

На правах рукописи

Игнатьева Дарья Олеговна

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ
ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В СЛОИСТЫХ
СТРУКТУРАХ С УПРАВЛЯЕМЫМИ
ОПТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ**

01.04.05 – Оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор,
Сухоруков Анатолий Петрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор,
Короленко Павел Васильевич
профессор кафедры оптики и спектроскопии физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова,

кандидат физико-математических наук,
Елютин Сергей Олегович
доцент кафедры физики Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»,

Ведущая организация: Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

Защита состоится «21» марта 2013 г. в 17:30 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.67 на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские Горы, МГУ, физический факультет, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной научной библиотеке МГУ имени М.В.Ломоносова.

Автореферат разослан «21» февраля 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
канд. физ.-мат. наук

Королев Анатолий Федорович

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию распространения поверхностных плазмон-поляритонов в слоистых структурах, содержащих среды с управляемыми оптическими характеристиками, в качестве которых выступают нелинейные диэлектрики, метаматериалы или гиротропные среды.

Актуальность работы обусловлена фундаментальным и прикладным интересом к свойствам и методам управления поверхностными плазмон-поляритонами. Важность этих задач объясняется возможностью создания на базе плазмонных структур новых оптических устройств и сенсоров, обладающих высокой чувствительностью и компактными размерами. Также значительный практический интерес представляет управление светом на наномасштабах, для чего перспективным оказывается использование поверхностных плазмон-поляритонов вследствие их высокой локализации, и, как следствие, большой интенсивности, приводящей к усилению ряда оптических, в том числе нелинейных, эффектов.

Особый интерес для фотоники представляют металло-диэлектрические структуры, в которых возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (плазмонов) — электромагнитных волн, обладающих рядом уникальных свойств. Плазмонные структуры характеризуются высокой концентрацией энергии электромагнитного поля вблизи металлической границы на пространственных масштабах, меньших длины волны света. Поверхностные плазмон-поляритоны находят применение в различных областях фундаментальной и прикладной физики, в том числе спектроскопии, ближнепольной оптике, нанолитографии. Перспективным представляется также использование плазмонных структур для создания компактных устройств оптической обработки информации, сочленения оптических линий передачи информации с наноразмерными электронными устройствами генерации и управления опти-

ческим излучением.

Ряд предложенных на сегодняшний день методов нелинейного управления лазерным излучением (например, за счет солитонного взаимодействия, каскадных процессов в квадратично–нелинейных средах и других механизмов) требует сравнительно высоких мощностей, что затрудняет практическую реализацию полностью оптических переключений, поэтому исследование способов создания простых и компактных систем управления оптическим излучением методами нелинейной плазмоники особенно актуально. Перспективы для использования в подобных системах именно плазмонных структур обусловлены высокой концентрацией энергии электромагнитного поля, приводящей к росту интенсивности поверхностных волн на несколько порядков по сравнению с возбуждающим их объемным излучением. Таким образом, полностью оптическое управление поверхностными волнами может осуществляться с большей эффективностью, чем управление объемным излучением.

Большой интерес для локализации оптического излучения представляют искусственные метаматериалы с отрицательной рефракцией. В настоящее время изготавливаемые образцы представляют собой тонкие пленки площадью порядка нескольких квадратных сантиметров и толщиной менее десяти микрометров, что затрудняет их применение в объемных лазерных системах. Однако уникальные свойства метаматериалов, обусловленные противоположенностью фазовой и групповой скорости в них, проявляются не только у объемных, но и у поверхностных волн. Поэтому метаматериалы могут найти применение в плазмонике для локализации оптического излучения.

Также в последнее время был предложен ряд обладающих высокой чувствительностью сенсоров, принцип действия которых основан на зависимости свойств поверхностных плазмон-поляритонных волн от свойств сред, в которых они возбуждаются. Исследование свойств плазмон-поляритонов в веществах, обладающих естественной оптической активностью, позволит предло-

жить новые методы исследования гиротропных структур.

Цель диссертационной работы состоит в теоретическом исследовании закономерностей распространения поверхностных плазмон-поляритонов в слоистых структурах, содержащих среды с управляемыми оптическими характеристиками: гиротропные и нелинейные диэлектрики, а также метаматериалы с отрицательным показателем преломления.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработать теорию и провести анализ поляризации, дисперсии и локализации поверхностных плазмон-поляритонов в металло-диэлектрических структурах, содержащих гиротропные диэлектрики.
2. Обобщить квазиоптическую теорию дифракции на плазмон-поляритонные волновые пучки, распространяющиеся в плазмонных структурах, содержащих слоистые метаматериалы с отрицательной рефракцией, для анализа собственных частот и собственных мод плазмонных резонаторов.
3. Создать теорию неколлинеарного взаимодействия двух поверхностных плазмон-поляритонных пучков в диэлектрике с дефокусирующей нелинейностью, разработка теоретической модели эффекта полного внутреннего отражения сигнального плазмон-поляритона от индуцированной опорным плазмоном неоднородности.

Научная новизна

1. Аналитическими и численными методами определены дисперсионные и поляризационные свойства и профили локализованных плазмон-поляритонных мод металло-диэлектрических структур, содержащих гиротропные диэлектрики с естественной оптической активностью.

2. Обнаружена зависимость поляризации собственных мод гиротропных плазмонных структур от коэффициента гирации. Определено критическое значение коэффициента гирации, при превышении которого нарушается локализация плазмон-поляритона. Показано усиление влияния гиротропии на свойства быстрой плазмонной моды в тонкой металлической пленке при уменьшении её толщины.
3. Предложен новый метод измерения оптической активности диэлектриков, основанный на зависимости вектора поляризации плазмон-поляритонов от коэффициента гирации.
4. Впервые построена теория дифракции поверхностных плазмон-поляритонных волновых пучков в структурах, содержащих слоистый метаматериал, и показана возможность подавления дифракционного расплывания в таких структурах.
5. Предложен новый тип открытого резонатора для поверхностных плазмон-поляритонов, содержащий структуру из слоистого метаматериала, коэффициент дифракции в которой периодически изменяет знак.
6. Впервые построена теоретическая модель неколлинеарного взаимодействия плазмон-поляритонных пучков в кубично-нелинейных диэлектриках с насыщением. С помощью геометрического и спектрального методов построена теория эффекта полного внутреннего отражения сигнального плазмона от неоднородности диэлектрической проницаемости, индуцированной опорным плазмоном.

Практическая значимость Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для создания сверхкомпактных устройств полностью оптической обработки информации, а также нового класса сенсоров оптической активности.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Поляризационные свойства, дисперсия и профиль поверхностного плазмон-поляритона в металло-диэлектрических структурах, содержащих оптически активные слои.
2. Нарушение локализации поверхностного плазмон-поляритона при превышении критического значения коэффициента гирации.
3. Метод измерения оптической активности диэлектриков, основанный на связи вектора поляризации плазмон-поляритона с коэффициентом гирации.
4. Теория дифракции и условия подавления дифракционного расплывания поверхностных плазмон-поляритонных пучков в структурах, содержащих слоистый метаматериал.
5. Теория нелинейного неколлинеарного взаимодействия плазмон-поляритонных пучков в керровской среде с насыщением нелинейности. Эффект полного внутреннего отражения сигнального плазмон-поляритона от индуцированной опорным плазмоном неоднородности.
6. Эффект туннелирования сигнального плазмона через неоднородность, индуцированную узким опорным плазмонным пучком.

Апробация работы Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: Международный симпозиум 50 years of Nonlinear Optics — NLO50 (Барселона, 2012), Симпозиум Progress in Electromagnetics Research Symposium — PIERS (Москва, 2012), Международная конференция Days on Diffraction (Санкт-Петербург, 2012, 2011, 2009, 2008), Международная конференция 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics — META-2012 (Париж, 2012),

Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» (Москва, 2012, 2010, 2008), Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» (Москва, 2011, 2009, 2007), Международная конференция 11-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling — LFNМ (Харьков, 2011), Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2011» (Санкт-Петербург, 2011), Школа по метаматериалам и наноструктурам (Санкт-Петербург, 2011), Международная конференция Ломоносов (Москва, 2011, 2010, 2008), Международная молодежная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» (Казань, 2010, 2009, 2008, 2007), Международный симпозиум «Terahertz Radiation: Generation and Application» (Новосибирск, 2010), Международная конференция International Conference on Lasers, Applications, and Technologies — ICONO/LAT (Казань, 2010), Международная конференция «Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems» (Санкт-Петербург, 2010), Международная конференция «Лазерная физика и оптические технологии» (Минск, 2010), Международная школа «Хаотические автоколебания и образование структур» — ХАОС-2010 (Саратов, 2010), Международная зимняя школа-семинар по электронике СВЧ и радиофизике (Саратов, 2009), Международный семинар International Laser Physics Workshop (Барселона, 2009), Международная конференция Advanced Laser Technologies — ALT-09 (Анталия, 2009, Сойфок, 2008), Международная конференция Discrete Optics and Beyond (Бад-Хоннеф, 2008), Международная конференция Laser Optics (Санкт-Петербург, 2008), Международная конференция «International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers» — CAOL (Алушта, 2008), Международная конференция «Periodic Nanostructures for Photonics» (Бад-Хоннеф, 2008), Международная конференция «Topical Meeting on Optoinformatics» (Санкт-Петербург, 2008), Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» (Санкт-Петер-

бург, 2008), Международные чтения по квантовой оптике (Самара, 2007).

Публикации Материалы диссертации опубликованы в 59 печатных работах, из них 14 статей в рецензируемых журналах, 20 статей в нереферируемых журналах и сборниках трудов конференций и 25 тезисов докладов.

Достоверность полученных результатов обусловлена адекватностью использованных физических представлений и математических методов, выбранных для решения поставленных задач, корректностью использованных приближений, а также соответствием результатов, полученных в результате теоретических и численных расчетов.

Личный вклад автора Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, при этом вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации составляет 143 страницы, включая 41 рисунок. Библиография включает 123 наименования.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Первая глава представляет собой обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных методам локализации и управления светом.

Описаны основные свойства и принципы изготовления структурированных метаматериалов с отрицательной рефракцией. Рассмотрены оптические характеристики плазмонных структур и способы их контроля, в том числе основанные на магнитооптических механизмах переключения. Также приводится краткий обзор методов управления лазерным излучением в нелинейных диэлектриках.

Вторая глава посвящена исследованию основных характеристик поверхностных плазмон-поляритонов в структурах, содержащих гиротропные диэлектрики. Глава состоит из двух разделов, в которых анализируются дисперсионные и поляризационные свойства, а также локализация поверхностных волн в двух геометриях: на уединенной металл-диэлектрической границе и в трехслойной структуре, в которой слой металла заключен между двумя диэлектриками.

В первой части проведено исследование свойств поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых на границе металла и гиротропного (оптически активного) диэлектрика. Решение уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями показывает, что вследствие гиротропии среды изменяется структура плазмон-поляритона. В оптически активном диэлектрике поверхностный плазмон представляет собой сумму двух парциальных компонент с различными коэффициентами локализации и отличающейся поляризацией:

$$\vec{E}_d = \left[E_1 \left(-i \frac{\gamma_{d1}}{k_{d1}} \vec{e}_x - i \vec{e}_y + \frac{\beta}{k_{d1}} \vec{e}_z \right) \exp(-\gamma_{d1}|z|) + E_2 \left(i \frac{\gamma_{d2}}{k_{d2}} \vec{e}_x - i \vec{e}_y - \frac{\beta}{k_{d2}} \vec{e}_z \right) \exp(-\gamma_{d2}|z|) \right] \exp(i\beta x - i\omega t), \quad (1)$$

где \vec{E}_d — электрическое поле поверхностной волны частоты ω с постоянной распространения β , $k_{d1,2}$ и $\gamma_{d1,2}$ — волновые числа и коэффициенты локализации, соответствующие двум собственным волнам в оптически активном

диэлектрике, коэффициенты $E_{1,2}$ описывают амплитуды парциальных компонент и определяются граничными условиями. Поверхностная волна распространяется вдоль оси Ox , ось Oz расположена по нормали к границе раздела сред.

Естественная оптическая активность обычно характеризуется достаточно небольшими значениями коэффициента гирации α . Например коэффициент гирации в скипидаре $\alpha k_0 = 2 \cdot 10^{-6}$, в хлорате натрия $\alpha k_0 = 2 \cdot 10^{-5}$, где $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме. Для таких сред можно применить линейное по αk_0 приближение при анализе свойств плазмонов. В рамках данного приближения показано, что оптическая активность не влияет на постоянную распространения поверхностного плазмон-поляритона, его профиль и локализацию в металле и диэлектрике.

Оптическая активность изменяет поляризацию поверхностного плазмон-поляритона. Все шесть компонент электромагнитного поля отличны от нуля, причем ТМ-компоненты (E_x, E_z, H_y) остаются теми же, что и в отсутствие оптической активности, и, кроме того, появляются ТЕ-компоненты (E_y, H_x, H_z) , пропорциональные коэффициенту гирации. Кроме того, поляризационная структура плазмон-поляритона в оптически активной среде приобретает неоднородность в поперечном направлении (поляризация изменяется в зависимости от координаты z). В приповерхностной области, в которой поле плазмон-поляритона существенно отлично от нуля, то есть, для $|z| \sim \gamma_{d1,2}^{-1}$, наблюдается линейный рост ТЕ-компонент при удалении от границы раздела сред.

В средах с большими значениями коэффициента гирации, например, некоторых кристаллов, таких, как тригаллат серебра ($\alpha k_0 = 1.4 \cdot 10^{-3}$), селеногаллат серебра ($\alpha k_0 = 5 \cdot 10^{-4}$), искусственных метаматериалов ($\alpha k_0 \sim 10^{-3}$) и жидких кристаллов ($\alpha k_0 \sim 10^{-1}$), линейное приближение не применимо, поэтому задача о свойствах плазмон-поляритонов решалась численно.

В плазмонных структурах, содержащих слои с сильной гиротропией, выявлено увеличение постоянной распространения за счет оптической активности диэлектрика. Также при этом происходит изменение коэффициентов локализации поверхностной волны в диэлектрике: они приобретают линейные по коэффициенту гирации добавки, равные по величине и противоположные по знаку. Это приводит к тому, что при достижении критического значения коэффициента гирации:

$$\alpha_{cr}k_0 = \frac{2\varepsilon_d^{\frac{3}{2}}}{|\varepsilon_m| + \varepsilon_d} \quad (2)$$

один из коэффициентов локализации обращается в ноль, что соответствует нарушению локализации поверхностной волны. Для больших значений коэффициента гирации локализованные поверхностные волны возбуждены быть не могут. На рисунке 1, *а* представлены зависимости постоянной распространения и коэффициентов локализации на границе серебра и диэлектрика с $\varepsilon_d = 2, 2$, рассчитанные для длины волны 1240 нм, на рисунке 1, *б* изображены профили поверхностного плазмон-поляритона в диэлектрике при различных значениях коэффициента гирации.

Вторая часть второй главы посвящена исследованию свойств плазмон-поляритонов в трехслойных структурах, где металл заключен между двумя диэлектриками. Дисперсионные свойства плазмон-поляритонов и их локализация в таких структурах существенно зависят от толщины металлического слоя. Из уравнений Максвелла с граничными условиями для тангенциальных компонент поля получена дисперсионная матрица, позволяющая численно рассчитать профиль, поляризацию и дисперсию собственных мод трехслойной структуры.

Проведены расчеты характеристик плазмон-поляритонов как в симметричных структурах, где слой металла окружен двумя одинаковыми диэлектриками, так и в асимметричных структурах, в которых диэлектрики раз-

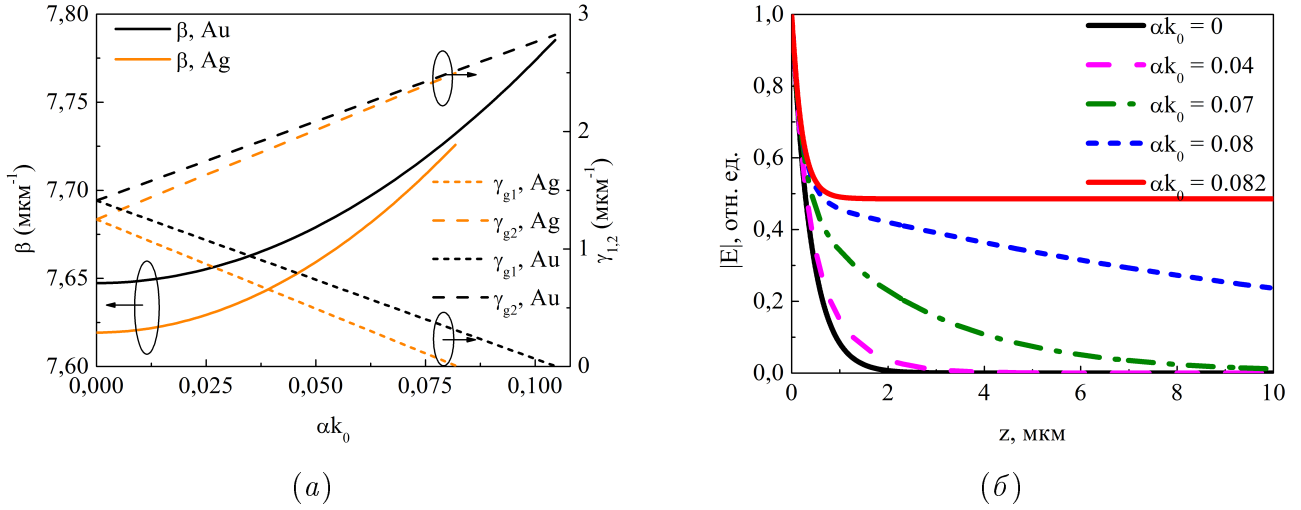


Рис. 1. Зависимость постоянной распространения и коэффициентов локализации в диэлектрике (1, *a*) и профиля (1, *б*) поверхностного плазмон-поляритона от коэффициента гирации.

личны. Обнаружены эффекты изменения собственной поляризации плазмон-поляритона и нарушения локализации при превышении критического значения оптической активности.

Установлено, что в обоих типах структур влияние гиротропии на свойства плазмон-поляритонов (дисперсию, локализацию, поляризацию) усиливается при увеличении доли энергии плазмон-поляритона, сосредоточенной в гиротропной среде. Соотношение энергии плазмон-поляритона, приходящейся на диэлектрики и металлы, зависит от двух факторов: длины локализации и соотношения между амплитудами плазмон-поляритона в этих средах в отсутствие гиротропии.

Проведенные численные расчеты показывают, что гиротропия влияет в большей степени на свойства быстрых мод симметричных структур, причем происходит усиление эффектов при уменьшении толщины слоя металла, так как электромагнитное поле быстрой моды преимущественно сосредоточено в диэлектриках, и «выталкивается» из металла при уменьшении его толщины. В трехслойных структурах, в которых металл окружен различными диэлек-

триками, наблюдается значительная асимметрия профилей плазмон-поляритонных мод: основная энергия быстрой моды сосредоточена вблизи границы металла и диэлектрика с меньшим показателем преломления, медленной моды — вблизи границы металла и диэлектрика с большим показателем преломления. За счет этого, если оптически активный диэлектрик обладает меньшим показателем преломления, то влияние гиротропии на свойства быстрой моды усиливается при уменьшении толщины металла. В противном случае, гиротропия влияет преимущественно на свойства медленной моды, причем при уменьшении толщины металла это влияние ослабевает из-за увеличения локализации поля внутри металла.

Изменение характеристик поверхностных плазмон-поляритонов влияет на оптический отклик структуры в дальнем поле. Это позволяет предложить новый метод измерения оптической активности сред, основанный на зависимости коэффициента отражения от поляризации падающего излучения вследствие возбуждения в структуре плазмон-поляритонов строго фиксированной поляризации. В работе предложено несколько схем, в которых по коэффициенту отражения от плазмонной структуры определяется соотношение TE- и TM- компонент в возбуждаемой плазмон-поляритонной волне, и в дальнейшем рассчитывается коэффициент гирации диэлектрика. Предложенный метод обладает следующим преимуществом: он может быть использован для измерения оптической активности тонких (до нескольких микрометров) пленок, которые могут быть нанесены на любые, в том числе и непрозрачные, подложки.

С другой стороны, влияние гиротропии на поляризацию и локализацию плазмонов дает возможность управления оптическими свойствами плазмонных структур путем изменения коэффициента гирации, вызванным приложенным к диэлектрику магнитным полем в полярной или меридиональной конфигурации. Наблюдаемые при такой геометрии намагниченности эффек-

ты будут аналогичны рассмотренным для сред с естественной оптической активностью.

Результаты второй главы опубликованы в работах [1–4].

В третьей главе рассматриваются особенности распространения ограниченных в поперечном сечении поверхностных плазмон-поляритонных пучков в плазмонных структурах, содержащих слоистый метаматериал. Глава состоит из двух частей: в первой развивается теория дифракции плазмон-поляритонных пучков в слоистых структурах, во второй анализируются свойства резонатора, содержащего такую структуру.

Для миниатюризации плазмонных устройств важна возможность локализации излучения не только в перпендикулярном направлении разделу сред, но и в плоскости границы. Однако при уменьшении ширины плазмон-поляритонного пучка возрастает дифракционное расплывание, которое приводит к уменьшению амплитуды плазмон-поляритона. Проведенные расчеты показывают, что у плазмонного пучка шириной 20 мкм с длиной волны $\lambda \sim 3$ мкм на поверхности серебра дифракционная длина составляет около 400 микрометров и оказывается меньше длины затухания. Таким образом, ставится задача о подавлении дифракционного расплывания при помощи слоистых плазмонных структур.

Рассматривается дифракция плазмон-поляритонных пучков в слоистой структуре, изображенной на рисунке 2. Диэлектрик граничит со слоистой структурой из метаматериалов, состоящей из N слоев длиной l_j . Диэлектрические и магнитные про-

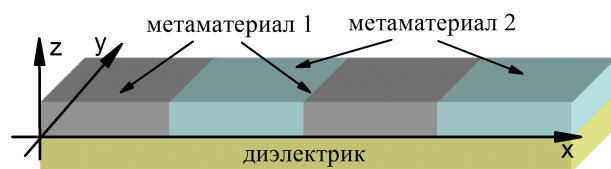


Рис. 2. Плазмонная структура, содержащая чередующиеся слои метаматериала.

ницаемости слоев подбираются так, что в части слоев возбуждаются обратные поверхностные волны, в которых

фазовая скорость противоположна групповой (постоянная распространения $\beta_j < 0$).

Поле монохроматического плазмон-поляритонного пучка в слоистой структуре представляется как

$$H_y(x, y, z) = A(x, y) \exp(i\omega_0 t - i \int_0^x \beta(x) dx) \exp(-\gamma_j |z|), \quad (3)$$

где ω_0 — частота поверхностного плазмонного пучка, $\beta(x) = \beta_j$ — постоянная распространения, имеющая разную величину и знак в зависимости от рассматриваемой границы, $A(x, y)$ — медленно меняющаяся огибающая плазмон-поляритонного пучка. Из уравнений Максвелла при помощи метода медленно меняющейся амплитуды выводится следующее уравнение дифракции:

$$\frac{\partial A(x, y)}{\partial x} + iD(x) \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} + \alpha(x) A(x, y) = 0, \quad (4)$$

где $D(x) = 0.5 [\text{Re } \beta(x)]^{-1}$ — коэффициент дифракции, а $\alpha(x) = \text{Im } \beta(x)$ — коэффициент поглощения в j -ом слое с постоянной распространения $\beta_j = \beta(x)$. Данное уравнение решается методом Фурье, в результате чего получается, что после прохождения слоистой структуры огибающая плазмон-поляритона имеет вид:

$$A(x = \sum_1^N l_j, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_0(k_y) \exp\left(ik_y^2 \sum_{j=1}^{j=N} \frac{l_j}{2\beta_j}\right) \exp(ik_y y) dk_y, \quad (5)$$

где $S(k_y)$ — амплитуды Фурье-компонент начального пространственного спектра плазмон-поляритонного пучка, соответствующие пространственной частоте k_y . Вид формулы (5) позволяет сделать вывод о том, что амплитуда пучка после прохождения слоистой структуры определяется величиной эффективной длины структуры

$$L_{dif} = \sum_{j=1}^{j=N} l_j \frac{k_0}{\beta_j}. \quad (6)$$

Особый интерес представляют плазмонные структуры, у которых за счет чередования знаков постоянной распространения эффективная длина равна нулю ($L_{dif} = 0$). В соответствии с (5) в этом случае на выходе структуры происходит полное восстановление первоначального профиля.

Во второй части третьей главы анализируются свойства открытого резонатора, содержащего такую слоистую структуру: профили его волноводных мод, условия их существования и устойчивости, собственные частоты. В роли зеркал для поверхностных плазмон-поляритонов предполагается использование брэгговских структур, в которых коэффициент отражения может быть близок к единице за счет подавления паразитного рассеяния при помощи специальных покрытий. Для анализа свойств такого резонатора решается двумерная задача на собственные функции и собственные значения.

Выявлено, что характеристики такого резонатора зависят от величины эффективной длины структуры. При этом при приближении эффективной длины к нулю происходит сгущение спектра дискретных мод в виде пучков Эрмита-Гаусса.

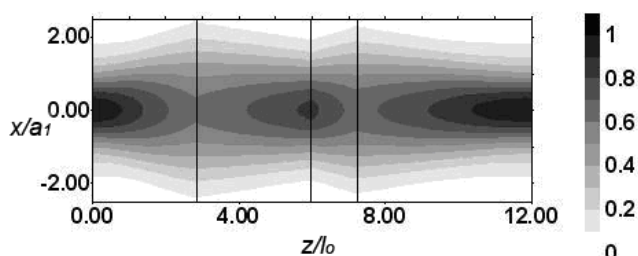


Рис. 3. Распределение интенсивности в резонаторе Фабри-Перо с постоянными распространения $\beta_2 = \beta_4 = -2\beta_1 = -2\beta_3$.

При выполнении условия равенства нулю эффективной длины за счет компенсации дифракционного расплывания вследствие отрицательной рефракции волноводные моды имеют произвольное поперечное распределение амплитуды. Отмечается возможность возбуждения волноводных мод в резонаторах Фабри-Перо (см.

рисунки 3), которые являются устойчивыми при дополнительном условии $L_{opt} = \sum_{j=1}^{j=N} l_j \beta_j / k_0 = 0$ равенства нулю оптической длины плазмонной струк-

туры. Полученные результаты подтверждаются проведенным численным моделированием при помощи метода конечных разностей во временной области (FDTD).

Результаты третьей главы опубликованы в работах [5–13].

В четвертой главе проводится исследование нелинейного неколлинеарного взаимодействия двух поверхностных плазмон-поляритонных пучков: мощного опорного и слабого сигнального — на границе металла и диэлектрика с дефокусирующей керровской нелинейностью, обладающей насыщением.

Из уравнений Максвелла при помощи метода медленно меняющейся амплитуды выводится уравнение распространения поверхностных плазмон-поляритонных пучков, учитывающее дифракцию, поглощение, нелинейное самовоздействие и индуцированную в нелинейном диэлектрике неоднородность. В пренебрежении влияния слабого сигнального пучка на мощный опорный пучок уравнение для огибающей опорного плазмон-поляритона $A_r(x, y)$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_r(x, y)}{\partial x} + iD_r \frac{\partial^2 A_r(x, y)}{\partial y^2} + \frac{\theta_3 k_0^2 \Gamma}{2\beta_r \theta_{1r}} A_r(x, y) + \\ + i \frac{\chi \theta_2 k_0^2}{2\beta_r \theta_{1r}} A_r \left[1 - \frac{\alpha \theta_{3r}}{|A_r|^2} \ln \left(1 + \frac{|A_r|^2}{\alpha \theta_{3r}} \right) \right] = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где коэффициенты $\theta_1 = 1 - \kappa/(1 + \kappa^2)$, $\theta_2 = 1/(1 + \kappa^2)$, $\theta_3 = \kappa/(1 + \kappa)$ (величина $\kappa = -\varepsilon_d/\varepsilon_m$) соответствуют усреднению нелинейных эффектов по поперечному сечению (по координате z), $D_r = 1/(2\beta_r \theta_{1r})$ — коэффициент дифракции опорного плазмон-поляритона, χ — коэффициент нелинейности, α — коэффициент насыщения нелинейности, $\Gamma = \text{Im}(\varepsilon_m)$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости металла.

При выводе уравнения для огибающей слабого сигнального плазмон-поляритонного пучка $A_s(x, y)$ пренебрегается нелинейным самовоздействием, так как амплитуда этого пучка считается меньшей, чем амплитуда опорного

пучка; однако учитывается неоднородность диэлектрической проницаемости, индуцированная в диэлектрике опорным плазмоном:

$$\frac{\partial A_s(x, y)}{\partial x} + iD_s \frac{\partial^2 A_s(x, y)}{\partial y^2} + i \frac{\theta_{3s} k_0^2 \Gamma}{2\beta_s \theta_{1s}} A_s(x, y) + i\sigma(x, y) \beta_s \theta_{1s} A_s(x, y) = 0, \quad (8)$$

где коэффициенты θ_{js} , D_s определяются аналогично тому, как это было сделано для опорного плазмон-поляритона. В уравнении (8) выделена величина $\sigma(x, y)$, которую можно определить как величину индуцированной неоднородности:

$$\sigma(x, y) = \int_0^{+\infty} \frac{\kappa_s k_{0s}^3 \chi}{2\gamma_{2s}^2 \theta_s^2 \varepsilon_d} \frac{|A_r(x, y)|^2 |\vec{E}_{0r}(z)|^2 |\vec{E}_{0s}(z)|^2}{\alpha + |A_r(x, y)|^2 |\vec{E}_{0r}(z)|^2} dz, \quad (9)$$

где $\vec{E}_{0j} = \{\exp(-\gamma_j |z|); 0; \text{sgn}(z) \beta_j / \gamma_j \exp(-\gamma_j |z|)\}$ — вектор, описывающий поляризационную структуру соответствующего плазмон-поляритонного пучка. Отмечается, что за счет различия профилей опорного и сигнального плазмон-поляритонов в случае двухчастотного взаимодействия в формулу для индуцированной неоднородности входит аналог интеграла перекрытия профилей этих пучков. С физической точки зрения величина индуцированной неоднородности является некоторым аналогом относительного изменения постоянной распространения $\Delta k/k$ для объемных волн, усредненного по поперечному направлению Oz .

Анализ динамики распространения сигнального плазмон-поляритона выполнен геометрическим методом, основанным на выводе из (8) уравнения траектории центра сигнального плазмон-поляритона. В зависимости от соотношения между начальным углом наклона сигнального плазмона к опорному φ и максимальным значением индуцированной неоднородности σ_0 в среде с дефокусирующей нелинейностью возможна реализация трех различных режимов распространения сигнального плазмона. Соответствующие траектории сигнального плазмона, полученные при численном расчете, изображены на рисунке 4.

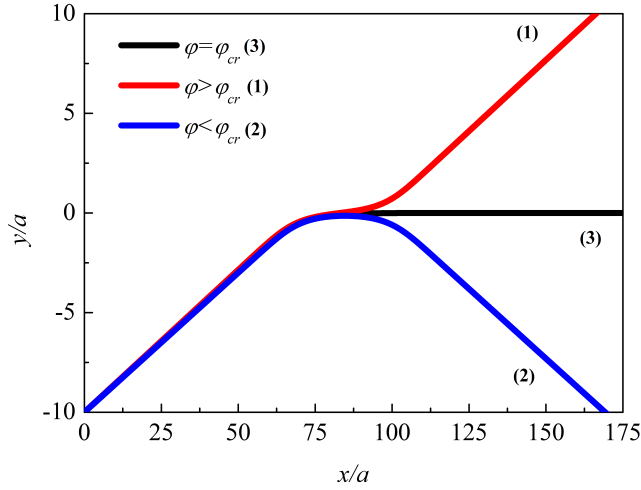


Рис. 4. Траектории сигнального плазмон-поляритона при различных амплитудах индуцированной неоднородности.

Траектория сигнального плазмон-поляритона немного искривляется, однако после прохождения неоднородности сигнальный плазмон продолжает распространение под начальным углом к неоднородности.

Второй режим имеет место при $\sigma_0 > \sigma_{0cr}$ и соответствует полному внутреннему отражению сигнального плазмона от индуцированной неоднородности при и аналогичен эффекту полного внутреннего отражения объемных волн от границы диэлектрика с меньшим показателем преломления. Угол отражения сигнального плазмона равен начальному углу падения на неоднородность.

Третий режим соответствует строгому выполнению условия $\sigma_0 = \sigma_{0cr}$, в этом случае наблюдается захват сигнального плазмона неоднородностью. В этом случае траектория сигнального плазмона асимптотически приближается к максимуму неоднородности.

Для описания волновой картины распространения сигнального плазмона используется спектральный метод. Результаты численного моделирования (см. рисунок 5) распространения сигнального плазмонного пучка путем решения уравнения (8) показывают хорошее соответствие с геометрической

При фиксированном угле между опорным и сигнальным плазмонном режим распространения определяется только амплитудой неоднородности, критическое значение которой может быть получено в виде:

$$\sigma_{0cr} = -\varphi^2/2. \quad (10)$$

Первый режим, реализуемый при $\sigma_0 < \sigma_{0cr}$, соответствует преломлению сигнального плазмона на неод-

теорией в случае, если амплитуда неоднородности существенно отличается от критического значения. При значениях амплитуды неоднородности, близких к критическому, часть компонент пространственного спектра плазмонного пучка попадает в область отражения, часть — в область прохождения, вследствие чего пучок делится неоднородностью на две компоненты.

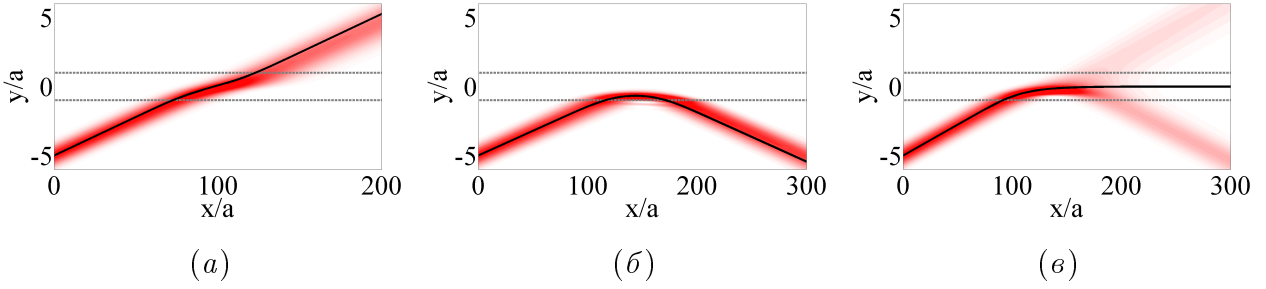


Рис. 5. Динамика распространения сигнального плазмон-поляритонного пучка при выполнении условий (а) прохождения ($\sigma < \sigma_{cr}$), (б) отражения ($\sigma > \sigma_{cr}$) от индуцированной неоднородности, и (в) частичного отражения ($\sigma = \sigma_{cr}$). Ширина индуцированной неоднородности в области взаимодействия показана серыми штриховыми линиями, черными линиями показана траектория плазмона.

Проведенный расчет зависимости коэффициента прохождения от начального угла и амплитуды неоднородности показывает, что соотношение интенсивности прошедшей и отраженной компоненты определяется только пространственным спектром сигнального плазмона и амплитудой неоднородности, индуцированной опорным плазмоном.

Коэффициент отражения от неоднородности для сигнального плазмон-поляритона гауссовой формы шириной a имеет вид:

$$R = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \Phi \left[\frac{\beta_s a}{\sqrt{2}} (\sqrt{2\sigma_0} - \varphi) \right], \quad (11)$$

где $\Phi(x)$ — функция ошибок (функция Лапласа).

При уменьшении ширины неоднородности начинает проявляться эффект туннелирования сигнального плазмона. Суть данного эффекта заключается в

том, что прохождение сигнального плазмонного пучка через неоднородность может наблюдаться даже в том случае, когда выполнены условия полного внутреннего отражения, если ширина неоднородности в области взаимодействия достаточно мала.

На рис. 6 показано взаимодействие сигнального плазмона с неоднородностями разной ширины (остальные параметры неоднородности и сигнального плазмонного пучка, такие как: амплитуда неоднородности, угол наклона и форма сигнального плазмона — выбраны одинаковыми во всех случаях). При достаточно большой ширине неоднородности при выбранных параметрах наблюдается полное внутреннее отражение сигнального плазмона от индуцированной неоднородности. При уменьшении ширины неоднородности все большая часть излучения туннелирует через неоднородность, и в случае очень маленькой ширины неоднородности наблюдается полное прохождение сигнального плазмона через неоднородность несмотря на выполнение условий для полного внутреннего отражения.

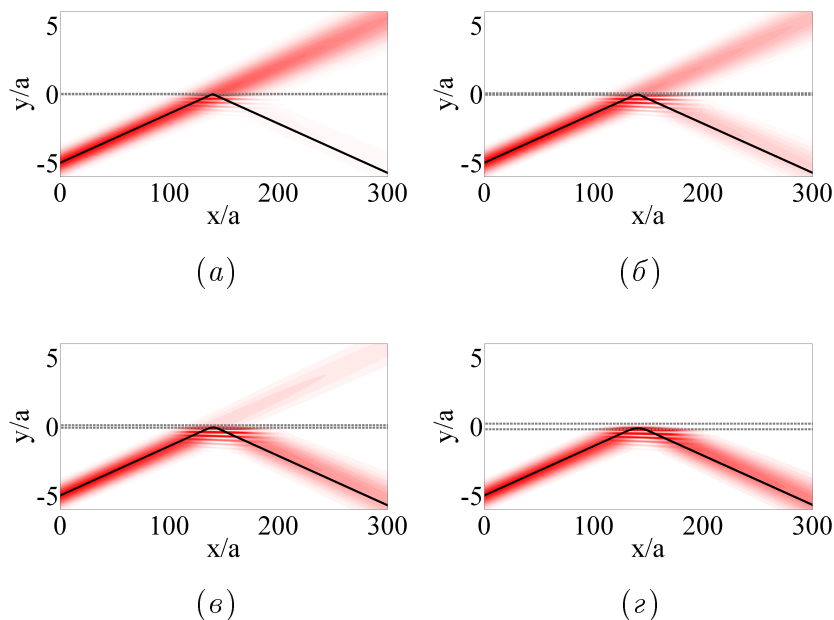


Рис. 6. Туннелирование сигнального плазмонного пучка через индуцированную неоднородность различной толщины: $a_r = 0.02a_s$, $0.05a_s$, $0.1a_s$, $0.2a_s$ для рис. (а)-(г) соответственно.

Особое значение эффект туннелирования имеет в том случае, когда для повышения интенсивности опорного плазмонного пучка и, следовательно, увеличения амплитуды индуцированной неоднородности, производится его фокусировка. В этом случае наиболее оптимальным является отражение сигнального пучка от перетяжки, в которой величина индуцированной неоднородности достигает наибольшего значения. Таким образом, для управления сигнальным плазмонным пучком необходимо, чтобы в области взаимодействия ширина опорного плазмона была достаточной для подавления эффекта туннелирования.

Для осуществления переключения плазмонных пучков шириной 15 мкм на границе серебра (длина затухания составляет 100 мкм для длины волны излучения 1500 нм) и плавленого кварца (обладающего кубической нелинейностью с коэффициентом нелинейности $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$) при распространении под углом 45° необходима интенсивность лазерного пучка накачки около $10^{10} \text{ Вт}/\text{см}^2$.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [13, 14].

В Заключение сформулированы **основные результаты** диссертационной работы, которые заключаются в следующем.

1. Определена структура плазмон-поляритона при наличии оптической активности диэлектрика. Обнаружено наличие ТЕ-компонент поля плазмон-поляритона, пропорциональных коэффициенту гирации. Предложен метод измерения оптической активности диэлектрика, основанный на исследовании поляризации плазмон-поляритона.
2. Проанализировано влияние оптической активности на свойства плазмонов в тонких металлических пленках, окруженных гиротропными диэлектриками. Обнаружено усиление влияния гиротропии на свойства быстрой плазмонной моды в тонкой металлической пленке при умень-

шении её толщины.

3. Получено аналитическое выражение для критического значения коэффициента гирации, при превышении которого наблюдается нарушение локализации плазмон-поляритона в слоистой плазмон-поляритонной структуре с оптической активностью.
4. Предложен новый метод измерения оптической активности диэлектриков, основанный на связи поляризационных свойств плазмон-поляритонов с коэффициентом гирации.
5. На основе оригинальной теории дифракции плазмон-поляритонных пучков в слоистых структурах с метаматериалом предложен способ компенсации дифракционного расплывания.
6. Показано существование волноводных мод произвольного профиля в резонаторе, содержащем слоистый метаматериал, при достижении нулевой эффективной длины.
7. Выявлены режимы отражения сигнального плазмон-поляритона и полного или частичного прохождения через индуцированную опорным плазмон-поляритоном неоднородность.
8. Предсказан эффект туннелирования сигнального плазмона через неоднородность, индуцированную узким опорным плазмонным пучком.

Список публикаций

1. Ignatyeva D. O., Kalish A. N., Levkina G. Y., Sukhorukov A. P. Surface plasmon polaritons at gyrotropic interfaces // Physical Review A. 2012. Vol. 85. P. 043804.

2. Sukhorukov A. P., Ignatyeva D. O., Kalish A. N. Terahertz and infrared surface wave beams and pulses on gyrotropic, nonlinear and metamaterial interfaces // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, no. 10. P. 1223–1235.
3. Левкина Г. Ю., Сапарина (Игнатъева) Д. О., Калиш А. Н., Сухоруков А. П. Поверхностные плазмон-поляритонные волны в оптически активных средах // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 12. С. 1778–1781.
4. Сухоруков А. П., Сапарина (Игнатъева) Д. О., Калиш А. Н. Поверхностные плазмон-поляритонные волны терагерцового диапазона в оптически активных средах // Вестник НГУ. Серия: физика. 2010. Т. 5, № 4. С. 163–166.
5. Saparina (Ignatyeva) D. O., Sukhorukov A. P. Unique mode properties of optical meta-cavities // Laser Physics Journal. 2009. Vol. 19, no. 5. P. 1125–1130.
6. Сапарина (Игнатъева) Д. О., Сухоруков А. П. Свойства оптического резонатора, содержащего слоистый метаматериал // Оптика и спектроскопия (т.106, вып. 6). 2009. Т. 107, № 3. С. 440–444.
7. Сапарина (Игнатъева) Д. О., Сухоруков А. П. Уникальные свойства открытых резонаторов и волноводов из слоистого метаматериала // Изв. вузов: Прикладная нелинейная динамика. 2009. Т. 17, № 3. С. 3–16.
8. Панфилова Н. О., Сапарина (Игнатъева) Д. О., Сухоруков А. П. Распространение волновых пучков в структурах, составленных из слоев с положительными и отрицательными показателями преломления // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70, № 12. С. 1722–1725.

9. Сапарина (Игнатьева) Д. О., Сухоруков А. П. Волноводные моды резонатора, заполненного слоистым материалом с чередующимся знаком показателя преломления. // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия Физико-математические науки, книга 2. 2008. Т. 150. С. 208–213.
10. Сапарина (Игнатьева) Д. О., Сухоруков А. П. Свойства гауссовых волноводных мод оптического резонатора с метаматериалом // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, № 12. С. 1700–1703.
11. Сапарина (Игнатьева) Д. О., Сухоруков А. П. Управление характеристиками открытого резонатора путем внесения слоя метаматериала // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия Физико-математические науки. 2009. Т. 151. С. 158–166.
12. Сапарина (Игнатьева) Д. О., Сухоруков А. П. Дифракция поверхностных плазмон-поляритонных волн в металлах и метаматериалах // Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т. 73, № 12. С. 1701–1704.
13. Семенов А. Н., Смирнов А. П., Игнатьева Д. О., Сухоруков А. П. Математическое моделирование открытого микрорезонатора со слоем метаматериала // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75, № 12. С. 1746–1749.
14. Ignatyeva D. O., Sukhorukov A. P. Plasmon beams interaction at interface between metal and dielectric with saturable Kerr nonlinearity // Applied Physics A. 2012. Vol. 109. P. 813–818.