

УДК 535.3  
ББК 22.343  
ГРНТИ 29.31.21  
ВАК 01.04.05

## Исследование распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и нанокомпозита

К. К. Алтунин , Е. Н. Причалова  <sup>1</sup>

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», 432071,  
Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 5 апреля 2021 года  
После переработки 12 апреля 2021 года  
Опубликована 9 сентября 2021 года

---

**Аннотация.** Рассматривается физический процесс распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и нанокомпозита. Построена модифицированная теоретическая модель процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокомпозита. Написана компьютерная программа, позволяющая вычислять оптические характеристики поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела диэлектрика и нанокомпозита. Рассчитана плотность потока энергии поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела диэлектрической среды и нанокомпозитной среды, содержащей металлические наночастицы. В результате численных расчётов получены зависимости плотности потока энергии электромагнитных волн поверхностных плазмон-поляритонов от длины волны внешнего оптического излучения для поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся на границе раздела диэлектрика и нанокомпозита. Произведённый численный расчёт усреднённых значений компонент вектора Умова-Пойнтинга для поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и нанокомпозита подтверждает наличие максимумов плотности потока энергии, соответствующих распространению плазмон-поляритона вдоль границы раздела диэлектрика и нанокомпозита.

**Ключевые слова:** плазмон, поляритон, плазмон-поляритон, нанокомпозитная плёнка, нанокомпозитная среда, металлические наночастицы, наночастицы серебра, диэлектрик, оптическое излучение, электромагнитная волна

PACS: 42.25.Bs

---

## Введение

Взаимодействие света с веществом давно вызывает интерес учёных. В этом контексте область плазмоники возникает из-за взаимодействия света с валентными электронами в металлах. Интерес к исследованию наноплазмонных структур, в которых

---

<sup>1</sup>E-mail: prichalova.katya@bk.ru

возможно возбуждение и распространение поверхностных плазмон-поляритонов на металлических поверхностях и перфорированных тонких металлических плёнках с субволновыми периодическими отверстиями, связан с применениями в приборах оптики и оптоэлектроники, в которых значительную роль играют эффекты локального усиления полей.

Целью работы является исследование физического процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита.

В работе поставлены следующие задачи:

1. написание обзора работ по наноплазмонике,
2. создание теоретической модели процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита,
3. написание компьютерной программы для вычисления характеристик поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела диэлектрика и нанокompозита,
4. проведение численных расчётов оптических характеристик процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита.

Объектом исследования является явление распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита. Предметом исследования является набор оптических характеристик процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита. Методами исследования являются теоретические и численные методы нанооптики и наноплазмоники, методы программирования физических задач нанооптики и наноплазмоники.

Гипотеза исследования заключается в том, что если выявить особенности процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита то можно успешно прогнозировать физические свойства приборов и устройств наноплазмоники.

## Обзор работ по физическим свойствам плазмон-поляритонов

Поверхностные плазмон-поляритоны — это электромагнитные возбуждения, существующие на границе раздела между металлом и диэлектрическим материалом. В последние годы в фундаментальных и прикладных исследованиях в области поверхностных плазмон-поляритонов был достигнут значительный прогресс. Управление светом и управление им с помощью поверхностных плазмон-поляритонов в нанометровом масштабе даёт значительные преимущества в устройствах нанофотоники с очень маленькими элементами, а поверхностные плазмон-поляритоны открывают многообещающие возможности в областях, связанных с окружающей средой, энергетикой, биологией и медициной.

Поверхностный плазмон-поляритон — это электромагнитное возбуждение, существующее на поверхности хорошего металла. Это по сути двумерное возбуждение, электромагнитное поле которого экспоненциально затухает с расстоянием от поверхности. Раньше можно было изучать только рассеянный свет (дальнее поле), создаваемый взаимодействием поверхностных поляритонов с элементами поверхности. Только с развитием сканирующей ближнепольной оптической микроскопии стало возможным измерять поле поверхностных поляритонов непосредственно в непосредственной близости от поверхности, на которой существует поверхностный плазмон-поляритон.

Коллективные возбуждения — это простые и информативные исследования различных физических свойств твёрдых тел. Среди них возбуждения, связанные с взаимодействием света и вещества, пожалуй, одни из самых многочисленных. В частности, по-

ляритоны — это квазичастицы, связанные с взаимодействием электромагнитных волн с любым резонансом в материале. Парадигматический пример поляритонов реализуется связанными состояниями электромагнитных волн с фононами в ионных кристаллах [1], заряженные частицы которых неподвижны. Последнее свойство делает эти материалы изолирующими и обеспечивает беспрепятственное распространение электромагнитных коллективных мод. Иная ситуация в металлах, для которых характерно большое количество проводящих электронов, где электромагнитные волны могут распространяться только с частотами выше плазменной. Тем не менее поверхностные плазмоны [2] могут распространяться с частотами ниже края плазмы. Сильное взаимодействие света с поверхностными плазмонами создает поверхностные плазмон-поляритоны, которые, следовательно, являются частным случаем поляритонов, ограниченных границей раздела металл-диэлектрик или металл-воздух.

Фотонные наноструктуры могут повысить эффективность и функциональность оптоэлектронных устройств, контролируя распространение и вывод света в волноводах. Парадигматическим примером является выделение света путем согласования импульсов решетки и волноводной моды. Однако более высокая функциональность может быть достигнута за счёт сильной связи между волноводными и плазмонными модами. В статье [3] показано, что такие гибридные системы обеспечивают удобную стратегию настройки полосы дисперсии волновода. Контролируя высоту металлической решетки, полосы превращаются из конуса Дирака в плоскую полосу и параболический профиль. Показано, что применение этой системы к светоизлучающим волноводам, где плоская полоса приводит к чётко определённой конусу излучения, с увеличением эффективности излучения в 1.8 раза и коэффициентом Парселла 2.4. Показано, что 72.2 % всей излучаемой мощности содержится в области плоской полосы и в восемь раз больше, чем полное излучение диполя в однородной среде. Таким образом, система сочетает в себе повышение эффективности с возможностью формирования луча.

Настройка плазмонных ближних полей занимает центральное место в области нанофотоники. Детальное знание распределения поля имеет решающее значение для проектирования и изготовления плазмонных датчиков, детекторов, фотоэлектрических элементов, схем на основе плазмонов, наноманипуляторов, электрооптических плазмонных модуляторов и атомных устройств. В статье [4] сообщается о количественном сравнении между наблюдением в ближней зоне и численными расчетами с учётом распределения интенсивности для поперечной магнитной (ТМ) и поперечной электрической (ТЕ) поляризаций, которые необходимы для создания устройств во всех этих областях. Представлены результаты сканирующей микроскопии в ближней зоне поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых линейно поляризованным светом на золотой решётке, изготовленной на основе нанотехнологий. Процесс оптимизации выполняется для инфракрасного света для применений в улавливании холодных атомов и плазмонном зондировании. Показано, что процессы накопления и распространения поверхностных плазмонных поляритонов и подтверждаем, что неплоскостная составляющая электрического поля не связана с зондом для ближнеполевой сканирующей микроскопии апертурного типа.

В статье [5] рассмотрены ограниченные моды на границе раздела, произвольно наклоненной относительно оптических осей немагнитных анизотропных двумерных материалов. Развивая точные методы Винера-Хопфа и приближенные методы Феттера, исследована дисперсия краевых мод, распределения поля и плотности заряда. Двумерный слой описывается проводимостью лоренцевского типа в одном или обоих направлениях, что реалистично для природных анизотропных двумерных материалов и резонансных гиперболических метаповерхностей. Продемонстрировано, что из-за анизотропии кра-

евая мода существует только при волновых векторах, превышающих ненулевое пороговое значение, если край наклонен относительно направления резонансной проводимости. Преобладающий вклад в пространственные профили поля и плотности заряда дают затухающие двумерные волны, которые ограничены как в пространстве около двумерного слоя, так и вдоль слоя у его края. Степень ограничения поля вдоль слоя определяется волновым вектором или рассогласованием частот между краевой модой и континуумом свободно распространяющихся двумерных мод. Анализ подходит для различных типов поляритонов (плазмонных, фононных, экситонных поляритонов) При достаточно больших волновых векторах. Благодаря превосходному ограничению поля во всех направлениях, перпендикулярных краю, эти режимы выглядят многообещающими для современной плазмоники и сенсорики.

В статье [6] обсуждается физический процесс возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на основе уравнения дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, связь с поверхностными плазмон-поляритонами за счёт согласования импульсов между фотонами и поверхностными плазмон-поляритонами и поведение поверхностных плазмон-поляритонов при распространении. Основываясь на физическом механизме и специфических свойствах поверхностных плазмон-поляритонов, продемонстрированы основные применения поверхностных плазмон-поляритонов, такие как волноводы, источники, ближнепольная оптика, рамановская спектроскопия с усилением поверхности, хранение данных, солнечные элементы, химические сенсоры и биосенсоры.

В статье [7] исследуется поляритонная зонная структура двумерных атомных решеток, связанных с однократным возбуждением поверхностной плазмон-поляритонной моды. Показана возможность реализации топологических щелей с разными числами Черна за счёт резонансных переходов атомов в возбужденные состояния с различным угловым моментом. Использован вычислительный метод, основанный на недавно предложенной технике отображения Дирихле-Неймана, которая точно моделирует немарковскую динамику, а также взаимодействия, включающие электрические и магнитные мультипольные переходы более высокого порядка. Разработаны топологически устойчивые краевые состояния, которые используются для достижения однонаправленного излучения и невзаимной передачи одиночных фотонов. Мы также указываем на проблемы в реализации полос с более высокими числами Черна в таких системах.

В статье [8] исследуется поляритонная зонная структура двумерной атомной решётки, связанной с модой поверхностного плазмон-поляритона в режиме однократного возбуждения. Применяется вычислительная техника на основе карты Дирихле-Неймана, которая может точно моделировать немарковскую динамику, а также особенности узкой полосы пропускания, связанные с любой периодической системой атом-фотон в целом. Используя эту технику, проектируем двумерную атомную решётку, используя только двухуровневые атомы, которая имеет изолированную плоскую поляритонную полосу, где величина групповой скорости для мод в полосе приближается к нулю во всей зоне Бриллюэна. Такую систему можно использовать для замедления, хранения и управления одиночными фотонами в двумерной геометрии.

Субволновые плазмонные проводящие структуры обеспечивают очень простую, сверхкомпактную и эффективную платформу для активной плазмоники. В статье [9] теоретически исследована прозрачность с магнитным переключением в полупроводниковых проводящих структурах субволновой длины. Основная трудность, ограничивающая производительность магнитоплазмонных устройств и субволновых оптических изоляторов, заключается в необходимости использования сильного магнитного поля. Обнаружено, что требуемая напряженность магнитного поля в полупроводниковых проводящих структурах субволновой длины в два раза выше, чем в плоских границах раздела полупроводников, и определяется подвижностью носителей в составляющем полупроводнике и не зависит напрямую от других

параметров материала, таких как диэлектрическая проницаемость покрытия, полупроводник. плотность носителей и эффективная масса электрона. Азимутальное магнитное поле может быть возбуждено постоянным электрическим током или оптической накачкой через полупроводниковые провода. Наш вывод указывает на важные ограничения производительности активных плазмонных устройств, основанные на магнитооптической прозрачности плазмонных проводов.

Поверхностные плазмон-поляритоны из-за их субволновой природы могут значительно изменять поведение электронных переходов в различных оптоэлектронных системах. Здесь, используя модельную систему со сферической квантовой точкой вблизи плоской поверхности металла, в статье [10] показано, что обычные запрещенные оптические переходы в квантовой точке могут быть в значительной степени обеспечены спонтанным распадом поверхностного плазмон-поляритона. Электронные состояния квантовой точки аппроксимируются блоховским состоянием в сочетании с волновыми функциями в сферической потенциальной яме, что обеспечивает множественные дырочные состояния со смешанными электронными мультиполями. Более того, поверхностный плазмон-поляритон квантуется с использованием схемы канонического квантования, за которой следует подход, основанный на функциях Грина, для введения его диссипации. В частности, обнаружено, что, когда учитывается диссипация поверхностных плазмон-поляритонов, спонтанный распад соответствующего экситона квантовой точки преобладает за счет перехода в нерезонансный режим поверхностных плазмон-поляритонов с большими импульсами. Также изучалась зависимость скорости спонтанного распада от размера и кристаллической ориентации квантовой точки, расстояния между квантовой точкой и поверхностью металла и ширины линии поверхностных плазмон-поляритонов. Были обнаружены некоторые полезные скейлинговые соотношения, и обнаружено, что мультипольные переходы сравнимы с дипольными переходами при определённых параметрах системы. Эти открытия имеют важное значение для нашего понимания электронного перехода в ближнем поле металла и могут оказаться полезными для будущего дизайна устройств с плазмонными точками и квантовыми точками.

В статье [11] предложена схема нелинейной оптико-магнитной манипуляции для реализации захвата поверхностных плазмон-поляритонов с низкими потерями в волновод металл-диэлектрик-металл на основе двойной электромагнитно-индуцированной прозрачности и кросс-фазовой модуляции. За счёт некогерентной накачки компенсируются омические потери поверхностных плазмон-поляритонов. Огромная нелинейность в системе уравнивает дифракцию поверхностных плазмон-поляритонов, и получается солитон поверхностных плазмон-поляритонов. С помощью солитонов поверхностных плазмон-поляритонов реализуем захват других более слабых поверхностных плазмон-поляритонов посредством кросс-фазовой модуляции. Обнаружили, что захваченные поверхностные плазмон-поляритоны имеют такой же профиль, как и более сильные поверхностные плазмон-поляритоны, таким образом, профиль захваченных поверхностных плазмон-поляритонов можно контролировать, даже если их можно сфокусировать, когда они разряжены. Показано, что поверхностные плазмон-поляритоны будут отклоняться во внешнем градиентном магнитном поле, и траекторией поверхностных плазмон-поляритонов можно динамически управлять, регулируя градиент магнитного поля. Полученные здесь результаты могут иметь большой потенциал в будущих схемах на кристалле.

В статье [12] представлены физические характеристики простой волноводной структуры, построенной на основе анизотропного двулучепреломляющего кристалла-металла-хиральной среды, короче говоря, анизотропного металлического хирала, и раскрываем хирально-зависимые свойства дисперсии и распространения поверхностных плазмон-поляритонов. Продемонстрирована его беспрецедентная способность различать вели-

чину и знак как действительной, так и мнимой части параметра хиральности. Анизотропия играет ключевую роль в таких характеристиках и демонстрирует настраиваемую способность в энантиомерной дискриминации, даже когда параметр хиральности является комплексным. Наиболее важно то, что физическое происхождение хиральной дискриминации проистекает из внешней хиральности системы, которая возникает из-за взаимной ориентации поверхностных плазмон-поляритонов и оптической оси. Более того, также проясняется фундаментальная физика, лежащая в основе поведения кирального зондирования, связывая внутренний квантовый спиновый эффект Холла поверхностных плазмон-поляритонов с анализом электромагнитного поля. Эта структура не требует сложного изготовления, но обеспечивает возможность поверхностно-чувствительного биодатчика на чипе.

В статье [13] сообщается об значительном усилении магнитооптического эффекта Фарадея в двумерной магнитоплазмонной решётке с квадратной решёткой. Структура состоит из диэлектрической магнитной пленки  $V_i$ -замещённого феррита-граната малой толщины (100 нм), покрытой перфорированным слоем золота. Экспериментально и теоретически показано усиление фарадеевского вращения примерно в два раза, несмотря на подавление волноводных мод. Это происходит в первую очередь за счёт возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся на границе раздела Au-гранат в двух ортогональных направлениях вдоль векторов решётки плазмонной решётки.

Последнее десятилетие стало свидетелем многочисленных открытий двумерных полуметаллов и диэлектриков, в то время как двумерные металлы идентифицировались редко. Борофен, однослойный лист бора, недавно стал идеальным двумерным металлом с уникальными электронными свойствами. В статье [14] изучаются коллективные возбуждения в борофене, которые демонстрируют две основные плазмонные моды с низкими скоростями затухания, простирающимися от инфракрасного до ультрафиолетового режима. Анизотропный одномерный плазмон возникает из-за электронных переходов наклонных конусов Дирака в борофене, аналогично тому, как это происходит в чрезвычайно легированном графене. Эти особенности делают борофен интегрированной платформой для одномерных, двумерных плазмонов и плазмонов Дирака, многообещающей для направленного переноса поляритонов и широкополосной оптической связи в оптоэлектронных устройствах следующего поколения.

В статье [15] исследованы поверхностные плазмон-поляритоны в напряжённой пластине полуметалла Вейля с нарушенной симметрией относительно обращения времени. Обнаружено, что индуцированное деформацией осевое калибровочное поле снижает частоты этих коллективных мод для промежуточных значений волнового вектора. В зависимости от относительной ориентации разделения узлов Вейля в импульсном пространстве, нормали к поверхности и направления распространения, дисперсионное соотношение поверхностных плазмон-поляритонов может быть невзаимным даже в тонкой пластине. Кроме того, вызванные деформацией аксиальные калибровочные поля могут существенно влиять на свойства локализации коллективных мод. Эти эффекты позволяют контролировать распространение поверхностных плазмон-поляритонов в полуметаллах Вейля на месте и могут быть полезны для создания невзаимных устройств.

В статье [16] показано, что оптические антенны обеспечивают эффективную связь между распространяющимся светом и связывающими электромагнитными волнами, такими как поверхностные плазмон-поляритоны. При освещении неоднородными оптическими полями распространяющиеся поверхностные плазмон-поляритоны, опосредованные многомодовыми антеннами, могут быть пространственно асимметричными, и эта асимметрия сильно зависит от положения антенн относительно поля освещения. Развивается такое асимметричное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов пу-

тём освещения пары щелевых антенн Эрмита-Гаусса лучом с модой  $(1, 0)$ . Физический сценарий взаимодействия между освещающим оптическим полем и парными щелевыми антеннами разработан с помощью полноволнового электромагнитного моделирования. Также описаны эксперименты по отслеживанию распространения асимметричных поверхностных плазмон-поляритонов с помощью техники визуализации в задней фокальной плоскости. Путём восстановления асимметричного отношения интенсивностей структуры поверхностных плазмон-поляритонов в изображении задней фокальной плоскости демонстрируется боковое смещение антенн до ангстремного уровня.

В статье [17] показано, что нетривиальная топология в объёмном веществе связана с существованием топологически защищённых межфазных состояний. Показано, что газовый плазмон-поляритон, электромагнитная поверхностная волна, существующая на границе замагниченной плазмы и вакуума, имеет топологическое происхождение, которое возникает из нетривиальной топологии замагниченной плазмы. Поскольку газовая плазма не может поддерживать резкую границу раздела с прерывистой плотностью, необходимо учитывать постепенное падение плотности с масштабом, сравнимым или большим, чем длина волны. Показано, что газообразный плазмон-поляритон может быть обнаружен в запрещенном спектре в современных лабораторных устройствах, предполагая, что в настоящее время доступны платформы для экспериментального исследования физики топологических волн в плазме.

В статье [18] предложен механизм преобразования углового момента из поперечного оптического спина в поверхностных плазмон-поляритонах в спин электрона проводимости. Свободные электроны в металле следуют за поперечно вращающимся электрическим полем поверхностного плазмон-поляритона, и возникающие орбитальные движения создают неоднородную статическую намагниченность в металле. Решая уравнение спиновой диффузии в поверхностном плазмон-поляритоне, обнаружено, что поле намагниченности генерирует электронный спиновый ток. Показано, что существует резонансное состояние, при котором спиновый ток резонансно усиливается, а поляризация спинового тока переворачивается. Теория раскрывает альтернативную функцию поверхностных плазмон-поляритонов как источника спинового тока.

Равенство между спектральным направленным излучением и поглощательной способностью объекта при локальном термодинамическом равновесии известно как закон излучения Кирхгофа. Нарушение закона излучения Кирхгофа физически разрешено нарушением симметрии обращения времени и может открыть возможности для невзаимных излучателей и поглотителей света. Ожидается, что большая аномальная холловская проводимость и угол наклона, недавно обнаруженные в топологических полуметаллах Вейля, особенно в магнитных полуметаллах Вейля первого типа и полуметаллах Вейля второго типа, создадут большое невзаимное распространение электромагнитных волн. В статье [19] сосредотачиваются на магнитных полуметаллах Вейля первого типа и показываем с помощью моделирования и моделирования, что невзаимные поверхностные плазмон-поляритоны могут приводить к выраженной невзаимности без внешнего магнитного поля. Моделирование в этой работе начинается с одной пары узлов Вейля, за которой следует более реалистичная модель с несколькими парными узлами Вейля. Поверхностные состояния ферми-дуги также учитываются через поверхностную проводимость. В статье [19] указано на многообещающую применимость топологических полуметаллов Вейля для магнитооптических и энергетических приложений.

В статье [20] проведено квантование графеновых плазмонов, используя как макроскопический подход, основанный на классическом выражении для средней электромагнитной энергии в диэлектрической среде, так и квантовую гидродинамическую модель, в которой электроны графена моделируются как заряженная жидкость. Обе модели позволяют учесть дисперсию оптического отклика, а гидродинамическая модель также

позволяет учесть импульсную зависимость оптического отклика (нелокальные эффекты). Используя оба метода, модовые функции электромагнитного поля и соответствующие частоты определяются для двух различных структур графена. Показано, как квантовать графеновые плазмоны, учитывая, что графен является диспергирующей средой, в рамках локального и нелокального описания. Обнаружено, что дисперсия оптического отклика графена приводит к нетривиальному условию нормировки модовых функций. Полученные модовые функции затем используются для расчёта распада эмиттера, представленного диполем, через возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов графена. Полученные результаты сравниваются с полной скоростью спонтанного распада излучателя, и обнаруживается почти идеальное совпадение в соответствующем спектральном диапазоне. Обнаружено, что нелокальные эффекты в проводимости графена становятся актуальными для скорости излучения при малых энергиях Ферми и малых расстояниях между диполем и листом графена.

В статье [21] исследованы поверхностные плазмон-поляритоны в плоских сверхрешётках графена с одномерной периодической модуляцией запрещённой зоны. Межмизонный вклад в оптическую проводимость этой системы был найден методом уравнения движения для двух случаев: уровень Ферми попадает в одну из мини-щелей, а уровень Ферми находится в одной из мини-зон. Было показано, что в этих случаях оптическая проводимость системы существенно меняется. Спектры поверхностных плазмон-поляритонов в системе для них различаются.

В статье [22] показано, что ослабленное полное отражение поверхностным плазмон-поляритоном представляет собой метод оценки дисперсионного отношения поверхностного плазмон-поляритона по положению провала в спектре отражения. Однако недавние исследования показали, что провалы смещены из резонанса поверхностного плазмон-поляритона, потому что они вызваны типом резонанса Фано, то есть интерференцией между процессом резонансного отражения, сопровождающимся резонансным возбуждением поверхностного плазмон-поляритона, и процессом прямого отражения без резонансного возбуждения. Этот результат свидетельствует о том, что свойства системы, которые трудно достичь в дисперсионном соотношении поверхностного плазмон-поляритона, можно охарактеризовать с помощью метода ослабленного полного отражения. В работе [22] исследуется влияние шероховатости поверхности из-за наноразмерных ямок, созданных на начальной стадии питтинговой коррозии, на спектр ослабленного полного отражения с точки зрения резонанса Фано. Используя метод временных связанных мод, показано, что резонанс Фано при ослабленном полном отражении вызван изменением фазы прямого отражения из-за поглощения на поверхности металла, и форма спектра определяется этой фазой, наряду с отношением скорости внешнего (радиационного) распада к полной скорости распада резонансной моды. Кроме того, поясняется, что скорости внутреннего и внешнего затухания, извлеченные из спектра ослабленного полного отражения, предоставляют информацию о коррозии, такую как эффективная толщина металлической плёнки и случайность в распределении ямок.

В статье [23] дисперсионное расширение резонансных состояний, разработанное для точного расчета резонансных состояний в открытых оптических системах с частотной дисперсией, применяется здесь к реалистичным материалам, таким как металлические наночастицы и полупроводниковые микросферы. Диэлектрическая проницаемость материала определяется путём подгонки измеренных показателей преломления и поглощения с обобщенной моделью Друде-Лоренца, содержащей несколько полюсов в комплексной частотной плоскости. Каждый полюс Друде или Лоренца порождает бесконечную серию резонансных состояний. Более того, для небольших наночастиц каждый из этих полюсов создаёт особую моду поверхностного плазмон-поляритона. Эволюция этих множественных поверхностных мод с увеличением радиуса отслеживает переход от

электростатического предела к значительному замедлению и излучению. При рассмотрении диапазона оптических фононов в полупроводниковой микросфере обнаружена полоса остаточных лучей, разделяющая резонансные состояния. Учитывая небольшой диапазон энергий вокруг запрещённой зоны полупроводника, переход от поглощения к усилению описывается инвертированием веса полюса Лоренца, что приводит к образованию резонансных состояний генерации. Интересно, что серия резонансных состояний, сходящихся к полюсу поглощения со стороны более низкой частоты, изменяет форму полюса усиления в петлю по часовой стрелке, приближающуюся к полюсу со стороны более высокой частоты, будучи отделенной от серии, охватывающей от низких до высоких частот и содержащей генерацию режимы.

В статье [24] показано, что оптические поля, усиленные поверхностными плазмон-поляритонами на границах раздела металл-диэлектрик, полезны для увеличения нескольких взаимодействий света с веществом, и применение в нелинейной оптике является одним из наиболее важных применений структуры этого типа. В большинстве предыдущих исследований по этой теме использовалась нелинейная восприимчивость металлических поверхностей. Однако ограниченная длина взаимодействия света с веществом в нелинейной оптике не позволила перевести технологии в практическое использование. В статье [24] предпринята попытка решить эту проблему путём выращивания тонких полимерных плёнок нелинейной оптики на металлических поверхностях. Нелинейные оптические отклики системы были охарактеризованы спектроскопией генерации второй гармоники. Экспериментальные результаты показали, что оптические поля, усиленные поверхностным плазмон-поляритоном, вызывают не только поверхностные нелинейности в серебре, но и объёмные нелинейности в полимере для нелинейной оптики. Для преобразований генерации второй гармоники была оптимальная толщина полимера, и большая толщина не всегда приводила к более высокому преобразованию. Максимальная эффективность преобразования была примерно в 40 раз выше, чем у незащищенной поверхности серебра, не покрытой полимером. Рост и распространение волн генерации второй гармоники рассматривались с помощью численного подхода, сочетающего метод матрицы переноса и анализ функций Грина. Эффективность преобразования генерации второй гармоники определялась тремя факторами: коэффициентом усиления поля поверхностных плазмон-поляритонов, длиной нелинейного взаимодействия света с веществом и степенью интерференции между распространяющимися вперед и назад волнами генерации второй гармоники. Последние два фактора в основном определяли оптимальную эффективность преобразования генерации второй гармоники. Предлагаемая стратегия гибридизации полимеров для нелинейной оптики приближает к практическому использованию нелинейной плазмоники.

Магнитные материалы в различных металлических наноструктурах позволяют внешнему магнитному полю легко управлять распространением поверхностных плазмон-поляритонов и модами поверхностной решётки, что увеличивает величину магнитооптического отклика. В статье [25] экспериментально и численно показано, что различное по своей сути радиационное затухание тёмных и ярких поверхностных мод решётки в одномерных многослойных магнитоплазмонных кристаллах Au/Ni/Au с низкими потерями может изменять резонансное усиление поперечного магнитооптического эффекта Керра. С увеличением добротности мод темной поверхностной решетки максимальные значения поперечного магнитооптического эффекта Керра также увеличиваются. Спектральный диапазон усиления поперечного магнитооптического эффекта Керра расширяется при малых углах падения, так как тёмные и светлые поверхностные моды решётки накладываются друг на друга. Модель резонанса Фано показывает, что сдвиг длины волны темной и яркой мод приводит к резонансному усилению поперечного магнитооптического эффекта Керра.

В статье [26] построена модель, описывающая отклик гибридной системы, в которой электромагнитное поле – в частности, поверхностные плазмон-поляритоны – сильно взаимодействует с электронными возбуждениями атомов или молекул. Подход основан на теории ввода-вывода квантовой оптики и, в частности, учитывает тепловые и квантовые колебания молекул. Последний описан в  $P(E)$  теории, аналогичная используемой в теории динамической кулоновской блокады. В результате можем учесть влияние молекулярного стока сдвига на сильно связанный отклик системы. Наша модель затем учитывает асимметричное излучение верхней и нижней поляритонных мод. Это также позволяет точно описать частичную декогеренцию светового излучения сильно связанной системы. Результаты могут быть легко использованы для связывания реакции гибридных мод с эмиссионными и флуоресцентными свойствами отдельных молекул и, таким образом, важны для понимания любого использования таких систем, таких как когерентный сбор света.

В статье [27] была продемонстрирована эффективная электрооптическая модуляция с использованием режима краевого плазмона, специфичного для гибридного плазмонного волновода. Подход устраняет главное препятствие интегрированной микроволновой фотоники, вызванное поляризационными ограничениями как активных, так и пассивных компонентов. В дополнение к ограничению субволновой длины, типичному для поверхностных плазмон-поляритонов, режимы краевого плазмона позволяют точно согласовывать требования к поляризации для кремниевых решётчатых элементов связи, волноводов и электрооптических модуляторов на основе кремния. Концепция гибридного волновода, реализованная в виде сэндвич-структуры, подразумевает связь распространяющихся плазмонных мод с волноводной модой. Вертикально расположенный сэндвич включает тонкий слой материала с близким к нулю значениями диэлектрической проницаемости (оксид индия и олова), обеспечивающий эффективную модуляцию при малых масштабах длины. Используемые краевые плазмоны обладают смешанным поляризационным состоянием и могут возбуждаться горизонтально поляризованными волноводными модами. Это позволяет результирующему модулятору работать напрямую с эффективными решётчатыми элементами связи и избегать использования громоздких преобразователей поляризации с потерями. Разработана трехмерная оптическая модель, основанная на уравнениях Максвелла в сочетании с уравнениями дрейф-диффузии полупроводников. Были выполнены тяжёлые численные расчёты, связанные с оптимизацией материалов и геометрии. Вычисляются и анализируются эффективные моды, стационарное распределение поля, коэффициент экстинкции, оптические потери и свойства переноса заряда. Помимо поляризационного согласования, преимущества предложенной модели включают компактную плоскую геометрию кремниевого волновода, пониженное активное электрическое сопротивление и относительно простую конструкцию, привлекательную для экспериментальной реализации.

В области нанопотоники уже давно предпринимаются попытки определить механизмы для реализации динамического управления оптическими модами. В большинстве подходов величина настройки зависит от степени податливости оптической диэлектрической проницаемости при некоторых изменениях материала, таких как концентрация носителей. В статье [28] посредством многоволнового рамановского спектроскопического исследования наностолбиков 4H-SiC, импульс определён как альтернативное средство для улучшения спектральной перестройки нанопотонных мод из-за пространственной дисперсии, заложенной в инфракрасной оптической проницаемости полярных полупроводников.

В статье [29] введён класс частично когерентных полей поверхностных плазмон-поляритонов, несущих оптические вихри, генерируемых разумной суперпозицией плоских поверхностных плазмон-поляритонов с заданным начальным распределением фа-

зы и произвольными корреляциями на границе раздела металл-воздух. Мы исследуем глобальную степень когерентности, плотности энергии, потоки энергии, орбитальные и спиновые угловые моменты, а также состояния поляризации таких частично когерентных поверхностных плазмон-поляритонных вихревых полей в терминах их когерентного модового представления. Основные физические характеристики этих вихревых полей поверхностных плазмон-поляритонов могут быть широко настроены путём управления составляющими корреляциями поверхностных плазмон-поляритонов, адаптируя такие вихревые поля поверхностных плазмон-поляритонов к желаемым приложениям в статистической нанооплазмонике.

В статье [30] исследован подход для наноразмерного пространственно неоднородного возбуждения квазистатических магнитных полей с помощью индуцированного плазмонам обратного эффекта Фарадея в покрытых графеном полупроводниках, а также представляем аналитические и численные результаты для распределения индуцированного магнитного поля. Предполагается, что эффективное магнитное поле достигнет примерно 1 Тл, а направление магнитного поля может переключаться поверхностными плазмон-поляритонами, распространяющимися в противоположном направлении. Путём электрического управления химическим потенциалом графенового листа можно широко регулировать пространственную неоднородность ближнего поля намагниченности. Отклик наведённой намагниченности на распространение плазмона проявляется в виде нелинейного фазового сдвига, который можно измерить в дальней зоне. Используя теорему взаимности Лоренца, аналитически рассчитали нелинейную восприимчивость и коэффициент нелинейного поглощения в зависимости от химического потенциала, частоты и других параметров материала. Плазмонный обратный эффект Фарадея и нелинейность могут быть очень сильными за счёт уменьшения химического потенциала, которым можно гибко управлять с помощью напряжения затвора графена. Исследуемая система может проложить путь к альтернативному подходу к нанометровому пространственному полностью оптическому контролю намагниченности.

В статье [31] была решена каноническая краевая задача для поверхностных плазмон-поляритонных волн, направляемых плоской границей раздела диэлектрического материала и плазмонного материала для случаев, когда любой партнерский материал мог быть одноосным материалом с оптической осью, лежащей в плоскости границы раздела. Численные исследования показали, что две разные поверхностные плазмон-поляритонные волны с разными фазовыми скоростями, длинами распространения и глубиной проникновения могут распространяться в заданном направлении в плоскости границы раздела. Напротив, плоская граница раздела изотропных материалов-партнеров поддерживает только одну поверхностную плазмон-поляритонную волну для каждого направления распространения. Кроме того, для уникального направления распространения в каждом квадранте плоскости границы раздела было продемонстрировано, что может существовать нетрадиционный тип поверхностной плазмон-поляритонной волны, называемой поверхностной плазмон-поляритонной волной Фойгта. Поля этих поверхностных плазмон-поляритонных волн Фойгта затухают как произведение линейной и экспоненциальной функций расстояния от границы раздела в анизотропном материале-партнере. Напротив, поля обычных поверхностных плазмон-поляритонных волн затухают только экспоненциально с расстоянием от границы раздела. Существуют явные аналитические решения дисперсионного уравнения для поверхностных плазмон-поляритонных волн Фойгта, которые помогают установить ограничения на режимы определяющих параметров для материалов-партнеров, которые поддерживают распространение поверхностных плазмон-поляритонных волн Фойгта.

В статье [32] показано, что оптические материалы демонстрируют значительные потери на резонансной частоте составляющих их атомов, поэтому они практически при-

меняются на частотах, далеких от размерных резонансов. Электромагнитно-индуцированная прозрачность обеспечивает метод эффективного подавления оптических потерь в узком окне над оптическим резонансом, где среда демонстрирует значительную дисперсию, но за счёт нулевой восприимчивости. Классические или плазмонные аналоги эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности вводятся и широко используются в контексте электромагнитных или оптических метаматериалов. В другом интересном явлении в квантовой оптике, известном как увеличение показателя преломления, оптические потери среды могут быть нулевыми или даже отрицательными в области максимальной восприимчивости и незначительной дисперсии. Это условие интересно для приложений, где требуется сильный электромагнитный отклик среды с незначительными потерями, например, для метаматериалов с нулевым или отрицательным показателем преломления. Здесь введён плазмонный аналог увеличения показателя преломления, который позволяет когерентно управлять поляризуемостью и поглощением плазмонных наноплазмонных антенн. Это может открыть путь для распространения оптических волн с компенсацией потерь в плазмонных метаматериалах с нулевым показателем преломления и высоким показателем преломления. Схема также предлагает подход к полностью оптическому переключению и когерентному управлению свойствами пропускания, дифракции и поляризации плазмонных наноструктур, а также свойствами распространения поверхностных плазмон-поляритонов на метаповерхностях.

В статье [33] теоретически и экспериментально исследованы характеристики отражения поверхностного плазмон-поляритона прямоугольным выступом на поверхности серебра. Амплитуда и фазовый сдвиг отражения поверхностного плазмон-поляритона прямоугольным гребнем были рассчитаны по теории рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов с использованием метода тензора Грина и выражены через ширину гребня и энергию поверхностного плазмон-поляритона. Было обнаружено, что этот результат расчёта может быть хорошо воспроизведен простой моделью, выраженной наложением отражений от двух ступеней, составляющих гребень. Изготовлен одномерный резонатор, состоящий из пары прямоугольных выступов, и впервые уточнены характеристики режима стоячей волны поверхностного плазмон-поляритона (мода резонатора) с помощью сканирующего просвечивающего электронного микроскопа – метода катодолюминесценции и использованы для оценки теоретические расчеты коэффициента отражения. Энергии мод резонатора выводятся из спектральной картины с угловым разрешением, а фазовый сдвиг отражения поверхностных плазмон-поляритонов может быть вычислен через состояние резонатора. Объяснена резонансная энергия моды резонатора и пространственное распределение стоячей волны поверхностного плазмон-поляритона, используя полученный теоретически коэффициент отражения поверхностного плазмон-поляритона от прямоугольного гребня.

В статье [34] показано, что благодаря сверхкоротким временам переноса баллистических электронов динамика релаксации горячих неравновесных электронов традиционно считается локальной. Используя распространяющиеся поверхностные плазмон-поляритоны в гетероструктурах металл-диэлектрик, мы демонстрируем, что как локальная (релаксационная), так и нелокальная (транспортная) динамика горячих электронов вносят вклад в переходный оптический отклик. Данные, полученные в двух различных сериях экспериментов с накачкой и зондом, демонстрируют сильное увеличение как эффективности генерации нетепловых электронов, так и нелокальных времен релаксации при поверхностном плазмон-поляритонном резонансе. Разработана простая кинетическая модель, включающую возбуждение поверхностного плазмон-поляритона, в которую включены как локальная, так и нелокальная электронная релаксация в металлах, и анализируем динамику неравновесных электронов в целом в случае коллективных электронных возбуждений. Результаты проливают свет на роль поверхностных

плазмон-поляритонов в неравновесной электронной динамике и демонстрируют широкие перспективы сверхбыстрой плазмоники для настройки пространственно-временного распределения горячих электронов в металлических наноструктурах.

Взаимодействия света и вещества в обычных нанопотонных структурах обычно не имеют направленности. Например, в отличие от микроволновых антенных систем, большинство оптических излучателей (например, возбужденные атомы / молекулы и простые нанопотонны) демонстрируют квазиизотропные дипольные диаграммы направленности с низкой направленностью. Кроме того, поверхностные волны, поддерживаемые традиционными материальными подложками, обычно не имеют предпочтительного направления распространения, и их волновой фронт имеет тенденцию распространяться по мере распространения по поверхности, если только поверхность или возбуждение не спроектированы и структурированы должным образом. В статье [35] теоретически продемонстрирована возможность реализации однонаправленных и бездифракционных поверхностных плазмон-поляритонных мод на невзаимной платформе — гиротропной намагниченной плазме. Основываясь на строгом подходе к функциям Грина, обеспечиваем всесторонний и систематический анализ всех доступных физических механизмов, которые могут придавать системе направленность, как в смысле одностороннего возбуждения поверхностных волн, так и в смысле направленного бездифракционного распространения вдоль поверхности. Рассматриваемые механизмы включают в себя влияние сильной и слабой форм невзаимности, эллиптическую или гиперболическую топологию модальных дисперсионных поверхностей и состояние поляризации источника с связанной возможностью кирального возбуждения поверхностной волны, управляемое синхронизацией углового момента. Обнаружили, что трёхмерные гиротропные плазмонные платформы поддерживают ранее незамеченный режим распространения волн, который демонстрирует несколько из этих физических механизмов одновременно, что позволяет теоретически продемонстрировать однонаправленные поверхностные плазмон-поляритонные моды, которые распространяются как единый сверхузкий бездифракционный пучок. Оценивается также влияние диссипации и нелокальных эффектов. Теоретические открытия могут позволить создать новое поколение плазмонных структур и устройств с сильно направленным откликом.

В статье [36] сообщается о связи электрического квадрупольного перехода в атомном паре с плазмонным возбуждением в наноструктурированном металлическом метаматериале. Квадрупольный переход на 685 нм в газе атомов цезия оптически накачивается, в то время как индуцированное истощение населенности основного состояния исследуется с помощью света, настроенного на сильный электрический дипольный переход на 852 нм. Использовано селективное отражение для разрешения бездоплеровской сверхтонкой структуры атомов цезия. Наблюдается сильная модификация спектров отражения в присутствии метаматериала и обсуждается роль пространственного изменения поверхностного плазмон-поляритона на квадрупольную связь.

В последние годы большой интерес вызывает преобразование света, несущего спиновый угловой момент, в вихри оптического поля, несущие орбитальный угловой момент. Взаимодействие между двумя оптическими полями, каждое из которых несет одну из этих степеней свободы, и, кроме того, передача результирующего произведения углового момента материи редко обсуждается. В статье [37] измерено взаимодействие между трёхмерным световым аксиальным спиновым угловым моментом и двумерными плазмон-поляритонными вихрями, несущими поперечный орбитальный угловой момент высокого порядка. Взаимодействие опосредуется двухфотонным поглощением на поверхности золота, запечатлевающая результирующее смещение углового момента в материи путем возбуждения электронов, которые фотоэмиссируются в вакуум. Интересно, что пространственное распределение испускаемых электронов несёт в себе признак вычита-

ния спина из угловых моментов орбиты. В статье [37] экспериментально и теоретически показано, что поглощающий характер этого взаимодействия приводит как к одиночному, так и к двойному фотонно-плазмонному смешиванию углового момента за счёт однофотонного и двухфотонного взаимодействий. Результаты демонстрируют взаимодействия света с веществом по угловым моментам высокого порядка, дают представление о конкретных маршрутах электронного возбуждения и могут быть применены в будущих электронных источниках и когерентном управлении.

В статье [38] исследовано возбуждение поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе раздела металла и одномерного фотонного кристалла вдоль направления периодичности фотонного кристалла в призматической конфигурации. Для постановки задачи использовался строгий подход связанных волн, и спектры поглощения были получены в зависимости от угла падения, периода и толщины фотонного кристалла. Корреляция полос поглощения с основной канонической проблемой и пространственными профилями мощности подтвердила возбуждение поверхностных плазмон-поляритонных волн. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе одномерного фотонного кристалла вдоль направления периодичности открывает новые возможности для приложений.

Процессы рассеяния сыграли решающую роль в развитии квантовой теории. В области оптики фазовые сдвиги рассеяния использовались для выявления интересных форм взаимодействия света и вещества. В статье [39] исследуется фазовый сдвиг, испытываемый одиночным фотоном при его рассеянии на поверхностный плазмон-поляритон и наоборот. Этот сдвиг фазы связи особенно важен для квантовых плазмонных экспериментов. Таким образом, мы демонстрируем, что фотон-плазмонное взаимодействие на плазмонной щели можно моделировать с помощью квантовомеханического триттера, шестипортового рассеивающего элемента. В статье [39] показано, что видимости интерференционных картин с двумя и тремя щелями являются удобными наблюдаемыми объектами для характеристики взаимодействия на щели и определения фазы связи. Точная и простая модель взаимодействия, подтвержденная симуляциями и экспериментами, имеет важное значение не только для квантовых плазмонных эффектов интерференции, но также полезна для классических приложений.

Недавние предложения и достижения в области квантового моделирования, квантовой криптографии и квантовых коммуникаций в значительной степени полагаются на формирование квантовой запутанности. Вопреки общепринятому мнению, что диссипация разрушает квантовую когерентность, взаимодействие с диссипативной средой также может создавать запутанность. В статье [40] рассматривается система, состоящая из двух кубитов с квантовыми точками, соединённых с общей затухающей модой поверхностных плазмонов; каждая квантовая точка также связана с отдельной модой фотонного резонатора. Расчеты квантовой электродинамики резонатора показывают, что при оптическом возбуждении фемтосекундным лазерным импульсом происходит запутывание экситонов квантовых точек и временная эволюция парной корреляционной функции  $g^{(2)}$  фотонов резонатора. является индикатором запутанности. Показано, что степень запутанности сохраняется во время эволюции системы. Кроме того, если связь мод фотонного резонатора и квантовых точек достаточно велика, запутанность квантовых точек может быть передана модам резонатора для увеличения общего времени жизни запутывания. Последнее явление можно рассматривать как признак запутанного долгоживущего образования экситон-поляритонов с квантовыми точками. Сохранение полной запутанности в пределе сильной связи взаимодействий полость-квантовая точка предлагает новые средства хранения запутанности и манипулирования ею в высококачественных оптических резонаторах.

В статье [41] показано, что оптическое связывание позволяет создавать механиче-

ски стабильные конфигурации наночастиц за счёт формирования самосогласованных оптических потенциалов захвата. В то время как классический дифракционный предел препятствует достижению расположения глубоко субволновых длин, вспомогательные наноструктуры позволяют настраивать оптические силы через дополнительные каналы взаимодействия. Подробно проанализирована конфигурация димера рядом с поверхностью металла, и было обнаружено, что вклад поверхностных плазмон-поляритонных волн определяет динамику взаимодействия. Показано, что канал взаимодействия, опосредованный резонансными поверхностными волнами, позволяет получать субволновые стабильные димеры. Кроме того, векторная структура поверхностных мод позволяет связываться между двумя дипольными наночастицами вдоль направления их дипольных моментов, в отличие от связывания в вакууме, где стабильная конфигурация формируется в направлении, перпендикулярном поляризации дипольных моментов. Кроме того, предсказывается увеличение на один порядок жесткости оптического связывания за счёт канала взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов. Эти явления открывают путь для разработки новых гибких оптических манипуляторов, позволяющих управлять траекторией наночастиц на субволновых масштабах и открывающих возможности для оптически индуцированной анизотропной (то есть с разными периодами как вдоль поляризации поля, так и перпендикулярно ей) организации частиц на плазмонной подложке.

В статье [42] продемонстрировано нелинейное излучение из молекулярных слоёв, сильно связанных с протяженными световыми полями в массивах плазмонных наночастиц при наличии структурных дефектов. Гибридные состояния легкой материи, известные как плазмон-экситонные поляритоны, образуются за счёт сильной связи экситонов Френкеля в молекулах с резонансами поверхностной решётки. Эти резонансы являются результатом радиационного взаимодействия локализованных поверхностных плазмон-поляритонов в наночастицах серебра, усиленного дифракцией на массиве. Создавая массивы с различными постоянными решётки, показано, что частота нелинейного излучения определяется исключительно релаксацией экситонных поляритонов через колебательные кванты в молекулах. Также наблюдается дальнедействующая пространственная когерентность в образцах, что подтверждает объяснение в терминах нелинейного коллективного излучения сильно связанных плазмон-экситонных поляритонов. В отличие от недавних наблюдений экситон-поляритонной генерации и конденсации в органических системах, фотонные моды играют незначительную роль на частоте излучения в такой системе, и это излучение имеет неопределённый импульс из-за структурных недостатков. Этот замечательный результат показывает богатую и отличную физику сильно связанных органических молекул с фотонными полостями.

В статье [43] разработан класс вариационных схем гидродинамически-электродинамической модели газа свободных электронов без потерь на квазинейтральном фоне для качественного моделирования поверхностных плазмон-поляритонов. Установлена плотность лагранжиана газа свободных электронов без потерь с самосогласованным электромагнитным полем, и динамические уравнения с соответствующими ограничениями получены с помощью вариационного принципа. На основе дискретного внешнего исчисления функционал действия этой системы дискретизируется и минимизируется для получения дискретной динамики. Итерация Ньютона-Рафсона и метод стабилизации двусопряженного градиента используются как гибридный нелинейно-линейный алгебраический решатель. Вместо дискретизации уравнений в частных производных вариационные схемы обладают лучшими числовыми свойствами в секулярном моделировании, поскольку они сохраняют дискретную лагранжеву симплектическую структуру, калибровочную симметрию и общую плотность энергии-импульса. Было проведено два численных эксперимента. Численные результаты воспроизводят характерные диспер-

сионные соотношения объемных плазмонов и поверхностных плазмон-поляритонов, а численные ошибки сохраняющихся величин во всех экспериментах ограничены небольшой величиной после длительного моделирования.

В статье [44] аналитически получены дисперсионные соотношения для поперечно-электрических (ТЕ) и поперечно-магнитных (ТМ) поверхностных плазмон-поляритонов в нелинейном двумерном проводящем материале с инверсионной симметрией, лежащим между двумя диэлектрическими средами керровского типа. Для этого воспользуемся уравнениями Максвелла в квазиэлектростатическом слабодиссипативном режиме. Показано, что длина волны и расстояние распространения поверхностных плазмонов уменьшаются из-за нелинейности окружающего диэлектрика. Напротив, эффект нелинейности двумерного материала зависит от знаков действительной и мнимой частей проводимости третьего порядка. Примечательно, что дисперсионные соотношения, полученные путём наивной замены диэлектрической проницаемости диэлектрической среды её нелинейным аналогом в соответствующих дисперсионных соотношениях линейного режима, не точны. Применяем анализ к случаю легированного графена и делаем прогнозы для длины волны поверхностного плазмона и расстояния распространения.

Гиперболические метаповерхности привлекли значительное внимание из-за необычных электромагнитных свойств для управления распространяющимися плоскими волнами, но возбуждение и распространение поверхностных плазмон-поляритонов на гиперболических метаповерхностях, называемых гиперболическими плазмонами, экспериментально наблюдались только недавно. Однако преимущества гиперболических плазмонов, такие как гибридная поляризация ТЕ-ТМ ещё не полностью раскрыты и проанализированы. В статье [45] сосредотачиваются на численном и экспериментальном описании поверхностных волн в диапазоне частот от 2 до 8 ГГц, поддерживаемых гиперболической метаповерхностью, состоящей из анизотропных металлических иерусалимских крестов, напечатанных на тонкой диэлектрической подложке. Показаны различные формы контуров равной частоты, которые соответствуют множеству режимов возбуждения и распространения поверхностных волн. Принципиальная новизна данной работы состоит в экспериментальной демонстрации поверхностных волн с гибридной, то есть смешанной ТЕ-ТМ поляризацией. Поверхностные волны с гибридной поляризацией являются многообещающим инструментом для ряда приложений и явлений, включая преобразователи поляризации, плазмонные датчики, управление плазмонами по поверхности, оптические силы и спин-орбитальную фотонику, и они подчеркивают влияние встроенных в кристалл и планарных сети.

Здесь представлен обзор текущих исследований поверхностных плазмон-поляритонов, включая фундаментальную физику и приложения. Обзор литературы показывает актуальность исследований в области наноплазмоники.

## Теоретическая модель

Рассмотрим объёмные и поверхностные плазмон-поляритоны в трёхмерных металлах. Плазма — это среда с равной концентрацией положительных и отрицательных зарядов, из которых хотя бы один тип заряда является подвижным. В классическом подходе считается, что металлы образуют плазму, состоящую из ионов и электронов. Последние представляют собой только валентные электроны, которые не взаимодействуют друг с другом, образуя идеальный отрицательно заряженный свободный электронный газ. Положительные ионы, то есть ядра атомов, равномерно распределены, образуя постоянный фон положительного заряда. Считается, что фоновый положительный заряд зафиксирован в пространстве и, как результат, он не реагирует на какие-либо электронные колебания или какое-либо внешнее поле, в то время как электронный газ может свободно перемещаться. В равновесии плотность электронов (море плазмы) также рав-

номерно распределена в любой точке, сохраняя общую электрическую нейтральность системы. Металлы поддерживают свободные и коллективные продольные колебания заряда с чётко определённой собственной частотой, называемой плазменной частотой  $\omega_p$ . Квантами этих зарядовых колебаний являются плазмоны, то есть квазичастицы с энергией  $E_p = \hbar\omega_p$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка.

Понимание и моделирование явления поверхностного плазмона на границах раздела металлов с потерями на основе упрощённых моделей диэлектрической функции приводит к проблемам при столкновении с реальностью. Для реалистичного описания металлов с потерями, таких как золото и серебро, в оптическом диапазоне электромагнитного спектра и в соседних спектральных диапазонах необходимо учитывать не только омические потери, но и радиационные потери, возникающие из-за частотно-зависимых межзонных переходов. Рассмотрим подробный анализ теоретических моделей распространения поверхностных плазмон-поляритонов и локализованных поверхностных плазмонов, поддерживаемых такими реалистичными границами раздела металла и диэлектрика, на основе дисперсионных соотношений как для плоских, так и для сферических границ раздела золота и серебра в расширенном диапазоне частот и размеров наночастиц. Исследование выявляет область аномальной дисперсии для плоской границы раздела серебра в ближнем ультрафиолетовом спектральном диапазоне и факторы высокого качества для более крупных наночастиц.

При наличии границы раздела сред возникает новый управляемый режим коллективных колебаний, называемый поверхностным плазмоном. Поверхностный плазмон – это поверхностная электромагнитная волна, которая распространяется вдоль границы раздела между проводником (металлом) и изолятором (диэлектриком). Эта управляемая мода взаимодействует с электромагнитными волнами, в результате чего возникает поляритон. Поверхностные плазмон-поляритоны возникают на частотах, близких, но меньших, чем частота плазмы. Эти поверхностные моды демонстрируют исключительные свойства для приложений нанофотоники, в частности, они сами составляют класс нанофотоники, а именно наноплазмоники. Основное свойство – субволновая природа, то есть длина волны поверхностных плазмон-поляритонов меньше, чем у электромагнитного излучения той же частоты и в той же среде.

Рассмотрим волновод, образованный плоской границей раздела при  $z = 0$ , состоящий из двух полубесконечных немагнитных сред (проницаемость  $\mu = 1$ ) с диэлектрическими функциями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ . Предполагается, что диэлектрические функции локальны в пространстве (не зависят от  $q$ ) и нелокальны во времени ( $\omega$  – зависимость), следовательно,  $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_{1,2}(\omega)$ . Предполагая гармоническую зависимость от времени в виде  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$  уравнения Максвелла (в единицах СГС) в отсутствие внешних зарядов и токов читаются следующим образом:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_j \mathbf{E}_j) = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{E}_j = ik_0 \mathbf{H}_j \qquad (1)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{H}_j) = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{H}_j = -i\varepsilon_j k_0 \mathbf{E}_j, \qquad (2)$$

где  $k_0 = \omega/c$  – волновое число свободного пространства, а индекс  $j$  обозначает среду как:  $j = 1$  для  $z < 0$  и  $j = 2$  для  $z > 0$ . Комбинируя уравнения (1) - (2), поля разделяются на два отдельных уравнения Гельмгольца как

$$[\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon_j] \begin{pmatrix} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}) \\ \mathbf{H}_j(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = 0, \qquad (3)$$

где  $\mathbf{r} = (x, y, z)$ . Для простоты предположим, что поверхностные электромагнитные волны распространяются в одном направлении, выбранном в качестве направления  $x$ , и не демонстрируют пространственных изменений в перпендикулярном направлении в

плоскости, следовательно,  $\partial_y \mathbf{u} = 0$ . В этом предположении мы ищем электромагнитные волны вида  $\Psi_j(\mathbf{r}) = \Psi_j(z) e^{iq_j x}$ , где  $\Psi_j = (\mathbf{E}_j, \mathbf{H}_j)^T$  и  $q$  будет постоянной распространения плазмона. Подставляя вышеупомянутый анзац в уравнение Гельмгольца (3), мы получаем уравнение управляемых электромагнитных мод

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon_j - q_j^2) \right] \begin{pmatrix} \mathbf{E}_j(z) \\ \mathbf{H}_j(z) \end{pmatrix} = 0. \quad (4)$$

Поверхностные волны — это волны, захваченные на границе раздела ( $z = 0$ ) и экспоненциально затухающие при удалении от него ( $\Psi(z) \sim e^{-\kappa_j |z|}$  for  $k_j > 0$ ). Следовательно, распространяющиеся волновые решения вдоль  $z$  нежелательны. В свою очередь, приходим условию поверхностной волны

$$\kappa_j = \sqrt{q_j^2 - k_0^2 \varepsilon_j} \in \mathbb{R}. \quad (5)$$

Чтобы определить пространственные профили поля и соотношение дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, нам необходимо найти явные выражения для каждой компоненты поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ . Это может быть достигнуто путём решения уравнений локона (1) и (2), которые естественным образом приводят к двум самосогласованным системам связанных управляющих уравнений. Каждый набор соответствует одной из основных поляризаций, а именно поперечной магнитной ( $p$ -поляризованные волны) и поперечной электрической ( $s$ -поляризованные волны).

Для поперечных магнитных ( $p$ -поляризованных) волн

$$E_{jz} = -\frac{q_j}{k_0 \varepsilon_j} H_{jy}, \quad (6)$$

$$E_{jx} = -\frac{i}{k_0 \varepsilon_j} \frac{\partial}{\partial z} H_{jy}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_{jy} - (q_j^2 - k_0^2 \varepsilon_j) H_{jy} = 0. \quad (8)$$

Для поперечных электрических ( $s$ -поляризованных волн)

$$H_{jz} = \frac{q}{k_0} E_{jy}, \quad (9)$$

$$H_{jx} = \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial z} E_{jy}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_{jy} - (q_j^2 - k_0^2 \varepsilon_j) E_{jy} = 0. \quad (11)$$

Мы фокусируемся на поперечной магнитной (ТМ) поляризации, в которой магнитное поле  $\mathbf{H}$  параллельно границе раздела. Поскольку плоский интерфейс простирается вдоль плоскости  $(x, y)$ , ТМ-поля читаются как  $\mathbf{E}_j = (E_{jx}, 0, E_{jz})$  и  $\mathbf{H}_j = (0, H_{jy}, 0)$ . Решая уравнения ТМ для поверхностных волн, получаем для полуплоскости  $z < 0$  ( $j = 1$ )

$$H_y = A_1 e^{iq_1 x} e^{k_1 z}, \quad (12)$$

$$E_x = -\frac{ik_1 A_1}{k_0 \varepsilon_1} e^{iq_1 x} e^{k_1 z}, \quad (13)$$

$$E_z = -\frac{q_1 A_1}{k_0 \varepsilon_1} e^{iq_1 x} e^{k_1 z}, \quad (14)$$

для полуплоскости  $z > 0$  ( $j = 2$ )

$$H_y = A_2 e^{iq_2 x} e^{-k_2 z}, \quad (15)$$

$$E_x = \frac{ik_2 A_2}{k_0 \varepsilon_2} e^{iq_2 x} e^{-k_2 z}, \quad (16)$$

$$E_z = -\frac{q_2 A_2}{k_0 \varepsilon_2} e^{iq_2 x} e^{-k_2 z}, \quad (17)$$

где  $k_j$  связано с  $q_j$  уравнением (5). Граничные условия подразумевают, что параллельные интерфейсным компонентам электрические ( $E_x$ ) и магнитные ( $H_y$ ) поля должны быть непрерывными. Соответственно, мы требуем (12)=(15) и (13)=(16) при  $z = 0$ , следовательно, мы найдем систему уравнений (13)=(16) в  $z = 0$ , отсюда находим систему уравнений

$$\begin{pmatrix} e^{iq_1 x} & -e^{iq_2 x} \\ \frac{k_1}{\varepsilon_1} e^{iq_1 x} & \frac{k_2}{\varepsilon_2} e^{iq_2 x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = 0, \quad (18)$$

которое имеет решение, только если определитель равен нулю. В результате мы получаем так называемое условие поверхностного плазмон-поляритона

$$\frac{k_1}{\varepsilon_1} + \frac{k_2}{\varepsilon_2} = 0. \quad (19)$$

Условие (19) гласит, что граница раздела должна состоять из материалов с противоположными знаковыми диэлектрическими проницаемостями, поскольку условие поверхностной волны требует, чтобы действительная часть как  $k_1$ , так и  $k_2$  была неотрицательными числами. По этой причине граница раздела между металлами и диэлектриками может поддерживать поверхностные плазмоны, поскольку металлы показывают отрицательную диэлектрическую проницаемость на частотах, меньших, чем плазменная частота. Кроме того, граничные условия требуют непрерывности нормального к границе раздела электрического смещения ( $D_{jz} = \varepsilon_j E_{jz}$ ), что даёт непрерывность постоянной распространения плазмона  $q_1 = q_2 = q$ . В свою очередь, комбинируя уравнения (5) с (19), мы получаем дисперсионное соотношение для поверхностного плазмон-поляритона

$$q(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (20)$$

где  $\varepsilon_{1,2}$ , вообще говоря, комплексные функции от  $\omega$ . Для границы раздела металл-диэлектрик удобнее использовать обозначения  $\varepsilon_1 = \varepsilon_d$  и  $\varepsilon_2 = \varepsilon_m$  для диэлектрической проницаемости и диэлектрической проницаемости металла соответственно. В длинноволновой области волновое число поверхностных плазмон-поляритонов близко к световой линии в диэлектрике, то есть  $q \simeq k_0 \sqrt{\varepsilon_d}$ , и волны распространяются на многие длины волн в диэлектрике; эти волны известны как волны Зоммерфельда-Ценнека и имеют сходство с электромагнитными модами на свободной поверхности. С другой стороны, в пределе  $q \rightarrow \infty$  уравнение (20) асимптотически приводит к условию

$$\varepsilon_d + \varepsilon_m = 0 \quad (21)$$

с указанием предела незадержанного поверхностного плазмона. Вблизи предела без задержки уравнение (5) даёт  $k_j \simeq q \gg k_0$ . Кроме того, в неотложном пределе фазовая скорость  $v_{ph} = \omega/q$  стремится к нулю, обнаруживая электростатическую природу, характеризующую поверхностный плазмон. В результате на той же частоте  $v_{ph}$  намного меньше скорости света и, следовательно, длина волны поверхностного плазмон-поляритона ( $\lambda_{sp}$ ) всегда меньше длины волны света ( $\lambda_{ph}$ ), то есть  $\lambda_{sp} < \lambda_{ph}$ , раскрывая

субволновую природу поверхностных плазмон-поляритонов. Кроме того, из-за того, что фазовая скорость поверхностного плазмон-поляритона всегда меньше фазовой скорости распространяющихся электромагнитных волн, поверхностные плазмон-поляритоны не могут излучать и, следовательно, они являются чётко определёнными поверхностными распространяющимися электромагнитными волнами. Требование  $q \rightarrow \infty$  в диэлектрической функции, мы находим так называемую частоту поверхностного плазмона  $\omega_{sp}$ , которая является верхней границей частоты, с которой встречаются поверхностные плазмон-поляритоны

$$\omega_{sp} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{1 + \varepsilon_d} - \gamma^2} \simeq \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_d}}, \quad (22)$$

что указывает на то, что поверхностные плазмон-поляритоны всегда встречаются на частотах меньших, чем объёмные плазмоны.

Если мы будем следовать той же процедуре для поперечных электрических поляризованных полей, в которых электрическое поле параллельно границе раздела, а единственными ненулевыми компонентами электромагнитного поля являются  $E_y$ ,  $H_x$ , и  $H_z$ , мы найдём условие  $k_1 + k_2 = 0$ . Это условие выполняется только при  $k_1 = k_2 = 0$  при обнаружении отсутствия  $s$ -поляризованных поверхностных мод. Следовательно, поверхностные плазмон-поляритоны всегда являются электромагнитными ТМ-волнами.

Из-за металлических потерь поверхностных плазмон-поляритонов экспоненциально затухают вдоль границы раздела, ограничивая длину распространения. С математической точки зрения потери описываются малой мнимой частью комплексной диэлектрической функции металла  $\varepsilon_m = -\varepsilon'_m - i\varepsilon''_m$ , где  $\varepsilon'_m, \varepsilon''_m > 0$ . Следовательно, постоянная распространения плазмонных волн (20) становится сложной, то есть  $q = q' + iq''$ , где мнимая часть учитывает потери энергии поверхностных плазмон-поляритонов. В свою очередь, эффективная длина распространения  $L$ , которая показывает скорость изменения ослабления энергии поверхностных плазмон-поляритонов, определяется мнимой частью  $q$  как  $L^{-1} = 2q''$ .

Для уменьшения потерь при распространении поверхностных плазмон-поляритонов использовались материалы усиления, а не пассивные обычные диэлектрики. Материалы усиления характеризуются сложной функцией диэлектрической проницаемости, то есть  $\varepsilon_d = \varepsilon'_d + i\varepsilon''_d$ , с  $\varepsilon'_d, \varepsilon''_d > 0$ , где  $\varepsilon''_d$  – небольшое число по сравнению с  $\varepsilon'_d$  и учитывает выигрыш. В результате усиленный диэлектрик передает энергию системе, уравновешивая потери металла. Мы исследуем соотношение дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов (20) в присутствии материалов с усилением и потерями и находим явную формулу для усиления  $\varepsilon''_d$ , в которой волновое число поверхностных плазмон-поляритонов приводится к действительной функции, в результате чего к распространению поверхностных плазмон-поляритонов без потерь. Кроме того, мы находим верхний предел допустимых значений усиления. В этом критическом усилении чисто реальная постоянная распространения поверхностных плазмон-поляритонов становится чисто мнимой, разрушая моды поверхностных плазмон-поляритонов.

Дисперсионное соотношение (20) также можно записать как  $q = k_0 n_{sp}$ , где  $n_{sp}$  – эффективный показатель преломления плазмона, определяемый формулой

$$n_{sp} = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}. \quad (23)$$

Мы ищем такое значение  $\varepsilon''_d$ , чтобы эффективный показатель преломления  $n_{sp}$  стал действительным. Подставляя комплексную функцию, описывающую диэлектрик и металл,

в уравнение (23), функция  $n_{sp}$  записывается в обычной комплексной форме как

$$n_{sp} = \sqrt{\frac{\sqrt{x^2 + y^2} + x}{2}} + i \operatorname{sgn}(y) \sqrt{\frac{\sqrt{x^2 + y^2} - x}{2}}, \quad (24)$$

где  $\operatorname{sgn}(y)$  – прерывная сигнум-функция и

$$x = \frac{\varepsilon'_d |\varepsilon_m|^2 - \varepsilon'_m |\varepsilon_d|^2}{|\varepsilon_d + \varepsilon_m|^2}, \quad (25)$$

$$y = \frac{\varepsilon''_d |\varepsilon_m|^2 - \varepsilon''_m |\varepsilon_d|^2}{|\varepsilon_d + \varepsilon_m|^2}, \quad (26)$$

где  $|z_*|$  обозначает норму комплексного числа  $z_*$ . Полюса в уравнениях (25) и (26) соответствуют пределу невозвратного поверхностного плазмона (21).

Рассматривая эффективный индекс плазмона  $n_{sp}$  в уравнении (24) в плоскости  $(x, y)$ , мы видим, что распространение поверхностных плазмон-поляритонов без потерь ( $n_{sp} = q = 0$ ), гарантируется, когда одновременно выполняются условия  $y = 0$  и  $x > 0$ . Отметим, что при  $y = 0$  и  $x < 0$ , хотя мнимая часть в уравнении (24) обращается в нуль из-за сигнум-функции, его действительная часть становится мнимой, то есть  $n_{sp} = i\sqrt{|x|}$ , что не соответствует волнам распространения. Решение уравнения (26) для  $y = 0$  относительно прироста  $\varepsilon''_d$  и обход ограничения без задержки (21), то есть  $\varepsilon_d \neq -\varepsilon_m$ , получаем два точных решения следующим образом

$$\varepsilon''_{d\pm} = \frac{|\varepsilon_m|^2}{2\varepsilon''_m} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{2\varepsilon'_d \varepsilon''_m}{|\varepsilon_m|^2} \right)^2} \right). \quad (27)$$

Поскольку  $\varepsilon_d$  реально, мы читаем из уравнения (27), что

$$|\varepsilon_m|^2 \geq 2\varepsilon'_d \varepsilon''_m. \quad (28)$$

Используя неравенство (28), мы читаем для решения  $\varepsilon_{d+}$  (27), что  $\varepsilon''_{d+} \geq \varepsilon'_d$ . Это противоречие, поскольку  $\varepsilon''_d$  определено как меньшее, чем  $\varepsilon'_d$ . Таким образом,  $\varepsilon_{d+}$  не соответствует физически значимому усилению.

С другой стороны, решая уравнение (25) для  $x > 0$  относительно диэлектрического коэффициента усиления  $\varepsilon''_d$ , мы определяем критическое значение  $\varepsilon_c$ , различающие режимы распространения без потерь и запрещенного распространения поверхностных плазмон-поляритонов, а именно

$$\varepsilon_c = \varepsilon'_d \sqrt{\frac{|\varepsilon_m|^2}{\varepsilon'_m \varepsilon'_d} - 1}, \quad (29)$$

следовательно, уравнение (29) устанавливает верхний предел значений усиления. Появление критического усиления можно понять следующим образом: В уравнении (27) усиление  $\varepsilon_{d-}$  становится равным критическому усилению  $\varepsilon_c$ , когда  $\varepsilon_d + \varepsilon_m = 0$ , где последний элемент – это незадействованный предел, где  $q \rightarrow \infty$ . В частности, поверхностный плазмон существует, когда металл характеризуется диэлектрической функцией Друде,  $\varepsilon''_{d-} = \varepsilon_c$  при  $\omega = \omega_{sp}$ , соответствующей максимальной частоте.

Чтобы представить вышеупомянутые теоретические результаты, мы используем диэлектрическую функцию для расчета уравнения дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов для границы раздела, состоящей из серебра с  $\omega_p(0) = 13.67$  ПГц и  $\gamma =$

0.1018 ПГц, и кварцевое стекло с  $\varepsilon'_d = 1.69$  и усиление  $\varepsilon''_d = \varepsilon_{d-}$ , определяемое уравнением (27). Мы представляем дисперсионное соотношение поверхностных плазмон-поляритонов уравнением (20) для случая без потерь ( $\varepsilon''_d = \varepsilon''_{d-}$ ). Указывается действительная и мнимая нормализованная дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов  $q/k_p$  ( $k_p \equiv \omega_p/c$ ) относительно нормированной частоты  $\omega/\omega_p$ . Действительно, мы замечаем, что для  $\omega < \omega_{sp}$  мнимая часть  $q$  обращается в нуль, тогда как для  $\omega > \omega_{sp}$  волновое число поверхностных плазмон-поляритонов чисто мнимое. В дальнейшем в окрестности  $\omega = \omega_{sp}$  ожидается фазовый переход от распространения поверхностных плазмон-поляритонов к запрещённому распространению поверхностных плазмон-поляритонов без потерь.

Рассмотрим эффективную диэлектрическую проницаемость нанокompозита в приближении эффективной среды. В дальнейшем рассмотрении будем пользоваться приближением эффективной среды для нанокompозитного материала сред. Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитной среды может быть найдена из формулы

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_m}{g(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_m) + \varepsilon_m} = f \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{g(\varepsilon_p - \varepsilon_m) + \varepsilon_m}, \quad (30)$$

где  $f$  – фактор заполнения металлическими наночастицами нанокompозитной среды,  $g$  – фактор деполяризации, определяемый формой и ориентацией частицы. Для наночастиц сферической формы деполяризующий фактор принимает значение  $g = 1/3$ . Выразим эффективную диэлектрическую проницаемость нанокompозитной среды в явном виде. Тогда получим следующее выражение

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_m \left( 1 + \frac{f(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + (1-f)g(\varepsilon_p - \varepsilon_m)} \right), \quad (31)$$

которое будет пригодно для проведения численных расчётов без численного решения уравнения (30) для нахождения эффективной поляризуемости металл-диэлектрической композитной среды.

Учёт релаксации и влияния размера наноразмерных включений в выражении для  $\varepsilon_p(\omega)$  приводит к комплексности выражения эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon'_{\text{eff}} + i\varepsilon''_{\text{eff}}, \quad (32)$$

где действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды

$$\varepsilon'_{\text{eff}} = \varepsilon_d + \frac{f}{G} \left\{ (\varepsilon'_p - \varepsilon_d) \left( 1 + g(1-f) \frac{\varepsilon'_p - \varepsilon_d}{\varepsilon_d} \right) + g(1-f) \frac{(\varepsilon''_p)^2}{\varepsilon_d} \right\}$$

и мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды

$$\varepsilon''_{\text{eff}} = \frac{f \varepsilon''_p}{G}.$$

Кроме того, введены следующие обозначения:

$$G = \left( 1 + g(1-f) \frac{\varepsilon'_p - \varepsilon_d}{\varepsilon_d} \right)^2 + \left( g(1-f) \frac{\varepsilon''_p}{\varepsilon_d} \right)^2,$$

$$\varepsilon'_p = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2},$$

$$\varepsilon_p'' = \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}.$$

Для случаев наночастиц в форме эллипсоидов деполяризующий фактор имеет вид при  $\xi < 1$

$$g_z = \frac{1}{1 - \xi^2} \left( 1 - \frac{\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \arcsin \sqrt{1 - \xi^2} \right), \quad (33)$$

а при  $\xi > 1$

$$g_z = \frac{1}{\xi^2 - 1} \left( \frac{\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \ln \left( \xi + \sqrt{1 - \xi^2} \right) - 1 \right), \quad (34)$$

где введён коэффициент эллиптичности наночастиц  $\xi = b/a$ , где  $a$  и  $b$  – полуоси наночастицы.

Оставшиеся компоненты деполяризующего фактора наночастиц находятся по формуле

$$g_{x,y} = \frac{1}{2} (1 - g_z). \quad (35)$$

## Результаты компьютерного моделирования распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита

Поверхностные плазмон-поляритоны могут возбуждаться на границе раздела с плоской металлической поверхностью, когда действительная часть металлической диэлектрической проницаемости,  $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$  отрицательна,  $\varepsilon'_m < 0$ , а потери относительно маленькие,  $k = \varepsilon''_m / |\varepsilon'_m| \ll 1$ , что типично для металлов в оптическом диапазоне. Во-первых, для простоты положим  $k = 0$  и обозначим отрицательную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_m$  как  $-n^2$ , где  $n$  – величина показателя преломления. На границе раздела металла с диэлектриком поверхностный плазмон-поляритон представляет собой ТМ-волну, с направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$ , параллельного металлической поверхности 1. В направлении, перпендикулярном к границе раздела, поверхностные плазмон-поляритоны экспоненциально затухают в обеих средах. Связь между частотой  $\nu$  и волновым вектором  $k_p$  поверхностного плазмон-поляритона могут быть из следующего соображения. Установим металл-диэлектрическую поверхность как плоскость  $xy$ , и предположим, что поверхностный плазмон-поляритон распространяется в направлении  $x$ , причём поле  $\mathbf{H}$ , направленно в  $\mathbf{H} = \{0, H, 0\}$ . Для простоты также предположим, что полупространство  $z < 0$  – вакуум, диэлектрическая постоянная  $\varepsilon = 0$  и пренебрегаем, потерей для металла в  $z > 0$  полупространстве.

Как известно, при анизотропии частиц нанокompозит приобретает свойства одноосного кристалла. Будем рассматривать собственные волны ТМ-типа. Связь поперечной компоненты волнового вектора с константой распространения в диэлектрике не отличается от  $q_d^2$ . В нанокompозите всё обстоит немного сложнее. Пусть главная оптическая ось параллельна оси  $Ox$ , тогда связь поперечной компоненты волнового вектора с константой распространения выглядит следующим образом

$$q_n^2 = \beta^2 \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} - k_0^2 \varepsilon_{\parallel} \mu_n, \quad (36)$$

Пользуясь дисперсионным соотношением, получим

$$\frac{q_n}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{q_d}{\varepsilon_d} = 0, \quad (37)$$

и указанными выше уравнениями, можно получить явный вид частотной зависимости константы распространения

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_d (\varepsilon_d \mu_n - \varepsilon_{\perp} \mu_d)}{\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}. \quad (38)$$

Выражения для компонент вектора Умова–Пойнтинга для потока энергии сквозь границу раздела диэлектрической и нанокompозитной сред в случае его направленности к этой границе раздела имеют вид

$$S_x^d = \frac{|H_0|^2}{4} \frac{\beta'}{k_0 \varepsilon_d} = \frac{k_0 \varepsilon_d |E_0|^2}{4} \frac{\beta'}{|\beta|^2}, \quad (39)$$

$$S_x^n = \frac{|H_0|^2}{4k_0} \frac{\beta' \varepsilon'_{\text{eff}\perp} - \beta'' \varepsilon''_{\text{eff}\perp}}{|\varepsilon_{\text{eff}\perp}|^2} = \frac{k_0 |E_0|^2}{4} \frac{\beta' \varepsilon'_{\text{eff}\perp} + \beta'' \varepsilon''_{\text{eff}\perp}}{|\beta|^2}, \quad (40)$$

$$S_z^d = \frac{|H_0|^2}{4} \frac{q'_d}{k_0 \varepsilon_d}, \quad (41)$$

$$S_z^n = \frac{|H_0|^2}{4k_0} \frac{q'_n \varepsilon'_{\text{eff}\parallel} - q''_n \varepsilon''_{\text{eff}\parallel}}{|\varepsilon_{\text{eff}\parallel}|^2}. \quad (42)$$

Приведём результаты численных расчётов оптических характеристик поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита. В работе рассматриваются результаты численных расчётов оптических характеристик поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита. Основной расчётный блок разрабатываемой компьютерной программы начинается с описания функций, характеризующих дисперсионные зависимости диэлектрической проницаемости диэлектрических сред и нанокompозитной среды, эффективного комплексного показателя преломления для диэлектрических сред и нанокompозитной среды. Ключевую часть программы составляют формулы смещения Максвелл–Гарнетта, позволяющие рассчитывать эффективные параметры нанокompозитных сред с металлическими наночастицами. В ходе работы будут подвергнуты анализу и запрограммированы функциональные зависимости эффективных параметров таких, как эффективная диэлектрическая проницаемость и эффективный показатель преломления нанокompозитных сред с металлическими наночастицами. На основании проведённых расчётов набора характеристик распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита получить зависимости константы распространения и потоков энергии электромагнитной волны поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита как функции длины волны оптического излучения.

Заключительная часть компьютерной программы формирует графики константы распространения и потоков энергии электромагнитной волны поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита как функции длины волны оптического излучения.

Построенные графические зависимости будут способствовать исследованию новых наноплазмонных материалов на основе чередующихся слоёв из диэлектрических и нанокompозитных сред с металлическими наночастицами.

На рис. 1 изображена часть программы на языке программирования Python для расчёта оптических характеристик поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита с металлическими наночастицами.

Рассмотрим результаты численных расчётов оптических характеристик поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита.

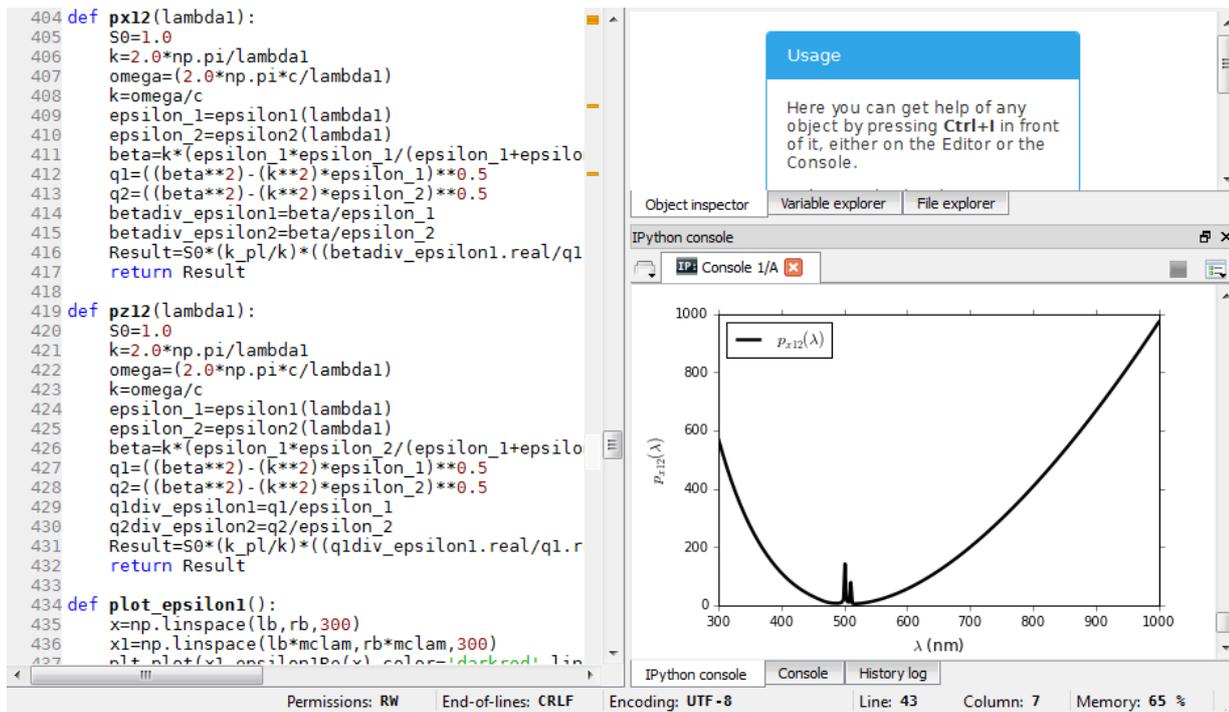


Рис. 1. Часть программы на языке программирования Python для расчёта оптических характеристик поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита с металлическими наночастицами.

На рис. 2 изображена зависимость эффективной диэлектрической проницаемости наноструктуры из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 2\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 2.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. а)  $\text{Re}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , б)  $\text{Im}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , в)  $\text{Re}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ , г)  $\text{Im}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ . Металлические наночастицы имеют сферическую форму.

На рис. 3 изображена зависимость действительной и мнимой частей комплексной константы распространения поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 2\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 2.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. а)  $\text{Re}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{pl}$ , б)  $\text{Im}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{pl}$ , в)  $\text{Re}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{pl}$ , г)  $\text{Im}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{pl}$ .

На рис. 4 изображена зависимость усреднённого потока энергии электромагнитной волны поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 2\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 2.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. Буквами обозначены: а)  $p_{x01}(\lambda)/p_0$ , б)  $p_{z01}(\lambda)/p_0$ , в)  $p_{x12}(\lambda)/p_0$ , г)  $p_{z12}(\lambda)/p_0$ .

На рис. 5 изображена зависимость эффективной диэлектрической проницаемости наноструктуры из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 15\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 12.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. а)  $\text{Re}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , б)  $\text{Im}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , в)  $\text{Re}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ , г)  $\text{Im}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ . Металлические наночастицы имеют сферическую форму.

На рис. 6 изображена зависимость действительной и мнимой частей комплексной константы распространения поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмер-

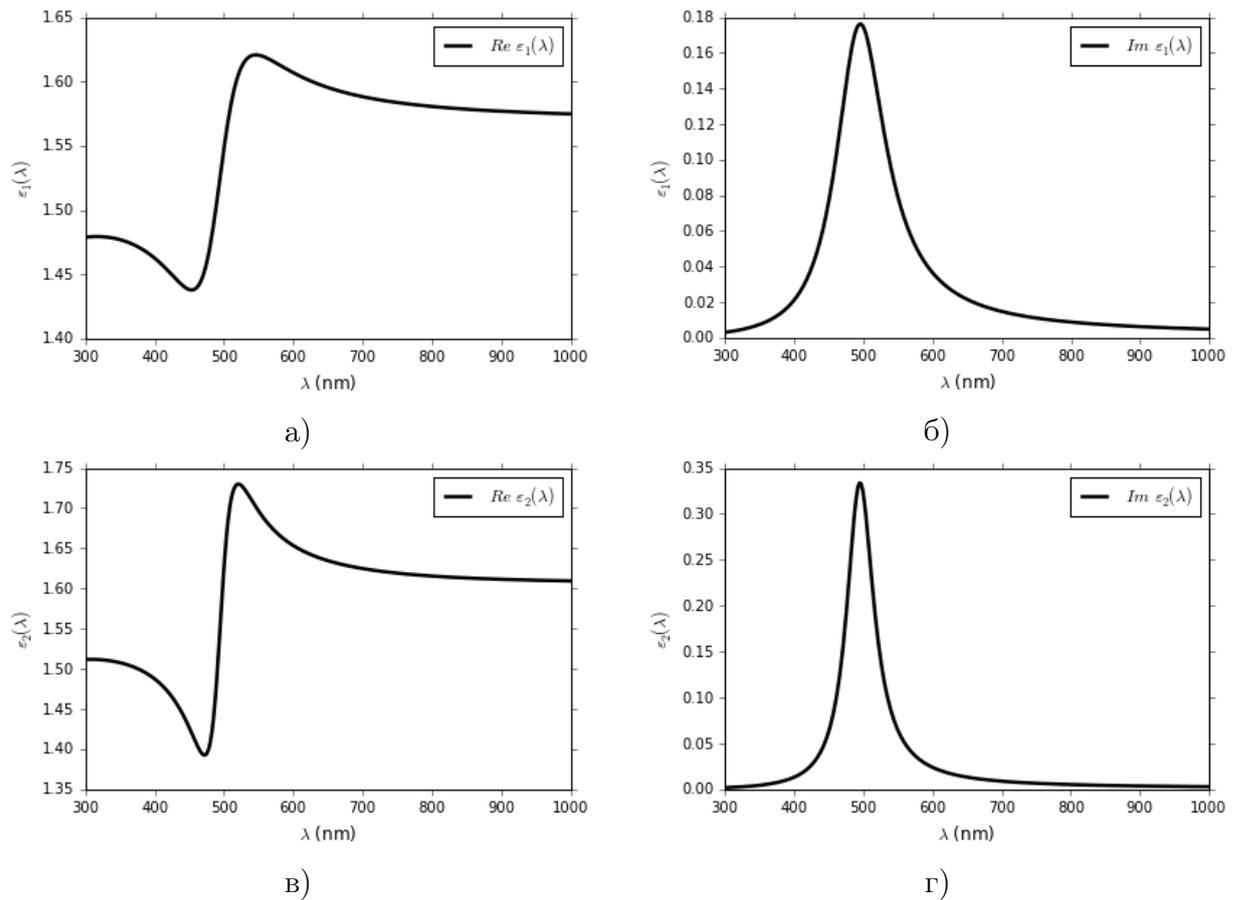


Рис. 2. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости наноструктуры из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 2\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 2.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. Буквами обозначены: а)  $\text{Re}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , б)  $\text{Im}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , в)  $\text{Re}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ , г)  $\text{Im}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ .

ными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 15\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 12.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. а)  $\text{Re}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{\text{pl}}$ , б)  $\text{Im}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{\text{pl}}$ , в)  $\text{Re}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{\text{pl}}$ , г)  $\text{Im}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{\text{pl}}$ .

На рис. 7 изображена зависимость усреднённого потока энергии электромагнитной волны поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 15\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 12.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. Буквами обозначены: а)  $p_{x01}(\lambda)/p_0$ , б)  $p_{z01}(\lambda)/p_0$ , в)  $p_{x12}(\lambda)/p_0$ , г)  $p_{z12}(\lambda)/p_0$ .

Из графиков плотности потока энергии поверхностной электромагнитной волны видно, что возможно распространение поверхностных плазмон-поляритонов по двум границам раздела нанокompозитной плёнки, граничащей с диэлектрическими средами.

## Заключение

В работе описан физический процесс распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе диэлектрической среды и нанокompозитной среды, находящейся во внешнем поле оптической волны. В данной работе рассчитывается плотность потока энергии поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела диэлектрической среды и нанокompозитной среды, содержащей металлические

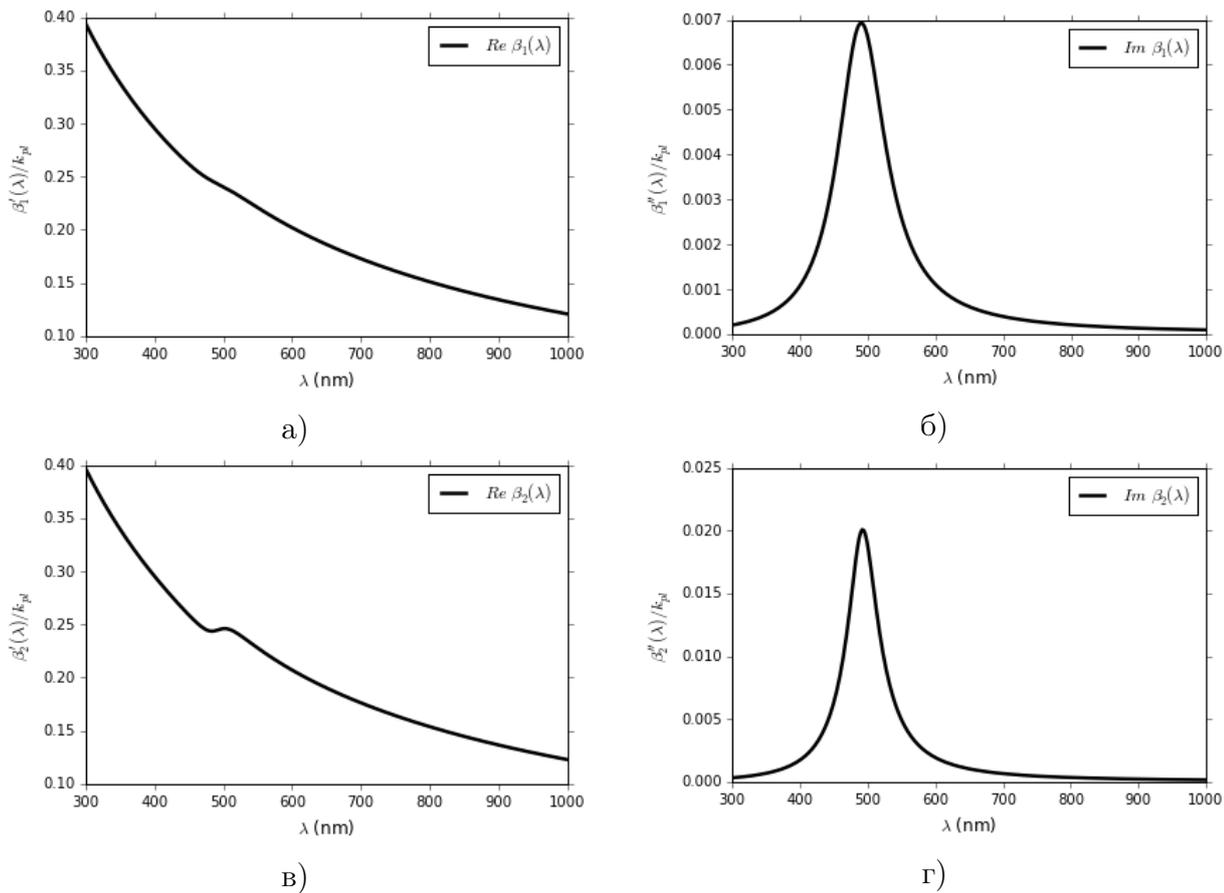


Рис. 3. Зависимость константы распространения поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 2\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 2.5$  нм, и второй среды из стекла BK5. Буквами обозначены: а)  $\text{Re}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ , б)  $\text{Im}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ , в)  $\text{Re}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ , г)  $\text{Im}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ .

наночастицы.

Выводы по работе можно сформулировать следующим образом:

1. проведённый анализ научной литературы по наноплазмонике позволил выявить актуальные направления для компьютерного моделирования физических характеристик процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита, а также показана перспективность физической реализации наноплазмонных устройств на поверхностных плазмон-поляритонах путём применения металл-диэлектрических наноструктур,
2. построенная модифицированная теоретическая модель процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита позволяет прогнозировать физические свойства поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела диэлектрика и нанокompозита,
3. компьютерная программа, которая была написана на языке программирования Python, позволяет вычислять оптические характеристики поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела диэлектрика и нанокompозита,
4. в результате численных расчётов оптических характеристик процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита получены зависимости плотности потока энергии электромагнит-

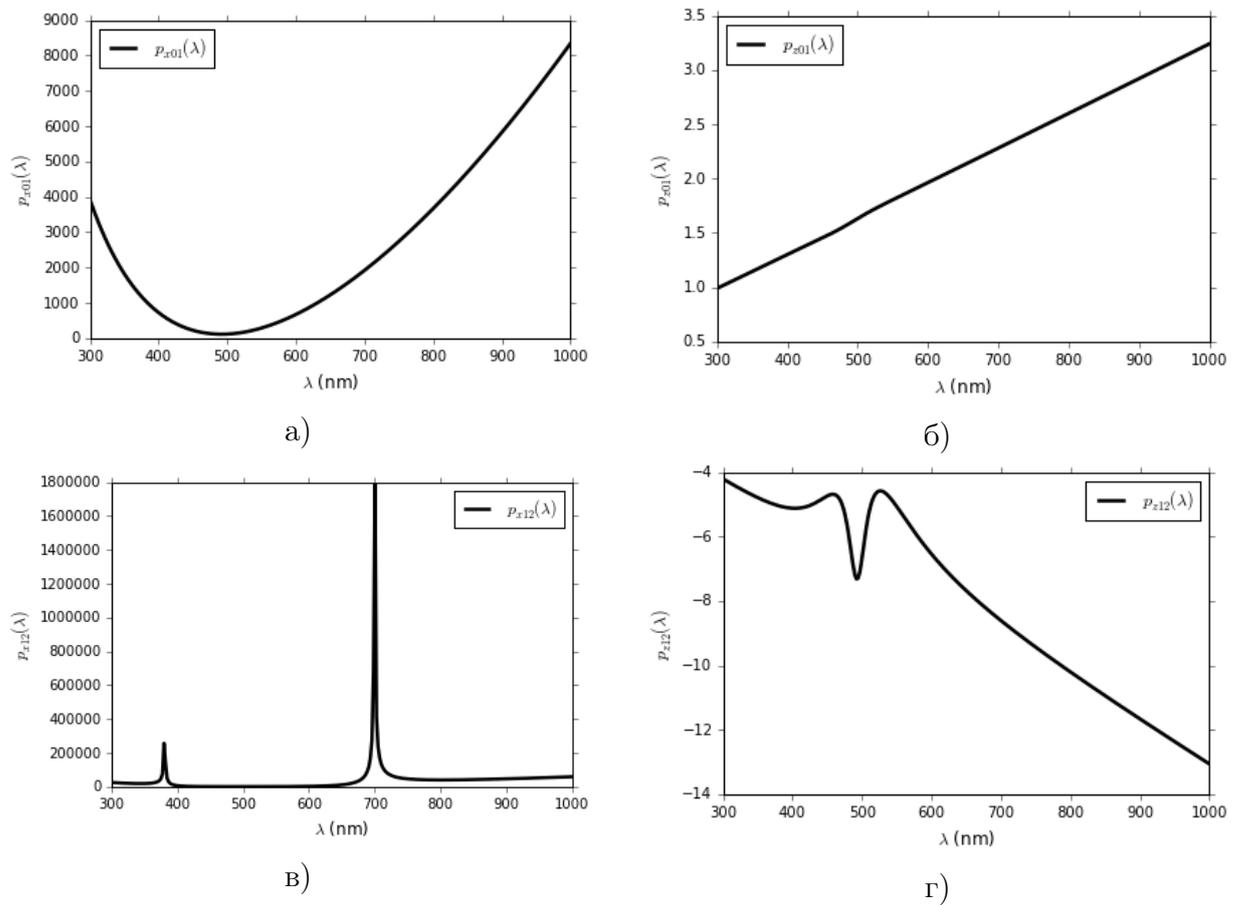


Рис. 4. Зависимость усреднённого потока энергии электромагнитной волны поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 2\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 2.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. Буквами обозначены: а)  $p_{x01}(\lambda)/p_0$ , б)  $p_{z01}(\lambda)/p_0$ , в)  $p_{x12}(\lambda)/p_0$ , г)  $p_{z12}(\lambda)/p_0$ .

ных волн поверхностных плазмон-поляритонов от длины волны внешнего оптического излучения, которые показали возможность распространения поверхностных плазмон-поляритонов по двум границам раздела нанокompозитной плёнки, граничащей с диэлектрическими средами.

5. произведённый численный расчёт усреднённых значений компонент вектора Умова-Пойнтинга для поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела диэлектрика и нанокompозита подтверждает наличие максимумов плотности потока энергии, соответствующих распространению плазмон-поляритона вдоль границы раздела диэлектрика и нанокompозита.

Гипотеза исследования, состоящая в том, что если выявить особенности процесса распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела диэлектрика и нанокompозита, то можно успешно прогнозировать физические свойства приборов и устройств наноплазмоники, подтверждена полностью.

#### Список использованных источников

1. Huang Kun. Lattice Vibrations and Optical Waves in Ionic Crystals // Nature. — 1951. — may. — Vol. 167, no. 4254. — P. 779–780. — URL: <https://doi.org/10.1038/167779b0>.

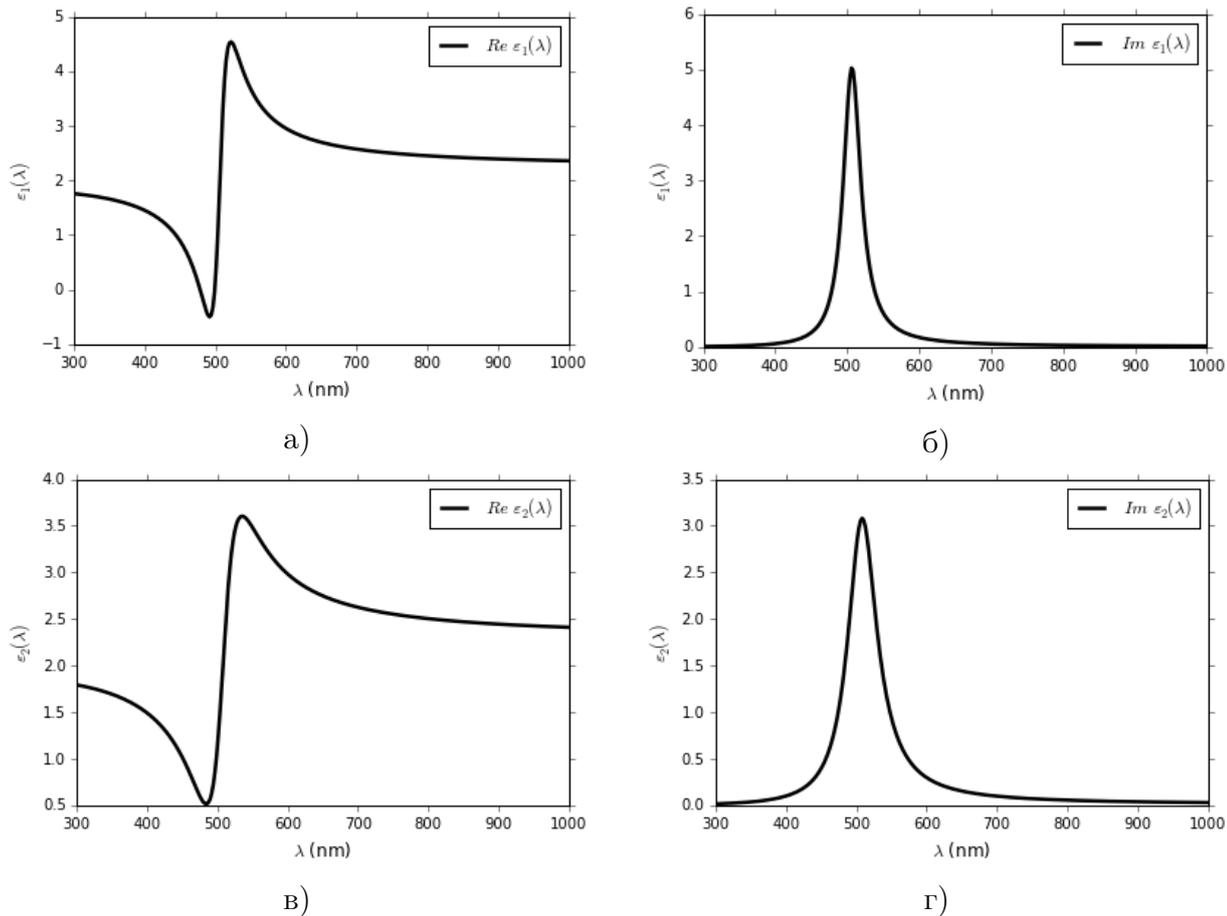


Рис. 5. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости наноструктуры из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 15\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 12.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. Буквами обозначены: а)  $\text{Re}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , б)  $\text{Im}\{\varepsilon_1(\lambda)\}$ , в)  $\text{Re}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ , г)  $\text{Im}\{\varepsilon_2(\lambda)\}$ .

2. Ritchie R. H. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films // Physical Review. — 1957. — jun. — Vol. 106, no. 5. — P. 874–881. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.106.874>.
3. Band shaping and emission control via waveguide plasmon polaritons / Augusto Martins [et al.] // Physical Review B. — 2021. — may. — Vol. 103, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.205423>.
4. Sierant Aleksandra, Jany Benedykt R., Kawalec Tomasz. Near-field characterization of surface plasmon polaritons on a nanofabricated transmission structure // Physical Review B. — 2021. — apr. — Vol. 103, no. 16. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.165433>.
5. Sokolik Alexey A., Kotov Oleg V., Lozovik Yurii E. Plasmonic modes at inclined edges of anisotropic two-dimensional materials // Physical Review B. — 2021. — apr. — Vol. 103, no. 15. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.155402>.
6. Zhang Junxi, Zhang Lide, Xu Wei. Surface plasmon polaritons: physics and applications // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2012. — feb. — Vol. 45, no. 11. — P. 113001. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/11/113001>.

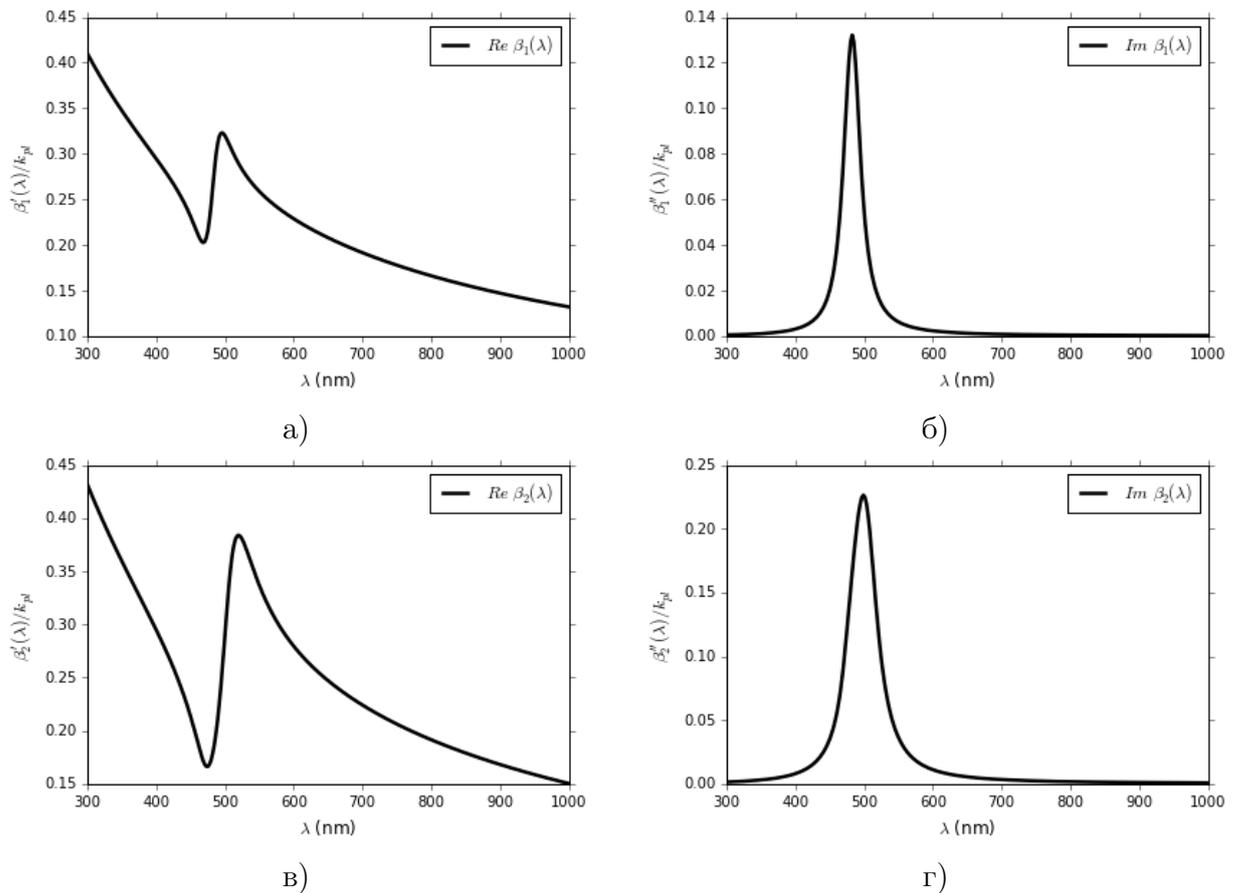


Рис. 6. Зависимость константы распространения поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 15\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 12.5$  нм, и второй среды из стекла BK5. Буквами обозначены: а)  $\text{Re}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ , б)  $\text{Im}\{\beta_1(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ , в)  $\text{Re}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ , г)  $\text{Im}\{\beta_2(\lambda)\}/k_{\text{пл}}$ .

7. Rituraj, Orenstein Meir, Fan Shanhui. Photonic Chern insulators from two-dimensional atomic lattices interacting with a single surface plasmon polariton // *Physical Review B*. — 2021. — mar. — Vol. 103, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.125423>.
8. Rituraj, Orenstein Meir, Fan Shanhui. Interaction of two-dimensional atomic lattices with a single surface plasmon polariton // *Physical Review A*. — 2021. — feb. — Vol. 103, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.103.023716>.
9. Performance limitations of active plasmonic devices based on magnetic field detuning of the surface plasmon-polariton resonance in subwavelength semiconductor wires / Kil-Song Song [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — feb. — Vol. 103, no. 7. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.075425>.
10. Spontaneous surface plasmon polariton decay of band-edge excitons in quantum dots near a metal surface / Qiang Gao [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — jan. — Vol. 103, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.035416>.
11. Trapping effect and trajectory control of surface plasmon polaritons in a metal-dielectric-metal waveguide / Yong Zhou [et al.] // *Physical Review A*. — 2020. — dec. — Vol. 102, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.102.063516>.

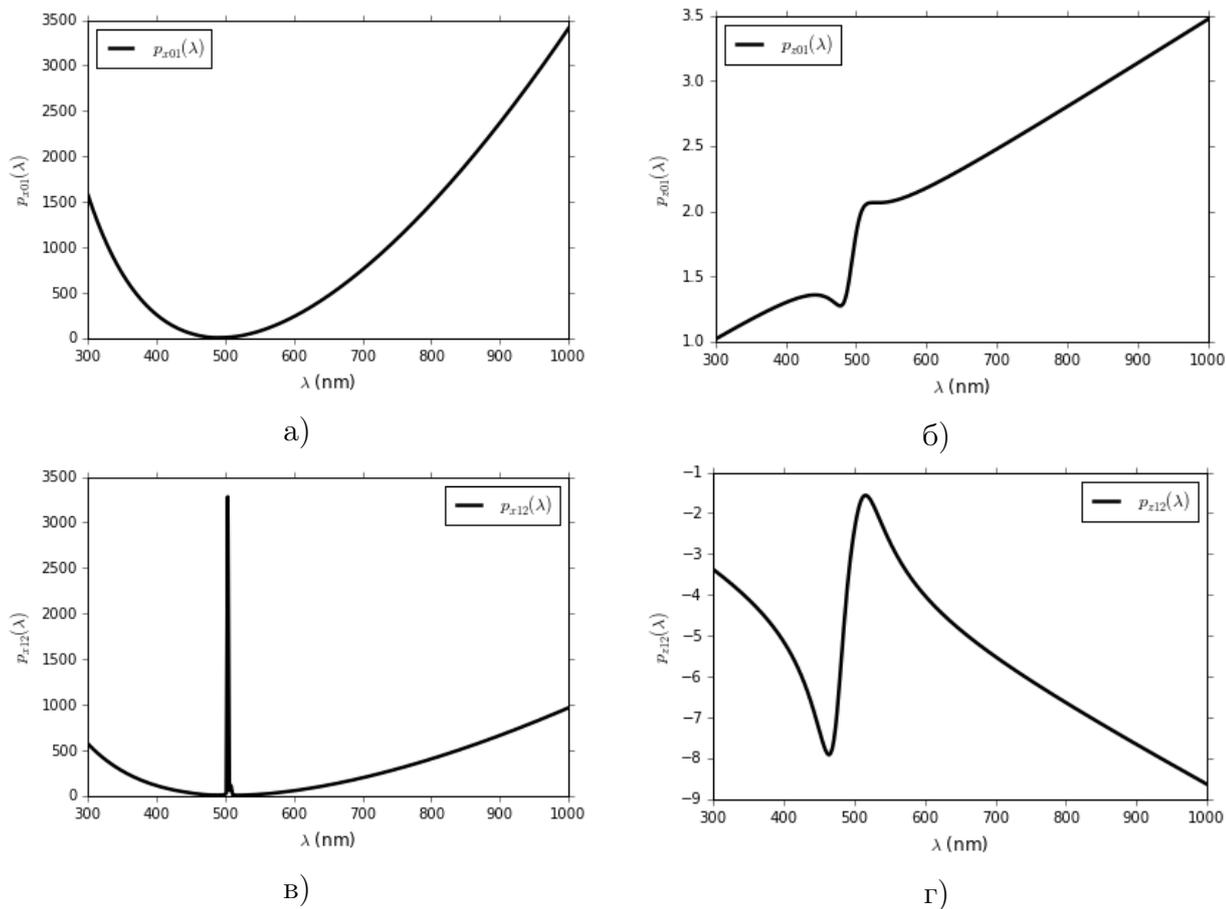


Рис. 7. Зависимость усреднённого потока энергии электромагнитной волны поверхностного плазмон-поляритона в наноструктуре из первой нанокompозитной среды с матрицей из полиметилметакрилата и наноразмерными включениями в виде наночастиц золота с фактором заполнения  $f_1 = 15\%$ , радиусом наночастиц  $a_1 = 12.5$  нм, и второй среды из стекла ВК5. Буквами обозначены: а)  $p_{x01}(\lambda)/p_0$ , б)  $p_{z01}(\lambda)/p_0$ , в)  $p_{x12}(\lambda)/p_0$ , г)  $p_{z12}(\lambda)/p_0$ .

12. Theoretical study of anisotropy-induced extrinsic chirality and chiral discrimination of surface plasmon polaritons / Qiang Zhang [et al.] // *Physical Review A*. — 2020. — oct. — Vol. 102, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.102.043502>.
13. Enhanced magneto-optical Faraday effect in two-dimensional magnetoplasmonic structures caused by orthogonal plasmonic oscillations / D. M. Krichevsky [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — oct. — Vol. 102, no. 14. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.102.144408>.
14. Integrated Plasmonics: Broadband Dirac Plasmons in Borophene / Chao Lian [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2020. — sep. — Vol. 125, no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.125.116802>.
15. Bugaiko O. V., Gorbar E. V., Sukhachov P. O. Surface plasmon polaritons in strained Weyl semimetals // *Physical Review B*. — 2020. — aug. — Vol. 102, no. 8. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.102.085426>.
16. Asymmetric Excitation of Surface Plasmon Polaritons via Paired Slot Antennas for Angstrom Displacement Sensing / Tianyang Zang [et al.] // *Physical Review Letters*. —

2020. — jun. — Vol. 124, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.124.243901>.
17. Topological Gaseous Plasmon Polariton in Realistic Plasma / Jeffrey B. Parker [et al.] // Physical Review Letters. — 2020. — may. — Vol. 124, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.124.195001>.
  18. Oue Daigo, Matsuo Mamoru. Electron spin transport driven by surface plasmon polaritons // Physical Review B. — 2020. — apr. — Vol. 101, no. 16. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.161404>.
  19. Large nonreciprocal absorption and emission of radiation in type-I Weyl semimetals with time reversal symmetry breaking / Yoichiro Tsurimaki [et al.] // Physical Review B. — 2020. — apr. — Vol. 101, no. 16. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.165426>.
  20. Quantization of graphene plasmons / Beatriz A. Ferreira [et al.] // Physical Review A. — 2020. — mar. — Vol. 101, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.101.033817>.
  21. Ratnikov Pavel V. Surface plasmon polaritons in planar graphene superlattices // Physical Review B. — 2020. — mar. — Vol. 101, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.125301>.
  22. Evaluation of surface roughness of metal films using plasmonic Fano resonance in attenuated total reflection / Munehiro Nishida [et al.] // Physical Review B. — 2020. — feb. — Vol. 101, no. 8. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.085414>.
  23. Sehmi H. S., Langbein W., Muljarov E. A. Applying the resonant-state expansion to realistic materials with frequency dispersion // Physical Review B. — 2020. — jan. — Vol. 101, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.045304>.
  24. Second harmonic conversions of surface-plasmon-polariton enhanced optical fields in nonlinear optics polymer/Ag/glass structures / Atsushi Sugita [et al.] // Physical Review B. — 2020. — jan. — Vol. 101, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.045303>.
  25. Frolov A. Yu., Shcherbakov M. R., Fedyanin A. A. Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals // Physical Review B. — 2020. — jan. — Vol. 101, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.045409>.
  26. Theory for the stationary polariton response in the presence of vibrations / Kalle S. U. Kansanen [et al.] // Physical Review B. — 2019. — dec. — Vol. 100, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.245426>.
  27. Edge-plasmon assisted electro-optical modulator / Ivan A. Pshenichnyuk [et al.] // Physical Review B. — 2019. — nov. — Vol. 100, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.195434>.
  28. Influence of spatial dispersion on spectral tuning of phonon-polaritons / Thomas E. Beechem [et al.] // Physical Review B. — 2019. — nov. — Vol. 100, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.205419>.

29. Partially coherent surface plasmon polariton vortex fields / Yahong Chen [et al.] // *Physical Review A*. — 2019. — nov. — Vol. 100, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.100.053833>.
30. Nanoscale magnetization and third-order nonlinearity by the plasmon-induced inverse Faraday effect in graphene-covered semiconductors / Chol-Song Ri [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — oct. — Vol. 100, no. 15. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.155404>.
31. Zhou Chenzhang, Mackay Tom G., Lakhtakia Akhlesh. Surface-plasmon-polariton wave propagation supported by anisotropic materials: Multiple modes and mixed exponential and linear localization characteristics // *Physical Review A*. — 2019. — sep. — Vol. 100, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.100.033809>.
32. Panahpour Ali, Mahmoodpoor Abolfazl, Lavrinenko Andrei V. Refraction enhancement in plasmonics by coherent control of plasmon resonances // *Physical Review B*. — 2019. — aug. — Vol. 100, no. 7. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.075427>.
33. Ozawa Keisuke, Yamamoto Naoki. Ridge reflection of surface plasmon-polaritons in a one-dimensional plasmonic cavity // *Physical Review B*. — 2019. — aug. — Vol. 100, no. 7. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.075406>.
34. Ultrafast transport and relaxation of hot plasmonic electrons in metal-dielectric heterostructures / Ilya Razdolski [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — jul. — Vol. 100, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.045412>.
35. Unidirectional and diffractionless surface plasmon polaritons on three-dimensional non-reciprocal plasmonic platforms / S. Ali Hassani Gangaraj [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — jun. — Vol. 99, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.99.245414>.
36. Coupling of atomic quadrupole transitions with resonant surface plasmons / Eng Aik Chan [et al.] // *Physical Review A*. — 2019. — jun. — Vol. 99, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.99.063801>.
37. Mixing the Light Spin with Plasmon Orbit by Nonlinear Light-Matter Interaction in Gold / G. Spektor [et al.] // *Physical Review X*. — 2019. — may. — Vol. 9, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevx.9.021031>.
38. Kamran Muhammad, Faryad Muhammad. Excitation of surface plasmon polariton waves along the direction of periodicity of a one-dimensional photonic crystal // *Physical Review A*. — 2019. — may. — Vol. 99, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.99.053811>.
39. Measurement of the Photon-Plasmon Coupling Phase Shift / Akbar Safari [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2019. — apr. — Vol. 122, no. 13. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.122.133601>.
40. Otten M., Gray S. K., Kolmakov G. V. Optical detection and storage of entanglement in plasmonically coupled quantum-dot qubits // *Physical Review A*. — 2019. — mar. — Vol. 99, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.99.032339>.

41. Optical binding via surface plasmon polariton interference / Natalia Kostina [et al.] // Physical Review B. — 2019. — mar. — Vol. 99, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.99.125416>.
42. Nonlinear Emission of Molecular Ensembles Strongly Coupled to Plasmonic Lattices with Structural Imperfections / Mohammad Ramezani [et al.] // Physical Review Letters. — 2018. — dec. — Vol. 121, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.121.243904>.
43. Variational schemes and geometric simulations for a hydrodynamic-electrodynamics model of surface plasmon polaritons / Qiang Chen [et al.] // Physical Review E. — 2019. — feb. — Vol. 99, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreve.99.023313>.
44. Andreeva Vera, Luskin Mitchell, Margetis Dionisios. Nonperturbative nonlinear effects in the dispersion relations for TE and TM plasmons on two-dimensional materials // Physical Review B. — 2018. — nov. — Vol. 98, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.98.195407>.
45. Experimental observation of hybrid TE-TM polarized surface waves supported by a hyperbolic metasurface / Oleh Y. Yermakov [et al.] // Physical Review B. — 2018. — nov. — Vol. 98, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.98.195404>.

**Сведения об авторах:**

**Константин Константинович Алтунин** — кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики и технических дисциплин ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: [kostya\\_altunin@mail.ru](mailto:kostya_altunin@mail.ru)

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

**Екатерина Николаевна Причалова** — студент факультета физико-математического и технологического образования ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: [prichalova.katya@bk.ru](mailto:prichalova.katya@bk.ru)

ORCID iD  0000-0003-4632-6420

Web of Science ResearcherID  ABB-9731-2021

[@auxrussian@auxenglish@auxrussian@auxenglish](mailto:@auxrussian@auxenglish@auxrussian@auxenglish)

# Investigation of the propagation of a surface plasmon-polariton at the interface between a dielectric and a nanocomposite

K. K. Altunin , E. N. Prichalova 

*Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia*

Submitted April 5, 2021  
Resubmitted April 12, 2021  
Published September 9, 2021

---

**Abstract.** The physical process of propagation of a surface plasmon polariton at the interface between a dielectric and a nanocomposite is considered. A modified theoretical model of the propagation of surface plasmon polaritons at the interface between a dielectric and a nanocomposite is constructed. A computer program has been written that makes it possible to calculate the optical characteristics of surface plasmon polaritons propagating along the interface between a dielectric and a nanocomposite. The energy flux density of a surface plasmon polariton propagating at the interface between a dielectric medium and a nanocomposite medium containing metal nanoparticles is calculated. As a result of numerical calculations, the dependences of the energy flux density of electromagnetic waves of surface plasmon polaritons on the wavelength of external optical radiation for surface plasmon polaritons propagating at the interface between a dielectric and a nanocomposite are obtained. The numerical calculation of the averaged values of the components of the Poynting vector for the surface plasmon-polariton at the dielectric-nanocomposite interface confirms the presence of energy flux density maxima corresponding to the propagation of the plasmon-polariton along the dielectric-nanocomposite interface.

**Keywords:** plasmon, polariton, plasmon-polariton, nanocomposite film, nanocomposite medium, metal nanoparticles, silver nanoparticles, dielectric, optical radiation, electromagnetic wave

PACS: 42.25.Bs

---

## References

1. Band shaping and emission control via waveguide plasmon polaritons / Augusto Martins [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — may. — Vol. 103, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.205423>.
2. Sierant Aleksandra, Jany Benedykt R., Kawalec Tomasz. Near-field characterization of surface plasmon polaritons on a nanofabricated transmission structure // *Physical Review B*. — 2021. — apr. — Vol. 103, no. 16. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.165433>.
3. Sokolik Alexey A., Kotov Oleg V., Lozovik Yurii E. Plasmonic modes at inclined edges of anisotropic two-dimensional materials // *Physical Review B*. — 2021. — apr. — Vol. 103, no. 15. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.155402>.
4. Zhang Junxi, Zhang Lide, Xu Wei. Surface plasmon polaritons: physics and applications // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2012. — feb. — Vol. 45, no. 11. — P. 113001. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/11/113001>.

5. Rituraj, Orenstein Meir, Fan Shanhui. Photonic Chern insulators from two-dimensional atomic lattices interacting with a single surface plasmon polariton // *Physical Review B*. — 2021. — mar. — Vol. 103, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.125423>.
6. Rituraj, Orenstein Meir, Fan Shanhui. Interaction of two-dimensional atomic lattices with a single surface plasmon polariton // *Physical Review A*. — 2021. — feb. — Vol. 103, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.103.023716>.
7. Performance limitations of active plasmonic devices based on magnetic field detuning of the surface plasmon-polariton resonance in subwavelength semiconductor wires / Kil-Song Song [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — feb. — Vol. 103, no. 7. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.075425>.
8. Spontaneous surface plasmon polariton decay of band-edge excitons in quantum dots near a metal surface / Qiang Gao [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — jan. — Vol. 103, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.103.035416>.
9. Trapping effect and trajectory control of surface plasmon polaritons in a metal-dielectric-metal waveguide / Yong Zhou [et al.] // *Physical Review A*. — 2020. — dec. — Vol. 102, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.102.063516>.
10. Theoretical study of anisotropy-induced extrinsic chirality and chiral discrimination of surface plasmon polaritons / Qiang Zhang [et al.] // *Physical Review A*. — 2020. — oct. — Vol. 102, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.102.043502>.
11. Enhanced magneto-optical Faraday effect in two-dimensional magnetoplasmonic structures caused by orthogonal plasmonic oscillations / D. M. Krichevsky [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — oct. — Vol. 102, no. 14. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.102.144408>.
12. Integrated Plasmonics: Broadband Dirac Plasmons in Borophene / Chao Lian [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2020. — sep. — Vol. 125, no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.125.116802>.
13. Bugaiko O. V., Gorbar E. V., Sukhachov P. O. Surface plasmon polaritons in strained Weyl semimetals // *Physical Review B*. — 2020. — aug. — Vol. 102, no. 8. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.102.085426>.
14. Huang Kun. Lattice Vibrations and Optical Waves in Ionic Crystals // *Nature*. — 1951. — may. — Vol. 167, no. 4254. — P. 779–780. — URL: <https://doi.org/10.1038/167779b0>.
15. Ritchie R. H. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films // *Physical Review*. — 1957. — jun. — Vol. 106, no. 5. — P. 874–881. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.106.874>.
16. Asymmetric Excitation of Surface Plasmon Polaritons via Paired Slot Antennas for Angstrom Displacement Sensing / Tianyang Zang [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2020. — jun. — Vol. 124, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.124.243901>.
17. Topological Gaseous Plasmon Polariton in Realistic Plasma / Jeffrey B. Parker [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2020. — may. — Vol. 124, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.124.195001>.

18. Oue Daigo, Matsuo Mamoru. Electron spin transport driven by surface plasmon polaritons // *Physical Review B*. — 2020. — apr. — Vol. 101, no. 16. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.161404>.
19. Large nonreciprocal absorption and emission of radiation in type-I Weyl semimetals with time reversal symmetry breaking / Yoichiro Tsurimaki [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — apr. — Vol. 101, no. 16. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.165426>.
20. Quantization of graphene plasmons / Beatriz A. Ferreira [et al.] // *Physical Review A*. — 2020. — mar. — Vol. 101, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.101.033817>.
21. Ratnikov Pavel V. Surface plasmon polaritons in planar graphene superlattices // *Physical Review B*. — 2020. — mar. — Vol. 101, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.125301>.
22. Evaluation of surface roughness of metal films using plasmonic Fano resonance in attenuated total reflection / Munehiro Nishida [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — feb. — Vol. 101, no. 8. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.085414>.
23. Sehmi H. S., Langbein W., Muljarov E. A. Applying the resonant-state expansion to realistic materials with frequency dispersion // *Physical Review B*. — 2020. — jan. — Vol. 101, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.045304>.
24. Second harmonic conversions of surface-plasmon-polariton enhanced optical fields in nonlinear optics polymer/Ag/glass structures / Atsushi Sugita [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — jan. — Vol. 101, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.045303>.
25. Frolov A. Yu., Shcherbakov M. R., Fedyanin A. A. Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals // *Physical Review B*. — 2020. — jan. — Vol. 101, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.101.045409>.
26. Theory for the stationary polariton response in the presence of vibrations / Kalle S. U. Kansanen [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — dec. — Vol. 100, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.245426>.
27. Edge-plasmon assisted electro-optical modulator / Ivan A. Pshenichnyuk [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — nov. — Vol. 100, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.195434>.
28. Influence of spatial dispersion on spectral tuning of phonon-polaritons / Thomas E. Beechem [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — nov. — Vol. 100, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.205419>.
29. Partially coherent surface plasmon polariton vortex fields / Yahong Chen [et al.] // *Physical Review A*. — 2019. — nov. — Vol. 100, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.100.053833>.
30. Nanoscale magnetization and third-order nonlinearity by the plasmon-induced inverse Faraday effect in graphene-covered semiconductors / Chol-Song Ri [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — oct. — Vol. 100, no. 15. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.155404>.

31. Zhou Chenzhang, Mackay Tom G., Lakhtakia Akhlesh. Surface-plasmon-polariton wave propagation supported by anisotropic materials: Multiple modes and mixed exponential and linear localization characteristics // *Physical Review A*. — 2019. — sep. — Vol. 100, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.100.033809>.
32. Panahpour Ali, Mahmoodpoor Abolfazl, Lavrinenko Andrei V. Refraction enhancement in plasmonics by coherent control of plasmon resonances // *Physical Review B*. — 2019. — aug. — Vol. 100, no. 7. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.075427>.
33. Ozawa Keisuke, Yamamoto Naoki. Ridge reflection of surface plasmon-polaritons in a one-dimensional plasmonic cavity // *Physical Review B*. — 2019. — aug. — Vol. 100, no. 7. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.075406>.
34. Ultrafast transport and relaxation of hot plasmonic electrons in metal-dielectric heterostructures / Ilya Razdolski [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — jul. — Vol. 100, no. 4. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.100.045412>.
35. Unidirectional and diffractionless surface plasmon polaritons on three-dimensional non-reciprocal plasmonic platforms / S. Ali Hassani Gangaraj [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — jun. — Vol. 99, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.99.245414>.
36. Coupling of atomic quadrupole transitions with resonant surface plasmons / Eng Aik Chan [et al.] // *Physical Review A*. — 2019. — jun. — Vol. 99, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.99.063801>.
37. Mixing the Light Spin with Plasmon Orbit by Nonlinear Light-Matter Interaction in Gold / G. Spektor [et al.] // *Physical Review X*. — 2019. — may. — Vol. 9, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevx.9.021031>.
38. Kamran Muhammad, Faryad Muhammad. Excitation of surface plasmon polariton waves along the direction of periodicity of a one-dimensional photonic crystal // *Physical Review A*. — 2019. — may. — Vol. 99, no. 5. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.99.053811>.
39. Measurement of the Photon-Plasmon Coupling Phase Shift / Akbar Safari [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2019. — apr. — Vol. 122, no. 13. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.122.133601>.
40. Otten M., Gray S. K., Kolmakov G. V. Optical detection and storage of entanglement in plasmonically coupled quantum-dot qubits // *Physical Review A*. — 2019. — mar. — Vol. 99, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.99.032339>.
41. Optical binding via surface plasmon polariton interference / Natalia Kostina [et al.] // *Physical Review B*. — 2019. — mar. — Vol. 99, no. 12. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.99.125416>.
42. Nonlinear Emission of Molecular Ensembles Strongly Coupled to Plasmonic Lattices with Structural Imperfections / Mohammad Ramezani [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2018. — dec. — Vol. 121, no. 24. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.121.243904>.

43. Variational schemes and geometric simulations for a hydrodynamic-electrodynamic model of surface plasmon polaritons / Qiang Chen [et al.] // Physical Review E. — 2019. — feb. — Vol. 99, no. 2. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreve.99.023313>.
44. Andreeva Vera, Luskin Mitchell, Margetis Dionisios. Nonperturbative nonlinear effects in the dispersion relations for TE and TM plasmons on two-dimensional materials // Physical Review B. — 2018. — nov. — Vol. 98, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.98.195407>.
45. Experimental observation of hybrid TE-TM polarized surface waves supported by a hyperbolic metasurface / Oleh Y. Yermakov [et al.] // Physical Review B. — 2018. — nov. — Vol. 98, no. 19. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.98.195404>.

**Information about authors:**

**Konstantin Konstantinovich Altunin** – PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics and Technical Disciplines of the Ulyanovsk State Pedagogical University, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: [kostya.altunin@mail.ru](mailto:kostya.altunin@mail.ru)

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

**Ekaterina Nikolaevna Prichalova** — student of the Faculty of Physics, Mathematics and Technological Education of the Ulyanovsk State Pedagogical University, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: [prichalova.katya@bk.ru](mailto:prichalova.katya@bk.ru)

ORCID iD  0000-0003-4632-6420

Web of Science ResearcherID  ABB-9731-2021