

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Ханнанов Максим Наилевич

**МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ
ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И
ДЫРОЧНЫХ СТРУКТУРАХ**

**Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

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

Черноголовка 2010

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	5
1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	12
1.1 Объемные, поверхностные и двумерные (2D) плазмоны и магнитоплазмоны в твердых телах	12
1.1.1 Объемные плазмоны	12
1.1.2 Поверхностные плазмоны	16
1.1.3 2D плазмоны	17
1.2 Краевые магнитоплазмоны (КМП) в двумерных электронных системах (ДЭС)	20
1.2.1 Теория КМП	22
1.2.2 Экспериментальные исследования КМП	30
1.3 Краевые магнитоплазмоны с учетом конечной ширины края	42
1.3.1 Акустические магнитоплазмоны	43
1.3.2 Расщепление краевого магнитоплазмона из-за образования несжимаемых полосок на краю образца	47
1.4 Одномерные (1D) плазмоны и магнитоплазмоны	51
1.5 Двумерные дырочные системы на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs (001)	55
1.5.1 Энергетический спектр двумерных дырок в симметричных GaAs квантовых ямах. Предел малых концентраций.	55
1.5.2 Спин-орбитальное расщепление спектра 2D дырок в несимметричных GaAs квантовых ямах	66

2 ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА	73
2.1 Описание образцов и методики их изготовления	73
2.2 Экспериментальная методика	80
3 МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННЫХ 2D ЭЛЕКТРОННЫХ И ДЫРОЧНЫХ СИСТЕМАХ	94
3.1 Введение	94
3.2 Спектр коллективных магнитоплазменных возбуждений в ДЭС, ограниченных дисковой и кольцевой геометрией . . .	97
3.2.1 Слабые магнитные поля, геометрия диска	98
3.2.2 Классификация и взаимодействие магнитоплазменных мод в ДЭС с геометрией кольца	100
3.2.3 Основная мода КМП в сильных магнитных полях .	105
3.3 Логарифмическая поправка в дисперсии одномерного плазмона в ДЭС с геометрией полоски	110
3.4 Особенности дырочных магнитоплазменных резонансов наблюдавшихся GaAs (001) квантовых ямах в микроволновом диапазоне	119
4 ЗАВИСИМОСТЬ ЦИКЛОТРОННЫХ МАСС ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК ОТ ИХ КОНЦЕНТРАЦИИ В GaAs(001) КВАНТОВЫХ ЯМАХ РАЗЛИЧНОЙ ШИРИНЫ	123
4.1 Введение	123
4.2 Исследование непарараболичности спектра тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах	125

4.3 Исследование циклотронных резонансов спин-орбитально расщепленных 2D тяжелых дырок в зависимости от кон- центрации и магнитного поля в несимметричных узких кван- товых ямах	133
5 ЗАТУХАНИЕ И СПЕКТР КМП В СИЛЬНЫХ МАГ- НИТНЫХ ПОЛЯХ И В УСЛОВИЯХ КЭХ	147
5.1 Введение	147
5.2 Универсальная зависимость затухания КМП от магнитно- го поля	147
5.3 Исследование основной моды КМП в условиях КЭХ . . .	149
5.4 Акустические краевые магнитоплазмоны	154
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	161
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	165

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы. Физика низкоразмерных полупроводниковых систем - одно из наиболее интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела последних трех десятилетий. Изначально интерес к этим системам возник благодаря открытию такого принципиально нового, фундаментального явления, как квантовый эффект Холла [1, 2] в высокоподвижных двумерных (2D) электронных системах. Дальнейшее развитие технологии изготовления структур позволило уменьшить размер элементов полупроводниковых устройств до нескольких нанометров. Такие устройства должны стать базой для создания сверхбыстрой квантовой электроники. В современной физике низкоразмерных систем спиновая микро и нано электроника (спинtronика) [3] занимает лидирующие позиции по актуальности, выражющейся в количестве экспериментальных и теоретических работ, связанных с этой темой. Одной из ключевых ее задач является управление поляризацией спина, которая может служить аналогом бита информации. Управление магнитным полем, которое напрямую действует на магнитный момент электрона, накладывает принципиальные ограничения на быстродействие таких систем. Гораздо предпочтительнее использование для этих целей света или электрического тока, однако электромагнитное поле напрямую влияет лишь на орбитальную часть магнитного момента электрона. Решение задачи управления поляризацией спина с помощью электрического поля дает спин-орбитальное взаимодействие.

Идея спинового транзистора, предложенная в работе [4], основана на

возможности управления спиновой прецессией носителей заряда внешним электрическим полем с помощью модуляции энергии спин-орбитального взаимодействия затворным напряжением. Для реализации этой идеи требуются, во-первых, достаточно длинные времена спиновой релаксации носителей заряда, во-вторых, контроль спин-орбитального взаимодействия электрическим полем и, в-третьих, возможность инжектировать в систему ориентированные по спину носители заряда с высокой степенью поляризации. Согласно теоретическим представлениям, все эти необходимые условия можно выполнить в полупроводниковых гетероструктурах высокого качества. В связи с последним обстоятельством в экспериментальных исследованиях обычно используются электронные двумерные системы в наиболее совершенных GaAs/AlGaAs квантовых ямах, в которых, однако, величина спин-орбитального взаимодействия не является достаточно большой. Для усиления энергии спин-орбитального взаимодействия используются полупроводники с меньшей шириной запрещенной зоны, например, квантовые ямы InAs/GaAs, однако при этом из-за несоответствия постоянных кристаллических решеток двух материалов ухудшается качество структур, и значительно уменьшается время спиновой релаксации. Альтернативная возможность для увеличения энергии спин-орбитального взаимодействия носителей заряда в структурах GaAs/AlGaAs появляется при использовании в этих совершенных квантовых ямах не электронного, а дырочного канала. Основными отличиями дырочных каналов, по сравнению с электронными, являются гораздо большая величина спин-орбитального взаимодействия и слабое контактное взаимодействие спинов носителей заряда со спинами ядер,

что значительно упрощает контроль спиновой прецессии электрическим полем. Экспериментальное определение спин-орбитального взаимодействия в дырочной системе в зависимости от электрического поля представляет важную и недостаточно исследованную на данный момент задачу. Мощным инструментом для решения этой задачи оказывается микроволновая спектроскопия дырочных циклотронных, магнитоплазменных и спин-плазменных резонансов. Однако, спектроскопия электронных и в особенности дырочных магнитоплазменных возбуждений до недавнего времени были затруднены низкой подвижностью структур, с чем, по всей вероятности, и связана слабая изученность данного вопроса.

Другим важным и бурно развивающимся направлением является создание терагерцовых технологий, в частности, генераторов и детекторов, которые могут иметь многочисленные и крайне важные применения, прежде всего, в области безопасности и здравоохранения. Наиболее перспективным здесь является детектирование тех же фотовозбужденных плазменных колебаний в двумерных электронных структурах [5, 6], что позволит создать недорогие, миниатюрные и эффективные генераторы и спектрометры в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне.

Помимо вышеперечисленных применений прикладного характера электронные плазменные колебания в низкоразмерных системах представляют значительный интерес для фундаментальной науки. Перспективным направлением исследования низкоразмерных полупроводниковых систем является микроволновая спектроскопия двумерных структур, ограниченных определенной геометрией (диски, полоски, кольца). Эти структуры хорошо подходят для изучения одномерных (полоски) и двумер-

ных (диски) магнитоплазменных колебаний. Геометрия кольца может быть использована для исследования промежуточного случая перехода от двумерного характера плазменных колебаний к одномерному.

Особый интерес представляют краевые магнитоплазмоны (КМП), распространяющиеся вдоль границы двумерной электронной системы (ДЭС) [7]. К их появлению приводят краевые электронные состояния, играющие важную роль в построении теории квантового эффекта Холла (КЭХ) [8]. Экспериментальное изучение КМП может помочь существенно продвинуться в понимании этого фундаментального явления.

Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования магнитоплазменных колебаний в низкоразмерных системах, во многом их физика остается неизученной. Ярким примером вышесказанного может служить тот факт, что теоретически предсказанный в 1899 году [9] закон дисперсии одномерных плазменных колебаний был измерен лишь в 2005 году на двумерных электронных полосках [10]. В настоящей диссертационной работе представлены результаты новых экспериментальных исследований коллективных магнитоплазменных возбуждений в 2D электронных и дырочных системах.

Цель диссертационной работы. Изучение физических свойств и законов дисперсии одномерных, двумерных и краевых плазмонов, а также измерение циклотронных масс тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах различной ширины в зависимости от их концентрации и изучение закона дисперсии двумерных дырок.

Методы исследований. Исследования производились с помощью методики оптического детектирования резонансного микроволнового по-

глощения, основанной на высокой чувствительности оптических спектров электрон-дырочной рекомбинации к температурам электронного или дырочного газа. Впервые эта методика была применена в работе [11] для исследования электронного циклотронного резонанса. В настоящей диссертации методика получила свое развитие, связанное с существенным расширением (вплоть до радиочастот) микроволнового диапазона измерений и увеличением чувствительности методики, а так же ее адаптацией к измерениям размерных дырочных магнитоплазменных резонансов.

Научную новизну работы составляют
следующие положения, выносимые на защиту:

1. Усовершенствована методика оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения, что позволило изучать электронные и дырочные магнитоплазменные возбуждения в GaAs(001) квантовых ямах в широком диапазоне частот от 1 МГц до 170 ГГц, изучить спектр КМП в условиях КЭХ и обнаружить новые низкочастотные магнитоплазменные моды.
2. Измерена зависимость циклотронной массы тяжелых дырок в GaAs (001) квантовых ямах от концентрации дырок и ширины ямы. Обнаружен и проанализирован многократный рост циклотронной массы тяжелых дырок при увеличении как концентрации носителей, так и ширины ямы.
3. В асимметричных GaAs(001) квантовых ямах обнаружено и исследовано влияние спин-орбитального расщепления спектра тяжелых

дырок на их циклотронные массы. На основании полученных экспериментальных данных рассчитан энергетический спектр тяжелых дырок.

4. В 2D электронных дисках исследована магнитодисперсия КМП как в высокочастотном ($\omega\tau^* \gg 1$) и низкочастотном ($\omega\tau^* \ll 1$) пределах, так и в промежуточных частотах (τ^* —время релаксации импульса электрона). Показано, что частота ω и затухание КМП в больших полях пропорциональны холловской проводимости, при этом в спектре КМП логарифмическая поправка заменяется константой, определяемой шириной края. В двумерных электронных полосках обнаружена логарифмическая поправка в законе дисперсии плазменных возбуждений, определяемая шириной полоски.
5. В структурах с кольцевой геометрией исследовано взаимодействие двух краевых магнитоплазменных мод, локализованных в больших магнитных полях вдоль внутренней и внешней границы кольца.
6. При температуре ниже 1К обнаружено расщепление основной моды КМП в условиях КЭХ, связанное с уширением несжимаемой полоски на краю образца.
7. В спектрах резонансного микроволнового поглощения обнаружены акустические магнитоплазмоны в ДЭС GaAs/AlGaAs. Показано, что акустические моды проявляются только в режиме КЭХ, когда наблюдается резкое сужение резонансных линий.

Научная и практическая ценность работы определяется получен-

ными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об энергетическом спектре тяжелых двумерных дырок и его спин-орбитальном расщеплении в GaAs квантовых ямах, а также о законе дисперсии и затухании одномерных, двумерных и краевых магнитоплазменных возбуждений в ограниченных двумерных электронных системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практических применений при создании спинового транзистора и других элементов наноэлектроники, а также разработке дешевых, миниатюрных и эффективных терагерцовых генераторов, детекторов и спектрометров.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на конференции, посвященной 70-летию В. Б. Тимофеева (2006), VIII Российской конференции по физике полупроводников “Полупроводники 2007”, а также на научных семинарах в ИФТТ РАН.

Личный вклад автора в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в его участии в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, обработке и интерпретации результатов.

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Объемные, поверхностные и двумерные (2D) плазмоны и магнитоплазмоны в твердых телах

Плазменные колебания являются следствием кулоновского взаимодействия между носителями заряда. Электрическое поле, созданное возмущением зарядовой плотности, порождает ток заряженных частиц, стремящийся восстановить электронейтральность. При обратном движении носители заряда проходят через свои равновесные положения вследствие инерционности, в результате чего возникают коллективные возбуждения зарядовой плотности. Свойства плазменных колебаний в твердых телах зависят от зонной структуры, эффективной размерности системы, наличия границ раздела и магнитных полей.

1.1.1 Объемные плазмоны

Объемные плазмоны представляют собой продольные колебания зарядовой плотности. В отсутствии границ его спектр $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$ определяется уравнением $\varepsilon^{3D}(\mathbf{q}, \omega) = 0$, где $\varepsilon^{3D}(\mathbf{q}, \omega)$ - диэлектрическая проницаемость трехмерной системы. В простейшей модели плазменных колебаний [12, 13] электроны в твердом теле движутся относительно однородно заряженного положительного фона (модель «желе»). Частота объемного плазмона в длинноволновом пределе определяется выражением [14]:

$$\omega_P^{3D} = \left(\frac{4\pi n e^2}{m\kappa} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где m , n и e - масса, концентрация и заряд и электронов соответственно, а κ - диэлектрическая проницаемость решетки, зависящая от частоты

плазона. Для металлов, к которым применима модель «желе», энергия плазона составляет $\hbar\omega_P^{3D} = 5 - 30$ eV (при этом $m = m_0$ - масса свободного электрона и $\kappa \sim 1$). Обычно же, зонная структура более сложным образом влияет на спектр плазмонов.

В легированных полупроводниках существуют два типа плазмонов - высокочастотные, энергия которых значительно превышает ширину запрещенной зоны E_g , связанные с колебаниями валентных электронов и электронов проводимости, и низкочастотные, вызванные колебаниями электронов в зоне проводимости(или дырок в валентной зоне). Энергия низкочастотных колебаний определяется формулой (1), в которой масса заменяется эффективной массой, и составляет обычно 0.1 eV.

Трехмерный плазмон обладает слабой квадратичной дисперсией, к которой приводит статистическое распределение скоростей электронов при малых q :

$$[\omega_P^{3D}(q)]^2 = (\omega_P^{3D})^2 + \alpha v^2 q^2, \quad (2)$$

где $\alpha \sim 1$ и v - характерная скорость электронов (В вырожденной системе v равна скорости Ферми v_F). Анизотропия структура зоны проводимости (или валентной зоны) приводит к зависимости α от направления волнового вектора.

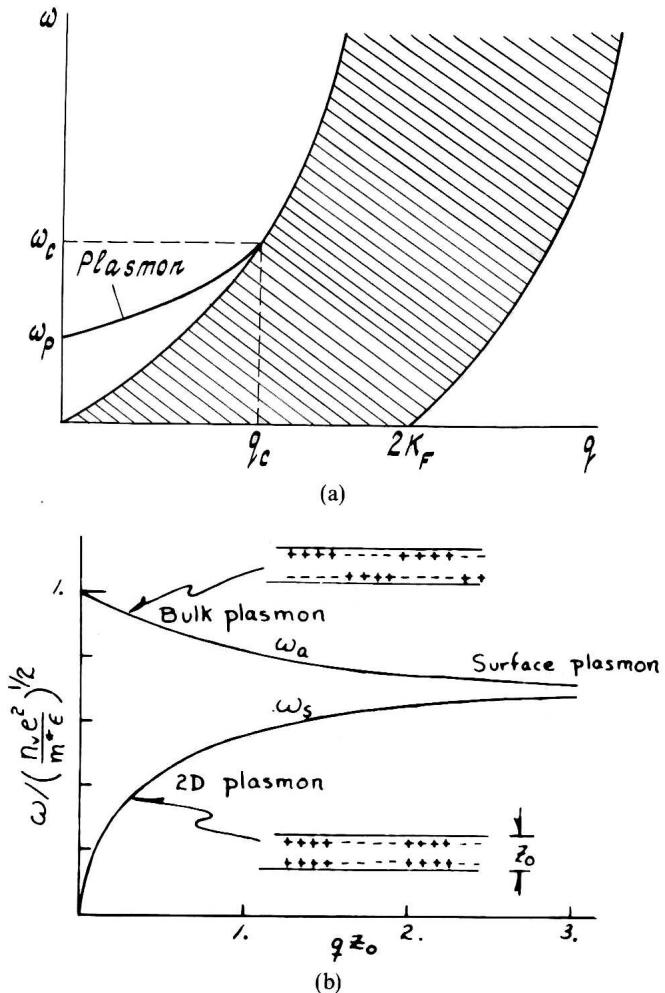


Рис. 1.1(а): Дисперсия объемных плазменных возбуждений в модели «желе» в трехмерных структурах; K_F – фермиевский волновой вектор. Заштрихованная область соответствует непрерывному континууму одночастичных возбуждений. (б): Дисперсионное соотношение для плазменных резонансов в пластине классических электронов, q - волновой вектор, лежащий в плоскости пластины, z_0 - толщина пластины (рис. 1.1б взят из работы [15]).

Затухание плазмонов обусловлено двумя механизмами: столкновительным затуханием, определяемым взаимодействием электронов с фононами, примесями и другими дефектами решетки и бесстолкновительным затуханием (известным также как затухание Ландау). Первое затухание мало при $\omega_P^{3D}\tau \gg 1$, где τ - время релаксации импульса электронов. Бесстолкновительное затухание вызвано рождением электрон-дырочных пар посредством рассеяния плазмонов. Как следует из законов сохране-

ния импульса и энергии, это затухание становится существенным при $q > q_c \sim \omega_P^{3D}/v$, см. рис. 1.1а.

В большом магнитном поле \mathbf{B} ($\omega_c\tau \gg 1$) электроны движутся по окружности с циклотронной частотой $\omega_c = eB/mc$. Как следствие, плазмон в магнитном поле (магнитоплазмон) является не чисто продольной волной, а частично поперечной: в частности, он содержит в себе поперечные (холловские) токи. Без учета эффектов запаздывания, спектр магнитоплазменных возбуждений $\omega_{mp}^{3D}(\mathbf{q})$ может быть найден из дисперсионного уравнения $q_\alpha \varepsilon_{\alpha\beta}^{3D}(\mathbf{q}, \omega) q_\beta = 0$, где $\varepsilon_{\alpha\beta}^{3D}(\mathbf{q}, \omega)$ - тензор диэлектрической проницаемости. В случае, когда волновой вектор \mathbf{q} перпендикулярен магнитному полю \mathbf{B} , частота магнитоплазмона описывается простым выражением

$$\omega_{mp}^{3D}(\mathbf{q}, \mathbf{B}) = \{[\omega_P^{3D}(\mathbf{q})]^2 + \omega_c^2\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $\omega_P^{3D}(\mathbf{q})$ плазменная частота при $B = 0$. Влияние магнитного поля может быть существенным для низкочастотных плазмонов в полупроводниках, когда $\omega_c \geq \omega_P^{3D}$ (для n-GaAs с концентрацией электронов $n = 10^{17}$ см⁻³, циклотронная частота равна плазменной частоте, $\omega_c = \omega_P^{3D}$, при $B = 80$ кГс).

Объемные плазмоны экспериментально исследовались с помощью метода спектроскопии характеристических потерь энергии быстрыми электронами, а также с помощью метода неупругого рассеяния электромагнитных волн. Доля энергетических потерь электронов, прошедших через твердое тело, пропорциональна величине $\text{Im}[\varepsilon^{3D}(\mathbf{q}, \omega)]^{-1}$. Возбуждение 3Д плазмона детектируется по возникновению характерного пика в частотной зависимости этой величины. Дисперсия плазменной частоты

может быть получена путем измерений энергетических потерь электронного пучка, прошедшего через металлическую фольгу, как функции угла рассеяния.

1.1.2 Поверхностные плазмоны

Колебания зарядовой плотности, локализованные у поверхности объемного твердого тела, называются поверхностными плазмонами. В случае резкой и плоской границы «кристалл - вакуум», закон дисперсии для поверхностных плазмонов в локальном приближении принимает вид $\epsilon^{3D}(\mathbf{q}, \omega) = -1$, и мы находим следующее выражение для частоты поверхностных плазмонов в модели «желе»:

$$\omega_s = \left[\frac{4\pi n e^2}{m(\kappa + 1)} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Возмущенная зарядовая плотность в этой модели локализована в δ -слое у поверхности кристалла. Учет пространственной дисперсии и различных механизмов затухания приводит к возникновению длинного «хвоста» плотности заряда (порядка 25 – 50 Å при малых q для простых металлов). Дисперсия частоты поверхностного плазиона в длинноволновом пределе $q \rightarrow 0$ линейна и отрицательна.

Магнитное поле существенно изменяет спектр поверхностных плазмонов [16]. В отличие от случая объемных плазмонов, появляется определенное направление, задаваемое вектором $\mathbf{a} = \mathbf{B} \times \mathbf{N}$, где \mathbf{N} - вектор внешней нормали к поверхности структуры. Носители заряда с центральными циклотронными орбитами, расположенными вне образца, отражаются от поверхности и «скакают» вдоль направления \mathbf{a} (или в противоположном

направлении, в зависимости от знака заряда). Это приводит к изменению их энергий и к возникновению магнитных поверхностных уровней [17], а также к зависимости частоты поверхностного плазмона от направления движения зарядов, т.е. $\omega_s(\mathbf{q}, \mathbf{B}) \neq \omega_s(-\mathbf{q}, \mathbf{B})$. В магнитном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, приложенном параллельно границе кристалла (плоскость $x = 0$), спектр поверхностных плазмонов при $\mathbf{q} = (0, q_y, 0)$ расщепляется [16],

$$\omega_s(q_y, B) = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{2[\omega_P^{3D}(q_y)]^2 + \omega_c^2} - \omega_c \operatorname{sign} q_y \right\}. \quad (5)$$

Поверхностный плазмон является частично поперечной волной даже при $B = 0$, поэтому при вычислении его дисперсии в длинноволновом пределе необходимо учитывать эффекты запаздывания. В этом пределе поверхностный плазмон взаимодействует с электромагнитной волной (светом), что приводит к возникновению новой моды с сильной дисперсией, называемой поверхностным плазмон-поляритоном.

Поверхностные плазмоны экспериментально исследовались путем измерения спектров энергетических потерь отраженных электронов, падающих на поверхность металла под очень маленьким углом θ к граничной плоскости (вероятность возбуждения поверхностных плазмонов обратно пропорциональна величине θ , и при $\theta \lesssim 1^\circ$ она больше чем вероятность возбуждения объемных плазмонов).

1.1.3 2D плазмоны

Плазменные колебания в 2D электронных системах существенно отличаются от объемных и поверхностных плазмонов. Ричи первым показал в 1957 году [18], что в отличие от 3Д случая, частота 2D плазмонов ω_p

стремится к нулю в длинноволновом пределе $q \rightarrow 0$, где $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ - волновой вектор 2D плазмона.

В общем случае закон дисперсии 2D плазмонов $\omega_p(q)$ зависит от диэлектрических свойств окружающей среды. Количественно плазменная частота может быть найдена из нулей эффективной продольной диэлектрической проницаемости 2D системы

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0 \quad (6)$$

Для 2D слоев в бесконечной диэлектрической среде с проницаемостью κ , эта величина имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega) q}{\omega \kappa}, \quad (7)$$

где σ_{xx} - диагональная проводимость 2D системы. В простейшем случае модели Друде тензор проводимости определяется следующими выражениями:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (8)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (9)$$

где n_s , m^* и τ - поверхностная концентрация, эффективная масса и время импульсной релаксации 2D электронов соответственно, ω_c - циклотронная частота.

При $B = 0$ и $\omega\tau \gg 1$, закон дисперсии двумерных плазмонов в 2D слое, находящимся в бесконечной диэлектрической среде с проницаемостью κ , следует из уравнений (6)-(9):

$$\omega_p(q_x, q_y) = \left(\frac{2\pi n_s e^2 q}{m^* \kappa} \right)^{1/2}, \quad \omega_p \tau \gg 1. \quad (10)$$

Отметим, что при $\omega_p\tau \leq 1$ двумерный плазмон быстро затухает.

В действительности, 2D слой на поверхности $z = 0$ погружен в слоистую структуру с локальной диэлектрической проницаемостью

$$\begin{aligned}\kappa(z) = & \kappa_0, \quad z > d_1, z < -d_2 \\ & \kappa_1, \quad 0 < z < d_1 \\ & \kappa_2, \quad -d_2 < z < 0\end{aligned}\tag{11}$$

В простейшей модели селективно легированного гетероперехода, представляющей собой 2D слой на границе раздела двух полубесконечных диэлектриков ($d_1 = d_2 = \infty$) с проницаемостями κ_1 и κ_2 , $\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)$ принимает вид ур-я (7) с $\tilde{\kappa} = (\kappa_1 + \kappa_2)/2$ вместо κ . Более реалистичная модель гетероперехода учитывает конечную толщину диэлектрической подложки ($d_1 = 0$, $d_2 = d$, $\kappa_0 = 1$, $\kappa_2 = \kappa$):

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega} \frac{q}{1 + \kappa(\kappa \operatorname{th} qd + 1)/(\kappa + \operatorname{th} qd)}. \tag{12}$$

Для электронов на поверхности жидкого гелия типична структура металл - диэлектрик 1 - 2D слой - диэлектрик 2 - металл с $d_1 = d_2 = d$ и $\kappa_0 = \infty$:

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega \tilde{\kappa}} q \operatorname{th} qd. \tag{13}$$

В МДП структуре ($\kappa_0 = \infty$, $d_1 = d$, $d_2 = \infty$),

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega} \frac{q}{\kappa_1 \operatorname{cth} qd + \kappa_2}. \tag{14}$$

В магнитном поле \mathbf{B} , направленном перпендикулярно плоскости двумерного слоя, щель в дисперсионной зависимости 2D плазмона при нулевом квазиймпульсе восстанавливается. В случае классического магнитного поля, выражение (8) для диагональной проводимости σ_{xx} может быть использовано при описании 2D плазмона. Его магнитополевой

спектр находится из ур-й (6) и (8) в пределе $\omega\tau \gg 1$ [19, 20]:

$$\omega_{mp}(q_x, q_y) = [\omega_p^2(q_x, q_y) + \omega_c^2]^{1/2}, \quad (15)$$

где $\omega_p(q_x, q_y)$ - частота двумерного плазмона в соответствующей 2D системе.

Практически, 2D плазмоны могут быть реализованы в сравнительно толстых (без учета размерного квантования электронов) металлических пластинах, см. [18] и рис. 1.1b. При больших значениях q ($qz_0 \gg 1$, z_0 - толщина пластины) около каждой из поверхностей пластины существуют две невзаимодействующие друг с другом поверхностные плазменные моды. С уменьшением q , взаимодействие между этими двумя поверхностными плазмонами приводит к расщеплению их мод: антисимметричная мода ω_a стремится при $qz_0 \ll 1$ к частоте объемного плазмона ω_p^{3D} , в то время как симметричная мода ω_s стремится к частоте 2D плазмона $\omega_p(q)$.

Подробные обзоры интенсивных экспериментальных исследований 2D плазмонов и магнитоплазмонов (см. ур-я (10) и (15)) в различных 2D электронных системах представлены в работах [20, 21], см. также [22].

1.2 Краевые магнитоплазмоны (КМП) в двумерных электронных системах (ДЭС)

За последние два десятилетия в различных низкоразмерных электронных системах, таких как диски, кольца, полоски, квантовые проволоки и точки, был обнаружен новый тип коллективных возбуждений зарядовой плотности - краевые магнитоплазмоны, распространяющиеся вдоль

границ исследуемых систем и локализующиеся у этих границ в больших магнитных полях. Новые возбуждения впервые экспериментально наблюдались при исследовании поглощения ИК излучения в гетероструктуре GaAs/AlGaAs, состоящей из набора дисков микронных размеров [23], а также в 2D электронном слое на поверхности жидкого гелия, помещенном в перпендикулярное магнитное поле [24, 25].

Краевые магнитоплазмоны обладают несколькими важными свойствами, стимулирующими их активное изучение на протяжении вот уже более двадцати лет:

- (i) Они имеют бесщелевой спектр $\omega_{emp} \propto q \ln(1/|q|)$ с частотой значительно меньшей циклотронной частоты ω_c и распространяются вдоль границы 2D электронной системы только в одном направлении, которое задается вектором магнитного поля и внешней нормалью к краю системы (здесь q - волновой вектор КМП). Частота КМП ω_{emp} пропорциональна 2D электронной плотности n_s и обратно пропорциональна магнитному полю B и латеральному размеру (периметру P) структуры. В конечном образце волновой вектор q принимает дискретные значения $q = 2\pi m/P$, $m = 1, 2, \dots$. В зависимости от этих параметров, частота ω_{emp} изменяется в очень широком диапазоне, от ИК частот в субмикрометровых образцах, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур - квантовых точках, проволоках, кольцах, антиточках, до микроволновых и даже аудио (кГц) частот в 2D системах макроскопического (сантиметрового) размера с низкой электронной плотностью на поверхности жидкого гелия.
- (ii) В сильных магнитных полях, $\omega_c\tau \gg 1$, затухание КМП может

быть очень мало как при $\omega_{emp}\tau \gg 1$, так и при $\omega_{emp}\tau \ll 1$. Именно благодаря этому свойству КМП, существует возможность экспериментального наблюдения КМП на частотах существенно меньших 1 ГГц.

(iii) Частота КМП определяется холловским движением электронов и пропорциональна холловской проводимости 2D электронной системы σ_{xy} . Поскольку эффект Холла наблюдается не только в транспортных экспериментах с постоянным током, но также и при конечных (микроволновых) частотах [26, 27], спектроскопия КМП может быть использована (и уже неоднократно использовалась) в качестве эффективного инструмента исследования как целочисленного, так и дробного КЭХ.

(iv) Заряд КМП сильно локализован около границы 2D электронной системы на длине, сравнимой с шириной приграничной области образца (т.е. с шириной краевых электронных состояний). Как следствие, спектроскопия КМП может быть использована в качестве метода исследования безщелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми в сильном магнитном поле, которые играют важную роль в формировании КЭХ.

Далее рассмотрены основные теоретические и экспериментальные работы, посвященные исследованию вышеупомянутых свойств КМП.

1.2.1 Теория КМП

Теоретически задача о краевых магнитоплазмах была впервые рассмотрена Феттером [24, 28, 29, 30] и Волковым и Михайловым [31, 32, 7]. Феттер нашел приближенное решение задачи КМП на поверхности жидкого гелия в рамках классической гидродинамики. Разработанная им

теория КМП основывалась на решении интегрального уравнения типа Винера-Хопфа с помощью аппроксимации логарифмически расходящегося ядра более простым экспоненциальным [24, 33]. Главными недостатками такого подхода являются использование подгоночных параметров при согласовании теории с экспериментом [24], а также игнорирование фигурирующей в точной постановке задачи длины локализации заряда КМП l , характерной для 2D электронной системы и играющей важную роль в формировании спектра и распределении потенциала и поля КМП. Волков и Михайлов решили задачу, используя феноменологический подход, применимый как к невырожденным электронным системам на поверхности жидкого гелия, так и к вырожденным электронным системам в твердотельных (полупроводниковых) структурах. Ими было найдено точное аналитическое решение задачи КМП в модели резкого края 2D электронной системы с геометрией бесконечной полуплоскости, а также предложен ряд аппроксимационных решений для более реалистичных моделей (КМП на размытом краю 2D системы, КМП в полосе и диске). Помимо этого, был проведен анализ полученных общих результатов применительно к различным 2D электронным системам, в которых на практике наблюдаются краевые магнитоплазменные возбуждения: электроны в гетероструктуре, электроны на поверхности жидкого гелия, электроны в МДП структуре.

Согласно [31, 7], в сильном магнитном поле ($|\sigma_{xx}/\sigma_{xy}| \ll 1$) спектр КМП волны, распространяющейся вдоль резкого края бесконечной полуплоскости $z = 0, x \geq 0, -\infty < y < +\infty$, в длинноволновом пределе

$q_y l \ll 1$ имеет вид:

$$\operatorname{Re} \omega \equiv \omega' (q_y) = -\frac{2q_y \sigma_{xy}}{\tilde{\kappa}} \left(\ln \frac{2}{|q_y|l} + 1 + o(1) \right), \quad (16)$$

q_y - волновой вектор КМП, $\tilde{\kappa} = (\kappa_1 + \kappa_2)/2$ - средняя диэлектрическая проницаемость (рассматривается случай обычного гетероперехода), длина l определяется диагональной поляризумостью 2D электронной системы:

$$l = \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega \tilde{\kappa}} = l_0 + il_1, \quad (17)$$

где

$$l_0 = \operatorname{Re} l = -\frac{2\pi \sigma''_{xx}(\omega)}{\omega \tilde{\kappa}}, \quad l_1 = \operatorname{Im} l = \frac{2\pi \sigma'_x(\omega)}{\omega \tilde{\kappa}}. \quad (18)$$

Здесь $\sigma'_x \equiv \operatorname{Re} \sigma_{xx}$, $\sigma''_{xx} \equiv \operatorname{Im} \sigma_{xx}$. Затухание $\omega''(q_y) \equiv \operatorname{Im} \omega(q_y)$ в свою очередь определяется временем рассасывания заряда КМП под действием поля E_x , т.е. максвелловским временем, зависящим в 2D случае от волнового вектора:

$$\omega''(q_y) \sim -2\pi \sigma'_x |q_x| / \tilde{\kappa}$$

Длина $|q_x|^{-1}$, на которой формируется электрическое поле краевого магнитоплазмона E_x ($|q_x|^{-1} \ll |q_y|^{-1}$), оценивается из условия исчезновения нормального тока на краю системы (следующего из отсутствия заряженного слоя при $x = 0$): $q_x \sigma_{xx} + q_y \sigma_{xy} = 0$. Отсюда

$$\omega''(q_y) \sim -\frac{2\pi |q_y \sigma_{xy}|}{\tilde{\kappa}} \frac{\sigma'_x}{|\sigma'_x + i\sigma''_{xx}|}. \quad (19)$$

В ур-я (16)-(19) входят компоненты тензора проводимости на частоте КМП. Поскольку $\sigma'_{\alpha\beta} \equiv \operatorname{Re} \sigma_{\alpha\beta}$ - четные, а $\sigma''_{\alpha\beta} \equiv \operatorname{Im} \sigma_{\alpha\beta}$ - нечетные функции ω , то при малых ω можно ограничиться первыми членами

разложения $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)$ по $\omega/\omega_0 \ll 1$:

$$\sigma'_{xx}(\omega) \approx \sigma'_{xx}(0), \quad \sigma''_{xx}(\omega) \approx -\sigma'_{xx}(0)\omega\tau^*, \quad \sigma_{xy}(\omega) \approx \sigma_{xy}(0), \quad (20)$$

где введены вещественный параметр размерности времени τ^* и характеристическая частота ω_0 , определяющая дисперсию $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)$. В модели Друде время τ^* в сильных B ($\omega_c \gg |\omega + i/\tau|$) сводится к времени упругой релаксации τ , а роль ω_0 играет ω_c . В режиме КЭХ ω_0 имеет смысл характерной частоты движения локализованных в поле примесей электронов [34], причем из эксперимента [27, 32] следует оценка $\omega_0/2\pi > 35$ ГГц.

В низкочастотном пределе ($\omega\tau^* \ll 1$) затухание КМП не зависит от диссипативной компоненты проводимости σ'_{xx} и квантуется в режиме КЭХ:

$$\omega''(q_y) \sim -2\pi|q_y\sigma_{xy}|/\tilde{\kappa}. \quad (21)$$

В высокочастотном пределе ($\omega\tau^* \gg 1$)

$$\omega''(q_y) \sim -\frac{2\pi|q_y\sigma_{xy}|}{\tilde{\kappa}|\omega\tau^*|} \sim -\frac{\pi}{\tau^*} \left[\ln \frac{1}{|q_y|l} \right]^{-1}. \quad (22)$$

Отметим, что в приведенных выше выражениях для дисперсии и затухания КМП роль l играет максимальная из длин l_0, l_1 , причем $|l| \approx l_0$ при $\omega\tau^* \gg 1$ и $|l| \approx l_1$ при $\omega\tau^* \ll 1$. Физический смысл l_0 проясняется в модели Друде при $\omega \ll |\omega_c + i/\tau|$:

$$l(\omega)|_{\omega\tau \rightarrow \infty, \omega/\omega_c \rightarrow 0} \equiv l_0 = 2\pi n_s e^2 / m^* \tilde{\kappa} \omega_c^2 = e^2 \nu / \tilde{\kappa} \hbar \omega_c. \quad (23)$$

При $\nu \sim 1$ l_0 определяет расстояние, на котором энергия межэлектронного взаимодействия сравнивается с циклотронной энергией (ν - степень заполнения уровней Ландау).

При $\omega \rightarrow 0$ (точнее $\omega\tau^* \ll 1$, $l \approx l_1$), итерируя (16), получим

$$\omega'(q_y) \sim -\frac{2q_y\sigma_{xy}}{\tilde{\kappa}} \ln \frac{|\sigma_{xy}(0)|}{\sigma'_{xx}(0)}. \quad (24)$$

В реальных структурах, необходимо также учитывать конечность толщины 2D слоя d_{2D} и размытость края (w - ширина области, в которой изменяется равновесная концентрация вблизи границы системы). Согласно [31, 7], роль l в этом случае играет максимальная из длин l_0 , l_1 , d_{2D} , w .

В 2D структурах сложной геометрии (диски, кольца, полоски), метод Винера-Хопфа неприменим, и для нахождения свойств КМП возникает необходимость разработки приближенных методов [7]. Несмотря на это, точные результаты для бесконечной полуплоскости с резкой границей остаются применимыми и для таких систем (с учетом замены q_y на $2\pi n/P$, где P - периметр образца, $n = 1, 2, \dots$). Например, для диска радиуса R с однородным распределением равновесной плотности и резкой границей, спектр дискретных КМП мод имеет вид [7]:

$$\omega(n) = \frac{2n\sigma_{xy}}{\tilde{\kappa}R} \left\{ \ln \frac{2R}{l} - \Psi \left(|n| + \frac{1}{2} \right) + 1 + o(1) \right\}, \quad (25)$$

где волновые вектора q принимают значения $-2\pi n/P = -n/R$, $n = 0, 1, \dots$, Ψ - дигамма-функция.

Для системы с диэлектрической функцией (7) (с $\tilde{\kappa}$ вместо κ) в полосе

$$-W/2 \leq x \leq W/2, \quad -\infty < y < +\infty, \quad z = 0,$$

зависимость частоты КМП от волнового вектора похожа на спектр 1D плазмона $\omega^2 \sim q^2 \ln(1/q)$ (см. раздел 1.5).

Наряду с теоретическими моделями, предложенными Феттером [24, 28, 29, 30] и Волковым и Михайловым [31, 32, 7], в работе [23] была построена теория, объясняющая результаты эксперимента [23] влиянием деполяризующих полей, возникающих в 2D диске, который моделируется сплющенным проводящим эллипсоидом. Независимо подобный подход был применен в [35, 36, 37] для расчета частоты [35] и затухания [36] собственных колебаний 2D диска (в [37] сверхрешетки в форме эллипсоида) в сильном магнитном поле ($\sigma_{xx}/\sigma_{xy} = 0$). К особенностям модели эллипсоида можно отнести сильную неоднородность [38] концентрации $n_s(r)$ (а следовательно, и $\sigma_{xy}(r)$) 2D электронов и однородность поля для основной моды $n = 1$.

Спектр коллективных возбуждений для мезы, имеющей форму диска с диаметром d , в модели сплющенного эллипса описывается следующим выражением [23]:

$$\omega_{kmp} = -\frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (26)$$

где $\omega_{CR} = eB/cm^*$ - циклотронная частота, а ω_p - частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая в отсутствии эффектов запаздывания имеет вид [23]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (27)$$

где $\bar{\epsilon}$ - среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, m^* - эффективная масса электронов, $q = 2.4/d$ - волновой вектор краевого магнитоплазмона [39]. Верхняя мода ω_+ стремится к циклотронной частоте при $B \rightarrow \infty$ и подобна объемному магнитоплазмону (15)) в макроскопическом образце. Частота нижней моды ω_- пропорциональна $1/B$

при больших B ,

$$\omega_- \approx \frac{\omega_0^2}{\omega_c} \sim -\frac{\sigma_{xy}}{\bar{\epsilon}d}, \quad \text{при } \omega_c \gg \omega_0, \quad (28)$$

и соответствует КМП, распространяющемуся вдоль границы структуры. Отсюда видно, что результаты расчета частоты КМП ω_- в модели эллипсоида отличаются от выражения (16) множителем, слабо (логарифмически) зависящим от параметров задачи, существование которого, однако, было экспериментально подтверждено в ряде работ [40, 41]. Подобное расхождение может быть объяснено тем, что формула (16), полученная в рамках теории [7], справедлива в длинноволновом пределе $q_y l \ll 1$. В макроскопическом образце с конечными размерами и характерной латеральной длиной L , q_y следует заменить на $1/L$, и неравенство $q_y l \ll 1$ сводится к $|l| \ll L$. С другой стороны, при $|l| \lesssim w$ (w - ширина слоя обеднения у края структуры), в выражение (16) для частоты КМП вместо l должна входить w (см. выше). Как следствие, ур-е (16) описывает спектр КМП при

$$w \ll |l| \ll L, \quad \text{или} \quad \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \kappa L} \ll \omega_c^2 \ll \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \kappa w}, \quad (29)$$

здесь использована формула (23) для l_0 . Таким образом, дисперсия краевого магнитоплазмена, распространяющегося вдоль границы образца конечных размеров, содержит логарифмический фактор, зависящий от B , в средних магнитных полях (16) и не содержит его в сильных полях, при условии $|l| \ll w$, или $\omega_c^2 \gg 2\pi n_s e^2 / m^* \kappa L$. Если размеры образца меньше, или порядка 1 мкм ($L \simeq w$), как в случае квантовых точек и других микроскопических электронных структур, область существования логарифмического фактора в выражении для дисперсии КМП (16)

исчезает, и формула (26) с $1/B$ -асимптотой при больших B становится справедливой во всем диапазоне магнитных полей.

С другой стороны, различия в затухании КМП $\omega'' \sim \sigma'_{xx}/d\tilde{\kappa}$, вычисленном в модели эллипсоида [38] и (21)-(22), могут быть очень существенными, особенно в режиме КЭХ, когда $\sigma'_{xx} \rightarrow 0$. В частности, измерения затухания КМП [36] показывают, что выражение для ω'' дает сильно (на несколько порядков при $\nu = 2$) заниженные значения для ω'' .

Таким образом, к макроскопическим 2D системам с однородной концентрацией электронов в сильных магнитных полях ($|l| \ll r$) модель эллипсоида неприменима. По-видимому, такой подход может претендовать на объяснение эксперимента лишь в слабых магнитных полях, когда $|l| \gtrsim r$ и длина локализации поля КМП порядка $|q_y|^{-1} \sim r$.

КМП также имеют и квантовую интерпретацию [31]. Для рождения одночастичного возбуждения в бесконечном образце требуется энергия $\hbar\omega_c$, что приводит к образованию щели ω_c в спектре магнетоплазмонов (15). Наличие края 2D-системы приводит к изгибу уровней Ландау и появлению ферми-точек (точек в пространстве центров осцилляторов Ландау, в которых уровень Ферми пересекает уровень Ландау), т.е. система приобретает свойства низкоразмерного металла. Именно наличие бесщелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми, которым отвечают «скакующие» вдоль края электроны, обуславливает появление бесщелевых (в конечном образце низкочастотных) КМП. Направление их движения совпадает с направлением, в котором «скакут» электроны. При заполнении N уровней Ландау имеется N ферми-точек в полубесконечном образце. КМП отвечает синфазным колебаниям электронов на

всех этих точках. Кроме того, при $N > 1$ имеется также $N - 1$ ветвей более низкочастотных возбуждений с акустическим спектром. Им отвечают противофазные колебания ферми-электронов.

1.2.2 Экспериментальные исследования КМП

Впервые КМП возбуждения экспериментально наблюдались в 2D электронных системах на поверхности жидкого гелия Мастом и Глатли [24, 25, 46] и в полупроводниковых гетеропереходах Алленом [23], Говорковым [36, 43], Волковым [32], Гальченковым [44, 45], а также Эндири [42].

В работах [24, 25, 46] исследовались дисперсия и затухание стоячих резонансных волн, возбуждаемых в электронной плазме на поверхности жидкого гелия. Экспериментальные ячейки в форме параллелепипеда [24], или цилиндрической формы [25, 46] были наполовину заполнены жидким гелием, на поверхности которого формировалась 2D электронная система, созданная путем кратковременного теплового инжектирования [47]. Основу ячеек составляли два металлических электрода, равноудалено расположенных ($d = 1$ мм) снизу и сверху от плоскости 2D электронов. Для чтобы удержать электроны на поверхности гелия, к верхнему, нижнему и боковым электродам прикладывались соответствующие потенциалы. В экспериментах Глатли [25, 46] 2D электроны были ограничены сбоку цилиндрическим охранным кольцом радиуса 9 мм. Электроны формировали 2D диск радиуса R с равновесным распределением заряда $n_s(r)$, определяемым статическими потенциалами на электродах. КМП моды возбуждались посредством меандровой линии передачи, расположенной на нижнем электроде, в частотном диапазоне

1 – 400 МГц. Масти и др. [24] использовали прямоугольные электроды с размерами 1.78×2.5 см, разделенные на три части с равной площадью; охранный электрод, определяющий размеры и профиль зарядовой плотности 2D системы, помещался в плоскости верхней металлической пластины таким образом, что размеры 2D слоя могли отличаться от размеров металлических электродов (более подробно геометрия данной экспериментальной ячейки описана в работе [48]). Для возбуждения КМП мод, к центральному верхнему электроду прикладывалось небольшое по амплитуде переменное напряжение, которое изменяло локальную электронную плотность под этим электродом, что приводило к возникновению плазменных волн в системе.

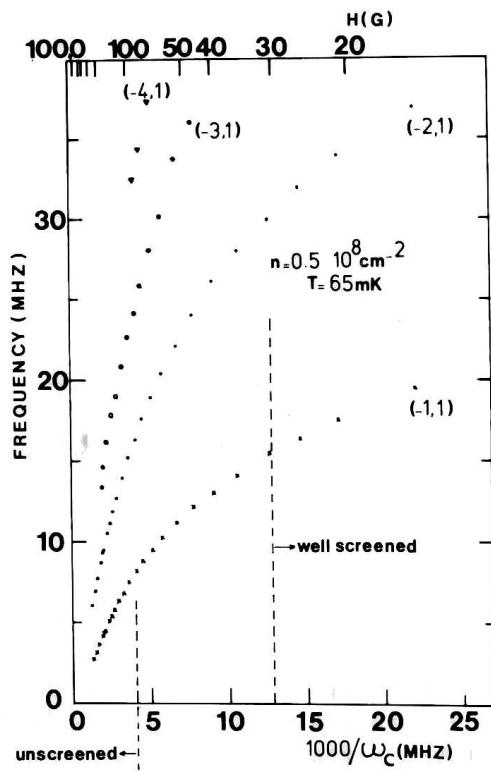


Рис. 1.2: Частотная зависимость нескольких нижайших КМП мод от обратного магнитного поля в 2D системе на поверхности жидкого гелия (рисунок взят из работы Глатли и др. [46])

Глатли и др. [25, 46] изучали спектр КМП в магнитных полях от нуля

до 500 Гц (см. рис. 1.2, взятый из работы [46]). В узком интервале относительно слабых магнитных полей, когда $d \sim w \ll |l| \approx |l_0| \ll R/n$, легко показать, что экспериментальные данные [25, 46] удовлетворительно описываются на основании результатов расчетов для экранированного КМП на поверхности жидкого гелия (см. формулу (57) в [7]).

В диапазоне больших магнитных полей ($|l| \ll w \sim d$), исследованном в работе [46], ω обратно пропорциональна B (см. рис. 1.2). На рис. 1.3 приведена совокупность данных, измеренных в сильном магнитном поле в работе [24], которая также демонстрирует линейную зависимость $\omega B/n_s$ от номера моды $n = q_y P/2\pi$. Такое поведение согласуется с результатами Волкова и Михайлова [7] для системы электронов на поверхности гелия, концентрация которых $n_s(x)$ плавно изменяется вблизи края на длине w (см. выражения (55)-(56) в [7]).

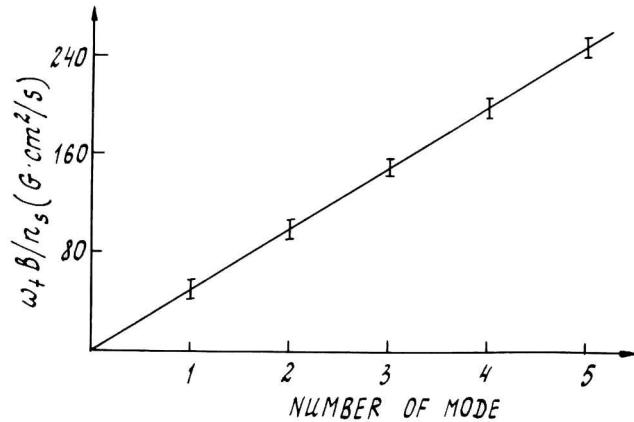


Рис. 1.3: Совокупность экспериментальных данных Маста и др. [24] для $n_s = 2.8 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ (каждая точка на графике содержит более десятка экспериментальных точек из исходной работы). Номер моды $n = q_y P/2\pi$.

Рассмотрим теперь результаты экспериментов по исследованию КМП в твердых телах.

Впервые КМП экспериментально наблюдались в работе по изучению

поглощения ИК излучения в гетероструктуре GaAs/AlGaAs [23]. Образец состоял из набора 2D дисков радиусом $R = 3$ мкм, с расстоянием между центрами дисков 4 мкм. Концентрация и подвижность электронов в 2D слое были равны 5.5×10^{11} см $^{-2}$ и 2.5×10^5 см $^2/\text{В}\cdot\text{с}$ соответственно. Поглощение ИК излучения, прошедшего через структуру, изменилось при $T = 1.4$ К в магнитных полях до 7 Тл. В нулевом магнитном поле резонансный пик поглощения наблюдался на частоте размерно-квантованного 2D плазмона (см. рис. 1.4 из [23]). С ростом магнитного поля происходит расщепление плазменной частоты на две резонансные ветви, одна из которых стремится к циклотронной частоте, а другая к нулю.

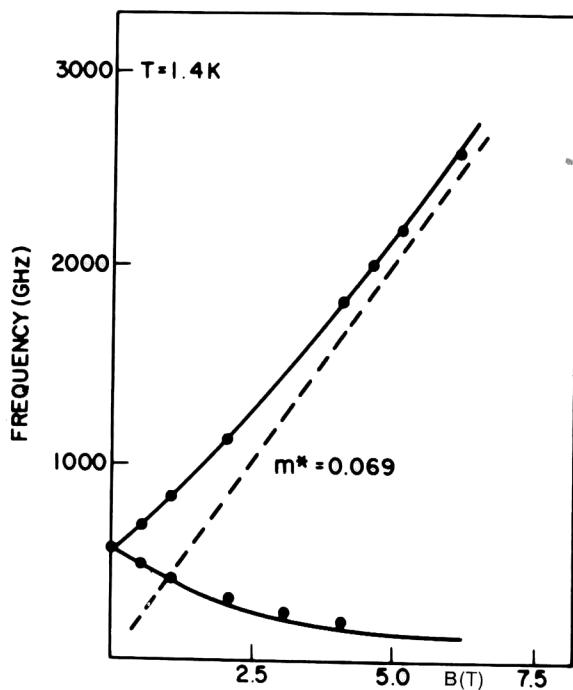


Рис. 1.4: Эффект воздействия магнитного поля на величину плазменного резонанса, обнаруженный Алленом и др. [23]. Непрерывная линия построена с помощью ур-я (26), полученного в рамках модели сплющенного эллипсоида. Пунктирная линия отвечает циклотронной частоте $\omega_c = eB/m^*c$ с $m^*/m_0 = 0.069$.

Интерпретация этого эксперимента, предложенная Алленом [23], основывалась на модели сплющенного эллипсоида (см. формулу (26) в подразделе 1.2.1), которая с помощью одного подгоночного параметра – плазменной частоты ω_p , удовлетворительно описывала экспериментальные точки. Небольшое отклонение теоретической кривой (26) от экспериментальных данных, увеличивающееся с ростом магнитного поля, по всей видимости связано с влиянием логарифмического фактора, зависящего от B [7]. Во всяком случае, ур-е (25) для частоты КМП в диске прекрасно описывает три нижайшие экспериментальные точки из [23], для которых выполняется условие его применимости $l/\pi \ll R$, без каких-либо подгоночных параметров.

В работе [45] по изучению свойств КМП в GaAs/AlGaAs гетеропереходах, изготовленных в форме дисков с диаметрами 14, 19, 32 и 41 мкм, применялась волноводная методика, позволяющая проводить измерения в частотном интервале 25 – 65 ГГц. В эксперименте измерялась мощность микроволнового излучения P_\perp , прошедшего через образец и поляризованного перпендикулярно падающей волне (геометрия микроволнового эффекта Фарадея). Измеренная зависимость $P_\perp(B)$ пропорциональна квадрату холловского отклика ($\sim |\sigma_{xy} \nabla \varphi_{tot}|^2$) конечного образца (2D диска) на внешнее микроволновое поле и демонстрирует резонансно-подобное поведение вблизи магнитных полей B_R , для которых частота КМП совпадает с частотой падающей волны. Величины B_R находятся в удовлетворительном согласии с ур-ем (25), при условии использования друдевских формул для $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)$. В то же время, аппроксимационные формулы Феттера [30] и Тальянского [35] дают значительное (порядка 50 %)

расхождение с экспериментом.

Говорков [36, 43], Волков [32] и Галченков [44] проводили исследования нижайших КМП мод, распространяющихся вдоль края макроскопической гетероструктуры GaAs/AlGaAs с размерами порядка $3 \times 3 \times 0.4$ мм и периметром порядка 1 см. Частота дипольной КМП моды в таких образцах варьировалась в диапазоне 0.1 – 1 ГГц.

В работах [36, 43] образцы помещались в проходной перестраиваемый СВЧ резонатор в пучность электрического поля, так что электрическое поле СВЧ было направлено вдоль поверхности образца, а постоянное магнитное поле – перпендикулярно ей. Резонатор связывался двумя коаксиальными линиями с генератором и супергетеродинным приемником. Измерялась зависимость амплитуды (A) прошедшей через резонатор СВЧ волны от магнитного поля B на разных частотах ω .

Для того чтобы расширить диапазон измеряемых частот, Волков и др. [32] и Галченков и др. [44] использовали нерезонансные измерительные ячейки. Образец помещался между двумя стержневыми электродами, заключенными в цилиндрический заземленный экран. Амплитуда потенциала на подключенном к генератору электроде поддерживалась постоянной относительно экрана. Измерялись зависимости напряжения U от B на квадратичном детекторе, подсоединенном ко второму (измерительному) электроду, при разных f в диапазоне 0.05 – 5 ГГц. В эксперименте наблюдались особенности, возникающие в этих зависимостях и связанные с возбуждением КМП мод в структуре.

Говорков и др. [43] наблюдали в диапазоне 0.1 – 1 ГГц возбуждения с частотами, возрастающими с увеличением n_s и уменьшением B . Этот

результат согласуется как с точной теорией Волкова и Михайлова (см. ур-я (16) и (25)), так и с приближенным выражением (26), полученным в рамках модели сплющенного эллипсоида. В образцах с электронной подвижностью $10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$, Говорков и др. [36] измеряли ширины резонансных линий КМП $\Delta\omega$ в области холловского плато $i = 2$: $\Delta\omega/\omega \approx 1/20$. Они сравнивали полученные результаты с моделью сплющенного эллипсоида, в которой $\Delta\omega$ пропорциональна σ'_{xx} и отношение $\Delta\omega/\omega$, равное $2\sigma'_{xx}/\sigma_{xy}$, составляет порядка 10^{-4} для данного образца при $i = 2$. Таким образом, затухание КМП, измеренное в [36], не может быть объяснено в рамках этой модели. С другой стороны, их экспериментальные данные не противоречат результатами точной теории [7] в высокочастотном пределе $\omega\tau^* \gg 1$, который, по всей видимости, реализуется для образца, использованного в работе [36], в режиме КЭХ. Сравнение эксперимента с теорией (см. ур-е (22)) дает разумные оценки для временного параметра $\tau^* \approx \tilde{\kappa}^{-1} 10^{-8} \text{ с}$ и $\omega'_+ \tau^* = 12/\tilde{\kappa} > 1$.

Более подробная информация о спектре КМП была получена в работах [32, 44]. В этих экспериментах измерялись магнитополевые зависимости частоты $\omega'_+(B)$ и затухания $\omega''_+(B)$ в широком диапазоне полей в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с различными значениями n_s и μ . В образцах с низкой электронной подвижностью $\mu = 2 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ наблюдалось платообразное поведение затухания $\omega''_+(B)$ и слабо осциллирующая зависимость частоты КМП. В районе плато $i = 2$ и $i = 4$ затухание КМП находится в количественном согласии с результатами теории [7] в низкочастотном пределе $\omega\tau^* \ll 1$ (см. формулу (21)), если $\tilde{\kappa}$ принять равной 2.9. Такая оценка средней диэлектрической про-

ницаемости может быть оправдана тем, что электрическое поле основной дипольной моды КМП, как правило, распределяется вне образца, где $\kappa \approx 1$.

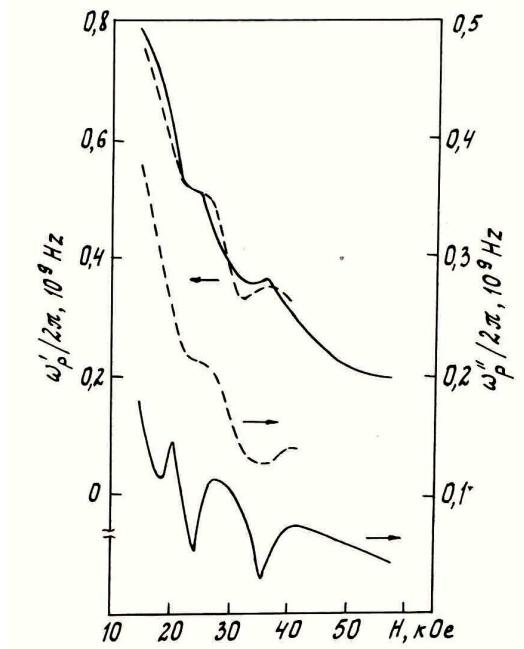


Рис. 1.5: Магнитополевая зависимость частоты и затухания дипольной КМП моды для двух образцов с одинаковой концентрацией $n_s = 3.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и разными электронными подвижностями: $\mu = 1.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ (сплошная линия) и $\mu = 0.35 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ (пунктирная линия). Рисунок взят из работ [44, 45].

В работе [44] было проведено сравнение между магнитополевыми зависимостями частоты и затухания КМП для образцов с одинаковой концентрацией $n_s = 3.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, но разными электронными подвижностями $\mu = 0.35 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ (пунктирная линия на рис. 1.5) и $\mu = 1.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ (сплошная линия на рис. 1.5). Изменение подвижности не оказывает существенного влияния на частоту КМП моды, однако приводит к серьезной модификации зависимости затухания КМП от магнитного поля. С увеличением μ платообразная зависимость $\omega_+''(B)$ переходит в осциллирующую, причем в центрах холловских плато наблюдается рез-

кое уменьшение КМП затухания. Галченков и др. [44] также проанализировали различия в поведении зависимостей $\omega'_+(B)$ и $\omega''_+(B)$ основной КМП моды по сравнению с зависимостями $\sigma_{xy}(B)$ и $\sigma'_{xx}(B)$, измеренными при нулевой частоте для гетероструктуры с $n_s = 3.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ (см. рис. 1.6).

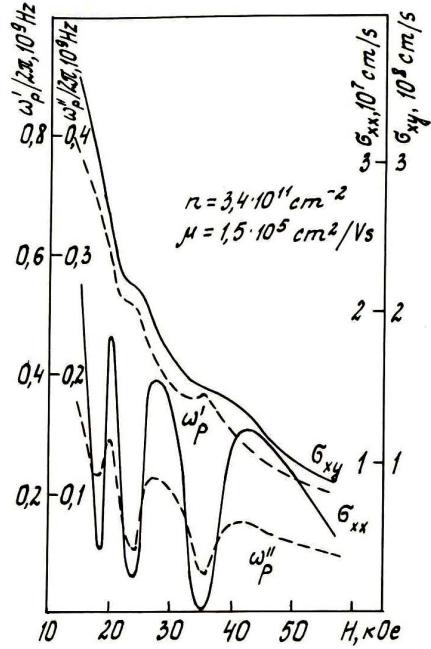


Рис. 1.6: Магнитополевая зависимость КМП частоты и затухания (пунктирная линия), а также компонентов тензора проводимости $\sigma'_{xx}(B)$ и $\sigma''_{xy}(B)$, измеренных на постоянном токе (сплошная линия), для образца с $n_s = 3.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$. Рисунок взят из работы [44].

Оказалось, что не существует прямой пропорциональности между $\omega''_+(B)$ и $\sigma'_{xx}(B)$. Отношение величин ω''_+ в максимуме и минимуме осцилляций значительно меньше соответствующего отношения для $\sigma'_{xx}(B)$. В то же время, зависимость КМП частоты от B напоминает зависимость $\sigma_{xy}(B)$, за исключением отдельных областей около центров холловских плато, где наблюдается некоторая немонотонность в поведении $\omega'_+(B)$. Поведение зависимостей $\omega'_+(B)$ и $\omega''_+(B)$, показанных на рис. 1.5 и 1.6, каче-

ственno согласуется с ур-ями (16) и (21)-(22) из теории [7] и противоречит результатам, полученным в рамках модели сплющенного эллипсоида [23, 38].

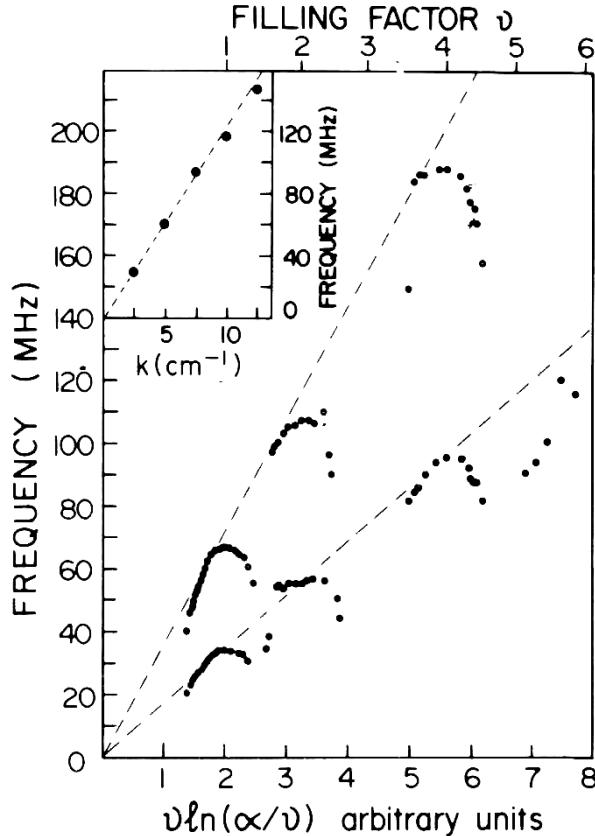


Рис. 1.7: Зависимости частоты нескольких нижайших КМП мод от величины фактора заполнения уровней Ландау ν и от волнового вектора K (на вставке к рисунку) для GaAs/AlGaAs гетероструктур. Пунктирная линия соответствует кривой, полученной из точной теории КМП [7], с использованием выражений для друлевской проводимости. Величина α - собственная константа для каждого образца. Рисунок взят из работы [42].

Эндири и др. [42] измеряли спектры КМП в GaAs/AlGaAs гетеропереходах с концентрациями 2D электронов 7.8×10^{10} и $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностями 1.5×10^5 и $0.9 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}$ соответственно, при температурах меньше 2 К. Для того чтобы возбудить КМП волны в 2D электронной системе, образцы помещались на верхнюю плоскость меандровой линии передачи, которая являлась частью широкополосного

(10 – 1500 МГц) спектрометра.

В эксперименте наблюдалось до семи нижайших КМП мод. Исследовались их зависимости от волнового вектора и фактора заполнения ν в широком диапазоне магнитных полей 0–24 Тл. Обнаружено, что частота КМП линейно зависит от волнового вектора, а в районе холловских плато с целочисленными значениями $i = 1, 2$ и 4 зависимости частоты КМП мод от ν имеют ярко выраженные локальные максимумы (см. рис. 1.7 из [42]). Когда фактор заполнения ν приближается к полуцелым значениям, резонансные линии сильно уширяются и исчезают. Эти особенности могут быть качественно объяснены с помощью теории [7], учитывая экранирующее действие металлического электрода (линии передачи), помещенного на расстоянии d от 2D слоя. Действительно, согласно ур-ю (56) из [7], частота КМП является фактически линейной функцией от q_y и принимает максимальные значения в центрах холловских плато за счет уменьшения $|l|$. При полуцелых значениях ν , неравенство $|l| \ll d$ нарушается из-за резкого возрастания σ'_{xx} , что приводит к существенному увеличению затухания КМП и исчезновению наблюдаемых резонансов.

В дальнейшем, свойства КМП интенсивно изучались с помощью метода ИК спектроскопии на микроскопических полупроводниковых структурах с размерностью меньше двух: квантовых проволоках [49, 50, 51], квантовых точках [52, 53, 54] и эллиптических дисках [55], кольцах [56, 57] и антиточках [54, 58, 59]. Теоретические результаты по исследованию магнитоплазменных возбуждений в таких системах представлены в ряде работ [60, 61, 62, 63].

Измерения традиционных КМП (в макроскопических образцах в мик-

роволновом и радиочастотном диапазоне) также были продолжены как в полупроводниковых структурах [40, 66, 67, 68, 69, 70], так и в электронных системах на поверхности жидкого гелия [71, 72]. КМП исследовались с помощью новых экспериментальных методик (например пико-секундной методики) [73], в системах с различными носителями заряда (2D дырки) [74], а также при их взаимодействии с акустическими волнами [74]. Основные свойства КМП - их слабое затухание в сильных магнитных полях и связь с КЭХ - были экспериментально подтверждены.

В 1995 году было опубликовано первое сообщение об экспериментальном наблюдении краевых мод нового типа - межкраевых магнитоплазмонов (МКМП) - коллективных возбуждений, распространяющих вдоль границы между двумя 2D системами с различными электронными концентрациями [75]. Существование таких мод было предсказано в теории Волкова и Михайлова [7], и их свойства исследовались в рамках различных моделей в [76, 77]. Позднее, МКМП были экспериментально изучены при условиях вигнеровской кристаллизации в ограниченных 2D электронных системах [78].

Эллиот и др. [79] и Аплеядр и др. [80] сообщили о наблюдении КМП подобных возбуждений в новой физической системе - островках заряженных ионов ${}^4\text{He}^+$, находящихся под поверхностью сверхтекущего гелия. Свойства краевых возбуждений в этих системах изучались в работах [81, 82].

Новые экспериментальные методики (магнитотранспортные измерения с временным разрешением [83, 84], метод индуктивной связи [85])

также открывают интересные возможности в изучении тонкой структуры краевых электронных каналов в условиях целочисленного и дробного КЭХ и в исследовании нелинейного режима КМП возбуждений.

Большое количество работ, опубликованных в последнее время и посвященных КМП, распространяющимся вдоль границы вигнеровского кристалла [86], КМП в режиме КЭХ [87, 88], параметрическому возбуждению КМП [89], а также другим родственным задачам [90, 39, 91], свидетельствует о неугасающем интересе к исследованию свойств краевых магнитоплазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах.

1.3 Краевые магнитоплазмоны с учетом конечной ширины края

В первых теоретических работах по КМП использовалась модель резко-го края (длина l из закона дисперсии КМП (16) значительно превышает размытость края w) [7, 28, 31]. Однако в реальных образцах край размыт на $w \sim 1$ мкм [92], а $l \sim 1/B^2$ и в сильных полях может быть значительно меньше w (в типичных электронных гетероструктурах GaAs/AlGaAs $l \approx 0.04$ мкм в $B = 5$ Тл). Учет размытости края не только вносит изменения в спектр основной краевой моды в больших полях (в (16) l заменяется на w), но и позволяет найти новые мультипольные возбуждения со звуковым законом дисперсии (акустические магнитоплазмоны) [31, 93, 94]. Помимо линейного закона дисперсии акустические магнитоплазмоны отличаются от обычных меньшей фазовой скоростью и называются мягкими.

Задача о краевых магнитоплазмах на размытом краю приобретает

особую важность в связи популярной в последнее время темой краевых электронных состояний в условиях КЭХ [92, 95, 96, 97, 98]. Как показано в [92] учет экранирования краевого потенциала приводит к разбиению краевых электронных состояний на череду сжимаемых и несжимаемых полосок. Внутри несжимаемых полосок фактор заполнения постоянен, внутри сжимаемых – самосогласованное электростатическое поле равно нулю. Отношение ширин несжимаемых и сжимаемых полосок мало по параметру $(w/a_b)^{1/2}$, где a_b – Боровский радиус. Из-за узости несжимаемых полос в [94] был сделан вывод о несущественности их влияния на спектр краевых магнитоплазмонов в условиях, когда применима классическая электродинамика. Однако в условиях КЭХ верхняя несжимаемая полоска может становиться весьма широкой и не может не влиять на спектр КМП. Михайловым [99] было качественно рассмотрено возможное влияние несжимаемых полосок на спектр межкраевых магнитоплазмонов. Краевые плазмоны являются частым случаем межкраевых, поэтому во второй части этого раздела приводится краткое изложение этой теоретической модели.

1.3.1 Акустические магнитоплазмоны

Основная краевая мода имеет монополярное распределение заряда в направлении оси x , перпендикулярной краю двумерной электронной системы (см. рис. 1.8а). Существование дополнительных мягких КМП с мультипольным распределением заряда в x -направлении и акустическим законом дисперсии:

$$\omega_j(q_y) = S_j q_y, \quad j = 1, 2, \dots \quad S_j = \frac{2Ne^2}{\epsilon m \omega_c j} \quad (30)$$

было предсказано в ранних работах [31, 93].

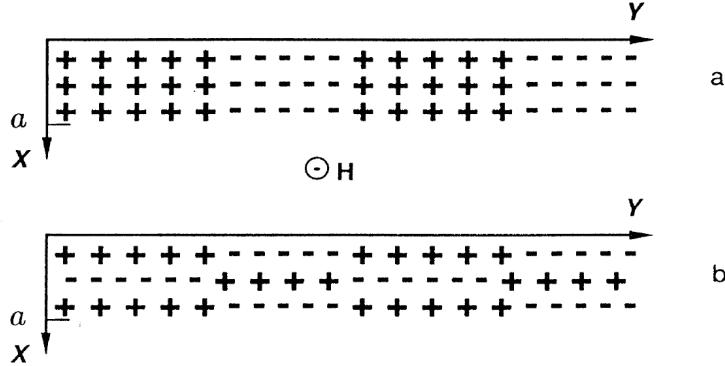


Рис. 1.8: Распределение зарядовой плотности в (а): фундаментальной краевой магнитоплазменной моде $j=0$; (б): акустической краевой магнитоплазменной моде $j=2$. Рисунок взят из работы [94].

В более поздних работах акустические магнитоплазмоны (АКМП) подробно изучались в различных моделях [94, 99, 100, 101, 102]. Зарядовая плотность этих мультипольных возбуждений $\rho_j(x)$ меняется j раз при движении от края вглубь образца вдоль оси x (см. рис. 1.8б). Экспериментальное наблюдение АКМП может быть затруднено в частности тем, что из-за дипольного, квадрупольного и т.д. распределения краевого заряда они слабо взаимодействуют с внешним однородным переменным электрическим полем [103, 104, 105].

Теоретическая зависимость времени релаксации τ_j от B предсказана в [94] для АКМП:

$$\tau_j = \frac{qa\omega_c\tau\beta_j}{j^2\omega_j}, \quad (31)$$

и основной краевой моды $j=0$:

$$\tau_0 = \frac{2qa\omega_c\tau(\ln qa)^2}{\omega_0}, \quad (32)$$

где волновой вектор q определяется периметром мезы и равен $2/d$, $\tau = m^* \mu/e$ - время релаксации импульса, β_j - медленно меняющийся с j численный коэффициент $\beta_1 = 6/5$, $\beta_2 = 60/53$, ...

В отличии от основной моды АКМП имеют существенно большее затухание ($1/\tau_j$) при значительно меньшей частоте, поэтому обнаружение акустических мод в электронных системах GaAs/AlGaAs является трудной задачей и требует использования структур с электронной подвижностью, превышающей 10^6 см 2 /В·с [94]. Единственная попытка измерения АКМП в электронной структуре GaAs/AlGaAs предпринималась 13 лет назад [83] на образце с подвижностью $8 \cdot 10^5$ см 2 /В·с. Экспериментальные подтверждения существования АКМП были получены также на поверхности жидкого гелия [104, 105, 106, 107, 108]. При этом во всех работах имеется лишь качественное согласие с [94], и в большинстве работ авторы лишь предположительно классифицируют новые низкочастотные моды как акустические.

В единственной работе по экспериментальному наблюдению АКМП на полупроводниковой гетероструктуре [83] магнитоплазменные возбуждения не измерялись напрямую, по спектрам резонансного поглощения. Вместо этого в [83] измерялось прохождение короткого импульса напряжения через двумерную электронную систему. Входной импульс напряжения подавался на один из контактов, расположенных на противоположных сторонах прямоугольной двумерной электронной структуры, при этом возле входного контакта возбуждались КМП. Волновой пакет, состоящий из КМП и АКМП, распространялся вдоль края системы до следующего контакта. В достаточно большом магнитном поле

исходный импульс (волновой пакет) по мере движения вдоль края образца распадался на три, что объяснялось тремя различными групповыми скоростями магнито-плазмонов $\frac{d\omega_j}{dq_y}$. Время прихода каждого из трех импульсов показано на рис. 1.9а.

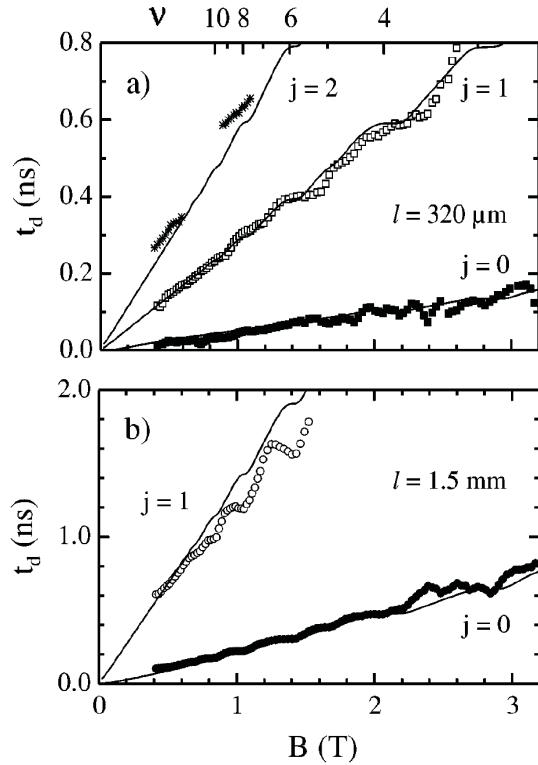


Рис. 1.9: Время задержки короткого импульса напряжения при прохождении через 2D электронные структуры с концентрацией $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и размерами (а): 320 мкм на 80 мкм; (б): 1.5 мм на 380 мкм. Рисунок взят из работы [83].

На более большом образце удавалось наблюдать только первые два импульса (рис. 1.9б). По времени прохождения от контакта до контакта определялась групповая скорость каждого из волновых пакетов, которая с точностью до численного коэффициента 1.3 совпала с групповыми скоростями основной краевой моды и двух верхних АКМП (с $j=1,2$), вычисленных в [94], что по сути и явилось основным результатом работы [83]. При использовании такой методики открытым остается вопрос о

возможном вкладе в вышеупомянутые волновые пакеты вышележащих по энергии возбужденных мод КМП ($c j=0$), групповая скорость которых падает с ростом частоты. Затухание магнитоплазменных волн, которое можно оценить по тому, в каком поле появляются АКМП (в этом поле $\omega_j \tau_j \approx 1$), в [83] оказалось существенно ниже, чем предсказывалось в [94]. Авторы [83] связывают уменьшение затухания АКМП с наличием на краю системы несжимаемых полосок. Однако никаких попыток доказать этот тезис не предпринималось. Одним из простейших доказательств могло бы стать исчезновение акустических пиков с повышением температуры, поскольку в небольших полях несжимаемые полоски должны исчезать даже при незначительном повышении температуры.

1.3.2 Расщепление краевого магнитоплазмона из-за образования несжимаемых полосок на краю образца.

Структура краевых состояний в условиях КЭХ

На рисунке 1.10 из работы [92] представлена схема электронных состояний вблизи гладкого края в условиях КЭХ.

Без учета экранирования краевого потенциала (рис. 1.10а) дно двумерной подзоны плавно поднимается по мере приближения к краю образца, и уровни Ландау следуют за ним. При этом в каждой точке можно ввести локальный целый фактор заполнения, который будет уменьшаться до нуля с шагом единица. Изменение фактора заполнения происходит в точке пересечения уровнем Ландау уровня Ферми. При учете электрон-электронного взаимодействия в приближении среднего поля [92] пересечение уровня Ландау и уровня Ферми перестает быть точеч-

ным, а преобразуется в плато, как показано на рис. 1.10b, или в полоску, если представить это пересечение в пространстве.

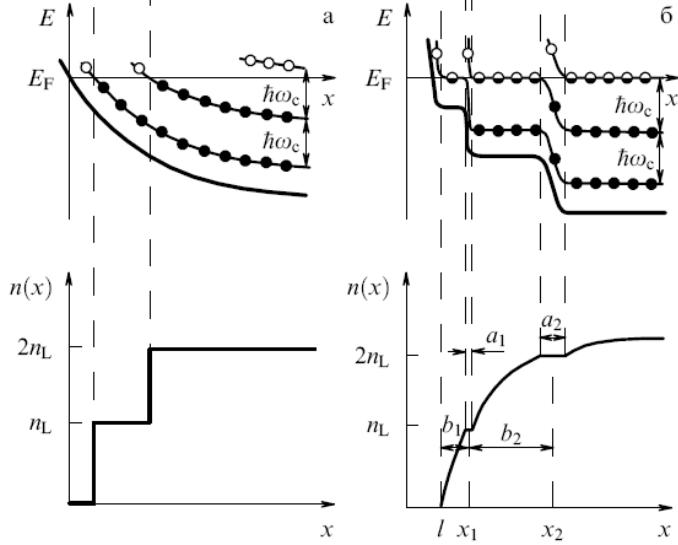


Рис. 1.10: Структура края при плавном краевом потенциале (а): без учета электрон-электронного взаимодействия; (б): реконструкция края, вызванная взаимодействием. Рисунок взят из работы [92].

На протяжении всей ширины этой полоски уровень Ландау совпадает с уровнем Ферми, при этом фактор заполнения плавно меняется от одного целочисленного значения до последующего. Такие полоски называются сжимаемыми и чередуются с несжимаемыми, где дно подзоны вместе с уровнями Ландау ползет вверх.

Межкраевые плазменные колебания, возникающие при образовании несжимаемой полоски. В [99] рассмотрена задача о межкраевых или пограничных (inter-edge [76]) магнитоплазмонах (ПМП), распространяющихся вдоль контакта двух двумерных слоев с различной концентрацией электронов. В частности, если одна из концентраций равна нулю, ПМП превращается в КМП. В [99] показано, что если профиль концентрации на контакте задается плавной функцией $n(x)$ (см. рис. 1.10a), то задача

о спектре ПМП сводится к задаче о решении уравнения Шредингера с потенциалом $U \sim \frac{dn}{dx}$, при этом в роли "волновой функции" выступает потенциал ПМП $\varphi(x)$. Соответствующий гладкий потенциал нарисован в нижней части рис. 1.10 а. Основному уровню энергии соответствует основная мода ПМП, с максимальной скоростью и потенциалом $\varphi_0(x)$, который не меняет знак. Собственная функция $\varphi_1(x)$ соответствует первой акустической моде и является знакопеременной (диполярной), (количество нулей функции потенциала и зарядовой плотности ПМП совпадают: в сильных полях $\varphi(x) \sim \rho(x)$). Более высокие уровни энергии соответствуют более мягким акустическим модам.

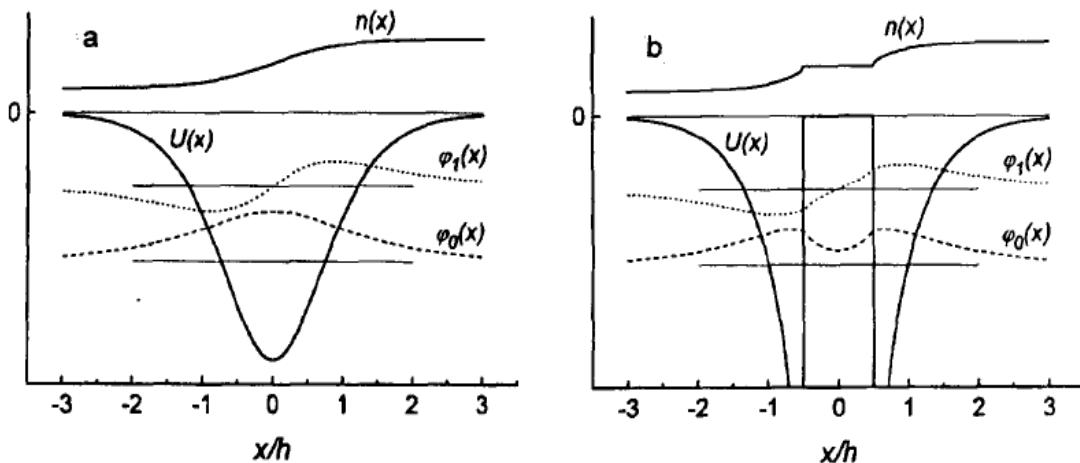


Рис. 1.11: Качественные зависимости равновесной электронной плотности $n(x)$, эффективной потенциальной энергии $U(x)$, потенциалов ПМП $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ (а): без несжимаемой полоски на краю образца; (б): при наличии несжимаемой полоски. Рисунок взят из работы [99].

В сильном магнитном поле и при низкой температуре в профиле концентрации может появиться несжимаемая полоска (рис. 1.10б). В этом случае спектр ПМП определяется уровнями энергии в двух связанных

квантовых ямах, разделенных потенциальным барьером равным по ширине несжимаемой полоске. Если полоска имеет большую ширину, то ямы оказываются несвязанными, и в каждой из ям имеются свои невзаимодействующие функции $\varphi_0, \varphi_1\dots$, соответствующие КМП, бегущим вдоль каждого из краев полоски. Если полоска не слишком широкая, то из-за взаимодействия между ямами появляется хорошо известная квантовая картина расщепленных уровней. Наблюдение такого расщепления в эксперименте могло бы помочь исследовать структуру краевых электронных состояний в условиях КЭХ. Если рассмотреть частный случай КМП, то несжимаемые полоски окажутся слишком узки, чтобы существенно повлиять на спектр магнитоплазмонов [94, 99]. Кроме того, существенным остается вопрос сильного затухания акустической моды. Единственной возможностью увидеть влияние несжимаемой полоски на спектр КМП является исследование КМП непосредственно в условиях КЭХ. Поскольку ширина несжимаемой полоски обратно пропорционально наклону профиля концентрации $\frac{dn}{dx}$, то при приближении к целочисленному фактору заполнения снизу по магнитному полю ширина верхней несжимаемой полоски резко возрастает, т.к. в месте нахождения полоски профиль становится все более и более пологим. Таким образом, в условиях КЭХ становится возможным наблюдать вместо одной основной краевой моды - две, бегущие слева и справа от несжимаемой полоски. Наблюдение такого раздвоения основной моды вблизи фактора заполнения 2 является одним из основных результатов настоящей диссертационной работы.

1.4 Одномерные (1D) плазмоны и магнитоплазмоны

В низкоразмерных системах, таких как квантовые проволоки и макроскопические электронные полоски, наряду с краевыми магнитоплазменными модами исследовался новый тип коллективных возбуждений - одномерные (1D) плазмоны. Основным отличием 1D плазмонов от 2D плазмонов является их линейный закон дисперсии с логарифмическими отклонениями, существенными в области малых волновых векторов, а также поведение этих мод в магнитном поле. От краевых магнитоплазмонов эти возбуждения отличаются прежде всего отсутствием локализации зарядовой плотности у границы системы и сильной зависимостью фазовой скорости 1D плазмонов от ширины исследуемых полосок.

Дисперсия 1D плазона была впервые вычислена более ста лет назад в работе Зоммерфельда [9], а также в ряде более поздних работ [94, 102, 109, ?, 111]. Аналитическое выражение для дисперсии 1D плазона в электронной полоске шириной $w = 2a$ имеет вид [102]:

$$\omega_{1D}^2(k) = (\pi N_s e^2 a / \bar{\epsilon} m_e^*) k^2 [\ln(4/ka) - 0.577], \quad (33)$$

где m_e^* и $\bar{\epsilon}$ - эффективная масса электронов и средняя диэлектрическая проницаемость системы, $n_0(x) = N_s \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2}$, $|x| < a$ - полуэллиптический профиль распределения равновесной зарядовой плотности, N_s - локальная концентрация электронов в центре полоски. Отметим, что данное выражение справедливо только при малых k в длинноволновом пределе $ka \ll 1$ [102].

Магнитополевая зависимость частоты 1D плазона в длинноволновом пределе также была получена в [102]:

$$\omega_{1D}^2(k, B) = \frac{\Omega_0^2 k^2 a^2}{2} \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2} \ln \left(\frac{4}{|k| a e^\gamma} \right), \quad (34)$$

где $\omega_c = eB/cm^*$ - циклотронная частота, $\gamma = 0.577$ - постоянная Эйлера, $\Omega_0 = \left(\frac{8\pi N_s e^2}{\bar{\epsilon} m^* a} \right)^{1/2}$ - частота колебаний одиночного электрона в параболическом потенциале $U(x) = \frac{\pi N_s e^2}{\bar{\epsilon} a} x^2$.

Экспериментально свойства 1D плазмонов исследовались с помощью методов ИК спектроскопии [49] и неупругого рассеяния света [112, 113].

В работе [49] квазидномерная электронная система реализовывалась в массиве квантовых проволок, изготовленных методом голограммической литографии на основе модуляционно-легированной гетероструктуры AlGaAs/GaAs. Напыление металлической решетки поперек квантовых проволок обеспечивало взаимодействие ИК излучения с собственными плазменными колебаниями 1D системы, волновой вектор которых определялся обратной величиной периода решетки. Линейная зарядовая плотность и глубина травления электронных структур составляли $4 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$ и 200 нм соответственно. Геометрическая ширина и период квантовых проволок были равны 540 нм и 1000 нм, а период металлической решетки - 1000 нм. В спектрах поглощения наблюдалась резонансная мода с отрицательной магнитодисперсией, характерной для краевого и одномерного магнитоплазиона (см. рис. 2 из [49]). Кроме того, в конечных магнитных полях наблюдались высокочастотные моды с положительной дисперсией, представляющие собой результат смешивания плазменных колебаний поперек квантовых проволок и 1D плазмонов [49].

Между тем, трактовка наблюдаемых резонансов, предложенная в работе [49], представляется сомнительной. Это связано с тем, что за счет сильного кулоновского взаимодействия между близлежащими электронными проволоками в системе формируются не квазидисперсионные, а квазидвумерные плазменные колебания, охватывающие весь массив квантовых проволок в целом. Как следствие, резонансной моде с отрицательной магнитодисперсией может соответствовать не 1D плазмон, а обычный КМП, распространяющийся вдоль границ квантовых проволок. В свою очередь, высокочастотные моды классифицируются как квазидвумерные магнитоплазменные возбуждения с различными q , частота которых стремится к циклотронной с ростом поля. Эти предположения находят подтверждение в результатах работы [113], выполненной на системе квантовых проволок, аналогичной предыдущей, методом неупругого рассеяния. В [113] был измерен закон дисперсии внутриподзонной моды возбуждения зарядовой плотности, изначально ассоциируемой с 1D плазмоном. На рис. 1.12, взятом из этой работы, экспериментальная дисперсия имеет ярко выраженную корневую зависимость, характерную для 2D плазмона. Подобное поведение обусловлено взаимодействием между проволоками и подтверждается теоретическими расчетами, выполненными в работе [114]. Похожая картина наблюдается и для дисперсионной зависимости 1D внутриподзонального плазмона, измеренной в эксперименте [112].

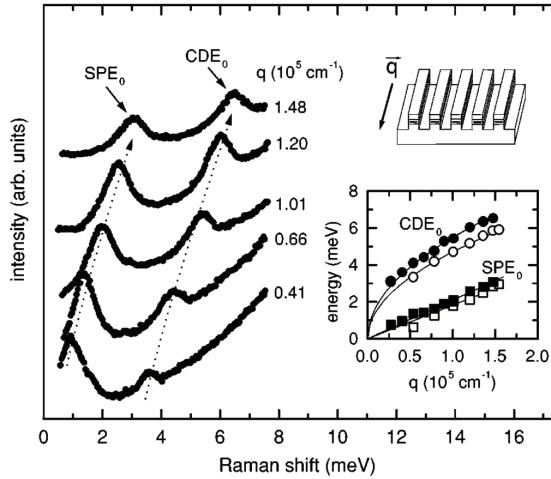


Рис. 1.12: Поляризованные спектры неупругого рассеяния света для низкочастотного 1D плазмона и одночастичных возбуждений в образце, представляющем собой массив квантовых проволок шириной 180 нм с периодом 360 нм. На вставке к рисунку показана q_{\parallel} дисперсия наблюдаемых мод для структуры с проволоками шириной 180 нм (сплошные символы) и 150 нм (открытые символы). Рисунок взят из работы [113].

Таким образом, главным недостатком предложенных экспериментальных методик по измерению дисперсии 1D плазмона является их слабая чувствительность. Как следствие, возникает необходимость использования в эксперименте периодических сверхрешеток 1D объектов (квантовых проволок или полосок), вместо одиночных 1D структур. Это приводит к подавлению эффектов, связанных с 1D плазмонами. Наблюдаемые плазменные колебания демонстрируют черты, характерные для 2D плазмонов [113], что находит подтверждение в соответствующих теоретических расчетах [114].

Одним из основных результатов настоящей диссертационной работы является то, что в ней впервые проведены измерения закона дисперсии 1D плазмонов в *одиночных* макроскопических электронных полосах с большим отношением длины к ширине.

1.5 Двумерные дырочные системы на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs (001)

В отличии от электронов двумерные дырки в GaAs обладают значительно большим спин-орбитальным расщеплением и гигантской непарированностью закона дисперсии. В совокупности с высочайшим качеством современных структур, двумерные GaAs дырочные системы являются наиболее перспективным объектом как для исследования фундаментальных задач, связанных со спин-орбитальными эффектами, так и создания спинtronных приложений. Возможность изменять в широких пределах эффективную массу квазичастиц также является привлекательной особенностью таких систем. Строгое и общее теоретическое рассмотрение спинового расщепления электронных и дырочных спектров в двумерных полупроводниковых системах можно найти в [115]. В данном литобзоре отображены результаты, так или иначе касающиеся структуры валентной зоны GaAs в условиях размерного квантования.

1.5.1 Энергетический спектр двумерных дырок в симметричных GaAs квантовых ямах. Предел малых концентраций.

GaAs обладает структурой цинковой обманки. Валентная зона таких полупроводников состоит, как известно, из подзоны тяжелых и подзоны легких дырок с общей вершиной в центре зоны Бриллюэна.

Размерное квантование в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs снимает четырехкратное вырождение валентной зоны и разбивает дырочные состояния на две двукратно вырожденные по спину подзоны: так называемые подзоны тяжелых и легких дырок. Названия тяжелая и

легкая подзоны обусловлены продольными массами дырок, ответственными за энергию размерного квантования дырочных состояний в квантовой яме. Нижайшим энергетическим состоянием является состояние тяжелой дырки, для которой величина размерного квантования меньше, а подзона легких дырок расположена выше по энергии. Продольные массы легких и тяжелых дырок известны достаточно хорошо, поскольку именно они определяют энергии размерного квантования дырочных состояний в яме, которые надежно измеряются различными оптическими методами [116]. Гораздо меньше известно о значениях дырочных масс в плоскости ямы. Согласно теоретическим расчетам, проведенным в работах Андо [117] и Экенберга [118] для одиночных переходов и для квантовых ям, энергетический спектр двумерных дырок в гетероструктурах GaAs на поверхности (001) носит чрезвычайно сложный вид. В этих работах показано, что отталкивание зон легких и тяжелых дырок при k отличном от нуля приводит к очень большой непарabolичности дисперсии тяжелых дырок даже при энергиях всего несколько мэВ. При достаточно больших концентрациях дырок к еще большему усложнению приводит спин-орбитальное расщепление каждой из подзон, однако при уменьшении концентрации его величина резко убывает и расщеплением можно пренебречь.

Первая работа по расчету энергетического спектра 2D дырок в тонкой пленке полупроводника со структурой алмаза была выполнена Дъконовым и Хаецким в [119]. В работе рассчитан энергетический спектр дырок в тонкой пленке германия, валентная зона которого аналогична валентной зоне GaAs. Исследуется зависимость $E(k)$ энергии от квазиймпульса,

параллельного плоскости пленки, в подзонах размерного квантования. При $k = 0$ положения уровней размерного квантования определяются объемными массами легких и тяжелых дырок, поскольку легкие и тяжелые дырки квантуются независимо. Действительно, при заданном импульсе имеется четыре состояния, отличающихся проекциями момента на направление импульса, причем тяжелым дыркам соответствует проекция $\pm\frac{3}{2}$, а легким $\pm\frac{1}{2}$. При чисто поперечном движении ($k=0$) проекция момента на нормаль к поверхности пленки сохраняется, поэтому при отражении от границы пленки проекция момента на направление импульса меняет знак, но по величине остается неизменной. Такое изменение знака не может привести к превращению легких дырок в тяжелые и наоборот.

При $k \neq 0$ отражение от границы пленки может приводить не только к изменению знака, но и абсолютной величины проекции момента на импульс. Это означает возможность превращения легкой дырки в тяжелую и наоборот. Волновая функция при $k \neq 0$ должна представлять линейную комбинацию объемных волновых функций легких и тяжелых дырок с одной и той же энергией и планарным волновым вектором. Это смешивание состояний обуславливает сложный характер зависимости $E(k)$ и, в частности, отличие масс в подзонах размерного квантования от объемных эффективных масс. В качестве граничных условий в [119] выбрано обнуление на границах пленки волновой функции, что дает возможность вычисления энергетического спектра валентной зоны. Спектр валентной зоны германия в условиях размерного квантования, рассчитанный в [119], приводится на рис. 1.13. На этом рисунке видно, что при малых волновых векторах, в области $ka \ll 1$, планарная масса тяжелой дырки

$m^{(h)}_1$ в основной подзоне размерного квантования существенно меньше массы тяжелой дырки в объемном полупроводнике и близка к объемной массе легкой дырки. В области $ka \sim 1$ наблюдается существенная непараболичность, и только при очень больших квазимпульсах $ka \gg 1$ масса двумерной тяжелой дырки вырастает до массы объемной тяжелой дырки.

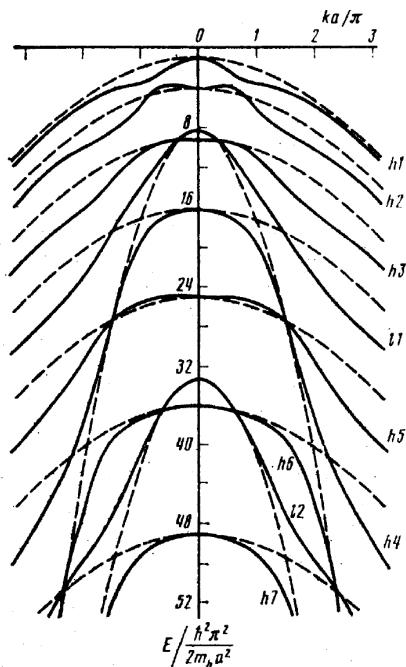


Рис. 1.13: Энергетический спектр размерного квантования в валентной зоне германия. Штриховыми линиями показаны параболы, соответствующие независимому квантованию легких и тяжелых дырок. Рисунок взят из работы [119].

Спектр тяжелой дырки в n -й подзоне в пределе малых квазимпульсов $ka \ll 1$ может быть записан как:

$$E_n^{(h)} = \frac{\hbar^2\pi^2n^2}{2m_{hh}a^2} + \frac{\hbar^2k^2}{2m_n^{(h)}} \quad (35)$$

$$\frac{1}{m_n^{(h)}} = \frac{1}{m_{hh}} \left[1 - \frac{3\beta^{-1/2}((-1)^n + \cos(\pi n \beta^{1/2}))}{\pi n \sin(\pi n \beta^{1/2})} \right], \quad (36)$$

где $\beta = m_{3Dlh}/m_{3Dhh}$ – отношение масс легкой и тяжелой дырки в объемном GaAs.

Спектр 2D легких дырок в n-й подзоне при $ka \ll 1$:

$$E_n^{(l)} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m_{lh}a^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^{(l)}} \quad (37)$$

$$\frac{1}{m_n^{(l)}} = \frac{1}{m_{lh}} \left[1 - \frac{3\beta^{1/2}((-1)^n + \cos(\pi n \beta^{-1/2}))}{\pi n \sin(\pi n \beta^{-1/2})} \right], \quad (38)$$

В итоге, в [119] представлен расчет закона дисперсии дырок для пустой прямоугольной ямы с бесконечным барьером в сферическом приближении. Для GaAs(001) квантовой ямы (КЯ) такие расчеты дают для массы тяжелых дырок значение $0.11m_0$ в пределе $kW \ll 1$ (k - волновой вектор, W - ширина ямы), если объемную массу тяжелой дырки принять равной $0.49m_0$, а массу легкой – $m_{lh} = 0.07m_0$ [120]. Такая модель должна хорошо работать при малых концентрациях.

Наиболее надежным методом измерения планарной массы носителей заряда (особенно при малых концентрациях) является метод циклотронного резонанса, поскольку лишь при микроволновых исследованиях можно надеяться измерять циклотронные переходы между уровнями Ландау с большими номерами и измерить хорошо определенную в теории величину – квазиклассическую циклотронную массу дырок. Сложность детектирования циклотронного резонанса в микроволновой области связана с необходимостью иметь очень высокую подвижность двумерных дырок в образце, поскольку резонанс в этом случае сдвигается в область малых магнитных полей и условие $\omega_c\tau > 1$ выполняется лишь при длинных временах релаксации импульса. В отличие от электронных двумер-

ных каналов, в которых достаточно большие величины τ получаются без особых проблем, в двумерных дырочных системах высокую подвижность удается получать лишь для гетероструктур, выращенных на поверхности (311) [123], легированных кремнием. Однако в таких структурах наблюдается сильная планарная анизотропия проводимости, отсутствующая в традиционных квантовых ямах, полученных на поверхности (001). Циклотронная масса в таких системах измерялась в микроволновом диапазоне в работе [122] и составила 0.35 массы свободного электрона.

Первые и до недавнего времени единственные измерения циклотронного резонанса двумерных дырок в СВЧ диапазоне в GaAs/AlGaAs гетероструктурах, выращенных в направлении (001), были получены в [121], где исследовались размерные дырочные магнитоплазменные резонансы при очень малых концентрациях носителей заряда ($2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$). В этом случае (в пределе малых концентраций) теория предсказывает, что планарная масса дырок должна быть близка к массе легких дырок ($m_{lh} \approx 0.11m_0$, где m_0 - масса свободного электрона) [119], однако измеренная масса оказалась значительно больше теоретической $m_h = 0.26m_0$ [121].

В [121] измерения проводились на высококачественных одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной 300 Å и 250 Å. В отличие от традиционных способов получения p -канала в работе использовались высококачественные (001) GaAs/AlGaAs квантовые ямы p -типа, в которых дырочный двумерный канал возникал за счет остаточных естественных примесей (углерод), присутствующих в барьере. При этом концентрация 2D-дырок оказывалась довольно малой (около 10^{10} см^{-2} , однако их подвижность оказалась рекордно высокой $((2 - 3) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В с})$ и удо-

влетворяла требованиям, необходимым для наблюдения микроволнового циклотронного резонанса. Для исследования размерного магнитоплазменного резонанса на поверхности образцов специально вытравливались мезы - диски с диаметрами 0.1, 0.2, 0.5 и 1 мм и толщиной 500 нм так, что двумерный канал оказывался внутри мезы.

Такие структуры размещались внутри СВЧ тракта (16 мм) в максимуме электрического поля СВЧ волны. Эксперименты проводились в диапазоне частот от 16 ГГц до 40 ГГц при температуре $T = 1.5$ К. Для регистрации резонансного микроволнового поглощения использовался метод оптического детектирования, развитый недавно для изучения магнитоплазменного резонанса в двумерном электронном газе [11]. Для этого к образцу был подведен световод, который использовался как для оптического возбуждения, так и для регистрации рекомбинационного излучения двумерного дырочного газа. Спектры излучения анализировались с помощью спектрометра, и детектировались фотоэлектронным умножителем. Мощность микроволнового излучения модулировалась на частоте 500 Гц, при этом исследовались зависимости изменения синхронно детектированного сигнала люминесценции как функции длины волны излучения и магнитного поля.

На рис. 1.14 показан типичный спектр люминесценции двумерного дырочного газа (верхняя кривая) и отвечающий ему дифференциальный по мощности СВЧ спектр (нижняя кривая), записанные в резонансном магнитном поле ($B=0.17$ Тл для частоты $f = 22$ ГГц).

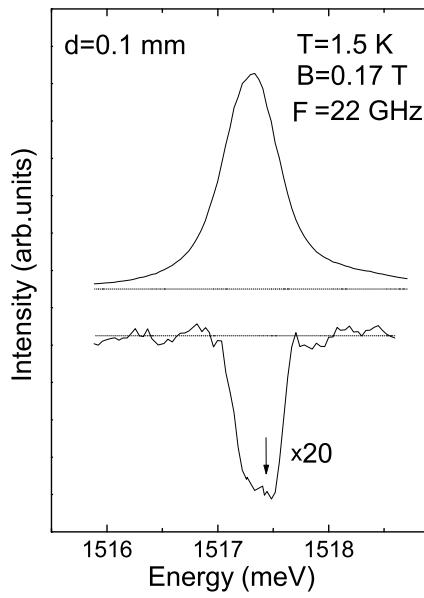


Рис. 1.14: Спектр люминесценции и дифференциальный (по мощности СВЧ) спектр, измеренные в квантовой яме (001)GaAs/AlGaAs шириной 300 \AA при $T=1.5 \text{ K}$ в резонансном магнитном поле $B = 0.17 \text{ Тл}$ для мезы с диаметром $d = 0.1 \text{ мм}$ при микроволновом возбуждении с частотой 22 ГГц. Рисунок взят из работы [121].

Как видно из рисунка, в случае дырочного канала малой плотности, резонансное поглощение СВЧ приводит к уменьшению интегральной интенсивности люминесценции. Такое поведение связано, главным образом, с резонансным нагревом дырочного газа в результате поглощения СВЧ мощности. Интенсивность, спектральное положение и форма линии рекомбинационного излучения двумерного дырочного газа практически не зависят от магнитного поля в использованных магнитных полях $\leq 0.35 \text{ Т}$, поэтому зависимость модуляционного сигнала люминесценции (измеренного в максимуме линии) от магнитного поля с очень хорошей точностью отражает резонансный профиль поглощения СВЧ двумерными дырками.

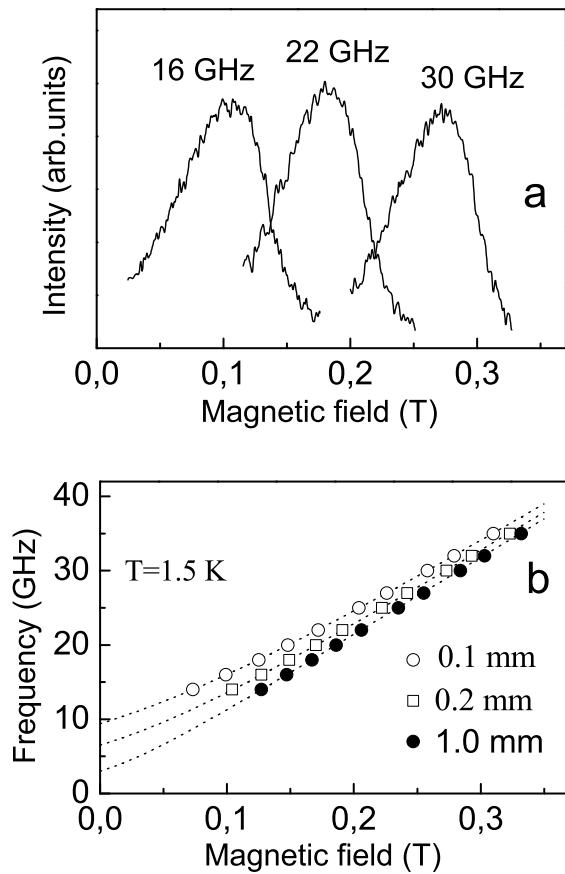


Рис. 1.15: а). Профили оптически детектированного размерного магнитоплазменного резонанса двумерного дырочного газа, измеренные при различных частотах микроволнового возбуждения для мезы диаметром $d = 0.1$ мм в квантовой яме (001)GaAs/AlGaAs шириной 300 Å. Концентрация двумерных дырок $2 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. б). Полевые зависимости частот магнитоплазмонов, измеренные для мез различного диаметра ($d = 0.1$ мм, 0.2 мм и 1 мм) для 2D дырочного канала с плотностью $2 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. Пунктиром показаны аппроксимации, полученные по формуле (26) для верхней ветви магнитоплазменной моды. Рисунок взят из работы [121].

Рис. 1.15а иллюстрирует, как изменяются положение и форма резонансного СВЧ-поглощения (зависимость дифференциальной интенсивности люминесценции от магнитного поля) при вариации частоты микроволнового возбуждения. Видно, что уменьшение частоты микроволнового возбуждения приводит к сдвигу максимума резонансной кривой

в область меньших магнитных полей, в то время как ширина контура практически не изменяется. Ширина резонанса определяется упругим временем рассеяния двумерных дырок, поэтому из анализа резонансного контура мы могли измерять подвижность двумерных дырок.

В 2D-электронных системах ограниченность размера образцов приводит к смешиванию плазменной и циклотронной мод и к зависимости частоты резонанса от концентрации двумерных носителей и от размера структуры [11, 23]. Для структуры, имеющей форму диска с диаметром d , частоты верхней и нижней магнитоплазменных ветвей зависят от магнитного поля по формулам (26), (27). Аналогичная зависимость остается верной и в дырочных системах, если эффективную массу электрона заменить на эффективную массу дырки. В [121] была произведена серия измерений резонансного магнитного поля магнитоплазмона в зависимости от частоты микроволнового возбуждения на образцах с различными диаметрами диска при всех прочих равных параметрах.

На рис. 1.15b показана зависимость резонансного поля для верхней ветви размерного магнитоплазменного резонанса, измеренная для разных частот СВЧ возбуждения для мез различного диаметра при фиксированной концентрации дырок. Из этого рисунка видно, что в случае большего диаметра ($d = 1$ мм) зависимость частоты резонанса от магнитного поля очень близка к линейной. Это связано с тем, что плазменная энергия уменьшается с ростом d как $d^{-1/2}$ и ее вклад в энергию гибридной магнитоплазменной моды становится малым по сравнению с циклотронной энергией. При уменьшении диаметра мезы плазменная частота увеличивается, что приводит к смещению максимума резонанс-

ного поглощения в область меньших магнитных полей (при фиксированной частоте микроволнового возбуждения) в соответствии с формулами (26), (27).

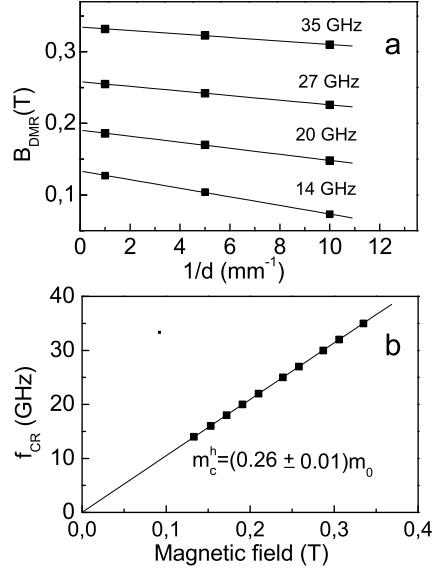


Рис. 1.16: а) Зависимости резонансного магнитного поля от обратного диаметра мезы, измеренные для нескольких частот СВЧ возбуждения. б) Магнитополевая зависимость циклотронного вклада в частоту магнитоплазменного резонанса в формуле (26), измеренная в квантовой яме (001) GaAs/AlGaAs шириной 300 Å при концентрации $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Прямая соответствует циклотронной массе дырки в плоскости ямы $m_c^h = 0.26m_0$. Рисунок взят из работы [121].

На рис. 16а показаны зависимости резонансного магнитного поля B_{DMR} от обратного диаметра мезы, измеренные для различных частот микроволнового возбуждения f . Как следует из формулы (26), (27) наклон этих линейных зависимостей определяется частотой микроволнового возбуждения и концентрацией двумерных носителей заряда. Для определения циклотронной квазиклассической массы двумерных дырок необходимо в энергии магнитоплазменной моды разделить циклотронный и плазменный вклады. Из формулы (26) следует, что, поскольку вклад плазменной частоты уменьшается с ростом диаметра мезы, то, аппроксимируя зависи-

симость резонансного магнитного поля от диаметра в область $1/d \rightarrow 0$ (что отвечает случаю структур бесконечного размера), можно исключить плазменный вклад и определить величину резонансного магнитного поля, отвечающего заданной циклотронной частоте.

На рис. 16b показана зависимость циклотронной частоты от магнитного поля, измеренная указанным выше способом. Видно, что эта зависимость хорошо описывается линейной функцией, наклон которой отвечает эффективной циклотронной массе $m_h = 0.26m_0$.

1.5.2 Спин-орбитальное расщепление спектра 2D дырок в несимметричных GaAs квантовых ямах

Хорошо известно, что в полярных кристаллах без центра инверсии спин орбитальное взаимодействие снимает спиновое вырождение в валентной зоне и зоне проводимости при конечных импульсах носителей в зонах. В двумерных системах отсутствие пространственной инверсии может быть результатом отсутствия инверсии в исходном материале, как, например, в случае GaAs, обладающего структурой цинковой обманки (bulk inversion asymmetry (BIA) или вклад Дрессельхауза), либо геометрией самой структуры - т.е. пространственной асимметрией потенциала $V(z)$ (structure inversion asymmetry (SIA) или вклад Рашба).

Для двумерных электронов спиновое расщепление линейно по импульсу, при этом вклады Рашбы и Дрессельхауза могут быть одного порядка [145]. Иная ситуация возникает в случае двумерных дырок. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs размерное квантование снимает четырехкратное вырождение валентной зоны в центре зоны Бриллюэна и расщепляет

валентную зону на подзоны тяжелых и легких 2D-дырок. При конечных планарных импульсах k_{\parallel} спин-орбитальное взаимодействие приводит к снятию спинового вырождения как в подзоне легких, так и в подзоне тяжелых дырок. Кроме того, происходит смешивание состояний легких и тяжелых дырок, энергетический спектр дырок становится сильно непарabolичным, а закон дисперсии определяется геометрией квантовой ямы.

В работе [124] был проведен анализ симметрии поверхностных электронных (дырочных) состояний в кристаллах со структурой цинковой обманки для направлений (111) и (001). Было показано, что для поверхностных состояний (111), обладающих осью симметрии третьего порядка спиновое расщепление тяжелых дырок с проекцией полного момента $m_j = \pm 3/2$ может быть только кубическим по k . Для двумерных состояний в плоскости (001) спиновое расщепление тяжелых дырок может быть и линейным по k , однако для больших импульсов Ферми, характерных для рассматриваемым нами концентраций двумерных дырок, величина линейного вклада много меньше спинового расщепления, обусловленного кубическими по k членами [125, 126]. При малых же концентрациях (и соответственно малых импульсах), когда величины линейного и кубического по k членов оказываются сравнимы, сама величина спинового расщепления оказывается ничтожно мала по сравнению с точностью эксперимента. В асимметрично легированной квантовой яме GaAs/AlGaAs (001) наличие макроскопического электрического поля, нормального к плоскости ямы, для состояний тяжелых дырок приводит к дополнительному кубическому по k спиновому расщеплению состояний тяжелых дырок. Таким образом, в отличие от легких дырок, где спиновое расщепле-

ние, как и в 3D-электронных системах, линейно по k_{\parallel} , в подзоне тяжелых дырок основной вклад в спиновое расщепление при конечных волновых векторах должны вносить члены, пропорциональные k_{\parallel}^3 .

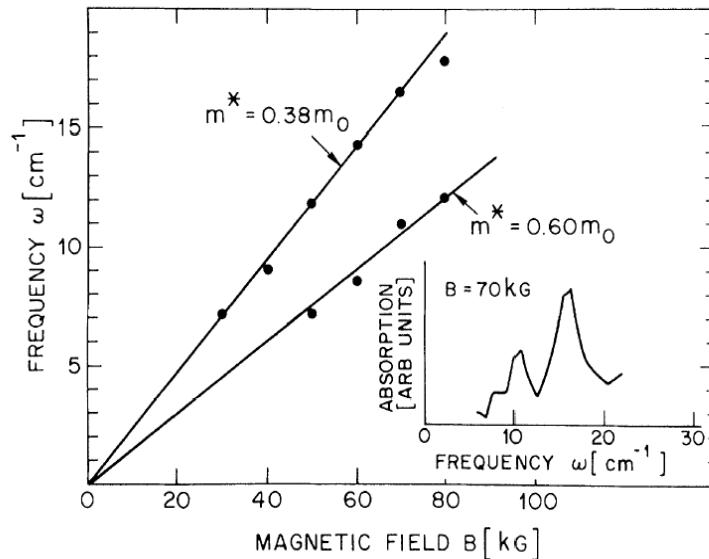


Рис. 1.17: Результаты измерения дырочного циклотронного резонанса в дальнем ИК диапазоне. Концентрация дырок $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Вставка: Спектр, измеренный в магнитном поле 7 Т. Положение максимумов в спектре поглощения отложено в зависимости от магнитного поля. m_1^* и m_2^* - полученные эффективные массы дырок. Рисунок взят из работы [128].

Впервые спин-орбитальное расщепление подзоны 2D тяжелых дырок наблюдалось в одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs при измерении циклотронного резонанса методом ИК-спектроскопии [128] в квантовом пределе (пределе больших полей, приводящих к квантованию холловской проводимости) в квантовой яме GaAs(001) с высокой концентрацией дырок и низкой подвижностью в 1983 году. Как видно из рис. 1.17 в этой работе в спектре поглощения наблюдалось два циклотронных резонанса, соответствующие массам $0.38m_0$ и $0.6m_0$. Работа [128] породила целый ряд ряд теоретических работ [118, 129, 130, 126], последняя из которых датируется уже этим десятилетием, в которых энергетический спектр и

значения циклотронных масс рассчитывались, исходя из гамильтониана Латтинжера, с учетом анизотропности спектра и с использованием самосогласованного приближения Хартри при расчете распределения потенциала внутри ямы.

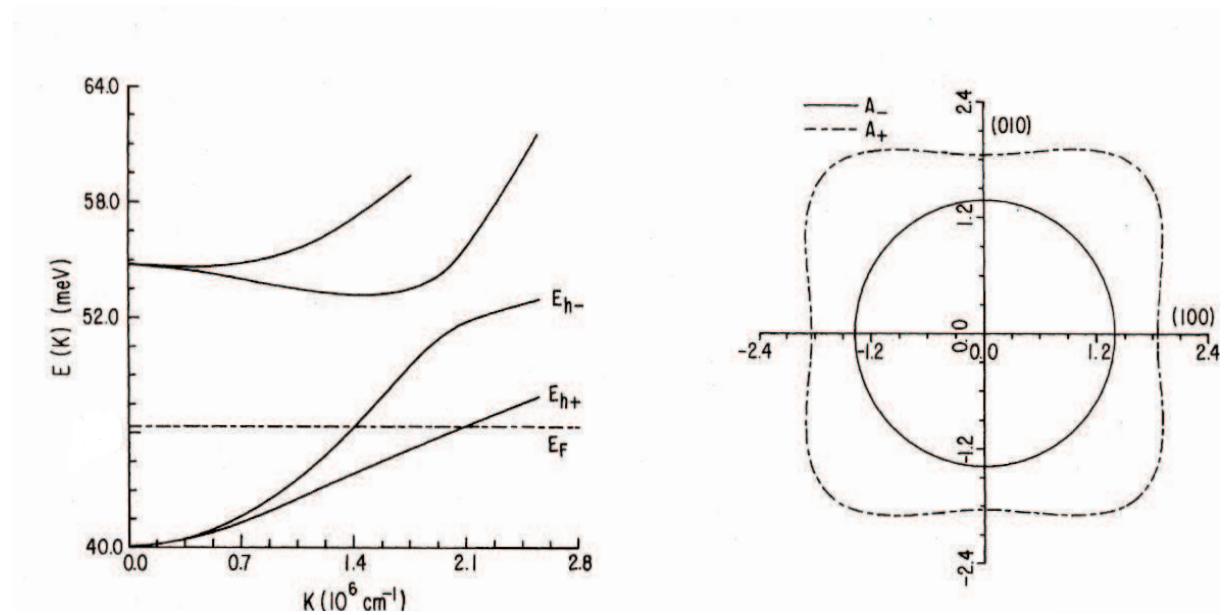


Рис. 1.18: Энергетический спектр нижайших расщепленных подзон тяжелой и легкой дырки, рассчитанные для $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.5$) структуры с концентрацией дырок $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (уровень Ферми показан штрих-пунктирной линией). Объемная концентрация акцепторов 10^{18} см^{-3} . Справа показана изоэнергетические линии подзоны тяжелой дырки, соответствующие уровню Ферми. Рисунок взят из работы [129].

На рисунке 1.18 приведен энергетический спектр основных подзон квантования легких и тяжелых дырок в одиночном гетеропереходе $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ (001) и соответствующая ему изоэнергетическая линия с энергией Ферми, отвечающей концентрации дырок $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Обе подзоны обладают заметным спин-орбитальным расщеплением начиная с волновых векторов $5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Видно, что изоэнергетическая линия подзоны тяжелой дырки с более тяжелой массой E_{h+} имеет весьма анизотропный вид, тогда как подзона тяжелой дырки с более легкой массой E_{h-} имеет почти

идеально изотропный спектр. В [118] гофрировка линии E_{h-} оказалась еще более сильной, а подзона E_{h+} осталась такой же изотропной. В первых работах по расчету спектра 2D дырок использовался гамильтониан Латтинжера размером 4x4, который учитывал только взаимодействие легких и тяжелых дырок внутри валентной зоны Γ^v_8 . При этом взаимодействием со спин-орбитально отщепленной от Γ^v_8 на 0.34 эВ валентной зоной Γ^v_7 и с зоной проводимости Γ^c_6 пренебрегалось. В более поздних работах [130] использовался гамильтониан Латтинжера размером 8x8, учитывающий взаимодействие с этими зонами.

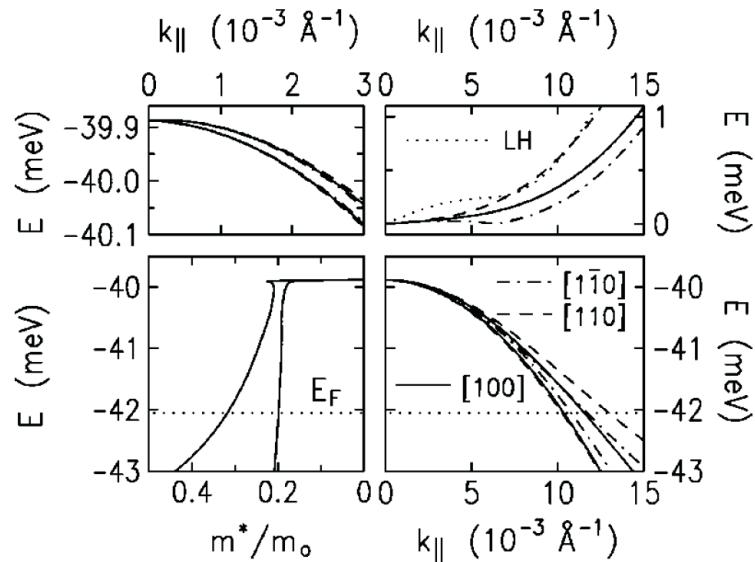


Рис. 1.19: Энергетический спектр нижайшей подзоны тяжелой дырки (нижний рисунок справа и левый сверху), рассчитанный для GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x=0.5$) структуры с концентрацией дырок $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (уровень Ферми показан штриховой линией). Объемная концентрация акцепторов $2 * 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Снизу слева показана эффективная масса плотности состояний. Справа сверху показана зависимость величины спин-орбитального расщепления подзоны от планарного волнового вектора. Прерывистыми линиями показаны расчеты, выполненные для КЯ, выращенных в направлениях (1-10) и (110). Рисунок взят из работы [126].

На рис. 1.19 показан расчет спектра 2D дырок в одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs (001) (сплошные линии) для меньшей концентра-

ции дырок с учетом влияния еще более отдаленных подзон. При расчете использовался гамильтониан Латтингера размером 14×14 , учитывающий взаимодействие зон $\Gamma^v_7, \Gamma^c_6, \Gamma^v_8, \Gamma^c_8, \Gamma^c_7$. В [126] аналитически показано, что спин-орбитальное расщепление тяжелой дырки пропорционально кубу планарного квазимпульса.

Несмотря на наличие свободного параметра, определяющего потенциал, ни в одной из теоретических работ так и не удалось достичь согласия одновременно с обеими измеренными в [128] массами, во всех расчетах одна из масс оказывалась в 1.5-2 раза больше (для большей массы) или меньше (для меньшей массы) экспериментально измеренной. Сложность теоретических расчетов и их неспособность описывать эксперимент вместе с развитием в последнее время технологии изготовления 2D дырочных структур на первый план выводят экспериментальную работу по изучению спектра двумерных дырок. Микроволновая спектроскопия высокоподвижных дырочных систем с различными концентрациями, должна дать подробнейшую информацию о непарараболичности спектра 2D дырок. При этом для сравнения теории с экспериментом уже не нужно будет рассчитывать сложную структуру неэквидистантных уровней Ландау, учитывая их антикросинг. Достаточно будет продифференцировать теоретически рассчитанный спектр и сравнить значения эффективных масс с экспериментально полученными циклотронными (для малых концентраций в GaAs (001) КЯ, можно не учитывать планарную анизотропию спектра дырок, и циклотронную массу можно с хорошей точностью приравнять к эффективной).

Совсем недавно были получены высокоподвижные образцы р-типа

[131], что позволило измерять подробную зависимость квазиклассической циклотронной массы дырок от их концентрации (энергии Ферми). В работе [131] наблюдался плавный рост циклотронной массы 2D тяжелой дырки от $0.27m_0$ до $0.49m_0$ при увеличении концентрации дырок от $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $1.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что соответствует диапазону волновых векторов $kW \sim 1$. Измерения были выполнены на ямах с довольно большой фиксированной шириной $W=200\text{\AA}$, что не позволило достичь предела $kW \ll 1$. Был сделан вывод о необходимости дальнейших экспериментальных исследований образцов с меньшей шириной ямы. Одновременно с [131] была выпущена работа [132], в которой исследовалась зависимость массы дырок от их концентрации и ширин ям, однако в ней даже не было попыток количественного сравнения результатов эксперимента с существующей теорией расчета энергетической структуры валентной зоны. Кроме того, для каждой ширины ямы масса была измерена только при двух значениях концентрации. Ни в одной из статей [121, 131, 132], существующих на тему измерений циклотронной массы дырок в GaAs(001) квантовой яме методами микроволновой спектроскопии, спин-орбитального расщепления массы дырок не было обнаружено даже при концентрациях дырок $> 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

2 ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

2.1 Описание образцов и методики их изготовления

Измерения проводились на электронных мезах различной формы (диски, кольца, полоски), изготовленных методом фотолитографии на основе δ -легированных одиночных квантовых ям AlGaAs/GaAs. Квантовые ямы были выращены с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (MBE) на нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [100].

Потенциальная квантовая яма (КЯ) представляет собой слой GaAs с величиной запрещенной зоны ~ 1.5 эВ, с двух сторон которого выращен слой широкозонного полупроводника – Al_{0.3}Ga_{0.7}As с величиной запрещенной зоны ~ 2 эВ.

В работе изучались электронные системы. Для этого на некотором расстоянии от квантовой ямы ($\sim 50 - 100$ нм) в Al_{0.3}Ga_{0.7}As-барьеере производилось однородное легирование кремнием, электроны с которого туннелировали в яму, и происходило выравнивание электрохимпотенциалов в обоих полупроводниках. Двумерный электронный канал находился на глубине приблизительно 200 нм от поверхности кристалла. Профиль ям определялся концентрацией в канале и постоянным электрическим полем ионизованных доноров. Ширина квантовых ям составляла 25 – 30 нм. Различная степень легирования позволяла задавать концентрацию в КЯ, которая в наших структурах изменялась в диапазоне от 0.4 до 6.6×10^{11} см⁻². Электронная подвижность μ в исследуемых образцах

принимала значения от 2 до 9×10^6 см²/В·с. На рис. 2.1 показана зонная схема одиночной квантовой ямы, а также указаны энергия Ферми E_F , основная (E_0) и первая возбужденная (E_1) подзоны размерного квантования. Сверхрешетка GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As изолирует электронный канал от существующих в подложке свободных носителей.

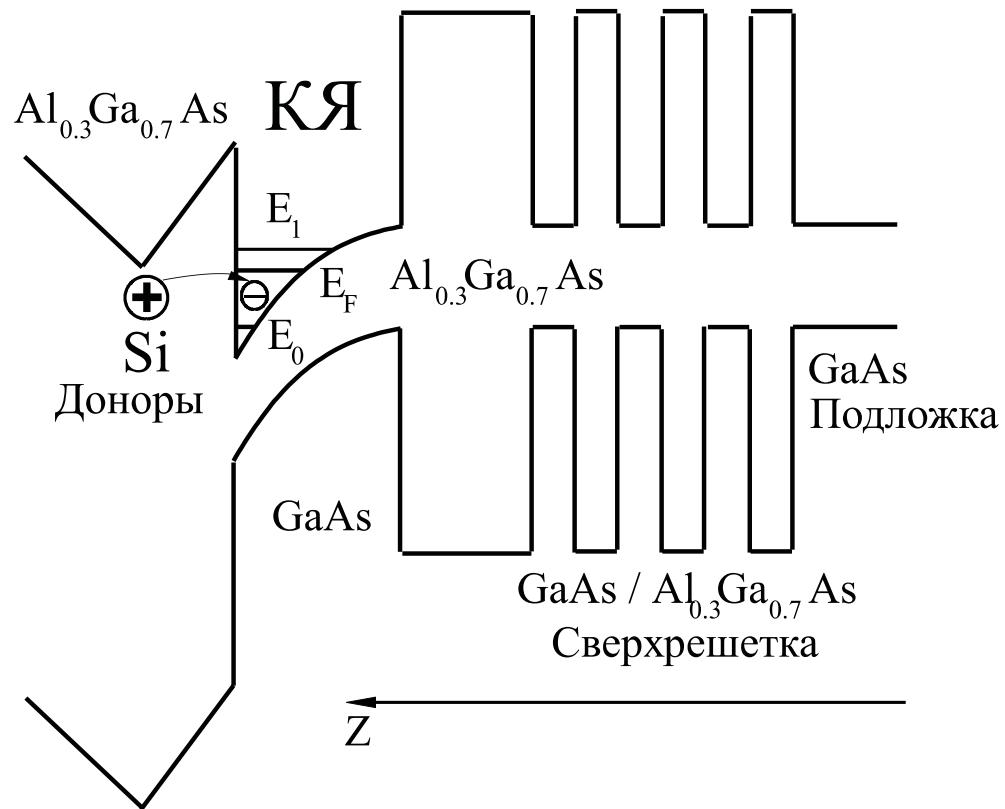


Рис. 2.1: Схематически показана зонная структура одиночной GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As квантовой ямы, однородно легированной кремнием (Si).

Так же в работе изучались двумерные дырочные системы. Для этого были изготовлены уникальные по своим характеристикам дырочные квантовые ямы с рекордной подвижностью составляющей около 10⁶ см²/В·с при концентрации 5 × 10¹⁰ см⁻² при температуре 1 К. При этом легирование барьера производилось углеродом. Концентрация дырок в исследуемых образцах достигала 1.5 × 10¹¹ см⁻². Ширина ям составляла 10 и

20 нм.

На основе этих квантовых ям были изготовлены электронные и дырочные мезы по следующей схеме:

- (i) на поверхность образцов наносилось фоторезистивное покрытие;
- (ii) поверх него помещалась стеклянная пластинка, на одной стороне которой была напылена металлическая маска, покрывающая всю площадь, за исключением области с выбранной геометрией и заданными размерами будущей мезы;
- (iii) система «образец - фоторезистивное покрытие - пластинка» освещалась ультрафиолетовой лампой, в результате чего не защищенная маской область фоторезиста «затвердевала» под воздействием ультрафиолетового излучения;
- (iv) облученная система опускалась в химический раствор, в котором смывалась вся «незатвердевшая» часть фоторезистивного покрытия и происходило травление находящихся под ним слоев AlGaAs/GaAs и GaAs. Процедура продолжалась до тех пор, пока полностью не вытравливался слой GaAs с 2D электронным каналом, и не начиналось травление нижнего слоя AlGaAs/GaAs;
- (v) после завершения процесса травления, мы получали мезы заданной формы, высотой порядка 300 нм, с поперечными размерами от нескольких микрон до нескольких миллиметров, внутри которых находилась 2D электронная система. Оставшийся на поверхности структур слой фоторезиста легко удалялся с помощью пропанола.

На рис. 2.2 схематически изображены мезы в форме кольца и диска, изготовленные на одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs с помощью

описанной выше процедуры.

Для наших экспериментов были вытравлены структуры в форме диска, кольца и полоски следующих размеров и концентраций:

- (a) массивы прямоугольных полосок с различным отношением длины к ширине L/W : $L = 0.5, 1, 2$ мм, $W = 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200$ мкм. Плотность 2D электронов для образцов, изготовленных на разных GaAs подложках, составляла от 0.4 до 2.6×10^{11} см $^{-2}$;
- (b) кольца с одинаковым внешним и разными внутренними диаметрами, $D = 1$ мм и $d = 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ мм, с электронной концентрацией $1.1 - 1.4 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Кольца меньших размеров $D = 0.6$ мм, $d = 0.2$ мм с плотностями 0.8×10^{11} см $^{-2}$ и 2.6×10^{11} см $^{-2}$;
- (c) диски с диаметрами 0.6 мм и 1 мм и концентрациями от 0.8 до 6.6×10^{11} см $^{-2}$.
- (d) дырочные диски с диаметрами 0.6 мм и 1 мм и концентрацией дырок около 1.5×10^{11} см $^{-2}$.

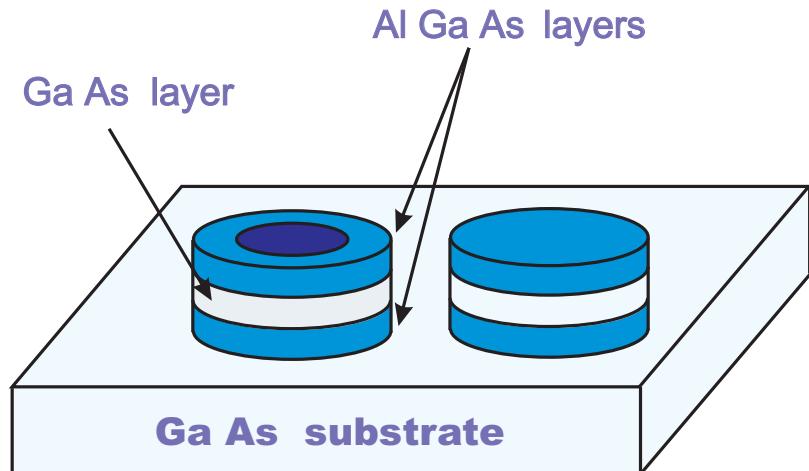


Рис. 2.2: Схематическое изображение структур в форме кольца и диска, изготовленных на δ -легированной одиночной квантовой яме AlGaAs/GaAs.

Измерение электронной концентрации

Концентрация 2D электронов n в исследуемых структурах определялась из спектров магнитолюминесценции по квантованию энергетического спектра электронов на уровня Ландау [133]. В образцах с высокой подвижностью носителей заряда квантование Ландау в спектрах люминесценции можно наблюдать в магнитных полях порядка 0.2 Тл. Из числа полностью заполненных уровней Ландау и его изменения от магнитного поля B можно надежно определить плотность 2D электронов [133].

Применимость данного метода нахождения концентрации по отношению к нашим структурам была проверена на образцах с геометрией диска, для которых существует альтернативный способ определения электронной плотности по величине плазменной частоты. Суть последнего метода заключается в том, из спектров размерного магнитоплазменного резонанса, измеренных в диске, определяется экспериментальное значение частоты плазменных колебаний. Зная теоретическое выражение для этой величины в диске, мы с хорошей точностью находим концентрацию 2D носителей. Этот метод особенно эффективен в случае малых концентраций 2D электронного канала ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$), для измерения которых не применим метод магнитолюминесценции [134]. При больших электронных плотностях ($\gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-2}$), его использование несколько затруднено из-за возросшего влияния эффектов запаздывания на дисперсионные зависимости магнитоплазмонов [39]. Влияние электродинамических эффектов проявляется в уменьшении экспериментально измеренной плазменной частоты $f_{B=0} = \omega_{B=0}/2\pi$ по сравнению с величиной, полученной из теоретических расчетов и равной $\omega_p = (2\pi n e^2 \alpha / m^* R \bar{\epsilon})^{1/2}$. Здесь

$\bar{\epsilon} = (1 + \epsilon)/2$ - среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, m^* - эффективная масса электронов. Коэффициент пропорциональности α между волновым вектором плазмона q и обратным радиусом диска $1/R$ в разных структурах принимает значения от 1 до 1.2 и зависит от профиля равновесного распределения электронной плотности вблизи краев образца. Как следствие, при определении концентрации 2D электронов $\gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, необходимо учитывать соответствующие поправки, связанные с гибридизацией плазменных и световых мод. С этой целью вводится безразмерный коэффициент запаздывания A , равный отношению величины $\omega_0 = \omega_p/\alpha^{1/2}$ к частоте света с волновым вектором $q = 1/R$, $A = \omega_p \epsilon^{1/2} R / \alpha^{1/2} c$, который количественно свидетельствует о значимости эффектов запаздывания в том или ином случае. В работе [39] была экспериментально получена зависимость отношения $\omega_{B=0}/\omega_0$ от коэффициента A для дисков с размерами 0.1 – 3 мм и концентрациями $0.4 – 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 2.3). Плотность 2D носителей в условиях данного эксперимента определялась из магнитолюминесцентных методов, обеспечивающих точность лучше 0.1 % за счет возникновения необычайно узких пиков в шумовых спектрах при целочисленных факторах заполнения [135]. Образцы для этих измерений были изготовлены по методике, аналогичной той, что использовалась при травлении наших структур. Их геометрические размеры, диапазон изменения концентраций, однородное распределение равновесной электронной плотности были идентичны соответствующим параметрам в наших образцах.

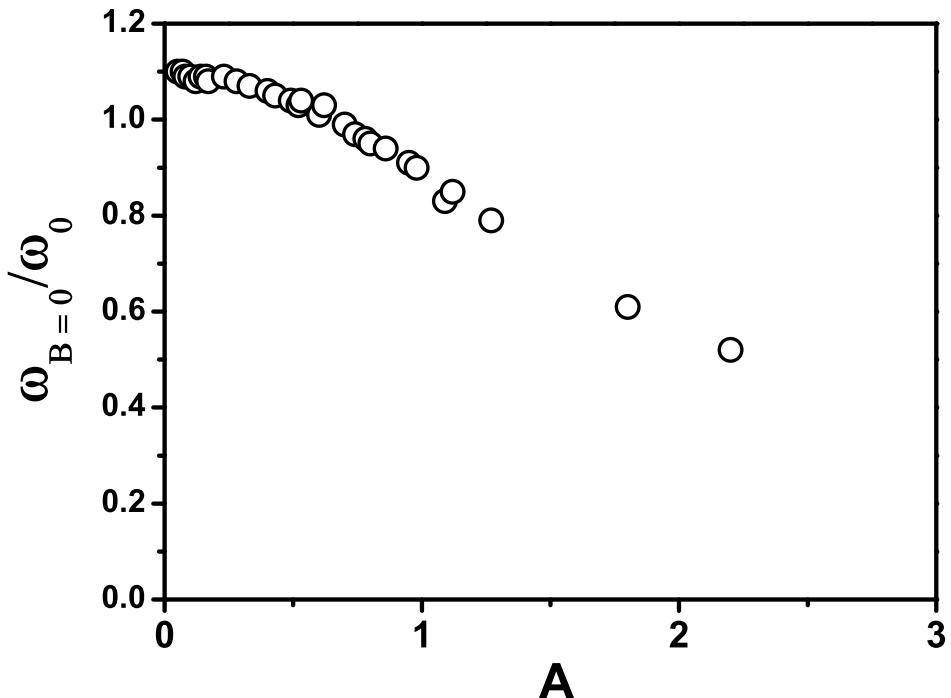


Рис. 2.3: Зависимость нормированной плазменной частоты $\omega_{B=0}/\omega_0$ от величины параметра запаздывания $A = \omega_0 \epsilon^{1/2} R/c$. Рисунок взят из работы [39].

Как следствие, мы рассматривали представленную на рис. 2.3 зависимость $\omega_{B=0}/\omega_0$ от A в качестве некоторой калибровочной кривой, на которую должны ложиться экспериментальные данные для наших дисков, построенные в соответствующих координатах. Исходя из этого условия, мы подбирали величину концентрации 2D электронов n для каждого диска, варьируя оба параметра $\omega_{B=0}/\omega_0$ и A , зависящих от n . Полученное таким образом значение электронной плотности в диске отличается менее чем на 5 % от величины, найденной из квантования энергетического спектра электронов на уровне Ландау. Это подтверждает достаточно высокую точность определения концентрации в наших образцах с помощью магнитолюминесцентных методов [133].

2.2 Экспериментальная методика

Спектры размерных магнитоплазменных резонансов измерялись методом оптического детектирования микроволнового поглощения [11, 39]. Исследовались дифференциальные (по мощности СВЧ) спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов и дырок при температурах $T = 0.3 - 4.2$ К в диапазоне частот от 0.001 ГГц до 170 ГГц. Температура 0.3 К достигалась при помещении образца в жидкий He^3 под откачкой. Эта температура была доступна лишь в экспериментах описанных в второй части пятой главы. Фотовозбуждение и регистрация рекомбинационного излучения осуществлялась с помощью кварцевого оптического световода, подведенного непосредственно к образцу. Оптический сигнал регистрировался и анализировался с помощью спектрометра и CCD детектора (светочувствительной матрицы). Микроволновое излучение подводилось от генератора к образцу либо по СВЧ-тракту, либо по коаксиальному СВЧ-кабелю. В результате резонансного поглощения СВЧ мощности происходил разогрев электронной системы и, как следствие, изменение формы линии рекомбинационного излучения 2D-электронов и дырок. Абсолютная величина разностного сигнала интегрировалась по всему спектру рекомбинационного излучения, и определенная таким способом интегральная интенсивность дифференциального спектра служила мерой интенсивности микроволнового поглощения. Исследовалась зависимость измеренной таким способом интенсивности микроволнового поглощения как функции магнитного поля при различных частотах микроволнового возбуждения.

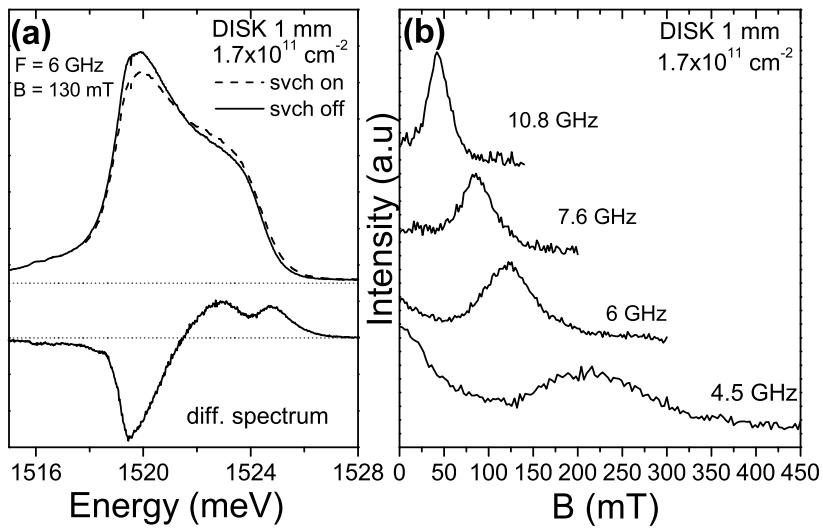


Рис. 2.4 (а): Спектр люминесценции и дифференциальный по мощности СВЧ спектр излучения, измеренные в 2D электронной структуре с геометрией диска диаметром $d = 1$ мм в резонансном магнитном поле $B = 130$ мТ при микроволновом возбуждении с частотой 6 ГГц. Концентрация двумерных электронов $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; (б): Типичные магнитополевые зависимости резонансного поглощения, измеренные в той же структуре, для различных частот микроволнового излучения.

На рис. 2.4а сверху показан типичный спектр излучательной рекомбинации двумерных электронов, измеренный в условиях облучения СВЧ (штриховая линия), и без него (сплошная линия). Снизу показана разница этих двух спектров люминесценции (дифференциальный по СВЧ мощности спектр). Спектры измерены при $T = 4.2$ К и концентрации двумерных электронов $1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в условиях резонанса (частота $F = 6$ ГГц, магнитное поле $B = 130$ мТ). Как видно из этого рисунка, резонансное микроволновое поглощение приводит к изменению форме линии рекомбинационного излучения, что связано с разогревом электронной (а также дырочной) системы в результате резонансного поглощения СВЧ

мощности. На рис. 2.4б представлены магнитополевые зависимости резонансного поглощения, измеренные на том же образце (диске диаметра $d = 1$ мм) для различных частот микроволнового СВЧ возбуждения. Показанные резонансы относятся к основной нижней моде, обладающей отрицательной магнитодисперсией. Зависимость измеренного таким способом резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения позволяет построить магнитодисперсию плазменных мод, а также исследовать затухание этих мод, определяемое шириной резонансного контура. Исходя из способа микроволнового возбуждения коллективных мод в измеряемых структурах (который был продиктован геометрией образца, требуемым диапазоном частот и т. д.), в разных экспериментах производилась либо развертка по полю при постоянной частоте СВЧ излучения, либо развертка по частоте при фиксированном магнитном поле.

Аналогичным образом происходила регистрация дырочных магнитоплазменных резонансов.

Данная оптическая методика эффективно применяется в течение последнего десятилетия для микроволновой спектроскопии магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных структурах [10, 11, 39, 136, 138, 139].

Однако до настоящей работы методика оптического детектирования дырочных магнитоплазменных резонансов была применена единожды [121], на 2D каналах р-типа с очень малой концентрацией. Для проверки корректности применения данного оптического метода в исследованиях дырочных магнитоплазменных резонансов измерения дублировались с помощью альтернативной методики.

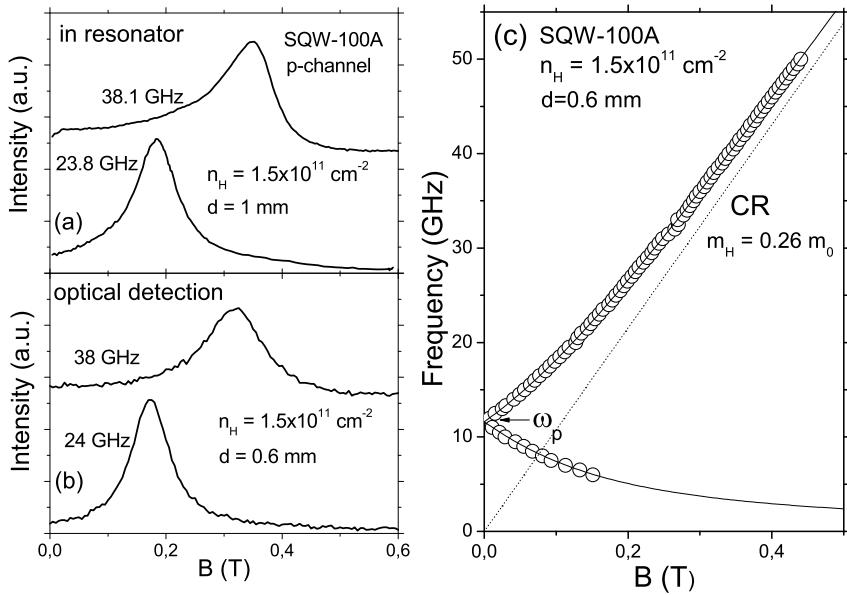


рис. 2.5 Сравнительные магнитополевые зависимости интенсивности поглощения микроволнового излучения с частотами 24 и 38 ГГц, измеренные с помощью оптической (а) и резонаторной (б) методик в GaAs(001) квантовой яме шириной 10 нм с концентрацией дырок $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (с): Магнитополевые зависимости резонансных плазменных частот. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (43).

Зависимость поглощения образцом микроволнового излучения от магнитного поля и частоты исследовалась также с помощью медного цилиндрического резонатора, работающего на моде H_{011} . Образец в этом случае размещался на верхней крышке резонатора. Подаваемая генератором на резонатор мощность составляла порядка 0.1 мВт. Аппроксимация зависимости мощности, проходящей через резонатор, от частоты давала значения добротности, а изменение последней в зависимости от магнитного поля - искомый спектр. Нижняя крышка резонатора была подвижной, что позволяло менять частоту резонанса в диапазоне от 20 до 40 ГГц и снимать зависимость спектра от частоты. Форма и положение резонансных контуров, измеренных с помощью оптической и проходной

методик, совпадали в пределах погрешности измерений. На рис. 2.5 показаны резонансы, измеренные на образцах с одинаковой концентрацией оптической (рис. 2.5б) и резонаторной (рис. 2.5а) методиками. На рис. 2.5а верхний резонанс, соответствующий частоте микроволнового возбуждения 38.1 ГГц, имеет несимметричную форму. Такая асимметрия обычно пропадает при уменьшении мощности микроволнового возбуждения, и является следствием перегрева дырочного газа. Перегрев может приводить к незначительный сдвигу плазменных резонансов в сторону больших магнитных полей. Измерения производились в линейном режиме. Из-за различных размеров образцов (0.6 и 1.0 мм) магнитоплазменные резонансы сдвинуты друг относительно друга по магнитному полю.

Схемы передачи микроволнового излучения системе

2D электронов и оптического детектирования

магнитоплазменных мод.

Возбуждение магнитоплазменных колебаний в 2D электронных системах с их последующим оптическим детектированием осуществлялось на основе четырех экспериментальных схем, подробное описание которых приведено ниже:

1. Данная конфигурация использовалась, главным образом, при проведении измерений на структурах с геометрией полоски в широком диапазоне микроволновых частот 0.1 – 50 ГГц (см. подраздел 3.3).

Образцы помещались в центр комбинированной полосковой линии, по которой СВЧ излучение передавалось электронной системе (рис. 2.6 а).

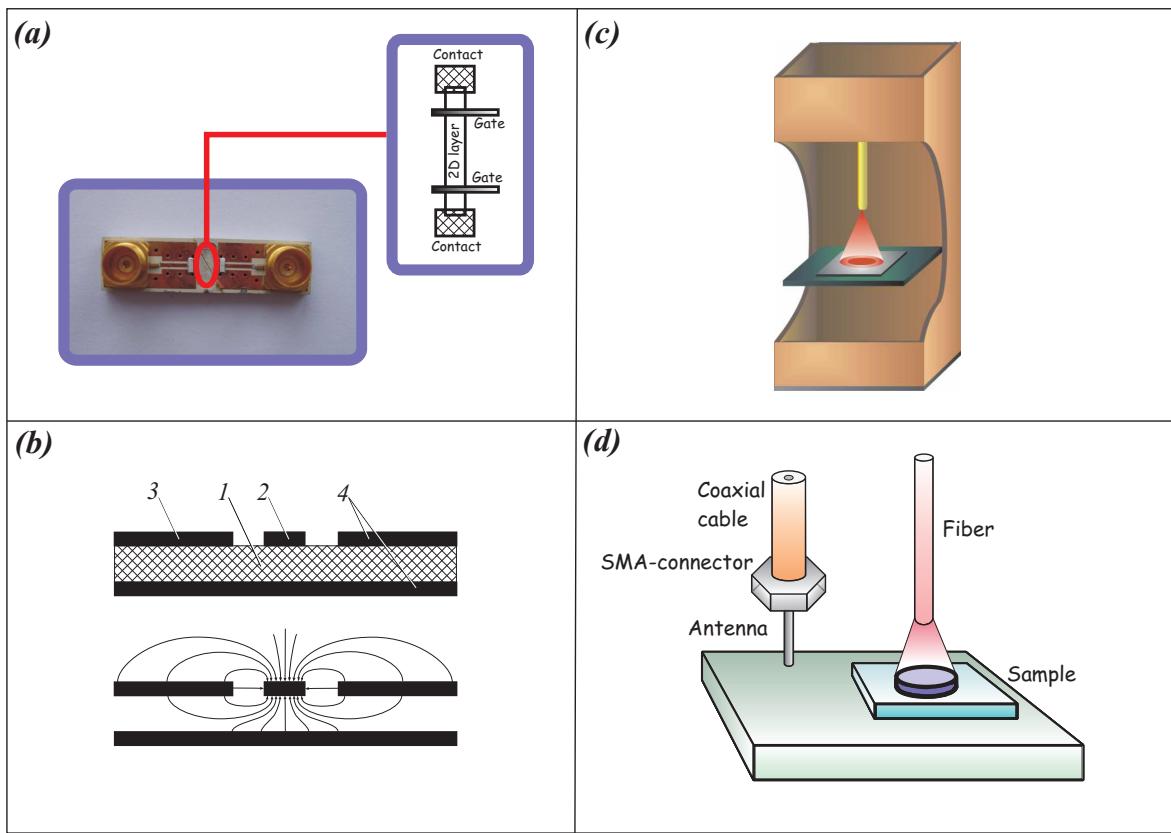


Рис. 2.6(а),(с) и (д): Схемы передачи микроволнового излучения системе 2D электронов и оптического детектирования магнитоплазменных мод. (б): Комбинированная полосковая линия, используемая в наших экспериментах, и распределение электрического поля в ней (вид с торца): 1 - диэлектрик, 2 - центральная жила, 3, 4 - заземляемые металлические пластины.

Предварительно, на торцы исследуемых полосок напылялись омические контакты к 2D электронным слоям, находящимся внутри прямоугольных мез. На расстоянии около 10 мкм от омических контактов на поверхности образцов были изготовлены потенциальные пальчиковые затворы, с помощью которых можно было изменять локальную плотность 2D электронов под ними (прикладывая переменное напряжение) и тем самым возбуждать плазменные волны. Схематическое изображение структуры с контактами и пальчиковыми затворами показано на рис. 2.6а. Комбинированная полосковая линия состояла из диэлектрика

с большой проницаемостью и малыми потерями энергии на СВЧ (керамика), а также трех металлических пластин и тонкой центральной жилы, прикрепленных к нему с противоположных сторон (см. схему на рис. 2.6б). Пластины были заземлены, в то время как на центральную жилу подавалось переменное напряжение с выбранной микроволновой частотой. Для этого, к полосковой линии через SMA-разъем был подсоединен коаксиальный кабель, предназначенный для передачи микроволнового излучения частотой до 50 ГГц. Центральная жила полосковой линии подсоединялась к одному из пальчиковых затворов, а заземленная пластина – к ближайшему омическому контакту изучаемой структуры. Подобная суперпозиция полосковой и щелевой линий с точно подобранными размерами, геометрическими формами пластин, а также расстояниями между пластинами и центральной жилой, позволяла добиться практически одинакового волнового сопротивления (50 Ом) в широком диапазоне частот от 0.1 до 50 ГГц и, как следствие, проводить развертку по частоте при фиксированном магнитном поле. СВЧ мощность на входе коаксиального кабеля варьировалась от 1 до 10 мкВт. Источником микроволнового излучения служил генератор HP-83650B, работающий в частотной области от 0.01 до 50 ГГц. Фотовозбуждение 2D электронов осуществлялось с помощью стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны 750 или 780 нм и мощностью приблизительно 0.1 мВт. Свет от лазера подводился к образцу посредством 400 микронного оптического кварцевого световода, расположенного на расстоянии менее 1 мм от поверхности структуры. Тот же световод использовался для сбора сигнала фотолюминесценции, который анализировался с помо-

щью двойного спектрометра с разрешением 0.03 мэВ и регистрировался CCD детектором.

2. Следующая экспериментальная схема применялась в основном при измерении магнитополевой дисперсии плазменных мод в электронных и дырочных дисках, а так же для наблюдения верхних и поперечных гармоник КМП возбуждений в структурах с геометрией кольца. В основном эта методика использовалась в диапазоне частот от 25 до 170 GHz, поскольку на этих частотах коаксиальный кабель практически перестает пропускать СВЧ.

Структуры помещались в прямоугольный волновод с поперечными размерами 16×8 мм, на одном конце которого была заглушка. С другого конца волновод подсоединялся к генератору, обеспечивающему выходную мощность 0.1 - 10 мВт в частотной области от 0.1 до 50 ГГц. В СВЧ тракте формировались стоячие волны в пучностях электрического поля которых, по мере изменения частоты микроволнового излучения, периодически находился образец. Это позволяло существенно усилить микроволновый отклик 2D электронной системы (по сравнению с экспериментальной конфигурацией **3**), однако препятствовало проведению измерений в частотном диапазоне ниже 10 ГГц, поскольку частота нижайшей гармоники TE -волны, TE_{10} , распространяющейся в прямоугольном волноводе, составляла в нашем случае приблизительно 9.4 ГГц. Оптическое детектирование микроволнового отклика и регистрация рекомбинационного излучения 2D электронного газа осуществлялись по схеме, аналогичной той, что была описана в предыдущем пункте (см. также рис. 2.6с). В эксперименте производилась развертка по магнитному по-

лю при постоянной микроволновой частоте.

3. Третья конфигурация использовалась в экспериментах по изучению краевых магнитоплазменных возбуждений в дисках и кольцах.

Передача микроволнового излучения 2D системе осуществлялась посредством коаксиального кабеля, который оканчивался излучающей дипольной антенной длиной ~ 1 см и закреплялся в непосредственной близости от столика с образцом (см. рис. 2.6d). Спектры размерного магнитоплазменного резонанса измерялись методом оптического детектирования микроволнового поглощения [11, 39]. Исследовались дифференциальные (по мощности СВЧ) спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов при температурах $T = 1.5 - 4.2$ К в диапазоне частот от 0.6 ГГц до 50 ГГц. На вход коаксиального кабеля подавалось СВЧ излучение мощностью 1 - 10 мВт в частотном диапазоне от 1 до 20 ГГц. Вследствие несогласованности волнового сопротивления передающей линии (кабеля) и выходной нагрузки (дипольной антенны), до образца доходила лишь малая доля этого излучения. Условия оптического возбуждения и регистрации сигнала фотолюминесценции 2D электронов были такими же, как и в двух предыдущих случаях. Спектры микроволнового поглощения записывались путем развертки по полю при фиксированной частоте. Такая схема постановки эксперимента серьезно проигрывает схеме описанной в первом пункте и в величине микроволнового отклика, и в частотном диапазоне доступном для измерений, и в отсутствии возможности развертки по частоте, однако она является бесконтактной, что позволяет сохранить отсутствие особенностей на краю образца. Кроме того такая схема позволяет избежать создания согла-

сованной полосковой линии, что само по себе является сложной технической задачей. Наиболее совершенная бесконтактная и не требующая согласования схема подведения СВЧ мощности к образцу была разработана лишь в самое последнее время и потому была применена нами лишь в конце диссертационной работы при исследовании спектра КМП в условиях КЭХ. Эта схема описана далее.

4. Последняя экспериментальная методика позволила измерять магнитоплазменные резонансы в развертке по частоте без использования полосковой линии, а так же уменьшить частоту измеряемых магнитоплазменных резонансов до нескольких мегагерц и иметь микроволновый отклик в гигагерцовом диапазоне сравнимый с методикой 2, использующей СВЧ-тракт.

Проблему согласования коаксиального кабеля легче всего решить, присоединив к его концу через SMA разъем согласованную нагрузку, которая предотвратит образование в кабеле стоячих волн. А если поместить в SMA разъем образец, мы получим эффективную согласованную систему передачи СВЧ от генератора к образцу. Такой способ помещения образца в поле СВЧ позволяет плавно разворачивать частоту микроволнового излучения при практически неизменной мощности микроволнового излучения, падающего на образец. Отметим, что в альтернативных методиках подведения СВЧ к образцу, например во 2-й - помещения образца в волновой тракт, развертка по частоте невозможна из-за интерференции микроволн, которая приводит к модуляции СВЧ мощности на порядки при изменении частоты. При этом оптическое детектирование осуществлялось через небольшое отверстие в SMA разъеме, в которое

протягивался световод, по схеме, описанной в первом пункте. Главным достоинством настоящей, 4-й, методики это простота исполнения и то, что она позволяла снизить частоту измерений вплоть до частот которые поддерживал используемый генератор (1МГц), что было использовано для измерений спектра КМП в условиях КЭХ, описанных в пятой главе.

Схема эксперимента

Исследования проводились по стандартной экспериментальной схеме, представленной на рис. 2.7.

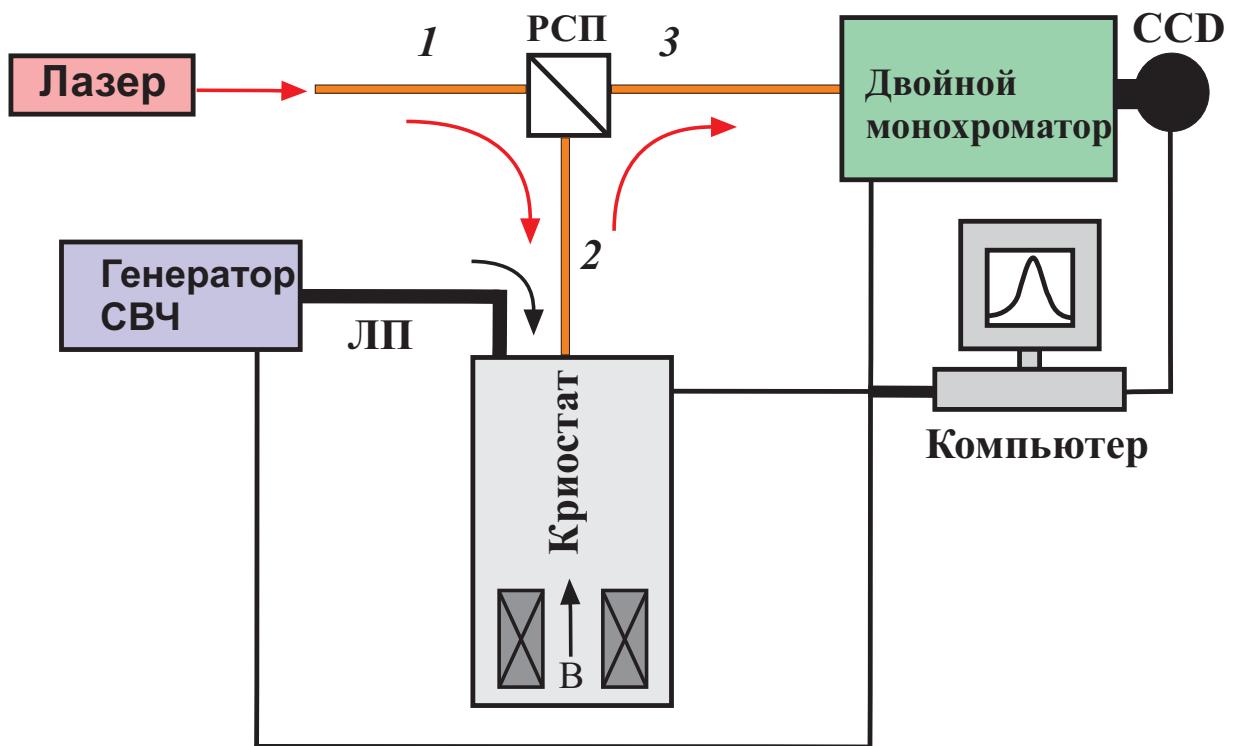


Рис. 2.7 Схема экспериментальной установки.

Непрерывным источником лазерного возбуждения служил полупроводниковый лазер (**ПЛ**) с длиной волны 750 нм, излучение от которого фокусировалось в световод **1**, соединенный с разделителем светового пучка (**РСП**). После прохождения **РСП**, приблизительно 40 % лазерного излучения попадало в световод **2**, один конец которого был также подсоединен к разделителю, а другой закреплялся в непосредственной близости от столика с образцом (см. рис. 2.7). Сигнал фотолюминесценции собирался с помощью того же световода **2**, проходил в обратном направлении через **РСП**, а затем по световоду **3** попадал на вход двойного

го монохроматора **Kaderk**, работающего в режиме сложения дисперсии. Свет, пройденный через монохроматор и разложенный в спектр, записывался на регистрирующую CCD-камеру, аналог той, что используют в цифровых фотоаппаратах. Это матрица с большим числом светочувствительных элементов, которая суммирует фотоны, попавшие на каждый ее элемент (пиксель). Поскольку каждому пикселю соответствует свое значение энергии фотона, то на выходе CCD-камеры получается искомый спектр - количество зарегистрированных фотонов для каждого значения энергии. Сигнал с CCD-камеры поступал на контроллер и далее на компьютер, где оцифровывался. Основные параметры двойного монохроматора были следующими: фокальная длина - 2×60 см, дисперсия в аддитивной моде - 7 \AA/mm (при 800 нм), спектральное разрешение с CCD-камерой - 0.03 мэВ. Поскольку линия люминесценции является очень широкой, то столь высокое спектральное разрешение оказывается малоэффективным, поэтому обычно работа велась с широко открытой входной щелью, чтобы большая часть света попадала из световода в спектрометр. Тепловые шумы так же не являются существенной сложностью в нашей интегрально-дифференциальной методике. По этой причине часть экспериментов (в основном относящихся к пятой главе) была выполнена на одинарном спектрометре AvaSpec-3648-USB2 со встроенной неохлаждаемой матрицей, без использования азотно-охлаждаемой CCD камеры. Этот дешевый малогабаритный спектрометр имеет USB интерфейс для подключения к компьютеру и позволяет одномоментно разложить спектральный диапазон от 674 нм до 870 нм на линейную 3648-пиксельную CCD матрицу. Одним из ощутимых недостатков ис-

пользованного спектрометра Avantes для наших экспериментов являлась узкая входная щель 25 мкм, на которой (без использования специальных световодных адаптеров) теряется около 90 процентов сигнала, поэтому для проведения подобных нашим экспериментов целесообразно заказывать аналогичные спектрометры с щелью 200мкм. Во время проведения измерений, структуры находились в гелиевой ванне при температуре 0.3 – 4.2 К. Для этого вставка с образцом помещалась в охлажденный до гелиевых температур криостат с перпендикулярным магнитным полем. Линия передачи мощности микроволнового излучения **ЛП** (коаксиальный кабель или прямоугольный СВЧ тракт) подсоединялась к источнику микроволнового излучения - СВЧ генератору.

3 МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННЫХ 2D ЭЛЕКТРОННЫХ И ДЫРОЧНЫХ СИСТЕМАХ

3.1 Введение

В последние три десятилетия в физике низкоразмерных систем большое внимание уделяется изучению размерных магнитоплазменных возбуждений в ограниченных 2D электронных системах. Между тем гораздо меньше внимания уделяется дырочным 2D системам.

Несмотря на многочисленные экспериментальные работы, посвященные размерным электронным магнитоплазменным резонансам, их свойства не были в достаточной степени изучены. В частности, оставался экспериментально неисследованным спектр одномерных магнитоплазмонов, который можно измерить на двумерных электронных полосках. Работы посвященные дырочным магнитоплазменным резонансам начали появляться совсем недавно и до сих пор остаются единичными. Главной причиной, с которой это может быть связано, – низкое качество образцов.

В 80-90х годах, когда наиболее интенсивно велись теоретические и экспериментальные исследования размерных магнитоплазменных возбуждений, качество структур было хуже на один - два порядка. Это легко увидеть, сравнив ширины плазменных резонансов, показанных на рисунках рис. 3.1а и рис. 3.1б.

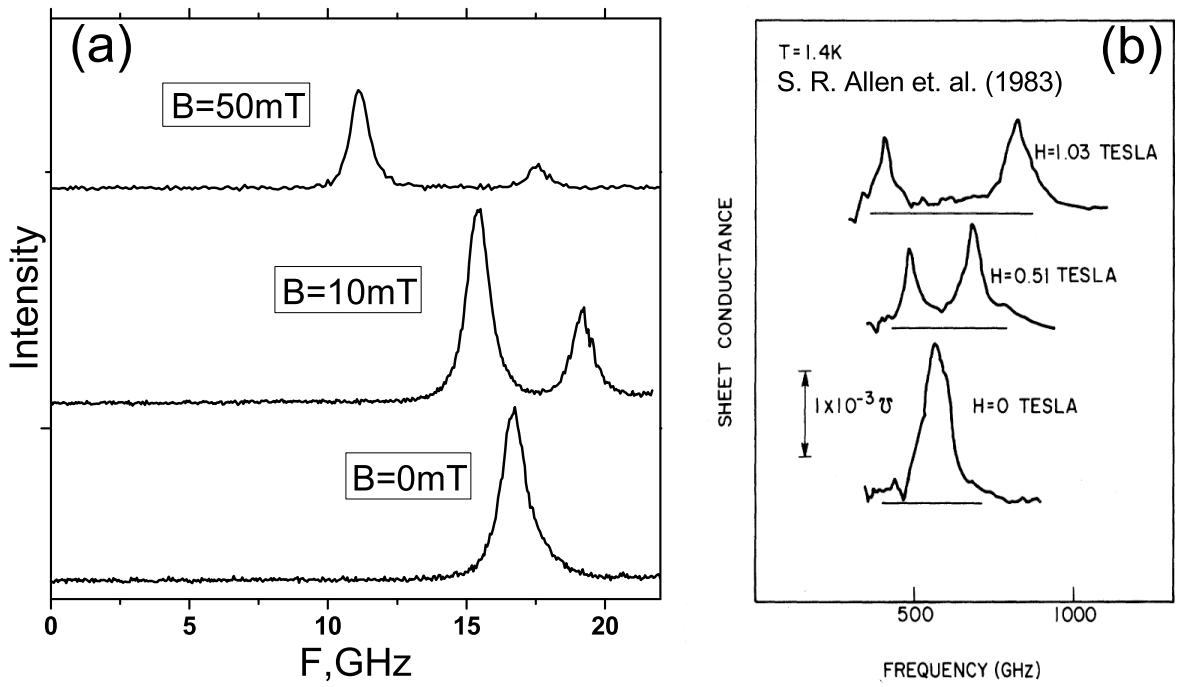


рис. 3.1: Расщепление спектра плазмона в магнитном поле. (а): Спектр поглощения ДЭС в форме диска диаметром 1 мм, с концентрацией 2D электронов $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в различных магнитных полях. (б): Спектр КМП, измеренный в работе [23] на массиве дисков диаметром 3 мкм с концентрацией $5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $2.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Видно, что если в наших структурах ширина плазменного резонанса в нулевом поле обычно составляла около гигагерца (рис. 3.1a), то в первой работе по наблюдению КМП [23] ширина соответствующей линии была равна примерно 100 ГГц (рис. 3.1b). Следовательно, для измерения плазменного резонанса раньше необходимо было использовать очень маленькие (в случае [23] трехмикронные) образцы, для того чтобы частота плазменного резонанса была больше его ширины (плазменная частота обратно пропорциональна корню из размера образца, см. формулу (40)). Такое уменьшение размеров драматическим образом снижало чувствительность эксперимента и заставляло исследовать не одиночную двумерную структуру, а массив структур. При такой постановке эксперимента

возможно существенное изменение характера плазменных колебаний из-за взаимодействия между соседними элементами массива. Если в [23] это взаимодействие существенно не повлияло на спектр КМП, то в измерениях на массиве полосок [113] был получен корневой закон дисперсии вместо линейного, который наблюдается на отдельной полоске (см. раздел 3.3). Таким образом, частях 3.2 и 3.3 настоящей главы изучаются магнитоплазменные колебания в *одиночных* двумерных электронных системах, ограниченных различной геометрией, характерный размер которых составляет 1 мм, в широком диапазоне частот от 50 ГГц ($\omega\tau^* \gg 1$) до 350 МГц ($\omega\tau^* \ll 1$).

Магнитоплазменные возбуждения в ограниченных двумерных системах возникают за счет смешивания циклотронного и плазменного резонансов, поэтому микроволновая спектроскопия магнитоплазменных возбуждений интересна не только с точки зрения изучения физики самих магнитоплазмонов, но является также мощным инструментом, позволяющим измерять одновременно и циклотронную массу, и концентрацию носителей в двумерной системе. Это особенно интересно с точки зрения изучения спектра двумерных дырок в GaAs квантовых ямах, выращенных в направлении (001).

2D дырочные системы на основе GaAs квантовых ям, из которых изготавливаются наиболее качественные современные 2D структуры, во-первых, могут обладать существенным спин-орбитальным взаимодействием, во-вторых, легко позволяют варьировать с помощью изменения концентрации такой важный физический параметр как эффективную массу, поэтому изучение таких систем является чрезвычайно важным как для фундаментальных, так и для прикладных задач. Необхо-

димо отметить, что знание закона дисперсии тяжелых дырок в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах требуется не только для исследования свойств двумерных дырочных каналов, но также и для изучения двумерных электронных систем оптическими методами, которые основаны на анализе электронно-дырочного рекомбинационного излучения. Сравнение 2D дырочных и электронных магнитоплазменных резонансов приводится в части 3.4 настоящей главы.

3.2 Спектр коллективных магнитоплазменных возбуждений в ДЭС, ограниченных дисковой и кольцевой геометрией

Для изучения магнитодисперсии КМП наиболее простой и правильной геометрией ДЭС является геометрия диска (именно в этой геометрии КМП наблюдались впервые). КМП по мере увеличения магнитного поля начинает прижиматься к краю образца и в больших полях распространяется строго вдоль периметра образца, при этом важно, чтобы край образца вдоль этого периметра не имел никаких “геометрических” особенностей (например таких как угол образца в геометрии прямоугольника), которые могут значительно усложнить зависимость частоты от магнитного поля и привести к дополнительному квантованию квазипульса КМП. В кольцевой геометрии имеется два таких же гладких края и появляется возможность исследовать взаимодействие КМП, распространяющихся вдоль них.

Настоящий раздел посвящен исследованию спектра коллективных возбуждений двумерных электронных систем с дисковой и кольцевой геометрией. Проведен сравнительный анализ спектров возбуждений, измеренных в диске и в кольце с тем же внешним диаметром. Также изучена

модификация спектра магнитоплазменных возбуждений при изменении магнитного поля и концентрации двумерных электронов. Особое внимание было уделено краевым магнитоплазмонам, локализованным вдоль внешнего и внутреннего диаметра кольца, и их взаимодействию. Подробно измерена магнитодисперсия КМП в ограниченных геометрией диска ДЭС с различными концентрациями и в широком диапазоне частот от 20 ГГц до 350 МГц.

3.2.1 Слабые магнитные поля, геометрия диска

Плазменный резонанс в магнитном поле смешивается с циклотронным и, из-за ограничения размера образца, расщепляется на объемный и краевой (см. рис. 3.1,3.2). На рис. 3.2 представлены зависимости частот этих магнитоплазменных резонансов в 2D электронных дисках от магнитного поля: краевого, частота которого уменьшается с увеличением магнитного поля, и объемного, с ростом поля стремящегося к циклотронному резонансу.

Такие моды впервые наблюдались в работе [23]. Для мезы, имеющей форму диска с диаметром d , частоты краевой и объемной магнитоплазменных мод в [23] определяются следующим выражением:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (39)$$

где $\omega_c = eB/cm^*$ - частота циклотронного резонанса, а ω_p - частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая определяется формулой [39]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi qne^2}{m^*\bar{\epsilon}}, \quad (40)$$

где $q = 2.4/d$ - волновой вектор КМП в малых магнитных полях, $\bar{\epsilon}$ – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, m^* – эффективная масса электрона.

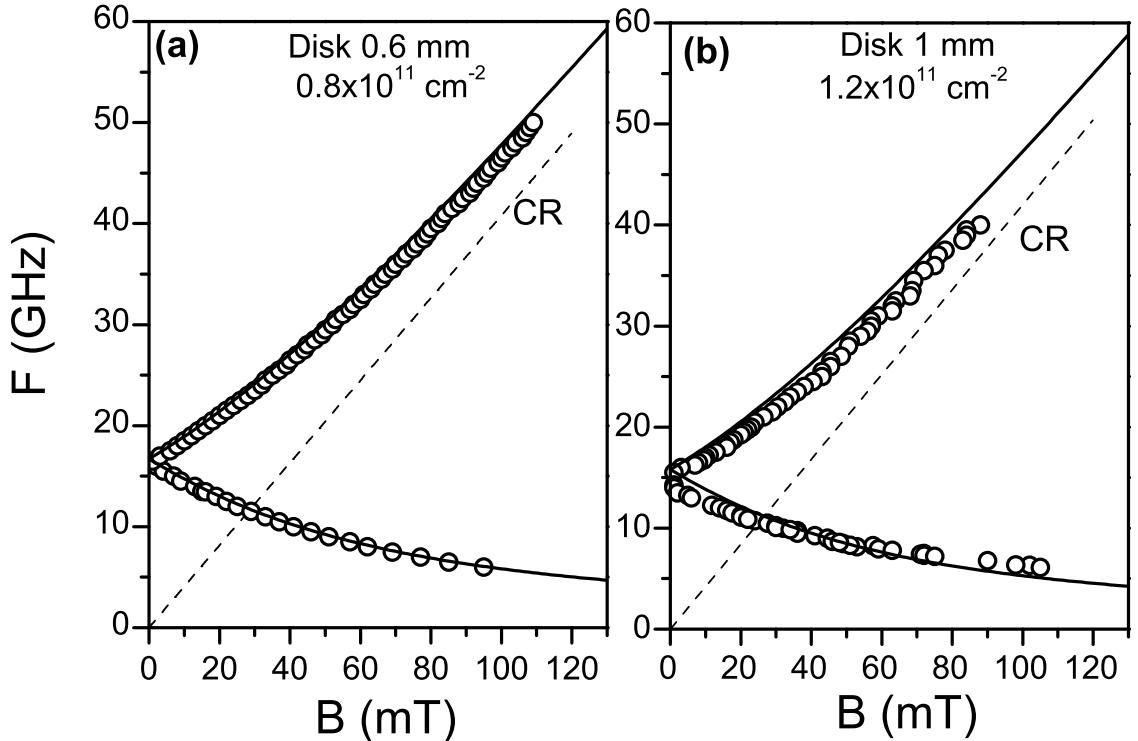


рис. 3.2: Зависимость частоты резонансного поглощения СВЧ от магнитного поля в 2D электронных дисках с различными концентрациями электронов и диаметром диска: (а) $n = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d=0.6\text{мм}$; (б) $n = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 1\text{мм}$. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (39), штриховой – положение циклотронного резонанса. Отклонение экспериментальных зависимостей от теоретических при увеличении концентрации и размера связано с эффектами запаздывания [39].

Зависимость (39) показана на рис. 3.2 сплошной линией. При малых концентрациях и размерах ДЭС формула (39) хорошо описывает экспериментально найденные положения резонансных линий (рис. 3.2а), однако при увеличении значений указанных параметров важную роль начинают играть эффекты запаздывания [39]. Как показано на рис. 3.2б и в работе [39], запаздывание приводит к тому, что плазменная частота в нулевом поле оказывается меньше, чем предсказывается формулой (40).

Запаздывание связано с тем, что фазовая скорость плазмона становится сравнимой со скоростью света. Скорость краевого магнитоплазмона быстро убывает с магнитным полем. Поэтому можно было бы ожидать, что теоретическая кривая (39) с ростом поля начнет хорошо описывать экспериментальную зависимость. Пересечение теоретической и экспериментальной зависимостей частоты нижней моды от поля действительно происходит в районе 50 мТл (рис. 3.2b, рис. 3.4a,b). Но в более высоких полях экспериментальная кривая идет выше зависимости (39). Как будет показано в разделе 3.2.3 формула (39) в больших полях перестает описывать поведение КМП независимо от его размера и концентрации. Прежде чем перейти к свойствам КМП в больших полях, рассмотрим общую классификацию магнитоплазменных резонансов, которые могут возбуждаться в 2D электронных кольцах и дисках.

3.2.2 Классификация и взаимодействие магнитоплазменных мод в ДЭС с геометрией кольца

Для классификации наблюдаемых в дисках и кольцах резонансов удобно использовать два квантовых числа, которые полностью описывают все резонансные моды как в случае кольцевой геометрии, так и в случае диска. Одним из этих чисел является число $n = 0, 1, 2, \dots$, отвечающее количеству узлов в радиальном направлении для распределения возмущения зарядовой плотности. Другое, азимутальное число l , описывает угловое распределение индуцированной зарядовой плотности и принимает значения $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. В предыдущем разделе речь шла о модах с квантовыми числами $n = 0; l = -1$ (краевая мода) и $n = 0; l = 1$ (объемная мода). Эти моды являются основными и, как правило, наиболее

интенсивными. Как показано на рис. 3.3b в 2D диске помимо основных мод выше по энергии наблюдаются и более высокие гармоники, нижайшие из них $n = 0; l = \pm 2$. В нулевом поле квазимпульс этих мод в два раза больше чем у основной, что видно из отличия частот примерно в корень из двух раз (закона дисперсии 2D плазмона носит корневой характер). В кольце за с чет наличия второго края магнитодисперсия существенно усложняется.

Зависимости резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения, полученные из спектров поглощения ДЭС, ограниченной геометрией кольца, представлены на рис. 3.3a. Для сравнения на рис. 3.3b показана магнитополевая зависимость резонансных мод, измеренная на структуре, изготовленной на той же самой подложке и имеющей форму диска с диаметром, равным внешнему диаметру кольца. Из рисунков 3.3a, 3.3b видно, что, несмотря на равенство электронных концентраций n_s и внешних диаметров структур, спектры магнитоплазменных возбуждений радикально отличаются. Здесь и далее для мы будем использовать n_s для обозначения концентрации двумерных носителей, там где буквой n будут обозначены квантовые числа или индексы и возможна путаница, в противном случае концентрация для краткости будет обозначена буквой n .

Применяя эту терминологию к магнитополевым зависимостям, изображенными на рис. 3.3a и 3.3b, можно утверждать, что наблюдаемые резонансные моды относятся к серии возбуждений с $n = 0$ и различными l ; в частности для геометрии кольца проявляются моды с $l = \pm 1, \pm 2, -3$ и -4 , а для диска - моды с $l = \pm 1, \pm 2$. Несмотря на одинаковую симметрию и схожий выбор квантовых чисел, поведение магнитоплазменных

резонансов для случая кольцевой геометрии качественно отличается от геометрии диска.

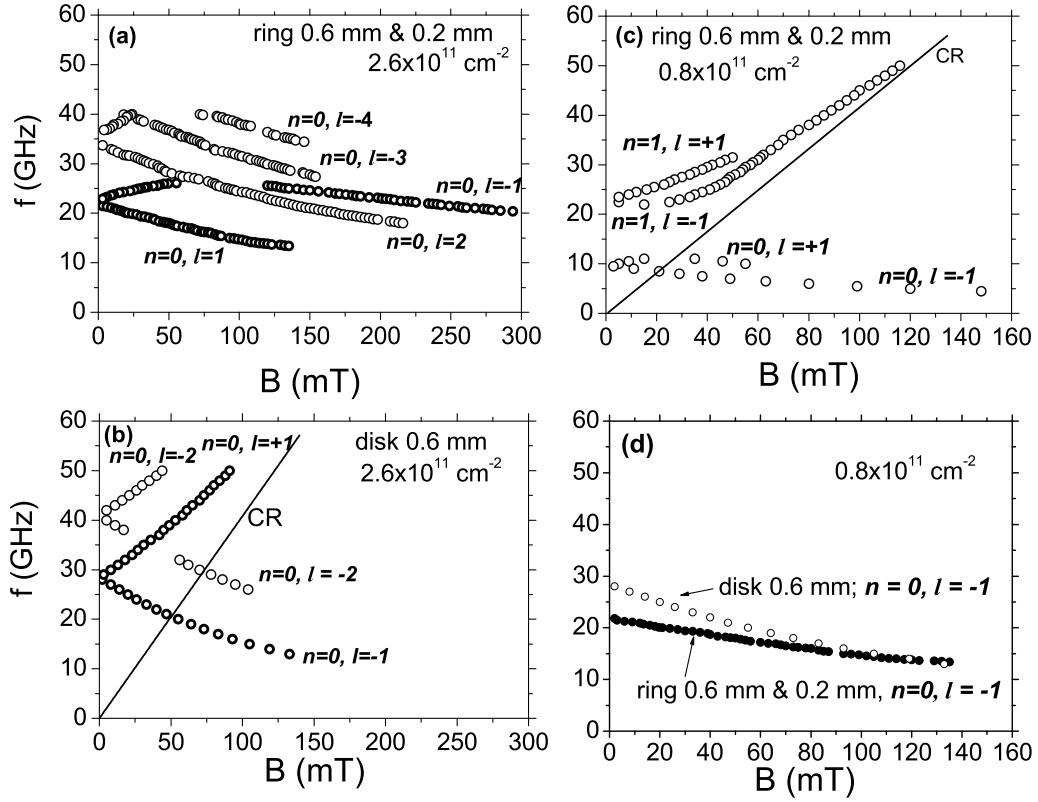


рис. 3.3: Магнитополевые зависимости частот резонансного возбуждения различных магнитоплазменных мод, измеренных (а) в кольцевой структуре с размерами $a = 0.6$ мм, $b = 0.2$ мм при концентрации электронов $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, (б) в диске диаметром 0.6 мм $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, (в) в кольце с $a = 0.6$ мм, $b = 0.2$ мм при $n_s = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (г): Сравнительная магнитополевая зависимость мод $n = 0, l = -1$ для диска и кольца одинаковой концентрации $n_s = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и внешнего радиуса 0.6мм.

Наиболее ощутимая разница проявляется в поведении верхней ветви нижнего дублета резонансных мод (кривая $n = 0, l = +1$ на рис. 3.3а). В области малых магнитных полей эта мода обладает положительной магнитодисперсией, также как и соответствующая мода в геометрии диска (кривая $n = 0, l = +1$ на рис. 3.3б). Однако, в отличии от случая диска, где зависимость носит монотонный характер и в области больших магнитных полей асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса, в геометрии кольца она достигает максимума в районе

80 мТл, а затем уменьшается с ростом магнитного поля. Одновременно с этим происходит резкое уменьшение силы осциллятора соответствующего резонанса. Такое поведение резонансной моды свидетельствует о ее локализации вблизи одного из краев кольца, начиная с некоторого магнитного поля, и тем самым позволяет сделать вывод о краевом характере этой моды. Схожее поведение в больших полях демонстрирует и нижняя резонансная ветвь (кривая $n = 0, l = -1$ на рис. 3.3а). Эта мода сразу обладает отрицательной магнитодисперсией и с ростом магнитного поля локализуется вдоль внешнего края кольца, являясь аналогом краевой магнитоплазменной моды $n = 0, l = -1$ в диске. Исходя из этого, можно предположить, что в больших полях мода $n = 0, l = +1$ локализуется и распространяется вдоль внутренней границы кольца, поскольку ее энергия возбуждения в этих полях значительно превышает энергию возбуждения нижней резонансной моды $n = 0, l = -1$, распространяющейся вдоль внешней границы. Помимо вышеуказанных резонансов в магнитоплазменном спектре кольца наблюдаются и другие краевые моды - с квантовыми числами $l = -2, -3$ и -4 . Эти возбуждения также распространяются вдоль внешнего края кольца, но обладают большей энергией.

Нами также были проведены измерения для кольца с теми же размерами, но с меньшей концентрацией двумерных носителей $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ рис. 3.3с . Помимо нижних резонансных мод $n = 0, l = \pm 1$, при меньших концентрациях в кольцевых структурах наблюдаются также возбуждения, отвечающие $n = 1$. Принципиальным отличием этих возбуждений от резонансов $n = 0$ является их поведение в больших магнитных полях. В то время как резонансные моды с $n = 0$ локализуются вдоль

внутреннего и внешнего краев кольца, верхние резонансы $n = 1$ ведут себя кардинально другим образом. Нижняя ветвь резонансного дублета $n = 1, l = +1$ в малых магнитных полях имеет отрицательную магнитодисперсию, а затем, с увеличением поля, начинает расти и в больших магнитных полях стремится к частоте циклотронного резонанса, демонстрируя тем самым черты «объемного» магнитоплазмона. Наоборот, верхняя ветвь этого дублета $n = 1, l = -1$ сразу обладает положительной магнитодисперсией, однако быстро затухает с ростом магнитного поля и потому наблюдается только в полях, меньших 50 мТл. Отметим, что в отличие от краевых мод $n = 0, l = \pm 1$, связанных с колебаниями зарядовой плотности вдоль периметра кольца, моды $n = 1, l = \pm 1$ связаны с колебаниями плотности вдоль радиуса колец.

Наши предположения относительно классификации и характера наблюдаемых магнитоплазменных мод подтверждаются теоретическими расчетами, выполненными в рамках классической электродинамики [28]. Результаты расчетов можно найти в первой работе из списка публикаций.

Помимо уже указанных отличий в магнитополевых зависимостях резонансов для кольцевой и дисковой геометриях, в характере поведения магнитоплазменных мод наблюдаются и другие особенности, позволяющие сделать вывод о переходе от чистого двумерного случая (диск) к квазиодномерному случаю (кольцо). Прежде всего это касается нижней краевой резонансной моды в кольце, которая демонстрирует зависимость от магнитного поля, отличную от той, что характерна для случая диска рис. 3.3d. Помимо того, что величина плазменной частоты при $B=0$ уменьшилась почти на треть, полевая зависимость в случае

кольца стала значительно слабее. Такая зависимость частоты нижней резонансной моды от магнитного поля свидетельствует о значительном взаимодействии внутренней и внешней краевых мод. Действительно, как следует из теоретических расчетов [102], чем ближе краевые моды, тем больше частота $\omega_{n=1}$ и тем слабее магнитополевая зависимость $\omega(B) \sim \omega_{n=1} \cdot \left(\frac{\omega_{n=1}^2}{\omega_{n=1}^2 + \omega_c^2} \right)^{1/2}$. Аналогичный эффект взаимодействия краевых мод наблюдается при концентрации двумерных электронов $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

3.2.3 Основная мода КМП в сильных магнитных полях

Как было показано в разделе 3.2.1 в отсутствии эффектов запаздывания магнитодисперсия КМП в 2D электронном диске вплоть до полей 100 мТл неплохо описывается моделью сплющенного эллипсоида. На рис. 3.4 представлена магнитодисперсия основной моды КМП в более сильных магнитных полях. Пунктирной линией показана зависимость (39). Формула (39) получена в модели сплющенного эллипсоида [23], в то время как в наших структурах электронная плотность однородна до самых границ, а затем быстро убывает до нуля на характерном расстоянии 1 мкм от границы. Поэтому в больших полях, когда краевой магнитоплазмон локализуется вдоль периметра образца и начинает чувствовать "неэллиптичность" профиля концентрации, модель сплющенного эллипсоида не может корректно описывать зависимость частоты КМП от магнитного поля.

Следующая модель, в которой был рассчитан спектр КМП – модель резкого края [7, 31, 32]. Эта модель дает в низкочастотном пределе ($\omega\tau^* \ll 1$) следующую зависимость частоты КМП от магнитного поля:

$$\omega_0(q_y) \approx \frac{2q\sigma_{xy}(0)}{\epsilon} f \left[\frac{5.436|\sigma_{xy}(0)|}{\pi\sigma'_{xx}(0)} \right] \approx \frac{2ne^2}{\epsilon m^* \omega_c} q_y f \left(\frac{5.436}{\pi} \omega_c \tau^* \right) \quad (41)$$

где $\tau^* = m^*\mu/e$, $q_y = 2/d$ - волновой вектор КМП, в больших полях определяемый периметром диска, $f(x) \approx \ln[x \ln x]$, при $x \gg 1$.

В высокочастотном пределе ($\omega\tau^* \gg 1$):

$$\omega_0(q_y) \approx \frac{2q\sigma_{xy}(0)}{\epsilon} \ln \frac{5.436}{q_y l_0} \approx \frac{2ne^2}{\epsilon m^* \omega_c} q_y \ln \frac{5.436}{q_y l_0}, \quad (42)$$

где $l_0 = \frac{2\pi ne^2}{\epsilon m^* \omega_c^2}$. l_0 имеет смысл длины локализации заряда КМП, поэтому в больших полях, когда ширина края a становится больше l_0 модель резкого края переходит в модель гладкого края, в которой КМП локализован в слое обеднения. В наших структурах $l_0 \approx a$ в поле 1.5 Тл, однако, как мы покажем ниже, модель гладкого края начинает работать начиная с полей 0.4-0.5 Тл.

В модели гладкого края закон дисперсии КМП определяется как [94]:

$$\omega_0(q_y) = \frac{2ne^2}{\epsilon m^* \omega_c} q_y \ln \frac{e^{-\gamma}}{2q_y a}, \quad (43)$$

где $\gamma \approx 0.577$. Зависимость (43) показана на рис. 3.4 сплошной линией.

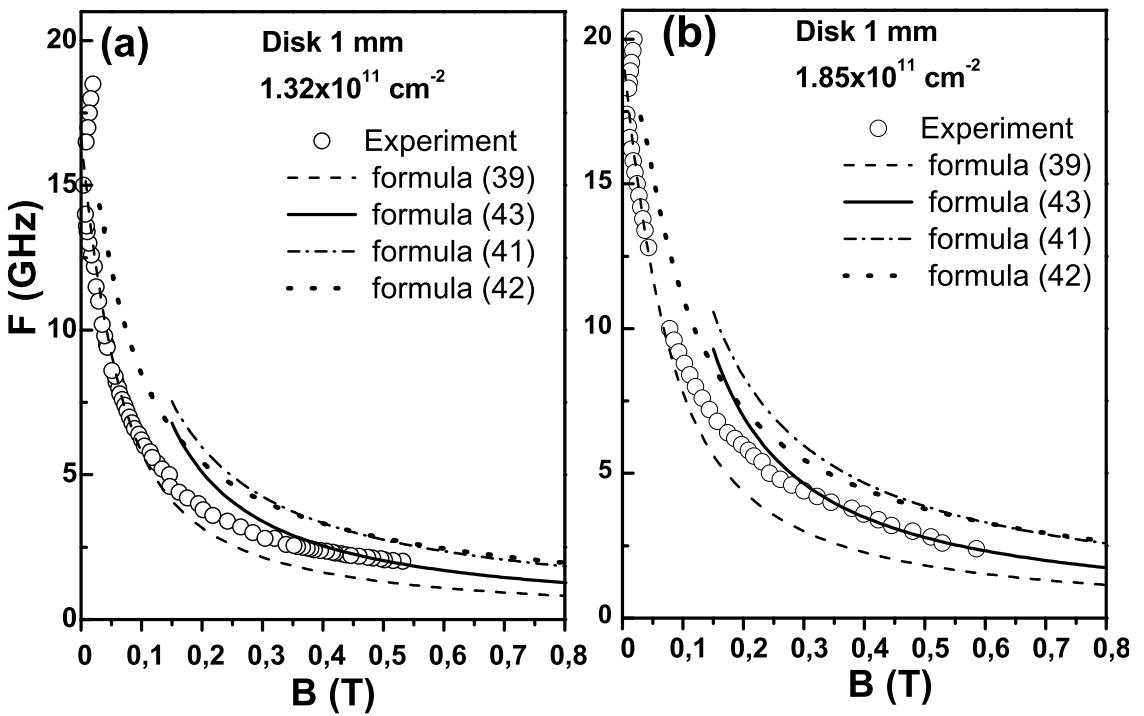


рис. 3.4: Зависимость частоты резонансного поглощения СВЧ от магнитного поля в 2D электронных дисках диаметром 1 мм с концентрацией электронов: (а) $n = 1.32 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; (б) $n = 1.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошной линией проведена зависимость (43), пунктирной - (39), штрихпунктирной - (41), штриховой - (42))

Формула (43) неплохо описывает экспериментальные данные в пределе больших полей, если ширину края принять равной $a \approx 0.4$ мкм. Зависимость (41) показана на рис. 3.4 штрихпунктирной линией. Зависимость (41) идет существенно выше экспериментальных точек и является более пологой. Зависимость (42), полученная для высокочастотного предела является еще более пологой, но для больших частот она проходит гораздо ближе к экспериментальным точкам, чем (41). Для дисков меньшего диаметра (42) могла бы совпасть с экспериментальными точками в довольно большом промежутке полей. Частота КМП в модели гладкого края существенно зависит от формы профиля концентрации в слое обеднения, поэтому количественное совпадение в столь узком диапазоне частот и полей не может служить доказательством применимости

именно модели гладкого края при описании спектра КМП в больших полях. Для того чтобы отличить функциональную магнитополевую зависимость частоты КМП (41) и (42), содержащую логарифм, от (43), где логарифмическая часть от поля не зависит, необходимо было измерить спектр КМП в существенно больших полях.

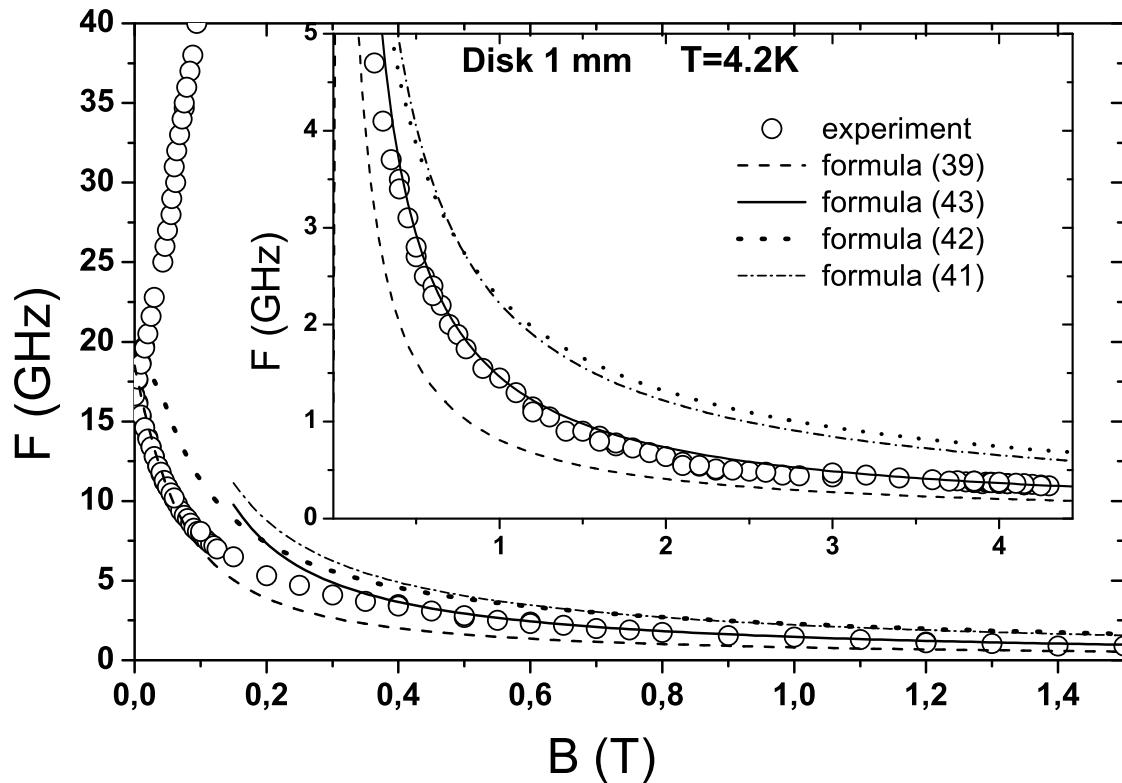


рис. 3.5: Зависимость частоты резонансного поглощения СВЧ от магнитного поля в 2D электронном диске диаметром 1 мм с концентрацией электронов $n = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренная при температуре 4.2 К. Сплошной линией проведена зависимость (43), пунктирной - (39), штрихпунктирной - (41), штриховой - (42).

На рис. 3.5 показана подробно измеренная магнитодисперсия КМП от 0 до 4.5 Тл. Видно, что кривая (41) (штрихпунктир) идет выше экспериментальных точек, зависимость (42) тем более не может претендовать на удовлетворительное описание магнитодисперсии в низких частотах и больших полях, в то время как (43) весьма точно описывают наблюдаемую магнитодисперсию при той же ширине края $a = 0.4$ мкм. Формула

(43) верна только в достаточно больших полях, когда магнитная длина оказывается меньше ширины края [7]. Когда магнитная длина становится равной 0.4 мкм ($B = 0.4$ Тл), кривая (43) на рис. 3.4 и 3.5 действительно уходит выше экспериментальных точек. Величина $a = 0.4$ мкм согласуется с результатами других работ, где была экспериментально определена ширина края (0.3-0.8 мкм в [140] и 0.25-0.6 мкм в [40]).

Для того, чтобы в полной мере убедится в применимости модели гладкого края и формулы (43), необходимо произвести серию измерений, меняя на несколько порядков размер образца. Измерения КМП на более маленьких дисках с диаметром 200 мкм и 40 мкм, концентрацией $3 \cdot 10^{11}$ см⁻² и подвижностью 8×10^5 см²/В с были проведены в работе [40], при этом частота КМП от магнитного поля зависела строго как $1/B$ (модель гладкого края) в диапазоне полей от 0.5 до 7 Тл. Были получены оценки ширины края 0.35-0.6 мкм и 0.25-0.45 мкм для каждого диска, соответственно, в зависимости от выбранной формы профиля концентрации на краю образца. Эти данные позволяют с уверенностью констатировать, что модель гладкого края и формула (43) являются наиболее подходящими для описания спектра КМП как в сильных полях, где ширина края сравнима с длиной локализации заряда КМП, так и в более слабых полях.

В больших полях КМП локализован на краю системы и, по сути, является одномерным плазмоном, бегущим вдоль периметра образца, по полоске с шириной, равной размытости края. Поэтому логично предположить наличие такого же как в формуле (43) логарифмического члена и в законе дисперсии одномерного (1D) плазмона. В части 3.3 настоящей главы экспериментально показано, что такой логарифмический член, в

котором вместо ширины края стоит ширина полоски, в дисперсии одномерного плазмона действительно существует.

3.3 Логарифмическая поправка в дисперсии одномерного плазмона в ДЭС с геометрией полоски

В настоящем разделе приводятся результаты исследований спектров микроволнового поглощения ДЭС в форме миллиметровых полосок с различными отношениями длины к ширине и разными концентрациями 2D электронов. Использование структур с большим отношением длины к ширине в наших измерениях позволило исследовать частотную зависимость 1D плазмона вплоть до волновых векторов в сотни раз меньших обратной ширины полосок. В свою очередь это дало возможность обнаружить и изучить влияние логарифмического члена на закон дисперсии плазмона.

Закон дисперсии одномерных плазмонов был вычислен более 100 лет назад [9, 102, 109, 110]. Теория предсказывает линейную зависимость частоты 1D плазмона от волнового вектора K с логарифмическими отклонениями от линейного закона дисперсии, которые становятся существенными в области малых K . Из аналитического выражения для дисперсии 1D плазмона следует, что в формулу для фазовой скорости 1D плазмона, наряду с электронной плотностью n_s и шириной полоски W , также входит логарифмический член, величина которого возрастает с уменьшением K [102]:

$$v_{1Dp}^2 \propto n_s W \ln \left(\frac{1}{KW} \right) \quad (44)$$

Подобное поведение 1D плазмона отличается от хорошо известной

корневой зависимости для двумерных плазмонов, изученной в многочисленных экспериментальных [21, 141] и теоретических работах [19, 142]. За прошедшее десятилетие было предпринято несколько попыток по измерению дисперсии 1D плазмона с помощью методов ИК спектроскопии [49] и комбинационного рассеяния [112]. С целью усиления плазменного отклика, измерения в обоих случаях приходилось выполнять не на одиночных 1D структурах (квантовых проволоках или полосках), а на периодических сверхрешетках, состоящих из таких структур. Сильное кулоновское взаимодействие между близлежащими электронными проволоками в таких системах приводит к подавлению эффектов, связанных с 1D плазмонами. Наблюдаемые плазменные колебания демонстрируют черты, характерные для 2D плазмонов [113], что находит подтверждение в соответствующих теоретических расчетах [114].

В последнее время, с улучшением качества исследуемых образцов (за счет увеличения их электронной подвижности), нижняя частотная граница наблюдения 1D и 2D плазмонов, определяемая неравенством $\omega\tau > 1$ (τ - время упругой релаксации электронов), сдвинулась в микроволновую область. Это позволило проводить исследования плазменных возбуждений на одиночных электронных структурах с миллиметровыми размерами, таких как диски, кольца, полоски. Необходимо отметить существенное различие в понятиях одномерности для электронов и плазмонов. Одномерность электронов подразумевает ограничение их волновых функций в двух направлениях и может быть реализована в узких квантовых проволоках с энергией расщепления между уровнями размерного квантования, превышающей фермиевскую энергию электронов. Для наблюдения 1D плазмонов достаточно, чтобы изучаемые структуры имели

либо большое отношение длины к ширине (как в случае узких миллиметровых полосок), либо близкое к 1 отношение внешнего диаметра к внутреннему для узких колец. Помимо этого, измерения дисперсии 1D плазмона следует проводить при векторах K малых по сравнению с обратной шириной полоски [102]. Эти условия, однако, не были выполнены ни в одной из вышеуказанных экспериментальных работ. Недавно, с помощью метода оптического детектирования микроволнового поглощения [11], обладающего высокой чувствительностью, были исследованы спектры плазменных колебаний в одиночных миллиметровых полосках [10], а также в кольцах с различными внешними и внутренними диаметрами [136, 139] (см. также раздел 3.2.2). В узких полосках с отношением длины к ширине 20:1 и 10:1 обнаружен линейный закон дисперсии плазмонов вплоть до волновых векторов $K = 1/W$, что позволило сделать вывод об одномерной природе этих возбуждений [10]. В то же время, в измеренных зависимостях не наблюдались сколь-нибудь заметные отклонения от линейного поведения при малых K , связанные с влиянием логарифмической составляющей на закон дисперсии 1D плазмона. Вместо этого, логарифмический член отождествлялся с некоторым постоянным коэффициентом, не зависящим от K , и вычислялся из экспериментальных зависимостей плазменной скорости от концентрации и поперечных размеров образцов [10]. Отсутствие проявления логарифмической составляющей в дисперсии 1D плазмона связано с тем, что логарифмический член в выражении (44) начинает описывать дисперсионные зависимости при значениях квазимпульсов, существенно меньших по сравнению с величинами K , достижимыми в работе [10]. Между тем, исследование этой составляющей представляет большой интерес для дальнейшего

го анализа свойств плазмон-поляритонных мод, недавно обнаруженных в 2D системах [39], однако до сих пор не наблюдавшихся в спектрах коллективных возбуждений 1D систем. Эти гибридные моды являются результатом смешивания плазменных волн со световыми и образуются при малых квазимпульсах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Расходимость логарифмического члена при нулевых квазимпульсах, в свою очередь, является ключевым фактором в формировании плазмон-поляритонных мод в 1D системах.

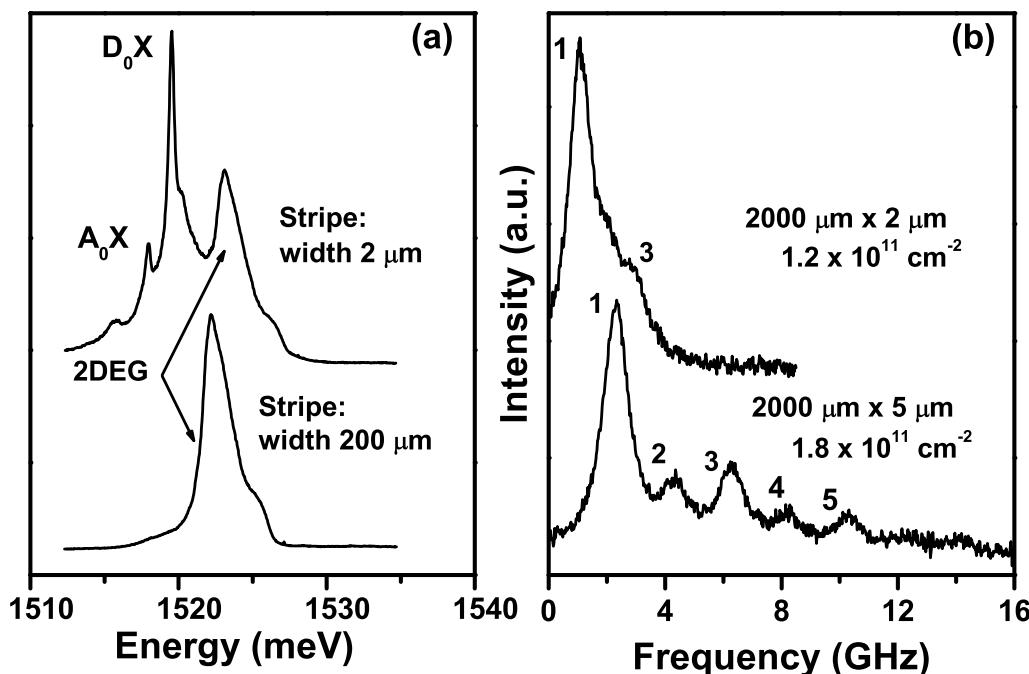


Рис. 3.6 (а): Спектры излучения, измеренные в мезах прямоугольной формы с размерами $2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ (нижняя кривая) и $2000 \times 2 \text{ мкм}^2$ (верхняя кривая); электронная плотность в структурах составляла $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. В спектре люминесценции, измеренном для узкой полоски, наряду с сигналом излучательной рекомбинации двумерных электронов из мезы, наблюдаются объемные линии излучения из подложки, отвечающие рекомбинации связанных экситонов на донорах и акцепторах, $D_0 X$ и $A_0 X$; (б): Спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные в узких электронных полосах с разными отношениями длины к ширине и концентрациями: $2000 \times 2 \text{ мкм}^2$ и $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $2000 \times 5 \text{ мкм}^2$ и $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Измерения были выполнены на мезах прямоугольной формы с различным отношением длины к ширине (от 5:1 до 1000:1), изготовленных на одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs n-типа с электронной плот-

ностью от $0.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность μ в разных образцах составляла от $2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Отметим, что в спектрах фотолюминесценции, измеренных в узких полосках с шириной меньше 50 мкм, существенный вклад дают спектральные линии объемных состояний, возбуждаемых в GaAs подложке (см. верхний спектр на рис. 3.6а). Это связано с тем, что диаметр пятна лазерной засветки существенно превышает поперечный размер таких структур и значительная часть сигнала излучения собирается не из прямоугольной мезы (полоски), а из GaAs подложки. Для сравнения, на том же рисунке показан типичный спектр фотолюминесценции для полоски шириной 200 мкм, в котором интенсивность линий объемных состояний значительно слабее рекомбинационного сигнала из 2D электронного канала. Наблюдаемые объемные возбуждения в спектрах люминесценции, измеренных в узких полосках, классифицируются как связанные нейтральные экситонные состояния на донорах и акцепторах (обозначенные D_0X и A_0X , соответственно), не чувствительные к микроволновому излучению. Однако, вследствие большой интенсивности объемных линий по сравнению с интенсивностью сигнала 2D электронов, возникает дополнительный шумовой вклад от объемных состояний, который затрудняет детектирование плазменных резонансов в узких полосках. Во избежание этого, нами интегрировалась лишь та часть разностного спектра, где преобладал сигнал рекомбинационного излучения 2D электронов.

На рис. 3.6б представлены частотные зависимости микроволнового поглощения в нулевом магнитном поле, измеренные в прямоугольных полосках с различным отношением длины к ширине и разными электронными плотностями. В спектрах поглощения наблюдаются несколько

резонансных пиков, соответствующих стоячим плазменным волнам, которые формируются вдоль длинной стороны образцов. Волновые числа K для этих мод определяются как видом возбуждаемых волн зарядовой плотности, так и продольными размерами исследуемых структур. Выражение для K может быть записано в виде $K = \alpha\pi N/L$, где L - длина полоски, $N = 1, 2, 3\dots$ количество узлов в распределении индуцированной зарядовой плотности и α - коэффициент, зависящий от функционального вида возбуждаемых плазменных волн и принимающий значение 1 в случае обычных синусоидальных колебаний. Как видно из рисунка, резонансные пики с нечетными номерами проявляются сильнее в приведенных частотных зависимостях по сравнению с пиками, отвечающим четным номерам. Например, для полоски с размерами $2 \text{ мм} \times 5 \text{ мкм}$ (см. нижнюю кривую на рис. 3.6б) основная дипольная мода по крайней мере в три раза сильнее всех остальных плазменных резонансов, а амплитуда резонансного пика под номером 3 превышает соответствующее значение для пика 2. Преобладание резонансных мод с нечетными номерами в спектрах микроволнового поглощения может быть объяснено в рамках дипольного приближения [143, 55], согласно которому только такие моды возбуждаются в однородном микроволновом поле. В нашей экспериментальной конфигурации, однако, распределение переменного электрического поля сильно неоднородно, что приводит к возбуждению плазменных резонансов как с четными, так и с нечетными номерами, причем нечетные моды действительно проявляются сильнее в частотных зависимостях микроволнового поглощения.

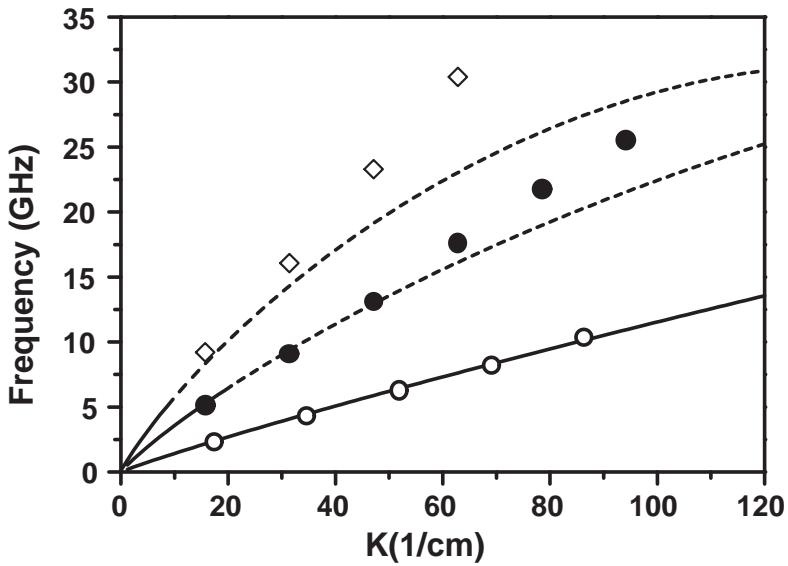


Рис. 3.7 Дисперсионные зависимости плазменных возбуждений, измеренные в электронных полосках с различными поперечными размерами и концентрациями: $2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ и $1.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (\diamond); $2 \times 0.1 \text{ mm}^2$ и $1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (\bullet); $2000 \times 5 \text{ мкм}^2$ и $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\circ). Сплошными и пунктирными линиями показаны результаты расчетов с использованием формулы (2) для всех трех полосок. Пунктирные линии соответствуют областям волновых векторов, для которых не выполняется неравенство $KW \ll 1$.

Периодическая структура частотных зависимостей микроволнового поглощения на рис. 3.6б свидетельствует о линейной дисперсии возбуждаемых волн, что в свою очередь является отличительным признаком 1D плазмонов. Величина расщепления между соседними резонансными пиками зависит как от концентрации 2D электронов, так и от размеров образцов. Чем меньше значение электронной плотности и ширина исследуемой полоски, тем меньше период между пиками и как следствие меньше скорость 1D плазмона [10]. Например, на рис. 3.6б (верхняя кривая) показан спектр микроволновом поглощения, измеренный в полоске с шириной 2 мкм и концентрацией $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в котором резонансные пики плохо разрешены. На рис. 3.7 представлены дисперсионные зависимости, полученные из микроволновых спектров для трех полосок со следующими геометрическими размерами и концентрациями: $2 \times 0.2 \text{ mm}^2$,

$1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $2 \times 0.1 \text{ мм}^2$, $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2 \text{ мм} \times 0.2 \text{ мкм}$, $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Величины квазиимпульсов плазмонов вычислялись из номеров соответствующих резонансных пиков N и выражения $K = \alpha\pi N/L$, в котором коэффициент α принимает значения, близкие к 1 и зависит от конкретных структур. На том же рисунке построены теоретические кривые для этих экспериментальных зависимостей с помощью аналитического выражения, полученного в длинноволновом пределе $KW \ll 1$ для полоски с параболическим распределением равновесной плотности [102]

$$\omega^2 = (2n_s We^2/\bar{\epsilon}m^*)K^2[\ln(8/KW) - 0.577]. \quad (45)$$

Здесь n_s и m^* - концентрация и эффективная масса электронов, $\bar{\epsilon}$ - среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs. Отметим, что распределение равновесной электронной плотности в исследуемых структурах сильно отличается от полуэллиптического профиля. Для полосок с шириной 0.1 - 0.2 мм оно однородно вплоть до самых границ, а затем быстро убывает в приграничном слое обеднения с характерным размером несколько микрометров. Совершенно другая картина распределения возникает в узких полосках с шириной 2 - 5 мкм, в которых величина слоя обеднения сопоставима с поперечными размерами самих структур. Различия в распределении равновесной плотности для образцов с разными ширинами могут приводить к формированию в структурах стоячих плазменных мод, отличных от обычных синусоидальных волн. Результатом этого, в свою очередь, является изменение величины коэффициента α в выражении для волнового вектора плазона для разных образцов. По этой причине мы используем коэффициент α как подгоночный параметр в процедуре аппроксимации экспериментальных

зависимостей на рис. 3.7 формулой (45). Соответствующие подгоночные кривые показаны сплошными и пунктирными линиями на рис. 3.7. Коэффициент α равен 1 для полосок с шириной 0.1 и 0.2 мм и 1.1 для полоски с шириной 5 мкм. Как видно из рисунка, теория хорошо описывает экспериментальные точки для самой узкой полоски, в отличие от других исследованных структур. Это объясняется тем, что только для такой полоски условие $KW \ll 1$ (см. выражение (45)) выполняется во всем измеряемом диапазоне волновых векторов. Для более широких полосок это неравенство справедливо лишь при квазимпульсах, соответствующих фундаментальной плазменной моде, что согласуется с поведением кривых на рис. 3.7.

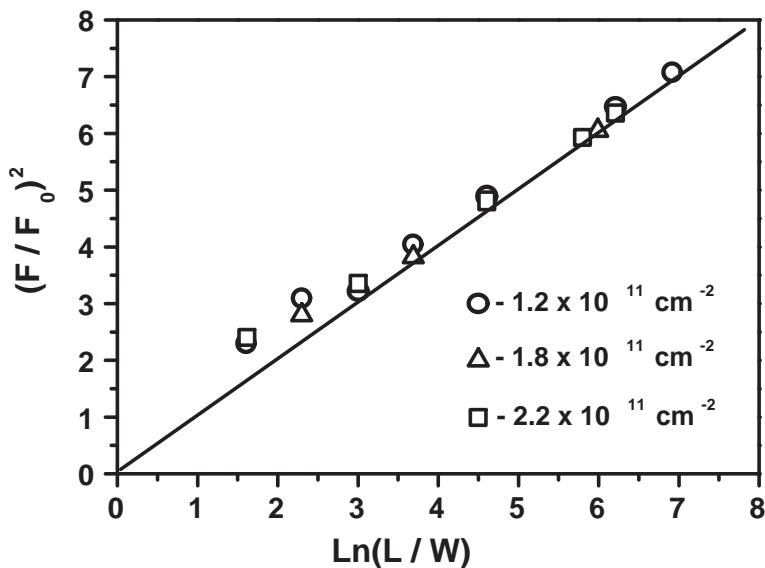


Рис. 3.8 Сводная зависимость квадрата нормированной частоты основной плазменной моды $(F/F_0)^2$ от логарифма отношения длины к ширине $\ln(L/W)$, измеренная для полосок с различными длинами, ширинами и концентрациями 2D электронов. $F_0 = (n_s e^2 W / 2\bar{\epsilon} m^* L^2)^{1/2}$. Прямая линия соответствует логарифмической зависимости, отвечающей формуле (45).

Для иллюстрации влияния логарифмического члена в законе дисперсии 1D плазмона на рис. 3.8 построена универсальная зависимость частоты фундаментальной плазменной моды от величины отношения длины к ширине для образцов с различными геометрическими размерами

и электронными плотностями. В эксперименте измерялись структуры с продольными размерами 0.5, 1 и 2 мм, поперечными размерами от 2 до 200 мкм и концентрациями 2D электронов $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из соображения удобства экспериментальные данные на рис. 3.6 d построены в координатах $(F/F_0)^2$ от $\ln(L/W)$. Здесь F - плазменная частота, $2\pi F_0 = (2\pi^2 n_s e^2 W / \bar{\epsilon} m^* L^2)^{1/2}$ - нормированная величина, полученная путем подстановки значения квазипульса для основной моды π/L ($\alpha = 1$) в линейное слагаемое выражения 45. В пределе узких полосок с большим отношением длины к ширине экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, соответствующую логарифмической зависимости в этих координатах (см. рис. 3.8). Наоборот, в области малых значений $\ln(L/W)$ наблюдается заметное расхождение между экспериментом и теорией, связанное с неприменимостью выражения 45 (точнее его логарифмической части) к описанию дисперсии 1D плазмона в относительно широких полосках [10].

3.4 Особенности дырочных магнитоплазменных резонансов наблюдаваемых GaAs (001) квантовых ямах в микроволновом диапазоне

В отличие от спектра двумерных электронов в GaAs спектр двумерных дырок является существенно непараболичным и анизотропным. Кроме того, лучшие 2D дырочные структуры, которые удалось вырастить совсем недавно, больше чем порядок проигрывают по подвижности современным ДЭС. Из-за этого измерение циклотронной массы дырок в микроволновом диапазоне (которая при небольших концентрациях носителей в GaAs (001) квантовых ямах с хорошей точностью совпадет с

их эффективной массой) одновременно с концентрацией, которая определяет планарный волновой вектор, является сложной и малоизученной задачей. Наиболее эффективным инструментом, который позволяет напрямую измерять эти параметры спектра двумерных дырок, оказывается микроволновая спектроскопия размерных дырочных магнитоплазменных резонансов, поскольку лишь при микроволновых исследований можно надеяться измерить циклотронные переходы между уровнями Ландау с большими номерами и экспериментально определить квазиклассическую циклотронную массу дырок.

Методика, описанная во второй главе, позволяет объединить два мощнейших экспериментальных метода: циклотронного резонанса для определения циклотронной массы носителей и плазменного резонанса для определения их концентрации.

На рис. 3.9 представлены типичные спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные методом оптического детектирования в двух структурах, изготовленных на основе квантовых ям шириной 20 нм и имеющих существенно различные концентрации дырок: $1.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (размер мезы в обоих случаях составлял 0.6 мм). Спектры измерены при изменении магнитного поля и при фиксированной частоте микроволн. Видно, что в случае малой плотности наблюдается монотонное увеличение резонансного магнитного поля с ростом частоты микроволнового излучения, в то время как для большой концентрации дырок эта зависимость не является монотонной, что связано с детектированием двух магнитоплазменных мод - объемной и краевой [11, 39]. Отметим, что характерная ширина резонансов в обоих случаях составляла величину около 100 мТл, что отвечает циклотронной подвижности

дырок $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и иллюстрирует высокое качество исследованных образцов. Для сравнения линии электронного краевого магнитоплазменного резонанса, показанные на рис. 2.4, имеют ширину того же порядка.

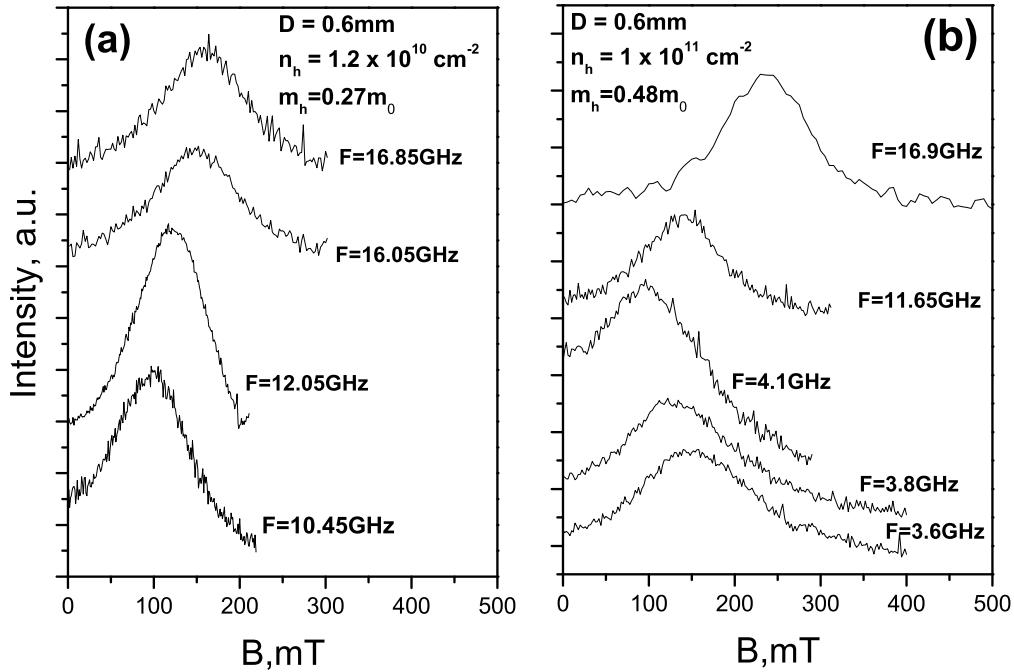


рис. 3.9: Типичные магнитополевые зависимости резонансного поглощения для различных частот микроволнового излучения, измеренные в диске диаметром $d = 0.6$ мм с концентрациями дырок (а): $n_h = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; (б): $n_h = 10^{11} \text{ см}^{-2}$;

На рис. 2.5с показаны зависимости резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения, измеренные в 2D дырочной структуре, ограниченной геометрией диска, с концентрацией дырок $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошной линией показаны зависимости частоты краевой и объемной магнитоплазменных мод от магнитного поля (39) (в формуле (39) эффективная масса электрона заменяется циклотронной массой дырки). В больших магнитных полях, когда $\omega_c \gg \omega_p$, объемная магнитоплазменная мода ω_+ асимптотически выходит на циклотронный резонанс (штриховая линия на рис. 2.5, наклон которой определяется циклотронной массой). По наклону магнитодисперсионной кривой определялась цик-

лотронная масса дырок ($0.26m_0$), а по значению ω_p - концентрация 2D дырок ($n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). На рис. 2.5с кривая (39) проведена для значений концентрации и массы дырок $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $m_h=0.26m_0$. Формула (39) выведена для параболического спектра электронов, однако, как видно из рис. 2.5с, она хорошо описывает магнитоплазменные резонансы и в дырочных системах, для которых характерна значительная непараболичность. Эффекты запаздывания обычно несущественны для рассматриваемых дырочных систем, поскольку масса двумерной тяжелой дырки значительно превышает электронную. Измерения магнитоплазменных резонансов на различных 2D дырочных дисках с различными размерами, концентрациями и ширинами квантовых ям, так же показали очень хорошее согласие с формулой (39) (см. например рис. 4.1) и позволили экспериментально определить зависимость циклотронной массы 2D дырок от концентрации и ширины ямы.

4 ЗАВИСИМОСТЬ ЦИКЛОТРОННЫХ МАСС ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК ОТ ИХ КОНЦЕНТРАЦИИ В GaAs(001) КВАНТОВЫХ ЯМАХ РАЗЛИЧНОЙ ШИРИНЫ

4.1 Введение

2D дырочные системы, изготовленные на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs интересны прежде всего тем, что имеют крайне непараболичный спектр и могут обладать существенно большим, чем электроны, спин-орбитальным расщеплением внутри подзоны размерного квантования. Благодаря этому возникает принципиальная возможность управлять с помощью электрического поля (например, меняя концентрацию с помощью напряжения на затворе) массой 2D носителей и спин-орбитальным расщеплением, что может оказаться крайне полезно для решения широкого круга задач, связанных с физикой низкоразмерных систем, например, для создания спинового транзистора или обнаружения и исследования нового типа коллективных плазменных возбуждений - спин-плазмонов.

Наиболее подходящим инструментом для исследования непараболичности и спин-орбитального расщепления спектра 2D дырок является микроволновая спектроскопия, однако, эти исследования были до недавнего времени затруднены низким качеством образцов. Для детектирования циклотронного резонанса в микроволновой области частот необходимо иметь очень высокую подвижность двумерных дырок в образце, что требуется для выполнения условия $\omega\tau > 1$. Главная сложность получения высокоподвижных p-каналов в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах со-

стоит в необходимости использовать бериллий для легирования барьера акцепторами, который обычно отсутствует в лучших МВЕ-установках. В настоящей работе мы использовали в качестве легирующей примеси углерод, который присутствовал в МВЕ- машине. На этой установке можно было выращивать электронные каналы с подвижностью до $10^7 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а также дырочные каналы в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах с подвижностью до $(3 - 9) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при вариации концентрации дырок в интервале $(0.5 - 1.5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Ранее подобные подвижности удавалось получать либо на остаточных примесях [121], при очень маленькой концентрации носителей, либо на квантовых ямах, выращенных на поверхности (311) GaAs [122].

Первое измерение циклотронной массы тяжелой 2D-дырки в плоскости (001) в микроволновом диапазоне было опубликовано в работе [121], в которой исследовался р-канал при очень малых концентрациях носителей заряда ($2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$). В этом случае (в пределе малых концентраций) теория предсказывает, что планарная масса дырок должна быть близка к массе легких дырок ($m_{lh} \approx 0.1m_0$, где m_0 - масса свободного электрона) [119], однако измеренная масса оказалась значительно больше теоретической $m_h = 0.26m_0$ [121]. Кроме этой, единственной экспериментальной работы по исследованию микроволнового циклотронного резонанса в GaAs(001) квантовых ямах, имеется еще одна работа, в которой исследовались квантовые ямы, выращенные на поверхности (311) GaAs [122]. Особенностью этих структур является то, что р-каналы в них получаются при легировании кремнием [123], однако в таких структурах наблюдается сильная планарная анизотропия проводимости, отсутствующая в традиционных квантовых ямах, полученных на поверхности (001). В ра-

боте [122] также была получена величина циклотронной массы тяжелой дырки $m_h = 0.35m_0$, значительно превышающая теоретическое значение. Все эти факты указывают на необходимость подробного изучения спектра тяжелых дырок и его изменения от концентрации дырок и от ширины квантовой ямы.

Необходимо отметить, что знание закона дисперсии тяжелых дырок в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах требуется не только для исследования свойств двумерных дырочных каналов, но также и для изучения двумерных электронных систем оптическими методами, которые основаны на анализе электронно-дырочного рекомбинационного излучения.

4.2 Исследование непарabolicности спектра тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах

Размерное квантование в квантовых ямах GaAs/AlGaAs снимает четырехкратное вырождение валентной зоны и приводит к расщеплению дырочных состояний на подзоны тяжелых и легких дырок [119]. Расщепление между этими подзонами определяется продольными массами дырок в направлении роста квантовой ямы, и эти компоненты масс могут быть измерены достаточно точно в экспериментах по поглощению света [116]. Значительно более важно знать значения масс тяжелых и легких дырок в плоскости квантования, поскольку именно от этих параметров зависят все важнейшие характеристики спектра носителей заряда. Наиболее надежным методом измерения планарной массы дырок в квантовых ямах является метод микроволнового циклотронного резонанса, поскольку лишь измерения при низких частотах позволяют аккуратно измерять зависимость массы от энергии и детально исследовать эффекты непара-

богатства энергетического спектра двумерных (2D-) дырок. Как было показано в работе [119], непарараболичность закона дисперсии тяжелых дырок в квантовых ямах является неизбежным следствием эффектов взаимодействия зон легких и тяжелых дырок. В этой работе для случая двух изотропных масс легких (m_{lh}) и тяжелых (m_{hh}) дырок было показано, что в пределе малых квазимпульсов $kW \ll 1$ (k - планарный волновой вектор, W - ширина квантовой ямы) дисперсия тяжелых дырок в 2D-плоскости является квадратичной с массой, близкой (но не равной) массе легких дырок m_{lh} , а при $kW \gg 1$, кривизна дисперсии тяжелых дырок в плоскости определяется массой m_{hh} . Таким образом, в области $kW \sim 1$ следует ожидать сильной непарараболичности дисперсии 2D-дырок, которая должна проявляться в росте циклотронной массы по мере увеличения концентрации тяжелых дырок в режиме, когда волновой вектор Ферми дырок k_F становится порядка обратной ширины квантовой ямы.

Отсутствие высококачественных образцов до недавнего времени делало невозможным измерение переходов между уровнями Ландау с большими номерами и циклотронной массы дырки в квазиклассическом пределе. Квазиклассическую циклотронную массу, соответствующую в изотропном случае эффективной массе плотности состояний, на высокоподвижных образцах можно измерить в микроволновом диапазоне. Меняя концентрацию дырок и вместе с ней энергию Ферми, можно протестировать спектр в зависимости от волнового вектора и получить основные параметры, определяющие спектр дырок с учетом непарараболичности. Детектирование циклотронного резонанса в микроволновой области является наиболее прямым способом измерения массы 2D дырок.

Настоящий раздел посвящен исследованию непараболичности спектра тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах и измерению зависимости циклотронной массы тяжелых дырок от концентрации с целью прямого определения масс, как на дне зоны, так и в пределе больших импульсов.

Исследованные структуры представляли собой легированные углеродом квантовые ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 20 нм, выращенные в направлении (001), в которых подвижность дырок менялась от 3×10^5 см²/В·с до 9×10^5 см²/В·с при вариации концентрации дырок в интервале $(0.5 - 1.5) \times 10^{11}$ см⁻². Для прямого измерения концентрации дырок нами исследовались размерно-плазменные и магнитоплазменные резонансы в микроволновом диапазоне частот, для чего на поверхности образцов вытравливались мезы в форме дисков диаметром 0.6 мм [11, 39]. Измерения проводились в криостате при температурах 1.5-4.2 К, при этом магнитное поле было направлено в направлении (001) перпендикулярно поверхности образца. Измерения проводились методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения [11, 39] в условиях плавной развертки магнитного поля при фиксированной частоте микроволнового излучением из диапазона 3.5-20 ГГц. Интенсивность резонансного микроволнового поглощения измерялась по интегральной амплитуде изменения спектра люминесценции двумерных электронов и дырок, возникающего из-за резонансного разогрева дырок [11, 121, 39]. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью полупроводникового лазера с длинной волны 788 нм. Мощность лазерной накачки варьировалась от 0.5 мВт до 5 мкВт, при этом концентрация дырок с уменьшением накачки увеличивалась от 1.2×10^{10} см⁻² до 1.3×10^{11} см⁻².

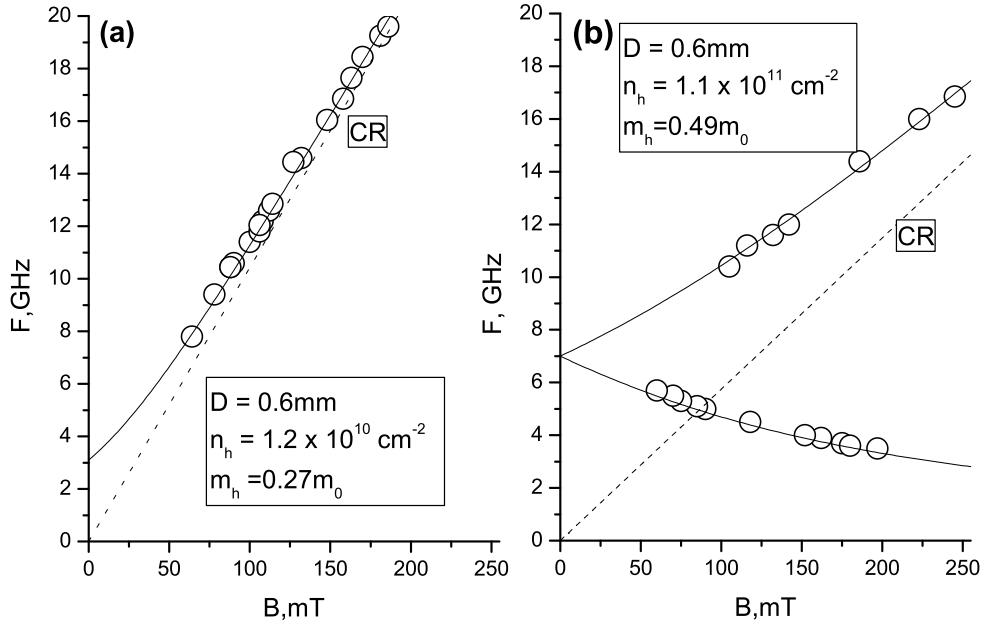


рис. 4.1: Магнитополевые зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в квантовой яме шириной 20 нм с различными концентрациями 2D-дырок (а): $n_h = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; (б): $n_h = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (46).

На рис. 4.1 показаны зависимости резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения, измеренные для концентраций 2D-дырок $1.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $1.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошной линией показана зависимость частоты краевой и объемной плазменной моды от магнитного поля в двумерном дырочном диске диаметра d [23], с помощью которой аппроксимировались экспериментальные результаты:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (46)$$

где $\omega_{CR} = eB/cm_h$ - циклотронная частота, а ω_p - частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_h e^2}{m_h \bar{\epsilon}} q, \quad (47)$$

где $\bar{\epsilon}$ - среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, n_h - концентрация дырок, m_h - эффективная масса дырки, $q = 2.4/d$ - волновой вектор краевого магнитоплазона [39]. ω_p определялась из аппроксимации объемной и краевой магнитоплазменных мод в нулевое магнитное поле. По значению ω_p определялась концентрация 2D-дырок, а по наклону магнитодисперсионной кривой - циклотронная масса дырок. На рис. 4.1а кривая (46) проведена для значений концентраций и масс дырок $n_h = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $m_h = 0.27m_0$, а на рис. 4.1б - $n_h = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $m_h = 0.49m_0$ соответственно, где m_0 - масса свободного электрона. В работе [121] показано, что получаемая таким образом циклотронная масса не зависит от размеров мезы и дает значение циклотронной массы в пределе бесконечного размера мезы. В больших магнитных полях, когда $\omega_c \gg \omega_p$, объемная магнитоплазменная мода асимптотически выходит на циклотронный резонанс, обозначенный на рис. 4.2 штриховой линией, наклон которой определяется циклотронной массой, совпадающей с m_h .

На рис. 4.2 представлена экспериментальная зависимость циклотронной массы тяжелых дырок от концентрации, измеренная в интервале плотностей $(0.1 - 1.3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этом диапазоне концентраций квазимпульс дырок увеличивается до $k_F = 9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что отвечает значению параметра $(k_FW) = 1.8$. Поэтому наблюдающееся экспериментально значительное увеличение циклотронной массы является ожидаемым, так как наиболее сильная непарabolичность закона дисперсии тяжелых дырок должна возникать при величине параметра $(k_FW) \sim 1$.

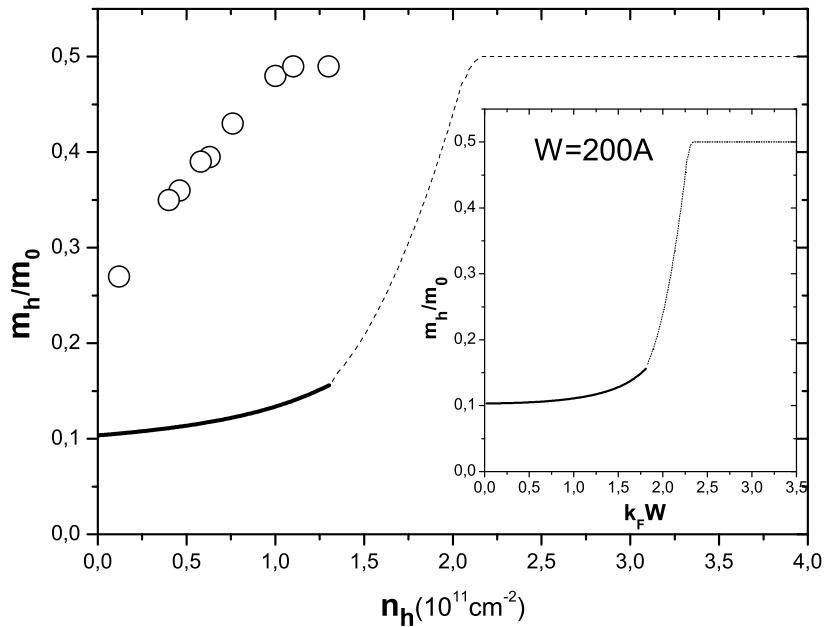


рис. 4.2: Зависимость циклотронной массы тяжелой дырки m_h от концентрации n_h , измеренная (точки) в GaAs(001) квантовой яме шириной $W = 20$ нм. Сплошной линией показан численный расчет изменения планарной массы дырки от квазимпульса (вставка) и от концентрации, выполненный для $m_{lh} = 0.07m_0$ и $m_{hh} = 0.5m_0$ в области $E(k) < \hbar^2 k^2 / 2m_{lh}$. В области ($kW \gg 1$), где тяжелая и легкая дырка квантуются независимо, масса 2D- тяжелой дырки становится равной массе трехмерной тяжелой дырки $m_{hh} = 0.5m_0$, как показано пунктиром.

На этом же рисунке показаны также теоретические зависимости планарной массы тяжелой дырки от квазимпульса (вставка) и от концентрации дырок, полученные нами в результате вычислений, описанных в работе [119]. В этой работе рассматривалось решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Латтинжера [144] для дырок в тонкой пленке с учетом того, что при отражении от границы пленки тяжелая дырка может превращаться в легкую. Решение ищется как линейная комбинация трехмерных волновых функций и их отражений от границы пленки с единой энергией. При этом не учитывается реальный профиль потенциала в яме и конечная высота барьера. Такая аппроксимация хорошо

работает при ($kW \ll 1$). Согласно этим теоретическим результатам, на дне зоны масса дырок должна быть близка к величине $\frac{\pi^2}{6}m_{lh}$ (при $m_{hh} \gg m_{lh}$), а в пределе $kFW \gg 1$ она должна стремиться к m_{hh} , т.к. квантование спектра тяжелой дырки в области больших k происходит независимо от легкой. Похожая зависимость наблюдается и в нашем эксперименте: в области малых концентраций дырок их циклотронная масса имеет минимальное значение - $0.27m_0$, а при максимальной плотности циклотронная масса дырок достигает величины $0.49m_0$, что отвечает массе тяжелой дырки в объемном GaAs [128]. Несмотря на качественное согласие экспериментальной и теоретической зависимостей $m_h(n_h)$, нельзя не отметить обнаруженного значительного расхождения в абсолютных величинах. Наибольшее несоответствие наблюдается в пределе малых концентраций, где эксперимент дает величину $0.26m_0$, а теория предсказывает значение циклотронной массы дырок - $0.11m_0$. Действительно, согласно работе [119], эффективная масса на дне первой подзоны размерного квантования тяжелой дырки при $kW \ll 1$ описывается выражением:

$$\frac{1}{m_h} = \frac{1}{m_{hh}} \left[1 + \frac{3\beta^{-1/2}(1 + \cos \pi\beta^{1/2})}{\pi \sin \pi\beta^{1/2}} \right], \quad (48)$$

где $\beta = m_{lh}/m_{hh}$ – отношение масс легкой и тяжелой дырки в объемном GaAs. Используя массу легкой дырки $m_{lh} = 0.07m_0$ [120], получаем $m_h = 0.11m_0$.

Обнаруженное значительное расхождение масс на дне зоны может быть связано с тем, что при малых плотностях дырок их энергия Ферми становится меньше тепловой энергии, и характерный волновой вектор, связанный с тепловым движением дырок оказывается порядка обратной

ширины квантовой ямы. Поэтому для разрешения проблемы несоответствия экспериментальных и теоретических значений циклотронных масс дырок на дне подзоны требуется проведение дополнительных исследований для более узких квантовых ям, что позволит еще больше уменьшить параметр ka и, возможно, при более низких температурах.

Сужение ямы действительно приводит к уменьшению циклотронной массы тяжелой дырки. Так в КЯ с шириной 20 нм при концентрации дырок $1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ их масса равна $0.49m_0$ (см. рис. 4.2), а в КЯ с шириной 10 нм при концентрации $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} - 0.26m_0$ (см. рис. 2.5c). Таким образом в данном случае двукратное сужение ямы привело почти к двукратному уменьшению концентрации. Более подробно зависимость циклотронной массы дырок в GaAs КЯ (001) исследовалась в работе [132] (которая была сделана одновременно с описанными выше исследованиями), где в самой узкой яме шириной 10 нм и при самой низкой концентрации $0.44 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдалась минимальная циклотронная масса дырки $0.21m_0$ и теоретический предел $0.11m_0$ так и не был достигнут. В связи с этим мы не будем более подробно останавливаться здесь на этом вопросе, а рассмотрим исследование спин-орбитального расщепления спектра 2D тяжелых дырок, которое удалось про наблюдать в узких несимметричных GaAs(001) квантовых ямах.

4.3 Исследование циклотронных резонансов спин-орбитально расщепленных 2D тяжелых дырок в зависимости от концентрации и магнитного поля в несимметричных узких квантовых ямах

Электрические поля, нарушающие симметрию в кристаллических структурах, в частности, в полупроводниковых квантовых ямах, приводят к спиновому расщеплению в энергетическом спектре электронов вследствие спин-орбитального взаимодействия, поскольку с учетом релятивистских эффектов в системе отсчета, связанной с движущимся электроном, электрическое поле трансформируется в магнитное. В кристаллах со структурой типа цинковой обманки, к которым относится GaAs, электрическое поле существует всегда из-за отсутствия центра инверсии, что приводит к расщеплению спектра электронов благодаря объемному вкладу инверсной асимметрии (BIA, или вклад Дрессельхауза). Кроме того, в квантовых ямах с асимметричным легированием или с металлическими затворами, позволяющими создавать внешние электрические поля, появляется вклад от структурной инверсной асимметрии (SIA, или вклад Рашба), который может меняться с помощью вариации электрического поля. Для электронов спиновое расщепление линейно по импульсу, при этом вклады Рашбы и Дрессельхауза могут быть одного порядка ([145]). В квантовых ямах GaAs/AlGaAs размерное квантование снимает четырехкратное вырождение в центре дырочной зоны, при нулевом планарном импульсе двукратное вырождение зон 2D тяжелых и легких дырок сохраняется. При конечных импульсах происходит смешивание состояний легких и тяжелых дырок, спектр сильно непараболичен, и закон дисперсии определяется формой ямы; асимметрия системы (как

BIA, так и SIA) приводит к полному снятию спинового вырождения. Как было показано в работе [124], в которой на основе симметрийного анализа, не разделяющего BIA и SIA, исследовалась форма поверхностных электронных состояний, спиновое расщепление спектра может быть только линейным или кубическим. Кубическое расщепление зон возможно только при наличии оси третьего порядка для частиц с проекцией полного момента $\pm 3/2$ на нормаль к поверхности, что реализуется для GaAs с плоскостью (111). В квантовой яме GaAs(001) линейные члены, обусловленные BIA, существуют, однако они малы, и ими обычно можно пренебречь [125, 126]. Без учета BIA в симметричной квантовой яме GaAs/AlGaAs двукратное вырождение зон сохраняется. Если же яма асимметрична (присутствует структурно-инверсионная асимметрия), то появляются кубические члены, описывающие спин-орбитальное взаимодействие дырок [127], и вырождение валентной зоны при ненулевых планарных импульсах снимается полностью.

Впервые спин-орбитальное расщепление подзоны 2D тяжелых дырок наблюдалось при измерении циклотронного резонанса методом ИК-спектроскопии [128] в квантовом пределе (пределе больших полей, приводящих к квантованию холловской проводимости) в квантовой яме GaAs(001) с высокой концентрацией дырок и низкой подвижностью в 1983 году. Как видно из рис. 1.16 в этой работе в спектре поглощения наблюдалось два циклотронных резонанса, сопутствующие массам $0.38m_0$ и $0.6m_0$. Работа [128] породила целый ряд ряд теоретических работ [118, 129, 130, 126], последняя из которых датируется уже этим десятилетием, в которых полученные значения масс пытались рассчитать. Однако, несмотря на наличие свободных параметров, ни в одной из работ так и не удалось

достичь согласия одновременно с обеими экспериментальными величинами, во всех расчетах одна из масс оказывалась в 1.5-2 раза больше (для большей массы) или меньше (для меньшей массы) экспериментально измеренной. Несоответствие теоретических расчетов и экспериментальных данных вместе с развитием в последнее время изготовления 2D дырочных структур на первый план выводит экспериментальную работу по изучению спектра двумерных дырок. Микроволновая спектроскопия высокоподвижных дырочных систем с различными концентрациями должна дать подробнейшую информацию о непараболичности спектра 2D дырок. При этом для сравнения теории с экспериментом уже не нужно будет рассчитывать сложную структуру неэквидистантных уровней Ландау, учитывая их антикросинг. Достаточно будет продифференцировать теоретически рассчитанный спектр и сравнить значения эффективных масс с экспериментально полученными циклотронными (Для малых концентраций, можно не учитывать планарную анизотропию спектра дырок, и циклотронную массу можно с хорошей точностью приравнять к эффективной массе плотности состояний 2D дырок).

В наших исследованиях в качестве образцов были выбраны относительно узкие квантовые ямы шириной 10 нм, для которых верхние размерно-квантованные подзоны тяжелых дырок расположены значительно выше, чем основные, потому их вклад в непараболичность закона дисперсии нижней подзоны мал по сравнению с влиянием основной подзоны легких дырок. Двумерный дырочный канал в наших образцах создавался путем легирования углеродом с одной стороны от ямы, при этом достигалась концентрация дырок в яме $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Изменение концентрации в образце осуществлялось с помощью подсветки гелий-неоновым лазе-

ром, при этом концентрация дырок плавно уменьшалась с увеличением интенсивности подсветки.

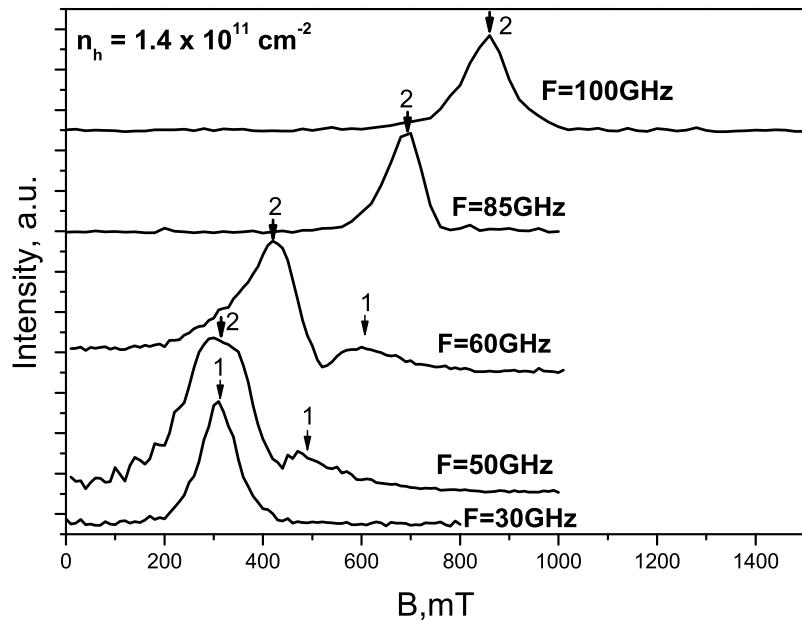


рис. 4.3: Типичные магнитополевые зависимости интенсивности поглощения для различных частот микроволнового излучения, измеренные в GaAs(001) квантовой яме шириной 10 нм с концентрацией дырок $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В случае, когда спектр дырок спин-орбитально расщеплен, возникают два циклотронных резонанса, отвечающих массам тяжелых дырок в различных спиновых подзонах. На рис. 4.3 показаны магнитополевые зависимости интенсивности резонансного микроволнового поглощения, где одновременно видны два резонанса. С ростом магнитного поля оба резонанса сдвигаются в сторону больших частот. При увеличении частоты возбуждающего излучения сначала наблюдается один резонанс, затем в области меньших полей в спектре проявляется второй, интенсивность которого доминирует над первым. С ростом частоты оба резонанса сдвигаются в сторону больших магнитных полей. Эти два резонанса соответствуют двум магнитоплазменным модам, появляющимся в результате

смешивания плазменной моды и двух циклотронных мод. Из-за больших размеров образца (3мм) плазменная частота в наших экспериментах оказывается малой, и частоты наблюдаемых резонансов близки к соответствующим им циклотронным частотам. Отметим, что характерная ширина резонансов составляет величину около 100 мТл, что отвечает циклотронной подвижности дырок $2 \cdot 10^5$ см²/В·с и свидетельствует о высоком качестве исследуемых структур.

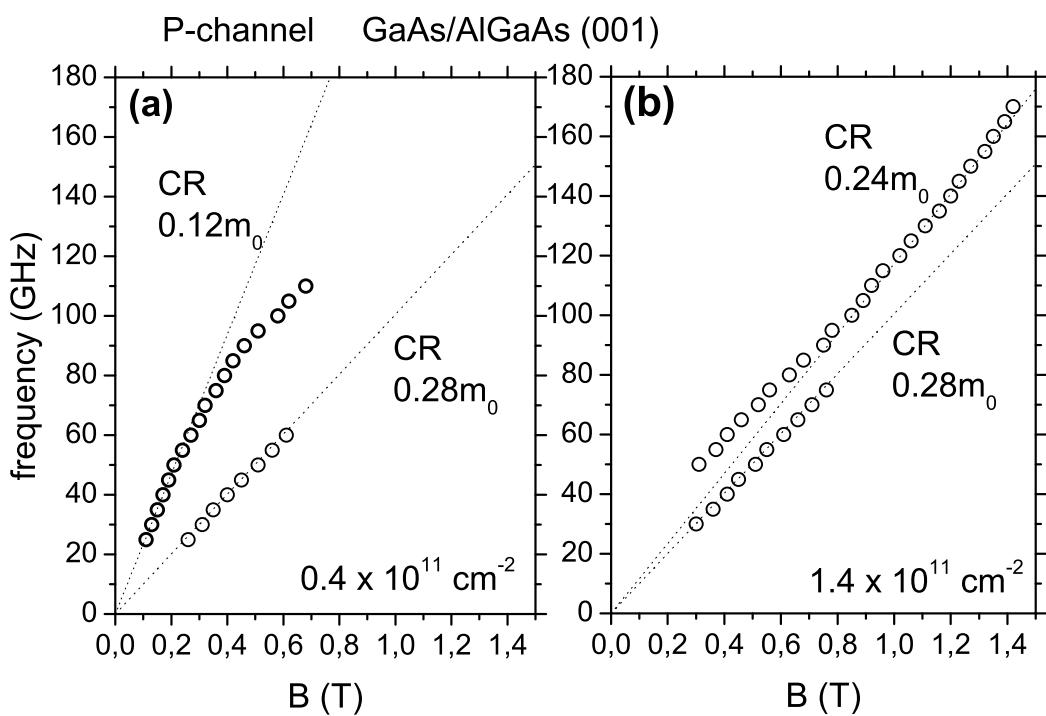


рис. 4.4: Магнитополевые зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в квантовой яме шириной 10 нм с различными концентрациями 2D дырок: (а): $n_h = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; (б): $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Пунктиром проведены циклотронные резонансы, соответствующие массам (а): $0.12m_0$, $0.28m_0$ (б): $0.24m_0$, $0.28m_0$.

На рис. 4.4 точками показана зависимость частоты F , на которой измерялось микроволновое поглощение, от резонансного магнитного поля для концентраций 2D дырок $4 \cdot 10^{10}$ см⁻² (рис. 4.4а) и $1.4 \cdot 10^{11}$ см⁻² (рис. 4.4б). Пунктиром показана частота циклотронного резонанса, со-

ответствующая массам дырок $0.12m_0$ и $0.28m_0$ на рис. 4.4а и $0.24m_0$ и $0.28m_0$ на рис. 4.4б. Из рисунка видно, что одна из наблюдавшихся в эксперименте циклотронных масс (более тяжелая) практически не изменяется при изменении магнитного поля, тогда как более легкая растет с увеличением поля. В случае большей концентрации (рис. 4.4б) наблюдается насыщение этого роста, и в больших полях циклотронная масса становится примерно равной $0.24m_0$. На рис. 4.4а видно, что более легкая масса начинает расти не сразу и в малых полях примерно соответствует циклотронной массе $0.12m_0$. Именно такая эффективная масса рассчитана в [119] для дна подзоны тяжелых дырок. Отметим, что значения циклотронных масс, полученные во всех предыдущих экспериментах, значительно (в два и более раз) превышали этот теоретический предел, что вызывало главные противоречия с существующими теоретическими расчетами. Конечно, средняя эффективная масса должна в этом случае рассчитываться как среднее геометрическое между $0.12m_0$ и $0.28m_0$. Такое усреднение дает массу $0.18m_0$, что гораздо ближе к теоретическому пределу, чем массы, измеренные в более ранних работах. Расчетная модель рассмотренная в [119] годится для описания спектра дырок в пустой или почти пустой прямоугольной (симметричной яме), когда спин-орбитальное расщеплением можно пренебречь. В нашем случае, ввиду наблюдавшегося колоссального расщепления циклотронной массы, вряд ли можно было надеяться на хорошее численное согласие с теорией [119]. Ниже мы рассмотрим другую, не столь упрощенную модель, которая поможет нам, используя наши экспериментальные данные, рассчитать спектр тяжелых 2D дырок в наших квантовых ямах при не слишком больших их концентрациях.

Рассмотрим спектр тяжелых дырок в узкой квантовой яме шириной W для малых kW , когда непараболичность можно считать малой, и взаимное влияние уровней легких и тяжелых дырок можно учитывать по теории возмущений (аналогично можно рассмотреть спектр легких дырок). Без учета ВIA (как сказано выше [126], этот вклад мал) спектр квазидвумерных дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs получается при квантовании гамильтониана трехмерных дырок в приближении эффективной массы (гамильтониан Латтинжера 4×4 [146] для дырок спина $3/2$). При нулевых планарных импульсах размерное квантование тяжелых (проекция спина на ось квантования $J = \pm 3/2$) и легких ($J = \pm 1/2$) дырок происходит независимо, уровни двукратно вырождены. При конечных импульсах происходит смешивание состояний легких и тяжелых дырок, приводящее к непараболичности спектра, однако в симметричной квантовой яме в законе дисперсии присутствуют только четные степени k , двукратное вырождение зон сохраняется. Если же яма асимметрична (присутствует структурно-инверсионная асимметрия), то спиновое вырождение снимается полностью, в законе дисперсии появляются появляются кубические члены, описывающие спин-орбитальное взаимодействие дырок [127]. Для квантовой ямы GaAs (001) анизотропия в энергетическом спектре 2D дырок (гофрировка) появляется, начиная с членов порядка k^3 и k^4 [127]. Ограничимся поэтому аксиально-симметричным случаем (гофрировка в плоскости не учитывается). Кроме того, будем считать, что основной вклад в непараболичность и спин-орбитальное расщепление вносят члены второго порядка за счет влияния ближайшей зоны - основной подзоны легких дырок, а вклад в эффективную массу (коэффициент при k^2) определяется вкладами как основной, так и

возбужденных подзон. Заметим, что в симметричной яме основная подзона легких дырок не дает вклада в эффективную массу. Для пустой прямоугольной ямы с бесконечным барьером значение m_h определено аналитически [119], для GaAs $m_h = 0.12m_0$. Численные расчеты для симметричных ям с конечными барьерами были выполнены в работе [147], где было показано, что для основного состояния тяжелых дырок в квантовых ямах GaAs влияние конечного барьера незначительно.

Гамильтониан для основной подзоны тяжелых дырок в базисе $(3/2^-3/2)$ имеет вид

$$H = \frac{\hbar^2}{m_0} \begin{vmatrix} \frac{k^2}{2m} - \gamma W^2 k_-^2 k_+^2 & \beta W k_-^3 \\ \beta W k_+^3 & \frac{k^2}{2m} - \gamma W^2 k_+^2 k_-^2 \end{vmatrix} \quad (49)$$

Здесь $k_+ = k_x + ik_y$, $k_- = k_x - ik_y$. Безразмерные параметры m , β , γ определяются самосогласованным потенциалом ямы и связаны между собой следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m} &= \frac{1}{m_s} + 3\gamma_2^2 |< h|k_z|l >|^2 / E_{hl} \\ \beta W &= 3\gamma_2^2 |< h|l >| |< h|k_z|l >| / E_{hl} \\ \gamma W^2 &= \frac{3}{4} (\gamma_2 |< h|l >|^2 / E_{hl}) \\ \beta^2 &= 4\gamma \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_s} \right) \end{aligned} \quad (50)$$

m_s - безразмерная эффективная масса, обусловленная влиянием верхних возбужденных состояний легких дырок; будем считать $m_s = 0.12$, как было получено в [119] для симметричной ямы.

Энергии двух спиновых ветвей тяжелых дырок при малых kW :

$$E_{1,2}(k) = \frac{\hbar^2}{m_0 W^2} \left(\frac{(kW)^2}{2m} \pm \beta(kW)^3 - \gamma(kW)^4 \right) \quad (51)$$

Связь между энергией Ферми E_F , суммарной концентрацией дырок n_h и концентрациями двух сортов дырок n_1, n_2 дается соотношениями

$$n_1(E_F) + n_2(E_F) = n_h; \quad 4\pi n_i(E_F) = k_i^2(E_F) \quad (52)$$

Система характеризуется двумя импульсами Ферми $k_1(E_F)$ и $k_2(E_F)$. Зависимости $k_{1,2}(E)$ определяются из выражений для энергии $E_{1,2}$.

Далее рассмотрим систему тяжелых дырок, описываемых гамильтонианом (3) в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ямы. Для трехмерных дырок в изотропном приближении задача о квантовании в магнитном поле была аналитически решена Латтинджером в работе [144]. Для квазидвумерных дырок без учета гофрировки с учетом квадратичных и кубических членов в гамильтониане аналитическое решение было получено в [127]. В магнитном поле k_+ и k_- становятся операторами и не коммутируют друг с другом. Поэтому одновременно с поправкой к эффективной массе возникает поправка к g-фактору.

$$\frac{1}{m} = \gamma_1 + \gamma_2 + \alpha; \quad \kappa_2 = \kappa + \alpha/3 \quad (53)$$

$\kappa, \gamma_1, \gamma_2$ - параметры Латтинжера для трехмерных дырок, $g_h = 2\kappa$. Гамильтониан (3), в котором учтены как спин-орбитальное расщепление, так и непарabolicность, однако не учтена анизотропия, также имеет решение в базисе (u_{N-3}, u_N) , где u_N - функции гармонического осциллятора). Гамильтониан приобретает вид

$$H = \hbar\omega_{c0} \begin{vmatrix} \frac{1}{m}(N - 3 + \frac{1}{2}) + \frac{3}{2}\kappa_2 - 4\frac{\gamma W^2}{a_H^2}(N - 1)(N - 2) & 2^{3/2}\frac{\beta W}{a_H}\sqrt{N(N - 1)(N - 2)} \\ 2^{3/2}\frac{\beta W}{a_H}\sqrt{N(N - 1)(N - 2)} & \frac{1}{m}(N + \frac{1}{2}) - \frac{3}{2}\kappa_2 - 4\frac{\gamma W^2}{a_H^2}(N)(N - 1) \end{vmatrix} \quad (54)$$

Энергии уровней Ландау тяжелых дырок имеют вид

$$\frac{E_{1,2}(N)}{\hbar\omega_{c0}} = \frac{1}{m}(N - 1) - 4\frac{\gamma}{a_H^2}(N - 1)^2 \pm \quad (55)$$

$$\pm \sqrt{\left(\frac{3}{2m} - \frac{3\kappa_2}{2} + \frac{4\gamma}{a_H^2}(N-1)\right)^2 + 8\frac{\beta^2}{a_H^2}N(N-1)(N-2)}$$

$N = 0, 1, 2, 3\dots$ для E_1 , $N = 3, 4\dots$ для E_2 ; $\omega_{c0} = eH/m_0c$. Рассмотрим для простоты только целочисленное заполнение. Существуют две циклотронные частоты ω_1 и ω_2 , проявляющиеся в СВЧ поглощении, и две соответствующие им циклотронные массы.

$$\omega_1 = \frac{1}{\hbar}(E_1(N_1+1) - E_1(N_1)), \quad (56)$$

$$\omega_2 = \frac{1}{\hbar}(E_2(N_2+1) - E_2(N_2)), \quad (57)$$

$$m_{h1,2}/m_0 = \omega_{c0}/\omega_{1,2} \quad (58)$$

N_1 и N_2 - номера верхних заполненных уровней Ландау, их значения можно определить из соотношений $2\pi a_H^2 n_s = N_1 + N_2 - 1$, $E_1(N_1) < E_2(N_2 + 1)$, $E_2(N_2) < E_1(N_1 + 1)$.

Квантовые выражения в слабых магнитных полях (при очень больших N) переходят в квазиклассические. В квазиклассическом пределе выражения для циклотронных частот на уровне Ферми имеют вид:

$$\omega_1 = \omega_{c0}\left(\frac{1}{m} + 3\beta W k_1(E_F) - 4\gamma W^2 k_1^2(E_F)\right) \quad (59)$$

$$\omega_2 = \omega_{c0}\left(\frac{1}{m} - 3\beta W k_2(E_F) - 4\gamma W^2 k_2^2(E_F)\right) \quad (60)$$

Циклотронная масса в квазиклассическом случае определяется из условия квантования орбит в импульсном пространстве. Имеются два значения квазиклассической циклотронной массы m_{c1} и m_{c2}

$$m_{ci} = 2\pi\hbar^2 \frac{dn_i(E_F)}{dE_F} \quad (61)$$

Квазиклассические циклотронные массы не зависят от магнитного поля, циклотронные частоты зависят от поля линейно, концентрации двух сортов частиц не зависят от поля.

В больших магнитных полях картина меняется. Влияние кубического спин-орбитального члена подавляется. Соотношение между концентрациями двух сортов частиц зависит от поля. Появляется зависимость циклотронной массы от магнитного поля, зависимость от поля циклотронной частоты на уровне Ферми становится нелинейной.

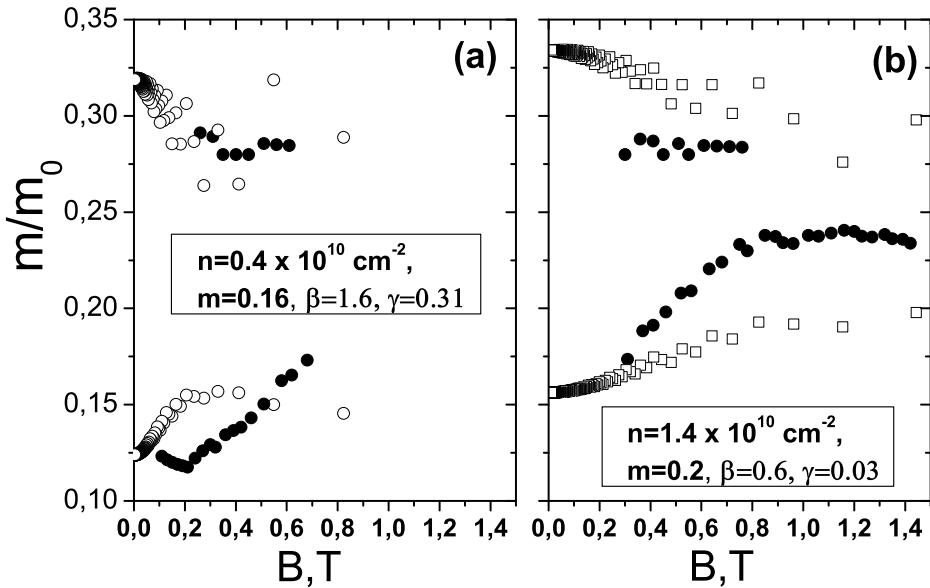


рис. 4.5: Магнитополевые зависимости циклотронных масс дырок, измеренные в квантовой яме шириной 10 нм с различными концентрациями 2D дырок (заполненные кружки): (а): $n_h = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; (б): $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Полыми символами показана теоретически рассчитанная зависимость циклотронной массы от магнитного поля при целочисленных факторах заполнения для параметров спектра (а): $\beta = 1.6$, $m = 0.16$, $\gamma = 0.3$ (б): $\beta = 0.6$, $m = 0.2$, $\gamma = 0.03$.

На рис. 4.5 приведена зависимость $m_h/m_0 = eB/(Fcm_0)$ от магнитного поля B . Экспериментальные результаты представлены на рис. 4.5 в виде заполненных кружков. Полыми символами обозначены теоретические значения циклотронных масс, отвечающих переходам между верхними заполненными и ближайшими к ним пустыми уровнями Ландау при целочисленных факторах заполнения. Параметры β и m были подобраны таким образом, чтобы достигалось наибольшее соответствие экспериментальных и теоретических (10-12) зависимостей циклотронных масс от

магнитного поля. Параметр γ вычислялся по формуле (4). Значения параметров приведены в подписи к рис. 4.5. Для меньшей концентрации (рис. 4.5а) безразмерный параметр β равен 1.6, а для большей (рис. 4.5б) - 0.6. Параметр β , отвечающий за спин-орбитальное расщепление, возникающее в силу асимметричности ямы, увеличился с уменьшением концентрации дырок, что можно объяснить отчасти следующим образом. Во-первых, на форму ямы, помимо внешнего электрического поля, определяемого концентрацией заряженных носителей в квантовой яме, оказывают влияние самосогласованные поправки Хартри. Во-вторых, при больших концентрациях уровень Ферми выше, и влияние зоны легких дырок выходит за рамки приближения, использованного для получения уровней Ландау. Также при больших энергиях сильнее проявляется анизотропия спектра, из чего следует увеличение погрешности за счет использования аксиально-симметричной модели. Поэтому к значению параметра β при больших концентрациях следует относиться осторожно.

Полученные на основе экспериментальных данных параметры квазидвумерной дырочной системы позволяют построить закон дисперсии (5) и найти энергию Ферми (6) для данной концентрации 2D тяжелых дырок. На рис. 4.6 изображен закон дисперсии дырок для безразмерных параметров $\beta = 1.6$, $m = 0.16$ и $\gamma = 0.3$, определенных для концентрации дырок $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; соответствующая энергия Ферми 0.8 meV . С его помощью можно определить спин-орбитальное расщепление дырок в зависимости от концентрации n_h для концентраций, незначительно отличающихся от $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Закон дисперсии дырок получен косвенным образом (энергия Ферми в зависимости от концентрации непосредственно не измерялась), и потому требует дополнительной экспериментальной

ной проверки. Возможность такой проверки дает наблюдение в нашей системе спин-плазмонного резонанса на частоте, которая задается спин-орбитальным расщеплением полученного спектра на уровне Ферми.

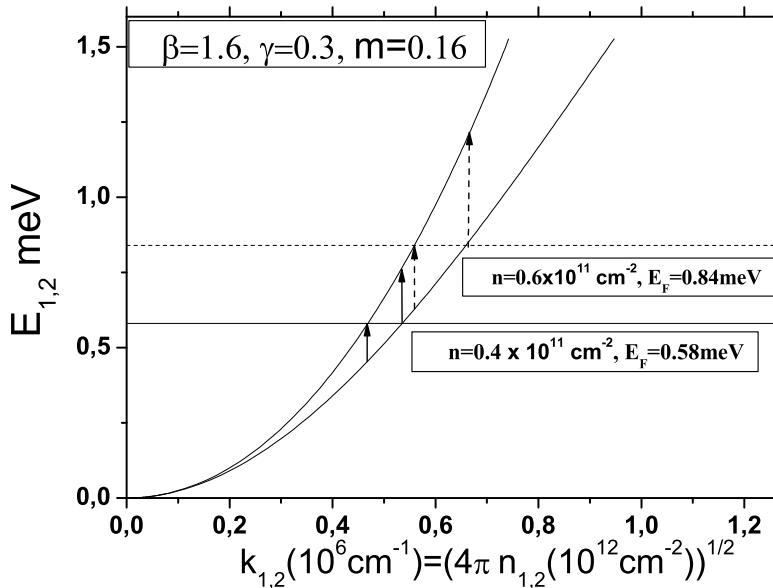


рис. 4.6: Закон дисперсии спин-орбитально расщепленных подзон тяжелых дырок E_1 и E_2 в GaAs(001) квантовой яме для параметров $\beta = 1.6$, $m = 0.16$, $\gamma = 0.3$. Положение уровня Ферми для концентрации дырок $n_h = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ обозначено сплошной прямой линией, для $n_h = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ - пунктиром. Стрелками показаны разрешенные между подзонаами переходы с минимальной и максимальной энергиями.

Спин-плазмонные резонансы возникают из-за взаимодействия переходов между спин-орбитально расщепленными уровнями под действием переменного электрического поля и плазменных колебаний [148]. На рис. 4.6 такие переходы с максимальной и минимальной энергиями обозначены стрелками. Для концентрации $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в соответствии с полученным спектром спин-плазмонные резонансы должны наблюдаваться в районе 0.1 мэВ, что несколько ниже исследованного диапазона частот, поэтому не удается провести сравнение с экспериментом. Для $0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ полученный спектр дает оценку величины спин-орбитального расщепления на уровне Ферми около 0.2 мэВ, что соответствует наблю-

даемой частоте спиновых переходов 40 ГГц. Необычное поведение магнитодисперсии плазмонов при концентрации $0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (резонансное магнитное поле значительно изменяется при незначительном изменении частоты возбуждения в районе 40 ГГц) уже многократно наблюдалось нами, однако для строгого доказательства спин-плазмонной природы наблюдавшегося явления необходимы дальнейшие более подробные исследования.

5 ЗАТУХАНИЕ И СПЕКТР КМП В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ И В УСЛОВИЯХ КЭХ

5.1 Введение

Плазменные колебания в ограниченной двумерной (2D) электронной системе в сильных магнитных полях обладают уникальными свойствами. В пределе сильных магнитных полей ($\omega_c \tau^* \gg 1$) краевые магнитоплазмы (КМП) [23] сильно локализованы у края 2D-слоя, имеют бесщелевой закон дисперсии $\omega(q_y)$ и слабо затухают даже при очень низких частотах ($\omega \tau^* \ll 1$) [7], (здесь ω_c - циклотронная частота, τ^* - время релаксации импульса электрона, q_y - волновой вектор КМП, направленный вдоль края системы). В первых теоретических работах по КМП использовалась модель резкого края электронной системы [28, 31]. Однако в реальных образцах край размыт на $a \sim 1$ мкм [92], что в сильных полях существенно влияет на спектр КМП. Учет размытости края электронной системы приводит в теории к появлению новых мультипольных возбуждений со звуковым законом дисперсии - акустических краевых магнитоплазмонов (АКМП) [94].

5.2 Универсальная зависимость затухания КМП от магнитного поля

При изучении свойств КМП в больших полях удивительным результатом оказалась найденная универсальная зависимость между затуханием магнитоплазмонов и холловской проводимостью.

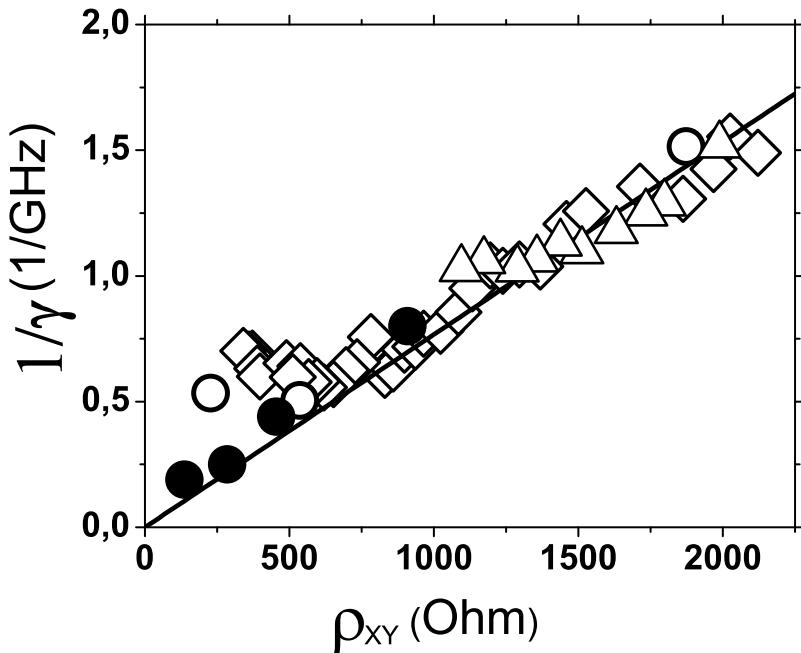


рис. 5.1: Экспериментальная зависимость обратной ширины нижней плазменной моды $1/\gamma(B)$ от $\rho_{xy} = B/enc$ для образцов с различными значениями подвижностей и концентраций электронов ($\mu = 5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n = 1.32 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\diamond); $\mu = 5.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n = 1.45 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\circ); $\mu = 6.7 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n = 1.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\triangle); и $\mu = 2.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n = 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\bullet)). Прямой показана зависимость (62).

Универсальная зависимость величины $1/\gamma$ от холловского сопротивления $\rho_{xy} = B/enc$, измеренная на 2D электронных дисках диаметром 1 мм с различными концентрациями ($1.4 - 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и подвижностями ($2 - 6.7 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) электронов при 4.2К, показана на рис. 5.1. В слабых магнитных полях затухание КМП существенно зависит от подвижности электронов и толщины спейсера. В пределе сильных магнитных полей ширина линии КМП во всех структурах стремится к одной универсальной величине, определяемой холловской проводимостью σ_{xy} . Этот результат был предсказан теорией [7] в пределе $\omega\tau^* \ll 1$:

$$\gamma = \frac{\pi q \sigma_{xy}}{\bar{\epsilon}}, \quad (62)$$

где $q = 2/d$ - волновой вектор основной моды КМП, определяемый периметром образца, вдоль которого распространяется плазмон. Из рис. 5.1 видно, что зависимость (62), показанная прямой линией, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Отметим, что обнаруженная нами универсальная связь между шириной линии резонансного микроволнового поглощения КМП плохо согласуется с результатами, полученными в работах [70, 73] в условиях КЭХ на существенно меньших частотах и в больших полях. Согласно этим работам, затухание КМП в условиях КЭХ определяется диагональной проводимостью σ_{xx} и резко уменьшается при приближении к центру холловского плато. Это несоответствие послужило стимулом для развития экспериментальной методики в сторону расширения экспериментального диапазона частот, что позволило измерять КМП в том числе и в условиях КЭХ. Оказалось, что в условиях КЭХ ширина линии КМП действительно уменьшается, а при достаточно низких температурах вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ происходит не только сужение линии, но и ее расщепление. За сужение и расщепление линии КМП могут отвечать несжимаемые полоски, ширина которых увеличивается в условиях КЭХ, и диссипация в которых подавлена. Во второй части 5-й главы исследуется влияние уширения несжимаемых полосок на спектр КМП в условиях КЭХ.

5.3 Исследование основной моды КМП в условиях КЭХ

Внутри несжимаемой полосы колебания зарядовой плотности невозможны, поскольку фактор заполнения, а следовательно, и концентрация постоянны. Поэтому наличие несжимаемых полос на краю образца должно

вызывать расщепление в спектре КМП. Вместо одного краевого плазмона должно возникнуть несколько, бегущих каждый по своей сжимаемой полоске [63]. Однако в отсутствии условий КЭХ несжимаемые полоски очень узки, и из-за сильного взаимодействия между сжимаемыми полосками экспериментальные спектры КМП остаются практически неизменными даже при очень низких температурах, когда ширина несжимаемых полосок максимальна. Единственной возможностью увидеть влияние несжимаемой полоски на спектр КМП является исследование КМП непосредственно в условиях КЭХ. Поскольку ширина несжимаемой полоски обратно пропорциональна наклону профиля концентрации $\frac{dn}{dx}$ [92], то при приближении к целочисленному фактору заполнения снизу по магнитному полю ширина верхней несжимаемой полоски резко возрастает, т.к. в месте нахождения полоски профиль становится все более и более пологим. Таким образом, вблизи фактора заполнения $\nu = 2$, где несжимаемая полоска имеет максимальную ширину, становится возможным наблюдать вместо одной основной краевой моды – две, бегущие с двух сторон от несжимаемой полоски.

Подвижность электронов в исследуемой нами двумерной электронной системе, имеющей геометрию диска диаметром 1 мм, составляла $6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при 4.2 К.

На рис. 5.2 представлена зависимость частоты краевого магнитоплазменного резонанса от магнитного поля, измеренная при 4.2 и 0.3 К, а также типичные спектры микроволнового поглощения в условиях КЭХ в фиксированном поле (фактор заполнения чуть больше двух) при различных температурах, на которых видны линии соответствующие КМП.

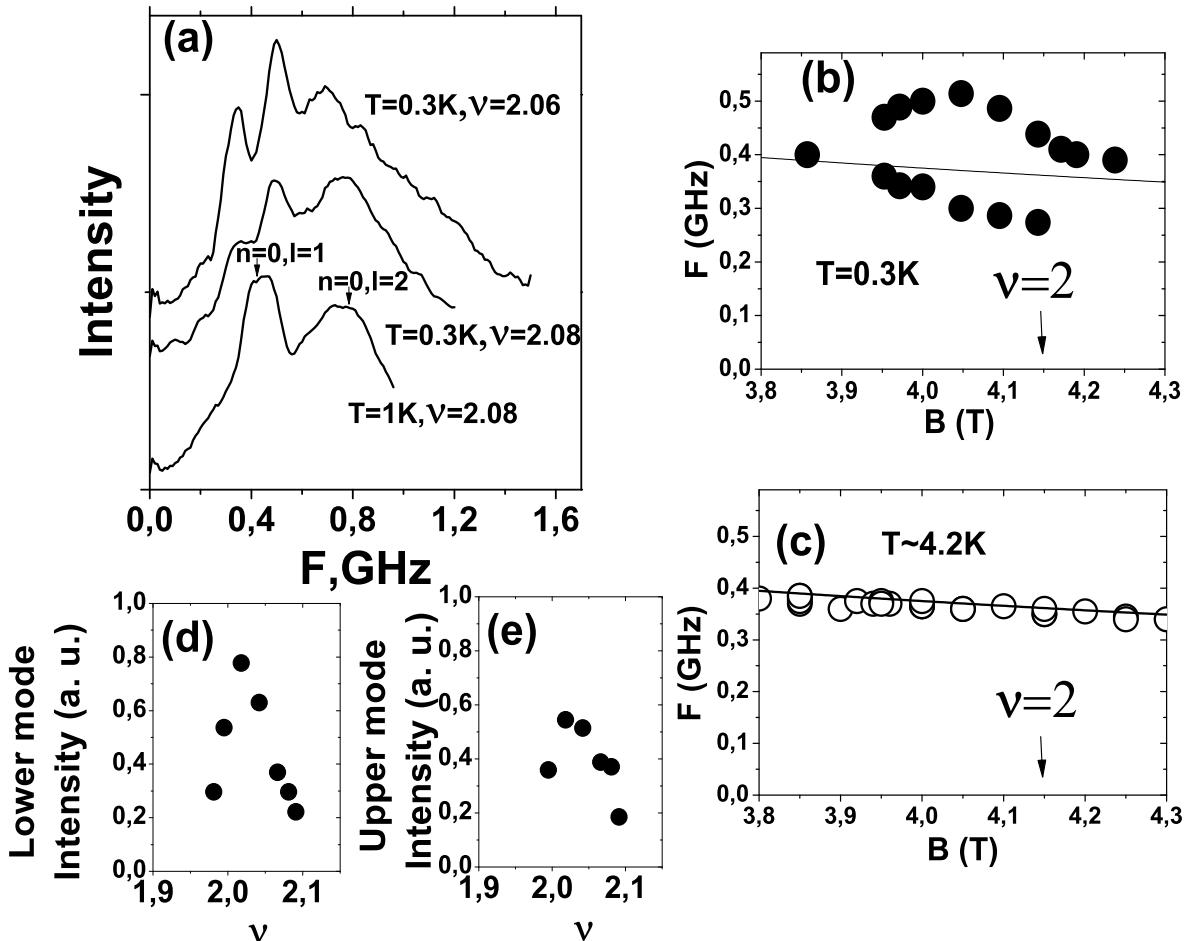


рис. 5.2:(а): Типичные спектры микроволнового поглощения вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ при различных температурах. (б): Зависимость частоты расщепленной вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ моды КМП от магнитного поля при 0.3 К. (в): Та же зависимость частоты КМП в отсутствии расщепления при температуре 4.2 К. (г): Зависимость интенсивности нижней расщепленной моды от фактора заполнения. (д): Та же зависимость интенсивности верхней расщепленной моды.

При температуре 1 К (рис. 5.2а) мы видим эквидистантный спектр краевых магнитоплазмонов (первая и вторая гармоника с радиальными и азимутальными числами $n = 0, l = 1$; $n = 0, l = 2$). Частоты этих резонансов, как обычно, отличаются примерно в два раза, поскольку волновой вектор фундаментальной краевой моды ($n = 0, l = 1$) в 2 раза больше волнового вектора моды ($n = 0, l = 2$). При понижении температуры в фиксированном магнитном поле ($\nu=2.08$) основная краевая мода расщепляется на 2, при этом обе расщепившиеся моды существенно уже

чем основная мода до расщепления (примерно в 2 раза). При приближении по полю к центру холловского плато (уменьшении фактора заполнения до $\nu=2.06$) расщепление увеличивается, и интенсивность расщепленных линий возрастает. Такое расщепление мы связываем с существенным уширением несжимаемой полоски при уменьшении температуры и приближении к целочисленному фактору заполнения. При большой ширине несжимаемой полоски край образца делится на две, и вместо одного плазмона ($n = 0, l = 1$) вдоль каждой стороны полоски бегут два с теми же одинаковыми квантовыми числами. Мода ($n = 0, l = 2$) в этом поле не демонстрирует столь явного расщепления, однако существенно меняет свое положение. Кроме того, можно заметить, что линия в больших частотах имеет очень пологий склон. В чуть больших полях, когда фактор заполнения становится еще ближе к двум, на этом склоне вырастает линия, и расщепление второй моды становится более отчетливым.

На рис. 5.2c показана зависимость частоты КМП вблизи фактора заполнения равного 2 при температуре 4.2 К. Видно, что никаких особенностей вблизи целочисленных факторов заполнения в пределах погрешности измерений не наблюдается. Частота КМП в больших полях обратно пропорциональна B [94]:

$$\omega = \frac{e^2 n q}{\epsilon m^* \omega_c} (\ln(2qa) + 0.577) \sim 1/B \text{ (см. формулу (43))}.$$

Иную картину можно наблюдать при температуре 0.3 К (рис.5.2e). Вблизи целочисленного фактора заполнения 2 основная краевая мода расщепляется на две. Величина расщепления растет при приближении к центру холловского плато снизу по полю. После того, как фактор заполнения оказывается больше двух, снова остается одна краевая мода.

Таким образом, подтверждается наше предположение о том, что к

расщеплению основной краевой моды приводит несжимаемая полоска, которая уширяется при приближении к центру плато. При этом зависимость частоты КМП, распространяющегося по внешнему каналу, от поля демонстрирует локальный максимум. Это связано с существенным (примерно троекратным) сужением размера края, по которому бежит внешний плазмон (большую часть края занимает несжимаемая полоска), что качественно согласуется с измерениями КМП в режиме КЭХ других авторов [26, 64, 65, 66, 67, 70].

В то же время нижняя мода не наблюдалась во всех вышеуказанных работах, что, возможно, связано со спецификой использованной в этих работах пропускной методики открытого резонатора, которая чувствительна лишь к внешнему каналу, по которому и осуществляется пропускание.

На рис. 5.2d,e представлена зависимость интенсивности линий КМП от фактора заполнения. На рис. 5.2e показано изменение интенсивности верхней расщепленной линии и интенсивности основной линии КМП в тех полях, когда расщепление уже не наблюдается. На рис. 5-2d представлена зависимость интенсивности нижней расщепленной магнитоплазменной моды. Видно, что интенсивность обеих линий демонстрирует резонансное увеличение при приближении к центру холловского плато. Такое же поведение интенсивности КМП наблюдается и при более высоких температурах, когда расщепление основной моды отсутствует, но все еще выполняются условия наблюдения КЭХ. Увеличение амплитуды плазменного резонанса в условиях КЭХ, по всей видимости, связано с увеличением времени жизни плазмонов, что при той же мощности поглощения СВЧ приводит к большему нагреванию электронной системы

из-за образования большего количества плазмонов.

При уменьшении фактора заполнения ниже двух, когда исчезает верхняя несжимаемая полоска, расщепление исчезает, при этом верхняя мода превращается в обычный плазмон.

5.4 Акустические краевые магнитоплазмоны

Основная краевая мода имеет монополярное распределение заряда в направлении оси $-x$, перпендикулярной краю двумерной электронной системы (см. вставку с $j = 0$ на рис. 5.3b). Дополнительные низкочастотные КМП с мультипольным распределением заряда в x -направлении обладают акустическим законом дисперсии [94]:

$$\omega_j(q_y) = S_j q_y, \quad j = 1, 2, \dots, \quad S_j = \frac{2Ne^2}{\bar{\epsilon}m^*\omega_c j}, \quad (63)$$

где j – индекс моды, описывающий число осцилляций электронной плотности на ширине края. Зарядовая плотность этих мультипольных возбуждений $\rho_j(x)$ меняет знак j раз при движении от края вглубь образца вдоль оси x . Главная сложность в наблюдения АКМП состоит в том, что в отличие от основной моды АКМП имеют существенно большее затухание при значительно меньшей частоте, поэтому обнаружение акустических мод в электронных системах GaAs/AlGaAs является трудной задачей и требует использования структур с электронной подвижностью, превышающей $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [94]. Единственная попытка измерения АКМП в электронной структуре GaAs/AlGaAs предпринималась 13 лет назад [83] на образце с подвижностью $8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Помимо увеличения качества структур, к уменьшению затухания АКМП может приводить появление в больших полях и при низких температурах несжимаемых

полосок на краю образца [92], которые могут становиться довольно широкими в условиях КЭХ. В единственной работе по экспериментальному наблюдению АКМП на полупроводниковой гетероструктуре [83] магнитоплазменные возбуждения не измерялись напрямую, по спектрам резонансного поглощения. Вместо этого в [83] измерялось прохождение короткого импульса напряжения через двумерную электронную структуру.

В настоящей работе исследованы низкочастотные спектры поглощения двумерных электронов с целью прямого измерения фундаментальной и акустических магнитоплазменных мод в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Исследованы зависимости частоты и затухания АКМП, а также интенсивности соответствующих линий от магнитного поля и температуры.

Измерения производились на двумерных структурах GaAs/AlGaAs, имеющих форму диска диаметром 1 мм, с концентрацией двумерных электронов $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (4.2 К).

На рис. 5.3а представлены типичные спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные в окрестностях факторов заполнения 2 и 4, в которых наблюдались основная и акустическая моды краевых магнитоплазменных возбуждений. Из этих спектров видно, что вдали от целочисленного заполнения в спектрах поглощения (при $\nu=4.5$ и 2.15) проявляется лишь основная ($j = 0$) мода КМП, резонансная частота и ширина которой уменьшаются с ростом магнитного поля. Однако вблизи целочисленного значения фактора заполнения (при $\nu = 2.05$) в спектре резонансного микроволнового поглощения возникает дополнительная узкая линия. Мы приписываем эту новую линию акустическим КМП, поскольку ее резонансная частота совпадает с высокой точностью с теоретической величиной (для большинства экспериментальных точек

точность составляет несколько процентов), вычисленной по формуле (63) и при этом важно, что при таком сравнении мы не использовали никаких подгоночных параметров.

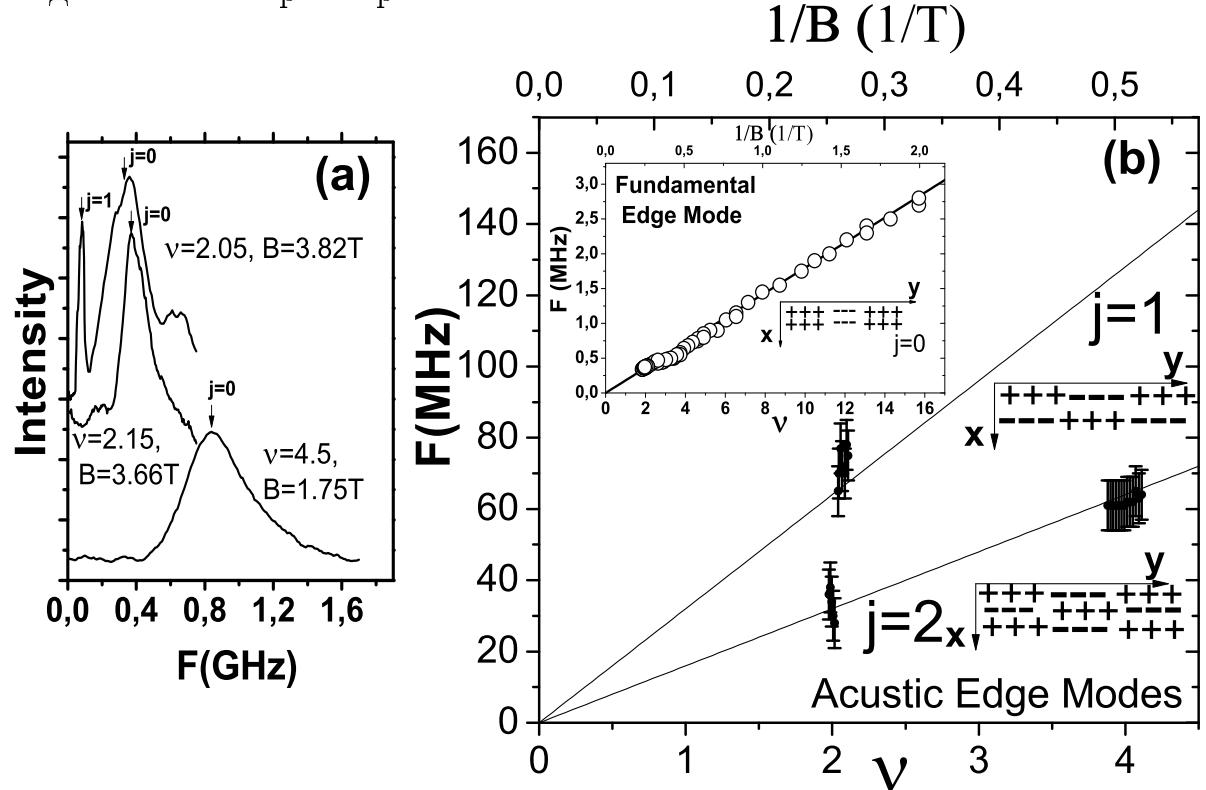


рис. 5.3: а: Типичные частотные зависимости интенсивности резонансного поглощения, измеренные в 2D электронной структуре с геометрией диска диаметра $d = 1$ мм в различных магнитных полях при температуре 1.5 К. $j = 0$ обозначает фундаментальную краевую моду, $j = 1$ – первую акустическую. Концентрация двумерных электронов $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. б: Экспериментальные зависимости частот резонансного возбуждения различных краевых магнитоплазменных мод от фактора заполнения. Сплошной линией проведены теоретические зависимости частоты фундаментальной $j = 0$ (на вставке) и акустических $j = 1, 2$ мод. Рядом с каждой краевой модой схематично нарисовано распределение зарядовой плотности для основной и акустических мод.

Следует отметить, что в отличие от [83], где авторам для получения совпадения между экспериментальными и теоретическими результатами пришлось использовать "странный" величину диэлектрической проницаемости $\bar{\epsilon}=5.3$, в нашем случае совпадение между теорией и экспериментом реализовывалось при стандартной величине эффективной диэлектрической проницаемости, отвечающей значению $\bar{\epsilon}=6.9$ ($\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_{vac} + \epsilon_{GaAs}}{2}$,

среднему между диэлектрической проницаемостью вакуума $\epsilon_{vac}=1$ и проницаемостью образца $\epsilon_{GaAs}=12.8$), которое всегда используется для описания частоты фундаментальной моды [23, 39].

Акустические магнитоплазменные резонансы значительно уже, т.е. обладают меньшим затуханием, чем обычные КМП. Следует отметить, что согласно [94] в отсутствии КЭХ верно обратное. Столь малое затухание АКМП, по всей видимости, связано с отсутствием диссипации в несжимаемых полосках [94]. Вдали от целочисленных факторов заполнения эти полоски слишком узки, чтобы влиять на спектр КМП и АКМП [94]. Наиболее широкой такая полоска должна становиться вблизи целочисленных факторов заполнения [92], что по всей видимости и позволило нам наблюдать АКМП. Экспериментальные подтверждения вышесказанного приводятся ниже, при обсуждении рис. 5.4.

На рис. 5.3b представлена зависимость частоты акустических краевых магнитоплазменных мод от фактора заполнения ν . Поскольку частота основной краевой моды ($j = 0$) существенно больше акустических ($j = 1, 2$), вместе они представлены только на вставке в уменьшенном масштабе. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости (43) и (63) для $j=0, 1, 2$. При этом в уравнении (43) для основной моды ширина края выбиралась из соображений наилучшего соответствия с экспериментальными точками и бралась равной 0.4 мкм. В закон дисперсии акустических мод (63) не входит ширина края, поэтому прямые, соответствующие $j = 1, 2$, вычислялись независимо от положения экспериментальных точек. Несмотря на то, что (63) выведена без учета КЭХ, она довольно хорошо описывает положение наблюдаемых резонансов. Акустические краевые моды, в отличие от основной, видны в

достаточно узком (порядка 100 мТл) диапазоне полей вблизи целочисленных факторов заполнения $\nu = 2$ и 4 . Акустическую краевую моду с $j = 1$ вблизи фактора заполнения 4 обнаружить не удалось, т.к. в частотах 200-300 MHz возникает новая широкая мода неизвестной природы, положение которой зависит от СВЧ мощности.

Теоретическая зависимость времени затухания АКМП, предсказанная в [94], имеет вид:

$$\tau_j = \frac{qa\omega_c\tau^*\beta_j}{j^2\omega_j} \sim B^2 , \quad (64)$$

и основной краевой моды $j=0$:

$$\tau_0 = \frac{2qa\omega_c\tau^* \ln qa^2}{\omega_0} \quad (65)$$

где волновой вектор q определяется обратным размером мезы, $\tau^* = m^*\mu/e$ - время релаксации импульса электрона, β_j - медленно меняющийся с j численный коэффициент $\beta_1 = 6/5$, $\beta_2 = 60/53$, Сравнивая теоретические зависимости для частоты и затухания АКМП, можно видеть, что наблюдение АКМП с $j = 1, 2$ без учета КЭХ возможно при факторе заполнения меньше четырех. Однако, как показано в первой главе, теория [94] дает в больших полях и в отсутствии условий КЭХ существенно завышенную (в области наблюдения АКМП на один-два порядка) оценку времени затухания основной моды, поскольку оно пропорционально не квадрату магнитного поля B^2 , а его первой степени B . Поэтому следует предположить, что (64) также дает заниженную оценку затухания АКМП, и в отсутствии условий КЭХ наблюдение АКМП невозможно даже на современных высокоподвижных гетероструктурах. В условиях КЭХ затухание АКМП значительно уменьшается, и соответствующие линии появляются в спектрах поглощения. В подтверждение этого мы исследовали, как ведут себя интенсивность и затухание АКМП по мере

отдаления от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю, а также при повышении температуры.

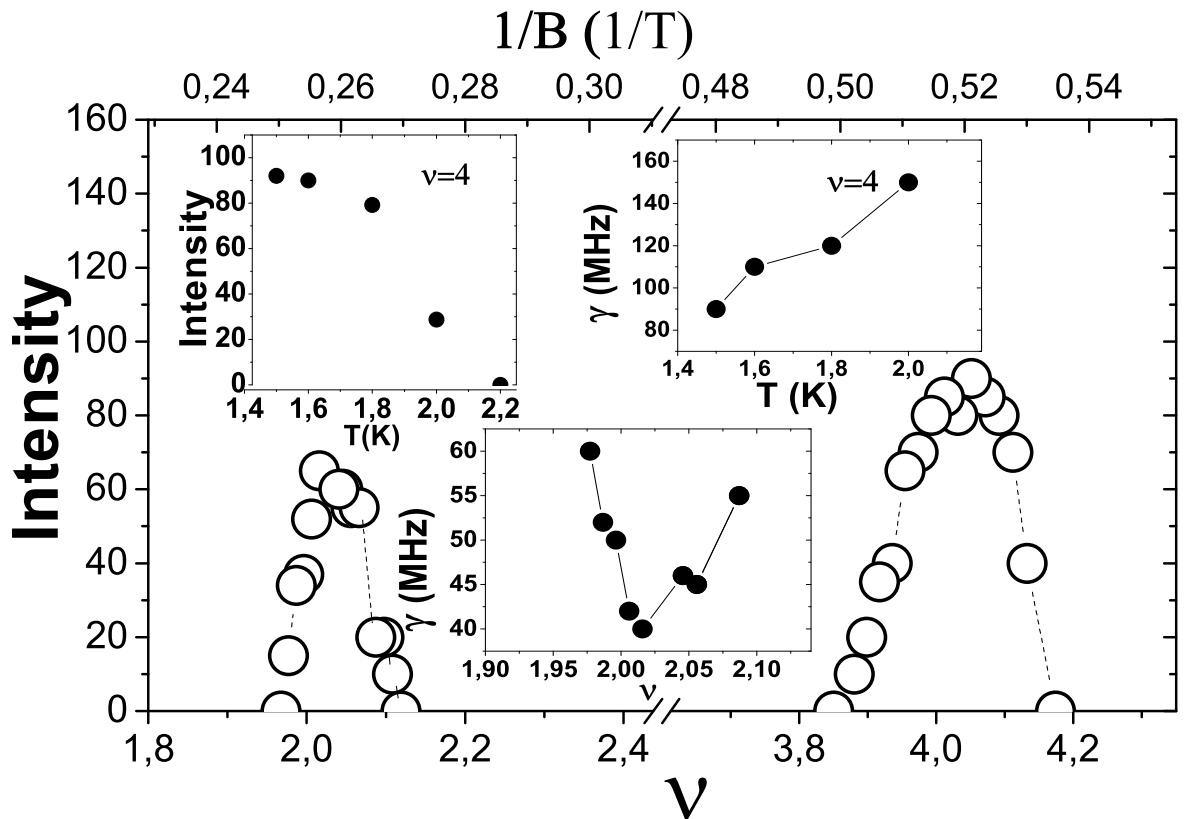


рис. 5.4 Зависимость интенсивности линии АКМП в спектре поглощения от магнитного поля и температуры (верхняя левая вставка). На нижней и верхней правой вставках показана зависимость ширины линии резонансного поглощения нижней акустической плазменной моды от фактора заполнения и температуры.

На рис. 5.4 показана зависимость интенсивности АКМП от фактора заполнения. На вставке представлена зависимость интенсивности АКМП с $j = 2$ при $\nu \approx 4$ от температуры. Видно, что интенсивность обеих линий демонстрирует резонансное увеличение при приближении к центру холловского плато и уменьшении температуры. Увеличение амплитуды плазменного резонанса в условиях КЭХ, по всей видимости, связано с увеличением времени жизни плазмонов (см. зависимость затухания АКМП от магнитного поля и температуры на вставках рис. 5.4), что при той же мощности поглощения СВЧ приводит к большему эффек-

тивному нагреванию электронной системы из-за образования большего количества плазмонов. Акустические краевые моды, в отличие от основной ($j=0$), видны только при температурах ниже 2 К и вблизи целых факторов заполнения 2 и 4. В этих условиях затухание АКМП резко падает, что видно из зависимости ширины линии резонансного поглощения АКМП $\gamma \sim 1/\tau_j$, измеренной на полувысоте, от магнитного поля и температуры (вставка рис. 5.4). При повышении температуры или отклонении от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю перестает выполняться условие $\omega_j\tau_j > 1$, что ведет к исчезновению АКМП в наблюдаемых спектрах поглощения. Кужению линий АКМП, по всей видимости, приводит уширение несжимаемых полосок, что подтверждается всеми приведенными на рис. 5.4 зависимостями, и прежде всего зависимостью ширины линии АКМП от температуры. Ширина несжимаемой полоски резко падает при повышении температуры, и вместе с ней падает время затухания АКМП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертационной работе исследовались спектры резонансного микроволнового поглощения ограниченных двумерных электронных и дырочных структур в различных магнитных полях. Целью работы являлось изучение спектров коллективных магнитоплазменных возбуждений в таких структурах, а также исследование непарabolичности спектра тяжелых дырок в GaAs квантовых ямах, выращенных в направлении (001) в зависимости от концентрации и ширины ямы. Результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Экспериментально исследована зависимость циклотронной массы дырок от их концентрации в GaAs(001) квантовой яме в диапазоне концентраций от 10^{10} до $1.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подробные исследования с изменением концентрации 2D дырок позволили детально изучить область непарabolичности дисперсии дырок в яме шириной 20 нм. Обнаружен рост циклотронной массы тяжелой дырки от $0.27m_0$ до $0.49m_0$ при увеличении концентрации дырок.
2. В узкой асимметричной яме шириной 10 нм обнаружено и исследовано спин-орбитальное расщепление основной подзоны 2D тяжелых дырок в пределе малых концентраций и малых магнитных полей. Экспериментально исследована зависимость циклотронной массы дырок от магнитного поля при концентрациях $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На основании полученных результатов построен закон дисперсии 2D дырок и произведена оценка величины спин-орбитального расщепления на уровне Ферми для исследованных концентраций.

3. Экспериментально исследованы магнитополевые зависимости частот резонансного возбуждения в двумерных электронных кольцах двумерного электронного газа. Проведена классификация наблюдаемых резонансов на основе радиальных и азимутальных квантовых чисел. Для сравнения с кольцевой геометрией, тем же экспериментальным методом были измерены спектры возбуждений в диске с диаметром, равным внешнему диаметру кольца. Показано, что изменение геометрии исследуемой структуры приводит к качественно новому спектру резонансных возбуждений.
4. Исследованы краевые магнитоплазменные моды в спектрах резонансных поглощений, измеренных для дисков с различными подвижностями и концентрациями двумерных электронов. Проанализировано поведение краевой моды в магнитном поле при переходе от высокочастотного предела к низкочастотному и показано, что начиная с полей 0.5 Тл, зависимость частоты КМП от магнитного поля хорошо описывается моделью гладкого края. Обнаружено, что в больших полях затухание краевых магнитоплазмонов для всех образцов зависит только от недиагональной компоненты проводимости как $\gamma \sim \sigma_{xy}$. Показано, что в полях вплоть до 1 Тл затухание магнитоплазмонов хорошо описывает теория [7].
5. Изучены свойства 1D плазменных возбуждений в спектрах микроволновых поглощений, измеренных в полосках с различными геометрическими размерами и концентрациями 2D электронов. В дисперсионных зависимостях для структур с наибольшим отношением длины к ширине обнаружено и исследовано влияние логарифмического члена, входящего в выражение для дисперсии 1D плазмона

[102], в области малых волновых векторов. Установлено, что логарифмическая составляющая закона дисперсии 1D плазмона становится существенной при квазимпульсах в десятки раз меньших обратной ширины полоски.

6. В спектрах резонансного микроволнового поглощения системы двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле обнаружены новые низкочастотные моды, отвечающие акустическим краевым магнитоплазменным возбуждениям. Показано, что дополнительные моды возбуждений проявляются исключительно в режиме квантового эффекта Холла (в узкой области магнитных полей вблизи целочисленных значений фактора заполнения), когда наблюдается резкое сужение линий резонансного микроволнового поглощения. Абсолютные величины резонансных частот поглощения и их зависимости от параметров электронной системы совпадают (без использования подгоночных параметров) с соответствующими значениями, полученными из теоретической формулы, описывающей свойства акустических мод краевых магнитоплазменных возбуждений.
7. Обнаружено расщепление фундаментальной моды КМП вблизи фактора заполнения равного 2, связанное с уширением несжимаемой полоски на краю образца. Расщепленные моды демонстрируют свойства двух магнитоплазмонов, бегущих вдоль внешней и внутренней стороны несжимаемой полоски.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за внимание и содействие в работе. Хочу

поблагодарить Сергея Ивановича Губарева за совместное плодотворное сотрудничество и за многочисленные обсуждения, а также всех сотрудников ЛНЭП ИФТТ РАН за теплую и дружескую атмосферу.

Список литературы

- [1] K. von Klizing, G. Dorda, and M. Pepper, “New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance”, Phys. Rev. Lett. **45**, 494–497 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, “Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit”, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559–1562 (1982).
- [3] “Semiconductor Spintronics and Quantum Computation”, eds. D.D. Awschalom, D. Loss and N. Samarth, in the series Nanoscience and Technology, eds. K. von Klitzing, H. Sakaki and R. Wiesendanger, Springer, Berlin, 2002.
- [4] S. Datta and B. Das, “Electronic analog of the electro-optic modulator”, Applied Physics Letters **56**, 665 (1990).
- [5] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, “Miniature Quantum-Well Microwave Spectrometer Operating at Liquid-Nitrogen Temperatures”, Appl. Phys. Lett. **86**, 044101–044103 (2005).
- [6] В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Паражонский, Ю. Смет, К фон Клитцинг, “Измерение длины пробега краевых магнитоплазмонаов в системе двумерных электронов из спектров магнитоосциляций фотонапряжения при микроволновом облучении”, Письма в ЖЭТФ, том **83**, вып. **6**, стр. 290–293 (2006).
- [7] В. А. Волков, С. А. Михайлов, “Краевые магнитоплазмоны - низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных дву-

мерных электронных системах”, ЖЭТФ, том **94**, вып. **8**, стр. 217–241 (1988).

- [8] B. I. Halperin, “Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential”, Phys. Rev. B **25**, 2185 - 2190 (1982).
- [9] A. Sommerfeld, “Ueber die Fortpflanzung Electrodynamischer Wellen Längs eines Drahtes”, Ann. der Physik und Chemie **67**, 233–290 (1899).
- [10] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Spectrum of One-Dimensional Plasmons in Single Stripe of Two-Dimensional Electrons”, Phys. Rev. B **72**, 161317-161320 (2005).
- [11] B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, “Hysteretic Microwave Cyclotronlike Resonance in a Laterally Confined Two-Dimensional Electron Gas”, Phys. Rev. Lett. **83**, 812–815 (1999).
- [12] D. Bohm, D. Pines, “A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions”, Phys. Rev. **82**, 625–634 (1951); “A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions”, Phys. Rev. **85**, 338–353 (1952).
- [13] Д. Пайнс, “Элементарные возбуждения в твердых телах”, изда-
тельство “Мир”, Москва (1965).
- [14] P. M. Platzmann, P. A. Wolff, “Waves and Interactions in Solid State Plasmas”, Solid State Phys. Advances in Research and Appl., eds H.

- Ehrenreich, F. Zeitz and D. Turnbull, Suppl. **13** (Academic Press, New York and London) (1973).
- [15] D. C. Tsui, S. J. Allen, Jr., R. A. Logan, A. Kamgar, and S. N. Coppersmith, “High Frequency Conductivity in Silicon Inversion Layers: Drude Relaxation, 2D Plasmons and Minigaps in a Surface Superlattice”, Surf. Sci. **73**, 419–433 (1978).
- [16] K. W. Chiu, J. J. Quinn, “Magnetoplasma Surface Waves in Metals”, Phys. Rev. B **5**, 4707–4709 (1972).
- [17] М. С. Хайкин, “Магнитные поверхностные уровни”, УФН, том **96**, вып. **3**, стр. 409–440 (1968).
- [18] R. H. Ritchie, “Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films”, Phys. Rev. **106**, 874–881 (1957).
- [19] А. В. Чаплик, “Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности”, ЖЭТФ, том **62**, вып. **2** стр. 746–753 (1972).
- [20] T. N. Theis, “Plasmons in Inversion Layers”, Surf. Sci. **98**, 515–532 (1980).
- [21] D. Heitmann, “Two-Dimensional Plasmons in Homogeneous and Laterally Microstructured Space Charge Layers”, Surf. Sci. **170**, 332–345 (1986).
- [22] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, “Electronic Properties of Two-Dimensional Systems”, Rev. Mod. Phys. **54**, 437–672 (1982).

- [23] S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, “Dimensional Resonance of the Two-Dimensional Electron Gas in Selectively Doped GaAs/AlGaAs Heterostructures”, Phys. Rev. B **28**, 4875–4877, (1983).
- [24] D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, “Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid”, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706–1709 (1985).
- [25] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, “Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma”, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710–1713 (1985).
- [26] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, А. П. Сеничкин, К. В. Страстин, “Экспериментальное обнаружение квантования фарадеевского вращения в двумерной электронной системе”, Письма в ЖЭТФ, том **43**, вып. **5**, стр. 255–257 (1986).
- [27] F. Kushar, R. Meisels, G. Weimann, and W. Schlapp, “Microwave Hall Conductivity of the Two-Dimensional Electron Gas in GaAs-Al_xGa_{1-x}As”, Phys. Rev. B **33**, 2965–2967, (1986).
- [28] A. L. Fetter, “Edge Magnetoplasmons in a Bounded Two-Dimensional Electron Fluid”, Phys. Rev. B **32**, 7676–7684 (1985).
- [29] A. L. Fetter, “Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid Confined to a Half-Plane”, Phys. Rev. B **33**, 3717–3723 (1986).
- [30] A. L. Fetter, “Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid: Disk Geometry”, Phys. Rev. B **33**, 5221–5227 (1986).

- [31] В. А. Волков, С. А. Михайлов, “Теория краевых магнитоплазмонов в двумерном электронном газе”, Письма в ЖЭТФ, том **42**, вып. **11**, стр. 450–453 (1985).
- [32] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, “Краевые магнитоплазмоны в режиме квантового эффекта Холла”, Письма в ЖЭТФ, том **44**, вып. **11**, стр. 510–513 (1986).
- [33] J. W. Wu, P. Hawrylak, J. J. Quinn, “Charge-Density Excitation on a Lateral Surface of a Semiconductor Superlattice and Edge Plasmons of a Two-Dimensional Electron Gas”, Phys. Rev. Lett. **54**, 879–882 (1985).
- [34] С. М. Апенко, Ю. Е. Лозовик “О квантовании холловской проводимости двумерного электронного газа в сильном магнитном поле”, ЖЭТФ **89**, вып. **2**, стр. 573–588 (1985).
- [35] В. И. Тальянский, “Электростатические колебания в двумерных системах в условиях квантового эффекта Холла”, Письма в ЖЭТФ, том **43**, вып. **2**, стр. 96–98 (1986).
- [36] С. А. Говорков, М. И. Резников, Б. К. Медведев, В. Г. Мокеров, А. П. Сеничкин, В. И. Тальянский, “О затухании магнитоплазменных колебаний (МК) в двумерном электронном канале в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ)”, Письма в ЖЭТФ, том **45**, вып. **5**, стр. 252–255 (1987).

- [37] В. И. Тальянский, “Электростатические колебания в ограниченных сверхрешетках в сильном магнитном поле”, ЖЭТФ, том **92**, вып. **5**, стр. 1845–1854 (1987).
- [38] R. P. Leavitt and J. W. Little, “Absorption and Emission of Radiation by Plasmons in Two-Dimensional Electron-Gas Disks”, Phys. Rev. B **34**, 2450–2457 (1986).
- [39] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing and W. Wegscheider, “Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons”, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801–156804 (2003).
- [40] C. Dahl, S. Manus, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, “Edge Magnetoplasmons in Single Two-Dimensional Electron Disks at Microwave Frequencies: Determination of the Lateral Depletion Length”, Appl. Phys. Lett. **66**, 2271–2273 (1995).
- [41] N. Q. Balaban, U. Meirav, H. Shtrikman, and V. Umansky, “Observation of the Logarithmic Dispersion of High-Frequency Edge Excitations”, Phys. Rev. B **55**, 13397–13400 (1997).
- [42] E. Y. Andrei, D. C. Glattli, F. I. B. Williams, and M. Heiblum, “Low Frequency Collective Excitations in the Quantum-Hall System”, Surf. Sci. **196**, 501–506 (1988).
- [43] С. А. Говорков, М. И. Резников, А. П. Сеничкин, В. И. Тальянский, “Магнитоплазменные колебания в гетероструктуре GaAs - AlGaAs”, Письма в ЖЭТФ, том **44**, вып. **8**, стр. 380–382 (1986).

- [44] Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, А. Ю. Камаев, “Спектр низкочастотных магнитоплазменных колебаний в двумерном электронном газе”, ФТП, том **21**, вып. **12**, стр. 2197–2200 (1987).
- [45] Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, М. В. Костовецкий, О. Р. Матов, “Частотная зависимость холловской проводимости двумерного электронного газа”, Письма в ЖЭТФ, том **46**, вып. **11**, стр. 430–432 (1987).
- [46] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, F. I. B. Williams, “1D Perimeter Waves in a Classical 2D Electron System”, Surf. Sci. **170**, 70–74 (1986).
- [47] C. C. Grimes and G. Adams, “Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium”, Phys. Rev. Lett. **36**, 145–148 (1976).
- [48] R. Mehrotra, C. J. Guo, Y. Z. Ruan, D. B. Mast, and A. J. Dahm, “Density-Dependent Mobility of a Two-Dimensional Electron Fluid”, Phys. Rev. B **29**, 5239–5242 (1984).
- [49] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, “One-Dimensional Plasmons in AlGaAs/GaAs Quantum Wires”, Phys. Rev. Lett. **66** 2657–2660 (1991).
- [50] I. Grodnensky, D. Heitmann, K. von Klitzing, K. Ploog, A. Rudenko and A. Kamaev “Edge Magnetoplasma Excitations in GaAs-Al_xGa_{1-x}As Quantum Wires”, Phys. Rev. B **49** 10778–10781 (1994).

- [51] H. L. Zhao, Y. Zhu, L. H. Wang, and S. C. Feng “Magnetoplasmons in a Quasi-One-Dimensional Wire”, *J. Phys. Condens. Matter* **6** 1685–1694 (1994).
- [52] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, “Nonlocal Dynamic Response and Level Crossing in Quantum-Dot Structures”, *Phys. Rev. Lett.* **64** 788–791 (1990).
- [53] D. H. Huang and G. Gumbs, “Tunneling and Anticrossing of Edge Magnetoplasmons in a Quantum-Dot Superlattice”, *Phys. Rev. B* **43**, 12039–12041 (1991).
- [54] K. Bollweg, T. Kurth, D. Heitmann, V. Gudmundsson, E. Vasiliadou, P. Grambow, and K. Eberl, “Detection of Compressible and Incompressible States in Quantum Dots and Antidots by Far-Infrared Spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2774–2777 (1996).
- [55] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, and M. Sundaram, “Dimensional Resonances in Elliptic Electron Disks”, *Solid State Commun.* **80**, 673–676 (1991).
- [56] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, “Magnetoplasma Resonances in Two-Dimensional Electron Rings”, *Phys. Rev. B* **48**, 15480–15483 (1993).
- [57] H. L. Cui, V. Fessatidis, and O. Kuhn, “Magnetoplasma Spectra of Two-Dimensional Electron Rings”, *Superlatt. Microstruct.* **17**, 173–176 (1995).

- [58] K. Kern, D. Heitmann, P. Grambow, Y. H. Zhang, and K. Ploog, “Collective Excitations in Antidots”, Phys. Rev. Lett. **66**, 1618–1621 (1991).
- [59] D. Heitmann, K. Kern, T. Demel, P. Grambow, K. Ploog, and Y. H. Zhang, “Spectroscopy of Quantum Dots and Antidots”, Surf. Sci. **267**, 245–252 (1992).
- [60] С. А. Михайлов “Низкочастотная динамика систем квантовых нитей в сильном магнитном поле”, Письма в ЖЭТФ, том **57**, вып. **9**, стр. 570–574 (1993).
- [61] E. Zaremba, “Magnetoplasma Excitations in Electron Rings”, Phys. Rev. B **53**, 10512–10515 (1996).
- [62] F. A. Reboreda and C. R. Proetto, “Magnetoplasmons in a Ring-Shaped Two-Dimensional Electron Gas”, Phys. Rev. B **53**, 12617–12620 (1996).
- [63] S. A. Mikhailov and V. A. Volkov, “Theory of Electromagnetic Response and Collective Excitations in Antidots”, Phys. Rev. B **52**, 17260–17268 (1995).
- [64] В. И. Тальянский, И. Е. Батов, Б. К. Медведев, И. Коттхаз, М. Вассермайер, А. Виксфорд, Дж. Вайманн, В. Шлап, Х. Никель, “О спектре низкочастотных краевых магнитоплазменных колебаний в режиме квантового эффекта Холла”, Письма в ЖЭТФ, том **50**, вып. **4**, стр. 196–198 (1989).
- [65] V.K. Talyanskii, M. Wassermeier, A. Wixforth, J. Oshinowo, J.P. Kotthaus, I.E. Batov, G. Weimann, H. Nickel and W. Schlapp, “Edge

- magnetoplasmons in the quantum Hall effect regime”, Surface Science, **229**, 40–42 (1990).
- [66] I. Grodnensky, D. Heitmann, and K. von Klitzing, “Nonlocal dispersion of edge magnetoplasma excitations in a two-dimensional electron system”, Phys. Rev. Lett. **67**, 1019–1022 (1991).
- [67] V. I. Talyanskii and A. V. Polisski, D. D. Arnone, M. Pepper, C. G. Smith, D. A. Ritchie, J. E. Frost, and G. A. C. Jones, “Spectroscopy of a two-dimensional electron gas in the quantum-Hall-effect regime by use of low-frequency edge magnetoplasmons”, Phys. Rev. B **46**, 12427 – 12432 (1992).
- [68] A. V. Polisskii, V. I. Talyanskii, N. B. Zhitenev, J. Cole, C. G. Smith, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, and G. A. C. Jones, “Low-Frequency Edge Magnetoplasmons in the Quantum Hall Regime under Conditions of Reduced Coulomb Interaction”, J. Phys. Condens. Matter **4**, 3955–3960 (1992).
- [69] V I Talyanskii, J E F Frost, M Pepper, D A Ritchie, M Grimshaw and G A C Jones, “Low-frequency edge excitations in an electrostatically confined GaAs-AlGaAs two-dimensional electron gas”, J. Phys. Condens. Matter **5** 7643-7648 (1993).
- [70] V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost, M. Pepper, D. A. Ritchie, A. C. Churchill, and G. A. C. Jones, “Experimental Investigation of the Damping of Low-Frequency Edge Magnetoplasmons in GaAs-Al_xGa_{1-x}As Heterostructures”, Phys. Rev. B **50**, 1582–1587 (1994).

- [71] P. J. M. Peters, M. J. Lea, A. M. L. Janssen, A. O. Stone, W. P. N. M. Jacobs, P. Fozooni, and R. W. van der Heijden, “Observation of Audio-Frequency Edge Magnetoplasmons in the Classical Two-Dimensional Electron Gas”, Phys. Rev. Lett. **67**, 2199–2202 (1991).
- [72] P. K. H. Sommerfeld, R. W. van der Heijden, and F. M. Peeters, “Symmetry Breaking of the Admittance of a Classical Two-Dimensional Electron System in a Magnetic Field”, Phys. Rev. B **53**, 13250–13253 (1996).
- [73] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. West, “Edge magnetoplasmons in the time domain”, Phys. Rev. B **45**, 3894–3897 (1992).
- [74] P. Hawker, P. F. Lenne, M. Tonouchi, V. W. Rampton, C. J. Mellor, and M. Henini, “Surface-Acoustic-Wave Absorption by Edge Magnetoplasmons in the 2DHG at a GaAs/AlGaAs Heterojunction”, Physica B **194**, 419–420 (1994).
- [75] P. K. H. Sommerfeld, P. P. Steijaert, P. J. M. Peters, and R. W. van der Heijden, “Magnetoplasmons at Boundaries between Two-Dimensional Electron Systems”, Phys. Rev. Lett. **74**, 2559–2562 (1995).
- [76] S. A. Mikhailov and V. A. Volkov, “Interedge Magnetoplasmons in Inhomogeneous Two-Dimensional Electron Systems”, J. Phys. Condens. Matter **4**, 6523–6538 (1992).
- [77] F. A. Reboreda and C. R. Proetto, “Magnetoplasmons of a Two-Dimensional Electron Gas with Equilibrium Density Inhomogeneities”, Phys. Rev. B **55**, 13111–13117 (1997).

- [78] A. M. C. Valkering, P. K. H. Sommerfeld, and R. W. van der Heijden, “Effect of the Classical Electron Coulomb Crystal on Interedge Magnetoplasmons”, Phys. Rev. B **58**, 4138–4142 (1998).
- [79] P. L. Elliott, C. I. Pakes, L. Skrbek, and W. F. Vinen, “Novel Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Sheet of ${}^4\text{He}^+$ Ions”, Phys. Rev. Lett. **75**, 3713–3715 (1995).
- [80] N. J. Appleyard, G. F. Cox, L. Skrbek, P. K. H. Sommerfeld, and W. F. Vinen, “Magnetoplasma Resonances and Nonlinear Mode Coupling in Pools of Ions Trapped below the Surface of Superfluid Helium”, Phys. Rev. B **51**, 5892–5898 (1995).
- [81] P. L. Elliott, S. S. Nazin, C. I. Pakes, L. Skrbek, W. F. Vinen, and G. F. Cox, “Magnetoplasmons in Two-Dimensional Circular Sheets of ${}^4\text{He}^+$ Ions”, Phys. Rev. B **56**, 3447–3456 (1997).
- [82] V. B. Shikin, S. S. Nazin, L. Skrbek, and W. F. Vinen, “Soft Edge Magnetoplasmons in 2D Circular Pools of ${}^4\text{He}$ Ions”, J. Low Temp. Phys. **110**, 237–242 (1998).
- [83] G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl, K. von Klitzing, and K. Eberl, “Acoustic Edge Modes of the Degenerate Two-Dimensional Electron Gas Studied by Time-Resolved Magnetotransport Measurements”, Phys. Rev. Lett. **77**, 4245–4248 (1996).
- [84] G. Ernst, N. B. Zhitenev, R. J. Haug, and K. von Klitzing, “Dynamic Excitations of Fractional Quantum Hall Edge Channels”, Phys. Rev. Lett. **79**, 3748–3751 (1997).

- [85] E. V. Deviatov, V. T. Dolgopolov, F. I. B. Williams, B. Jager, A. Lorke, J. P. Kotthaus, and A. C. Gossard, “Excitation of Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Gas by Inductive Coupling”, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3655–3657 (1997).
- [86] Y. P. Monarkha, F. M. Peeters, and S. S. Sokolov, “Edge Excitations of a Two-Dimensional Electron Solid in a Magnetic Field”, *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 1537–1545 (1997).
- [87] M. D. Johnson, G. Vignale, “Dynamics of Dissipative Quantum Hall Edges”, *Phys. Rev. B* **67**, 205332–205341 (2003).
- [88] G. Sukhodub, F. Hohls, and R. J. Haung, “Observation of an Interedge Magnetoplasmon Mode in a Degenerate Two-Dimensional Electron Gas”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 196801–196804 (2004).
- [89] S. A. Mikhailov, “Parametric Amplification of Electromagnetic Waves in Low-Dimensional Electron Systems”, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1886–1888 (1998).
- [90] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, and K. von Klitzing, “New Type of B-Periodic Magneto-Oscillations in a Two-Dimensional Electron System Induced by Microwave Irradiation”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236803–236806 (2004).
- [91] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, “Collective Excitations in Two-Dimensional Electron Stripes: Transport and Optical Detection of Resonant Microwave Absorption”, *Phys. Rev. B* **73**, 113310–113313 (2006).

- [92] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, “Electrostatics of Edge Channels”, Phys. Rev. B **46**, 4026–4034, (1992).
- [93] C. C. Назин, Н. В. Шикин, ЖЭТФ **94**, 133 (1988).
- [94] I. L. Aleiner and L. I. Glazman, “Novel Edge Excitations of Two-Dimensional Electron Liquid in a Magnetic Field”, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935–2938 (1994).
- [95] M. R. Geller and G. Vignale “Currents in the compressible and incompressible regions of the two-dimensional electron gas” Phys. Rev. B **50**, 11714–11722 (1994)
- [96] M. R. Geller and G. Vignale, “Universal equilibrium currents in the quantum Hall fluid”, Phys. Rev. B **52**, 14137–14143 (1995)
- [97] Sergio Conti and Giovanni Vignale, “Collective modes and electronic spectral function in smooth edges of quantum hall systems”, Phys. Rev. B **54**, 14309–14312 (1996)
- [98] Э.В. Девятов, “Краевые состояния в режимах целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла”, УФН **177**, 207–229(2007)
- [99] С. А. Михайлов, “Магнетоплазменные возбуждения неоднородных двумерных электронных систем в сильном магнитном поле”, Письма в ЖЭТФ, том **61**, вып. **5**, стр. 412–416 (1995).
- [100] V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields, in Landau Level Spectroscopy (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. **27.2**), edited by G. Landwehr and E. I. Rashba, chapter 15, pages 855–907, North-Holland, Amsterdam, (1991).

- [101] Z. L. Ye and E. Zaremba, “Magnetoplasma excitations in anharmonic electron dots”, Phys. Rev. B **50**, 17217–17229 (1994)
- [102] I. L. Aleiner, D. X. Yue, and L. I. Glazman, “Acoustic Excitations of a Confined Two-Dimensional Electron Liquid in a Magnetic Field”, Phys. Rev. B **51**, 13467–13474 (1995).
- [103] V. I. Talyanskii, D. R. Mace, M. Y. Simmons, M. Pepper, A. C. Churchill, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and J. A. C. Jones, “The Propagation of Low-Frequency Edge Excitations in a Two-Dimensional Electron Gas in the IQHE Regime”, J. Phys. Condens. Matter **7**, L435–L443 (1995).
- [104] P. K. H. Sommerfeld, A. M. C. Valkering, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, “The Effect of Confining Electric Fields on New Magnetoplasma Excitations in a 2D Electron System”, Surf. Sci. **362**, 839–842 (1996).
- [105] O. I. Kirichek, I. B. Berkutov, Y. Z. Kovdrya, and V. N. Grigorev, “Evidence for the Edge Magnetoplasmon ‘Acoustic’ Mode in an Electron Layer over Liquid Helium”, J. Low Temp. Phys. **109**, 397–405 (1997).
- [106] O. I. Kirichek, P. K. H. Sommerfeld, Y. P. Monarkha, P. J. M. Peters, Y. Z. Kovdrya, P. P. Steijaert, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M de Waele, “Observation of Novel Edge Excitations of a Two-Dimensional Electron Liquid on Helium in a Magnetic Field”, Phys. Rev. Lett. **74**, 1190–1193 (1995).

- [107] О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, и В. Н. Григорьев, “Новая мода краевых магнитоплазменных колебаний в электронной системе на поверхности жидкого гелия”, ФНТ **21**, 1023–1029 (1995).
- [108] O. I. Kirichek, I. B. Berkutov, Y. Z. Kovdrya, and V. N. Grigorev, Investigation of peculiarities of edge magnetoplasmon propagation in a sheet of surface electrons, Fizika nizkikh temperatur 22, 243–246 (1996)
- [109] S. Das Sarma, Wu-yan Lai, “Screening and Elementary Excitations in Narrow-Channel Semiconductor Microstructures”, Phys. Rev. B **32**, 1401–1404 (1985).
- [110] G. Eliasson, J.-W. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn, “Magnetoplasma Modes of a Spatially Periodic Two-Dimensional Electron Gas”, Solid State Commun. **60**, 41–44 (1986).
- [111] V. Cataudella and G. Iadonisi, “Magnetoplasmons in Two-Dimensional Electron Gas: Strip Geometry”, Phys. Rev. B **35**, 7443–7449 (1987).
- [112] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. S. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “One-Dimensional Plasmon Dispersion and Dispersionless Intersubband Excitations in GaAs Quantum Wires”, Phys. Rev. Lett. **67** 3298–3301 (1991).
- [113] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schuller, D. Heitmann, and K. Eberl, “One-Dimensional Plasmons in Magnetic Fields”, Phys. Rev. B **56** R12760–R12763 (1997).

- [114] Weiming Que, “Quantum Theory of Plasmons in Lateral Multiwire Superlattices: Intrasubband Plasmons and their Coupling to Intersubband Plasmons”, Phys. Rev. B **43** 7127–7135 (1991).
- [115] Голуб Л.Е., “Эффекты спин-орбитального взаимодействия в двумерных полупроводниковых системах”, докторская диссертация, Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург (2006)
- [116] B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki, D. A. Broido, W. I. Wang, “Luttinger parameters for GaAs determined from the intersubband transitions in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells” Phys. Rev. B **39**, 3411 (1989)
- [117] T. Ando,“Hole Subband at GaAs/AlGaAs Heterojunctions and Quantum Wells”, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 1528 (1985).
- [118] V. Ekenberg, M. Altarely, “Subbands and Landau levels in the two-dimensional hole gas at the GaAs/AlGaAs interface”, Phys. Rev. B **32**, 3712 (1985).
- [119] М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий, ЖЭТФ **82**, 1584 (1982)
- [120] Кирличев В.Е., Кукушкин И.В., Бисти В.Е., фон Клитцинг К., Эберл К., “Магнитооптические измерения циклотронной массы и g-фактора легких дырок в GaAs”, Письма в ЖЭТФ **64**, 776 (1996)
- [121] Акимов М.Ю., Кукушкин И.В., Губарев С.И., Товстоног С.В., Смет И., фон Клитцинг К., Вегшайдер В., “Размерный магнитоплазменный резонанс двумерных дырок в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах” , Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000)

- [122] W. Pan, K. Lai, S. P. Bayrakci, N. P. Ong, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “Cyclotron resonance at microwave frequencies in two-dimensional hole system in AlGaAs/GaAs quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3519 (2003).
- [123] B. E. Cole, J. M. Chamberlain, M. Henini, T. Cheng, W. Batty, A. Wittlin and J. A. A. J. Perenboom, A. Ardavan, A. Polisski, and J. Singleton, “Cyclotron resonance in ultra-low-hole-density narrow p-type GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells”, *Phys. Rev. B* **55**, 2503 (1997)
- [124] С.М. Мешков, С.Н. Молотков. Поверхность N1, 5 (1989)
- [125] Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М. Наука, 1972.
- [126] R. Winkler, “Rashba spin splitting in two-dimensional electron and hole systems”, *Phys. Rev. B* **62**, 4245-4248 (2000)
- [127] V.E. Bisti, “Landau levels of holes in a two-dimensional channel. Superlattices and Microstructures”, Vol.10, No.4, 1991, 485-488.
- [128] H. L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang, D. C. Tsui, A. C. Gossard, W. Wiegmann, “Energy Structure and Quantized Hall Effect of Two-Dimensional Holes”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 126 (1983)
- [129] D. A. Broido and L. J. Sham, “Effective masses of holes at GaAs-AlGaAs heterojunctions”, *Phys. Rev. B* **31** 888 (1985).
- [130] Bang-fen Zhu and Yia-Chung Chang, “Inversion asymmetry, hole mixing, and enhanced Pockels effect in quantum wells and superlattices”, *Phys. Rev. B* **50**, 11932-11948 (1994).

- [131] М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Векшайдер, С. Герл, “Изменение циклотронной массы двумерных дырок в GaAs(001) квантовой яме от концентрации дырок”, Письма в ЖЭТФ **85**, 254 (2007)
- [132] H. Zhu, K. Lai, D. C. Tsui, S.P. Bayrakci, N.P. Ong, M. Manfra, L. Pfeiffer, and K. West, “Density and well width dependences of the effective mass of two-dimensional holes in (100) GaAs quantum wells measured using cyclotron resonance at microwave frequencies”, Solid State Commun. 141, 510-513 (2007).
- [133] I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, "Magneto-Optics of Strongly Correlated Two-Dimensional Electrons in Single Heterojunctions Advances in Physics **45**, 147–242 (1996).
- [134] С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, С. В. Товстоног, М. Ю. Акимов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Вегшайдер, “Экранирование экситонных состояний двумерными носителями заряда низкой плотности в GaAs/AlGaAs квантовых ямах”, Письма в ЖЭТФ, том **72**, вып. **6**, стр. 469–474 (2000).
- [135] О. В. Волков, И. В. Кукушкин, М. В. Лебедев, Г. Б. Лесовик, К. фон Клитцинг, К. Эберл, “Аномальные флюктуации интенсивности рекомбинационного излучения двумерных электронов в условиях квантового эффекта Холла”, Письма в ЖЭТФ, том **71**, вып. **9**, стр. 558–563 (2000).
- [136] С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, “Коллектив-

- ные магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных кольцах”, Письма в ЖЭТФ, том **80**, вып. **10**, стр. 134–139 (2004).
- [137] V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Microwave Response of Two-Dimensional Electron Rings”, Phys. Rev. B **73**, 195302–195308 (2006).
- [138] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, “Универсальная связь между холловской проводимостью и величиной затухания краевых магнитоплазменных резонансов”, Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **4**, стр. 261–265 (2006).
- [139] В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, “Измерение логарифмической составляющей дисперсии одномерного плазмона в узких электронных полосах двумерных электронов”, Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **10**, стр. 656–660 (2006).
- [140] K. K. Choi, D. C. Tsui, and K. Alavi, “Experimental determination of the edge depletion width of a two-dimensional electron gas in GaAs/Al_xGa_{1-x}As”, Appl. Phys. Lett. **50**, 110, (1987)
- [141] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, “Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers”, Phys. Rev. Lett. **38**, 980–983 (1977).
- [142] F. Stern, “Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas”, Phys. Rev. Lett. **18** 546–548 (1967).

- [143] S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova, “Microwave Response of a Two-Dimensional Electron Stripe”, Phys. Rev. B **71**, 35320 (2005).
- [144] J.M. Luttinger, “Quantum Theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory”, Phys. Rev. **102** 1030 (1956)
- [145] N.S. Averkiev, L.E. Golub and M. Willander, “Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems”, J. Phys.: Condens. Matter **14** R271-R283 (2002) .
- [146] J.M. Luttinger, W. Kohn, “Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields”, Phys. Rev. **97**, 869 (1955).
- [147] З. Н. Соколова, В. Б. Халфин, Ал.Л. Эфрос. Физика и техника полупроводников, **22**, 2124, 1988.
- [148] Л. И. Магрилл, А. В. Чаплик, и М. В. Энтин, “Спин-плазмонные колебания двумерного электронного газа”, ЖЭТФ, **119**, 175 (2001)