

Министерство Образования Российской Федерации
Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет)
Кафедра Физики Твёрдого Тела

На правах рукописи

Муравьев Вячеслав Михайлович

Интерференция плазменных волн в двумерном
электронном газе

511600 – прикладные физика и математика

Выпускная квалификационная работа
магистра естественных наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И.В. Кукушкин

Черноголовка - 2007

Содержание

1	Введение	2
2	Экранированные плазменные возбуждения в двумерном электронном газе	9
2.1	Экранированный плазмон	9
2.2	Образцы и экспериментальная установка	11
2.3	Экспериментальные результаты	14
2.3.1	Дисперсия экранированного плазмона	14
2.3.2	Интерференция экранированных плазмонов	17
3	Краевые магнитоплазменные возбуждения в двумерном электронном газе	24
3.1	Длина пробега краевых магнитоплазменных возбуждений	24
3.2	Образцы и экспериментальная установка	27
3.3	Экспериментальные результаты	30
4	Заключение	36
	Список литературы	38

1 Введение

Изучение плазмонов и магнитоплазмонов, коллективных возбуждений электронной или дырочной плазмы, позволяет более детально исследовать различные свойства и характеристики систем взаимодействующих частиц. Плазменные волны в металлах и полупроводниках позволили обнаружить целый ряд многочастичных эффектов и более детально изучить зонную структуру веществ [1]. С появлением технологий производства электронных систем пониженной размерности интерес в области плазменной физики твердого тела сместился в сторону изучения двумерных (2Д) электронных систем в гетероструктурах AlGaAs - GaAs и в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на поверхности кремния [2]. Это в основном было вызвано тем, что в этих структурах стало возможным создание очень высоких подвижностей "двумерных" носителей заряда, а также тем, что путем добавления дополнительного электрода - затвора, появилась возможность легко изменять важнейший параметр системы — концентрацию носителей.

Дисперсия двумерных (2Д) плазмонов в пределе малых волновых векторов (в отличие от 3Д-плазмонов) имеет бесщелевой характер [3]

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon_0 \epsilon(q)} q, \quad (1)$$

где n_s и m^* являются концентрацией и эффективной массой электронов 2Д системы, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. $\epsilon(q)$ является эффективной диэлектрической проницаемостью среды, окружающей слой 2Д электронного газа. Для случая структур МДП или AlGaAs - GaAs гетеропереходов с экранирующим затвором диэлектрическая функция имеет вид [50]:

$$\epsilon(q) = \frac{\epsilon_d + \epsilon_0 \coth qd}{2},$$

где ϵ_d и ϵ_0 — диэлектрические проницаемости соответственно полупроводниковой подложки и изолятора, d — расстояние от затвора до 2Д системы (или толщина изолятора). В тривиальном случае границы двух бесконечных сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 диэлектрическая функция определяется их

полусуммой $\epsilon(q) = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$.

2Д-плазмоны впервые наблюдались в системе электронов на поверхности жидкого гелия [5], где возбуждение производилось путем подачи мега-гигагерцового сигнала на обкладки конденсатора, внутри которого находилась поверхность гелия с нанесенными на нее электронами. Несколько позже 2Д-плазмоны были обнаружены и тщательно изучены в Si (100) МДП [6, 7, 8, 9]. В этих экспериментах применялась методика проходной спектроскопии в инфракрасном диапазоне частот. В этих же системах наблюдалась также эмиссия инфракрасного излучения, связанная с радиационным распадом 2Д-плазмонов [10]. Двумерные плазмоны в AlGaAs - GaAs гетероструктурах изучались посредством Рамановской спектроскопии [11], эмиссии в дальнем инфракрасном диапазоне [12], поглощения излучения инфракрасного диапазона [13]. 2Д-плазмоны были также обнаружены в дырочной двумерной системе инверсионных слоев Si (110) [14, 15]. Плазменная дисперсия в этой системе отражает сильную непараболичность и анизотропию дырочной зонной структуры Si (110).

Все перечисленные экспериментальные работы были выполнены в терагерцовом или дальнем инфракрасном диапазонах частот, поскольку плазменные резонансы разрешимы только в случае если $\omega\tau \gg 1$, где τ есть время электронной релаксации. Прогресс в технологии роста структур за последнее десятилетие привел к улучшению электронной подвижности на несколько порядков величины. Это дало возможность исследовать плазмоны при гораздо более низких частотах микроволнового диапазона. Эти работы показали целый ряд неожиданных эффектов, связанных с коллективными плазменными возбуждениями [16, 17, 18, 19, 20]. Например, в работах [16, 19, 54] был впервые экспериментально изучен эффект запаздывания, то есть образование слабо затухающего плазмон-поляритонного возбуждения. Изучение поведения 2Д плазмонов в полосках с длиной много большей ширины привело к обнаружению нового типа плазменных возбуждений — одномерному (1Д) плазмону [18]. Также интересным оказалось изучение дисперсии 2Д-плазмонов в AlGaAs - GaAs гетероструктурах с близко расположенным задним затвором [20]. Экранирующее действие затвора приводит к значительному замедлению волны зарядовой плотности и изменяет плазмонную дисперсию с

обычного корневого закона на линейный.

За последние два десятилетия в различных низкоразмерных электронных системах, таких как диски, кольца, полоски, квантовые проволоки и точки, был обнаружен новый тип коллективных возбуждений зарядовой плотности — краевые магнитоплазмоны (КМП), распространяющихся вдоль края исследуемых систем и локализующихся вблизи этого края в больших магнитных полях. Новые возбуждения впервые экспериментально наблюдались при исследовании поглощения ИК излучения набором дисков ДЭГ микрометровых размеров [22], а также в двумерном электронном слое на поверхности жидкого гелия, помещенном в перпендикулярное магнитное поле [27, 24].

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

(i) Они имеют бесщелевой спектр $\omega_{\text{emp}} \propto q \ln(1/|q|)$ с частотой значительно меньшей циклотронной частоты ω_c и распространяются вдоль границы ДЭГ только в одном направлении, которое задается вектором индукции магнитного поля и внешней нормалью к краю системы (здесь q — волновой вектор КМП). Частота КМП ω_{emp} пропорциональна электронной плотности n_s и обратно пропорциональна величине магнитного поля B и латеральному размеру (периметру P) структуры. В ограниченном образце волновой вектор q принимает набор дискретных значений $q = 2\pi m/P$, $m = 1, 2, \dots$. В зависимости от этих параметров, частота ω_{emp} изменяется в очень широком диапазоне, от ИК частот в субмикронных образцах, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур, до микроволновых и даже аудио (кГц) частот в двумерных системах макроскопического (сантиметрового) размера с низкой электронной плотностью на поверхности жидкого гелия.

(ii) В сильных магнитных полях, $\omega_c \tau \gg 1$, затухание КМП может быть очень мало как при $\omega_{\text{emp}} \tau \gg 1$, так и при $\omega_{\text{emp}} \tau \ll 1$. Именно благодаря этому свойству КМП, существует возможность экспериментального наблюдения КМП на частотах существенно меньших 1 ГГц.

(iii) Частота КМП определяется холловским движением электронов и пропорциональна холловской проводимости ДЭГ σ_{xy} . Поскольку квантовый эффект

Холла наблюдается не только в транспортных экспериментах, но также и при конечных (микроволновых) частотах [25, 26], спектроскопия КМП может быть использована (и уже неоднократно использовалась) в качестве эффективного инструмента исследования как целочисленного, так и дробного КЭХ.

(iv) Заряд КМП сильно локализован около края ДЭГ на длине сравнимой с шириной краевых электронных состояний. Как следствие, спектроскопия КМП может быть использована в качестве метода исследования бесщелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми в сильном магнитном поле, которые играют важную роль в формировании КЭХ.

Теоретически задача о краевых магнитоплазмонах была впервые рассмотрена Феттером [27, 28, 29, 30] и Волковым и Михайловым [32, 33]. Феттер нашел приближительное решение для КМП волн на поверхности жидкого гелия в пределе уравнений классической гидродинамики. Волков и Михайлов решили задачу феноменологическим методом, подгоняющим как для невырожденной электронной системы на поверхности жидкого гелия, так и для вырожденной электронной системы в твердых телах. Они нашли точное аналитическое решение для КМП, распространяющихся вдоль резкого края ДЭГ в форме полуплоскости, а также предложили ряд аппроксимационных решений для более реалистичных моделей (КМП на размытом краю ДЭГ, КМП в полосках и дисках). Согласно [32, 33], в сильном магнитном поле ($|\sigma_{xx}/\sigma_{xy}| \ll 1$) спектр КМП волны, распространяющейся вдоль резкого края бесконечной полуплоскости $z = 0, x \geq 0, -\infty < y < +\infty$, в длинноволновом пределе $q_y l \ll 1$ имеет вид:

$$\text{Re } \omega \equiv \omega'(q_y) = -\frac{2q_y \sigma_{xy}}{\epsilon^*} \left(\ln \frac{2}{|q_y| l} + 1 + o(1) \right), \quad (2)$$

где q_y — волновой вектор КМП, $\epsilon^* = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ — средняя диэлектрическая проницаемость (рассматривается случай обычного гетероперехода), длина l определяется диагональной поляризуемостью ДЭГ:

$$l = \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega \epsilon^*} = l_0 + i l_1, \quad (3)$$

$$l_0 = \text{Re } l = -\frac{2\pi \sigma''_{xx}(\omega)}{\omega \epsilon^*}, \quad l_1 = \text{Im } l = \frac{2\pi \sigma'_{xx}(\omega)}{\omega \epsilon^*}. \quad (4)$$

Здесь $\sigma'_{xx} \equiv \text{Re } \sigma_{xx}$, $\sigma''_{xx} \equiv \text{Im } \sigma_{xx}$.

Недавно плазменные возбуждения в низкоразмарных квантовых системах вновь оказались в центре научного внимания, вследствие их потенциальных приложений в области детектирования и генерации излучения терагерцового (0.3 — 10 ТГц) диапазона частот. Терагерцовый диапазон — это технологически и научно малоисследованный район частот, сулящий замечательные перспективы для исследований. Ему соответствуют частоты многих возбуждений в конденсированных средах, таких как фононы, переходы с участием мелких примесей, циклотронный и парамагнитный резонансы, вращательные и колебательные возбуждения в жидкостях, а также газах и биологических объектах. Значительный интерес представляет использование терагерцовых методов для неразрушающего контроля и визуализации в медицине, при мониторинге окружающей среды, в пищевой индустрии, борьбе с терроризмом [34, 35]. На сегодняшний день для детектирования непрерывного терагерцового излучения в основном применяются широкополосные приемники излучения такие как диоды Шоттки (Schottky diode), акусто-оптические детекторы (Golay Cell), болометры (Bolometers), пьезоэлектрические детекторы (Pyroelectric). Применение селективных и перестраиваемых детекторов при спектральном анализе ограничено использованием громоздких дифракционных решеток и механически перестраиваемых интерферометров. Недавно было показано, что селективным детектором может быть полевой транзистор с двумерным электронным газом в канале, перестраиваемый приложенным к затвору напряжением. Падающее излучение возбуждает в субмикронном канале экранированные плазменные возбуждения, чей потенциал выпрямляется за счет различных граничных условиях на концах канала [36, 37]. Резонансное и нерезонансное детектирование излучения терагерцового диапазона наблюдалось на AlGaAs/GaAs полевых транзисторах [38, 39, 40], кремниевых полевых транзисторах [41], InGaP/InGaAs/GaAs полевых транзисторах [42]. Прибор показал успешную работу вплоть до комнатных температур.

Недавно была продемонстрирована возможность селективного детектирования микроволнового излучения (вплоть до 0.6 ТГц) двумерной электронной системой AlGaAs/GaAs квантовой ямы в магнитном поле [43, 44]. Под действием

внешнего излучения измеряемый постоянный сигнал фотонапряжения представлял собой В-периодические осцилляции. Амплитуда и период которых были пропорциональны соответственно мощности и длине волны падающего излучения. Эффект интерпретировался как интерференция когерентно возбужденных магнитоплазменных волн [17]. Прибор показал успешную работу вплоть до температур 150 К.

Селективное детектирование терагерцового излучения было также получено на полевом AlGaAs/GaAs транзисторе, покрытом решетчатым затвором [45, 46]. При совпадении частоты падающего излучения с частотой плазменного возбуждения, в канале наблюдался резонансный отклик фотонапряжения. Прибор показал успешную работу вплоть до температур 50 К.

Создание компактного перестраиваемого генератора непрерывного терагерцового излучения является нерешенной задачей до настоящего времени. Наиболее распространенными в настоящее время источниками являются: генераторы на диоде Ганна (Gunn Oscillator), газовые лазеры (Gas Laser), лампы обратной волны (BWO), лазеры на свободных электронах (FEL) и квантовые каскадные лазеры (QCL). Их характерные параметры собраны в Таблице [35]. Радиационный распад плазменных волн двумерного электронного газа может стать альтернативным физическим механизмом генерации излучения терагерцового диапазона. Недавно была продемонстрирована перестраиваемая резонансная эмиссия терагерцового излучения (0.2 – 5.0 ТГц) из нанометрового двумерного канала InGaAs полевого транзистора [47, 48]. Эмиссия была объяснена посредством плазменной неустойчивости в канале транзистора, вызванной протеканием постоянного тока через ДЭГ с различными граничными условиями [36]. Наибольшая зарегистрированная мощность излучения составила 0.1 мкВт.

Источники Непрерывного Терагерцового Излучения					
	Gunn Oscillator	Gas Laser	BWO	FEL	QCL
Мощность (мВт)	0.1 – 100	1 – 180	1 – 50	10^8	10
Изменение частоты	Изменение размеров резонатора	Изменение рабочего газа	Непрерывно перестраиваемые	Изменение магнитного поля и электронной скорости	Не перестраиваемые
Диапазон частот (ТГц)	0.1 – 0.8	1 – 6	0.2 – 1	10 – 100	1 – 3

2 Экранированные плазменные возбуждения в двумерном электронном газе

2.1 Экранированный плазмон

Дисперсия 2Д-плазмона, описываемая Формулой (1) имеет два важных свойства. Во-первых, плазмон имеет бесщелевой спектр, во-вторых, плазмонная частота сильно зависит от геометрии и диэлектрических свойств окружения двумерного электронного газа (что определяется диэлектрической функцией $\epsilon(q)$). Например, если под двумерным газом на расстоянии d находится идеально проводящий затвор, то плазмонная дисперсия приобретает вид:

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{q}{\epsilon_0 + \epsilon \coth qd}. \quad (5)$$

В Формуле ϵ является диэлектрической проницаемостью диэлектрика между затвором и электронным газом. Формула (5) применима только в случае, если $qd_1 \ll 1$, где d_1 — толщина верхнего слоя диэлектрика. Основной особенностью плазмонов в системе с затвором является то, что дисперсионный закон $\omega_p(q)$ может значительно варьироваться изменением параметра qd . К примеру, в предельном случае $qd \gg 1$ частота плазмона зависит по обычному корневому закону от q , тогда как при $qd \ll 1$ плазмонная дисперсия принимает акустический вид:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{n_s e^2 d}{m^* \epsilon \epsilon_0} q^2. \quad (6)$$

Во всех, перечисленных во введении экспериментальных работах параметр qd не превышал 0.25, что приводит к сложной форме дисперсионного закона (5). В экспериментальной работе представленной в настоящей главе, используя образцы миллиметрового размера, было достигнуто значение параметра $qd \approx 0.02$. Таким образом, впервые было произведено измерение спектра 2Д-плазмонов в системе с затвором в режиме $qd \ll 1$, когда за счет экранирующего действия затвора плазмонная дисперсия приобретает линейный вид.

В магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости двумерного слоя, щель в дисперсионной зависимости 2Д-плазмона при нулевом квазиимпульсе вос-

становивается. Магнитополевым спектр 2Д-плазмона в пределе $\omega\tau \gg 1$ имеет вид [50]

$$\omega_{\text{hybrid}}^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (7)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота. Также нельзя забывать, что в магнитном поле появляется дополнительная плазменная мода, локализованная вдоль края ДЭГ — краевой магнитоплазмон. Подробное обсуждение свойств краевых магнитоплазменных возбуждений приведено во Введении.

Плазменные возбуждения в структурах с задним затвором интересны и важны по нескольким причинам. Эксперименты по интерференции краевых магнитоплазменных волн показали, что длина когерентности плазменных волн может достигать миллиметров [17, 51]. В этих работах скорость плазменных волн, возбуждаемых микроволновым излучением фиксированной частоты, систематически изменялась внешним магнитным полем. Измеряемый сигнал фотонапряжения представлял собой осцилляции по магнитному полю, за счет периодического выполнения интерференционных условий. Период осцилляций оказался обратно пропорциональным частоте падающего излучения. Эффект интерференции КМП использовался в нескольких прикладных исследованиях по детектированию и спектроскопии излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [43, 44]. Несмотря на то, что существует достаточно много широкополосных детекторов в этом районе частот, нет устройства которое бы наряду с этим производило спектроскопию падающего излучения. Нами был реализован прибор на основе системы двумерного электронного газа с задним затвором, позволяющий одновременно детектировать и снимать спектр падающего микроволнового излучения. Наш "спектрометр-на-чипе" использует явление интерференции экранированных плазменных волн, где в отличие от предыдущих работ [17, 51], скорость волн изменялась в отсутствие магнитного поля электронной концентрацией. Подробное обсуждение экспериментальных аспектов реализации прибора будет дано в настоящей главе.

2.2 Образцы и экспериментальная установка

В экспериментах настоящей главы использовались AlGaAs/GaAs гетероструктуры, выращенные Владимиром Уманским (Weizmann Institute of Science in Israel) используя молекулярно-пучковую эпитаксию (МПЭ). При помощи МПЭ кристаллические слои различных материалов могут быть нанесены на подложку с практически атомарной точностью [49]. Последовательность слоев нашей структуры показана на Рис. 1.

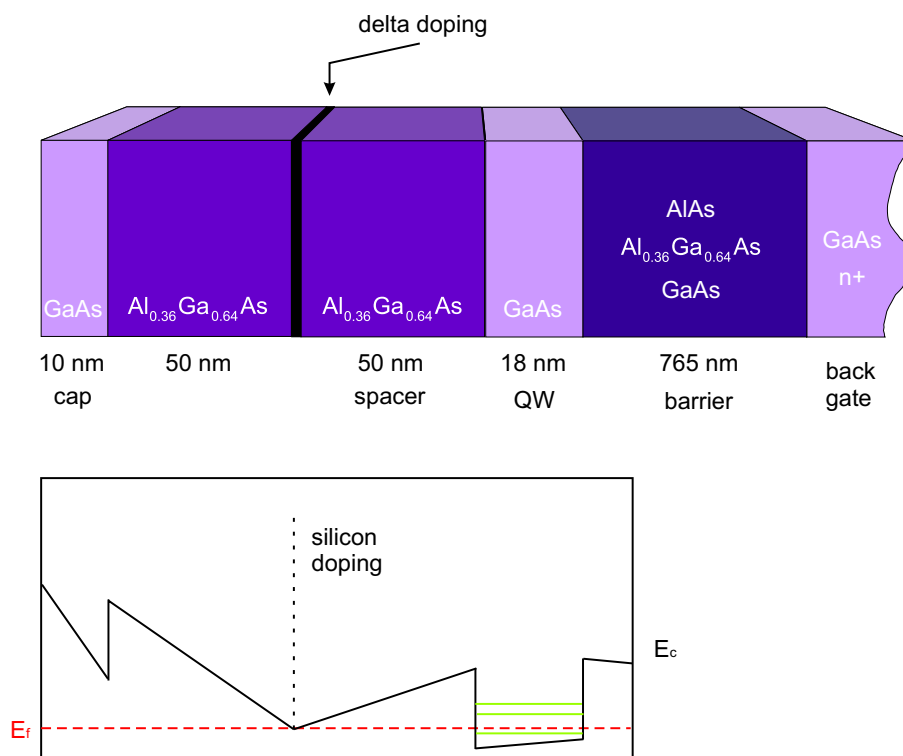


Рис. 1. Верхняя панель иллюстрирует последовательность роста гетероструктуры 8-122, используемой в экспериментах главы. Нижняя панель схематически показывает профиль зоны проводимости. При $T = 0$ все состояния ниже энергии Ферми E_f заняты.

Структура снаружи покрывается верхним слоем GaAs для того, чтобы избежать окисления ниже расположенных слоев. Затем идущий слой AlGaAs уменьшает ток утечки при использовании верхнего затвора. Слой кремниевых доноров отделен AlGaAs спейсером от GaAs квантовой ямы. Электроны перескакивают из слоя доноров в энергетически более низкие состояния GaAs квантовой ямы, создавая электростатический потенциал, показанный на Рис. 1. Поскольку доноры пространственно отделены от квантовой ямы и рост структур при молекулярно-

пучковой эпитаксии проходит в очень высоком вакууме, подвижность электронов достигает рекордных значений. Например, в нашей структуре при изменении затвором электронной концентрации в пределах от $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ подвижность достигает значений от $1.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$ до $5.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$. Для того чтобы не экранировать падающее микроволновое излучение, но в тоже время иметь возможность менять электронную концентрацию, под квантовой ямой был выращен слой n^+ GaAs заднего затвора (концентрация доноров $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), отделенный от ямы барьером толщиной $d = 765 \text{ нм}$.

Изготовление образцов, имеющих различную геометрию, осуществлялось методом оптической литографии. Ниже перечислены основные литографические шаги.

1. Жидкое травление мезы через яму. При травлении использовался раствор 200 мл воды (H_2O), 1.6 мл пероксида водорода (H_2O_2), 0.2 мл серной кислоты (H_2SO_4).
2. Жидкое травление контактов к заднему затвору. Обычно травление останавливалось за 100 нм до затвора.
3. Нанесение контактов. Процесс происходит в высоком вакууме методом напыления. Последовательность металлов следующая: вначале тонкий слой 7 нм никеля, затем слой x нм гермения и $2x$ нм золота, причем $x + 2x = 2 \times$ (расстояние от верхней поверхности структуры до квантовой ямы). Завершает последовательность верхний слой 30 нм никеля.
4. Вжигание контактов.
5. Напыление контактных площадок и верхних затворов. Последовательность металлов при напылении следующая: вначале 20 нм хрома, затем 100 нм золота.

Установка, на которой проводились измерения, показана на Рис. 2. Был использован гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом, позволяющим получать магнитное поле величины до 12 Т при $T \leq 2 \text{ К}$. Температура ниже 4.2 К

получалась с помощью откачки паров гелия. Измеряемый образец помещался в геометрии Фарадея на конце микроволнового волновода прямоугольного сечения $19.0 \times 9.5 \text{ мм}^2$ (WG17). В экспериментах образец облучался микроволновым излучением частоты от 13 до 80 ГГц от серии ламп обратной волны с типичной выходной мощностью от 10 до 0.1 мВт. Для синхронного детектирования сигнала фотонапряжения, наводимого на образце микроволновым излучением, использовался лок-ин SR-830 (Stanford Research).

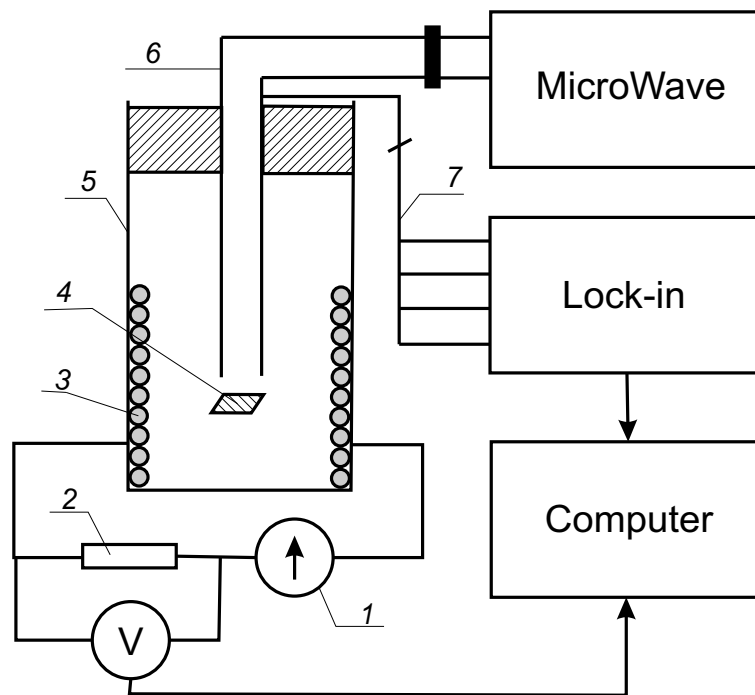


Рис. 2. Общий план экспериментальной установки, где 1 – источник тока, 2 – шунт источника, 3 – сверхпроводящий магнит, 4 – образец, 5 – криостат, 6 – СВЧ тракт, 7 – шина проводов от образца

2.3 Экспериментальные результаты

2.3.1 Дисперсия экранированного плазмона

Начальной целью экспериментов настоящей главы было охарактеризовать магнитоплазменные волны, возбуждаемые в исследуемой структуре микроволновым излучением. Магнитоплазменные возбуждения изучались путем сравнения магнитосопротивления R_{xx} в геометрии Холловского мостика в присутствии и без микроволнового облучения [52, 19]. Когда микроволновое излучение находится в резонансе с частотой плазмона электронная система испытывает разогрев [53]. Увеличение электронной температуры приводит к росту сопротивления образца, поскольку механизмы электронного рассеяния чувствительны к температуре. Магнитосопротивление измерялось по стандартной лок-ин методике (lock-in technique) при пропускании синусоидального тока с амплитудой 100-1000 нА и частотой 13 Гц через образец. На Рис. 3 магнитосопротивление R_{xx} показано при двух частотах микроволнового излучения. При частоте $f = 25$ ГГц два хорошо выраженных резонанса возникают вблизи $B = 51$ мТл при обеих ориентациях магнитного поля. Эти резонансы испытывают сдвиг в большие магнитные поля при увеличении частоты f , и вторая серия пиков появляется при частотах боль-

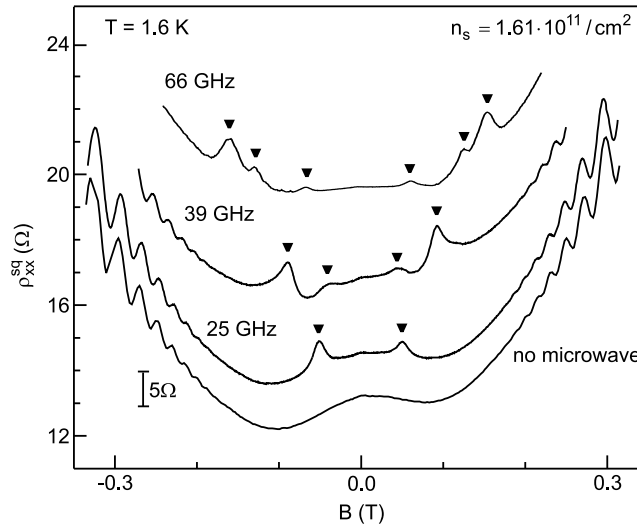


Рис. 3. Магнитосопротивление ρ_{xx} при частотах падающего излучения 25, 39, 66 ГГц. Для сравнения также приведена кривая ρ_{xx} без излучения (нижняя кривая). Графики сдвинуты в вертикальном направлении.

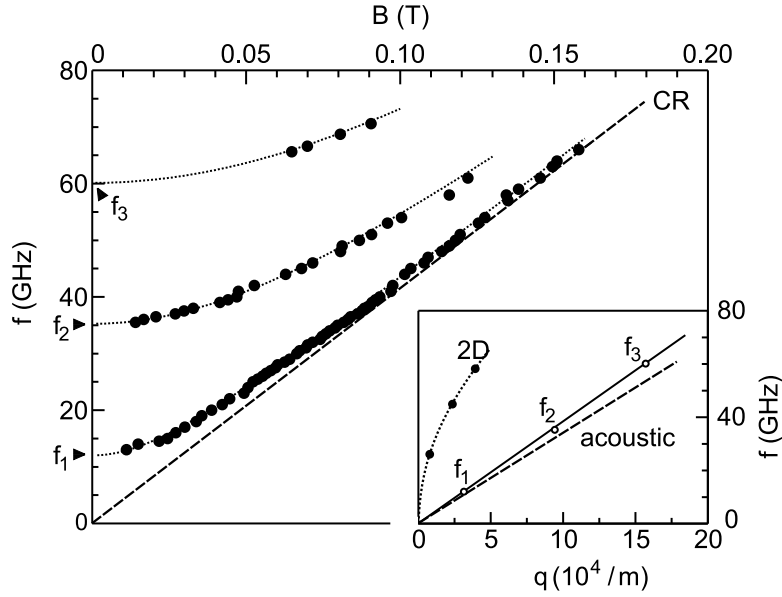


Рис. 4. Зависимость микроволновой частоты от магнитных полей, в которых произошло резонансное поглощение излучения. Электронная концентрация равняется $1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Точечная линия показывает теоретическую магнитодисперсию согласно Формуле (7). Вставка иллюстрирует дисперсию плазменных волн в образце шириной 0.1 мм с задним затвором (сплошная линия) и образце шириной 0.4 мм без заднего затвора (штрихованная линия).

ших 35 ГГц. Например, при частоте $f = 39$ ГГц хорошо разрешимы два резонанса в магнитных полях 90 и 44 мТл. В дальнейшем будет показано, что наблюдаемые резонансы соответствуют возбуждению различных поперечных магнитоплазменных мод.

Происхождение наблюдаемых резонансов проще всего понять построив зависимость микроволновой частоты f от значений магнитного поля, при которых возникают резонансы. Такая зависимость $f(B)$ при электронной концентрации $1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ показана на Рис. 4. Экспериментальные точки ложатся на три кривые. В пределе больших магнитных полей каждая из мод асимптотически стремится к циклотронной линии. При подгонке теоретической магнитодисперсионной зависимости (7) к экспериментальным данным, магнитоплазменные моды экстраполируются при нулевом магнитном поле ко следующим плазменным частотам: $f_1(0) = 12.0$ ГГц, $f_2(0) = 35.3$ ГГц, и $f_3(0) = 60.13$ ГГц. Каждой из мод мож-

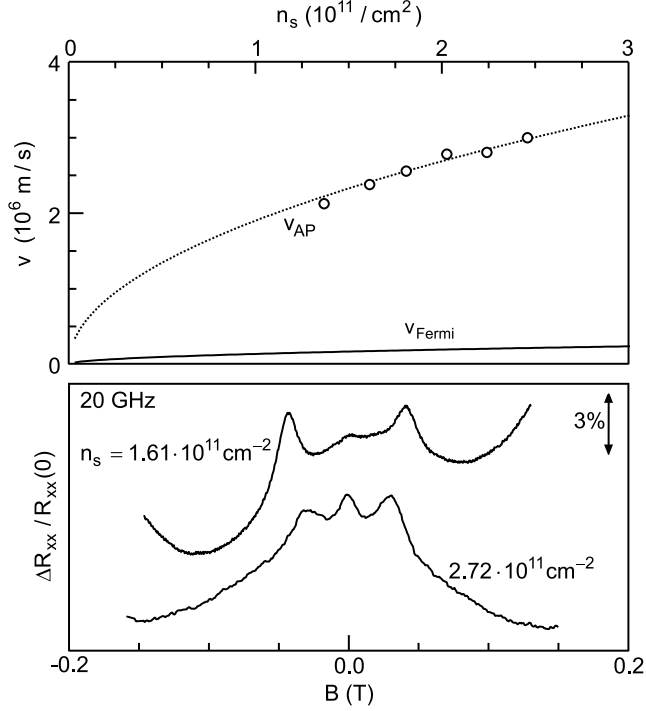


Рис. 5. Нижняя панель: Магнитосопротивление при частоте падающего излучения 20 ГГц для двух значений электронной концентрации. Микроволновая мощность, подаваемая на вход волновода, равна примерно 1 мВт. Верхняя панель: Сравнение полученной плазмонной скорости для структуры с задним затвором и скорости Ферми как функции электронной плотности. Точечная линия показывает теоретическую оценку согласно Формуле (6).

но приписать волновой вектор $q = \pi N/W$. В наших экспериментах $N = 1, 3, 5$, поскольку однородное микроволновое поле в дипольном приближении может возбуждать только моды с нечетными волновыми числами [54, 55]. Таким образом, построив зависимость $f(0)$ как функцию q (Вставка к Рис. 4), мы приходим к линейному закону дисперсии плазменных волн в исследуемой структуре. Для сравнения на той же Вставке представлена дисперсия 2Д-плазмона, наблюдаемого в геометрически идентичной структуре, но без заднего затвора [19]. Видно, что дисперсия плазмона в структуре с затвором отличается разительно от обычной корневой зависимости. Качественно это можно понять следующим образом. Проводящий затвор частично экранирует электрическое поле распространяющейся плазменной волны. Эффект экранировки эквивалентен помещению одинакового по модулю, но противоположного по знаку заряда "изображения" на расстоянии $2d$ от двумерного электронного газа. В результате получаем эквивалентную анти-

фазную двухслойную волну зарядовой плотности, напоминающую акустический плазмон и обладающую линейной дисперсией в пределе $qd \ll 1$ [50]. Подставляя в уравнение (6) экспериментальные параметры $n_s = 1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m^* = 0.067m_0$, $d = 765 \text{ нм}$, and $\epsilon = 12.8$ находим теоретический дисперсионный закон, проиллюстрированный на Вставке к Рис. 4 штрихованной линией. Теория отлично согласуется с экспериментом. Небольшое отличие теории от эксперимента можно приписать неидеальным проводящим свойствам n^+ -GaAs затвора и неаккуратному описанию диэлектрического окружения электронного газа.

Путем подачи различного напряжения на задний затвор электронную концентрацию можно было менять в широких пределах $(1.3 - 2.8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На Рис. 5 видно, что с увеличением концентрации магнитоплазменные резонансы сдвигаются в меньшие магнитные поля. Для получения частоты фундаментальной моды $f_1(0)$ при каждом из значений электронной плотности была проведена экстраполяция процедура по Формуле (7). Зная частоту $f_1(0)$ можно легко определить скорость плазменной волны $v_{AP} = f_1(0)/q_1$, где $q_1 = \pi/W$ — волновой вектор фундаментальной моды. Полученная таким образом зависимость плазменной скорости v_{AP} от электронной концентрации изображена в верхней панели Рис. 5. Точечной линией показана теоретическая корневая зависимость (6). Также на Рис. 5 показана скорость Ферми v_F . Несмотря на то, что добавление заднего затвора значительно замедляет плазмоны, их скорость v_{AP} по-прежнему удовлетворяет условию $v_{AP} \gg v_F$. Таким образом, затухание Ландау [56] оказывает слабое влияние на диссипацию акустической плазменной волны. Затухание Ландау становится значимым только при расстоянии между ДЭГ и затвором менее 10 нм.

2.3.2 Интерференция экранированных плазмонов

Как указывалось выше, в структурах с задним затвором скорость плазмонов легко регулируется путем изменения электронной плотности. Это можно использовать для изучения интерференции экранированных плазменных волн в нулевом магнитном поле. В экспериментах по интерференции использовался образец схе-

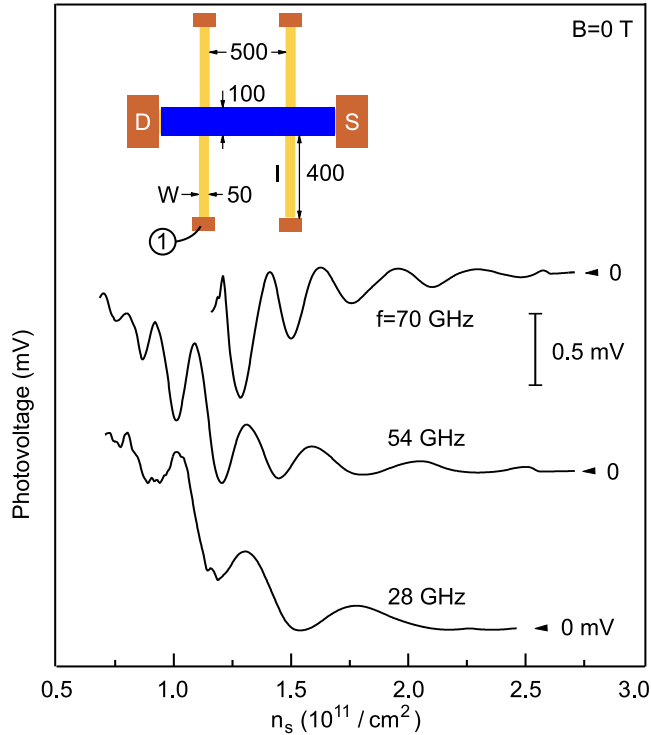


Рис. 6. Сигнал фотонапряжения как функция электронной плотности на трех частотах микроволнового излучения 28, 54 и 70 ГГц. Стрелки показывают уровень сигнала без излучения. Для наглядности графики сдвинуты по вертикали. Вставка схематически показывает геометрические размеры используемого образца. Все размеры указаны в микрометрах.

матично изображенный на Рис. 6. Образец состоял из центральной прямоугольной части шириной 100 мкм, покрытой металлическим верхним затвором. С двух сторон центральная часть оканчивается омическими контактами (на рисунке обозначенными S и D). От центральной части отходят полосы длиной $l = 400$ мкм и шириной 50 мкм. Эти полосы также оканчиваются контактами, но не покрыты затвором. Синусоидальное напряжение амплитудой 0.1 В прикладывается к верхнему затвору, чтобы промодулировать фото-ЭДС, наводимое падающим микроволновым излучением фиксированной частоты. Сигнал фотонапряжения снимается на частоте модуляции при помощи лок-ина (lock-in amplifier). Типичные зависимости фотонапряжения как функции электронной концентрации для трех различных значений микроволновой частоты изображены на Рис. 6. Сигнал фото-ЭДС измеряется между контактом одной из полосок (обозначенным как 1) и заземленным контактом стока (обозначенным как D), расположенным на конце центральной прямоугольной части образца. Для удобства графики фотонапря-

жения сдвинуты вертикально, стрелками указан уровень сигнала без падающего на структуру излучения. На каждой из частот сигнал имеет осцилляторную структуру, где максимумы являются результатом конструктивной интерференции плазменных волн между контактом полоски и затвором с волновыми векторами $q = m\pi/l$. Омический контакт и частично обедненная область ДЭГ под затвором являются различными граничными условиями для плазменной волны, приводя к выпрямлению высокочастотного сигнала [36, 57]. Картина интерференции экранированных плазменных волн будет подтверждена в дальнейшем более детальным исследованием частотной зависимости осцилляций. На Рис. 7А приведен график, где для каждой из частот микроволнового излучения точками указаны значения концентрации в максимумах фото-ЭДС. Данные ложатся на одиннадцать кривых, которые согласно 1 описываются корневой зависимостью. Каждая из кривых соответствует моде с определенным волновым вектором $q = m\pi/l$ ($m = 1, 3, 5 \dots$) вдоль полоски ДЭГ между контактом и затвором. Дисперсионный закон плазменных волн можно найти если сделать разрез через Рис. 7А на определенной электронной концентрации. Тогда точки пересечения вертикальной линии с корневыми кривыми различных мод $q = m\pi/l$ зададут частоты для каждого q . Пример для концентрации $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ изображен на Рис. 7В. Плазменная дисперсия имеет линейный вид в согласии с исследованиями проведенными по методике транспортного детектирования резонансного микроволнового поглощения (2.3.1). Точечная линия на Рис. 7В иллюстрирует теоретически предсказываемую зависимость (6). Надо заметить, что в полосках ДЭГ без заднего затвора плазменные возбуждения при условии, что $qw \ll 1$, где w — ширина полоски, также обладают линейной дисперсией [43]. Такие возбуждения получили название одномерный плазмон (1Д-плазмон). На Рис. 7В штрихованной линией показана дисперсия 1Д-плазмона, посчитанная для полоски с такими же геометрическими размерами как и в наших экспериментах, но без заднего затвора при $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Разница между дисперсиями экранированного и 1Д плазмонов разительна, что ясно свидетельствует о том, что задний затвор играет первостепенную роль в появлении линейной дисперсии в наших экспериментах.

Осцилляции фотонапряжения на Рис. 6 испытывают изменения с частотой

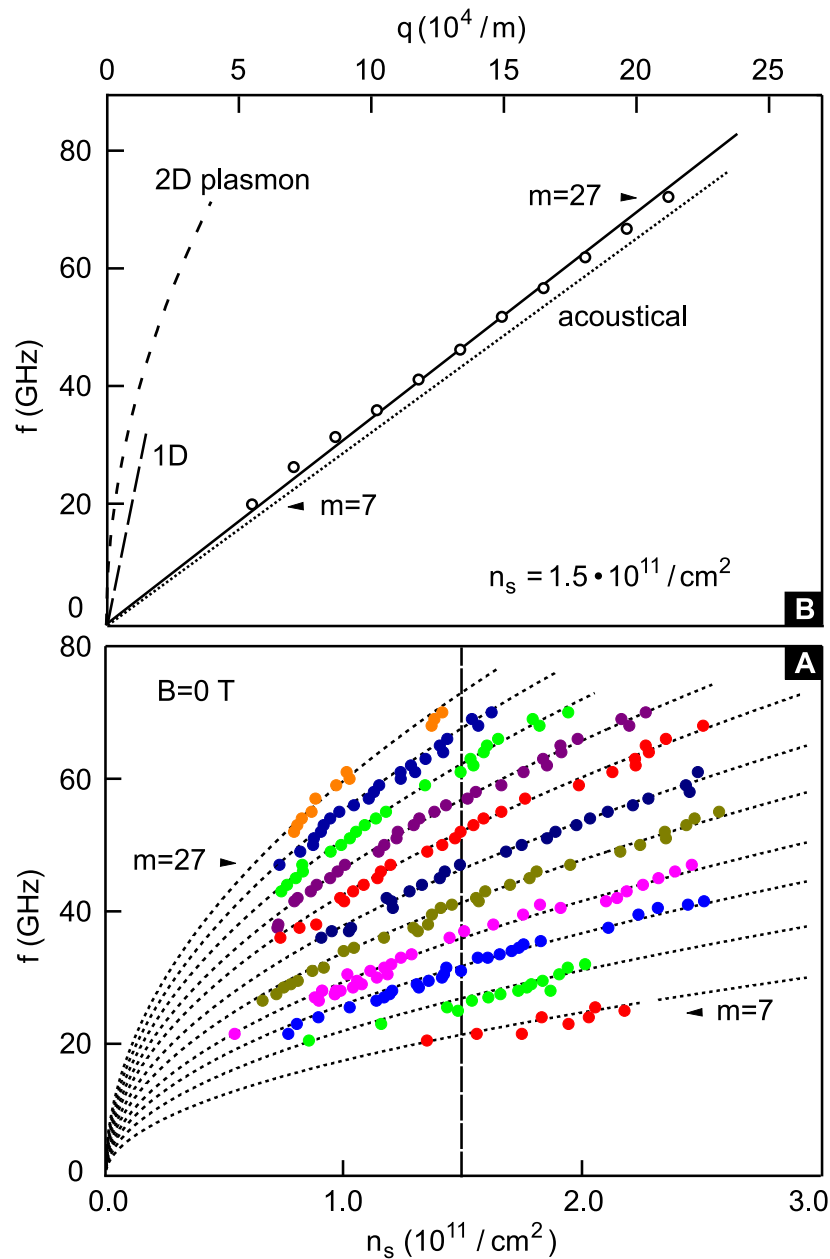


Рис. 7. Нижняя панель: Зависимость значений электронной плотности в максимумах фото-ЭДС от частоты падающего излучения. Различные цвета соответствуют плазмонным модам с разными волновыми векторами $q = m\pi/l$. Экспериментально были обнаружены моды с волновыми числами от $m = 7$ до $m = 27$. Верхняя панель: Дисперсия плазменной волны при фиксированной электронной концентрации $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Дисперсия была получена по точкам пересечения вертикальной штрихованной линии с одиннадцатью подгоночными кривыми на панели А (открытые кружки). Точечная линия на панели В показывает теоретическое предсказание. Для сравнения на том же рисунке приведены, подсчитанные для такой же геометрии образца без заднего затвора, дисперсии 1Д (длинная штриховка) и 2Д-плазмонов (короткая штриховка).

падающего излучения. Таким образом, при понимании частотного поведения осцилляций нашу структуру можно использовать как "спектрометр-на-чипе". На Рис. 8 приведена зависимость значений $1/\sqrt{n_s}$ в максимумах фотонапряжения от волновых чисел. Минимумы фотонапряжения также указаны на рисунке, но им приписаны четные значения волновых чисел. При представлении данных в таком виде видно, что экстремумы расположены эквидистантно с периодом $\Delta(1/\sqrt{n_s})$ пропорциональным обратной величине частоты f падающего излучения (Вставка к Рис. 8). Такое поведение легко объясняется на основании Формулы (6). Таким образом, Фурье преобразование осцилляций фотонапряжения в шкале $1/\sqrt{n_s}$ позволяет сразу же узнать частоту падающего излучения.

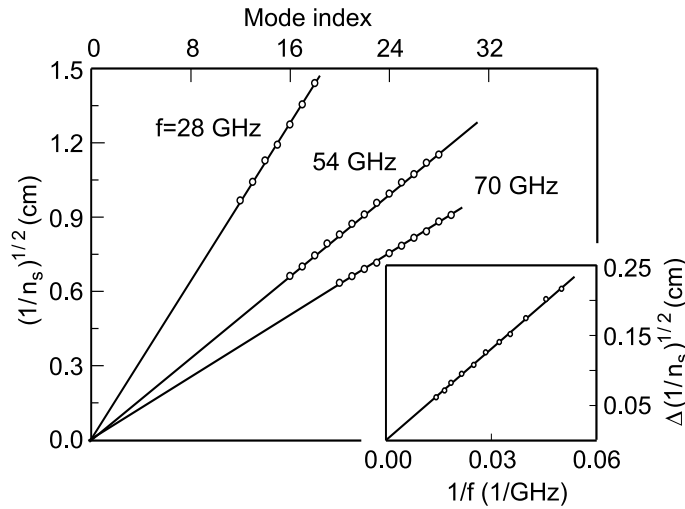


Рис. 8. График зависимости значений $1/\sqrt{n_s}$ в максимумах фотонапряжения от номера мод для трех частот падающего излучения. На вставке показан период $\Delta(1/\sqrt{n_s})$ как функция микроволновой частоты.

При приложении внешнего перпендикулярного магнитного поля Формула (1) больше не описывает плазменные возбуждения в ДЭГ. Таким образом, следует ожидать изменений в осцилляциях фотонапряжения. Рис. 9 демонстрирует осцилляции в присутствии магнитного поля. При магнитных полях более $B = 0.5$ Т осцилляции перестают быть эквидистантными в $1/\sqrt{n_s}$ масштабе, а становятся периодическими в $1/n_s$ шкале. Этот переход может быть объяснен изменением плазменной дисперсии. В магнитном поле вдоль края двумерной электронной системы может распространяться особый тип плазменных возбуждений — краевой

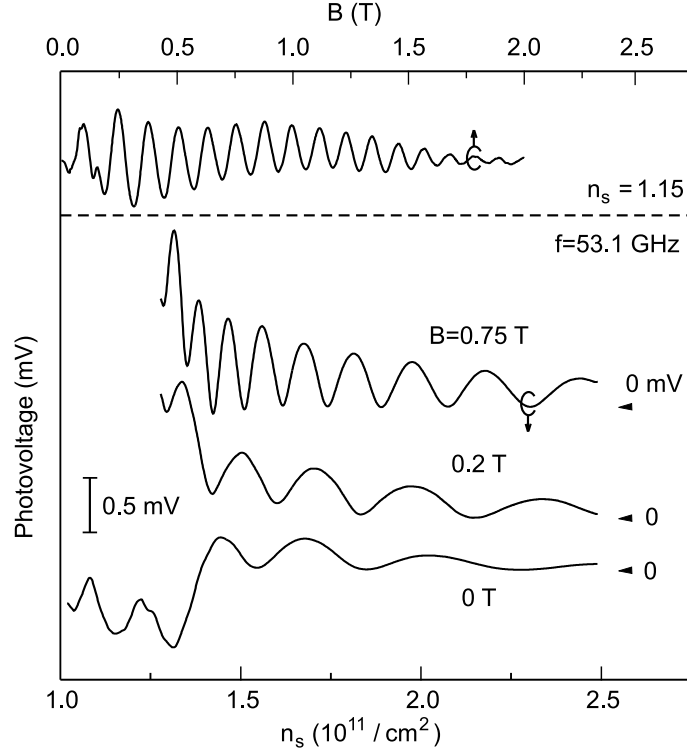


Рис. 9. Нижняя панель: Осцилляции фотонапряжения при разворачивании электронной плотности в фиксированном магнитном поле и микроволновой частоте 53.1 ГГц. Верхняя панель показывает сигнал при разворачивании магнитного поля при фиксированных электронной плотности и частоте. Фото-ЭДС демонстрирует B -периодические осцилляции.

магнитоплазмон (КМП). Направление его распространения задается ориентацией внешнего магнитного поля. Дисперсия КМП была посчитана в конце 80-х годов при условии резкого края ДЭГ [33]. В случае структуры с затвором она принимает вид

$$\omega = \frac{\sigma_{xy}}{2\epsilon_0\epsilon^*} \sqrt{\frac{d}{l^*}}. \quad (8)$$

Здесь ϵ^* — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭГ среды, которую мы оцениваем как среднее между проницаемостями вакуума и GaAs, l^* — ширина полоски вдоль края ДЭГ, внутри которой происходят колебания зарядовой плотности волны. Обычно l^* принимает значения порядка микрометра. Холловская проводимость пропорциональна $\sigma_{xy} \propto n_s/B$. Периодичность осцилляций фото-ЭДС в шкале $1/n_s$ является следствием интерференции краевых магнитоплазменных волн с $q = \pi m/l$ между омическим контактом полоски и верхним затвором. Интересным является также поведение сигнала фото-ЭДС при разворачи-

вании магнитного поля с фиксированными частотой падающего излучения и электронной плотностью. Пример такой зависимости показан в верхней части Рис. 9. Сигнал фотонапряжения демонстрирует периодические по магнитному полю осцилляции. Период которых зависит линейно от электронной плотности и обратно пропорционален частоте излучения. Аналогичное поведение В-периодических осцилляций было получено на структурах без затворов [17]. Эти зависимости являются еще одним доказательством нашей интерпретации, поскольку их можно легко получить из (8). К примеру, на частоте падающего излучения $f = 53.1$ ГГц мы нашли, что переход от $1/\sqrt{n_s}$ к $1/n_s$ осцилляциям происходит вблизи поля 0.5 Т. После этого поля плазменное возбуждение значительно "прижато" к краю ДЭГ и хорошо описывается Формулой (8).

3 Краевые магнитоплазменные возбуждения в двумерном электронном газе

3.1 Длина пробега краевых магнитоплазменных возбуждений

Краевые магнитоплазмоны (КМП) в двумерных электронных системах привлекли к себе повышенный интерес в последнее время за счет своих уникальных свойств. В отличие от объемных плазмонов и магнитоплазмонов они обнаруживаются когда $\omega_c \tau \gg 1$, даже если $\omega \tau < 1$. Характерной особенностью КМП является также то, что их скорость распространения вдоль края системы уменьшается с ростом магнитного поля. Исследованию свойств КМП посвящены многие теоретические и экспериментальные работы, указанные во Введении. Недавние транспортные эксперименты над ДЭГ, облучаемом микроволновым излучением, выявили новый тип магнитоосцилляций фотонапряжения и продольного сопротивления [17]. Оказалось, что обнаруженные осцилляции возникают вследствие интерференции краевых магнитоплазмонов, когерентно возбуждаемых в областях электронной неоднородности вблизи контактов. Периодичность осцилляций по магнитному полю оказалось описывается соотношением $\Delta B \propto n_s / fL$, где L — расстояние вдоль границы ДЭГ от места излучения КМП до места интерференции. Обнаруженный эффект нашел применение при детектировании и спектроскопии излучения микроволнового частотного диапазона [43, 44]. Малые размеры устройства (0.1 — 0.5 мм) позволяют надеяться на создание многопиксельной матрицы детекторов, необходимых для получения изображения различных объектов и предметов в миллиметровом и субмиллиметровом интервалах длин волн. Для наблюдения эффектов интерференции КМП и для детектирования излучения необходимо, чтобы длина пробега краевых магнитоплазмонов превышала L . Поэтому актуальным является вопрос о длине пробега КМП и ее зависимости от температуры, магнитного поля и частоты. Особенно интересным является вопрос о поведении КМП в проблемном терагерцовом диапазоне частот.

Большинство измерений по определению ширины КМП резонансов проводились в низкочастотной области $\omega \tau \ll 1$ [58, 59, 60, 61]. Большинство ранних экспе-

риментов проводилось на полупроводниковых гетероструктурах в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) с использованием методики проходного резонатора [58, 59]. Магнитодисперсия (зависимость резонансной частоты от магнитного поля) и затухание КМП в больших полях исследовались также в работе [60] на одиночном электронном диске, где регистрировалось прохождение пикосекундных импульсов напряжения по краю образца. По изменению амплитуды прошедшего сигнала определялось затухание волнового пакета, бегущего по краю образца. Согласно работам [58, 59, 60], затухание КМП в режиме КЭХ определяется проводимостью σ_{xx} , что противоречит теоретическим результатам, полученным в пределе резкого края полубесконечного ДЭГ [33]. Теория описывает затухание КМП в пределе частот $\omega\tau \ll 1$ выражением

$$\gamma = \pi q \sigma_{xy} / \epsilon^*, \quad (9)$$

где ϵ^* — средняя диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭГ среды, q — волновой вектор изучаемой моды КМП, γ — ширина линии плазменного резонанса. Недавние эксперименты, проведенные методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения [61] в магнитных полях от нуля до режима КЭХ, показали универсальную пропорциональность обратной ширины основной моды КМП величине холловского сопротивления.

До настоящего времени не предпринималось никаких попыток измерить затухание КМП в высокочастотном пределе $\omega\tau \gg 1$, важном для большого числа приложений. Эксперименты настоящей главы восполняют этот пробел, проводя эти измерения по спектрам магнитоосцилляций фотонапряжения. Для образца в форме холловского мостика с верхним затвором и длиной подводящих полосок l , используемого в наших экспериментах, теория [62] дает следующие результаты относительно магнитоосцилляций фото-ЭДС. Микроволновое излучение возбуждает КМП в приконтактных областях полосок. Плазмоны пробегают по краю полоски, отражаются от обедненной области ДЭГ под затвором и возвращаясь обратно на контакт интерферируют с излучаемой волной. Это приводит к возникновению сигнала фотонапряжения пропорционального $|1 + \exp(iq2l)|^2$, где $q(\omega)$ — волновой вектор КМП. Сигнал измеряется между контактами полоски и стока (истока)

тела холловского мостика. Из-за рассеяния электронов в образце волновой вектор $q(\omega)$ является комплексной функцией с реальной частью $q_1(\omega)$, определяемой длиной волны КМП, и мнимой частью $q_2(\omega)$, связанной с длиной пробега КМП L_{emp} следующим соотношением $q_2 = 1/L_{\text{emp}}$. На основании общей формы дисперсии КМП в работе [62] выводится выражение для $q_2(\omega)$ при всех значениях $\omega\tau$:

$$q_2(\omega) \approx \frac{1.217m^*\epsilon^*\omega}{2\pi\tau e^2 n_s} \left(1 + 0.09 \frac{\omega_c \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right). \quad (10)$$

Формула (10) показывает, что в случае $\omega\tau \gg 1$, длина пробега пропорциональна

$$L_{\text{emp}} \propto \frac{n_s \tau}{m^* \omega} \cdot \frac{1}{1 + 0.09 \omega_c / \omega}. \quad (11)$$

Согласно нашим экспериментам Формула (11) верно описывает зависимость L_{emp} от времени электронной релаксации τ , магнитного поля ω_c и частоты падающего излучения ω .

3.2 Образцы и экспериментальная установка

В экспериментах настоящей главы использовались AlGaAs/GaAs гетероструктуры, выращенные используя молекулярно-пучковую эпитаксию (МПЭ). Последовательность слоев структуры, использованной в настоящей главе показана на Рис. 10. Назначение каждого из слоев вместе с последовательностью литографических шагов подробно обсуждается в Главе 2.2).

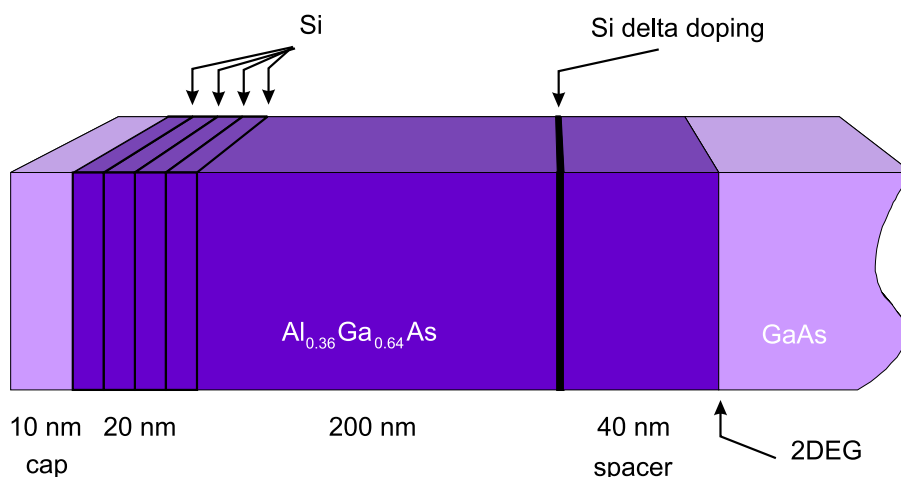


Рис. 10. Иллюстрация последовательности роста гетероструктуры 8541, используемой в экспериментах главы. Одинаковым цветом указаны идентичные вещества.

Высокочастотные измерения производились на оптическом криостате (1) (Рис. 11). Микроволновое излучение частотой до 700 ГГц фокусировалось на образец через окно криостата. Источником излучения были пакетированные (2) и непакетированные (3) лампы обратной волны. Излучение фокусировалось на образец с помощью диафрагм и тефлоновых линз (7). Уровень сигнала измерялся акусто-оптическим детектором (5). Все микроволновые детали установки жестко закреплялись на оптическом столе (6). Сигнал от образца по проводам подавался на измерительные приборы (4).

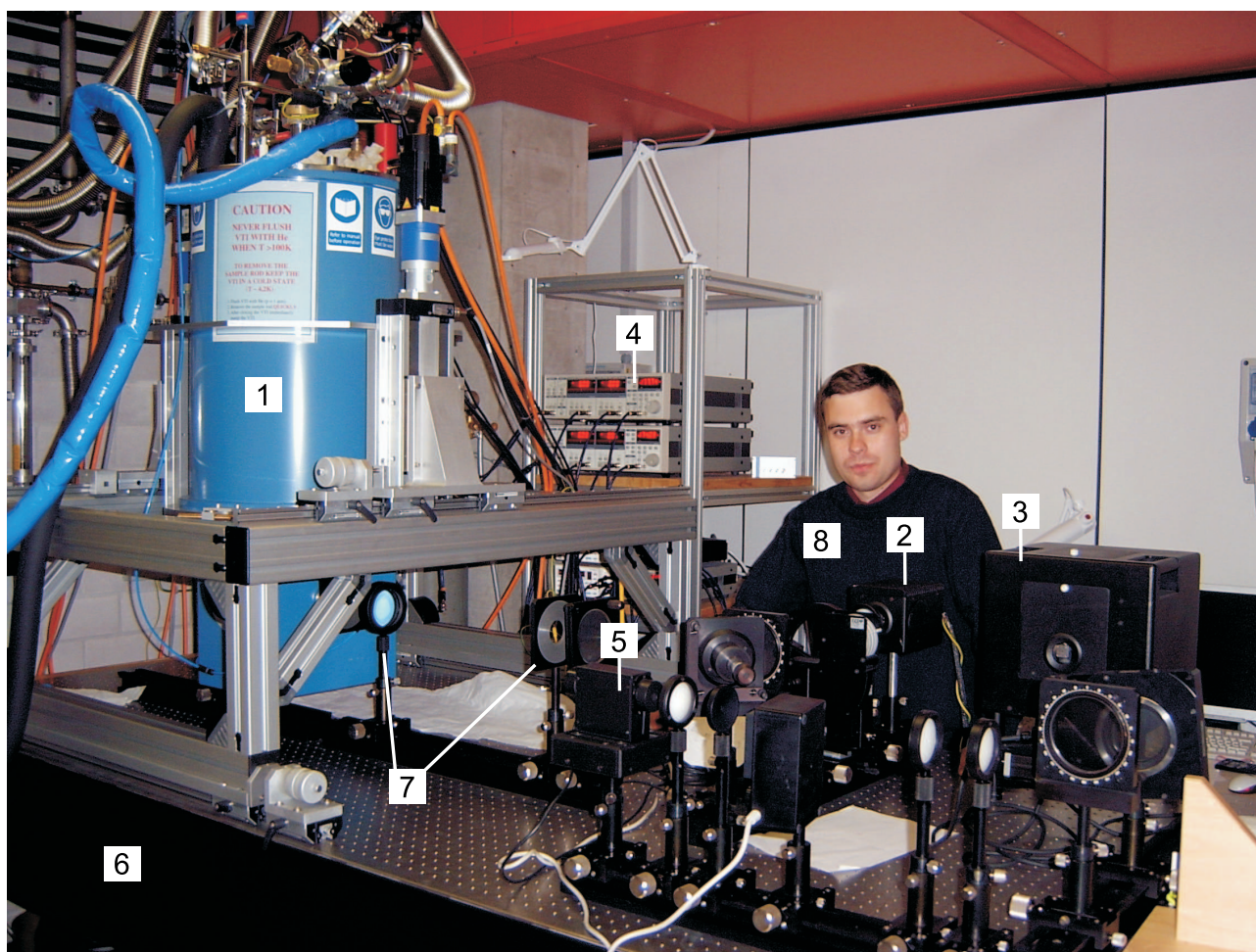


Рис. 11. Экспериментальная установка. Оптический криостат (1). Пакетированная лампа обратной волны (2). Непакетированная лампа обратной волны (3). Измерительные приборы (4). Акусто-оптический детектор (5). Оптический стол (6). Диафрагмы и линзы (7). Экспериментатор (8).

3.3 Экспериментальные результаты

В экспериментах использовались одиночные легированные AlGaAs/GaAs квантовые ямы, изготовленные в форме холловских мостиков (Рис. 12) с шириной мостика $w = 0.2$ мм, шириной подводящих полосок $c = 0.05$ мм, расстоянием между ближайшими полосками $a = 0.5$ мм и различными длинами полосок $l = 400, 200, 100, 50, 30$ мкм. Поверх холловского мостика напылялся верхний затвор. Концентрация и подвижность электронов в двумерном газе составляли соответственно $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $0.9 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$. Для измерений применялась методика

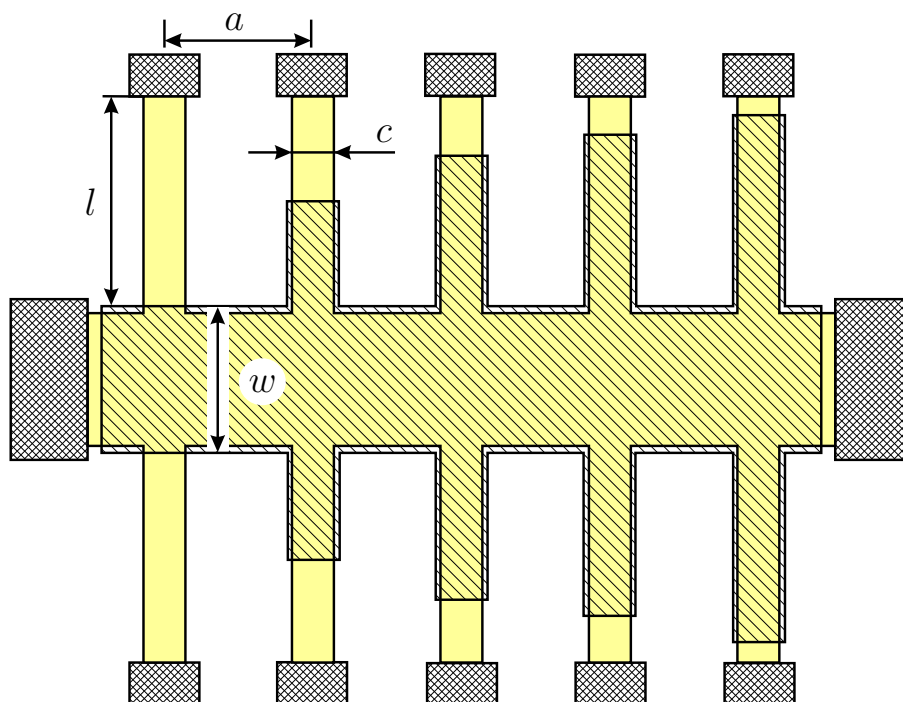


Рис. 12. Схематический план образца. Желтым изображена область двумерного электронного газа. Область верхнего затвора заштрихована наклонной линией. Область контактов заштрихована пересекающейся наклонной линией. Геометрические размеры образца следующие $w = 0.2$ мм, $c = 0.05$ мм, $a = 0.5$ мм, $l = 400, 200, 100, 50, 30$ мкм.

синхронного детектирования сигнала фото-ЭДС при модуляции падающего излучения с частотой 1 кГц. Сам сигнал измерялся между контактом одной из полосок (Рис. 12) и заземленным "большим" контактом стока-истока. Как указывалось выше, сигнал фотонапряжения представлял собой V -периодические осцилляции. Выразим амплитуду осцилляций U через длину пробега L_{emp} . Поскольку на контакте происходит интерференция и сложение амплитуд испущенной волны и вол-

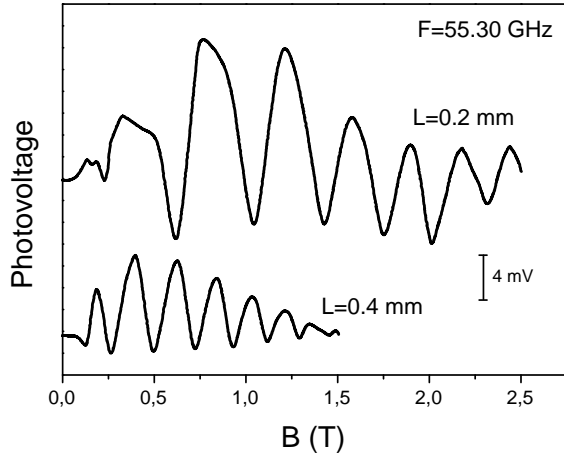


Рис. 13. Осцилляции фотонапряжения, измеренные на частоте 55.3 ГГц для двух различных длин подводящих полосок $L = 0.2$ мм и $L = 0.4$ мм при температуре 4.2 К.

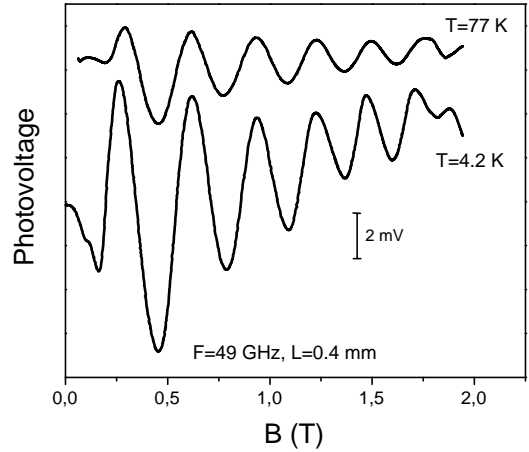


Рис. 14. Сравнение амплитуд магнитоосцилляций, измеренных на частоте 49 ГГц при температурах 4.2 К и 77 К, $n_s = 1.8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$.

ны, прошедшей расстояние $L = 2l$, то напряжение на контакте U_r , связанное с нелинейной квадратичностью и выпрямлением на контакте, равно

$$U_r = U_0 |1 + e^{-iqL}|^2,$$

где $q = q_1 - iq_2$, $q_1 \propto \omega B/n_s$ — волновой вектор плазмона, а $q_2 = 1/L_{\text{emp}}$ — член, отвечающий за затухание. Таким образом,

$$U_r = U_0(1 + e^{-2q_2L} + 2e^{-q_2L} \cos q_1L).$$

Из уравнения видно, что амплитуда осцилляций фото-ЭДС убывает с увеличением L по закону

$$U \propto e^{-q_2L} = e^{-L/L_{\text{emp}}}. \quad (12)$$

Рис. 13 на примере магнитоосцилляций на полосках с различными l иллюстрирует применимость оценки (12) и Формулы (11) к нашим экспериментам. Из рисунка видно, что амплитуда осцилляций фотонапряжения падает при увеличении магнитного поля, что объясняется уменьшением L_{emp} с ростом B .

Ввиду значительного интереса к созданию различных приложений, использующих эффект интерференции КМП, актуальным является исследование температурной зависимости длины пробега КМП. Нами обнаружено, что при увеличении температуры происходит заметное падение амплитуды магнитоплазменных осцилляций (Рис. 14), что свидетельствует об уменьшении длины пробега. На Рис. 15 в полулогарифмическом масштабе представлены температурные зависимости амплитуды быстрого фурье-преобразования сигнала фотонапряжения на полосках с различными $L = 2l$. Видно, что с увеличением l уменьшается критическая температура T_c , при которой происходит резкое падение амплитуды магнитоосцилляций. Этот результат можно трактовать следующим образом. Как указывалось выше, длина пробега КМП уменьшается с ростом температуры за счет уменьшения времени электронной релаксации τ (11). Поэтому осцилляции пропадают (изломы на Рис. 15), когда $L_{\text{emp}}(T_c)$ сравнивается с L . Таким образом, можно утверждать, что $L_{\text{emp}}(T_c = 23 \text{ K}) \approx 0.9 \text{ мм}$, $L_{\text{emp}}(T_c = 75 \text{ K}) \approx 0.4 \text{ мм}$,

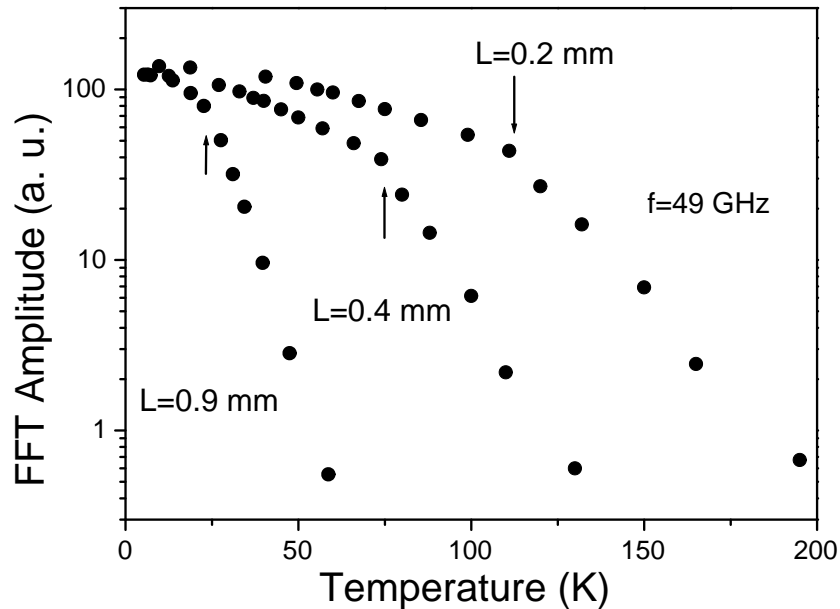


Рис. 15. Температурные зависимости амплитуды быстрого фурье-преобразования сигнала фотонапряжения на частоте 49 ГГц для полосок с различными длинами L ; $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Стрелками указаны значения критической температуры T_c для различных L .

$L_{\text{emp}}(T_c = 125 \text{ K}) \approx 0.2 \text{ мм}$ при частоте падающего излучения 49 ГГц и электронной концентрации $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При построении по полученным трем точкам функции $L_{\text{emp}}(\tau)$ получается линейная зависимость. Надо заметить, что при дальнейшем уменьшении L не было возрастания критической температуры выше 150 К. Возможным объяснением этого является то, что при таких температурах исчезает выпрямляющее свойство приконтактной области, поскольку при этом температура сравнивается с фермиевской энергией электронов. Указанное выше ограничение можно обойти, повысив электронную концентрацию.

Как указывалось выше, важным вопросом является также частотный диапазон, в котором возможна интерференция КМП на полоске с заданной длиной l . Как будет показано ниже, из эксперимента и теории (11) следует, что длина пробега L_{emp} обратно пропорциональна частоте падающего излучения. Из физических соображений ясно, что интерференция КМП пропадает, когда L_{emp} сравнивается с $2l$. Таким образом, для заданной l существует критическая частота f_c , выше которой интерференция будет неэффективной. С точки зрения приложений это означает, что для каждой из геометрий детектора-спектрометра на эффекте интерференции КМП существует верхняя частота излучения, выше которой работа прибора невозможна. Изучение поведения граничной частоты важно с точки зрения проектирования прибора под заданный частотный диапазон. В наших экспериментах мы смогли достичь максимальной частоты 0.6 ТГц на полоске длиной $l = 30 \text{ мкм}$. На Рис. 16 для сравнения приведены графики осцилляций фотонапряжения на полоске с длиной $L = 2l = 0.1 \text{ мм}$ на различных частотах падающего излучения. Видно, что чем больше частота, тем меньше амплитуда осцилляций. Мощность излучения поддерживалась на одном уровне для всех частот посредством независимых измерений акусто-оптическим детектором (Golay Cell).

Выше некоторой частоты f_c осцилляции пропадают. Стрелками на рисунке показаны значения магнитных полей, соответствующих циклотронному резонансу для каждой из частот падающего излучения. Надо заметить, что сложная резонансная структура в магнитных полях до стрелки объясняется возбуждением объемных магнитоплазменных мод между контактом полоски и затвором. Для примера, зависимость логарифма амплитуды осцилляций от частоты для двух

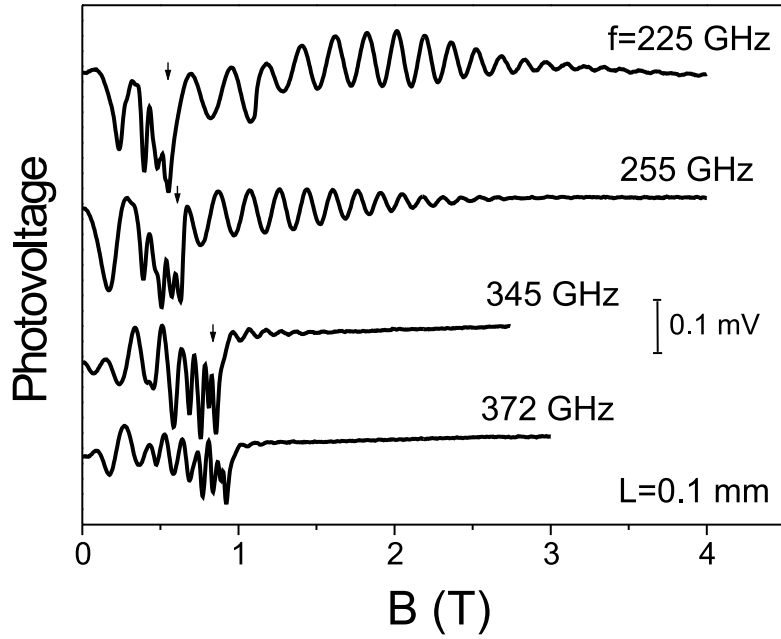


Рис. 16. Осцилляции фотонапряжения на различных частотах падающего излучения; $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для удобства кривые сдвинуты по вертикали. Стрелками указаны значения магнитных полей, соответствующих циклотронному резонансу для каждой из частот.

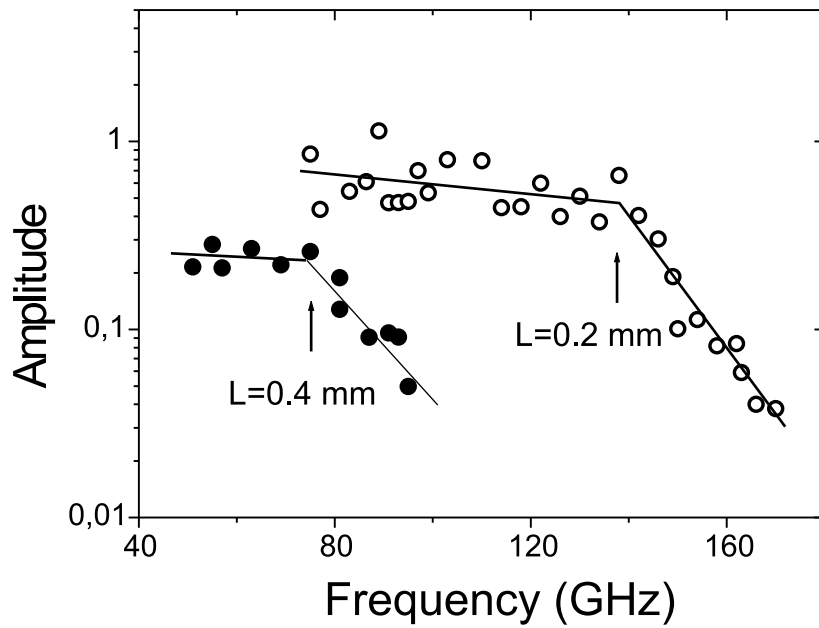


Рис. 17. Зависимость логарифма амплитуды осцилляций от частоты падающего излучения для двух длин полосок $L = 2l = 0.4$ и 0.2 мм. Для каждой из длин стрелками обозначены критические частоты f_c , выше которых осцилляции пропадают.

длин полосок $l = 200, 100$ мкм иллюстрирована на Рис. 17. Видно, что для каждой из длин существует критическая частота f_c , выше которой осцилляции быстро пропадают, то есть длина пробега КМП L_{emp} сравнивается с $2l$. Частотная зависимость длины пробега или, другими словами, зависимость f_c от $L = 2l$ изображена на Рис. 18. Штрихованной линией показана гипербола, которая наиболее близко проходит к экспериментальным точкам. Видно, что экспериментальные данные неплохо подчиняются теоретическому предсказанию (11). В наших экспериментах нам удалось пронаблюдать эффект интерференции КМП вплоть до частоты 0.6 ТГц на длине в $l = 30$ мкм (Вставка к Рис. 18). Это говорит о возможности использовать эффекты интерференции плазменных возбуждений для различных приложений в проблемном терагерцовом диапазоне частот.

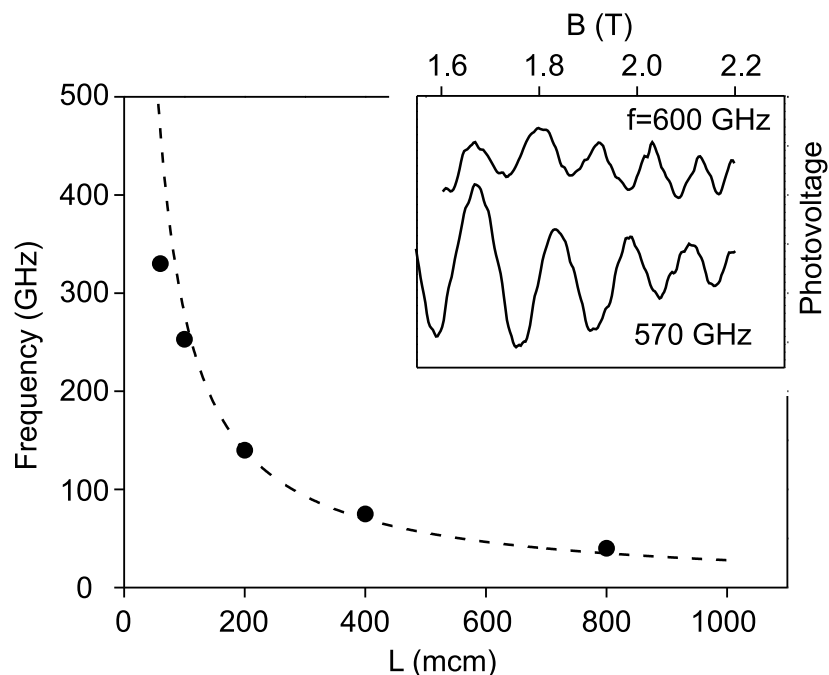


Рис. 18. Зависимость длины пробега КМП от частоты падающего излучения; $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штрихованной линией показана гипербола, которая наиболее близко проходит к экспериментальным точкам. На Вставке показаны осцилляции фотонапряжения для полоски с длиной $l = 30$ мкм на рекордно больших частотах.

4 Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Методом транспортного детектирования резонансного микроволнового поглощения проведено исследование дисперсии магнитоплазменных возбуждений в двумерном электронном газе с близко расположенным задним затвором. Установлено, что в пределе $qd \ll 1$ дисперсия имеет линейный вид, что объясняется сильным экранирующим влиянием затвора. Проведено исследование зависимости скорости экранированного плазмона от электронной плотности.
2. При облучении ДЭГ микроволновым излучением получены осцилляции сигнала фотонапряжения в нулевом магнитном поле при разворачивании затвором электронной плотности. Доказано, что осцилляции возникают вследствие интерференции экранированных плазменных волн. Показано, что эффект может быть использован для селективного детектирования излучения миллиметрового диапазона длин волн.
3. По спектрам магнитоосцилляций фотонапряжения при микроволновом облучении изучена зависимость длины пробега краевых магнитоплазменных возбуждений от магнитного поля, температуры, микроволновой частоты и электронной концентрации. Показано, что интерференцию плазменных волн можно наблюдать вплоть до частот терагерцового диапазона.

Основные результаты исследований опубликованы в работах:

1. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парохонский, Ю. Смет, К. фон Клитцинг "Измерение длины пробега краевых магнитоплазмонов в системе двумерных электронов из спектров магнитоосцилляций фотонапряжения при микроволновом облучении", Письма в ЖЭТФ 83, 290 (2006).
2. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, and W. Wegscheider "Collective excitations in two-dimensional stripes:

transport and optical detection of resonant microwave absorption", Phys. Rev. B 73, 113310 (2006).

3. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing "Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures", Phys. Rev. B 75, 193307 (2007).
4. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing "Photovoltage oscillations at zero magnetic field in a tunable two-dimensional electron system exposed to microwave radiation", to be published in Phys. Rev. B.
5. C. Jiang, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Lafkioti, V. Umansky, M. Hauser, W. Dietsche, I. V. Kukushkin, K. von Klitzing "Observation of bulk and edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron gas", to be published in Appl. Phys. Lett.

Наконец, хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю И. В. Кукушкину за всестороннюю поддержку и терпение. Сотрудникам П. С. Дорожкину, А. Л. Парахонскому за помощь на различных стадиях эксперимента. А также всем сотрудникам лаборатории ЛНЭП, чья помощь и поддержка способствовала выполнению работы.

Список литературы

- [1] Ф. Платцман, П. Вольф, Волны и Взаимодействия в Плазме Твердого Тела ("Мир", Москва 1975).
- [2] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* 54, 2 (1982)
- [3] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* 18, 546 (1967).
- [4] A. V. Chaplik, *Soviet Phys.-JETP* 35, 395 (1972).
- [5] C. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* 36, 145 (1976).
- [6] S. J. Allen, D. C. Tsui and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* 38, 980 (1977).
- [7] T. N. Theis, J. P. Kotthaus and P. J. Stiles, *Solid State Commun.* 24, 273 (1977).
- [8] T. N. Theis, *Surf. Sci.* 98, 515 (1980).
- [9] D. Heitmann, *Surf. Sci.* 170, 332 (1986).
- [10] D. C. Tsui, E. Gornik, and R. A. Logan, *Solid State Commun.* 35, 875 (1980).
- [11] D. Olego, A. Pinzuk, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. B* 25, 7867 (1982).
- [12] R. Höpfel, G. Lindemann, E. Gornik, G. Stangl, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Surf. Sci.* 113, 118 (1982).
- [13] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus and K. Ploog, *Phys. Rev. Letters* 54, 2367 (1985).
- [14] E. Batke, D. Heitmann, A. D. Wieck and J. P. Kotthaus, *Solid State Commun.* 46, 269 (1983).
- [15] A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann and J. P. Kotthaus, *Surf. Sci.* 142, 442 (1984).
- [16] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* 90, 156801 (2003).
- [17] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner and V. I. Fal'ko, *Phys. Rev. Lett.* 92, 23 (2004).
- [18] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* 72, 161317 (2005).
- [19] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* 73, 113310 (2006).
- [20] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* 75, 193307 (2007).
- [21] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* 71, 035320 (2005).

- [22] S. J. Allen, H. L. Stormer and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* 28, 8 (1983).
- [23] D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1706 (1985).
- [24] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1710 (1985).
- [25] V. A. Volkov, D. V. Galchenkov, L. A. Galchenkov, I. M. Grodnenskii, O. R. Matov, S. A. Mikhailov, A. P. Senichkin and K. V. Starostin, *LETP Lett.* 43, 326 (1986).
- [26] F. Kuchar, R. Meisels, G. Weimann and W. Schlapp, *Phys. Rev. B* 33, 2965 (1986).
- [27] D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1706 (1985).
- [28] A. L. Fetter, *Phys. Rev. B* 32, 7676 (1985).
- [29] A. L. Fetter, *Phys. Rev. B* 33, 3717 (1986).
- [30] A. L. Fetter, *Phys. Rev. B* 33, 5221 (1986).
- [31] В. А. Волков, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* 42, 450 (1985).
- [32] В. А. Волков, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* 42, 450 (1985).
- [33] В. А. Волков, С. А. Михайлов, *ЖЭТФ* 94, 217 (1985).
- [34] B. Ferguson, X. C. Zhang, *Nature Mater.* 1, 26 (2002).
- [35] Chi H. Lee, *Microwave Photonics* (CRC Press, Boca Raton-London-New York 2006).
- [36] M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* 71, 15 (1993).
- [37] M. Dyakonov and M. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* 43, 380 (1996).
- [38] W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, J. Q. Lü, M. S. Shur, C. A. Saylor and L. C. Brunel, *Appl. Phys. Lett.* 80, 18 (2002).
- [39] W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* 81, 24 (2002).
- [40] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii and S. Romyantsev, *Appl. Phys. Lett.* 87, 052107 (2005).
- [41] W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Romyantsev, M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* 85, 4 (2004).
- [42] T. Otsuji, M. Hanabe, O. Ogawara, *Appl. Phys. Lett.* 85, 11 (2004).
- [43] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet and K. von Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* 86, 044101 (2005).

- [44] P. S. Dorozhkin, S. V. Tovstonog, S. A. Mikhailov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet and K. von Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* 87, 092107 (2005).
- [45] E. A. Shaner, Mark Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno and S. J. Allen, *Appl. Phys. Lett.* 87, 193507 (2005).
- [46] E. A. Shaner, A. D. Grine, M. C. Wanke, Mark Lee, J. L. Reno and S. J. Allen, *IEEE Photonics Tech. Lett.* 18, 18 (2006).
- [47] W. Кнар, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* 84, 13 (2004).
- [48] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Lusakowski, W. Кнар, M. I. Dyakonov, M. A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy, *Appl. Phys. Lett.* 88, 141906 (2006).
- [49] K. Ploog, *Angew. Chem.* 100, 611 (1988).
- [50] А. В. Чаплик, *ЖЭТФ* 62, 746 (1972).
- [51] В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парахонский, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, *Письма в ЖЭТФ* 83, 290 (2006).
- [52] E. Vasiliadou, G. Muller, D. Heitmann, D. Weiss, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* 48, 23 (1993).
- [53] A. Gold and V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B* 33, 1076 (1986).
- [54] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* 71, 035320 (2005).
- [55] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, and M. Sundram, *Solid State Commun.* 80, 673 (1991).
- [56] L. D. Landau, *J. Phys. USSR* 10, 27 (1946).
- [57] M. Dyakonov and M. Shur, *Appl. Phys. Lett.* 87, 111501 (2005).
- [58] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков и др., *Письма в ЖЭТФ* 44, 510 (1986).
- [59] V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost, M. Pepper, D. A. Ritchie, A. C. Churchill and G. A. Jones, *Phys. Rev. B* 50, 1582 (1994).
- [60] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. B* 45, 3894 (1992).
- [61] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, *Письма в ЖЭТФ* 84, 261 (2006).
- [62] S. A. Mikhailov, *Appl. Phys. Lett.* 89, 042109 (2006).