

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Челябинский государственный университет»

На правах рукописи

Усик Максим Олегович

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В НАНОСТРУКТУРАХ НА
ОСНОВЕ ГРАФЕНА

Специальность 1.3.8.
Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Кузьмин Дмитрий Александрович

Челябинск, 2024

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	11
1.1. Оптические свойства графена.....	11
1.2. Плазмоника.....	17
1.3. Плазмоника в графене.....	21
1.4. Выводы к Главе 1.....	35
ГЛАВА 2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ С МЕТАПОВЕРХНОСТЯМИ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА МЕТОДОМ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ	36
2.1. Влияние неупругих деформаций графенового слоя на возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов.....	36
2.2. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов методом НПВО в гиперболической метаповерхности на основе графена.....	46
2.3. Влияние гиперболической метаповерхности на основе графена на возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в слоистой структуре с прослойкой, претерпевающей фазовый переход.....	51
2.4. Выводы к Главе 2.....	58
ГЛАВА 3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В СТРУКТУРЕ VO₂-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАПОВЕРХНОСТЬ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	60
3.1. Поверхностные плазмон-поляритоны в структуре VO ₂ -диэлектрик-метаповерхность на основе графена во внешнем магнитном поле.....	60
3.2. Обратный эффект Фарадея в структуре VO ₂ -диэлектрик-метаповерхность на основе графена во внешнем магнитном поле.....	66
3.3. Выводы к Главе 3.....	69
ГЛАВА 4. МАГНИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ	70

4.1. Магнитная модуляция поверхностных плазмонных поляритонов в гиперболических метаповерхностях.....	70
4.2. Спектральная зависимость магнитной модуляции поверхностных плазмонных поляритонов в гиперболических метаповерхностях.....	78
4.3. Выводы к Главе 4.....	83
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	85
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	89
СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	90
СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	92

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Современное развитие электроники связано с уменьшением размеров транзисторов и увеличением их количества на единицу площади подложки. Однако в настоящий момент практически достигнут предел электроники, связанный с квантовыми эффектами. Размеры электронных компонентов становятся настолько маленькими, что они достигают так называемой "квантовой зоны", где начинают проявляться квантовые эффекты, которые не учитываются в классической физике. Один из наиболее известных квантовых эффектов — это эффект туннелирования, при котором электроны могут проходить через барьеры потенциала, которые они классически не могли бы преодолеть. Это может привести к ошибкам в работе электронных систем, таких как процессоры, и создавать проблемы с точностью вычислений. Квантовые эффекты также могут возникнуть в магнитных материалах, что может привести к эффекту "шума" или деградации сигнала при передаче данных. В связи с чем одной из наиболее актуальных и важных задач современной физики является поиск новых способов передачи информации и построения вычислительных систем, одним из которых может стать плазмоника.

Плазмоника – это современное направление фотоники, исследующее условия локализации электромагнитных полей на масштабах порядка длины волны и меньших длины волны. Объектом исследований являются плазмоны – квазичастицы, возникающие при взаимодействии света с проводящей поверхностью. Плазмоны имеют особые свойства, которые могут быть использованы в различных областях, например, плазмоны могут быть использованы для создания интегральных оптических устройств, таких как светодиоды и лазеры, или сверхчувствительных сенсоров. Использование плазмоники в электронике является одним из наиболее перспективных областей исследований. Это связано с тем, что плазменные колебания (плазмоны) могут быть использованы для передачи информации и управления электромагнитными волнами на наномасштабах. Одним из примеров применения плазмоники в

электронике является создание плазмонных волноводов. Плазмонный волновод — это структура, состоящая из металлического (обычно золотого или серебряного) нанопровода, который помещается на диэлектрическую подложку. Плазмоны могут двигаться вдоль этого нанопровода и генерировать электромагнитное поле, которое можно использовать для передачи информации в виде света или электромагнитных волн.

С развитием плазмоники также тесно связан и поиск новых материалов и структур, способных поддерживать плазмонные моды. Одними из наиболее перспективных структур являются слоистые наноструктуры с графеновым слоем в качестве проводящей среды. Графен, являясь двумерным материалом, обладает рядом уникальных электронных и оптических свойств. Слоистые наноструктуры с ним способны поддерживать распространение как ТМ-, так и ТЕ-поляризованных поверхностных плазмонов. Также стоит отметить, что с помощью графена относительно просто получить гиперболическую метаповерхность (двумерный аналог метаматериала), сделав из сплошной поверхности периодическую решетку графеновых полосок, которая обладает принципиально другими проводящими свойствами и позволяет по-новому управлять распространением поверхностных плазмонов.

Однако несмотря на большой скачок в развитии нанофотоники в целом, и плазмоники, в частности, произошедший в последние годы, в особенности с появлением разных способов получения графена, многие электродинамические и оптические свойства различных структур остаются неизученными. В связи с чем исследование плазмонных свойств в различных наноструктурах с графеновым слоем, в том числе гиперболической метаповерхностью на его основе, является актуальной задачей физики конденсированного состояния.

Цель работы. Исследование плазмонных характеристик новых слоистых наноструктур, включающих различные формы графена (графен, подвергнутый неупругим деформациям; гиперболическая метаповерхность на основе графена), используемых в качестве проводящей среды.

Задачи работы.

Рассчитать коэффициенты отражения электромагнитных волн в слоистой наноструктуре с графеновым слоем под действием неупругих деформаций и с гиперболической метаповерхностью на основе графена в геометрии Отто. Определить наиболее оптимальные структурные характеристики для возбуждения поверхностных плазмонов в такой структуре.

Рассчитать коэффициенты отражения электромагнитных волн в наноструктуре с гиперболической метаповерхностью и слоем VO_2 , претерпевающим фазовый переход первого рода.

Построить изочастотные контуры в слоистой наноструктуре с гиперболической метаповерхностью на основе графена во внешнем магнитном поле. Рассчитать эффективное магнитное поле, возникающее за счет обратного эффекта Фарадея при распространении поверхностных плазмон-поляритонов в такой структуре.

Вычислить величину изменения магнитной модуляции поверхностных плазмон-поляритонов в гибридной магнитоплазмонной структуре, состоящей из гиперболических плазмонных метаповерхностей и магнитной диэлектрической подложки. Рассчитать спектральные зависимости магнитной модуляции поверхностных плазмон-поляритонов в гиперболических метаповерхностях.

Научная новизна.

-Впервые продемонстрировано, что деформация графена приводит к снижению частоты электромагнитного излучения, возбуждающего поверхностные плазмоны, относительно недеформированного слоя графена.

-Продемонстрирован принципиально новый способ управления поверхностными плазмон-поляритонами путем добавления в слоистую структуру прослойки, претерпевающей фазовый переход диэлектрик-металл;

-Показано влияние внешнего магнитного поля на распространение поверхностных плазмон-поляритонов в слоистых структурах с гиперболической метаповерхностью на основе графена и прослойкой VO_2 в начале температурного диапазона фазового перехода. Исследовано влияние внешнего магнитного поля на

направление эффективного магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении поверхностных плазмон-поляритонов в такой структуре.

-Показана возможность использования гиперболических метаповерхностей в качестве оптического модулятора в видимом диапазоне частот.

Теоретическая и практическая значимость.

Полученные результаты являются новыми и вносят вклад в обеспечения возможности управления поведением (интенсивностью, частотой, направлением) поверхностных плазмон-поляритонов. Изученные структуры в дальнейшем могут использоваться в устройствах приема, передачи и хранения информации, при создании сенсоров магнитного поля, фильтров и т.д.

Положения, выносимые на защиту:

- 1) Графен под действием неупругих деформаций способен поддерживать распространение поверхностных плазмон-поляритонов. Деформация графенового слоя снижает частоту поддерживаемых плазмонов с 1 ТГц до 0,5 ТГц. В геометрии Отто наименьшее значение коэффициента отражения наблюдается при совпадении направления падающего излучения с вектором смещения подрешеток.
- 2) Внедрение в структуру слоя VO_2 , способного поддерживать фазовый переход диэлектрик-металл при температурах, близких к комнатной, позволяет расширить частотный диапазон поверхностных плазмон-поляритонов до 2 ТГц.
- 3) Изменение направления внешнего магнитного поля вдоль конкретных осей (x , y или z) в системе VO_2 - SiO_2 -гиперболическая метаповерхность влияет на изочастотный контур поверхностных плазмон-поляритонов. Изменение направления поля вдоль оси y также влияет на скорость затухания поверхностных плазмонов в такой системе. Эффективное поле, возникающее за счет обратного эффекта Фарадея, в такой системе может изменять свое направление до 90° в зависимости от направления внешнего магнитного поля.

4) Гиперболическая метаповерхность позволяет усилить магнитную модуляцию поверхностных плазмон-поляритонов. Она более чем на порядок величины может превосходить модуляцию в однородных плазмонных тонких пленках и многослойных гибридных структурах металл-ферромагнетик. Изменение ширины полосок решетки гиперболической метаповерхности оказывает большее влияние на добротность магнитной модуляции нежели длина электромагнитной волны.

Достоверность работы обеспечивается корректно и аккуратно проведенным математическим моделированием с использованием теоретических методов электродинамики, а также сравнением с ранее полученными результатами других авторов в смежных работах.

Апробация работы.

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях: Международной конференции «Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference» (2018 год, Рим, Италия), Международная конференция «META'19, the 10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics» (2019 год, Лиссабон, Португалия), Международной конференции «Functional Materials» (ICFM-2021, 2021 год, Алушта, Крым, Россия), Международном научном семинаре «ДНИ КАЛОРИКИ В КОРОЛЕВЕ: функциональные материалы и их приложения» (2022 год, Королев, Россия), Международном симпозиуме VIII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG, 2022 год, Казань, Россия), Международном научном семинаре «ДНИ КАЛОРИКИ В ДАГЕСТАНЕ: функциональные материалы и их приложения» (2023 год, Дербент, Россия), Международном симпозиуме «Samarkand International Symposium on Magnetism» (SISM-2023, 2023 год, Самарканд, Узбекистан), научных семинарах кафедры радиофизики и электроники и кафедры физики конденсированного состояния ЧелГУ.

Публикации.

По результатам работы произведено 11 публикаций, из них:

- 2 статьи в журналах изданий Web of Science, Scopus;

- 2 статьи в журналах иных изданий;
- 7 тезисов в сборниках материалов международных конференций.

Личный вклад автора заключается в участии в постановке задач, построении математических моделей исследуемых структур, составлении выводов на основе полученных расчетов. Большинство опубликованных статей на основе полученных результатов подготовлено лично автором, остальная часть совместно с соавторами Д.А. Кузьминым, И.В. Бычковым, В.Г. Шавровым, В.В. Темновым, О.Г. Харитоновой, В.А. Толкачевым, А.С. Бугаевым.

Постановка задачи и выбор исследуемых структур в блоке по возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов методом нарушенного внутреннего отражения и блоке по их исследованию в структуре, подверженной воздействию внешнего магнитного поля, проводились совместно с Д.А. Кузьминым и И.В. Бычковым.

Блок по изучению магнитной модуляции поверхностных плазмон-поляритонов в гиперболических метаповерхностях проводился совместно с Д.А. Кузьминым.

По всем блокам работ вклад автора был определяющим или существенным в достаточной степени, чтобы выносить их на защиту.

Основное содержание. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения.

Первая глава посвящена обзору существующей литературы по теме диссертационного исследования. Приведен актуальный уровень знаний в области исследования.

Во **второй главе** отражено исследование возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в слоистых структурах с метаповерхностями на основе графена методом нарушенного полного внутреннего отражения. Показано влияние деформации графеновой решетки и ориентации гиперболической метаповерхности на основе графена на условия возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Продемонстрированы температурные зависимости возбуждения поверхностных плазмонов в структуре с гиперболической метаповерхностью на основе графена и

прослойкой диоксида ванадия, претерпевающего фазовый переход диэлектрик-металл.

Третья глава посвящена изучению влияния прослойки диоксида ванадия, претерпевающей фазовый переход, и внешнего магнитного поля на изочастотные контуры поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что изменение внешнего магнитного поля вдоль конкретных осей (x , y или z) может влиять как на изочастотный контур, так и на скорость затухания поверхностных плазмон-поляритонов. Продемонстрирована зависимость эффективного магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея, от направления распространения поверхностных плазмон-поляритонов и внешнего магнитного поля.

В четвертой главе представлена возможность магнитной модуляции поверхностных плазмонов в гиперболических метаповерхностях за счет изменения направления внешнего магнитного поля. Показана спектральная зависимость магнитной модуляции поверхностных плазмонных поляритонов в гиперболических метаповерхностях. Продемонстрировано влияние геометрических особенностей гиперболических метаповерхностей (ширины полосок, периода решетки гиперболической метаповерхности, фактора заполнения) на добротность магнитной модуляции.

В заключении приведены общие выводы по диссертационной работе.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Оптические свойства графена

Графен представляет собой двумерную аллотропную модификацию углерода наравне с графитом, алмазом, углеродными нанотрубками и фуллеренами (молекулярное соединение, представляющее собой выпуклые замкнутые многогранники, составленные из атомов углерода). Расположенные в узлах гексагональной решетки на расстоянии 0.142 нм атомы углерода образуют слой графена (рис. 1.1) [1].

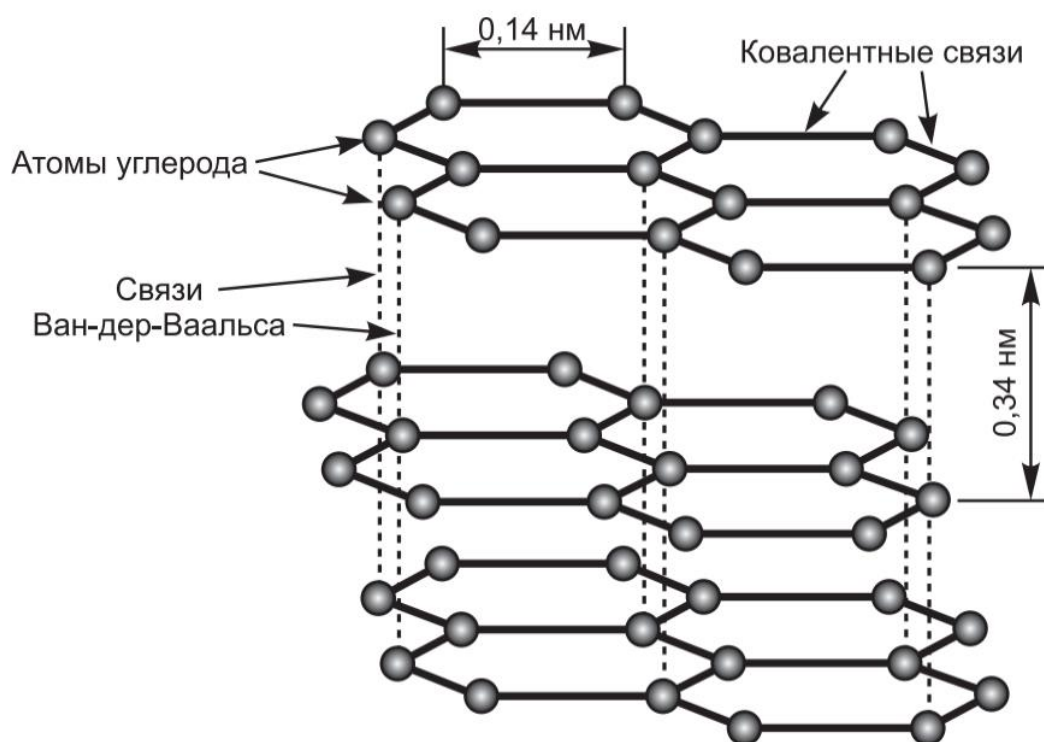


Рисунок 1.1. Графеновые слои в графите [1].

Первое упоминание графена как отдельного материала и его двумерной природы относится к теоретической работе П. Р. Уоллеса, посвященной исследованию структуры графита и его электронных свойств, опубликованной в 1947 году [2]. В своей работе Уоллес сделал предположение, что тонкие слои графита могут образовывать двумерную кристаллическую структуру, которая в

последствии получила название «графен» [3]. В свое время эта работа не вызвала большого интереса научного сообщества, поскольку за десятилетие до этого в 1935 году Р. Е. Пайерлс и в 1937 году Л.Д. Ландау, в своих работах продемонстрировали теоретические выкладки, в которых говорилось о термодинамической неустойчивости полностью одно- и двумерных кристаллов, что закрывало возможность существования таких структур [4, 5]. В настоящее время эти работы известны как теорема Ландау-Пайерлса. Однако несмотря на запрет существования двумерных кристаллов, теоретическое предположение Уоллеса стало отправной точкой для будущих исследований и экспериментов, приведших к фактическому получению графена в 2004 году учеными А. К. Геймом и К. С. Новоселовым [6]. За это открытие они были удостоены Нобелевской премии по физике в 2010 году. Их научное открытие вновь пробудило уже угасающий интерес к графену среди ученых и инженеров благодаря его уникальным свойствам и потенциалу для различных применений, начиная от электроники и заканчивая материаловедением.

Особые свойства графена, как моноатомного материала, являются следствием коллективного взаимодействия электронов в двумерном кристалле. Это взаимодействие порождает новый вид квазичастиц, которые ведут себя как безмассовые переносчики тока.

Данные квазичастицы являются фермионами Дирака. Они проявляют себя как электроны, потерявшие массу [1]. Фермионы похожи на релятивистские частицы с нулевой массой покоя, которые были известны ранее, однако они имеют собственную скорость (скорость Ферми).

Эти частицы невозможно описать при помощи модели Шредингера; они подчиняются уравнению Дирака, которому в квантовой электродинамике соответствуют релятивистские фермионы со спином $s=1/2$.

Подобное поведение частиц в графене позволяет наблюдать релятивистские эффекты квантовой электродинамики в условиях обычной лаборатории. Отсюда можно сделать вывод, что квантовая электродинамика получает платформу для

проведения экспериментов в виде двумерных материалов, в первую очередь графена, и переходит в раздел прикладной физики.

После введения графена в квантовую электродинамику ученые смогли наблюдать на практике множество эффектов, которые были описаны ранее для релятивистских частиц, но не могли быть проверены экспериментально, а также были выявлены абсолютно новые эффекты. Например:

- Парадокс Клейна. Данный парадокс, предсказанный еще в 1929 году, является отличным примером использования графена для наглядного моделирования. Суть данного эффекта заключается в том, что для релятивистского электрона достаточно высокий и широкий потенциальный барьер, который, казалось бы, является абсолютно непреодолимым, становится абсолютно прозрачным [7].

- Эффект дрожания электронов. Данный эффект был предсказан Шредингером в 1930 году и является следствием колебательного взаимодействия частиц и античастиц. Аналогично парадоксу Клейна, этот эффект в 1993 году был отождествлен с уравнением Дирака, а затем наблюдался в графене при помощи современного микроскопа высокого разрешения. Этот эффект дает понимание сути минимума проводимости в графене, который наблюдается даже при нулевой концентрации носителей тока [1, 8].

- Амбиполярность. Это абсолютно новое физическое явление, наблюдаемое в графене. Свойство амбиполярности проявляется в возможности переноса тока электронами и дырками одновременно. Электроны и дырки, являясь хиральными, имеют полуцелые показатели спина, разные по знаку, и располагаются в соседних, смежных долинах – между точками Дирака [6, 9].

Наличие фермионов Дирака в графене порождает особое поведение электронов и дырок в нем. Так, например, предсказанный теоретически аномальный квантовый эффект Холла, заключающийся в способности материала спонтанно генерировать собственное магнитное поле в отсутствие внешних полей,

был предсказан теоретически [10-15], а после продемонстрирован экспериментально [16-18]. Также в графене у квазичастиц Дирака наблюдается конечная эффективная циклотронная частота как в электрических, так и в магнитных измерениях постоянного тока. Эта частота пропорциональна квадратному корню числа носителей заряда [16, 19-21].

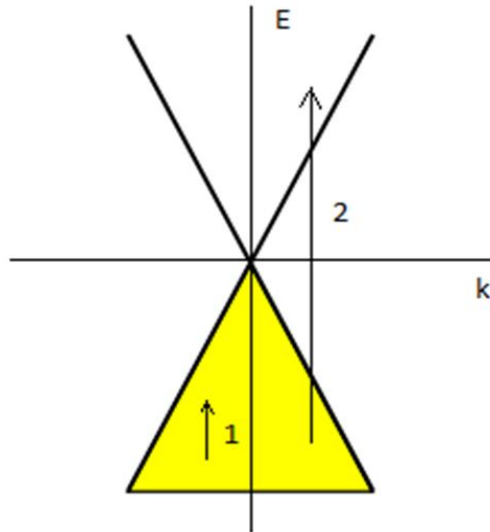
С получением графена в одних из первых работ, посвященных изучению его физических свойств, было продемонстрировано сначала экспериментально [22-24], а после было описано теоретически [25-27], что динамическая проводимость графена, относящаяся к электропроводности материала при переменных электрических полях или переменных токах и описывающая, как материал реагирует на изменение электрического потенциала и тока во времени, не зависит от частоты для области видимого света $\sigma(\omega) = e^2/4\hbar$. В свою очередь оптическая, связанная с взаимодействием материала с электромагнитным излучением, особенно в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах и определяющая, насколько эффективно материал поглощает световую энергию и переносит ее через себя, как правило, описывается с помощью поверхностной проводимости $\sigma(\omega, \Gamma, T, E_0, B_0)$, которая зависит от частоты ω , феноменологического фактора, учитывающего электронное затухание $\Gamma = \hbar/2\tau$ (где τ – время релаксации) [28], температуры T , внешнего электростатического $\mathbf{E}_0 = (0, 0, E_0)$ и магнитостатического $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$ полей. Поля E_0 и B_0 направлены вдоль оси z перпендикулярной к поверхности графена.

Графен под воздействием поля B_0 становится электрически анизотропным. В этом случае поверхностная проводимость представляет собой тензор 2×2 [29]:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 \\ \sigma_2 & \sigma_1 \end{pmatrix}. \quad (1.1.1)$$

В частном случае, если внешнее магнитное поле отсутствует, то проводимость перестает быть тензорной величиной и может быть записана в виде [30]:

$$\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}. \quad (1.1.2)$$



1-внутризонные переходы

2-межзонные переходы

Рисунок 1.2. Переходы в графене.

Первое слагаемое, отвечающее за внутризонные переходы (рис. 1.2), представляет собой:

$$\sigma_{intra} = \frac{2ie^2k_B T}{\hbar \pi(\omega + i\tau^{-1})} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu_{ch}}{2k_B T} \right) \right], \quad (1.1.3)$$

где e – заряд электрона ($e = -1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл), k_B – постоянная Больцмана ($k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$), \hbar – постоянная Планка ($\hbar = 1.0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), μ_{ch} – химический потенциал. В таком виде внутризонное слагаемое совпадает с классическим выражением Друде-Больцмана для проводимости.

Второе слагаемое, отвечающее за межзонные переходы (рис. 1.2) в выражении для проводимости, содержит как вещественную часть, которая описывает поглощение, так и мнимую:

$$\sigma_{inter} = \frac{e^2}{4\hbar\pi} \left[\frac{\pi}{2} + \arctan \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_{ch}}{2k_B T} \right) - \frac{i}{2} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_{ch})^2}{(\hbar\omega - 2\mu_{ch})^2 - (2k_B T)^2} \right]. \quad (1.1.4)$$

Для высококачественного графена при комнатной температуре значение скорости рассеяния можно принять приблизительно равным $\Gamma \approx 0,11$ мэВ. Это значение соответствует скорости рассеяния электрон-акустических фононных

взаимодействий в одностенных углеродных нанотрубках [28, 31, 32] и соотносится с временем затухания примерно равным $\tau \approx 3$ пс. Зная поверхностную плотность носителей n и скорость Ферми $v_F \approx 10^8$ см/с, достаточно просто определяется химический потенциал графена (или энергия Ферми):

$$\mu_{ch} = \hbar v_F (\pi n)^{1/2}.$$

Стоит отметить, что у чистого графена химический потенциал $\mu_{ch} = 0$, в связи с чем высокочастотная проводимость такого графена должна зависеть от температуры и частоты, однако химически чистый графен достаточно труден для получения в связи с тем, что в полученном материале химический потенциал обычно не равен 0. Также энергию Ферми можно контролировать, изменяя концентрацию носителей путем химического допирования или с помощью постоянного электрического поля [30].

Вышеупомянутые уравнения (1.1.2)-(1.1.4) основаны на том, что с теоретической точки зрения, графен обычно описывается как материал, состоящий из бесщелевых дираковских фермионов. Это означает, что в графене существуют две зоны на К-точках (вершинах шестиугольника в зоне Бриллюэна), между которыми отсутствует энергетический зазор, а также дисперсия электронов в графене может быть рассмотрена как линейная функция в широком диапазоне волновых векторов. Общее квантовое выражение динамической проводимости графена вычисляется за счет суммирования вкладов этих точек (интегрирование по углу двумерного вектора импульса \vec{p}), что демонстрирует ее зависимость от частоты ω и волнового вектора \vec{k} [28, 33], из чего возникает необходимость учитывать временную и пространственную дисперсию. В оптическом диапазоне пространственной дисперсией проводимости можно пренебречь, за счет чего эта проводимость представляет собой сумму двух вкладов $\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$. Условие линейной зависимости дисперсии электронов накладывает ограничение на длину волновых векторов на уровне Ферми. Она должна быть меньше по сравнению с размером зоны Бриллюэна, что обычно означает их размер менее 10^8 см⁻¹. Такое условие легко достижимо при малых концентрациях носителей $n \ll 10^{16}$ см⁻². Так,

например, для химического потенциала $\mu_{ch} = 1$ эВ, концентрация носителей $n \approx 8 * 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Кроме того, в терагерцовом частотном диапазоне и при химическом потенциале, обычно находящемся в области от 0,3 до 1 эВ, в своем электромагнитном отклике графен проявляет простую внутризонную проводимость. Эта проводимость подобна проводимости благородных металлов, описываемых в рамках модели Друде, и межзонный вклад имеет незначительный характер, которым можно пренебречь. С изменением же частоты и переходе к ближней инфракрасной зоне и в область видимого света член, отвечающий за межзонный переход, играет более важную роль.

Получение графена дало серьезный толчок в развитии многих областей физики. Так за счет своей высокой подвижности электронов и теплопроводности графен в электронике рассматривается как идеальный материал для создания сверхбыстрых транзисторов и интегральных схем. Благодаря своей высокой электропроводности и химической стабильности, в энергетике графен рассматривается в качестве нового материала для солнечных батарей, а его удивительная прочность и гибкость позволяет в наномеханике проектировать наномасштабные датчики давления и акселерометры. А его оптические свойства, в частности его способность поглощать излучение в видимом и инфракрасном диапазонах частот, где даже благородные металлы уже становятся абсолютно непрозрачными, открывает множество перспектив в изучении нанофотоники и плазмоники.

1.2. Плазмоника

Плазмоника является современным направлением нанофотоники и исследует условия локализации электромагнитных полей на масштабах порядка длины волны и меньших длины волны. В основе данного раздела физики лежит изучение взаимодействия электромагнитного излучения в субволновом масштабе с носителями заряда в зоне проводимости на границе раздела сред. Далее в этом

разделе будет приведена основная информация о плазмонах и электромагнитных волнах на границе раздела сред, что даст общее понимание данной работы.

Поверхностные электромагнитные волны играют немаловажную роль в данной работе. Это электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела поверхностно-активной или проводящей среды (например, металл или графен) и диэлектрика (например, стекло или воздух). Эти волны называются поверхностными оптическими волнами или поверхностными плазмонами. Они представляют собой совместное колебание плотности свободных электронов внутри проводящей среды и электромагнитной волны в диэлектрике, то есть колебание, локализованное у границы раздела данных сред.



Рисунок 1.3. Возбуждение поверхностного плазмона на поверхности металла.

Чисто двумерная природа является основной особенностью поверхностного плазмона, они распространяются только вдоль границы раздела и его поле быстро затухает при удалении от этой границы (рис. 1.3). Из этого следует, что свойства поверхностного плазмона напрямую зависят от свойств поверхности, по которой он распространяется. Оптические свойства диэлектрика и поверхностно-активной среды, а также рельеф границы раздела будут полностью определять скорость распространения поверхностного плазмона, его дисперсию (зависимость скорости от длины волны или частоты), а также затухание плазмона. Также следствием двумерной природы поверхностного плазмона является то, что свободно распространяющаяся электромагнитная волна при переходе в поверхностный плазмон сосредотачивается в тонком поверхностном слое, а ее амплитуда

увеличивается в десятки, а то и сотни раз. Такое значительное усиление локального поля поверхностным плазмоном привлекает его для изучения нелинейных оптических эффектов.

Изучение поверхностных поляритонов началось в связи с исследованием распространения радиоволн. Понятие "поверхностные электромагнитные волны" (ПЭВ) ввёл в науку Арнольд Зоммерфельд, когда в 1899 г. рассмотрел задачу об осевом токе в длинном прямом проводе и получил решения уравнений Максвелла, амплитуда которых быстро спадает при удалении от поверхности провода. Эти решения были им интерпретированы как ПЭВ.

Экспериментальное проявление поверхностных электромагнитных волн на границе металла обнаружено Робертом Вудом в 1912 году при рассеянии электронов в тонкой металлической фольге. Явление в то время не было понято и оставалось известным как "аномалии Вуда" вплоть до 60-х годов.

Вслед за А. Зоммерфельдом немецкие теоретики Кон и Уллер установили, что плоская поверхность раздела диэлектрика и хорошего проводника оказывает направляющее воздействие на распространение объёмной волны и что ПЭВ возможна на плоской границе раздела сред с малыми потерями.

Интерпретация ПЭВ в терминах поверхностных плазмонных поляритонов дана У. Фано (1941).

Исследования поверхностных плазмонов начались в 1980х гг., когда химики стали изучать это явление с помощью рамановской спектроскопии, при которой для определения структуры образца по молекулярным колебаниям наблюдают рассеяние на нем лазерного света. В 1989 г. Томас Эббезен из научно-исследовательского института японской фирмы NEC обнаружил, что тонкая золотая пленка с миллионами микроскопических отверстий по непонятным причинам пропускает больше света, чем следовало ожидать. Девять лет спустя Эббезен пришел к выводу, что передачу электромагнитной энергии усиливали поверхностные плазмоны.

Новое развитие плазмоника получила после открытия так называемых метаматериалов, которым колебания электронов придают поразительные оптические свойства. Прогрессу плазмоники также способствовали постоянное увеличение вычислительных мощностей, позволяющее ученым точно моделировать сложные электромагнитные поля, и появление новых методов создания наноскопических структур, в том числе сверхмалых плазмонных устройств.

В простом и вместе с тем важном модельном случае плоские электромагнитные рассматривают на плоской границе двух однородных изотропных сред без потерь, одна из которых является диэлектриком ($\epsilon_1 = n_1^2$), а другая – так называемой поверхностно-активной средой, у которой $\epsilon_2 < 0$, причем $|\epsilon_2| > \epsilon_1$ [34].

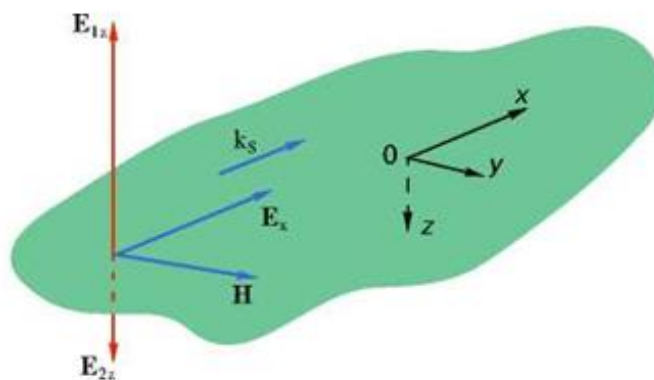


Рисунок 1.4. Ориентация электрического и магнитного векторов поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся на границе раздела.

Если искать решение уравнений Максвелла для модельной системы:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \\
 \operatorname{div} \vec{H} &= 0, \\
 \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\
 \operatorname{div} \vec{E} &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{1.2.1}$$

со стандартными граничными условиями: непрерывностью тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей и нормальных компонентов индукций при переходе через границу раздела между средами (плоскость $z = 0$, рис. 1.4):

$$\begin{aligned}E_{1\tau} &= E_{2\tau}, \\H_{1\tau} &= H_{2\tau}, \\ \varepsilon_1 E_{1n} &= \varepsilon_2 E_{2n}, \\H_{1n} &= H_{2n},\end{aligned}\tag{1.2.2}$$

то связанное решение в виде бегущей вдоль поверхности волны, как показал еще А. Зоммерфельд в 1907 году, существует только для ТМ-моды. В дальнейшем будет показано, что при наличии слоя графена на границе раздела двух диэлектрических сред имеет место решение и для ТЕ-моды.

1.3. Плазмоника в графене

Благодаря двумерной природе коллективных возбуждений, поверхностные плазмоны, возбуждаемые в графене, ограничены гораздо сильнее, чем в обычных благородных металлах. Более того, низкие потери и эффективная локализация волн вплоть до средних инфракрасных частот также делают его многообещающей альтернативой в будущих приложениях [35-39]. Наиболее важным преимуществом графена является возможность настройки ПП, поскольку плотностями носителей в графене можно легко управлять с помощью электрического стробирования и легирования [40-45]. Следовательно, графен может быть применен в качестве терагерцового (ТГц) метаматериала [42,43,46,47], и его можно удобно настроить даже в герметичных, инкапсулированных устройствах. Другие устройства, такие как гибкие плазмонные волноводы [48,49], преобразовательные оптические устройства [44,50], также получили скачок в развитии с получением графена, используя его преимущества большой перестраиваемости, низких потерь и так далее. Эти достижения демонстрируют гораздо больше преимуществ в управлении

электромагнитными волнами на поверхности графена по сравнению с обычными металлическими материалами.

Возникновение поверхностных плазмонов в графене связано с фотонами и электронами. Взаимодействие с фотонами приводит к образованию поверхностных плазмон-поляритонов [40], в свою очередь составные частицы, называемые «плазмарон» возникают при взаимодействии с электронами [51]. Одно из первых наблюдений ППП в графене и, соответственно, подтверждение их существования было проведено в режиме стоячей волны при помощи инфракрасного наноизображения [52-54]. Эти работы впервые показали возможность существования универсальных плазмонных устройств на основе графена, что сделало изучение плазмоники на его основе еще более значимым. Было показано, что графен может усиливать поглощение света [55,56], и свет может даже полностью поглощаться относительно угла падения в графеновой структуре массива нанодисков благодаря коллективному эффекту графеновых поверхностных плазмонов [57]. С другой стороны, графен может помочь настроить ПП в благородных металлах (таких как золото) [46,58,59], что делает его еще более перспективным материалом, который можно внедрять в уже существующие плазмонные устройства.

Одной из фундаментальных задач плазмоники в целом и в графене в частности является поиск дисперсионного соотношения поверхностных плазмонов в структуре. На данный момент существуют большие успехи по поиску этих соотношений как в теоретических выкладках, так и в эксперименте [35], в частности существуют следующие методы нахождения дисперсионного отношения: полуклассическая модель [60], приближение случайной фазы [61, 62], приближение плотной связи [63, 64], расчет первопринципными методами [65], континуальная модель уравнения Дирака [66], а также эксперименты по спектроскопии потерь энергии электронов [65, 67]. При построении теории наиболее часто используют полуклассическую модель, в свою очередь спектроскопия более распространена при экспериментальном изучении.

Используя уже описанную ранее проводимость графена (см. раздел 1.1), поведение электромагнитной волны в графене может быть легко описано при помощи диадических функций Грина и уравнений Максвелла [60, 68, 69]. Так стало известно, что в графене могут распространяться два вида электромагнитных поверхностных волн: поперечные электрические (ТЕ-поляризованные) и поперечные магнитные (ТМ-поляризованные) поверхностные моды, что отличает графен от систем, где в качестве проводящей среды используется обычные металлы, в которых преобладают ТМ-моды. Тип преобладающей моды в основном определяется мнимой частью проводимости. Так для $\sigma'' > 0$ преобладают ТМ-поляризованные волны, а для $\sigma'' < 0$ – ТЕ-поляризованные. Теоретическим подтверждением этих результатов является форма спектра электромагнитных мод, поддерживаемых двумерным слоем электронного газа [70]. В пределе при нулевой температуре ($k_B T / \mu_{ch} = 0$) в отсутствии столкновений ($\tau^{-1} = 0$) как видно из рисунка 1.5.а графен поддерживает ТМ-моды, когда выполняется условие $0 < \hbar\omega / \mu_{ch} < 1,67$, в свою очередь ТЕ-моды возникают в диапазоне $1,67 < \hbar\omega / \mu_{ch} < 2$. Метод численного моделирования показал, что поглощение или рассеяние энергии происходит при $\hbar\omega / \mu_{ch} > 2$, где действительная часть оптической проводимости графена $\sigma' > 0$. С повышением температуры (рис. 1.5.б) точка бифуркации (точка, где $\sigma'' = 0$) начинает немного смещаться в более высокие частоты при фиксированном химическом потенциале, действительная часть σ' становится отличной от нуля при $\hbar\omega / \mu_{ch} < 2$ и вызывает затухание, которое оказывает более сильное влияние на ТЕ-моды [70].

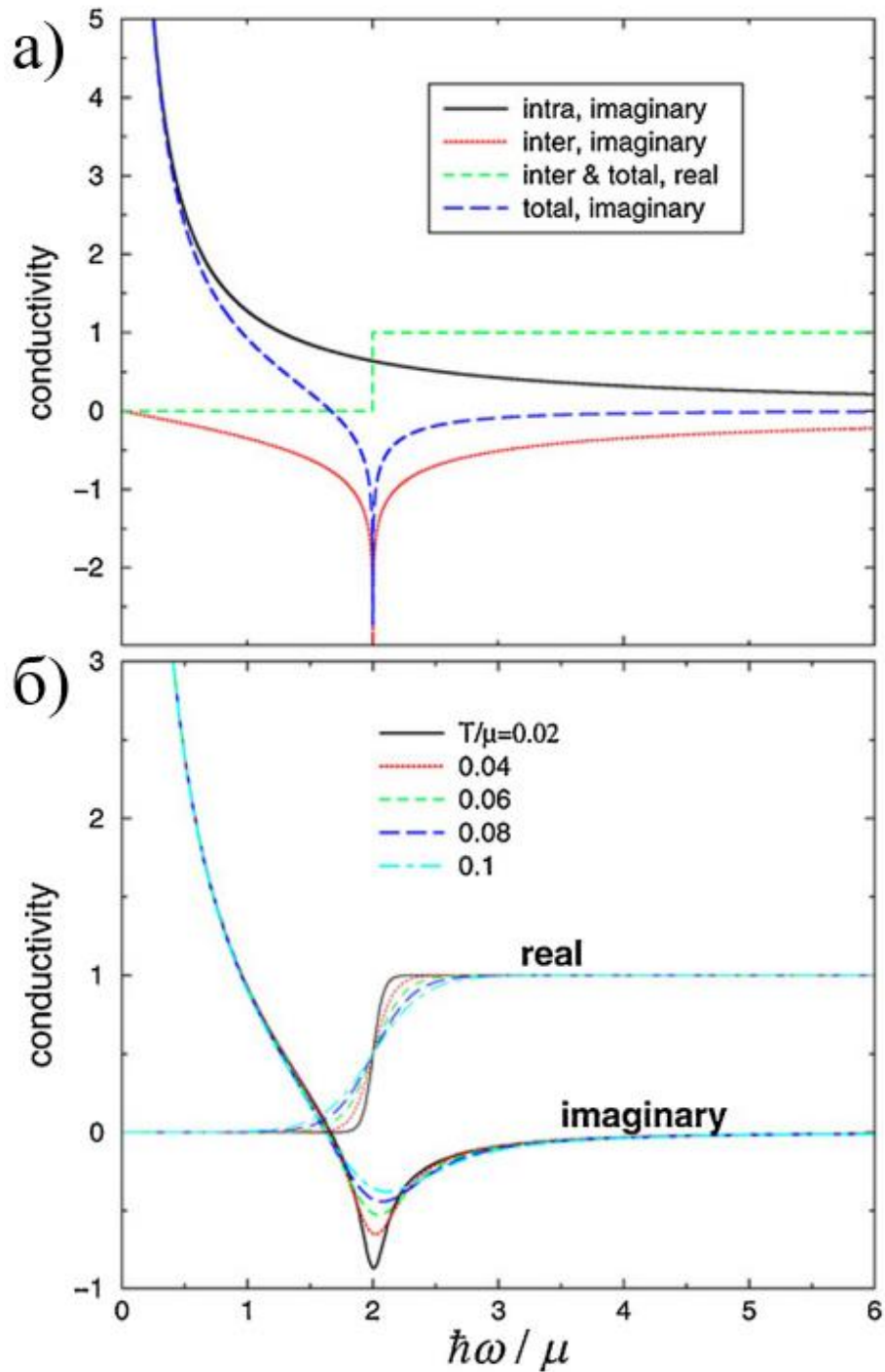


Рисунок 1.5. Приведенная динамическая в единицах $e^2/4\hbar$ графенового слоя как функция от $\hbar\omega/\mu_{ch}$ при нулевой температуре (а) и ненулевой температуре (б) [70].

Согласно полуклассической модели, дисперсионное соотношение поверхностных плазмонов может быть получено путем рассмотрения бесконечного графена, лежащего в плоскости границы раздела двух различных сред (ϵ_1, μ_1 и ϵ_2, μ_2). Убрав влияние магнетизма ($\mu_1 = \mu_2 = 1$) и используя уравнения Максвелла [35,

71] или диадические функции Грина [60], можно получить дисперсионные соотношения плоскости раздела сред. Так для случая ТМ-поляризации при помощи уравнений Максвелла получается следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{\varepsilon_1}{\sqrt{k_{TM}^2 - (\frac{\varepsilon_1 \omega^2}{c^2})}} + \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{k_{TM}^2 - (\frac{\varepsilon_2 \omega^2}{c^2})}} + \frac{i\sigma}{\omega \varepsilon_0} = 0, \quad (1.3.1)$$

где $\omega/c = k_0$. Для изолированного графена ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$) дисперсионное соотношение ТМ-моды принимает вид:

$$k_{TM} = k_0 \sqrt{1 - (\frac{2}{\sigma \eta_0})^2}, \quad (1.3.2)$$

где $\eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2} \approx 120\pi$ Ом – волновой импеданс вакуума. Аналогично для ТЕ-моды дисперсионное соотношение имеет вид:

$$k_{TE} = k_0 \sqrt{1 - (\frac{\sigma \eta_0}{2})^2}. \quad (1.3.3)$$

Уравнения (1.3.1)-(1.3.3) демонстрируют возможность управления дисперсионным соотношением и свойствами ПП путем регулирования химического потенциала в графене и выбора подложки, на которой он расположен.

Наличие в графене двух видов внешних электронов (σ - и π -электроны), порождает возможность генерации плазмонов на каждом из них. Так низкоэнергетические плазмоны, чья энергия менее 3 эВ (их называют двумерными плазмонами), в основном существуют за счет внутризонных переходов в графене, однако существует еще два вида плазмонов, чья энергия больше 3 эВ, один из которых носит название π -плазмон, а другой $\pi + \sigma$ -плазмон. В чистом графене существуют только π - и $\pi + \sigma$ -плазмоны, а двумерные плазмоны в графене начинают возникать только при его легировании. Рисунок 1.6 демонстрирует интенсивность электронных возбуждений, измеренная методом приближения случайной фазы в легированном графене ($\mu_{ch} = 1$ эВ), а также дисперсионные соотношения двумерных и π -плазмонов [72].

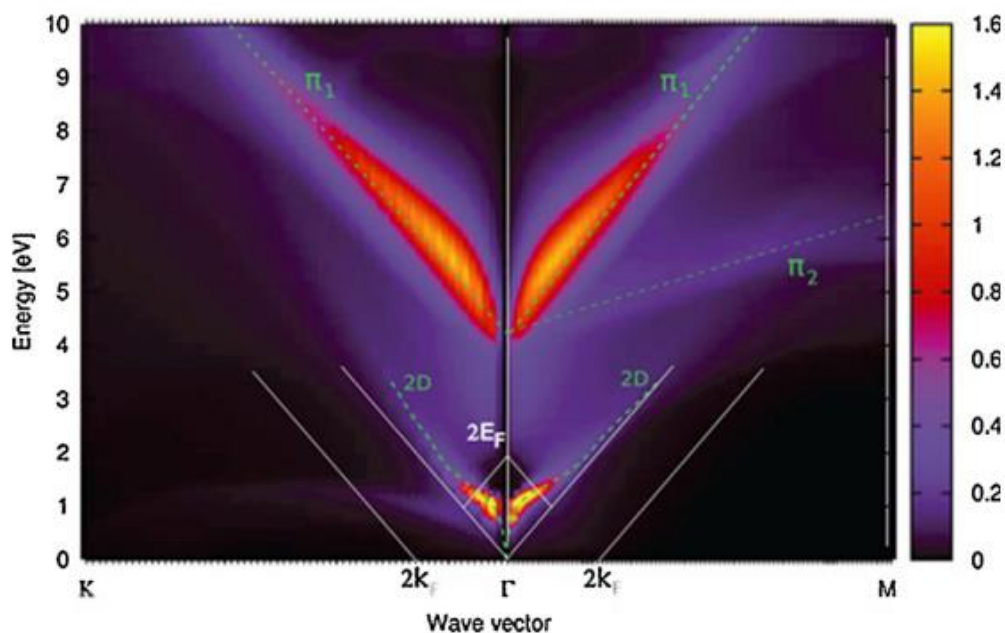


Рисунок 1.6. Интенсивности электронных возбуждений, демонстрирующие дисперсионные соотношения двумерных плазмонов и π -плазмонов [72].

Одним из наиболее эффективных методов регистрации плазмонов в графене является спектроскопия с высоким пространственным разрешением, способная обнаружить изменения в электронной структуре. Этим методом были обнаружены π - и $\pi + \sigma$ -плазмоны в таких аллотропных модификациях углерода, помимо графена, как графит [73, 74], фуллерен [75-77] и в углеродных нанотрубках [74, 78, 79]. Более того, было показано, что в одностенных углеродных нанотрубках в некоторых предельных случаях поведение поверхностных плазмонов идентично их поведению в графене [37, 74, 80].

Несмотря на то, что метод спектроскопии позволяет легко выявлять существование ПП в графене, а также их взаимодействие с электронами или фотонами [43, 73, 81-83], прямая визуализация распространения и локализация плазмонов в графене является крайне важной задачей плазмоники. Для подобных практических исследований ПП наиболее простым способом их генерации является метод возбуждения фотонами для дальнейшего образования поверхностных плазмон-поляритонов. Как и в случае с обычными металлами, для возбуждения ППП необходимо соблюдение фазового синхронизма. Для

соблюдения этого условия можно наиболее распространены следующие методы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов:

1) Возбуждение плазмонных мод в инвертированном графене с планарным брэгговским микрорезонатором.

В данном методе, как показано в работе [84], входная волна падает сверху в направлении нормали к плоскости структуры с поляризацией электрического поля поперек полосок металлической решетки (рис. 1.7).

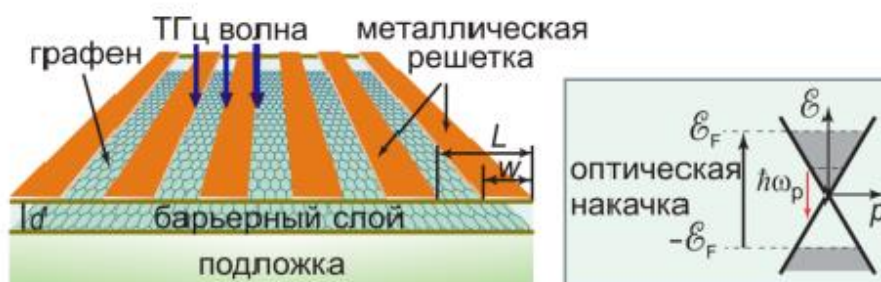


Рисунок 1.7. Схематическое изображение возбуждения плазмонных мод в инвертированном графене с планарным брэгговским микрорезонатором, выполненным из металлических вставок, в терагерцовом диапазоне частот падающей волны. На вставке схематически показана зонная структура накаченного графена и вынужденное излучение кванта плазмона $\hbar\omega_p$ в графене. [84]

В этом методе брэгговская решетка играет двойную роль. Во-первых, она образует распределенный планарный резонатор для плазмонных мод, возбуждаемых или генерируемых в графене падающим излучением. Во-вторых, брэгговская решетка эффективно связывает плазмоны в графене с падающим на структуру излучением. Графен с распределенным брэгговским резонатором поддерживает коллективные плазмонные моды, когерентно колеблющиеся на всей площади структуры.

2) Возбуждение поверхностных плазмонов в графене на волнистой подложке.

Вариант подложки, позволивший добиться в окрестности частоты ω значения $\varepsilon(\omega) < 0$ путем создания периодической волнистости (рис. 1.8), также привел к реализации полного резонансного поглощения фотонов поверхностными плазмон-поляритонами [1].

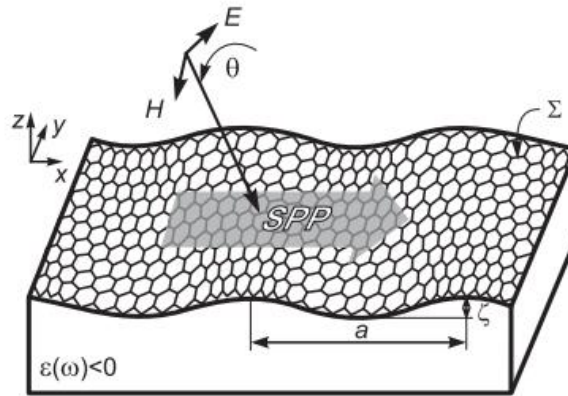


Рисунок 1.8. Плазмон-поляритонные резонансы на подложке с волнистостью поверхности.[1]

При такой модификации резонансная частота определяется метаматериалом подложки, то есть зависит от ее периода a .

3) Возбуждение поверхностных плазмонов массиве графеновых нанодисков.

Компланарные массивы нанодисков – это упорядоченные графеновые “пятна”, которые позволяют управлять резонансными показателями метаматериала.

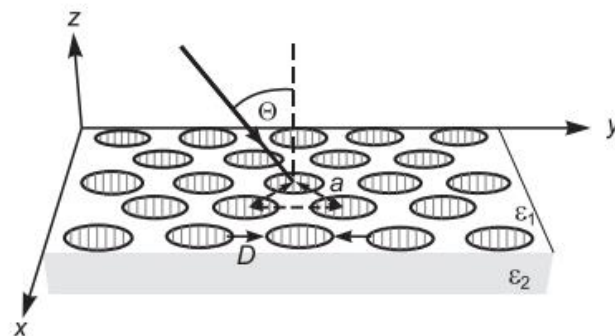


Рисунок 1.9. Нанодиски графена. [1]

На рисунке 1.9 показан массив нанодисков, позволяющий регулировать частоту резонанса путем варьирования геометрических размеров поверхностного узора. Изменяя диаметр пятна D , расстояние между пятнами (шаг массива a), толщину диэлектрика d , можно добиться возбуждения поверхностных плазмонов [1].

4) Возбуждение поверхностных плазмонов методом нарушения полного внутреннего отражения (метод НПВО). Геометрия Кретчмана.

В геометрии Кретчмана (рис. 1.10) металлическая пленка освещается через диэлектрическую призму в режиме полного внутреннего отражения. Если диэлектрическая проницаемость призмы больше диэлектрической проницаемости диэлектрика, на котором расположена металлическая пленка ($\epsilon_{pr} > \epsilon_d$), то может быть выполнен фазовый синхронизм между падающим излучением и поверхностными плазмонами, и, соответственно, может быть выполнена генерация последних [85, 86, 87].

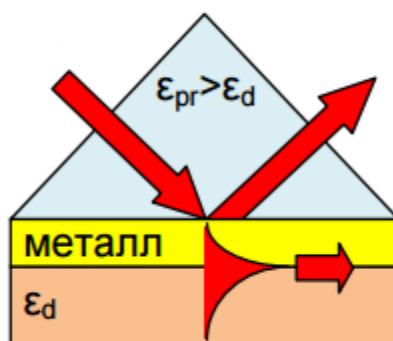


Рисунок 1.10. Метод НПВО. Геометрия Кретчмана.

При угле падения падающей волны большем, чем критический угол полного внутреннего отражения (ПВО) возникает резонансное туннелирование излучения через металлическую пленку и возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны на нижней поверхности металла.

Метод Кретчмана применим в случае, когда толщина металла не очень велика ($d_m < 80$ нм). Для более толстых пленок эффективность этого метода становится очень мала, и необходимо использовать иные подходы.

5) Возбуждение поверхностных плазмонов методом НПВО. Геометрия Отто.

В методе Отто поверхностный плазмон возбуждается на верхней поверхности металла (рис. 1.11). Для этого диэлектрическую призму помещают вблизи поверхности металла так, что фотоны туннелируют через воздушный зазор между призмой и поверхностью [29, 85, 87, 88].

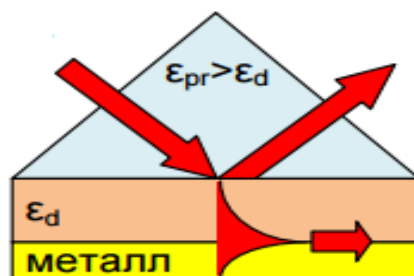


Рисунок 1.11. Метод НПВО. Геометрия Отто.

Путем изменения толщины зазора и изменении угла падения падающей волны можно подобрать определенную резонансную частоту, на которой будут возбуждаться поверхностные плазмоны.

Во всех методах, где поверхностно-активной средой выступает металл, можно использовать графеновый слой на диэлектрической подложке.

Одна из первых работ по визуализации поверхностных плазмон-поляритонов была проведена при помощи атомной наноскопии в изолированном графене, расположенном на подложке из диоксида кремния (SiO_2) [52, 53]. Для того, чтобы волновой вектор падающего света и волновой вектор генерируемых поверхностных плазмон-поляритонов совпадал, ученые поместили острый кончик атомно-силового микроскопа вблизи поверхности графена и облучали его сфокусированным инфракрасным лучом с длиной волны $\lambda_0 = 11.2$ мкм (рис. 1.12.a). При фиксированной частоте падающего света ПП, возбуждаемые

освещенным наконечником, могут распространяться вдоль плоскости графена, они будут отражаться, интерферировать и затухать на краях графена, дефектах и на границах между различными слоями графена (рис. 1.12.б-1.12.д). Благодаря волновым свойствам поверхностных плазмонов, распространяющиеся от кончика атомно-силового микроскопа и отраженные от краев (дефектов) графенового слоя, ППП могут образовывать стоячие волны, по которым авторами была определена длина волны поверхностных плазмон-поляритонов $\lambda_{\text{ППП}} \approx 200$ нм. В этих работах также была подтверждена возможность управления длиной волны и амплитудой поверхностных плазмонов, путем приложения и изменения напряжения к системе (рис. 1.13).

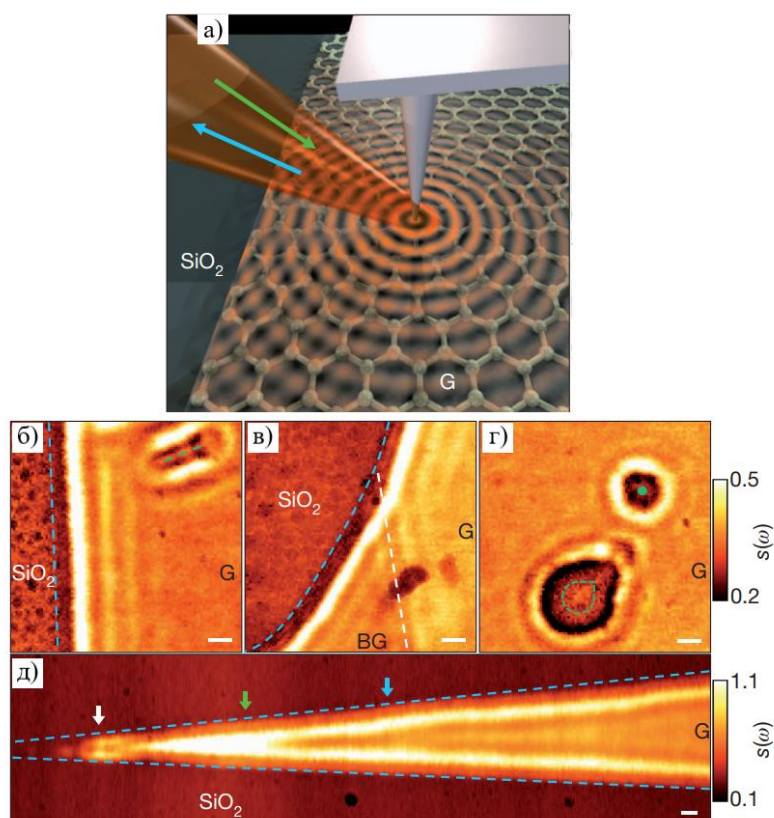


Рисунок 1.12. Наноизображение ППП в инфракрасном свете в графене на подложке из SiO_2 . а) Диаграмма инфракрасного наноизображения ПП, зеленая и синяя стрелки указывают на падающий и отраженный свет соответственно.

Концентрические красные круги иллюстрируют плазмонные волны, индуцируемые освещенным наконечником атомно-силового микроскопа. б)-д) Изображения амплитуды инфракрасного излучения и интерференционной картины вблизи краев графена (синие пунктирные линии) и дефектов (зеленые пунктирные линии и зеленая точка), а также на границе между однослойным (G) и двухслойным (BG) графеном (белая пунктирная линия) [53].

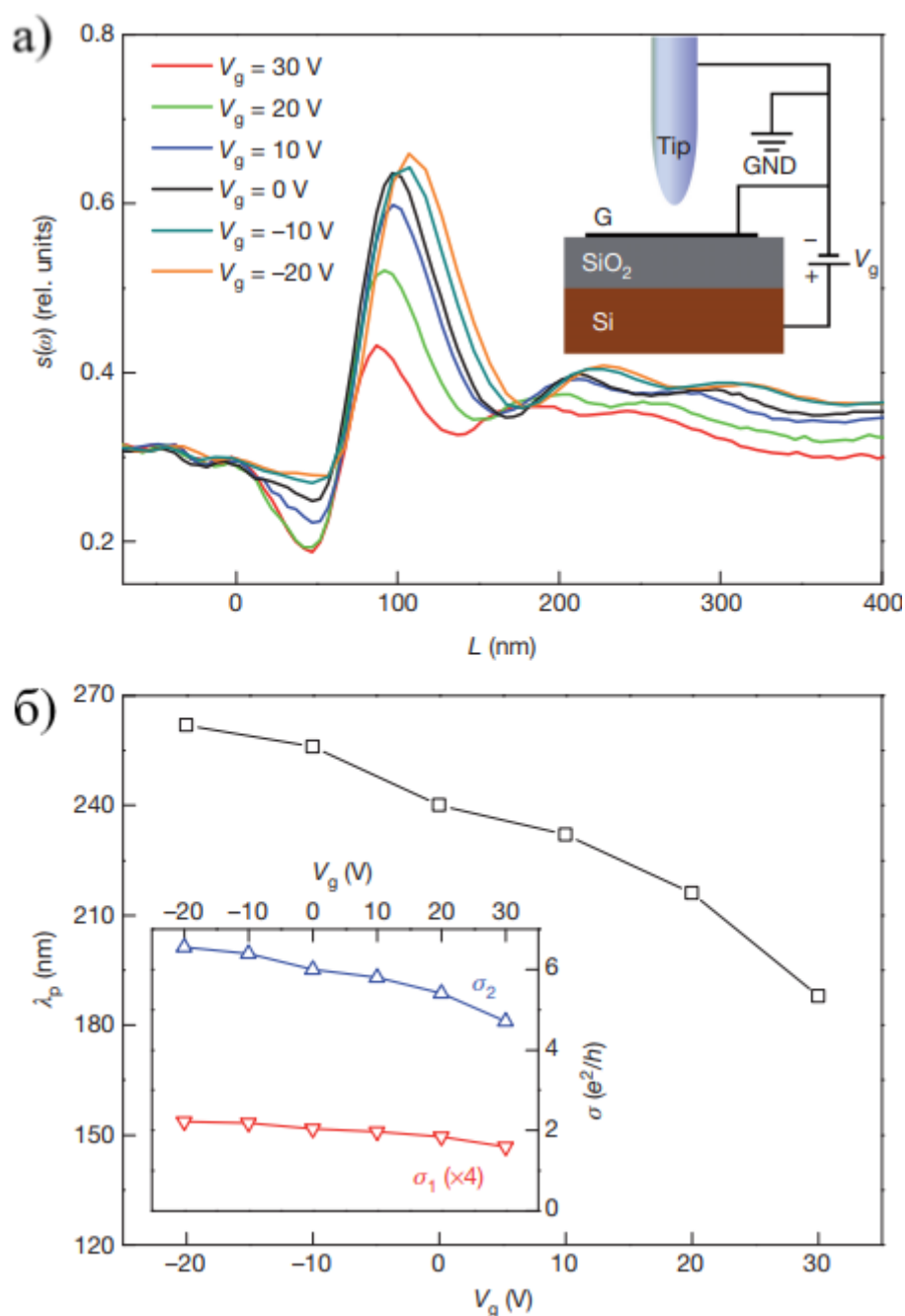


Рисунок 1.13. а) Линейные профили измерения напряженности электрического поля внутри наноразмерного зазора между наконечником и образцом ($s(\omega)$), перпендикулярные краю графена при различных напряжениях затвора, V_g . б), Длина волны плазмона λ_p , зависящая от напряжения на затворе [53].

С появлением отработанных методов возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов одной из основных задач фундаментальной части плазмоники в графене стал поиск новых структур, поддерживающих плазмонные моды, а также позволяющие управлять поведением ППП в них. В это же время в оптике начинает активно внедряться концепция метаповерхностей, ультратонких метаматериалов,

способных быть интегрированными в современные планарные технологии [89, 90], а также позволяющих уменьшить потери в среде по сравнению с классическими метаматериалами [91]. Наиболее простым и распространенным способом получения графеновой метаповерхности – это построение решетки из графеновых полосок шириной W , зазорами между полосок G и субволновой периодичностью $L = W + G \ll \lambda$. Такая метаповерхность именуется гиперболической и ее оптический отклик описывается тензором анизотропной проводимости [91-93]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{eff} \end{pmatrix}, \quad (1.3.4)$$

$$\sigma_{xx}^{eff} = \frac{L\sigma\sigma_c}{W\sigma_c + G\sigma}, \quad (1.3.5.1)$$

$$\sigma_{yy}^{eff} = \sigma \frac{W}{L}, \quad (1.3.5.2)$$

где σ – проводимость графена, а $\sigma_c = -i(\omega\varepsilon_0 L/\pi)\ln[\csc(\pi G/2L)]$ – эффективная проводимость, связанная с ближнеполевым взаимодействием между соседними полосками графена. Переход от эллиптической топологии, соответствующей отсутствию анизотропии в графене, к гиперболической происходит через σ -близкое к нулю режим и соответствует условию $Im(W\sigma_c + G\sigma) = 0$.

Рисунок 1.14 иллюстрирует распределение поля E_z поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль метаповерхностей с различной топологией и возбуждаемых в начале системы отсчета. В частности, рисунок 1.14.а иллюстрирует графен, относящийся к изотропной эллиптической топологии, которая допускает распространение волн по всем направлениям плоскости графена. Рисунки 1.14.б и 1.14.в соответствуют гиперболической топологии графена в отсутствии и при наличии недиагональных элементов тензора проводимости соответственно. В этом случае распространение ППП становится более локализованным и определяется отношением соотношением между σ_{xx}^{eff} и σ_{yy}^{eff} . Рисунок 1.14.г демонстрирует σ -близкое к нулю режим, способный направлять большую часть энергии в определенном направлении благодаря большой разнице между компонентами тензора проводимости.

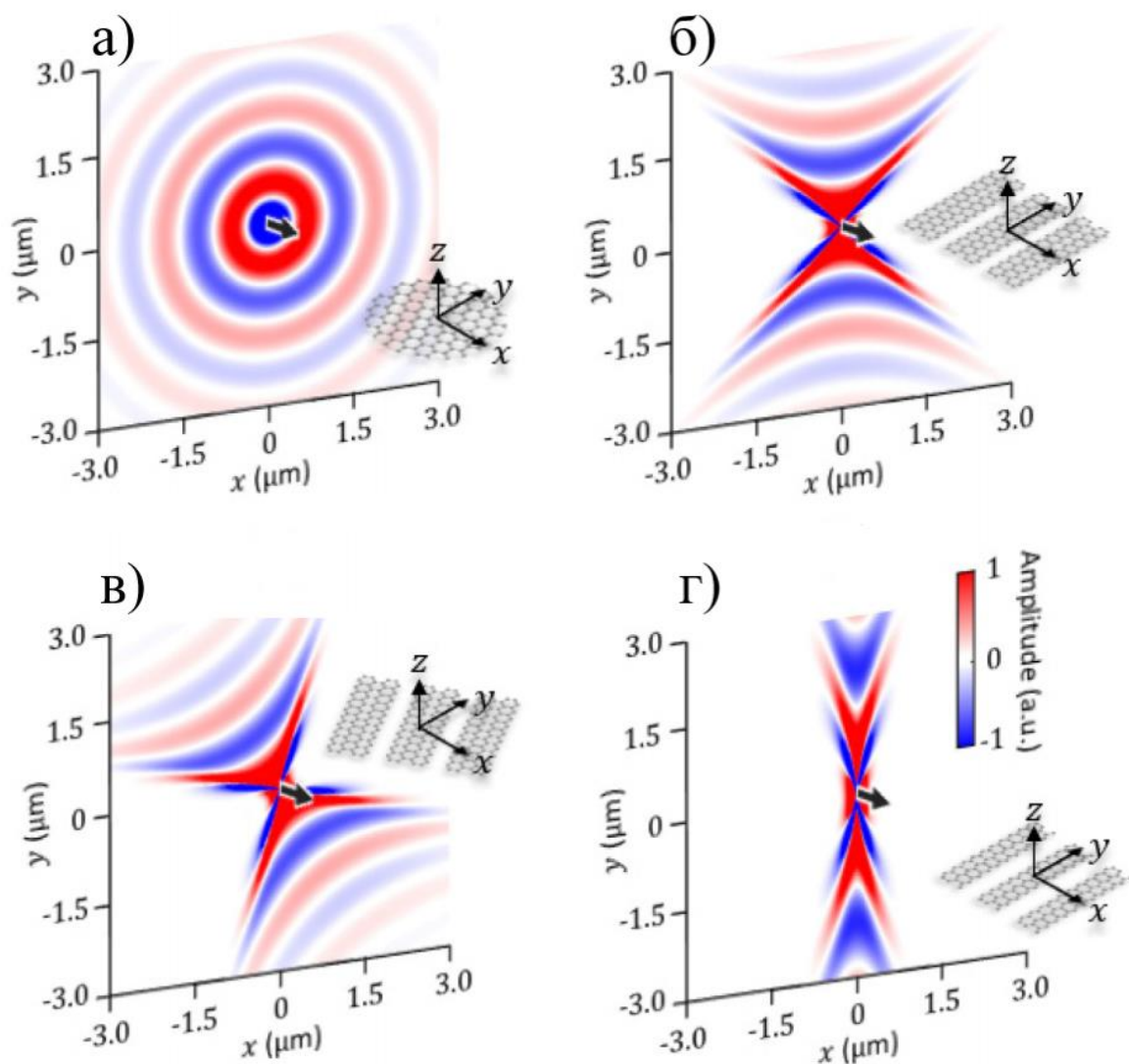


Рисунок 1.14. Распределение поля E_z поверхностных плазмон-поляритонов: а) эллиптическая топология графена; б), в) гиперболическая топология графена; г) σ-близкое к нулю режим.[92]

Сэндвич-структура, состоящая из нескольких слоев графена также способна вести себя как гиперболический метаматериал в терагерцовом диапазоне частот [94]. Поверхностные плазмоны в таких структурах могут приобретать отрицательное преломление, обусловленное противоположными наклонами дифракционных кривых [95]; а дисперсионные свойства поверхностных электромагнитных волн в них могут быть настроены путем изменения толщины диэлектрика между слоями графена [96].

В настоящее время сэндвич-структуры, содержащие один или несколько слоев графена, имеют особый интерес для изучения плазмоники на них в виду

относительной простоты их создания и интеграции в уже существующие оптические устройства. Так на их основе уже была продемонстрирована возможность создания оптических фотоприемников и плазмонных наноантенн [97-100], при этом дальнейшее изучение подобных слоистых структур, как теоретическое, так и практическое, имеет огромный потенциал в виду открытия новых потенциально более дешевых способов получения графена [100].

1.4. Выводы к Главе 1

Графен, как моноатомный материал, обладает множеством уникальных оптических свойств, которые обусловлены коллективным взаимодействием электронов в двумерном кристалле. Эти свойства позволяют наблюдать релятивистские эффекты квантовой электродинамики в условиях обычной лаборатории.

Исследования, как с практической, так и с теоретической точек зрения, в области графена и его взаимодействия с электромагнитным излучением, включая поверхностные плазмоны, имеют важное значение для развития новых технологий и материалов с улучшенными оптическими свойствами. С получением стабильных и относительно простых способов возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, одной из основных задач плазмоники в графене стал поиск новых, более сложных структур, позволяющих управлять поведением ППП.

ГЛАВА 2. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в слоистых структурах с метаповерхностями на основе графена методом нарушенного полного внутреннего отражения

2.1. Влияние неупругих деформаций графенового слоя на возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов

Рассмотрим слоистую структуру, изображенную на рисунке 2.1.

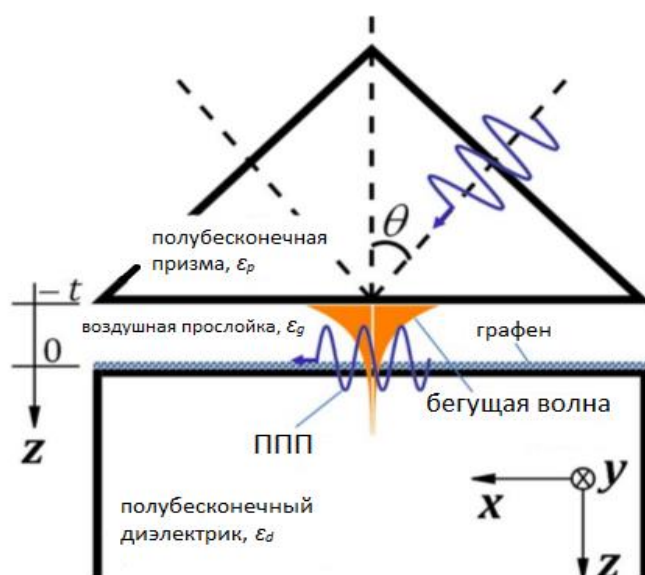


Рисунок 2.1. Поперечное сечение возбуждения поверхностного плазмона в графене с использованием геометрии Отто.

Структура состоит из бесконечно тонкой, бесконечной в поперечном направлении прослойки деформированного графена, лежащий на поверхности полубесконечной диэлектрической среды с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_d ($z > 0$) в плоскости xu . Область $-t < z < 0$ представляет собой воздушный зазор с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_g , а область $-t < z$ является полубесконечной призмой с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_p . Все три среды предполагаются немагнитными и электрически изотропными с независимыми от частоты диэлектрическими проницаемостями ϵ_p , ϵ_g , ϵ_d . Также предполагается, что волна

падает на первую поверхность ($z = -t$) из призмы. Если угол падения θ больше, чем предельный угол полного внутреннего отражения равный:

$$\theta_{\text{предельное}} = \arcsin \left[\left(\varepsilon_g / \varepsilon_p \right)^{1/2} \right], \quad (2.1.1)$$

то падающее излучение полностью отражается поверхности раздела призма-воздух. Это приводит к возникновению бегущей волны в зазоре, которая экспоненциально затухает около поверхности призмы. Путем регулировки толщины зазора t , можно добиться того, что бегущая волна будет генерировать поверхностные плазмон-поляритоны, передавая им энергию отраженной волны. Это будет наблюдаться, как выраженное снижение отражательной способности на определенной частоте [29].

Для расчёта коэффициента отражения необходимо решить волновые уравнения для каждой среды и соответствовать решения с границами раздела между средами. Предполагая, что пространственные и временные зависимости полей вида:

$$\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (2.1.2)$$

где $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – радиус вектор, $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ – волновой вектор. Решая уравнения Максвелла и избавляясь в них от переменного электрического поля, мы получаем общее волновое уравнение в \mathbf{k} -пространстве:

$$\mathbf{k} \times (\bar{\varepsilon})^{-1} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{H}) + k_0^2 \bar{\mu} \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (2.1.3)$$

где $k_0 = \omega/c$ – амплитуда волнового вектора в вакууме, c – скорость света, \mathbf{H} – высокочастотное магнитное поле, $\bar{\varepsilon}$ и $\bar{\mu}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости соответственно.

Так как слоистая структура является однородной в плоскости xy , то компоненты k_x и k_y волнового вектора \mathbf{k} сохраняются у границы раздела сред, следовательно можно выделить компоненту вектора \mathbf{k} параллельную плоскости xy :

$$k_{||}^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad (2.1.4)$$

где $k_x = k_{||} \cos \alpha$ и $k_y = k_{||} \sin \alpha$ (рисунок 2.2).

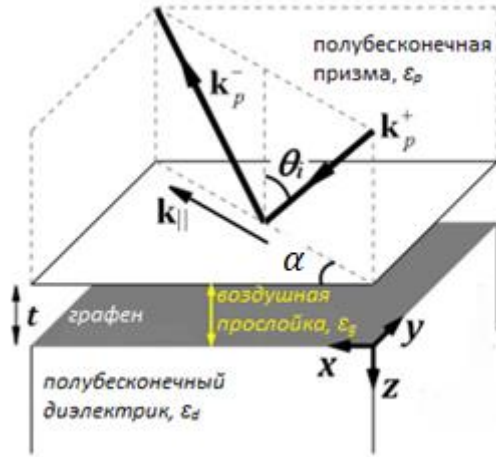


Рисунок 2.2. Пространственный вид исследуемой системы.

Поэтому $k_{||}$ выбирается в качестве динамической переменной для характеристики электромагнитной волны, распространяющейся в слоистой среде. Учитывая k_x и k_y (таким образом и $k_{||}$), может быть найдена компонента k_z из решения уравнения (2.1.3) в каждой среде. Обозначим, как k_p , k_g и k_d , z -компоненты волнового вектора в призме, зазоре и диэлектрике соответственно. Поскольку все три среды являются изотропными, немагнитными и немагнитными со скалярными диэлектрическими проницаемостями ε_p , ε_g и ε_d , то уравнение (2.1.3) упрощается и переписывается в виде:

$$\mathbf{k}_m \times (\mathbf{k}_m \times \mathbf{H}^m) + k_0^2 \varepsilon_m \mathbf{H}^m = 0, \quad (2.1.5)$$

где $m = p, g$ или d , представляющие призму, зазор или диэлектрик соответственно. Распишем уравнение (2.1.5), как систему из трех линейных уравнений и запишем их в матричной форме для каждой среды:

$$\begin{pmatrix} k_0^2 \varepsilon_m - k_y^2 - k_m^2 & k_x k_y & k_x k_m \\ k_x k_y & k_0^2 \varepsilon_m - k_x^2 - k_m^2 & k_y k_m \\ k_x k_m & k_y k_m & k_0^2 \varepsilon_m - k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x^m \\ H_y^m \\ H_z^m \end{pmatrix} = 0, \quad (2.1.6)$$

где H_x^m , H_y^m и H_z^m – декартовы компоненты высокочастотного магнитного поля в среде m . Для того чтобы получить нетривиальное решение в виде плоской волны, необходимо чтобы определитель матрицы 3×3 равнялся 0, что приводит к квадратному уравнению для k_m вида:

$$(k_m^2 + k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_m)^2 = 0, \quad (2.1.7)$$

которое имеет две пары решений, одна из которых соответствует ТЕ-поляризованной моде, а другая, соответственно, ТМ-поляризованной моде. Каждая пара решений может быть записана в виде $k_m^{\pm} = \pm(k_0^2 \varepsilon_m - k_{\parallel}^2)^{1/2}$, где знак $+$ ($-$) определяет распространение вдоль направления $+z$ ($-z$). Для $+z$ распространяющейся волны, опуская верхний индекс $+$, мы получаем:

$$k_m = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_m - k_{\parallel}^2}. \quad (2.1.8)$$

Распишем поля в призме ($m = p$). x и y компоненты магнитного поля \mathbf{H} , удовлетворяющие уравнению (2.1.5):

$$\begin{aligned} H_x^p &= (P_x^+ e^{ik_p z} + P_x^- e^{-ik_p z}) e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \\ H_y^p &= (P_y^+ e^{ik_p z} + P_y^- e^{-ik_p z}) e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

где P_x^+ и P_y^+ - амплитуды падающего магнитного поля (x и y компоненты), P_x^- и P_y^- - амплитуды отраженного магнитного поля (x и y компоненты), $\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} = k_x x + k_y y$.

z компонента магнитного поля \mathbf{H} может быть выражена через H_x^p и H_y^p с учетом выражений (2.1.9) из уравнения $\Delta \cdot \mathbf{H} = 0$:

$$H_z^p = \frac{-1}{k_p} [(k_x P_x^+ + k_y P_y^+) e^{ik_p z} - (k_x P_x^- + k_y P_y^-) e^{-ik_p z}] e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}. \quad (2.1.10)$$

В выражениях (2.1.9) и (2.1.10) k_p взято из уравнения (2.1.8) с $m = p$. Напряженность электрического поля может быть найдена с помощью одного из уравнений Максвелла. Закон Ампера в k -пространстве записывается как $\mathbf{E}^m = -\eta_0 \mathbf{k}_m \times \mathbf{H}^m / (k_0 \varepsilon_m)$, где $\eta_0 = (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2} \approx 120\pi$ Ом - волновой импеданс вакуума. С помощью этого уравнения с учетом выражений (2.1.9) и (2.1.10) мы получаем:

$$E_x^p = \frac{\eta_0}{k_0 k_p \varepsilon_p} [(k_x k_y P_x^+ + a_p^2 P_y^+) e^{ik_p z} - (k_x k_y P_x^- + a_p^2 P_y^-) e^{-ik_p z}] e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \quad (2.1.11)$$

$$E_y^p = \frac{-\eta_0}{k_0 k_p \varepsilon_p} [(b_p^2 P_x^+ + k_x k_y P_y^+) e^{ik_p z} - (b_p^2 P_x^- + k_x k_y P_y^-) e^{-ik_p z}] e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}$$

и

$$E_z^p = \frac{-\eta_0}{k_0 \varepsilon_p} [(k_x P_y^+ - k_y P_x^+) e^{ik_p z} - (k_x P_y^- - k_y P_x^-) e^{-ik_p z}] e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \quad (2.1.12)$$

где $a_p^2 = k_0^2 \varepsilon_p - k_x^2$ и $b_p^2 = k_0^2 \varepsilon_p - k_y^2$.

Поля \mathbf{H} и \mathbf{E} в зазоре рассчитываются с использованием той же процедуры, что и выше. Уравнения (2.1.9)-(2.1.12) могут быть представлены для расчета полей в зазоре при условии, что мы произведем следующую замену: $\varepsilon_p \rightarrow \varepsilon_g, k_p \rightarrow k_g, P_x^+ \rightarrow G_x^+, P_y^+ \rightarrow G_y^+, P_x^- \rightarrow G_x^-, P_y^- \rightarrow G_y^-$, где G_x^+, G_y^+, G_x^- и G_y^- - амплитуды магнитного поля в зазоре. Также в зазоре $a_g^2 = k_0^2 \varepsilon_g - k_x^2$ и $b_g^2 = k_0^2 \varepsilon_g - k_y^2$.

Завершая, рассмотрим полубесконечную диэлектрическую среду. В ней есть только прошедшие волны. Таким образом компоненты магнитного поля \mathbf{H} в диэлектрике записываются как:

$$H_x^d = D_x^+ e^{ik_d z} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \quad (2.1.13)$$

$$H_y^d = D_y^+ e^{ik_d z} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}$$

и

$$H_z^d = \frac{-1}{k_d} (k_x D_x^+ + k_y D_y^+) e^{ik_d z} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \quad (2.1.14)$$

где D_x^+ и D_y^+ - амплитуды магнитного поля, прошедшего в диэлектрик, k_d взято из уравнения (2.1.8) с $m = d$. Компоненты электрического поля \mathbf{E} в диэлектрике имеют вид:

$$E_x^d = \frac{\eta_0}{k_0 k_d \varepsilon_d} (k_x k_y D_x^+ + a_d^2 D_y^+) e^{ik_d z} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \quad (2.1.15)$$

$$E_y^d = \frac{-\eta_0}{k_0 k_d \varepsilon_d} (b_d^2 D_x^+ + k_x k_y D_y^+) e^{ik_d z} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}$$

и

$$E_z^d = \frac{-\eta_0}{k_0 \varepsilon_d} (k_x D_y^+ - k_y D_x^+) e^{ik_d z} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} - \omega t)}, \quad (2.1.16)$$

где $a_d^2 = k_0^2 \varepsilon_d - k_x^2$ и $b_d^2 = k_0^2 \varepsilon_d - k_y^2$.

Уравнения (2.1.6)-(2.1.16) с соответствующими уравнениями для \mathbf{E} и \mathbf{H} в зазоре полностью описывают электромагнитное поведение структуры. Эффект графена будет возникать, когда он начнет навязывать свои граничные условия на границе раздела зазор-диэлектрик. Это будет рассмотрено далее.

Коэффициент отражения может быть получен путем применения граничных условий к границам раздела. Первое граничное условие касается тангенциальных компонент \mathbf{H} и поверхностных электрических токов на границе раздела J_e^S (А/м), то есть:

$$\hat{\mathbf{z}} \times (\mathbf{H}|_{z=z^+} - \mathbf{H}|_{z=z^-}) = J_e^S, \quad (2.1.17)$$

где $\hat{\mathbf{z}}$ – унитарный вектор, перпендикулярный к границе раздела. На границе $z = -t$, $J_e^S = 0$. С другой стороны, на границе $z = 0$ присутствие графена провоцирует к возникновению электрического тока $J_e^S = \hat{\sigma} \mathbf{E}$, где $\hat{\sigma}$ – тензор проводимости графена.

Второе граничное условие относится к тангенциальным компонентам \mathbf{E} с магнитными поверхностными токами J_m^S (В/м), таким образом:

$$\hat{\mathbf{z}} \times (\mathbf{E}|_{z=z^+} - \mathbf{E}|_{z=z^-}) = -J_m^S, \quad (2.1.18)$$

где $J_m^S = 0$ на обеих границах раздела.

Используя уравнения (2.1.9) и (2.1.11) и соответствующие компоненты полей в зазоре, непрерывность тангенциальных компонент \mathbf{H} при $z = -t$:

$$\begin{aligned} P_x^+ e^{-ik_p t} + P_x^- e^{ik_p t} &= G_x^+ e^{-ik_g t} + G_x^- e^{ik_g t}, \\ P_y^+ e^{-ik_p t} + P_y^- e^{ik_p t} &= G_y^+ e^{-ik_g t} + G_y^- e^{ik_g t}. \end{aligned} \quad (2.1.19)$$

Непрерывность тангенциальных компонент \mathbf{E} при $z = -t$:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{k_p \varepsilon_p} [(k_x k_y P_x^+ + a_p^2 P_y^+) e^{-ik_p t} - (k_x k_y P_x^- + a_p^2 P_y^-) e^{ik_p t}] \\ &= \frac{1}{k_g \varepsilon_g} [(k_x k_y G_x^+ + a_g^2 G_y^+) e^{-ik_g t} - (k_x k_y G_x^- + a_g^2 G_y^-) e^{ik_g t}] \end{aligned} \quad (2.1.20)$$

и

$$\begin{aligned} &\frac{1}{k_p \varepsilon_p} [(b_p^2 P_x^+ + k_x k_y P_y^+) e^{-ik_p t} - (b_p^2 P_x^- + k_x k_y P_y^-) e^{ik_p t}] \\ &= \frac{1}{k_g \varepsilon_g} [(b_g^2 G_x^+ + k_x k_y G_y^+) e^{-ik_g t} - (b_g^2 G_x^- + k_x k_y G_y^-) e^{ik_g t}] \end{aligned}$$

Граничные условия при $z = 0$ включают в себя тангенциальные компоненты полей в зазоре и диэлектрике. Как следует из формулы (2.1.17) разрыв

тангенциальных компонент \mathbf{H} пропорционален поверхностному току, протекающему в графеновом слое. Таким образом уравнение (2.1.17) дает:

$$D_x^+ - G_x^+ - G_x^- = \frac{\eta_0 \sigma_{xy}}{k_0 k_d \varepsilon_d} (k_x k_y D_x^+ + a_d^2 D_y^+) + \frac{\eta_0 \sigma_{xx}}{k_0 k_d \varepsilon_d} (b_d^2 D_x^+ + k_x k_y D_y^+) \quad (2.1.21)$$

и

$$D_y^+ - G_y^+ - G_y^- = \frac{\eta_0 \sigma_{yy}}{k_0 k_d \varepsilon_d} (k_x k_y D_x^+ + a_d^2 D_y^+) + \frac{\eta_0 \sigma_{yx}}{k_0 k_d \varepsilon_d} (b_d^2 D_x^+ + k_x k_y D_y^+).$$

Уравнение (2.1.18) дает:

$$\frac{1}{k_g \varepsilon_g} [(k_x k_y G_x^+ + a_g^2 G_y^+) - (k_x k_y G_x^- + a_g^2 G_y^-)] = \frac{1}{k_d \varepsilon_d} (k_x k_y D_x^+ + a_d^2 D_y^+) \quad (2.1.22)$$

и

$$\frac{1}{k_g \varepsilon_g} [(b_g^2 G_x^+ + k_x k_y G_y^+) - (b_g^2 G_x^- + k_x k_y G_y^-)] = \frac{1}{k_d \varepsilon_d} (b_d^2 D_x^+ + k_x k_y D_y^+).$$

Уравнения (2.1.19)-(2.1.22) составляют систему из восьми линейных уравнений, решение которых при заданных амплитудах падающей волны P_x^+ и P_y^+ позволяет получить значения для отраженной и пропускаемой волны. Для расчета коэффициента отражения при заданном угле падения, удобнее рассматривать систему с точки зрения компонент параллельных плоскости падения (ТМ-поляризация) и компонент перпендикулярных плоскости падения (ТЕ-поляризация) (рис. 2.3).

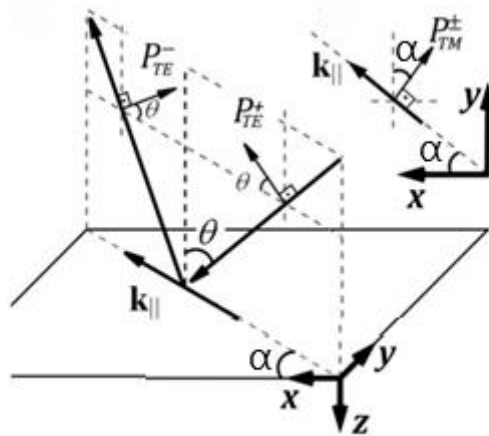


Рисунок 2.3. Взаимосвязь падающей волны в декартовой системе координат с ней же в ТЕ-ТМ базисе [29].

Из рисунка 2.3 видно, что компоненты падающего магнитного поля в декартовой системе координат связаны с ТЕ и ТМ компонентами, в результате чего можно выразить одно из другого:

$$\begin{aligned} P_x^+ &= P_{TE}^+ \cos \theta \cos \alpha - P_{TM}^+ \sin \alpha, \\ P_y^+ &= P_{TE}^+ \cos \theta \sin \alpha + P_{TM}^+ \cos \alpha, \\ P_z^+ &= -P_{TE}^+ \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.1.23)$$

Аналогичным образом можно найти выражения связывающие компоненты в декартовой системе координат с компонентами в ТЕ-ТМ базисе для отраженной волны:

$$\begin{aligned} P_x^- &= -P_{TE}^- \cos \theta \cos \alpha - P_{TM}^- \sin \alpha, \\ P_y^- &= -P_{TE}^- \cos \theta \sin \alpha + P_{TM}^- \cos \alpha, \\ P_z^- &= -P_{TE}^- \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.1.24)$$

Коэффициент отражения соотносит амплитуду отраженной волны к амплитуде падающей волны. В общем случае, когда падающая волна имеет ТЕ и ТМ компоненты, коэффициент отражения рассчитывается по формуле:

$$R_{pol} = \frac{|P_{pol}^-|^2}{|P_{TE}^+|^2 + |P_{TM}^+|^2}, \quad (2.1.25)$$

где $pol = TE$ или TM .

Возьмем в качестве проводящей среды, разделяющей воздушную прослойку (ϵ_g) и полубесконечный диэлектрик (ϵ_d), слой графена под действием неупругих деформаций, как показано на рисунке 2.4. Здесь деформация графеновой решетки обусловлена смещением $\vec{s} = (s_x, s_y)$ одной графеновой подрешетки относительно другой. Такая деформация может возникнуть в графене, выращенном на подложке с соответствующим сочетанием рассогласования решеток между двумя кристаллами [101, 102]. Оптические (но не плазмонные) свойства такого графена уже были изучены [103]. Было обнаружено, что анизотропное оптическое поглощение вызывает модуляцию коэффициента пропускания и дихроизма в зависимости от угла падающей поляризации.

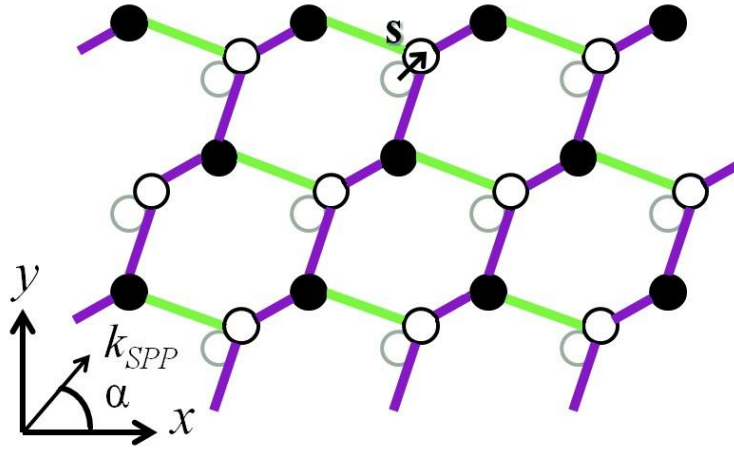


Рисунок 2.4. Неупругие деформации поверхностных плазмонов, приводящие к появлению анизотропии относительно направления распространения поверхностных плазмонов.

Поскольку при деформации графен приобретает свойства пространственной анизотропии, тензор оптической проводимости такого слоя имеет ненулевые значения элементов побочной диагонали и измененные значения элементов главной диагонали [103]. Таким образом мы получаем:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \quad (2.1.26)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma(\omega)(1 \pm 2\beta s_y/2), \quad (2.1.27.1)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 2\sigma(\omega)\beta s_x/2, \quad (2.1.27.2)$$

где β – параметр Грюнайзена, $\sigma(\omega)$ – проводимость недеформированного графена на частоте ω , s_x и s_y – смещение вдоль оси x и y соответственно.

В дальнейших расчетах предполагались следующие параметры: $T = 300 \text{ K}$, $\varepsilon_p = 12$ – кремний (Si), $\varepsilon_g = 1$ – воздух, $\varepsilon_d = 4$ – диоксид кремния (SiO_2), $t = 2$ мкм, $\mu_{ch} = 0.5$ эВ, $\beta = 2$, $\Gamma = 0.11$ мэВ.

Из рисунка 2.5 видно, что возбуждение ППП в деформированном и недеформированном графене происходит по-разному. В недеформированном графене можно отметить два характерных угла падения, при которых происходит преобразование энергии падающего излучения в ППП: на частоте около 1 ТГц при угле падения примерно равном 85 градусам, и на частоте 0.1 ТГц при угле падения

88 градусов [A4]. В деформированном графене первая область сдвигается в сторону более низких частот (минимум приходится на частоту около 0.5 ТГц). При этом угол падения волны остается таким же. Падающее излучение ТЕ-поляризации практически не возбуждает ППП.

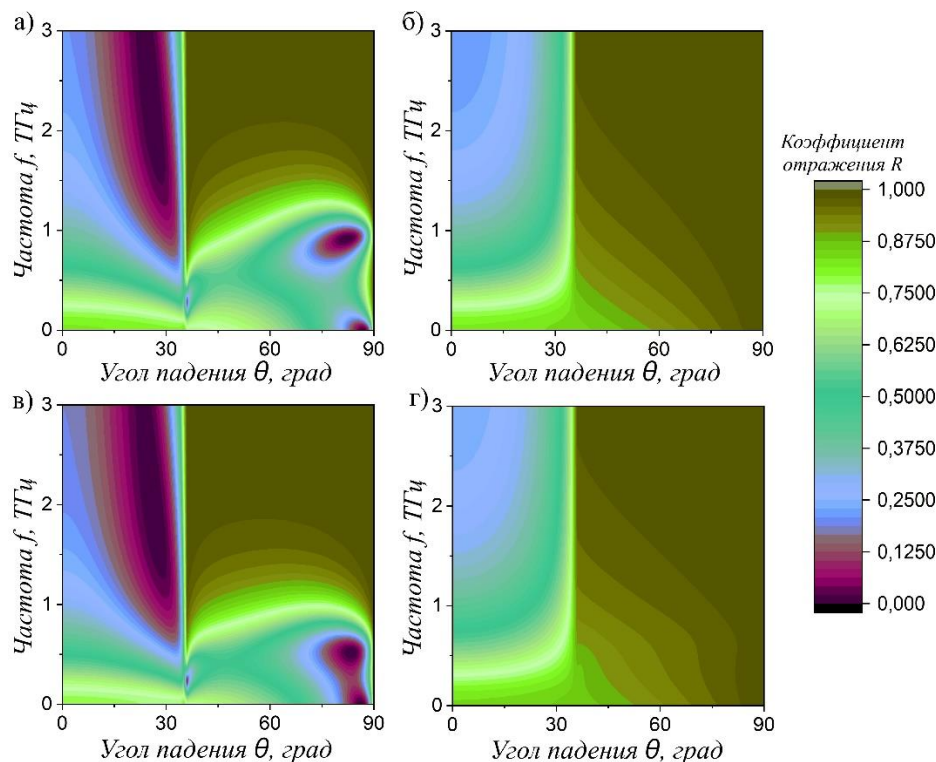


Рисунок 2.5. Цветовая карта коэффициента отражения для $\alpha = \pi/4$: а) недеформированный графен, ТМ-поляризованная падающая волна; б) недеформированный графен, ТЕ-поляризованная падающая волна; в) деформированный графен ($s/a=(0.04, 0.03)$), ТМ-поляризованная падающая волна; г) деформированный графен ($s/a=(0.04, 0.03)$), ТЕ-поляризованная падающая волна.

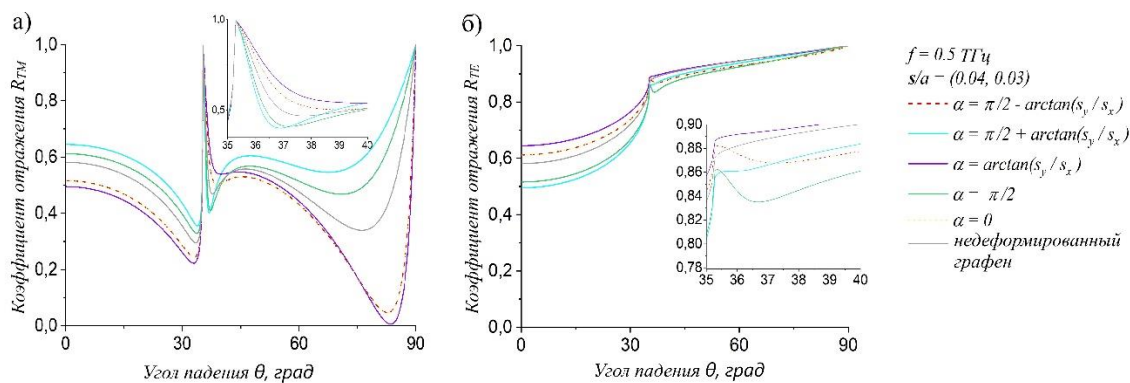


Рисунок 2.6. Спектр коэффициента отражения для различных значений угла распространения в плоскости xu в случаях: а) ТМ-поляризация; б) ТЕ-поляризация [A4].

На рисунке 2.6 показаны зависимости коэффициента отражения от угла падения в случае деформированного графена при различном направлении падающего луча относительно направления смещения подрешеток. Видно, что эффективность возбуждения ППП анизотропна. Лучше всего ППП возбуждаются в случае совпадения направления падающего луча и вектора смещения [A4]. Также можно заметить, что минимум коэффициента отражения при углах падения больше угла полного внутреннего отражения сдвигается в сторону меньших значения при увеличении отклонения направления падающей волны от вектора деформации.

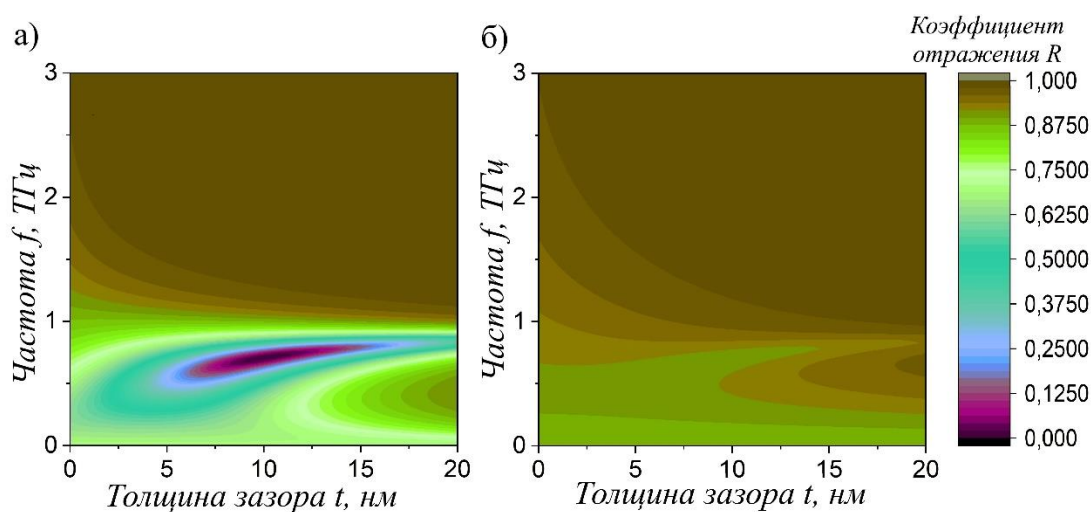


Рисунок 2.7. Цветовая карта коэффициента отражения: а) деформированный графен ($s/a=(0.04, 0.03)$), ТМ-поляризованная падающая волна; б) деформированный графен ($s/a=(0.04, 0.03)$), ТЕ-поляризованная падающая волна.

Из рисунка 2.7 видно, что коэффициент отражения достигает минимальных значений при толщинах зазора от 5 мкм до 17 мкм. При этом увеличение толщины зазора приводит к сдвигу минимума в частотном диапазоне от 0.5 до 0.8 ТГц [A4]. Дальнейшее увеличение зазора снижает эффективность возбуждения ППП.

2.2. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов методом НПВО в гиперболической метаповерхности на основе графена

В последние годы слоистые материалы с оптическим откликом получили огромное развитие. Особое внимание уделяется структурам, электромагнитные свойства которых не наблюдаются в обычных материалах, а проявляются только в

искусственно созданных метаматериалах и метаповерхностях. Среди них особое место занимают наноматериалы и наноструктуры, способные поддерживать плазмонные режимы. Такие структуры включают метаповерхности на основе графена и другие производные структуры на основе графена. Стоит также отметить, что при построении решетки из графеновых полосок можно получить гиперболическую метаповерхность, свойства которой существенно отличаются от свойств обычных эллиптических метаповерхностей, что представляет еще больший интерес для ученых [91, 93, 104].

Возбуждение плазмонов в гиперболической метаповерхности на основе графена аналогично предыдущему параграфу было изучено с использованием геометрии Отто. При угле падения возбуждающей волны $\theta > \theta_{\text{предельное}}$ фотоны (здесь мы рассматриваем только ТМ-поляризацию, поскольку она взаимодействует с ППП намного сильнее, чем ТЕ-поляризация) из полубесконечной призмы туннелируют через воздушный зазор и возбуждают плазмоны в метаповерхности, расположенной на полубесконечном диэлектрике (рис. 2.8).

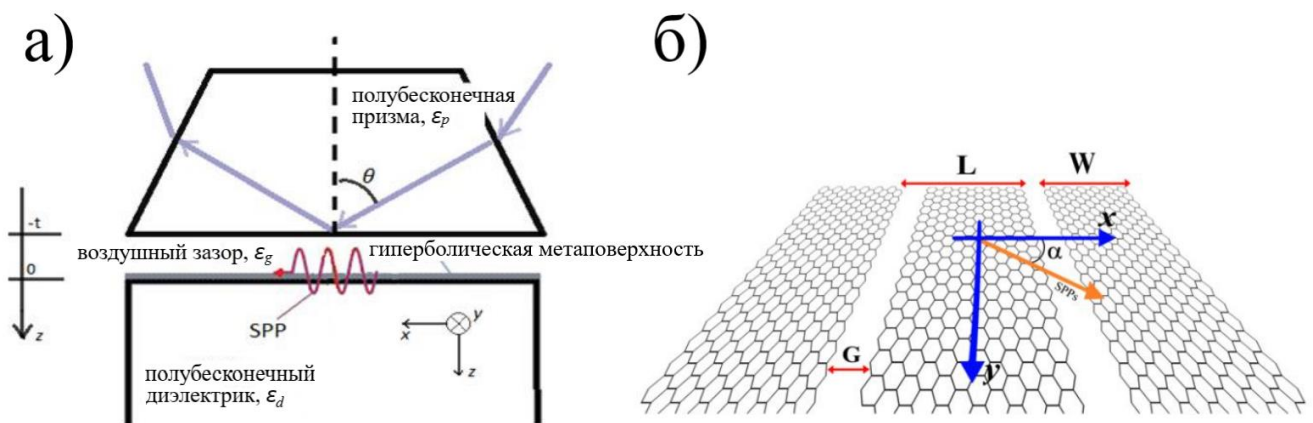


Рисунок 2.8. а) Поперечное сечение возбуждения ППП методом НПВО в геометрии Отто; б) Гиперболическая метаповерхность из графеновых полосок.

Решая систему уравнений Максвелла соответствующими граничными условиями на каждой границе раздела (полубесконечная призма - воздушный зазор и воздушный зазор – метаповерхность – полубесконечный диэлектрик), мы можем рассчитать коэффициенты отражения электромагнитной волны от данной

структуры, которые могут быть использованы для вывода о том, какая часть энергии падающей волны передается на возбуждение поверхностных плазмонов.

Тензор проводимости гиперболической метаповерхности имеет следующий вид [91-93]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{eff} \end{pmatrix}. \quad (2.2.1)$$

Компоненты такого тензора можно рассчитать по следующим формулам:

$$\sigma_{xx}^{eff} = \frac{L\sigma\sigma_c}{W\sigma_c + G\sigma}, \quad (2.2.2.1)$$

$$\sigma_{yy}^{eff} = \sigma \frac{W}{L}, \quad (2.2.2.2)$$

где G – ширина зазора между полосками, W – ширина полосок, L – период решетки, σ – проводимость графена; $\sigma_c = -i(\omega\epsilon_0\epsilon_{eff}L/\pi)\ln[\csc(\pi G/2L)]$ – эффективная проводимость, связанная с ближнеполевым взаимодействием между соседними полосками графена; ϵ_{eff} – эффективная диэлектрическая проницаемость материала, в который вставлены полосы графена.

Поскольку пространственная анизотропия структуры проявляется только в гиперболической метаповерхности, мы для упрощения дальнейших вычислений положим $k_y = 0$, а угол распространения поверхностных плазмон-поляритонов будем учитывать за счет поворота тензора проводимости графена:

$$\hat{\sigma}_M = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\alpha & -\cos\alpha \\ \cos\alpha & \sin\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{eff} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin\alpha & -\cos\alpha \\ \cos\alpha & \sin\alpha \end{pmatrix}^T \quad (2.2.3)$$

Также для дальнейшего упрощения расположим гиперболическую метаповерхность на основе графена в плоскости xu при $z = 0$.

При расчетах коэффициентов отражения были использованы следующие параметры структуры: $T = 300$ К, $\epsilon_p = 12$ – кремний (Si), $\epsilon_g = 1$ – воздух, $\epsilon_d = 4$ – диоксид кремния (SiO_2), $t = 2$ мкм, $\mu_{ch} = 0,2 - 0,8$ эВ, $\Gamma = 0.11$ мэВ, $L = 100$ нм.

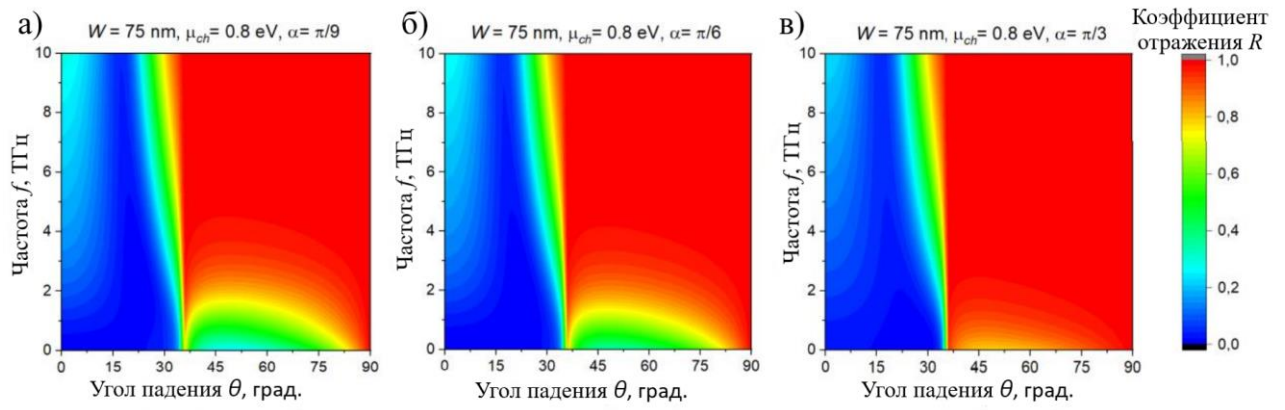


Рисунок 2.9. Коэффициент отражения как функция частоты f и угла падения θ для падающей волны с поляризацией ТМ для различных углов ориентации метаповерхности α . Параметры гиперболической метаповерхности: $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ.

Рассмотрим для начала метаповерхность с шириной графеновой полосы $W = 75$ нм и химическим потенциалом $\mu_{ch} = 0,8$ эВ, ориентированную под углом α относительно плоскости падающего света. Результаты расчета зависимости коэффициента отражения от частоты и угла падения показаны на рис. 2.9. На низких частотах видна область с малыми значениями коэффициента отражения, которые соответствуют значениям угла падения примерно до 35 градусов. Первый предельный угол $\theta_{\text{предельное,1}} = \arcsin \left[\left(\frac{\epsilon_g}{\epsilon_p} \right)^{1/2} \right] \approx 16,8$ градусов соответствует условию полного внутреннего отражения на границе раздела призма – воздушный зазор, но из-за малого размера зазора ($t = 2$ мкм) электромагнитная волна успешно проходит через зазор на низких частотах. Второй критический угол $\theta_{\text{предельное,2}} = \arcsin \left[\left(\frac{\epsilon_d}{\epsilon_p} \right)^{1/2} \right] \approx 35,3$ градуса соответствует системе призма – диэлектрическая подложка и мы можем наблюдать полное внутреннее отражение при $\theta > \theta_{\text{предельное,2}}$. ПВО нарушается при малых углах ориентации метаповерхности (на рис. 2.9.а $\alpha = \pi/9$, т.е. графеновые полосы ориентированы почти перпендикулярно плоскости падения электромагнитной волны) и низких частотах (до 2 ТГц), что соответствует возбуждению ППП в графеновой метаповерхности. Затухание наблюдается при больших углах ориентации

метаповерхности. Например, на рисунке 2.9.б затухание отчетливо видно при $\alpha = \pi/6$, но частотная область немного уже. При $\alpha = \pi/3$ (см. рис. 2.9.в) трудно различить нарушенное полное внутреннее отражение. Это означает, что возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов будет сильно анизотропным, и ППП может возбуждаться только в некотором угловом диапазоне, что характерно для гиперболической плазмоники.

Далее более детально исследуем влияние ориентации метаповерхности на возбуждение ППП. Зафиксируем частоту падающего излучения на уровне $f = 1$ ТГц и рассчитаем диаграмму отражения в параметрах $\alpha - \theta$. Результаты расчетов приведены на рисунке 2.10. Здесь представлены диаграммы для различных значений химического потенциала графена. Можно заметить, что при более высоких химических потенциалах возбуждение плазмонов может наблюдаться в большем диапазоне углов падения и углов ориентации метаповерхности. С уменьшением химического потенциала снижается и эффективность их возбуждения.

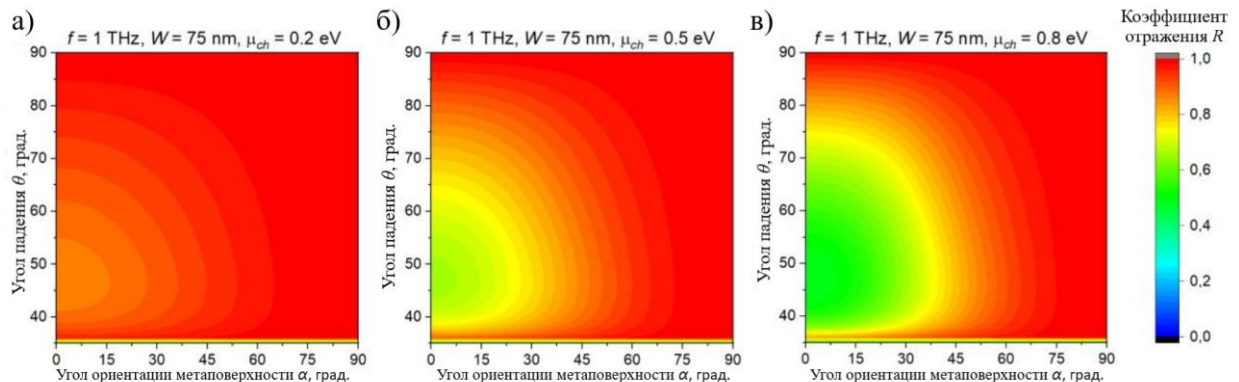


Рисунок 2.10. Коэффициент отражения как функция угла ориентации метаповерхности α и угла падения θ для ТМ-поляризованной падающей волны с частотой $f = 1$ ТГц и параметрами метаповерхности: а) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,2$ эВ; б) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,5$ эВ; в) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ.

Влияние ширины графеновых полос на эффективность возбуждения ППП методом нарушенного полного внутреннего отражения представлено на рисунке 2.11. На цветных картах коэффициента отражения видно для разных ширин

полосок графена (полосы $W = 25$ нм, полосы $W = 50$ нм, полосы $W = 75$ нм), что увеличение ширины полос графена позволяет более эффективно возбуждать ППП.

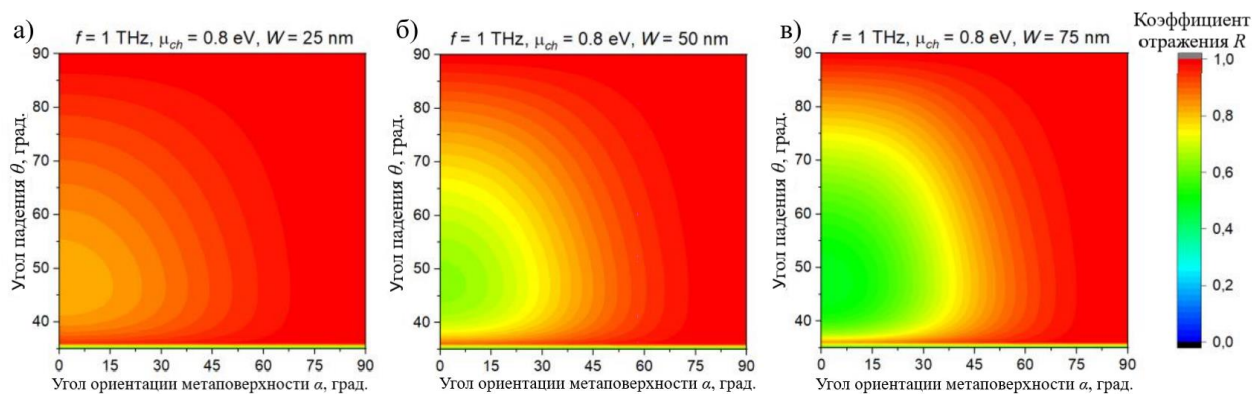


Рисунок 2.11. Коэффициент отражения как функция угла ориентации метаповерхности α и угла падения θ для ТМ-поляризованной падающей волны с частотой $f = 1$ ТГц и параметрами метаповерхности: а) $W = 25$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ; б) $W = 50$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ; в) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ.

Из полученных цветowych карт можно сделать вывод, что гиперболическая метаповерхность на основе графена способна поддерживать возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в терагерцовом диапазоне частот, однако частоты сильно зависят от химического потенциала самого графена, который может быть изменен, например, при помощи внешнего напряжения. В то время как при химическом потенциале $\mu_{ch} = 0,8$ эВ коэффициент отражения достигает минимума ($\alpha = 0^\circ, \theta = 47^\circ$) примерно равного 0,45, при $\mu_{ch} = 0,2$ эВ при тех же прочих параметрах коэффициент отражения составляет примерно 0,86. Также не менее решающим фактором при возбуждении ППП является ширина полосок графеновой решетки.

2.3. Влияние гиперболической метаповерхности на основе графена на возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в слоистой структуре с прослойкой, претерпевающей фазовый переход

Большинство авторов, рассматривая многослойные структуры с графеновыми слоями, чаще всего ограничиваются только простыми

диэлектрическими средами с неизменными характеристиками [29; A4]. Однако структуры, параметры которых могут изменяться с течением времени, в настоящее время недостаточно изучены. Изменения основных характеристик могут происходить по различным причинам, например, при приложении внешнего магнитного поля или во время фазового перехода одного или нескольких слоев.

В данном параграфе мы рассмотрели возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в гиперболической метаповерхности в структуре, представленной на рисунке 2.12. Диоксид ванадия был выбран в качестве слоя с переменными характеристиками, поскольку его фазовый переход происходит при почти комнатных температурах, что уже давно вызывает интерес в научном сообществе. Для экспериментального наблюдения распространения ППП может быть использован метод нарушенного полного отражения (в конфигурации Отто).

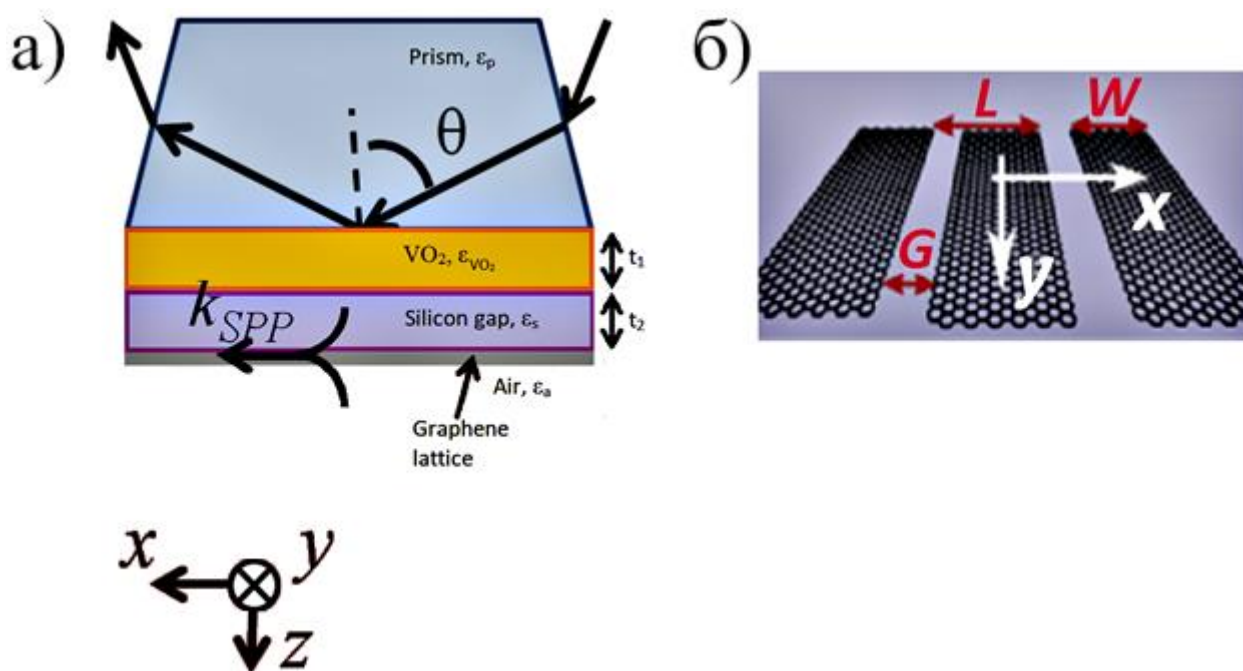


Рисунок 2.12. Схематическая модель возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов методом нарушенного полного внутреннего отражения (а) и гиперболическая метаповерхность на основе графена (б). [A1]

Предположим, что призма на основе кремния (диэлектрическая проницаемость равна $\epsilon_p = 12$) отделена от графена зазором из диоксида ванадия (диэлектрическая проницаемость равна ϵ_{VO_2}) толщиной t_1 и зазором из кремния

(диэлектрическая проницаемость равна $\varepsilon_s = 4$) толщиной t_2 . Электромагнитная волна падает из призмы под углом падения равным θ .

Чтобы исследовать отражение электромагнитной волны от структуры, необходимо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями на каждой границе раздела. Для монохроматической волны $\mathbf{E}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm} \sim \exp[-i\omega t + i\mathbf{k}_{\alpha\pm}\mathbf{r}]$, где ω - угловая частота, а $\mathbf{k}_{\alpha\pm} = (k_x, k_y, \pm k_{\alpha,z})$ - волновой вектор (знак «+» соответствует волне, распространяющейся вдоль оси z , в то время как «-» соответствует встречной волне, $\alpha = p, VO_2, d, a$ обозначает “призму”, “диоксид ванадия”, “диэлектрик” и “воздух”, соответственно). С помощью этих обозначений читается уравнение Максвелла для волн в каждой среде:

$$\begin{aligned} [\mathbf{k}_{\alpha\pm}, \mathbf{E}_{\alpha\pm}] &= i\omega \mathbf{B}_{\alpha\pm}, [\mathbf{k}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm}] = -i\omega \mathbf{D}_{\alpha\pm}, \\ \mathbf{B}_{\alpha\pm} &= \mu_0 \mathbf{H}_{\alpha\pm}, \mathbf{D}_{\alpha\pm} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\alpha\pm} \mathbf{E}_{\alpha\pm}, \alpha = p, VO_2, d, a. \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

Граничные условия в этом случае принимают вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{p,\tau}|_{z=-(t_2+t_1)} &= \mathbf{H}_{VO_2,\tau}|_{z=-(t_2+t_1)}, \mathbf{E}_{p,\tau}|_{z=-(t_2+t_1)} = \mathbf{E}_{VO_2,\tau}|_{z=-(t_2+t_1)}, \\ \mathbf{H}_{VO_2,\tau}|_{z=-t_1} &= \mathbf{H}_{d,\tau}|_{z=-t_1}, \mathbf{E}_{VO_2,\tau}|_{z=-t_1} = \mathbf{E}_{d,\tau}|_{z=-t_1}, \\ [\mathbf{n}, \mathbf{H}_{d,\tau}|_{z=0} - \mathbf{H}_{a,\tau}|_{z=0}] &= \hat{\sigma} \mathbf{E}_{a,\tau}|_{z=0}, \mathbf{E}_{d,\tau}|_{z=0} = \mathbf{E}_{a,\tau}|_{z=0}. \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Где \mathbf{n} - единичный вектор, перпендикулярный границе раздела. Эти уравнения дают систему линейных уравнений для амплитуд прошедших и отраженных волн в каждой среде. Для заданных параметров возбуждения (частота, угол падения, поляризация падающей волны, деформация и химический потенциал графена) можно рассчитать коэффициент отражения $R = |\mathbf{E}_{p-}|^2 / |\mathbf{E}_{p+}|^2$ падающей электромагнитной волны, которая указывает, какая часть энергии падающей волны перешла в возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов.

В диоксиде ванадия фазовый переход металл-полупроводник происходит при температурах, близких к комнатной. С точки зрения зонной теории, VO_2 имеет частично заполненную d-оболочку. Электронный спектр содержит промежуток (щель Мотта-Хаббарда), ширина которого зависит от различных внешних условий. Это позволяет осуществить фазовый переход за счет изменения температуры,

электрического поля (тока или напряжения), падающей электромагнитной волны определенной частоты, упругих напряжений и т.д. [105–107]. В данной работе мы рассматриваем температурную зависимость фазового состояния диоксида ванадия. Фазовый переход диоксида ванадия из диэлектрического моноклинного состояния в металлическую рутиловую фазу сопровождается значительным и быстрым изменением электрических и оптических свойств [108]. Некоторые из переменных параметров уже были измерены на всем температурном участке фазового перехода [109]. Взяв эти данные и применив линейную аппроксимацию, мы можем разделить весь фазовый переход на 4 участка (см. рис. 2.13): 1) перед фазовым переходом ($T \leq 336$ К); 2) во время фазового перехода (336 К $< T \leq 347$ К); 3) в конце фазового перехода (347 К $< T \leq 352$ К); 4) после фазового перехода ($T > 352$ К). Далее в работе мы не будем подробно останавливаться на поведении поверхностных плазмонов при температурах ниже 336 К и выше 352 К, поскольку параметры диоксида ванадия при этих температурах не изменяются, и его влияние в этих случаях остается неизменным. Температурные диапазоны 2 и 3 представляют особый интерес, поскольку именно в них происходят резкие изменения оптических свойств диоксида ванадия и меняется его влияние на всю структуру.

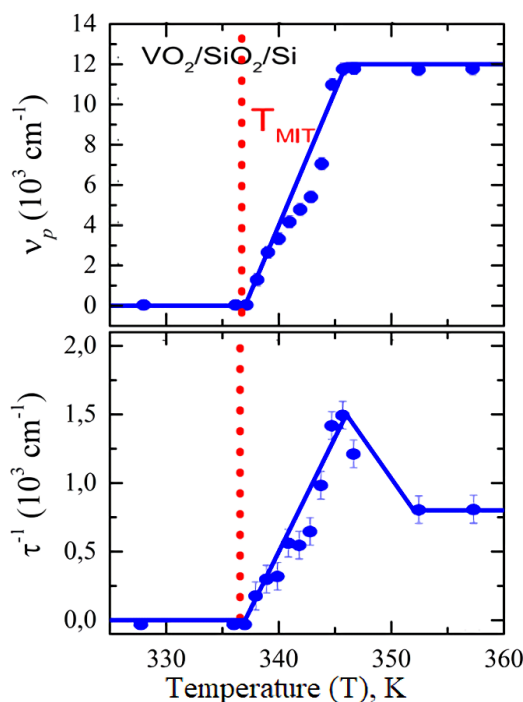


Рисунок 2.13 Линейная аппроксимация экспериментальных данных [109] температурной зависимости параметров модели Друде для VO_2 .

Используя модель Друде [109, 110], можно рассчитать компоненты тензора диэлектрической проницаемости VO₂:

$$\varepsilon_{VO_2} = \varepsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}; \quad (2.3.3)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость VO₂ до фазового перехода; ω_{pl} и τ^{-1} – плазменная частота и частота соударения электронов соответственно, взятые из экспериментальных данных.

Расписав поля в призме, диоксиде ванадия, диоксиде кремния и воздухе аналогично тому, как мы делали в разделе 1.1 данной диссертации и применив граничные условия (2.3.2) получим систему из 12 линейных уравнений, решение которых при заданных амплитудах падающей волны позволяет получить значения для отраженной и пропускаемой волны:

Переход призма-VO₂ ($z = -(t_1 + t_2)$):

$$\begin{aligned} V_x^+ e^{-ik_{VO_2}(t_1+t_2)} + V_x^- e^{ik_{VO_2}(t_1+t_2)} - P_x^+ e^{-ik_p(t_1+t_2)} - P_x^- e^{ik_p(t_1+t_2)} &= 0, \\ V_y^+ e^{-ik_{VO_2}(t_1+t_2)} + V_y^- e^{ik_{VO_2}(t_1+t_2)} - P_y^+ e^{-ik_p(t_1+t_2)} - P_y^- e^{ik_p(t_1+t_2)} &= 0, \\ \frac{k_p}{\varepsilon_p} (P_y^+ e^{-ik_p(t_1+t_2)} - P_y^- e^{ik_p(t_1+t_2)}) &= \frac{k_{VO_2}}{\varepsilon_{VO_2}} (V_y^+ e^{-ik_{VO_2}(t_1+t_2)} - V_y^- e^{ik_{VO_2}(t_1+t_2)}), \\ \frac{k_p}{\varepsilon_p} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_p^2}\right) (P_x^+ e^{-ik_p(t_1+t_2)} - P_x^- e^{ik_p(t_1+t_2)}) &= \frac{k_{VO_2}}{\varepsilon_{VO_2}} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_{VO_2}^2}\right) (V_x^+ e^{-ik_{VO_2}(t_1+t_2)} - \\ &V_x^- e^{ik_{VO_2}(t_1+t_2)}). \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

Переход VO₂-диэлектрик ($z = -t_2$):

$$\begin{aligned} S_x^+ e^{-ik_s t_2} + S_x^- e^{ik_s t_2} - V_x^+ e^{-ik_{VO_2} t_2} - V_x^- e^{ik_{VO_2} t_2} &= 0, \\ S_y^+ e^{-ik_s t_2} + S_y^- e^{ik_s t_2} - V_y^+ e^{-ik_{VO_2} t_2} - V_y^- e^{ik_{VO_2} t_2} &= 0, \\ \frac{k_{VO_2}}{\varepsilon_{VO_2}} (V_y^+ e^{-ik_{VO_2} t_2} - V_y^- e^{ik_{VO_2} t_2}) &= \frac{k_s}{\varepsilon_s} (S_y^+ e^{-ik_s t_2} - S_y^- e^{ik_s t_2}), \\ \frac{k_{VO_2}}{\varepsilon_{VO_2}} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_{VO_2}^2}\right) (V_x^+ e^{-ik_{VO_2} t_2} - V_x^- e^{ik_{VO_2} t_2}) &= \frac{k_s}{\varepsilon_s} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_s^2}\right) (S_x^+ e^{-ik_s t_2} - S_x^- e^{ik_s t_2}). \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

Переход диэлектрик-воздух ($z = 0$):

$$\begin{aligned} A_x^+ - S_x^+ - S_x^- &= \frac{\sigma_{xx} k_a}{\omega \varepsilon_a \varepsilon_0} A_y^+ - \frac{\sigma_{xy} k_a}{\omega \varepsilon_a \varepsilon_0} \left(1 - \frac{k_x^2}{k_a^2}\right) A_x^+, \\ A_y^+ - S_y^+ - S_y^- &= \frac{\sigma_{xy} k_a}{\omega \varepsilon_a \varepsilon_0} A_y^+ - \frac{\sigma_{yy} k_a}{\omega \varepsilon_a \varepsilon_0} \left(1 - \frac{k_x^2}{k_a^2}\right) A_y^+, \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

$$\frac{k_a}{\varepsilon_a} A_y^+ = \frac{k_s}{\varepsilon_s} (S_y^+ - S_y^-),$$

$$\frac{k_a}{\varepsilon_a} \left(1 - \frac{k_x^2}{k_a^2}\right) A_x^+ = \frac{k_s}{\varepsilon_s} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_s^2}\right) (S_y^+ - S_y^-).$$

Где P_x^+, P_y^+, P_x^- и P_y^- - амплитуды магнитного поля в призме; V_x^+, V_y^+, V_x^- и V_y^- - амплитуды магнитного поля в VO_2 ; S_x^+, S_y^+, S_x^- и S_y^- - амплитуды магнитного поля в диэлектрике; A_x^+, A_y^+ - амплитуды магнитного поля в воздухе.

Несмотря на то, что гиперболическая метаповерхность на основе графена способна поддерживать как ТМ-, так и ТЕ-поляризованные плазмоны, в данной работе мы ограничились только ТМ-модами.

Во всех расчетах мы предполагаем следующие параметры: $\mu_{ch} = 0,5$ эВ, $t_1 = t_2 = 25$ нм, $G = 35$ нм, $W = 15$ нм, $L = G + W = 50$ нм.

Для того чтобы выяснить, при каких параметрах падающего излучения (угол падения и угол поворота плоскости метаповерхности) плазмоны проявляют себя наиболее отчетливо, была построена цветовая карта коэффициента отражения в отсутствие диоксида ванадия (его место занял кремний). Поиск параметров производился на частоте $f = 0,5$ ТГц. Из полученных результатов ясно, что наиболее сильное возбуждение поверхностных плазмонов происходит при угле падения $\theta = \pi/4$ и угле поворота $\alpha = \pi/4$ (см. рис. 2.14). Также из полученной цветной карты можно довольно точно выделить критический угол полного внутреннего отражения, до которого не происходит перехода падающего электромагнитного излучения в возбуждение поверхностных плазмонов ($\theta_{cr} \approx 17^\circ$).

Определив наиболее подходящие углы падения и поворота, мы рассчитали коэффициенты отражения для различных температур системы (см. рис. 2.15). На рисунке показано, что в диэлектрической фазе диоксида ванадия и в начале температурного диапазона его фазового перехода его влияние практически отсутствует и возбуждение поверхностных плазмонов происходит в узком низкочастотном диапазоне (до 1 ТГц). Затем, по мере повышения температуры, начинает проявляться влияние диоксида ванадия. Это выражается в расширении

частотного диапазона возбуждения поверхностных плазмонов (до 2 ТГц и выше) и его сдвиге в сторону более высоких температур.

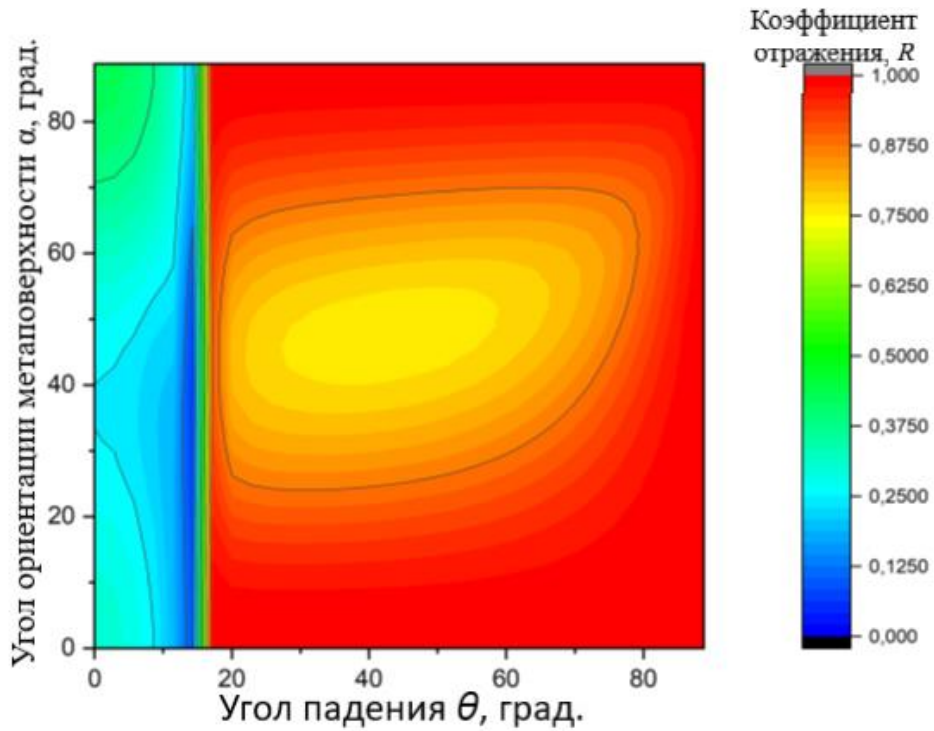


Рисунок 2.14. Цветовая карта коэффициента отражения в отсутствие диоксида ванадия показывает, что плазмоны проявляются наиболее отчетливо при угле падения $\theta = \pi/4$ и угле поворота $\alpha = \pi/4$. [A1]

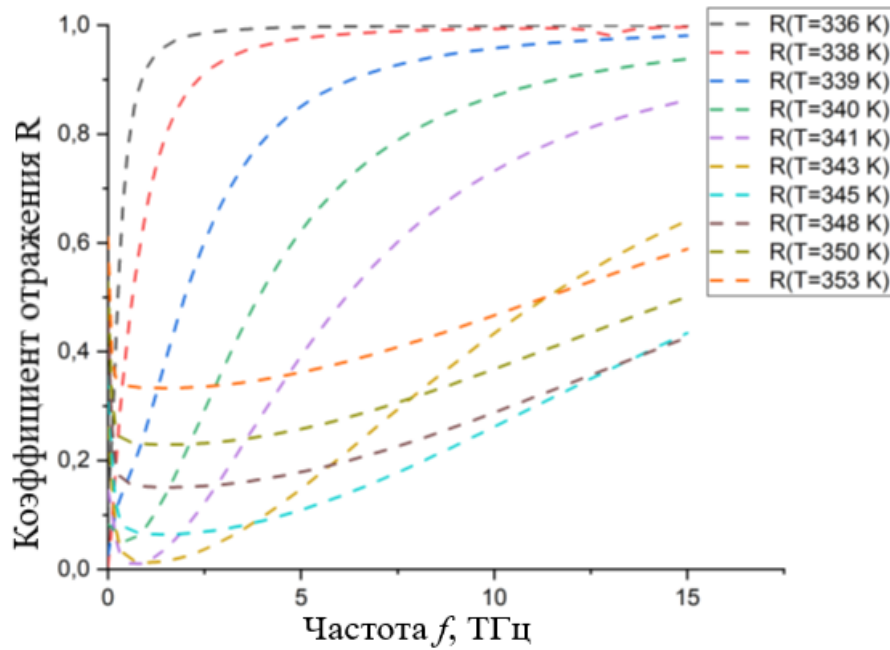


Рисунок 2.15. Коэффициенты отражения для различных температур конструкции. [A1]

В конце фазового перехода и при полном переходе диоксида ванадия в металлическую фазу ($T > 339 \text{ K}$) влияние VO_2 на структуру становится очень сильным, и поглощение электромагнитной волны происходит не за счет возбуждения поверхностных плазмонов в метаповерхности графена, а за счет поглощения части волны слоем диоксида ванадия.

2.4. Выводы к Главе 2

1. Графен под действием деформаций способен поддерживать распространение поверхностных плазмон-поляритонов. Деформация графена приводит к снижению частоты ППП в геометрии Отто приблизительно в два раза (с 1 ТГц до 0,5 ТГц) при сохранении прочих параметров системы по сравнению с недеформированным слоем. При деформации графена в геометрии Отто наименьшее значение коэффициента отражения наблюдается при совпадении направления падающего излучения с вектором смещения подрешеток. Также стоит отметить, что коэффициент отражения достигает минимальных значений при толщинах зазора от 5 мкм до 17 мкм. При этом увеличение толщины зазора приводит к сдвигу минимума в частотном диапазоне от 0.5 до 0.8 ТГц.

2. Ориентация гиперболической метаповерхности на основе графена относительно падающего излучения, возбуждающего ППП, имеет большое значение. Так при угле ориентации $\alpha = \pi/9$ рассмотренная выше слоистая структура способна поддерживать возбуждение плазмонов в геометрии Отто на частотах до 2 ТГц, а при увеличении угла отчетливо наблюдается затухание возбуждения плазмонов, что выражается в снижении частоты и увеличении коэффициента отражения. Увеличение ширины графеновых полосок в системе при сохранении периода позволяет более эффективно возбуждать ППП. Параметры графена, на основе которого сделана решетка, также сильно влияет на картину возбуждения плазмонов в системе. В то время как при химическом потенциале $\mu_{ch} = 0,8 \text{ эВ}$ коэффициент отражения достигает минимума ($\alpha = 0^\circ, \theta = 47^\circ$) примерно равного 0,45, при $\mu_{ch} = 0,2 \text{ эВ}$ при тех же прочих параметрах коэффициент отражения составляет примерно 0,86.

3. Внедрение прослойки диоксида ванадия, претерпевающего фазовый переход, добавляет еще один способ управления возбуждением поверхностных плазмонов. В диэлектрической фазе диоксида ванадия и в начале его температурного диапазона фазового перехода его влияние практически отсутствует и возбуждение поверхностных плазмонов происходит в узком низкочастотном диапазоне (до 1 ТГц). С повышением температуры, начинает проявляться влияние диоксида ванадия. Это выражается в расширении частотного диапазона возбуждения поверхностных плазмонов (до 2 ТГц и выше). Полный переход VO_2 в металлическую ($T > 339 \text{ K}$) фазу сопровождается прекращением возбуждения ПП.

ГЛАВА 3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В СТРУКТУРЕ VO₂-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАПОВЕРХНОСТЬ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

3.1. Поверхностные плазмон-поляритоны в структуре VO₂-диэлектрик-метаповерхность на основе графена во внешнем магнитном поле

Рассмотрим изочастотные контуры (т.е. линии в пространстве $k_x k_y$ при фиксированной частоте) поверхностных плазмонных поляритонов в слоистых структурах с гиперболической метаповерхностью под воздействием внешнего магнитного поля. Поскольку влияние фазовых переходов на картину распространения поверхностных плазмонов и, как следствие, изменение параметров структуры во времени, представляет особый интерес, в качестве одного из слоев был взят диоксид ванадия. В диоксиде ванадия фазовый переход металл–полупроводник происходит при температуре 340 К [109, 111]. С точки зрения зонной теории, VO₂ имеет частично заполненную d-оболочку. Электронный спектр содержит щель (щель Мотта–Хаббарда), ширина которой зависит от различных внешних условий. Это позволяет осуществить фазовый переход за счет изменения температуры, электрического поля (тока или напряжения), падающей электромагнитной волны определенной частоты, упругих напряжений и т.д. [105-107, 111-113].

В качестве гиперболической метаповерхности рассмотрена решетка из графеновых полосок [91, 93, 104]. Такая метаповерхность обладает уникальными свойствами, такими как диаграмма направленности излучения точечного диполя, размещенного на такой поверхности, гиперболический вид изочастотного контура и эффект Парселла [114, 115], а также она способна поддерживать распространение как ТМ, так и ТЕ-поляризованных плазмонов с частотой до нескольких терагерц.

Распространение поверхностных плазмонов рассчитывается в структуре, изображенной на рисунке 3.1. Гиперболическая метаповерхность, находящаяся в плоскости xy при $z=0$, расположена на подложке из диэлектрике SiO₂ толщиной t , который в свою очередь расположен на полубесконечном пространстве, состоящем

из VO_2 , претерпевающим фазовый переход первого рода, в результате которого большинство его физических свойств кардинально изменяются [116,117].

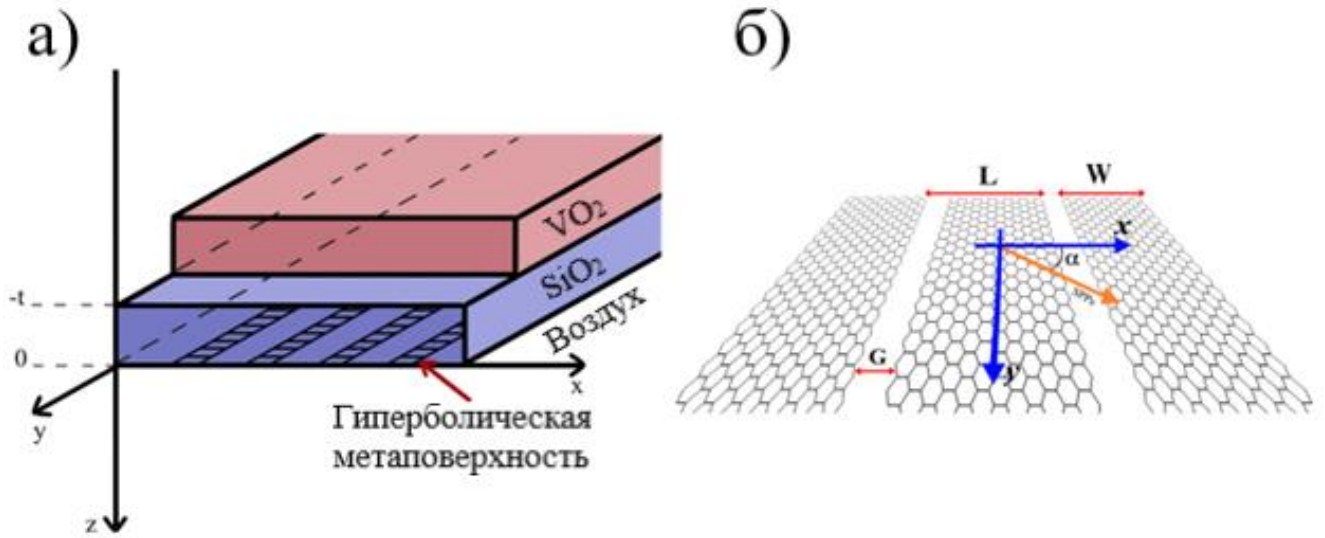


Рисунок 3.1. а) Исследуемая структура; б) Гиперболическая метаповерхность на основе графена. [A2]

Чтобы исследовать диаграмму направленности поверхностных плазмонов, необходимо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями на каждой границе раздела (рис. 3.1). Для монохроматической волны напряженности полей:

$$\mathbf{E}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm} \sim \exp[-i\omega t + \mathbf{ikx} \pm \gamma_{\alpha} z] \quad [118],$$

где ω – циклическая частота, k – постоянная распространения, $\pm\gamma_{\alpha}$ – постоянная локализации ($\alpha = VO_2, SiO_2, air$ обозначающие “диоксид ванадия”, “диоксид кремния” и “воздух/вакуум”, соответственно).

В нашем случае уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями можно представить в виде:

$$\begin{aligned} [\mathbf{k}, \mathbf{E}_{\alpha\pm}] &= i\omega \mathbf{B}_{\alpha\pm}, \quad [\mathbf{k}, \mathbf{H}_{\alpha\pm}] = -i\omega \mathbf{D}_{\alpha\pm}, \\ \mathbf{B}_{\alpha\pm} &= \mu_0 \mathbf{H}_{\alpha\pm}, \quad \mathbf{D}_{\alpha\pm} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon}_{\alpha\pm} \mathbf{E}_{\alpha\pm}, \\ H_{VO_2, \tau}|_{z=-t_1} &= H_{SiO_2, \tau}|_{z=-t_1}, \quad E_{VO_2, \tau}|_{z=-t_1} = E_{SiO_2, \tau}|_{z=-t_1}, \\ [n, H_{SiO_2, \tau}|_{z=0} - H_{air, \tau}|_{z=0}] &= \hat{\sigma} E_{air, \tau}|_{z=0}, \quad E_{SiO_2, \tau}|_{z=0} = E_{air, \tau}|_{z=0}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

где \mathbf{B} – магнитная индукция, \mathbf{D} – электрическая индукция, $\hat{\varepsilon}_{\alpha\pm}$ - диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно, \mathbf{n} – единичный вектор, направленный по нормали к границе раздела сред.

Гиперболическая метаповерхность из решетки графеновых полосок (рис. 3.1.б) может быть описана с помощью тензора эффективной проводимости, имеющего следующий вид [91-93]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{eff} \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Компоненты такого тензора могут быть рассчитаны по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{eff} &= \frac{L\sigma\sigma_c}{W\sigma_c + G\sigma}, \\ \sigma_{yy}^{eff} &= \sigma \frac{W}{L}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где G – ширина зазора между графеновыми полосками, W – ширина полосок, L – период решетки, σ – проводимость графена; $\sigma_c = -i(\omega\varepsilon_0 L/\pi)\ln[\csc(\pi G/2L)]$ - эффективная проводимость, связанная с ближнеполевым взаимодействием между полосками графена.

Проводимость графена при заданной температуре T , химическом потенциале (или уровне Ферми) μ_{ch} , и скорости электронного рассеяния Γ может быть представлена как сумма проводимостей, связанных с внутризонными и межзонными переходами, ее выражение приведено в Главе 1.

В данной работе рассматриваются три направления внешнего магнитного поля, вдоль осей x , y , z . Также в работе предполагается, что основное влияние внешнее магнитное поле оказывает только на прослойку диоксида ванадия и не оказывает влияния на остальные слои структуры. Таким образом тензоры диэлектрических проницаемостей VO_2 для данных направлений магнитного поля имеют вид:

$$\varepsilon_{VO_2} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & \pm i\varepsilon_a \\ 0 & \mp i\varepsilon_a & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix} - \text{для направления внешнего магнитного поля}$$

вдоль $\pm x$;

(3.4.1)

$$\varepsilon_{VO_2} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & \pm i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ \mp i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix} - \text{для направления внешнего магнитного поля}$$

вдоль $\pm y$;

(3.4.2)

$$\varepsilon_{VO_2} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & \pm i\varepsilon_a & 0 \\ \mp i\varepsilon_a & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} - \text{для направления внешнего магнитного поля}$$

вдоль $\pm z$.

(3.4.3)

На рисунке 2.13 представлены экспериментальные данные плазменной частоты (ν_p) и частоты соударения электронов (τ) VO₂ в ходе фазового перехода [109]. Из рисунка видно, что приблизительно с 337 К плазменная частота и частота соударения электронов в диоксиде ванадия начинают быстро расти, после чего при температуре около 346 К ν_p выходит на плато, а τ начинает снижаться с ростом температуры до 352 К, после чего также принимает стабильное значение. Применяв к этим данным линейную аппроксимацию и используя модель Друде [110, 119], можно рассчитать компоненты тензора диэлектрической проницаемости VO₂:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}, \\ \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2(\omega + i\tau^{-1})}{\omega((\omega + i\tau^{-1})^2 - \omega_H^2)}, \\ \varepsilon_a &= \frac{\omega_{pl}^2\omega_H}{\omega((\omega + i\tau^{-1})^2 - \omega_H^2)}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость VO₂ до фазового перехода, $\omega_H = \frac{eB}{m} = \frac{e\mu H}{m}$ – собственная частота вращения электрона в магнитном поле (e и m – заряд и масса электрона), ω_{pl} и τ^{-1} – плазменная частота и частота соударения электронов соответственно, взятые из экспериментальных данных.

До фазового перехода VO₂ – диэлектрик, и граница раздела VO₂-SiO₂ не поддерживает распространение ППП. После перехода VO₂ – хорошо проводящий

материал, однако из-за больших значений частоты рассеяния носителей заряда, наблюдаются большие оптические потери, и ППП также не поддерживаются структурой. Поверхностные плазмоны могут существовать в узком температурном диапазоне вблизи температурного начала ФП. Так, например, при температуре 337.02 К граница раздела $\text{VO}_2\text{-SiO}_2$ поддерживает ППП с волновым числом $k \approx 4191.69 + 0.02 \text{ м}^{-1}$.

На рисунке 3.2 представлены зависимости компонент тензора диэлектрической проницаемости диоксида ванадия от температуры. Из графиков видно, что небольшой рост по температуре вызывает изменение компонент диэлектрической проницаемости на несколько порядков.

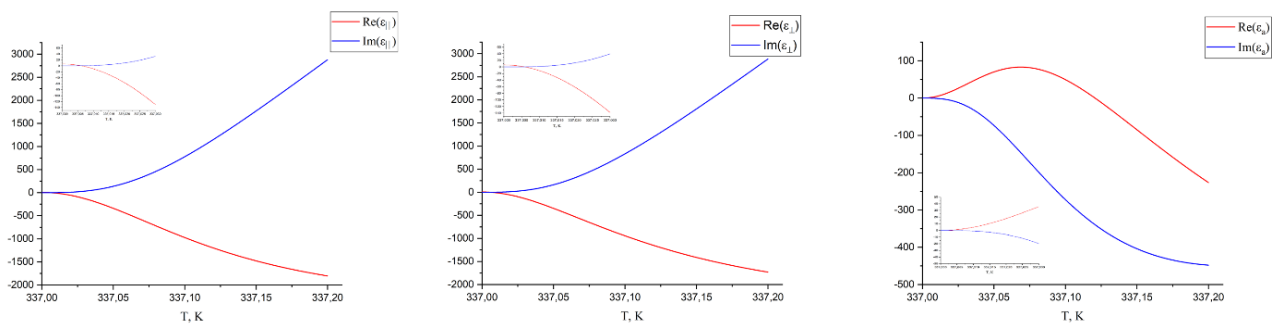


Рисунок. 3.2. Компоненты тензора диэлектрической проницаемости диоксида ванадия в ходе фазового перехода. [A2]

При расчетах используются следующие параметры структуры: $t = 1 \text{ мкм}$, $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 4$, $\epsilon_{\text{air}} = 1$, $B = 1 \text{ Тл}$, $f = 0,1 \text{ ТГц}$, $W = 25 \text{ нм}$, $G = 25 \text{ нм}$, $L = 50 \text{ нм}$, $\mu_{ch} = 0.5 \text{ эВ}$, $\Gamma = 0.22 \text{ мэВ}$.

Как видно из рисунка 3.3 фазовый переход в диоксиде ванадия, а также внешнее магнитное поле сильно влияют на картину распространения поверхностных плазмонов в структуре. На нем приведены изочастотные контуры ППП в виде зависимости волнового числа k от угла распространения под воздействием внешнего магнитного поля. Угол 0° соответствует распространению вдоль оси x , а угол 90° - вдоль оси y .

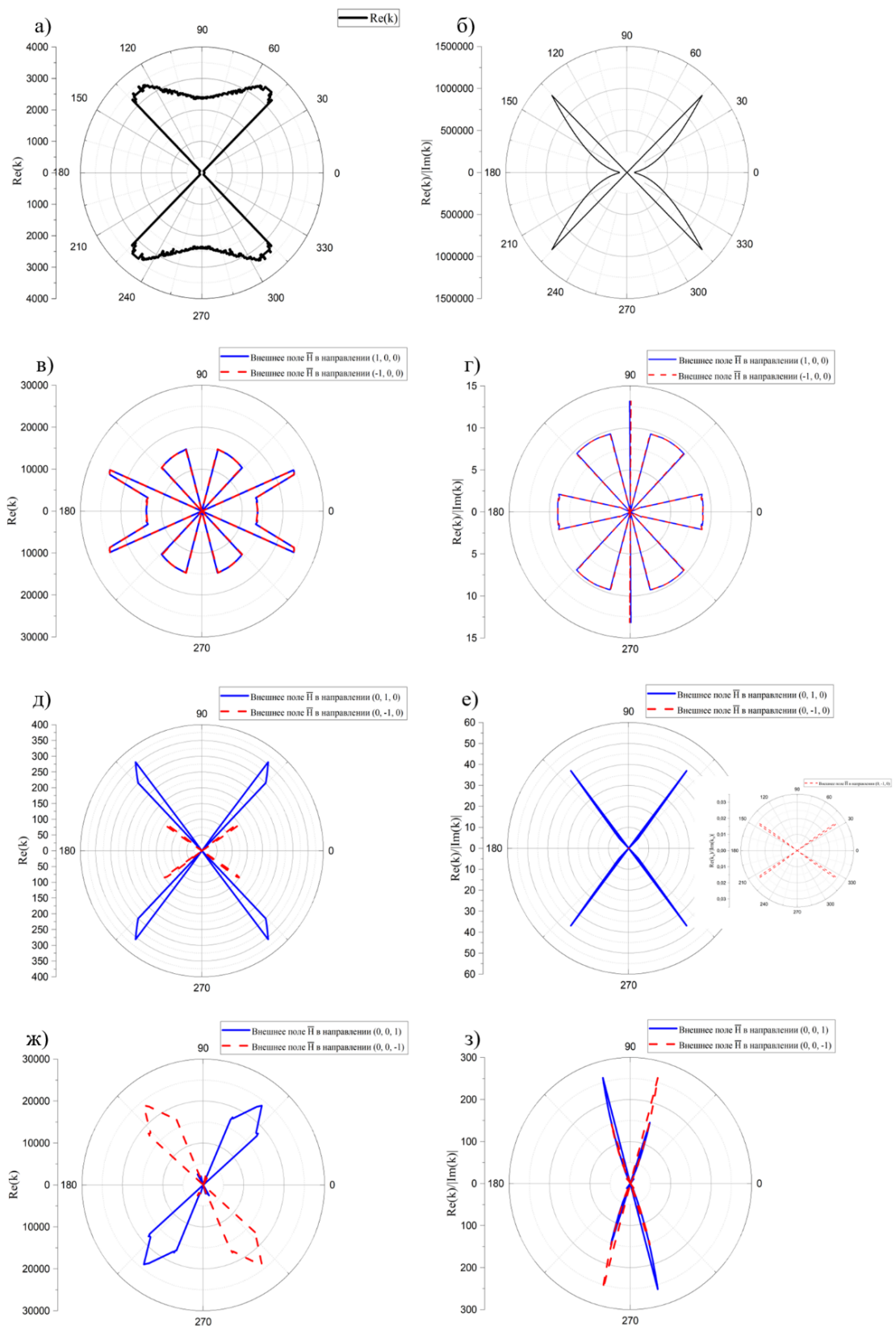


Рисунок 3.3. Изочастотные контуры поверхностных плазмонов: а), б) – до фазового перехода VO_2 ($T = 320$ К); в), г) – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02$ К), внешнее поле вдоль оси x ; д), е) – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02$ К), внешнее поле вдоль оси y ; ж), з) – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02$ К), внешнее поле вдоль оси z . [A2]

В случаях когда внешние магнитные поля лежат параллельно осям x (рис 3.3.в и 3.3.г) и z (рис. 3.3.ж и 3.3.з) изменение направления поля зеркально отражает картину распространения плазмонов относительно оси y . Например из рисунка 3.3.ж можно заметить, что при внешнем магнитном поле в направлении $(0, 0, 1)$ поверхностные плазмоны в структуре распространяются в угловых диапазонах $\Delta\alpha(+H)$ от 40° до 70° и $\Delta\alpha(+H)$ от 220° до 250° , а при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное, диапазоны углов распространения ППП принимают значения $\Delta\alpha(-H)$ от 110° до 140° и $\Delta\alpha(-H)$ от 290° до 320° . Также стоит отметить, что внешнее поле вдоль оси x провоцирует распространение плазмонов в этом направлении, что не наблюдается во всех остальных случаях.

Направление поля вдоль и против оси y оказывает более сильное влияние на изочастотный контур плазмонов (рис. 3.3.д и 3.3.е). Изменение направления поля в этом случае влияет не только на углы, вдоль которых структура поддерживает распространение поверхностных плазмонов, но также и на скорость их затухания. В случае с внешним полем H в направлении $(0, -1, 0)$ поверхностные плазмоны затухают гораздо быстрее.

3.2. Обратный эффект Фарадея в структуре VO_2 -диэлектрик-метаповерхность на основе графена во внешнем магнитном поле

Еще одним немаловажным явлением, которое возникает в такой структуре является обратный эффект Фарадея [118, 120]. Эффективное магнитное поле индуцируется распространением ППП с частотой ω . Индуцированная намагниченность пропорциональна векторному произведению \vec{E} и \vec{E}^* :

$$\vec{M} \propto [\vec{E}, \vec{E}^*]. \quad (3.6)$$

Зная напряженность поля вблизи графеновой метаповерхности, можно посчитать, как направление распространения поверхностных плазмонов и внешнее магнитное поле влияет на направление и величину индуцируемой намагниченности (рис. 3.5-3.7). Согласно оценкам, приведенным ранее в работе [118], магнитное поле, индуцируемое обратным эффектом Фарадея, в подобных системах вблизи графенового слоя может достигать порядка ~ 1 Э в случае SiO_2 , какой и рассмотрен

в настоящей работе. Однако, с целью усиления обратного эффекта Фарадея, в качестве прослойки можно использовать, например, полупроводники с высокими значениями постоянной Верде (Cd,Mn)Te, InSb, в таком случае, магнитное поле может достигать порядка тесла. На всех графиках ниже изображены зависимости приведенной намагниченности $\vec{M}/|\vec{M}|$ от угла распространения плазмонов α на частотах и температурах, рассмотренных ранее. Голубым цветом указаны области, в которых отсутствуют ярко выраженные плазмонные моды (см. рис. 3.3).

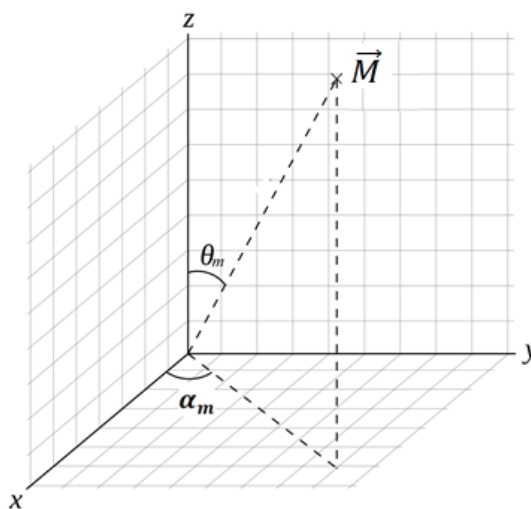


Рисунок 3.4. Намагниченность в сферической системе координат.

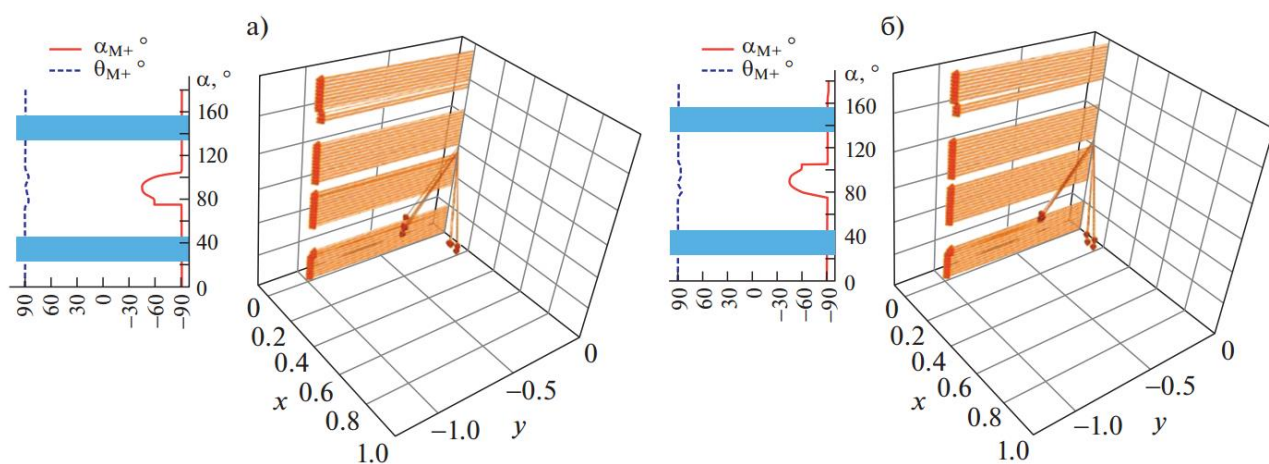


Рисунок 3.5. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагниченности: а) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении (1, 0, 0); б) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении (-1, 0, 0). [A2]

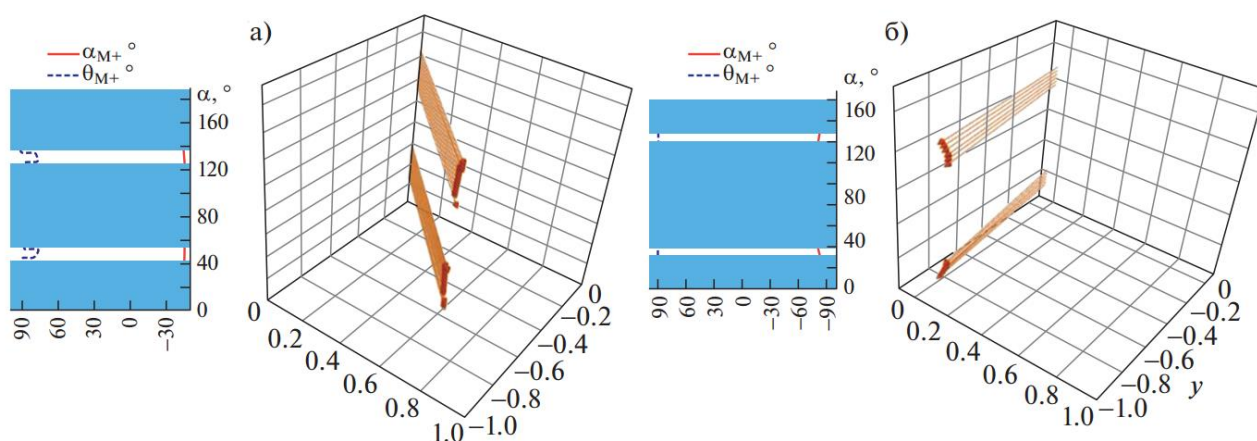


Рисунок 3.6. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагниченности: а) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 1, 0)$; б) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, -1, 0)$. [A2]

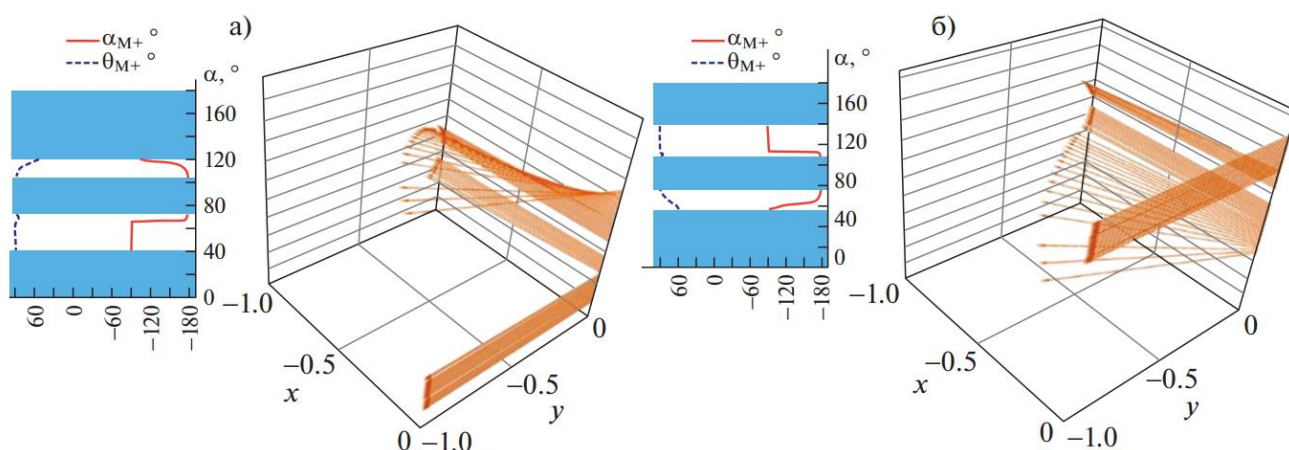


Рисунок 3.7. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагниченности: а) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 0, 1)$; б) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 0, -1)$. [A2]

Во всех случаях наибольшее изменение направления эффективного магнитного поля, индуцируемого за счет обратного эффекта Фарадея, возникает, когда распространение плазмонов выстраивается вдоль полосок графена. Внешнее магнитное поле также оказывает сильное влияние на возникающий обратный эффект Фарадея.

3.3. Выводы к Главе 3

1. Фазовый переход в диоксиде ванадия, а также внешнее магнитное поле сильно влияют на изочастотный контур поверхностных плазмонов в структуре. В случаях, когда внешние магнитные поля лежат параллельно осям x и z изменение направления поля зеркально отражает контур плазмонов относительно оси y . Изменение направления поля вдоль оси y влияет не только на углы, вдоль которых структура поддерживает распространение поверхностных плазмонов, но также и на скорость их затухания. Внешнее поле вдоль оси x приводит к распространению плазмонов в этом направлении, что не наблюдается во всех остальных случаях

2. В структуре с диоксидом ванадия, находящемся в начале температурного диапазона фазового перехода диэлектрик-металл, в качестве одной из прослоек можно наблюдать обратный эффект Фарадея. Наиболее активное изменение направления статической намагниченности возникает при распространении ППП вдоль полосок графеновой метаповерхности.

3. Поскольку часть энергии ППП тратится на нагрев всей структуры (и VO_2 , в частности), в какой-то момент диоксид ванадия начнет претерпевать фазовый переход диэлектрик-металл. При приближении по температуре к концу фазового перехода из-за больших значений частоты рассеяния носителей заряда VO_2 будут наблюдаться большие оптические потери, вследствие чего в рассмотренной структуре перестанет поддерживаться распространение поверхностных плазмонов, и она начнет остывать, что в итоге вновь вызовет обратный фазовый переход в VO_2 , а значит, снова появится возможность распространения ППП. Изученная структура с диоксидом ванадия в качестве одного из слоев может послужить основой для будущих самонастраивающихся (саморегулирующихся) структур, которые могут самостоятельно изменять свои параметры в процессе эксплуатации, поддерживая их в некотором диапазоне значений.

ГЛАВА 4. МАГНИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ

4.1. Магнитная модуляция поверхностных плазмонных поляритонов в гиперболических метаповерхностях.

С тех пор как впервые была предложена активная магнитоплазмоника в гибридных структурах металл-ферромагнетик [121], было продемонстрировано множество усиленных магнитооптических эффектов за счет применения плазмонов: магнитоплазмонная модуляция, преобразование поляризации, усиление магнитооптических эффектов Фарадея и Керра и т.д. [122–124]. Включение магнитоактивных материалов в плазмонные структуры приводит к различным магнитоплазмонным эффектам. Одним из таких эффектов является изменение волнового числа поверхностного плазмон-поляритона, которое зависит от направления намагничивания, то есть:

$$k_{\text{ППП}}(\pm M) = k_{\text{ППП}}^0 + \Delta k_{\text{ППП}}(\pm M). \quad (4.1)$$

Он наиболее силен для конфигурации поперечной намагниченности по отношению к k -вектору ППП. Ранее было показано, что в гибридных многослойных структурах металл-ферромагнетик небольшая модуляция $|\Delta k_{\text{ППП}}(M)|/k_0 \approx 10^{-4}$, накапливаемая на больших дистанциях распространения, может привести к заметным значениям глубины модуляции магнитоплазмонного сигнала $2|\Delta k_{\text{ППП}}(M)|d \approx 0,02$ для расстояния распространения поверхностного плазмон-поляритона $d = 22$ мкм. Попытка дополнительно увеличить глубину модуляции за счет увеличения расстояния распространения ППП не имеет смысла из-за внутренних потерь, которые возникают при их распространении. С другой стороны размер возможного модулятора ограничен десятками микрометров. Для любого устройства обработки сигналов эта величина является слишком большой по сравнению с современной электроникой. В данной главе мы рассмотрели способ дальнейшего усиления модуляции поверхностных плазмон-поляритонов с помощью гиперболических плазмонных метаповерхностей.

Рассмотрим простейшую реализацию гиперболической метаповерхности, изображенной на рисунке 4.1. Эта метаповерхность состоит из плотно уложенных металлических полос шириной W , отделенных друг от друга диэлектрическим зазором G . Периодичность структуры равна $L = W + G$. Такая метаповерхность размещена на магнитно-диэлектрическую подложку. Оси координат выбраны следующим образом: ось x – это направление распространения поверхностных плазмон-поляритонов (предполагается зависимость $\sim \exp [ik_{\text{ППП}}x - i\omega t]$), а ось y соответствует направлению внешнего магнитного поля. Магнитооптическая модуляция волны ППП зависит от относительного угла направления намагничивания по отношению к $k_{\text{ППП}}$, и наиболее сильные магнитоплазмонные эффекты наблюдаются для поперечной конфигурации, которая и будет рассмотрена в дальнейшем. Металлические полосы наклонены на угол θ относительно направления распространения поверхностных плазмон-поляритонов. Такая метаповерхность может быть описана следующим двумерным тензором проводимости [92, 93]:

$$\hat{\sigma}_M = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}^T, \quad (4.2)$$

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_{2D} \frac{W}{L}, \quad (4.3.1)$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{L\sigma_c\sigma_{2D}}{W\sigma_c + G\sigma_{2D}}, \quad (4.3.2)$$

где $\sigma_{2D} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_M l$ – эффективная двумерная проводимость металлической пленки толщиной l , ε_M – диэлектрическая постоянная металла, $\sigma_c = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{gap}l_{eff}$ – эффективная проводимость зазора, вызванная ближнеполевым взаимодействием между соседними полосками, $l_{eff} = -\ln [\sin (\pi G/2L)]L/\pi$ – эффективная глубина локализации электромагнитных полей в зазоре.

Такой подход справедлив для больших длин волн поверхностных плазмон-поляритонов, т.е. $\lambda_{\text{ППП}} \gg \max(L, l, l_{eff})$.

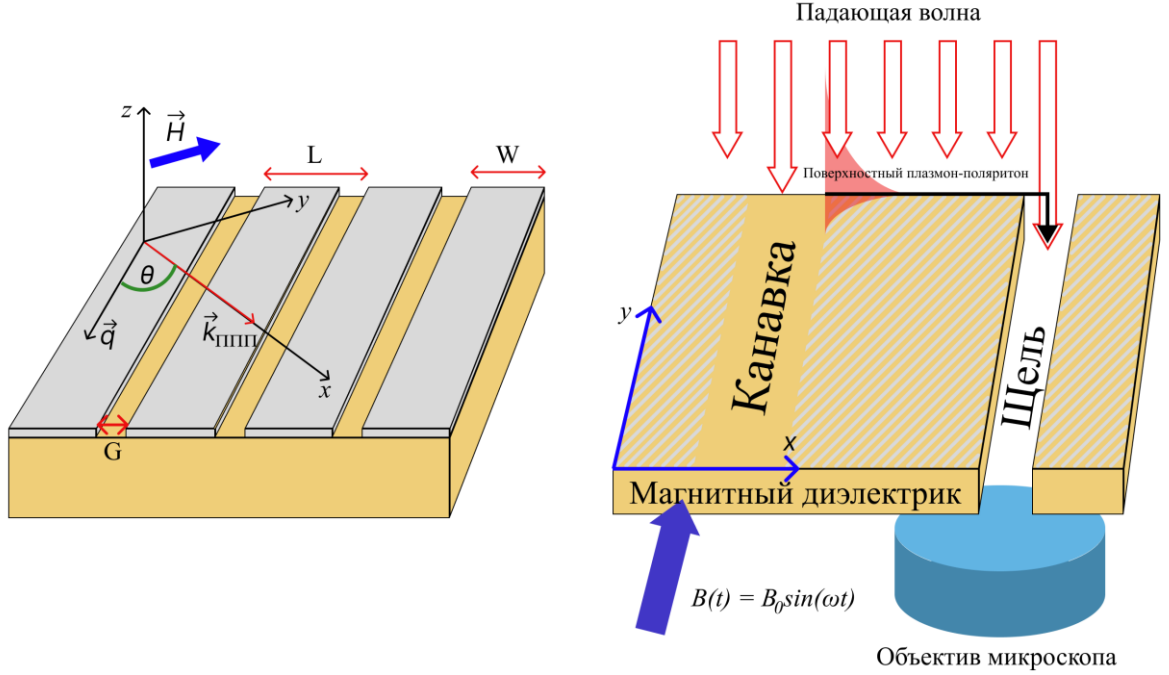


Рисунок 4.1. Метаповерхность, состоящая проводящих полосок, разделенных зазорами. ППП распространяются вдоль метаповерхности под углом θ по отношению к полоскам с волновым вектором $k_{\text{ППП}}$. Внешнее магнитное поле прикладывается перпендикулярно к $k_{\text{ППП}}$.

Подложка описывается с использованием тензора диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\epsilon}_{\text{sub}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ -i\epsilon_a & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Решая уравнения Максвелла в двух средах (подложке и надстройке) с использованием следующих граничных условий на метаповерхности:

$$\mathbf{E}_{\tau, \text{up}}|_{z=0} = \mathbf{E}_{\tau, \text{sub}}|_{z=0}, \quad \mathbf{H}_{\tau, \text{up}}|_{z=0} - \mathbf{H}_{\tau, \text{sub}}|_{z=0} = \hat{\sigma}_M \mathbf{E}|_{z=0} \quad (4.5)$$

дисперсионное соотношение для распространения поверхностных плазмон-поляритонов:

$$D_{TM} D_{TE} = \sigma_{xy} \sigma_{yx}, \quad (4.6)$$

$$D_{TM} = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_v}{\gamma_{2TM} - k_{\text{ППП}}\epsilon_a/\epsilon_{\perp}} + \frac{i\omega\epsilon_0}{\gamma_{1TM}} - \sigma_{xx}, \quad (4.7)$$

$$D_{TE} = 2 \frac{\gamma_{TE}}{i\omega\mu_0} - \sigma_{yy}, \quad (4.8)$$

где $\varepsilon_v = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}$, $\gamma_{TE} = \gamma_{1TM} = (k_{\text{ППП}}^2 - k_0^2)^{1/2}$, $\gamma_{2TM} = (k_{\text{ППП}}^2 - \varepsilon_v k_0^2)^{1/2}$.

Отметим, что в предельном случае, когда $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$, дисперсионное соотношение распадается на два независимых уравнения $D_{TE} = 0$ и $D_{TM} = 0$, которые представляют дисперсионные соотношения поверхностных волн с поперечной электрической (ТЕ) поляризацией и поперечной магнитной (ТМ) поляризацией, соответственно. Переключение направления внешнего магнитного поля приведет к переориентации намагниченности в магнитной диэлектрической подложке и изменению знака ε_a . Это в свою очередь вызовет изменение волнового числа поверхностных плазмон-поляритонов $k_{\text{ППП}}(+B) \neq k_{\text{ППП}}(-B)$. Таким образом, волновое число ППП может модулироваться внешним магнитным полем. Этот эффект экспериментально наблюдается с помощью метода, основанного на активной магнитоплазмонной микроинтерферометрии, который применяется для исследования гибридных многослойных материалов металл-ферромагнетик [121]. Схема этого метода показана на рисунке 4.1.б. Метаповерхность, нанесенная на подложку из магнитного диэлектрика, имеет на своей поверхности пару из прорези и канавки. Освещение микроинтерферометра коллимированным p -поляризованным лазерным диодом непрерывной волны при нормальном падении возбуждает поверхностные плазмоны на канавке. После распространения в направлении щели ППП преобразуются обратно в излучение свободного пространства и создают помехи свету, непосредственно проходящему через щель. Интенсивность интерференционной картины равна:

$$I(B) = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos[\Phi_0(B)], \quad (4.9)$$

где E_1 и E_2 – электрические поля непосредственно падающего света и света, вызванного преобразованием поверхностных плазмон-поляритонов в излучение свободного пространства; их разность фаз можно записать как:

$$\Phi(B) = k_{\text{ППП}}(B)d + \varphi_0. \quad (4.10)$$

Периодически колеблющееся внешнее магнитное поле переключает намагниченность магнитной диэлектрической подложки, создавая

магнитоплазмонную интерферограмму $I_m = I(+B) - I(-B)$. Это выражение можно переписать в терминах $k_{\pm} = k_{\text{ППП}}(\pm B)$:

$$I_m = -2E_1E_2 \sin\left(\frac{k_+ - k_-}{2}d\right) \sin\Phi_0. \quad (4.11)$$

Дальнейший анализ структуры будет выполнен численно. Мы предполагаем, что метаповерхность состоит из золотых полосок и что поверхностные плазмон-поляритоны возбуждаются светом на телекоммуникационной длине волны $\lambda_0 = 1560$ нм. Это соответствует диэлектрической проницаемости золота $\varepsilon_M = -131,95 + 15,65i$ [125]. Для получения значительных магнитоплазмонных эффектов необходимо использовать магнитный диэлектрик с высоким магнитооптическим откликом. Примерами таких материалов являются железо-иттриевый гранат (ЖИГ) и кристаллы редкоземельных железных гранатов. Например, ЖИГ демонстрирует вращение Фарадея $\Phi_F \approx 6$ град/мм на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм [126] и диагональную составляющую диэлектрической функции $\varepsilon_{\perp} \approx 5$ [127]. В этом случае $\varepsilon_a \approx (\Phi_F/\pi)\lambda_0\varepsilon_{\perp}^{1/2} \approx 10^{-4}$. На порядок большее фарадеевское вращение $\Phi_F \approx -288$ град/мм на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм наблюдается в пленке $(\text{GdBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$ с уровнем замещения Bi 1,56 молей на единицу формулы граната [128], что соответствует $\varepsilon_a \approx 0,002$. Для численного моделирования мы будем использовать некоторые характерные значения параметров: $n = (\varepsilon_{\perp})^{1/2} = 2,3$ и $\varepsilon_a = 0,002$. Следует отметить, что недиагональная составляющая ε_a входит в дисперсионное соотношение в виде отношения $\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}$, которое мало для любого известного материала при выбранной длине волны. Используя разложение Тейлора:

$$k_{\text{ППП}}(\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}) \approx k_{\text{ППП}}^0 + k'_{\text{ППП}}(0)\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp} \quad (4.12)$$

мы получаем:

$$|k_+ - k_-|/2 \approx |k'_{\text{ППП}}(0)|\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}. \quad (4.13)$$

Следовательно, магнитоплазмонная модуляция пропорциональна $|\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}|$, и все результаты, обсуждаемые далее, могут быть пересчитаны для любых параметров простым масштабированием. Зафиксируем геометрические параметры метаповерхности в гиперболическом режиме: $L = 50$ нм, $W = 45$ нм.

Мы рассчитали глубину модуляции $|k_+ - k_-|/2$, которая соответствует фазовому сдвигу, накопленному на расстоянии распространения поверхностных плазмон-поляритонов в 1 мкм (см. рис. 4.2).

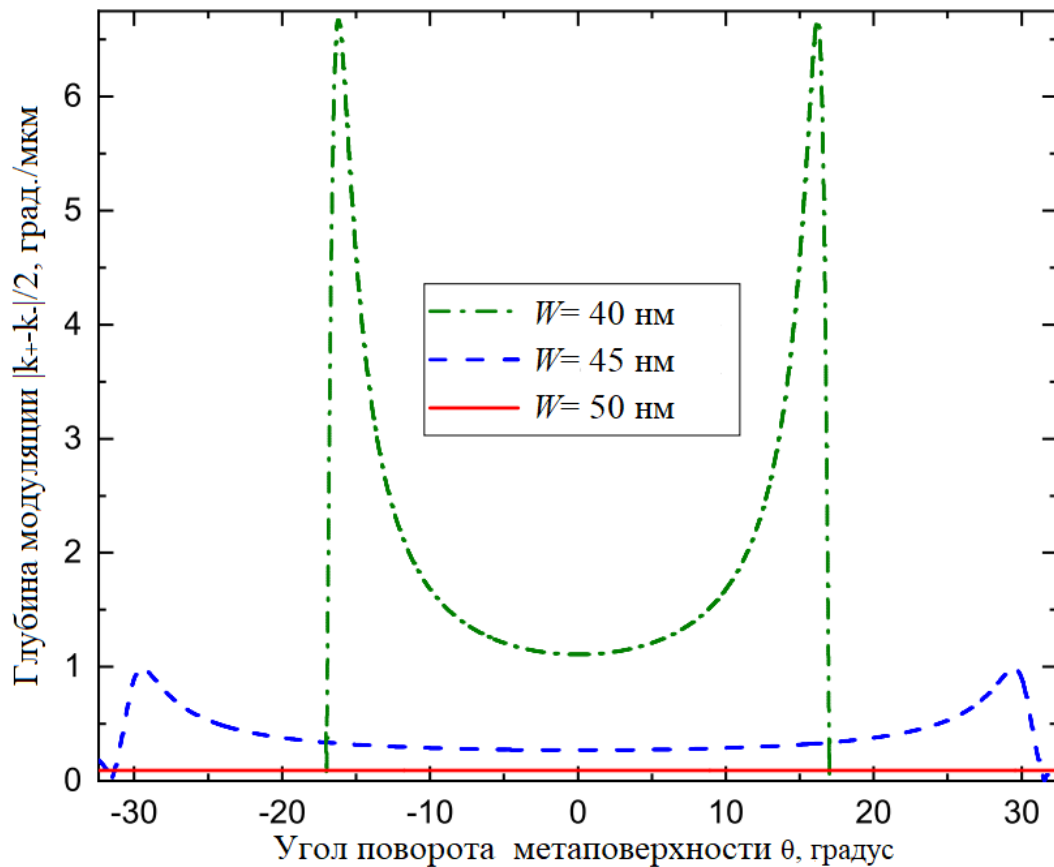


Рисунок 4.2. График глубины модуляции $|k_+ - k_-|/2$, который демонстрирует фазовый сдвиг, накопленный ППП при распространении на расстояние 1 мкм при изменении направления магнитного поля: $W = 40$ нм (пунктирная линия), $W = 45$ нм (штрихпунктирная линия), $W = 50$ нм (сплошная линия, соответствующая однородной золотой пленке). Периодичность метаповерхности $L = 50$ нм. [A3]

Для начала стоит отметить, что в отличие от однородной золотой пленки, поверхностные плазмон-поляритоны в гиперболической метаповерхности имеют ограниченный диапазон углов распространения. Глубина модуляции ППП показывает выраженные максимумы при некоторых предельных углах вблизи границ этого диапазона. Это типичное поведение для гиперболических метаповерхностей [92–93, 129].

Для однородной золотой пленки глубина модуляции составляет приблизительно 0,2 град./мкм, что сопоставимо с модуляцией, наблюдаемой в

гибридных многослойных слоях металл-ферромагнетик [121]. Магнитная модуляция в гиперболической метаповерхности может достигать гораздо больших значений в диапазоне углов, где поверхностные плазмон-поляритоны характеризуются сильной локализацией и, соответственно, высокой диссипацией. Численные расчеты показывают, что, по крайней мере, для выбранных параметров метаповерхности вблизи пиков глубины модуляции длина распространения ППП меньше 1 мкм, и вычисленный фазовый сдвиг сложен для наблюдения. Тем не менее, в окрестности $\theta = 0$, длина распространения может достигать десятков микрометров, и может наблюдаться глубина модуляции порядка десятков градусов. Эти значения, по крайней мере, на порядок больше по сравнению с однородной золотой пленкой. На рисунке 4.3 показана глубина модуляции для ППП, распространяющихся вдоль золотых полосок ($\theta = 0$), в зависимости от ширины полосы: глубина модуляции увеличивается с уменьшением ширины полосы и может достигать гигантских значений, превышающих $\pi/2$ на микрометр. Когда ширина полосы приближается к $W \approx 48$ нм, наблюдается поведение характерное для топологии фазового перехода через точку, в которой σ близка к 0 [92, 93]. Действительно, для выбранных параметров условие $L\sigma_C + G\sigma_{2D} = 0$ (т.е. полюс ϵ_{\perp}) выполняется при $W \approx 48$ нм. С практической точки зрения, такой небольшой зазор ($L - W = 2$ нм) очень трудно получить, и поэтому мы можем пренебречь этим диапазоном параметров. Для различных материалов гиперболической метаповерхности точка, в которой σ близка к 0, может быть сдвинута в сторону больших значений зазора.

Рисунок 4.3 также иллюстрирует зависимость глубины модуляции от магнитооптических свойств подложки. Естественно, что для ϵ_a , на порядок меньшего значения, глубина модуляции также становится на порядок меньше, в соответствии с ранее обсуждавшимся масштабированием эффекта $\sim \epsilon_a / \epsilon_{\perp}$.

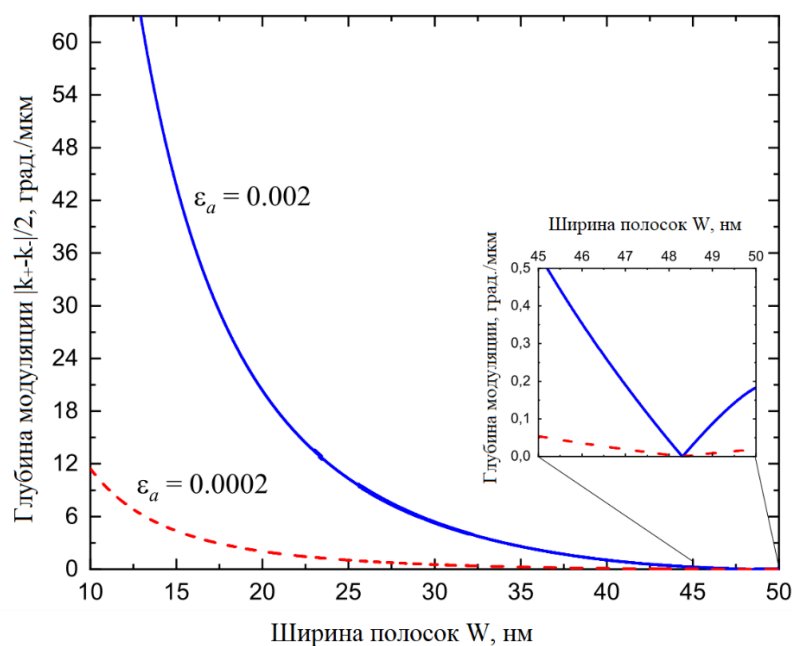


Рисунок 4.3. Рост глубины модуляции $|k_+ - k_-|/2$ с уменьшением ширины золотой полосы при распространении ППП вдоль полос. Периодичность метаповерхности $L = 50$ нм. Вставка показывает область, где метаповерхность стала гиперболической. [А3]

Как упоминалось ранее, дальность распространения поверхностных плазмон-поляритонов зависит от их направления относительно оси метаповерхности. Чтобы оценить оптимальные экспериментальные условия для максимизации производительности магнитоплазмонных модуляторов, произведение $(\text{Re}[\Delta k]^2 + \text{Im}[\Delta k]^2)^{1/2} L_{\text{ППП}}$, где $L_{\text{ППП}}$ - длина затухания поверхностных плазмон-поляритонов (расстояние, на котором интенсивность ППП уменьшилась в e раз), дает достаточную оценку добротности [130]. На рисунке 4.4 показана угловая зависимость добротности: она не зависит от направления распространения ППП для однородной золотой пленки, а также для эллиптического режима метаповерхностей с $W > 48$ нм. В диапазоне гиперболического режима метаповерхности, т.е. при $W < 48$ нм, демонстрируется ярко выраженные максимумы с центром при $\theta = 0$. Уменьшение ширины золотых полос генерирует добротность в виде узких пиков со значительно большей амплитудой. Добротность достигает пиковых значений, которые на порядки выше по сравнению с однородной пленкой, за счет сужения ее углового диапазона.

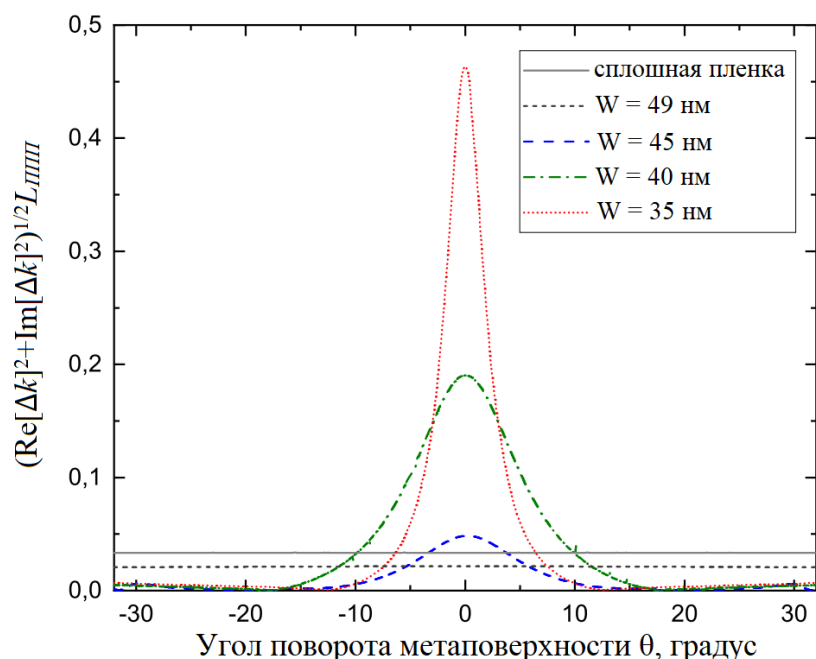


Рисунок 4.4. Изменение добротности $(\text{Re}[\Delta k]^2 + \text{Im}[\Delta k]^2)^{1/2} L_{\text{ППП}}$ при изменении направления распространения ППП относительно ориентации золотой полосы. [А3]

Итак, мы показали, что гиперболическая метаповерхность позволяет увеличить магнитную модуляцию поверхностных плазмон-поляритонов. Она может достигать больших значений, превосходя однородные плазмонные тонкие пленки и многослойные гибридные структуры металл-ферромагнетик. Модуляция плазмонных оптических свойств с использованием контроля намагниченности в ферромагнитной диэлектрической подложке предполагает простое применение этой системы в качестве оптического переключателя. Учитывая эксперименты с фемтосекундными световыми импульсами [131, 132], мы полагаем, что скорость переключения нашего устройства в конечном итоге может достичь терагерцового режима в будущем и позволит достичь полностью оптических магнито-плазмонных переключателей.

4.2. Спектральная зависимость магнитной модуляции поверхностных плазмонных поляритонов в гиперболических метаповерхностях

Исследуем влияние геометрических параметров метаповерхности, таких как ее периодичность и коэффициент заполнения, на модуляцию, а также на ее

спектральные характеристики. Для этого рассмотрим метаповерхность, показанную на рисунке 4.1. Гиперболическая метаповерхность находится на магнито-активной подложке, находящейся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси y .

Все теоретические выкладки проводились по аналогии с предыдущем разделом. Дальнейший анализ мы проведем численно. Чтобы быть приближенным к реальному эксперименту, для численного расчета мы будем использовать экспериментальные данные по спектральной зависимости диэлектрических проницаемостей золота (Au) и серебра (Ag) [125] в качестве материалов метаповерхностной основы и железо иттриевый гранат, допированный висмутом (Vi-ЖИГ) в качестве магнитно-диэлектрической подложки [127]. В таблице 1 приведены вышеупомянутые данные в спектральном диапазоне 660-1500 нм. Спектральные характеристики Vi-ЖИГ были пересчитаны из фарадеевского вращения Φ_F [128] следующим образом $\varepsilon_a \approx (\Phi_F/\pi)\lambda_0\varepsilon_{\perp}^{1/2}$.

Длина волны, нм	Vi-ЖИГ [127, 128]		Ag [125]	Au[125]
	ε_{\perp}	ε_a	ε_{Ag}	ε_{Au}
660	5,64	-0,0369	-20,13+0,45i	-13,68+1,04i
680	5,61	-0,0239	21,57+0,42i	-15,05+1,05i
720	5,51	-0,0169	-24,57+0,37i	-17,92+1,13i
780	5,42	-0,0120	-29,38+0,37i	-22,46+1,40i
840	5,32	-0,0098	-34,61+0,47i	-27,41+1,70i
1000	5,19	-0,0069	-50,63+0,57i	-41,85+2,95i
1280	5,13	-0,0046	-86,26+1,94i	-74,54+6,55i
1500	5,09	-0,0038	-120,17+3,07i	106,94+10,23i

Таблица 1. Спектральные характеристики Vi-ЖИГ, Ag, Au.

На рис. 4.5 рассчитаны изочастотные контуры метаповерхностей на основе Ag (4.5.а-4.5.г) и Au (4.5.д-4.5.ж), работающих на длине волны $\lambda = 1500$ нм, с периодом $L = 50$ нм и шириной полос $W = 30$ нм. Можно видеть, что контуры ведут себя подобно гиперболе (рис. 4.5.б и рис. 4.5.е), что означает, что ППП могут распространяться только в некотором угловом диапазоне. Волновое число поверхностных плазмонов значительно увеличивается вблизи краев этого углового диапазона. Следует также отметить, что контуры, соответствующие разной

ориентации намагниченности, практически не различимы друг от друга, однако на рисунках 4.5.а и рис. 4.5.д видно, что влияние изменения направления внешнего поля присутствует на всем угловом диапазоне распространения ППП и достигает максимума вблизи его краев. Так в случае метаповерхности на основе серебра максимум глубина модуляции достигает максимума при угле $\theta \approx 9,5^\circ$ и равняется $(Re[k_p] - Re[k_m])/2 \approx -198$ град/мкм. В свою очередь для золота максимум приходится на угол поворота метаповерхности $\theta \approx 13^\circ$, а глубина модуляции равняется $\approx 0,25^\circ$ град/мкм. Стоит также отметить, что несмотря на то, что в метаповерхности на основе серебра происходит более сильная магнитная модуляция на нем также сильнее затухают ППП, что можно увидеть из изочастотных контуров мнимой части волнового вектора (рис.4.5.в). В свою очередь для золота магнитная модуляция достигает меньших значений, но наблюдается в более широком диапазоне углов.

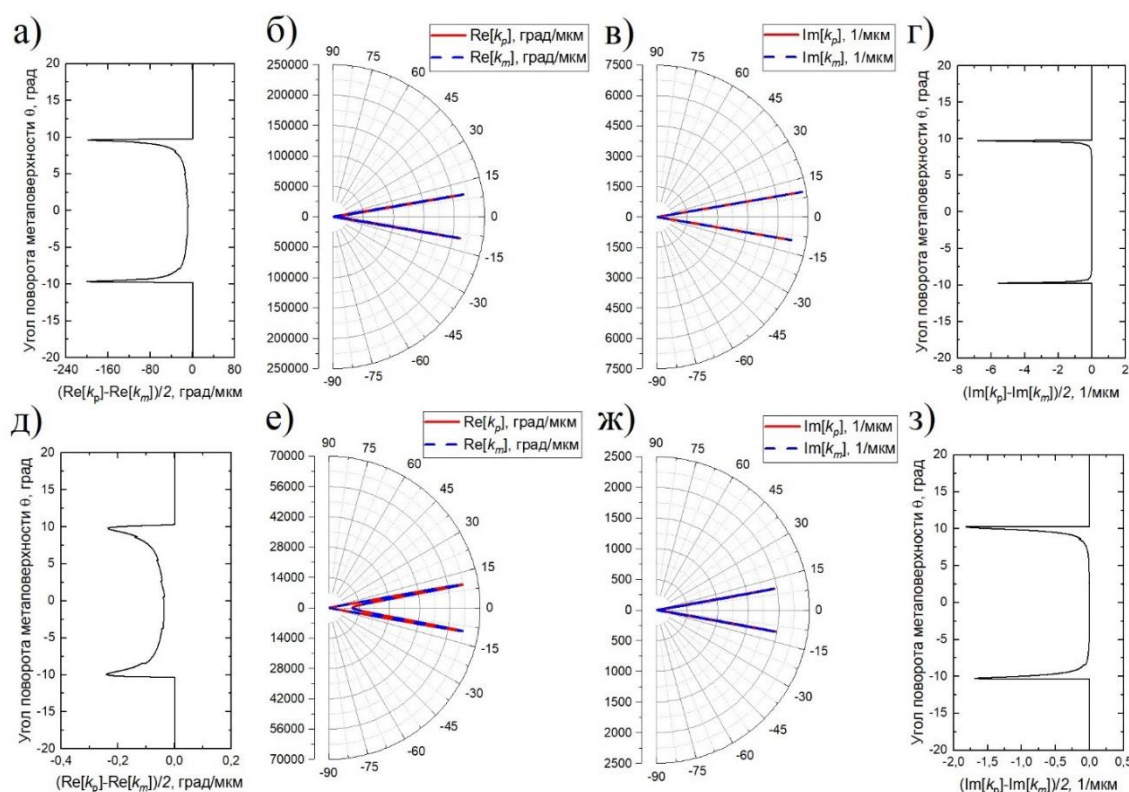


Рисунок 4.5. Глубина модуляции и изочастотные контуры на длине волны $\lambda = 1500$ нм, с периодом $L = 50$ нм и шириной полос $W = 30$ нм: а), б), в), г) для метаповерхности на основе серебра; д), е), ж), з) для метаповерхности на основе золота.

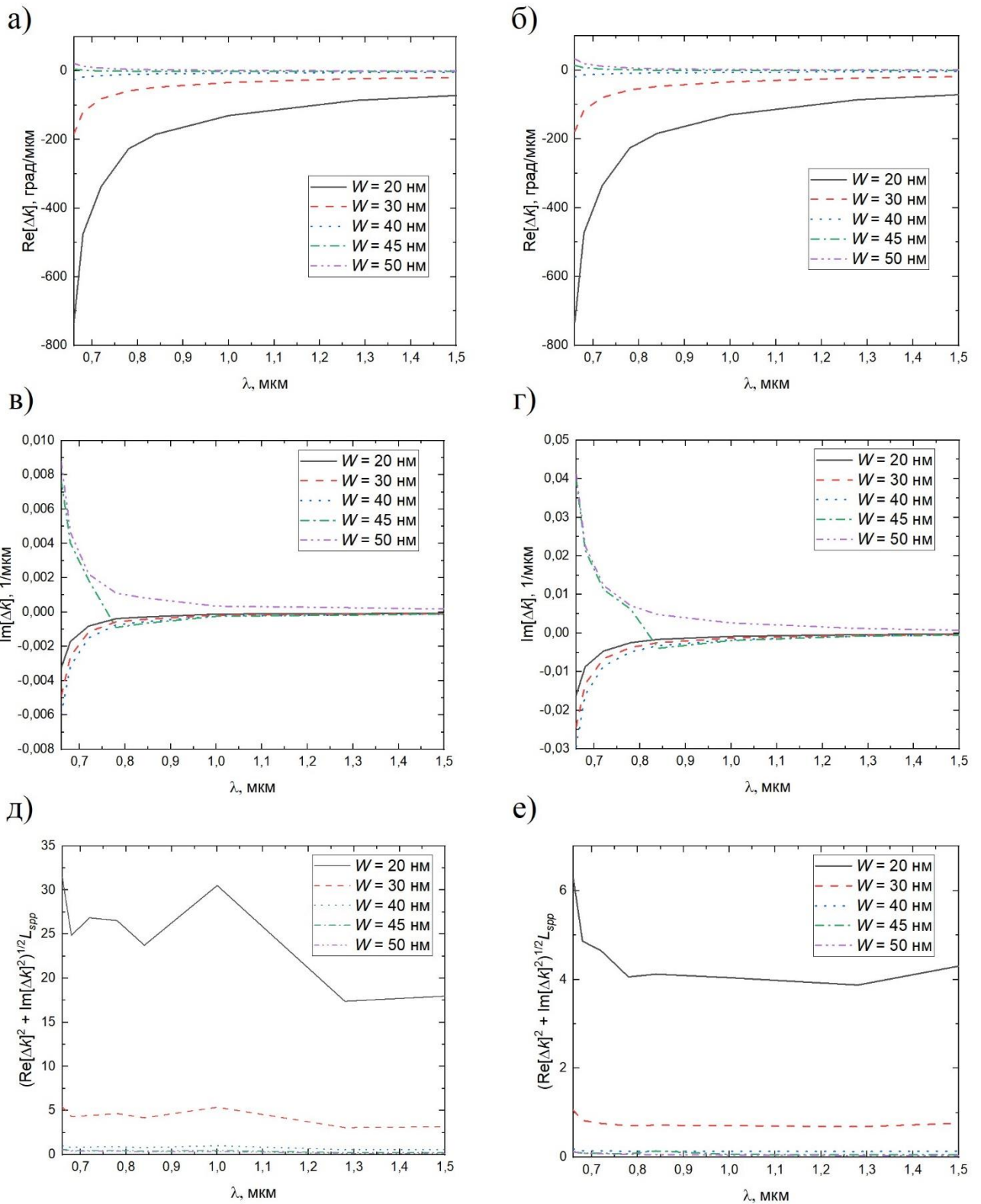


Рисунок 4.6. Спектральные зависимости глубины и добротности магнитной модуляции: а), в), д) для метаповерхности на основе серебра; б), г), е) для метаповерхности на основе золота.

На рисунке 4.6. демонстрируется влияние длины волны на глубину модуляции и ее добротность для серебра (слева) и золота (справа) для разных ширин полосок метаповерхности при периоде $L = 50$ нм и угле поворота метаповерхности $\theta = 0^\circ$. Можно заметить, что в обоих случаях и для Ag и для Au структуры ведут себя схожим образом. Рост длины волны и ширины полосок уменьшает глубину модуляции. Так при $\lambda = 660$ нм и $W = 20$ нм глубина модуляции для серебра достигает $(\text{Re}[k_p] - \text{Re}[k_m])/2 \approx -367$ град/мкм, увеличение ширины полосок до $W = 40$ уменьшает глубину модуляции до ≈ -10 град./мкм; при $\lambda = 1280$ нм и $W = 20$ нм глубина модуляции составляет ≈ -43 град./мкм, а увеличение ширины полосок до $W = 40$ сводит глубину модуляции до $\approx -2,3$ град/мкм. Так же стоит отметить, что увеличение ширины полосок может привести к смене знака у глубины модуляции (рис. 4.6.a-4.6.г) на длинах волн до $\lambda \approx 750$ нм и $W = 45$ нм у серебра, $\lambda \approx 800$ нм и $W = 45$ нм у золота; при $W = 50$ нм глубина модуляции меняет знак в обоих случаях. Это может быть связано с переходом метаповерхности от гиперболической к эллиптической топологии на этих длинах волн.

На добротность в обоих случаях большее влияние оказывает ширина полосок, нежели длина волны. Так при $\lambda = 0,66$ мкм увеличение ширины полосок с $W = 20$ нм до $W = 30$ нм уменьшает добротность для серебра с ≈ 31 до $\approx 5,5$, а в случае золота с $\approx 6,2$ до ≈ 1 . Из графиков видно, что при малых длинах волн добротность принимает наибольшее значение, однако с ростом длины волны практически выходит на плато. Все перегибы (особенно в случае с метаповерхностью на основе Ag) могут быть связаны с особенностью экспериментальных данных.

На рисунке 4.7 продемонстрировано влияние фактора заполнения W/L на добротность магнитной модуляции для разных периодов $L = 50$ нм, 75 нм, 100 нм при $\lambda = 1500$ нм и $\theta = 0^\circ$. Из графиков видно, как и было сказано ранее, что увеличение ширины полосок приводит к быстрому уменьшению добротности магнитной модуляции. Однако из графиков также видно, что увеличение периода

решетки также уменьшает добротностью. Так при факторе $W/L = 0,4$ в случае с метаповерхностью на основе серебра добротность равна $\approx 17,97$; $\approx 11,98$; $\approx 8,98$ для периодов 50 нм, 75 нм, 100 нм; а для метаповерхности на основе золота $\approx 4,30$; $\approx 2,87$; $\approx 2,15$ для тех же периодов. Дальнейшее увеличение фактора заполнения также оказывает разное влияние на добротность для разных периодов, однако оказывает куда меньшее влияние в виду общего уменьшения добротности.

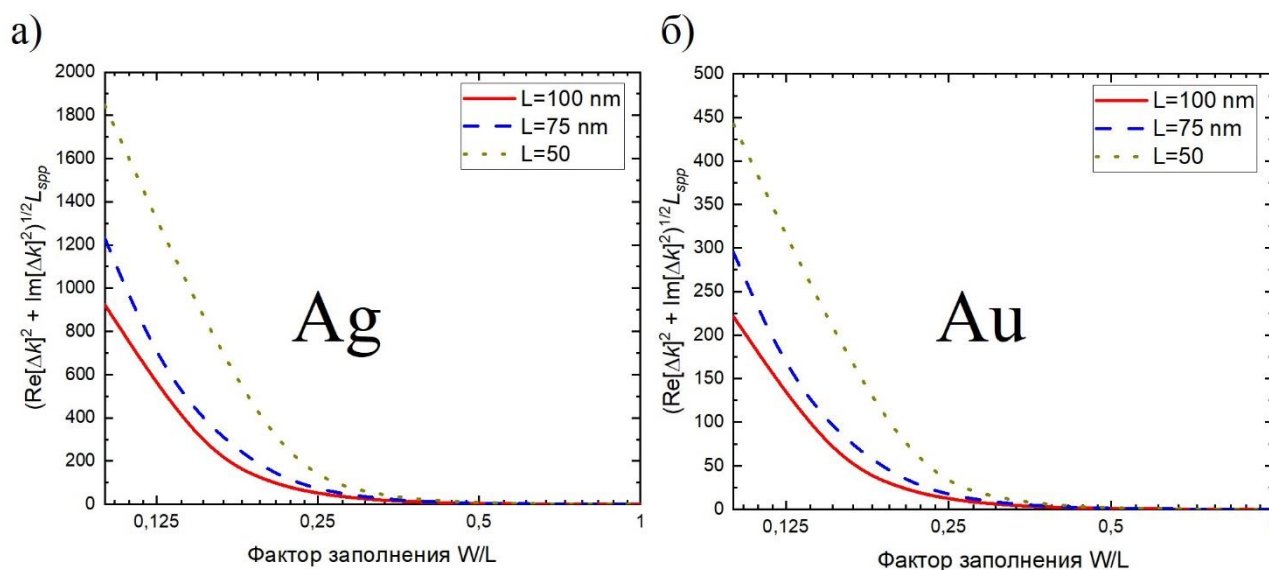


Рисунок 4.7. Влияние фактора заполнения на добротность магнитной модуляции: а) для метаповерхности на основе серебра; б) для метаповерхности на основе золота.

4.3. Выводы к Главе 4

1. Гиперболическая метаповерхность позволяет увеличить магнитную модуляцию поверхностных плазмон-поляритонов. Она может достигать больших значений, превосходя однородные плазмонные тонкие пленки и многослойные гибридные структуры металл-ферромагнетик. Модуляция плазмонных оптических свойств с использованием контроля намагниченности в ферромагнитной диэлектрической подложке предполагает простое применение этой системы в качестве оптического переключателя.

2. Глубина магнитной модуляции в гиперболической метаповерхности достигает максимума вблизи краев углового диапазона распространения ППП на

них. Ширина полосок решетки гиперболической метаповерхности оказывает большее влияние на добротность магнитной модуляции нежели длина волны ППП. Рост длины волны гиперболически уменьшает глубину магнитной модуляции. Увеличение периода решетки L негативно сказывается на добротности магнитной модуляции. Магнитная модуляция ППП в гиперболической метаповерхности на основе серебра обладает большей глубиной и добротностью, однако происходит в более узком угловом диапазоне по сравнению с метаповерхностью на основе золота.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках диссертационной работы были проведены теоретические исследования плазмонных свойств многослойных наноструктур с метаповерхностями на основе графена. Основные результаты работы состоят в следующем:

1. В графене подверженном деформациям способны возбуждаться и распространяться поверхностные плазмон-поляритоны как ТМ-, так и ТЕ-поляризации. Деформация графена уменьшает частоту поверхностных плазмон-поляритонов в конфигурации Отто примерно в два раза (с 1 ТГц до 0,5 ТГц), при сохранении остальных параметров системы по сравнению с нетронутым слоем графена. При деформации графена в геометрии Отто, наименьшее отражение наблюдается, когда направление излучения совпадает с вектором смещения подрешетки. Также важно отметить, что коэффициент отражения достигает минимальных значений при толщинах зазора от 5 мкм до 17 мкм. При увеличении толщины зазора максимум смещается в частотном диапазоне от 0,5 до 0,8 ТГц.

2. Выравнивание гиперболической метаповерхности на основе графена относительно падающего излучения, вызывающего возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, играет ключевую роль. При угле ориентации $\alpha=\pi/9$ слоистая структура способна поддерживать возбуждение плазмонов в геометрии Отто на частотах до 2 ТГц, но при увеличении угла наблюдается затухание возбуждения плазмонов, что проявляется в уменьшении частоты и увеличении коэффициента отражения. Расширение графеновых полосок в системе при сохранении периода позволяет эффективнее возбуждать поверхностные плазмон-поляритоны. Параметры графена, из которого сделана решетка, также существенно влияют на процесс возбуждения плазмонов в системе.

3. Добавление прослойки диоксида ванадия, в котором происходит фазовый переход, добавляет дополнительный метод контроля возбуждения поверхностных плазмонов. В диэлектрической фазе диоксида ванадия и в начальной стадии фазового перехода его влияние практически незаметно, и возбуждение поверхностных плазмонов происходит в узком низкочастотном диапазоне (до 1

ТГц). При повышении температуры начинает проявляться влияние диоксида ванадия, что приводит к расширению частотного диапазона возбуждения поверхностных плазмонов (до 2 ТГц и выше). Полный переход VO_2 в металлическую фазу ($T > 339 \text{ K}$) сопровождается прекращением возбуждения поверхностных плазмонов в системе.

4. Добавление магнитоактивной прослойки, претерпевающей фазовый переход диэлектрик-металл (VO_2), и внешнего магнитного поля позволяет более активно влиять на изочастотный контур ППП. В случаях, когда внешние магнитные поля лежат параллельно осям x и z , изменение направления поля зеркально отражает контур распространения плазмонов относительно оси y . Изменение направления поля вдоль оси y влияет не только на углы, вдоль которых структура поддерживает распространение поверхностных плазмонов, но также и на скорость их затухания. Внешнее поле вдоль оси x приводит к распространению плазмонов в этом направлении, что не наблюдается во всех остальных случаях.

5. В структуре с диоксидом ванадия, находящемся в начале фазового перехода диэлектрик-металл, в качестве одной из прослоек можно наблюдать обратный эффект Фарадея. Наиболее активное изменение направления статической намагниченности возникает при распространении ППП вдоль полосок графеновой метаповерхности.

6. Гиперболическая метаповерхность позволяет увеличить магнитную модуляцию поверхностных плазмон-поляритонов. Она может достигать больших значений, превосходя однородные плазмонные тонкие пленки и многослойные гибридные структуры металл-ферромагнетик. Модуляция плазмонных оптических свойств с использованием контроля намагниченности в ферромагнитной диэлектрической подложке предполагает простое применение этой системы в качестве оптического переключателя.

7. Глубина магнитной модуляции в гиперболической метаповерхности достигает максимума вблизи краев углового диапазона распространения ППП на них. Ширина полосок решетки гиперболической метаповерхности оказывает большее влияние на добротность магнитной модуляции нежели длина волны ППП.

Рост длины волны гиперболически уменьшает глубину магнитной модуляции. Увеличение периода решетки L негативно сказывается на добротности магнитной модуляции. Магнитная модуляция ППП в гиперболической метаповерхности на основе серебра обладает большей глубиной и добротностью, однако происходит в более узком угловом диапазоне по сравнению с метаповерхностью на основе золота.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Кузьмину Дмитрию Александровичу за многолетнюю поддержку и многочисленные ценные наставления на протяжении всего научного пути.

Также глубокую признательность автор выражает Бычкову Игорю Валерьевичу за неоценимую помощь и дельные советы при подготовке диссертации.

Благодарю своих соавторов В.Г. Шаврова, В.В. Темнова, О.Г. Харитонова, В.А. Толкачева, А.С. Бугаева за многолетнее творческое сотрудничество.

Отдельную благодарность выражаю всему коллективу физического факультета ЧелГУ и кафедры радиофизики и электроники, в частности, за доброжелательную атмосферу и поддержку.

За оказание душевной поддержки на протяжении всего времени проведения исследований и работы по написанию диссертации хочу выразить глубокую благодарность своей жене Виктории.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

ПП – поверхностный плазмон

ППП – поверхностный плазмон-поляритон

ПВО – полное внутреннее отражение

НПВО – нарушенное полное внутреннее отражение

ФП – фазовый переход

ЖИГ – железо-иттриевый гранат

Bi-ЖИГ –железо иттриевый гранат допированный висмутом

Ag – серебро

Au – золото

СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в журналах:

Статьи в журналах изданий Web of Science, Scopus:

- A1. Usik, M.O. Excitation of surface plasmon-polaritons in hybrid graphene metasurface - vanadium dioxide nanostructure using prism coupling / M.O. Usik, O.G. Kharitonova, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.A. Tolkachev // Челябинский физико-математический журнал. – 2021. – Т. 6. – №. 3. – С. 375-383. (Scopus)
- A2. Usik, M.O. Surface Plasmon-Polaritons in the VO₂–Dielectric-Metasurface Structure Based on Graphene in an External Magnetic Field / M.O. Usik, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, A.S. Bugaev, V.G. Shavrov // Doklady Physics. – 2023. – Т. 68. – №. 8. – С. 246-252. (Scopus)
- A3. Kuzmin, D.A. Enhanced magnetic modulation of surface plasmon-polaritons in hyperbolic metasurfaces / D.A. Kuzmin, M.O. Usik, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Optics Letters. – 2023. – Т. 48. – №. 13. – С. 3479-3482. (Web of Science, Q1)

Статьи в журналах иных изданий:

- A4. Usik, M.O. Surface plasmon-polaritons in deformed graphene excited by attenuated total internal reflection / M.O. Usik, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, D.A. Kuzmin // Open Material Sciences. – 2019. – Т. 5. – №. 1. – С. 7-11.

Тезисы докладов:

- A5. Usik., M. Strain sensitivity of surface plasmon-polaritons excitation by attenuated total reflection in graphene / M. Usik, D. Kuzmin, I. Bychkov, V. Shavrov // Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference NANOP 2018, Rome, Italy, 1-3 October, 2018. – P.105.
- A6. Usik, M.O. Surface plasmon-polaritons in deformed graphene layer / M.O. Usik, I.V. Bychkov, O.G. Kharitonova, V.G. Shavrov, D.A. Kuzmin // The 10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics META-19, Lisbon, Portugal, 23 - 26 July, 2019. – P. 892.

- A7. Usik, M.O. Excitation of surface plasmon polaritons in the vanadium dioxide-silicon dioxide-hyperbolic metasurface structure // M.O. Usik, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // ICFM-2021, Alushta, Crimea, Russia, 4-8 October 2021. – P. 133-134.
- A8. Усик, М.О. Поведение поверхностных плазмон-поляритонов в структуре VO₂-SiO₂-гиперболическая метаповерхность на основе графена под воздействием внешнего магнитного поля // М.О. Усик, И.В. Бычков, Д.А. Кузьмин // Дни калорики в Королеве: функциональные материалы и их приложения, Королев, Россия, 16-20 Августа 2022. – С.137-139.
- A9. Usik, M.O. Behavior of surface plasmon polaritons in the vanadium dioxide-silicon dioxide-hyperbolic metasurface structure under the influence of an external magnetic field / M.O. Usik, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // VIII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism”: EASTMAG-2022, Kazan, Russia, 22-26 August 2022. – V.1. – P. 478-479.
- A10. Усик М.О. Влияние внешнего магнитного поля на поверхностные плазмон-поляритоны в структуре VO₂-диэлектрик-метаповерхность на основе графена / М.О. Усик, Д. А. Кузьмин, И. В. Бычков // Дни калорики в Дагестане: функциональные материалы и их приложения, Дербент, Россия, 27-31 Мая 2023. – С. 125-127.
- A11. Usik, M.O. The effect of an external magnetic field on surface plasmon-polaritons in the VO₂-SiO₂-metasurface structure based on graphene / M.O. Usik, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // Samarkand International Symposium on Magnetism SISM-2023, Samarkand, Uzbekistan, 2-6 July 2023. – С. 168.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеенко, А.Г. Графен [Электронный ресурс] / А.Г. Алексеенко. – Эл. изд. – М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2014. – 168 с.
2. Wallace, P.R. The Band Theory of Graphite / P.R. Wallace // *Phys. Rev.* – 1947. – Т. 71. – №. 9. – С. 622-634.
3. Boehm, H.P. Das Adsorptionsverhalten sehr dünner Kohlenstoff-Folien / H.P. Boehm, A. Clauss, G.O. Fischer, U. Hofmann // *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie* – 1962. – Т. 316., №. – 3-4. – С. 119-127.
4. Peierls, R.E. Quelques proprietes typiques des corps solides / R.E. Peierls // *Annales Institut Henri Poincare* – 1935. – Т. 5. – №. 3. – С. 177-222.
5. Landau, L.D. Zur Theorie der phasenumwandlungen / L.D. Landau // *Phys. Z. Sowjetunion.* – 1937. – №. 11. – С. 26-35.
6. Novoselov, K.S. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // *Science.* – 2004. – Т. 306. – №. 5696. – С. 666-669.
7. Katsnelson, M.I. Chiral tunneling and the Klein paradox in graphene / M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, A.K. Geim // *Nature Physics.* – 2006. – Т. 2. - №. 9. – С. 620-625.
8. Вонсовский, С.В. Парадокс Клейна и дрожащее движение электрона в поле с постоянным скалярным потенциалом / С.В. Вонсовский, М.С. Свирский // *Успехи Физических Наук.* – 1993. – Т. 163. – №. 5. – С. 115-118.
9. Beenakker, C.W.J. Colloquium: Andreev reflection and Klein tunneling in graphene / C.W.J. Beenakker // *Reviews of Modern Physic.* – 2008. – Т. 80. - №. 4. – С. 1337-1354.
10. Zheng, Y. Hall conductivity of a two-dimensional graphite system / Y. Zheng, T. Ando // *Physical Review B.* – 2002. – Т. 65. – №. 24. – С. 245420.
11. Gusynin, V.P. Unconventional integer quantum Hall effect in graphene / V.P. Gusynin, S.G. Sharapov // *Physical review letters.* – 2005. – Т. 95. – №. 14. – С. 146801.

12. Neto, A.H.C. Edge and surface states in the quantum Hall effect in graphene / A.H.C. Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres // *Physical Review B*. – 2006. – T. 73. – №. 20. – C. 205408.
13. Sheng, D.N., Quantum Hall effect in graphene: disorder effect and phase diagram / D.N. Sheng, L. Sheng, Z.Y. Weng // *Physical Review B*. – 2006. – T. 73. – №. 23. – C. 233406.
14. Abanin, D.A., Spin-filtered edge states and quantum Hall effect in graphene / D.A. Abanin, P.A. Lee, L.S. Levitov // *Physical review letters*. – 2006. – T. 96. – №. 17. – C. 176803.
15. Lukose, V. Novel electric field effects on landau levels in graphene / V. Lukose, R. Shankar, G. Baskaran // *Physical review letters*. – 2007. – T. 98. – №. 11. – C. 116802.
16. Zhang, Y. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene / Y. Zhang, Y.W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim // *Nature*. – 2005. – T. 438. – №. 7065. – C. 201-204.
17. Novoselov, K.S. Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2π in bilayer graphene / K.S. Novoselov, E. McCann, S.V. Morozov, V.I. Fal'ko, M.I. Katsnelson, U. Zeitler, D. Jiang, F. Schedin, A.K. Geim // *Nature physics*. – 2006. – T. 2. – №. 3. – C. 177-180.
18. Zhang, Y. Landau-level splitting in graphene in high magnetic fields / Y. Zhang, Z. Jiang, J.P. Small, M.S. Purewal, Y.-W. Tan, M. Fazlollahi, J.D. Chudow, J. A. Jaszczak, H. L. Stormer, P. Kim // *Physical review letters*. – 2006. – T. 96. – №. 13. – C. 136806.
19. Novoselov, K. S. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A. A. Firsov // *Nature*. – 2005. – T. 438. – №. 7065. – C. 197-200.
20. Sharapov, S.G. Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations / S.G. Sharapov, V.P. Gusynin, H. Beck // *Physical Review B*. – 2004. – T. 69. – №. 7. – C. 075104.

21. Gusynin, V.P. Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations. II. Transport properties / S.G. Sharapov, V.P. Gusynin // *Physical Review B*. – 2005. – Т. 71. – №. 12. – С. 125124.
22. Nair, R.R. Fine structure constant defines visual transparency of graphene / R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko, K.S. Novoselov, T.J. Booth, T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // *Science*. – 2008. – Т. 320. – №. 5881. – С. 1308-1308.
23. Li, Z.Q. Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy / Z.Q. Li, E.A. Henriksen, Z. Jiang, Z. Hao, M.C. Martin, P. Kim, H.L. Stormer, D.N. Basov // *Nature physics*. – 2008. – Т. 4. – №. 7. – С. 532-535.
24. Mak, K.F. Measurement of the optical conductivity of graphene / K.F. Mak, M.Y. Sfeir, Y. Wu, Ch.H. Lui, J.A. Misewich, T.F. Heinz // *Physical review letters*. – 2008. – Т. 101. – №. 19. – С. 196405.
25. Falkovsky, L.A. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer / L.A. Falkovsky, S.S. Pershoguba // *Physical Review B*. – 2007. – Т. 76. – №. 15. – С. 153410.
26. Stauber, T. Optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum / T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // *Physical Review B*. – 2008. – Т. 78. – №. 8. – С. 085432.
27. Kuzmenko, A.B. Universal optical conductance of graphite / A. B. Kuzmenko, E. van Heumen, F. Carbone, and D. van der Marel // *Physical review letters*. – 2008. – Т. 100. – №. 11. – С. 117401.
28. Hanson, G.W. Dyadic Green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene / G.W. Hanson // *IEEE Transactions on antennas and propagation*. – 2008. – Т. 56. – №. 3. – С. 747-757.
29. Melo, L.G.C. Theory of magnetically controlled low-terahertz surface plasmon-polariton modes in graphene-dielectric structures / Luiz G.C. Melo // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2015. – Т. 32. – №. 12. – С. 2467-2477.
30. Фальковский, Л. А. Оптические свойства графена и полупроводников типа А4В6 / Л.А. Фальковский // *Успехи Физических Наук*. – 2008. – Т. 178. – №. 9. – С. 923-934.

31. Gusynin, V.P. Magneto-optical conductivity in Graphene / V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, J.P. Carbotte // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2007. – Т. 19. – С. 026222.
32. Jishi, R.A. Electron-phonon coupling and the electrical conductivity of fullerene nanotubes / R. A. Jishi, M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus // *Physical Review B*. – 1993. – Т. 48. – №. 9. – С. 11385-11389.
33. Falkovsky, L.A. Space-time dispersion of graphene conductivity / L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov // *The European Physical Journal B*. – 2007. – Т. 56. – №. 4. – С. 281-284.
34. Яковлев, Е. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Конспект лекций. Часть первая. Поглощение лазерного излучения в веществе / Е. Б. Яковлев, Г. Д. Шандыбина [под редакцией В. П. Вейка] – СПб.: СПб НИУ ИТМО, 2011. – 143 с.
35. Jablan, M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies / M. Jablan, H. Buljan, M. Soljačić // *Physical review B*. – 2009. – Т. 80. – №. 24. – С. 245435.
36. Liu, Y. Plasmon dispersion and damping in electrically isolated two-dimensional charge sheets / Y. Liu, R. F. Willis, K. V. Emtsev, T. Seyller // *Physical review B*. – 2008. – Т. 78. – №. 20. – С. 201403.
37. Gass, M. H. Free-standing graphene at atomic resolution / M.H. Gass, U. Bangert, A. L. Bleloch, P. Wang, R. R. Nair, A. K. Geim // *Nature Nanotechnology*. – 2008. – Т. 3. – №. 11. – С. 676-681.
38. Koch, R. J. Strong phonon-plasmon coupled modes in the graphene/silicon carbide heterosystem / R. J. Koch, Th. Seyller, J. A. Schaefer // *Physical review B*. – 2010. – Т. 82. – №. 20. – С. 201413.
39. Liu, Y. Plasmon-phonon strongly coupled mode in epitaxial graphene / Y. Liu, R. F. Willis // *Physical review B*. – 2010. – Т. 81. – №. 8. – С. 081406.
40. Koppens, F.H.L. Graphene Plasmonics: A Platform for Strong Light – Matter Interactions / F.H.L. Koppens, D.E. Chang, F. J. García de Abajo // *Nano Letters*. – 2011. – Т. 11. – №. 8. – С. 3370-3377.

41. Fang, Z. Plasmon-Induced Doping of Graphene / Z. Fang, Y. Wang, Z. Liu, A. Schlather, P. M. Ajayan, F.H.L. Koppens, N. J. Halas // ACS Nano. – 2012. – T. 6. – №. 11. – C. 10222-10228.
42. Ju, L. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials / L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. A. Bechtel, X. Liang, A. Zett, Y. R. Shen, F. Wang // Nature Nanotechnology. – 2011. – T. 6. – №. 10. – C. 630-634.
43. Yan, H. Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks // H. Yan, X. Li, B. Chandra, G. Tulevski, Y. Wu, M. Freitag, W. Zhu, P. Avouris, F. Xia // Nature Nanotechnology. – 2012. – T. 7. – №. 5. – C. 330-334.
44. Vakil, A. Transformation Optics Using Graphene / A. Vakil, N. Engheta // Science. – 2011. – T. 332. – №. 6035. – C. 1291-1294.
45. Grigorenko, A. N. Graphene plasmonics / A.N. Grigorenko, M. Polini, K.S. Novoselov // Nature Photonics. – 2012. T. – 6. – №. 11. – C. 749-758.
46. Papasimakis, N. Graphene in a photonic metamaterial / N. Papasimakis, Z. Luo, Z.X. Shen, F. De Angelis, E. Di Fabrizio, A.E. Nikolaenko, N.I. Zheludev // Optics Express. – 2010. – T. 18. – №. 8. – C. 8353-8359.
47. Rana, F. Graphene Terahertz Plasmon Oscillators / F. Rana // IEEE Transactions on Nanotechnology. – 2008. – T. 7. – №. 1. – C. 91-99.
48. Kim, J. T. Graphene-based plasmonic waveguides for photonic integrated circuits / J.T. Kim, S.Y. Choi // Optics Express. – 2011. – T. 19. – №. 24. – C. 24557-24562.
49. Lu, B.W. Flexible transformation plasmonics using graphene / W.B. Lu, W. Zhu, H.J. Xu, Z.H. Ni, Z.G. Dong, T.J. Cui // Optics Express. – 2013. – T. 21. – №. 9. – C. 10475-10482.
50. Xu, J.H. Beam-scanning planar lens based on graphene / H.J. Xu, W.B. Lu, Y. Jiang, Z.G. Dong // Applied Physics Letters. – 2012. – T. 100. – №. 5. – C. 051903.
51. Bostwick, A. Observation of Plasmarons in Quasi-Freestanding Doped Graphene / A. Bostwick, F. Speck, T. Seyller, K. Horn, M. Polini, R. Asgari, A.H. MacDonald, E. Rotenberg // Science. – 2010. – T. 328. – №. 5981. – C. 999-1002.
52. Fei, Z. Infrared Nanoscopy of Dirac Plasmons at the Graphene–SiO₂ Interface // Z. Fei, G.O. Andreev, W. Bao, L.M. Zhang, A.S. McLeod, C. Wang, M.K. Stewart, Z.

- Zhao, G. Dominguez, M. Thiemens, M.M. Fogler, M.J. Tauber, A.H. Castro Neto, C.N. Lau, F. Keilmann, D.N. Basov // *Nano Letters*. – 2011. – T. 11. – №. 11. – C. 4701-4705.
53. Fei, Z. Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging / Z. Fei, A.S. Rodin, G.O. Andreev, W. Bao, A.S. McLeod, M. Wagner, L.M. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez, M.M. Fogler, A.H. Castro Neto, C.N. Lau, F. Keilmann, D.N. Basov // *Nature*. – 2012. – T. 487. – №. 7405. – C. 82-85.
54. Chen, J. Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons / J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenović, A. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon, A.Z. Elorza, N. Camara, F.J.G. de Abajo, R. Hillenbrand, F.H.L. Koppens // *Nature*. – 2012. – T. 487. – №. 7405. – C. 77-81.
55. Nikitin, A. Y. Surface plasmon enhanced absorption and suppressed transmission in periodic arrays of graphene ribbons / A.Y. Nikitin, F. Guinea, F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno // *Physical Review B*. – 2012. T. 85. – №. 8. – C. 081405.
56. Liu, J.-T. Enhanced absorption of graphene with one-dimensional photonic crystal / J.-T. Liu, N.-H. Liu, J. Li, X.J. Li, J.-H. Huang // *Applied Physics Letters* – 2012. – T. 101. – №. 5. – C. 052104.
57. Thongrattanasiri, S. Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene / S. Thongrattanasiri, F.H.L. Koppens, F.J.G. de Abajo // *Physical Review Letters*. – 2012. – T. 108. – №. 4. – C. 047401.
58. Niu, J. Shifting of surface plasmon resonance due to electromagnetic coupling between graphene and Au nanoparticles / J. Niu, Y.J. Shin, J. Son, Y. Lee, J.-H. Ahn, H. Yang // *Optics Express*. – 2012. – T. 20. – №. 18. – C. 19690-19696.
59. Niu, J. Graphene induced tunability of the surface plasmon resonance / J. Niu, Y.J. Shin, Y. Lee, J.-H. Ahn, H. Yang // *Applied Physics Letters* – 2012. – T. 100. – №. 6. – C. 061116.
60. Hanson, G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene / G. W. Hanson // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – T. 103. – №. 6. – C. 064302.

61. Hwang, E.H. Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene / E.H. Hwang, S. Das Sarma // *Physical Review B*. – 2007. – T. 75. – №. 20. – C. 205418.
62. Wunsch, B. Dynamical polarization of graphene at finite doping / B. Wunsch, T. Stauber, F. Sols, F. Guinea // *New Journal of Physics*. – 2006. – T. 8. – №. 12. – C. 318.
63. Hill, A. Dielectric function and plasmons in graphene / A. Hill, S.A. Mikhailov, K. Ziegler // *Europhysics Letters*. – 2009. – T. 87. – №. 2. – C. 27005
64. Tudorovskiy, T. Intervalley plasmons in graphene / T. Tudorovskiy, S.A. Mikhailov // *Physical Review B*. – 2010. – T. 82. – №. 7. – C. 073411.
65. Yan, J. Nonlocal Screening of Plasmons in Graphene by Semiconducting and Metallic Substrates: First-Principles Calculations / J. Yan, K.S. Thygesen, K.W. Jacobsen // *Physical Review Letters*. – 2011. – T. 106. – №. 14. – C. 146803.
66. Bordag, M. Transverse-electric surface plasmon for graphene in the Dirac equation model / *Physical Review B*. – 2014. – T. 89. – №. 3. – C. 035421.
67. Shin, S.Y. Control of the π plasmon in a single layer graphene by charge doping / S.Y. Shin, N.D. Kim, J.G. Kim, K.S. Kim, D.Y. Noh, K.S. Kim, J.W. Chung // *Applied Physics Letters*. – 2011. – T. 99. – №. 8. – C. 082110.
68. Hanson, G. W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide / G.W. Hanson // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – T. 104. – №. 8. – C. 084314.
69. Nikitin, A. Y. Analytical Expressions for the Electromagnetic Dyadic Green's Function in Graphene and Thin Layers / A.Y. Nikitin, F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2013. – T. 19. – №. 3. – C. 4600611.
70. Mikhailov, S. A. New Electromagnetic Mode in Graphene / S.A. Mikhailov, K. Ziegler // *Physical Review Letters*. – 2007. – T. 99. – №. 1. – C. 016803.
71. Ju Xu, H. Efficient manipulation of surface plasmon polariton waves in graphene / H. Ju Xu, W. Bing Lu, W. Zhu, Z. Gao Dong, T. Jun Cui // *Applied Physics Letters*. – 2012. – T. 100. – №. 24. – C. 243110.

72. Despoja, V. Two-dimensional and π plasmon spectra in pristine and doped graphene / V. Despoja, D. Novko, K. Dekanić, M. Šunjić, L. Marušić // *Physical Review B*. – 2013. – T. 87. – №. 7. – C. 075447.
73. Eberlein, T. Plasmon spectroscopy of free-standing graphene films / T. Eberlein, U. Bangert, R.R. Nair, R. Jones, M. Gass, A.L. Bleloch, K.S. Novoselov, A. Geim, P. R. Briddon // *Physical Review B*. – 2008. – T. 77. – №. 23. – C. 233406.
74. Stéphan, O. Dielectric response of isolated carbon nanotubes investigated by spatially resolved electron energy-loss spectroscopy: From multiwalled to single-walled nanotubes / O. Stéphan, D. Taverna, M. Kociak, K. Suenaga, L. Henrard, C. Colliex // *Physical Review B*. – 2002. – T. 66. – №. 15. – C. 155422.
75. Pichler, T. Electronic structure and optical properties of concentric-shell fullerenes from electron-energy-loss spectroscopy in transmission / T. Pichler, M. Knupfer, M. S. Golden, J. Fink, and T. Cabioc'h // *Physical Review B*. – 2001. – T. 63. – №. 15. – C. 155415.
76. Knupfer, M. Electronic properties of carbon nanostructures / M. Knupfer // *Surface Science Reports*. – 2001. – T. 42. – №. 1-2. – C. 1-74.
77. Liu, X. Filling factors, structural, and electronic properties of C_{60} molecules in single-wall carbon nanotubes / X. Liu, T. Pichler, M. Knupfer, M. S. Golden, J. Fink, H. Kataura, Y. Achiba, K. Hirahara, S. Iijima // *Physical Review B*. – 2002. – T. 65. – №. 4. – C. 045419.
78. Murakami, Y. Polarization Dependence of the Optical Absorption of Single-Walled Carbon Nanotubes / Y. Murakami, E. Einarsson, T. Edamura, S. Maruyama // *Physical Review Letters*. – 2005. – T. 94. – №. 8. – C. 087402.
79. Kuzuo, R. Electron Energy-Loss Spectra of Single-Shell Carbon Nanotubes / R. Kuzuo, M. Terauchi, M. Tanaka, Y. Saito // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1994. – T. 33. – Part 2. – №. 9B. – C. L1316-L1319.
80. Kinyanjui, M. K. Direct probe of linearly dispersing 2D interband plasmons in a free-standing graphene monolayer / M.K. Kinyanjui, C. Kramberger, T. Pichler, J.C. Meyer, P. Wachsmuth, G. Benner, U. Kaiser // *Europhysics Letters*. – 2012. – T. 97. – №. 5. – C. 57005.

81. Velizhanin, K. A. Probing plasmons in graphene by resonance energy transfer / K.A. Velizhanin, A. Efimov // *Physical Review B*. – 2011. – Т. 84. – №. 8. – С. 085401.
82. Gómez-Santos, G. Fluorescence quenching in graphene: A fundamental ruler and evidence for transverse plasmons / G. Gómez-Santos, T. Stauber // *Physical Review B*. – 2011. – Т. 84. – №. 16. – С. 165438.
83. Zhu, X. Experimental observation of plasmons in a graphene monolayer resting on a two-dimensional subwavelength silicon grating / X. Zhu, W. Yan, P. Uhd Jepsen, O. Hansen, N. Asger Mortensen, S. Xiao // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Т. 102. – №. 13. – С. 131101
84. Полищук, О.В. Сверхизлучательное усиление терагерцового излучения при возбуждении плазмонных мод в инвертированном графене с планарным распределенным брэгговским резонатором / О. В. Полищук, В. В. Попов, Т. Otsuji // *Физика и техника полупроводников*. – 2015. – Т. 49. – №. 11. – С. 1516-1520.
85. Майер, С.А. Плазмоника: теория и приложения / С. А. Майер; пер. с англ. Т. С. Нечаевой, Ю. В. Колесниченко; под ред. С. С. Савинского. – М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. – 292 с.
86. Kretschmann, E. Notizen: Radiative decay of non-radiative surface plasmon excited by light / E. Kretshman, H. Raether // *Zeitschrift Für Naturforschung A*. – 1968. – Т. 23. – №. 12. – С. 2135-2136.
87. Названов, В.Ф. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона (плазмоны-поляритоны): свойства, применение / В.Ф. Названов // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика*. – 2015. – Т. 15. – №. 1. – С. 5-14.
88. Otto, A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // *Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei*. – 1968. – Т. 216. – №. 4. – С. 398-410.
89. Yu, N. Flat optics with designer metasurfaces / N. Yu, F. Capasso // *Nature Materials*. – 2014. – Т. 13. – №. 2. – С. 139-150.

90. Kildishev, A.V. Planar photonics with metasurfaces / A.V. Kildishev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev // *Science*. – 2013. – T. 339. – №. 6125. – C. 1232009.
91. Gomez-Diaz, J. S. Hyperbolic Plasmons and Topological Transitions Over Uniaxial Metasurfaces / J. S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // *Physical review letters*. – 2015. – T. 114. – №. 23. – C. 233901.
92. Gomez-Diaz, J.S. Hyperbolic metasurfaces: surface plasmons, light-matter interactions, and physical implementation using graphene strips / J.S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // *Optical Materials Express*. – 2015. – T. 5. – №. 10. – C. 2313-2329.
93. Gomez-Diaz, J. S. Flatland optics with hyperbolic metasurfaces / J.S. Gomez-Diaz, A. Alù // *ACS Photonics*. – 2016. – T. 3. – №. 12. – C. 2211-2224.
94. Iorsh, I.V. Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures / I.V. Iorsh, I.S. Mukhin, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Y.S. Kivshar // *Physical Review B*. – 2013. – T. 87. – №. 7. – C. 075416.
95. Huang, H. Plasmon-negative refraction at the heterointerface of graphene sheet arrays / H. Huang, B. Wang, H. Long, K. Wang, P. Lu // *Optics Letters*. – 2014. – T. 39. – №. 20. – C. 5957-5960.
96. Smirnova, D. Deeply subwavelength electromagnetic Tamm states in graphene metamaterials / D. Smirnova, P. Buslaev, I. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Y.S. Kivshar // *Physical Review B*. – 2014. – T. 89. – №. 24. – C. 245414.
97. Guo, Q. Efficient electrical detection of mid-infrared graphene plasmons at room temperature / Q. Guo, R. Yu, C. Li, S. Yuan, B. Deng, F. J. García de Abajo, F. Xia // *Nature Materials*. – 2018. – T. 17. – C. 986-992.
98. Vicarelli, L. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors / L. Vicarelli, M.S. Vitiello, D. Coquillat, A. Lombardo, A. C. Ferrari, W. Knap, M. Polini, V. Pellegrini, A. Tredicucci // *Nature Materials*. – 2012. – T. 11. – №. 10. – C. 865-871.
99. Tong, J. Antenna Enhanced Graphene THz Emitter and Detector / J. Tong, M. Muthee, S.-Y. Chen, S. K. Yngvesson, J. Yan // *Nano Letters*. – 2015. – T. 15. – №. 8. – C. 5295-5301.

100. Ullah, Z. A Review on the Development of Tunable Graphene Nanoantennas for Terahertz Optoelectronic and Plasmonic Applications / Z. Ullah, G. Witjaksono, I. Nawi, N. Tansu, M. Irfan Khattak, M. Junaid // *Sensors*. – 2020. – T. 20. – №. 5. – C. 1401.
101. Ni, G.-X. Tuning optical conductivity of large-scale CVD graphene by strain engineering / G.-X. Ni, H.-Z. Yang, W. Ji, S.-J. Baeck, C.-T. Toh, J.-H. Ahn, V.M. Pereira, B. Ozyilmaz // *Advanced Materials*. – 2014. – T. 26. – №. 7. – C. 1081-1086.
102. Lee, S.-M. Materialization of strained CVD-graphene using thermal mismatch / S.-M. Lee, S.-M. Kim, M.Y. Na, H.J. Chang, K.-S. Kim, H. Yu, H.-J. Lee, J.-H. Kim // *Nano Research*. – 2015. – T. 8. – №. 6. – C. 2082-2091.
103. Oliva-Leyva, M. Effective Dirac Hamiltonian for anisotropic honeycomb lattices: Optical properties / M. Oliva-Leyva, G.G. Naumis // *Physical Review B*. – 2016. – T. 93. – №. 3. – C. 035439.
104. Othman, M.A.K. Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption / M.A.K. Othman, C. Guclu, F. Capolino // *Optics Express*. – 2013. – T. 21. – №. 6. – C. 7614-7632.
105. Rini, M. Photoinduced phase transition in VO₂ nanocrystals: ultrafast control of surface-plasmon resonance / M. Rini, A. Cavalleri, R.W. Schoenlein, R. López, L.C. Feldman, L.A. Haglund, R.F. Boatner, T.E. Haynes // *Optics Letters*. – 2005. – T. 30. – №. 5. – C. 558-560.
106. Chen, C. Gate-field-induced phase transitions in VO₂: Monoclinic metal phase separation and switchable infrared reflections / C. Chen, R. Wang, L. Shang, C. Guo // *Applied Physics Letters*. – 2008. – T. 93. – №. 17. – C. 171101.
107. Lysenko, S. Critical behavior and size effects in light-induced transition of nanostructured VO₂ films / S. Lysenko, V. Vikhnin, A. Rua, F. Fernandez, H. Liu // *Physical Review B*. – 2010. – T. 82. – №. 20. – C. 205425.
108. Shao, Z. Recent progress in the phase-transition mechanism and modulation of vanadium dioxide materials / Z. Shao, X. Cao, H. Luo, P. Jin // *NPG Asia Materials*. – 2018. – T. 10. – №. 7. – C. 581-605.

109. Peterseim, T. Optical properties of VO₂ films at the phase transition: Influence of substrate and electronic correlations / T. Peterseim, M. Dressel, M. Dietrich, A. Polity // *Journal of Applied Physics*. – 2016. – Т. 120. – №. 7. – С. 075102.
110. Thomas, M. Optical properties and electron energy-loss diagnostics of vanadium dioxide thin films / M. Thomas, E.E. Chain // *Thin Solid Films*. – 1991. – Т. 204. – №. 1. – С. L1-L4.
111. Koledov, V.V. Interaction of electromagnetic waves with VO₂ nanoparticles and films in optical and millimetre wave ranges: Prospective for nano-photonics, nano-antennas, and sensors / V.V. Koledov, V.G. Shavrov, N.V. Shahmirzadi, T. Pakizeh, A.P. Kamantsev, D.S. Kalenov, M.P. Parkhomenko, S.V. von Gratowski, A.V. Irzhak, V.M. Serdyuk, J.A. Titovitsky, A.A. Komlev, A.E. Komlev, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // *IOP Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Т. 1092. – С. 012108.
112. Бычков, И.В. Дифракция плоской электромагнитной волны на микрошаре из VO₂ в области фазового перехода / И.В. Бычков, Д.А. Кузьмин, В.А. Толкачев, А.П. Каманцев, В.В. Коледов, В.Г. Шавров // *Физика твердого тела*. – 2020. – Т. 62. – №. 6. – С. 885-889.
113. Kamantsev, A.P. Interaction of Optical and EHF Waves With VO₂ Nanosized Films and Particles / A.P. Kamantsev, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, D.S. Kalenov, M.P. Parkhomenko, S.V. von Gratowski, N.V. Shahmirzadi, T. Pakizeh, A.V. Irzhak, V.M. Serdyuk, J.A. Titovitsky, I.P. Novoselova, A.A. Komlev, A.E. Komlev, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // *IEEE Journal of Electromagnetics, RF, and Microwaves in Medicine and Biology*. – 2019. – Т. 3. – №. 1. – С. 17-24.
114. LeBlanc, S.J. Enhancement of Multiphoton Emission from Single CdSe Quantum Dots Coupled to Gold Films // S.J. LeBlanc, M.R. McClanahan, M. Jones, P.J. Moyer // *Nano Letters*. – 2013. – Т. 13. – №. 4. – С. 1662-1669.
115. Razdolski, I. Nonlinear Surface Magnetoplasmonics in Kretschmann Multilayers / I. Razdolski, D. Makarov, O.G. Schmidt, A. Kirilyuk, T. Theo Rasing, V.V. Temnov // *ACS Photonics*. – 2016. – Т. 3. – №. 2. – С. 179-183.

116. Андреев, В.Н. Электропроводимость полупроводниковой фазы в монокристаллах диоксида ванадия / В.Н. Андреев, В.А. Климов // Физика твердого тела. – 2007. – Т. 49. – №. 12. – С. 2146-2150.
117. Zilbersztein, A. Metal-insulator transition in vanadium dioxide / A. Zilbersztein, N.F. Mott // Physical Review B. – 1975. – Т. 11. – №. 11. – С. 4383-4395.
118. Bychkov, I.V. Plasmon mediated inverse Faraday effect in a graphene–dielectric–metal structure / I.V. Bychkov, D.A. Kuzmin, V.A. Tolkachev, P.S. Plaksin, V.G. Shavrov // Optics Letters. – 2018. – Т. 43. – №. 1. – С. 26-29.
119. Tazawa, M Optical constants of $V_{1-x}W_xO_2$ films / M. Tazawa, P. Jin, S. Tanemura // Applied Optics. – 1998. – Т. 37. – №. 10. – С. 1858-1861.
120. Kuzmin, D.A. Plasmonically induced magnetic field in graphene-coated nanowires / D. A. Kuzmin, I. V. Bychkov, V. G. Shavrov, V. V. Temnov, H. I. Lee, and J. Mok // Optics Letters. – 2016. – Т. 41. – №. 2. – С. 396-399.
121. Temnov, V.V. Ultrafast acousto-magneto-plasmonics / V.V. Temnov // Nature Photonics. – 2012. – Т. 6. – №. 11. – С. 728-736.
122. Armelles, G. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities / G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, M. U. González // Advanced Optical Materials. – 2013. – Т. 1. – №. 1. – С. 10-35.
123. Belotelov, V.I. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer // Nature Nanotechnology. – 2011. – Т. 6. – №. 6. – С. 370-376.
124. Belotelov, V.I. Plasmon-mediated magneto-optical transparency / V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. N. Kalish, D. A. Bykov, S. Kasture, V. J. Yallapragada, A. V. Gopal, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L. L. Doskolovich, D. R. Yakovlev, K. Alameh, A. K. Zvezdin, M. Bayer // Nature Communications. – 2013. – Т. 4. – №. 1. – С. 1-7.
125. Johnson, P. B. Optical Constants of the Noble Metals / P. B. Johnson, R. W. Christy // Physical Review B. – 1972. – Т. 6. – №. 12. – С. 4370-4379.

126. Booth, R. C. Magneto-optic properties of rare earth iron garnet crystals in the wavelength range 1.1-1.7 μ m and their use in device fabrication / R. C. Booth, E. A. D. White // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1984. – T. 17. – №. 3. – C. 579-587.
127. Wemple, S. H. Optical properties of epitaxial iron garnet thin films / S. H. Wemple, S. L. Blank, J. A. Seman, W. A. Biolsi // *Physical Review B*. – 1974. – T. 9. – №. 5. – C. 2134-2144.
128. Hibiya, T. Growth and Characterization of Liquid-Phase Epitaxial Bi-Substituted Iron Garnet Films for Magneto-Optic Application / T. Hibiya, Y. Morishige, J. Nakashima // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1985. – T. 24. – №. 10R. – C. 1316-1319.
129. Correas-Serrano, D. Nonlocal response of hyperbolic metasurfaces / D. Correas-Serrano, J. S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // *Optics Express*. – 2015. – T. 23. – №. 23. – C. 29434.
130. Martín-Becerra, D. Enhancement of the magnetic modulation of surface plasmon polaritons in Au/Co/Au films / D. Martín-Becerra, J. B. Gonzalez-Diaz, V. V. Temnov, A. Cebollada, G. Armelles, T. Thomay, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch, A. GarciaMartin, M. U. Gonzalez // *Applied Physics Letters*. – 2010. – T. 97. – №. 18. – C. 183114.
131. Stanciu, C. D. All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light / . D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and TH. Rasing // *Physical Review Letters*. – 2007. – T. 99. – №. 4. – C. 047601.
132. Kimel, A. The 2022 magneto-optics roadmap // A. Kimel, A. Zvezdin, S. Sharma, S. Shallcross, N. De Sousa, A. García-Martín, G. Salvan, J. Hamrle, O. Stejskal, J. McCord, S. Tacchi, G. Carlotti, P. Gambardella, G. Salis, M. Münzenberg, M. Schultze, V. Temnov, I. V. Bychkov, L. N. Kotov, N. Maccaferri, D. Ignatyeva, V. Belotelov, C. Donnelly, A. Hierro Rodriguez, I. Matsuda, T. Ruchon, M. Fanciulli, M. Sacchi, C. R. Du, H. Wang, N.P. Armitage, M. Schubert, V. Darakchieva, B. Liu, Z. Huang, B. Ding, A. Berger, P. Vavassori // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2022. – T. 55. – №. 46. – C. 1-64.