

На правах рукописи

Усик Максим Олегович

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В НАНОСТРУКТУРАХ
НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА**

Специальность 1.3.8.

Физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Челябинск, 2024

Работа выполнена на кафедре радиофизики и электроники физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Челябинский государственный университет».

Научный руководитель — доктор физико-математических наук **Кузьмин Дмитрий Александрович**.

Официальные оппоненты:

Сергей Владимирович Дмитриев, доктор физико-математических наук, профессор, руководитель группы, ведущий научный сотрудник Института физики молекул и кристаллов Уфимского федерального исследовательского центра РАН, г. Уфа.

Александр Игоревич Чернов, доктор физико-математических наук, руководитель лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники для энергосберегающих информационных технологий ФГАОУ ВО «МФТИ (НИУ)», г. Москва.

Ведущая организация: ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского», г. Симферополь.

Защита состоится 07 июня 2024 года в 14 ч. 00 м. на заседании диссертационного совета 24.2.431.01 ФГБОУ ВО Челябинского государственного университета по адресу: 454001, УрФО, Челябинская обл., г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, д. 129.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Челябинского государственного университета и на сайте <https://www.csu.ru>.

Автореферат разослан __ апреля 2024 года.

Учёный секретарь диссертационного совета, доктор физико-математических наук, доцент

М.А. Загребин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

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 общем, 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 направления 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 обеспечение 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 $\text{VO}_2\text{-SiO}_2$ -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), Международной конференции «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 РАБОТЫ

Во введении приведено обоснование актуальности темы исследования. Отражены теоретическая и практическая значимости, научная новизна. Сформулированы цели и задачи работы; приведены положения, выносимые на защиту. Показана апробация работы.

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 в геометрии Отто (рис. 1). Предполагается, что волна падает на первую поверхность ($z = -t$) из

призмы. Если угол падения θ больше, чем предельный угол полного внутреннего отражения равный:

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

то падающее излучение полностью отражается от 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 (ППП), передавая им энергию отраженной волны. Это будет наблюдаться, как выраженное снижение отражательной способности на определенной частоте [1].

Для начала, в качестве метаповерхности был выбран слой графена, подверженный неупругим деформациям (рис. 2).

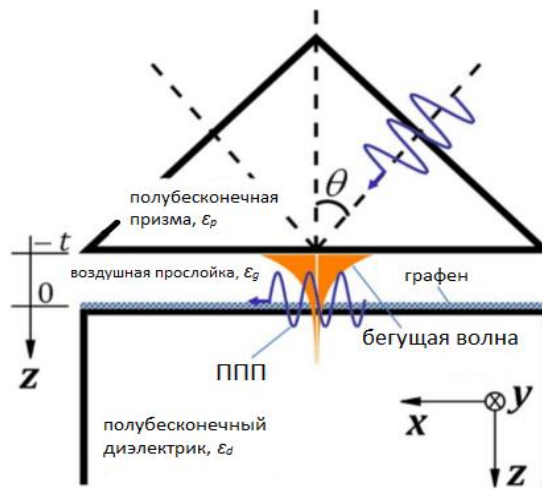


Рисунок 1. Поперечное сечение возбуждения поверхностного плазмона в графене с использованием геометрии Отто.

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 [2]. Таким образом мы получаем:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma(\omega)(1 \pm 2\beta s_y/2), \quad (3)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 2\sigma(\omega)\beta s_x/2, \quad (4)$$

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), $t = 2 \text{ мкм}$, $\mu_{ch} = 0.5 \text{ эВ}$, $\beta = 2$, $\Gamma = 0.11 \text{ мэВ}$.

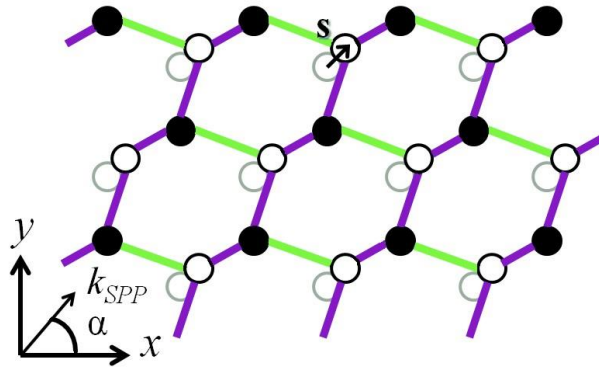


Рисунок 2. Неупругие деформации поверхностных плазмонов, приводящие к появлению анизотропии относительно направления распространения поверхностных плазмонов.

На рисунке 3 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 значений при увеличении отклонения направления падающей волны от вектора деформации.

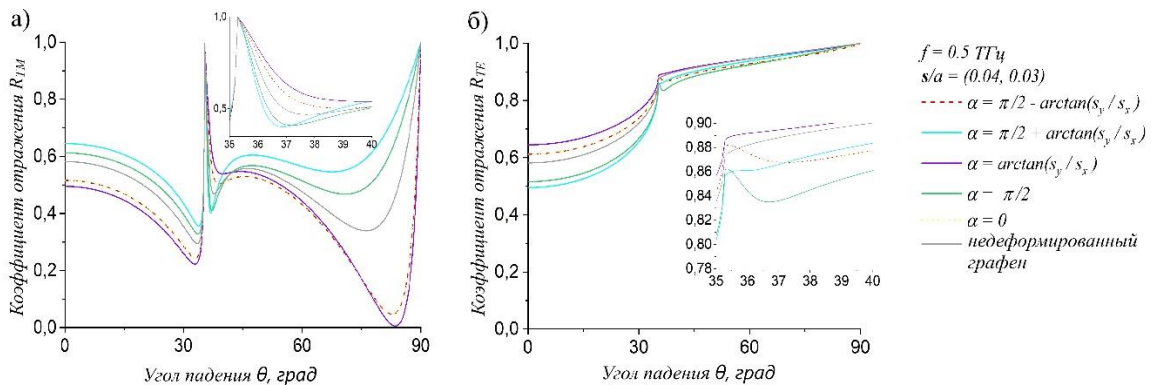


Рисунок 3. Спектр коэффициента отражения для различных значений угла распространения в плоскости xu [A4].

Далее мы заменили деформированный графеновый слой на гиперболическую метаповерхность на основе графена. Тензор проводимости гиперболической метаповерхности имеет следующий вид [3]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{eff} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Компоненты такого тензора можно рассчитать по следующим формулам:

$$\sigma_{xx}^{eff} = \frac{L\sigma_c}{W\sigma_c + G\sigma}, \quad (6)$$

$$\sigma_{yy}^{eff} = \sigma \frac{W}{L}, \quad (7)$$

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.

При расчетах коэффициентов отражения были использованы следующие параметры структуры: $T = 300$ K, $\epsilon_p = 12$ – кремний (Si), $\epsilon_g = 1$ – воздух, $\epsilon_d = 4$ – диоксид кремния (SiO₂), $t = 2$ мкм, $\mu_{ch} = 0,2 - 0,8$ эВ, $\Gamma = 0.11$ мэВ, $L = 100$ нм.

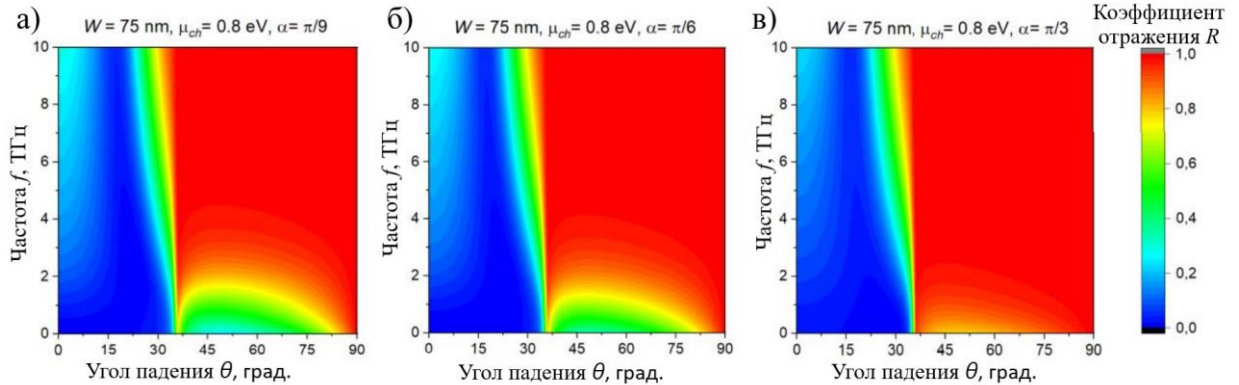


Рисунок 4. Коэффициент отражения как функция частоты f и угла падения θ для падающей волны с поляризацией ТМ для различных углов ориентации метаповерхности α . Параметры гиперболической метаповерхности: $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ.

На рисунке 4. представлены результаты расчета зависимости коэффициента отражения от частоты и угла падения для метаповерхности с шириной графеновой полосы $W = 75$ нм и химическим потенциалом $\mu_{ch} = 0,8$ эВ, ориентированная под углом α относительно плоскости падающего света. На низких частотах видна область с малыми значениями коэффициента отражения, которые соответствуют значениям угла падения примерно до 35 градусов. Полное внутреннее отражение нарушается при малых углах ориентации метаповерхности (на рис. 4.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 4.б затухание отчетливо видно при $\alpha = \pi/6$, но частотная область немного уже. При $\alpha = \pi/3$ (см. рис. 4.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.

Зафиксируем частоту падающего излучения на уровне $f = 1$ ТГц и рассчитаем диаграмму отражения в параметрах $\alpha - \theta$. Результаты расчетов приведены на рисунке 5. Здесь представлены диаграммы для различных значений химического потенциала графена. Можно заметить, что при более высоких

химических потенциалах возбуждение плазмонов может наблюдаться в большом диапазоне углов падения и углов ориентации метаповерхности. С уменьшением химического потенциала снижается и эффективность их возбуждения.

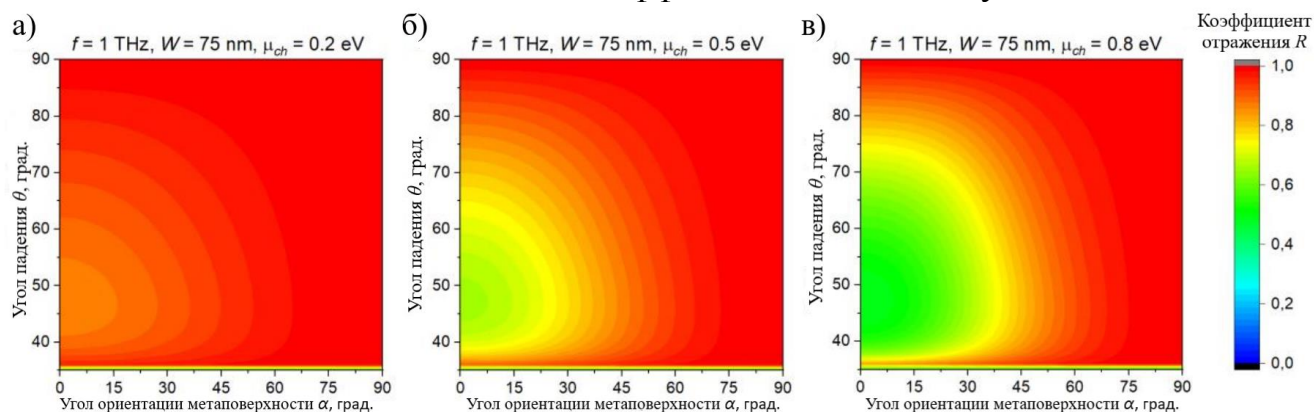


Рисунок 5. Коэффициент отражения как функция угла ориентации метаповерхности α и угла падения θ для ТМ-поляризованной падающей волны с частотой $f = 1$ ТГц и параметрами метаповерхности: а) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,2$ эВ; б) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,5$ эВ; в) $W = 75$ нм, $\mu_{ch} = 0,8$ эВ.

Далее мы рассмотрели возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в гиперболической метаповерхности в структуре, представленной на рисунке 6. 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.

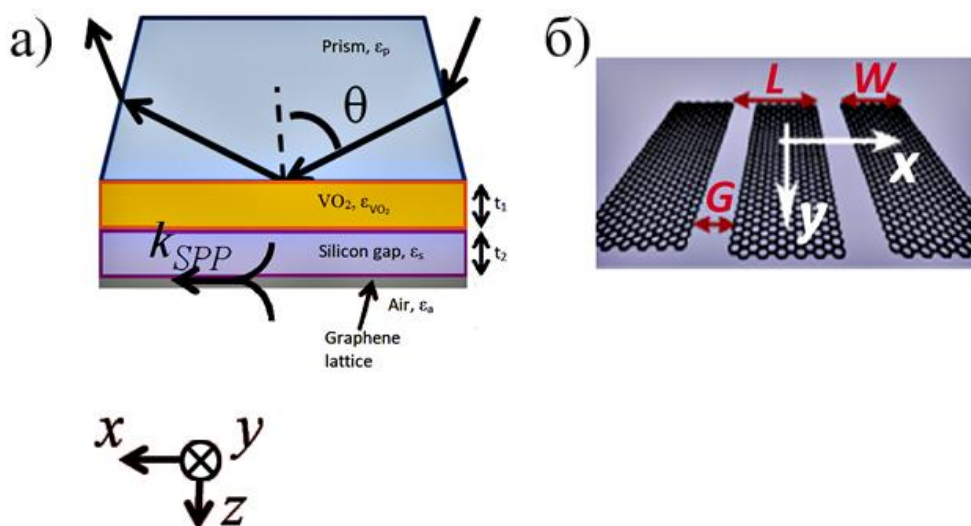


Рисунок 6. Схематическая модель возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов методом нарушенного полного внутреннего отражения (а) и гиперболическая метаповерхность на основе графена (б). [A1]

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

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

В данной работе мы рассматриваем температурную зависимость фазового состояния диоксида ванадия, взяв экспериментальные данные (рис.7) [4].

Используя модель Друде [4, 5], можно рассчитать компоненты тензора диэлектрической проницаемости VO_2 :

$$\varepsilon_{\text{VO}_2} = \varepsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}; \quad (8)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость VO_2 до фазового перехода; ω_{pl} и τ^{-1} – плазменная частота и частота соударения электронов соответственно, взятые из экспериментальных данных.

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.

Мы рассчитали коэффициенты отражения для различных температур системы (см. рис. 8). 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.

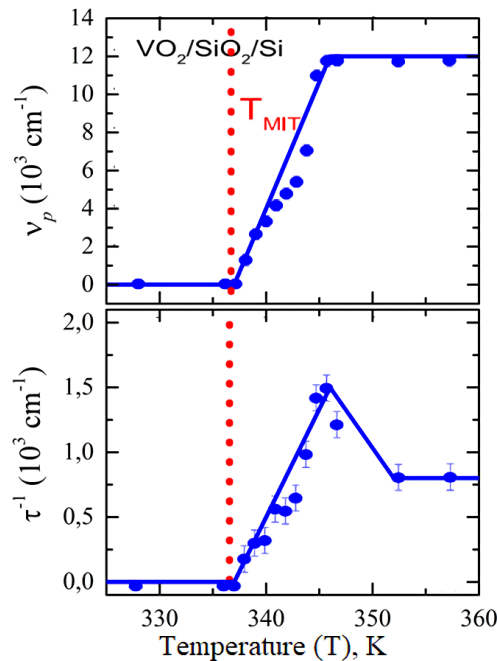


Рисунок 7. Линейная аппроксимация экспериментальных данных [4] температурной зависимости параметров модели Друде для VO_2 .

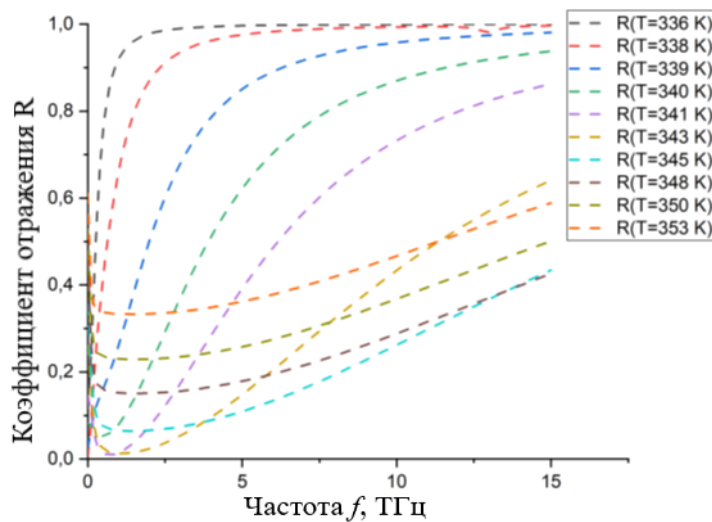


Рисунок 8. Коэффициенты отражения для различных температур конструкции. [A1]

В конце фазового перехода и при полном переходе диоксида ванадия в металлическую фазу ($T > 339$ К) 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.

В третьей главе рассмотрены изочастотные контуры (т.е. линии в пространстве $k_x k_y$ при фиксированной частоте) поверхностных плазмонных поляритонов (ППП) в слоистых структурах с гиперболической метаповерхностью на основе графена 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 [4].

Распространение поверхностных плазмонов рассчитывается в структуре, изображенной на рисунке 9. Гиперболическая метаповерхность, находящаяся в плоскости xy при $z=0$, расположена на подложке из диэлектрика SiO_2 толщиной t , которая в свою очередь расположена на полубесконечном пространстве, состоящем из VO_2 , претерпевающим фазовый переход первого рода, в результате которого большинство его физических свойств кардинально изменяются [6].

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 $\pm x$; (9)

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

вдоль $\pm y$; (10)

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

вдоль $\pm z$. (11)

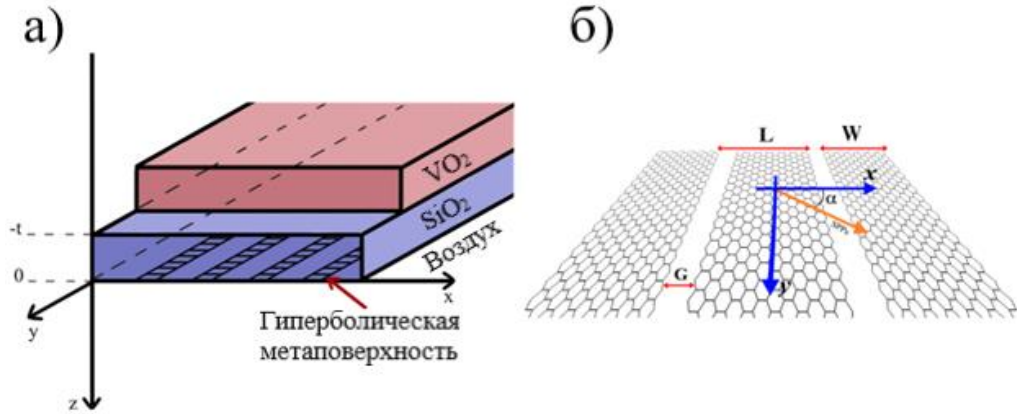


Рисунок 9. а) исследуемая структура; б) гиперболическая метаповерхность на основе графена. [A2]

На рисунке 7 представлены экспериментальные данные плазменной частоты (ν_p) и частоты соударения электронов (τ) VO₂ в ходе фазового перехода [4]. 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. Применив к этим данным линейную аппроксимацию и используя модель Друде [5], можно рассчитать компоненты тензора диэлектрической проницаемости VO₂:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}, \\ \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2(\omega + i\tau^{-1})}{\omega((\omega + i\tau^{-1})^2 - \omega_H^2)}, \\ \varepsilon_a &= \frac{\omega_{pl}^2\omega_H}{\omega((\omega + i\tau^{-1})^2 - \omega_H^2)}, \end{aligned} \quad (12)$$

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.

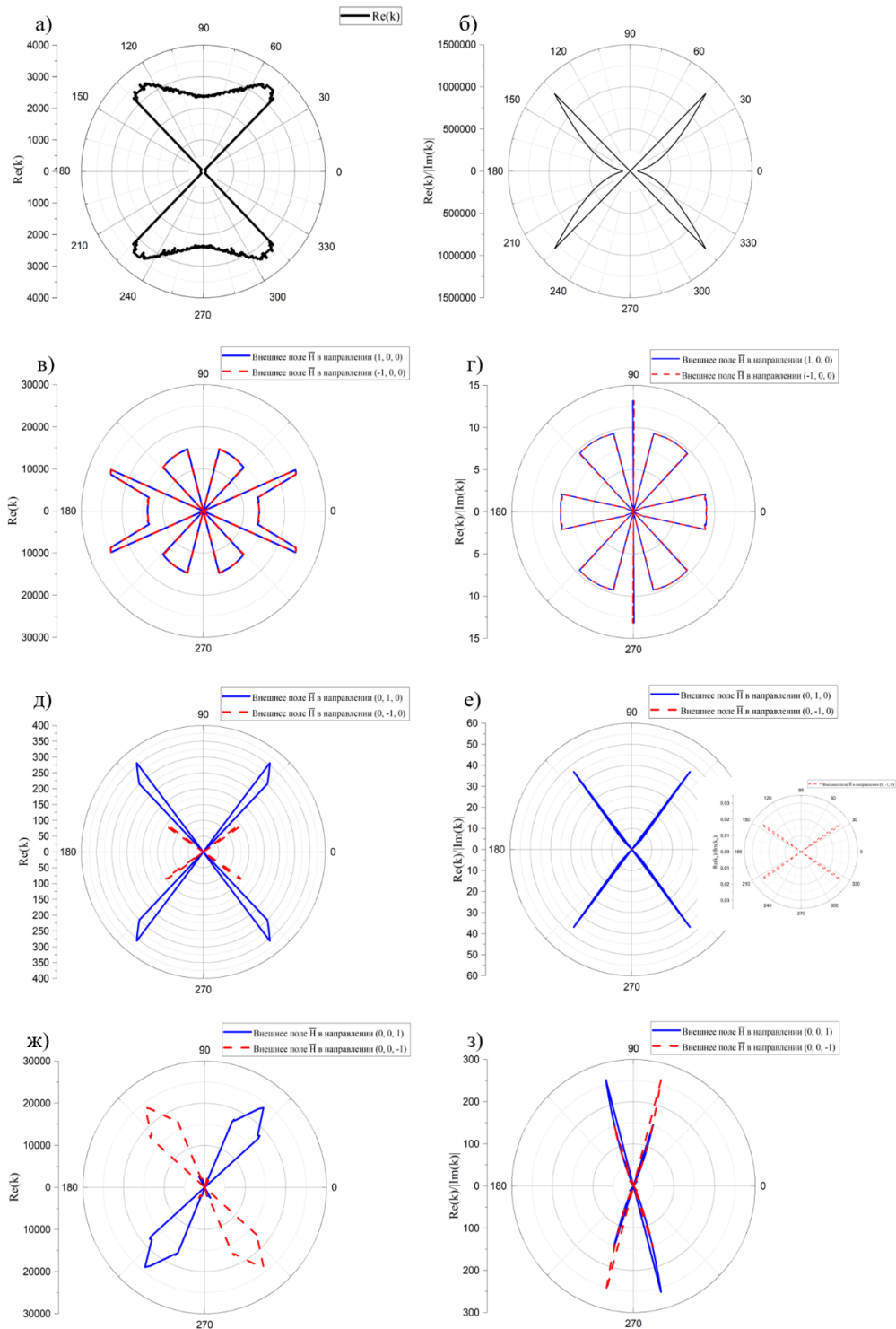


Рисунок 10. Изочастотные контуры поверхностных плазмонов: а), б) – до фазового перехода VO_2 ($T = 320 \text{ K}$); в), г) – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02 \text{ K}$), внешнее поле вдоль оси x ; д), е) – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02 \text{ K}$), внешнее поле вдоль оси y ; ж), з) – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02 \text{ K}$), внешнее поле вдоль оси z . [A2]

Как видно из рисунка 10 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 .

В случаях когда внешние магнитные поля лежат параллельно осям x (рис 10.в и 10.г) и z (рис. 10.ж и 10.з) изменение направления поля зеркально отражает картину распространения плазмонов относительно оси y . Например из рисунка 10.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. 10.д и 10.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.

Также в данной главе было рассмотрено эффективное магнитное поле индуцируемое за счет обратного эффекта Фарадея при распространении ППП с частотой ω . Индуцированная намагниченность пропорциональна векторному произведению \vec{E} и \vec{E}^* :

$$\vec{M} \propto [\vec{E}, \vec{E}^*]. \quad (13)$$

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. 11).

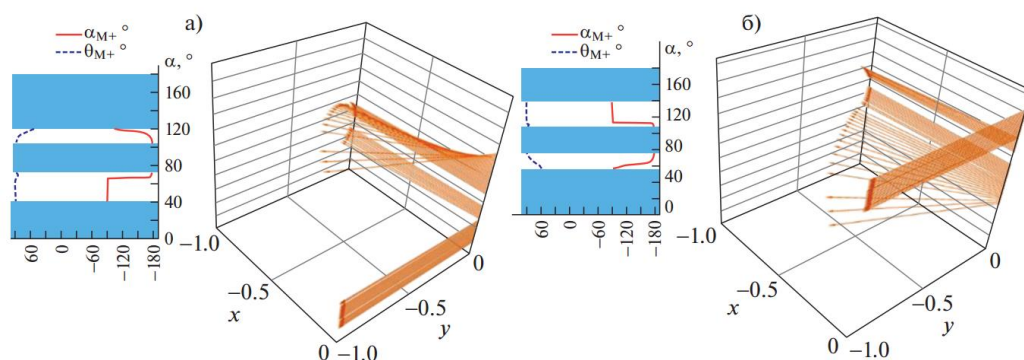


Рисунок 11. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагниченности: а) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 0, 1)$; б) внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 0, -1)$. [A2]

Четвертая глава посвящена изучению магнитной модуляции поверхностных плазмон-поляритонов в гиперболических метаповерхностях и их спектральной зависимости. 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:

$$k_{\text{ППП}}(\pm M) = k_{\text{ППП}}^0 + \Delta k_{\text{ППП}}(\pm M). \quad (14)$$

В простейшей реализации гиперболической метаповерхности, изображенной на рисунке 12, она 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. Металлические полосы наклонены на угол θ относительно направления распространения поверхностных плазмон-поляритонов. Такая метаповерхность может быть описана следующим двумерным тензором проводимости [7]:

$$\hat{\sigma}_M = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}^T, \quad (15)$$

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_{2D} \frac{W}{C}, \quad (16)$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{L\sigma_c\sigma_{2D}}{W\sigma_c + G\sigma_{2D}}, \quad (17)$$

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

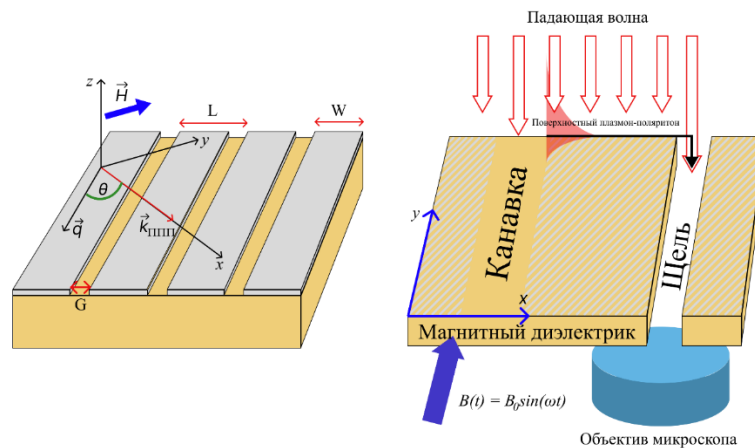


Рисунок 12. Метаповерхность, состоящая из проводящих полосок, разделенных зазорами. ППП распространяются вдоль метаповерхности под углом θ по отношению к полоскам с волновым вектором $k_{\text{ППП}}$. Внешнее магнитное поле прикладывается перпендикулярно к $k_{\text{ППП}}$.

Подложка описывается с использованием тензора диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\varepsilon}_{sub} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

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 $k_{ППП}(+B) \neq k_{ППП}(-B)$. Таким образом, волновое число ППП может модулироваться внешним магнитным полем.

Предположив, 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 $\varepsilon_M = -131,95 + 15,65i$ [8]. 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 [9] и диагональную составляющую диэлектрической функции $\varepsilon_{\perp} \approx 5$ [10]. 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 [11], 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:

$$k_{ППП}(\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}) \approx k_{ППП}^0 + k'_{ППП}(0)\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp} \quad (19)$$

мы получаем:

$$|k_+ - k_-|/2 \approx |k'_{ППП}(0)||\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}|. \quad (20)$$

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. 13).

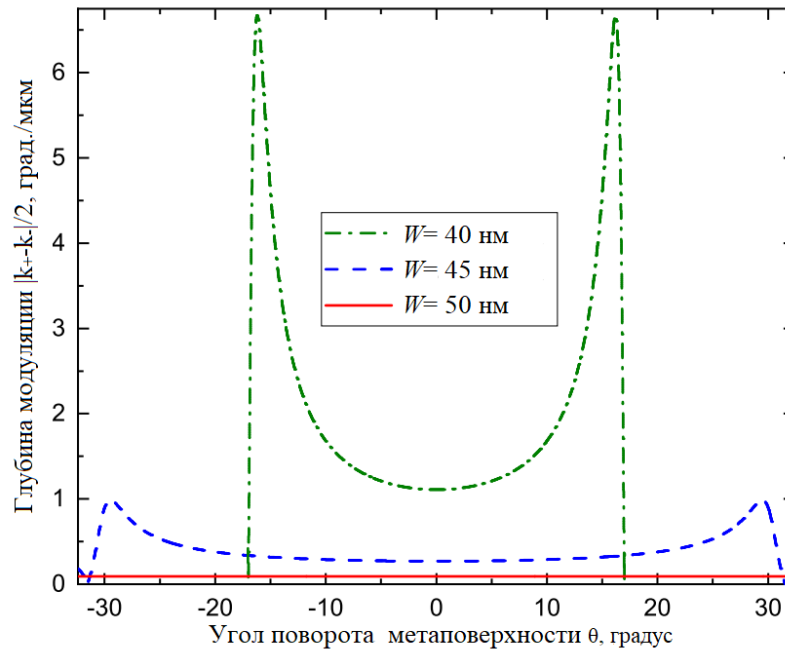


Рисунок 13. График глубины модуляции $|k_+ - k_-|/2$, который демонстрирует фазовый сдвиг, накопленный ППП при распространении на расстояние 1 мкм при изменении направления магнитного поля: $W = 40$ нм (пунктирная линия), $W = 45$ нм (штрихпунктирная линия), $W = 50$ нм (сплошная линия, соответствующая однородной золотой пленке). Периодичность метаповерхности $L = 50$ нм. [A3]

Для однородной золотой пленки глубина модуляции составляет приблизительно 0,2 град/мкм, что сопоставимо с модуляцией, наблюдаемой в гибридных многослойных слоях металл-ферромагнетик [12].

Дальность распространения поверхностных плазмон-поляритонов зависит от их направления относительно оси метаповерхности. Чтобы оценить оптимальные экспериментальные условия для максимизации производительности магнитоплазмонных модуляторов, произведение $(Re[\Delta k]^2 + Im[\Delta k]^2)^{1/2} L_{ППП}$, где $L_{ППП}$ - длина затухания поверхностных плазмон-поляритонов (расстояние, на котором интенсивность ППП уменьшилась в e раз), дает достаточную оценку добротности [13]. На рисунке 15 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. Уменьшение ширины золотых полосок 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.

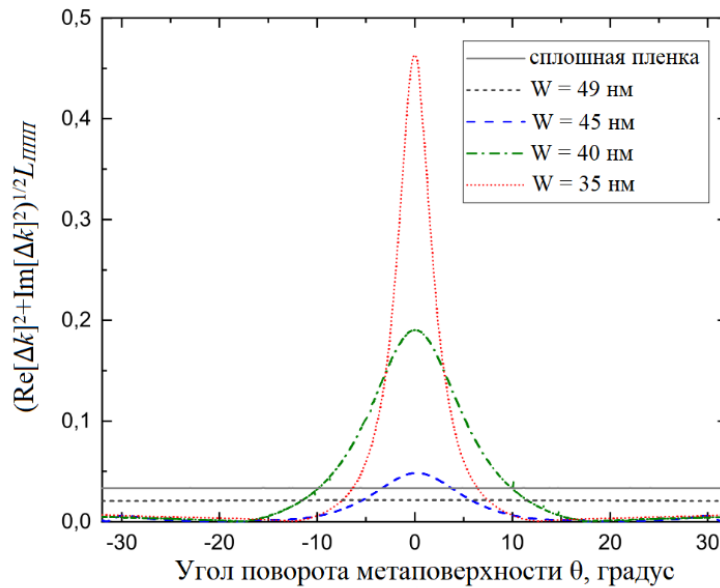


Рисунок 15. Изменение добротности $(\text{Re}[\Delta k]^2 + \text{Im}[\Delta k]^2)^{1/2} L_{\text{ППП}}$ при изменении направления распространения ППП относительно ориентации золотой полосы.

[А3]

Показав, что гиперболическая метаповерхность позволяет увеличить магнитную модуляцию поверхностных плазмон-поляритонов, мы исследовали влияние геометрических параметров метаповерхности, таких как ее периодичность и коэффициент заполнения, на модуляцию, а также на ее спектральные характеристики. Чтобы быть приближенным к реальному эксперименту, для численного расчета мы использовали экспериментальные данные по спектральной зависимости диэлектрических проницаемостей золота (Au) и серебра (Ag) [8] в качестве материалов метаповерхностной основы и железо иттриевый гранат, допированный висмутом (Vi-ЖИГ) в качестве магнитно-диэлектрической подложки [10]. В таблице 1 приведены вышеупомянутые данные в спектральном диапазоне 660-1500 нм. Спектральные характеристики Vi-ЖИГ были пересчитаны из фарадеевского вращения Φ_F [11] следующим образом $\epsilon_a \approx (\Phi_F/\pi)\lambda_0\epsilon_{\perp}^{1/2}$.

Длина волны, нм	Vi-ЖИГ [10, 11]		Ag [8]	Au[8]
	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. 16 рассчитаны изочастотные контуры метаповерхностей на основе Ag (16.а-16.г) и Au (16.д-16.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. 16.б и рис. 16.е), что означает, что ППП могут распространяться только в некотором угловом диапазоне. Волновое число поверхностных плазмонов значительно увеличивается вблизи краев этого углового диапазона. Контур, соответствующий разной ориентации намагниченности, практически не различимы друг от друга, однако на рисунках 16.а и рис. 16.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 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.

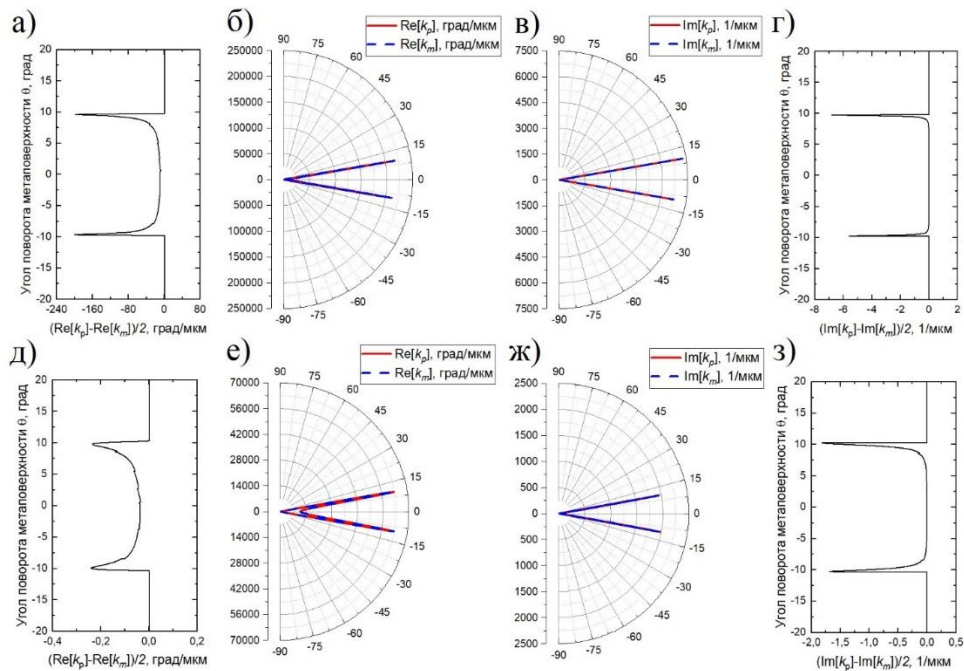


Рисунок 16. Глубина модуляции и изочастотные контуры на длине волны $\lambda = 1500$ нм, с периодом $L = 50$ нм и шириной полос $W = 30$ нм: а), б), в), г) для метаповерхности на основе серебра; д), е), ж), з) для метаповерхности на основе золота.

На рисунке 17 демонстрируется влияние длины волны на глубину модуляции и ее добротность для серебра (слева) и золота (справа) при различной ширине полосок метаповерхности с периодом $L = 50$ нм и угле поворота метаповерхности $\theta = 0^\circ$. Рост длины волны и ширины полосок уменьшает глубину модуляции. Так при $\lambda = 660$ нм и $W = 20$ нм глубина модуляции для серебра достигает $(Re[k_p] - Re[k_m])/2 \approx -367$ 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. 17.а-17.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 $W = 50$ глубина модуляции меняет знак в обоих случаях. Это может быть связано с переходом метаповерхности от гиперболической к эллиптической топологии на этих длинах волн.

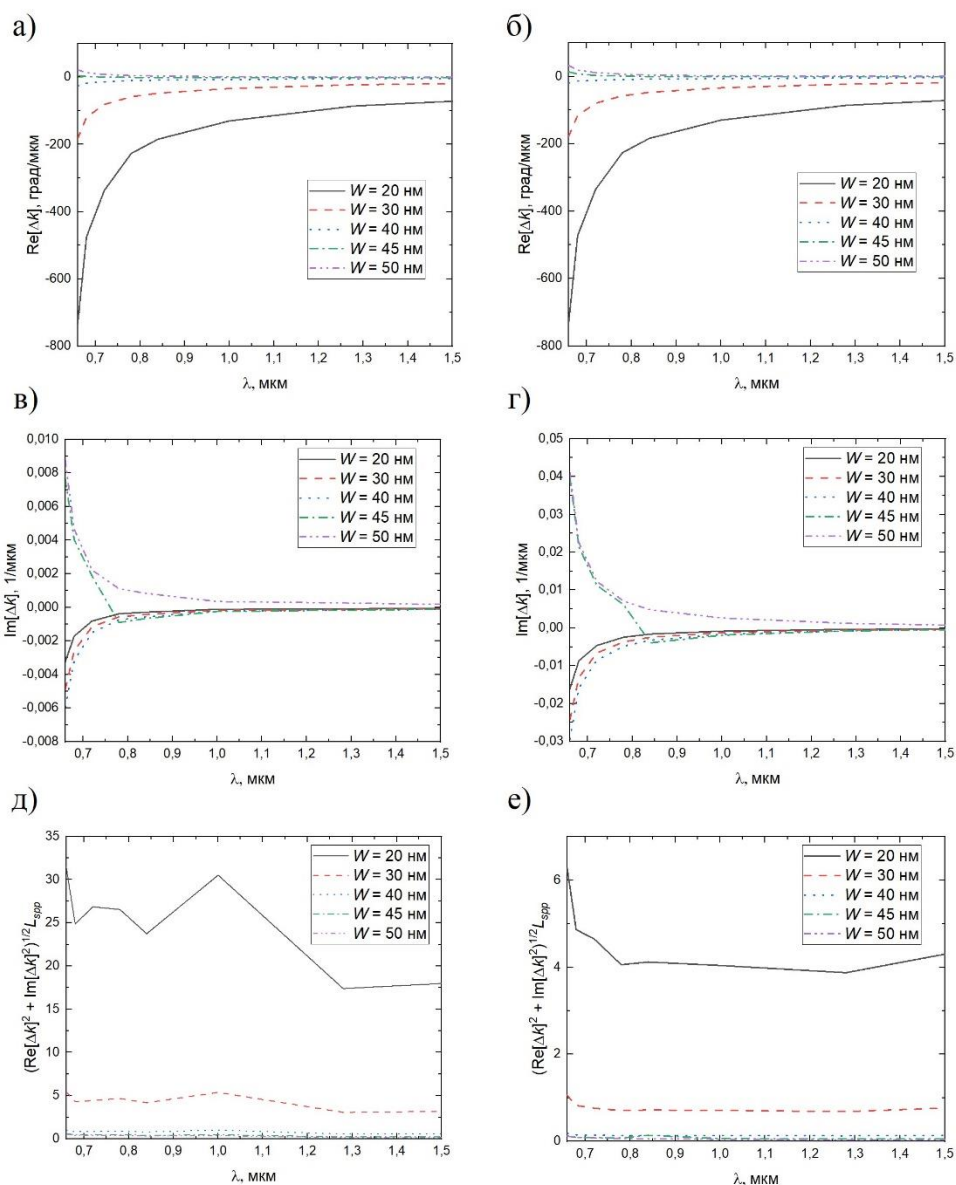


Рисунок 17. Спектральные зависимости глубины и добротности магнитной модуляции: а), в), д) для метаповерхности на основе серебра; б), г), е) для метаповерхности на основе золота.

В заключении приведены общие выводы по диссертационной работе:

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 ($T>339$ К) 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.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

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. 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.
2. Oliva-Leyva, M. Effective Dirac Hamiltonian for anisotropic honeycomb lattices: Optical properties / M. Oliva-Leyva, G.G. Naumis // Physical Review B. – 2016. – Т. 93. – №. 3. – С. 035439.
3. Gomez-Diaz, J. S. Hyperbolic Plasmons and Topological Transitions Over Uniaxial Metasurfaces / J. S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // Physical review letters. – 2015. – Т. 114. – №. 23. – С. 233901.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. Johnson, P. B. Optical Constants of the Noble Metals / P. B. Johnson, R. W. Christy // *Physical Review B*. – 1972. – T. 6. – №. 12. – C. 4370-4379.
 9. 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.
 10. 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.
 11. 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.
 12. Temnov, V.V. Ultrafast acousto-magneto-plasmonics / V.V. Temnov // *Nature Photonics*. – 2012. – T. 6. – №. 11. – C. 728-736.
 13. 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.