

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА ИМЕНИ Ю.А. ОСИПЬЯНА  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Астраханцева Анна Сергеевна

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И  
МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ**

Специальность 1.3.8 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н.

Муравьев В. М.

Черноголовка — 2024

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1 Литературный обзор</b> . . . . .	<b>12</b>
1.1 Введение . . . . .	12
1.2 Плазма твердого тела в трехмерных системах . . . . .	17
1.2.1 Продольные трехмерные плазменные возбуждения . . . . .	18
1.2.2 Поперечные трехмерные плазменные возбуждения . . . . .	28
1.3 Продольные плазменные возбуждения в двумерных системах . . . . .	32
1.4 Обнаружение поперечных плазменных колебаний в двумерных системах . . . . .	40
<b>2 Образцы и экспериментальные методики</b> . . . . .	<b>45</b>
2.1 Параметры структур . . . . .	45
2.2 Изготовление образцов . . . . .	47
2.2.1 Изготовление мембран . . . . .	47
2.2.2 Изготовление фазовращателей . . . . .	51
2.2.3 Изготовление плазмонных метаповерхностей . . . . .	54
2.3 Методика измерения . . . . .	56
<b>3 Обнаружение и исследование поперечных электромагнитных плазменных возбуждений в полупроводниковых наноструктурах</b> . . . . .	<b>61</b>
3.1 Введение . . . . .	61
3.2 Плазменный край в спектре пропускания двумерных электронных систем на поверхности тонких диэлектрических мембран . . . . .	63
3.3 Выводы . . . . .	71

<b>4</b>	<b>Создание и исследование полупроводникового GaAs фазовращателя, работающего в терагерцовом частотном диапазоне . . .</b>	<b>73</b>
4.1	Введение . . . . .	73
4.2	Перестраиваемый терагерцовый фазовращатель на основе полупроводниковой технологии GaAs . . . . .	74
4.3	Влияние двумерной электронной системы на сдвиг фазы . . . . .	82
4.4	Выводы . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Исследование плазмонных метаповерхностей . . . . .</b>	<b>91</b>
5.1	Введение . . . . .	91
5.2	Отклик метаповерхности при поляризации падающего излучения вдоль полос двумерной электронной системы . . . . .	92
5.3	Отклик метаповерхности при поляризации падающего излучения поперек полос двумерной электронной системы . . . . .	96
5.4	Выводы . . . . .	102
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>103</b>
	<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>105</b>
	<b>Литература . . . . .</b>	<b>106</b>

# Введение

Последние девять десятилетий были отмечены бурными исследованиями в области физики плазмы твердого тела [1; 2]. Существование плазменных колебаний обусловлено кулоновским взаимодействием между носителями заряда. Возмущение плотности заряда создает электрическое поле, которое воздействует на заряды, стремясь восстановить электрическую нейтральность системы. Из-за своей инерции носители выходят за пределы своих равновесных положений, так что возникает колебательное движение носителей заряда. Свойства плазменных колебаний в твердых телах зависят от зонной структуры, эффективных размеров системы и наличия границ раздела и магнитных полей.

В последнее время особое внимание уделяется изучению двумерных (2D) плазмонов [3—8], которые представляют собой сравнительно низкочастотные колебания электронной плотности в двумерных электронных системах (ДЭС). В отличие от трехмерных (3D) плазмонов, они обладают бесщелевой дисперсией, охватывающей широкий спектральный диапазон от субтерагерцового до инфракрасного, что является крайне перспективным для применения в практических устройствах.

В отличие от плазмы в объемных металлах и полупроводниках, плазменной частотой в двумерных электронных системах можно легко управлять с помощью различных методов, например, при помощи изменения электронной плотности в ДЭС затвором или приложения внешнего магнитного поля. Второе основное свойство плазменных возбуждений в ДЭС заключается в том, что частота 2D плазмона стремится к нулю по мере того, как волновой вектор стремится к нулю. Диэлектрическая среда вокруг ДЭС влияет на плазменную частоту и закон дисперсии двумерных плазмонов. Таким образом, варьируя диэлектрическое окружение, можно довольно просто перестраивать физические

свойства плазменных возбуждений. Благодаря этим возможностям управления плазменной частотой и видом закона дисперсии, плазменные волны в ДЭС становятся чрезвычайно гибким и удобным инструментом для изучения фундаментальных физических явлений и создания различных устройств.

До недавних пор все наблюдаемые двумерные плазменные возбуждения интерпретировались как продольные плазменные колебания. Однако недавно стали появляться экспериментальные свидетельства того, что картина плазменных мод не полна [9]. В 1991 году [10] впервые была предсказана возможность существования поперечных электромагнитных двумерных плазменных колебаний в пленке с ДЭС на поверхности. После этого появился ряд теоретических работ [11; 12], в которых более подробно описывается поведение электромагнитных двумерных плазменных волн в системе, представляющей собой ДЭС на поверхности диэлектрической подложки. В 2021 году существование поперечных плазменных волн было экспериментально подтверждено [13]. В данной работе измерялся спектр пропускания электромагнитного излучения через GaAs подложки, на поверхности которых были выращены квантовые ямы с различной концентрацией двумерных электронов. Таким образом, на данный момент исследования двумерных поперечных плазменных волн крайне скудные.

Согласно теоретическим работам [10–12] ДЭС на поверхности диэлектрической подложки характеризуется частотой плазменного резонанса, и с такой частотой есть некоторые проблемы. Если подставить стандартные значения концентрации двумерных электронов ( $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) и толщины подложки GaAs ( $\sim 0.5 \text{ мм}$ ), получается значение для частоты поперечного плазменного резонанса около 10 ГГц. Помимо того, что такую частоту невозможно детектировать квазиоптическими методиками, нужно еще и иметь размеры образца хотя бы около 1 м, что экспериментально невозможно. Соответственно, чтобы поднять частоту плазменного резонанса, нужно увеличивать концентрацию носителей и уменьшать толщину подложки. Современные гетероструктуры имеют концентрацию электронов до  $\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , и существенное увеличение концентрации пока недоступно. Поэтому в рамках настоящей диссертационной работы была разработана технология изготовления тонких диэлектрических мембран с двумерной электронной системой на их поверхности.

Благодаря данной технологии были исследованы спектры пропускания ДЭС на поверхности диэлектрических мембран различной толщины. Было установлено, что разработанное устройство обладает электромагнитной прозрачностью выше частоты плазменного резонанса, что эквивалентно ультрафиолетовой прозрачности металлов [1]. Также данная технология позволила определить, какие параметры системы влияют на наблюдаемый плазменный край. Оказалось, что, прикладывая внешнее магнитное поле, можно плавно управлять сдвигом фазы прошедшего излучения. Достигнутая настраиваемость фазы сравнима с активными графеновыми метаматериалами ( $32^\circ$ ) [14] и метаповерхностями с разрезными кольцевыми резонаторами (англ. split-ring) с интегрированными переключателями на полевых транзисторах (англ. Field-Effect Transistor (FET)) ( $\pm 30^\circ$ ) [15].

Одной из ключевых задач в современной высокочастотной электронике является разработка фазированных антенных решеток на частотах в терагерцовом (ТГц) диапазоне ( $0.1 - 1$  ТГц) [16]. Возможные применения таких фазированных массивов направлены на разработку систем скоростной беспроводной связи на ТГц частотах. Однако существующие методы создания фазовращателей на терагерцовых частотах имеют определенные недостатки. Например, фазовращатели, построенные с использованием PIN-диодов или переключающих элементов на полевых транзисторах, имеют проблемы с относительно большими потерями и дискретностью в изменении фазы [15; 17]. Фазовращатели на основе жидких кристаллов имеют громоздкий размер и низкую скорость работы, что ограничивает их применение [18–20]. Графеновые метаповерхности с управляемым затвором имеют ограниченные возможности изменения фазы, а также сталкиваются с проблемами производства крупных образцов достаточной чистоты и однородности [14; 21–24]. Поэтому новые физические подходы, основанные на современных полупроводниковых технологиях, являются крайне востребованными. Технология изготовления тонких мембран с ДЭС на поверхности позволила создать новый тип фазовращателей, который продемонстрировал работу при температурах до 80 К. Ожидается, что нет принципиальных препятствий для расширения этого диапазона до комнатной температуры на терагерцовых частотах. Дизайн устройства легко масштабируется до плоско-

го фазированного массива, что открывает перспективы для его применения в системах управления диаграммой направленности излучения.

В последние годы искусственные метаматериалы стали объектом повышенного внимания из-за своих уникальных электромагнитных свойств, которые отличаются от характеристик привычных природных материалов [25]. Метаповерхности, составленные из двумерных массивов рассеивателей, являются наиболее технологически простым классом метаматериалов [26; 27]. Их производство значительно упрощено по сравнению с другими видами метаматериалов, что делает их перспективными для интеграции с нанофотонными устройствами на кристалле благодаря плоским профилям. Возможные примеры включают плазмонные метаповерхности из графеновых лент [28], V-образные антенны [29; 30], щелевые плазмонные (англ. gap-plasmon) метаповерхности [31–34] и решетки из InSb [35]. Обнаружение поперечных электромагнитных плазменных волн открывает перспективы для создания новых плазмонных метаматериалов.

С учетом вышеперечисленного, исследование поперечных двумерных плазменных волн является крайне перспективным направлением не только для изучения фундаментальных основ явления, но и для прикладного применения в системах ТГц электроники. Таким образом, данная тема является **актуальной**.

**Целью** работы является исследование фундаментальных физических свойств поперечных плазменных волн в системе, состоящей из ДЭС, располагающейся на диэлектрической подложке. Основными **задачами** являются разработка технологии изготовления тонких диэлектрических мембран с ДЭС на поверхности, а также разработка и реализация на основе полученных знаний ТГц плазмонного фазовращателя и метаповерхностей с уникальными физическими свойствами.

В качестве **метода исследований** использовалась двухлучевая интерферометрия (интерферометр Маха-Цендера) для измерения пропускания и сдвига фазы при прохождении излучения через исследуемые образцы, а также транспортная методика для измерения концентрации и подвижности электронов в образцах.

**Научную новизну работы** составляют следующие результаты.

1. Впервые в пропускании диэлектрических мембран с ДЭС обнаружен резонанс, соответствующий возбуждению поперечных электромагнитных плазменных волн в системе. Обнаружен и впервые экспериментально исследован плазменный край в пропускании ТГц электромагнитных волн через систему.
2. Разработаны научные основы и технология создания нового плазмонного фазовращателя. Разработана физическая модель, описывающая его поведение.
3. Создана и исследована новая плазмонная метаповерхность - ДЭС в форме полосок, расположенных на тонких диэлектрических мембранах. В данной системе впервые обнаружен новый тип плазменных возбуждений, связанный с сильной взаимной экранировкой плазменных колебаний в соседних полосках.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Обнаружено, что в тонких GaAs мембранах с ДЭС на базе AlGaAs/GaAs гетероструктуры под действием падающей электромагнитной волны возбуждается особый тип волн – поперечные электромагнитные плазменные волны. Проведено всестороннее экспериментальное исследование физических свойств данного типа плазменных возбуждений.
2. Установлено, что поперечные плазменные волны можно характеризовать частотой плазменного резонанса. Экспериментально измерена зависимость частоты плазменного резонанса от концентрации двумерных электронов, а также от толщины полупроводниковой подложки.
3. Разработаны физические основы и создан прототип плазмонного полупроводникового фазовращателя. Успешная работа устройства продемонстрирована в частотном диапазоне от 50 до 270 ГГц. При этом фазовый сдвиг прибора непрерывно перестраивается напряжением на затворе в диапазоне от  $0^\circ$  до  $41^\circ$  (на частоте 65 ГГц).
4. Изучено влияние параметров полупроводниковой GaAs подложки на величину фазового сдвига электромагнитного излучения, проходящего через

подложку с ДЭС. Установлено влияние на измеряемый фазовый сдвиг плотности электронов в ДЭС. Разработана физическая модель, хорошо описывающая полученные результаты. Установлено, что максимальный фазовый сдвиг, который можно достичь в предложенной схеме, составляет  $180^\circ$ . Экспериментально продемонстрирован фазовый сдвиг в  $105^\circ$ .

5. Показано, что ДЭС в виде периодических полосок, расположенных на диэлектрической подложке, выступает в качестве плазменной метаповерхности. Экспериментально установлено, что разработанная метаповерхность демонстрирует анизотропный электродинамический отклик. Когда вектор поляризации электромагнитного излучения направлен перпендикулярно полосам, обнаружено возбуждение новой плазменной моды. Установлено, что мода возникает вследствие бокового экранирования при стремлении щели между полосками к нулю.

**Научная и практическая значимость.** В диссертационной работе была впервые разработана технология изготовления тонких диэлектрических мембран с ДЭС на поверхности на основе высококачественных гетероструктур GaAs/AlGaAs, которая позволила обнаружить и впервые подробно исследовать двумерные поперечные плазменные колебания. Создан прототип плазмонного полупроводникового фазовращателя и разработана модель, описывающая его поведение. Изучено влияние частоты излучения, плотности электронов в ДЭС и параметров полупроводниковых подложек (на основе высококачественных гетероструктур GaAs/AlGaAs) на величину фазового сдвига. К важным научным результатам стоит отнести исследование метаповерхностей из ДЭС в виде полосок на тонких мембранах, которые демонстрируют сильно анизотропный электродинамический отклик. Было показано, как геометрические параметры такой системы влияют на частоту плазменного резонанса. Также была разработана теория, описывающая как боковое экранирование приводит к появлению новой плазменной моды при стремлении зазора между полосками к нулю. Все полученные экспериментальные данные являются крайне важными с практической точки зрения, поскольку открывают возможности для разработки совершенно новых концепций в плазмонной электронике, а также для создания современных приборов с улучшенными характеристиками.

**Степень достоверности и апробация работы.** Оригинальные результаты, представленные в данной диссертационной работе, получены впервые. Эти результаты были доложены на 65-ой Всероссийской научная конференция МФТИ и на Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов - 2023», а также на научных сессиях и семинарах ИФТТ РАН, где состоялось их обсуждение.

**Личный вклад автора.** Представленные в диссертационной работе результаты были получены лично автором работы, либо при его непосредственном участии. Соискатель принимал активное участие в постановке задачи, в выборе методологических подходов, в разработке технологии изготовления тонких мембран с ДЭС на поверхности, в изготовлении исследуемых образцов, в обработке и интерпретации полученных результатов, а также в подготовке и написании научных статей.

**Публикации.** У автора имеется 15 научных работ в области физики конденсированного состояния в рецензируемых изданиях. Основные результаты диссертации были опубликованы в 5 публикациях из них:

1. Astrakhantseva, A.S. Terahertz plasma edge engineering in semiconductor membranes with a two-dimensional electron layer / A.S. Astrakhantseva, A. Shuvaev, P.A. Gusikhin, A. Pimenov, I.V. Kukushkin, V.M. Muravev // Applied Physics Letters. – 2022. – Vol. 120, Iss. 3. – P. 31104.
2. Muravev, V.M. Tunable terahertz phase shifter based on GaAs semiconductor technology / V.M. Muravev, A. Shuvaev, A.S. Astrakhantseva, P.A. Gusikhin, I.V. Kukushkin, A. Pimenov // Applied Physics Letters. – 2022. – Vol. 121, Iss. 5. – P. 51101.
3. Shuvaev, A. Plasmonic metasurface created by a grating of two-dimensional electron strips on a substrate / A. Shuvaev, K.R. Dzhikirba, A.S. Astrakhantseva, P.A. Gusikhin, I.V. Kukushkin, V.M. Muravev // Physical Review B. – 2022. – Vol. 106, Iss. 16. – P. L161411.
4. Gromyko, D.A. Strong Local Field Enhancement of Raman Scattering Observed in Metal-Dielectric Gratings due to Vertical Fabry-Perot Modes of Surface Plasmon Polaritons / D.A. Gromyko, S.A. Dyakov, N.A. Gippius, T.

Weiss, S.G. Tikhodeev, A.S. Astrakhantseva, Y.V. Fedotova, V.V. Solovyev, I.V. Kukushkin // *Physical Review Applied*. – 2022. – Vol. 17, Iss. 2. – P. 24015.

5. Kukushkin, V.I. Stimulation of Inelastic Light Scattering in Plasmon Structures with Giant Raman Enhancement / V.I. Kukushkin, V.E. Kirpichev, E.N. Morozova, A.S. Astrakhantseva, V.V. Solov'ev, I.V. Kukushkin // *JETP Letters*. – 2022. – Vol. 116, Iss. 4. – P. 212–216.

**Объём и структура работы.** Диссертация состоит из введения, обзора литературы, описания методики изготовления и измерения исследуемых структур, трех основных глав с результатами исследований, заключения и списка литературы. Полный объём диссертационной работы составляет 118 страниц с 40 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 103 наименования.

# Глава 1

## Литературный обзор

### 1.1. Введение

Плазма - это полностью или частично ионизованный газ, в котором плотности отрицательных и положительных зарядов почти одинаковы. Термин “плазма” был введен в 1929 году Ирвингом Ленгмюром.

Поведение плазмы во многом определяется электродинамическими силами. Плазма не только реагирует на внешние электромагнитные поля, но и сама генерирует макроскопические электрические и магнитные поля.

В отличие от обычных нейтральных газов, частицы в плазме постоянно взаимодействуют друг с другом через дальнедействующие кулоновские силы. Эти взаимодействия приводят к так называемым “коллективным” эффектам, при которых силы, действующие на частицы, определяются не только прямыми парными взаимодействиями, но и большим количеством других частиц. Это делает плазму больше похожей на конденсированные среды, такие как, например, твердые тела, а не на газы.

#### **Эксперимент Ленгмюра и Тонкса**

В 1929 году были опубликованы результаты новаторского исследования осцилляций в газовой плазме [36]. Этот эксперимент, проведенный Ленгмюром и Тонксом, был инициирован потребностью в создании вакуумных электронных ламп с повышенной пропускной способностью для больших токов. Для дости-

жения этой цели лампы требовалось заполнить ионизированным газом высокой плотности.

Эксперимент проводился в стеклянной трубке, заполненной ртутным паром (см. рис. 1.1). Трубка содержала нитевидные катоды, используемые в качестве источников электронов, коллекторы, расположенные таким образом, чтобы принимать часть прямого пучка первичных электронов от нити накала, и анод, расположенный сбоку для поддержания разряда.

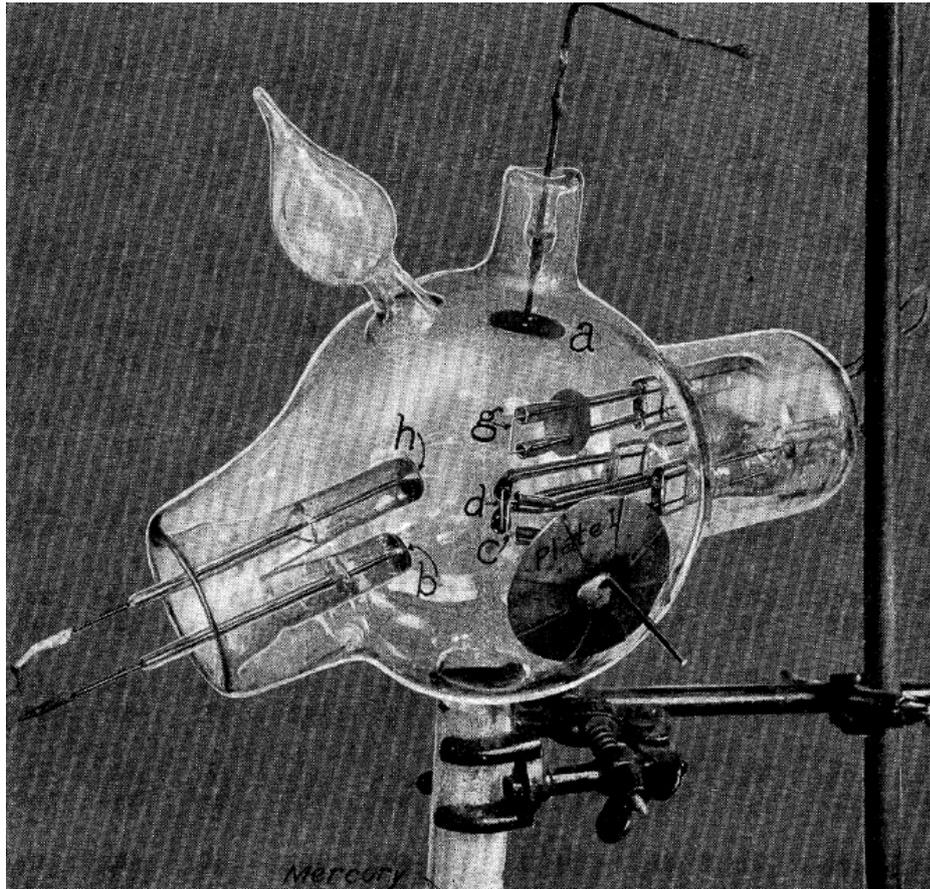


Рисунок 1.1: Газоразрядная трубка. Из работы [36].

Когда напряжение между электродами увеличивалось, в плазме возникали осцилляции. Эти осцилляции наблюдались в частотном диапазоне от единиц до тысячи мегагерц. В данной работе изучались частоты колебаний, амплитуды и другие характеристики этого процесса.

Исследование Ленгмюра и Тонкса было важным шагом в понимании поведения плазмы. Оно показало, что плазма может проявлять сложные динамические явления, такие как осцилляции. Это открытие имело большое значение для развития физики плазмы и нашло применение в различных областях, включая термоядерный синтез и разработку плазменных двигателей.

## Квазинейтральность плазмы и дебаевский радиус

Если бы в плазме было большое количество нескомпенсированных зарядов, это привело бы к возникновению сильных электрических полей, которые заставили бы заряды двигаться. Поэтому плотности положительных и отрицательных зарядов в плазме должны быть примерно равны. Это свойство называется квазинейтральностью. Любые отклонения от квазинейтральности приводят к появлению сильных электрических полей, которые в короткий срок восстанавливают квазинейтральность.

Отклонения от нейтральности могут происходить только на очень малых расстояниях и в течение очень коротких промежутков времени. Чтобы оценить пространственный масштаб, на котором может происходить существенное разделение зарядов можно представить некоторую толщину плазмы, в которой все электроны оказались с одной стороны этого слоя, а положительные ионы с другой. Если в таком конденсаторе приравнять плотность энергии электрического поля к кинетической энергии теплового движения электронов и ионов, то получим характерный пространственный масштаб, на котором могут происходить существенные отклонения от квазинейтральности:

$$r_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n e^2}}, \quad (1.1)$$

где  $n$  - концентрация электронов,  $e$  - заряд электрона, а  $T$  - температура плазмы. Такая величина называется дебаевским радиусом.

Для того, чтобы плазма обладала своими уникальными свойствами, ее характерные размеры должны быть намного больше дебаевского радиуса. Только в этом случае систему заряженных частиц можно считать плазмой. Если же характерные размеры плазмы меньше дебаевского радиуса, то она представляет собой просто совокупность отдельных заряженных частиц, к которой применимы законы электродинамики в вакууме.

## Дебаевская экранировка

Важно отметить еще одно уникальное свойство плазмы. Если в плазму внести небольшой точечный заряд (пробный заряд), то благодаря кулоновскому взаимодействию произойдет перераспределение заряженных частиц плазмы. Это приведет к образованию вокруг пробного заряда “облака” из частиц про-

тнвоположного знака, что ослабит электрическое поле, создаваемое пробным зарядом. Однако из-за теплового движения частиц плазмы полная нейтрализация заряда не произойдет. Если рассмотреть потенциал пробного заряда, внесенного для простоты в однократно ионизованную плазму, то при учете того, что потенциал точечного заряда  $\phi \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ , концентрации положительных и отрицательных зарядов стремятся к одинаковой величине  $n$  при  $r \rightarrow \infty$ , и полагая величину потенциала не слишком большой  $|e\phi/k_B T| \ll 1$ , получаем

$$\phi = \frac{q}{r} e^{-r/r_D}. \quad (1.2)$$

Таким образом, на расстояниях порядка дебаевского радиуса пробный заряд будет сильно экранирован. По этой причине дебаевский радиус также называют радиусом экранирования.

### **Плазменные колебания и плазменная частота**

Рассмотрим поведение зарядов в плазме. Пусть в слое плазмы некоторой толщины произошло разделение зарядов, например, вдоль оси  $x$ : все электроны собрались вблизи нижней плоскости, а ионы — вблизи верхней плоскости. В создавшемся конденсаторе появляется электрическое поле, которое сообщает электронам ускорение. Уравнение движения электрона в такой задаче приводится к виду  $d^2x/dt^2 = -\omega_p^2 x$ , где

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}. \quad (1.3)$$

Эта частота называется плазменной. Из данного рассмотрения видно, что электроны осуществляют гармонические колебания относительно ионов с частотой  $\omega_p$ . Эти колебания известны как плазменные, и их амплитуда приблизительно равна дебаевскому радиусу.

### **Диэлектрическая проницаемость плазмы**

Рассмотрим электромагнитную волну, падающую на плазму. Плазма, смесь электронов и ионов, реагирует на электромагнитное излучение в основном за счет движения электронов, поскольку ионы считаются неподвижными из-за их значительно большей массы. Влияние магнитного поля волны на электроны незначительно (силой Лоренца, вызванной за счет магнитного поля волны, можно пренебречь, поскольку типичная скорость электронов мала), поэто-

му их движение определяется в основном электрическим полем волны. Также полагая амплитуду колебаний электрона много меньше длины волны, можно считать движение электрона как движение в однородном электрическом поле волны, которое периодически меняется со временем. В данной ситуации электроны плазмы ведут себя подобно связанным зарядам в диэлектрике. Они не совершают значительных перемещений, а только колеблются около своих первоначальных позиций. Следовательно, смещение, вызванное электромагнитной волной, приводит к возникновению эффективного дипольного момента у каждого электрона. Если учесть, что в единице объема плазмы  $N$  электронов, то вектор поляризации  $\mathbf{P} = N\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E}$ . Решая совместно уравнение движения отдельного электрона и учитывая выражения для дипольного момента электрона и электрической индукции  $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon\mathbf{E}$  получаем диэлектрическую проницаемость плазмы:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}. \quad (1.4)$$

Подставляя выражение для плазменной частоты (1.3) получаем:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (1.5)$$

В отличие от диэлектриков в электростатическом поле, диэлектрическая проницаемость плазмы меньше единицы  $\varepsilon < 1$ . Кроме того, она отрицательна на частотах  $\omega < \omega_p$ .

### Отражение электромагнитной волны от плазмы

Пусть на плазму падает плоская электромагнитная волна  $E = E_0 e^{ikx - i\omega t}$ . Из уравнений Максвелла для таких волн можно записать соотношение для волнового вектора  $k$  и частоты  $\omega$ :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega). \quad (1.6)$$

Если сюда подставить (1.5), то полученное выражение можно привести к виду:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2. \quad (1.7)$$

Это закон дисперсии волн в плазме (см. рис. 1.2).

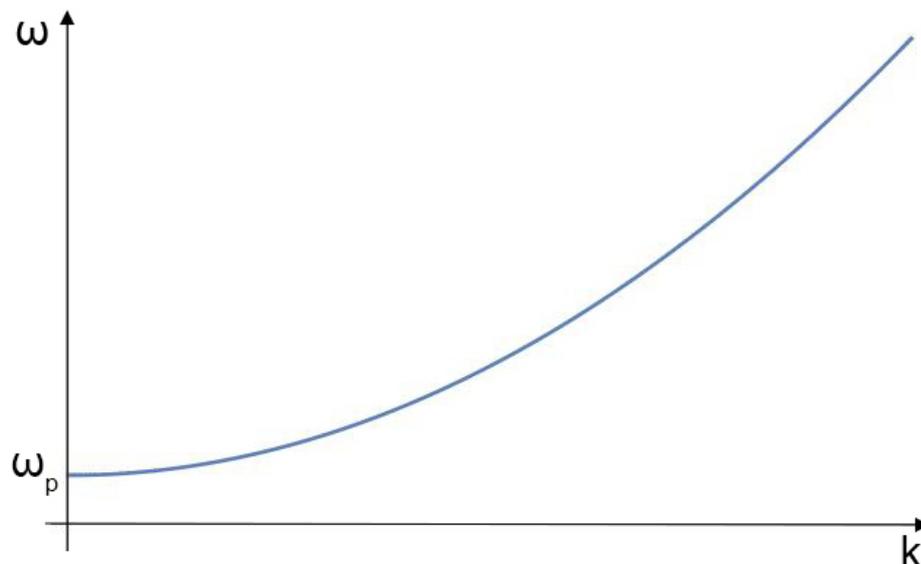


Рисунок 1.2: Закон дисперсии электромагнитных плазменных волн.

Рассмотрим случай, когда на слой плазмы падает волна с частотой  $\omega < \omega_p$ :

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2} < 0. \quad (1.8)$$

В таком случае  $k$  - мнимая величина. Пусть  $k = i\beta$ , тогда волна представляется в виде  $E = E_0 e^{-\beta x - i\omega t}$ . Получается, что когда электромагнитная волна входит в плазму, ее амплитуда начинает экспоненциально уменьшаться. Это означает, что волна затухает по мере углубления в плазму.

Поэтому в плазме могут распространяться только волны с частотой  $\omega > \omega_p$ . А для волн с частотой  $\omega < \omega_p$  плазма действует как зеркало, отражая их в противоположном направлении.

## 1.2. Плазма твердого тела в трехмерных системах

Плазма твердого тела (ПТТ) — это термин, используемый для описания совокупности подвижных заряженных частиц в твердом теле. Такая плазма встречается в металлах, полуметаллах и полупроводниках.

В случае металлов электронная плазма играет решающую роль в определении всех свойств кристалла. Важно отметить, что такие свойства, как кристал-

лическая структура, фононный спектр, энергия связи и электрические характеристики, определяются поведением электронов проводимости, которое подобно поведению плазмы. Именно по этой причине для представления свойств металлов необходимо разбираться в свойствах электронной плазмы. Поэтому так активно изучаются волновые коллективные возбуждения в электронной среде плазмы твердого тела, цель которых состоит в том, чтобы установить связь между свойствами этих возбуждений и основными характеристиками системы взаимодействующих электронов.

Плазма в полуметаллах и полупроводниках — это отдельная область исследования в области ПТТ, которая существенно отличается от плазмы в металлах. Эта плазма очень разрежена по сравнению с металлической плазмой и поэтому играет незначительную роль в определении общей структуры материала. Системы полупроводников и полуметаллов очень разнообразны и обладают существенно более широким диапазоном параметров, чем металлы.

Хотя термин “плазма твердого тела” предполагает сходство с газовой плазмой, существуют важные количественные различия между этими двумя системами. В газовой плазме длина свободного пробега частиц часто сопоставима с размерами плазмы, но в плазме твердого тела это редкость. Поэтому плазма твердого тела ведет себя как практически бесконечная среда, где граничные условия не имеют большого значения. При этом в газовой плазме границы могут играть решающую роль.

### 1.2.1 Продольные трехмерные плазменные возбуждения

Обнаруженные Ленгмюром плазменные возбуждения, которые были описаны выше, причисляются к классу электростатических плазменных волн. Эти волны характеризуются переменным электрическим полем, направление которого совпадает с направлением распространения волны, при этом отсутствует переменное магнитное поле (здесь пренебрегается эффектами запаздывания).

В бесконечных выборках спектр объемных продольных плазменных возбуждений, т.е. зависимость частоты плазмона  $\omega$  от волнового вектора  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ , определяется дисперсионным уравнением  $\varepsilon_{3D}(\mathbf{k}, \omega) = 0$ , где  $\varepsilon_{3D}(\mathbf{k}, \omega)$  - продольная диэлектрическая проницаемость трехмерной системы. В модели

электронного газа (“jellium” model) предполагается, что электроны движутся относительно равномерно заряженного положительного фона, который аппроксимирует периодический потенциал кристаллической решетки, а частота плазмонов в длинноволновом пределе принимает форму [37]

$$\omega_p^{3D} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m\epsilon}}, \quad (1.9)$$

где  $n$ ,  $e$  и  $m$  - концентрация электронов, их заряд и масса, соответственно, а  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость решетки на плазменной частоте. Для простых металлов, для которых может быть использована модель электронного газа, энергия плазмона равна  $\hbar\omega_p^{3D} = 5 - 30$  эВ (здесь масса бралась равной массе свободного электрона и  $\epsilon \sim 1$ ).

В общем случае спектр плазмонов связан с зонной структурой твердых тел довольно сложным образом. Например, в легированных полупроводниках существует два типа плазмонов, высокочастотный и низкочастотный плазмоны. Первый обладает энергией, которая велика по сравнению с энергией запрещенной зоны  $E_g$ , и связан с колебаниями всех электронов (как из валентной зоны, так и из зоны проводимости). Последний плазмон ( $\hbar\omega_p^{3D} \ll E_g$ ) обусловлен колебаниями электронов (или дырок) зоны проводимости; для этого плазмона масса равна эффективной массе электронов  $m = m^*$  и  $n$  - это концентрация носителей в соответствующей зоне. Типичные значения энергии плазмонов второго типа не превышают 0.1 эВ.

В 1938 году Анатолий Власов в своей теоретической работе [38] (а позднее и в своей монографии [39]) разработал набор уравнений, описывающих поведение заряженных частиц в плазме, учитывая влияние кулоновских сил на большом расстоянии. Он назвал это “самосогласованным полем”. Также Власов показал, что используемый ранее подход, основанный на уравнении Больцмана, (который предполагает, что частицы взаимодействуют только парами), не подходит для плазмы, поскольку кулоновские силы действуют на больших расстояниях, вовлекая множество частиц одновременно. Власов предположил, что вместо учета отдельных столкновений можно использовать самосогласованное поле, создаваемое всеми заряженными частицами в плазме. Это поле учитывает коллективное взаимодействие частиц и определяет их движение. Отличитель-

ной особенностью уравнений Власова является то, что самосогласованное поле зависит от распределения заряженных частиц в плазме. Это делает систему уравнений сложной, но более точной для описания динамики плазмы.

В 1946 году Лев Ландау [40] показал, что некоторые из результатов Власова не совсем корректны. Ландау обратил внимание, что Власов искал решения в форме  $Ce^{-i\omega t + ikr}$  (где  $C$  - константа) и определял зависимость частоты  $\omega$  от волнового вектора  $k$ , при этом уравнение, которое он получил для этой зависимости, содержало расходящийся интеграл, что уже демонстрировало математическую некорректность такого метода. Власов обходил эту трудность необоснованным способом. В действительности вообще не существует определенной зависимости  $\omega$  от  $k$ , и для заданного значения  $k$  возможны произвольные значения  $\omega$ . Ландау же предложил рассмотреть, что в начальный момент задано определенное (неравновесное) электронное распределение в плазме. Задача состоит в определении результирующих колебаний. Поскольку кинетическое уравнение (без интеграла столкновений электронов) и уравнение Пуассона являются линейными и не содержат координаты в явном виде, функция распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  может быть разложена в интеграл Фурье по координатам, и уравнение может быть записано для каждой Фурье компоненты отдельно. Это значит, что достаточно рассмотреть решения в виде:  $f_{\mathbf{k}}(\mathbf{v}, t)e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ . Подставляя такое решение в кинетическое уравнение и уравнение Пуассона получаем систему уравнений, которая может быть решена с помощью операторного метода и интегрирования в комплексных координатах вдоль прямой линии параллельной мнимой оси. Таким образом Ландау смог точно посчитать интеграл. Также Лев Давидович продемонстрировал, что колебания поля в плазме всегда затухают, и зависимость частоты и декремента затухания от волнового вектора определяется как для малых, так и для больших значений последнего.

Статистическое распределение скоростей электронов приводит к слабой дисперсии частоты плазмонов:  $(\omega_p^{3D}(k))^2 = (\omega_p^{3D})^2 + \alpha v^2 k^2$  при малых  $k$ ; здесь  $\alpha \sim 1$  и  $v$  - характерная скорость электронов (для вырожденной системы это скорость Ферми  $v_F$ ). Зонная структура приводит к анизотропии  $\alpha$ . Затухание плазмонов связано с двумя механизмами: затухание столкновений определяется столкновениями электронов с фононами, примесями и другими дефектами решетки. Это затухание невелико, когда  $\omega_p^{3D}\tau \gg 1$ , где  $\tau$  - это время релак-

сации импульса электронов. Бесстолкновительное затухание плазмонов (также называемое затуханием Ландау) происходит из-за генерации плазмонами электронно-дырочных пар. Как следует из законов сохранения энергии и импульса, это затухание существенно, если  $k > k_c \sim \omega_p^{3D}/v$  (рис. 1.3).

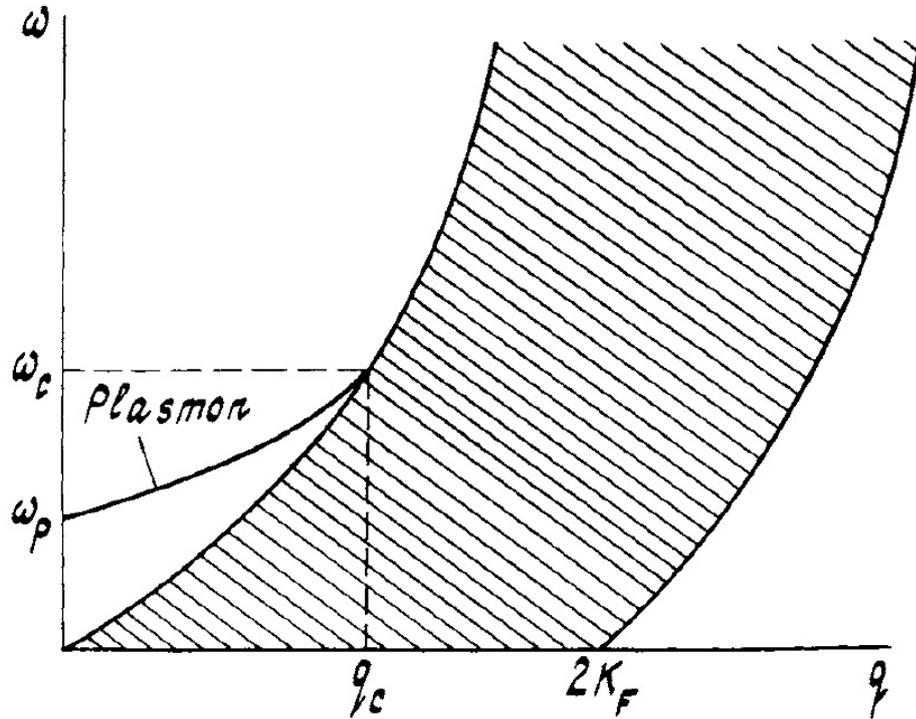


Рисунок 1.3: Закон дисперсии объемных плазмонов в модели электронного газа;  $k_F$  - волновое число Ферми. Заштрихованная область представляет собой континуум электронно-дырочных возбуждений. Из работы [41].

В многокомпонентной плазме твердых тел, в частности, в электронно-дырочной плазме, могут существовать акустические плазмоны со спектром, подобным звуку. Они слабо затухают, если характерные скорости частиц различных типов достаточно отличаются друг от друга.

В сильном магнитном поле  $\mathbf{B}$  ( $\omega_c \tau \gg 1$ ) электроны вращаются по окружностям с циклотронной частотой  $\omega_c = eB/mc$ . Следовательно, плазмон в магнитном поле (магнитоплазмон) представляет собой не чисто продольную волну, а частично поперечную: он содержит поперечные (холловские) токи. Пренебрегая запаздыванием, магнитоплазменный спектр  $\omega_{mp}^{3D}(\mathbf{k})$  может быть найден из дисперсионного уравнения  $k_\alpha \varepsilon_{\alpha\beta}^{3D}(\mathbf{k}, \omega) k_\beta = 0$ , где  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{3D}(\mathbf{k}, \omega)$  - тензор диэлектрической проницаемости. Когда  $\mathbf{k}$  перпендикулярен  $\mathbf{B}$ , частота магнитоплазмона

имеет простой вид

$$\omega_{mp}^{3D}(\mathbf{k}, \mathbf{B}) = \sqrt{\omega_p^{3D}(\mathbf{k})^2 + \omega_c^2}, \quad (1.10)$$

где  $\omega_p^{3D}(\mathbf{k})$  - частота плазмона при  $B = 0$ . Эффект от магнитного поля  $B$  может быть существенным для низкочастотных плазмонов в полупроводниках, когда  $\omega_c \gtrsim \omega_p^{3D}$  (для n-GaAs с  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  циклотронная частота равна частоте плазмона,  $\omega_c = \omega_p^{3D}$ , когда  $B = 80 \text{ кГс}$ ).

Продольные 3D плазмоны были экспериментально исследованы с помощью спектроскопии характеристических потерь энергии электронами (англ. Electron energy loss spectroscopy) или методом неупругого рассеяния электромагнитных волн. Скорость потери энергии электронами, проходящими через твердое тело, пропорциональна мнимой части обратной диэлектрической проницаемости  $Im(\epsilon^{3D}(\mathbf{k}, \omega))^{-1}$ . Это значение достигает экстремума при возбуждении трехмерного плазмона. Дисперсия частоты плазмона может быть получена из измерений потерь энергии электронного пучка, проходящего через металлическую фольгу, в зависимости от угла рассеяния.

В 1948 году Рутеманн [42] и Ланг [43] пропустили моноэнергетический пучок электронов в диапазоне кэВ через тонкую алюминиевую фольгу и измерили распределение энергии возникающих электронов (рис. 1.4 показывает результаты такого же эксперимента для оксида алюминия). Они заметили, что, хотя большая часть луча проникла в металл без заметной потери энергии, была определена группа электронов, которые потеряли почти 15 эВ.

Когда алюминий был заменен другим металлом, наблюдалось то же явление, за исключением того, что характерные потери энергии отличались от металла к металлу (рис. 1.5). Как было объяснено позднее, некоторые из электронов потеряли определенное количество энергии, возбуждая продольные колебания плазмы внутри металла с частотой, характерной для конкретного металла.

В 1949 году Бомом и Гроссом [44] была разработана теория электронных колебаний неограниченной плазмы с однородной плотностью ионов, учитывающая эффекты случайных тепловых движений, но пренебрегающая столкновениями. Первая рассматриваемая проблема заключается в нахождении частот, на которых плазма может подвергаться организованным стационарным колебаниям достаточно малой амплитуды, чтобы применялось линейное приближение.

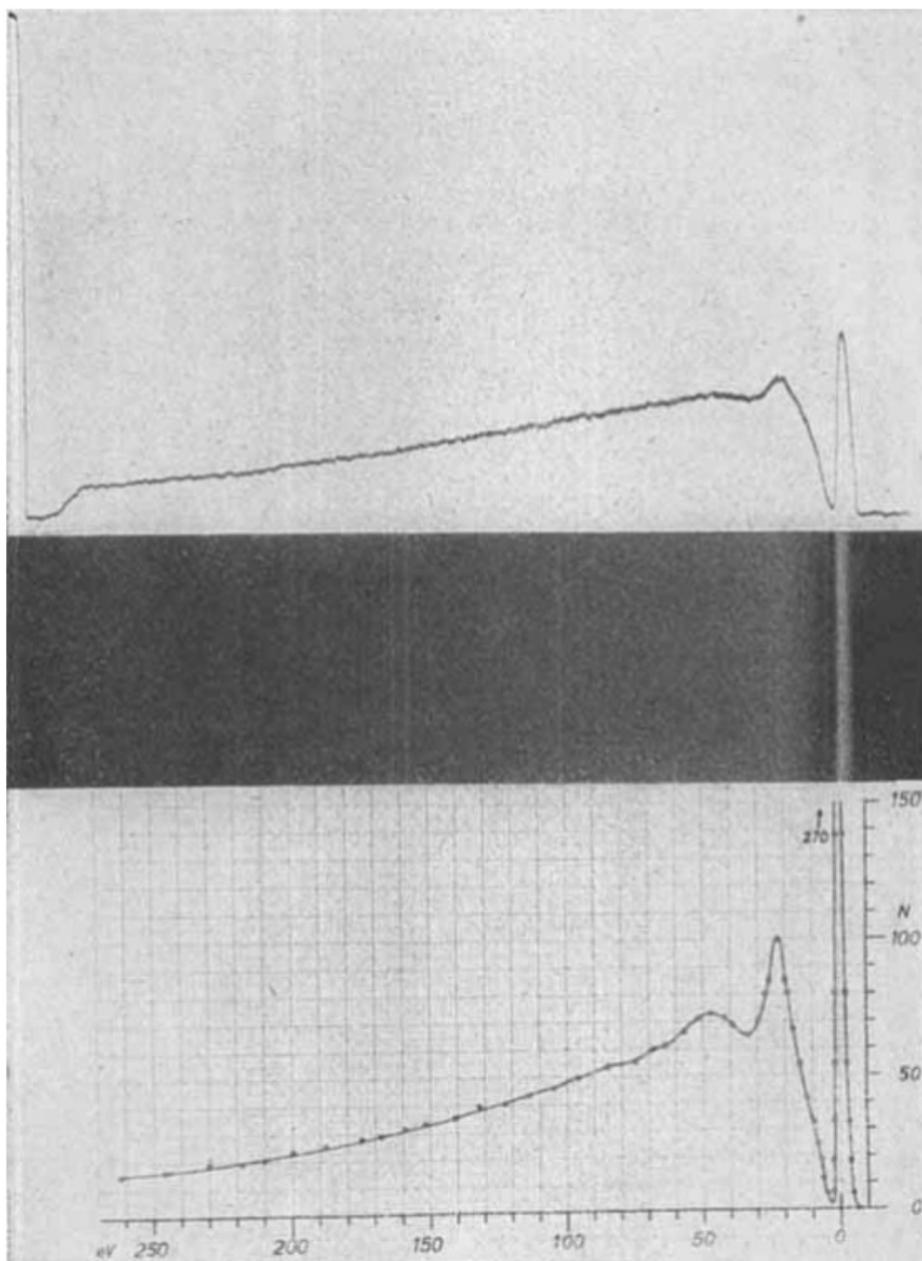


Рисунок 1.4: Спектр энергетических потерь быстрых электронов при прохождении через фольгу  $Al_2O_3$  при 5 кВ. Толщина фольги 150 Å. В середине - 6.3-кратное увеличение поглощения. Из работы [42].

Установлено, что длинноволновые колебания плазмы с максвелловским распределением скоростей электронов характеризуются установившимся дисперсионным соотношением (такое соотношение было также получено Львом Ландау)

$$\omega_p^2 \approx \omega^2 + \frac{3kT}{m} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2. \quad (1.11)$$

Здесь  $\omega_p$  - плазменная частота,  $T$  - абсолютная температура электронного газа,  $\lambda$  - длина волны плазмона и  $\omega$  - угловая частота колебаний. Затуханием в дан-

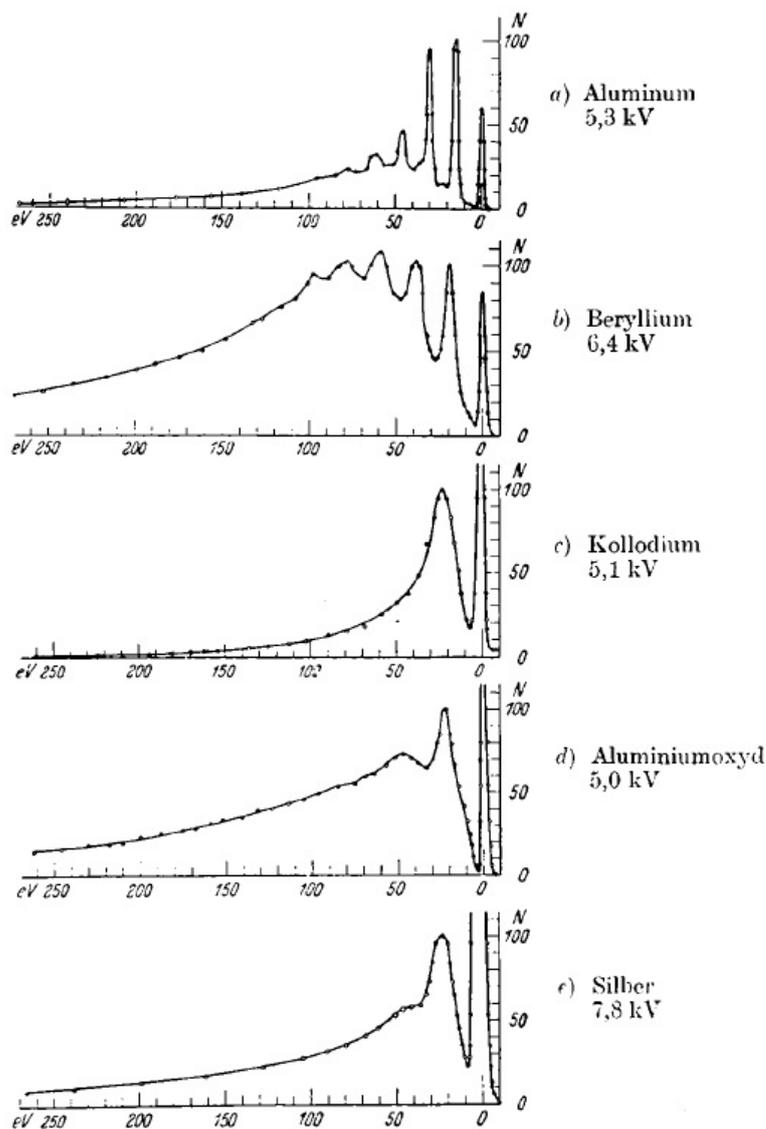


Рисунок 1.5: Спектры энергетических потерь быстрых электронов при прохождении через фольгу алюминия, бериллия, коллодия, оксида алюминия и серебра. Из работы [42].

ном случае пренебрегли. Также показано, что организованные колебания с длинами волн, меньшими длины Дебая для электронного газа, невозможны. Затем теория была расширена для описания процессов, с помощью которых возникают колебания. Было обнаружено, что для заданной длины волны плазма может колебаться с произвольной частотой, однако, те частоты, которые не задаются установившимся дисперсионным соотношением, описывают движения, при которых через некоторое время нет никакого вклада в макроскопические средние значения. Эти дополнительные частоты асимптотически приводят только к микроскопическим флуктуациям плотности заряда относительно организованных колебаний плазмы. Затем были рассмотрены большие стационарные коле-

бания, для которых уравнения нелинейны. Были получены решения, в которых частицы, скорость которых близка к скорости волны, попадают в ловушку во впадине потенциала, колеблясь взад и вперед со средней скоростью, равной скорости волны. Было показано, что можно также получить нелинейные решения с движущимся импульсом, в которых группа частиц, движущихся в виде импульса, создает реакцию на окружающий заряд, который захватывает частицы и удерживает их вместе.

Во второй части своей работы Бом и Гросс [45] расширили теорию электронных колебаний неограниченной плазмы для учета эффектов столкновений и особых групп частиц, имеющих четко определенные диапазоны скоростей. Было показано, что в результате столкновений волна имеет тенденцию затухать за время порядка среднего времени между столкновениями. Однако, если присутствуют пучки с четко определенной скоростью или группы частиц, значительно превышающие средние тепловые скорости, они вносят тенденцию к неустойчивости, так что небольшие колебания растут до тех пор, пока не будут ограничены эффектами, не учитываемыми в линейном приближении. Была дана оценка установившейся амплитуды плазменных колебаний, в которых возбуждение возникает из-за пика при высоких скоростях в распределении электронов по скоростям и в которых основное затухание возникает из-за столкновений. Также было обнаружено, что в плазме переменной плотности волны, движущиеся в направлении уменьшения плотности плазмы, проявляют еще более сильную неустойчивость. В отсутствие плазменных колебаний любой пучок с четко определенной скоростью рассеивается отдельными электронами плазмы, действующими случайным образом, но когда все частицы действуют в унисон в форме плазменных колебаний, рассеяние может стать намного больше. Из-за неустойчивости плазмы при наличии специальных пучков лучи рассеиваются из-за колебаний, которые они производят. Бом и Гросс предположили, что этот тип неустойчивости может объяснять результаты Ленгмюра, которые показывают, что пучки электронов, проходящие через плазму, рассеиваются гораздо быстрее, чем это можно объяснить только случайными столкновениями. Также предполагается, что этот тип неустойчивости может быть ответственен за радиощумы, принимаемые из атмосферы Солнца и из межзвездного пространства.

Эффект затухания Ландау был экспериментально продемонстрирован Мальмбергом и Уортоном [46] в 1964 году, однако, их измерения проводились ниже частоты плазмы на узкой трубке плазмы в магнитном поле. Плазма образовывалась в водородно-дуговом источнике типа дуоплазматрон и выходила из него в протяженное однородное магнитное поле силой в несколько сотен гаусс. Таким образом, они проверили затухание мод, описанных Тривелписом [47] в 1959 году, а не волн Бома и Гросса. А в 1966 Дефлер и Симонен [48] сообщили о предварительных измерениях дисперсионных характеристик электростатических волн в одномерной плазме в отсутствие магнитного поля (рис. 1.6). Наблюдаемые ими волны демонстрировали все особенности дисперсионного соотношения плазмы, описанной Власовым и Ландау, включая и затухание Ландау.

В 1952 году Дэвидом Пайнсом и Дэвидом Бомом [49] было дано теоретическое объяснение экспериментов Рутемана и Ланга, описанных выше. Они проанализировали поведение электронов в плотном электронном газе с точки зрения флуктуаций их плотности. Было показано, что флуктуации плотности можно разделить на две составляющие. Одна составляющая связана с организованными колебаниями системы в целом, так называемыми колебаниями “плазмы”. Другая связана со случайным тепловым движением отдельных электронов и не проявляет коллективного поведения. Она представляет собой совокупность отдельных электронов, окруженных сопутствующими облаками заряда, которые экранируют электронные поля на расстоянии порядка длины Дебая. Это разделение флуктуаций плотности соответствует эффективному разделению кулоновского взаимодействия на дальнедействующую и короткодействующую части; разделение происходит примерно на длине Дебая.

В этой же работе показано, что для явлений, связанных с расстояниями, превышающими длину Дебая, система ведет себя коллективно; для расстояний, меньших этой длины, ее можно рассматривать как совокупность приблизительно свободных отдельных частиц, взаимодействия которых могут быть описаны в терминах столкновений двух тел. Этот подход используется для изучения взаимодействия отдельного электрона с остатком электронного газа. Показано, что коллективная часть отклика этого остатка на поле указанной частицы экранирует это поле на расстоянии порядка длины Дебая. Более того, если указанная частица движется со скоростью, превышающей среднюю тепловую

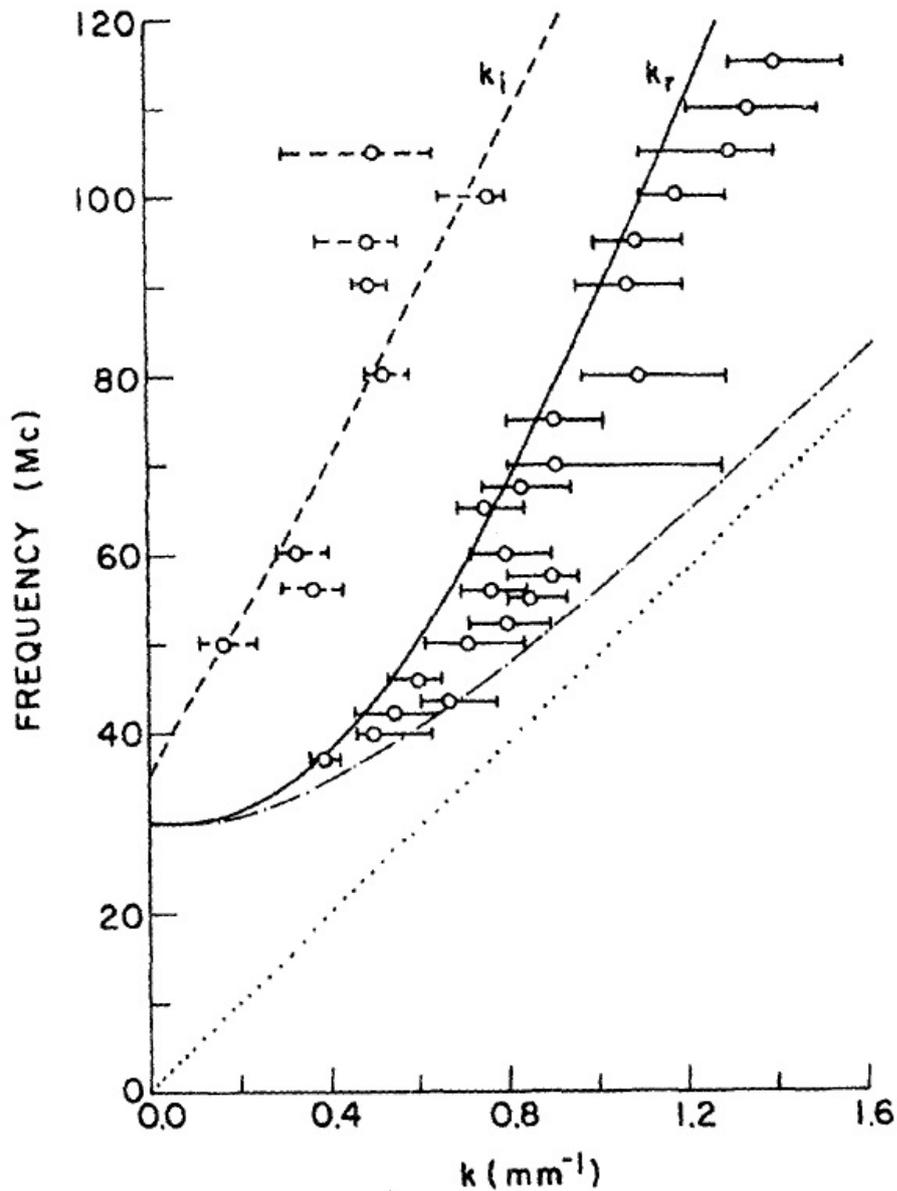


Рисунок 1.6: Дисперсионная диаграмма: круги с проходящими через них полосами - экспериментальные измерения; пунктирные кривые - тепловая скорость  $\omega/k = \sqrt{3k_B T/m}$ ; штрихпунктирная кривая - уравнение (1.11). Из работы [48].

скорость, она возбуждает коллективные колебания в виде следа, тянущегося за частицей. В работе рассчитывается частота этих коллективных колебаний и энергия, излучаемая частицей. Авторы применяли приближение случайной фазы. Использование этого приближения эквивалентно пренебрежению затуханием и колебаниями частоты коллективных колебаний, возникающих в результате характера отдельных частиц электронного газа. Когда аппроксимация случайной фазы оправдана, коллективная составляющая флуктуаций плотности и составляющая отдельных частиц не будут существенно связаны и, таким образом, могут обрабатываться независимо. Также было показано, что сильные

взаимодействия и высокая плотность частиц благоприятствуют коллективному поведению, в то время как высокие случайные тепловые скорости противодействуют ему.

Годом ранее Пайнс и Бом опубликовали работу, в которой рассматривали магнитные взаимодействия между электронами [50], а в 1953 году описали теорию кулоновского взаимодействия в вырожденном электронном газе [51].

### 1.2.2 Поперечные трехмерные плазменные возбуждения

Электромагнитные плазменные волны представляют собой вид плазменных волн, который существенно отличается от электростатических волн. Они распространяются через плазму как среду и характеризуются наличием переменного магнитного поля. Эти волны являются поперечными.

Если предположить, что в плазме распространяется монохроматическая электромагнитная волна, и подставить выражение для этой бегущей волны в уравнение Максвелла, то получим выражение для диэлектрической проницаемости в трехмерной плазме:

$$\varepsilon_{3D}(k, \omega) = 1 + i \frac{4\pi\sigma(k, \omega)}{\omega}. \quad (1.12)$$

Если описывать проводимость плазмы в приближении теории Друде, где  $\sigma(k, \omega) = \sigma_0 / (1 - i\omega\tau)$ , где  $\tau$  - время электронной релаксации, то стоит рассмотреть два предельных случая уравнения (1.12).

\*  $\omega\tau \gg 1$

Тогда проводимость  $\sigma(\omega) = i\sigma_0/\omega\tau$ , и поскольку  $\sigma_0 = ne^2\tau/m_e$ , получаем уже знакомое нам выражение

$$\varepsilon_{3D}(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega\tau \gg 1. \quad (1.13)$$

Отсюда следует дисперсионное соотношение (1.7). Откуда и вытекает, что через плазму могут распространяться только электромагнитные волны с частотой больше плазменной  $\omega > \omega_p$ .

\*  $\omega\tau \ll 1$

Тогда проводимость  $\sigma(\omega) = \sigma_0$ , и поскольку  $\sigma_0 = ne^2\tau/m_e$ , получаем

$$\varepsilon_{3D}(k, \omega) = i \frac{4\pi\sigma_0}{\omega}, \quad \omega\tau \ll 1. \quad (1.14)$$

Тогда дисперсия выражается следующей формулой

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{3D}} = (1 + i) \frac{2\pi\sigma_0\omega}{c}. \quad (1.15)$$

Отсюда следует, что электромагнитная волна экспоненциально затухает вглубь плазмы, то есть имеет место скин-эффект.

В 1933 году эксперимент Роберта Вуда [1] положил начало изучению плазменных явлений в физике твердого тела. Он показал, что тонкие пленки щелочных металлов, непрозрачные для видимого света, обладают высокой прозрачностью в ультрафиолетовой области (рис. 1.7). Было обнаружено, что точка в спектре, в которой начинается прозрачность, перемещается в сторону более коротких длин волн с уменьшением атомного номера следующим образом: Cs 4400 Å; Rb 3600 Å; K 3150 Å; Na 2100 Å; Li 2050 Å. Прозрачность сохраняется по мере продвижения исследований вниз по спектру (1860 Å). В этой области наблюдается явление плоской поляризации при отражении. Были измерены отражающие способности указанных выше металлов для различных длин волн. Исходя из этих измерений, а также из углов Брюстера для плоской поляризации, Вуд рассчитал показатель преломления пленки калия. Значения варьировались от 0.90 при 2147 Å до 0.50 при 3100 Å. Поскольку показатель преломления был меньше единицы, происходило полное отражение, хотя критический угол не был определен четко. Полученные Вудом интерференционные максимумы и минимумы в спектре света, отраженного от металлической пленки, позволяли приблизительно определить толщину пленки.

Способность щелочных металлов пропускать ультрафиолетовое излучение объясняется наличием поперечных электромагнитных плазменных волн, которые в них распространяются.

Через 1.5 месяца после выхода в свет результатов этого удивительного эксперимента Ральф Крониг [52] опубликовал работу, в которой описал теорию, полностью объясняющую данные эксперименты с помощью квантовой теории

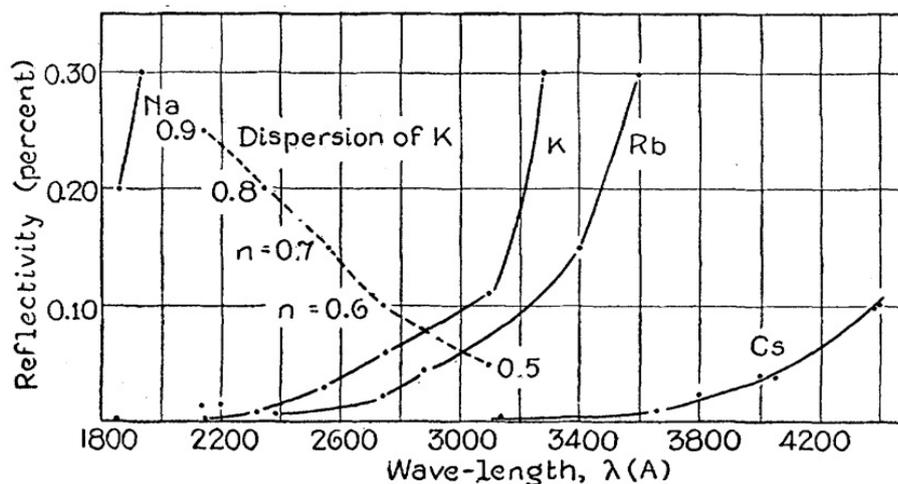


Рисунок 1.7: Отражающая способность пленок щелочных металлов и дисперсионная кривая для калия. Из работы [1].

дисперсии металлов, в которой электроны металла рассматриваются движущимися в периодическом потенциальном поле. В таком поле стационарные состояния электронов сгруппированы вместе в зоны, причем энергия стационарных состояний в пределах одной и той же зоны является непрерывной функцией переменных, различающих эти состояния, в то время как при переходе из одной зоны в другую наблюдается разрыв. Этот разрыв и выведенное Кронигом правило отбора приводят к тому, что спектр поглощения металла состоит из ряда непрерывных полос, ограниченных как на стороне низких, так и на стороне высоких частот, причем каждая полоса обусловлена переходами из зоны, занятой электронами, в незанятую зону. Хотя очень далеко в ультрафиолетовой области, а также в рентгеновской области эти полосы будут частично перекрываться, следует ожидать, что в некоторых случаях полоса, лежащая дальше всего к красному и соответствующая переходам от самой высокой занятой зоны к самой низкой незанятой зоне, будет отделена от других полос конечным интервалом частот, на котором не происходит поглощение. Очевидно, это относится и к щелочным металлам.

Крониг утверждал, что сдвиг первой полосы поглощения в сторону более длинных длин волн с увеличением атомного номера щелочи также может быть объяснен. Теория показывает, что для электронов, не слишком прочно связанных, разности энергий между зонами и, следовательно, частоты переходов изменяются примерно как  $1/a^2$  для аналогичных решеток, где  $a$  является посто-

янной решетки, так что полосы поглощения смещаются в красную сторону с увеличением  $a$ .

Ну и явление, связанное с показателем преломления в прозрачной области, полностью соответствовало ожиданиям Кронига. Поскольку по частоте мы находимся непосредственно на фиолетовой стороне полосы сильного поглощения, вклад в электрическую поляризацию от этой полосы, которая из-за своего близкого расположения сильно превышает влияние других полос, имеет фазовый сдвиг на  $180^\circ$  относительно электрического вектора световой волны, вызывая уменьшение показателя преломления ниже единицы.

Еще через 2 месяца Кларенс Зенер [2] показал, что если рассматривать электроны как свободные (движущиеся без поля), можно не только качественно объяснить явление, наблюдаемое Вудом, но и правильно предсказать приближительные значения критической длины волны (рис. 1.8). Также он утверждал, что можно сделать вывод, что влияние полос поглощения невелико.

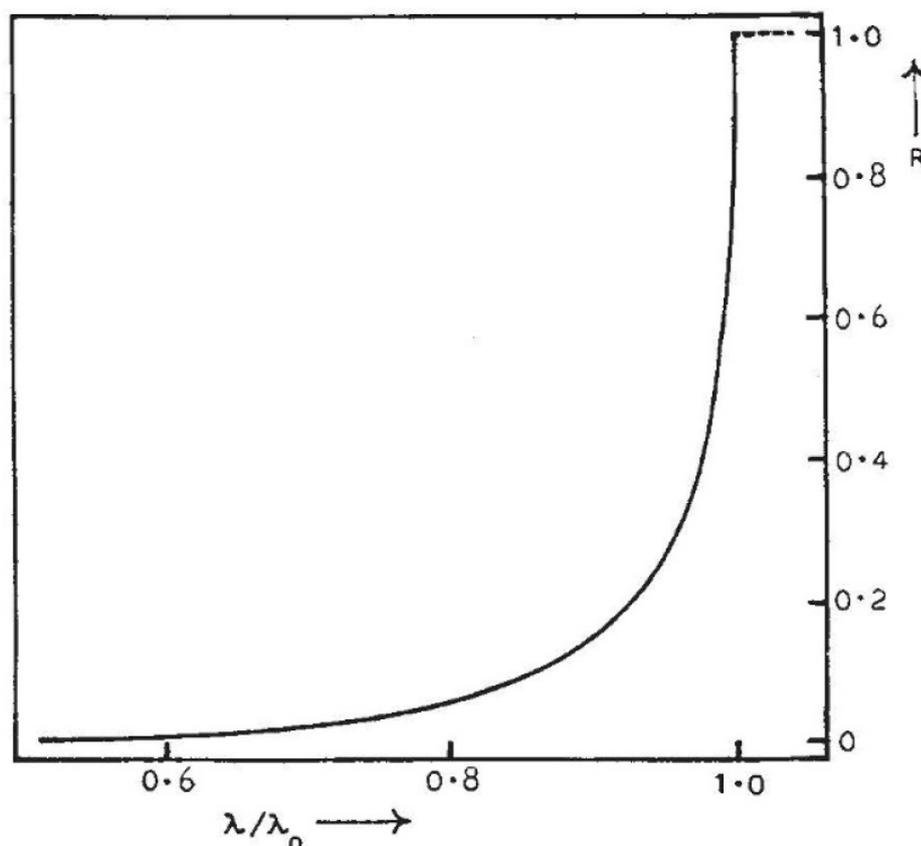


Рисунок 1.8: Отражательная способность металла в модели газа свободных электронов. Из работы [2].

Зенер показал, что диэлектрическая проницаемость равна

$$\varepsilon = 1 - \frac{Ne^2}{\pi m \nu^2}, \quad (1.16)$$

откуда можно получить критическую частоту  $\nu_0$  или критическую длину волны  $\lambda_0$

$$\nu_0^2 = \frac{c}{\lambda_0^2} = \frac{Ne^2}{\pi m}. \quad (1.17)$$

В таком случае, когда  $\lambda > \lambda_0$  свет полностью отражается, а когда  $\lambda < \lambda_0$ , доля отраженного света  $R$  равна

$$R = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2, \quad (1.18)$$

где  $n$  - коэффициент преломления, равный  $\varepsilon^{1/2}$ .

А еще через 2 месяца Ральф Крониг [53] публикует еще одну работу, в которой указывает, что Зенер исходит из предположения, что проводящие электроны щелочных металлов практически свободны. То есть при отсутствии температурного возбуждения решетки у них будет только одна узкая резонансная частота. Крониг же принял во внимание, что резонансная частота не является бесконечно узкой, а подвержена уширению из-за взаимодействия проводящих электронов с металлической решеткой, которое вызывает температурное возбуждение последней. Благодаря этому уточнению его расчеты коэффициента преломления  $n$  оказались очень близки к экспериментальным наблюдениям.

### 1.3. Продольные плазменные возбуждения в двумерных системах

Плазменные колебания в двумерных электронных системах существенно отличаются от объемных и поверхностных плазмонов. В 1957 году Ритчи [3] первым показал, что в отличие от объемного случая частота двумерных плазмонов  $\omega_p$  стремится к нулю в длинноволновом пределе  $k \rightarrow 0$ , где  $k = (k_x, k_y)$  — волновой вектор двумерного плазмона.

Этот факт можно понять следующим образом. Рассмотрим флуктуации плотности заряда электронов в виде периодически (с периодом  $2\pi/k$ ) расположенных заряженных плоскостей (объемный случай) или линий на поверхности (идеальный двумерный случай). Возникающее электрическое поле, а следовательно, и восстанавливающая (“упругая”) сила, приводящая к плазменным колебаниям, в первом случае не зависит от периода, а во втором случае убывает обратно пропорционально периоду. Поэтому квадрат плазменной частоты не зависит от  $k$  в объемном (трехмерном) случае и пропорционален  $k$  в случае двумерных плазмонов.

В общем случае закон дисперсии двумерных плазмонов  $\omega_p(k)$  зависит от диэлектрических свойств окружающей среды. Количественно плазменную частоту можно найти из нулей эффективной продольной диэлектрической проницаемости двумерной системы

$$\varepsilon(k, \omega) = 0. \quad (1.19)$$

Для двумерных слоев в бесконечной диэлектрической среде с проницаемостью  $\epsilon$ ,

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega) k}{\omega \epsilon}, \quad (1.20)$$

где  $\sigma_{xx}$  — диагональная проводимость двумерной системы. В простейшем случае модели Друде тензор проводимости определяется следующими выражениями:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (1.21)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (1.22)$$

где  $n_s$ ,  $m^*$  и  $\tau$  — поверхностная концентрация, эффективная масса и время релаксации импульса двумерных электронов соответственно, а  $\omega_c$  — циклотронная частота.

Когда  $B = 0$  и  $\omega\tau \gg 1$ , закон дисперсии двумерных плазмонов в двумерном слое, погруженном в бесконечную диэлектрическую среду, следует из уравнений (1.19 - 1.22):

$$\omega_p(k_x, k_y) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2 k}{m^* \epsilon}}, \quad \omega_p \tau \gg 1. \quad (1.23)$$

Когда  $\omega_p \tau \lesssim 1$ , двумерный плазмон сильно затухает.

Приведем выражения для диэлектрической проницаемости некоторых видов систем [41]:

- \* Пусть ДЭС находится между двумя полубесконечными диэлектриками с проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , тогда диэлектрическая проницаемость такой системы равна

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}. \quad (1.24)$$

- \* Наиболее реалистичная модель представляется собой диэлектрическую пластину толщиной  $d$  и проницаемостью  $\epsilon$  на одной из поверхностей которой находится ДЭС, и вся эта система находится в вакууме ( $\epsilon_0 = 1$ ) (см. рис. 1.9). Именно такая конфигурация описывает систему, которая исследуется в данной работе.

$$\epsilon(k) = \frac{1}{2} \left( 1 + \epsilon \frac{\epsilon \operatorname{th}(kd) + 1}{\epsilon + \operatorname{th}(kd)} \right). \quad (1.25)$$



Рисунок 1.9: Схематическое изображение системы, которая описывает поведение исследуемых в данной работе образцов.

- \* Для электронов на поверхности жидкого гелия структуру можно представить в виде: металл / диэлектрик #1 / 2D слой / диэлектрик #2 / металл, где толщины диэлектриков  $d_1 = d_2 = d$ , а диэлектрическая проницаемость металла  $\epsilon_0 = \infty$ , тогда проницаемость такой системы равна

$$\epsilon(k) = \frac{1}{2} (\epsilon_1 \operatorname{cth}(kd) + \epsilon_2 \operatorname{cth}(kd)). \quad (1.26)$$

- \* Структуру “металл-оксид-полупроводник” (МОП-структура) можно представить в таком виде: на подложке с бесконечной (условно) толщиной и с

проницаемостью  $\epsilon_2$  находится ДЭС, на которой располагается диэлектрик толщиной  $d$  и проницаемостью  $\epsilon_1$ , сверху которого располагается затвор с  $\epsilon_0 = \infty$ , тогда диэлектрическая проницаемость такой системы равна

$$\varepsilon(k) = \frac{1}{2}(\epsilon_1 \operatorname{cth}(kd) + \epsilon_2). \quad (1.27)$$

В реальных системах чаще всего выходит, что  $kd \ll 1$ . Тогда, если разложить в ряд Тейлора  $\operatorname{cth}(kd)$  получим:  $\varepsilon(k) = \epsilon_2/2kd$ . Если подставить это в формулу (1.23), получим для сильно экранированных плазменных волн линейный закон дисперсии:

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 d}{m^* \epsilon_2}} k. \quad (1.28)$$

При наличии внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости ДЭС, щель в спектре двумерных плазмонов восстанавливается. В приближении Друде, когда  $\sigma_{xx}$  задается формулой (1.21), спектр магнитоплазмонов описывается следующим образом [54]:

$$\omega_{mp}(k) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2(k)}, \quad (1.29)$$

где  $\omega_c = \sqrt{eB/m^*c}$  - циклотронная частота. Таким образом, электрон в двумерном электронном газе одновременно осциллирует с плазменной частотой и вращается по циклотронной орбите.

Соотношение дисперсии двумерных плазмонов (1.23) было впервые получено Ритчи [3] и Ферреллом [4], которые рассматривали характерные потери энергии электронов в металлической фольге.

В своей работе Ритчи в 1957 году вывел угловое и энергетическое распределение быстрого электрона, теряющего энергию на электроны проводимости в толстой металлической фольге, при предположении, что электроны проводимости представляют собой газ Ферми-Дирака, а быстрый электрон испытывает лишь малые долевы изменения энергии и импульса. Это распределение демонстрирует как коллективные характеристики взаимодействия, так и индивидуальные характеристики взаимодействия и является более общим, чем результат,

полученный ранее другими исследователями. Описывая электроны проводимости с помощью гидродинамических уравнений Блоха, было показано, что для очень тонких идеализированных пленок потеря энергии может происходить при значении меньшем, чем энергия плазмы, в то время как по мере уменьшения толщины фольги ниже  $\sim v/\omega_p$  потеря при энергии плазмы становится меньше, чем предсказывают более традиционные теории. Конечный результат — увеличение потери энергии на единицу толщины по мере уменьшения толщины фольги. Предполагалось, что предсказанная потеря при энергиях ниже энергии плазмы может соответствовать некоторым из низкоэнергетических потерь, которые были обнаружены экспериментаторами при использовании тонких пленок.

Годом позднее Ричард Феррелл [4] предсказал, что плазменные колебания в тонкой металлической пленке должны при определенных обстоятельствах испускать ультрафиолетовое излучение ввиду их высокой коллективной природы. Плазменные колебания могут быть возбуждены быстрыми электронами, падающими перпендикулярно пленке и неупруго рассеивающимися на ней. Приповерхностные эффекты существенны, и из особых типов колебаний, которые могут происходить в плоской параллельной пластине электронного газа, только те, которые связаны с движением, перпендикулярным пластине, могут излучать. Его прямой расчет дает радиационное среднее время жизни, которое обычно короче, чем среднее время жизни, обусловленное внутренним межзонным затуханием, за исключением малых углов. Радиационное время жизни настолько коротко, что приводит к заметному уширению линии и тем самым обеспечивает независимую проверку эксперимента. Также он вывел коэффициент неупругого рассеяния электронов для возбуждения в тонкой пленке плазменных колебаний радиационного типа.

Впоследствии в 1967 году Франк Штерн [5] рассмотрел плазмоны в двумерном ферми-газе, обнаруживаемые в устройствах металл-оксид-полупроводник. Он рассчитывал реакцию двумерного электронного газа на продольное электрическое поле произвольного волнового вектора и частоты в приближении самосогласованного поля. Данные результаты Штерн использовал для нахождения асимптотически экранированного кулоновского потенциала и плазменной дисперсии для плоскости электронов, внедренной в трехмерный диэлектрик. А

в 1972 году Александр Чаплик [54] показал, что в предельном случае низкой плотности и температуры электроны или дырки в инверсионном слое должны образовывать двумерную кристаллическую решетку. Он рассчитал энергии связи таких решеток, диа- и парамагнетизм и поглощение ультразвука носителями заряда. Чаплик оценил, что поглощение находится в пределах точности современных экспериментальных методов, поэтому может быть относительно просто измерено, и дополнительно может служить критерием кристаллизации.

И только в 1976 году Гримс и Адамс [6] сообщили о результатах экспериментального исследования распространения и затухания плазмонов в двумерной классической плазме, образованной слоем электронов в поверхностных состояниях, индуцированных изображением потенциала за пределами жидкого гелия. Они изучали дисперсию и затухание плазмонов путем возбуждения резонансов стоячей волны в электронной плазме поверхностного состояния, содержащейся в прямоугольной ячейке (в форме параллелепипеда) размером приблизительно  $1.9 \times 1.2 \times 0.18 \text{ см}^3$ . В своей работе они подтвердили двумерное соотношение дисперсии плазмонов  $\omega_p^2 = 2\pi N e^2 k / m$ .

А в 1977 году Аллен с коллегами [7] в Лаборатории Белла наблюдали двумерный плазмон на кремниевой МОП-структуре (вставка на рис. 1.10). Положение, ширина и сила резонанса согласуются с существующей теорией при плотностях электронов  $\gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Устройство было изготовлено на (100) поверхности кремниевой подложки р-типа с чистой концентрацией акцепторов  $N_a - N_d = 1.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Сухой оксид затвора толщиной  $1400 \text{ \AA}$  выращивали при температуре  $1100^\circ\text{C}$ . Инверсионный слой составлял  $250 \times 250 \text{ мкм}^2$  с обычными контактами источника и стока. Электрод затвора представлял собой полупрозрачную пленку Ti (с поверхностным сопротивлением  $350 \text{ Ом/квadrat}$ ), на которой была изготовлена решетка из золота с периодичностью  $a = 3.52 \text{ мкм}$ . Характеристики устройства постоянного тока остаются неизменными благодаря открытию прозрачных областей в золотой металлизации. Электронная плотность в ДЭС перестраивалась с помощью полупрозрачного титанового затвора. Излучение пропусклось через инверсионный слой, и частичное изменение пропускания  $\Delta T/T$ , вызванное введением фиксированного числа электронов инверсного слоя, измерялось с помощью Фурье-спектрометра.

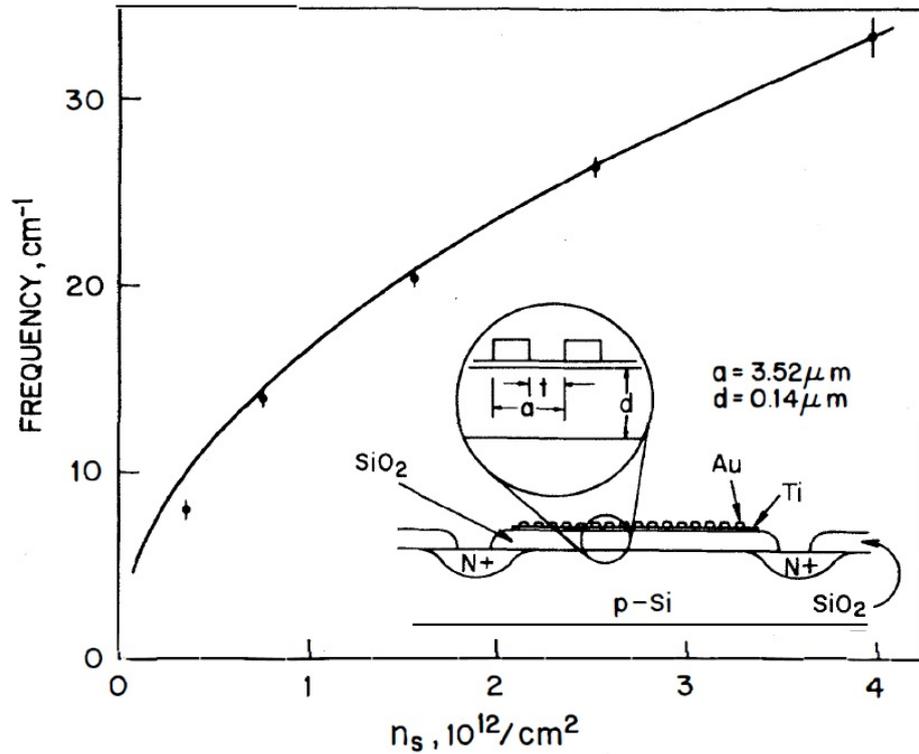


Рисунок 1.10: Зависимость положения резонанса от плотности электронов  $n_s$ . Сплошная кривая рассчитана по уравнению (1.30) при  $m^* = 0.2$ ,  $\epsilon_s = 12\epsilon_0$  и  $\epsilon_{ox} = 4\epsilon_0$ . Вставка: поперечное сечение МОП-транзистора, показывающее прозрачный затвор и накладку решетки, без масштабирования. Из работы [7].

На рисунке 1.10 показано положение резонанса в зависимости от  $n_s$ . В соответствии с уравнением (1.27) плазменная частота для инверсионного слоя Si при концентрации электронов  $n_s$  равна:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^*} k \frac{1}{\epsilon_s + \epsilon_{ox} \operatorname{cth}(kd)}, \quad (1.30)$$

где  $m^*$  - эффективная масса электрона инверсионного слоя,  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_{ox}$  - диэлектрические постоянные Si и SiO<sub>2</sub> соответственно, а  $d$  - толщина оксида.

Видно, что, за исключением самой низкой плотности, существует хорошее соответствие между теорией и экспериментом. При более низких плотностях резонансное положение оказалось ниже прогнозируемого значения, что подразумевает существенное увеличение массы электрона.

Важно отметить, что Гримс и Адамс [6] смогли измерить дисперсию не только как функцию частоты и концентрации электронов, но и как функцию волнового вектора. В то время как в эксперименте Аллена с соавторами [7] на (100) кремнии наблюдались только 2D-плазмоны в инверсионном слое с одним

волновым вектором плазмона. Решетчатые структуры, используемые в этих экспериментах, связывают падающее инфракрасное излучение с плазмонами волновых векторов  $k = 2\pi n/a$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$  и  $a$  — периодичность решетки. Однако связь с плазмонами при  $n > 1$  слаба, если только не используется решетка с очень малым отношением  $t/a$ , где  $t$  — ширина полупрозрачного пространства между толстыми металлизированными линиями структуры. Таким образом, в данном эксперименте не была продемонстрирована зависимость  $\omega_p(k) \propto \sqrt{k}$ .

Эта важнейшая зависимость была представлена Томасом Тейсом и соавторами [8] в 1978 году. Они придумали метод, используемый для создания решеток с малым отношением  $t/a$ , и назвали его “затенение”. Как показано во вставке к рисунку 1.11, решетка, изготовленная с помощью фотолитографии на тонком сплошном слое высокоомного металла, образует затвор для МОП-конденсатора. Сильнопроводящий металл испаряется на эту решетку под таким углом, что металл пылится повсюду, кроме небольшой ее части (затененной области).

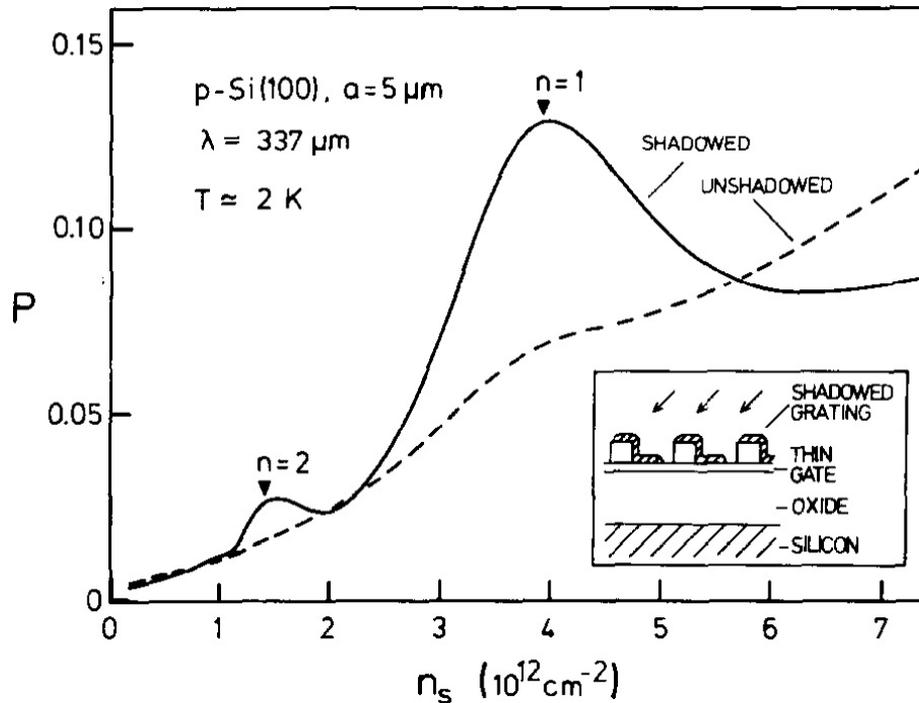


Рисунок 1.11: Изменение относительной пропускной способности  $P$ , как функция  $n_s$  до и после затенения. Теоретические резонансные положения с использованием циклотронной массы и уравнения (1.30) даны перевернутыми треугольниками. Во вставке показана схема затеняемого устройства. Из работы [8].

На рисунке 1.11 приведены данные изменения относительного пропускания  $P$  в зависимости от концентрации носителей  $n_s$  при возбуждении инфракрасной длиной волны  $\lambda = 337$  мкм для одного и того же образца до и после затенения. Уменьшение  $t/a$  с 0.7 до 0.15 приводит к значительному увеличению интенсивности резонанса  $n = 1$ , а также довольно сильный сигнал получается от резонанса  $n = 2$ . Тейс с соавторами отмечают, что амплитуда фонового сигнала уменьшается после затенения из-за увеличения эффективной проводимости затвора, вызванной добавленной металлизацией. Они получили четко разрешенные плазменные резонансы для  $n = 1, 2$  при  $\lambda = 337$  и  $311$  нм и для  $n = 2, 3$  при  $\lambda = 195$  мкм. Анализ их данных показывает, что резонансные положения в значительной степени согласуются с теорией и описываются дисперсией (1.30).

Описанные выше двумерные плазменные возбуждения являются продольными плазменными колебаниями.

## 1.4. Обнаружение поперечных плазменных колебаний в двумерных системах

В 1991 году Юрий Косевич [10] в своей работе рассмотрел электродинамический отклик ДЭС, находящейся в тонкой полупроводниковой пленке с большой диэлектрической проницаемостью, на электромагнитную волну, падающую нормально к этой поверхности. Было показано, что спектр низкочастотных плазменных колебаний в такой системе существенно модифицируется по сравнению со спектром двумерных продольных плазменных колебаний. В случае, когда  $\omega d/c \ll 1$ , для бесстолкновительной ДЭС ( $\omega\tau \gg 1$ ) коэффициент отражения от рассматриваемой структуры обращается в ноль на частоте:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{m^*(\varepsilon - 1)d}}, \quad (1.31)$$

где  $n_s$  - плотность двумерных электронов, а  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

В 2020 году Павел Гусихин, Вячеслав Муравьев и Игорь Кукушкин опубликовали теоретическую работу [12], в которой описали сверхсветовые электро-

магнитные двумерные плазменные волны. Как и Косевич [10], они рассматривали плоскую электромагнитную волну, падающую на диэлектрическую подложку с ДЭС на ее поверхности, как показано на рисунке 1.12.

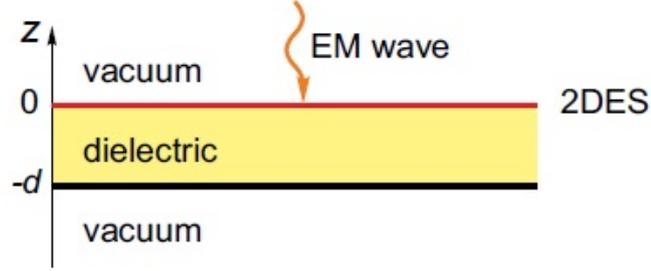


Рисунок 1.12: Рассматриваемая система с диэлектрической пластиной и ДЭС на ее поверхности с бесконечными размерами в плоскости  $x - y$ . Из работы [12].

Записав выражения для электрической напряженности поля, граничные условия и применив теорию Друде для двумерной проводимости, они определяли условие резонансного пропускания, когда отражательная способность системы равна нулю. Получив соотношение резонансной частоты от плотности зарядов  $n_s$ , они рассмотрели 4 предельных случая:

\* Отсутствие ДЭС.

Когда  $\sigma_0 = 0$ , резонансы данной системы являются серией мод Фабри-Перо.

$$\omega_N = \omega_d N, \omega_d = \frac{\pi c}{\sqrt{\epsilon} d}, N = 0, 1, 2, \dots \quad (1.32)$$

\* Отсутствие гибридизации.

Условие  $|\sqrt{\epsilon} \omega d / c| \ll 1$  приводит к отсутствию гибридизации между 2D плазмой и модами Фабри-Перо.

В данном случае как столкновительные, так и радиационные факторы способствуют затуханию моды, так же как и в случае обычных двумерных плазменных волн. Более того, наличие ДЭС приводит к сдвигам в модах резонатора Фабри-Перо.

В бесстолкновительном пределе  $\omega \tau \rightarrow \infty$  резонансы определяются так:

$$\omega_p = \frac{\omega_N}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_N}{2}\right)^2 + \omega_0^2}. \quad (1.33)$$

\* Предел идеальной проводимости.

В случае идеальной проводимости  $\sigma_0 \rightarrow \infty$  возникают следующие резонансы Фабри-Перо:

$$\omega = \omega_d \left( N + \frac{1}{2} \right) - \frac{i\omega_d}{\pi} \operatorname{arccoth}(\sqrt{\varepsilon}). \quad (1.34)$$

\* Гибридизация основной моды.

В данном пределе рассматривается гибридизация между основной ( $N = 0$ ) модой электромагнитной плазменной волны и модой Фабри-Перо при  $\omega = \omega_d/2$ . Приближенное решение дает:

$$\omega_p = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{2\omega_0}{\omega_d} \right)^2}}. \quad (1.35)$$

Спектры пропускания рассмотренной системы при различных значениях электронной плотности  $n_s$  показаны на рисунке 1.13. Расчеты были выполнены для типичных параметров экспериментального образца: толщина подложки из GaAs составляет 1 мм, на поверхности которой расположена ДЭС с подвижностью электронов  $\mu = 10^6$  см<sup>2</sup>/В с. Эти спектры ясно подтверждают существование электромагнитных плазменных резонансов, а также их гибридизацию с модами Фабри-Перо. Интересно, что основной резонанс  $N = 0$  имеет асимметричную форму линии с пиком на частоте  $\omega_p$ .

Годом позднее эта же научная группа совместно с Алексеем Шуваевым и коллегами из ИФТТ Вены [13] выпустили экспериментальную работу, в которой продемонстрировали обнаружение “сверхсветовых” электромагнитных двумерных плазменных волн. В их экспериментах плазменный резонанс максимально проявляется при прохождении электромагнитного излучения через образец. Излучение падает перпендикулярно поверхности образца, поэтому волновой вектор в плоскости  $k = 0$  и резонансная частота  $\omega = \omega_p$ . Показано, что существует сильная гибридизация между плазмой и световыми модами Фабри-Перо  $\omega_N = N\omega_d = N\pi c/(\sqrt{\varepsilon}d)$  ( $N = 0, 1, 2, \dots$ ) (см. рис. 1.14). В частности, они обнаружили, что при низкой электронной плотности основной плазменный резонанс возникает из  $N = 0$  моды Фабри-Перо, тогда как с увеличением плотности он

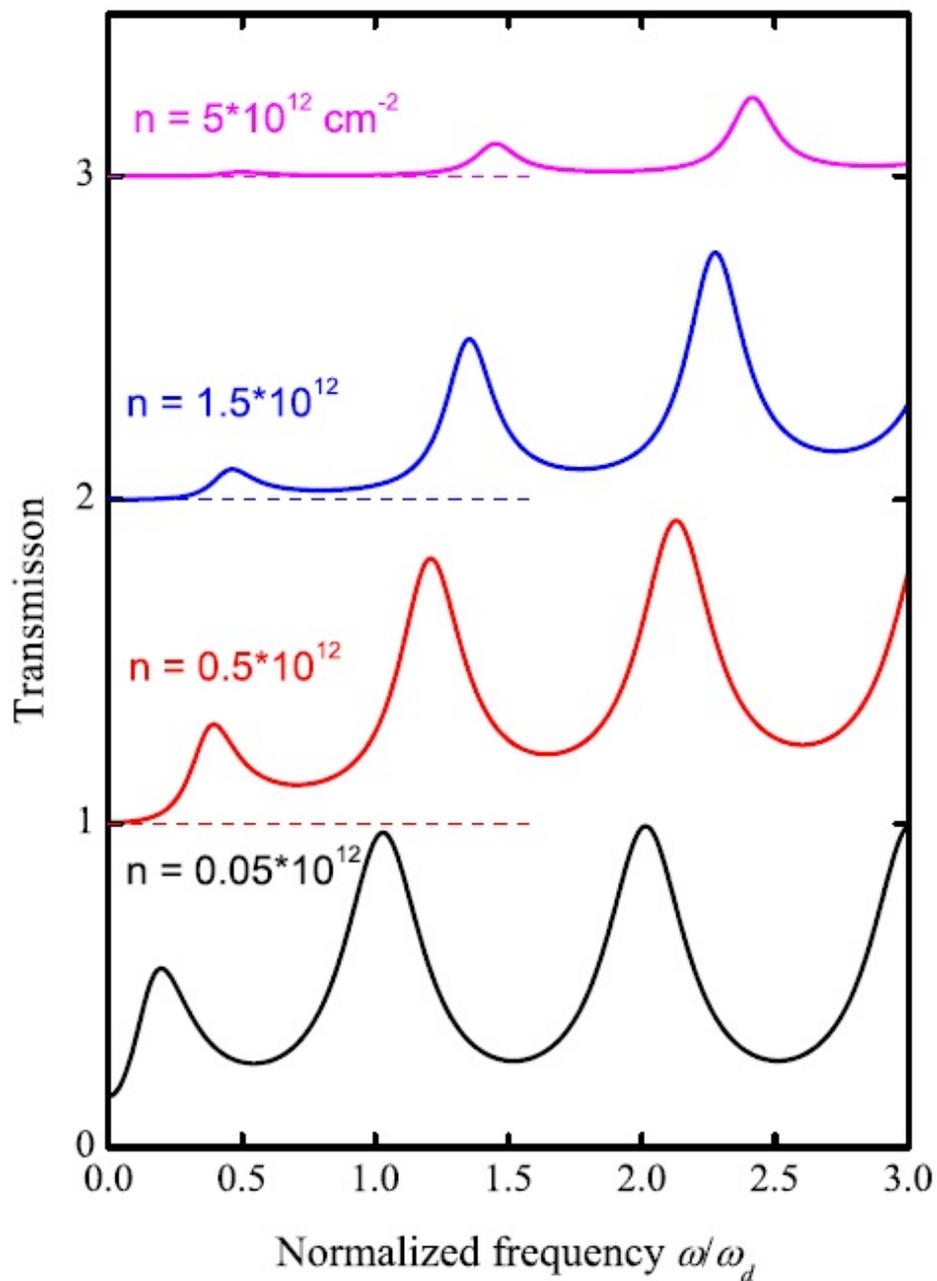


Рисунок 1.13: Спектры пропускания рассматриваемой системы при различных значениях электронной плотности  $n_s$ . Подвижность электронов составляет  $\mu = 10^6 \text{ cm}^2/\text{V s}$ , а толщина диэлектрической пластины  $d = 1 \text{ mm}$ . Диэлектриком является GaAs с  $\varepsilon_{GaAs} = 12.8$ . Для большей наглядности спектры сдвинуты по вертикали. Из работы [12].

стремится к  $\lambda/4$  резонансу диэлектрического эталона Фабри-Перо. Эти экспериментальные данные хорошо согласуются с разработанной ранее теорией [12].

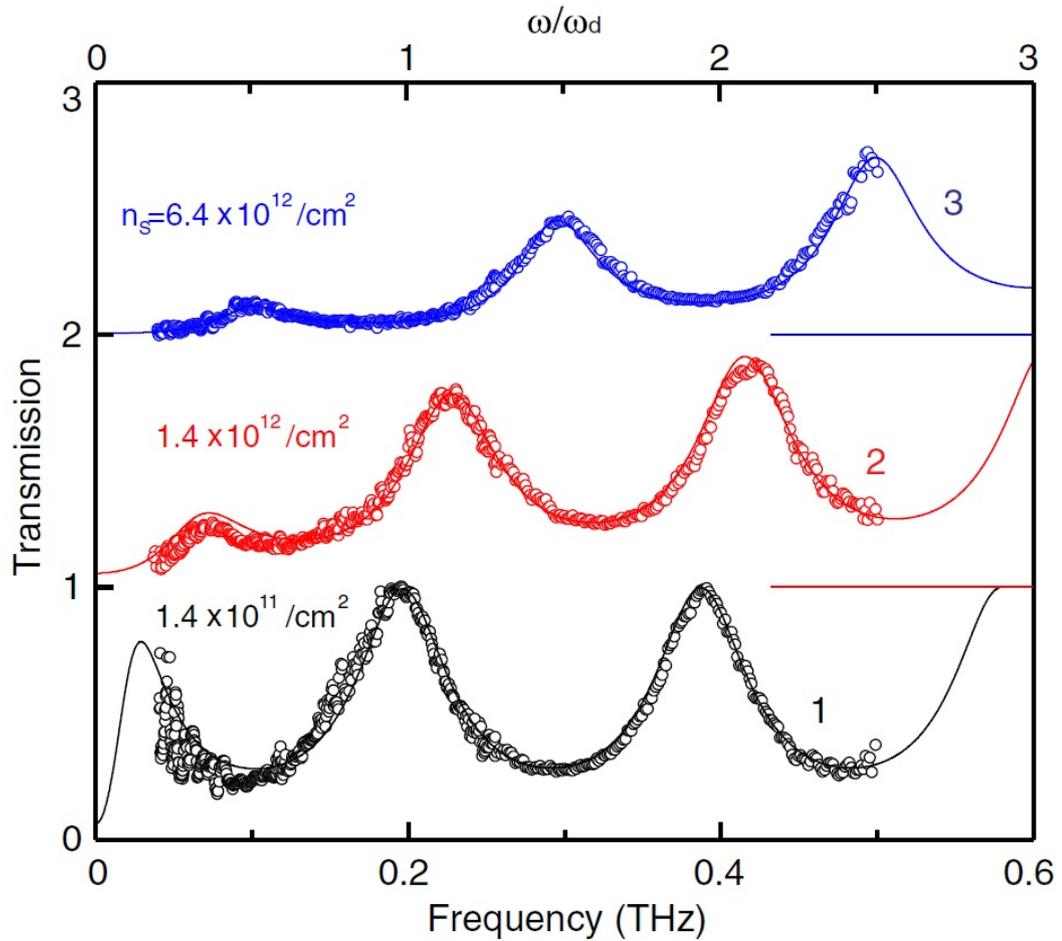


Рисунок 1.14: Зависимость пропускания от частоты падающего излучения для трех образцов с различной плотностью электронов  $n_s$ . Для наглядности кривые смещены по вертикали. Сплошные линии соответствуют теоретическому прогнозу, основанному на модели динамической проводимости Друде в квазиклассическом приближении. Верхняя горизонтальная ось показывает нормированную частоту  $\omega/\omega_d$ , где  $\omega_d = \pi c/\sqrt{\epsilon d}$  - частота первой моды Фабри-Перо для подложки GaAs толщиной  $d = 0.21$  мм. Из работы [13].

## Глава 2

# Образцы и экспериментальные методики

### 2.1. Параметры структур

В ходе данного исследования все измерения были проведены на высококачественных гетероструктурах на основе AlGaAs/GaAs/AlGaAs, разработанных на коммерческих промышленных предприятиях Тайваня. Эти структуры были созданы на нелегированной подложке GaAs в направлении кристаллической решетки [001] с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

В эксперименте применялись гетероструктуры, включающие квантовую яму на основе GaAs. Схема стандартной последовательности слоёв исследуемых структур приведена на рис. 2.1 справа, а слева изображена часть энергетической диаграммы с указанием минимальной энергии зоны проводимости  $E_c$  (синяя линия) и уровня Ферми  $E_f$  (красная пунктирная линия) в соответствующих слоях. В качестве барьеров квантовой ямы выступали слои  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . Поскольку ширина области ионизованных примесей тем меньше, чем больше концентрация примесей, то искусственно создав дополнительные донорные примеси в слое  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , можно добиться того, что слой ионизованных примесей в  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  тонок и его зоны практически не изгибаются. В результате изгиб зон происходит в основном в узкозонном слое GaAs. На границе гетероперехода дно зоны проводимости в GaAs оказывается ниже уровня химическо-

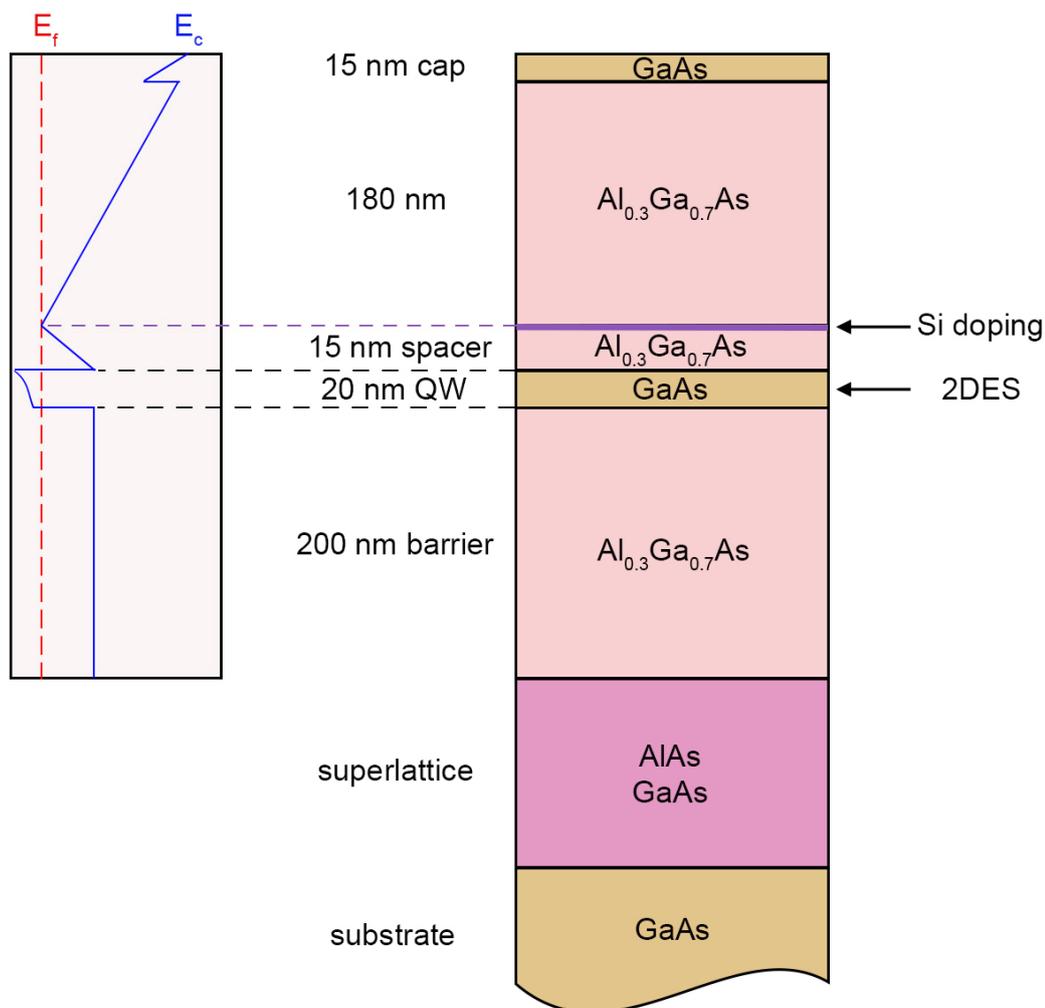


Рисунок 2.1: Слева: изображение части энергетической диаграммы с указанием минимальной энергии зоны проводимости  $E_c$  (синяя линия) и уровня Ферми  $E_f$  (красная пунктирная линия) исследуемых гетероструктур. Справа: иллюстрация последовательности слоев в гетероструктуре.

го потенциала, что приводит к появлению слоя делокализованных электронов. Накопление электронов в этом слое происходит за счет ионизации примесей в  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Для электронов в зоне проводимости в направлении, перпендикулярном границе раздела, образуется потенциальная яма. Контролируя количество примесных центров в  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  на этапе создания гетероперехода можно регулировать свойства квантовой ямы. При достаточно низких температурах заселяются только нижние уровни размерного квантования, и формирующийся в GaAs электронный газ проявляет двумерные свойства. Важно отметить, что легирование происходит в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , а двумерный электронный газ образуется в слое чистого GaAs. Это обеспечивает высокую подвижность носи-

телей заряда в таких структурах. В исследуемых структурах для увеличения количества примесных центров применялось  $\delta$ -легирование кремнием одного из барьерных слоев  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Чтобы уменьшить рассеивание от этих доноров, легированный слой отделен от границы раздела с GaAs так называемым спейсером - нелегированным барьерным слоем  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

Таблица 2.1 содержит ключевые свойства гетероструктур на основе  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ : плотность электронов и их подвижность при температуре  $T = 5$  К.

Таблица 2.1: Параметры гетероструктур  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$

	$n_s$ ( $10^{11} \text{ см}^{-2}$ )	$\mu$ ( $10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ )
#1	9.0	1
#2	7.2	1
#3	2.8	10
#4	13	1
#5 (5 квантовых ям)	79	1
#6	9.3	1

## 2.2. Изготовление образцов

Весь процесс формирования образцов был осуществлен в специализированных помещениях ИФТТ РАН, соответствующих стандарту чистоты ISO-5. Ключевым фактором, обеспечившим возможность проведения исследований в рамках данной диссертационной работы, явилась разработка методики изготовления тонких диэлектрических мембран с ДЭС на их поверхности. Ниже будет приведено детальное описание процессов изготовления образцов, подлежащих изучению в каждой отдельной главе.

### 2.2.1 Изготовление мембран

Для изготовления образца с однородной мембраной была разработана особая процедура травления подложки GaAs раствором лимонной кислоты. Смесь для травления готовится следующим образом. Сначала в 75 мл деионизированной воды добавляется 75 г порошка лимонной кислоты (Scharlab

S.L., Испания) для приготовления примерно 125 мл 50% раствора лимонной кислоты. Затем смесь интенсивно перемешивается при комнатной температуре на магнитной мешалке для получения однородного раствора. Наконец, после 2 часов перемешивания к раствору добавляется 32 мл 30% перекиси водорода (Merck KGaA, Германия) и оставляется на 20 минут для получения стабильного травильного агента. В данном случае скорость травления для GaAs составляет примерно 28 мкм/час при температуре от  $19.5^{\circ}\text{C}$  до  $20.5^{\circ}\text{C}$ . В этом процессе тепловой контроль имеет ключевое значение, поскольку скорость травления значительно увеличивается при повышении температуры.

Таблица 2.2: Приблизительное время травления, необходимое для различных толщин мембран.

Толщина мембраны (мкм)	30	37	71	72	186
Длительность травления (часы)	21.5	21.8	20.1	20.1	16

Для гарантии постоянной во времени скорости травления (при постоянных условиях окружающей среды) необходимо обеспечить постоянное перемешивание раствора, чтобы вблизи поверхности GaAs травитель не застаивался. Для этого во время всего процесса травления работала магнитная мешалка со скоростью вращения магнитного якоря 450 об/мин. Для создания условий для получения максимально однородной по площади толщины мембраны была изготовлена бобышка, которая погружалась в стакан с раствором лимонной кислоты, на которой фиксировалось предметное стекло с образцами, как показано на рис. 2.2. Бобышка произведена из нержавеющей стали, которая не вступает ни в какую реакцию с используемым травителем.

Для экспериментов были подготовлены несколько образцов GaAs с размерами  $1 \times 1 \text{ см}^2$  и начальной толщиной 633 мкм. Перед травлением образцы подвергались тщательной очистке в особо чистом (ОСЧ) ацетоне и ОСЧ изопропиловом спирте с применением ультразвуковой ванны. Затем они промывались проточной деионизованной водой.

Для защиты стороны подложки с ДЭС от травильного агента использовался Crystalbond — прозрачный клей с температурой плавления около  $T \approx 90^{\circ}\text{C}$ , который растворяется в ацетоне. Таким образом, перед погружением образца в травильный раствор предметное стекло нагревалось на плитке  $T \approx 120^{\circ}\text{C}$ , ку-

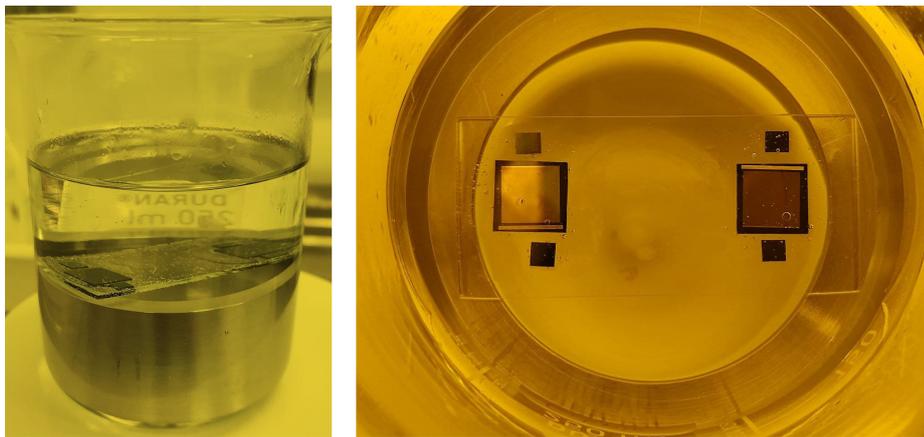


Рисунок 2.2: Фотография стакана с травителем, с погруженной в него стальной бобышкой и установленным на ней предметным стеклом с образцами. Слева: вид сбоку. Справа: вид сверху.

сочек Crystalbond расплавлялся на нем, и образец укладывался на поверхность клея стороной с ДЭС. Дополнительно был создан бортик из клея по периметру примерно на миллиметр вглубь от края к центру образца (см. рис. 2.3), чтобы закрыть края подложки и предотвратить их травление. Для контроля толщины мембраны во время травления слева и справа от образца крепились на клей спутники GaAs меньшего размера, как показано на рис. 2.3. Они позволяют отслеживать толщину оставшейся подложки и оценить фактическую скорость травления, избегая ненужного контакта с образцом. Спутники делаются тоньше, чем начальная подложка, на величину равную желаемой толщине будущей мембраны. То есть предварительно, перед началом травления основных образцов, спутники стравливались на величину  $d$  - толщину мембраны, которую необходимо получить. Таким образом, можно определить, что образец готов, когда спутники полностью стравились. Эта техника позволяет оценить точное время достижения мембраной необходимой толщины.

Примерно через 15 часов после изготовления травителя в нем начинали образовываться пузырьки, которые всплывали на поверхность в центре стакана с травителем и задерживались под стеклом. Если подложка GaAs расположена в центре предметного стекла ровно над вращающимся магнитным якорем, то маленькие пузырьки изначально закреплялись на подверженной травлению поверхности GaAs вблизи клеевых бортиков и разрастались со временем. Эти пузырьки очень надежно защищали поверхность GaAs, закрываемую ими, от травления. По этой причине было необходимо располагать образцы как можно

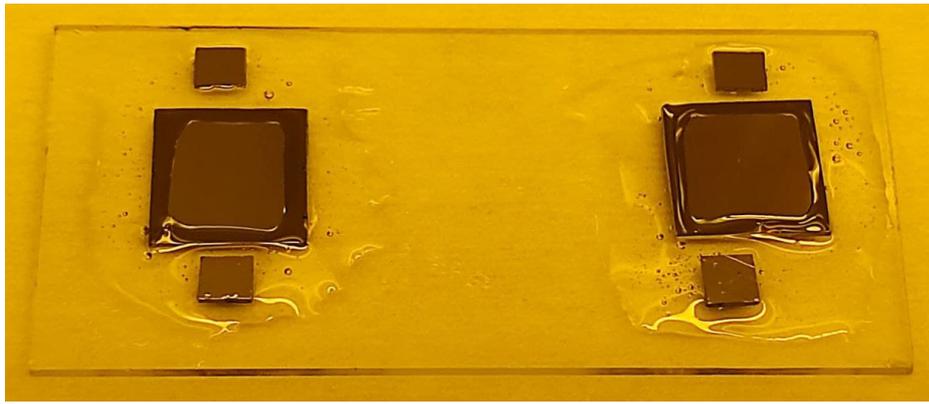


Рисунок 2.3: Фотография предметного стекла с приклеенными к нему образцами и спутниками из GaAs, подготовленными к травлению. ДЭС образцов и спутников полностью защищена клеем.

дальше от центра предметного стекла, но так, чтобы они не закрывались краем бобышки. Образующиеся пузырьки концентрировались в центре под предметным стеклом и никак не мешали травлению мембран. Как видно на рис. 2.3 за один процесс травления можно было изготовить максимум две мембраны.

Для получения максимально однородной толщины мембраны через половину времени, необходимого для травления на желаемую глубину, образцы отклеивались и разворачивались на  $180^\circ$ . Для этого предметное стекло доставалось из травителя, тщательно промывалось под проточной деионизованной водой и помещалось на плитку  $T \approx 120^\circ\text{C}$ . Клей плавился, образцы бережно вынимались из жидкого клея пинцетом, аккуратно промывались в ОСЧ ацетоне до полного растворения клея на образце, промывались в ОСЧ изопропиловом спирте и приклеивались обратно с повторением процедуры создания бортика. Однако ориентация образца менялась относительно исходного положения: образец разворачивался на  $180^\circ$  вокруг оси, проходящей через центр подложки перпендикулярно поверхности. Эта операция была необходима по следующей причине. Вращение магнитного якоря обеспечивалось строго в одном направлении, из-за чего скорость омывания поверхности подложки травителем в местах, равноудаленных от центра вращения магнитного якоря, была разной. В силу этого отличия скоростей мембрана получалась с наклоном по толщине вдоль направления от края подложки, расположенного ближе к магнитному якорю, до противоположной стороны. Так как скорость травления не изменяется в течение 4–5 дней при сохранении всех остальных внешних условий, то травление

после разворота образца полностью компенсирует образующийся наклон толщины.

По окончании травления предметное стекло достается из травителя, тщательно промывается проточной деионизованной водой и погружается в ацетон до полного растворения клея естественным образом (около 10 часов). GaAs очень хрупкий материал, поэтому любые попытки ускорить процесс отклеивания образцов (будь то стремление оторвать образец пинцетом при нагреве и разжижении клея или нагрев ацетона с погруженными в него образцами, которые будут неизбежно сопровождаться чрезмерным напряжением непрочной структуры) почти наверняка приведут к разрушению тонкой мембраны. После того, как клей полностью растворился, образцы аккуратно промываются ОСЧ ацетоном, чтобы смыть остатки клея, и затем ОСЧ изопропиловым спиртом.

На выходе получается образец общим размером  $1 \times 1$  см<sup>2</sup>, в центре которого располагается тонкая мембрана однородная по площади размером около  $7 \times 7$  мм<sup>2</sup>, как показано на рис. 2.4(a). Наличие бортиков вокруг мембраны позволяло брать ее пинцетом, что при должной сноровке и аккуратности не приводило к разрушению. Прямые замеры толщины подложки происходили посредством разрушения образца после всех задуманных экспериментальных измерений. Подложка раскалывалась пополам, и рассматривался профиль скола (рис. 2.4(b)). Определение толщины мембраны производилось на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) JSM-7001F (JEOL, Япония). Изменение толщины мембраны на всем протяжении профиля (исключая края с бортиками) составляло не более 5% от общей толщины мембраны. Измерение толщины диэлектрической мембраны посредством электронного микроскопа и измерение косвенным методом по резонансам Фабри-Перо соответствовали друг другу с погрешностью не более 10% от толщины мембраны.

## 2.2.2 Изготовление фазовращателей

В данном разделе будет приведена методика изготовления фазовращателей, исследование которых будет описано в главе 4. Производство фазовращателей состояло из следующих основных этапов: изготовление контакта к ДЭС подлож-

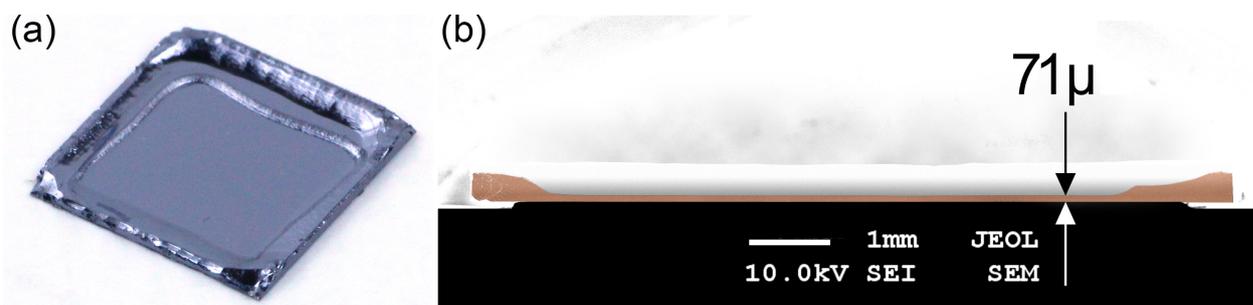


Рисунок 2.4: (а) Фотография образца с тонкой мембраной по центру. ДЭС образца находится снизу. (б) СЭМ изображение профиля образца с тонкой мембраной. Бортики и мембрана из GaAs на сколе выделены коричневым цветом для наглядности.

ки GaAs, создание металлического затвора со стороны ДЭС и вытравливание GaAs с обратной стороны с целью получить тонкую мембрану.

Ниже изложена последовательность технологического процесса изготовления фазовращателей, используемая в данной работе.

#### 1. Подготовка поверхности подложки.

Образцы подвергались предварительной очистке в ОСЧ ацетоне и ОСЧ изопропиловом спирте с использованием ультразвуковой ванны, чтобы удалить загрязнения и органические вещества с поверхности образцов. После этого образцы промывались проточной деионизованной водой для удаления остатков растворителей и других ионных соединений, а потом поверхность обдувалась чистым сжатым воздухом из пистолета. Затем осуществлялась финальная сушка на плитке при температуре около  $120^{\circ}\text{C}$  в течение 5 минут. Такая тщательная очистка необходима для улучшения адгезии фоторезиста к поверхности и последующего процесса фотолитографии.

#### 2. Формирование резистивной маски методом негативной лазерной фотолитографии.

- После сушки на плитке образец остужался на металлической поверхности комнатной температуры около 30 секунд, после чего сразу наносился фоторезист AZ 5214 E (MicroChemicals, Германия) на образец посредством центрифуги на скорости 6000 об/мин в течение 30 секунд. Толщина слоя резиста в таком режиме получается  $\sim 1.13$  мкм.

- Сушка фоторезиста для выпаривания растворителя при температуре  $90^{\circ}\text{C}$  в течение 4 минут.
- Экспонирование фоторезиста на настольной установке безмаскового совмещения  $\mu\text{MLA}$  (Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH, Германия) с дозой около  $40 \text{ мДж}/\text{см}^2$ .
- Термическое обращение тона фоторезиста на плитке  $T = 120^{\circ}\text{C}$  в течение 30 секунд.
- Экспонирование всего фоторезиста ультрафиолетовым излучением на установке MJB4 (SUSS MicroTec, Германия) с дозой примерно  $400 \text{ мДж}/\text{см}^2$ .
- Проявление фоторезиста производилось при помощи проявителя AZ 726 MIF (Merck KGaA, Германия) в течение 45 секунд. Профиль стенок фоторезиста в такой технологии оказывался негативным, что облегчало последующий процесс взрывной литографии.

### 3. Создание контактов к ДЭС.

- Для удаления остатков фоторезиста для улучшения адгезии осуществлялась чистка кислородной плазмой при давлении  $350 \text{ мТорр}$  в течение 30 секунд.
- Для удаления оксидного слоя с поверхности GaAs образец погружался в  $37\%$  HCl (Merck KGaA, Германия) на 10 секунд, затем в деионизованную воду на 8 секунд для удаления соляной кислоты и обдувался чистым сжатым воздухом из пистолета.
- Термическое напыление контактов осуществлялось на установке VSE-PVD-Termo-4 (Вакуумные системы и электроника, Россия) при давлении в камере  $\sim 10^{-6}$  мбар. На образец последовательно было напылено  $70 \text{ \AA}$  Ni для улучшения адгезии,  $1300 \text{ \AA}$  Ge,  $2600 \text{ \AA}$  Au и  $240 \text{ \AA}$  Ni.
- Сразу после процесса взрывной литографии производилось вжигание омических контактов в печи для отжига AO 500 (Dr. Eberl MBE-Komponenten GmbH, Германия) при температуре  $370^{\circ}\text{C}$  в течение

120 секунд, затем при температуре 440°C в течение 40 секунд в атмосфере образующего газа (80% N<sub>2</sub> и 20% H<sub>2</sub>) при давлении ~ 280 мбар.

#### 4. Создание металлического затвора.

- Сразу после вжигания повторялся процесс создания маски из резиста, описанный выше (пункт 2. Формирование резистивной маски методом негативной лазерной фотолитографии).
- Термическое напыление затвора так же осуществлялось на установке VSE-PVD-Termo-4 при тех же условиях. На образец последовательно было напылено 240 Å Cr для улучшения адгезии и 2000 Å Au.
- Для процесса взрывной литографии образец помещался в ацетон на 15 минут.

#### 5. Изготовление мембраны.

После того, как на одной поверхности подложки из GaAs были изготовлены контакт к ДЭС и металлический затвор, образцы подвергались травлению с обратной стороны в растворе на основе лимонной кислоты, как было описано в разделе 2.2.1.

### 2.2.3 Изготовление плазмонных метаповерхностей

В данном разделе будет описана процедура создания метаповерхностей, изучение которых будет приведено в главе 5. Производство метаповерхностей содержало следующие основные этапы: формирование мез в виде полосок из ДЭС на подложках GaAs и вытравливание GaAs с обратной стороны с целью получить тонкую мембрану.

Ниже приведено описание шагов технологического процесса производства метаповерхностей, применяемого в данном исследовании.

#### 1. Подготовка поверхности подложки.

Чистка поверхности подложки осуществлялась методом, описанным в разделе 2.2.2 (пункт 1. Подготовка поверхности подложки).

## 2. Формирование резистивной маски методом позитивной лазерной фотолитографии.

- Нанесение фоторезиста и его сушка осуществлялись так же, как описано в разделе 2.2.2 (пункт 2. Формирование резистивной маски методом негативной лазерной фотолитографии).
- Экспонирование фоторезиста так же производилось на настольной установке безмаскового совмещения  $\mu$ MLA, но с дозой около 150 мДж/см<sup>2</sup>.
- Проявление фоторезиста осуществлялось так же в проявителе AZ 726 MIF, но в течение 1 минуты. Профиль стенок фоторезиста получался позитивным, что позволяло контролировать границу резиста в месте соприкосновения с подложкой в оптический микроскоп перед травлением мез.

## 3. Формирование мез с ДЭС методом жидкостного травления.

- В качестве травителя GaAs использовался раствор  $H_2O : H_2O_2 : H_2SO_4$  ( $H_2SO_4$  от компании Merck KGaA, Германия) соотношении 400 : 9 : 1, который перемешивался на магнитной мешалке около 30 минут. За это время скорость травления GaAs достигала  $\sim 100$  нм/мин.
- Подложка погружалась в перемешивающийся раствор на 2.5 минуты, чтобы области, не защищенных резистивной маской, заведомо протравить на величину большую, чем глубина залегания квантовой ямы. По истечении времени травления образец вынимался из раствора и тщательно промывался под проточной деионизованной водой, чтобы удались остатки травильного раствора.
- Далее резистивная маска удалялась в ацетоне. Подложка промывалась ОСЧ ацетоном и ОСЧ пропанолом.

## 4. Изготовление мембраны.

Когда на поверхности подложки из GaAs были сформированы мезы из ДЭС в форме полосок, образцы вытравливались с обратной стороны, как было описано в разделе 2.2.1, чтобы получить тонкие мембраны.

## 2.3. Методика измерения

### Интерферометр Маха-Цендера

Терагерцовая спектроскопия занимается изучением частотного диапазона, расположенного между микроволнами и инфракрасным излучением, объединяя в себе многие характеристики обоих излучений. Её длина волны (типичные величины от 0.1 до 3 мм) позволяет использовать оптические законы для генерации и управления терагерцовым пучком. Многие диэлектрики прозрачны для терагерцового излучения. Помимо этого переходы между колебательными и вращательными модами в газах происходят именно в этом диапазоне. Это открывает уникальные возможности для применения терагерцовой спектроскопии в системах контроля безопасности и неразрушающего контроля качества. Однако этот диапазон до сих пор остается наименее технически исследованным из-за отсутствия стабильных источников излучения с большим временем жизни и неимения оптических элементов для управления излучением в обширном частотном диапазоне, например, пластины  $\lambda/4$ .

Для проведения спектроскопических экспериментов в субтерагерцовом диапазоне используются методы, сходные с оптическими. Пучки излучения коллимированы, и их распространением в открытом пространстве можно управлять с помощью линз и зеркал. В связи с тем, что у дальнего ИК-диапазона довольно большая длина волны, такие лучи расходятся быстрее, чем оптические. Квазиоптический метод перестает быть пригодным, когда размеры исследуемых образцов и экспериментальной установки не соответствуют определенным требованиям. Мнемоническое правило гласит, что все поперечные размеры элементов тракта должны быть больше трех длин волн, чтобы измерения были возможны. Например, образец должен быть не менее 9 мм в диаметре для измерения спектра пропускания в диапазоне от 100 ГГц и выше. Измерения на

образцах меньшего размера в криостате с оптическими окнами могут давать неточные результаты.

В микроволновом диапазоне частот (менее 50 ГГц) длина волны сопоставима с размерами компонентов экспериментальной установки, такими как 6 мм и более, что делает невозможным эффективное управление излучением с помощью линз и зеркал. Вместо этого в экспериментальных методах в этом диапазоне частот используются волноводы для изменения частоты в непрерывном режиме и резонаторы для измерений на конкретных частотах.

Для генерации субтерагерцового излучения используются лампы обратной волны (ЛОВ, англ. Backward-wave oscillator (BWO)), которые создают непрерывное монохроматическое излучение. Частота этого излучения может быть изменена путем регулирования приложенного напряжения. Принцип работы ЛОВ заключается в том, что электронный пучок, ускоренный в электронной пушке, проходит по периодической сетке, которая замедляет его. В результате взаимодействия электронов с электрическим полем сетки происходит генерация излучения, частота которого зависит от скорости электронов и периода сетки. Меняя ускоряющее напряжение, можно контролировать скорость электронов и, следовательно, изменять частоту генерируемого излучения в определенном диапазоне.

В данной работе во всех экспериментах используется квазиоптическая измерительная схема, которая является интерферометром Маха-Цендера. Принципиальная схема установки изображена на рисунке 2.5. Для генерации излучения используются ЛОВ, которые покрывают частотный диапазон от 50 до 500 ГГц.

Излучение, генерируемое ЛОВ, преобразуется линзой в квазипараллельный пучок. Сетчатый поляризатор (1) разделяет свет на два луча с ортогональными друг другу линейными поляризациями. Желтый луч, именуемый пробным лучом, проходит через криостат с магнитом и образцом, который расположен в геометрии Фарадея, перпендикулярно падающему излучению. Другой луч, розовый, является опорным, и в случае отсутствия образца в криостате оптические пути пробного и опорного лучей должны быть одинаковыми.

После прохождения через оба плеча, лучи собираются вместе поляризатором (2), который расположен перпендикулярно поляризатору (1). Затем они проходят через анализирующий поляризатор (3) и приходят на болометр в виде

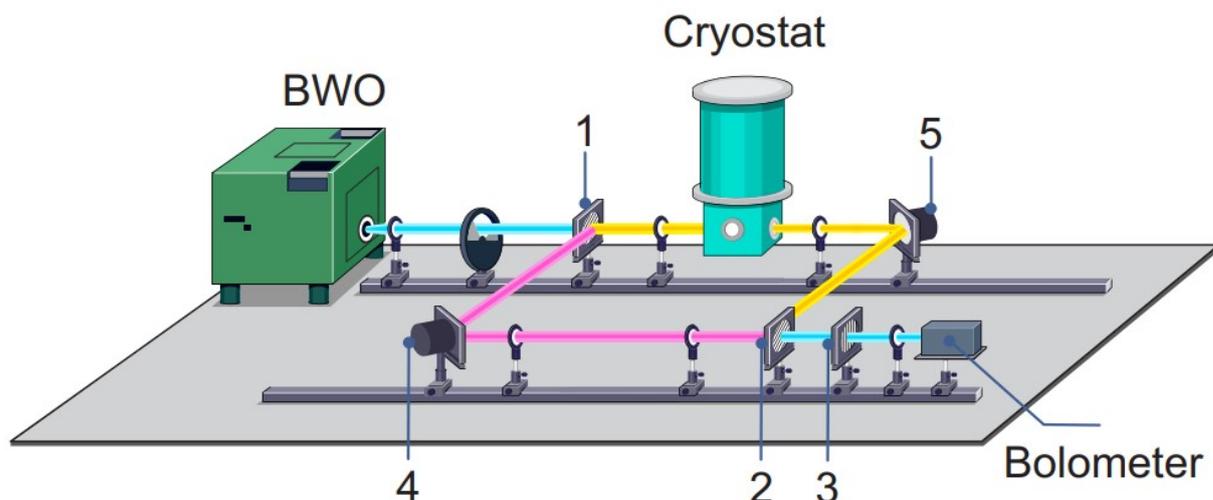


Рисунок 2.5: Принципиальная схема интерферометра Маха-Цендера.

интерференции двух лучей, а не отдельных сигналов. В опорном плече интерферометра находится подвижное зеркало (4), и изменяя его положение, можно изменить сигнал на болометре путем изменения фазы излучения в одном из плеч интерферометра. Система измерения настроена на постоянную подстройку подвижного зеркала (4) для деструктивной интерференции на болометре. При известной длине волны можно извлечь изменение фазы прошедшего излучения из изменения положения зеркала.

Детектор (англ. Bolometer) измеряет интенсивность луча, который прошел через квазиоптический тракт, преобразуя интенсивность излучения в напряжение. Для измерения пропускания используется только желтый пробный луч, в то время как опорный луч закрывается поглотителем. Оптический модулятор используется для модуляции излучения в этом режиме, и амплитуда модулированного напряжения измеряется специальным синхронным усилителем, который использует импульсы от оптического модулятора как опорный сигнал. Измерение пропускания образца выполняется в два этапа: измерение интенсивности проходящего излучения с образцом и без образца, и затем отношение этих интенсивностей дает квадрат абсолютного значения комплексной амплитуды пропускания.

Образцы представляли собой квадратные подложки размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ , которые были закреплены на медной диафрагме диаметром 6 мм в центре сверх-

проводящего соленоида внутри криостата с оптическими окнами. Соленоид позволял создавать магнитные поля до 7 Тл. Температура образца поддерживалась на постоянном уровне 5 К.

### Измерение вклада ДЭС в фазу прошедшего излучения при помощи внешнего магнитного поля

Для определения сдвига фазы,  $\Delta\phi$ , который вызывает двумерная электронная система на полупроводниковой подложке, необходимо иметь возможность изменять ее проводимость. Один из методов достижения этого заключается в подавлении проводимости ДЭС с помощью внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности образца. Фактически, компоненты тензора проводимости в модели Друде представлены следующим образом:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 + i\omega\tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}, \\ \sigma_{xy} &= \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2},\end{aligned}\tag{2.1}$$

При условии  $\omega_c \gg \omega$  и  $\omega\tau \gg 1$  в знаменателе можно пренебречь 1 и  $\omega\tau$  по сравнению с  $\omega_c \tau$ . Тогда мы получаем:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= i \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{\omega}{\omega_c^2}, \\ \sigma_{xy} &= \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{1}{\omega_c},\end{aligned}\tag{2.2}$$

Очевидно, что при увеличении магнитного поля компоненты тензора проводимости стремятся к нулю. Следовательно, если мы прикладываем магнитное поле с циклотронной частотой значительно выше частоты измерения, то вклад двумерной электронной системы в амплитуду и фазу прошедшего излучения будет эффективно подавлен. Например, для квантовых ям в GaAs циклотронная частота в магнитном поле  $B = 1$  Тл составляет 418 ГГц. Таким образом, в диапазоне частот до 1 ТГц внешнее магнитное поле в 7 Тл полностью подавляет влияние двумерной электронной системы.

## Калибровка производительности затвора

Для калибровки зависимости плотности электронов  $n_s$  при разных напряжениях смещения использовался транспортный метод. Подход основан на анализе периода колебаний Шубникова-де Гааза в продольном магнитосопротивлении  $\rho_{xx}(B)$ . Образец был сформирован в виде холловского мостика шириной  $W = 0.2$  мм, общая длина мостика равна 3.6 мм (см. схематическую картинку на рис. 2.6). Расстояние между соседними потенциальными контактами составляло 1.0 мм. Измерения были проведены с использованием техники синхронного детектирования (lock-in technique). Для этой цели синусоидальный ток зонда интенсивностью  $I = 1$  мкА при частоте 13 Гц подавался от контакта источника (англ. source) к контакту стока (англ. drain). Синхронный усилитель детектировал сопротивление ДЭС  $R_{xx}$  между двумя соседними контактами зонда вдоль тела холловского мостика (вставка на рис. 2.6). Из периодичности колебаний Шубникова-де Гааза в  $R_{xx}$  был определен фактор заполнения  $\nu$  для определенного набора значений напряженности магнитного поля  $B_\nu$ . Плотность электронов ДЭС затем вычислялась как  $n_s = 2.42 \times \nu \times B_\nu$ , где  $B_\nu$  подставляется в теслах, а  $n_s$  получается в  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Результирующая зависимость  $n_s$  от напряжения смещения  $U_g$  представлена на рис. 2.6.

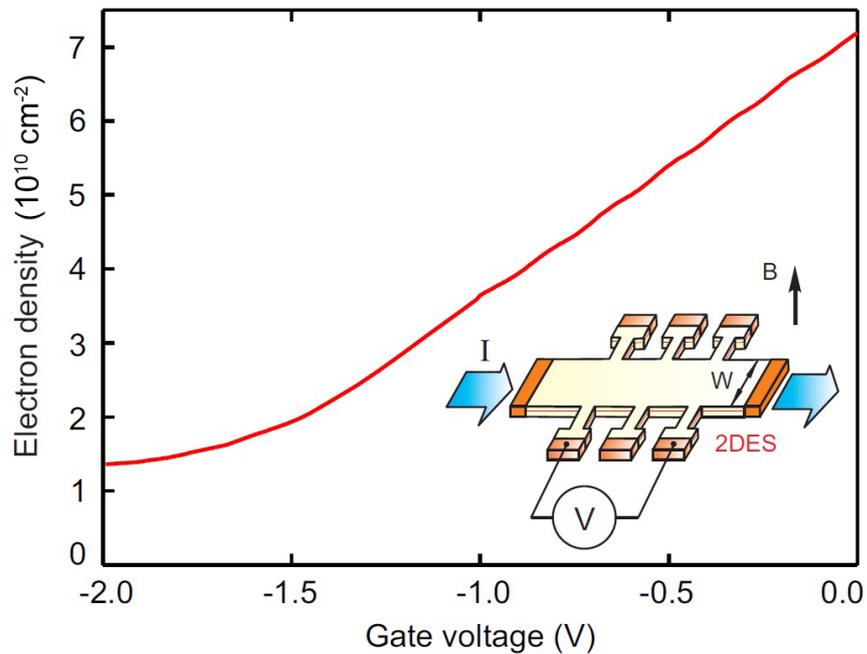


Рисунок 2.6: Зависимость электронной плотности  $n_s$  ДЭС от напряжения на затворе  $U_g$ . На вставке схематично показана геометрия образца и способ измерений. Из дополнительного материала работы [55].

## Глава 3

# Обнаружение и исследование поперечных электромагнитных плазменных возбуждений в полупроводниковых наноструктурах

### 3.1. Введение

В 1977 году в лаборатории Белла были впервые экспериментально обнаружены продольные плазменные колебания в двумерной электронной системе на базе кремниевого металл-окисел-полупроводник (МОП) транзистора [7]. Полученные экспериментальные результаты хорошо соответствовали полученным за 20 лет до этого теоретическим предсказаниям [3]. Впоследствии все эксперименты, направленные на изучение двумерных плазменных колебаний, являлись, по сути, развитием этого первоначального исследования. Однако, недавние экспериментальные данные показали, что существующая картина плазменных ко-

лебаний в ДЭС не полна [9]. В данной главе рассматривается эксперимент, в результате которого удалось явно обнаружить двумерные поперечные плазменные волны, ранее упущенные из виду.

В настоящей главе изучается терагерцовый отклик тонких полупроводниковых мембран GaAs с встроенной высококачественной двумерной электронной системой, образованной в квантовой яме AlGaAs/GaAs.

Используемая в данной главе теоретическая модель, описывающая пропускание через тонкую мембрану с ДЭС, заключается в следующем. Пропускание через ДЭС на поверхности тонкой диэлектрической мембраны можно описать следующей формулой

$$T = \left| \frac{2}{\left(1 + \frac{\sigma}{\varepsilon_0 c}\right) s_1 + s_2} \right|^2, \quad (3.1)$$

$$s_1 = \cos(kd) - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}} \sin(kd), \quad s_2 = \cos(kd) - i\sqrt{\varepsilon} \sin(kd), \quad k = \frac{\sqrt{\varepsilon}\omega}{c},$$

где  $d$  - толщина мембраны,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость материала подложки, а  $\sigma$  - проводимость ДЭС. Здесь используется модель проводимости Друде, описанная как

$$\sigma = \frac{\sigma_s}{1 - i\omega\tau}, \quad \sigma_s = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*}, \quad (3.2)$$

где  $\tau$  - время релаксации в ДЭС, а  $n_s$  - двумерная электронная плотность.

При наличии магнитного поля удобнее анализировать пропускание излучения с круговой поляризацией. Следовательно, для правой и левой круговой поляризации коэффициенты пропускания могут быть определены по аналогии с уравнением (3.1) как:

$$t_{\pm} = \frac{2}{\left(1 + \frac{\sigma_{\pm}}{\varepsilon_0 c}\right) s_1 + s_2}, \quad \sigma_{\pm} = \frac{\sigma_0}{1 - i(\omega \mp \omega_c)\tau}, \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad (3.3)$$

где  $B$  - приложенное магнитное поле. Однако в экспериментальных исследованиях чаще используется линейно поляризованное излучение, когда источник и детектор настроены либо на параллельную (р), либо на перекрестную (с) поляризацию. Учитывая эти два случая, коэффициенты пропускания могут быть выражены следующим образом:

$$t_p = \frac{2a_p}{a_p^2 + a_c^2}, \quad t_c = \frac{2a_c}{a_p^2 + a_c^2}, \quad (3.4)$$

$$a_p = \left(1 + \frac{\sigma_{xx}}{\varepsilon_0 c}\right) s_1 + s_2, \quad a_c = -\frac{\sigma_{xy}}{\varepsilon_0 c} s_1,$$

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} = \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (3.5)$$

$$\sigma_{xy} = i \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2} = -\frac{\omega_c\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}.$$

В используемой экспериментальной установке детектор измеряет мощность излучения. Поэтому интересно само пропускание  $T$ , а не коэффициент пропускания  $t$ :

$$T = |t|^2. \quad (3.6)$$

## 3.2. Плазменный край в спектре пропускания двумерных электронных систем на поверхности тонких диэлектрических мембран

Плазменные колебания в твердых и газовых системах изучались более столетия [36; 56]. Хорошо известно, что существуют два фундаментально различных типа плазменных волн, продольные и поперечные, которые могут распространяться в трехмерной (3D) плазме [57]. Продольные плазменные колебания являются электростатическими. У них маленькая дисперсия, с вектором электрического поля, направленным вдоль направления распространения [36; 40; 56]. В свою очередь поперечные электромагнитные плазменные волны имеют осциллирующее электрическое поле, направленное перпендикулярно волновому

вектору. Их спектр задается

$$\omega = \sqrt{\omega_{3D}^2 + c^2 q^2}, \quad \omega_{3D} = \sqrt{\frac{n_{3D} e^2}{m^* \epsilon_0}}, \quad (3.7)$$

где  $q$  - волновой вектор, а  $n_{3D}$  и  $m^*$  - плотность и эффективная масса электронов в 3D, соответственно. Поперечные плазменные волны ответственны за такие известные явления, как прозрачность металлов в ультрафиолетовом спектре [1; 2], геликонные волны [58; 59] и свистящие атмосферерики [60]. Однако, одним из фундаментальных недостатков 3D плазменных систем является практическая невозможность настройки их свойств и окружения [61–66]. Именно это делает изучение эффектов 2D плазмы очень привлекательным, поскольку параметры 2D систем могут быть легко настроены в широком диапазоне [67–71].

Известно, что для диэлектрической подложки с ДЭС на поверхности (как устроено в гетероструктурах AlGaAs/GaAs), толщина которой много меньше длины волны  $d \ll \lambda$ , частота плазменного резонанса выражается следующим образом:

$$\omega_{res} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{m^* \epsilon_0 (\epsilon - 1) d}}, \quad (3.8)$$

где  $n_s$  - плотность двумерных электронов, а  $\epsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

В данной главе образцы были изготовлены из гетероструктуры Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с квантовой ямой шириной 20 нм, выращенной на глубине 200 нм от поверхности кристалла. Гетероструктура изготавливается методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Квантовая яма содержит ДЭС с плотностью  $n_s = 9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью электронов  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В}$  с при  $T = 5 \text{ К}$ . Образцы размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$  вырезаются из полупроводниковой пластины толщиной 630 мкм. Затем они травятся раствором лимонной кислоты, как было указано в разделе 2.2.1, для получения равномерной мембраны в центральной области образца (рис. 3.1(a)). Описанная процедура травления обеспечивает высокую однородность и воспроизводимость толщины мембраны, как показано на сканирующих электронных микроскопических изображениях на рис. 3.1(b).

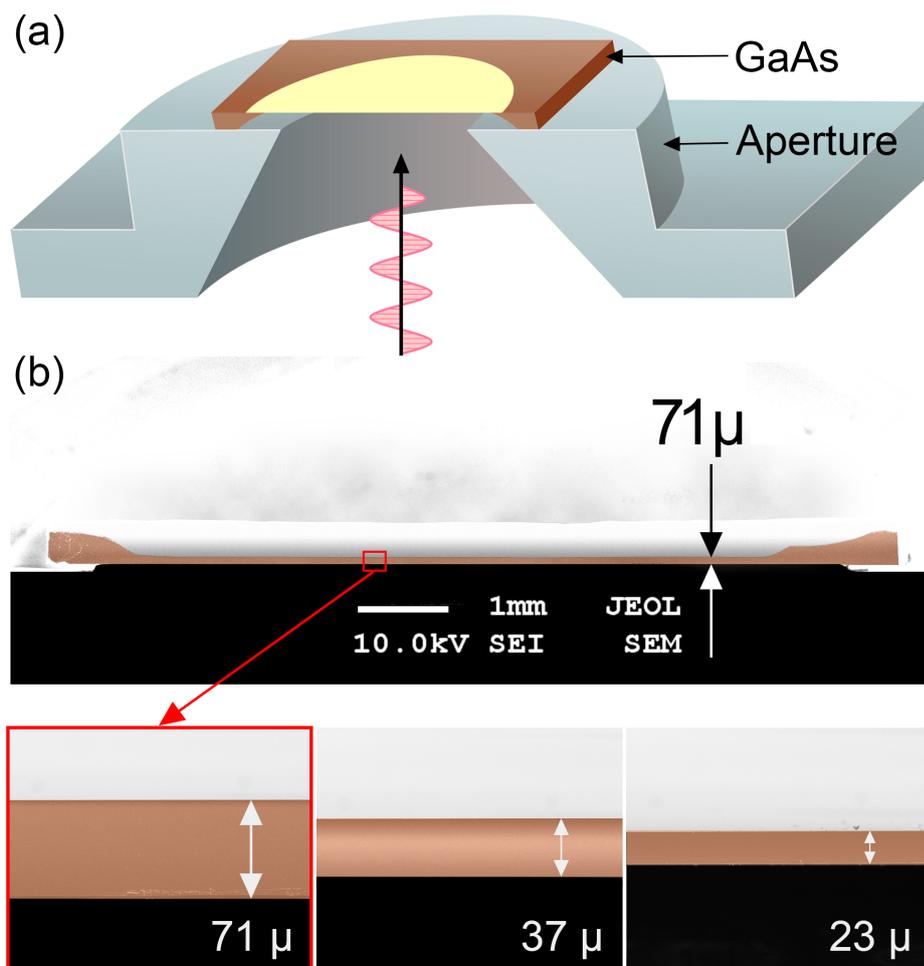


Рисунок 3.1: (а) Принципиальная схема экспериментальной установки. Мембрана GaAs помещается поверх отверстия и облучается электромагнитной волной, падающей перпендикулярно к ее поверхности. (б) СЭМ-изображения профиля поперечного сечения образца. На нижних панелях показаны увеличенные СЭМ-изображения мембран толщиной 71, 37 и 23 мкм. Из работы [72].

Измерения проводились на шести образцах с различной толщиной мембран: 23, 30, 37, 71, 72 и 186 мкм. Сначала травленая структура устанавливалась на держатель образца с апертурой диаметром 6 мм. Центр мембраны был соосен центру апертуры (рис. 3.1(а)). Затем эта конструкция помещалась в оптический криостат. Непрерывное терагерцовое излучение от 40 до 500 ГГц, генерируемое набором ламп обратной волны (англ. Backward Wave Oscillator (BWO)), подавалось нормально к поверхности подложки. Измерения проводились при базовой температуре образца  $T = 5$  К. Передаваемая мощность контролировалась с помощью охлаждаемого гелием болометра.

На рисунке 3.2 показаны спектры пропускания, полученные для мембран GaAs различной толщины,  $d = 30, 71$  и  $186$  мкм, с одной и той же плотностью электронов  $n_s = 9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Кружки и одноцветные сплошные линии соответственно отражают экспериментальные данные по сравнению с теоретическим прогнозом на основе модели Друде, описанным в разделе 3.1. В верхней части рисунка построен график зависимости пропускания от частоты падающего излучения для мембраны толщиной  $30$  мкм в сильном магнитном поле  $B = 7$  Тл, в то время как спектры в нижней части рисунка получены при  $B = 0$  Тл. Спектры для каждой указанной толщины мембраны вертикально сдвинуты на единицу для наглядности. На этих же графиках для сравнения приведены спектры пропускания для диэлектрических мембран без ДЭС, показанные розовым ( $d = 30$  мкм), светло-зеленым ( $d = 71$  мкм) и светло-синим ( $d = 186$  мкм) цветами. Спектры для диэлектрической мембраны без ДЭС описываются функцией Фабри-Перо [73]

$$T_{\text{FP}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left( \sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{\sqrt{\varepsilon} \omega d}{c} \right)}. \quad (3.9)$$

В данной главе изучается разница между спектрами для мембран с ДЭС и без нее, что наиболее ярко проявляется в области низких частот. В этой области наблюдается почти полная прозрачность для мембран без ДЭС, в то время как добавление ДЭС приводит к значительному снижению сигнала пропускания. В данном случае пропускание при нулевой частоте задается формулой

$$T_0 = \frac{1}{\left( 1 + \frac{\sigma_s}{2\varepsilon_0 c} \right)^2}, \quad (3.10)$$

где  $\sigma_s$  - это 2D проводимость. Учитывая, что в данных экспериментах  $\sigma_s/2\varepsilon_0 c \approx 2.8$ , находим, что  $T_0 \approx 0.07$ . Следует отметить, что хотя это и небольшое значение, пропускание не равно нулю, в отличие от случая 3D плазмы.

По мере увеличения частоты пропускание достигает максимума, ограниченного функцией Фабри-Перо. Частоты максимумов обозначены стрелками на рисунке 3.2. Наблюдаемое явление аналогично электромагнитной прозрачности

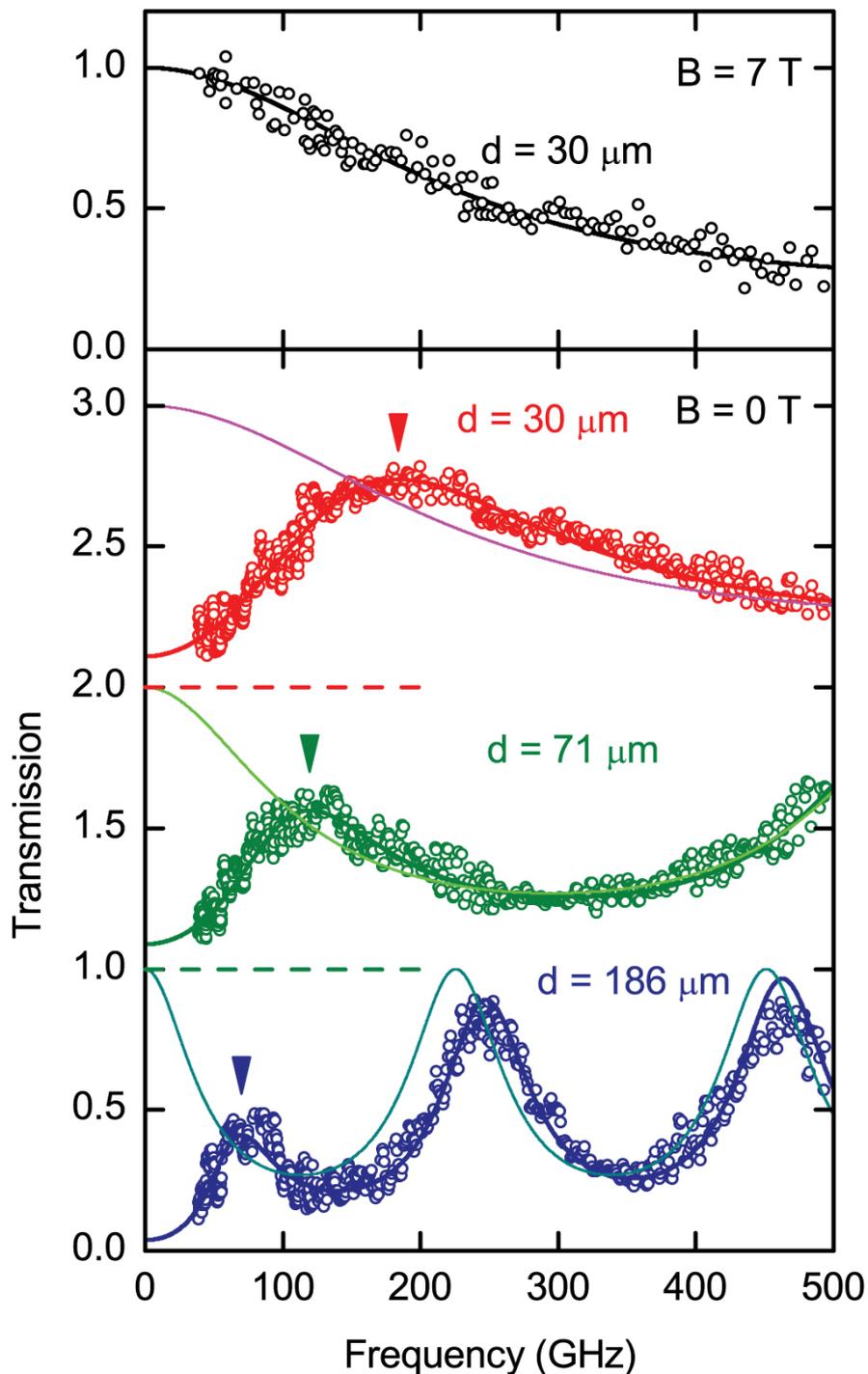


Рисунок 3.2: Спектры пропускания мембран различной толщины - 30, 71 и 186 мкм. Графики смещены по вертикали для наглядности. На верхней панели показан спектр мембраны толщиной 30 мкм в присутствии сильного магнитного поля  $B = 7 \text{ Тл}$ . Кружки и сплошные линии иллюстрируют экспериментальные данные и теоретические предсказания соответственно. Стрелками отмечены частоты плазменного резонанса в соответствии с уравнением (3.8). Спектры диэлектрических мембран без ДЭС обозначены кривыми розового, светло-зеленого и светло-синего цветов. Из работы [72].

металлов, где порог достигается на плазменной частоте  $\omega_{3D}$ . Для визуального подчеркивания сходства на рисунке 3.3 показаны данные пропускания из графиков на рисунке 3.2 для толщин мембраны 30 и 71 мкм, нормированные на функцию Фабри-Перо из уравнения (3.9).

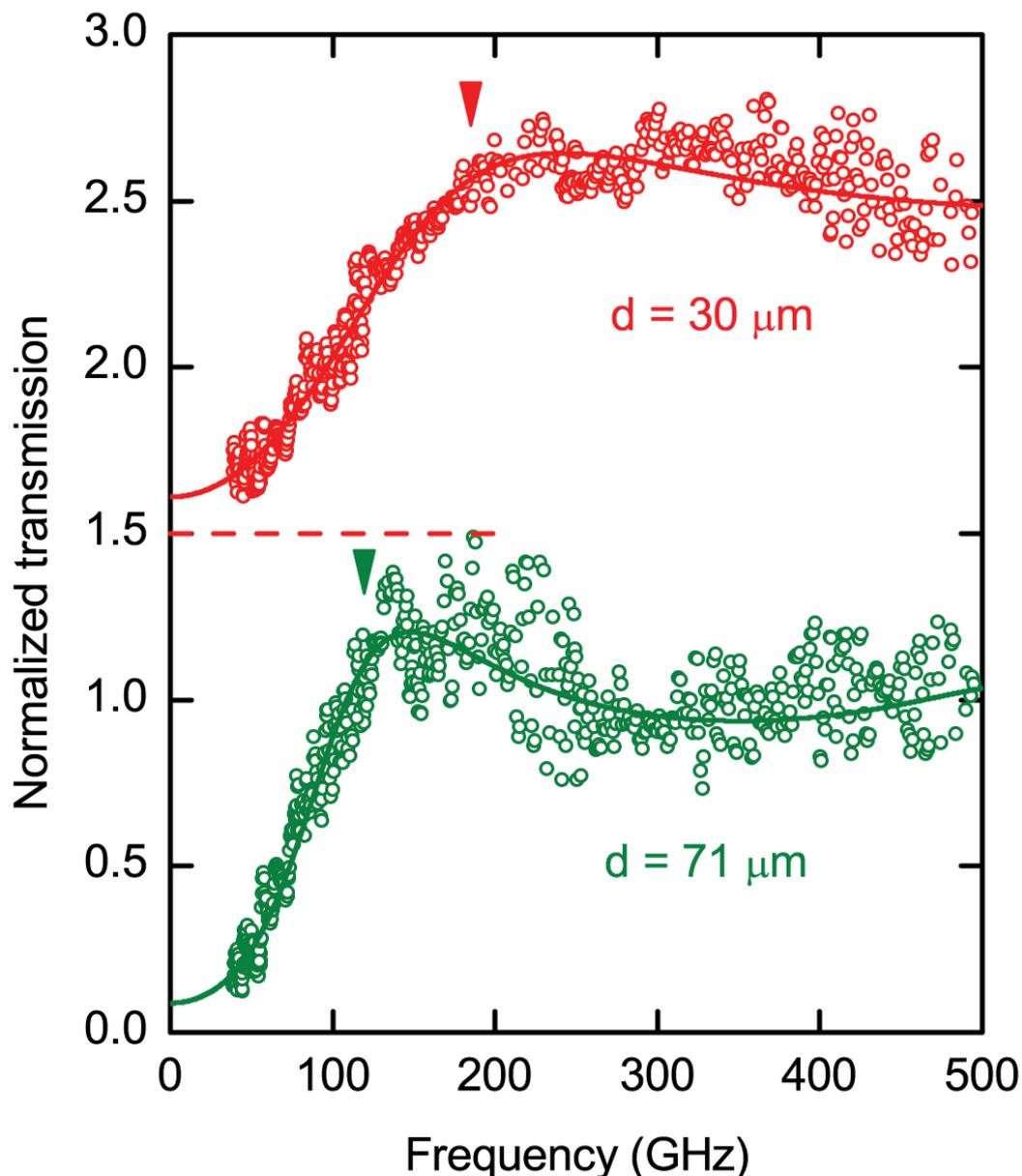


Рисунок 3.3: Спектры пропускания мембран (с ДЭС) толщиной 30 и 71 мкм, нормированные на соответствующие им спектры Фабри–Перо для подложек без ДЭС. Кружки и сплошные линии обозначают, соответственно, экспериментальные и теоретические данные. Графики для двух случаев смещены по вертикали для наглядности. Стрелками отмечены частоты плазменного резонанса согласно с уравнением (3.8). Из работы [72].

Интересно понять, что определяет частоту плазменного резонанса  $\omega_{res}$  для полупроводниковых мембран с 2D плазменным слоем. Как видно из рисунка 3.2,

частота плазменного резонанса уменьшается с увеличением толщины мембраны, как указано стрелками. Были исследованы несколько мембран различной толщины и определены их резонансные плазменные частоты. Полученная зависимость 2D частоты плазменного резонанса от обратной толщины мембраны показана на рисунке 3.4. Экспериментальные данные (кружки) хорошо описываются теоретическим предположением, представленным уравнением (3.8), что показано сплошной линией. Следует отметить, что введенная концепция электромагнитной прозрачности хорошо работает при условии  $\omega_{res} \ll c\pi/\sqrt{\epsilon}d$ . В этом режиме толщина мембраны намного меньше длины волны падающего излучения. Поэтому диэлектрическая пластина с ДЭС сверху воспринимается электромагнитной волной как однородная 3D плазма с плотностью  $n_{3D} = n_s/d$ . Это объясняет сходство форм уравнений (3.7) и (3.8).

Одним из наиболее выдающихся свойств такой структуры является возможность ее настройки. Частота плазменного резонанса  $\omega_{res}$  может быть настроена в широком диапазоне путем изменения плотности 2D электронов или приложения магнитного поля. Для демонстрации этого эффекта применялось внешнее магнитное поле перпендикулярно поверхности ДЭС. В верхней панели рисунка 3.2 показано пропускание мембраны с толщиной  $d = 30$  мкм при  $B = 7$  Тл. Область низкочастотной непрозрачности совершенно исчезает из-за локализации электронов в сильном магнитном поле. Настраиваемость устройства не ограничивается только амплитудной модуляцией. Экспериментально установлено, что также можно осуществлять активное управление фазой излучения. На рисунке 3.5 показан сдвиг фазы излучения, проходящего через мембрану толщиной  $d = 30$  мкм, в зависимости от магнитного поля. Фаза передаваемой волны измеряется с использованием интерферометрического метода Маха-Цендера. Интерферометр работает таким образом, что во время сканирования магнитного поля подвижное зеркало в опорной ветви постоянно перемещается, чтобы поддерживать интерферометр в сбалансированном состоянии (нулевой сигнал на детекторе). Затем смещение зеркала пересчитывается в сдвиг фазы. Более подробное изложение данного метода описано в главе 2.3. В данном эксперименте диапазон настраиваемости фазы может достигать  $40^\circ$  между нулем и  $B = 1$  Тл, в то время как амплитуда остается практически неизменной (см. вставку на рисунке 3.5). Достигнутая настраиваемость фазы сравнима с

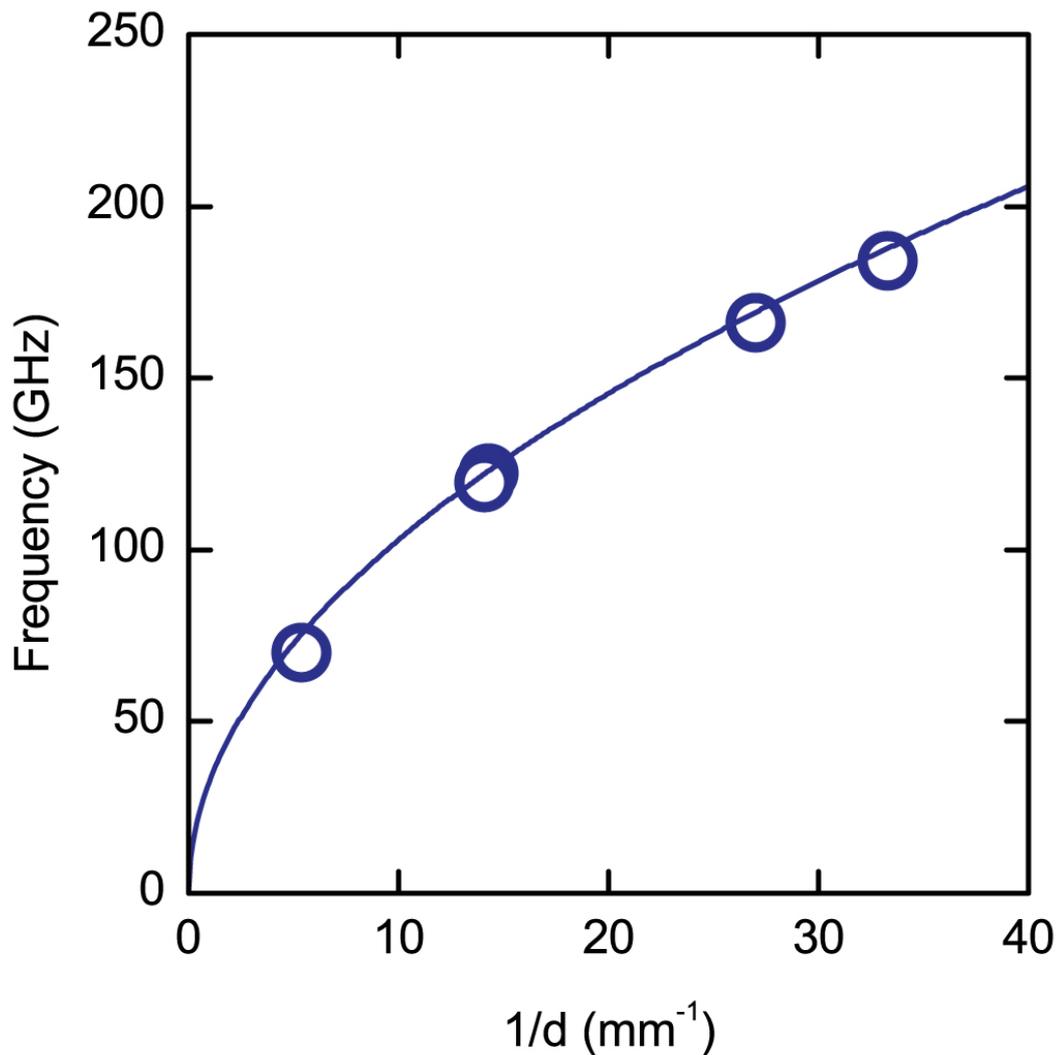


Рисунок 3.4: График зависимости двумерной частоты плазменного резонанса от обратной толщины мембраны. Кружками обозначены экспериментальные значения, полученные из спектров пропускания. Сплошная линия - теоретический прогноз  $f_p \sim \sqrt{1/d}$ , основанный на уравнении (3.8). Из работы [72].

активными графеновыми метаматериалами ( $32^\circ$ ) [14] и метаповерхностями с разрезными кольцевыми резонаторами (англ. split-ring) с интегрированными переключателями на полевых транзисторах (англ. Field-Effect Transistor (FET)) ( $\pm 30^\circ$ ) [15]. Разработанный плазмонный фазовращатель имеет ряд конкурентных преимуществ. Например, фаза в разработанном устройстве настраивается непрерывным образом, в отличие от технологии переключения на полевых транзисторах.

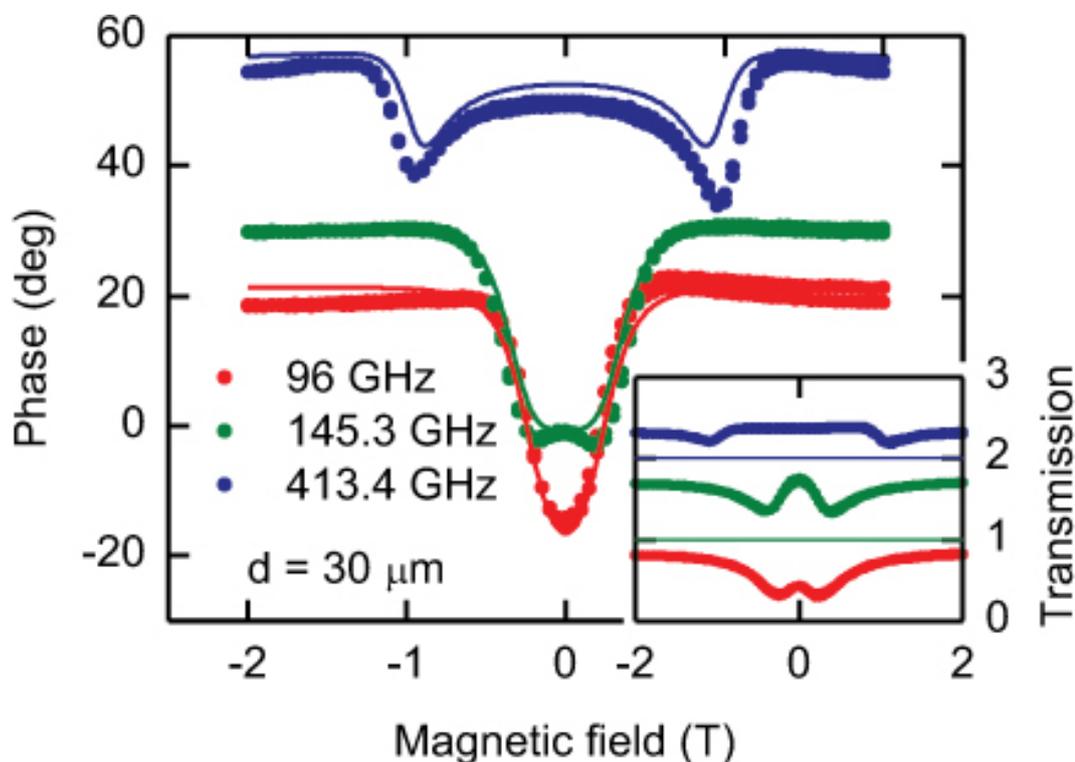


Рисунок 3.5: Фазовый сдвиг проходящего излучения в зависимости от магнитного поля. Кружками обозначены экспериментальные значения, сплошная линия - теоретический расчет. Во вставке: зависимость пропускания от магнитного поля. Спектры сдвинуты для наглядности. Из работы [72].

### 3.3. Выводы

Таким образом, в данной главе были исследованы плазменные возбуждения в ДЭС на поверхности тонких диэлектрических мембран. Толщины мембран варьировались от 23 мкм до 186 мкм. С помощью интерферометра Маха-Цендера было измерено пропускание мембран в диапазоне 40-500 ГГц. Было обнаружено, что данные структуры являются электромагнитно прозрачными выше частоты плазменного резонанса. Это явление эквивалентно ультрафиолетовой прозрачности металлов. Также было показано, что пороговая частота зависит от концентрации носителей и толщины мембраны. Экспериментальные данные отлично согласуются с теоретической концепцией, согласно которой квадрат частоты плазменного резонанса прямо пропорционален двумерной концентрации электронов и обратно пропорционален толщине диэлектрической мембраны. Данная теоретическая модель справедлива при условии, когда толщина мембраны много меньше длины волны падающего излучения.

Экспериментально установлено, что частоту плазменного резонанса можно настроить в широком диапазоне посредством изменения плотности двумерных электронов или приложения магнитного поля. Для демонстрации данного эффекта внешнее магнитное поле было приложено перпендикулярно поверхности ДЭС. Также обнаружено, что, прикладывая внешнее магнитное поле, можно осуществлять управление фазой излучения. Было определено, что диапазон настраиваемости фазы может достигать  $40^\circ$  между нулем и  $B = 1$  Тл, в то время как амплитуда остается практически неизменной в данных магнитных полях. В пропускании мембраны толщиной 30 мкм при  $B = 7$  Тл пропадает область низкочастотной непрозрачности из-за локализации электронов в сильном магнитном поле.

## Глава 4

# Создание и исследование полупроводникового GaAs фазовращателя, работающего в терагерцовом частотном диапазоне

### 4.1. Введение

Одно из ключевых и привлекательных свойств двумерных плазмонов заключается в возможности легко управлять ими, например, путем регулировки электронной плотности. Эта способность является основополагающей для разработки интегральных схем с возможностью перестройки частоты на основе плазмоники.

Данная глава посвящена изучению влияния приложенного на затвор напряжения на амплитуду и фазу пропускания излучения, прошедшего через тонкую диэлектрическую мембрану с ДЭС на ее поверхности.

В настоящей главе рассматривается концептуальное развитие и экспериментальная реализация активного терагерцового фазовращателя с возможностью

настройки плотности ДЭС путем приложения внешнего напряжения на затвор. Устройство разработано на основе хорошо зарекомендовавшей себя технологии создания транзисторов с высокой подвижностью электронов (англ. High Electron Mobility Transistor (HEMT)).

## 4.2. Перестраиваемый терагерцовый фазовращатель на основе полупроводниковой технологии GaAs

Создание фазированного антенного массива на терагерцовых (ТГц) частотах является одной из наиболее значительных задач в современной высокочастотной электронике [16]. Возможные применения таких фазированных массивов включают управление лучом и программные голографические проекции, в конечном итоге направленные на разработку систем связи на терагерцовых частотах. Однако существующие подходы к созданию фазовращателей на терагерцовых частотах имеют некоторые недостатки. Например, фазовращатели, построенные с использованием PIN-диодов или переключающих элементов на полевых транзисторах, страдают от относительно больших вносимых потерь и дискретности в изменении фазы [15; 17]. Фазовращатели на жидкокристаллической основе объемны и медленны, что ограничивает их применение [18–20]. Управляемые затвором графеновые метаповерхности обладают ограниченной возможностью изменения фазы в сочетании с проблемой производства масштабных образцов достаточной чистоты и однородности [14; 21–24]. Также представляют интерес несколько новых способов модуляции фазы терагерцовой волны, включая активные метаматериалы [74; 75], многоканальные чипы для возмущения поля [76] и устройства с большим фазовым сдвигом в терагерцовом частотном диапазоне, вызванным фототермическим эффектом [77]. В то же время первые попытки построить фазовращатель на основе хорошо зарекомендовавшей себя технологии создания транзисторов с высокой подвижностью электронов с двумерной электронной системой, ограниченной гетероинтерфейсом GaAs/AlGaAs, также оказались неудачными [78; 79]. Поэтому физические

подходы, основанные на современных полупроводниковых технологиях, являются крайне необходимыми.

Плазмоника рассматривается как один из методов продвижения электроники в диапазон терагерцовых частот. Плазмонный отклик проявляется в том, что ДЭС действует как реактивный элемент. Действительно, проводимость ДЭС хорошо описывается моделью Друде

$$\sigma(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1}{1 + i\omega\tau}, \quad (4.1)$$

где  $n_s$  - это плотность 2D электронов,  $m^*$  - это эффективная масса, а  $\tau$  - время релаксации. Тогда импеданс 2D плазмы может быть выражен следующим образом [80–82]

$$Z_{2DES}(\omega) = R + i\omega L_K, \quad L_K = \frac{m^*}{n_s e^2}. \quad (4.2)$$

Здесь  $L_K$  - кинетическая индуктивность не магнитного происхождения, возникающая из коллективного движения электронов. Следовательно, частоту 2D плазмона с волновым вектором  $q$  можно описать как  $\omega_p(q) = 1/\sqrt{L_K C_p(q)}$ , где  $C_p(q) = 2\varepsilon_0 \varepsilon^*/q$  - распределенная собственная емкость ДЭС [80; 81]. Здесь  $\varepsilon^*$  - это эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды, а  $\varepsilon_0$  - электрическая постоянная. Основное преимущество устройств на основе 2D плазмоники заключается в том, что их отклик может быть настроен в широком диапазоне путем изменения плотности электронов  $n_s$  в ДЭС [67–70].

В данной главе для исследования использовались промышленные гетероструктуры  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , изготовленные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Пластина имеет квантовую яму шириной 20 нм, выращенную на глубине  $h = 210$  нм под поверхностью кристалла (рис. 4.1(a)). Квантовая яма содержит ДЭС с плотностью  $n_s = 7.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью электронов  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В}$  с при  $T = 5$  К. Образцы размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$  вырезаются из полупроводниковой пластины толщиной 630 мкм. Контакт  $\text{Ge}/\text{Au}$  к квантовой яме изготовлен с одного из краев образца. На верхнюю поверхность образца также напылен решетчатый затвор из  $\text{Cr}$  (24 нм)/ $\text{Au}$  (200 нм) (рис. 4.1(b)). Полосы решетки имеют ширину  $l_g = 4$  мкм с расстоянием между ними  $l_u = 3$  мкм. Плотность электронов под затвором линейно зависит от приложенного на затвор напряжения до значения

$U_g = -1.5$  В, в то время как плотность насыщается при  $n_s \approx 2 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Затем образец травится снизу раствором лимонной кислоты для получения равномерной мембраны толщиной  $d = 50$  мкм в центральной части образца. Подробности процедуры травления представлены в разделе 2.2.1. Для измерений образец помещался в оптический криостат с изменяемой контролируемой температурой  $T = 5 - 100$  К. Поведение фазовой/интенсивной модуляции изготовленного устройства характеризовалось с помощью интерферометра Маха-Цендера (рис. 4.1(с)).

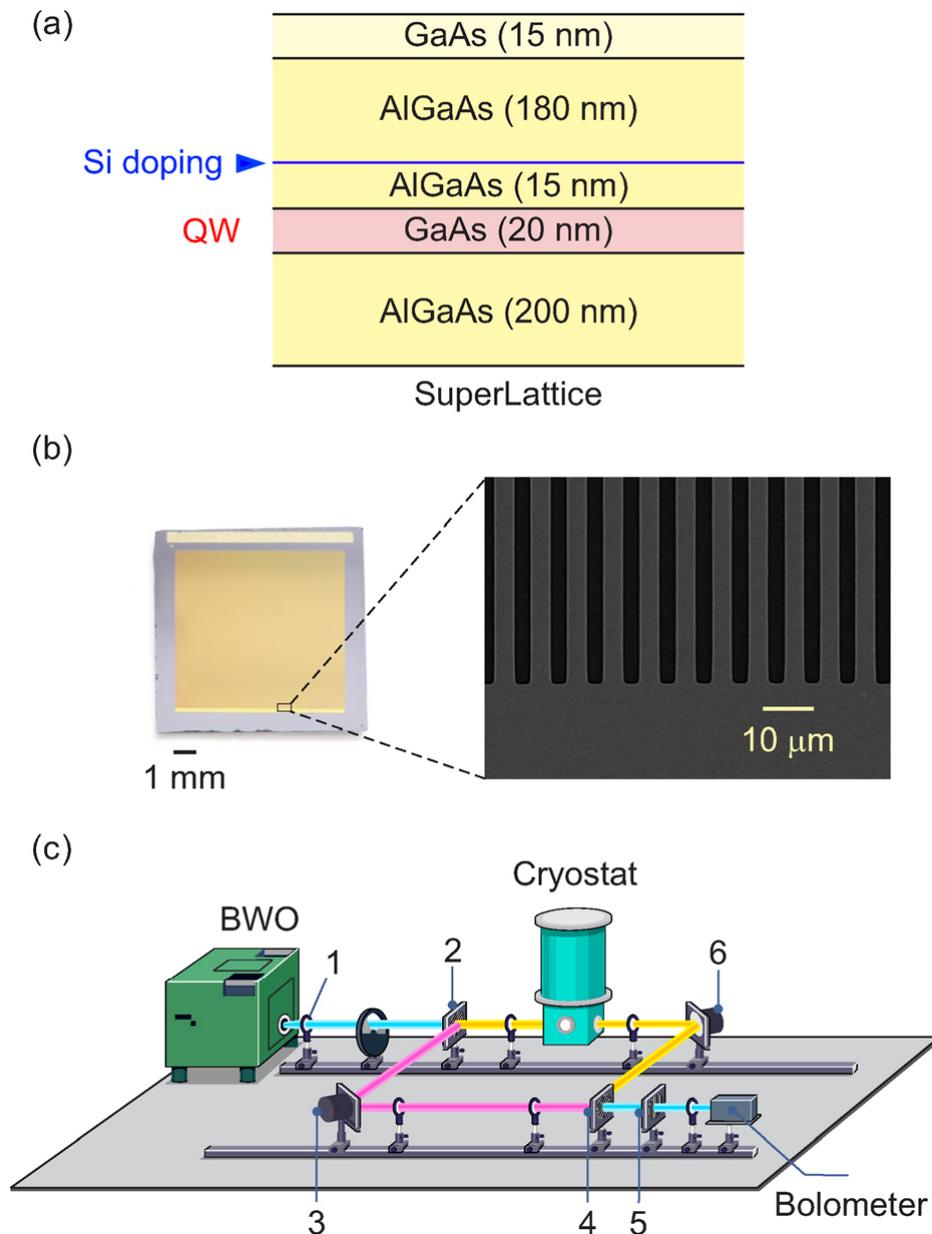


Рисунок 4.1: (а) Поперечное сечение пластины AlGaAs/GaAs, иллюстрирующее слои и толщину. (б) Фотография фазовращателя и изображение решетчатого затвора, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. (с) Принципиальная схема экспериментальной установки. Из работы [55].

На рисунке 4.2 показаны спектры пропускания, полученные для мембраны GaAs толщиной  $d = 50$  мкм и верхнего затвора с “пальцами” шириной  $l_g = 4$  мкм и промежутками между ними  $l_u = 3$  мкм (рис. 4.1(b)). Падающая электромагнитная волна поляризована перпендикулярно “пальцам” затвора. На рисунке 4.2 красные кружки соответствуют нулевому напряжению на затворе  $U_g = 0$  В. Синие кружки обозначают спектр пропускания, когда ДЭС под “пальцами” затвора исчезает ( $U_g = 2$  В). Графики смещены вертикально на единицу для наглядности. При  $U_g = 0$  В данная структура проявляет электромагнитную прозрачность выше частоты плазменного резонанса, определяемой формулой (3.8) [13; 72], где диэлектрическая проницаемость подложки GaAs принимается равной  $\varepsilon = 12.8$ . В нашем случае плазменная частота в уравнении (3.8) соответствует  $f_{\text{res}} = 135$  ГГц, обозначенной сплошной стрелкой на рисунке 4.2. Эта частота соответствует плазменному краю, проявляющемуся как порог пропускания. Следует отметить, что наблюдаемый эффект очень похож на прозрачность металлов в ультрафиолетовом спектральном диапазоне [1; 2]. В нашем случае диэлектрическая пластина с ДЭС сверху воспринимается электромагнитной волной как однородная трехмерная плазма с плотностью  $n_{3D} = n_s/d$ .

Самым распространенным способом настройки ДЭС является введение затвора, который контролирует плотность в квантовой яме. Этот подход используется для создания полевых транзисторов в традиционной электронике. Однако стандартные затворы имеют высокую проводимость и, следовательно, непрозрачны для электромагнитного излучения. Ввиду этого в данном исследовании используется полосатый затвор, чтобы преодолеть эту проблему. Он работает аналогично проволочному сетчатому поляризатору: передавая излучение с электрическим полем перпендикулярно полоскам и полностью отражая излучение с электрическим полем параллельно полоскам. Влияние такого затвора на ДЭС является сильно неоднородным. Если мы приложим отрицательное напряжение к затвору, ДЭС истощается только непосредственно под полосками, в то время как области между полосками практически не затрагиваются. Таким образом, затвор оказывает незначительное влияние на ток, протекающий вдоль полосок. Напротив, токи, возбуждаемые излучением с электрическим полем перпендикулярно полоскам, прерываются истощенными областями. Та-

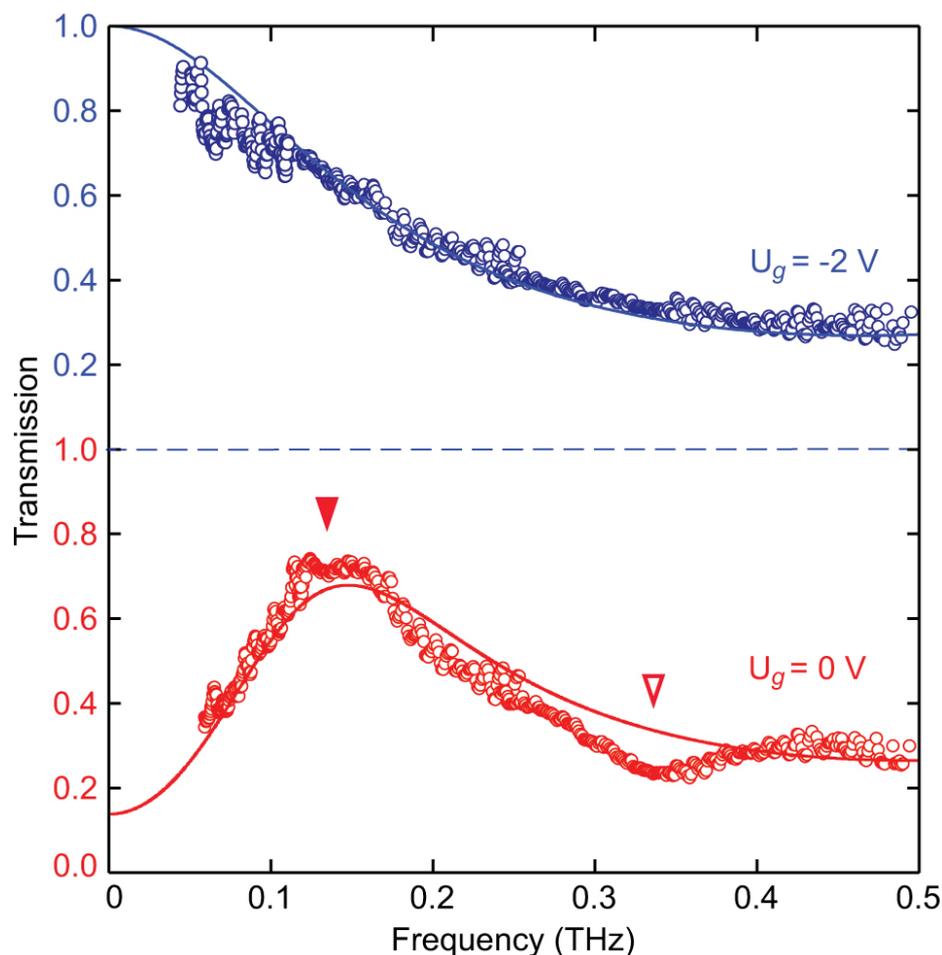


Рисунок 4.2: Спектры пропускания устройства с напряжением на затворе  $U_g = 0$  В (красные кружки) и  $U_g = -2$  В (синие кружки). Графики смещены по вертикали для наглядности. Экспериментальные данные и теоретические предсказания нанесены на график кружками и сплошными линиями соответственно. Сплошной стрелкой отмечена частота плазменного края в соответствии с уравнением (3.8). Пустой стрелкой указана частота плазмы из уравнения (4.3). Из работы [55].

кую технику можно использовать для эффективного контроля динамики 2D-плазмы [83]. В верхней панели рисунка 4.2 показан спектр пропускания, полученный при  $U_g = -2$  В, с поляризацией терагерцового излучения, падающего перпендикулярно “пальцам” затвора. Полоса непрозрачности плазмы до частот  $f_{pl} = 135$  ГГц исчезает. Движение 2D-плазмы блокируется, когда двумерный слой разделяется на полоски.

Интересно, что в экспериментальных данных проявляется резонансный пик пропускания около 300 ГГц. Этот пик приписывается возбуждению продольного 2D-плазмона. Действительно, согласно работе Франка Штерна о поляризуе-

мости 2D электронного газа [5], спектр 2D-плазмонов задается уравнением

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{n_s e^2 q}{2m^* \epsilon_0 \epsilon(q)}} \quad (q \gg \omega/c), \quad (4.3)$$

где  $q$  - волновой вектор плазмона, а  $\epsilon(q)$  - эффективная диэлектрическая проницаемость среды, содержащей ДЭС. Здесь для плазмона, распространяющегося вне затворной области ДЭС,  $\epsilon(q) = \bar{\epsilon} = (\epsilon + 1)/2$ , тогда как для плазмона под затвором  $\epsilon(q) = 1/(2qh)$ . Дисперсия продольных 2D-плазмонов в решетчатой системе имеет довольно сложную форму [81; 84]. Однако в рассматриваемой структуре  $l_g \gg h$ , поэтому плазмоны сильно отражаются от границы между затворной и незатворной областями из-за большого соотношения фазовых скоростей в этих областях. Физически это приводит к возбуждению двух различных наборов плазменных мод, локализованных под металлическими затворами и между ними. Последние не наблюдаются экспериментально из-за высокой частоты возбуждения плазмонов вне затворных областей структуры. В случае затворного плазмона с  $q = \pi/l_g$  уравнение (4.3) предсказывает плазменную частоту  $f_p = 331$  ГГц, что хорошо соответствует экспериментальным данным, отмеченным пустой стрелкой на рисунке 4.2.

На рисунке 4.3(a) построен сдвиг фазы  $\Delta\phi$  как функция напряжения на затворе  $U_g$ , измеренного для набора частот излучения  $f = 65, 109$  и  $139$  ГГц при температуре образца  $T = 5$  К. Соответствующие зависимости пропускания от  $U_g$  показаны на рисунке 4.3(b). В проведенных экспериментах самая плоская характеристика пропускания достигается около частоты плазменного края  $f_{pl} = 135$  ГГц с соответствующими вносимыми потерями  $-2.2$  дБ. Верхняя ось на рисунке 4.3(a) обозначает плотность ДЭС под затвором, измеренную на отдельной структуре с холловским мостиком, изготовленной на подложке из той же пластины, что и исследуемые образцы. Процедура калибровки, использованная при измерениях, основана на транспортном методе. Вставка на рисунке 4.3(a) демонстрирует максимальный сдвиг фазы  $\Delta\phi_{\max}$ , полученный в диапазоне частот падающего электромагнитного излучения, с максимальным сдвигом фазы  $41^\circ$  при частоте  $65$  ГГц.

Основная идея предложенного фазовращателя может быть лучше понята в терминах концепции волнового сопротивления. При условии, что  $d \ll \lambda$ , можно

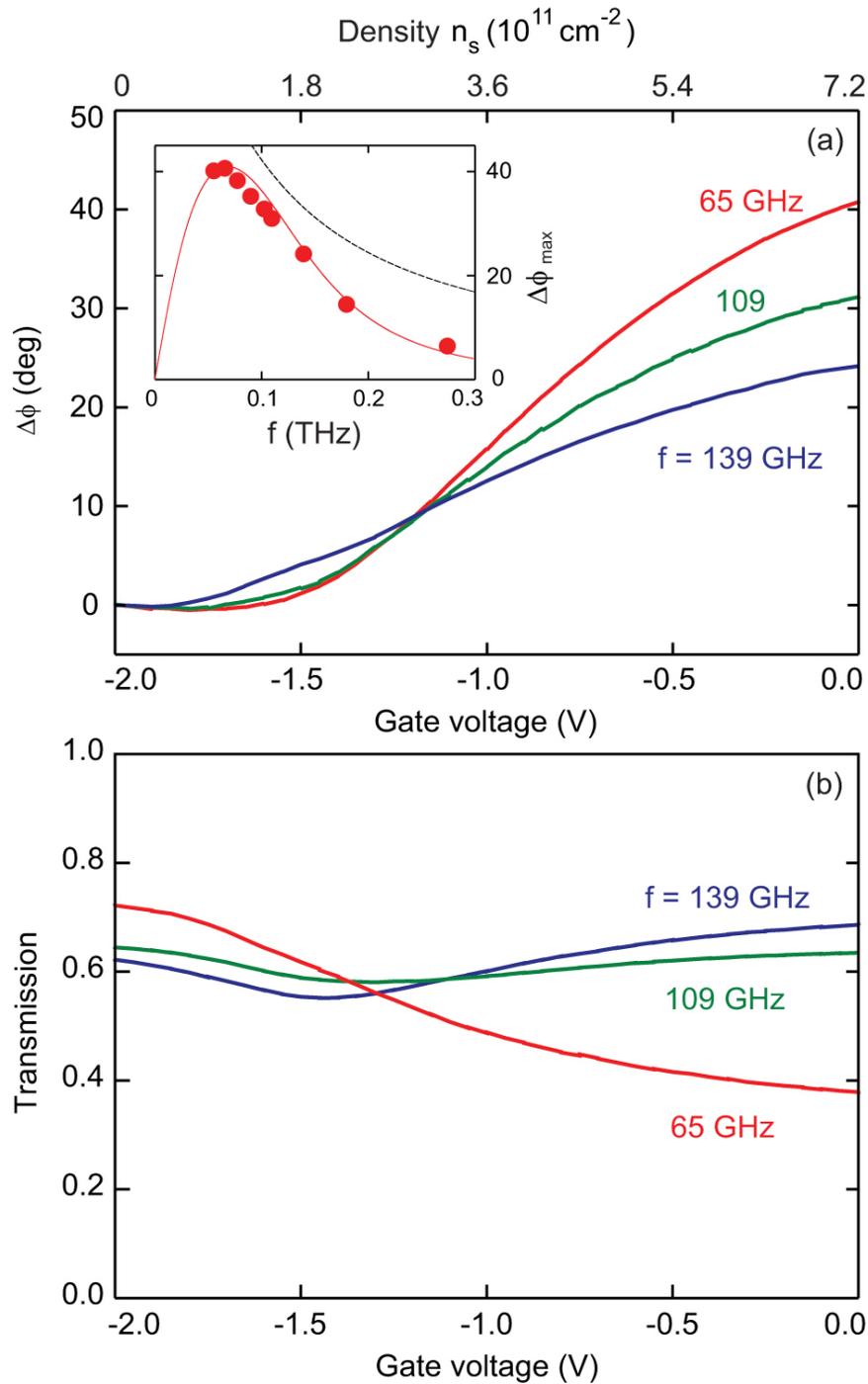


Рисунок 4.3: (а) Фазовая зависимость передаваемого излучения от напряжения на затворе (нижняя ось) и соответствующей плотности электронов под “пальцами” затвора (верхняя ось). На вставке показан максимально достижимый фазовый сдвиг  $\Delta\phi_{\text{max}}$  в зависимости от частоты падающего терагерцового излучения. Пунктирная линия - прогноз, рассчитанный по уравнению (4.5) на основе упрощенной модели. Сплошная красная линия является результатом теоретической модели, которая учитывает рассеяние в ДЭС и конечную толщину полупроводниковой подложки. (б) Зависимость пропускания структуры от напряжения на затворе. Все измерения проводились при  $T = 5 \text{ K}$ . Из работы [55].

пренебречь влиянием диэлектрического слоя подложки на электромагнитную волну. Тогда импеданс волны, распространяющейся в свободном пространстве, определяется импедансами пленки ДЭС  $Z_{2DES}$  и вакуума  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ , соединенными параллельно. Таким образом, используя теорию линий передачи (англ. Transmission line theory), мы получаем амплитуду пропускания

$$t = \frac{Z_{2DES}}{Z_{2DES} + Z_0/2}. \quad (4.4)$$

В чистом пределе  $\omega\tau \gg 1$  импеданс ДЭС имеет чисто плазмонный вид  $Z_{2DES} \approx i\omega L_K$ . Таким образом, аргумент пропускания дает сдвиг фазы электромагнитного излучения, проходящего через устройство

$$\Delta\phi = \arctan \frac{Z_0}{2\omega L_K}, \quad L_K = \frac{m^*}{n_s e^2}. \quad (4.5)$$

Теоретическое предсказание, рассчитанное из уравнения (4.5), показано пунктирной линией на вставке рисунка 4.3(а), демонстрируя разумное качественное согласие с экспериментальными данными. Сплошная красная линия на вставке указывает на результат более точной теоретической модели, учитывающей диссипацию в ДЭС и конечную толщину полупроводниковой подложки. Детали данной модели представлены в разделе 3.1. Очевидно, что предложенная модель волнового импеданса подтверждается измерениями. Поэтому ее можно использовать для разработки более сложных активных плазмонных устройств.

На рисунке 4.4 показано влияние температуры на работу структуры. Зависимость сдвига фазы  $\Delta\phi$  от напряжения на затворе измеряется при пяти значениях температуры  $T = 5 - 80$  К. Данные показывают небольшое уменьшение  $\Delta\phi_{\max}$  при повышении температуры до 80 К. Эти результаты свидетельствуют о возможности использования данного фазовращателя в условиях окружающей среды с холодильником Стирлинга. Таким образом, естественным вопросом является, может ли он также работать при комнатной температуре. Плазмонный отклик появляется, когда  $\omega\tau > 1$ . Подвижность ДЭС из исследуемого гетероструктурного слоя GaAs при комнатной температуре составляет около  $7500 \text{ см}^2/\text{В с}$ , что соответствует  $f = 1/(2\pi\tau) = 0.6$  ТГц. Следовательно,

но, предложенную концепцию регулируемого фазовращателя можно расширить до режима работы при комнатной температуре при частотах излучения выше 0.6 ТГц. Действительно, несколько статей подтверждают, что плазмонный отклик при комнатной температуре возможен в терагерцовом диапазоне и инфракрасных длинах волн как с использованием ДЭС GaAs, так и графена [28; 85—87]. Для масштабирования рабочей частоты модулятора до терагерцового диапазона одним из вариантов является увеличение плотности ДЭС гетероструктуры GaAs. Другая возможность, следующая из формулы (4.5), заключается в использовании полупроводниковых материалов с более низкой электронной массой  $m^*$ , например, гетероструктур InGaAs/InAs и CdHgTe/HgTe.

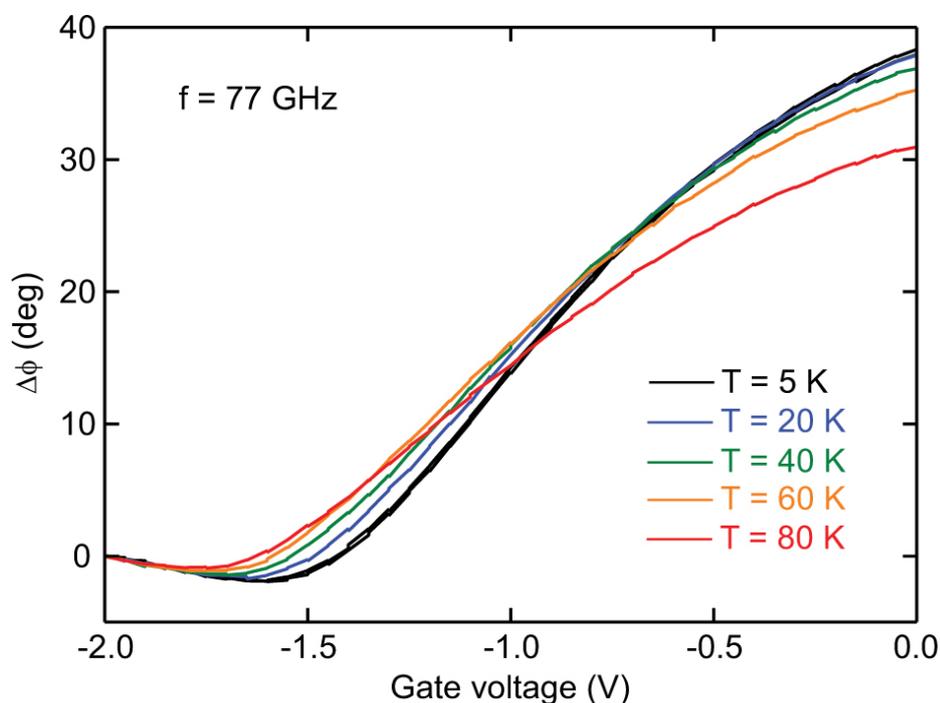


Рисунок 4.4: Зависимость  $\Delta\phi$  от напряжения на затворе, измеренного при частоте  $f = 77$  ГГц для заданных значений температуры окружающей среды. Кривые данных указывают на незначительное ухудшение характеристик устройства в диапазоне температур до  $T = 80$  К. Из работы [55].

### 4.3. Влияние двумерной электронной системы на сдвиг фазы

В данной главе исследования проводились на трёх структурах с высококачественной двумерной электронной системой на основе

$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  квантовой ямы. Первые две структуры представляли собой одиночные квантовые ямы с шириной 20 нм, расположенные на глубине 200 нм от поверхности кристалла. Первая структура имела концентрацию ДЭС  $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и толщину подложки  $d = 468$  мкм. Вторая структура имела концентрацию ДЭС  $n_s = 1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и толщину подложки  $d = 615$  мкм. Третья структура содержала пять квантовых ям, каждая с шириной 20 нм. Первая квантовая яма располагалась на расстоянии 60 нм от поверхности кристалла. Общая концентрация электронов  $n_s = 7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , толщина подложки  $d = 625$  мкм. Образцы представляли собой квадратные пластины с размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ , которые крепились на медную диафрагму с диаметром 6 мм в центре сверхпроводящего соленоида внутри криостата с оптическими окнами. Соленоид позволял получать магнитные поля до 7 Тл. Температура на образце поддерживалась на постоянном уровне 5 К. Квазиоптическая измерительная схема представляла собой интерферометр Маха-Цендера (описано в разделе 2.3). В качестве источника излучения использовались лампы обратной волны, перекрывающие частотный диапазон от 50 до 500 ГГц. В качестве детектора использовался охлаждаемый до температуры 4.2 К болометр. В одном плече интерферометра находился криостат с образцом, расположенным в геометрии Фарадея. Во втором опорном плече интерферометра находилось подвижное зеркало, из перемещения которого, при известной длине волны, извлекалось изменение фазы в зависимости от различных воздействий. В нашем случае таким воздействием было приложение магнитного поля, направленного перпендикулярно поверхности образца.

Для того чтобы определить сдвиг фазы,  $\Delta\phi$ , который вносит ДЭС, находящаяся на полупроводниковой подложке, необходимо иметь возможность изменять её проводимость. Один из недавно предложенных удобных способов - это подавление проводимости ДЭС посредством внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца. Действительно, компоненты тензора

проводимости в модели Друде записываются как [73]:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 + i\omega\tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}, \\ \sigma_{xy} &= \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}, \\ t &= \frac{1 + Z_0 \sigma_{xx}/2}{(1 + Z_0 \sigma_{xx}/2)^2 + (Z_0 \sigma_{xy}/2)^2}.\end{aligned}\tag{4.6}$$

При  $\omega_c \tau = (eB/m^*)\tau \gg 1$  и  $\omega_c \gg \omega$  пропускание двумерной электронной системы  $t = 1$  и ДЭС перестаёт влиять как на амплитуду так и на фазу прошедшего излучения. Поэтому можно считать, что для исследуемых структур  $\Delta\phi = \phi(7 \text{ Тл}) - \phi(0 \text{ Тл})$ . Для примера, на рисунке 4.5(a) показана экспериментально измеренная зависимость фазы прошедшего через образец излучения от величины магнитного поля. Концентрация ДЭС составляла  $n_s = 1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , частота излучения  $f = 78 \text{ ГГц}$  совпадала с частотой резонанса Фабри-Перо. Видно, что фаза прошедшего излучения  $\phi$  насыщается уже в магнитном поле  $B = 1 \text{ Тл}$ . Измеренный таким образом сдвиг фазы составил  $\Delta\phi$ .

На рисунке 4.5(b) представлена зависимость сдвига фазы,  $\Delta\phi$ , вносимого наличием ДЭС как функция частоты электромагнитного излучения. Измерения проводились на образце с концентрацией двумерных электронов  $n_s = 1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и толщиной подложки  $d = 615 \text{ мкм}$ . Измерения проводились двумя методами: при развороте частоты (чёрные точки) и при развороте магнитного поля (красные треугольники). В отличие от формулы (4.5) видно, что подложка оказывает сильное периодическое влияние на фазовый сдвиг. При этом максимум сдвига фазы наблюдается вблизи частот резонансов Фабри-Перо подложки, обозначенных на рис. 4.5(b) штриховыми линиями. Важно заметить, что сдвиг фаз,  $\Delta\phi$ , на частотах резонансов Фабри-Перо хорошо описывается формулой (4.5) (рис. 4.5(c)).

Для полного теоретического описания полученных результатов с учётом влияния подложки нами был применён метод матриц передачи (англ. Transmission matrix method), который широко используется в радиофизике и оптике [88; 89]. Если электромагнитная волна с электрическим полем  $E_{\text{in}}$  и магнитной индукцией  $H_{\text{in}}$  падает на диэлектрическую подложку с толщиной  $d$

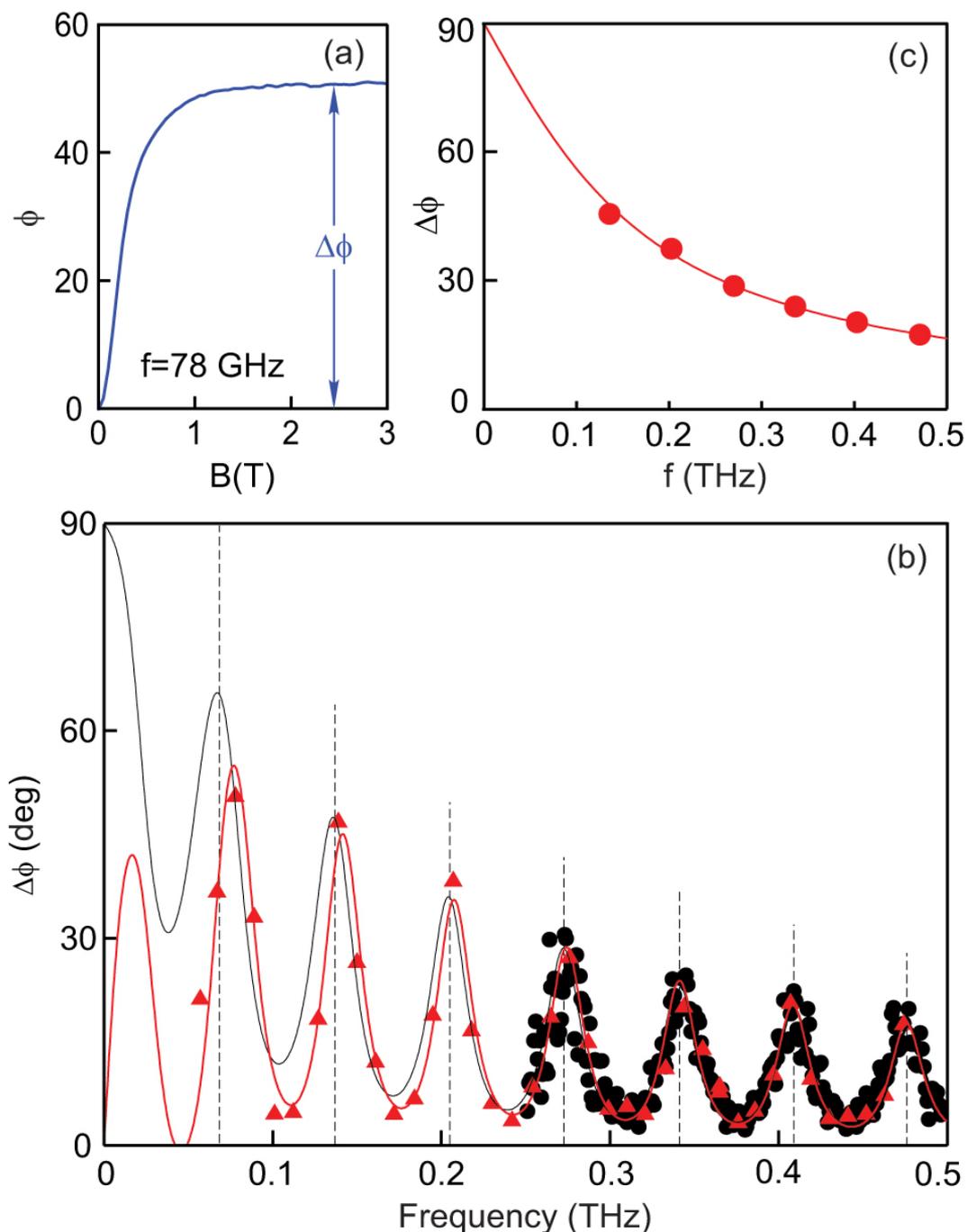


Рисунок 4.5: (a) Фаза излучения прошедшего через образец с концентрацией  $n_s = 1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в зависимости от приложенного к образцу магнитного поля. Частота излучения составляла  $f = 78$  ГГц. (b) Зависимость сдвига фазы,  $\Delta\phi$ , вносимого наличием ДЭС, от частоты электромагнитного излучения. Измерения проводились двумя методами: при развороте частоты (чёрные точки) и при развороте магнитного поля (красные треугольники). Линиями показаны теоретические расчёты на основе матричного описания (4.8). Вертикальными штриховыми линиями показаны частоты резонансов Фабри-Перо подложки. (c) Сдвиг фазы,  $\Delta\phi$ , измеренный на частотах резонансов Фабри-Перо. Красной линией показан расчёт согласно формуле (4.5).

и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , то поля на выходе можно найти с помощью матрицы передачи:

$$\begin{pmatrix} E_{\text{in}} \\ H_{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(qd) & i\frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}} \sin(qd) \\ i\frac{\sqrt{\varepsilon}}{Z_0} \sin(qd) & \cos(qd) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{out}} \\ H_{\text{out}} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Здесь  $q = \omega\sqrt{\varepsilon}/c$  — волновой вектор электромагнитной волны в подложке. Если на поверхности подложки находится ДЭС с импедансом  $Z_{2D} = i\omega L_K$ , то матрицы передачи принимают следующий вид

$$\begin{pmatrix} E_{\text{in}} \\ H_{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(qd) & i\frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}} \sin(qd) \\ i\frac{\sqrt{\varepsilon}}{Z_0} \sin(qd) & \cos(qd) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{Z_{2D}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{out}} \\ H_{\text{out}} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Далее сдвиг фазы прошедшего через систему электромагнитного излучения можно найти как  $\Delta\phi = \arg(E_{\text{out}}/E_{\text{in}})$ . При этом нужно учесть отражение от передней стороны структуры и то, что  $E_{\text{out}}/H_{\text{out}} = Z_0$ . Полученный таким образом сдвиг фазы  $\Delta\phi$  как функция частоты электромагнитного излучения показан на рисунке 4.5(b) чёрной линией. Если также учесть диссипацию в ДЭС, то  $Z_{2D} = R + i\omega L_K$  и формализм матриц переноса (4.8) даёт красную кривую на рис. 4.5(b). Наблюдается хорошее согласие между теорией и экспериментальными данными.

На рисунке 4.6 показана зависимость максимального фазового сдвига  $\Delta\phi$  от частоты падающего на структуру ТГц излучения. Результаты приведены для трёх образцов с двумерной электронной концентрацией  $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (чёрные квадраты),  $1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (синие пентагоны) и  $7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (красные кружки). Максимум фазового сдвига определялся экспериментальным путём вблизи каждого из резонансов Фабри-Перо в подложке. Сплошными кривыми на рис. 4.6 показано значение  $\Delta\phi$  согласно (4.5) для ДЭС в вакууме. Согласно данным на рис. 4.5 максимум фазового сдвига для образцов с электронной концентрацией  $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  достигается вблизи резонансов Фабри-Перо, обозначенными на рисунке штриховыми линиями. Матрица передачи (4.7) становится единичной на частотах резонансов Фабри-Перо

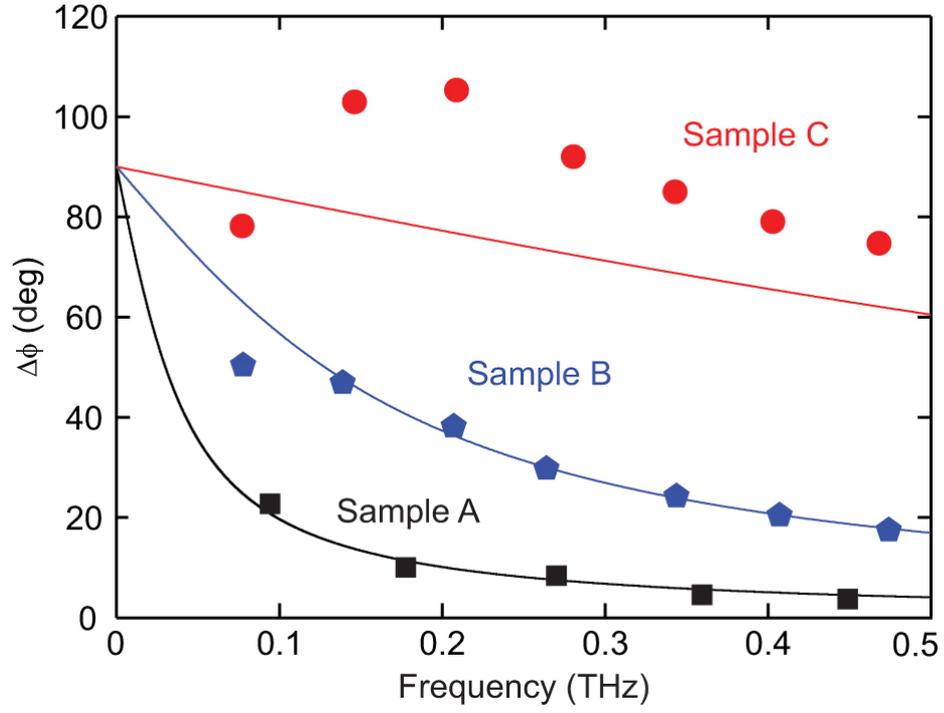


Рисунок 4.6: Максимальный фазовый сдвиг  $\Delta\phi$  как функция частоты, измеренный для образцов ДЭС с электронной плотностью  $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (чёрные квадраты),  $1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (синие пентагоны) и  $7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (красные кружки). Сплошные кривые иллюстрируют выражение (4.5) при соответствующих электронных концентрациях. Обращает на себя внимание сильное отличие экспериментальных точек при  $n_s = 7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  от теоретического предсказания.

$\omega_N = N\omega_d = Nc\pi/\sqrt{\epsilon}d$  ( $N = 1, 2, \dots$ ). Это означает то, что подложка не оказывает влияния на электродинамику системы и вблизи резонансов Фабри-Перо верна формула (4.5), полученная в предположении полного отсутствия подложки. Действительно, экспериментальные данные для  $\Delta\phi$ , полученные для образцов с электронной концентрацией  $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $1.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  хорошо согласуются с (4.5).

Однако, для образца с электронной концентрацией  $7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  наблюдается значительное отклонение от формулы (4.5). Для того, чтобы разобраться с этим неожиданным наблюдением, была детально измерена зависимость сдвига фазы от частоты вблизи резонанса Фабри-Перо с частотой 134 ГГц (рис. 4.7(а)). Видно, что на самой частоте резонанса Фабри-Перо сдвиг фаз составляет  $80^\circ$  в полном соответствии с формулой (4.5). Однако, максимум изменения фазы,  $\Delta\phi = 105^\circ$ , сдвинут в сторону частоты 150 ГГц, когда  $qd = 2.25\pi$ . Действительно, анализ матрицы передачи (4.8) показывает, что если импеданс ДЭС,  $Z_{2D}$ , является чисто реактивным и может изменяться от нуля до бесконечности, то

максимум  $\Delta\phi$  достигается на частотах  $\omega = (N + 1/4)\omega_d = (N + 1/4)c\pi/\sqrt{\varepsilon}d$  ( $N = 1, 2, \dots$ ) и составляет

$$\Delta\phi = \operatorname{arctg} \left( \frac{\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} + \sqrt{\varepsilon} - \frac{Z_0}{\omega L_K}}{2 + \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}\omega L_K}} \right). \quad (4.9)$$

Если  $L_K$  изменяется от нуля до бесконечности, то сдвиг фазы перестраивается от  $\operatorname{arctg}(-\sqrt{\varepsilon})$  до  $\operatorname{arctg}(1/2\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon}/2)$ . Таким образом, максимальный сдвиг фаз, который можно достичь в системе ДЭС на подложке составляет:

$$\Delta\phi_m = \operatorname{arctg} \sqrt{\varepsilon} + \operatorname{arctg} \left( \frac{\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} + \sqrt{\varepsilon}}{2} \right). \quad (4.10)$$

Зависимость максимального сдвига фаз  $\Delta\phi_m$  от диэлектрической проницаемости подложки  $\varepsilon$  представлена на рис. 4.7(с) красной кривой. Заметим, что если  $\varepsilon \rightarrow \infty$ , то сдвиг фазы, вносимый двумерной электронной системой на подложке составляет  $\Delta\phi_m \rightarrow 180^\circ$ .

В реальных экспериментальных условиях развернуть  $L_K = m^*/n_s e^2$  от нуля до бесконечности не получается. Например, синей точкой на рис. 4.7(с) показан максимальный сдвиг фаз,  $105^\circ$ , который удалось достичь на структуре с концентрацией в ДЭС  $n_s = 7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , находящейся на GaAs ( $\varepsilon = 12.8$ ) подложке с толщиной  $d = 625 \text{ мкм}$ . Данный фазовый сдвиг удалось достичь на частоте 209 ГГц. Синей кривой на рис. 4.7(с) показана теоретическая кривая согласно (4.9) без учёта диссипации в ДЭС для исследуемой структуры. Видно хорошее согласие теории с экспериментом. Для практического использования полученных результатов важны также вносимые структурой потери. На рисунке 4.7(b) для примера показано пропускание через структуру с  $n_s = 7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  на частоте 209 ГГц. При развороте магнитного поля от 0 до 6 Тл фаза изменяется на  $\Delta\phi = 105^\circ$ . При этом максимальные потери на пропускание составляют  $-8 \text{ дБ}$ .

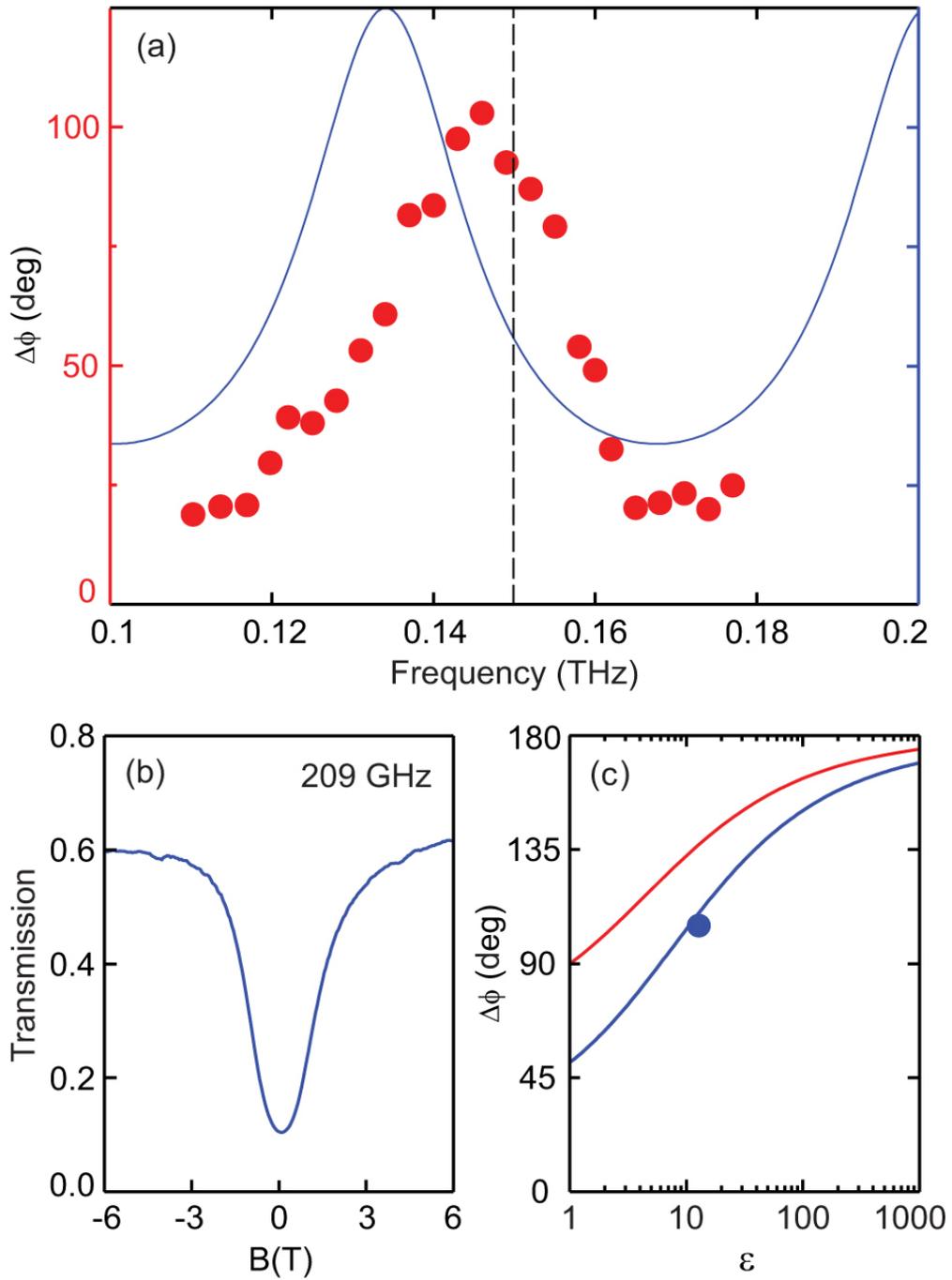


Рисунок 4.7: (a) Сдвиг фазы,  $\Delta\phi$ , вносимый наличием ДЭС как функция частоты электромагнитного излучения. Измерения проводились на образце с  $n_s = 7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (красные кружки). Пунктирной линией показана частота, для которой  $\omega = (2 + 1/4)\omega_d$ . Синей линией показано пропускание подложки без ДЭС. Правая ось, к которой относится синяя линия безразмерна и имеет масштаб от 0 до 1. (b) Экспериментально измеренное пропускание через образец с концентрацией  $n_s = 7.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в зависимости от магнитного поля на частоте 209 ГГц. (c) Красной линией показан максимальный сдвиг фазы,  $\Delta\phi_m$ , в зависимости от диэлектрической проницаемости подложки. Синей точкой показан максимальный сдвиг фазы, достигнутый в настоящих экспериментах на подложке GaAs с  $\epsilon = 12.8$ .

## 4.4. Выводы

Таким образом, в данной главе представлена разработка и исследование физических свойств экспериментального образца плазмонного устройства для управления фазовым сдвигом ТГц излучения. Устройство состоит из диэлектрической подложки с ДЭС на ее поверхности. С помощью интерферометра Маха-Цендера были исследованы пропускание и сдвиг фазы при прохождении излучения через образец. Изучено влияние частоты излучения, плотности электронов в ДЭС и параметров полупроводниковой подложки на величину фазового сдвига. Разработана физическая модель, хорошо описывающая полученные результаты. Установлено, что максимальный фазовый сдвиг, который можно достичь в предложенной схеме составляет  $180^\circ$ . Экспериментально продемонстрирован фазовый сдвиг в  $105^\circ$ . Дополнительно была продемонстрирована работа фазовращателя при температурах до 80 К. Однако предполагается, что нет принципиальных трудностей в расширении этого диапазона до комнатной температуры на терагерцовых частотах. Дизайн устройства легко масштабируется для создания решетки фазовращателей, открывая перспективы для применения в различных ТГц системах.

## Глава 5

# Исследование плазмонных метаповерхностей

### 5.1. Введение

За последние годы искусственно созданные метаматериалы и метаповерхности привлекают большой интерес своими необычными электромагнитными характеристиками [25]. Было продемонстрировано, что электромагнитные свойства стандартных материалов могут быть радикально изменены путем структурирования на масштабе значительно меньшем, чем длина волны. В многочисленном разнообразии метаматериалов особое внимание уделяется плазмонным метаматериалам. Простейшим примером таких структур является трехмерный массив металлических проводов [61–63; 90–92]. Рассмотрение такой трехмерной структуры как плазмонного метаматериала открывает новые перспективы в области отрицательного преломления, фокусировки в ближнем поле и нанолазера (англ. nanolasing) [25]. Метаповерхности, состоящие из двумерных массивов рассеивателей, представляют собой наиболее технологически простой класс метаматериалов [26; 27]. Они значительно выигрывают от упрощенного процесса изготовления по сравнению с метаматериалами и перспективны для интеграции с нанопотонными устройствами на кристалле благодаря своим плоским профилям. Плазмонные метаповерхности используют продольный плазменный резонанс в каждом элементе для управления падающим электро-

магнитным излучением. Возможные примеры включают плазмонные метаповерхности из графеновых лент [28], V-образные антенны [29; 30], щелевые плазмонные (англ. gap-plasmon) метаповерхности [31–34] и решетки из InSb [35]. Недавно был обнаружен новый тип возбуждения плазмы – поперечные электромагнитные плазменные волны [13]. Они открывают новые перспективы для создания плазмонных метаматериалов.

Согласно исследованиям, описанным в главе 3, полупроводниковая подложка с встроенной высококачественной ДЭС имеет плазменный край в пропускании с частотой плазменного резонанса, определяемой уравнением (3.8), куда входят  $n_s$  и  $m^*$  - плотность и эффективная масса электронов в ДЭС,  $d$  - толщина полупроводниковой подложки, а также  $\epsilon_0$  и  $\epsilon$ , соответственно, вакуумная и эффективная диэлектрическая проницаемость полупроводниковой подложки. При условии, что  $d \ll \lambda$ , диэлектрическая пластина с ДЭС на верхней поверхности видится электромагнитной волной как однородная 3D-плазма с плотностью  $n_{3D} \approx n_s/d$ . В результате устройство электромагнитно прозрачно выше частоты плазменного резонанса  $\omega_{res}$  [12; 13; 72]. Этот эффект аналогичен прозрачности металлов в ультрафиолетовом спектральном диапазоне [1; 2]. Основным недостатком 3D-плазменных систем является то, что их физические свойства невозможно перестраивать. В отличие от этого, 2D-плазмонные устройства намного более перспективны, поскольку параметры ДЭС могут быть легко настраиваемы в широком диапазоне путем изменения плотности электронов или приложения внешнего магнитного поля.

В данной главе литографически изготовлена и исследована серия мембран GaAs с сетчатой ДЭС на поверхности. Показано, что такая структура ведет себя как высокоанизотропная 2D-плазмонная метаповерхность.

## 5.2. Отклик метаповерхности при поляризации падающего излучения вдоль полос двумерной электронной системы

В данной главе были исследованы образцы, изготовленные из промышленных гетероструктур  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , выращенных методом

молекулярно-лучевой эпитаксии. Пластина имеет квантовую яму шириной 20 нм, выращенную на глубине 210 нм от поверхности кристалла. Квантовая яма содержит ДЭС с плотностью  $n_s = 9.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью электронов  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$  при  $T = 5 \text{ К}$ . После того как исходная полупроводниковая пластина разрезается на образцы размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ , на каждом отдельном кусочке изготавливается сетчатая меза с периодом  $p = 25 \text{ мкм}$  и длиной полосы 9 мм, где ширина полосы  $t$  изменяется от 23 мкм до 7 мкм между образцами (рис. 5.1). Детали технологического процесса описаны в разделе 2.2.3. Затем каждый образец травится снизу раствором лимонной кислоты для получения мембраны равномерной толщины  $d = (20 - 45) \text{ мкм}$ . Подробности изготовления тонких мембран описаны в разделе 2.2.1. Наконец, образец помещается в оптический криостат и облучается электромагнитным излучением через отверстие диаметром 6 мм. В качестве источников непрерывного монохроматического излучения использовался набор ламп обратной волны с рабочим диапазоном частот от 50 до 500 ГГц. Пропускание через образец измеряется при помощи охлаждаемого гелием болометра. Полученные данные обрабатываются фурье-фильтром для удаления ложных гармоник, возникающих от интерференции между элементами квазиоптического пути. Все эксперименты проводятся при базовой температуре образца 5 К. Благодаря отличной температурной стабильности всей системы, включая установку образца, можно обнаружить относительные изменения в пропускании до  $10^{-4}$ .

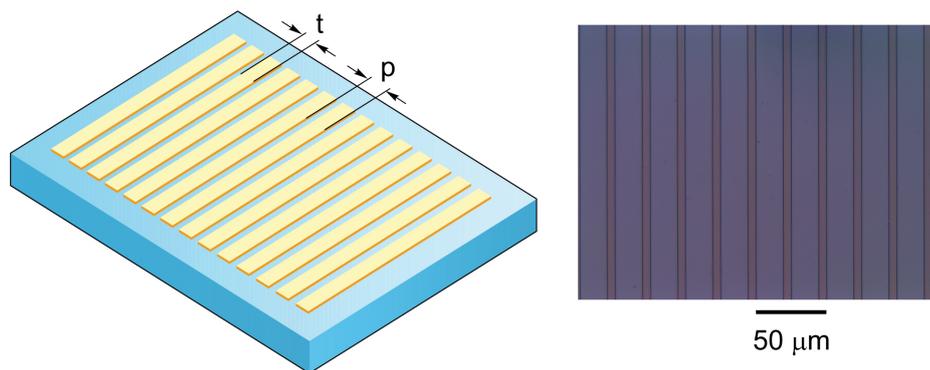


Рисунок 5.1: Схема (слева) и фотография (справа) структуры плазмонной метаповерхности. На диаграмме показаны подложка GaAs (синяя) и ДЭС (желтая) с шириной полосы  $t = 20$  и периодом  $p = 25 \text{ мкм}$ . Из работы [83].

На рисунке 5.2(а) показаны измеренное и предсказанное пропускание для непрерывной ДЭС, встроенной в мембрану GaAs толщиной  $d = 45 \text{ мкм}$ . Эти

данные показывают область низкочастотной непрозрачности, расширяющуюся до частоты плазменного края  $f_p = 145$  ГГц из уравнения (3.8), обозначенную стрелкой. При увеличении частоты кривая пропускания следует тренду функции Фабри-Перо для обычной диэлектрической мембраны (пунктирная линия на рисунке 5.2(a)), описываемой уравнением (3.9) [73].

На рисунке 5.2(b) показана реакция мембраны с  $d = 32$  мкм, имеющей решетку полос ДЭС шириной  $t = 10$  мкм и периодом  $p = 25$  мкм. Аналогично случаю непрерывной ДЭС, плазменный край наблюдается, когда падающее излучение линейно поляризовано вдоль полос ДЭС (синие кружки). Важно отметить, что устройство проявляет свойства плазмы только если  $\omega\tau \gg 1$ , где  $\tau$  - время релаксации электронов. При увеличении температуры время релаксации уменьшается, поэтому плазменный край постепенно исчезает.

Чтобы понять, как геометрия элемента метаповерхности влияет на плазменный край, была исследована серия образцов с фиксированным периодом  $p = 25$  мкм и различными значениями ширины полос  $t$ . Таким образом, всего было протестировано пять образцов с  $t = 23, 20, 15, 10$  и  $7$  мкм. На рисунке 5.3 показан результат измерений пропускания для образцов с шириной полос ДЭС  $7$  мкм (красные кружки) и  $15$  мкм (синие кружки) при одинаковой толщине мембраны  $20$  мкм. Кривые для двух образцов сдвинуты вертикально для ясности, при этом каждая вертикальная ось охватывает диапазон от  $0.0$  до  $1.0$ . Сравнивая данные для двух образцов, важно отметить, что увеличение ширины полос  $t$  от  $7$  до  $15$  мкм приводит к значительному увеличению частоты плазменного края со  $115$  до  $170$  ГГц, как показано стрелками на рисунке 5.3. Фактически, кажется, что значение  $f_p$  увеличивается примерно как  $\sqrt{t}$ . Таким образом, частоту плазменного резонанса метаповерхности можно найти, если мы подставим эффективную 2D-плотность  $n_s^* = n_s(t/p)$  в уравнение (3.8):

$$\omega_{res} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{m^* \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)} \frac{t}{p d}}, \quad d, p \ll \lambda. \quad (5.1)$$

Действительно, на рисунке 5.4 представлена зависимость исправленной толщины плазменной частоты,  $f_p \sqrt{d}$ , от квадратного корня фактора заполнения  $(t/p)^{0.5}$ . Точки данных, соответствующие образцам, использованным на рисунке 5.2, отмечены оранжевым цветом. Экспериментальные данные показывают

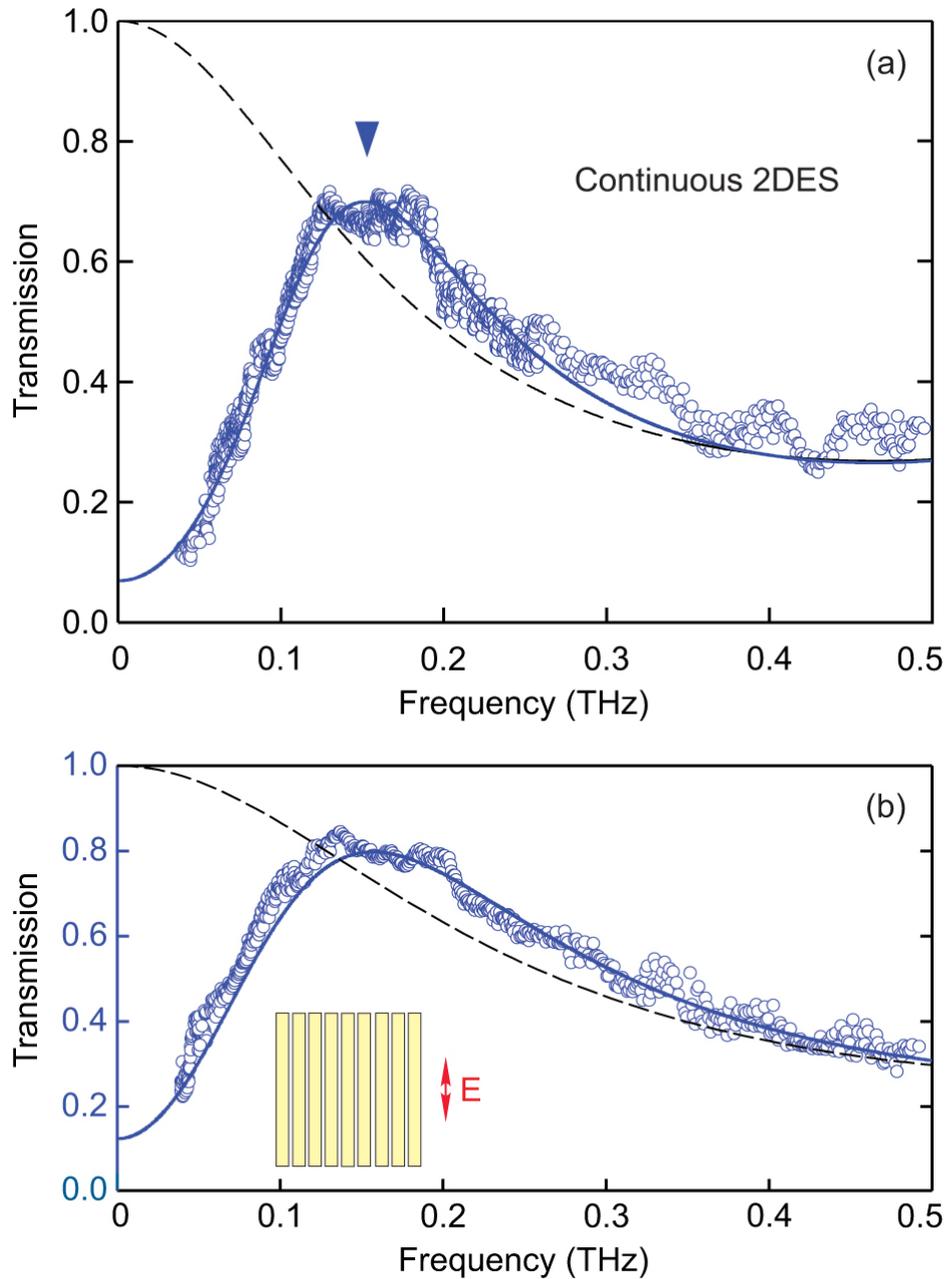


Рисунок 5.2: (а) Спектры пропускания непрерывной ДЭС с  $n_s = 9.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , встроенной в мембрану GaAs толщиной  $d = 45 \text{ мкм}$ . Стрелкой отмечена частота плазменного резонанса из уравнения (3.8). (б) Спектры пропускания мембраны толщиной  $d = 32 \text{ мкм}$  с полосами ДЭС шириной  $t = 10 \text{ мкм}$  и периодом  $p = 25 \text{ мкм}$ . Падающее излучение поляризовано вдоль полос ДЭС. Кружки и сплошные линии в (а) и (б) обозначают, соответственно, экспериментальные данные и теоретические прогнозы. Пунктирные линии представляют функцию Фабри-Перо для диэлектрических мембран без ДЭС. Из работы [83].

хорошее соответствие линейной тенденции (сплошная линия), описываемой теоретическим предсказанием уравнения (5.1). Следует отметить, что введенное понятие плазмонной метаповерхности действительно при условии, что  $\lambda \gg p$ . В этом режиме мы можем использовать усреднение по периоду решетки, кон-

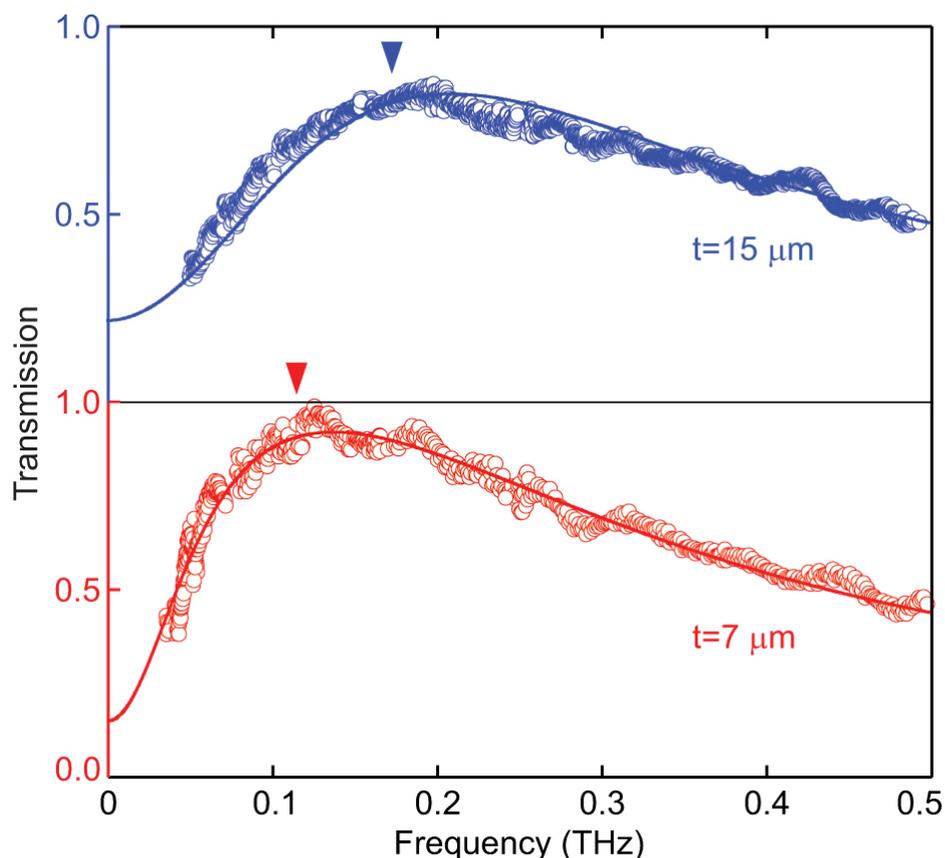


Рисунок 5.3: Спектры пропускания ДЭС в форме 1D-решетки с шириной полосы  $t = 7$  мкм (красные круги) и  $t = 15$  мкм (синие круги). Образцы имеют одинаковую толщину мембраны - 20 мкм и период плазмонной метаповерхности  $p = 25$  мкм. Падающее излучение поляризовано вдоль полосок. Стрелками отмечены частоты плазменного резонанса. Из работы [83].

цептуально заменяя неравномерную среду однородной метаповерхностью, характеризуемой частотой плазменного края из уравнения (5.1).

### 5.3. Отклик метаповерхности при поляризации падающего излучения поперек полос двумерной электронной системы

В данном разделе используемые образцы были изготовлены из промышленных гетероструктур  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Пластина имеет квантовую яму шириной 20 нм, выращенную на расстоянии 210 нм от поверхности кристалла. Квантовая яма содержит ДЭС с плотностью  $n_s = 9.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью электро-

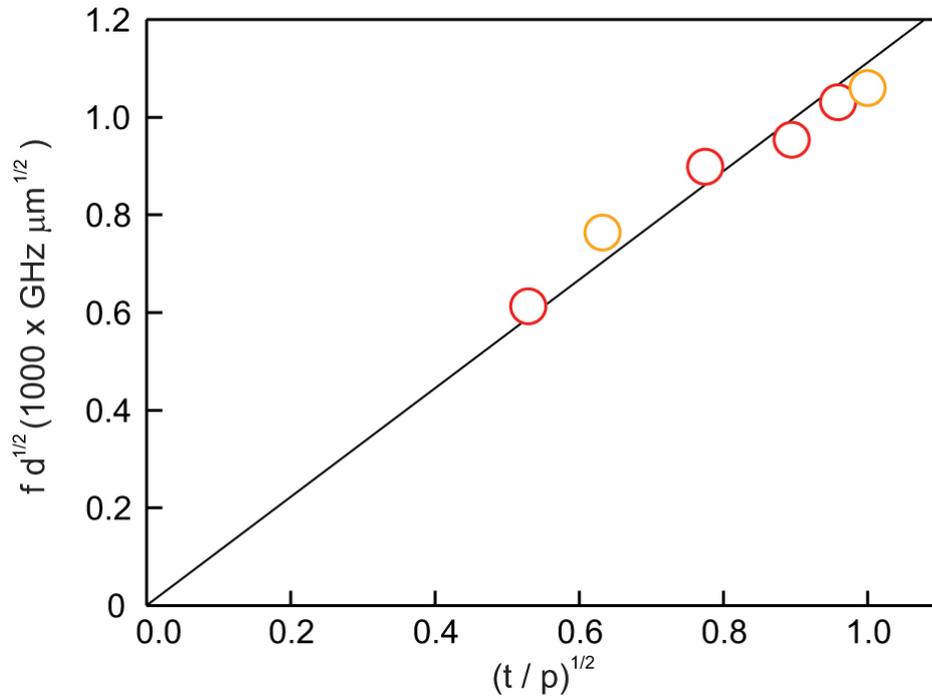


Рисунок 5.4: Нормализованная частота плазменного края  $f_p \sqrt{d}$ , построенная как функция квадратного корня из фактора заполнения  $(t/p)^{1/2}$ . Кружками обозначены экспериментальные значения, полученные из спектров пропускания. Сплошная линия представляет теоретический прогноз, основанный на уравнении (5.1). Из работы [83].

нов  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В}$  с при  $T = 5 \text{ К}$ . Полупроводниковая пластина была разрезана на образцы размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ . Затем литографически была изготовлена решетка полосок ДЭС (рис. 5.5). Для восьми образцов период метаповерхности составляет  $p = 25 \text{ мкм}$ , а ширина полоски варьируется от  $w = 13 \text{ мкм}$  до  $24 \text{ мкм}$ . Один образец имеет период метаповерхности  $p = 12.5 \text{ мкм}$  и ширину полоски ДЭС  $w = 10.5 \text{ мкм}$ . Все образцы были вытравлены с обратной стороны раствором лимонной кислоты для получения однородной мембраны, толщина которой для различных образцов варьировалась от  $35$  до  $45 \text{ мкм}$  (подробности в разделе 2.2.1). Образец был установлен на конце держателя образца, который был помещен в криостат в центре сверхпроводящей катушки. Криостат был оснащен двумя миларовыми (англ. mylar) окнами, сопланарными поверхностями образца. Фаза и интенсивность электромагнитной волны, прошедшей через образец, исследовались с помощью интерферометра Маха-Цендера. В качестве источника излучения в интересующем диапазоне частот  $f = (50 - 500) \text{ ГГц}$  использовался набор ламп обратной волны. Электромагнитное излучение поляризовалось перпендикулярно полоскам ДЭС. Пропускание через образец измерялось с по-

мощью болометра, охлаждаемого гелием. Все эксперименты проводились при базовой температуре образца 5 К.

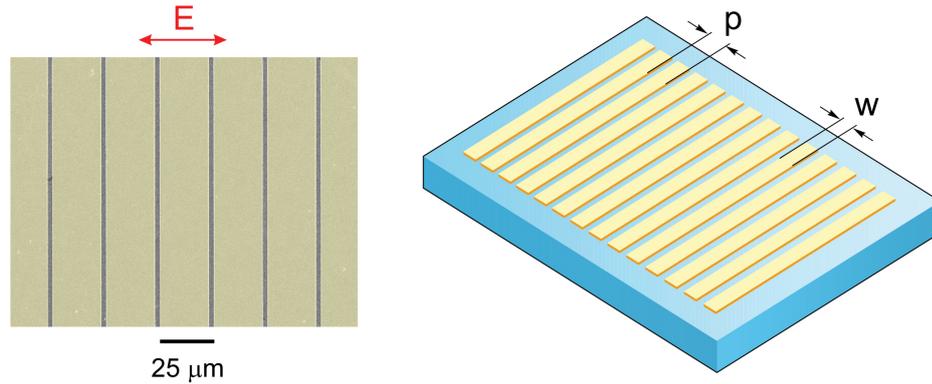


Рисунок 5.5: (Слева) Фотография образца сделанная на сканирующем электронном микроскопе. Область ДЭС окрашена в желтый цвет. Ширина полосы ДЭС равна  $w = 23$  мкм, а период равен  $p = 25$  мкм. (Справа) Схема структуры с плазмонной метаповерхностью. Двумерная электронная система обозначена желтым цветом, а подложка из GaAs - синим.

Вставка к рисунку 5.6 показывает спектр пропускания для периода метаповерхности  $p = 25$  мкм и ширины полоски  $w = 21.5$  мкм. На частоте  $f_p = 0.2$  ТГц наблюдается явный плазменный резонанс, наложенный на функцию Фабри-Перо диэлектрической мембраны без ДЭС, описываемую уравнением (3.9) [73], где  $\epsilon = 12.8$  - диэлектрическая проницаемость GaAs, а толщина мембраны  $d = 40$  мкм.

Чтобы исключить фон Фабри-Перо и ложные резонансы квазиоптического пути, спектр пропускания при  $B = 0$  Т делится на пропускание через образец при  $B = 7$  Т. При таком сильном магнитном поле, когда  $\omega_c \tau = (eB/m^*)\tau \gg 1$  и  $\omega_c \gg \omega$ , движение 2D электронов в плоскости квантовой ямы подавляется в циклотронных орбитах. В результате ДЭС не влияет на пропускание [93]. Полученные нормированные спектры пропускания для трех образцов с различной шириной полосок ДЭС  $w = 13, 21.5$  и  $23.7$  мкм, но с фиксированным периодом метаповерхности  $p = 25$  мкм, показаны на рисунке 5.6. Резонанс плазмона смещается к более высокой частоте при уменьшении ширины полоски, что соответствует зависимости, предсказанной обычным дисперсионным уравнением для 2D плазмона (1.23). На рисунке 5.7 показано положение частоты резонанса плазмона в зависимости от направленного перпендикулярно плоскости ДЭС магнитного поля. Эксперимент проводился для метаповерх-

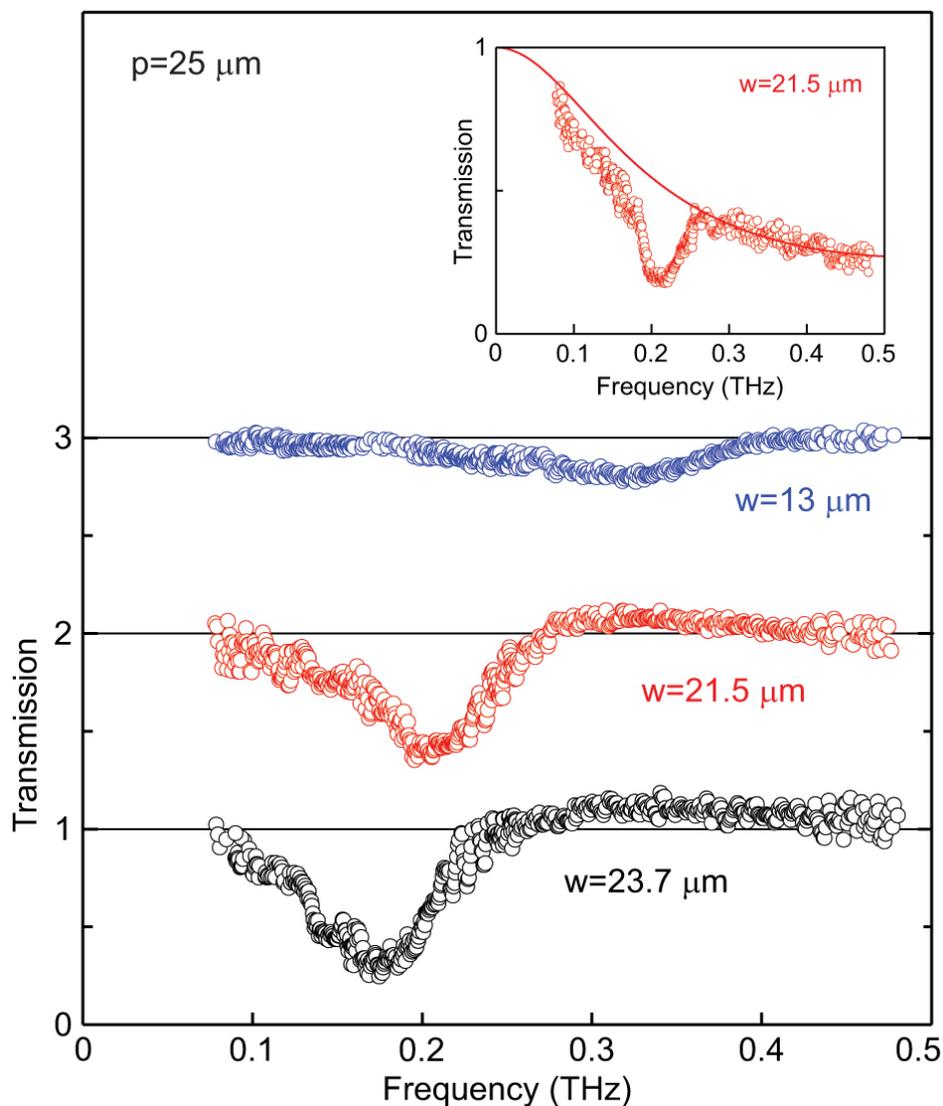


Рисунок 5.6: Нормированные спектры пропускания трех образцов с разной шириной полос ДЭС  $w = 13, 21.5$  и  $23.7$  мкм. Все три образца имеют одинаковый период  $p = 25$  мкм. Кривые сдвинуты по вертикали на единицу для наглядности. На вставке показан спектр пропускания без нормировки для образца с  $w = 21.5$  мкм. Сплошная красная линия представляет функцию Фабри-Перо, описываемую уравнением (3.9) для диэлектрической мембраны без ДЭС.

ности с  $w = 23.7$  мкм. Резонанс плазмона начинается на частоте плазмона  $\omega_p/2\pi = 175$  ГГц и быстро насыщается на частоте циклотронного резонанса (CR)  $\omega_c = (eB/m^*)$  (пунктирная линия на рисунке 5.7) в соответствии с законом  $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$  (сплошная линия на рисунке 5.7). Обнаруженная магнитодисперсия резонанса указывает на гибридную циклотронно-магнитоплазменную природу [94].

Однако экспериментально полученные значения частоты плазмона значительно отличаются от тех, которые предсказаны обычной дисперсией, описы-

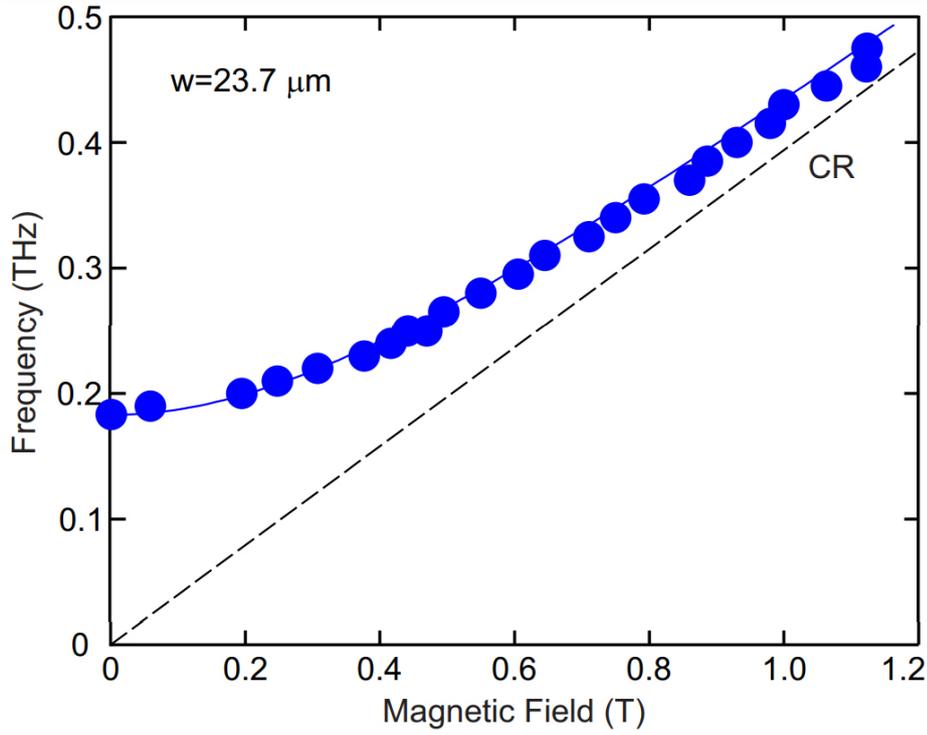


Рисунок 5.7: Магнитодисперсия наблюдаемого плазменного резонанса. Пунктирная линия обозначает циклотронный резонанс  $\omega_c = (eB/m^*)$ . Сплошная линия представляет закон гибридной магнитоплазмы  $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$ . Ширина полосы метаповерхности ДЭС составляет  $w = 23.7$  мкм с периодом  $p = 25$  мкм.

ваемой уравнением (1.23). Действительно, на рисунке 5.8 показана зависимость частоты плазмона от обратной ширины полосы ДЭС  $1/w$ . Зависимость измерялась на восьми образцах с одинаковым периодом  $p = 25$  мкм, плотностью электронов  $n_s = 9.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и эффективной массой  $m^* = 0.071m_0$ . Сплошная синяя линия представляет теоретическое предсказание в соответствии с уравнением (1.23). Удивительно, но есть значительное различие между теорией (1.23) и экспериментом, даже при больших зазорах между отдельными полосками. Обнаруженное гигантское красное смещение частоты плазмона вызвано кулоновским взаимодействием между колебаниями заряда в соседних полосках ДЭС [95–97].

Для лучшего понимания наблюдаемого физического явления была разработана качественная модель. Для простоты стоит рассмотреть плазмон в одной полоске в терминах модели сосредоточенных элементов (англ. lumped element model). В этой модели ДЭС действует как немагнитный индуктор  $L_K = m^*/n_s e^2$ , соединенный с конденсатором  $C = 2 \epsilon_0 \epsilon / q$ . Здесь  $\epsilon = (1 + \epsilon_{\text{GaAs}})/2$  - диэлектрическая проницаемость среды, окружающей ДЭС,  $q = 3\pi/4w$  - волновой

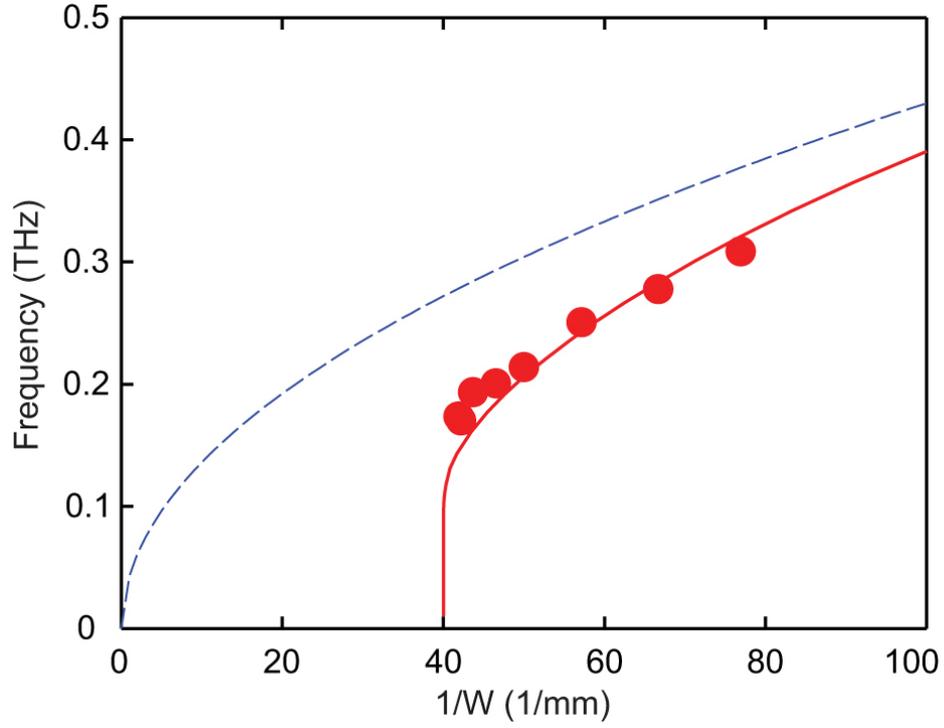


Рисунок 5.8: Зависимость частоты резонанса плазмона от обратной величины ширины полосок ДЭС  $1/w$ . Период плазмонной метаповерхности поддерживался фиксированным  $p = 25$  мкм. Сплошная красная линия - это теоретический прогноз, основанный на уравнении (5.3), в то время как пунктирная синяя линия - двумерная плазмонная дисперсия в соответствии с уравнением (1.23).

вектор для геометрии полоски [98; 99]. Естественно, такая LC цепь резонирует на частоте плазмона  $\omega_p = 1/\sqrt{L_K C}$ , что соответствует формуле (4.3). Боковое экранирование добавляет дополнительную емкость  $C_s$  к рассматриваемой плазмонной цепи. Многочисленная литература даёт следующее выражение для боковой емкости [100–102]

$$C_s = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \ln \frac{2}{qh}, \quad (5.2)$$

где  $h = p - w$  - зазор между соседними полосками ДЭС. Это приводит к экранированной частоте плазмона:

$$\omega_s(q) = \frac{1}{\sqrt{L_K(C + C_s)}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 q}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 + \ln \frac{2}{qh}}}. \quad (5.3)$$

Красная кривая на рисунке 5.8 представляет собой теоретическое предсказание в соответствии с уравнением (5.3). Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретической моделью. Из вышесказанного

следует, что при приближении  $w$  к  $p$  возникает новый экранированный плазменный режим. Логарифмическое экранирование между смежными полосками ДЭС доминирует в физических свойствах этого режима.

## 5.4. Выводы

Таким образом, в данной главе был изучен терагерцовый отклик полупроводниковых мембран с решетчатой ДЭС. Было обнаружено, что при длине волны падающего излучения значительно большей периода решетки разработанная структура ведет себя как метаповерхность с плазмонными свойствами, контролируемые геометрией ДЭС. Электродинамический отклик метаповерхности демонстрирует большую анизотропию по отношению к ориентации поляризации излучения относительно полос ДЭС. Представленное устройство было реализовано с использованием ДЭС из GaAs при криогенной температуре. Однако, было показано, что возбуждение плазменных волн возможно при комнатной температуре на длинах волн терагерцового и инфракрасного диапазонов как с использованием ДЭС на GaAs, так и графена [28; 85–87]. Следовательно, предложенная концепция плазмонной метаповерхности может быть расширена до более высоких частот для обеспечения применений при комнатной температуре.

Было экспериментально установлено, что при поляризации падающего излучения вдоль полос с ДЭС, в спектре пропускания имеет место плазменный край. Его частотой можно управлять, проектируя геометрические параметры метаповерхности. Принципиально иное поведение демонстрирует отклик метаповерхности при поляризации падающего излучения поперек полос с ДЭС. Было обнаружено, что боковое экранирование между смежными полосками ДЭС приводит к появлению нового плазменного режима при уменьшении зазора между полосками до нуля. Была разработана теоретическая модель, учитывающая дисперсию обнаруженного режима (взято в расчет логарифмическое боковое экранирование). Теория оказалась в хорошем согласии с экспериментальными данными. Полученные результаты могут послужить научной основой для разработки элементов плазмонной метаповерхности в терагерцовом частотном диапазоне.

# Заключение

В рамках данной диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Установлено, что в тонких мембранах GaAs с ДЭС на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs под воздействием падающей электромагнитной волны возникает новый тип волн - поперечные электромагнитные плазменные волны. Проведено детальное экспериментальное исследование физических характеристик этого типа плазменных возбуждений.
2. Выявлено, что поперечные плазменные волны можно характеризовать частотой плазменного резонанса. Экспериментально изучена зависимость частоты плазменного резонанса от концентрации двумерных электронов и толщины полупроводниковой подложки.
3. Создан прототип и разработаны физические основы плазмонного полупроводникового фазовращателя. Успешная работа устройства продемонстрирована в широком частотном диапазоне от 50 до 270 ГГц. При этом фазовый сдвиг прибора можно плавно перестраивать напряжением на затворе в диапазоне от  $0^\circ$  до  $41^\circ$  (на частоте 65 ГГц).
4. Исследовано влияние характеристик полупроводниковой подложки GaAs на величину фазового сдвига электромагнитного излучения, проходящего через подложку с двумерной электронной системой. Обнаружено, что плотность электронов в ДЭС оказывает влияние на измеряемый фазовый сдвиг. Разработана физическая модель, которая хорошо описывает полученные результаты. Установлено, что максимальный достижимый фазовый сдвиг в предложенной схеме составляет  $180^\circ$ . В эксперименте продемонстрирован фазовый сдвиг в  $105^\circ$ .

5. Продемонстрировано, что двумерная электронная система в виде периодических полос действует как плазменная метаповерхность. Экспериментально подтверждено, что разработанная метаповерхность проявляет анизотропный отклик. Когда вектор поляризации электромагнитного излучения направлен перпендикулярно полоскам, наблюдается возбуждение новой плазменной моды. Обнаружено, что к появлению этой плазменной моды приводит боковое экранирование при условии, что зазор между полосками сводится к нулю.

Полученные результаты несут в себе большую практическую значимость. На протяжении многих лет терагерцовое электромагнитное излучение признается за его большой потенциал для многочисленных применений в системах проверки безопасности и контроля качества, телекоммуникации и спектроскопии. В настоящее время растущий интерес к современным терагерцовым технологиям подчеркивает необходимость в компактных и надежных полупроводниковых детекторах с высокой скоростью и чувствительностью. Среди наиболее перспективных кандидатов — полевые транзисторы и плазмонные детекторы [103]. Обнаружение и исследование нового типа двумерных плазменных волн, а также разработка прототипов новых устройств, работа которых основана на новых плазменных возбуждениях, послужат стартом для создания новых приборов для работы в терагерцовом частотном диапазоне.

# Благодарности

Выражаю бесконечную благодарность Вячеславу Михайловичу Муравьеву, моему несравненному научному руководителю. Однажды на лекции в Сколтехе он восхитил меня своим пылким энтузиазмом и страстной любовью к науке, после чего моя жизнь очень круто изменилась к лучшему и заиграла новыми необыкновенно яркими красками. Никогда не перестану удивляться его невероятной нескончаемой энергии, которая заряжает и мотивирует меня. Огромное ему спасибо за постоянное ощущение эйфории от того, какими удивительными вещами мы занимаемся, и за то, что научил меня трудиться не скучая.

Отдельную благодарность хочу выразить заведующему ЛНЭП Игорю Владимировичу Кукушкину. При общении с ним я всегда чувствую невероятную теплоту, открытость и готовность помочь, что всегда создает у меня позитивный настрой. И, конечно, выражаю ему огромную признательность за создание и поддержание атмосферы в коллективе, в котором все стремятся к великому.

Также огромное спасибо хочу сказать Яне Федотовой и Сергею Владимировичу Егорову за то, что обучили меня искусству и всем тонкостям работы в чистой зоне, за то огромное количество часов внимания и терпения, которые они посвятили мне лично. Исключительную благодарность испытываю к Виктору Соловьёву за нескончаемую отзывчивость, за ту бесценную моральную и физическую помощь, которую он оказывает мне каждый день, по любым научным и ненаучным вопросам. Огромную благодарность испытываю ко всему коллективу ЛНЭП, в котором царит теплая и дружеская атмосфера, в которой так приятно работать.

Громадное спасибо моим бесценным родителям Ольге и Сергею, которые вложили в мое воспитание все свои силы и необъятную любовь.

И в конце искренне благодарю своего горячо любимого мужа Льва, который является моей надежной опорой и лучшим другом с первого дня на физтехе.

# Литература

1. *Wood, R. W.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals / R. W. Wood // Phys. Rev. — 1933. — Т. 44, вып. 5. — С. 353—360. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.44.353>.
2. *Zener, C.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals / C. Zener // Nature. — 1933. — Т. 132. — С. 968.
3. *Ritchie, R. H.* Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films / R. H. Ritchie // Phys. Rev. — 1957. — Т. 106, вып. 5. — С. 874—881. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.874>.
4. *Ferrell, R. A.* Predicted Radiation of Plasma Oscillations in Metal Films / R. A. Ferrell // Phys. Rev. — 1958. — Т. 111, вып. 5. — С. 1214—1222. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.111.1214>.
5. *Stern, F.* Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas / F. Stern // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Т. 18, вып. 14. — С. 546—548. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
6. *Grimes, C. C.* Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium / C. C. Grimes, G. Adams // Phys. Rev. Lett. — 1976. — Т. 36, вып. 3. — С. 145—148. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.36.145>.
7. *Allen, S. J.* Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers / S. J. Allen, D. C. Tsui, R. A. Logan // Phys. Rev. Lett. — 1977. — Т. 38, вып. 17. — С. 980—983. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.980>.

8. *Theis, T.* Generation of 2D plasmon resonances at multiple wave-vectors; A test of the dispersion relation / T. Theis, J. Kotthaus, P. Stiles // Surface Science. — 1978. — Т. 73. — С. 434–436. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602878905216>.
9. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev [и др.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Т. 93, вып. 4. — С. 041110. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.041110>.
10. *Косевич, Ю. А.* Полное прохождение электромагнитных волн и однородный плазменный резонанс двумерного электронного газа в тонкой полупроводниковой пленке / Ю. А. Косевич // Письма в ЖЭТФ. — 1991. — Т. 53, вып. 3. — С. 143. — URL: [http://jetpletters.ru/ps/0/article\\_3323.shtml](http://jetpletters.ru/ps/0/article_3323.shtml).
11. *Волков, В. А.* Радиационные плазмон-поляритоны в многослойных структурах с 2D электронным газом / В. А. Волков, В. Н. Павлов // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 99, вып. 2. — С. 99. — URL: <http://jetpletters.ru/ps/dx/10.7868/S0370274X14020076>.
12. *Gusikhin, P. A.* Superluminal electromagnetic two-dimensional plasma waves / P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 102, вып. 12. — С. 121404. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.121404>.
13. Discovery of Two-Dimensional Electromagnetic Plasma Waves / A. Shuvaev [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Т. 126, вып. 13. — С. 136801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.136801>.
14. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials / H. L. Seung [и др.] // Nature Mater. — 2012. — Т. 11. — С. 936–941. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3433>.
15. A high-speed programmable and scalable terahertz holographic metasurface based on tiled CMOS chips / S. Venkatesh [и др.] // Nat Electron. — 2020. — Т. 3. — С. 785–793. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41928-020-00497-2>.

16. A Review of THz Modulators with Dynamic Tunable Metasurfaces / L. Wang [и др.] // *Nanomaterials*. — 2019. — Т. 9, № 7. — URL: <https://www.mdpi.com/2079-4991/9/7/965>.
17. A programmable metasurface with dynamic polarization, scattering and focusing control / H. Yang [и др.] // *Scientific Reports*. — 2016. — Т. 6. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep35692>.
18. *Lim, K. C.* Liquid crystal millimeter wave electronic phase shifter / K. C. Lim, J. D. Margerum, A. M. Lackner // *Applied Physics Letters*. — 1993. — Т. 62, № 10. — С. 1065—1067. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.108796>.
19. Liquid crystal programmable metasurface for terahertz beam steering / J. Wu [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Т. 116, № 13. — С. 131104. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5144858>.
20. Reconfigurable Millimeter-Wave Components Based on Liquid Crystal Technology for Smart Applications / E. Polat [и др.] // *Crystals*. — 2020. — Т. 10, № 5. — URL: <https://www.mdpi.com/2073-4352/10/5/346>.
21. Widely Tunable Terahertz Phase Modulation with Gate-Controlled Graphene Metasurfaces / Z. Miao [и др.] // *Phys. Rev. X*. — 2015. — Т. 5, вып. 4. — С. 041027. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.5.041027>.
22. Graphene based terahertz phase modulators / N. Kakenov [и др.] // *2D Materials*. — 2018. — Т. 5, № 3. — С. 035018. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/2053-1583/aabfaa>.
23. Graphene controlled Brewster angle device for ultra broadband terahertz modulation / Z. Chen [и др.] // *Nature Communications*. — 2018. — Т. 9, № 4909. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07367-8>.
24. Hybrid graphene metasurfaces for high-speed mid-infrared light modulation and single-pixel imaging / B. Zeng [и др.] // *Light: Science and Applications*. — 2018. — Т. 7, № 51. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41377-018-0055-4>.

25. *Smith, D. R.* Metamaterials and Negative Refractive Index / D. R. Smith, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire // Science. — 2004. — Т. 305, № 5685. — С. 788–792. — URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1096796>.
26. *Yu, N.* Flat optics with designer metasurfaces / N. Yu, F. Capasso // Nature Materials. — 2014. — Т. 13. — С. 139–150. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3839>.
27. *Hsiao, H.-H.* Fundamentals and Applications of Metasurfaces / H.-H. Hsiao, C. H. Chu, D. P. Tsai // Small Methods. — 2017. — Т. 1, № 4. — С. 1600064. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/smt.201600064>.
28. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials / L. Ju [и др.] // Nature Nanotechnology. — 2011. — Т. 6. — С. 630–634. — URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.146>.
29. Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction / N. Yu [и др.] // Science. — 2011. — Т. 334, № 6054. — С. 333–337. — URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1210713>.
30. Out-of-Plane Reflection and Refraction of Light by Anisotropic Optical Antenna Metasurfaces with Phase Discontinuities / F. Aieta [и др.] // Nano Letters. — 2012. — Т. 12, № 3. — С. 1702–1706. — URL: <https://doi.org/10.1021/nl300204s>.
31. High-Efficiency Broadband Anomalous Reflection by Gradient Meta-Surfaces / S. Sun [и др.] // Nano Letters. — 2012. — Т. 12, № 12. — С. 6223–6229. — URL: <https://doi.org/10.1021/nl3032668>.
32. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves / S. Sun [и др.] // Nature Materials. — 2012. — Т. 11. — С. 426–431. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3292>.
33. *Pors, A.* Plasmonic metasurfaces for efficient phase control in reflection / A. Pors, S. I. Bozhevolnyi // Opt. Express. — 2013. — Т. 21, № 22. — С. 27438–

27451. — URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-21-22-27438>.
34. Vertical split-ring resonator based anomalous beam steering with high extinction ratio / W.-L. Hsu [и др.] // *Scientific Reports*. — 2015. — Т. 5. — С. 11226. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep11226>.
35. Direct Optical Tuning of the Terahertz Plasmonic Response of InSb Subwavelength Gratings / L. Deng [и др.] // *Advanced Optical Materials*. — 2013. — Т. 1, № 2. — С. 128—132. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adom.201200032>.
36. *Tonks, L.* Oscillations in Ionized Gases / L. Tonks, I. Langmuir // *Phys. Rev.* — 1929. — Т. 33, вып. 2. — С. 195—210. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.33.195>.
37. *Platzman, P. M.* Waves and interactions in solid state plasmas / P. M. Platzman, P. Wolff. — Academic Press, New York, London, 1973.
38. *Власов, А. А.* О вибрационных свойствах электронного газа / А. А. Власов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1938. — Т. 8, № 3. — С. 291.
39. *Власов, А. А.* Теория вибрационных свойств электронного газа и её приложения. Т. 2. Вып. 75 / А. А. Власов. — Уч. зап. МГУ, 1945.
40. *Landau, L.* On the Vibrations of the Electronic Plasma / L. Landau // *J. Phys.* — 1946. — Т. 10, № 1. — С. 25—34.
41. *A., V. V.* Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields / V. V. A., M. S. A. // *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*. — 1991. — Т. 27. — С. 855—907. — URL: <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X>.
42. *Ruthemann, G.* Diskrete Energieverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Folien / G. Ruthemann // *Annalen der Physik*. — 1948. — Т. 437, № 3/4. — С. 113—134. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19484370302>.

43. *Lang, W.* Geschwindigkeitsverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Metallfolien / W. Lang // *Optik*. — 1948. — Т. 3, № 3. — С. 233.
44. *Bohm, D.* Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior / D. Bohm, E. P. Gross // *Phys. Rev.* — 1949. — Т. 75, вып. 12. — С. 1851—1864. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1851>.
45. *Bohm, D.* Theory of Plasma Oscillations. B. Excitation and Damping of Oscillations / D. Bohm, E. P. Gross // *Phys. Rev.* — 1949. — Т. 75, вып. 12. — С. 1864—1876. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1864>.
46. *Malmberg, J. H.* Collisionless Damping of Electrostatic Plasma Waves / J. H. Malmberg, C. B. Wharton // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — Т. 13, вып. 6. — С. 184—186. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.184>.
47. *Trivelpiece, A. W.* Space Charge Waves in Cylindrical Plasma Columns / A. W. Trivelpiece, R. W. Gould // *Journal of Applied Physics*. — 1959. — Т. 30, № 11. — С. 1784—1793. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1735056>.
48. *Derfler, H.* Landau Waves: An Experimental Fact / H. Derfler, T. C. Simonen // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — Т. 17, вып. 4. — С. 172—175. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.17.172>.
49. *Pines, D.* A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions / D. Pines, D. Bohm // *Phys. Rev.* — 1952. — Т. 85, вып. 2. — С. 338—353. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.338>.
50. *Bohm, D.* A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions / D. Bohm, D. Pines // *Phys. Rev.* — 1951. — Т. 82, вып. 5. — С. 625—634. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.82.625>.

51. *Bohm, D.* A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas / D. Bohm, D. Pines // *Phys. Rev.* — 1953. — Т. 92, вып. 3. — С. 609–625. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.609>.
52. *Kronig, R.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals / R. Kronig // *Nature.* — 1933. — Т. 132. — С. 601. — URL: <https://doi.org/10.1038/132601a0>.
53. *Kronig, R.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals / R. Kronig // *Nature.* — 1934. — Т. 133. — С. 211–212. — URL: <https://doi.org/10.1038/133211b0>.
54. *В., Ч. А.* Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности / Ч. А. В. // *ЖЭТФ.* — 1972. — Т. 62. — С. 746. — URL: [http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e\\_035\\_02\\_0395.pdf](http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_035_02_0395.pdf).
55. Tunable terahertz phase shifter based on GaAs semiconductor technology / V. M. Muravev [и др.] // *Applied Physics Letters.* — 2022. — Т. 121, № 5. — С. 051101. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0101737>.
56. *Wood, R. W.* On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum / R. W. Wood // *Proceedings of the Physical Society of London.* — 1902. — Т. 18, № 1. — С. 269. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1478-7814/18/1/325>.
57. *Chen, F. F.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion / F. F. Chen. — Springer, 1984.
58. *Konstantinov, O. V.* Possible Transmission of Electromagnetic Waves Through a Metal in a Strong Magnetic Field / O. V. Konstantinov, V. Perel' // *Sov. Phys. JETP.* — 1960. — Т. 11, № 1. — С. 117–119.
59. *Bowers, R.* Oscillatory Galvanomagnetic Effect in Metallic Sodium / R. Bowers, C. Legendy, F. Rose // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Т. 7, вып. 9. — С. 339–341. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.7.339>.

60. *Ratcliffe, J. A.* An investigation of whistling atmospherics / J. A. Ratcliffe, L. R. O. Storey // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. — 1953. — Т. 246, № 908. — С. 113—141. — URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rsta.1953.0011>.
61. Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostuctures / J. B. Pendry [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Т. 76, вып. 25. — С. 4773—4776. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.4773>.
62. Loop-wire medium for investigating plasmons at microwave frequencies / D. R. Smith [и др.] // Applied Physics Letters. — 1999. — Т. 75, № 10. — С. 1425—1427. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.124714>.
63. *Gay-Balmaz, P.* Microwire arrays with plasmonic response at microwave frequencies / P. Gay-Balmaz, C. Maccio, O. J. F. Martin // Applied Physics Letters. — 2002. — Т. 81, № 15. — С. 2896—2898. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1513663>.
64. *Hibbins, A. P.* Excitation of remarkably nondispersive surface plasmons on a nondiffracting, dual-pitch metal grating / A. P. Hibbins, J. R. Sambles, C. R. Lawrence // Applied Physics Letters. — 2002. — Т. 80, № 13. — С. 2410—2412. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1465518>.
65. Interference-induced terahertz transparency in a semiconductor magnetoplasma / X. Wang [и др.] // Nature Phys. — 2010. — Т. 6. — С. 126—130. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys1480>.
66. Tunable ultrasharp terahertz plasma edge in a lightly doped narrow-gap semiconductor / X. Ju [и др.] // Opt. Express. — 2021. — Т. 29, № 6. — С. 9261—9268. — URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-29-6-9261>.
67. Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors / X. G. Peralta [и др.] // Applied Physics Letters. — 2002. — Т. 81, № 9. — С. 1627—1629. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1497433>.

68. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors / W. Кнар [и др.] // Applied Physics Letters. — 2002. — Т. 81, № 24. — С. 4637–4639. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1525851>.
69. Single-quantum-well grating-gated terahertz plasmon detectors / E. A. Shaner [и др.] // Applied Physics Letters. — 2005. — Т. 87, № 19. — С. 193507. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2128057>.
70. Plasmonic terahertz detection by a double-grating-gate field-effect transistor structure with an asymmetric unit cell / V. V. Попов [и др.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Т. 99, № 24. — С. 243504. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3670321>.
71. *Muravev, V. M.* Plasmonic detector/spectrometer of subterahertz radiation based on two-dimensional electron system with embedded defect / V. M. Muravev, I. V. Kukushkin // Applied Physics Letters. — 2012. — Т. 100, № 8. — С. 082102. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3688049>.
72. Terahertz plasma edge engineering in semiconductor membranes with a two-dimensional electron layer / A. S. Astrakhantseva [и др.] // Applied Physics Letters. — 2022. — Т. 120, № 3. — С. 031104. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0077188>.
73. *Dressel, M.* Electrodynamics of Solids: Optical Properties of Electrons in Matter / M. Dressel, G. Grüner. — Cambridge University Press, 2002.
74. A metamaterial solid-state terahertz phase modulator / H.-T. Chen [и др.] // Nature Photonics. — 2009. — Т. 3, № 148–151. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.3>.
75. Dynamic Photoinduced Controlling of the Large Phase Shift of Terahertz Waves via Vanadium Dioxide Coupling Nanostructures / Z. Yuncheng [и др.] // ACS Photonics. — 2018. — Т. 5, вып. 8, № 3040–3050. — URL: <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.8b00276>.
76. High-precision digital terahertz phase manipulation within a multichannel field perturbation coding chip / Z. Hongxin [и др.] // Nature Photonics. —

2021. — Т. 15, № 751—757. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41566-021-00851-6>.
77. Large Terahertz Phase Shift Induced by Photothermal Effect of Gold Nanoparticles Incorporated with Toluene / Y. Li [и др.] // *Annalen der Physik*. — 2022. — Т. 534, № 5. — С. 2100464. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.202100464>.
78. *Kersting, R.* Terahertz phase modulator / R. Kersting, G. Strasser, K. Unterrainer // *Electronics Letters*. — 2000. — Т. 36, вып. 13, № 1156—1158.
79. Room-temperature operation of an electrically driven terahertz modulator / T. Kleine-Ostmann [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2004. — Т. 84, № 18. — С. 3555—3557. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1723689>.
80. High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas / P. J. Burke [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2000. — Т. 76, № 6. — С. 745—747. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.125881>.
81. Induced transparency by coupling of Tamm and defect states in tunable terahertz plasmonic crystals / G. C. Dyer [и др.] // *Nature Photonics*. — 2013. — Т. 7. — С. 925—930. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.252>.
82. A tunable plasmonic resonator using kinetic 2D inductance and patch capacitance / V. M. Muravev [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Т. 117, № 15. — С. 151103. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0026034>.
83. Plasmonic metasurface created by a grating of two-dimensional electron strips on a substrate / A. Shuvaev [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2022. — Т. 106, вып. 16. — С. L161411. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.106.L161411>.
84. Tight-Binding Terahertz Plasmons in Chemical-Vapor-Deposited Graphene / A. Bylinkin [и др.] // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Т. 11, вып. 5. — С. 054017. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.11.054017>.

85. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors / W. Кнар [и др.] // Applied Physics Letters. — 2004. — Т. 84, № 13. — С. 2331—2333. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1689401>.
86. Superradiant Emission from a Collective Excitation in a Semiconductor / T. Laurent [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 115, вып. 18. — С. 187402. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.187402>.
87. Fundamental limits to graphene plasmonics / G. X. Ni [и др.] // Nature. — 2018. — Т. 557. — С. 530—533. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0136-9>.
88. *Pozar, D. M.* Microwave engineering (4th ed.) / D. M. Pozar. — Wiley, 2011.
89. *Yariv, A.* Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation / A. Yariv, P. Yeh. — Wiley-Interscience, 1983.
90. *Brown, J.* Artificial dielectrics having refractive indices less than unity / J. Brown // Proceedings of the IEE - Part IV: Institution Monographs. — 1953. — Т. 100, № 5. — С. 51—62.
91. *Rotman, W.* Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media / W. Rotman // IRE Transactions on Antennas and Propagation. — 1962. — Т. 10, № 1. — С. 82—95.
92. Low frequency plasmons in thin-wire structures / J. B. Pendry [и др.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 1998. — Т. 10, № 22. — С. 4785. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/10/22/007>.
93. Interferometric Method for Direct Measurement of the Effective Mass in Two-Dimensional Systems / V. M. Muravev [и др.] // Phys. Rev. Appl. — 2023. — Т. 19, вып. 2. — С. 024039. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.19.024039>.
94. *Theis, T.* Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer / T. Theis, J. Kotthaus, P. Stiles // Solid State Communications. — 1977. — Т. 24, № 4. — С. 273—277. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109877902058>.

95. Coulomb coupling in arrays of electron disks / C. Dahl [и др.] // Phys. Rev. B. — 1992. — Т. 46, вып. 23. — С. 15590—15593. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.46.15590>.
96. Plasma waves in a two-dimensional electron system laterally screened by a metallic gate / S. I. Gubarev [и др.] // Condensed Matter. — 2009. — Т. 90. — С. 539—543. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364009190096>.
97. Laterally screened two-dimensional plasma excitations in a disk-shaped two-dimensional electron system / A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Т. 108, вып. 11. — С. 115419. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.108.115419>.
98. *Mikhailov, S. A.* Microwave response of a two-dimensional electron stripe / S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova // Phys. Rev. B. — 2005. — Т. 71, вып. 3. — С. 035320. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.035320>.
99. *Nikitin, A. Y.* Anomalous reflection phase of graphene plasmons and its influence on resonators / A. Y. Nikitin, T. Low, L. Martin-Moreno // Phys. Rev. B. — 2014. — Т. 90, вып. 4. — С. 041407. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.041407>.
100. *Vendik, O. G.* Modeling and calculation of the capacitance of a planar capacitor containing a ferroelectric thin film / O. G. Vendik, S. P. Zubko, M. A. Nikol'skii // Theoretical and Mathematical Physics. — 1999. — Т. 44. — С. 349—355. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.1259300>.
101. *Granet, G.* Analysis of strip gratings using a parametric modal method by Fourier expansions / G. Granet, B. Guizal // Optics Communications. — 2005. — Т. 255, № 1. — С. 1—11. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401805005560>.
102. Simple and Accurate Analytical Model of Planar Grids and High-Impedance Surfaces Comprising Metal Strips or Patches / O. Luukkonen [и др.] // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 2008. — Т. 56, № 6. — С. 1624—1632.

103. Optimization of the frequency response of a novel GaAs plasmonic terahertz detector / A. V. Shchepetilnikov [и др.] // Opt Quant Electron. — 2019. — T. 51. — С. 367. — URL: <https://doi.org/10.1007/s11082-019-2093-4>.