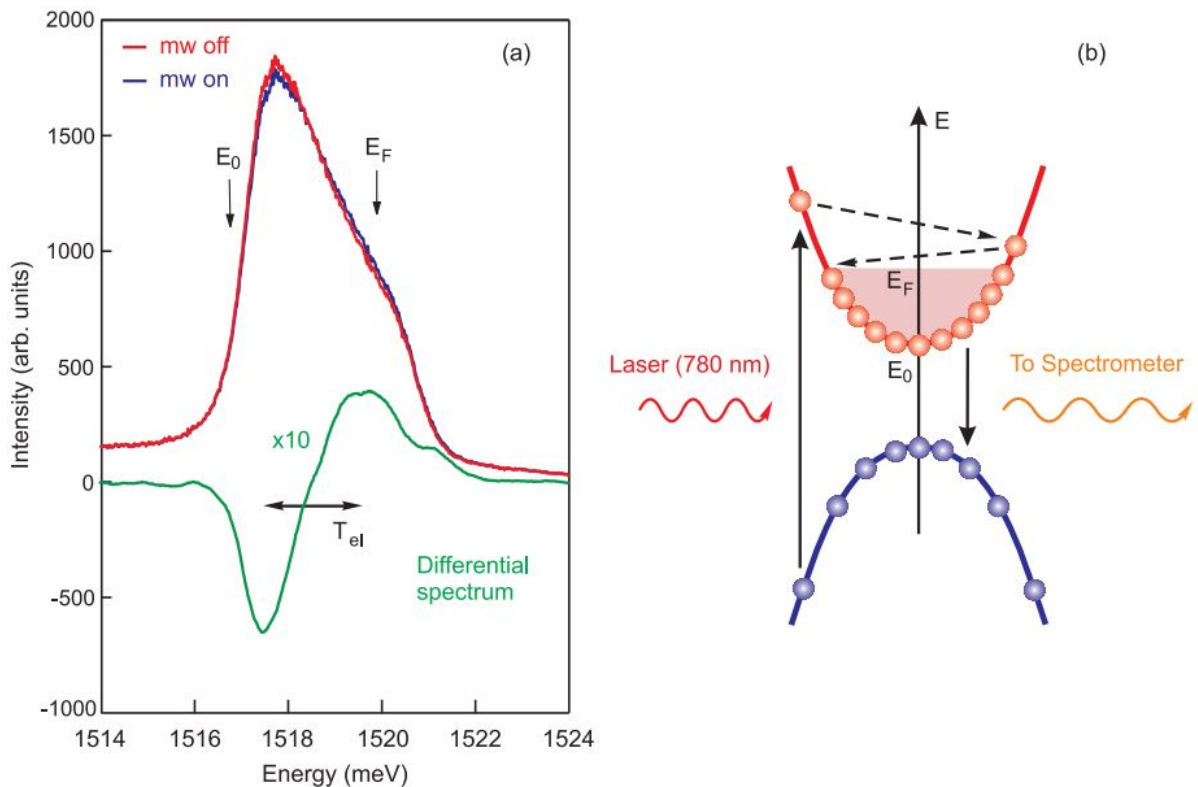


Рис. 8: (а) Типичный вид спектра люминесценции ДЭС с подведенным СВЧ сигналом (синяя линия) и без него (красная линия). Зеленая линия - дифференциальный спектр. (б) Схематическая энергетическая диаграмма, поясняющая возникновение рекомбинационной люминесценции. Из работы [22].

составляет примерно $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$ при используемых мощностях лазера, в то время, как типичная концентрация электронов в зоне проводимости - 10^{11} см^{-2} . То есть неравновесные носители, появившиеся за счет освещения лазером, не оказывают значительного влияния на плазменные колебания. Образовавшиеся дырки и электроны рекомбинируют, высвечивая при этом фотоны. Форма спектра рекомбинационной люминесценции определяется следующим выражением:

$$I(\omega) = \int_0^\infty W_{cv}(E, \hbar\omega - E) D_c(E) D_v(\hbar\omega - E) f_e(E) f_h(\hbar\omega - E) dE \quad , \quad (17)$$

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. Так как f_e подчиняется функции распределения Ферми-Дирака, и матричный элемент можно считать постоянным, то вид спектра (17) определяется функцией распределения дырок. В свою очередь, f_h подчиняется бoльцмановской статистике и, поэтому, обладает высокой чувствительностью даже к небольшим изменениям температуры ДЭС. Резюмируя вышеизложенное, можно сказать, что форма спектра люминесценции чувствительна к температуре дырочной подсистемы, что и используется для детектирования резонансного нагрева ДЭС.

Таким образом, методика заключается в том, что спектры люминесценции ДЭС записываются при подведенном СВЧ сигнале и без него. Затем эти спектры вычитаются друг из друга и полученный таким образом дифференциальный спектр интегрируется по модулю. Полученный интеграл рассматривается как мера разогрева ДЭС (Рис. 8 а), то есть, как мера интенсивности поглощения СВЧ сигнала.

2.3 Экспериментальная установка и методика измерений

Исследуемый образец погружался в криостат со сверхпроводящим магнитом. Измерения проводились при температуре $T = 4.2 \text{ К}$. Микроволновое излучение в диапазоне частот $F = 0.1 - 30 \text{ ГГц}$ подводился к образцу по коаксиальному кабелю. При подключении непосредственно к образцу использовались методы ультразвуковой микросварки для подведения сигнала к центральному затвору (Рис. 7). Схема используемой установки показана на рисунке 9. Для реализации оптического метода детектирования излучение от стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 780 \text{ нм}$ подводилось с помощью кварцевого оптоволоконного световода. В оптической схеме использовался разделитель светового пучка, благодаря чему рекомбинационное излучение от образца по тому же самому оптоволоконному световоду поступало на вход монохроматора и записывалось с помощью охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы. Дальнейшая обработка спектров люминесценции соответствует вышеприведенной оптической методике.

В работе снимались спектры магнетоабсорбции при постоянной частоте и развертке магнитного поля в диапазоне $B = 0 - 0.4 \text{ Т}$, и наоборот, спектры при постоянном

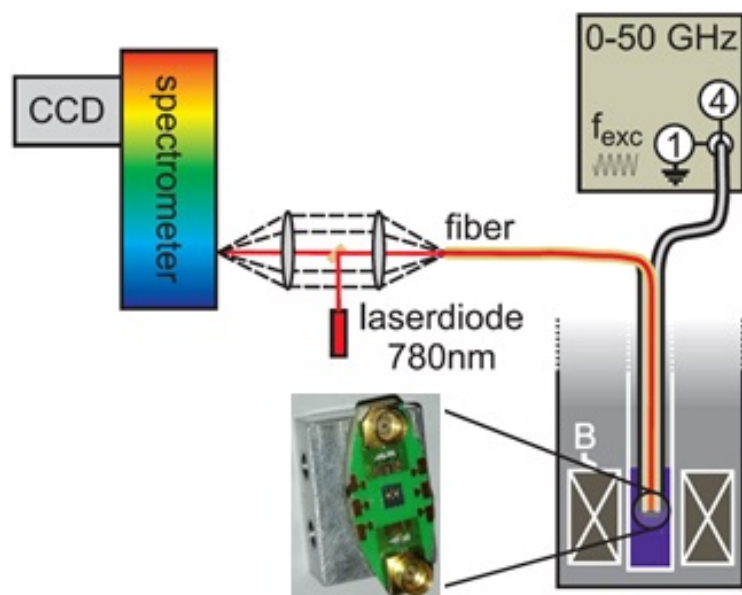


Рис. 9: Схема экспериментальной установке. На вставке - фотография чипа, на котором находится образец.

магнитном поле и развертке частоты (второй способ был менее предпочтителен из-за изменения мощности микроволнового излучения от генератора с изменением частоты).

3 Результаты эксперимента

3.1 Экспериментальное наблюдение новой плазменной моды

Плазмоны в ДЭС были теоретически рассмотрены и экспериментально обнаружены более 40 лет назад. Также позднее были активно исследованы плазменные возбуждения в системах с сильной металлической экранировкой. Однако, оказалось, что в системах с близким металлическим затвором существует новая плазменная мода, которая ранее не наблюдалась. Настоящий раздел посвящен экспериментальному исследованию данной моды.

На рисунке 10 (а) показаны зависимости поглощения микроволнового излучения в зависимости от магнитного поля для частот 6.7, 7.7 и 11 ГГц. Измерения проводились на образце с размерами $L = 0.5$ мм и $W = 100$ мкм, концентрация двумерных носителей $n_s = 2.85 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. На кривых отчетливо виден резонанс, смещающийся в область больших магнитных полей при увеличении частоты. Наблюдаемый резонанс появляется на достаточно низкой частоте около 5 ГГц. Для сравнения приведем частоту экранированного плазмона (его наименьшей моды). Так как электрическое поле плазменной волны в этом случае локализовано в основном под затвором, то нужно подставить в формулу для плазменной частоты ϵ_{GaAs} (как и следует из формулы (6)). Из формулы (8) для волнового вектора $q = \pi N/W$ ($N = 1$) получаем 10.8 ГГц. Это значит, данная плазменная мода (Рис. 10 (а)) появляется значительно ниже любой из ожидаемых в такой геометрии мод. То есть, полученные экспериментальные данные дают основание полагать, что бы-

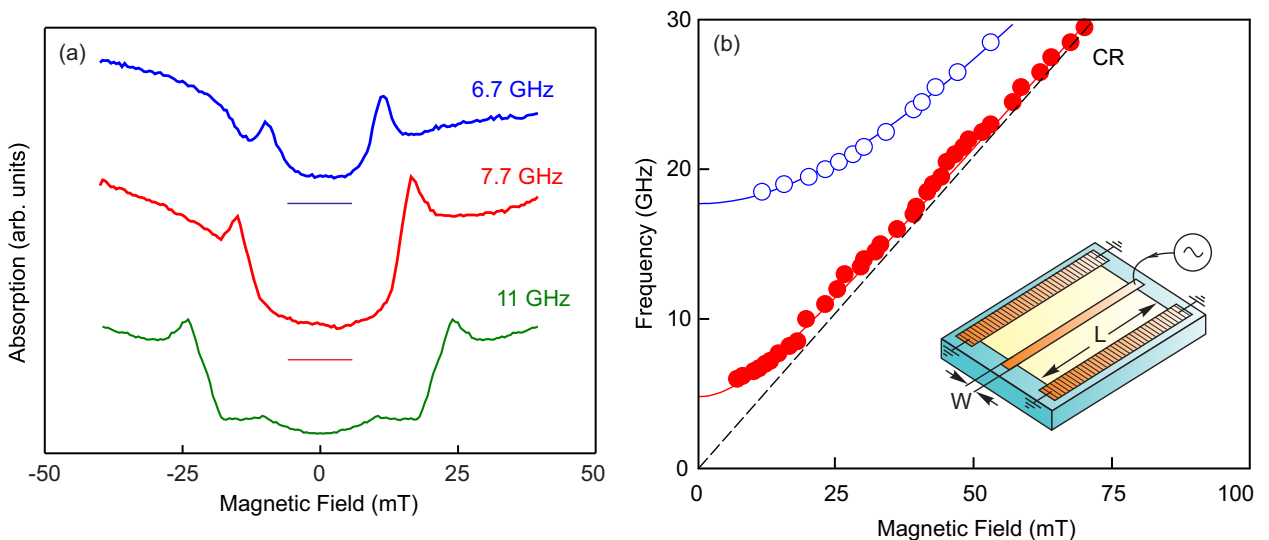


Рис. 10: (а) Спектры магнетоабсорбции для трех различных частот. Приведенные зависимости измерены на образце с размерами $L = 0.5$ мм и $W = 100$ мкм, концентрация двумерных носителей $n_s = 2.85 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Нулевые уровни отмечены горизонтальными линиями. Наблюдаемые резонансы соответствуют новой плазменной моде. (б) Магнетодисперсионные зависимости для новой моды (красные точки) и экранированного плазмона (пустые синие точки). Пунктирная линия соответствует циклотронному резонансу (3). Сплошные линии - теоретическая зависимость (5). На вставке показан схематический вид образца (более детально - рисунок 7).

ло проведено наблюдение новой плазменной моды, возбуждающейся в ДЭС с близким металлическим затвором. В соответствии с этим мода получила название "proximity plasmon".

Магнетодисперсионная зависимость данной моды показана на рисунке 10 (b) (красные точки). Экспериментальные значения находятся в хорошем согласии с обычным правилом гибридизации плазмонного и циклотронного колебаний (5) (красная сплошная линия). Полученное таким образом значение плазменной частоты новой моды в нулевом магнитном поле составляет 4.8 ГГц.

Недавно, в теоретической работе [25] было проведено рассмотрение плазменных колебаний в ДЭС с близкорасположенным металлическим затвором. Оказалось, что в такой гибридной системе существует новый плазмон, отличающийся по свойствам от хорошо изученных экранированных и неэкранированных плазменных возбуждений. Его дисперсия описывается следующим выражением [25]:

$$\omega_{\text{pr}}(q) = \sqrt{\frac{2n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \frac{q}{W}} \quad (qW \ll 1) , \quad (18)$$

где n_s - концентрация двумерных электронов, m^* - эффективная электронная масса, h - расстояние от ДЭС до металлического затвора, W - его ширина, q - волновой вектор плазмона, направленный вдоль затвора, ε - эффективная диэлектрическая проницаемость среды. При подстановке параметров системы в выражение для частоты новой плазменной моды (18), получается отличное согласие с теорией для $\varepsilon = 8.2$, что немного отличается от среднего значения диэлектрической проницаемости арсенида галлия $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$ и вакуума $\varepsilon_{\text{vacuum}} = 1$, предсказываемого теорией для случая, когда ДЭС с обеих сторон окружена полубесконечными диэлектриками и равной $\varepsilon_{\text{average}} = (1 + \varepsilon_{\text{GaAs}})/2 = 6.9$.

Следует отметить, что данная мода представляет собой колебания зарядовой плотности, распространяющиеся вдоль металлического затвора и не имеющие узлов в перпендикулярном затвору направлении. То есть у такой моды волновой вектор q направлен вдоль затвора, а $q_{\text{tr}} = \pi N_{\text{tr}}/W = 0$, так как $N_{\text{tr}} = 0$. На рисунке приведено схематическое распределение зарядов и потенциал плазменной волны для нового плазмона и для экранированного плазмона (Рис. 11 (a) и (b) соответственно).

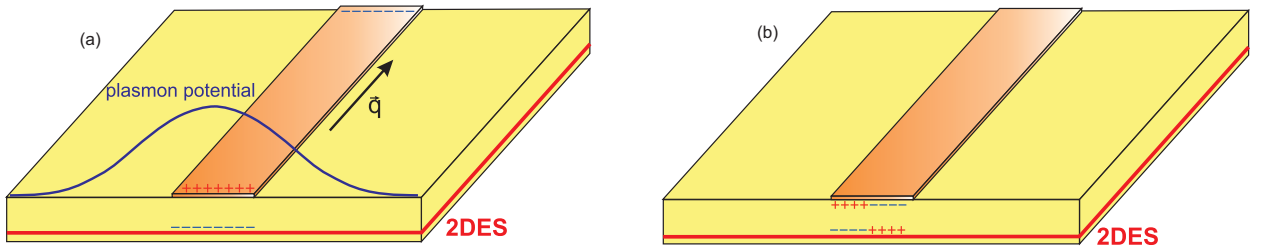


Рис. 11: Схематическое распределение зарядов плазменной волны. (a) Новое плазменное возбуждение. Синяя кривая - качественный вид потенциала плазменной волны. (b) Экранированный плазмон.

Помимо моды с $N_{\text{tr}} = 0$, в исследуемой системе существуют также поперечные моды с $N_{\text{tr}} \geq 1$, которые, в свою очередь, имеют узлы потенциала плазменной волны в поперечном направлении. Дисперсия этих мод описывается следующим выражением [25]:

$$\omega^2 = \omega_g(q_{\text{tr}})^2 + \omega_{\text{pr}}(q)^2 = \frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \left(q_{\text{tr}}^2 + \frac{4}{W} q \right), \quad (19)$$

где $q_{\text{tr}} = \pi N_{\text{tr}}/W$, а q направлен вдоль затвора. В силу конечной длины системы $q = \pi N/L$ ($N = 1, 2, \dots$). Анализируя данную зависимость, можно заметить, что в пределе $qW \ll 1$ формула (19) переходит в обычное выражение (8) для дисперсии экранированного плазмона. Таким образом, новая плазменная мода (18) является фундаментальной модой по отношению к экранированным плазмонам.

В соответствии с этим, моду, наблюдаемую на более высоких частотах (пустые синие точки на рисунке 10 (b)) и появляющуюся на частоте 18 ГГц, можно идентифицировать как поперечную моду с $N_{\text{tr}} = 2$. В силу геометрии образца, электрическое поле с разных сторон металлического затвора (в поперечном направлении) должно иметь разные знаки. Поэтому могут возбуждаться только моды с целым числом полувольт поперек затвора, то есть с $N_{\text{tr}} = 2, 4, \dots$. Расчетная частота данной моды (19) составляет 22 ГГц, ее отличие от экспериментальной может быть объяснено неточным описанием диэлектрического окружения ДЭС.

3.2 Дисперсионная зависимость

Наиболее примечательным свойством новой плазменной моды является ее корневой закон дисперсии (18). Данный факт на первый взгляд представляется абсолютно контринтуитивным, так как эта мода, во-первых, появляется в ДЭС с сильным экранированием, а во-вторых, имеет одномерную природу (колебания зарядовой плотности вдоль металлического затвора). Оба этих факта свидетельствуют в пользу линейного закона дисперсии [10, 11, 12, 14, 15, 19, 20]. Однако, теория [25] предсказывает корневой закон дисперсии. Чтобы экспериментально проверить данный факт, были проведены измерения новой плазменной моды на образцах с разными длинами затвора $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм при постоянной ширине $W = 100$ мкм.

На рисунке 12 показаны результаты измерений. Красные точки соответствуют экспериментальным данным для трех различных волновых векторов, отвечающих вышеупомянутым длинам затвора. Также приведена красная кривая, показывающая теоретическую зависимость для дисперсии нового плазмона (18) (с эффективной диэлектрической проницаемостью среды $\varepsilon = 8.2$). Видно, что данная зависимость действительно соответствует корневому закону, подтверждая результаты теоретического рассмотрения [25].

Помимо корневого закона дисперсии, формула (18) также показывает корневую зависимость частоты нового плазмона ω_{pr} от обратной ширины затвора $1/W$. Вставка к рисунку 12 показывает соответствующие экспериментальные точки (были проведены

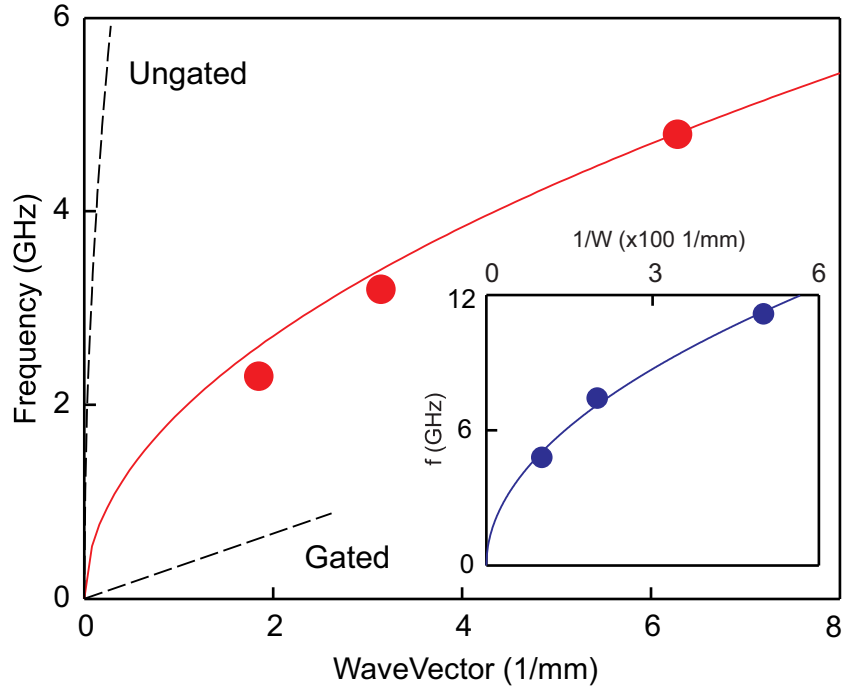


Рис. 12: Дисперсионная зависимость нового плазмона, измеренная на образцах с длиной затвора $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм при постоянной ширине $W = 100$ мкм и концентрации двумерных электронов 2.85×10^{11} см $^{-2}$. Сплошная линия соответствует теоретической зависимости (18). Пунктирные кривые показывают теоретические законы дисперсии для экранированного и неэкранированного плазмонов. На вставке - зависимость частоты нового плазмона от обратной ширины затвора.

измерения на образцах с различными значениями ширины $W = 100, 50$ и 20 мкм при постоянной длине затвора $L = 0.5$ мм) и теоретическую кривую. Экспериментальные данные хорошо описываются теоретической зависимостью.

3.3 Аномально сильное взаимодействие со светом

Стоит отметить, что экспериментальные точки (Рис. 12) немного отклоняются от корневого закона при меньших значениях волнового вектора. В частности, для наименьшего волнового вектора, соответствующего длине затвора $L = 1.7$ мм, отклонение от теоретической зависимости составляет примерно $\Delta\omega/\omega_{pr} = 10\%$. Такое поведение, демонстрирующее отклонение закона дисперсии от квазистатического, убедительно свидетельствует в пользу наличия эффектов запаздывания [21]. Параметр запаздывания (16), характеризующий степень взаимодействия со светом, в данном случае составляет $A = 0.1$. Согласно теоретической оценке (ref), ожидаемое уменьшение частоты плазмона по сравнению с квазистатическим законом дисперсии составляет всего лишь $\Delta\omega/\omega_p \approx A^2/4 = 2.5 \times 10^{-3}$. Таким образом, наблюдаемый эффект гибридизации со светом для новой моды превышает теоретическую оценку примерно в 40 раз.

Одним из преимуществ 2D плазмонов является возможность изменения их свойств в широких пределах. С учетом закона дисперсии новой моды (18) параметр запазды-

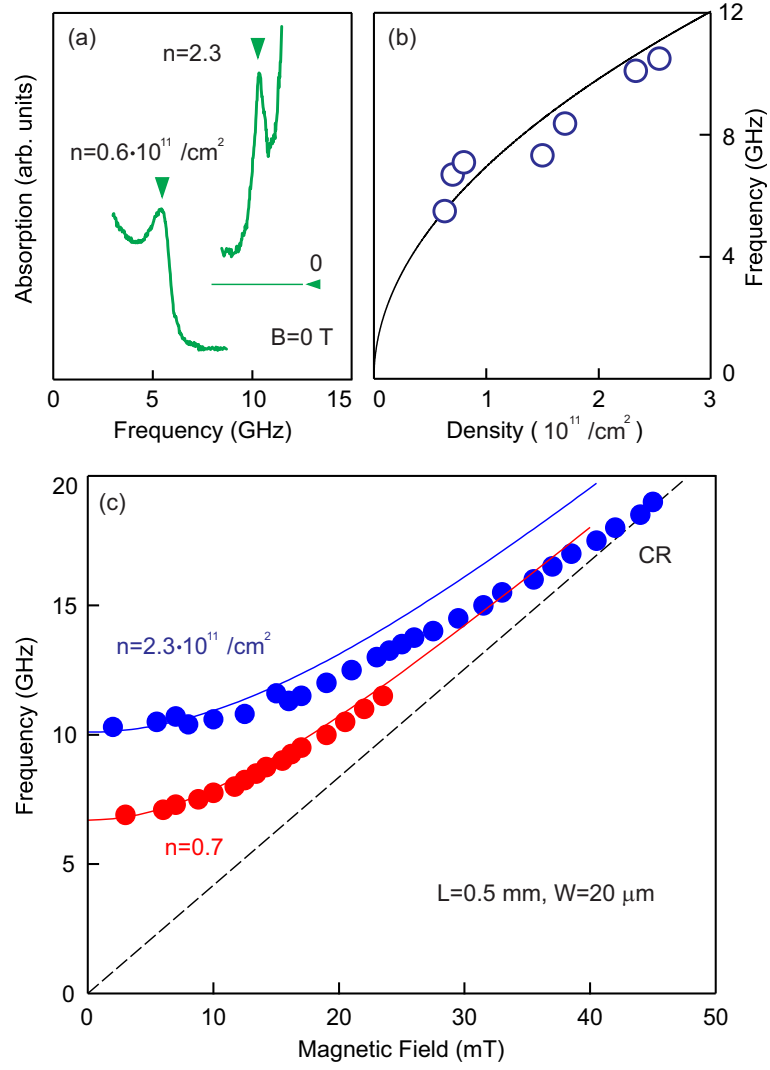


Рис. 13: (а) Спектр микроволнового поглощения, измеренный при нулевом магнитном поле на образце с размерами затвора $L = 0.5$ мм и $W = 20$ мкм при указанных концентрациях. (б) Концентрационная зависимость частоты новой плазменной моды в нулевом магнитном поле. Сплошная линия - теоретическая зависимость (18). (с) Магнетодисперсионная зависимость частоты нового плазмона для двух концентраций $n_s = 0.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (красные точки) и $2.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (синие точки). Пунктирная прямая - частота циклотронного резонанса. Сплошные линии - теоретическая зависимость (5).

вания для исследуемых образцов имеет следующую зависимость:

$$A \sim \sqrt{\frac{n_s L}{W}} . \quad (20)$$

То есть, имеется три параметра, позволяющих менять степень гибридизации данной моды со светом. Влияние одного из них, длины затвора L , сводится к изменению волнового вектора и перемещению в область закона дисперсии, где начинают играть заметную роль эффекты запаздывания. Данный эффект уже был рассмотрен (Рис. 12)). Соответственно, остается еще два параметра, концентрация двумерных электронов n_s и ширина затвора W . Их влияние на степень плазмон-фотонной гибридизации также исследовано в настоящей работе.

Для образца с размерами затвора $W = 20$ мкм и $L = 0.5$ мм было проведено изменение концентрации двумерных электронов методом фотообеднения (gef). При уменьшении концентрации от $n_s = 2.3 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ до 0.6×10^{11} см $^{-2}$ наблюдалось смещение резонансного пика в область более низких частот в нулевом магнитном поле (Рис 13 (a)). На рисунке 13 (b) показаны экспериментальные точки, соответствующие полученным концентрациям двумерных электронов, и теоретическая кривая (18). Видно, что полученные точки с хорошей точностью ложатся на предсказанную [25] корневую зависимость.

На рисунке 13 (c) показана магнетодисперсионная зависимость новой плазменной моды для двух значений концентрации $n_s = 0.7 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ (красные точки) и 2.3×10^{11} см $^{-2}$ (синие точки). Сплошные линии - теоретические зависимости, соответствующие обычному правилу гибридизации циклотронного и плазменного колебаний $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$. Видно, что при большей концентрации экспериментальная зависимость пересекает прямую, отвечающую циклотронному резонансу, что также является свидетельством влияния эффектов запаздывания. Таким образом, рисунок 13 (c) демонстрирует влияние второго параметра в выражении (20), концентрации двумерных электронов n_s , на степень взаимодействия новой плазменной моды со светом.

Влияние оставшегося параметра в формуле (20), ширины затвора W , также экспериментально наблюдалось в работе. На рисунке 14 показаны магнетодисперсионные зависимости для новой моды, измеренные в образцах с одинаковой длиной затвора $L = 0.5$ мм и различными ширинами $W = 20$ (красные точки) и 100 мкм (синие точки). Видно, что для большего значения ширины затвора и, соответственно, меньшего значения параметра запаздывания, поведение экспериментальных точек хорошо согласуется

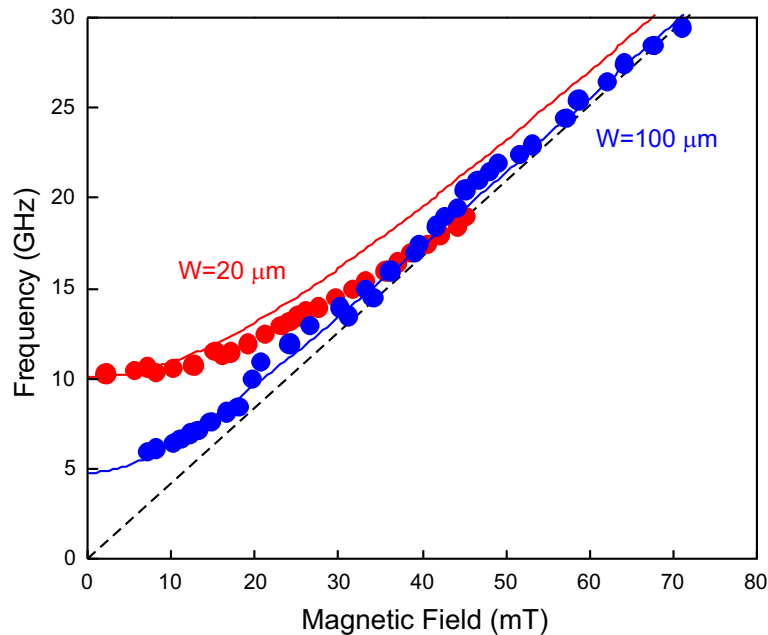


Рис. 14: Магнетодисперсия новой плазменной моды для двух образцов с одинаковой длиной затвора $L = 0.5$ мм и различными ширинами $W = 20$ и 100 мкм. Сплошные и пунктирные линии - аналогично предыдущему рисунку.

с обычным правилом гибридизации циклотронного и плазменного колебаний (5). В то время, как для меньшей ширины затвора уже наблюдаются эффекты запаздывания, в частности, пересечение магнитодисперсионной зависимостью прямой, отвечающей циклотронному резонансу (также, как и в случае с различными значениями концентрации двумерных электронов).

Список публикаций

Результаты настоящей дипломной работы были оформлены в статье:

- "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).

Выводы

В настоящей работе были получены следующие результаты:

- впервые было проведено наблюдение новой плазменной моды в ДЭС с близким металлическим затвором. Использовались методы оптического детектирования резонансного нагрева ДЭС.
- Экспериментально установлено, что, несмотря на сильную экранировку и одномерную природу, данная мода обладает корневым законом дисперсии, что подтверждает теоретические предсказания [25].
- Экспериментально установлено, что новая плазменная мода аномально сильно взаимодействует со светом. Исследовано влияние таких факторов, как длина затвора L , его ширина W и концентрация двумерных электронов n_s на степень гибридизации данной плазменной моды со светом.

Список литературы

- [1] Frank Stern, Phys. Rev. Lett. 28, 546 (1967).
- [2] C. C. Grimes and Gregory Adams, Phys. Rev. Lett. 36, 145 (1976).
- [3] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. 38, 980 (1977).
- [4] S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B 28, 4875 (1983).
- [5] D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. 54, 1706 (1985).
- [6] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. 54, 1710 (1985).
- [7] Alexander L. Fetter, Phys. Rev. B 33, 5221 (1986).
- [8] V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 96, 045421 (2017).
- [9] А. А. Загитова, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 108, 478 (2018).
- [10] А. В. Чаплик, ЖЭТФ 62, 746 (1972).
- [11] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B 75, 193307 (2007).
- [12] С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 102, 517 (2015).
- [13] С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. Е. Козлов, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 90, 588 (2009).
- [14] Das Sarma and W. Y. Lai, Phys. Rev. B 32, 1401 (1985).
- [15] I. L. Aleiner, D. X. Yue, L. I. Glazman, Phys. Rev. B 51, 13467 (1995).
- [16] В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ 84, 656 (2006).
- [17] 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).
- [18] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 66, 2657 (1991).
- [19] G. Eliasson, J. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn, Solid State Commun. 60, 41 (1986).
- [20] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, W. Wegscheider, Phys. Rev. B 72, 161317 (2005).

- [21] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* 90, 156801 (2003).
- [22] V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* 93, 041110(R) (2016).
- [23] Ashkinadze B. M. et al. *Phys. Stat. Sol.* 164, 231 (1997).
- [24] Kukushkin I. V. et al. *Nature* 415, 409 (2002).
- [25] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, *Phys. Rev. B* 99, 165304 (2019).