

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

Козлов Владислав Евгеньевич

Плазменные волны в двумерной электронной системе при
латеральном экранировании металлическим затвором

511600 – прикладные физика и математика

Выпускная квалификационная работа
магистра естественных наук

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

Черноголовка - 2009

Содержание

1	Введение	2
2	Краевые магнитоплазменные возбуждения в двумерном электронном газе	5
2.1	Краевой магнитоплазмон	5
2.2	Образец и экспериментальная техника	8
2.3	Экспериментальные результаты	11
3	Экранированные по периметру магнитоплазменные возбуждения в двумерном электронном газе	12
3.1	Образцы и экспериментальная установка	12
3.2	Экспериментальные результаты	12
4	Заключение	16
	Список литературы	18

1 Введение

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах являются объектом интенсивного научного исследования уже более тридцати лет. Они позволяют более детально исследовать различные свойства и характеристики системы взаимодействующих частиц. Плазменные волны в металлах и полупроводниках позволили обнаружить целый ряд многочастичных эффектов и более детально изучить зонную структур 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 возможно создание очень высоких подвижных "двумерных" носителей заряда, а также тем, что путём добавления дополнительного электрода - затвора, появилась возможность достаточно легко изменять важнейший параметр системы - концентрацию носителей.

2Д-плазмоны впервые наблюдались в системе электронов на поверхности жидкого гелия [3], где возбуждение производилось путём подачи мега-гигагерцового сигнала на обкладки конденсатора, внутри которого находилась поверхность гелия с нанесенными на неё электродами. Несколько позже 2Д-плазмоны были обнаружены и тщательно изучены в Si (100) МДП [4, 5, 6, 7]. В этих экспериментах применялась методика проходной спектроскопии в ИК-диапазоне частот. В этих же системах наблюдалась также эмиссия ИК-излучения, связанная с радиационным распадом 2Д-плазмонов [8]. Двумерные плазмоны в AlGaAs/GaAs гетероструктурах изучались посредством Рамановской спектроскопии [9], эмиссии в дальнем ИК диапазоне [10], поглощения излучения ИК-диапазона [11]. 2Д-плазмоны были также обнаружены в дырочной двумерной системе инверсионных слоёв Si (110) [12, 13]. Плазмонная дисперсия в этой системе отражает сильную непараболичность и анизотропию дырочной зонной структуры Si (110).

Все перечисленные экспериментальные работы были выполнены в терагерцовом или дальнем ИК-диапазоне частот, поскольку плазмонные резонансы раз-

решимы только в случае, если $\omega\tau \gg 1$, где τ есть время электронной релаксации. Прогресс в технологии роста структур за последнее десятилетие привёл 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 [14, 15, 16, 17, 18]. Например, в работах [14, 17, 19] 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 [16]. Также интересным оказалось изучение дисперсии 2Д-плазмонов в AlGaAs/GaAs гетероструктурах с близко расположенным задним затвором [18]. Экранирующие действия затвора приводит к значительному замедлению волны зарядовой плотности и изменяет плазмонную дисперсию с обычного конечного закона на линейный.

Недавно плазменные возбуждения в низкоразмерных 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, такие 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 промышленности, борьбе с терроризмом [20, 21]. На сегодняшний день для детектирования непрерывного терагерцового излучения в основном применяются широкополосные приёмники излучения, такие как диоды Шоттки (Schottky diode), акустооптические детекторы (Golay Cell), болометры (Bolometers), пироэлектрические 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 счёт различных граничных условий на концах канала [22, 23]. Резонансное и нерезонансное детектирование излучения терагерцового диапазона наблюдалось на AlGaAs/GaAs полевых транзисторах [24, 25, 26], в кремниевых полевых транзисторах [33] и InGaP/InGaAs/GaAs полевых транзисторах [28]. 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 [29, 30]. 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 магнетоплазменных волн [15]. Прибор показал успешную работу вплоть до температур 150 К.

Селективного детектирование терагерцового излучения было также получено на полевом AlGaAs/GaAs транзисторе, покрытом решетчатым затвором [31, 32]. При совпадении частоты падающего излучения с частотой плазменного возбуждения, в канале наблюдался резонансный отклик фотонапряжения. Прибор показал успешную работу вплоть до температуры 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). Радиационный распад плазменных волн двумерного электронного газа

может стать альтернативным физическим механизмом генерации излучения терагерцового диапазона. Недавно была продемонстрирована перестраиваемая резонансная эмиссия терагерцового излучения (0.2-4.0 ТГц) из нанометрового двумерного канала InGaAs полевого транзистора [33, 34]. Эмиссия была объяснена посредством плазменной неустойчивости в канале транзистора, вызванной протеканием постоянного тока через 2Д электронный газ с различными граничными условиями [22]. Наиболее зарегистрированная мощность излучения составила 0.1 мкВт.

2 Краевые магнитоплазменные возбуждения в двумерном электронном газе

2.1 Краевой магнитоплазмон

За последние несколько десятилетий в различных низкоразмерных электронных системах, таких как диски, кольца, полоски, квантовые проволоки и точки, был обнаружен новый тип коллективных возбуждений зарядовой плотности - краевой магнитоплазмон (КМП), распространяющиеся вдоль границ исследуемых систем и локализующиеся у этих границ в больших магнитных полях. Новый тип возбуждений впервые экспериментально наблюдался при исследовании поглощения ИК-излучения в гетероструктуре GaAs/AlGaAs, состоящей из набора дисков микронных диаметров [35], а так же в 2Д электронном слое на поверхности жидкого гелия, помещенном в перпендикулярное магнитное поле [37, 40]

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

(i) Они имеют бесщелевой спектр $\omega_{emp} \propto q \ln(1/|q|)$ с частотой значительно меньшей циклотронной частоты ω_c и распространяются вдоль границы 2Д электронной системы только в одном направлении, которое задаётся вектором магнитного поля и внешней нормалью к краю системы (здесь q - волновой вектор КМП). Частота КМП ω_{emp} пропорциональна 2Д электронной плотности n_s и обратно пропорциональна магнитному полю B и латеральному размеру (периметру

P) структуры. В конечном образце волной вектор q принимает дискретные значения $q = 2\pi m/P$, $m = 1, 2, \dots$. В зависимости от этих параметров, частота ω_{emp} изменяется в очень широком диапазоне.

(ii) В сильных магнитных полях, $\omega_{cT} \gg 1$, затухание КМП может быть очень мало как при $\omega_{empT} \gg 1$, так и при $\omega_{empT} \ll 1$. 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 2Д электронной системы σ_{xy} . Поскольку эффект Холла наблюдается не только в транспортных экспериментах с постоянным током, но также и при конечных (микроволновых) частотах [38, 39], спектроскопия КМП может быть использована в качестве эффективного инструмента исследования как целочисленного, так и дробного КЭХ.

(iv) Заряд КМП сильно локализован около края 2Д электронной системы 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.

Теоретическая задача о краевых магнитоплазмонах была впервые рассмотрена Феттером [40, 41, 42, 43] и Волковым и Михайловым [44, 45]. Феттер нашёл приближённое решение задачи КМП на поверхности жидкого гелия в рамках классической гидродинамики. Волков и Михайлов в свою очередь решили задачу, используя феноменологический подход, применимый как к невырожденным электронным системам на поверхности жидкого гелия, так и к вырожденным электронным системам в твердотельных (полупроводниковых) структурах. Они отыскали точное аналитическое решение задачи КМП в модели резкого края 2Д электронной системы с геометрией бесконечной полуплоскости, а также предложен ряд аппроксимационных решений для более реалистичных моделей (КМП на размытом краю 2Д электронной системы, КМП в полосках и дисках). Согласно [44, 45], в сильном магнитном поле ($|\sigma_{xx}/\sigma_{xy}| \ll 1$) спектр КМП волны, распространяющейся вдоль резкого края бесконечной полуплоскости $z = 0, x \geq$

$0, -\infty < y < +\infty$, в длинноволновом пределе $q_y l \ll 1$ имеет вид:

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

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

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

$$l_0 = \operatorname{Re} l = -\frac{2\pi \sigma''_{xx}(\omega)}{\omega \epsilon^*}, \quad l_1 = \operatorname{Im} l = \frac{2\pi \sigma'_{xx}(\omega)}{\omega \epsilon^*}. \quad (3)$$

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

Наряду с теоретическими моделями, предложенными Феттером [40, 41, 42, 43] и Волковым и Михайловым [44, 45], в работе [35] была построена теория, объясняющая результаты эксперимента [35] влиянием деполяризующих полей, возникающих в 2Д диске, который моделируется сплюсненным проводящим эллипсоидом. К особенностям модели эллипсоида можно отнести сильную неоднородность [46] концентрации $n_s(r)$ (а следовательно, и $\sigma_{xy}(r)$) 2Д электронов и однородность поля для основной моды $n = 1$.

Спектр коллективных возбуждений для мезы, имеющей форму диска с диаметром d , в модели сплюсненного эллипсоида описывается следующим выражением [35]:

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

где $\omega_{CR} = eB/cm^*$ – циклотронная частота, ω_p – частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая в отсутствии эффектов запаздывания имеет вид [35]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (5)$$

где $\bar{\epsilon}$ – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, m^* – эффективная масса электронов, $q = 2.4/d$ – волновой вектор краевого магнито-плазмона [14]. Верхняя мода ω_+ стремится к циклотронной частоте при $B \rightarrow \infty$ и

подобна объёмному магнитоплазмону в макроскопическом образце. Частота нижней моды ω_- пропорциональная $1/B$ при больших B ,

$$\omega_- \approx \frac{\omega_0^2}{\omega_c} \sim -\frac{\sigma_{xy}}{\bar{\epsilon}d}, \quad (6)$$

при $\omega_c \gg \omega_0$

2.2 Образец и экспериментальная техника

Образец для наблюдения КМП представлял собой электронную мезу в виде диска диаметром $d = 1$ мм, изготовленного методом фотолитографии на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs, выращенный с использованием молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). При помощи МПЭ кристаллические слои различных материалов могут быть нанесены на подложку с практически атомарной точностью [47]. Последовательность слоев нашей структуры показана на Рис. 1.

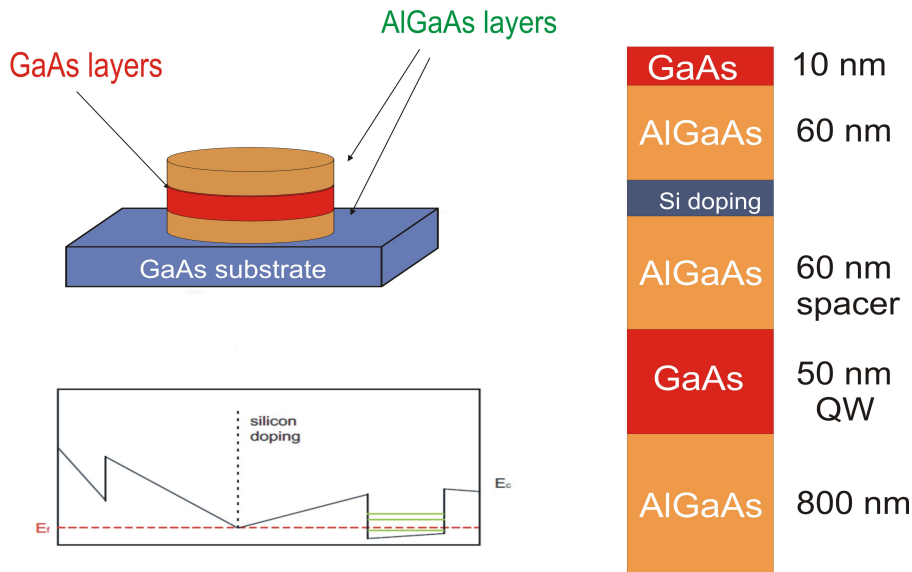


Рис. 1. Правая панель иллюстрирует последовательность роста гетероструктуры, используемой в экспериментах главы. Левая верхняя панель показывает мезоструктуру в виде диска, используемую для наблюдения КМП. Нижняя левая панель показывает распределение потенциала при $T=0$.

Верхний слой структуры покрыт слоем GaAs, чтобы избежать окисления ниже расположенных слоёв. За ним следует слой AlGaAs, который уменьшает ток утечки при использовании верхнего затвора. Слой кремниевых доноров отделён

от GaAs квантовой ямы AlGaAs спейсером. Электроны перескакивают из слоя доноров в энергетически более низкие состояния GaAs квантовой ямы, создавая электростатический потенциал, показанный на рис. 1. Концентрация носителей в данном образце составляла $n = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = 4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$

Концентрации 2Д электронов n_s во всех исследуемых образцах определялись из спектров магнитолюминесценции по квантованию энергетического спектра электронов на уровни Ландау [48]. В этих образцах квантование Ландау в спектрах люминесценции можно было наблюдать в магнитных полях порядка 0.5 Тл. Из числа полностью заполненных уровней Ландау и его изменения от магнитного поля B можно надежно определить плотность 2Д электронов [48]. В данном образце концентрация, измеренная этим способом, составляла $1.06 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$

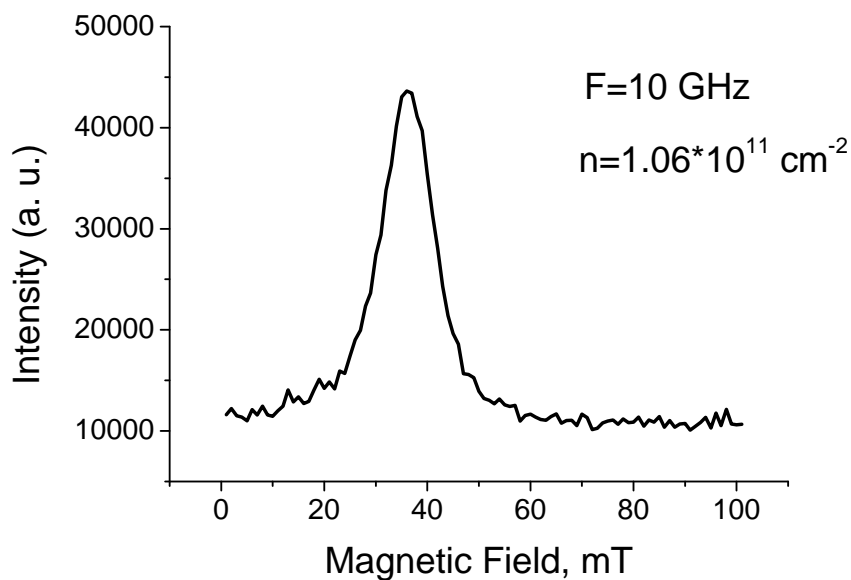


Рис. 2. Типичная магнитополевая зависимость резонансного поглощения, измеренная на мезе в виде диска с диаметром $d = 1 \text{ мм}$ при фиксированной частоте падающего микроволнового излучения $F = 10 \text{ ГГц}$

Для измерения магнитоплазменных резонансов в исследуемых структурах, был использован метод оптического детектирования микроволнового поглощения [49]. Этот метод основан на сравнении спектров люминесценции 2Д электронного газа, записанных при включенном и выключенном СВЧ облучении. Поглощение СВЧ приводит к резонансному нагреву электронной системы, результатом кото-

рого является изменением формы линии излучения. Абсолютная величина разностного сигнала фотолюминесценции интегрировалась по всему спектру, и вычисленное значение служило мерой интенсивности микроволнового поглощения. Одна из типичных картин магнитоплазменного резонанса представлена на Рис. 2. Во всех экспериментах производилась развёртка по магнитному полю при постоянной частоте падающего СВЧ излучения.

Исследования происходили по экспериментальной схеме, представленной на Рис. 3

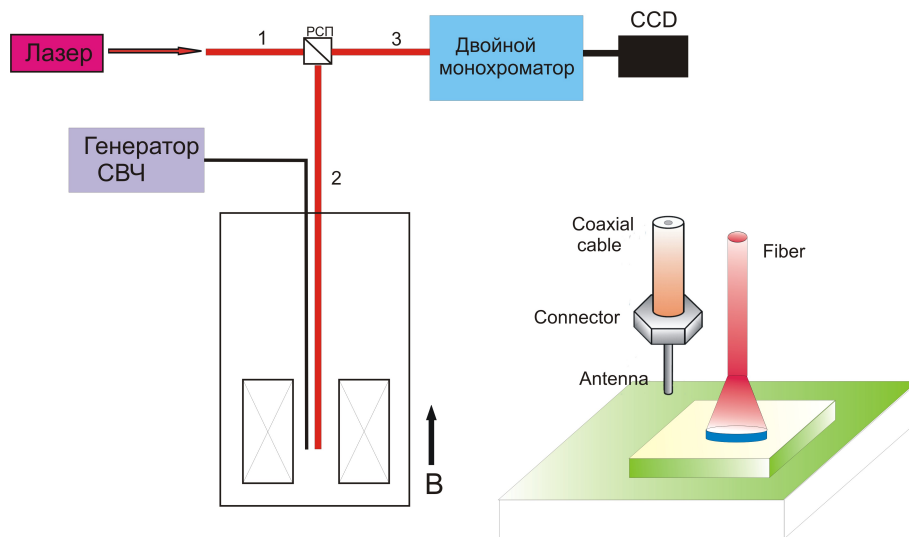


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Непрерывным источником лазерного возбуждения служил полупроводниковый лазер (ПЛ) с длиной волны 780 нм, излучение которого фокусировалось в световод 1, соединенный с разделителем светового пучка (РСП). После прохождения РСП излучение попадало в световод 2, один конец которого был также подсоединен к разделителю, а другой закреплялся перпендикулярно поверхности образца. Сигнал фотолюминесценции собирался с помощью того же световода 2, проходил в обратном направлении через РСП, а затем через световод 3 попадал на вход двойного монохроматора Kaderk. Свет, пройденный через монохроматор и разложенный в спектр, записывался на CCD-камеру, где впоследствии посту-

пал на контроллер и далее оцифровывался компьютером. В работе использовался генератор Agilent с частотным диапазоном 0.25 – 40 ГГц.

2.3 Экспериментальные результаты

На рис. 4 представлены типичные спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные оптического детектирования в двумерных структуре типа диск с диаметром $d = 1$ мм. Видно, что зависимость пика резонанса от частоты имеет не монотонную зависимость, что обусловлено детектированием краевого магнитоплазмона. [14, 49]

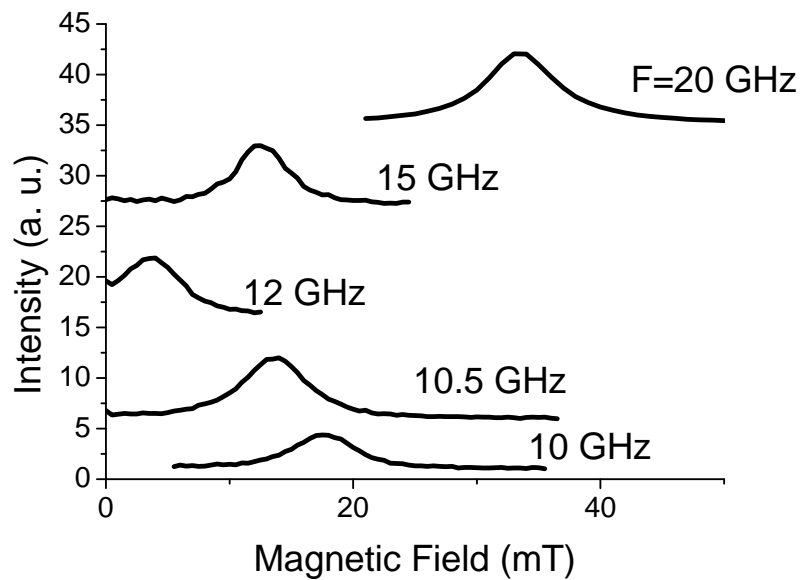


Рис. 4. Типичные магнетополевые зависимости резонансного поглощения для различных частот микроволнового излучения, измеренные в диске диаметром $d = 1$ мм с концентрацией электронов $1.06 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, меняя частоту падающего излучения и измеряя магнетополевую зависимость, была получена дисперсия КМП, которая представлена на рис. 5 чёрными кружками. На этом рисунке видна основная мода в районе 12.5 ГГц. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (4), на которую очень хорошо ложатся экспериментальные точки.

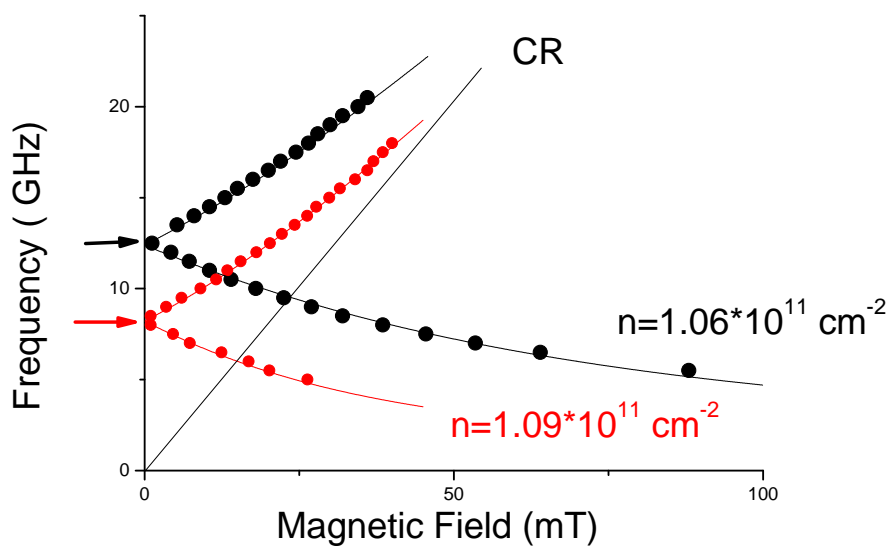


Рис. 5. Магнитолевые зависимости резонансных плазменных частот в диске диаметром $d = 1$ мм. Чёрными кружками показаны экспериментальные точки для КМП в мезоструктуре диаметром $d = 1$ мм. Красными кружочками отмечены экспериментальные данные при наложении на образец в виде прямоугольника затвора с отверстием в виде диска диаметром $d = 1$ мм. Сплошными линиями показана теоретическая зависимость (4)

3 Экранированные по периметру магнитоплазменные возбуждения в двумерном электронном газе

3.1 Образцы и экспериментальная установка

Образцы были сделаны из той же шайбы, которая применялась для изготовления образцов при наблюдении КМП. Отличием является то, что на образцы накладывались затворы толщиной 100 нм с круглым отверстием различного диаметра (см. рис. 6). В этих образцах исследовались магнитоплазменные резонансы при различных диаметрах отверстия в затворе.

3.2 Экспериментальные результаты

В результате кропотливого труда были изготовлены и обмеряны образцы с отверстием диаметра $d = 1, 0.6, 0.4$ и 0.2 мм. Эксперимент проходил следующим об-

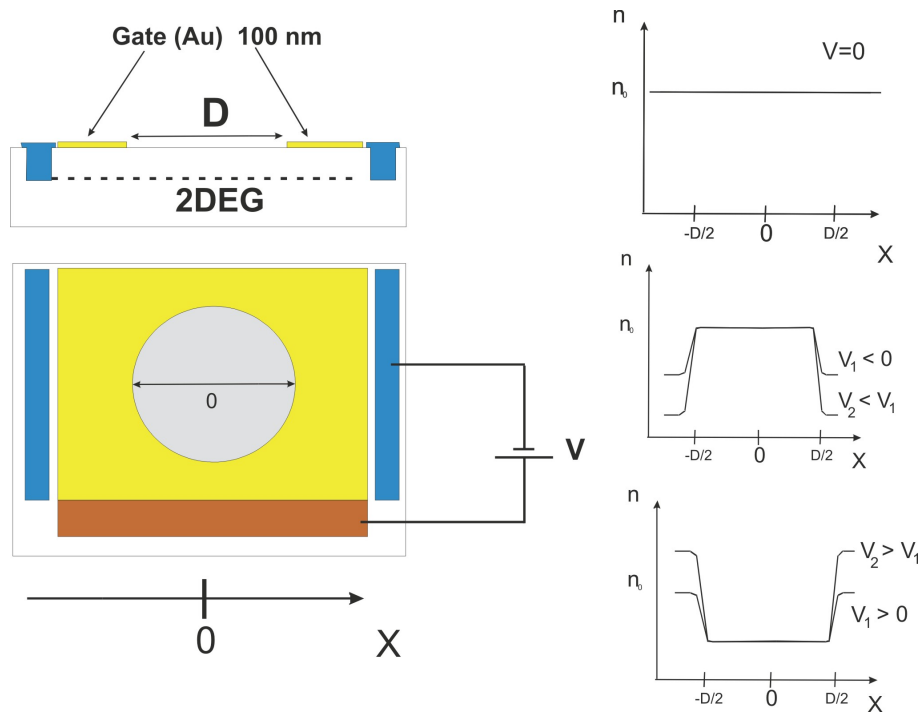


Рис. 6. Схематическое изображение образца в виде прямоугольника, покрытого затвором с круглым отверстием, дано в левой части рисунка. Справа показано распределение концентрации двумерного электронного газа при различных напряжениях на затворе)

разом. На затвор подавалось отрицательное напряжение (в зависимости от образца оно варьировалось в предел от -0.3 В до -0.6 В). Тем самым "выдавливались-те электроны 2Д-газа, которые находились непосредственно под ним. Тем самым создавался градиент концентрации, и создавались условия для наблюдения КМП (распределение концентрации при различных напряжениях на затворе показано на рис. 6 справа). Применяя аналогичную методику измерения магнитопольных резонансов (см. Раздел 2.2), были получены магнитопольные зависимости для 4-х различных отверстий.

Магнитоплазменные резонансы были аналогичны резонансам в обычной ме-зе диаметром $d = 1$ мм (см., например, рис. 2), только с другой полушириной (для отверстия диаметром $d = 1$ мм полуширина составляла 4 мТ). Для сравнения на одном рисунке (см. рис. 5) были показаны магнитопольные зависимости для диска и затвора с отверстием одинакового диаметра $d = 1$ мм. Сплошными линиями построены теоретические зависимости по формуле (4). Видно, что в обоих случаях мы наблюдаем краевой магнитоплазмон, только для отверстия

плазменная частота в нулевом магнитном поле "смягчена" т.е. находится ниже. Коэффициент "смягчения" в данном случае равнялся $\omega_p/\omega_{pe} = 1.49 \pm 0.07$, где ω_p - плазменная частота краевого магнитоплазмона при резком крае по концентрации, ω_{pe} - "смягченная" плазменная частота латерального краевого магнитоплазмона. Магнитополевые зависимости для отверстий диаметром $d = 0.6$ и 0.4 мм представлены на рис. 7.

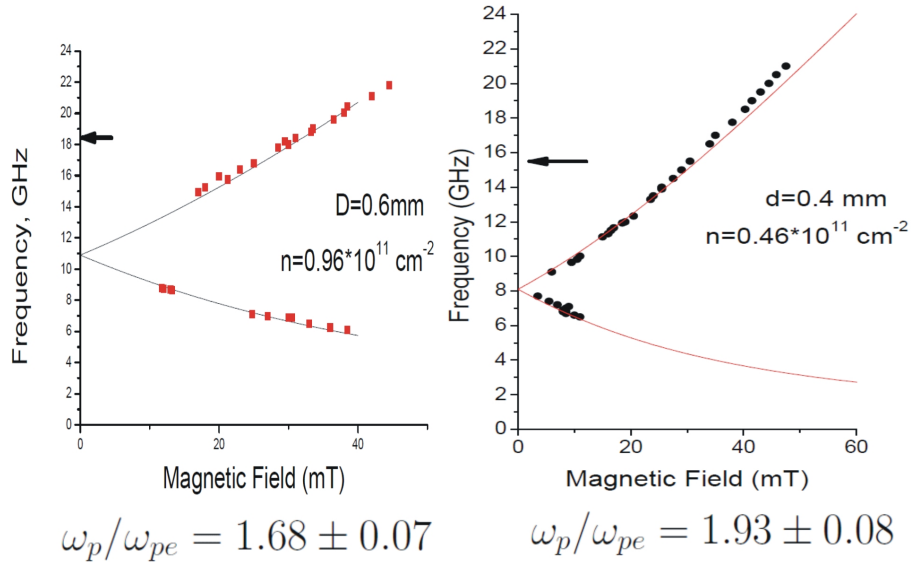


Рис. 7. Представлена магнитополевая зависимость для $d = 0.6$ мм (слева) и $d = 0.4$ мм (справа). Стрелками отмечены плазменные частоты для обычного КМП в мезоструктурах соответствующих диаметров

Здесь же для сравнения стрелками показаны положения плазменной частоты неэкранированного плазменного возбуждения. Отношения плазменных частот 1.68 ± 0.07 и 1.93 ± 0.08 для $d = 0.6$ и $d = 0.4$ мм соответственно. Отложим теперь полученное отношение ω_p/ω_{pe} от волнового вектора $q = 2.4/d$, этот результат можно увидеть на рис. 8.

Для сравнения на этом же рисунке пунктирной линией приведены теоретические расчёты из двух работ (красная из работы [50], синяя – [51]). В этих работах предполагалось, что экранированное возбуждение обладает корневым законом дисперсии, т.е. $\omega_p^2 \sim q$, но т.к. экспериментальные точки не ложатся на горизонтальную прямую, то отсюда можно сделать вывод, что латеральный крайевой магнитоплазмон не обладает корневым законом дисперсии.

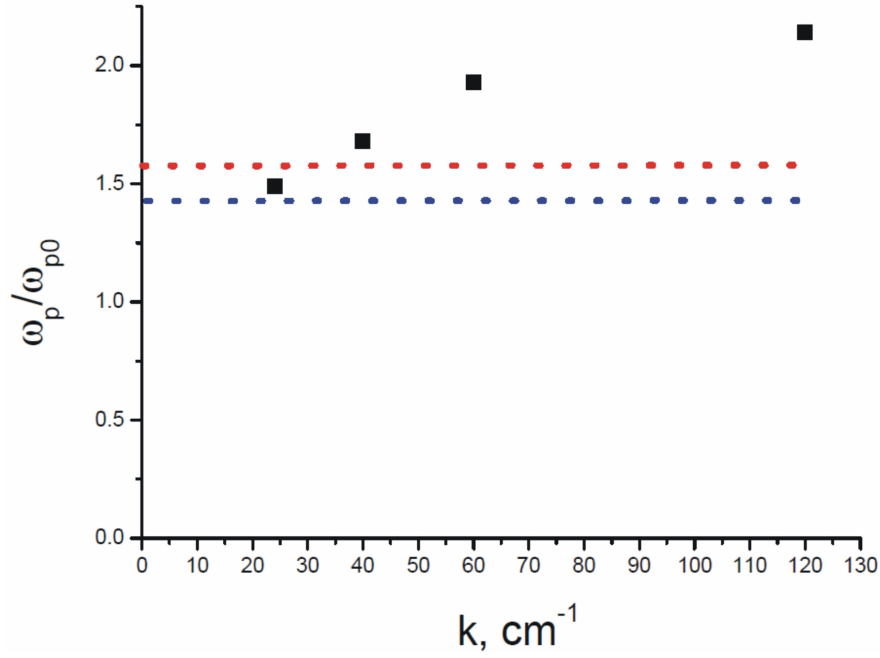


Рис. 8. Зависимость отношения плазменной частоты КМП к частоте латерального магнито-плазмона от волнового вектора q . Красной линией показано тоже отношений из работы [50], синей из работы [51]

Также исследовалось поведение ω_{pe} при различных напряжениях на затворе, т.е. при изменении концентрации носителей под затвором. Напряжение подавалось как отрицательное (уменьшалась концентрация электронов под затвором по сравнению с концентрацией в отверстии), так и положительная (увеличивалась концентрация). На рис. 9 можно увидеть результаты данного эксперимента, где по вертикальной оси отложено отношение плазменной частоты обычного краевого магнитоплазмона к частоте латерального плазменного возбуждения, а по горизонтальной оси – концентрация под затвором (равновесная концентрация при $U_{gate} = 0$ равна $n_0 = 1.38 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$)

Точкой, заслуживающей особого внимания, является пересечение пунктирных линий. По горизонтальной оси это соответствует равновесной концентрации, по вертикальной – обычному крайнему магнитоплазмону. Таким образом, без наличия градиента по концентрации (т.е. без наличия края) в системе наблюдается крайовой магнитоплазмон на границе отверстия!

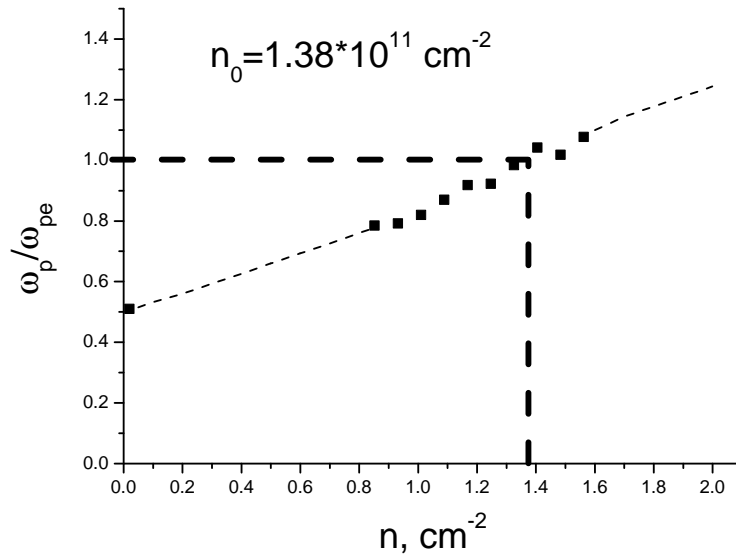


Рис. 9. Зависимость отношения плазменной частоты КМП к частоте латерального магнито-плазмона от концентрации носителей под затвором.

4 Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Методом оптического детектирования микроволнового резонансного поглощения проведено исследование дисперсии магнитоплазменных возбуждений в двумерном электронном газе. Установлено, что дисперсия краевого магнитоплазмона хорошо согласуется с теоретическими работами.

2. Обнаружен новый тип плазменных возбуждений в структурах, покрытых металлическим затвором с отверстием. Показано, что эти возбуждения представляют собой краевые магнитоплазмоны со "смягчённой" плазменной частотой. Впоследствии им было дано название латерального краевого магнитоплазмона.

3. Обнаружено, что новый тип возбуждений не обладает корневым законом дисперсии, что является поводом для более детального изучения этого явления.

4. Показано, что для структур, покрытых металлическим затвором с отверстием, возможны краевые магнитоплазменные возбуждения даже в отсутствие градиента концентрации электронов на краю структуры.

Наконец, хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю

лю И. В. Кукушкину за всестороннюю поддержку и терпение. Сотруднику С. И. Губареву за помощь в различных стадиях эксперимента. А также всем сотрудникам лаборатории ЛНЭП, чью помощь и поддержка способствовала выполнению работы.

Список литературы

- [1] Ф. Платцман, П. Вольф, "Волны и взаимодействия в плазме твёрдого тела ("Мир Москва, 1975)
- [2] T. Ando, A.B. Fowler and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.*, 54, 2 (1982)
- [3] C. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* 36, 145 (1976)
- [4] S. J. Allen, D. C. Tsui and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett* 38, 980 (1977)
- [5] T. N. Theis, J. P. Kotthaus and P. J. Stiles, *Solid State Commun* 24, 273 (1977)
- [6] T. N. Theis, *Surf. Sci.* 98, 515 (1980)
- [7] D. Heitmann, *Surf. Sci.*, 170, 332 (1986)
- [8] D. C. Tsui, E. Gornik and R. A. Logan, *Solid State Commun* 35, 875 (1980)
- [9] D. Olego, A. Pinezuk, A. C. Gassard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. B* 225, 7867 (1982)
- [10] R. Hopfel, G. Lindemann, E. Gornik, G. Stangl, A. C. Gassard and Wiegmann, *Surf. Sci.* 113, 118 (1977)
- [11] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* 54, 2367 (1985)
- [12] E. Batke, D. Heitmann, A.D. Wieck and J. P. Kotthaus, *Solid State Commun* 46, 269 (1983)
- [13] A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann and J. P. Kotthaus, *Surf. Sci* 142, 442 (1984)
- [14] I.V. Kukushkin, J.H. Smet, S.A. Mikhailov, D.V. Kulakovskii, K. von Klitzing and W. Wegscheider, "Observation of retardation Effects in the Spectrum of two-Dimensional Plasmons *Phys. Rev. Lett.* 90,156801-156804 (2003)
- [15] 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)
- [16] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* 72, 161317 (2005)
- [17] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* 73, 113310 (2006)
- [18] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* 75, 193307 (2007)
- [19] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* 71, 035320 (2005)
- [20] B. Ferguson, X. C. Zhang, *Nature Mater.*, 1, 26 (2002)
- [21] Chi H. Lee, *Microwave Photonics*, CRC Press, Boca Raton-London-New York (2006)

- [22] M. Dyakonov and M. Shur, Phys. Rev. Lett 71, 15 (1993)
- [23] M. Dyakonov and M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices 43, 380 (1996)
- [24] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J. Q. Lu, M. S. Shur, C. A. Saylor and L. C. Brunel, Appl. Phys. Lett 80, 18 (2002)
- [25] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, M. S. Shur, Appl. Phys. Lett 81, 24 (2002)
- [26] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii and S. Rumyantsev, Appl. Phys. Lett 87, 052107 (2005)
- [27] W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, M. S. Shur, Appl. Phys. Lett 85, 4 (2004)
- [28] T. Otsuji, M. Hanabe, O. Ogawara, Appl. Phys. Lett 85, 11 (2004)
- [29] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. 86, 044101 (2005)
- [30] 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)
- [31] E. A. Shaner, Mark Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. 87, 193507 (2005)
- [32] E. A. Shaner, A. D. Grine, M. C. Wanke, J. L. Reno and S. J. Allen, IEEE Photonic Tech. Lett. 18, 18 (2006)
- [33] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. 81, 13 (2004)
- [34] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M. A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Poelens, Ch. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy, Appl. Phys. Lett. 88, 141906 (2006)
- [35] S. J. Allen, H.L. Stormer and J.C. M. Hwang, "Dimensional Resonance of the Two-Dimensional Electron Gas in Selectively Doped GaAs/AlGaAs Heterostructures Phys. Rev. B 28, 4875-4877, (1983)
- [36] D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, "Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid Phys. Rev. Lett. 54, 1706-1709, (1985)
- [37] D. C. Glatli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud and F. I. Williams, "Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma Phys. Rev. Lett. 54, 1710-1713, (1985)
- [38] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, А. П. Сеничкин, К. В. Старостин, "Экспериментальное обнаружение квантования фарадеевского вращения в двумерной электронной системе Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 5, стр. 255-257 (1986)
- [39] F. Kushar, R. Meisels, G. Weimann and W. Schlapp, "Microwave Hall Conductivity of the Two-Dimensional Electron Gas in $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ Phys. Rev. B 33, 2965-2967 (1986)

- [40] D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, "Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in Two-Dimensional Electron Fluid Phys. Rev. Lett. 54, 1706 (1985).
- [41] A. L. Fetter, "Edge Magnetoplasmons in a Bounded Two-Dimensional Electron Fluid Phys. Rev. B 32, 7676-7684 (1985).
- [42] A. L. Fetter, "Edge Magnetoplasmons in Two-Dimensional Electron Fluid to a Half-Plane Phys. Rev. B 33, 3717-3723 (1986).
- [43] A. L. Fetter, "Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid: Disk Geometry Phys. Rev. B 33, 5221-5227 (1986).
- [44] В. А. Волков, С. А. Михайлов, "Теория краевых магнитоплазмонов в двумерном электронном газе Письма в ЖЭТФ 42, 450-453 (1985).
- [45] В. А. Волков, С. А. Михайлов, "Краевые магнитоплазмоны - низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных системах ЖЭТФ 94, вып. 8, 217-241 (1988).
- [46] R.P. Leavitt and J.W. Little, "Absorption and Emission of Radiation by Plasmons in Two-Dimensional Electron-Gas Disks Phys. Rev. B 34, 2450-2457 (1986)
- [47] K. Ploog, Angew. Chem. 100, 611 (1988).
- [48] I.V. Kukushkin and V. B. Timofeev, "Magneto-Optics of Strongly Correlated Two-Dimensional Electrons in Single Heterojunctions Advances in Physics 45, 147-242 (1996)
- [49] B. M. Ashkinadze and V.I. Yudson, "Hysteretic Microwave Cyclotronlike Resonance in a Laterally Confined Two-Dimensional Electron Gas Phys. Rev. Lett. 83, 812-815 (1999)
- [50] V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova and Chaplik, M. S. Shur, J. Appl. Phys. 96, 12 (2004)
- [51] S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B (2000)