

На правах рукописи



КУЗЬМИН ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И ПЛАЗМОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

Специальность 1.3.8 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

ЧЕЛЯБИНСК – 2022

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

Научный консультант — доктор физико-математических наук, профессор **Бычков Игорь Валерьевич**.

Официальные оппоненты:

Белотелов Владимир Игоревич, доктор физико-математических наук, профессор РАН, руководитель группы Международного центра квантовой оптики и квантовых технологий, г. Москва.

Фридман Юрий Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры теоретической физики ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского», г. Симферополь.

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

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова».

Защита состоится 23 декабря 2022 года в 12 ч. 00 м. на заседании диссертационного совета 24.2.431.01 Челябинского государственного университета по адресу: 454001, УрФО, Челябинская обл., г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, д. 129.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Челябинского государственного университета.

Автореферат разослан __ октября 2022 года.

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

М.А. Загребин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Графен - уникальный материал для изучения фундаментальных пределов плазмоники. Помимо предельной толщины в один атомный слой, его концентрацию носителей можно регулировать с помощью химического легирования или приложения электрического поля. Таким образом, электродинамические свойства графена могут варьироваться от высокопроводящих до диэлектрических. Графен поддерживает сильно локализованные, распространяющиеся поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) в широком спектральном диапазоне от терагерцовых до средних инфракрасных частот. Он также обладает сильным магнитооптическим откликом и, таким образом, обеспечивает дополнительную архитектуру к обычной магнитоплазмонике на основе магнитооптически активных металлов или диэлектриков. Все эти нетривиальные физические свойства связаны со внутренней структурой графена.

Дираковский характер квазичастиц в графене приводит к необычной динамике электронов и дырок. Например, нетрадиционный квантовый эффект Холла, конечная эффективная циклотронная масса для безмассовых квазичастиц Дирака, которая изменяется пропорционально квадратному корню из числа носителей. Из экспериментальных измерений спектров пропускания графена было обнаружено, что динамическая проводимость не зависит от частоты для видимого света $\sigma(\omega) = e^2/4\hbar$.

Графен обычно описывается в терминах бесщелевых дираковских фермионов. В зоне Бриллюэна графена есть две точки К, в которых пересекаются зона проводимости и валентная зона. Дисперсию электронов можно считать линейной в широком диапазоне волновых векторов. Суммирование вкладов этих точек приводит к общему квантовому выражению для динамической проводимости графена, зависящему как от частоты ω , так и от волнового вектора \mathbf{k} . В оптическом диапазоне пространственной дисперсией проводимости можно пренебречь. Эта проводимость представляет собой сумму двух вкладов $\sigma(\omega) = \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega)$. Первый член $\sigma_{intra}(\omega)$, соответствующий процессу внутризонного электрон-фононного рассеяния, имеет поведение, подобное поведению Друде, в высокочастотном режиме $\omega \gg \max(kv_F, \tau^{-1})$, где v_F – скорость носителей (скорость Ферми), а τ – время релаксации носителей

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

в то время как второй, $\sigma_{inter}(\omega)$, соответствует прямым межзонным электронным переходам и играет ведущую роль около края поглощения $\hbar\omega \approx 2\mu_{ch}$

$$\sigma_{inter}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left[\frac{\hbar\omega - 2\mu_{ch}}{2k_B T} \right] - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_{ch})^2}{(\hbar\omega - 2\mu_{ch})^2 + (2k_B T)^2} \right\}. \quad (2)$$

Для высококачественного графена время релаксации при комнатной температуре составляет около 0,1 пс. Химический потенциал графена (или энергия Ферми) $\mu_{ch} \approx \hbar v_F (\pi n)^{1/2}$ определяется поверхностной плотностью носителей n и скоростью Ферми $v_F \approx 10^6$ м/с.

Экспериментальные исследования показали, что вращение Фарадея в однослойном графене может достигать гигантских значений 6 градусов в магнитном поле 7 Тесла в дальнем инфракрасном диапазоне, около 1 градуса в слабых магнитных полях $< 0,7$ Тл в ТГц диапазоне частот, и в магнитных полях < 5 Тл на микроволновых частотах, соответствующих телекоммуникациям, сотовым телефонам, Wi-Fi и т.д. Тензор проводимости графена во внешнем магнитном поле был рассчитан в нескольких работах, и результаты, основанные на этих теориях, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Магнитооптические свойства графена открывают путь к применениям в магнитоплазмонике. В отличие от плазмонных возбуждений, которые обычно ТМ-поляризованы (магнитная составляющая электромагнитной волны направлена перпендикулярно направлению распространения волны), магнитоплазмоны (МПл) в графене представляют собой гибридные ТМ-ТЕ моды (все компоненты электрического и магнитного полей отличны от нуля). В однослойном графене помещенном в магнитное поле возникает ансамбль слабо затухающих квази ТЕ-мод, разделенных магнито-плазмон-поляритонными модами (МПП). В графеновой полосе конечной ширины МПП, распространяющиеся в поперечном направлении, могут образовывать резонансы стоячей волны поперек полосы. Такие моды называют объемными 2D-модами графеновой полосы. Возбуждение этих МПл мод может существенно повлиять на магнитооптический отклик графеновых наноструктур: формирование слоя графена в виде графеновых полосок позволяет производить то же фарадеевское вращение при гораздо меньших магнитных полях. Объемные МПл и МПП присущи протяженным пленкам графена, где граничными эффектами пренебрегают. В структурах конечного размера краевые эффекты становятся важными, поскольку они приводят к возникновению так называемых краевых МПл и краевых МПП, распространяющихся вдоль края. Аналогичная ситуация наблюдается в графеновых дисках в магнитном поле.

Метаповерхности (МП) являются 2D-аналогами 3D-метаматериалов. Они состоят из субволновых строительных блоков (так называемых “мета-атомов”), периодически расположенных на поверхности. Такие ультратонкие структуры перспективны для манипулирования светом в наномасштабе: они демонстрируют аномальное отражение, распространение без дифракции, позволяют создавать оптические вихри, проявляют фотонный спиновый эффект Холла и т.д. Оптический отклик такой МП может быть описан тензором анизотропной проводимости:

$$\hat{\sigma}_{meta} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где все компоненты тензора зависят от проводимости графена $\sigma_g = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$, где σ_{intra} и σ_{inter} задаются уравнениями (1) и (2). Возможен топологический переход от эллиптической к гиперболической топологии через режим σ -около-нуля. В случае эллиптической топологии МПП могут распространяться во всех направлениях, в гиперболическом случае их распространение допускается только в некоторых направлениях. Физически гиперболическая МП обладает металлическими свойствами в одном направлении, и диэлектрическими - в ортогональных.

Несмотря на большое количество работ по плазмонике и магнитооптике графена и графеновых структур, многие динамические свойства различных наноструктур остаются неисследованными. В частности, в структурах, сочетающих в себе магнитные материалы и графен, магнитооптические отклики элементов структуры могут складываться и усиливать друг друга; существование гиперболических плазмонов в метаповерхностях может приводить к гигантской оптической активности в цилиндрических наноструктурах на их основе. С учетом вышесказанного следует, что исследования динамических свойств, магнитооптических и плазмонных эффектов в наноструктурах и метаповерхностях на основе графена является актуальным направлением физики конденсированного состояния

Цели и задачи. Цель работы – развитие теории и исследование магнитооптических и плазмонных эффектов в наноструктурах и метаповерхностях, содержащих графен и магнитные материалы во внешних магнитных полях.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

Рассчитать коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн в сэндвич структуре графен – магнитный полупроводник – графен и в многослойных структурах графен – магнитный полупроводник во внешнем магнитном поле.

Определить дисперсионные характеристики и распределения поля электромагнитной волны в планарном плазмонном волноводе из двух слоев графена с гиротропной средой во внешнем магнитном поле.

Рассчитать коэффициенты отражения от структуры диэлектрик – воздух – деформированный графен – диэлектрик для оценки эффективности возбуждения ППП в деформированном графене методом нарушенного полного внутреннего отражения в конфигурации Отто.

Определить влияние графенового покрытия на угол поворота спекл-картины излучения в гиротропном оптоволокне.

Исследовать вращение распределения интенсивности ППП в цилиндрическом плазмонном волноводе на основе графена во внешнем магнитном поле.

Получить и проанализировать характеристическое уравнение поперечно-электрических мод, распространяющихся в цилиндрическом плазмонном волноводе на основе графена.

Рассчитать распределение магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении плазмонных мод в цилиндрическом волноводе на основе графена и в структуре графен – диэлектрик – металл.

Определить условия возникновения гиперболического поведения ППП в метаповерхностях на основе усиливающих и диссипативных сред.

Получить условие генерации второй гармоники ППП, распространяющихся вдоль графеновой метаповерхности.

Получить характеристическое уравнение плазмонных мод в графеновых метатрубках, рассчитать частоты резонансов Фабри-Перо в трубках конечной длины, построить резонансные кривые мод в мета-торах.

Рассчитать величину магнитной модуляции волнового числа ППП в гиперболической метаповерхности на гиротропной подложке.

Научная новизна.

1. Исследовано отражение электромагнитных волн от слоистых структур графен – магнитный полупроводник в магнитном поле в конфигурациях Фарадея и Фойгта.
2. Впервые продемонстрирована возможность переключения распределения интенсивности ППП в планарном плазмонном волноводе из двух слоев графена с магнитоактивной сердцевинной.
3. Изучены особенности вращения спекл-картины света, распространяющегося по магнитоактивному оптоволокну, покрытому графеном в магнитном поле. Показана возможность изменения угла поворота спекла как внешним магнитным полем, так и при изменении химического потенциала графена.
4. Впервые предсказано гигантское фарадеевское вращение ППП-мод графеновых нанопроводов с магнитоактивной сердцевинной.
5. Изучены особенности распространения ТЕ-поляризованных плазмон-поляритонных мод в цилиндрическом графеновом волноводе.
6. Впервые получено распределение магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении плазмонных мод вдоль графенового нанопровода.
7. Исследован обратный эффект Фарадея в планарной структуре графен – диэлектрик – металл при распространении ППП.
8. Предложена принципиально новая концепция формирования гиперболической МП за счет конкуренции оптических потерь и усиления. Показана возможность реализации такой МП на основе элементов из плазмонных материалов с оптическими потерями, внедренных в усиливающую матрицу.
9. Впервые рассчитано условие фазового синхронизма ППП основной и удвоенной частот для наблюдения эффекта генерации второй гармоники в МП на основе графена.
10. Предсказана гигантская оптическая активность метатрубок на основе графена, возможность однонаправленного распространения мод, исчезновения резонансов Фабри-Перо в трубках конечной длины и гигантское расщепление мод в мета-торах.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные результаты являются новыми и вносят вклад в понимание особенностей оптических, плазмонных и МПл эффектов в наноструктурах. Исследованные эффекты выходят за рамки графеновой плазмоники, поскольку они качественно справедливы для произвольных наноструктур, сформированных искусственными 2D-метаповерхностями, поддерживающими распространяющиеся ППП. Результаты могут стать основой для разработки принципиально новых устройств обработки и хранения информации.

Методы исследования. При решении поставленных в данной работе задач использовались хорошо зарекомендовавшие себя аналитические и численные методы:

1. Моделирование электродинамических процессов при помощи системы уравнений Максвелла при гармонической зависимости полей от времени и координаты;

2. Моделирование электродинамических свойств сплошных сред путем введения тензора диэлектрической проницаемости или проводимости с частотной дисперсией;
3. Метод матриц переноса для описания электродинамических свойств слоистых сред;
4. Численные методы для решения нелинейных и трансцендентных уравнений.

Личный вклад автора отражен в постановке всех задач, рассмотренных в диссертации, выборе методов исследования, проведении численных расчетов, анализе и обсуждении полученных результатов, формулировке основных выводов. Большинство опубликованных работ написано лично автором, остальная часть совместно с соавторами И.В. Бычковым, М.О. Усиком, О.Г. Харитоновой, В.А. Толкачевым, В.В. Темновым, В.Г. Шавровым, Л.Н. Котовым, причем вклад диссертанта был определяющим.

Результаты расчетов возбуждения ППП в деформированном графене получены М.О. Усиком.

Результаты расчетов обратного эффекта Фарадея в структуре графен - диэлектрик – металл получены В.А. Толкачевым.

Результаты расчетов условия фазового синхронизма для генерации второй гармоники в метаповерхности на основе графена получены М.О. Усиком и О.Г. Харитоновой.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. В микроволновом диапазоне частот коэффициент пропускания электромагнитных волн через слоистую структуру графен – магнитный полупроводник изменяется на 40 % в магнитных полях до 2 кЭ. На терагерцовых частотах изменение составляет до 25 % в магнитных полях до 10 кЭ. Поглощение изменяется до 30 % внешним магнитным полем до 10 кЭ при толщине структуры 100 нм.
2. При изменении направления внешнего магнитного поля в гиротропной среде между двумя слоями графена наблюдается полное переключение ППП на длине волны 1,247 мкм при толщине структуры 25 нм.
3. При возбуждении ППП в деформированном графене методом нарушенного полного внутреннего отражения, эффективность возбуждения зависит от направления распространения ППП и изменяется от 1 (вдоль направления деформации) до 0,4 (в поперечном направлении).
4. Вращением спекл-картины линейно поляризованного света, прошедшего через покрытое графеном оптическое волокно, помещенное во внешнее магнитное поле можно управлять, изменяя химический потенциал графена. Величина обратного вращения достигает 17° в магнитном поле до 30 кЭ.
5. При инверсии внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси нанопроволоки, плазмонные моды высокого порядка могут поворачиваться на угол до $\sim 100^\circ$ на расстояниях около 500 нм на средних инфракрасных частотах.
6. ТЕ-поляризованные плазмонные моды, поддерживаемые цилиндрическим волноводом на основе графена, существуют при радиусе сердцевины более 500 нм на частотах от ближнего инфракрасного до видимого света.
7. Внутри и снаружи нанопроволоки, покрытой графеном, при распространении

плазмонных мод за счет ОЭФ индуцируется вихреподобное магнитное поле с противоположными направлениями вращения. Моды высоких порядков индуцируют дополнительно продольную составляющую магнитного поля.

8. Наведенное магнитное поле в структуре графен-диэлектрик-металл за счет ОЭФ достигает ~ 10 кЭ при изменении химического потенциала графена.

9. В графеновых метатрубках наблюдается гигантское вращение азимутальных плазмонных мод (угол поворота $\sim 100^\circ$ на 1 мкм), киральность метатрубок приводит к исчезновению резонансов Фабри-Перо. Метатор, обладает спектром азимутальных резонаторных мод с большим расщеплением в зависимости от направления распространения ППП.

10. МП из проводящих элементов, внедренных в матрицу из усиливающей среды, обладает гиперболическим поведением ППП. Для пластин из кобальта, внедренных в матрицу на основе полупроводниковых квантовых точек при длине волны 1560 нм гиперболичность наблюдается при факторе заполнения от 0.67 до 0.96. Магнитная модуляция ППП в гибридной магнитоплазмонной структуре, состоящей из гиперболических плазмонных МП и магнитной диэлектрической подложки, на порядок выше, чем в гибридных металл - ферромагнитных структурах и однородных пленках.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность результатов обеспечивается корректностью математической постановки задачи, а также сравнением с результатами, полученными другими авторами. Результаты диссертации докладывались и обсуждались на Международном семинаре «Нелинейная нанофотоника встречается наномagnetизм» ("Nonlinear Nanophotonics meets Nanomagnetism", г. Ле-Ман, Франция, 2016), Международном семинаре «Топологические состояния света и смежные темы» ("Topological States of Light and Beyond", Daejeon, Korea, 2016), IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием (29 ноября - 2 декабря 2016 года, Уфа, Россия), Международной конференции «Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference» (2016, 7-9 December 2016, Paris, France), Международных конференциях «Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference» (2016 год, Париж, Франция; 2018 год, Рим, Италия), Международных конференциях «META'16-19, the 7-10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics» (2016 год, Малага, Испания; 2017 год, Инчхон, Корея; 2018 год, Марсель, Франция; 2019 год, Лиссабон, Португалия), Международном семинаре "Acousto-magneto-plasmonics meets quantum optics" (2017, Versailles, France), Московских Международных Симпозиумах по Магнетизму (2017 и 2019 гг., Москва, Россия), Международных симпозиумах «Progress In Electromagnetics Research Symposium» (2017 год, Сингапур; 2019 год, Рим, Италия), Международном симпозиуме «Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies» (2019, Санкт-Петербург), 11й Международной конференции по Магнитным и Сверхпроводящим Материалам (MSM19, Seoul, Korea), Международной конференции «Functional Materials» (ICFM-2021, 2021 год, Алушта, Крым, Россия), научных семинарах кафедры радиофизики и электроники и кафедры физики конденсированного состояния ЧелГУ.

Публикации. По результатам работы опубликованы 16 статей в журналах, рекомендованных ВАК для публикации результатов диссертаций на соискание учёной степени доктора наук и приравненных к ним, 1 глава в коллективной монографии на английском языке и 21 тезис в сборниках материалов российских и международных конференций.

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 185 страниц, включая 54 рисунка, 197 источников в списке цитируемой литературы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** показана актуальность темы исследования, степень её разработанности, приведен обзор литературы по теме диссертации, поставлены цели и задачи исследования, описана научная новизна, теоретическая и практическая значимость исследования, выбраны методы исследования, перечислены положения, выносимые на защиту, определена степень достоверности и перечислены конференции, на которых докладывались результаты.

В **первой главе** рассмотрены результаты исследования распространения поверхностных и объемных электромагнитных волн в планарных структурах на основе графена.

Рассмотрены свойства сэндвич структуры графен – магнитный диэлектрик – графен, помещенной в магнитное поле, направленное перпендикулярно слоям графена (см. рис. 1а).

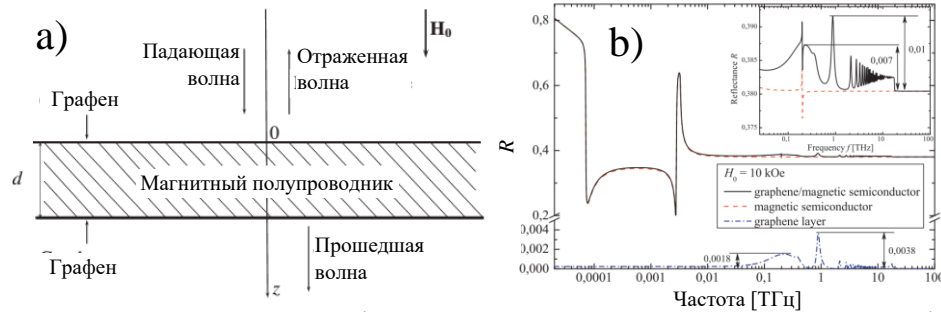


Рис. 1. Сэндвич-структура графен - магнитный диэлектрик – графен в магнитном поле (а). Частотная зависимость коэффициента отражения R электромагнитных волн от структуры (б).

Электродинамическими характеристиками магнитного полупроводника являются тензоры магнитной восприимчивости $\hat{\mu}$ и диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$, которые для бигиротропной среды имеют вид:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix}; \mu_{\perp} = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H - i\alpha\omega)}{\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 - 2i\alpha\omega\omega_H};$$

$$\mu_{\parallel} = 1 + \frac{-i\alpha\omega_M}{\omega + i\alpha\omega_H}; \mu_a = \frac{-\omega_M\omega}{\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 - 2i\alpha\omega\omega_H};$$

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}; \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]} \right);$$
(4)

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right); \varepsilon_a = \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}.$$

В (4) мы использовали следующие обозначения: $\omega_H = gH_0$, $\omega_M = 4\pi gM_0$, g - гиромагнитное отношение, M_0 - намагниченность насыщения, α - параметр затухания, ε_0 - решеточная часть диэлектрической проницаемости, $\omega_p = 4\pi n_s e^2/m^*$ и $\omega_c = eH_0/m^*c$ - плазменная и циклотронная частоты, соответственно, e и m^* - заряд и эффективная масса носителей заряда, c - скорость света в вакууме, n_s - плотность носителей, ν - эффективная частота столкновений.

Слой графена (ГС) можно представить как бесконечно тонкий проводящий слой с тензором проводимости $\hat{\sigma}$ [9, 10]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \sigma_H \\ -\sigma_H & \sigma_0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2 v_F^2 |eH_0| (\hbar\omega + 2i\Gamma)}{i\pi c} \times \sum_n \left\{ \frac{[n_F(M_n) - n_F(M_{n+1})] - [n_F(-M_n) - n_F(-M_{n+1})]}{(M_{n+1} - M_n)^3 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2 (M_{n+1} - M_n)} + \right. \\ \left. + \frac{[n_F(-M_n) - n_F(M_{n+1})] - [n_F(M_n) - n_F(-M_{n+1})]}{(M_{n+1} + M_n)^3 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2 (M_{n+1} + M_n)} \right\};$$

$$\sigma_H = \frac{e^2 v_F^2 eH_0}{\pi c} \times \sum_n \left\{ \{[n_F(M_n) - n_F(M_{n+1})] + [n_F(-M_n) - n_F(-M_{n+1})]\} \times \right. \\ \left. \times \frac{2[M_n^2 + M_{n+1}^2 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2]}{[M_n^2 + M_{n+1}^2 - (\hbar\omega + 2i\Gamma)^2]^2 - 4M_n^2 M_{n+1}^2} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $M_n = v_F(2neH_0/c)^{1/2}$ - энергия соответствующего уровня Ландау, n_F - функция распределения Ферми-Дирака, v_F - скорость электронов на поверхности Ферми, Γ/\hbar - частота рассеяния электронов.

Для решения поставленной задачи необходимо решить систему уравнений Максвелла с материальными уравнениями и граничными условиями:

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \text{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t};$$

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E}; \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H}; \mathbf{j} = \hat{\sigma}\mathbf{E}; \quad (6)$$

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \times \mathbf{n}_{12} = 0; (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \times \mathbf{n}_{12} = 4\pi\mathbf{j}/c.$$

Индексы «1» и «2» обозначают поля в первой и второй средах, соответственно, \mathbf{n}_{12} - единичный вектор нормали, направленный из первой среды во вторую. Дисперсионное уравнение в магнитном диэлектрике имеет обычный для биги-ротропных сред вид $k_{\pm} = k_0 \sqrt{(\varepsilon_{\perp} \pm \varepsilon_a)(\mu_{\perp} \pm \mu_a)}$, где $k_0 = \omega/c$ - волновое число электромагнитной волны в вакууме, индексы «+» и «-» соответствуют право- и лево- поляризованным волнам.

Решая систему уравнений (6) совместно с дисперсионным уравнением, получим амплитуды отраженной и прошедшей волн. Зная эти амплитуды, несложно вычислить энергетические коэффициенты отражения R , прохождения T и поглощения A электромагнитной волны:

$$R = \frac{|E_{xR}|^2 + |E_{yR}|^2}{|E_{x0}|^2 + |E_{y0}|^2}; T = \frac{|E_{xT}|^2 + |E_{yT}|^2}{|E_{x0}|^2 + |E_{y0}|^2}; A = 1 - R - T. \quad (7)$$

Здесь индексы « R » и « T » обозначают амплитуды отраженной и прошедшей волны, соответственно, а индекс «0» присвоен амплитуде падающей волны.

Для численного моделирования будем использовать параметры, соответствующие типичным магнитным полупроводникам: $M_0 = 160$ Гс, $\alpha = 0.05$, $g = 1.75 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹, $\varepsilon_0 = 17.8$, $m^* = 0.1 m_e$, $\omega_p = 10^{12}$ с⁻¹, $\nu = 10^{11}$ с⁻¹.

Для моделирования свойств графена будем использовать параметры $v_F = 10^6$ м/с, $\Gamma = 2 \cdot 10^{-15}$ эрг, значение химического потенциала μ_{chem} из функции распределения Ферми–Дирака зависит от температуры T и концентрации носителей заряда в графене n_0 . Для температур, близких к комнатным ($T = 300$ К) и плотности носителей $n_0 \sim 10^{11}$ см $^{-2}$ значение химического потенциала $\mu_{chem} \sim 3,5 \cdot 10^{-14}$ эрг.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 1. Видно, что увеличение коэффициента отражения, вызванное переходами носителей графена между уровнями Ландау, примерно в три раза больше для структуры графен–магнитный полупроводник, чем для отдельно стоящего слоя графена.

Исследованы свойства многослойных структур графен – магнитный диэлектрик в двух конфигурациях магнитного поля: вдоль ГС (геометрия Фойгта) и поперек слоев (геометрия Фарадея) (см. рис. 2).

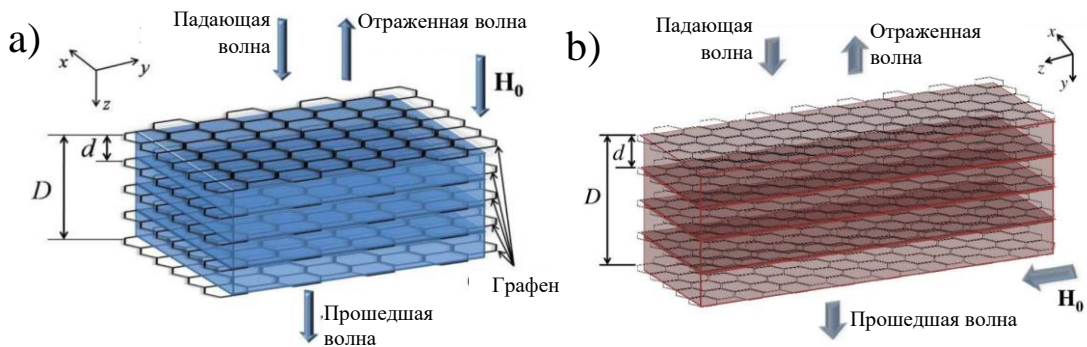


Рис. 2. Многослойные структуры графен – магнитный диэлектрик в разных конфигурациях: Фарадея (а) и Фойгта (b).

Для многослойных систем более подходящим является использование метода матриц переноса. В случае, когда уравнения Максвелла в среде разделяются на две независимых системы, описывающих поперечно электрическую (ТЕ)- и поперечно магнитную (ТМ-) поляризацию, обычно используют матрицы переноса размера 2×2 . В нашем случае из-за гиротропии среды электромагнитную волну нельзя классифицировать на ТЕ- и ТМ- волны, и, в общем случае, необходимо использовать матрицу переноса 4×4 . Матрица переноса \hat{M} связывает амплитуды тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на передней и задней границах слоя материала:

$$(E_x, E_y, H_x, H_y)_{before}^T = \hat{M}(E_x, E_y, H_x, H_y)_{after}^T.$$

Обозначим матрицу переноса ГС \hat{M}_g и матрицу переноса слоя магнитного полупроводника \hat{M}_{ms} . Верхний индекс «Т» означает транспонирование. Таким образом, передаточная матрица одного периода структуры (графен–магнитный полупроводник) равна $\hat{M}_1 = \hat{M}_g \hat{M}_{ms}$, а передаточная матрица всей структуры $\hat{M} = (\hat{M}_1)^N \hat{M}_g$, где $N = D/d$ – количество периодов структуры. Система уравнений для определения амплитуд отраженной и прошедшей волн:

$$(E_{x0} + E_{xR}, E_{y0} + E_{yR}, H_{x0} + H_{xR}, H_{y0} + H_{yR})^T = \hat{M}(E_{xT}, E_{yT}, H_{xT}, H_{yT})^T$$

Здесь, как и раньше, индексами «0», «R» и «T» обозначены амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн, соответственно. Решив эту систему уравнений, вычислены коэффициенты отражения, прохождения и поглощения. Результаты расчетов приведены на рис. 3.

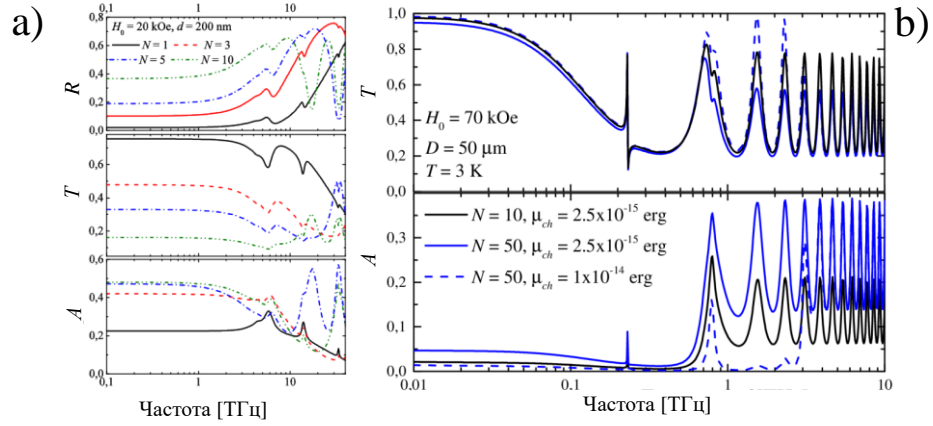


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициентов отражения R , пропускания T и поглощения A электромагнитных волн для различного числа периодов N . Конфигурация Фарадея (a) и конфигурация Фойгта (b).

Увеличение числа периодов при фиксированном размере одного периода приводит к увеличению коэффициентов отражения и поглощения и уменьшению коэффициентов пропускания. Это также приводит к смещению частот размерного резонанса, вызванному интерференцией волн, отраженных от разных границ слоев.

Далее исследуется распространение ППП в планарном плазмонном волноводе на основе двух ГС с магнитоактивной сердцевинкой при ориентации магнитного поля в плоскости ГС и перпендикулярно направлению распространения ППП. Рассмотрен плазмонный волновод, образованный двумя ГС, заполненными гиротропным ядром при $0 < x < a$, где a — расстояние между ГС. Верхняя и нижняя среды (оболочка волновода) одинаковы и тоже обладают гиротропией. Волновод помещен во внешнее магнитное поле \mathbf{H} . Оси координат выбраны таким образом, чтобы ось y совпадала с направлением распространения ППП; а ось z совпадала с направлением магнитного поля. Электродинамические свойства гиротропного ядра и оболочки можно описать тензорами диэлектрической проницаемости вида (5).

ГС можно представить как бесконечно тонкие проводящие поверхности. Проводимость ГС будем моделировать уравнениями (1) и (2). В выбранной геометрии гиротропия влияет только на ТМ-моды волновода. Решая уравнения Максвелла совместно с граничными условиями, можно получить дисперсионное уравнение ППП:

$$\exp(-2\xi a) = \frac{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_+ + \varepsilon_{\perp sh}\xi - \Phi_+)(\varepsilon_{\perp c}\gamma_- + \varepsilon_{\perp sh}\xi + \Phi_-)}{(\varepsilon_{\perp c}\gamma_+ - \varepsilon_{\perp sh}\xi + \Phi_+)(\varepsilon_{\perp c}\gamma_- - \varepsilon_{\perp sh}\xi - \Phi_-)}, \quad (8)$$

$$\Phi_{\pm} = 1 - i \frac{4\pi\sigma\gamma_{\pm}}{ck_0\varepsilon_{\perp sh}}.$$

В (8) использованы следующие обозначения: $\gamma_{\pm} = \gamma \pm \beta \varepsilon_{ash}/\varepsilon_{sh}$, $\xi_{\pm} = \xi \pm \beta \varepsilon_{ac}/\varepsilon_c$, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $\varepsilon_{\perp c,sh} = \varepsilon_{c,sh} - \varepsilon_{ac,sh}^2/\varepsilon_{c,sh}$. $\gamma, \xi = (\beta^2 - \varepsilon_{\perp c,sh}k_0^2)^{1/2}$ — постоянные, характеризующие степень локализации поля ППП внутри соответствующей среды.

Введем параметр, характеризующий распределение ППП между двух ГС:

$$\eta = \frac{E_y(a)}{E_y(0)} = -\frac{1}{\gamma_-} \frac{\Phi - \gamma_+ \xi \varepsilon_{\perp sh}}{(\varepsilon_{\perp c} \gamma_+ - \varepsilon_{\perp sh} \Phi + \beta \varepsilon_a c / \varepsilon_c) \sinh(\xi a) + \varepsilon_{\perp sh} \Phi + \xi \cosh(\xi a)}.$$

В общем случае, η имеет комплексные значения и может быть выражен как $\eta = |\eta| \exp[i\phi]$, где $|\eta|$ означает отношение между амплитудами, а ϕ — фазовый сдвиг для ППП на верхнем и нижнем слоях графена.

Для численных расчетов параметры графена выберем такие же, как и ранее. Будем рассматривать только симметричный волновод, когда верхний и нижний ГС имеют одинаковую проводимость σ (μ_{ch} верхнего и нижнего слоев равны). Для сердцевины и оболочки волновода мы будем использовать параметры ЖИГ, легированного висмутом. Константы Верде ядра и оболочки будем считать одинаковыми. Они определяют антисимметричную часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon_a = V H_0 \lambda \varepsilon^{1/2} / \pi$. У допированного висмутом ЖИГ постоянная Верде $V \sim 10^{-6}$ рад/Гс мкм. Длина волны света в вакууме $\lambda = 1,5$ мкм. Показатели преломления ядра и оболочки положим, соответственно, $n_c = \varepsilon_c^{1/2} = 2,36$ и $n_{sh} = \varepsilon_{sh}^{1/2} = 2,34$.

При таких значениях параметров может существовать только квазиантисимметричная мода. На рис. 4 видно, что распространяющиеся волны слабо локализованы. Отношение между амплитудами достигает примерно 2. Уменьшение размера волновода приводит к увеличению $|\eta|$. При размере волновода ~ 10 нм $|\eta|$ может достигать двух даже в достаточно малых магнитных полях 1 кЭ. ППП слабо локализованы для меньших волноводов.

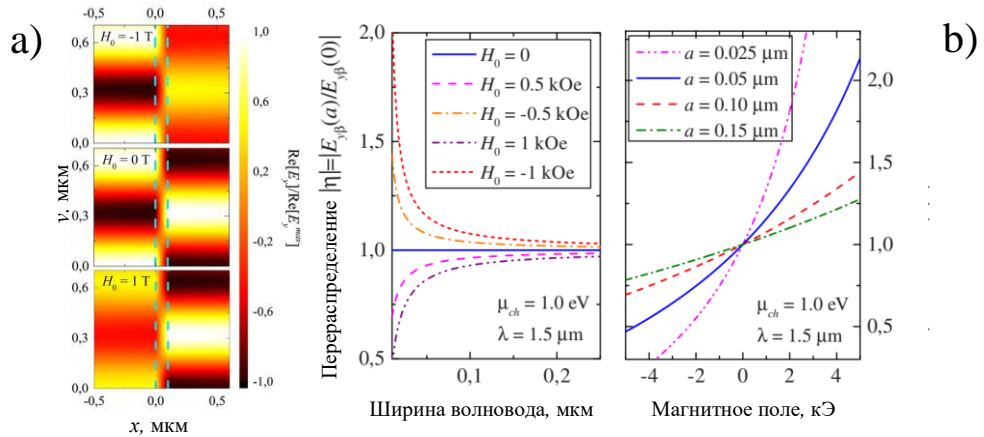


Рис. 4. Распределение электрического поля (а). Размер волновода 100 нм; химический потенциал графена $\mu_{ch} = 1$ эВ; длина волны возбуждающего света $\lambda = 1,5$ мкм. Зависимость эффекта перераспределения от размера волновода a и величины магнитного поля H_0 (б).

Во **второй главе** исследуется распространение поверхностных и объемных электромагнитных волн в цилиндрических структурах на основе графена.

Рассмотрено круглое гиротропное волокно с радиусом a , длиной l и ступенчатым профилем показателя преломления, в котором между сердцевиной и оболочкой волокна расположен слой графена (см. рис. 5). Решены уравнения Максвелла с материальными уравнениями и граничными условиями при $r=a$. Для оптических частот можно считать, что и сердцевина, и оболочка волокна немагнитны. Тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}_{c,sh}$ для гиротропной среды имеет вид (4).

Волновые составляющие электромагнитного поля представлены в цилиндрической системе координат:

$$\mathbf{E}, \mathbf{H} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N_m} \mathbf{E}, \mathbf{H}_{m,n}(r) \exp(im\varphi - i\beta_{m,n}z),$$

где $\mathbf{E}_{m,n}(r)$ и $\mathbf{H}_{m,n}(r)$ - радиальное распределение электрического и магнитного поля моды m , распространяющейся вдоль оси z с волновым числом $\beta_{m,n}$. Для сердцевины волновода это суперпозиция функций Бесселя $J_m(\alpha_{i,m,n}r)$, $i=1,2$, и их производных. В оболочке $\mathbf{E}_{m,n}(r)$ и $\mathbf{H}_{m,n}(r)$ необходимо вместо функций Бесселя использовать функции МакДональда $K_m(\xi_{i,m,n}r)$, $i=1,2$. Величины $\alpha_{i,m,n}$ и $\xi_{i,m,n}$ имеют смысл поперечных постоянных распространения моды m, n . Дисперсионное уравнение, из которого определяются постоянные распространения $\beta_{m,n}$, получается из граничных условий.

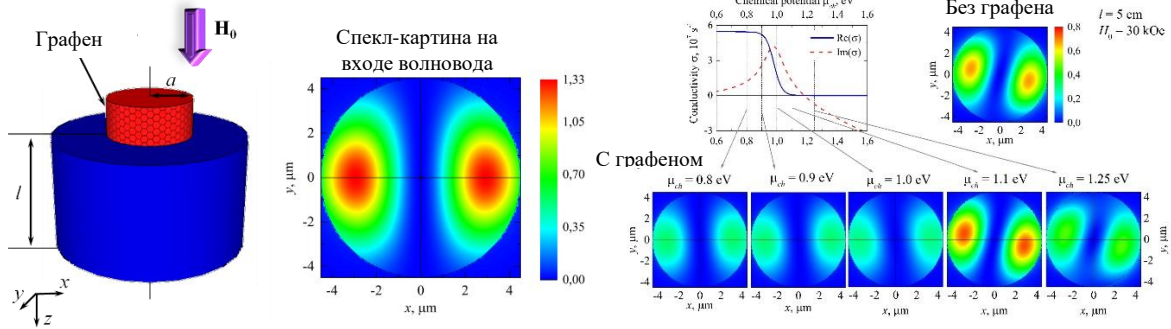


Рис. 5. Геометрия задачи, спекл-картина на входе волновода и возможные спекл-картины на выходе при разных химических потенциалах графена.

Численные расчеты проведены для кварцевого световода с параметрами: $a = 4.5$ мкм, $n_{core} = \sqrt{\epsilon_{core}} = 1.47$, $n_{shell} = \sqrt{\epsilon_{shell}} = 1.466$, $\epsilon_{||} = \epsilon$. Постоянную Верде V будем считать одинаковой для оболочки и сердцевины световода. Она определяет антисимметричную часть тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_a = \sqrt{\epsilon} V H_0 \lambda / \pi$. Для кварца $V = 4.072 \cdot 10^{-10}$ рад/(Гс·мкм). Проведем расчет для длины волны лазерного излучения $\lambda = 0.633$ мкм.

Будем считать, что на вход световода подается линейно поляризованная волна с компонентами

$$E_{0x} \sim \exp \left[-\frac{(r - \frac{a}{2})^2}{\frac{a^2}{4}} \right] \cos(\varphi) \exp(i\omega t - ik_0 z); E_{0y} = 0.$$

В таком случае, возбуждаются четыре моды с $m = \pm 2, n = 1$; $m = 0, n = 1, 2$. Спекл-картина $I_x = \mathbf{E}_x \mathbf{E}_x^*$ (операция $*$ означает комплексное сопряжение) такого излучения показана на рис. 5. Зависимость действительной и мнимой частей проводимости графена и расчетов спекл-картины $I_x(x, y)$ излучения при длине волновода 5 см и различных значениях химического потенциала показаны на рис. 5.

Исследован аналогичный эффект в плазмонном цилиндрическом волноводе. Рассмотрим гиротропный нанопровод, покрытый слоем графена (см. рис. 6). Ось нанопроволоки будем считать осью z , совпадающей с осью вращения. Электроди-

намические свойства нанопровода можно описать тензором диэлектрической проницаемости (5). Графена учитывается как граничное условие вида (7). Внешней средой является воздух $\epsilon_{out} = 1$.

Распределение электромагнитного поля внутри магнитного нанопровода может быть выражено аналогично распределению поля цилиндрических световодов, заполненных гиротропной средой. Поля должны удовлетворять граничным условиям при $r = R$: $E_{z,m}^{in} = E_{z,m}^{out}$, $E_{\phi,m}^{in} = E_{\phi,m}^{out}$, $H_{z,m}^{out} - H_{z,m}^{in} = -\sigma_g E_{\phi,m}^{in}$, and $H_{\phi,m}^{out} - H_{\phi,m}^{in} = \sigma_g E_{z,m}^{in}$. Таким образом, получим дисперсионное уравнение. Решив это уравнение, найдем постоянную распространения β для каждого индекса азимутальной моды m .

Предположим, что при $z = 0$ имеет место распределение полей с азимутальной зависимостью $\sim \cos(m\phi)$. Такое распределение можно описать суперпозицией двух мод с $m = \pm|m|$, которые возбуждаются без фазового сдвига:

$$E_i = \tilde{E}_{i,+m}(r) \exp[i m \phi] \exp[i \beta_{+m} z] + \tilde{E}_{i,-m}(r) \exp[-i m \phi] \exp[i \beta_{-m} z]$$

где $\tilde{E}_{i,\pm m}(r)$ — радиальные распределения поля, $i = r, \phi, z$. Из-за различия постоянных распространения $\beta_{\pm m}$ эти распределения будут различаться для разных знаков m . Различные значения скорости распространения приведут к фазовому сдвигу при выбранном $z = z_0$ и, таким образом, к повороту распределения поля на угол $(\beta'_{-m} - \beta'_{+m})z_0/2m$. Для характеристики угла поворота мы будем использовать удельный угол поворота, определяемый следующим образом:

$$\theta = \frac{(\beta'_{-m} - \beta'_{+m})}{2m}.$$

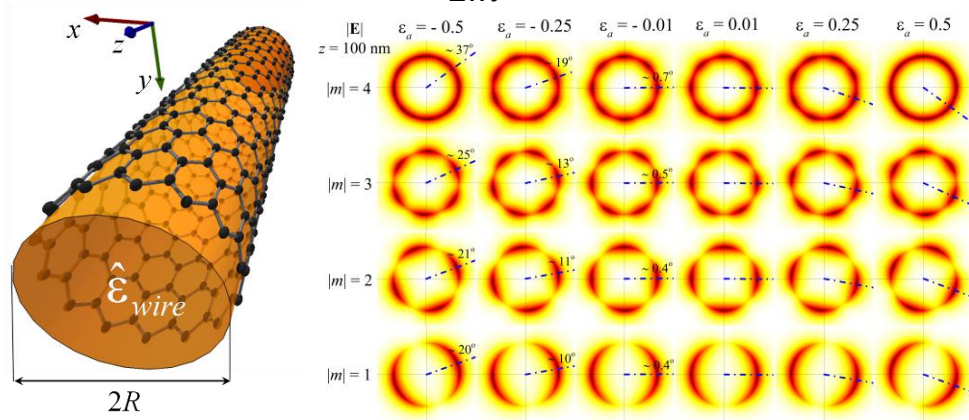


Рис. 6. Схема рассматриваемой структуры и возможные распределения интенсивности света при различных значениях антисимметричной части тензора диэлектрической проницаемости.

Для численного моделирования будем использовать следующие параметры: линейная частота электромагнитной волны $f = \omega/2\pi = 100$ ТГц (длина волны в вакууме $\lambda_0 = 3$ мкм), радиус нанопровода $R = 50$ нм (квантовые эффекты в графеновых структурах следует учитывать при размере структуры менее ≈ 20 нм). Для простоты будем считать, что $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = \epsilon$. Значение ϵ выберем равным 2. Будем рассматривать комнатные температуры ($T = 300$ К) и частоту рассеяния носителей заряда в графене τ^{-1} , соответствующую энергии $\Gamma = \hbar/\tau = 0,1$ мэВ. В связи с тем, что вращение

может наблюдаться только для мод, зависящих от азимутального угла, будем рассматривать моды с $|m| \neq 0$.

На рис. 6 показано распределение электрического поля некоторых мод высокого порядка на расстоянии $z = 100$ нм для различных значений ϵ_a . Химический потенциал графена $\mu_{ch} = 1$ эВ. Штрихпунктирные линии показывают расчётное положение максимума. Расчётные значения углов поворота хорошо согласуются с численным моделированием. Изменение знака гиротропии ϵ_a приводит к противоположному вращению распределения поля. Различие между радиальными распределениями полей с разными знаками m не оказывает заметного влияния.

Изучены условия распространения ТЕ-поляризованных мод в цилиндрическом плазмонном волноводе. Схема задачи показана на рис. 7. Рассмотрим нанопровод с диэлектрической проницаемостью ϵ_{wire} , покрытый слоем графена. Пусть такая структура расположена в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_{out} . Радиус нанопровода обозначим R . Ось нанопроволоки совпадает с осью z . Графен будем как и раньше описывать поверхностной проводимостью σ_g .

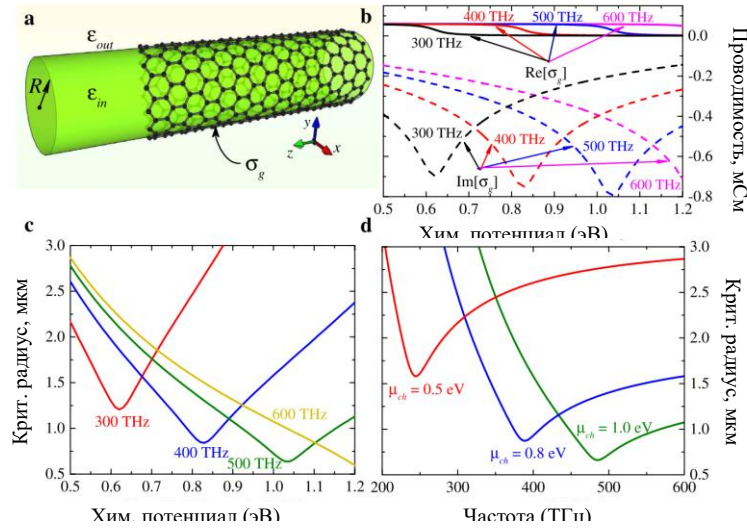


Рис. 7. Геометрия задачи (a), проводимость графена в зависимости от химического потенциала на разных частотах (b), радиус критического ядра в зависимости от химического потенциала графена (c) и частоты (d).

Компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрических координатах (r, ϕ, z) внутри нанопровода (т.е. при $0 < r < R$) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 E_{r,m}^{in} &= -ig^{-2}\{\beta g A_m I'_m(gr) + i\omega m \mu_0 r^{-1} B_m I_m(gr)\}, \\
 E_{\phi,m}^{in} &= -ig^{-2}\{i\beta m r^{-1} A_m I_m(gr) - \omega \mu_0 g B_m I'_m(gr)\}, \\
 E_{z,m}^{in} &= A_m I_m(gr), \\
 H_{r,m}^{in} &= -ig^{-2}\{\beta g B_m I'_m(gr) - i\omega m \epsilon_{in} r^{-1} A_m I_m(gr)\}, \\
 H_{\phi,m}^{in} &= -ig^{-2}\{i\beta m r^{-1} B_m I_m(gr) - \omega \epsilon_{in} g A_m I'_m(gr)\}, \\
 H_{z,m}^{in} &= B_m I_m(gr).
 \end{aligned} \tag{9}$$

В этих выражениях опущен множитель $\exp[i(m\phi + \beta z - \omega t)]$. Уравнения, описывающие поля вне нанопровода (при $r > R$) \mathbf{E}^{out} , \mathbf{H}^{out} , могут быть получены из этих же выражений путем замены $g \rightarrow p, I_m(gr) \rightarrow K_m(pr), A_m \rightarrow C_m, B_m \rightarrow D_m, \epsilon_{in} \rightarrow \epsilon_{out}$.

Во всех формулах $I_m(x)$ и $K_m(x)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго типа соответственно; $g^2 = \beta^2 - \omega^2 \epsilon_{in} \mu_0$, $p^2 = \beta^2 - \omega^2 \epsilon_{out} \mu_0$, μ_0 — магнитная постоянная. Параметры p и g связаны с глубиной проникновения (локализацией) около слоя графена) поля моды. Константы A_m , B_m , C_m , D_m определяются граничными условиями и процедурой нормирования мод. Граничные условия при $r = R$ следующие: $E_{z,m}^{in} = E_{z,m}^{out}$, $E_{\phi,m}^{in} = E_{\phi,m}^{out}$, $H_{z,m}^{out} - H_{z,m}^{in} = -\sigma_g E_{\phi,m}^{in}$, и $H_{\phi,m}^{out} - H_{\phi,m}^{in} = \sigma_g E_{z,m}^{in}$.

Характеристическое уравнение для m -й плазмонной моды может быть получено из граничных условий с выражениями полей (9). При $m = 0$ электромагнитные волны можно разделить на ТЕ- и ТМ-моды.

Дисперсионное соотношение для ТЕ-поляризованной фундаментальной моды ($m = 0$) выглядит следующим образом:

$$i\omega\mu_0\sigma_g = \frac{gI_0(gR)}{I_1(gR)} + \frac{pK_0(pR)}{K_1(pR)}.$$

Рассмотрим случай, когда сердцевина и оболочка имеют одинаковую диэлектрическую проницаемость. Зависимости критического радиуса от частоты распространяющихся волн и химического потенциала графена представлены на рис. 7 с, d. Минимальное значение критического радиуса соответствует внутризонным переходам носителей в графене $\hbar\omega/\mu_{ch} = 2$. Это значение сравнимо с длиной волны объемных электромагнитных волн. Увеличение частоты при фиксированном химическом потенциале приводит к уменьшению минимального значения критического радиуса. При фиксированном радиусе ядра диапазон химических потенциалов, когда структура поддерживает ТЕ-плазмоны, увеличивается с увеличением частоты. И наоборот, увеличение химического потенциала приводит к увеличению диапазона частот.

В третьей главе исследуются особенности обратного эффекта Фарадея в плазмонных наноструктурах на основе графена.

Показана возможность формирования неоднородного распределения магнитного поля, возникающего за счет обратного эффекта Фарадея при распространении плазмонных мод вдоль графенового нанопровода. Рассмотрим диэлектрический нанопровод радиусом R и диэлектрической проницаемостью ϵ , покрытый слоем графена и располагающийся во внешней среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_{out} (см. рис. 8). Графен можно представить в виде бесконечно тонкого слоя с поверхностной проводимостью σ_g , как мы и делали в предыдущих главах. Компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрических координатах (r, ϕ, z) внутри нанопровода (т.е. при $0 < r < R$) имеют вид (9). Уравнения, описывающие поля вне нанопровода (при $r > R$) \mathbf{E}^{out} , \mathbf{H}^{out} , могут быть получены из этих же выражений путем замены $g \rightarrow p$, $I_m(gr) \rightarrow K_m(pr)$, $A_m \rightarrow C_m$, $B_m \rightarrow D_m$, $\epsilon_{in} \rightarrow \epsilon_{out}$.

Константы A_m , B_m , C_m , D_m определяются граничными условиями и процедурой нормирования мод. Граничные условия при $r = R$ следующие $E_{z,m}^{in} = E_{z,m}^{out}$, $E_{\phi,m}^{in} = E_{\phi,m}^{out}$, $H_{z,m}^{out} - H_{z,m}^{in} = -\sigma_g E_{\phi,m}^{in}$, $H_{\phi,m}^{out} - H_{\phi,m}^{in} = \sigma_g E_{z,m}^{in}$.

Плазмонно-индуцированное магнитное поле можно рассчитать по формулам:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} &= \alpha \text{Im}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], H_{eff,r} = \alpha \text{Im}[E_{\phi} E_z^* - E_z E_{\phi}^*], \\ H_{eff,\phi} &= \alpha \text{Im}[E_z E_r^* - E_r E_z^*], H_{eff,z} = \alpha \text{Im}[E_r E_{\phi}^* - E_{\phi} E_r^*]. \end{aligned}$$

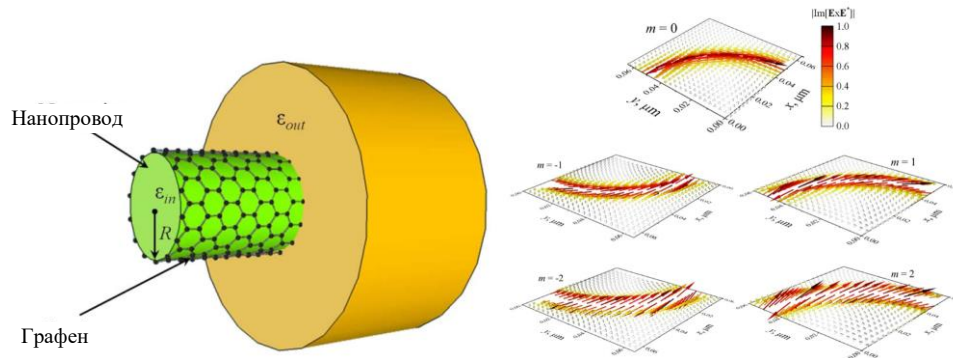


Рис. 8. Схема задачи и распределение плазмонно-индуцированного магнитного поля для различных азимутальных мод m . Показаны первые квадранты.

Компоненты магнитного поля, индуцированные любой одиночной модой, не зависят от азимутального угла ϕ . Для мод с $m \neq 0$ все компоненты магнитного поля отличны от нуля. Изменение направления распространения приводит к изменению направления закрученности поля \mathbf{H}_{eff} .

На рис. 8 показаны распределения магнитного поля для $m = 0, 1$ и 2 на частоте $f = 100$ ТГц. Можно видеть, что распределение имеет вихреобразный характер (как это было предсказано нами аналитически для $m = 0$). Направление закрутки противоположно для поля, индуцированного внутри и снаружи нанопроволоки. Увеличение номера азимутальной моды приводит к увеличению продольной составляющей наведенного поля. Направление этой компоненты противоположно для поля, индуцированного внутри и снаружи нанопроволоки.

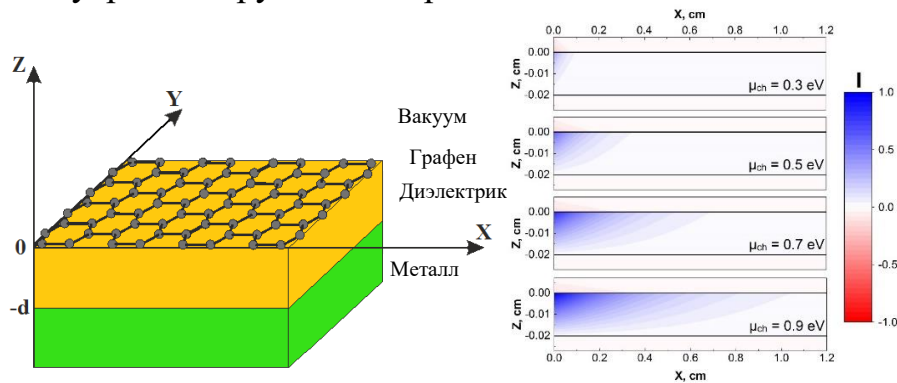


Рис. 9. Схематическое представление структуры графен-диэлектрик-металл и распределение постоянного эффективного магнитного поля (намагниченности) сгенерированного ППП в структуре графен-диэлектрик-металл при $f = 0.3$ ТГц, $d = 0.02$ см, при различных химических потенциалах.

Исследованы особенности обратного эффекта Фарадея в планарной структуре графен – диэлектрик – металл при распространении ППП. Структура на рис. 9 состоит из металлической подложки с диэлектрической проницаемостью ϵ_3 , слоя диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 и толщиной d , слоя графена с поверхностной проводимостью σ , среда над структурой соответствует вакууму.

Решая систему уравнений из граничных условий и уравнений Максвелла, мы получим дисперсионное уравнение ППП, распространяющихся в структуре графен-диэлектрик-металл:

$$\left(1 - \frac{\varepsilon_3 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_3}\right) \left(\frac{\varepsilon_2}{\gamma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\gamma_1} - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}\right) e^{-2\gamma_2 d} - \left(1 + \frac{\varepsilon_3 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_3}\right) \left(\frac{\varepsilon_2}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon_1}{\gamma_1} + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}\right) = 0. \quad (10)$$

В выражении (10) введены обозначения $\gamma_i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_i}$, $i=1-3$; $k_0 = \omega/c$; поверхностную проводимость графена возьмем в том же виде, что и ранее.

В численных расчетах для структуры графен-диэлектрик-металл будем использовать следующие параметры: диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_1 = 1$, в качестве слоя диэлектрика мы рассмотрим кварц SiO_2 с $\varepsilon_2 = 4$, в качестве металла, рассмотрим золото Au. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости Au ε_3 описывается формулой Друде.

Используя дисперсионное уравнение и связь между компонентами электромагнитного поля можно рассчитать эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \alpha \text{Im}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$, генерируемое ППП за счет ОЭФ. На рис. 9 приведено распределение $\mathbf{I} = i[\mathbf{E}, \mathbf{E}^*] = -\mathbf{H}_{\text{eff}}/\alpha$ в структуре графен-диэлектрик-металл при различных значениях химического потенциала графена, частоте волны $f = 0.3$ ТГц и толщине диэлектрического слоя $d = 0.02$ см.

Из рис. 9 видно, что увеличение μ_c приводит к уменьшению \mathbf{I} и «размыванию» его распределения. Синий цвет на рисунке соответствует направлению вектора \mathbf{I} по оси \mathbf{Y} , красный цвет соответствует противоположному направлению. Анализ расчетов показывает, что увеличение частоты и уменьшение толщины диэлектрика приводит к увеличению \mathbf{I} .

В **четвертой главе** анализируются плазмонные эффекты в гиперболических метаповерхностях (МП).

Вводится принципиально новая концепция для реализации гиперболической МП за счет конкуренции оптических потерь и усиления.

Рассмотрим общий случай произвольной анизотропной 2D-МП, которая представляет собой периодическое расположение различных оптических материалов с периодичностью значительно ниже оптической длины волны и длины волны ППП. Ее толщина d также предполагается меньше оптической толщины скин-слоя, так что оптические свойства 2D-МП определяются диагональным тензором поверхностной проводимости (считаем, что МП лежит в плоскости xy):

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} \end{pmatrix}.$$

ППП, распространяющиеся вдоль такой МП, характеризуются волновым вектором $\mathbf{q} = (q_x, q_y, i\gamma)$ и подчиняются следующему закону дисперсии [20-22]:

$$(q_x^2 - k_0^2)\sigma_{xx} + (q_y^2 - k_0^2)\sigma_{yy} = 2i\gamma\omega \left(\varepsilon_0 + \frac{\mu_0 \sigma_{xx} \sigma_{yy}}{4} \right), \quad (11)$$

где $\gamma^2 = q_x^2 + q_y^2 - k_0^2$, $k_0 = \omega/c$, ω — угловая частота (предполагается зависимость от времени $\propto \exp(-i\omega t)$). Предположим, что поверхностная проводимость $\sigma_{ii} = \text{Re}[\sigma_{ii}] + i\text{Im}[\sigma_{ii}]$ преимущественно вещественная, с небольшой (но не нулевой) мнимой частью $\text{Im}[\sigma_{ii}] \ll |\text{Re}[\sigma_{ii}]|$.

Связь 2D-проводимости МП σ и эффективной объемной диэлектрической проницаемостью ε_{eff} определяется выражением $\sigma = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{\text{eff}}d$. Для описания усиливающей среды будем использовать диэлектрическую проницаемость с отрицательной мнимой частью. Условие $\text{Im}[\sigma_{ii}] \ll |\text{Re}[\sigma_{ii}]|$ означает, что усиление

($|\text{Re}[\sigma_{ii}]| < 0$) или потери ($|\text{Re}[\sigma_{ii}]| > 0$) играют решающую роль в электродинамическом поведении поверхности. Вне режима генерации в пределе слабых полей распространение ППП в структуре с усиливающими средами можно описать введением отрицательной мнимой части $\text{Im}[\epsilon_{eff}] < 0$ эффективной диэлектрической проницаемости.

Будем искать сильно локализованные коротковолновые ППП, для которых справедливо $q_x, q_y \gg k_0$. Линеаризация дисперсионного уравнения (11) по малому параметру $\text{Im}[\sigma_{ii}]$ приводит к дисперсионному закону для ППП:

$$\text{Re}[\sigma_{xx}]q_x^2 + \text{Re}[\sigma_{yy}]q_y^2 = -\frac{\gamma\omega\mu_0}{2}(\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}] + \text{Im}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}]).$$

В случае $\text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Re}[\sigma_{yy}] < 0$ и положительной правой части уравнения, изочастотный контур становится гиперболой. Предполагая, что ось y является осью, вдоль которой происходит усиление (т. е. $\text{Re}[\sigma_{yy}] = -|\text{Re}[\sigma_{yy}]| < 0$), условие положительной правой части уравнения может быть переписано в следующем виде $|\text{Re}[\sigma_{yy}]| > \text{Re}[\sigma_{xx}]\text{Im}[\sigma_{yy}]/\text{Im}[\sigma_{xx}]$. Это означает, что в метаповерхностях с высокой анизотропией $|\text{Im}[\sigma_{yy}]/\text{Im}[\sigma_{xx}]| \ll 1$ можно получить гиперболическую дисперсию ППП даже при относительно низких значениях коэффициента усиления.

Обсудим возможную практическую реализацию метаповерхности с усилением и потерями, поддерживающую гиперболоподобные ППП. Рассмотрим тонкий слой, состоящий из периодически расположенных плазмонных пластин с потерями размерами W_n и периодичностью L_n ($n = x, y$) с тонкими зазорами шириной G_n между ними (см. рис. 16а). Используя подход эффективной среды, справедливый при $\lambda_{SPP} \gg L_n = W_n + G_n$, можно рассчитать эффективные проводимости поверхности [20-22]:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \sigma_{g,x}\sigma_l(L_xW_y/L_y)/(W_x\sigma_{g,x} + G_x\sigma_l), \\ \sigma_{yy} &= \sigma_{g,y}\sigma_l(L_yW_x/L_x)/(W_y\sigma_{g,y} + G_y\sigma_l).\end{aligned}\tag{12}$$

В (12) $\sigma_l = -i\omega\epsilon_0\epsilon_l d$ — двумерная проводимость плазмонных пластин, ϵ_l — их электрическая диэлектрическая проницаемость, d — его толщина; $\sigma_{g,x}$ и $\sigma_{g,y}$ — эффективные проводимости, соответствующие ближнеполевой связи между соседними пластинами, которые могут быть рассчитаны в электростатическом пределе:

$$\begin{aligned}\sigma_{g,n} &= -i\omega\epsilon_0\epsilon_g d_{eff,n} \\ d_{eff,n} &= -(L_n/\pi) \ln[\sin(\pi G_n/2L_n)], \quad n = x, y.\end{aligned}$$

здесь под $d_{eff,n}$ следует понимать эффективную толщину, ϵ_g — диэлектрическая проницаемость усиливающей матрицы.

Оптические свойства усиливающей среды описываются полуклассическими уравнениями Максвелла-Блоха, которые в линейном режиме приводят к комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon_g(\omega) = 1 - (2\alpha\omega_0/\tau_p)/(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega/\tau_p)$ с положительной мнимой частью. Это обеспечивает желаемую отрицательную действительную часть $\sigma_{g,n}$. В этом соотношении ω_0 — частота оптического перехода, τ_p — время релаксации поляризации, параметр α количественно определяет коэффициент усиления: он зависит от интенсивности накачки, концентрации активного оптические излучатели и их переходных дипольных моментов.

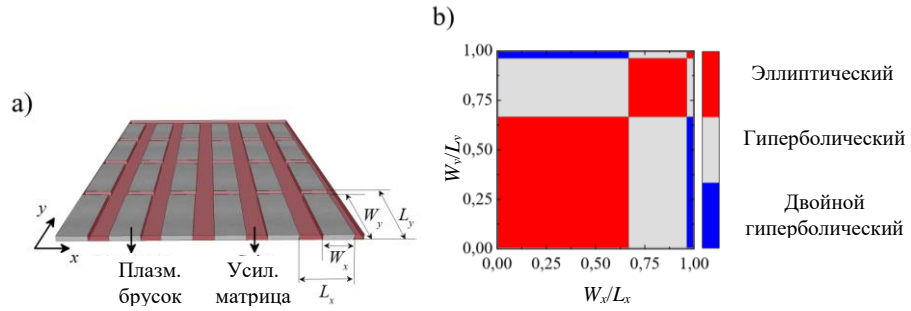


Рис. 10. Анизотропная МП с потерями и усилением (а) состоит из плазмонных металлических пластин, встроенных в усиливающую матрицу. В зависимости от своих геометрических параметров такая МП допускает ряд режимов (б): эллиптический, гиперболический и двойной гиперболический.

Для моделирования рассмотрен кобальт на длине волны 1560 нм, где он имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon_1 = -38,363 + 50,976i$. Для активной среды используются параметры полупроводниковых квантовых точек: $\omega_0 = 1,2 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\tau_p = 50$ фс, $\alpha = 0,7$. Для таких параметров $\epsilon_g = 2,248 - 0,6i$ на длине волны 1560 нм. Рассмотрим квадратную решетку пластин кобальта толщиной $d = 10$ нм с периодичностью $L_x = L_y = 20$ нм.

Рассматриваемая гиперболичность, обусловленная усилением и потерями может наблюдаться при $Re[\sigma_{xx}]Re[\sigma_{yy}] < 0$, а индуктивно-емкостная гиперболичность возникает при $Im[\sigma_{xx}]Im[\sigma_{yy}] < 0$. Мы рассчитали фазовую диаграмму для МП (см. рис. 10b). Можно видеть, что МП поддерживает распространение ППП в обычном эллиптическом режиме, гиперболическом режиме усиление-потери и двойном гиперболическом режиме, который возникает при одновременном выполнении условий $Re[\sigma_{xx}]Re[\sigma_{yy}] < 0$ и $Im[\sigma_{xx}]Im[\sigma_{yy}] < 0$.

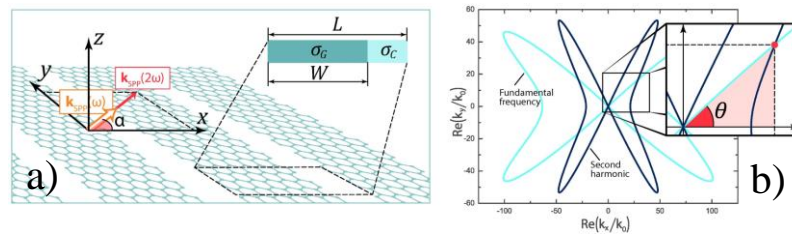


Рис. 11. Геометрия задачи (а). Изочастотные контуры ППП на основной и удвоенной частотах могут иметь точки пересечения, что соответствует фазовому синхронизму волн, бегущих в заданном направлении (б).

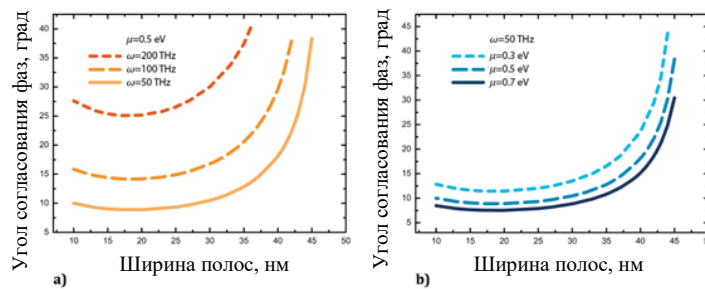


Рис. 12. Зависимость угла согласования фаз θ от ширины графеновых полос W при различной частоте ω (а) и химическом потенциале μ (б).

Нелинейность гиперболической МП на основе графена позволяет наблюдать явление генерации второй гармоники. На рис. 11 показана схематическая модель гиперболической МП на основе графена, исследованная в работе. МП состоит из массива плотно упакованных графеновых полосок с периодом L и шириной полос W .

Чтобы наблюдать явление генерации второй гармоники в МП, необходимо создать условие согласования фаз $2k_{SPP}(\omega) = k_{SPP}(2\omega)$. Это уравнение удовлетворяется для некоторого значения угла $\alpha = \theta$. Угол θ является требуемым углом согласования фаз. На рисунке 12b показан этот угол на изочастотных контурах. Если угол α распространения ППП равен углу согласования фаз, можно наблюдать явление генерации второй гармоники.

Для всех численных расчетов мы приняли следующие параметры: $T = 300$ К, $L = 50$ нм. На рисунке 12 показана полученная зависимость угла согласования фаз θ от ширины лент графена W . График имеет минимум в определенной точке, который зависит от свойств МП и падающего света. Частота падающего излучения увеличивает угол согласования фаз (рис. 12a). Угол согласования фаз уменьшается с увеличением химического потенциала (рис. 12b).

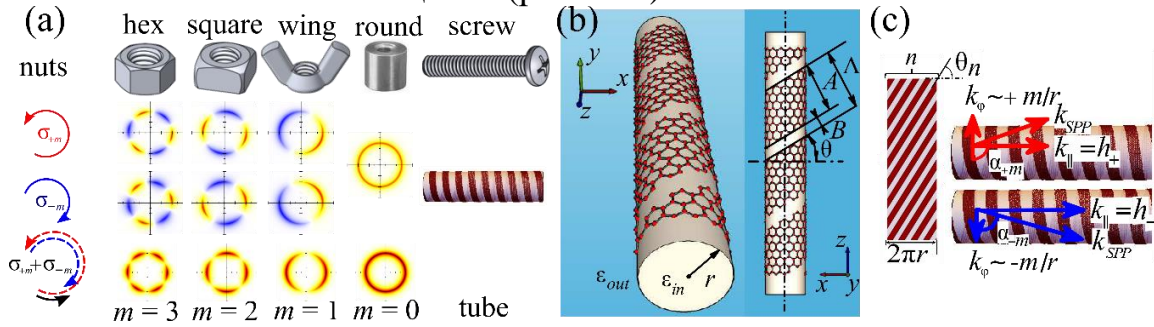


Рис. 13. (a) Хиральные моды ППП характеризуются азимутальными индексами $\pm m$ и распространяются вдоль плазмонных нанопроводов, подобно гайкам на винте. Стрелки показывают направление вращения распределения поля ППП для $+m$ и $-m$ мод при распространении. (b) Киральная метатрубка на основе графена (плазмонный винт) получается путем намотки пучка из n идентичных графеновых полосок вокруг цилиндрической сердцевинки под фиксированным углом θ_n . (c) Киральные моды ППП с противоположными азимутальными числами $+m$ и $-m$ распространяются вдоль киральной метатрубки с различными k -векторами $h_+ \neq h_-$.

Изучены плазмонные свойства мета-структур на основе графеновой МП: мета-трубок и мета-торов. Основная концепция исследования показана на рис. 13. Киральные азимутальные плазмонные моды, распространяющиеся вдоль цилиндрических структур, в чем-то аналогичны гайкам на винтах. Плазмонные моды более высокого порядка имеют $2m$ узлов, что придает угловому распределению интенсивности визуальное сходство с формой обычных гаек. В то время как в механическом случае направление вращения гайки определяется резьбой на винте (левой или правой), в плазмонике обычно возможны оба направления вращения, что приводит к распространению электромагнитных мод, вращающихся по часовой

стрелке (+ m) или против часовой стрелки (- m). Однако, при соответствующих условиях, по аналогии с примером механической гайки на винте, хиральность распространяющихся плазмонных мод диктуется хиральностью метатрубки, и моды с противоположной хиральностью не могут распространяться.

Рассмотрим диэлектрический цилиндр с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{in} = \epsilon_{in}^r \epsilon_0$ и радиусом r , на который намотаны графеновые полосы (см. рис. 13(b, c)). Такой цилиндр расположен в диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{out} = \epsilon_{out}^r \epsilon_0$.

Топографическая проекция цилиндрической структуры радиуса r (рис. 13 (b)) представляет собой МП, образованную графеновыми полосками шириной A , разделенными зазорами шириной B . Для периодичности метаповерхности $\Lambda = A + B$ угол наклона может принимать дискретный набор значений (см. рис. 13(c)) $\theta_n = \arcsin[nL/2\pi r]$. Здесь n - целое число, называемое “топологический индекс”, представляющий собой количество графеновых полос, наматываемых на метатрубку. Это число представляет собой топологический индекс структуры, потому что при гомеоморфных преобразованиях нельзя изменить количество спиралей. Максимальный топологический индекс $n_{max} = 2nr/\Lambda$ соответствует продольной ориентации графеновых полос.

ППП, распространяющиеся вдоль цилиндрической метатрубки, описываются электрическими и магнитными полями $\mathbf{E}, \mathbf{H} \sim \exp[-i\omega t + ihz + im\phi]$, где ω - круговая частота, h - постоянная распространения, m - индекс азимутальной моды, характеризующий хиральность ППП. Эти азимутальные моды могут быть грубо интерпретированы как плоские электромагнитные волны, характеризующиеся продольной и поперечной (к оси нанопроволоки) составляющими волнового вектора h_{\pm} и $k_{\phi} \approx \pm m/r$ соответственно. Две моды с противоположными $\pm m$ распространяются под разными углами относительно полос графена в киральной структуре. Расчеты показывают, что константы распространения для этих мод различны, $h_+ \neq h_-$. Мы сосредоточимся на модах с $m = \pm 1$ (обозначаемых как σ_{\pm}) и подробно обсудим их дисперсионные характеристики.

Для периода структуры много меньшей длины световой волны $\Lambda \ll \lambda$ оптические свойства метаповерхностей графена определяются тензором анизотропной проводимости (4). На рис. 14 показана частотная зависимость длины волны ППП $\lambda_{SPP} = 2\pi/\text{Re}\{h\}$, длины распространения $L_{SPP} = 1/(2\text{Im}\{h\})$ и показатель качества L_{SPP}/λ_{SPP} для структуры с радиусом сердцевинки $r = 200$ нм, полосами графена шириной $A = 45$ нм, периодичность $\Lambda = 2nr/n_{max} \approx 50,3$ нм, химический потенциал графена $\mu_{ch} = 0,5$ эВ, $\epsilon_{in}^r = 3$, $\epsilon_{out}^r = 1$ и топологический индекс $n = \pm 15$ (или, что эквивалентно, $\theta_n \approx \pm 37^\circ$).

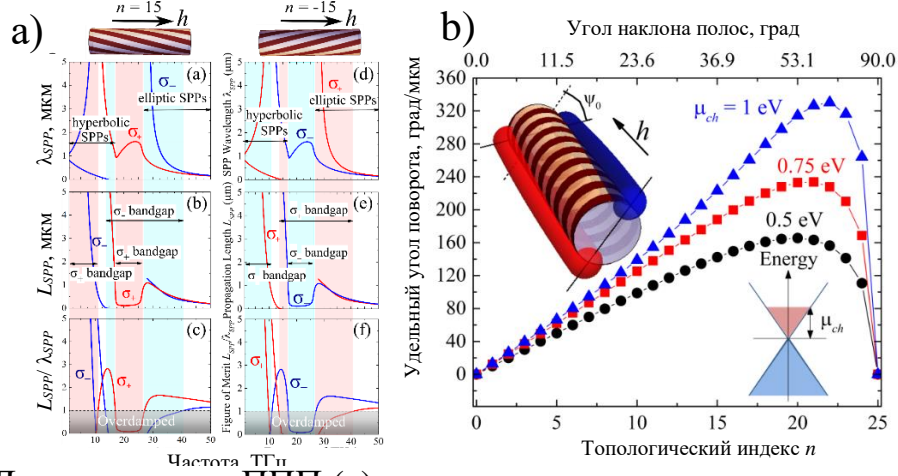


Рис. 14. Дисперсия мод ППП (a) зависит как от хиральности метатрубки (индекс $n=+15$, трубка с правой резьбой или $n=-15$, трубка с левой резьбой), так и от хиральности моды (индекс $m = \pm 1$ для мод σ_{\pm}). Удельный угол поворота ψ_0 для спирального волновода с периодом $\Lambda = 2\pi r/25 \approx 50,3$ нм и шириной графеновой полосы $A = 45$ нм от топологического индекса структуры для частоты 50 ТГц и различных значений химического потенциала графена (b). На вставках показано определение угла поворота и химического потенциала графена.

Предполагая, что линейно поляризованная электромагнитная волна, падающая на край метатрубки при $z = 0$, будет преимущественно возбуждать линейную комбинацию σ_+ и σ_- ППП с равными амплитудами, результирующее распределение азимутального поля будет вращаться при распространении, как показано на вставке на рис. 14 из-за различия постоянных распространения $h_+ \neq h_-$.

Учитывая случай, когда разница в затухании σ_+ и σ_- ППП не вносит значительных изменений, т.е. расстояние от края метатрубки z_0 такое, что $z_0|\text{Im}\{h_-\} - \text{Im}\{h_+\}| \ll 1$, первоначальное распределение поля будет сохранено и повернуто вокруг оси трубки на угол $\psi = z_0(\text{Re}\{h_- - h_+\})/2$. После распространения вдоль метатрубки конечной длины z_0 ППП будут выведены в линейно поляризованное излучение свободного пространства с плоскостью поляризации, повернутой на угол ψ . Чтобы количественно оценить это вращение поляризации, мы вводим удельный угол поворота $\psi_0 = \psi/z_0$ на единицу длины. На рис. 14 показана зависимость этого удельного угла поворота от топологического индекса n для метатрубки с периодичностью $\Lambda = 2\pi r/25 \approx 50,3$ нм и шириной графеновой полосы $A = 45$ нм.

В метатрубке конечной длины L , распространяющиеся вперед и назад ППП могут образовывать резонансы Фабри-Перо. Из-за асимметричных свойств структуры резонансное условие имеет вид $L[h_+(\omega_{res}) + h_-(\omega_{res})] = 2\pi M$, где M - целое число.

Различие частот отсечки для ППП, распространяющихся вперед и назад, может препятствовать существованию некоторых мод Фабри-Перо низкого порядка в киральных метатрубках (см. рис. 15(a)). Этот эффект проиллюстрирован на рисунке 15(b), на котором показаны резонансные частоты метатрубки длиной $L = 1$ мкм при изменении топологического индекса n (или угла наклона полосок).

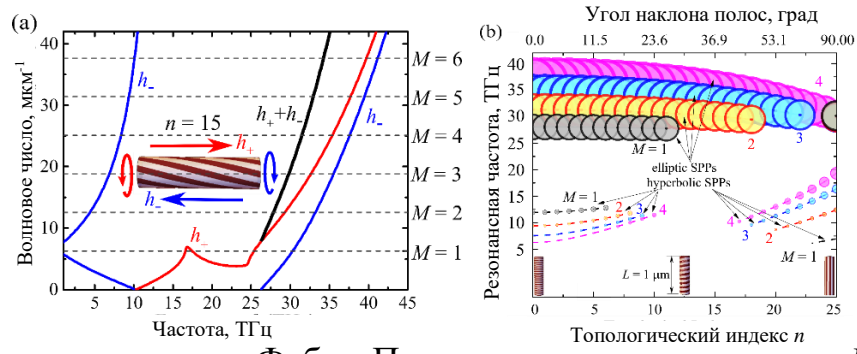


Рис. 15. Резонансные моды Фабри-Перо соответствуют условию $L[h_+(\omega_{res}) + h_-(\omega_{res})] = 2\pi M$ для $M = 1, 2, 3$ и т.д. Дисперсия ППП в метатрубках (а) дает резонансные частоты. Резонансные частоты $f_{res} = \text{Re}[\omega_{res}]/2\pi$ метатрубки длиной $L = 1 \text{ мкм}$ в зависимости от топологического индекса n (b). Размеры символов (радиусы окружностей) соответствуют ширине резонансов Фабри-Перо на полувысоте.

При преобразовании цилиндра в тор, появляется второй топологический индекс N (см. рис. 16(a)). Угол наклона θ_{nN} должен одновременно удовлетворять двум различным условиям: $\theta_{nN} = \arcsin[n/2\pi r]$ и $\theta_{nN} = \arccos[N/2\pi R]$.

Для анализа резонансов мета-тора предполагаем, что $R/r \gg 1$, т.е. можем формально описать его как часть цилиндра, подчиняющуюся периодическим граничным условиям вдоль оси цилиндра. Условие Фабри-Перо для мод, распространяющихся по часовой стрелке тора и против часовой стрелки, гласит: $2\pi R h_{\pm} = 2\pi M$, где M - целое число. Учитывая случай, когда константы распространения h_+ и h_- различны, условие резонанса для этих двух мод будет выполняться для двух разных частот. В вырожденных случаях с углом наклона 0° и 90° распространение моды симметрично, и резонансные частоты вырождаются.

Рассмотрим мета-тор, образованный метатрубкой с $r = 200 \text{ нм}$ и $R = 2 \text{ мкм}$, покрытой графеновыми полосками шириной $A = 45 \text{ нм}$, что соответствует $n_{max} = 2\pi r/\Lambda = 25$ и $N_{max} = 2\pi R/\Lambda = 250$. Резонансные кривые такого тора показаны на рисунке 16(c-f) для нескольких комбинаций топологических индексов $(n, N) = (0, 250)$, $(15, 200)$, и $(25, 0)$, которые соответствуют углам наклона $\theta_{nN} = 0^\circ$, 37° и 90° , соответственно.

Показанные резонансные моды соответствуют условию $M=1$ и $M=10$. Условие резонанса для мета-тора $Rh = M$ однозначно определяет эффективный угол распространения ППП: $\tan(\alpha_{mM}) = Mr/mR$. По аналогии с топологическими индексами n и N пара электродинамических индексов m и M определяет электродинамическую топологию резонансной моды. Существование топологических резонансов ППП на мета-торе подразумевает фиксированную связь между структурными топологическими индексами (n, N) и электромагнитными топологическими индексами (m, M) резонансной моды:

$$\frac{n}{N} \text{ctg} \theta_{nN} = \frac{m}{M} \text{tg} \alpha_{mM} \quad (13)$$

Уравнение (13) показывает, что геометрическая киральность структуры связана с электромагнитной киральностью резонансных ППП-мод. Оно облегчает понимание расщепления резонансных частот на рис. 16 (c-f), где показаны киральные свойства σ_{\pm} ($m = \pm 1$) ППП резонансов в структурах с продольной ($n = 25, N = 0$) и

перпендикулярной ($n = 0$, $N = 250$) ориентации графеновых полос в сравнении с киральной конфигурацией ($n = 15$, $N = 200$). Для основной моды с $m = 0$ нет расщепления резонансных частот ни в одной из структур.

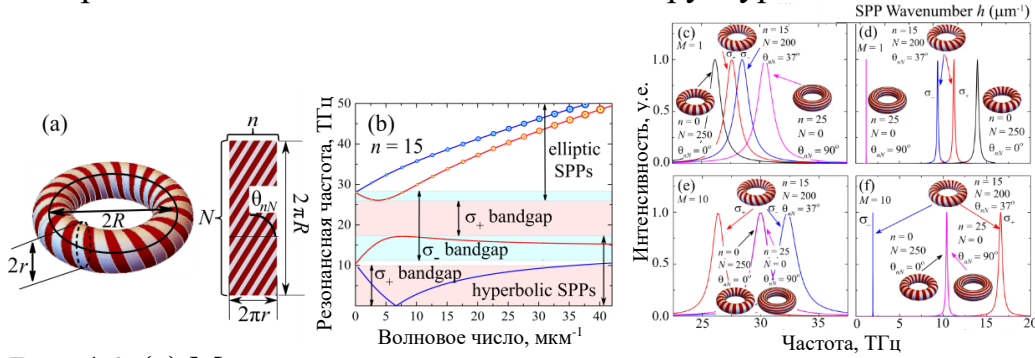


Рис. 16. (a) Мета-тор характеризуется парой топологических индексов структуры n и N . (b) Обе киральные моды σ_{\pm} ППП существуют для всех волновых чисел. Резонансные кривые эллиптических (c,e) и гиперболических (d,f) ППП в мета-торе соответствуют условию $Rh = M$ для $M = 1$ (c,d) и 10 (e,f); $R/r = 10$. Схема тора показана рядом с каждой кривой. Непрерывные красные и синие линии соответствуют распространению ППП против часовой стрелки и по часовой стрелке соответственно.

Для $M=1$ на рис. 16 (c, d) эллиптические и гиперболические σ_{\pm} моды имеют разные частоты для всех структур. Рисунок 16(e) иллюстрирует специально выбранный случай $M=10$, когда угол распространения ППП $\alpha_{\sigma_{\pm}} = 45^\circ$ по отношению к графеновым полосам одинаков для продольной и перпендикулярной ориентации полос. Расщепление резонансных эллиптических и гиперболических σ_{\pm} мод для киральной структуры является наибольшим (см. рис. 16(b)).

Все, отмеченные в диссертации особенности распространения ППП в гиперболических МП показывают, что в таких структурах наблюдается более сильное взаимодействие света с веществом, по сравнению с однородными пленками. Это позволяет предположить, что эффект магнитной модуляции ППП, который заключается в изменении волнового числа ППП при изменении направления внешнего магнитного поля, также должен иметь ряд нетривиальных особенностей в гиперболических МП.

Рассмотрим простейшую реализацию гиперболической МП из проводящих полос шириной W , разделенных диэлектрическими зазорами шириной G . Периодичность структуры L . МП ориентирована произвольным образом в плоскости xy (см. рис. 17a). Полупространство $z < 0$ занимает магнитного диэлектрика. Будем считать также, что магнитный диэлектрик намагничен до насыщения и изменение направления внешнего магнитного поля на противоположное приводит к соответствующему повороту вектора намагниченности в диэлектрике. Электродинамические свойства МП, как и раньше, будем описывать тензором проводимости (4). Подложку будем описывать тензором диэлектрической проницаемости вида (5) с учетом изменения направления магнитного поля.

Решая уравнения Максвелла в обеих средах с граничными условиями на МП, можно получить дисперсионное уравнение распространяющихся ППП:

$$D_{TE}D_{TM} = \sigma_{xy}\sigma_{yx};$$

$$D_{TM} = \frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_V}{\gamma_{2TM}-k_{SPP}\varepsilon_a/\varepsilon_\perp} + \frac{i\omega\varepsilon_0}{\gamma_{1TM}} - \sigma_{xx}; \quad D_{TE} = 2\frac{\gamma_{TE}}{i\omega\mu_0} - \sigma_{yy}.$$

Здесь $\varepsilon_V = \varepsilon_\perp - \varepsilon_a/\varepsilon_\perp$, $\gamma_{TE} = \gamma_{1TM} = (k_{SPP}^2 - k_0^2)^{1/2}$, $\gamma_{2TM} = (k_{SPP}^2 - \varepsilon_V k_0^2)^{1/2}$. Переключение направления внешнего магнитного поля приведет к переориентации намагниченности и смене знака ε_a . Это изменит величину волнового числа ППП $k_{SPP}(+H) \neq k_{SPP}(-H)$. Чтобы охарактеризовать относительную глубину модуляции мы будем использовать следующий параметр:

$$FoM = \frac{k_{SPP}(+H) - k_{SPP}(-H)}{k_{SPP}(+H) + k_{SPP}(-H)}.$$

Для определенности, предположим, что МП изготовлена из золотых полосок. Подложку будем считать изготовленной из ЖИГ, а верхнюю среду будем считать воздухом. Предположим также, что ППП возбуждаются светом с длиной волны 1560 нм. Электродинамические параметры элементов структуры следующие: $\varepsilon_M = -131.95 + 12.65i$, $\varepsilon_\perp = 3$, $\varepsilon_a = 0.02$. Примем периодичность МП $L = 50$ нм. На рис. 17b,c показана угловая зависимость относительной и абсолютной глубины модуляции для различных значений ширины полоски, включая случай сплошной пленки (который является предельным случаем, когда ширина полоски совпадает с периодом структуры $W = L = 50$ нм). Для однородной металлической пленки относительная глубина модуляции имеет небольшое положительное значение, которое не зависит от направления распространения. В случае МП, относительная глубина модуляции принимает положительные значения на границах углового диапазона, в котором существуют ППП, и становится отрицательной величиной с минимумами при некоторой ориентации МП. В отличие от однородной пленки золота, когда глубина модуляции близка к 2 градусам на микрон, магнитная модуляция в гиперболической МП может достигать более 100 градусов. Даже в области углов, близких к углу МП $\theta = 0$ (в области плато на графиках из рис. 17c), глубина модуляции достигает порядка десятков градусов. Эти значения по крайней мере на порядок превышают глубину модуляции однородной пленки золота.

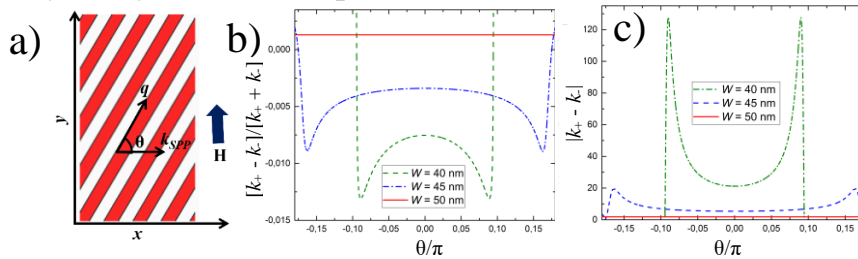


Рис. 17. (a) МП состоит из проводящих полос (красные области) разделенных зазорами (белые области). ППП распространяются под некоторым углом θ относительно проводящих полос с волновым числом k_{SPP} . Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно направлению распространения ППП k_{SPP} . Относительная FoM (b) и абсолютная $|k_+ - k_-|$ (c) глубина модуляции для МП с разной шириной полос золота: $W = 40$ нм (штриховая), $W = 45$ нм (штрихпунктирная), $W = 50$ нм (сплошная линия, соответствуют однородной золотой пленке). Периодичность метаповерхности $L = 50$ нм.

В **заключении** подводятся итоги работы, перечисляются полученные результаты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получены частотные зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн для сэндвич-структуры графен – магнитный диэлектрик – графен для различных значений внешнего магнитного поля, толщины магнитного полупроводника, химического потенциала графена. Показано, что, используя все эти параметры, можно варьировать коэффициенты отражения, пропускания и поглощения в широком диапазоне.
2. Исследованы электродинамические свойства сверхрешетки графен–магнитный полупроводник, помещенной в магнитное поле, в геометриях Фарадея и Фойгта с учетом процессов диссипации. Методом матриц переноса рассчитаны частотные и полевые зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн такой сверхрешеткой для разного числа периодов структуры и разной периодичности. Показана возможность эффективного управления электродинамическими свойствами такой сверхрешетки. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитных волн могут изменяться при изменении внешнего магнитного поля и числа периодов структуры.
3. Предложена и теоретически исследована возможность управления ППП при помощи магнитного поля в гиротропном планарном волноводе, покрытом ГС. Исследования показали, что ППП могут переключаться с одного ГС на другой слабыми магнитными полями. Эффект резонансно зависит от соотношения между размером волновода и длиной волны возбуждающего света. Изменение химического потенциала ГС приводит к небольшому сдвигу резонансной длины волны, меняет величину эффекта и фазовый сдвиг ППП. Исследованные особенности делают предложенную структуру перспективной как для наномасштабного управления светом, так и для сенсорных приложений.
4. Теоретически исследовано возбуждение ППП в деформированном графене методом нарушенного полного отражения в геометрии Отто. Эффективность возбуждения ППП сильно зависит от направления распространения ППП. Частота и угол падения наиболее эффективного возбуждения ППП сильно зависят от поляризации падающего света.
5. Исследовано изменение спекл-картины линейно поляризованного света, прошедшего через покрытое графеном оптическое волокно, помещенное во внешнее магнитное поле. Показана возможность подавления магнитного вращения спекл-картины и эффекта обратного вращения. Этот эффект можно контролировать с помощью химического потенциала ГС.
6. Теоретически предсказано гигантское фарадеевское вращение для ППП, распространяющихся по магнитооптически активным нанопроволокам с графеновым покрытием. Изменение концентрации носителей в графене с помощью химического легирования или напряжения на затворе позволяет контролировать свойства ППП и, в частности, угол поворота азимутальных мод высокого порядка.
7. Исследованы ТЕ-поляризованные плазмонные моды, поддерживаемые цилиндрической структурой на основе графена. Такие моды могут распространяться в структуре только при радиусе сердцевины более 500 нм на частотах от ближнего инфракрасного до видимого света.

8. Исследовано распределение магнитного поля, индуцированного распространяющимися плазмонными модами в нанопроволоке, покрытой графеном, за счет ОЭФ. Исследования показывали, что основная мода ($m = 0$) может индуцировать вихреобразное магнитное поле с противоположными направлениями вращения внутри и снаружи нанопроволоки. Моды с большими $|m|$ индуцируют еще и продольную составляющую магнитного поля. Обнаружено, что в двухмодовом режиме можно индуцировать азимутально-периодическое распределение магнитного поля.
9. ОЭФ в структуре графен-диэлектрик-металл можно контролировать, изменяя химический потенциал графена. Наведенное магнитное поле может достигать нескольких кЭ. Предложена концепция деформационного управления ППП-свойствами структуры.
10. Исследован новый класс топологических плазмонных структур, которые образованы скрученными метаповерхностями на основе графена. Графеновая метатрубка демонстрирует гигантское вращение азимутальных плазмонных мод, ее хиральность играет решающую роль для проектирования плазмонных устройств с «односторонним распространением» и отвечает за исчезновение резонансов Фабри-Перо в метатрубках конечной длины. Метатор, обладает ярко выраженным спектром азимутальных резонаторных мод с большим расщеплением относительно направления распространения ППП.
11. Предложена принципиально новая концепция реализации гиперболических плазмонных МП путем анизотропной конкуренции усиления и потерь и предсказана возможность узконаправленного распространения и усиления ППП.
12. Показано усиление магнитной модуляции ППП за счет использования гибридной магнитоплазмонной структуры, состоящей из гиперболических плазмонных метаповерхностей и магнитной диэлектрической подложки. Магнитная модуляция ППП в предлагаемой структуре может быть на порядок сильнее, чем в гибридных металл - ферромагнитных структурах, традиционно используемых в активной магнитоплазмонике.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК для публикации результатов диссертаций на соискание учёной степени доктора наук и приравненных к ним:

- A1. Kuzmin, D.A. Electromagnetic Waves Reflectance of Graphene - Magnetic Semiconductor Superlattice in Magnetic Field / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // IEEE Transactions on Magnetics. - V. 50. - I. 11. – 2014. - P. 2505004. (Web of Science, Q2)
- A2. Kuzmin, D.A. Electromagnetic waves reflection, transmission and absorption by graphene-magnetic semiconductor-graphene sandwich-structure in magnetic field: Faraday geometry / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications. - V. 12. - I. 5. – 2014. - PP. 473-481. (Web of Science, Q2)
- A3. Kuzmin, D.A. Electromagnetic Waves Absorption by Graphene Magnetic Semiconductor Multilayered Nanostructure in External Magnetic Field: Voight Geometry / D.A.

- Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // *Acta Physica Polonica A*. - V. 127. - I. 2. – 2015. - PP. 528-530. (Web of Science)
- A4. Kuzmin, D.A. Influence of graphene coating on speckle-pattern rotation of light in gyrotropic optical fiber / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // *Optics Letters*. - V. 40. - I. 6. – 2015. - PP. 890-893. (Web of Science, Q1)
- A5. Kuzmin, D.A. Magnetic field control of plasmon polaritons in graphene-covered gyrotropic planar waveguide / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // *Optics Letters*. - V. 40. - I. 11. – 2015. - PP. 2557-256. (Web of Science, Q1)
- A6. Кузьмин Д.А., Бычков И.В., Шавров В.Г., Магнитное управление плазмон-поляритонами в гиротропном волноводе, покрытом графеном / Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах. Тезисы докладов Международной конференции, посвящённой 80-летию члена-корреспондента РАН И. К. Камилова. Челябинский государственный университет, Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН / Ред. коллегия: В.Д. Бучельников, Е.Г. Екомасов, Е.А. Беленков, В. Е. Фёдоров; отв. за выпуск М.А. Загребин. – Челябинск: Челябинский государственный университет, 2015. – С. 173. (РИНЦ)
- A7. Bychkov, I.V. Magnetic Speckle-Pattern Rotation in Gyrotropic Low-Mode Optical Fiber Coated by Conductive Nanoshell / I. V. Bychkov, D. A. Kuzmin, V.A. Tolkachev, H. I. Lee, V. G. Shavrov // *Materials Science Forum*. - V. 845. – 2016. - PP. 207-210. (Scopus)
- A8. 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, J. Mok // *Optics Letters*. - V. 41. - I. 2. – 2016. - PP. 396-399. (Web of Science, Q1)
- A9. Lee, H.I. Multiple propagating modes of nanowire plasmonics / H.I. Lee, J. Mok, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // *Optical and Quantum Electronics*. - V. 48. - I. 11. – 2016. – P. 499. (Web of Science, Q2)
- A10. Kuzmin, D.A. Transverse-electric plasmonic modes of cylindrical graphene-based waveguide at near-infrared and visible frequencies / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, L.N. Kotov // *Scientific Reports*. - V. 6. – 2016. – P. 26915. (Web of Science, Q1)
- A11. Kuzmin, D.A. Giant Faraday rotation of high-order plasmonic modes in graphene-covered nanowires / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // *Nano Letters*. - V. 16. - I. 7. – 2016. – PP. 4391-4395. (Web of Science, Q1)
- A12. Mok, J. Light Spins of Cylindrical Electromagnetic Waves and their Jumps across Material Interfaces in the Presence of Energy Exchange / J. Mok, H.I. Lee, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // *Advanced Electromagnetics*. – 2016. – Т. 5. – №. 2. – С. 17-27. (Web of Science)
- A13. Плаксин П.С., Толкачев В.А., Бирюков И.Ю., Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Эффективное магнитное поле плазмон-поляритонов в структуре графен-диэлектрик-металл при изменении энергии Ферми графена // Актуальные проблемы микро- и нанoeлектроники: сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием / отв. ред. Бахтизин Р.З. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2016. – С. 27. (РИНЦ)

- A14.Толкачев В.А., Плаксин П.С., Бирюков И.Ю., Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Обратный эффект Фарадея плазмонных мод структуры вакуум-графен-диэлектрик-металл при влиянии упругих напряжений // Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники: сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием / отв. ред. Бахтизин Р.З. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2016. – С. 34-35. (РИНЦ)
- A15.Kuzmin, D.A. Topologically Induced Optical Activity in Graphene-Based Meta-Structures / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // ACS Photonics. - V. 4. - I. 7. – 2017. – PP. 1633–1638. (Web of Science, Q1)
- A16.Kuzmin, D.A. Plasmonics of magnetic and topological graphene-based nanostructures / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Nanophotonics. - V. 7. - I. 3. – 2018. – PP. 597-611. (Web of Science, Q1)
- A17.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.
- A18.Kharitonova, O.G. Influence of graphene-based hyperbolic metasurface parameters on the second harmonic generation / O. G. Kharitonova, D. A. Kuzmin, I. V. Bychkov, M. O. Usik, V. A. Tolkachev // Челябинский физико-математический журнал. – 2020. – Т. 5. – №. 4-1. – С. 510-514. (Scopus)
- A19.Kuzmin, D.A. Hyperbolic plasmonics with anisotropic gain–loss metasurfaces / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov // Optics Letters. – V. 46. - I. 2. – 2021. – PP. 420-423. (Web of Science, Q1)
- A20.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)

Кузьмин Дмитрий Александрович

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И ПЛАЗМОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

Автореф. дис. . . . д-ра физ.-мат. наук

Подписано в печать 22.09.2022. Формат $60 \times 84 \frac{1}{16}$.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,1. Уч-изд. л. 1,0. Тираж 100 экз.

Заказ №_____. Бесплатно.

ФГБОУ ВО «Челябинский государственный университет»

454001 г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129

Издательство Челябинского государственного университета

454136 г. Челябинск, ул. Молодогвардейцев, 57б