

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 538.9

Андреев Иван Владимирович

**Высокочастотная проводимость и коллективные эффекты
в двумерных электронных системах**

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., академик РАН
Кукушкин И. В.

Черноголовка — 2019

Содержание

Введение	4
1 Обзор литературы	11
1.1 Введение	11
1.2 Плазменные явления в двумерных электронных системах	14
1.3 Магнитоплазмоны в ограниченных двумерных электронных системах. Краевые магнитоплазмоны	17
1.3.1 Плазмоны в ограниченных двумерных электронных системах	18
1.3.2 Краевые магнитоплазмоны	23
1.4 Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах	30
1.5 Плазмонные поляритоны в двумерных электронных системах	38
1.6 Индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнитосопротивления двумерных электронных систем	43
2 Экспериментальные методики и образцы	58
2.1 Структуры	58
2.2 Технология изготовления образцов	59
2.3 Копланарно-трансмиссионная методика исследования микроволнового отклика двумерных электронных систем	62
2.4 Схема эксперимента	65
2.5 Апробация копланарно-трансмиссионной методики	66
2.6 Дифференциальная методика с двойным синхронным детектированием	68

3	Акустические краевые магнитоплазмоны в режиме целочисленного квантового эффекта Холла	70
3.1	Введение	70
3.2	Методика получения двумерных электронных систем с гладким профилем краевого обеднения	71
3.3	Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла	78
3.4	Акустические краевые магнитоплазмоны вблизи фактора заполнения $\nu = 1$	83
3.5	Влияние профиля краевого обеднения на акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах	87
3.6	Зависимость амплитуды акустических краевых магнитоплазмов от фактора заполнения	89
3.7	Выводы	91
4	Плазмонные поляритоны в планарных микрорезонаторах . . .	93
4.1	Введение	93
4.2	Гибридные плазмон-поляритонные моды в копланарном микрорезонаторе	94
4.3	Перестраиваемость силы плазмон-фотонного взаимодействия . . .	99
4.4	Выводы и обсуждение	101
5	Высокочастотная проводимость двумерной электронной системы в условиях микроволнового облучения	103
5.1	Введение	103
5.2	Индукцированные микроволновым излучением осцилляции высокой частотной проводимости двумерных электронных систем . . .	104
5.3	Зависимость амплитуды индуцированных микроволновым излучением осцилляций от частоты измерительного сигнала	110
5.4	Выводы и обсуждение	112
	Заключение	114
	Литература	116

Введение

Исследование свойств низкоразмерных электронных систем занимает важное место в физике конденсированного состояния на протяжении последних десятилетий. Наиболее интересным является изучение физических свойств двумерных электронных систем (ДЭС). С одной стороны, это связано с тем, что в ДЭС оказывается возможным наблюдать широкий спектр разнообразных физических явлений, как имеющих аналоги в трёхмерном случае, так и принципиально новых, как, например, целочисленный [1] и дробный [2] квантовый эффект Холла. С другой стороны, в отличие от трёхмерных систем, параметрами ДЭС легко управлять. Так, концентрацию двумерных электронов легко менять при помощи затвора (например, на таком принципе основана работа полевых транзисторов МОП-типа [3]). Наиболее популярной практической реализацией ДЭС являются двумерные системы в полупроводниковых гетероструктурах (а в последнее время — и в атомно-тонких монослоях, например, графене). Современные технологии позволяют изготавливать такие структуры из различных материалов с заданными параметрами слоёв, что позволяет получать образцы с требуемыми значениями эффективной массы, g -фактора и других параметров двумерных электронов.

Совершенствование технологий роста полупроводниковых наногетероструктур (в первую очередь, появление и развитие методов молекулярно-пучковой эпитаксии) и появление методики модулированного легирования [4—6] привело к увеличению подвижности носителей заряда в доступных экспериментаторах ДЭС, и открыло путь для широкого исследования их свойств в микроволновой области частот. В микроволновом частотном диапазоне основным типом возбуждений ДЭС являются плазмоны и магнитоплазмоны — коллективные возбуждения, отвечающие волнам зарядовой плотности в квазинейтральной системе. Помимо фундаментального, они имеют также и важ-

ное прикладное значение, связанное с созданием новых элементов электроники субтерагерцового частотного диапазона. Наряду с магнитоплазмонами, в микроволновом отклике ДЭС можно наблюдать и ряд других эффектов, предположительно имеющих одночастичную природу. Примером таких явлений могут являться индуцированные микроволновым (СВЧ) облучением осцилляции магнитосопротивления ДЭС [7]. Это явление довольно просто по своей феноменологии, но его механизм до сих пор не получил полноценного теоретического описания. В области исследования микроволнового отклика ДЭС существует большое количество актуальных физических задач, из которых в дальнейшем в данной работе будут рассматриваться три.

Во-первых, наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов в ДЭС в полупроводниковых наноструктурах, исследование их свойств в широком диапазоне магнитных полей, в частности, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, когда край ДЭС разделяется на систему чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок. Среди магнитоплазменных мод наиболее хорошо исследованы фундаментальные моды [8; 9], обладающие дипольным распределением электрического заряда. Другие типы магнитоплазменных резонансов с более сложным распределением зарядовой плотности (мультипольные и осесимметричные) значительно сложнее возбудить в эксперименте, поэтому многие типы таких возбуждений остаются малоизученными. В качестве характерного примера можно выделить акустические краевые магнитоплазмоны (АКМП) в ДЭС [10–14], имеющие сложное мультипольное распределение зарядовой плотности с осцилляциями как вдоль, так и поперёк края двумерной системы. Данные о свойствах АКМП в ДЭС в полупроводниковых гетероструктурах крайне скудны и носят противоречивый характер [15; 16]. Поэтому представляет актуальность исследовать свойства АКМП в широком диапазоне магнитных полей, в частности, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, когда структура края ДЭС претерпевает существенную модификацию, разбиваясь на систему чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок.

Во-вторых, реализация плазмон-поляритонов в микрорезонаторах на кристалле в режиме ультрасильной связи. Наряду с исследованием собственных мод двумерных систем, представляет значительный интерес изучение их взаимодействия с внешним электромагнитным полем. Ранее были исследованы

эффекты запаздывания для плазменных мод в дисках и полосках ДЭС [17–19], которые можно представить, как взаимодействие плазмонных мод с фотонными модами в свободном пространстве. Представляет интерес исследовать взаимодействие плазменных мод с фотонными модами резонатора, например, копланарного микрорезонатора на поверхности образца. Такие эксперименты актуальны для реализации модельных систем для исследования неадиабатических эффектов квантовой электродинамики резонатора, где требуется режим ультрасильной связи между возбуждениями среды и фотонными модами резонатора с возможностью перестраивать константу связи.

В-третьих, наблюдение СВЧ-индуцированных осцилляций в высокочастотной магнитопроводимости ДЭС и исследование влияния на них частоты измерительного сигнала. В большинстве известных работ СВЧ-индуцированные осцилляции магнитотранспортных свойств ДЭС исследовались в измерениях на постоянном токе. Известно две работы, посвященные наблюдению СВЧ-индуцированных осцилляций в высокочастотной проводимости ДЭС. В работе [20] они наблюдались в высокочастотной проводимости ДЭС, измеренной в геометрии Корбино с ёмкостными контактами на мегагерцовых частотах измерительного сигнала. В работе [21] образец был помещён в резонатор, и СВЧ-индуцированные осцилляции наблюдались во второй производной поглощения резонатора по магнитному полю. При этом авторы обеих работ были существенно ограничены в динамическом диапазоне частот измерительного сигнала. В связи с этим остаётся актуальным наблюдение СВЧ-индуцированных осцилляций в высокочастотной динамической магнитопроводимости ДЭС, а также исследование их зависимости от частоты измерительного сигнала в возможно более широком диапазоне частот.

Целью работы являлось экспериментальное исследование микроволнового отклика ДЭС при помощи бесконтактной копланарно-трансмиссионной методики измерений, в частности, исследование АКМП в ДЭС, исследование плазмон-поляритонов в копланарных микрорезонаторах-на-чипе, исследование СВЧ-индуцированных осцилляций в высокочастотном магнитотранспорте ДЭС.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Разработана и реализована методика неглубокого травления полупроводниковых гетероструктур, позволяющая получать ДЭС с рекордно большими размерами области краевого обеднения вплоть до 10 мкм.
2. В образцах, изготовленных при помощи методики неглубокого травления, удалось возбудить и исследовать АКМП в ДЭС в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения уровней Ландау. Проведено исследование свойств АКМП в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. Обнаружено, что размер области краевого обеднения имеет первостепенное значение для наблюдения АКМП.
3. Установлено, что j -я мода АКМП обрывается на факторе заполнения $\nu = 2j$, таким образом, количество акустических мод непосредственно определяется количеством несжимаемых полосок на краю системы.
4. При понижении температуры в ДЭС обнаружены дополнительные АКМП моды, связанные со спиновым расщеплением в энергетическом спектре системы.
5. Исследованы зависимости амплитуд мод АКМП с индексами $j = 1$ и $j = 1s$ (первой и первой спиновой) от фактора заполнения. Установлено, что амплитуда моды $j = 1$ максимальна на факторе заполнения $\nu = 3$.
6. В сигнале пропускания копланарных микрорезонаторов, сформированных на поверхности гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/Al_xGa_{1-x}As обнаружен ряд резонансов, соответствующих гибридизации фотонных мод микрорезонатора с плазменными возбуждениями в ДЭС. Реализован режим ультрасильной связи между плазменной и фотонными модами, когда отношение экспериментально наблюдаемой частоты расщепления к частоте невозмущенных мод близко к единице.
7. Исследовано влияние электронной плотности и магнитного поля на гибридизацию мод. Установлено, что силу взаимодействия плазменных и фотонных мод можно регулировать в широких пределах, например, при помощи изменения электронной концентрации в ДЭС.

8. Показано, что СВЧ-индуцированные осцилляции магнитосопротивления ДЭС наблюдаются не только в контактных, но и в бесконтактных измерениях высокочастотной проводимости на частотах измерительного сигнала до 10 ГГц. Это может указывать на несущественность приконтактных областей для возникновения данного явления. Показано, что с ростом частоты измерительного сигнала амплитуда СВЧ-индуцированных осцилляций магнитосопротивления существенно уменьшается.

Научная и практическая значимость. Важным научным результатом работы является исследование свойств АКМП в условиях ЦКЭХ. В частности, впервые удалось экспериментально установить, что число АКМП мод, существующих в ДЭС в режиме ЦКЭХ, не бесконечно, а определяется фактором заполнения уровней Ландау. Таким образом прямо продемонстрировано, что сложная структура края в режиме ЦКЭХ, состоящая из чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок, существенно определяет свойства АКМП. Этот результат открывает путь к использованию АКМП в качестве инструмента исследования края ДЭС в режиме целочисленного, а потенциально — и дробного, квантового эффекта Холла. Помимо этого, в работе реализован режим ультрасильной связи для плазмон-поляритонных возбуждений в копланарном микрорезонаторе. Этот результат представляет интерес в качестве модельной системы для исследования эффектов квантовой электродинамики резонатора и уже получил широкое обсуждение в специальной литературе [22—27]. Также в работе исследованы свойства СВЧ-индуцированных осцилляций в высокочастотной проводимости ДЭС, что представляет научный интерес для описания этого явления.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на следующих конференциях:

1. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, «Бесконтактное измерение проводимости двумерных электронов в режиме гигантских осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением», стендовый доклад на IX Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск - Томск, сентябрь 2009.

2. I. V. Andreev, V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, «High-frequency response of a two-dimensional electron system in regime of microwave-Induced resistance oscillation», устный доклад на International Workshop on Nonequilibrium Phenomena in Complex Quantum Systems, OIST, Окинава, Япония, апрель 2012.
3. I. V. Andreev, V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, «High-frequency response of a Two-Dimensional Electron System (2DES): regime of Microwave-Induced Resistance Oscillations and Plasmon Polaritons with Ultrastrong Coupling», стендовый доклад на International Workshop on Nonequilibrium Phenomena in Complex Quantum Systems, OIST, Окинава, Япония, апрель 2012.
4. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, «Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах», приглашенный доклад на XI Российской конференции по физике полупроводников, Санкт-Петербург, сентябрь 2013.

Личный вклад автора состоял в разработке дизайна и изготовлении экспериментальных образцов, проведении измерений, обработке, интерпретации и обсуждении результатов экспериментов. Также автор принимал участие в постановке задач и выборе методических подходов к их решению.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в следующих публикациях:

1. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клицинг, В. Уманский, «Бесконтактные измерения проводимости двумерных электронов в режиме гигантских осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением», Письма в ЖЭТФ 88, 707 (2008).
2. I. V. Andreev, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, S. Schmult and W. Dietsche, «High-frequency response of a two-dimensional electron system under microwave irradiation», Phys. Rev. B 83, 121308(R) (2011).
3. V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, S. Schmult and W. Dietsche, «Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators», Phys. Rev. B 83, 075309 (2011).

4. Д. В. Сметнев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин, «Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с различным профилем краевого обеднения», Письма в ЖЭТФ 94, 141 (2011).
5. I. V. Andreev, V. M. Muravev, D. V. Smetnev, and I. V. Kukushkin, «Acoustic magnetoplasmons in a two-dimensional electron system with a smooth edge», Phys. Rev. B 86, 125315 (2012).
6. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, «Наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ », Письма в ЖЭТФ 96, 588 (2012).

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 137 страниц с 57 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 190 наименований.

Глава 1

Обзор литературы

1.1 Введение

Двумерные электронные системы — т. е. такие физические системы, в которых движение электронов вдоль двух пространственных измерений происходит свободно, а по третьему ограничено на размере a , меньшем дебройлевской длины волны электрона — являются интересным физическим объектом, с одной стороны, дающим возможность наблюдения и исследования новых физических явлений, не наблюдающихся в трёхмерных системах, а с другой стороны — близким к практическим приложениям, например, в области микроэлектроники (распространённый пример ДЭС — электронный газ в канале полевого транзистора).

Известно много различных практических реализаций ДЭС, в дальнейшем в данной работе в основном обсуждаются ДЭС в квантовых ямах GaAs/Al_xGa_{1-x}As, электроны в которых переходят в квантовую яму с δ -слоя доноров (атомов кремния), пространственно отделённого от ямы барьером Al_xGa_{1-x}As. Подробнее такие структуры описаны в разделе 2.1. Пространственное разделение слоя доноров от проводящего канала (т. е. квантовой ямы), называемое методом модулированного легирования [4—6], позволяет уменьшить рассеяние электронов на потенциале доноров и получить структуры с высокой подвижностью.

В таких системах в квантовых ямах движение электронов по одной оси квантовано дискретными уровнями размерного квантования, определяемыми

характерной шириной системы a , закон дисперсии двумерных электронов (в случае изотропной массы) имеет вид

$$E = E_{z,n} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}, \quad (1.1)$$

где E - кинетическая энергия электрона, $E_{z,n}$ - n -ый энергетический уровень размерного квантования в направлении оси z , k_x и k_y - компоненты волнового вектора электрона по соответствующим осям, m^* - эффективная масса носителей заряда. Например, в бесконечно глубокой прямоугольной квантовой яме шириной a

$$E_{z,n} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m^* a^2}. \quad (1.2)$$

В реальных квантовых ямах возникают поправки, связанные как с конечной глубиной ямы, так и с учётом изгиба зон, вызванного электростатическим потенциалом заряженных доноров и электронов проводимости. Строго говоря, из-за того, что электроны в такой системе могут переходить между подзонами с различными n , такие системы должны считаться квазидвумерными. При достаточно низкой температуре T и электронной плотности n_s , когда как энергия Ферми ε_F , так и величина kT много меньше разности энергий двух нижайших уровней размерного квантования $E_{z,2} - E_{z,1}$, можно считать, что все электроны в ДЭС находятся в нижайшей подзоне размерного квантования и состояние их движения в направлении оси z не может измениться, в таком случае квазидвумерную систему можно считать истинно двумерной.

В сильных магнитных полях B непрерывный энергетический спектр вида (1.1) разбивается на ряд дискретных уровней Ландау, оснащённых спиновыми подуровнями, и имеет вид

$$E = E_{z,n} + (N + 1/2) \hbar \omega_c + g \mu_B B s, \quad (1.3)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ - циклотронная частота, m^* - эффективная масса электронов в квантовой яме, $N = 0, 1, \dots$ - номер уровня Ландау, g - фактор Ланде, $\mu_B = e\hbar/2m_e$ - магнетон Бора, m_e - масса электрона в вакууме, $s = \pm 1/2$. Количество состояний на одном уровне Ландау конечно и равно $g_s g_v eBS/2\pi\hbar$, g_s, g_v - спиновое и долинное вырождение, соответственно, S - площадь образ-

ца. Величина

$$\nu = \frac{2\pi n_s \hbar}{g_s g_v e B} \quad (1.4)$$

называется фактором заполнения уровней Ландау.

Двумерные электронные системы в полупроводниковых гетероструктурах являются чрезвычайно гибким и «настраиваемым» объектом. В самом деле, современные технологии молекулярно-пучковой эпитаксии позволяют изготавливать полупроводниковые гетероструктуры из различных материалов с заданными последовательностями и толщинами слоёв. Это позволяет получать ДЭС с различной величиной эффективной массы и g -фактора носителей заряда. Также, в отличие от трёхмерного случая, в двумерном случае концентрацией носителей заряда легко управлять в широких пределах, например, при помощи затворов. Удобство реализации и гибкость физических свойств двумерных электронных систем позволяют с их помощью изучать как явления, аналогичные существующим в трёхмерных системах (например, плазменные колебания), так и совершенно новые физические явления (например, квантовый эффект Холла).

Двумерные электронные системы обладают разнообразным спектром одночастичных и коллективных возбуждений. В микроволновом и субтерагерцовом частотном диапазоне основным типом возбуждений ДЭС являются плазмоны — коллективные возбуждения, отвечающие волнам зарядовой плотности в квазинейтральной системе. В магнитном поле плазменные колебания гибридизуются с циклотронным движением носителей заряда, из-за чего одночастичный циклотронный резонанс в ДЭС, как правило, невозможно наблюдать. Наряду с магнитоплазмонами, в микроволновом отклике ДЭС можно наблюдать и ряд других эффектов, предположительно имеющих одночастичную природу. Примером таких явлений могут являться индуцированные микроволновым облучением осцилляции магнитосопротивления ДЭС [7], а также недавно открытый резонанс, аналогичный циклотронному резонансу Азбеля-Канера в трёхмерных металлах [28].

1.2 Плазменные явления в двумерных электронных системах

Кратко сформулируем основные свойства и характеристики плазменных волн в двумерных системах и их отличия от трёхмерных систем. Трёхмерная плазма исследуется уже 140 лет, начиная с работ сэра У. Крукса [29] и сэра Дж. Дж. Томсона [30]. Физическое понимание плазмы как квазинейтральной системы заряженных частиц, обладающей коллективной динамикой, по-видимому, впервые сформировалось в классических работах Ленгмюра и Тонкса [31–33]. Ленгмюр же и предложил использовать термин «плазма» для описания таких физических систем. Для трёхмерной электронной плазмы в газоразрядной трубке ими было получено следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 q^2, \quad (1.5)$$

где c - скорость света, а величина

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_0}}, \quad (1.6)$$

называется плазменной частотой, n - плотность носителей заряда, ε_0 - электрическая постоянная. Как видно из (1.5, 1.6), в трёхмерном случае частота плазменных колебаний определяется в первую очередь электронной концентрацией, а волновой вектор входит в закон дисперсии в составе малой поправки.

Электроны проводимости в трёхмерных металлах и полупроводниках также можно рассматривать, как плазму. При этом в металлах плазменные свойства электронов проводимости отвечают за ряд важных физических свойств, например, таких как зависимости коэффициентов отражения электромагнитных волн от частоты. В твёрдых телах с диэлектрической проницаемостью ε и эффективной массой носителей заряда m^* формула (1.6) должна быть модифицирована следующим образом:

$$\omega = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon \varepsilon_0 m^*}}. \quad (1.7)$$

Закон дисперсии для плазмонов в металлах был впервые получен Бомом и Пайнсом в приближении хаотических фаз [34; 35] и имеет вид

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{5}v_F^2q^2, \quad (1.8)$$

где v_F — скорость Ферми.

В двумерных электронных системах изменение размерности приводит к тому, что закон дисперсии плазменных волн существенно модифицируется и приобретает вид

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_s e^2 q}{2\epsilon\epsilon_0 m^*}}, \quad (1.9)$$

где n_s - (двумерная) концентрация электронов. Первые теоретические предсказания закона дисперсии вида (1.9) были получены Ритчи и Ферреллом [36; 37]. Подробный вывод выражения диэлектрической восприимчивости для ДЭС, аналогичной формуле Линдхарда, и следующего из неё выражения для дисперсии плазмонов (1.9) был проведён Штерном [38]. В эксперименте двумерные плазмоны с законом дисперсии вида (1.9) впервые наблюдались Граймсом и Адамсом в ДЭС на поверхности жидкого гелия [39] и Алленом с соавторами в инверсных слоях на поверхности кремния [8].

Формула (1.9) получена для случая однородного диэлектрического окружения ДЭС с диэлектрической проницаемостью ϵ . Если диэлектрическое окружение неоднородно, то диэлектрическая проницаемость ϵ в (1.9) должна быть заменена на более сложную функцию, вообще говоря зависящую от волнового вектора: $\epsilon = \epsilon(k)$. Приведем, следуя обзору [40], выражения для $\epsilon(k)$ для наиболее простых случаев:

- ДЭС, лежащая на границе раздела двух полубесконечных сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 :

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}, \quad (1.10)$$

- ДЭС на поверхности подложки конечной толщины d с диэлектрической проницаемостью ϵ :

$$\epsilon(k) = \frac{1}{2} \left(1 + \epsilon \frac{\text{th} qd + 1}{\epsilon + \text{th} qd} \right), \quad (1.11)$$

- ДЭС на границе раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , экранированная с двух сторон симметричными затворами, отстоящими от ДЭС на расстояние d (типичный пример - классические (в смысле статистики) двумерные системы на поверхности жидкого гелия):

$$\varepsilon(k) = \frac{1}{2} (\varepsilon_1 \operatorname{cth} qd + \varepsilon_2 \operatorname{cth} qd), \quad (1.12)$$

- ДЭС в МОП-структуре: на подложке (условно-бесконечной толщины) с диэлектрической проницаемостью ε_2 , экранированная затвором, лежащим на поверхности диэлектрического слоя с проницаемостью ε_1 и толщиной d :

$$\varepsilon(k) = \frac{1}{2} (\varepsilon_1 \operatorname{cth} qd + \varepsilon_2), \quad (1.13)$$

В случае $qd \ll 1$ получаем $\varepsilon(k) \approx \varepsilon_1/2qd$.

В отличие от плазмы в трёхмерных металлах и полупроводниках, плазменной частотой в ДЭС легко управлять, например, при помощи затворов либо методик оптического обеднения. Также, варьируя диэлектрическое окружение ДЭС, можно менять плазменную частоту и вид закона дисперсии двумерных плазмонов. Эти свойства делают плазменные волны в ДЭС чрезвычайно гибким и удобным объектом для исследования и реализации широкого круга физических явлений.

В области малых волновых векторов групповая скорость $v_g = \partial\omega/\partial k$ волн, подчиняющихся закону дисперсии (1.9), формально должна стремиться к бесконечности (и превосходить скорость света). С физической точки зрения это означает, что для корректного описания плазмонов в области малых волновых векторов необходимо учитывать релятивистские эффекты запаздывания, которые будут обсуждаться подробнее в разделе 1.5.

В магнитном поле плазменные волны гибридизуются с циклотронным резонансом, что приводит к возникновению гибридных магнитоплазменных мод. В общем случае магнитодисперсия объёмной магнитоплазменной моды в ДЭС определяется выражением вида

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (1.14)$$

где $\omega_c^2 = eB/m^*$ — циклотронная частота [41]. Это уравнение с физической точки зрения описывает тот простой факт, что электрон в ДЭС одновременно участвует в двух периодических движениях: вращении по циклотронной орбите и осцилляциям с частотой, равной плазменной.

1.3 Магнитоплазмонны в ограниченных двумерных электронных системах. Краевые магнитоплазмонны

Выше плазменные волны в ДЭС обсуждались безотносительно наличия у ДЭС границ. Наличие края у ДЭС оказывает влияние на спектр плазменных возбуждений различными способами:

- Квантование волнового вектора. На границе ДЭС поле плазмона должно удовлетворять определённым граничным условиям (чаще всего — равенство нулю нормальной компоненты тока в случае границы, полученной при помощи травления ДЭС, либо равенство нулю потенциала в случае, когда край ДЭС образован заземлённым омическим контактом). Это приводит к квантованию волнового вектора плазмона (например, в полоске шириной W волновой вектор имеет собственные значения $q = \pi N/W$, $N = 1, 2, \dots$) и возникновению дискретного спектра частот собственных плазменных мод в образце.

- Возникновение дополнительных мод. На краю двумерной системы в магнитном поле возникают дополнительные магнитоплазменные моды, распространяющиеся вдоль края - краевые магнитоплазмонны (КМП).

- Влияние профиля краевого обеднения ДЭС. Как правило, в реальных физических системах электронная концентрация на краю образца обращается в ноль не скачкообразно, а гладким образом уменьшаясь до нуля в некоторой пограничной области размера w . В случае, когда ширина профиля краевого обеднения ДЭС w достаточно велика по сравнению с другими длинами, фигурирующими в задаче (например, магнитной длиной $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, циклотронным

радиусом r_c , длиной электростатического экранирования), во-первых, она может явным образом определять свойства собственных магнитоплазменных мод в образце (частота, затухание, дипольный момент), а во-вторых, в системе могут появляться дополнительные типы магнитоплазменных мод, отсутствующие в случае резкого края.

1.3.1 Плазмоны в ограниченных двумерных электронных системах

В качестве сравнительно простого и важного примера классификации собственных плазменных мод в ограниченной системе поучительно рассмотреть задачу о собственных плазменных и магнитоплазменных модах в диске. Такая задача для различных профилей электронной концентрации и граничных условий рассматривалась, в частности, Алленом [9], Глаттли [42], Феттером [43] и Назиным и Шикиным [12]. Как правило, в теоретических работах рассматривается либо диск с постоянной электронной плотностью, скачкообразно обращающейся в нуль на краю

$$n(x) = n_s \theta(R - r), \quad (1.15)$$

где r — радиальная координата в плоскости диска, $\theta(x)$ — функция Хевисайда, равная нулю при $x < 0$ и единице при $x > 0$, либо диск с эллиптическим профилем электронной плотности

$$n(x) = n_s \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}, \quad r \leq R, \quad (1.16)$$

решения для которого сравнительно легко можно получить предельным переходом от сплюснутого сфероида.

Полная классификация плазменных мод в диске с эллиптическим профилем электронной плотности (1.16) в отсутствие экранирования была проделана Назиным и Шикиным в работе [12]. В цитируемой работе авторы классифицируют моды при помощи двух целочисленных индексов l и m , которые можно представлять себе как аналоги азимутального и магнитного квантовых чисел в задаче об атоме водорода. Разность $(l - m)/2$ определяет число нулей осцил-

ляций плотности заряда вдоль радиуса диска, m — число осцилляций вдоль периметра диска ($\delta n_s \sim e^{im\phi}$). Разрешенными являются те значения $l \geq m$, для которых разность $l - m$ чётна [12]. Следуя изложению авторов работы [12], введём для удобства обозначения:

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 m^* R}}, \quad (1.17)$$

$$L_{l,m} = 2 \frac{\Gamma\left(\frac{l+m}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{l-m}{2} + 1\right)}{\Gamma\left(\frac{l+m}{2} + \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{l-m}{2} + \frac{1}{2}\right)}. \quad (1.18)$$

В ограниченном диске радиуса R возникает следующий набор собственных плазменных мод:

1. Осесимметричные моды с $m = 0$, $l > 0$. Они невырождены в нулевом магнитном поле, подчиняются закону магнитодисперсии общего вида (1.14).

$$\omega_{l,0}^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (1.19)$$

$$\omega_p = \Omega_0 \sqrt{\frac{l(l+1)}{L_{l,0}}}. \quad (1.20)$$

Приведём для справки несколько первых значений $L_{l,0}$: $L_{1,0} = \pi/2$, $L_{2,0} = 8/\pi$, $L_{3,0} = 9\pi/8$, $L_{4,0} = 128/9\pi$.

Такие моды в силу аксиальной симметрии имеют нулевой дипольный (и все последующие мультипольные) момент, поэтому их экспериментальное возбуждение и наблюдение затруднено и обычно требует применения ближнепольных методик возбуждения. Они наблюдались экспериментально в классических ДЭС на поверхности жидкого гелия [42; 44], и недавно — в ДЭС в высокоподвижных квантовых ямах GaAs/Al_xGa_{1-x}As [45–47]. В силу равенства нулю их дипольного момента, осесимметричные моды не имеют излучательного вклада в ширину линии.

2. Моды, для которых $l = m > 0$, и электронная плотность осциллирует только в зависимости от угловой, но не от радиальной координаты. Такие моды в нуле магнитного поля двукратно вырождены. Ненулевые магнитные поля

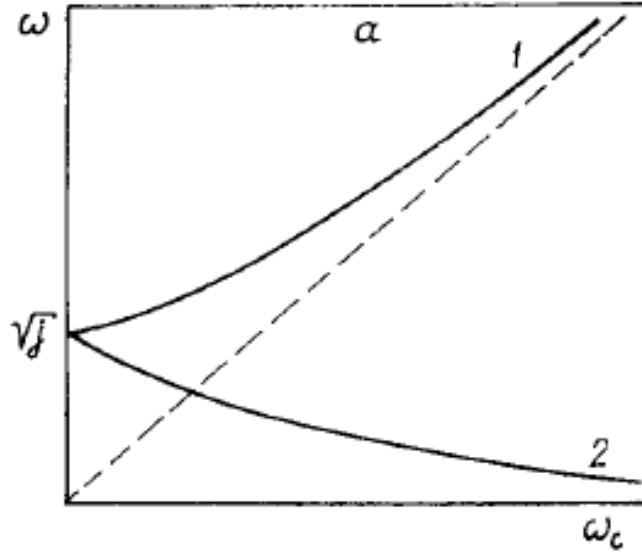


Рисунок 1.1: Магнитодисперсия плазменных мод в диске с $l = m > 0$. 1 — объёмная, 2 — краевая ветвь. Из работы [12].

снимают это вырождение, расщепляя моду на две ветви ω^\pm (рис. 1.1),

$$\omega_{l,l}^\pm = \omega_c/2 \pm \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2/4}, \quad (1.21)$$

$$\omega_p = \Omega_0 \sqrt{\frac{l}{L_{l,l}}}. \quad (1.22)$$

Ветвь ω^+ при больших магнитных полях стремится к циклотронной частоте, и называется объёмным или циклотронным магнитоплазменным возбуждением. Частота ветви ω^- , наоборот, убывает как $1/\omega_c$ с магнитным полем: $\omega^- \approx \omega_p^2/\omega_c$. Убывающая с магнитным полем мода ω^- распространяется вдоль края образца и соответствует краевому магнитоплазмону (о его свойствах см. подробнее раздел 1.3.2). Приведём для справки несколько первых значений $L_{l,l}$: $L_{1,1} = 4/\pi$, $L_{2,2} = 16/3\pi$, $L_{3,3} = 32/5\pi$, $L_{4,4} = 256/35\pi$.

Это семейство дипольных мод является наиболее простым для возбуждения и наиболее часто наблюдается в экспериментах. Впервые такие моды в дисках наблюдались в работе [9], где удалось пронаблюдать и объёмную, и краевую ветви магнитодисперсии на массиве дисков ДЭС микрометрового размера (рис. 1.2), в этой же работе было впервые теоретически получено выражение (1.21) для их магнитодисперсии.

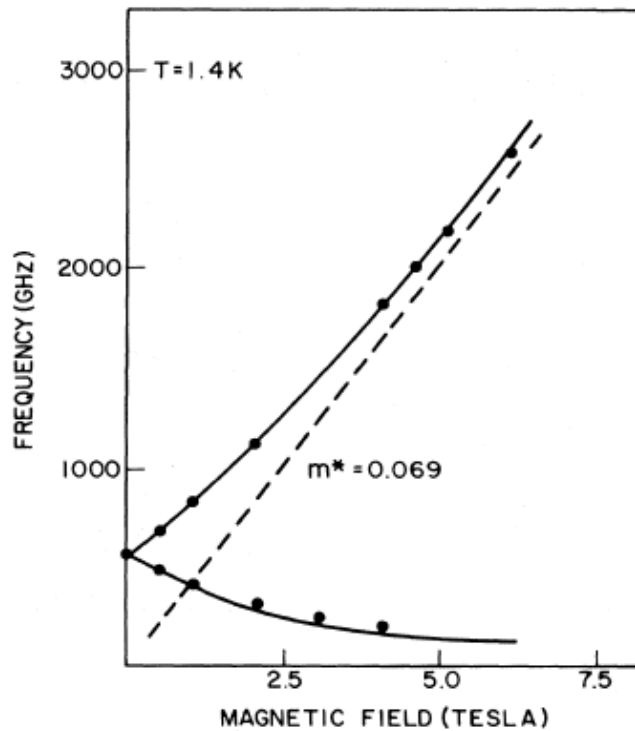


Рисунок 1.2: Магнитодисперсия плазменных мод в массиве дисков ДЭС диаметром 3 мкм, изготовленных на основе GaAs квантовой ямы. Из работы [9].

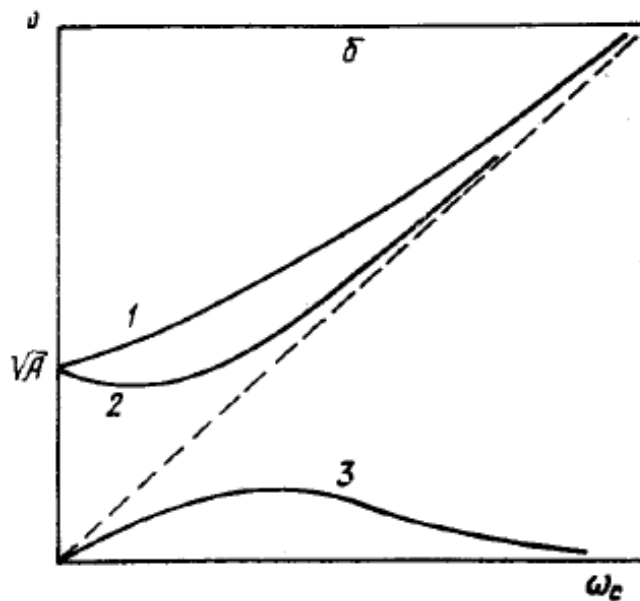


Рисунок 1.3: Магнитодисперсия плазменных мод в диске с $l > m > 0$. 1, 2 — две объёмные ветви, 3 — акустический краевой магнитоплазмон. Из работы [12].

3. Моды, для которых $l > m > 0$. В таком случае уравнение на собственные частоты мод, полученное в работе [12], является кубическим и имеет три

различных вещественных корней. Эти три моды качественно различаются по своему поведению с ростом магнитного поля (рис. 1.3).

3а. Два решения двукратно вырождены в нулевом магнитном поле, и в малых магнитных полях линейно расщепляются с магнитным полем:

$$\omega_{l,m}^{\pm} = \omega_p \pm \frac{m\omega_c}{2(l(l+1) - m^2)}, \quad (1.23)$$

$$\omega_p = \Omega_0 \sqrt{\frac{l(l+1) - m^2}{L_{l,m}}}. \quad (1.24)$$

При $\omega_c \rightarrow +\infty$ обе эти ветви асимптотически стремятся к циклотронной частоте:

$$\omega_{l,m}^{\pm} = \omega_c \pm \frac{m\Omega_0^2}{2\omega_c L_{l,m}}. \quad (1.25)$$

В отличие от мод с $l = m$, в данном случае ни одна из этих мод не имеет краевого характера.

3б. Третья имеющаяся в данном случае мода (рис. 1.3) обладает удивительными свойствами — её магнитодисперсия целиком лежит ниже циклотронной, и имеет максимум частоты в зависимости от магнитного поля. Асимптотики данной низкочастотной моды в малых и больших магнитных полях, соответственно, имеют вид:

$$\omega_{l,m}^L = \frac{m\omega_c}{l(l+1) - m^2}, \quad \omega_c \rightarrow 0; \quad (1.26)$$

$$\omega_{l,m}^L = \frac{m\Omega_0^2}{\omega_c L_{l,m}}, \quad \omega_c \rightarrow +\infty. \quad (1.27)$$

Данная мода соответствует мультипольному возбуждению — акустическому краю магнитоплазмону. Свойства этой моды будут детально обсуждаться в разделе 1.4. АКМП распространяются вдоль края ДЭС, как и обычные краевые магнитоплазмонны, но в отличие от них, электронная плотность при распространении АКМП осциллирует не только в направлении вдоль, но и поперёк края ДЭС.

Другие теоретические работы также подтверждают результаты Назина и Шикина. Так, в работе Глаттли [42] для диска с резким профилем краевого

обеднения в условиях экранирования металлическим затвором экспериментально наблюдались, а также были теоретически рассчитаны моды типа (1), (2) и (3а). Феттер [43] провёл численное моделирование поведения мод типа (1) и (2) в диске с резким краем в зависимости от расстояния до экранирующего затвора. Качественно результаты работ Феттера и Глаттли хорошо согласуются с результатами, полученными Назиным и Шикиным, однако существуют количественные различия в значениях плазменных частот в нулевом магнитном поле и их зависимости от соответствующих волновых чисел (номеров мод). Такое расхождение ожидаемо уже хотя бы потому, что авторы работ рассматривают случаи с различным экранированием, что, как мы видели выше, должно существенно менять вид дисперсии плазмонов (см. напр. формулу (1.13)). Также имеется различие в характере используемых граничных условий: так, авторы работ, описывающих систему с резким краем, как правило, используют в качестве граничного условия обращение в ноль на границе диска радиальной компоненты тока. В моделях с эллиптическим профилем концентрации такое условие выполняется автоматически, поэтому авторы [12] пользуются граничными условиями на нормальную (по отношению к плоскости ДЭС) компоненту поля.

Левиттом [48] была решена задача о собственных модах в диске с эллиптическим профилем концентрации в отсутствие магнитного поля. Результаты аналогичны работе [12]. Также им проведено детальное исследование взаимодействия плазменных мод в дисках с электромагнитным полем (в частности, излучательное затухание мод), что, однако, выходит за рамки данного обзора.

1.3.2 Краевые магнитоплазмоны

Наличие у ДЭС края приводит к возникновению в магнитных полях дополнительной моды, распространяющейся вдоль него - краевого магнитоплазмона (КМП). Такие моды были сначала обнаружены экспериментально [9; 42; 44], а затем подробно описаны теоретически В. А. Волковым и С. А. Михайловым [10; 40; 49], а также Феттером [43; 44; 50; 51] и С. С. Назиным и В. Б. Шикиным [11].

Краевые магнитоплазмоны являются бесцелевым возбуждением, частота которого с точностью до слабо меняющегося логарифмического множителя ли-

нейна по волновому вектору q . В отличие от «объёмных» магнитоплазмонов в ДЭС, подчиняющихся закону магнитодисперсии вида (1.14), с ростом магнитного поля частота КМП не стремится асимптотически к циклотронной, а убывает обратно пропорционально полю: $\omega \sim 1/B$. Аналитическое выражение для магнитодисперсии КМП на краю полуплоскости в случае классически сильных магнитных полей ($\sigma_{xy} \ll \sigma_{xx}$) было получено в работах [10; 11; 49]:

$$\omega = \frac{q\sigma_{xy}}{2\pi\varepsilon(q)\varepsilon_0} \left(\ln \frac{2}{q|l|} + 1 + o(1) \right) = \frac{qn_s e}{2\pi\varepsilon(q)\varepsilon_0 B} \left(\ln \frac{2}{q|l|} + 1 + o(1) \right), \quad (1.28)$$

где зависящая от частоты комплексная величина l [10]:

$$l = \frac{i\sigma_{xx}(\omega)}{2\varepsilon(q)\varepsilon_0\omega}, \quad (1.29)$$

определяет характерный размер $|l|$ области пространственной локализации заряда КМП.

Важным для приложений свойством КМП является то, что в сильных магнитных полях затухание КМП мало не только в «чистом» ($\omega\tau \gg 1$), но и в «грязном» ($\omega\tau \ll 1$) пределе [40]. Теория даёт следующую оценку для величины затухания КМП:

$$|\operatorname{Im} \omega| \sim \left(\tau \ln \frac{1}{q|l|} \right)^{-1}, \quad \omega\tau \gg 1, \quad (1.30)$$

$$|\operatorname{Im} \omega| \sim \frac{q\sigma_{xy}}{4\pi\varepsilon(q)\varepsilon_0}, \quad \omega\tau \ll 1, \quad (1.31)$$

откуда следует, что возможность наблюдения КМП определяется условием вида $\omega_c\tau \gtrsim 1$ (условие классически сильного магнитного поля), которому в сильных магнитных полях можно удовлетворить даже для ДЭС плохого качества (т. е. с маленьким τ). Благодаря этому КМП уже длительное время являются заманчивым объектом для прикладных исследований.

Свойства КМП в ДЭС были подробно экспериментально изучены в большом количестве работ. КМП удалось пронаблюдать в широком диапазоне частот от длинноволновой области радиодиапазона [42; 44; 53–57] до инфракрасной области спектра [9]. В экспериментах по времязрешенным измерениям

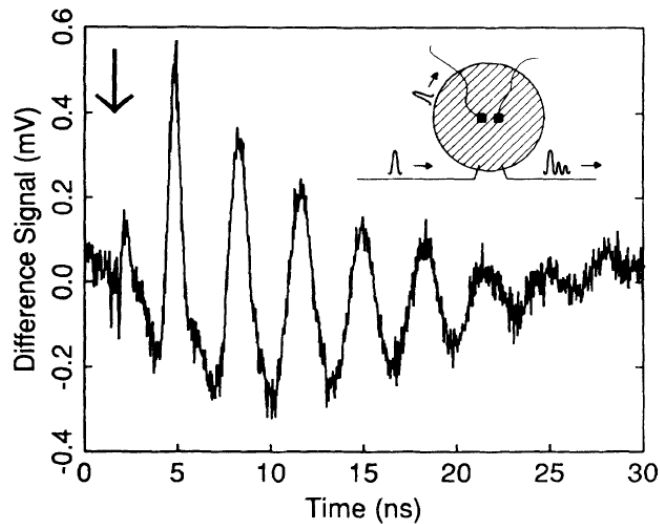


Рисунок 1.4: Отклик с детектирующего контакта образца на 100-пс импульс на возбуждающем контакте. Стрелочкой отмечен момент приложения импульса. Каждая осцилляция соответствует однократному прохождению КМП вдоль периметра образца. На вставке показана схема образца. Магнитное поле составляло 5.1 Тл, что соответствует $\nu = 1$. Его направление было выбрано таким образом, чтобы импульс КМП был вынужден двигаться от возбуждающего к детектирующему контакту по «длинному» пути. Диаметр образца 540 мкм. Из работы [52].

распространения КМП вдоль края диска [52] удалось экспериментально показать, что КМП распространяется вдоль края ДЭС только в одном направлении, определяемом ориентацией вектора магнитного поля относительно ДЭС. В той же работе экспериментально исследовалось затухание КМП при многократном прохождении КМП волны вдоль периметра диска ДЭС (рис. 1.4). По данным [52] для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 6.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ длину свободного пробега КМП можно оценить как $L_{emp} = 10 \text{ мкм}$.

Достаточно большая длина свободного пробега КМП, позволяющая ставить эксперименты на образцах макроскопических размеров, в совокупности с возможностью легко управлять дисперсией КМП, изменяя электронную концентрацию в образце либо величину внешнего магнитного поля, делают КМП гибким и удобным объектом для разработки новых элементов электроники СВЧ и субтерагерцового частотного диапазонов. Так, например, важным для приложений открытием стало обнаружение нового типа периодических по магнитному полю осцилляций магнитосопротивления и фото-ЭДС в двумерных систе-

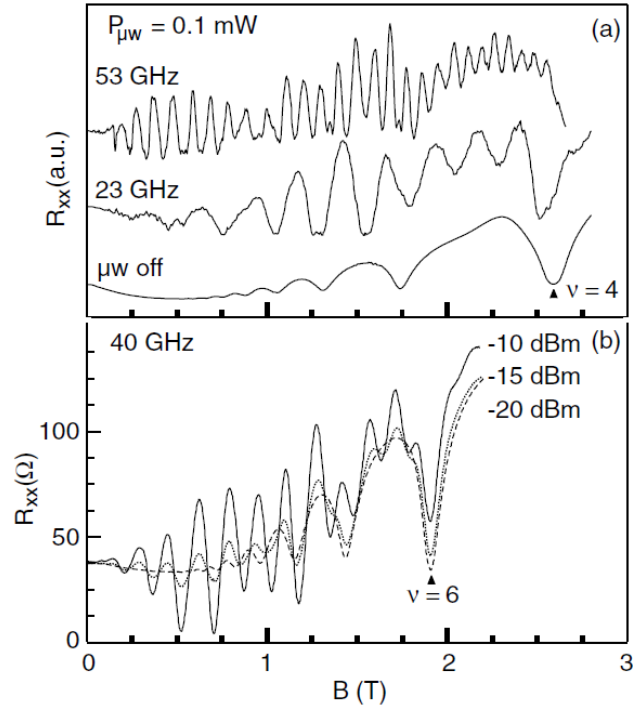


Рисунок 1.5: (а) Зависимости магнитосопротивления от магнитного поля для различных частот микроволнового облучения образца с электронной плотностью $n_s = 2.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Присутствуют периодические по магнитному полю осцилляции, вызванные интерференцией КМП в образце. (б) Эволюция B -периодических осцилляций магнитосопротивления с ростом мощности микроволнового облучения образца. Данные приведены для электронной плотности $n_s = 2.75 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Расстояние между контактами 0.5 мм, температура 4.2 К для обоих графиков. Из работы [19].

мах [19], связанных с когерентным возбуждением в приконтактных областях образца КМП, и дальнейшей их интерференцией при распространении вдоль края образца (рис. 1.5). Было показано, что период таких осцилляций пропорционален электронной плотности и обратно пропорционален частоте возбуждающего КМП СВЧ-излучения f и периметру образца L : $\Delta B \sim f/n_s L$ [19]. Зависимость периода осцилляций от частоты позволяет использовать явление интерференции КМП для создания спектрометров-на-чипе, работающих в области от микроволнового до терагерцового диапазона частот [19; 58]. Также в полосках ДЭС, периодически модулированных по ширине, удалось реализовать Брэгговское отражение и многолучевую интерференцию отражённых КМП [59]. Такая периодическая структура играет роль одномерного плазмонного кристалла, в котором многолучевая интерференция приводит к возникновению в спектре КМП щелей, чьё положение соответствует границам зон Бриллюэна

$q = N\pi/P$, где P — период модуляции ширины полосы. Положением запрещённых зон по энергии можно управлять, варьируя внешнее магнитное поле либо изменяя электронную концентрацию в образце (например, при помощи заднего затвора) [59]. Другим интересным примером практических приложений КМП может служить недавняя разработка СВЧ циркулятора гигагерцового частотного диапазона [60], невзаимностью которого можно управлять, изменяя внешнее магнитное поле.

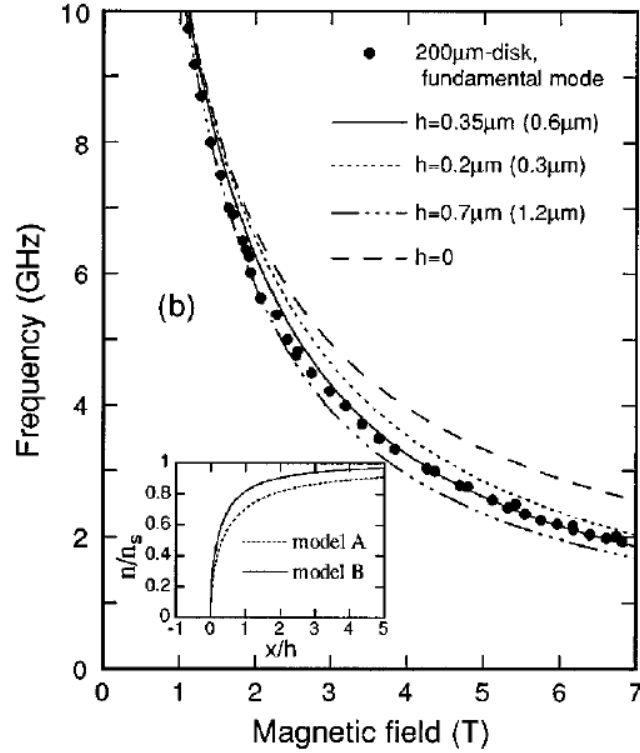


Рисунок 1.6: Магнитодисперсия основной КМП моды в диске диаметром 200 мкм, электронная плотность $n_s = 3.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = 8 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. Линии соответствуют теоретической подгонке согласно уравнению, аналогичному (1.28), с различными значениями ширины области краевого обеднения. Из работы [61].

Закон дисперсии КМП (1.28) получен для случая резкого края ДЭС. В тоже время, поскольку величина $|l|$ зависит от магнитного поля как $|l| \sim \sigma_{xx} \sim 1/B^2$, в реальных ДЭС легко реализовать случай, когда ширина профиля краевого обеднения $w > |l|$. В общем случае в логарифмический множитель в законе (1.28) должна входить наибольшая из величин $|l|$, l_B , w [40]. Поскольку величины $|l|$ и l_B убывают с магнитным полем, в достаточно больших магнитных полях именно ширина краевой области ДЭС будет входить в закон дисперсии КМП. Поэтому спектроскопия КМП может являться важным ин-

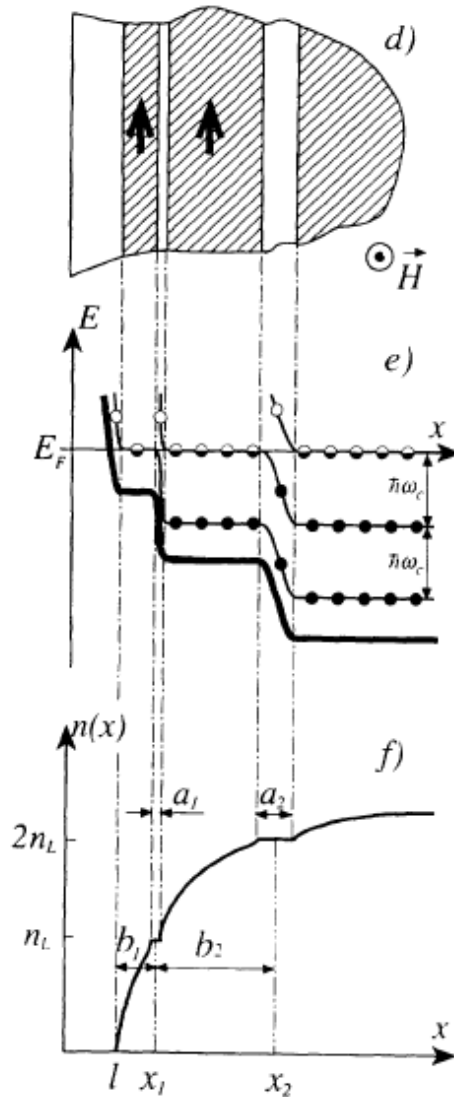


Рисунок 1.7: Структура краевых состояний ДЭС в режиме ЦКЭХ в самосогласованной бесспиновой электростатической картине. (d) ДЭС вблизи края, вид сверху. Заштрихованы полосы с нецелым значением фактора заполнения (сжимаемая жидкость), незаштрихованные полосы — области с целочисленным значением фактора заполнения (несжимаемая жидкость). Стрелочками показано направление движения электронов. (e) Изгибание уровней Ландау вблизи края ДЭС. (f) Электронная плотность как функция координаты в направлении поперёк края ДЭС. Из работы [62].

струментом для исследования профиля краевого обеднения ДЭС. Соответствующие эксперименты были поставлены в работах [61] на дисках ДЭС, полученных в результате травления гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с параметрами $n_s = 3.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 8 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В экспериментах был получен диапазон значений $w = 150\text{--}300 \text{ мкм}$ (рис. 1.6).

Отдельным важным направлением физики КМП являются исследования свойств КМП в режиме квантового эффекта Холла. Поскольку частота и зату-

хание КМП определяются компонентами тензора проводимости ДЭС, то можно ожидать, что в условиях ЦКЭХ эти величины будут также иметь особенности в зависимости от магнитного поля либо электронной плотности. Такое поведение было обнаружено экспериментально [53; 56; 57; 63].

В условиях целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) профиль электронной плотности на краю ДЭС за счёт электростатического взаимодействия приобретает сложную структуру [62; 64–67], состоящую из чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок (рис. 1.7). В пределах несжимаемой полоски уровень Ферми находится в щели между двумя соседними уровнями Ландау, таким образом, электронная плотность и фактор заполнения на всей ширине полоски остаются постоянными. В пределах же сжимаемых полосок (также называемых краевыми каналами) уровень Ферми совпадает с одним из уровней Ландау, в то время как электронная плотность меняется от одного края полоски к другому таким образом, чтобы фактор заполнения изменился на единицу. Ширины a_k несжимаемых и b_k сжимаемых полосок масштабируются соответственно как $a_k \sim \sqrt{a_B w}$ и $b_k \sim \sqrt{l_B w}$ [62] ($a_B = 4\pi\epsilon\epsilon_0\hbar^2/m^*e^2$ — боровский радиус для электрона в ДЭС). При этом, поскольку ширины полосок обратно пропорциональны величине градиента электронной концентрации dn_s/dx в нулевом магнитном поле [62], внутренние полоски оказываются существенно шире, чем непосредственно прилегающие к краю образца (см. рис. 1.7).

Как правило, КМП в режиме ЦКЭХ представляют как синфазные колебания электронной плотности во всей системе краевых каналов. Однако, поскольку колебания плотности заряда возможны только в пределах сжимаемой полоски, а характерные ширины полосок обычно меньше ширины области пространственной локализации заряда КМП, то расщепление краевой области ДЭС на полоски может оказывать влияние на спектр КМП. Такое влияние было экспериментально обнаружено, в частности, во время разрешённых транспортных измерений в экранированной ДЭС [68; 69], в которых исследовалось распространение θ -образного импульса напряжения по системе краевых каналов. В экранированных отстоящим на расстояние d затвором ДЭС закон дисперсии КМП имеет вид [49]

$$\omega = \frac{\sigma_{xy}q}{2\epsilon(q)\epsilon_0} \sqrt{\frac{2d}{l}}, \quad l \gg d, \quad (1.32)$$

т. е. ширина области пространственной локализации заряда КМП моды входит уже не в логарифмическую поправку, а непосредственно определяет скорость распространения КМП $v = \partial\omega/\partial q \sim l^{-1/2}$. В экспериментах [68; 69] было обнаружено, что при температурах ниже $T = 1.3$ К волновой пакет, распространяющийся вдоль края ДЭС, расщеплялся на несколько компонент с отличающимися на порядок скоростями. Эти моды были интерпретированы как независимые КМП-возбуждения, распространяющиеся по отдельным слабо взаимодействующим между собой краевым каналам. Самая быстрая компонента соответствует моде, распространяющейся по внешней сжимаемой полоске, для которой ширина l наименьшая. Самая медленная компонента — моде, распространяющейся по системе краевых каналов и объёму образца как целому, такая мода с достаточной точностью может быть описана уравнением (1.32) с величиной l из (1.29). Подробный обзор краевых состояний ДЭС в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла, включающий в себя описание экспериментов по спектроскопии КМП, может быть найден в [70].

1.4 Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах

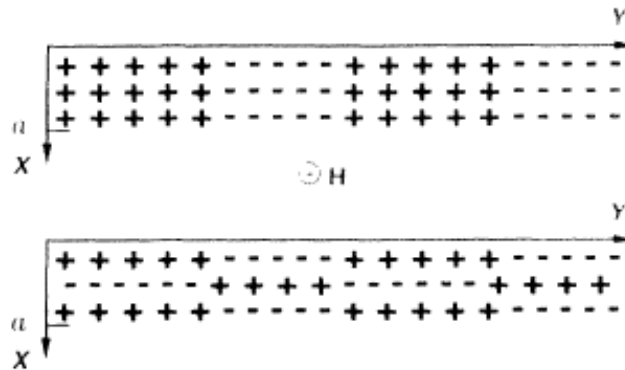


Рисунок 1.8: Характерные распределения заряда (а) для обычной КМП моды с $j = 0$ и (б) для АКМП моды с $j = 2$. Из работы [13].

В 1985 году Волковым и Михайловым [10] для ДЭС в режиме ЦКЭХ впервые теоретически было показано, что на краю двумерной электронной системы помимо обычных (дипольных) КМП мод, могут возникать также дополнительные мультипольные краевые моды с акустическим (линейным) законом диспер-

сии вида

$$\omega = s_j q, \quad (1.33)$$

(s_j — скорость j -й моды), называемыми акустическими краевыми магнито-плазмонами (АКМП)¹. j -я АКМП мода имеет j нулей осцилляций электронной плотности в направлении поперёк края ДЭС, сравнительное схематическое изображение осцилляций зарядовой плотности в КМП и АКМП модах приведено на рис. 1.8. В режиме ЦКЭХ такие моды соответствуют противофазным осцилляциям электронной плотности в соседних краевых каналах, а нули осцилляций электронной плотности в направлении поперёк края ДЭС — несжимаемым полоскам.

Позднее АКМП были более подробно рассмотрены Назиным и Шикиным [11; 12], а также Алейнером и Глазманом [13; 14] в рамках классического гидродинамического подхода к описанию ДЭС. В 1988 году Назин и Шикин впервые теоретически показали [11], что для существования в двумерной системе АКМП существенным условием является наличие «гладкого» края, когда электронная концентрация на краю образца обращается в ноль не скачкообразно, а гладким образом уменьшаясь до нуля в некоторой пограничной области размера w . В теоретических моделях с так называемым «резким» краем, когда концентрация двумерных электронов обращается в ноль на краю образца скачкообразно

$$n(x) = n_s \theta(x), \quad (1.34)$$

где x координата в плоскости ДЭС в направлении, поперечном границе ДЭС, при этом предполагается, что ДЭС занимает полуплоскость $x \geq 0$, АКМП моды существовать не могут.

В расчетах для края ДЭС в виде полуплоскости на поверхности жидкого гелия в условиях экранирования расположенным на расстоянии d от ДЭС металлическим затвором в пределе слабых магнитных полей

$$\frac{\omega_c d}{s} \ll 1 \quad (1.35)$$

¹В оригинале [10] — «акустические ветви краевого магнитоплазмона»

для модельного профиля концентрации

$$n(x) = n_s \left(1 - e^{-\frac{\mu x}{d}}\right) \quad (1.36)$$

(где x — координата в направлении поперёк края ДЭС (см. текст после формулы (1.34)), μ — безразмерный численный параметр, хорошее согласие с другими моделями и экспериментом достигается обычно при $\mu \approx \pi$) Назиным и Шикиным [11] было получено следующее выражение, описывающее магнито-дисперсию данных мод:

$$\omega_j = \frac{\omega_c q d}{(j^2 + j)\mu}. \quad (1.37)$$

Такая модель позволила авторам [11] исследовать поведение АКМП при переходе от гладкого к резкому краю ДЭС. Как видно из выражения (1.36), резкий край (1.34) можно рассматривать как результат предельного перехода в (1.36) при $\mu \rightarrow +\infty$. При таком предельном переходе, согласно (1.37), частоты АКМП обращаются в нуль: $\omega_j \rightarrow 0$, т. е. существование АКМП действительно возможно лишь в двумерных системах с гладким профилем краевого обеднения.

Как уже обсуждалось выше, теми же авторами в работе [12] были исследованы АКМП в диске ДЭС радиуса R с эллиптическим профилем концентрации вида (1.16). Ими было показано, что в такой системе также существует семейство АКМП, чья дисперсия, как это следует из выражений (1.26), (1.27), в пределе слабых магнитных полей линейна по полю:

$$\omega_j \approx \frac{m\omega_c}{(l^2 + l - m^2)} = \frac{\omega_c q R}{(l^2 + l - m^2)}, \quad (1.38)$$

а в пределе сильных магнитных полей обратно ему пропорциональна:

$$\omega_j \approx \frac{m}{L_{l,m}} \times \frac{n_s e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 m^* R \omega_c} = \frac{n_s e q}{2L_{l,m} \varepsilon\varepsilon_0 B}, \quad (1.39)$$

где использовано выражение $L_{l,m}$ из (1.17), j , l и m связаны соотношением $l = 2j + m$ (напомним, что в работе [12] величина $(l - m)/2$ соответствует числу осцилляций плотности заряда в направлении вдоль радиуса диска, т. е. поперёк края ДЭС), введено эффективное волновое число $q = mR$, описывающее осцилляции вдоль периметра диска.

Для края ДЭС в виде полуплоскости подробная теория АКМП была разработана Алейнером и Глазманом [13; 14] на базе гидродинамической модели классической заряженной жидкости двумерных электронов с кулоновским взаимодействием, в которой динамика системы описывается совокупностью уравнения Эйлера и уравнения непрерывности (отражающего, в данном случае, закон сохранения заряда). Ими было показано, что в пределе сильных магнитных полей

$$\omega_c^2 \gg \frac{n_s e^2}{\varepsilon \varepsilon_0 m^* w} \quad (1.40)$$

в длинноволновом пределе $qw \ll 1$ для модельного профиля электронной концентрации на краю ДЭС

$$n(x) = \frac{2}{\pi} n_s \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{x}{w}}, \quad (1.41)$$

где ось x лежит в плоскости ДЭС таким образом, что ДЭС занимает полуплоскость $x > 0$, для магнитодисперсии АКМП можно получить аналитическое решение вида

$$\omega_j = \frac{n_s e^2 q}{2\pi \varepsilon \varepsilon_0 m^* \omega_c j} = \frac{n_s e q}{2\pi \varepsilon \varepsilon_0 B j}. \quad (1.42)$$

Для мод с большими номерами j поправки к закону дисперсии (1.42), вызванные отличием реального профиля электронной плотности от модельного профиля (1.41), имеют порядок $1/j^2$.

Силы осциллятора АКМП в такой модели при возбуждении переменным электрическим полем поперек края ДЭС S_j^{xx} и вдоль него S_j^{yy} соответственно равны [13]:

$$S_j^{xx} \sim \frac{1}{2\varepsilon \varepsilon_0} \left(\frac{n_s e}{B} \right)^2 \times \begin{cases} \pi^2 \frac{1}{|\ln(qw)|}, & j=0, \\ 2\pi^2 \frac{1}{|\ln(qw)|^2 j}, & j \geq 1, \end{cases} \quad (1.43)$$

$$S_j^{yy} \sim \frac{1}{2\varepsilon \varepsilon_0} \left(\frac{n_s e}{B} \right)^2 \times \begin{cases} |\ln(qw)|, & j=0, \\ \frac{2}{|\ln(qw)|^2 j^3}, & j \geq 1. \end{cases} \quad (1.44)$$

Выражение для $j = 0$ соответствует обычным КМП модам. С практической точки зрения важно отметить, что поскольку ширина краевой области ДЭС w в обычных экспериментах существенно меньше геометрических размеров образца, определяющих q , то почти всегда реализуется случай $qw \ll 1$. В таком

случае $|\ln(qw)| > 1$, и из формул (1.43), (1.44) следует, что АКМП являются существенно более слабыми модами, чем фундаментальная КМП-мода, причём сила осциллятора быстро падает с увеличением номера моды. С физической точки зрения это является проявлением мультипольной природы АКМП, существенно затрудняющей их возбуждение и экспериментальное наблюдение. Также отсюда следует, что увеличение каким-либо способом ширины краевой области ДЭС может облегчить возбуждение и наблюдение АКМП.

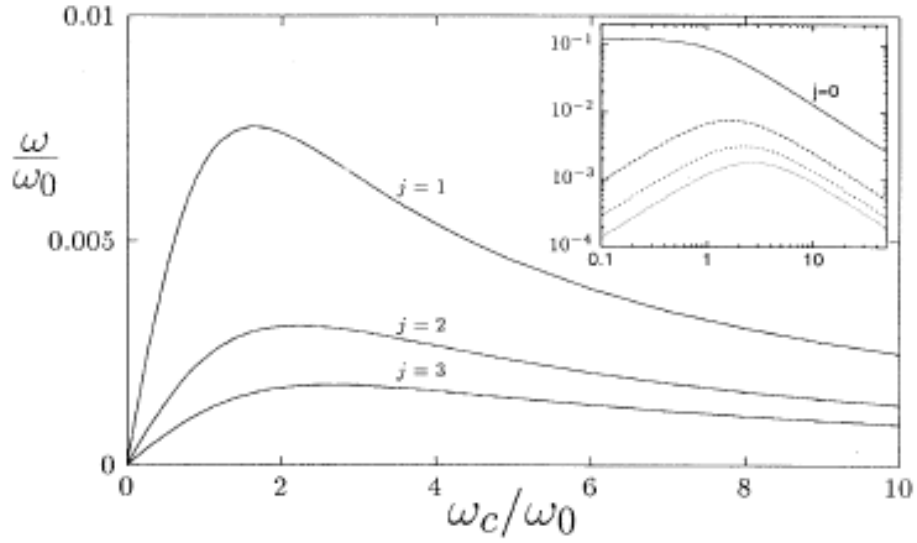


Рисунок 1.9: Зависимость частот АКМП мод с $j = 1, 2, 3$ от магнитного поля. Параметр $qa = 1/10$ (см. обозначения в тексте). На вставке приведена та же зависимость в логарифмическом масштабе, так, что КМП мода (обозначенная $j = 0$) тоже попадает на график. Из работы [14].

Теория АКМП в пределе малых магнитных полей была построена теми же авторами в работе [14] в геометрии длинной полоски шириной $2a$ с эллиптическим профилем концентрации в направлении поперек полоски:

$$n(x) = n_s \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}, \quad (1.45)$$

где $-a < x < a$ — координата в направлении поперёк полоски, в области слабых магнитных полей, удовлетворяющих условию

$$\omega_c^2 \ll \frac{n_s e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 m^* a}, \quad (1.46)$$

ими был получен результат, что дисперсионный закон АКМП становится линейным как по волновому вектору k , так и по магнитному полю, и приобретает вид

$$\omega_j = \alpha_j \omega_c q a, \quad (1.47)$$

где α_j — малый численный коэффициент, убывающий при больших j как $1/j^2$. Для примера приведем несколько первых значений α_j из работы [14]: $\alpha_1 = 0.094$, $\alpha_2 = 0.028$, $\alpha_3 = 0.014$. Из этих результатов следует, что в малых магнитных полях частота АКМП растёт, а в больших — убывает с ростом магнитного поля. Таким образом, магнитодисперсия АКМП должна иметь максимум частоты в зависимости от магнитного поля (рис. 1.9).

Теоретические результаты Алейнера и Глазмана [13; 14] (1.47, 1.42) с одной стороны, и Назина и Шикина [11; 12] (1.37, 1.39) с другой очень хорошо согласуются между собой. Так, в области слабых магнитных полей, магнитодисперсия в обеих теориях имеет вид

$$\omega_j = \alpha_j \omega_c q w, \quad (1.48)$$

где эффективная ширина края $w = d/\mu$ для выражения (1.37) и $w = a$ для (1.47), а α_j в обоих случаях убывает как $1/j^2$. В области сильных полей нетрудно заметить, что обе теории дают следующий результат:

$$\omega_j \sim \frac{n_s e q}{\varepsilon \varepsilon_0 B}, \quad (1.49)$$

с точностью до безразмерного коэффициента пропорциональности, равного $1/2\pi j$ для модели Алейнера, и $1/2L_{l,m}$ для модели Назина и Шикина [12].

Важным обстоятельством, ограничивающим буквальную применимость классической модели Алейнера, является то, что сильные в смысле условия (1.40) магнитные поля в типичных экспериментальных условиях являются также и квантующими. Как обсуждалось выше, в условиях целочисленного квантового эффекта Холла профиль электронной плотности на краю ДЭС за счёт электростатического взаимодействия приобретает сложную структуру [62], состоящую из чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок.

Элементы теории АКМП в условиях ЦКЭХ приведены в первопроходческих работах Волкова и Михайлова [10; 71] для случая резкого края полубесконечной

ДЭС. В данных работах получен важнейший качественный теоретический результат для АКМП в режиме ЦКЭХ: количество ветвей АКМП, существующих в системе, конечно, и на единицу меньше числа (полностью либо частично заполненных) уровней Ландау в объеме образца, а дисперсия магнитоплазмонов подчиняется закону (1.33), причём

$$V_j < s_j < V_{j+1}, \quad j = 1, 2, \dots, N_{max}, \quad (1.50)$$

где V_j - скорость Ферми в краевом канале с номером j (нумерация каналов соответствует нумерации уровней Ландау, N_{max} — номер наивысшего заполненного уровня Ландау). В указанном обзоре [71] приводится оценка $V_j \sim \omega_c/k_F$, т. е. частота АКМП в такой модели должна расти линейно с магнитным полем.

Вместе с тем, применять количественные результаты работ [10; 71] нужно с некоторой осторожностью, так как они требуют одновременного выполнения двух противоположных по смыслу условий. С одной стороны, в модели [10] предполагается, что профиль краевого обеднения системы является резким. С другой стороны, теория [10; 71] выведена для режима ЦКЭХ, т. е. требует квантовых магнитных полей, но тогда для реальных ДЭС заведомо выполняется условие $l_B \ll w$, и край системы должен считаться мягким.

Из-за мультипольной природы АКМП попытки пронаблюдать и исследовать их сталкивались со значительными трудностями. В эксперименте АКМП наблюдались и исследовались в системе заряженных ионов на поверхности жидкого гелия [72; 73] (рис. 1.10). В вырожденных ДЭС в полупроводниковых гетероструктурах ранее было известно лишь две работы, посвященные экспериментальному наблюдению АКМП [15; 16]. В работе [15] АКМП исследовались косвенным методом при помощи времяразрешенного детектирования короткого импульса, распространяющегося вдоль края ДЭС. По расщеплению исходного импульса на ряд компонент с различными групповыми скоростями делался вывод о количестве и дисперсии краевых мод в системе, однако такая интерпретация результатов эксперимента не отличается однозначностью трактовки. В работе [16] была предпринята попытка спектроскопии АКМП в дисках при помощи методики оптического детектирования микроволнового поглощения в ДЭС [74–76] в образце с достаточно резким профилем краевого обеднения. При

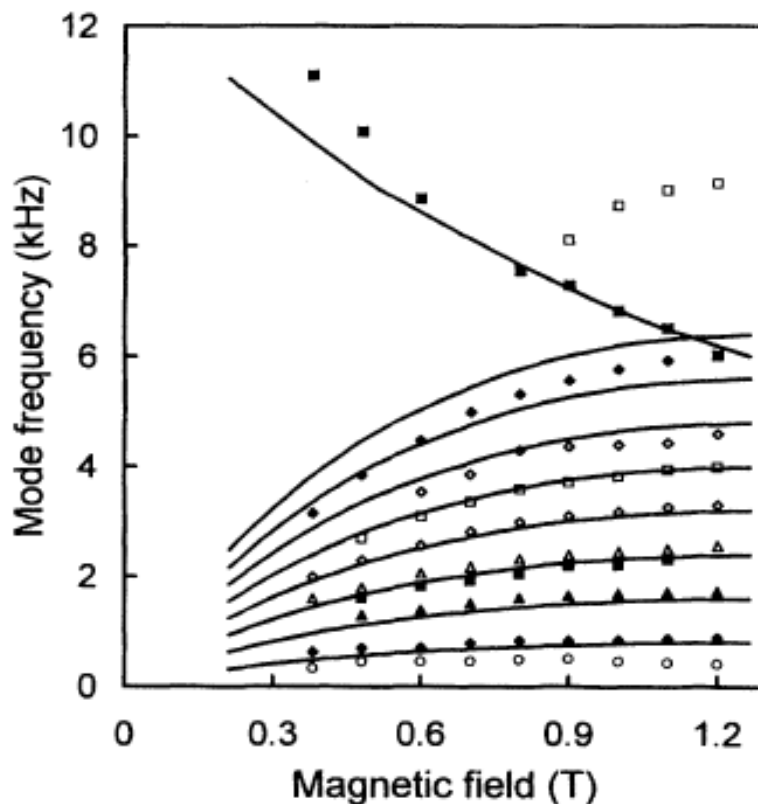


Рисунок 1.10: Магнитодисперсия АКМП мод и КМП моды в аксиально-симметричной ДЭС на поверхности жидкого гелия. Радиус ячейки 12.34 мм, электронная плотность $n_s = 8.8 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Сплошные кривые в нижней части рисунка соответствуют теории [11] для нескольких первых АКМП мод. Сплошная кривая в верхней части рисунка — теоретическая магнитодисперсия обычного краевого магнитоплазмона. Из работы [72].

этом удалось пронаблюдать АКМП лишь вблизи целочисленных факторов заполнения, что оставляет открытым вопрос об их магнитодисперсии в широком диапазоне магнитных полей.

Отсутствие надёжных данных оставляет вопрос о свойствах АКМП в двумерных электронных системах в полупроводниковых структурах открытым и требующим продолжения экспериментальных исследований. Вместе с тем, исследование АКМП в режиме ЦКЭХ представляет значительный интерес с фундаментальной точки зрения как инструмент для исследования краевых состояний ДЭС в режиме квантового эффекта Холла и их взаимодействия друг с другом.

1.5 Плазмонные поляритоны в двумерных электронных системах

Закон дисперсии двумерных плазмонов (1.9) был получен в простом электростатическом приближении. Вместе с тем, из формулы (1.9) следует, что в длинноволновом пределе $q \rightarrow 0$ как фазовая $v_{ph} = \omega/q$, так и групповая $v_{gr} = \partial\omega/\partial q$ скорости двумерного плазмона неограниченно растут, приближаясь к и превосходя значение, равное скорости света c . Этот результат говорит о том, что в длинноволновом пределе закон дисперсии (1.9) более не является справедливым, и для корректного определения закона дисперсии двумерных плазмонов необходим учёт эффектов запаздывания. Влияние эффектов запаздывания на свойства двумерных плазмонов можно представить как процесс гибридизации плазмонов со светом, т. е. проявление поляритонных эффектов для двумерных плазмонов.

Впервые влияние электродинамических эффектов на закон дисперсии двумерных плазмонов было описано Штерном [38], который получил следующее дисперсионное соотношение, учитывающее поляритонные эффекты:

$$q^2 = \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2} + \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 m^* \omega^2}{n_s e^2} \right)^2. \quad (1.51)$$

Это соотношение записано в предположении, что ДЭС со всех сторон окружена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε , занимающим всё пространство.

Экспериментально поляритонные эффекты запаздывания исследовались И. В. Кукушкиным с соавторами [17] для плазменных возбуждений в дисках ДЭС. Ими исследовалась магнитодисперсия плазменных возбуждений в дисках миллиметрового размера в зависимости от так называемого параметра запаздывания A , являющегося функцией волнового числа q и равного отношению частоты плазмона, вычисленной по формуле (1.9) к частоте света ω_{ph} с тем же волновым числом q в среде, с диэлектрической проницаемостью, равной диэлектрической

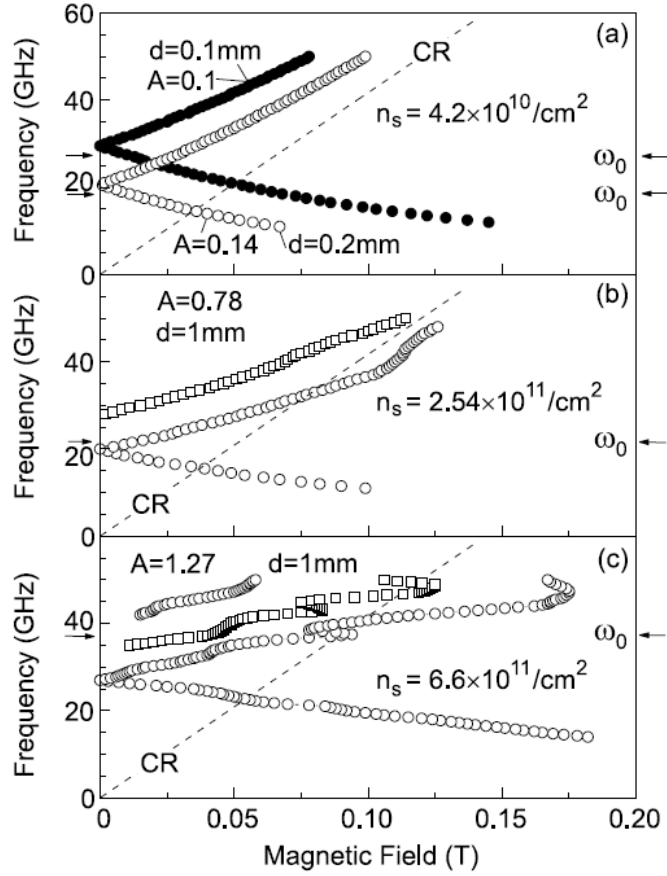


Рисунок 1.11: Магнитодисперсии плазменных мод в диске диаметром $d = 1$ мм для различных значений электронной плотности n_s и параметра запаздывания A . Штриховой линией показана магнитодисперсия циклотронного резонанса (CR). Стрелочки указывают значения плазменной частоты фундаментальной моды, вычисленные согласно формуле (1.9) для волнового числа $q = 2.4/d$. Из работы [17].

проницаемости подложки образца:

$$A = \frac{\omega_p}{\omega_{ph}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 q}{2 \varepsilon^* \varepsilon_0 m^* c^2 q^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon}} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}. \quad (1.52)$$

При этом необходимо иметь в виду, что из эксперимента следует, что в реальных образцах волновое число q связано с диаметром d образца соотношением [17]

$$q \approx 2.4/d. \quad (1.53)$$

Это неудивительно, ведь точный вид такого соотношения должен зависеть от конкретного профиля электронной плотности на краю образца. В экспериментах [17] было показано, что при $A \ll 1$ магнитодисперсия мод в диске хорошо

описывается законом (1.21), а с увеличением параметра A возникают отклонения от этого закона магнитодисперсии (рис. 1.11):

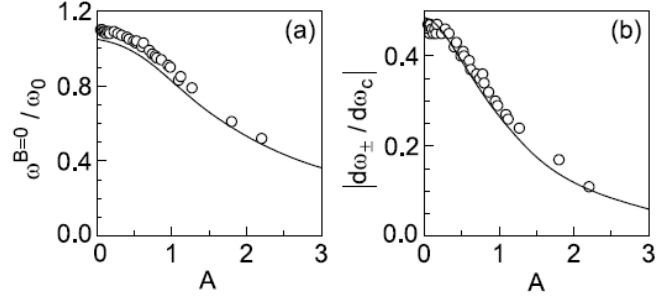


Рисунок 1.12: (а) Нормированная на теоретическое значение (1.9) плазменная частота в нулевом магнитном поле и (б) наклон $|\partial\omega^\pm/\partial\omega_c|$ ветвей магнитоплазменного резонанса при $B \rightarrow 0$ в зависимости от параметра запаздывания A . Из работы [17].

1. Происходит смягчение экспериментально измеренной плазменной частоты ω_{exper} в нулевом магнитном поле по сравнению с рассчитанной по формуле (1.9) для волнового числа $q = 2.4/d$. При $A = 2$ отношение $\omega_{\text{exper}}/\omega_p \approx 0.5$ (рис. 1.12). Элементарная теория [77] даёт выражение

$$\omega_{\text{exper}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad (1.54)$$

что хорошо согласуется с результатами экспериментов [17; 77].

2. Происходит уменьшение наклона ветвей магнитодисперсии в нулевом магнитном поле. Согласно теории (1.21) при $B \rightarrow 0$ наклон $\partial\omega^\pm/\partial\omega_c = \pm 1/2$, при больших A эта величина убывает по закону, сходному с выражением (1.54), но несколько быстрее (см. рис. 1.12).
3. Наконец, при параметрах запаздывания $A \gtrsim 1$ верхняя ветвь магнитодисперсии, соответствующая объёмному магнитоплазменному возбуждению, начинает пересекать магнитодисперсию циклотронного резонанса, демонстрируя немонотонное, зигзагообразное поведение (рис. 1.11).

Различные аспекты взаимодействия света и возбуждений в среде занимают важное место в современной физике [26; 27] на протяжении многих десяти-

летий ² Выше описаны проявления эффектов запаздывания для плазмонов в ДЭС, которые можно представить себе как результат взаимодействия плазмонов с фотонными модами в неограниченном пространстве или подложке. Вместе с тем, для физических приложений крайне интересно проявление эффектов гибридизации мод при взаимодействии возбуждений среды (ДЭС) с фотонными модами в резонаторах.

Как показал Парселл [79], сила взаимодействия света с единичным осциллятором (например, атомом), помещённым в резонатор, может быть многократно увеличена за счёт изменения пространственной конфигурации электромагнитного поля (уменьшения эффективного объёма мод в резонаторе). Коэффициент такого усиления составляет

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \frac{Q}{V_{\text{eff}}}, \quad (1.55)$$

где λ — длина волны, n — показатель преломления среды, заполняющей резонатор, Q — добротность резонатора, V_{eff} — эффективный объём моды. Последний определяется как

$$V_{\text{eff}} = \int E_n(\mathbf{r}) dV, \quad (1.56)$$

где $E_n(\mathbf{r}) = |\mathbf{E}(\mathbf{r})|/\max(|\mathbf{E}(\mathbf{r})|)$ — нормированная в максимуме на единицу абсолютная величина напряжённости электрического поля моды. В случае взаимодействия с фотонной модой резонатора не единичного осциллятора, а коллективного возбуждения в среде (например, плазмона), формула (1.55) должна быть модифицирована [80; 81], но качественная картина при этом сохраняется. Благодаря возможности усиления взаимодействия света и вещества за счёт инженерии мод резонатора квантовая электродинамика резонаторов является обширной и бурно развивающейся областью современной физики (см. напр. недавний обзор [26]).

Параметром, описывающим силу взаимодействия среды с фотонными модами резонатора, являются константа связи, часто называемая частотой Раби Ω_R , равная половине величины расщепления поляритонных мод, и нормализованная константа связи $\eta = \Omega_R/\omega$, равная отношению частоты Раби к частоте

²Например, ещё последователь Демокрита Тит Лукреций Кар в 1 в. до н.э. интересовался задачей о рассеянии света на материальных объектах [78].

невозмущённых мод. Увеличение нормализованной константы взаимодействия до величин $\eta \gtrsim 0.1$ (режим ультрасильной связи) позволяет осуществлять наблюдение и исследование неадиабатических эффектов квантовой электродинамики резонатора [82—87], и поэтому имеет первостепенный физический интерес [26; 27]. Например, можно ожидать, что в режиме ультрасильной связи при быстром изменении константы связи [87] окажется возможным наблюдать аналог динамического эффекта Казимира — рождение коррелированных фотонных пар [82; 84; 88].

Существует три способа увеличить значение нормализованной константы взаимодействия: (1) увеличить силу взаимодействия мод Ω_R (частоту Раби), (2) уменьшить частоту невозмущённых мод ω , (3) увеличить количество элементарных дипольных возбуждений среды, с которыми взаимодействует электромагнитное поле резонатора. При третьем способе частота Раби масштабируется как корень из числа диполей N_{dipoles} , взаимодействующих с модой резонатора, и для неё оказывается справедливым следующее соотношение (см. напр. [89]):

$$\Omega_R = \frac{dE_{\text{vac}} \sqrt{N_{\text{dipoles}}}}{\hbar}, \quad (1.57)$$

где d — дипольный момент и E_{vac} — среднее электрическое поле, ассоциированное с флуктуациями вакуума,

$$E_{\text{vac}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\epsilon\epsilon_0 V_{\text{eff}}}}. \quad (1.58)$$

В физике твердого тела режим ультрасильной связи обычно реализуется при помощи сверхпроводящих систем (джозефсоновские атомы) [90; 91] либо межподзонных переходов в полупроводниковых наноструктурах с множественными квантовыми ямами [92—95]. В последнее время также приобретают популярность работы, выполненные на переходах между уровнями Ландау в ДЭС [22; 96—98].

Двумерные плазмоны также имеют широкую перспективу в качестве возбуждений среды в экспериментах по квантовой электродинамике резонатора, поскольку они обладают возможностью непрерывной перестройки частоты в широких пределах при изменении электронной плотности ДЭС либо при при-

ложении внешнего магнитного поля. Можно ожидать, что константой связи для плазменных волн также окажется возможным управлять при перестройке концентрации. Их частота лежит в микроволновом и субтерагерцовом частотных диапазонах, поэтому в качестве резонатора удобно применить копланарные микрорезонаторы на поверхности образца. Таким образом, исследование плазмон-поляритонных возбуждений в копланарных микрорезонаторах представляет значительный интерес для реализации режима ультрасильной связи и различных задач квантовой электродинамики резонатора.

1.6 Индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнитосопротивления двумерных электронных систем

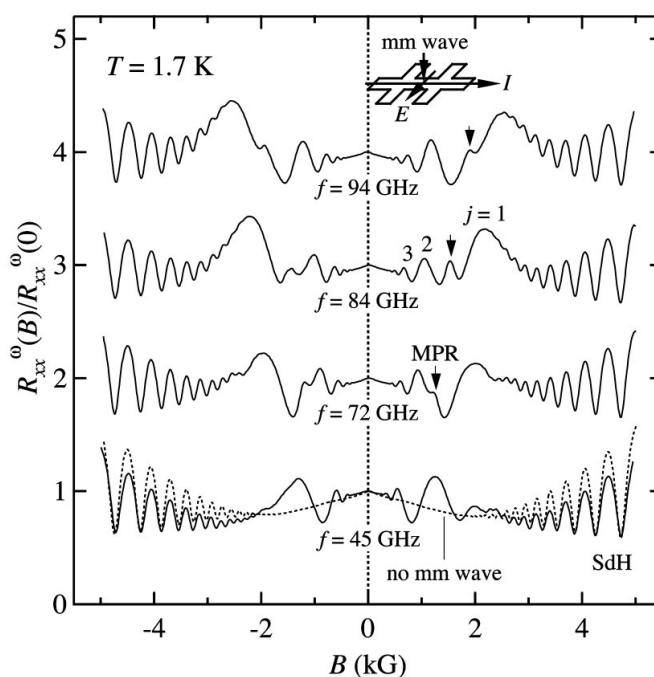


Рисунок 1.13: Нормированное магнитосопротивление, измеренное на холловских мостиках шириной 200 мкм в условиях микроволнового облучения (сплошные линии) и без такового (пунктирная линия). Частоты микроволнового облучения указаны возле соответствующих кривых, кривые сдвинуты по вертикали для наглядности. Стрелочками отмечено положение магнитоплазменного резонанса (MPR). Из работы [7].

Ещё одним интересным физическим явлением в микроволновом отклике ДЭС является явление индуцированных микроволновым излучением ос-

цилляций магнитосопротивления (англ. MRO — Microwave Induced Resistance Oscillations). Суть явления сводится к тому, что при облучении, как правило, высокоподвижных ДЭС микроволновым излучением в магнитосопротивлении $\rho_{xx}(B)$ таких ДЭС в некантованных магнитных полях возникают периодические по обратному магнитному полю осцилляции, положение максимумов и минимумов которых определяется отношением частоты возбуждающего СВЧ-излучения ω к циклотронной частоте ω_c [7]

$$\epsilon = \frac{\omega}{\omega_c}. \quad (1.59)$$

Величина $2\pi\epsilon$ играет роль «фазы» осцилляций. Осцилляции MRO качественно отличаются от осцилляций типа Шубникова – де Гааза, для которых роль фазы играет отношение $2\pi\mu/\hbar\omega_c$. Явление MRO было впервые обнаружено Зудовым и соавторами в 2001 году [7] (рис. 1.13). С момента их открытия MRO вызывают постоянный интерес у исследователей, как явление, механизм которого до сих пор не получил вполне удовлетворительного объяснения. Дополнительный интерес к MRO подогревается тем, что в минимумах MRO могут возникать состояния с нулевым сопротивлением [99; 100] — макроскопические состояния, в которых проводимость и сопротивление образца становятся равными нулю и транспорт происходит в бездиссипативном режиме.

Как правило, MRO наблюдаются в той области магнитных полей, где осцилляции Шубникова – де Гааза ещё не разрешаются. Несмотря на то, что MRO наблюдаются на кратных гармониках циклотронного резонанса, их амплитуда в ДЭС в полупроводниковых гетероструктурах не зависит от поляризации индуцирующего СВЧ-излучения [101] (см. рис. 1.14).

За время, прошедшее с момента их открытия, MRO наблюдались при контактных измерениях сопротивления в образцах с различной геометрией: холловских мостиках [7; 99], дисках Корбино [103; 104], в квадратных образцах в геометрии ван дер Пау [100; 105], в баллистических микромостиках [102], а также в периодически модулированных в одном измерении структурах [106]. В баллистических микромостиках СВЧ-индуцированное изменение магнитосопротивления ДЭС не носит знакопеременного характера, а всегда положительно (рис. 1.15), что может указывать на отличия микроскопического механизма

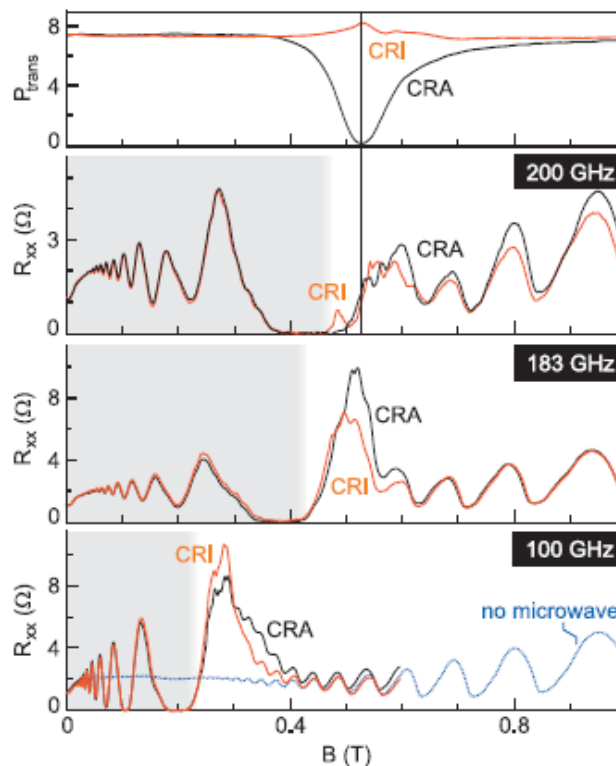


Рисунок 1.14: Сравнение магнитосопротивления ДЭС для двух циркулярных поляризации и нескольких частот микроволнового облучения (CRI — «cyclotron resonance inactive», красные кривые; CRA — «cyclotron resonance absorption», чёрные кривые). Синяя кривая на нижнем графике — магнитосопротивление системы в отсутствие микроволнового облучения. На верхнем графике для сравнения приведено микроволновое пропускание образца, виден один резонансный минимум в CRA поляризации, соответствующий возбуждению циклотронного резонанса. Из работы [101].

возникновения MIRO в таких образцах от механизма, работающего в образцах большего размера [102].

В подавляющем большинстве экспериментов MIRO изучались в высокоподвижных структурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As, однако недавно сообщалось об обнаружении MIRO в гетероструктурах Si/SiGe [109], ZnO/MgZnO [110–112] и двумерных электронных системах на поверхности жидкого гелия [107; 108]. В ДЭС на основе гетероструктур ZnO/MgZnO MIRO демонстрирует удивительные свойства: в таких структурах оказывается возможным наблюдать MIRO уже при подвижности $\mu = 10000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, при этом при уменьшении электронной плотности в образце MIRO исчезают, несмотря на происходящее при этом увеличение подвижности. Наблюдение MIRO в системах на поверхности жидкого гелия, подчиняющихся классической статистике (рис. 1.16), может означать, что и ме-

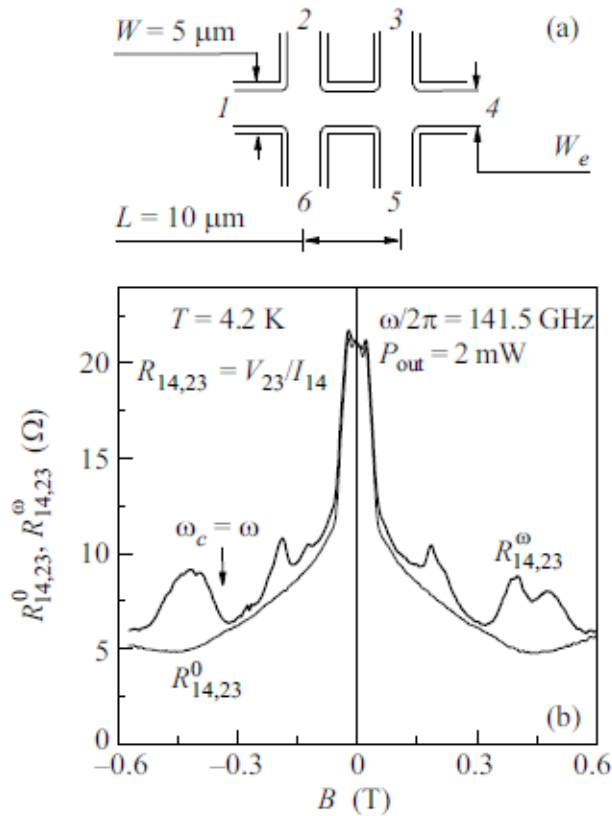


Рисунок 1.15: (а) Схема образца баллистического микромостика с каналом длиной 10 мкм и шириной 5 мкм. Цифрами указаны номера контактов. (б) Магнитосопротивление баллистического микромостика в зависимости от магнитного поля в присутствии (жирная кривая) и в отсутствие (тонкая кривая) микроволнового облучения образца частотой 141.5 ГГц. Стрелкой указано положение циклотронного резонанса. Видно, что изменение сопротивления под действием микроволнового облучения в баллистическом микромостике всегда положительно. Из работы [102].

ханизм возникновения MIRO имеет чисто классический характер. Следует отметить, что в двумерных системах на поверхности жидкого гелия, в отличие от ДЭС в полупроводниковых гетероструктурах, MIRO оказываются чувствительными к знаку циркулярной поляризации возбуждающего СВЧ-излучения [108] (рис. 1.17).

Аналогичные MIRO осцилляции наблюдались в магнитозависимостях фототока и фотонапряжения [113–115], а также ёмкости [116]. Наблюдение СВЧ-индуцированных осцилляций ёмкости, как предполагается [116], служит весомым аргументом в пользу того, что функция распределения электронов по энергии в режиме MIRO имеет осциллирующий характер. Было сделано предсказание о существовании СВЧ-индуцированных осцилляций сжимаемости [117].

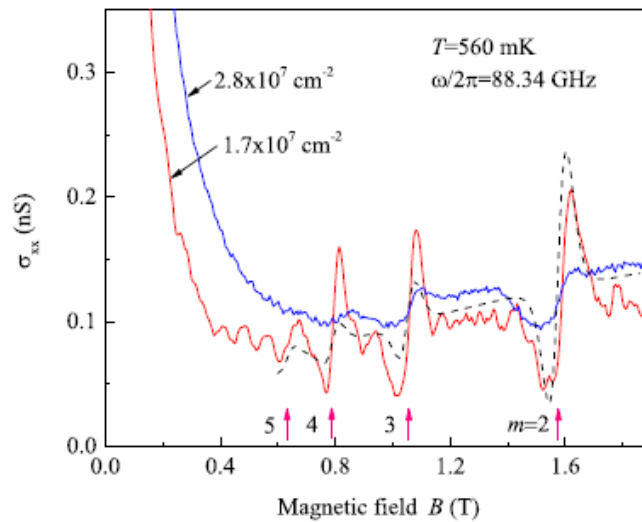


Рисунок 1.16: Проводимость двумерной электронной системы на поверхности жидкого гелия в присутствии микроволнового облучения, измеренная в геометрии Корбино, в зависимости от магнитного поля для двух значений плотности двумерных электронов. Стрелками отмечены целочисленные значения параметра ω/ω_c . Видны ярко выраженные $1/B$ -периодические особенности, соответствующие возникновению MIRO. Из работы [107].

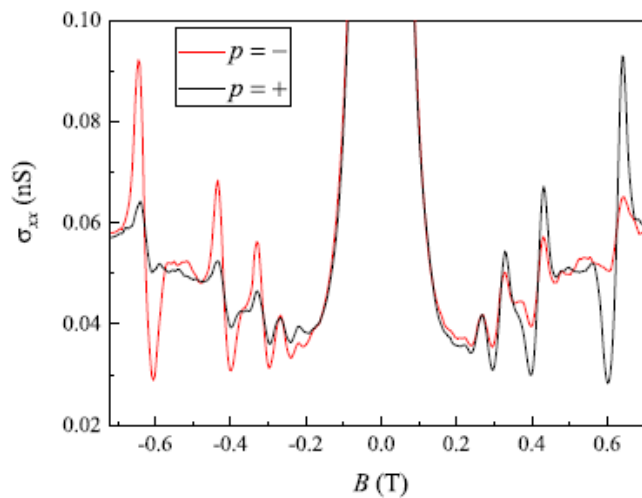


Рисунок 1.17: Проводимость двумерной электронной системы на поверхности жидкого гелия в присутствии микроволнового облучения, измеренная в геометрии Корбино, в зависимости от магнитного поля для двух циркулярных поляризаций микроволнового облучения. Видно, что смена знака магнитного поля приводит к изменению предпочтительной для возбуждения MIRO поляризации. Из работы [108].

Положения максимумов ϵ^+ и минимумов ϵ^- MIRO обычно примерно симметрично отстоят от кратных гармоник циклотронного резонанса на некоторую

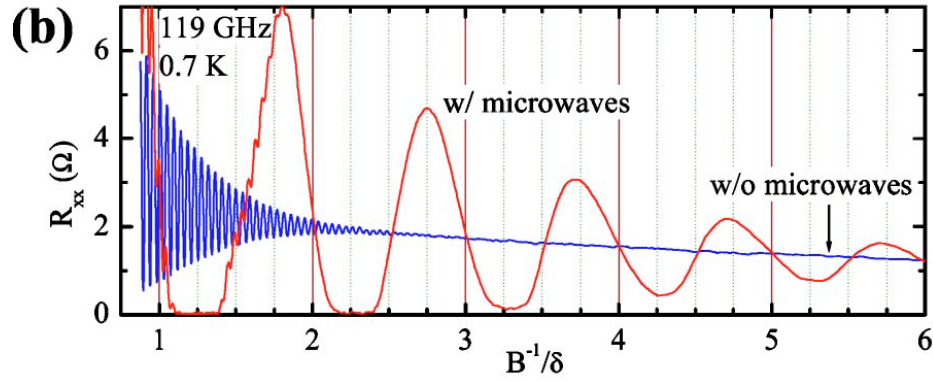


Рисунок 1.18: Зависимость магнитосопротивления ДЭС в условиях микроволнового облучения (красная кривая) и без него (синяя кривая) от величины «фазы» МИРО $B^{-1}/\delta = \epsilon = \omega/\omega_c$, где $\delta = e/\omega m^*$ — период осцилляций по обратному магнитному полю. Видно, что нули МИРО (точки пересечения красной и синей кривых) приходятся на полуцелые и целые значения ϵ , а экстремумы сдвинуты относительно нулей на $1/4$. Из работы [118].

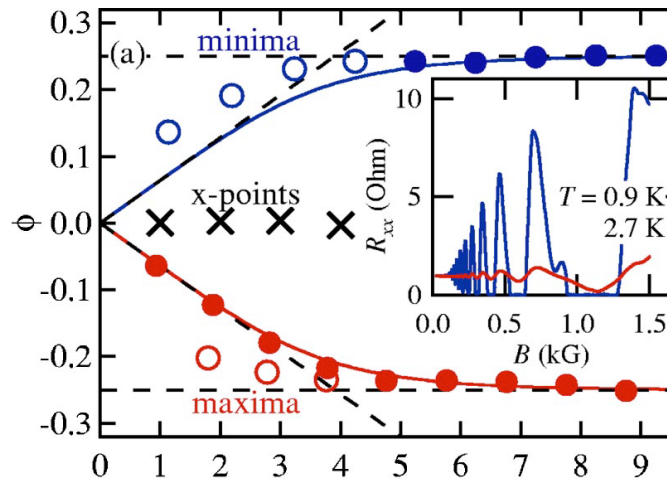


Рисунок 1.19: «Фазы» минимумов (синие символы), максимумов (красные символы) и нулей (чёрные символы) МИРО в зависимости от номера осцилляции. Видно, что для особенностей с малыми номерами существует отклонение от эмпирической закономерности $\epsilon^\pm = n \mp 1/4$. На вставке приведены зависимости магнитосопротивления ДЭС от магнитного поля в условиях микроволнового облучения (красная кривая) и без него (синяя кривая). Из работы [119].

величину φ :

$$\frac{\omega}{\omega_c} = \epsilon^\pm \approx n \mp \varphi. \quad (1.60)$$

Для гармоник МИРО с большими номерами ($\epsilon \gg 2$) в эксперименте обычно наблюдается $\varphi = 1/4$ [99; 118; 120] (рис. 1.18). Также сообщалось, что макси-

мумы и минимумы MIRO низших порядков в некоторых случаях лежат ближе к точному положению гармоник циклотронного резонанса [119; 121–124] (см. график «фазы» особенностей MIRO на рис. 1.19). Предполагается [117; 119; 121; 125], что такие отклонения максимумов и минимумов первых осцилляций MIRO возникает в условиях, когда расстояние по энергии между соседними уровнями Ландау больше, чем ширина уровней. Также следует отметить, что, фазовый сдвиг экстремумов MIRO φ сильно уменьшается с ростом мощности возбуждающего СВЧ-излучения [126]. При достаточно низких мощностях возбуждающего СВЧ-излучения в малых магнитных полях осцилляции в диагональном магнитосопротивлении ρ_{xx} хорошо описываются следующим феноменологическим выражением [127]

$$\delta\rho_{xx} = -A\epsilon \sin(2\pi\epsilon) \exp(-2\pi/\omega_c\tau_q), \quad (1.61)$$

где τ_q — полное квантовое время жизни, A - префактор, зависящий, например, от мощности возбуждающего MIRO СВЧ-облучения и температуры.

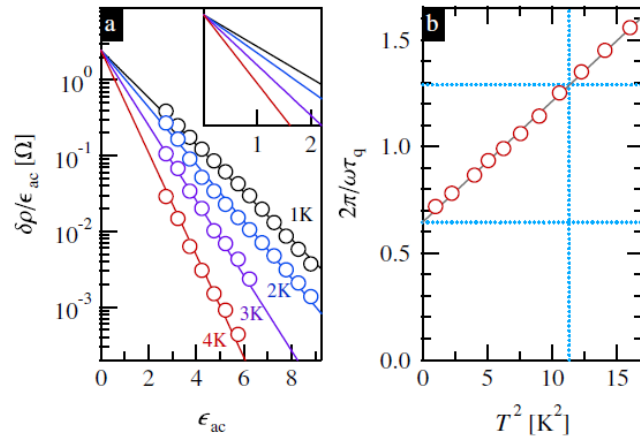


Рисунок 1.20: (а) Зависимость нормированной на «фазу» амплитуды MIRO $\delta\rho_{xx}/\epsilon$ от параметра «фазы» осцилляций для нескольких значений температуры образца. Прямые линии - подгонка экспериментальных точек согласно зависимости $\exp(-2\pi/\omega_c\tau_q)$, следующей из (1.61). (б) Нормированная квантовая частота рассеяния $2\pi/\omega_c\tau_q$ в зависимости от квадрата температуры. Общий результат соответствует зависимости вида $\delta\rho_{xx} \sim \exp(-\alpha T^2)$. Из работы [128].

Амплитуда MIRO сильно зависит от температуры. Как правило, MIRO наблюдаются в диапазоне температур $T \sim 0.5 - 1.6$ К, а при температуре 4.2 К MIRO практически полностью исчезают (см. напр. [127]). Зависимость MIRO

от температуры исследовалась в работах [121; 122; 128; 129], для интерпретации результатов экспериментов авторы работ [121; 128; 129] опирались на выражение (1.61) для формы MIRO или сходные с ним выражения для $\delta\rho_{xx}$. Предполагалось, что температура входит в выражение (1.61) в основном через квантовое время жизни τ_q , которое зависит от температуры вследствие уширения уровней Ландау, вызванного электрон-электронным взаимодействием [130–132], а также через префактор A . Точный характер зависимости ρ_{xx} от температуры имеет сложный вид, и, по-видимому [127], зависит от свойств случайного потенциала, определяющего рассеяние электронов в ДЭС, т. е. от свойств конкретного образца. Хатке [128] экспериментально обнаружил, что основной вклад температуры в (1.61) имеет вид $\exp(-\alpha T^2)$ (рис. 1.20).

Зависимость амплитуды MIRO от мощности возбуждающего СВЧ-облучения исследовалась в работах [100; 113; 133–135]. В этих работах были получены противоречащие друг другу [127] результаты, которые можно согласовать между собой, предположив, что при малых мощностях возбуждающего СВЧ-излучения P амплитуда MIRO зависит от P линейным образом: $A \sim P$ [100; 133], а при увеличении мощности эта зависимость насыщается и принимает вид $A \sim \sqrt{P}$ [113; 134; 135], сопровождаясь сильным уменьшением «фаз» φ^\pm , описывающих положение экстремумов осцилляций магнитосопротивления. При повышении мощности СВЧ-облучения до некоторой величины рост амплитуды MIRO формально мог бы приводить к тому, что в минимумах MIRO абсолютная величина диагональной компоненты тензора магнитосопротивления ρ_{xx} становилась отрицательной. В эксперименте вместо этого ДЭС переходит в состояние с нулевым сопротивлением [99; 100]. Состояния с нулевым сопротивлением, возникающие в минимумах MIRO, как макроскопическое явление бездиссипативного транспорта в образце, привлекают огромное внимание исследователей к вопросу о природе и механизме MIRO. Предполагается, что состояния с нулевым сопротивлением могут объясняться неустойчивостью состояний с отрицательным сопротивлением и возникновением вследствие этого в образце доменной структуры, состоящей из областей с фиксированными значениями электрического поля и плотности холловского тока, компенсирующими друг друга в макроскопическом масштабе [136; 137]. В настоящий момент в эксперименте получено косвенное подтверждение того, что состояния с нулевым сопро-

тивлением действительно сопровождаются возникновением в образце доменной структуры — наблюдался т. н. «телеграфный» шум в сигнале фото-ЭДС [137; 138], предположительно связанный с переключением между двумя различными доменными структурами.

На сегодняшний день предпринято несколько попыток теоретического описания механизма MIRO, использующих различные физические подходы к задаче. В большинстве теоретических работ рассматриваются два механизма возникновения MIRO. Первый механизм описывает не прямые оптические переходы между уровнями Ландау, сопровождающиеся рассеянием на примеси [139—142] (SAD — scattering-assisted displacement, перемещение при помощи рассеяния). В таком процессе в зависимости от значения параметра ω/ω_c происходит тунеллирование электрона либо в направлении вектора электрического поля в образце, либо противоположно ему. Подробная библиография ранних работ по этому механизму возникновения MIRO имеется в обзоре [143]. Вторым механизмом основан на введении неравновесной функции распределения двумерных электронов, возникающей под действием СВЧ-облучения [125; 144—147] (NEDF — non-equilibrium distribution function, неравновесная функция распределения). Одно из важных преимуществ данного механизма — возможность объяснения [148; 149] наблюдавшихся в некоторых экспериментах [150—152] дробных особенностей MIRO в рамках однофотонного поглощения, тогда как в рамках теории не прямых переходов дробные MIRO могут быть объяснены только за счет многофотонных процессов. Оба этих механизма возникновения MIRO предполагают объёмную природу явления и являются существенно квантовыми (например, в силу того, что опираются на квантование Ландау). В поддержку NEDF-механизма MIRO говорит, например, обнаружение СВЧ-индуцированных осцилляций ёмкости [116], которое не удаётся объяснить в рамках альтернативных теорий. Подробный обзор объёмных механизмов возникновения MIRO читатель может найти в [127].

Вместе с тем, экспериментальные исследования MIRO выявили ряд необычных свойств, противоречащих этим двум теориям. До настоящего момента среди специалистов не достигнуто консенсуса относительно природы MIRO (см. напр. полемическую переписку [153; 154]). Перечислим кратко основные разногласия, следуя работе [154—156]:

1. В эксперименте [101] по исследованию микроволновой фотопроводимости и поглощения ДЭС при различных циркулярных поляризациях СВЧ-облучения было обнаружено, что явление MIRO нечувствительно к знаку циркулярной поляризации возбуждающего СВЧ-облучения. В той же работе было показано, что поглощение мощности возбуждающего СВЧ-облучения наблюдается только при одном знаке циркулярной поляризации, и не коррелирует с MIRO (см. рис. 1.14). Таким образом, MIRO не связаны с разогревом системы за счет резонансного поглощения СВЧ. Этот факт хорошо согласуется с известными измерениями Василиаду [157], в которых исследовался СВЧ-отклик ДЭС с меньшей подвижностью $\mu \approx 1 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, и вместо MIRO наблюдался лишь слабый пик магнитосопротивления, связанный с разогревом ДЭС за счет резонансного возбуждения магнитоплазменных колебаний. Столь различное поведение осцилляций магнитосопротивления по сравнению с микроволновым поглощением (объёмным эффектом) может свидетельствовать о том, что в действительности они имеют не объёмную природу, а связаны с наличием у образца каких-либо выделенных областей, существенно отличающихся по своим свойствам от объёма (например, края, приконтактные области, области вблизи границ металлизации образца).

Вопрос о независимости MIRO от знака циркулярной поляризации частично обсуждался Ганичевым с соавторами в работе [158]. Ими было указано на необходимость учёта экранирования в ДЭС и множественных переотражений возбуждающей электромагнитной волны от границ подложки, работающей как резонатор Фабри-Перо. В такой ситуации, согласно [158], отношение амплитуд одинаковых гармоник MIRO для двух разных циркулярных поляризаций возбуждающего СВЧ-излучения (обычно обозначаемых как CRI — cyclotron resonance inactive и CRA — cyclotron resonance active) должно составлять

$$\frac{A_{\epsilon}^{\text{CRA}}}{A_{\epsilon}^{\text{CRI}}} = \frac{(1 + \omega_c/\omega)^2 + \Gamma^2}{(1 - \omega_c/\omega)^2 + \Gamma^2}, \quad (1.62)$$

где $\Gamma = e^2 n_s / 2\omega \epsilon_0 m^* c$ — безразмерная величина, характеризующая излучательное уширение линии циклотронного резонанса. При $\Gamma \sim 1$ отноше-

ние $\frac{A_{\epsilon}^{\text{CRA}}}{A_{\epsilon}^{\text{CRT}}} \rightarrow 1$ уже при $\omega/\omega_c \gtrsim 5$. Вместе с тем, такая теория всё ещё не дает удовлетворительного объяснения нечувствительности к знаку циркулярной поляризации первых, наиболее выраженных, гармоник MIRO.

2. Эффект MIRO наблюдается не только вблизи циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$, но и вблизи его гармоник $\omega = n\omega_c$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Вместе с тем, переходы между уровнями Ландау с различными номерами N дипольно-разрешены только при $\Delta N = \pm 1$. Поэтому гармоники с более высокими номерами могут наблюдаться только за счёт сильной неоднородности электрического поля на пространственном масштабе порядка циклотронного радиуса $r_c = m^*v_F/eB \approx 1$ мкм. Тогда в случае объёмной природы явления MIRO при возбуждении плоской волной с волновым вектором q из свободного пространства амплитуды гармоник MIRO должны убывать как [154; 159]

$$A_n \sim [n(qr_c)^{n-1}]^2. \quad (1.63)$$

Обычно в эксперименте $qr_c \sim v_F/c \lesssim 10^{-2}$ и амплитуды соседних гармоник согласно сказанному выше должны относиться как $A_{n+1}/A_n \approx 10^{-4}$. В реальных же экспериментах амплитуда гармоник убывает гораздо медленнее, приблизительно как $A_n \sim 1/n$ [127], что не вполне согласуется с предположением об объёмной природе явления. Наблюдение большого числа кратных гармоник и нечувствительность к поляризации падающего излучения имеют прямое сходство со свойствами циклотронного резонанса Азбеля-Канера в объёмных металлах [160–162], наблюдающегося когда возбуждающее СВЧ-поле проникает в образец только на глубину скин-слоя и за счёт этого сильно неоднородно на размере циклотронной орбиты. Эти свойства позволяют предполагать, что природа MIRO может иметь не объёмное происхождение, а быть связана с областями вблизи контактов или границ металлизации, где электрическое поле становится локально сильно неоднородным.

3. Известно, что в образцах конечного размера несмещённый циклотронный резонанс обычно не наблюдается из-за деполяризационного плазменного

сдвига ω_p , смещающего частоту циклотронного резонанса [157; 163]:

$$\omega_c^2 \rightarrow \omega_c^2 + \omega_p^2. \quad (1.64)$$

В типичных экспериментах по наблюдению MIRO $\omega_p \gtrsim \omega_c$, однако наблюдаемые MIRO-особенности не демонстрируют никаких признаков плазменного сдвига (который, в частности, должен был бы приводить к зависимости их положения от размеров образца и электронной плотности).

4. Оба теоретических механизма не объясняют количественно величину амплитуды MIRO. И SAD, и NEDF теории приводят к выражению

$$\delta\rho_{xx} = -A\epsilon \sin(2\pi\epsilon) \exp(-2\pi/\omega_c\tau_q), \quad (1.65)$$

в котором префактор A зависит от напряженности высокочастотного электрического поля E_ω через малый параметр \mathcal{P}_ω [125; 127]

$$A \sim \mathcal{P}_\omega = \frac{\tau_{in}}{\tau_{tr}} \left(\frac{eE_\omega v_F}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_c^2 + \omega^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2}, \quad (1.66)$$

где τ_{tr} и τ_{in} — транспортное и неупругое времена рассеяния. Численные расчёты [154] показывают, что при типичных значениях плотности мощности $P \approx 10$ мВт/см² множитель (1.66) мал ($\mathcal{P}_\omega \approx 4 \times 10^{-3}$), и хорошее согласие теории с экспериментом возникает лишь при введении подгоночных множителей, соответствующих искусственному увеличению мощности СВЧ-облучения на два-три порядка [154].

Указанные противоречия обсуждавшихся выше теорий и эксперимента побуждают исследователей выдвигать всё новые и новые альтернативные подходы к объяснению MIRO. Большинство альтернативных теорий не считают MIRO объёмным эффектом, а связывают их происхождение с краями образца, приконтактными областями либо краями металлизации (например, затворов) — т. е. теми областями образца, в которых возбуждающее СВЧ-поле является сильным и сильно неоднородным. Следует обратить внимание, что большинство этих теорий опираются на классические подходы к описанию MIRO, поскольку из феноменологии (основанной на соизмеримости циклотронной частоты с

частотой внешнего СВЧ-облучения) не следует именно квантовый характер явления. Важнейшими альтернативными теориями являются следующие:

1. Теория А. Д. и Д. Л. Шепелянских [164; 165], основанная на применении методов теории динамических систем (стандартное отображение Чирикова и т. п.) для анализа квазиклассической динамики электронов в магнитном поле под действием переменного СВЧ электрического поля вблизи края ДЭС при больших факторах заполнения уровней Ландау. Авторами работы [164] было показано, что СВЧ-облучение при определенных условиях может стабилизировать движение электронов вдоль края образца и предотвратить их рассеяние в объем, причем условия такого "квазибаллистического" режима периодически зависят от отношения ω/ω_c .
2. Теория Михайлова [155; 156], предполагающая, что MIRO возникают в узких областях вблизи края контактов либо металлических затворов, которые работают как антенны, создавая области сильного и сильно неоднородного СВЧ электрического поля. В такой ситуации электроны в двумерной плазме испытывают действие пондеромоторных сил $\mathbf{F}_{\text{pm}} \sim \sigma''_{xx}(\omega, q) \nabla (E^2(\mathbf{r}, t))$, направление которых относительно края образца осциллирует вместе с мнимой частью диагональной компоненты тензора проводимости ДЭС

$$\sigma''_{xx} \sim - \sum_k \alpha_k \frac{\omega - k\omega_c}{(\omega - k\omega_c)^2 + \gamma^2}, \quad (1.67)$$

приводя к периодическим по ω/ω_c изменениям измеряемого в эксперименте сопротивления образца. В этой связи необходимо отметить эксперимент [115], в котором показано, что изгиб зон вблизи контактов к двумерной электронной системе может вносить преобладающий вклад в амплитуду MIRO. На сегодняшний день теория [155; 156] является одной из наиболее полных и непротиворечивых теорий MIRO.

3. Теория Бельтюкова и Дьяконова [166], предполагающая, что MIRO является проявлением классических «эффектов памяти» при последовательных повторных столкновениях электрона с одним и тем же центром рассеяния.

4. Теория А. Д. и Д. Л. Шепелянских [167], которые, рассматривая квазиклассически задачу о взаимодействии локального центра рассеяния (примеси) и двумерного электронного газа в условиях внешнего циркулярно поляризованного микроволнового излучения, показали, что в режиме, когда эффективный радиус примеси $r_d > l_B$, а плотность двумерных электронов достаточна для выполнения условия $E_F \gg \hbar\omega_c$, вблизи примеси под действием СВЧ электрического поля может возникать вращающийся вихрь зарядовой плотности, экранирующий внешнее поле. При таком экранировании вблизи примеси полное электрическое поле может становиться сильно неоднородным на масштабах, меньших циклотронного радиуса, что делает ситуацию аналогичной циклотронному резонансу Азбеля-Канера [160; 161] в объёмных металлах, нивелируя зависимость от знака циркулярной поляризации внешнего СВЧ излучения, и приводя к возникновению гармоник. Эта теория представляет первостепенный физический интерес наравне с теорией Михайлова.

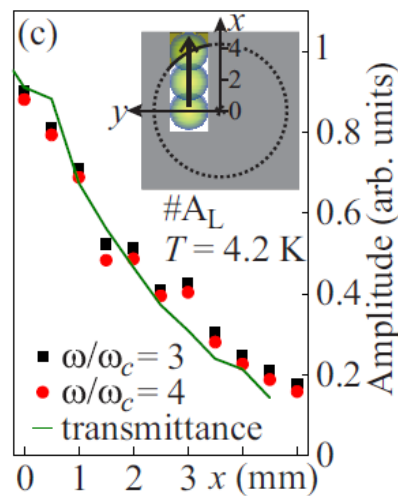


Рисунок 1.21: Зависимость амплитуды 3-ей и 4-ой гармоник MRO в диске Корбино от координаты пятна облучения при его движении к краю образца. На вставке показана схема эксперимента. Из работы [158].

В рамках дискуссии о том, имеют ли MRO объёмное, краевое или приконтактное происхождение, следует отметить уже упоминавшуюся работу Ганичева и соавторов [158]. В частности, в этой работе исследовались MRO в диске Корбино при локальном облучении его на частотах $F = 0.69$ и 1.63 ГГц в пятне диаметром 3.4 мм, меньшим радиуса образца 4.25 мм (рис. 1.21). В этой работе

было показано, что при движении пятна облучения от центра к краю образца и прохождении им края амплитуда MIRO постепенно уменьшается (рис. 1.21). Такой эксперимент свидетельствует о наличии объёмного вклада в образование MIRO, но, вместе с тем, его трактовка, предложенная авторами [158], не является вполне однозначной. Так, диаметр пятна облучения практически равен радиусу образца, что означает, что края образца и центрального контакта Корбино находятся в непосредственной близости от пятна облучения, и изменение амплитуды MIRO при перемещении пятна облучения может быть связано именно с его движением относительно этих краёв и лучшим или худшим их взаимодействием с пятном облучения. Также следует отметить, что в эксперименте использовалась металлическая диафрагма, расположенная на расстоянии 1 мм от образца и закрывающая его часть. Во-первых, при возможном попадании пятна облучения на край этой диафрагмы возможна дифракция, приводящая к засветке краёв образца. Во-вторых, такая диафрагма сама может играть роль мтеллической антенны, создавая вокруг себя сильно неоднородное СВЧ поле. Таким образом, к трактовке результатов эксперимента [158] следует подходить с осторожностью.

Несмотря на ряд экспериментов [116; 158], указывающих, что объёмные механизмы должны давать свой вклад в возникновение MIRO, до сих пор нет оснований считать, что физическая природа MIRO вполне ясна. Более того, до настоящего момента остаётся открытым вопрос о роли краевых и приконтактных областей для возникновения MIRO. Поэтому необходимо дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование MIRO.

Глава 2

Экспериментальные методики и образцы

2.1 Структуры

В экспериментах использовались образцы, изготовленные из высокоподвижных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Для изготовления образцов использовались структуры с электронной плотностью от $n_s = 1.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью от $\mu = 4 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ до $15 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при температуре $T = 1.6 \text{ К}$ соответственно.

Таблица 2.1: Карта роста экспериментальных гетероструктур.

Номер слоя	Назначение	Материал	Толщина
1	верхний защитный слой	GaAs	150 Å
2	барьер	Al _x Ga _{1-x} As	3000 Å
3	слой легирования	GaAs + δ-слой Si в центре	22.6 Å
4	барьер	Al _x Ga _{1-x} As	900 Å
5	квантовая яма	GaAs	300 Å
6	барьер	Al _x Ga _{1-x} As	3900 Å
7 – 106	сверхрешётка (100 слоёв)	GaAs	30 Å
		Al _x Ga _{1-x} As	100 Å
107	подложка	GaAs	600 нм

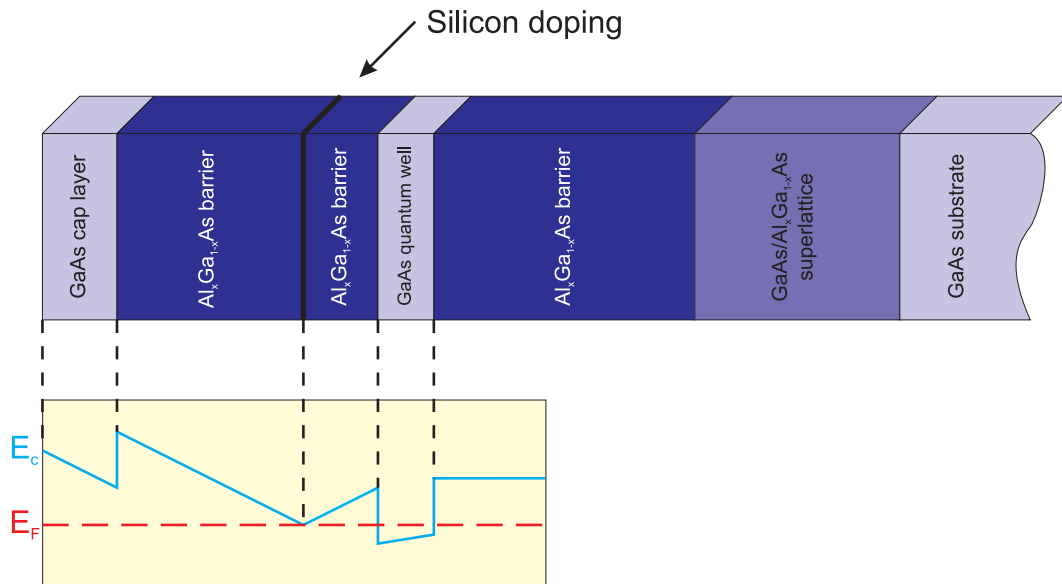


Рисунок 2.1: Вверху: схематическое изображение слоёв используемых гетероструктур. Внизу: диаграмма границы зоны проводимости (E_C) и положение энергии Ферми (E_F).

Карта роста (последовательность слоёв) типичной структуры приведена в таблице 2.1. В экспериментах использовались структуры, в которых слой доноров был помещён в отдельную очень узкую квантовую яму GaAs. Зонная диаграмма приведена на рисунке 2.1.

2.2 Технология изготовления образцов

Образцы изготавливались при помощи методик оптической литографии, жидкостного химического травления, термического напыления и вжигания контактов в контролируемой атмосфере в условиях чистой зоны ИФТТ РАН. Процесс изготовления типичного образца включал в себя следующие шаги (рис. 2.2):

1. Изготовление мез (mesas).

Мезы изготавливались методом жидкостного химического травления полупроводниковой гетероструктуры через литографически сформированную маску из фоторезиста.

Для оптической литографии использовался обращаемый фоторезист AZ5214E, содержащий раствор новолака в 1-метокси-2-пропилацетате в качестве полимерной основы, диазонафтохинон в качестве фотоактивного соедине-

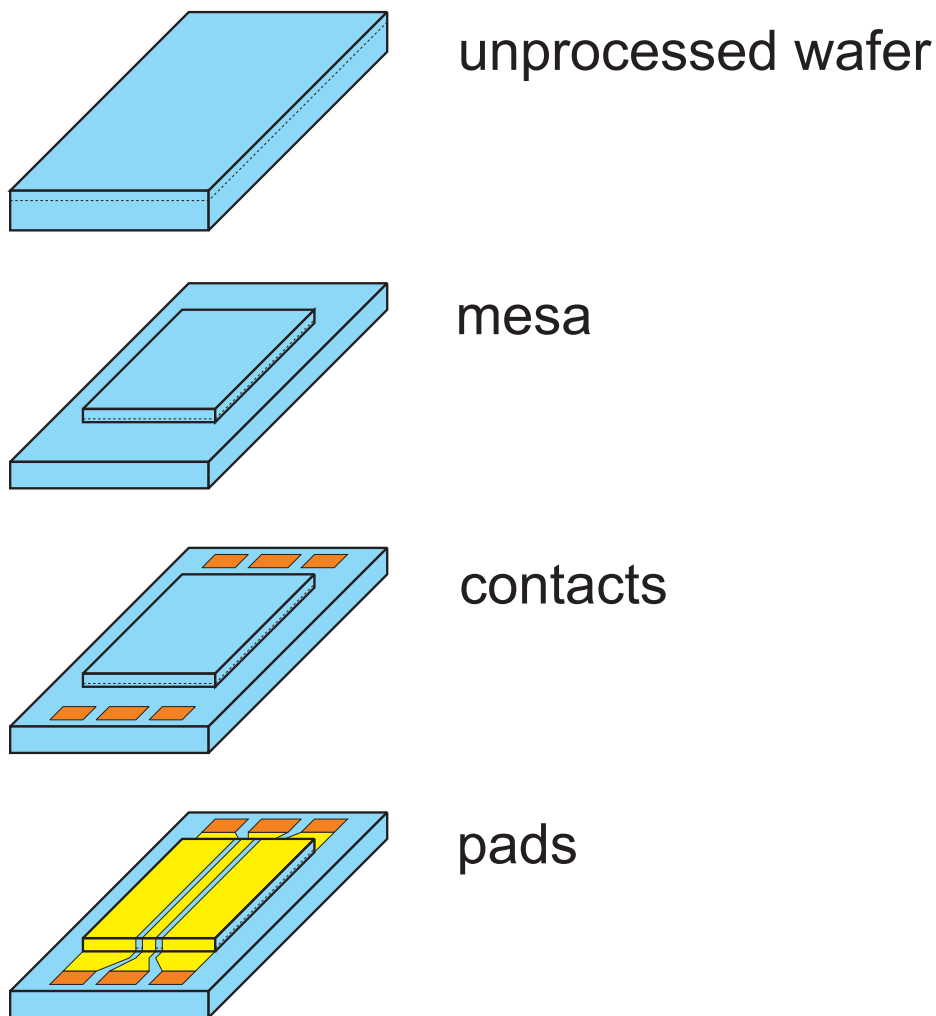
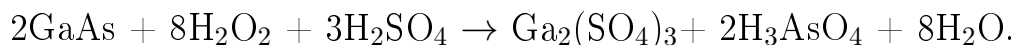


Рисунок 2.2: Этапы изготовления экспериментальных образцов. Штриховой линией схематически показано положение квантовой ямы в образце.

Изображена структура, у которой вождённые контакты находятся за пределами мезы и служат только для целей облегчения разварки выводов.

ния, а также ряд добавок. В зависимости от используемого процесса данный фоторезист может применяться и как позитивный, и как негативный.

Жидкостное травление проводилось в водном растворе серной кислоты и пероксида водорода, приготовленном в объёмном соотношении $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:8:400$, для приготовления травителя использовались концентрированная (96%) серная кислота и 30% пероксид водорода о.с.ч., что соответствует концентрации серной кислоты 0.42% и пероксида водорода 0.64% по массе. Брутто-формула реакции травления имеет вид



Средняя скорость травления используемых гетероструктур в травителе тако-

го состава при обычных условиях составляет примерно 100 нм/мин, итоговая глубина травления контролировалась при помощи игольчатого профилометра.

2. Изготовление омических контактов (contacts).

Для изготовления омических контактов к образцу проводилось нанесение материала контактов методами фотолитографии и термического напыления и последующее их вжигание.

В нанесённом на образце слое фоторезиста методами негативной фотолитографии с обращением изображения открывались окна для нанесения материала контактов. Для обеспечения процесса взрывной литографии (lift-off) образец выдерживался в проявителе дополнительно около 15 секунд после полного проявления изображения, что позволяет гарантировать отрицательный профиль края фоторезистивной маски (undercut, «подтрав»). После этого проводилась двухэтапная чистка окон в слое резиста при помощи кислородной плазмы для «дожигания» остатков фоторезиста в границах окна и последующего промывания в соляной кислоте (конц., о.с.ч.) для снятия окислов и пассивации поверхности структуры [168—172].

Далее методами термического напыления на образец последовательно наносились следующие слои: 70 Å никеля, x Å германия, $2x$ Å нм золота, 200 Å никеля. Величина x выбиралась из расчёта $3x = 2y$, где y - глубина залегания квантовой ямы. Отношение толщин слоёв германия и золота выбиралось равным 1 : 2, поскольку такое соотношение с хорошей точностью соответствует образованию сплава эвтектического состава (Ge: Au = 12 : 88 по массе). Первый слой никеля выступает одновременно в качестве промотора адгезии и обеспечивает равномерность процесса вжигания контактов [173]. После термического напыления материала контактов осуществлялся процесс взрывной литографии.

Вжигание контактов проводилось в атмосфере азот-водородной смеси (20% H₂, 80% N₂) 120 секунд при 350°C и 50 секунд при 440°C.

3. Изготовление падов (pads).

Верхний слой металлизации образца (pads, «пады»), включающий в себя такие элементы, как затворы, покровные слои металлизации контактов и т. п., также изготавливался при помощи процессов взрывной литографии и термического напыления. Стандартные пады состояли из 200 Å слоя хрома в качестве промотора адгезии и 1000 Å слоя золота. При необходимости толщина слоя па-

дов могла быть увеличена, чтобы избежать возникновения разрывов слоя при нанесении поверх ступенчатого края мезы.

2.3 Копланарно-трансмиссионная методика исследования микроволнового отклика двумерных электронных систем

Для изучения микроволнового отклика двумерных электронов применялась копланарно-трансмиссионная методика, основанная на измерении ослабления СВЧ сигнала при его прохождении по копланарному волноводу, литографически сформированному на поверхности образца. Такая методика позволяет измерять высокочастотную проводимость ДЭС бесконтактным способом, а также детектировать резонансное поглощение СВЧ в двумерной системе (например, при возбуждении плазмонов).

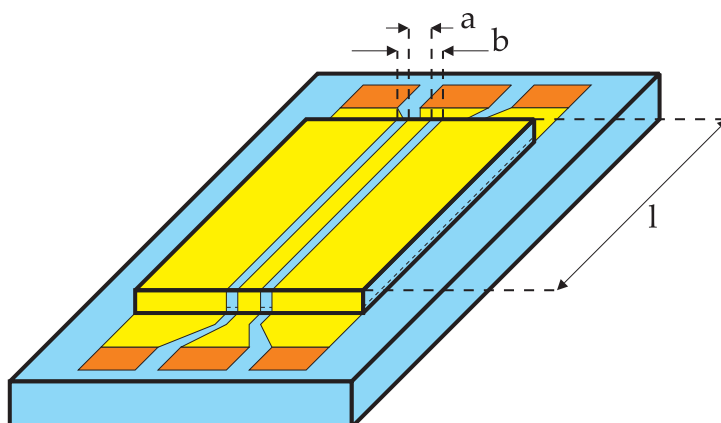


Рисунок 2.3: Схематическое изображение копланарного волновода на поверхности образца с указанием основных размеров.

Копланарный волновод представляет собой симметричную планарную трансмиссионную линию, состоящую из центральной полоски и двух широких боковых электродов (в идеальном случае имеющих форму полуплоскости), сформированных поверх диэлектрической подложки. Боковые электроды, как правило, заземлены, а по центральной полоске распространяется высокочастотный сигнал. Впервые такой тип плоской трансмиссионной линии был предложен в 1969 году в работе Вэня [174]. Электрическое поле такой трансмиссионной линии концентрируется преимущественно в её щелях. Копланарный волновод спо-

способен поддерживать распространение квази-ТЕМ моды [174], благодаря чему не имеет частоты отсечки (т. е. низкочастотный сигнал способен свободно распространяться по копланарному волноводу), а его волновой импеданс в квази-ТЕМ режиме практически не зависит от частоты, т. е. такая линия является широкополосно согласованной. Импеданс копланарного волновода с центральной полоской ширины a и расстоянием между боковыми заземлёнными электродами b (см. рис. 2.3) составляет [174–176]

$$Z_0 = \frac{1}{2\sqrt{2c\varepsilon_0}\sqrt{\varepsilon+1}} \frac{K\left(\sqrt{1-a^2/b^2}\right)}{K(a^2/b^2)}, \quad (2.1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость подложки, $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Выражение (2.1) справедливо, когда толщина диэлектрической подложки много больше поперечных геометрических размеров копланарного волновода a , b , а металл, из которого изготовлен копланарный волновод, является хорошо проводящим.

В используемых экспериментальных образцах копланарный волновод литографически формировался на поверхности GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктур с квантовыми ямами. Для обеспечения согласования копланарного волновода с другими частями измерительного тракта удобно подобрать параметры копланарного волновода таким образом, чтобы его характеристический импеданс составлял $Z_0 = 50$ Ом. Так как диэлектрическая проницаемость образца $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$, согласно (2.1) такое значение Z_0 достигается при $a/b = 11/26$.

В экспериментах измерялась величина пропускания копланарного волновода \mathcal{T} , понимаемая как отношение мощностей на выходе P_{out} и на входе P_{in} копланарного волновода на поверхности образца

$$\mathcal{T} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}. \quad (2.2)$$

Так как СВЧ электрическое поле копланарного волновода сосредоточено в его щелях, оно может возбуждать в двумерной электронной системе, имеющейся в образце, индуцированные высокочастотные токи, а также различные резонансные возбуждения, например, плазмоны. Потери энергии на возбуждение указанных физических процессов в ДЭС приводят к уменьшению пропускания

копланарного волновода. Таким образом, по изменению пропускания копланарного волновода оказывается возможным судить о высокочастотной проводимости ДЭС в образце, и детектировать возбуждение различных микроволновых резонансов в ДЭС (возбуждение таких резонансов соответствует минимумам в пропускании копланарного волновода).

Потери микроволнового сигнала, распространяющегося по копланарному волноводу, на джоулево тепло, выделяющееся при возбуждении высокочастотных токов в ДЭС, легко описать количественно. Пропускание копланарного волновода в таком случае составляет [177]

$$\mathcal{T} = \exp\left(-\frac{Z_0\sigma_{xx}(\omega, B)l}{w}\right), \quad (2.3)$$

где $\sigma_{xx}(\omega, B)$ — действительная часть диагональной компоненты тензора проводимости ДЭС как функция частоты и магнитного поля, l — длина части копланарного волновода, находящейся над ДЭС, $w = (b - a)/2$ — ширина щели копланарного волновода. Таким образом, копланарно-трансмиссионная методика может быть использована в качестве удобного инструмента исследования высокочастотной проводимости ДЭС. Выражение (2.3) справедливо при условии $|\sigma_{xx}(\omega, B)| \ll \omega w C$, где

$$C = 2(\varepsilon + 1)\varepsilon_0 \frac{K(a^2/b^2)}{K(\sqrt{1 - a^2/b^2})} \quad (2.4)$$

— ёмкость копланарного волновода на единицу длины. Физический смысл такого условия сводится к тому, что свойства проводящей ДЭС, расположенной вблизи копланарного волновода, можно учитывать как малое возмущение.

Часто требуется сравнивать результаты измерений высокочастотной проводимости, полученные при помощи копланарно-трансмиссионной методики, с результатами2 транспортных измерений на постоянном токе (например, выполненных в геометрии холловского мостика). В транспортных измерениях, как правило, измеряются компоненты тензора сопротивления, а не проводимости. Таким образом, возникает задача об определении диагональной компоненты тензора сопротивления ДЭС ρ_{xx} по результатам измерений пропускания копланарного волновода. Это легко сделать в присутствии магнитного поля, ко-

гда выполняется условие $\rho_{xy} \gg \rho_{xx}$, что для используемых образцов с запасом выполняется уже в небольших магнитных полях порядка 30 – 50 мТл. В таком случае связь компонент тензоров проводимости и сопротивления ДЭС определяется выражением

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} \approx \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xy}^2}. \quad (2.5)$$

Таким образом, если условие $\rho_{xy} \gg \rho_{xx}$ выполнено, из (2.3) и (2.5) можно получить следующую формулу, описывающую связь между \mathcal{T} и ρ_{xx} :

$$\rho_{xx} \approx \rho_{xy}^2 \sigma_{xx} = -\rho_{xy}^2 \frac{w \ln \mathcal{T}}{Z_0 l}. \quad (2.6)$$

Так как в эксперименте пропускание часто измеряется с точностью до произвольного множителя, важно отметить, что для корректного определения величин σ_{xx} и ρ_{xx} пропускание копланарного волновода должно быть нормировано условием $\mathcal{T} = 1$ в точке, в которой можно полагать $\sigma_{xx} = 0$. Как правило, такая точка выбирается в больших магнитных полях, например, на небольших целочисленных факторах заполнения в условиях квантового эффекта Холла.

2.4 Схема эксперимента

Для измерений по копланарно-трансмиссионной методике образец с изготовленным на нём копланарным волноводом монтировался на кристаллодержатель, снабженный коаксиально-копланарными переходами (типоразмер коаксиальных разъёмов SMP) при помощи резинового клея (Marabu Fixogum). Электрическое соединение контактных площадок образца с контактными площадками кристаллодержателя достигалось за счёт ультразвуковой микросварки 25-мкм алюминиевой проволокой. Кристаллодержатель с образцом монтировался на вставку, предназначенную для погружения в криостат. Вставка была снабжена СВЧ коаксиальными кабелями, при помощи которых копланарный волновод на образце включался в измерительный тракт между СВЧ генератором диапазона 0 – 20 ГГц и СВЧ детектором (туннельный диод с предусилителем). Сигнал СВЧ генератора модулировался по амплитуде на низкой частоте (типичные значения частоты модуляции выбирались в диапазоне от 10 до 3000 Гц). Выход СВЧ детектора был соединён со входом синхронного

усилителя, на вход синхронизации которого подавался сигнал на частоте модуляции СВЧ генератора. Таким образом, с выхода синхронного усилителя с точностью до нормировки снимался сигнал пропускания микроволнового измерительного тракта, состоящего из копланарного волновода и коаксиальных кабелей. Функция пропускания коаксиальных кабелей и переходов считалась входящей в состав нормировочного множителя.

Вставка с образцом погружалась в 1.5-К вставку гелиевого криостата со сверхпроводящим соленоидом. Магнитное поле было направлено относительно образца в геометрии Фарадея. В экспериментах измерялись зависимости пропускания копланарного волновода при развороте магнитного поля. Частота измерительного СВЧ сигнала в процессе отдельного измерения держалась фиксированной, чтобы исключить влияние функции пропускания измерительного тракта. Для исследования MRO вставка также была снабжена прямоугольным волноводом, через который образец можно было дополнительно облучать СВЧ излучением в диапазоне частот $F = 40 - 140$ ГГц. Выходной сигнал генератора СВЧ облучения также можно было модулировать по амплитуде.

2.5 Апробация копланарно-трансмиссионной методики

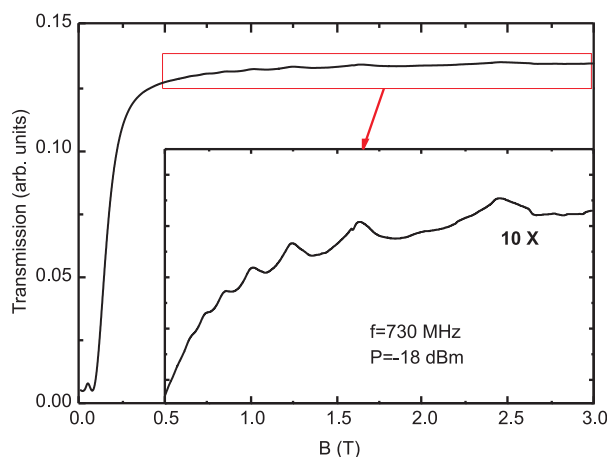


Рисунок 2.4: Пропускание копланарного волновода на поверхности образца с электронной плотностью $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на частоте измерительного сигнала $f = 0.73$ ГГц от магнитного поля.

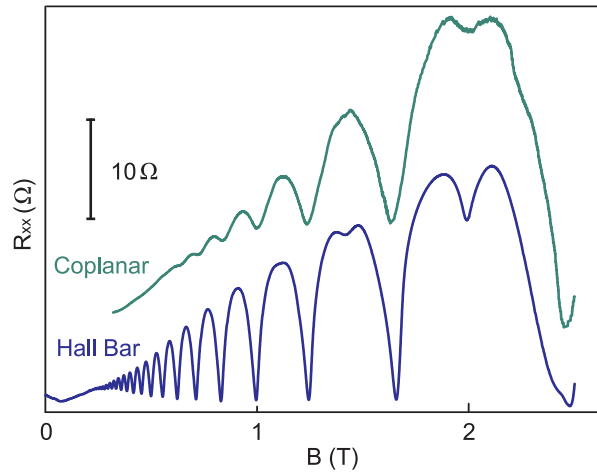


Рисунок 2.5: Нижняя кривая («Hall bar») — магнитосопротивление ρ_{xx} образца с электронной концентрацией $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренное транспортной методикой на постоянном токе от величины магнитного поля. Верхняя кривая («Coplanar») — магнитосопротивление того же образца, рассчитанное по формуле (2.6) из измерений пропускания копланарного волновода на поверхности образца на частоте измерительного сигнала $f = 0.73 \text{ ГГц}$. Из работы [178].

Для апробации копланарно-трансмиссионной методики она была применена для исследования хорошо изученного физического явления в ДЭС — осцилляций Шубникова – де Гааза. На рис. 2.4 приведена кривая пропускания копланарного волновода на поверхности образца с электронной плотностью $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренная на частоте измерительного сигнала $f = 0.73 \text{ ГГц}$. На этой кривой наблюдается ряд максимумов, периодических по обратному магнитному полю и совпадающих по положению с целочисленными факторами заполнения, т. е. отвечающих шубниковским особенностям в проводимости ДЭС. Для сравнения бесконтактной и стандартной транспортной методик измерения транспортных свойств ДЭС на рисунке 2.5 приведено сравнение зависимостей ρ_{xx} от магнитного поля для случая контактных измерений в холловском мостике на постоянном токе и для случая расчёта по формуле (2.3) по данным высокочастотных бесконтактных измерений пропускания копланарного волновода. Видно, что обе кривые находятся в хорошем полуколичественном согласии друг с другом, а бесконтактная методика верно воспроизводит все особенности, присутствующие в магнитосопротивлении образца, измеренном на постоянном токе.

2.6 Дифференциальная методика с двойным синхронным детектированием

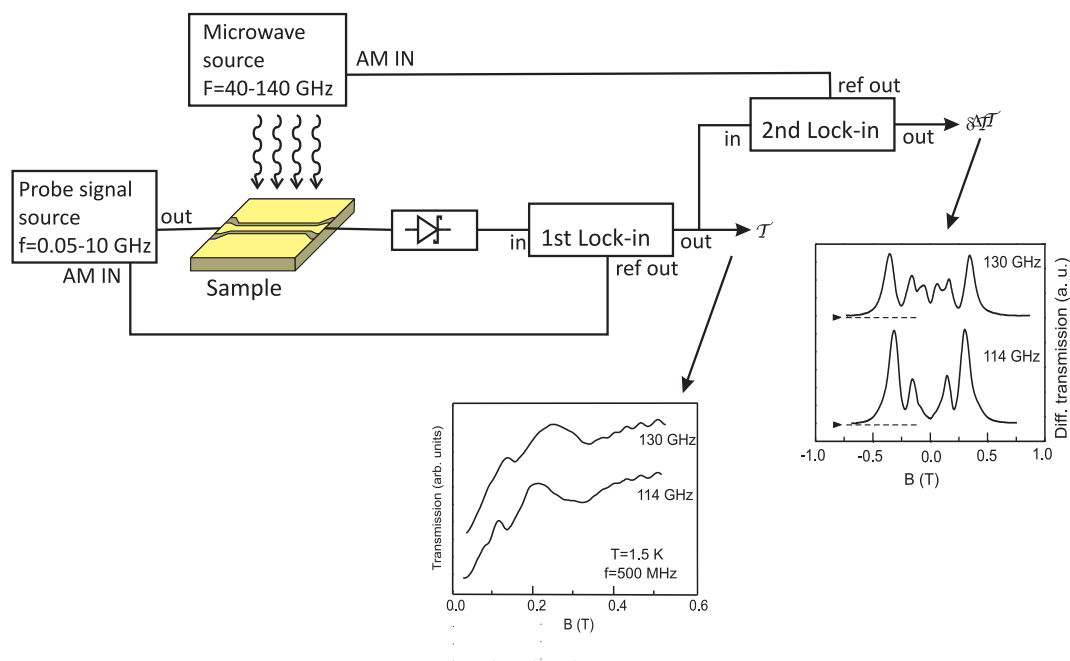


Рисунок 2.6: Схема дифференциальной методики с двойным синхронным детектированием. Подробности см. в тексте.

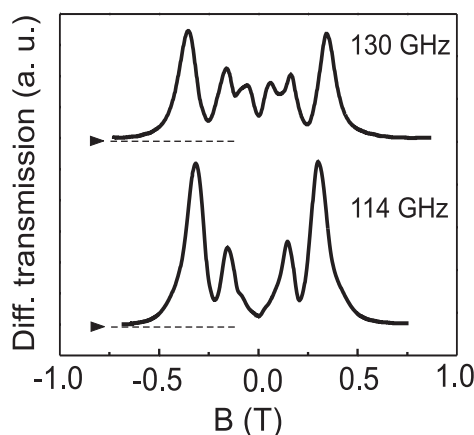


Рисунок 2.7: Примеры MIRO-особенностей в дифференциальном сигнале пропускания копланарного волновода для двух частот возбуждающего СВЧ-облучения. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют нулевому уровню сигнала. Из работы [179].

Для исследования СВЧ-индуцированных эффектов (например, MIRO) в высокочастотной проводимости ДЭС в условиях дополнительного микроволнового облучения оказалось удобным применить дифференциальную методику с двойным синхронным детектированием, которая позволяет непосредственно

измерять вклад MRO в пропускание копланарного волновода. В этой методике измерительный сигнал с частотой $f = 0 \div 20$ ГГц проходил через копланарный волновод на поверхности образца и поступал на вход квадратичного детектора СВЧ (туннельный диод с встроенным СВЧ-предусилителем). Измерительный сигнал модулировался по амплитуде с частотой модуляции $f_1^{mod} \approx 2700$ Гц и детектировался при помощи первого синхронного усилителя (lock-in amplifier). При этом одновременно образец через волновод облучался индуцирующим MRO СВЧ-излучением с частотой $F = 40 \div 140$ ГГц, также промодулированным по амплитуде с частотой модуляции $f_2^{mod} \approx 20 \div 130$ Гц. Сигнал с выхода первого синхронного усилителя, пропорциональный пропусканию копланарного волновода \mathcal{T} , поступал на вход второго синхронного усилителя, настроенного на частоту модуляции f_2^{mod} . Таким образом, с выхода второго синхронного усилителя снимается сигнал, пропорциональный изменению пропускания копланарного волновода при включении внешнего СВЧ-облучения образца $\delta\mathcal{T}$, т. е. величина, соответствующая амплитуде СВЧ-индуцированных особенностей в пропускании (см. схему измерений на рис. 2.6). Дифференцируя уравнение (2.3) для пропускания копланарного волновода, получаем, что

$$\delta\mathcal{T} = -\exp\left(-\frac{Z_0\sigma_{xx}l}{w}\right)\frac{Z_0l}{w}\delta\sigma_{xx}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\delta\mathcal{T}}{\mathcal{T}} = -\frac{Z_0l}{w}\delta\sigma_{xx} \sim \delta\sigma_{xx} \sim \delta\rho_{xx}, \quad (2.8)$$

то есть при малых изменениях амплитуды СВЧ-индуцированных особенностей в проводимости, магнитосопротивлении и дифференциальном пропускании копланарного волновода пропорциональны друг другу с точностью до множителей, зависящих только от величины магнитного поля. Поэтому при данном допущении все вышеуказанные амплитуды должны одинаково зависеть от частоты измерительного сигнала. На рисунке 2.7 приведены примеры дифференциальных сигналов пропускания для частот микроволнового облучения $F = 114$ ГГц и 130 ГГц и частоты измерительного сигнала $f = 500$ МГц в условиях MRO. Дифференциальная методика, убирая не зависящий от облучения образца СВЧ-излучением фон, позволяет значительно повысить видность MRO и других СВЧ-индуцированных особенностей.

Глава 3

Акустические краевые магнитоплазмоны в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

3.1 Введение

В данной главе исследуются акустические краевые магнитоплазмоны в ДЭС в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, когда край ДЭС разбивается на ряд чередующихся между собой сжимаемых и несжимаемых полосок. До настоящего времени попытки пронаблюдать и исследовать АКМП сталкивались со значительными трудностями. Это объясняется мультипольной природой моды и малостью масштаба пространственного разделения зарядов разного знака в АКМП, что крайне затрудняет их возбуждение и детектирование. АКМП впервые были обнаружены в системе заряженных ионов на поверхности жидкого гелия [72]. В ДЭС в полупроводниковых наноструктурах имеется лишь две работы [15; 16], посвященных экспериментальному наблюдению АКМП. Обе эти работы имеют ряд недостатков. В работе [15] АКМП исследовались косвенным методом при помощи времязрешенного детектирования короткого импульса, распространяющегося вдоль края ДЭС. По расщеплению

исходного импульса на ряд компонент с различными групповыми скоростями делался вывод о количестве и дисперсии краевых мод в системе, однако такая интерпретация результатов эксперимента не отличается однозначностью. В работе [16] АКМП изучались при помощи методики оптического детектирования микроволнового поглощения в ДЭС [74–76] в образце с резким профилем краевого обеднения. При этом удалось пронаблюдать АКМП лишь вблизи целочисленных факторов заполнения, что оставляет открытым вопрос об их магнитодисперсии в широком диапазоне магнитных полей.

В данной работе для облегчения возбуждения АКМП была разработана специальная методика получения ДЭС с гладким и широким профилем краевого обеднения, основанная на идее неглубокого травления. Размер области краевого обеднения контролировался при помощи спектроскопии КМП. Это позволило существенно увеличить масштаб пространственного разделения заряда в АКМП, и впервые исследовать их магнитодисперсию в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения. В частности, было показано, что в режиме ЦКЭХ количество АКМП мод в системе равно количеству несжимаемых полосок на её краю, а при понижении температуры в системе возникают дополнительные моды, связанные с возникновением новых несжимаемых полосок за счёт зеэмановских щелей в энергетическом спектре ДЭС. Также было показано, что именно ширина профиля краевого обеднения ДЭС является основным параметром, определяющим амплитуду АКМП резонансов.

3.2 Методика получения двумерных электронных систем с гладким профилем краевого обеднения

Для реализации гладкого профиля краевого обеднения ДЭС была разработана методика, основанная на естественном предположении, что глубина травления на шаге изготовления мез может влиять на профиль краевого обеднения ДЭС. Для проверки данного подхода было проведено сравнение свойств ДЭС, полученных при травлении мезы на различные глубины, при этом профиль краевого обеднения определялся по данным спектроскопии КМП. Ранее спек-

троскопия КМП в ДЭС уже применялась [61] для определения размера области краевого обеднения наряду с методиками, основанными на одномерной локализации [180; 181]. В эксперименте [61] была получена оценка для ширины области краевого обеднения $w \approx 0.15\text{--}0.3$ мкм для дисков с глубоким травлением через квантовую яму.

Известно, что для деструкции ДЭС в квантовой яме не обязательно проводить сквозное травление до квантовой ямы и глубже. Уже сравнительно неглубокого подтравливания может оказаться достаточно, чтобы полностью обеднить ДЭС в квантовой яме под вытравленной областью. Отсюда возникает естественная идея, что при уменьшении глубины такого подтравливания ширина профиля краевого обеднения ДЭС w может увеличиваться. Для исследования этого предположения нами были изготовлены образцы двух типов: с глубоким («deep») травлением мез на глубину 500 нм, т. е. сквозь квантовую яму, и неглубоким («shallow») — на глубину 200 нм, что меньше, чем глубина залегания слоя доноров; и проведено сравнение ширины профиля краевого обеднения по данным спектроскопии КМП в этих образцах.

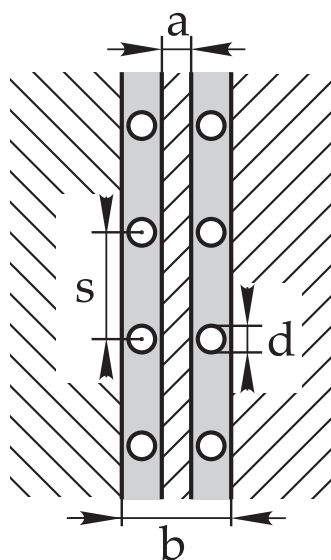


Рисунок 3.1: Схема отрезка копланарного волновода с мезами в виде дисков в щелях. Штриховкой показаны области металлизации копланарного волновода. На схеме обозначены основные линейные размеры (см. подробности в тексте).

Мезы на образцах имели вид дисков, размещенных в щелях копланарного волновода с геометрическими размерами $a = 44$ мкм, $b = 104$ мкм (см. рис. 3.1 и обозначения в Главе 2. Копланарный волновод на поверхности образца был выполнен в виде меандра длиной $l = 9.5$ мм. Были изготовлены

образцы с дисками диаметров $d = 5, 10, 20$ мкм. Для детектирования КМП резонансов в дисках исследовалась величина пропускания копланарного волновода при фиксированной частоте пропускаемого по нему измерительного сигнала в зависимости от магнитного поля. В такой методике измерения резонансному возбуждению магнитоплазмонов в образце соответствуют минимумы в пропускании копланарного волновода. Измерительный сигнал модулировался по амплитуде с частотой модуляции $f = 770$ Гц. Сигнал пропускания копланарного волновода регистрировался методом синхронного детектирования на частоте модуляции измерительного сигнала при помощи туннельного диода с предусилителем СВЧ и синхронного усилителя (lock-in amplifier). Образец при измерениях размещался в 1.5-К вставке гелиевого криостата со сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились при температуре $T = 1.6$ К, получаемой откачкой паров жидкого гелия-4, в магнитных полях, не превышавших 7 Тл.

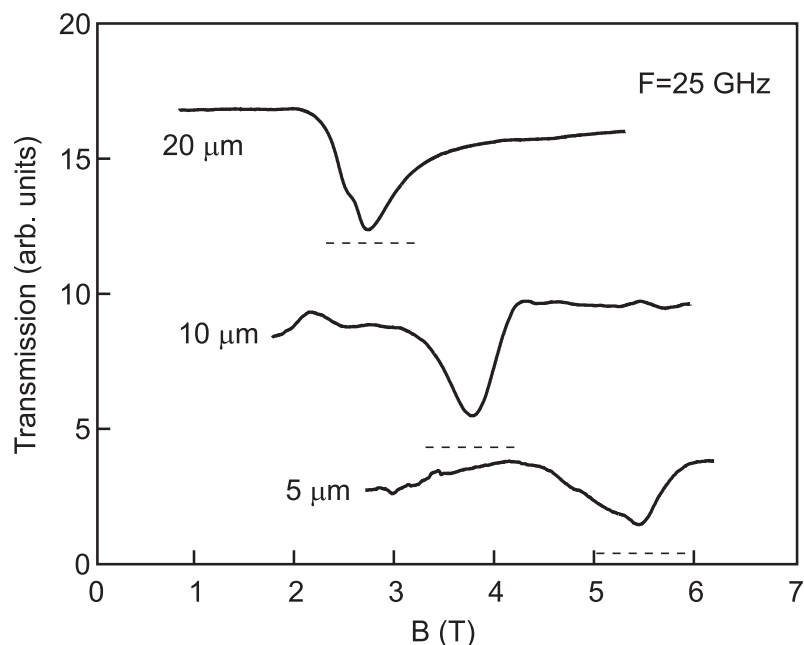


Рисунок 3.2: Зависимости пропускания копланарного волновода от магнитного поля на частоте измерительного сигнала $f = 25$ ГГц для образцов с дисками трёх различных диаметров $d = 5, 10, 20$ мкм, полученных при помощи неглубокого травления. Измерения проводились при температуре $T = 1.6$ К. Из работы [182].

На рисунке 3.2 приведены типичные кривые сигнала пропускания копланарного волновода на частоте $F = 25$ ГГц в зависимости от магнитного поля для образцов с дисками трёх различных диаметров $d = 5, 10, 20$ мкм для случая неглубокого (240 мкм) травления; расстояние между дисками составляло

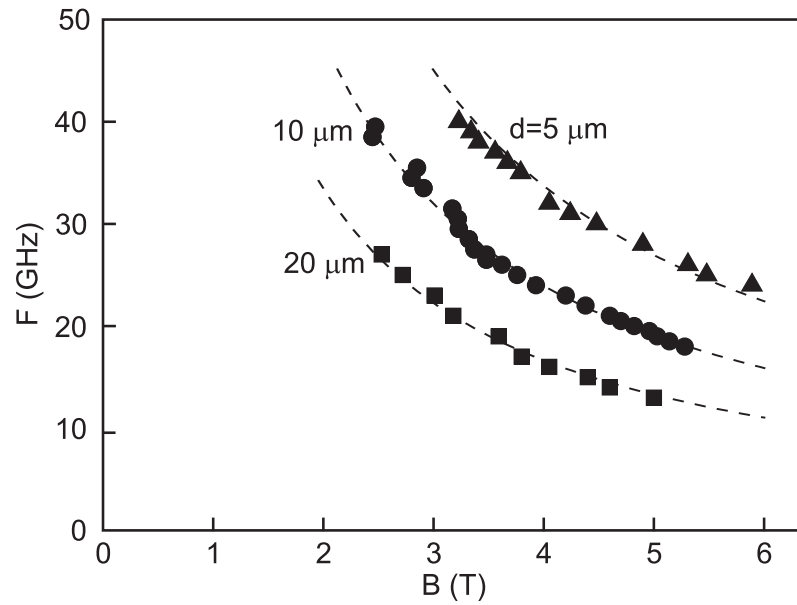


Рисунок 3.3: Магнитодисперсии фундаментальной КМП моды для образцов с дисками трёх различных диаметров $d = 5, 10, 20$ мкм, полученных при помощи неглубокого травления. Из работы [182].

$s = 2d$. Минимумы в сигнале пропускания обусловлены резонансным поглощением СВЧ-излучения при возбуждении сосредоточенным в щелях копланарного волновода переменным электрическим полем краевых магнитоплазмонов в дисках ДЭС. Магнитодисперсия обнаруженных резонансов приведена на рисунке 3.3. Видно, что для всех трёх диаметров дисков магнитодисперсия отрицательна и в исследуемом диапазоне магнитных полей обратно пропорциональна магнитному полю, что подтверждает КМП-природу данных резонансов. Однако, теория (1.28) предсказывает, что (пренебрегая медленно меняющейся логарифмической поправкой) $f \sim 1/d$, в то время как в эксперименте для случая неглубокого травления четырёхкратное увеличение диаметра дисков с $d = 5$ до $d = 20$ мкм приводит лишь примерно к двукратному изменению частоты.

Этот факт легко объяснить, если предположить, что в случае мягкого травления физический диаметр дисков ДЭС превышает литографически заданный диаметр мез. Обозначим эффективный диаметр ДЭС как $d + w$, где d - литографически заданный размер. Тогда величину w можно считать эффективной шириной профиля краевого обеднения ДЭС. Поскольку логарифмический член в (1.28) слабо меняется с изменением диаметра диска, из (1.28) следует, что $f \sim 1/(d + w)$. В таком случае зависимость обратной частоты КМП f^{-1} от диаметра диска d должна иметь линейный вид и пересекать ось диа-

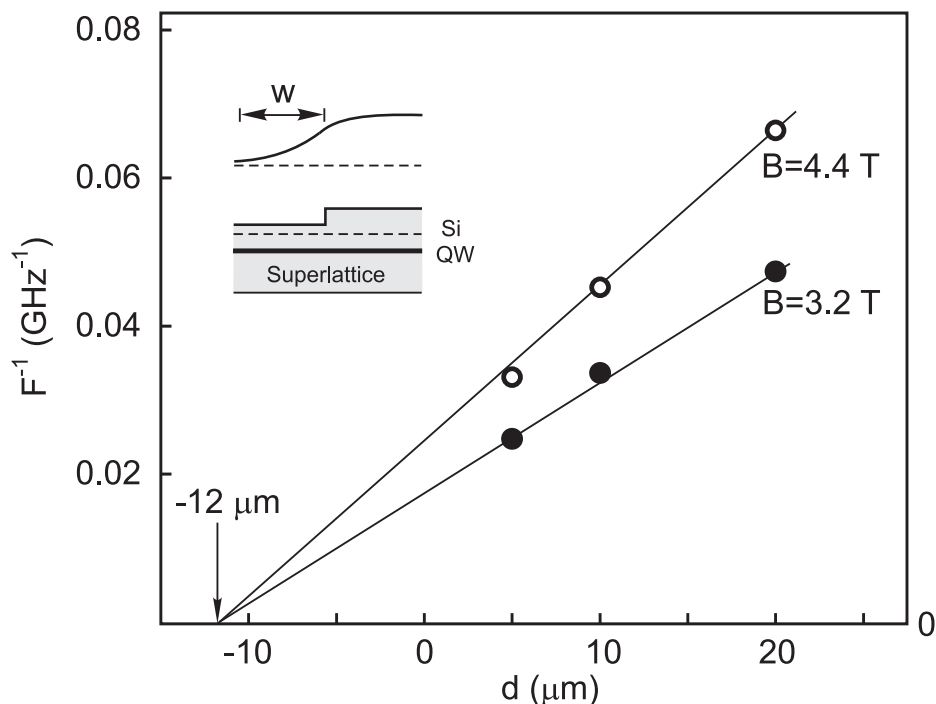


Рисунок 3.4: Зависимости обратной частоты фундаментальной КМП моды от диаметра диска в случае неглубокого травления. На вставке приведена схема структуры и профиль электронной плотности на краю ДЭС (Si — слой кремниевых доноров, QW — квантовая яма, superlattice — сверхрешётка). Из работы [182].

метров в точке $-w$. Такие зависимости для двух значений магнитного поля $B = 3.2$ и $B = 4.4$ Тл построены на рисунке 3.4. Экспериментальные точки на них действительно ложатся на прямые, пересекающие ось диаметров в точке $d = -12$ мкм. Найденная величина размера области краевого обеднения $w = 12$ мкм существенно превышает известные из литературы [61; 180; 181] значения w для случая глубокого травления мезы сквозь квантовую яму, обычно составляющие десятые доли микрона.

Также было проведено сравнение ширин профилей краевого обеднения для образцов в геометрии полоски, где изменение ширины профиля краевого обеднения влияет на магнитодисперсию КМП только через логарифмическую поправку в (1.28). Этот метод неудобен для прямого определения значения w , но может использоваться для контроля нашей модели, так как в полоске концентрация двумерных электронов не должна сильно изменяться при переходе от глубокого к неглубокому травлению.

Измерения проводились на образцах в виде полосок ДЭС длиной $L = 1.4$ мм и шириной $a = 50$ мкм. Полоска была снабжена омическими контактами на

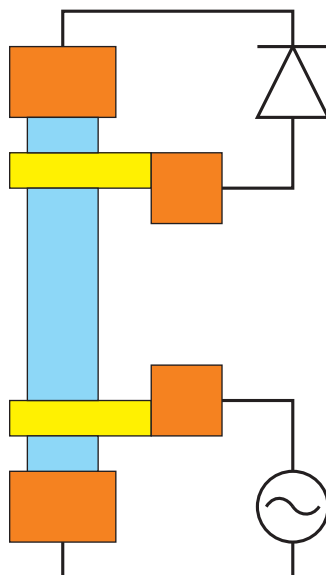


Рисунок 3.5: Схематическое изображение образца в виде полоски ДЭС с двумя затворами и схема подключения измерительных приборов.

концах, также на расстоянии 50 мкм от контактов поперёк полоски были напылены узкие металлические затворы (рис. 3.5). К одной из пар «контакт-затвор» прикладывался сигнал от генератора СВЧ, возбуждавший плазмоны в ДЭС, другая пара «контакт-затвор» использовалась для детектирования индуцированного плазменной волной переменного потенциала. В такой схеме эксперимента передача измерительного сигнала от генератора к детектору через образец происходит посредством возбуждения и распространения плазмонов в ДЭС, и резонансному возбуждению плазменной волны соответствуют максимумы пропускания полоски. Измерения выполнялись в гелиевом криостате при температуре $T = 1.6$ К в магнитных полях, не превышавших 6 Тл. Было проведено сравнение двух образцов, изготовленных при помощи глубокого и неглубокого травлений.

На вставке к рисунку 3.6 приведены магнитополевые зависимости пропускания образца для случаев глубокого и неглубокого травлений для частоты микроволнового сигнала $f = 1.65$ ГГц. В пропускании полоски наблюдается выраженный максимум, соответствующий резонансному возбуждению в полоске краевого магнитоплазмона с волновым вектором $q = \pi/L$. Видно, что переход от глубокого к неглубокому травлению сдвигает плазменный резонанс в область меньших магнитных полей. При этом уширение профиля краевого обеднения в геометрии полоски не влияет на волновой вектор плазмона (кото-

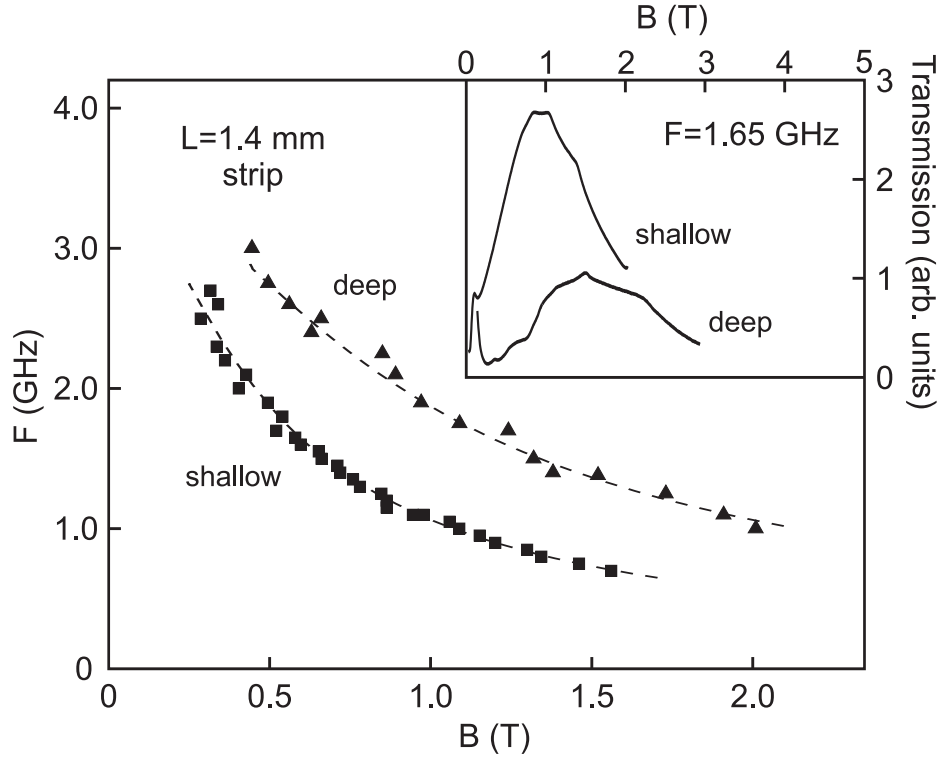


Рисунок 3.6: Сравнение магнитодисперсий КМП в полоске длиной $L = 1.4$ мм для случаев глубокого («deep») и неглубокого («shallow») травлений. На вставке приведены примеры экспериментальных кривых пропускания полоски от магнитного поля для частоты измерительного сигнала $f = 1.65$ ГГц. Из работы [182].

рый определяется расстоянием между контактами $L \gg w$); то есть, изменение гладкости края ДЭС влияет на магнитодисперсию плазмона только через логарифмический член в выражении (1.28). Сравнение магнитодисперсий плазмона в полоске для случаев глубокого и неглубокого травления позволяет количественно сравнить ширины профилей краевого обеднения в этих двух случаях.

Магнитодисперсии плазмона в полоске для различных глубин травления приведены на рисунке 3.6. В области классически сильных полей, где применимо выражение 1.28 экспериментально найденное отношение частот КМП для различных глубин травления составляет $n = f_{deep}/f_{shallow} = 1.8$. Тогда из формулы 1.28 можно выразить ширину «резкого» края ДЭС для случая глубокого травления w_{sharp} через ширину профиля краевого обеднения w для неглубокого травления:

$$w_{sharp} = \left(\frac{q}{2e}\right)^{n-1} w^n = \left(\frac{\pi}{2Le}\right)^{n-1} w^n. \quad (3.1)$$

Полагая $w = 11$ мкм из измерений на дисках, находим, что $w_{sharp} \approx 0.2$ мкм, что согласуется с известными из литературы данными [61].

3.3 Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла

Методика неглубокого травления позволяет исследовать спектр магнито-плазменных мод в образцах с широким профилем краевого обеднения. В данном разделе описаны эксперименты по обнаружению и спектроскопии акустических краевых магнитоплазмонов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в образцах, изготовленных при помощи методики неглубокого травления.

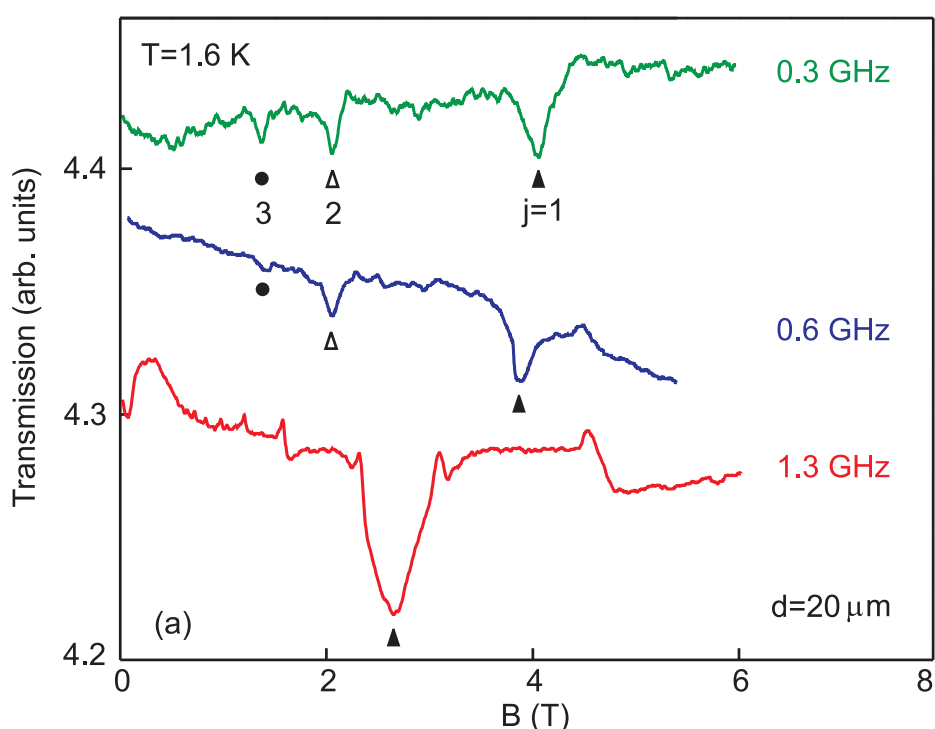


Рисунок 3.7: Зависимости пропускания копланарного волновода от магнитного поля для трёх частот измерительного сигнала $f = 0.3, 0.6, 1.3$ ГГц для образца с дисками диаметром $d = 20$ мм, полученными методом неглубокого травления. Отмечены три резонанса поглощения, соответствующие АКМП модам $j = 1, 2, 3$ (см. детали в тексте). Измерения проводились при температуре $T = 1.6$ К. Из работы [183].

На рисунке 3.7 показаны характерные кривые пропускания копланарного волновода с расположенными в его щелях дисками диаметра $d = 20$ мкм в зависимости от магнитного поля для трёх частот измерительного СВЧ сигнала: $f = 0.3, 0.6$ и 1.3 ГГц. Расстояние между дисками для данного образца составляло $s = 4d$. Исследуемая структура была изготовлена при помощи неглубокого

жидкостного травления на глубину 200 мкм, когда глубина травления меньше глубины залегания квантовой ямы, вследствие чего имела увеличенный размер области краевого обеднения ($w \approx 12$ мкм). На кривых пропускания для частот 0.3 и 0.6 ГГц наблюдаются три минимума, соответствующих резонансному поглощению СВЧ сигнала в ДЭС, в дальнейшем нумеруемых при помощи индекса j , начиная с области больших магнитных полей: $j = 1, 2, 3$. Пропускание копланарного волновода на частоте 1.3 ГГц демонстрирует один выраженный минимум, соответствующий $j = 1$, и ряд пиков на целочисленных факторах заполнения, связанных с осцилляциями Шубникова-де Гааза для диагональной компоненты σ_{xx} тензора магнитопроводимости. Электронная плотность, извлеченная из периода осцилляций Шубникова-де Гааза по обратному магнитному полю $\Delta (1/B)$ согласно формуле

$$n_s = \frac{e}{h\Delta \left(\frac{1}{B}\right)} \quad (3.2)$$

для данной структуры с дисками диаметра 20 мкм и неглубоким травлением составила $n_s = 2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что меньше электронной плотности необработанной шайбы. Это уменьшение электронной плотности возникает вследствие гладкого её спадания за пределами вытравленных дисков (см. далее).

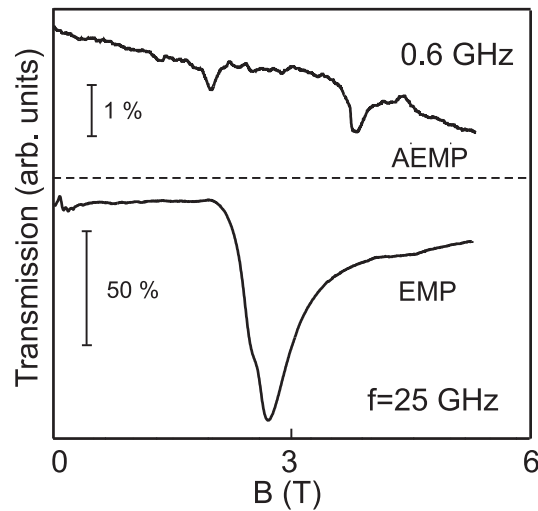


Рисунок 3.8: Сравнение амплитуд АКМП (АЕМР) и КМП (ЕМР) резонансов при сходных значениях магнитного поля. Измерения проводились при температуре $T = 1.6$ К. Из работы [183].

Обнаруженные резонансы $j = 1, 2, 3$ существенно менее выражены, чем фундаментальная КМП мода в измерениях на этих же образцах при помо-

щи данной методики (см. рис. 3.8). Так, на частоте $f = 0.6$ ГГц величина такого резонансного минимума составляет менее 1% от полной величины измерительного сигнала в нулевом магнитном поле, в то время как для КМП величина резонанса составляет почти 100% от уровня измерительного сигнала (рис. 3.8). Дополнительные эксперименты показали, что положение указанных резонансов по магнитному полю не меняется при изменении расстояния между соседними дисками от $s = 2d$ до $s = 4d$, откуда следует, что кулоновское взаимодействие между соседними дисками в данных экспериментах пренебрежимо мало, и не вносит вклада в механизм возникновения обнаруженных мод. Важно отметить, что положения по магнитному полю наблюдаемых резонансных минимумов обратно пропорциональны номеру моды j , что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями (1.42). Все вышеперечисленные физические свойства обнаруженных мод свидетельствуют в пользу их АКМП природы.

Для подтверждения этой гипотезы была детально исследована зависимость частоты наблюдаемых мод от волнового вектора $q = 2.4/d$ (1.53), номера моды j и магнитного поля B .

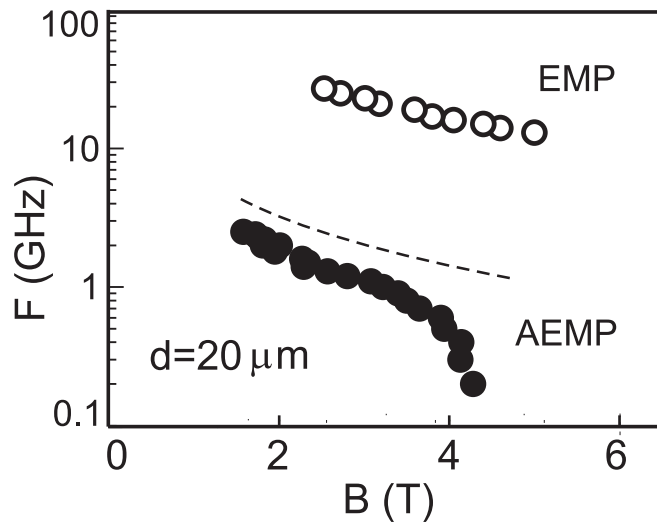


Рисунок 3.9: Магнитодисперсии фундаментальной КМП (EMP) и $j = 1$ АКМП (AEMP) мод. Из работы [183].

Сравнение магнитодисперсионных зависимостей фундаментальной КМП моды (контурные кружки) и обнаруженной моды с индексом $j = 1$ (сплошные кружки) представлено на рис. 3.9. Частота АКМП моды с $j = 1$ более, чем на порядок меньше частоты КМП моды. Это связано с мультипольной природой АКМП возбуждений. Пунктирная кривая на рис. 3.9 соответствует

теоретической магнитодисперсии $j = 1$ АКМП моды, рассчитанной по формуле (1.42) для диэлектрической проницаемости $\varepsilon(q) = (\varepsilon + 1)/2$, где $\varepsilon = 12.8$ – диэлектрическая проницаемость арсенида галлия, и электронной плотности $n_s = 2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Электронная плотность для этих расчётов была вычислена из периода осцилляций Шубникова – де Гааза для образца с дисками диаметром 20 мкм, так как электронная плотность для образцов с неглубоким травлением отличается от таковой для шайбы до процессинга. Отличие между теоретической и экспериментальной зависимостями можно объяснить неточностью использованного описания диэлектрического окружения ДЭС, а также нетривиальным распределением заряда вдоль края образца.

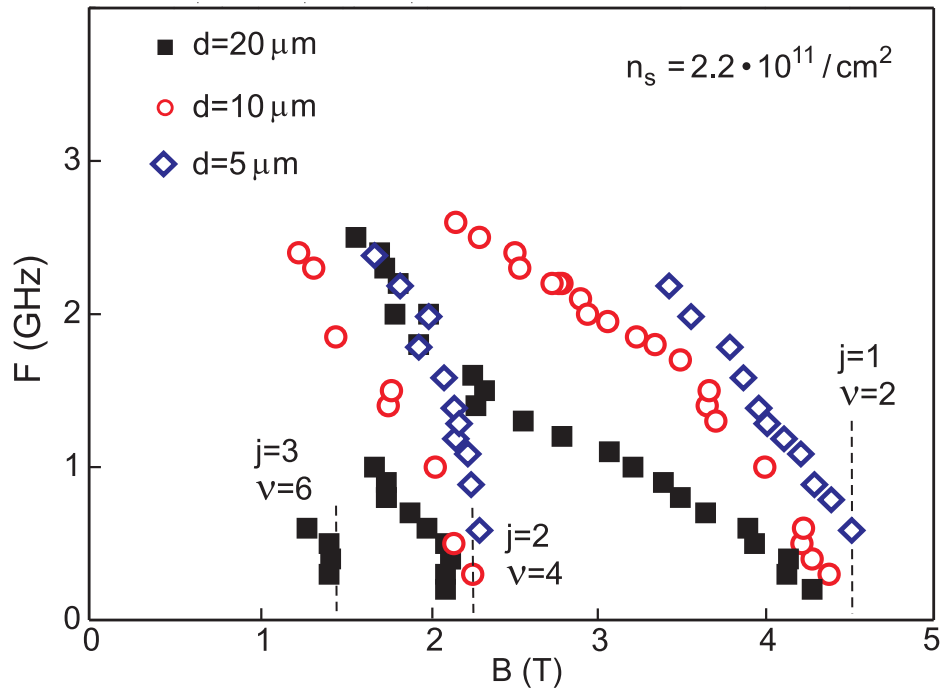


Рисунок 3.10: Магнитодисперсии трёх первых АКМП мод $j = 1, 2, 3$ для дисков диаметрами $d = 5, 10, 20$ мкм, полученных при помощи неглубокого травления. Вертикальными пунктирными линиями указаны чётные целочисленные факторы заполнения $\nu = 2, 4, 6$. Из работы [183].

На рис. 3.10 представлена магнитодисперсия первых трёх ($j = 1, 2, 3$) АКМП мод для образцов с дисками диаметра 20 мкм, первых двух ($j = 1, 2$) АКМП мод для образцов с дисками диаметра 10 мкм и 5 мкм. Наиболее неожиданным и заметным свойством магнитодисперсии АКМП мод является резкое

уменьшение частоты и исчезновение мод вблизи факторов заполнения $\nu = 2j$ (выделены вертикальными пунктирными линиями). Это существенно квантовомеханический эффект, который качественно может быть объяснен с учетом структуры края ДЭС (возникновение краевых каналов) в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. При приближении фактора заполнения к четному целочисленному значению (со стороны меньших магнитных полей) внутренняя несжимаемая полоска уширяется и уходит в объем образца. Это уширение приводит к увеличению расстояния между противофазными изменениями зарядовой плотности в соседних сжимаемых каналах. В результате кулоновское взаимодействие между зарядами ослабляется, что приводит к существенному падению частоты АКМП мод вблизи фактора заполнения $\nu = 2j$ и их последующему исчезновению на $\nu = 2j$.

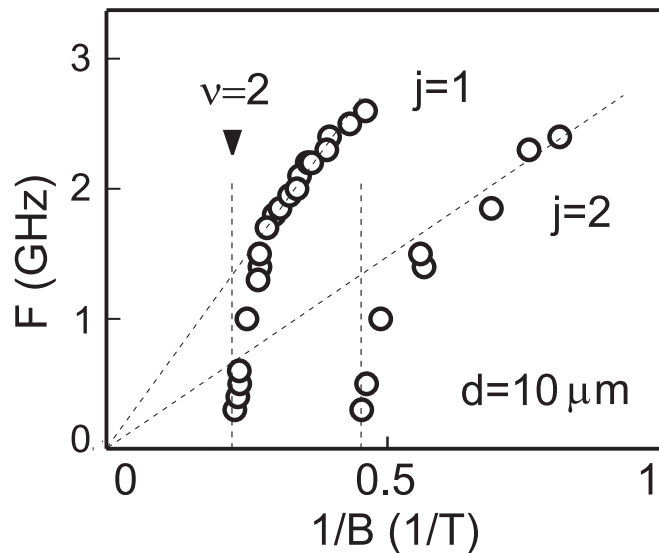


Рисунок 3.11: Магнитодисперсии АКМП мод $j = 1, 2$ в координатах «частота – обратное магнитное поле» для дисков диаметра $d = 10$ мкм, полученных при помощи неглубокого травления. Из работы [183].

Поучительно рассмотреть магнитодисперсию АКМП при приближении к факторам заполнения $\nu = 2j$ в координатах «частота - обратное магнитное поле» (рис. 3.11). В пределе малых магнитных полей магнитодисперсия АКМП стремится к асимптотике $f \propto 1/B$ (пунктирные линии). Наклон этих асимптот для мод $j = 1$ и $j = 2$ обратно пропорционален номеру моды, что хорошо согласуется с теорией (1.42). Вблизи же фактора заполнения $\nu = 2j$ магнитодисперсия j -ой мода резко отклоняется от указанной асимптотики, и практически вертикально стремится к оси абсцисс.

3.4 Акустические краевые магнитоплазмоны вблизи фактора заполнения $\nu = 1$

Выше были рассмотрены АКМП в ДЭС при температуре $T = 1.6$ К. Дальнейшее понижение температуры приводит к открытию в энергетическом спектре двумерных электронов в магнитном поле не только циклотронных, но и зеемановских энергетических щелей $\Delta = g\mu_B B$, отвечающих спиновому расщеплению уровней Ландау. При этом на краю системы возникают дополнительные несжимаемые полосы, связанные с нечётными факторами заполнения. Поэтому можно ожидать, что понижение температуры приведёт к появлению в спектре АКМП дополнительных «спиновых» мод, исчезающих при подходе к нечётным факторам заполнения. В данном разделе обсуждается микроволновая спектроскопия АКМП возбуждений при температуре $T = 0.5$ К, достигаемой откачкой паров жидкого ^3He .

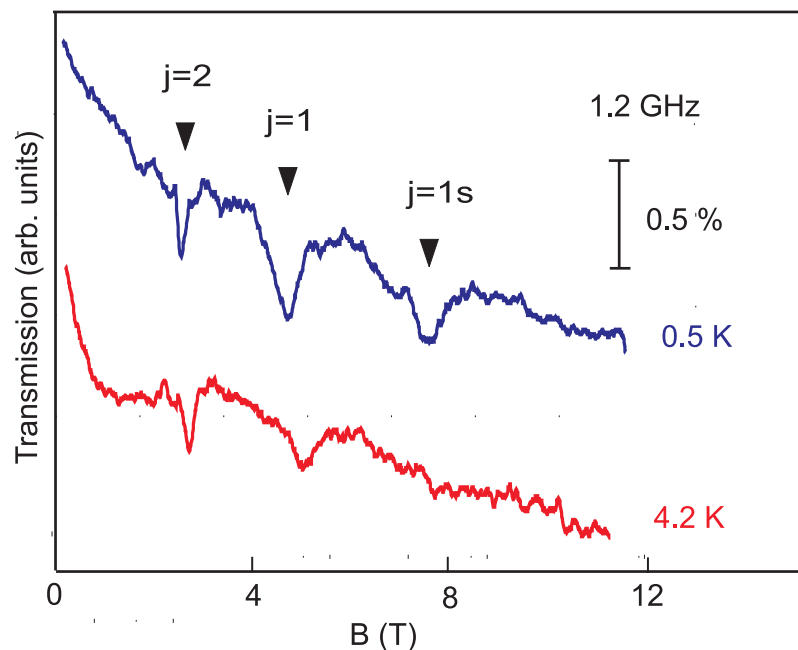


Рисунок 3.12: Кривые пропускания копланарного волновода на образце с дисками диаметром $d = 10$ мкм, полученными при помощи неглубокого травления, для двух значений температуры. Стрелочками отмечено положение АКМП мод $j = 1s, 1, 2$. Частота измерительного сигнала $f = 1.2$ ГГц. Из работы [184].

Рис. 3.12 демонстрирует зависимости пропускания копланарного волновода на частоте $f = 12$ ГГц от магнитного поля для образца с дисками диаметра $d = 10$ мкм при температурах $T = 4.2$ К (красная кривая) и $T = 0.5$ К

(синяя кривая). Концентрация электронов в данном образце составляла $n_s = 2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В то время, как при $T = 4.2 \text{ К}$ наблюдаются лишь резонансы, соответствующие уже обсуждавшимся выше АКМП модам $j = 1$ и $j = 2$, при понижении температуры до 0.5 К на кривой пропускания копланарного волновода возникает дополнительный резонанс в магнитном поле $B \approx 8 \text{ Тл}$, что соответствует фактору заполнения $\nu \approx 1.35$. Этот резонанс соответствует новой, дополнительной «спиновой» АКМП моде, которую здесь и далее будем обозначать индексом $j = 1s$. Такой выбор индекса для обозначения обнаруженной моды сделан в предположении, что осцилляции электронной плотности в направлении поперёк края ДЭС имеют один узел. Более подробно это предположение будет обсуждаться в дальнейшем.

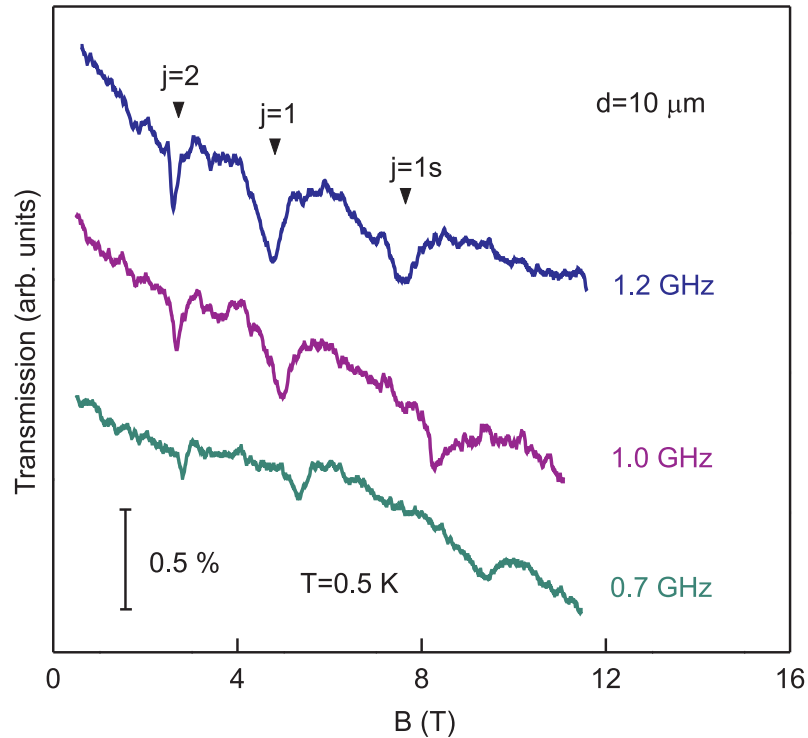


Рисунок 3.13: Зависимости пропускания копланарного волновода от магнитного поля для трёх частот измерительного сигнала $f = 0.7, 1.0, 1.2 \text{ ГГц}$ для образца с дисками диаметром $d = 10 \text{ мкм}$, полученными методом неглубокого травления. Отмечены три резонанса поглощения, соответствующие АКМП модам $j = 1s, 1, 2$. Измерения проводились при температуре $T = 0.5 \text{ К}$. Из работы [184].

На рисунке 3.13 показаны типичные кривые пропускания копланарного волновода на образце с дисками диаметром $d = 10 \text{ мкм}$ при температуре $T = 0.5 \text{ К}$ для трёх частот СВЧ-сигнала: $f = 0.7, 1.0$ и 1.2 ГГц . На каждой кривой наблю-

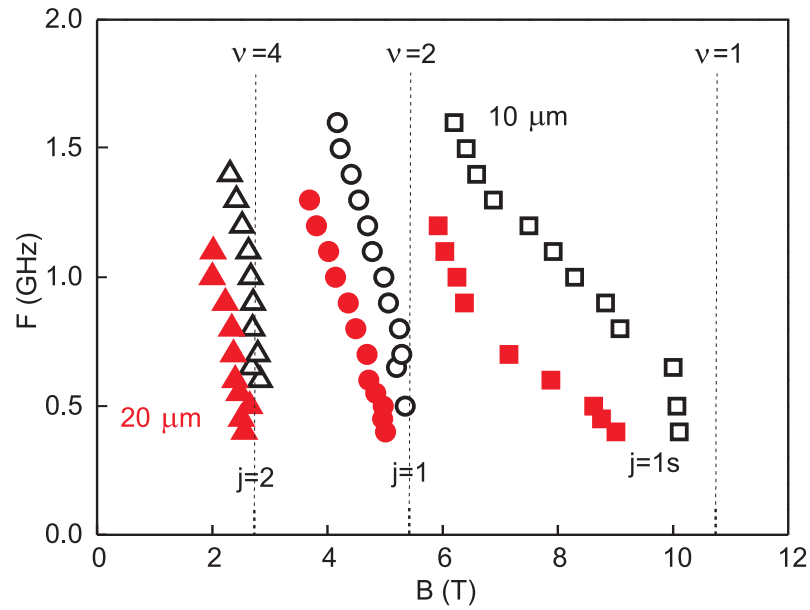


Рисунок 3.14: Магнитодисперсии АКМП мод $j = 1s, 1, 2$ для дисков диаметром $d = 10$ и 20 мкм, полученных при помощи неглубокого травления. Вертикальными пунктирными линиями указаны целочисленные факторы заполнения $\nu = 1, 2, 4$. Из работы [184].

даются отчетливые минимумы пропускания, соответствующие возбуждению в образце трёх АКМП мод $j = 2, 1$ и $1s$. Помимо этого, на кривой для $f = 1.2$ ГГц можно различить резонанс, соответствующий возбуждению моды с $j = 3$. На рис. 3.14 построена магнитодисперсия АКМП мод $j = 2, 1$ и $1s$ в образцах с дисками диаметров $d = 10$ мкм (контурные символы) и 20 мкм (сплошные символы), измеренная при $T = 0.5$ К. Моды $j = 2$ и 1 ведут себя обсуждавшимся ранее образом: их положение по магнитному полю обратно пропорционально номеру моды j , а частота j -й моды резко стремится к нулю при приближении (со стороны меньших магнитных полей) к фактору заполнения $\nu = 2j$, при этом сам резонанс постепенно исчезает. Для моды $j = 1s$ аналогичное поведение наблюдается при приближении к фактору заполнения $\nu = 1$.

Обсудим качественно природу и характерные свойства обнаруженной $j = 1s$ моды. Для начала следует отметить, что в магнитном поле $B = 10$ Тл для электронов в GaAs зеемановская щель составляет $\Delta = g\mu_B B = 2.96$ К, что в 6 раз больше температуры бани. В таком случае вблизи края системы действительно существует несжимаемая полоска, связанная с зеемановским расщеплением в энергетическом спектре системы. Логично предположить, что мода $j = 1s$ должна иметь один узел осцилляций электронной плотности в направлении

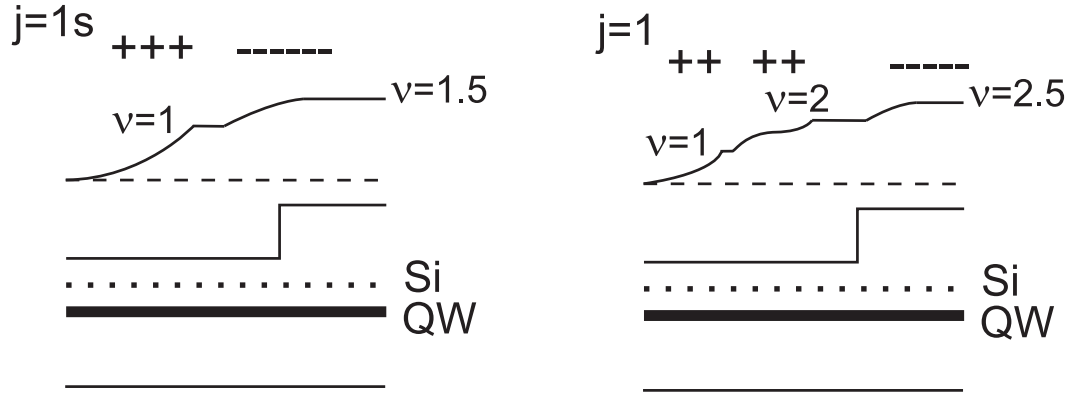


Рисунок 3.15: Схематические изображения профилей краевого обеднения ДЭС для факторов заполнения $\nu = 1.5$ и $\nu = 2.5$ и схемы осцилляций зарядовой плотности для АКМП мод $j = 1s$ и $j = 1$. В нижней части рисунка показана схема структуры (Si — слой кремниевых доноров, QW — квантовая яма). Из работы [184].

поперёк края ДЭС, связанный с указанной несжимаемой полоской. Это обстоятельство поднимает вопрос о числе узлов осцилляций электронной плотности для моды $j = 1$. Для ответа на него рассмотрим динамику ширины несжимаемой полоски, соответствующей фактору заполнения $\nu = 1$. При уменьшении магнитного поля фактор заполнения в объёме образца растёт, а несжимаемая полоска с $\nu = 1$ сдвигается ближе к краю ДЭС. Поскольку ширина первой несжимаемой полоски, согласно работе [62], определяется выражением вида

$$a_1^2 = \frac{2\Delta\varepsilon}{\pi^2 e^2 \frac{dn}{dx}}, \quad (3.3)$$

то с уменьшением магнитного поля она уменьшается как из-за уменьшения щели Δ в спектре двумерных электронов, линейно зависящей от магнитного поля, так и из-за увеличения крутизны профиля краевого обеднения dn/dx при смещении полоски к краю ДЭС. Приняв во внимание, что в наших экспериментах мода $j = 1s$ наблюдалась только в диапазоне факторов заполнения $1 < \nu < 2$, можно предположить, что при приближении к фактору заполнения $\nu = 2$ мода $j = 1s$ исчезает из-за «неэффективности» соответствующей несжимаемой полоски, а мода $j = 1$ также имеет один узел осцилляций электронной плотности в направлении поперёк края ДЭС, связанный с несжимаемой полоской, соответствующей фактору заполнения $\nu = 2$. Качественно распределения зарядовой плотности для мод $j = 1s$ и $j = 1$ приведены на рис. 3.15.

Также следует отметить, что в экспериментах не наблюдалась следующая «спиновая» АКМП мода, связанная уже с несжимаемой полоской на факторе заполнения $\nu = 3$. Вероятно, отсутствие этой моды в экспериментах связано с тем, что температура $T = 0.5$ К всё ещё слишком велика для существования выраженной несжимаемой полоски с $\nu = 3$, и для её наблюдения требуется охлаждение образца до более низких температур. Также следует обратить внимание на то, что, как показывают температурные измерения, даже вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ физические свойства $j = 1s$ моды определяются зеемановским значением энергетической щели. Обменное усиление энергии спиновых возбуждений ДЭС на факторе заполнения $\nu = 1$ [185] не оказывает влияния на свойства $j = 1s$ АКМП моды. Это можно объяснить, приняв во внимание, что обменное взаимодействие вносит вклад в энергию спиновых возбуждений (спин-экситонов) только в области $ql_B \gtrsim 1$. В данном случае следует полагать $q \approx 2.4/d$ (1.53), тогда параметр $ql_B \sim 10^{-3}$, и вклад обменного взаимодействия пренебрежимо мал по сравнению с обычным зеемановским расщеплением $\Delta = g\mu_B B$.

3.5 Влияние профиля краевого обеднения на акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах

В акустических краевых магнитоплазменных возбуждениях осцилляции зарядовой плотности происходят под действием кулоновского взаимодействия носителей заряда в области шириной порядка масштаба профиля краевого обеднения w . Отсюда интуитивно очевидно, что увеличение размера области краевого обеднения должно приводить к увеличению соответствующих мультипольных моментов и росту амплитуды АКМП резонансов. Это же утверждение подтверждается теоретическими расчётами [13] для силы осциллятора АКМП (1.43–1.44), которые показывают, что сила осциллятора АКМП $S \sim 1/|\ln(qw)|^2$.

Для проверки данного предположения было проведено сравнение кривых пропускания копланарного волновода от магнитного поля, измеренных для двух различных образцов с дисками диаметра $d = 20$ мкм (рис. 3.16(a)). Пер-

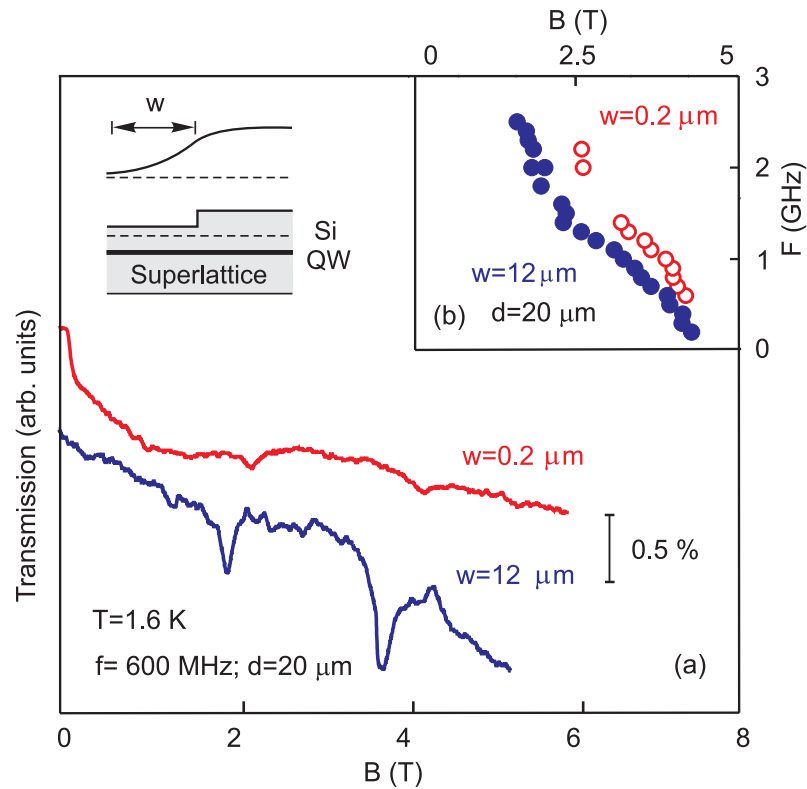


Рисунок 3.16: (а) Сравнение АКМП особенностей в сигнале пропускания копланарного волновода на частоте $f = 0.6$ ГГц для дисков диаметром $d = 20$ мкм, полученных при помощи глубокого травления (красная кривая) и неглубокого травления (синяя кривая). Измерения выполнены при температуре $T = 1.6$ К. На вставке показана схема неглубокого травления образца и профиль краевого обеднения (Si — слой кремниевых доноров, QW — квантовая яма, superlattice — сверхрешётка). (б) Сравнение магнитодисперсий АКМП моды $j = 1$ в указанных образцах. Синие сплошные символы соответствуют неглубокому, красные контурные — глубокому травлению образца. Из работы [183].

вый образец был приготовлен при помощи неглубокого травления на глубину 200 мкм (синяя кривая на рис. 3.16(а)), а второй — при помощи глубокого травления сквозь яму на глубину 500 мкм. Как обсуждалось выше в разделе 3.2, измеренный при помощи спектроскопии КМП размер области краевого обеднения ДЭС для диска с неглубоким травлением составлял $w = 12$ мкм, а для диска с глубоким травлением $w \approx 0.2$ мкм [61; 181]. Сравнение кривых пропускания копланарного волновода на частоте $f = 0.6$ ГГц для этих двух случаев (рис. 3.16(а)), позволяет выделить две особенности.

Во-первых, амплитуда АКМП, как и ожидалось, существенно зависит от размера области краевого обеднения. При переходе от образца с неглубоким травлением и гладким профилем краевого обеднения шириной $w = 12$ мкм к

образцу с глубоким травлением и резким краем шириной $w \approx 0.2$ мкм, амплитуда АКМП мод $j = 1, 2$ падает на порядок. Такое поведение может быть объяснено при учёте структуры края ДЭС, состоящего из чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок. Перераспределение электронной плотности при возбуждении АКМП может происходить только в сжимаемых краевых каналах, разделённых несжимаемыми полосками, в пределах которых электронная плотность постоянна. Ширина несжимаемых полосок, таким образом, определяет мультипольный момент соответствующей моды. С другой стороны, ширина несжимаемых полосок масштабируется как $\sqrt{a_B w}$ [62]. Таким образом, увеличение ширины профиля краевого обеднения ДЭС облегчает их возбуждение и наблюдение.

Во-вторых, глубокое травление приводит к незначительному сдвигу АКМП резонансов в сторону больших магнитных полей. На рис. 3.16(b) представлены магнитодисперсии для моды $j = 1$ для случаев глубокого и неглубокого травления. Этот сдвиг легко объяснить, учитывая, что в случае неглубокого травления область краевого обеднения находится снаружи литографически заданной границы диска, тем самым увеличивая его эффективный диаметр до величины $d + w$, где d — литографически заданный диаметр диска. Это приводит к уменьшению волнового вектора АКМП $q \approx 2.4/d^*$ (1.53) и «смягчению» моды для образца с неглубоким травлением.

3.6 Зависимость амплитуды акустических краевых магнитоплазмонов от фактора заполнения

В эксперименте амплитуда АКМП мод существенно меняется в зависимости от фактора заполнения уровней Ландау. Так, на рис. 3.17 представлена зависимость пропускания копланарного волновода на образце с дисками диаметром $d = 20$ мкм для ряда частот, когда магнитополевое положение резонанса $j = 1$ проходит через фактор заполнения $\nu = 3$. Видно, что в непосредственной близости целочисленного фактора заполнения $\nu = 3$ амплитуда $j = 1$ АКМП моды резко возрастает. Для корректного сравнения сопоставлялись нормиро-

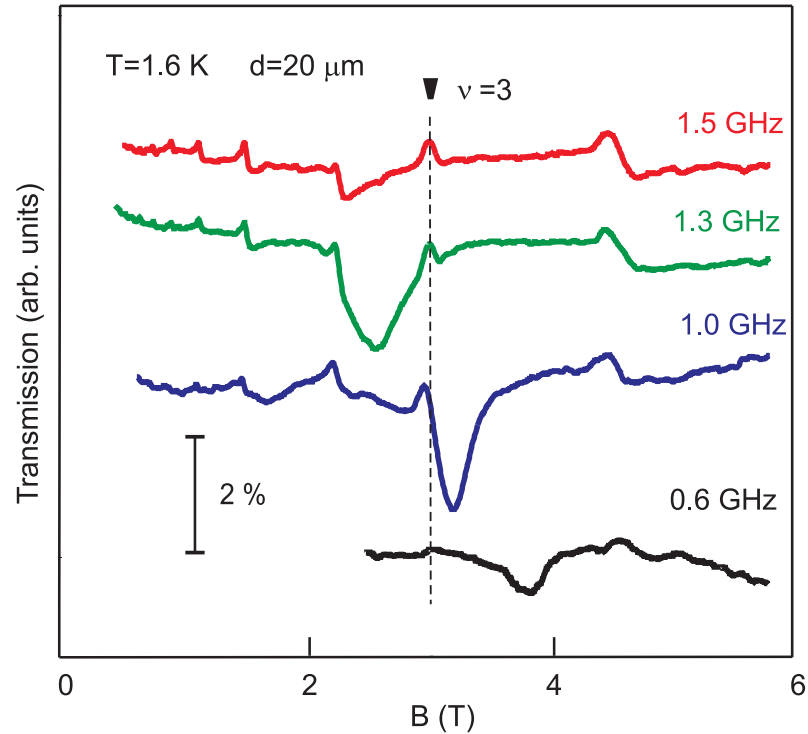


Рисунок 3.17: Резонанс $j = 1$ для ряда частот измерительного сигнала, при которых он находится вблизи фактора заполнения $\nu = 3$. Измерения выполнены на образце с дисками диаметром $d = 20$ мкм, полученными при помощи неглубокого травления, при температуре $T = 1.6$ К. Из работы [183].

ванные на пропускание копланарного волновода в нулевом магнитном поле \mathcal{T}_0 амплитуды резонансов $\delta\mathcal{T} = \Delta\mathcal{T}/\mathcal{T}_0$ (здесь $\Delta\mathcal{T}$ — абсолютное изменение сигнала пропускания копланарного волновода, измеренное детектором). Зависимость величины $\delta\mathcal{T}$ от фактора заполнения для моды $j = 1$ приведена на рисунке 3.18. При отходе от фактора заполнения $\nu = 2$, где и возникает мода $j = 1$, её амплитуда растёт и достигает максимума при $\nu = 3$, после чего начинает падать и при приближении к $\nu = 4$ обратно стремится к нулю. Такое поведение амплитуды $j = 1$ АКМП моды можно качественно объяснить следующим образом: при $\nu > 2$ нижайший уровень Ландау полностью заполнен, и число электронов, принимающих участие в АКМП моде (с внутренней стороны от несжимаемой полоски) пропорционально величине $(\nu - 2)/\nu$. Аналогично ведёт себя нормированная амплитуда $j = 1s$ моды при отходе от фактора заполнения $\nu = 1$ (см. рис. 3.18, данные приведены для образца с дисками диаметра $d = 10$ мкм при температуре $T = 0.5$ К).

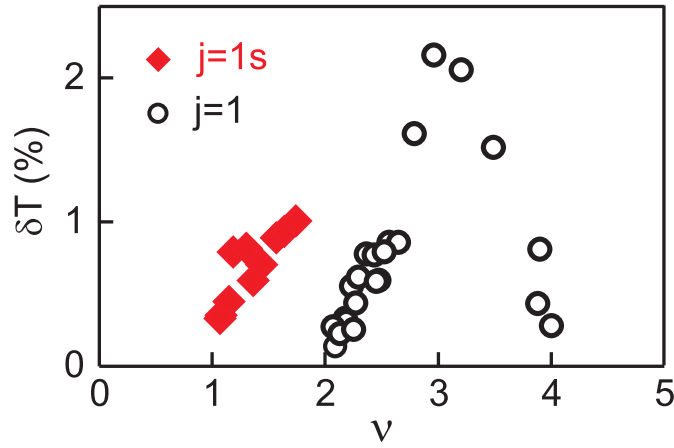


Рисунок 3.18: Зависимости нормированной амплитуды $j = 1s$ и $j = 1$ АКМП мод от фактора заполнения (см. подробности в тексте). Из работы [184].

3.7 Выводы

Таким образом, была разработана и реализована новая методика, позволяющая при помощи неглубокого подтравливания полупроводниковых наноструктур с квантовыми ямами GaAs/Al_xGa_{1-x}As получать ДЭС с рекордно большими размерами профиля краевого обеднения вплоть до $w = 12$ мкм. Применение данной методики позволило увеличить масштаб пространственного разделения зарядов в АКМП, пронаблюдать и исследовать эти моды в широком диапазоне магнитных полей 1–10 Тл в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

Было установлено, что в режиме ЦКЭХ структура края двумерной системы существенно влияет не только на количественные характеристики АКМП мод, но и определяет само количество краевых акустических мод, которые могут существовать в системе — оно равно количеству несжимаемых полосок на краю ДЭС. Установлено, что (при температурах, сравнимых с величиной зеемановского расщепления и выше) j -я мода АКМП обрывается на факторе заполнения $\nu = 2j$. При понижении температуры ниже зеемановской щели в ДЭС возникают дополнительные АКМП моды, связанные со спиновым расщеплением в энергетическом спектре системы и обрывающиеся на нечётных факторах заполнения.

При отходе от факторов заполнения $\nu = 2j$ в сторону меньших магнитных полей магнитодисперсия АКМП моды с точностью до численного коэффициента порядка единицы стремится к теоретически предсказанным в работах [12; 13] законам магнитодисперсии (1.39), (1.42), (1.49). Такое соответствие теории с

экспериментом следует считать очень хорошим, хотя бы потому, что, как видно из сравнения выражений (1.39) и (1.42) точный вид закона магнитодисперсии АКМП должен зависеть от конкретной формы профиля краевого обеднения ДЭС, которая в использованных в эксперименте образцах остаётся неизвестной, и не должна совпадать с использовавшимися при выводе (1.39), (1.42) профилями вида (1.16), (1.41).

Амплитуда резонансов АКМП в микроволновом поглощении образца существенно растёт с увеличением размера области краевого обеднения, что объясняется увеличением масштаба пространственного разделения зарядов и, соответственно, мультипольных моментов АКМП возбуждений, отвечающих за величину их взаимодействия с возбуждающим электрическим полем. Также амплитуда АКМП мод сильно зависит от фактора заполнения. Например, было установлено, что амплитуда моды $j = 1$ максимальна на факторе заполнения $\nu = 3$.

Обнаружение и исследование АКМП в двумерных системах на базе полупроводниковых гетероструктур важно само по себе, так как надёжная информация об этих модах практически отсутствует [186]. Вместе с тем, оно открывает дорогу к новым методам исследования краевых состояний ДЭС в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

Глава 4

Плазмонные поляритоны в планарных микрорезонаторах

4.1 Введение

Важной областью современной физики является экспериментальная реализация систем с сильным взаимодействием света и возбуждений в среде, когда взаимодействие приводит к образованию гибридных поляритонных мод, причём константа связи мод (частота Раби) сравнима по величине с частотой невозмущённых мод в системе (ультрасильное и глубоко ультрасильное взаимодействие). Такие системы важны, например, для реализации и исследования неадиабатических эффектов квантовой электродинамики резонатора [82—84; 87]. В экспериментах такие модельные системы с сильной гибридизацией мод обычно реализуют при помощи сверхпроводящих систем с джозефсоновскими «искусственными атомами» [90; 91; 187] либо низкоразмерных электронных систем в полупроводниковых гетероструктурах, взаимодействующих с микроволновыми резонаторами [87; 92—94]. Явление взаимодействия плазмонов в ДЭС со светом экспериментально изучалось ранее [17—19] в дисках и полосках ДЭС в свободном пространстве, где эффекты взаимодействия менее выражены. Представляет интерес исследовать взаимодействие плазмонов с фотонными модами копланарного микрорезонатора, сформированного на поверхности ДЭС, так как

в такой системе можно увеличить силу связи плазмона с фотонными модами, а свойствами такой системы легко управлять, изменяя электронную плотность в ДЭС либо прикладывая внешнее магнитное поле.

В данной главе представлены результаты экспериментов по исследованию взаимодействия между фотонными модами планарного микрорезонатора и плазменными модами в ДЭС. В экспериментах удалось пронаблюдать явление гибридизации указанных мод, приводящее к появлению в системе новых нормальных мод — плазмон-поляритонов, причём наблюдались как нижняя, так и верхняя, нестабильная по отношению к излучательному распаду, поляритонные ветви. Реализован режим ультрасильного плазмон-фотонного взаимодействия, когда частота Раби по величине сравнима с частотой невозмущённых мод. Показано, что силой взаимодействия плазменных и фотонных мод можно управлять, изменяя электронную плотность в образце.

4.2 Гибридные плазмон-поляритонные моды в копланарном микрорезонаторе

В экспериментах исследовалось пропускание копланарного волновода, литографически сформированного на поверхности образца над ДЭС. Были исследованы образцы со следующими параметрами: ширина щели копланарного волновода $w = 30$ мкм, ширина центральной полоски $a = 45$ мкм, длины копланарных волноводов на различных образцах составляли $L = 1.0, 2.1, 3.6$ и 9.5 мкм. Параметры копланарного волновода на образце были выбраны таким образом, чтобы обеспечить волновое сопротивление $Z = 50$ Ом. Образец монтировался в кристаллодержатель, содержащий коаксиально-копланарные переходы и короткие отрезки копланарных волноводов с волновым сопротивлением $Z \approx 130$ Ом, между которыми при помощи проволочного бондинга подключался копланарный волновод на образце. Благодаря проволочному бондингу и сильному рассогласованию между импедансами копланарных волноводов образца и кристаллодержателя, на границах копланарного волновода на образце возникает частичное отражение распространяющегося вдоль него микроволнового сигнала,

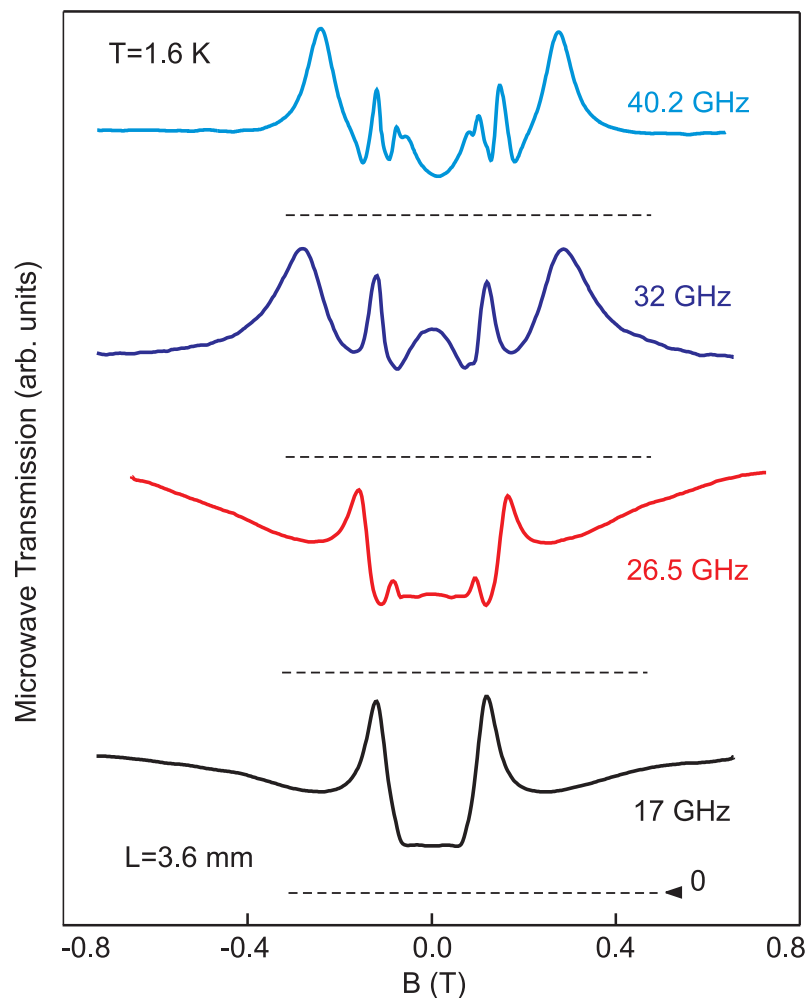


Рисунок 4.1: Кривые пропускания копланарного микрорезонатора длиной $L = 3.6$ мм в зависимости от магнитного поля для четырёх частот измерительного сигнала $f = 17, 26.5, 32$ и 40.2 ГГц. Кривые смещены по вертикали для наглядности. Положение нулевого уровня сигнала для каждой из кривых показано горизонтальными пунктирными линиями. Концентрация двумерных электронов в образце $n_s = 2.1 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Измерения проводились при температуре $T = 1.6$ К. Из работы [188].

вследствие чего такой отрезок копланарного волновода де-факто является копланарным микрорезонатором типа Фабри-Перо.

Кристаллодержатель с образцом подключался при помощи коаксиальных кабелей последовательно в измерительную цепь между СВЧ генератором и детектором (туннельный диод с СВЧ предусилителем). В экспериментах измерялся сигнал пропускания копланарного микрорезонатора, снимаемый с детектора, при развороте магнитного поля для различных частот СВЧ. Для изготовления образцов использовались структуры с электронной плотностью $n_s = 1.0 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ и 2.1×10^{11} см $^{-2}$ и подвижностью

$\mu = 4 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и $13 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при температуре $T = 1.6 \text{ К}$, соответственно. Эксперименты проводились при температуре $T = 1.6 \text{ К}$ в гелиевом криостате со сверхпроводящим магнитом, магнитное поле было направлено нормально по отношению к поверхности образца.

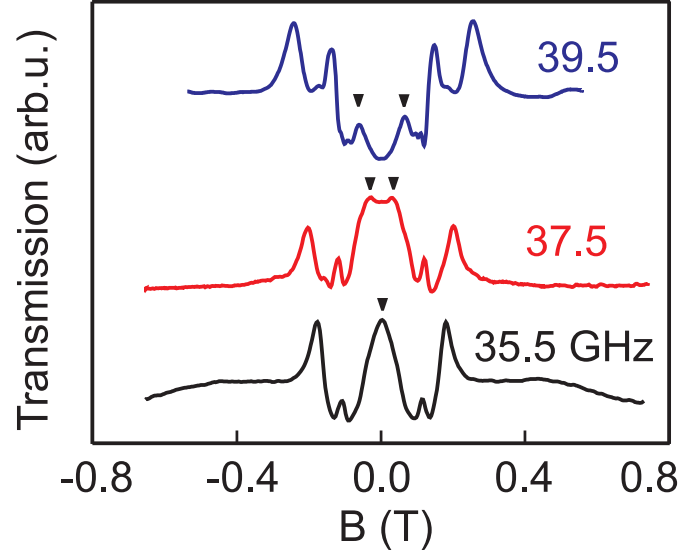


Рисунок 4.2: Кривые пропускания копланарного микрорезонатора длиной $L = 3.6 \text{ мм}$ в зависимости от магнитного поля для трёх частот измерительного сигнала $f = 35.5, 37.5, 39.5 \text{ ГГц}$. Кривые смещены по вертикали для наглядности. Положения резонансов пропускания копланарного микрорезонатора в малых магнитных полях показаны стрелками. Концентрация двумерных электронов в образце $n_s = 2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Измерения проводились при температуре $T = 1.6 \text{ К}$. Из работы [188].

На рис. 4.1 показаны кривые пропускания копланарного микрорезонатора длиной $L = 3.6 \text{ мм}$ в зависимости от магнитного поля для четырёх частот измерительного сигнала $f = 17, 26.5, 32$ и 40.2 ГГц . Концентрация двумерных электронов в образце составляла $n_s = 2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На каждой кривой имеется набор резонансов, симметричных относительно инверсии магнитного поля. На ряде частот в магнитных полях, меньших, чем положение циклотронного резонанса $B_c = 2\pi f m^*/e$ наблюдаются дополнительные, существенно более слабые пики (см. рис. 4.2, положение дополнительных пиков показано стрелками).

Магнитодисперсия обнаруженных пиков резонансного пропускания копланарного микрорезонатора построена на рис. 4.3. Экспериментальные точки образуют два типа кривых с положительной магнитодисперсией. Кривые первого типа в малых магнитных полях стартуют с линии магнитодисперсии циклотронного резонанса $f = eB/2\pi m^*$, и в больших полях асимптотически стремятся

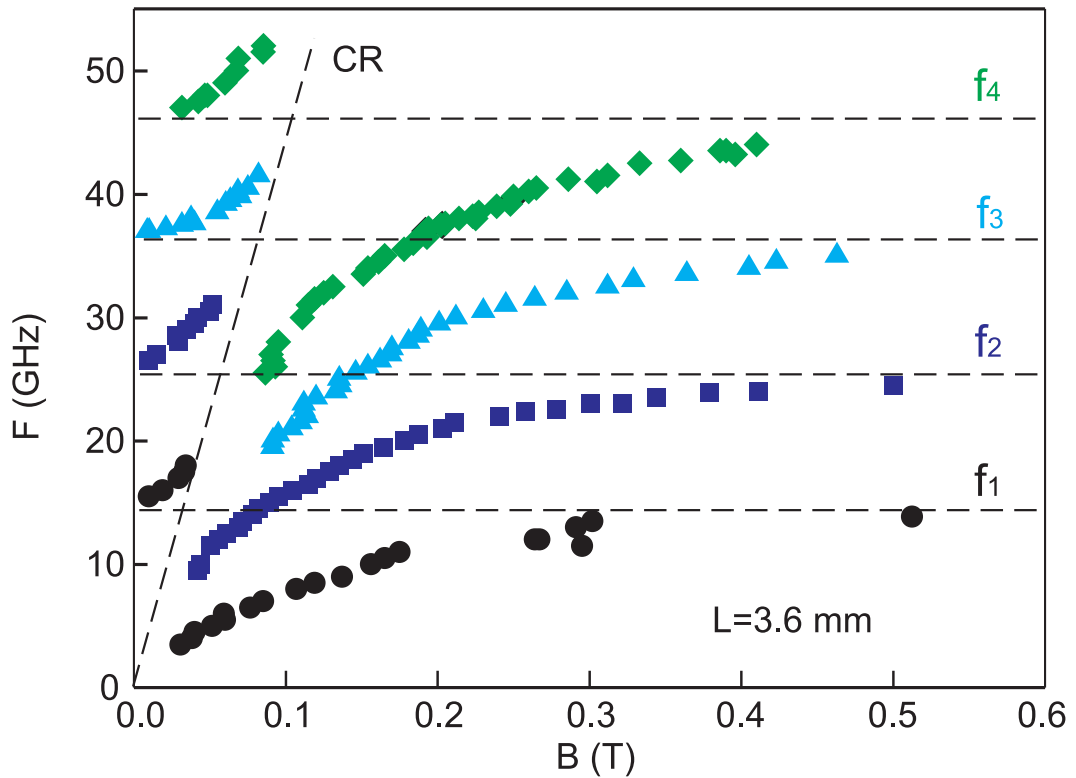


Рисунок 4.3: Магнитодисперсия резонансов пропускания копланарного микрорезонатора. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют фотонным модам микрорезонатора, наклонная — магнитодисперсии циклотронного резонанса.

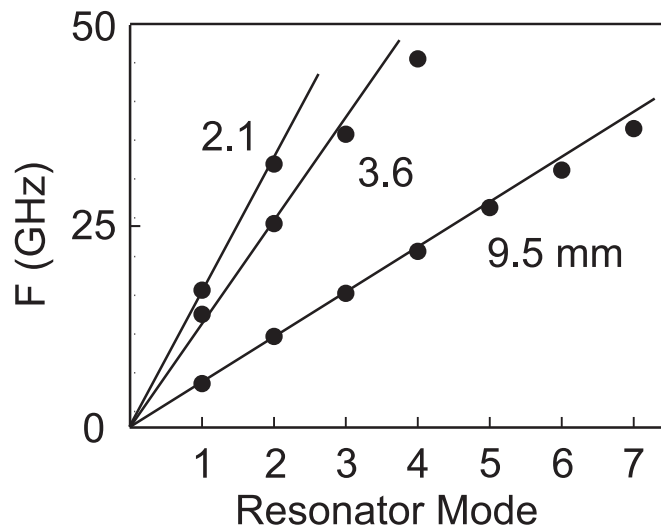


Рисунок 4.4: Зависимость частоты фотонных мод от номера моды для копланарных микрорезонаторов длиной $L = 2.1, 3.6$ и 9.5 мм.

к набору горизонтальных линий, соответствующих частотам f_N , $N = 1, 2, \dots$. Кривые второго типа, наоборот, в нулевом магнитном поле стартуют с частот f_N и асимптотически стремятся к циклотронной магнитодисперсии. Экспериментально наблюдаемые значения частот f_N эквидистантны и хорошо описываются

выражением для фотонных мод копланарного микрорезонатора

$$f_N = \frac{Nc}{2n^*L^*}, \quad (4.1)$$

где $n^* = \sqrt{(\varepsilon + 1)/2}$ — эффективный показатель преломления, $L^* = L + 2x$ — эффективная длина микрорезонатора, x — характерный размер краевых электромагнитных полей, «выходящих» за пределы микрорезонатора. Для наших экспериментальных данных хорошее согласие достигается при $x \approx 1.35$ мм. Зависимость f_N от номера моды действительно имеет линейный характер. Для дальнейшего подтверждения фотонной природы этих частот такие же зависимости величины f_N от номера моды были построены и для образцов с другими длинами микрорезонатора (рис. 4.4). Все эти зависимости оказались линейными, причём частоты этих мод монотонно убывают с ростом длины микрорезонатора. Это подтверждает фотонную природу горизонтальных асимптот $f = f_N$.

Из этого следует, что два наблюдаемых семейства мод имеют плазмон-поляритонную природу. Моды, асимптотически стремящиеся в больших магнитных полях к фотонным частотам f_N являются нижними поляритонными ветвями, а моды, стремящиеся к циклотронной магнитодисперсии — верхними. Важно отметить, что константа связи мод (частота Раби) ΔF , понимаемая как половина расстояния между соответствующими друг другу верхней и нижней поляритонными ветвями в точке пересечения циклотронной магнитодисперсии с соответствующей фотонной модой, велика и сравнима по величине с частотами невозмущённых мод. Так, например, в образце длиной $L = 3.6$ мм и с электронной плотностью $n_s = 2.1 \times 10^{11}$ см⁻² для первой моды $f_1 = 14$ ГГц, $\Delta F_1 = 6.5$ ГГц, и нормализованная константа связи $\eta = \Delta F_1/f_1 = 0.46$, что позволяет утверждать о реализации режима сильной связи между плазмонами в ДЭС и фотонами в планарном микрорезонаторе. Отдельно интересно отметить, что в эксперименте удалось пронаблюдать не только нижние, но и верхние, нестабильные по отношению к излучательному распаду, поляритонные ветви.

4.3 Перестраиваемость силы плазмон-фотонного взаимодействия

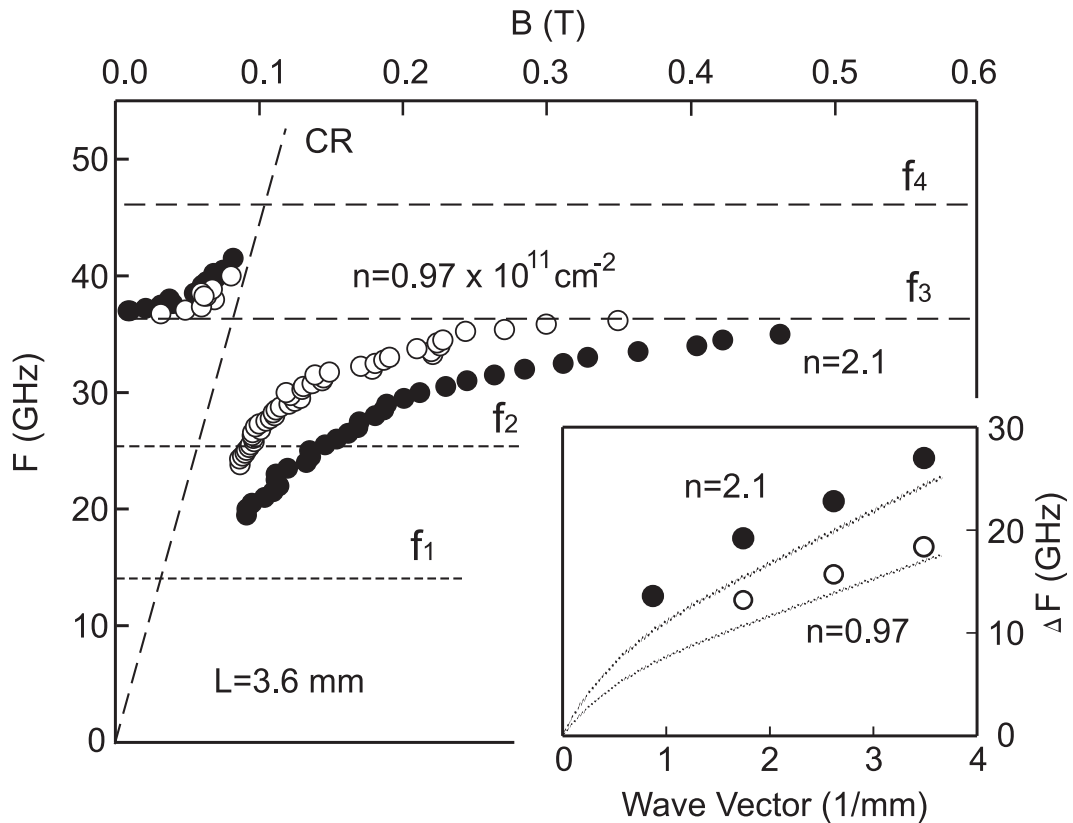


Рисунок 4.5: Магнитодисперсии третьей поляритонной моды для образцов с электронной плотностью $n_s = 0.97 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (контурные символы) и $2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (сплошные символы) для копланарного микрорезонатора длиной $L = 3.6 \text{ мм}$. На вставке — зависимость силы взаимодействия мод (частоты Раби) от волнового вектора для двух указанных значений электронной плотности.

Поскольку силой плазмон-фотонного взаимодействия важно уметь управлять, далее была исследована зависимость силы плазмон-фотонного взаимодействия от электронной плотности. Для такого исследования была выбрана третья плазмон-поляритонная мода, поскольку её величину расщепления удобно определить. На рис. 4.5 приведено сравнение магнитодисперсий третьей плазмон-поляритонной моды для образцов с электронной плотностью $n_s = 0.97 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (контурные символы) и $2.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (сплошные символы) для копланарного микрорезонатора длиной $L = 3.6 \text{ мм}$. Видно, что уменьшение электронной плотности приводит к уменьшению расщепления поляритонных ветвей, т. е. к ослаблению взаимодействия. Далее была исследована зависимость

частоты Раби третьей плазмон-поляритонной моды от волнового вектора. Для этого проводилось сравнение частот Раби в резонаторах различной длины. На вставке к рисунку 4.5 приведена зависимость от волнового вектора удвоенной частоты Раби для третьей плазмон-поляритонной моды для этих двух значений электронной плотности. Эта зависимость имеет сублинейно возрастающий характер.

Проведём теоретическую оценку константы связи, опираясь на формулы (1.57), (1.58) согласно теории, развитой в работе [89]. Число диполей, участвующих в процессе, можно оценить как $N_{\text{dipoles}} = 2n_s L w / \nu$ (здесь учтено, что эффективно принимают участие в возбуждении ли электроны на верхнем уровне Ландау). Дипольный момент, связанный с одним электроном — как $d = e l_{\text{В}} \sqrt{\nu}$. Эффективный объём нижней моды копланарного микрорезонатора положим равным $V_{\text{eff}} \approx 4L^2 w$ (см. обсуждение далее). При таких предположениях константа связи (частота Раби) для исследуемой системы составляет

$$\Omega_{\text{R}} = \frac{d E_{\text{vac}} \sqrt{N_{\text{dipoles}}}}{\hbar} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon^* \epsilon_0 L}}. \quad (4.2)$$

Величина константы взаимодействия зависит от электронной плотности как $\sqrt{n_s}$, что согласуется с экспериментом. Интересно отметить, что константа взаимодействия равна частоте двумерного плазмона с волновым числом $q = 1/L$. Проведём сравнение формулы (4.2) с экспериментом. Для первой моды в копланарном микрорезонаторе длиной $L = 3.6$ мм в образце с электронной плотностью $n_s = 2.1 \times 10^{11}$ см⁻² получаем теоретическую константу связи $\Delta F_1^{\text{theor}} = \Omega_{\text{R}}/2\pi = 7.1$ ГГц, что очень хорошо согласуется с упоминавшимся выше экспериментальным значением $\Delta F_1^{\text{exper}} = 6.5$ ГГц. Интересно отметить, что такое хорошее согласие с экспериментом достигается при эффективном объёме моды $V_{\text{eff}} \approx 4L^2 w$, по-видимости, это связано с тем, что характерный пространственный масштаб убывания амплитуды поля электромагнитной волны в поперечной плоскости составляет порядка \sqrt{Lw} .

Далее обсудим зависимость константы связи Ω_{R} от волнового вектора $q = \pi j/L^*$. В работе [89] выведено следующее универсальное соотношение для

нормализованной константы связи

$$\eta = \frac{\Omega_R}{\omega} = \sqrt{\frac{2\alpha\nu}{\pi\sqrt{\epsilon^*}}}. \quad (4.3)$$

Фактор заполнения $\nu = \pi n_s \hbar / eB \sim 1/j$, так как $eB/m^* = c\pi j/n^*L^*$; частота невозмущённых мод $\omega = c\pi j/n^*L^* \sim j$, поэтому $\eta \sim \sqrt{j} \sim q$, что качественно согласуется с данными эксперимента, приведёнными на вставке к рис. 4.5.

4.4 Выводы и обсуждение

В пропускании планарных микрорезонаторов удалось пронаблюдать ряд поляритонных резонансов, соответствующих гибридизации плазмонных мод в ДЭС с фотонными модами микрорезонатора, причём наблюдались как нижняя, так и верхняя, нестабильная по отношению к излучательному распаду, поляритонные ветви. Реализован режим ультрасильного плазмон-фотонного взаимодействия, когда частота Раби по величине сравнима с частотой невозмущённых мод. В экспериментах удалось достичь значения нормализованной константы связи $\eta = 0.46$. Показано, что силой взаимодействия плазменных и фотонных мод можно управлять, изменяя электронную плотность в образце. При этом величина константы связи хорошо согласуется с элементарной теоретической моделью (1.57), (4.2). Элементарная теория (1.57), (4.2), (4.3) также предсказывает корневую зависимость нормализованной константы связи от электронной плотности n_s в образце и волнового вектора q для соответствующей моды. Этот теоретический результат также хорошо подтверждается в экспериментах.

Сравним полученный результат с результатами ведущих мировых групп. На рис. 4.6, взятом из обзора [27], приведено сравнение результатов различных экспериментов по квантовой электродинамике резонатора по достигнутой величине нормализованной константы связи. Видно, что полученный в настоящей работе результат $\eta = 0.46$ находится в ряду лучших мировых результатов в данной области. При этом важным достоинством реализованной плазмон-поляритонной системы является её гибкость и возможность перестройки константы связи.

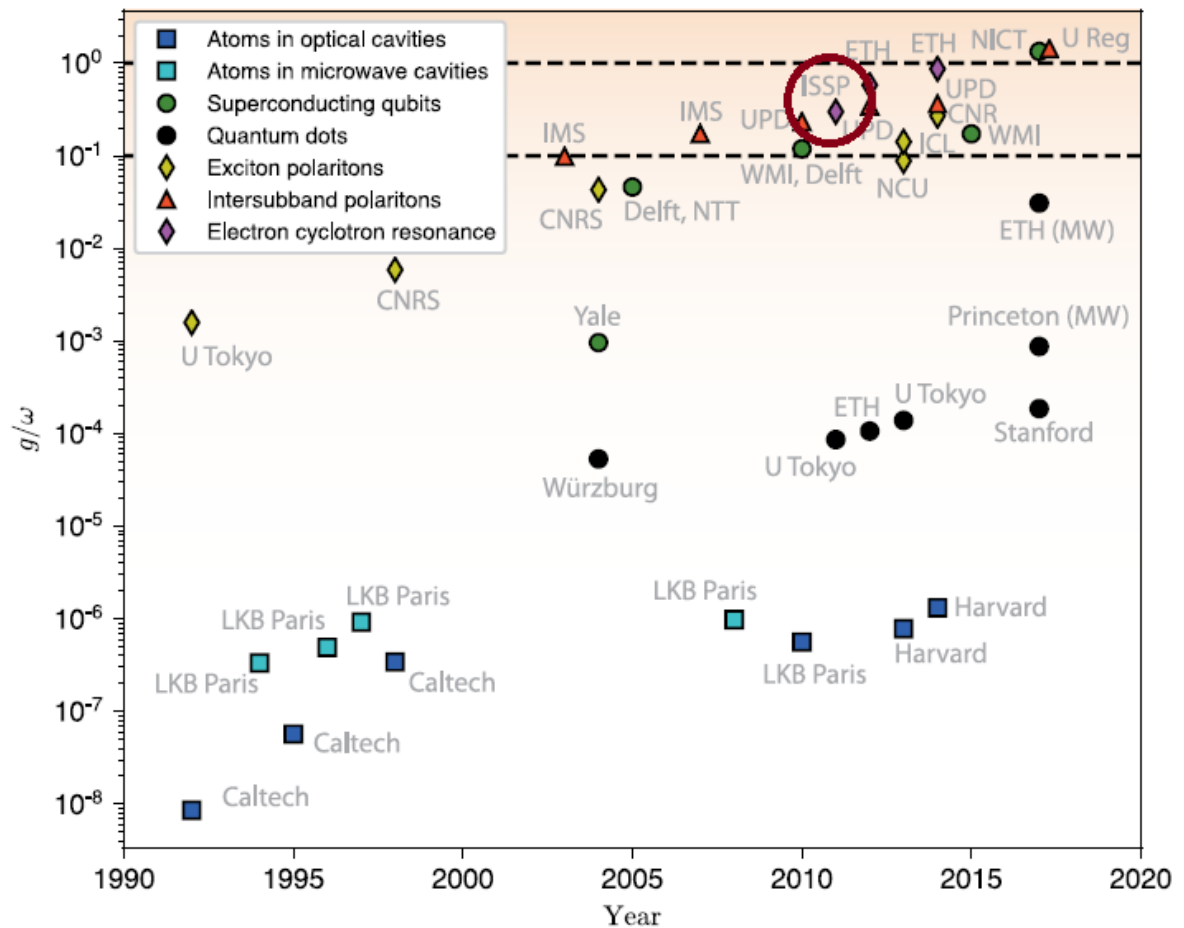


Рисунок 4.6: Сравнение результатов различных групп по реализации систем с сильной связью. По вертикали — нормированная константа связи, по горизонтали — год опубликования результатов. Точка, отвечающая результатам настоящей работы, выделена кружком. Из работы [27]

Таким образом, была реализована новая физическая система, в которой наблюдаются плазмон-поляритонные резонансы в режиме ультрасильной связи. При этом константу связи оказывается легко перестраивать в широких пределах, изменяя концентрацию двумерных электронов в системе (например, при помощи заднего затвора). Такая система представляет существенный интерес для реализации неадиабатических явлений квантовой электродинамики резонатора.

Глава 5

Высокочастотная проводимость двумерной электронной системы в условиях микроволнового облучения

5.1 Введение

Как обсуждалось выше в обзоре литературы (раздел 1.6), несмотря на обилие экспериментальных и теоретических работ, до сих пор отсутствует консенсус относительно природы индуцированных микроволновым облучением осцилляций магнитосопротивления (MIRO). Одним из основных неразрешённых вопросов является вопрос о том, имеют ли MIRO объёмное происхождение или же они связаны с приконтактными областями образца, его краями, либо границами металлических затворов. Другой важной особенностью MIRO является отсутствие их корреляции с особенностями в поглощении мощности. Это позволяет предполагать, что MIRO существенно зависят от частоты измерительного сигнала и характерны именно для измерений на постоянном токе и низких частотах, а на частоте, равной частоте вызывающего MIRO СВЧ-облучения,

соответствующие MIRO особенности в динамическом магнитотранспорте отсутствуют либо пренебрежимо малы.

В этой связи интересны попытки пронаблюдать MIRO в бесконтактных измерениях, из которых можно выделить работы Быкова и соавторов [20] и коллектива авторов под руководством Студеникина и Потемского [21]. В работе [20] MIRO наблюдались в высокочастотной проводимости ДЭС, измеренной в геометрии Корбино с емкостными контактами на мегагерцовых частотах измерительного сигнала ($f = 1$ МГц). В работе [21] образец был помещён в резонатор, и MIRO удалось пронаблюдать во второй производной поглощения резонатора по магнитному полю (т. е. в величине, пропорциональной высокочастотной проводимости на частоте возбуждающего СВЧ-сигнала $F = 53\text{--}59$ ГГц). Примечательно, что в данной работе [21] амплитуда MIRO была исчезающе мала, что согласуется с приведёнными выше соображениями.

Вместе с тем, авторы обеих работ были существенно ограничены в динамическом диапазоне частот измерительного сигнала. Так, в работе [20] сообщалось об измерениях только на одной частоте измерительного сигнала $f = 1$ МГц, а в работе [21] динамический диапазон составлял 0.15 октавы. В связи с этим, для исследования кинетики MIRO остаётся актуальным наблюдение их в высокочастотной динамической магнитопроводимости, а также исследование их зависимости от частоты измерительного сигнала в возможно более широком диапазоне частот. В настоящей главе представлены результаты исследования MIRO при помощи широкополосной копланарно-трансмиссионной методики измерения высокочастотной проводимости ДЭС для диапазона частот измерительного сигнала 0.5 – 10 ГГц.

5.2 Индуцированные микроволновым излучением осцилляции высокочастотной проводимости двумерных электронных систем

Эксперименты данной главы были выполнены на высокоподвижных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, изготовленных при помощи молекулярно-пучковой эпитаксии. Исследовались структуры с типичными значениями электронной

плотности $n = (1.3 - 2.8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижности $\mu = (6 - 15) \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при температуре $T = 1.5 \text{ К}$. Для обеспечения возможности одновременных измерений проводимости на одной и той же шайбе посредством различных методик были изготовлены образцы, в которых на одном кристалле средствами оптической литографии были выполнены как Холловский мостик, так и копланарный волновод, нанесенный поверх мезы. Длина копланарного волновода составляла $l = 800 \text{ мкм}$, в то время как ширина его центральной полоски была равна $a = 44 \text{ мкм}$, расстояние между заземленными полуплоскостями — $b = 104 \text{ мкм}$. Параметры волновода выбирались так, чтобы его характеристический импеданс составлял $Z_0 = 50 \text{ Ом}$. Для измерения проводимости применялись описанная в разделе 2.3 бесконтактная высокочастотная и стандартная транспортная методики измерения проводимости.

Образец был закреплен вблизи конца прямоугольного волновода размера WR28 и погружен в 1.5-К вставку гелиевого криостата со сверхпроводящим магнитом. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца (геометрия Фарадея). Для достижения температуры $T = 1.5 \text{ К}$ использовалась откачка паров гелия (^4He). Для исследования проводимости ДЭС в режиме MRO, образец через прямоугольный волновод облучался микроволновым излучением в частотном диапазоне от 40 – 140 ГГц, при этом выходная мощность генератора не превышала 0 дБм.

В случае бесконтактной методики копланарный волновод при помощи 50-Омных коаксиальных кабелей подключался последовательно между генератором измерительного ВЧ-сигнала ($f = 0 - 20 \text{ ГГц}$) и детектором, который представлял собой туннельный диод с встроенным предусилителем, расположенный вне криостата. Выходная мощность генератора измерительного сигнала ослаблялась при помощи аттенуаторов таким образом, чтобы она не превосходила –40 дБм. Она модулировалась на частоте 810 Гц, и сигнал с выхода детектора детектировался с помощью стандартной методики синхронного детектирования. Демонстрация эффективности применяемой методики подробно обсуждалась в разделе 2.5. При использовании транспортной методики через Холловский мостик, сформированный под копланарным волноводом, пропускался переменный ток 0.1 мкА частотой 13 Гц. Магнитосопротивление измерялось на той же частоте при помощи такой же методики синхронного детектирования.

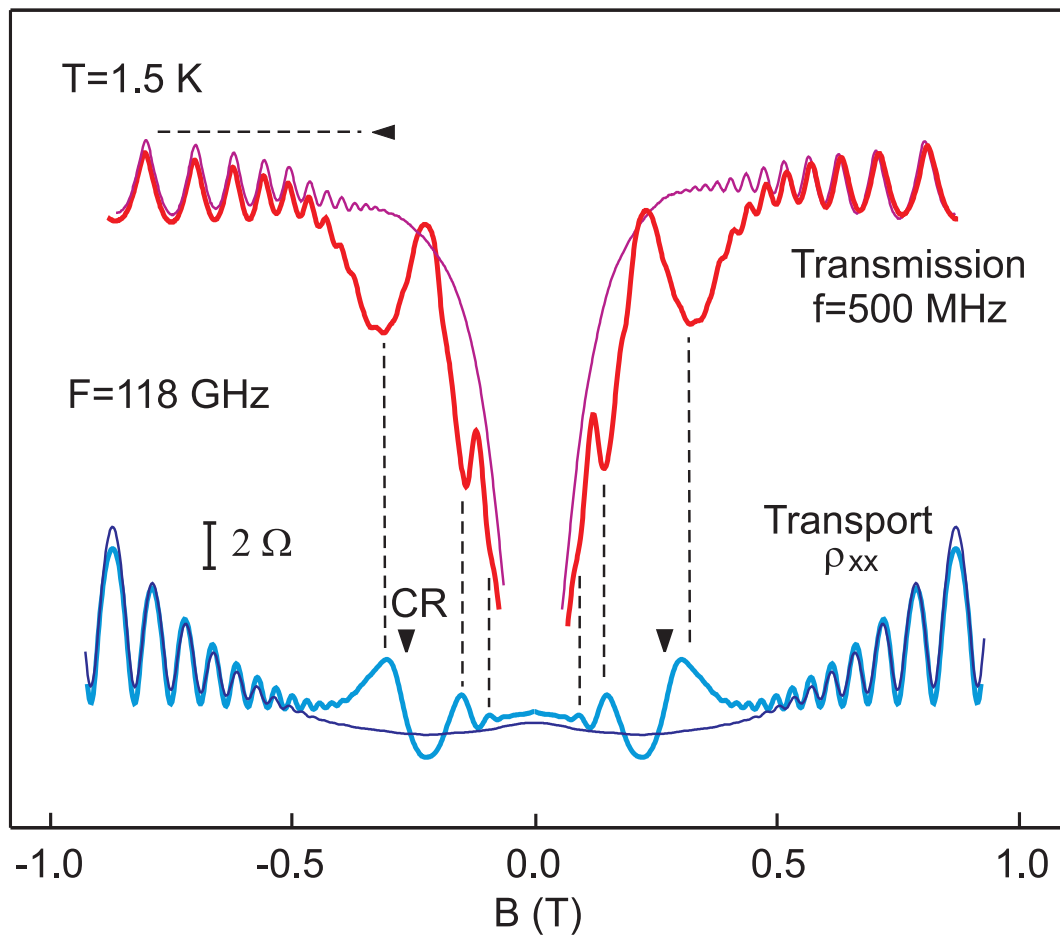


Рисунок 5.1: Зависимости диагональной компоненты тензора магнитосопротивления ρ_{xx} в транспортных измерениях на постоянном токе (transport, синие кривые, нижняя часть рисунка) и пропускания копланарного волновода на поверхности образца для частоты измерительного сигнала $f = 500$ МГц (transmission, красные кривые, верхняя часть рисунка), в отсутствие (тонкие кривые) и в присутствии (жирные кривые) внешнего микроволнового облучения частотой $F = 118$ ГГц. Стрелочками показано положение циклотронного резонанса по магнитному полю для указанной частоты. Горизонтальная пунктирная линия соответствует 100% уровню пропускания копланарного волновода. Измерения проводились при температуре $T = 1.5$ К. Из работы [179].

На рисунке 5.1 приведено сравнение типичных магнитопольевых зависимостей удельного сопротивления образца, измеренного на постоянном токе при помощи Холловского мостика, ρ_{xx} и пропускания копланарного волновода \mathcal{T} на частоте измерительного СВЧ-сигнала 500 МГц. Утолщённые кривые соответствуют случаю микроволнового облучения образца на частоте $F = 118$ ГГц, тонкие представляют собой магнитопольевые зависимости в отсутствие микроволнового облучения. Периодические по обратному магнитному полю осцилля-

ции удельного магнитосопротивления ДЭС и пропускания копланарного волновода в больших магнитных полях ($B > 0.4$ Тл) не зависят от наличия внешнего микроволнового излучения и соответствуют хорошо известным осцилляциям Шубникова – де Гааза. Хорошо видно, что в случае присутствия внешнего микроволнового облучения в относительно малых магнитных полях как магнитосопротивление на постоянном токе, так и пропускание копланарного волновода имеют ряд дополнительных особенностей. Как будет показано ниже, наблюдаемые особенности соответствуют $1/B$ -периодическим индуцированным микроволновым облучением осцилляциям магнитосопротивления [7; 189]. Положения по магнитному полю всех особенностей пропускания копланарного волновода точно совпадают с особенностями в магнитотранспортных характеристиках на постоянном токе, что отмечено вертикальными пунктирными линиями на рис. 5.1, причём, как и ожидалось, максимумы магнитосопротивления соответствуют минимумам в пропускании копланарного волновода. С другой стороны, вертикальными стрелками отмечено положение циклотронного резонанса, которое соответствует чуть меньшему магнитному полю, чем первый максимум MRO, наблюдаемый в магнитосопротивлении ДЭС.

Для подтверждения предположения, что положение наблюдаемых особенностей действительно связано с кратными гармониками циклотронного резонанса [7], измерения пропускания копланарного волновода были повторены для ряда частот микроволнового облучения, и была построена магнитодисперсия наблюдаемых особенностей. Как хорошо видно из рисунка 5.2, демонстрирующего типичные зависимости пропускания на частоте $f = 500$ МГц от магнитного поля для трёх частот внешнего СВЧ-излучения $F = 94, 114$ и 130 ГГц, положение MRO-особенностей по магнитному полю меняется с частотой микроволнового облучения, в то время, как особенности, связанные с осцилляциями Шубникова - де Гааза, остаются неизменными. Рисунок 5.3 демонстрирует магнитодисперсию минимумов сигнала пропускания (круги), а также соответствующих максимумов магнитосопротивления, измеренного транспортной методикой (ромбы). Значения магнитного поля, при которых наблюдаются минимумы пропускания, совпадают с значениями для максимумов сопротивления. Таким образом, отсюда следует вывод, что экспериментально наблюдаемые особенности пропускания копланарного волновода действительно соответствуют

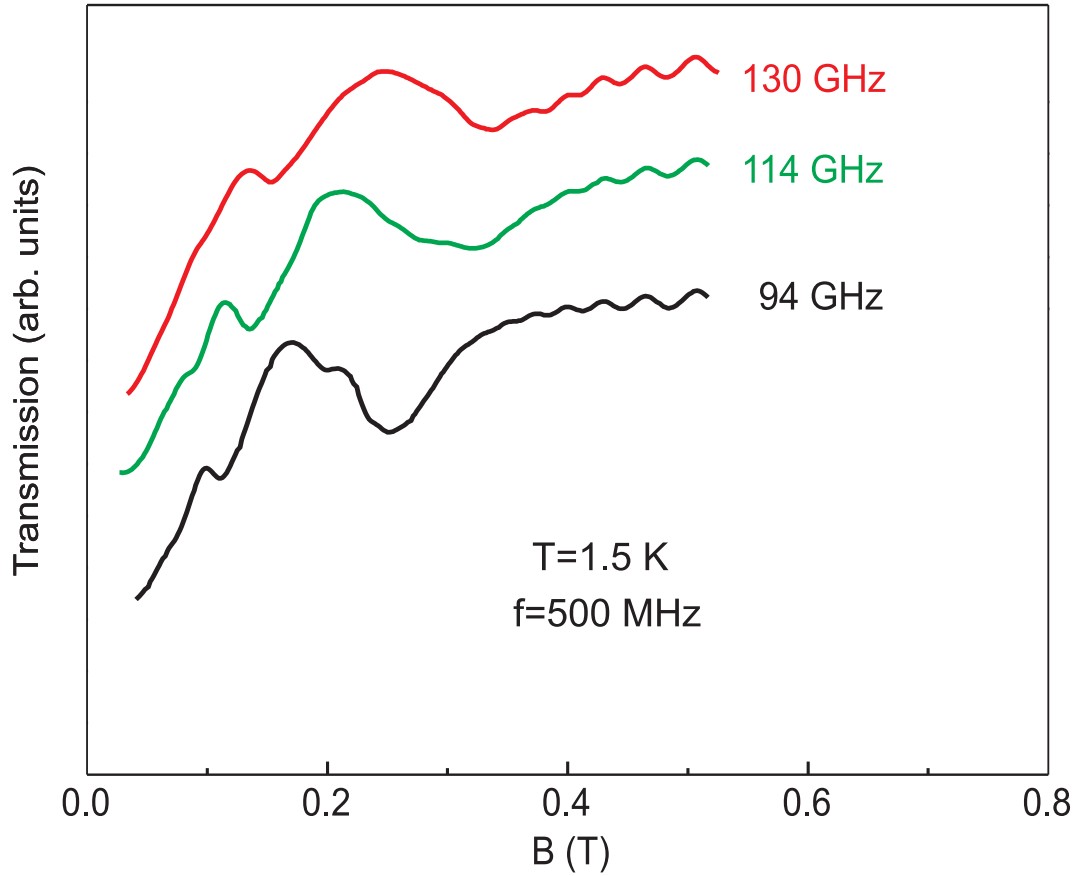


Рисунок 5.2: Зависимости пропускная копланарного волновода на частоте измерительного сигнала $f = 500$ МГц для трёх частот возбуждающего MIRO микроволнового облучения. Измерения проводились при температуре $T = 1.5$ К. Из работы [179].

MIRO [7; 189]. Хорошо видно, что частоты микроволнового облучения, на которых наблюдаются зависящие от магнитного поля особенности, действительно линейно зависят от величины магнитного поля. Экспериментальные точки следуют кратным гармоникам циклотронного резонанса, определяющимся условием $2\pi F = \omega = n\omega_c$ для циклотронной массы $m^* = 0.067m_0$ (пунктирные линии), где множитель n соответствует номеру гармоники. Заметим, что первый максимум MIRO смещен относительно циклотронного резонанса, что согласуется с предшествующими наблюдениями MIRO [99; 119; 127], но для более высоких максимумов такой сдвиг не наблюдается. С учётом сказанного в разделе 1.6 про «фазу» осцилляций, этот факт может означать, что экспериментальные данные нельзя описывать, используя эффективную массу электрона $m^* = 0.067m_0$ (см. также [119; 127]). Полагая, что для третьего максимума MIRO в ρ_{xx} отношение $\omega/\omega_c = 11/4$, получим, что экспериментальные данные хорошо описываются значением эффективной массы электрона $m^* = 0.063m_0$.

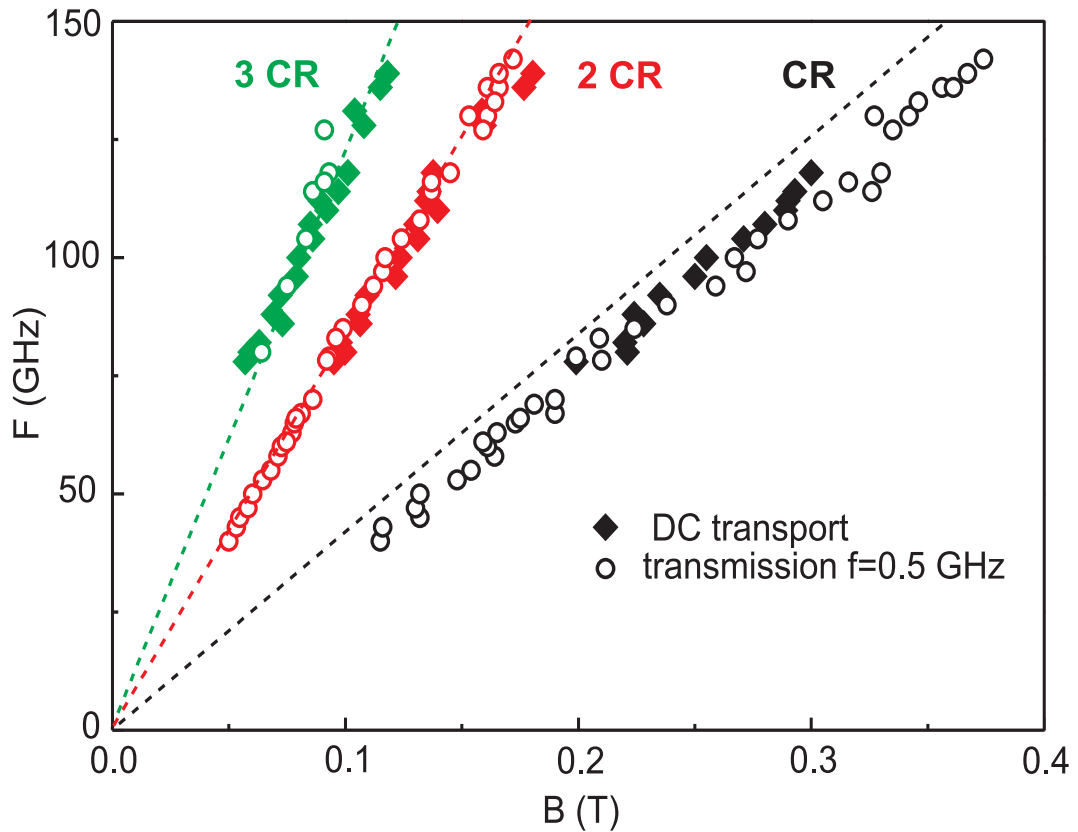


Рисунок 5.3: Магнитодисперсия первых трёх особенностей MRO. Круги соответствуют минимумам сигнала пропускания копланарного волновода, ромбики — максимумам диагонального магнитосопротивления ρ_{xx} на постоянном токе. Из работы [179].

Приведенные выше результаты иллюстрируют сходство MRO в измерениях на постоянном токе с обнаруженными в высокочастотных бесконтактных экспериментах. Появление MRO в бесконтактных измерениях указывает, что наличие омических контактов к ДЭС не является необходимым условием для возникновения MRO. Вместе с тем, следует отметить, что в таком бесконтактном эксперименте вблизи ДЭС также имеется ряд металлических структур, а именно, электроды копланарного волновода, вблизи краев полосок которого также возникают области с сильно неоднородным электрическим полем.

5.3 Зависимость амплитуды индуцированных микроволновым излучением осцилляций от частоты измерительного сигнала

Поскольку MIRO удалось обнаружить не только в проводимости на постоянном токе, но и в высокочастотной проводимости, для исследования кинетики MIRO представляет интерес изучить влияние на них частоты измерительного сигнала f . В эксперименте была исследована амплитуда отдельных минимумов пропускания, соответствующих гармоникам MIRO $n = 1$ и $n = 2$ в копланарно-трансмиссионной методике в зависимости от частоты измерительного сигнала f . Для этого оказалось удобным использовать описанную в разделе 2.6 дифференциальную методику с двойным синхронным детектированием, которая позволяет непосредственно измерять вклад MIRO в пропускание копланарного волновода.

Рисунок 5.4 демонстрирует типичные магнитополевые зависимости дифференциального сигнала пропускания копланарного волновода для трёх частот измерительного сигнала $f = 0.5, 3.2,$ и 7.0 ГГц. Частота микроволнового облучения была фиксирована и составляла $F = 80$ ГГц. Этот рисунок демонстрирует ярко выраженные MIRO-особенности с номерами $n = 1, 2, 3$, а также одну магнитоплазменную моду, расположенную между первой и второй гармониками MIRO. Дополнительные эксперименты показывают, что магнитоплазменная мода имеет объёмную природу и описывается обычной магнитодисперсией вида $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$ [41; 190].

С увеличением частоты измерительного сигнала f амплитуда MIRO-минимумов значительно уменьшается. Это падение происходит особенно быстро для гармоник MIRO с большим номером n . На рисунках 5.5(a), (b) детально показана зависимость амплитуд минимумов пропускания для частот микроволнового облучения $F = 54$ ГГц и $F = 80$ ГГц от частоты измерительного сигнала. Для сравнения на них также приведена измеренная с помощью копланарно-трансмиссионной методики зависимость амплитуды осцилляций Шубникова - де Гааза для фактора заполнения $\nu = 8$ от частоты измерительного сигнала f . Для рассматриваемого образца циклотронная щель на факторе заполнения

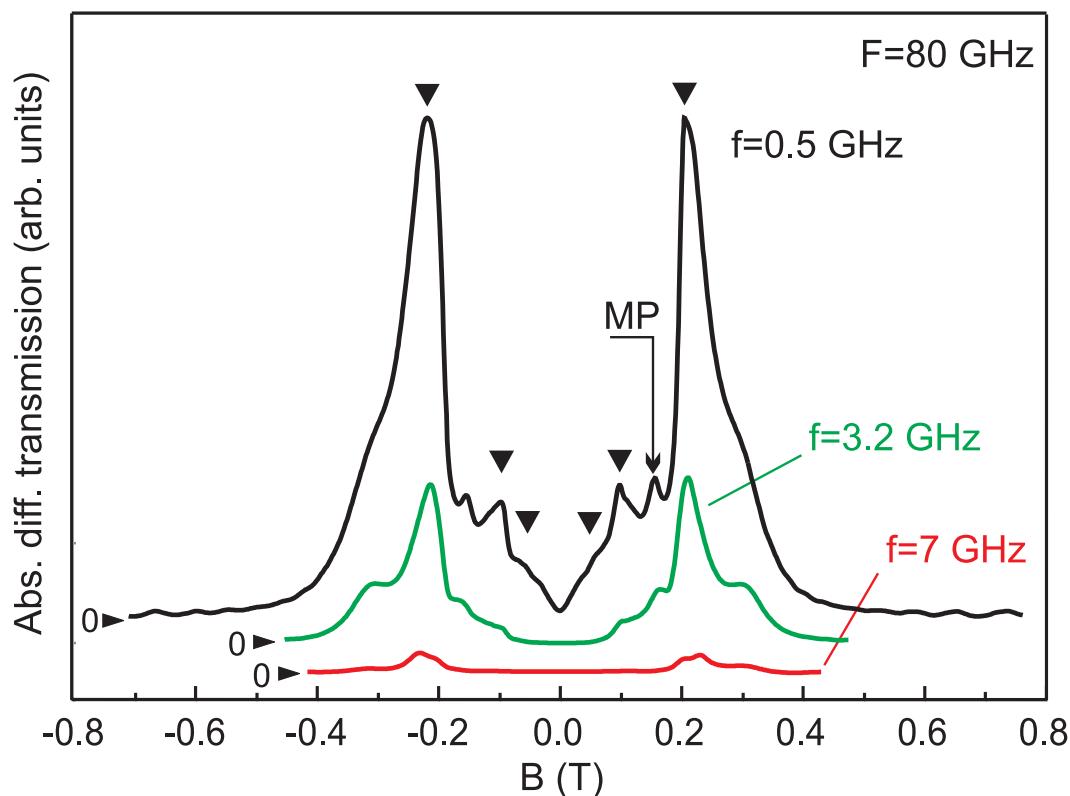


Рисунок 5.4: Зависимости дифференциального сигнала пропускания копланарного волновода от магнитного поля для трёх частот измерительного сигнала $f = 0.5, 3.2$ и 7 ГГц. Частота внешнего СВЧ-облучения образца $F = 80$ ГГц. Стрелочками показано положение по магнитному полю трёх первых MIRO-особенностей. Отдельно показано положение пика, соответствующего магнитоплазменному (MP) резонансу в образце. Кривые смещены по вертикали для наглядности, нулевой уровень сигнала для каждой кривой обозначен отдельно. Из работы [179].

$\nu = 8$ составляет примерно 800 ГГц, и, следовательно, увеличение частоты измерительного сигнала до 10 ГГц должно пренебрежимо мало влиять на осцилляции Шубникова - де Гааза в пропускании копланарного волновода, т. е. их амплитуду удобно использовать в качестве референсной величины. Напротив, особенности пропускания, соответствующие кратным гармоникам циклотронного резонанса, демонстрируют сильную зависимость от частоты измерительного сигнала. Например, для частоты микроволнового облучения $F = 80$ ГГц и номеров гармоник $n = 1, 2$, дифференциальный сигнал уменьшается на порядок при частотах измерительного сигнала $f_1 = 3.0$ ГГц, $f_2 = 1.5$ ГГц. При этом уменьшение амплитуды MIRO для гармоник с разными номерами происходит неодинаковым образом, а именно, амплитуда гармоник с большими номерами убывает быстрее.

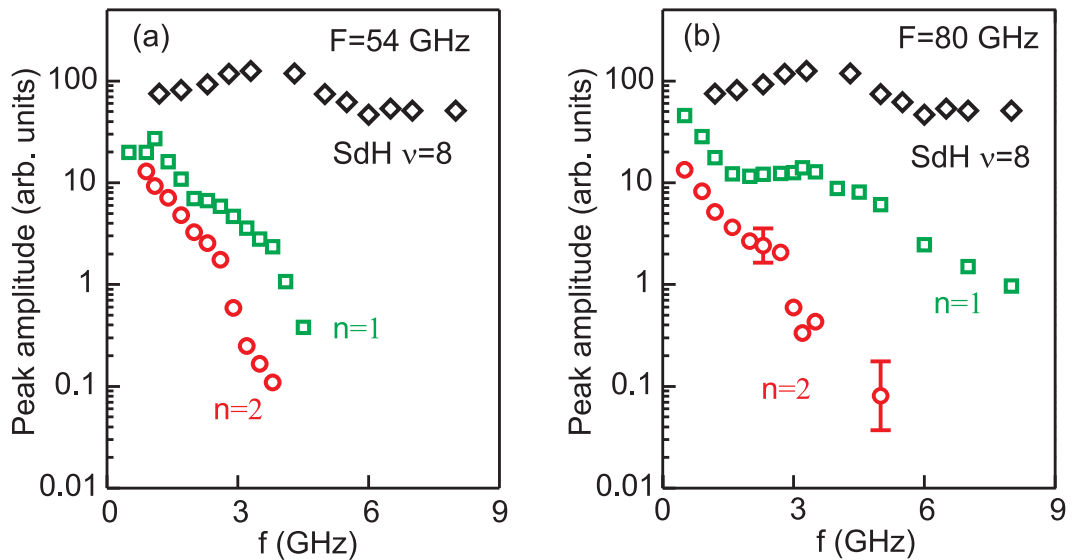


Рисунок 5.5: Зависимости амплитуды осцилляций MRO с номерами $n = 1$ (зелёные квадраты) и $n = 2$ (красные круги) от частоты измерительного сигнала. Для сравнения показана такая же зависимость для осцилляций Шубникова - де Гааза на факторе заполнения $\nu = 8$ (чёрные ромбы). (a) Данные для частоты СВЧ-облучения $F = 54$ ГГц, (b) — $F = 80$ ГГц. Из работы [179].

5.4 Выводы и обсуждение

В данной главе при помощи широкополосной бесконтактной копланарно-трансмиссионной методики экспериментально исследована высокочастотная проводимость ДЭС в режиме СВЧ-индуцированных осцилляций сопротивления. Показано, что СВЧ-индуцированные осцилляции магнитосопротивления ДЭС наблюдаются не только в контактных измерениях на постоянном токе, но и в бесконтактных измерениях высокочастотной проводимости на частотах измерительного сигнала до 10 ГГц. Данные результаты являются одними из немногих работ, в которых MRO наблюдаются в проводимости, измеренной бесконтактным способом, и первой успешной попыткой их исследования в широком диапазоне гигагерцовых частот измерительного сигнала. Данные результаты значительно расширяют диапазон частот измерительного сигнала, в которых наблюдаются MRO.

Вместе с тем, наблюдение MRO в бесконтактных измерениях магнитопроводимости не обязательно является аргументом в пользу объёмной природы данного явления. И действительно, в данной методике над двумерной системой присутствует металлизация в виде копланарного волновода. Вблизи его

краёв должны возникать области с сильно неоднородным СВЧ электрическим полем. С точки зрения теории Михайлова [155; 156], именно эти области, а не объём образца, и являются областью происхождения MIRO. Подробный анализ описанных в данной главе экспериментов с этой точки зрения приведён в теоретической работе [156].

Была исследована зависимость амплитуды MIRO от частоты измерительного сигнала. Установлено, что с ростом частоты измерительного сигнала амплитуда СВЧ-индуцированных осцилляций магнитосопротивления монотонно уменьшается, причём для гармоник с большими номерами падение амплитуды происходит быстрее. Такое поведение амплитуды MIRO с ростом частоты измерительного сигнала хорошо согласуется с тем, что в режиме MIRO не наблюдается сколь-нибудь заметного поглощения мощности вызывающего их микроволнового облучения. В самом деле, такое поглощение пропорционально действительной части магнитопроводимости ДЭС на частоте индуцирующего СВЧ-облучения $F \sim 100$ ГГц, для которой амплитуда MIRO должна уменьшаться ещё сильнее.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработана и реализована методика неглубокого травления полупроводниковых гетероструктур, позволяющая получать ДЭС с рекордно большими размерами области краевого обеднения вплоть до 10 мкм.
2. В образцах, изготовленных при помощи методики неглубокого травления, удалось возбудить и исследовать АКМП в ДЭС в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения уровней Ландау. Проведено исследование свойств АКМП в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. Обнаружено, что размер области краевого обеднения имеет первостепенное значение для наблюдения АКМП.
3. Установлено, что j -я мода АКМП обрывается на факторе заполнения $\nu = 2j$, таким образом, количество акустических мод непосредственно определяется количеством несжимаемых полосок на краю системы.
4. При понижении температуры в ДЭС обнаружены дополнительные АКМП моды, связанные со спиновым расщеплением в энергетическом спектре системы.
5. Исследованы зависимости амплитуд мод АКМП с индексами $j = 1$ и $j = 1s$ (первой и первой спиновой) от фактора заполнения. Установлено, что амплитуда моды $j = 1$ максимальна на факторе заполнения $\nu = 3$.
6. В сигнале пропускания копланарных микрорезонаторов, сформированных на поверхности гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/Al_xGa_{1-x}As обнаружен ряд резонансов, соответствующих гибридизации фотонных

мод микрорезонатора с плазменными возбуждениями в ДЭС. Реализован режим ультрасильной связи между плазменной и фотонными модами, когда отношение экспериментально наблюдаемой частоты расщепления к частоте невозмущенных мод близко к единице.

7. Исследовано влияние электронной плотности и магнитного поля на гибридизацию мод. Установлено, что силу взаимодействия плазменных и фотонных мод можно регулировать в широких пределах, например, при помощи изменения электронной концентрации в ДЭС.
8. Показано, что СВЧ-индуцированные осцилляции магнитосопротивления ДЭС наблюдаются не только в контактных, но и в бесконтактных измерениях высокочастотной проводимости на частотах измерительного сигнала до 10 ГГц. Это может указывать на несущественность приконтактных областей для возникновения данного явления. Показано, что с ростом частоты измерительного сигнала амплитуда СВЧ-индуцированных осцилляций магнитосопротивления существенно уменьшается.

Автор благодарен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за всестороннюю поддержку, терпение и научные наставления, коллеге и соавтору В. М. Муравьеву за многолетнюю плодотворную совместную работу. Обсуждения с А. В. Щепетильниковым и П. А. Гусихиным способствовали улучшению текста диссертации. Работа была выполнена в дружной и доброжелательной среде коллег из ЛНЭП ИФТТ РАН. Наконец, эта работа не могла бы появиться без поддержки родных и близких автора, в первую очередь супруги — З. М. Андреевой и мамы — Т. И. Андреевой. Всем им автор искренне признателен.

Литература

1. *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — Т. 45. — С. 494—497. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.45.494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494).
2. *Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C.* Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Т. 48. — С. 1559—1562. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.48.1559](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1559).
3. *Dawon K.* Electric field controlled semiconductor device. — 1963. — US Patent 3,102,230.
4. *Dingle R.* [и др.]. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices // *Appl. Phys. Lett.* — 1978. — Т. 33. — С. 665—667. — DOI: [10.1063/1.90457](https://doi.org/10.1063/1.90457).
5. *Dingle R., Gossard A. C., Stormer H. L.* High mobility multilayered heterojunction devices employing modulated doping. — 1979. — US Patent 4,163,237.
6. *Dingle R., Gossard A. C., Stormer H. L.* Method of making high mobility multilayered heterojunction devices employing modulated doping. — 1980. — US Patent 4,194,935.
7. *Zudov M. A.* [и др.]. Shubnikov–de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Т. 64. — С. 201311. — DOI: [10.1103/PhysRevB.64.201311](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.201311).

8. *Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A.* Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Т. 38. — С. 980—983. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.38.980](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.980).
9. *Allen Jr S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M.* Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 1983. — Т. 28. — С. 4875. — DOI: [10.1103/PhysRevB.28.4875](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.4875).
10. *Волков В. А., Михайлов С. А.* Теория краевых магнитоплазмонов в двумерном электронном газе // *Письма в ЖЭТФ.* — 1985. — Т. 42. — С. 450—453. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/107/article_1897.pdf.
11. *Назин С. С., Шижин В. Б.* О краевых магнитоплазмонах на поверхности гелия. Длинноволновая асимптотика спектра // *ЖЭТФ.* — 1988. — Т. 94. — С. 133. — URL: http://jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_067_02_0288.pdf.
12. *Назин С. С., Шижин В. Б.* Магнитоплазмоны в двумерных электронных системах с эллиптическим профилем // *ФНТ.* — 1989. — Т. 15. — С. 227—235.
13. *Aleiner I. L., Glazman L. I.* Novel edge excitations of two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Т. 72. — С. 2935. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.72.2935](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.2935).
14. *Aleiner I. L., Yue D., Glazman L. I.* Acoustic excitations of a confined two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Т. 51. — С. 13467. — DOI: [10.1103/PhysRevB.51.13467](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.13467).
15. *Ernst G.* [и др.]. Acoustic Edge Modes of the Degenerate Two-Dimensional Electron Gas Studied by Time-Resolved Magnetotransport Measurements // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Т. 77. — С. 4245—4248. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.4245](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4245).
16. *Ханнанов М. Н., Фортунатов А. А., Кукушкин И. В.* Экспериментальное наблюдение краевых акустических магнитоплазменных возбуждений в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла //

- Письма в ЖЭТФ. — 2009. — Т. 90, № 10. — С. 740—745. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1883/article_28671.pdf.
17. *Kukushkin I. V.* [и др.]. Observation of retardation effects in the spectrum of two-dimensional plasmons // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Т. 90. — С. 156801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.156801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801).
 18. *Кукушкин И. В.* [и др.]. Наблюдение плазмон-поляритонных мод в двумерных электронных системах // Письма в ЖЭТФ. — 2003. — Т. 77. — С. 594. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/30/article_417.pdf.
 19. *Kukushkin I. V.* [и др.]. New Type of B -Periodic Magneto-Oscillations in a Two-Dimensional Electron System Induced by Microwave Irradiation // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Т. 92. — С. 236803. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.236803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.236803).
 20. *Bykov A. A.* [и др.]. Microwave induced zero-conductance state in a Corbino geometry two-dimensional electron gas with capacitive contacts // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Т. 97. — С. 082107. — DOI: [10.1063/1.3483765](https://doi.org/10.1063/1.3483765).
 21. *Fedorych O. M.* [и др.]. Quantum oscillations in the microwave magnetoabsorption of a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Т. 81. — С. 201302. — DOI: [10.1103/PhysRevB.81.201302](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.201302).
 22. *Scalari G.* [и др.]. Ultrastrong coupling of the cyclotron transition of a 2D electron gas to a THz metamaterial // *Science.* — 2012. — Т. 335. — С. 1323—1326. — DOI: [10.1126/science.1216022](https://doi.org/10.1126/science.1216022).
 23. *De Liberato S.* Light-matter decoupling in the deep strong coupling regime: The breakdown of the Purcell effect // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Т. 112. — С. 016401. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.016401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.016401).
 24. *Maissen C.* [и др.]. Ultrastrong coupling in the near field of complementary split-ring resonators // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Т. 90. — С. 205309. — DOI: [10.1103/PhysRevB.90.205309](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.205309).
 25. *Lusakowski J.* Plasmon-terahertz photon interaction in high-electron-mobility heterostructures // *Semiconductor Science and Technology.* — 2016. — Т. 32. — С. 013004. — DOI: [10.1088/0268-1242/32/1/013004](https://doi.org/10.1088/0268-1242/32/1/013004).

26. *Kockum A. F.* [и др.]. Ultrastrong coupling between light and matter // Nature Reviews Physics. — 2019. — Т. 1. — С. 19. — DOI: [10.1038/s42254-018-0006-2](https://doi.org/10.1038/s42254-018-0006-2).
27. *Forn-Diaz P.* [и др.]. Ultrastrong coupling regimes of light-matter interaction // Rev. Mod. Phys. — 2019. — Т. 91. — С. 025005. — DOI: [10.1103/RevModPhys.91.025005](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.025005).
28. *Andreev I. V.* [и др.]. Azbel'-Kaner-like cyclotron resonance in a two-dimensional electron system // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96. — С. 161405. — DOI: [10.1103/PhysRevB.96.161405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.161405).
29. *Crookes W.* On radiant matter // Journal of the Franklin Institute. — 1879. — Т. 108. — С. 305—316. — DOI: [10.1016/0016-0032\(79\)90319-3](https://doi.org/10.1016/0016-0032(79)90319-3).
30. *Thomson J. J., A. M., S. F. R.* XL. Cathode Rays // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1897. — Т. 44. — С. 293—316. — DOI: [10.1080/14786449708621070](https://doi.org/10.1080/14786449708621070).
31. *Langmuir I.* Oscillations in Ionized Gases // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 1928. — Т. 14. — С. 627—637. — DOI: [10.1073/pnas.14.8.627](https://doi.org/10.1073/pnas.14.8.627).
32. *Tonks L., Langmuir I.* Oscillations in Ionized Gases // Phys. Rev. — 1929. — Т. 33. — С. 195—210. — DOI: [10.1103/PhysRev.33.195](https://doi.org/10.1103/PhysRev.33.195).
33. *Tonks L., Langmuir I.* A General Theory of the Plasma of an Arc // Phys. Rev. — 1929. — Т. 34. — С. 876—922. — DOI: [10.1103/PhysRev.34.876](https://doi.org/10.1103/PhysRev.34.876).
34. *Pines D., Bohm D.* A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions // Phys. Rev. — 1952. — Т. 85. — С. 338—353. — DOI: [10.1103/PhysRev.85.338](https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.338).
35. *Bohm D., Pines D.* A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas // Phys. Rev. — 1953. — Т. 92. — С. 609—625. — DOI: [10.1103/PhysRev.92.609](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.609).
36. *Ritchie R. H.* Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films // Phys. Rev. — 1957. — Т. 106. — С. 874—881. — DOI: [10.1103/PhysRev.106.874](https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.874).

37. *Ferrell R. A.* Predicted Radiation of Plasma Oscillations in Metal Films // Phys. Rev. — 1958. — Т. 111. — С. 1214—1222. — DOI: [10.1103/PhysRev.111.1214](https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.1214).
38. *Stern F.* Polarizability of a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Т. 18. — С. 546. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.18.546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546).
39. *Grimes C. C., Adams G.* Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium // Phys. Rev. Lett. — 1976. — Т. 36. — С. 145—148. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.36.145](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145).
40. *Volkov V. A., Mikhailov S. A.* Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields // Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Т. 27. — Elsevier, 1991. — С. 855—907. — DOI: [10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X).
41. *Чаплик А. В.* Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности // ЖЭТФ. — 1972. — Т. 62. — С. 746. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_035_02_0395.pdf.
42. *Glattli D. C.* [и др.]. Dynamical Hall effect in a two-dimensional classical plasma // Phys. Rev. Lett. — 1985. — Т. 54. — С. 1710. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1710](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710).
43. *Fetter A. L.* Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // Phys. Rev. B. — 1986. — Т. 33. — С. 5221. — DOI: [10.1103/PhysRevB.33.5221](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221).
44. *Mast D. B., Dahm A. J., Fetter A. L.* Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid // Phys. Rev. Lett. — 1985. — Т. 54. — С. 1706—1709. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1706](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1706).
45. *Muravev V. M.* [и др.]. Observation of axisymmetric dark plasma excitations in a two-dimensional electron system // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96. — С. 045421. — DOI: [10.1103/PhysRevB.96.045421](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.045421).

46. *Загимова А. А.* [и др.]. Обнаружение «тёмной» осесимметричной плазменной моды в одиночном диске двумерных электронов // Письма в ЖЭТФ. — 2018. — Т. 108. — С. 478—482. — URL: http://jetpletters.ac.ru/ps/2197/article_32929.pdf.
47. *Муравьев В. М.* [и др.]. Проявление эффектов запаздывания для «тёмных» плазменных мод в двумерной электронной системе // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — Т. 109. — С. 685—688. — URL: http://jetpletters.ac.ru/ps/2232/article_33455.pdf.
48. *Leavitt R. P., Little J. W.* Absorption and emission of radiation by plasmons in two-dimensional electron-gas disks // Phys. Rev. B. — 1986. — Т. 34. — С. 2450. — DOI: [10.1103/PhysRevB.34.2450](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.34.2450).
49. *Волков В. А., Михайлов С. А.* Краевые магнетоплазмоны: низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных электронных системах // ЖЭТФ. — 1988. — Т. 94. — С. 217. — URL: http://jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_067_08_1639.pdf.
50. *Fetter A. L.* Edge magnetoplasmons in a bounded two-dimensional electron fluid // Phys. Rev. B. — 1985. — Т. 32. — С. 7676—7684. — DOI: [10.1103/PhysRevB.32.7676](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.7676).
51. *Fetter A. L.* Edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid confined to a half-plane // Phys. Rev. B. — 1986. — Т. 33. — С. 3717—3723. — DOI: [10.1103/PhysRevB.33.3717](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.3717).
52. *Ashoori R. C.* [и др.]. Edge magnetoplasmons in the time domain // Phys. Rev. B. — 1992. — Т. 45. — С. 3894—3897. — DOI: [10.1103/PhysRevB.45.3894](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.45.3894).
53. *Волков В. А.* [и др.]. Экспериментальное обнаружение квантования фарадеевского вращения в двумерной электронной системе // Письма в ЖЭТФ. — 1986. — Т. 43. — С. 255. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/125/article_2158.pdf.
54. *Говорков С. А.* [и др.]. Магнетоплазменные колебания в гетероструктуре GaAs-AlGaAs // Письма в ЖЭТФ. — 1986. — Т. 44. — С. 380. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/150/article_2602.pdf.

55. *Говорков С. А.* [и др.]. О затухании магнитоплазменных колебаний (МК) в двумерном электронном канале в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) // Письма в ЖЭТФ. — 1987. — Т. 45. — С. 252. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/137/article_2380.pdf.
56. *Галченков Л. А., Гродненский И. М., Камаев А. Ю.* Спектр низкочастотных магнитоплазменных колебаний в двумерном электронном газе // ФТП. — 1987. — Т. 21. — С. 2197.
57. *Галченков Л. А.* [и др.]. Частотная зависимость холловской проводимости двумерного электронного газа // Письма в ЖЭТФ. — 1987. — Т. 46. — С. 430. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/167/article_2838.pdf.
58. *Muravev V. M., Kukushkin I. V.* Plasmonic detector/spectrometer of subterahertz radiation based on two-dimensional electron system with embedded defect // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Т. 100. — С. 082102. — DOI: [10.1063/1.3688049](https://doi.org/10.1063/1.3688049).
59. *Muravev V. M.* [и др.]. Tunable Plasmonic Crystals for Edge Magnetoplasmons of a Two-Dimensional Electron System // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Т. 101. — С. 216801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.101.216801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.216801).
60. *Mahoney A. C.* [и др.]. On-Chip Microwave Quantum Hall Circulator // Phys. Rev. X. — 2017. — Т. 7. — С. 011007. — DOI: [10.1103/PhysRevX.7.011007](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.7.011007).
61. *Dahl C.* [и др.]. Edge magnetoplasmons in single two-dimensional electron disks at microwave frequencies: Determination of the lateral depletion length // Appl. Phys. Lett. — 1995. — Т. 66. — С. 2271–2273. — DOI: [10.1063/1.113189](https://doi.org/10.1063/1.113189).
62. *Chklovskii D. B., Shklovskii B. I., Glazman L. I.* Electrostatics of edge channels // Phys. Rev. B. — 1992. — Т. 46. — С. 4026. — DOI: [10.1103/PhysRevB.46.4026](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.4026).

63. *Andrei E. Y.* [и др.]. Low frequency collective excitations in the quantum-hall system // *Surface Science*. — 1988. — Т. 196. — С. 501—506. — DOI: [10.1016/0039-6028\(88\)90732-7](https://doi.org/10.1016/0039-6028(88)90732-7).
64. *Beenakker C. W. J.* Edge channels for the fractional quantum Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Т. 64. — С. 216—219. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.64.216](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.216).
65. *Chang A. M.* A unified transport theory for the integral and fractional quantum hall effects: Phase boundaries, edge currents, and transmission/reflection probabilities // *Solid State Communications*. — 1990. — Т. 74. — С. 871—876. — DOI: [10.1016/0038-1098\(90\)90447-J](https://doi.org/10.1016/0038-1098(90)90447-J).
66. *Merz R.* [и др.]. Nonequilibrium edge-state transport resolved by far-infrared microscopy // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Т. 70. — С. 651—653. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.70.651](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.651).
67. *Haug R. J.* Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields // *Semiconductor Science and Technology*. — 1993. — Т. 8. — С. 131. — DOI: [10.1088/0268-1242/8/2/001](https://doi.org/10.1088/0268-1242/8/2/001).
68. *Zhitenev N. B.* [и др.]. Time-resolved measurements of transport in edge channels // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Т. 71. — С. 2292—2295. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.71.2292](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2292).
69. *Zhitenev N. B.* [и др.]. Experimental determination of the dispersion of edge magnetoplasmons confined in edge channels // *Phys. Rev. B*. — 1994. — Т. 49. — С. 7809—7812. — DOI: [10.1103/PhysRevB.49.7809](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.7809).
70. *Девятков Э. В.* Краевые состояния в режимах целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла // *УФН*. — 2007. — Т. 177. — С. 207—229. — DOI: [10.3367/UFNr.0177.200702d.0207](https://doi.org/10.3367/UFNr.0177.200702d.0207).
71. *Mikhailov S. A.* Edge and inter-edge magnetoplasmons in two-dimensional electron systems // *Edge excitations of low-dimensional charged systems / под ред. О. Kirichek*. — Nova Science Publishers, Inc., 2001. — Гл. 1. С. 1—47.

72. *Elliott P. L.* [и др.]. Novel Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Sheet of He⁺ 4 Ions // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Т. 75. — С. 3713. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.3713](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3713).
73. *Elliott P. L.* [и др.]. Magnetoplasmons in two-dimensional circular sheets of ⁴He⁺ ions // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Т. 56. — С. 3447—3456. — DOI: [10.1103/PhysRevB.56.3447](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.3447).
74. *Ashkinadze B. M.* [и др.]. Resonant Raman Scattering in GaAs/AlGaAs Quantum Wells Modulated by Microwave Irradiation and by Electron–Hole Photogeneration // *physica status solidi (a)*. — Т. 164. — С. 231—234. — DOI: [10.1002/1521-396X](https://doi.org/10.1002/1521-396X).
75. *Kukushkin I. V.* [и др.]. Cyclotron resonance of composite fermions // *Nature*. — 2002. — Т. 415. — С. 409. — DOI: [10.1038/415409a](https://doi.org/10.1038/415409a).
76. *Muravev V. M.* [и др.]. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Т. 93. — С. 041110. — DOI: [10.1103/PhysRevB.93.041110](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041110).
77. *Gusikhin P. A.* [и др.]. Drastic Reduction of Plasmon Damping in Two-Dimensional Electron Disks // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Т. 121. — С. 176804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.176804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.176804).
78. *Titus Lucretius Carus.* *De Rerum Natura* // Цит. по «О природе вещей.» / Пер. Ф. А. Петровского. — М.-Л.:Academia, 1936.
79. *Purcell E. M.* Spontaneous transition probabilities in radio-frequency spectroscopy // *Phys. Rev.* — 1946. — Т. 69. — С. 681.
80. *Walther C.* [и др.]. Microcavity Laser Oscillating in a Circuit-Based Resonator // *Science*. — 2010. — Т. 327. — С. 1495—1497. — DOI: [10.1126/science.1183167](https://doi.org/10.1126/science.1183167).
81. *Walther C.* [и др.]. Purcell effect in the inductor-capacitor laser // *Opt. Lett.* — 2011. — Т. 36. — С. 2623—2625. — DOI: [10.1364/OL.36.002623](https://doi.org/10.1364/OL.36.002623).
82. *Ciuti C., Bastard G., Carusotto I.* Quantum vacuum properties of the intersubband cavity polariton field // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Т. 72. — С. 115303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.72.115303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.115303).

83. *Ciuti C., Carusotto I.* Quantum fluid effects and parametric instabilities in microcavities // *Physica Status Solidi (b)*. — 2005. — Т. 242. — С. 2224—2245. — DOI: [10.1002/pssb.200560961](https://doi.org/10.1002/pssb.200560961).
84. *Ciuti C., Carusotto I.* Input-output theory of cavities in the ultrastrong coupling regime: The case of time-independent cavity parameters // *Phys. Rev. A*. — 2006. — Т. 74. — С. 033811. — DOI: [10.1103/PhysRevA.74.033811](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.74.033811).
85. *Devoret M., Girvin S., Schoelkopf R.* Circuit-QED: How strong can the coupling between a Josephson junction atom and a transmission line resonator be? // *Annalen der Physik*. — 2007. — Т. 16. — С. 767—779. — DOI: [10.1002/andp.200710261](https://doi.org/10.1002/andp.200710261).
86. *Bourassa J.* [и др.]. Ultrastrong coupling regime of cavity QED with phase-biased flux qubits // *Phys. Rev. A*. — 2009. — Т. 80. — С. 032109. — DOI: [10.1103/PhysRevA.80.032109](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.032109).
87. *Günter G.* [и др.]. Sub-cycle switch-on of ultrastrong light-matter interaction // *Nature*. — 2009. — Т. 458. — С. 178. — DOI: [10.1038/nature07838](https://doi.org/10.1038/nature07838).
88. *De Liberato S., Ciuti C., Carusotto I.* Quantum Vacuum Radiation Spectra from a Semiconductor Microcavity with a Time-Modulated Vacuum Rabi Frequency // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Т. 98. — С. 103602. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.103602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.103602).
89. *Hagenmüller D., De Liberato S., Ciuti C.* Ultrastrong coupling between a cavity resonator and the cyclotron transition of a two-dimensional electron gas in the case of an integer filling factor // *Phys. Rev. B*. — 2010. — Т. 81. — С. 235303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.81.235303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.235303).
90. *Niemczyk T.* [и др.]. Circuit quantum electrodynamics in the ultrastrong-coupling regime // *Nature Physics*. — 2010. — Т. 6. — С. 772. — DOI: [10.1038/nphys1730](https://doi.org/10.1038/nphys1730).
91. *Forn-Díaz P.* [и др.]. Observation of the Bloch-Siegert shift in a qubit-oscillator system in the ultrastrong coupling regime // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Т. 105. — С. 237001. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.237001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.237001).

92. *Dini D.* [и др.]. Microcavity polariton splitting of intersubband transitions // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 90. — С. 116401. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.116401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.116401).
93. *Anappara A. A.* [и др.]. Signatures of the ultrastrong light-matter coupling regime // Phys. Rev. B. — 2009. — Т. 79. — С. 201303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.79.201303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.201303).
94. *Todorov Y.* [и др.]. Ultrastrong Light-Matter Coupling Regime with Polariton Dots // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 105. — С. 196402. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.196402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.196402).
95. *Todorov Y.* [и др.]. Ultrastrong Light-Matter Coupling Regime with Polariton Dots // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 105. — С. 196402. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.196402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.196402).
96. *Keller J.* [и др.]. Few-Electron Ultrastrong Light-Matter Coupling at 300 GHz with Nanogap Hybrid LC Microcavities // Nano Letters. — 2017. — Т. 17. — С. 7410—7415. — DOI: [10.1021/acs.nanolett.7b03228](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b03228).
97. *Maissen C.* [и др.]. Asymmetry in polariton dispersion as function of light and matter frequencies in the ultrastrong coupling regime // New Journal of Physics. — 2017. — Т. 19. — С. 043022. — DOI: [10.1088/1367-2630/aa6a2e](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa6a2e).
98. *Paravicini-Bagliani G. L.* [и др.]. Magneto-transport controlled by Landau polariton states // Nature Physics. — 2019. — Т. 15. — С. 186. — DOI: [10.1038/s41567-018-0346-y](https://doi.org/10.1038/s41567-018-0346-y).
99. *Mani R. G.* [и др.]. Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures // Nature. — 2002. — Т. 420. — С. 646. — DOI: [10.1038/nature01277](https://doi.org/10.1038/nature01277).
100. *Zudov M. A.* [и др.]. Evidence for a New Dissipationless Effect in 2D Electronic Transport // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 90. — С. 046807. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.046807](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.046807).
101. *Smet J. H.* [и др.]. Circular-Polarization-Dependent Study of the Microwave Photoconductivity in a Two-Dimensional Electron System // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Т. 95. — С. 116804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.95.116804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.116804).

102. *Быков А. А.* Микроволновое фотосопротивление двумерного электронного газа в баллистическом микромостике // Письма в ЖЭТФ. — 2009. — Т. 89. — С. 676. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1871/article_28516.pdf.
103. *Yang C. L.* [и др.]. Observation of Microwave-Induced Zero-Conductance State in Corbino Rings of a Two-Dimensional Electron System // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 91. — С. 096803. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.096803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.096803).
104. *Быков А. А.* Индуцированное микроволновым излучением магнетополовое состояние с нулевой проводимостью в GaAs/AlAs дисках Корбино и мостиках Холла // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 87. — С. 638. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1839/article_28080.pdf.
105. *Быков А. А.* [и др.]. Микроволновое фотосопротивление в двумерной электронной системе с анизотропной подвижностью // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 86. — С. 891. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1829/article_27955.pdf.
106. *Bykov A. A.* [и др.]. Microwave-induced zero-resistance state in two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation // Appl. Phys. Lett. — 2016. — Т. 108, № 1. — С. 012103. — DOI: [10.1063/1.4939453](https://doi.org/10.1063/1.4939453).
107. *Yamashiro R.* [и др.]. Photoconductivity Response at Cyclotron-Resonance Harmonics in a Nondegenerate Two-Dimensional Electron Gas on Liquid Helium // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 115. — С. 256802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.115.256802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.256802).
108. *Zadorozhko A. A., Monarkha Y. P., Konstantinov D.* Circular-Polarization-Dependent Study of Microwave-Induced Conductivity Oscillations in a Two-Dimensional Electron Gas on Liquid Helium // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 120. — С. 046802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.046802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.046802).
109. *Zudov M. A.* [и др.]. Observation of microwave-induced resistance oscillations in a high-mobility two-dimensional hole gas in a strained Ge/SiGe quantum

- well // Phys. Rev. B. — 2014. — Т. 89. — С. 125401. — DOI: [10.1103/PhysRevB.89.125401](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.125401).
110. *Щепетильников А. В., Нефёдов Ю. А., Кукушкин И. В.* Наблюдение осцилляций магнетосопротивления, индуцированных микроволновым излучением, в ZnO/Mg_xZn_{1-x}O гетеропереходе // Письма в ЖЭТФ. — 2015. — Т. 102. — С. 927. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2098/article_31547.pdf.
111. *Kärcher D. F.* [и др.]. Observation of microwave induced resistance and photovoltage oscillations in MgZnO/ZnO heterostructures // Phys. Rev. B. — 2016. — Т. 93. — С. 041410. — DOI: [10.1103/PhysRevB.93.041410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041410).
112. *Щепетильников А. В.* [и др.]. Перенормировка эффективной массы электрона, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, в ZnO/MgZnO гетеропереходах // Письма в ЖЭТФ. — 2018. — Т. 107. — С. 799. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2189/article_32818.pdf.
113. *Willett R. L., Pfeiffer L. N., West K. W.* Evidence for Current-Flow Anomalies in the Irradiated 2D Electron System at Small Magnetic Fields // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Т. 93. — С. 026804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.026804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.026804).
114. *Быков А. А.* Индуцированные микроволновым излучением магнетопольные осцилляции ЭДС в двумерном электронном диске Корбино при больших факторах заполнения // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 87. — С. 281. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1834/article_28012.pdf.
115. *Dorozhkin S. I.* [и др.]. Photocurrent and Photovoltage Oscillations in the Two-Dimensional Electron System: Enhancement and Suppression of Built-In Electric Fields // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Т. 102. — С. 036602. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.102.036602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.036602).
116. *Dorozhkin S. I.* [и др.]. Microwave-Induced Oscillations in Magnetocapacitance: Direct Evidence for Nonequilibrium Occupation

- of Electronic States // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 117. — С. 176801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.176801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.176801).
117. *Vavilov M. G.* [и др.]. Compressibility of a two-dimensional electron gas under microwave radiation // Phys. Rev. B. — 2004. — Т. 70. — С. 161306. — DOI: [10.1103/PhysRevB.70.161306](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.161306).
118. *Mani R. G.* [и др.]. Radiation-induced zero-resistance states in GaAs/AlGaAs heterostructures: Voltage-current characteristics and intensity dependence at the resistance minima // Phys. Rev. B. — 2004. — Т. 70. — С. 155310. — DOI: [10.1103/PhysRevB.70.155310](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.155310).
119. *Zudov M. A.* Period and phase of microwave-induced resistance oscillations and zero-resistance states in two-dimensional electron systems // Phys. Rev. B. — 2004. — Т. 69. — С. 041304. — DOI: [10.1103/PhysRevB.69.041304](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.041304).
120. *Mani R. G.* [и др.]. Demonstration of a 1/4-cycle phase shift in the radiation-induced oscillatory magnetoresistance in GaAs/AlGaAs devices // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Т. 92. — С. 146801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.146801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.146801).
121. *Studenikin S. A.* [и др.]. Microwave-induced resistance oscillations on a high-mobility two-dimensional electron gas: Exact waveform, absorption/reflection and temperature damping // Phys. Rev. B. — 2005. — Т. 71. — С. 245313. — DOI: [10.1103/PhysRevB.71.245313](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.245313).
122. *Studenikin S. A.* [и др.]. Frequency quenching of microwave-induced resistance oscillations in a high-mobility two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B. — 2007. — Т. 76. — С. 165321. — DOI: [10.1103/PhysRevB.76.165321](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.165321).
123. *Dai Y.* [и др.]. Observation of a Cyclotron Harmonic Spike in Microwave-Induced Resistances in Ultraclean GaAs/AlGaAs Quantum Wells // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 105. — С. 246802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.246802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.246802).
124. *Hatke A. T.* [и др.]. Giant microwave photoresistivity in high-mobility quantum Hall systems // Phys. Rev. B. — 2011. — Т. 83. — С. 121301. — DOI: [10.1103/PhysRevB.83.121301](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.121301).

125. *Dmitriev I. A.* [и др.]. Theory of microwave-induced oscillations in the magnetoconductivity of a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Т. 71. — С. 115316. — DOI: [10.1103/PhysRevB.71.115316](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.115316).
126. *Hatke A. T.* [и др.]. Multiphoton microwave photoresistance in a high-mobility two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Т. 84. — С. 241302. — DOI: [10.1103/PhysRevB.84.241302](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.241302).
127. *Dmitriev I. A.* [и др.]. Nonequilibrium phenomena in high Landau levels // *Rev. Mod. Phys.* — 2012. — Т. 84. — С. 1709–1763. — DOI: [10.1103/RevModPhys.84.1709](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.1709).
128. *Hatke A. T.* [и др.]. Temperature Dependence of Microwave Photoresistance in 2D Electron Systems // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Т. 102. — С. 066804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.102.066804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.066804).
129. *Wiedmann S.* [и др.]. Crossover between distinct mechanisms of microwave photoresistance in bilayer systems // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Т. 81. — С. 085311. — DOI: [10.1103/PhysRevB.81.085311](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.085311).
130. *Чаплик А. В.* Энергетический спектр и процессы рассеяния электронов в инверсных слоях // *ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 60. — С. 1845. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_033_05_0997.pdf.
131. *Ryzhii V., Chaplik A., Suris R.* Absolute negative conductivity and zero-resistance states in two-dimensional electron systems: A plausible scenario // *Письма в ЖЭТФ.* — 2004. — Т. 80. — С. 412. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/396/article_6235.pdf.
132. *Dmitriev I. A.* [и др.]. Mechanisms of the microwave photoconductivity in two-dimensional electron systems with mixed disorder // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Т. 80. — С. 165327. — DOI: [10.1103/PhysRevB.80.165327](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.165327).
133. *Hatke A. T.* [и др.]. Multiphoton microwave photoresistance in a high-mobility two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Т. 84. — С. 241302. — DOI: [10.1103/PhysRevB.84.241302](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.241302).

134. *Studenikin S. A.* [и др.]. Microwave radiation induced magneto-oscillations in the longitudinal and transverse resistance of a two-dimensional electron gas // *Solid state communications*. — 2004. — Т. 129. — С. 341—345. — DOI: [10.1016/j.ssc.2003.10.008](https://doi.org/10.1016/j.ssc.2003.10.008).
135. *Mani R. G.* Radiation-induced zero-resistance states with resolved Landau levels // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Т. 85. — С. 4962—4964. — DOI: [10.1063/1.1825066](https://doi.org/10.1063/1.1825066).
136. *Andreev A. V., Aleiner I. L., Millis A. J.* Dynamical Symmetry Breaking as the Origin of the Zero-dc-Resistance State in an ac-Driven System // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Т. 91. — С. 056803. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.056803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.056803).
137. *Dorozhkin S. I.* [и др.]. Random telegraph photosignals in a microwave-exposed two-dimensional electron system // *Nature Physics*. — 2011. — Т. 7. — С. 336. — DOI: [10.1038/nphys1895](https://doi.org/10.1038/nphys1895).
138. *Dorozhkin S. I.* [и др.]. Random Flips of Electric Field in Microwave-Induced States with Spontaneously Broken Symmetry // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Т. 114. — С. 176808. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.176808](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.176808).
139. *Рыжый В. И.* Особенности фотопроводимости тонких пленок в скрещенных электрическом и магнитном полях // *ФТТ*. — 1969. — Т. 11. — С. 2577.
140. *Ryzhii V.* Microwave photoconductivity in two-dimensional electron systems due to photon-assisted interaction of electrons with leaky interface phonons // *Phys. Rev. B*. — 2003. — Т. 68. — С. 193402. — DOI: [10.1103/PhysRevB.68.193402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.193402).
141. *Durst A. C.* [и др.]. Radiation-induced magnetoresistance oscillations in a 2D electron gas // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. — 2003. — Т. 20. — С. 117—122. — DOI: [10.1016/j.physe.2003.09.028](https://doi.org/10.1016/j.physe.2003.09.028).
142. *Vavilov M. G., Aleiner I. L.* Magnetotransport in a two-dimensional electron gas at large filling factors // *Phys. Rev. B*. — 2004. — Т. 69. — С. 035303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.69.035303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.035303).

143. *Рыжий В. И.* Абсолютная отрицательная проводимость, индуцированная микроволновым излучением, и состояния с нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах: история и современное состояние // УФН. — 2005. — Т. 175. — С. 205—213. — DOI: [10.3367/UFNr.0175.200502k.0205](https://doi.org/10.3367/UFNr.0175.200502k.0205).
144. *Dorozhkin S. I.* Giant magnetoresistance oscillations caused by cyclotron resonance harmonics // Письма в ЖЭТФ. — 2003. — Т. 77. — С. 681—685. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/33/article_469.pdf.
145. *Dmitriev I. A., Dorozhkin S. I., Mirlin A. D.* Theory of microwave-induced photocurrent and photovoltage magneto-oscillations in a spatially nonuniform two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B. — 2009. — Т. 80. — С. 125418. — DOI: [10.1103/PhysRevB.80.125418](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.125418).
146. *Dmitriev I. A., Mirlin A. D., Polyakov D. G.* Cyclotron-Resonance Harmonics in the ac Response of a 2D Electron Gas with Smooth Disorder // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 91. — С. 226802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.226802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.226802).
147. *Wiedmann S.* [и др.]. Interference oscillations of microwave photoresistance in double quantum wells // Phys. Rev. B. — 2008. — Т. 78. — С. 121301. — DOI: [10.1103/PhysRevB.78.121301](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.121301).
148. *Dmitriev I. A., Mirlin A. D., Polyakov D. G.* Theory of Fractional Microwave-Induced Resistance Oscillations // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Т. 99. — С. 206805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.99.206805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.206805).
149. *Dmitriev I. A., Mirlin A. D., Polyakov D. G.* Fractional microwave-induced resistance oscillations // Physica E. — 2008. — Т. 40. — С. 1332—1334. — DOI: [10.1016/j.physe.2007.09.003](https://doi.org/10.1016/j.physe.2007.09.003).
150. *Zudov M. A.* [и др.]. Multiphoton processes in microwave photoresistance of two-dimensional electron systems // Phys. Rev. B. — 2006. — Т. 73. — С. 041303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.73.041303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.041303).
151. *Dorozhkin S. I.* [и др.]. Microwave induced magnetoresistance oscillations at the subharmonics of the cyclotron resonance // Письма в ЖЭТФ. — 2007. —

- T. 86. — C. 616—620. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1823/article_27872.pdf.
152. *Wiedmann S.* [и др.]. High-order fractional microwave-induced resistance oscillations in two-dimensional systems // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Т. 80. — C. 035317. — DOI: [10.1103/PhysRevB.80.035317](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.035317).
153. *Zudov M. A.* Comment on “Theory of microwave-induced zero-resistance states in two-dimensional electron systems” and on “Microwave-induced zero-resistance states and second-harmonic generation in an ultraclean two-dimensional electron gas” // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Т. 92. — C. 047301. — DOI: [10.1103/PhysRevB.92.047301](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.047301).
154. *Mikhailov S. A.* Reply to “Comment on ‘Theory of microwave-induced zero-resistance states in two-dimensional electron systems’ and on ‘Microwave-induced zero-resistance states and second-harmonic generation in an ultraclean two-dimensional electron gas’ ” // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Т. 92. — C. 047302. — DOI: [10.1103/PhysRevB.92.047302](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.047302).
155. *Mikhailov S. A.* Theory of microwave-induced zero-resistance states in two-dimensional electron systems // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Т. 83. — C. 155303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.83.155303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.155303).
156. *Mikhailov S. A.* Microwave-induced zero-resistance states and second-harmonic generation in an ultraclean two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Т. 89. — C. 045410. — DOI: [10.1103/PhysRevB.89.045410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.045410).
157. *Vasiliadou E.* [и др.]. Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Т. 48. — C. 17145—17148. — DOI: [10.1103/PhysRevB.48.17145](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.17145).
158. *Herrmann T.* [и др.]. Analog of microwave-induced resistance oscillations induced in GaAs heterostructures by terahertz radiation // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Т. 94. — C. 081301. — DOI: [10.1103/PhysRevB.94.081301](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.081301).
159. *Chiu K. W., Quinn J. J.* Plasma oscillations of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1974. — Т. 9. — C. 4724—4732. — DOI: [10.1103/PhysRevB.9.4724](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.9.4724).

160. *Азбель М. Я., Канер Э. А.* Теория циклотронного резонанса в металлах // ЖЭТФ. — 1956. — Т. 30. — С. 811.
161. *Azbel' M. Y., Kaner E. A.* Cyclotron resonance in metals // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1958. — Т. 6. — С. 113—135. — DOI: [10.1016/0022-3697\(58\)90086-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90086-6).
162. *Fawcett E.* Cyclotron Resonance in Tin and Copper // Phys. Rev. — 1956. — Т. 103. — С. 1582—1583. — DOI: [10.1103/PhysRev.103.1582](https://doi.org/10.1103/PhysRev.103.1582).
163. *Mikhailov S. A.* Microwave-induced magnetotransport phenomena in two-dimensional electron systems: Importance of electrodynamic effects // Phys. Rev. B. — 2004. — Т. 70. — С. 165311. — DOI: [10.1103/PhysRevB.70.165311](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.165311).
164. *Chepelianskii A. D., Shepelyansky D. L.* Microwave stabilization of edge transport and zero-resistance states // Phys. Rev. B. — 2009. — Т. 80. — С. 241308. — DOI: [10.1103/PhysRevB.80.241308](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.241308).
165. *Zhirov O. V., Chepelianskii A. D., Shepelyansky D. L.* Towards a synchronization theory of microwave-induced zero-resistance states // Phys. Rev. B. — 2013. — Т. 88. — С. 035410. — DOI: [10.1103/PhysRevB.88.035410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.035410).
166. *Beltukov Y. M., Dyakonov M. I.* Microwave-Induced Resistance Oscillations as a Classical Memory Effect // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 116. — С. 176801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.176801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.176801).
167. *Chepelianskii A. D., Shepelyansky D. L.* Floquet theory of microwave absorption by an impurity in the two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B. — 2018. — Т. 97. — С. 125415. — DOI: [10.1103/PhysRevB.97.125415](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.125415).
168. *Saliètes A., Massies J., Contour J. P.* Residual Carbon and Oxygen Surface Contamination of Chemically Etched GaAs (001) Substrates // Japanese Journal of Applied Physics. — 1986. — Т. 25. — С. L48—L51. — DOI: [10.1143/JJAP.25.L48](https://doi.org/10.1143/JJAP.25.L48).

169. *Song Z.* [и др.]. X-ray photoelectron spectroscopic and atomic force microscopic study of GaAs etching with a HCl solution // Applied Surface Science. — 1994. — Т. 82/83. — С. 250—256. — DOI: [10.1016/0169-4332\(94\)90224-0](https://doi.org/10.1016/0169-4332(94)90224-0).
170. *Kang M.-G.* [и др.]. The characterization of etched GaAs surface with HCl or H₃PO₄ solutions // Thin Solid Films. — 1997. — Т. 308/309. — С. 634—642. — DOI: [10.1016/S0040-6090\(97\)00485-9](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(97)00485-9).
171. *Osakabe S., Adachi S.* Study of GaAs(001) Surfaces Treated in Aqueous HCl Solutions // Japanese Journal of Applied Physics. — 1997. — Т. 36. — С. 7119—7125. — DOI: [10.1143/jjap.36.7119](https://doi.org/10.1143/jjap.36.7119).
172. *Rebaud M.* [и др.]. Chemical Treatments for Native Oxides Removal of GaAs Wafers // ECS Transactions. — 2015. — Т. 69. — С. 243—250. — DOI: [10.1149/06908.0243ecst](https://doi.org/10.1149/06908.0243ecst).
173. *Valeille A., Muraki K., Hirayama Y.* Highly reproducible fabrication of back-gated GaAs/AlGaAs heterostructures using AuGeNi ohmic contacts with initial Ni layer // Applied Physics Letters. — 2008. — Т. 92. — С. 152106. — DOI: [10.1063/1.2912034](https://doi.org/10.1063/1.2912034).
174. *Wen C. P.* Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1969. — Т. 17. — С. 1087—1090. — ISSN 0018-9480. — DOI: [10.1109/TMTT.1969.1127105](https://doi.org/10.1109/TMTT.1969.1127105).
175. *Nguyen C.* Analysis methods for RF, microwave, and millimeter-wave planar transmission line structures. Т. 160. — John Wiley & Sons, 2003.
176. *Simons R. N.* Coplanar waveguide circuits, components, and systems. Т. 165. — John Wiley & Sons, 2004.
177. *Engel L. W.* [и др.]. Microwave frequency dependence of integer quantum hall effect: Evidence for finite-frequency scaling // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Т. 71, № 16. — С. 2638. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.71.2638](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2638).

178. *Андреев И. В.* [и др.]. Бесконтактные измерения проводимости двумерных электронов в режиме гигантских осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 88. — С. 707—711. — URL: http://jetpletters.ac.ru/ps/1853/article_28289.pdf.
179. *Andreev I. V.* [и др.]. High-frequency response of a two-dimensional electron system under microwave irradiation // Phys. Rev. B. — 2011. — Т. 83. — С. 121308. — DOI: [10.1103/PhysRevB.83.121308](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.121308).
180. *van Houten H.* [и др.]. Submicron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions // Appl. Phys. Lett. — 1986. — Т. 49. — С. 1781—1783. — DOI: [10.1063/1.97243](https://doi.org/10.1063/1.97243).
181. *Choi K. K., Tsui D. C., Alavi K.* Experimental determination of the edge depletion width of a two-dimensional electron gas in GaAs/Al_xGa_{1-x}As // Appl. Phys. Lett. — 1987. — Т. 50. — С. 110—112. — DOI: [10.1063/1.97869](https://doi.org/10.1063/1.97869).
182. *Сметнев Д. В.* [и др.]. Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с различным профилем краевого обеднения // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 94. — С. 141—145. — URL: http://jetpletters.ac.ru/ps/1942/article_29447.pdf.
183. *Andreev I. V.* [и др.]. Acoustic magnetoplasmons in a two-dimensional electron system with a smooth edge // Phys. Rev. B. — 2012. — Т. 86. — С. 125315. — DOI: [10.1103/PhysRevB.86.125315](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.125315).
184. *Андреев И. В., Муравьев В. М., Кукушкин И. В.* Наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Т. 96. — С. 588—592. — URL: http://jetpletters.ac.ru/ps/2197/article_32929.pdf.
185. *Kallin C., Halperin B. I.* Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B. — 1984. — Т. 30. — С. 5655—5668. — DOI: [10.1103/PhysRevB.30.5655](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.30.5655).
186. *Шижин В., Назин С.* Акустические краевые магнетоплазмоны и квантовый эффект Холла // Физика низких температур. — 2017. — Т. 43. — С. 143—149.

187. *Peropadre B.* [и др.]. Switchable ultrastrong coupling in circuit QED // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 105. — С. 023601. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.023601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.023601).
188. *Muravev V. M.* [и др.]. Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators // Phys. Rev. B. — 2011. — Т. 83. — С. 075309. — DOI: [10.1103/PhysRevB.83.075309](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.075309).
189. *Ye P. D.* [и др.]. Giant microwave photoresistance of two-dimensional electron gas // Appl. Phys. Lett. — 2001. — Т. 79. — С. 2193–2195. — DOI: [10.1063/1.1408910](https://doi.org/10.1063/1.1408910).
190. *Muravev V. M.* [и др.]. Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures // Phys. Rev. B. — 2007. — Т. 75. — С. 193307. — DOI: [10.1103/PhysRevB.75.193307](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.193307).